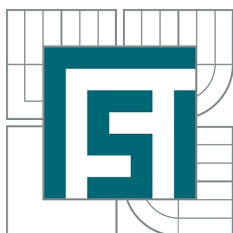


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



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

PŘEPÍNÁNÍ CHIRALITY VORTEXŮ V MAGNETOSTATICKY SVÁZANÝCH PERMALLOYOVÝCH NANODISCÍCH

SWITCHING VORTEX CHIRALITY IN MAGNETOSTATICALLY COUPLED PERMALLOY
NANODISKS

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

JAN BALAJKA

VEDOUcí PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. MICHAL URBÁNEK, Ph.D.

BRNO 2013

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

Akademický rok: 2012/2013

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Jan Balajka

který/která studuje v **magisterském navazujícím studijním programu**

obor: **Fyzikální inženýrství a nanotechnologie (3901T043)**

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 diplomové práce:

Přepínání chiralidy vortexů v magnetostaticky svázaných permalloyových nanodiscích

v anglickém jazyce:

Switching vortex chirality in magnetostatically coupled permalloy nanodisks

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Vortexy v magnetických nanodiscích jsou charakterizovány směrem stáčení magnetizace (chiralitou) a směrem magnetizace vortexového jádra (polaritou). Tyto vortexy se mohou nacházet ve čtyřech různých stabilních magnetických stavech, čehož je možné využít např. pro multibitové paměťové buňky.

Pro magnetický nanodisk ve vortexovém stavu je magnetostatická dipolární interakce zanedbatelná, ovšem při přepínání chiralidy, kdy je nutné, aby disk zaujal monodoménový stav tato interakce, nabývá na významu.

Cíle diplomové práce:

Proved'te simulace hysterezních smyček magnetických vortexů v asymetrických nanodiscích.

Proved'te simulace hysterezních smyček pro páry magnetostaticky svázaných magnetických vortexů.

Připravte vzorky pomocí elektronové litografie a experimentálně, pomocí měření magnetooptického Kerrova jevu, ověřte simulované výsledky.

Analýzou výsledků simulací zjistěte vliv magnetostatické interakce a tvarové asymetrie svázaných vortexů na jejich výslednou chiralitu.

Seznam odborné literatury:

Konoto, M. et al. Formation and control of magnetic vortex chirality in patterned micromagnet arrays. J. Appl. Phys. 103, 023904 (2008).

Guslienکو, K. Y., Novosad V., Otani Y., Shima H. & Fukamichi K. Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks. Appl. Phys. Lett. 78, 3848 (2001).

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

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2012/2013.

V Brně, dne 22.11.2012

L.S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc., dr. h. c.
Děkan fakulty

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá přepínáním cirkulace vortexů v magnetických nanodiscích. V práci je na základě výsledků mikromagnetických simulací diskutován vliv geometrické asymetrie disku na tvar hysterezní smyčky. Je zde navržena metoda detekce cirkulace vortexu měřením hysterezní smyčky asymetrického disku. Je zde také popsáno přepínání cirkulace vortexů v asymetrických discích pomocí statického magnetického pole v rovině disku. Simulace hysterezních smyček byly provedeny u dvojic magnetostaticky svázaných nanodisků v různých vzdálenostech a pro různé stupně asymetrie. Analýzou výsledků simulací byl porovnán vliv magnetostatické interakce a tvarové asymetrie na výslednou cirkulaci jednotlivých vortexů a odhadnut dosah magnetostatické interakce pro disky daných rozměrů a dané asymetrie. Součástí práce je stručný popis experimentálních technik použitých pro přípravu a měření připravených vzorků.

Summary

The diploma thesis is concerned with switching of vortex circulation in magnetic nanodisks. The influence of geometric asymmetry of the disk on the shape of the hysteresis loop is discussed, based on the results of micromagnetic simulations. The method of detection of vortex circulation by measuring hysteresis loop of asymmetric disk is proposed. Switching of vortex circulation in asymmetric nanodisks by static in-plane magnetic field is described. Simulations of pairs of magnetostatically coupled nanodisks were carried out for different interdisk distances and degrees of asymmetry. By analysing the results of the simulations, the effects of magnetostatic coupling and the asymmetry on resultant circulation of individual vortices were compared and the range of magnetostatic interaction between nanodisks of given dimensions and asymmetry was estimated. Experimental techniques used for fabrication and measurement of the samples are briefly summarized.

Klíčová slova

magnetický vortex, přepínání cirkulace vortexů, mikromagnetické simulace, OOMMF.

Keywords

magnetic vortex, vortex circulation switching, micromagnetic simulations, OOMMF.

BALAJKA, J. *Přepínání chiralit vortexů v magnetostaticky svázaných permalloyových nanodiscích*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. 53 s. Vedoucí diplomové práce – Ing. Michal Urbánek, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ:

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

Jan Balajka

PODĚKOVÁNÍ:

Děkuji Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D., za vedení diplomové práce a všestrannou pomoc nejen při jejím vypracování. Děkuji Ing. Vojtěchu Uhlířovi, Ph.D., a prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D., za cenné rady a přínosné konzultace. Děkuji Lukáši Flajšmanovi za pomoc při měření magnetooptického Kerrova jevu a Marku Vaňatkovi za pomoc s přípravou vzorků.

Jan Balajka

OBSAH

Úvod	3
1. <i>Základy magnetismu</i>	4
1.1 Magnetický moment atomu	4
1.1.1 Spin-orbitální interakce	4
1.2 Magnetické vlastnosti pevných látek	5
1.3 Druhy magnetických látek	6
1.3.1 Diamagnetické látky	6
1.3.2 Paramagnetické látky	7
1.3.3 Feromagnetické látky	7
1.3.4 Antiferomagnetické látky	9
1.3.5 Ferimagnetické látky	9
1.4 Energie mikromagnetických systémů	10
1.4.1 Výměnná energie	10
1.4.2 Energie anizotropie	10
1.4.3 Zeemanova energie	11
1.4.4 Magnetostatická dipolární energie	11
1.4.5 Celková energie	11
1.5 Dynamika magnetizace	12
2. <i>Magnetické vlastnosti mikrostruktur</i>	13
2.1 Magnetické domény	13
2.1.1 Typy doménových stěn	14
2.2 Magnetické vortexy	14
2.2.1 Odezva vortexu na vnější statické magnetické pole	17
2.2.2 Model tuhého vortexu	19
3. <i>Mikromagnetické simulace pomocí OOMMF</i>	21
3.1 Vizualizace výsledků simulací	22
4. <i>Použité experimentální techniky</i>	24
4.1 Elektronová litografie	24
4.2 Iontové naprašování	24
4.3 Postup přípravy vzorků	25
4.3.1 Příprava polí asymetrických disků	26

4.3.2	Stanovení optimální expoziční dávky	28
4.4	Magnetooptický Kerrův jev	29
4.4.1	Sestava pro měření magnetooptického Kerrova jevu	29
5.	<i>Dosažené výsledky</i>	31
5.1	Relaxace, vliv velikosti disku	31
5.2	Simulace hysterezních smyček symetrických disků	35
5.3	Simulace hysterezních smyček asymetrických disků	37
5.3.1	Detekce a přepínání cirkulace vortexů v asymetrických discích	40
5.4	Simulace dvojic symetrických disků	42
5.5	Simulace dvojic asymetrických disků	44
5.6	Výsledky měření MOKE	46
	<i>Závěr</i>	48
	<i>Literatura</i>	48
	<i>Seznam použitých zkratk a symbolů</i>	52
	<i>Seznam příloh</i>	53

ÚVOD

Magnetické vlastnosti materiálů jsou předmětem lidského zájmu již od 5. století př. n. l., kdy bylo poprvé popsáno přitahování železa magnetovcem (Fe_3O_4). Jako v celé historii, i současný výzkum v oblasti magnetismu zůstává úzce spjat s aplikacemi. Hlavní motivací pro studium magnetizačních procesů magnetických materiálů je od druhé poloviny 20. století jejich aplikace jako paměťových médií pro záznam dat [1].

Rovnovážné uspořádání magnetizace v látce určuje několik vzájemně soupeřících interakcí. V závislosti na tvaru a velikosti struktury je vliv některých interakcí zvýrazněn, zatímco vliv jiných interakcí je potlačen. Omezení geometrických rozměrů magnetických struktur ovlivňuje rovnováhu jednotlivých interakcí a vede ke vzniku nových magnetických stavů [2]. Stabilní konfigurací v magnetických nanodiscích (ploché válcové struktury o průměru řádově 10^2 - 10^3 nm a výšce několika desítek nm) je magnetický vortex, charakterizovaný stáčením magnetizace podél uzavřených smyček v rovině disku. Kruhové uspořádání je narušeno v blízkém okolí středu disku (jádro vortexu), kde vektor magnetizace vystupuje kolmo k rovině disku. Magnetický vortex je definován dvěma nezávislými charakteristikami: cirkulací - směr stáčení magnetizace v rovině disku a polaritou - směr magnetizace vortexového jádra. Tyto dvě nezávislé charakteristiky určují čtyři různé ekvivalentní stavy, v nichž se může magnetický disk nacházet. Uvedené vlastnosti lze využít pro multibitové paměťové buňky, neboť magnetické vortexy mohou současně uchovávat dvě informační jednotky v jednom nanodisku [3]. Pro praktické aplikace je však vyžadován spolehlivý způsob přepínání mezi jednotlivými vortexovými stavy [4]. Ukazuje se, že cirkulace vortexu může být kontrolována např. využitím tvarové asymetrie, která narušuje symetrii nukleace vortexového jádra při snižování magnetického pole ze saturevaného stavu [3, 5, 6]. Vhodně zvolenou asymetrií je tedy možné řídit cirkulaci vortexu během magnetizačního procesu.

Obsahem této práce je studium vlivu tvarové asymetrie na výslednou cirkulaci vortexu během magnetizačního procesu. Dále je posuzován vliv magnetostatické interakce mezi sousedními disky, která nabývá na významu především při přepínání cirkulace, kdy je nutné, aby disk zaujal jednodoménový stav.

Práce je členěna do pěti kapitol. V první kapitole jsou vymezeny základní pojmy magnetismu, které usnadní pochopení následujících částí práce. Druhá kapitola je věnována magnetickým mikrostrukturám, jsou zde popsány vlastnosti magnetických vortexů. Třetí kapitola stručně popisuje mikromagnetické simulace metodou konečných diferencí pomocí software Object Oriented Micromagnetic Framework (OOMMF). Ve čtvrté kapitole jsou krátce představeny experimentální techniky použité v této práci. Poslední pátá kapitola shrnuje dosažené výsledky a porovnává je s dostupnými zdroji.

1. ZÁKLADY MAGNETISMU

1.1 Magnetický moment atomu

Atomové jádro i elektronový obal nesou magnetický dipólový moment. Velikost magnetického momentu částic jádra atomu je v důsledku vyšší hmotnosti řádově 10^3 krát menší než magnetický moment elektronu [7]. Hlavním původcem magnetických vlastností atomu je tedy elektron, jehož výsledný magnetický moment je složen ze tří příspěvků: spinový magnetický moment, orbitální magnetický moment a třetí příspěvek má původ ve změně orbitálního momentu vyvolané vnějším magnetickým polem.

Spin elektronu $\vec{S}$ je vnitřní moment hybnosti elektronu, s nímž je spojen spinový magnetický dipólový moment $\vec{\mu}_S$ [8]. Měřitelná je pouze složka $\mu_{S,z}$ ve zvoleném směru z , která nezávisle na volbě směru nabývá pouze dvou diskrétních hodnot:

$$\mu_{S,z} = \pm \frac{e\hbar}{2m}, \quad (1.1)$$

kde $e = 1,609 \cdot 10^{-19}$ C je elementární náboj, $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ J·s je redukovaná Planckova konstanta a $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg je hmotnost elektronu.

Elektron vázaný v atomu má orbitální moment hybnosti $\vec{L}$ a s ním spojený orbitální magnetický dipólový moment $\vec{\mu}_L$ [8]. Podobně jako u $\vec{\mu}_S$ i u orbitálního magnetického momentu lze měřit pouze jeho složku $\mu_{L,z}$ ve zvoleném směru z . Tato složka nabývá bez ohledu na volbu směru z diskrétních hodnot daných vztahem:

$$\mu_{L,z} = -m_l \frac{e\hbar}{2m}, \quad (1.2)$$

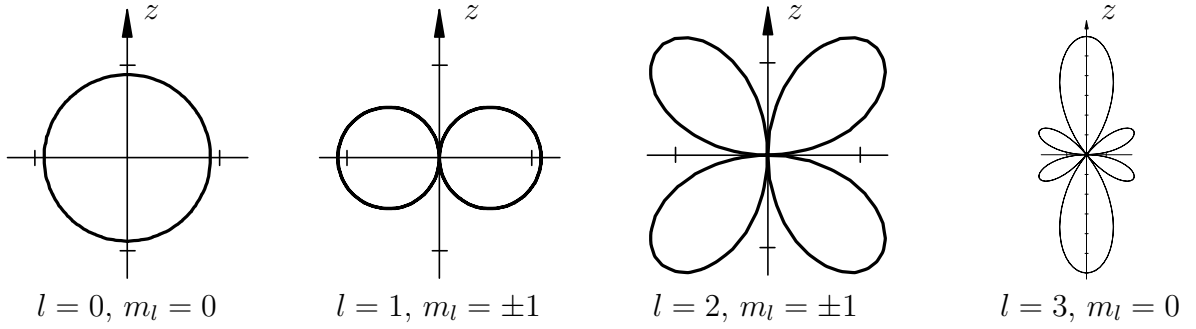
kde m_l je orbitální magnetické kvantové číslo, jež nabývá hodnot $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$. Vedlejší kvantové číslo l udává velikost orbitálního momentu hybnosti $L = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ a vyjadřuje rozložení pravděpodobnosti výskytu elektronu (tvar orbitalu). Příklady tvarů elektronových orbitalů s příslušnými kvantovými čísly jsou na obr. 1.1.

1.1.1 Spin-orbitální interakce

Celkový moment hybnosti $\vec{J}$ je vektorovým součtem spinového a orbitálního momentu hybnosti:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (1.3)$$

Tyto dva příspěvky však nelze považovat za nezávislé, neboť jsou vzájemně provázány prostřednictvím spin-orbitální interakce. Uvažujme elektron, který vykonává orbitální



Obr. 1.1: Příklady úhlového rozložení hustoty pravděpodobnosti výskytu elektronu ve stavech popsaných kvantovými čísly l a m_l v atomu vodíku. Jedná se o řezy rotačními plochami rovinou obsahující osu z . Adaptováno z [9].

pohyb v okolí kladně nabitého jádra. Ve vztažné soustavě spojené s pohybujícím se elektronem se jeví, jako by byl elektron uprostřed proudové smyčky vytvořené zdánlivým pohybem kladně nabitého jádra. Tato proudová smyčka vytváří magnetické pole, které působí na spinový magnetický dipól elektronu. Potenciální energie U spinového dipólu v magnetickém poli vytvořeném orbitálním pohybem elektronu je úměrná:

$$U \sim \vec{L} \cdot \vec{S}, \quad (1.4)$$

závisí tedy na vzájemné orientaci vektorů $\vec{L}$ a $\vec{S}$. Důsledkem spin-orbitální interakce je Hundovo pravidlo pro velikost výsledného momentu hybnosti $\vec{J}$ [10]:

$$\begin{aligned} J &= |L - S|, & \text{když je elektronová slupka zaplněná méně než z poloviny,} \\ J &= L + S, & \text{když je elektronová slupka zaplněná více než z poloviny,} \\ J &= S, & \text{když je elektronová slupka zaplněná přesně z poloviny.} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Celkový magnetický dipólový moment $\vec{\mu}$ můžeme vyjádřit vztahem:

$$\vec{\mu} = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J}, \quad (1.6)$$

kde $\mu_B = e\hbar/2m = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ je Bohrov magneton a g je Landého faktor, který zohledňuje nestejně velký příspěvek orbitálního a spinového magnetického momentu k celkovému magnetickému momentu. (Příspěvek spinového magnetického momentu je přibližně dvojnásobný.) Vztah pro výpočet g lze nalézt např. v [7].

1.2 Magnetické vlastnosti pevných látek

Magnetické momenty jednotlivých elektronů atomu se vektorově sčítají a výsledný magnetický moment se skládá s výslednými momenty ostatních atomů látky. K popisu magnetického pole v látce se zavádí vektor magnetizace $\vec{M}$, který vyjadřuje objemovou hustotu magnetického momentu:

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i, \quad (1.7)$$

kde index i označuje všechny magnetické dipólové momenty obsažené v objemu V .

Chování látek ve vnějším magnetickém poli popisuje magnetická susceptibilita. Objemová magnetická susceptibilita χ vyjadřuje závislost magnetizace dané látky na intenzitě vnějšího magnetického pole $\vec{H}$ vztahem:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}. \quad (1.8)$$

Pro materiál o magnetizaci $\vec{M}$, který je vystaven vnějšímu poli $\vec{H}$, lze napsat vztah pro magnetickou indukci $\vec{B}$:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \quad (1.9)$$

Tento vztah lze s použitím (1.8) dále upravit:

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H}, \quad (1.10)$$

kde $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N}\cdot\text{A}^{-2}$ je permeabilita vakua a μ_r je relativní permeabilita dané látky. U většiny reálných krystalů závisí magnetizace na orientaci pole vůči krystalové struktuře a směr $\vec{M}$ se může lišit od směru vnějšího pole $\vec{H}$. Z toho důvodu se magnetická susceptibilita definuje jako tenzor (3×3) a vztah (1.8) přejde na:

$$M_i = \chi_{ij} H_j, \quad (1.11)$$

kde indexy i, j mají význam směrů x, y, z v kartézských souřadnicích.

1.3 Druhy magnetických látek

Magnetické vlastnosti pevných látek jsou určeny vzájemnou interakcí jednotlivých magnetických momentů, které jsou v látce obsaženy. V závislosti na této interakci můžeme rozlišit několik základních druhů magnetických látek, které se vyznačují charakteristickými hodnotami magnetické susceptibility nebo její teplotní závislostí.

1.3.1 Diamagnetické látky

Diamagnetismus je vyvolán snahou elektrických nábojů odstínit vnitřek tělesa od přiloženého magnetického pole [7]. V atomech s plně obsazenými elektronovými hladinami se jednotlivé orbitální i spinové magnetické momenty kompenzují a výsledný magnetický moment je nulový. Ve vnějším magnetickém poli se indukuje na elektronových drahách proud, který vytváří v souladu s Lenzovým pravidlem opačně orientované pole vzhledem k poli vnějšímu. V diamagnetických látkách je tedy vnější pole zeslabeno a platí, že $\chi < 0$. Magnetická susceptibilita diamagnetických látek nezávisí na teplotě, neboť neuspořádaný tepelný pohyb molekul neovlivňuje pohyb elektronů v atomech [11]. Diamagnetický příspěvek k magnetizaci se projevuje také u atomů s neúplně zaplněnými hladinami, je zde však potlačen silnějším příspěvkem paramagnetickým [7].

1.3.2 Paramagnetické látky

Paramagnetismus se projevuje u látek, jejichž atomy nesou nenulový magnetický dipólový moment. Bez přítomnosti vnějšího pole jsou tyto momenty náhodně orientovány a celkový magnetický moment je nulový. Přiložením vnějšího magnetického pole dojde k částečnému natočení jednotlivých dipólů ve směru vnějšího pole a tím k posílení magnetického pole v látce. Jedná se tedy o látky s kladnou magnetickou susceptibilitou ($\chi > 0$). Dokonalé seřazení všech magnetických dipólů narušuje neuspořádaný tepelný pohyb, který snižuje velikost výsledného magnetického momentu. S rostoucí teplotou tedy susceptibilita paramagnetických látek klesá. Teplotní závislost susceptibility pro relativně vysoké teploty ($T \gg \mu B/k$) popisuje Curieův zákon:

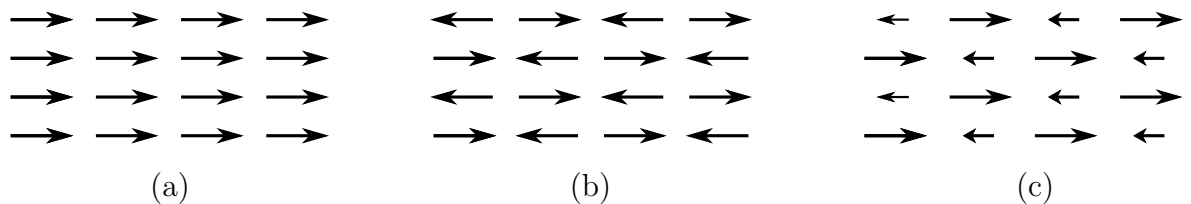
$$\chi(T) = \frac{C}{T}, \quad (1.12)$$

který vyjadřuje, že zmagnetování látky při vyšších teplotách vyžaduje vyšší magnetická pole. Zde $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ je Boltzmannova konstanta a C je Curieova konstanta. Vztah (1.12) je vysokoteplotní aproximací Langevinova vztahu pro susceptibilitu paramagnetika. Odvození je možné nalézt např. v [7].

Zdali daný atom vykazuje diamagnetismus nebo paramagnetismus, můžeme tedy posoudit na základě obsazenosti jeho elektronových hladin. S paramagnetismem se můžeme setkat u atomů a molekul, které mají lichý počet elektronů, nebo např. u kovů. Mezi diamagnetické látky patří např. voda a diamant. Oba druhy magnetismu se vyskytují pouze v přítomnosti vnějšího pole a jedná se v podstatě o jeho zesílení nebo zeslabení.

1.3.3 Feromagnetické látky

Na rozdíl od výše uvedených typů magnetik mají feromagnetika nenulový magnetický moment i bez přítomnosti vnějšího magnetického pole. Vykazují tedy spontánní magnetizaci, což svědčí o pravidelném uspořádání jednotlivých magnetických dipólových momentů. Uspořádání magnetických dipólů feromagnetika je znázorněno na obr. 1.2 v části (a). Feromagnetické vlastnosti vykazuje např. Fe, Ni, Co a některé jejich slitiny.



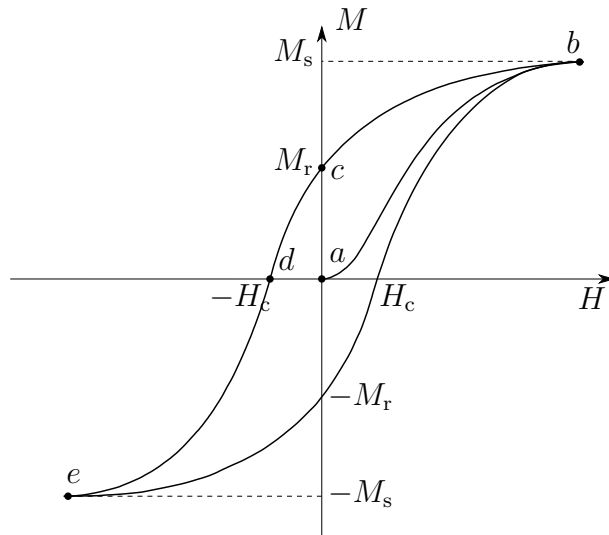
Obr. 1.2: Feromagnetické (a), antiferomagnetické (b) a ferimagnetické (c) uspořádání magnetických momentů.

