

Esko Toivonen

# DYNAAMINEN HYSTEREESI PERMALLOY-OHUTKALVOISSA

Tekniikan ja luonnontieteiden tiedekunta  
Kandidaatintyö  
Toukokuu 2020

# TIIVISTELMÄ

Esko Toivonen: Dynaaminen hystereesi Permalloy-ohutkalvoissa  
Dynamic hysteresis in Permalloy thin films  
Kandidaatintyö  
Tampereen yliopisto  
Teknis-luonnontieteellinen tutkinto-ohjelma  
Toukokuu 2020

---

Dynaamisessa hystereesissä ferromagneettiseen kappaleeseen kohdistuva ulkoinen muuttuva magneettikenttä muuttuu niin nopeasti, että kappaleen magnetisaatiovaste on myöhässä ulkoiseen kenttään nähden. Tässä kandidaatintyössä tutkittiin dynaamista hystereesiä neliön muotoisessa 10 nm paksussa permalloy-ohutkalvossa. Työn tavoitteena oli tutkia, miten systeemiin muodostuvan hystereesisilmukan pinta-ala vaihtelee ulkoisen sinimuotoisen kentän taajuuden ja amplitudin funktiona.

Tutkimus suoritettiin numeerisen mikromagneettisen simulaation avulla. Simulaatioon käytettiin GPU-pohjaista MUMAX3-ohjelmaa, joka ratkaisee Landau-Lifshitz-Gilbert-yhtälöä numeerisesti. Jokaisen simulaation alussa tarkasteltavan neliön magnetisaatio alustettiin vorteksin muotoiseksi, minkä jälkeen systeemiin syötettiin sinimuotoinen x-suunnassa muuttuva kenttä. Kentän taajuutta muutettiin välillä 0,1–10 GHz ja amplitudia välillä 1–20 mT. Simulaatioita ajettiin usean ulkoisen kentän jakson ajan, jotta tarkasteltavaan systeemiin muodostuisi stabiili silmukka. Stabiilin silmukan saavuttaneella parametrialueella määritettiin tämän silmukan pinta-ala, ja tarkasteltiin, miten pinta-ala muuttui ulkoisen kentän taajuuden ja amplitudin funktiona.

Tutkitulla parametrialueella stabiileja silmukoita havaittiin alle 10 mT:n amplitudeilla. Tätä suuremmilla amplitudeilla systeemi oli kaotoinen, eikä hystereesisilmukalle voitu määrittää stabiilia pinta-alaa. Dynaaminen hystereesisilmukka oli yleisesti kapea. Noin 5 GHz:n taajuudella silmukan muoto pyöristyi, mikä viittaa resonanssiin systeemissä. Tällä taajuudella silmukka myös kääntyi niin, että magnetisaation maksimi saavutettiin, kun ulkoinen kenttä oli negatiivinen. 5 GHz:iä suuremmilla taajuuksilla silmukka kapeni, mutta orientaation kääntyminen säilyi.

Dynaamisten hystereesisilmukoiden pinta-alojen havaittiin noudattavan potenssilakia ulkoisen kentän amplitudin funktiona. Tämän potenssilain eksponentti oli välillä 1–3, mikä vastaa melko hyvin aikaisempia tutkimuksia. Ulkoisen kentän taajuuden funktiona pinta-alat eivät noudattaneet potenssilakia tutkitulla parametrialueella, vaan noin 5 GHz:n taajuudella havaittiin pinta-alan maksimi. Myös tämä viittaa resonanssiin.

Avainsanat: Mikromagneettinen simulaatio, dynaaminen hystereesi, permalloy, ferromagneettinen ohutkalvo

Tämän julkaisun alkuperäisyys on tarkastettu Turnitin OriginalityCheck -ohjelmalla.

## ALKUSANAT

Tämä kandidaatintyö on tehty Tampereen Yliopiston laskennallisen fysiikan laboratoriolle keväällä 2020. Tahdon kiittää ohjaajaani Lasse Laursonia mielenkiintoisesta aiheesta ja muutenkin avusta kandidaatintyön tekemisen aikana. Tahdon myös kiittää perhettäni ja ystäviäni kannustavista kommentteista.

Tampereella, 15. toukokuuta 2020

Esko Toivonen

# SISÄLLYSLUETTELO

|       |   |    |
|-------|---|----|
| 1     | Johdanto . . . . .                                      | 1  |
| 2     | Teoreettinen tausta . . . . .                           | 2  |
| 2.1   | Magnetismin perusteita . . . . .                        | 2  |
| 2.2   | Ferromagnetismi . . . . .                               | 4  |
| 2.3   | Magneettinen hystereesi . . . . .                       | 5  |
| 2.4   | Permalloy . . . . .                                     | 8  |
| 2.5   | Ferromagneettiset ohutkalvot . . . . .                  | 8  |
| 3     | Numeerinen mallinnus . . . . .                          | 9  |
| 3.1   | Magnetismin malleja . . . . .                           | 9  |
| 3.1.1 | Preisachin malli . . . . .                              | 9  |
| 3.1.2 | Isingin malli . . . . .                                 | 9  |
| 3.1.3 | Mikromagnetismi . . . . .                               | 10 |
| 3.2   | MUMAX3 . . . . .  | 10 |
| 3.3   | Simuloidun ohutkalvon ominaisuudet . . . . .            | 11 |
| 4     | Tulosten analysointi . . . . .                          | 12 |
| 4.1   | Dynaaminen hystereesisilmukka . . . . .                 | 13 |
| 4.2   | Hystereesisilmukan pinta-ala . . . . .                  | 16 |
| 5     | Yhteenveto . . . . .                                    | 20 |
|       | Lähteet . . . . .                                       | 21 |
|       | Liite A Simulaatioissa käytetty tiedostopohja . . . . . | 24 |

# 1 JOHDANTO

Hystereesi on ilmiö, joka esiintyy monilla tieteenaloilla. Hystereesissä systeemin vaste on myöhässä ulkoiseen muutokseen nähden. Tällöin systeemin vasteella on useita arvoja yhtä ulkoisen suureen arvoa kohti, joten systeemin määrittelemiseksi tarvitaan suureen nykyisen arvon lisäksi historiatietoja sen muutoksesta. [1, s. 32] Hystereesiä esiintyy monilla eri tieteenaloilla, ja tässä työssä sitä käsitellään magnetismin kannalta. Magneettinen hystereesi on hystereesin tunnetuin muoto. Tässä työssä huomio kiinnittyy dynaamiseen hystereesiin, jossa ulkoisen magneettikentän taajuus pitää ottaa huomioon.

