

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

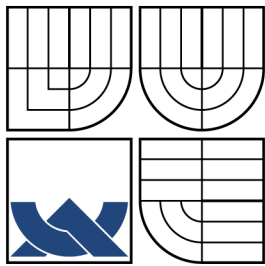
STUDIUM VLASTNOSTÍ POVRCHOVÝCH
PLAZMONOVÝCH POLARITONŮ POMOCÍ RASTROVACÍ
OPTICKÉ MIKROSKOPIE V BLÍZKÉM POLI

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

TOMÁŠ NEUMAN

BRNO 2012



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

STUDIUM VLASTNOSTÍ POVRCHOVÝCH
PLAZMONOVÝCH POLARITONŮ POMOCÍ RASTROVACÍ
OPTICKÉ MIKROSKOPIE V BLÍZKÉM POLI
STUDY OF PROPERTIES OF SURFACE PLASMON POLARITON BY USING
SCANNING NEAR-FIELD OPTICAL MICROSCOPY

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

TOMÁŠ NEUMAN

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. PETR DVOŘÁK

BRNO 2012

ABSTRAKT

Tato bakalářská práce se zabývá studiem vlastností povrchových plazmonových polaritonů (PPP) šířících se podél rozhraní dielektrikum – kov. Na strukturách připravených pomocí fokusovaného iontového svazku (FIB) byla experimentálně studována interference PPP pomocí rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli. Pozorovány byly interferenční obrazce způsobené PPP šířícími se od různě uspořádaných excitačních drážek. Zjištěné interferenční obrazce byly teoreticky diskutovány. Měřením v optickém blízkém poli byla dále potvrzena citlivost excitace PPP na drážkách na polarizaci budícího světla.

KLÍČOVÁ SLOVA

Povrchový plazmonový polariton, rastrovací optický mikroskop v blízkém poli, plazmonika, fokusovaný iontový svazek.

ABSTRACT

This bachelor's thesis deals with the study of properties of surface plasmon polaritons (SPPs) propagating along the metal – dielectric interface. The interference of SPPs was experimentally examined by a scanning near-field optical microscope (SNOM) on plasmonic structures prepared by focused ion beam (FIB) etching. Interference patterns caused by SPPs propagating from prepared excitation slits were observed. Detected interference patterns were theoretically discussed. Finally, the sensitivity of the SPP coupling on the polarization of the excitation laser beam was experimentally confirmed.

KEYWORDS

Surface plasmon polariton, scanning near-field optical microscope, plasmonics, focused ion beam.

NEUMAN, T. Studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů pomocí rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 52 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Petr Dvořák.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů pomocí rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

Poděkování

Děkuji Ing. Petru Dvořákovi za trpělivé vedení bakalářské práce a za spolupráci při provádění časově náročných experimentů. Dále děkuji Mgr. Tomáši Šamořilovi za výrobu vzorků a Ing. Lukáši Břínkovi za provedení simulací a za podnětné diskuze týkající se práce. Děkuji rovněž prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D. a prof. RNDr. Petru Dubovi, CSc. za provedené korekce. V neposlední řadě děkuji rodině za podporu při studiu.

OBSAH

1	Úvod	3
2	Teorie elektromagnetického pole	5
2.1	Základní rovnice elektromagnetického pole	5
2.1.1	Podmínky na rozhraní	7
2.2	Časově proměnné pole	8
2.2.1	Vlnová rovnice	8
2.2.2	Helmholzova rovnice	9
2.2.3	Vlnová rovnice, materiálové vztahy a Fourierova transformace	9
2.3	Povrchová vlna	11
2.4	Energiová bilance	14
3	Optické vlastnosti kovů	17
3.1	Plazmová frekvence	17
3.2	Drudeho – Sommerfeldův model	17
4	Povrchový plazmonový polariton	21
4.1	Disperzní relace	21
4.2	Buzení povrchových plazmonových polaritonů	22
4.2.1	Porušený totální odraz	22
4.2.2	Buzení PPP rozptylem	23
4.3	Detekce PPP	24
4.3.1	SNOM	24
5	Experimentální část	27
5.1	Experimentální aparatura	27
5.2	Vzorky	29
5.3	Teoretický základ experimentu	32
5.3.1	Interference	32
5.3.2	Optické vlastnosti vzorku	39
5.4	Postup měření	41
5.5	Výsledky měření	42
6	Závěr	49
	Literatura	51

1 ÚVOD

Povrchový plazmonový polariton (PPP) je elektromagnetická vlna šířící se na rozhraní dielektrika a kovu [1]. Z hlediska kvantové fyziky jde o spřažené kvantum kolektivních oscilací elektronů (plazmonů) a fotonů. Spolu s lokalizovanými plazmony a svou krátkovlnnou limitou zvanou povrchový plazmon jsou povrchové plazmonové polaritony objektem studia moderního oboru zvaného plazmonika [2]. Plazmonika je relativně mladý obor fyziky, který zaznamenal rozvoj zejména koncem 20. století. Experimentálně byly již na počátku 20. století pozorovány jevy související s excitací PPP jako neočekávaný pokles intenzity světla odraženého od kovových mřížek. Netradiční energiový pokles byl rovněž zjištěn v případě experimentů založených na rozptylu elektronů na tenkých kovových foliích [3]. Vysvětlení neobvyklého energiového poklesu podal R. H. Ritchie v podobě existence kolektivních kmitů vodivostních elektronů [4]. Později byly provedeny experimenty, které potvrdily buzení povrchových plazmonových polaritonů optickými metodami (E. Kretschmann, H. Reather 1968)[5].

Své základy ale plazmonika nalézá již v klasických pracích studujících elektromagnetické pole, které spatřily světlo světa před více než sto lety. Maxwellova formulace teorie elektromagnetického pole otevřela široké možnosti pro vysvětlení řady jevů, mezi něž patří například elektromagnetická podstata světla. Na přelomu 19. a 20. století našla teorie elektromagnetického pole uplatnění zejména v souvislosti s rozvojem radiokomunikace. Velká pozornost se upírala k řešení problému kmitajícího dipólu (antény). Výsledky této teorie nalézají nezastupitelnou pozici v oblasti lokalizovaných plazmonů. V klasických pracích J. Zennecka [6] a A. Sommerfelda [7] byl podán popis elektromagnetické vlny, která se šíří podél rozhraní dielektrika a kovu. Dnes takovou vlnu nazýváme Sommerfeldova – Zenneckova. Z pohledu plazmoniky představuje tato povrchová vlna dlouhovlnnou limitu povrchového plazmonového polaritonu.

V současnosti plazmonika zaznamenává velký rozvoj hlavně v souvislosti s její potenciální aplikací v oblasti optoelektroniky, komunikačních technologií či senzoriky. Část experimentální i teoretické práce týkající se povrchových plazmonových polaritonů je zaměřena na vlnovodné prvky, které by mohly sloužit jako části komunikačních zařízení [8]. Dále se velká pozornost upírá na studium 2D struktur, jejichž aplikace spočívá ve fokusaci povrchových vln a tvorbě 2D optických soustav [9]. Interferenční vlastnosti povrchových plazmonových polaritonů slouží jako základ pro množství experimentů, které se zabývají možností tvorby senzorů [10], [11]. Principem většiny těchto experimentů je detekce změny pozorované interference v důsledku modifikace efektivního indexu lomu rozhraní. Toho je možné dosáhnout například nanesením vrstvy detekovaného materiálu na povrch senzoru.

Cílem této práce je experimentálně zkoumat interferenční vlastnosti PPP na připravených strukturách pomocí rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli, a tím přispět k lepšímu pochopení chování optického blízkého pole. Provedené experimenty by zároveň měly být základem pro hlubší studium PPP na složitějších plazmonických strukturách.

V kapitole 2 je podán popis obecných zákonitostí elektromagnetického pole, který je v kapitole 3 doplněn o detailní diskusi optických vlastností kovů. Kapitola 4 po-

jednává podrobněji o vlastnostech PPP na rozhraní dielektrika a kovu. Provedeným experimentům je věnována kapitola 5, ve které je popsána experimentální aparatura, teoreticky vyložena experiment a diskutovány výsledky měření.

2 TEORIE ELEKTROMAGNETICKÉHO POLE

2.1 Základní rovnice elektromagnetického pole

Mezi elektricky nabitými částicemi působí elektrická nebo magnetická silová interakce, která je vyjádřena pomocí základních vektorů elektromagnetického pole. Těmito vektory jsou intenzita elektrického pole \vec{E} a magnetická indukce \vec{B} . Vložíme-li bodový náboj q do elektrického pole o intenzitě \vec{E} , bude na náboj působit elektrická síla $\vec{F}_E = q\vec{E}$. Obdobně vyjadřuje silové působení i magnetická indukce \vec{B} . Pohybuje-li se elektrický náboj magnetickým polem \vec{B} rychlostí \vec{v} , působí na něj tzv. Lorentzova síla $\vec{F}_B = q(\vec{v} \times \vec{B})$. Historicky byla tato dvě pole studována na sobě nezávisle. Později byly objeveny zákony, které elektrické a magnetické pole propojují. Popis elektromagnetického pole byl shrnut do dvou skalárních a dvou vektorových lineárních parciálních diferenciálních rovnic, které byly pojmenovány po J. C. Maxwellovi [12], [13], [14]

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

kde ε_0 je permitivita vakua, μ_0 je permeabilita vakua, ρ je objemová hustota elektrického náboje a \vec{j} je proudová hustota. Výraz

$$\vec{j}_M \equiv \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.5)$$

je označován jako *Maxwellův proud*.

Působí-li elektromagnetické pole v látkovém prostředí, vznikají v látce indukované náboje ρ_v , hustota polarizačního \vec{j}_P a vázaného proudu \vec{j}_v . Nábojovou a proudovou hustotu vystupující v rovnicích (2.1) a (2.4) lze rozepsat jako součet

$$\rho = \rho_f + \rho_v, \quad \vec{j} = \vec{j}_f + \vec{j}_v + \vec{j}_P, \quad (2.6)$$

kde ρ_f a \vec{j}_f jsou volné náboje a volné proudy. Vázané náboje ρ_v a proudy \vec{j}_v se dále dají vyjádřit pomocí makroskopických veličin polarizace \vec{P} a magnetizace \vec{M}

$$\rho_v = -\nabla \cdot \vec{P}, \quad \vec{j}_v = \nabla \times \vec{M}, \quad (2.7)$$

kde polarizace \vec{P} má význam objemové hustoty elektrického dipólového momentu a magnetizace \vec{M} má význam objemové hustoty magnetického dipólového momentu [13], [12]. Hustota polarizačního proudu je dána vztahem

$$\vec{j}_P = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}. \quad (2.8)$$

Dosazením vztahů (2.7) a (2.8) do Maxwellových rovnic (2.1) až (2.4) lze definovat vektor elektrické indukce a vektor intenzity magnetického pole [13], [12]

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}. \quad (2.9)$$

Rovnice (2.1) a (2.4) se dají poté zapsat pomocí vektorů \vec{D} a \vec{H} ve tvaru

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f, \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (2.11)$$

Vektory polarizace \vec{P} a magnetizace \vec{M} jsou úměrné vnějšímu elektromagnetickému poli. U lineárních, homogenních a izotropních látek je tato závislost dána vztahy

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}, \quad \vec{M} = \chi_m \vec{H}, \quad (2.12)$$

kde χ_e je elektrická susceptibilita a χ_m je magnetická susceptibilita. Dosazením výrazů (2.12) do materiálových vztahů (2.9) získáme pro lineární, homogenní a izotropní prostředí jednoduché vztahy mezi vektory \vec{E} , \vec{D} a \vec{B} , \vec{H} [13], [12]

$$\vec{D} = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0(1 + \chi_m) \vec{H}. \quad (2.13)$$

Na základě těchto vztahů jsou definovány relativní permitivita ε_r a relativní permeabilita μ_r

$$\varepsilon_r = 1 + \chi_e, \quad \mu_r = 1 + \chi_m. \quad (2.14)$$

Relativní permitivita, která bývá označována jako dielektrická konstanta, a relativní permeabilita jsou bezrozměrné veličiny. Vztahy (2.13) se dají přepsat do tvaru

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (2.15)$$

kde $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ je permitivita prostředí a $\mu = \mu_0 \mu_r$ je permeabilita prostředí.

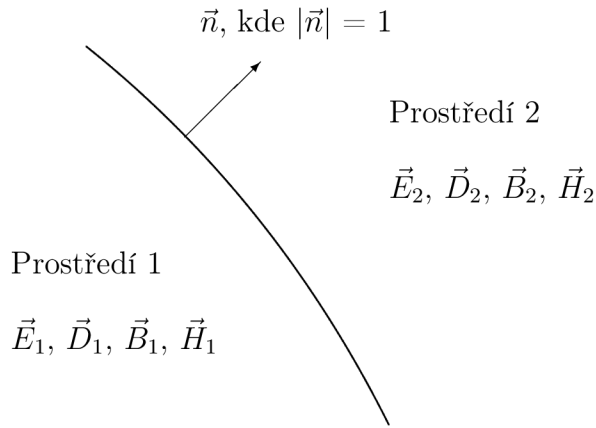
Doplňujícím materiálovým vztahem je Ohmův zákon v diferenciálním tvaru, který udává závislost mezi proudovou hustotou \vec{j} ve vodiči o vodivosti σ a intenzitou elektrického pole \vec{E}

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (2.16)$$

Ze zákona zachování elektrického náboje plyne rovnice kontinuity, která vyjadřuje vztah mezi úbytkem objemové hustoty elektrického náboje a zřídlovostí vektoru proudové hustoty v daném bodě prostoru

$$\nabla \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (2.17)$$

Rovnice kontinuity plyne i z Maxwellových rovnic aplikací operátoru ∇ na rovnici (2.4) a dosazením Gaussova zákona (2.1).



Obrázek 2.1: Rozhraní dvou prostředí, v nichž se materiálové charakteristiky mění spojitě. Označení veličin. (Převzato z [15]).

2.1.1 Podmínky na rozhraní

Pro nalezení obecného řešení Maxwellových rovnic je nutné vědět, jak se vektory pole \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} a \vec{H} mění na plochách nespojitosti materiálových konstant. Podmínky pro řešení na těchto rozhraních plynou přímo z Maxwellových rovnic. Užitím Gaussovy-Ostrogradského a Stokesovy věty lze Maxwellovy rovnice (2.2), (2.3) a (2.10), (2.11) přepsat v integrálním tvaru:

$$\oint_{\Sigma} \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q_f, \quad (2.18)$$

$$\oint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0, \quad (2.19)$$

$$\oint_{\partial\Omega} \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \vec{B} \cdot d\vec{S}, \quad (2.20)$$

$$\oint_{\partial\Omega} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_f + \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \vec{D} \cdot d\vec{S}, \quad (2.21)$$

kde kroužek na integrálu značí integraci přes uzavřenou Gaussovu plochu Σ či Ampérovu křivku $\partial\Omega$, Q_f jsou volné náboje uzavřené Gaussovou plochou a I_f jsou volné proudy protékající plochou Ω , jejíž hranicí je Ampérova křivka $\partial\Omega$.

Mějme rozhraní dvou prostředí (1 a 2), v nichž se materiálové charakteristiky mění spojitě. Označme veličiny spojené s prostředím 1 indexem 1 a veličiny spojené s prostředím 2 indexem 2.

Užitím rovnice (2.18) a vhodnou volbou Gaussovy plochy ve tvaru kvádru [12], který těsně obepíná rozhraní, získáme podmínku

$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \sigma_f, \quad (2.22)$$

kde σ_f je plošná hustota volného náboje, \vec{n} je normálový vektor, jehož orientace je zřejmá z obrázku 2.1. Obdobným způsobem postupujeme i při odvození podmínky pro normálové složky vektoru magnetické indukce. Z rovnice (2.19) plyne podmínka

$$\vec{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0. \quad (2.23)$$

Z rovnic (2.20) a (2.21) získáme použitím uzavřené křivky ve tvaru obdélníku, který těsně obepíná rozhraní, okrajové podmínky [12]

$$\vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = \vec{0}, \quad (2.24)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{K}_f, \quad (2.25)$$

kde K_f je hustota volného plošného proudu.

2.2 Časově proměnné pole

2.2.1 Vlnová rovnice

Podívejme se nyní blíže na řešení Maxwellových rovnic pro lineární homogenní a izotropní materiály, pro které platí vztahy (2.15). Pro materiálové charakteristiky tedy platí $\nabla\varepsilon = 0$ a $\nabla\mu = 0$. V prostředí bez nábojů ($\rho = 0$) a proudů ($\vec{j} = 0$) se redukuje pravé strany rovnic (2.1) a (2.4). Dále si povšimneme toho, že rovnice (2.3) a (2.4) určují vazbu mezi vektory elektrického a magnetického pole.

Aplikací operátoru rotace $\nabla \times$ na rovnice (2.3) a (2.4) a užitím operátorové identity $\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$ získáme [15]

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = \nabla \times \left(\varepsilon\mu \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \varepsilon\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{D}) = -\varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2},$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = \nabla \times \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{B}) = -\varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.$$

Použitím rovnic (2.1) a (2.2) získáme vlnovou rovnici

$$\left(\nabla^2 - \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = \vec{0}. \quad (2.26)$$

Rovnice (2.26) je v kartézských souřadnicích kompaktním vyjádřením šestice vlnových rovnic pro jednotlivé složky vektorových polí. Libovolná složka elektromagnetického pole ψ může být vyjádřena ve tvaru

$$\Delta\psi(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0. \quad (2.27)$$

Srovnáním vlnové rovnice (2.26) a vlnové rovnice (2.27) zjistíme, že výraz $1/\sqrt{\varepsilon\mu}$ má význam fázové rychlosti šíření elektromagnetické vlny. Rychlost $1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ je označována jako rychlost světla ve vakuu c [13], [12], [14].

Zvláštní význam má zejména řešení ve tvaru rovinné vlny. Monochromatická rovinná vlna je dána vztahem

$$\psi(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\psi_c \exp[i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)]\}, \quad (2.28)$$

kde \vec{K} je vlnový vektor, ω je kruhová frekvence a ψ_c je komplexní amplituda. Ve zbytku této práce bude vynecháno $\text{Re}\{ \}$ vyjadřující reálnou část komplexní funkce. Aby výraz (2.28) byl řešením vlnové rovnice (2.27), musí dále platit

$$|\vec{K}| = \frac{\omega}{v}. \quad (2.29)$$

Význam rovinných vln plyne z toho, že řešení vlnové rovnice často hledáme jako jejich superpozici.

