

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

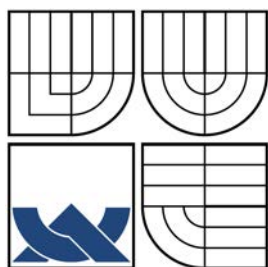
STUDIUM VLASTNOSTÍ POVRCHOVÝCH
PLAZMONOVÝCH POLARITONŮ NA MAGNETICKÝCH
MATERIÁLECH

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

PETR DVOŘÁK

BRNO 2011



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 NA MAGNETICKÝCH MATERIÁLECH

STUDY OF PROPERTIES OF SURFACE PLASMON POLARITONS ON MAGNETIC
MATERIALS

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

PETR DVOŘÁK

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

ING. RADEK KALOUSEK, PH.D.

BRNO 2011

ABSTRAKT

Tato diplomová práce se zabývá experimentálním studiem povrchových plazmonových polaritonů na nanostrukturách Au/Co/Au. Nanostruktury byly připraveny pomocí elektronové litografie a fokusovaného iontového svazku. Pro detekci povrchových plazmonů bylo využito rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli. Na něm byla potvrzena závislost excitace plazmonu na polarizaci budícího světla. Dále byla naměřena vlnová délka plazmonu z interferenčního obrazce pro různé dielektrické funkce povrchu. Závěrem jsou ukázány experimentální výsledky stáčení interferenčního obrazce v závislosti na vnějším magnetickém poli.

KLÍČOVÁ SLOVA

Plazmon, spinplazmonika, elektronová litografie, fokusovaný iontový svazek, rastrovací optický mikroskop pro blízké pole

ABSTRACT

The diploma thesis deals with the experimental study of surface plasmon polaritons (SPPs) on nanostructures with the Au/Co/Au multilayer. Plasmonic structures were prepared by the electron beam lithography and by the focused ion beam. A scanning optical near-field microscope was used for detection of surface plasmon polaritons. SPPs were confirmed by the experiment with different polarizations of the illuminating light. Furthermore, differences in plasmon interference wavelengths was measured for different surface dielectric functions. Finally, the decantation of the SPPs interference image was measured in dependence on the external magnetic field.

KEYWORDS

Plasmon, spinplasmonics, electron beam lithography, focused ion beam, scanning near-field microscope

DVOŘÁK, P. Studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů na magnetických materiálech. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, 2011. 63 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Radek Kalousek, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů na magnetických materiálech“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové 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 diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové 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. Radku Kalouskovi, Ph.D., za vedení diplomové práce a prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D., za korektury. Dále děkuji prof. RNDr. Tomáši Šikolovi, CSc., Ing. Davidu Škodovi, Ph.D., a Ing. Jindřichu Machovi za odborné rady při experimentální části této práce. Za napsání programu pro efektivní vyhodnocování mé práce a konzultace nad tématy Fourierovy transformace mnohokrát děkuji Ing. Matěji Týčovi. V neposlední řadě děkuji své rodině a přítelkyni za podporu při studiu a Ing. Lukáši Břínkovi za provedené počítačové simulace a nesčetné diskuze nad fyzikálními tématy týkající se této práce.

OBSAH

1	Úvod	13
2	Teorie elektromagnetického pole	15
2.1	Maxwellovy rovnice	15
2.2	Časově proměnné vektorové pole	17
2.3	Elektromagnetická vlna na rozhraní	18
3	Optické vlastnosti pevných látek	23
3.1	Drudeho model	23
3.2	Lorentzův model	25
3.3	Fourierova transformace	26
4	Povrchový plazmonový polariton	29
4.1	Optické vlastnosti povrchové vlny	29
4.2	Buzení a detekce povrchových plazmonových polaritonů	29
4.2.1	Porušený totální odraz	30
4.2.2	Periodické struktury	31
4.2.3	Rastrovací optický mikroskop v blízkém poli	32
5	Elektromagnetická vlna v magnetickém poli	33
6	Experiment	39
6.1	Experimentální zařízení	39
6.2	Příprava vzorku	40
7	Výsledky a experimenty	47
7.1	Zpracování dat	47
7.2	Změna polarizace světla	49
7.3	Změna dielektrické funkce	50
7.4	Změna vnějšího magnetického pole	52
8	Závěr	57
	Literatura	59
	Seznam zkratek	63

1 ÚVOD

Studiem vlastností povrchových plazmonových polaritonů na magnetických materiálech se zabývá nový rychle se vyvíjející vědní obor nazývaný spinplazmonika. Ta je speciálním případem rozšířenější nauky tzv. plazmoniky, zkoumající a popisující vzájemnou interakci elektromagnetické vlny a volných elektronů v kovových materiálech. Kvazičástice kolektivních kmitů volných elektronů v kovu nazýváme plazmonové polaritony nebo zkráceně plazmony. Tyto dynamické projevy jsou způsobené povrchovou elektromagnetickou vlnou, která je řešením Maxwellových rovnic s hraničními podmínkami.

Historicky jsou povrchové vlny dosti zajímavé. Poprvé zkoumal vedení rovinných elektromagnetických vln podél rovinného rozhraní dielektrika a dobrého vodiče Cohn a krátce potom Uller [1], [2]. J. Zenneck rozpoznal význam těchto výzkumů pro šíření radiových vln a ukázal, že Maxwellovy rovnice připouštějí řešení, které lze popsat jako rovinnou vlnu šířící se v rovině rozhraní dvou libovolných prostředí [3]. Ukázal, že existuje vlna, která sleduje rovinný zemský povrch, tj. vodivý povrch, a je utlumována jak ve svislém, tak vodorovném směru. Zenneckova povrchová vlna, která ubývá exponenciálně se vzdáleností a pohybuje se fázovou rychlostí záviselá na vlastnostech země, je řešením Maxwellových rovnic vyhovující okrajovým podmínkám. Tento názorný a prostý obraz měl vliv na všechny další práce a jejich autoři se snažili najít ve svých vzorcích, správně odvozených, tuto povrchovou vlnu. Zenneckovo řešení fyzikálně neodpovídalo dané úloze především proto, že se v něm neuvažuje způsob buzení povrchové vlny. Zenneckovi byly zcela jasné meze platnosti jeho výsledků na šíření rádiových vln, avšak neexistoval dosud důkaz, že rádiová anténa skutečně takové povrchové vlny vyzařuje.

V roce 1909 publikoval A. Sommerfeld svou klasickou práci, kde chtěl tento důkaz podat [4]. Tato práce se zabývala vlivem konečně vodivé roviny na vyzařování kmitajícího dipólu. Od té doby se objevilo velké množství prací o tomto problému, ale lze říci, že žádná jiná práce o způsobu šíření rádiových vln nevzbudila tak velkou pozornost. Pomocí chování elektrického dipólu na rozhraní zemského povrchu a vzduchu ve válcových souřadnicích našel ve složkách celkového pole členy příslušné povrchové vlně. První pochyby o správnosti Sommerfeldova rozložení pole vyvolala H. Weylova práce z roku 1919 využívající jiného fyzikálního odvození [5]. Weylovo řešení má tvar, který lze považovat za superpozici prostorové a povrchové vlny, avšak Weylovy povrchové vlny nebyly totožné s vlnami Sommerfeldovými a Zenneckovými.

Navíc V. A. Fok zopakoval v základech naprosto přesně Sommerfeldovo odvození a ukázal, že se Sommerfeld v průběhu výpočtů dopustil chyby a že po odstranění této chyby je výsledek totožný s Weylovým vzorcem [6]. Konečně P. Rjazin rozvedl přesné řešení v řady, vypočítal pole a získal řadu jeho charakteristik, které naprosto

souhlasí s experimentálními výsledky [7].

V roce 1957 předpověděl existenci povrchového plazmonu v podobě kolektivních kmitů volných elektronů v kovu R. H. Ritchie, což bylo o tři roky později demonstrováno C. J. Powellem a J. B. Swanem při experimentech se ztrátou energie elektronů dopadajících na hliníkový terč [8], [9]. E. Kretschmann a H. Reather pak v roce 1968 vydali práci o optickém buzení povrchových vln v kovu a vznikl tak obor plazmonika [10].

Plazmony můžeme fyzikálně rozdělit na lokální a povrchové plazmonové polaritoty. Lokální plazmony jsou vázány na kovové nanočástice a způsobují zesílení elektromagnetického pole v jejich blízkosti. Zde k rozvoji velmi přispěla seminální práce G. Mieho z roku 1908 o rozptylu světla na vodivých sférických objektech [11]. Toho se využívá například v solárních článcích k zvýšení účinnosti anebo v medicíně jako optický aktivátor léčebných látek. Další zajímavé uplatnění našly lokální plazmony ve spektroskopii, kde například mohou zesilovat ramanovský signál až o několik řádů. V neposlední řadě se využívají lokální plazmony v senzorice, kde se využívá posunu frekvenčních rezonančních píků kovových nanoantén, způsobené vysokou citlivostí na změnu permitivity prostředí.

Plazmonika a spinplazmonika se však dynamicky rozvíjejí z důvodů snahy o fyzikální propojení elektroniky a fotoniky. Moderní informační technologie jsou založeny na přenosu dat pomocí integrovaných elektronických obvodů, které začínají být omezeny jak teplotními vlivy způsobenými elektrickým proudem, tak fyzikálními limity přenosu informace na vysokých frekvencích v řádu gigahertz. Proto se používá fotonika, kde probíhá přenos na vysokých frekvencích pomocí elektromagnetických vln šířících se v optických vláknech. Velkou nevýhodou je nemožnost komerční miniaturizace z důvodů Rayleighova difrakčního limitu [12].

Všechny tyto nedostatky odstraňuje plazmonika využívající povrchových plazmonových polaritonů. Přenos informace pomocí povrchových plazmonů může probíhat na frekvencích řádu stovek terahertz a s možností miniaturizace struktur na desítky nanometrů. Technickými problémy zůstává buzení a detekce povrchových plazmonů a dále samotné ovládání šíření plazmonů. To lze považovat za nejdůležitější vlastnosti pro možné praktické využití.

Hlavním cílem této práce jsou experimentální návrhy a realizace nanostruktur pomocí elektronové litografie a fokusovaného iontového svazku pro buzení a ovlivňování vlastností povrchových plazmonů vnějším magnetickým polem a jejich detekce využitím rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli.

2 TEORIE ELEKTROMAGNETICKÉHO POLE

2.1 Maxwellovy rovnice

Za elektromagnetické pole budeme považovat soubor čtyř vektorů $\vec{E}$ a $\vec{B}$, $\vec{D}$ a $\vec{H}$. Budeme předpokládat, že tyto vektory jsou konečné v celém rozsahu oblastí, na niž jsou definovány a že jsou spojitými funkcemi polohy a času ve všech normálních bodech¹ a že mají spojitě derivace. $\vec{E}$ a $\vec{H}$ označují vektory intenzity elektrického a magnetického pole, symbolem $\vec{D}$ se označuje vektor elektrické indukce a $\vec{B}$ vektor magnetické indukce. Zdrojem elektromagnetického pole je časově proměnné rozložení elektrického náboje nebo proudu. Poněvadž se budeme zabývat jen makroskopickými jevy, můžeme předpokládat, že toto rozložení je spojitě a je určeno jako prostorová a časová funkce objemové hustoty náboje ρ a vektoru hustoty proudu $\vec{J}$ [13].

V každém normálním bodě prostoru platí pro vektory elektromagnetického pole Maxwellovy rovnice

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (2.1)$$

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

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

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (2.4)$$

Mohou být i vektory pole a jejich derivace, které jsou nespojitě například při přechodu z jednoho prostředí do druhého. Zde pak platí okrajové podmínky popsané níže.

Tyto makroskopické vztahy jsou doplněny o materiálové rovnice popisující elektromagnetický stav vzorku hmoty využitím vektoru dielektrické polarizace $\vec{P}$ a vektoru magnetizace $\vec{M}$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}, \quad (2.5)$$

kde ε_0 je elektrická permitivita a μ_0 magnetická permeabilita vakua. Vektory polarizace a magnetizace jsou tedy pevně spjaty s hmotou a vymizí ve volném prostoru. V izotropních prostředích jsou vektory polarizace a magnetizace rovnoběžné s příslušným vektorem pole a vyloučíme-li feromagnetické materiály, jsou jim ještě navíc úměrné, jak bylo experimentálně zjištěno.

Jsou-li fyzikální vlastnosti tělesa izotropní, pak je vektor $\vec{D}$ rovnoběžný s $\vec{E}$ a rovněž tak $\vec{H}$ s $\vec{B}$. Téměř ve všech řešitelných úlohách teorie elektromagnetického pole jsou vztahy mezi těmito vektory kromě toho ještě lineární, můžeme tedy psát

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad \vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B}, \quad (2.6)$$

¹Normální bod je takový, v jehož okolí jsou fyzikální vlastnosti prostředí spojitě.

kde ε a μ jsou konstanty prostředí. Bezrozměrné poměry

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}, \quad \mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.7)$$

jsou nezávislé na volbě jednotek a nazývají se poměrnými (relativními) konstantami.

Elektrická a magnetická susceptibilita χ_e a χ_m se definují těmito vztahy:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}, \quad \vec{M} = \chi_m \vec{H}. \quad (2.8)$$

Z výše popsaných rovnic ihned plyne, že susceptibility jsou s konstantami ε_r a μ_r vázány vztahy

$$\chi_e = \varepsilon_r - 1, \quad \chi_m = \mu_r - 1. \quad (2.9)$$

V anizotropním prostředí jsou susceptibility vyjádřeny složkami tenzorů. Nyní je třeba přidat k Maxwellovým rovnicím ještě třetí a poslední empirický vztah mezi hustotou proudu a polem. Ukazuje se, že tento vztah je jak pro tuhé látky, tak pro slabě ionizované roztoky v širokém rozsahu podmínek lineární:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (2.10)$$

Veličina σ je měrná vodivost prostředí. Rovnice (2.10) se nazývá zobecněný Ohmův zákon. Parametry σ , μ_r a ε_r jsou materiálovými charakteristikami a v lineární optice nejsou závislé na vnějším elektromagnetickém poli. Pro homogenní a izotropní materiál jsou tyto veličiny skalární.

Rovnice pole platí jen pro normální body prostoru. Avšak na plochách, oddělujících jedno těleso nebo prostředí od druhého, se vyskytují náhlé změny parametrů σ , μ_r a ε_r . V makroskopickém měřítku je třeba tyto změny zpravidla považovat za nespojitě, a tedy i vektory pole budou pak mít odpovídající nespojitost. Použijeme-li u vektorů pole indexy 1, 2 podle příslušného prostředí a vyznačíme-li dále kladnou normálu k ploše rozhraní jednotkovým vektorem $\vec{n}$, směřujícím z prostředí 1 do prostředí 2, můžeme přímo z Maxwellových rovnic naleznout okrajové podmínky

$$(\vec{B}_2 - \vec{B}_1) \cdot \vec{n} = 0, \quad (2.11)$$

$$(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) \cdot \vec{n} = \rho_{\text{ext}}, \quad (2.12)$$

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0}, \quad (2.13)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{K}, \quad (2.14)$$

kde ρ_{ext} je plošná hustota náboje definovaná jako náboj na jednotku plochy a $\vec{K}$ je povrchová hustota proudu.

2.2 Časově proměnné vektorové pole

Každou periodickou funkci můžeme vyjádřit jako superpozici funkcí harmonických. Budeme uvažovat, že veličiny popisující elektromagnetické pole závisí na čase

$$\vec{F} = \vec{A} \cos \omega t + \vec{B} \sin \omega t, \quad (2.15)$$

kde $\vec{F}$ je časově proměnné vektorové pole, ω je úhlová frekvence, $\vec{A}$ a $\vec{B}$ jsou časově nezávislé amplitudy. Využijeme-li Eulerova vztahu, lze časově proměnné vektorové pole zjednodušeně popsat

$$\vec{F}_c = \vec{C} \exp(-i\omega t), \quad \vec{C} = \vec{A} + i\vec{B}, \quad (2.16)$$

kde $\vec{F}_c$ je komplexní reprezentací reálného pole $\vec{F}$. To je velmi vhodné pro snazší počítání časově závislých veličin, jsou-li všechny vztahy popisující pole lineární. Vektorové pole $\vec{F}$ lze vyjádřit i pomocí komplexně sdružených členů

$$\vec{F}^* = \vec{C}^* \exp(i\omega t). \quad (2.17)$$

V komplexní reprezentaci máme obecně vždy dvě volby zápisu. V celé této práci bude použito faktoru časové závislosti $\exp(-i\omega t)$.

