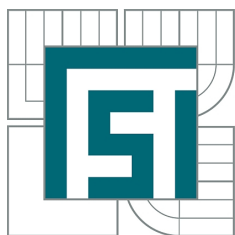


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

PŘEPÍNÁNÍ SPINOVÝCH VORTEXŮ V MAGNETICKÝCH NANODISCÍCH

SWITCHING OF SPIN VORTICES IN MAGNETIC NANODISCS

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Lukáš Hladík

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. MICHAL URBÁNEK, Ph.D.

BRNO 2012

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá problematikou přepínání spinových vortexů v magnetických nanodiscích. Nejprve jsou vymezeny základní pojmy (mikro)magnetismu a shrnuty dosavadní teoretické i experimentální výsledky dosažené na poli přepínání obou základních charakteristik (polarita a chiralita) magnetického vortexu. Následně je prezentován princip dynamického přepínání chiralitu magnetického vortexu pomocí pulzu magnetického pole v rovině vzorku s přesně definovanou amplitudou a délkou bez nutnosti použití jisté tvarové asymetrie nanodisků či určité distribuce magnetického pole. Pro tvorbu nanostruktur byla použita více kroková elektronová litografie a naprašování pomocí iontových svazků. V práci jsou popsány jednotlivé kroky postupu přípravy a optimalizace vzorků pro měření magnetizační dynamiky. Závěrem jsou prezentovány a diskutovány experimentální výsledky měření dynamického přepínání chiralitu na připravených vzorcích získané pomocí transmisní rentgenové mikroskopie na synchrotronu Advanced Light Source v Berkeley, USA.

Summary

The diploma thesis deals with the switching of spin vortices in magnetic nanodisks. First, the basic concepts of (micro)magnetism are defined and existing theoretical and experimental achievements in the field of switching of the two basic characteristics (chirality and polarity) of magnetic vortex are summarized. Then the principle of dynamic switching of magnetic vortex chirality using in-plane magnetic field pulse with a well defined amplitude and duration is presented. There is no need to use a certain shape of nanodisks or asymmetry in magnetic field distribution. Nanostructures were prepared by the multi-step electron beam lithography and ion beam sputtering. Individual steps of sample preparation and optimization for the magnetization dynamics measurements are described. Finally, the experimental measurements of the dynamic switching of chirality on prepared samples obtained by transmission x-ray microscopy at the synchrotron Advanced Light Source at Berkeley, USA are presented and discussed.

Klíčová slova

Magnetický vortex, chiralita, elektronová litografie, rentgenová mikroskopie

Keywords

Magnetic vortex, chirality, electron beam lithography, x-ray microscopy

HLADÍK, L. *Přepínání spinových vortexů v magnetických nanodiscích*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 77 s. Vedoucí diplomové práce - Ing. Michal Urbánek, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ:

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením Ing. Michala Urbánka, Ph.D., a že veškeré podklady, ze kterých jsem čerpal, jsou uvedeny v seznamu použité literatury.

Lukáš Hladík

PODĚKOVÁNÍ:

Děkuji Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D., za vedení této diplomové práce, cenné rady a připomínky při jejím vypracování. Tato práce by nevznikla bez podpory mých rodičů a to nejen během jejího vypracování, ale i po celou dobu mého studia. Chtěl bych jim touto cestou poděkovat.

Lukáš Hladík

OBSAH

<i>Úvod</i>	3
<i>1. Základní principy magnetismu</i>	5
1.1 Energie v mikromagnetismu	8
1.1.1 Výměnná energie	8
1.1.2 Magnetická dipolární energie	9
1.1.3 Energie anizotropie	9
1.1.4 Zeemanova energie	9
1.1.5 Minimalizace energie	10
<i>2. Magnetické struktury</i>	11
2.1 Doménové stěny	11
2.2 Magnetické vortexy	12
2.2.1 Odezva magnetického vortexu na externí magnetické pole	13
<i>3. Mikromagnetické simulace přepínání chiralita magnetického vortexu</i>	17
3.1 Princip přepínání chiralita magnetického vortexu	17
3.2 Simulace přepínání chiralita pro navržené rozměry nanodisků	20
<i>4. Experimentální techniky použité pro výrobu vzorků</i>	25
4.1 Rastrovací elektronový mikroskop	25
4.1.1 Konstrukce	25
4.2 Elektronová litografie	29
4.2.1 Typy rezistů	31
4.2.2 Spin coating	31
4.3 Depozice tenkých vrstev	32
4.3.1 Aparatura pro iontové naprašování	32
<i>5. Příprava vzorků</i>	35
5.1 Membrány	35
5.2 Litografie na mikroskopu Tescan Mira3	36

5.2.1	Testy dávek	37
5.3	Litografie na mikroskopu Tescan Vega	42
5.4	Depozice Ti\Au	45
5.5	Lift-off proces kontaktů	46
5.6	Výroba magnetických nanodisků	49
5.7	Depozice NiFe\Au	52
5.8	Lift-off magnetických nanodisků	52
6.	Měření dynamického přepínání chiralit	55
6.0.1	Experimentální techniky	55
6.1	Magnetická rentgenová mikroskopie	56
6.1.1	Časově rozlišená magnetická rentgenová mikroskopie	58
6.1.2	Experimentální vybavení	60
6.2	Výsledky měření - statický režim	61
6.3	Výsledky měření - dynamický režim	65
	<i>Závěr</i>	67
	<i>Literatura</i>	69
	<i>Seznam použitých zkratk a symbolů</i>	75
	<i>Seznam příloh</i>	77

ÚVOD

Magnetismus je fascinující téma, které je známo po několik tisíc let. Znamená to, že tento jev byl pozorován již před tím, než začala známá zaznamenaná historie. V regionu Blízkého východu byly nalezeny některé zeminy, které vykazovaly „přitažlivé“ chování. V Evropě je datováno použití této železné rudy, tzv. magnetovce, jako střelky kompasu přibližně do roku 1300. První nesporná zmínka o magnetickém zařízení používaném ke stanovení směru se ale nachází v čínském rukopise z doby kolem roku 1040. Magnetovec byl tehdy opracován do tvaru lžíce, která byla umístěna na bronzové plato. Spíš než k navigaci byl tento ukazatel používán pro geomancii, což byla technika používaná pro zarovnávání budov, tak aby byly v harmonii se silami přírody [1].

První zařízení schopné magnetického zápisu bylo předvedeno a patentováno Dánským vynálezcem Poulsenem v roce 1898. Poulsen vytvořil magnetickou nahrávku jeho hlasu na strunu od piána. Historie magnetického záznamu sleduje vývoj technických objevů během následujícího století od Poulsenova experimentu až po současné magnetické záznamové technologie umožňující uchování zvuku, videa a dat pomocí magnetofonů, videorekordérů a počítačových pevných disků. Současná elektronika je založena na transportu elektrického náboje a až donedávna spin elektronu nebyl v elektronických zařízeních uvažován. Spin přidává další parametr do současné elektroniky a podle toho se tento vědní obor nazývá spinová elektronika, zkráceně spintronika.

Počátek éry spintroniky lze datovat do roku 1988, kdy francouzský fyzik Albert Fert a německý fyzik Peter Grünberg nezávisle na sobě objevili, že elektrický odpor struktur (vrstev) vytvořených ze střídajících se magnetických a nemagnetických kovů se může neočekávaně měnit o velké hodnoty v přítomnosti externího magnetického pole. Během desetiletí tento objev způsobil revoluci v magnetickém ukládání dat prostřednictvím pevných disků počítačů. Když v roce 2007 Fert a Grünberg přebírali společnou Nobelovu cenu za tento objev, ve zdůvodnění Švédské královské akademie věd stálo, že lze využití tohoto objevu považovat za jednu z prvních aplikací nanotechnologií.

V roce 1996 John Slonczewski ukázal, že „aplikací“ spinově polarizovaného elektrického proudu do feromagnetické látky můžeme převrátit orientaci její magnetizace [6]. Spinově polarizovaný proud vzniká průchodem elektrického proudu zmag-netovaným materiálem. Jev převrácení orientace magnetizace pomocí spinově polarizovaného proudu byl později experimentálně prokázán na sloupcových multivrstvách.

Podobným způsobem změny magnetické konfigurace je posunutí doménové stěny spinově polarizovaným proudem, jehož interakci s doménovou stěnou předpověděl Berger v 70. letech. Ovládání magnetizace nanozařízení pomocí lokálních elektrických proudů namísto externě aplikovaných magnetických polí otevírá široké spektrum možností pro zvýšení hustoty ukládání dat a rychlosti zápisu a čtení dat.

Díky velkému rozmachu vakuových technologií, který umožnil rozvoj nanofabričních metod jako jsou elektronová litografie a odprašování iontovými svazky v kombinaci s konvenčními technikami deponování tenkých vrstev, bylo možné posunout především experimentální část výzkumu mikromagnetismu kupředu. Zavedení těchto technik přineslo řadu možností, jak připravit dostatečně malé laterální struktury, jako jsou pole magnetických nanoteček nebo nanodráťů.

Magnetické vortexy se vyskytují v dostatečně malých feromagnetických elementech a poskytují nové fascinující pole výzkumu. Tyto magnetické struktury se skládají z magnetizačních jader s průměry dosahujícími několika nanometrů s orientací směřující ven z roviny rotační magnetizační struktury. Rovinná magnetizační struktura vortexů s uzavřeným tokem, zvaná Landauův vzor, byla teoreticky předpovězena Kittlem v roce 1946 [2] a experimentálně pozorována v roce 1957 Colemanem [3].

Obecně můžeme nalézt vortexy (víry) nebo velice podobné struktury v mnoha rozličných systémech jako jsou super-kapaliny nebo Bose-Einsteinovy kondenzáty, ale také ve velkém měřítku v meteorologii (tornáda) nebo v astrofyzice (spirální galaxie). Dynamika vortexů může být studována kontrolovatelnými a reprodukovatelnými způsoby, protože vortexové jádro se v případě aplikování externího magnetického pole nebo spinově-polarizovaného proudu pohybuje v přesně vymezeném energiovém potenciálu. Směr magnetizace vortexového jádra se nazývá polarizace a směřuje buď nahoru nebo dolů. Dále rozlišujeme orientaci rovinné složky magnetizace, která se může stáčet po směru otáčení hodinových ručiček nebo proti směru otáčení hodinových ručiček nezávisle na polarizaci.

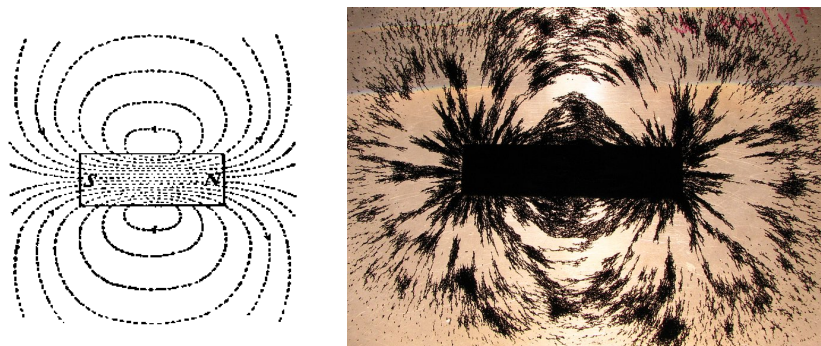
Obě tyto magnetizační charakteristiky mohou být nezávisle kontrolovány, protože mezi nimi není žádné spojení, které by preferovalo pravotočivý nebo levotočivý vortex. Z pohledu budoucích aplikací jsou magnetické vortexy neméně zajímavé. Především díky jejich čtyřem nezávislým stavům a stabilitě – energiové minimum vortexového stavu je poměrně hodně hluboko, což jej činí odolným proti termálním fluktuacím a slabým magnetickým polím. Souhra těchto několika vlastností dělá z magnetických vortexů velmi slibné kandidáty pro vývoj budoucích počítačových paměťových buněk.

Hlavním cílem této práce je návrh a experimentální realizace magnetických nanostruktur pomocí elektronové litografie a iontového naprašování, na kterých bude následně prováděno měření dynamického přepínání chiralit s využitím transmisní rentgenové mikroskopie (XM-1) na synchrotronu Advanced Light Source v Berkeley, USA.

1. ZÁKLADNÍ PRINCIPY MAGNETISMU

Znalosti magnetismu v roce 1779 podle Encyklopedie, kterou vydal Denis Diderot a Jean Lerond d'Alembert, byly v té době shrnuty pod třemi hesly: magnetické póly, přitažlivost a přenos magnetismu. I když poznání od této doby, kdy ještě žádná seriózní teorie magnetismu nebyla známá, značně pokročilo, je stále vhodné začít úvodní kapitulu vysvětlením těchto pojmů [5].

Pokud vložíme tyčový magnet pod nemagnetickou desku nebo fólii s rozsypanými železnými pilinami, můžeme si všimnout, že se v těchto pilinách vytvoří obrazec odpovídající průběhu magnetických indukčních čar (obr. 1.1). Z nahuštění indukčních čar na koncích magnetu můžeme soudit, že z jednoho konce - označovaného jako severní pól - indukční čáry vystupují (je to tedy zdroj neboli zřídlo pole) a do druhého - označovaného jako jižní pól — se vracejí (propad neboli nor). Magnet se svými dvěma póly je příklad magnetického dipólu [4].

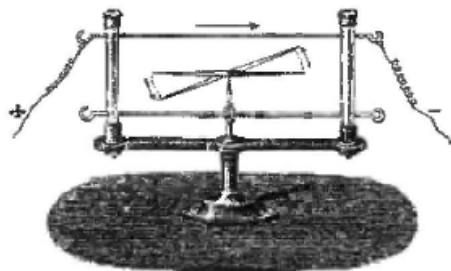


Obr. 1.1: Magnetické indukční čáry tyčového magnetu.

Už od dob antiky bylo známo, že magnetovec může přenést magnetické vlastnosti na kousek železa jen přivedením těchto dvou materiálů do těsné blízkosti, což může vést k permanentnímu magnetismu. Železné tyče se mohou zmagnetovat, pokud zůstanou po dlouhou dobu ve vertikální pozici vlivem kolmé složky zemského magnetického pole. K tomu např. došlo v případě křížů ve zvonících kostelů v Chartres a Marseille ve Francii [5].

V roce 1820 dánský fyzik H. C. Oersted ukázal, že magnetické pole může být vytvořeno průtokem elektrického proudu vodičem (obr. 1.2). V následujících týdnech

André-Marie Ampère zopakoval tento historický experiment a podařilo se mu přijít s elegantní formulací tohoto chování. Ampère ukázal, že cívka navinutá z vodiče, jímž protéká proud, generuje magnetické pole identické k tomu, které generuje magnetický dipól. Na základě tohoto zjištění navrhl, že magnetické vlastnosti látek by mohly být způsobeny malými proudovými smyčkami v molekulárním měřítku [5].



Obr. 1.2: Oerstedův historický experiment [5].

Pak následovala slavná rozepře mezi obhájci Coulombovského přístupu (popis založený na magnetických pólech) a Ampérovskeho přístupu (založeného na elektrických proudech). Z dnešního pohledu jsou oba přístupy brány jako navzájem se doplňující. Ampérovskeho přístup je obzvláště vhodný ve fyzice atomů, zatímco Coulombovský přístup je užitečný v elektroinženýrství. Navíc v obou případech, jsou magnetické vlastnosti celku definovány pomocí stejné veličiny – magnetického momentu, který je proporcionální k momentu mechanických sil, který získává v jednotném magnetickém poli [5].

Základní mikroskopická entita magnetismu je elektron, který nese výsledný magnetický moment $\vec{\mu}$. Míru zmagnetování látky můžeme vyjádřit vektorem magnetizace $\vec{M}$. Ten udává magnetický dipólový moment jednotkového objemu látky

$$\vec{M} = \frac{\text{magnetický moment}}{\text{objem}}. \quad (1.1)$$

Jednotkou $\vec{M}$ je $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$. Úplné seřazení atomárních dipólových momentů, nazývané saturace vzorku, odpovídá maximální hodnotě $\vec{M}_{\text{max}} = N\vec{\mu}/V$. V pevné látce se shluk takových momentů chová různě v závislosti na vzájemné interakci, které můžeme rozlišit následovně:

- **Paramagnetismus** charakterizuje látky, které jsou složeny z atomů se slabou vzájemnou interakcí. Je-li aplikováno externí magnetické pole, objeví se indukovaná magnetizace ve směru pole a průměrná amplituda magnetických momentů je nenulová (např. platina).

- **Feromagnetismus** lze charakterizovat pozitivní výměnnou interakci mezi sousedními atomy, které upřednostňují zarovnání svých magnetických momentů paralelně. Pod tzv. Curieovou teplotou se objeví spontánní magnetizace. V analogii k Néelově teplotě v antiferomagnetech spontánní magnetizace vymizí díky termálnímu pohybu při teplotách vyšších než Curieova teplota. Feromagnetický materiál není nezbytně nutně zmagnetován bez externího magnetického pole pod Curieovou teplotou. Vzhledem k mnoha konkurenčním energiím je feromagnet obecně rozdělen do malých oblastí, tzv. magnetických domén, které vykazují spontánní magnetizaci. Rozhraní mezi jednotlivými magnetickými doménami se nazývá doménová stěna. Mezi prvky, které vykazují feromagnetismus při pokojové teplotě patří pouze železo, nikl a kobalt.
- **Antiferomagnetické** materiály vykazují nulovou celkovou magnetizaci. Toto je způsobeno negativní výměnnou interakcí mezi sousedními atomy, které tíhnou k tomu zarovnat své magnetické momenty antiparalelně. Antiferomagnetické uspořádání mizí nad tzv. Néelovou teplotou, kde termální energie vzroste natolik, že převáží nad daleko-dosahovým magnetickým uspořádáním.
- **Ferimagnetické** materiály se ve stejný okamžik chovají feromagneticky i antiferomagneticky. V takových materiálech můžou být rozeznány dvě a více magnetických submřížek. Každá magnetická mřížka vykazuje feromagnetické chování, ale tyto magnetické submřížky spolu interagují takovým způsobem, že antiparalelní orientace těchto dvou submřížek je upřednostněna. Ve speciálním případě se tyto dvě magnetické submřížky mohou vykompenzovat navzájem (kompenzační bod), takže výsledná magnetizace může vymizet úplně. Typickými zástupci jsou intermetalické sloučeniny jako TbFe, GdFeCo, GdCo, atd.
- Zarovnání atomových momentů nemusí být nutně kolineární, takže můžeme rozlišit ještě více druhů magnetických fází. Například v některých neuspořádaných amorfních materiálech se mohou magnetické momenty při nízké teplotě uspořádat víceméně náhodně. Skupině takových náhodných magnetických fází se kolektivně říká spinová skla (*spin glasses*). Superparamagnetismus je další koncept magnetismu pojmenovaný Néelem pro malé (cca 10 nm) feromagnetické částice. V těchto částicích při určitém teplotním rozsahu (nad blokovací teplotou a pod Curieovou teplotou) celkový magnetický moment všech provázaných atomů osciluje náhodně ($k_B T$ vibrace jsou silnější než anizotropie). Částice, jejichž magnetizace se mění spontánně, jsou analogické k paramagnetickým atomům, s tím rozdílem, že jejich magnetický moment je výrazně větší [7].

1.1 Energie v mikromagnetismu

Mikromagnetismus považuje feromagnetické materiály za kontinuum, které popisuje matematicky. Doménová teorie a mikromagnetismus jsou založeny na variačním principu, který je odvozen z termodynamických principů založených na minimalizaci Landauovy volné energie G_L . V této kapitole budou popsány fundamentální energie, které v tomto popisu hrají důležitou roli.

1.1.1 Výměnná energie

Příspěvek této energie je dán krátkodosahovou Coulombovou interakcí. Základní vlastností je preferované rovnoběžné zarovnání sousedních magnetických momentů. Jakákoliv odchylka od tohoto ideálního případu vede k energiovému postihu [8].

Výměnný Hamiltonián

$$\mathcal{H}_{\text{ex}} = - \sum_{i \neq j} J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (1.2)$$

kde J_{ij} je výměnná konstanta v jednotkách energie, S jsou sousedními momenty na stranách i a j . $J > 0$ indikuje feromagnetickou interakci vedoucí k rovnoběžnému zarovnání spinů a $J < 0$ indikuje antiferomagnetickou interakci preferující nerovnoběžné zarovnání spinů. Pokud Z je počet nejbližších sousedů, pak můžeme definovat Curieovu teplotu jako

$$T_C = \frac{2Z JS(S+1)}{3k_B}. \quad (1.3)$$

V aproximaci magnetického kontinua, výraz výměnné energie může být zapsán jako

$$E_{\text{ex}} = \int_V A \left[(\nabla \vec{m}_x)^2 + (\nabla \vec{m}_y)^2 + (\nabla \vec{m}_z)^2 \right] dV \quad (1.4)$$

kde A (J/m) je výměnný koeficient tuhosti, který je obecně závislý na teplotě a $\vec{m}_x$, $\vec{m}_y$, $\vec{m}_z$ jsou složky vektoru magnetizace. Velikost konstanty výměnného koeficientu tuhosti může být určena jako $A \sim |J|S^2Z_c/a$ kde a je mřížkový parametr, Z_c je počet atomů na jednotkovou buňku [8].

Výměnná interakce je izotropní, tudíž nedefinuje žádný preferovaný směr magnetizace. Jinými slovy, energie je konstantní, pokud jsou všechny spiny orientovány souhlasně, tudíž tato energie sama o sobě je příčinou vzniku jednodoménového stavu.

Veličina příbuzná výměnné energii je takzvaná výměnná délka Λ , která je definována jako

$$\Lambda = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_s^2}}, \quad (1.5)$$

kteřá odděluje oblast, kde výměnná interakce převládá od oblasti, kde převládá dipolární interakce. Když je vzdálenost mezi momenty kratší než výměnná délka, magnetický moment se od svých sousedů nemůže o mnoho vychýlit. Například v kobaltu je výměnná délka $\Lambda \simeq 3,5 \text{ nm}$ [8].

1.1.2 Magnetická dipolární energie

Magnetická doménová struktura je vytvořena v důsledku minimalizace demagnetizačního pole a magnetické energie uvnitř vzorku.

Magnetická dipolární energie může být zapsána jako

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV, \quad (1.6)$$

kde $\vec{H}_d$ je demagnetizační pole. V magneticky měkkých materiálech tendence ke zrušení povrchových nábojů vede k tomu, že magnetizace preferuje být zarovnána paralelně k povrchu. To je také příčinou vzniku takzvané tvarové anizotropie [7].

1.1.3 Energie anizotropie

Energie anizotropie pochází z odchylky mezi orientací magnetizace a orientací krystalografické osy materiálu. Nejčastějším typem anizotropie je magnetokrystalová anizotropie, která je způsobená spin-orbitální interakcí.

Elektronové orbitály interagují s krystalografickou strukturou a preferují zarovnání podél dobře definovaných krystalografických os – snadných os. Musíme rozlišovat mezi krystalovou anizotropií a indukovanou anizotropií, která souvisí s odchylkami od ideální krystalové symetrie.

Magnetokrystalová energie v mimoosovém případě je dána výrazem

$$E_K = \int_V K \sin^2(\theta) dV, \quad (1.7)$$

kde θ je úhel mezi magnetizací a snadnou osou a K je anizotropní konstanta prvního řádu.

Materiály s malou magnetickou anizotropií se nazývají magneticky měkké, zatímco materiály s velkou magnetickou anizotropií se nazývají magneticky tvrdé [7].

1.1.4 Zeemanova energie

Pokud je aplikováno externí magnetické pole $\vec{H}_{\text{app}}$, magnetizace $\vec{M}$ je převedena na moment, který tíhne k zarovnání ve směru externího magnetického pole. Výraz od-

povídající Zeemanově energii je pak dán

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{app}} dV, \quad (1.8)$$

kde $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{H/m}$ je permeabilita vakua.

1.1.5 Minimalizace energie

Landauova volná energie může být vypočítána ze součtu energií popsaných výše:

$$G_L = E_{\text{ex}} + E_K + E_Z + E_d. \quad (1.9)$$

Hlavní úlohou mikromagnetismu je nalezení rozložení magnetizace tak, aby byla minimalizována Landauova volná energie. Jeden z více způsobů nalezení řešení byl navrhnut Brownem [9] s využitím variačního principu [7].

Ukázalo se, že magnetizace je v rovnovážném stavu paralelní k efektivnímu poli $\vec{H}_{\text{eff}}$.

Toto pole je složeno z příspěvků od každé energie:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial G_L}{\partial \vec{M}}. \quad (1.10)$$

Stáčivý (*torque*) moment na magnetizaci v takovém rovnovážném stavu vymizí, takže

$$\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} = \vec{0}. \quad (1.11)$$

Brownovy rovnice musí vzít v úvahu také příslušné okrajové podmínky. V poměrně nedávné době bylo vyvinuto několik programových kódů (např. Object-Oriented Micro-magnetic Framework [10], MicroMagnum [11]), které tyto rovnice řeší numericky.

2. MAGNETICKÉ STRUKTURY

V této kapitole jsou popsány a rozebrány základní pojmy (mikro)magnetismu, jako je rozdělení typů doménových stěn a podmínky vzniku vortexového stavu. Dále je rozebrána statická reakce magnetického vortexu na externí magnetické pole.

2.1 Doménové stěny

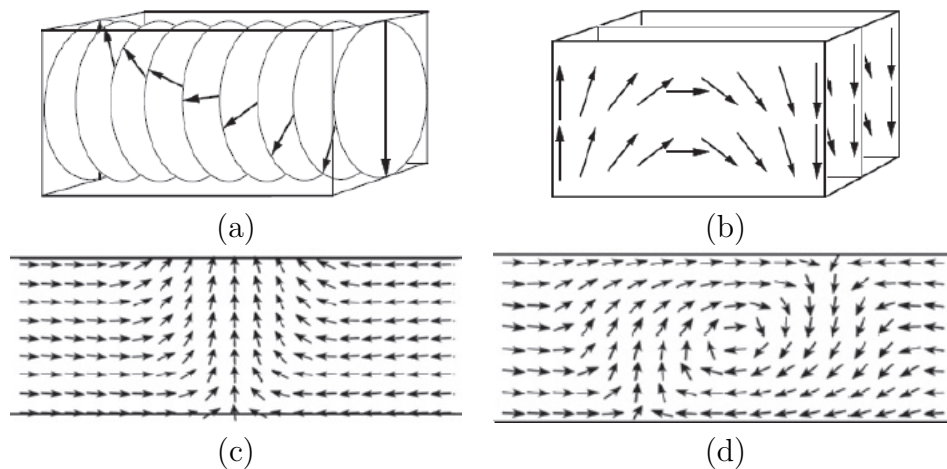
Minimalizace volné energie v magnetickém materiálu vede ve svém důsledku ke vzniku magnetických domén. Magnetické domény popisují region, kde je orientace magnetizace jednotná. Počet a velikost domén je výsledkem soutěže příslušných magnetických energií.

Existenci magnetických domén předpověděl v roce 1907 Pierre Weiss a byla experimentálně potvrzena v roce 1931. Oblast přechodu mezi dvěma doménami byla analyticky popsána F. Blochem v roce 1932 [7].

Doménové stěny lze v zásadě rozlišit v závislosti na úhlu mezi dvěma sousedními doménami. 90° doménová stěna odděluje domény s vzájemně kolmou orientací magnetizace. 180° doménové stěny oddělují domény s antiparalelní orientací magnetizace. Zvláštní 360° doménová stěna odděluje dvě domény s paralelní konfigurací, což může nastat v případě kolize dvou 180° doménových stěn. Pokud se magnetizace v doménové stěně mění takovým způsobem, že rotuje v rovině kolmé k doménové stěně, jedná se o takzvanou Blochovu stěnu (obr. 2.1a). V případě Néelovy stěny magnetizace rotuje v rovině paralelní k doménové stěně (obr. 2.1b) [7].