Hystereesi on tärkeä ja varteenotettava ilmiö, sillä siitä aiheutuu energiahäviöitä. Energiahäviöiden takia esimerkiksi muuntajissa ja sähkömagneeteissa käytetään magneettisesti pehmeitä aineita, joiden hystereesisilmukka on kapea. Tällöin energiahäviöt ovat mahdollisimman pieniä. Yksi esimerkki tällaisesta aineesta on 1900-luvun alkupuolella alun perin lankapuhelinverkon tarpeisiin kehitetty permalloy [2].

Tässä kandidaatintyössä perehdytään dynaamiseen hystereesiin permalloy-ohutkalvoissa mikromagneettisen simulaation avulla. Tarkoitus on selvittää, miten dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala muuttuu ulkoisen kentän taajuuden ja pinta-alan funktiona. Aikaisempien tutkimusten perusteella pinta-alan pitäisi noudattaa potenssilakia molemmissa tapauksissa.

Luvussa 2 käydään läpi magnetismiin ja hystereesiin liittyvää teoriaa. Magnetismin perusteista edetään ferromagnetismin teoriaan ja hystereesiin. Luvussa 3 käsitellään erilaisia magnetismin malleja sekä tässä työssä käytetyn simulaatio-ohjelman toimintaa. Simulaation tuloksia analysoidaan luvussa 4. Lopuksi tulokset vedetään yhteen luvussa 5.

## 2 TEOREETTINEN TAUSTA

### 2.1 Magnetismin perusteita

Magnetismi on ilmiönä tunnettu jo lähes 2000 vuoden ajan [3, s. 403]. Ensimmäinen magneettinen materiaali oli magnetiitti: siitä tehdyn kappaleen havaittiin kääntyvän pohjois-etelä-suuntaan, kun se sai pyöriä vapaasti. Ensimmäisten magneettisten materiaalien löytämisestä lähtien magnetismia on tutkittu ja käytetty hyväksi. Nykyään magnetismi on hyvin tunnettu ilmiö, ja sillä on runsaasti sovelluksia. [4, s. 1]

Magneettikentän voimakkuutta kuvataan symbolilla  $\mathbf{H}$  ja sen yksikkö on SI-järjestelmässä (ransk. *Système international d'unités*)  $\text{A m}^{-1}$ . Magneettikenttä syntyy joko dipolista tai varauksenkuljettajien liikkeestä eli sähkövirrasta. Kun jokin aine tuodaan magneettikenttään, siihen muodostuu magneettivuon tiheys  $\mathbf{B}$ , jonka yksikkö on tesla (T). Magneettivuon tiheys on vektorina samansuuntainen magneettikentän voimakkuuden kanssa, ja niiden välillä on useimmissa materiaaleissa lineaarinen riippuvuus

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (2.1)$$

missä  $\mu$  on väliaineen permeabiliteetti. Permeabiliteetti ilmoitetaan yleensä muodossa

$$\mu = \mu_r \mu_0 = (1 + \chi_m) \mu_0, \quad (2.2)$$

missä  $\mu_0$  on tyhjiön permeabiliteetti ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$ ),  $\mu_r$  aineen suhteellinen permeabiliteetti (dimensioton) ja  $\chi_m$  aineen magneettinen susceptibiliteetti. [3, s. 407–420]

Yksinkertainen malli magnetismin kuvaukseen on magneettinen dipoli. Toisin kuin sähkömagneettiset navat, magneettiset navat esiintyvät ainoastaan dipoleina. Jos kestopagneetin katkaisee, tuloksena on aina kaksi uutta kestopagneettia, joilla on molemmat magneettiset navat. [5, s. 1]

Kun dipolin tuo magneettikenttään, siihen kohdistuu vääntömomentti, joka pyrkii kääntämään dipolin kentän suuntaiseksi. Esimerkiksi kompassin toiminta perustuu tähän ilmiöön. Kun kompassineulana toimiva herkästi liikkuva magneetti on maan magneettikentässä, siihen kohdistuu vääntömomentti, joka kääntää kompassineulan kentän suuntaiseksi.

