

**UNIVERZITA PAVLA JOZEFA ŠAFÁRIKA V KOŠICIACH  
PRÍRODOVEDECKÁ FAKULTA**

**ÚSTAV FYZIKÁLNYCH VIED**



**Rastislav VARGA**

# **„Doménové steny a ich dynamika“**

Vysokoškolská učebnica

Košice 2014

## DOMÉNOVÉ STENY A ICH DYNAMIKA



© 2014 doc. RNDr. Rastislav Varga, DrSc.

**Recenzenti:** prof. RNDr. Pavol Vojtaník, DrSc., ÚFV PF UPJŠ v Košiciach  
doc. RNDr. Ján Ziman, CSc., KF FEI TU v Košiciach

Vydavateľ: Univerzita Pavla Jozefa Šafárika v Košiciach  
Vydanie: prvé  
Rozsah strán: 119  
Rozsah AH: 5,98

Všetky práva vyhradené. Toto dielo ani žiadnu jeho časť nemožno reprodukovať, ukladať do informačných systémov alebo inak rozširovať bez súhlasu majiteľov práv.

Elektronická vysokoškolská učebnica pre Prírodovedeckú fakultu UPJŠ v Košiciach. Za odbornú a jazykovú stránku vysokoškolskej učebnice zodpovedá autor.

Rukopis neprešiel redakčnou ani jazykovou úpravou.

Umiestnenie: <http://www.upjs.sk/pracoviska/univerzitna-kniznica/e-publikacia/#pf>

Dostupné od: 03.11.2014

ISBN 978-80-8152-173-7

## Úvod

Posun doménových stien vo feromagnetických materiáloch sa využíva v rôznych magnetických zariadeniach na uchovávanie, spracovanie alebo prenos signálov a informácií. Ide hlavne o jadrá transformátorov, rôzne senzory, pamäťové zariadenia (napr. HDD v PC) ako aj moderné spintronické zariadenia ako sú Race-track pamäte, elektronika na báze pohybu doménových stien a pod.

Táto kniha má slúžiť ako učebnica pre pokročilejšie kurzy v oblasti magnetických materiálov. Je určená hlavne študentom, ktorí javia záujem o štúdium magnetických materiálov, ako aj odborníkom z rôznych oblastí, ktorí by chceli pochopiť základy doménovej štruktúry a jej zmeny.

Je členená do deviatich kapitol. V prvej kapitole sa zaoberá stručnou históriou štúdia doménovej štruktúry v magnetických materiáloch. Druhá kapitola poskytuje úvod do príčin a prejavov magnetických anizotropií. Tretia a štvrtá kapitola sú venované príčinám vzniku doménovej štruktúry a doménovej steny. V piatej kapitole je rozobratá štruktúra doménovej steny, jej potenciál a kritické pole potrebné na pohyb doménovej steny. Šiesta kapitola je venovaná premagnetizačným procesom, z ktorých jeden - pohyb doménovej steny je podrobne preberaný v kapitole 7. Ôsma kapitola obsahuje teoretické riešenie pohybu doménovej steny. Posledná deviata kapitola predstavuje moderný spôsob pohybu doménovej steny, ktorý je indukovaný elektrickým prúdom.

Predkladaná práca predpokladá u čitateľa aspoň základné znalosti z oblasti magnetizmu. V opačnom prípade ho autor odkazuje na základnú literatúru (napr. [2.1 -2.6]).

Na tomto mieste by som sa chcel poďakovať recenzentom prof. RNDr. Pavlovi Vojtaníkovi, DrSc. a doc. RNDr. Jánovi Zimanovi, CSc. za ich cenné pripomienky k obsahu. Moja vďaka tiež patrí Mgr. Janke Gamcovej za pozorné prečítanie a opravy textu.

## Obsah

Úvod.....	ii
1. História doménovej štruktúry a jej štúdia.....	1
2. Magnetické anizotropie.....	8
2.1 Magnetokryštalická anizotropia.....	9
2.2 Magnetostrikčná anizotropia.....	11
2.3. Magnetoelastická anizotropia.....	14
2.4 Tvarová anizotropia a magnetostatická energia.....	14
2.5 Indukovaná anizotropia.....	17
2.5.1 Magnetické žíhanie.....	17
3. Doménová štruktúra.....	25
4. Doménová stena.....	32
5. Statika doménovej steny – jej potenciál, kritické pole.....	41
5.1 Teória vnútorných pnutí.....	48
5.2 Teória inklúzií.....	51
5.3 Vplyv disperzných polí.....	53
5.4 Vplyv dislokácií.....	54
5.5 Vplyv indukovanej anizotropie.....	55
5.6 Flexibilná doménová stena s harmonickým potenciálom.....	57
6. Mechanizmus premagnetovania.....	61
7. Dynamika doménovej steny.....	68
7.1 Feromagnetická rezonancia.....	69
7.2 Hmotnosť doménovej steny.....	70
7.3 Viskózný koeficient tlmenia pohybu doménovej steny.....	73
7.3.1 Tlmenie pohybu doménovej steny vírivými prúdmi.....	74
7.3.2 Tlmenie pohybu doménovej steny magnetickou relaxáciou..	79
7.3.3 Tlmenie pohybu doménovej steny štruktúrnou relaxáciou...	82
7.4 Kritické pole.....	85
7.5 Pohyb doménovej steny v nízkych poliach.....	87
8. Landau-Lifšic-Gilbertova rovnica.....	91
8.1 Pohyb doménovej steny.....	93
8.2 Pohyb rýchlej doménovej steny - Walkerov limit.....	97
8.3 Pohyb doménovej steny za asistencie kolmého poľa.....	98
8.4 Kritická rýchlosť doménovej steny.....	102
9. Prúdom indukovaný pohyb doménovej steny.....	106
9.1 Kritický prúd.....	108
9.2 Odpor doménovej steny.....	109

### Symbole použité v texte.

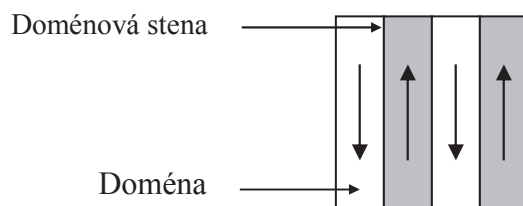
$\alpha...$	Gilbertov koeficient tlmenia
$\alpha_d...$	krivosť potenciálovej jamy
$\alpha_i^j...$	smerové kosínusy
$\beta...$	tlmenie pohybu doménovej steny
$\beta_v...$	tlmenie pohybu doménovej steny vírivými prúdmi
$\beta_r...$	tlmenie pohybu doménovej steny magnetickou relaxáciou
$\beta_s...$	tlmenie pohybu doménovej steny štruktúrnou relaxáciou
$\gamma...$	gyromagnetický podiel
$\delta_s...$	hrúbka doménovej steny
$\varepsilon_{i0}...$	interakčná energia atómového páru
$\eta...$	Hallova konštanta
$\lambda...$	magnetostrikcia
$\lambda_s...$	nasýtená magnetostrikcia
$\mu...$	pohyblivosť doménovej steny z LLG rovnice
$\mu_0...$	permeabilita vákua
$\mu_B...$	Bohrov magnetón
$\nu_{ij}^j...$	frekvencia preskokov
$\chi_t...$	počiatočná susceptibilita
$\rho...$	merný odpor
$\rho_l...$	hustota dislokačných čiar
$\rho_m...$	hustota voľných pólov
$\Phi...$	magnetický tok
$\xi...$	koeficient strát pri prúdom indukovanom pohybe doménovej steny
$\sigma...$	mechanické napätie
$\tau...$	relaxačný čas
$\omega...$	uhlová frekvencia
$\omega_0...$	rezonančná frekvencia doménovej steny
$\omega_r...$	rezonančná frekvencia doménovej steny s tlmením
$a...$	mriežková konštanta
$A...$	konštanta výmennej interakcie
$b...$	konštanta (2 pre $180^\circ$ a $\sqrt{2}$ pre $90^\circ$ doménovú stenu)
$c_p...$	hustota atómových párov
$D...$	moment sily
$e...$	náboj elektrónu
$E...$	energia
$E_\lambda...$	energia magnetostrikčnej anizotropie
$E_\sigma...$	energia magnetoelastickéj anizotropie
$E_c...$	kritická výška energetickej bariéry
$E_{ds}...$	energia doménovej steny
$E_i...$	interakčná energia doménovej steny
$E_k...$	energia magnetokryštalickej anizotropie
$E_N...$	Neélov potenciál

$E_p...$	potenciálna energia
$E_R...$	Rayleigho potenciál
$E_s...$	magnetostatická energia
$E_{tv}...$	energia tvarovej anizotropie
$E_u...$	intenzita indukovaného elektrického poľa
$E_{vým}...$	energia výmennej interakcie
$E_Y...$	Youngov modul pružnosti
$f...$	obsadzovací faktor
$f_r...$	frekvencia
$F...$	voľná energia
$F_s...$	sila
$g...$	Landého faktor
$G_r, G_a...$	relaxačné funkcie
$h...$	výška
$H...$	magnetické pole
$H_{\perp}...$	kolmé magnetické pole
$H_a...$	aplikované pole
$H_0...$	kritické pole pohybu doménovej steny
$H_{cr}...$	kritické pole doménovej steny
$H_d...$	demagnetizačné pole
$H_{ef}...$	efektívne pole
$H_n...$	pole nukleácie
$H_r...$	pole rastu
$H_s...$	pole nasýtenia
$H_t...$	pole prechodu do viskózneho režimu
$H_v...$	pole od vírivých prúdov
$H_w...$	Walkerov limit
$I_v...$	vírivé prúdy
$j...$	hustota prúdu
$j_{cr}...$	kritická hustota prúdu
$J...$	výmenný integrál
$k...$	Boltzmannova konštanta
$K_l...$	konštanta magnetokryštalickej anizotropie
$K_{eff}...$	efektívna anizotropia
$K_u...$	konštanta indukovanej anizotropie
$l...$	dĺžka
$L...$	moment zotrvačnosti
$L...$	dĺžka dislokačných čiar
$L_c...$	kritická dĺžka
$m...$	magnetický moment
$m_d...$	hmotnosť doménovej steny
$M...$	vektor magnetizácie
$M...$	magnetizácia
$M_s...$	magnetizácia nasýtenia
$n_j...$	počet atómových párov
$N_d...$	demagnetizačný faktor

$P...$	prierez
$P_e...$	spinová polarizácia
$P_v...$	straty vírivými prúdmi
$P_H...$	výkon magnetického poľa
$q...$	mocninový koeficient
$Q...$	faktor kvality
$Q_i...$	intenzívna veličina
$Q_e...$	extenzívna veličina
$Q_t...$	teplo
$r...$	polomer
$R, R_0...$	polomer
$S...$	spin elektrónu
$s...$	spin vodivostného elektrónu (vektor)
$\mathbf{S}...$	spin lokalizovaného elektrónu (vektor)
$S_p...$	pohyblivosť doménovej steny
$S_d...$	plocha doménovej steny
$S_e...$	entropia
$S'...$	parameter pohyblivosti
$t...$	čas
$T...$	teplota
$T_c...$	Curieho teplota
$U...$	napätie
$U_i...$	indukované napätie
$v...$	rýchlosť
$V...$	objem
$v_c...$	kritická rýchlosť
$v_i...$	objem domény
$v_j...$	efektívna rýchlosť elektrónov
$v_w...$	Walkerova rýchlosť
$W...$	práca
$x, y, z...$	označenie osí

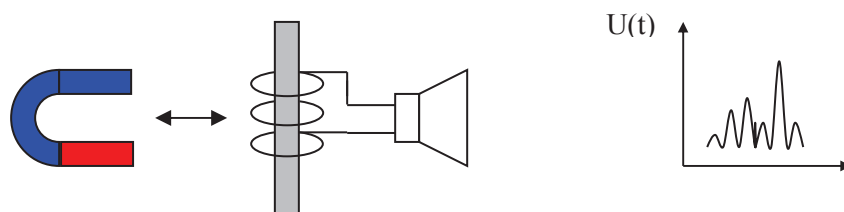
# 1. História doménovej štruktúry a jej štúdia.

História doménovej štruktúry sa začala pred vyše 100 rokmi [1.1], keď v r. 1907 Pierre Weiss objavil, že feromagnet sa rozpadá na homogénne zmagnetované oblasti – tzv. domény, vnútri ktorých je smer atomárnych magnetických momentov orientovaný súhlasne (obr.1.1). Hranica medzi dvoma doménami sa nazýva doménová stena.



Obr.1.1: Schematický náčrt doménovej štruktúry feromagnetu.

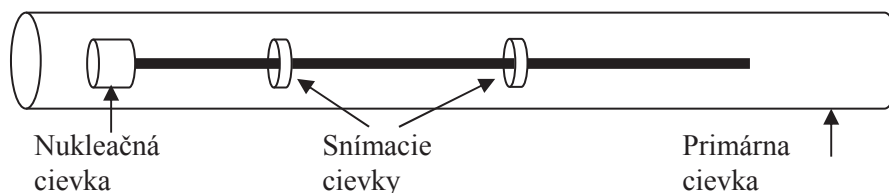
V roku 1919, vykonal Barkhausen veľmi jednoduchý experiment (obr.1.2) [1.2]. Okolo železnej tyče navinul cievku, ktorej výstup pripojil k reproduktoru. Zistil, že ak priblíži magnet k železnej tyči, ozýva sa z reproduktora šum. Neskôr sa ukázalo, že tento šum je dôsledkom nespojitej zmeny doménovej štruktúry železnej tyče, ku ktorej dochádza v dôsledku nevratného pohybu doménových stien. Odvtedy sa nevratný pohyb doménovej steny nazýva aj Barkhausenov skok a charakteristický šum, ktorý Barkhausen počul v reproduktore sa odvtedy nazýva Barkhausenovým šumom.



Obr.1.2: Schematický náčrt Barkhausenovho experimentu.



Nevratný pohyb doménovej steny sa medzi prvými pokúšali študovať začiatkom 30. rokov 20. storočia aj Sixtus a Tonks z Bellových laboratórií v USA [1.3]. Použili na to tenký permaloyový (FeNi) drôt, ktorý sa po priložení mechanickom napätí v axiálnom smere zmagnetuje v axiálnom smere. Magnetizačný proces potom prebieha cez nukleáciu reverznej domény na jednom konci (nukleačnou cievkou, ktorá vytvára pole opačného smeru ako je magnetizácia v drôte) a jej následné zväčšovanie pozdĺž celého drôtu. Rýchlosť doménovej steny je jednoducho určená podielom vzdialenosti snímacích cievok a času medzi impulzmi elektrického napätia, ktoré sa indukujú na koncoch cievok v okamihu prechodu doménovej steny (obr.1.3). Celé zariadenie je vložené do primárnej cievky, ktorá vytvára homogénne magnetické pole, a tým aj tlak na doménovú stenu čím ju núti pohybovať sa.



Obr.1.3: Schematický náčrt Sixtus-Tonks experimentu.

Sixtus a Tonks zároveň ukázali, že rýchlosť doménovej steny  $v$  je priamo úmerná aplikovanému magnetickému poľu  $H$ :

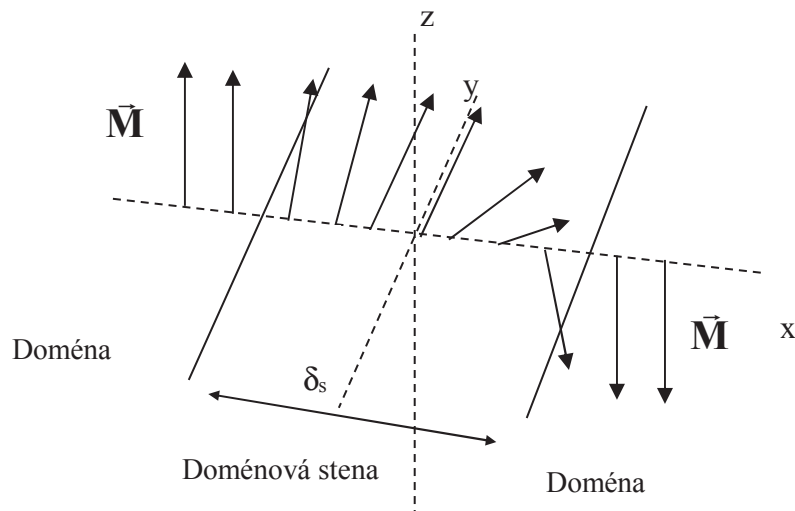
$$v = S_p(H - H_0), \quad (1.1)$$

kde koeficient úmernosti  $S_p$  sa nazýva pohyblivosť doménovej steny a je nepriamo úmerný viskóznemu koeficientu tlmenia pohybu doménovej steny  $\beta$  ako bude ukázané v kapitole 7.  $H_0$  je kritické pole, pod ktorým už nie je možné pozorovať pohyb doménovej steny ani teoreticky. Zároveň ukázali, že koeficient tlmenia pohybu doménovej steny  $\beta$  je daný vírivými prúdmi [1.4]. Tento jednoduchý experiment dodnes slúži na experimentálne štúdium dynamiky doménovej steny v tenkých magnetických drôtoch a je jedným z najspoľahlivejších experimentov slúžiacich na určenie rýchlosti šíriacej sa doménovej steny.

Dvadsať rokov po objavení doménovej štruktúry P. Weissom ešte stále nebol známy spôsob prechodu magnetizácie z jednej domény do druhej. V 30-tych rokoch 20. storočia sa začali teoretické štúdie F. Blocha [1.5], L Landaua a E. Lifšica [1.6], ktorí odvodili statickú štruktúru doménovej steny, kde magnetizácia prechádza spojitě z jednej domény do druhej (Obr.1.4). Landau a Lifšic navyše odvodili základnú rovnicu pre dynamiku magnetických momentov vo feromagnetických látkach, ktorá bola upravená Gilbertom v r. 1955 [1.7] a nazýva sa Landau-Lifšic-Gilbertova (LLG) rovnica:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma\mu_0(M \times H) + \frac{\alpha}{M_s}(M \times (\delta M / \delta t)) \quad (1.2)$$

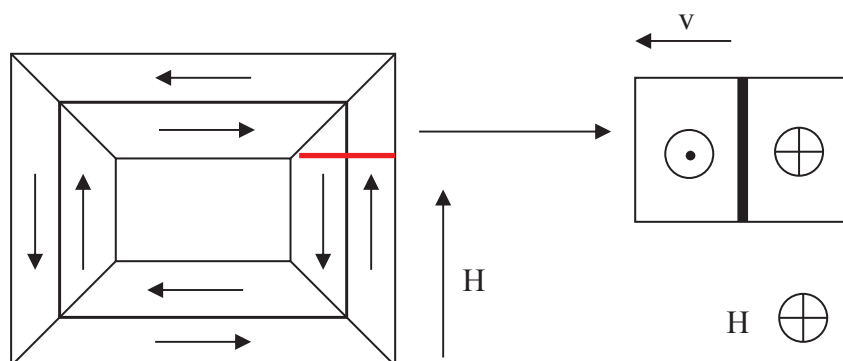
kde prvý člen na pravej strane popisuje precesný pohyb magnetického momentu okolo smeru aplikovaného magnetického poľa a druhý člen popisuje tlmenie tohto precesného pohybu a je charakterizovaný tzv. Gilbertovým koeficientom tlmenia precesného pohybu magnetického momentu  $\alpha$ . Táto rovnica vytvorila základ pre teoretické štúdium dynamiky doménovej steny až do súčasnosti.



Obr.1.4: Schematický náčrt doménovej steny, kde magnetizácia  $\vec{M}$  prechádza spojite z jednej domény do druhej.

V 50. rokoch minulého storočia už bolo možné pripraviť veľmi čisté magnetické monokryštály, v ktorých magnetizačné procesy vyhovovali teoretickým predpokladom. To výrazne posunulo výskum v oblasti dynamiky doménových stien dopredu. Išlo hlavne o monokryštalické rámové vzorky FeSi, kde smer ľahkej magnetizácie ležal v smere osi rámu (obr.1.5) [1.8]. Stav s minimom energie je taký, kde sa vytvoria dva protibežné uzavreté magnetické toky s jednou doménovou stenou v osi rámu, ktorá je rozložená pozdĺž celého rámu. Okolo vzorky je navinutá toroidná cievka, ktorá vytvára cirkulárne magnetické pole. Toto pole  $H$  vytvára potom tlak na doménovú stenu a tlačí ju smerom do stredu (resp. von z) rámu (Obr.1.5 vpravo).

V tom čase nové práce Kittela, Galta, Williamsa, Shockleyho [1.8, 1.9, 1.10] ukázali množstvo nových fenoménov týkajúcich sa dynamiky doménovej steny. Išlo hlavne o nový príspevok k tlmeniu pohybu doménovej steny, ktorý bol založený na magnetickej relaxácii precesného pohybu magnetického momentu. Ukázali, že toto tlmenie je úmerné odmocnine anizotropie materiálu. V niektorých prípadoch (špeciálne ide o prípad feritov s veľkým elektrickým odporom a teda zanedbateľnými vírivými prúdmi) môže byť rozhodujúce pre dynamiku doménovej steny. V ďalšom popísali teplotnú závislosť dynamiky doménovej steny vo feritoch a predpovedali ešte jeden príspevok k tlmeniu pohybu doménovej steny založený na báze štruktúrnej relaxácie [1.10].



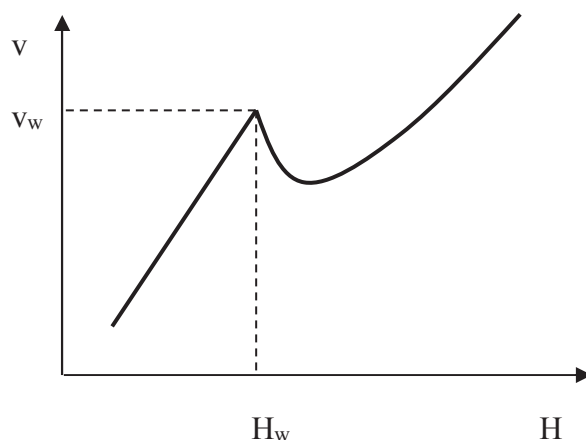
Obr. 1.5: Rámová vzorka na meranie dynamiky doménovej steny. Červenou je zobrazený prierez, ktorý je znázornený vpravo a kde je vidieť smer pohybu doménovej steny pri danom aplikovanom poli  $H$ .

Ďalší rozvoj v oblasti štúdia dynamiky doménovej steny prišiel v 70. rokoch 20. storočia s nástupom éry počítačov, ktorá so sebou priniesla požiadavku na nové, rýchle a spoľahlivé pamäťové média. Začalo sa prudko rozvíjať odvetvie magnetických feritov a ich využitie v bublinkových magnetických pamätiach [1.11]. Požiadavky na vysoké rýchlosti vyústili do objavu super-rýchlych doménových stien dosahujúcich nadzvukové rýchlosti (rádovo desiatky km/s) [1.12, 1.13]. Tieto vysoké rýchlosti so sebou prinášali nové javy ako napr. „nadzvukový tresk“ - interakciu doménovej steny s elastickými vlnami v okamihu prekonávania rýchlosti zvuku [1.14].

Z teoretických prác sú najzaujímavejšie práce Shreyera a Walkera [1.15], ktorí vypočítali maximálnu rýchlosť doménovej steny vo feromagnete, ktorá sa šíri v lineárnom režime. Táto rýchlosť sa dosahuje v poli nazývanom aj Walkerov limit  $H_w$ . Nad týmto poľom dochádza k turbulentným pohybom vnútri doménovej steny a je možné pozorovať oblasť zápornej pohyblivosti doménovej steny (kde s rastúcim aplikovaným poľom  $H$  klesá rýchlosť doménovej steny  $v$ ). Táto teória je založená na prítomnosti kolmej anizotropie, avšak nevie dostatočne vysvetliť rýchlosti doménovej steny vyššie ako 1 000 m/s.

Problém veľmi vysokých rýchlostí doménových stien v ortoferitoch sa pokúsil vyriešiť Schlomann [1.16], ktorý predpokladal komplikovaný tvar doménovej steny. Jeho teória vysvetľuje rýchlosti doménových stien až do 20 000 m/s.

Celý dovtedajší výskum v oblasti dynamiky doménovej steny v rôznych materiáloch bol krásne spracovaný v roku 1979 v diele Malozemoffa a Slonczewského „Magnetic Domain Walls in Bubble Materials“ [1.17], ktoré slúži dodnes ako základná literatúra pre fyzikov a inžinierov zaoberajúcich sa dynamikou doménovej steny.



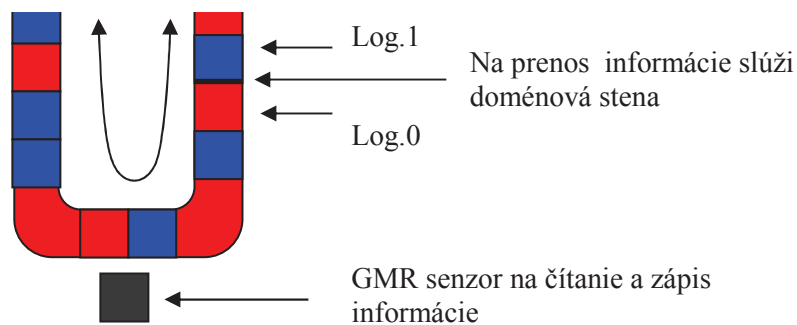
*Obr. 1.6: Závislosť rýchlosti doménovej steny od aplikovaného poľa je charakteristická tzv. Walkerovým limitom, nad ktorým dochádza k nelineárnemu pohybu doménovej steny a môže byť pozorovaná záporná pohyblivosť doménovej steny.*

Potom nastal v oblasti výskumu dynamiky doménových stien útlm. Roky 80. a začiatok 90. rokov v 20. storočí nepriniesli žiadny vážny objav a s dynamikou doménovej steny to vyzeralo akoby už všetko dôležité bolo objavené. Sporadicky sa objavovali jednotlivé práce, avšak bez nejakého vážneho dopadu.

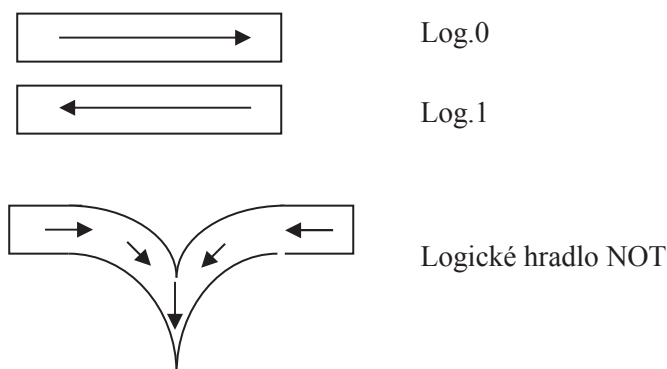
Obrat k lepšiemu nastal až koncom 20. a začiatkom 21. storočia, keď sa k slovu dostala nová oblasť vo fyzike – SPINTRONIKA. Jej začiatky sa datujú do 80. rokov 20. storočia, kedy si ľudia uvedomili, že elektrón nesie nie iba elektrický náboj, ale tiež magnetický moment [1.18]. A že tento jeho magnetický moment sa dá využiť na prenos informácie (SPIN TRansfer electrONICS). V rokoch 1988-89 objavili A. Fert [1.19] a P. Grunberg [1.20] možnosť kontrolovať tok elektrónov magnetickým poľom (za tento objav tzv. Giant MagnetoResistance, GMR, effect – jav obrovskej zmeny odporu materiálu v magnetickom poli – im bola v r. 2007 udelená Nobelova cena za Fyziku). Poslednou kvapkou, ktorá nakoniec spustila vodopád aplikácií spintroniky bolo objavenie možnosti využitia GMR efektu na konštrukciu čítacích hláv v harddiskoch S.S.P. Parkinom z IBM v roku 1991. Nízke rozmery GMR senzorov umožňovali rádovo zvýšiť kapacitu harddiskov a tým prispeli k raketovému štartu spintroniky koncom 20. storočia.

A bol to práve S.S.P.Parkin, ktorý sa považuje za spoluzakladateľa novej oblasti spintroniky, ktorá sa objavila začiatkom 21. storočia, a ktorá na prenos a uchovávanie informácie využíva pohyb doménovej steny v tenkom magnetickom drôte. Medzi najperspektívnejšie aplikácie patrí nový typ počítačových pamätí, tzv. Race-Track, ktorá využíva silnú tvarovú anizotropiu tenkého magnetického drôtu, v dôsledku ktorej môže byť magnetizácia orientovaná iba v osi drôtu.

Rovnomerným rozdelením drôtu na malé oblasti – domény vznikne pamäť, kde každá doména predstavuje jeden bit [1.21]. Uložením drôtu do tvaru „U“ vznikne posuvný register, kde informácia sa posúva synchronným pohybom doménových stien z jednej vetvy do druhej ponad čítaciu hlavičku na báze GMR efektu (obr.1.7).



Obr.1.7: Schematický náčrt „Race-track“ pamäte, kde jednotlivé domény slúžia na uchovávanie jedného bitu. Prenos informácie na čítanie a zápis sa deje prostredníctvom posunu doménových stien medzi jednotlivými bitmi.



Obr.1.8: Schematický náčrt logiky na báze pohybu doménových stien v tenkých magnetických drôtoch.

Medzi ďalšie perspektívne aplikácie pohybu doménových stien v tenkých drôtoch patrí logika na báze doménových stien, ktorá opäť využíva tvarovú anizotropiu tenkých drôtov [1.22]. V jej dôsledku môže magnetizácia nadobúdať orientáciu iba v osi drôtu. Tým máme jednoznačne definované dva od seba dobre oddelené stavy: log.1 a log.0 (obr.1.8). Vhodným tvarom drôtu vieme zostrojiť logické hradlá NOT a AND, ktoré tvoria úplný súbor logických funkcií, pomocou ktorého vieme zostrojiť ľubovoľnú logickú operáciu.

Týmto, ale aj ďalšími aplikáciami sa budeme zaoberať v kapitole 13, tu by som len spomenul najhlavnejšie výhody magnetických drôtov. Popri dvom dobre

definovaným stavom (log.1 a log.0) ide hlavne o schopnosť uchovávať informáciu aj po vypnutí napájania, vysokú hustotu zápisu ako aj vysokú rýchlosť zápisu a čítania informácie. V neposlednom rade sú to aj nízke energetické nároky potrebné na zmenu stavu z log.1 na log.0 a vice-versa.

Rýchlosť a spoľahlivosť týchto zariadení je evidentne určená rýchlosťou pohybu doménovej steny ako aj jej schopnosťou pohybovať sa skrz reálny materiál obsahujúci defekty. Preto je dôležité poznať a pochopiť dynamiku doménových stien v reálnych materiáloch, čo je aj cieľom tejto publikácie.

## *Literatúra*

- [1.1] P. Weiss, *J. Phys.theor. appl.* **4E** (1907), 661.
- [1.2] H. Barkhausen, *Z. Physik* **20**, (1919), 401.
- [1.3] K. J.Sixtus, L. Tonks, *Phys. Rev.* **42** (1932), 419.
- [1.4] K. J.Sixtus, L. Tonks, *Phys. Rev.* **39** (1932) , 357.
- [1.5] F. Bloch, *Z. Physik* **74** (1932), 295.
- [1.6] L. Landau, E Lifšic, *Physik A, Soviet Union* **8** (1935), 153.
- [1.7] T.L. Gilbert, J.M. Kelley, Proc. Conf. Magnetism and Magnetic Materials (A.I.E.E. Publ.) (1955), 253.
- [1.8] H.J. Williams, W. Shockley, C. Kittel, *Phys. Rev.***80** (1950), 1090.
- [1.9] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.***21** (1949), 541.
- [1.10] C. Kittel, J.K. Galt, *Solid State Phys.***3** (1956), 437.
- [1.11] A.H. Bobeck, *Bell Syst. Tech. J.* **46** (1967), 1901.
- [1.12] C.H. Tsang, R.L. White, R.M. White, *J. Appl. Phys.* **49** (1978), 1838.
- [1.13] A. K. Zvezdin, *JETP Lett.* **29** (1979), 553.
- [1.14] V. G. Baryakhtar, B. A. Ivanov, A. L. Sukstanskioe, *Sov. Phys. JETP* **51** (1980), 757.
- [1.15] N.L. Schryer, L.R. Walker, *J. Appl. Phys.* **45** (1974), 5406.
- [1.16] E. Schlomann, *Appl. Phys. Lett.* **19** (1971), 274.
- [1.17] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, Academic Press, New, York, 1979.
- [1.18] M. Johnson, R.H. Silsbee, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985), 1790.
- [1.19] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Vandau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friedrich J. Chazelas *Phys. Rev. Lett* **61** (1988), 2472
- [1.20] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn., *Phys.Rev. B* **39** (1989), 4828.
- [1.21] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320** (2008), 190.
- [1.22] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn, *Science* **309** (2005), 1688.

## 2. Magnetické anizotropie

Ako už bolo povedané, feromagnetikum sa rozpadá na homogénne zmagnetované oblasti – domény. Smer magnetizácie vnútri domén je určený magnetickou anizotropiou [2.1]. A preto poznanie anizotropie je kľúčom k pochopeniu magnetických vlastností magnetických materiálov a tiež aj doménovej štruktúry, a jej dynamiky. Magnetická anizotropia môže mať viacero príčin, podľa ktorých ju môžeme rozdeliť do niekoľkých skupín:

1. Kryštalická anizotropia – magnetokryštalická
2. Anizotropia v dôsledku mechanických pnutí - magnetoelastická
3. Tvarová anizotropia
4. Indukovaná anizotropia
  - a) magnetickým žihaním
  - b) žihaním za súčasnej aplikácie mechanického napätia
  - c) plastickou deformáciou
  - d) radiáciou
  - e) smerovým preusporiadaním štruktúry
5. Anizotropia výmennej interakcie

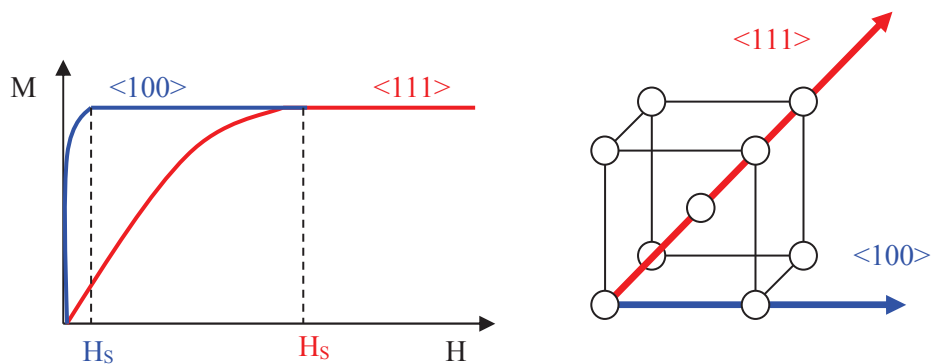
Zo všetkých uvedených anizotropií je materiálu vlastná iba kryštalická anizotropia. Ostatné anizotropie sú indukované vonkajšími vplyvmi. Striktne vzaté, posledne menovaná (anizotropia výmennej interakcie) ani nie je anizotropiou, nakoľko neurčuje smer magnetizácie v doméne. Horeuvedené anizotropie sú zoradené podľa sily svojho účinku na magnetizáciu. A teda najsilnejšou anizotropiou je magnetokryštalická a najslabšou je anizotropia výmennej interakcie. Málokedy sa stretávame s materiálom, ktorého vlastnosti sú určené výlučne jedným typom magnetickej anizotropie a väčšinou sú magnetické vlastnosti určené ich vzájomnou kombináciou. V ďalšom si rozoberieme jednotlivé anizotropie podrobne.



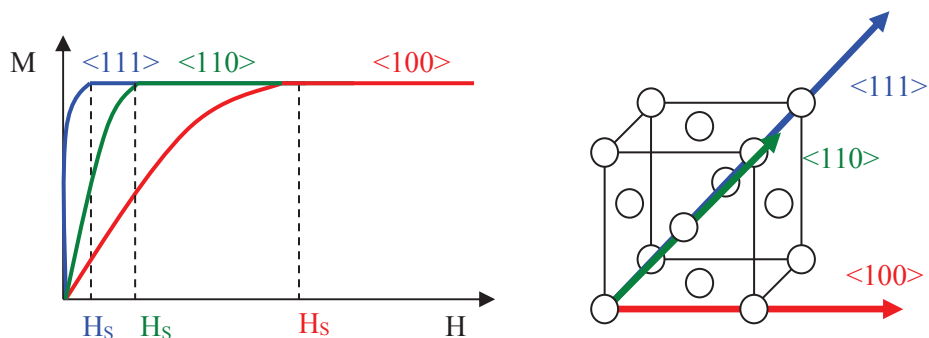
## 2.1. Magnetokryštalická anizotropia

Ak budeme magnetovať kryštalický feromagnetický materiál v rôznych smeroch, zistíme, že magnetické pole, potrebné k dosiahnutiu stavu nasýtenia, pole nasýtenia  $H_s$ , závisí od orientácie kryštalografických osí. Smer, v ktorom dosiahneme nasýtenie najľahšie (pri najmenšom aplikovanom magnetickom poli  $H$ ) sa nazýva smer ľahkej magnetizácie. Smer, v ktorom dosiahneme nasýtenie najťažšie (pri najväčšom aplikovanom magnetickom poli  $H$ ), sa nazýva smerom ťažkej magnetizácie. Tento jav súvisí s kryštalografickým usporiadaním meranej vzorky. V kubických kryštáloch môže existovať viac smerov ľahkej, resp. ťažkej magnetizácie. Napr. pre kryštál železa (obr. 2.1), ktoré kryštalizuje v kubickej, priestorovo centrovanej mriežke, je smer ľahkej magnetizácie identický s kryštalografickou osou  $\langle 100 \rangle$  a smer ťažkej magnetizácie je identický s kryštalografickou osou  $\langle 111 \rangle$ . V kryštále niklu (obr. 2.2), ktorý kryštalizuje v kubickej, plošne centrovanej mriežke, sú smery ľahkej magnetizácie identické s kryštalografickými osami  $\langle 111 \rangle$  a  $\langle 110 \rangle$  a smer ťažkej magnetizácie je identický s osou  $\langle 100 \rangle$ . Kryštál kobaltu (obr. 2.3), ktorý sa vyznačuje hexagonálnym usporiadaním má len jeden smer ľahkej magnetizácie, totožný s kryštalografickou osou  $[0001]$  a smer ťažkej magnetizácie je totožný s osou  $[1010]$ . Všetky smery ležiace v bazálnej rovine sa (v rámci chyby merania) javia rovnako ťažké.