V případě uzavřených magnetických struktur se dají rozlišit další typy doménových stěn [8]. Magnetická tenká vrstva se dá nazvat tenkou vrstvou, pokud je její tloušťka srovnatelná se šířkou doménové stěny. Magnetické tenké vrstvy mohou být rozděleny do dvou základních kategorií: tenké vrstvy s rovinnou (*in-plane*) anizotropií a tenké vrstvy s kolmou (*out of plane*) anizotropií. Pokud jsou laterální rozměry magnetického materiálu omezeny, jako je tomu v případě uměle vytvořených magnetických nanostruktur [12], jsou vlastnosti doménových stěn silně ovlivněny efektem magnetických nábojů.

Důležitým parametrem nanostruktury je poměr jejích geometrických rozměrů (poměr šířky a tloušťky). Pokud se poměr stran nanostruktury zvětší z řádu jednotek (koule,



Obr. 2.1: Příklady Blochovy doménové stěny (a) a Néelovy doménové stěny (b). V nanostrukturovaných materiálech je dále možné nalézt příčné (c) a vortexové (d) doménové stěny [14], [15].

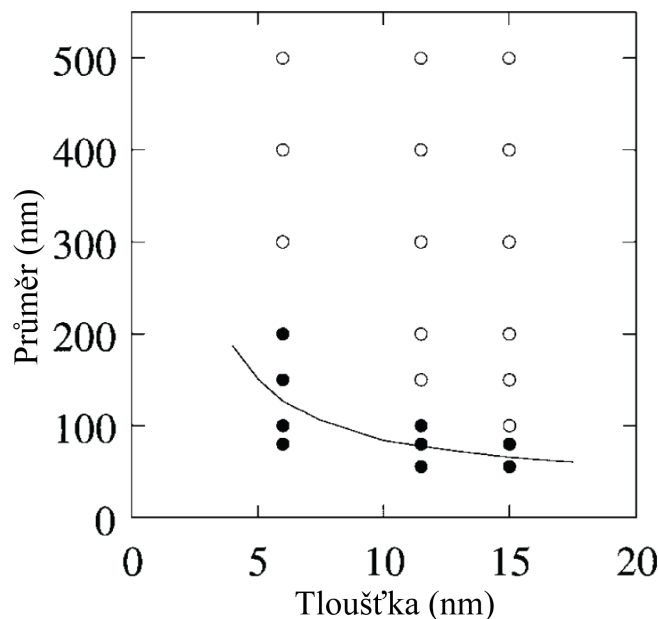
krychle) na větší hodnoty (dráty, pásky), dostane doménová stěna další stupeň volnosti umožňující vznik různých vnitřních struktur. Doménovou stěnu můžeme chápat jako kvazičástici, se kterou je možno manipulovat např. pomocí externího magnetického pole, spinově polarizovaného proudu nebo změnami geometrie vzorku.

Hlavním efektem strukturované geometrie s nízkou rovinnou anizotropií je, že magnetizace je omezena pouze na směry podél delší osy nanostruktury tak, aby byla minimalizována demagnetizační energie. V závislosti na šířce a tloušťce nanostruktury mohou být pozorovány dva základní druhy doménových stěn: příčná stěna (obr. 2.1c) a vortexová stěna (obr. 2.1d).

Pro velmi malé nanomagnety s rozměry několika desítek nanometrů výměnná energie převládá a takzvaný jednodoménový stav je energeticky nejvýhodnější. Ve větších nanomagnetech je jednodoménový stav nahrazen jinými konfiguracemi v závislosti na tvaru nanomagnetu (obr. 2.2). Pro kruhové disky je jednodoménový stav nahrazen stavem vortexovým [13].

2.2 Magnetické vortexy

Magnetický vortex je rotační magnetická struktura vytvořená v dostatečně malém magnetickém disku, jako důsledek minimalizace všech magnetických energií v tomto objektu. Konfiguraci magnetického vortexu je možno popsat dvěma binárními charakteristikami: chiralitou, což je směr rotace magnetizace v rovině disku a polaritou, což je orientace vortexového jádra kolmo k rovině disku [3].

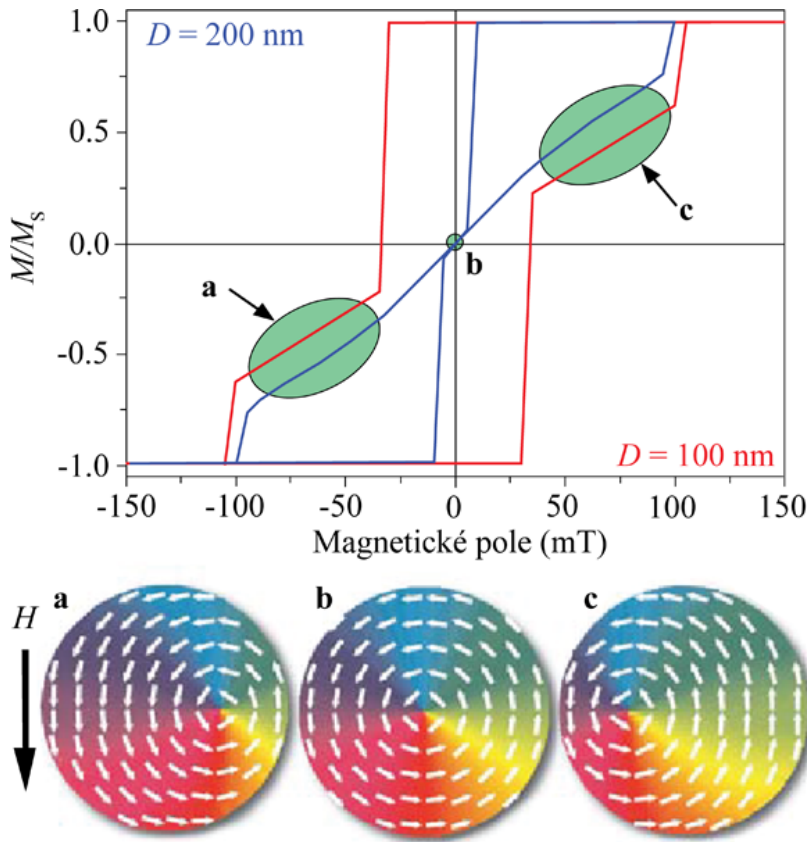


Obr. 2.2: Experimentálně stanovený fázový diagram. ○ vortexový stav; ● jednodoménový stav. Plná čára značí teoretickou spodní hranici mezi vortexovým stavem (nad hranicí) a jednodoménovým stavem (pod hranicí) [13].

2.2.1 Odezva magnetického vortexu na externí magnetické pole

Při nulovém externím magnetickém poli je NiFe nanodisk o průměru 200 nm ve vortexovém stavu a magnetizace v rovině disku je nulová. V okamžiku, kdy je aplikováno malé magnetické pole, jak je naznačeno na obr. 2.3, část vortexu se spiny orientovanými ve směru pole se roztáhne a celý vortex se posune kolmo k poli. Vortex, jehož chiralita se otáčí proti směru otáčení hodinových ručiček, se posune doleva ve směru pole. Vortex s opačnou chiralitou se posune doprava, jak je ukázáno na obr. 2.3. Se zvyšující se amplitudou magnetického pole H souběžně lineárně roste i magnetizace v nanodisku. Pohyb vortexu ustane v okamžiku, kdy vortexové jádro dosáhne okraje disku a zmizí, když je dosaženo anihilačního magnetického pole H_A , při kterém magnetizace v nanodisku několikanásobně vzroste [27].

Nepatrně větší pole, než je H_A , uvede nanodisk do jednodoménového stavu. I když je aplikované magnetické pole opět sníženo, tak vortexové jádro nevznikne do okamžiku, dokud H nedosáhne nukleačního pole H_N , při kterém magnetizace značně poklesne. Nový vortex může nebo nemusí mít stejnou orientaci chiralitty jako originální vortex. Hodnoty H_N a H_A silně závisí na tvaru, tloušťce, materiálu a četnosti defektů vyrobeného nanodisku. Reprezentativní rozsah pro anihilační pole H_A je 0,05–0,3 T. Nukleační pole může být dokonce pro malé nanodisky negativní, jak je ukázáno pomocí červené křivky na obr. 2.3 [27].



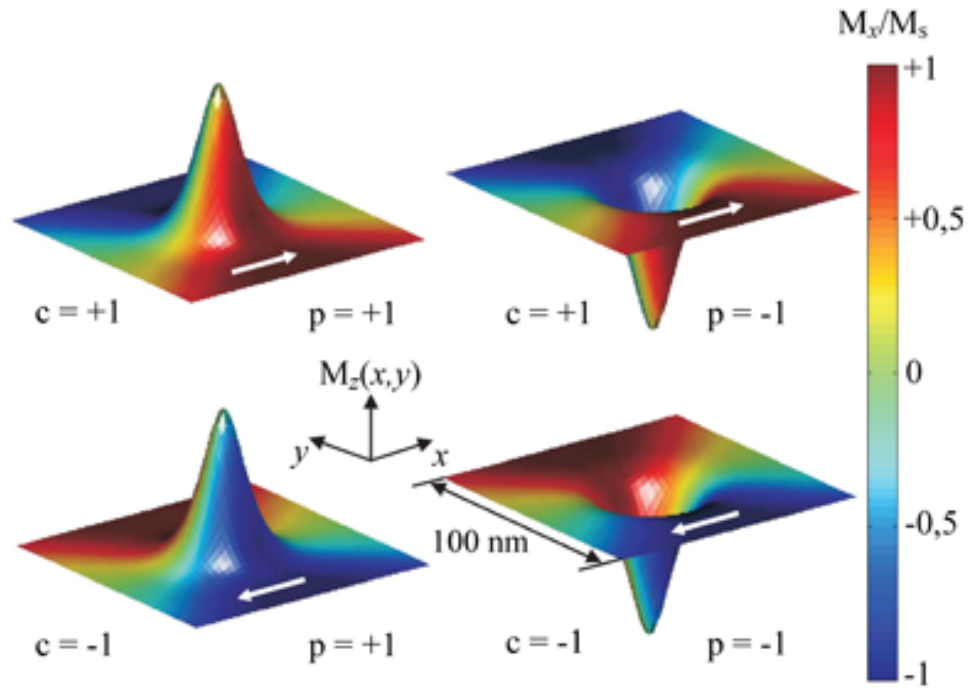
Obr. 2.3: Mikromagnetické simulace hysterezních smyček nanodisků v závislosti na velikosti aplikovaného externího magnetického pole. Nanodisk o průměru $D = 200$ nm (modrý) je při nulovém poli ve vortexovém stavu a magnetizace nanodisku je nulová. Externí magnetické pole H vychýlí vortex doleva nebo doprava. Při dostatečně vysokém poli H je vortex úplně vytlačen z nanodisku a je nahrazen jednodoménovým stavem, s magnetizací rovnou saturační magnetizaci M_s při které je jakákoliv vortexová dynamika nevratná. Nanodisk o menším průměru (červený), který je při nulovém poli v jednodoménovém stavu, vykazuje mírně odlišné chování [27].

V rozsahu polí $-H_A < H < H_A$ je pohyb vortexového jádra vratný. Mění se magnetostatická energie způsobuje vznik vratných sil, analogických k pružině popsané Hookovým zákonem. Tyto síly vrací vortexové jádro zpět do centra nanodisku. Počáteční susceptibilita M/H je měřítkem tuhosti vychýlení vortexového jádra. Pokud je vortexové jádro tuhé, roste velikost jeho výchylky proporcionálně s velikostí aplikovaného magnetického pole H .

Směr pohybu vortexového jádra při aplikovaném (stejnoseměrném) magnetickém poli odhalí pouze chiralitu vortexu a polarita vortexu zůstane skryta. Aplikováním střídavého magnetického pole o malé amplitudě začne vortexové jádro nejen oscilovat, ale také vykonávat kruhový pohyb známý jako gyrace. Gyrovektor $\vec{G}$ vortexového

jádra je definován jako $(-2\pi p t M_s / \gamma) \vec{z}$, kde p je polarita vortexového jádra, t je tloušťka nanodisku, M_s je saturační magnetizace, γ je gyromagnetický poměr a $\vec{z}$ je jednotkový vektor kolmý k rovině nanodisku. Gyrotropická síla působící na vortexové jádro je $\vec{G} \times \vec{v}$, kde $\vec{v}$ je rychlost pohybu vortexového jádra. Protože efektivní hmotnost vortexového jádra je malá, je jeho trajektorie určena rovnováhou mezi gyrotropickou silou a magnetostatickou vratnou silou popsanou výše [27].

Směr gyrotropické síly s ohledem na rychlost vortexového jádra je nezávislý na chiralitě vortexu a závisí pouze na polaritě jádra (obr. 2.4). Směr gyrace tedy odhaluje polaritu vortexového jádra. Vortexové jádro orientované dolů vykonává gyrační pohyb po směru otáčení hodinových ručiček a naopak. Dále je také možno aplikovat pulz magnetického pole a pozorovat pokles spirálovitého pohybu vortexového jádra, jehož trajektorie také bere v potaz polaritu originálního vortexu. Rezonanční frekvence gyrace závisí na relativních velikostech vratné magnetostatické síly a gyrotropické síly a pohybuje se okolo 100 MHz pro NiFe nanodisky o průměru $2\ \mu\text{m}$ a tloušťce 20 nm.

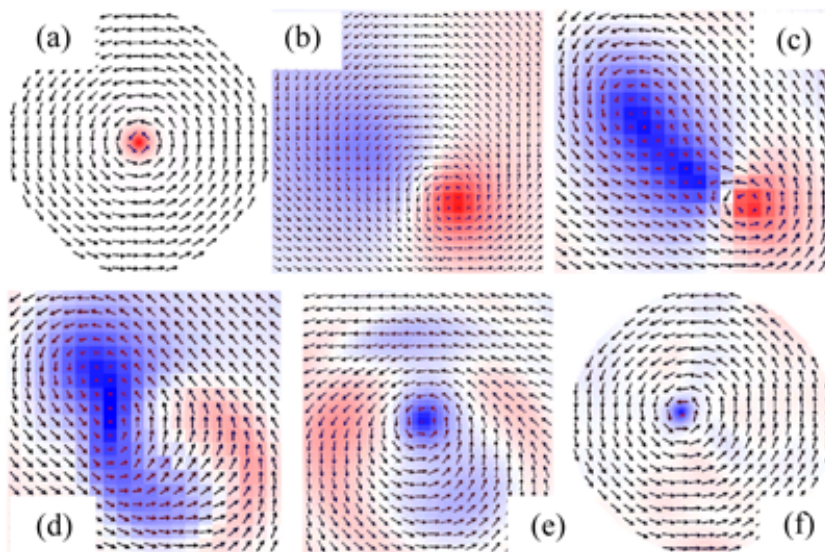


Obr. 2.4: Základní konfigurace magnetického vortexu v dostatečně malém magnetickém nanodisku s chiralitou $c = \pm 1$ a polarizací jádra $p = \pm 1$. Bílé šipky označují směr rotace rovinné složky magnetizace (chiralita). Magnetizace ve středu je orientována kolmo k rovině nanodisku (polarita). Výška tohoto jádra znázorňuje velikost mimorovinné složky magnetizace M_z , zatímco barvy znázorňují x -složku rovinné magnetizace M_x normalizovanou k saturační magnetizaci M_s [28].

Meření gyrace magnetických vortexů vyžaduje mikroskopické zobrazovací techniky

s časovým rozlišením v nanosekundách. Takové techniky se v několika posledních letech podařilo zavést do praxe, tudíž je možné pozorovat chiralitu i polaritu vortexů pomocí jejich dynamické odezvy na aplikované externí pole. Přepnutí polarity vortexového jádra vyžaduje aplikování silných magnetických polí (0,3 T) kolmo k rovině nanodisku. Je také třeba zdůraznit, že prvotní studie se nejprve zabývaly přepínáním polarity, protože se už ze své podstaty uskutečňuje uvnitř nanodisku a vliv okrajových nedokonalostí je minimalizován.

Bartel Van Waeyenberge a kolegové [29] nedávno ukázali, že polarita vortexového jádra může být také přepnuta pomocí pulzů magnetického pole v rovině nanodisku o amplitudě pouze 1,5 mT. Tento proces zahrnuje vytvoření nového páru vortex-antivortex s polaritami opačnými k původnímu vortexu. Následuje pohlčení starého vortexu a antivortexu za vzniku spinových vln. Na obr. 2.5 je tento proces přepínání polarity nasimulován pro nanodisk o průměru 200 nm a tloušťce 20 nm. Tento proces byl také úspěšně pozorován pomocí experimentálních měření a jeho detaily jsou v současné době stále intenzivně studovány [31], [32].



Obr. 2.5: Proces dynamického přepínání polarity vortexu. Externí pulz magnetického pole o amplitudě $B_x = 100$ mT a délce 30 ps je aplikován na magnetický vortex v čase $t = 0$ (a). Krátce po vypnutí pole ($t = 33$ ps) se rozložení vortexu mírně vychýlí (b), v čase $t = 57$ ps došlo k vytvoření nového vortex-antivortex páru (c), v čase $t = 67$ ps je antivortex pohlčen společně se starým vortexem (d), což vytvoří bodový zdroj spinových vln, které jsou rozptýleny do nového vortexu v čase $t = 78$ ps (e). Nakonec (f) ukazuje pozdější distribuci nového vortexu s opačnou polaritou v čase $t = 1$ ns. Každá šipka v (b-e) reprezentuje rovinnou složku magnetizačního vektoru v mřížce 2×2 nm, kde červená-modrá odpovídá velikosti složky magnetizace kolmé k rovině disku. Převzato z [30].

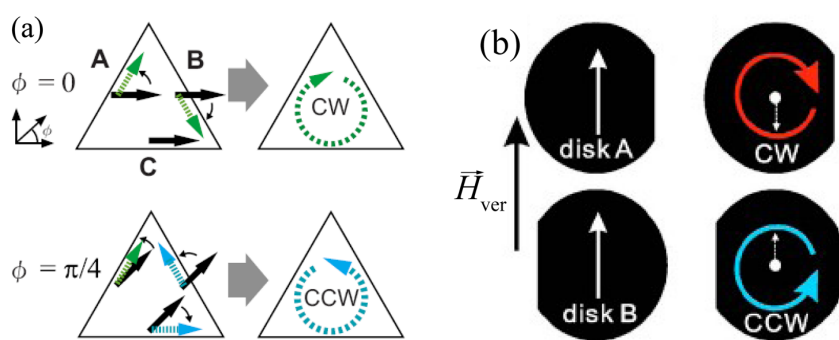
3. MIKROMAGNETICKÉ SIMULACE PŘEPÍNÁNÍ CHIRALITY MAGNETICKÉHO VORTEXU

V této kapitole je prezentován princip dynamického přepínání chiralidy v symetrických magnetických nanodiscích, navržený R. Antošem a jeho spolupracovníky. Na základě této práce byly dále provedeny vlastní simulace pro navržené geometrie nanostruktur.

3.1 *Princip přepínání chiralidy magnetického vortexu*

Během posledních několika let bylo vynaloženo značné úsilí do studia procesů dynamického přepínání polaridy a chiralidy magnetických vortexů, což je nejdůležitější pro aplikace zabývající se paměťovými buňkami záznamových médií. Jak již bylo zmíněno, k přepnutí polaridy vortexového jádra je zapotřebí aplikovat silné magnetické pole kolmé k rovině nanodisku, což potvrzuje, že vortexy jsou obecně velmi stabilní struktury [30].

Dosavadní publikované výsledky na poli přepínání chiralidy magnetických vortexů využívaly jistých geometrických asymetrií magnetických nanodisků (obr. 3.1) [33], [34], [35] nebo bylo přepnutí chiralidy vortexu nasimulováno pro pulz magnetického pole, jehož symetrie byla porušena pomocí masky [36].

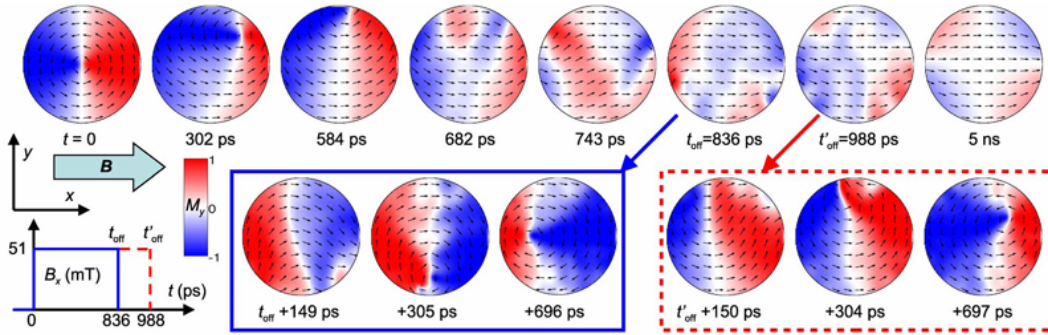


Obr. 3.1: (a) Speciální tvar magnetické struktury pro statické přepínání chiralidy [35]. (b) Magnetický nanodisk s porušenou symetrií usnadňující přepnutí chiralidy magnetického vortexu [33].

Pro experimentální měření je nejdůležitější, aby geometrie struktur zůstala co nej-

jednodušší tak, aby byl minimalizován vliv okrajových vad, které vznikají při litografii a mohou přispívat k celkové asymetrii nanodisků. V článku, který publikoval R. Antoš se svými spolupracovníky, se podařilo teoreticky nasimulovat přepnutí chiralidy magnetického vortexu i v případě symetrického magnetického disku pomocí pulzu magnetického pole s přesně definovanou amplitudou a délkou [37].

Po aplikaci externího magnetického pole je originální vortex vypuzen z nanodisku a poté magnetizace v nanodisku osciluje mezi dvěma C-stavy (magnetizace v nanodisku v tomto stavu má tvar písmene C). Celá metoda je založena na vypnutí externího pole ve správně zvolený okamžik tak, aby se orientace C-stavu vyvinula v nukleaci nového vortexu s požadovanou chiralitou [38].



Obr. 3.2: Časový vývoj magnetizace vortexu po aplikování pulzu magnetického pole $B_x = 51$ mT s dvěma případy pulzů dlouhých 836 ps a 988 ps. Barevná škála M_y , geometrická orientace a pulzy magnetického pole jsou zobrazeny v dolním levém rohu. Vrchní část obrázku ukazuje vývoj magnetického vortexu během nenulového pole, aplikovaného v čase $t = 0$ až do ustálení stabilního saturevaného stavu v čase $t = 5$ ns. Modrý rámeček ukazuje vývoj magnetického vortexu po vypnutí magnetického pole v čase $t_{\text{off}} = 836$ ps. Červený čárkovaný rámeček ukazuje vývoj magnetického vortexu po vypnutí magnetického pole v čase $t'_{\text{off}} = 988$ ps. Převzato z [38].

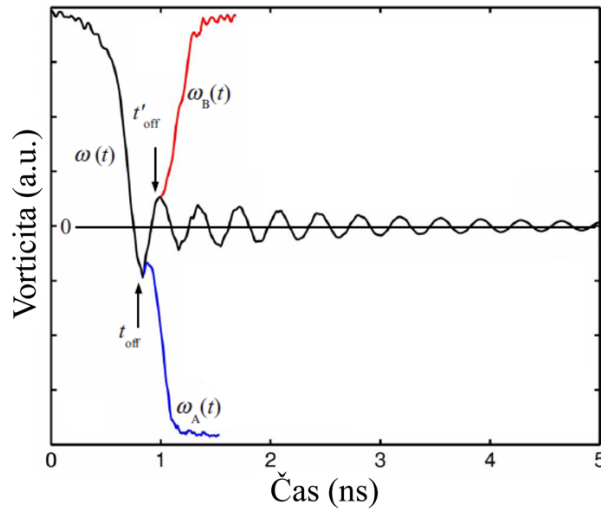
Vývoj magnetického vortexu po aplikaci konečného pulzu magnetického pole o amplitudě 51 mT je zobrazen na obr. 3.2, pro pulzy délky 836 ps a 988 ps. Magnetický vortex s chiralitou otáčející se proti směru pohybu hodinových ručiček se přiblíží bodu obratu v 584 ps, a poté se dostává do příslušného C-stavu, který je dále transformován v opačný - po směru pohybu hodinových ručiček otáčející se C-stav.

Podle diagramů v časech 682 ps, 743 ps a 836 ps tyto oscilace mohou být popsány jako plynulé přechody mezi těmito dvěma C-stavy. První C-stav přechází v druhý skrze pohyb doménových stěn ze severního pólu k jižnímu pólu nanodisku. Zakřivení obou C-stavů postupně klesá, až oba C-stavy postupně dokonvergují do saturevaného stavu zobrazeného v čase 5 ns. Pokud je pole vypnuto v čase $t_{\text{off}} = 836$ ps, kdy je přítomný nejvíce vzdálený ve směru pohybu hodinových ručiček otáčející se vortexový C-stav, pak je nový vortex nukleován v čase $t_{\text{off}} = +305$ ps s chiralitou otáčející se ve

směru pohybu hodinových ručiček, čímž došlo k přepnutí chiralidy původního vortexu (orámováno plnou modrou čarou v obr. 3.2).

Pokud je pole vypnuto v čase $t_{\text{off}} = 988$ ps, ve kterém je rotace C-stavu orientována proti směru pohybu hodinových ručiček, originální chiralita je zachována (orámováno čárkovanou červenou čarou v obr. 3.2). Jinými slovy, orientace C-stavu, při kterém je vnější magnetické pole vypnuto, určuje chiralitu nově vzniklého vortexu [38].

Dynamický vývoj magnetického vortexu může být také popsán veličinou nazývanou se vorticitou, $\omega = [\nabla \times m]_z$. Křivky vorticity (průměrováno přes plochu magnetického nanodisku) jsou vykresleny na obr. 3.3. Kladné hodnoty reprezentují rozdělení magnetizace, pro které dominuje orientace chiralidy otáčející se proti směru pohybu hodinových ručiček, zatímco záporné hodnoty reprezentují rozdělení magnetizace, pro které dominuje orientace chiralidy otáčející se po směru pohybu hodinových ručiček. Křivka $\omega(t)$ vykazuje strmý pokles vorticity pro $t = 836$ ps, což značí zánik magnetického vortexu s orientací chiralidy proti směru pohybu hodinových ručiček a přechod do opačně orientovaného C-stavu, následné tlumené harmonické oscilace značí plynulé přechody mezi dvěma navzájem opačnými C-stavy [38].



Obr. 3.3: Časový vývoj vorticity zprůměrované přes nanodisk po aplikaci pulzu $B_x = 51$ mT, (křivka ω) a po dvou případech vypnutí magnetického pole v čase $t_{\text{off}} = 836$ ps (křivka ω_A) a čase $t_{\text{off}} = 988$ ps (křivka ω_B). Převzato z [38].

Všechny numerické výpočty byly provedeny pro NiFe nanodisk o průměru 200 nm, tloušťce 20 nm, za použití materiálových parametrů $M_s = 860$ kA m⁻¹, $A = 1, 3 \cdot 10^{-11}$ J m⁻¹ a koeficientu útlumu $\alpha = 0,01$. K numerickým výpočtům byl použit simulační program *Object-Oriented Micromagnetic Framework* (OOMMF) [10].

3.2 Simulace přepínání chiralit pro navržené rozměry nanodisků

V předchozím odstavci bylo teoreticky ukázáno, že dynamické přepnutí chiralit v nanodisku o průměru 200 nm a tloušťce 20 nm vyžaduje pulz magnetického pole o amplitudě nad 50,6 mT v rovině nanodisku (aby došlo k vypuzení původního vortexu z disku), ale pod 57,7 mT (aby nedošlo k přepnutí polarit vortexu předtím než tento vortex zanikne). Toto chování bylo demonstrováno pro pulz magnetického pole o amplitudě 51 mT (obr. 3.2). Rozsah přípustných amplitud pulzů magnetického pole byl získán ze systematického souboru mikromagnetických simulací, kde se amplituda excitačního magnetického pulzu postupně měnila s krokem 0,1 mT. Naším dalším úkolem bylo provedení těchto mikromagnetických simulací dynamického přepínání chiralit magnetického vortexu pro různé velikosti nanodisků, aby bylo po experimentálním měření možné určit optimální velikost nanodisků s ohledem na výslednou obrazovou kvalitu a pravděpodobnost přepnutí chiralit magnetického vortexu, která se snižuje se snižující se velikostí magnetického nanodisku.