Spiny sousedních atomů se vzájemně ovlivňují prostřednictvím výměnné interakce (viz část 1.4.1), která při teplotách nižších než Curieova teplota T_C překonává vliv neuspořádaného tepelného pohybu [8]. S rostoucí teplotou klesá spontánní magnetizace a

za teplot vyšších než T_C (např. pro železo je $T_C = 1043\text{ K}$ [8]) látka ztrácí spontánní magnetizaci a stává se paramagnetickou. Teplotní změny susceptibility v paramagnetické oblasti nad T_C popisuje Curieův-Weissův zákon [7]:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}. \quad (1.13)$$

Feromagnetické látky jako celek nemusí být zmagnetizovány ani při nižších teplotách než T_C . V důsledku několika vzájemně soupeřících interakcí (viz část 1.4) mohou vzniknout oblasti (domény) se silným magnetickým momentem, přičemž momenty sousedních domén mohou být odlišně orientovány. Působením vnějšího magnetického pole se všechny domény zorientují ve směru vnějšího pole a tuto orientaci částečně zachovávají i po vypnutí vnějšího pole. Feromagnetika pod T_C se vyznačují vysokými hodnotami susceptibility $\chi \gg 1$. Nelze však použít lineární závislost (1.8) mezi $\vec{H}$ a $\vec{M}$, neboť magnetizace těchto látek závisí na průběhu, jakým bylo tohoto pole dosaženo (dochází zde k hysterezi). Nejednoznačnou závislost $M(H)$ popisuje tzv. hysterezní smyčka, která je i se znázorněním významných bodů na obr. 1.3. Předpokládejme, že



Obr. 1.3: Hysterezní smyčka, která popisuje závislost $M(H)$ pro feromagnetické látky.

magnetizace je v počátku nulová (bod a). Zvyšováním intenzity vnějšího pole dochází nejprve k rozšiřování domén magnetizovaných ve směru vnějšího pole na úkor opačně magnetizovaných domén a v silnějších polích pak k natáčení domén do směru pole [7]. Na křivce prvotní magnetizace (a - b) se to projevuje růstem magnetizace až do bodu b , kdy magnetizace dosáhne saturované hodnoty M_s , a další zvyšování pole již nezpůsobí růst magnetizace. Pro permalloy (feromagnetická slitina $\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$) je saturovaná magnetizace $M_s = 7,96 \cdot 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ [10]. Snižujeme-li vnější pole až k nule (bod c) zachovává materiál částečně svoji magnetizaci ve směru původního pole - tzv. remanentní magnetizace M_r . K tomu, abychom opětovně dosáhli nulové magnetizace (bod d) je nutné působit opačně orientovaným polem o velikosti H_c , které se nazývá koercitivní pole. Další snižování pole způsobí saturaci v opačném směru (bod e) a cyklus dále pokračuje podobným způsobem.

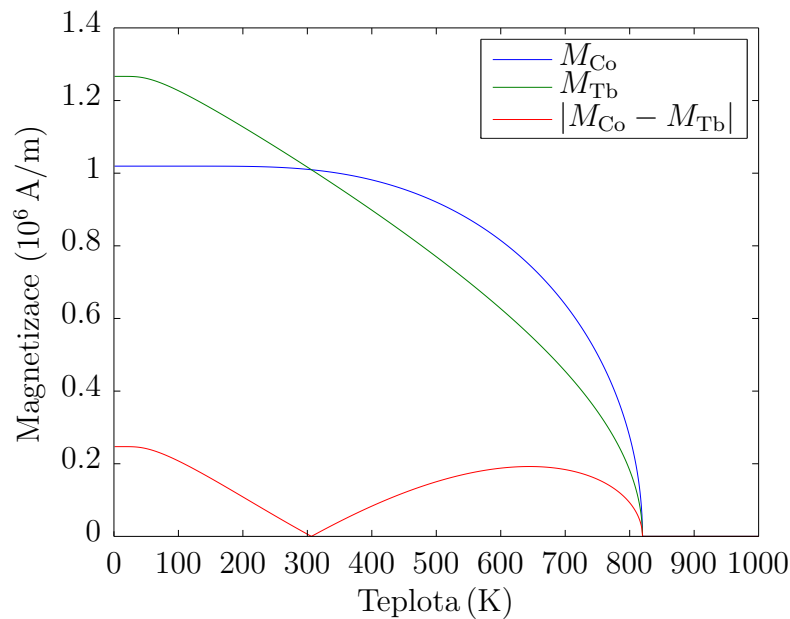
1.3.4 Antiferomagnetické látky

Antiferomagnetické uspořádání je charakterizováno negativní výměnnou interakcí mezi sousedními momenty, což vede k jejich antiparalelní orientaci a celková magnetizace materiálu je nulová [7]. Uspořádání magnetických momentů v antiferomagnetiku je znázorněno na obr. 1.2 v části (b). Při teplotách vyšších než Néelova teplota T_N je antiparalelní uspořádání narušeno a T_N je tedy mírou antiferomagnetické interakce.

1.3.5 Ferimagnetické látky

Ve ferimagnetických materiálech mají sousední magnetické momenty opačný směr. Na rozdíl od antiferomagnetik však tyto momenty nemusí mít stejnou velikost. Je zde možné definovat dvě podmřížky, z nichž každá je feromagneticky uspořádána, zatímco vzájemně jsou tyto podmřížky uspořádány antiparalelně. Magnetizace jednotlivých podmřížek se kompenzují pouze částečně, což způsobuje nenulovou spontánní magnetizaci. Antiferomagnetikum je tedy zvláštní případ ferimagnetika, jehož obě mřížky mají stejné nasycené magnetizace [7]. Ferimagnetické uspořádání magnetických dipólů je znázorněno na obr. 1.2. Jedná se především o intermetalické sloučeniny jako např. TbFe, GdCo nebo TbCo [12].

Velikost magnetizace obou podmřížek s rostoucí teplotou klesá, avšak jejich teplotní závislosti se mohou lišit. Při tzv. teplotě kompenzace T_{comp} , která závisí na chemickém složení slitiny, může dojít k vyrovnání velikostí momentů a vzhledem k jejich opačné orientaci je výsledná magnetizace nulová. Na obr. 1.4 je vypočtená teplotní závislost magnetizace ferimagnetické slitiny $\text{Tb}_{1-x}\text{Co}_x$.



Obr. 1.4: Teplotní závislost magnetizace ferimagnetické slitiny $\text{Tb}_{1-x}\text{Co}_x$. Hodnota x , která určuje stechiometrické složení, byla zde zvolena $x=0,825$, aby bylo dosaženo $T_{\text{comp}} \doteq 300 \text{ K}$. Závislost byla vypočtena úpravou modelu použitého v [12].

1.4 Energie mikromagnetických systémů

Rovnovážné uspořádání magnetizace ve feromagnetiku je výsledkem mezihry několika vzájemně soupeřících magnetických interakcí. Tyto interakce se zpravidla popisují pomocí energií, příslušných dané konfiguraci magnetizace. V následujícím textu jsou podrobněji popsány čtyři základní energie, jejichž rovnováha určuje stabilní uspořádání magnetizace.

1.4.1 Výměnná energie

Výměnná interakce způsobuje, že sousední magnetické momenty upřednostňují vzájemně rovnoběžnou orientaci. Tato interakce má původ v Coulombově interakci a Pauliho vylučovacím principu [12]. Interakční energii mezi atomy i, j se spiny $\vec{S}_i, \vec{S}_j$ lze popsat pomocí Heisenbergova modelu:

$$U_{\text{ex}} = -2\mathcal{J}_{i,j}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (1.14)$$

kde $\mathcal{J}_{i,j}$ je tzv. výměnný integrál, který souvisí s překryvem rozložení náboje na atomech i, j [7]. $\mathcal{J}_{i,j} > 0$ vyjadřuje feromagnetickou interakci a $\mathcal{J}_{i,j} < 0$ vyjadřuje antiferomagnetickou interakci, která vede k antiparalelnímu uspořádání sousedních momentů. Záporné znaménko v (1.14) vyjadřuje, že jakékoliv vychýlení z rovnoběžného zarovnání magnetických momentů způsobuje zvýšení výměnné energie.

V mikromagnetismu nelze z praktických důvodů uvažovat interakce mezi jednotlivými atomy. Proto se magnetizace aproximuje jako spojitá funkce prostorových souřadnic. V aproximaci kontinua je výměnná energie dána tvarem [10]:

$$E_{\text{ex}} = \int_V A \left(\nabla \frac{M_i}{M_s} \right)^2 dV, \quad i = x, y, z, \quad (1.15)$$

kde A je výměnný koeficient tuhosti, jehož hodnota pro permalloy je $A = 13 \text{ pJ} \cdot \text{m}^{-1}$ [10], M_i jsou složky vektoru magnetizace a M_s je saturační magnetizace. Výměnná interakce je izotropní, není zde preferován konkrétní směr magnetizace.

1.4.2 Energie anizotropie

Existují-li v magnetické látce preferované směry magnetizace (tzv. snadné osy), jedná se o látku anizotropní. Odchylka magnetických momentů od snadné osy vyvolává energiový postih (energie anizotropie), který je v případě uniaxiální anizotropie popsán vztahem:

$$E_K = \int_V K \sin^2 \Theta dV, \quad (1.16)$$

kde K je konstanta anizotropie prvního řádu a Θ je úhel mezi směrem magnetizace a snadnou osou. Permalloy je magneticky měkká látka s nízkou hodnotou konstanty anizotropie $K \approx 1 \text{ kJ} \cdot \text{m}^{-3}$ [10]. Anizotropie má původ v krystalové struktuře materiálu, lze ji také indukovat magnetickým polem v průběhu depozice vrstvy [13].

1.4.3 Zeemanova energie

Vystavíme-li materiál vnějšímu magnetickému poli o intenzitě $\vec{H}_0$, působí na magnetické momenty v látce moment síly, který stáčí vektor magnetizace $\vec{M}$ do směru $\vec{H}_0$. Energii zmagnetizované látky ve vnějším poli popisuje vztah:

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_0 dV. \quad (1.17)$$

Záporné znaménko v (1.17) zajišťuje, že zarovnání $\vec{M}$ ve směru $\vec{H}_0$ odpovídá stavu s nejnižší Zeemanovou energií.

1.4.4 Magnetostatická dipolární energie

Všechny výše uvedené interakce (1.15-1.17) způsobují rovnoběžné uspořádání magnetizace v určitém směru, tj. vznik makroskopického dipólu. Tato konfigurace však vytváří magnetické pole $\vec{H}_d$ vystupující do okolního prostoru (tzv. rozptylové pole). Magnetostatická dipolární energie je podobná Zeemanově energii s tím rozdílem, že zdrojem pole je sám zmagnetizovaný materiál [14]. Příspěvek k celkové energii je popsán vztahem:

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV. \quad (1.18)$$

Magnetostatická energie je minimalizována, je-li magnetizace zarovnána rovnoběžně s povrchem vzorku. Důsledkem minimalizace magnetostatické energie je vznik doménové struktury (viz část 2.1) nebo tzv. tvarová anizotropie, kdy je magnetizace přednostně zarovnána podél výrazně delších rozměrů vzorku.

1.4.5 Celková energie

Celková energie E_c je dána součtem jednotlivých energií daných vztahy (1.15-1.18):

$$E_c = E_{\text{ex}} + E_K + E_Z + E_d. \quad (1.19)$$

Stabilní uspořádání magnetizace je takové, které minimalizuje E_c . Řešení tohoto problému navržené Brownem [12] představuje tzv. efektivní magnetické pole $\vec{H}_{\text{eff}}$, které obsahuje příspěvky všech interakcí popsáných energiemi (1.15-1.18). Efektivní pole je dáno vztahem:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_c}{\partial \vec{M}}. \quad (1.20)$$

V rovnovážném stavu vektor magnetizace rovnoběžný s $\vec{H}_{\text{eff}}$, platí tedy:

$$\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} = \vec{0}. \quad (1.21)$$

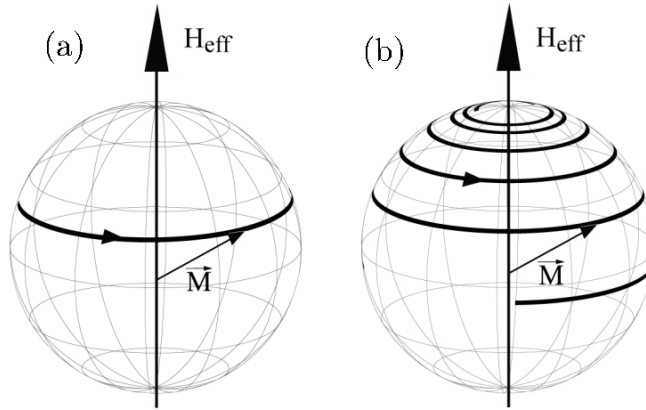
Brownovy rovnice (1.20, 1.21) jsou s použitím vhodných okrajových podmínek základem některých numerických řešitelů mikromagnetických problémů (OOMMF) [15].

1.5 Dynamika magnetizace

Předchozí vztahy neuvádějí, jak je dosaženo rovnovážného stavu v případě nerovnováhy energií, když $\vec{H}_{\text{eff}} \neq \vec{0}$. Časový vývoj vektoru magnetizace v efektivním poli je popsán rovnicí LLG (Landau-Lifšic-Gilbert):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (1.22)$$

kde γ je gyromagnetický poměr (pro volný elektron platí: $\gamma = 1,76086 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ [12]) a α je fenomenologický Gilbertův parametr tlumení, jehož typické hodnoty ve vrstvách NiFe jsou $\alpha \approx 0,01$ [16]. První výraz pravé strany (1.22) představuje precesní pohyb $\vec{M}(t)$ kolem osy určené směrem $\vec{H}_{\text{eff}}$ s Larmorovou precesní frekvencí $\omega_L = \gamma \mu_0 H_{\text{eff}}$. Druhý výraz pravé strany (1.22) vyjadřuje tlumení precesního pohybu vlivem kmitů mřížky, nečistot apod. [17]. Vlivem tlumení dochází k postupnému zužování precesního kužele a vektor magnetizace se pohybuje po spirále do rovnovážné polohy (obr. 1.5). Přiložíme-li



Obr. 1.5: Znázornění časového vývoje $\vec{M}(t)$ v efektivním poli $\vec{H}_{\text{eff}}$. (a) $\vec{M}(t)$ vykonává netlumený precesní pohyb ($\alpha=0$), není dosaženo rovnovážného stavu. (b) Tlumená precese ($\alpha>0$), $\vec{M}(t)$ konverguje do rovnovážné polohy. V obou případech je $|\vec{M}(t)| = \text{konst.}$, vektor magnetizace opisuje spirálu na povrchu pomyslné koule. (Převzato z [12].)

magnetické pole přesně v opačném směru než je směr $\vec{M}$, je stáčivý moment působící na magnetizaci $\vec{M} \times \vec{H} = \vec{0}$ a vektor magnetizace setrvává v metastabilním stavu. V důsledku tepelných kmitů však dochází k vychýlení $\vec{M}$ z rovnovážné polohy a vzniká nenulový stáčivý moment, který umožní přepnutí magnetizace i opačně orientovaným magnetickým polem.

2. MAGNETICKÉ VLASTNOSTI MIKROSTRUKTUR

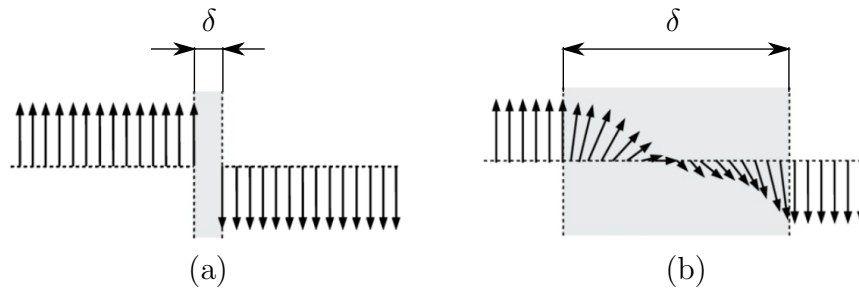
Magnetické momenty v těsné blízkosti se v důsledku výměnné interakce (1.14) od sebe nemohou příliš odchylovat. Ve větších vzdálenostech vliv výměnné interakce klesá a převládá zde magnetostatická dipolární interakce (1.18), která usiluje o minimalizaci celkového magnetického momentu. Oblasti převládajícího vlivu těchto interakcí odděluje tzv. výměnná délka, která je v případě nulové magnetokrystalické anizotropie dána vztahem [18]:

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_s^2}}, \quad (2.1)$$

kde A je výměnný koeficient tuhosti z rovnice (1.15). Pro permalloy nabývá výměnná délka hodnoty $l_{\text{ex}} = 3, 4 \text{ nm}$ [10]. Výměnná délka udává omezení pro velikost výpočetní buňky při mikromagnetických simulacích [19].

2.1 Magnetické domény

Minimalizace celkové energie (1.19) vede ke vzniku magnetických domén, t.j. oblastí s jednotnou orientací magnetizace (obvykle ve směru snadné osy). Magnetizace jednotlivých domén magnetického materiálu jsou vzájemně orientovány tak, aby byl minimalizován celkový magnetický indukční tok vystupující do okolního prostoru a tím i magnetostatická dipolární energie. Sousední domény jsou odděleny přechodovou oblastí - tzv. doménovou stěnou, kde dochází k rotaci magnetických momentů ze směru magnetizace jedné domény do směru magnetizace druhé. V objemu látky jsou šířka a energie doménové stěny charakteristikou daného materiálu [18]. Na obr. 2.1 jsou znázorněny dvě doménové stěny o různých šířkách. V případě (a) dochází k náhlé změně magnetizace v oblasti úzké doménové stěny, což způsobí nárůst výměnné energie. V případě (b) je v oblasti široké stěny změna magnetizace pozvolná, důsledkem čehož vzroste energie anizotropie.

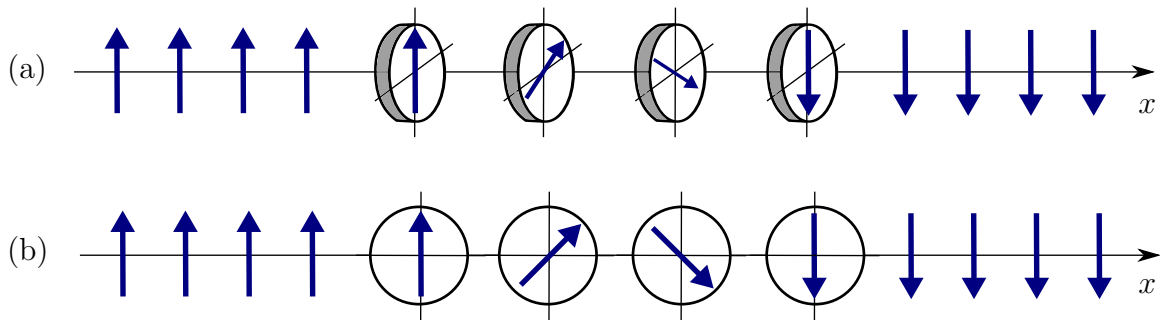


Obr. 2.1: Vytvoření úzké doménové stěny (a) způsobí nárůst výměnné energie, široká doménová stěna (b) způsobí nárůst energie anizotropie. Adaptováno z [18].

Skutečná šířka doménové stěny δ je tedy kompromisem mezi výměnnou energií a energií anizotropie. Pro daný materiál je šířka doménové stěny úměrná poměru materiálových konstant A/K [18].

2.1.1 Typy doménových stěn

Existují dva základní typy doménových stěn, které se liší osou, podél níž rotuje magnetizace při přechodu mezi sousedními doménami [14]. V případě Blochovy stěny magnetizace rotuje podél osy ležící v rovině magnetizací obou sousedních domén (viz obr. 2.2a). Je-li osa rotace kolmá na rovinu magnetizací obou sousedních domén, jedná se o Néelovu doménovou stěnu (viz obr. 2.2b).



Obr. 2.2: Základní typy doménových stěn: (a) Blochova - magnetizace rotuje podél osy x a (b) Néelova - magnetizace rotuje podél osy kolmé na x .

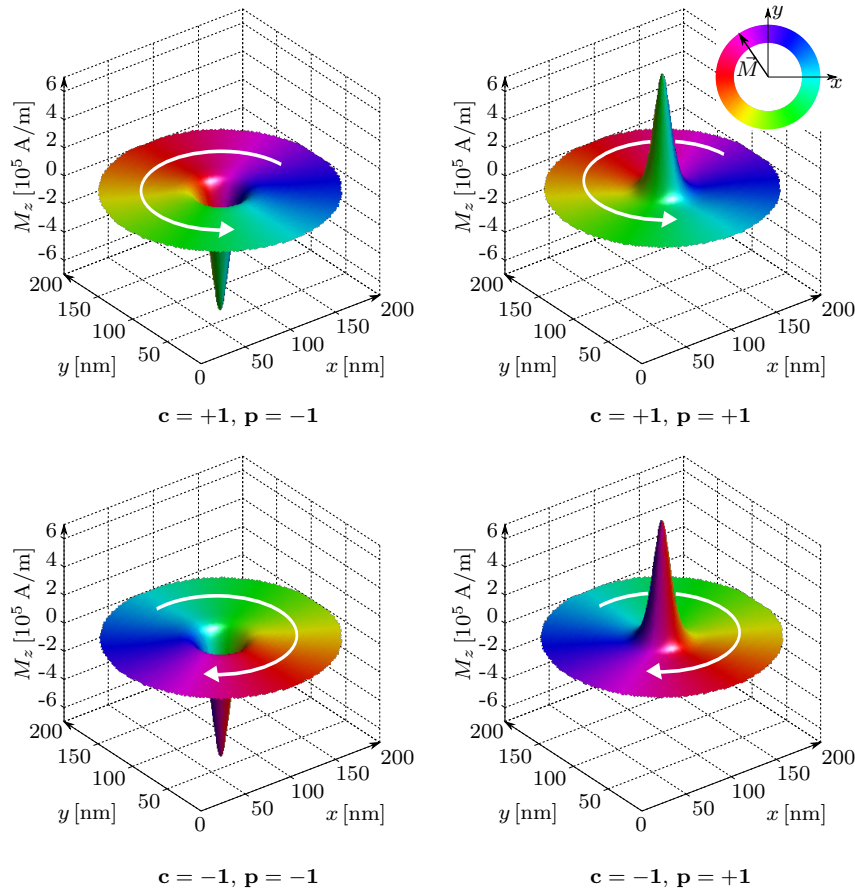
Energiová náročnost Néelovy stěny je v důsledku nárůstu výměnné energie (1.15) vyšší, proto se v objemových vzorcích vyskytují převážně Blochovy stěny. V tenkých vrstvách převažují Néelovy stěny, neboť rotace magnetizace mimo rovinu vzorku by způsobila vzrůst magnetostatické dipolární energie. Tloušťku vrstvy, při které přechází Blochovy stěny v Néelovy, nelze určit přesně, protože v okolí této hranice se vyskytuje kombinace obou typů doménových stěn [13]. V tenké vrstvě NiFe o tloušťce 60 nm se již vyskytují pouze Néelovy stěny [18].

2.2 Magnetické vortexy

Materiály uvažované v této práci jsou magneticky měkké slitiny niklu a železa (permalloy), v nichž se vliv anizotropie uplatňuje podstatně méně než výměnná a magnetostatická interakce. Energii anizotropie lze tedy zanedbat, což vede k větší variabilitě možných magnetických konfigurací [2]. V definovaných magnetických strukturách submikronových rozměrů mohou malé změny velikosti nebo tvaru narušit rovnováhu mezi výměnnou a magnetostatickou energií a vést ke změnám uspořádání magnetizace. V případě velmi malých struktur o velikosti několika desítek nm převládá výměnná interakce a pro danou strukturu je nejvýhodnější jednodoménový stav. Zvětšováním rozměrů dochází ke zvětšování objemu magnetické látky a tím i energie rozptylového pole v okolí magnetu. V důsledku minimalizace magnetostatické energie zaujme vzorek energiově výhodnější stav, který závisí na jeho tvaru. V případě kruhových disků je

stabilním stavem magnetický vortex (viz obr. 2.3). Pro permalloyový disk o tloušťce 15 nm dochází k přechodu ze saturace na vortexový stav při průměru $D \doteq 100$ nm [2].