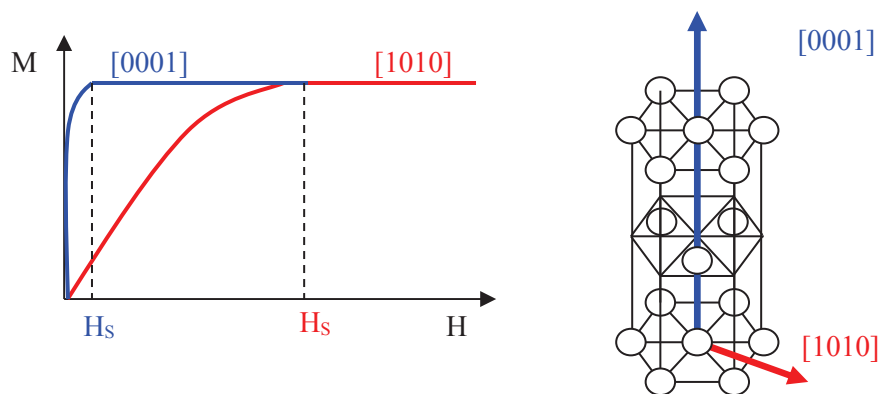
Bez aplikácie vonkajšieho magnetického poľa, sa magnetizácia bude snažiť stočiť do smeru ľahkej magnetizácie. Magnetokryštalická anizotropia môže byť preto uvažovaná ako akási sila, ktorá sa snaží udržať magnetizáciu v určitej kryštalografickej osi. Na to, aby sme vychýlili magnetizáciu zo smeru ľahkej magnetizácie, je potrebné aplikovať vonkajšie magnetické pole a vykonať proti tom



Obr. 2.1: Magnetizačné krivky pre priestorovo centrovaný kryštál železa s vyznačenými smermi ľahkej ( $\langle 100 \rangle$ ) a ťažkej ( $\langle 111 \rangle$ ) magnetizácie.



Obr. 2.2: Magnetizačné krivky pre priestorovo centrováný kryštál niklu s vyznačenými smermi ľahkej (<111> a <110>) a ťažkej (<100>) magnetizácie.



Obr. 2.3: Magnetizačné krivky pre hexagonálny kryštál kobaltu s vyznačenými smermi ľahkej (<111> a <110>) a ťažkej (<100>) magnetizácie.

prácu. Takže pri vychýlení magnetizácie zo smeru ľahkej magnetizácie sa v kryštále akumuluje energia, ktorá sa nazýva aj energia magnetokryštalickej anizotropie  $E_k$ . Akulov ukázal, že  $E_k$  sa dá vyjadriť cez smerové kosínusy  $\alpha_i^j$  vektora magnetizácie  $M_s$  vzhľadom na kryštalografické osi [2.2]. V kubických kryštáloch platí:

$$E_k = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots \quad (2.1)$$

kde je  $K_0, K_1, K_2, \dots$  sú konštanty charakteristické pre daný materiál a teplotu.  $K_0$  nezávisí od smeru a preto je častokrát ignorovaná. Navyše, v drvivej väčšine sa zaujímate o zmenu energie  $E_k$  a nie o jej absolútnu hodnotu. Častokrát tiež platí, že  $K_2$  je zanedbateľne malé a preto je možné aj tretí člen v rovnici (2.1) zanedbať.

Vtedy je smer ľahkej magnetizácie v kubickom kryštále určený konštantou  $K_1$ . V prípade železa je  $K_1$  kladná a v prípade niklu je záporná.

V prípade jednoosej anizotropie závisí energia magnetokryštalickej anizotropie na jedinom uhle  $\phi$ , ktorý zviaza magnetizáciu s jedinou osou ľahkej magnetizácie a preto:

$$E_k = K_0 + K_1 \sin^2 \phi + K_2 \sin^4 \phi + \dots \quad (2.2)$$

Ak sú obe,  $K_1$  aj  $K_2$ , kladné,  $E_k$  je minimálna pre  $\phi = 0$ , ako je to v prípade kobaltu. Ak sú obe,  $K_1$  aj  $K_2$ , záporné,  $E_k$  je minimálna pre  $\phi = \pi/2$ , a vytvorí sa rovina ľahkej magnetizácie. Ak majú  $K_1$  a  $K_2$  opačné znamienka, nastáva komplikovaná situácia, kde môže vzniknúť napr. kónus ľahkej magnetizácie. Takáto situácia je vzácna, ale nie neznáma.

Fyzikálny pôvod magnetokryštalickej anizotropie treba hľadať v spin-orbitálovej a orbitál - mriežkovej interakcii. V kryštalickej štruktúre sú elektrónové orbitály tak silne viazané na mriežku, že ani silné magnetické polia ich nedokážu zmeniť. Navyše treba brať do úvahy aj spin – orbitálovú interakciu. Aplikované vonkajšie magnetické pole sa snaží stočiť spiny elektrónov do svojho smeru. Aj orbitálne momenty sa snažia vytočiť do smeru magnetického poľa v dôsledku spin-orbitálovej interakcie. Avšak elektrónové orbitály sú silne viazané na mriežku a preto bránia v rotácii aj spinových momentov. Energia magnetokryštalickej anizotropie je tak vlastne energiou, potrebnou na rozbitie spin-orbitálovej interakcie. Existuje tiež spin-mriežková interakcia, avšak tá je vzhľadom na dve predchádzajúce zanedbateľne malá a netreba ju vo väčšine prípadov brať do úvahy.

## 2.2 Magnetostrikčná anizotropia

V roku 1842 Joule ukázal, že ak vložíme magnetický materiál do magnetického poľa, zmenia sa jeho rozmery. Konkrétne v jeho prípade šlo o železnú tyč, ktorá sa predĺžila v smere magnetického poľa. Tento jav sa volá magnetostrikcia a je charakterizovaný veličinou zvanou tiež magnetostrikcia  $\lambda$ , ktorá je daná relatívnou zmenou  $\Delta l$  dĺžky  $l$  materiálu v dôsledku aplikácie magnetického poľa  $H$ :

$$\lambda = \Delta l / l |_H \quad (2.3)$$

Magnetostrikcia je funkciou aplikovaného magnetického poľa a s rastúcim poľom narastá jej amplitúda. Ak magnetizácia materiálu dosiahne hodnotu nasýtenej magnetizácie  $M_s$ , dosiahne aj magnetostrikcia hodnotu zvanú nasýtená magnetostrikcia  $\lambda_s$ . Táto hodnota je konštantou charakteristickou pre daný materiál. Magnetostrikčný jav sa objavuje v každom materiáli, jeho typická veľkosť je rádovo  $10^{-5} - 10^{-6}$ . Nasýtená magnetostrikcia môže byť kladná, alebo záporná – to

závisí od materiálu podľa toho či sa daný materiál predlžuje, alebo skracuje v smere aplikovaného magnetického poľa  $H$  (obr. 2.4). Medzi demagnetovaným stavom a stavom nasýtenia vzorky sa celkový objem materiálu takmer nemení. Je preto



Obr. 2.4: V závislosti od charakteru magnetostríckie sa magnetický materiál (zobrazený neprerušovanou čiarou) predlžuje (v prípade kladnej magnetostríckie – prerušovaná čiara), resp. skracuje (v prípade zápornej magnetostríckie – bodkovaná čiara) v smere aplikovaného magnetického poľa  $H$ .

zrejme, že existuje aj kolmá magnetostríckia  $\lambda_L$ , ktorá je takmer presne rovná polovici pozdĺžnej magnetostríckie  $\lambda$ :

$$\lambda_L = \lambda / 2. \quad (2.4)$$

Existuje aj tzv. spontánna magnetostríckia, ktorá charakterizuje zmenu rozmerov feromagnetika pri prechode z fero- do paramagnetického stavu, resp. naopak. Pre magnetostríckiu kubických kryštálov v smere aplikovaného poľa možno odvodiť vzťah:

$$\lambda = \lambda_{100} + 3(\lambda_{111} - \lambda_{100})(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2), \quad (2.5)$$

kde  $\lambda_{111}$  a  $\lambda_{100}$  sú magnetostríckie merané v kryštalografických smeroch  $\langle 111 \rangle$  a  $\langle 100 \rangle$  a  $\alpha_i$  sú smerové kosínusy medzi aplikovaným poľom a kryštalografickými osami.

V prípade polykryštalických materiálov sa dá uvedený vzorec upraviť na vzťah:

$$\lambda = \frac{2\lambda_{100} + 3\lambda_{111}}{5}. \quad (2.6)$$

V prípade izotropných materiálov ( $\lambda_{111} = \lambda_{100}$ ) sa dá magnetostríckia v ľubovoľnom smere vyjadriť:

$$\lambda_\theta = \frac{3}{2} \lambda (\cos^2 \theta - \frac{1}{3}), \quad (2.7)$$

kde  $\theta$  je uhol medzi smerom merania magnetostríckie a magnetizácie.

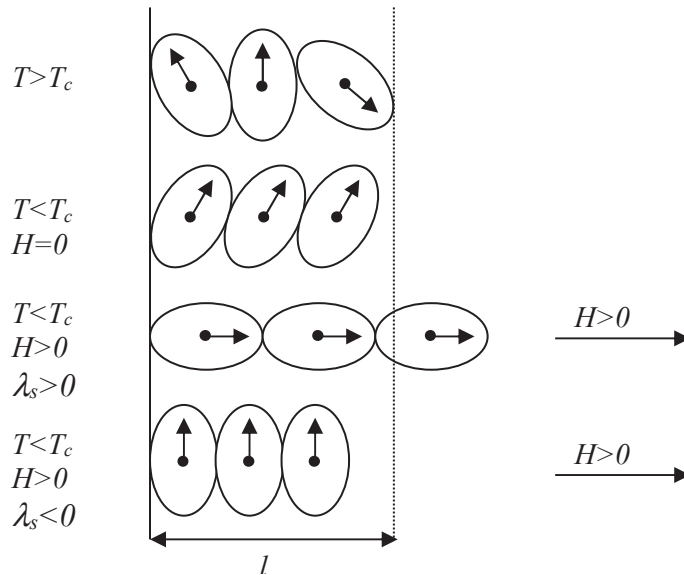
Na magnetostrikčné predĺženie materiálu je potrebné vykonať prácu  $W$ . Elementárna práca  $dW$  potrebná na elementárne predĺženie  $d\lambda$  tyče dĺžky  $l$  a prierezu  $P$  možno vyjadriť:

$$dW = \sigma P d\lambda = E_Y \lambda S l d\lambda, \quad (2.8)$$

kde  $\sigma$  je mechanické napätie a  $E_Y$  je Youngov modul pružnosti. Táto práca vedie k zvýšeniu energie feromagnetika o energiu magnetostrikčnej deformácie, ktorej hustotu (energiu pripadajúcu na jednotkový objem feromagnetika) získame integrovaním rovnice (2.8):

$$E_\lambda = \frac{1}{2} E_Y \lambda_s^2. \quad (2.9)$$

Podobne ako u magnetokryštalickej anizotropie, fyzikálny pôvod magnetostrikčnej anizotropie treba hľadať v spin-orbitálvej interakcii. Táto je relatívne slabá, lebo už polia v rozsahu pár tisíc A/m dokážu vytočiť spiny zo smeru ľahkej magnetizácie. Vzťah medzi magnetostrikciou a spin-orbitálnou interakciou sa dá vysvetliť pomocou obr.2.5. Nad Curieho teplotou,  $T_c$ , sú magnetické momenty elektrónov orientované náhodne a v dôsledku spin-orbitálvej interakcie sa tak deje aj s orbitálmi. Pod Curieho teplotou dochádza k spontánnej magnetizácii, spiny elektrónov sa vychýlia do rovnakého smeru daného anizotropiou a strhávajú za sebou aj elektrónové orbitály. V dôsledku toho dôjde aj



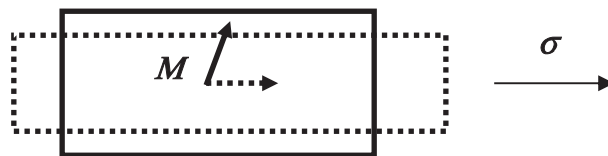
Obr.2.5: Schématický náčrt mechanizmu magnetostrikcie.

k spontánnej magnetostrikcii (skráteniu vzorky z jej pôvodnej dĺžky  $l$ ). Aplikácia externého poľa spôsobí vychýlenie spinov do jeho smeru, čo má za následok deformáciu elektrónových orbitálov tak, že sa vzorka predĺži (v prípade kladnej magnetostrikcie), resp. skrúti (v prípade zápornej magnetostrikcie). Vychýlenie

orbitálov je tu znázornené výrazne väčšie ako v skutočnosti. Malé hodnoty  $\lambda_s$  ( $10^{-5} - 10^{-6}$ ) pre feromagnetické materiály potvrdzujú, že orbitály sú silne vmrznuté do kryštalografickej mriežky a vychylujú sa v dôsledku externého magnetického poľa minimálne.

### 2.3. Magnetoelastická anizotropia

Keďže magnetostrikčné predĺženie je spôsobené zmenou magnetizácie, dalo by sa čakať, že mechanické napätie, ktoré spôsobí predĺženie vzorky bude akosi ovplyvňovať magnetizáciu (obr.2.6). Tento jav sa nazýva magnetoelastický jav a je inverzným k magnetostrikčnému javu. Už v roku 1865 Vilar pozoroval na železnej vzorke, že aplikácia mechanického napätia vedie k zvýšeniu magnetizácie.



Obr.2.6: Aplikácia mechanického ťahového napätia vedie k zmene rozmerov a v dôsledku magnetostrikcie aj k zmene magnetizácie vzorky. Uvedená schéma platí pre vzorky s kladnou magnetostrikciou.

Energia magnetoelastickej anizotropie,  $E_\lambda$ , sa dá relatívne jednoducho určiť zo vzťahu (2.5) v prípade, že smer mechanického napätia  $\sigma$  je identický so smerom magnetizácie:

$$E_\sigma = -(3/2)\lambda_{100}\sigma + 3\sigma(\lambda_{111} - \lambda_{100})(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2). \quad (2.10)$$

A pre izotropne materiály ( $\lambda_{111} = \lambda_{100} = \lambda_s$ ) sa vzťah (2.10) ešte zjednoduší na:

$$E_\lambda = -(3/2)\lambda_s\sigma. \quad (2.11)$$

Ak smer mechanického napätia zvierá uhol  $\phi$  so smerom magnetizácie, bude magnetoelastická anizotropia daná:

$$E_\lambda = -(3/2)\lambda_s\sigma\cos^2\phi. \quad (2.12)$$

### 2.4. Tvarová anizotropia a magnetostatická energia

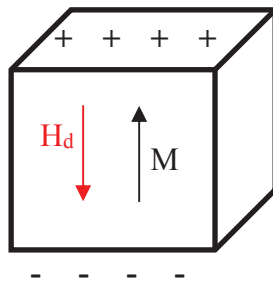
Magnetizácia feromagnetu konečných rozmerov vyprodukuje na povrchu voľné magnetické póly, ktoré sú následne zdrojom rozptylového magnetického poľa. Tieto voľné póly vznikajú buď na vonkajšom povrchu feromagnetika, alebo

na vnútorných povrchoch nehomogénneho magnetického materiálu (polykryštály). Rozptylové pole tvorené voľnými magnetickými pólmi je úmerné magnetizácii, ktorá ho vytvára:

$$H_d = -N_d M, \quad (2.13)$$

kde  $H_d$  sa nazýva demagnetizačné pole, nakoľko má opačný smer ako je smer magnetizácie. Koeficient  $N_d$  sa nazýva demagnetizačný koeficient a závisí od tvaru feromagnetika. Vo všeobecnosti je to tenzor, ktorý je v prípade osí totožných s osami symetrie, reprezentovaný diagonálnou maticou, pre ktorú platí:

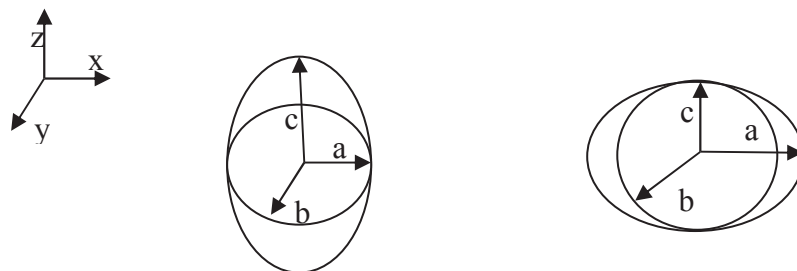
$$N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1. \quad (2.14)$$



*Obr.2.7: Voľné magnetické póly na povrchu feromagnetika sú zdrojom demagnetizačného poľa, ktoré má opačný smer ako je smer magnetizácie vytvárajúcej voľné póly.*

Dá sa ukázať, že pre guľové feromagnetikum sú demagnetizačné faktory rovnaké vo všetkých smeroch:

$$N_{xx} = N_{yy} = N_{zz} = 1/3. \quad (2.15)$$



*Obr.2.8: Definícia osí pre rotačný elipsoid pretiahnutý v smere osi z (vľavo), a sploštený elipsoid v smere osi z (vpravo).*

Pre rotačný elipsoid s polosami  $a, b, c$  v smere  $x, y, z$ , pretiahnutý v smere osi  $z$  (obr.2.8 vľavo) platí:

$$N_{zz} = \frac{1}{r^2 - 1} \left[ \frac{r}{\sqrt{r^2 - 1}} \cosh^{-1}(r) - 1 \right], \quad (2.16)$$

kde  $r=c/a$  a pre rotačný elipsoid z obr.2.8 platí tiež  $a=b$ . A pre rotačný elipsoid sploštený v smere osi  $z$  (obr.2.8 vpravo) platí:

$$N_{zz} = \frac{1}{1 - r^2} \left[ 1 - \frac{r}{\sqrt{1 - r^2}} \cosh^{-1}(r) \right], \quad (2.17)$$

v oboch prípadoch je:

$$N_{xx} = N_{yy} = (1 - N_{zz})/2. \quad (2.18)$$

Aproximáciou vzťahu 2.17 pre  $r \rightarrow 0$  ( $c \rightarrow 0$ ,  $a \rightarrow \infty$ ) sa dajú určiť demagnetizačné faktory pre nekonečnú, tenkú platňu:

$$N_{xx} = N_{yy} = 0, \quad N_{zz} = 1, \quad (2.19)$$

a podobne aproximáciou vzťahu 2.16 pre  $r \rightarrow \infty$  ( $c \rightarrow \infty$ ,  $a \rightarrow 0$ ) sa dajú určiť demagnetizačné faktory pre nekonečnú, tenkú tyč:

$$N_{xx} = N_{yy} = 1, \quad N_{zz} = 0. \quad (2.20)$$

Rôzne demagnetizačné faktory v určitých smeroch majú za následok rôzne demagnetizačné polia vo vnútri feromagnetika, čo má za následok vznik anizotropie, ktorá je určená jeho tvarom. Smer ľahkej magnetizácie je daný smerom s menším demagnetizačným faktorom. Hustota energie tvarovej anizotropie (niekedy označovaná ako magnetostatická energia, energia magnetu vo vlastnom demagnetizačnom poli a pod.) je daná vzťahom:

$$E_{iv} = \frac{1}{2} \mu_0 H_d M, = \frac{1}{2} \mu_0 N_d M^2. \quad (2.21)$$

Na druhej strane má feromagnetikum umiestnené vo vonkajšom magnetickom poli  $H_a$  potenciálnu energiu, ktorej hustota  $E_p$  je daná vzťahom:

$$E_p = -\mu_0 H_a M \cos \phi, \quad (2.22)$$

kde  $\cos \phi$  je uhol medzi magnetizáciou a aplikovaným magnetickým poľom. Ako vidieť, vzťahy pre energiu tvarovej anizotropie feromagnetika vo vlastnom demagnetizačnom poli (2.21) a potenciálnu energiu magnetu vo vonkajšom poli



(2.22) sú rovnaké až na faktor  $\frac{1}{2}$  a výsledná magnetostatická energia magnetika vo vonkajšom magnetickom poli bude daná súčtom oboch energií daných vzťahmi 2.21 a 2.22.

## **2.5. Indukovaná anizotropia**

Na rozdiel od vyššie uvedených anizotropií vzniká indukovaná anizotropia dodatočným spracovaním materiálu (ide väčšinou o tepelné spracovanie), ktoré má smerový charakter. Vhodným spracovaním sa dá meniť nielen smer, ale aj amplitúda anizotropie.

Medzi najčastejšie využívané procesy patria:

- 1.) Magnetické žihanie. Ide o tepelné spracovanie materiálu v magnetickom poli.
- 2.) Žihanie pri súčasnej aplikácii mechanického napätia.
- 3.) Plastická deformácia.
- 4.) Magnetické ožarovanie. Ide o ožarovanie magnetika v magnetickom poli časticami s vysokou energiou.

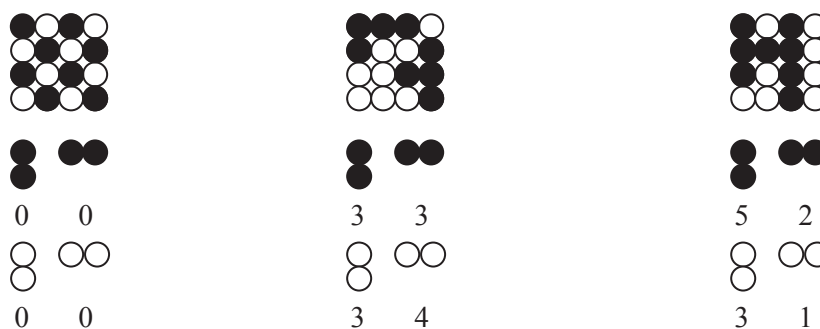
Podrobne si rozoberieme prípad magnetického žihania.

### **2.5.1 Magnetické žihanie.**

Žihanie feromagnetika v magnetickom poli a jeho následné ochladenie môže mať za následok indukovanie jednoosovej anizotropie so smerom ľahkej anizotropie v smere aplikovaného magnetického poľa. Niekedy stačí, ak je materiál iba schladený v magnetickom poli cez určitý teplotný interval. Teplota žihania musí byť dostatočne pod Curieho teplotou žihaného materiálu avšak dostatočne vysoká, aby umožnila vysokú pohyblivosť atómov pre ich difúziu. Navyše, magnetické pole aplikované počas žihania musí byť dostatočne veľké, aby nasýtilo materiál. Len v takom prípade bude efekt magnetického žihania maximálny.

Magnetické žihanie je najefektívnejšie pri dvoch typoch zliatin: substitučných a intersticiálnych. Príčinou anizotropie indukovanej magnetickým žiham je smerové usporiadanie atómov. Pod smerovým usporiadaním sa rozumie preferenčné usporiadanie osí rôznych atómových párov vzhľadom na smer magnetizácie. Uvažujme napríklad binárnu zliatinu 50%Fe-50%Ni. Tá obsahuje tri druhy atómových párov (Fe-Fe, Ni-Ni a Fe-Ni). Vo všeobecnosti potom môžu nastať tri prípady atómového usporiadania (obr.2.9):

1. Ideálne náhodné usporiadanie, v ktorom existujú iba atómové páry typu Fe-Ni.
2. Náhodné usporiadanie, v ktorom existujú všetky typy atómových párov, avšak smerové usporiadanie atómových párov Fe-Fe a Ni-Ni je približne rovnaké, a
3. Smerové usporiadanie, kde prevláda počet atómových párov Fe-Fe a Ni-Ni v jednom smere.



Ideálne náhodné  
usporiadanie

Náhodné usporiadanie

Smerové usporiadanie

Obr.2.9: Možné usporiadania atómových párov v štvorcovej mriežke binárnej zliatiny.

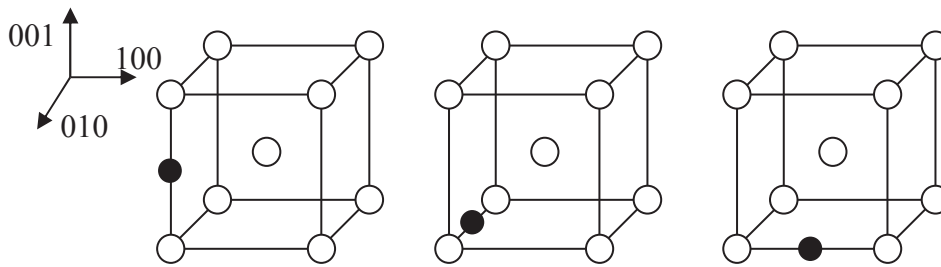
V prípade neferomagnetickkej zliatiny, resp. feromagnetickkej zliatiny pri teplotách nad Curieho teplotou je energetická bilancia všetkých troch prípadov rovnaká. Avšak v prípade feromagnetickkej zliatiny pod Curieho teplotou je energia každého atómového páru závislá od jeho orientácie vzhľadom na lokálne magnetické pole, ktoré je vo feromagnetických látkach tvorené lokálnou magnetizáciou. Interakčná energia atómového páru s lokálnou magnetizáciou,  $E_i$ , je daná vzťahom:

$$E_i = \varepsilon_{i0} \cdot \cos^2 \phi, \quad (2.23)$$

kde  $\varepsilon_{i0}$  je konštanta lokálnej interakčnej energie a  $\phi$  je uhol, ktorý zvierá os atómového páru s vektorom lokálnej magnetizácie. Konštanta lokálnej interakčnej energie  $\varepsilon_{i0}$  je určená hlavne magnetoelastickou interakciou, spin-orbitálnou interakciou ako aj výmennou interakciou medzi atómami tvoriacimi atómový pár.

Horeuvedený prípad bol príkladom substitučnej zliatiny. Magnetické žihanie je však veľmi efektívne aj v prípade intersticiálnych zliatin. Uvažujme napr. zliatinu Fe-C, kde atómy uhlíka obsadzujú intersticiálne polohy v kubickej kryštalickej mriežke železa (obr.2.10). Bez prítomnosti lokálnej magnetizácie (nad Curieho teplotou) sú všetky tri polohy uvedené na obr.2.10 energeticky ekvivalentné. Avšak v prítomnosti lokálnej magnetizácie je energia atómového páru Fe-C určená jeho interakčnou energiou s touto magnetizáciou podľa vzťahu 2.23 a preto sa bude atóm uhlíka snažiť preorientovať do polohy, kedy je os atómového páru Fe-C kolmá na smer lokálnej magnetizácie. Poďme sa teraz pozrieť bližšie na energetickú bilanciu atómových párov v prítomnosti lokálnej magnetizácie, ktorá sa dá s výhodou popísať dvojhladinovým systémom. Majme binárnu zliatinu Fe-Ni, alebo intersticiálnu zliatinu Fe-C (obr.2.11). Polohy atómových párov na obrázku

2.11 vľavo zodpovedajú náhodnému usporiadaniu prítomnému nad Curieho teplotou. V takom prípade bude energia atómových párov na obrázku vľavo aj vpravo rovnaká. Akonáhle však bude materiál schladený pod Curieho teplotu, objaví sa v mieste atómového páru nenulová lokálna magnetizácia a jeho celková energia bude ovplyvňovaná interakčnou energiou danou vzťahom 2.23. V tom momente ale bude pre uvedené zliatiny výhodnejšie usporiadanie dané na obr. 2.11 vpravo, nakoľko takto poklesne interakčná energia atómového páru s lokálnou magnetizáciou o hodnotu  $2\Delta$ .



Obr.2.10: Možné polohy intersticiálneho atómu C v kryštalickej mriežke železa.

Táto zmena je spôsobená v prípade substitučných zliatin rôznymi hodnotami konštanty interakčnej energie  $\epsilon_{i0}$  pre rôzne atómové páry ( $\epsilon_{i0}^{FeFe} \neq \epsilon_{i0}^{NiNi} \neq \epsilon_{i0}^{FeNi}$ ), a preto vhodným preusporiadaním atómov poklesne celková interakčná energia  $E_i^{tot}$  daná súčtom interakčných energií  $E_i$  :

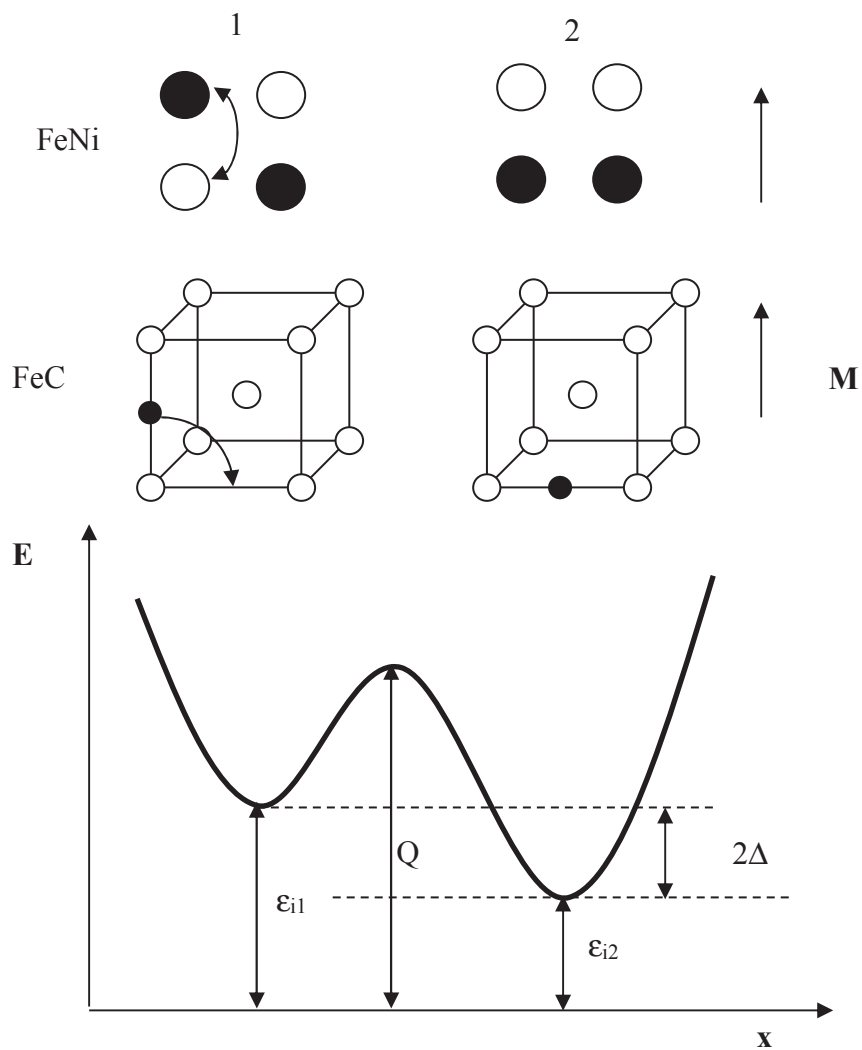
$$E_i^{tot} = \sum_i E_i . \quad (2.24)$$

V prípade intersticiálnych zliatin takisto poklesne celková interakčná energia  $E_i^{tot}$  ak uhlíkové atómy zaujmú polohy, v ktorých os atómového páru Fe-C bude kolmá na smer lokálnej magnetizácie (atómové páry Fe-Fe ostávajú nezmenené).

V ďalšom sa budeme venovať kinetike indukovanej anizotropie. Predpokladajme pre jednoduchosť, že hodnota energie rozštiepenia  $\Delta$  je rovnaká pre všetky atómové páry a že jednotlivé atómové páry sú nezávislé. Z Boltzmannovej štatistiky potom môžeme odvodiť obsadzovací faktor pre polohu  $j$ ,  $f_j^\infty$ :

$$f_j^\infty(\Delta) = \frac{\exp(\pm \Delta / kT)}{2 \cosh(\Delta / kT)}, \quad (2.25)$$

kde znamienko plus platí pre polohu  $j=1$  a znamienko mínus pre polohu  $j=2$ . Vo všeobecnosti je obsadzovací faktor daný relatívnym počtom atómových párov v danej polohe v čase  $t$ :



Obr.2.11. Dvojhladinový systém na popis energetickej bilancie atómových párov v substitučných a intersticiálnych zliatinách.

$$f_j^\infty(\Delta, \tau) = \frac{n_j(\Delta, t)}{\sum_{j=1,2} n_j(\Delta, t)}, \quad (2.26)$$

kde  $n_j(\Delta, t)$  zodpovedá počtu mobilných atómových párov s energiou rozštiepenia  $2\Delta$  v čase  $t$  v polohe  $j$ .

Predpokladajme, že feromagnetický materiál rýchlo vyhrejeme nad Curieho teplotu a prudko schladíme. V takom prípade dosiahneme náhodné usporiadanie atómových párov a pre obe orientácie  $j$  platí:

$$f_j(\Delta) = 1/2. \quad (2.27)$$

Ak následne budeme sledovať vývoj štruktúry pri nenulovej teplote (avšak takej, kde  $kT > 2\Delta$ ) zistíme, že dochádza k preusporiadaniu atómov. Pre rýchlosť tejto zmeny platí:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = -\nu_{jj} n_j + \nu_{j'j} n_{j'}, \quad (2.28)$$

kde  $\nu_{jj'}$  zodpovedá frekvencii preskokov z polohy  $j$  do polohy  $j'$ . V prípade tepelne aktivovaných procesov musí táto spĺňať Arrheniov zákon:

$$\nu_{jj'} = \nu_{0,jj'} \exp(S_{jj'}/k) \exp(-(Q - \varepsilon_j)/kT) \approx \nu_0 \exp(-(Q - \varepsilon_j)/kT), \quad (2.29)$$

kde  $Q$  je aktivačná energia preskoku pre nemagnetický materiál (viď obr.2.11),  $S_{jj'}$  je aktivačná entropia,  $\nu_{0,jj'}$  je frekvencia pokusov o preskok a  $\nu_0$  je takzvaný predexponenciálny faktor. Diferenciálnu rovnicu 2.28 je možné riešiť za predpokladu že:

$$n_1(t) + n_2(t) = n_0 = \text{konšt.} \quad (2.30)$$

a

$$\frac{n_1(0)}{n_0} = \frac{n_2(0)}{n_0} = \frac{1}{2}. \quad (2.31)$$

Ak súčasne vezmeme do úvahy aj frekvenciu preskokov danú vzťahom 2.29, riešením rovnice 2.28 je:

$$n_j(t) = \frac{n_0}{2} \left\{ 1 \pm \operatorname{tgh}\left(\frac{\Delta}{kT}\right) (1 - \exp(-t/\tau_r)) \right\}, \quad (2.32)$$

kde relaxačný čas  $\tau_r$  je daný:

$$\tau_r = \frac{1}{2\nu_0} \exp(Q/kT). \quad (2.33)$$

Zo vzťahu 2.32 vieme určiť obsadzovací faktor:

$$f_j(\Delta, t) = \frac{n_j(t)}{n_0} = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \operatorname{tgh} \left( \frac{\Delta}{kT} \right) (1 - \exp(-t/\tau_r)) \right\}, \quad (2.34)$$

ktorý sa dá ešte zjednodušiť pre prípad vysokých teplôt a malých energií rozštiepenia ( $\Delta \ll kT$ ):

$$f_j(\Delta, t) = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{\Delta}{kT} (1 - \exp(-t/\tau_r)) \right\}. \quad (2.35)$$

Celková interakčná energia všetkých mobilných atómových párov  $E_i^{tot}$  bude určená (podobne ako v rovnici 2.24):

$$E^{tot} = \sum_{i,j} f_j(\Delta, t) \varepsilon_{ij}, \quad (2.36)$$

a jej hustota sa dá určiť (dosadením 2.35 do 2.36) vzt'ahom:

$$E^{tot} = -\frac{1}{kT} \frac{2}{45} \langle \varepsilon_{i0}^2 \rangle c_p (1 - \exp(-t/\tau_r)), \quad (2.37)$$

kde  $c_p$  je hustota mobilných atómových párov.

Rovnica 2.37 reprezentuje teplotnú a časovú závislosť interakčnej energie atómových párov s lokálnou magnetizáciou, inými slovami tú časť energie, o ktorú sa môže znížiť celková energia feromagnetika ak sa všetky atómové páry preusporiadajú do energeticky výhodnejších polôh. Z nej sa dá určiť aj konštanta indukovanej anizotropie  $K_u$ :

$$K_u = \frac{1}{15} \frac{c_p}{kT} \langle \varepsilon_{i0}^2 \rangle (1 - \exp(-t/\tau_r)). \quad (2.38)$$

Až doteraz sme predpokladali, že hustota mobilných atómových párov  $c_p$  je konštantná a že pohyb medzi jednotlivými polohami atómového páru je vratný. To znamená že sú možné tak prechody z polohy 1 do polohy 2 ako aj z polohy 2 do polohy 1 (viď obr.2.11). V praxi sa však často stretáme aj s nevratnou zmenou štruktúry (špeciálne pri vysokých teplotách, pri ktorých sa indukovaná anizotropia vyvoláva) a s ňou aj k zmene hustoty mobilných atómových párov. To vedie následne aj k zmene kinetiky indukovanej anizotropie. Predpokladajme pre jednoduchosť, že takýto nevratný proces je charakterizovaný jediným relaxačným časom  $\tau_n$ . Potom môžeme pre hustotu mobilných atómových párov  $c_p$  uviesť:

$$c_p(t) = c_p(\infty) + (c_p(0) - c_p(\infty)) e^{-(t/\tau_n)}, \quad (2.39)$$

kde  $c_p(\infty)$  zodpovedá hypotetickej rovnovážnej hustote mobilných atómových párov a  $c_p(0)$  je ich hustota pred začiatkom nevratného procesu. Relaxačný čas nevratného procesu spĺňa Arrheniov zákon:

$$\tau_a = \frac{1}{2\nu_{a0}} \exp(Q_a / kT). \quad (2.40)$$

kde člen  $1/(2\nu_{a0})$  predstavuje predexponenciálny faktor a  $Q_a$  aktivačnú energiu nevratného procesu.