2.2.2 Helmholtzova rovnice

Uvažujme nyní řešení Maxwellových rovnic v látkovém prostředí bez volných nábojů a proudů, které je charakterizováno materiálovými konstantami ε , μ a σ . Dále uvažujme harmonickou časovou závislost vektorů pole $\exp(-i\omega t)$. Maxwellovy rovnice přejdou užitím vztahů (2.15) do tvaru:

$$\nabla \cdot (\varepsilon \vec{E}(\vec{r})) = 0, \quad (2.30)$$

$$\nabla \cdot (\mu \vec{B}(\vec{r})) = 0, \quad (2.31)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = i\omega \vec{B}(\vec{r}), \quad (2.32)$$

$$\nabla \times \vec{B}(\vec{r}) = -i\varepsilon\mu\omega \vec{E}(\vec{r}). \quad (2.33)$$

Za předpokladu $\nabla\varepsilon = 0$, $\nabla\mu = 0$ a platnosti vztahů (2.15) je možné obdobným postupem jako u rovnice (2.26) odvodit tzv. Helmholtzovu rovnici

$$[\nabla^2 + K_0^2 \varepsilon_r \mu_r] \begin{Bmatrix} \vec{E}(\vec{r}) \\ \vec{H}(\vec{r}) \end{Bmatrix} = 0, \quad (2.34)$$

kde $K_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$.

2.2.3 Vlnová rovnice, materiálové vztahy a Fourierova transformace

Řešení Maxwellových rovnic lze vyjádřit v podobě superpozice rovinných monochromatických vln. Materiálové charakteristiky ε_r a μ_r navíc obecně vykazují časovou a prostorovou závislost. Proto je vhodným matematickým aparátem pro popis časově proměnného elektromagnetického pole a materiálových vztahů Fourierova transformace.

Fourierova transformace

Fourierova transformace je jednou z nejvýznamnějších integrálních transformací. Její fyzikální význam spočívá v tom, že převádí fyzikální veličiny, které jsou závislé na prostorových souřadnicích a souřadnici časové na funkce závislé na frekvenčních souřadnicích.

Fourierovu transformaci lze definovat více odlišnými způsoby. Fourierova transformace $\text{FT}\{f(\vec{x})\}$ absolutně integrovatelné komplexní funkce reálné proměnné v intervalu $(-\infty, \infty)$ a zpětná Fourierova transformace $\text{FT}^{-1}\{F(\vec{X})\}$ jsou obecně

definovány Fourierovým integrálem [16]

$$\text{FT}\{f(\vec{x})\} = A^N \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{x}) \exp(-ik\vec{X} \cdot \vec{x}) d^N \vec{x}, \quad (2.35)$$

$$\text{FT}^{-1}\{F(\vec{X})\} = B^N \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} F(\vec{X}) \exp(ik\vec{X} \cdot \vec{x}) d^N \vec{X}. \quad (2.36)$$

Z normování plyne, že konstanty A , B a k jsou vázány podmínkou [16]

$$AB = \frac{|k|}{2\pi}.$$

Je-li navíc originální funkce $f(\vec{x})$ spojitá, platí, že

$$F(\vec{X}) = \text{FT}\{f(\vec{x})\}, \quad (2.37)$$

$$f(\vec{x}) = \text{FT}^{-1}\{F(\vec{X})\}. \quad (2.38)$$

V této práci bude dále použit následující tvar Fourierovy transformace:

$$\text{FT}\{f(\vec{r}, t)\} = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^4 \iiint_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}, t) \exp[-i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)] d^3 \vec{r} dt, \quad (2.39)$$

$$\text{FT}^{-1}\{F(\vec{K}, \omega)\} = \iiint_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\vec{K}, \omega) \exp[i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)] d^3 \vec{K} d\omega, \quad (2.40)$$

kde \vec{r} je polohový vektor, t je čas, \vec{K} je vlnový vektor a ω je kruhová frekvence.

Dále se budeme zabývat tím, jak vypadá Fourierova transformace derivace funkce. Budeme-li parciálně derivovat funkci $f(\vec{r}, t)$ podle času nebo souřadnice, obdržíme

$$\text{FT}\left\{\frac{\partial f(\vec{r}, t)}{\partial t}\right\} = -i\omega \text{FT}\{f(\vec{r}, t)\}, \quad (2.41)$$

$$\text{FT}\left\{\frac{\partial f(\vec{r}, t)}{\partial x_i}\right\} = iK_i \text{FT}\{f(\vec{r}, t)\}, \quad (2.42)$$

kde x_i je i -tá složka polohového vektoru a K_i je i -tá složka vlnového vektoru.

Fourierův obraz Maxwellových rovnic

Aplikujeme-li Fourierovu transformaci na rovnice popisující elektromagnetické pole, obdržíme vztahy

$$i\vec{K} \times \vec{E}(\vec{K}, \omega) = i\omega \vec{B}(\vec{K}, \omega), \quad (2.43)$$

$$i\vec{K} \times \vec{H}(\vec{K}, \omega) = \vec{j}_f(\vec{K}, \omega) - i\omega \vec{D}(\vec{K}, \omega), \quad (2.44)$$

$$i\vec{K} \cdot \vec{D}(\vec{K}, \omega) = \rho_f(\vec{K}, \omega), \quad (2.45)$$

$$i\vec{K} \cdot \vec{B}(\vec{K}, \omega) = 0, \quad (2.46)$$

kde explicitní vyjádření argumentu funkce $\varphi(\vec{K}, \omega)$ značí Fourierovu transformaci veličiny.

Materiálové vztahy

V případě časově proměnných polí jsou vztahy (2.15) a (2.16) nahrazeny konvolucí veličin s časovou a prostorovou závislostí

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int \hat{\varepsilon}_r(\vec{r} - \vec{r}', t - \tau) \vec{E}(\vec{r}', \tau) d^3 r' d\tau, \quad (2.47)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \int \hat{\mu}_r(\vec{r} - \vec{r}', t - \tau) \vec{H}(\vec{r}', \tau) d^3 r' d\tau, \quad (2.48)$$

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \int \hat{\sigma}(\vec{r} - \vec{r}', t - \tau) \vec{E}(\vec{r}', \tau) d^3 r' d\tau. \quad (2.49)$$

Vztahy (2.47) až (2.49) se užitím Fourierovy transformace dají přepsat jako součin Fourierových transformací jednotlivých veličin [16]

$$\vec{D}(\vec{K}, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{K}, \omega) \vec{E}(\vec{K}, \omega), \quad (2.50)$$

$$\vec{B}(\vec{K}, \omega) = \mu_0 \mu_r(\vec{K}, \omega) \vec{H}(\vec{K}, \omega), \quad (2.51)$$

$$\vec{j}(\vec{K}, \omega) = \sigma(\vec{K}, \omega) \vec{E}(\vec{K}, \omega). \quad (2.52)$$

Jsou-li fourierovské obrazy materiálových konstant funkcemi ω , řekneme, že materiál vykazuje časovou disperzi, jsou-li funkcemi prostorové frekvence \vec{K} , materiál vykazuje prostorovou disperzi. V dalším klademe $\mu_r(\vec{K}, \omega) = 1$ a uvažujeme pouze časovou disperzi materiálu $\varepsilon_r(\omega)$.

Užitím vztahů pro derivace (2.41) a (2.42) lze přepsat vlnovou rovnici pomocí Fourierových transformací

$$\left(K^2 - \varepsilon_r(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(\vec{K}, \omega) \\ \vec{H}(\vec{K}, \omega) \end{array} \right\} = 0. \quad (2.53)$$

Kombinací vztahů (2.9), (2.8), (2.50), (2.52) a užitím derivačních vztahů (2.41) a (2.42) získáme vztah mezi dielektrickou funkcí $\varepsilon_r(\omega)$ a vodivostí $\sigma(\omega)$

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\omega\varepsilon_0}. \quad (2.54)$$

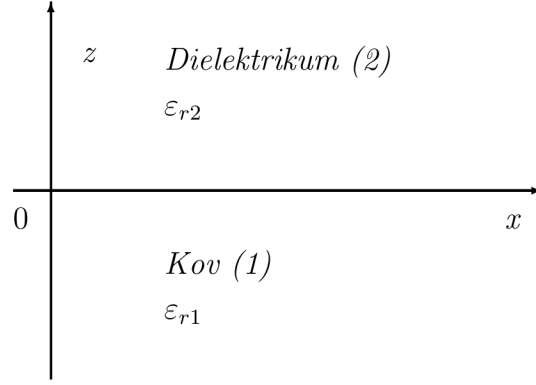
Obecně jsou jak dielektrická funkce $\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_r'(\omega) + i\varepsilon_r''(\omega)$, tak vodivost $\sigma(\omega) = \sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega)$ holomorfní funkce frekvence [17].

2.3 Povrchová vlna

Mějme rozhraní dielektrikum – kov definované rovinou $z = 0$ (obrázek 2.2). Označme veličiny v oblasti $z < 0$ indexem 1 a veličiny v oblasti $z > 0$ indexem 2¹. Uvažujme povrchovou vlnu šířící se ve směru osy x . Takovou vlnu můžeme vyjádřit vztahem

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{H}(\vec{r}, t) \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(z) \\ \vec{H}(z) \end{array} \right\} \exp[i(\beta x - \omega t)]. \quad (2.55)$$

¹Zpracováno podle [18]



Obrázek 2.2: Označení veličin na rozhraní dielektrikum – kov.

Dosazením (2.55) do Helmholtzovy rovnice (2.34) získáme

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + (K_0^2 \varepsilon_r - \beta^2) \right] \begin{Bmatrix} \vec{E}(z) \\ \vec{H}(z) \end{Bmatrix} = \vec{0}. \quad (2.56)$$

Dosazením předpokládané vlny do Maxwellových rovnic (2.3), (2.11) a rozepsáním rovnic po složkách obdržíme

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_x, \quad (2.57)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_y, \quad (2.58)$$

$$i\beta H_y = -i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_z, \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega \mu_0 H_x, \quad (2.60)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega \mu_0 H_y, \quad (2.61)$$

$$i\beta E_y = i\omega \mu_0 H_z. \quad (2.62)$$

Řešení soustavy těchto rovnic můžeme hledat jako součet vlny s transversální magnetickou polarizací (TM polarizací nebo p-polarizací)² a transversální elektrickou polarizací (TE polarizací či s-polarizací)³. Pro TE polarizaci z Helmholtzovy rovnice (2.56) a rovnic (2.60), (2.62) plyne

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = (\beta^2 - K_0^2 \varepsilon_r) E_y, \quad (2.63)$$

$$H_x = \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (2.64)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y, \quad (2.65)$$

² $\vec{H} = (0; H_y; 0)$, $\vec{E} = (E_x; 0; E_z)$

³ $\vec{E} = (0; E_y; 0)$, $\vec{H} = (H_x; 0; H_z)$

pro TM polarizaci z (2.56) a (2.57), (2.59) plyne

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = (\beta^2 - K_0^2 \varepsilon_r) H_y, \quad (2.66)$$

$$E_x = -\frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (2.67)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} H_y. \quad (2.68)$$

Řešením soustav rovnic pro oblast $z > 0$ nalezneme pro TE polarizaci

$$E_y = C_2^{(s)} \exp(i\beta x) \exp(-K_2 z), \quad (2.69)$$

$$H_x = -C_2^{(s)} \frac{iK_2}{\omega \mu_0} \exp(i\beta x) \exp(-K_2 z), \quad (2.70)$$

$$H_z = C_2^{(s)} \frac{\beta}{\omega \mu_0} \exp(i\beta x) \exp(-K_2 z), \quad (2.71)$$

pro TM polarizaci

$$H_y = C_2^{(p)} \exp(i\beta x) \exp(-K_2 z), \quad (2.72)$$

$$E_x = C_2^{(p)} \frac{iK_2}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r2}} \exp(i\beta x) \exp(-K_2 z), \quad (2.73)$$

$$E_z = -C_2^{(p)} \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r2}} \exp(i\beta x) \exp(-K_2 z). \quad (2.74)$$

Pro oblast $z < 0$ nalezneme řešení pro TE polarizaci

$$E_y = C_1^{(s)} \exp(i\beta x) \exp(K_1 z), \quad (2.75)$$

$$H_x = C_1^{(s)} \frac{iK_2}{\omega \mu_0} \exp(i\beta x) \exp(K_1 z), \quad (2.76)$$

$$H_z = C_1^{(s)} \frac{\beta}{\omega \mu_0} \exp(i\beta x) \exp(K_1 z), \quad (2.77)$$

pro TM polarizaci

$$H_y = C_1^{(p)} \exp(i\beta x) \exp(K_1 z), \quad (2.78)$$

$$E_x = -C_1^{(p)} \frac{iK_1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r1}} \exp(i\beta x) \exp(K_1 z), \quad (2.79)$$

$$E_z = -C_1^{(p)} \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r1}} \exp(i\beta x) \exp(K_1 z). \quad (2.80)$$

Konstanty K_1 a K_2 jsou definovány vztahy

$$K_1^2 = \beta^2 - K_0^2 \varepsilon_{r1}, \quad (2.81)$$

$$K_2^2 = \beta^2 - K_0^2 \varepsilon_{r2}. \quad (2.82)$$

Uvažujme nyní odděleně řešení pro TM a TE polarizaci. Aplikací podmínek spojitosti tečné složky vektoru intenzity elektrického pole (2.24) a tečné složky vektoru magnetické indukce (2.25) získáme pro TE polarizaci podmínku

$$C_1^{(s)} (K_1 + K_2) = 0, \quad (2.83)$$

z níž s využitím podmínky $\text{Re}\{K_1\}, \text{Re}\{K_2\} > 0$ vyplývá, že pro TE polarizaci existuje jen nulové triviální řešení. Z podmínek spojitosti normálové složky vektoru elektrické indukce (2.22) a tečné složky vektoru intenzity magnetického pole (2.25) získáme pro TM polarizaci

$$C_1^{(p)} = C_2^{(p)}, \quad (2.84)$$

$$\frac{K_1}{K_2} = -\frac{\varepsilon_{r1}}{\varepsilon_{r2}}. \quad (2.85)$$

Vzhledem k tomu, že $\text{Re}\{K_1\}, \text{Re}\{K_2\} > 0$ a relativní permitivita dielektrika $\varepsilon_{r2} > 0$, aby existovalo netriviální řešení, musí být reálná část dielektrické funkce kovu $\text{Re}\{\varepsilon_{r1}\} < 0$.

Vyjádřením K_1 a K_2 pomocí (2.81), (2.82) a dosazením do (2.85) získáme disperzní relaci

$$\beta = K_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2}}}, \quad (2.86)$$

kde β je propagační konstanta povrchové vlny, $K_0 = \omega/c$ je vlnové číslo, ω je kruhová frekvence vlnění a c je rychlost světla ve vakuu. Dále definujeme

$$N_{ef} \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2}}}, \quad (2.87)$$

kde N_{ef} je efektivní index lomu pro rozhraní materiálů s relativními permitivitami ε_{r1} a ε_{r2} .

2.4 Energiová bilance

Při praktickém měření elektromagnetického pole je často detekována jeho energie, nikoliv pole samotné. Proto je z praktického hlediska velmi důležité studovat energiovou bilanci elektromagnetických polí. Vynásobme skalárně rovnici (2.3) vektorem magnetické indukce \vec{H} a rovnici (2.11) vektorem intenzity elektrického pole \vec{E} a vzájemně je odečtěme, dostaneme

$$\vec{H} \cdot (\nabla \times \vec{E}) - \vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{H}) = -\vec{H} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - \vec{j} \cdot \vec{E}. \quad (2.88)$$

Užitím derivačního vztahu $\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) = \vec{H} \cdot (\nabla \times \vec{E}) - \vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{H})$ a Gaussovy věty obdržíme

$$\oint_{\partial\Omega} (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} = - \int_{\Omega} \left(\vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \cdot \vec{E} \right) dV, \quad (2.89)$$

kde Ω je jednoduše souvislá oblast a $\partial\Omega$ značí plochu tvořící její hranici. Vyjádříme-li vektory \vec{B} a \vec{D} pomocí vztahů (2.15), tedy předpokládáme-li linearitu prostředí,

dostaneme Poyntingův teorém [13],[12], [19]

$$\begin{aligned} & \oint_{\partial\Omega} (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \left(\frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B} + \frac{1}{2} \vec{D} \cdot \vec{E} \right) dV = \\ & = - \int_{\Omega} \vec{j} \cdot \vec{E} dV. \end{aligned} \quad (2.90)$$

Levou stranu rovnice (2.90) lze interpretova jako součet výkonu, který teče plochou ohraničující oblast Ω a změny energie elektromagnetického pole v oblasti Ω . Na pravé straně vystupuje disipativní člen. Pomocí rovnice (2.90) lze definovat *Poyntingův vektor*

$$\vec{S} \equiv \vec{E} \times \vec{H}, \quad (2.91)$$

který vyjadřuje tok výkonu, a hustotu elektromagnetické energie

$$w \equiv \frac{1}{2} (\vec{H} \cdot \vec{B} + \vec{D} \cdot \vec{E}). \quad (2.92)$$

Za předpokladu harmonické časové závislosti $\exp(-i\omega t)$ je střední hodnota Poyntingova vektoru dána vztahem

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}\{\vec{E} \times \vec{H}^*\}, \quad (2.93)$$

kde f^* značí komplexně sdruženou funkci k f . Pro střední hodnotu složky Poyntingova vektoru rovinné elektromagnetické vlny ve směru propagace platí

$$\langle S_{\vec{K}} \rangle = \frac{\vec{K}}{|\vec{K}|} \cdot \frac{1}{2} \text{Re}\{\vec{E} \times \vec{H}^*\} = \frac{E^2}{\mu_0 c}. \quad (2.94)$$

Uvažme nyní evanescentní vlnu (povrchovou vlnu) danou vztahy (2.72) až (2.74). Pro složku střední hodnoty Poyntingova vektoru ve směru osy z při zanedbání imaginární části relativní permitivity $\varepsilon_r'' \approx 0$ platí

$$\langle S_z \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}\{E_x H_y^*\} = \frac{1}{2} \text{Re}\left\{ |C|^2 \frac{iK_z}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} \exp(-2K_z z) \right\} = 0. \quad (2.95)$$

Evanescentní vlna (2.72) až (2.74) tedy ve směru z nepřenáší energii. Proto ji není možné detekovat ve vzdáleném poli.

3 OPTICKÉ VLASTNOSTI KOVŮ

V předchozí kapitole byl podán fenomenologický popis elektromagnetického pole. Ten však neposkytuje informaci o materiálových vztazích, které v rovnicích vystupují. Proto je nutné přistoupit k mikroskopickému popisu látky a studovat její vnitřní strukturu. Až spojením obecných závěrů plynoucích z teorie elektromagnetického pole a výsledků teorie pevných látek je možné plně popsat chování elektromagnetického pole v látkovém prostředí.