Mikroskooppisella tasolla materiaalien magneettisuus johtuu elektroneista. Jos elektronilla on kulmaliikemäärä  $\mathbf{L}$ , sillä on magneettinen dipolimomentti

$$\boldsymbol{\mu}_e = \frac{q}{2m_e} \mathbf{L}, \quad (2.3)$$

missä  $q$  on alkeisvaraus ja  $m_e$  elektronin massa. Koska elektronin kulmaliikemäärä on kvantittunut, niin on myös sen magneettinen dipolimomentti. Magneettisen dipolimomentin  $z$ -komponentti on

$$\mu_z = -\frac{e\hbar}{2m_e} m = \mu_B m, \quad (2.4)$$

missä  $\mu_B$  on Bohrin magnetoni ( $\mu_B \approx 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ J T}^{-1}$ ) ja  $m$  magneettinen kvanttiluku. Yleisesti magneettinen dipolimomentti on siis kvantittunut Bohrin magnetonin moninkeroissa. [6, s. 294]

Kun kappaleessa olevat magneettiset dipolimomentit kääntyvät ulkoisen kentän suuntaiseksi, kappale magnetoituu. Tätä mitataan magnetisaatiolla

$$\mathbf{M} = \frac{\boldsymbol{\mu}}{V}, \quad (2.5)$$

missä  $\boldsymbol{\mu}$  on magneettinen dipolimomentti ja  $V$  kappaleen tilavuus. Magnetisaation yksikkö on SI-järjestelmässä  $\text{A m}^{-1}$ . Koska kappaleessa on äärellinen määrä dipolimomenteja, on magnetisaatiolla yläraja, jota kutsutaan saturaatiomagnetisaatioksi ( $M_{\text{sat}}$ ). Saturaatiossa kaikki dipolimomentit ovat kääntyneet samansuuntaisiksi. [7, s. 6–7, 14]

Elektroneilla on kahdentyyppistä kulmaliikemäärää, orbitaalista johtuvaa ja spinistä johtuvaa. Näistä suurimman osan atomien magneettisesta momentista aiheuttaa spinistä johtuva kulmaliikemäärä. Orbitaalien kulmaliikemäärä näkyy lähinnä Bohrin magnetonin kertoimen pienenä poikkeamana tasaluvusta, kun käsitellään yksittäisten atomien magneettista dipolimomenttia. [4, s. 10–11]

Jos jokaisen elektronin magneettinen dipolimomentti olisi Bohrin magnetonin suuruusluokassa, käytännössä jokaisella materiaalilla olisi erittäin suuri saturaatiomagnetisaatio. Näin ei kuitenkaan ole. Esimerkiksi ferromagneettisen raudan magneettinen momentti on noin  $2,2\mu_B$  atomia kohden. Tämä johtuu siitä, että ainoastaan pieni määrä elektroneja vaikuttaa todellisuudessa magneettiseen dipolimomenttiin. [5, s. 5]

Aineita voidaan luokitella sen perusteella, miten ne reagoivat ulkoisen magneettikentän muutokseen. Paramagneettisten aineiden suhteellinen permeabiliteetti on hyvin lähellä 1:tä, ja ne magnetisoituvat vähän. Paramagneettiin syntyvä magnetisaatio on ulkoisen kentän suuntainen. Diamagneettisten aineiden suhteellinen permeabiliteetti on myös lähellä 1:tä, mutta sitä pienempi. Diamagneettisten aineiden magneettiset momentit kääntyvät vastakkaiseen suuntaan ulkoiseen kenttään nähden. [3, s. 420–422]

## 2.2 Ferromagnetismi

Ferromagneettisten aineiden suhteellinen permeabiliteetti on hyvin suuri. Tämä tarkoittaa sitä, että ferromagneettisen aineen tuominen ulkoiseen magneettikenttään aiheuttaa hyvin suuren magnetisaation aineessa. Ferromagneettisten aineiden permeabiliteetti muuttuu ulkoisen kentän mukaan, mihin esimerkiksi hystereesi-ilmiö perustuu. [4, s. 9–10] Vaikka ferromagneettisten aineiden sovellusala on laaja, vain viidellä alkuaineella on ferromagneettisia ominaisuuksia: raudalla, nikkellillä, kobaltilla, gadoliniumilla ja dysprosiumilla. Näiden alkuaineiden lisäksi joillakin yhdisteillä on ferromagneettisia ominaisuuksia. [6, s. 450]

Ferromagneettiset materiaalit menettävät ferromagneettisuutensa ja muuttuvat paramagneettisiksi tietyssä lämpötilassa. Tätä lämpötilaa kutsutaan Curie-lämpötilaksi ( $T_C$ ). Muutos paramagneettiseksi johtuu materiaalissa tapahtuvasta faasimuutoksesta. [4, s. 10]

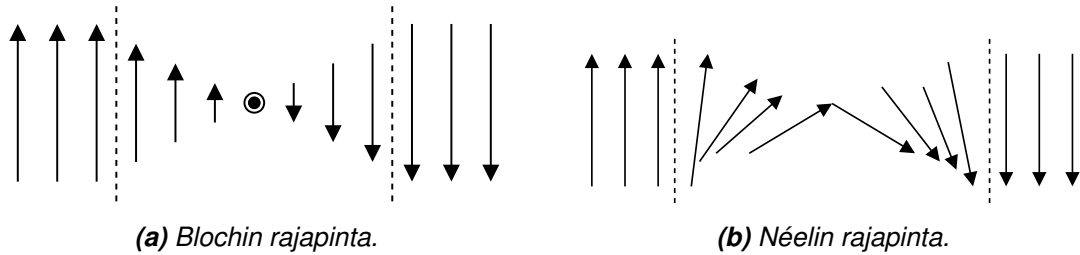
Ferromagneettisissa aineissa yksittäiset dipolimomentit pyrkivät kääntymään samansuuntaisiksi niiden välisen vaihtovuorovaikutuksen takia. Dipolimomenttien samansuuntaisuus pienentää vaihtovuorovaikutukseen liittyvää energiaa  $E_{\text{exchange}}$ . Samalla kuitenkin magnetostaattinen energia  $E_{\text{magnetostatic}}$  kasvaa, joten aineeseen muodostuu alueita, joissa magneettiset dipolimomentit osoittavat vastakkaisiin suuntiin. Tällöin kappaleesta ulospäin suuntautuva vuo pienenee, kuten myös magnetostaattinen energia. Energian minimoituessa muodostuvia samansuuntaisista dipolimomenteista koostuvia alueita kutsutaan magneettisiksi alkeisalueiksi (engl. domain). Alkeisalueessa magnetisaatio saavuttaa saturaatiotason. [4, s. 10, 40]