Takže ak zahrnieme do procesu indukovania anizotropie oba procesy, tak vratný ako aj nevratný, prejde vzťah 2.38 na tvar:

$$K_u = \frac{1}{15} \frac{\langle \epsilon_{i0}^2 \rangle}{kT} c_p(\infty) G_r(t, T) + \frac{1}{15} \frac{\langle \epsilon_{i0}^2 \rangle}{kT} \Delta c_p G_r(t, T) G_a(t, T) \quad (2.41)$$

kde  $\Delta c_p = (c_p(0) - c_p(\infty))$  a  $G_r(t, T)$ , resp.  $G_a(t, T)$  sú relaxačné funkcie určené vzťahmi:

$$G_r(t, T) = (1 - \exp(-t / \tau_r))$$

a

$$G_a(t, T) = \exp(-t / \tau_a). \quad (2.42)$$

Zvyčajne sú relaxačné časy nevratných procesov dlhšie ako relaxačné časy vratných procesov, takže počas magnetického žihania sa najprv prejavuje nárast anizotropie v dôsledku vratných procesov a po dlhšom čase dôjde k jej miernemu poklesu v dôsledku zníženia počtu mobilných atómových párov.

### ***Literatúra***

- [2.1] V. Hajko, L. Potocký, A. Zentko, „*Magnetizačné procesy*“, Alfa, Bratislava, 1980.
- [2.2] B.D. Cullity, C.D. Graham, „*Introduction to Magnetic Materials*“, John Wiley & Sons., New Jersey, 2009.
- [2.3] C.W. Chen, „*Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials*“, Dover Publ., New York, 1986.
- [2.4] S. Chikazumi, „*Physics of Ferromagnetism*“, Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [2.5] D. Jiles, „*Introduction to magnetism and Magnetic materials*“, Taylor and Francis, 1998.
- [2.6] R.M. Bozorth, „*Ferromagnetism*“, John Wiley & Sons, New Jersey, 2003.
- [2.7] E. du Tremolet de Lachersserie, D. Gignoux, M. Schlenker, „*Magnetism-Fundamentals*“, Springer, Boston, 2005.
- [2.8] H. Kronmuller, M. Fahnle, „*Micromagnetism and the microstructure of the ferromagnetic solids.*“, ed. Cambridge Univ. Press, 2003.
- [2.9] H. Kronmuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **24** (1981), 159.
- [2.10] H. Kronmuller, *Phys. Stat. Sol. (b)* **118** (1983), 661.
- [2.11] H. Kronmuller, *Phys. Stat. Sol. (b)* **127** (1985), 531.

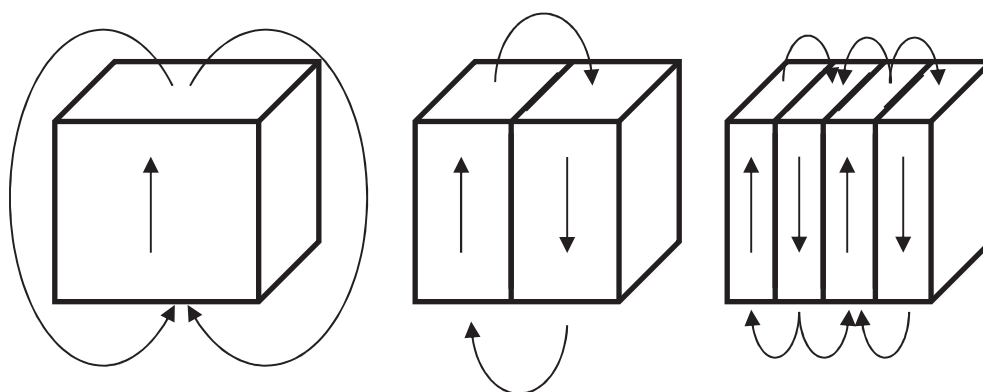


### 3. Doménová štruktúra

V nasledujúcej kapitole si vysvetlíme, prečo sa feromagnetikum rozpadá na viaceré domény a čím je určená doménová štruktúra takého materiálu.

Predstavme si veľký feromagnetický kryštál v tvare kocky (obr.3.1). Ak by bol celý zmagnetovaný v jednom smere (obr.3.1 vľavo), vytvárali by sa na jeho povrchoch voľné magnetické póly, ktoré by boli zdrojom jednak rozptylových polí, ale aj demagnetizačných polí vnútri kocky. Magnetostatická energia takého kryštálu bude daná (viď vzťahy 2.21 a 2.22):

$$E_s = \frac{1}{2} \mu_0 N_d M^2 . \quad (3.1)$$



*Obr.3.1. Rozdelenie feromagnetického materiálu na domény vytvára voľné magnetické póly, ktoré sú zdrojom vonkajších rozptylových polí ako aj demagnetizačných polí vnútri feromagnetika (tie nie sú zobrazené).*

Túto energiu je možné znížiť, ak rozdelíme kryštál na dve domény, s magnetizáciou orientovanou antiparalelne (obr.3.1 v strede). Keďže sa teraz objavuje rovnaký počet kladných aj záporných magnetických pólov, redukuje sa magnetostatická energia zhruba na polovicu. Problém sa však komplikuje, lebo na vytvorenie hranice medzi dvoma doménami je potrebná energia. Táto hranica sa nazýva doménová stena a na jej vytvorenie treba dodať feromagnetiku energiu rovnú energii doménovej steny  $\gamma$ . Výsledná energia takejto kocky  $E_{tot}$  (ak zanedbáme iné príspevky) bude:

$$E_{tot} = \frac{1}{2} E_s + E_{ds} . \quad (3.2)$$

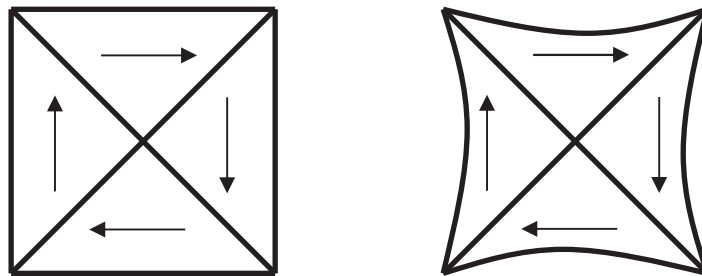
Avšak energia doménovej steny  $\gamma$  je podstatne menšia ako  $\frac{1}{2}E_s$  a takáto konfigurácia bude pravdepodobnejšia, nakoľko sa ňou zníži celková energia feromagnetika. Ďalšie znižovanie celkovej energie je možné ďalším delením feromagnetu na stále viac domén. Treba však brať do úvahy, že tým narastá aj energia potrebná na vytvorenie doménových stien. Výsledná energia feromagnetickkej kocky  $E_{tot}$  rozdelenej na  $n$  domén bude približne daná vzťahom:

$$E_{tot} = \frac{1}{n} E_s + (n-1) E_{ds}. \quad (3.2)$$

Aj keď metóda delenia kryštálu na veľa paralelných domén je účinná na zníženie magnetostatickej energie kryštálu, existuje aj iné usporiadanie (obr.3.2), ktoré úplne eliminuje vznik voľných magnetických pólov. Na druhej strane však narastá deformácia kryštálu v dôsledku magnetostrikčnej anizotropie (obr.3.2 vpravo). Celková energia kryštálu je potom vyjadrená ako súčet magnetostrikčnej energie (vzťah 2.9) a energie doménových stien  $\gamma$  potrebných na vytvorenie doménovej štruktúry:

$$E_{tot} = \frac{1}{2} E_{\gamma} \lambda_s^2 + E_{ds}. \quad (3.3)$$

Táto energia je zvyčajne väčšia ako energia kryštálu vo vzťahu 3.2 a preto je možno výhodná iba pre materiály s veľmi malou magnetostrikciou. Zvyčajne je reálna doménová štruktúra tvorená kombináciou uvedených dvoch doménových štruktúr.



Obr.3.2. Takéto usporiadanie doménovej štruktúry (vľavo) úplne eliminuje vznik voľných magnetických pólov, avšak zvyšuje jeho magnetostrikčnú energiu v dôsledku magnetostrikčnej deformácie (vpravo).

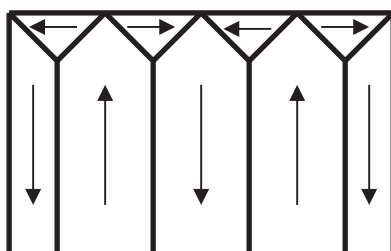
Pravidlá tvorby doménovej štruktúry v reálnych materiáloch sa dajú zhrnúť do 4 bodov:

- 1.) Materiál sa rozdelí na veľké primárne domény podľa obr.3.1. V tomto prípade je magnetokryštalická aj magnetostrikčná energia minimálna
- 2.) Vznikne sekundárna doménová štruktúra podobná tej z obr.3.2, ktorá zabráni vzniku rozptylových polí. Aj keď pri tom narastie magnetostrikčná energia kryštálu, poklesne celková energia, nakoľko sa eliminujú rozptylové polia.
- 3.) Energia doménovej steny  $\gamma$  je vo všeobecnosti malá a preto treba vytvoriť čo najväčší počet primárnych domén aby sa znížila magnetostatická energia.

(Avšak pozor! Tak aby  $(n-1)\gamma$  nebolo väčšie ako  $\frac{1}{n} E_s$  – vid' vzťah 3.2)

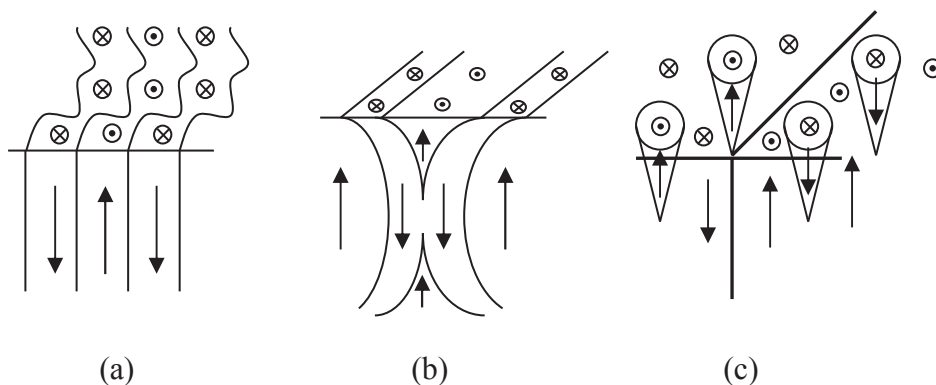
- 4.) Všetky momenty vnútri domén sú orientované paralelne. Tým sa zníži energia výmennej interakcie celého kryštálu.

Na základe horeuvedených kritérií pre tvorbu doménovej štruktúry je energeticky výhodná doménová štruktúra uvedená na obr. 3.3, ktorá je kombináciou doménovej štruktúry na obr. 3.1 a 3.2. V tomto prípade sa celý kryštál rozdelí na veľké, paralelne orientované domény (ako na obr.3.1), pričom súčasne vzniknú malé uzatváracie domény. Tým sa eliminuje vznik rozptylových a demagnetizačných polí, avšak magnetostrikčná energia narastie iba o málo.



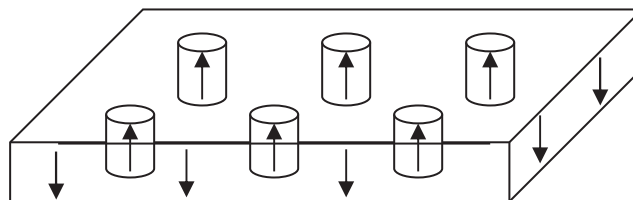
*Obr.3.3. Kombináciou veľkých paralelných domén z obr. 3.1 a malých uzatváracích domén podobných tým z obr. 3.2 vzniká energeticky najvýhodnejšia doménová štruktúra.*

Takáto štruktúra je však výhodná len pre kubické kryštály, ktoré majú viac smerov ľahkej magnetizácie. V prípade jednoosových feromagnetov (napr. kobalt), by však narástla celková energia kryštálu o magnetokryštalickú anizotropiu v uzatváracích doménach, nakoľko tu sú magnetické momenty vychýlené oproti objemovým doménam o  $90^\circ$ . Preto sa v jednoosových feromagnetoch uplatňujú iné mechanizmy na zníženie rozptylových polí. Jedným z nich sú pokrútené doménové steny (obr.3.4.a), resp, vznik uzatváracích domén klinového (obr.3.4.b) alebo ihlanového (obr.3.4.c) tvaru.



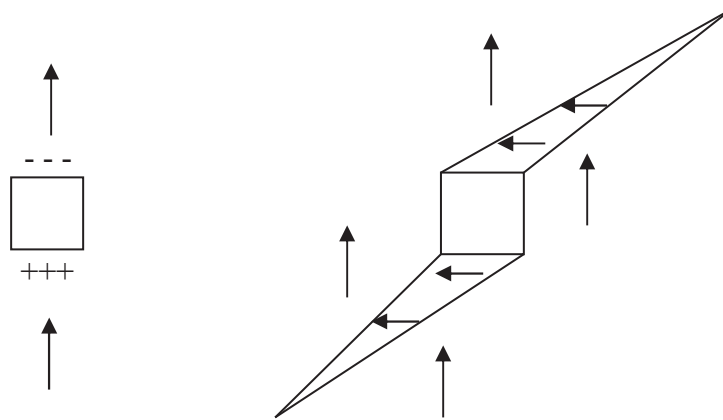
*Obr.3.4. Ďalšie spôsoby zníženia vplyvu rozptylových polí v jednoosových kryštáloch pri vzniku doménovej štruktúry s pokrútenými doménovými stenami (a), ihlovými uzatváracími doménami klinového (b), resp ihlanového (c) tvaru.*

V prípade tenkých vrstiev s jednoosou anizotropiou (kolmou na rovinu vrstvy) prejdú uvedené štruktúry do doménovej štruktúry bublinového typu (obr.3.5), ktorá bola v minulosti často využívaná na pamäťové médiá v počítačových aplikáciách.



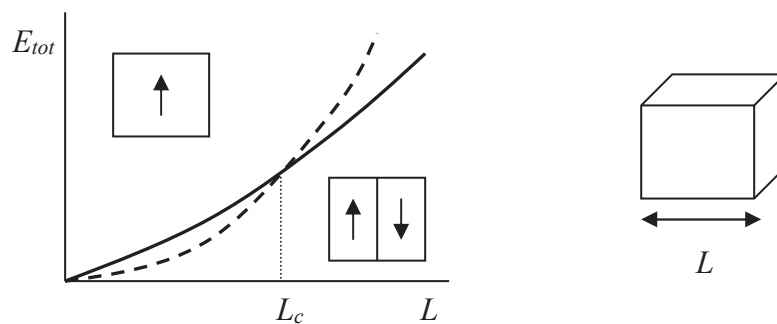
*Obr.3.5. Doménová štruktúra bublinového typu v tenkých vrstvách s jednoosou anizotropiou.*

Ďalšou komplikáciou pri tvorbe doménovej štruktúry sú nemagnetické poruchy prítomné v každom reálnom kryštále ako sú napr. nemagnetické inklúzie, hranice zŕn v polykryštáloch a pod. V ich blízkosti dochádza k tvorbe voľných magnetických pólov (obr.3.6 vľavo) a tým aj k tvorbe rozptylových polí. V ich blízkosti preto dochádza k vytváraniu tzv. ihlových domén, ktoré bránia vzniku voľných magnetických pólov (obr.3.6.vpravo).



Obr.3.6. V oblasti porúch v kryštále dochádza k vzniku voľných magnetických pólov (vľavo). Ihlové domény bránia vzniku voľných pólov a tým znižujú účinok rozptylových polí v blízkosti porúch (vpravo).

Ako bolo vyššie ukázané, vznik doménovej štruktúry je podmienený poklesom celkovej energie feromagnetika. Toto sa však udeje len vtedy ak nárast energie spôsobený vytvorením doménovej steny je menší ako pokles magnetostatickej energie v dôsledku poklesu demagnetizačných polí. Keď však rozmery kryštálu budú veľmi malé, bude pre feromagnet nevýhodné vytvárať doménovú štruktúru, nakoľko energia potrebná na jej vytvorenie bude vyššia ako pokles magnetostatickej energie. Vtedy kryštál ostáva v monodoménovom stave. Predstavme si feromagnetickú kocku o hrane  $L$  (obr.3.7.). Magnetostatická energia takého kryštálu závisí od  $L^3$ . Existuje tzv. kritický rozmer  $L_c$ , pod ktorým monodoménový kryštál má nižšiu energiu ako multidoménový.



Obr.3.7. Vzťah medzi celkovou energiou kryštálu a jeho rozmermi pre dve konfigurácie: monodoménovú (prerušovaná čiara) a multidoménovú (plná čiara).

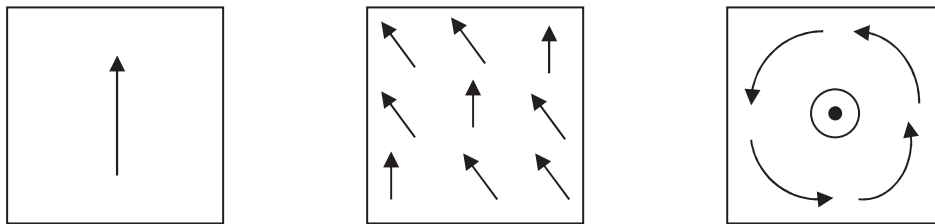
Dá sa ukázať, že tento kritický rozmer je určený energiou doménovej steny  $\gamma$  a nasýtenou magnetizáciou  $M_s$ :

$$L_c \approx \frac{1.7E_{ds}}{\pi^2 M_s^2}. \quad (3.4)$$

Z uvedeného vzťahu vyplýva viacero dôsledkov. Ako bude ukázané v nasledujúcej kapitole, šírka doménovej steny je nepriamo úmerná anizotropii materiálu. Ak teda máme materiál s veľkou anizotropiou a tým úzkou doménovou stenou, bude kritický rozmer malý ( $\sim 50$ - $100$  nm). Materiály s malou anizotropiou (širokou doménovou stenou) budú mať kritickú dĺžku rádovo rozmerov šírky doménovej steny. Na druhej strane bude kritická dĺžka ovplyvňovaná aj nasýtenou magnetizáciou  $M_s$ . Vysoká  $M_s$  má za následok malú kritickú dĺžku  $L_c$  a vice-versa.

Vzťah 3.4 bol odvodený pre kocku, ale platí rovnako dobre aj pre feromagnetny guľového tvaru (lebo majú rovnaký demagnetizačný faktor). Elipsoid rovnakých rozmerov má menší demagnetizačný faktor a preto bude aj jeho kritický rozmer menší ako v prípade kocky. Na druhej strane má dlhá a tenká feromagnetická tyč vyšší demagnetizačný faktor ako elipsoid a preto môže mať aj väčší kritický rozmer ( $\sim 1\mu\text{m}$ ).

Monodoménová kocka má relatívne vysokú magnetostatickú energiu, ktorú sa snaží znížiť rôznymi spôsobmi. Niektoré z nich sú uvedené na obr.3.8. Väčšina z nich však znižuje magnetostatickú energiu feromagnetu na úkor nárastu energie magnetokryštalickej anizotropie. Navyše, pri malých rozmeroch vstupuje významne do energetickej bilancie aj tvarová anizotropia a preto sú naznačené spôsoby iba schematické a skutočná štruktúra je komplikovanejšia.



*Obr.3.8. Dva možné spôsoby zníženia magnetostatickej energie monodoménového kryštálu (vľavo): vychýlenie magnetických momentov (v strede) vedie k tvorbe voľných pólov, ktorých vzájomná vzdialenosť je väčšia. Cirkulárna magnetizácia (vpravo) zabráni vzniku voľných pólov na hranici kocky, avšak vedie k vzniku voľných pólov v strede štvorca (ich plocha je však menšia ako v prípade vľavo).*

### ***Literatúra***

- [3.1] V. Hajko, L. Potocký, A. Zentko, „*Magnetizačné procesy*“, Alfa, Bratislava, 1980.
- [3.2] B.D. Cullity, C.D. Graham, „*Introduction to Magnetic Materials*“, John Wiley & Sons., New Jersey, 2009.
- [3.3] C.W. Chen, „*Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials*“, Dover Publ., New York, 1986.
- [3.4] S. Chikazumi, „*Physics of Ferromagnetism*“, Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [3.5] D. Jiles, „*Introduction to magnetism and Magnetic materials*“, Taylor and Francis, 1998.
- [3.6] E. du Tremolet de Lachersserie, D. Gignoux, M. Schlenker, „*Magnetism-Fundamentals*“, Springer, Boston, 2005.

## 4. Doménová stena

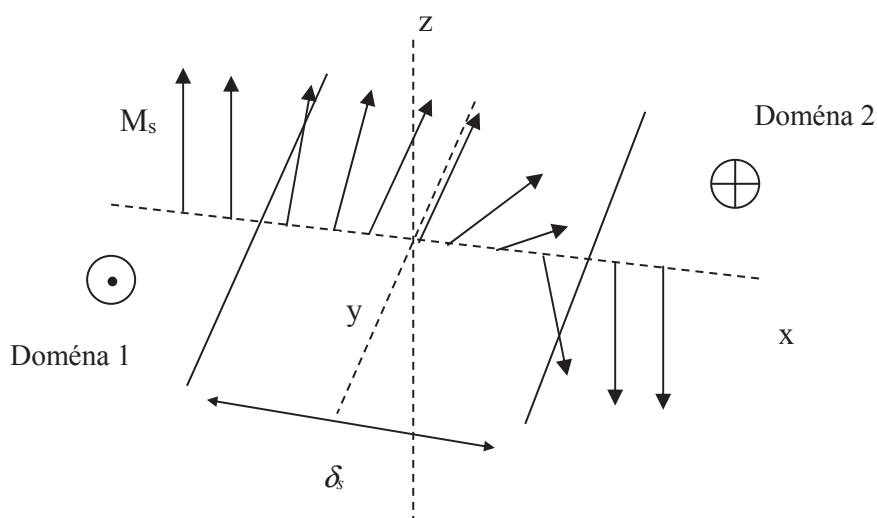
Na hranici medzi susednými doménami sa magnetizácia nemení skokom, ale spojite na určitej vzdialenosti. Táto hranica medzi dvoma doménami sa nazýva doménová stena, niekedy aj Blochova stena (Bloch bol medzi prvými, kto sa zaoberal štruktúrou doménovej steny). Niekedy sa však termín Blochova stena používa aj na určenie špeciálneho typu doménovej steny (keď všetky momenty vnútri doménovej steny ležia v rovine paralelnej s doménovou stenou), nakoľko existuje aj stena Neélova, ktorá má odlišnú štruktúru.

Dôvod, prečo sa smer magnetizácie vnútri doménovej steny mení postupne a nie skokom, spočíva vo výmennej interakcii medzi dvoma magnetickými momentmi vo feromagnetickom materiáli. Energia výmennej interakcie medzi dvoma momentmi je daná vzťahom:

$$E_{\text{vým}} = -2JS_1 \cdot S_2, \quad (4.1)$$

kde  $J$  je výmenný integrál a  $S_1$ ,  $S_2$  sú vektory dvoch susedných magnetických momentov. Výmenný integrál je kladný pre feromagnetické materiály a záporný pre antiferomagnetické a ferimagnetické materiály. Pre feromagnet je táto energia minimálna ak obidva vektory magnetických momentov majú rovnaký smer.

Predstavme si doménovú stenu medzi dvoma doménami s magnetizáciami navzájom antiparalelne orientovanými v smere  $z$  (obr.4.1). Šírka doménovej steny  $\delta$  je daná počtom atómových rovín vnútri doménovej steny. Pozdĺž šírky doménovej steny sa magnetizácia otočí o  $180^\circ$  tak, že ostáva v rovine paralelnej k rovine doménovej steny. Takáto doménová stena sa nazýva aj  $180^\circ$  Blochova doménová stena.



Obr. 4.1: Štruktúra  $180^\circ$  doménovej steny.



Celková výmenná energia doménovej steny je daná súčtom výmenných energií medzi všetkými magnetickými momentmi v jej vnútri:

$$E_{\text{vým}}^{\text{tot}} = -\sum_{i>j} 2JS^2 \cos(\varphi_{ij}) = -2JS^2 \sum_{i>j} \cos(\varphi_{ij}), \quad (4.2)$$

kde sčítavame cez všetky momenty  $i$  a všetkých susedov  $j$  a predpokladáme, že  $S=S_i=S_j$ , a  $\varphi_{ij}$  je uhol medzi magnetickými momentmi v susedných atómových rovinách. Keďže pre malé uhly  $\varphi$  platí  $\cos \varphi = (1 - 1/2 \varphi^2 + \dots)$ , celková zmena výmennej energie oproti stavu, keď v danom mieste doménová stena nebude existovať je daná:

$$\Delta E_{\text{vým}}^{\text{tot}} = JS^2 \sum_{i>j} \varphi_{ij}^2. \quad (4.3)$$

Ak ďalej predpokladáme, že zmena magnetizácie je spojitá a monotónna, celkový uhol (o ktorý sa magnetizácia vychýli pri prechode je  $\varphi_0$ ) a šírka doménovej steny je  $n$  atómových rovín, narastie výmenná energia feromagnetu pri vytvorení doménovej steny o:

$$\Delta E_{\text{vým}}^{\text{tot}} = nE_{\text{vým}}^{ij} = JS^2 \varphi_0^2 / n \quad (4.4)$$

a plošná hustota výmennej energie doménovej steny bude daná:

$$\Delta E_{\text{vým}}^{\text{tot}} = JS^2 \varphi_0^2 / na^2, \quad (4.5)$$

kde  $a$  je mriežková konštanta.

Dôsledkom rovnice 4.5 je, že výmenná energia doménovej steny je tým menšia, čím je väčší počet atómových rovín vnútri doménovej steny a teda čím je doménová stena širšia. To by ale znamenalo, že doménová stena by sa najradšej natiahla do celého objemu feromagnetu a to v skutočnosti nie je pozorované pri štúdiu doménovej štruktúry. Je to preto, že smer magnetizácie v doméne je určený smerom ľahkej magnetizácie (ten je určený anizotropiou). Na druhej strane všetky momenty vnútri doménovej steny sú vychýlené zo smeru ľahkej magnetizácie a tým narastá magnetokryštalická energia feromagnetu. Energia magnetokryštalickej anizotropie (o ktorú narastie celková energia kryštálu pri vytvorení doménovej steny) pripadajúca na jednotku plochy doménovej steny je určená (viď vzťah 2.1):

$$E_k = K_1 na. \quad (4.6)$$

Zo vzťahu 4.6 vyplýva, že čím širšia bude doménová stena, tým viac energie bude potrebné na jej vytvorenie. Celková plošná hustota energie potrebná na vytvorenie

doménovej steny  $E_{ds}$  bude teda daná súčtom výmennej energie (vzťah 4.5) a magnetokryštalickej energie (4.6):

$$E_{ds} = JS^2 \varphi_0^2 / na^2 + K_1 na . \quad (4.7)$$

Z rovnice 4.7 vyplýva, že ak je silnejšia magnetokryštalickej anizotropia, snaží sa doménová stena minimalizovať svoju energiu redukciou jej šírky. Naopak, ak prevláda výmenná interakcia nad anizotropiou, bude sa snažiť doménová stena minimalizovať svoju energiu zväčšením šírky. V rovnováhe musí byť prvá derivácia energie doménovej steny podľa počtu rovín  $n$  rovná nule:

$$\partial E_{ds} / \partial n = JS^2 \varphi_0^2 / (na)^2 + K_1 a = 0 , \quad (4.8)$$

odkiaľ získame vzťah pre počet atómových rovín vnútri doménovej steny v rovnovážnej polohe:

$$n = \sqrt{JS^2 \varphi_0^2 / K_1 a^3} , \quad (4.9)$$

a plošnú hustotu energie doménovej steny:

$$E_{ds} = \sqrt{JS^2 \varphi_0^2 K_1 / a} . \quad (4.10)$$

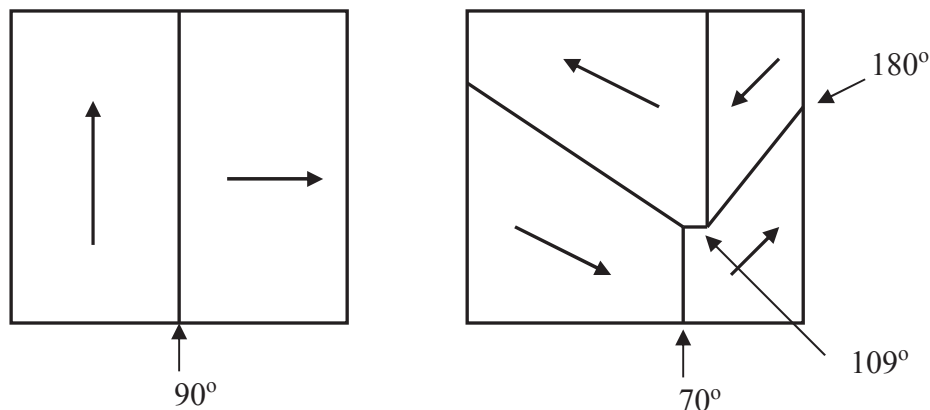
Hrúbka 180°-vej doménovej steny  $\delta_s$  z obr. 4.1 bude daná:

$$\delta_s = n.a = \sqrt{\pi^2 JS^2 / K_1 a} = \pi \sqrt{\frac{A}{K_1}} \quad (4.11)$$

kde  $A (=JS^2/a)$  je tzv. konštanta výmennej interakcie a odtiaľ získame aj plošnú hustotu energie 180°-vej doménovej steny:

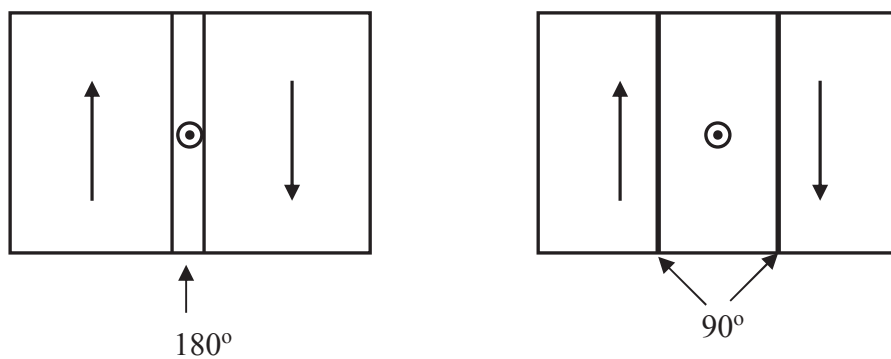
$$E_{ds}^{180^\circ} = \pi \sqrt{A.K_1} = 2\delta_s K_1 \quad (4.12)$$

180° doménová stena bude prednostne vznikať v jednoosových feromagnetoch kde existuje iba jeden smer ľahkej magnetizácie a preto bude magnetizácia v susedných doménach orientovaná vždy antiparalelne. V kubických kryštáloch však môže byť uhol medzi dvoma doménami aj 90° (obr.4.2 vľavo), alebo aj 70° a 109° (obr.4.2 vpravo). Vo všeobecnosti ale rozdeľujeme doménové steny na 180°-vé a 90°-vé, nakoľko ostatné doménové steny majú z pohľadu magnetizmu rovnaké vlastnosti ako doménové steny 90°-vé a radíme aj ich do tejto skupiny.



Obr.4.2. V kubických kryštáloch s viacerými smermi ľahkej magnetizácie existuje aj iné ako  $180^\circ$  doménové steny. Vľavo kryštál železa s  $90^\circ$  doménovou stenou. Vpravo je kryštál niklu, ktorý môže vytvoriť  $70, 109$  aj  $180^\circ$  doménové steny.

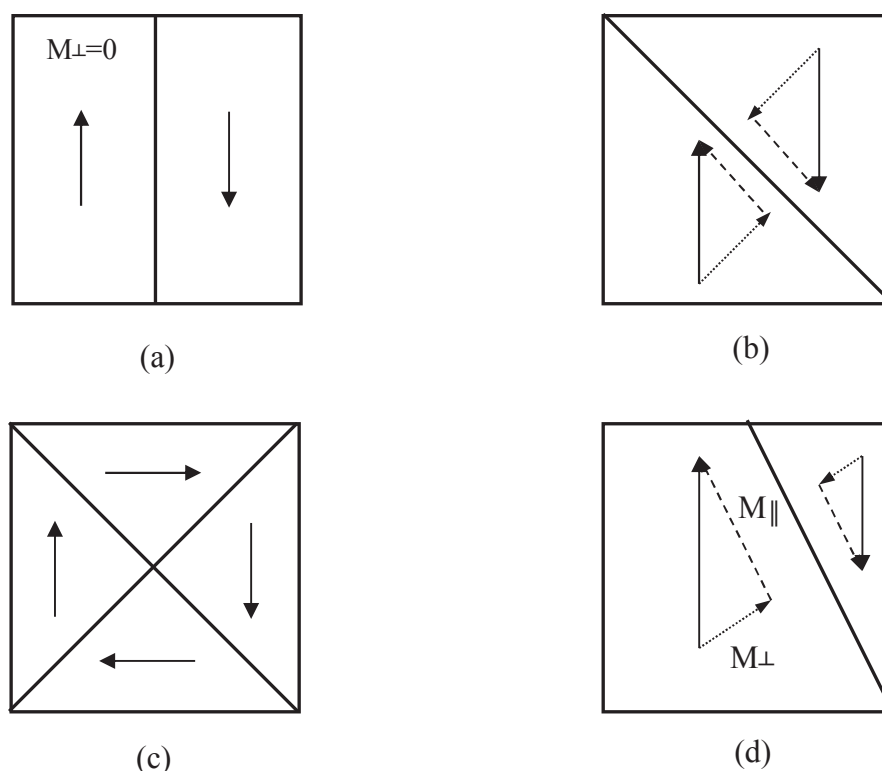
Energetická bilancia  $180^\circ$ -vej doménovej steny je však trochu zložitejšia oproti tej, ktorá bola vyššie popísaná. Čisto z magnetostatického pohľadu by bolo výhodnejšie aby sa  $180^\circ$  doménová stena rozpadla na dve  $90^\circ$  (obr.4.3). Tým by však podstatne narástla magnetostrikčná energia a pnutia vnútri materiálu a preto je táto konfigurácia nevýhodná.



Obr.4.3 Rozpadom jednej  $180^\circ$  doménovej steny na dve  $90^\circ$  síce klesne magnetostatická energia, magnetostrikčná však narastie oveľa viac.

Keďže energia doménovej steny závisí od jej plochy, bude sa doménová stena snažiť zaujať tvar rigidnej dosky, pokiaľ len jej skrútením alebo pretiahnutím nedôjde k oveľa väčšiemu poklesu inej energie (viď kapitola 3).

Hoci sa zdá, že doménová stena môže zaujať ľubovoľnú polohu v materiále, nie je to tak. Pri tvorbe doménovej štruktúry sa nesmú vnútri materiálu vytvoriť voľné magnetické póly. Preto môže doménová stena zaujímať iba také polohy, pri ktorých sa zložky magnetizácie paralelné s doménovou stenou ( $M_{\parallel}$ ) kompenzujú a zložka magnetizácie kolmá na rovinu doménovej steny ( $M_{\perp}$ ) sa buď kompenzuje, alebo spojitie prechádza z jednej domény do druhej. Obrázok 4.4 ukazuje tri možné polohy doménovej steny a jednu energeticky nevýhodnú s ohľadom na horeuvedené pravidlo. V prípade (a) kedy je feromagnet rozdelený presne na polovicu horizontálne, je zložka  $M_{\perp}$  nulová v oboch doménach a zložky  $M_{\parallel}$  sa kompenzujú ( $M_{\parallel 1} + M_{\parallel 2} = 0$ ). V prípade (b), kedy je feromagnet rozdelený na polovicu po uhlopriečke, sa obe zložky magnetizácie vyrušia ( $M_{\parallel 1} + M_{\parallel 2} = 0$  aj  $M_{\perp 1} + M_{\perp 2} = 0$ ). V prípade (c) je feromagnet rozdelený po uhlopriečkach na štyri rovnaké trojuholníkové domény. V tomto prípade sa zložky magnetizácie paralelné so stenou navzájom vyrušia ( $M_{\parallel 1} + M_{\parallel 2} + M_{\parallel 3} + M_{\parallel 4} = 0$ ) a zložky kolmé na rovinu steny spojitie cirkulujú okolo stredu kocky a nevytvárajú tak voľné magnetické póly v jej vnútri. Naproti tomu, v prípade (d) je feromagnet rozdelený nesymetricky tak, že ani jedna zložka magnetizácie sa nevykompenzuje ( $M_{\parallel 1} + M_{\parallel 2} \neq 0$  aj  $M_{\perp 1} + M_{\perp 2} \neq 0$ ). Takáto poloha doménovej steny vedie k vytváraniu nevykompenzovaných magnetických pólov a je preto energeticky nevýhodná.



Obr. 4.4. Štyri typy doménovej štruktúry v kryštále železa. Prípady (a,b,c) nevytvárajú nevykompenzované magnetické póly vnútri feromagnetu. Prípád (d) takéto póly vytvára a preto je energeticky nevýhodný.