Předpokládejme prostředí bez volných nábojů a proudu a pro všechny vektorové veličiny elektromagnetického pole časové závislosti $\exp(-i\omega t)$. Pak Maxwellovy rovnice přejdou do tvaru

$$\nabla \cdot (\varepsilon \vec{E}) = 0, \quad (2.18)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0, \quad (2.19)$$

$$\nabla \times \vec{E} = i\omega\mu\vec{H}, \quad (2.20)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -i\omega\varepsilon\vec{E}, \quad (2.21)$$

kde $\mu = \mu_0\mu_r$ je permeabilita materiálu a ε je tzv. komplexní permitivita závislá na ω nebo také dielektrická funkce, kterou lze vyjádřit

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e) + i\frac{\sigma}{\omega}. \quad (2.22)$$

Pokud bychom zapsali dielektrickou funkci ve tvaru $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$, tak musí splňovat tzv. Kramersovy-Kronigovy relace [14], [15]. Tyto relace obecně popisují vzájemné vztahy mezi reálnou a komplexní částí fyzikálních veličin.

Použijeme Maxwellovu rovnici (2.3) představující Faradayův zákon, na kterou aplikujeme operátor rotace $\nabla \times$, a záměnou prostorových a časových parciálních derivací, které jsou lineárními operacemi, dostaneme

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{\partial(\nabla \times \vec{B})}{\partial t}. \quad (2.23)$$

Do pravé strany rovnice nyní můžeme dosadit Ampérův-Maxwellův zákon (2.4) bez volných proudů $\vec{J}$, dostaneme

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}. \quad (2.24)$$

Využitím vztahu (2.6), vektorové identity $\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) \equiv \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ a za předpokladu $\nabla \varepsilon = 0$, nalezneme řešení Maxwellových rovnic jako elektromagnetickou vlnu

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.25)$$

kde $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

Stejně jako v vztazích (2.15) a (2.16) budeme předpokládat časově harmonickou závislost elektromagnetického pole na čase, popsanou vztahem

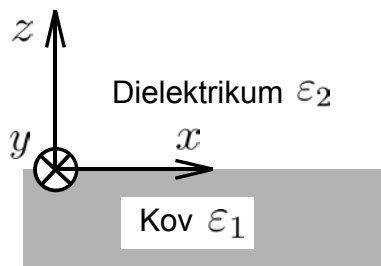
$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t). \quad (2.26)$$

Dosazením do (2.25) a vypočtením časových derivací, nalezneme rovnici závislou pouze na prostorových souřadnicích, tzv. Helmholtzovu rovnici

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \varepsilon \vec{E} = 0, \quad (2.27)$$

kde $k_0 = \omega/c$ je velikost vlnového vektoru elektromagnetické vlny ve vakuu.

2.3 Elektromagnetická vlna na rozhraní



Obrázek 2.1: Schéma geometrie se zavedenou kartézskou souřadnou soustavou.

Na obrázku 2.1 vidíme schematicky znázorněnou geometrii rozhraní dielektrika a kovu se zvolenou kartézskou souřadnou soustavou. Obě prostředí jsou definována svými dielektrickými funkcemi ε_1 a ε_2 . Dále v této kapitole budeme všechny fyzikální veličiny v prostředí dielektrika označovat indexem 2 a veličiny v prostředí kovu indexem 1.

Uvažujme nyní elektromagnetickou vlnu šířící se v rovině povrchu ve směru osy x s proměnou amplitudou ve směru osy z . Takovou vlnu můžeme popsat vztahem

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(z) \exp[-i(\omega t - \beta x)], \quad (2.28)$$

kde β se nazývá propagační konstanta a vyjadřuje průmět vlnového vektoru povrchové vlny do směru šíření vlny. Dosadíme-li předpokládanou vlnu (2.28) do Helmholtzovy rovnice (2.27) a upravíme, objevíme

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \vec{E}(z) = 0. \quad (2.29)$$

Analogickými výpočty bychom obdrželi podobnou rovnici i pro vektor magnetické intenzity $\vec{H}$.

Z Maxwellových rovnic (2.3) a (2.4) nyní nalezneme vztahy pro jednotlivé složky $\vec{E}$ a $\vec{H}$. Rozepsáním operace rotace do jednotlivých složek a využitím vyjádření operátoru časové derivace $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$, dostaneme

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu H_x, \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu H_y, \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu H_z, \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\varepsilon E_x, \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y, \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\varepsilon E_z. \quad (2.35)$$

Pro náš daný problém šíření vlny po rozhraní pouze ve směru osy x (2.28) $\left(\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow i\beta, \frac{\partial}{\partial y} \rightarrow 0\right)$, se vztahy zredukuji na

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu H_x, \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu H_y, \quad (2.37)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu H_z, \quad (2.38)$$

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\varepsilon E_x, \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\varepsilon E_y, \quad (2.40)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon E_z. \quad (2.41)$$

V dalších úvahách budeme předpokládat nemagnetické prostředí tj. $\mu = \mu_0$. Vidíme, že rovnice (2.37) a (2.40) obsahují neznámé složky obsažené v ostatních čtyřech

rovnících. Dosadíme-li do těchto dvou rovnic, rozpadne se nám soustava na dvě nezávislá řešení. První řešení obsahuje pouze složky elektromagnetického pole E_x , E_z a H_y (tzv. transverzální magnetické – TM nebo p polarizace). Druhé řešení pro složky se skládá pouze z H_x , H_z a E_y (tzv. transverzální elektrické – TE nebo s polarizace).

Pro TM polarizaci soustava rovnic přejde v jedinou rovnici

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0 \quad (2.42)$$

a pro TE polarizaci obdržíme

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0. \quad (2.43)$$

Z Maxwellových rovnic jsme našli dvě nezávislé Helmholtzovy rovnice pro TM a TE polarizaci.

Nyní hledejme řešení pro vlnu šířící se po povrchu s TM polarizací, kde pro její složky v dielektrickém prostředí ($z > 0$) podle zavedené geometrie a vztahu (2.39) a (2.41) platí

$$H_y(z) = a_2 \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z), \quad (2.44)$$

$$E_x(z) = ia_2 \frac{k_2}{\omega \varepsilon_2} \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z), \quad (2.45)$$

$$E_z(z) = -a_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_2} \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z) \quad (2.46)$$

a pro složky v kovovém prostředí ($z < 0$)

$$H_y(z) = a_1 \exp(i\beta x) \exp(k_1 z), \quad (2.47)$$

$$E_x(z) = -ia_1 \frac{k_1}{\omega \varepsilon_1} \exp(i\beta x) \exp(k_1 z), \quad (2.48)$$

$$E_z(z) = -a_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_1} \exp(i\beta x) \exp(k_1 z). \quad (2.49)$$

Pro řešení neznámých parametrů musíme použít okrajové podmínky (2.11) a (2.13) o spojitosti složek H_y a E_x na rozhraní těchto dvou prostředí ($z = 0$) bez volných nábojů a proudů. Abychom dostali nenulové řešení, musí se $a_1 = a_2$ a poté obdržíme podmínku existence této předpokládané evanescentní vlny šířící se podél rozhraní dielektrika a kovu ve tvaru

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}, \quad (2.50)$$

kde $k_1, k_2 \in \mathbb{R}^+$ jsou z -ové složky vlnových vektorů a pro permitivitu dielektrického prostředí platí $\varepsilon_2 > 1$. Je zřejmé, že tuto existenční podmínku lze splnit tehdy, je-li

$\varepsilon_1(\omega) < 0$. Toto (jak uvidíme v části 3.1) nastává pro kovy, pokud se pohybujeme v intervalu frekvencí pod tzv. plazmovou frekvencí.

Aby H_y bylo řešením Helmholtzovy rovnice (2.42) v TM polarizaci, musí dále platit

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1, \quad (2.51)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2. \quad (2.52)$$

Využijeme-li existenční podmínky (2.50) a vyřešíme tuto soustavu kvadratických rovnic, nalezneme vztah pro velikost propagačního vektoru

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \equiv k_0 N_{\text{ef}}, \quad (2.53)$$

kde N_{ef} je efektivní index lomu na rozhraní mezi prostředími. Evanescenční vlnu šířící se s propagačním vektorem (2.53) podél rozhraní dielektrikum-kov nazýváme povrchový plazmonový polariton. Jeho vlastnosti budou rozebrány v části 4.1.

V TE polarizaci můžeme stejným způsobem zapsat složky elektromagnetické vlny šířící se podél rozhraní v dielektrickém prostředí ($z > 0$)

$$E_y(z) = b_2 \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z), \quad (2.54)$$

$$H_x(z) = -ib_2 \frac{k_2}{\omega \mu_0} \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z), \quad (2.55)$$

$$H_z(z) = -b_2 \frac{\beta}{\omega \mu_0} \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z), \quad (2.56)$$

a pro kovové prostředí ($z < 0$)

$$E_y(z) = b_1 \exp(i\beta x) \exp(k_1 z), \quad (2.57)$$

$$H_x(z) = ib_1 \frac{k_1}{\omega \mu_0} \exp(i\beta x) \exp(k_1 z), \quad (2.58)$$

$$H_z(z) = b_1 \frac{\beta}{\omega \mu_0} \exp(i\beta x) \exp(k_1 z). \quad (2.59)$$

Nyní využijeme okrajových podmínek (2.11) o spojitosti $B_z \rightarrow H_z$ pro $\mu = \mu_0$ a (2.14) o spojitosti H_x . Po úpravě pro hledané řešení $b_1 = b_2$ dostaneme podmínku

$$b_1(k_1 + k_2) = 0, \quad (2.60)$$

která pro oba kladné vlnové vektory dává triviální řešení

$$b_1 = 0. \quad (2.61)$$

To znamená, že neexistuje v TE polarizaci elektromagnetická vlna šířící se podél rozhraní, tedy v TE polarizaci nevnikne povrchový plazmonový polariton.

3 OPTICKÉ VLASTNOSTI PEVNÝCH LÁTEK

Optické vlastnosti pevných látek popisují vzájemnou interakci elektromagnetické vlny a pevné látky. Tyto interakce jsou velmi přesně popsány v kvantové teorii pole. Pro naše aplikace je dostačující klasický model interakce záření s volnými elektrony v kovu, tzv. Drudeho model, a pro dielektrika, tzv. Lorentzův model.

K popisu optických vlastností kovů se nejčastěji užívá komplexní dielektrické funkce $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ nebo komplexního indexu lomu $N = n + ik$, kde tyto dvě veličiny jsou spjaty jednoduchým vztahem $N = \sqrt{\varepsilon}$. Při rozepsání reálných a imaginárních jednotlivých složek, můžeme nalézt vzájemné relace

$$\varepsilon' = n^2 - k^2, \quad \varepsilon'' = 2nk. \quad (3.1)$$

3.1 Drudeho model

Drudeho teorie pochází z přelomu 19. a 20. století a popisuje optické a tepelné vlastnosti kovů [16]. Pro naše účely se budeme zabývat pouze vlastnostmi optickými. Přiblížením atomů do krystalové struktury kovu se stanou valenční elektrony nevázanými a mohou se volně pohybovat krystalem. Tyto elektrony nazýváme vodivostní. Iontové zbytky tvořící krystalovou strukturu a prakticky veškerou hmotnost můžeme vzhledem k pohybu vodivostních elektronů zanedbat. Podle Drudeho modelu lze s dostatečnou přesností uvažovat pouze interakci elektromagnetické vlny s tímto plynem volných elektronů. Hlavními předpoklady tohoto modelu vycházející z kinetické teorie plynů jsou:

1. Mezi srážkami vodivostních elektronů je zanedbatelná vzájemná interakce a vliv iontového pozadí. To znamená, že elektrony se pohybují rovnoměrně přímočaře nebo při působení vnějšího silového pole podle druhého Newtonova zákona.
2. Srážky elektronů jsou okamžité události, které skokově změni směr a velikost rychlosti a ty nijak nezávisí na hodnotách před srážkou.
3. Střední doba mezi srážkami τ nezávisí na poloze ani rychlosti elektronu. V teorii pevných látek se tento předpoklad jeví v řadě aplikací velmi dobře.

Takovému modelu se říká model téměř volných elektronů. Ty se v kovu navzájem srážejí s frekvencí $\gamma = 1/\tau$. Tyto elektrony mohou být vychylovány pomocí elektrického pole $\vec{E}$. Pohybová rovnice v jednom směru, který ztotožníme s osou x je tedy

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} = -e\vec{E}, \quad (3.2)$$

kde m je hmotnost a e je náboj elektronu.

Předpokládejme harmonickou závislost vnějšího elektrického pole

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \exp(-i\omega t), \quad (3.3)$$

po úpravách získáme závislost výchylky elektronu na čase

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

Je-li $\gamma \neq 0$, pak vidíme, že člen úměrnosti v tomto vztahu je komplexní a tedy obecně dochází k fázovému posuvu mezi výchylkou elektronů a elektrickou intenzitou. Z důvodů vychýlení volných elektronů vůči kladným iontům se látka polarizuje, což můžeme popsat pomocí vektoru polarizace

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

kde n je hustota vodivostních elektronů¹.

Dosazením do materiálového vztahu (2.5) obdržíme

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \vec{E}(t), \quad (3.6)$$

kde

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (3.7)$$

je plazmová frekvence plynu volných elektronů.

Při porovnání s (2.8) nalezneme komplexní dielektrickou funkci pro kov

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (3.8)$$

kde při vyjádření reálné a imaginární části obdržíme

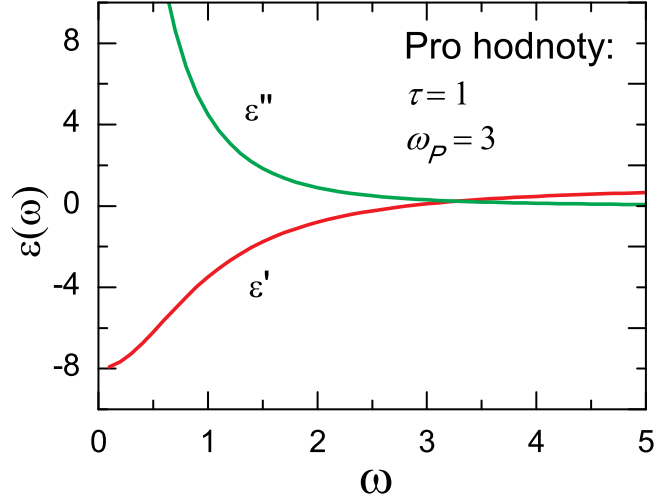
$$\varepsilon'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3.9)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (3.10)$$

Obě hodnoty jsou opět svázány Kramersovými-Kronigovými relacemi. Je-li $\varepsilon' > 0$, je kovové prostředí pro elektromagnetickou vlnu propustné, v opačném případě se chová jako zrcadlo. Imaginární složka ε'' pak způsobuje útlum v propagačním směru šíření vlny v daném materiálu.

Na obrázku 3.1 jsou vykresleny obě složky dielektrické funkce pro kov. Vidíme, že reálná část dielektrické funkce ε' je záporná pod plazmovou frekvencí ω_p . Podle existenční podmínky (2.50) pro vznik povrchového plazmonového polaritonu se musíme nacházet v této frekvenční oblasti.

¹Nebude-li v textu určeno jinak, budeme dále symbolem n označovat hustotu vodivostních elektronů na místo reálné části indexu lomu.



Obrázek 3.1: Reálná a imaginární část dielektrické funkce podle Drudeho modelu.