Ve vortexovém stavu jsou magnetické momenty uspořádány v uzavřených smyčkách, výsledná magnetizace v rovině disku je nulová a nevytváří tak žádné demagnetizační pole. Dva možné směry stáčení magnetizace v rovině disku určují kladnou nebo zápornou cirkulaci vortexu. Stáčí-li se magnetizace proti směru hodinových ručiček, jedná se o vortex s kladnou cirkulací ($c = +1$). Stáčí-li se magnetizace po směru hodinových ručiček, je cirkulace vortexu záporná ($c = -1$). Kruhové uspořádání magnetizace vortexu je narušeno v blízkosti jeho středu, kde v důsledku prudkého nárůstu hustoty výměnné energie vystupuje vektor magnetizace kolmo k rovině disku. Dva možné směry magnetizace vortexového jádra určují polaritu vortexu. Polarita jádra vortexu je kladná ($p = +1$), resp. záporná ($p = -1$), směruje-li jádro nahoru, resp. dolů. Součin těchto dvou veličin se nazývá chiralita a jeho znaménko určuje, jestli se jedná o pravotočivý vortex ($cp = +1$), nebo levotočivý vortex ($cp = -1$). Cirkulace a polarita vortexu jsou nezávislé charakteristiky, které definují celkem čtyři různé ekvivalentní vortexové stavy (obr. 2.3).



Obr. 2.3: Čtyři různé vortexové stavy v NiFe disku o průměru 200 nm a tloušťce 20 nm. Barvy znázorňují směr vektoru magnetizace v rovině xy v jednotlivých bodech disku. Pro přehlednost jsou naznačeny i směry cirkulace vortexů. Uvedené grafy jsou výsledkem simulací relaxace magnetických disků provedených pomocí OOMMF (viz 5.1). Vizualizace byla provedena v programu Matlab (popsáno v části 3.1).

Existují více modelů popisujících rozložení magnetizace v magnetickém vortexu. Usov a Peschany [20] našli s použitím variačního principu následující vztahy pro složky jednotkového vektoru magnetizace $\vec{m} = \vec{M}/M_s$:

$$m_x = \frac{-2ar}{a^2 + r^2} \sin \varphi, \quad (2.2)$$

$$m_y = \frac{-2ar}{a^2 + r^2} \cos \varphi, \quad (2.3)$$

$$m_z = \sqrt{1 - \left(\frac{2ar}{a^2 + r^2} \right)^2}, \quad (2.4)$$

kde r a φ jsou polární souřadnice. Uvedené vztahy platí pouze v blízkosti středu vortexu pro vzdálenosti $0 < r < a$, kde a je poloměr jádra vortexu, jehož velikost lze určit na základě minimalizace celkové energie [21]:

$$a = \left(\frac{\sqrt{2} l_{\text{ex}} R}{12 \kappa g} \right)^{1/3}, \quad (2.5)$$

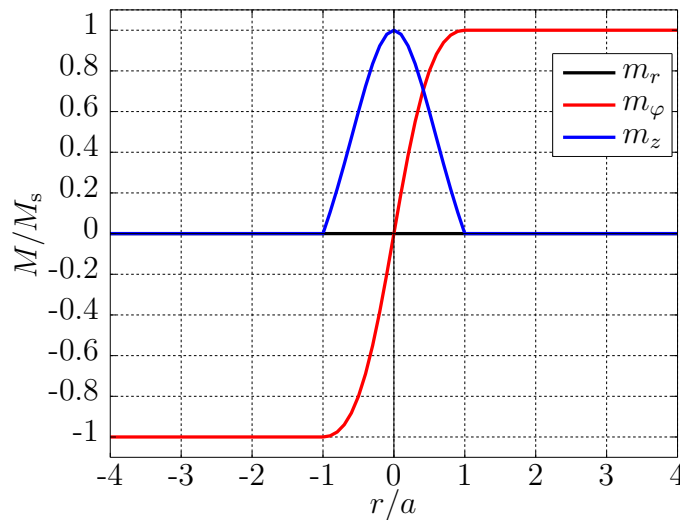
kde l_{ex} je výměnná délka definovaná vztahem (2.1), R je poloměr disku, $g = R/L$ je poměr geometrických rozměrů disku a $\kappa \doteq 4,12 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ je numerická konstanta [20]. Pro NiFe disk o $R = 100 \text{ nm}$ a $L = 20 \text{ nm}$ platí, že $a \doteq 11 \text{ nm}$ [21]. Ve větších vzdálenostech od středu ($a < r < R$) nevystupuje magnetizace mimo rovinu disku a platí:

$$m_x = -\sin \varphi, \quad (2.6)$$

$$m_y = \cos \varphi, \quad (2.7)$$

$$m_z = 0. \quad (2.8)$$

Na obr. 2.4 je znázorněna závislost složek vektoru magnetizace na vzdálenosti r od středu vortexu daná vztahy (2.2)-(2.4) a (2.6)-(2.8). Pro přehlednost jsou zde vykres-



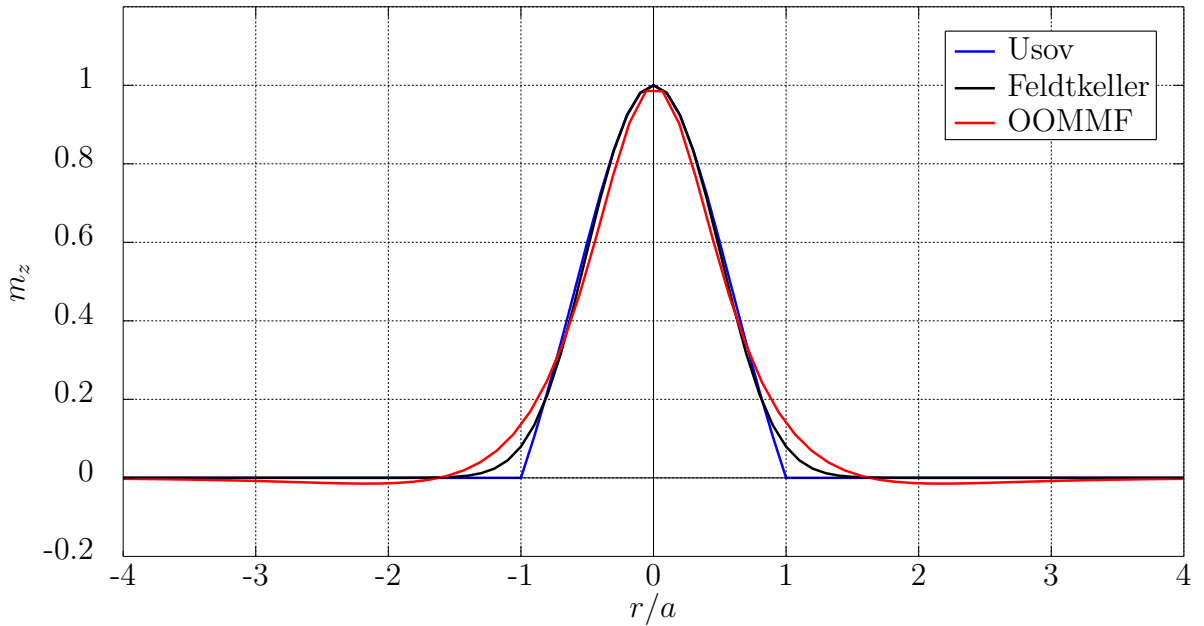
Obr. 2.4: Složky vektoru magnetizace v závislosti na vzdálenosti r od středu vortexu.

leny složky magnetizace ve válcových souřadnicích. Radiální složka magnetizace m_r je vždy nulová a pro tečnou složku m_φ platí: $m_\varphi^2 = m_x^2 + m_y^2$.

Odlišný vztah pro profil magnetizace $m_z(r)$ vortexu použil Feldtkeller, podle něhož je z -ová složka magnetizace úměrná:

$$m_z(r) \propto \cos \left\{ \cos \left[\exp(-2\beta^2 r^2) \right] \right\}, \quad (2.9)$$

kde hodnota parametru β je určena z minimalizace celkové energie [22]. V obou případech (2.4) i (2.9) nezávisí uspořádání magnetizace na souřadnici z , což je oprávněné tvrzení pouze pro disky, jejichž tloušťka je srovnatelná s výměnnou délkou [23]. Srovnání obou uvedených modelů společně s nasimulovaným profilem magnetizace $m_z(r)$ pomocí OOMMF je na obr. 2.5. Ze závislosti získané simulací je patrné, že $m_z(r)$ nabývá za



Obr. 2.5: Srovnání profilů magnetizace vortexu modelů (2.4) a (2.9) a profilu $m_z(r)$ získaného simulací pomocí OOMMF.

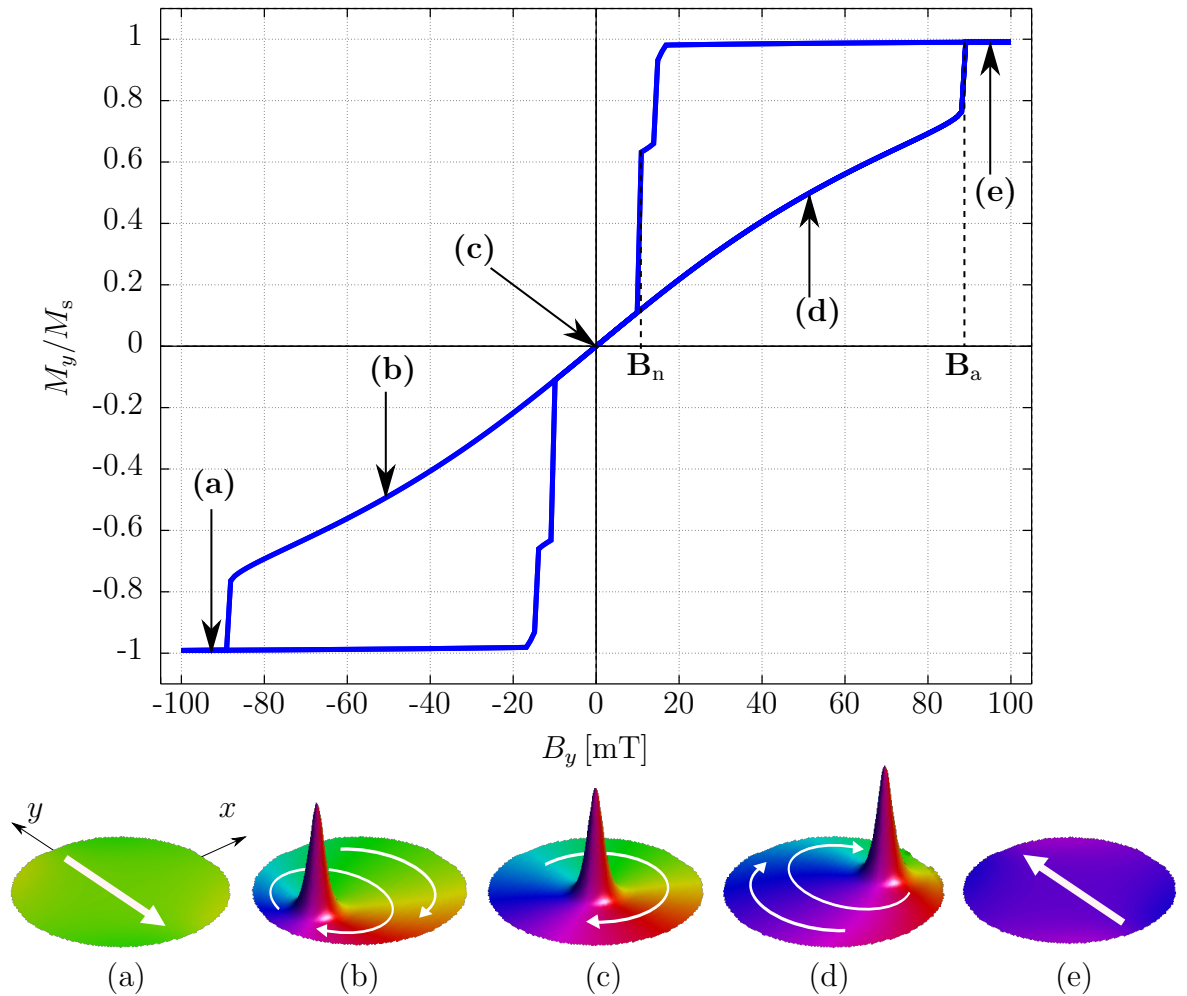
hranicí jádra vortexu i záporných hodnot (v souladu s [22]), což žádný z uvedených modelů nepostihuje.

2.2.1 Odezva vortexu na vnější statické magnetické pole

Působíme-li na magnetický nanodisk ve vortexovém stavu vnějším statickým magnetickým polem, Zeemanova energie naruší energiovou rovnováhu a způsobí přeuspořádání magnetizace. Jestliže má vnější pole směr v rovině disku, rozšiřuje se oblast zmagnetizovaná ve směru přiloženého pole, což se jeví jako pohyb jádra vortexu ve směru kolmém k působícímu poli. Směr pohybu jádra je určen cirkulací vortexu a směrem vnějšího pole, polarita jádra nemá na směr jeho pohybu vliv. V určitém rozmezí magnetických polí je výchylka jádra reverzibilní. Vyneseme-li závislost celkové magnetizace na vnějším poli $M(H)$, dostaneme lineární závislost, jejíž směrnici udává počáteční

susceptibilita $\chi(0) = M/H$. V tomto režimu popisuje chování jádra tzv. model tuhého vortexu, který využívá analogie s pohybem tělesa na pružině (viz 2.2.2).

Dosáhne-li vnější magnetické pole hodnoty tzv. anihilačního pole H_{an} , dojde k vypuzení vortexového jádra a přechodu disku do saturovaného stavu. Další zvyšování pole již nemá na magnetizaci vliv. Při opětovném snižování vnějšího pole je obnoven vortexový stav, což je spojeno s náhlým poklesem celkové magnetizace v rovině disku. K tomu dochází při tzv. nukleačním poli H_n , které se zpravidla liší od H_{an} a může být i záporné [2]. Popsané procesy určují charakteristický tvar hysterezní smyčky, která je na obr. 2.6. Jsou zde také znázorněna příslušná uspořádání magnetizace pro jednotlivé oblasti hysterezní smyčky.



Obr. 2.6: Charakteristická hysterezní smyčka magnetického vortexu. Simulace v OOMMF byla provedena pro permalloyový nanodisk o průměru 200 nm a tloušťce 20 nm. Na vodorovné ose jsou uvedeny hodnoty magnetické indukce v mT a platí, že $B = \mu_0 H$. Jednotlivým oblastem hysterezní smyčky jsou přiřazena odpovídající uspořádání magnetizace (a)-(e). Pohyb vortexového jádra ve vnějším poli je určen cirkulací vortexu. Simulace byla provedena staticky, tzn. pro každou hodnotu pole disk zrelaxoval do rovnovážného stavu. Barevně je zde vyznačen směr vektoru magnetizace stejně jako na obr. 2.3.

2.2.2 Model tuhého vortexu

Model tuhého vortexu (RVM - rigid vortex model) popisuje vývoj vortexového stavu v magnetických discích ve vnějším statickém magnetickém poli [23]. Rovnovážná výchylka jádra vortexu ze středu disku v závislosti na velikosti vnějšího pole a rozměrech disku je spočtena z minimalizace celkové energie, která se skládá z příspěvků výměnné, magnetostatické a Zeemanovy energie.

Model předpokládá disk o tloušťce L a poloměru R , v němž je uspořádání magnetizace popsáno vztahy (2.2)-(2.4) a (2.6)-(2.8). Dále předpokládá, že působením vnějšího pole v rovině disku se konfigurace magnetizace nemění, pouze se posouvá posouvá jádro vortexu ve směru kolmém k vnějšímu poli. Tento předpoklad je splněn pouze pro malé výchylky jádra ze středu disku $l \ll R$, pro větší výchylky se tvar vortexu elipticky deformuje a mění se poloměr vortexového jádra [23]. Rovnovážná redukovaná výchylka jádra vortexu $s = l/R$ ve vnějším poli o velikosti B je v uvedeném modelu popsána vztahem:

$$s = \chi(0) \frac{B}{\mu_0 M_s}, \quad (2.10)$$

kde $\chi(0)$ je počáteční magnetická susceptibilita, která závisí na geometrických rozměrech disku. Pro disky, jejichž poloměr je podstatně větší než výměnná délka, a kde platí, že $L \ll R$, lze susceptibilitu v jednotkách SI vyjádřit přibližným vztahem [23, 24]:

$$\chi(0) = \frac{2\pi}{\beta [\ln(8/\beta) - 1/2]}, \quad (2.11)$$

kde $\beta = L/R$ je poměr geometrických rozměrů disku. Počáteční susceptibilita tedy roste s rostoucím průměrem nebo s klesající tloušťkou disku. Srovnání hodnot ze vztahu (2.11) s hodnotami počáteční susceptibility získanými z mikromagnetických simulací je v tab. 5.1. Pro velikost magnetizace ve směru vnějšího pole platí vztah [23]:

$$\mu_0 \langle M \rangle_V = \chi(0) B, \quad (2.12)$$

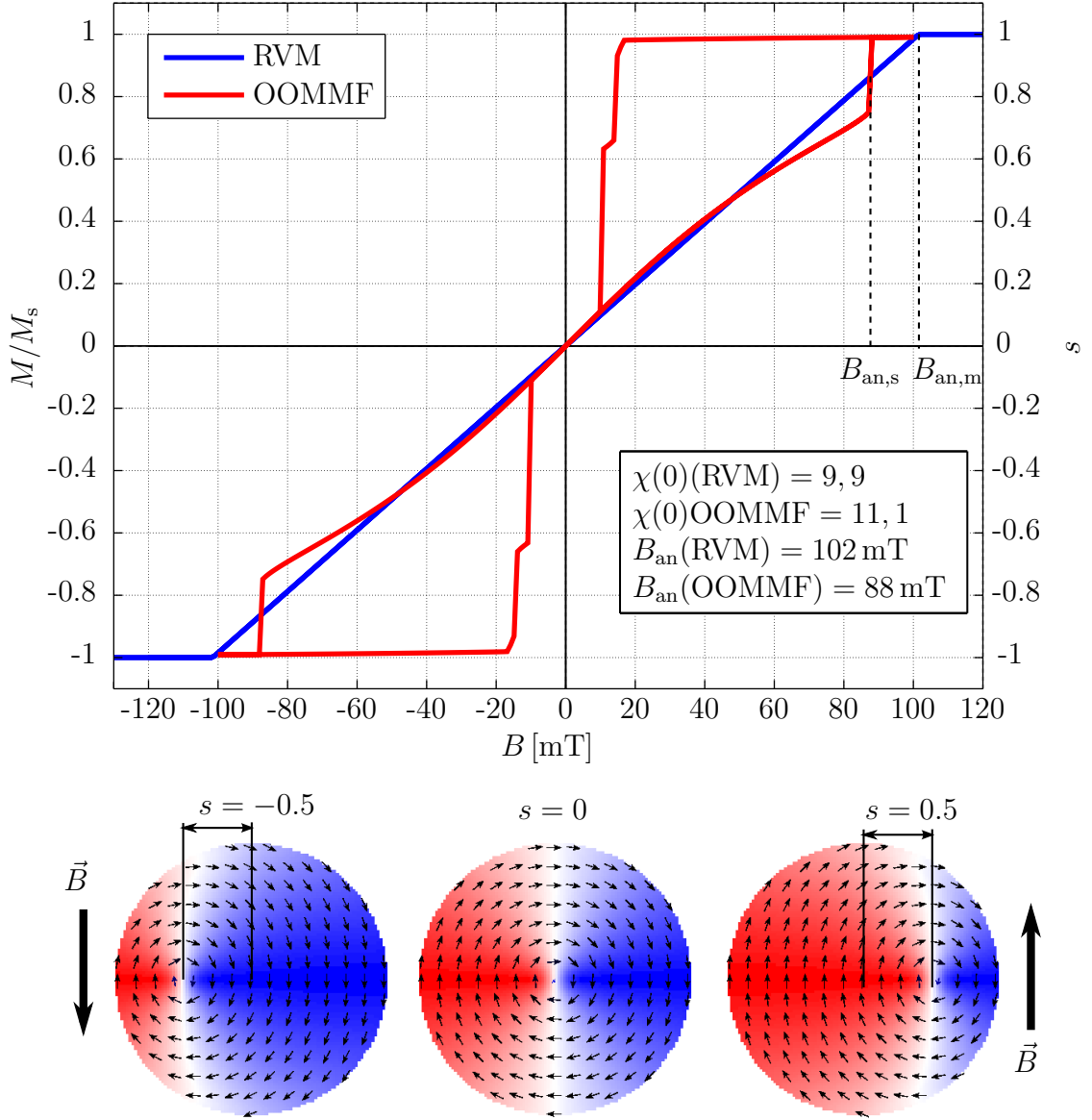
kde $\langle M \rangle_V$ získáme jako střední hodnotu magnetizace v disku objemu V . K odhadu anihilačního pole uvažujeme, že vortexové jádro při anihilaci dosáhne okraje disku ($s = 1$) a ten přejde do saturovaného stavu. Z rovnice (2.10) dostaneme vztah pro odhad velikosti anihilačního pole:

$$B_{\text{an}} = \frac{\mu_0 M_s}{\chi(0)}, \quad (2.13)$$

který je přesný pouze v případě lineární závislosti $\langle M \rangle_V(B)$ do saturace popsané vztahem (2.12). Model tedy zanedbává změny susceptibility ve vnějším magnetickém poli.

Na obr. 2.7 je hysterezní smyčka disku o průměru 200 nm a tloušťce 20 nm, která byla nasimulována pomocí OOMMF (červená křivka). Je zde také závislost $M(B)$, která byla vypočtena na základě modelu tuhého vortexu (modrá křivka). V grafu jsou porovnány hodnoty počáteční susceptibility a anihilačního pole vypočtené z výše uvedených vztahů s hodnotami získanými simulací. Na pravé svislé ose je vynesena redukovaná výchylka vortexového jádra $s = l/R$ ze středu disku. Měřítko se shoduje

s levou svislou osou, na níž je vynesena jednotková magnetizace M/M_s . Na obr. 2.7 jsou také znázorněna rozložení magnetizace příslušná vybraným hodnotám s . Z grafu



Obr. 2.7: Hysterezní smyčka magnetického disku o rozměrech $D = 200 \text{ nm}$ a $L = 20 \text{ nm}$ byla nasimulována v OOMMF (červená křivka). Modrá křivka byla pro tytéž rozměry disku vypočtena na základě modelu tuhého vortexu. Na svislých osách jsou hodnoty jednotkové magnetizace M/M_s a relativní výchylky jádra vortexu $s = l/R$ ze středu disku (měřítko svislých os se shodují). Pro vybrané výchylky jádra vortexu jsou zobrazena rozložení magnetizace odpovídající uvedeným hodnotám s . Černé šipky zobrazují směr vektoru magnetizace v daném místě, barevně je znázorněn průmět do svislé osy.

je patrné, že simulovaná hysterezní smyčka se příliš neliší od modelu tuhého vortexu pro slabá pole (malé výchylky jádra ze středu). V silnějších polích se křivky rozcházejí kvůli změně susceptibility a také proto, že model tuhého vortexu nezohledňuje prudký nárůst magnetizace při anihilaci.

