

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Petar Popčević

DIPLOMSKI RAD

Zagreb 2007

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: DIPL. ING. FIZIKE

Petar Popčević

Diplomski rad

**UTJECAJ GREBENJA POVRŠINE
NA PETLJE HISTEREZE
AMORFNE TRAKE**

Voditelj diplomskog rada: Prof.dr.sc. Emil Babić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. Prof.dr.sc. Emil Babić _____

2. Prof.dr.sc. Ivo Batistić _____

3. Prof.dr.sc. Amir Hamzić _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, srpanj 2007

Sadržaj

UVOD	1
1. TEORIJSKI UVOD.....	2
1.1. Povijesni osvrt	2
1.2. Općenito o magnetskim svojstvima tvari	3
1.3. Slabi magneti.....	5
1.3.1. Dijamagnetizam	5
1.3.2. Paramagnetizam.....	6
1.4. Jaki magneti.....	7
1.4.1. Feromagnetizam.....	7
1.4.2. Ferimagnetizam.....	10
1.4.3. Antiferomagnetizam	11
1.5. Magnetska anizotropija i magnetostrikcija.....	12
1.6. Domene i domenski zidovi.....	14
1.7. Magnetska histereza	17
2. AMORFNI FEROMAGNETI.....	22
2.1. Amorfni materijali.....	22
2.2. Magnetska svojstva amorfnih feromagnetskih vrpca	24
3. MODEL UTJECAJA POVRŠINSKIH POLJA NA MAGNETIZIRANJE MEKIH FEROMAGNETSKIH VRPCI	28
3.1. Pretpostavke modela	28
3.2. Statička površinska polja.....	29
3.3. Dinamička površinska polja	33
3.3.1. Razlika faza 90°	33
3.3.2. Razlika faza 270°	34
4. MJERENJE I ANALIZA RAZULTATA	36
4.1. Eksperimentalni uređaj.....	36
4.2. Primjena modela na uzorak prije grebanja	40
4.3. Primjena modela na uzorak nakon grebanja	42
4.4. Diskusija.....	45
4.5. Uzroci ograničenja točnosti mjerenja.....	47
5. ZAKLJUČAK	50
LITERATURA:.....	51

UVOD

Kako bi promotrili utjecaj obrade površine amorfnih feromagnetskih vrpca na histerezu i domensku strukturu vrpce, potrebno je prvo detaljnije opisati magnetska svojstva tvari, te procese koji utječu na magnetiziranje materijala.

U prvom poglavlju je na početku dan povijesni osvrt kako bi dobili osjećaj kad su se ljudi počeli baviti magnetizmom, te kako je tekao napredak u istraživanju. Nakon toga su opisana opća svojstva magnetskih materijala s naglaskom na feromagnetizmu, te fenomeni koji utječu na procese magnetiziranja feromagneta kao što su magnetska anizotropija i magnetostrikcija, domene i domenski zidovi.

U drugom poglavlju su opisani amorfnih feromagneti, posebno amorfne feromagnetske trake, te su spomenute neke njihove prednosti u odnosu na kristalne feromagnete kao i karakteristična upotreba.

Treće poglavlje je posvećeno fenomenološkom modelu magnetiziranja amorfnih feromagnetskih vrpca i to u statičkom i dinamičkom površinskom polju.

Mjerenja i analizirani rezultati mjerenja, za traku VITROVAC 6025Z prije te nakon površinskog tretiranja, opisani su u četvrtom poglavlju. Model opisan u prethodnom poglavlju je korišten za dobivanje detaljnijeg uvida u procese koji utječu na magnetiziranje trake.

Zaključak o dobivenim rezultatima te primjenjivosti modela se nalazi u petom poglavlju.

Na kraju rada se nalazi i popis korištene literature.

1. TEORIJSKI UVOD

1.1. Povijesni osvrt

Još su stari Grci poznavali kamen koji privlači željezo. Nazivali su ga različito: kamen, Herkulov kamen, kamen Herakleje, kamen Magnezije, Magnes. Posljednji naziv je naziv jednog grada u Lidiji (Mala Azija). Postoji i legenda o pastiru Magnesu sa Krete, kako je čavle na njegovim sandalama privukao kamen magnetit.

Tales (640 – 546 g. pr. Kr.) je mislio da je duša motorna sila zbog koje magnet privlači željezo. Za Empedokla (490 – 430 g. pr. Kr.) je sredstvo interakcije emanacija koja kao nevidljivi, neopipljivi fluid izlazi iz pora magneta te očisti pore željeza koje im oblikom odgovaraju, a zatim emanacija iz željeza teče prema magnetu te za sobom povlači željezo. Demokrit (460 – 370 g. pr. Kr.) atomizira Empedoklov fluid, te uvodi princip privlačenja sličnoga.

Pretpostavlja se da su kompas izumili Kinezi, no ne zna se kada. U zapadnoj Europi ga je prvi opisao Alexander Neckam (1157 – 1217) u djelu „De utensilibus“ koje je izašlo 1187. Zanimljivo je da je sve do 16. st. postojalo vjerovanje da magnet natrljan bijelim lukom gubi svoja magnetska svojstva, te je mornarima koji su rukovali kompasom bilo zabranjeno prije toga jesti bijeli luk. Tu zabludu je opovrgnuo tek Giovanni Battista Porta (1538 – 1615).

Značajan doprinos razvoju magnetizma daje francuz Petrus Peregrinus (Pierre Pèlerin de Maricourt) koji 1269. u djelu „Epistola Petri Peregrini de Maricourt ad Sygerum de Foucaucourt, militem, de magnete“ opisuje način određivanja polova magneta. Daljnji razvoj magnetizma nastavlja se u renesansi kad započinje eksperimentalni rad. William Gilbert (1544 – 1603) u djelu „De magnete“ proučava deklinaciju i inklinaciju magnetne igle na modelu terele (sferni magnet). Smatra da je i zemlja jedan veliki magnet. Drži da je domet magnetskih sila konačan. Što se tiče uzroka privlačenja on kreće o Aristotela te tvrdi da se željezo i magnet privlače jer imaju istu prirodu. Kod željeza je ta magnetska priroda uspavana, te magnetizacija predstavlja buđenje uspavanog. Privlačenje magneta drži za prirodno kretanje, s tim da modificira Aristotela tvrdeći da prirodno kretanje nije kretanje ka prirodnom mjestu već skupljanje i ujedinjavanje sličnoga. Nasuprot Gilbertu jezuit Niccolo Cabeo (1586 – 1650) se čvršće drži Aristotela te ne prihvaća Gilbertov princip sjedinjavanja sličnog nego tvrdi da magnetska osobina nije u željezu uspavana, već je ono prima od

magneta u obliku zračenja. René Descartes (1596 – 1650) gradi prvi mehanički model magnetskog privlačenja pomoću vrtložnog gibanja čestica. Pošto magnet i željezo imaju slične pukotine, kroz njih prolaze čestice oblika vijka, te nastaje privlačenje. Pierre Gassendi (1592 – 1655) oživljava atomizam, te kao uzrok privlačenja navodi sitne lance i kukice. Svi do tad razvijeni modeli se oslanjaju na Aristotela, Platona, atomiste.

Daljnji razvoj magnetizma nastavlja se zajedno s razvojem elektrostatike, te njihovim povezivanjem. Djelovanje struje na kompas prvi je uočio Hans Christian Ørsted (1777 – 1851) te je to objavio 1820. Kad je čuo za to, André-Marie Ampère (1775 – 1836) kreće u istraživanje, te pet mjeseci kasnije predlaže zakon interakcije dva strujna elementa. Daljnjim istraživanjem zaključuje da je magnetizam posljedica elektriciteta u gibanju, te konstruira i elektromagnet. Značajan doprinos razvoju elektromagnetizma daje i Michael Faraday (1791 – 1867) kad tridesetih godina 19. st. otkriva elektromagnetsku indukciju. Samoindukciju otkrivaju Faraday i Joseph Henry (1797 – 1878) nezavisno, a Heinrich Lenz (1804 – 1865) definira kvantitativni zakon indukcije. Otkrića Faradaya i Ørsteda uz pomoć Hamiltonovog vektorskog računa sjedinjuje James Clerk Maxwell (1831 – 1879) u zaokruženu teoriju klasične elektrodinamike^[1] koja je još aktualna.

No iako su feromagnetizam uočili još Grci, njegovo potpuno kvantitativno tumačenje još ni danas ne postoji. Predodžbe da se magnet sastoji od mnoštva elementarnih magnetiča, te njihova identifikacija s atomima, zatim otkriće da gibanje električnog naboja stvara magnetsko polje, te njegova primjena na elektrone u atomima i u slobodnom elektronskom plinu u metalima doveli su do modela koji su kvalitativno objasnili magnetske pojave, posebno u paramagnetima i dijamagnetima. No razumijevanje feromagnetizma, kao i točan opis paramagnetizma i dijamagnetizma, omogućila je tek kvantna fizika.

1.2. Općenito o magnetskim svojstvima tvari

Magnetsko polje nastaje kao posljedica gibanja naboja ili od intrinzičnih magnetskih momenata elementarnih čestica.

U klasičnoj elektrodinamici magnetsko polje je uvijek posljedica struje, tj. naboja u gibanju. Za razliku od električnog polja kod magnetskog ne postoji monopol nego je dipol najniži multipol:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \oint \mathbf{r} \times \mathbf{j}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (1.1)$$

Najjednostavniji je onaj kružne strujne petlje:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} I \oint \mathbf{r} \times d\mathbf{l} = I \cdot \text{površina petlje} \quad (1.2.)$$

Ako si gibanje elektrona u atomu zamislimo kao kruženje oko jezgre, tada zbog struje koju on stvara postoji magnetski moment orbitalnog gibanja elektrona:

$$\boldsymbol{\mu}_l = -\frac{e\mathbf{l}}{2m_e} \quad (1.3.)$$

gdje je l kutna količina gibanja elektrona, e naboj elektrona a m_e njegova masa. Iako se elektron, kako ga opisuje kvantna fizika, zapravo ne giba kružno oko jezgre, ovo je dobar opis dipolnog magnetskog momenta pridruženog orbitalnom kvantnom broju elektrona u atomu.

Osim ovoga, gore opisanog doprinosa magnetskom momentu, postoji i spinski doprinos. Neke elementarne čestice imaju intrinzični magnetski moment koji se opisuje spinom s , a iznosi:

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{e\mathbf{s}}{m_e} \quad (1.4.)$$

Iako spin ima i jezgra, njen je magnetski moment 10^3 puta manji zbog velike mase. Orbitalnom magnetskom momentu doprinose samo nepopunjene ljuske, jer se kod popunjenih taj doprinos poništava. Magnetski dipolni moment atoma je vektorski zbroj doprinosa svih njegovih elektrona, a magnetski moment tvari je vektorski zbroj svih magnetskih momenata atoma.

Magnetsko polje opisujemo vektorom jakosti magnetskog polja \mathbf{H} , te vektorom magnetske indukcije \mathbf{B} . Njihova veza u vakuumu je:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.5.)$$

Ako promatramo neki materijal u magnetskom polju, veza \mathbf{B} i \mathbf{H} više nije tako jednostavna jer dolazi do interakcije vanjskog polja \mathbf{H} s materijalom te se u materijalu inducira magnetizacija \mathbf{M} koja je u većini tvari proporcionalna polju \mathbf{H} :

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (1.6.)$$

Faktor proporcionalnosti χ se zove magnetska susceptibilnost, te je općenito tenzor, tj. inducirana magnetizacija ne mora biti paralelna polju. χ sadrži informaciju o materijalu te opisuje njegovu osjetljivost na primjenjeno vanjsko polje, tj. njegov odgovor. Veza između \mathbf{B} i \mathbf{H} je sad:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} \quad (1.7.)$$

Ovdje je $1 + \chi = \mu_r$, relativna magnetska permeabilnost, a $\mu_0 \mu_r = \mu$.

Podsjetimo da je ovdje μ tenzor općenito, pa stoga \mathbf{B} i \mathbf{H} ne moraju biti uvijek paralelni.

Magnetska svojstva tvari su čisto kvantni efekti. Magnetski moment slobodnog atoma ima tri osnovna izvora: spin elektrona, orbitalni moment elektrona oko jezgre, te promjenu orbitalnog momenta elektrona prouzrokovanu primjenom vanjskog polja.

Prema odgovoru na vanjsko magnetsko polje, tvari dijelimo na: slabe (dijamagneti i paramagneti) i jake magnete (feromagneti, ferimagneti i antiferomagneti).

1.3. Slabi magneti

1.3.1. Dijamagnetizam

Dijamagnetizam je posljedica nastojanja naboja da zaštiti unutrašnjost tijela od vanjskog polja. Kao što znamo iz elektrodinamike, kad na strujnu petlju primijenimo magnetsko polje, u njoj se inducira struja čiji je magnetski moment po Lenzovom zakonu takvog smjera da poništi promjenu toka koja ga je izazvala. U elektronskim orbitama unutar atoma, inducirana elektronska struja postoji dok god je prisutno vanjsko polje, pošto se radi o stacionarnim orbitama te nema gubitaka energije. Magnetski moment nastao kao posljedica induciranih struja je suprotnog smjera od vanjskog polja, te je dijamagnetska susceptibilnost stoga negativna. Dijamagnetski doprinos postoji u svim materijalima, no negdje je zasjenjen drugim jačim efektima. Langevinov klasični proračun dijamagnetske susceptibilnosti uzrokovane gore opisanim efektom je:

$$\chi = -\frac{\mu_0 N Z e^2}{6m_e} \langle r^2 \rangle \quad (1.8.)$$

gdje je N broj atoma po jediničnom volumenu, Z njihov atomski broj. Sad se proračun susceptibilnosti svodi na računanje $\langle r^2 \rangle$ elektronske raspodjele. Osim ovog dijamagnetizma, uzrokovanog elektronima vezanim za atome, postoji i dijamagnetizam slobodnih elektrona, no on je zasjenjen jačim paramagnetskim doprinosom elektronskog plina.

1.3.2. Paramagnetizam

U paramagnetima je susceptibilnost pozitivna. Ovdje postoje elementarni magneti koji se teže orijentiraju u smjeru magnetskog polja, kako bi imali manju energiju, te time formiraju magnetski moment paralelan polju.

Magnetski moment slobodnog atoma je:

$$\boldsymbol{\mu} = g\mu_B\mathbf{J} \quad (1.9.)$$

gdje je $\mu_B = e\hbar/2m$ Bohrov magneton, J ukupna kutna količina gibanja, a g spektroskopski faktor koji se za slobodni atom računa prema Landéovoj formuli:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.10.)$$

Ako imamo N atoma po jediničnom volumenu u termičkoj ravnoteži, za magnetizaciju, a time i susceptibilnost nam statistička fizika daje proračun:

$$M = NgJ\mu_B B_J \left(\frac{gJ\mu_B B}{k_B T} \right) \quad (1.11.)$$

gdje je $B_J(x)$ Brillouinova funkcija definirana sa:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{2J+1}{2J} x \right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{x}{2J} \right) \quad (1.12.)$$

U slučaju $gJ\mu_B B/k_B T \ll 1$ Brillouinovu funkciju možemo razviti oko nule, te za susceptibilnost dobivamo:

$$\chi = \frac{\mu_0 N g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B T} = \frac{C}{T} \quad (1.13.)$$

što je poznato kao Curiev zakon, a C je Curieva konstanta. J , L i S se računaju prema Hundovim pravilima^[2]. Gornji proračun susceptibilnosti je dobar za ione rijetkih zemalja, pošto su njihovi nespareni f elektroni odgovorni za paramagnetizam smješteni dublje u elektronskom omotaču, pa kristalna polja ne utječu na njih, tj. osjećaju potencijal kao u slobodnom atomu. No za grupu željeza ovaj proračun nije dobar^[2], pošto su ovdje u pitanju vanjski, d elektroni, a oni osjećaju kristalni potencijal koji razbija degeneraciju L nivoa te LS vezanje.

Paramagnetizmu doprinose i vodljivi elektroni, no samo oni uz Fermijev nivo. Kad na elektronski plin primjenimo magnetsko polje, elektroni žele orijentirati spin u smjeru polja, no to mogu samo oni koji su u $k_B T$ okolini fermijevog nivoa, pošto su sva duboka stanja već

zauzeta. Kad se od ovog paramagnetizma odbije spomenuti dijamagnetizam slobodnih elektrona ukupna magnetizacija slobodnog elektronskog plina je:

$$\vec{M} = \frac{N\mu_B^2}{k_B T_F} \vec{B} \quad (1.14.)$$

1.4. Jaki magneti

1.4.1. Feromagnetizam

Feromagnetni su materijali u kojima postoji spontana magnetizacija u odsustvu vanjskog magnetskog polja. Ovdje, kao i kod paramagneta postoje elementarni magnetski dipoli – spinovi elektrona. Među njima postoji interakcija. Kao posljedica te interakcije, energija sistema je najniža kad su svi spinovi orjentirani u istom smjeru. Svaki spin doprinosi magnetskom polju, te se javi spontana magnetizacija. Ako feromagnet zagrijavamo, jača kaotično termičko gibanje spinova, te na određenoj temperaturi interakcija među spinovima više nije dovoljno jaka da ih sve drži jednako orjentirane, tj. gubi se spontana magnetizacija. Temperatura na kojoj se to dogodi zove se Curieva temperatura (T_C). Iznad T_C feromagnetni prelaze iz feromagnetske u paramagnetsku fazu. To je fazni prijelaz drugog reda pošto ne postoji toplina prijelaza.