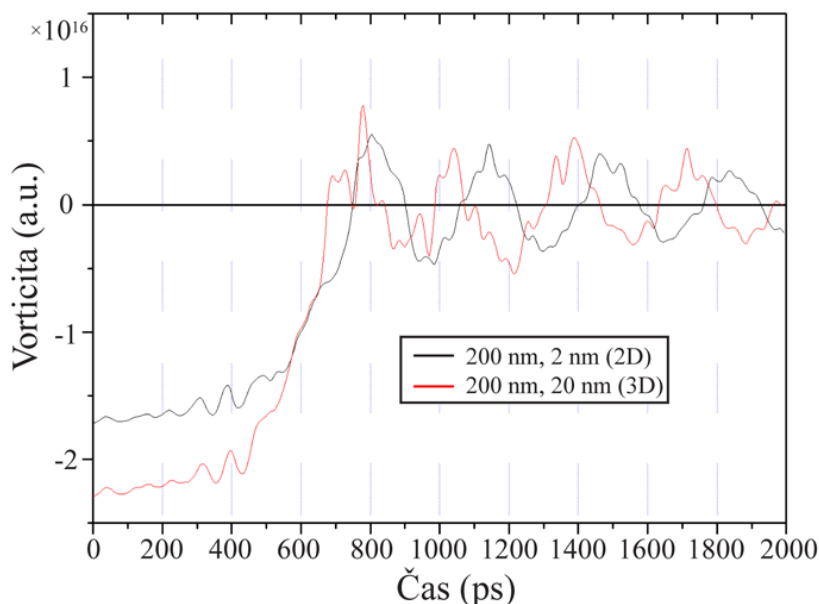
K mikromagnetickým simulacím byl použit simulační program OOMMF. Pro všechny průměry a tloušťky NiFe nanodisků byly použity následující materiálové parametry $M_s = 860 \text{ kA m}^{-1}$, $A = 1,3 \cdot 10^{-11} \text{ J m}^{-1}$, $\gamma = 2,2 \cdot 10^5 \text{ mA}^{-1} \text{ s}^{-1}$ a koeficientu útlumu $\alpha = 0,01$. Nanodisk o průměru $2R$ a tloušťce L je rozdělen do obdélníkové oblasti $2R \times 2R \times L$ obsahující tento nanodisk v pravidelné mřížce $N \times N$ čtvercových buněk velikosti $d_x \times d_y \times L$, kde $d_x = d_y = d = 2R/N$. Magnetický materiál vyplňuje každou j -tou buňku, jejíž centrální souřadnice x_j, y_j splňují podmínku $x_j^2 + y_j^2 \leq R$, všechny ostatní buňky obsahují vakuum. Provedené mikromagnetické simulace přepínání chiralit pro navržené velikosti nanodisků jsou přehledně shrnuty v tab. 3.2. V jednotlivých sloupcích je průměr $2R$ nanodisku, tloušťka nanodisku L přímo související s tím, zda-li byl použit 2-D nebo 3-D režim simulace (započítání mimorovinné složky magnetizace), rozsah amplitud excitačního magnetického pulzu pro které byly simulace provedeny a minimální amplituda excitačního magnetického pulzu potřebná k přepnutí chiralit, určená na základě výsledku příslušné simulace.

průměr $2R$	tloušťka L	rozsah amplitud	časový krok	min. amplituda
200 nm	2 nm (2-D)	50-59 mT	5 ps	51 mT
200 nm	20 nm (3-D)	51-55 mT	5 ps	51 mT
500 nm	2 nm (2-D)	15-150 mT	5 ps	111 mT
800 nm	2 nm (2-D)	100-350 mT	5 ps	234 mT

Tab. 3.1: Provedené mikromagnetické simulace pro různé velikosti nanodisků.

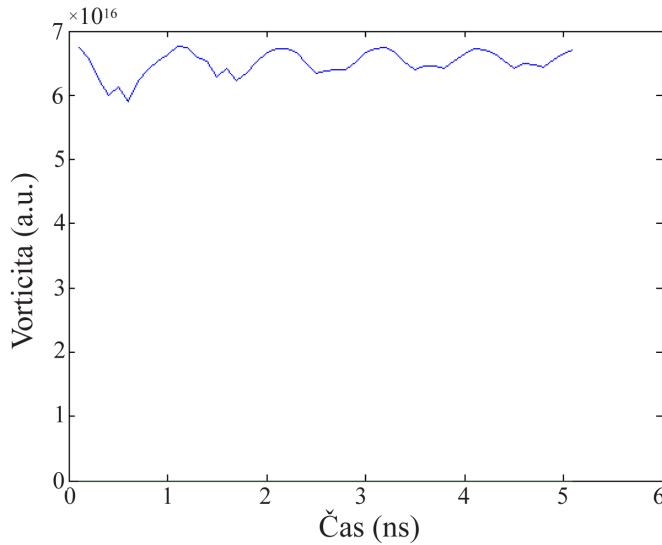
V prvním přiblížení byl magnetický nanodisk považován pouze za 2-D strukturu

bez uvažování jeho tloušťky. Vliv zanedbání tloušťky nanodisku na celkový vývoj vorticity byl porovnán pro nanodisky o průměru 200 nm a tloušťkách 2 nm (2-D) a 20 nm (3-D). Jak je z grafu na obr. 3.4 patrné, časový vývoj vorticity je poněkud odlišný po započítání i mimorovinné složky magnetizace (3D), kde je časové okno pro „spolehlivé“ přepnutí chiralidy výrazně kratší. Křivky vorticity byly počítány podle předpisu uvedeném v odstavci 3.1, pomocí samostatného skriptu vytvořeného v programovém prostředí Matlab, který načítal příslušné velikosti složek magnetizace v jednotlivých bodech sítě z datových souborů vytvořených simulačním programem. Po zpracování všech výstupních souborů odpovídajících jednotlivým časovým okamžikům vývoje přepnutí chiralidy magnetického vortexu, byl výsledkem výpočtu graf časového vývoje vorticity.

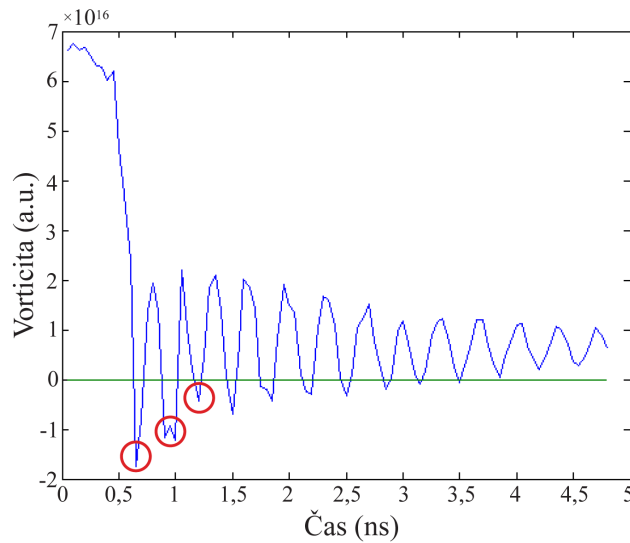


Obr. 3.4: Porovnání časového vývoje vorticity zprůměrované přes nanodisk o průměru 200 nm po aplikaci pulsu $B_x = 53$ mT, při použití 2D režimu výpočtu (zanedbání tloušťky nanodisku - černá křivka) a 3D režimu (tloušťka nanodisku 20 nm - červená křivka). Jak je z grafu patrné, časový vývoj vorticity je poněkud odlišný po započítání mimorovinné složky magnetizace (3D), kde je časové okno pro „spolehlivé“ přepnutí výrazně kratší.

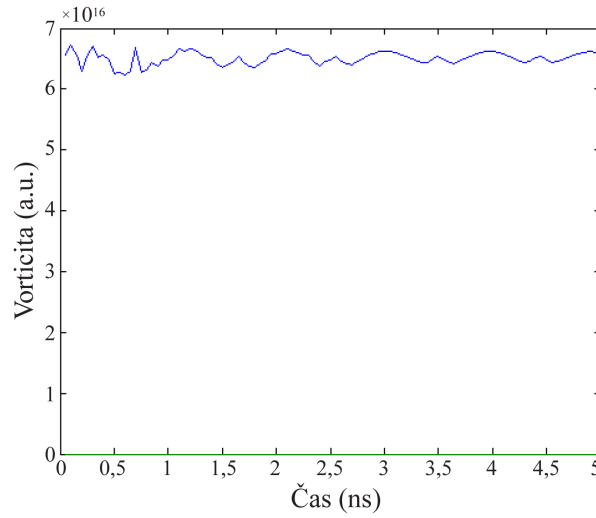
Níže uvedené grafy vorticity pro některé případy z tab. 3.2 ukazují, zda amplituda excitačního magnetického pole byla dostatečná pro přepnutí chiralidy magnetického vortexu (obr. 3.6, obr. 3.8) a následně z okamžiků, kdy hodnoty vorticity klesnou do záporných hodnot, určit vhodné časy pro vypnutí pole tak, aby se oscilace C-stavů vyvinuly ve vortex s opačnou chiralitou. V případech na obr. 3.5 a obr. 3.7 se chiralitu vortexu daným excitačním pulzem přepnout nepovedlo.



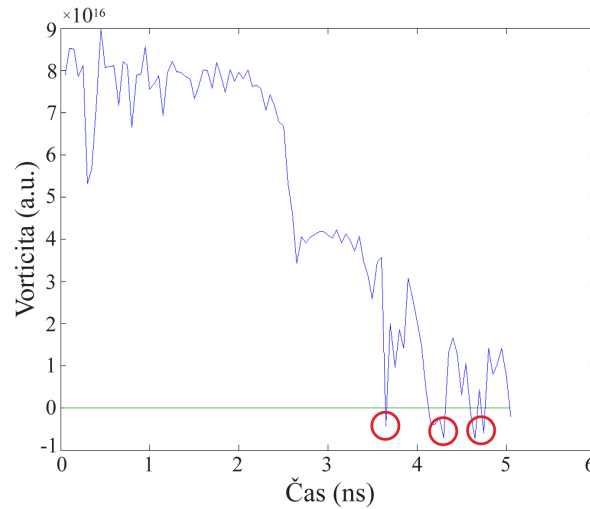
Obr. 3.5: Časový vývoj vorticity zprůměrované přes nanodisk o průměru 200 nm po aplikaci excitačního pole o amplitudě 50 mT s nekonečně krátkou náběžnou hranou. Časové rozlišení simulace bylo nastaveno na 5 ps. V tomto případě nedošlo k přepnutí chiralidy, protože se nepodařilo vypudit původní vortex z nanodisku.



Obr. 3.6: Časový vývoj vorticity zprůměrované přes nanodisk o průměru 200 nm po aplikaci excitačního pole o amplitudě 53 mT s nekonečně krátkou náběžnou hranou. Časové rozlišení simulace bylo nastaveno na 5 ps. Křivka vykazuje strmý pokles, což značí zánik magnetického vortexu s orientací chiralidy proti směru pohybu hodinových ručiček a přechod do opačně orientovaného C-stavu, následné tlumené harmonické oscilace značí plynulé přechody mezi dvěma navzájem opačnými C-stavy. Z okamžiků, kdy je vorticity záporná, se dají následně určit vhodné časy pro vypnutí pole (červený kroužek), aby se oscilace C-stavů vyvinuly ve vortex s opačnou chiralitou.



Obr. 3.7: Časový vývoj vorticity zprůměrované přes nanodisk o průměru 200 nm po aplikaci excitačního pole o amplitudě 59 mT s nekonečně krátkou náběžnou hranou. Časové rozlišení simulace bylo nastaveno na 5 ps. V tomto případě nedošlo k přepnutí chiralidy, protože amplituda excitačního pulzu byla příliš vysoká a většina energie byla spotřebována na gyrační pohyb vortexového jádra.



Obr. 3.8: Časový vývoj vorticity zprůměrované přes nanodisk o průměru 500 nm po aplikaci excitačního pulzu o amplitudě 111 mT s nekonečně krátkou náběžnou hranou. Časové rozlišení simulace bylo nastaveno na 5 ps. Křivka vykazuje strmý pokles, což značí zánik magnetického vortexu s orientací chiralidy proti směru pohybu hodinových ručiček a přechod do opačně orientovaného C-stavu, následné tlumené harmonické oscilace značí plynulé přechody mezi dvěma navzájem opačnými C-stavy. Z okamžiků, kdy je vorticity záporná, se dají následně určit vhodné časy pro vypnutí pole (červený kroužek), aby se oscilace C-stavů vyvinuly ve vortex s opačnou chiralitou.

4. EXPERIMENTÁLNÍ TECHNIKY POUŽITÉ PRO VÝROBU VZORKŮ

Obsahem této kapitoly je popis technologií použitých v jednotlivých krocích přípravy vzorků pro měření dynamického přepínání chiralidy magnetických vortexů. Jsou zde popsány principy rastrovací elektronové mikroskopie, elektronové litografie, spin coatingu a naprašování tenkých vrstev iontovými svazky.

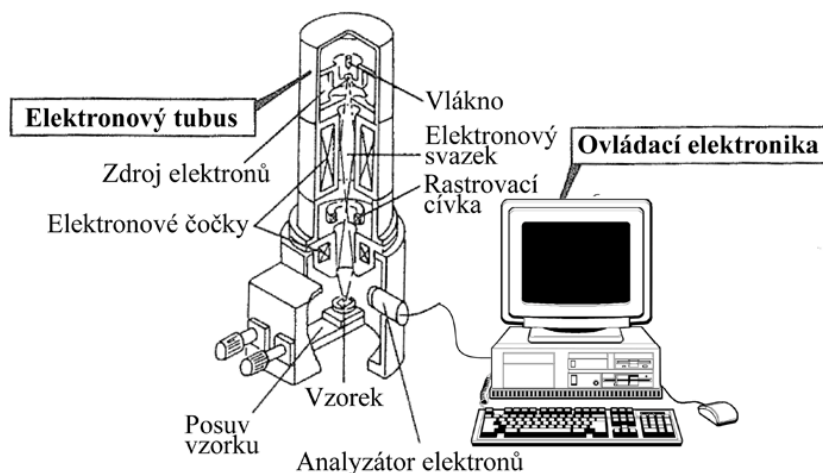
4.1 *Rastrovací elektronový mikroskop*

Získání obrazu trojrozměrného objektu s malým zvětšením (méně jak 1000x) pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu je až pozoruhodně snadné. Získat ale všechny informace, které může tento mikroskop poskytnout, vyžaduje porozumění hlavním pracovním módům této mikroskopie a parametrům určujícím vlastnosti elektronového svazku, což se dá využít nejen pro pozorování, ale i pro tvorbu struktur – litografii. Průměr elektronového svazku při dopadu na vzorek určuje rozlišení výsledného obrazu a velikost proudu elektronů určuje intenzitu signálů od sekundárních a zpětně odražených elektronů. Naneštěstí, čím menší je elektronový svazek, tím menší je proud elektronů a tím horší je viditelnost jednotlivých částí obrazu. Úhel kónického svazku dopadajícího na vzorek určuje hloubku ostroty. Urychlovací napětí elektronového svazku určuje, jak věrně bude výsledný obraz reprezentovat skutečný povrch vzorku. K dosažení optimálního zobrazení musí operátor pečlivě volit všechny tyto a i některé další parametry svazku [16].

4.1.1 *Konstrukce*

Základní principy jednotlivých částí rastrovacího elektronového mikroskopu popsané v této kapitole platí pro všechny elektronové mikroskopy i navzdory tomu, že detaily elektronově-optického návrhu zobrazovací soustavy se u jednotlivých výrobců liší.

Dvě hlavní komponenty rastrovacího elektronového mikroskopu jsou elektronový tubus a ovládací elektronika. První část elektronového tubusu se skládá ze zdroje elektronů, fokusovací optiky a rastrovací optiky, které ovlivňují dráhy elektronů letící dolů evakuovaným tubusem. K dosažení vakua v elektronovém tubusu (okolo 10^{-4} Pa) se



Obr. 4.1: Hlavní komponenty rastrovacího elektronového mikroskopu - elektronový tubus a ovládací elektronika. Převzato z [16].

zpravidla používají rotační, iontové nebo turbomolekulární vývěvy. Druhou částí elektronového tubusu je manipulační stoleček pro uchycení a manipulaci se vzorky a analyzátory elektronů. Ovládací elektronika se skládá z vnitřní elektroniky mikroskopu a počítače s dodávaným programem pro ovládání mikroskopu [16].

V principu existuje velké množství způsobů, jak uvolnit elektrony z materiálu a získat tak elektronový svazek, ne všechny jsou však dobře použitelné pro aplikaci v elektronově optických systémech, jako jsou elektronové mikroskopy nebo litografie. Pro tyto účely je nutné získat velký signál a tedy uvolnit velké množství elektronů. V praxi se tedy pro tyto účely hodí pouze termoemise, polní emise a jejich různé kombinace [17].

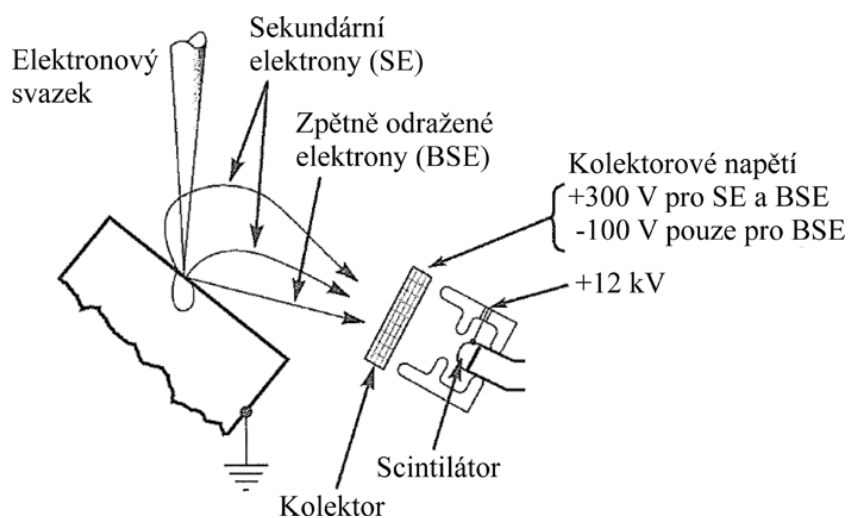
Emise elektronů z kovu do vakua v uvedených typech elektronové emise závisí v principu na třech základních parametrech. Jsou jimi materiál katody a s ním související výstupní práce, teplota katody a elektrické pole aplikované na povrch katody. První z těchto parametrů je pevně dán konstrukcí katody, zatímco druhé dva lze během provozu katody volně měnit [17].

Zdroj elektronů generuje elektrony a urychluje je na energie v rozmezí 0,1-30 keV. Velikost stopy elektronového svazku ze žhaveného wolframového vlákna je ale stále příliš velká na to, aby mohl vzniknout ostrý obraz. Proto musí být k fokusaci elektronového svazku použita elektronová optika, která je ve většině případů schopna dosáhnout velikosti stopy elektronového svazku pod 10 nm. Svazek poté interaguje se vzorkem do hloubky asi $1\ \mu\text{m}$ a generuje signály, ze kterých je zformován výsledný obraz.

Výsledný obraz je vytvořen bod po bodu. Vychylovací systém elektromagnetických

cívek pohybuje elektronovým svazkem v sérii diskretních poloh podél jedné linie a poté podél další linie nacházející se těsně pod první linií, až do okamžiku, kdy je přes celý vzorek vytvořen pomyslný obdélníkový rastr všech poloh [16]. Tato procedura rozdělí výsledný obraz na jednotlivé obrazové body (pixels) a elektronový svazek pak setrvává na jedné pozici po určitý čas, než přeskóčí na další obrazový bod. Výhodou digitálního rastrování je, že řídicí elektronika „zná“ x , y adresu každého obrazového bodu a dokáže zapsat příslušnou hodnotu detekované obrazové intenzity do příslušné pozice v počítačové paměti. Digitální obraz ve formě informace o pozici a hodnotě intenzity může být následně uchován v počítačové paměti či na magnetickém nebo optickém disku [18].

Obrazový kontrast je vytvořen signálem generovaným interakcí elektronového svazku se vzorkem v jednotlivých diskretních polohách. Při této interakci je generováno mnoho druhů signálů a každý z těchto signálů může být zobrazen jako výsledný obraz. V rastrovací elektronové mikroskopii se nejvíce používá detektorů sekundárních (Secondary Electrons) a zpětně odražených elektronů (Back Scattered Electrons). Interakce elektronů ve svazku s materiálem zobrazovaného vzorku spočívá v pružných i nepružných srážkách. Standardní Everhartův-Thornleyův detektor zachycuje oba typy signálů (SE nebo BSE), jak je ukázáno na obr. 4.2

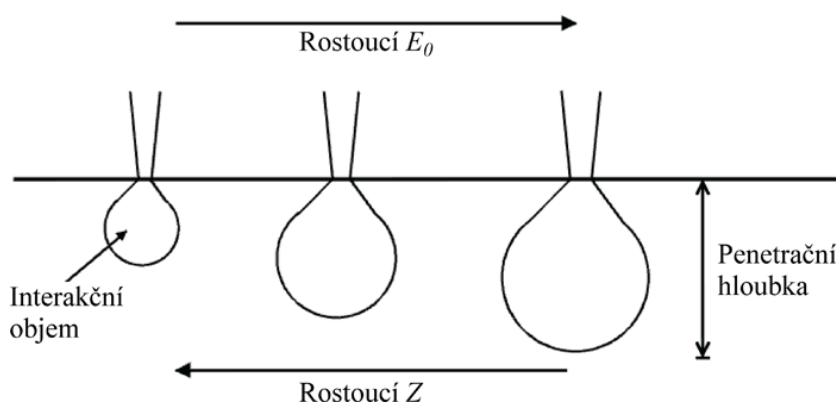


Obr. 4.2: Diagram ukazující sběr zpětně odražených a sekundárních elektronů pomocí Everhartova-Thornleyova detektoru. Převzato z [16].

SE a BSE signály jsou detekovány, když je na kolektorové mřížce před detektorem přítomno kladné napětí. Pouze BSE signál je zachycen v případě, že na kolektorové mřížce je přítomno záporné napětí, protože nízkoenergiové sekundární elektrony jsou odpuzovány. Signál od elektronů zachycených scintilátorem/fotonásobičem je poté zesílen (cca 10^6 -krát) pro další zpracování [16]. Výhodou tohoto systému je velký rozsah

intenzit, nízký šum a rychlá odezva na změnu vstupního signálu. Umístění detektoru v mikroskopu především ovlivňuje výsledný kontrast. Při nejběžnějším umístění blízko vzorku detektor zpracovává nejen SE ze vzorku, ale i BSE ze vzorku a SE produkované zpětně odraženými elektrony při interakci s komorou mikroskopu. Tomuto jevu lze předejít použitím tzv. in-lens detektoru. Jedná se stále o Everhartův-Thornleyův detektor, který je umístěn nad vzorkem ve fokusační optice primárního svazku. Vzhledem k jeho vzdálenosti od vzorku snímá pouze sekundární elektrony ze vzorku. Nevýhodou detektorů SE může být jejich směrová preference sběru elektronů, což ve výsledku vede ke vzniku parazitních jevů při zobrazování, nejčastěji ke vzniku stínů [19].

Oblast, ze které poté sbíráme signál (SE nebo BSE) ovšem neodpovídá pouze stopě svazku. Objem vzorku obsahující většinu rozptýlených elektronů se nazývá interakční objem a je většinou v řezu reprezentován hruškovitým tvarem (obr. 4.3), protože rozptyl způsobuje, že se svazek rozšiřuje laterálně jak elektrony pronikají do látky a postupně ztrácí energii.

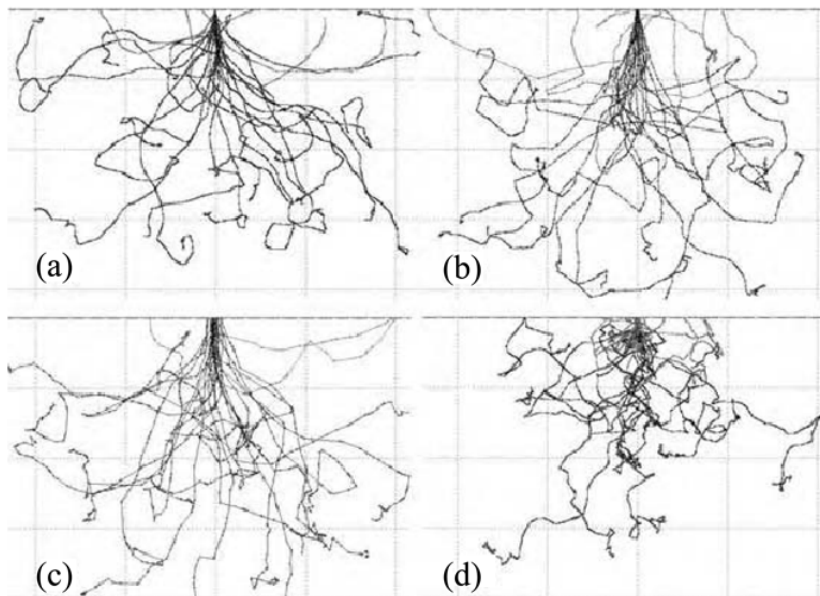


Obr. 4.3: Schematická závislost velikosti interakčního objemu a penetrační hloubky jako funkce energie E_0 elektronů ve svazku a atomového čísla Z dopadajících primárních elektronů. Převzato z [18].

Silná Z -závislost je způsobena tím, že zpětný rozptyl snižuje počet elektronů pohybujících se hlouběji do látky. Pravděpodobnost takového vysoko-úhlového elastického rozptylu je úměrná Z^2 . Interakční objem je menší pro materiály s vyšším atomovým číslem.

Penetrační hloubka a interakční objem jsou makroskopické veličiny zprůměrované přes velký počet elektronů. Chování jednoho individuálního elektronu je ale velmi náhodné a proto je rozptyl elektronů považován za statistický proces. Toto chování může být simulováno na počítači pomocí programu založeném na algoritmu Monte Carlo, který obsahuje generátor náhodných čísel a informace o úhlových rozdělených pružných a nepružných rozptylů. Obr. 4.4 ukazuje trajektorie 25 primárních elektronů pronikajících do hliníku a zlata. Náhodné změny ve směru představují pružný nebo

nepružný rozptyl [18].



Obr. 4.4: Průnik (a) 30-keV, (b) 10-keV a (c) 3-keV elektronů do hliníku ($Z = 13$) a (d) 30-keV elektronů do zlata ($Z = 79$). Rozměrová měřítka se liší: maximální hloubka průniku je asi $6,4\ \mu\text{m}$, $0,8\ \mu\text{m}$, a $0,12\ \mu\text{m}$ v případě (a), (b) a (c), a $1,2\ \mu\text{m}$ v případě (d). Tyto Monte Carlo simulace byly provedeny za použití programu CASINO (Gauvin et al., 2001) s 25 primárními elektrony a průměrem elektronového svazku $10\ \text{nm}$ ve všech případech. Převzato z [18].

4.2 Elektronová litografie

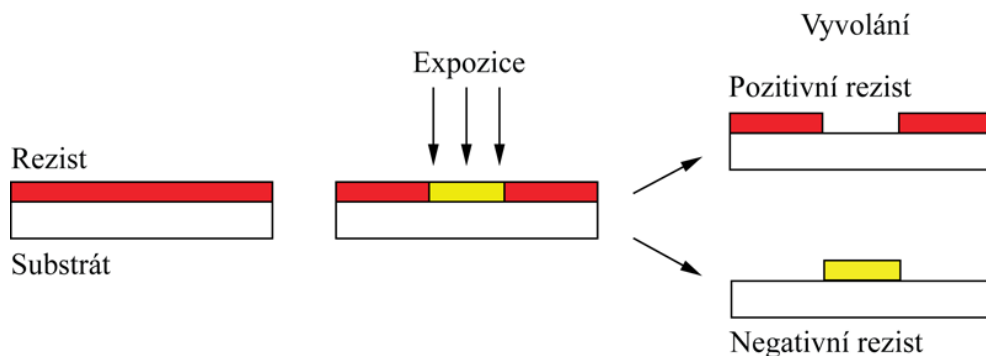
Osvit vzorku elektrony v elektronovém mikroskopu může způsobit nevratné změny, obecně známé jako radiační poškození. V neorganických materiálech mohou vysokoenergievé elektrony, které jsou pružně rozptýleny do velkých úhlů přenést dostatek energie do atomového jádra k jejich vychýlení z jejich mřížkových pozic v krystalu. V organických materiálech (polymery) radiační poškození vzniká především jako důsledek nepružného rozptylu. Vazebné konfigurace valenčních elektronů jsou narušeny, což často vyúsťuje v permanentní poškození chemických vazeb a destrukci originální struktury v látce.