Vráťme sa ešte na chvíľu k Blochovej doménovej stene. Majme feromagnet, rozdelený Blochovou doménovou stenou na dve domény (obr.4.5). Magnetické momenty v jej strede vytvárajú na povrchu feromagnetu voľné magnetické póly, ktoré sú zdrojom demagnetizačného poľa vnútri doménovej steny. To zvyšuje celkovú energiu magnetu. Tvar doménovej steny môžeme približne popísať nekonečne dlhým valcom s podstavou v tvare elipsy s osami  $a$  a  $b$ . Demagnetizačný faktor v smere výšky valca je nulový a pre demagnetizačné faktory v smere osí  $a$  a  $b$  platí (viď vzťah 2.14):

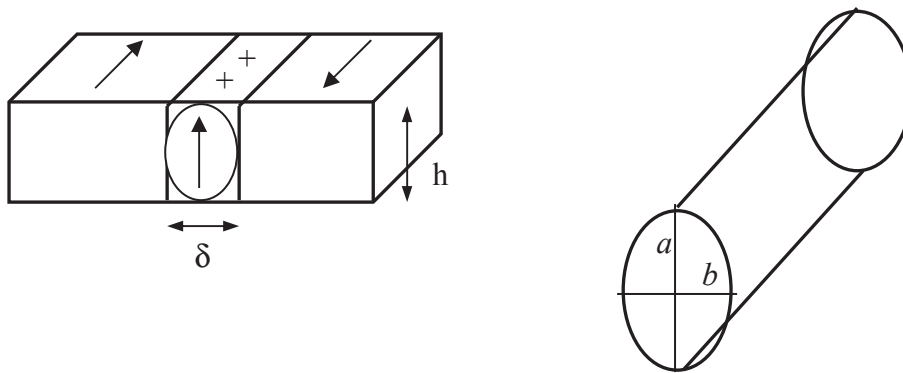
$$N_b = 1 - N_a \quad (4.13)$$

a

$$N_a = \frac{b}{a+b}; \quad N_b = \frac{a}{a+b} . \quad (4.14)$$

Hustota energie tvarovej anizotropie Blochovej doménovej steny, pripadajúca na jednotkový objem, teda bude (vzťah 2.21):

$$E_{tv} = \frac{1}{2} \mu_0 N_h M^2 = \frac{1}{2} \mu_0 (\delta / (h + \delta)) M^2. \quad (4.15)$$

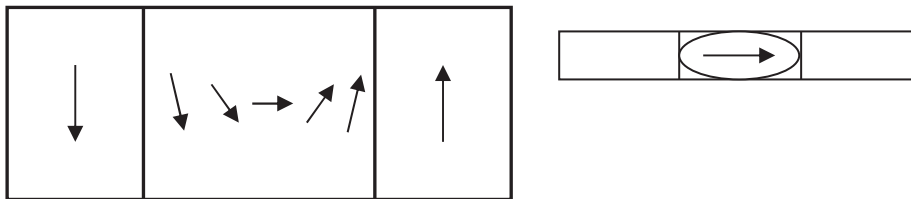


*Obr.4.5. Blochova doménová stena vytvára na povrchu nevykompenzované magnetické póly, ktoré sú zdrojom demagnetizačného poľa. Blochovu stenu si môžeme predstaviť aj ako nekonečne dlhý valec s podstavou v tvare elipsoidu.*

Ako vyplýva zo vzťahu 4.15, energia tvarovej anizotropie bude narastať s klesajúcou hrúbkou feromagnetu až do takej miery, že pre veľmi tenké vrstvy bude Blochova doménová stena energeticky veľmi náročná. Vtedy bude výhodnejšie zmeniť štruktúru doménovej steny na typ zvaný Néelova

doménová stena. Tá sa líši od Blochovej tým, že magnetické momenty sa nevychýľujú z roviny tenkej vrstvy (obr.4.6 vľavo). Neélová doménová stena vytvára nevykompenzované magnetické póly a tým aj demagnetizačné pole v rovine tenkej vrstvy (obr. 4.6 vpravo). Neélove steny môžeme tiež popísať (podobne ak Blochovu) nekonečne dlhým valcom s podstavou v tvare elipsy. Teraz, ale bude hustota energia tvarovej anizotropie Neélovej doménovej steny, pripadajúca na jednotkový objem, daná:

$$E_{tv} = \frac{1}{2} \mu_0 (h / (h + \delta)) M^2. \quad (4.16)$$



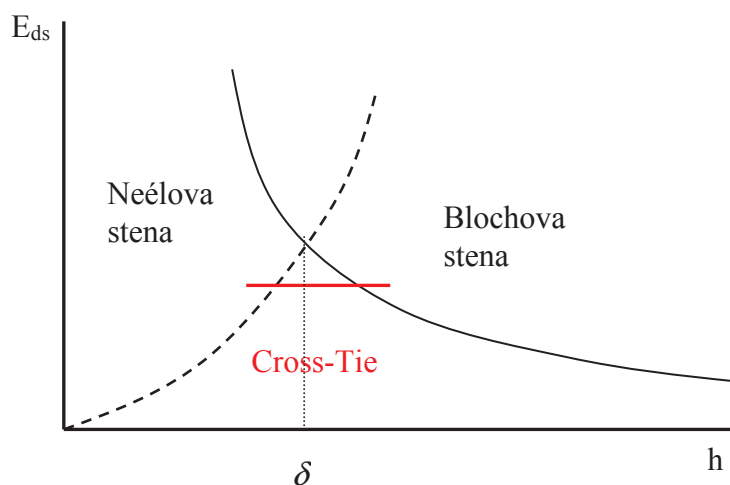
Obr.4.6 Neélova doménová stena obsahuje magnetické momenty ležiace v rovine tenkej vrstvy. Vľavo pohľad zhora na Neélovu doménovú stenu. Vpravo: Neélová doménová stena vytvára nevykompenzované magnetické póly v rovine tenkej vrstvy.

Porovnaním oboch vzťahov (4.15 a 4.16) získame vzťah medzi tvarovou energiou Blochovej a Neélovej doménovej steny:

$$\frac{E_{Neél}}{E_{Bloch}} = \frac{h}{\delta}. \quad (4.17)$$

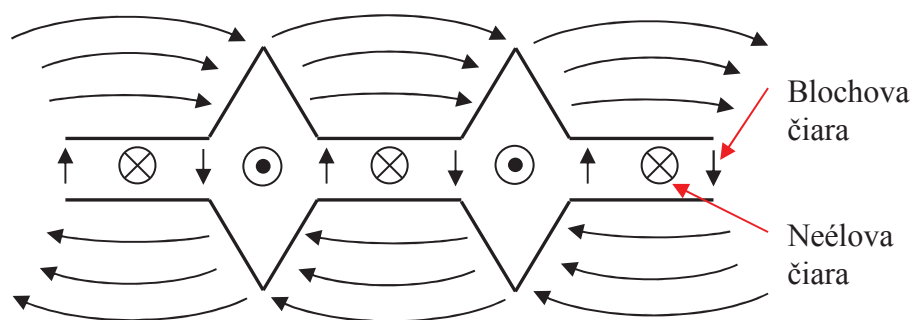
Odtiaľ vyplýva, že zmena typu doménovej steny z Blochovej na Neélovu nastáva keď hrúbka materiálu bude porovnateľná so šírkou doménovej steny.

Schematická závislosť energie doménovej steny od hrúbky tenkej vrstvy je ukázaná na obr.4.7. Pre vrstvy tenšie ako je šírka doménovej steny je výhodnejšia Neélova stena a pre hrubšie vrstvy zase Blochova. Aby to nebolo také jednoduché, objavuje sa ešte ďalší typ doménovej steny v oblasti (obr.4.7), kde sú energie oboch typov (Neélovej aj Blochovej) stien podobné. Ten je ale akousi kombináciou Neélovej a Blochovej steny. Volá sa stena typu „ostnatý drôt“ – v angličtine „Cross-Tie“ (obr.4.8). Táto stena pozostáva zo segmentov, v ktorých sa striedavo nachádza Blochova a Neélova stena. Medzi dvoma segmentami Blochovej steny sa nachádza segment Neélovej steny a vice-versa. Tento segment sa nazýva aj Blochova čiara. Je to akoby Blochova stena vnútri Blochovej steny, nakoľko pozdĺž Blochovej čiary dochádza k rotácii magnetizácie medzi dvoma Blochovými stenami s opačnou rotáciou magnetických momentov. Podobne, segment Blochovej steny medzi dvoma Neélovými doménovými stenami sa nazýva Neélova čiara.



Obr.4.7. Závislosť energie doménovej steny od hrúbky tenkej vrstvy pre Néelovu (čiarkovaná) a pre Blochovu (plná). Obe sa pretínajú v bode, kde hrúbka vrstvy korešponduje so šírkou doménovej steny.

Blochove čiary sa vyskytujú aj v objemových magnetikách. Súvisí to s tvorbou doménových stien, ktoré nevznikajú naraz, ale po segmentoch. Tieto sa neskôr spájajú do veľkých doménových stien. Keďže oba smery rotácie magnetizácie (pravotočivý aj ľavotočivý) sú energeticky ekvivalentné, jednotlivé segmenty Blochových stien majú rôznu smer rotácie. Pri ich spojení dôjde následne k vytvoreniu Blochovej čiary, ktorá sa vnútri doménovej steny správa ako takisto ako makroskopická Blochova stena vo feromagnete (t.j. dokáže sa pohybovať vnútri Blochovej steny za účelom poklesu celkovej energie doménovej steny).

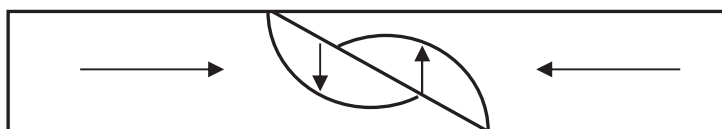


Obr.4.8. Doménová stena typu „ostnatý drôt“ (Cross-Tie) je zmesou Blochových a Néelových čiar.

V tenkých magnetických drôtoch bol objavený ďalší typ doménovej steny – tzv. „vír“ (z anglického „vortex“). Tenké drôty sa vyznačujú silnou tvarovou anizotropiou s jediným smerom ľahkej magnetizácie totožným s osou drôtu. Keďže v prípade drôtov klesá nielen hrúbka, ale aj šírka, sú oba typy predchádzajúcich doménových stien energeticky nevýhodné, nakoľko produkujú voľné magnetické póly na povrchu. Na druhej strane takáto stena obsahuje veľa magnetických momentov vychýlených zo smeru ľahkej magnetizácie. Preto sa objavuje iba v „hrubších“ drôtoch. Teoreticky bolo ukázané, že takáto stena je výhodná pre drôty, pre ktorých šírku  $s$  a hrúbku  $h$  platí:

$$s \cdot h > 60 L_{\text{vým}}^2 \quad (4.18)$$

kde  $L_{\text{vým}}$  je tzv. výmenná dĺžka ( $\sim 5\text{nm}$  pre permaloyové drôty).



Obr.4.9. V tenkých drôtoch sa objavuje ďalší typ doménovej steny typu „vír“.

### Literatúra

- [4.1] V. Hajko, L. Potocký, A. Zentko, „Magnetizačné procesy“, Alfa, Bratislava, 1980.
- [4.2] B.D. Cullity, C.D. Graham, „Introduction to Magnetic Materials“, John Wiley & Sons., New Jersey, 2009.
- [4.3] C.W. Chen, „Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials“, Dover Publ., New York, 1986.
- [4.4] S. Chikazumi, „Physics of Ferromagnetism“, Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [4.5] D. Jiles, „Introduction to magnetism and Magnetic materials“, Taylor and Francis, 1998.
- [4.6] E. du Tremolet de Lachersserie, D. Gignoux, M. Schlenker, „Magnetism-Fundamentals“, Springer, Boston, 2005.



## 5. Statika doménovej steny – jej potenciál, kritické pole

Ak vložíme feromagnet do vonkajšieho magnetického poľa, vzrastie jeho energia  $E$ . V súlade s prvým termodynamickým zákonom platí:

$$dE = dQ_t - dW, \quad (5.1)$$

kde  $dQ_t$  je absorbované teplo a  $dW$  je práca vykonaná feromagnetom. Vo všeobecnosti:

$$dW = \sum Q_i dQ_e, \quad (5.2)$$

kde  $Q_i$  je intenzívna veličina (pri vzájomnom kontakte dvoch sústav sa nemení, napr. sila, tlak, magnetické pole a pod.) a  $Q_e$  je extenzívna veličina (jej hodnota sa pri vzájomnom kontakte dvoch sústav sčítava – rozmery, objem, magnetizácia a pod.). Práca vykonaná pri premagnetovaní materiálu je daná:

$$dW = pdV - \mu_0 HdM, \quad (5.3)$$

kde záporné znamienko znamená prácu vykonanú na feromagnete vonkajším magnetickým poľom. Voľná energia  $F$  magnetického systému bude daná vzťahom:

$$F = E - TS_e, \quad (5.4)$$

kde  $T$  je teplota a  $S_e$  je entropia systému. Pre vratné procesy bude zmena energie definovaná:

$$dF = -dW - S_e dT, \quad (5.5)$$

nakoľko  $dQ_t = TdS$ . Nakoniec získame vzťah pre voľnú energiu:

$$dF = -pdV + \mu_0 HdM - S_e dT. \quad (5.6)$$

V súlade so vzťahom 5.6, je zmena voľnej energie  $dF$  pri konštantnej teplote  $T$  daná jednak mechanickou, ako aj magnetickou prácou. Objemová zmena je dôsledkom magnetostrikčných javov a je tak malá, že ju môžeme vo väčšine prípadov zanedbať. Preto je zmena voľnej energie vo feromagnete takmer výlučne výsledkom magnetickej práce vykonanej počas premagnetizácie:

$$dF = \mu_0 HdM. \quad (5.7)$$

Zmena voľnej energie je kladná, pretože vonkajšie magnetické pole koná prácu pri vychyľovaní magnetických momentov. Preto voľná energia feromagnetu vždy narastá, ak je vložený do vonkajšieho magnetického poľa.

Rovnovážna konfigurácia doménovej štruktúry feromagnetu bude daná minimom jeho celkovej energie  $E$ , kedy platí, že jej prvá derivácia sa rovná nule:

$$dE = 0. \quad (5.8)$$

Celková energia feromagnetu pozostáva z rôznych príspevkov (magnetokryštalický, magnetostrikčný, magnetoelastický, energia tvarovej anizotropie, potenciálna energia a pod.). Takže musí platiť:

$$dE = d(E_k + E_\lambda + E_\sigma + E_{iv} + E_p + \dots) = 0. \quad (5.9)$$

Vplyvom vonkajšieho poľa narastá hlavne potenciálna energia feromagnetu, zatiaľ čo ostatné druhy energie sa menia málo. Preto môžeme písať:

$$dE = dE_p. \quad (5.10)$$

Pri konštantnom vonkajšom magnetickom poli  $H$  bude zmena potenciálnej energie feromagnetu daná (viď vzťah 2.22):

$$dE_p = d(-\mu_0 H M \cos \phi). \quad (5.11)$$

Predstavme si teraz feromagnet rozdelený na domény (obr.5.1). Výsledná magnetizácia v smere vonkajšieho magnetického poľa  $H$  bude daná súčtom:

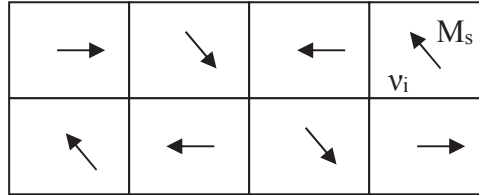
$$M = \sum_i M_s v_i \cos \phi_i, \quad (5.12)$$

kde  $v_i$  je relatívny objem  $i$ -tej domény,  $\phi_i$  je uhol medzi vonkajším magnetickým poľom a magnetizáciou  $M_s$  v  $i$ -tej doméne. Zmena potenciálnej energie  $dE_p$  pri konštantnom magnetickom poli bude určená:

$$dE_p = -\mu_0 H \sum_i (dM_s v_i \cos \phi_i + M_s dv_i \cos \phi_i + M_s v_i \sin \phi_i d\phi_i). \quad (5.13)$$

Tri členy v sume vo vzťahu 5.13 predstavujú tri možné magnetizačné procesy:

1. Prvý člen obsahujúci  $dM_s$ , predstavuje zmenu nasýtenej magnetizácie (tzv. paraproces), ktorá sa objavuje vo veľmi vysokých poliach, ktoré dokážu kompenzovať tepelné fluktuácie magnetických momentov, vplyv anizotropie a pod.
2. Druhý člen, obsahujúci  $dv_i$ , predstavuje zmenu objemu jednotlivých domén, ktorá sa deje posunom doménových stien.
3. Posledný člen, obsahujúci  $d\phi_i$ , predstavuje rotáciu magnetických momentov vnútri domén. Objavuje sa pri vyšších magnetických poliach (zväčša keď už doménové steny neexistujú), alebo pri jednodoménových feromagnetoch.



Obr. 5.1: Schématická doménová štruktúra feromagnetu.

Prvý z horeuvedených procesov (paraproces) je vždy vratný, zatiaľ čo ďalšie dva (pohyb doménových stien a rotácia magnetizácie) môžu byť buď vratné, alebo nevratné. V ďalšom sa zameriame hlavne na pohyb doménových stien. Tento proces je pri malých aplikovaných poliach energeticky výhodnejší ako rotácia vektora magnetizácie, nakoľko pri rotácii narastá výrazne energia magnetokryštalickej (ako aj iných) anizotropie. Na druhej strane sa posunom doménovej steny nemení počet magnetických momentov, ktoré sú vychýlené zo smeru ľahkej magnetizácie, zatiaľ čo významne klesá potenciálna energia feromagnetu. Teraz si popíšeme podmienky pre rovnovážnu polohu doménovej steny ako aj energiu potrebnú na jej vychýlenie z tejto rovnovážnej polohy.

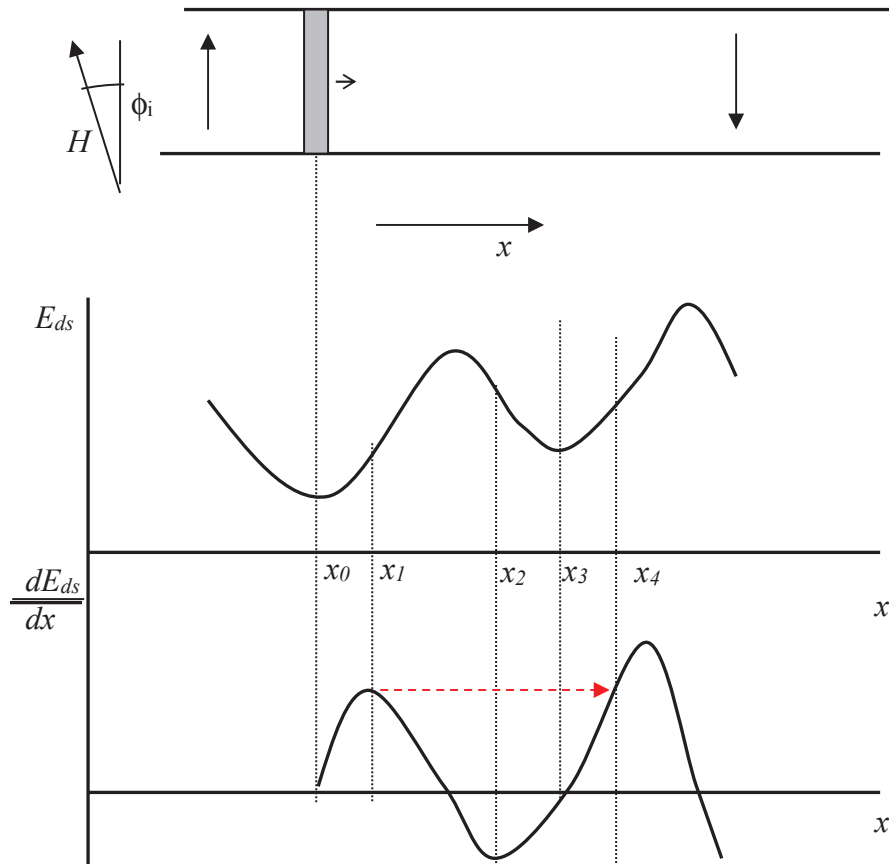
Predpokladajme pre jednoduchosť rovinnú  $180^\circ$  doménovú stenu rovnobežnú s rovinou  $yz$ , ktorá sa nachádza v mieste  $x_0$ . Energia doménovej steny je zložitou funkciou jej polohy (obr. 5.2), nakoľko reálny feromagnet obsahuje množstvo defektov (nemagnetických inklúzií, voľných objemov, vnútorných pnutí a pod.), v ktorých je smer ľahkej magnetizácie narušený a preto je tu energeticky výhodnejšie umiestniť doménovú stenu. Vo všeobecnosti je doménová štruktúra materiálu daná anizotropiami (uvedenými v kapitole 2), avšak konkrétna poloha doménových stien bude daná horeuvedenými defektmi. Celková zmena energie feromagnetu v prítomnosti vonkajšieho magnetického poľa  $H$  bude daná súčtom energie doménovej steny  $E_{ds}$  v danom mieste a potenciálnou energiou feromagnetu:

$$dE = dE_{ds} - 2\mu_0 H M_s dx \cos \phi, \quad (5.14)$$

kde  $S_d$  je plocha doménovej steny a magnetizácia sa posunom doménovej steny zmení o  $2M_s$  ( $M_s - (-M_s)$ ). Poloha doménovej steny v rovnovážnej konfigurácii bude daná nulovou prvou deriváciou energie feromagnetu (vzťah 5.8), odkiaľ získame:

$$\frac{dE}{dx} = 0 = \frac{dE_{ds}}{dx} - 2\mu_0 H M_s S_d \cos \phi \quad (5.15)$$

odkiaľ vyplýva, že:



Obr.5.2. Pohyb doménovej steny pod vplyvom vonkajšieho magnetického poľa  $H$  (hore). Závislosť energie doménovej steny  $E_{ds}$  od jej polohy  $x$  (v strede). Závislosť gradientu energie doménovej steny  $dE_{ds}/dx$  od jej polohy  $x$  (dole).

$$\frac{dE_{ds}}{dx} = 2\mu_0 H M_s S_d \cos\phi. \quad (5.16)$$

Gradient energie doménovej steny v závislosti od jej polohy  $dE_{ds}/dx$  je daný sklonom závislosti energie doménovej steny  $E_{ds}$  v danom mieste. Nazýva sa tiež spätný tlak pôsobiaci na doménovú stenu. Jeho názov poukazuje na fakt, že aj keď je doménová stena tlačaná vonkajším magnetickým poľom von zo svojej polohy  $x_0$ , spätný tlak ju udržuje v akejsi rovnovážnej polohe, danej sklonom energie doménovej steny v závislosti od jej polohy. V rovnováhe je aplikované magnetické pole rovné spätnému tlaku. Čím je pole väčšie, tým viac sa vychýli doménová stena a tým väčší je spätný tlak, ktorý tlačí doménovú stenu späť do polohy  $x_0$ . Pri istej hodnote magnetického poľa dosiahne doménová stena polohu  $x_1$ , v ktorej je spätný tlak maximálny. Ďalšie zvýšenie magnetického poľa spôsobí skok doménovej steny do polohy  $x_4$ , v ktorej je spätný tlak rovnaký ako v polohe  $x_1$ . Pri vypnutí poľa sa doménová stena nevráti do polohy  $x_0$ , ale do polohy  $x_3$ , v ktorej je tiež spätný tlak

nulový (ako v polohe  $x_0$ ). Na to, aby sa doménová stena vrátila do polohy  $x_0$  treba aplikovať magnetické pole opačného smeru a veľkosti rovnej spätnému tlaku v polohe  $x_2$  (kde je záporný a maximálny).

Pre malé výchylky doménovej steny môžeme zaviesť aproximáciu:

$$\frac{dE_{ds}}{dx} = x \left[ \frac{d^2 E_{ds}}{dx^2} \right]_{x \rightarrow 0}. \quad (5.17)$$

Dosadením 5.17 do vzťahu 5.16 získame závislosť výchylky doménovej steny  $x$  od aplikovaného magnetického poľa  $H$ :

$$x = \frac{2\mu_0 H M_s S_d \cos \phi}{\frac{d^2 E_{ds}}{dx^2}}. \quad (5.18)$$

Zmena magnetizácie pri posune doménovej steny o  $x$  sa dá vypočítať ako:

$$\Delta M = 2M_s S_d x \cos \phi, \quad (5.19)$$

kde po dosadení vzťahov 5.18 do 5.19 dospejeme k:

$$\Delta M = \frac{4\mu_0 H M_s^2 S_d^2 \cos^2 \phi}{\frac{d^2 E_{ds}}{dx^2}}. \quad (5.20)$$

Z definície magnetickej susceptibility  $\chi$  potom vyplýva:

$$\chi = \frac{\Delta M}{\Delta H} = \frac{4\mu_0 M_s^2 S_d^2 \cos^2 \phi}{\frac{d^2 E_{ds}}{dx^2}}. \quad (5.21)$$

Vidíme, že magnetická susceptibilita  $\chi$  je pre malé výchylky doménovej steny (malé aplikované polia) určená krivosťou dna potenciálovej jamy doménovej steny. Navyše ak budeme predpokladať, že dno potenciálovej jamy má parabolický tvar (čo je celkom dobrá aproximácia- ako vyplýva z meraní):

$$E_{ds} = 1/2 \alpha_d x^2, \quad (5.22)$$

kde  $\alpha$  udáva krivosť dna potenciálovej jamy, bude susceptibilita meraná v malých poliach (označovaná aj počiatočná susceptibilita  $\chi_i$ ) konštantná a bude sa dať

priamo vypočítať krivosť dna potenciálovej jamy  $\alpha_d$  (za predpokladu, že poznáme ostatné materiálové parametre vo vzťahu 5.21):

$$\chi_i = \frac{4\mu_0 M_s^2 S_d^2 \cos^2 \phi}{\alpha_d}. \quad (5.23)$$

Pre polykryštalické materiály navyše platí, že  $\langle \cos^2 \phi \rangle = 1/3$  odkiaľ získame zjednodušený vzťah pre výpočet počiatocnej susceptibility v polykryštalických materiáloch:

$$\chi_i = \frac{4\mu_0 M_s^2 S_d^2}{3\alpha_d}. \quad (5.24)$$

Ďalším parametrom, ktorý charakterizuje potenciál doménovej steny je kritické pole  $H_{cr}$ . Voľná energia doménovej steny bude daná (v súlade so vzťahom 5.14):

$$F = E_{ds} - 2\mu_0 H M_s S_d x \cos \phi, \quad (5.25)$$

Bez prítomnosti vonkajšieho magnetického poľa bude voľná energia doménovej steny daná iba jej potenciálom (energiou) v danom mieste. Doménová stena sa preto bude nachádzať na dne potenciálovej jamy pretože tam má minimum voľnej energie (obr. 5.3). Aplikovaním vonkajšieho magnetického poľa  $H_1$  dochádza (v súlade so vzťahom 5.25) k zmene voľnej energie a energetické minimum sa posúva doprava. Aplikovaním magnetického poľa  $H_2 > H_1$  sa lokálne minimum posúva ešte viac doprava. Aj keď existuje energeticky výhodnejšia poloha doménovej steny (úplne vpravo, kde je voľná energia doménovej steny nižšia ako v lokálnom minime), stále tu existuje energetická bariéra, ktorá nedovolí doménovej stene dosiahnuť globálne minimum. Až keď vonkajšie magnetické pole dosiahne kritickú hodnotu  $H_{cr}$ , zaniká energetická bariéra a doménová stena sa presunie do energeticky výhodnejšej polohy. Hodnota kritického poľa  $H_{cr}$  sa dá jednoducho určiť zo vzťahu 5.16 odkiaľ vyplýva:

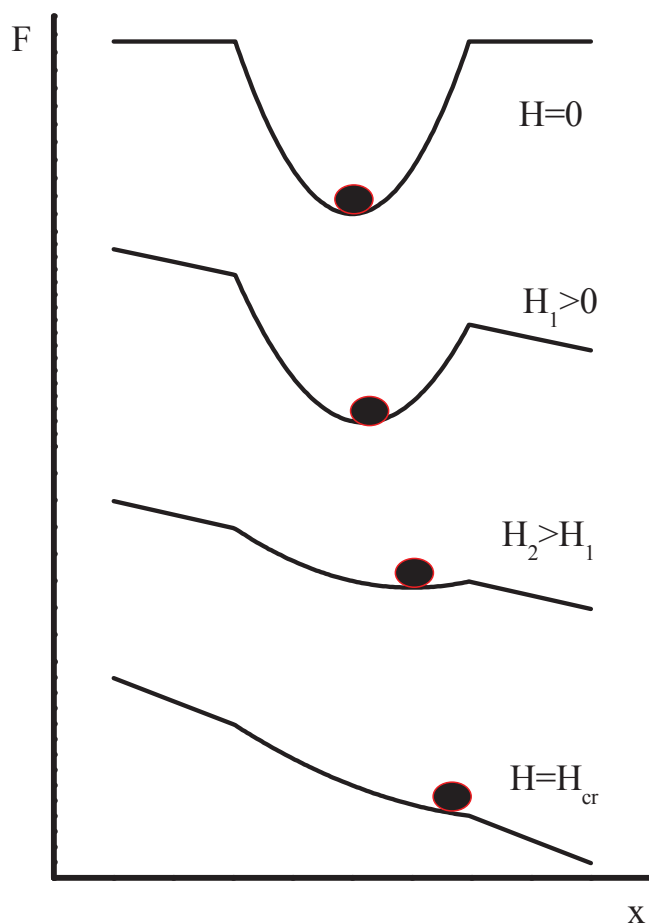
$$H = \frac{1}{2\mu_0 M_s S_d \cos \phi} \frac{dE_{ds}}{dx}. \quad (5.26)$$

Kritické pole bude dané maximálnou hodnotou derivácie energie doménovej steny:

$$H_{cr} = \frac{1}{2\mu_0 M_s S_d \cos \phi} \left. \frac{dE_{ds}}{dx} \right|_{\max}. \quad (5.27)$$

Zo vzťahu 5.27 vyplýva, že kritické pole bude určené nie hĺbkou potenciálu doménovej steny, ale jeho gradientom. Ak predpokladáme parabolický tvar

potenciálu doménovej steny (viď vzťah 5.22), zjednoduší sa nám vzťah 5.27 na tvar:



Obr.5.3 Závisosť voľnej energie doménovej steny  $F$  od jej polohy  $x$  pre rôzne aplikované polia  $H$ .

$$H_{cr} = \frac{\alpha_d x_{cr}}{2\mu_0 M_s S_d \cos \phi}, \quad (5.28)$$

kde  $x_{cr}$  je kritická výchylka doménovej steny, kedy už prekoná energetickú bariéru a opustí lokálne minimum.

Ak teda poznáme počiatočnú susceptibilitu  $\chi_i$  (ktorá udáva krivosť dna potenciálovej jamy) a kritické pole  $H_{cr}$  (ktoré udáva maximálnu výchylku doménovej steny a teda určuje hranice lokálneho minima jej potenciálu) máme veľmi dobre definovaný potenciál doménovej steny v danom mieste. Navyše, kombináciou vzťahov 5.23 a 5.28 zistíme:

$$\chi_i H_{cr} = 2\mu_0 M_s S_d x_{cr} \cos \phi, \quad (5.29)$$

že ich súčin je rovný konštante, ktorá pozostáva iba z materiálových konštánt. Tento vzťah bol potvrdený experimentálne pre rôzne feromagnetické materiály.

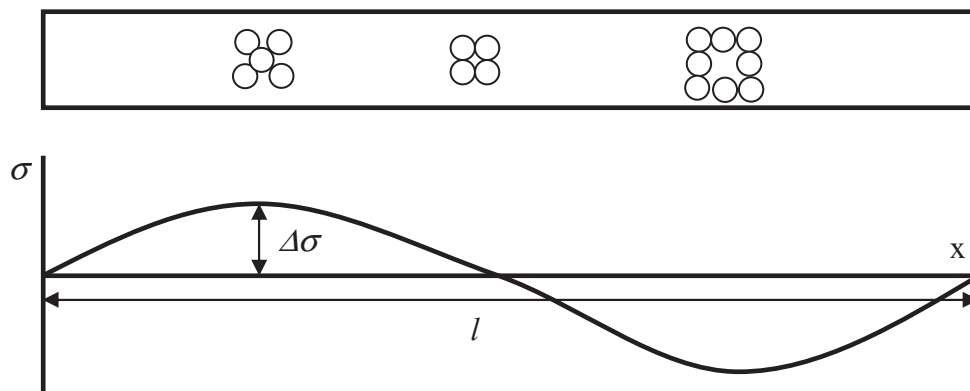
K tomu, aby sme poznali počiatočnú susceptibilitu a kritické pole však potrebujeme poznať koeficient  $\alpha$ . Jeho fyzikálny pôvod sa pokúša vysvetliť niekoľko teórií. Jedna z nich je založená na vnútorných pnutiach.

### 5.1 Teória vnútorných pnutí.

Predstavme si feromagnetický materiál, v ktorom sa (v dôsledku prípravy, následného spracovania a pod.) naindukovali mechanické pnutia  $\sigma$ . Predpokladajme pre jednoduchosť, že tieto pnutia majú pozdĺž materiálu harmonický (kosínusový) priebeh (obr.5.4):

$$\sigma = \Delta\sigma \cos 2\pi(x/l), \quad (5.30)$$

kde  $\Delta\sigma$  je amplitúda pnutí a  $l$  je ich vlnová dĺžka. Predstaviť si to môžeme ako kryštalický feromagnet s poruchami. V uzle sa nenachádzajú žiadne poruchy a pnutie je nulové. V maxime sa nachádza intersticiálny atóm, ktorý spôsobí nárast vnútorných pnutí. V minime chýba atóm, čo má za následok záporné pnutie.



Obr.5.4. Schématický náčrt harmonických mechanických pnutí  $\sigma$  vo feromagnetiku.

Efektívna anizotropia  $K_{eff}$  takého feromagnetu bude daná súčtom magnetokryštalickej a magnetoelastickej anizotropie:

$$K_{eff} = K_1 - (3/2)\lambda_0 \Delta\sigma \cos 2\pi(x/l). \quad (5.31)$$

Energia doménovej steny bude teda daná (podľa vzťahu 4.10):



$$E_{ds} = 2[(\pi^2 JS^2/a)K_{eff}]^{1/2}. \quad (5.32)$$

Magnetokryštalická anizotropia je silnejšia ako magnetoelastická a preto môžeme uvažovať  $K_1 \gg \lambda_0 \sigma$ . Predpokladajme veľké vlnové dĺžky mechanického pnutia  $l$  (potom môžeme aproximovať:  $\cos z = 1 - z^2/2 + z^4/4 - \dots$ ). Ďalej platí pre malé  $z$ :  $(1-z)^{1/2} = 1 - 1/2z$ . Energia doménovej steny bude nakoniec daná:

$$\begin{aligned} E_{ds} &= 2\pi S \left( \frac{JK_1}{a} \right)^{1/2} \left[ 1 - \frac{3\lambda_0 \Delta \sigma}{4K_1} \cos 2\pi \frac{x}{l} + \dots \right] = \\ &= 2\pi S \left( \frac{JK_1}{a} \right)^{1/2} \left[ 1 - \frac{3\lambda_0 \Delta \sigma}{4K_1} \left( 1 - \frac{2\pi^2 x^2}{l^2} + \dots \right) + \dots \right]. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Keďže  $\alpha_d = d^2 E_{ds} / dx^2$ , môžeme vyjadriť:

$$\alpha_d = 6\pi^3 S (J/K_1 a) (\lambda_0 \Delta \sigma / l^2). \quad (5.34)$$

Alebo vyjadrenie cez hrúbku doménovej steny  $\delta_s$  (viď vzťah 4.11):

$$\alpha_d = 6\pi^2 (\lambda_0 \Delta \sigma \delta_s / l^2). \quad (5.35)$$

Použitím vzťahu 5.24 môžeme vyjadriť počiatočnú susceptibilitu  $\chi_i$  feromagnetu v dôsledku vnútorných pnutí:

$$\chi_i = \frac{2\mu_0 S M_s^2 l^2}{9\pi^2 \lambda_s \Delta \sigma \delta_s}. \quad (5.36)$$

Odtiaľ vyplýva, že počiatočná susceptibilita feromagnetu je priamo úmerná vlnovej dĺžke  $l$  vnútorných mechanických pnutí a nepriamo úmerná ich amplitúde  $\Delta \sigma$  a magnetostrikcii materiálu.

Podobne odvodíme aj kritické pole doménovej steny v dôsledku harmonických vnútorných pnutí. Tieto môžeme vyjadriť podobne ako vo vzťahu 5.30, avšak pre jednoduchšie počítanie si ich vyjadríme pomocou funkcie  $\sin(x)$ :

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta \sigma \sin 2\pi(x/l), \quad (5.37)$$

Spätný tlak pôsobiaci na doménovú stenu bude daný (zo vzťahu 5.33):

$$\frac{dE_{ds}}{dx} = \frac{3}{2} \lambda_s \left( \frac{\pi^2 A}{K_1 + c \lambda_s \sigma} \right)^{1/2} \frac{d\sigma}{dx}. \quad (5.38)$$

Ak predpokladáme, že vlnová dĺžka vnútorných pnutí je oveľa väčšia ako je šírka doménovej steny ( $l \gg \delta_s$ ), budú vnútorné pnutia vnútri doménovej steny takmer konštantné ( môžeme písať  $\Delta\sigma = \text{konšt}$ ). Potom platí:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{2\pi}{l} \Delta\sigma \cos\left(\frac{2\pi x}{l}\right), \quad (5.39)$$

a spätný tlak je daný:

$$\frac{dE_{ds}}{dx} = \frac{3\pi\lambda_s\Delta\sigma}{l} \left(\frac{\pi^2 A}{K_1 + c\lambda_s\sigma}\right)^{1/2} \cos\frac{2\pi x}{l}, \quad (5.40)$$

čím nakoniec získame maximálny spätný tlak pôsobiaci na doménovú stenu v dôsledku vnútorných pnutí:

$$\left(\frac{dE_{ds}}{dx}\right)_{\max} = \frac{3\pi\lambda_s\Delta\sigma}{l} \left(\frac{\pi^2 A}{K_1 + c\lambda_s\sigma}\right)^{1/2}, \quad (5.41)$$

kde sme využili  $(2\pi x/l)_{\max} = 2\pi, 4\pi, \dots$  a preto  $\cos(2\pi x/l) = 1$ .