Lako se provjeri da interakcija koja posloži spinove u feromagnetskoj fazi ne može biti magnetska dipolna interakcija među spinovima jer je ona za 3-4 reda veličine preslaba da bi se dobile Curieve temperature kao u eksperimentima. Pierre Weiss je, da bi objasnio ovaj fenomen uveo polje izmjene \mathbf{B}_E koje postoji u materijalima kao posljedica magnetizacije:

$$\mathbf{B}_E = \lambda \mathbf{M} \quad (1.15.)$$

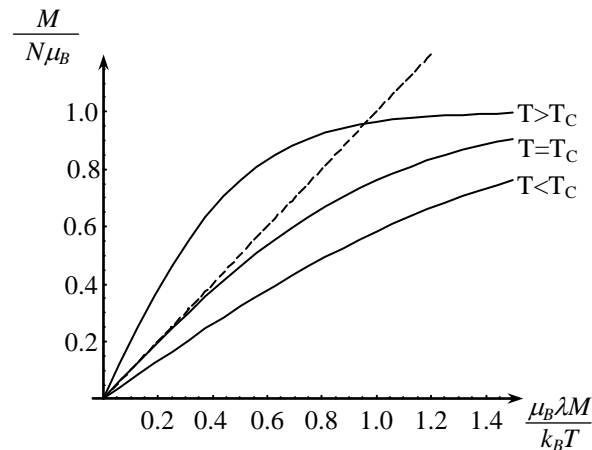
gdje je λ faktor proporcionalnosti. Jakost \mathbf{B}_E je tipično 10^4 puta veća od srednjeg polja magnetskih dipola u feromagnetu. Ono drži orjentirane sve spinove, te svaki spin vidi srednje polje svih ostalih spinova. Magnetizaciju računamo jednako kao i kod paramagneta, no sada umjesto \mathbf{B} u argumentu Brillouinove funkcije pišemo ukupno polje koje spinovi osjećaju a to je $\mathbf{B}_a + \mathbf{B}_E$:

$$M = NgJ\mu_B B_J \left(\frac{gJ\mu_B (B_a + \lambda M)}{k_B T} \right) \quad (1.16.)$$

Ako sad tražimo spontanu magnetizaciju stavimo $B_a=0$, te M računamo grafički (slika 1.1.).

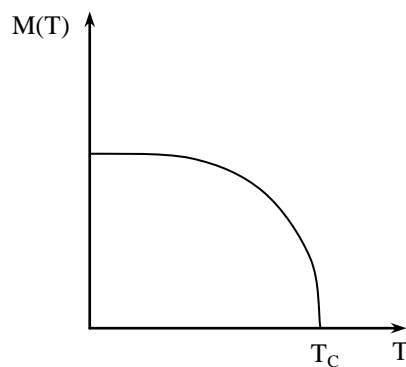
Sa slike 1.1. vidimo da jednačba (1.16.) ima rješenje za $T \leq T_C$ gdje je:

$$T_C = \frac{N\lambda g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{k_B 3} \quad (1.17.)$$



Slika 1.1. Grafičko određivanje magnetizacije

Magnetizacija je prikazana na slici 1.2.



Slika 1.2. Spontana magnetizacija saturacije na temperaturi ispod Curieve.

U području $T > T_C$ možemo izračunati paramagnetsku susceptibilnost u blizini T_C ako uzmemo aproksimaciju $B_J(x) \approx (J+1)x/3J$:

$$\chi_p = \frac{C}{T - T_C} \quad (1.18)$$

gdje je C definirano s (1.13.) a T_C s (1.17.). Izraz (1.18.) je poznat kao Curie – Weisov zakon. Ovdje se lijepo vidi (slika 1.3.) kako susceptibilnost divergira na T_C , tj. tu može postojati magnetizacija M bez vanjskog polja B_a – to je feromagnetizam.

Promotrimo sad magnetizaciju u feromagnetskoj fazi. Ona je oblika:

$$M(H,T) = M_s(T) + \chi H \quad (1.19.)$$

gdje je $M_s(T)$ spontana magnetizacija, a χH magnetizacija prouzročena vanjskim poljem. Ponovnim razvojem Brillouinove funkcije u režimu malog vanjskog polja i spontane magnetizacije dobiva se susceptibilnost feromagnetske faze:

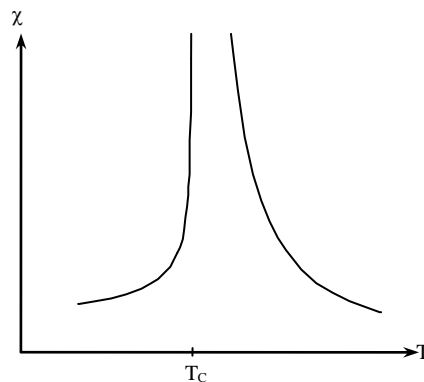
$$\chi_f = \frac{C}{(T_c - T)^{1/2}} \quad (1.20.)$$

No relacije (1.18.) i (1.20.) su dobivene u aproksimaciji srednjeg polja koja blizu kritičnih temperatura više nije dobra. Ponašanje susceptibilnosti u blizini kritične temperature je dano relacijom (1.21.):

$$\chi_p \propto \frac{1}{(T - T_c)^\gamma} \quad \chi_f \propto \frac{1}{(T_c - T)^\beta} \quad (1.21.)$$

gdje je $\gamma \approx 1.2 - 1.6$, a $\beta \approx 0.3 - 0.4$.

Susceptibilnost feromagneta ispod i iznad Curieve točke je prikazana na slici 1.3.



Slika 1.3. Susceptibilnost feromagneta

No Weisovo polje u materijalima ne postoji iako dobro opisuje opažanja magnetizma feromagneta. Radi se zapravo o interakciji među spinovima oblika:

$$U_{ij} = -2A \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \quad (1.22.)$$

gdje je A integral izmjene, a povezan je s prekrivanjem valnih funkcija elektrona i i j . Promotrimo za početak dva atoma s po jednim elektronom. Ako promatramo prostornu valnu funkciju tog sustava, ona je linearna kombinacija prostornih valnih funkcija svakog elektrona, a isto vrijedi i za spinsku valnu funkciju sustava. Ukupna valna funkcija je produkt prostorne i spinske valne funkcije, te mora biti antisimetrična na zamjenu čestica (Paulijev princip). Ako je spinski dio simetričan (spinovi oba elektrona paralelni) onda prostorni mora biti

antisimetričan i obratno. Kad su spinovi antiparalelni (antisimetrična spinska valna funkcija) ukupni spin je 0 i to stanje nazivamo singlet. Ovdje nema magnetskog momenta pošto je $S=0$. Stanje s paralelnim spinovima zovemo triplet jer je tu ukupni spin 1 te su moguće 3 projekcije spina $S_z (-1,0,1)$. Ovdje postoji spontani magnetski moment. Energije tripleta i singleta nisu jednake, a razlikuju se zbog integrala izmjene (A). On mjeri prekrivanje elektronskih valnih funkcija i čisto je Coulombskog karaktera. Ukupno se energija sistema može napisati kao u (1.22.), tj. kao da spinovi interagiraju. U ovom slučaju (dva atoma) je energija singleta niža, te ovaj sistem nema magnetski moment. Opisani slučaj se odnosi na molekulu vodika.

U kristalu energiju interakcije možemo pisati u obliku Heisenbergovog hamiltonijana:

$$U = -2 \sum A_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \quad (1.23.)$$

gdje je A_{ij} integral izmjene za elektrone na i -tom i j -tom čvorištu. No kako valne funkcije elektrona brzo trnu, dominantan je samo preklop na susjednim čvorištima, pa izraz (1.23.) možemo pisati:

$$U = -2A \sum_{\substack{\text{po prvim} \\ \text{susjedima}}} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \quad (1.24.)$$

Integral izmjene može biti pozitivan ili negativan, ovisno o materijalu. Kad je on pozitivan tada će susjedni elektroni težiti orjentirati svoje spinove na istu stranu, te dobivamo stanje najniže energije s paralelnim spinovima, tj. radi se o feromagnetu. No kako su spinovi zapravo magneti, kad ih ova interakcija posloži, dobivamo magnetizaciju kao da ih je posložilo Weisovo polje, efekt je isti. Sad vidimo da se ovdje zapravo ne radi o magnetskim interakcijama među spinovima ili među spinovima i srednjim poljem, nego o elektrostatskoj interakciji među raspodjelama naboja elektrona (valne funkcije). No pošto sistem uvijek bira stanje niže energije to efektivno izgleda kao interakcija među spinovima opisana Heisenbergovim hamiltonijanom (1.23.).

1.4.2. Ferimagnetizam

Ferimagnete možemo promatrati kao da su sastavljeni od dviju ili više podrešetki. Unutar iste podrešetke su spinovi paralelni, no spinovi jedne rešetke su antiparalelni spinovima druge rešetke, te, kako su spinovi jedne podrešetke veći ili ih je više, postoji spontana magnetizacija. Ta magnetizacija je po iznosu manja od one koju bi materijal imao kad bi bio feromagnet, pošto se ovdje magnetski momenti podrešetki poništavaju. Ovaj fenomen je otkriven na skupini materijala koji se zajedničkim imenom zovu feriti, te je po njima i dobio ime.

Sjetimo se sad Heisenbergovog modela, te promotrimo situaciju s dvije podrešetke. Ako promotrimo prve susjede u kristalu, oni ne pripadaju istoj podrešetci, a integral izmjene za njih je negativan te su njihovi spinovi antiparalelni. Integral izmjene drugih susjeda (prvi susjedi iste podrešetke) može također biti negativan, no pošto je on puno manji od onog prvih susjeda, drugi susjedi će imati paralelne spinove. I ovdje postoji Curieva temperatura iznad koje termičko gibanje razbije ferimagnetsko uređenje. Materijal iznad nje više nema spontanu magnetizaciju, te ulazi u paramagnetsku fazu. Ako ovdje sad primjenimo aproksimaciju srednjeg polja, te za podrešetke A i B definiramo Curieve konstante C_A i C_B dobivamo izraz za susceptibilnost paramagnetske faze:

$$\chi = \frac{(C_A + C_B)T - 2\mu C_A C_B}{T^2 - T_C^2} \quad (1.25.)$$

gdje je μ konstanta proporcionalnosti srednjeg polja i jednaka je za obje podrešetke, a $T_C = \mu(C_A C_B)^{1/2}$.

1.4.3. Antiferomagnetizam

Antiferomagnetizam možemo promatrati kao posebni slučaj ferimagnetizma. Kod antiferomagneta postoje dvije podrešetke, no iznosi njihovih antiparalelnih magnetizacija su jednaki, te se one ponište i ukupna spontana magnetizacija uzorka ne postoji. Antiferomagnetsko uređenje nestaje na Néelovoj temperaturi, uništi ga termičko gibanje, te antiferomagnet ulazi u paramagnetsku fazu. Pri Néelovoj temperaturi susceptibilnost ne divergira pošto spontana magnetizacija ne može postojati, nego susceptibilnost ima maksimum. Kako su magnetizacije saturacije obiju podrešetaka jednake i Curieve konstante su im jednake, te se za antiferomagnetsku susceptibilnost paramagnetske faze iz (1.25.) uz $C_A = C_B = C$ dobiva izraz:

$$\chi = \frac{2C}{T + T_N} \quad (1.26.)$$

gdje je $T_N = \mu_N C$ Néelova temperatura. No eksperimentalni rezultati su oblika:

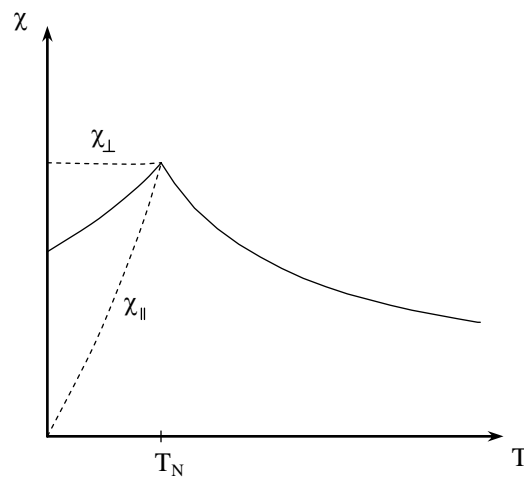
$$\chi = \frac{2C}{T + \mathcal{G}} \quad (1.27.)$$

gdje je eksperimentalno dobivena konstanta \mathcal{G} nešto veća od T_N . Iznos omjera \mathcal{G}/T_N može se dobiti uzmu li se u obzir interakcije drugih susjeda koje su ovdje bile zanemarene.

Susceptibilnost u antiferomagnetskoj fazi ovisi o smjeru vanjskog polja, tj. o odnosu tog smjera i smjera magnetizacije podrešetaka.

Ako je vanjsko polje okomito na spinove, tada se svi spinovi malo zakrenu u smjeru polja, kako oni jedne podrešetke, tako i oni druge. Kut zakretanja spinova ne ovisi o temperaturi, tj. okomita susceptibilnost je približno konstantna.

Ako je polje paralelno spinovima, tada su na $T=0K$ spinovi jedne podrešetke već u smjeru polja, a drugi suprotno, te se na malim poljima ne mogu zakretati za poljem, pošto je energija izmjene prevelika. Iz toga slijedi da je na $0K$ paralelna susceptibilnost jednaka nuli, a kako raste termičko gibanje, raste i susceptibilnost pa na T_N ima maksimum (slika 1.4).



Slika 1.4. Antiferomagnetska susceptibilnost

Ukupna susceptibilnost u antiferomagnetu se računa kao $\chi = \frac{2}{3}\chi_{okomito} + \frac{1}{3}\chi_{paralelno}$ pošto postoji više domena s različitim smjerovima magnetizacije podrešetaka^[3].

Svojstva antiferomagnetskih metala su kompliciranija zbog utjecaja vodljivih elektrona.

1.5. Magnetska anizotropija i magnetostrikcija

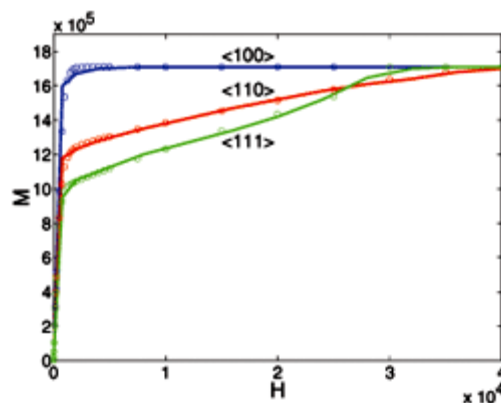
Energija feromagnetskog kristala ovisi o smjeru njegove magnetizacije u odnosu na kristalne osi. Postoje osi lake i teške magnetizacije. Ako ne postoji vanjsko polje, magnetizacija će se orjentirati duž smjera osi lake magnetizacije jer je tada energija anizotropije minimalna. Energija anizotropije povezana s magnetizacijom duž osi teške magnetizacije je maksimalna.

Kobalt je kristal heksagonalne simetrije, te je heksagonalna os smjer lake magnetizacije, a energija anizotropije je maksimalna ako je magnetizacija u ravnini okomitoj na tu os. Ovdje gustoću energije anizotropije možemo pisati:

$$U_K = K_1 \sin^2(\vartheta) + K_2 \sin^4(\vartheta) + \dots \quad (1.28.)$$

gdje je ϑ kut između M i heksagonalne osi. Eksperimentalne vrijednosti konstanti su $K_1 = 4.1 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ i $K_2 = 1 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$. U (1.28.) se pojavljuju samo parne potencije od $\sin \vartheta$ jer se radi o cilindričnoj simetriji.

Željezo na sobnoj temperaturi kristalizira u volumno centriranoj kubičnoj rešetci, pa imamo kubičnu simetriju. U željezu je $\langle 100 \rangle$ smjer lake magnetizacije, a $\langle 111 \rangle$ smjer teške magnetizacije što se vidi sa slike 1.5:



Slika 1.5. Ovisnost magnetizacije željeza o polju za različite smjerove

Uzrok energije anizotropije je slijedeći: promjena smjera spina uzrokuje promjenu smjera orbitalne količine gibanja elektrona, zbog LS vezanja, što za sobom povlači redistribuciju naboja elektrona. Zbog toga se mijenja vrijednost integrala izmjene. O rešetci ovisi za koji smjer magnetizacije (spina elektrona) u odnosu na kristalne osi će integral izmjene biti takav da je energija sustava minimalna. Zapravo se radi o interakciji spina s rešetkom putem LS vezanja i vezanja orbitalnog gibanja i rešetke.

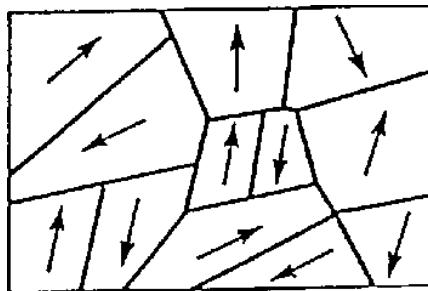
Kod iona rijetkih zemalja magnetskom momentu doprinose i orbitalno gibanje i spinovi elektrona, te postoji direktno vezanje orbitalnog momenta i rešetke, stoga je kod njih anizotropija puno jača.

Magnetostrikcija je pojava promjene vanjskog oblika uzorka prilikom magnetizacije^[4]. Tijekom procesa magnetizacije relativna promjena duljine uzorka raste ili pada sve dok se ne

postigne zasićenje. Uzrok ove pojave je sličan kao i kod magnetske anizotropije. Ako na uzorak primjenimo vanjsko polje koje nije u smjeru lake osi, spinovi se zakreću prema smjeru polja, te se opet događa zakretanje ili redistribucija elektronskog naboja što može dovesti do porasta unutarnje energije. Jedan način da se ona smanji je promjena parametra rešetke, tj. kristal se doformira. Promjene veličine uzorka su reda veličine $\Delta l/l \approx 10^{-5}$. Ovaj mehanizam utječe na procese magnetiziranja feromagneta, posebno ako u kristalu već postoje unutarnja naprezanja.

1.6. Domene i domenski zidovi

Mjerimo li spontanu magnetizaciju feromagneta ispod Curieve temperature ona će biti puno manja od magnetizacije saturacije dozvoljene danom temperaturom. To znači da nisu svi spinovi u feromagnetu orijentirani na istu stranu. Na mikroskopskoj razini jesu, no ako gledamo uzorak kao cjelinu, on se sastoji od više malih područja koja nazivamo domene. Unutar svake domene su spinovi paralelni, no magnetizacije pojedinih domena su različito orijentirane kao na slici 1.6. Ova domenska struktura je karakteristična kako za monokristale i polikristale tako i za amorfne tvari.