Radiační poškození se však dá velmi dobře využít v kombinaci s polymerními materiály, známými jako rezisty. Smyslem (účelem) rezistů je vytvoření masek struktur, které jsou následně použity k vytvoření reálných struktur z požadovaného materiálu v procesu, který se nazývá litografie. V pozitivním rezistu je hlavním radiačním efektem poškození vazeb. Výsledkem je, že molekulární váha polymeru poklesne a materiál

se stane více rozpustný v organickém rozpouštědle (obr. 4.5).

Pokud jsou x a y deflekční cívky rastrovacího elektronového mikroskopu připojeny ke generátoru tvarů, je možné libovolně přejíždět elektronovým svazkem po vzorku v nerastrovacím režimu a stopa radiačního poškození zůstává uchována v polymeru [16].

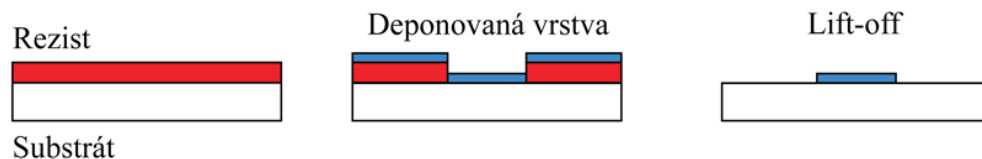
Pokud je polymer nanesen ve formě tenké vrstvy na povrch substrátu, jako je například křemíkový wafer, následující „vyvolání“ v organickém rozpouštědle způsobí, že osvětlené plochy jsou odplaveny pryč až na čistý substrát. Po takovém chemickém odstranění pozměněného rezistu je na substrát nadeponována tenká kovová vrstva. Na místech vystavených elektronovému svazku je kovová vrstva nanášena přímo na substrát, zatímco na chemicky nezměněných místech je tato kovová vrstva nanášena na povrch rezistu (obr. 4.6). Po depozici tenké kovové vrstvy je zbývající rezist rozpuštěn v agresivním rozpouštědle. Tento proces je nazýván jako „lift-off“. Kov, který byl nanesen na povrchu rezistu, je odstraněn společně s ním a zůstane pouze materiál, který byl nadeponován na substrátu.



Obr. 4.5: Expozice rezistu elektronovým svazkem. V případě pozitivního rezistu jsou osvětlené plochy odstraněny vývojkou. Negativní rezist se po osvitě vytvrdí a zůstane na povrchu po vyvolání.

V případě negativního rezistu způsobí ozáření elektrony zvýšení objemu chemických vazeb (provázáním organických molekul), což zvýší jejich molekulární váhu a sníží rozpustnost v exponovaných oblastech. Po vyvolání je struktura negativem struktury nakreslené elektronovým svazkem, ve smyslu, že materiál rezistu zůstává v oblastech, které byly osvětleny elektronovým svazkem (podobně jako nerozpuštěné stříbro v černobílém fotografickém negativu) (obr. 4.5).

Pro aplikace v mikroelektronice a nanotechnologiích musí být struktury vytvořeny velmi přesně, kde prostorové rozlišení struktur je ve středu hlavního zájmu. Elektronový svazek může být zfokusován do stopy o velmi malém průměru, ale při průniku do tlusté pevné látky se svazek začne laterálně rozšiřovat (obr. 4.4). Zpětně odražené elektrony (které ovlivňují povlak rezistu na povrchu) způsobují zhoršení rozlišení [16].



Obr. 4.6: Po depozici tenké kovové vrstvy je zbývající rezist rozpuštěn v agresivním rozpouštědle. Tento proces je nazýván jako „lift-off“.

Jednou variantou řešení je použití tenkého substrátu, kde je zpětný rozptyl elektronů minimální. Jinou variantou řešení je použití elektronů o nízké energii, které mají malou hloubku průniku a laterální rozptyl elektronového svazku je malý. V případě použití vysokých energií bude větší penetrační hloubka elektronů a rozptylová hruška nebude tolik zasahovat do tenké vrstvy rezistu a ovlivňovat tvar struktur [16].

4.2.1 Typy rezistů

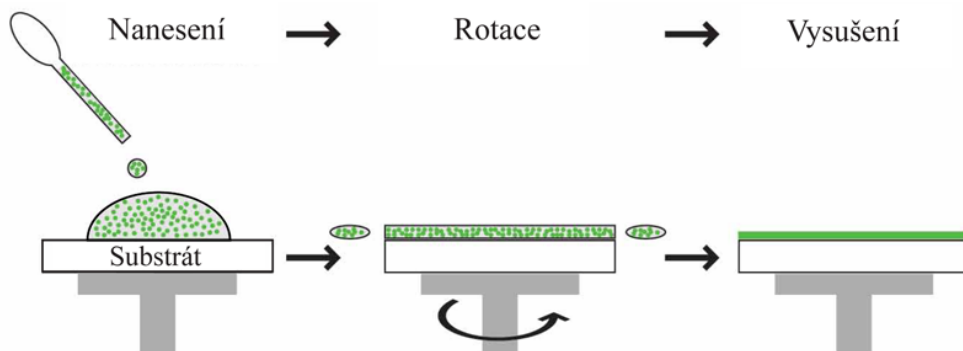
Nejčastěji používaným pozitivním rezistem je polymethylmethakrylát (PMMA). Jedná se o průhledný syntetický polymer, známý také jako plexisklo. Poprvé byl použit na konci 60. let [23]. Jedná se o jednosložkový rezist s variabilní molekulovou hmotností polymerních řetězců. Běžně dosažitelné rozlišení tohoto rezistu je cca 10 nm pro pozitivní a 50 nm pro negativní mód [24]. Další běžně používané pozitivní rezisty jsou např. poly(but-1-en-sulfonát) (PBS), poly(2,2,2-triflourethyl- α -chloroakrylát) (EBR-9) [16], [25], [26], mezi komerční negativní rezisty poté řadíme Microposit SAL601, NEB-31, SU-8, kopolymery methylaethyl-akrylátu [24]. Tyto se obvykle vyznačují dobrým rozlišením a teplotní stabilitou. V praxi se využívají i další typy rezistů, například vícesložkové rezisty, které byly vyvinuty pro zvýšení citlivosti, či vícevrstvé rezisty, které se využívají, je-li třeba vyhladit povrch substrátu či potlačit vznik otřepů na okrajích struktur.

4.2.2 Spin coating

Spin coating je metoda používaná k nanášení rezistů, která spočívá v umístění vzorku na rychle rotující kotouč (obr. 4.7). Rezist je nanesen do středu substrátu manuálně pipetou nebo pomocí robotické ruky. Fyzikální popis procesu nanášení zahrnuje řešení rovnováhy sil mezi odstředivými silami, které jsou kontrolovány počtem otáček za minutu a viskózními silami, které jsou dány viskozitou rezistu. Pro dokončení je obvykle potřeba takto připravenou vrstvu vysušit. Optimální parametry pro nanášení rezistů (teploty pro vytvrzení, časy vypékání) udávají výrobci v příslušných příručkách.

Charakter a tloušťka výsledné vrstvy jsou ovlivněny řadou faktorů. Zejména použitým roztokem (viskozita, koncentrace pevných částic v roztoku, rychlost vypařování,

povrchové napětí) a také zvolenými parametry spin coatingu (rychlost rotace, zrychlení, odvod výparů).



Obr. 4.7: Schema postupu nanášení vrstev metodou spin coating.

V této diplomové práci byl při přípravě vzorků použit rezist 495 PMMA A5,5. Označení A5,5 říká, že jde o roztok PMMA v anisolu s 5,5% podílem pevných částic. Při otáčkách 2500 min^{-1} byla tloušťka homogenní vrstvy rezistu přibližně 500 nm.

4.3 Depozice tenkých vrstev

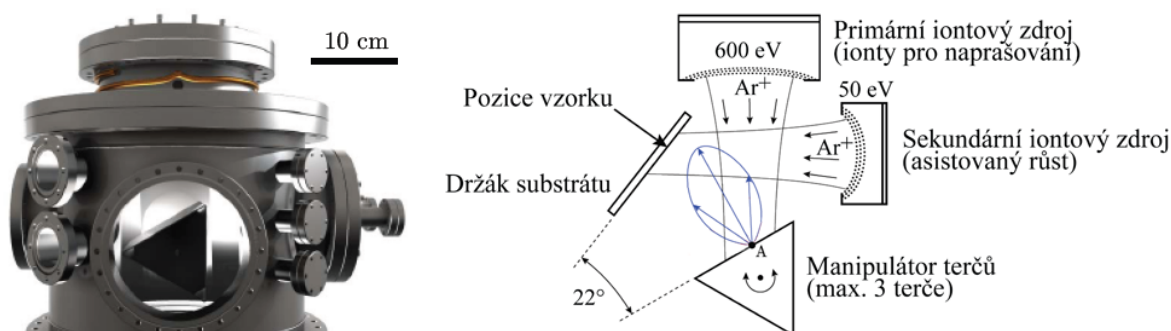
V současné době se pro přípravu tenkých vrstev používá několik různých technologických postupů. Pro napařovací techniky se běžně používá elektronový nebo vysokoenergiový laserový svazek, který v zásobníku (odolný kalíšek) roztaví nanášený materiál. Depoziční aparatury založené na napařování obvykle využívají iontů o vysokých energiích, které bombardováním pevných terčů odprašují příslušný materiál, který se poté zachytí na vzorku.

4.3.1 Aparatura pro iontové napařování

Pro přípravu vzorků byla zvolena depoziční aparatura umožňující iontové napařování (*Ion Beam Sputtering*) a napařování s asistujícím iontovým svazkem (*Ion Beam Assisted Deposition*), která se nachází na Ústavu fyzikálního inženýrství na Fakultě strojního inženýrství v Brně. V aparatuře jsou připravovány tenké vrstvy a multivrstvy z nejrůznějších materiálů (např. Ti, Al, Cu, NiFe, Co, Si), dále jejich oxidy a nitridy (např. Al_2O_3 , SiO_2 , SiN, TiN, CoO). Výhodou této depoziční aparatury je poměrně nízký pracovní tlak při depozici ($1 \cdot 10^{-4}$ mbar), což vede k nižší kontaminaci vrstev a vysoké směrovosti částic dopadajících na povrch. Obrázek této iontové napařovací aparatury je na obr. 4.8a. Aparatura se skládá z vakuové komory, dvou iontových zdrojů Kaufmanova typu (více viz [20], [21]), manipulátoru s terčí a držáku substrátů.

Před depozicí je aparatura čerpána ve dvou krocích: nejprve probíhá čerpání z atmosférického tlaku pomocí rotační vývěvy a poté pomocí kryopumpy až do základního tlaku $1 \cdot 10^{-7}$ mbar.

Poté je do aparatury přes hlavní iontový zdroj přiveden argon a tlak v hlavní vakuové komoře vzroste na přibližně $1 \cdot 10^{-4}$ mbar. Tento Kaufmanův zdroj je tvořen žhavenou katodou, která produkuje elektrony, které se dále pohybují ve směru anody. Anoda ve tvaru mezikruží je umístěna blízko stěn výbojové komory. Pro zvýšení účinku ionizace plynu přítomného ve výbojové části je pomocí vnějšího magnetického pole zakřivena (a tím i prodloužena) dráha elektronů. Ty mají proto větší pravděpodobnost srážky s molekulami plynu. Tato úprava je nutná z důvodu nízkého tlaku plynu ve výbojové komoře, který má za následek, že střední volná dráha pro ionizaci atomů plynu je mnohem větší než rozměr komory samotné.



Obr. 4.8: (a) Aparatura pro iontové naprašování a naprašování s asistujícím iontovým svazkem. (b) Náčrso depozičního procesu. Modrý polární diagram reprezentuje odprášený materiál z bodu A. Vzdálenost bodu na křivce od bodu A reprezentuje relativní intenzitu v daném směru [22].

Po zapálení výboje DC plazmatu v hlavním iontovém zdroji mohou být Ar^+ ionty extrahovány pomocí soustavy mřížek, vytvářející potenciálový spád, a urychleny směrem k terči. Atomy terče jsou těmito ionty vyráženy a dosedají na substrát, kde tvoří tenkou vrstvu.

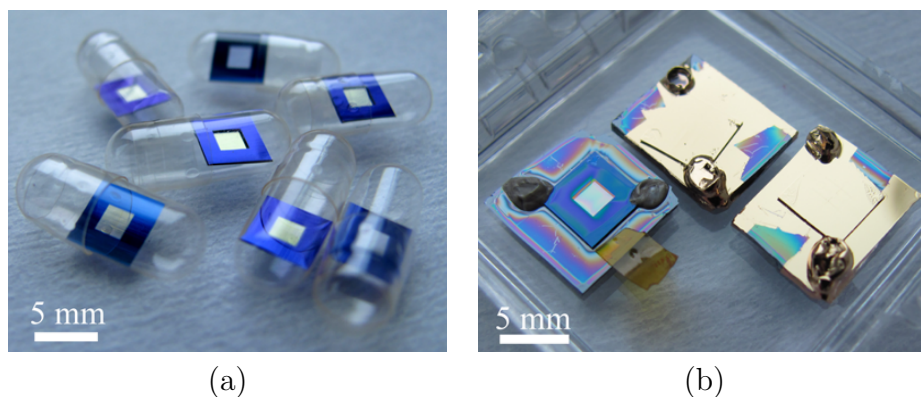
Nasimulovaná distribuce odprášených částic z bodu A je naznačena pomocí modrého polárního diagramu na obr. 4.8b. Jejich střední energie jsou mezi 5 až 15 eV. Když je vzorek umístěn na pozici indikovanou pomocí černé šipky v obr. 4.8b, což je bod maximální depoziční rychlosti, homogenita depozice je 95% v kruhu o průměru 5 cm [22].

5. PŘÍPRAVA VZORKŮ

Tato kapitola popisuje technologický postup přípravy zlatých vodičů a magnetických nanostruktur určených pro měření magnetizační dynamiky. Principy použitých metod jsou popsány v předchozích kapitolách a zde jsou již uvedeny konkrétní experimentální podmínky v jednotlivých krocích přípravy vzorků.

5.1 Membrány

Jako substrát pro tvorbu magnetických nanostruktur a zlatých kontaktních vodičů byly použity zakoupené 200 nm tlusté SiN membrány od výrobce Silson (Velká Británie). Balení s membránami je dodáváno po 30 kusech v obalu odolném proti mechanickým otřesům (obr. 5.1a), protože membrány jsou velice křehké a i sebemenší pochybení při manipulaci s nimi vedla k jejich zničení. Velikost samotného okna membrány byla $2 \times 2 \text{ mm}^2$ a celková velikost včetně rámečku byla $5 \times 5 \text{ mm}^2$.



Obr. 5.1: (a) Ochranné kapsle s membránami tak, jak jsou dodávány výrobcem. (b) Membrány nalepené na křemíkovém substrátu pro usnadnění další manipulace.

Po vyjmutí membrány z ochranné kapsle pomocí pinzety a slabého stisku plastové kapsle dvěma prsty v rovině kolmé na povrch membrány bylo třeba zjistit, která strana membrány je hladká a touto stranou nahoru ji opatrně položit na předem připravený křemíkový substrát. Takto umístěná membrána byla následně přilepena v rozích pomocí kapky stříbrné barvy. Tento krok byl nezbytný pro umožnění další manipulace

s membránou, uchycování do držáků atd.

Jako substrát byl zvolen nevodivý křemík s orientací (100) o tloušťce 525 nm. Povrch křemíku byl pokryt nativní vrstvou oxidu křemičitého (cca 3 nm). Čištění křemíkových substrátů bylo prováděno v ultrazvukové lázni v isopropylalkoholu. Následně byl povrch opláchnut demineralizovanou vodou a osušen proudem dusíku z tlakové láhve. První pokusy bez tohoto postupu čištění občas vedly k protržení membrány mikroskopickými úlomky křemíku vzniklými při řezání menších částí z velkého waferu.

Před samotným pokrytím povrchu vrstvou rezistu je vhodné zajistit odpaření nežádoucí vody ze vzorku. Proto byl vzorek zahříván po dobu 30 min na teplotu 180 °C. Dalším krokem bylo nanesení vrstvy elektronového rezistu PMMA na povrch nalepených membrán. Rezist byl nanesen pomocí spin coateru výrobce Laurell TECHNOLOGIES CORPORATION, model WS-40BZ-6NPP LITE. Vzorek byl poté uchycen do držáku spin coateru a na jeho povrch byl nanesen PMMA v tekuté fázi. Bylo zjištěno, že pro dostatečné pokrytí vzorku zvolených rozměrů postačuje objem 50 μl . Následně byl rezist nanesen staticky a vzorek roztočen rychlostí 2500 min^{-1} po dobu 30 s.

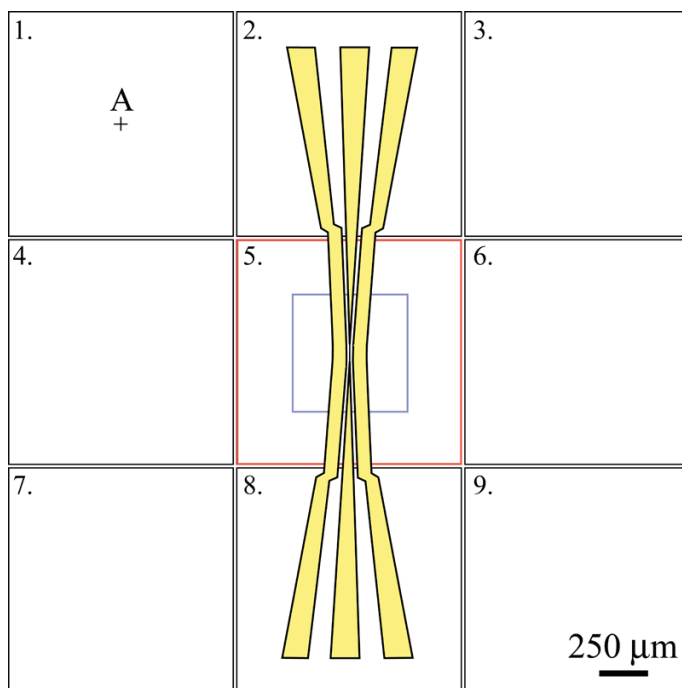
5.2 Litografie na mikroskopu Tescan Mira3

Z počátku byl použit rezist PMMA A5,5 495, podle výrobcem dodaných parametrů nanášení by měla vzniknout vrstva o tloušťce přibližně 500 nm. Pro dokonalé vysušení rezistu byl vzorek zahříván na teplotu 180 °C po dobu 90 s.

Elektronová litografie byla prováděna na rastrovacím elektronovém mikroskopu Tescan Mira3 přímo v čistých prostorách firmy Tescan především z důvodu, že disponuje automatizovaným mechanickým posuvem umožňujícím tzv. sešívání jednotlivých zorných polí při litografii velkých ploch (za což 5×5 mm² membránu lze považovat). Elektronová litografie byla prováděna pomocí softwarového rozšíření *DrawBeam*, které je součástí dodávané programové výbavy rastrovacího elektronového mikroskopu Tescan Mira3. Před vlastní litografií je vhodné seřídít elektronový mikroskop pomocí rozlišovacího vzorku (zlaté ostrůvky). Do procesu seřizování mikroskopu patří spuštění automatického centrování tubusu a následně jemné manuální docentrování. Následuje nastavení stigmátorů tak, aby zobrazení nebylo astigmatické pomocí rozlišovacího vzorku. Nakonec je potřeba pomocí Faradayovy sondy změřit proud svazkem, při kterém litografii provádíme, na základě čehož software vypočítá parametry expozice (odst. 5.2.1). Během přesunu do oblasti, která má být exponována, je nutné přerušit rastrování, aby nedošlo k nežádoucí expozici rezistu.

5.2.1 Testy dávek

Nejdůležitějším parametrem při tvorbě struktur pomocí elektronové litografie je expoziční dávka. Tento parametr určuje počet elektronů, resp. náboj dopadající na jednotkovou plochu vzorku. Příliš nízká dávka způsobí nedostatečné vyvolání rezistu, příliš vysoká dávka má negativní vliv na rozlišení. Optimální dávka pro zvolený typ rezistu, nanesenou tloušťku vrstvy rezistu, zvolený substrát a nastavení mikroskopu se nejlépe stanoví pomocí série testovacích struktur s použitím různých expozičních dávek.



Obr. 5.2: Maska pro tvorbu zlatých kontaktů na membráně.

Jako testovací struktura pro test expozičních dávek byla zvolena pouze nejmenší středová část zlatých kontaktů. Nejprve byla vytvořena kompletní maska přímo v programovém rozhraní elektronového mikroskopu, jak je vidět na obr. 5.2. Maska sestává ze tří vodičů, dvou externích $50\ \mu\text{m}$ širokých stínících vodičů zabraňujících vzniku nežádoucích mikrovlnných odrazů, které při proudových pulzech v řádu pikosekund začnou hrát významnou roli. Nejdůležitější je ovšem hlavní středový vodič, na nějž budou v druhém litografickém kroku umísťovány magnetické (NiFe) nanodisky, a ve kterém bude docházet k indukci příčného magnetického pole. Středový vodič postupně mění svoji šířku z $50\ \mu\text{m}$ až na $1\ \mu\text{m}$, které dosahuje ve $100\ \mu\text{m}$ dlouhé středové části. Při návrhu stínění dvěma okrajovými vodiči byla pomocí programu (AppCad) spočtena potřebná šířka mezer mezi stínícími a hlavním vodičem, která je závislá na geometrických a materiálových parametrech. Přesně definovaná šířka mezery začíná hrát roli

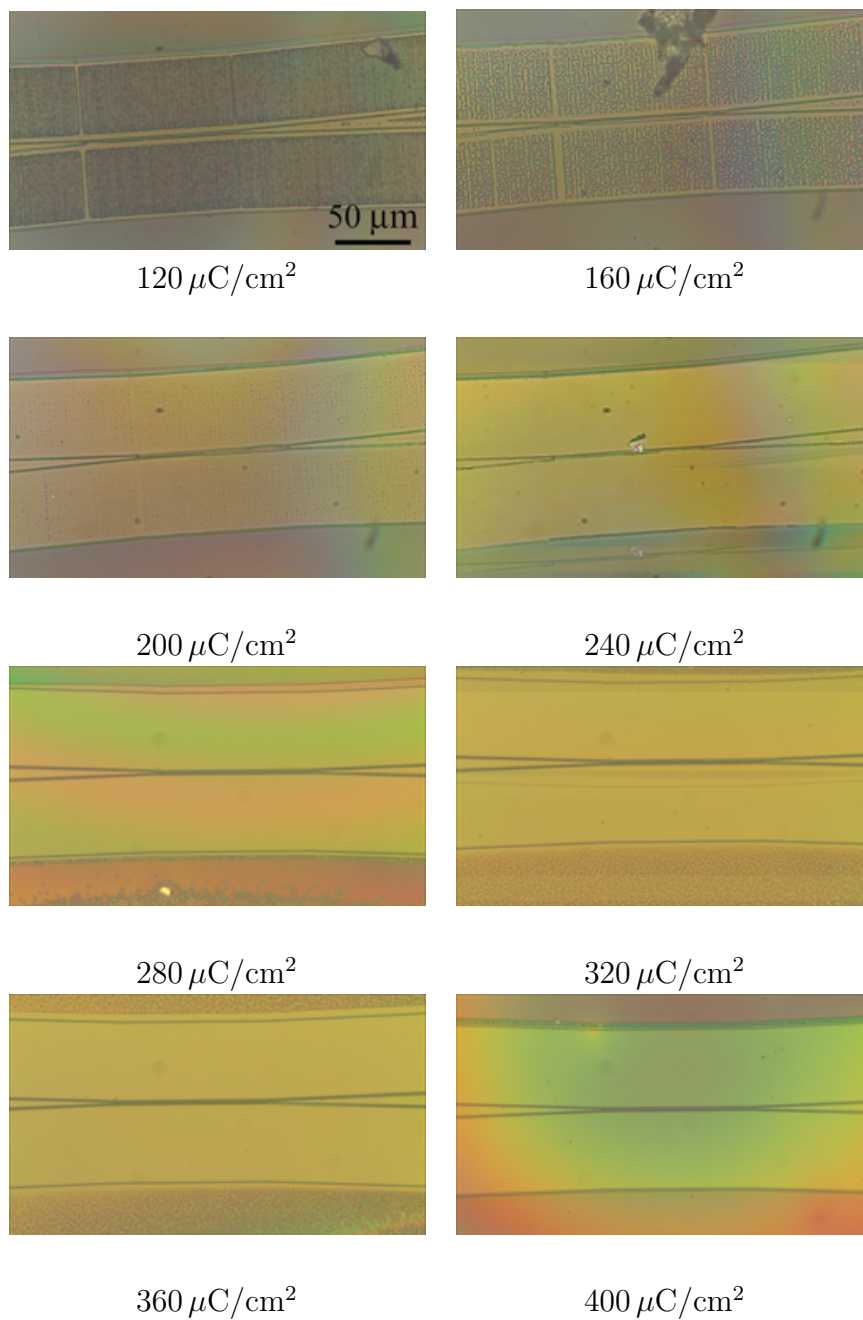
až v té části struktury, která se přímo nachází na okně membrány (červený rámeček na obr. 5.2). Bylo vypočteno, že v místě na okraji membrány by měla šířka mezery dosahovat $5\text{ }\mu\text{m}$ a postupně se zužovat směrem do středu okna membrány, kde v nejúžším místě dosáhne šířky 600 nm.

Kvůli značné velikosti litografické masky ($5\times 5\text{ mm}^2$) byla maska rozdělena do devíti ($1600\times 1600\text{ }\mu\text{m}^2$) zorných polí (černé čtverce na obr. 5.2), mezi kterými je metodou sešívání přejížděno mechanickým automatizovaným posuvem. Po zaostření elektronového svazku na povrch membrány bylo třeba při nejrychlejším možném rastrování a nejmenším proudu ve svazku (abychom se vyhnuli expozici rezistu) najít střed okna membrány tak, aby při nastaveném $1600\times 1600\text{ }\mu\text{m}^2$ zorném poli bylo okno membrány právě od kraje do kraje obrazovky. Po tomto úkonu bylo vypnuto rastrování a pomocí přímého zadání relativního posunutí stolečku mikroskopu bylo přejeto na pozici označenou v obr. 5.2 jako A, protože tam je pro litografický program počátek soustavy souřadné.

Expozice testovacích středových částí byly provedeny v rozmezí dávek $80\text{--}400\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$ s krokem $40\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Toho bylo dosaženo volbou základní expoziční dávky $20\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$, přičemž počet průchodů svazkem se u jednotlivých čtverců postupně zvyšoval v rozsahu 6–20. Urychlovací napětí bylo 30 kV, stopa svazku při expozici byla maximální ($\sim 34\text{ nm}$). Této velikosti bylo zvoleno pro uspořádní času, potřebného na expozici celé struktury. Dále překrytí (*overlap*) bylo nastaveno na hodnotu 0,7 a prodleva (*dwell time*) na hodnotu $1000\text{ }\mu\text{s}$.

