



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

MIKROSKOPIE MAGNETICKÝCH SIL V PROMĚNNÉM MAGNETICKÉM POLI

VARIABLE FIELD MAGNETIC FORCE MICROSCOPY

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

IGOR TURČAN

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. MICHAL URBÁNEK, Ph.D.

BRNO 2015

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství
Akademický rok: 2014/2015

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

student(ka): Igor Turčan

který/která studuje v **bakalářském studijním programu**

obor: **Fyzikální inženýrství a nanotechnologie (3901R043)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Mikroskopie magnetických sil v proměnném magnetickém poli

v anglickém jazyce:

Variable Field Magnetic Force Microscopy

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Současný výzkum v oblasti magnetismu zažívá bouřlivý vývoj zejména díky rozvoji mikro- a nanolitografických metod, kterými je možné vytvářet nanostruktury s novými vlastnostmi. Pro jejich studium je zapotřebí zvládnutí vhodných metod pozorování rozložení magnetizace. Jednou z nejpoužívanějších metod je mikroskopie magnetických sil (MFM). Tématem bakalářské práce je rozšíření možnosti stávajícího MFM o modul s proměnným magnetickým polem.

Cíle bakalářské práce:

Proveďte rešeršní studii k problematice měření MFM ve vnějším magnetickém poli.

Připravte sérii MFM sond s nízkým magnetickým momentem vhodných pro měření ve vnějším magnetickém poli.

Proveďte studii vlivu vnějšího magnetického pole na nukleaci magnetických vortexů.

Seznam odborné literatury:

[1] HOPSTER, H. a OEPEN H. Magnetic microscopy of nanostructures. 1st ed. New York: Springer, 2004, xvi, 313 p. ISBN 35-404-0186-5.

Vedoucí bakalářské práce: Ing. Michal Urbánek, Ph.D.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2014/2015.

V Brně, dne 21.11.2014

L.S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
Ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
Děkan fakulty

ABSTRAKT

Bakalářská práce pojednává o mikroskopii magnetických sil permalloyových disků v externím magnetickém poli. Práce se zabývá přípravou modulu externího magnetického pole, měřicích sond, vzorků a jejich pozorováním. Byly připraveny funkční sondy s různými magnetickými vrstvami. Pro měření v externím magnetickém poli byly zvoleny sondy s vrstvou magneticky tvrdého kobaltu a pro měření bez externího magnetického pole s vrstvou magneticky měkké slitiny permalloye. Námi připravené sondy jsou přinejmenším srovnatelné se standardními komerčními sondami. V této práci byla pozorována jádra magnetických vírů pomocí vyrobených sond, a to jak bez externího magnetického pole, tak v externím magnetickém poli. Dále bylo provedeno měření vlivu vnějšího magnetického pole na nukleaci magnetických vírů. Součástí práce je stručný popis experimentálních technik použitých pro přípravu a měření připravených vzorků.

KLÍČOVÁ SLOVA

Mikroskopie magnetických sil, MFM, externí magnetické pole, magnetické víry

ABSTRACT

The bachelor's thesis deals with magnetic force microscopy of permalloy discs in an external magnetic field. Main objectives of the thesis are design of an external magnetic field module, preparation of magnetic probes, fabrication of samples and the measurement itself. We prepared functional probes with various magnetic coatings. For the measurement in external magnetic field we fabricated probes with a layer of magnetically hard Co and for the measurement without external magnetic field we used probes with a layer of magnetically soft permalloy. Our probes are at least comparable with standard commercial probes. We observed the cores of magnetic vortices, using our home-coated probes with no external magnetic field and also in the external magnetic field. Further, we study the influence of the external magnetic field on nucleation of the cores of magnetic vortices. Experimental techniques used for fabrication and measurement of the samples are briefly summarized.

KEYWORDS

Magnetic force microscopy, MFM, external magnetic field, magnetic vortices

TURČAN, Igor *Mikroskopie magnetických sil v proměnném magnetickém poli*: bakalářská práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, 2015. 38 s. Vedoucí práce Ing. Michal Urbánek, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Mikroskopie magnetických sil v proměnném magnetickém poli“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

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

Brno

.....

(podpis autora)

Poděkování

Děkuji svému vedoucímu Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D., za příkladné vedení bakalářské práce, připomínky a všestrannou pomoc. Dále děkuji Ing. Michalu Staňovi za uvedení do problematiky Mikroskopie magnetických sil, náměty a korektury. Děkuji prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D., za kontrolu práce a sdílené nadšení. Marku Vaňatkovi a Lukáši Flajšmanovi děkuji za pozitivní náladu a čas společně strávený ve škole i mimo ni. Dále bych rád poděkoval přítelkyni Míše, která tady je vždy, když ji potřebuji a byla mi velkou oporou. V neposlední řadě bych rád poděkoval mým rodičům a rodině za podporu po dobu celého studia a svým spolužákům za příjemně strávené společné chvíle.

Analýzy vzorků byly provedeny ve Sdílené laboratoři přípravy a charakterizace nanostruktur CEITEC VUT a hrazeny z projektu CEITEC - open access LM2011020.

Igor Turčan

OBSAH

Úvod	1
1 Mikroskopie magnetických sil	2
1.1 Mikroskopie atomárních sil	2
1.1.1 Kontaktní mód AFM	5
1.1.2 Bezkontaktní mód AFM	5
1.2 Mikroskopie magnetických sil	6
1.2.1 Energie systému vzorek-hrot	8
1.2.2 Statický mód	8
1.2.3 Dynamický mód	10
1.2.4 MFM v externím magnetickém poli	13
1.3 Sondy	16
2 Experimentální metody	17
2.1 Elektronová litografie	17
2.2 Iontové naprašování	17
2.3 Příprava vzorků	18
2.4 Příprava sond	19
2.5 MFM měření	20
3 Magnetické víry	21
3.1 Magnetické víry ve vnějším statickém magnetickém poli	22
4 Experimentální část	24
4.1 Modul proměnného externího magnetického pole	24
4.1.1 Elektromagnet	24
4.1.2 Modul s permanentním magnetem	26
4.2 Měření MFM v externím magnetickém poli	27
4.3 Přepínání polarity magnetických vírů	30
5 Závěr	33
Literatura	34
Seznam zkratk	39

ÚVOD

Počátky magnetismu sahají zpět až do antického Řecka, kde vzniklo také jméno – magnetismus. Tento název je odvozen od řeckého města Magnesia. V této době bylo také poprvé popsáno přitahování železa magnetovcem (Fe_3O_4) [1]. Napříč celou historií, jakožto i dnes, je výzkum magnetismu velmi úzce spjat s aplikacemi. Magnetické nanostruktury se využívají například jako magnetická záznamová zařízení – pevné disky (HDD z anglického *Hard Disk Drive*). Konvenční elektronika až donedávna ignorovala spin elektronu. V dnešní době se však do popředí dostává nový vědní obor, spintronika, který naopak spin elektronu využívá [2].

Magnetické víry jsou jedním ze spintronických zařízení, které podléhají intenzivnímu studiu na celém světě, Ústav fyzikálního inženýrství nevyjímaje. Hlavním cílem je co nejefektivnější přepínání mezi čtyřmi možnými stavy magnetizace magnetických vírů a následné určení, o jaký stav se jedná. Mikroskopie magnetických sil (MFM z anglického *Magnetic Force Microscopy*) je jednou z metod, kterou lze tyto stavy magnetických vírů rozlišovat. Jedná se ovšem o ustálené stavy, protože měření pomocí MFM nám nepodává žádnou informaci ohledně dynamiky přepínání mezi jednotlivými stavy. Můžeme však porovnat stav před procesem přepnutí a po procesu přepnutí.

S měřením polarity magnetických vírů a zobrazením jejich jader pomocí MFM uspěl na Ústavu fyzikálního inženýrství např. Michal Staňo [3]. Tato práce se snaží navázat na jeho práci měřením MFM v externím magnetickém poli, které na Ústavu fyzikálního inženýrství řízeně zatím nikdo nerealizoval.

Práce je rozdělená do 4 hlavních částí. Na začátku se budeme věnovat teoretickému popisu mikroskopie magnetických sil. Dále se budeme zabývat vlivem externího magnetického pole na měření MFM. Ve druhé části popíšeme použité experimentální metody jako elektronovou litografii (EBL), iontové naprašování (IBS) a přípravu sond. Ve třetí části je podán stručný náhled na magnetické víry a jejich chování v externím magnetickém poli. V poslední části je prezentována konstrukce modulu proměnného externího magnetického pole, jakožto i výsledky z měření.

1 MIKROSKOPIE MAGNETICKÝCH SIL

Mikroskopie skenovací sondou (dále jen SPM z anglického *Scanning Probe Microscopy*) se od ostatních typů mikroskopů liší hlavně způsobem získávání obrazu. U optických, resp. elektronových mikroskopů je obraz získáván zaostřováním světla, resp. elektronů na povrch. Naproti tomu u SPM je obraz tvořen přímou interakcí povrchu vzorku s ostrým hrotem, který skenuje povrch vzorku a tvoří výškovou mapu povrchu.

V závislosti na typu interakce se SPM člení na 3 hlavní odvětví:

- **Skenovací tunelovací mikroskopie** (dále jen STM z anglického *Scanning Tunneling Microscopy*), při které měříme proud mezi hrotem a vzorkem.
- **Optická skenovací mikroskopie v blízkém poli** (dále jen SNOM z anglického *Scanning Nearfield Optical Microscopy*).
- **Skenovací silová mikroskopie** (dále jen SFM z anglického *Scanning Force Microscopy*), při které měříme sílu mezi hrotem a vzorkem. SFM dále zahrnuje mikroskopii atomárních sil (dále jen AFM z anglického *Atomic Force Microscopy*), mikroskopii magnetických sil (dále jen MFM z anglického *Magnetic Force Microscopy*) a další.

Mikroskopie magnetických sil je specifický typ SPM, který je založen na AFM, a využívá interakci magnetického hrotu s rozptylovým magnetickým polem vzorku. V principu jde o stejný případ, jako když k sobě přibližujeme dva magnety, které se od určité vzdálenosti, v závislosti na uspořádání experimentu, začnou buď přitahovat, nebo odpuzovat.

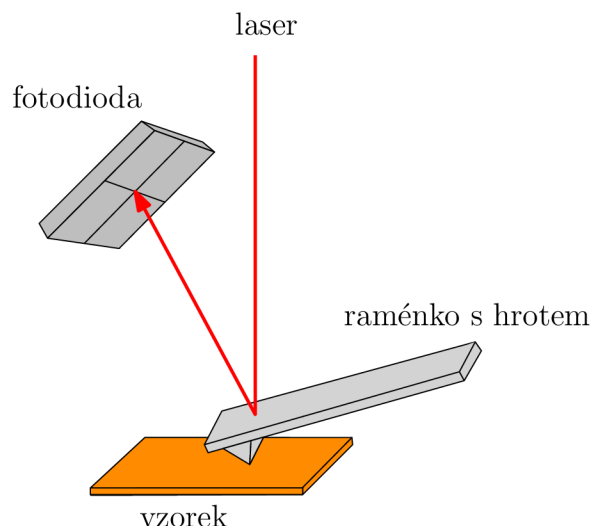
V následující kapitole se budeme věnovat zjednodušenému popisu AFM a teoretickému popisu MFM.

1.1 Mikroskopie atomárních sil

V případě AFM se k měření síly, která působí mezi ostrým hrotem a povrchem zkoumaného vzorku, využívá ohybu raménka, na kterém je velmi ostrý hrot. Čipy, na kterých jsou výše zmíněná raménka s hroty, bývají vyráběny převážně z Si, či Si_3N_4 .

Schéma AFM se nachází na obrázku 1.1. K jemnému posuvu vzorku, či hrotu se využívá piezoelektrických materiálů. Jestliže přiložíme elektrické napětí na takové materiály, deformují se. Posuv v ose z má typický rozsah 10 μm nebo méně a rozlišení více než 0,5 nm [4].

AFM raménko musí být schopno zaznamenat a změřit velmi malé síly. K tomu se využívají různé typy sensorů. V původním AFM, postaveném v roce 1986,



Obr. 1.1: Schéma zobrazování pomocí AFM.

se k zaznamenání pohybu raménka používal STM hrot. Jinými sensory jsou například Michelsonův interferometr, nebo piezoelektrický krystal [4].

Nejvíce rozšířeným typem detekce ohnutí raménka je však měření pomocí laseru. Po odrazu od zadní strany raménka dopadá laserový svazek na fotodiodu (obrázek 1.1). Dráha, kterou urazí laserový svazek, je tedy mnohem delší, než ohyb raménka, a proto jsme schopni tyto malé změny detekovat na fotodiodě. Hlavní výhodou tohoto systému je vysoká citlivost k malým ohybům raménka a jednoduchost konstrukce [5–7].

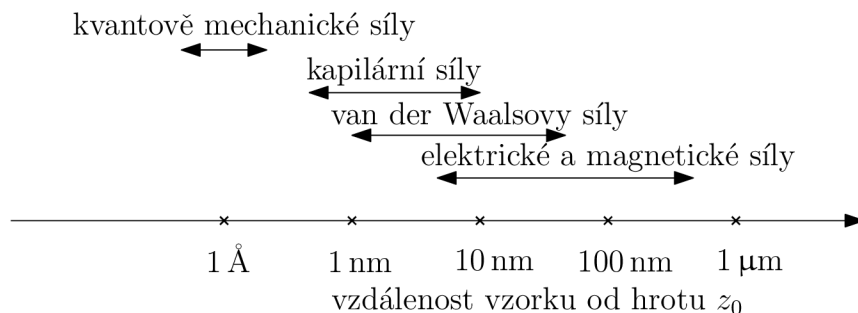
Kdyby se s hrotem skenovalo v konstantní výšce, vystavoval by se hrot riziku, že narazí do nějaké nerovnosti na povrchu a zničí se. Z tohoto důvodu se využívá zpětné vazby, která koriguje vzdálenost mezi hrotem a povrchem vzorku.

Rozmanitost využití AFM spočívá v množství sil (obrázek 1.2), které působí mezi povrchem vzorku a hrotem. U AFM se jedná, jak už plyne z názvu, o atomární síly, např. van der Waalsova interakce, chemická interakce atd. Mezi jiné síly, které můžeme detekovat, patří elektrostatické a magnetické síly.

Interakce atomů vzorku s atomy hrotu je velmi často aproximována Lennard-Jonesovým potenciálem. Ten je složen z přitažlivé van der Waalsovy interakce a odpudivé kvantově-mechanické interakce. Je dán vztahem [9]

$$w(r) = 4w_0 \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right], \quad (1.1)$$

kde r je vzdálenost mezi atomy povrchu a hrotu, $w_0 = 1, 12\sigma$ je hodnota minima potenciální energie a σ je rovnovážná vzdálenost mezi atomy. Síla se pak z rovnice



Obr. 1.2: Síly, působící na hrot, a vzdálenosti, na kterých dominují, při skenování povrchu vzorku. Převzato z [8].