3. MIKROMAGNETICKÉ SIMULACE POMOCÍ OOMMF

Mikromagnetické simulace umožňují určit rozložení magnetizace ve vzorku libovolného tvaru. Teorie mikromagnetismu považuje feromagnetické látky za spojité prostředí, kde se magnetizace na atomární úrovni příliš nemění [19]. Základním předpokladem je, že velikost vektoru magnetizace zůstává konstantní, mění se pouze jeho směr. $\vec{M}$ lze tedy vyjádřit jako:

$$\vec{M} = M_s \vec{m}, \quad (3.1)$$

kde $\vec{m}$ je jednotkový vektor magnetizace a platí, že $\vec{m} \cdot \vec{m} = 1$. Složky $\vec{m}$ udávají směrové kosiny vektoru $\vec{M}$. Vliv jednotlivých magnetických interakcí je zahrnut v efektivním magnetickém poli $\vec{H}_{\text{eff}}$, které je dáno vztahem (1.20). Časový vývoj magnetizace v efektivním poli popisuje rovnice LLG (1.22), kterou lze za předpokladu (3.1) vyjádřit jako:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma(\vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}}) + \alpha \left(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right). \quad (3.2)$$

Význam všech symbolů je stejný jako v rovnici (1.22). Všechny simulace v této práci byly provedeny v programu OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework), který je založen na řešení mikromagnetických úloh metodou konečných diferencí [15]. Zkoumaná struktura je rozdělena do dvou- nebo trojrozměrné pravoúhlé sítě a vektor magnetizace je hledán ve středu každé výpočetní buňky. Hlavní nevýhodou této metody je nepřesná diskretizace zakřivených tvarů do pravoúhlé sítě [19]. OOMMF umožňuje nalézt rovnovážnou konfiguraci magnetizace dvěma odlišnými způsoby. První způsob spočívá v přímém sledování časového vývoje vektoru magnetizace řešením rovnice LLG (tzv. time evolvers). Z výchozího rozložení magnetizace $\vec{m}(\vec{r}, t)$ v čase t můžeme na základě rovnice (3.2) získat magnetizaci v následujícím čase $t + dt$. Nalezené rozložení magnetizace je výchozím bodem pro další iteraci. Druhý přístup je založen na hledání lokálních minim na ploše celkové energie pomocí přímých minimalizačních technik (tzv. minimization evolvers) [15]. Simulace je ukončena, jestliže je splněna předepsaná podmínka pro nalezení rovnovážného stavu. V našem případě jsme použili podmínku, že v každém bodě sítě se magnetizace mění jen velmi málo, tj. $d\vec{m}(t)/dt \approx 0$. Pro simulace v rámci této práce byl použit časový řešitel, který integruje rovnici LLG metodou Runge-Kutta (více např. v [19]).

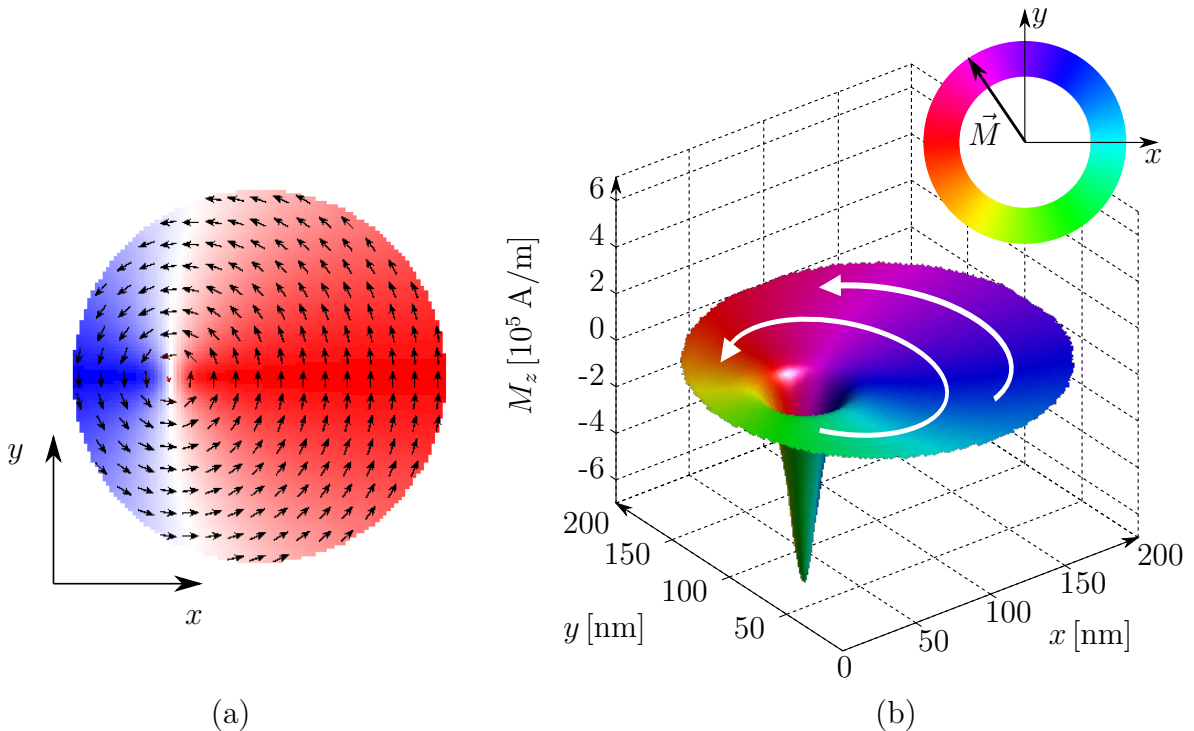
V simulacích pomocí OOMMF lze zohlednit vliv nenulové teploty přidáním nepravdělně fluktuujícího pole $\vec{h}_{\text{fluct}}$, které představuje neuspořádané tepelné kmity [25]. Efektivní magnetické pole $\vec{H}_{\text{eff}}$ je pak dáno vztahem:

$$\vec{H}_{\text{eff}}(T) = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial E_c}{\partial \vec{m}} + \vec{h}_{\text{fluct}}(T), \quad (3.3)$$

kde pro fluktuující pole platí, že $\langle \vec{h}_{\text{fluct}} \rangle = 0$ a rozptyl se zvětšuje s rostoucí teplotou. Hledání rovnovážného uspořádání magnetizace pak spočívá v řešení tzv. stochastické Landauovy-Lifšicovy rovnice (SLL) [25]. V práci bylo provedeno několik simulací za teploty 300 K. Vzhledem k výrazně vyšší časové náročnosti výpočtů byl však z praktických důvodů vliv teploty dále zanedbán a většina simulací byla provedena pro teplotu 0 K.

3.1 Vizualizace výsledků simulací

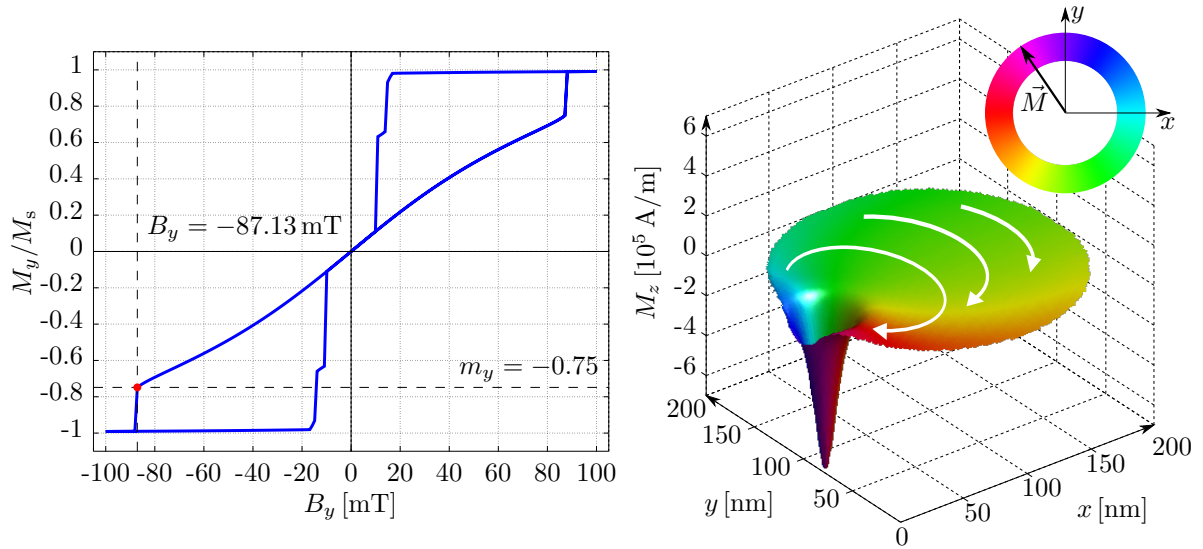
Výstupem simulace hysterezních smyček je textový soubor, v němž jsou obsaženy všechny zaznamenané veličiny v průběhu simulace. Jedná se především o hodnoty vnějšího pole, střední hodnoty složek jednotkového vektoru magnetizace, jednotlivé energie a další veličiny. Dále lze v průběhu simulace ukládat prostorové rozložení magnetizace ve vzorku, hustotu jednotlivých energií a další vektorová nebo skalární pole. Pro vizualizaci rozložení magnetizace byl použit jednak program mmDisp (obr. 3.1a), který je součástí OOMMF, a jednak vytvořený skript pro Matlab, který umožňuje zobrazit rozložení magnetizace v trojrozměrném grafu (obr. 3.1b). Na svislé ose grafu je složka magnetizace kolmá na rovinu disku a barevně je znázorněn úhel vektoru magnetizace v rovině disku. Spojitá plocha i barevné přechody byly získány interpolací mezi sousedními body výpočetní sítě. Oba způsoby vizualizace jsou na obr. 3.1. V práci jsou



Obr. 3.1: Vizualizace téhož rozložení magnetizace (a) v programu mmDisp, (b) v programu Matlab. Barvy v (a) zobrazují průmět vektoru magnetizace do svislé osy y , v případě (b) je barevně znázorněn úhel $\vec{M}$ v rovině xy . Pro názornost je vyznačen i směr cirkulace vortexu.

použity oba způsoby vizualizace podle konkrétních požadavků na názornost. Pro snadnější

vyhodnocení simulací byl vytvořen skript pro Matlab, který pro každý krok vnějšího pole zobrazí aktuální rozložení magnetizace a současně zvýrazní odpovídající bod hysterezní smyčky, což umožňuje přímé odečítání hodnot magnetického pole. Jako příklad je na obr. 3.2 zobrazena hysterezní smyčka a uspořádání magnetizace v NiFe disku o poloměru 200 nm a tloušťce 20 nm. Magnetický vortex se nachází těsně před anihilací, čemuž odpovídá červeně zvýrazněný bod hysterezní smyčky. Všechny skripty použité



Obr. 3.2: Vizualizace aktuálního rozložení magnetizace s vyznačením odpovídajícího bodu hysterezní smyčky. Bílé šipky znázorňují směr cirkulace anihilujícího vortexu.

ke zpracování a vizualizaci výstupů ze simulací jsou na přiloženém CD.

4. POUŽITÉ EXPERIMENTÁLNÍ TECHNIKY

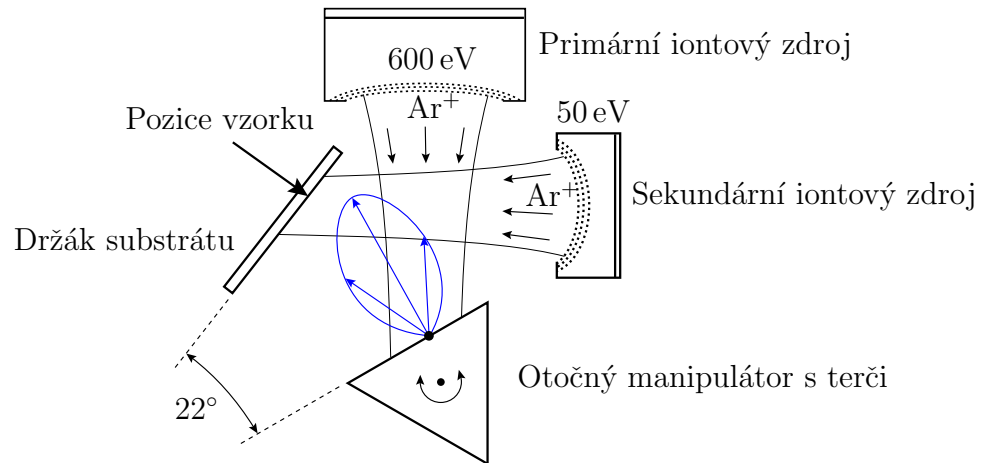
Obsahem této kapitoly je popis technik použitých pro přípravu vzorků a jejich měření. Je zde popsán postup vytváření polí magnetických nanodisků pomocí elektronové litografie a iontového naprašování včetně konkrétních experimentálních podmínek. Je zde také stručně uveden princip měření hysterezních smyček pomocí magnetooptického Kerrova jevu.

4.1 Elektronová litografie

Elektronová litografie umožňuje pomocí fokusovaného svazku elektronů rutinně vytvářet struktury s rozlišením 50 nm [26]. Mezi její další výhody patří rychlé a přesné vychylování elektronového svazku pomocí elektrostatických a magnetických čoček a přesná regulace expoziční dávky a dodané energie. Pohyb elektronového svazku je zpravidla řízen počítačem podle předem připravené předlohy. Nevýhodou elektronové litografie je její relativně nízká rychlost přípravy struktur, neboť expozice jednotlivých bodů probíhá postupně. Princip této metody je založen na fyzikálně-chemických vlastnostech rezistu, který reaguje na dopadající elektrony tím, že mění svoji rozpustnost v určitém rozpouštědle. U pozitivního rezistu dochází vlivem dopadajících elektronů k rozštěpení polymerních řetězců a ten se lokálně stává rozpustným. V případě negativního rezistu dojde naopak k prostorovému provázání, což způsobí lokální nerozpustnost rezistu. Obě tyto změny probíhají současně, jedna z nich však převažuje a určuje výsledné vlastnosti rezistu. Exponovaná místa rezistu se liší od neexponovaných střední molekulární hmotností. Některá organická rozpouštědla za dané teploty selektivně rozpouští polymerní řetězce do určité mezní molekulární hmotnosti. Tato rozpouštědla lze použít k vyvolání struktur vytvořených pomocí elektronové litografie. Při vyvolání dojde k odplavení příslušné části rezistu v závislosti na jeho zvoleném typu. Více informací lze nalézt např. v [27].

4.2 Iontové naprašování

Nanášení tenkých vrstev definované tloušťky na Ústavu fyzikálního inženýrství umožňuje vakuová depoziční aparatura, která obsahuje dva širokosvazkové iontové zdroje Kaufmanova typu. Deponovaný materiál je odprašován z terče Ar^+ ionty o energii 600 eV [16]. Emitované atomy terče dopadají na substrát a tvoří na jeho povrchu tenkou vrstvu. Sekundární iontový zdroj slouží k modifikaci rostoucí vrstvy během depozice. Zjednodušené schéma depoziční aparatury je na obr. 4.1. Pozice vzorku na držáku substrátu



Obr. 4.1: Schéma depozičního procesu při iontovém naprašování. Modrý polární diagram zobrazuje relativní intenzitu odprášených atomů v daném směru (adaptováno z [16]).

je zvolena tak, aby maximum odprášených atomů dopadalo na vzorek v kolmém směru, což platí při pohledu na vzorek v řezu jako na obr. 4.1. Sledujeme-li vzájemnou polohu terče a vzorku shora (viz obr. 4.2), můžeme pozorovat, že střed odprášené stopy v terči neleží v rovině kolmé na povrch vzorku a procházející středem vzorku. Důvodem je, že svazek primárních iontů nedopadá do středu terče, ale stopa je laterálně vychýlena. Dle naměřených rozměrů probíhá depozice pod úhlem přibližně 11° od kolmice k povrchu vzorku, což narušuje symetrii deponovaných struktur (tloušťka vrstvy není homogenní). Asymetrie magnetických nanodisků, připravených touto metodou, ovlivňuje jejich magnetizační vlastnosti, což je diskutováno v [3].

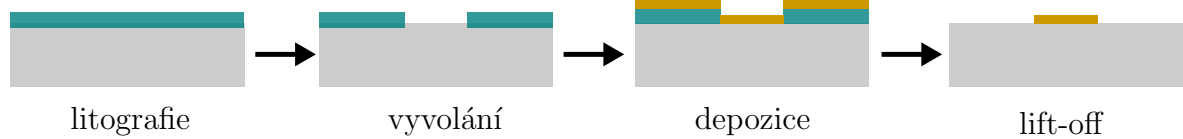


Obr. 4.2: Vzájemná poloha vzorku a odprášené stopy v terči při pohledu shora. Primární iontový svazek nedopadá do středu terče, depozice probíhá pod úhlem 11° od kolmice k povrchu vzorku. Snímek vlevo byl pořízen až po otočení terče o 180° . Správná poloha stopy je na nákresu vpravo.

4.3 Postup přípravy vzorků

Pro experimentální ověření výsledků mikromagnetických simulací byla pomocí elektro- nové litografie a iontového naprašování vytvořena pole magnetických disků s různými

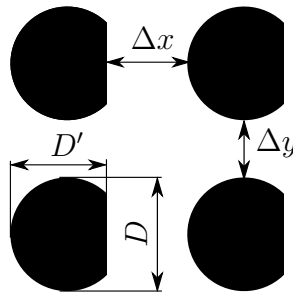
stupni symetrie. Jako substrát byl použit křemík s kryst. orientací (100) o rezistivitě $6-9\ \Omega\cdot\text{cm}$, na jehož povrchu byla nativní vrstva SiO_2 o tloušťce několika nm. V prvním kroku byl metodou spin coating na povrch substrátu nanesen pozitivní rezist PMMA A5,5 (roztok polymethylmetakrylátu v anisolu s 5,5% podílem pevných částic). Nanášení rezistu probíhalo na spin coateru WS-40BZ-6NPP LITE od firmy Laurell TECHNOLOGIES CORPORATION. Byla zvolena rychlost rotace $3000\ \text{min}^{-1}$ po dobu 30 s. Dle informací udávaných výrobcem by za uvedených podmínek měla na povrchu substrátu vzniknout vrstva PMMA o tloušťce přibližně 250 nm. V dalším kroku byl litograficky definován požadovaný vzor. Elektronová litografie byla provedena pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu VEGA II od firmy TESCAN. K vyvolání exponovaných struktur byla použita směs methyloisobutylketonu a isopropanolu (MIBK:IPA) v poměru 1:3, do níž byl vzorek ponořen po dobu 90 s. Na vzorek byla pak pomocí iontového naprašování deponována amorfnní vrstva permalloye (feromagnetická slitina $\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$) o tloušťce 20 nm, která pokryla exponovaná místa substrátu i okolní rezist. Rezist byl následně rozpuštěn v acetonu, přičemž byla současně odplavena i kovová vrstva na rezistu (tzv. lift-off). Vrstva NiFe zůstala pouze na místech, kde byl permalloy deponován přímo na substrát. Na povrchu substrátu tak vznikla kovová struktura jako pozitivní obraz litografického vzoru. Popsaný pracovní postup přípravy disků je schematicky znázorněn na obr. 4.3.



Obr. 4.3: Pracovní postup přípravy magnetických nanodisků. Zelenou barvou je znázorněn rezist, žlutou barvou deponovaný permalloy.

4.3.1 Příprava polí asymetrických disků

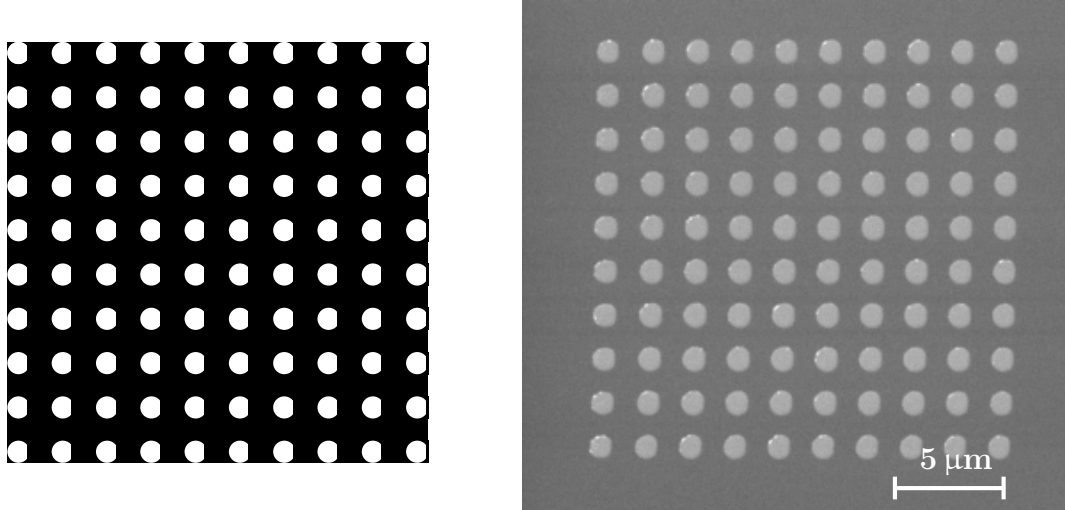
Asymetrické disky byly vytvořeny seříznutím jedné hrany kruhového disku, jak je naznačeno na obr. 4.4. Míru seříznutí disku vyjadřuje parametr symetrie S definovaný



Obr. 4.4: Znázornění způsobu zavedení geometrické asymetrie disků o průměru D a stupni symetrie S (zde $S=0,8$). Vzdálenosti mezi sousedními disky jsou Δx a Δy .

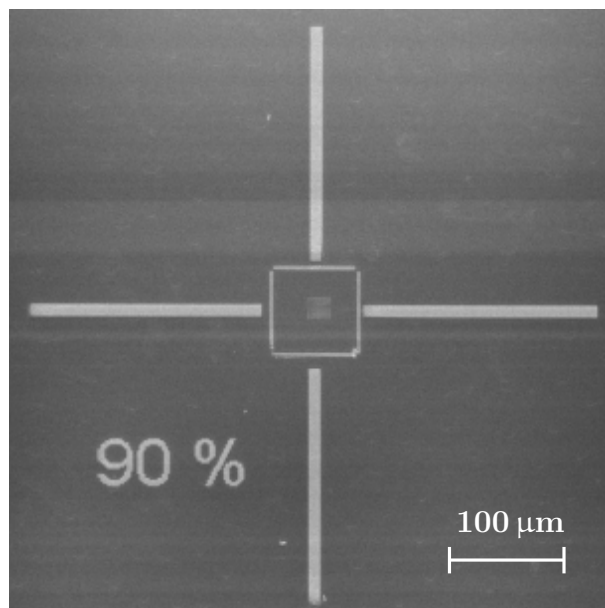
jako poměrná část z původního průměru disku $S = D'/D$ (viz obr. 4.4). Jelikož software použitého elektronového mikroskopu neumožňuje provádět požadované geomet-

rické operace, byla elektronová litografie provedena podle černobílé bitmapy, kde bílé pixely odpovídají exponovaným místům a černé pixely neexponovaným místům. Maximální rozlišení bitmapy, které software umožňuje, je přibližně $4 \cdot 10^6$ pixelů. V poli 10×10 disků, kde $D = \Delta x$, tedy připadá přibližně 100 px na průměr disku. Na obr. 4.5 je zobrazena litografická předloha a pole NiFe disků, které bylo podle této předlohy vytvořeno. Pro snadnější orientaci během měření byly připraveny vzorky s naváděcími



Obr. 4.5: Čtvercové pole disků o průměru $1 \mu\text{m}$, $S = 0,9$ a vzdálenosti mezi disky $1 \mu\text{m}$. Vlevo je litografická předloha podle níž byly vytvořeno pole asymetrických NiFe disků (vpravo). Snímek byl pořízen pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu VEGA II TESCAN na ÚFI FSI VUT.