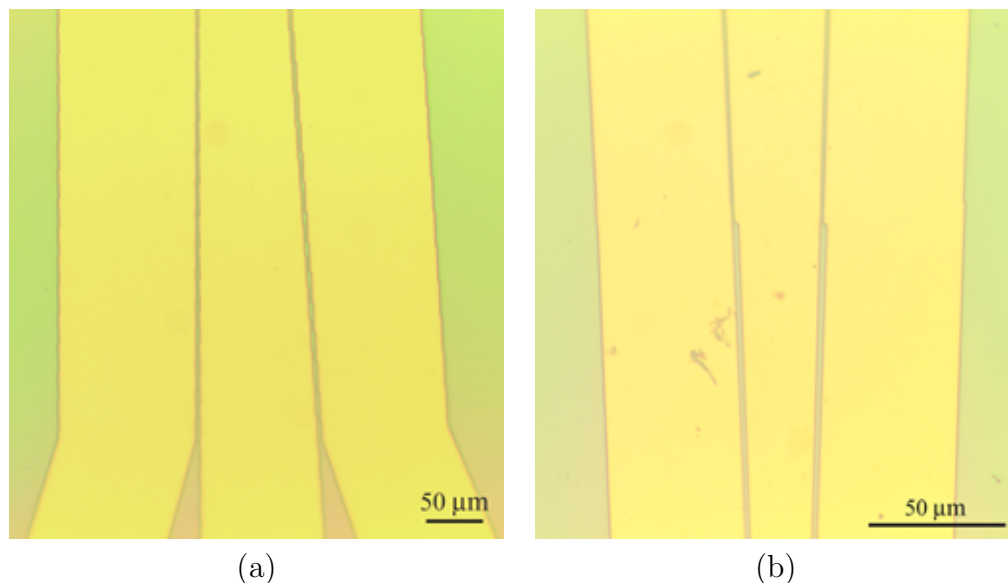
Vyvolání exponovaného elektronového rezistu v rámci této diplomové práce vždy probíhalo pomocí 4-methyl-penta-2-onu (MIBK). Pro dosažení většího rozlišení byl MIBK zředěn isopropylalkoholem v poměru 1:3. Vyvolávání bylo prováděno při laboratorní teplotě po dobu 90 s. Následně byl vzorek ponořen na 30 s do čistého isopropylalkoholu (IPA), aby došlo k přerušení vyvíjecí fáze. Pro důkladné očištění byl vzorek omýván demineralizovanou vodou po dobu 30 s a následně vysušen proudem dusíku z láhve tak, aby nedošlo k protržení membrány (rámeček s membránou byl pinzetou přitisknut na podložkou, aby se vzduch nedostal po membránu). Optickým porovnáním kvality jednotlivých vyvolaných struktur ve vrstvě rezistu na optickém mikroskopu Zeiss Axio byla pro výše uvedený rezist stanovena vhodná expoziční dávka $400\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Z obr. 5.3 je také patrné, že dávka v rozmezí $120\text{--}240\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$ není dostatečná a struktura není dokonale vyvolaná. V rozmezí dávek $280\text{--}360\text{ }\mu\text{C}/\text{cm}^2$ se struktura jeví jako dostatečně vyvolaná, ovšem hrany nemají hladký okraj a v nejúžším místě mezery mezi vodiči dochází ke slévání.

V rámci optimalizace litografie bylo vyzkoušeno i podélné rastrování (*scan angle* = 90°) podél delší strany vodičů, výsledek ale nebyl příliš uspokojivý, protože hrany vodičů byly „zubaté“, jak je vidět na obr. 5.4a. Dalším nedostatkem se ukázalo být



Obr. 5.3: Srovnání různých expozičních dávek při elektronové litografii. Měřítka je ve všech případech stejné.

mírné vybočení z osy při automatickém posuvu vzorkem, kde v místech „sešívání“ jednotlivých zorných polí docházelo ke vzniku zlomů, jak je patrné na obr. 5.4b. Tento nedostatek byl vyřešen vypočtením korekčního úhlu (rotace $0,5^\circ$), o který byl stoleček

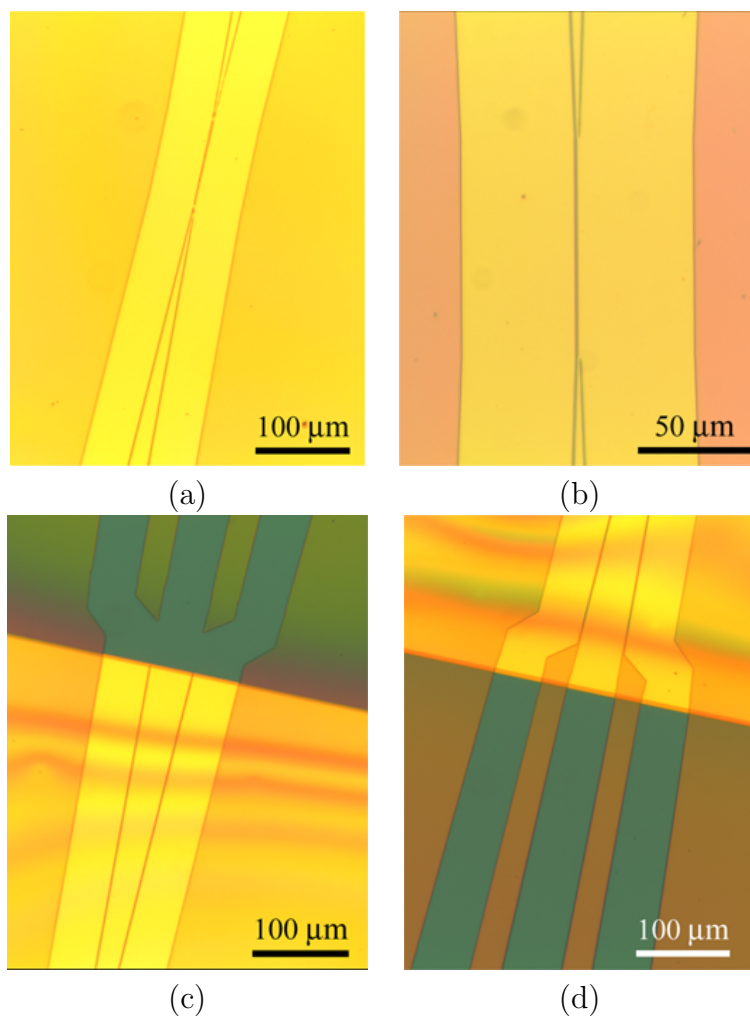


Obr. 5.4: (a) Test litografie s podélným rastrováním (podél delší strany struktur). Parametry expozice: 30 kV, expoziční dávka $400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, BI20 (největší proud a stopa svazku), překrytí 0,7, prodleva $1000 \mu\text{s}$. Vznikly viditelné „zuby“ na okrajích struktur. (b) Vznik zlomů v místech „sešívání“ jednotlivých zorných polí v důsledku vybočení z osy automatického posuvu. Parametry expozice: 30 kV, expoziční dávka $400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, BI20 (největší proud a stopa svazku), překrytí 0,7, prodleva $1000 \mu\text{s}$, rastrování kolmo na delší stranu vodičů.

se vzorkem vůči elektronovému svazku natočen.

Podle očekávání nebyl s litografií velkých kontaktů nacházejících se mimo okno membrány velký problém (obr. 5.5d). Pouze v několika prvních případech, kdy byla mezera mezi vodiči narýsována nerovnoběžně s hranami, došlo ke slití vodičů v místě přechodu mezi oknem membrány a rámečkem (obr. 5.5c).

Největším problémem se i navzdory úspěchu při výrobě struktur pro test expozičních dávek ukázala být korektní expozice nejužší středové části. I přes několik desítek pokusů s nejrůznějšími parametry (další testy dávek s jemnějším krokem, vícezkroková expozice s menším zorným polem a menší stopou svazku) se požadované struktury nepovedlo korektně naexponovat. Postup při optimalizaci litografie byl poněkud časově omezen, protože rastrovací elektronový mikroskop ve firmě Tescan byl dostupný jen jeden den v týdnu. Z tohoto důvodu bylo nakonec rozhodnuto, že kompletní přípravu vzorků je nutné především kvůli větší časové flexibilitě kompletně „přenést“ na pracoviště na Ústav fyzikálního inženýrství. Zde byl k dispozici rastrovací elektronový mikroskop Tescan Vega. Při pracovní vzdálenosti 32 mm bylo maximální zorné pole tohoto mikroskopu $5200 \mu\text{m}$, což bylo pro náš účel dostačující. Tento mikroskop nedisponoval automatizovaným posunem stolečku se vzorkem, jako jeho vyspělejší nástupci

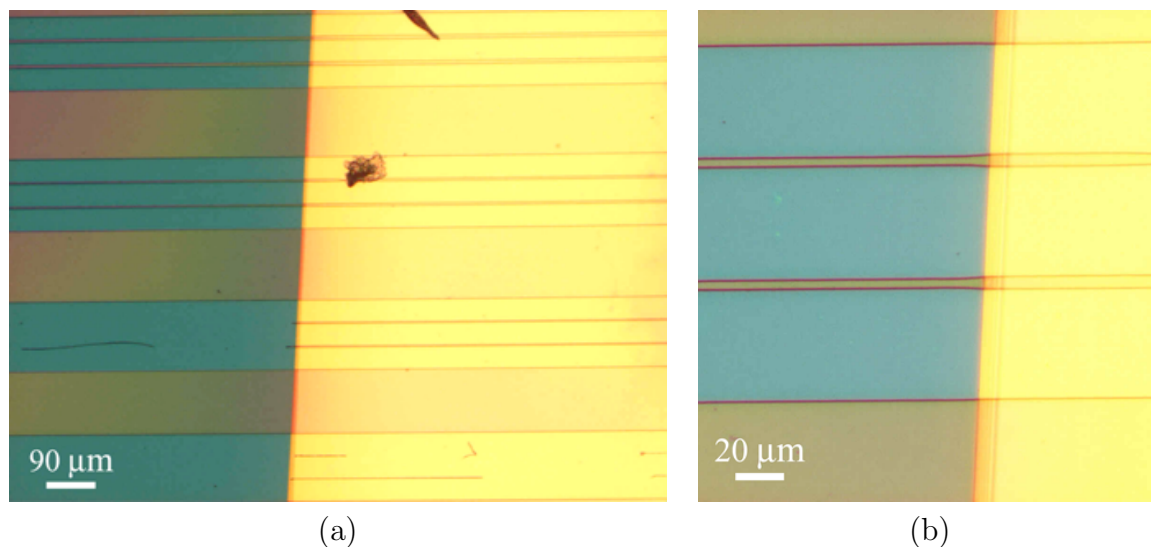


Obr. 5.5: (a) Parametry expozice: 30 kV, expoziční dávka $400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, BI20 (největší proud a stopa svazku), překrytí 0,7, prodleva $1000 \mu\text{s}$. Vznikly viditelné „zuby“ na okrajích struktur. (b) Parametry expozice: 30 kV, expoziční dávka $400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, BI20 (největší proud a stopa svazku), překrytí 0,7, prodleva $1000 \mu\text{s}$, rastrování kolmo na delší stranu vodičů. (c) Patrné slití mezery v místě přechodu mezi oknem membrány a rámečkem vlivem nerovnoběžnosti geometrie. (d) Po opravě masky již proběhla expozice v pořádku.

Tescan Lyra3 a Tescan Mira3, a ani programové vybavení pro litografii nemělo možnost „sešívání“ zorných polí. Expozice celého vzorku musela tedy být provedena v jednom kroku, při využití maximálního zorného pole mikroskopu.

5.3 Litografie na mikroskopu Tescan Vega

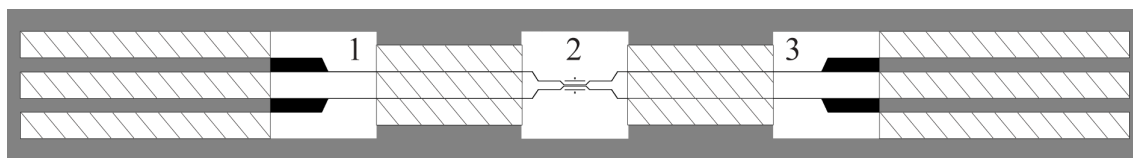
Jelikož se konstrukce a pracovní možnosti mikroskopu Tescan Vega dostupném na Ústavu fyzikálního inženýrství lišily, bylo třeba některé kroky při výrobě struktur na membránách změnit nebo upravit. Cílem prvních testovacích expozic bylo nalezení nejmenší možné šířky mezery mezi dvěma širokými vodiči při různých dávkách.



Obr. 5.6: (a) Sada čtyř vyvolaných struktur s proměnnou šířkou mezery (odspodu) 1–4 μm při expoziční dávce $400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Světlá část obrázku odpovídá povrchu 200 nm tenké SiN membrány, kdežto tmavá část odpovídá povrchu křemíkového rámečku. (b) Detail přechodu mezi oknem membrány a křemíkového rámečku v případě 4 μm široké mezery. Vlivem tzv. *proximity efektu* došlo k zúžení mezery na tlustším křemíkovém rámečku.

Expozice struktur se šířkou mezery 1–4 μm byly provedeny v rozmezí dávek 300–550 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ s krokem 50 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Toho bylo dosaženo volbou základní expoziční dávky 50 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, přičemž počet průchodů svazkem se u jednotlivých čtverců postupně zvyšoval v rozsahu 6–11. Urychlovací napětí bylo 30 kV, stopa svazku při expozici byla maximální ($\sim 1,3 \mu\text{m}$). Překrytí bylo nastaveno na hodnotu 0,7 a prodleva na hodnotu 1000 μs . Optimální expoziční dávka byla stejně jako v předchozím případě stanovena na 400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, což odpovídalo předpokladu, protože typ ani tloušťka elektro nového rezistu se nezměnila. Na obr. 5.6a je sada čtyř vyvolaných struktur s proměnnou šířkou mezery (odspodu) 1–4 μm při expoziční dávce 400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Obrázek je pomyslně rozdělen na světlou a tmavou část, pro nás je nejdůležitější výsledek expozice struktur nacházejících se na světlé části, která odpovídá oknu SiN membrány. Z obrázku je patrné, že kromě 1 μm široké slité mezery se všechny ostatní povedly.

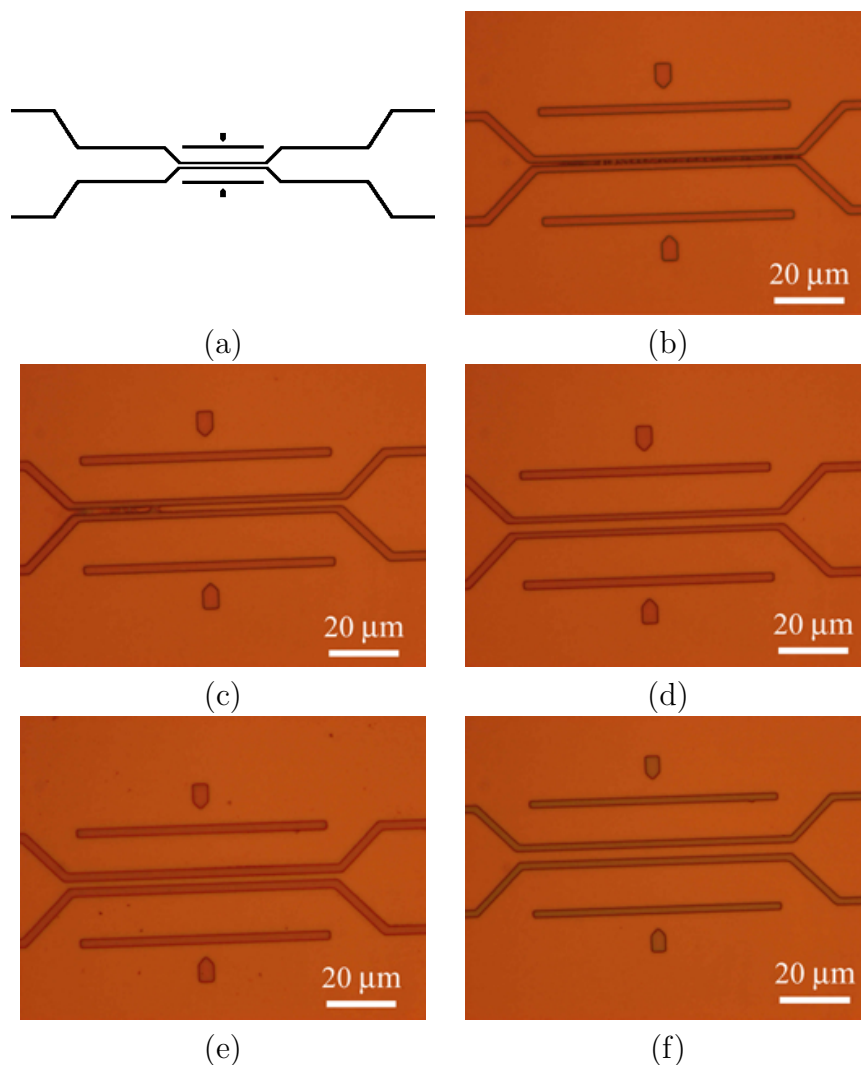
Na obr. 5.6b je detail přechodu mezi oknem membrány a křemíkového rámečku v případě $4\text{ }\mu\text{m}$ široké mezery z obr. 5.6a. Na tomto obrázku je dobře vidět vliv tzv. *proximity efektu*, což je zvětšení efektivní stopy svazku vlivem interakce elektronového svazku se substrátem, kdy dochází k tvorbě sekundárních a zpětně odražených elektronů. Vlivem produkce zpětně odražených elektronů může docházet k opětovné expozici rezistu, který byl ozářen primárními elektrony ve svazku. Takže může být exponován rezist mimo stopu svazku. Tato dodatečná expozice zvětšuje stopu a také vede k nerovnoměrné expozici rezistu napříč vytvářenou strukturou. Nerovnoměrná expozice je dána efektivním tvarem elektronového svazku, který je díky *proximity efektu* deformován z Gaussovského na zvonovitý. Toto chování má za následek, že jinak $4\text{ }\mu\text{m}$ široká mezera na okně SiN membrány je o něco užší na tlustším křemíkovém rámečku, kde dochází k většímu rozptylu elektronů. Toto chování, jak již bylo uvedeno výše, nám tolik nevadilo pokud nedocházelo k úplnému slití mezer mezi jednotlivými vodiči, protože šířka mezery zde již nehraje takovou roli.



Obr. 5.7: Maska pro tvorbu zlatých kontaktů na membráně (bílá pole jsou exponována elektronovým svazkem). Tři samostatné masky ve formátu rastrového obrázku jsou propojeny vektorovými obdélníky (šrafovaně).

Finální maska pro expozici struktur byla vytvořena složením tří menších masek ve formátu rastrového obrázku (pouze bílá pole jsou exponována elektronovým svazkem), které byly propojeny pomocí dvanácti vektorových obdélníků (šrafovaně na obr. 5.7). V případě masky ve formátu rastrového obrázku, která primárně usnadňuje expozici složitějších tvarů, které by bylo pomocí vektorových objektů náročné vytvořit, postupuje elektronový svazek při expozici stejně jako v případě masky vektorové tak, že svazek přejíždí pouze v rámci jednoho objektu a až po jeho dokončení se přesune na další objekt.

Pro začátek byly provedeny testovací expozice nejkritičtější středové části (detail masky na obr. 5.8a) s různými šířkami mezer a různými šířkami středového vodiče. Při expozici pomocí masky v rastrovém formátu je rozměr struktur dán *Exposition Pitch* faktorem připadajícím na jeden obrazový bod rastrového obrázku. Při námi používaném *Exposition Pitch* faktoru 800 nm to znamená, že mezera široká 2 pixely bude ve skutečnosti široká $1,6\text{ }\mu\text{m}$. Pro odlišení jednotlivých případů na obr. 5.8b,c,d,e,f bylo proto používáno označení např. 313, což znamená, že šířka horní mezery byla 3 pixely, šířka středového vodiče 1 pixel a šířka dolní mezery opět 3 pixely.



Obr. 5.8: (a) Detaily masky středové části v rastrovém formátu. (b) 313 px – exponovaná vrstva rezistu, šířka mezer 3 px, šířka středového vodiče 1 px (800 nm). Struktura nebyla optimálně naexponována. (c) 323 px – exponovaná vrstva rezistu, šířka mezer 3 px, šířka středového vodiče 2 px ($1,6\ \mu\text{m}$). (d) 333 px – exponovaná vrstva rezistu, šířka mezer 3 px, šířka středového vodiče 3 px ($2,4\ \mu\text{m}$). (e) 424 px – exponovaná vrstva rezistu, šířka mezer 4 px, šířka středového vodiče 2 px ($1,6\ \mu\text{m}$). (f) 434 px – exponovaná vrstva rezistu, šířka mezer 4 px, šířka středového vodiče 3 px ($3,2\ \mu\text{m}$).

Na základě výše uvedených výsledků bylo rozhodnuto, že nadále budou exponovány struktury v konfiguraci se šířkou mezer 3 px a šířkou středového vodiče 2 px. Před samotným založením vzorků do mikroskopu s nalepenými membránami s nanosenou vrstvou elektronového rezistu bylo třeba udělat značku do rohu křemíkového rámečku membrány pomocí diamantového hrotu. Tato značka poté sloužila k přesnému zaostření

elektronového svazku na povrch membrány. Připravené vzorky byly poté přilepeny pomocí uhlíkové pásky na jednotlivé držáky vzorků, které byly dále přišroubovány do příslušných pozic v manipulačním stolečku mikroskopu. Standardní litografická paletka používaná pro elektronovou litografii nemohla být použita kvůli její přílišné výšce. K dosažení zorného pole $5200\ \mu\text{m}$ je třeba pracovat v pracovní vzdálenosti (WD – *Working Distance*) okolo 33 mm. Před vlastní litografií byl elektronový mikroskop opět seřízen pomocí rozlišovacího vzorku (zlaté ostrůvky). Dále byl pomocí Faradayovy sondy změřen proud ve svazku při nejmenší možné cloně a největším proudu ve svazku (PC1), který se většinou pohyboval okolo 20000 pA. K mírnému rozladění nastavení mikroskopu dochází i v důsledku významné změny buzení čoček, čímž je právě změna pracovní vzdálenosti. Tomuto chování jsme se snažili zamezit tím, že jsme nahrubo měnili pracovní vzdálenost pomocí z-posuvu manipulátoru a až finální doostření na vyryté značce bylo prováděno změnou parametrů pracovní vzdálenosti mikroskopu. Správné umístění litografické masky bylo zajištěno tak, že okno membrány bylo při zorném poli $5000\ \mu\text{m}$ zobrazeno nejrychlejším rastrováním (*Speed 1*) s nejmenším proudem ve svazku (PC20). Bylo zjištěno, že při změně clony dochází k nepatrnému posuvu obrazu. Pomocí funkce zobrazení vodící mřížky byl proto vytvořen ve středu obrazovky pomocný čtverec o stranách délky $2000\ \mu\text{m}$, který byl následně „napasován“ na tmavší část obrazu odpovídající oknu membrány z předchozího orientačního rastrování. Následně byla změněna clona zpět na nejmenší (PC1, největší proud ve svazku), při které bude prováděna expozice a bylo provedeno rychlé rastrování pouze v rámci malého výřezu v jednom z rohů membrány, kde náhodná expozice elektronového rezistu nebude vadit. Poté byly okraje vodícího čtverce slícovány s odpovídajícími okraji membrány a provedena expozice masky, která trvala přibližně 13 minut v závislosti na aktuálním naměřeném maximálním proudu ve svazku.

Prvotní expozice kompletní masky tak, jak je ukázána na obr. 5.7, byly úspěšné až na drobné komplikace s navázáním vektorových obdélníků na bitmapy. V důsledku velkého přesahu obou typů masek docházelo k přexponování v části, kde vektorové spojovací obdélníky překrývaly okraje rastrových masek. V návrhovém prostředí se tento přesah nejevil natolik velký, jaký byl nakonec po vyvolání struktur v roztoku MIBK.

5.4 Depozice Ti\Au

Po vyjmutí z mikroskopu byly vzorky s exponovaným elektronovým rezistem vyvolány dle postupu popsaneho v odst. 5.2.1. Po vyvolání zpravidla následovala kontrola struktur pomocí optického mikroskopu. Vzorky byly poté nalepeny pomocí kaptonové pásky na depoziční paletku a založeny do naprašovací depoziční aparatury, která je součástí

laboratoře pro výzkum tenkých vrstev na Ústavu fyzikálního inženýrství. Vlastní depozice probíhala plně automaticky pomocí ovládacího programu. Součástí depoziční procedury bylo proplachování aparatury argonem (300 s), následované čištěním titanového a zlatého terče kvůli zbavení se nečistot a vrstvy oxidu (160 s). V dalším kroku byly automaticky nastaveny parametry příslušného materiálu na krystalovém měřiči tloušťky. Posledním krokem depozičního procesu je vynulování hodnot na měřiči tloušťky a otevření clony, čímž započne depozice příslušného materiálu. Opětovným zacykloněním paletky se vzorky je depozice přerušena. Dále může být otočen terč na jiný materiál a pokračováno v depozici multivrstvy nebo může být depozice ukončena vypnutím výboje a poté mohou být vyjmuty z aparatury.

Pro tvorbu vodivých vrstev na povrchu křemíku bylo vybráno zlato, které je velmi dobrým vodičem a je odolné vůči oxidaci. Nanášení stabilních vrstev zlata přímo na křemík je velmi obtížné. Tato skutečnost je dána neochotou zlata a křemíku tvořit vzájemné vazby. Tomuto chování se dá jednoduše předejít nanesením titanové nebo chromové adhezní mezivrstvy. Chrom i titan jsou schopny tvořit pevné, stabilní vrstvy na povrchu křemíku. Zlatá vrstva je poté nanášena na podkladovou, což vede ke snížení pnutí ve vrstvě a ta nemá tendenci ke sloupávání. V našem případě byly tloušťky nanesených zlatých vrstev pro kontakty 100 nm a 50 nm s 3 nm titanovou podkladovou vrstvou.

materiál	tloušťka	depoziční rychlost	čas	prac. tlak
titan	3 nm	0,7 A/s	45 s	$1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar
zlato	100 nm	1,8 A/s	495 s	$1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar
zlato	50 nm	1,8 A/s	249 s	$1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar

Tab. 5.1: Parametry jednotlivých deponovaných vrstev.

5.5 Lift-off proces kontaktů

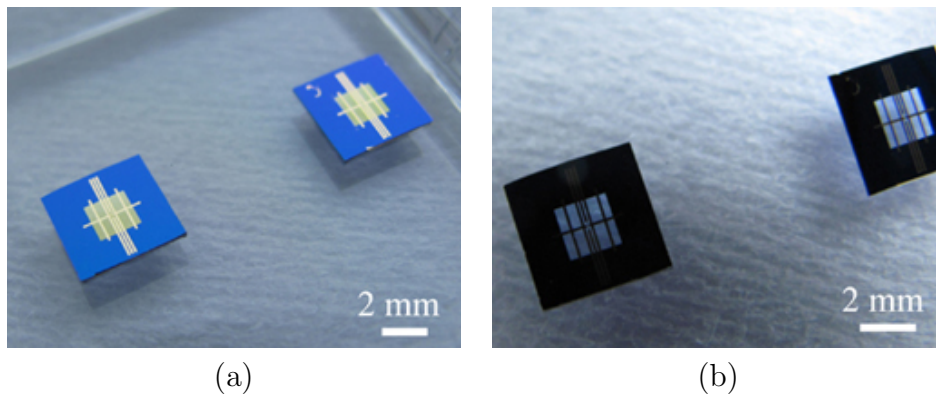
Po depozici kovových vrstev byly jednotlivé vzorky umístěny jednotlivě do menších kádinek s acetonem (cca na 1 hodinu). Působením acetonu došlo jednak k rozpuštění podkladové vrstvy elektronového rezistu a následnému popraskání a částečnému odplavení kovové vrstvy ležící na této vrstvě a dále také došlo k rozleptání stříbrné barvy, kterou byly rámečky s membránami přilepeny k podkladovému křemíku. Následně byly již zevrubně očištěné a odlepené rámečky s membránami vloženy opět jednotlivě do kádinek s čistým acetonem, protože bylo zjištěno, že dokud není lift-off proces úplně dokončen, nesmí vzorky nikdy úplně vyschnout. V opačném případě se nejpevněji drží

přebytečné vrstvy kovu v oblastech nejmenších struktur (v našem případě úzká mezera mezi dvěma velkými kovovými plochami) nemusí podařit už nikdy odplavit.