3.1 Plazmová frekvence

Nejprve se budeme zabývat plynem volných elektronů, které se pohybují v efektivním potenciálu kladných jader a ostatních elektronů. Uvažme, že v plynu dojde k vychýlení elektronů tak, že lokálně vzniknou oblasti s převažujícími kladnými či zápornými náboji (viz obrázek 3.1). Vzniklou situaci lze modelovat obdobou deskového kondenzátoru. Mezi oblastmi s kladným a záporným nábojem vznikne elektrické pole, které bude působit na elektrony vratnou silou. Pohybová rovnice elektronu o výchylce x bude

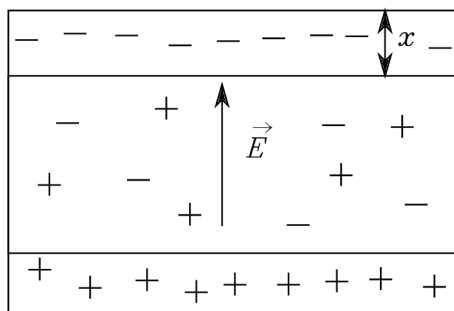
$$m_e \ddot{x} = -\frac{ne^2}{\varepsilon_0} x, \quad (3.1)$$

kde m_e je hmotnost elektronu, e je elementární náboj elektronu, ε_0 je permitivita vakua a n je elektronová hustota. Rovnice (3.1) je rovnicí vlastních kmitů. Řešením této rovnice obdržíme vztah pro vlastní frekvenci plazmových kmitů (plazmovou frekvenci), závislou pouze na materiálových charakteristikách

$$\omega_P = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (3.2)$$

3.2 Drudeho – Sommerfeldův model

Pro popis optických vlastností kovů byl zaveden tzv. Drudeho – Sommerfeldův model plynu téměř volných elektronů, který je založen na tzv. semiklasické aproximaci. Ta



Obrázek 3.1: Elektronový plyn vlivem výchylky způsobí vznik vratného elektrického pole.

předpokládá, že se elektrony pohybují volně v efektivním potenciálu jader a ostatních elektronů. Dále tento model uvažuje existenci střední doby mezi srážkami elektronů τ (relaxační dobu), která je charakteristikou tlumení. Veličina $\gamma = 1/\tau$ se nazývá frekvence srážek.

V elektrickém poli s harmonickou časovou závislostí $\sim \exp(-i\omega t)$, například dopadající elektromagnetická vlna, bude mít elektron pohybovou rovnici

$$m_e \ddot{\vec{x}} + m_e \gamma \dot{\vec{x}} = -e \vec{E}(t), \quad (3.3)$$

kde m_e je efektivní hmotnost elektronu. Řešením pohybové rovnice elektronu (3.3) získáme

$$\vec{x}(t) = \frac{e}{m_e(\omega^2 + i\gamma\omega)} \vec{E}(t). \quad (3.4)$$

Z definice vektoru polarizace \vec{P} (elektrický dipólový moment na jednotku objemu) plyne

$$\vec{P}(t) = -ne\vec{x}(t) = -\frac{ne^2}{m_e(\omega^2 + i\gamma\omega)} \vec{E}(t), \quad (3.5)$$

kde n je elektronová hustota. Vztah (3.5) vyjadřuje závislost polarizace látky na vnějším elektrickém poli. Konstantou úměrnosti je zde elektrická susceptibilita $\chi_e(\omega)$, která je funkcí frekvence vnějšího pole. Protože $\varepsilon_r(\omega) = 1 + \chi_e(\omega)$, platí

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_P^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)}, \quad (3.6)$$

kde ω_P je plazmová frekvence (3.2). Vztah (3.6) lze přepsat ve tvaru

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_P^2}{(\omega^2 + \gamma^2)} + i \frac{\gamma\omega_P^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}, \quad (3.7)$$

kde je separována reálná a imaginární část dielektrické funkce. Pro malé tlumení ($\gamma \rightarrow 0$) je možné vztah (3.7) zjednodušit

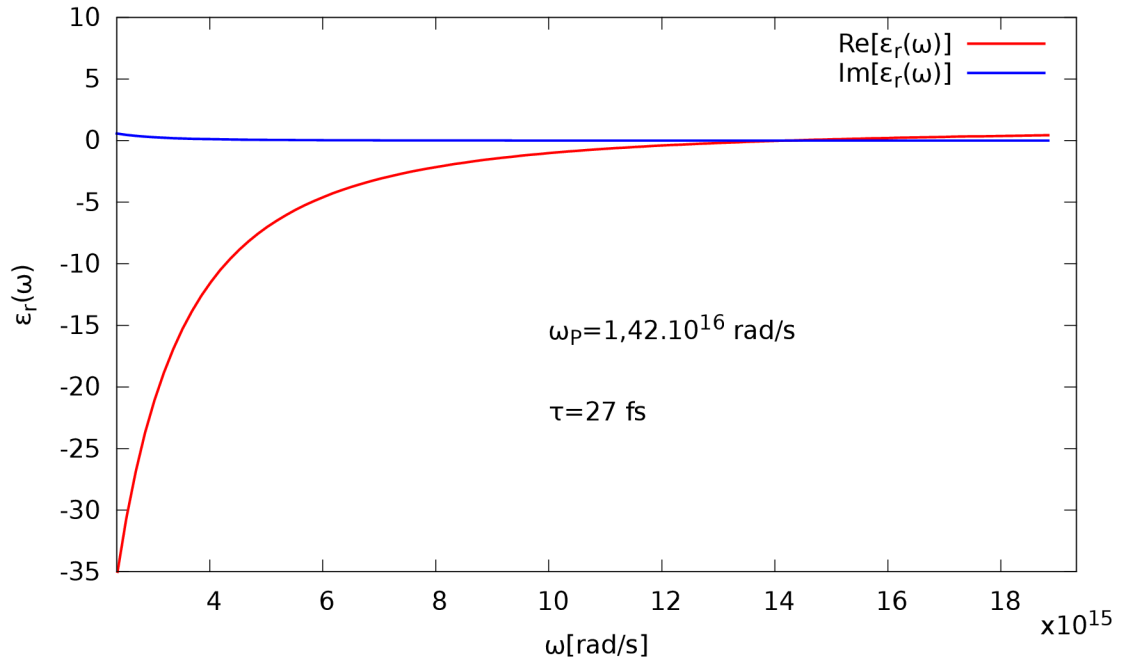
$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2}. \quad (3.8)$$

Platnost tohoto vztahu je omezena pouze na nižší frekvence. Při vyšších frekvencích (kratších vlnových délkách – $\lambda < 550 \text{ nm}$ pro zlato [19]) již dochází k excitaci elektronů do vodivostního pásu. Tento efekt je možné v semiklasické aproximaci studovat jako odezvu vázaných elektronů nižších energetických hladin (harmonických oscilátorů s vlastní frekvencí ω_0). Pohybová rovnice elektronu v tomto případě bude

$$m \ddot{\vec{x}} + m\gamma \dot{\vec{x}} + m\omega_0^2 \vec{x} = -e \vec{E}(t). \quad (3.9)$$

Obdobným postupem jako v případě volných elektronů lze dojít ke vztahu pro dielektrickou funkci $\varepsilon_{rv}(\omega)$ [19]

$$\varepsilon_{rv}(\omega) = 1 + \frac{\omega_{Pv}^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} + i \frac{\gamma\omega_{Pv}^2\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (3.10)$$



Obrázek 3.2: Dielektrická funkce Drudeho kovu vykreslená pro parametry odpovídající zlatu. Jak je patrné, imaginární část dielektrické funkce je vůči reálné části při nižších frekvencích zanedbatelná. Naopak při vyšších frekvencích význam tlumení (imaginární části) narůstá.

kde m je efektivní hmotnost vázaného elektronu a ω_{Pv} je dána vztahem [19]

$$\omega_{Pv} = \sqrt{\frac{\tilde{n}e^2}{m\epsilon_0}}, \quad (3.11)$$

ve kterém vystupuje hustota vázaných elektronů \tilde{n} .

4 POVRCHOVÝ PLAZMONOVÝ POLARITON

Povrchové plazmonové polaritony (PPP) jsou podélné kolektivní oscilace vodivostních elektronů, které se šíří podél rozhraní dielektrikum – kov. Jejich důsledkem je vznik zesíleného elektromagnetického pole s vazbou na povrch kovu.

4.1 Disperzní relace

Spojením výsledku řešení povrchové vlny s dielektrickou funkcí kovu, která plyne z Drudeho-Sommerfeldova modelu, získáme vztah, jímž je dána disperzní relace povrchové vlny šířící se podél rozhraní dielektrika a kovu. Pro jednoduchost předpokládejme malé tlumení a platnost vztahu (3.8). Dosazením (3.8) do (2.86) získáme disperzní relaci (obrázek 4.1)

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_r(\omega^2 - \omega_P^2)}{(\varepsilon_r + 1)\omega^2 - \omega_P^2}}, \quad (4.1)$$

kde ε_r je relativní permitivita dielektrika a ω_P je plazmová frekvence.

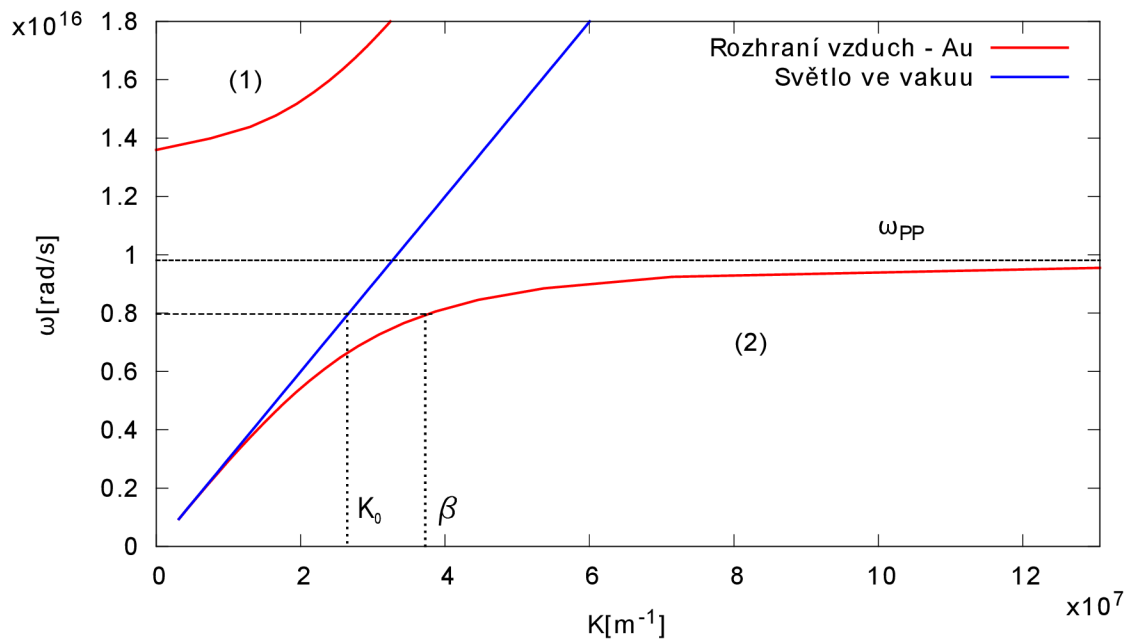
Analýzou výrazu (4.1) zjistíme, že pro daný vlnový vektor K existují dvě frekvence ω . Disperzní relace se tedy skládá ze dvou větví. Větev obsahující vyšší frekvence se nazývá Brewsterova a nepředstavuje řešení ve tvaru skutečné povrchové vlny, neboť K_z vystupující ve vztahu (2.95) bude ryze imaginární. Naopak větev, která je představována nižšími frekvencemi, je disperzní relací povrchových vln. Povrchové vlny nižších frekvencí (infračervenou oblastí počínaje) se nazývají Sommerfeldovy-Zenneckovy vlny. Je pro ně typické, že se jejich disperzní relace v limitě dlouhých vln $\lambda \rightarrow \infty$ ($K \rightarrow 0$) blíží disperzní relaci světla v daném dielektriku. Pro vyšší frekvence se povrchové vlny nazývají povrchové plazmonové polaritony. Uvážíme-li limitu krátkých vln $\lambda \rightarrow 0$ ($K \rightarrow \infty$), zjistíme, že existuje mezní frekvence, která se nazývá frekvence povrchového plazmonu ω_{PP}

$$\omega_{PP} = \frac{\omega_P}{\sqrt{\varepsilon_r + 1}}. \quad (4.2)$$

Povrchový plazmon je kvazistatické řešení, neboť je jeho grupová rychlost nulová. Matematicky lze povrchový plazmon odvodit řešením Laplaceovy rovnice pro elektrický potenciál na rozhraní dielektrika a kovu.

Při analýze reálných případů je třeba uvažovat i imaginární část dielektrické funkce kovu, což ovlivní (4.1). Propagační konstanta β pak bude rovněž mít nenulovou imaginární část, která představuje exponenciální útlum. Konstanta charakterizující útlum PPP se nazývá propagační délka. Je definována jako vzdálenost, ve které klesne energie PPP na $1/e$ násobek původní hodnoty. Propagační délka je dána vztahem

$$L = \frac{1}{2\text{Im}\{\beta\}}. \quad (4.3)$$



Obrázek 4.1: Disperzní relace povrchové vlny podle Drudeho modelu bez tlumení: (1) Brewsterova větev, která nepředstavuje řešení vázané na rozhraní, (2) disperzní závislost PPP, která se limitně blíží k hodnotě ω_{PP} , tedy frekvenci povrchového plazmonu představujícího kvazistatické řešení. Z disperzní závislosti plyne, že PPP mají pro danou frekvenci větší propagační konstantu (kratší vlnovou délku) než světlo v příslušném dielektriku ($\beta > K_0$).

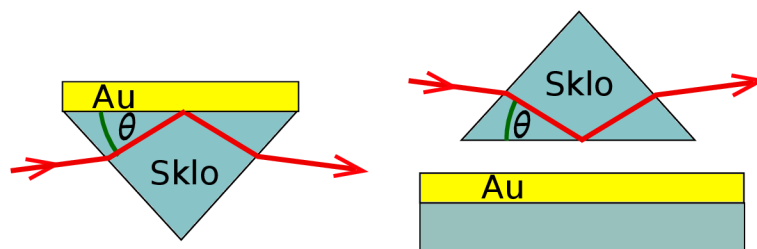
4.2 Buzení povrchových plazmonových polaritonů

Analýzou disperzní relace povrchových plazmonových polaritonů na jednoduchém rozhraní dielektrikum – kov zjistíme, že je velikost jejich vlnového vektoru pro danou frekvenci větší, než velikost vlnového vektoru příslušného světla v dielektrickém prostředí. Tato skutečnost zabraňuje přímému vybuzení PPP dopadající elektromagnetickou vlnou. Pro excitaci PPP je tedy nutné do systému vnést poruchu, která zajistí navázání povrchové vlny.

4.2.1 Porušený totální odraz

Jednou z nejběžněji používaných metod excitace PPP je buzení pomocí porušeného totálního odrazu. Mezi experimentální varianty využívající porušený totální odraz patří Kretschmannova a Ottova konfigurace (obrázek 4.2). Uvažme, že elektromagnetická vlna dopadá na rozhraní tak, že se od něj totálně odráží. V prostředí, kde se nemůže šířit prošlá vlna – vzduchová mezera (Ottova konfigurace) – existuje řešení Maxwellových rovnic ve tvaru evanescentní vlny. Umístíme-li do blízkosti tohoto rozhraní kovový povrch, můžeme pomocí evanescentní vlny excitovat PPP. Aby však k vybuzení došlo, musí být splněna podmínka zachování průmětu hybnosti

$$K \cos \theta = \beta, \quad (4.4)$$



Obrázek 4.2: Kretschmannova konfigurace (vlevo) [5] a Ottova konfigurace (vpravo) [20] pro buzení PPP porušeným totálním odrazem.

kde K je vlnové číslo dopadající elektromagnetické vlny, β je vlnové číslo PPP a θ je úhel odlesku. Aby mohlo dojít k vybuzení PPP, musí být optická hustota dielektrika tvořícího s kovem rozhraní menší, než optická hustota prostředí s šířící se budící vlnou. Budící vlna tak může mít dostatečně krátkou vlnovou délku na to, aby pomocí evanescentní vlny, která s ní má stejnou komponentu vlnového vektoru rovnoběžnou s rozhraním, vybudila PPP. Vlnové číslo vzniklého PPP tedy odpovídá komponentě vlnového vektoru budící vlny rovnoběžné s rozhraním.

Vysvětlení buzení PPP pomocí totálního odrazu je možné hledat přímo v disperzní relaci. Disperzní relace budící vlny v opticky hustším prostředí protíná disperzní relaci PPP (obrázek 4.3), který se šíří podél rozhraní kovu a opticky řidšího dielektrika. Proto existuje jistý frekvenční interval, ve kterém může být podmínka (4.4) pro určitý úhel θ splněna.

4.2.2 Buzení PPP rozptylem

Excitaci PPP je možné provést tak, že na rozhraní dielektrika a kovu vneseme poruchu např. v podobě zářezu či nečistoty. V důsledku rozptylu dopadající elektromagnetické vlny může dojít k vybuzení PPP. Pro vznik PPP musí být opět splněna podmínka

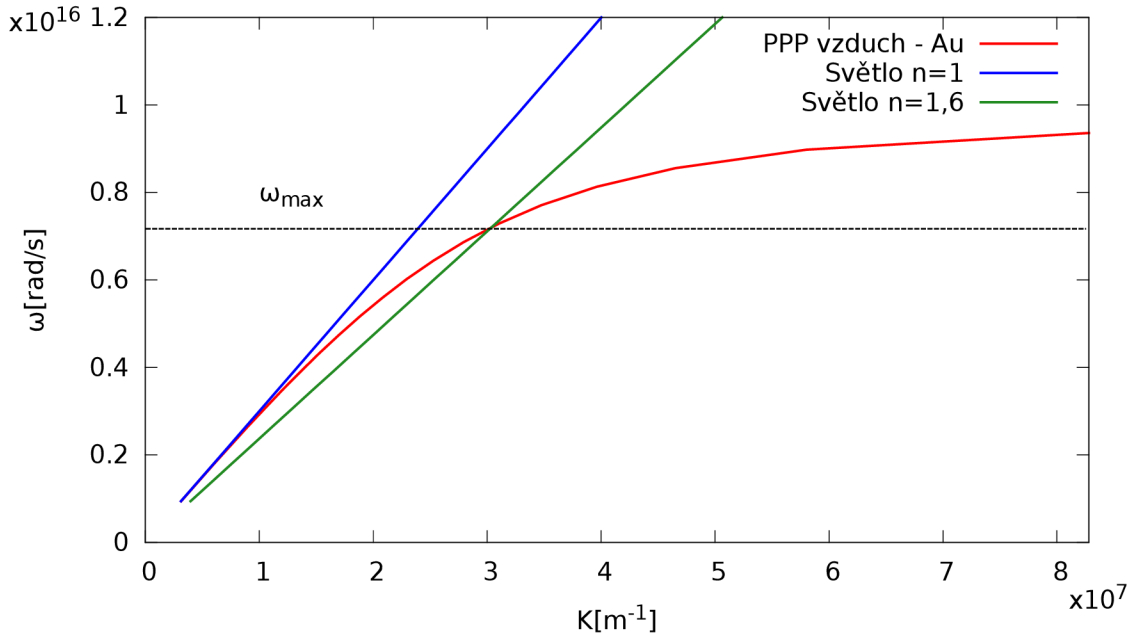
$$\beta = K \cos \theta \pm \Delta K_x, \quad (4.5)$$

kde β značí vlnové číslo PPP, θ je úhel mezi vlnovým vektorem dopadajícího světla a rozhraním, K je vlnové číslo dopadajícího záření a ΔK_x je rozdíl mezi průměty vlnových vektorů dopadajícího a rozptýleného záření do roviny rozhraní. Výše popsaný princip platí i pro rozptyl PPP a jeho vyzáření do vzdáleného pole. Tento efekt se dá využít například pro detekci povrchových vln ve vzdáleném poli, často však působí nežádoucí tlumení.