(1.1) odvodí jako záporně vzatá derivace potenciálu podle r , tedy

$$F = -\frac{dw}{dr} = 24w_0 \left(\frac{2\sigma^{12}}{r^{13}} - \frac{\sigma^6}{r^7} \right). \quad (1.2)$$

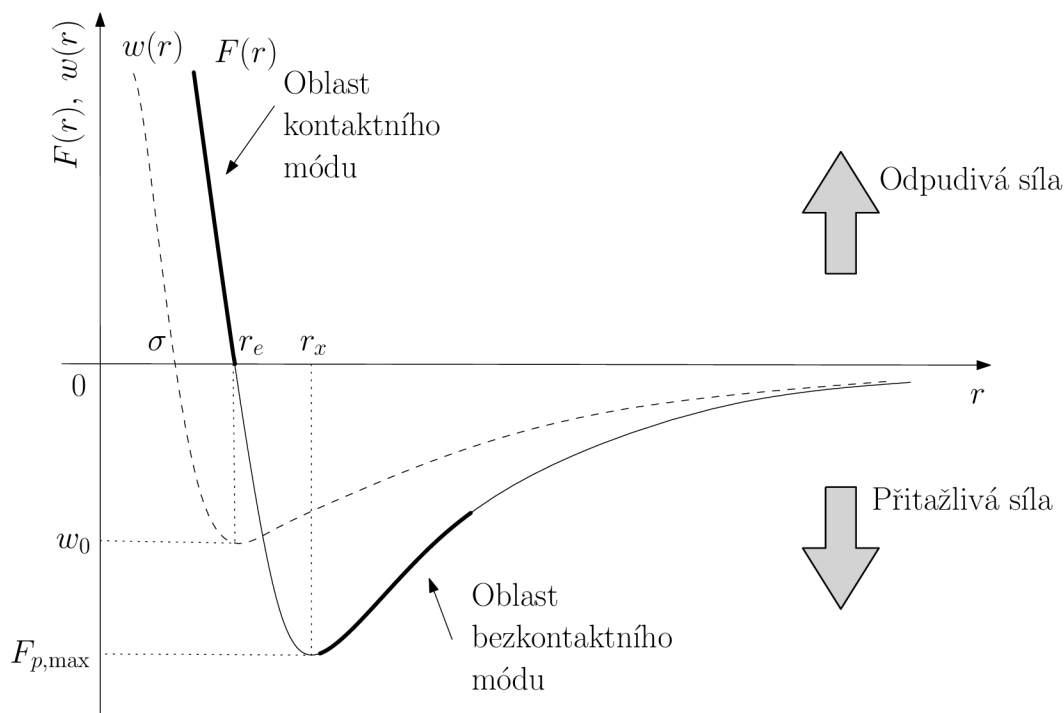
Rovnice (1.2) odpovídá působení dvou sil mezi atomy. Za přitažlivou sílu odpovídá van der Waalsova interakce. Ta vzniká díky fluktuacím elektrických nábojů mezi účastníky vazby, např. mezi vzájemně indukovanými dipólovými momenty. V molekulární fyzice považujeme takové dipóly za „bodové“ [10]. Přitažlivá síla je dalekodosahová a je úměrná r^{-7} .

Odpudivá síla je ryze kvantově-mechanického charakteru a lze ji vysvětlit pomocí Pauliho vylučovacího principu. Na základě Pauliho vylučovacího principu nemohou mít dva elektrony stejnou sadu kvantových čísel. Proto při přiblížení dvou atomů dojde k překryvu jejich elektronových obalů a některé elektrony musí přejít do stavu s vyšší energií. Tento přechod poté vyvolává odpudivou sílu [11]. Odpudivá síla je krátkodosahová a je úměrná r^{-13} .

Měřením těchto sil získáváme informaci, která charakterizuje výškový profil vzorku - topografii [9]. Více o atomových interakcích je možné nalézt v [10, 12].

Na obrázku 1.3 je vynesena závislost potenciálu $w(r)$ a síly $F(r)$, která působí mezi dvojicí atomů, resp. molekul. Z obrázku můžeme vyčíst, že křivka síly nad osou r představuje odpudivou sílu, kdežto křivka síly pod osou r znázorňuje přitažlivou sílu. Odpudivá síla se také nazývá silou krátkého dosahu, protože nabývá hodnot pro hodnoty r jdoucí zleva k r_e . Ve vzdálenosti r_e , kde potenciál nabývá svého minima, jsou odpudivá a přitažlivá síla v rovnováze, a proto je zde výsledná síla nulová.

Mezi možné módy, ve kterých může AFM pracovat, patří statické (kontaktní) a dynamické (semikontaktní nebo bezkontaktní) módy, ve kterých je raménko rozkmitáváno [13].



Obr. 1.3: Závislost Lennard-Jonesova potenciálu w a síly F na vzdálenosti r dvou částic.

1.1.1 Kontaktní mód AFM

Při kontaktním módu je hrot v přímém kontaktu s povrchem vzorku. V tomto módu se měří výsledná odpudivá interakce, která působí mezi hrotem a povrchem. Působící síla je typicky $\sim 10^{-7}$ N. K zobrazování topografie vzorku lze využít dva režimy, a to režim konstantní síly, nebo režim konstantní výšky.

1.1.2 Bezkontaktní mód AFM

Při bezkontaktním módu se hrot nachází nad povrchem vzorku ve vzdálenosti přibližně 50 – 100 Å. V této vzdálenosti na něj působí přitažlivé síly od povrchu vzorku. Tyto síly jsou řádově 10^{-9} N. Jelikož jsou tyto síly tak malé, nedokáží hrot přitáhnout k povrchu. Proto se používají raménka s malou tuhostí, která jsou nad povrchem vzorku rozkmitána na frekvenci blízkou jejich rezonanční frekvenci. Rezonanční frekvence ramének je přibližně 100 – 400 kHz s amplitudami 10 – 100 nm [4]. Přitažlivá síla mezi hrotem a vzorkem pak způsobí změnu rezonanční frekvence raménka, amplitudy i fáze kmitání. Díky těmto změnám můžeme zobrazit povrch zkoumaného vzorku, jakožto i získat další informace.

O AFM byla napsána spousta pěkných knih. Kdo by se zajímal o AFM, nechť nahlédne do [4, 9], nebo do původního článku [13].

1.2 Mikroskopie magnetických sil

Poté, co v roce 1982 vynalezli Binnig, Rohrer a další spolupracovníci skenovací tunelový mikroskop (STM) [14] a v roce 1986 mikroskop atomárních sil (AFM) [13], chyběl už jen malý krok k vynálezu mikroskopu magnetických sil. Tento krok učinili v roce 1987 Martin a Wickramasinghe. Souhrn jejich přístupu je rozepsán v publikaci o použití magnetických hrotů v AFM ke zkoumání rozptylového pole magnetických struktur v magnetických materiálech [15]. Tento typ mikroskopu byl nazván mikroskopem magnetických sil (MFM).

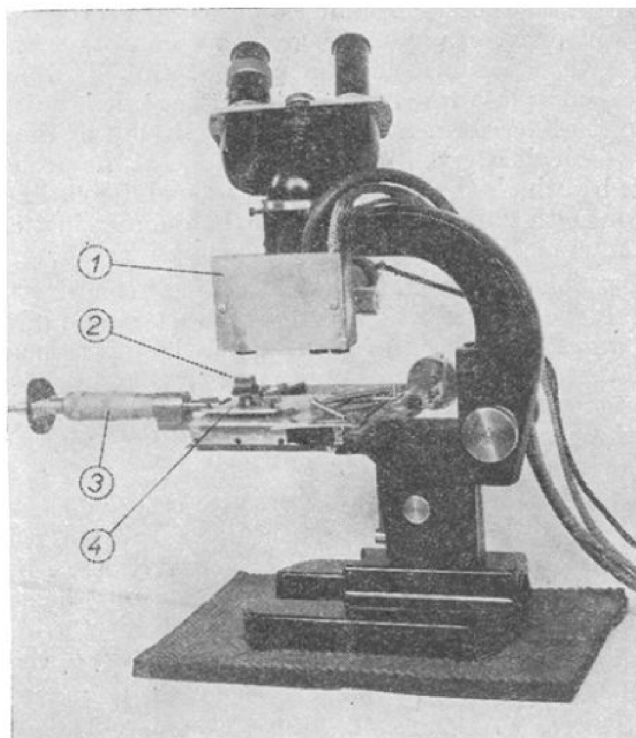
Ačkoliv rozvoj SPM započali Binnig a Rohrer na počátku 80. let 20. století, je nutno podotknout, že některá z prvních pozorování magnetických domén byla provedena v letech 1955 a 1956 českým vědcem Janem Kaczerem [16]. Kaczerův mikroskop (obrázek 1.4) měřil pomocí elektromagnetické indukce magnetický stav malé permalloyové (feromagnetická slitina $\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$) sondy, která skenovala nad povrchem vzorku. Magneticky měkký permalloy měnil svůj magnetický stav v závislosti na lokalizovaném poli generovaném vzorkem. Tato změna stavu byla detekovaná pomocí cívky. Výsledky korelovaly velmi dobře s obrázky, naměřenými Bitterovou koloidní metodou stejného povrchu. V této metodě používáme roztok feromagnetických částic, které se nanosou na povrch vzorku [17].

Možná právě kvůli relativní jednoduchosti koloidních technik a vysokému rozlišení Lorentzovy elektronové mikroskopie uběhlo více než třicet let před „oživením“ SPM technik k zobrazování magnetických vlastností vzorků.

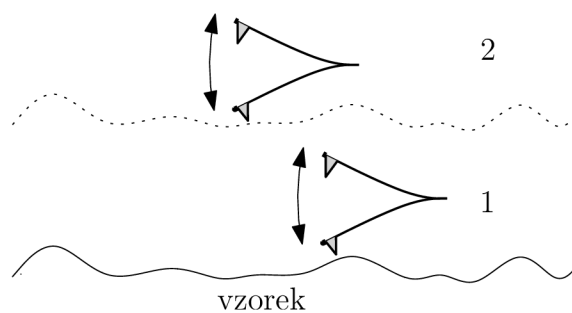
MFM je jedna z magnetických zobrazovacích technik, která dokáže poskytnout vysoké rozlišení (10–100 nm) bez jakékoliv speciální přípravy vzorku. Nejpoužívanějšími raménky jsou obyčejná AFM raménka, která mají na hrotu magnetickou vrstvu.

Magnetické síly jsou dalekodosahové (interakce mezi permanentními magnetickými dipóly závisí na r^{-3}), naproti tomu atomární síly jsou krátkodosahové (van der Waalsova interakční energie mezi indukovanými bodovými dipóly závisí na r^{-6}). Proto k oddělení topografického signálu od magnetického zvedneme hrot do určité výšky. Experimentálně bylo ověřeno, že tato výška by měla být 10–100 nm.

Sken při MFM se tedy většinou skládá ze dvou kroků. V prvním kroku je hrot blízko povrchu, a proto krátkodosahové van der Waalsovy síly, které odpovídají topografii povrchu, převládají. Ve druhém kroku je stejný řádek přeskenován ještě jednou tak, že hrot je zvednut o 10–100 nm nad povrch a kopíruje topografii, naskenovanou v předchozím kroku (obrázek 1.5). Vzdálenost mezi hrotem a vzorkem zůstává stejná, a měření magnetického signálu neovlivňuje topografie povrchu. Tento postup se nazývá „lift mód“ a na trh byl uveden firmou Digital Instruments [18].



Obr. 1.4: Kaczerův mikroskop. 1 - sonda, 2 - feromagnetický vzorek, 3 - mikroposuvný šroub pro pohybování vzorkem, 4 - nivelační stativ. Převzato z [16].



Obr. 1.5: „Lift mód“ technika pro skenování v MFM. V prvním kroku hrot skenuje topografii povrchu. V druhém kroku je hrot zvednut o 10–100 nm nad povrch a kopíruje topografii, naskenovanou v předchozím kroku.

1.2.1 Energie systému vzorek-hrot

Energie systému, vynecháme-li mechanickou energii raménka, je [3]

$$E = E_{\text{int}} + E_{\text{vzorek}} + E_{\text{hrot}} . \quad (1.3)$$

Při posuzování magnetizace vzorku a hrotu musí být zváženy dva případy. Tzv. bezporuchový režim, ve kterém se předpokládá, že magnetizace hrotu a vzorku se během skenování nemění a poruchový režim, kde se magnetizace během skenování mění. Situace, kdy dochází ke změně magnetizace hrotu a vzorku je nežádoucí, avšak změnou parametrů skenování, např. změnou vzdálenosti hrotu od vzorku, se jí lze vyhnout. Uvědomme si však, že při větších skenovacích výškách dochází ke snížení rozptylového pole, a proto i ke snížení celkového rozlišení.

Obecně se předpokládá, že magnetizace hrotu a vzorku se během skenování nemění. Jelikož budeme pracovat s derivacemi energií, můžeme od E_{vzorek} a E_{hrot} upustit. Interakční energie je Zeemanova energie, tedy energie vzorku s magnetizací \vec{M}_{hrot} v rozptylovém poli hrotu \vec{H}_{hrot} nebo naopak energie hrotu s magnetizací \vec{M}_{vzorek} v rozptylovém poli vzorku \vec{H}_{vzorek}

$$E_{\text{int}} = -\mu_0 \iiint_{\text{hrot}} \vec{M}_{\text{hrot}}(\vec{r}_{\text{hr}}) \cdot \vec{H}_{\text{vzorek}}(\vec{r} + \vec{r}_{\text{hr}}) dV_{\text{hrot}} . \quad (1.4)$$

V MFM můžeme využít dvou detekčních módů. Statickým (DC) módem měříme magnetickou sílu, která působí na hrot, zatímco dynamickým (AC) módem měříme derivaci síly.

1.2.2 Statický mód

Podle Hookova zákona je vychýlení Δz raménka s hrotem úměrné síle F , která působí na hrot

$$F = -k\Delta z , \quad (1.5)$$

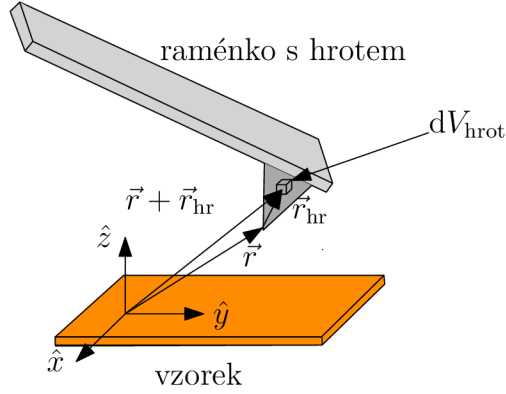
kde k je tuhost raménka. V tomto módu je raménko využíváno k translaci síly, která působí na hrot a způsobuje výchylku, kterou můžeme měřit na detektoru.

Síla působící na MFM hrot může být spočítána jako záporně vzatý gradient energie E_{int} z rovnice (1.4) [19]:

$$\vec{F} = \mu_0 \iiint_{\text{hrot}} \nabla \left(\vec{M}_{\text{hrot}}(\vec{r}_{\text{hr}}) \cdot \vec{H}_{\text{vzorek}}(\vec{r} + \vec{r}_{\text{hr}}) \right) dV_{\text{hrot}} . \quad (1.6)$$

Pro konstantní magnetizaci hrotu může být pomocí dipólové aproximace hrotu rovnice (1.6) nahrazena [20]

$$\vec{F}_{\text{hrot}} = \nabla \left(\vec{m}_{\text{hrot}}(\vec{r}_{\text{hr}}) \cdot \vec{H}_{\text{vzorek}}(\vec{r} + \vec{r}_{\text{hr}}) \right) . \quad (1.7)$$



Obr. 1.6: Geometrie k rovnici (1.6).