Právě k usnadnění odplavení přebytečné vrstvy kovu se nejčastěji na složitějších a členitějších strukturách používá ultrazvuková lázeň. Kádinka se vzorkem v acetonu je ponořena na cca 2 min do této lázně a po kontrole, zda již bylo vše odplaveno, můžeme v případě negativního výsledku kádinku opět ponořit do ultrazvukové lázně. Ale i zde je limit, kdy při překročení určitého času, dojde k odlupování kovové vrstvy i v místech, kde má zůstat. Komplikací v našem případě byla skutečnost, že i při nastavené minimální intenzitě ultrazvukové lázně docházelo po několika málo okamžicích k protrhávání 200 nm okna SiN membrán. Tento problém se podařilo vyřešit dočasným zapůjčením zařízení firmy Sonosys, které se nazývá Megazvuk. Jak již název napovídá, jedná se o zařízení v podstatě velmi podobné ultrazvukové lázni, s tím rozdílem, že produkované vibrace odpovídaly frekvenci 1 MHz (frekvence ultrazvuku je cca 20 kHz). V důsledku takto vysoké frekvence je kavitační energie podstatně nižší při použití megazvuku a membrány s nanostrukturami nebyly poškozeny. Daní za šetrnost tohoto zařízení byly delší časy potřebné k dosažení výsledku. Časy se pohybovaly v rozmezí od 30 min až po 3 hod a samotná procedura byla poměrně náročná, protože i v průběhu nejkratších 30 minutových intervalů bylo třeba vzorky přemístit do nové kádinky s čistým acetonem, protože uvolněné částice kovové vrstvy během víření v kádince často protrhávaly membránu. Tomuto chování jsme se snažili zabránit zavěšením vzorku pomocí samosvorné pinzety kolmo na dno kádinky, ale výsledný efekt byl naopak ještě horší, protože uvolněné částice měly během víření ještě lepší přístup ke křehkému oknu membrány. Jediným řešením pak tedy zůstala častá výměna acetonu v kádince se vzorkem.

Po jednotlivých cyklech v megazvukové lázni byl stav struktur kontrolován pomocí optického mikroskopu. V okamžiku, kdy se struktury jevily být kompletně zbaveny všech přebytečných kovových ploch, byl vzorek s membránou opláchnut isopropylalkoholem, demineralizovanou vodou a nakonec osušen proudem dusíku z láhve. Vzorky s membránami po depozici Ti\Au a úspěšném lift-off procesu jsou zobrazeny na obr. 5.9. Funkční část vzorku tvoří pouze tři nejdelší vodiče ve středu okna membrány. Ostatní vodiče slouží pouze ke zpevnění a kompenzaci pnutí na membráně.

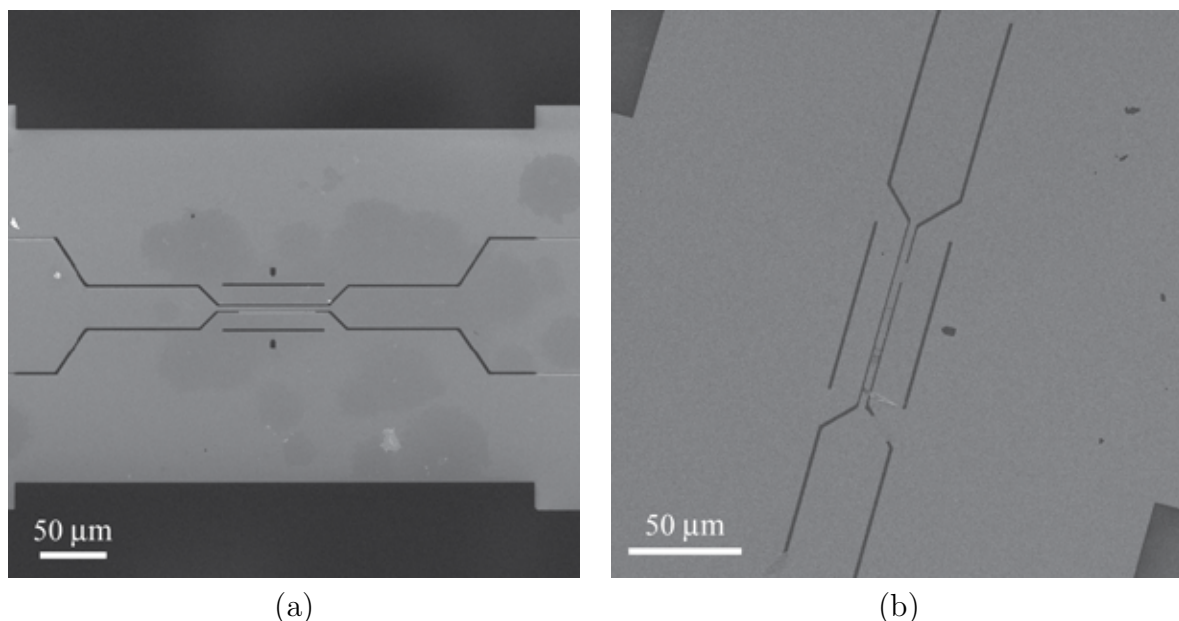
Úspěšnost lift-off procesu nicméně značně závisela na náhodě a lišila se vzorek od vzorku. Některý vzorek byl po půl hodině v megazvukové lázni téměř kompletně odplavený, jiný se nepovedlo vůbec odplavit ani po několika hodinách a byl přerazen do skupiny vzorků, které bude potřeba opravit pomocí fokusovaného iontového svazku odprášením problematické oblasti. Na obr. 5.10 jsou pomocí elektronového mikroskopu zobrazeny vzorky s nedokonale odplaveným přebytečným materiálem po lift-off procesu.



Obr. 5.9: (a), (b) Vzorky s membránami po depozici Ti/Au a lift-off procesu. Funkční část vzorku tvoří pouze tři nejdelší vodiče ve středu okna membrány. Ostatní vodiče slouží pouze ke zpevnění a kompenzaci pnutí na membráně.

Navzdory veškerým snahám byla úspěšnost lift-off procesu v případě vzorků s mezerou poměrně dost nízká. Nejproblematictější částí vzorku na odplavení přebytečného materiálu v mezerách se ukázal přechod z okna SiN membrány na plochu křemíkového rámečku membrány. Další problematickou částí se dle očekávání staly nejužší mezery v nejmenší středové části struktur. Ke zlepšení lift-off procesu se mimo ultrazvukové lázně také používá metoda zahřívání acetonu (nebo jeho alternativy určené speciálně pro lift-off proces zvané *PG remover*) na plotýnce na teploty okolo 70°C . Tento postup byl na našich vzorcích také otestován, ale nebylo pozorováno žádné výrazné zlepšení. Nicméně je nutno podotknout, že již po 15 minutách byla demineralizovaná voda tvořící prostředí velké lázně (cca 5 litrů) vlivem vibrací megazvuku zahřátá na teplotu přibližně 60°C . Proto můžeme prohlásit, že oproti normální ultrazvukové lázni, kde teplota média v lázni a tím pádem i acetonu v kádince odpovídá přibližně pokojové teplotě, je každý cyklus v megazvukové lázni uskutečněn za zvýšené teploty.

V důsledku omezeného času určeného na přípravu vzorků bylo rozhodnuto, že souběžně se vzorky s mezerami budou vyráběny i vzorky bez mezer. Bez mezer je myšleno nejjednodušší možnou variantu vzorku, tedy pouze s $1,6\ \mu\text{m}$ úzkým středovým vodičem, na který budou poté umístěny magnetické nanodisky a na mikrovlnné stínění nebude kladen takový důraz. Na obr. 5.11a je celkový pohled na středovou část vzorku bez mezer po depozici Ti/Au vrstev a lift-off procesu. Obr. 5.11b zobrazuje detail stejného vzorku, kde jsou patrné nečistoty na povrchu struktur v důsledku redepozice uvolněných kousků vrstev, protože byl v tomto případě příliš dlouhý časový interval výměny acetonu v kádince se vzorkem.

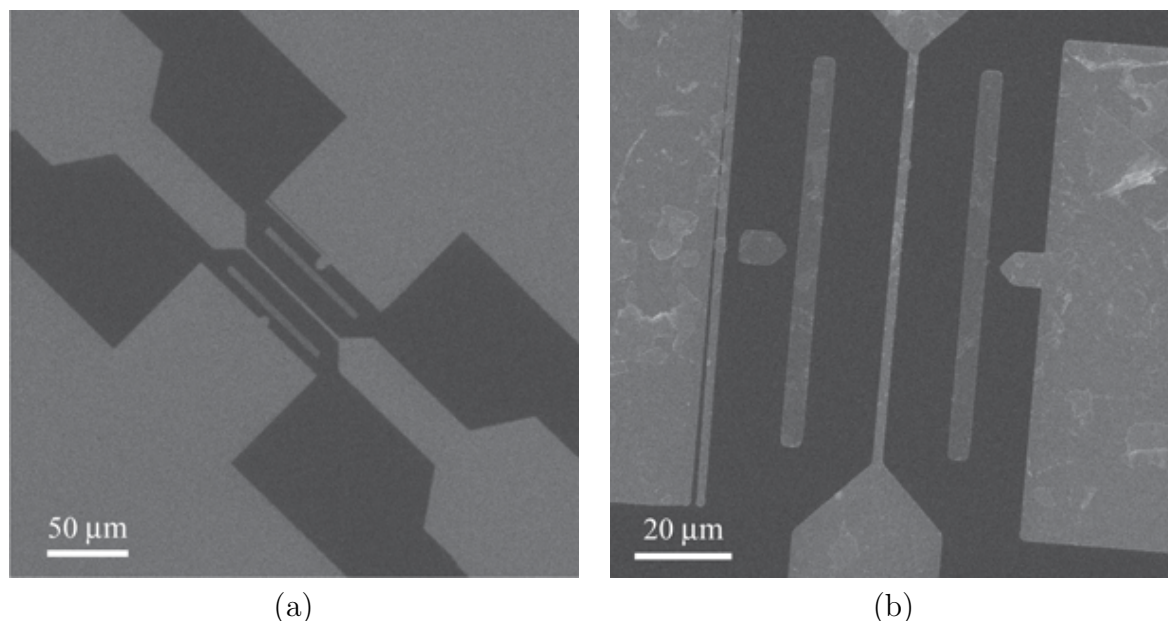


Obr. 5.10: (a), (b) Obrázky z elektronového mikroskopu ukazující nedokonale odplavený přebytečný materiál po lift-off procesu. Jak je z obrázků patrné, přebytečný materiál zůstal na několika místech v mezeře a spojuje tak jednotlivé vodiče, což je nepřijatelné pro správnou funkci vzorků.

5.6 Výroba magnetických nanodisků

Druhým krokem přípravy vzorků bylo provedení litografie nanodisků (průměry 200, 500 a 800 nm) na nejtenčí středový vodič. Očištěné a připravené rámečky s membránami s přichystanými kontakty byly znovu nalepeny pomocí stříbrné barvy na křemíkové destičky a byla na ně nanесena stejně tlustá vrstva elektronového rezistu PMMA 495 A5,5 jako při přípravě na litografii kontaktů popsané v kap. 5.2.

Takto nachystané vzorky byly uchyceny pomocí litografické paletky do elektronového mikroskopu. Pracovní vzdálenost byla mechanicky z -posuvem stolku nastavena na 8,9 mm. Pro litografii magnetických nanodisků nám stačilo malé zorné pole, protože délka nejúžší středové části byla pouze 75 μm . K přesnému umístění vektorové litografické masky bylo i tak nutné použít ještě větší zvětšení, takže samotná expozice byla ve výsledku prováděna nadvakrát při zorném poli 37,5 μm . Stejně jako v předchozích případech byl mikroskop nejprve seřízen na rozlišovacím vzorku a změřen proud ve svazku při vysoké cloně, určující malou stopu svazku (PC18 $\sim$ 9,7 nm) ve Faradayově cele. Následně bylo zaostřeno na hranu jednoho z podpůrných zlatých kontaktů a při zvětšení 200 kx bylo do rezistu vypáleno několik kontaminačních stop. Pokud kontaminační stopa není kruhová, je to pro nás signál, že mikroskop nemá dobře seřízenou

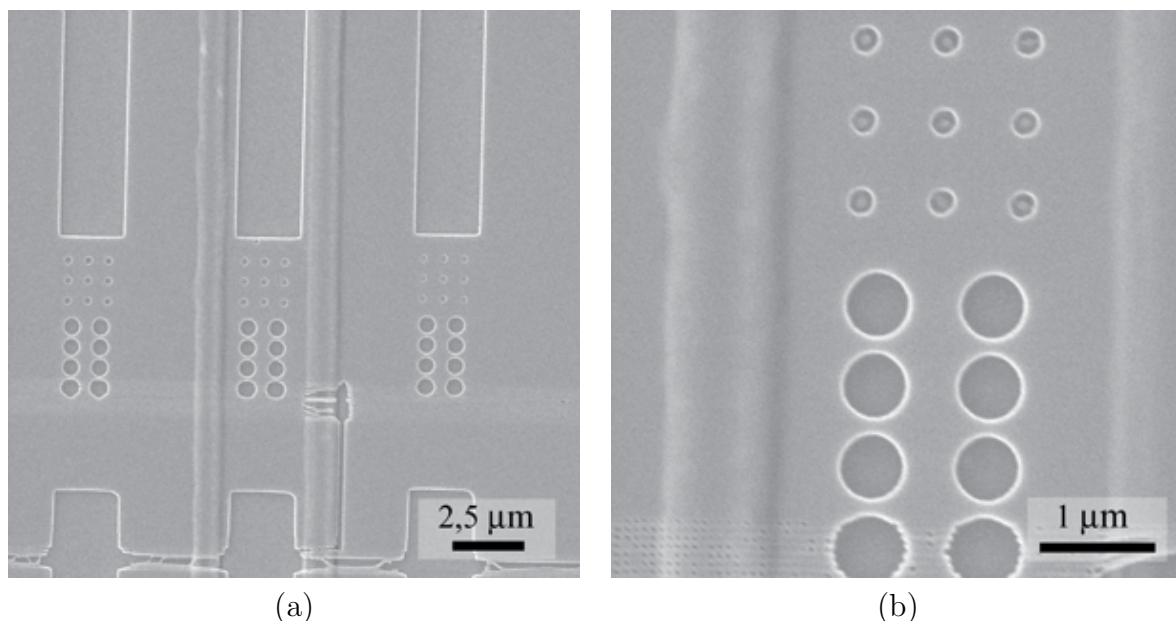


Obr. 5.11: (a) Obrázek z elektronového mikroskopu ukazující středovou část vzorku bez mezer po depozici Ti/Au vrstev a lift-off procesu. (b) Detail, kde jsou patrné nečistoty na povrchu struktur v důsledku redepozice uvolněných kousků vrstev v důsledku toho, že byl v tomto případě příliš dlouhý časový interval výměny acetonu v kádince se vzorkem.

korekci astigmatismu. Postupnou variací obou parametrů (x , y korektory astigmatismu) a vypalováním kontaminačních stop jsme iterativně dospěli do stavu, kdy stopa svazku měla víceméně kruhový tvar a expozice nanodisků by měly být co nejpřesnější.

Hrubý přesun na struktury a nalezení středového vodiče opět probíhalo při nejrychlejším rastrování s nejmenším proudem ve svazku, aby nedošlo k nechtěné expozici elektronového rezistu vlivem samotného pozorování struktur. Přesné zarovnání a slícování okrajů vodiče s vodící mřížkou bylo provedeno pomocí naváděcích značek (trojúhelníky a podlouhlé obdélníky např. na obr. 5.11a) a pomalého rastrování přes tyto značky.

Výsledek první testovací expozice je zobrazen na obr. 5.12a, který byl pořízen na elektronovém mikroskopu protože velikost struktur nedovolovala detailní pozorování na optickém mikroskopu. Jedná se o vyvolaný tvar masky struktur v 500 nm tlusté vrstvě elektronového rezistu, na kterou byla naprášena 5 nm vrstva zlata pro zlepšení výsledného kontrastu obrazu. Jak je z tohoto obrázku patrné, výsledek už po první testovací expozici byl vcelku uspokojivý. Struktury se bez problému podařilo umístit doprostřed vodiče, odhadnutá expoziční dávka $480 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (odpovídající 24 expozicím se základní dávkou $20 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) byla v případě větších struktur dostatečná.



Obr. 5.12: (a) Obrázek z elektronového mikroskopu ukazující výsledek první testovací expozice masky magnetických struktur v 500 nm tlusté vrstvě elektronového rezistu pokryté 5 nm vrstvou zlata pro zlepšení kontrastu obrazu. (b) Detail z předchozího obrázku ukazující nedostatečně exponované středy 200 nm nanodisků.

V případě 200 nm nanodisků docházelo k tomu, že v jejich středu nebyl rezist dostatečně exponován (elektronový svazek při kreslení kolečka postupuje po dráze spirály od krajů do středu), což je dobře patrné na obr. 5.12b. Tento nedostatek byl jednoduše vyřešen přidáním menších 100 nm nanodisků do středů všech 200 nm, 500 nm a 800 nm primárních struktur, expoziční dávka byla zvolena na $240 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (odpovídající 12 expozicím se základní dávkou $20 \mu\text{C}/\text{cm}^2$). Expozice dalších vzorků probíhala obdobným způsobem bez větších komplikací.



Obr. 5.13: Vektorová maska (šrafované části se exponují) pro expozici nanodisků na zlatý středový vodič. Jednotlivé nanodisky jsou rozmístěny po okrajích vodiče tak, aby na ně působila také y -složka Oerstedovského magnetického pole vzniklého průchodem proudu zlatým středovým vodičem.

Umístění jednotlivých polí nanodisků bylo zvoleno s ohledem na to, aby na obě řady nanodisků působila také y -složka Oerstedovského magnetického pole. Proto byly obě řady vůči sobě posunuty o vzdálenost jednoho nanodisku, aby mezi nimi byla zachována stejná vzdálenost i v případě průměrů 500 nm a 800 nm. Použitá maska pro

500 nm nanodisky je ukázána na obr. 5.13.

5.7 Depozice NiFe\Au

Po vyjmutí z elektronového mikroskopu byly vzorky s naexponovanými strukturami postupně vyvolány, nalepeny na depoziční paletku a založeny do naprašovací aparatury stejným postupem jako v kap. 5.4 při depozici Ti\Au. Nanášenými materiály byly v tomto případě slitina železa a niklu známá jako permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) a tenká krycí vrstva zlata. Parametry depozice jsou shrnuty v tab. 5.7.

materiál	tloušťka	depoziční rychlost	čas	prac. tlak
permalloy	50 nm	0,6 A/s	124 s	$1,1 \cdot 10^{-4}$ mbar
permalloy	20 nm	0,6 A/s	50 s	$1,1 \cdot 10^{-4}$ mbar
zlato	3 nm	1,8 A/s	2 s	$1,2 \cdot 10^{-4}$ mbar

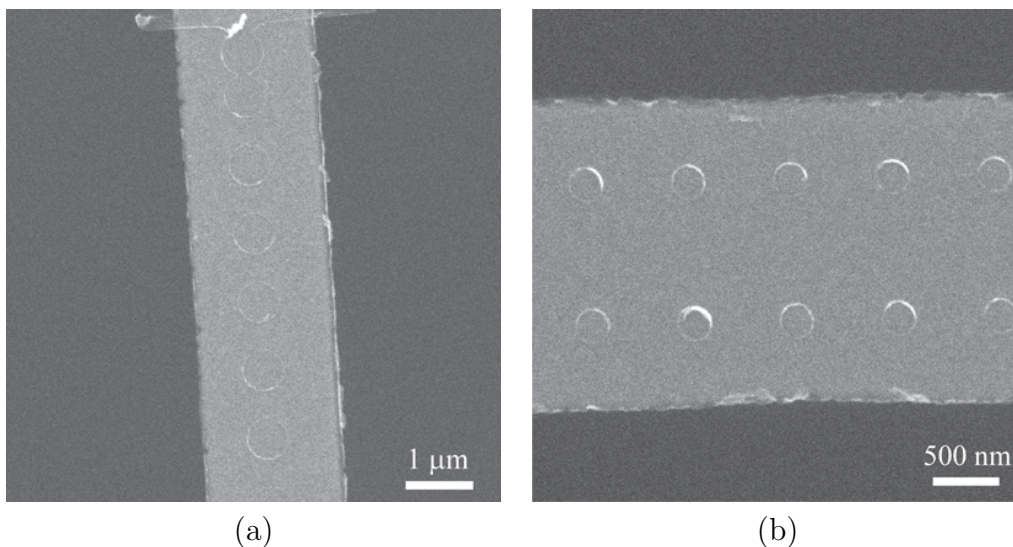
Tab. 5.2: Parametry jednotlivých deponovaných vrstev při přípravě magnetických nanodisků.

5.8 Lift-off magnetických nanodisků

U lift-off procesu tohoto typu struktur nebyly očekávány žádné velké komplikace. Po depozici byly jednotlivé vzorky umístěny zvlášť do kádinek s acetonem na cca 1 hodinu. Po uplynutí této doby byly rámečky s membránami opět samovolně odlepeny od křemíkové podkladové destičky a volně ležely na dně kádinky s acetonem. Zároveň také popraskala souvislá vrstva NiFe\Au na povrchu membrán v místech, kde zůstal elektronový rezist i po vyvolání. Jednotlivé rámečky s membránami byly poté za současného držení v pinzetě nad kádinkou opláchnuty proudem acetonu z nádoby, ponořeny do isopropylalkoholu, opláchnuty proudem demineralizované vody a nakonec osušeny dusíkem z láhve. V tomto kroku a v případě naší geometrie masky nebylo třeba použít ani megazvukovou lázeň.

Finální kontrola struktur probíhala pomocí optického a rastrovacího elektronového mikroskopu, na kterém byla předtím prováděna litografie. Na obr. 5.14a,b jsou obrázky z elektronového mikroskopu jednoho z finálních vzorků. Zde je nutno podotknout, že zobrazovací kontrast je v případě pozorování permalloyových struktur na zlatě velice nízký i při urychlovacím napětí 5 kV (menší penetrační hloubka), protože sekundární emise zlatého povrchu je nepoměrně vyšší. Na obrázku si také můžeme povšimnout toho, že všem strukturám „září“ levé okraje, což je pouze důsledek toho, že detektor sekundárních elektronů je umístěn na boku komory. Proto z hran struktur, které jsou blíže k detektoru a nejsou odstíněny objemem materiálu, je zaznamenáno více

sekundárních elektronů. Řešením by bylo použití *in-lens* detektoru přímo v tubusu mikroskopu, tuto možnost ale použitý elektronový mikroskop nenabízel. Velké souvislé obdélníky sloužily jako základ pro výrobu dalších polí magnetických nanodisků, tentokrát ale metodou odprašování fokusovaným iontovým svazkem. Takto připravené nanodisky by mohly vykazovat oproti metodě lift-off menší hranovou drsnost, která může ovlivňovat celkovou magnetizační konfiguraci v nanodisku.



Obr. 5.14: (a) Obrázek z elektronového mikroskopu ukazující jeden z finálních vzorků. Detail řady 800 nm nanodisků, tloušťka NiFe 20 nm. (b) Na zlatý středový vodič byla umístěna pole 200 nm nanodisků, kde je možné si lépe povšimnout „zářících“ levých okrajů struktur, což je způsobeno faktem, že detektor sekundárních elektronů není kolmo nad vzorkem (*in-lens*), ale na boku komory.

Seznam všech připravených vzorků s poznámkami po prvním měření na synchrotronu je přehledně proveden v tab. 5.8.

vzorek	průměr	tloušťka	stav	poznámka
S1	500 nm	20 nm	OK	-
S2	200 nm	20 nm	KO	Chybné zapojení pulzní hlavy
S3	200 nm	20 nm	OK	-
S4	200 nm	20 nm	KO	Vysoký odpor
S5	700 nm	20 nm	OK	-
S6	700 nm	50 nm	KO	Praskla membrána
S7	200 nm	50 nm	OK	-
S8	700 nm	50 nm	KO	Kontinuální proud
S9	200 nm	20 nm	KO	Opravováno FIB, vysoký odpor
S10	500 nm	50 nm	KO	Příliš dlouhý pulz, spáleno
S11	1000 nm	50 nm	KO	Kontinuální proud
S12	500 nm	20 nm	OK	-

Tab. 5.3: Seznam všech připravených vzorků s poznámkami po prvním měření na synchrotronu. V jednotlivých sloupcích je uveden průměr a tloušťka připravených NiFe nanodisků.

6. MĚŘENÍ DYNAMICKÉHO PŘEPÍNÁNÍ CHIRALITY

V této kapitole jsou prezentovány výsledky experimentálního měření magnetizační dynamiky vortexů v magnetických nanodiscích vyrobených, dle postupu uvedeného v předchozí kapitole. Měření dynamického přepínání chiralit na připravených vzorcích bylo prováděno pomocí transmisní rentgenové mikroskopie na synchrotronu *Advanced Light Source* v Berkeley, USA.

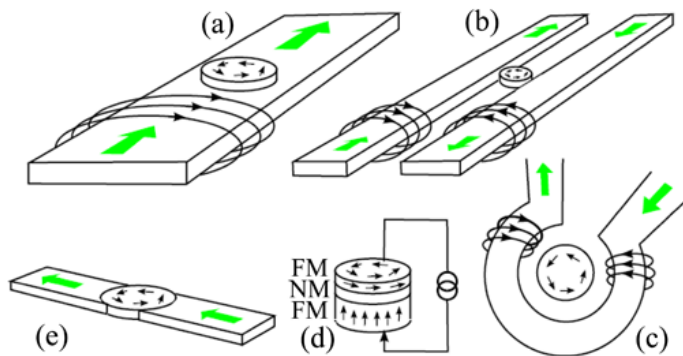
6.0.1 Experimentální techniky

Experimentální měření kvazistatických vlastností magnetických elementů, které poskytly jasné důkazy existence vortexových struktur, včetně tvarů vortexového jádra a procesů kvazistatického přepínání mohou být prováděny pomocí mikroskopie magnetických sil (MFM), spinově polarizované rastrovací tunelovací mikroskopie, měření magnetorezistence a Hallova jevu, Lorentzovy transmisní elektronové mikroskopie, magnetooptického Kerrova jevu (MOKE), fotoelektronové emisní mikroskopie (PEEM), rastrovací elektronové mikroskopie se spinově polarizovanou analýzou (SEMPA).

Pro časově rozlišené dynamické experimenty je třeba použít jiné nebo modifikované techniky, jako je časově rozlišená Kerrova mikroskopie (TRKM) v rastrovacím nebo zobrazovacím režimu, fotoemisní elektronová mikroskopie kombinovaná s pulzy rentgenova záření, Brillouinův rozptyl světla (BLS), časově rozlišená mikroskopie magnetických sil, feromagnetická rezonance (FMR) a další.

Jednou z nejtypičtějších měřících technik je časově rozlišená Kerrova mikroskopie, často označovaná jako jedna z „*pump-probe*“ technik, která v tomto případě kombinuje Kerrův mikroskop s vysokým prostoročasovým rozlišením získaným pomocí ultrakrátkých laserových pulzů jako zdroje osvětlení a velmi kvalitní zobrazovací mikroskopické techniky (*probe*) se systémem pro ultrarychlé pulzní buzení magnetických elementů (*pump*) tak, jak je znázorněno na obr. 6.1. Generování excitačních proudových pulzů může být zajištěno pulzním generátorem (spouštěným laserovým kontrolním zařízením) nebo fotoelektrickým spínačem, kdy jsou laserové pulzy rozděleny mezi *probe* a *pump* pulzy [30].

Vlnová délka světla je často snižována na polovinu pomocí druhého harmonického generátoru pro zvýšení prostorového rozlišení zobrazení. Vývoj časové závislosti magnetizace po excitaci je určen postupnými změnami prodlevy mezi *pump* a *probe* jevy.