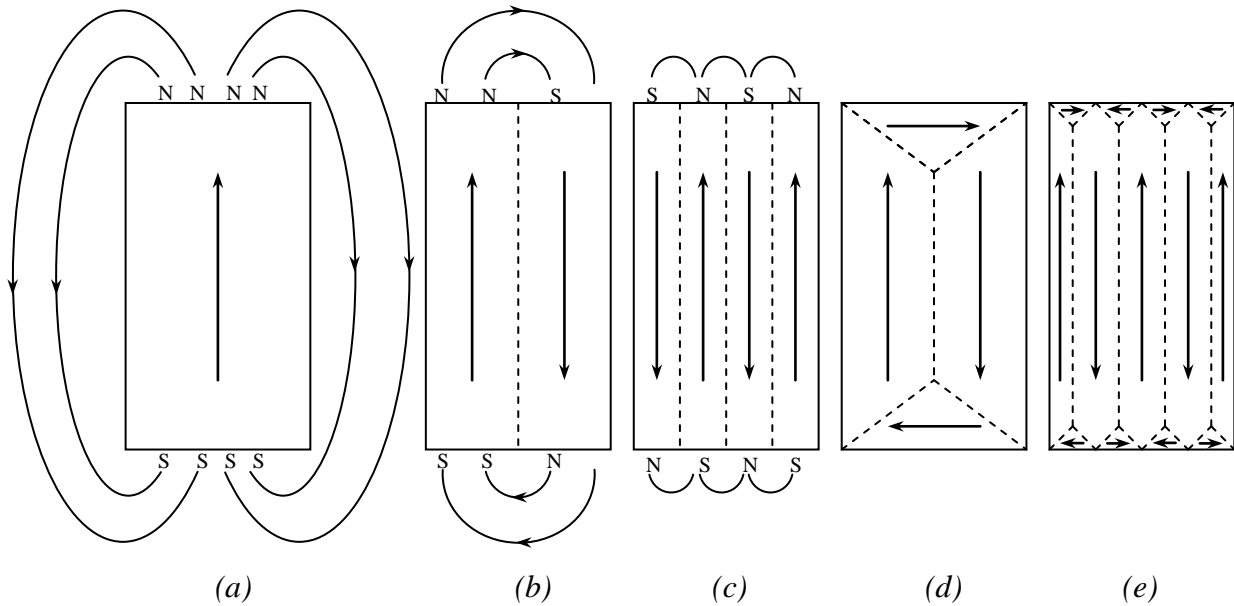
Slika 1.6. Magnetizacija domena djevičanskog uzorka

Zašto se ovo događa? Uzmemo li kvadratni jednodomenski uzorak, tada se na njegovim krajevima formiraju magnetski polovi, te se u prostoru oko uzorka javlja magnetsko polje. Posljedica tog polja je velika magnetska energija:

$$E_{mag} = \frac{1}{2\mu_0} \int B^2 dV \quad (1.29)$$

To polje koje se oko uzorka javlja kao posljedica magnetizacije se naziva demagnetizirajuće polje. Ako je uzorak podijeljen na dvije domene s antiparalelnim magnetizacijama, tada se

magnetska energija demagnetizirajućeg polja reducira na polovicu. Podijelimo li uzorak na N domena, energija će se smanjiti otprilike N puta, no demagnetizirajuće polje će i dalje postojati. No postupak dijeljenja uzorka na domene ne može ići u beskonačnost zbog utroška energije na formiranje domenskih zidova. Ali ako se na rubovima uzorka formiraju domene kao na slici 1.7 (d) i (e), tada će demagnetizirajuće polje nestati. Te površinske domene se zovu domene zatvorenosti jer se kroz njih zatvori tok polja te ono više ne izlazi van iz uzorka.



Slika 1.7. Redukcija magnetske energije dijeljenjem uzorka na domene

Domenski zid je područje promjene smjera spina od smjera magnetizacije jedne domene do smjera magnetizacije u susjednoj domeni. Najčešći su π (promjena smjera spina za 180°) i $\pi/2$ (promjena smjera spina za 90°) domenski zidovi. Promjena smjera spina (npr. za 180°) se unutar domenskog zida ne realizira na taj način da dva susjedna atoma imaju antiparalelne spinove jer je energetski povoljnije da se spinovi postepeno zakreću preko više atomskih ravnina kao na slici 1.8.

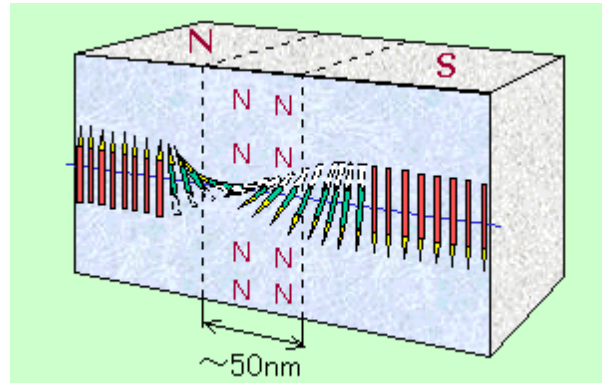
Ako relaciju (1.22.) shvatimo klasično tj. kao skalarni umnožak vektora spina, tada je energija spinova međusobno zakrenutih za kut φ jednaka:

$$W_{iz} = -2AS^2 \cos \varphi \quad (1.30.)$$

No pošto je unutar domenskog zida kut među susjednim spinovima $\varphi/N \ll 1$, tada je energija kristala s domenskim zidom u odnosu na energiju kristala bez domenskog zida približno:

$$W_{iz} = AS^2 \frac{\varphi^2}{N} \quad (1.31.)$$

gdje je N broj atomskih ravna koje sačinjavaju domenski zid. Iz relacije (1.31.) se vidi da energija izmjene pada što je zid deblji.



Slika 1.8. Blochov domenski zid

Energija anizotropije je ta koja ograničava debljinu zida. Ako su magnetizacije susjednih domena u smjeru osi lake magnetizacije, tada će unutar zida neki spinovi gledati u smjeru osi teške magnetizacije, te što je zid deblji njih je više i energija anizotropije raste. Postoje dva doprinosa suprotnih nastojanja koji definiraju debljinu domenskog zida: energija izmjene koja preferira što deblji zid i energija anizotropije koja preferira što manji broj spinova unutar zida u smjeru osi teške magnetizacije. Aproximativno energiju anizotropije pišemo u obliku:

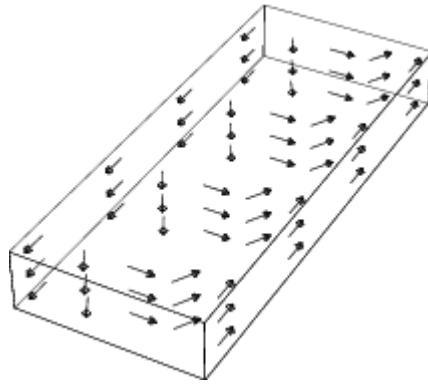
$$W_{aniz} = KNa \quad (1.32.)$$

gdje je K konstanta anizotropije a a konstanta rešetke. Minimum energije s obzirom na N nastaje za:

$$N = \sqrt{\frac{\pi^2 AS^2}{Ka^3}} \quad (1.33.)$$

Za željezo je to oko 300. Cijeli ovaj proračun je bio samo aproksimativan. Za točnije proračune treba uzeti u obzir oblik anizotropije, te činjenicu da kut među spinovima nije unutar zida uvijek jednak već je u sredini veći a na rubovima manji.

Postoje dvije vrste domenskih zidova: Blochov i Néelov. U Blochovom domenskom zidu su spinovi paralelni ravnini zida, dok u Néelovom zidu kut između spinova i ravnine zida varia, a u sredini su spinovi okomiti na zid kao što je prikazano na slici 1.9.



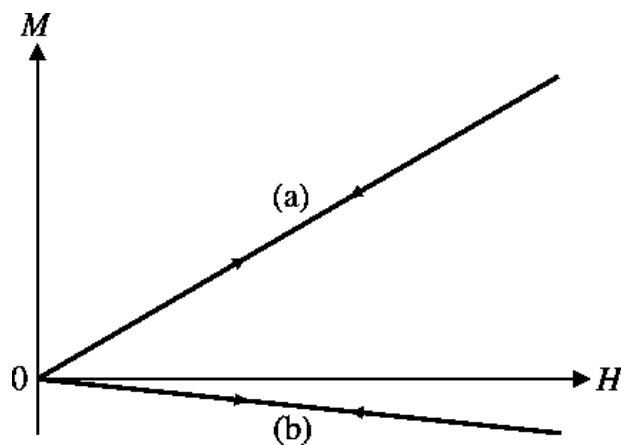
Slika 1.9. Néelov domenski zid

Néelov zid postaje energetski povoljniji kod suviše tankih filmova.

Broj, veličina i oblik domena ovise o vrsti kristala, njegovoj veličini, obliku, iznosu energije izmjene, magnetokristalnoj energiji te magnetizaciji saturacije.

1.7. Magnetska histereza

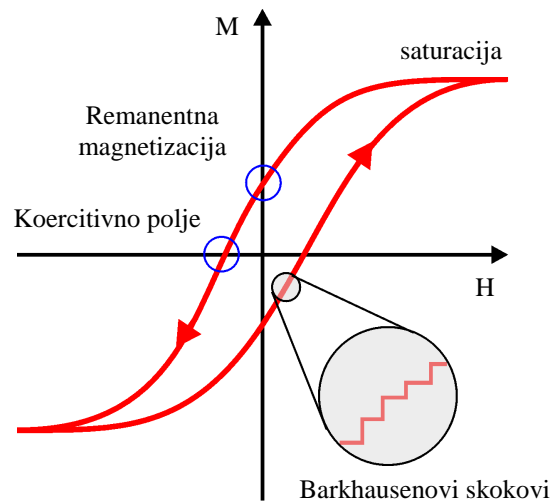
Kod paramagneta i dijamagneta je ovisnost magnetizacije o polju linearna za mala polja, tj. kad je $\mu H \ll k_B T$ jer sistem još nije ušao u područje saturacije. Ta ovisnost je prikazana na slici 1.10:



Slika 1.10. Krivulja magnetizacije paramagneta (a) i dijamagneta (b)

Kod feromagneta je ta ovisnost nešto složenija. Kod njih je proces magnetizacije drugačiji nego kod paramagneta i dijamagneta. Proces magnetizacije para- i dijamagneta teče tako da se spinovi svaki za sebe poravnavaju s poljem, a time i međusobno. U feromagnetima su spinovi unutar domena već poravnati, te se sad još magnetizacije domena trebaju okrenuti u smjeru

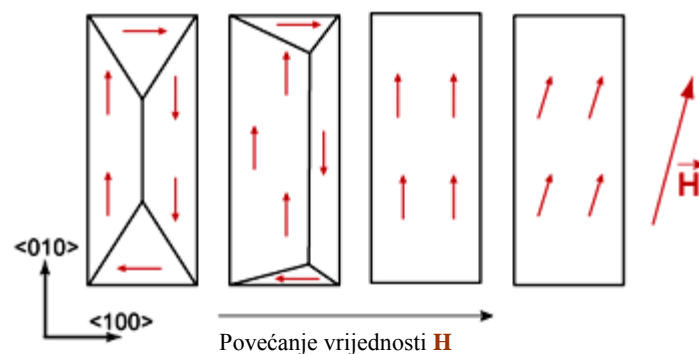
polja. Postoje dva načina na koje se to odvija. U slabim poljima se domene s magnetizacijom u smjeru polja šire, pomicanjem domenskih zidova, na račun domena magnetiziranih antiparalelno polju. U jakim poljima je moguće i da se magnetizacija cijele domene skokovito promijeni, te reorjentira u smjeru polja. Krivulja ovisnosti magnetizacije o vanjskom polju se zove histereza i prikazana je na slici 1.11:



Slika 1.11. Petlja magnetske histereze

Uzmimo uzorak čije domene su magnetizirane nasumično, te ukupna magnetizacija iščezava. Ako na takav uzorak počnemo primjenjivati magnetsko polje H , domenski zidovi domena povoljno orjetiranih magnetizacija (one koje s poljem zatvaraju manji kut) će se početi pomicati i te domene će se početi širiti na račun domena s nepovoljnim smjerom magnetizacije (ona koja s poljem zatvara veći kut). U početku je ovaj proces reverzibilan, tj. ako se polje u tom trenutku isključi zidovi će se vratiti u početni položaj i magnetizacija će pasti na nulu. Nastavi li polje H rasti pomicanje zidova postaje ireverzibilno te ukupna magnetizacija uzorka naglo ireverzibilno naraste. Nakon nekog vremena u uzorku će postojati većinom domene povoljne magnetizacije, a ako polje i dalje nastavi rasti, smjer magnetizacije tih domena će se početi zakretati u smjeru polja kao što je prikazano na slici 1.12, te nakon toga nastupa saturacija magnetizacije. Ova krivulja se naziva magnetizacija djevičanskog uzorka pošto on još nije bio u magnetskom polju, te je krivulja magnetizacije krenula iz ishodišta. Počnemo li sada smanjivati magnetsko polje uzorak izlazi iz saturacije. Zbog anizotropije će se prvo magnetizacije domena otkloniti od smjera polja prema najbližoj osi lake magnetizacije, a nakon toga magnetizacija polako opada uslijed pomicanja domenskih zidova. No kad polje padne na nulu magnetizacija uzorka još uvijek postoji pošto se domene

ne vrata u početno stanje uslijed zapinjanja zidova. Ta zaostala magnetizacija se naziva remanentna magnetizacija (M_r). Nastavi li polje dalje padati te postane negativno, zidovi se i dalje pomiču, a rasti počinju one domene koje su prije imale nepovoljnu magnetizaciju a sad je ona promjenom smjera polja postala povoljna. Kad se domene povoljne i nepovoljne magnetizacije izjednače magnetizacija uzorka padne na nulu, a polje kod kojeg se to dogodi zove se koercitivno polje (H_c). Nakon toga magnetizacija postaje negativna, te kod dovoljno velikog polja uzorak ulazi u saturaciju. Kako bi dovršili ciklus, polje mora još narasti do svoje pozitivne maksimalne vrijednosti te krivulja histereze siječe os magnetizacije u $-M_r$, a os polja u H_c i uzorak je opet u saturaciji, te je time petlja histereze zatvorena. Histereza nikad ne prolazi kroz ishodište, osim što iz njega kreće ako se radi i djevičanskom uzorku.



Slika 1.12. Proces magnetizacije kristala željeza

Remanentna magnetizacija je posljedica anizotropije uzorka te zapinjanja domenskih zidova na nečistoćama. M_r će biti veća ako je os lake magnetizacije u smjeru polja.

Koercitivno polje je ono kod kojeg magnetizacija padne na nulu što se događa pomicanjem domenskih zidova, te je na $H=H_c$ podjednaka količina uzorka magnetizirana u i suprotno od smjera polja. Koercitivno polje dakle ovisi o pokretljivosti domenskih zidova, tj. količini centara zapinjanja u obliku nečistoća, površinskih i volumnih defekata, naprezanja u uzorku. Iznos koercitivnog polja od materijala do materijal varira od nekoliko A/m kod mekih feromagneta do $10^7 A/m$ kod tvrdih feromagneta.

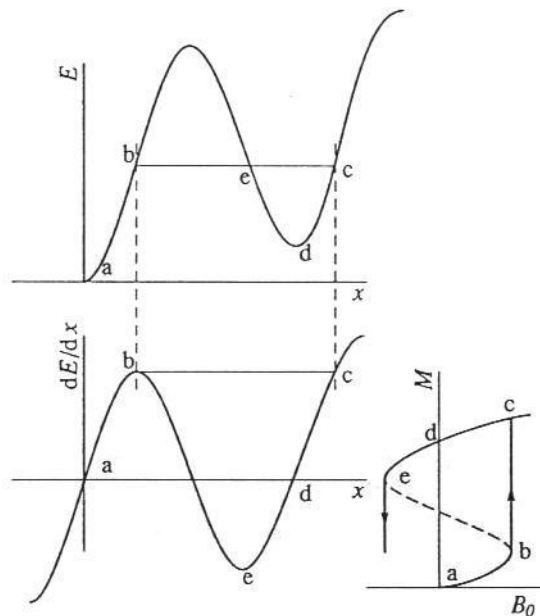
Promotrimo što se prilikom magnetizacije mehanizmom pomicanja domenskih zidova događa sa stanovišta energije. Kad se π domenski zid površine A pomakne za udaljenost x , u volumenu Ax uzorka se magnetizacija promijeni od $-M$ do $+M$. Promjena magnetske energije povezana s tim pomakom je $2B_0Mx$, gdje je B_0 unutarnje polje u uzorku. Ako je E potencijalna energija po jediničnoj površini zida uvjet za ravnotežu u polju B_0 je:

$$\frac{d}{dx}(E - 2B_0Mx) = 0 \quad (1.34.)$$

Definirajmo x tako da je $x=0$ u području ravnoteže. Sad je

$$2B_0M = \frac{dE}{dx} \quad (1.35.)$$

E je proizvoljno varirajuća funkcija položaja ovisno o efektima lokalne napetosti i ostalih kristalnih defekata. Kako polje polako raste, zid se pomiče prvo reverzibilno, i magnetizacija je reverzibilna funkcija polja kao na slici 1.13. Kad dE/dx dosegne maksimum u b ravnoteža postaje nestabilna te kad prijeđemo odgovarajuću vrijednost polja $(B_0)_{krit}=(dE/dx)_{maks}/2M$ zid se spontano diskontinuiranim i ireverzibilnim skokom pomakne u novi položaj ravnoteže c koji ima istu vrijednost dE/dx . To se zove Barkhausenov skok. Daljnjim porastom polja, zid se opet reverzibilno pomiče sve do novog maksimuma u dE/dx , kad se ponovi ireverzibilni pomak zida. U dovoljno jakom polju, ovaj proces se nastavlja dok domenski zid ne dođe do kraja uzorka ili se ne poništi s nekim drugim zidom što putuje na suprotnu stranu. Ako se zid nalazi na poziciji c slike (1.13.), te se polje u tom trenutku počne smanjivati, predznak promjene energije magnetizacije u jednadžbi (1.34.) se mijenja. U povratnom dijelu ciklusa ireverzibilni skok nastaje tek kad se zid nađe u minimumu dE/dx , tj. u točki e . Kao posljedica toga graf ovisnosti magnetizacije o polju je histereza^[3].