Magnetický hrot může být v tomto případě považován za bodový magnetický dipól $\vec{m}_{\text{hrot}} = \mu_0 \iiint_{\text{hrot}} \vec{M}_{\text{hrot}} dV_{\text{hrot}}$ v rozptylovém poli vzorku.

Síla na hrot působí ve všech směrech, nicméně kvůli tvaru hrotu je hrot mnohem stabilnější pro osovou magnetizaci. Z toho důvodu jsou hroty magnetovány právě takto (viz obrázek 1.7).

Laterální síly působí na raménko torzně. Torzní citlivost je menší než citlivost k ohybu, a to přibližně poměrem šířky raménka ku délce raménka (obvykle 30 ku 200 μm). Tedy převládající síla je normálová k povrchu, F_z [19]. To také znamená, že hrot se bude ohýbat pouze v určitém směru. Z rovnice (1.7) plyne, že

$$F_{z,\text{hrot}} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\vec{m}_{\text{hrot}} \cdot \vec{H}_{\text{vzorek}} \right), \quad (1.8)$$

tedy za předpokladu, že hrot je konstantní bodový dipól

$$F_{z,\text{hrot}} = m_{x,\text{hrot}} \frac{\partial H_{x,\text{vzorek}}}{\partial z} + m_{y,\text{hrot}} \frac{\partial H_{y,\text{vzorek}}}{\partial z} + m_{z,\text{hrot}} \frac{\partial H_{z,\text{vzorek}}}{\partial z}. \quad (1.9)$$

Absolutní hodnota výchylky je tedy

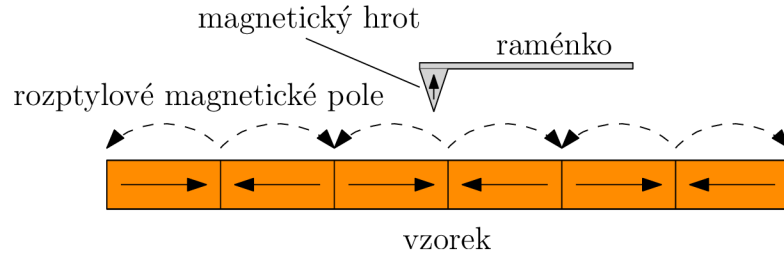
$$\Delta z = \frac{F_z}{k} \sim \frac{1}{k} \vec{m}_{\text{hrot}} \cdot \frac{\partial \vec{H}_{\text{vzorek}}}{\partial z}, \quad (1.10)$$

kde k je tuhost raménka.

Z rovnice (1.10) plyne, že s menší tuhostí raménka a větším magnetickým momentem hrotu je větší vychýlení a tím pádem větší naměřený signál. Z třetího Newtonova zákona (akce a reakce) platí, že

$$\vec{F} = \mu_0 \iiint_{\text{vzorek}} \nabla \left(\vec{M}_{\text{vzorek}} \cdot \vec{H}_{\text{hrot}} \right) dV_{\text{vzorek}}, \quad (1.11)$$

tedy větší magnetický moment vzorku způsobuje větší naměřený signál. Obecně však větší signál znamená silnější interakci mezi hrotem a vzorkem. V takovém případě



Obr. 1.7: Schéma skenování magnetickým hrotem při MFM.

se musí počítat s poruchovým režimem. Proto je nutné nalézt kompromis mezi silou signálu a nechtěnými interakcemi [3].

Termální vibrace raménka omezují minimální sílu, kterou můžeme detekovat. Tato síla je při pokojové teplotě a tuhosti raménka $k = 1 \text{ Nm}^{-1}$ řádově $\sim 10^{-11} \text{ N}$ [21].

1.2.3 Dynamický mód

V tomto módu je raménko rozkmitáváno na frekvenci blízkou rezonanční frekvenci. Většinou je pohyb raménka uvažován pouze v jednom směru. V takovém případě je pohybová rovnice pro příčnou (směr kolmý k povrchu vzorku) pozici z raménka časově závislá parciálně diferenciální rovnice čtvrtého řádu [22]

$$EI \frac{\partial^4 z(x, t)}{\partial x^4} + \mu \frac{\partial^2 z(x, t)}{\partial t^2} = F_D(x, t), \quad (1.12)$$

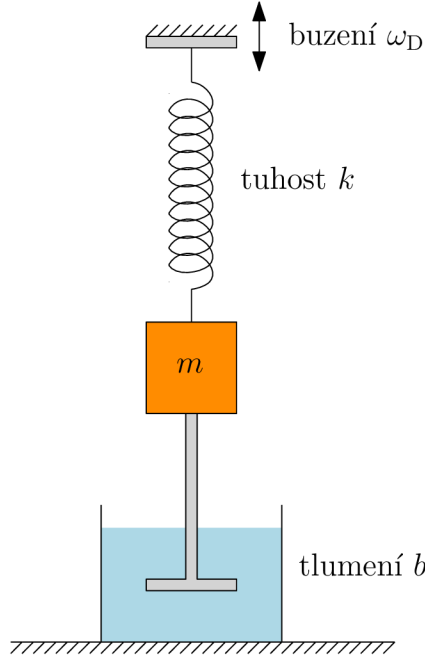
kde $z(x, t)$ je příčně vychýlení raménka, E je Youngův modul pružnosti raménka, I je moment setrvačnosti, μ je hmotnost na jednotku délky a $F_D(x, t)$ je síla působící na raménko, vztažená na jednotku délky. Řešení této rovnice nejsou triviální (např. [23]).

Raménko však může být považováno za harmonický oscilátor (obrázek 1.8) a pohyb raménka tak můžeme popsat rovnicí tlumeného buzeného harmonického oscilátoru.

$$m\ddot{z} + b\dot{z} + kz = F_D(z) \cos(\omega_D t), \quad (1.13)$$

kde m je hmotnost raménka, b je součinitel lineárního odporu, k je tuhost raménka a $F_D \cos(\omega_D t)$ je budící síla.

V blízkosti vzorku se i síly působící na magnetický hrot rovněž mění v závislosti na vzdálenosti mezi hrotem a vzorkem. To může být popsáno derivací síly $\partial F/\partial z$. Tato derivace síly posouvá rezonanční frekvenci, a proto ji můžeme zahrnout do výrazu pro efektivní tuhost raménka. Uvědomme si však, že v případě velkých oscilací raménka, nebude během jedné periody $\partial F/\partial z$ konstantní, což vyústí v anharmonické oscilace. Pro malé amplitudy však můžeme předpokládat konstantní $\partial F/\partial z$,



Obr. 1.8: Tlumený harmonický oscilátor.

a proto můžeme problém řešit jako harmonický oscilátor.

V ustáleném tvaru má rovnice (1.13) řešení

$$z = A(\omega_D) \cos[\omega_D t + \varphi(\omega_D)] , \quad (1.14)$$

kde amplituda je

$$A(\omega_D) = A_D \frac{\omega_r^2}{\sqrt{(\omega_r^2 - \omega_D^2)^2 + (\omega_r \omega_D / Q)^2}} . \quad (1.15)$$

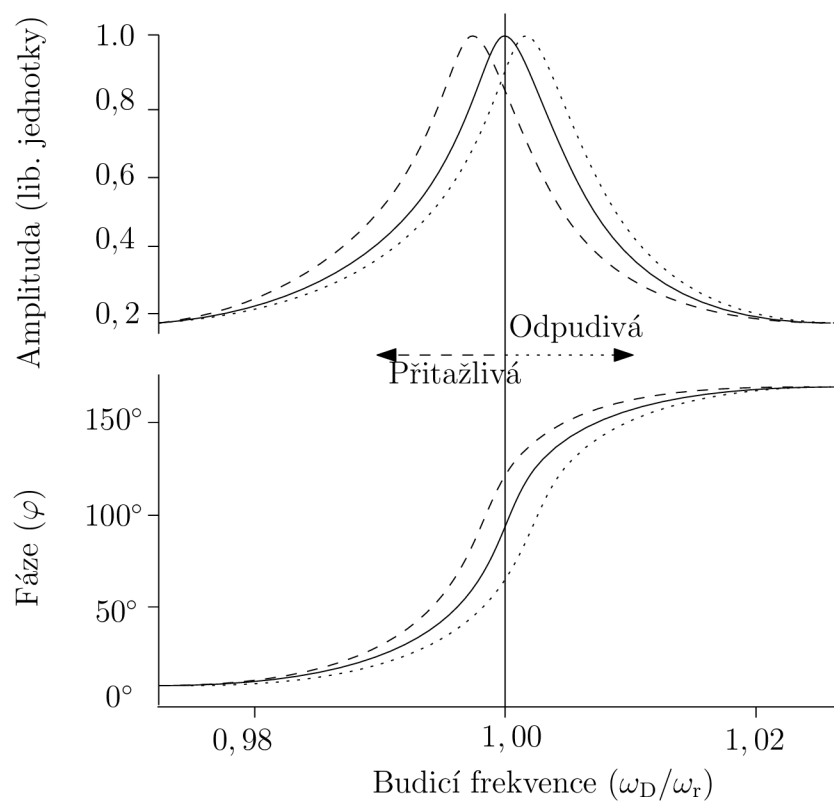
Nová rezonanční frekvence $\omega_r = \sqrt{\frac{k_{\text{ef}}}{m}}$, je určena jak tuhostí raménka, tak silovým gradientem, $k_{\text{ef}} = k - \frac{\partial F}{\partial z}$ je efektivní tuhost raménka (popsána výše), a $Q = \frac{m\omega_r}{b}$ je tzv. „quality factor“ [24].

Fáze $\varphi(\omega_D)$ je

$$\varphi = \arctan\left(\frac{\omega_D \omega_r}{Q(\omega_r^2 - \omega_D^2)}\right) . \quad (1.16)$$

Jak je vidět ze vztahu pro rezonanční frekvenci, přitažlivé síly snižují rezonanční frekvenci, zatímco síly odpudivé zvyšují rezonanční frekvenci.

Závislosti amplitudy a fáze na změně rezonanční frekvence systému vzorek-hrot je znázorněna na obrázku 1.9. Tato změna je způsobena vlivem silové interakce vzorku a hrotu. Přitažlivé síly způsobí posun základní rezonanční frekvence (plnou čarou) směrem k nižším frekvencím (čárkovaně) a odpudivé síly směrem k vyšším frekvencím (tečkovaně).



Obr. 1.9: Změna závislosti amplitudy $A(\omega_D)$ a fáze $\varphi(\omega_D)$ na změně rezonanční frekvence systému vzorek-hrot.

Tlumení má přímý vliv na rychlost odezvy raménka. Kromě řešení ve formě ustáleného stavu (1.14) existuje také řešení ve formě přechodného stavu, a to

$$z_p = A_p e^{-\omega_r t / 2Q} \sin(\omega_r t + \varphi_p) . \quad (1.17)$$

Jednou z hlavních výhod tohoto řešení je, že dosáhne $1/e$ počáteční amplitudy po $2Q$ cyklech. Tedy tento přechodný stav má relaxační dobu $\tau = 2Q/\omega_r$. Z toho vyplývá, že raménka s větším Q vyžadují nižší rychlost skenování, aby se pohyb zvládl zrelaxovat do ustáleného stavu. Pro typické MFM raménka je za normálních podmínek $Q \sim 150$. S rezonanční frekvencí ~ 70 kHz je časová konstanta $\tau \sim 0,7$ ms. To je obecně dostatečně malé pro skenovací frekvenci v řádech jednotek Hz.

Z důvodů rychlosti skenování a necitlivosti k externím interferencím bylo zjištěno [25], že je lepší měřit oscilace raménka (úhlovou frekvenci ω_r , fází φ), než jeho amplitudu A .

Je známo, že v dynamickém módu roste citlivost s rostoucí amplitudou oscilací [25]. Na druhou stranu příspěvek magnetického signálu je větší pro menší amplitudu oscilací [8]. Pro volbu optimální amplitudy oscilací musí být zváženy oba efekty.

Minimální detekovatelný gradient síly je 10^{-6} Nm^{-1} . Za předpokladu, že $\frac{\partial F}{\partial z} \approx \frac{F}{z}$ a $z = 10 \text{ nm}$, což odpovídá (pouze pro účely porovnání) síle 10^{-14} N . To je mnohem lepší detekční limit, než u statického módu, u kterého je nejmenší detekovatelná síla 10^{-11} N . Nejen z tohoto důvodu je v dnešní době dynamický mód upřednostňován.

1.2.4 MFM v externím magnetickém poli

MFM obrázky naskenované při nulovém poli, neboli v magnetickém poli Země, poskytují informace o remanentním stavu vzorku. K zodpovězení důležitých otázek, týkajících se nejen dynamiky magnetizace, je však důležité měřit MFM v přítomnosti externího pole [26].

Interakční energii vektoru magnetizace vzorku \vec{M}_{vzorek} s vektorem externího magnetického pole \vec{H}_{ext} nazveme jako Zeemanovu energii [17]

$$E_{Z,\text{vzorek}} = -\mu_0 \iiint_{\text{vzorek}} \vec{M}_{\text{vzorek}} \cdot \vec{H}_{\text{ext}} dV_{\text{vzorek}} . \quad (1.18)$$

Jestliže magnetizace nemá stejný směr, jako aplikované externí pole, jedná se o příspěvek k celkové energii. Jelikož externí pole působí při skenování i na samotný hrot, tak Zeemanova energie hrotu je

$$E_{Z,\text{hrot}} = -\mu_0 \iiint_{\text{hrot}} \vec{M}_{\text{hrot}} \cdot \vec{H}_{\text{ext}} dV_{\text{hrot}} . \quad (1.19)$$

Z odstavce 1.2.2 víme, že $\vec{F} = -\nabla E$, tedy rovnice (1.6) přejde na

$$\vec{F}_{\text{hrot}} = \mu_0 \iiint_{\text{hrot}} \nabla \left(\vec{M}_{\text{hrot}} \cdot \vec{H} \right) dV_{\text{hrot}}, \quad (1.20)$$

kde $\vec{H} = \vec{H}_{\text{vzorek}} + \vec{H}_{\text{ext}}$. V dipólové aproximaci za předpokladu kmitání hrotu jen v ose z přejde (1.20) na

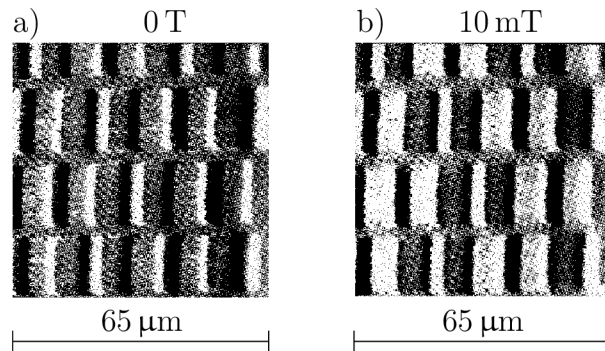
$$F_z = m_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + m_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + m_z \frac{\partial H_z}{\partial z}. \quad (1.21)$$

Jelikož v dynamickém módu zkoumáme gradient síly, tak

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} = m_x \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + m_y \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \quad (1.22)$$

Jak už jsme zmínili výše, při měření v externím magnetickém poli je tomuto poli vystaven jak vzorek, tak hrot, což může při vyhodnocování naměřených dat způsobit nemalé obtíže. Toto může být umocněno v případě, kdy koercitivita¹ hrotu a vzorku je podobná.