Obr. 6.1: Různé konfigurace ultrarychlých excitačních struktur: v rovině struktury (a) nebo kolmé k rovině struktury (b,c) pulzy magnetického pole jsou generovány proudovými pulzy ve vodičích odpovídající geometrie; kolmé k rovině struktury (d) a v rovině struktury (e) proudy ve struktuře budí excitace založené na přenosu spinového momentu (STT) [30].

Pro získání patřičného poměru signál-šum musí být měření mnohokrát opakováno se stejnými počátečními podmínkami. Protože je signál získáván v jednotlivých záblescích *probe* jevů, je toho měření známé také jako stroboskopická metoda.

6.1 Magnetická rentgenová mikroskopie

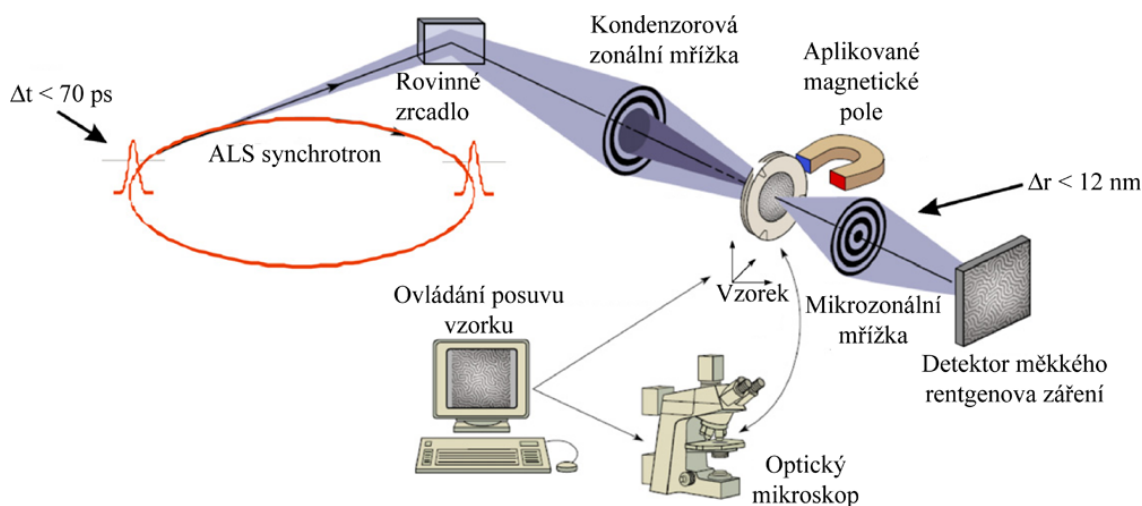
Pro úplné pochopení základních mechanismů magnetismu bylo třeba vyvinout pokročilé analytické nástroje pro jejich zkoumání. Mezi nejslibnější druh sond pro tento účel patří polarizované měkké rentgenovo záření. Režim měkkého rentgenova záření leží mezi rozšířeným ultrafialovým a režimem tvrdého rentgenova záření. To zahrnuje fotonové energie od 200 eV až po 2 keV, což odpovídá rozsahu fotonových vlnových délek od 0,6 nm do 6 nm. Atraktivní vlastností tohoto regionu vlnových délek, pokud jde o rentgenovou spektroskopii je, že umožňuje přístup k silným dipólovým 2d-3d excitacím v přechodných kovech jako jsou železo (Fe), kobalt (Co) a nikl (Ni), ale také k 3d-4f přechodům v kovech vzácných zemin [39].

Tyto dvě třídy materiálů jsou prototypy magnetických materiálů ve fundamentálním i aplikovaném kontextu. Zatímco magnetismus ve 3d přechodných kovech je způsoben delokalizovanými 3d pásy, magnetické vlastnosti vzácných zemin určují silně lokalizované 4f hladiny. Kombinace obou tříd materiálů dává vzniknout širokému poli zajímavé fyziky odrážející souhru mezi lokalizovaným a delokalizovaným chováním. Krátké vlnové délky měkkého rentgenova záření v subnanometrovém režimu poskytují velkou výhodu oproti optickému režimu vlnových délek v důsledku omezení použitých zobrazovacích technik difrakčním limitem [39].

Rentgenová mikroskopie nemohla být použita po dobu téměř 100 let kvůli nedo-

stupnosti vhodných a dostatečně kvalitních optických prvků schopných pracovat s rentgenovým zářením i navzdory tomu, že téměř okamžitě po objevu rentgenova záření W. C. Roentgenem v roce 1885 bylo krátkovlnné rentgenové záření použito k určení krystalových struktur látek. V polovině 80. let minulého století se podařilo díky elektronové litografii vyrobit dostatečně kvalitní Fresnelovy zonální mřížky, což jsou kruhové mřížky s lineárně rostoucí čarovou hustotou, které jsou používány jako difrakční optika při stavbě rentgenových mikroskopů. Nejdokonalejší současné Fresnelovy zonální mřížky pro měkkou rentgenovou mikroskopii jsou schopny dosáhnout prostorového rozlišení lepšího než 10 nm a v blízké budoucnosti bude možno dosáhnout prostorového rozlišení 5 nm.

Experimentální zařízení rentgenového mikroskopu XM-1, který se nachází v *Advanced Light Source* (ALS) v Berkeley ve Spojených státech amerických, kde byla získána experimentální data prezentována v této diplomové práci je ukázáno na obr. 6.2.



Obr. 6.2: Schéma experimentálního uspořádání rentgenového transmisního mikroskopu v *Advanced Light source*, Berkeley, USA. Převzato z [40].

Synchrotronové záření emitované ze zdroje dopadá pod úhlem 3° na zrcadlo se SiRu povlakem a poté je využito pro osvětlení vzorku přes kondenzorovou zonální mřížku [40]. Kondenzorová zonální mřížka (průměr 9 mm) dohromady s aperturou blízko vzorku zajišťují kuželové osvětlení vzorku a zároveň se chovají jako lineární monochromátor díky závislosti jejich ohniskové vzdálenosti na vlnové délce záření. S počtem zón $N \sim 50\,000$ a šířkou nejvzdálenější zóny 40 nm dosahují typické ohniskové vzdálenosti 20–30 cm. Určitá vlnová délka je vybrána posuvem kondenzorové zonální mřížky podél optické osy synchrotronového svazku, přičemž může být dosaženo spektrálního rozlišení okolo 1 eV při 500–1000 eV. Záření ze zdroje zobrazené z úhlu

vzhledem k oběžné dráze prstence urychlovače poskytuje kruhovou polarizaci a apertura před kondenzorovou zonální mřížkou umožňuje volit kruhovou polarizaci různé helicity s typickým stupněm kruhové polarizace mezi 60–70% [41].

Rentgenový magnetický kruhový dichroismus (XMCD) mapuje závislost koeficientu absorpce kruhově polarizovaného rentgenového záření na orientaci magnetizace ve feromagnetickém vzorku v blízkosti absorpční hrany (2p-3d přechod), čímž poskytuje magnetický kontrast. Osvětlení feromagnetického vzorku, který v základním stavu vykazuje magnetické domény, tedy oblasti, kde se skokově mění směr magnetizace, kruhově polarizovaným rentgenovým zářením na fotonové energii odpovídající absorpčním hranám příslušných feromagnetických komponent, má za následek lokální změny v detekované fotonové intenzitě [41].

Druhá Fresnelova zonální mřížka, mikrozonální mřížka (průměr $65\text{ }\mu\text{m}$, počet zón 400, šířka nejvzdálenější zóny 40 nm) [40], promítá obraz vzorku pomocí prošlých fotonů na 2-D CCD detektor s prostorovým rozlišením odpovídajícím šířce nejvzdálenější zóny. Potřebná osvětlovací doba je určena několika faktory, mezi něž patří např. intenzita zdroje, efektivita optických elementů, optická tloušťka vzorku, kvantová účinnost detektorů atd. K získání dostatečného poměru signál-šum je zapotřebí alespoň 1000 fotonů. V současné době není intenzita jednoho pulzu rentgenova záření v synchrotronových zdrojích třetí generace dostatečná k zobrazování jedním pulzem. Typické osvětlovací doby jsou řádu sekund [41].

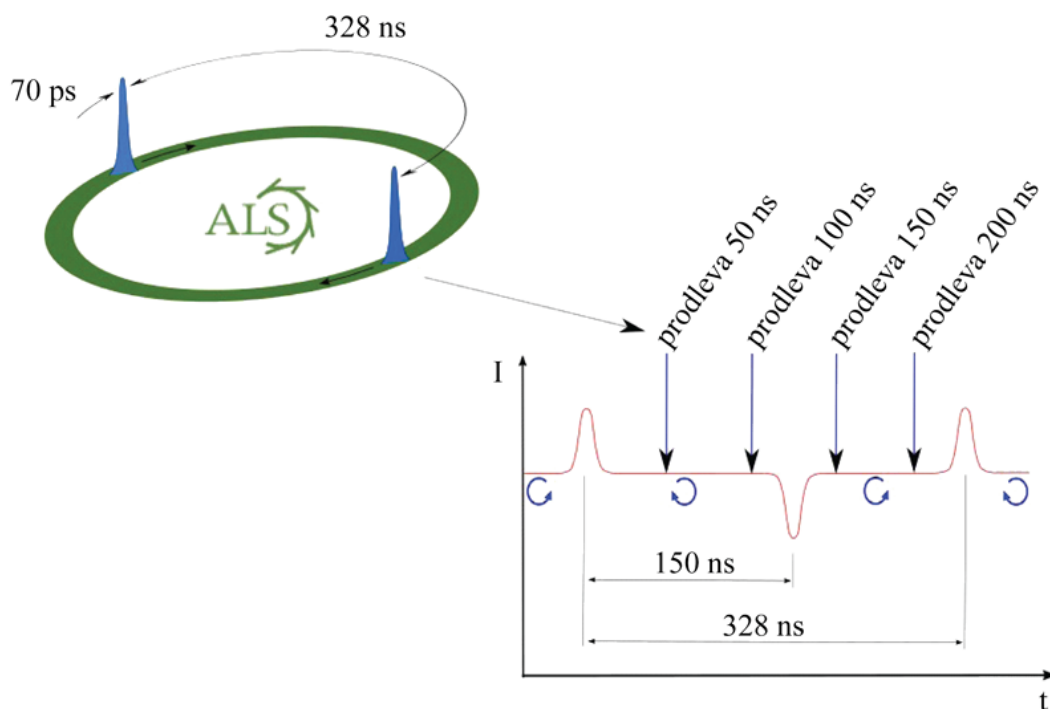
Protože jde o čistě fotonovou zobrazovací techniku, je možné během záznamu obrazů v principu aplikovat magnetická pole jakkoliv velká a v jakémkoliv směru. V případě transmisního rentgenového mikroskopu XM-1 bývají typická aplikovaná magnetická pole okolo 2–3 kOe v kolmé geometrii a 1–2 kOe v rovinné geometrii. Zkoumány mohou být oba dva druhy vzorků - s kolmou i rovinnou orientací magnetizace. K zobrazení složky magnetizace ležící v rovině vzorku v našem případě bylo třeba vzorek natočit kolmo k dopadajícímu fotonovému svazku. Typický úhel náklonu vzorku α je 30° , čímž efektivní tloušťka vzorku vzroste o $1/\cos \alpha$, což zredukuje magnetický kontrast faktorem 2 [41].

6.1.1 Časově rozlišená magnetická rentgenová mikroskopie

Synchrotronové prstence, jako ten, co se nachází v *Advanced Light Source*, jsou neodmyslitelně pulzní rentgenové zdroje. Elektronů o typických energiích okolo 1,9 GeV obíhají v tzv. svazcích při rychlostech blízkých rychlosti světla. Typická délka svazku se pohybuje okolo 70 ps což znamená, že emitované rentgenové záblesky mají stejnou délku. Toto chování může být využito k zahrnutí časového rozlišení do rentgenové mikroskopie a umožnit zkoumání procesů spinové dynamiky při sub-100 ps časovém měřítku v magnetických nanostrukturách [41].

Avšak jak bylo zmíněno výše, fotonová intenzita jednoho svazku při použití současných zdrojů není dostatečná k umožnění zobrazování jedním pulzem. Proto musí být použito stroboskopické *pump-probe* schéma měření. To představuje vážné omezení, protože takto lze studovat pouze dokonale opakovatelné procesy spinové dynamiky. Časově rozlišené experimenty prováděné na rentgenovém mikroskopu XM-1 je nutné provádět v tzv. dvousvazkovém režimu. To znamená, že se v prstenci urychlovače pohybují při frekvenci 3 MHz pouze dva elektronové svazky dlouhé 70 ps a oddělené 328 ns mezerou, jak je znázorněno na obr. 6.3 [41]. Dalším omezením v našem případě bylo, že ve vícesvazkovém režimu nemá studovaný magnetický systém dostatek času na relaxaci.

Hodinový signál ze synchrotronu spouští pulzní generátor, který generuje pulzy s náběžnou hranou okolo 100 ps do vlnovodné struktury. Tyto *pump* pulzy mohou být relativně zpožděny oproti rentgenovému *probe* pulzu. Okamžik ozáření vzorku rentgenovým pulzem je monitorován pomocí rychlé fotodiody, což je následně také zobrazeno na osciloskopu.



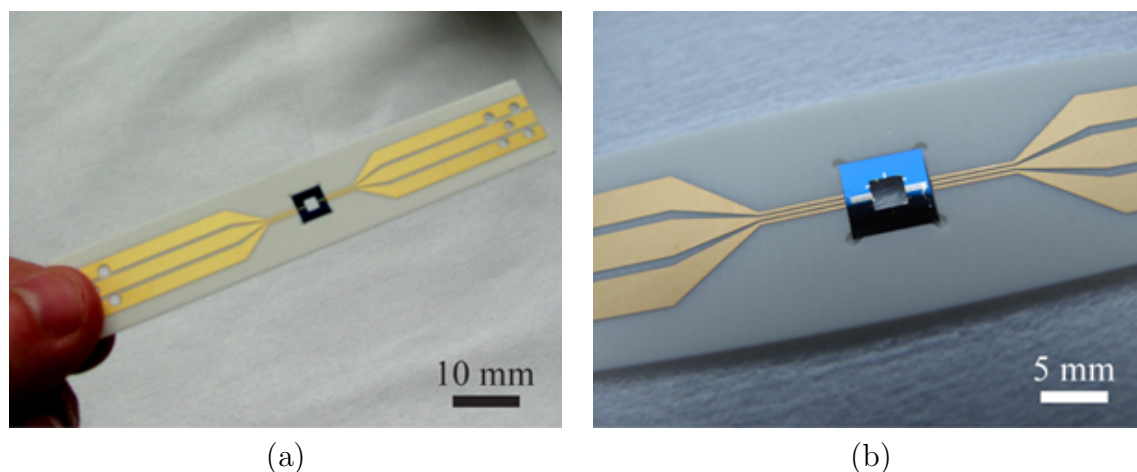
Obr. 6.3: Schematické znázornění dvousvazkového módu urychlovače během kterého bylo prováděno měření dynamického přepínání chiralit magnetických vortexů.

V našem případě byl pulzní generátor použit pro generování sledu bipolárních pulzů, které přepínaly chiralitu magnetických vortexů ve vzorku tam a zpět. Obrazec rozložení magnetizace byl pak získáván v jednotlivých 70 ps dlouhých pulzech rentgenova záření

při dané prodlevě vůči přepínacím pulzům pulzního generátoru. Tímto způsobem byl např. po dobu 20 minut postupným sčítáním dílčích obrazů rozložení magnetizace v určitém okamžiku bipolárního přepínacího pulzu získáván konečný obrazec rozložení magnetizace ve feromagnetickém vzorku.

6.1.2 Experimentální vybavení

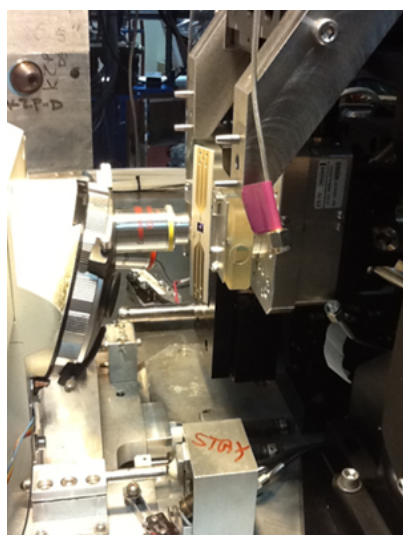
Za účelem snadné a bezpečné manipulace se vzorky byl navržen a na externím pracovišti vyroben speciální tištěný spoj, který má uprostřed vybrání odpovídající rozměrům rámečku membrány, do kterého lze jednotlivé vzorky umístit (obr. 6.4a,b). Vodivé spojení odpovídajících kontaktů obvodu a vzorku bylo realizováno pomocí ultrazvukové mikrokontaktovačky nacházející se na Fakultě elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně. Obavy spojené s kontaktováním na povrchu rámečku membrány se nenaplnily. Vzdálenost mezi samotným oknem membrány a konci vodičů byla dostatečná natolik, že tlaková vlna způsobená ultrazvukovým mikrokontaktováním neprotrhla membránu s vytvořenými strukturami. Ochranu struktur před indukovanými proudy a statickými výboji, které by mohly vzorky poškodit během převozu, zajišťovalo dočasné vzájemné propojení všech vodičů na tištěném spoji.



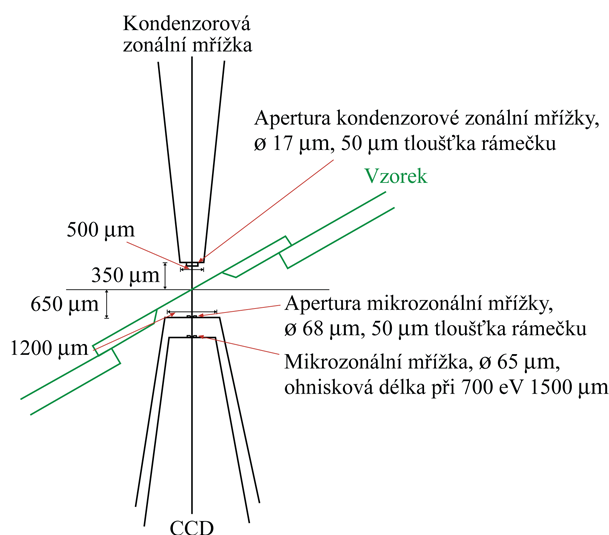
Obr. 6.4: (a), (b) Speciální tištěný spoj zkonstruovaný pro snadnou a bezpečnou manipulaci s rámečky membrán.

Pomocí těchto tištěných spojů byly jednotlivé rámečky s membránami postupně umísťovány do aparatury rentgenového mikroskopu XM-1, jak je možno vidět na obr. 6.5a. Přesná poloha vzorku vůči koncové rentgenové optice a CCD detektoru je znázorněna na schématu na obr. 6.5b. Založení vzorků s membránou do rentgenového mikroskopu XM-1 probíhalo v několika krocích. Nejprve byl vzorek s membránou pomocí pinzety přichycen na držák vzorků mikroskopu, následně byl celý držák i s přichy-

cenou membránou pomocí optického mikroskopu a ručního mikroposuvu zasunut nahrubo do pozorovací polohy. Od tohoto bodu bylo zakládání vzorků plně automatizováno pomocí příslušné elektroniky.



(a)



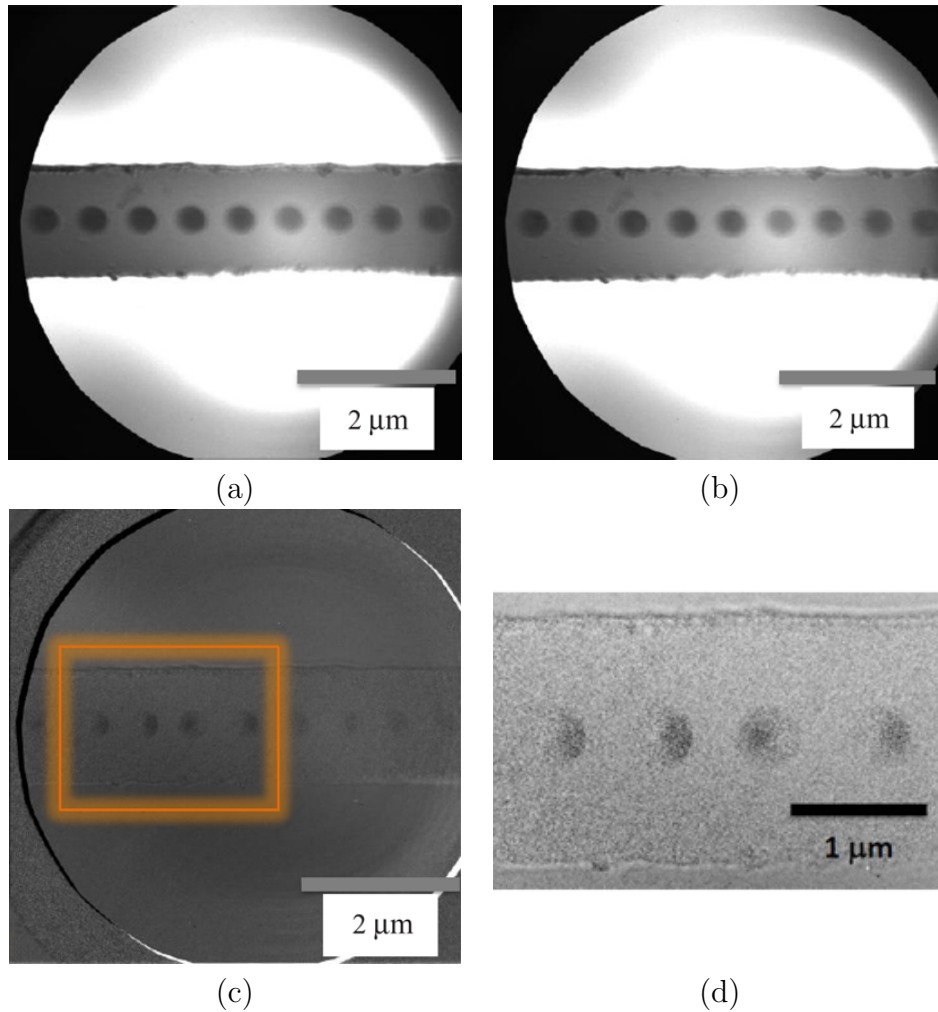
(b)

Obr. 6.5: (a) Vzorek s membránou založený v transmisním rentgenovém mikroskopu XM-1. (b) Detailní schéma polohy vzorku vůči rentgenové optice a CCD snímači.

6.2 Výsledky měření - statický režim

Experiment byl zpočátku zaměřen na režim statického snímkování, čímž je myšleno získání obrazu rozložení magnetizace před aplikací magnetického pulzu a po aplikaci magnetického pulzu a následné optimalizace velikosti amplitudy a délky použitého magnetického pulzu, tak aby došlo k přepnutí chiralidy magnetického vortexu.

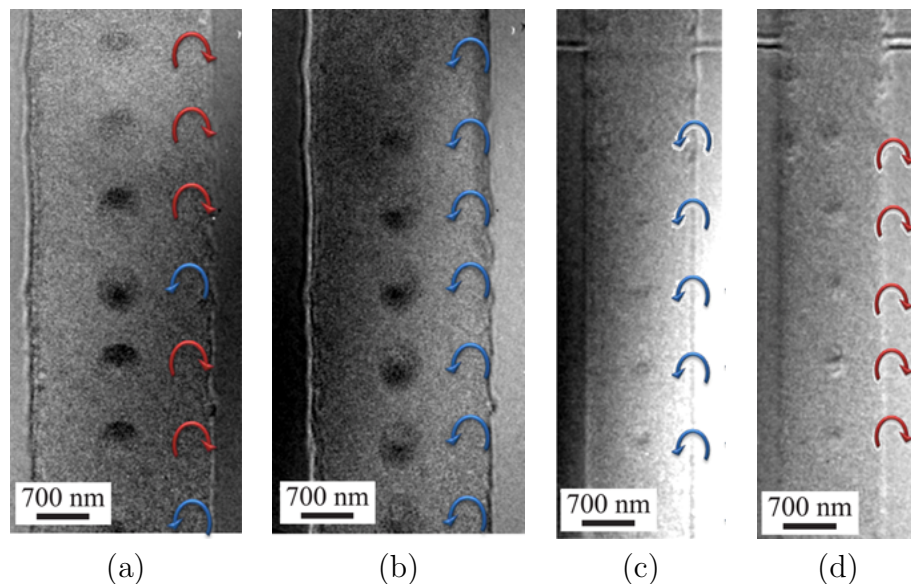
Magnetický kontrast byl získáván následujícím způsobem. Na obr. 6.7a,b jsou ne zpracované obrázky přímo z transmisního rentgenového mikroskopu. Obr. 6.6a byl pořízen v saturaci při magnetickém poli $B = 80 \text{ mT}$ z externího elektromagnetu. Obr. 6.6b byl získán při nulovém magnetickém poli ($B = 0 \text{ mT}$). Na první pohled není mezi těmito obrázky patrný žádný rozdíl, můžeme vidět pouze černé body v důsledku absorpce (nacházíme se na absorpční hraně železa). Abychom získali magnetický kontrast, musíme tyto dva obrázky přesně pixel na pixel zarovnat (kvůli driftu vzorku způsobenému vibracemi prostředí) a následně pomocí software provést podělení hodnot intenzity odpovídajících si pixelů příslušných dvou obrazů, aby došlo ke zvýraznění rozdílů v intenzitě magnetizace. Poté můžeme vybrat nejlepší část obrázku, protože se obvykle nepodaří získat dobrý magnetický kontrast přes celou plochu CCD čipu.



Obr. 6.6: (a) Referenční obraz i_1 (saturace, $B = 80 \text{ mT}$). (b) Obraz při nulovém poli i_2 ($B = 0 \text{ mT}$), vortexový stav. (c) Zpracovaný obraz i_3 . (d) Vybraná nejlepší část obrázku označená oranžovým obdélníkem po zarovnání a podělení, $i_3 = i_2 / (\text{shift}(\pm x, \pm y, i_1))$.

Na obr. 6.7a je obraz rozložení magnetizace v NiFe nanodiscích o průměru 700 nm a tloušťce 20 nm na $2 \mu\text{m}$ širokém a 50 nm tlustém Au vodiči před aplikací jakéhokoliv pulzu magnetického pole. Je patrné, že směr rotace chiralidy se nanodisk od nanodisku liší. Po saturaci magnetickým polem z externího elektromagnetu o amplitudě 80 mT kolmo k delší části vzorku, došlo po relaxaci k přepnutí chiralidy u těch nanodisků, které měly neodpovídající orientaci vzhledem k přepínacímu magnetickému poli. Přepínání 200 nm NiFe nanodisků o tloušťce 20 nm je možno vidět na obr. 6.7c,d. Nejprve saturace záporným magnetickým polem $B = -80 \text{ mT}$, kdy byla po relaxaci chiralita ve všech nanodiscích orientována kladně obr. 6.7c. Po aplikaci 1,5 ns dlouhého pulsu magnetického

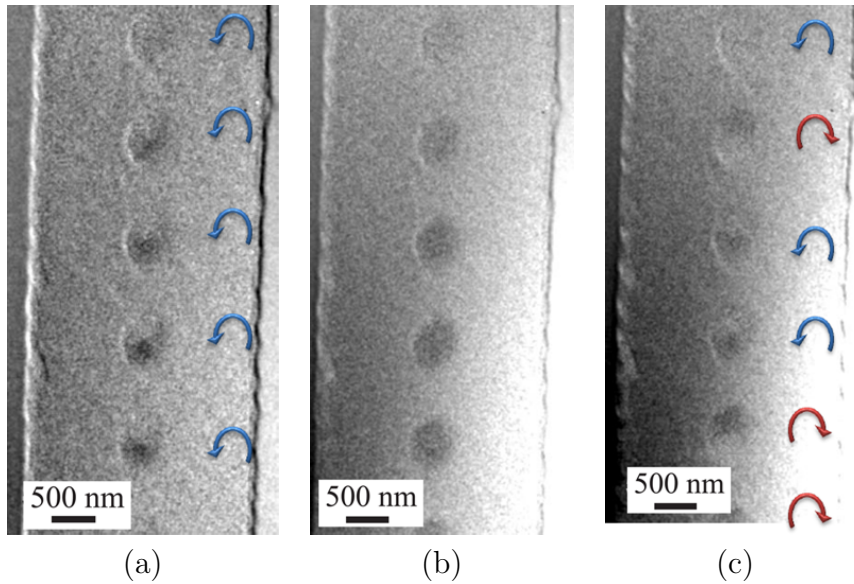
pole o amplitudě 50 mT došlo k přepnutí chiralidy do záporného směru.