Myös ferromagneettisen aineen mahdollinen kiderakenne vaikuttaa kokonaisenergiaan. Kiderakenteen energia  $E_{\text{magnetocrystalline}}$  minimoituu, kun muodostuvan samansuuntaisten dipolimomenttien alueen magnetisaatio osoittaa kiderakenteen suosimaan suuntaan. Alkeisalueiden muodostuminen vaikuttaa myös aineen hilarakenteeseen magnetoelastisen energian  $E_{\text{magnetoelastic}}$  kautta. [4, s. 41]

Alkeisalueiden välille muodostuu suhteellisen kapeita alueita, joissa magneettinen dipolimomentti kääntyy yhden alkeisalueen orientaatiosta toiseen. Nämä ovat magneettisia rajapintoja (engl. domain wall) ja niitä on erilaisia. Blochin rajapinnassa magneettinen dipolimomentti kääntyy ulospäin alkeisalueiden muodostamasta tasosta (kuva 2.1(a)). Blochin rajapintoja esiintyy kappaleissa, jotka ovat huomattavasti rajapintojen leveyttä paksumpia. [7, s. 276–277, 400]

Kun kappale on niin ohut, että sen paksuus on rajapinnan leveyden luokkaa, muodostuu kappaleeseen Blochin rajapintojen sijasta Néelin rajapintoja. Tämä johtuu siitä, että silloin Néelin rajapinnoilla saavutetaan pienempi kokonaisenergia. Néelin rajapinnassa magneettinen dipolimomentti kääntyy orientaatiosta toiseen niin, että se pysyy koko ajan samassa tasossa alkeisalueiden kanssa. [7, s. 400–403] Kuvassa 2.1(b) on esimerkki tällaisesta rajapinnasta. Tässä työssä simuloitava ferromagneettinen permalloy-kalvo on niin ohut, että siihen muodostuu Blochin rajapintojen sijasta Néelin rajapintoja.





**Kuva 2.1.** Magneettisten alkeisalueiden välisiä rajapintoja. Nuolet kuvaavat yksittäisiä magneettisia momenteja.

Magneettisessa rajapinnassa dipolimomentit eivät ole samansuuntaisia eivätkä osoita aineen kiderakenteen suosimaan suuntaan. Tämän takia myös rajapintaan liittyy energia  $E_{\text{wall}}$ . Kokonaisenergia on siis muotoa

$$E = E_{\text{exchange}} + E_{\text{magnetostatic}} + E_{\text{magnetocrystalline}} + E_{\text{magnetoelastic}} + E_{\text{wall}} \quad (2.6)$$

ja alkeisalueiden spontaani muodostuminen johtuu sen minimoitumisesta. [4, s. 41]

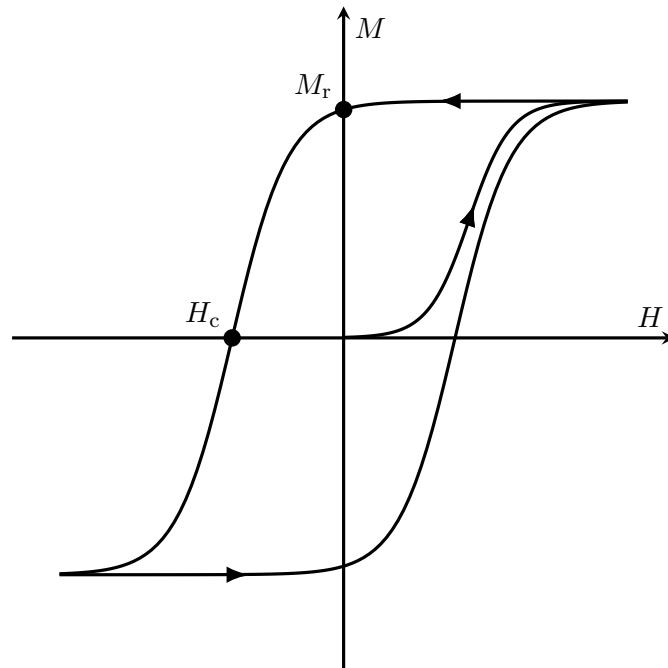
## 2.3 Magneettinen hystereesi

Hystereesi tarkoittaa yleisesti ilmiötä, jossa systeemin vaste ulkoiseen muutokseen riippuu historiasta. Jos vaste piirretään kuvaajaan ulkoisen parametrin funktiona, hystereesi näkyy kuvaajassa silmukkana. Tällöin siis systeemin vasteella on useita arvoja yhtä ulkoisen parametrin arvoa kohti. [1, s. 32–33]

Magneettisessa hystereesissä ulkoinen parametri on kenttä ja vastesuure systeemin magnetisaatio. Kun ferromagneettinen kappale altistetaan sykliselle magneetikentälle ja mitataan kappaleeseen syntynyt magnetisaatio, voidaan piirtää hystereesisilmukka. Hystereesikäyrässä on  $x$ -akselilla yleensä joko kentän voimakkuus  $H$  tai kentän magneettivuon tiheys  $B$  ja  $y$ -akselilla kappaleen magnetisaatio. Magneettisen hystereesin tutkimus on tärkeää, sillä hystereesisilmukan pinta-alasta voidaan suoraan arvioida hystereesin aikana tapahtuvia energiahäviöitä, ja tehokkuuden maksimoimiseksi nämä energiahäviöt halutaan minimoida. [1, s. 4–5, 31] Kuvassa 2.2 on esimerkki magneettisesta hystereesisilmukasta.