V prípade materiálov s veľkou magnetokryštalickou anizotropiou ( $K_1 \gg c\lambda_s\sigma$ ), môžeme ďalej aproximovať  $[\pi^2 A / (K_1 + (3/2)\lambda_s\sigma)]^{1/2} \sim [\pi^2 A / (K_1)]^{1/2} = \delta_s$ . V takom prípade bude kritické pole  $H_{cr}$  dané (vid' vzťah 5.27):

$$H_{cr} \approx \frac{c\pi\lambda_s\Delta\sigma}{\mu_0 M_s} \frac{\delta_s}{l}. \quad (5.42)$$

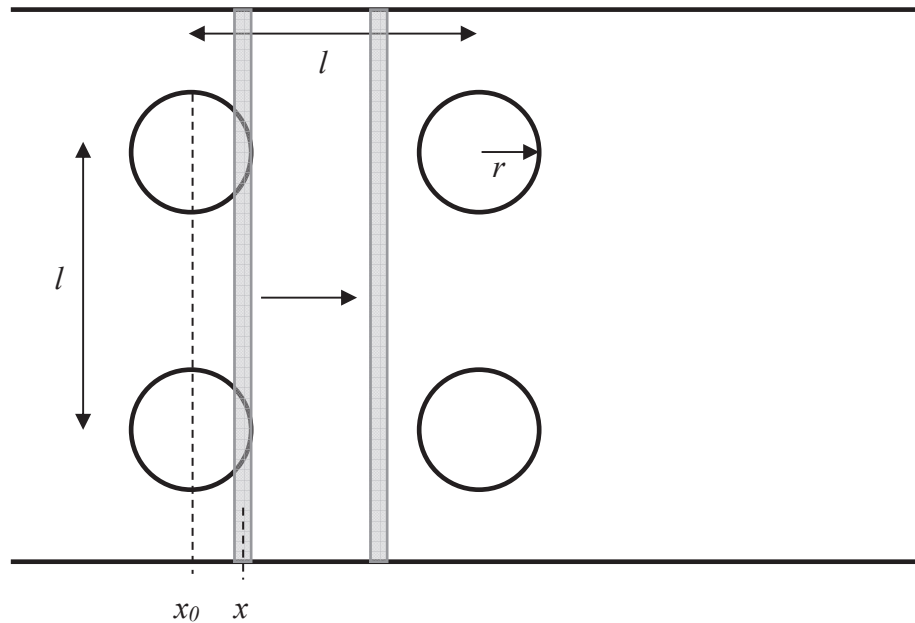
Najdôležitejším záverom tohto odvodenia je zistenie, že kritické pole doménovej steny v dôsledku prítomnosti vnútorných pnutí je priamo úmerné magnetostrikcii materiálu  $\lambda_s$  a amplitúde vnútorných pnutí  $\Delta\sigma$  a nepriamo úmerné ich vlnovej dĺžke  $l$ .

Uvedená teória vnútorných pnutí takmer perfektne platí pre materiály s veľkou magnetostrikciou  $\lambda_s$ . Avšak, ukazuje sa nedostatočná pre materiály, ktoré obsahujú veľké množstvo nemagnetických inklúzií. Preto bola dodatočne vypracovaná teória vplyvu inklúzií na kritické pole doménovej steny.

## 5.2 Teória inklúzií.

Predstavme si feromagnetický materiál, ktorý obsahuje sférické nemagnetické inklúzie s polomerom  $r$  roztrúsené rovnomerne po materiále (obr.5.5). Vzdialenosť

medzi inklúziami nech je  $l$ . Vytvoríme teraz doménovú stenu, ktorá prechádza skrz celý materiál.



Obr.5.5. Model vplyvu nemagnetických inklúzií na kritické pole doménovej steny.

Energia doménovej steny závisí od jej plochy. Preto bude pre doménovú stenu v rovnováhe najvýhodnejšie ak bude pretínať inklúzie v ich strede (v polohe  $x_0$  obr.5.5). Vtedy bude jej plocha a tým aj jej energia minimálna. Plocha doménovej steny narastie o  $\pi(r^2-x^2)$ , ak sa premiestni o vzdialenosť  $x$  od stredu inklúzie. Keďže hustota inklúzií na jednotku plochy je  $1/l^2$ , narastie energia doménovej steny pri jej posune o  $|x| \leq r$ :

$$\Delta E_{ds} = E_{ds} [1 - \pi(r^2 - x^2)/l^2], \quad (5.43)$$

Kde  $E_{ds}$  je energia doménovej steny bez inklúzií. Spätný tlak, pôsobiaci na doménovú stenu v materiále s inklúziami bude maximálny pre  $x = r$ :

$$(d(\Delta E_{ds})/dx)_{max} = 2\pi r E_{ds}/l^2. \quad (5.44)$$

Ak teraz zavedieme faktor hustoty inklúzií  $f$  (podiel, ktorý zaberajú inklúzie v jednotke objemu):

$$f = \left(\frac{4}{3}\pi r^3\right) \left(\frac{1}{l^3}\right), \quad (5.45)$$

bude kritické pole  $H_{cr}$  dané (vid' vzťah 5.27 a 5.44):

$$H_{cr} = 1,2 \left( \frac{E_{ds}}{\mu_0 M_s r} \right) f^{\frac{2}{3}}. \quad (5.46)$$

A keďže energia doménovej steny  $E_{ds} = 2\delta_s K_1$ , platí:

$$H_{cr} = 2,4 \left( \frac{\delta_s K_1}{\mu_0 M_s r} \right) f^{\frac{2}{3}}. \quad (5.47)$$

Ak polomer inklúzií bude porovnateľný so šírkou doménovej steny ( $r = \delta_s$ ), kritické pole sa ešte zjednoduší na tvar:

$$H_{cr} = 2,4 \left( \frac{K_1}{\mu_0 M_s} \right) f^{\frac{2}{3}}. \quad (5.48)$$

Vidíme, že kritické pole je úmerné hustote inklúzií umocnenej na 2/3. Vzťah 5.48 bol skutočne experimentálne potvrdený v reálnych feromagnetoch, avšak pre  $r = 3.3d_w$ .

Podobne ako pri teórii vnútorných pnutí, odvodíme si teraz počiatočnú susceptibilitu pre materiál obsahujúci nemagnetické inklúzie. Z definície susceptibility vyplýva:

$$\chi_i = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H \rightarrow 0} = \left( \frac{dM}{dx} \right) / \left( \frac{dH}{dx} \right) \Big|_{H \rightarrow 0}. \quad (5.49)$$

Porovnaním vzťahov 5.26 a 5.44 získame magnetické pole potrebné na prekonanie spätného tlaku tvoreného prítomnosťou inklúzií pri vychýlení doménovej steny o  $x$ :

$$H = \frac{1}{2\mu_0 M_s} \frac{dE_{ds}}{dx} = \pi \left( \frac{E_{ds}}{M_s} \right) \left( \frac{x}{l^2} \right). \quad (5.50)$$

Odkiaľ získame:

$$\frac{dH}{dx} = 2\pi \frac{K_1}{2\mu_0 M_s} \left( \frac{\delta_s}{l^2} \right), \quad (5.51)$$

keďže  $E_{ds} = 2\delta_s K_1$ .

Zmena magnetizácie  $dM$  pri posunutí doménovej steny o  $dx$  je daná:

$$dM = 2M_s dx/s, \quad (5.52)$$

kde  $s$  je stredná hrúbka domén.

Kombináciou vzťahov 5.51 a 5.52 získame vzťah pre počiatočnú susceptibilitu feromagnetu obsahujúceho nemagnetické inklúzie:

$$\chi_i = \frac{\mu_0 S_d M_s^2 l^2}{\pi K_1 \delta_s s} \quad (5.53)$$

Porovnaním tohto vzťahu so vzťahom 5.36 pre teóriu vnútorných pnutí vidíme, že pre obe teórie platí:

$$\chi_i \sim \frac{\mu_0 S_d M_s^2 l^2}{\delta_s}, \quad (5.54)$$

iba koeficient úmernosti je  $(1/\pi K_1 s)$  pre teóriu inklúzií a  $(2/9\pi^2 \lambda_s \Delta\sigma)$  pre teóriu vnútorných pnutí.

Nakoniec si ešte odvodíme koeficient krivosti dna potenciálovej jamy doménovej steny  $\alpha$  pre teóriu inklúzií, ktorý získame porovnaním vzťahov 5.24 a 5.53:

$$\alpha_d = 4\pi K_1 \delta_s S_d / 3l^2 \quad (5.55)$$

### 5.3 Vplyv disperzných polí

L. Néel poukázal na niektoré nezrovnalosti v oboch predchádzajúcich teóriách. Hlavne na to, že v skutočnosti neexistuje homogénna distribúcia pnutí a inklúzií v reálnom materiále a tiež, že nemožno zanedbať vplyv vnútorného demagnetizačného poľa v blízkosti inklúzií. Predstavme si sférickú nemagnetickú inklúziu s polomerom  $r$  vo feromagnete (obr.5.6). Bez prítomnosti doménovej steny sa budú na jej hraniciach vytvárať nevykompenzované magnetické póly, ktoré budú zdrojom demagnetizačného poľa.

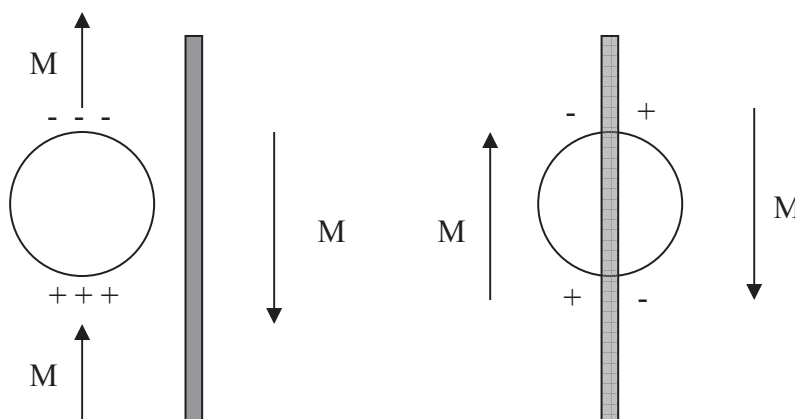
Pre sférickú časticu s polomerom  $r$ , bude magnetostatická energia daná:

$$E_s = (1/2)\mu_0 N M_s^2 V = (1/2)\mu_0 (1/3) M_s^2 (4/3)\pi r^3 = (2/9)\pi\mu_0 r^3 M_s^2. \quad (5.56)$$

Táto energia môže klesnúť až o polovicu, ak ju doménová stena bude pretínať v polovici. Celkom komplikovaná analýza nakoniec vedie k záveru, že kritické pole doménovej steny sa dá vyjadriť ako:

$$H_{cr} = A \cdot V_{\sigma} + B \cdot V_f \quad (5.57)$$

kde  $V_{\sigma}$  je objemový zlomok feromagnetu ovplyvnený nehomogénnymi vnútornými pnutiami a  $V_f$  je objemový zlomok feromagnetu obsadený inklúziami.  $A$ ,  $B$  sú materiálové konštanty. Táto teória, aj keď komplikovaná, vedie k správne mu určeniu kritického poľa v niektorých feromagnetoch.



Obr.5.6: Vplyv demagnetizačného poľa v blízkosti inklúzií pri rôznych polohách doménovej steny.

#### 5.4 Vplyv dislokácií

Medzi ďalšie defekty, ktoré ovplyvňujú kritické pole doménovej steny patria dislokácie. Tie sú zdrojom elastických napät'ových pnutí. V dôsledku magnetoelastickej interakcie potom budú ovplyvňovať aj kritické pole. Za predpokladu, že magnetokryštalická anizotropia je silnejšia ako magnetoelastická (priebeh magnetizácie vnútri domén a doménových stien bude málo ovplyvňovaný dislokáciou), že dislokačná čiara je rovnobežná s rovinou doménovej steny a že príspevok rozptylového poľa tvoreného dislokáciou možno zanedbať, sa dá odvodiť vzťah pre kritické pole doménovej steny:

$$H_{cr} = \frac{\delta_s (P_y)_{\max} \sqrt{\rho_l}}{2\mu_0 M_s L} \sqrt{\ln \frac{L}{\delta_s}} \quad (5.58)$$

kde  $(P_y)_{max}$  je maximálna hodnota sily pôsobiacej medzi dislokáciou a doménovou stenou,  $\rho_l$  je hustota dislokačných čiar a  $L$  je dĺžka hrany elementárnej oblasti ( $L=\sqrt{S_d}$ ,  $S_d$ = plocha doménovej steny). Odtiaľ vyplýva, že kritické pole doménovej steny v dôsledku prítomnosti dislokácií je úmerné druhej odmocnине z hustoty dislokácií.

### 5.5 Vplyv indukovanej anizotropie

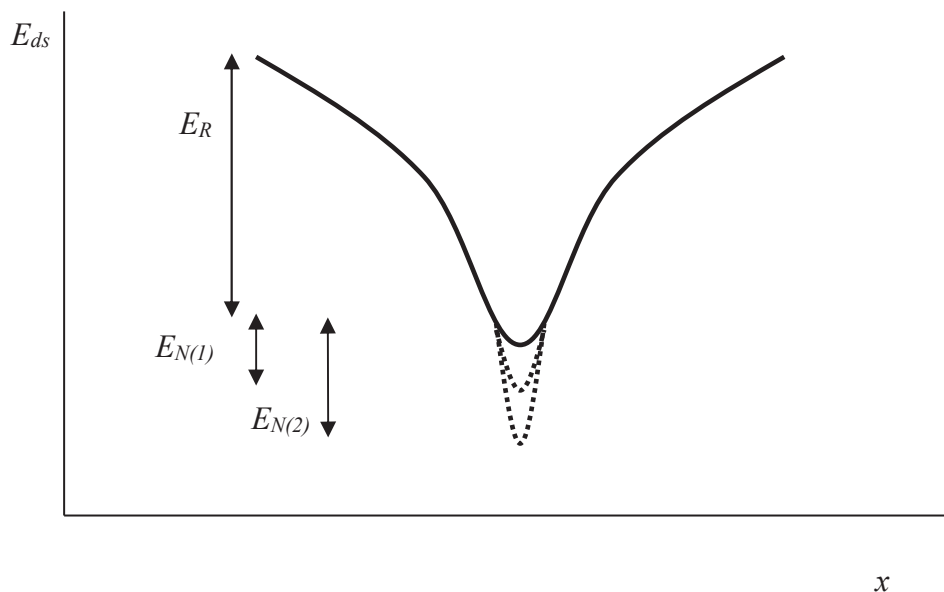
Indukovaná anizotropia (kapitola 2.4) môže výrazne ovplyvniť kritické pole doménovej steny. Zvlášť v prípade feromagnetov bez magnetokryštalickej anizotropie (napr. amorfných), resp. bez magnetoelastickkej anizotropie (materiály s nízkou magnetostrikciou) je tento druh anizotropie najsilnejší.

Predstavme si doménovú stenu z obr.4.1. Magnetické momenty v doménach sú vytočené do smeru ľahkej magnetizácie, ktorý je daný anizotropiou materiálu, čím sa dosiahne minimum celkovej energie pre feromagnet. Avšak všetky momenty vnútri doménovej steny sú vychýlené zo smeru ľahkej magnetizácie, čím narastá celková energia feromagnetu. Tento nárast môže byť čiastočne kompenzovaný tým, že dôjde k zmene smeru ľahkej magnetizácie vnútri doménovej steny v dôsledku indukovanej anizotropie tak, aby sa tento smer priblížil smeru magnetizácie v danom mieste doménovej steny. Takto dôjde k poklesu energie doménovej steny o (viď vzťah 2.37):

$$\Delta E_N^{ds} = -\frac{1}{kT} \frac{2}{45} \langle \epsilon_{i0}^2 \rangle c_p (1 - \exp(-t/\tau_r)). \quad (5.59)$$

Táto časť energie sa volá tiež Neélov potenciál doménovej steny, nakoľko to bol on, kto zaviedol stabilizáciu doménovej steny cez indukovanú anizotropiu. Predstavme si teraz doménovú stenu, ktorá leží v Rayleigho potenciálovej jame  $E_R$  (Rayleigho potenciál doménovej steny pochádza od interakcií dlhého dosahu - magnetokryštalickej, magnetoelastickkej, tvarovej a pod. anizotropie), viď obr.5.7. Jej kritické pole bude dané vzťahom 5.27. V priebehu času  $t$  však dôjde k zmene energie doménovej steny v dôsledku indukovanej anizotropie. Táto zmena, daná vzťahom 5.59, je časovo závislá ( $E_{N1}(t_1) < E_{N2}(t_2)$ ) a preto bude prehĺbenie potenciálu doménovej steny narastať s časom  $t$ . Výsledné kritické pole bude tiež funkciou času, koncentrácie pohyblivých defektov a interakčnej energie defektov s lokálnou magnetizáciou (podobne ako energia vo vzťahu 5.59):

$$H_{cr} = H_{cr}^R + \Delta H_{cr}(1 - \exp(-t/\tau_r)) \quad (5.60)$$



Obr.5.7: Stabilizácia doménovej steny indukovanou anizotropiou.

kde  $H_{cr}^R$  je kritické pole pochádzajúce od Rayleigho potenciálu,  $(1-\exp(-t/\tau_r))$  je relaxačná funkcia (podobne ako v kapitole 2.4) a  $\Delta H_{cr}$  je zmena kritického poľa v dôsledku indukovanej anizotropie ktorá je úmerná:

$$\Delta H_{cr} \sim \frac{1}{\mu_0 M_s S_d \delta_s} \frac{1}{kT} \frac{2}{45} \langle \epsilon_{i0}^2 \rangle c_p \quad (5.61)$$

Podobne aj počiatková susceptibilita bude ovplyvňovaná indukovanou anizotropiou a platí:

$$1/\chi_t = 1/\chi_0 + \Delta(1/\chi)(1-\exp(-t/\tau_r)). \quad (5.62)$$

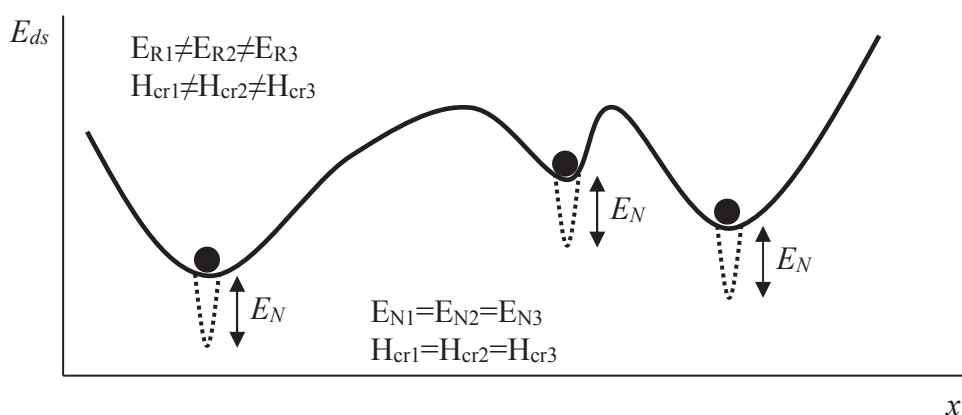
kde  $\chi_0$  je počiatková susceptibilita v čase  $t=0$  a  $\Delta(1/\chi)$  je amplitúda zmeny počiatkovej susceptibility v dôsledku indukovanej anizotropie.

Na tomto mieste ešte treba zdôrazniť jeden fakt: a síce, že aj keď je prírastok od indukovanej anizotropie k potenciálu doménovej steny malý, môže mať veľký vplyv na kritické pole doménovej steny. Toto je totiž určené nie hĺbkou potenciálovej jamy, ale jej maximálnym sklonom (viď vzťah 5.27). Preto nie je dôležité o koľko poklesne celková energia v dôsledku indukovanej anizotropie, ale aká bude maximálna strmosť potenciálu. A keďže k indukovaniu anizotropie dochádza v dôsledku interakcie krátkeho dosahu (najbližší susedia), bude tento naindukovaný Néelov potenciál zväčša strmší ako Rayleigho už v krátkom čase.

Ďalším dôsledkom zmeny potenciálu indukovaním anizotropie je, že pokiaľ je materiál homogénny, bude Néelov potenciál rovnaký pre všetky doménové steny,



aj keď majú Rayleighho potenciál rôzny. Predstavme si homogénny materiál, v ktorom sa na rôznych miestach nachádzajú 3 doménové steny, pričom každá má iný Rayleighho potenciál (obr. 5.8). Vplyvom indukovanej anizotropie dôjde k prehĺbeniu ich potenciálov o Néelov príspevok daný vzťahom 5.59. Keďže však ide o materiál homogénny, budú Néelove príspevky pre všetky doménové steny rovnaké a s rovnakým sklonom. Po dostatočne dlhom čase (keď sklon Néelovho príspevku prekoná sklon Rayleighho potenciálu pre všetky doménové steny), budú mať všetky doménové steny rovnaké kritické pole. Tento jav sa nazýva unifikácia kritických polí a prejavuje sa navonok tak, akoby sa namiesto troch doménových sien pohybovala iba jedna na veľkú vzdialenosť.



Obr.5.8: V homogénnom materiále dochádza vplyvom indukovanej anizotropie k unifikácii kritických polí.

### 5.6 Flexibilná doménová stena s harmonickým potenciálom.

V prípade, že energia doménovej steny bude dostatočne malá, môže pri jej posune dochádzať k zakrivovaniu. Kvôli nízkej energii doménovej steny je častokrát výhodnejšie ak doménová stena zvýši svoju plochu, avšak udrží si nízku energiu v dôsledku zachytenia sa na defekte. Predstavme si teraz  $180^\circ$  doménovú stenu v homogénnom feromagnete (obr.5.9). Táto sa zachytí na povrchu feromagnetu na nejakom povrchovom defekte (napr. povrchovej nerovnosti). Ak aplikujeme vonkajšie magnetické pole  $\mathbf{H}$ , doménová stena sa nebude posúvať v smere narastania domény so smerom magnetizácie zhodným s poľom  $\mathbf{H}$ . Namiesto toho sa začne doménová stena deformovať. Je to spôsobené tým, že nárast energie doménovej steny (v dôsledku zväčšenia jej plochy) je menší ako je interakčná energia doménovej steny s povrchovým defektom. Na jednotku plochy doménovej steny bude (v dôsledku aplikovaného poľa) pôsobiť sila:

$$F = 2\mu_0 \mathbf{M}_s \cdot \mathbf{H}. \quad (5.63)$$

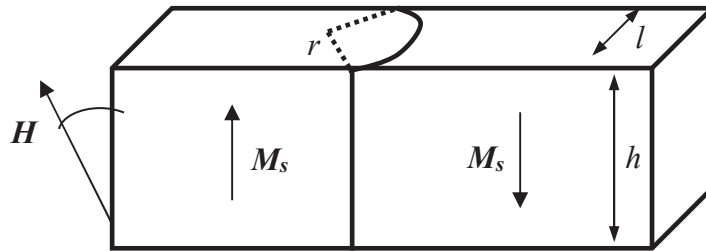
Pričom v dôsledku zakrivenia doménovej steny jej energia narastie o:

$$\Delta E_{ds} = E_{ds}(S_d(H) - S_d(0)), \quad (5.64)$$

kde  $E_{ds}$  je plošná hustota energia doménovej steny,  $S_d(H)$  je plocha doménovej steny pri magnetickom poli  $\mathbf{H}$  a  $S_d(0)$  je plocha doménovej steny bez aplikovaného magnetického poľa. Ak pre jednoduchosť predpokladáme cylindrický tvar deformovanej doménovej steny s polomerom  $r$ , bude sa dať sila, pôsobiaca na jednotku plochy doménovej steny vyjadriť:

$$F_s = E_{ds}/r, \quad (5.65)$$

podobne ako pri povrchovom tlaku na elastickú membránu (napr. mydlovú bublinu).



Obr.5.9: Ohýbanie flexibilnej doménovej steny v dôsledku aplikácie vonkajšieho magnetického poľa  $\mathbf{H}$ .

Relatívne jednoducho sa dá vypočítať počiatočná susceptibilita takejto deformovanej doménovej steny. Zmena magnetizácie  $\Delta \mathbf{M}$  v dôsledku deformácie je:

$$\Delta M = 2M_s dV, \quad (5.66)$$

kde  $dV = (2/3)lhx$ , ( $x$  je posunutie stredu doménovej steny,  $l, h$  sú rozmery feromagnetu – vid' obr.5.9). Po úprave:

$$M = (4/3)M_s lhx. \quad (5.67)$$

Pre malé deformácie (malé  $x$ ) také, že  $x \sim l^2/8r$ :

$$M = \frac{1}{6} \frac{M_s l^3 h}{r}. \quad (5.68)$$

V rovnovážnom stave je sila pôsobiaca na doménovú stenu v dôsledku aplikácie vonkajšieho magnetického poľa kompenzovaná povrchovým napätím doménovej steny:

$$\frac{E_{ds}}{r} = 2\mu_0 M_s H . \quad (5.69)$$

Odkiaľ dosadením za  $r$  dostaneme pre zmenu magnetizácie:

$$M = \frac{\mu_0 M_s^2 H l^3 h}{3E_{ds}} . \quad (5.70)$$

Ak v prvom priblížení vezmeme  $l^3$  za objem domény dostaneme:

$$M = \frac{\mu_0 M_s^2 H h}{3E_{ds}} . \quad (5.71)$$

Počiatočná susceptibilita feromagnetu pri deformáciách doménovej steny je nakoniec daná:

$$\chi_i = \frac{\mu_0 M_s^2 h}{3E_{ds}} . \quad (5.72)$$

Vychádzajúc zo vzťahu 5.69 môžeme tiež odvodiť kritické pole pre deformácie doménovej steny. Kritická podmienka nastáva pri  $r=l/2$ . Dosadením do 5.69 získame:

$$H_{cr} = \frac{E_{ds}}{\mu_0 M_s l} . \quad (5.73)$$

Treba pripomenúť, že deformácie doménovej steny nastávajú pre malé energie doménovej steny. S narastajúcou energiou doménovej steny sa táto stáva rigidnou. Vzájomný pomer medzi silou interakcie doménovej steny s defektmi a plošnou hustotou energie doménovej steny je tým faktorom, ktorý rozhoduje o tom, či dôjde k deformácii doménovej steny, alebo táto ostane rovinná.

### ***Literatúra***

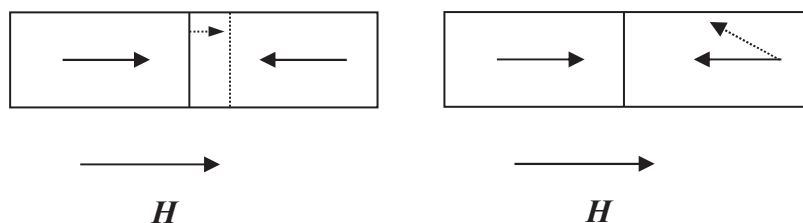
- [5.1] V. Hajko, L. Potocký, A. Zentko, „*Magnetizačné procesy*“, Alfa, Bratislava, 1980.
- [5.2] B.D. Cullity, C.D. Graham, „*Introduction to Magnetic Materials*“, John Wiley & Sons., New Jersey, 2009.
- [5.3] C.W. Chen, „*Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials*“, Dover Publ., New York, 1986.
- [5.4] S. Chikazumi, „*Physics of Ferromagnetism*“, Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [5.5] D. Jiles, „*Introduction to magnetism and Magnetic materials*“, Taylor and Francis, 1998.

## 6. Mechanizmus premagnetovania.

Ako bolo ukázané v kapitole 5 (vzťah 5.13), existujú vo všeobecnosti 3 druhy magnetizačných procesov, ktorými sa mení magnetický stav feromagnetu. Ide o posun doménových stien, rotáciu vektora magnetizácie vnútri domén a paraprocess. Predstavme si teraz feromagnet rozdelený doménovou stenou na dve domény (Obr.6.1). V nich je smer magnetizácie orientovaný v smere ľahkej magnetizácie, ktorý je daný anizotropiou (kapitola 2). Ak aplikujeme vonkajšie magnetické pole  $\mathbf{H}$ , zvýši sa celková energia feromagnetu o jeho potenciálnu energiu (vzťah 2.22):

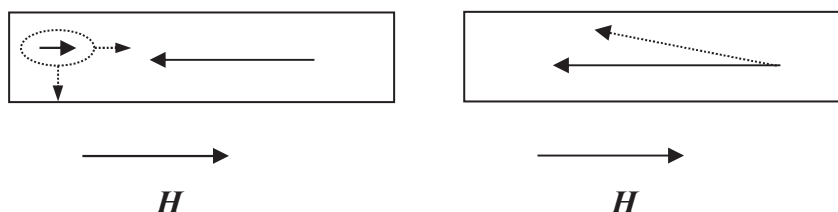
$$E_p = -\mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{M}, \quad (6.1)$$

Na tento nárast celkovej energie je feromagnet teoreticky schopný reagovať buď posunom doménovej steny, resp. nárastom objemu domény, v ktorej je magnetizácia orientovaná v smere aplikovaného poľa  $\mathbf{H}$  (obr. 6.1 vľavo). Druhá možnosť by bola vychýliť smer magnetizácie v doméne, ktorá má vektor magnetizácie orientovaný proti smeru aplikovaného magnetického poľa  $\mathbf{H}$  (obr. 6.1 vpravo). Tieto dve možnosti však nie sú energeticky ekvivalentné. Pri pohybe doménovej steny ostáva počet momentov vychýlených zo smeru ľahkej magnetizácie konštantný (rozмеры doménovej steny sa nemenia) a teda nenarastá magnetokryštalická anizotropia. V prípade vychýlenia magnetických momentov v celej doméne dôjde k veľkému nárastu magnetokryštalickej anizotropie. Z energetického hľadiska je preto pre feromagnet omnoho výhodnejšie znižovať svoju potenciálnu energiu posunom doménových stien. V oblasti malých polí dôjde k vratnému pohybu doménovej steny vnútri jej potenciálu. Ak vonkajšie pole prekročí kritické pole (viď kapitola 5), dôjde k nevratnému skoku doménovej steny na väčšie vzdialenosti. Až keď zaniknú doménové steny, dôjde k rotácii vektorov magnetizácie vnútri domén. To sa ale deje až pri veľkých aplikovaných poliach.



Obr. 6.1. Dve teoretické možnosti reakcie doménovej štruktúry feromagnetu na vonkajšie magnetické pole  $\mathbf{H}$ . Posun doménovej steny (vľavo), resp. rotácia vektora magnetizácie vnútri domény (vpravo).

Iná situácia nastane, ak máme materiál, ktorý je monodoménový (Obr.6.2). Sú to väčšinou materiály s veľkou anizotropiou, alebo s malými rozmermi, kde je vytvorenie doménovej steny energeticky náročné. Ak takýto materiál vložíme do vonkajšieho magnetického poľa  $H$  opačného smeru ako má jeho magnetizácia, opäť nastávajú dve možnosti, ako sa môže materiál vysporiadať s nárastom jeho potenciálnej energie. Buď dôjde k rotácii vektorov magnetizácie v celom monodoménovom feromagnete (obr. 6.2 vpravo - avšak táto možnosť je podobne ako vo vyššie popísanom prípade energeticky veľmi náročná), alebo sa bude nukleovať nová doména s magnetizáciou orientovanou v smere aplikovaného magnetického poľa, ktorá bude neskôr narastať (Obr. 6.2 vľavo). Táto druhá možnosť je opäť energeticky výhodnejšia, nakoľko počet momentov vychýlených zo smeru ľahkej magnetizácie je oveľa menší ako v prvom prípade (iba momenty tvoriace doménovú stenu sú vychýlené zo smeru ľahkej magnetizácie).



Obr. 6.2. Dve teoretické možnosti reakcie monodoménového feromagnetu na vonkajšie magnetické pole  $H$ . Nukleácia a následný posun doménovej steny (vľavo), resp. rotácia vektora magnetizácie vnútri domény (vpravo).

Na to, aby sa mohla nukleovať doména s opačným smerom magnetizácie ako má zvyšok materiálu, musí poklesnúť potenciálna energia magnetu a tento pokles musí byť väčší ako je energia potrebná na vytvorenie doménovej steny. Pole, pri ktorom sa nukleuje nová doména sa nazýva nukleačné pole  $H_n$ . Pole, pri ktorom dôjde k nárastu reverznej domény posunom doménovej steny sa nazýva pole rastu  $H_r$ , a riadi sa podobným mechanizmom ako kritické pole doménovej steny (viď kapitola 5). Vzájomný pomer ich amplitúd bude určovať mechanizmus premagnetovania feromagnetu, ako bude ukázané neskôr.

K rotácii vektora (obr. 6.1 a 6.2 vpravo) dochádza iba vo výnimočných prípadoch, zväčša ak sú rozmery materiálu tak malé, že je energeticky nevýhodné vytvárať doménové steny, nakoľko na ich vytvorenie by sa spotrebovalo viac energie, než o koľko by klesla potenciálna energia feromagnetu.

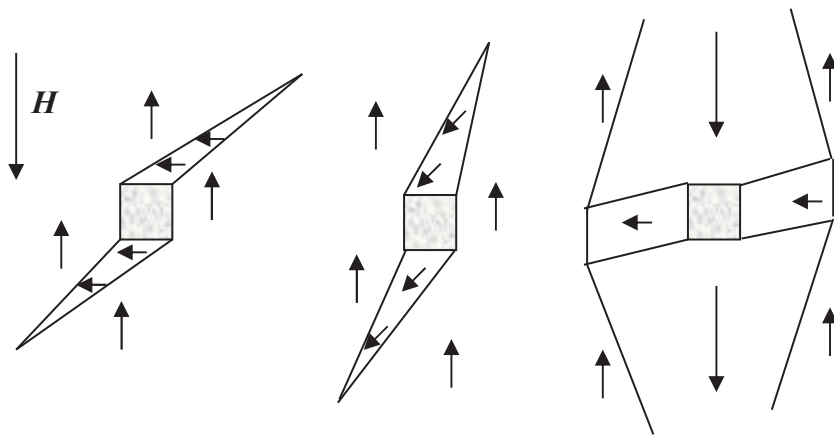
### ***Pole nukleácie***

K nukleácii reverzných domén dochádza tiež v prípade materiálu (ako je na obr.6.1), ktorý je vložený do vysokého magnetického poľa, kedy dôjde k nasýteniu celého materiálu a zániku doménovej štruktúry. Keď potom budeme magnetické pole znižovať, dôjde najprv k nukleácii reverzných domén a následne k ich preusporiadaniu v súlade s minimom celkovej energie kryštálu. Nové domény sa môžu v takomto prípade nukleovať, aj keď vonkajšie magnetické pole nebude opačného smeru ako je magnetizácia v materiále. Aby sme tieto prípady odlíšili, zdefinujeme si pole nukleácie tak, že bude kladné, ak je jeho smer totožný so smerom magnetizácie v novej doméne (Obr. 6.2.vľavo) a záporné, ak je jeho smer antiparalelný so smerom magnetizácie v novej reverznej doméne (prípád spomínaný na začiatku tohto odstavca).

Podme sa teraz pozrieť bližšie na pole nukleácie. Reverzné domény (domény so smerom magnetizácie opačným ako je zvyšok materiálu) sa vytvárajú zväčša na poruchách kryštalickej mriežky. Tieto poruchy sa tiež nazývajú nukleačné centrá. Ide zväčša o granulárne inklúzie, lamelárne precipitáty, hranice zŕn v polykryštalických materiáloch alebo povrchové poruchy, v okolí ktorých narastajú demagnetizačné polia.

### ***Granulárne inklúzie***

Takmer v každej kryštalickej mriežke nájdeme dostatok inklúzií. Ide hlavne o precipitáty inej fázy, rôzne nečistoty alebo vakancie. Na ich povrchoch sa vytvárajú nevykompenzované magnetické póly, ktoré sú zdrojom sekundárnej doménovej štruktúry (viď tiež obr.3.6). Na obrázku 6.3 je znázornená tvorba a rast reverzných domén pre kryštály s tromi osami ľahkej magnetizácie (Fe, Ni). Vľavo je situácia pre  $H \sim H_n$ , kedy vznikne reverzná doména v blízkosti inklúzie. Ak pole  $H$  narastie ( $H_n < H < H_r$ ), vychýli sa reverzná doména ako aj magnetické momenty v jej vnútri (obr.6.3 v strede). Ak vonkajšie pole prekročí pole rastu ( $H_r < H$ ), odtrhnú sa doménové steny oddeľujúce reverzné domény od zvyšku materiálu a dôjde k jeho premagnetizácii (obr.6.3 vpravo). Na to, aby sa inklúzia stala nukleačným centrom, musí mať istý kritický rozmer, ktorý je pre magneticky mäkké materiály v rozmedzí od 0,1-10  $\mu\text{m}$ .

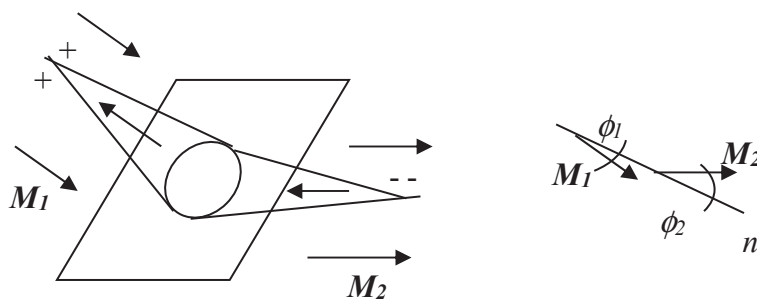


Obr.6.3. Tvorba a rast reverzných domén v blízkosti inklúzií v kryštále s tromi osami ľahkej magnetizácie.