Slika 1.13. Opis nastanka histereze i Barkhausenovog skoka sa stanovišta energije domenskog zida

Ako domenski zidovi jače zapinju u dubokim energijskim minimumima, pomicanje zidova je puno teže, te se radi o tvrdom feromagnetu čija je histereza široka. U uzorcima sa složenom domenskom strukturom histereza nastaje kao produkt superpozicije opisanih reverzibilnih i ireverzibilnih pomaka svakog domenskog zida, te su na taj način izglašeni diskontinuirani skokovi magnetizacije. No, s dovoljno osjetljivim instrumentom ti diskontinuirani skokovi se mogu uočiti na ireverzibilnom dijelu histereze kao što je prikazano na slici 1.11. To je Barkhausenov efekt.

Dakle, želimo li tvrde feromagnete moramo imati što jaču anizotropiju uzorka, te što više centara zapinjanja kako bi domenski zidovi bili što nepokretljiviji. Takvi feromagneti se koriste tamo gdje nam treba permanentni magnet.

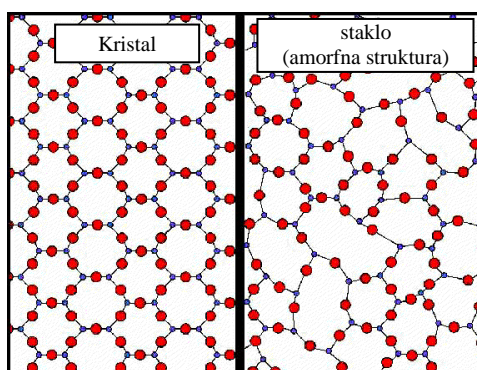
Površina histereze predstavlja rad utrošen na magnetizaciju uzorka prilikom jednog perioda (promjena polja od H_0 do $-H_0$ i nazad), a koji se oslobađa u obliku grijanja uzorka. Stoga se za transformatore i ostale visokofrekventne uređaje upotrebljavaju što mekši feromagneti kako bi gubici bili manji. Poželjna je i visoka permeabilnost. Za najviše frekvencije se koriste feriti pošto su oni izolatori, te reduciraju vrotložne struje koje su također izvori gubitaka. Feriti imaju relativno nisku permeabilnost na niskim frekvencijama, no zadržavaju svoje karakteristike sve do 10 MHz ili više.

2. AMORFNI FEROMAGNETI

2.1. Amorfni materijali

Za idealne kristale je karakteristično uređenje dugog doseg. To znači da ako poznajemo tip rešetke sa sigurnošću možemo rekonstruirati položaje svih ostalih atoma u kristalu i njihove međusobne udaljenosti. Ovdje su svi čvorovi ekvivalentni tj. nerazpoznatljivi. Postoje tri primitivna vektora kristalne rešetke, te njihovom linearnom kombinacijom možemo iz danog čvora doći do bilo kojeg drugog.

Pri prijelazu iz tekućeg u čvrsto kristalno stanje događa se fazni prijelaz prvog reda, te atomi sjedaju u stanje najniže energije. Niti jedan kristal nije potpuno pravilan, nego uvijek postoje određeni defekti uvjetovani načinom proizvodnje kristala. Kristal će biti idealniji ako je nastao što polaganijim i homogenijim hlađenjem jer tada atomi imaju vremena zauzeti pravo mjesto u kristalnoj rešeci. Kristalna struktura se lako detektira difrakcijom.



Slika 2.1. Usporedba amorfne i kristalne strukture običnog stakla

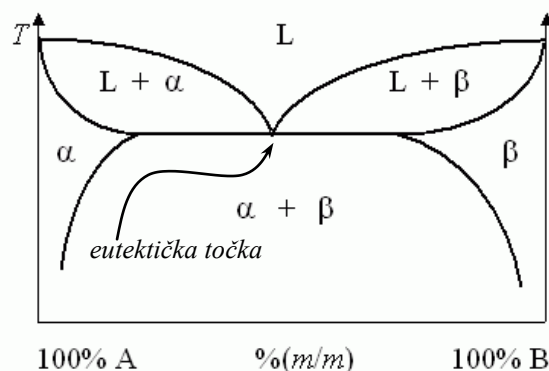
Nasuprot kristala, imamo amorfne materijale. U njima su atomi nepravilno raspoređeni, slično kao u tekućini. Difrakcijska slika amorfne strukture nema oštre maksimume, nego su oni široki i niski, te ako su blizu se spajaju što je posljedica uređenja kratkog doseg. U amorfnim materijalima svaki atom ima približno jednak broj prvih susjeda, približno jednak njihov raspored. No što smo dalje od promatranog atoma to je veća neuređenost ostalih atoma naspram njega kao što je prikazano na slici 2.1. Amorfna struktura je nastala termodinamički neravnotežnim procesima, te je metastabilna. Nakon dovoljno vremena ona će kristalizirati.

No pošto su mobilnosti iona na sobnim temperaturama u amorfnim tvarima male, proces kristalizacije traje od nekoliko mjeseci do nekoliko milijuna godina.

Neuređenost amorfne strukture je jednaka u svim smjerovima, te ne postoje istaknuti smjerovi. Kao posljedica toga ne postoji ni anizotropija kao niti u tekućinama i plinovima. Najčešći amorfni materijal koji svakodnevno koristimo je staklo. Amornih metala u prirodi nema, nego se proizvode umjetnim putem. Dva su osnovna načina proizvodnje amornih metala: nasumično deponiranje pojedinih atoma na podlogu, te super brzo kaljenje.

Kod nasumičnog deponiranja postoji više metoda. Neke su: depozicija atomskim snopovima, depozicija pulsним laserom, rasprašivanje i druge. Prednost rasprašivanja je ta da se mogu dobiti slitine materijala koji se inače ne miješaju, no kako su ovo procesi daleko od ravnotežnih, javljaju se velika naprezanja unutar materijala, te se mogu dobivati samo tanki filmovi.

Super brzo kaljenje taljevine se radi tako da se kroz specijalnu mlaznicu na hladni rotirajući kotač štrca taljevina. Kotač je od materijala s visokom toplinskom vodljivošću, te takav da ne reagira s taljevinom. Pri prijelazu iz tekućeg u kruto stanje prvo se taljevina pohladi ispod temperature kristalizacije, a zatim se događa staklasti prijelaz. Na temperaturi tog prijelaza ne dolazi do diskontinuiteta u specifičnom volumenu, nego se samo mijenja njegov nagib^[5]. Debljina dobivene trake je desetak mikrona, a širina tipično 2 mm iako upotrebom specijalnog sustava mlaznica može biti i do 100 mm. No nije moguće na ovaj način dobiti amorfne čiste metale, kao niti mnoge slitine, pošto bi za njihovu pripremu trebale brzine hlađenja od 10^{10} K/s, a danas dostupne brzine hlađenja su oko 10^6 K/s. Ova metoda dobivanja amornih materijala je najefikasnija za binarne slitine blizu eutektičke točke koja je prikazana na slici 2.2.



Slika 2.2. Eutektički fazni dijagram

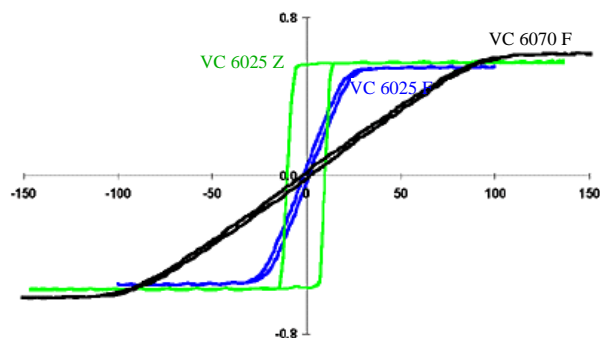
Često se pri proizvodnji amorfnih metala dodaju komponente koje utječu tako da pospješuju stvaranja staklaste strukture slitine. To su bor, silicij, fosfor, titanij, cirkonij i dr. no ti dodaci mogu smanjiti magnetizaciju saturacije i T_C feromagneta.

Amorfne trake dobivene ultrabrzim hlađenjem imaju određenu površinsku grubost uvjetovanu procesom proizvodnje. Njoj doprinose mjehurići zraka zarobljeni između trake i rotirajuće podloge, grubost podloge te eventualne temperaturne fluktuacije. Površina vrpce koja je bila u kontaktu s rotirajućom podlogom redovito je grublja. Grubost se iskazuje omjerom amplitude nepravilnosti Δd i debljine vrpce d . Na grubljoj strani je taj omjer oko 0.05 – 0.1, dok je na drugoj strani $\Delta d/d \approx 0.01$. Većoj površinskoj grubosti uzorka odgovara manja valna duljina (periodičnost) tih nepravilnosti. Na kontaktnoj površini je $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$ dok je na slobodnoj strani $\lambda \approx 100 \mu\text{m}$.

2.2. Magnetska svojstva amorfnih feromagnetskih vrpca

Kako kod amorfnih materijala nema magnetokristalne anizotropije, ne postoje ni osi lake i teške magnetizacije, te je time ukinut jedan od uzroka tvrdog feromagnetizma. No i u amorfnim feromagnetima postoji neki oblik anizotropije. Pošto pri brzom kaljenju atomi ne stignu sjesti u ravnotežni položaj minimalne energije, u materijalima postoje naprezanja koja utječu na magnetiziranje vrpce putem magnetostrikcije. Ta naprezanja se mogu smanjiti napuštanjem materijala na temperaturi 300 - 400°C tako da se tada atomi malo preslože. Kad je magnetostrikcija mala, tada je obično nisko i koercitivno polje te je permeabilnost visoka. Variranjem sastava slitine magnetostrikcija se može svesti na zanemarivo male vrijednosti, no taj sastav može biti nepovoljan zbog ostalih karakteristika kao što su magnetokristalna anizotropija, kovnost ili magnetizacija saturacije. Zbog toga je potrebna optimizacija sastava, termička obrada ili daljnje procesiranje.

U amorfnim materijalima se magnetska anizotropija može postići i umjetnim putem: napuštanjem u magnetskom polju H_{an} na temperaturama nižima od T_C ili termičkom obradom uzorka izloženog jednoosnoj deformaciji na temperaturama iznad T_C . Tako se dobivaju materijali s osi lake magnetizacije u proizvoljnom smjeru.



Slika 2.3. F i Z tipovi histereza dobiveni napuštanjem u magnetskom polju

Oblik petlja histereze nakon uvođenja anizotropije ovisi o smjeru polja H_{an} u odnosu na os uzorka. Ako je prilikom napuštanja uzorka polje H_{an} bilo u smjeru osi vrpce, tada dobivamo kvadratnu histerezu (Z-tip), a ako je polje bilo okomito na os vrpce, histereza je više nagnuta (F-tip). F i Z tipovi histereza su prikazani na slici 2.3.

Kod amorfnih feromagnetskih vrpce postoje dva tipa domenskih struktura:

- Glavna domenska struktura (Main Domain Structure) zauzima najveći dio uzorka. Sastavljena je od širokih (reda veličine mm) i dugih domena koje se protežu duž uzorka, a magnetizacija tih domena s osi uzorka zatvara neki mali kut. Ove domene najviše doprinose magnetizaciji uzorka duž njegove osi.

- Površinska domenska struktura (Surface Domain Structure) nastaje kao posljedica zatvaranja magnetizacije domena glavne domenske strukture kako bi se smanjila magnetska energija, te zbog lokalnih naprezanja i nehomogenosti. Površinske domene su uske ($\sim 10\mu\text{m}$), te s osi uzorka, kao i njihova magnetizacija zatvaraju i vrlo velike kutove. One površinske domene čije magnetizacije s osi uzorka zatvaraju kutove blizu 90° mogu pri većim poljima postati dosta efikasni centri zapinjanja domenskih zidova glavne domenske strukture, te na taj način doprinijeti povećanju koercitivnog polja. Zbog različite površinske strukture na suprotnim stranama vrpce i površinska domenska struktura je različita.

Koercitivno polje je kod amorfnih feromagnetskih vrpce najvećim dijelom posljedica postojanja centara zapinjanja. Poznato je barem pet tipova centara zapinjanja:

- intrinzične nehomogenosti – H_{C1}
- uređenje kratkog dosega – H_{C2}
- lokalna naprezanja – H_{C3}
- površinske nepravilnosti – H_{C4}
- strukturne relaksacije – H_{C5}

Zbog prije navedenih površinskih nepravilnosti, nastalih tijekom proizvodnje, presjek vrpce nije na svim mjestima jednak, te se gibanjem domenskog zida kroz uzorak njegova površina mijenja. Ova pojava bitno doprinosi koercitivnom polju te je taj doprinos (H_{C4}) dominantan kod nemagnetostriktivnih uzoraka.

Kad je valna duljina površinskih centara zapinjanja puno veća ($\sim 10\mu\text{m}$) od valne duljine intrinzičnih fluktuacija ($< 0.5\mu\text{m}$), ukupno koercitivno polje je

$$H_C = H_{C1} + H_{C2} + H_{C3} + H_{C4} + H_{C5} \quad (2.1.)$$

No ako su površinski centri zapinjanja mali u usporedbi s ostalima, ukupno koercitivno polje je:

$$H_C = \sqrt{H_{C1}^2 + H_{C2}^2 + H_{C3}^2} + H_{C5} \quad (2.2.)$$

Gubici u uređajima s feromagnetima se mogu podijeliti na histerezne gubitke (povezani s površinom histereze) i gubitke na vrtložne struje. Gubici na vrtložne struje su u F tipu minimalni. Zbog veće specifične otpornosti, amorfni feromagnetni imaju i inače manje gubitke od kristalnih. Još jedna prednost amornih feromagneta je njihova velika elastičnost, a pošto im se magnetostrikcija (λ_s) može svesti na nulu, oni i uslijed većih naprezanja zadržavaju svoja magnetska svojstva. Zbog toga su posebno prikladni za upotrebu u identifikacijskim markicama i magnetoelastičnim sensorima.^[6]

U tablici 2.1. su prikazana svojstva triju amornih feromagnetskih materijala s nultom magnetostrikcijom:

	sastav	B_s	T_C (°C)	ρ_{el} ($\mu\Omega$ cm)
Vitrovac 6025	(CoFeMo) ₇₃ (SiB) ₂₇	0.55	210	135
Vitrovac 6030	(CoFeMnMo) ₇₇ (SiB) ₂₃	0.80	350	130
Vitrovac 6150	(CoFeMn) ₈₀ (SiB) ₂₀	1.00	500	115

Tablica 2.1. Svojstva komercijalnih slitina Vitrovac

Amorfni feromagnetni zadržavaju svoje karakteristike i na temperaturama od 100 ili 120°C, te ih to čini pogodnim za upotrebu u uređajima kojima je radna temperatura viša od sobne i ne treba im posebno hlađenje.

Vitrovac F tipa se upotrebljava u invertirajućim transformatorima koji su ključna komponenta komutirajućih izvora napajanja (Switched Mode Power Suplies). Pošto

frekvencije sve više rastu, radi manjih gubitaka se koriste tanje vrpce namotane u torus. Za saturirajuće reaktorske jezgre (saturable reactor core) se koristi Z tip. One se upotrebljavaju u jezgrama magnetskih pojačala za kontrolu izlaznog napona SMPS-a. Z tip se koristi i u magnetskim prekidačima u krugu izvora pulsnih lasera.

Magnetostruktivni amorfni materijali se, zbog velike elastičnosti u odnosu na kristalne, koriste za senzore torzije.^[6] Primjena amorfni materijala je moguća i u magnetometrima te za izradu fleksibilnih magnetskih štitova.

Faktor koji ograničava širu upotrebu amorfni feromagneta je visoko početno ulaganje zbog zahtjevnijeg postupka pripreme materijala.

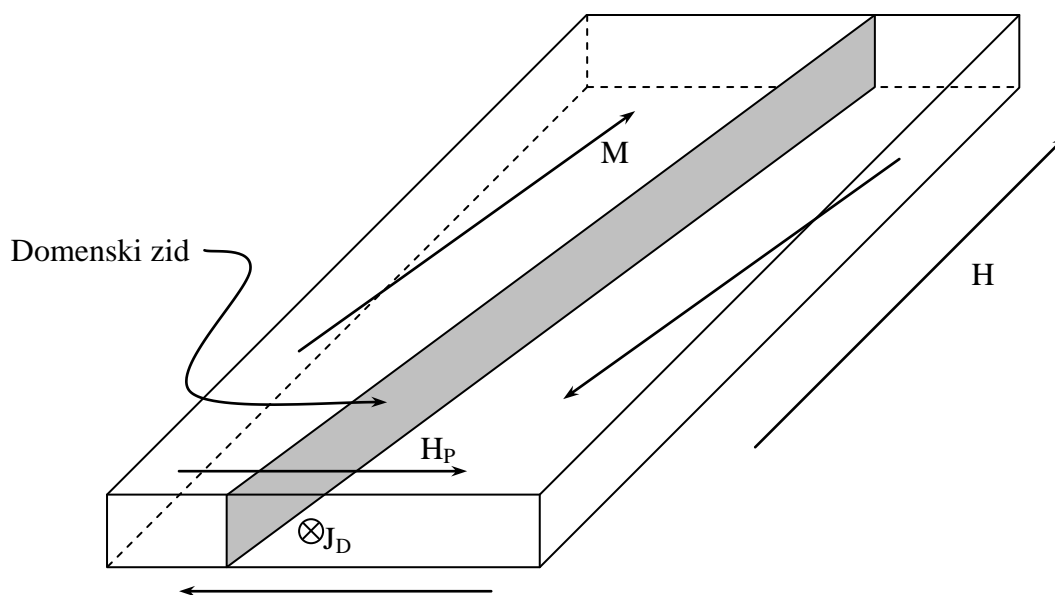
3. MODEL UTJECAJA POVRŠINSKIH POLJA NA MAGNETIZIRANJE MEKIH FEROMAGNETSKIH VRPCI

3.1. Pretpostavke modela

Pri magnetiziranju mekih feromagnetskih amorfnih vrpci važno je promotriti neke njihove karakteristike^[7] koje utječu na procese magnetiziranja i demagnetiziranja, a one su:

- kao što smo već spomenuli domenska struktura se dijeli na glavnu i površinsku domensku strukturu
- magnetizacije domena glavne domenske strukture s osi uzorka zatvaraju neki mali kut δ . On nije isti za sve domene
- pošto je kut δ mali kao što su i magnetizirajuća polja, magnetiziranje se odvija pomicanjem π domenskih zidova glavne domenske strukture
- glavni doprinosi koercitivnom polju i remanentnoj magnetizaciji su centri zapinjanja domenskih zidova. Najjači centri zapinjanja su na površini uzorka, a pošto površine nisu jednake i zapinjanje je na jednoj površini jače nego na drugoj
- površinski centri zapinjanja su dvojaki: a) površinske nehomogenosti, naprezanja i nagrbljenost površine (intrinzično zapinjanje) i b) dio površinskih domena čije magnetizacije s osi uzorka zatvaraju veliki kut δ (SDS zapinjanje)

Radi jednostavnosti, ovdje ćemo promatrati samo pomicanje jednog π domenskog zida koji razdvaja dvije domene glavne domenske strukture antiparalelnih magnetizacija kao na slici 3.1. Budući da model primjenjujemo na realne uzorke sa složenom domenskom strukturom, kut između magnetizacije domene i osi uzorka ćemo označavati s $\langle\delta\rangle$, što je prosječna vrijednost kuta δ za domene glavne domenske strukture. Prvo promatramo proces magnetiziranja u slučaju kad kroz uzorak ne teče struja pa nema niti površinskih polja H_p , te svi indeksi imaju još dodanu nulu. Kad na promatrani uzorak primjenimo vanjsko polje, da bi se domenski zid pokrenuo potrebno je neko minimalno polje. U poglavlju o histerezama smo vidjeli da se domenski zid miče putem malih ireverzibilnih skokova, a za svaki skok je potrebno neko kritično polje. Ovdje ćemo pod polje potrebno da se zid pomakne uzeti neku srednju vrijednost tih kritičnih polja.