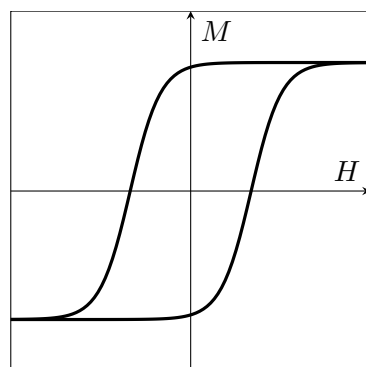
Hystereesikäyrät voivat olla hyvin erilaisia tilanteesta ja tutkittavasta kappaleesta riippuen. Niistä voi kuitenkin tunnistaa tiettyjä piirteitä. Kuvassa 2.2 origosta lähtevä käyrä kuvaa magnetisaatiota, kun alussa materiaali ei ole magnetoitunut. Jos ulkoisen kentän voimakkuutta nostetaan riittävästi, saavutetaan kappaleessa saturaatiomagnetisaatio. Tämä näkyy hystereesikäyrässä siten, että käyrä ei enää nouse. [4, s. 5, 20] Kun ensimmäisen magnetisaation jälkeen ulkoisen kentän voimakkuutta pienennetään, saadaan laskeva demagnetisaatiokäyrä. Tämän käyrän ja  $y$ -akselin leikkauspisteen magne-

tisaatioarvoa kutsutaan jäännösmagnetismiksi ( $M_r$ ). Jäännösmagnetismi kuvaa, paljonko materiaaliin jää magnetismia, kun ulkoinen kenttä on vähennetty nolnaan. [1, s. 9–10]

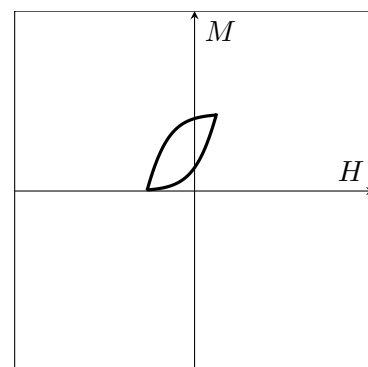


**Kuva 2.2.** Esimerkki magneettisesta hystereesisilmukasta. Kuvaan on merkitty jäännösmagnetismi  $M_r$  ja koersiivisuus  $H_c$ .

Hystereesisilmukoita voidaan luokitella myös ulkoisen kentän vaihteluvälin perusteella. Pääsilmukoissa (engl. major loop) ulkoinen kenttä vaihtelee  $-\infty:n$  ja  $\infty:n$  välillä, kuten kuvassa 2.3(a). Alisilmukka (engl. minor loop) saadaan, kun ulkoinen kenttä vaihtelee syklisesti jollakin tietyllä välillä, kuten kuvassa 2.3(b). [5, s. 108, 110] Tässä työssä simuloitavat hystereesisilmukat ovat alisilmukoita.



(a) Esimerkki pääsilmukasta.



(b) Esimerkki alisilmukasta.

**Kuva 2.3.** Esimerkkejä hystereesisilmukoista.

Kun ulkoisen kentän suunta käännetään ja sitä aletaan vähentää, saadaan aineen magnetisaatio jossain vaiheessa nolnaan. Pistettä, jossa magnetisaatio saavuttaa nolnan (eli pistettä, jossa hystereesikäyrä leikkaa  $H$ -akselin), kutsutaan koersiivisuudeksi tai koersiiviseksi kentäksi ( $H_c$ ). Se siis kuvaa, paljonko ulkoista magneettikenttää täytyy pienentää,

jotta magnetisoidun kappaleen magneettiset momentit saadaan käännettyä niin, että resultanttimomentti on nolla. [1, s. 4–5]

Aineita voidaan koersiivisen kentän avulla jaotella magneettisesti koviin ja pehmeisiin aineisiin. Magneettisesti kovien aineiden koersiivisuus on suuri. Tällaisia materiaaleja käytetään, kun tarvitaan stabiilia ja pysyvää magnetismia. Esimerkiksi kestopagneeteissa käytetään magneettisesti kovia materiaaleja. [1, s. 10–11]

Magneettisesti pehmeiden aineiden koersiivisuus on pieni. Niitä on helppo magnetoida ja magnetoitumisen poisto on helppoa. Esimerkiksi piin ja raudan seokset ovat magneettisesti pehmeitä. Tällaisia seoksia käytetään esimerkiksi muuntajien ytimissä, sillä magneettisen pehmeiden ansiosta niissä tapahtuvat energiahäviöt ovat pieniä. [1, s. 10–11]

Vaikka magnetisaatiokäyrä näyttää tasaiselta, näin ei ole. Magnetisaatioprosessi koostuu pienistä irreversiibeleistä alkeisalueiden rajojen liikkeistä. Tämän ilmiön havaitsi ensimmäisenä Barkhausen vuonna 1919, minkä takia ilmiö on nimetty Barkhausenin kohinaksi. Lisäksi näitä mikroskooppisia liikahduksia kutsutaan Barkhausenin hypyiksi (engl. Barkhausen jumps). [4, s. 47–48]

Tähän saakka käsitellyssä hystereesissä on oletettu, ettei ulkoinen kenttä muutu niin nopeasti, että se vaikuttaisi magnetisaatioprosessiin ja hystereesisilmukan muotoon. Taajuusriippumaton hystereesi on kuitenkin vain approksimaatio. Kun ulkoinen kenttä muuttuu niin nopeasti, ettei systeemin relaksaatio ehdi vastata siihen, on kyseessä dynaaminen hystereesi. [8] Näin käy esimerkiksi silloin, kun ulkoinen muutos ja systeemissä tapahtuvat Barkhausenin hyyt tapahtuvat toisiaan vastaavissa aikaskaaloissa. Tällöin hystereesin taajuusriippumatonta approksimaatioita ei voi käyttää. [1, s. 23]