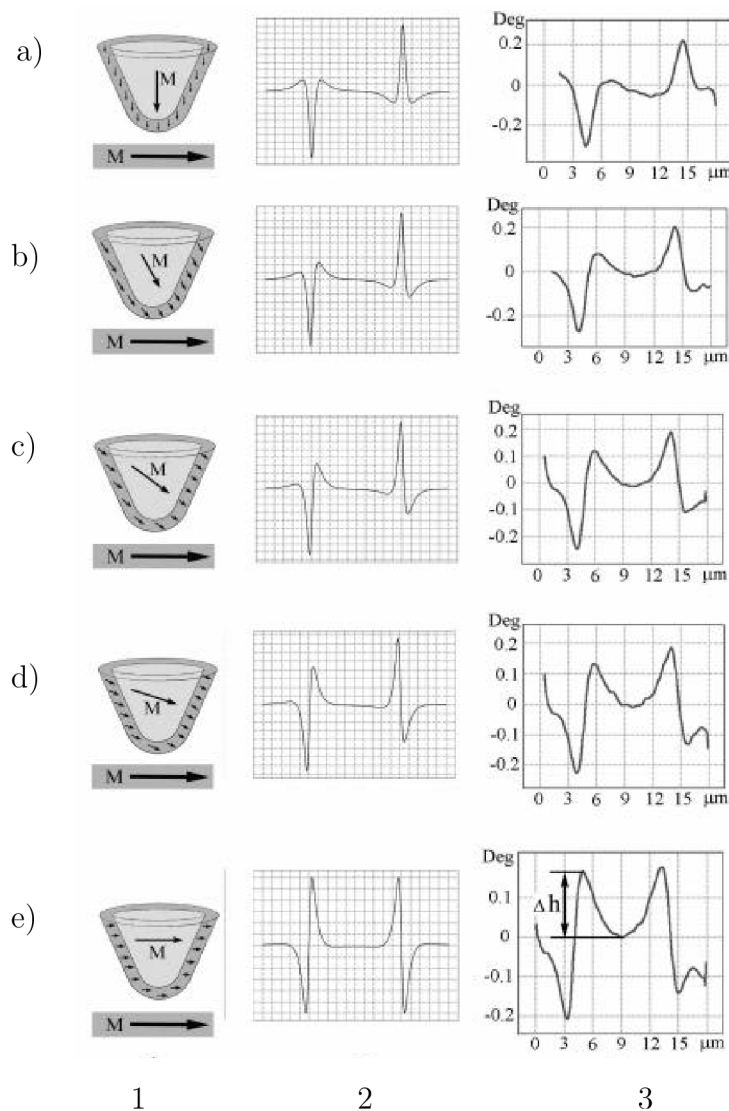
Gomez a kol. v [26] porovnali měření MFM bez externího pole a v poli 10 mT. Na obrázku 1.10a) můžeme spatřit úzké obdelníky, se střídajícím se světlým a tmavým kontrastem. Toto odpovídá rozložení magnetického náboje, který má původ v podélné magnetizaci vzorku. Na obrázku 1.10b) vidíme stejné místo vzorku, naskenované při externím poli 10 mT. Toto magnetické pole bylo příliš malé na to, aby ovlivnilo vzorek, tudíž změna kontrastu plyne pouze z reorientace vektoru magnetizace použitého hrotu. Tato reorientace vedla k nenulovému m_x z rovnice (1.22), což způsobilo zvýšení vlivu H_x na obrázku 1.10b).



Obr. 1.10: Porovnání měření MFM: a) bez pole, b) v externím poli 10 mT. Převzato a upraveno z [26].

¹Schopnost permanentního magnetu odolávat demagnetizaci externím magnetickým polem i svým vlastním demagnetizačním polem, více v [2].

Bukharaev a kol. v [27] se zabývali výše zmíněnou reorientací magnetizace magnetických hrotů. Před měřením zmagnetovali hrot ve směru kolmém k rovině vzorku. Poté aplikovali externí pole a zkoumali, při jak velkém externím magnetickém poli dojde k reorientaci magnetizace hrotu (obrázek 1.11).



Obr. 1.11: Porovnání simulovaných a experimentálních MFM profilů obdržných pro různá externí pole: a) -10 mT, b) -35 mT, c) -50 mT, d) -65 mT, e) -90 mT. 1) Schéma odpovídající magnetizace hrotu a vzorku, 2) simulovaný MFM profil, 3) naměřený MFM profil. Adaptováno z [27].

K měření MFM v přítomnosti externího pole jsme používali námi navržený modul proměnného externího pole. Více v kapitole 4.

1.3 Sondy

Magnetické sondy jsou nejdůležitější částí měření MFM. Musí být schopny převést magnetické rozptylové pole vzorku (znázorněno na obrázku 1.7) na signál, který zaznameneáme a zobrazíme. Hroty však detekují nejen magnetické, ale i nemagnetické síly z oblasti vzorku.

Je extrémně náročné charakterizovat nezávisle magnetickou strukturu hrotu během skenování. Proto byly učiněny pokusy kvantifikovat vlastnosti MFM sond, které jsou založeny na zobrazování dobře definovaných zdrojů magnetického pole [20, 28–32], nebo standardních vzorků se známou magnetickou strukturou, např. části pevného disku. [32–36]. Všechny tyto pokusy významně přesahují rámec této práce.

Magnetický materiál, který je nanesen na hrot, jeho tloušťka a počáteční doménová struktura uvnitř hrotu jsou nejdůležitějšími parametry, určující magnetické vlastnosti hrotu během skenování [32, 37, 38]. Velký magnetický moment ovlivní velikost signálu. Z tohoto důvodu jsou hroty s uniformní magnetizací nejlepší, protože mají největší magnetický moment. Další výhodou takových hrotů je, že jsou daleko jednodušší na modelování a simulace.

Uvědomme si však, že hrot s velkým magnetickým momentem má také velké rozptylové pole, a může ovlivnit magnetickou strukturu měřeného vzorku. Aby byl tento vliv co nejmenší, je důležité zmenšit objem hrotu. Magnetický hrot by měl mít jasně definovaný magnetický stav, ve kterém je stabilní po celé měření.

Jak bylo zmíněno výše (odstavec 1.2.4), pro studium magnetických materiálů se využívá i externího pole. Tato pole však mohou být natolik silná, že změni magnetizaci hrotu, což ovlivní celé měření [28].

Sondy se mohou dělit do mnoha kategorií. Zaměříme se na dělení podle povahy magnetické vrstvy. V této části existují dva typy sond. Buď jsou hroty magneticky velmi tvrdé, nebo hroty magneticky měkké. Magneticky tvrdé hroty jsou stabilní při použití v externím poli, zatímco magneticky měkké nemají dostatečně velkou hysterizi [28].

První SPM konfigurace používaly raménka vyrobená z kovových fólií, na kterých byl přilepen diamant, který sloužil jako hrot [13]. V prvních MFM měřeních se jako hroty používaly leptané feromagnetické dráty (Fe, Ni) [15]. V dnešní době se v SFM používají raménka s hroty vyrobená především z Si a Si₃N₄, které se pro účely MFM měření pokryjí vrstvou magnetického materiálu [39].

Více o hrotech a chování hrotů při měření nalezneme např. v [20, 28–33, 35, 36].

2 EXPERIMENTÁLNÍ METODY

V této kapitole se budeme věnovat popisu experimentálních metod, které byly použity jak při přípravě vzorků a hrotů, tak při samotném měření MFM.

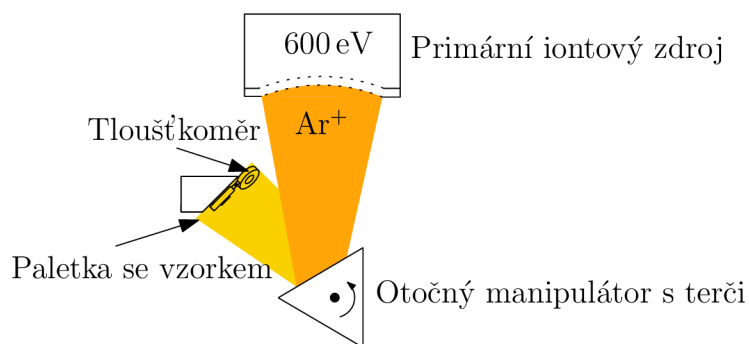
2.1 Elektronová litografie

Princip elektronové litografie (EBL z anglického *Electron Beam Lithography*) je stejný, jako v případě litografie optické. Metoda je tedy založena na změně fyzikálně-chemických vlastností rezistu, který reaguje na dopadající elektrony (v případě optické litografie fotony) tak, že mění rozpustnost v určitých typech rozpouštědel. Existují dva druhy rezistů - pozitivní a negativní. V pozitivních rezistech se vlivem dopadajících elektronů změní polymerní řetězce rezistu, a ten se tedy na ozářených místech, po vložení do správného rozpouštědla, rozpustí. U negativního rezistu dochází k přesnému opaku.

2.2 Iontové naprašování

Vzorky byly připravovány pomocí metody iontového naprašování (IBS z anglického *Ion Beam Sputtering*). Na Ústavu fyzikálního inženýrství je tato metoda realizována pomocí vysokovakuové depoziční aparatury, která obsahuje dva širokosvazkové iontové zdroje Kaufmanova typu. Schéma aparatury se nachází na obrázku 2.1.

Materiál, který deponujeme, je pomocí iontů Ar^+ o energii 600 eV odprašován z terče. Vyražené atomy pak dopadají na povrch vzorku, kde tvoří tenkou vrstvu. Tloušťka této vrstvy je měřena pomocí tloušťkoměru STM-100 [40].

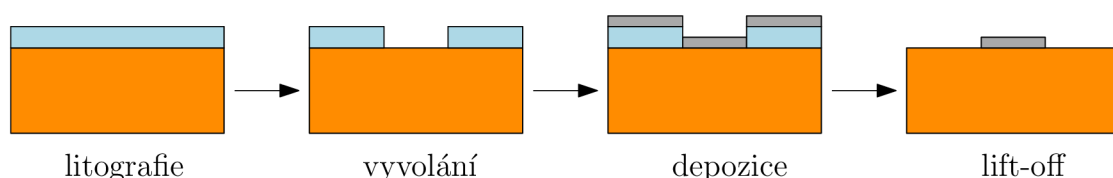


Obr. 2.1: Zjednodušené schéma aparatury Kaufman. Převzato a upraveno z [40].

2.3 Příprava vzorků

Proces lift-off, kterým se připravovaly všechny měřené vzorky se skládá z několika základních kroků (obrázek 2.2):

- **Příprava substrátu** – jako substrát posloužil křemík s krystalografickou orientací (100) s nativní vrstvou SiO_2 o tloušťce několika nm. Všechny substráty byly nejprve ponořeny do isopropylalkoholu (IPA), vloženy do ultrazvuku a zahřáty na 180°C .
- **Spin coating** – metodou spin coating byl dále na povrch substrátu nanesen pozitivní rezist PMMA A5,5 (roztok polymethylmetakrylátu v anisolu s 5,5% podílem pevných částic). Rychlost rotace byla 3500 min^{-1} po dobu 30 s. Tloušťka vrstvy PMMA je při těchto parametrech cca 500 nm. Poté byly vzorky zahřáty na teplotu 180°C po dobu 90 s.
- **Expozice** – v tomto kroku byly litograficky definovány požadované vzory. Elektronová litografie byla provedena na řádkovacím elektronovém mikroskopu LYRA3 od firmy TESCAN.
- **Vyvolání** – k vyvolání exponovaných struktur (odstranění rezistu, který byl exponován elektrony) byla použita směs methyloisobutylketonu a isopropylalkoholu (MIBK:IPA) v poměru 1:3. V této směsi byly vzorky ponořeny 90 s. Vzorky byly poté opláchnuty demineralizovanou vodou a ofouknuty stlačeným dusíkem.
- **Depozice** – pomocí iontového naprašování (jak psáno výše) byla na vzorky nadeponována amorfní vrstva permalloye (feromagnetická slitina $\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$) o tloušťce 25 nm. Tato vrstva se nadeponovala jak do odkrytých míst po vyvolání, tak i na okolní rezist.
- **Lift-off** – vzorky byly ponořeny do acetonu a ponechány v acetonu přes noc. Druhý den se kádinka s acetonem a vzorky vložila na 30 s do ultrazvukové lázně, ve které došlo k odplavení kovové vrstvy, nadeponované na rezistu. Poté byly vzorky opláchnuty v IPA, demineralizované vodě a ofouknuty dusíkem. Vrstva NiFe zůstala tedy pouze na místech, kde bylo NiFe přímo na substrátu. Na povrchu tak vznikla požadovaná struktura.



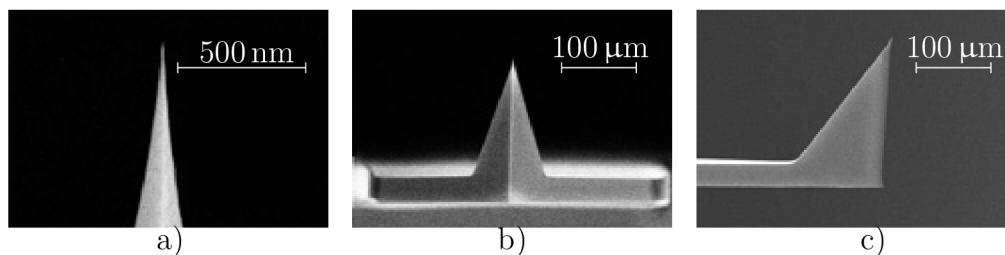
Obr. 2.2: Příprava magnetických nanostruktur. Oranžovou barvou je znázorněn substrát, modrou rezist a šedou deponovaný materiál, v našem případě permalloy.

2.4 Příprava sond

Hlavním důvodem, proč jsme se na Ústavu fyzikálního inženýrství (ÚFI) rozhodli vyrábět sondy vhodné k MFM měření, je možnost přizpůsobit vlastnosti ramének s hroty našim momentálním požadavkům. Dalším důvodem je také finanční stránka věci. Např. jedna sonda s nízkým magnetickým momentem stojí 50 €, sonda s velmi ostrým hrotem a vyšším rozlišením stojí někdy i více než 100 €.

K výrobě MFM ramének s hroty se jako „podklad“ využívají AFM raménka s hroty. Na hrot takové AFM sondy se pomocí iontového naprašování nadeponuje feromagnetikum.