Pro dosažení vyšší efektivity při navazování PPP se používají periodické struktury – mřížky. Aby došlo k navázání PPP musí být tentokrát splněna podmínka

$$\beta = K \cos \theta \pm mG, \quad (4.6)$$

kde G je velikost vektoru reciproké mříže, který s mřížkovým parametrem a souvisí vztahem $G = 2\pi/a$ a m je přirozené číslo. Vztah (4.6) platí jen pro mělké mřížky (řádově jednotky až desítky nm), tedy pro mřížky, které na povrch nevnaší příliš velkou poruchu, jež by způsobila změnu disperzní závislosti PPP [18].



Obrázek 4.3: Disperzní relace vlny v opticky hustším prostředí ($n = 1,6$) protíná disperzní relaci PPP na rozhraní opticky řidšího prostředí ($n = 1$) a kovu. Byla uvažována dielektrická funkce kovu podle Drudeho modelu. Díky tomu je možné na frekvencích ležících pod hodnotou frekvence odpovídající průsečíku ($\omega < \omega_{\max}$) při vhodném nastavení úhlu dopadu dosáhnout vybuzení PPP.

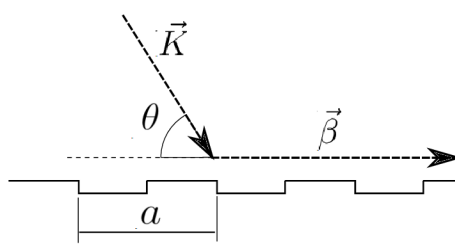
4.3 Detekce PPP

Pro experimentální zkoumání PPP je nezbytná jejich detekce. Mezi nepřímé metody patří např. detekce vzdáleného pole, které vzniká rozptylem na připravených strukturách nebo fluorescencí. Pro studium samotného blízkého pole (interferenčních obrazců PPP) je nutné přistoupit k metodám přímým, které jsou založeny na metodách SPM (*Scanning Probe Microscopy* – rastrovací sondová mikroskopie). Přístrojem, který slouží pro přímou detekci blízkého pole, je rastrovací optický mikroskop v blízkém poli – SNOM (z anglického *Scanning Near-Field Optical Microscope*).

4.3.1 SNOM

Rastrovací optický mikroskop v blízkém poli (obrázek 4.5) nabízí mimo jiné možnost přímého studia blízkého elektromagnetického pole. Díky použití technologie SPM je možné přiblížit sondu do blízkosti povrchu (řádově desítky nm). V praxi se lze setkat s poměrně velkým množstvím různých uspořádání SNOM, které se liší jednak používanou sondou, tak režimem osvětlování či detekce elektromagnetického pole. V této práci bude dále diskutována varianta sběru blízkého pole v transmisní konfiguraci.

Jako sondu tato konfigurace využívá optické vlákno, jehož konec je upraven do ostrého hrotu. Nejčastěji je toto vlákno pokoveno a na jeho hrotu vyrobena malá

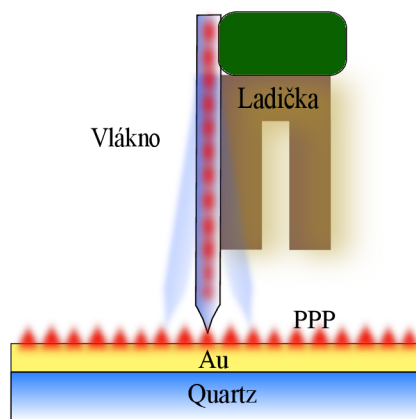


Obrázek 4.4: Buzení PPP pomocí periodických struktur o periodě a . Dopadající elektromagnetická vlna s vlnovým vektorem \vec{K} vybudí PPP s propagačním vektorem $\vec{\beta}$, je-li splněna podmínka plynoucí ze zákona zachování kvazihybnosti $\beta = K \cos \theta \pm m2\pi/a$.

apertura (průměr přibližně 50 až 100 nm). Tento typ sondy má hlavní výhodu v tom, že efektivně navazuje pouze blízké elektromagnetické pole. Jeho nevýhodou je vliv na rozložení měřeného elektromagnetického pole, který je důsledkem kovového potahu vlákna. Správná funkce pokoveného aperturního vlákna je ovšem podmíněna jeho vysokou kvalitou.

V některých aplikacích je výhodnější použít vlákno nepokovené, které měřené pole ovlivňuje jen zanedbatelně. V případě této sondy však dochází k navazování elektromagnetického pole z větší vzdálenosti od povrchu.

Mechanismus přiblížení vlákna a rastrování je založen na zpětnovazební smyčce, která snímá změnu vibračního stavu ladičky (anglicky *tuning fork*) [21], k níž je upevněno optické vlákno. Ladička, která je vyrobena z krystalu quartzu (křemene), spolu s nalepeným vláknem slouží jako rezonátor, jehož vlastnosti jsou ovlivněny vzdáleností od povrchu. Přiblíží-li se hrot do blízkosti vzorku, dojde vlivem stříhových sil ke změně rezonanční frekvence. Tato změna má za následek snížení amplitudy a posuv fáze kmitání ladičky. Mechanické kmity jsou převedeny do podoby elektrického signálu a detekovány citlivou elektronikou. Zpětná vazba zajišťuje polohu hrotu v těsné blízkosti vzorku pomocí piezokeramických posuvů. Ty rovněž zajišťují samotný pohyb sondy nad povrchem vzorku.



Obrázek 4.5: Schématické znázornění detekce PPP pomocí SNOM. Ladička, na níž je nalepeno optické vlákno s pokoveným hrotem, kmitá na rezonanční frekvenci. Na změně rezonanční frekvence v závislosti na vzdálenosti od povrchu je založena zpětná vazba udržující hrot v oblasti blízkého pole.

5 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Povrchovým plazmonovým polaritonům je do budoucnosti přisuzována významná role v mnoha oblastech moderních technologií. Vzhledem k tomu, že mají PPP kratší vlnovou délku než světlo, jímž jsou buzeny, naskýtá se možnost miniaturizace plazmonických zařízení. PPP vykazují silnou vazbu na rozhraní dielektrikum – kov, nabízí se tedy jejich aplikace v oblasti komunikačních technologií v podobě vlnovodů [8]. Vlastnosti PPP jsou mohou být ovlivněny změnou efektivního indexu lomu rozhraní. Tato vlastnost nalézá uplatnění v oblasti vývoje senzorů [10]. Jednou z nejrozšířenějších aplikací plazmoniky je tvorba 2D optických prvků [9], [22].

Nutnou součástí zkoumání PPP je jejich detekce. Vzhledem k tomu, že jsou PPP povrchové vlny se silnou vazbou k rozhraní, není je možné přímo detekovat ve vzdáleném poli. Historicky byly PPP pozorovány nejprve pomocí nepřímých metod zahrnujících výše popsany porušený totální odraz [5], [20] či nepružný rozptyl elektronů na kovových foliích [3].

Abychom získali podrobnější představu o rozložení elektromagnetického pole PPP podél rozhraní, je nutné přistoupit k metodám přímé detekce. Ty jsou obvykle založeny na metodách SPM (rastrovací sondová mikroskopie). Sonda, jíž může být aperturní pokovené optické vlákno či upravené raménko AFM, se přiblíží do těsné blízkosti povrchu (řádově 10 nm), zachytí blízké pole a snímaný signál odvede do detektoru. Buzení povrchové vlny může být zajišťováno metodami založenými na porušeném totálním odrazu či rozptylu na strukturách. Vzhledem k nízké intenzitě měřeného signálu blízkého pole je žádoucí zamezit detekci budícího světla.

V této práci byla zvolena konfigurace, kdy laserový svazek odrážející se od vzorku s připravenými strukturami budí PPP na opačné straně rozhraní metodou rozptylu (viz odstavec 5.4). Pro detekci blízkého pole byl použit rastrovací optický mikroskop v blízkém poli, který jako sondu využíval pokovené aperturní optické vlákno.

Experiment byl zaměřen na studium interferenčních vlastností PPP. Z toho důvodu byly připraveny struktury v podobě zářezů, které slouží jako lineární zdroje povrchových vln. Provedené experimenty poukazují zejména na odlišnosti mezi interferencí koherentního světla a PPP, které jsou způsobeny odlišným fyzikálním charakterem těchto elektromagnetických vln. PPP na rozdíl od běžné elektromagnetické vlny obsahuje komponentu elektrického pole ve směru propagace.

V úvodních odstavcích této kapitoly je podán popis použité experimentální aparatury. Následuje postup přípravy a popis vzorků. V další části je podán teoretický rozbor experimentu, na nějž navazuje diskuse výsledků měření.

5.1 Experimentální aparatura

Pro provedení experimentů studujících PPP byl použit rastrovací optický mikroskop v blízkém poli NT-MDT NTEGRA Solaris, jež je instalován na invertovaném optickém mikroskopu Olympus IX71 (viz obrázek 5.1). Optický mikroskop sloužil zejména pro seřizování SNOM a pro fokusování laserového svazku na připravené struktury. Do optické soustavy mikroskopu bylo dále za účelem studia PPP možné vkládat optické prvky jako polarizátor či optické filtry. Na invertovaný mikroskop je instalována základna SNOM, do níž je zabudován držák vzorku s mikroposuvem.

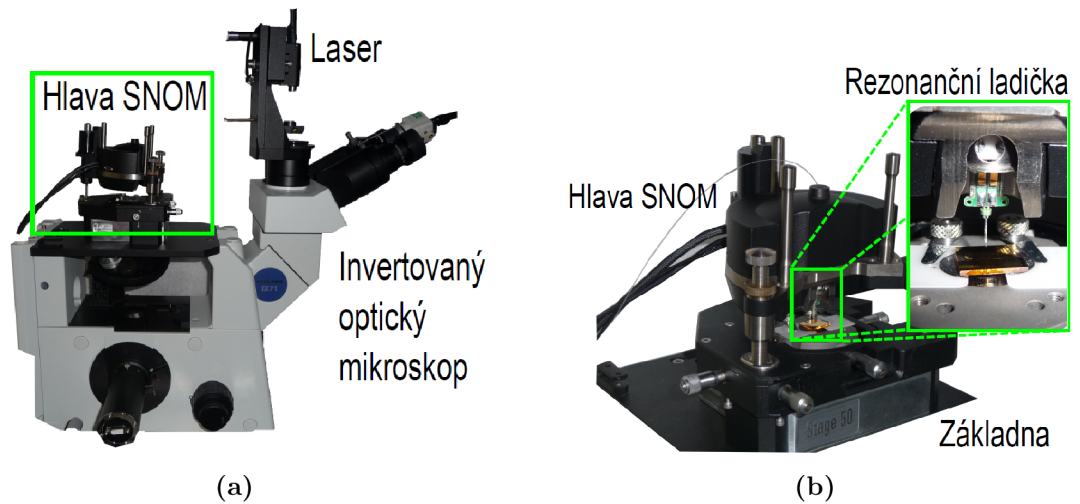
Ústřední částí SNOM je sonda, která je tvořena pokoveným hrotem s aperturou, nalepená na rezonanční ladičce. Ladička je upevněna v hlavě SNOM umístěná na základně s držákem vzorku, která je uzpůsobena pro citlivé přiblížení k povrchu vzorku za využití krokového motoru (ovládání šroubového posuvu) a piezokeramického posuvu. Rastrování je možné provádět dvěma způsoby. Prvním způsobem je rastrování pomocí základny za konstantní pozice sondy. Druhým způsobem je rastrování sondou pomocí piezokeramických manipulátorů, které jsou umístěny v hlavě SNOM. Pro měření byla použita konfigurace mikroskopu, při které je vzorek zdola osvětlován laserovým svazkem a v blízkém poli je pomocí hrotu detekována transmise. Aby byla v průběhu měření zajištěna konstantní poloha vzorku vůči osvětlení, bylo pro experimenty využito možnosti rastrování sondou. Zpětná vazba byla nastavována pomocí hodnoty kombinující amplitudu a fázi kmitání ladičky ($mag \cdot \sin$ – součin amplitudy a sinu fáze).

Pro detekci optického signálu byla využita komerční optická vlákna Nufern 630HP (optimalizované na vlnové délky 600 - 770 nm) a Nufern 460HP (optimalizované na vlnové délky 450 - 600 nm), zakončená pokoveným hrotem připraveným firmou NT-MDT metodou chemického leptání. Na špičce tohoto hrotu se nachází malá apertura, jejíž deklarovaný průměr je 50 až 100 nm, která zajišťuje navazování optického signálu. Optické vlákno bylo přilepeno sekundovým lepidlem k ladičce TF 101_NTF od firmy NT-MDT, která sloužila jako rezonátor a byla vsazena do hlavy SNOM. Měření bylo prováděno na frekvenci 190 kHz, která odpovídala výrobcem deklarované rezonanční frekvenci. Pro správnou funkci rezonátoru bylo nutné vlákno precizně nalepit. V případě, že byla na ladičku nanášena příliš velká vrstva lepidla, docházelo často ke vzniku nepatřičné rezonanční závislosti, která vedla k nestabilitě zpětné vazby. Při použití špatně nalepeného vlákna tedy nebylo možné provádět měření.

Významnou komplikací při měření transmise v blízkém poli byla malá odolnost pokovených hrotů. Celá procedura lepení a vkládání optického vlákna s hrotem do hlavy SNOM zahrnuje velké množství rizikových operací, které mohou vést k jeho poškození. Rovněž životnost již instalovaných hrotů nebyla příliš velká. V průběhu měření se hroty opotřebovávaly, což vedlo k jejich postupnému znehodnocení. Poškození hrotu se při experimentu projevovalo například tím, že detekovaný signál odpovídal signálu vzdáleného pole nebo zahrnoval nepatřičné artefakty (např. asymetrie signálu detekovaného na symetrických strukturách) či posun transmisního signálu vůči měřené topografii.

Při dalším zkoumání nalepených vláken pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu (SEM – *Scanning Electron Microscope*) se ukázalo, že jejich značná část vykazovala známky poškození (obrázek 5.2). Nejčastějším defektem byla přítomnost malého kovového výstupku, který vyčníval z hrotu. Ten bránil přiblížení apertury do oblasti blízkého pole a sám způsoboval rozptyl povrchového signálu do pole vzdáleného. U jiných hrotů bylo zjištěno závažnější poškození, např. odlomení části kovového povrchu. Vzhledem k náročnosti a rizikovosti zobrazování vláken pomocí SEM však byla vlákna nejprve instalována do hlavy SNOM a až po zjištění jejich nefunkčnosti vyřazena a blíže prozkoumána. Tato procedura vedla k výrazným průtahům experimentální práce.

Buzení PPP na připravených strukturách zajišťoval červený He-Ne laser (vlnová



Obrázek 5.1: (a) Celkový pohled na experimentální aparaturu. SNOM NT-MDT NTEGRA Solaris je instalován na invertovaný optický mikroskop Olympus IX71. Laserový svazek je pomocí invertovaného mikroskopu fokusován na vzorek. (b) Hlava SNOM uložená na základně s mikroposuvy. Na detailu je zobrazeno uchycení rezonanční ladičky s nalepeným optickým vláknem. Vlákno je vedeno otvorem v hlavě do detektoru (není zobrazen).

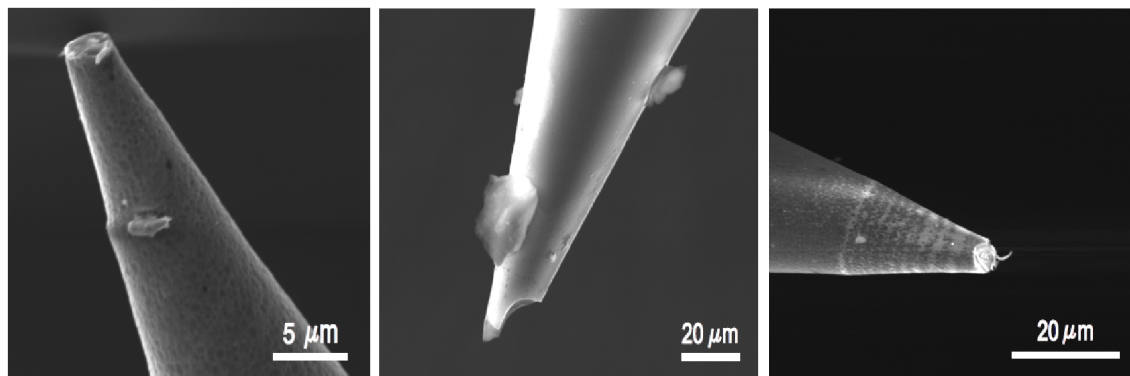
délka 633 nm a optický výkon 5 mW). Budicí laserový svazek byl pomocí optické soustavy invertovaného mikroskopu přiveden na vzorek, kde byl fokusován pomocí objektivu Olympus (60 krát zvětšení, numerická apertura 0,70). Dále bylo do vlákna během příprav měření zaváděno světlo polovodičového zeleného laseru (vlnová délka 532 nm a optický výkon 5 mW), díky němuž bylo možné vizuálně centrovat polohu hrotu vůči objektivu.

Signál snímaný hrotem byl optickým vláknem odváděn do detektoru s fotodiodou. Vzhledem k malým intenzitám detekovaného elektromagnetického pole bylo nutno použít fotonásobič, jehož zesílení bylo možné regulovat pomocí nastavitelného napětí (0 až 1500 V).

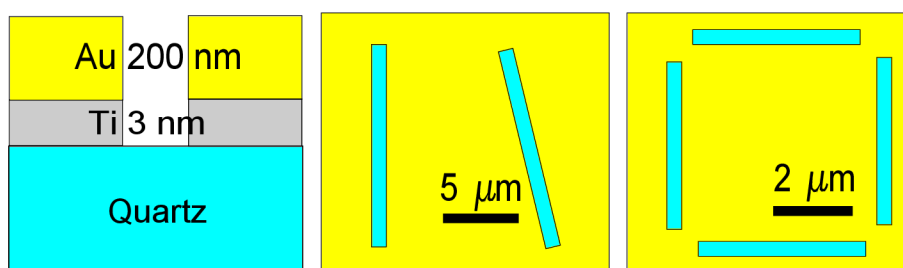
5.2 Vzorky

Pro experimentální zkoumání povrchových plazmonových polaritonů v blízkém poli byly připraveny interferenční struktury. Buzení povrchových vln bylo zajištěno metodou rozptylu světla na jednoduchých zářezech. Vzhledem ke zvoleným frekvencím budicího světla (633 nm) bylo jako vhodný plazmonický materiál využito zlato, které bylo deponováno na substrát z křemenného skla (quartzu). S ohledem na požadavky experimentu byla zvolena tloušťka zlaté vrstvy 200 nm.