### Hranice zŕn

Hranice zŕn v polykryštallických materiáloch oddeľujú dve oblasti s rôznymi smermi ľahkej magnetizácie. Bez prítomnosti vonkajšieho magnetického poľa (resp., ak je toto pole dostatočne malé), budú ležať magnetické momenty v každom zrne v smere ľahkej magnetizácie (Obr.6.4). V takom prípade sa vytvárajú na hraniciach zŕn nevykompenzované magnetické póly, ktoré sú zdrojom demagnetizačného poľa. Hustota voľných magnetických pólov na povrchu hranice zŕn  $\rho_m$  je daná:

$$\rho_m = M_s(\cos \phi_1 - \cos \phi_2), \quad (6.2)$$



Obr.6.4. Tvorba reverzných domén na hraniciach zŕn v polykryštallickom feromagnete.



kde  $\phi_i$  je uhol, ktorý zvierá magnetizácia v  $i$ -tej doméne s normálou  $n$  k rovine hranice zrn. Demagnetizačné pole vedie tiež k nárastu celkovej energie feromagnetu. Táto môže byť redukovaná vytvorením reverzných domén. Preto budú hranice zrn zdrojom reverzných domén. Dá sa ukázať, že intenzita nukleačného poľa bude tým vyššia, čím nižšia bude hustota voľných magnetických pólov na povrchu hranice zrn  $\rho_m$ .

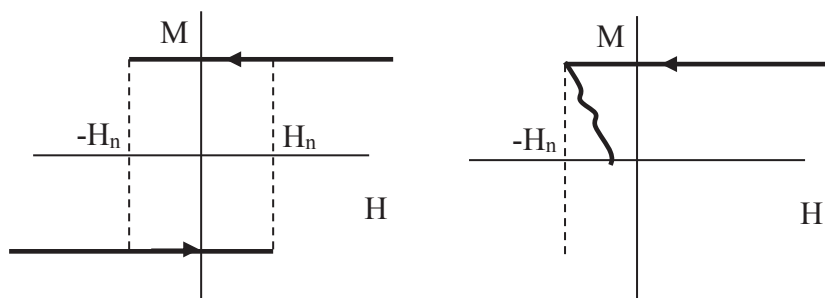
### ***Povrch kryštálu***

Každý kryštál je ohraničený svojím povrchom. Aj keby feromagnet neobsahoval žiadne inklúzie, hranice zrn a podobné defekty, nebude sa premagnetovávať rotáciou vektora magnetizácie (pokiaľ len jeho rozmery nebudú menšie ako je šírka doménovej steny), lebo to je proces energeticky veľmi náročný. Ako zdroj nukleácie reverzných domén poslúži povrch feromagnetu. Jednak preto, že je zvyčajne nepravidelný, alebo bude jeden z jeho povrchov nerovnoběžný so smerom jeho magnetizácie. Tým sa vytvoria voľné magnetické póly, ktoré sú zdrojom demagnetizačného poľa a stávajú sa nukleačnými centrami podobne ako v prípade hraníc zrn. Hustota voľných magnetických pólov na povrchu feromagnetu je veľká a preto sú nukleačné polia od povrchu veľké. Avšak na týchto nukleačných centrách ostávajú domény silne prichytené a preto je pole rastu domén veľké. Takže povrch bude slúžiť pri magnetizačných procesoch nukleáciou doménových stien iba v prípade, že neexistujú iné nukleačné zdroje (inklúzie, hranice zrn a pod.).

### ***Premagnetovanie***

Mechanizmus premagnetovania u feromagnetov bude daný vzájomným pomerom medzi nukleačnými poliami  $H_n$  a poliami rastu  $H_r$  (kritickými poliami doménových stien). Prejdime si teraz tri najzaujímavejšie prípady:

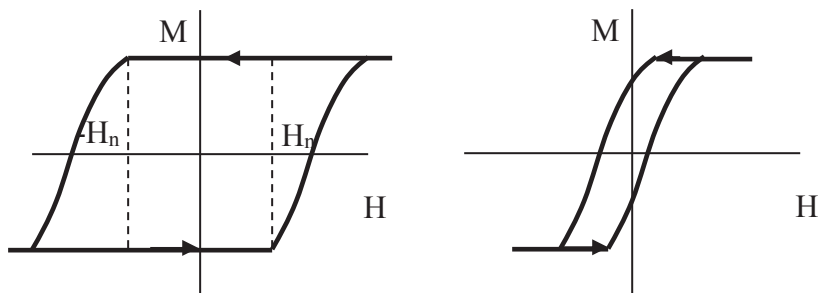
$H_n > 0, H_n > H_r$ : Ak sú nukleačné polia doménových stien kladné a väčšie ako polia ich rastu, bude sa feromagnet premagnetovať v jednom veľkom Barkhausenovom skoku a to pri najmenšej lokálnej hodnote poľa  $H_n$ . To preto, že okamžite po nukleácii prvej reverznej domény začne táto narastať cez celý kryštál. Taký materiál sa vyznačuje pravouhlou hysteréznou slučkou (obr.6.5 vľavo), v ktorej magnetizácia môže nadobúdať iba dve dobre definované hodnoty ( $-M_s$  a  $M_s$ ). Hovoríme o magnetickej bistabilite. Pokiaľ sa však premagnetizácia deje nukleáciou a preskokom viacerých doménových stien, bude pravouhlá hysterézna slučka iba artefaktom, vyplývajúcim zo spôsobu jej merania. Ak v takom materiale hneď po dosiahnutí nukleačného poľa  $H_n$  znížime pole, bude sa materiál premagnetovať postupne a môžeme dosiahnuť stav s viacerými hodnotami magnetizácie (Obr.6.5 vpravo).



Obr.6.5: Rôzne mechanizmy premagnetovania feromagnetu v prípade  $H_n > 0$ ,  $H_n > H_r$ .

$H_n > 0$ ,  $H_n < H_r$ : V prípade, že nukleačné pole  $H_n$  je síce kladné, ale menšie ako pole rastu  $H_r$ , bude magnetizácia feromagnetu po nasýtení a následnom vypnutí magnetického poľa rovná nasýtenej magnetizácii  $M_s$ . Je to preto, že aj po vypnutí vonkajšieho poľa ostane materiál nasýtený (nevytvoria sa žiadne reverzné domény). Následným zvyšovaním magnetického poľa v opačnom smere dochádza k jednotlivej nukleácii reverzných domén, ich postupnému rastu a tým k postupnej premagnetizácii feromagnetu (obr.6.6 vľavo). Získame materiál, ktorý sa vyznačuje vysokou hodnotou remanentnej magnetizácie, avšak jeho hysterézná slučka nie je pravoúhla a tento materiál môže nadobúdať rôzne hodnoty magnetizácie v závislosti od veľkosti aplikovaného magnetického poľa  $H$ . Tvar klesajúcej časti slučky je daný štatistickým rozdelením polí rastu  $H_r$ .

$H_n < 0$ ,  $H_n < H_r$ : V tomto prípade dochádza pri prechode z nasýtenia do remanentného stavu k spontánnej nukleácii reverzných domén a ich posunom. Magnetizácia pri vypnutom poli je menšia ako je nasýtená magnetizácia a v podstate môže tento materiál nadobudnúť ľubovoľnú hodnotu magnetizácie z intervalu  $\langle -M_s, M_s \rangle$ . Hysterézná slučka takéhoto materiálu je zaoblená (obr.6.6 vpravo) a podobne ako v predchádzajúcom prípade je tvar slučky daný štatistickým rozdelením polí rastu  $H_r$ .



Obr.6.6: Rôzne mechanizmy premagnetovania feromagnetu v prípade  $H_n > 0$ ,  $H_n < H_r$  (vľavo) a  $H_n < 0$ ,  $H_n < H_r$  (vpravo).

### ***Literatúra***

- [6.1] V. Hajko, L. Potocký, A. Zentko, “*Magnetizačné procesy*”, Alfa, 1982.
- [6.2] B.D. Culity, “*Introduction to magnetic materials*”, Wiley, 2009.
- [6.3] J.B. Goodenough, *Physical Review* **95** (1954), 917.

## 7. Dynamika doménovej steny

Vo všeobecnosti môžeme pohyb doménovej steny popísať podobne ako tlmený pohyb lineárneho harmonického oscilátora, ktorý nútene osciluje za účinku vonkajšej sily  $F_s(t)$ :

$$m_d \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha_d x = F_s(t), \quad (7.1)$$

kde  $m_d$  je efektívna hmotnosť doménovej steny,  $x$  je poloha doménovej steny,  $\beta$  je viskózný koeficient tlmenia pohybu doménovej steny a  $\alpha_d$  je koeficient úmerný spätnému tlaku na doménovú stenu.  $F_s(t)$  udáva silu pôsobiacu na jednotku plochy doménovej steny a dá sa vyjadriť:

$$F_s(t) = b\mu_0 M_s H(t), \quad (7.2)$$

kde  $b = 2$  pre  $180^\circ$  doménovú stenu a  $b = \sqrt{2}$  pre  $90^\circ$  doménovú stenu. Dosadením vzťahu 7.2 do rovnice 7.1 dostaneme pohybovú rovnicu doménovej steny:

$$m_d \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha_d x = b\mu_0 M_s H(t) \quad (7.3)$$

a za predpokladu konštantnej rýchlosti (ak  $v = \text{konšt.}$  potom  $d^2x/dt^2 = 0$ ) sa z nej dá odvodiť vzťah medzi rýchlosťou  $v$  doménovej steny a vonkajším aplikovaným poľom  $H$ , ktoré je príčinou tohto pohybu:

$$v = S_p(H - H_0), \quad (7.4)$$

kde koeficient úmernosti  $S_p$  sa nazýva pohyblivosť doménovej steny a  $H_0$  je kritické pole, pod ktorým už nie je možné pozorovať pohyb doménovej steny. Porovnaním vzťahov 7.3 a 7.4 môžeme určiť pohyblivosť  $S_p$ :

$$S_p = \frac{b\mu_0 M_s}{\beta}, \quad (7.5)$$

ako aj kritické pole  $H_0$ :

$$H_0 = \frac{\alpha_d x}{b\mu_0 M_s}. \quad (7.6)$$

Tu je dobré si všimnúť podobnosť vzťahu 7.6 pre kritické pole  $H_0$  a vzťahu 5.28 pre kritické pole  $H_{cr}$ , ktorú neskôr využijeme pri podrobnejšom štúdiu kritického poľa  $H_0$ .

### 7.1 Feromagnetická rezonancia

V ďalšom sa budeme podrobnejšie zaoberať jednotlivými členmi pohybovej rovnice doménovej steny (vzťah 7.3). Aplikujme striedavé magnetické pole vysokej frekvencie na feromagnet s doménovou stenou. Táto doménová stena bude oscilovať okolo svojej rovnovážnej polohy. Ak pre jednoduchosť zanedbáme viskózný člen v pohybovej rovnici doménovej steny ( $\beta=0$ ), doménová stena bude oscilovať aj bez prítomnosti magnetického poľa. Z rovnice 7.3 potom dostávame:

$$m_d \frac{d^2x}{dt^2} = -\alpha_d x, \quad (7.7),$$

čo je dobre známa rovnica pre harmonický oscilátor kmitajúci s rezonančnou frekvenciou  $\omega_0$ , pričom platí:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\alpha_d}{m_d}}. \quad (7.8)$$

Táto rezonančná frekvencia zodpovedá rezonancii doménovej steny. Jej príčinou je rezonancia samostatných magnetických momentov vnútri doménovej steny. Uvedený jav sa nazýva Feromagnetická rezonancia. Ako bude ukázané neskôr, rezonančná frekvencia  $\omega_0$  feromagnetkej rezonancie je funkciou magnetického poľa  $H$ , v ktorom sa momenty nachádzajú:

$$\omega_0 = \gamma H \quad (7.9)$$

Ďalším faktorom, ktorý ovplyvňuje rezonančnú frekvenciu je anizotropia materiálu. Jej účinok sa dá vyjadriť cez pole anizotropie  $H_a$  (pole, ktoré treba naložiť, aby sa anizotropia vyrušila). Za prítomnosti anizotropie bude teda rezonančná frekvencia určená:

$$\omega_0 = \gamma(H + H_a) \quad (7.10)$$

a magnetické momenty môžu rezonovať aj za podmienky, že  $H=0$ . Rezonančnú frekvenciu môžeme odvodiť aj cez nám známe merateľné parametre (ako je napr. počiatočná susceptibilita). Ľahko sa dá ukázať, že pole anizotropie je priamo úmerné konštante anizotropie  $K_1$ :

$$H_a = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} \quad (7.11)$$

a počiatková susceptibilita  $\chi_i$  je nepriamo úmerná  $K_1$ :

$$\chi_i = \frac{\mu_0 M_s^2}{3K_1}. \quad (7.12)$$

Dosadením vzťahov 7.11 a 7.12 do vzťahu 7.10 získame (za podmienky že  $H=0$ ) pre rezonančnú frekvenciu feromagnetickéj rezonancie  $\omega_0$ :

$$\omega_0 = \frac{2\gamma K_1}{\mu_0 M_s} = \frac{2}{3} \frac{\gamma M_s}{\chi_i}, \quad (7.13)$$

ktorá vedie k zaujímavému zisteniu, že rezonančná frekvencia feromagnetickéj rezonancie je nepriamo úmerná počiatkovej susceptibilite.

Rezonancia doménových stien nastáva však pri podstatne nižších frekvenciách ako je rezonančná frekvencia samostatných magnetických momentov. Zo vzťahu 7.8 vyplýva, že táto rezonančná frekvencia je úmerná druhej odmocnine spätného tlaku  $\alpha$ . Ak si vyjadríme spätný tlak  $\alpha$  z rovnice 5.24 a dosadíme do 7.8 dostaneme závislosť rezonančnej frekvencie doménových stien od susceptibility:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\mu_0 M_s^2 S_d^2}{3m_d \chi_i}}, \quad (7.14)$$

ktorá je na rozdiel od feromagnetickéj rezonancie samostatných magnetických momentov úmerná druhej odmocnine prevrátenej hodnoty počiatkovej susceptibility.

V prípade, že nemôžeme zanedbať viskózne tlmenie pohybu doménovej steny  $\beta$ , bude sa skutočná rezonančná frekvencia  $\omega_r$  líšiť od rezonančnej frekvencie  $\omega_0$ :

$$\omega_r = \omega_0 \sqrt{1 - 2 \left( \frac{\beta}{\beta_{krit}} \right)^2} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{\beta^2}{2m_d \alpha_d}}. \quad (7.15)$$

## 7.2 Hmotnosť doménovej steny $m_d$

V tejto časti sa budeme zaoberať hmotnosťou doménovej steny. Na prvý pohľad je myšlienka hmotnosti doménovej steny dosť zvláštna, keďže doménová stena nie je hmotné teleso, skôr ide o spôsob rozloženia magnetických momentov v danom mieste. Takisto pri pohybe doménovej steny nedochádza k prenosu hmoty, ale iba k stáčeniu magnetických momentov. Avšak experimenty z polovice minulého storočia ukázali, že energia pohybujúcej sa doménovej steny sa líši od energie doménovej steny v pokoji o časť, ktorá je úmerná štvorcu jej rýchlosti ( $v^2$ ).

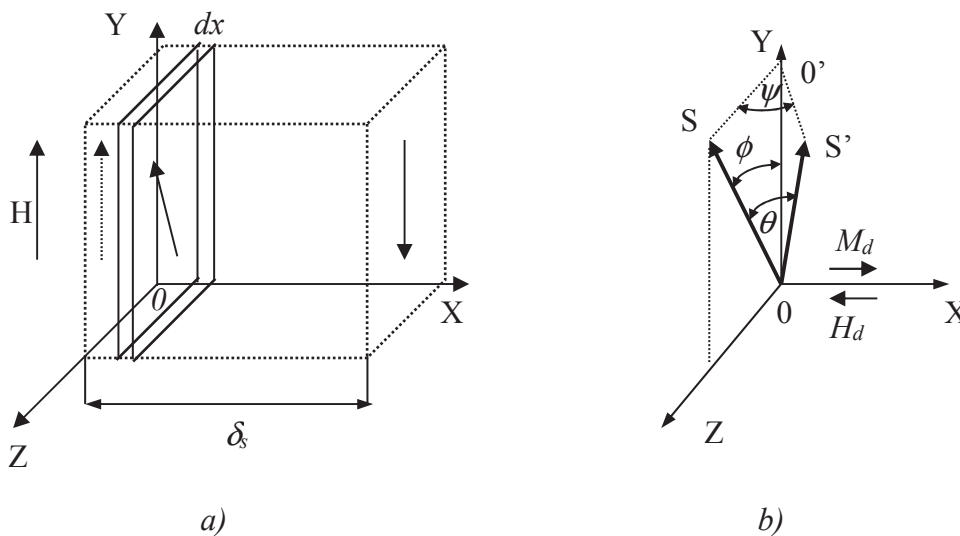
Táto zložka energie je teda úmerná kinetickej energii, kde koeficient úmernosti je dvojnásobkom hmotnosti doménovej steny  $m_d$ . Ide však o akúsi efektívnu hmotnosť, ktorá nepredstavuje váhu doménovej steny, ale je zotrvačné vlastnosti. Hmotnosť doménovej steny sa dá vyjadriť cez moment hybnosti magnetických momentov, ktoré tvoria doménovú stenu.

Predstavme si  $180^\circ$  doménovú stenu jednotkovej plochy a hrúbky  $\delta_s$  orientovanú paralelne s rovinou  $Y0Z$  (obr. 7.1), ktorá oddeľuje dve domény s magnetizáciami v smere  $\pm Y$ . Všetky momenty vnútri doménovej steny ležia tiež v rovine  $Y0Z$  (obr.7.1.a), avšak sú vychýlené o uhol  $\phi$  od osi  $Y$  (obr.7.1.b). Tento uhol nadobúda hodnoty od  $0^\circ$  (pre  $x=0$ ) po  $180^\circ$  (pre  $x=\delta_s$ ). Predpokladajme rovnomerné rozloženie magnetických momentov vnútri doménovej steny. Vtedy pre vrstvu  $dx$  vo vzdialenosti  $x$  od roviny  $Y0Z$  platí, že magnetický moment v nej je vychýlený o uhol  $\phi$  od osi  $Y$  pre ktorý platí:

$$\phi = (x/\delta_s)\pi. \quad (7.16)$$

Ak teraz aplikujeme magnetické pole  $H$  v smere osi  $Y$ , bude magnetický moment precesovať okolo smeru  $H$ . Predpokladajme, že v čase  $t$  sa moment vychýlil zo smeru  $OS$  do smeru  $OS'$  (obr.7.1.b).  $OS'$  je vychýlený oproti  $OS$  o uhol  $\theta$ , v smere osi  $X$  a rovina  $S'OY$  je vychýlená o uhol  $\psi$  voči rovine  $S'OY$ , pričom platí:

$$\theta = \psi \cdot \sin \phi. \quad (7.17)$$



Obr.7.1: Analýza pohybu magnetického momentu vnútri doménovej steny počas jej pohybu.

Uhlová frekvencia precesného pohybu  $\omega_0$  je daná (viď vzťah 7.9):

$$\omega_0 = d\psi/dt = \gamma H. \quad (7.18)$$

V čase  $t$  platí:

$$\psi = \gamma H t \quad (7.19)$$

a

$$\theta = \gamma H t \cdot \sin \phi. \quad (7.20)$$

V dôsledku toho má magnetický moment zložku kolmú na rovinu doménovej steny (YOZ), ktorej veľkosť je:

$$M_s \cdot \sin \theta \sim M_s \theta = M_s \gamma t \cdot \sin \phi = M_s \gamma t \cdot \sin(\pi x / \delta_s), \quad (7.21)$$

kde predpokladáme, že  $\sin x \sim x$  pre malé  $x$ . Celkový magnetický moment vnútri doménovej steny v smere osi X získame integrovaním vzťahu 7.21 cez celú doménovú stenu:

$$\int_0^{\delta_s} M_s \gamma H t \sin\left(\frac{\pi x}{\delta_s}\right) dx = M_s \gamma H t \sin\left(\frac{2\delta_s}{\pi}\right) \quad (7.22)$$

a následne stredná hodnota zložky magnetizácie vnútri doménovej steny v smere osi X bude daná:

$$M_d = 2M_s \gamma H t / \pi. \quad (7.23)$$

Táto magnetizácia, indukovaná aplikovaním magnetického poľa vytvára na povrchu doménovej steny voľné magnetické póly, ktoré sú následne zdrojom demagnetizačného poľa  $H_d$  ktorého intenzita je:

$$H_d = N_d M_d = 2N_d M_s \gamma H t / \pi, \quad (7.24)$$

kde  $N_d$  je demagnetizačný faktor doménovej steny v smere osi X a v našom prípade je rovný jednotke. Demagnetizačné pole  $H_d$  indukuje dodatočnú precesiu magnetických momentov okolo smeru  $H_d$  s uhlovou frekvenciou:

$$-\frac{d\phi}{dt} = \gamma H_d. \quad (7.25)$$

Tieto javy sa dejú vnútri doménovej steny, zatiaľ čo magnetické momenty mimo doménovej steny ostávajú v klúde. Precesia okolo demagnetizačného poľa  $H_d$  má za následok pohyb doménovej steny v smere osi X a to konštantnou rýchlosťou, ktorú je možné odvodiť zo vzťahu 7.16:



$$\frac{dx}{dt} = \frac{\delta_s}{\pi} \frac{d\phi}{dt} = -\frac{\delta_s}{\pi} \gamma H_d. \quad (7.26)$$

Znamienko mínus značí, že pohyb doménovej steny je opačný ako je smer demagnetizačného poľa  $H_d$ . Dosadením vzťahu 7.24 do 7.26 získame vzťah:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{2M_s H \delta_s \gamma^2}{\pi^2} t, \quad (7.27)$$

ktorého zderivovaním získame výraz podobný prvému členu pohybovej rovnice doménovej steny (7.3):

$$\frac{\pi^2}{\delta_s \gamma^2} \frac{d^2 x}{dt^2} = 2\mu_0 M_s H, \quad (7.28)$$

a ich porovnaním dostaneme vzťah pre určenie hmotnosti doménovej steny  $m$ :

$$m_d = \frac{\pi^2 \mu_0}{\delta_s \gamma^2}. \quad (7.29)$$

Horeuvedený postup poukazuje na fakt, že doménová stena musí obsahovať zložku magnetizácie v smere osi X, aby sa mohla pohybovať s nenulovou rýchlosťou. Navyše, ak doménová stena obsahuje zložku magnetizácie v smere osi X, bude pokračovať vo svojom pohybe aj po vypnutí vonkajšieho magnetického poľa  $H$ . Tento jav sa nazýva zotrvačnosť doménovej steny.

### 7.3 Viskózný koeficient tlmenia pohybu doménovej steny $\beta$

Vráťme sa teraz k rovnici 7.4, ktorá vyjadruje pohyb doménovej steny konštantnou rýchlosťou. Jej kombináciou so vzťahom 7.5 získame:

$$v = \frac{b\mu_0 M_s}{\beta} (H - H_0). \quad (7.30)$$

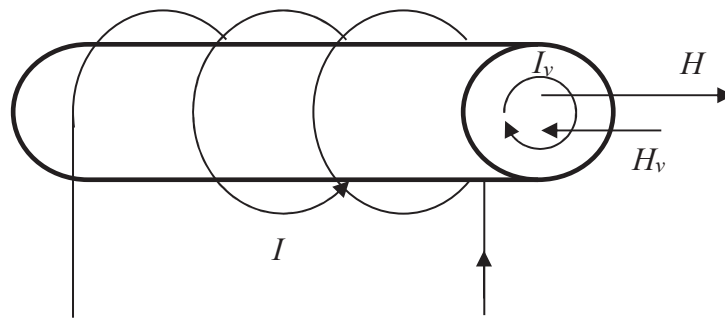
Odtiaľ vidíme, že najdôležitejším parametrom, určujúcim rýchlosť doménovej steny, je z praktického hľadiska práve viskózný koeficient tlmenia pohybu doménovej steny  $\beta$ . Tento totiž určuje energetické straty spôsobené pohybom doménovej steny. V súčasnosti je známych niekoľko príčin, ktoré spôsobujú energetické straty pri pohybe doménovej steny a my si dôkladnejšie preberieme aspoň niektoré z nich.

### 7.3.1 Tlmenie pohybu doménovej steny vírivými prúdmi

Predstavme si feromagnetickú tyč s polomerom  $r$ , okolo ktorej je navinuté elektrické vinutie (obr.7.2). Ak prechádza elektrickým vinutím prúd  $I$ , vytvára sa v osi tyče magnetické pole  $H$ . Pokiaľ prúd prechádzajúci vinutím bude striedavý, bude generovať striedavé pole. V súlade s Faradayovým zákonom indukcie sa bude v tyči indukovať napätie  $U_i$ , ktoré je úmerné zmene magnetického toku  $\Phi$ .

$$U_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\mu P \frac{dH}{dt}, \quad (7.31)$$

kde  $P = \pi r^2$  je prierez tyče, a  $\mu$  je permeabilita materiálu, z ktorého je tyč vyrobená. Toto napätie má taký smer, aby bránilo zmene, ktorá ho vyvolala. Pokiaľ je naša tyč vodivá, začnú ňou pretekať cirkulárne prúdy  $I_v$ , ktoré budú generovať dodatkové magnetické pole  $H_v$ . Podobne ako u indukovaného napätia aj smer prúdov  $I_v$  a magnetického poľa  $H_v$  bude taký, aby sa zabránilo zmene, ktorá ich vyvolala. Tieto prúdy sa nazývajú vírivé prúdy.



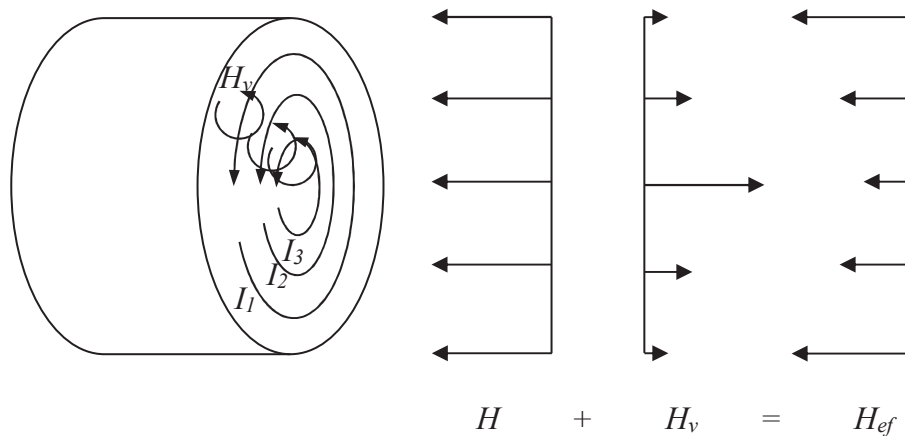
Obr.7.2: Vírivé prúdy vo vodivej tyči.

Pre vírivé prúdy platí niekoľko základných pravidiel:

1. Napätie  $U_i$  sa bude indukovať v každom materiáli, či už je magnetický, alebo nie.
2. Pre danú časovú zmenu magnetického poľa  $dH/dt$  bude indukované napätie tým väčšie, čím väčšia je permeabilita daného materiálu. Preto bude jav vírivých prúdov silnejší vo feromagnetickom materiáli s vysokou permeabilitou ako v prípade nemagnetických materiálov, kde  $\mu \sim 1$ .
3. Pre danú časovú zmenu magnetického poľa  $dH/dt$  budú vírivé prúdy tým väčšie, čím menší bude elektrický odpor daného materiálu. V prípade feritov, ktoré sú takmer izolanty, je jav vírivých prúdov zanedbateľný.

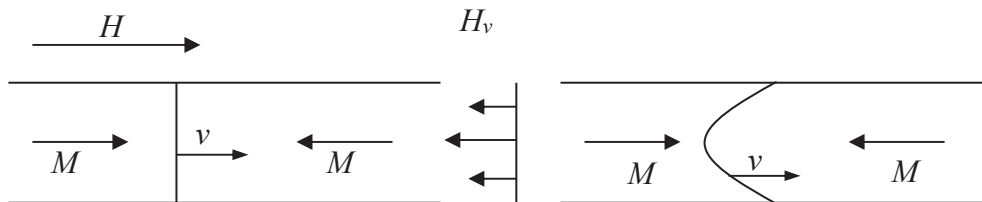
V reálnom materiáli budú vírivé prúdy tiecť v sústredných kružniciach, pričom každý prúd generuje okolo svojho smeru magnetické pole, ktoré smeruje (v prípade situácie na obr.7.3) doprava vnútri kružnice a doľava ak je mimo kružnice. V dôsledku toho, sa magnetické polia v strede tyče sčítavajú a smerom von zo

stredú tyče odčítavajú. Nakoniec dostaneme magnetické pole generované vírivými prúdmi, ktorého intenzita monotónne klesá smerom zo stredú k povrchu tyče. Výsledné pole  $H_{ef}$ , ktoré pôsobí na magnetickú tyč, bude dané vektorovým súčtom aplikovaného poľa  $H$  a poľa generovaného vírivými prúdmi  $H_v$ , a bude (opačne ako u poľa  $H_I$ ) narastať smerom zo stredú k povrchu tyče (obr.7.3).



Obr.7.3. Závislosť magnetického poľa indukovaného vírivými prúdmi od polomeru tyče.

Horeuvedený prípad popisuje vírivé prúdy indukované zmenou vonkajšieho poľa  $H$ . Podobne sa však indukujú vírivé prúdy aj v blízkosti pohybujúcej sa doménovej steny (obr.7.4). majme  $180^\circ$  doménovú stenu, ktorá oddeľuje dve domény s opačnou magnetizáciou. Pri jej pohybe dochádza v jej okolí k zmene lokálnej magnetizácie z  $M_s$  na  $-M_s$  a tým aj k lokálnej zmene magnetického toku. V dôsledku tejto zmeny sa indukujú lokálne vírivé prúdy, ktoré podobne ako vo vyššie popísanom prípade generujú dodatočné magnetické pole  $H_v$ . Toto pole má najvyššiu intenzitu v strede materiálu. Výsledné pole  $H_{ef}$  pôsobiace na doménovú stenu v pohybe bude dané súčtom  $H+H_v$ , a bude mať najmenšiu intenzitu v strede materiálu a najväčšiu na povrchu. Preto bude na rôzne segmenty doménovej steny pôsobiť rôzne pole  $H_{ef}$  a doménová stena sa deformuje (obr.7.4).



Obr.7.4: Deformácia doménovej steny v dôsledku indukovania sa mikroskopických vírivých prúdov.

Straty v dôsledku vírivých prúdov sa dajú jednoducho spočítať iba pre málo konkrétnych prípadov. Uvažujme jednoduchý prípad feromagnetickéj tyče, ktorá je homogénne magnetovaná po hodnotu magnetizácie  $M$  v smere osi tyče (obr.7.5 vľavo), v dôsledku čoho sa indukovali vírivé prúdy  $I_v$ . Pre napätie  $U_i$  indukované homogénnou magnetizáciou môžeme písať:

$$U_i = E_u 2\pi r = -(\mu_0 dM/dt) \pi r^2, \quad (7.32)$$

Kde  $E_u$  je intenzita indukovaného elektrického poľa a zanedbali sme vonkajšie magnetické pole ( $H=0$ , potom  $\Phi = \mu_0 SM$ ). Odtiaľ vyplýva:

$$E_u = -\frac{1}{2} r \mu_0 dM/dt. \quad (7.33)$$

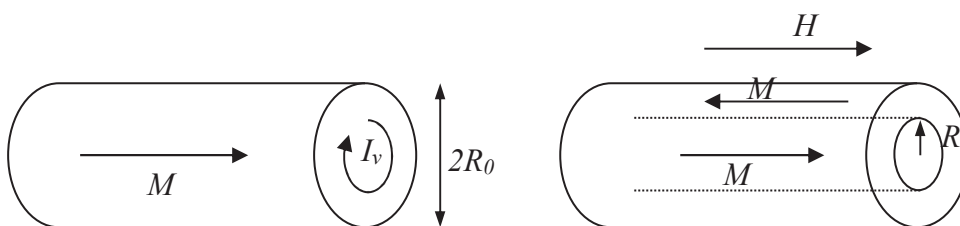
Energetické straty na jednotku objemu  $P_v$  potom môžeme určiť ako:

$$P_v = \frac{1}{\pi R_0^2} \int_0^{R_0} E_u j 2\pi r dr = \frac{\mu_0^2}{2\rho R_0^2} \left( \frac{dM}{dt} \right)^2 \int_0^{R_0} r^3 dr = \frac{\mu_0^2 R_0^2}{8\rho} \left( \frac{dM}{dt} \right)^2, \quad (7.34)$$

kde  $j (=E/\rho, \rho$  - merný elektrický odpor) je hustota indukovaných vírivých prúdov. Ak predpokladáme časovo konštantnú zmenu magnetizácie, bude  $dM/dt$  úmerné frekvencii  $f_r$  aplikovaného poľa a potom sú straty dané:

$$P_v = \mu_0^2 R_0^2 f_r^2 M_s^2 / 8\rho. \quad (7.35)$$

Tento vzťah, aj keď len veľmi približný, nám odhaľuje dôležité vlastnosti strát produkovaných vírivými prúdmi. Tie sú priamo úmerné štvorcu frekvencie aplikovaného poľa, štvorcu rozmerov feromagnetu a nepriamo úmerné elektrickému odporu materiálu.



Obr. 7.5: Dva modely pre výpočet strát spôsobených vírivými prúdmi. Vľavo je model pre homogénnu premagnetizáciu, vpravo model zahŕňajúci pohyb doménovej steny.

V horeuvedenej analýze sme však nebrali do úvahy vplyv pohybu doménovej steny. V reálnom materiále neprebíha premagnetizácia homogénne, ale pohybom doménových stien. Predstavme si teraz tú istú tyč, ale rozdelenú na dve antiparalelné koaxiálne domény s cylindrickou doménovou stenou vo vzdialenosti  $R$

od stredu tyče (obr.7.5 vpravo). Ak aplikujeme vonkajšie magnetické pole v smere uvedenom v obrázku, začne vnútorná doména narastať tak, že doménová stena sa posunie smerom od stredu tyče. Pre každý pohyb z polohy  $R$  do polohy  $R+dR$  narastie objem vnútornej domény o  $2\pi R dR$  na jednotku dĺžky tyče. Súčasne narastie aj magnetizácia na jednotku dĺžky tyče o  $2M_s 2\pi R dR$ . Následne pre elementárnu zmenu magnetizácie  $dM$  za elementárnu časovú jednotku  $dt$  platí:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{4\pi M_s R}{\pi R_0^2} \left( \frac{dR}{dt} \right), \quad (7.36)$$

kde  $dR/dt$  udáva rýchlosť doménovej steny. Rovnicu 7.32 vieme potom prepísať:

$$E_u 2\pi r = - \frac{4\pi\mu_0 M_s R}{\pi R_0^2} \left( \frac{dR}{dt} \right) \pi R_0^2. \quad (7.37)$$

Keďže k zmene magnetizácie dochádza iba vo vonkajšej doméne, platí:

$$E_u = 0 \quad \text{pre } r \leq R$$

$$\text{a} \quad (7.38)$$

$$E_u = - \frac{4\mu_0 M_s R}{r} \left( \frac{dR}{dt} \right) \quad \text{pre } r > R.$$

Takže môžeme určiť straty od vírivých prúdov:

$$P_v = \frac{1}{\pi R_0^2} \int_R^{R_0} \frac{E^2}{\rho} 2\pi r dr = \frac{8\mu_0^2 M_s^2 R^2}{\rho R_0^2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 \log(R_0 / R). \quad (7.39)$$

Vložením vzťahu 7.36 do 7.39 dostávame:

$$P_v = \frac{\mu_0^2 R_0^2}{2\rho} \left( \frac{dM}{dt} \right)^2 \log(R_0 / R). \quad (7.40)$$

Ak predpokladáme, že doménová stena sa šíri zo stredu ( $R=0$ ) po okraj ( $R=R_0$ ) tyče, stredná hodnota  $\log(R_0/R)$  je:

$$\overline{\log(R_0 / R)} = \frac{1}{R_0} \int_R^{R_0} [\log(R_0 / R)] dR = 1, \quad (7.41)$$

a potom:

$$P_v = \frac{\mu_0^2 R_0^2}{2\rho} \left( \frac{dM}{dt} \right)^2. \quad (7.42)$$

Porovnaním 7.34 a 7.42 vidíme, že zanedbaním pohybu doménových stien dostaneme straty, ktoré sú štyrikrát menšie. V skutočnosti je aj odhad strát z rovnice 7.42 podhodnotený, nakoľko v reálnom materiále je doménových stien viac a ich pohyb je komplikovanejší.

Vráťme sa teraz k dynamike doménových stien. Výkon  $P_H$ , ktorý dodávame feromagnetu vonkajším magnetickým poľom  $H$  je daný vzťahom:

$$P_H = \mu_0 H \left( \frac{dM}{dt} \right). \quad (7.43)$$

Dosadením 7.36 do 7.43 pre tento výkon platí:

$$P_H = \mu_0 H \frac{4M_s R}{R_0^2} \left( \frac{dR}{dt} \right). \quad (7.44)$$

Ak sa tento výkon použije na indukovanie vírivých prúdov, získame porovnaním 7.39 a 7.44 závislosť rýchlosti doménovej steny  $v$  od aplikovaného poľa  $H$ :

$$v = \frac{dR}{dt} = \frac{\rho H}{2\mu_0 M_s R \log(R_0 / R)}. \quad (7.45)$$

Porovnaním s rovnicou 7.30 odvodíme koeficient tlmenia pohybu doménovej steny vírivými prúdmi  $\beta_v$ :

$$\beta_v = \frac{2b\mu_0^2 M_s^2 R \log(R_0 / R)}{\rho}. \quad (7.46)$$

Toto je veľmi zjednodušený odhad pre koeficient tlmenia  $\beta_v$ , avšak dáva nám predstavu od čoho závisí. Ako vyplýva z rovnice 7.46,  $\beta_v$  je úmerný rozmerom materiálu a nepriamo úmerný elektrickému odporu  $\rho$ .