Dynaamisesta hystereesistä aiheutuvat hystereesisilmukat voivat olla hyvinkin erilaisia verrattuna kvasistaattisesta hystereesistä aiheutuviin silmukoihin. Silmukka voi olla epäsymmetrinen, jos systeemin relaksaatioaika ei riitä edes ulkoisen kentän suunnan seuraamiseen. Lisäksi dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala on kvasistaattista silmukkaa pienempi. [8]

Dynaamista hystereesiä on tutkittu runsaasti. Näissä tutkimuksissa dynaamisen hystereesisilmukan pinta-alan on havaittu noudattavan riippuvuutta

$$A \propto H_0^\alpha f^\beta T^{-\gamma}, \quad (2.7)$$

missä  $H_0$  on ulkoisen kentän intensiteetti,  $f$  kentän taajuus ja  $T$  lämpötila.  $\alpha$ ,  $\beta$  ja  $\gamma$  ovat eksponentteja. Näille eksponenteille on laskettu useita teoreettisia arvoja erilaisten mallien perusteella. Esimerkiksi Isingin keskikenttämallin (engl. mean field) perusteella eksponentit ovat  $\alpha = 0,70$ ,  $\beta = 0,36$  ja  $\gamma = 1,18$  [9]. Muiden mallien perusteella on saatu esimerkiksi tulokset  $\alpha = \beta = \frac{1}{2}$  [10] ja  $\alpha = \beta \approx \frac{2}{3}$  [11]. Kokeellisissa mittauksissa eksponenteille on saatu vaihtelevia arvoja [12, 13, 14].

## 2.4 Permalloy

Permalloy on nikkelin ja raudan seos. Se kehitettiin 1900-luvun alkupuolella Bell System Laboratories:ssa alun perin puhelinjärjestelmiä varten. [2][7, s. 463] Permalloyssa on yleensä noin 80 % nikkeliä ja 20 % rautaa. Nimi ”Permalloy” on entinen kaupan nimi, mutta nykyään mitä tahansa nikkelin ja raudan seosta voidaan kutsua permalloyksi. Seoksen nimeä mahdollisesti edeltävä numero (esimerkiksi ”79 permalloy”) kertoo nikkelin osuuden. [7, s. 463] Löytämisen jälkeen tätä seosta on tutkittu runsaasti ja sitä on käytetty useisiin sovelluksiin [4, s. 25–27][15][16][17].

Permalloy on magneettisesti erittäin pehmeä materiaali ja sen permeabiliteetti on suuri. Sen magnetostriktio on pieni, eli se muuttaa vain vähän muotoaan ulkoisessa magneetikentässä. [4] Nämä ominaisuudet tekevät permalloysta hyvän materiaalin esimerkiksi magneettisydämiin ja magneettiseen suojaukseen. Permalloyta käytetään myös erilaisissa magneettisissa sensoreissa, magneettisten tallennusvälineiden luku- ja kirjoituspäissä sekä magneettisissa aktuaattoreissa. [4, s. 25–27][15][16][17]

## 2.5 Ferromagneettiset ohutkalvot

Ferromagneettiset ohutkalvot ovat ohuita, ferromagneettisista aineista koostuvia rakenteita. Niitä valmistetaan yleensä kerrostamalla yksittäisiä atomikerroksia jonkin muun materiaalin, eli substraatin, päälle. Ohutkalvojen paksuus vaihtelee yksittäisistä atomikerroksista muutamiin mikrometreihin. Ohutkalvoja on tutkittu runsaasti useiden sovellusalueiden takia. [7]

Ohutkalvoja voidaan luokitella niiden anisotropian mukaan. Anisotropia tarkoittaa magneettisten ominaisuuksien riippuvuutta tarkasteluakselista. Joidenkin ohutkalvojen anisotropia on erittäin heikkoa tai täysin olematonta. Tällöin alkeisalueiden muodostumisprosessia dominoi magnetostatiikka, ja systeemi pyrkii minimoimaan ohutkalvon ulkopuolella olevan vuon. Tällaisilla ohutkalvoilla magnetisaatio on kalvon pinnan suuntaista. Minimienergia saavutetaan, kun magnetisaatio muodostaa vorteksin. Tällaisten ohutkalvojen muoto vaikuttaa siihen, mikä akseli magnetoituu helpoiten. Tätä anisotropian tyyppiä kutsutaan muotoanisotropiaksi. [7, s. 234–237] Esimerkiksi tässä työssä simuloitava permalloy kuuluu tähän luokkaan.

Joissakin materiaaleissa ohutkalvojen rakenne aiheuttaa voimakkaan kalvon nähden kohtisuoran anisotropian. Tällöin alkeisalueet eivät osoita kalvon pinnan suuntaisesti vaan kohtisuorasti siihen nähden. Kohtisuoraa anisotropiaa esiintyy esimerkiksi monikerrosrakenteissa ja kiteisissä ferromagneettisissa seoksissa. Tällaisia ohutkalvoja käytetään esimerkiksi tallennusvälineissä. [18]

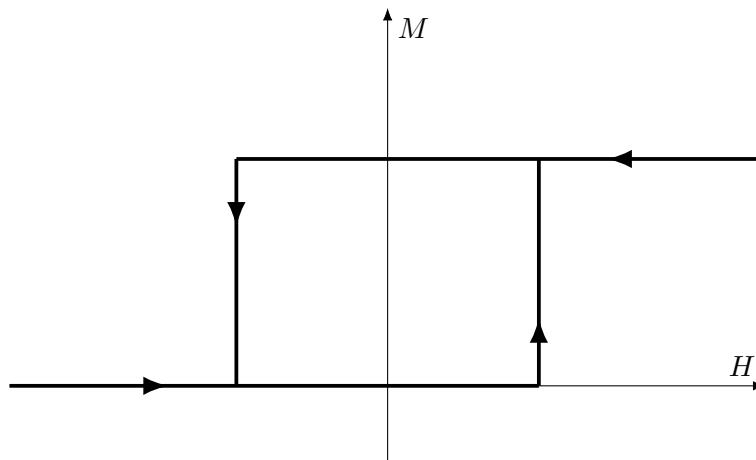
## 3 NUMEERINEN MALLINNUS

### 3.1 Magnetismin malleja

Magnetismia ja hystereesiä on mallinnettu erilaisilla numeerisilla ja analyttisillä malleilla. Tässä luvussa esitellään niistä muutamia.