Obr. 6.7: (a) Obrázek rozložení magnetizace v NiFe nanodiskách o průměru 700 nm a tloušťce 20 nm na 2 μm širokém a 50 nm tlustém Au vodiči, před aplikací jakéhokoliv pulzu magnetického pole. Jak je patrné, magnetizace je v jednotlivých discích rozložena náhodně. (b) Zrelaxovaný stav po pulzu magnetického pole o délce 1,5 ns a amplitudě 80 mT. (c) 200 nm NiFe nanodisky o tloušťce 20 nm po saturaci záporným magnetickým polem -50 mT z externího elektromagnetu. (d) Zrelaxovaný stav po 1,5 ns, 50 mT pulzu magnetického pole. Chiralita všech 200 nm nanodisků byla přepnuta do záporného směru.

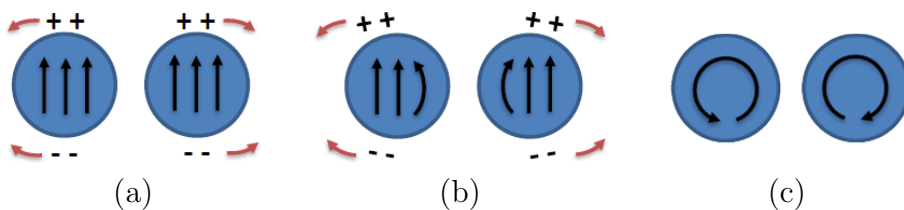
Pro případ 500 nm NiFe nanodisků tloušťky 20 nm je po saturaci magnetickým polem $B = 80 \text{ mT}$ a následné relaxaci zobrazeno rozložení magnetizace na obr. 6.8a. Na obr. 6.8b je zobrazena plná saturace magnetickým polem $B = 70 \text{ mT}$. Zrelaxovaný stav po aplikaci záporného pulzu magnetického pole o velikosti $B = -80 \text{ mT}$ je ukázán na obr. 6.8c. V tomto případě došlo k nejednotnému přepnutí nanodisků, protože každý nanodisk má různé anihilační pole v důsledku nedokonalostí při jejich výrobě.

Zvláštností těchto měření přepínání chiralidy je, že se v drtivé většině případů všechny nanodisky přepínaly kolektivně. Jednou z teorií vysvětlující toto chování by mohla být přítomnost rozptylového pole. Druhou vysvětlující teorií byla existence anizotropie. Kolektivní přepínání chiralidy v důsledku rozptylového pole se zdálo být málo pravděpodobné, protože podle numerických výpočtů je toto pole příliš slabé na to, aby mohlo ovlivnit chiralitu vortexu. Nicméně díky faktu, že magnetický vortex je v saturovaném stavu velmi nestabilní systém, není vyloučeno, že je možné ovlivnit výslednou orientaci chiralidy jednoho vortexu pomocí rozptylového pole jeho sousedů.



Obr. 6.8: (a) Rozložení magnetizace pro případ 500 nm NiFe nanodisků tloušťky 50 nm, po saturaci magnetickým polem (externím elektromagnetem) $B = 80$ mT a následné relaxaci. (b) Plná saturace magnetickým polem $B = 70$ mT. (c) Zrelaxovaný stav po aplikaci záporného magnetického pole o velikosti $B = -80$ mT.

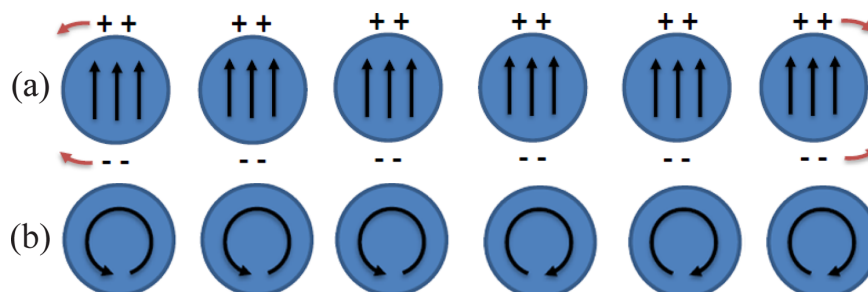
Pokud saturujeme dvojici magnetických vortexů, které se nachází blízko u sebe, dojde k vytvoření magnetických nábojů u horních a dolních okrajů vortexů (obr. 6.9a). Tyto magnetické náboje se navzájem odpuzují, čímž následně dojde ke vzniku C-stavů s opačnou vorticitou (obr. 6.9b), což vede k tomu, že oba vortexy mají opačnou chiralitu (obr. 6.9c).



Obr. 6.9: (a) Při saturaci dvojice magnetických vortexů, které se nachází blízko u sebe, dojde k vytvoření magnetických nábojů u horních a dolních okrajů vortexů. (b) Vzniklé magnetické náboje se navzájem odpuzují, čímž následně dojde ke vzniku C-stavů s opačnou vorticitou. (c) Po relaxaci vznikne pár magnetických vortexů s opačnou chiralitou.

V případě dlouhé řady nanodisků s vortexy mohou být vychýleny pouze okrajové magnetické náboje (obr. 6.10a). To vede k tomu, že v těchto dvou okrajových nanodiscích vzniknou magnetické vortexy opačné chiralitty, jejich rozptylové pole následně

vymizí a magnetické náboje ostatních vortexů se nyní mohou také vychýlit a celý proces se opakuje s dominovým efektem. Výsledný stav po relaxaci je ukázán na (obr. 6.10b).



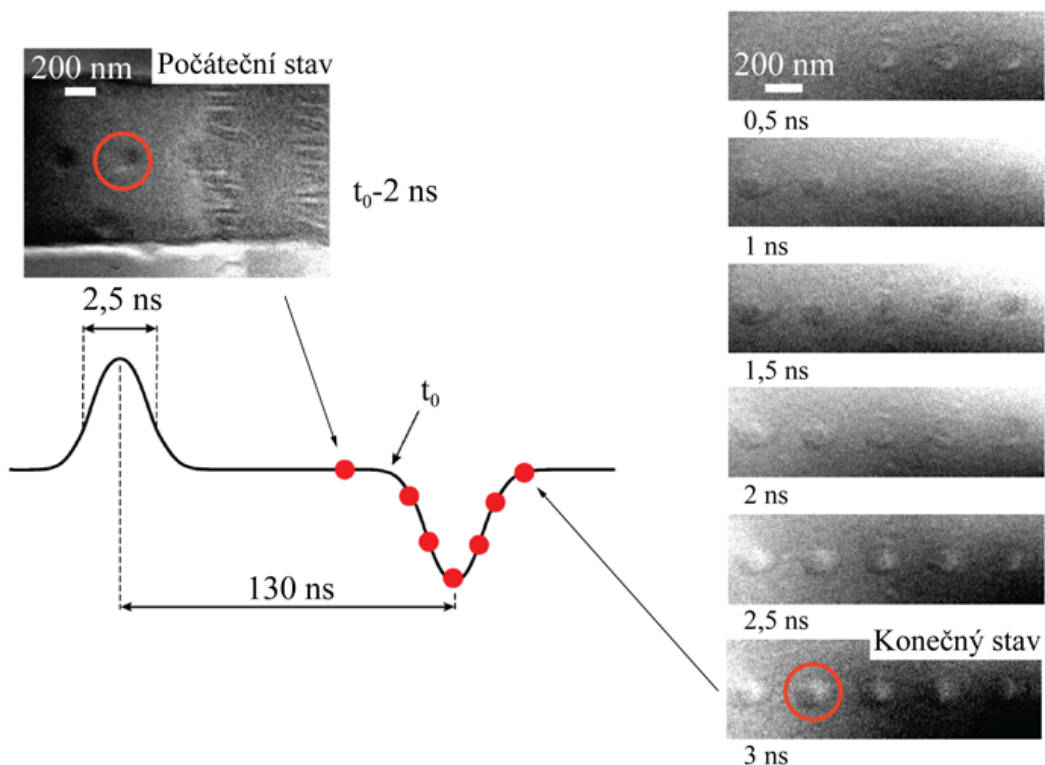
Obr. 6.10: (a) Řada nanodisků s vortexy, kde mohou být kvůli rozptylovému poli vychýleny pouze okrajové magnetické náboje. To vede k tomu, že v těchto dvou okrajových nanodiscích vzniknou magnetické vortexy opačné chiralitty, jejichž rozptylové pole následně vymizí a magnetické náboje ostatních vortexů se nyní mohou také vychýlit a celý proces se opakuje jako dominový efekt. (b) Výsledný stav po relaxaci.

6.3 Výsledky měření - dynamický režim

Druhá část experimentu byla zaměřena na zachycení časového vývoje změny chiralitty magnetického vortexu a pozice vortexového jádra během přepínání. Za tímto účelem bylo třeba pracovat v takzvaném dvousvazkovém módu urychlovače a využít tzv. stroboskopické měření (viz odst. 6.1.1).

Jeden z výsledků v tomto režimu měření je prezentován na obr. 6.11 pro případ 200 nm NiFe nanodisků o tloušťce 20 nm na 50 nm tlustém zlatém vodiči. V levé části obrázku je schematicky ukázána křivka bipolárního pulzu, který opakovaně přepíná chiralitu magnetického vortexu každých 130 ns s frekvencí 3,05 MHz. Při odpovídající synchronizaci prodlevy přepínacího pulzu se záblesky rentgenova záření jsme schopni zachytit vývoj přepínání chiralitty magnetického vortexu s vysokým časovým rozlišením. Obrazy vývoje rozložení magnetizace v odpovídajících okamžicích pulzu jsou zobrazeny v pravé části obr. 6.11.

V čase $t_0 - 2$ ns byl zachycen počáteční stav rozložení magnetizace v 200 nm nanodisku. V zakroužkované části je zřetelně vidět nanodisk s převažující světlou (relativní) intenzitou v levé polovině nanodisku a tmavou pravou polovinou nanodisku. Protože ve dvousvazkovém módu je signál velmi slabý, byl jeden obrázek získáván postupným průměrováním signálu přes $3,6 \cdot 10^9$ cyklů (expozice cca 20 minut). Při takto dlouhém expozičním čase se jako hlavní problém objevil drift vzorku v důsledku vibrací způsobených okolním provozem na urychlovači. Tento drift musel být následně



Obr. 6.11: Časový vývoj magnetického vortexu během změny chiralidy pro NiFe nanodisky o průměru 200 nm o tloušťce 20 nm na 50 nm tlustém a $1,6 \mu\text{m}$ širokém zlatém vodiči. V levé části obrázku je schematicky ukázána křivka bipolárního pulzu, který opakovaně přepíná chiralitu magnetického vortexu každých 130 ns s frekvencí 3,05 MHz. Jeden obrázek byl získáván postupným průměrováním signálu přes $3,6 \cdot 10^9$ cyklů (doba expozice cca 20 minut). K přepnutí chiralidy magnetického vortexu došlo mezi 2 ns a 2,5 ns. Amplituda použitého pulzu magnetického pole byla 20 mT (5V).

korigován pomocí korekčního algoritmu v programu *ImageJ*. Jak bylo i v předchozích statických měřeních mnohokrát ověřeno, na přepnutí chiralidy v našich nanodiscích je třeba minimálně 1 ns pulzu (způsobeno velkou náběžnou hranou generátoru). Amplituda použitého pulzu magnetického pole byla 20 mT (5V). K přepnutí chiralidy magnetického vortexu došlo mezi 2 ns a 2,5 ns, protože na obrázku v čase 2,5 ns je chiralita již přepnuta, soudě dle toho, že levá polovina nanodisku je tmavá, zatímco pravá polovina nanodisku je nyní světlá. Na posledním obrázku v 3 ns je tento stav nejlépe patrný.

ZÁVĚR

Tato diplomová práce se zabývala přepínáním spinových vortexů v magnetických nanodiscích. Mezi základní cíle práce patřilo vypracování rešeršní studie k problematice magnetických vortexů (kap. 3.1) a na základě těchto informací provedení mikromagnetických simulací dynamického přepínání chiralit magnetických vortexů pulzy magnetického pole pro námi navrženou geometrii nanostruktur a naše uspořádání experimentu (kap. 3.2). Po teoretickém ověření všech předpokladů následovala samotná příprava těchto magnetických nanostruktur (kap. 5) pro reálné měření přepínací dynamiky pomocí transmisní rentgenové mikroskopie na synchrotronu *Advanced Light Source* v Berkeley, USA (kap. 6).

První část práce se věnovala vymezení základních pojmů (mikro)magnetismu a shrnula dosavadní teoretické i experimentální výsledky dosažené na poli přepínání obou základních charakteristik (polarity a chiralit) magnetického vortexu. Dynamické přepínání chiralit bez nutnosti použití jisté tvarové asymetrie nanodisků či určité distribuce magnetického pole, nebylo dosud experimentálně prozkoumáno.

Na základě práce R. Antoše a jeho spolupracovníků, kteří ukázali, že k dynamickému přepnutí chiralit v symetrických nanodiscích je zapotřebí pulzu magnetického pole s přesně definovanou amplitudou a délkou, byly v druhé části práce provedeny mikromagnetické simulace pro námi navrženou geometrii nanostruktur. Provedené simulace a z nich vypočtené grafy vorticity ukázaly, že k přepnutí chiralit v nanodisku o průměru 200 nm je třeba excitačního pulzu magnetického pole v rozsahu amplitud 51-57 mT a pro nanodisk o průměru 500 nm je třeba excitačního pulzu magnetického pole o minimální amplitudě 111 mT.

Třetí část práce se zabývala přípravou nanostruktur. Hlavními postupy přípravy struktur byla elektronová litografie spojená s naprašováním pomocí iontových svazků. Elektronová litografie definovala nejen tvar a velikost zlatých nanodrátků sloužících jako zdroj Oerstedovského magnetického budícího pole a mikrovlnného stínění, ale i geometrii na tyto zlaté nanovodiče umísťovaných magnetických NiFe nanodisků. V důsledku vyšší náročnosti, dané skutečností že jako substrát byly použity 200 nm tlusté SiN membrány, kvůli propustnosti pro rentgenovo záření byla litografie nejprve prováděna přímo v čistých prostorách firmy Tescan na rastrovacím elektronovém mikroskopu Tescan Mira3. Zde byla především řešena problematika určení jednotlivých parametrů

expozice (základní dávka, počet expozic, velikost stopy, překrytí atd.) v závislosti na použitém substrátu (*proximity efekt*) a tloušťce použitého elektronového rezistu, aby nedocházelo k přexponování (nebo podexponování) určitých částí nanostruktury. K nalezení vhodných parametrů expozice bylo třeba provést několik desítek testovacích sérií expozic s iterativním zvyšováním jednotlivých parametrů a následným posouzením vyvolaného rezistu pomocí optického mikroskopu nebo pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu po naprášení tenké (3 nm) vrstvy zlata. Další komplikací bylo určení správného postupu expozice (rozdělení na jednotlivé vrstvy) jednotlivých částí poměrně komplikované geometrie vodičů (celková velikost $5 \times 5 \text{ mm}^2$ a přitom nejmenší požadovaný laterální rozměr 300 nm). Pro 500 nm tlustou vrstvu elektronového rezistu PMMA 495 A5,5 naneseného na SiN membránu byla vhodná dávka stanovena na $400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (20 expozic se základní dávkou $20 \mu\text{C}/\text{cm}^2$). Nicméně během docházení na mikroskop Tescan Mira3 se i díky omezenému času nepodařilo proces litografie plně optimalizovat.

Po přenesení celého litografického procesu na pracoviště na Ústav fyzikálního inženýrství, kde byl k dispozici mikroskop Tescan Vega, byl optimalizační proces zlatých vodičů již plně dokončen. Při daném nastavení byla nalezena nejmenší proveditelná šířka mezery mezi dvěma vodiči odpovídající $1,6 \mu\text{m}$. Lift-off proces nanostruktur komplikovaný jejich geometrií a celkovou křehkostí membrán byl úspěšně optimalizován za použití speciální megazvukové lázně. Umísťování NiFe nanodisků na středový zlatý nanodrát v druhém kroku probíhalo díky vodičím značkám zcela bez problému, stejně jako následný lift-off proces magnetických vrstev. Kvalita a přesnost přípravy byla potvrzena pomocí optického a rastrovacího elektronového mikroskopu.

Pro usnadnění manipulace s membránami a umožnění pohodlného propojení nanostruktur s makrokontakty pulzního generátoru byl navržen a na externím pracovišti vyroben speciální tištěný spoj. Ultrazvukové mikrokontaktování bylo provedeno na Fakultě elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně.

Měření dynamického přepínání chiralitty na připravených vzorcích, jehož se autor této diplomové práce neúčastnil, probíhalo v březnu 2012 pomocí transmisní rentgenové mikroskopie na synchrotronu *Advanced Light Source* v Berkeley, USA. Experiment byl zpočátku zaměřen na režim statického snímkování, tedy získání obrazu rozložení magnetizace před a po aplikaci magnetického pulzu a následné optimalizace amplitudy a délky použitého pulzu tak, aby došlo k přepnutí chiralitty magnetického vortexu. Ukázalo se, že navzdory simulacím se potřebné délky pulzů pro přepnutí chiralitty vortexů pohybují nad hranicí 1 ns (což bylo také dáno velkou náběžnou hranou pulzů) a amplituda pulzů okolo 20 mT. Tato měření až na několik výjimek a občasné problémy s driftem vzorku vlivem denního provozu na synchrotronu lze považovat za velice úspěšná a přínosná, jelikož se povedlo přepnout chiralitu magnetických vor-

texů v symetrických magnetických nanodiscích jako vůbec první výzkumné skupině. Zároveň bylo také pozorováno jisté kolektivní chování, protože se ve většině případů všechny vortexy v zorném poli přepínaly stejně. To mohlo být způsobeno nedostatečnou vzdáleností mezi jednotlivými nanodisky, což vedlo k ovlivňování mezi sousedními vortexy. Toto chování bude nejspíše plně vysvětleno až po dalším měření na vzorcích s různými typy uspořádání nanodisků.

Poslední část měření byla zaměřena na zachycení časového vývoje orientace chiralit magnetického vortexu a pozice vortexového jádra během přepínání. Za tímto účelem bylo třeba pracovat v takzvaném dvousvazkovém módu urychlovače. Měření probíhalo takzvaným stroboskopickým efektem (*pump-probe* měření). Tento typ měření vyžaduje plně opakovatelné procesy, kterým přepínání magnetizace je. I toto měření dopadlo úspěšně a podařilo se naměřit přepínání chiralit magnetického vortexu s časovým rozlišením 0,5 ns.

Výsledky a poznatky prezentované v této diplomové práci mohou být dále využity ve vývoji nových magnetických počítačových pamětí s vysokou hustotou zápisu.

LITERATURA

- [1] M. Getzlaff.: *Fundamentals of Magnetism*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-31150-8 (2008).
- [2] C. Kittel.: *Theory of the structure of ferromagnetic domains in films and small particles*, Phys. Rev. 70, 965 (1946).
- [3] R. V. Coleman, G. G. Scott.: *Magnetic domain patterns on single-crystal iron whiskers*, Phys. Rev. 107, 1276 (1957).
- [4] D. Halliday, R. Resnick, J. Walker.: *Fyzika, Část 3 Elektrina a magnetismus*, Vutium, str. 834 (2000).
- [5] D. Gignoux, M. Schlenker.: *Magnetism. Vol. 1, Fundamentals*, ISBN 0387229671, Springer (2005).
- [6] J. C. Slonczewski.: *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, J. Magn. Magn. Mater. 159, L1 (1996).
- [7] A. Hrabec.: *Domain wall displacement in compensated ferrimagnetic $Gd_{1-x}Co_x$ alloy*, PhD thesis, Grenoble (2011).
- [8] S. Blundell.: *Magnetism in Condensed Matter*, Oxford university press, ISBN 0198505914 (2008).
- [9] W. F. Brown, Jr.: *Micromagnetics* Interscience, New York (1963).
- [10] M. J. Donahue, D. G. Porter.: *OOMMF User's Guide, Version 1.0*, NIST, Gaithersburg, MD (1999).
- [11] URL: <<http://micromagnum-tis.informatik.uni-hamburg.de>>, [cit. 10.3.2012].
- [12] J. I. Martin, J. Nogues, K. Liu, J. L. Vicent, and I. K. Schuller.: *Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties*, J. Magn. Magn. Mater. 256, 449 (2003).
- [13] R.P. Cowburn, et al., *Single-Domain Circular Nanomagnets*, Phys. Rev. Lett. 83, 1042 (1999).

- [14] A. Hubert and R. Schäfer.: *Magnetic domains*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York (1998).
- [15] M. Kläui, *Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures*, J. Phys. Cond. Matt. 20, 313001 (2008).
- [16] J. I. Goldstein, D. E. Newbury, P. Echlin, D. C. Joy, C. E. Lyman, E. Lifsjin, L. Sawyer, J. R. Michael.: *Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis*, New York: Kluwer Academic/Plenum Publishers, ISBN 0-306-47292-9 (2003).
- [17] J. Zelinka.: *Studium vlastností plošné Schottkyho katody*, bakalářská práce, vedoucí práce: Robert Kolařík, Masarykova univerzita, Přírodovědecká fakulta, Brno (2009).
- [18] R. F. Egerton.: *Physical Principles of Electron Microscopy: An introduction to TEM, SEM and AEM*, New York: Springer Science+Business Media, ISBN 978-0387-25800-0 (2005).
- [19] P. Ostřížek.: *Elektrotransportní vlastnosti nanostruktur připravených metodou FIB*, Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 73 s, vedoucí diplomové práce Ing. Michal Urbánek, Ph.D. (2011).
- [20] H. R. Kaufman, J. J. Cuomo and J. M. E. Harper.: *Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology*, J. Vac. Sci. Technol. Vol 21, Iss 3, 725–736 (1982).
- [21] H. R. Kaufman, J. J. Cuomo and J. M. E. Harper, *Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part II. Applications*, J. Vac. Sci. Technol. Vol 21, Iss 3, 737–756 (1982).
- [22] V. Uhlíř.: *Observation of magnetization dynamics in magnetic nanowires induced by nanosecond current pulses*, doktorská práce, vedoucí práce S. Pizzini, T. Šíkola, Grenoble (2010).
- [23] M. Hatzakis, J. Electrochem. Soc. 116, 1033-1037 (1969).
- [24] N. Yao, Z. L. Wang.: *Handbook of Microscopy for Nanotechnology*, New York: Kluwer Academic Publishers, ISBN 978-1-4020-8006-9 (2005).
- [25] K. Nakamura, S. L. Shy, C. C. Tuo, C. C. Huang, Jpn. J. Appl. Phys. 33, 6989-6992 (1994).
- [26] T. Tada, J. Electrochem. Soc. 130, 912-917 (1983).

- [27] C. L. Chien, F. Q. Zhu and J.-G. Zhu.: *Patterned Nanomagnets*, Phys. Today 60, 40 (2007).
- [28] A. Drews, B. Krüger, G. Meier, S. Bohlens, L. Bocklage, T. Matsuyama, M. Bolte.: *Current- and field-driven magnetic antivortices for nonvolatile data storage*. Appl. Phys. Lett. 94, 062504 (2009).
- [29] B. Van Waeynberge et al., Nature 444, 461 (2006).
- [30] R. Antoš, Y. Otani, J. Shibata.: *Magnetic Vortex Dynamics*, Journal of the Physical Society of Japan Vol. 77, No. 3, 031004 (2008).
- [31] V. P. Kravchuk, D. D. Sheka, Y. Gaididei, F. G. Mertens.: *Controlled vortex core switching in a magnetic nanodisk by a rotating field*, J. Appl. Phys. 102, 043908 (2007).
- [32] S. Choi, K.-S. Lee, K. Y. Guslienko, S.-K. Kim.: *Perpendicular-bias-field-dependent vortex-gyration eigenfrequency*, Phys. Rev. Lett. 98, 087205 (2007).
- [33] T. Kimura, et al.: *Vortex motion in chirality controlled pair of magnetic disks*, Appl. Phys. Lett. 90, 132501 (2007).
- [34] M. Jaafar, et al.: *Control of the chirality and polarity of magnetic vortices in triangular nanodots*, Phys. Rev. B 81, 054439 (2010).
- [35] S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi, H. Wada, T. Kimura.: *Control of vortex chirality in regular polygonal nanomagnets using in-plane magnetic field*, Appl. Phys. Lett. 97, 222503 (2010).
- [36] Y. Gaididei, et al.: *Controllable switching of vortex chirality in magnetic nanodisks by a field pulse*, Appl. Phys. Lett. 92, 012503 (2008).
- [37] R. Antoš, M. Urbánek, Y. Otani.: *Controlling spin vortex states in magnetic nanodisks by magnetic field pulses*, J. Phys. Conf. Ser. 200, 042002 (2010).
- [38] R. Antoš, Y. Otani.: *Simulations of the dynamic switching of vortex chirality in magnetic nanodisks by a uniform field pulse*, Phys. Rev. B 80 (2009).
- [39] P. Fischer.: *Exploring nanoscale magnetism in advanced materials with polarized X-rays*, Materials Science and Engineering: R: Reports, Vol. 72, Iss. 5, 81-95 (2011).

- [40] Bo-Sun Kang, Peter Fischer, Dong-Hyun Kim, David Attwood, Erik Anderson, and Gyuseong Cho.: *Bending Magnet X-ray Polarization Modulation for Magnetic Full-field Soft X-ray Transmission Microscopy*, Proc. 8th Int. Conf. X-ray Microscopy, IPAP Conf. Series 7 pp. 288-290 (2005).
- [41] Peter Fischer.: *Studying Nanoscale Magnetism and Its Dynamics With Soft X-Ray Microscopy*, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, vol. 44, no. 7, 1900 (2008).

SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

OOMMF – *Object Oriented Micromagnetic Framework*, software pro mikromagnetické simulace
2D, 3D – dvojrozměrné, trojrozměrné
SE – *secondary electrons*, sekundární elektrony
BSE – *back scattered electrons*, zpětně odražené elektrony
PMMA – poly-(methyl-methacrylate), poly-(methyl-metakrylát)
DC – *direct current*, stejnosměrný proud
MIBK – methylisobutylketon
IPA – isopropanol
BI – *beam intensity*, intenzita svazku
SiN – *silicon nitride*, nitrid křemičitý
WD – *working distance*, pracovní vzdálenost
PC – *probe current*, proud ve svazku
FIB – *focused ion beam*, fokusovaný iontový svazek
MOKE – *magneto-optical Kerr effect*, magnetooptický Kerrův jev
PEEM – *photo-emission electron microscopy*, fotoelektronová emisní mikroskopie
SEMPA – *scanning electron microscopy with spin-polarization analysis*, rastrovací elektronová mikroskopie se spinově polarizovanou analýzou
TRKM – *time-resolved Kerr microscopy*, časově rozlišená Kerrova mikroskopie
BLS – *Brillouin light scattering*, Brillouinův rozptyl světla
FMR – *ferromagnetic resonance*, ferromagnetická rezonance
STT – *spin-transfer torque*, přenos spinového momentu
ALS – *Advanced Light source*, zdroj synchrotronového záření
XMCD – *x-ray magnetic circular dichroism*, rentgenový magnetický kruhový dichroismus
CCD – *charge-coupled device*, zařízení s vázanými náboji

SEZNAM PŘÍLOH

CD-R

- Elektronická verze diplomové práce ve formátu PDF.
- Zdrojový text ve formátu $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$.