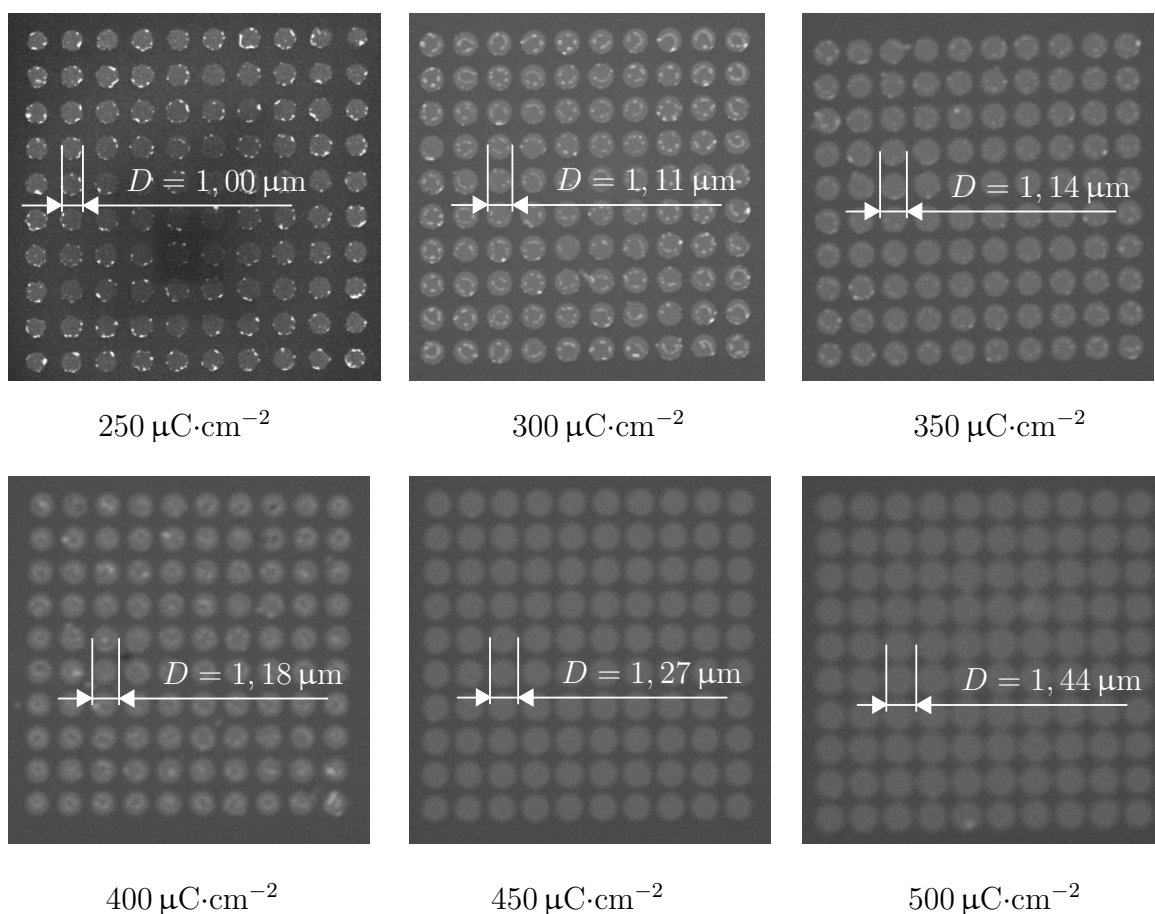
strukturami, které zároveň umožňují rychlou identifikaci měřeného pole disků. Snímek pole disků s naváděcími strukturami je na obr. 4.6.



Obr. 4.6: Litograficky připravené naváděcí struktury, které umožňují rychlou identifikaci měřeného pole disků (uprostřed) a usnadňují orientaci během měření.

4.3.2 Stanovení optimální expoziční dávky

Expoziční dávka určuje počet elektronů, resp. náboj, dopadající na jednotkovou plochu vzorku. Jedná se o důležitý parametr elektronové litografie, neboť příliš nízká dávka způsobí nedostatečné vyvolání rezistu a příliš vysoká expoziční dávka má negativní vliv na rozlišení. Přesnost rozměrů je v případě magnetických disků důležitá, neboť velikost a tvar těchto disků ovlivňuje jejich magnetické vlastnosti. Ke stanovení optimální expoziční dávky byla výše uvedeným způsobem (obr. 4.3) vytvořena pole disků s použitím různých expozičních dávek. Poté byly pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu VEGA II TESCAN měřeny rozměry jednotlivých disků a vizuálně posuzována jejich kvalita. Snímky připravených polí disků s příslušnými expozičními dávkami jsou na obr. 4.7. Uvedené průměry disků pro různé expoziční dávky jsou spíše orientační, ne-



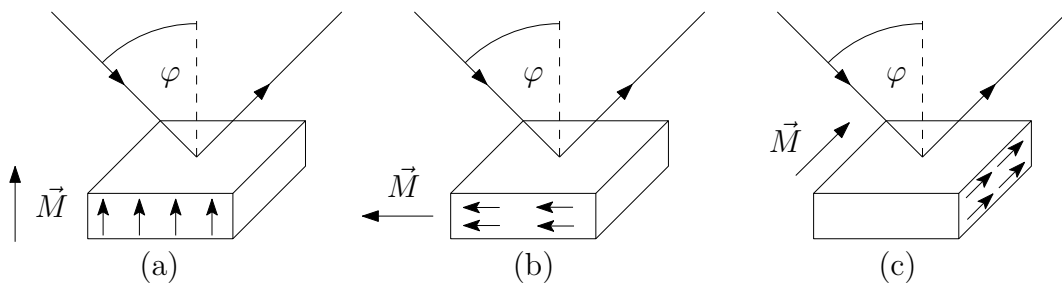
Obr. 4.7: Srovnání kvality a rozměrů připravených polí disků pro různé expoziční dávky.

boť velikost disků v rámci jednoho pole se liší. Obecně platí, že disky uprostřed pole mají větší průměr než disky na krajích. V případě dávek 250-300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ je patrné nedostatečné vyvolání struktury, u vysokých expozičních dávek 450-500 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ dochází k výraznému rozšíření disků ve srovnání s litografickou předlohou a sousední disky téměř splývají. Jako optimální byla stanovena dávka 350 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, při níž byl rezist dostatečně exponován a současně byly zachovány požadované rozměry disků.

4.4 Magnetooptický Kerrův jev

Při odrazu světla na magnetizovaném materiálu dochází ke změně jeho polarizace. Je-li dopadající světlo lineárně polarizované, získá odrazem obecně eliptickou polarizaci, přičemž hlavní osa elipsy je vzhledem k původní rovině polarizace natočená o úhel Θ_K , který se nazývá Kerrova rotace a vypovídá o magnetizaci odrazné vrstvy.

Při měření magnetooptického Kerrova jevu se využívají tři základní konfigurace, které se liší vzájemnou orientací roviny dopadu světla a směru magnetizace vzorku. Je-li magnetizace kolmá k povrchu vzorku, jedná se o polární Kerrův jev (obr. 4.8a). Jestliže leží magnetizace v rovině povrchu a je rovnoběžná s rovinou dopadu světla, jedná se o longitudinální Kerrův jev (obr. 4.8b). Třetím případem je transversální Kerrův jev (obr. 4.8c), kdy vektor magnetizace leží v rovině povrchu vzorku a zároveň směřuje kolmo k rovině dopadu. Pro polární a longitudinální Kerrův jev platí, že Kerrova rotace

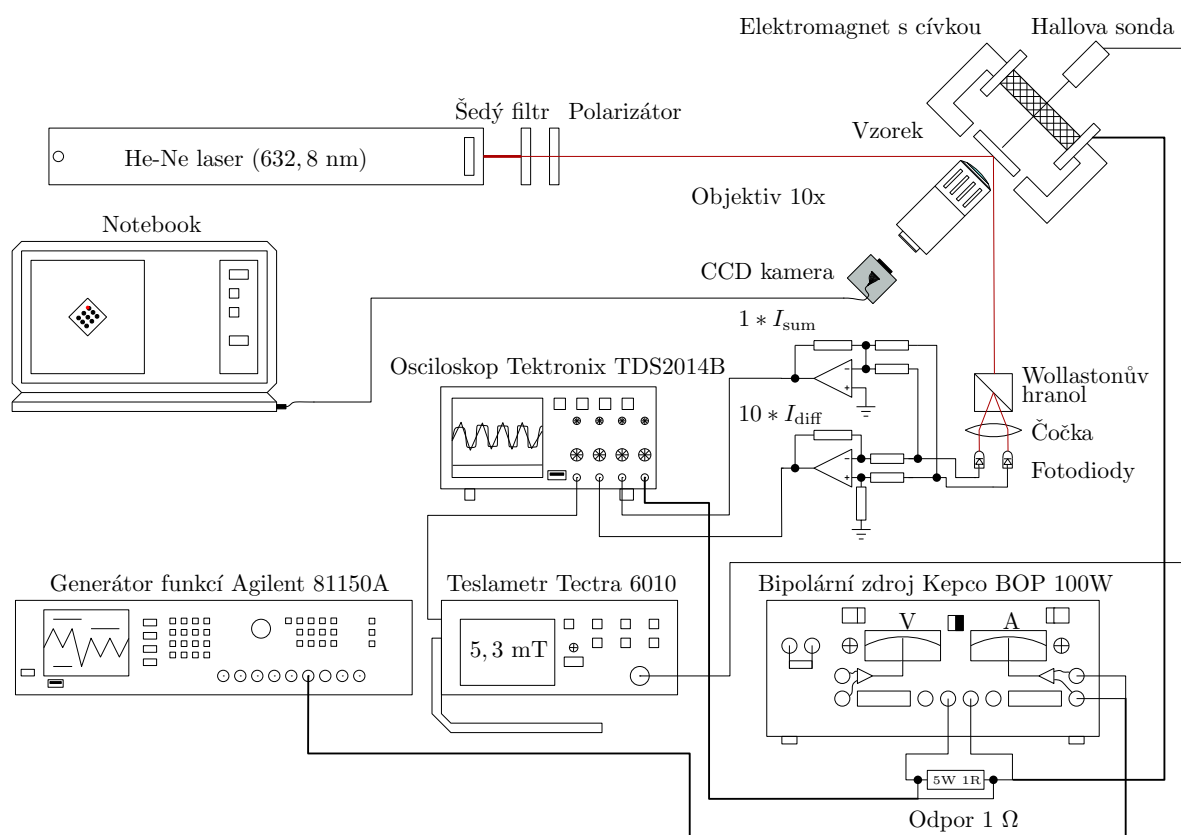


Obr. 4.8: Tři základní konfigurace pro měření magnetooptického Kerrova jevu pro úhel dopadu φ . (a) polární, (b) longitudinální a (c) transversální Kerrův jev (převzato z [28]).

závisí na velikosti a směru magnetizace. Dojde-li k převrácení magnetizace, změní se i směr Kerrovy rotace. U transversálního jevu dojde při převrácení magnetizace pouze k zeslabení intenzity odraženého světla [13].

4.4.1 Sestava pro měření magnetooptického Kerrova jevu

Pro měření hysterezních smyček magnetických disků byla použita aparatura sestavená L. Flajšmanem v rámci [28]. Tato sestava umožňuje měřit Kerrův jev v longitudinální konfiguraci, kde je Kerrova rotace úměrná průmětu vektoru magnetizace do roviny dopadu světla. Vzorek je osvětlen lineárně polarizovaným laserovým světlem o vlnové délce $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Stopu dopadajícího laserového svazku je možné pozorovat optickým mikroskopem s CCD kamerou připojenou k počítači. Světlo dopadá na vzorek pod úhlem 60° a po odrazu prochází Wollastonovým hranolem, který jej prostorově rozdělí na dvě složky podle polarizace. Prostřednictvím dvojice fotodiod tedy detekujeme zvlášť signál příslušný p -polarizaci (vektor elektrické intezity je rovnoběžný s rovinou dopadu světla) a s -polarizaci ($\vec{E}$ je kolmý na rovinu dopadu). Zpracováním detekovaných signálů je možné pomocí osciloskopu měřit Kerrovu rotaci a v závislosti na budícím magnetickém poli získat hysterezní smyčky. Schéma měřicí aparatury je na obr. 4.9.



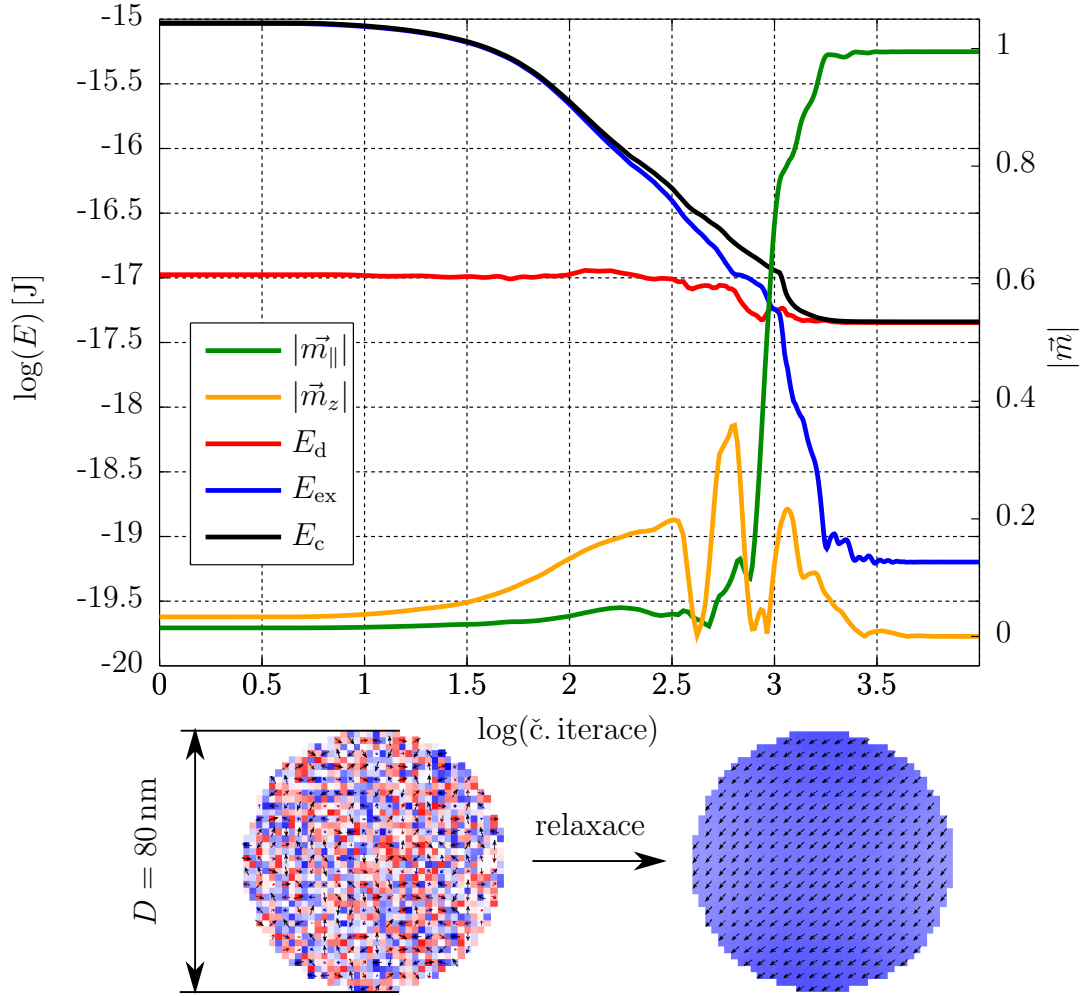
Obr. 4.9: Sestava pro měření longitudinálního Kerrova jevu. (převzato z [28].)

5. DOSAŽENÉ VÝSLEDKY

V této kapitole jsou představeny výsledky mikromagnetických simulací permalloyových nanodisků. Byl studován vliv rozměrů disku na stabilní uspořádání magnetizace a ověřena náhodnost relaxace do čtyř různých vortexových stavů. Dále jsou v této kapitole uvedeny výsledky simulací hysterezních smyček jednotlivých disků s různými stupni symetrie a výsledky simulací dvojic magnetostaticky svázaných disků. Ve všech případech byl posuzován vliv asymetrie a magnetostatické interakce na tvar hysterezní smyčky a změny cirkulace vortexů během magnetizačního procesu. Hodnoty anihilačního pole a počáteční susceptibility získané ze simulací jsou porovnány výpočtem na základě modelu tuhého vortexu (viz 2.2.2). Všechny simulace byly provedeny pomocí software OOMMF (viz kap. 3). V závěru kapitoly je uvedena hysterezní smyčka připraveného pole disků, která byla experimentálně naměřena pomocí magnetooptického Kerrova jevu.

5.1 Relaxace, vliv velikosti disku

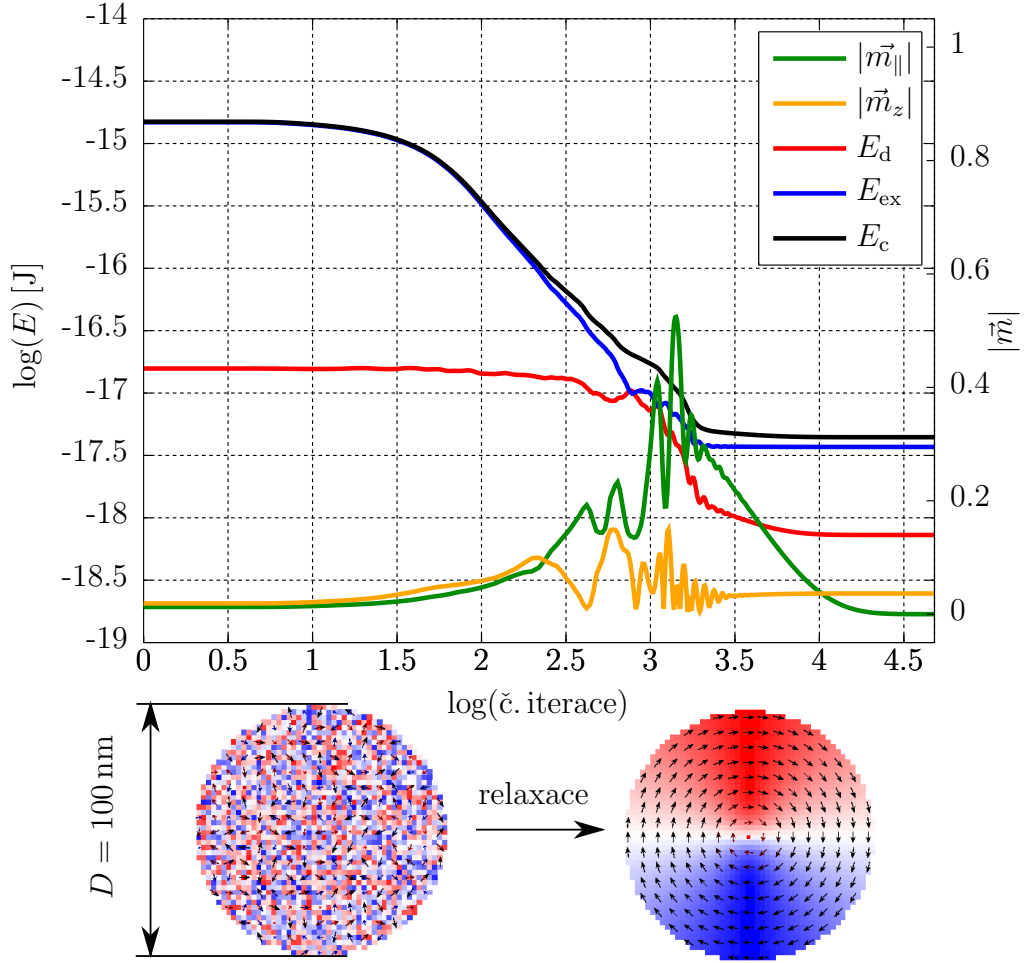
Pro nalezení rozměrů disků, v nichž je rovnovážným stavem magnetický vortex byla simulována relaxace magnetických nanodisků bez přítomnosti vnějšího pole. Jako výchozí stav bylo zvoleno náhodné uspořádání magnetizace a v průběhu simulace byl sledován časový vývoj jednotlivých energií a středních hodnot složek vektoru magnetizace. Pro permalloy lze zanedbat energii anizotropie [2], stabilní stav je tedy určen tím, převládá-li výměnná nebo magnetostatická dipolární energie. Tyto dva druhy energie nabývají na významu v závislosti na rozměrech magnetického disku. U malých disků je dominantní vliv výměnné energie (stabilní je jednodoménový stav), u větších disků je stabilním stavem magnetický vortex, který minimalizuje magnetostatickou dipolární energii. Singularita výměnné energie ve středu vortexu je kompenzována natočením magnetizace kolmo v povrchu disku v oblasti vortexového jádra. Na obr. 5.1 je zobrazen časový vývoj jednotlivých veličin během relaxace disku o tloušťce 15 nm a průměru 80 nm. Jelikož se největší změny v uspořádání magnetizace odehrávají v počátku simulace, jsou pro lepší názornost levá svislá osa (energie) i vodorovná osa (č. iterace) zobrazeny v logaritmickém měřítku. Střední hodnoty vektoru magnetizace (pravá svislá osa) jsou zobrazeny v lineárním měřítku. V grafu jsou složky magnetizace rozlišeny na velikost střední hodnoty magnetizace v rovině disku ($|m_{\parallel}| = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$) a velikost složky magnetizace kolmé k povrchu disku ($|m_z|$). Jak je patrné z obr. 5.1, je pro disk uvedených rozměrů stabilní jednodoménový stav s magnetizací v rovině podstavy disku. V počátku simulace, kdy jsou sousední magnetické momenty orientovány náhodně,



Obr. 5.1: Relaxace magnetického nanodisku o rozměrech $L=15 \text{ nm}$ a $D=80 \text{ nm}$. Simulace byla provedena za teploty $T=0 \text{ K}$. Pod grafem jsou zobrazena uspořádání magnetizace odpovídající počátečnímu a koncovému stavu. Barvy jednotlivých pixelů udávají průmět vektoru magnetizace do vodorovné osy x v daném bodě disku.

je výměnná energie převažující složkou celkové energie. V průběhu relaxace se sousední momenty uspořádají paralelně, výměnná energie poklesne o více než čtyři řády a ve výsledném uspořádání magnetizace je celková energie je dána hlavně příspěvkem magnetostatické energie. Z grafu je patrné, že jednotlivé složky celkové energie E_d a E_{ex} mohou v průběhu simulace i růst, zatímco celková energie E_c je vždy nerostoucí. Složky vektoru magnetizace jsou v počátku simulace blízké nule, což je způsobeno rovnoměrným rozdělením do všech směrů. Ve výsledném stavu je $|m_{\parallel}| = 1$ a $|m_z| = 0$, což vypovídá o orientaci magnetizace jednotným směrem v rovině disku.