Příprava zlaté vrstvy byla provedena metodou asistované iontové depozice (IBAD) pomocí zařízení Kaufman instalovaného v laboratoři Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně. Toto zařízení funguje na principu odprašování atomů kovu z terče pomocí svazku iontů. Odprašený kov následně ulpívá na zvoleném substrátu. Zařízení Kaufman využívá argonové ionty, které jsou extrahovány z plaz-



Obrázek 5.2: Hroty zobrazené pomocí SEM. Funkční hrot (vlevo), s nímž byla úspěšně měřena interference PPP. Poškozený nefunkční hrot (uprostřed), jehož část byla mechanicky odlomena. Část kovového potahu ční z hrotu (vpravo), díky němu byla dobře měřena topografie, ale měření blízkého pole bylo znemožněno.



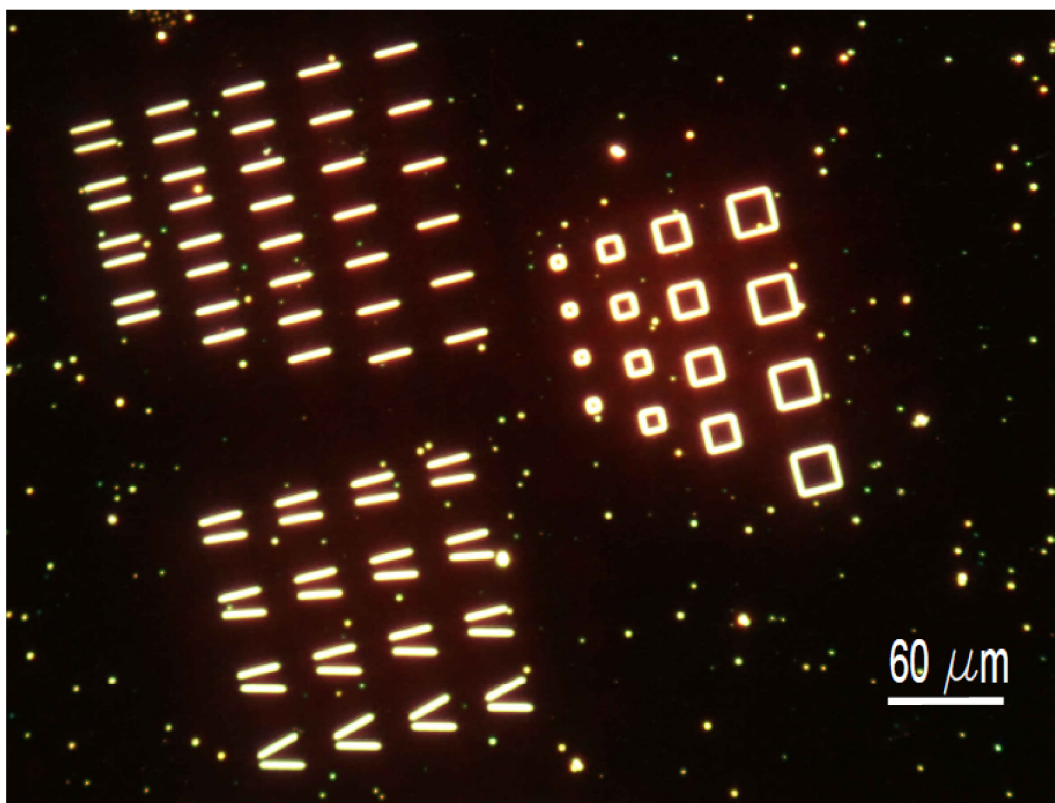
Obrázek 5.3: Schematické znázornění vyrobených struktur.

matického iontového zdroje Kaufmanova typu a urychlovány na energii 50 až 1200 eV. Rychlost depozice a tloušťka vznikající vrstvy jsou detekovány piezokeramickým tloušťkoměrem. V současnosti je možné přístroj ovládat pomocí softwaru, který umožňuje snadnou volbu deponovaných materiálů, tloušťky vrstev a jiných parametrů. Pro depozici byly použity ionty o energii 600 eV. Z technologických důvodů byla na substrát nejprve nanesena 3 nm tlustá vrstva titanu. Ta zajišťovala lepší přílnavost zlata k substrátu.

Následně byly na vzorku vyhloubeny zářezy pomocí fokusovaného iontového svazku (FIB – *Focused Ion Beam*). Struktury byly vyrobeny ve firmě TESCAN Mgr. Tomášem Šamořilem na elektronovém mikroskopu TESCAN Lyra vybaveném zdrojem galiových iontů. Pro přípravu drážek byl použit svazek iontů o energii 30 keV a proudu 140 pA. Průměr stopy činil 50 nm. Proces iontového leptání bylo možné současně pozorovat pomocí elektronového mikroskopu skloněného vůči rovině vzorku o 55°. Drážky byly připraveny tak, aby jejich hloubka odpovídala tloušťce zlaté vrstvy (byly vyhloubeny skrz celou vrstvu) a jejich šířka se pohybovala v rozmezí 100 až 200 nm, tedy pod difrakčním limitem použitého světla (He-Ne laser 633 nm).

Zářezy byly na zlaté vrstvě uspořádány různými způsoby. Jeden typ vzorků tvořily dvojice drážek délky 15 μm a vzájemné vzdálenosti 10 μm. Drážky mezi sebou svíraly úhly 5°, 10°, 15° a 30°. Druhým typem vzorku byly drážky uspořádané do čtvercových struktur o stranách 5, 10, 15 a 20 μm. Nejjednoduššími připravenými interferenčními strukturami byly dvojice rovnoběžných drážek vzdálených od sebe

10, 15, 20, 25 a 30 μm . Studované struktury jsou zobrazeny na obrázku 5.4.



Obrázek 5.4: Připravené interferenční struktury vyrobené FIB do 200 nm Au na quartzu zobrazené pomocí optického mikroskopu v temném poli.

5.3 Teoretický základ experimentu

5.3.1 Interference

Jak bylo ukázáno v odstavci 2.3, povrchový plazmonový polariton je povrchová elektromagnetická vlna (obrázek 5.5), která se šíří v rovině rozhraní, ale ve směru kolmém na rozhraní vykazuje exponenciální útlum (evanescentní vlna). Složky elektromagnetického pole představující PPP v polorovině $z > 0$ šířící se podél rozhraní tvořeném rovinou xy jsou tedy úměrné výrazu

$$\sim a \exp[i(\beta_x x + \beta_y y)] \exp(-K_z z) \exp(-i\omega t), \quad (5.1)$$

kde a je reálná amplituda, $\vec{\beta} = (\beta_x, \beta_y, 0)$ je propagační vektor PPP ($|\vec{\beta}| = \beta$ je definováno vztahem (2.86)), parametr K_z je dán vztahem (2.82) a ω představuje kruhovou frekvenci povrchové vlny. V experimentálním uspořádání, kdy je pro sběr signálu použito pokovené aperturní vlákno, jež rastruje v těsné blízkosti povrchu ($z = \text{konst.}$), je možné studovat elektrické pole jako funkci souřadnic x a y

$$\vec{E} \sim \vec{a} \exp[i(\beta_x x + \beta_y y)] \exp(-i\omega t). \quad (5.2)$$

Propagační vektor $\vec{\beta}$ obsahuje reálnou část představující směr a vlnovou délku PPP a imaginární část, jejímž důsledkem je exponenciální útlum, a tedy konečná propagační délka (4.3).

Z experimentálního hlediska je SNOM schopen detekovat pouze časovou střední hodnotu intenzity

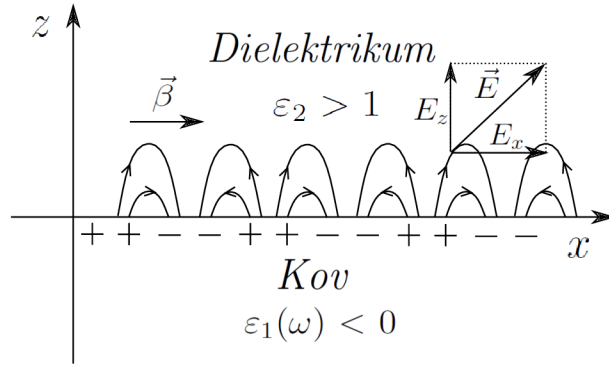
$$I \sim \frac{1}{2} (\vec{E} \cdot \vec{E}^*) = \frac{1}{2} |\vec{E}|^2 = \frac{1}{2} (E_x E_x^* + E_y E_y^* + E_z E_z^*), \quad (5.3)$$

kde hvězdička (*) značí komplexní sdružení. Zvažme nyní, jak bude vypadat detekovaný signál PPP, který se šíří od jediného lineárního zdroje podél rozhraní. Uvážíme-li úměru danou výrazem (5.2), obdržíme

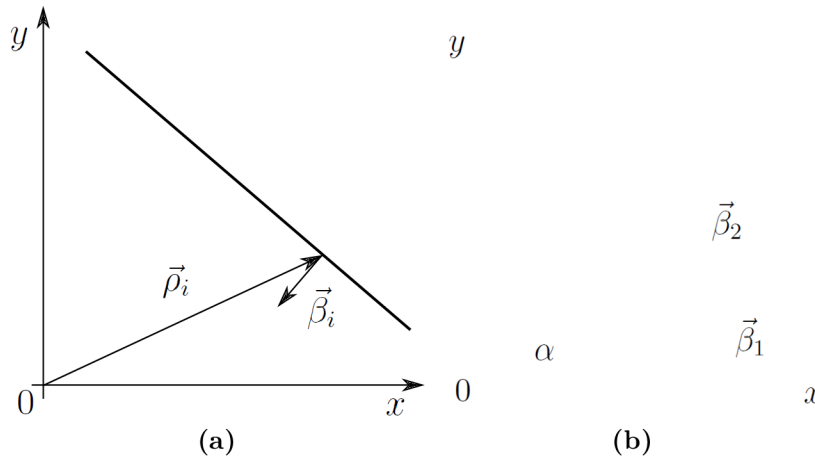
$$\begin{aligned} I &\sim a^2 |\exp[i(\beta_x x + \beta_y y)] \exp(-i\omega t)|^2 = \\ &= a^2 \exp(-2\text{Im}\{\beta_x x + \beta_y y\}). \end{aligned} \quad (5.4)$$

Budeme-li tedy detekovat takovýto PPP, který se šíří po rozhraní xy , obdržíme signál odpovídající exponenciálnímu útlumu.

Za účelem zjišťování vlnové délky PPP je tedy nutné vytvořit interferenční strukturu, která může být tvořena například různě uspořádanými zářezy, které budou dále označeny indexem $i = 1, 2, 3, \dots$, stejně jako PPP, které se od nich šíří. Každý takový zářez lze považovat za lineární zdroj povrchové vlny (5.2), která se šíří ve směru na něj kolmém. Každá vlna je charakterizována propagačním vektorem $\vec{\beta}_i$ a počáteční fází φ_i (obrázek 5.6a). Vzhledem k tomu, že je modulace interferenčního obrazce dána fázovým rozdílem vln v daném bodě, není pro další úvahy nutné uvažovat počáteční fázi PPP buzeného na drážce.



Obrázek 5.5: Schématické zobrazení PPP s propagačním vektorem $\vec{\beta}$ šířícího se podél rozhraní dielektrika a kovu ve směru osy x . Na obrázku jsou naznačeny elektrické siločáry, z jejichž tvaru je zřejmé, že PPP obsahuje složku intenzity elektrického pole kolmou k rozhraní E_z , ale i složku intenzity elektrického pole rovnoběžnou s rozhraním E_x .



Obrázek 5.6: (a) PPP šířící se od drážky. (b) Schématické znázornění interference vln buzených na vzájemně skloněných drážkách procházejících počátkem.

Dvojice zářezů

Uvažme nyní případ dvou zářezů (obrázek 5.6b), které jsou vůči sobě skloněné o úhel α . Pozorovanou modulaci intenzity elektromagnetického pole (interferenční obrazec) je možné vyjádřit pomocí výrazu

$$\begin{aligned}
 I &\sim \frac{1}{2} \left| \exp[i(\vec{\beta}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1)] + \exp[i(\vec{\beta}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2)] \right|^2 = \\
 &= \frac{1}{2} \left\{ \exp(-2\text{Im}\{\vec{\beta}_1\} \cdot \vec{r}) + \exp(-2\text{Im}\{\vec{\beta}_2\} \cdot \vec{r}) + \right. \\
 &\quad \left. + 2 \exp(-\text{Im}\{\vec{\beta}_1 + \vec{\beta}_2\} \cdot \vec{r}) \left[\cos \left(\text{Re}\{\vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_2\} \cdot \vec{r} + \varphi_1 - \varphi_2 \right) \right] \right\}, \quad (5.5)
 \end{aligned}$$

kde

$$\vec{\beta}_1 = (0, \beta, 0), \quad \vec{\beta}_2 = (\beta \sin \alpha, -\beta \cos \alpha, 0). \quad (5.6)$$

Pro malé tlumení lze imaginární část propagačního vektoru a počáteční fáze zanedbat ($\vec{\beta} \approx \text{Re}\{\vec{\beta}\}$). Výraz (5.5) se zjednoduší na

$$I \sim 1 + \cos \left[(\vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_2) \cdot \vec{r} \right]. \quad (5.7)$$

Z tvaru argumentu kosinu ve vztazích (5.5) a (5.7) plyne, že je modulace intenzity dána rozdílem propagačních vektorů $\Delta\vec{\beta} = \vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_2$. Dosazením za propagační konstanty ze vztahů (5.6) získáme

$$\Delta\vec{\beta} = (-\beta \sin \alpha, \beta + \beta \cos \alpha, 0). \quad (5.8)$$

Velikost vektoru $|\Delta\vec{\beta}| = \Delta\beta$ souvisí s periodou modulace λ_m vztahem

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{\Delta\beta}. \quad (5.9)$$

Dosazením (5.8) do (5.9) získáme vztah pro periodu modulace v závislosti na úhlu sklonění drážek

$$\lambda_m = \frac{\lambda_{\text{PPP}}}{\sqrt{2 + 2 \cos \alpha}}, \quad (5.10)$$

kde $\lambda_{\text{PPP}} = 2\pi/\beta$ je vlnová délka PPP. Pro interferenci způsobenou PPP šířícími se od rovnoběžných zdrojů ($\alpha = 0$) platí, že změřená perioda modulace odpovídá polovině vlnové délky PPP $\lambda_m = \lambda_{\text{PPP}}/2$. Bude-li se úhel sklonění drážek zvětšovat, poroste i perioda pozorované modulace (obrázek 5.7b). Pro úhel $\alpha = \pi/2$ bude vlnová délka interferenčního obrazce $\lambda_m = \lambda_{\text{PPP}}/\sqrt{2}$. V případě dvou drážek je možné použít pro popis interference PPP model rovinných vln, je však nutné brát na vědomí, že se jedná o aproximaci. Uvažme případ dvojice PPP, které se šíří od drážek, které svírají pravý úhel. Podle vztahu (5.3) bude výsledná intenzita dána součtem příspěvků jednotlivých komponent. Složka intenzity elektrického pole kolmá k rozhraní bude vykazovat interferenci danou vztahem (5.7). Složky intenzity elektrického pole rovnoběžné s rozhraním ale interferovat nebudou, přispějí pouze k intenzitě pozadí. Proto je nutné v případě složitějších struktur zavést komplexnější popis.

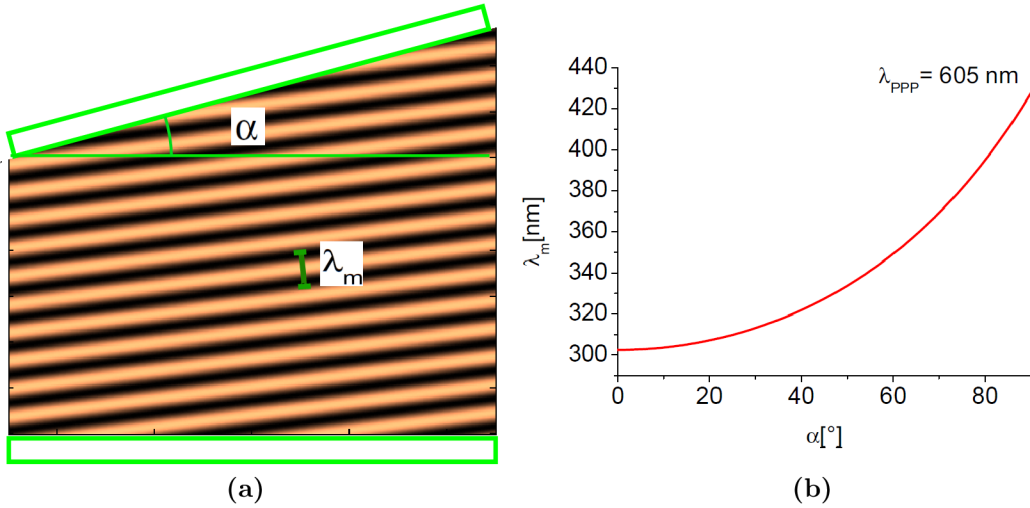
Čtvercové struktury

Vzhledem k vektorovému charakteru intenzity elektrického pole \vec{E}_i je nutné vzít v úvahu interferenci jednotlivých složek. Amplituda k -té složky intenzity elektrického pole a_{ik} příslušející vlně, která se šíří od i -té drážky bude

$$a_{ik} = \begin{cases} A_{i\parallel} \frac{\vec{e}_k \cdot \text{Re}\{\vec{\beta}_i\}}{|\text{Re}\{\vec{\beta}_i\}|} & k = x, y, \\ A_{i\perp} R & k = z, \end{cases} \quad (5.11)$$

$$(5.12)$$

kde \vec{e}_k je jednotkový vektor ve směru $k = x, y, z$. $A_{i\parallel}$ a $A_{i\perp}$ jsou konstanty, jejichž význam spočívá v citlivosti SNOM na detekci komponenty rovnoběžné



Obrázek 5.7: (a) Interferenční obrazec daný vztahem (5.7) způsobený PPP šířícími se od drážek skloněných o úhel α . (b) Graf závislosti periody modulace na úhlu sklonu drážek α (vztah (5.10)). Z grafu je patrné, že se perioda modulace zvětšuje s rostoucím sklonem drážek, pro malé úhly ($\alpha < 20^\circ$) je tato změna v důsledku nejistoty měření prakticky nedetekovatelná.

s rozhraním ($A_{i\parallel}$) nebo kolmé na rozhraní ($A_{i\perp}$). Konstanta R plyne z poměru amplitud komponenty rovnoběžné s rozhraním a kolmé na rozhraní ((2.72) až (2.74) a (2.82))

$$R = \frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = \frac{\sqrt{\beta^2 - \varepsilon_r K_0^2}}{\beta}, \quad (5.13)$$

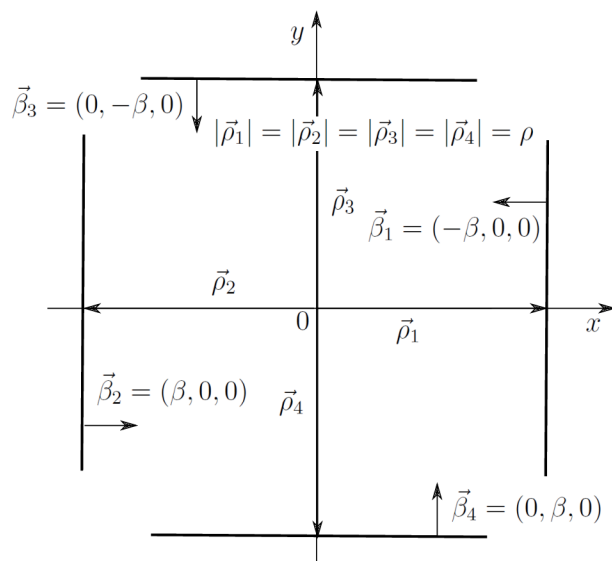
V případě složek elektrického pole rovnoběžných s rozhraním je nutné uvažovat průmět amplitudy do příslušného směru (x , y). Vzhledem ke konečné propagační délce PPP způsobené nenulovou imaginární částí dielektrické funkce je dále třeba vzít v úvahu konstantní fázový posuv i -té vlny daný polohou libovolného bodu i -tého zdroje ρ_i . Užitím vztahu (5.11) obdržíme intenzitu detekovaného elektromagnetického pole úměrnou výrazu

$$I \sim \frac{1}{2} \sum_{k=x,y,z} \sum_{i,j=1}^N a_{ik} a_{jk} \exp \left\{ i \left[(\vec{\beta}_i - \vec{\beta}_j^*) \cdot \vec{r} - (\vec{\beta}_i \cdot \vec{\rho}_i - \vec{\beta}_j^* \cdot \vec{\rho}_j) + \varphi_i - \varphi_j \right] \right\}. \quad (5.14)$$

Dále uvažme interferenci PPP na čtvercových strukturách. Předpokládejme, že jsou plazmony na všech zářezech buzeny se stejnou amplitudou. Přímou aplikací vztahu (5.14) na geometrii danou obrázkem 5.8 a zanedbáním imaginární části propagačního vektoru ($\vec{\beta}_i \approx \text{Re}\{\vec{\beta}_i\}$) obdržíme

$$I \sim (A_{\parallel} + A_{\perp} R) [2 + \cos(2\beta x) + \cos(2\beta y)] + 2A_{\perp} R \{ \cos[\beta(x+y)] + \cos[\beta(x-y)] \}, \quad (5.15)$$

kde díky zanedbání imaginární části propagačního vektoru není třeba uvažovat počáteční fázi. Diskutujme nyní vliv konstant A_{\parallel} a A_{\perp} , které vyjadřují citlivost



Obrázek 5.8: Schématické znázornění uspořádání drážek ve čtvercových strukturách, označení veličin.