Slika 3.1. Shematski prikaz domenskog zida, magnetizacije domena \mathbf{M} , vanjskog polja \mathbf{H} , i površinskih polja \mathbf{H}_P generiranih istosmjernom strujom kroz uzorak \mathbf{J}_D

Da bi se zid pokrenuo mora se osloboditi na gornjoj i donjoj strani. Jakosti magnetizirajućih polja potrebnih za to su H_{su0} i H_{sl0} redom. Budući da su te vrijednosti različite zbog površinskih struktura uzorka pretpostavit ćemo da je $H_{su0} < H_{sl0}$. Koercitivno polje H_{C0} će biti $H_{C0} = H_{su0}$.

3.2. Statička površinska polja

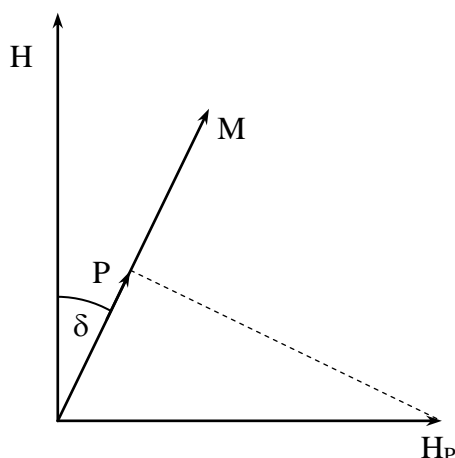
Ako kroz uzorak teče istosmjerna struja J_D , na površini uzorka se javlja površinsko polje jakosti:

$$H_p = \frac{J_D}{2w} \quad (3.1.)$$

gdje je w širina vrpce, dok je debljina vrpce t zanemarena.

Pošto magnetizacije domena s osi vrpce zatvaraju kut $\langle \delta \rangle$, površinsko polje ima projekciju $P = H_p \sin \langle \delta \rangle$ na magnetizaciju M koja uz projekciju magnetizirajućeg polja $H \cos \langle \delta \rangle$ također stvara tlak na domenski zid. Na taj se način može povećati ili smanjiti (ovisno o smjeru struje) jakost magnetizirajućeg polja potrebna da bi se oslobodio domenski zid. Međutim, u realnim uzorcima, površinsko polje može izazvati učvršćivanje magnetizacije površinskih domena (ili njihov rast), te na taj način pojačati SDS zapinjanje^[14], tj. povećati jakost magnetizirajućeg polja potrebnu za oslobađanje domenskog zida. Radi jednostavnosti

ćemo pretpostaviti da je to povećanje proporcionalno s H_P i iznosi $k_u H_P$ i $k_l H_P$ za gornju i donju površinu uzorka redom. Konstante k_u i k_l nisu iste općenito.



Slika 3.2. Shematski prikaz površinskog polja H_P i njegove projekcije P na vektor magnetizacije domene uzorka M

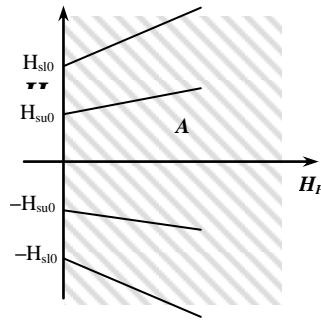
Vrijednosti magnetizirajućeg polja H potrebne za oslobađanje domenskog zida na gornjoj i donjoj površini uzorka, kad kroz uzorak teče struja J_D , označit ćemo s H_{su} i H_{sl} redom kad magnetizirajuće polje raste od $-H_0$ do H_0 , a za povratni dio ciklusa, tj. kad polje pada od H_0 do $-H_0$, će odgovarajuće oznake biti H_{su}^- i H_{sl}^- . Sad sa slike 3.2. vrijedi:

$$\begin{aligned}
 H_{su} &= H_{su0} + k_u H_P \mp H_P \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
 H_{sl} &= H_{sl0} + k_l H_P \pm H_P \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
 H_{su}^- &= -(H_{su0} + k_u H_P) \mp H_P \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
 H_{sl}^- &= -(H_{sl0} + k_l H_P) \pm H_P \operatorname{tg}\langle\delta\rangle
 \end{aligned}
 \tag{3.2.}$$

gdje gornji predznaci odgovaraju pozitivnom smjeru struje kao što je prikazano na slici 3.1. Pozitivan smjer struje definiramo tako da je to onaj za koji vrijedi da je vektor magnetizacije uzorka M između vektora vanjskog polja H i površinskog polja H_P na strani uzorka gdje je zapinjanje manje u odsustvu struje, i to u trenutku kad je vanjsko polje maksimalno i jednako H_0 . donji predznaci u jednadžbama (3.2.) odgovaraju negativnom smjeru struje. Budući da se magnetizacija uzorka počne bitno mijenjati kad magnetizirajuće polje H dosegne nižu vrijednost od onih potrebnih za oslobađanje domenskog zida na gornjoj i donjoj površini, samo će dio jednadžbi biti relevantan za određivanje širine (H_C) i centra (C) magnetske histereze.

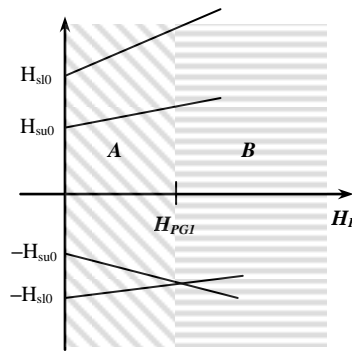
S obzirom na međusobne odnose parametara k_u , k_l i $\operatorname{tg}\langle\delta\rangle$, moguća su tri slučaja. Promotrimo kako se H_{su}^- i H_{sl}^- ponašaju za mala polja u slučaju pozitivne struje. To su pravci

s nagibom $-k_u - \text{tg}\langle\delta\rangle$ i $-k_l + \text{tg}\langle\delta\rangle$ redom. Ako vrijedi $k_l > k_u + 2\text{tg}\langle\delta\rangle$, tada će H_{su}^- po apsolutnom iznosu uvijek biti manji od H_{sl}^- , a za isti odnos parametara će i H_{su} biti uvijek manji od H_{sl} (Slika 3.3.), te su parametri histereze neovisno o H_P uvijek opisani s H_{su} i H_{su}^- , tj. nalazimo se u dolje opisanom području **A**. Radi lakšeg razumijevanja područje ovakvog odnosa parametara k_u , k_l i $\text{tg}\langle\delta\rangle$ predočeno je na slici 3.6. gornjom poluravninom **I**.



Slika 3.3. Shematski prikaz ponašanja H_s polja za poluravninu **I**

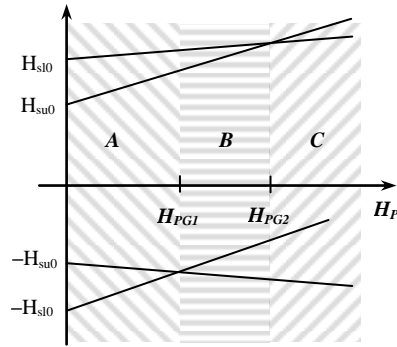
Za $|k_u - k_l| < 2\text{tg}\langle\delta\rangle$ se nalazimo u području **II** na slici 3.6., i tu je $H_{su} < H_{sl}$ uvijek, no kad je $H_P > H_{PG1}$ tada H_{su}^- postaje po apsolutnoj vrijednosti veći od H_{sl}^- , te ulazimo u područje **B**, dok se za $H_P < H_{PG1}$ nalazimo u području **A**. Granično polje H_{PG1} je skicirano na slici 3.4.



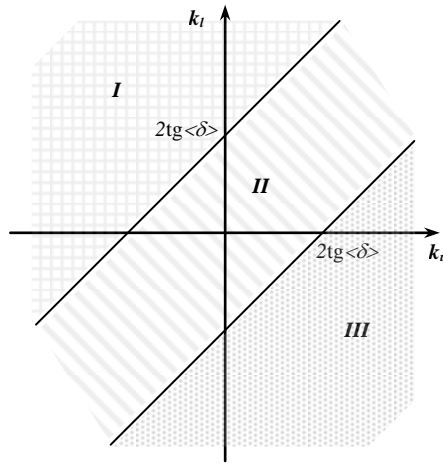
Slika 3.4. Shematski prikaz ponašanja H_s polja za poluravninu **II**

Treći slučaj dobivamo ako je odnos parametara takav da vrijedi $k_l > k_u + 2\text{tg}\langle\delta\rangle$, te se nalazimo u području **III** slike 3.6. U ovom slučaju za $H_P < H_{PG1}$ smo u području **A**, za $H_{PG1} < H_P < H_{PG2}$ smo u području **B**, te za $H_P > H_{PG2}$ se nalazimo u području **C**. Granična su polja skicirana na slici 3.5., a njihove vrijednosti su:

$$H_{PG1} = \frac{H_{s10} - H_{su0}}{k_u - k_l + 2\text{tg}\langle\delta\rangle} \quad H_{PG2} = \frac{H_{s10} - H_{su0}}{k_u - k_l - 2\text{tg}\langle\delta\rangle} \quad (3.3.)$$



Slika 3.5. Shematski prikaz ponašanja H_s polja za poluravninu **III**



Slika 3.6. Shematski prikaz ponašanja poluravnina **I**, **II** i **III**, s tim da pošto su k_u i k_l pozitivni, sliku bi trebalo ograničiti na prvi kvadrant

Sličnim razmatranjem se i za negativnu struju kroz uzorak dobiju isti rezultati. Promotrimo sad područja **A**, **B** i **C**:

Područje A postoji uvijek, te u njemu za H_C i C dobivamo:

$$H_C = \frac{H_{su} - H_{su}^-}{2} = H_{su0} + k_u H_P \quad (3.4.)$$

i

$$C = \frac{H_{su} + H_{su}^-}{2} = \mp H_P \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \quad (3.5.)$$

Ovdje H_C raste uslijed porasta SDS zapinjanja, a C se pomiče proporcionalno s H_P ovisno o kutu, a pomak je negativan ili pozitivan, ovisno o smjeru struje.

U **području B** vrijedi $H_{su} < H_{sl}$ i $|H_{sl}^-| < |H_{su}^-|$ za pozitivan smjer struje, te $H_{sl} < H_{su}$ i $|H_{su}^-| < |H_{sl}^-|$ za negativan smjer struje. U oba slučaja za parametre histereze dobivamo:

$$H_C = \frac{H_{su} - H_{sl}^-}{2} = \frac{H_{sl} - H_{su}^-}{2} = \frac{H_{su0} + H_{sl0}}{2} + \frac{k_u + k_l - 2 \operatorname{tg}\langle\delta\rangle}{2} H_P \quad (3.6.)$$

i

$$C = \frac{H_{su} + H_{sl}^-}{2} = \frac{H_{sl} + H_{su}^-}{2} = \mp \left(\frac{H_{sl0} - H_{su0}}{2} + \frac{k_l - k_u}{2} \right) H_P \quad (3.7.)$$

U ovom području H_C ili nastavlja rasti, no s drukčijim nagibom nego u području A , ili pada ovisno o tome je li $k_u + k_l$ veće ili manje od $2\text{tg}\langle\delta\rangle$, a ako je to jednako, koercitivno polje bi trebalo biti konstantno. Centar histereze će nastaviti padati s porastom H_P kao i u području A , ukoliko je $k_l > k_u$. Ako su koeficijenti zapinjanja jednaki C je konstantno, a ako je $k_l < k_u$ tada C za pozitivne struje raste, a za negativne pada. Ovo posljednje je nužno ukoliko postoji područje C , jer je tada uvjet $k_l < k_u$ ispunjen.

U **području C** vrijedi $H_{sl} < H_{su}$ i $|H_{sl}^-| < |H_{su}^-|$ te je:

$$H_C = \frac{H_{sl} - H_{sl}^-}{2} = H_{sl0} + k_l H_P \quad (3.8.)$$

i

$$C = \frac{H_{sl} + H_{sl}^-}{2} = \pm H_P \text{tg}\langle\delta\rangle \quad (3.9.)$$

tj. H_C ovdje raste s nagibom k_l , dok C raste s H_P kao što je i u području B , a suprotno od područja A .

3.3. Dinamička površinska polja

Promotrimo sad što se događa s histerezom ako kroz uzorak teče izmjenična struja pravokutnih impulsa amplitude H_{P0} . Frekvencija struje je ista kao i magnetizirajućeg polja, no struja je u odnosu na polje pomaknuta u fazi za 90° ili 270° , tako da je ona povezana s derivacijom polja. Razlika u odnosu na dosadašnja razmatranja je ta da je struja ili uvijek u smjeru rasta magnetizirajućeg polja (razlika faza $90^\circ \rightarrow$ povoljna razlika faza) ili suprotno od smjera njegovog rasta (razlika faza $270^\circ \rightarrow$ nepovoljna razlika faza).

3.3.1. Razlika faza 90°

Sad je struja pozitivna kad polje raste od $-H_0$ do H_0 , a negativna kad polje pada, te iz jednadžbi (3.2.) slijedi

$$\begin{aligned}
H_{su} &= H_{su0} + k_u H_{P0} - H_{P0} \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
H_{sl} &= H_{sl0} + k_l H_{P0} + H_{P0} \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
H_{su}^- &= -(H_{su0} + k_u H_{P0}) + H_{P0} \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
H_{sl}^- &= -(H_{sl0} + k_l H_{P0}) - H_{P0} \operatorname{tg}\langle\delta\rangle
\end{aligned} \tag{3.10.}$$

Ovdje su moguća dva područja ovisnosti H_C o H_{P0} .

Područje A se javlja za $H_{P0} < H_{PG2}$, te je tada

$$H_C = \frac{H_{su} - H_{su}^-}{2} = H_{su0} + (k_u - \operatorname{tg}\langle\delta\rangle)H_{P0} \tag{3.11.}$$

te H_C raste s H_{P0} ovisno o odnosu k_u i $\operatorname{tg}\langle\delta\rangle$.

Područje B nastaje za $H_{P0} > H_{PG2}$, i tada vrijedi $H_{sl} < H_{su}$ i $|H_{sl}^-| < |H_{su}^-|$ te je:

$$H_C = \frac{H_{sl} - H_{sl}^-}{2} = H_{sl0} + (k_l + \operatorname{tg}\langle\delta\rangle)H_{P0} \tag{3.12.}$$

u ovom području H_C s H_{P0} raste pošto su k_l i $\operatorname{tg}\langle\delta\rangle$ pozitivni po pretpostavci.

3.3.2. Razlika faza 270°

Za ovu faznu razliku je struja negativna tijekom porasta magnetizirajućeg polja od $-H_0$ do H_0 , te pozitivna tijekom pada polja od H_0 do $-H_0$. Iz jednadžbi (3.2.) u ovom slučaju vrijedi:

$$\begin{aligned}
H_{su} &= H_{su0} + k_u H_{P0} + H_{P0} \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
H_{sl} &= H_{sl0} + k_l H_{P0} - H_{P0} \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
H_{su}^- &= -(H_{su0} + k_u H_{P0}) - H_{P0} \operatorname{tg}\langle\delta\rangle \\
H_{sl}^- &= -(H_{sl0} + k_l H_{P0}) + H_{P0} \operatorname{tg}\langle\delta\rangle
\end{aligned} \tag{3.13.}$$

I ovdje se mogu pojaviti samo dva područja:

Područje A se javlja za $H_{P0} < H_{PG1}$, i tada je:

$$H_C = \frac{H_{su} - H_{su}^-}{2} = H_{su0} + (k_u + \operatorname{tg}\langle\delta\rangle)H_{P0} \tag{3.14.}$$

iz čega slijedi da H_C raste s H_{P0} .

Područje B se javlja za $H_{P0} > H_{PG1}$, i u tom slučaju je:

$$H_C = \frac{H_{sl} - H_{sl}^-}{2} = H_{sl0} + (k_l - \operatorname{tg}\langle\delta\rangle)H_{P0} \tag{3.15.}$$

te ovdje H_C može i padati i rasti ovisno o međusobnom odnosu k_l i $\operatorname{tg}\langle\delta\rangle$.

Promotrimo još kako odnos parametara k_l , k_u i $\operatorname{tg}\langle\delta\rangle$ utječu na pojavljivanje pojedinih područja. Vratimo se na sliku 3.6., te pogledajmo što se događa u **poluravnini I**. Pošto tu

vrijedi $k_l > k_u + 2\text{tg}\langle\delta\rangle$, tada kod obije razlike faza postoje samo područja **A**, tj. ne postoje granična polja. U ovom slučaju H_C može rasti, padati ili biti konstantan kod fazne razlike 90° , te rasti kod fazne razlike 270° .