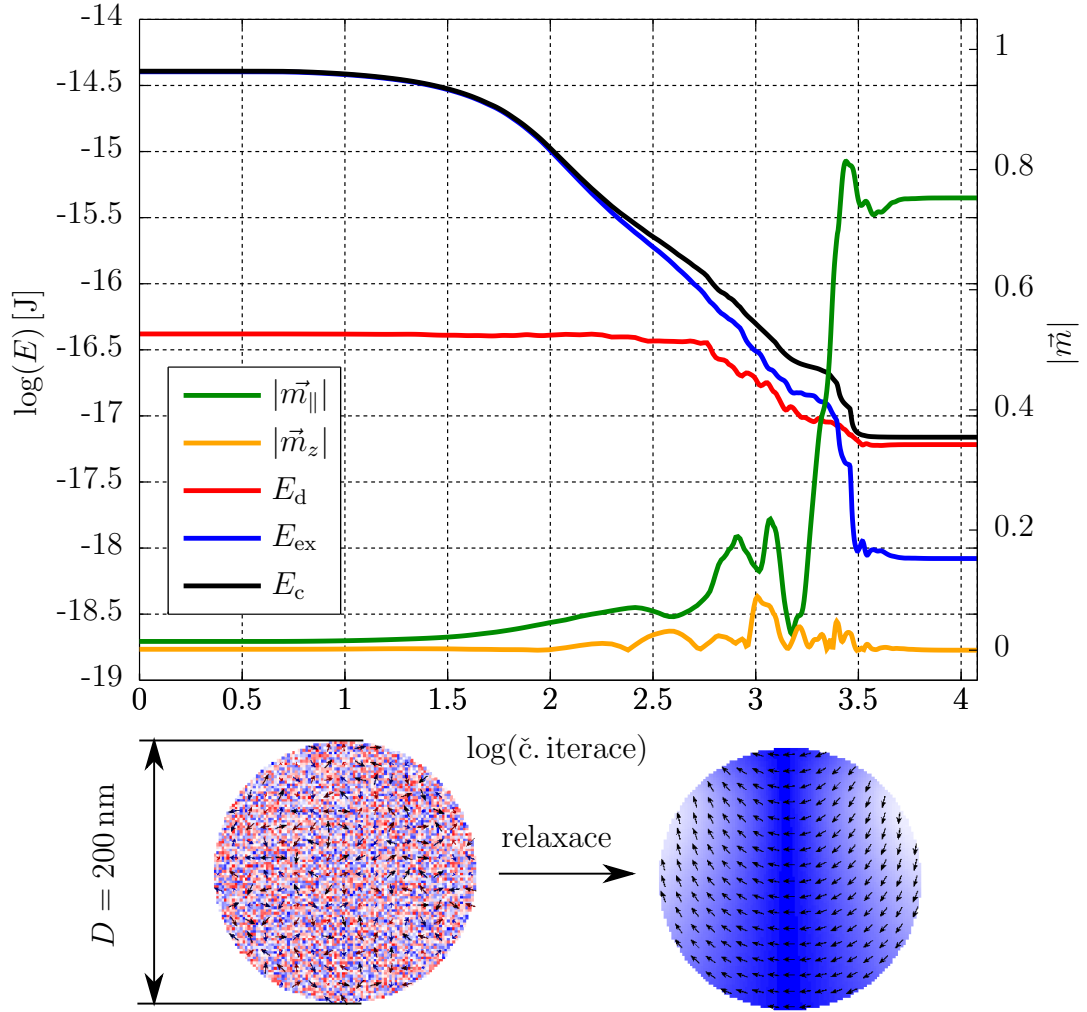
Stejná simulace byla provedena pro disk o průměru 100 nm , tloušťka byla ponechána 15 nm . V důsledku zvětšení průměru disku zde převažuje vliv magnetostatické energie a výsledným stabilním stavem je v magnetický vortex. Průběh simulace je znázorněn na obr. 5.2. Stáčení magnetizace podél uzavřených křivek v rovině disku minimalizuje magnetostatickou energii, proto je zde celková energie i ve výsledném stavu tvořena převážně příspěvkem výměnné energie. Velikost složky magnetizace $|m_{\parallel}| = 0$ vypovídá



Obr. 5.2: Relaxace magnetického nanodisku o rozměrech $L=15 \text{ nm}$ a $D=100 \text{ nm}$, kde stabilním stavem je magnetický vortex. Simulace byla provedena za teploty $T=0 \text{ K}$. Pod grafem jsou zobrazena uspořádání magnetizace odpovídající počátečnímu a koncovému rozložení magnetizace. Barvy jednotlivých pixelů udávají průmět vektoru magnetizace do vodorovné osy x v daném bodě disku.

o symetrickém rozložení magnetizace v rovině disku. Nenulová složka magnetizace ve směru kolmém na disk je dána magnetizací jádra vortexu. Třetí stabilní stav, v němž se může magnetický disk nacházet, nastává u vysokých a úzkých válců, kde je magnetizace orientována jednotným směrem kolmo na podstavu (viz obr. 5.4). Všechny simulace byly provedeny bez započtení vlivu teploty. V některých simulacích disk nezaujal žádný z uvedených stabilních stavů, ale zůstal v některém z metastabilních stavů. Jako příklad je na obr. 5.3 uvedena relaxace disku o rozměrech $L=10 \text{ nm}$ a $D=200 \text{ nm}$, který zaujal tzv. C -stav (zakřivení magnetizace ve tvaru písmene C). Výsledné velikosti složek magnetizace ($|m_{\parallel}| \doteq 0,75$ a $|m_z| = 0$) indikují, že magnetizace leží v rovině disku, ale jednotlivé momenty nejsou orientovány jednotným směrem. V celkové energii převažuje příspěvek magnetostatické energie.

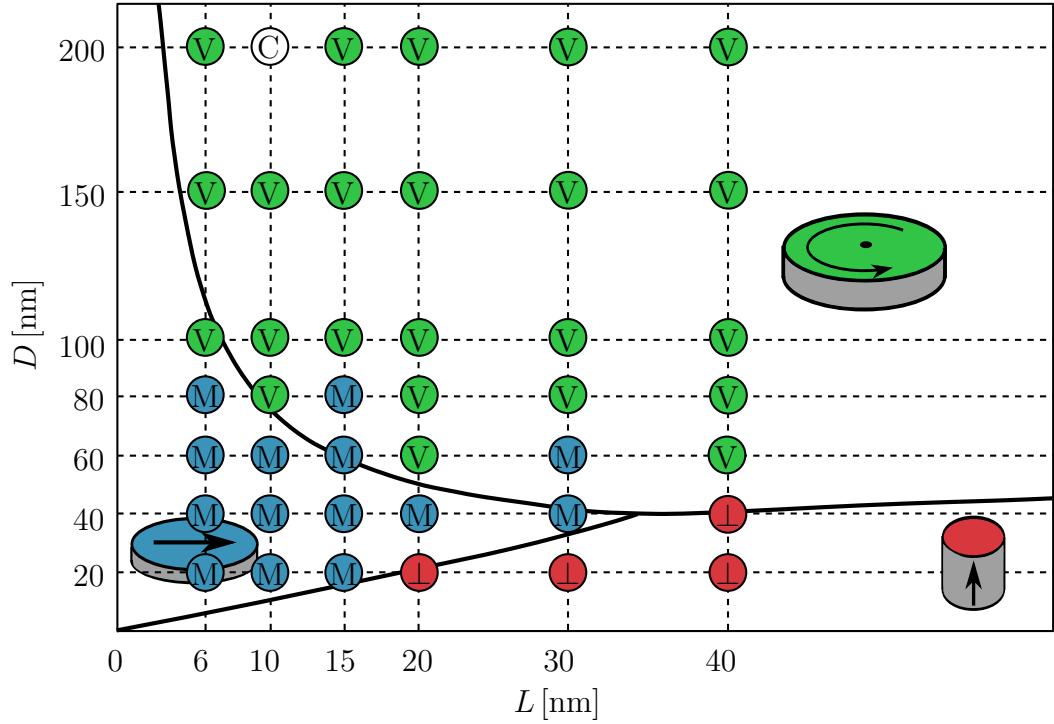
Relaxace byla simulována pro řadu disků o různých průměrech a tloušťkách. V závislosti na rozměrech byla získána různá rovnovážná uspořádání magnetizace. Výsledné stabilní



Obr. 5.3: Relaxace magnetického nanodisku o rozměrech $L=10 \text{ nm}$ a $D=200 \text{ nm}$. Disk zde zaujal metastabilní C -stav. Simulace byla provedena za teploty $T=0 \text{ K}$. Pod grafem jsou zobrazena uspořádání magnetizace odpovídající počátečnímu a koncovému stavu. Barvy jednotlivých pixelů udávají průmět vektoru magnetizace do vodorovné osy x v daném bodě disku.

stavy pro příslušné rozměry disku jsou vyneseny do grafu na obr. 5.4. Na pozadí grafu jsou křivky oddělující tři stabilní stavy, ve kterých se může magnetický disk nacházet. Křivky byly adaptovány z fázového diagramu stability magnetických disků, který byl publikován v [29]. Pro body křivky platí, že stavy, které tato křivka odděluje, jsou v energiové rovnováze. Je patrné, že výsledky simulací se ve většině případů shodují s fázovým diagramem.

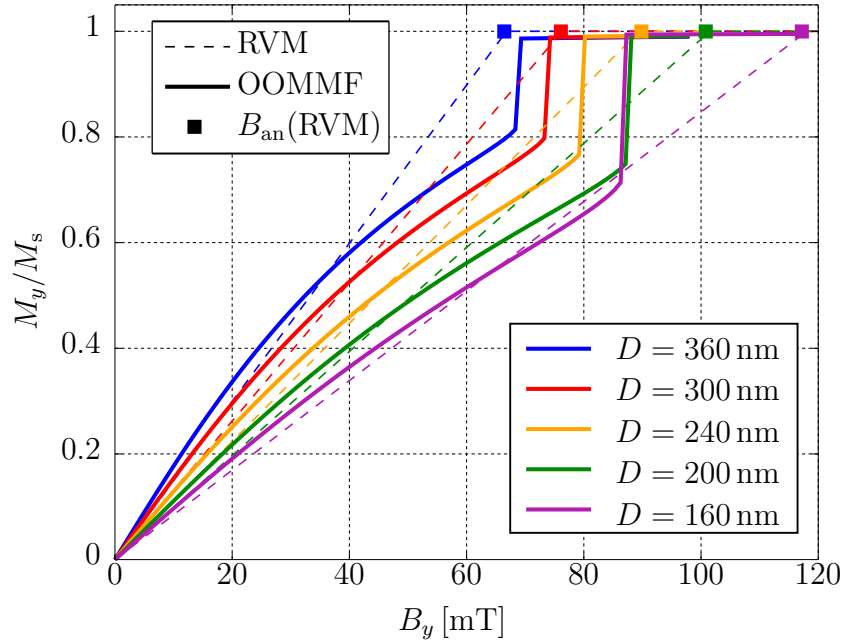
Pro disky o rozměrech $D=200 \text{ nm}$ a $L=20 \text{ nm}$, kde je rovnovážným stavem magnetický vortex byly dále provedeny simulace relaxace pro různé hodnoty vstupního parametru generátoru náhodných čísel (RandomSeed). Změnou tohoto parametru dojde pouze ke změně počátečního náhodného uspořádání magnetizace disku. Uvedeným způsobem bylo dosaženo relaxace do všech čtyř vortexových stavů (viz obr. 2.3), což je ověřením dobře definované geometrie pro účely dalších simulací.



Obr. 5.4: Rovnovážné stavy magnetických disků různých rozměrů. Výsledné stavy byly získány simulací relaxace bez přítomnosti vnějšího pole za teploty $T=0$ K. Barvy označují jednotlivá stabilní uspořádání magnetizace: zelená (V) - magnetický vortex, modrá (M) - monodoménový stav s magnetizací v rovině disku a červená ($\perp$) - magnetizace kolmo k rovině disku. Výsledky simulací se shodují s fázovým diagramem stability disků (černé křivky na pozadí), který byl adaptován z [29].

5.2 Simulace hysterezních smyček symetrických disků

U disků ve vortexovém stavu byla dále simulována jejich odezva na vnější statické magnetické pole. Velikost vnějšího pole byla postupně zvyšována a pro každou jeho hodnotu systém zrelaxoval do rovnovážného stavu. Po dosažení saturace, byla hodnota vnějšího pole snižována až do saturace v opačném směru. Následně bylo vnější pole opět zvyšováno až do maximální hodnoty, čímž se cyklus uzavřel. V průběhu simulace bylo pro každou hodnotu vnějšího pole zaznamenáno rozložení magnetizace v jednotlivých bodech disku. Kromě toho byly pro každou hodnotu pole zaznamenány také hodnoty jednotlivých energií, střední hodnoty složek vektoru magnetizace a další údaje. Vynesením složky magnetizace ve směru vnějšího pole v závislosti na tomto poli byly získány hysterezní smyčky daného disku. Simulace byly provedeny u disků o tloušťce 20 nm a průměru 100-360 nm. Na obr. 5.5 jsou části hysterezních smyček pro různé průměry disků. Pro srovnání jsou zde také křivky vypočtené na základě modelu tuhého vortexu (viz 2.2.2). U všech hysterezních smyček byly odečteny hodnoty anihilačního pole a počáteční susceptibility a porovnány s vypočtenými hodnotami (tab. 5.1).



Obr. 5.5: Části hysterezních smyček disků o rozměrech $L=20$ nm a $D=160-360$ nm. Hysterezní smyčka disku o průměru 100 nm zde pro přehlednost uvedena není. Legenda černou barvou platí pro všechny použité barvy.

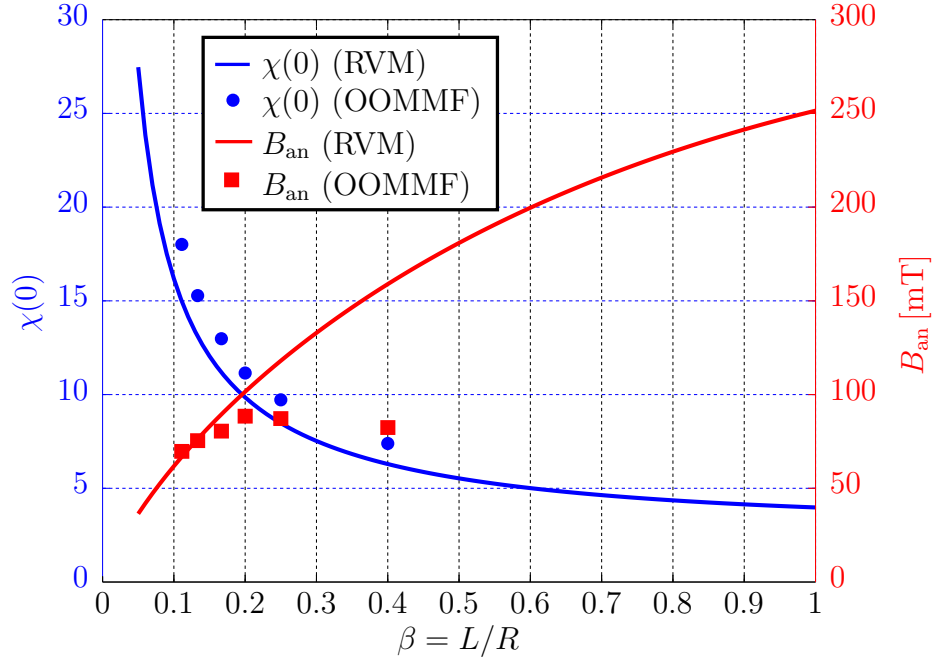
D [nm]	$\beta = L/R$	$\chi(0)$ (RVM)	$\chi(0)$ (OOMMF)	B_{an} [mT] (RVM)	B_{an} [mT] (OOMMF)
100	0,40	6,3	7,4	159	82
160	0,25	8,5	9,7	118	87
200	0,20	9,9	11,2	102	88
240	0,17	11,2	12,9	89	80
300	0,13	13,1	15,3	76	74
360	0,11	15,0	18,0	66	69

Tab. 5.1: Srovnání hodnot počáteční susceptibility a anihilačního pole pro disky o $L=20$ nm získaných ze simulací v OOMMF a hodnot vypočtených na základě modelu tuhého vortexu.

U simulovaných hysterezních smyček byla počáteční susceptibilita určena ze směrnice tečny k hysterezní křivce v počátku vztahem:

$$\chi(0)(\text{OOMMF}) = \mu_0 M_s \cdot 10^3 \left. \frac{dm_y}{dB_y [\text{mT}]} \right|_{B=0 \text{ mT}}, \quad (5.1)$$

což odpovídá magnetické susceptibilitě v jednotkách SI definované vztahem (1.8). Na obr. 5.6 jsou graficky znázorněny hodnoty $\chi(0)$ a B_{an} , které byly získány simulacemi pro různé průměry disků. Pro srovnání jsou zde vyneseny závislosti vypočtené ze vztahů (2.11) a (2.13). Z grafu na obr. 5.6 i tab. 5.1 je patrné, že počáteční susceptibilita vypočtená z modelu tuhého vortexu je vždy nižší než hodnota získaná ze simulace pomocí OOMMF. S rostoucím magnetickým polem však susceptibilita klesá a křivka protíná lineární závislost tuhého vortexu. Pokles susceptibility je částečně kompenzován prudkým zvýšením magnetizace při dosažení anihilačního pole. Odhad B_{an} na základě modelu tuhého vortexu se shoduje se simulacemi pro malé hodnoty $\beta = L/R$.



Obr. 5.6: Závislost počáteční susceptibility a anihilačního pole na poměru geometrických rozměrů disku. Hodnoty získané simulacemi jsou porovnány s vypočtenými závislostmi těchto veličin. Nejistota určení B_{an} byla stanovena na 1 mT, což odpovídá kroku vnějšího pole. U počáteční susceptibility byla nejistota stanovena jako polovina intervalu mezi sousedními hodnotami susceptibility, tedy $[\chi(1 \text{ mT}) - \chi(-1 \text{ mT})]/2$. V obou případech nejsou vyznačeny chybové úsečky, neboť jejich velikost splývá s velikostí značky.

Pro disky o menším průměru (vyšší hodnoty β) se výsledky simulací od použitého modelu liší. Výsledky simulací souhlasí s hodnotami publikovanými v [30].

5.3 Simulace hysterezních smyček asymetrických disků

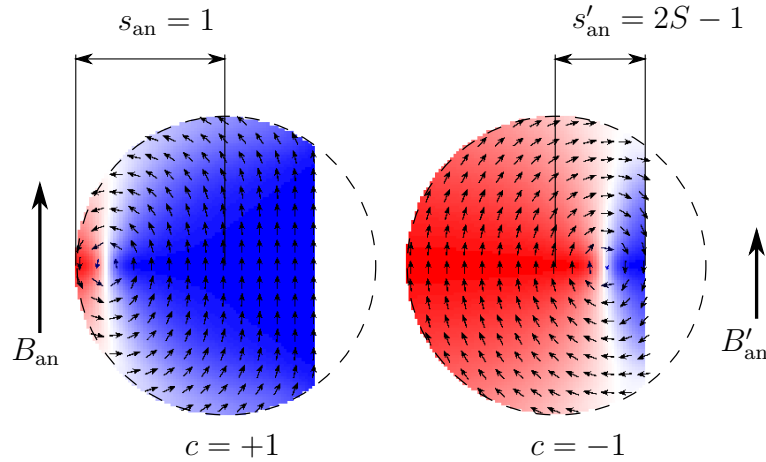
Tvarová asymetrie nanodisku ovlivňuje rovnováhu energií a může ovlivnit existenci vortexového stavu v nanodiscích [6, 31]. Asymetrie byla zavedena jednostranným seříznutím hrany disku stejně jako u litograficky připravených disků (popsáno v části 4.3). Pro disky s různými stupni symetrie byly provedeny simulace hysterezních smyček, přičemž magnetické pole bylo orientováno podél seříznuté hrany. V tomto uspořádání se jádro vortexu ve vnějším poli pohybuje kolmo na seříznutou hranu disku a v závislosti na směru cirkulace vortexu může při anihilaci z disku vystoupit buď na kulaté hraně disku nebo na seříznuté hraně, kde k anihilaci stačí menší vychýlení ze středu disku. V asymetrických discích tedy anihilační pole závisí na směru cirkulace a na stupni symetrie disku. K anihilaci vortexu dochází, překročí-li jádro okraj disku. Pro anihilaci na seříznuté hraně disku o stupni symetrie S (definováno v 4.3.1) platí pro maximální redukovanou výchylku jádra $s'_{an} = l'_{an}/R$ vztah:

$$s'_{an} = 2S - 1. \quad (5.2)$$

Úpravou vztahu (2.13) lze získat vztah pro hodnotu anihilačního pole B'_{an} při anihilaci na seříznuté hraně disku:

$$B'_{\text{an}} = \frac{(2S - 1)\mu_0 M_s}{\chi(0)}. \quad (5.3)$$

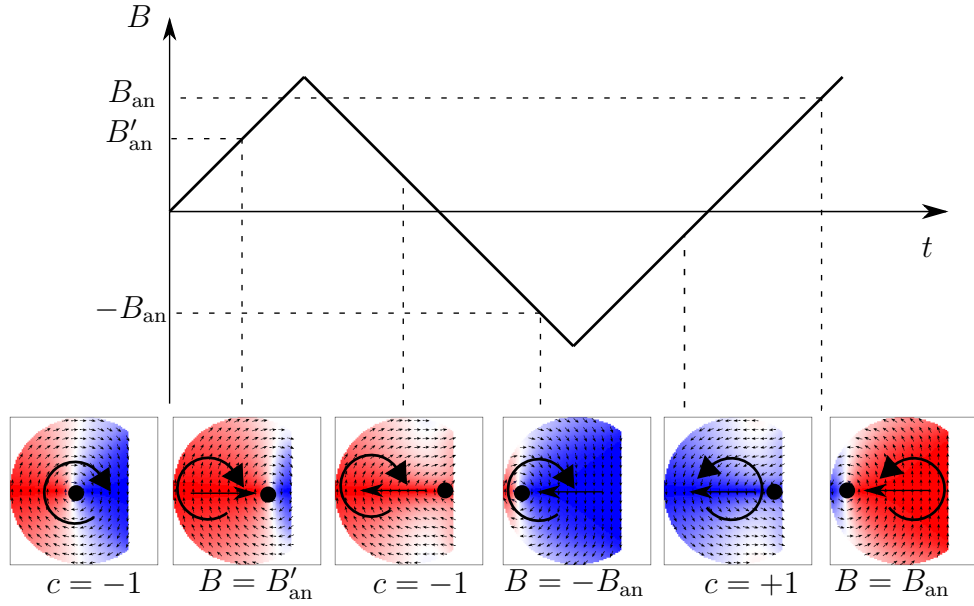
Uvedený vztah je přibližný a platí pro disky s vysokým stupněm symetrie ($S \doteq 1$), neboť ve vztahu (2.11) pro výpočet $\chi(0)$ je použita původní hodnota poloměru disku R , před jeho seříznutím. Vztah (5.3) popisuje pokles anihilačního pole na seříznuté hraně disku s jeho klesající symetrií. Dle výsledků publikovaných v [6] je však pro nízké stupně symetrie hodnota anihilačního pole na seříznuté hraně disku vyšší. Na obr. 5.7 je znázorněna anihilace vortexu pro oba směry cirkulace v asymetrickém disku.



Obr. 5.7: Velikost anihilačního pole asymetrického disku závisí na směru cirkulace vortexu a na stupni symetrie disku (zde $S = 0,8$). Kóty nejsou vedeny k poloze jádra, protože v simulacích nastává anihilace vortexu dříve, než jádro dosáhne okraje disku. Barevně je vyznačen průmět magnetizace do svislé osy y .