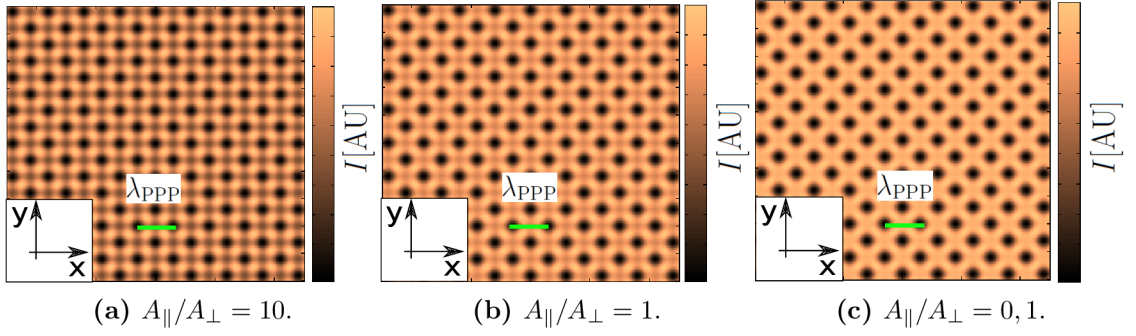
SNOM na příslušnou komponentu elektrického pole, na tvar interferenčního obrazce. Na obrázku 5.9 jsou vykresleny interferenční obrazce v závislosti na poměru konstant A_{\parallel}/A_{\perp} . Z obrázku je možné usuzovat na to, že v případě větší citlivosti SNOM na komponentu kolmou k rozhraní bude detekován obrazec zobrazený na obrázku 5.9c, zatímco při vyšší citlivosti SNOM na komponentu rovnoběžnou s rozhraním bude detekován obrazec 5.9a. Interakce hrotu s měřeným blízkým polem však vyžaduje hlubší studium. Je pravděpodobné, že citlivost hrotu na detekci příslušné komponenty závisí na velkém množství parametrů.

Vliv polarizace

V provedených experimentech byl dále studován vliv polarizace na tvar interferenčního obrazce. Vzhledem k tomu, že PPP jsou podélné oscilace elektronového plynu, dochází k buzení PPP s vyšší efektivitou na drážkách orientovaných kolmo na polarizaci budícího laserového svazku. Tato skutečnost může být kvalitativně studována vynásobením amplitudy vektoru elektrického pole i -tého PPP konstantou P_i odpovídající efektivitě buzení. Výraz pro interferenční obrazec na čtvercových strukturách (obrázek 5.8) pak může být vyjádřen ve tvaru

$$I \sim (A_{\parallel} + A_{\perp}R) [P_1 + P_2 + P_1 \cos(2\beta x) + P_2 \cos(2\beta y)] + 2A_{\perp}RP_1P_2 \{ \cos[\beta(x+y)] + \cos[\beta(x-y)] \}, \quad (5.16)$$

kde P_1 vyjadřuje vzhledem k symetrii efektivitu excitace plazmonů šířících se v obou směrech podél osy x a P_2 podél osy y . Použitím vztahu (5.16) byly vykresleny interferenční obrazce odpovídající polarizaci dopadajícího světla ve směrech os x a y (obrázek 5.10). V případě dvojic drážek nedochází vlivem polarizace k výrazným změnám interferenčního obrazce, pozorovat lze zejména změnu celkové intenzity stojaté vlny.



Obrázek 5.9: Analytický model interferenčního obrazce na čtvercové struktuře, jejíž zářezy jsou orientovány podél os x a y , detekovaného pomocí SNOM (zobrazeno s invertovanou škálou) při uvážení vyšší citlivosti detekce komponenty elektrického pole rovnoběžné s rozhraním $A_{\parallel}/A_{\perp} = 10$, kolmé k rozhraní $A_{\parallel}/A_{\perp} = 0, 1$ a při stejné citlivosti detekce vůči oběma komponentám $A_{\parallel}/A_{\perp} = 1$. Vypočtené interferenční obrazce jsou zde zobrazeny s invertovanou škálou tak, aby odpovídaly snímkům naměřeným pomocí SNOM. Pro výpočet konstanty R byly použity hodnoty $K_0 = 2\pi/\lambda_0$, $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ a $\beta = 2\pi/\lambda_{\text{PPP}}$, $\lambda_{\text{PPP}} = 600 \text{ nm}$, což odpovídá PPP na rozhraní zlato – vzduch. Jak je z obrázku patrné, převažující interferenční obrazec je tvořen komponentou kolmou na rozhraní, a to i při zvážení stejné citlivosti detekce obou složek.

Vliv hrotu

Dalším faktorem hrajícím roli při studiu PPP v blízkém poli je vzájemná interakce hrotu s měřeným blízkým polem. Ukazuje se, že přítomnost hrotu v blízkosti povrchu způsobuje zvýšení efektivního indexu lomu rozhraní. Nicméně detekovaná perioda interferenčního obrazce zůstává nezměněna.

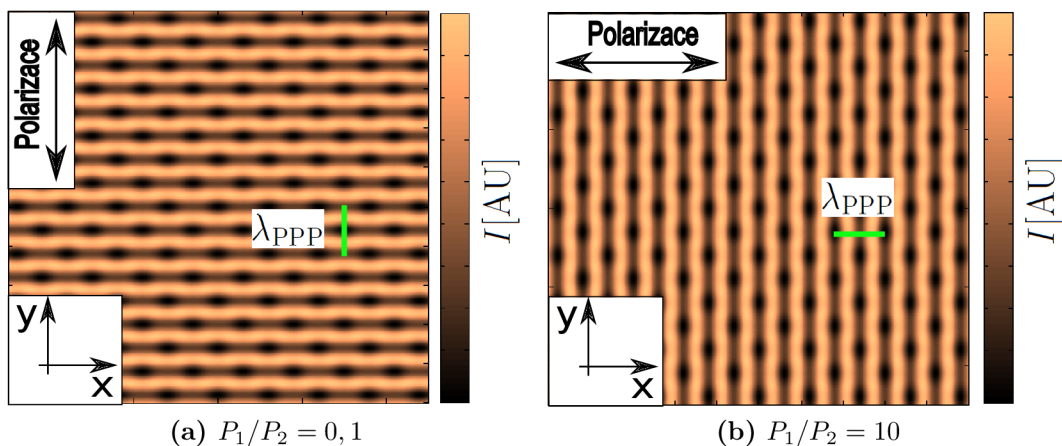
Uvažme interferenci dvou jednodimenzionálních vln, které se šíří proti sobě ve směru a proti směru osy x (obrázek 5.11). V intervalu $\langle \xi - a/2, \xi + a/2 \rangle$, který reprezentuje oblast pod hrotem, předpokládejme jiný efektivní index lomu než v okolí. Zdroj vlny šířící se ve směru osy x se nachází v bodě $x = 0$ a zdroj vlny jdoucí proti směru osy x v bodě $x = b$. Vně intervalu $\langle \xi - a/2, \xi + a/2 \rangle$ jsou vlny charakterizovány vlnovým číslem K_1 . Okrajové body intervalu lze považovat za zdroje vln, které se šíří pod hrotem a mají vlnové číslo K_2 . Počáteční fáze těchto vln bude ale dána fází vlny přicházející z vnějšího prostředí. Superpozici vln pod hrotem lze vyjádřit jako

$$u(t) = u_1(t) + u_2(t) \sim \exp[i(K_2(x - \xi + a/2) + K_1(\xi - a/2) - \omega t)] + \exp[-i(K_2(x - \xi - a/2) + K_1(\xi + a/2 - b) + \omega t)], \quad (5.17)$$

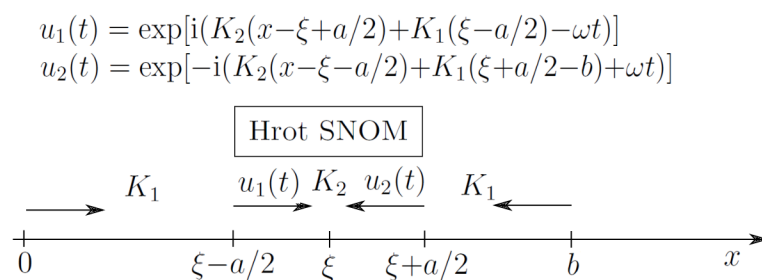
kde K_1 je vlnové číslo vlny v prostředí vně interval $\langle \xi - a/2, \xi + a/2 \rangle$ a K_2 je vlnové číslo vlny uvnitř tohoto intervalu. Měřitelná hodnota je úměrná kvadrátu modulu superponované vlny (5.17)

$$|u|^2 = uu^* \sim 2 + 2 \cos[2K_2(x - \xi) + 2K_1\xi - K_1b]. \quad (5.18)$$

Předpokládejme, že je intenzita odečítána v bodě $x = \xi$ (střed hrotu). Posune-li se hrot o vzdálenost $\Delta\xi$, bude intenzita detekována v bodě $\xi' = \xi + \Delta\xi$. Ze vztahu



Obrázek 5.10: Vykreslený interferenční obrazec (5.16) od zářezů uspořádaných do čtverců, které jsou orientovány podél os x a y . pro polarizaci budícího laseru ve směru (a) y ($P_1/P_2 = 0, 1$, $A_{\parallel}/A_{\perp} = 3$, $R = 0, 32$) a (b) x ($P_1/P_2 = 10$, $A_{\parallel}/A_{\perp} = 3$, $R = 0, 32$). Na obrázcích je vidět preferovaný směr excitace PPP (rovnoběžný s polarizací – kolmý na proužky). Pro zobrazení byla použita invertovaná škála.

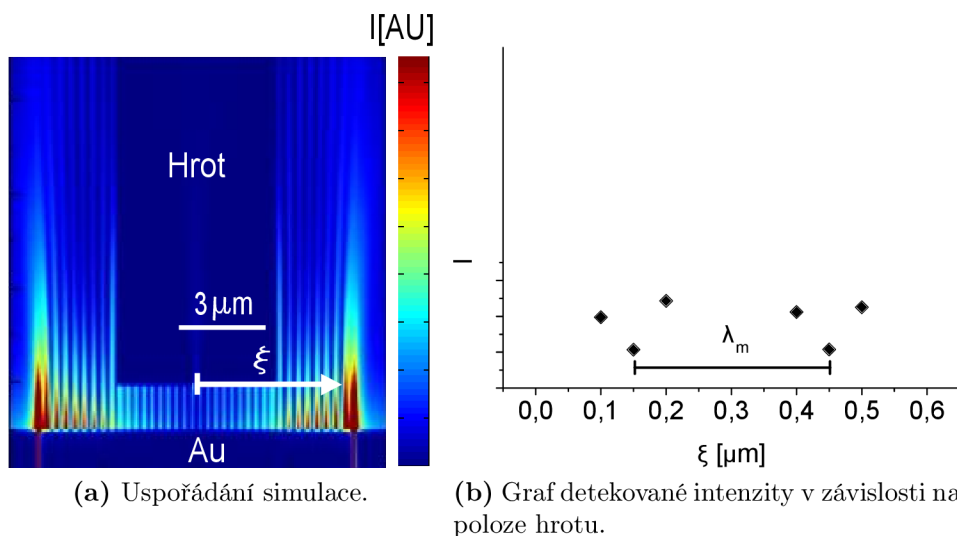


Obrázek 5.11: Schéma geometrie uvažované při zdůvodnění invariance periody modulae měřené hrotem v blízkém poli. Ačkoliv přítomnost hrotu změní vlnovou délku PPP, tato změna se neprojevuje na detekovaném signálu.

(5.18) plyne, že fázový rozdíl $\Delta\varphi = \varphi' - \varphi$ modulae detekované intenzity mezi polohami hrotu v bodech ξ' a ξ bude dán vztahem

$$\Delta\varphi = 2K_1\Delta\xi. \quad (5.19)$$

Vzhledem k tomu, že je fázový rozdíl dán pouze hodnotou vlnového čísla K_1 vně intervalu $\langle \xi - a/2, \xi + a/2 \rangle$, dosazením $\Delta\varphi = 2\pi$ (tj. celá perioda modulae) do vztahu (5.19) se lze přesvědčit, že detekovaná perioda modulae odpovídá polovině vlnové délky vlny šířící se v prostředí neovlivněném hrotem ($\Delta\xi = \lambda_1 = 2\pi/K_1$). Toto vysvětlení je limitováno na případy, kdy hrot nezakrývá budící mřížky. Stejný výsledek, jak ukazuje obrázek 5.12, plyne i z 2D numerických simulací provedených v programu Lumerical (FDTD Solutions) metodou konečných diferencí FDTD (*Finite Difference Time Domain*) Ing. Lukášem Břínkem.



Obrázek 5.12: (a) Uspořádání numerické simulace (FDTD), pomocí které bylo ověřeno, že hrot SNOM detekuje vlnovou délku příslušející vlně šířící se po volném povrchu. Hrot je umístěn mezi drážkami, na nichž jsou excitovány PPP. (b) Graf znázorňující velikost intenzity prošlé hrotem v závislosti na poloze hrotu ξ vůči drážkám.

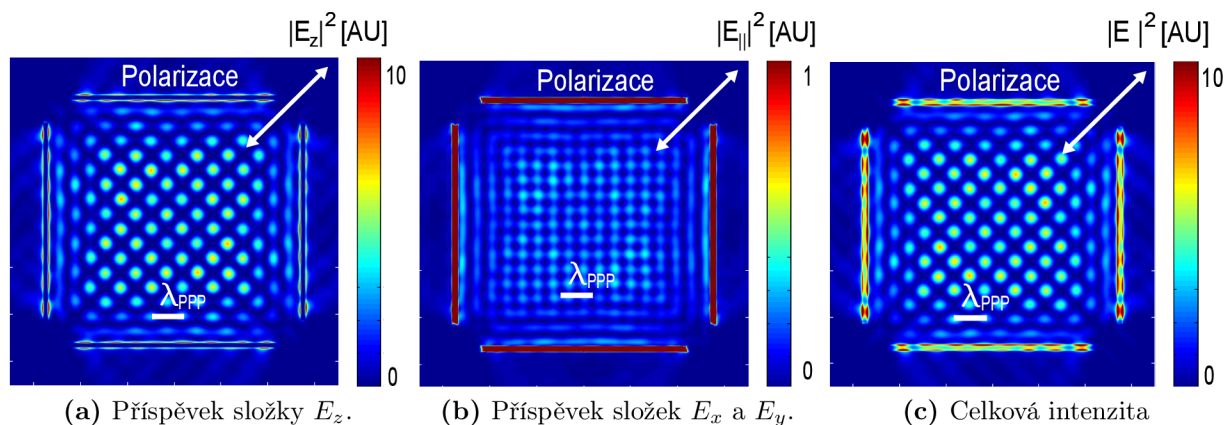
Simulace

Interferenční obrazce PPP na čtvercových strukturách byly studovány pomocí simulací. Z výsledků simulace (obrázek 5.13) je patrné, že interferenční obrazce plynoucí z analytického modelu korespondují s numerickou simulací i s experimentem. Odlišnost výsledků simulace od analytického modelu je zejména důsledkem aproximace, ve které jsou excitační drážky v analytickém modelu považovány za nekonečné. Analytický model tedy nedává odpověď na otázku, jak bude vypadat rozložení intenzity elektromagnetického pole v oblastech vně čtverce.

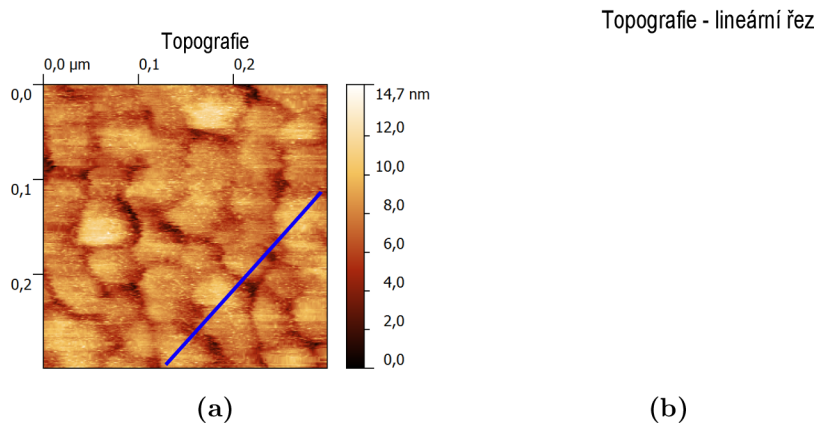
Simulace zároveň ukazují, že je příspěvek složky elektrického pole rovnoběžné s rozhraním k výslednému interferenčnímu obrazci řádově menší, než příspěvek složky kolmé k rozhraní. Výsledné rozložení elektromagnetického pole nad plazmonickými strukturami ovšem nemusí přímo odpovídat detekovanému signálu. Nezanedbatelnou roli na měřený signál hraje interakce hrotu s optickým blízkým polem, což simulace nezohledňují.