#### 3.1.1 Preisachin malli

Preisachin malli on hystereesiä mallintava matemaattinen malli. Se perustuu niin sanottuihin hysteroneihin, jotka kuvaavat systeemissä tapahtuvia Barkhausenin hyppyjä. Yhdellä hysteroneilla on kuvan 3.1 mukainen nelikulmainen hystereesisilmukka. Hysteroneja yhdistämällä hystereesisilmukkaa voidaan kuvata hyvinkin tarkasti. [5, s. 140]



**Kuva 3.1.** Hysteronein nelikulmainen hystereesisilmukka (mukaillen [1, s. 438]).

Preisachin malli on kuitenkin puhtaasti matemaattinen malli, ja se kuvaa kvasistaattista hystereesiä. Se ei esimerkiksi ennusta dynaamisessa hystereesissä havaittua silmukan pinta-alan muutosta, kun ulkoisen kentän taajuutta muutetaan.

#### 3.1.2 Isingin malli

Isingin malli perustuu diskreetteihin magneettista dipolimomenttia esittäviin atomisiin spiniin. Tällä spinillä on 2 mahdollista tilaa: +1 ja -1. Isingin mallia noudattavan systeemin

Hamiltonin operaattori eli energia on

$$H = - \sum_{i>j} J_{ij} s_i s_j - \mu_0 \mu_B \sum_i H_i s_i, \quad (3.1)$$

missä  $s_i = \pm 1$  on spin indeksillä  $i$ ,  $J_{ij}$  vaihtovuorovaikutus  $i$ - ja  $j$ -indeksien spinien välillä,  $H_i$  ulkoinen kenttä ja  $\mu_B$  Bohrin magnetoni. Jos vaihtovuorovaikutus  $J_{ij}$  on positiivinen, systeemi suosii samansuuntaisia spinejä, kuten ferromagnetismi. Negatiivinen vaihtovuorovaikutus taas suosii vastakkaisuuntaisia spinejä. [5, s. 8]

Isingin mallin spinit ovat klassisia käsitteitä, joten malli ei ota huomioon kvanttimekaanisia ilmiöitä. Elektronin spini voi esimerkiksi prekessoida  $z$ -akselin ympäri, mikä vaatii kvanttimekaanisen käsittelyn. Isingin mallissa spinillä on kuitenkin vain kaksi mahdollista diskreettiä arvoa. [5, s. 8–9]

Isingin mallin käsittelemä vaihtovuorovaikutus on erittäin tärkeä käsite monien magneettisten ilmiöiden käsittelyssä. Isingin malli on kuitenkin muissa asioissa puutteellinen: se esimerkiksi ennustaa, että kaikkien ferromagneettien pitäisi olla kestromagneetteja. Kuitenkin suurin osa ferromagneettisista aineista on pehmeitä. Isingin malli ei myöskään ennusta magneettista anisotropiaa. Lisäksi Isingin malli ennustaa, että kaikkien systeemien, joiden vuorovaikutus  $J_{ij}$  on positiivista, pitäisi olla ferromagneettisia. [5, s. 10]

### 3.1.3 Mikromagnetismi

Mikromagnetismi keskittyy nano- ja mikroskaalan magneettisten ilmiöiden tutkimiseen ja selittämiseen. Se tutkii muun muassa alkeisalueita ja niiden välisiä seinämiä. [5, s. 107] Modernin mikromagnetismin aloittajana pidetään Landaun ja Lifshitzin vuonna 1935 julkaistua tutkimusta [19].

Yksi tunnetuimmista mikromagneettisista malleista on Landau-Lifshitz-Gilbert-yhtälö (LLG-yhtälö), joka voidaan kirjoittaa muodossa

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} - \frac{\alpha}{|\mathbf{M}|} \left( \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) + \gamma \alpha^2 (\mathbf{M} \times \mathbf{H}), \quad (3.2)$$

missä  $\gamma$  on gyromagneettinen suhde,  $\alpha$  vaimennusvakio ja  $\mathbf{H}$  efektiivinen kenttä. Jos vaimennusvakio on pieni, on yhtälön kolmas termi häviävän pieni. LLG-yhtälö ottaa huomioon muun muassa spinien prekession ja erilaisista energiahäviöistä johtuvan vaimennuksen. [7, s. 435–436]

## 3.2 MUMAX3

MUMAX3 on avoimen lähdekoodin mikromagnetismia simuloiva ohjelma, joka käyttää hyväkseen näytönohjainta (GPU, Graphics Processing Unit). Näytönohjaimen käyttö laskennassa saa aikaan moninkertaisen suorituskykyedun suoritinpohjaisiin simulaatio-oh-

jelmiin nähden. MUMAX3 käyttää simuloinnissa differenssimenetelmää, jolla se laskee redusoidun magnetisaation

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{M_s} \quad (3.3)$$

kehityksen ajan funktiona. Magnetisaation aikaderivaatta on määritelty vääntömomenttina (engl. torque) [20]

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \boldsymbol{\tau}. \quad (3.4)$$