3.2 Lorentzův model

Lorentzův model je v podstatě zobecněním Drudeho modelu popisující optické vlastnosti kovů. Model popisuje optické vlastnosti dielektrik [17]. Je založen na představě, že elektron je pružně vázán přitažlivou silou k jádru atomu, která je přímo úměrná výchylce z rovnovážné polohy. Pohybová rovnice pro takový systém bude

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + Kx = -e\vec{E}, \quad (3.11)$$

kde K je tuhost vazby elektronu k jádru a b je konstanta tlumicí síly. Zavedeme-li substituci $\omega_0^2 = K/m$ a $\gamma = b/m$, můžeme opět hledat řešení s časově harmonickým průběhem $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$. Stejným postupem jako v předchozí kapitole 3.1 nalezneme lineární vztah mezi výchylkou elektronů a elektrickou intenzitou pro dielektrický materiál

$$\vec{x}(t) = \frac{-e}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} \vec{E}(t) \quad (3.12)$$

a dielektrickou funkci pro dielektrika podle Lorentzova modelu

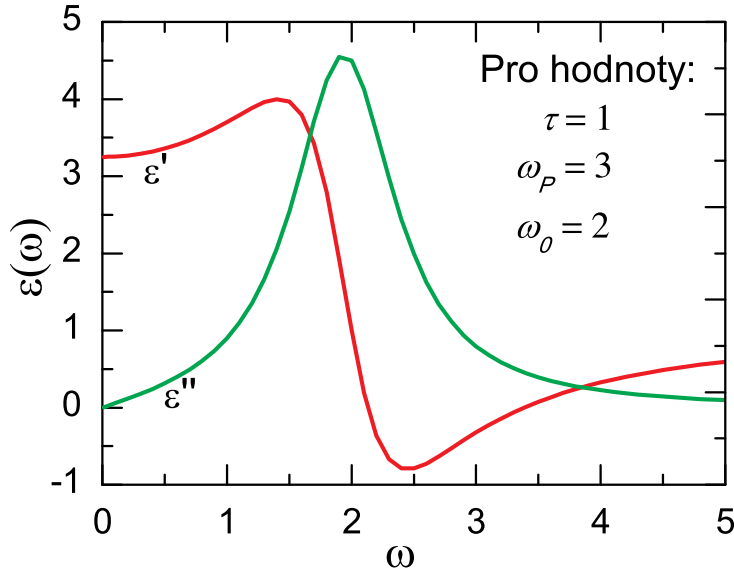
$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}. \quad (3.13)$$

Je zřejmé, že pokud $\omega_0 = 0$, obdržíme jako speciální případ dielektrickou funkci pro kovy podle Drudeho modelu (3.8). Po vyjádření reálné a imaginární části dostaneme tvary

$$\varepsilon'(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (3.14)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_p^2\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \quad (3.15)$$

Grafické znázornění funkcí (3.14) a (3.15) je vidět na obrázku 3.2. Vidíme, že pravá část od ω_0 odpovídá permitivitě pro kovy, která však neroste nade všechny meze a je omezená. Dále reálná část dielektrické funkce nabývá mimo blízké okolí ω_0 kladných hodnot, což odpovídá vysoké propustnosti pro elektromagnetické vlny v širokém pásu spektra. Imaginární část se mimo toto blízké okolí ω_0 blíží limitně k nule, a je tedy standardně zaručeno bezztrátové šíření v dielektrickém prostředí. Navíc závislost na frekvenci použitého záření je velmi slabá, proto je možné pro dostatečně úzkou oblast ω používat dielektrickou funkci jako konstantní.



Obrázek 3.2: Reálná a imaginární část dielektrické funkce podle Lorentzova modelu.

3.3 Fourierova transformace

Jednou z nejzákladnějších a nejrozšířenějších integrálních transformací je Fourierova transformace [18]. Fourierovu transformaci $\text{FT}\{f(\vec{x})\} = F(\vec{X})$ po částech hladké, absolutně integrovatelné komplexní funkce $f(\vec{x})$ reálných proměnných $\vec{x}$, $\vec{X}$ náležících do N -rozměrného prostoru, nazýváme definiční vztah

$$\text{FT}\{f(\vec{x})\} = F(\vec{X}) = A^N \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{x}) \exp(-ik\vec{X} \cdot \vec{x}) d^N \vec{x}. \quad (3.16)$$

Dále se definuje inverzní Fourierova transformace vztahem

$$\text{FT}^{-1}\{F(\vec{X})\} = f(\vec{x}) = B^N \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} F(\vec{X}) \exp(ik\vec{X} \cdot \vec{x}) d^N \vec{X}, \quad (3.17)$$

kde konstanty $A, B \in \mathbb{C}$ a $k \in \mathbb{R}^+$ jsou navzájem propojeny vztahem

$$AB = \frac{|k|}{2\pi}. \quad (3.18)$$

Různé odvětví fyziky volí kombinaci konstant různě. V celé této práci bude použita anotace používaná ve fyzice pevných látek, kde jsou konstanty voleny takto:

$$A = 1, \quad B = \frac{1}{2\pi} \quad \text{a} \quad k = 1. \quad (3.19)$$

Pro naše účely bude důležitá Fourierova transformace a inverzní Fourierova transformace reálné funkce závislé na čase $f(t)$ popsaná integrály

$$\text{FT}\{f(t)\} = F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (3.20)$$

$$\text{FT}^{-1}\{F(\omega)\} = f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (3.21)$$

Důležitou vlastností Fourierovy transformace je konvoluce. Obecně se konvolucí dvou funkcí rozumí integrál

$$f_1(t) * f_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t') f_2(t - t') dt', \quad (3.22)$$

který má podobu násobení dvou Fourierových transformací. To můžeme matematicky zapsat jako

$$\text{FT}\{f_1(t) * f_2(t)\} = \frac{1}{A} [F_1(\omega) F_2(\omega)], \quad (3.23)$$

$$\text{FT}\{f_1(t) f_2(t)\} = B [F_1(\omega) * F_2(\omega)]. \quad (3.24)$$

Takto můžeme nalézt pomocí konvolučního teoremu známou závislost polarizace $\vec{P}$ v čase t na vnějším elektrickém poli $\vec{E}$ [19]

$$\vec{P}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t - t') \vec{E}(t') dt', \quad (3.25)$$

kde

$$G(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \chi(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (3.26)$$

Tyto vztahy říkají, že frekvenčně závislá susceptibilita způsobuje závislost vektoru polarizace na vnějším elektrickém poli $\vec{E}$ ve všech jeho minulých časech t' . Fyzikálně to znamená, vypneme-li ustálené elektrické pole působící na materiál s frekvenčně závislou susceptibilitou, který je tímto polem polarizován, neklesne tato polarizace okamžitě na nulu, ale dochází k postupnému útlumu. Tyto efekty jsou způsobeny

mikroskopickými procesy. Toto je důležité brát v úvahu například při dopadu elektromagnetické vlny na kovový povrch, kde dochází k časové odezvě polarizace $\vec{P}$ na změně $\vec{E}$. Podobně lze nalézt odezvu i magnetizace $\vec{M}$ na vnější magnetické pole $\vec{B}$.

Pro zpracování naměřených dat, jako například spektra intenzity rozložení elektromagnetického pole na omezeném intervalu, se využívá diskretní Fourierovy transformace, která využívá numerických metod a výpočetní techniky. Mějme posloupnosti $\{d_k\}_{k=0}^{N-1}$ a $\{D_n\}_{n=0}^{N-1}$, pak definujeme diskretní Fourierovu transformaci jako

$$D_n = \sum_{k=0}^{N-1} d_k \exp\left(-ink \frac{2\pi}{N}\right), \quad (3.27)$$

kde $n = 0, \dots, N-1$ je počet dělení intervalu. Inverzní diskretní Fourierova transformace je definována

$$d_k = \sum_{n=0}^{N-1} D_n \exp\left(ink \frac{2\pi}{N}\right), \quad (3.28)$$

kde $k = 0, \dots, N-1$. Z těchto definic vidíme, že tento výpočet vyžaduje N^2 komplexních součinů a N^2 komplexních součtů. Toto velké množství operací velmi omezovalo praktické využití v reálném čase.

V roce 1965 J. W. Cooley a J. W. Tukey napsali velmi efektivní matematický algoritmus na řešení diskretní Fourierovy transformace, který vyžaduje pouze $N/2 \log_2(N)$ komplexních součinů a součtů [20]. Tento algoritmus se nazývá rychlá Fourierova transformace (Fast Fourier Transform - FFT). Ta je založena na dělení transformace na dva kusy velikosti $N/2$. To omezuje použití FFT pouze na spektra velikosti mocniny dvou. Tento algoritmus lze modifikovat i na více rozměrná spektra.

Toho bude využito v části 7.1 při zpracování digitálních obrazů intenzity rozložení elektromagnetického pole, naměřených na rastrovacím optickém mikroskopu v blízkém poli. Pro získání spektra prostorových frekvencí za účelem zastínění frekvencí neodpovídající povrchovým plazmonům a naopak vytvoření inverzní Fourierovy transformace, bude použito algoritmu rychlé Fourierovy transformace. Ta se jeví pro daný problém nejvhodnější a nejrychlejší výpočetní metodou.

4 POVRCHOVÝ PLAZMONOVÝ POLARITON

4.1 Optické vlastnosti povrchové vlny

Povrchové plazmonové polaritony jsou podélné oscilace náboje na rozhraní kovu a dielektrika, způsobené interakcí volných elektronů s elektromagnetickou vlnou, jak bylo ukázáno v části 2.3. Tyto dynamické změny hustoty náboje na povrchu vyvolají evanescentní elektromagnetické pole zasahující do obou prostředí. Hloubka a charakteristiky tohoto průniku jsou dány dielektrickou funkcí obou prostředí. Dále jsme v této části odvodili disperzní vztah pro povrchovou vlnu v TM polarizaci

$$\beta = k_0 N_{\text{ef}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (4.1)$$

Ten udává možné hodnoty velikostí vlnových vektorů povrchových plazmonů v závislosti na frekvenci excitačního záření ω a optických vlastnostech prostředí tvořících rozhraní. Na obrázku 4.1 je tato závislost vynesena spolu s disperzní relací pro světlo ve vakuu. Porovnáním obou funkcí vidíme, že povrchové plazmony mají pro danou frekvenci budícího světla vyšší hodnotu velikosti vlnového vektoru a tím kratší vlnovou délku. Křivka pro plazmony se nachází v tzv. neradiační oblasti, což vypovídá o jejich návaznosti k povrchu. Z nerovnosti hodnot vlnových vektorů také vyplývá, že nelze plazmony vybudit přímo dopadem viditelného světla na povrch. Naproti tomu tato závislost vysvětluje možnost excitace povrchové vlny při nižších frekvencích (infračervená oblast a níže), kde se křivky téměř překrývají. Takové vlny se označují jako Sommerfeldovy nebo Zenneckovy [3], [4].

Naopak pro vysoké frekvence se disperzní křivka blíží k jakési kritické hodnotě tzv. charakteristické frekvenci povrchových plazmonů ω_∞ , při které hodnoty velikosti vlnového vektoru rostou k nade všechny meze. Vztah pro tuto hodnotu dostaneme dosazením rovnice (3.8) do (4.1) a při zanedbání tlumení ($\varepsilon'' = 0$)

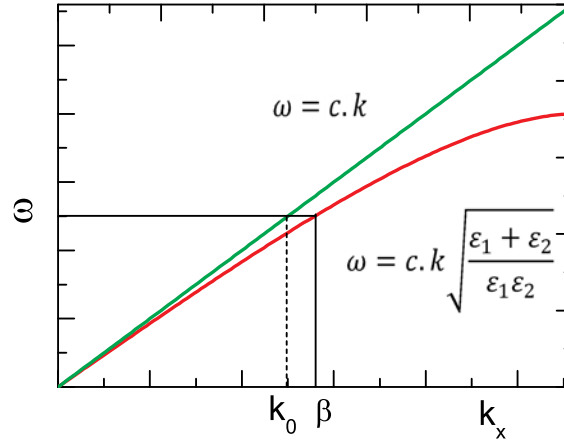
$$\omega_\infty = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_2}}. \quad (4.2)$$

Například charakteristická frekvence pro rozhraní kov-vzduch je

$$\omega_\infty = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}}. \quad (4.3)$$

4.2 Buzení a detekce povrchových plazmonových polaritonů

Jednou z nejdůležitějších předpokládaných aplikací plazmoniky je přenos dat pomocí povrchové vlny. Tento přenos je díky disperzní relaci dobře vázán na povrch



Obrázek 4.1: *Graf disperzní relace pro povrchový plazmonový polariton, kde β je velikost propagační vektoru.*

a tím nedochází ke ztrátě energie při samovolném vyzáření. Na druhou stranu to přináší technologicky nejsložitější část experimentu, a to buzení a detekci povrchových plazmonových polaritonů. Pro praktické využití plazmoniky je hlavním problémem efektivní navázání a vyvázání světla z povrchu. Buzení i detekce povrchového plazmonu jsou založené na stejných fyzikálních principech, a proto budou popsány v jedné kapitole. Většina popsaných metod lze použít k navázání i vyvázání světla z rozhraní kov-dielektrikum současně.

4.2.1 Porušený totální odraz

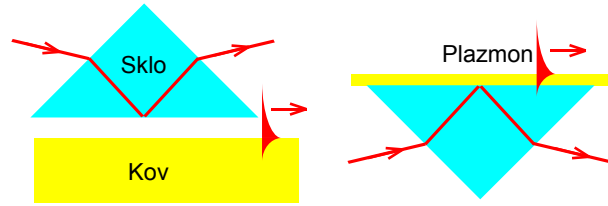
V praxi nejčastěji využívanou metodou pro buzení a detekci povrchových plazmonových polaritonů je pomocí skleněného hranolu. Z disperzní relace (4.1) víme, že velikost vlnového vektoru dopadajícího světla ve vzduchu bude menší, než je hodnota vlnového vektoru povrchového plazmonu. Budící paprsek navíc většinou dopadá pod úhlem θ , a proto průmět vlnového vektoru do směru osy x je ještě menší. Pro vybudění plazmonu musí být tedy splněna podmínka

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \geq k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta. \quad (4.4)$$

Přiložením skleněného hranolu o vysokém indexu lomu k povrchu vznikne rozhraní s vyšším efektivním indexem lomu, který již může splnit relaci (4.4).

Experimentální sestava je založena na využití dopadu světelného paprsku na hranol pod úhlem tak, aby na jeho základně docházelo k totálnímu odrazu. Pod touto základnou vzniká evanescentní vlna, která má konečnou hloubku průniku. Může

tak dojít k excitaci povrchové vlny na jiném rozhraní, než kde dochází k totálnímu odrazu. Podle rovnice kontinuity¹ evanescentní vlna nenesou energii ve směru kolmém k rozhraní a z toho plyne, že intenzita odraženého světla se musí rovnat intenzitě dopadajícího světla. Jsou-li splněny vhodné podmínky, dojde k rezonanci a vybuzení povrchového plazmonu. To se projeví jako pokles intenzity odraženého světla, který je jednoduše měřitelný. Ke splnění vhodných rezonančních podmínek jsou používány dvě základní experimentální konfigurace, tzv. Ottova a Kretschmannova geometrie, které jsou schématicky znázorněny na obrázcích 4.2 [21], [22].



Obrázek 4.2: Schéma buzení povrchových plazmonů pomocí porušeného totálního odrazu. Na obrázku vlevo Ottova konfigurace a na obrázku vpravo Kretschmannova.

4.2.2 Periodické struktury

Obecně může plazmon vzniknout na libovolné tvarové a materiálové nehomogenitě povrchu, která způsobí rozptyl světla takový, že jeho vlnový vektor bude odpovídat povrchovému plazmonu. Avšak takové nehomogenity i negativně ovlivňují jejich šíření.

Naopak díky symetrickým a periodickým strukturám můžeme cíleně plazmony excitovat nebo ovlivňovat jejich šíření. Věnujme se hlavně rozptylu světla na periodické mřížce. Její pravidelnost nám přesně určuje vlnové vektory vzniklých vln. Elektromagnetická vlna dopadající pod úhlem θ s frekvencí ω se na mřížce s periodou Λ rozptýlí tak, že vlnový vektor ve směru osy x bude mít velikost

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta \pm \frac{2m\pi}{\Lambda}, \quad (4.5)$$

kde m je celé číslo a určuje řád difrakce. Opět vidíme, že při vhodně zvolené mřížce může být splněna disperzní podmínka (4.4) pro vznik povrchového plazmonu. Stejně jako pro navázání světla pomocí periodické mřížky může být také povrchový plazmon identickou mřížkou vyzářen. Toho se využívá často pro funkci senzoru při detekci plazmonu v dalekém poli.