5.3.2 Optické vlastnosti vzorku

Na připravených vzorcích byly studovány jejich optické vlastnosti a topografie. Měření topografie zlaté vrstvy bylo provedeno pomocí mikroskopu atomárních sil (AFM – *Atomic Force Microscope*) AutoProbe CP-R od firmy Veeco. Měření bylo provedeno na více místech vzorku, zejména mezi drážkami interferenčních struktur. Ze získaných dat vyplývá, že zlatá vrstva deponovaná zařízením Kaufman obsahovala zrna o velikosti řádově desítek nanometrů. Naměřená hodnota střední drsnosti povrchu byla $R_a = 0,56$ nm. Snímek naměřené topografie a extrahovaný profil jsou vyobrazeny na obrázku 5.14.



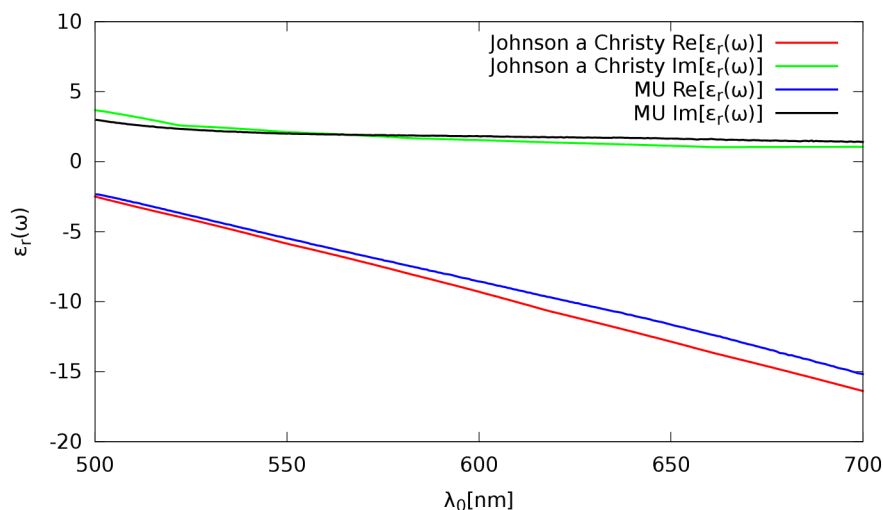
Obrázek 5.13: Interferenční obrazec způsobený PPP šířícími se od zářezů ve 200 nm vrstvě zlata uspořádaných do čtvercové struktury simulovaný metodou FDTD. Oproti analytickému modelu simulace ukazuje i distribuci intenzity vně čtverce.



Obrázek 5.14: (a) Topografie zlaté vrstvy deponované pomocí zařízení Kaufman změřená pomocí AFM – na snímku jsou patrné hranice zrn, modrá čára značí lineární řez. (b) Profil zlatého povrchu v lineárním řezu.

Dále byla elipsometricky studována dielektrická funkce zlaté vrstvy. Měření bylo provedeno na Přírodovědecké fakultě Masarykovy university v Brně RNDr. Aloisem Nebojsou. Naměřená dielektrická funkce je zobrazena spolu s tabelovanými hodnotami dielektrické funkce (Johnson a Christy) [23] na obrázku 5.15. Z grafu je patrné, že jsou hodnoty reálné části naměřené dielektrické funkce vyšší než hodnoty tabelované. Pravděpodobné vysvětlení tohoto posuvu vychází z teorie efektivního média [24]. Tato odchylka je však pro účely této práce nepodstatná.

Tloušťka zlaté vrstvy (200 nm) byla volena tak, aby bylo možné zanedbat vliv rozhraní zlato – quartz a rozhraní zlato – vzduch studovat jako nezávislé. Dosazením naměřené hodnoty dielektrické funkce $\epsilon(\omega) = -10,567 + 1,702i$ pro vlnovou délku budícího světla (633 nm) do vztahu (2.86) a užitím vztahu $\lambda_{PPP} = 2\pi/\beta$ získáme vlnovou délku PPP $\lambda_{PPP} = 603$ nm. Užitím vztahu (4.3) získáme propagační délku PPP $L = 5,8$ μm .



Obrázek 5.15: Srovnání dielektrické funkce naměřené na Masarykově universitě (MU) a tabelované dielektrické funkce (Johnson a Christy).

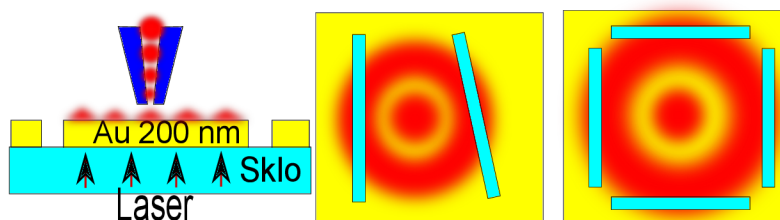
5.4 Postup měření

Měření bylo provedeno na připravených interferenčních strukturách (drážky uspořádané do čtverců a dvojice drážek skloněné pod různými úhly – viz. obrázek 5.3). Osvětlení vzorků bylo zajištěno He-Ne laserem o vlnové délce 633 nm a optickém výkonu 5 mW. Laserové světlo vykazuje vysokou koherenci, která je předpokladem pro vznik interferenčních obrazců. Vzorky byly osvětlovány ze strany transparentního substrátu (křemenné sklo). Optické blízké pole bylo snímáno hrotem aperturního optického vlákna ve výšce řádově desítek nanometrů nad rozhraním zlato – vzduch. Uspořádání experimentu je znázorněno na obrázku 5.16.

Před zahájením měření bylo nutné aparaturu seřadit. Experimentální sestava nebyla vybavena optickou soustavou, kterou by bylo možné sledovat vzájemnou polohu hrotu a vzorku. Proto bylo nutné před vložením vzorku nejprve upravit polohu hrotu vůči budicímu laseru. K tomu byl do optického vlákna s hrotem zaveden pomocný zelený laser (532 nm). Následně byl do držáku vložen vzorek a pomocí mikroposuvu nastavena poloha měřené struktury vůči budicímu laseru. Ten byl fokusován na střed studované struktury. Aby byly všechny zářezy osvětleny stejnou intenzitou, byl laser rozostřen. Vzhledem k difrakci budicího svazku na aperturách optické soustavy bylo osvětlení nastaveno tak, aby byly drážky překryty difrakčním maximem.

Dalším krokem bylo přiblížení sondy k povrchu vzorku. To bylo nejprve provedeno manuálně pomocí šroubového posuvu, následně bylo provedeno automatické přiblížení využívající zpětné vazby. Automatické přiblížení trvalo obvykle několik desítek minut. Ve většině případů bylo nutné přiblížení přerušovat a upravovat parametry nastavení rezonance ladičky. Pravděpodobnou příčinou této komplikace byly výkyvy teploty ladičky s hrotem. Ty byly způsobeny jednak měnící se teplotou v místnosti, ale také použitím halogenové lampy při vyhledávání měřené struktury.

Vzhledem k obtížnosti nastavení vzájemné polohy hrotu a vzorku před při-



Obrázek 5.16: Schéma uspořádání experimentu. Vzorek je osvětlován He-Ne laserem (633 nm), optické blízké pole je snímáno nad rozhraním zlato – vzduch aperturním vláknem SNOM.

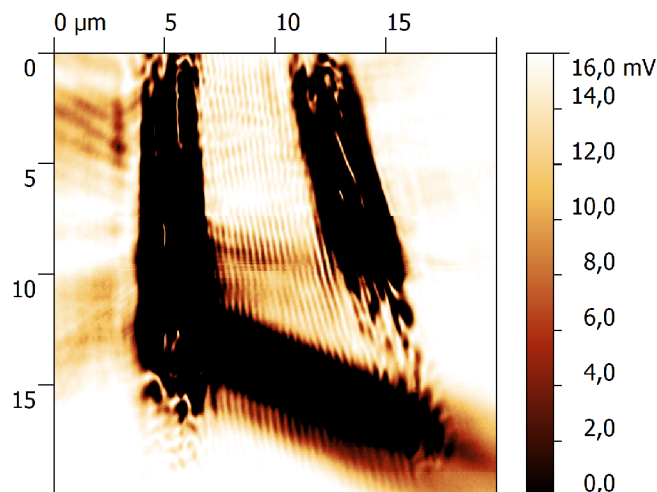
blížením bylo nutné osvětlenou strukturu vyhledat rastrováním široké oblasti povrchu. Při pořizování snímků s velkým rozsahem rastrování ale často docházelo ke ztrátě zpětné vazby. Proto bylo většinou možné strukturu hledat pouze systematickým zobrazováním menších částí vzorku. Vyhledání požadované struktury tak někdy trvalo i několik hodin.

Poslední fáze příprav spočívala v úpravě osvětlení vzorku. Cílem bylo dosáhnout co nejrovnoměrnějšího osvětlení drážek. V případě čtvercových struktur byla tato fáze poměrně komplikovaná, vyžadovala přesné nastavení stopy laseru ve dvou směrech.

Při každém měření byly pořízeny dva snímky: snímek zobrazující topografii a snímek zachycující signál detekovaný fotodetektořem (transmisi). Na zesilovač fotodetektoru bylo kvůli nízkým hodnotám měřeného signálu nastaveno maximální napětí (1500 V). Doba jednoho měření se pohybovala v závislosti na nastavených parametrech od sedmi minut do půl hodiny. Snímky byly pořizovány v rozlišení 256×256 pixelů a 512×512 pixelů, rastrovací frekvence byla nastavována v rozmezí 0,4 až 1,0 Hz. Rozsah rastrované oblasti se lišil v závislosti na zobrazované struktuře. Maximální rozsah rastrování daný hraniční polohou piezokeramického posuvu byl $100 \times 100 \mu\text{m}^2$.

5.5 Výsledky měření

Cílem měření bylo pozorovat interferenční obrazce povrchových plazmonových polaritonů, které se šíří od připravených drážek. Tato měření byla provedena zejména za účelem zdokonalení interpretace snímků získaných pomocí SNOM. Z toho důvodu byly zkoumány jednoduché struktury, u nichž je možné provést relativně snadné srovnání s teoretickou předpovědí. V průběhu experimentální práce se ukázalo, že je úspěšnost měření podmíněna několika faktory. Prvním faktorem je kvalita aperturního hrotu. Velká část měření vedla ke zjištění, že měřicí hrot obsahuje defekt, který vnáší do snímku artefakty způsobené detekcí vzdáleného pole. K postupnému opotřebenému hrotu docházelo i v průběhu měření. Zejména v případech, kdy bylo nutné opakovaně provádět přiblížení, projevovaly se na snímcích postupně vznikající artefakty, které vedly až ke ztrátě signálu blízkého pole (obrázek 5.17).



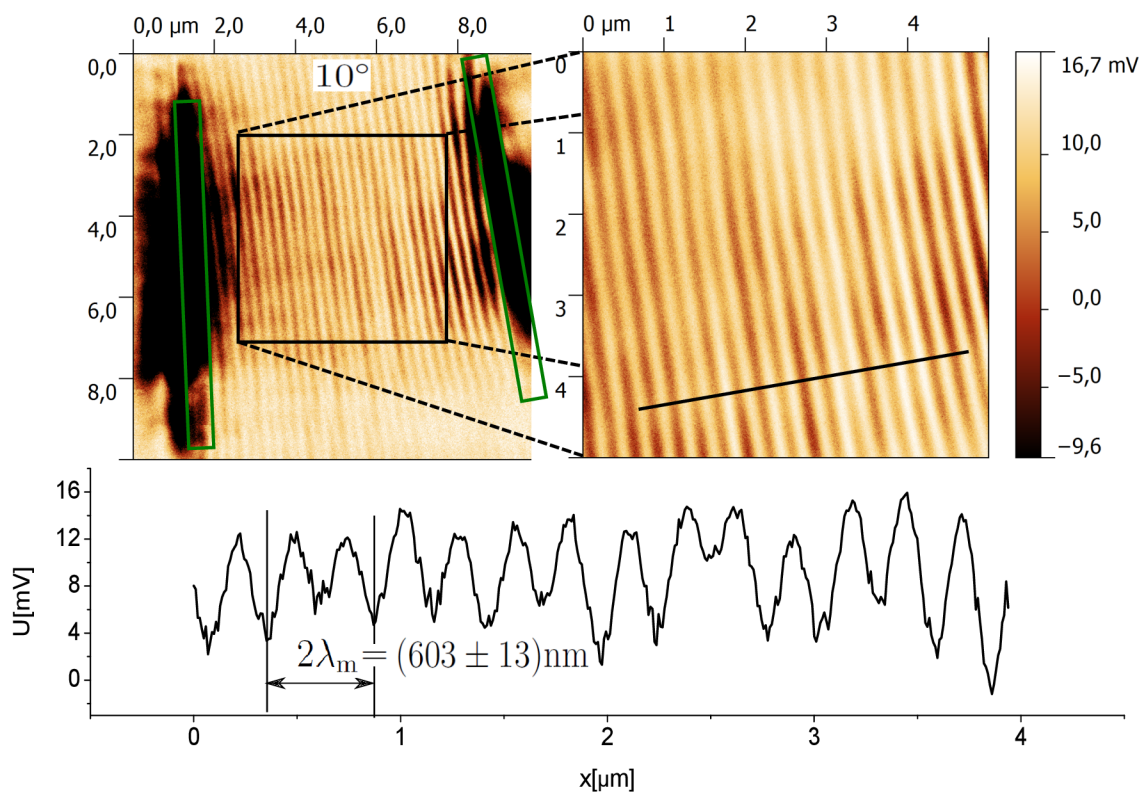
Obrázek 5.17: Snímek transmise s invertovanou škálou (tmavá místa označují vysokou intenzitu), na kterém je patrný jednak signál blízkého pole (interference PPP), ale i vznikající artefakt způsobený poškozením hrotu (pruh o velké intenzitě, který se opakovaně vyskytl při měření různých struktur). Při pozdějších měřeních s tímto hrotem došlo ke ztrátě signálu blízkého pole.

Dvojice drážek

Nejprve byla provedena měření interferenčních struktur, které se skládaly z dvojice vzájemně skloněných drážek pod úhly 5° , 10° a 15° . PPP byly buzeny He-Ne laserem (633 nm), čemuž odpovídá vlnová délka PPP $\lambda_{PPP} = 603$ nm. Snímky pořízené pomocí SNOM byly exportovány do programu Gwyddion, kde byly dále upravovány. Vzhledem k tomu, že v oblasti drážek byl detekovaný signál transmise výrazně intenzivnější než v prostoru mezi nimi, bylo nutné naměřené vysoké hodnoty odfiltrovat. Perioda modulace byla studována pomocí lineárních profilů extrahovaných z transmisních dat. Dále bylo třeba vzít v úvahu kalibraci SNOM. Ta byla provedena na základě srovnání snímků topografie pořízených pomocí SNOM a AFM. Bylo zjištěno, že rozměry struktur měřených rastrovacím optickým mikroskopem odpovídají přibližně 90 % rozměrů zjištěných pomocí AFM. Rozměry změřené AFM odpovídaly navrženým rozměrům.

Naměřené hodnoty byly dále statisticky vyhodnoceny. Nejistoty byly stanovovány jako součet náhodné chyby ($p = 0,95$) a systematické chyby, která je rovna polovině velikosti jednoho pixelu snímku. Nejistota měření je výrazně větší než předpokládaná změna periody modulace v závislosti na úhlu sklonění drážek. Proto na základě provedených měření tuto závislost nelze potvrdit. Potvrzení vztahu měřením drážek s větším úhlem sklonu z důvodu technické poruchy SNOM nebylo provedeno. Vzhledem k tomu, že vypočtená vlnová délka PPP leží v intervalu spolehlivosti měření, je pravděpodobné, že vniklý interferenční obrazec skutečně tvoří PPP. Výsledky jsou zobrazeny v tabulce 5.1.

Dále byla sledována závislost pozorované intenzity na polarizaci budícího světla. Vzhledem k obtížnosti kvantitativního měření intenzity pomocí SNOM byly měřeny pouze extrémní případy, tedy polarizace kolmá na osu drážek a polarizace



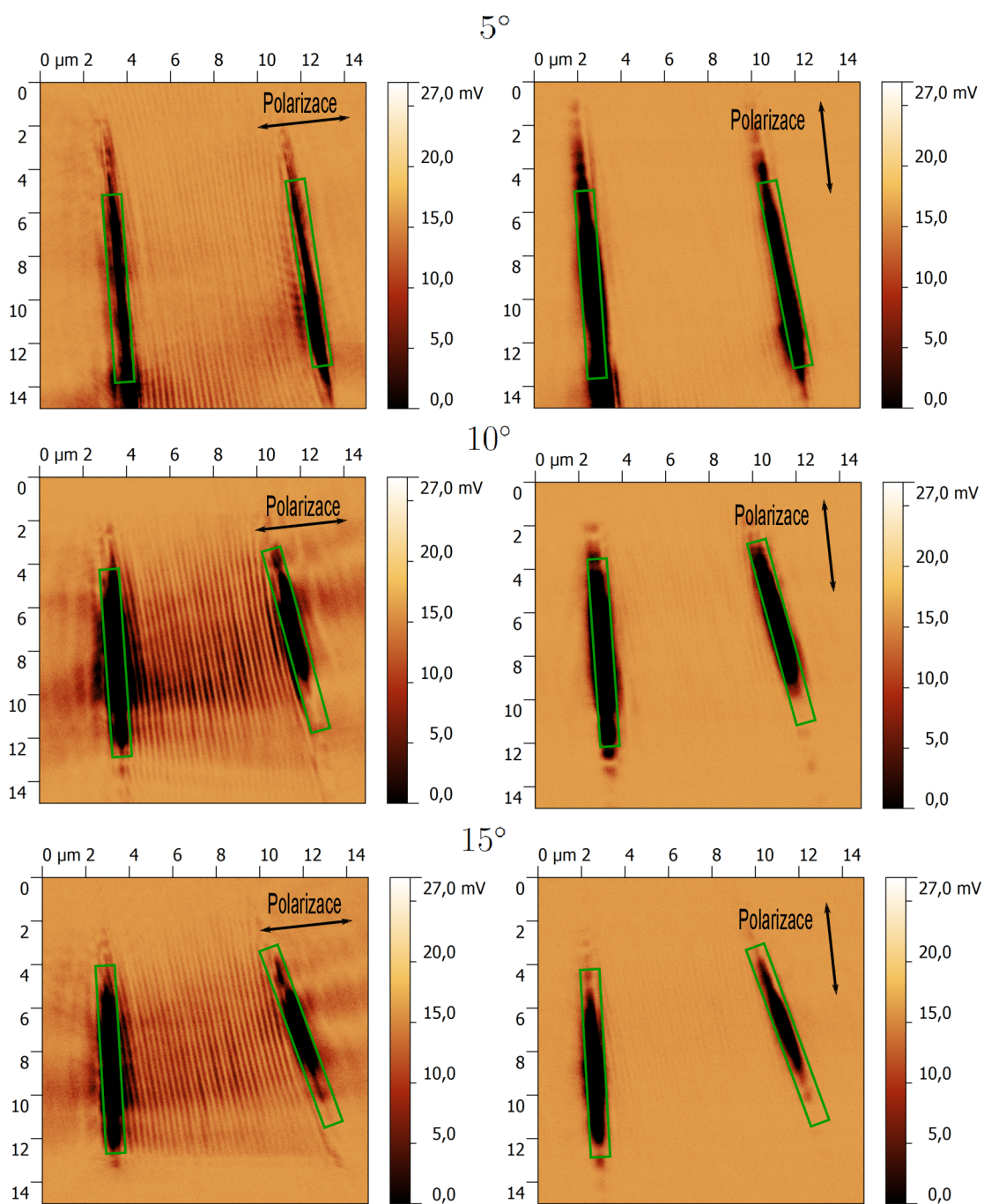
Obrázek 5.18: Snímky transmise naměřené na interferenční struktuře (skloněné drážky $\alpha = 10^\circ$). Dvojnásobek periody modulace je přibližně roven vlnové délce PPP ($2\lambda_m \approx \lambda_{PPP}$).

rovnoběžná s osou drážek. Při vkládání polarizátoru do optické soustavy byl kladen důraz na zachování intenzity dopadajícího laserového svazku. Vzhledem k tomu, že je laserové světlo částečně polarizované, bylo třeba současně s otočením polarizátoru otáčet i laser. Jako optimální otočení byla volena poloha, kdy polarizátorem procházela maximální intenzita. Dále bylo třeba dbát na rovnoměrnost rozložení intenzity stopy na drážkách. Ta byla korigována v průběhu měření.