### 7.3.2 Tlmenie pohybu doménovej steny magnetickou relaxáciou momentov.

Tlmenie pohybu doménových stien vírivými prúdmi dokáže celkom spoľahlivo popísať dynamiku doménovej steny vo väčšine klasických materiálov

(kryštalické, hrubé feromagnety). Avšak je absolútne nespoľahlivé pri popise dynamiky vo feromagnetoch s veľkým elektrickým odporom (ferity), resp. pri veľmi malých vzorkách (nanodrôty), kedy je efekt vírivých prúdov minimálny. Musí teda existovať aj iný mechanizmus, ktorý tlmí pohyb doménovej steny v takýchto materiáloch. Landau a Lifšic pri svojom teoretickom výskume doménovej steny zaviedli iný mechanizmus, ktorý je založený na magnetickej relaxácii jednotlivých magnetických momentov.

Uvažujme najprv precesný pohyb magnetického momentu bez tlmenia. Majme vektor magnetizácie  $\mathbf{M}$  (obr. 7.6 vľavo). Ak aplikujeme magnetické pole  $\mathbf{H}$  v smere  $-z$ , bude zmena magnetizácie daná vzťahom:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}). \quad (7.47)$$

Tento vzťah bude odvodený v nasledujúcej kapitole (Landu-Lifšicova rovnica). Zatiaľ ho berme ako fakt. Jednotlivé zložky magnetizácie sa dajú vyjadriť:

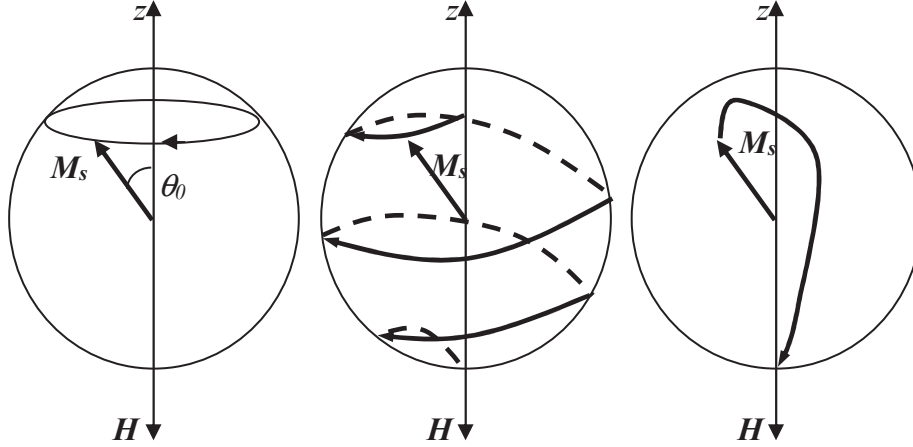
$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma M_y H \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma M_x H \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (7.48)$$

a riešením tejto sústavy rovníc je:

$$\begin{aligned} M_x &= M_s \sin(\theta_0) \cdot \exp(i\omega t) \\ M_y &= M_s \sin(\theta_0) \cdot \exp(i\omega t + i\pi/2) \\ M_z &= M_s \cos(\theta_0), \end{aligned} \quad (7.49)$$

pričom  $\omega = \gamma H$  (vid' 7.9). Toto riešenie predstavuje precesný pohyb magnetizácie  $\mathbf{M}$  pri konštantnom uhle  $\theta_0$  voči osi  $z$ . Stojí za povšimnutie, že bez prítomnosti tlmenia nemôže vonkajšie pole  $\mathbf{H}$  vychýliť magnetizáciu  $\mathbf{M}$  do svojho smeru. Keď je však prítomné tlmenie tohto precesného pohybu, charakterizované parametrom  $\alpha$ , prejde rovnica 7.47 na tvar:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) + \frac{\alpha}{M_s} \left( \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right). \quad (7.50)$$



Obr. 7.6: Pohyb magnetizácie pri žiadnom (vľavo), slabom (v strede) a pri silnom (vpravo) tlmení.

Pre jednotlivé zložky magnetizácie zo vzťahu 7.50 bude platiť:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma M_y H + \alpha \frac{M_y}{M_s} \frac{dM_z}{dt} - \alpha \frac{M_z}{M_s} \frac{dM_y}{dt} \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma M_x H + \alpha \frac{M_z}{M_s} \frac{dM_x}{dt} - \alpha \frac{M_x}{M_s} \frac{dM_z}{dt} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \alpha \frac{M_x}{M_s} \frac{dM_y}{dt} - \alpha \frac{M_y}{M_s} \frac{dM_x}{dt} \end{aligned} \quad (7.51)$$

Úpravami sa dá zjednodušiť na:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \frac{\omega_0}{1 + \alpha^2} M_y + \frac{\omega_0 \alpha}{1 + \alpha^2} \frac{M_x M_z}{M_s} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \frac{-\omega_0}{1 + \alpha^2} M_x + \frac{\omega_0 \alpha}{1 + \alpha^2} \frac{M_y M_z}{M_s} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \frac{-\omega_0 \alpha}{1 + \alpha^2} M_s + \frac{\omega_0 \alpha}{1 + \alpha^2} \frac{M_z^2}{M_s} \end{aligned} \quad (7.52)$$



a riešením tejto sústavy rovníc (podobne ako v 7.49) je:

$$\begin{aligned}M_x &= M_s \sin(\theta) \exp(i\alpha t) \\M_x &= M_s \sin(\theta) \exp(i\alpha t + i\pi/2) \\M_x &= M_s \cos(\theta),\end{aligned}\tag{7.53}$$

kde však  $\theta$  je funkciou času a platí:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\tag{7.54}$$

kde  $\theta_0$  je uhol ktorý zvierá magnetizácia  $\mathbf{M}$  s osou  $z$  v čase  $t=0$ . Uhlová frekvencia  $\omega$  a relaxačný čas  $\tau$  za ktorý sa magnetizácia  $\mathbf{M}$  preklopí do smeru  $\mathbf{H}$  sú dané:

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 + \alpha^2} = \frac{\omega_0}{1 + \left(\frac{1}{\omega_0 \tau_0}\right)^2}\tag{7.55}$$

a

$$\tau = \tau_0 (1 + \alpha^2) = \tau_0 \left(1 + \left(\frac{1}{\omega_0 \tau_0}\right)^2\right),\tag{7.56}$$

a  $\tau_0$  je daný:

$$\tau_0 = \frac{1}{\alpha \omega_0}.\tag{7.57}$$

V prípade, ak  $\alpha^2 \ll 1$ , čo znamená, že tlmenie precesného pohybu je slabé, dostávame kombináciou 7.55 až 7.57, že  $1/\omega = \alpha \tau$ , takže  $1/\omega \ll \tau$  a magnetizácia  $\mathbf{M}$  vykoná veľký počet precesných otáčok, kým dosiahne smer aplikovaného poľa  $\mathbf{H}$  (obr.7.6 v strede). Ak je  $\alpha^2 \gg 1$ , čo znamená, že tlmenie precesného pohybu je silné, dostávame kombináciou 7.55 až 7.57, že  $1/\omega \gg \tau$  a magnetizácia  $\mathbf{M}$  sa stočí priamo smeru aplikovaného poľa  $\mathbf{H}$  bez precesného pohybu (obr.7.6. vpravo). Oba tieto prípady spomaľujú magnetizačný proces, nakoľko pri malom  $\alpha$  bude trvať veľmi dlho, kým sa dosiahne rovnovážny stav, zatiaľ čo pri veľkom  $\alpha$  bude rezonančná

frekvencia  $\omega$  malá a aj keď je pohyb magnetizácie  $M$  do smeru poľa  $H$  priamočiary, je pomalý. Najrýchlejší magnetizačný proces bude pre  $\alpha \sim 1$ , kedy:

$$\tau_0 = \frac{1}{\omega_0}, \quad (7.58)$$

a relaxačný čas  $\tau$  bude:

$$\tau = \frac{2}{\omega_0} = \frac{2}{\gamma H}. \quad (7.59)$$

Ako bude ukázané neskôr, koeficient tlmenia pohybu doménovej steny v dôsledku magnetickej relaxácie magnetických momentov  $\beta_r$  je priamo úmerný koeficientu tlmenia precesného pohybu  $\alpha$ .

$$\beta_r = \frac{\alpha}{\gamma \delta_s} = \frac{\alpha}{\pi \gamma} \sqrt{\frac{K}{A}}, \quad (7.60)$$

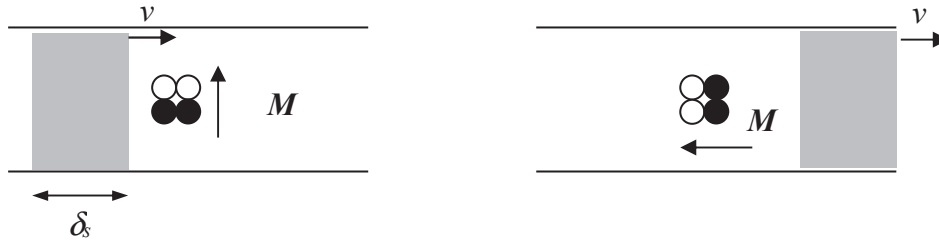
kde sme využili vzťah 4.11 medzi hrúbkou doménovej steny a anizotropiou. Ako vidíme zo vzťahu 7.60, tlmenie pohybu doménovej steny v dôsledku magnetickej relaxácie magnetických momentov  $\beta_r$  je priamo úmerné druhej odmocnine anizotropie  $K$ . Preto je jednou z požiadaviek na materiál s vysokou rýchlosťou doménovej steny nízka anizotropia.

### 7.3.3 Tlmenie pohybu doménovej steny štruktúrnou relaxáciou

Obe vyššie popísané tlmenia dokážu uspokojujúco vysvetliť dynamiku doménovej steny vo väčšine feromagnetických materiálov. Napriek tomu existuje skupina materiálov (ferity, amorfné feromagnetické zliatiny), v ktorých sa pri meraní dynamiky doménovej steny v širokom rozsahu teplôt objavuje nový príspevok k tlmeniu, založený na štruktúrnej relaxácii, resp. na indukovanej anizotropii (viď kapitola 2.5.1).

Predstavme si doménovú stenu hrúbky  $\delta_s$ , pohybujúcu sa rýchlosťou  $v$  v materiále, ktorý obsahuje mobilné defekty (obr.7.7). Tieto sú schopné zmenou svojej polohy meniť lokálnu anizotropiu. Prechodom doménovej steny cez defekt sa zmení smer lokálnej magnetizácie čo núti mobilné defekty zmeniť svoju polohu a tým znížiť voľnú energiu feromagnetu. Plošná hustota interakčnej energie doménovej steny s defektmi  $E_i$  je daná vzťahom 2.38:

$$E_i = K_u \cdot V / S_d = K_u \cdot \delta_s S_d / S_d = \frac{\delta_s}{15} \frac{c_p}{kT} \langle \epsilon_{i0}^2 \rangle (1 - \exp(-t / \tau_r)), \quad (7.61)$$



Obr.7.7: Pomalý prechod doménovej steny cez defekt spôsobí jeho pohyb a tým sa zmení lokálna anizotropia.

kde  $V$  je objem doménovej steny a  $S$  je jej plocha. O túto energiu ( $E_i$ ) sa zníži voľná energia feromagnetu, ak všetky mobilné defekty vnútri doménovej steny získajú energeticky najvýhodnejšiu polohu. Doménová stena prejde cez mobilný defekt za čas  $t_l = \delta_s/v$ . Odtiaľ dosadením do vzťahu 7.61 získame:

$$E_i = \frac{t_l \cdot v}{15} \frac{c_p}{kT} \langle \varepsilon_{i0}^2 \rangle (1 - \exp(-t / \tau_r)). \quad (7.62)$$

K štruktúrnej relaxácii mobilných defektov dôjde, ak čas  $t_l$  bude porovnateľný s relaxačným časom mobilných defektov  $t_l \sim \tau_r$ . Potom:

$$E_i = \frac{\tau_r \cdot v}{15} \frac{c_p}{kT} \langle \varepsilon_{i0}^2 \rangle (1 - \exp(-t / \tau_r)). \quad (7.63)$$

Túto energiu získajú mobilné defekty z energie aplikovaného vonkajšieho poľa ( $b\mu_0 M_s H$ ). Ak teraz predpokladáme, že doménová stena sa pohybuje konštantnou rýchlosťou  $v$  v konštantnom potenciále (ktorý v danom mieste nevykazuje lokálne minimum  $\Rightarrow \alpha = 0$ ), pričom zanedbáme vplyv vírivých prúdov aj magnetickej relaxácie momentov, platí z rovnice 7.3:

$$\beta_s v = b\mu_0 M_s H = \frac{\tau_r \cdot v}{15} \frac{c_p}{kT} \langle \varepsilon_{i0}^2 \rangle (1 - \exp(-t / \tau_r)), \quad (7.64)$$

odkiaľ už jednoducho získame vzťah pre koeficient tlmenia pohybu doménovej steny v dôsledku štruktúrnej relaxácie  $\beta_s$ :

$$\beta_s = \frac{\tau_r}{15} \frac{c_p}{kT} \langle \varepsilon_{i0}^2 \rangle (1 - \exp(-t / \tau_r)). \quad (7.65)$$

Zo vzťahu 7.65 vidíme, že tlmenie pohybu doménovej steny v dôsledku štruktúrnej relaxácie  $\beta_s$  je úmerné koncentrácii defektov, interakčnej energii defektov

s lokálnou magnetizáciou a relaxačným časom defektov. Na druhej strane je nepriamo úmerné teplote.

Na rozdiel od predchádzajúcich tlmení (vírivými prúdmi, magnetickou relaxáciou momentov), ktoré sú dané typom materiálu, môžeme ovplyvniť tlmenie spôsobené štruktúrnou relaxáciou vhodne zvolenými podmienkami merania. Počas experimentu je dôležitých niekoľko časov:

1.  $\tau_r$  – relaxačný čas defektu (určený Arrheniovým vzťahom 2.33)
2.  $t_1$  – čas, za ktorý prejde doménová stena cez defekt (určený hlavne rýchlosťou doménovej steny a jej šírkou)
3.  $t_2$  – čas, medzi jednotlivými prechodmi doménovej steny (určený hlavne frekvenciou  $f$  budiaceho magnetického poľa  $H$ ,  $t_2 \sim 1/f$ ).  $t_2 = t$  v rovnici 7.65.

pričom ich vzájomný pomer určuje päť režimov režimy štruktúrnej relaxácie:

1. Metastabilný stav:  $\tau_r > t_2 > t_1$ . Defekty nestíhajú relaxovať (sú akoby zmrznuté) a nachádzajú sa v termodynamickej nerovnováhe. Veľkosť tlmenia od štruktúrnej relaxácie je daná históriou materiálu (ak bol predtým než sa dostal do metastabilného stavu stabilizovaný,  $\beta_s$  je veľké. Ak bol systém defektov destabilizovaný,  $\beta_s$  bude malé). Tento stav prislúcha nízkym teplotám (viď Arrheniov vzťah 2.33)
2. Stav štruktúrnej relaxácie  $\tau_r \sim t_2 > t_1$ . Defekty stíhajú relaxovať medzi jednotlivými prechodmi doménovej steny. Tým zvyšujú lokálnu anizotropiu a spomaľujú doménovú stenu. Vhodne zvoleným časom  $t_2$  (ktorý určuje hodnotu relaxačnej funkcie  $1 - \exp(-t/\tau_r)$ ) môžeme tento režim rozšíriť, resp. potlačiť a tým modulovať tlmenie pochádzajúce od štruktúrnej relaxácie  $\beta_s$ .
3. Adiabatický režim  $t_2 > \tau_r > t_1$ . Celý systém defektov je po každom prechode plne zrelaxovaný a tým sa dosiahne maximálna hodnota tlmenia od štruktúrnej relaxácie  $\beta_s$ .
4. Difúzne tlmený režim  $t_2 > t_1 \sim \tau_r$ . V tomto režime je čas prechodu doménovej steny podobný s relaxačným časom defektov. Tieto počas pohybu doménovej steny relaxujú, pričom na zmenu svojej polohy využívajú kinetickú energiu doménovej steny a tým klesá rýchlosť pohybujúcej sa doménovej steny. Avšak zvyšovaním aplikovaného poľa narastá rýchlosť doménovej steny, až kým  $t_1 < \tau_r$ , kedy sa doménová stena odtrhne od defektov a prejde do adiabatického režimu.
5. Izotermický režim  $t_2 > t_1 > \tau_r$ . Aj keď je celý systém zrelaxovaný medzi jednotlivými prechodmi doménovej steny, relaxačný čas defektov  $\tau_r$  je veľmi krátky a stíhajú meniť svoje polohy počas pohybu doménovej steny, tým znižujú lokálnu anizotropiu, klesá tlmenie od štruktúrnej relaxácie a zrýchľuje sa doménová stena. Tento stav prislúcha vysokým teplotám.

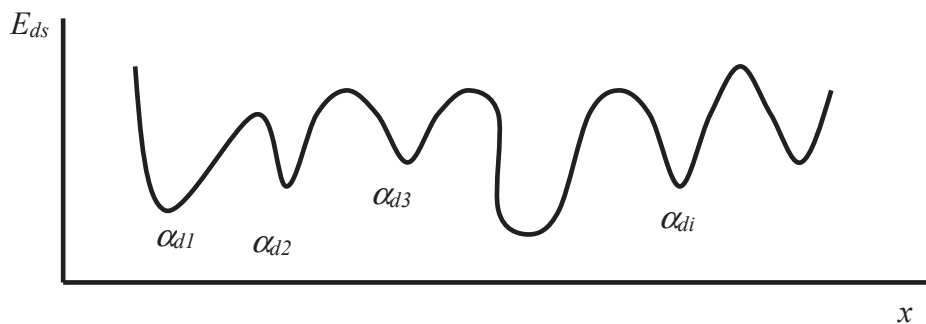
Existujú aj ďalšie príspevky k tmeniu pohybu doménových stien na báze magnetostrikčného javu, nakoľko doménová stena lokálne mení rozmery materiálu v ktorom sa pohybuje, čo spôsobuje dodatočné straty v materiále. Ďalší príspevok

pochádza od deformovania tvaru doménovej steny v dôsledku zachytávania doménovej steny na povrchových defektoch (viď kapitolu 5.6). Tieto sú stále nedostatočne preskúmané a v súčasnosti je veľmi ťažko prezentovať nejakú ucelenú teóriu o ich vplyve. Aj keď existujú jednotlivé prípady, pre ktoré môže byť ich vplyv riešený.

#### 7.4 Kritické pole $H_0$ .

V tejto kapitole sa budeme zaoberať ďalším parametrom, ktorý rozhoduje o rýchlosti doménovej steny (viď vzťah 7.4). Kritické pole propagácie doménovej steny je minimálne magnetické pole, ktoré musí byť naložené, aby mohol byť pozorovaný pohyb doménovej steny (ak  $H > H_0 \Rightarrow v > 0$ ). Tento parameter je v dynamike doménovej steny dosť mystický. Niektorí autori stotožňujú toto pole s kritickým polom materiálu (kapitola 5), iní ho nazývajú dynamický koercitívnym polom, ďalší ho stotožňujú s nukleačným polom doménovej steny a pod.. Teoretici, ktorí riešia dynamiku doménovej steny pomocou Landau-Lifšic-Gilbertovej (LLG) rovnice (kapitola 7) ho ignorujú úplne, nakoľko vôbec nevyplýva z riešenia LLG rovnice. Každopádne, kritické pole môže byť dosť dôležitý parameter, nakoľko jeho nízka hodnota zabezpečuje vysoké rýchlosti doménových stien aj v nízkych aplikovaných poliach a dokonca aj keď je pohyblivosť doménovej steny malá. V niektorých prípadoch (niektoré ferity, amorfné mikrodrôty) boli dokonca pozorované záporné kritické polia. To by teoreticky umožňovalo pohyb doménovej steny aj bez prítomnosti vonkajšieho magnetického poľa. Pochopenie významu kritického poľa má preto kľúčový význam pre dynamiku doménových stien v reálnych materiáloch.

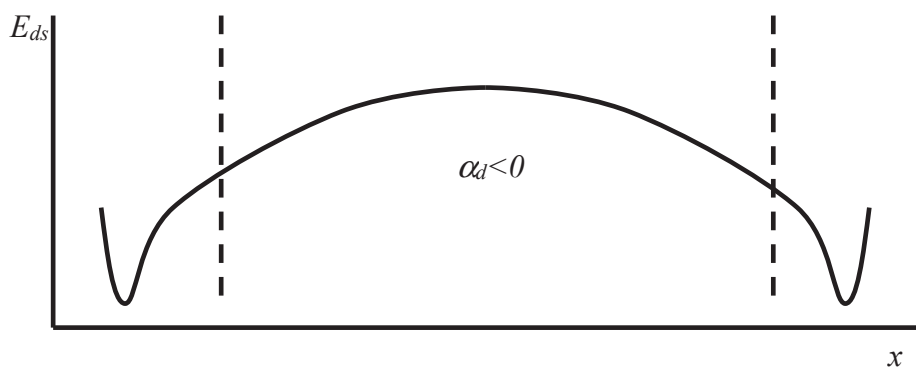
Vráťme sa k pohybovej rovnici doménovej steny (vzťah 7.3). Táto rovnica popisuje lokálny pohyb doménovej steny, ktorá sa nachádza vnútri svojho lokálneho potenciálu. Za predpokladu, že tento má parabolický tvar dna ( $E_{ds} = 1/2 \alpha_d x^2$ ), bude spätný tlak (úmerný prvej derivácii potenciálu doménovej steny podľa jej polohy) rovný  $\alpha_d x$ , a teda aj kritické pole bude na lokálnej škále úmerné spätnému tlaku pôsobiacemu na pohybujúcu sa doménovú stenu. A teda doménová stena sa bude pohybovať iba ak aplikované magnetické pole prekoná tento spätný tlak ( $v > 0 \Leftrightarrow H > H_0$  v pohybovej rovnici doménovej steny). Pri pohybe doménovej steny na dlhšie vzdialenosti doménová stena prechádza cez viacero lokálnych miním v potenciáli doménovej steny (obr. 7.8). Pokiaľ je aplikované magnetické pole menšie ako spätný tlak v ľubovoľnom mieste  $\alpha_d x$ , doménová stena sa zastaví. Preto je kritické pole úmerné maximálnemu spätnému tlaku na doménovú stenu v ľubovoľnom mieste na trajektórii doménovej steny:



Obr.7.8: Komplexný tvar potenciálu doménovej steny v závislosti od jej polohy v reálnom materiále.

$$H_0 = \frac{\alpha_d x}{b\mu_0 M_s} \Big|_{\max} \quad (7.66)$$

Navyše, vo väčšine prípadov sa dynamika doménovej steny študuje, resp. využíva v oblastiach aplikovaných polí, ktoré sú podstatne vyššie ako sú fluktuácie kritického poľa. Tým pádom sa pri pohybe doménovej steny na dlhšie vzdialenosti javí kritické pole ako konštanta.



Obr.7.9: Ak sú dve minimá v potenciále doménovej steny oddelené bariérou, bude konštanta spätného tlaku na doménovú stenu  $\alpha_d$ , a tým aj kritické pole  $H_0$  jej dynamiky záporné.

Tento prístup k definícii kritického poľa umožňuje vysvetliť aj záporné hodnoty kritického poľa  $H_0$ . Predpokladajme materiál, v ktorom potenciál doménovej steny obsahuje iba lokálne minimá na koncoch a tieto sú spojené

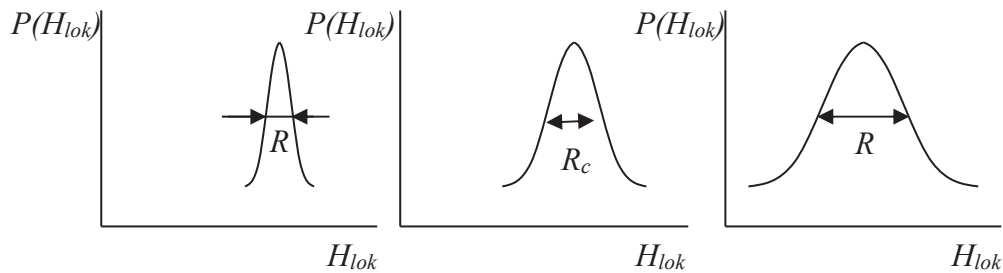
energetickou bariérou (obr.7.9). V tomto prípade bude konštanta spätného tlaku na doménovú stenu  $\alpha_d$  záporná a to isté bude platiť aj pre kritické pole  $H_0$ . Avšak pohyb doménovej steny pri nulovom poli nebude možný, nakoľko je potrebné isté nenulové magnetické pole, aby sa doménová stena dostala z potenciálovej jamy na začiatku svojho pohybu. Každopádne, záporné kritické pole má za následok vysoké rýchlosti doménovej steny už pri nízkych aplikovaných poliach a to aj pri nízkych pohyblivostiach  $S$  doménovej steny (viď vzťah 7.4).

### 7.5 Pohyb doménovej steny v nízkych poliach

V prípade, že sa doménová stena pohybuje v nízkych poliach, ktorých amplitúda je tesne nad, resp. porovnateľná s kritickým polom  $H_0$  (daným vzťahom 7.66), prejavia sa lokálne fluktuácie spätného tlaku na jej okamžitej rýchlosti. Predstavme si materiál, ktorý obsahuje rôzne defekty (vakencie, intersticiály, nemagnetické inklúzie a pod.). Energia doménovej steny pozdĺž takého materiálu bude mať tvar podobný tej z obr.7.8. Kritické pole  $H_0$  bude pozostávať z dvoch príspevkov: globálneho  $H_{gl}$ , ktorý pochádza od interakcií ďalekého dosahu (magnetokryštalická, magnetoelastická, tvarová a pod.) a je v celom materiále rovnaký, a z lokálneho  $H_{lok}$ , ktorý pochádza od krátkodosahovej interakcie doménovej steny s lokálnymi defektmi. Okamžitá rýchlosť doménovej steny bude daná (viď vzťah 7.4):

$$v_{lok} = S(H - (H_{gl} + H_{lok})). \quad (7.67)$$

Táto rýchlosť sa bude lokálne meniť podľa aktuálnej hodnoty  $H_{lok}$  a doménová stena sa bude pohybovať akoby v sérii skokov, z ktorých každý je charakterizovaný vlastnou konštantou rýchlosťou. Predpokladajme teraz, že defekty rôznych veľkostí sú v materiále homogénne roztrúsené. Pritom každému defektu zodpovedá určité lokálne kritické pole  $H_{lok}$ . Pokiaľ predpokladáme náhodné rozdelenie veľkostí kritických polí, bude danému materiálu zodpovedať distribúcia veľkostí kritických polí, ktorá bude mať Gaussovský charakter. Takáto distribúcia je charakterizovaná svojou polohou a polšírkou  $R$  (šírka v polovici výšky). Pokiaľ je táto distribúcia veľmi úzka (obr. 7.10 vľavo), že jej polšírka  $R$  bude zanedbateľná voči globálnemu kritickému poľu  $H_{gl}$ , bude sa doménová stena pohybovať v jedinom Barkhausenovom skoku pozdĺž celého materiálu a to v okamihu, keď vonkajšie pole dosiahne hodnotu väčšiu, alebo rovnú súčtu kritických polí ( $H_{gl} + H_{lok}$ ). Takýto režim sa nazýva viskóznym režimom dynamiky doménovej steny a platí pre neho vzťah 7.4. Ak je polšírka distribúcie  $R$  veľká (obr.7.10 vpravo), bude sa doménová stena v blízkosti aplikovaného poľa amplitúdy  $H = H_{gl} + H_{lok}$  pohybovať pozdĺž materiálu, kým neostane zachytená na niektorom defekte.



Obr. 7.10. Rôzne distribúcie lokálnych kritických polí sa prejavujú rôznymi režimami dynamiky doménovej steny.

Avšak ak bude šírka distribúcie  $R$  rovná istej kritickej šírke  $R_c$ , bude sa doménová stena pohybovať pozdĺž celého materiálu v sérii malých Barkhausseových skokov (charakterizovaných rôznou rýchlosťou doménovej steny). Takýto režim sa nazýva zachytávací režim dynamiky doménovej steny. V okolí kritickej polšírky distribúcie kritických polí je magnetizácia funkciou  $R$  a  $H$ :

$$M \sim (|r|^q) g_{-}^{+} \left( \frac{h}{|r|^{q\delta}} \right), \quad (7.68)$$

Kde  $r = (R - R_c) / R_c$ ,  $h = (H - H_c) / H_c$  a koeficienty  $q = 0.5$  a  $\delta = 3$  pre teóriu náhodných polí.  $H_c$  je kritické pole, pri ktorom je rýchlosť doménovej steny nulová. Priemerná rýchlosť doménovej steny je potom daná:

$$v_p \sim \frac{\Delta M}{\Delta t} \sim (H - H_c)^q \quad (7.69)$$

a v skutočnosti boli namerané také závislosti, pre ktoré platí:

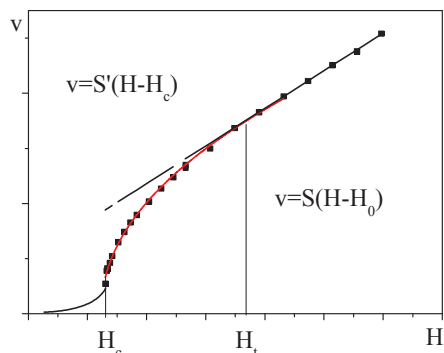
$$v_p = S' (H - H_c)^q, \quad (7.70)$$

kde  $S'$  je parameter pohyblivosti doménovej steny pre ktorý platí:

$$S' = \frac{S_p \cdot H_t}{H_c^q}, \quad (7.71)$$

kde  $S_p$  je pohyblivosť doménovej steny vo viskóznom režime (vzťah 7.5) a  $H_t$  je pole, pri ktorom dôjde k zmene režimu dynamiky doménovej steny z viskózneho na odtŕhavací.





Obr. 7.11. Rôzne režimy dynamiky doménovej steny pri nízkych poliach. Režim tečenia (pod  $H_c$ ), odtrhací (medzi  $H_c$  a  $H_t$ ) a viskózný (nad  $H_t$ ).

Horeuvedený model, neuvažoval vplyv teploty. Ak však bude teplota vyššia ako 0 K, dochádza vplyvom tepelnej aktivácie k fluktuácii magnetických momentov vnútri doménovej steny. V dôsledku tejto tepelnej aktivácie môže doménová stena prekonať spätný tlak, ktorý ju drží zachytenú na defekte. Preto bude pri teplotách väčších ako 0 K pozorovaný (aj keď veľmi pomalý) pohyb doménovej steny aj pod kritickým poľom  $H_c$ . Takýto režim sa nazýva režim tečenia (creep). V režime tečenia je rýchlosť doménovej steny daná vzťahom:

$$v \sim \exp\left(-\frac{E_c}{kT} \left(\frac{H_c}{H}\right)^\eta\right), \quad (7.72)$$

kde  $E_c$  je kritická výška energetickej bariéry, ktorú doménová stena už môže prekonať tepelnou aktiváciou a  $\eta$  je koeficient rovný 0,25. Energetická bariéra  $E$  je závislá od aplikovaného poľa a jej závislosť je určená:

$$E \sim E_c \left(\frac{H_c}{H}\right)^\eta. \quad (7.73)$$

## ***Literatúra***

- [7.1] B.D. Cullity, C.D. Graham, “*Introduction to Magnetic Materials*”, John Wiley & Sons., New Jersey, 2009.
- [7.2] C.W. Chen, „*Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials*“, Dover Publ., New York, 1986.
- [7.3] S. Chikazumi, „*Physics of Ferromagnetism*“, Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [7.4] T.H. O’Dell, „*Ferromagnetodynamics*“, The MacMillan Press Ltd., 1981.
- [7.5] R. Varga, K.L. Garcia, M. Vazquez, P. Vojtanik, *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005), 017201.
- [7.6] G. Infante, R. Varga, G. A. Badini-Confalonieri, and M. Vázquez, *Appl. Phys. Lett.* **95** (2009), 012503.
- [7.7] J.P. Sethna, K.A. Dahmen, C.R. Myers, *Nature* **410** (2001), 242
- [7.8] R. Varga, J. Torrejon, Y. Kostyk, K. L. Garcia, G. Infantes, G. Badini and M. Vazquez, *J.Phys.: Cond. Matter* **20** (2008), 445215
- [7.9] G. Bertotti and I. Mayergoyz, “*The Science of Hysteresis*”, Academic Press , 2006.
- [7.10] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998), 849.
- [7.11] G. Blatter, M. V. Feigel’man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66** (1994) , 1125.

## 8. Landau-Lifšic Gilbertova (LLG) rovnica

Teoretici používajú na popis dynamiky magnetizačných procesov Landau-Lifšic-Gilbertovu rovnicu, ktorá bola odvodená v tridsiatych (Landauom a Lifšicom) a upravená v päťdesiatych (Gilbertom) rokoch minulého storočia. Vychádza zo základného fyzikálneho zákona, že časová zmena momentu hybnosti  $d\mathbf{L}/dt$  sa rovná momentu sily  $\mathbf{D}$ , ktorá ho vyvolala:

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{D}. \quad (8.1)$$

V prípade 3d feromagnetických zliatin, sa jedná o spinový moment hybnosti elektrónu  $\mathbf{p}_s$ , a preto platí:

$$\frac{d\mathbf{p}_s}{dt} = \mathbf{D}. \quad (8.2)$$

Spinový moment hybnosti elektrónu  $\mathbf{p}_s$  je priamo úmerný spinovému magnetickému momentu  $\boldsymbol{\mu}_s$ :

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\gamma \mathbf{p}_s \quad (8.3)$$

a moment sily  $\mathbf{D}$ , ktorým aplikované magnetické pole  $\mathbf{H}$  pôsobí na magnetické momenty v látke je daný:

$$\mathbf{D} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad (8.4)$$

keďže všetky magnetické momenty v doméne sa správajú tak, akoby tvorili jeden veľký magnetický moment, ktorý je vyjadrený magnetizáciou  $\mathbf{M}$ , získame kombináciou 8.1 až 8.4 vzťah:

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}. \quad (8.5)$$

Tento vzťah popisuje časovú zmenu magnetizácie  $\mathbf{M}$  spôsobenú vonkajším magnetickým poľom  $\mathbf{H}$ . Teraz si môžeme ľubovoľnú zmenu magnetizácie  $d\mathbf{M}/dt$  predstaviť, akoby bola spôsobená nejakým efektívnym poľom  $\mathbf{H}_{eff}$ .

$$-\gamma \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}, \quad (8.6)$$

kde  $\mathbf{H}_{eff}$  sa skladá z dvoch zložiek:

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{dE}{\mu_0 d\mathbf{M}} - \frac{\alpha}{\gamma M_s} \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (8.7)$$

kde prvý člen predstavuje aplikované magnetické pole a pole rôznych anizotropií a druhý člen pochádza od poľa, ktoré pôsobí proti zmene vyvolanej zmenou magnetizácie  $d\mathbf{M}/dt$  a predstavuje straty (vírivými prúdmi, magnetickou relaxáciou momentov, štruktúrnou relaxáciou a pod...). Kombináciou vzťahov 8.6 a 8.7 získame:

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{M} \times \left(-\frac{dE}{\mu_0 d\mathbf{M}}\right) + \mathbf{M} \times \left(-\frac{\alpha}{\gamma M_s} \frac{d\mathbf{M}}{dt}\right), \quad (8.8)$$

a úpravou:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M_s} (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}). \quad (8.9)$$

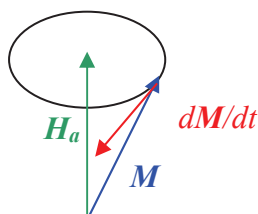
Táto rovnica sa nazýva Landau-Lifšic-Gilbertova rovnica a popisuje dynamiku magnetizačných procesov. Prvý člen na pravej strane nazýva aj statický, nakoľko ak je rovný nule, musí byť aj  $d\mathbf{M}/dt = 0$ , aby mala rovnica riešenie. Druhý člen sa nazýva dynamický a je to on, ktorý umožňuje vychýľovanie magnetizácie do smeru poľa.

Špeciálny prípad riešenia LLG rovnice je, ak máme aplikované konštantné pole  $\mathbf{H}_a$  a neexistuje tlmenie precesného pohybu ( $\alpha=0$ ). Vtedy prejde LLG rovnica na tvar:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_a, \quad (8.10)$$

ktorý popisuje precesiu magnetizácie okolo smeru  $\mathbf{H}_a$  bez zmeny uhla vychýlenia  $\mathbf{M}$  od  $\mathbf{H}_a$  (obr.8.1). Ak  $\mathbf{H}_a$  je konštantné, aj člen  $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_a$  je konštantný a potom je konštantná aj zmena  $d\mathbf{M}/dt$ . A preto sa tento člen ( $\mathbf{M} \times$

$H_a$ ) nazýva aj konzervatívny, nakoľko v uvedenom prípade nedochádza k stratám energie.

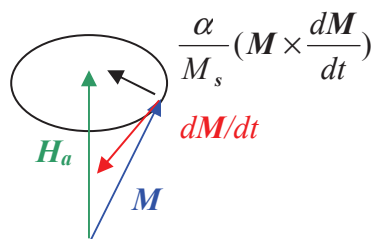


$$d\mathbf{M}/dt \perp \mathbf{M}$$

$$d\mathbf{M}/dt \perp \mathbf{H}_a$$

Obr.8.1. Precesia magnetizácie  $\mathbf{M}$  okolo smeru  $\mathbf{H}_a$  ako riešenie špeciálneho prípadu ( $\alpha=0$ ) LLG rovnice 8.10.