Michal Staňo, který stál u počátků MFM měření na ÚFI, zvolil výchozí AFM sondy od firmy Olympus typ OMCL-AC240TS (obrázek 2.3). Důvody, které ho k tomu vedly je možno nalézt v jeho diplomové práci [3]. Hroty jsou dodávány v balení po 100 ks za cenu přibližně 2000 €.

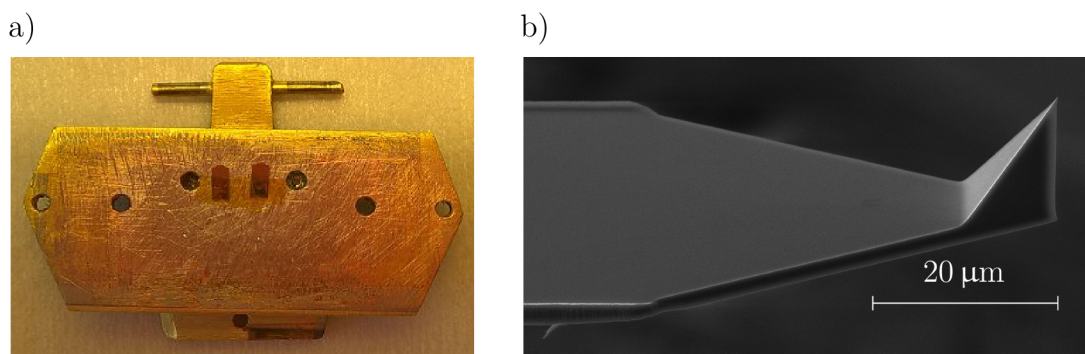


Obr. 2.3: Olympus OMCL-AC240TS [41]. a) hrot sondy, b) pohled zepředu, c) pohled z boku.

K výrobě hrotů jsme využívali iontové naprašování pomocí aparatury Kaufman, která se nachází na ÚFI. Jako feromagnetika nám posloužily 2 materiály, a to NiFe a Co. NiFe hroty jsme využívali pro měření bez externího magnetického pole díky lepším výsledkům a vyššímu kontrastu. Naopak Co hroty jsme používali pro měření v externím magnetickém poli díky vyšší koercitivitě, a tedy vyšší stabilitě vůči externímu magnetickému poli.

Sondy jsme nalepili na paletku pomocí kaptonové pásky (obrázek 2.4)a), protože je vhodná do vakua.

Vzhledem k tomu, že tloušťkoměr byl většinu času nefunkční, zvolili jsme určování tloušťky podle depozičního času. NiFe hroty jsme nechali deponovat 435 s a Co hroty 260 s. Na základě stanovené depoziční rychlosti, která je 1,3 Å/s u NiFe, resp. 1,15 Å/s u Co, jsme na hroty deponovali 56 nm NiFe, resp. 30 nm Co. Námi vytvořený magnetický hrot se nachází na obrázku 2.4b).



Obr. 2.4: Vyrobené sondy. a) Sondy na paletce do aparatury Kaufman. b) Detail raménka s hrotem OMCL-AC240TS. Obrázek byl pořízen pomocí řádkovací elektro-nové mikroskopie.

2.5 MFM měření

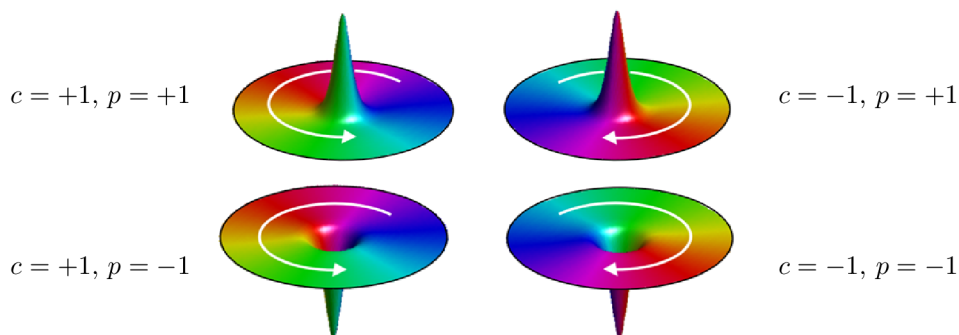
Veškerá MFM měření probíhala na přístroji Bruker Dimension Icon, který se momentálně nachází v čistých prostorech na ÚFI. Provoz tohoto přístroje je financován ze Středoevropského technologického institutu (CEITEC). MFM měření byla provedena v dynamickém skenovacím módu, ve kterém detekujeme gradient magnetické síly mezi ostrým hrotem a povrchem vzorku. Při skenování byl používán klasický lift mód se skenovací výškou od 25 do 70 nm nad povrchem vzorku. Sondy, použité při skenování byly vyrobené na ÚFI. Skenovanými vzorky byly permalloyové struktury o tloušťce 25 nm. Skenování vzorků byla provedena ve vzduchu za pokojové teploty. Obrázky z MFM jsou měřeny v módu detekce fáze.

3 MAGNETICKÉ VÍRY

Magnetické víry, nebo také magnetické vortexty jsou speciální případ magnetizace ve strukturách malých rozměrů.

Feromagnetické materiály obecně tvoří doménové struktury. To je způsobeno minimalizací jejich magnetostatické energie. Nicméně ve velmi malých feromagnetických strukturách o velikosti několika desítek nm je magnetostatická energie tak malá, že převládá výměnná energie, a pro takovou strukturu je nejvýhodnější zaujmout jednodoménový stav. [42]

Díky výše zmíněné minimalizace magnetostatické energie zaujme vzorek energeticky nejvýhodnější stav, závislý na jeho tvaru. U kruhových disků, trojúhelníků, čtverců a dalších úhelníků je tímto stabilním stavem magnetický vír, neboli vortex (obrázek 3.1)



Obr. 3.1: Čtyři energeticky ekvivalentní stavy magnetických vírů. Stav magnetického víru může být popsán cirkulací a polaritou. Cirkulace magnetického víru může být buď po směru hodinových ručiček, nebo proti směru hodinových ručiček. Polarita magnetického víru může být buď nahoru nebo dolů. Barvy znázorňují směr vektoru magnetizace v rovině xy v jednotlivých bodech disku. Převzato z [43].

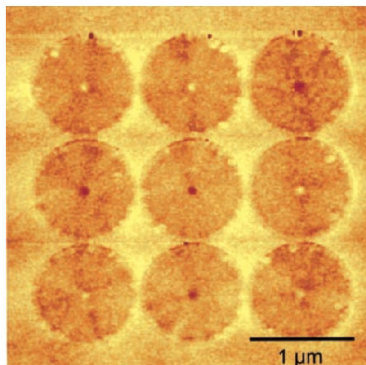
Ve stavu magnetického víru jsou magnetické momenty uspořádány v uzavřených smyčkách. Celková magnetizace v rovině disku je tedy nulová. Existují dva možné směry stáčení magnetizace v rovině disku. Tyto směry určují kladnou, nebo zápornou cirkulaci víru. Jestliže se vektor magnetizace stáčí proti směru hodinových ručiček, jedná se o vír s kladnou cirkulací ($c = +1$). Jestliže se naopak vektor magnetizace stáčí po směru hodinových ručiček, jedná se o vír se zápornou cirkulací ($c = -1$).

V důsledku prudkého nárůstu hustoty výměnné energie [44], dochází ve středu magnetického víru k výstupu vektoru magnetizace kolmo k rovině disku. Vektor magnetizace může vystoupit do dvou různých směrů. Tyto směry určují polaritu magnetického víru. Jestliže jádro magnetického víru směřuje nahoru, jedná se o kladnou polaritu ($p = +1$). V opačném případě jde o polaritu zápornou ($p = -1$).

Součin polarity p a cirkulace c nazveme chiralita. Chiralita magnetického víru charakterizuje, zda se jedná o pravotočivý vír ($cp = +1$), nebo levotočivý vír ($cp = -1$).

Cirkulace a polarita magnetického víru jsou na sobě nezávislé parametry, které definují čtyři různé, energeticky ekvivalentní stavy (obrázek 3.1).

První pozorování jader magnetických vírů pomocí MFM provedla skupina kolem Shinja [42] v roce 2000 (obrázek 3.2).



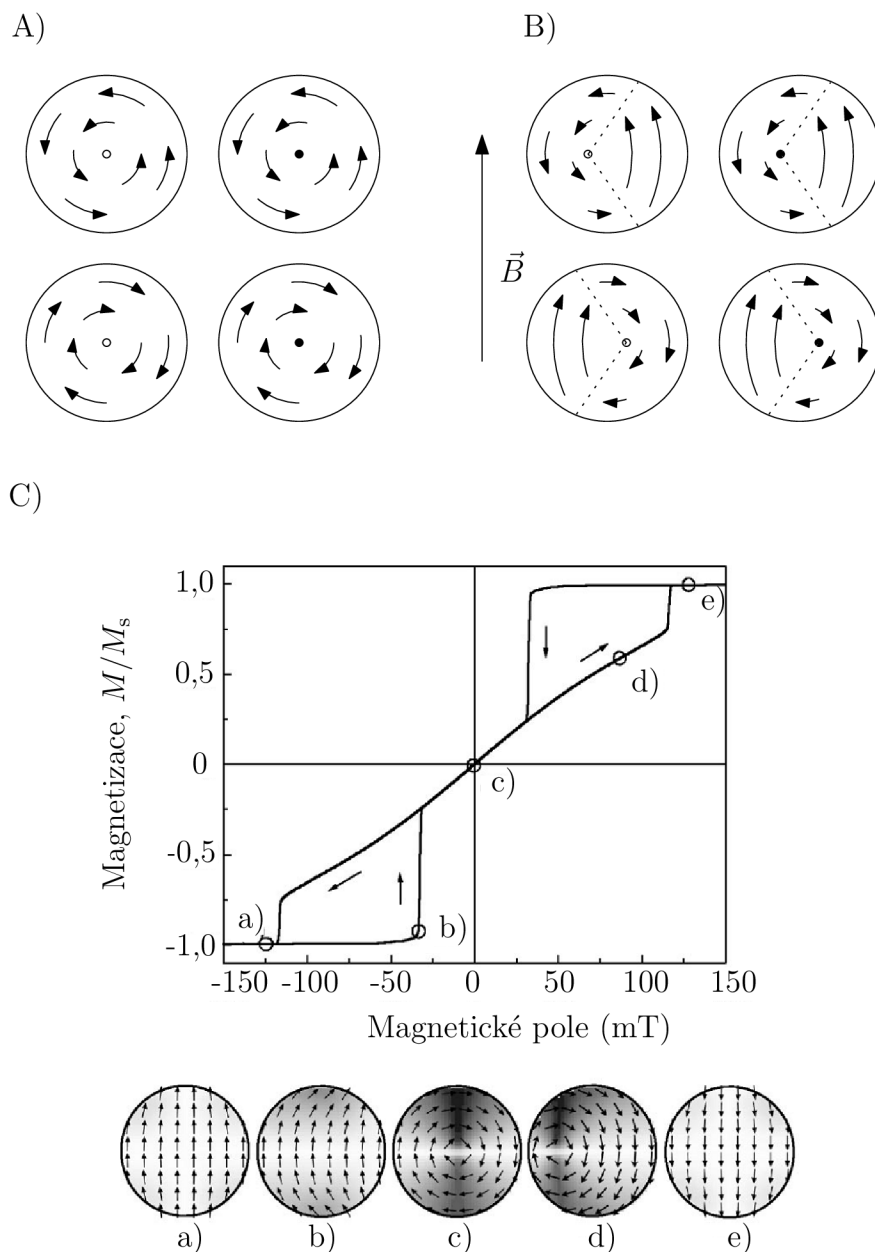
Obr. 3.2: Magnetické víry v permalloyových discích. Disky měly průměr $1\ \mu\text{m}$ a tloušťku $50\ \text{nm}$. Převzato z [42].

3.1 Magnetické víry ve vnějším statickém magnetickém poli

Jestliže působíme na disky s magnetickými víry externím statickým magnetickým polem, Zeemanova energie zapříčiní přeuspořádání magnetizace uvnitř disků. Má-li externí magnetické pole směr rovnoběžný s rovinou disku, dochází k rozšíření oblasti, zmagetizované ve směru magnetického pole. To zapříčiní pohyb jádra magnetického víru ve směru kolmém na přiložené magnetické pole. Směr pohybu jádra magnetického víru tedy závisí pouze na cirkulaci magnetického víru a směru přiloženého externího magnetického pole (obrázek 3.3). Polarita jádra magnetického víru neovlivní směr pohybu jádra.

Jestliže vyneseme závislost celkové magnetizace na externím poli $M(H)$, obdržíme lineární závislost. Počáteční susceptibilita $\chi(0) = M/H$ udává směrnici této závislosti. Tzv. model tuhého vortexu (rigid vortex model) popisuje chování jádra v tomto režimu a vývoj stavu magnetického víru v magnetických discích ve vnějším statickém magnetickém poli [45].

Chování magnetických vírů společně s hysterezní smyčkou těchto vírů je znázorněno na obrázku 3.3.



Obr. 3.3: A) Magnetické víry bez aplikovaného externího magnetického pole. B) Aplikované externí magnetické pole. Můžeme vidět výchylku jádra ve směru kolmém na aplikované magnetické pole. Dále vidíme, že výchylka jádra závisí pouze na cirkulaci magnetického víru, nikoliv na polaritě. C) Charakteristická hysterezní smyčka magnetického víru. a) saturace magnetického víru v externím magnetickém poli, b) nukleace jádra magnetického víru, c) magnetický vír v nulovém externím magnetickém poli, d) magnetický vír v externím magnetickém poli, dochází k posunu jádra magnetického víru ve směru kolmém na aplikované externí magnetické pole, e) vypuzení jádra magnetického víru, disk se nachází v satureovaném stavu. Převzato a upraveno z [46].

4 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Pro měření MFM v externím magnetickém poli jsme museli sestavit modul vytvářející externí magnetické pole. Tento modul musel splňovat několik požadavků:

- **Velikost modulu** – abychom mohli měřit MFM v externím magnetickém poli, velikost připraveného modulu musela být přizpůsobena rozměrům přístroje, na kterém probíhala měření.
- **Velikost externího magnetického pole v mezeře** – velikost externího magnetického pole v mezeře hraje významnou roli ve změně chování pozorovaných struktur.

V následující kapitole se budeme věnovat návrhu a konstrukci modulu proměnného externího magnetického pole a měřením zrealizovaným pomocí vyrobeného modulu.