¹ $\left(\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0\right)$, kde $\vec{J}$ je vektor hustoty proudu kladně směřující, je-li rovnoběžný s normálou k uzavřené ploše S a ρ je hustota náboje na této ploše S .

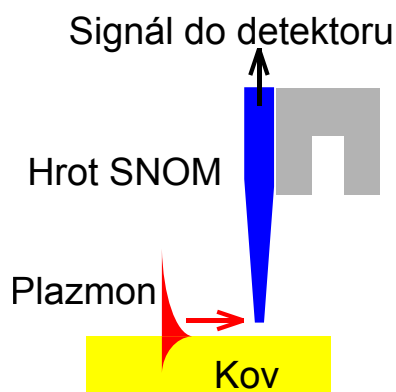
4.2.3 Rastrovací optický mikroskop v blízkém poli

Nejsilnějším nástrojem pro buzení a detekci plazmonu je rastrovací optický mikroskop v blízkém poli (Scanning Near-Field Optical Microscopy - SNOM). Princip je založen na sběru intenzity elektromagnetického pole ve vzdálenostech o mnoho menších než vlnová délka použitého světla. SNOM využívá bezkontaktní skenovací hlavy mikroskopu atomárních sil (Atomic Force Microscopy - AFM), kde na místo raménka s hrotem je umístěn pokovený hrot optického vlákna s velmi malou aperturou do 100 nm (obrázek 4.3). Elektromagnetické pole se může pomocí evanescentní vlny, která vznikne na konci toho vlákna, navázat na povrch a vybudit nebo detekovat plazmon. Sonda mikroskopu musí pracovat ve vzdálenostech hloubky průniku evanescentní vlny, tj. okolo 10 nm nad povrchem.

Sonda s hrotem budí a detekuje lokální elektromagnetické pole. Toho se využívá při měření lokálních plazmonových polaritonů. Pomocí piezokeramik je sondou rastrováno nad povrchem a tím vytvářen obrázek rozložení intenzity elektromagnetického pole v blízkém poli. Tohoto lze využít při rozložení pole způsobené interferencí povrchových plazmonů. Dojde-li k odrazu povrchové vlny na stěně struktury, vytvoří se stojatá vlna, která v místech konstruktivní interference lokální blízké pole zesílí a v místech s destruktivní interferencí zeslabí.

Celá aparatura může být sestavena v různých konfiguracích podle daného experimentu. Optické vlákno může pracovat v osvětlovacím i detekčním módu. Dále můžeme osvětlovat nebo detekovat prošlé nebo odražené světlo ve vzdáleném poli pomocí objektivu nebo fotonásobiče. Žádná jiná dostupná metoda neposkytuje tolik různých možností sestavení.

Velmi efektivní metodou pro studium povrchových plazmonů je kombinace metod popsanych výše, například buzení pomocí Kretschmannovy konfigurace (obrázek 4.2) nebo periodickou mřížkou a detekce pomocí sondy SNOM.



Obrázek 4.3: Schéma detekce povrchových plazmonů pomocí sondy rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli (SNOM).

5 ELEKTROMAGNETICKÁ VLNA V MAGNETICKÉM POLI

V této kapitole si popíšeme zjednodušený model chování povrchového plazmonu šířícího se na feromagnetických materiálech. Tato aproximace bude spočívat v tom, že budeme uvažovat šíření evanescentní elektromagnetické vlny uvnitř feromagnetického materiálu a zanedbáme jeho samotnou excitaci na povrchu. Toto šíření bude ovlivňováno především efektivní dielektrickou funkcí, která má pro anizotropní materiály tenzorový charakter. Dále z experimentálního hlediska se nebudeme zabývat změnou velikosti intenzity vektoru pole ($I \propto |\vec{E}|^2$), způsobenou okrajovými podmínkami na rozhraní dielektrikum-kov, ale pouze jejím rozložením.

Chováním elektromagnetické vlny a jejích optických vlastností v magnetickém prostředí se obecně zabývá magnetooptika [23]. První magnetooptický jev objevil v roce 1845 M. Faraday [24]. Ten zjistil, že při paralelním průchodu lineárně polarizovaného světla magnetickým polem dochází k mírnému stáčení vektoru polarizace. Mezi léty 1876 až 1897 pánové J. Kerr a W. Voigt objevili podobné stáčení vektoru polarizace při odrazu od kovového vzorku umístěného v různě orientovaném magnetickém poli [25], [26], [27].

Feromagnetické materiály (Fe, Ni, Co) se ve vnějším magnetickém poli chovají nehomogenně a anizotropně v závislosti na orientaci vektoru magnetizace $\vec{M}$. V lineárně homogenním prostředí můžeme definovat tenzor elektrické susceptibility

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

který charakterizuje lokální odezvu vektoru polarizace $\vec{P}$ na vnější elektromagnetické pole $\vec{E}$. Lze ukázat, že pro nediagonální složky tohoto tenzoru platí

$$\chi_{ij}(\vec{M}) = \chi_{ji}(-\vec{M}). \quad (5.2)$$

Nyní můžeme definovat tenzor relativní permitivity jako součet jednotkové matice $\hat{I}$ a tenzoru elektrické susceptibility $\hat{\chi}$

$$\hat{\varepsilon} = \hat{I} + \hat{\chi}. \quad (5.3)$$

Pro popis elektromagnetické vlny v magnetickém prostředí použijeme upravenou

Maxwellovu rovnici (2.25), kterou přepíšeme do tenzorového tvaru

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) & -\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} & -\frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \\ -\frac{\partial^2}{\partial y \partial x} & \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) & -\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \\ -\frac{\partial^2}{\partial z \partial x} & -\frac{\partial^2}{\partial z \partial y} & \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}. \quad (5.4)$$

Předpokládejme monochromatickou rovinou vlnu $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \vec{\beta} \cdot \vec{r})]$, kde propagační vektor $\vec{\beta} = \frac{\omega}{c}(\vec{i}N_x + \vec{j}N_y + \vec{k}N_z)$ je popsán pomocí indexu lomu závislého na směru v anizotropním prostředí, kde $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ jsou jednotkové vektory ve směru os. Rovnici (5.4) pak lze přepsat na soustavu homogenních lineárních rovnic

$$\begin{pmatrix} (N_y^2 + N_z^2) - \varepsilon_{xx} & -N_x N_y - \varepsilon_{xy} & -N_x N_z - \varepsilon_{xz} \\ -N_y N_x - \varepsilon_{yx} & (N_z^2 + N_x^2) - \varepsilon_{yy} & -N_y N_z - \varepsilon_{yz} \\ -N_z N_x - \varepsilon_{zx} & -N_z N_y - \varepsilon_{zy} & (N_x^2 + N_y^2) - \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} = 0, \quad (5.5)$$

která má netriviální řešení, je-li determinant soustavy roven nule. Vidíme, že obecně je na levé straně polynom čtvrtého stupně pro N_j , kde $j = x, y, z$. Při průchodu elektromagnetické vlny v anizotropním magnetickém poli dostáváme tedy čtyři různá vlastní řešení.

Pro zjednodušení rozeberme speciální případy tenzoru dielektrické funkce a orientace magnetizace (tj. polární, transversální a longitudinální). Předpokládejme monochromatickou rovinou vlnu s propagačním vektorem $\vec{\beta}$ paralelním s vektorem magnetizace $\vec{M} = \vec{k}M$. To koresponduje s propagačním vektorem paralelně s osou z .

Vztah (5.4) se tak zjednoduší na

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial^2}{\partial z^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Nejdříve se podíváme na situaci s polární orientací magnetizace, kdy pro tenzor permitivity platí

$$\begin{pmatrix} \beta^2 E_x \\ \beta^2 E_y \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (5.7)$$

kde je pro zjednodušení využito vyjádření operátorů $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \rightarrow -\beta^2$ a $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow -\omega^2$. S použitím vztahu (5.5) přejde systém tří rovnic na

$$(N_z^2 - \varepsilon_{xx})E_{0x} - \varepsilon_{xy}E_{0y} = 0, \quad (5.8)$$

$$\varepsilon_{xy}E_{0x} + (N_z^2 - \varepsilon_{xx})E_{0z} = 0, \quad (5.9)$$

$$\varepsilon_{zz}E_{0z} = 0, \quad (5.10)$$

kde E_{0j} ($j = x, y, z$) jsou kartézské komponenty vektoru amplitudy elektrického pole. Pro netriviální řešení položíme determinant soustavy roven nule a obdržíme

$$\varepsilon_{zz} [N_z^4 - 2\varepsilon_{xx}N_z^2 + (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{xy}^2)] = 0, \quad (5.11)$$

kde můžeme nalézt kvadratické kořeny komplexního indexu lomu

$$N_{z\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}. \quad (5.12)$$

Dosazením tohoto vztahu a relace pro nediagonální komponenty tenzoru permittivity (5.2) do prvních dvou rovnic soustavy (5.10), dostaneme vzájemnou relaci

$$E_{0y} = \pm iE_{0x} = \pm |E_{0x}| \exp \left[i(\phi_{0x} \pm \frac{\pi}{2}) \right], \quad (5.13)$$

kde $|E_{0x}|$ je absolutní hodnota a ϕ_{0x} je počáteční fáze komplexní amplitudy E_{0x} . Můžeme tak přesně určit reálné části komponent elektrického pole

$$\Re \{E_x\} = |E_{0x}| \cos \left[i(\omega t \mp N_+ \left(\frac{\omega}{c} \right) z + \phi_{0x}) \right], \quad (5.14)$$

$$\Re \{E_y\} = -|E_{0x}| \sin \left[i(\omega t \mp N_+ \left(\frac{\omega}{c} \right) z + \phi_{0x}) \right], \quad (5.15)$$

kde symbol $\mp$ určuje vlnu postupující ve směru osy z (resp. proti ose z). Nyní se podívejme, co se děje v pevné rovině kolmé na směr šíření elektromagnetické vlny. Vektor elektrické intenzity bude opisovat v čase obecně eliptickou dráhu. V opačném případě, kdy budeme pozorovat vektor elektrické intenzity pro daný čas t podél osy šíření, vidíme, že dochází opět k rotaci. Ta může být obecně pravotočivá nebo levotočivá. Uvážíme-li možný smysl šíření vlny, dostáváme čtyři hledané řešení soustavy rovnic

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{i} + i\vec{j})\vec{E}_0^{(1)} \exp \left[i(\omega t - N_+ \frac{\omega}{c} z) \right], \quad (5.16)$$

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{i} + i\vec{j})\vec{E}_0^{(2)} \exp \left[i(\omega t + N_+ \frac{\omega}{c} z) \right], \quad (5.17)$$

$$\vec{E}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{i} - i\vec{j})\vec{E}_0^{(3)} \exp \left[i(\omega t - N_- \frac{\omega}{c} z) \right], \quad (5.18)$$

$$\vec{E}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{i} - i\vec{j})\vec{E}_0^{(4)} \exp \left[i(\omega t + N_- \frac{\omega}{c} z) \right]. \quad (5.19)$$

Zajímavou vlastností stáčení vektoru polarizace při průchodu magnetickým prostředím je ne-reciprocita. Postupuje-li vlna médiem s konstantním magnetickým polem ve směru osy y , kde dochází k pravotočivému (resp. levotočivému) stáčení $\vec{E}$, tak při průchodu stejné vlny proti ose z dochází ke stáčení levotočivé (resp. pravotočivé). To je důležité při interferenci povrchové stojaté vlny ve vnějším magnetickém poli. Kdyby zde platila reciprocita, nebyl by efekt stáčení vektoru polarizace při odrazu měřitelný.

Efekt stáčení vektoru polarizace při průchodu magnetickým polem, kde je vektor magnetizace paralelně se směrem šíření vlny, se označuje jako tzv. Faradayův jev. Nastane-li stočení vektoru polarizace v důsledku odrazu od feromagnetika, kde vektor magnetizace směřuje kolmo k rozhraní, nazýváme tento efekt tzv. polární Kerrův jev.

Předpokládejme nyní tenzor permitivity ve tvaru

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ 0 & -\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (5.20)$$

kde je vektor magnetizace $\vec{M}$ paralelní s osou x . I zde lze ukázat, že dochází ke stáčení vektoru polarizace. Determinant vzniklé soustavy je

$$(N^2 - \varepsilon_{xx})(\varepsilon_{yy}N^2 - \varepsilon_{yy}^2 - \varepsilon_{yz}^2) = 0. \quad (5.21)$$

Dostáváme dvě řešení pro vlastní hodnoty komplexního indexu lomu

$$N_{\parallel}^2 = \varepsilon_{xx}, \quad N_{\perp}^2 = \varepsilon_{yy} + \frac{\varepsilon_{yz}^2}{\varepsilon_{yy}}, \quad (5.22)$$

kde index $\parallel$ značí složku paralelní a $\perp$ složku kolmou s magnetizací $\vec{M}$. Nalezneme tak opět čtyři možné řešení pro elektrickou intenzitu s amplitudou $\vec{E}_{0\parallel}$ a $\vec{E}_{0\perp}$

$$\vec{E}_{1,2\parallel} = i\vec{E}_{0\parallel} \exp \left[i(\omega t \mp N_{\parallel} \frac{\omega}{c} z) \right], \quad (5.23)$$

$$\vec{E}_{3,4\perp} = \left(\vec{j} + \frac{\varepsilon_{yz}}{\varepsilon_{yy}} \vec{k} \right) \vec{E}_{0\perp} \exp \left[i(\omega t \mp N_{\perp} \frac{\omega}{c} z) \right], \quad (5.24)$$

kde longitudinální komponenta $\vec{E}_{3,4\perp}$ obsahuje nediagonální členy tenzoru permitivity. Tento efekt stáčení vektoru polarizace ve směru šíření v daném čase s transversní orientací magnetizace nazýváme Voigtův nebo transversální Kerrův jev.

Posledním ze speciálních případů možné orientace vektoru magnetizace je paralelně s osou y . Tuto konfiguraci označujeme jako longitudinální Kerrův jev. Zapišeme-li tenzor permitivity jako

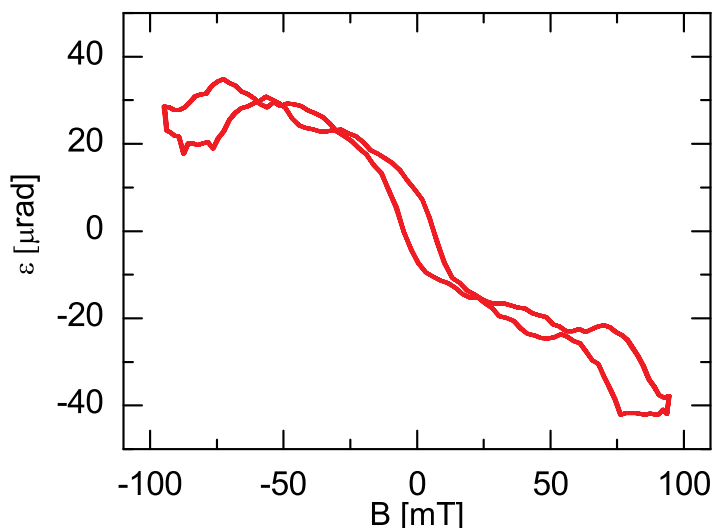
$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & -\varepsilon_{zx} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

můžeme po dosažení do vztahu (5.4) nalézt podobným způsobem, jako bylo popsáno výše, řešení soustavy rovnic. Zde se navíc pro zjednodušení relací využívá zanedbání některých členů vyšších řádů. Důležitým výsledkem však je, že i v tomto případě dochází ke stáčení vektoru polarizace ve směru šíření.