Ako je ovisnost parametara takva da se nalazimo u *poluravnini II* slike 3.6., tada kod fazane razlike 90° i dalje može postojati samo područje **A** te se u njemu H_C ponaša kao i u poluravnini **I**. No kod fazne razlike 270° mogu postojati oba područja, i **A** i **B**, te ovdj H_C u području **A** također mora rasti, a u području **B** može rasti, padati ili biti konstantan.

Pogledajmo još što se događa u *poluravnini III*. U njoj vrijedi $k_l < k_u - 2\text{tg}\langle\delta\rangle$, te kod obje razlike faza postoje oba područja, s tim da sad kod fazne razlike 90° u području **A** H_C može samo rasti kao što raste i u području **B** samo s manjim nagibom nego u **A**. Kod fazne razlike 270° ponašanje H_C je jednako kao i u poluravnini **II**.

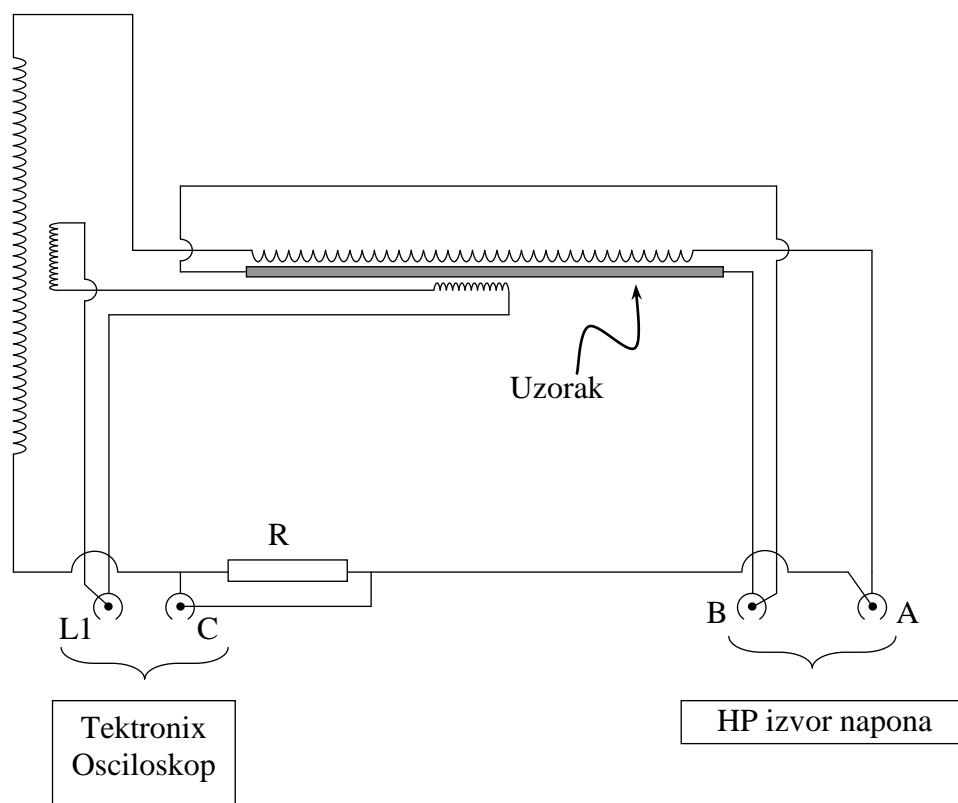
U svim slučajevima dinamičkih površinskih polja centar histereze se ne miče, tj. vrijedi $C=0$. Valja još napomenuti da u eksperimentu pravokutni impulsi izmjenične struje mogu stvarati dodatne šumove, te je praktičnije koristiti sinusoidalnu struju. No pošto se radi o mekim feromagnetima, glavni dio procesa magnetizacije, kao i pokretanje domenskih zidova, se događa kad je magnetizirajuće polje malo, tj. blizu nule, a zbog fazne razlike je amplituda struje, koja je sinusoidalnog oblika, tada upravo maksimalna pa naše formule i dalje vrijede. Kako bi ovo bilo što točnije valjalo bi koristiti jača magnetizirajuća polja kako bi uzorak što prije ušao u saturaciju, dok je površinsko polje još u maksimumu.

4. MJERENJE I ANALIZA RAZULTATA

4.1. Eksperimentalni uređaj

Mjerenja sam vršio na amorfnj feromagnetskoj vrpce VITROVAC 6025Z. Dimenzije vrpce su 2.3mm x 0.0028mm x 200mm. Sva su mjerenja vršena pri sobnoj temperaturi, te su napravljena prije i poslije površinskog nagrubljivanja vrpce. Nagrubljivanje vrpce je vršeno grebanjem vrpce pod kutem od 10° u odnosu na os brusnim papirom oznake 360 (broj zrnaca po inču). Grebana je slobodna strana vrpce.

Shematski prikaz uređaja pomoću^[10] kojeg sam vršio mjerenja je na slici 4.1. mjerni postav se sastoji od dvije primarne zavojnice serijski spojene postavljene okomito jedna na drugu kako polje iz jedne ne bi ulazilo u drugu. Unutar primarnih zavojnica su smještene sekundarne zavojnice. One su kratke, tako da je polje primarnih zavojnica unutar sekundarnih gotovo homogeno. Sekundarne zavojnice su spojene tako da se njihov ukupni napon kad uzorka nema poništava. Uzorak se smješta unutar jedne od sekundarnih zavojnica. Primarne zavojnice su dugačke i uske a sekundarne kratke i centrirane unutar primarnih kako bi se izbjegao utjecaj demagnetizirajućeg polja što se javlja na krajevima uzorka.



Slika 4.1. Shema Eksperimentalnog postava

Struja kroz primarne zavojnice unutar njih inducira magnetsko polje H koje je u centru otprilike:

$$H = nI \quad (4.1.)$$

gdje je n broj namotaja po jedinici duljine, a I struja kroz primarnu zavojnicu. Unutar uzorka se kao odgovor na to polje uspostavi magnetizacija M . Sad je tok unutar sekundarne zavojnice:

$$\Phi = \mu_0(S_1H + S_2M) \quad (4.2.)$$

gdje je S_1 presjek sekundarne zavojnice, a S_2 presjek uzorka. Napon induciran na sekundarnoj zavojnici je:

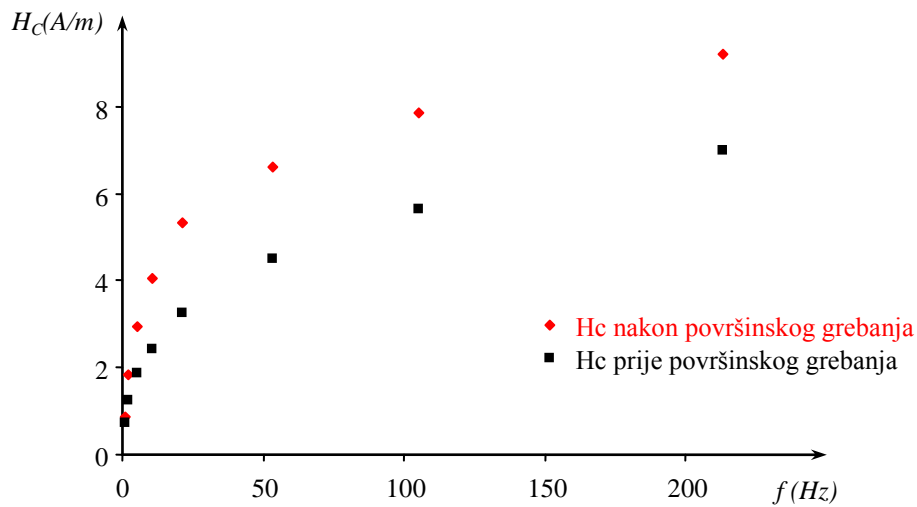
$$V = -\frac{d\Phi}{dt}N \quad (4.3.)$$

gdje je N broj namotaja sekundarne zavojnice. No pošto se signali sekundarnih zavojnica bez uzorka poništavaju, ukupni signal s uzorkom koji pratimo na digitalnom osciloskopu „Tektronix 11402 A“ će biti:

$$V = -\mu_0NS_2 \frac{dM}{dt} \quad (4.4.)$$

Na drugi kanal osciloskopa se istodobno snima pad napona V na otporniku R što daje struju kroz primarne zavojnice, a time i magnetizirajuće polje. Signali oba kanala se vremenski usrednjavaju i memoriraju u osciloskopu, te se nakon mjerenja posebnim programom povlače u kompjutor. Kao izvor struje kroz primarne zavojnice je korišten programabilni izvor HP 3245A. Program za dobivanje parametara histereze iz podataka snimljenih s osciloskopa je pisan u Quick Basic-u, a funkcionira ovako: Prvo se u magnetizirajućem polju koje je trokutastog oblika pronađu dvije ekstremne točke koje definiraju period a označavaju početak i kraj ciklusa tj. H_0 . Sad se derivacija magnetizacija integrira s obzirom na vremensku os, te se kroz početnu i završnu točku provuče pravac. Koeficijent smjera tog pravca je ofset u podacima što ih je osciloskop izmjerio na sekundarnim zavojnicama, te se on od tih podataka oduzme. Nakon toga se ti modificirani podaci opet integriraju i crtaju tako da se na x os stavi magnetizirajuće polje, a na y os integral tih podataka koji predstavlja magnetizaciju uz odgovarajuće reskaliranje. Sad se mogu odrediti parametri histereze kao što su H_C , C , M_r i M_s . Istosmjernu i izmjeničnu struju kroz uzorak sam također puštao s HP-ovog izvora. U tu svrhu su na krajeve uzorka nalemljeni kontakti. Sva mjerenja su vršena na sobnoj temperaturi i uzorak nije hlađen pošto struje nisu bile velike, pa tako niti grijanje nije bilo značajno. Sva mjerenja sam proveo 3 – 5 puta, te usrednjio podatke, kako bih dodatno eliminirao šumove.

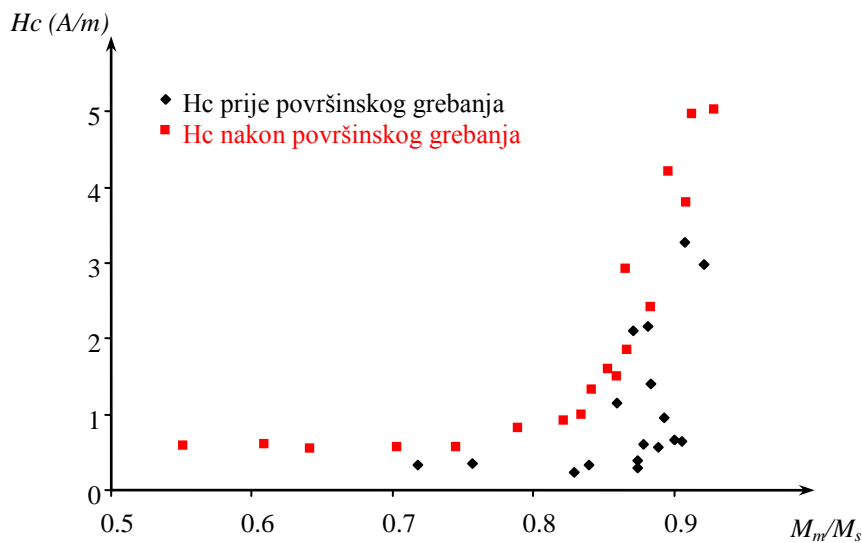
Utjecaj površinskog grebanja uzorka na H_C se vidi na slici 4.2. gdje su prikazane frekventne karakteristike uzorka prije i poslije grebanja.



Slika 4.2. Frekventne karakteristike grebenog i negrebenog uzorka pri magnetizirajućem polju $H_0 = 100 \text{ A/m}$

Grebanjem uzorka je došlo do stvaranja novih, jačih centara zapinjanja tako da se koercitivno polje povećalo u cijelom dostupnom području frekvencija. Također primijetimo da je u oba slučaja $H_C \sim H_{C0} + A f^x$ ($x \approx 0.25$ za negrebeni a 0.1 za grebeni uzorak).

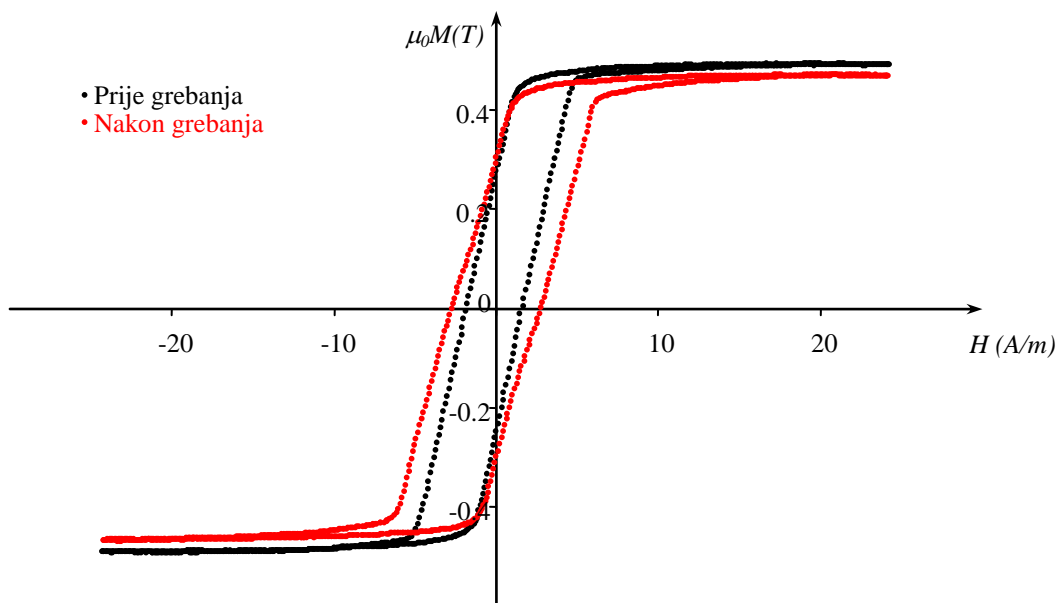
Na slici 4.3. je prikazana ovisnost koercitivnog polja o magnetizaciji saturacije prije, te nakon grebanja uzorka:



Slika 4.3. Ovisnost H_C o maksimalnoj magnetizaciji za negrebeni i grebeni uzorak, uz frekvenciju magnetizirajućeg polja 5.35 Hz

Sa slike 4.3. je vidljivo da H_C prvo sporo raste sa maksimalnom magnetizacijom sve do $M_m/M_S \approx 0.85$. Do te točke uzorak još ne ulazi u saturaciju, tj. magnetizirajuće polje nije dovoljno jako da domenski zid prijeđe preko težih centara zapinjanja, te izgled histereze određuju slabiji centri zapinjanja. Za $M_m/M_S > 0.85$ se događa nagli rast koercitivnog polja s maksimalnom magnetizacijom. U ovom području magnetizirajuće polje pomiče domenski zid i preko jačih centara zapinjanja, te zbog toga koercitivno polje naglo raste kad magnetizirajuće polje prijeđe neku graničnu vrijednost.

Na slici 4.4. su prikazane histereze grebanog i negrebanog uzorka:



Slika 4.4. Usporedba petlji histereze uzorka prije i nakon grebanja pri $H_0=25A/m$ i frekvenciji magnetizirajućeg polja $21.3Hz$

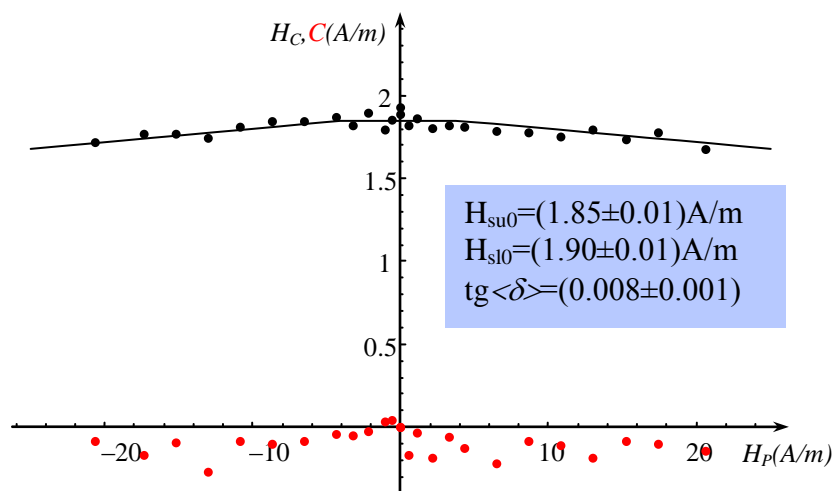
Grebanjem se H_C na frekvenciji $21.3 Hz$ povećao za oko 50% kao i na frekvenciji $5.35Hz$, što ukazuje na promjenu površinske domenske strukture. Maksimalna magnetizacija se malo smanjila (oko 5%), a remanentna magnetizacija povećala oko 15% tako da je cijela krivulja manje strma, tj. μ_{max} se smanjio. Smanjenje maksimalne magnetizacije ukazuje na to da se glavna domenska struktura grebanjem smanjila u korist površinskih domena. Uvid u detaljnije promjene domenske strukture ćemo pokušati dobiti analizom utjecaja površinskih polja.

Utjecaje H_P i H_{P0} na parametre histereze H_C i C sam proučavao u magnetizirajućim poljima amplitude $H_0=100A/m$ i frekvencije $f=5.35Hz$, te $H_0=25A/m$ i $f=21.3Hz$. Prilagodbe podataka na model sam vršio programskim paketom Mathematica 5.0.