4.1 Modul proměnného externího magnetického pole

4.1.1 Elektromagnet

První nápad, jak zrealizovat proměnné externí magnetické pole, bylo využití elektromagnetu. Elektromagnet je zařízení, skládající se z jádra magneticky měkkého materiálu a cívky, kterou protéká elektrický proud. Magnetické pole ideálního solenoidu je

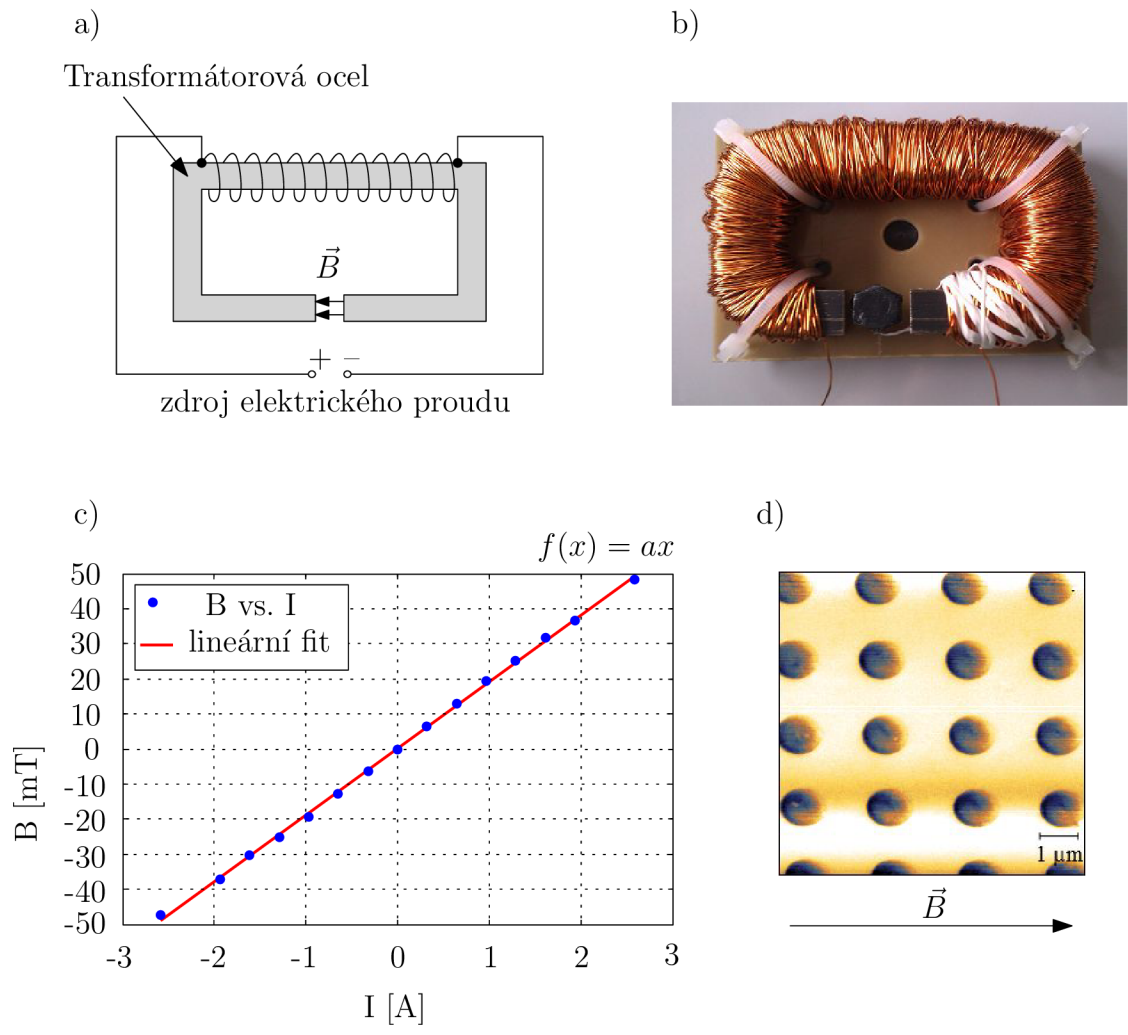
$$B = \mu_0 \mu_r n I, \quad (4.1)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua, μ_r je relativní permitivita jádra solenoidu, n je počet závitů na jednotku délky a I je protékající elektrický proud. Návrh elektromagnetu je zobrazen na obrázku 4.1a). Počet závitů je přibližně 1000. Jako zdroj elektrického proudu sloužil bipolární zdroj KEPCO BOP 20-10 M s rozsahem elektrického proudu od -5 A do $+5$ A.

Námi navržený a sestavený elektromagnet lze při malých elektrických proudech považovat za ideální solenoid, tudíž závislost magnetického pole v mezeře na elektrickém proudu je lineární. Tuto závislost jsme naměřili pomocí Hallovy sondy teslometru F. W. BELL 6010 a je vyobrazena na obrázku 4.1c).

U této verze modulu proměnného externího magnetického pole však při vyšších proudech dochází k zahřívání celého zařízení, a tedy při měření MFM, dochází k termálnímu driftu vzorku [obrázek 4.1d)].

Termálnímu driftu vzorku jsme zamezili konstrukcí modulu variabilního magnetického pole, který jako zdroj magnetického pole využívá permanentní magnet, vyrobený z $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$.



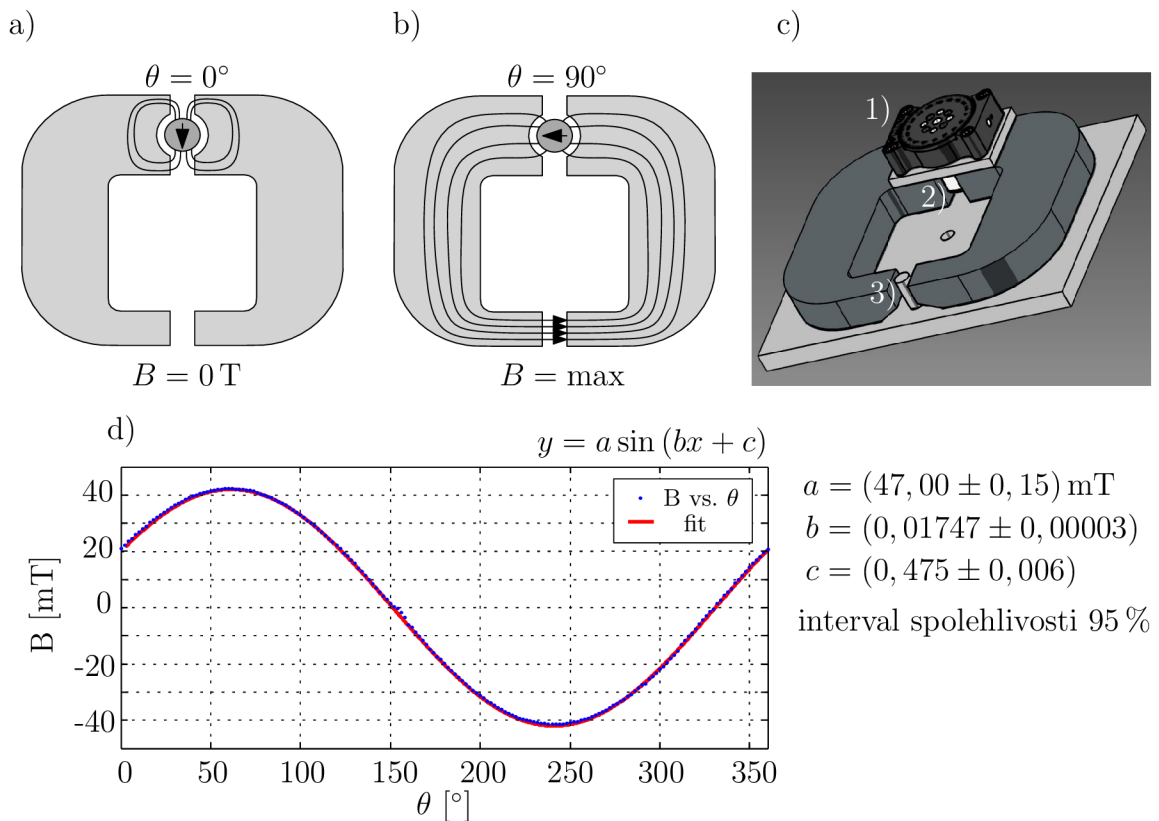
Obr. 4.1: a) Schéma elektromagnetu. b) Fotografie vyrobeného elektromagnetu. c) Závislost magnetického pole v mezeře na protékajícím elektrickém proudu. Směrnice lineární závislosti $a = (19,0 \pm 0,3) \text{ mT} \cdot \text{A}^{-1}$, s intervalem spolehlivosti 95 %. d) magnetické disky v magnetickém poli o velikosti přibližně 15 mT. Na obrázku můžeme vidět vysoký šum a zkreslení magnetických disků, které je způsobeno výše zmíněným termálním driftem. Dále vidíme, že v závislosti na působícím magnetickém poli se jádra magnetických víru posunula kolmo na směr aplikovaného magnetického pole. Můžeme si také povšimnout magnetických nábojů, generovaných magnetickým polem, na levé a pravé straně disků.

4.1.2 Modul s permanentním magnetem

Návrh modulu proměnného externího magnetického pole je inspirován prací Proksche a kol. [47]. Je založen na permanentním magnetu, který je umístěn do mezery mezi jádry z transformátorové oceli, s nízkou remanencí. Na obrázku 4.2 je znázorněno schéma modulu externího magnetického pole.

Pro zakomponování modulu proměnného externího magnetického pole do stávajícího přístroje, který slouží k měření AFM na ÚFI (Bruker Dimension Icon), bylo nutné vyrobit tento modul jako prototyp. Model, který sloužil jako podklad k výrobě, se nachází na obrázku 4.2c).

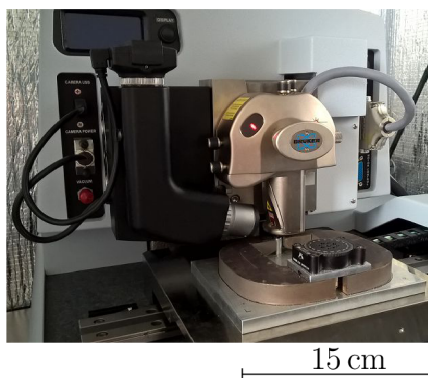
K úspěšnému používání tohoto modulu bylo nutné změřit závislost magnetického pole v mezeře na úhlu vychýlení magnetu. Tuto závislost jsme naměřili pomocí teslametru F. W. BELL 6010 a je vynesena na obrázku 4.2d).



Obr. 4.2: Schéma modulu s permanentním magnetem. a) Úhlová výchylka magnetu uvnitř jader je $\theta = 0^\circ$, $B = 0 \text{ T}$. b) Úhlová výchylka magnetu je $\theta = 90^\circ$, B_{max} . c) Model připravený v programu Autodesk Inventor. 1) Goniometr, sloužící k přesné úhlové výchylce magnetu, 2) Válcový magnet, vyrobený z $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, 3) Stojánek na vzorek. d) Závislost velikosti magnetického pole v mezeře na úhlu vychýlení permanentního magnetu.

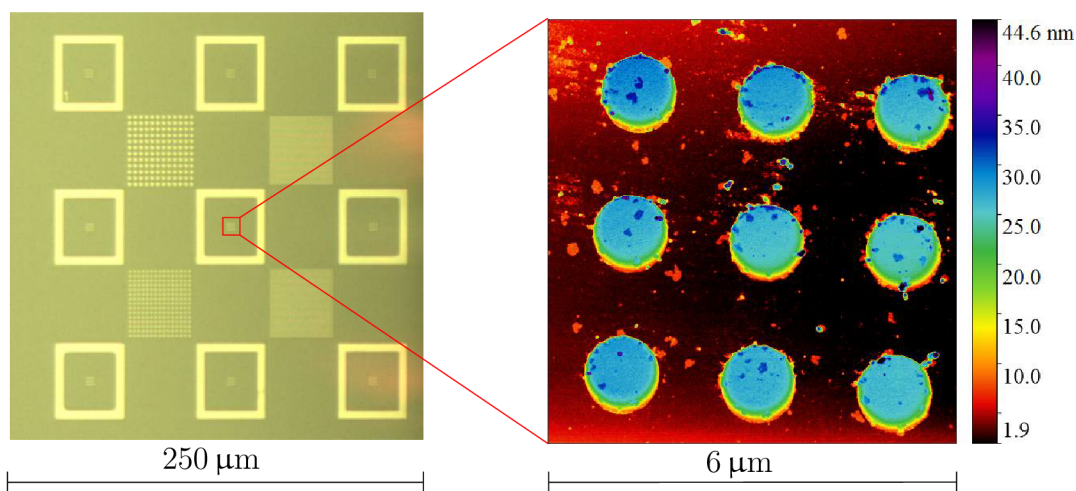
4.2 Měření MFM v externím magnetickém poli

Pro měření MFM v externím magnetickém poli jsme využívali námi vyrobený modul s permanentním magnetem, vytvářející proměnné externí magnetické pole a sondy pokryté kobaltovou vrstvou (odstavec 2.4). Na obrázku 4.3 se nachází modul v mikroskopu atomárních sil, na kterém probíhala všechna měření.



Obr. 4.3: Zakomponování modulu s permanentním magnetem vytvářející proměnné externí magnetické pole do mikroskopu atomárních sil.

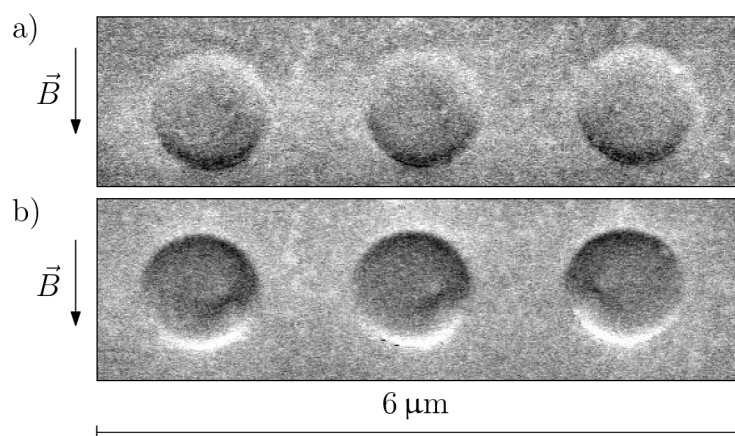
Pomocí MFM jsme zkoumali pole permalloyových disků vyrobené metodou lift-off, která je popsána v odstavci 2.3. Vzorek je znázorněn na obrázku 4.4.