Shrňme závěr této kapitoly: šíří-li se elektromagnetická vlna feromagnetikem s libovolnou orientací magnetizace, bude docházet ve směru šíření ke stáčení vektoru polarizace. Můžeme tedy očekávat, že i v případě povrchové vlny bude docházet ke změnám jejích vlastností. Při odrazu povrchového plazmonu od stěny se vytvoří stojatá vlna, kde bude docházet vlivem ne-reciprocity k mírnému stáčení interferenčního obrazce elektromagnetického pole. Jelikož feromagnetika vykazují hysterezi vzhledem k vnějšímu magnetickému poli, můžeme změnou tohoto pole ovlivňovat míru stáčení vektoru pole.

Na grafu 5.1 je naměřená hysterezní křivka úhlu stáčení vektoru polarizace ε v závislosti na magnetické indukci pro 2 nm tenkou vrstvu Fe na substrátu NiAl naměřenou pomocí longitudinálního Kerrova jevu [28]. Je vidět, že již pro tak tenké vrstvy feromagnetika vzniká slabá hystereze.

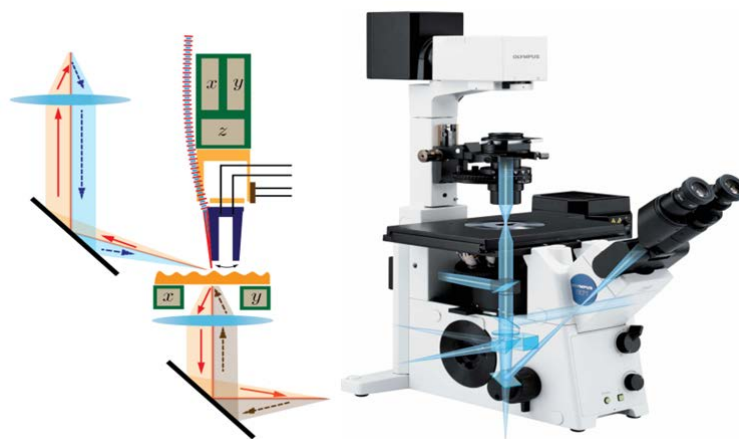
V této kapitole jsme neuvažovali z důvodu složitosti vliv okrajových podmínek a samotný vznik povrchového plazmonu na feromagnetickém materiálu. Avšak v experimentu vytváříme multivrstvu kov-feromagnetikum, kde plazmon budíme na rozhraní kov-dielektrikum a ovlivňování magnetickým polem probíhá přes vrstvu feromagnetika.



Obrázek 5.1: *Hysterezní závislost stáčení úhlu polarizace ε na vnějším magnetickém poli 2 nm vrstvy Fe na NiAl krystalu měřená pomocí povrchového longitudinálního Kerrova jevu na Technické univerzitě ve Vídni.*

6 EXPERIMENT

6.1 Experimentální zařízení

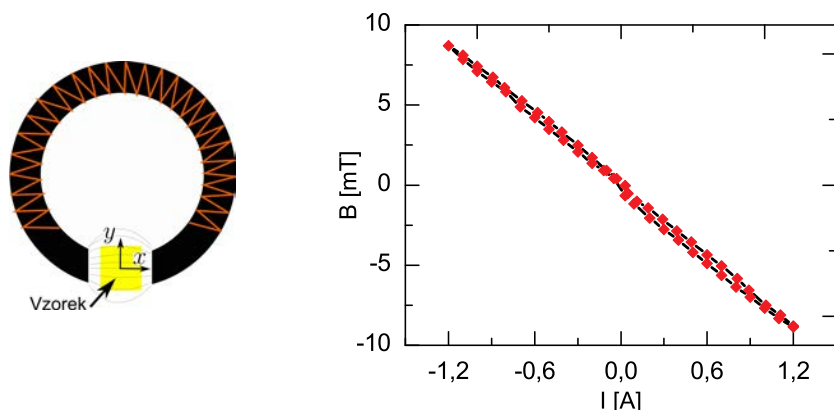


Obrázek 6.1: *Experimentální aparatura rastrovacího optického mikroskopu pro blízké pole. Na levém obrázku schéma rastrovací hlavy se sondou a pravém obrázku invertovaný optický mikroskop.*

Většina experimentů byla provedena na rastrovacím optickém mikroskopu v blízkém poli (SNOM) značky NT-MDT NTEGRA Solaris s invertovaným optickým mikroskopem Olympus IX71 (obrázek 6.1). Jako zdroj koherentního osvětlení pro buzení povrchových plazmonů byl použit He-Ne laser s vlnovou délkou 633 nm a optickým výkonem 8 mW. Tento plynový laser vykazuje velmi dobré koherentní vlastnosti (koherenční délka 0,2 m) emitovaného světla, které jsou pro interferenci plazmonů podmínkou. Svazek je z laseru do invertovaného optického mikroskopu zaveden mnohavidovým optickým vláknem, ze kterého vystupuje rovnoběžný optický svazek nepolarizovaného světla. Před vstupem svazku do invertovaného mikroskopu je pracovní prostor pro vkládání externích optických součástí jako například polarizátor.

Pomocí soustavy zrcadel dopadá svazek na vzorek zespodu a mikroskop je tedy nastaven na transmisní mód. Široký svazek je před dopadem fokusován pomocí objektivu do stopy o průměru přibližně $10\text{ }\mu\text{m}$. Byl použit objektiv značky Olympus s 60 násobným zvětšením a numerickou aperturou 0,78. Invertovaný mikroskop dále nabízí možnost sledovat stopu odraženého svazku od vzorku a tím jej fokusovat do vybrané oblasti.

Vzorek je připevněn na posuvném stolku s mikrometrovým posuvem v osách x a y rovnoběžných s rovinou povrchu vzorku. Na tento stolek je dále možné upevnit elektromagnet s mezerou, ve které je umístěn vzorek. Na grafu 6.2 vidíme závislost



Obrázek 6.2: *Hysterezní charakteristika magnetické indukce elektromagnetu pro vytváření vnějšího proměnného pole v závislosti na velikosti proudu tekoucího budicí cívkou.*

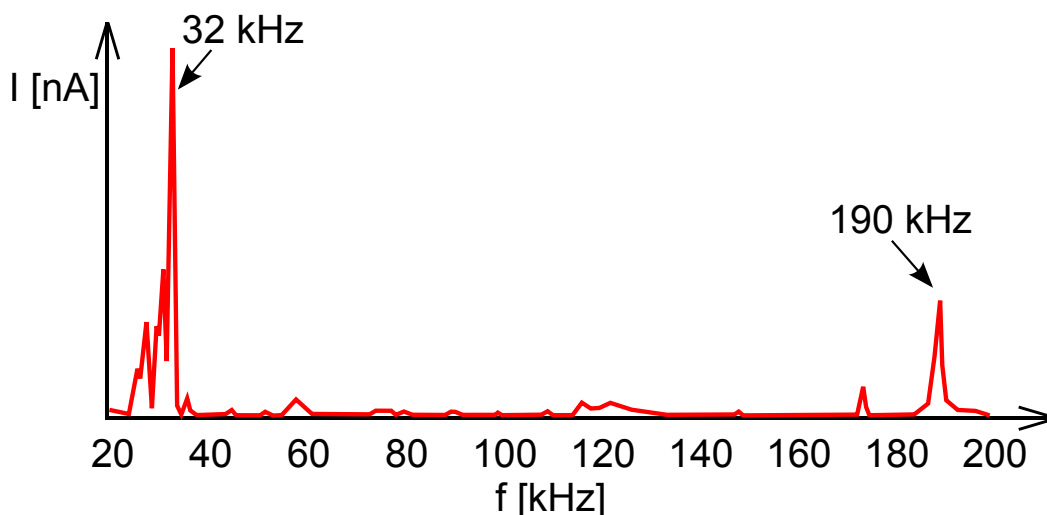
magnetické indukce v geometrickém středu této mezery v závislosti na proudu protékajícím cívkou. Vidíme, že elektromagnet nevykazuje prakticky žádnou hysterezi, a proto je vhodný pro vytváření proměnného vnějšího magnetického pole, kde velikost magnetické indukce pole dosahuje přibližně 9 mT. V poměru k velikosti spinplazmonických nanostruktur a mezery elektromagnetu lze považovat magnetické pole působící na struktury jako homogenní.

Nejdůležitější experimentální částí sestavy je hlava SNOM pracující v bezkontaktním módu. Jako hrotu bylo použito pokoveného optického vlákna, značky NT-MDT Nuferu 460-HP s aperturou 100 nm optimalizované pro vlnovou délku 460 nm. Vlákno je protaženo skrz kovovou trubičku a přilepeno k rezonanční vidličce. Na grafu 6.3 je zobrazeno spektrum rezonance vidličky. Ta má dvě rezonanční hodnoty frekvence na 32 kHz a 190 kHz. Z důvodů vyšší citlivosti detekce povrchu bylo měřeno na frekvenci 190 kHz. Dále pro navýšení citlivosti na změny topografie povrchu byla detekována závislost na změně rezonanční frekvence vynásobené fázovým zpožděním odezvy vidličky na přivedeném střídavém napětí.

Před každým měřením je nutné nastavit souosost světelné stopy a hrotu optického vlákna. Optický signál je vláknem zaveden do fotodetektoru, na kterém je možno zesílit signál urychlovacím napětím elektronového násobiče (1500 V). Zařízením lze měřit jak topografie povrchu, tak intenzitu prošlého světla v blízkém poli.

6.2 Příprava vzorku

Tento odstavec se zabývá přípravou plazmonických nanostruktur, jejichž schéma je zobrazeno k obrázku 6.4. Tyto struktury byly navrženy s přihlédnutím na experi-



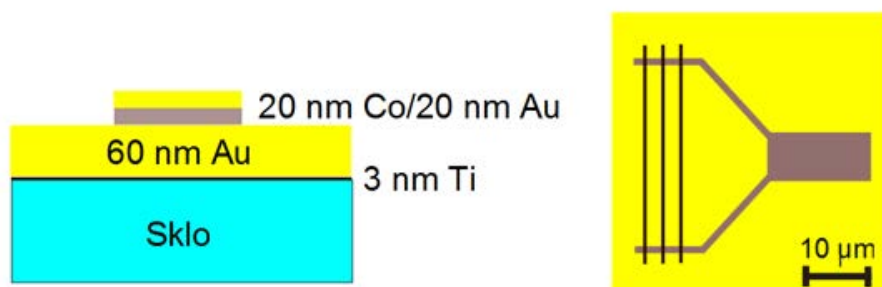
Obrázek 6.3: *Rezonanční spektrum vidličky pro bezkontaktní mód hlavy SNOM s rezonancí na 32 kHz a 190 kHz.*

mentálnímu zařízení a měření spinplazmonických efektů pomocí interference povrchových vln. Pro buzení povrchových plazmonů byla navržena periodická mřížka. Detekční oblast pro sondu SNOM byla multivrstva kobalt/zlato, kde kobalt je feromagnetikum a slouží ke studiu spinplazmonických jevů. Zlato je použito z důvodů velké propagační délky plazmonu a nízké absorpce ve viditelné oblasti elektromagnetického spektra.

Potřebným substrátem pro experimenty na měřicí aparatuře SNOM bylo amorfnní křemenné sklo s indexem lomu 1,55. Na tento substrát byla nanесena vrstva zlata depozicí užitím iontového svazku (IBAD) [29]. K tomu bylo využito vysokovakuové aparatury vybavené dvojicí širokosvazkových iontových zdrojů Kaufmanova typu umožňujících iontové naprašování. Principem depozice tenkých vrstev je odprašování atomů materiálu z terče, který chceme deponovat, pomocí iontů Ar^+ o energii 600 eV. Atomy terče poté dosedají na substrát, kde tvoří tenkou vrstvu. Držákem pro terč je navíc možné otáčet, měnit tak nanášený materiál, a tak připravovat multivrstvy z více materiálů.

Aby nedocházelo k odlupování tenké vrstvy zlata, jsou mezi křemenné sklo a vrstvu zlata nadeponovány 3 nm titanu. Titan díky odlišné krystalografické struktuře lépe a silněji přilne na povrch skla a působí pro ostatní naprašované vrstvy jako vhodnější povrch substrátu. Tato multivrstva titanu a zlata spolu s křemenným sklem bude nadále sloužit jako substrát pro přípravu nanostruktur pomocí elektronové litografie.

Elektronová litografie je metoda vyrábění mikro a nanostruktur pomocí masky vytvořené do polymerní vrstvy, tzv. rezistu, který lokálně změní svou vnitřní strukturu při ozáření elektronovým svazkem. V litografii používáme dva typy rezistů - tzv.



Obrázek 6.4: *Schéma multivrstev a spinplazmonových struktur s mřížkou.*

pozitivní (výsledný obraz vznikne v místech, na která dopadne elektronový svazek) a negativní (výsledný obraz vznikne v místech, která nejsou elektronovým svazkem osvětlena). Dalším důležitým parametrem rezistu je jeho citlivost, která určuje, jak velkou elektronovou dávkou musí být polymerní vrstva ozářena, aby došlo ke změně chemických vlastností, tzv. zesíťování (pro negativní rezist) nebo naopak k rozpadu (pro pozitivní rezist) vnitřních vazeb do určité tloušťky rezistu.

Pro výrobu spinplazmonických nanostruktur byl použit pozitivní rezist polymethylmethakrylát (PMMA), běžně nazývaný jako plexisklo nebo akrylátové sklo. Teplota skelného přechodu důležitá pro vytvrzení polymerní vrstvy PMMA tenké několik stovek nanometrů je $(105 \pm 20)^\circ\text{C}$.

Před nanesením rezistu je vždy důležité substrát nejprve řádně očistit ponořením do čistého acetonu, poté do izopropylalkoholu (IPA) a nakonec opláchnout pod proudem demineralizované vody. Po opláchnutí odstraníme nežádoucí prachové částice a zbytky vody z povrchu vzorku silným proudem dusíku. Abychom dokonale odstranili veškerou vodu, zahříváme substrát před samotným nanesením rezistu na teplotu 180°C po dobu 5 minut.

Na očištěný vzorek poté můžeme nanést rezist. To se provádí pomocí odstředivky (spin coater) metodou odstředivého lití, kde je substrát připevněn k rotoru mírným podtlakem. Na něj se pomocí pipety kápne potřebné množství rezistu a při konstantních otáčkách se polymer rozprostře rovnoměrně po celé ploše vzorku. Tloušťka vrstvy rezistu je nepřímo úměrná odmocnině otáček rotoru odstředivky, díky tomu je možné připravit vrstvu rezistu o různých tloušťkách [30]. Bylo použito 4000 ot/min po dobu 30 s. Jelikož je vzorek stále ještě zahřátý na teplotu okolo 150°C z důvodů počátečního temperování na teplotu 180°C , dojde k okamžitému vytvrzení PMMA bez potřeby následného zahřívání. To navíc probíhá směrem od substrátu k povrchu rezistu a tak je více izotropní a homogenní, než v opačném případě.

Připravený substrát s naneseným rezistem poté můžeme ozářit elektronovým

svazkem. Struktury byly vytvořeny elektronovým mikroskopem Vega 3 SB od firmy Tescan. Dodávaný software umožňuje nakreslení jednoduchých struktur, které se automaticky osvítlí elektronovým svazkem. Tento elektronový mikroskop používá urychlovacího napětí 30 kV, které odpovídá de Broglieho vlnové délce elektronu okolo 10^{-2} nm. Vlivem rozptylu elektronů na vzorku a optických vad samotného mikroskopu lze vykreslit struktury o nejmenších velikostech desítek nanometrů. To je však pro spinplazmonické struktury dostačující rozlišovací limit. Bylo navrženo osm tvarově a velikostně různých geometrických modelů struktur pro vykreslení elektronovým svazkem. Před samotným ozářením je důležité u mikroskopu správně nastavit velikost stopy a fokusovat ji na povrch rezistu. Dále je třeba změřit proud elektronů dopadající na vzorek, což je důležitý parametr pro nastavení přesné dávky osvětlení vzhledem k citlivosti rezistu. Dávka byla nastavena na $2,7 \text{ C/m}^2$ s překrytím stopy rastrovacího svazku 30 %. Průměr stopy byl 16 nm.