4.2. Primjena modela na uzorak prije grebanja

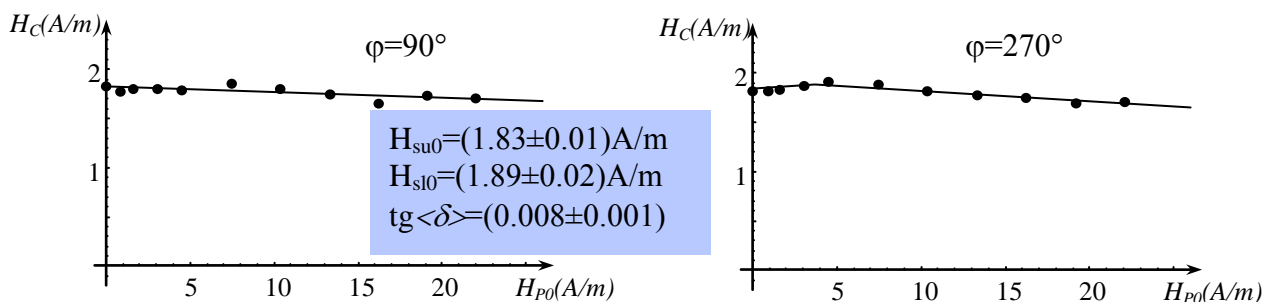
Prije grebanja ponašanje uzorka u površinskom polju opisujemo pojednostavljeno^[11], tj. uzimanjem da na promjenu parametara histereze utječe samo kut δ . Pošto je utjecaj površinskog polja na SDS zapinjanje zanemariv, tj. vrijedi $k_u=k_l=0$, nalazimo se u području **II** slike 3.6. te očekujemo dva područja utjecaja kuta δ na parametre histereze.

Na slici 4.5. su prikazani C i H_C dobiveni u magnetizirajućem polju amplitude $H_0=100A/m$ te frekvencije $f=5.35Hz$. Naznačeni su i parametri dobiveni prilagodbom mjerenih vrijednosti H_C na model^[11].



Slika 4.5. Utjecaj statičkog površinskog polja na H_C i C za $H_0=100A/m$ i $f=5.35Hz$, te parametri modela

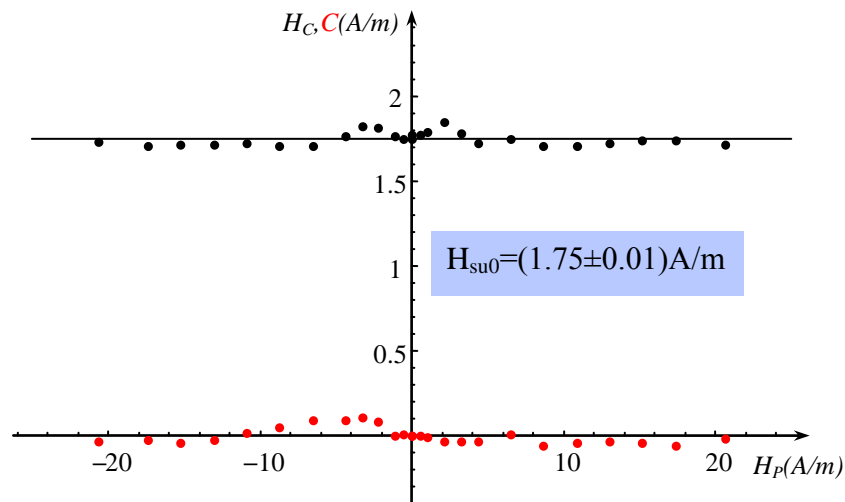
Iz centra histereze ne možemo ništa reći o parametrima modela pošto su šumovi preveliki. Granično površinsko polje koje dijeli dva režima je $H_{PGI}=(4\pm 1)A/m$.



Slika 4.6. Utjecaj dinamičkog površinskog polja na koercitivno polje $H_0=100A/m$ i $f=5.35Hz$, te parametri modela

Na slici 4.6. je prikazan utjecaj dinamičkog površinskog polja na koercitivno polje. Kao što model i predviđa u području **II** kod fazne razlike 90° imamo samo područje **A**, a kod fazne razlike 270° postoje oba područja, i **A** i **B**. Parametri modela za statička i dinamička površinska polja se dobro slažu. Kut je mali i iznosi $\delta=(0.5\pm 0.1)^\circ$.

Na slici 4.7. je prikazana ovisnost parametara histereze o statičkom površinskom polju amplitude $H_0=25A/m$ i frekvencije $f=21.3Hz$.

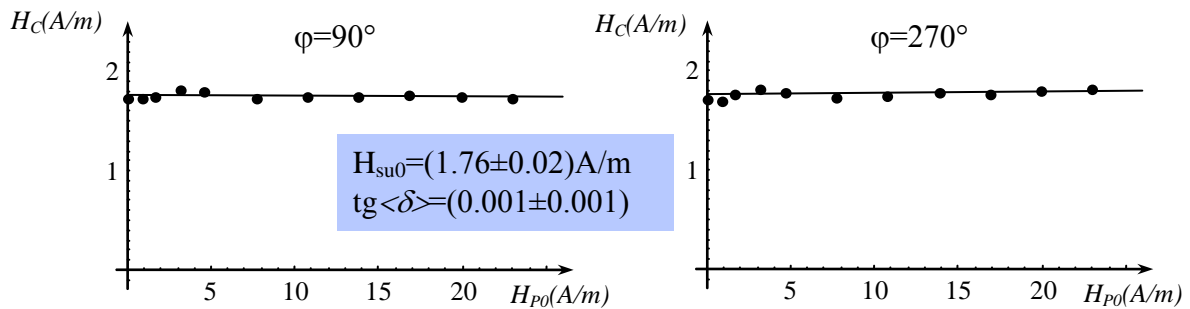


Slika 4.7. Utjecaj statičkog površinskog polja na H_C i C za $H_0=25A/m$ i $f=21.3Hz$, te parametri modela

I ovdje je ovisnost centra histereze o H_p previše kaotična, da bi se moglo nešto reći o parametrima modela. Ponašanje H_C je neobično. U blizini nule H_C počne rasti što bi odgovaralo postojanju k_u tj. povećanju zapinjanja na gornjoj strani uzorka, no kad H_p dođe do $2.5A/m$, H_C počne padati, te kad padne na vrijednost nešto nižu od početne ($H_p=5A/m$), ostaje približno konstantno. Model ovakvo ponašanje ne predviđa, a moglo bi se opisati nestankom k_u , u većim površinskim poljima, tj. uslijed povećanja debljine površinskih domena, domenski zidovi glavne domenske strukture više ne vide površinsku strukturu uzorka. Pošto u većim poljima nema opadanja H_C , kut δ je toliko mali da s dostupnim H_p ne možemo ući u područje **B**, te možemo izračunati samo H_{su0} .

Na slici 4.8., koja prikazuje utjecaj dinamičkog površinskog polja, se za male H_{p0} , također vidi pojava slična onoj kod statičkog površinskog polja, samo što nije toliko izražena. Za veće H_{p0} kod faze 90° H_C blago pada, a kod faze 270° blago raste, što odgovara postojanju malog kuta, no greška je reda veličine samog kuta, te je to konzistentno s gornjom pretpostavkom da

je $\delta \approx 0$. Također, iznos intrinzičnog zapinjanja na gornjoj površini uzorka je konzistentan na oba grafa.

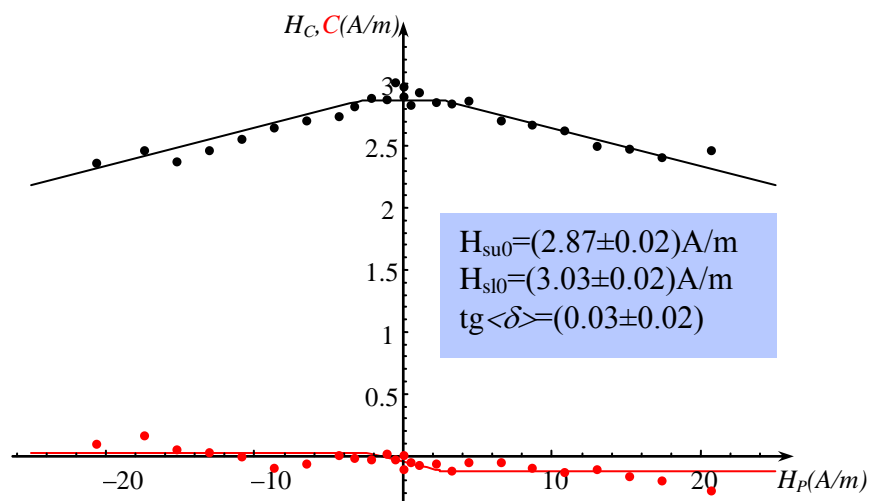


Slika 4.8. Utjecaj dinamičkog površinskog polja na H_c za $H_0=25\text{A/m}$ i $f=21.3\text{Hz}$, te parametri modela

Zaključak je da prije grebanja praktički ne postoji utjecaj površinskog polja na SDS zapinjanje, te da je kut δ jako mali. To i očekujemo za komercijalnu traku s histerezom Z tipa.

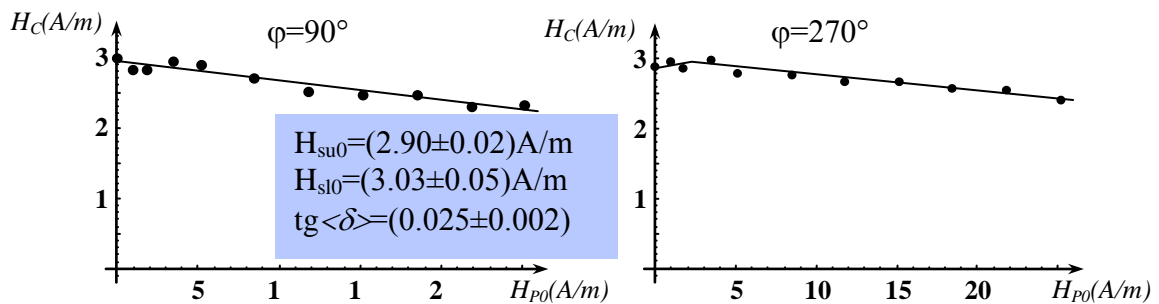
4.3. Primjena modela na uzorak nakon grebanja

Grebanjem uzorka uvedeni su novi centri zapinjanja, a promijenjena je i površinska domenska struktura. Kao posljedica toga koercitivno polje se povećalo, te očekujemo pojavljivanje parametara k_u i k_l . Na slici 4.9. je prikazana ovisnost H_c i C o statičkom površinskom polju uz $H_0=100\text{A/m}$ i $f=5.35\text{Hz}$



Slika 4.9. Utjecaj statičkog površinskog polja na H_c i C za $H_0=100\text{A/m}$ i $f=5.35\text{Hz}$, te parametri modela

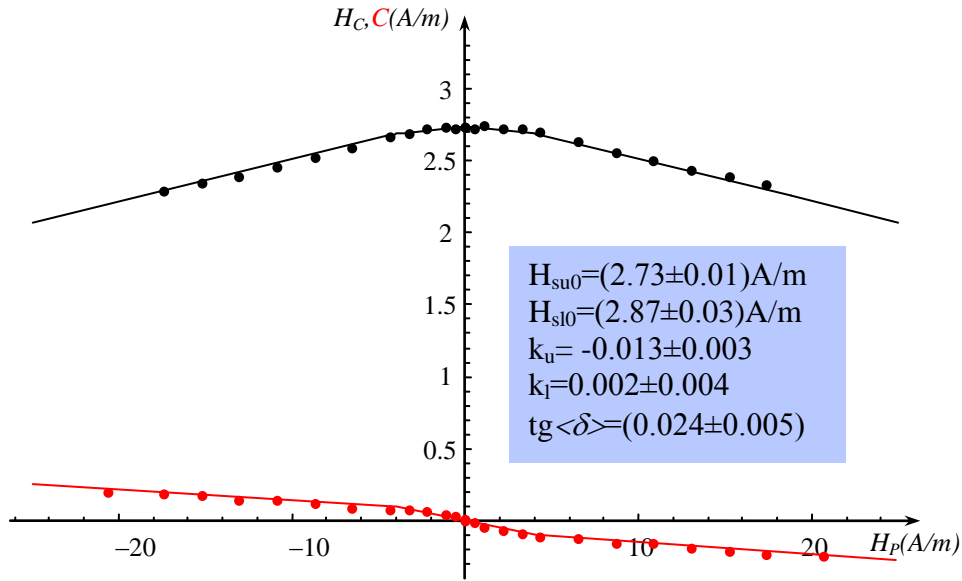
H_C pokazuje jednaku ovisnost kao i kod negrebanog uzorka, s tim da se kut δ povećao, tako da je sad oko 1.7° . Ponašanje centra histereze je još uvijek dosta nepravilno, no može se vidjeti da oko ishodišta postoji blagi trend pada zbog kuta δ . Negativni nagib centra histereze i u području **B** ($H_P > 3A/m$), može se pripisati površinskim poljem induciranom povećanju SDS zapinjanja. To znači da bi u ovom trenutku za detaljniji opis trebalo uvesti konstante k_u i k_l . Iz relacije (3.7.) slijedi da je $k_u < k_l$, a grubi proračun daje $k_u - k_l \approx -0.016$. Iznos k_u se prema relaciji (3.4.) nalazi iz nagiba H_C u području **A**, no sa slike 4.9. se vidi da je to ovdje nemoguće ustanoviti zbog raspršenja njerениh H_C u malim H_P , te ćemo se zadržati na jednostavnijem slučaju modela kad su konstante zapinjanja približno jednake nuli pošto je tada slaganje parametara u statičkim i dinamičkim površinskim poljima zadovoljavajuće.



Slika 4.10. Utjecaj dinamičkog površinskog polja na H_C za $H_0=100A/m$ i $f=5.35Hz$, te parametri modela

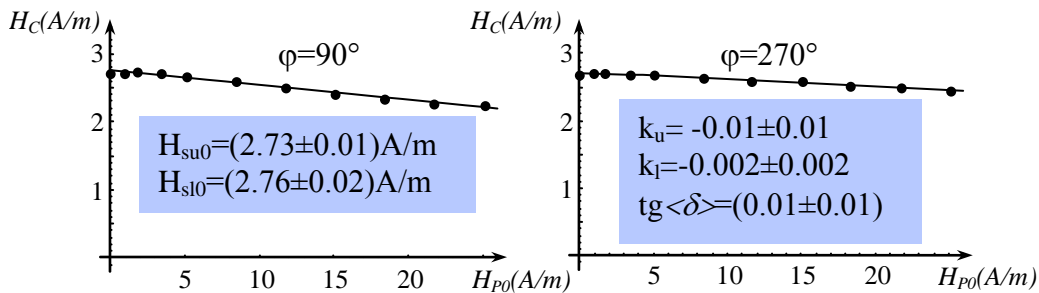
Sa slike 4.10. se vidi da kod fazne razlike 90° H_C cijelo vrijeme pada, dok kod fazne razlike 270° opet imamo dva područja utjecaja površinskog polja. Granična vrijednost polja je ovdje $H_{PGI}=(3\pm 1)A/m$. Iz relacija (3.11.), (3.14) i (3.15.) uz $k_u=k_l=0$ dobivamo parametre modela kako su prikazani na slici 4.10.

Kad je amplituda magnetizirajućeg polja $25A/m$ a frekvencija $21.3Hz$ (slika 4.11.), usrednjeni rezultati za H_C i C sugeriraju postojanje k_u i k_l , jer se jedino na taj način u okviru modela može objasniti negativan nagib centra histereze i u području **B**. Proračun konstanti zapinjanja je ovdje bilo lakše provesti, pošto su usrednjeni podaci manje raspršeni.



Slika 4.11. Utjecaj statičkog površinskog polja na H_C i C za $H_0=25A/m$ i $f=21.3Hz$, te parametri modela

Kut $\langle\delta\rangle$ je ovdje $(1.4\pm 0.2)^\circ$. U grebanom, kao i u negrebanom uzorku, kut je manji kad je amplituda magnetizirajućeg polja manja što znači da slabije polje više utječe na one domene čija magnetizacija s poljem zatvara manji kut, dok jače polje djeluje i na one domene čije magnetizacije s osi uzorka zatvaraju veći kut. Granično polje H_{PGI} je $(4\pm 1)A/m$. Također vidimo da se dobivene vrijednosti k_u i k_l slažu sa procjenom k_u-k_l na temelju slike 4.9.



Slika 4.12. Utjecaj dinamičkog površinskog polja na H_C za $H_0=25A/m$ i $f=21.3Hz$, te parametri modela

U dinamičkom površinskom polju H_{su0} i k_u se dobro slažu s vrijednostima koje model daje u statičkom površinskom polju, no H_{sl0} i $tg\langle\delta\rangle$ su manji u dinamičkom H_P , dok k_l najviše odstupa, te mijenja i predznak. Primjetimo da su greške za k_u , k_l i $tg\langle\delta\rangle$ reda veličine samih parametara, što ukazuje na to da, u dinamičkom slučaju, opis s k_u i k_l nije tako dobar kao u DC slučaju.

Zanimljivo je da ovdje dobivamo negativan k_u . To može biti posljedica toga da jačanje površinskog polja rezultira širenjem površinskih domena prema unutrašnjosti uzorka, te zbog tog efekta, domenski zidovi unutrašnjih domena pri većim površinskim poljima slabije vide površinsku strukturu grebanog uzorka koja sadrži jake centre zapinjanja. Taj efekt je izraženiji kod statičkih površinskih polja, pošto u dinamičkom slučaju H_P mijenja smjer, te se površinske domene ne stignu dovoljno učvrstiti, a utječe i to što je H_P sinusnog oblika, te se domenski zid u magnetizirajućem polju amplitude 25A/m počne pokretati i prije nego H_P dosegne maksimum H_{P0} .