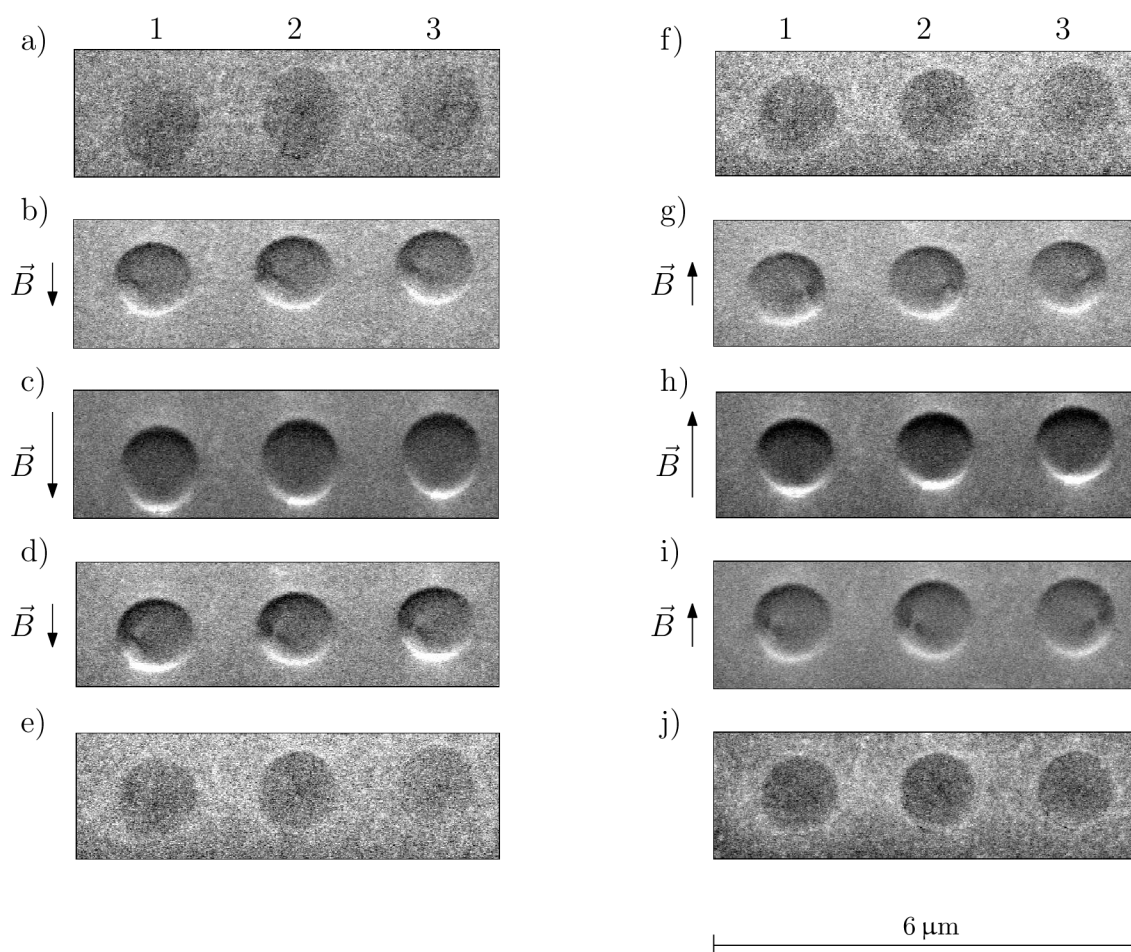
Obr. 4.4: Vzorek, využívaný k experimentům. Nalevo se nachází snímek z optického mikroskopu, napravo pak detail pole disků obdrženy pomocí AFM.

Při měření MFM v externím magnetickém poli je nutné brát na zřetel, že nejen vzorek, ale i magnetická sonda podléhá externímu magnetickému poli. O tomto jsme se přesvědčili, když jsme zaznamenali změny magnetizace hrotu (obrázek 4.5).

Na počátku měření jsme vzorek vystavili magnetickému poli 0,6 T, které bylo kolmé k rovině vzorku. Toto pole způsobilo, že všechny zkoumané magnetický víry měly stejnou polaritu. Poté jsme na vzorek aplikovali vnější magnetické pole rovnoběžné s rovinou vzorku. Tohoto externího magnetického pole bylo docíleno pomocí námi zkonstruovaného modulu externího magnetického pole. Zkoumali jsme, zda dokážeme zaznamenat pohyb jádra magnetického víru. Na obrázku 4.6 jsou znázorněny magnetické disky a jejich chování v různých velikých externích magnetických polích.



Obr. 4.5: Změna magnetizace hrotu v externím magnetickém poli. Na obrázku a) se nachází magnetické disky v externím magnetickém poli $-15,6 \text{ mT}$. Všimněme si rozdílného kontrastu ve vrchní a spodní části disků. Toto je způsobeno právě externím magnetickým polem. b) magnetické disky jsou vystaveny externímu magnetickému poli -22 mT . Vychýlení jader magnetických vírů je zachováno, co se však diametrálně změnilo, je kontrast v horní a spodní části obrázku. Vzhledem ke stejné polaritě externího magnetického pole se musela změnit magnetizace sondy. Můžeme si povšimnout také „rozdílné“ polarity jader magnetických vírů. I to je způsobeno změnou magnetizace sondy. Proto při vyhodnocování výsledků MFM musíme být extrémně opatrní.

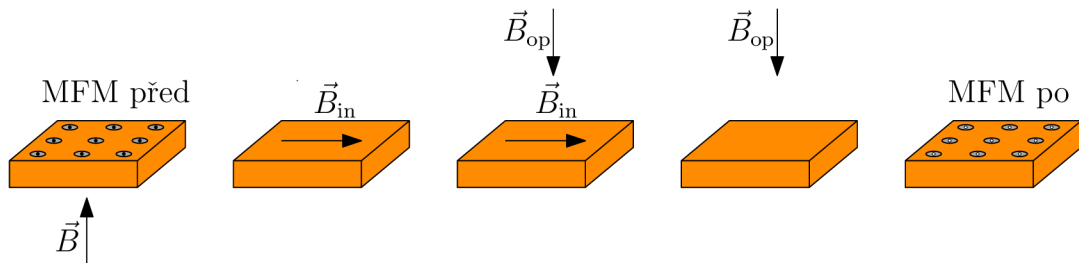


Obr. 4.6: Měření MFM v externím magnetickém poli, rovnoběžném s rovinou vzorku. a) 0 mT, můžeme si povšimnout, že jádra magnetických víru mají stejnou polaritu, což je vyjádřeno černou tečkou uprostřed. To je způsobeno zmagetizováním vzorku silným magnetickým polem (0,6 T) před zahájením MFM měření. b) -22 mT, jádra se díky působícímu magnetickému poli vychýlila kolmo na směr působícího magnetického pole. c) $-41,4$ mT, dochází k saturovanému stavu, kdy disk není ve stavu magnetického víru, d) $-19,9$ mT, opět spatřujeme jádra magnetických vírů. e),f) $+1,4$ mT, vidíme, že jádra magnetických vírů jsou mírně vychýlená. g) $+22,1$ mT, jádra se, vzhledem k otočení polarity externího magnetického pole, vychylují na druhou stranu. h) $+42,2$ mT, saturovaný stav. i) $+21$ mT, u disků 1 a 2 se změnila cirkulace. Jedná se tedy o důkaz, že v modulu externího magnetického pole je natolik silné magnetické pole, že saturujeme magnetické disky. Protože při saturaci magnetických disků a následném snížení externího magnetického pole, dochází u dokonalých disků bez jakýchkoliv vad jak k náhodné cirkulaci, tak k náhodné polaritě magnetických vírů. j) 0 mT, jádra magnetických vírů jsou uprostřed disků.

4.3 Přepínání polarity magnetických vírů

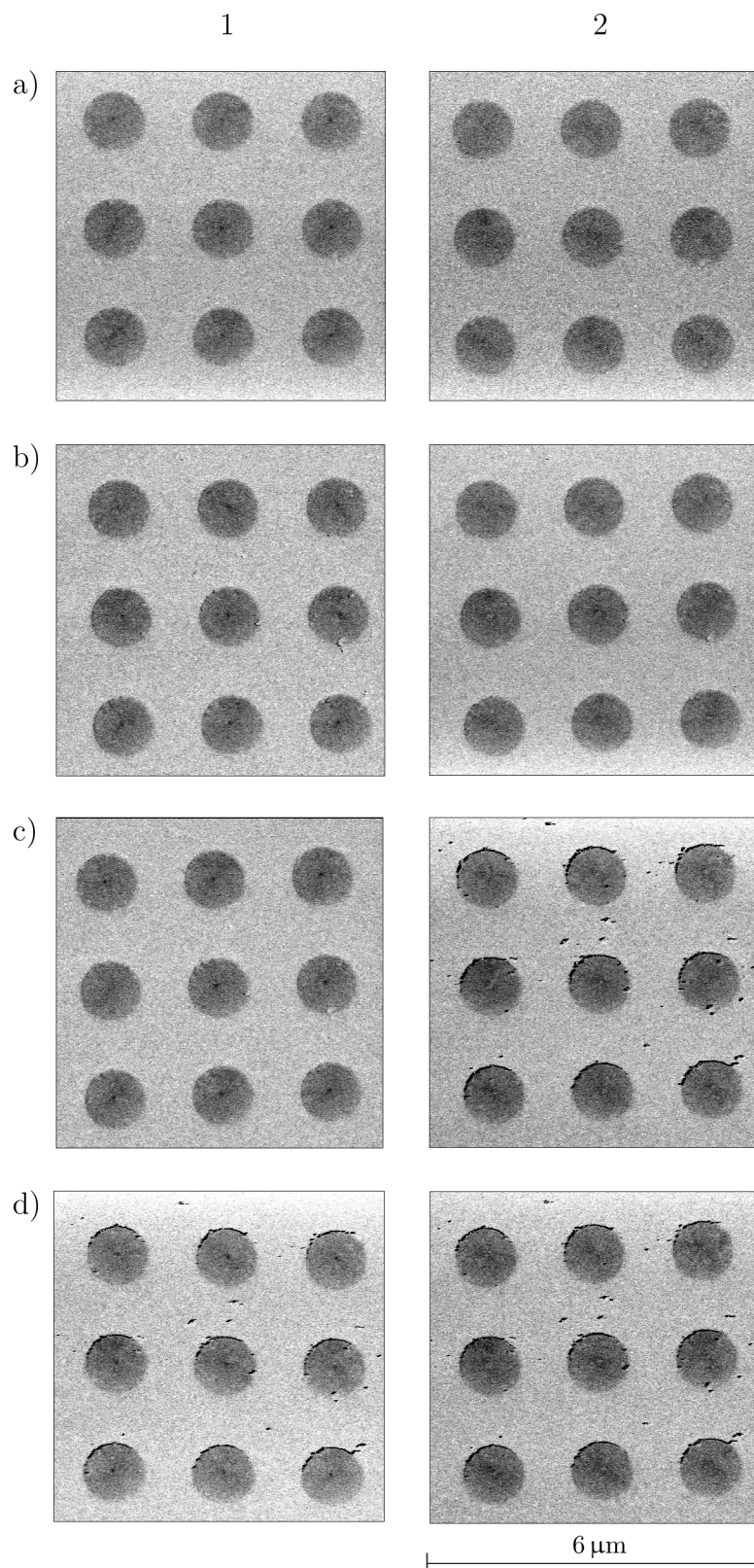
V této části jsme se zabývali přepínáním polarity magnetických vírů, za pomoci kombinace externího magnetického pole kolmého k rovině vzorku a externího magnetického pole rovnoběžného s rovinou vzorku. Před každou sérií MFM měření jsme vzorek zmagnetovali silným magnetickým polem (0,6 T), abychom dosáhli stejného výchozího stavu u všech měření (stejná polarita všech disků). Po zmagnetování jsme udělali MFM měření tohoto výchozího stavu.

K přepínání polarity magnetických vírů jsme využívali modul externího magnetického pole, popsany v odstavci 4.1.2. Nejprve jsme zkoumaný vzorek vložili do mezery modulu externího magnetického pole tak, že magnetické pole v mezeře bylo 0 T. Poté jsme otočili goniometrem, na kterém je připevněn permanentní magnet. Změnili jsme tedy úhlovou výchylku magnetu mezi jádry, aby v mezeře bylo maximální magnetické pole a došlo k saturaci zkoumaných disků. Jakmile byly disky ve stavu saturace, přiložili jsme permanentní magnet tak, aby magnetické pole bylo kolmé k rovině vzorku. Následně jsme otočili goniometrem s permanentním magnetem a snížili jsme tak magnetické pole v mezeře, rovnoběžné s rovinou vzorku, na nulové. Poté jsme oddálili permanentní magnet, který působil na vzorek magnetickým polem, kolmým k rovině vzorku. Schéma tohoto procesu je znázorněno na obrázku 4.7.

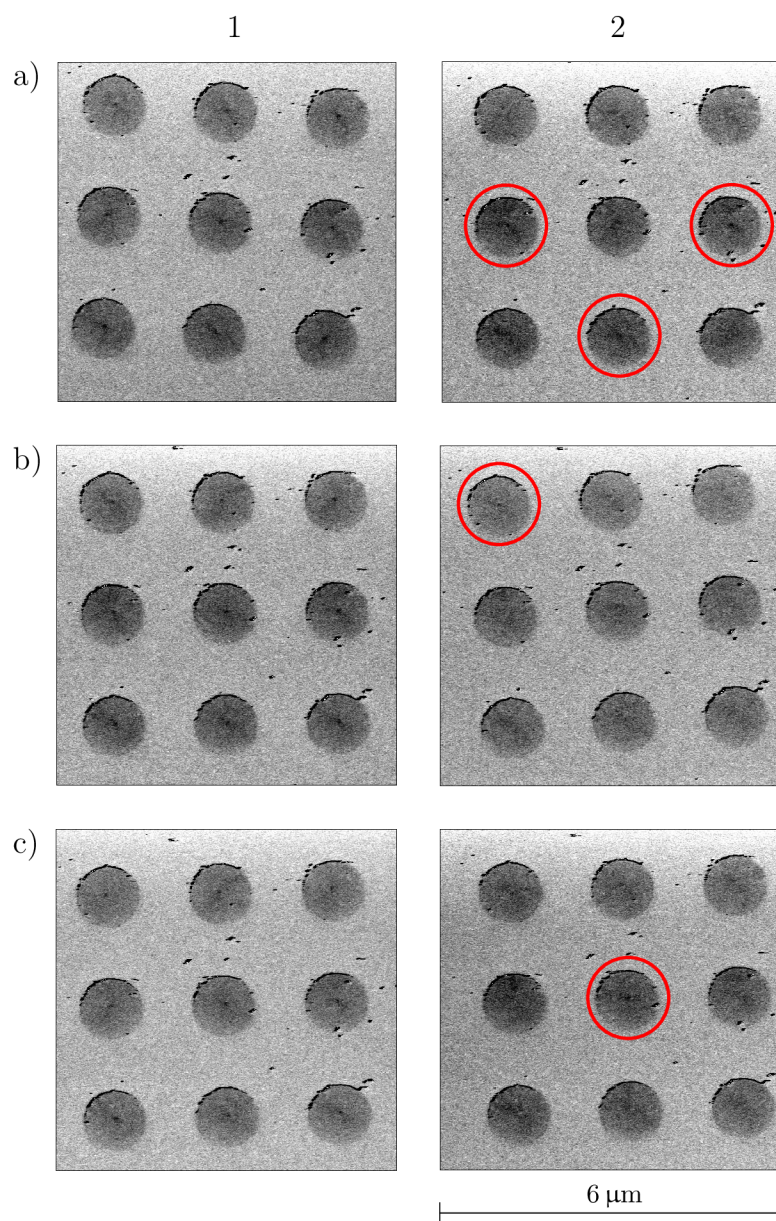


Obr. 4.7: Schéma experimentu přetáčení polarity magnetických vírů.

Cílem této části bylo zjistit, jak velké magnetické pole, kolmé k rovině vzorku, ovlivní nukleaci jader magnetických vírů natolik, že přepne jejich polaritu. Provedli jsme měření pro magnetická pole o velikostech 120 mT, 100 mT, 80 mT, 60 mT, 40 mT, 35 mT a 30 mT. Výsledky z MFM měření jsou znázorněny na obrázcích 4.8 a 4.9. Zjistili jsme, že magnetická pole o velikosti od 60 mT výše přepnou polaritu jader všech zkoumaných magnetických vírů.