Dalším technologickým krokem elektronové litografie je vyvolání. To se provádí ve vývojce předepsané výrobcem. Vývojka¹ odstraňuje exponovaný (nezasíťovaný) rezist. Pro PMMA byla použita vývojka methylišobuthylketon (MIBK) ve směsi s IPA v poměru 1:3. Tento poměr je doporučený pro velmi vysoké rozlišení při nízké citlivosti rezistu. Důležitým faktorem kvality vyvolání rezistu je doba vyvolání. Vyvolání v MIBK:IPA trvalo 90 s. Pro přerušení vyvolání byl vzorek na 30 s ponořen do IPA, řádně opláchnut pod demineralizovanou vodou a osušen proudem dusíku.

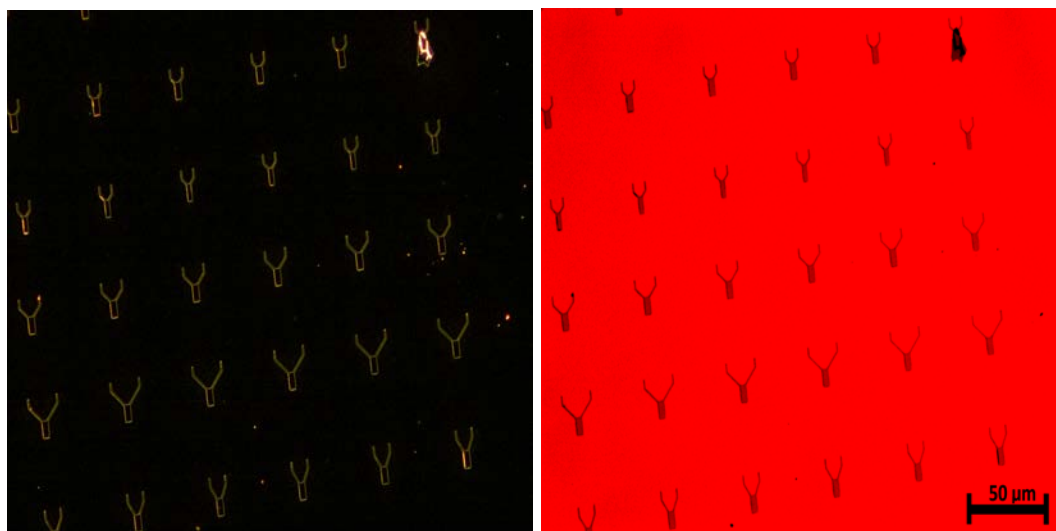
Před následným nadeponováním tenkých vrstev kobaltu a zlata byla vždy provedena kontrola vyvolaných struktur pomocí optického mikroskopu. Na obrázku 6.5 jsou struktury zobrazeny metodou temného a světlého pole. Vidíme, že hrany struktur v rezistu jsou velmi ostře ohraničeny, rohy a povrch struktur jsou bez zbylého rezistu, což jinak bývá nejčastějším problémem při špatně zvolené expoziční dávce nebo při nevhodné době vyvolání.

Další krok, tj. naprašování vrstev kobaltu a zlata, proběhl opět ve vysokovakuové aparatuře vybavené dvojicí širokosvazkových iontových zdrojů Kaufmanova typu. Posledním technologickým krokem elektronové litografie je odstranění zbylého rezistu spolu s vrstvou nechtěně nadeponovaného materiálu. To bylo provedeno rozpuštěním PMMA v acetonu po dobu alespoň jedné hodiny. Poté je ještě nutné kádinku s acetonem a vzorkem umístit po dobu 5 minut do ultrazvukové vany a tím odstranit zbytky nechtěného materiálu. Obrázek 6.6 z elektronového mikroskopu ukazuje spinplazmonické struktury připravené pomocí elektronové litografie.

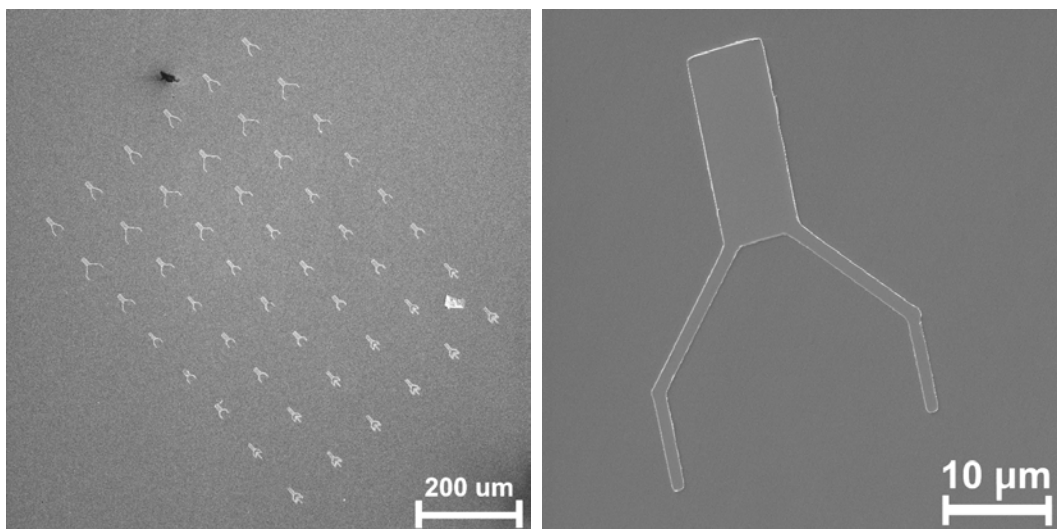
Pro vybuzení povrchových plazmonů a možnost detekování vzájemné interference mezi jednotlivými plazmony je nutné, s přihlédnutím na měřicí aparaturu SNOM, vyrobit mřížku skrze celou kovovou multivrstvu Ti/Au/Co/Au. Pro tento účel byla

¹V případě pozitivního rezistu.

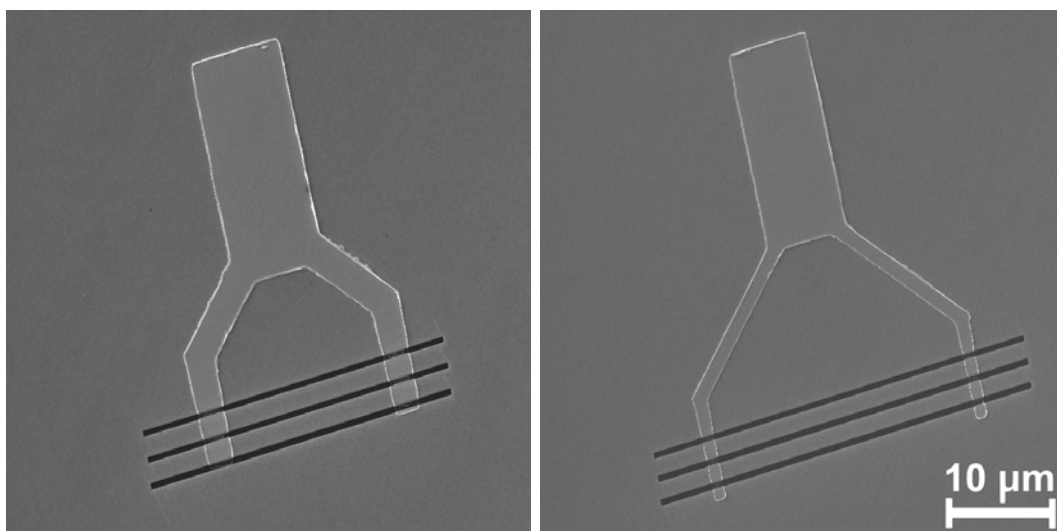
zvolena metoda fokusovaného iontového svazku (Focus Ion Beam - FIB) s možností pozorování odprašovaného místa elektronovým mikroskopem. Byly použity galliové ionty s energií 30 keV dopadající pod úhlem 55° . Na obrázku 6.7 můžeme vidět výslednou spinplazmonickou strukturu s periodickou mřížkou.



Obrázek 6.5: *Spinplazmonické struktury zobrazené pomocí optického mikroskopu v temném a světlém poli.*



Obrázek 6.6: *Snímek z elektronového mikroskopu oblasti spinplazmonických struktur a detail jedné struktury.*

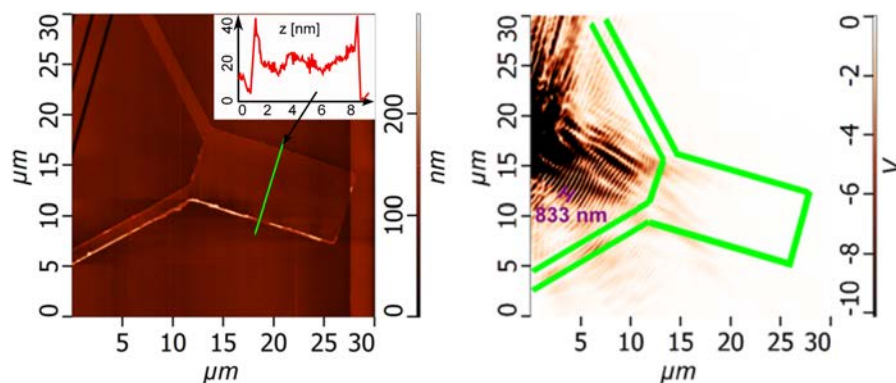


Obrázek 6.7: *Nanostruktury s budicí mřížkou vytvořené pomocí fokusovaného iontového svazku zobrazené pomocí elektronového mikroskopu.*

7 VÝSLEDKY A EXPERIMENTY

7.1 Zpracování dat

Většina měření proběhla na rastrovacím optickém mikroskopu v blízkém poli (SNOM), který měří topografii povrchu měřeného vzorku a rozložení intenzity elektromagnetického pole ve výšce přibližně 10 nm nad povrchem.



Obrázek 7.1: *Nezpracovaná data z rastrovacího optického mikroskopu pro blízké pole.*

Levý obrázek znázorňuje topografii spinplazmonické nanostruktury z obrázku 6.7 s výškovým profilem. Pravý obrázek zobrazuje rozložení intenzity elektromagnetického pole s vyznačenou pozicí struktury.

Obrázek 7.1 ukazuje typickou topografii spinplazmonické nanostruktury se zobrazeným profilem. Vidíme, že rozměry a výška struktury se velmi dobře shodují s navrženou strukturou. Na levém obrázku je vykreslen invertovaný (bílá odpovídá nejnižší intenzitě, černá maximální) obrázek intenzity blízkého pole s naznačenou polohou dané struktury. Dále je zde ukázána vlnová délka interferenčního obrazce s hodnotou 833 nm. Protože intenzita elektromagnetického pole je úměrná kvadrátu modulu elektrické intenzity, odpovídá rozdíl dvou maxim intenzit polovině vlnové délky plazmonu. Použijeme-li He-Ne laser s vlnovou délkou 633 nm, obdržíme ze vztahu (2.53) pro rozhraní zlato-vzduch teoretickou vlnovou délku povrchového plazmonu okolo 590 nm. Z naměřené vzdálenosti maxim (833 nm) je zřejmé, že se nejedná o obraz způsobený interferencí stojaté povrchové vlny, ale zřejmě jde o difrakci na budící periodické mřížce.

V obrázku rozložení elektromagnetického pole jsou obsaženy všechny prostorové frekvence, jen mají různé hodnoty intenzity. K zobrazení těchto hodnot kratších vlnových délek odpovídajících plazmonům je nutno použít zpracování obrazu pomocí Fourierovy analýzy. To spočívá v získání spektra prostorových frekvencí pomocí Fourierovy transformace (část 3.3). Na něj aplikujeme masku, která propustí pouze frek-

vence, které odpovídají povrchovým plazmonům. Poté zpětnou Fourierovou transformací dostaneme opět obrázek rozložení intenzity, avšak ten obsahuje již pouze interferenční obrazce odpovídající svou vlnovou délkou plazmonům. Jelikož komerční software pro ovládání a vyhodnocování SNOM dat neumožňoval vytváření nebo importování masky libovolného tvaru a velikosti, byl vytvořen Ing. Matějem Týčem program pro zpracování obrazu.

Ten byl napsán v programovacím jazyce Python a využívá rychlé Fourierovy transformace (FFT) k nalezení 2D spektra prostorových frekvencí a zpětné Fourierovy transformace. Tento program umí načíst libovolnou masku vytvořenou ve vektorovém grafickém editoru uložený bez ztrátové komprese, tj. soubor typu *png* (Portable Network Graphics), kde bílá barva odpovídá propustné oblasti masky a černá nepropustné. Křivka odpovídající ve 2D spektru stejným frekvencím je kružnice, proto, chceme-li propustit vlnové délky určitého intervalu, je nutné vytvořit masku s propustným mezikružím.

Při vytváření masky je potřeba dodržet jistá pravidla, která nevzášejí při diskretní zpětné Fourierově transformaci do obrázku diskretizační chyby. Mezi frekvenčně propustnou a nepropustnou oblastí masky je nutné vytvořit gradientní přechod. Ten zabraňuje vzniku artefaktů při následné inverzní Fourierově transformaci. Dále je dobré vytvořit ve středu masky malý otvor, který propustí nulové prostorové frekvence (DC komponenta). Ta zajišťuje, aby výsledná inverzní Fourierova transformace neměla záporné hodnoty.

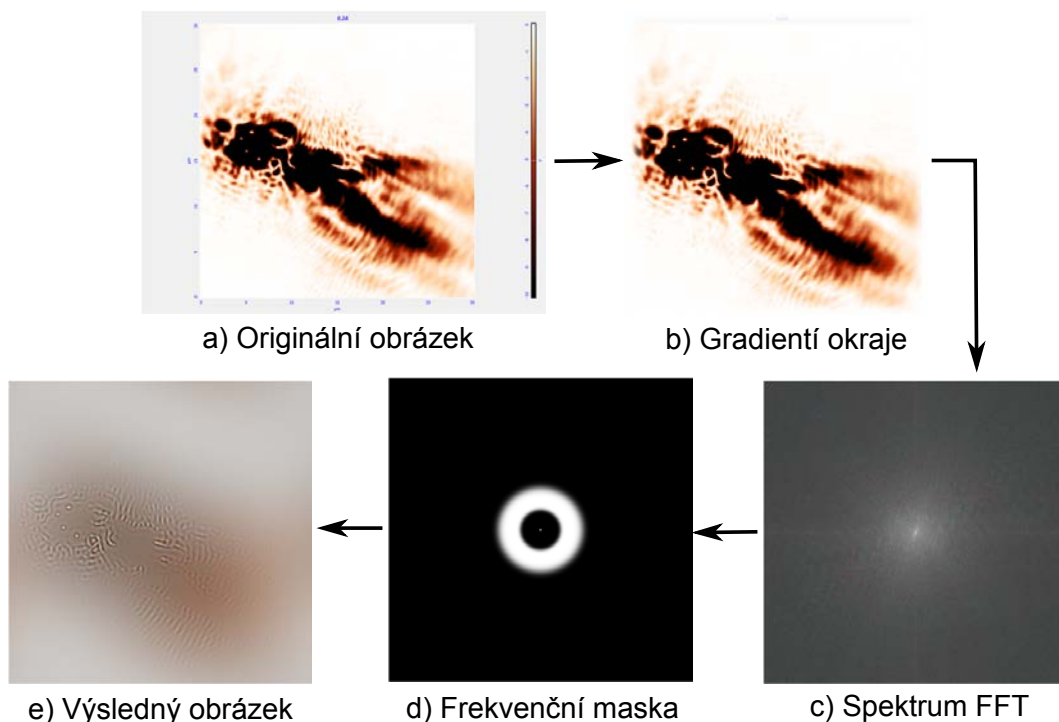
Dále je potřeba před aplikací algoritmu rychlé Fourierovy transformace upravit i samotný obrázek rozložení intenzity v blízkém poli. Protože je tvořen omezeným čtvercovým zorným polem, do kterého se nevejde celý vzorek rozložení intenzity, vzniká ve frekvenčním spektru symetrický osový kříž přes všechny prostorové frekvence. Tento artefakt má stejný původ, jako artefakty zmíněné v předešlém odstavci. Proto tentokrát gradientně rozmážeme hranice zorného pole a tím se zbavíme tohoto frekvenčního kříže.