V souladu s očekáváním bylo zjištěno, že je intenzita interferenčního obrazce výrazně vyšší v případě polarizace kolmé na budící mřížky (obrázek 5.19). Podmínky osvětlení drážek byly v průběhu polarizačních experimentů zachovány. Tuto skutečnost lze podpořit i faktem, že při měření obou směrů polarizace byla pozorovaná intenzita v oblasti zářezů srovnatelná.

Čtvercové struktury

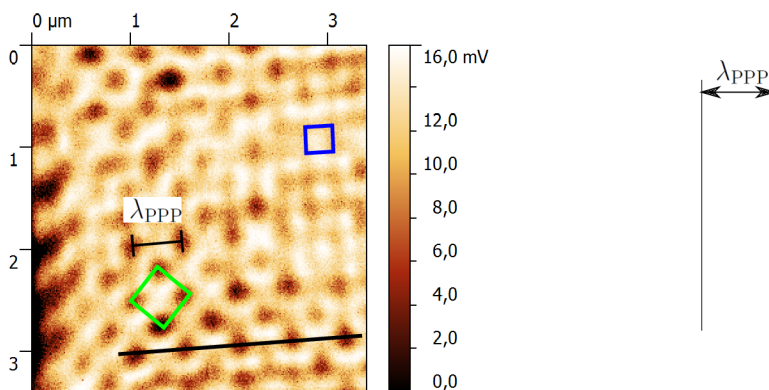
Čtvercové struktury byly pro měření zvoleny z několika důvodů. Jedním důvodem byla možnost relativního srovnání intenzity PPP šířících se ve vzájemně kolmých směrech, dalším důvodem byla možnost srovnání naměřeného výsledku s publikací [25]. Při provádění experimentu se ale ukázalo, že je zajištění rovnoměrného osvětlení všech zářezů velmi obtížné. Problémem bylo zejména centrování laserového svazku. Měření byla provedena na čtvercových strukturách o velikosti $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ a $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Z důvodu vyšší intenzity detekovaného signálu byly experimenty prováděny většinou



Obrázek 5.19: Snímky drážek osvětlených laserem s polarizací kolmou na osu souměrnosti drážek a rovnoběžnou s osou drážek. Rozsah invertované škály (černá znamená nejvyšší intenzitu) byl zvolen na snímcích stejně.

Tabulka 5.1: Hodnoty odpovídající dvojnásobku periody modulace interferenčního obrazce (po kalibraci). Nejistoty byly stanoveny pro spolehlivost $p = 0,95$.

Úhel sklonění	$2\lambda_m$
5°	$(600 \pm 17)\text{nm}$
10°	$(603 \pm 13)\text{nm}$
15°	$(606 \pm 13)\text{nm}$

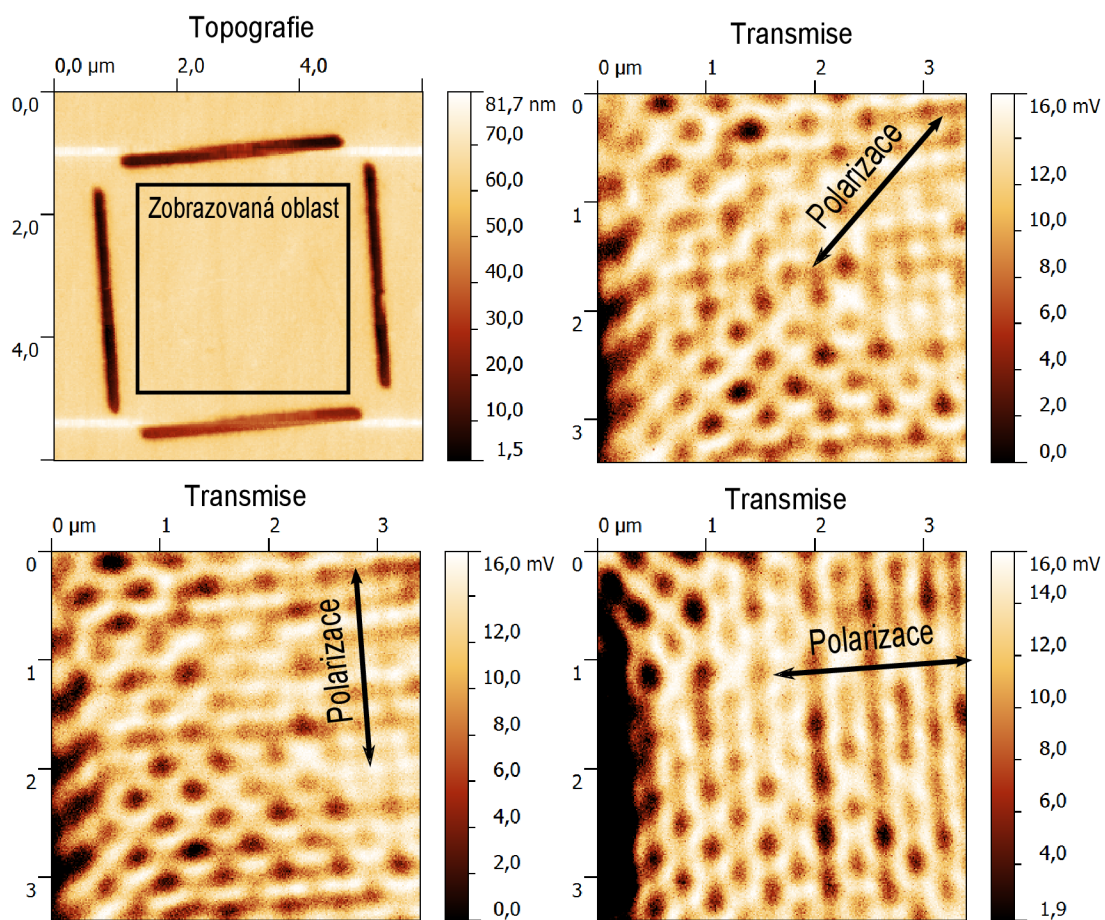


Obrázek 5.20: Transmise naměřená na čtvercové struktuře $5 \times 5 \mu\text{m}^2$. Na snímku jsou patrné interferenční obrazce odpovídající přednostní detekci komponenty kolmé k rozhraní (zelený čtverec) i rovnoběžné s rozhraním (modrý čtverec). (Viz obrázek 5.9)

na menších strukturách. Při rastrování přes drážky často docházelo ke ztrátě zpětné vazby. Proto byla měření prováděna zejména v oblasti mezi drážkami.

Snímek transmise (obrázek 5.20) ukazuje interferenční obrazec způsobený PPP šířícími se od připravených zářezů. O platnosti tohoto tvrzení svědčí zejména fakt, že parametry zobrazené modulace odpovídají interferenci vln s vlnovou délkou $(599 \pm 13)\text{nm}$. Nejistota měření byla stanovena stejným postupem jako v případě skloněných drážek. Na obrázku je možné pozorovat oba interferenční obrazce. Obrazec, který odpovídá převážné detekci komponenty elektrického pole kolmé na rozhraní, se vyskytuje na snímku majoritně (naznačeno zeleným čtvercem). V pravém horním rohu snímku je možné rozpoznat i interferenční obrazec, který odpovídá citlivosti hrotu na komponenty rovnoběžné s rozhraním (naznačeno modrým čtvercem). Pravděpodobnou příčinou tohoto jevu by mohla být proměnlivá vzdálenost hrotu od rozhraní či asymetrie hrotu v kombinaci s blízkostí budící drážky.

Na čtvercích byl dále experimentálně ověřen vliv polarizace budícího světla na efektivitu excitace PPP. Struktury byly osvětleny laserovým svazkem polarizovaným ve směrech kolmých na drážky a ve směru úhlopříčky čtverce. Výsledky experimentu jsou zobrazeny na obrázku 5.21. Srovnáním snímků s teoretickou předpovědí (obrázek 5.10) lze soudit, že polarizace skutečně ovlivňuje efektivitu buzení PPP. Na snímku 5.21 vlevo dole není efekt spojený s polarizací budícího světla příliš patrný. Je pravděpodobné, že při tomto uspořádání nebyla zajištěna homogenita osvětlení drážek.



Obrázek 5.21: Snímky interference PPP v závislosti na polarizaci budícího světla. PPP buzené ve směru polarizace světla byly excitovány v souladu s teorií efektivněji.

6 ZÁVĚR

Cílem této bakalářské práce bylo prostudovat problematiku povrchových plazmonových polaritonů na rozhraní dielektrikum – kov a následně provést jejich experimentální studium pomocí rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli. Teoretický rozbor PPP na rozhraní dielektrika a kovu byl proveden v kapitolách 2 až 4. Pro experimentální studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů byly připraveny interferenční struktury, které byly tvořeny zářezy vyrobenými pomocí FIB do zlaté vrstvy o tloušťce 200 nm deponované metodou IBA na substrátu z křemenného skla. Pomocí SNOM instalovaném na invertovaném optickém mikroskopu bylo zobrazováno rozložení optického blízkého pole v oblasti mezi připravenými drážkami. Pro detekci blízkého pole byla využita optická vlákna zakončená pokoveným (Al) aperturním hrotem. Excitace povrchových plazmonových polaritonů byla zajišťována He-Ne laserem o vlnové délce 633 nm.

Pozorovány byly interferenční obrazce, které byly pravděpodobně způsobeny interferencí povrchových plazmonových polaritonů propagujících se od excitačních drážek. Argument svědčící o původu měřených obrazců v interferenci PPP spočívá zejména v korespondenci vlnové délky PPP zjištěné z interferenčních obrazců s teoretickou předpovědí. Rovněž pozorovaná závislost intenzity interferenčního obrazce na polarizaci laserového světla svědčí o tom, že měřené optické blízké pole pochází od PPP. Vzhledem k nejistotě měření nebylo možné v případě skloněných drážek usuzovat, došlo-li ke změně periody modulace v závislosti na úhlu vzájemného sklonění drážek. Teoretický vztah však nebyl měřením vyvrácen.

V případě čtvercových struktur byly pozorovány interferenční obrazce, které rovněž odpovídají teoretické předpovědi. Zajímavostí, která se v případě měření čtvercových struktur vyskytla, byla přítomnost interferenčních obrazců odpovídajících citlivosti SNOM na komponentu elektrického pole rovnoběžnou s rozhráním, ale i kolmou k rozhraní. Oba druhy interference byly pozorovány na různých místech snímku. Vysvětlení této zvláštnosti vyžaduje hlubší teoretické studium interakce pokoveného aperturního hrotu SNOM s optickým blízkým polem. Pravděpodobně je ale možné tuto anomálii vysvětlit asymetrií hrotu (například jako důsledek poškození) v kombinaci s přítomností excitačních drážek v blízkosti okraje měřené oblasti. Měření polarizační závislosti dopadlo rovněž v souladu s teoretickou předpovědí. Vzhledem k obtížnosti měření čtvercových struktur z důvodu nepřesnosti nastavení laserové stopy na vzorku je ovšem nutné přihlídnout k možnosti, že byla preferenční excitace PPP ve směru polarizace způsobena právě nerovnoměrným rozložením stopy budicího laseru.

Úspěšné měření složitějších plazmonických struktur vychází z předpokladu, že je možné spolehlivě určit, že měřený signál pochází od blízkého pole. K tomu účelu může sloužit například kalibrační měření struktur, které byly studovány v této práci. Vyhodnocení naměřených interferenčních obrazců by zároveň mohlo poskytnout hlubší informaci o kvalitě měřicího hrotu.

Interference PPP by v budoucnu mohla nalézt aplikaci v oblasti senzoričky. Naskýtá se i možnost využít lokálního zesílení elektromagnetického pole v blízkosti povrchu pro samouspořádávání. Pomocí interferenčních obrazců by tak například bylo možné preferenčně vázat molekuly ve zvolených oblastech zlatého povrchu.

LITERATURA

- [1] RAETHER H.: *Surface plasmons on smooth and rough surface and gratings*, Springer-Verlag, Berlín, 1988.
- [2] WANG Y., PLUMMER E. W., KEMPA K.: *Foundations of Plasmonics*, Adv. Phys., **60**(5), str. 799-898, 2011.
- [3] POWELL C. J., SWAN J. B.: *Origin of the characteristic electron energy losses in aluminum*, Phys. Rev., **115**(4), str. 869-875, 1959. (Převzato z [27]).
- [4] RITCHIE R. H.: *Plasma losses by fast electrons in thin films*, Phys. Rev., **106**(5), str. 874-881, 1957. (Převzato z [18]).
- [5] KRETSCHMANN E., REATHER H.: *Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light*, Z. Naturforsch., **23A**, str. 2135-2136, 1968. (Převzato z [18]).
- [6] ZENNECK J.: *Über die fortpflanzung ebener elektromagnetischer wellen längs einer ebenen leiterfläche und ihre beziehung zur drahtlosen telegraphie*, Ann. d. Phys., **23**, str. 846-866, 1907. (Převzato z [14]).
- [7] SOMMERFELD A.: *Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie*, Ann. Physik, **28**, str. 665, 1909. (Převzato z [14]).
- [8] FENG L., ORDEN D. V., ABASHIN M., WANG Q., CHEN Y., LOMAKIN V., FAINMAN Y.: *Nanoscale optical field localization by resonantly focused plasmons*, J. Opt. Soc. Am., **17**(6), str. 4824 - 4832, 2009.
- [9] WANG Q., WANG J., ZHANG S.: *A nano-confined source based on surface plasmon Bragg reflectors and nanocavity*, J. Opt. Soc. Am., **16**(24), str. 19882 - 19890, 2008.
- [10] GAO Y., GAN Q., XIN Z., CHENG X., BARTOLI F. J.: *Plasmonic Mach-Zehnder Interferometer for Ultrasensitive On-Chip Biosensing*, J. Am. Chem. Soc., **5**(12), str. 9836-9844, 2011.
- [11] TEMNOV V. V., NELSON K. A., ARMELLES G., CEBOLLADA A., THOMAY T., LEITENSTORFER A., BRATSCHITSCH R.: *Femtosecond surface plasmon interferometry*, J. Opt. Soc. Am., **17**(10), str. 8423 - 8432, 2009.
- [12] GRIFFITHS D. J.: *Introduction to Electrodynamics*, Prentice Hall, New Jersey, 1999.
- [13] SEDLÁK B., STOLL I.: *Elektřina a magnetismus*, Academia, Praha, 2002.
- [14] STRATTON J. A.: *Electromagnetic Theory*, McGraw - Hill Book Company, New York a Londýn, 1941.
- [15] DUB P., PETRÁČEK J.: *Vybrané problémy z teorie elektromagnetického pole*, studijní text, Brno: VUT, FSI, 2006.

- [16] KOMRSKA J.: *Fourierovské metody v teorii difrakce a ve strukturní analýze*, VUTIUM, Brno, 2007.
- [17] KITTEL C.: *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, New York, 1996.
- [18] MAIER S. A.: *Plasmonics: Fundamentals and applications*, Springer, Bath UK, 2007.
- [19] NOVOTNY L., HECHT B.: *Principles of nano – optics*, Cambridge Press, New York, 2006.
- [20] OTTO A.: *Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*, Z. Physik, **216**(4), str. 398-410, 1968.
- [21] FRIEDT J.-M., CARRY É.: *Introduction to the quartz tuning fork*, Am. J. Phys., **75**(5), str. 415-422, 2007.
- [22] ZIA R., BRONGERSMA M. L.: *Surface plasmon polariton analogue to Young's double slit experiment*, Nature Nanotech., **2**(7), str. 426-429, 2007.
- [23] JOHNSON P. B., CHRISTY R. W.: *Optical Constants of the Noble Metals*, Phys. Rev. B, **6**(12), str. 4370-4379, 1972.
- [24] PARK J. H., NAGPAL P., OH S.-H., NORRIS D. J.: *Improved dielectric functions in metallic films obtained via template stripping*, Appl. Phys. Lett., **100**(8), str. 081105-1 - 081105-4, 2012.
- [25] WANG Q., BU J., YUAN X.-C.: *High-resolution 2D plasmonic fan-out realized by subwavelength slit arrays*, J. Opt. Soc. Am., **18**(3), str. 2662-2667, 2010.
- [26] BŘÍNEK L.: *Plazmonické rezonanční antény*, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, diplomová práce, 2008.
- [27] DVOŘÁK, P.: *Studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů na magnetických materiálech*, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, diplomová práce, 2011.
- [28] KVAPIL M.: *Lokalizované povrchové plazmony: principy a aplikace*, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, diplomová práce, 2010.
- [29] MIRONOV V. L.: *Fundamentals of scanning probe microscopy*, studijní text, The Russian Academy of Sciences, Institute of Physics of Microstructures, Nizhniy Novgorod, 2004.
- [30] WELLEMS L. W., HUANG D.: *Near-field light focusing by a slit array in a planar metal film with nonuniform slit dielectric material*, Am. J. Phys., **80**(2), str. 122 - 132, 2012.