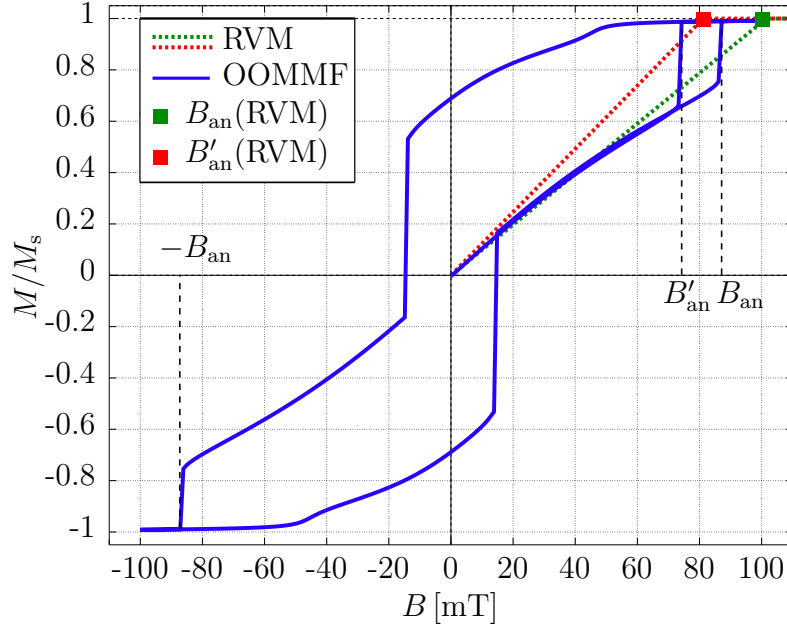
Z důvodu odlišných hodnot anihilačního pole pro oba směry cirkulace můžeme pozorovat rozdělení hysterezní smyčky asymetrického disku. U simulací hysterezních smyček asymetrických disků byl z toho důvodu nastaven jako počáteční stav vortex se záporným směrem cirkulace ($c = -1$). Zvyšováním vnějšího pole přešel disk do jednodoménového stavu anihilací jádra na seříznuté hraně disku. Poté bylo pole snižováno, během čehož došlo obnovení vortexového stavu. Na rozdíl od symetrických disků, kde je směr cirkulace při nukleaci vortexu náhodný, dochází u asymetrických disků k nukleaci jádra na straně asymetrie, což je způsobeno silnějším rozptylovým polem v blízkosti seříznuté hrany [6]. Cirkulace vznikajícího vortexu v asymetrickém disku je tedy určena směrem pole, které způsobilo jeho saturaci. Po dosažení saturace v opačném směru bylo pole opět zvyšováno na maximální hodnotu, což způsobilo anihilaci jádra na kulaté straně disku. Část hysterezní smyčky v prvním kvadrantu je tedy simulována dvakrát, aby simulace postihla anihilaci vortexu na obou hranách asymetrického disku. Popsaný cyklus je znázorněn na obr. 5.8.

Uvedeným způsobem byly nasimulovány hysterezní smyčky disků o průměru 200 nm, tloušťce 20 nm a různých stupních symetrie ($S=0,8-1$). Jako příklad je na obr. 5.9 uve-



Obr. 5.8: Cyklus vnějšího magnetického pole při simulaci hysterezních smyček asymetrických disků. Počáteční směr cirkulace je zvolen $c = -1$, aby anihilace během cyklu proběhla na obou stranách asymetrického disku. Barevně je vyznačen průmět magnetizace do svislé osy y , šipky znázorňují cirkulaci vortexu a pohyb jádra.

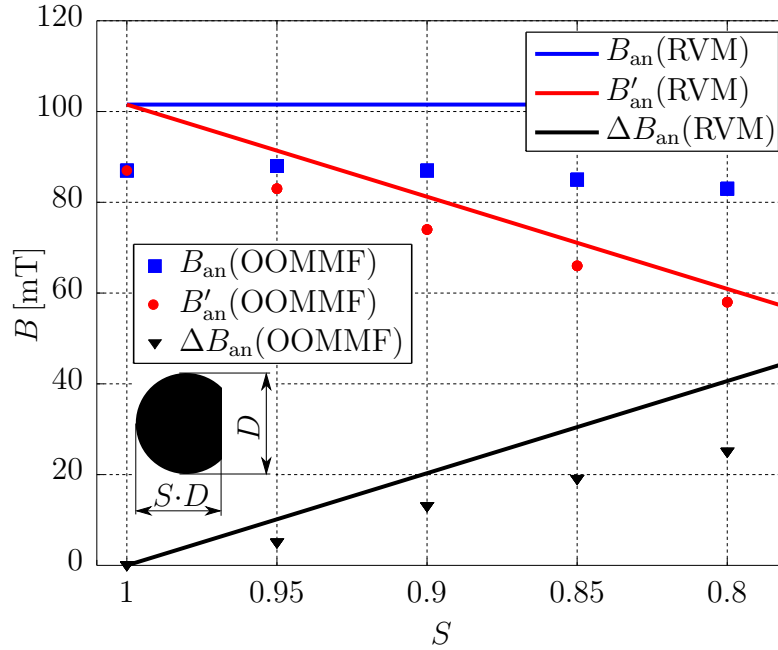
dena hysterezní smyčka disku pro $S=0,9$. V grafu jsou znázorněny i odhady anihilačního pole při anihilaci jádra na obou stranách disku vypočtené ze vztahů (2.13) a (5.3).



Obr. 5.9: Hysterezní smyčka asymetrického disku ($D=200$ nm, $L=20$ nm a $S=0,9$). Rozdvojení smyčky v prvním kvadrantu je způsobeno odlišnou velikostí anihilačního pole při anihilaci na kulaté a seříznuté hraně disku.

Pro jednotlivé hysterezní smyčky byly odečteny hodnoty obou anihilačních polí a porovnány vypočtem na základě modelu tuhého vortexu. V grafu na obr. 5.10 jsou v závislosti na symetrii disku vyneseny hodnoty obou anihilačních polí B_{an} , B'_{an} a hod-

nota jejich jejich rozdílu ΔB_{an} . V témže grafu jsou i závislosti vypočtené ze vztahů (2.13) a (5.3). Z grafu je patrné, že s klesající symetrií dochází k poklesu hodnot obou

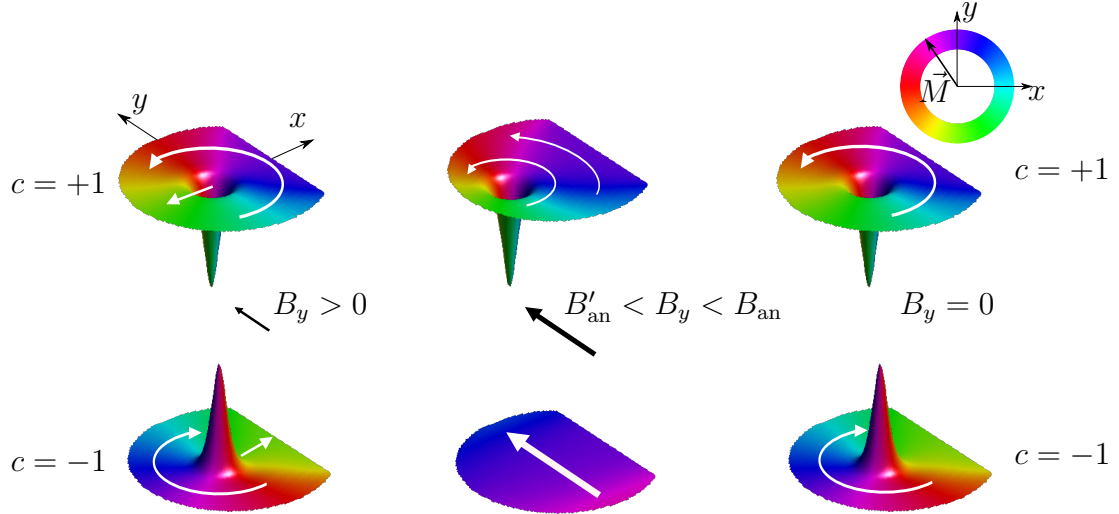


Obr. 5.10: Hodnoty anihilačních polí v závislosti na symetrii disku. Data byla získána simulacemi disků o rozměrech $D=200$ nm a $L=20$ nm. Délka chybové úsečky byla ve všech případech stanovena na 1 mT, což odpovídá kroku magnetického pole v simulaci (chybové úsečky nejsou vyznačeny, splývají s velikostí značky).

anihilačních polí. Anihilační pole pro seříznutou hranu B'_{an} klesá rychleji, rozdíl ΔB_{an} se s rostoucí asymetrií zvyšuje, což způsobuje širší rozdělení hysterezní smyčky.

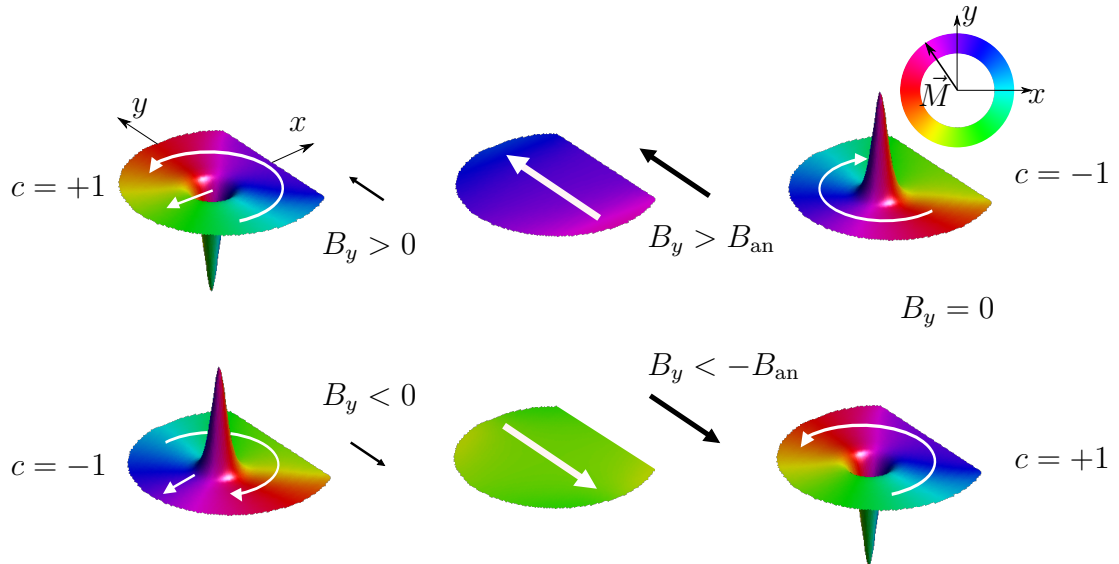
5.3.1 Detekce a přepínání cirkulace vortexů v asymetrických discích

Popsané vlastnosti asymetrických disků umožňují detekovat cirkulaci vortexů pomocí statického magnetického pole. Působíme-li na asymetrický disk ve vortexovém stavu magnetickým polem, pro jehož velikost platí: $B'_{\text{an}} < B < B_{\text{an}}$, může v závislosti na směru cirkulace vortexu dojít k anihilaci. Sledováním magnetizace můžeme určit, jestli při zvoleném poli disk zaujal jednodoménový stav, nebo setrvává ve stavu vortexu. Každá z uvedených možností nastává v závislosti na původní cirkulaci vortexu a umožňuje ji popsáním způsobem detekovat. Výhodou této metody je, že k rozlišení směru cirkulace můžeme použít oba směry magnetického pole a že po opětovném snížení pole oba disky zachovávají původní směr cirkulace. Detekce cirkulace běžnými experimentálními technikami je velmi obtížná, neboť Kerrova mikroskopie nemá dostatečné rozlišení a MFM detekuje rozptylové pole, které disky ve vortexovém stavu nevytváří. Techniky umožňující její detekci (PEEM, SEMPA, MTXM) jsou složité a obtížně dostupné. Uvedeným způsobem lze detekovat cirkulaci vortexů v asymetrických discích pouze měřením hysterezní smyčky. Popsaný způsob detekce cirkulace je znázorněn na obr. 5.11.



Obr. 5.11: Detekce cirkulace vortexů v asymetrických nanodiscích pomocí statického magnetického pole. Po snížení magnetického pole je zachován původní směr cirkulace.

Asymetrie nanodisků lze využít i k definovanému přepínání cirkulace vortexů pomocí statického magnetického pole. Pro přepnutí cirkulace je nutné zvolit orientaci vnějšího pole tak, aby jádro anihilovalo na kulaté hraně disku. Při nukleaci vortexu ze saturovaného stavu vstupuje vortexové jádro do disku od seříznuté hrany. Cirkulace vznikajícího vortexu je tedy dána směrem vnějšího pole, které způsobilo saturaci. Zvolíme-li opačnou orientaci pole, anihilace jádra nastane na seříznuté hraně. Vortex nukleuje se stejnou cirkulací a k přepnutí nedochází. Popsaný způsob přepínání cirkulace vortexů je schematicky znázorněn na obr. 5.12. V obou případech byl pro jednoduchost použit



Obr. 5.12: Přepínání cirkulace vortexů v asymetrických nanodiscích pomocí statického magnetického pole. Po snížení pole disky nukleují s opačným směrem cirkulace.

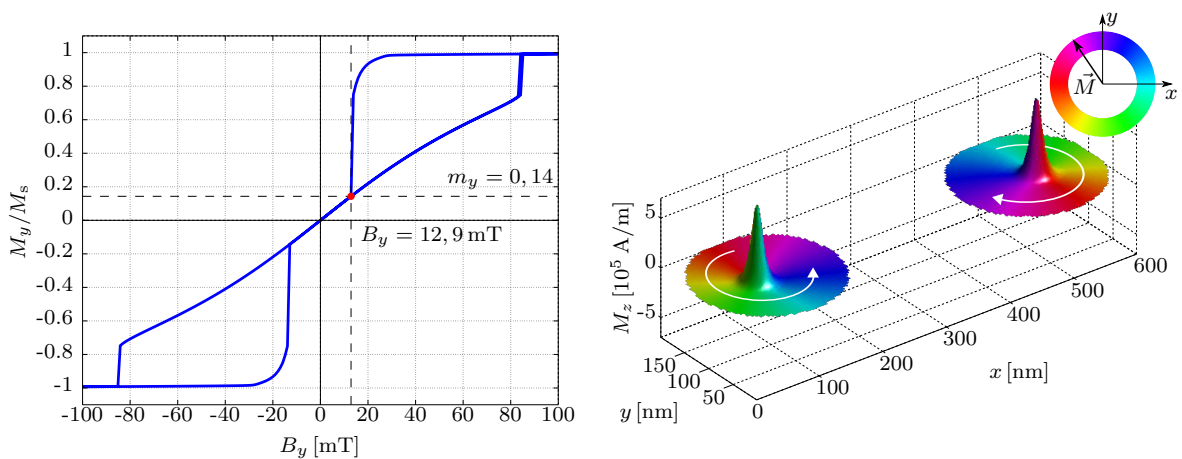
předpoklad, že nukleační pole je kladné, za nulového vnějšího pole se tedy disk opět nachází ve vortexovém stavu. V případě záporného nukleačního pole probíhá detekce

i přepínání cirkulace obdobně jako na obr. 5.11 a 5.12, pouze je potřeba pro obnovení vortexového stavu působit magnetickým polem o velikosti B_n opačně orientovaným vzhledem ke směru pole použitého k anihilaci vortexu.

5.4 Simulace dvojic symetrických disků

Uspořádaná pole magnetických disků jsou předmětem výzkumu pro jejich možné využití jako paměťových médií nebo jako modelových systémů pro studium magnetizačních procesů [32]. Je-li vzdálenost mezi disky srovnatelná s jejich rozměry, dochází prostřednictvím magnetostatické interakce k vzájemnému ovlivňování sousedních disků. Mezi disky ve vortexovém stavu je magnetostatická interakce zanedbatelná. Rozptylové pole v okolí disku vytváří pouze kolmá magnetizace ve středu disku. Vzhledem k tomu, že poloměr jádra vortexu (2.5) je podstatně menší než poloměr disku, může být tento příspěvek zanedbán [32]. Ve vnějším magnetickém poli je však symetrické uspořádání magnetizace narušeno a vzniká nenulové rozptylové pole, které působí na okolní disky. Magnetostatická interakce mezi disky nabývá na významu, když se disky nacházejí v jednodoménovém stavu.

Pro vyšetření vlivu magnetostatické interakce mezi disky byly simulovány hysterzní smyčky dvojic různě vzdálených disků. Pro každý krok vnějšího pole bylo zaznamenáno rozložení magnetizace v obou discích. Rozměry disků byly ve všech případech $D=200$ nm a $L=20$ nm. Vzdálenost mezi disky byla v intervalu $d=0-D$. V důsledku magnetostatické interakce mezi disky vstupují při nukleaci vortexová jádra vždy z vnější strany disků. Vortexy tedy nukleují s vzájemně opačnou cirkulací, jejíž směr závisí na směru vnějšího magnetického pole. Popsaný jev byl pozorován pro všechny vzdálenosti mezi disky. Na obr. 5.13 je zachycena nukleace vortexů s opačnými směry cirkulace pro nejvzdálenější simulovanou dvojici disků, tedy $d=D$.

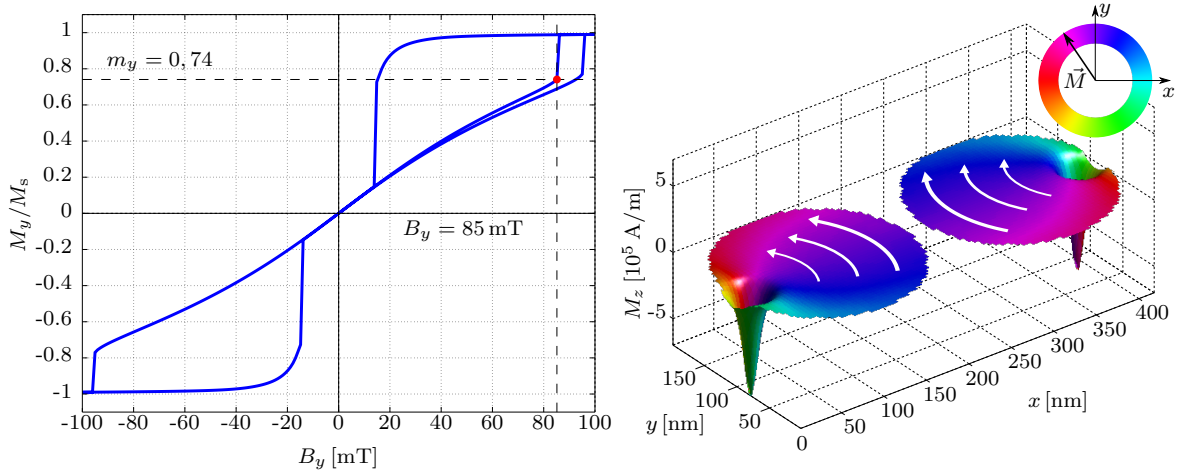


Obr. 5.13: Magnetostatická interakce způsobuje nukleaci vortexů s opačnými směry cirkulace. Vzdálenost mezi disky je zde $d = D$. Simulace byla provedena za teploty $T = 0$ K.

Magnetostatická interakce mezi disky ovlivňuje i anihilaci vortexů. Velikost anihilačního pole se liší podle toho, jestli k anihilaci dochází na vnitřní straně disku (tedy blíže k sou-

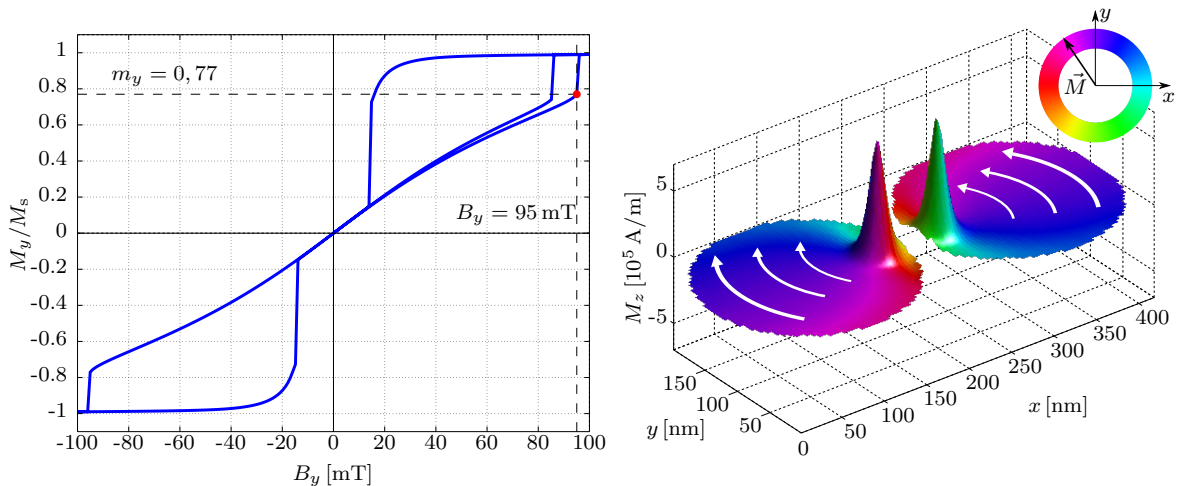
sednímu disku) nebo na vnější straně disku. V závislosti na směru cirkulace vortexů v jednotlivých discích a směru vnějšího pole lze rozlišit tři případy:

1. Cirkulace obou vortexů je opačná a anihilace probíhá na vnějších hranách disků. V tomto případě jsou anihilující jádra dostatečně vzdálena a magnetostatická interakce ovlivňuje anihilaci nejméně ze tří uvedených případů. Hodnoty anihilačního pole jsou podobné jako v případě jednotlivých disků (viz tab. 5.1).



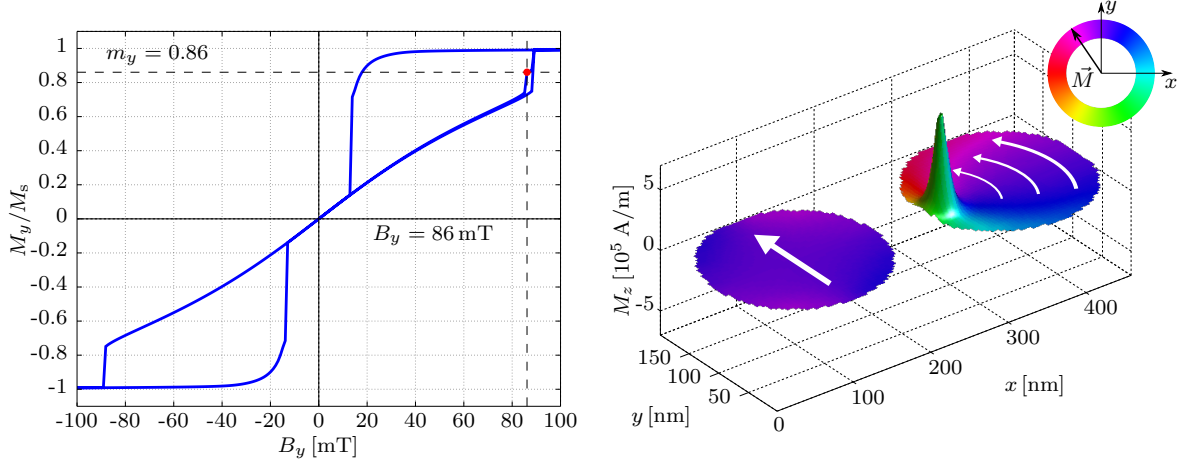
Obr. 5.14: Anihilace vortexů probíhá na vnější straně disků. Magnetostatická interakce příliš neovlivňuje velikost anihilačního pole. Vzdálenost mezi disky je zde $d = 0,1D$.

2. Cirkulace obou vortexů je opačná a anihilace probíhá na vnitřních hranách disků. Anihilující jádra jsou blíže sousednímu disku a jsou tak vystavena silnějšímu rozptylovému poli, které oslabuje vnější magnetické pole a brání anihilaci. Hodnota anihilačního pole je v tomto případě vyšší (viz obr. 5.15).



Obr. 5.15: Magnetostatická interakce brání anihilaci vortexů. V případě, že anihilace probíhá na vnitřní straně disků, dochází ke zvýšení anihilačního pole. Vzdálenost mezi disky je zde $d = 0,1D$.

3. Cirkulace obou vortexů je stejná a jádro jednoho vortexu anihiluje na vnitřní hraně disku, zatímco druhé anihiluje na vnější hraně disku. V tomto případě je jádro na vnitřní straně disku vystaveno většímu rozptylovému poli, které brání jeho anihilaci, zatímco druhé jádro na vnější straně je rozptylovým polem prvního disku ovlivněno méně. Anihilace jednotlivých vortexů neprobíhá současně, ale jádro na vnější straně disku anihiluje dříve (viz obr. 5.16).