Poslední parazitní jev, kterého se musíme vyvarovat, je přesvícení maximálního rozsahu fotodetektoru. Kdyby nebyla funkce intenzity hladká na celém intervalu zorného pole, vnášela by se do výsledného obrazu určitá chyba. To můžeme jednoduše odstranit již při samotném experimentu snížením napětí na fotodetektoru a tím navýšením jeho maximálního rozsahu. Další možností je oříznutí určité nepřesvícené oblasti transmisního obrázku a dále zpracovávat pouze ji.

Program dále nabízí nastavování rozsahu zobrazené intenzity a tím optimalizaci kontrastu pozorovaných jevů. Dále při zadání rozměrů rastrovacího pole a jeho pixelového rozlišení program automaticky přepočte souřadnice spektra nebo obrázku na odpovídající vlnové délky. Pro program byly dále vyvinuty skripty, které umožňují hromadné zpracování více obrázků se stejnými rozměrovými parametry. To velmi

zefektivnilo hromadné zpracování obrázků a zajistilo absenci možných chyb při vyhodnocování a odečítání výsledných parametrů.

Na obrázku 7.2 je zobrazen postup při úpravě obrázku pomocí rychlé Fourierovy transformace s použitím zastínění prostorových frekvencí.

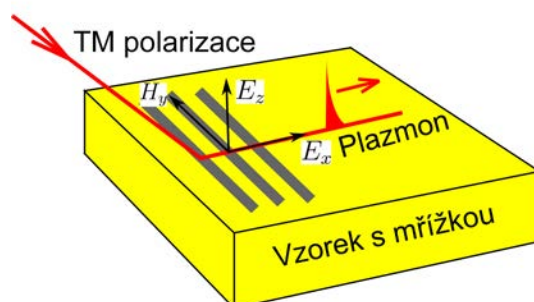


Obrázek 7.2: *Postup zpracování obrazu rozložení elektromagnetického pole pomocí rychlé Fourierovy transformace a zastínění prostorových frekvencí od a) po e).*

7.2 Změna polarizace světla

Nejzákladnějším experimentem v oblasti plazmoniky je měření závislosti excitace povrchové vlny na polarizaci budícího světla. Podle teorie rozebrané v části 2.3 vznikne povrchový plazmonový polariton na periodické mřížce pouze při TM polarizaci (obrázek 7.3). Dopadá-li na mřížku nepolarizované světlo obsahující všechny možné směry vektoru elektrické intenzity, dojde k výběru pouze těch složek, které odpovídají povrchovému plazmonu.

Umístěním lineárního polarizátoru před dopadem svazku a jeho natáčením můžeme ovlivňovat hodnoty složek TM polarizace a měnit tak vybuzení plazmonu. Maximální intenzitu interference povrchových plazmonů bychom měli detekovat, je-li vektor polarizace světla ve směru osy x , tj. kolmo k budícím drážkám periodické mřížky. Pootočením o 90° bychom měli naměřit nejnižší intenzitu stojaté vlny



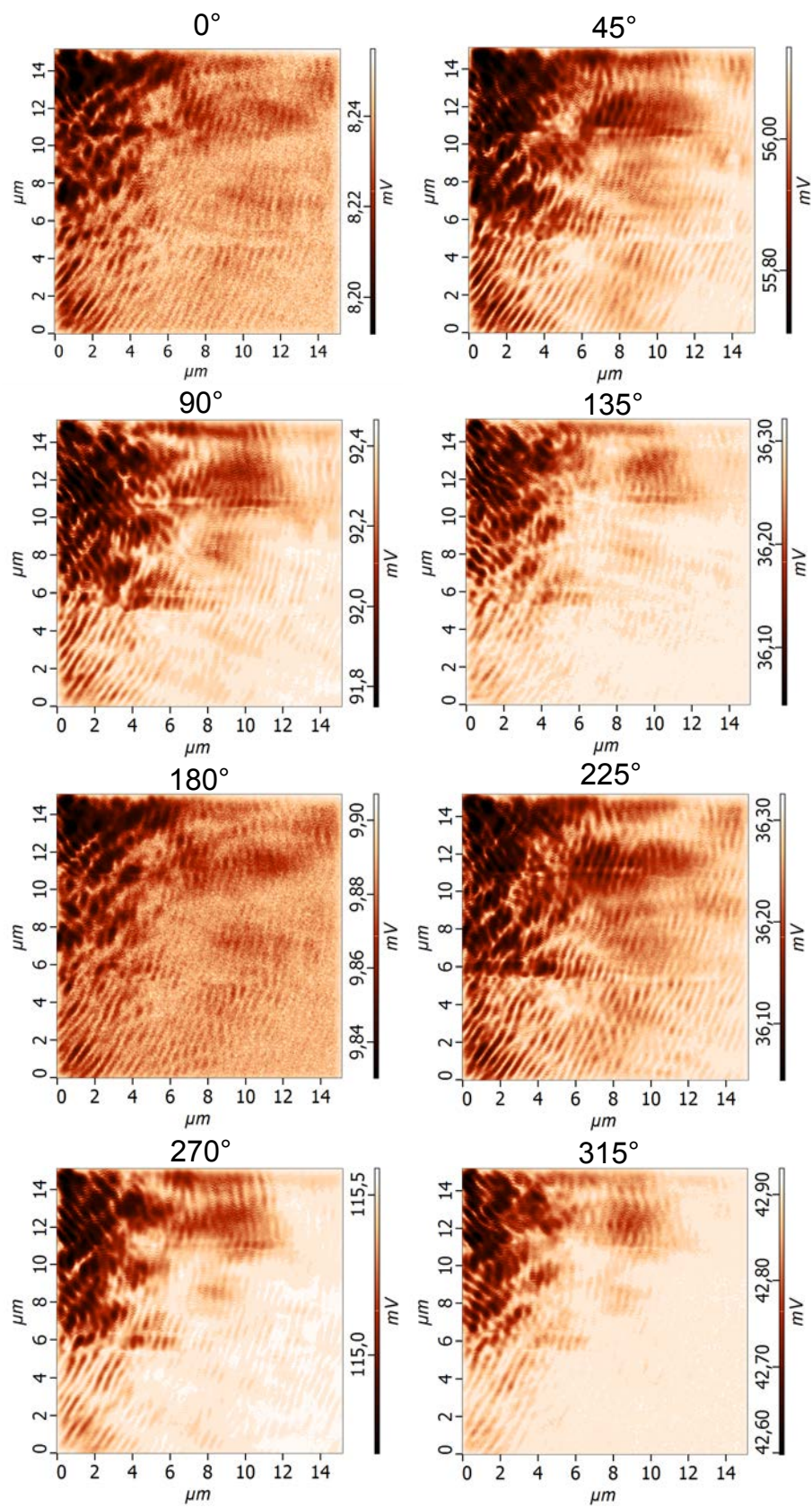
Obrázek 7.3: *Maximální excitace povrchového plazmonu na periodické mřížce při TM polarizaci budícího světla na kovovém povrchu.*

plazmonů. Dále bychom měli naměřit díky symetrii interference při pootočení polarizátoru o 180° . Na obrázku 7.4 jsou vidět obrázky rozložení intenzity elektromagnetického pole a maximální hodnoty intenzity při různém pootočení lineárně polarizovaného budícího světla. Měření probíhala vždy pro pootočení roviny polarizátoru o 45° ve směru hodinových ručiček, kde za hodnotu 0° byl označen směr rovnoběžný s drážkami mřížky ve směru osy y . Vidíme, že pro úhly natočení 0° a 180° dostáváme souhlas s předpokladem o nejnižší intenzitě. Naopak maximální intenzitu interferenčního obrazce dostáváme pro 90° a 270° , jak je patrné z obrázků.

Tento jednoduchý experiment lze považovat za důkaz detekce povrchových plazmonů pomocí rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli. Jsou zde však nežádoucí vlivy, způsobené částečnou polarizací laserového světla i po průchodu optickým vláknem. To pro různé natočení polarizátoru mění samotnou intenzitu osvětlovacího záření.

7.3 Změna dielektrické funkce

Dalšími experimenty, které byly provedeny, bylo měření závislosti vlnové délky na změně dielektrické funkce kovové vrstvy. Protože nanostruktury jsou multivrstevnatý systém Au/Co/Au, bude efektivní index lomu tohoto systému odlišný od oblastí, kde nejsou struktury, tj. pouze vrstva Au. Pro použitý He-Ne laser s vlnovou délkou 633 nm je teoreticky předpokládaná vlnová délka plazmonu na zlatě



Obrázek 7.4: Rozložení intenzity povrchových vln po filtraci v případě různých směrů polarizace budícího světla.

598 nm. Lze tedy očekávat z důvodu efektivní dielektrické funkce pro multivrstvu Au/Co/Au, že vlnová délka interference plazmonu bude ležet kolem této hranice.

Experimenty probíhaly opět na rastrovacím optickém mikroskopu v blízkém poli, kde bylo provedeno následné zpracování dat pomocí rychlé Fourierovy transformace se zastíněním nežádoucích prostorových frekvencí. Vlnová délka plazmonů je vždy menší než vlnová délka použitého budicího světla. Naopak vlnová délka interferenčních obrazců vzniklých difrakcí nebo obyčejnou interferencí je větší než hodnota budicího světla. Proto je maska volena tak, aby měla horní limit propouštěných vlnových délek 633 nm, odpovídající právě použitému laseru.

Na obrázku 7.5 vidíme detailní rozložení interference povrchových plazmonů se zakreslenými hranicemi nanostruktury. Dále jsou zde zobrazeny odměřené hodnoty vlnové délky pro oblast mimo a na struktuře. Tyto výsledky se velmi dobře shodují s teoreticky předpokládanou hodnotou. Hodnota 566 nm odpovídá rozdílu vlnových délek pro plazmon na čistém zlatě a multivrstvě o přibližně 30 nm.

Na obrázku 7.6 je zobrazen profil intenzity podle naznačeného lineárního řezu. Vidíme, že všechny zobrazené vlnové délky odpovídají v rámci rozlišovací chyby správným teoretickým hodnotám. Tato vysoká rozlišovací chyba je způsobena nízkým počtem pixelů na měřeném zorném poli. To pro daný experiment $(20 \times 20) \mu\text{m}$ při rozlišení 256×256 pixelů rozlišení odpovídá 78 nm na jeden pixel obrázku. Odtud je tedy vypočítána zobrazená rozlišovací chyba pro určení vlnové délky plazmonů.

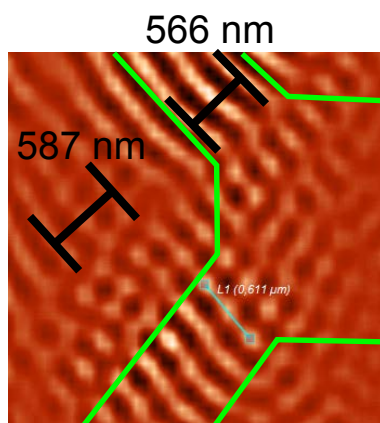
V dalších experimentech bylo měřeno za účelem snížení této chyby s rozlišením 512×512 pixelů. To však znamenalo časové prodloužení každého měření na čtyřnásobek odpovídající přibližně 30 minut na jeden snímek. Při takto dlouhém rastrování docházelo často ke ztrátě signálu z důvodu tepelné a světelné nestability. Proto před každou sérií měření bylo nutné celou aparaturu přibližně hodinu kalibrovat a experimenty provádět nejlépe přes noc.

Byly provedeny i experimenty pro ověření časového vývoje obrázků transmise, kdy se nechal cyklicky skenovat identický snímek. V některých měření bylo docíleno i několika hodinového měření beze změny signálu¹. Tyto experimenty navíc potvrdily identičnost rozložení interferenčního obrazce v závislosti na čase.

7.4 Změna vnějšího magnetického pole

Stěžejním experimentem této diplomové práce je závislost stáčení interferenčního obrazce na vnějším magnetickém poli. Toto stáčení je vysvětleno a popsáno v části 5 věnované chování elektromagnetické vlny v anizotropním poli. Z této teorie vyplývá,

¹Maximální doba rastrování byla 8 hod.



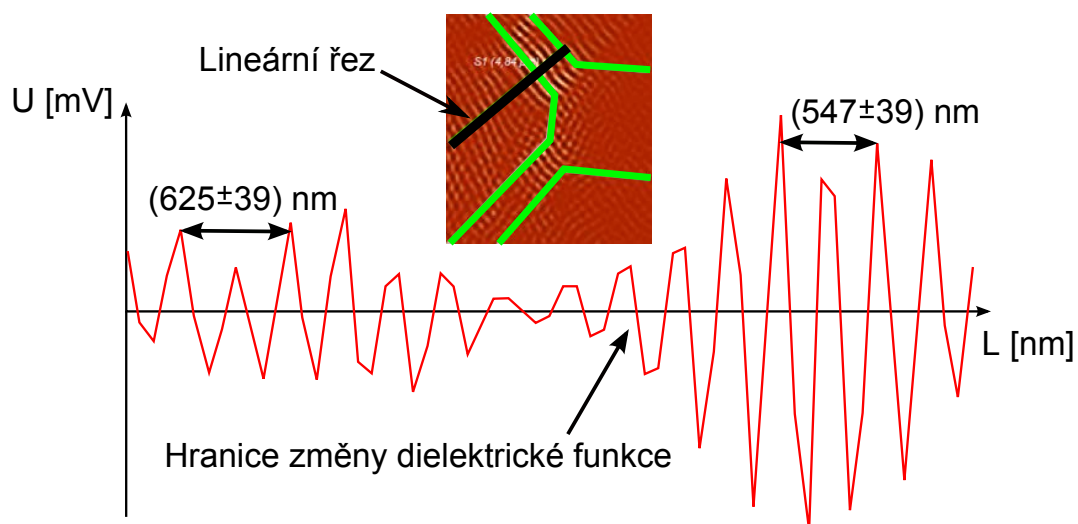
Obrázek 7.5: Obrázek rozložení intenzity v blízkém poli po provedení filtrace s označenou vlnou délkou plazmonu pro vrstvu Au (587 nm) a multivrstvu Au/Co/Au (566 nm).

že se zvyšujícím se vnějším magnetickým polem je úhel stočení větší. Vnější magnetické pole je buzeno elektromagnetem, kde jeho velikost lze ovládat hodnotou protékajícího proudu cívkou magnetu. Maximální velikosti magnetické indukce pole byla změřena 9 mT.

Na obrázcích 7.7 jsou ukázány výsledky rozložení elektromagnetického pole při různých intenzitách vnějšího magnetického pole a schéma jeho orientace. Tyto obrázky jsou opět měřeny pomocí rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli s následnou úpravou pomocí rychlé Fourierovy transformace a výběrem vlnových délek odpovídající plazmonům (část 3.3). Pro zřetelnější zviditelnění efektu je v obrázku nakreslena orientace při vypnutém vnějším magnetickém poli (zelené čáry) a orientace interferenčních struktur pro dané změny (černé čáry).