Ak je prítomné tlmenie ( $\alpha \neq 0$ ), treba pripočítať k rovnici 8.10 aj dynamický člen (viď LLG 8.9), ktorý umožňuje straty. Tento člen popisuje vektor, ktorý leží v rovine danej vektormi  $\mathbf{M}$  a  $\mathbf{H}_a$  a v dôsledku jeho prítomnosti bude zmena magnetizácie  $d\mathbf{M}/dt$  klesať (obr.8.2).



$$\frac{\alpha}{M_s} (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \perp \mathbf{M}$$

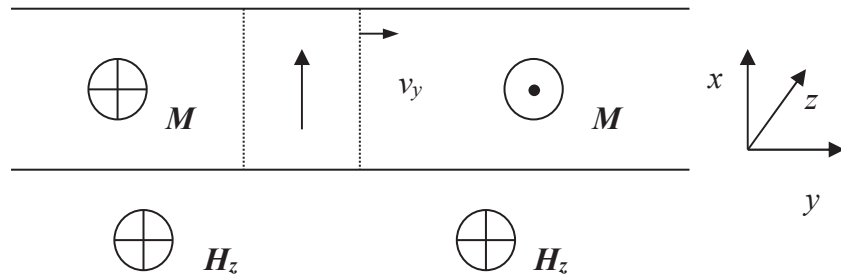
$$\frac{\alpha}{M_s} (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \perp d\mathbf{M}/dt$$

Obr.8.2. Tlmená precesia magnetizácie  $\mathbf{M}$  okolo smeru  $\mathbf{H}_a$  ako riešenie LLG rovnice 8.9 za prítomnosti tlmenia ( $\alpha \neq 0$ ).

### 8.1 Pohyb doménovej steny

LLG rovnica sa dá využiť aj na riešenie dynamiky doménovej steny. Predstavme si tuhú rovinnú doménovú stenu, ktorá oddeľuje dve domény so smerom magnetizácie  $\mathbf{M}$  v smere osi  $z$  a  $-z$  (obr.8.3). V strede doménovej steny je magnetizácia vychýlená do smeru osi  $x$ . Čiže platí:

$$M_x = M_s, M_y = M_z = 0. \quad (8.11)$$



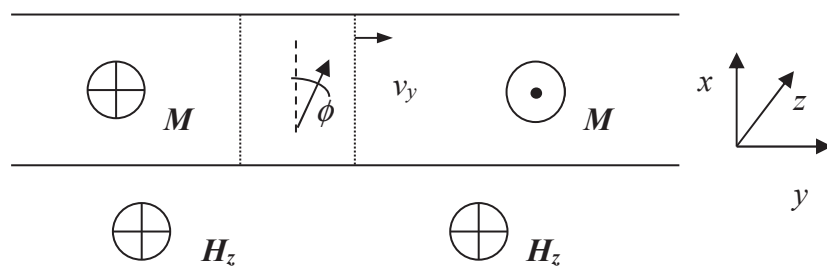
Obr.8.3. Schematický náčrt doménovej steny pre riešenie LLG rovnice v čase  $t=0$ .

Aplikujme teraz magnetické pole v smere osi  $z$ . Zmena magnetizácie v strede doménovej steny  $d\mathbf{M}/dt$ , spôsobená poľom  $\mathbf{H}$  musí spĺňať LLG rovnicu (vzťah 8.9), pričom platia vzťahy 8.11 a:

$$H_z = H, H_x=H_y=0. \quad (8.12)$$

LLG rovnicu vieme riešiť po jednotlivých zložkách. V čase  $t=0$  platí:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= 0, \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma M_s H_z, \\ \frac{dM_z}{dt} &= \alpha \gamma M_s H_z. \end{aligned} \quad (8.13)$$



Obr.8.4. Schematický náčrt doménovej steny pre riešenie LLG rovnice v čase  $t$ .

Aplikácia magnetického poľa  $\mathbf{H}$  spôsobí precesiu magnetizácie  $\mathbf{M}$  okolo smeru poľa. Predpokladajme teraz, že tlmenie zmeny magnetizácie  $\alpha$  je malé ( $\alpha \ll 1$ ). Potom sa v čase  $t > 0$  vychýli magnetizácia  $\mathbf{M}$  v smere osi  $y$  avšak jej vychýlenie v smere osi  $z$  bude zanedbateľné. Ak bude magnetizácia  $\mathbf{M}$  v strede doménovej steny vychýlená voči osi  $z$  o malý uhol  $\phi$  (obr.8.4), môžeme prepísať vzťahy 8.11 na tvar:

$$M_x = M_s \cos \phi, \quad M_y = M_s \sin \phi, \quad M_z = 0. \quad (8.14)$$

Tým sa ale objavia zložky magnetizácie v smere osí  $x, y, z$ , ktoré sú zdrojom demagnetizačného poľa. Doménovú stenu si môžeme predstaviť ako nekonečne veľkú tenkú dosku rovnobežnú s rovinou  $xz$ , pre ktorej demagnetizačné faktory platí:

$$N_x = N_z = 0, \quad N_y = 1. \quad (8.15)$$

Efektívne polia  $H_x, H_y, H_z$  (dané súčtom aplikovaného a demagnetizačného poľa) v smeroch osí  $x, y, z$ , sú potom dané:

$$H_x = M_s \cos \phi, \quad H_y = 0, \quad H_z = H_z. \quad (8.16)$$

Tieto polia sú príčinou dodatočnej zmeny magnetizácie  $d\mathbf{M}/dt$ , ktorá tiež musí spĺňať LLG rovnicu (8.9). Riešením po zložkách odvodíme:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= -\gamma M_s H_z \sin \phi + \alpha \gamma M_s^2 \cos \phi \cdot \sin^2 \phi, \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma M_s H_z \cos \phi - \alpha \gamma M_s^2 \cos^2 \phi \cdot \sin \phi, \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma M_s^2 \cos \phi \cdot \sin \phi + \alpha \gamma M_s H_z. \end{aligned} \quad (8.17)$$

Ak teraz predpokladáme pohyb doménovej steny konštantnou rýchlosťou  $v_y$  v smere osi  $y$ , bude aj uhol  $\phi$ , o ktorý je vychýlená magnetizácia v strede doménovej steny  $\mathbf{M}$  od smeru osi  $x$ , konštantný. Potom musí platiť:

$$\frac{dM_x}{dt} = 0 = \frac{dM_y}{dt} \quad (8.18)$$

dosadením vzťahov 8.17 do 8.18 dostaneme:

$$H_z = \alpha M_s \cos \phi \sin \phi. \quad (8.19)$$

Dá sa ukázať, že priebeh magnetizácie vnútri doménovej steny je popísaný:

$$M_z = -M_s \operatorname{tgh}\left(\frac{y}{\delta_s}\right), \quad (8.20)$$

kde  $\delta_s$  je hrúbka doménovej steny. Pre malé výchylky  $u$  platí:  $\operatorname{tgh}(u) = u$ . Potom platí:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dM_z}{dt} = \frac{M_s}{\delta_s} \frac{dy}{dt} = \frac{M_s}{\delta_s} v_y, \quad (8.21)$$

lebo  $dM_x/dt = dM_y/dt = 0$ . Porovnaním tretej rovnice v 8.17 a 8.21 získame:

$$\frac{M_s}{\delta_s} v_y = \gamma M_s^2 \cos \phi \sin \phi + \alpha M_s H_z, \quad (8.22)$$

odkiaľ:

$$v_y = \gamma \delta_s (M_s \cos \phi \sin \phi + \alpha H_z). \quad (8.23)$$

Ak si teraz zo vzťahu 8.19 odvodíme:

$$\cos \phi \sin \phi = \frac{H_z}{\alpha M_s} \quad (8.24)$$

a dosadíme do 8.23, získame :

$$v_y = \gamma \delta_s \left( \frac{H_z}{\alpha} + \alpha H_z \right) = \frac{\gamma \delta_s}{\alpha} (H_z + \alpha^2 H_z) = \frac{\gamma \delta_s}{\alpha} H_z (1 + \alpha^2). \quad (8.25)$$

Keďže sme ale predpokladali  $\alpha \ll 1$ , môžeme rovnicu 8.25 ešte zjednodušiť na:

$$v_y = \frac{\gamma \delta_s}{\alpha} H_z. \quad (8.26)$$



Tento vzťah poukazuje na priamu úmernosť rýchlosti doménovej steny  $v$  od aplikovaného poľa  $H$ , podobne ako bol odvodený z pohybovej rovnice doménovej steny (kapitola 6). Ukazuje, že konštanta úmernosti (pohyblivosť doménovej steny) je priamo úmerná šírke doménovej steny  $\delta_s$  a nepriamo úmerná tlmeniu rotácie magnetizácie  $\alpha$ . Tento vzťah sme použili aj pri odvodení tlmenia pohybu doménovej steny (7.60).

## 8.2 Pohyb rýchlej doménovej steny - Walkerov limit

Horeuvedený model platil pre malé výchylky vektora magnetizácie v strede doménovej steny  $\mathbf{M}$  zo smeru osi  $x$  ( $\phi \rightarrow 0$ ). Bude ale platiť, že čím väčšie je aplikované pole  $H_z$ , tým väčšia bude výchylka magnetizácie  $\mathbf{M}$  a tým väčší bude uhol  $\phi$ , čo vyplýva aj zo vzťahu 8.19. Jeho úpravou dostaneme:

$$H_z = \frac{\alpha M_s}{2} \sin(2\phi). \quad (8.27)$$

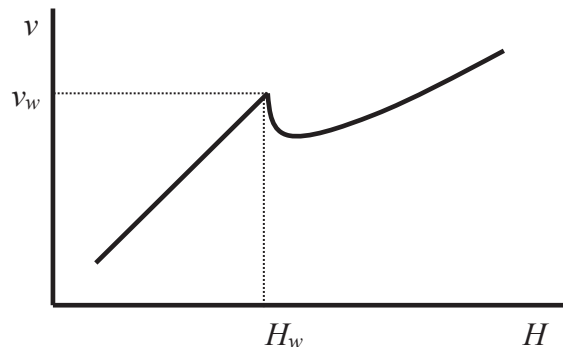
Evidentne musí byť vždy splnená podmienka:

$$H_z \leq \frac{\alpha M_s}{2}, \quad (8.28)$$

aby existovalo reálne riešenie rovnice 8.27. Hraničnú podmienku dosiahneme práve v prípade ak  $\phi = \pi/4$ , kedy  $H_z = \alpha M_s/2$ . Vtedy zo vzťahu 8.26 platí:

$$v_w = v_y^{\max} = \frac{\gamma \delta_s}{\alpha} H_z = \frac{\gamma \delta_s M_s}{2}. \quad (8.29)$$

Táto hraničná rýchlosť je známa aj pod názvom Walkerov limit (Walkerova rýchlosť,  $v_w$ ) a predstavuje maximálnu rýchlosť, ktorú môže doménová stena dosiahnuť bez zmeny svojej vnútornej konfigurácie. Podobne pole  $H_w = \alpha M_s/2$  sa nazýva Walkerovým poľom a predstavuje maximálne aplikované pole, ktoré ešte nespôsobí zmenu vnútornej konfigurácie doménovej steny. Do tohto limitu platí lineárna závislosť rýchlosti doménovej steny  $v$  od aplikovaného magnetického poľa  $H$  (obr.8.5). Nad touto hranicou (nad  $H_w$ ,  $v_w$ ) dochádza k preklápaniu vektora magnetizácie v strede doménovej steny medzi hodnotami  $\phi = \pm\pi/4$ , čo spôsobuje pokles rýchlosti doménovej steny a tesne nad  $H_w$  sa dokonca objavuje aj oblasť zápornej pohyblivosti doménovej steny.



Obr.8.5: Závislosť rýchlosti doménovej steny  $v$  od aplikovaného poľa  $H$ .  $H_w$  a  $v_w$  predstavujú Walkerov limit, po ktorý sa doménová stena pohybuje v lineárnom režime.

### 8.3 Pohyb doménovej steny za asistencie kolmého poľa

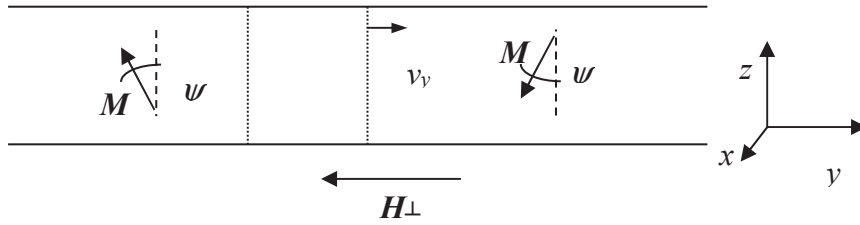
Vráťme sa teraz k rovnici 8.17. Z-tová zložka  $(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_z$ , z ktorej sme odvodili rýchlosť doménovej steny sa rovná  $M_x H_y - M_y H_x$ , pričom sme doteraz uvažovali  $H_y = 0$ . Ak by sme však položili  $H_y \neq 0$ , zrejme to ovplyvní rýchlosť doménovej steny  $v_y$ . Predstavme si teraz doménovú stenu ako v predchádzajúcich prípadoch, ibaže aplikujme pole  $H_\perp$  v smere  $y$  (obr.8.6). Aplikácia poľa  $H_\perp$  spôsobí vychýlenie magnetizácie v doménach ako aj v doménovej stene o uhol  $\psi$  oproti osi  $z$ . Uhol  $\psi$  bude určený anizotropiou  $K$ , demagnetizačným poľom  $H_d$  a aplikovaným poľom  $H_\perp$ .

Preto výsledné magnetické pole  $\mathbf{H}$ , ktoré bude pôsobiť na magnetizáciu  $\mathbf{M}$  bude mať nasledujúce zložky:

$$H_x = 0,$$

$$H_y = M_s \sin \psi - M_s Q \sin \psi + H_\perp, \quad (8.30)$$

$$H_z = M_s \cos \psi,$$



Obr.8.6: Schématický náčrt doménovej steny pre riešenie LLG rovnice za asistencie kolmého poľa. Pozor na zmenu súradníc oproti obr.8.4.

kde:

$$Q = \frac{2K}{\mu_0 M_s^2} \quad (8.31)$$

je faktor kvality, porovnávajúci silu anizotropie  $K$  a energie demagnetizačného poľa. Magnetizácia sa vplyvom aplikovaného poľa  $H_\perp$  natočí tak, aby bola splnená podmienka:

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H} = 0, \quad (8.32)$$

pričom nám stačí uvažovať iba x-ovú zložku:

$$(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_x = M_s^2 Q \cos \psi \sin \psi - H_\perp M_s \cos \psi, \quad (8.33)$$

ktorá spĺňa podmienku 8.32 práve vtedy ak:

$$\sin \psi = H_\perp / M_s Q. \quad (8.34)$$

Dosadením 8.34 do 8.30, môžeme určiť  $y$ -ovú zložku efektívneho poľa  $H_y$ :

$$H_y = H_\perp / Q + H_\perp, \quad (8.35)$$

kde sme zanedbali pole anizotropie, ktoré je len akési efektívne pole reprezentujúce materiálové vlastnosti.

V ďalšej časti budeme riešiť LLG rovnicu pre horeuvedený prípad, pričom budeme predpokladať, že Blochovu doménovú stenu (čo platí iba pre veľmi malé  $\psi$ , nakoľko pre väčšie  $\psi$  by stena prešla na Neélov typ). Ďalej predpokladáme malý uhol  $\phi$ , o ktorý sa vychýli magnetizácia v strede

doménovej steny od osi  $x$ . Teraz už môžeme riešiť LLG rovnicu (8.9), pričom v strede doménovej steny platí:

$$\begin{aligned} H_x &= M_s \cos \phi, \\ H_y &= H_{\perp}/Q + H_{\perp}, \\ H_z &= H_z, \end{aligned} \quad (8.36)$$

Rovnicu 8.17 môžeme prepísať:

$$\frac{dM_x}{dt} = -\gamma M_s H_z \sin \phi + \alpha \gamma M_s \left( M_s \cos \phi \cdot \sin^2 \phi - \frac{H_{\perp}(Q+1)}{Q} \cos \phi \cdot \sin \phi \right) \quad (8.37)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma M_s H_z \sin \phi - \alpha \gamma M_s \left( M_s \cos^2 \phi \cdot \sin \phi - \frac{H_{\perp}(Q+1)}{Q} \cos^2 \phi \right).$$

Pričom podmienka 8.18 je splnená ak:

$$H_z = \alpha M_s \left( \cos \phi \cdot \sin \phi - \frac{H_{\perp}(Q+1)}{M_s Q} \cos \phi \right). \quad (8.38)$$

Rovnica 8.21 prejde na tvar:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dM_z}{dt} = \frac{M_s v_y \cos \psi}{\delta_s}. \quad (8.39)$$

A s použitím vzťahu 8.34 môžeme doplniť zmenu magnetizácie  $dM/dt$  (vzťahy 8.37) o jej  $z$ -ovú zložku:

$$\begin{aligned} \frac{dM_z}{dt} &= \frac{M_s v_y \cos \psi}{\delta_s} \sqrt{1 - (H_{\perp} / M_s Q)^2} = \\ &= \left\{ \frac{H_{\perp} M_s (Q+1)}{Q} \cos \phi - M_s^2 \cos \phi \cdot \sin \phi \right\} - \alpha M_s H_z. \end{aligned} \quad (8.40)$$

Porovnaním 8.38 a 8.40 nakoniec získame vzťah pre výpočet rýchlosti doménovej steny  $v_y$  závislosti od aplikovaného poľa  $H_z$ :

$$v_y = \frac{\gamma \mathcal{D}_s (1 + \alpha^2)}{\alpha \sqrt{1 - (H_\perp / M_s Q)^2}}. \quad (8.41)$$

Získaný vzťah je totožný so vzťahom 8.26 za predpokladu že  $H_\perp=0$  a  $\alpha$  je malé. Vidíme, že ak  $H_\perp \neq 0$ , rýchlosť doménovej steny bude vyššia ako v rovnici 8.26. Podobne, aj Walkerov limit sa posúva s aplikáciou kolmého poľa  $H_\perp$  a platí:

$$v_w' = \frac{v_w 2(\cos \phi_m \sin \phi_m + \frac{H_\perp (Q+1)}{M_s Q} \cos \phi_m)}{\sqrt{1 - (H_\perp / M_s Q)^2}}, \quad (8.42)$$

kde  $\phi_m$  je maximálny uhol, o ktorý sa môže magnetizácia  $\mathbf{M}$  v strede doménovej steny vychýliť, než dôjde k jeho preklopeniu. Tento uhol sa dá odvodiť (podobne ako v prípade 8.28) zo vzťahu pre  $H_z$  (rovnica 8.38) a je:

$$\phi_m = \arcsin \frac{-d + \sqrt{(d^2 + 8)}}{4}, \quad (8.43)$$

kde:

$$d = H_\perp(Q+1)/M_s Q \quad (8.44)$$

a ako vidieť,  $\phi_m$  klesá s narastajúcim  $H_\perp$ .

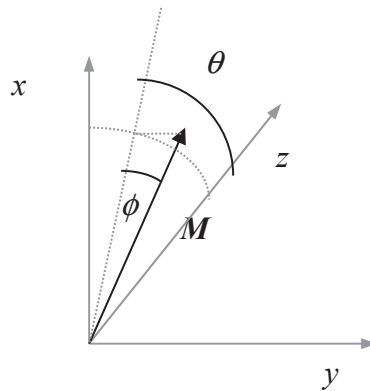
Na záver treba ešte raz pripomenúť, že kolmé pole urýchľuje doménovú stenu iba v prípade, že  $\psi$  je malé. Pre väčšie  $\psi$  neplatí horeuvedené odvodenie a pohyb doménovej steny ako aj jej štruktúra budú silne ovplyvňované aplikovaným  $H_\perp$ .

#### 8.4 Kritická rýchlosť doménovej steny

Doteraz sme uvažovali rigidnú doménovú stenu, ktorá nemení svoj tvar ani hrúbku. V našej doterajšej analýze sme zanedbávali vychýlenie magnetizácie v smere osi  $z$  (viď vzťah 8.14). Pri vysokých rýchlostiach je však toto vychýlenie nezanedbateľné. Majme doménovú stenu ako je na obr.8.4. Pre jednoduchosť je výhodnejšie použiť polárne súradnice, v ktorých vektor

magnetizácie  $\mathbf{M}$  zvierá uhol  $\phi$  s rovinou  $xz$  a jeho priemet do roviny  $xz$  zvierá s osou  $z$  uhol  $\theta$ . V takom prípade budú mať jednotlivé zložky vektora magnetizácie  $\mathbf{M}$  tvar (na rozdiel od 8.14):

$$M_x = M_s \cos \phi \sin \theta, \quad M_y = M_s \sin \phi, \quad M_z = M_s \cos \phi \cos \theta. \quad (8.45)$$



Obr.8.7: Pri vysokých rýchlostiach doménovej steny, sa vektor magnetizácie  $\mathbf{M}$  v strede doménovej steny vychýľuje o uhol  $\phi$  od osi  $x$  a o uhol  $\theta$  od osi  $z$ .

Riešme teraz LLG rovnicu bez tlmenia ( $\alpha=0$ ):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (8.46)$$

a ešte k tomu za predpokladu, že  $\phi$  je malé a preto  $\cos \phi \sim 1$ . Môžeme teraz zapísať jednotlivé zložky časovej zmeny magnetizácie  $d\mathbf{M}/dt$  (využitím vzťahu 8.45):

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= M_s \cos \theta \frac{d\theta}{dt}, \\ \frac{dM_y}{dt} &= M_s \frac{d\theta}{dt}, \\ \frac{dM_z}{dt} &= -M_s \sin \theta \frac{d\theta}{dt}. \end{aligned} \quad (8.47)$$

Výsledné efektívne pole  $\mathbf{H}$  vnútri materiálu sa skladá z príspevkov od anizotropie, príspevku od výmennej energie a magnetostatického príspevku. Pre jeho jednotlivé zložky môžeme písať:

$$H_x = -\frac{2K}{\mu_0 M_s} \sin \theta + \frac{2A}{\mu_0 M_s} \left[ \cos \theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \sin \theta \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \right] + M_s \sin \theta,$$

$$H_y = -\frac{2K}{\mu_0 M_s} \phi + \frac{2A}{\mu_0 M_s} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2},$$
(8.48)

$$H_z = -\frac{2A}{\mu_0 M_s} \left[ \sin \theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \cos \theta \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \right] + M_s \cos \theta.$$

Dosadením vzťahov 8.47 a 8.48 do rovnice 8.46 získame:

$$-\frac{1}{\omega} \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\delta_s^2 Q \left[ \theta \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right] + \phi (1 + Q \cos \theta),$$
(8.49)

odkiaľ pre  $y$  zložku rovnice 8.46 platí:

$$-\frac{1}{\omega Q} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \delta_s^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \cos \theta \sin \theta,$$
(8.50)

kde:

$$\omega = \gamma M_s.$$
(8.51)

V prípade statickej doménovej steny ( $d\phi/dt=0$ ) môžeme rovnicu 8.50 prepísať:

$$0 = \delta_s^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \cos \theta \sin \theta,$$
(8.52)

čo je rovnica pre popis zmeny magnetizácie vnútri doménovej steny. V prípade pohybujúcej sa doménovej steny musí byť uhol  $\theta$  vnútri doménovej steny nenulový, pričom má maximálnu hodnotu  $\theta_m$  v jej strede. Pre jeho zmenu vnútri doménovej steny môžeme písať (pričom  $y=0$  v strede doménovej steny):

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} \approx \frac{2\phi_m}{\delta_s} \cos \theta \sin \theta. \quad (8.53)$$

Pokiaľ predpokladáme pohyb doménovej steny konštantnou rýchlosťou, platí:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{d\phi}{dt} - \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{dy}{dt}. \quad (8.54)$$

A to už môžeme rovnicu 8.50 prepísať:

$$0 = \delta_s^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \left(1 + \frac{2v_y \phi_m}{\omega Q \delta_s}\right) \cos \theta \sin \theta, \quad (8.55)$$

lebo  $d\phi/dt=0$  a  $dy/dt=v_y$  pre konštantnú rýchlosť doménovej steny. Dá sa ukázať, že:

$$\phi_m = v_y / 2v_w \quad (8.56)$$

a kombináciou vzťahov 8.29, 8.55 a 8.56 nakoniec získame:

$$0 = \left( \frac{\delta_s^2}{1 + \frac{v_y^2}{2Qv_w^2}} \right) \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \cos \theta \sin \theta, \quad (8.57)$$

čo je rovnica pre popis zmeny magnetizácie vnútri pohybujúcej sa doménovej steny. Porovnaním vzťahov 8.52 a 8.57 vidíme, že šírka pohybujúcej sa doménovej steny  $\delta_s'$  je redukovaná oproti šírke doménovej steny v pokoji  $\delta_s$  a platí:

$$\delta_s' = \frac{\delta_s}{\sqrt{1 + \frac{v_y^2}{2Qv_w^2}}}. \quad (8.58)$$

Vidno, že zmeny v šírke doménovej steny sa prejavajú, až keď sa jej rýchlosť blíži k hodnote:



$$v_c \sim v_w \sqrt{2Q}. \quad (8.59)$$

Pre materiály s veľkou anizotropiou ( $Q > 1$ ) sa tento efekt neukáže, nakoľko kritická rýchlosť je vyššia ako Walkerov limit. Avšak pre materiály s malou anizotropiou ( $Q < 1$ ) bude kritická rýchlosť menšia ako Walkerov limit a jav redukovania šírky doménovej steny bude výrazne ovplyvňovať jej dynamiku pri vysokých rýchlostiach.

### ***Literatúra***

- [8.1] A. P. Malozemoff, and J. C. Slonczewski, „*Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*“, Academic Press, New York, 1979.
- [8.2] S. Chikazumi, „*Physics of Ferromagnetism*“, Clarendon Press, Oxford, 1997.
- [8.3] T.H. O'Dell, „*Ferromagnetodynamics*“, The MacMillan Press Ltd., 1981.

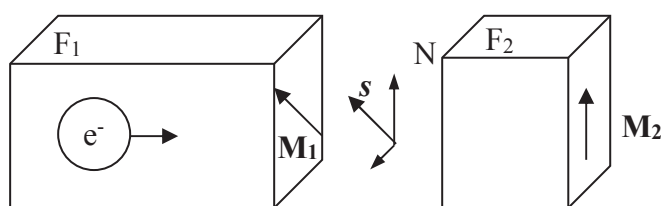
## 9. Prúdom indukovaný pohyb doménovej steny

V roku 1978 Berger predpovedal, že spinovo polarizovaný elektrický prúd môže vyvolať zmenu magnetických momentov vnútri doménovej steny. Trvalo takmer dvadsať rokov, kým sa podarilo tento jav experimentálne dokázať. V súčasnosti sa jav prúdom indukovaného pohybu doménových stien používa v moderných spintronických zariadeniach (kapitola 1).

Princíp prúdom indukovaného pohybu doménovej steny sa dá predstaviť na jednoduchom zariadení (obr.9.1), ktoré pozostáva z dvoch feromagnetických vrstiev  $F_1$  a  $F_2$ , v ktorých má magnetizácia  $\mathbf{M}$  rôzny smer. Tieto sú oddelené nemagnetickou vrstvou tak, aby nemohli medzi sebou interagovať. Vrstva  $F_1$  je dlhá a slúži ako polarizátor magnetického momentu vodivostných elektrónov. Vrstva  $F_2$  je tenká. Nechajme teraz touto štruktúrou prechádzať elektróny. Magnetický moment vodivostných elektrónov interaguje s magnetickým momentom lokalizovaných elektrónov z atómov vo vrstve  $F_1$ . Ide o výmennú interakciu, ktorej energia je daná (viď tiež vzťah 4.1):

$$E_{\text{vým}} = -2Js \cdot \mathbf{S}, \quad (9.1)$$

kde  $s$  je spin vodivostného elektrónu a  $\mathbf{S}$  je spin lokalizovaného elektrónu z vrstvy  $F_1$ . Ak teda prejdú elektróny cez vrstvu  $F_1$ , vytočia sa ich magnetické momenty do smeru  $\mathbf{M}_1$ . Tým získame spinovo polarizovaný elektrický prúd. Podobne, ak vojde elektrón do tenkej vrstvy  $F_2$ , bude interagovať so spinmi lokalizovaných elektrónov v tejto vrstve. Táto interakcia sa bude snažiť vytočiť spin  $s$  vodivostných elektrónov do smeru  $\mathbf{M}_2$ . Keďže však platí zákon zachovania momentu hybnosti, budú sa snažiť aj spiny  $s$  vodivostných elektrónov vychýliť smer spinov lokalizovaných elektrónov  $\mathbf{S}$  do smeru  $s$ . Pokiaľ bude hustota vodivostných elektrónov dostatočne vysoká ( $\sim 10^{12}$  A/m<sup>2</sup>), dôjde nakoniec k vychýleniu magnetizácie  $\mathbf{M}_2$  do smeru  $\mathbf{M}_1$ .



Obr.9.1: Schématický náčrt trojvrstvovej štruktúry pri ktorej dochádza k prúdom indukovanej zmene magnetizácie.

Pre časovú zmenu magnetizácie  $\mathbf{M}_2$  v dôsledku jej interakcie so spinovo polarizovaným prúdom platí:

$$\frac{d\mathbf{M}_2}{dt} = -P_{tr} \mathbf{M}_2 \times (\mathbf{M}_2 \times \mathbf{M}_1) \quad (9.2)$$

kde  $P_{tr}$  je parameter ktorý je úmerný amplitúde zložky spinu  $s$  vodivostného elektrónu kolmej na  $\mathbf{M}_2$ , spinovo polarizovanému prúdu  $i$  a spinovej polarizácii  $P_e$ .

Podobná situácia nastane, ak si pod tenkou vrstvou  $F_2$  predstavíme doménovú stenu. Vychýlenie momentov  $M_2$  vnútri doménovej steny spôsobí jej pohyb v smere toku vodivostných elektrónov. Prúdom indukovaný pohyb doménovej steny je možné popísať rozšírenou LLG rovnicou (viď vzťah 8.9):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M_s} (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) - v_j \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} + \xi v_j \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x}, \quad (9.3)$$

kde posledné dva členy vyjadrujú účinok spinovo polarizovaného prúdu.  $\xi$  je konštanta, ktorá vyjadruje straty. Efektívna rýchlosť elektrónov  $v_j$ :

$$v_j = \eta j, \quad (9.4)$$

kde  $j$  je hustota spinovo polarizovaného prúdu a Hallova konštanta  $\eta$  je určená:

$$\eta = \frac{g\mu_B P_e}{2eM_s}. \quad (9.5)$$

Vo vzťahu 9.5 je  $g$  Landého faktor,  $\mu_B$  je Bohrov magnetón a  $e$  je náboj elektrónu. Tretí člen na pravej strane rozšírenej LLG rovnice (9.3),  $v_j (\partial \mathbf{M} / \partial x)$ , sa nazýva adiabatický a popisuje vychýlenie  $\mathbf{M}$  spôsobené spinovo polarizovaným prúdom. Posledný člen LLG rovnice,  $\xi v_j \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x}$ , sa nazýva neadiabatický člen a popisuje straty spôsobené spinovo polarizovaným prúdom.

Dynamika doménovej steny tlačenej spinovo polarizovaným prúdom je podobná dynamike doménovej steny tlačenej účinkom magnetického poľa (kapitola 7,8). Tiež tu existuje maximálna rýchlosť a maximálny prúd (nazývané tiež Walkerove limity), pričom pre Walkerovo pole platí:

$$H_w(j) = H_{w0} + \frac{\eta}{\mu} \left(1 - \frac{\xi}{\alpha}\right) j. \quad (9.6)$$

kde  $H_{w0}$  je Walkerov limit pre pohyb doménovej steny tlačenej magnetickým poľom  $H$  (vzťah 8.28).  $\mu$  je pohyblivosť doménovej steny (daná vzťahom 8.26). Podobne aj rýchlosť doménovej steny bude daná:

$$v = \mu H + \frac{\xi}{\alpha} \eta j \quad \text{pre } H < H_w \quad (9.7)$$

a

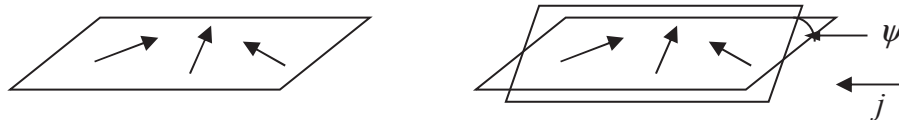
$$v \rightarrow \alpha^2 \mu H + \eta j \quad \text{pre } H > H_w. \quad (9.8)$$

### 9.1 Kritický prúd $j_{cr}$

Podobne ako existuje kritické pole propagácie pre pohyb doménovej steny tlačenej magnetickým poľom (vzťah 7.4), existuje aj kritický prúd, ktorý musí pretekať doménovou stenou, aby sa vôbec pohla. Pôvod tohto kritického prúdu je v súčasnosti stále neznámy, avšak existujú rôzne hypotézy.

Jedna z nich predpokladá, že kritický prúd vyplýva z vnútorných vlastností pohybu doménovej steny indukovaného prúdom. Predpokladajme že neexistujú straty ( $\xi=0$ ). Majme jednorozmernú doménovú stenu ako je na obrázku 9.2 vľavo. Keď ňou bude pretekať prúd s hustotou  $j$ , spôsobí zmena magnetizácie (v súlade s rozšírenou LLG rovnicou 9.3) vychýlenie roviny doménovej steny o uhol  $\psi$  (obr. 9.2 vpravo). Keď však tento uhol dosiahne svoju rovnovážnu hodnotu, doménová stena sa zastaví, aj keby neexistovali záchytné centrá. Ak je však prúd dostatočne veľký, aby vychýlil rovinu doménovej steny o  $\psi=45^\circ$ , dostane sa doménová stena do nerovnovážneho stavu, lebo je pre ňu rovnako výhodný uhol  $45^\circ$  ako aj  $135^\circ$ . Dôjde k precesii doménovej steny v smere elektrického prúdu, ktorej rýchlosť zodpovedá rýchlosti doménovej steny v okamihu Walkerovho limitu (vzťah 9.6). Odtiaľ tiež získame (pre  $H=0$ ) hodnotu kritického prúdu:

$$j_{cr}^{in} = \frac{\mu H_{w0}}{\eta}. \quad (9.9)$$



Obr.9.2: Schematický náčrt jednorozmernej doménovej steny a vychýlenie jej roviny o  $\psi$  počas jej pohybu.

Inými slovami: ak efektívna rýchlosť vodivostných elektrónov  $v_j$  dosiahne Walkerovu rýchlosť  $v_w = \mu H_w$ , doménová stena sa začne pohybovať.

Iný prípad nastáva, ak  $\xi \neq 0$ . Vtedy dochádza k stratám pri pohybe doménovej steny, k zachytávaniu doménovej steny na záchytných centrách (inklúzie, lokálne pnutia a pod...). Sila, ktorú treba na odtrhnutie jednotkovej doménovej steny od záchytného centra je daná:

$$F_p = 2\mu_0 M_s H_p, \quad (9.10)$$

kde  $H_p$  je pole, ktoré treba na odtrhnutie doménovej steny od defektu (kritické pole - kapitola 5). Na druhej strane, polarizovaný prúd elektrónov tlačí na jednotkovú plochu doménovej steny silou:

$$F_e = \frac{\xi}{\alpha} \frac{2\mu_0 M_s \eta j}{\mu}. \quad (9.11)$$

Porovnaním oboch síl získame kritický prúd  $j_{cr}^{ex}$ , ktorý musí pretekať doménovou stenou aby došlo k jej odtrhnutiu od záchytného centra:

$$j_{cr}^{ex} = \frac{2\mu H_p}{(\xi / \alpha) \eta}. \quad (9.12)$$

Vidíme, že hustota kritického prúdu je priamo úmerná záchytnému poľu doménovej steny na defektoch  $H_p$ .

## 9.2 Odpor doménovej steny

Tak ako polarizovaný prúd elektrónov pôsobí silou  $F_e$  na doménovú stenu, pôsobí aj doménová stena silou  $-F_e$  na prúd elektrónov. Táto sila sa prejaví ako elektrický odpor doménovej steny. Rozdiel potenciálov na oboch stranách jednotkovej doménovej steny sa dá odvodiť zo vzťahu 9.11 a tento rozdiel je pre statickú doménovú stenu rovný:

$$U = \frac{\xi}{\alpha} \frac{2\mu_0 M_s v_j}{\mu}. \quad (9.13)$$

Z Ohmovho zákona vieme potom kombináciou vzťahov 9.4 a 9.13 vypočítať elektrický odpor statickej doménovej steny:

$$R_{ds} = \frac{\xi}{\alpha} \frac{2\mu_0 M_s \eta^2}{\mu}. \quad (9.14)$$

***Literatúra.***

- [9.1] V. Cros et al., *C.R. Physique* **6** (2005), 956.
- [9.2] G.S.D. Beach et al., *J.Magn.Magn.Mater.* **320** (2008), 1272.
- [9.3] L Berger, *Phys.Rev. B* **33** (1986), 1572.
- [9.4] L Berger, *Phys.Rev. B* **73** (2006), 014407.

## DOMÉNOVÉ STENY A ICH DYNAMIKA

Vysokoškolská učebnica

**Autor:** doc. RNDr. Rastislav Varga, DrSc.

**Recenzenti:** prof. RNDr. Pavol Vojtaník, DrSc., ÚFV PF UPJŠ v Košiciach  
doc. RNDr. Ján Ziman, CSc., KF FEI TU v Košiciach

**Vydavateľ:** Univerzita Pavla Jozefa Šafárika v Košiciach

**Vydanie:** prvé

**Rozsah strán:** 119

**Rozsah AH:** 5,98

**Umiestnenie:** <http://www.upjs.sk/pracoviska/univerzitna-kniznica/e-publikacia/#pf>

**Dostupné od:** 03.11.2014

ISBN 978-80-8152-173-7