Obr. 5.16: Anihilace na vnitřní straně disku vyžaduje vyšší magnetické pole, oba disky tedy neanihilují současně. Vzdálenost mezi disky je zde $d = 0,3D$.

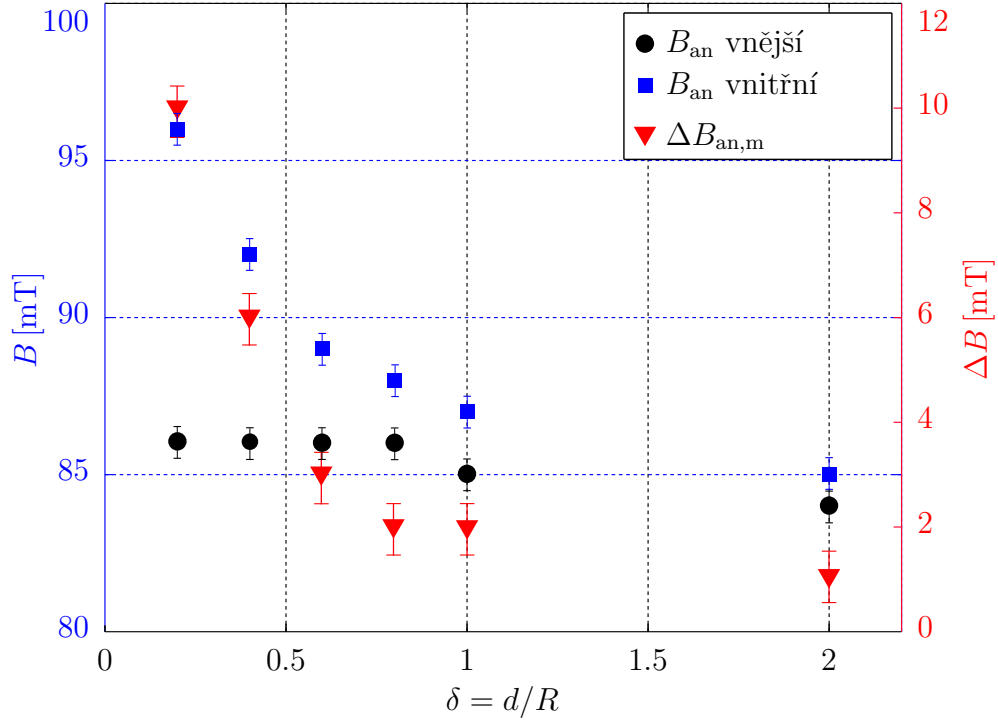
Proběhnou-li v průběhu magnetizačního procesu první dva druhy anihilace, lze pozorovat rozdělení hysterezní smyčky (viz obr. 5.14 a 5.15). Velikost tohoto rozdělení $\Delta B_{an,m}$ závisí na vzdálenosti mezi disky a lze je považovat za míru magnetostatické interakce mezi disky. Závislost jednotlivých anihilačních polí na vzdálenosti mezi disky je na obr. 5.17.

Počáteční susceptibilita byla pro všechny dvojice disků přibližně stejná, což dokazuje, že páry disků ve vortexovém stavu vzájemně neinteragují a jejich chování v magnetickém poli je dáno vlastnostmi jednotlivých disků. Pro dvojice disků nebylo pozorováno zvýšení počáteční susceptibility pro menší vzdálenosti mezi disky, jak bylo naměřeno na uspořádaných polích disků v [32].

5.5 Simulace dvojic asymetrických disků

V předchozích částech byl zvlášť posuzován vliv tvarové asymetrie a magnetostatické interakce mezi disky na tvar hysterezní smyčky a změny cirkulace v průběhu magnetizačního procesu. V této sekci jsou oba zmíněné vlivy studovány současně prostřednictvím simulací hysterezních smyček dvojic různě vzdálených asymetrických disků s různými stupni symetrie.

Magnetostatická interakce mezi oběma disky vede k tomu, že při snižování magnetického pole se v discích nukleují vortexy vzájemně opačnými směry cirkulace. Jsou-li disky asymetrické, je energiově výhodnější, když nukleace probíhá na straně s asymetrií. Vliv asymetrie tedy způsobuje nukleaci vortexů se souhlasnými směry cirkulace.



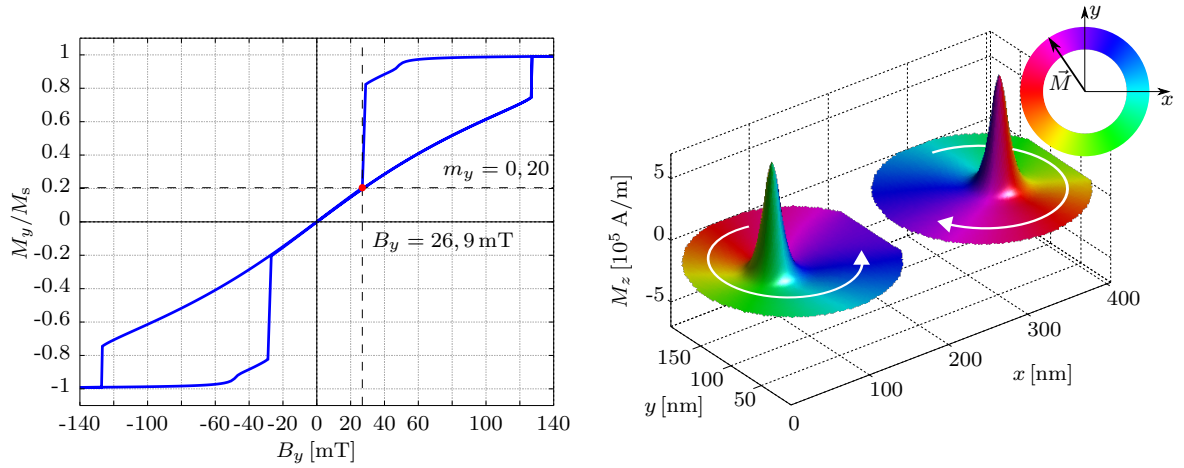
Obr. 5.17: Změny anihilačního pole v důsledku magnetostatické interakce mezi disky v různých vzájemných vzdálenostech. Délka chybové úsečky byla stanovena 1 mT, což v simulaci odpovídá kroku vnějšího pole.

V závislosti na vzájemné vzdálenosti disků převažuje jeden z uvedených vlivů. Pro danou asymetrii a dané rozměry disků lze stanovit dosah magnetostatické interakce, což je největší vzdálenost mezi disky, kdy ještě dochází k nukleaci vortexů se vzájemně opačnou cirkulací. Ve větších vzdálenostech je nukleace řízena asymetrií a směr cirkulace obou vortexů je stejný.

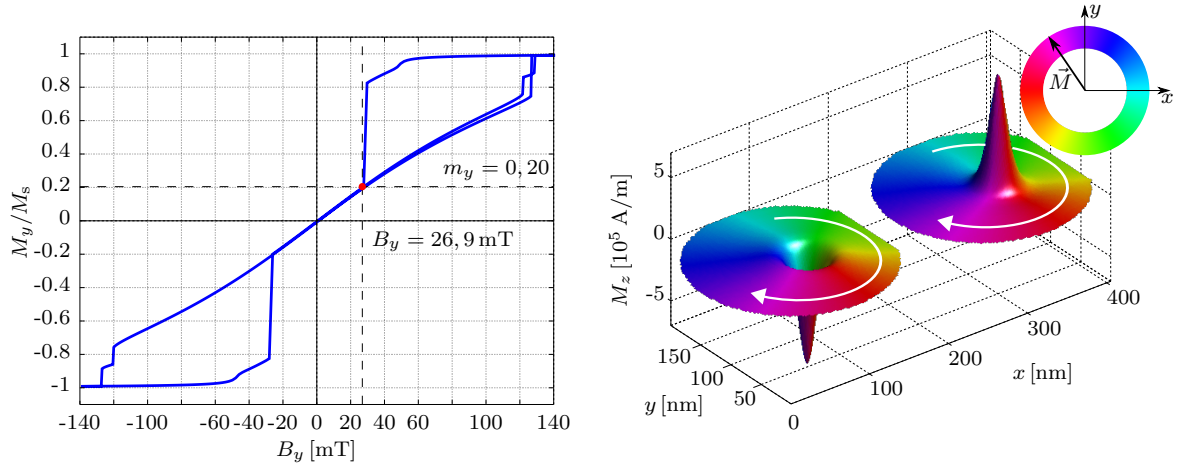
Pro nalezení dosahu magnetostatické interakce mezi disky byly provedeny simulace dvojic permalloyových disků o průměru 200 nm a tloušťce 30 nm. Pro asymetrické disky o parametru $S < 0,95$ byla nukleace vždy řízena asymetrií a pro všechny vzdálenosti mezi disky vortexy nukleovaly se shodnou cirkulací. Pro velmi blízké disky se stupněm symetrie $S = 0,95$ byla pozorována nukleace řízená magnetostatickou interakcí tedy s vzájemně opačnými směry cirkulace jednotlivých vortexů. Na převládající vliv lze usuzovat i z tvaru hysterezní smyčky, neboť v případě, že je nukleace řízena asymetrií, anihilují jednotlivé vortexy postupně, zatímco v případě nukleace řízené magnetostatickou interakcí dochází k anihilaci obou vortexů současně. Na obr. 5.18 je dvojice disků uvedených rozměrů ve vzdálenosti $d = 0,13D = 26 \text{ nm}$ v okamžiku, kdy oba disky nukleují s vzájemně opačnými směry cirkulace jednotlivých vortexů. Na obr. 5.19 je dvojice stejných disků jako výše, vzdálenost je $d = 0,14D = 28 \text{ nm}$. K nukleaci zde dochází se stejným směrem cirkulace jednotlivých vortexů. Pro disky použitých rozměrů a symetrie lze stanovit dosah magnetostatické interakce jako:

$$d_m(30/200; 0,95) = (27 \pm 1) \text{ nm}. \quad (5.4)$$

Vzdálenější disky $d > d_m$ lze považovat za neinteragující a jejich chování během mag-



Obr. 5.18: Nukleace disků o rozměrech $D = 200$ nm, $L = 30$ nm a stupni symetrie $S = 0,95$ ve vzdálenosti $d = 0,13D$ je řízena magnetostatickou interakcí, vortexty nukleují s opačnou cirkulací.



Obr. 5.19: Nukleace disků o rozměrech $D = 200$ nm, $L = 30$ nm a stupni symetrie $S = 0,95$ ve vzdálenosti $d = 0,14D$ je řízena asymetrií, vortexty nukleují se shodnou cirkulací.

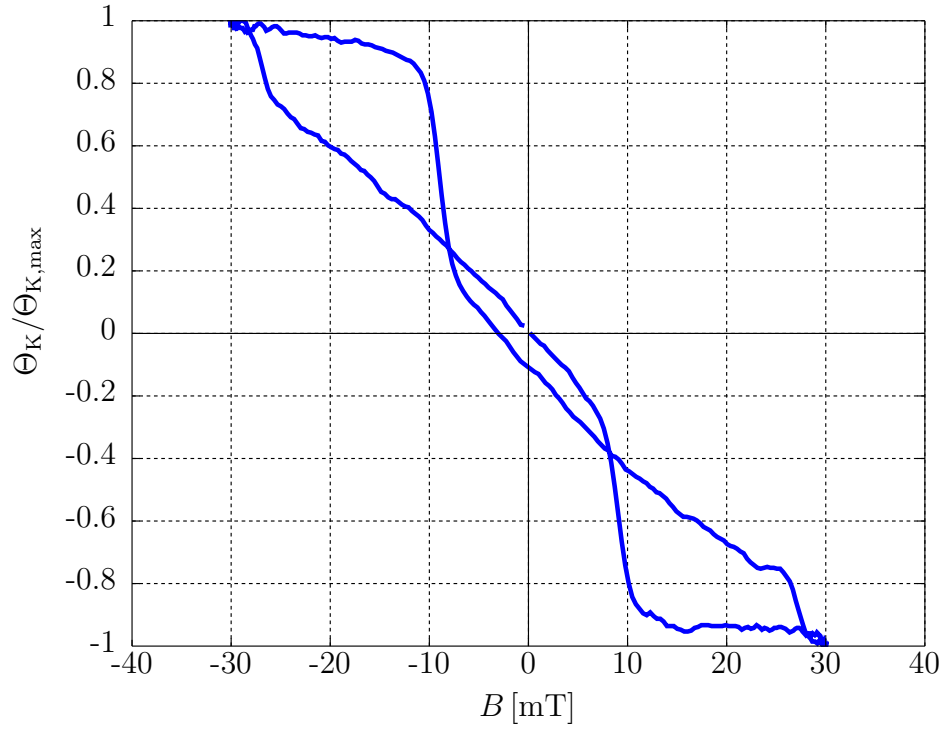
netizačního procesu je dáno vlastnostmi jednotlivých disků.

Obdobným způsobem byl určen dosah magnetostatické interakce pro disky o rozměrech $D = 300$ nm, $L = 30$ nm a stupni symetrie $S = 0,95$:

$$d_m(30/300; 0,95) = (9 \pm 2) \text{ nm}. \quad (5.5)$$

5.6 Výsledky měření MOKE

Na připravených polích disků (viz 4.3) byly naměřeny hysterezní smyčky pomocí aparatury pro měření magnetooptického Kerrova jevu popsané v části 4.4.1. První měření proběhlo na poli symetrických NiFe disků o rozměrech $D = 1 \mu\text{m}$, $L = 20$ nm a vzdálenosti mezi disky $d = 1 \mu\text{m}$. Podařilo se naměřit několik hysterezních smyček charakteristických pro magnetický vortex. Jedna z naměřených hysterezních smyček je uvedena na obr. 5.20. Ze smyčky jsou patrné charakteristické magnetizační procesy magnetického vortexu



Obr. 5.20: Naměřená hysterezní smyčka pro pole disků o rozměrech $D=1\ \mu\text{m}$, $L=20\ \text{nm}$ a vzdálenosti mezi disky $d=1\ \mu\text{m}$. Měření bylo provedeno s pomocí L. Flajšmana na aparatuře popsané v 4.4.1.

(nukleace, anihilace). Na základě modelu tuhého vortexu (2.13) lze pro disk použitých rozměrů odhadnout anihilační pole $B_{\text{an}} \doteq 31\ \text{mT}$, což se shoduje s provedeným měřením.

Bylo provedeno několik dalších měření s cílem kvantitativně ověřit výsledky simulací asymetrických disků a dvojic magnetostaticky svázaných disků. Přestože první měření prokázalo schopnost aparatury měřit hysterezní smyčky disků použitých rozměrů, nepodařilo se tato měření zopakovat. Pro ověření výsledků simulací budou provedeny další úpravy měřicí aparatury a optimalizace postupu přípravy vzorků.

ZÁVĚR

Obsahem diplomové práce je přepínání cirkulace vortexů v magnetických nanodiscích. Byla provedena řada mikromagnetických simulací hysterezních smyček magnetických disků různých rozměrů a s různými stupni symetrie. Na základě výsledků simulací byl posuzován vliv asymetrie na směr cirkulace vortexu během magnetizačního cyklu. Také byl popsán způsob detekce a přepínání cirkulace vortexu pomocí statického magnetického pole. Výsledky dosažené v této části se shodují s dostupnými zdroji. Dále byly simulovány hysterezní smyčky dvojic disků, které na sebe působí prostřednictvím magnetostatické interakce. Tato interakce způsobuje opačný směr cirkulace vortexů při jejich nukleaci ze saturovaného stavu. V závislosti na vzdálenosti mezi disky byly pozorovány změny tvaru hysterezní smyčky. Opačný vliv má tvarová asymetrie disků, která způsobuje souhlasnou orientaci cirkulace. Pro páry různě vzdálených asymetrických disků byl prostřednictvím simulací určen převládající vliv, který pro danou vzdálenost mezi disky řídí cirkulaci obou vortexů. Pro disky použitých rozměrů byl stanoven dosah magnetostatické interakce. Všechny simulace byly provedeny v software OOMMF.

K experimentálnímu ověření výsledků simulací byly elektronovou litografií a iontovým naprašováním připraveny vzorky s poli různě vzdálených disků s různými stupni asymetrie. Měření hysterezních smyček připravených disků proběhlo pomocí aparatury pro měření magnetooptického Kerrova jevu, která byla sestavena v rámci bakalářské práce L. Flajšmana. Dosud byla provedena jen orientační měření magnetických nanodisků, při nichž se podařilo naměřit charakteristickou hysterezní smyčku magnetického vortexu. V budoucnu proběhnou další měření, která ověří výsledky simulací představené v této práci.

LITERATURA

- [1] J. Stöhr, H. C. Siegmann: *Magnetism, From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, ISBN: 978-3-540-30282-7, Springer Berlin Heidelberg New York (2006).
- [2] C. L. Chien, F. Q. Zhu, J-G. Zhu: *Patterned nanomagnets*, Phys. Today **60**, 40-45, ISSN: 1945-0699 (2007).
- [3] V. Uhlíř, *et al.*: *Dynamic switching of the spin circulation in tapered magnetic nanodisks*, Nature Nanotechnology **8**, 341-346, ISSN: 1748- 3387 (2013).
- [4] R. Hertel: *Vortex states à la carte*, Nature Nanotechnology **8**, 318-320, ISSN: 1748-3387 (2013).
- [5] N. M. Vargas, *et al.*: *Asymmetric magnetic dots: A way to control magnetic properties*, J. Appl. Phys. **109**, 073907, ISSN: 1089-7550 (2011).
- [6] C-H. Huang, *et al.*: *Vortex annihilation in magnetic disks with different degrees of asymmetry*, J. Appl. Phys. **113**, 103905, ISSN: 1089-7550 (2013).
- [7] C. Kittel: *Úvod do fyziky pevných látek, kap. 14-15*, Academia, Praha (1985).
- [8] D. Halliday, R. Resnick, J. Walker: *Fyzika, Část 3: Elektřina a magnetismus*, ISBN: 80-214-1868-0, VUTIUM, Brno (2006).
- [9] P. Dub, J. Spousta, J. Zlámal: *Kvantová mechanika*, FSI VUT, Brno (2005).
- [10] J. M. D. Coey: *Magnetism and magnetic materials*, Trinity College, Dublin, ISBN: 978-0-521-81614-4, Cambridge University Press (2010).
- [11] Kolektiv autorů ÚFI: *Elektřina a magnetismus*, FSI VUT, Brno (2005).
- [12] A. Hrabec: *Etude de la dynamique de l'aimantation dans des nanostructures à aimantation perpendiculaire: effet du champ magnétique et du courant électrique*, Thèse Docteur, Institut Néel, CNRS, Grenoble (2011).
- [13] V. Uhlíř: *Studium tenkých vrstev a povrchů pomocí magnetooptických jevů*, diplomová práce, FSI VUT, Brno (2006).
- [14] A. Hubert, R. Schäfer: *Magnetic Domains, The Analysis of Magnetic Microstructures*, ISBN: 978-3-540-64108-7, Spinger Berlin Heidelberg New York (2009).

- [15] M. J. Donahue, D. G. Porter: *OOMMF User's Guide, Version 1.2*, NIST, Gaithersburg, MD (2010).
- [16] V. Uhlíř: *Dynamika magnetizace v nanostrukturách vyvolaná elektrickým proudem*, dizertační práce, FSI VUT, Brno (2010).
- [17] B. T. Weinstein, J. Berezovsky: *Simulating Interactions between Confined Spins and Ferromagnetic Vortices*, CWRU, Cleveland, OH (2012).
- [18] E. du Trémolet de Lacheisserie, D. Gignoux, M. Schlenker: *Magnetism I - Fundamentals*, ISBN: 0-387-23062-9, Springer (2005).
- [19] J. E. Miltat, M. J. Donahue: *Numerical Micromagnetics: Finite Difference Methods, Handbook of magnetism and advanced magnetic materials, 1 - Fundamentals and Theory*, ISBN: 978-0470022177, Wiley (2007).
- [20] N. A. Usov, S. E. Peschany: *Magnetization curling in a fine cylindrical particle*, J. Magn. Magn. Mater. **118**, L290-L294, ISSN: 0304-8853 (1993).
- [21] W. Scholz: *Scalable Parallel Micromagnetic Solvers for Magnetic Nanostructures* [online], dissertation, TU Wien (2003), [cit. 17.5.2013], dostupné z: <http://www.cwscholz.net/projects/diss/html/diss.html>.
- [22] H. Kronmüller: *General Micromagnetic Theory, Handbook of magnetism and advanced magnetic materials, 1 - Fundamentals and Theory*, ISBN: 978-0470022177, Wiley (2007).
- [23] K. Yu. Guslienko, *et al.*: *Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks*, Appl. Phys. Lett. **78**, 24, 3848-3850, ISSN: 1077-3118 (2001).
- [24] J. A. C. Bland, B. Heinrich: *Ultrathin Magnetic Structures I, An Introduction to Electronic, Magnetic and Structural Properties*, ISBN: 3-540-21955-2, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2005).
- [25] *Implementation of temperature in micromagnetic simulations* [online], SPM-Group, Institute of Applied Physics, University of Hamburg (2002), [cit. 18.5.2013], dostupné z: http://www.nanoscience.de/group_r/stm-spstm/projects/temperature/theory.shtml.
- [26] I. Brodie, J.J. Murray: *The Physics of Micro/Nano-Fabrication*, ISBN: 0-306-44146-2, Plenum Press, New York (1992).
- [27] M. A. McCord, M. J. Rooks: *Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication, Volume I: Microlithography, Chapter II: Electron beam lithography*, ISBN: 978-0819423788, SPIE Press (1999).
- [28] L. Flajšman: *Konstrukce zařízení pro měření magnetických vlastností mikro a nanostruktur*, bakalářská práce, FSI VUT, Brno (2013).

-
- [29] K. Yu. Guslienko: *Magnetic Vortex State Stability, Reversal and Dynamics in Restricted Geometries*, J. Nanosci. Nanotechnol. **8**, 2745-2760, ISSN: 1533-4899 (2008).
- [30] K. Yu. Guslienko, *et al.*: *Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays*, Phys. Rev. B **65**, 024414, ISSN: 1094-1622 (2001).
- [31] C-H. Huang, *et al.*: *Influence of asymmetric disks on control over the existence of vortex in submicrometer-scaled Permalloy disks*, J. Appl. Phys. **109**, 07B913, ISSN: 1089-7550 (2011).
- [32] H. Shima, *et al.*: *Magnetization reversal in magnetostatically coupled dot arrays*, J. Appl. Phys. **91**, 10, 6952-6954, ISSN: 1089-7550 (2002).

SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

OOMMF – Object Oriented Micromagnetic Framework

NiFe – permalloy, slitina niklu a železa

LLG – rovnice Landau Lifšic Gilbert

RVM – model tuhého vortexu (rigid vortex model)

PMMA – polymethylmethakrylát

MIBK – methylisobutylketon

IPA – isopropanol

MOKE – magnetooptický Kerrův jev (magneto-optical Kerr effect)

MFM – magnetická silová mikroskopie (magnetic force microscopy)

PEEM – fotoelektronová emisní mikroskopie (photoemission electron microscopy)

SEMPA – rastrovací elektronová mikroskopie se spinově polarizovanou analýzou (scanning electron microscopy with polarisation analysis)

MTXM – magnetická transmisní rentgenová mikroskopie (magnetic transmission X-ray microscopy)

SEZNAM PŘÍLOH

CD-R

- Elektronická verze diplomové práce ve formátu PDF.
- Zdrojový text ve formátu $\text{\TeX}$.
- Skripty pro Matlab použité ke zpracování a vizualizaci výstupů simulací.