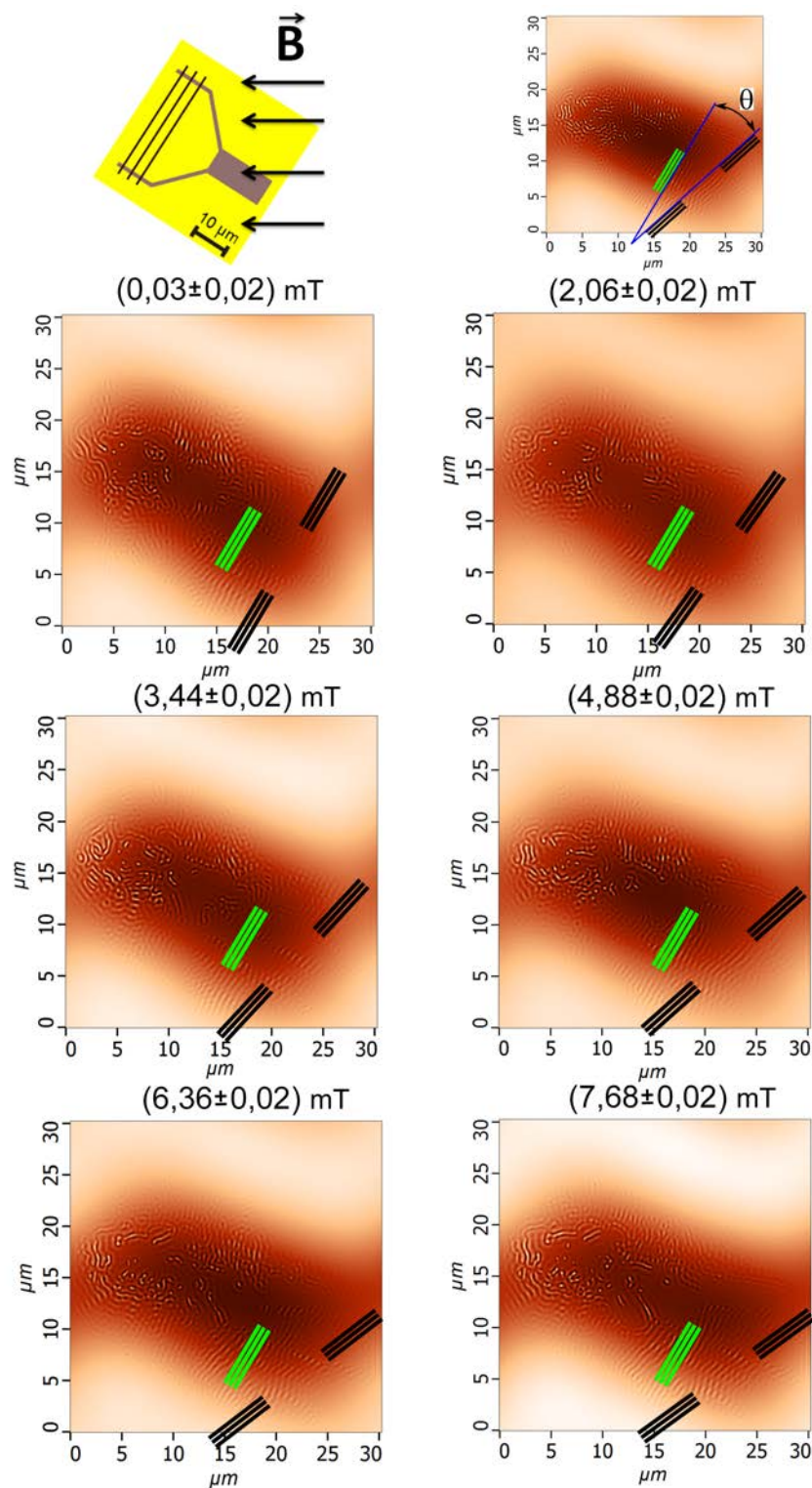
Graf 7.8 ukazuje relativní hodnoty úhlu stočení interferenčních proužků vůči orientaci při vypnutém poli v závislosti na magnetické intenzitě. Z příslušné teorie vyplývá, že pro daný experiment a orientaci magnetického pole se nejsilněji projevuje longitudinální Kerrův efekt. Z experimentálně naměřených dat se závislost velmi podobá hysterezní křivce. To by mohlo opravdu nasvědčovat efektu způsobeným změnou tenzoru permitivity vnějším magnetickým polem. Pro nízké hodnoty magnetické intenzity je trend lineární a pro vysoké je patrná saturace křivky. Z lineární regrese této závislosti vyplývá, že zvýšení o jeden mT odpovídá stočení o přibližně 3° .

Tyto experimenty nebylo z technických důvodů možno zopakovat a vytvořit tak statisticky silnější potvrzení této závislosti. Při rastrování ve vnějším magnetickém poli docházelo k občasnému odtržení kusu hrotu vlákna. Tento pokovený plast se uchytí vždy na spinplazmonické struktuře a znehodnotil ji natolik, že nebylo dále

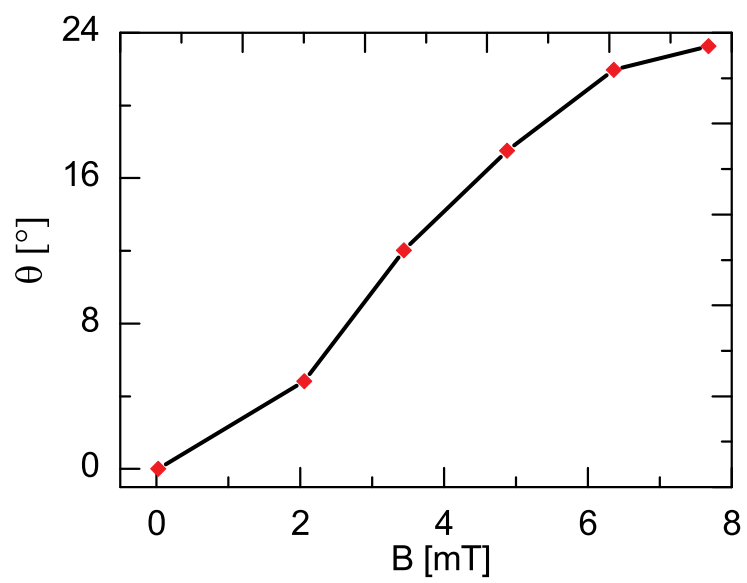


Obrázek 7.6: *Profil intenzity lineárního řezu se změnou vlnové délky povrchového plazmonu v závislosti efektivní dielektrické funkce po provedení filtrace.*

možné měřit. Dále došlo k technické poruše na depoziční komoře a tím nemohly být připraveny nové struktury. Další technickou komplikací byla porucha na aparatuře elektronového mikroskopu v kombinaci s fokusovaným iontovým svazkem ve firmě Tescan.



Obrázek 7.7: Stáčení interferenčního obrazce povrchových plazmonů při zvyšujícím se vnějším magnetickém poli s orientací naznačenou na schématu a ukázka způsobu odečítání úhlu stáčení, kde černé čáry naznačují orientaci proužků pro dané pole a zelené čáry ukazují orientaci při nulovém vnějším poli.



Obrázek 7.8: *Graf relativní hodnoty úhlu stočení interferenčních proužků ku orientaci při vypnutém poli v závislosti na magnetické intenzitě.*

8 ZÁVĚR

Cílem této diplomové práce bylo experimentální studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů na feromagnetikách. V částech 4.1 a 5 byly tyto optické a magnetické vlastnosti analyticky popsány a vysvětleny.

K tomuto účelu bylo připraveno několik spinplazmonických nanostruktur pomocí elektronové litografie a fokusovaného iontového svazku na aparaturách firmy Tescan. Dále využitím depozice naprašováním se tyto struktury skládaly z požadovaných multivrstev Au/Co/Au. Kvalita a přesnost přípravy byla potvrzena pomocí optického a elektronového mikroskopu v kombinaci s mikroskopem atomárních sil.

Pro studium vlastností povrchových plazmonů byl použit rastrovací optický mikroskop v blízkém poli. Pro buzení plazmonu bylo využito osvětlení He-Ne laserem s vlnovou délkou světla 633 nm na periodickou mřížku. Jako detekční zařízení sloužila sonda mikroskopu v blízkém poli pracující v bezkontaktním režimu, která byla schopna měřit rozložení elektromagnetického pole způsobeného interferencí šířících se plazmonů. Tento mikroskop byl dále konstrukčně upraven o elektromagnet pro vyvolání vnějšího magnetického pole působící na vzorek.

Nejdříve byly zjišťovány základní optické vlastnosti povrchového plazmonu a to citlivost na polarizaci budícího světla. Zde byla experimentálně potvrzena teoretická závislost poklesu intenzity interferenčního obrazce na TM a TE polarizaci. Pro efektivní zpracování dat byl napsán vyhodnocovací program v jazyce Python, který využíval rychlé Fourierovy transformace pro 2D zpracování obrazu a umožňoval výběr zvolených prostorových frekvencí. Tento program umožňuje hromadné zpracování obrázků se stejnými experimentálními parametry.

Velmi dobře se potvrdila změna vlnové délky stojaté vlny plazmonu v závislosti na změně efektivní dielektrické funkce rozhraní kov-vzduch. Bylo ukázáno, že vlnová délka pro rozhraní pouze zlato-vzduch je jiná, než pro rozhraní Au/Co/Au-vzduch. Tyto hodnoty se v rámci chyby velmi dobře shodovaly s předpovídanými hodnotami.

Nejdůležitějším experimentem pro tuto práci byla závislost stáčení vektoru polarizace povrchového plazmonu na vnějším magnetickém poli. Tato závislost úhlu stočení interferenčního obrazce na intenzitě vnějšího magnetického pole experimentálně prokázala teoretické úvahy. Z technických důvodů nebylo možné tyto experimenty zopakovat, a je proto nutné jim věnovat i další experimentální čas a úsilí.

Poznatky této diplomové práce by se daly využít při budoucím studiu spinplazmoniky. Předně to je příprava nových nanostruktur, kde se osvědčily širší velikosti ramének s minimalizováním geometrických zlomů. Vhodné by bylo zvážit použití jiného substrátu pro zesílení efektu změny tenzoru permitivity a potlačení nežádoucího šíření plazmonu po povrchu. Zajímavým experimentem se jeví porovnání excitace plazmonů v závislosti na změně periody budící mřížky. Dále lze

provádět měření exponenciálního poklesu plazmonu v závislosti na vzdálenosti od povrchu.

Rastrovací optický mikroskop v blízkém poli dále nabízí možnost měření v reflexním módu, nebo osvětlení sondou a detekci v dalekém poli. Konstrukčním vylepšením mikroskopu je předběžný návrh úpravy rastrovacího stolku s možností buzení plazmonů pomocí porušeného totálního odrazu, kde lze s vyšší účinností navázat světlo do povrchové vlny. K mikroskopu je možné připojit optický monochromátor a provádět tak měření závislosti buzení plazmonu na vlnové délce použitého světla. Zde se vyskytl problém s dostatečně intenzivním zdrojem bílého světla. Ten byl vyřešen pořízením čtyř laserů pracujících na různých vlnových délkách.

LITERATURA

- [1] COHN E.: *Das elektromagnetische feld*, Leipzig, 1900.
- [2] ULLER K., NESPER E.: *Strahlung von spulen*, Annalen der Physik **14**, str. 768-792, 1904.
- [3] ZENNECK J.: *Über die fortpflanzung ebener elektromagnetischer wellen längs einer ebenen leiterfläche und ihre beziehung zur drahtlosen telegraphie*, Annalen der Physik **23**, str. 846-866, 1907.
- [4] SOMMERFELD A.: *Jahrbuch det drahtlosen telegraphie*, Annalen der Physik **28**, str. 665, 1909.
- [5] WEYL H.: *Ausbreitung electromagnetischer wellen über einem ebenen leiter*, Annalen der Physik **60**, str. 481, 1919.
- [6] FOK V. A., FRANK P., MISES R.: *Differencialnyje i interlanyje uravněnija matěmaticeskoj fiziki*, sborník ONTI, kap. 23, 1937.
- [7] RJAZIN P. A.: *Novějšije issledovanija rasprostraněnija radiovoln*, sborník AN SSSR, 1945.
- [8] RITCHIE R. H.: *Plasma losses by fast electrons in thins films*, Physical Review **106**, str. 874-881, 1957.
- [9] POWELL C. J., SWAN J. B.: *Origin of the characteristic electron energy losses in aluminum*, Physical Review **115**, str. 869-875, 1959.
- [10] KRETSCHMANN E., REATHER H.: *Radiative decay of non-radiative surface plasmons excitad by light*, Zeitschrift für Naturforschung **23A**, str. 2135-2136, 1968.
- [11] MIE G.: *Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen*, Annalen der Physik **25**, str. 377, 1909.
- [12] BORN M., WOLF E.: *Principles of optics*, Pergamon Press Ltd. Hill Hall, Oxford, England, 6. vydání, str. 461, ISBN: 0-08-026482-4, 1980.
- [13] STRATTON J. A.: *Electromagnetic theory*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1941.
- [14] KRONIG R.: *On the theory of the dispersion of X-rays*, Journal of the Optical Society of America **12**, str. 547-557, 1926.

- [15] KRAMERS H. A.: *La diffusion de la lumiere par les atomes*, Atti Congress. Intern. Fisica **2**, str. 545-557, 1927.
- [16] DRUDE P.: *Zur elektronentheorie der metalle*, Annalen der Physik **306** a **308**, 1900.
- [17] LORENTZ H.: *Theory of electrons*, Columbia University Press, New York, 1916.
- [18] KOMRSKA J.: *Fourierovské metody v teorii difrakce a ve strukturním analýze*, VUTIUM, Brno, ISBN: 978-80-214-3532-2, Brno, 2007.
- [19] BOHREN C. F., HUFFMAN D. R.: *Absorption and scattering of light by small particles*, Wiley Professional Paperback Edition Published, Canada, ISBN: 0-471-29340-7, 1998.
- [20] COOLEY J. W., TUKEY J. W.: *An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series*, Mathematics of Computation **19**, str. 297-301, 1965.
- [21] OTTO A.: *Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*, Zeitschrift für Physik **216**, str. 398-410, 1968.
- [22] KRETSCHMANN E.: *The angular dependence and the polarisation of light emitted by surface plasmons on metals due to roughness*, Optics Communications **5**, str. 331-336, 1972.
- [23] VISNOVSKY S.: *Optics in magnetic multilayers and nanostructures*, CRC Press, ISBN: 978-0-8493-3686-7, 2006.
- [24] FARADAY M.: *Experimental relations of gold to light*, Philosophical Transactions **147**, 1857.
- [25] KERR J.: *On rotation of the plane of the polarization by reflection from the pole of a magnet*, Philosophical Magazine **3**, str. 321, 1877.
- [26] KERR J.: *Reflection of polarized light from the equatorial surface of a magnet*, Philosophical Magazine **5**, str. 161, 1878.
- [27] VOIGT W.: *Magneto- und elektro-optik*, Teubner, Leipzig, 1908.
- [28] VARGA P., RUPP W.: *Theoretische und experimentelle aspekte des magnetooptischen Kerr effekts*, Institut für allgemeine physik der Technischen universität Wien, 2005.

- [29] URBANEK I.: *Modernizace aparatury IBAD*, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, diplomová práce, 2008.
- [30] KRÁTKÝ S.: *Studium vlastností periodických mřížek vytvořených elektronovou litografií*, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav mikroelektroniky, bakalářská práce, 2010.
- [31] REATHER H.: *Surface plasmons on smooth and rough surface and gratings*, Springer-Verlag, Berlín, ISBN: 0-387-17363-3, 1988.
- [32] ZAYATS A. V., SMOLYANINOV I. I., MARADUDIN A. A.: *Nano-optics of surface plasmon polaritons*, Physics Reports **408**, str. 131-314, 2005.
- [33] MAIER S. A.: *Plasmonics: Fundamentals and applications*, Springer, Bath UK, ISBN: 10-038-33150-6, 2007.
- [34] NOVOTNY L., HECHT B.: *Principles of nano-optics*, Cambridge Press, New York, ISBN: 0-521-83224-1, 2006.
- [35] SCHMIDT E. a kol.: *Optické vlastnosti pevných látek*, SPN, Praha, 1986.
- [36] PALIK E.: *Handbook of optical constants of solids*, Academic Press, London, ISBN: 012-544420-6, 1985.
- [37] BARNES W. E., DEREUX A., EBBESEN T. W.: *Surface plasmon subwavelength optics*, Nature **424**, str. 824-830, 2003.
- [38] KITTEL CH.: *Úvod do fyziky pevných látek*, Academia, Praha, 1985.

SEZNAM ZKRATEK

AFM *Atomic Force Microscopy*, Mikroskop atomárních sil

FIB *Focus Ion Beam*, Fokusovaný iontový svazek

IPA *IsoPropyl Alcohol*, Izopropylalkohol

IBAD *Ion Beam Assisted Deposition*, Depozice za asistence iontového svazku

MIBK *Methyl IsoButyl Ketone*, Methylisobuthylketon

PMMA *Poly Methyl MethAcrylate*, Polymethylmethakrylát

SNOM *Scanning Near-field Optic Microscopy*, Rastrovací optický mikroskop v blízkém poli

SPP *Surface Plasmon Polariton*, Povrchový plazmonový polariton