4.4. Diskusija

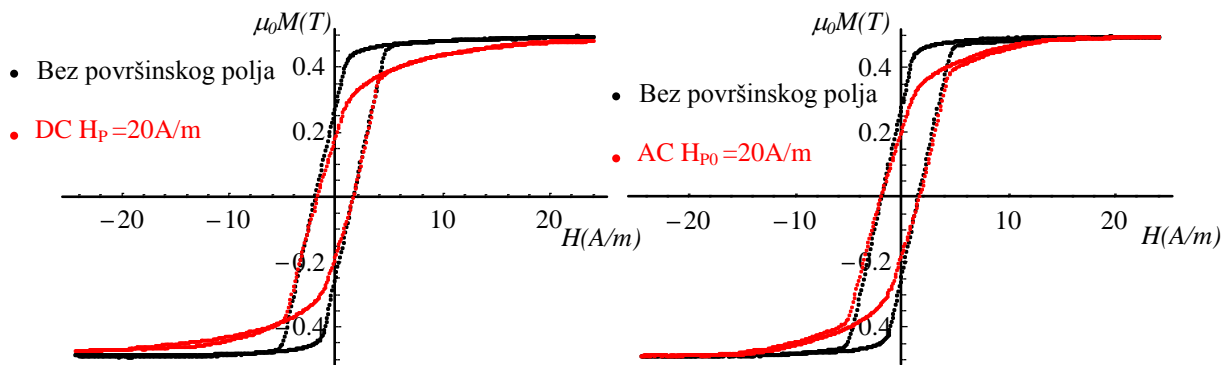
Ukupan efekt grebanja je povećanje koercitivnog polja, kao što je i očekivano, te pojava koeficijenata k_u i k_l zbog utjecaja grebanja na površinske domene, no suprotno od očekivanja k_u je negativan, dok je k_l mali. Kut $\langle\delta\rangle$ se povećao što je također očekivano s obzirom na kut grebanja, te sada koercitivno polje jače ovisi o površinskom polju.

Spomenimo da u ovom uzorku prije grebanja kao što smo već spomenuli praktički nisu postojali k_u , niti k_l , što je u suprotnosti s prije objavljenim rezultatima ^[8], tako da ili se svaka traka ponaša drugačije, ili je došlo do pogrešaka u ranijim mjerenjima, te bi za provjeru trebalo izmjeriti još jednu traku te je usporediti s do sada izmjerenim rezultatima.

Imajući na umu složenost domenske strukture uzorka te jednostavnost primjenjenog modela, možemo reći da je kvalitativan opis ponašanja uzorka pomoću modela prilično dobar, dok bi za bolji kvantitativni opis trebalo napraviti bolje usrednjavanje podataka.

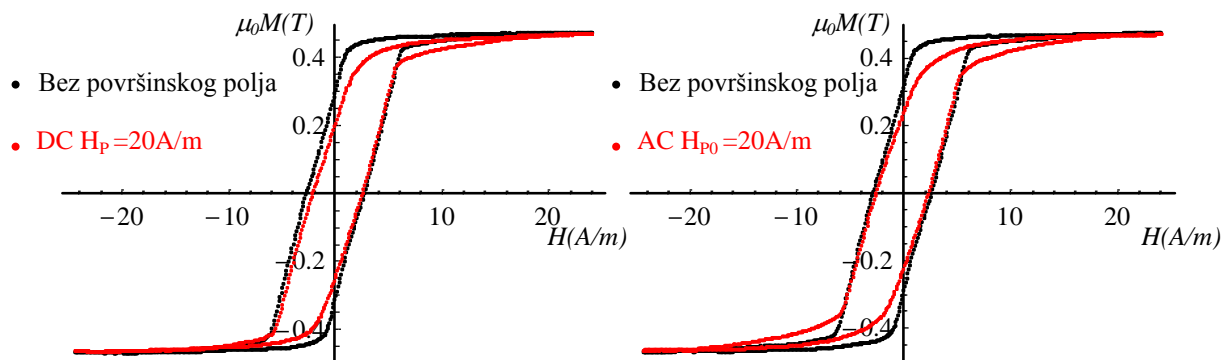
Jedna od ideja u razvoju modela je bila da se histerezni gubici (površina histereze) eventualno smanje pomoću površinskih polja, kada je $\delta > 0$. Kod negrebanog uzorka se oni smanje oko 23 % i u dinamičkom i u statičkom slučaju, dok se kod grebanog uzorka ti gubici u statičkom slučaju smanje 30% a u dinamičkom samo 9% što se vidi i sa slika 4.13. i 4.14. No gubici na grijanje uzorka zbog struje su ipak puno veći od smanjenja histereznih gubitaka, tako da se smanjivanje histereznih gubitaka, pomoću površinskih polja induciranih strujom kroz uzorak, ne isplati.

Promjena domenske strukture se vidi i na promjeni oblika histereze grebanog uzorka u površinskim poljima. Na slici 4.13. je prikazana usporedba histereze negrebanog uzorka bez i sa statičkim i dinamičkim površinskim poljem.



Slika 4.13. Usporedba histereza negrebanog uzorka bez površinskog polja i sa statičkim i dinamičkim površinskim poljem 20A/m za $H_0=25A/m$ i $f=21.3Hz$

Vidljivo je da smanjenje površine histereze ne dolazi od smanjenja koercitivnog polja, nego zbog pada remanentne magnetizacije, te rasta površinskih domena zbog kojih uzorak sporije ulazi u saturaciju. Pritom se histereza zatvara pri nižoj vrijednosti M što smanjuje histerezni gubitak.

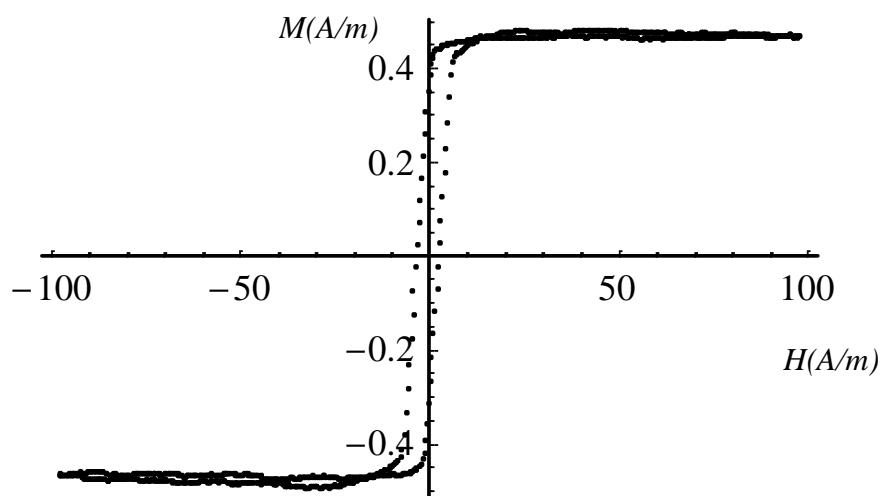


Slika 4.14. Usporedba histereza grebanog uzorka bez površinskog polja i sa statičkim i dinamičkim površinskim poljem 20A/m za $H_0=25A/m$ i $f=21.3Hz$

Sa slike 4.14. vidi se utjecaj površinskih domena na ulazak magnetizacije grebanog uzorka u saturaciju. To je posebno izraženo kod dinamičkog površinskog polja, tako da se zbog tog dijela histereze njena površina pri dinamičkom površinskom polju smanji samo za 9%. Ovdje je vidljivo i da za točnije proračune histereznih gubitaka, kao i za praćenje utjecaja H_P na procese magnetizacije treba promatrati i ostale parametre histereze, a ne samo C , H_C i M_m .

4.5. Uzroci ograničenja točnosti mjerenja

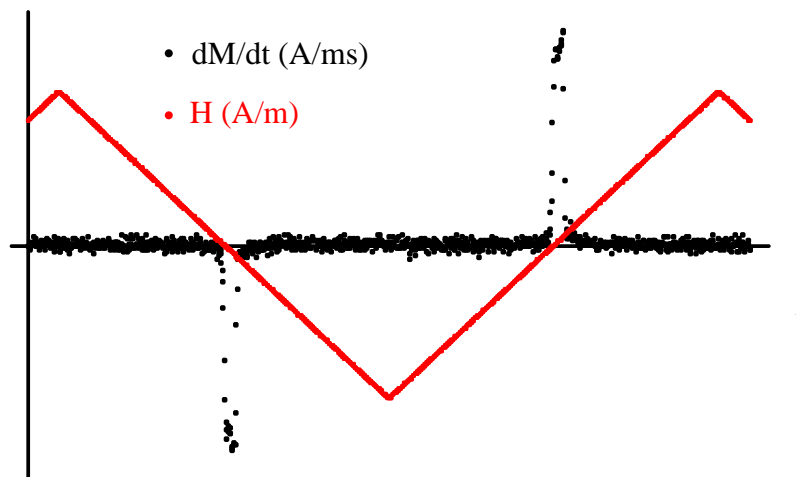
Poteškoće pri mjerenju je stvaralo i to što sekundarne zavojnice nisu bile potpuno izbalansirane tako da im se signali bez uzorka nisu u potpunosti poništavali, a to je bilo posebno uočljivo u većim magnetizirajućim poljima gdje se onda histereza izobličavala. Opisani efekt je kod amplitude magnetizirajućeg polja 100A/m bio na razini šuma, tako da njegov utjecaj na parametre histereze nije bio značajan. Ipak izobličenje histereze se može uočiti na slici 4.15 u obliku „osmice“, na području saturacije .



Slika 4.15. Histeretna krivulja grebanog uzorka pri $H_0=100\text{A/m}$, $f=5.35\text{A/m}$ i $H_P=0$

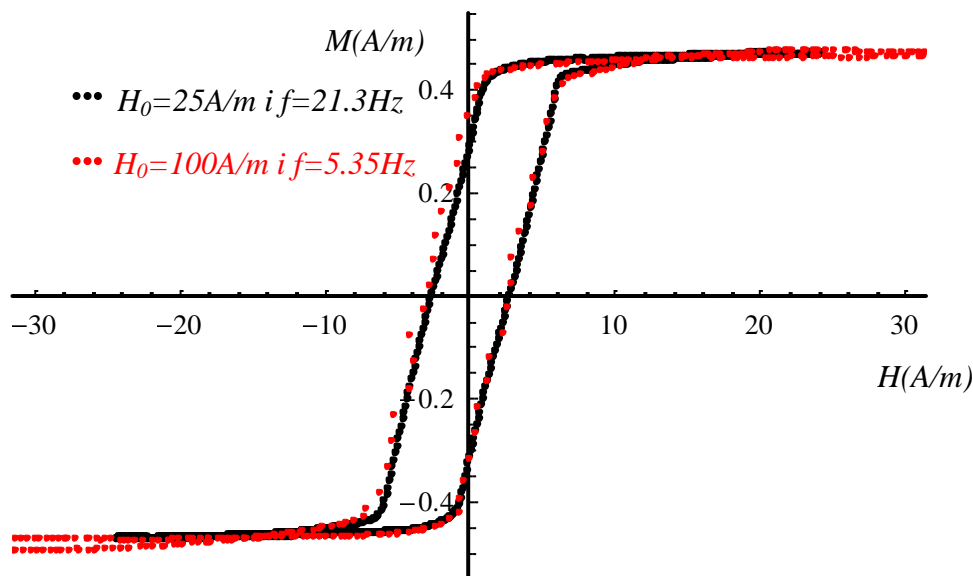
Dodatni problem s velikim magnetizirajućim poljima je i taj što je broj točaka na dijelu histereze gdje se magnetizacija najviše mijenja malen, a taj dio histereze nam je najvažniji pri određivanju H_C i C . Do toga dolazi jer osciloskop točke uzima ekvidistantno u vremenu, a kako se magnetizacija u velikim magnetizirajućim poljima odvija brzo, signal je jedan visoki uski maksimum, tako da osciloskop snimi puno točaka u saturaciji, a o procesu magnetizacije ne doznajemo puno kao što se vidi sa slike 4.16. na kojoj je prikazan tipičan izgled onoga što osciloskop snimi pri magnetizirajućem polju $H_0=100\text{A/m}$.

Ovaj problem bi se mogao riješiti uzimanjem više točaka u području gdje je magnetizirajuće polje malo, ili programiranjem izvora tako da se struja kroz primarne zavojnice u blizini nule sporije mijenja.



Slika 4.16. Magnetizirajuće polje (crveno) i derivacija magnetizacije (crno) u ovisnosti o vremenu kako ih je osciloskop snimio pri $H_0=100\text{A/m}$ i $f=5.35\text{ Hz}$

U velikim poljima centar histereze puno više fluktuirá zbog toga što se on dobiva oduzimanjem dvaju većih brojeva sličnog iznosa koji su i sami podložni dosta velikim fluktuacijama. Usporedimo li histereze u polju 100A/m i 25A/m , kao na slici 4.17., vidjet ćemo da se iz potonje, parametri (H_C , C , M_r) mogu puno preciznije odrediti. No korištenom modelu više odgovara veće polje i manja frekvencija kako bi bili bliže statičkom režimu, te kako bi se magnetizacija odvila u što kraćem intervalu pošto smo kod dinamičkih površinskih polja koristili sinusoidalnu umjesto pravokutne struje.



Slika 4.17. Usporedba histereze u velikom ($H_0=100\text{A/m}$ i $f=5.35\text{Hz}$) i malom ($H_0=25\text{A/m}$ i $f=21.3\text{Hz}$) magnetizirajućem polju

I program za obradu podataka se još može poboljšati tako da daje točnije vrijednosti za H_C i C . Za točnije praćenje mehanizama zapinjanja trebalo bi u signalu što ga osciloskop snima

identificirati pojedine skupine domena te ih pratiti kako se ponašaju kad površinsko polje raste. To bi zahtjevalo dodatnu analizu dM/dt prema t krivulja za svaku vrijednost H_p ^[12].

Na C utječe i zemljino magnetsko polje, tako da mjerni postav prije mjerenja treba uvijek okrenuti tako da je projekcija zemljinog magnetskog polja na ravninu u kojoj se nalazi uzorak okomita na os uzorka. Ako i postoji mali utjecaj zemljinog polja, on se manifestira u obliku konstantnog doprinosa centru histereze koji se lako eliminira. Veći problem predstavljaju fluktuacije vanjskog polja koje su neizbježne pošto u zgradi postoji više izvora magnetskog polja. Za eliminaciju ovog efekta cijeli bi postav trebalo zaštititi magnetskim štitom, što do sada još nije učinjeno.

5. ZAKLJUČAK

Rezultati mjerenja izvedeni na traci VITROVAC 6025Z, potvrdili su našu pretpostavku kako postoje dva tipa površinskog zapinjanja domenskih zidova u amorfnim feromagnetskim trakama kad postoji površinsko polje, a to su SDS i intrinzično zapinjanje. Pri tome je opisani model uspješno primjenjen, te je utjecaj površinskog polja na zapinjanje kvalitativno opisan, kao i semikvantitativno.

Prije grebanja model sugerira da je kut $\langle\delta\rangle \approx 0.5^\circ$ (u slučaju polja 25A/m zanemariv), te da površinsko polje na gibanje domenskih zidova ne utječe niti putem SDS zapinjanja. No površina histereze se ipak smanjuje uvođenjem površinskog polja za što su odgovorne površinske domene. Uočljiva je razlika oblika histereze kod dinamičkih i statičkih površinskih polja.

Grebanjem uzorka su, kao što smo i pretpostavili, uvedeni novi centri zapinjanja, što je rezultiralo povećanjem koercitivnog polja za oko 50%. Nadalje grebanjem je $\langle\delta\rangle$ povećan na 1.4° , a pojavila se i konstanta k_u koja je ovdje, suprotno očekivanjima, negativna, no kvalitativno se može objasniti njeno porijeklo. Konstanta k_l , je ovdje zanemarivo mala, tako da model funkcionira i bez nje. Zbog prijašnjih rezultata^[8,9], za očekivati je bilo da će prije grebanja k_u biti pozitivna, no ovdje to nije dobiveno.

Ovi rezultati pokazuju da se mehaničkim tretiranjem može znatno utjecati na histerezu i njene parametre, no u ovom slučaju negativno (porast H_C) u smislu mekog feromagnetizma. Valjalo bi istražiti i druge načine tretiranja kao grebanje druge strane uzorka, variranje kuta, kombiniranje ove tehnike s napuštanjem uzorka itd. Također, utjecaj površinske obrade na meka magnetska svojstva ovisi o korištenoj frekvenciji i na visokim frekvencijama obično poboljšava ta svojstva^[13].

LITERATURA:

1. Milorad Mladenović, *Razvoj fizike – elektromagnetizam*, IRO, Građevinska knjiga, Beograd, 1969.
2. Charles Kittel; *Introduction to Solid State Physics*, 7th ed., John Wiley & Sons, New York, 1996.
3. John Crangle, *Solid State Magnetism*, Van Nostrand Reinhold, New York 1991
4. Laurent Daniel, Olivier Hubert, René Billardon; *Homogenisation of magneto-elastic behaviour: from the grain to the macro scale*, Computational and Applied Mathematics Vol. 23, N. 2-3 (2004) 285–308 (www.scielo.br/cam)
5. Oregon Health & Science University (<http://www.ohsu.edu/research/sbh/results.html>)
6. Hans Warlimont, *The Impact of Amorphous Metals on the Field of Soft Magnetic Materials*, Materials Science and Engineering 99 (1988) 1
7. Stjepan Sabolek, Emil Babić, Ivica Kušević, Marko Šušak, Dario Posedal, Denis Stanić; *The Origin of the Surface Field Enhanced Coercive Field in Nano Phase $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{15.5}B_7$ Ribbon*, Fizika A (Zagreb) 15 (2006) 1
8. S. Sabolek, E. Babić, M. Šušak, D. Posedal; *The influence of surface domains on magnetization of very soft magnetic ribbons*, phys. stat. sol. (a) 202, No. 6 (2005) 1161
9. Hrvoje Šušak, *Utjecaj obrade površine na petlje histereze amorfnih vrpca*, diplomski rad, Zagreb, 2007
10. J. Horvat, Ž. Marohinić, E. Babić, *The influence of pinning centres on magnetization and loss in Fe-Ni-B-Si amorphous alloys*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 82 (1989) 5
11. S. Sabolek, *Influence of core-currents on magnetization of amorphous ribbons*, IEEE Transactions on Magnetism 30 (1994) 925
12. S. Sabolek, E. Babić, M. Šušak, *Verification of the model for magnetization of current carrying amorphous ribbons*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 149 (1995) 331
13. S. Sabolek, E. Babić, S. Popović and Ž. Marohinić, *Effects of etching on the soft magnetic properties of nanocrystalline $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{15.5}B_7$ ribbon*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 261 (2003) 269
14. K. H. Stewart, *Ferromagnetic Domains*, Cambridge University Press, Cambridge 1954, p. 165