Obr. 4.8: Přepínání polarity jader magnetických vírů. Ve sloupci 1 se nachází stav před procesem přetáčení polarity. Ve sloupci 2 se nachází stav po tomto procesu. V řádcích a) až d) se postupně nachází obrázky pro 120 mT, 100 mT, 80 mT a 60 mT. Můžeme si povšimnout že pro tato magnetická pole, kolmá k rovině vzorku, se všechna jádra magnetických vírů přepnula.



Obr. 4.9: Přepínání polarity jader magnetických vírů. Ve sloupci 1 se nachází stav před procesem přetáčení polarity. Ve sloupci 2 se nachází stav po tomto procesu. V řádcích a) až c) se postupně nachází obrázky pro 40 mT, 35 mT a 30 mT. Při těchto magnetických polích už se nepřepnula všechna jádra magnetických vírů. Červeně vyznačené jsou disky, u kterých se polarita jader magnetických vírů nepřepnula.

5 ZÁVĚR

Bakalářská práce je výsledkem autorovy roční činnosti v laboratoři. Cílem práce, bylo seznámit se s problematikou mikroskopie magnetických sil, a to jak bez externího magnetického pole, tak v externím magnetickém poli. Získané poznatky autor zužitkoval v návrhu modulu externího magnetického pole, který je prezentován v odstavci 4.1.2. Tento modul poté sloužil pro měření MFM v externím magnetickém poli a pro experiment s přepínáním polarity jader magnetických vírů.

K měření MFM byly využívány výhradně námi vyrobené sondy. Měření v externím magnetickém poli bylo provedeno se sondami, které byly pokryté vrstvou Co a pro měření bez externího magnetického pole byly využívány sondy s vrstvou NiFe. Oba typy sond se velice osvědčily, protože jsme byli schopni spatřit jádra magnetických vírů. Autor strávil nespočet hodin s přístrojem Bruker Dimension Icon, jelikož ne všechny vyrobené hroty fungovaly, a ne vždy měl přístroj „náladu spolupracovat“. Pro MFM měření bylo vyrobeno přes 40 sond.

V experimentální části se autor zabýval chováním magnetických vírů v externím magnetickém poli a vlivem externího magnetického pole na nukleaci magnetických vírů. V první zmíněné části měl autor také možnost otestovat, zda opravdu pomocí sestaveného modulu dojde k saturaci magnetických disků, což je nutná podmínka pro druhý zmíněný experiment. Dlouhou dobu se nedařilo zrealizovat experiment s přepínáním polarity jader magnetických vírů. Tento problém byl však v závěrečné fázi odstraněn, nicméně vlivem magnetického pole na nukleaci magnetických vírů by se autor i nadále rád zabýval. V návrhu je také vylepšení stávajícího modulu externího magnetického pole o integrovanou Hallovu sondu pro přesné zjištění velikosti magnetického pole v mezeře, které působí na vzorek.

LITERATURA

- [1] BUSCHOW, K., BOER, F.: *Physics of Magnetism and Magnetic Materials*. Springer US, **2003**. ISBN 9781475705676.
- [2] COEY, J. M. D.: *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, **2010**. ISBN 9781139486927. doi:[10.1063/1.3060880](https://doi.org/10.1063/1.3060880).
- [3] STAŇO, M.: *Characterization of magnetic nanostructures by magnetic force microscopy*. [Diplomová práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, **2014**.
- [4] EATON, P., WEST, P.: *Atomic Force Microscopy*. Oxford University Press, **2010**. ISBN 9780191576676.
- [5] PUTMAN, C., GROOTH, B., HULST, N., GREVE, J.: A detailed analysis of the optical beam deflection technique for use in atomic force microscopy. *J. Appl. Phys.*, **1992**, roč. 72, s. 6–12. doi:[10.1063/1.352149](https://doi.org/10.1063/1.352149).
- [6] ALEXANDER, S., HELLEMANS, L., MARTI, O. *et al.*: An atomic-resolution atomic-force microscope implemented using an optical lever. *J. Appl. Phys.*, **1989**, roč. 65, s. 164–167. doi:[10.1063/1.342563](https://doi.org/10.1063/1.342563).
- [7] MEYER, G., AMER, N. M.: Novel optical approach to atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **1988**, roč. 53, s. 1045–1047. doi:[10.1063/1.100061](https://doi.org/10.1063/1.100061).
- [8] PORTHUN, S., ABELMANN, L., LODDER, C.: Magnetic force microscopy of thin film media for high density magnetic recording. *J. Magn. Magn. Mater.*, **1998**, roč. 182, s. 238–273. doi:[10.1016/S0304-8853\(97\)01010-X](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(97)01010-X).
- [9] SARID, D.: *Scanning Force Microscopy*. Oxford University Press, **1994**. ISBN 9780195344691.
- [10] LÜTH, H.: *Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films*. Springer Berlin Heidelberg, **2010**. ISBN 978-3-642-13591-0. doi:[10.1007/978-3-642-13592-7](https://doi.org/10.1007/978-3-642-13592-7).
- [11] DOUPAL, A.: *Studium vlastností kovových tenkých vrstev a nanostruktur pomocí rastrovací sondové mikroskopie*. [Diplomová práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, **2010**.
- [12] KITTEL, C.: *Introduction to solid state physics*. Wiley, **2005**. ISBN 9780471415268.
- [13] BINNIG, G., QUATE, C. F.: Atomic Force Microscope. *Phys. Rev. Lett.*, **1986**, roč. 56, s. 930–933. doi:[10.1103/PhysRevLett.56.930](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.930).

- [14] BINNIG, G., ROHRER, H., GERBER, C. *et al.*: Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **1982**, roč. 49, s. 57–61. doi:10.1103/PhysRevLett.49.57.
- [15] MARTIN, Y., WICKRAMASINGHE, H. K.: Magnetic imaging by "force microscopy" with 1000 Å resolution. *Appl. Phys. Lett.*, **1987**, roč. 50, s. 1455–1457. doi:10.1063/1.97800.
- [16] KACZÉR, J., GEMPERLE, R.: Vibrating permalloy probe for mapping magnetic fields. *Czech. J. Phys.*, **1956**, roč. 6, s. 173–183.
- [17] HUBERT, A., SCHÄFER, R.: *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Berlin: Springer, **2009**. ISBN 9783540641087. doi:10.1007/978-3-540-85054-0.
- [18] BABCOCK, K. L., DUGAS, M., MANALLIS, S. *et al.*: Magnetic Force Microscopy: Recent Advances and Applications. *MRS Proceedings*, **1994**. doi:10.1557/PROC-355-311.
- [19] HOPSTER, H., OEPEN, H. P.: *Magnetic Microscopy of Nanostructures*. Berlin: Springer, **2006**. ISBN 9783540266419.
- [20] LOHAU, J., K. S., CARL, A. *et al.*: Quantitative determination of effective dipole and monopole moments of magnetic force microscopy tips. *J. Appl. Phys.*, **1999**, roč. 86, s. 3410–3417, doi:10.1063/1.371222.
- [21] SÁENZ, J. J., GARCÍA, N., GRÜTTER, P. *et al.*: Observation of magnetic forces by the atomic force microscope. *J. Appl. Phys.*, **1987**, roč. 62, s. 4293–4295. doi:10.1063/1.339105.
- [22] ZHU, Y.: *Modern techniques for characterizing magnetic materials*. New York: Springer, **2005**. ISBN 1402080077. doi:10.1007/b101202.
- [23] SADER, J. E.: Frequency Response of Cantilever Bemas Immersed in Viscous Fluids With Applications To the Atomic Force Microscope. *J. Appl. Phys.*, **1998**, roč. 84, s. 64–76. doi:10.1063/1.368002.
- [24] HARTMANN, U.: Magnetic Force Microscopy. *Annu. Rev. Mater. Sci.*, **1999**, roč. 29, s. 53–87. doi:10.1146/annurev.matsci.29.1.53.
- [25] ALBRECHT, T. R., GRÜTTER, P., HORNE, D. *et al.*: Frequency modulation detection using high-Q cantilevers for enhanced force microscope sensitivity. *J. Appl. Phys.*, **1991**, roč. 69, s. 668–673. doi:10.1063/1.347347.

- [26] GOMEZ, R. D., BURKE, E. R., MAYERGOYZ, I. D.: Magnetic imaging in the presence of external fields: Technique and applications. *J. Appl. Phys.*, **1996**, roč. 79, s. 6441–6446. [doi:10.1063/1.361966](https://doi.org/10.1063/1.361966).
- [27] BUKHARAEV, A. A., BIZIAEV, D. A., BORODIN, P. A. *et al.*: In situ Magnetization Reversal Measurement of Magnetic Tips in a Magnetic Force Microscope. *Phys. L. Dim. Struc.*, **2004**, roč. 2, s. 153–158.
- [28] BABCOCK, K. L., ELINGS, V. B., SHI, J. *et al.*: Field-dependence of microscopic probes in magnetic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **1996**, roč. 69, s. 705–707. [doi:10.1063/1.117813](https://doi.org/10.1063/1.117813).
- [29] KONG, L.; CHOU, S. Y.: Quantification of magnetic force microscopy using a micronscale current ring. *Appl. Phys. Lett.*, **1997**, roč. 70, s. 2043–2045. [doi:10.1063/1.118808](https://doi.org/10.1063/1.118808).
- [30] KEBE, T., CARL, A.: Calibration of magnetic force microscopy tips by using nanoscale current-carrying parallel wires. *J. Appl. Phys.*, **2004**, roč. 95, s. 775–792. [doi:10.1063/1.1633979](https://doi.org/10.1063/1.1633979).
- [31] RASTEI, M. V. ABES, M., BUCHER, J. P. *et al.*: Field-dependent behavior of a magnetic force microscopy tip probed by means of high coercive nanomagnets. *J. Appl. Phys.*, **2006**, roč. 99. [doi:10.1063/1.2193169](https://doi.org/10.1063/1.2193169).
- [32] JAAFAR, M., ASENJO, A., VÁZGUEZ, M.: Calibration of coercive and stray fields of commercial magnetic force microscope probes. *IEEE Trans. Nanotechnol.*, **2008**, roč. 7, s. 245–250. <http://dx.doi.org/10.1109/TNANO.2008.917785>[doi:10.1109/TNANO.2008.917785](https://doi.org/10.1109/TNANO.2008.917785).
- [33] SCHULZ, T., BURCH, G., KUNZ, A. *et al.*: Magnetic response versus lift height of thin ferromagnetic films. *IEEE Trans. Magn.*, **2010**, roč. 46, s. 1752–1754. [doi:10.1109/TMAG.2009.2039701](https://doi.org/10.1109/TMAG.2009.2039701).
- [34] BABCOCK, K. L., ELINGS, V. B., DUGAS, M. *et al.*: Optimization of thin-film tips for magnetic force microscopy. *IEEE Trans. Magn.*, **1994**, roč. 30, s. 4503–4505. [doi:10.1109/TMAG.2009.2039701](https://doi.org/10.1109/TMAG.2009.2039701).
- [35] WEIS, T., KRUG, I., ENGEL, D. *et al.*: Characterization of magnetic force microscopy probe tip remagnetization for measurements in external in-plane magnetic fields. *J. Appl. Phys.*, **2008**, roč. 104, s. 1–5. [doi:10.1063/1.3040025](https://doi.org/10.1063/1.3040025).

- [36] KOBLISCHKA, M. R., KIRSCH, M., PFEIFER, R. *et al.*: Different types of ferrite thin films as magnetic cantilever coating for magnetic force microscopy. *J. Magn. Magn. Mater.*, **2010**, roč. 322, s. 1697–1699. doi:10.1016/j.jmmm.2009.06.045.
- [37] KOBLISCHKA, M. R.; HARTMANN, U.: Recent advances in magnetic force microscopy. *Ultramicroscopy*, **2003**, roč. 97, s. 103–112. doi:10.1016/S0304-3991(03)00034-2.
- [38] ALEKSEEV, A., POPKOV, A., SHUBIN, A. *et al.*: Effect of horizontal magnetization reversal of the tips on magnetic force microscopy images. *Ultramicroscopy*, **2014**, roč. 136, s. 1–5. doi:10.1016/j.ultramicro.2013.08.007.
- [39] GRÜTTER, P., MAMIN, H. J., RUGAR, D.: Magnetic Force Microscopy (MFM). WIESENDANGER, R. *Scanning Tunneling Microscopy II*, Berlin: Springer, **1995**, s. 151–207. ISBN 978-3-540-58589-3. doi:10.1007/978-3-642-79366-0.
- [40] VAŇATKA, M.: *Magnetické multivrstvy pro aplikace ve spintronice*. [Bakalářská práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, **2013**.
- [41] Olympus Micro Cantilevers: Medium-soft Silicon Cantilever [online]. **2015**, [cit. 2015-05-04]. URL http://probe.olympus-global.com/en/product/omcl_ac240ts_r3/
- [42] SHINJO, T.: Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy. *Science*, **2000**, roč. 89, s. 930–932. doi:10.1126/science.289.5481.930.
- [43] BALAJKA, J.: *Přepínání chiralit vortexů v magnetostaticky svázaných permalloyových nanodiscích*. [Diplomová práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, **2012**.
- [44] HUBERT, A., RAVE, W., TOMLINSON, S.: Imaging Magnetic Charges with Magnetic Force Microscopy. *Phys. Status Solidi B*, **1997**, roč. 204, s. 817–828. doi:10.1002/1521-3951(199712)204:2<817::AID-PSSB817>3.0.CO;2-D.
- [45] GUSLIENKO, K. Y.; NOVOSAD, V.; OTANI, Y. *et al.*: Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks. *Appl. Phys. Lett.*, **2001**, roč. 78, s. 3848–3850. doi:10.1063/1.1377850.
- [46] GUSLIENKO, K. Y.; NOVOSAD, V.; OTANI, Y. *et al.*: Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays. *Phys. Rev. B*, **2001**, roč. 65, s. 1–10. doi:10.1103/PhysRevB.65.024414.

- [47] PROKSCH, R., RUNGE, E., HANSMA, P. K. *et al.*: High field magnetic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **1995**, roč. 78, s. 3303–3307. [doi:10.1063/1.360022](https://doi.org/10.1063/1.360022).

SEZNAM ZKRATEK

AFM mikroskopie atomárních sil – Atomic Force Microscopy

EBL elektronová litografie – Electron Beam Lithography

IBS iontové naprašování – Ion Beam Sputtering

IP v rovině vzorku – in plane

IPA isopropylalkohol

MIBK methylišobutylketon

MFM mikroskopie magnetických sil – Magnetic Force Microscopy

NiFe permalloy, slitina niklu a železa

OP kolmé k rovině vzorku – out of plane

PMMA polymethylmethakrylát

SFM silová skenovací mikroskopie – Scanning Force Microscopy

SNOM Optická skenovací mikroskopie v blízkém poli – Scanning Nearfield Optical
Microscopy

SPM mikroskopie skenovací sondou – Scanning Probe Microscopy

STM rastrovací tunelovací mikroskopie – Scanning Tunneling Microscopy

UHV velmi vysoké vakuum – Ultra High Vacuum