Yleisessä tapauksessa tämä vääntömomentti koostuu Landau-Lifshitzin, Zhang-Lin spin-transfer ja Slonczewskin spin-transfer -momenteista. Tässä työssä tarkastellaan vain yhtä kerrosta, eikä tämän kerroksen läpi kulje virtaa, joten ainoastaan Landau-Lifshitzin vääntömomentti on erisuuri kuin nolla. Tällöin yhtälö (3.4) saa muodon

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_{LL} \frac{1}{1 + \alpha^2} (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}} + \alpha (\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}))), \quad (3.5)$$

missä  $\gamma_{LL}$  on gyromagneettinen suhde ( $\text{rad T}^{-1} \text{s}^{-1}$ ),  $\alpha$  yksikötön vaimennusparametri ja  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  efektiivinen magneettikenttä (T). Efektiivinen magneettikenttä koostuu ulkoisesta kentästä, magnetostaattisesta kentästä, Heisenbergin vaihtovuorovaikutuksesta aiheutuvasta kentästä, kideanisotropiasta aiheutuvasta kentästä, Dzyaloshinskii-Moriyan vuorovaikutuksesta aiheutuvasta kentästä ja lämpötilan aiheuttamasta kentästä. [20]

### 3.3 Simuloidun ohutkalvon ominaisuudet

Tässä työssä simuloitiin dynaamista hystereesiä 10 nm paksuisessa ja  $768 \times 768$  nm kokoisessa Permalloy-neliössä. Tätä mallinnettiin MUMAX3-ohjelmalla yhden solun paksuisena ja  $256 \times 256$  solun kokoisena neliönä. Yhden solun mitoituksi siis tuli  $3 \times 3 \times 10$  nm.

Simuloitavan materiaalin parametreiksi valittiin permalloyyn simulaatioissa käytetyt tyypilliset arvot [21, 22, 23]. Saturaatiomagnetisaationa oli  $M_{\text{sat}} = 860 \cdot 10^3 \text{ A m}^{-1}$ , vaihtovuorovaikutuksen voimakkuutena  $A_{\text{ex}} = 13 \cdot 10^{-12} \text{ J m}^{-1}$  ja vaimennusterminä  $\alpha = 0,01$ . Tämä vaimennustermi vastaa täysin puhdasta permalloyta. Anisotropiavakio oli  $0 \text{ J m}^{-1}$ .

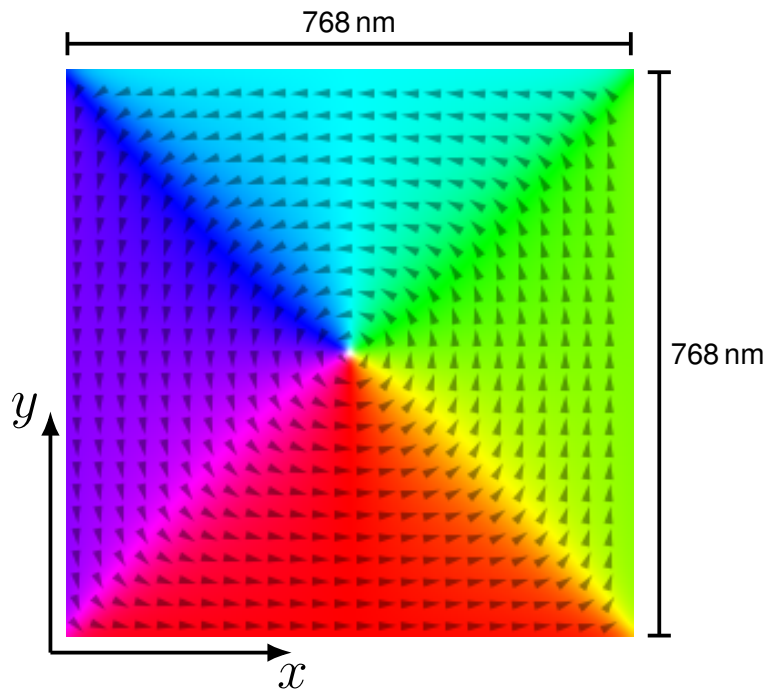
## 4 TULOSTEN ANALYSOINTI

Tässä osiossa käydään läpi simulaation tulokset ja analysoidaan niitä. Dynaamista hystereesiä simuloitiin useilla eri kentän taajuuksilla ja amplitudeilla. Taajuuden vaihtelivat välillä 0,1 GHz–20 GHz ja amplitudit välillä 1 mT–20 mT. Ulkoinen kenttä  $B_{\text{ext}}$  oli  $x$ -suunnassa muotoa

$$B_{\text{ext},x} = B_0 \sin(2\pi ft), \quad (4.1)$$

missä  $B_0$  on kentän amplitudi (T),  $f$  taajuus (Hz) ja  $t$  aika. Koska ulkoista kenttää muutettiin ainoastaan  $x$ -suunnassa, tarkastellaan hystereesisilmukoissa ainoastaan redusoidun magnetisaation  $x$ -komponenttia ( $m_x$ ). Ellei toisin mainita, simulaatiota ajettiin kullakin taajuus-amplitudi-yhdistelmällä 100 jaksonajan ajan.

Jokaisen simulaation alussa ohutkalvon magnetisaatio alustettiin vorteksin muotoiseksi, minkä jälkeen energian annettiin minimoitua. Tällöin jokainen simulaatio aloitettiin samasta tilanteesta. Tämä alkutilanne on esitetty kuvassa 4.1. Kuvassa eri värit ja nuolet kuvaavat magnetisaation suuntaa ohutkalvossa. Valkoisella värillä merkityn keskustan magnetisaatio osoittaa tasosta poispäin, mustien kohtien magnetisaatio taas tasoon päin.



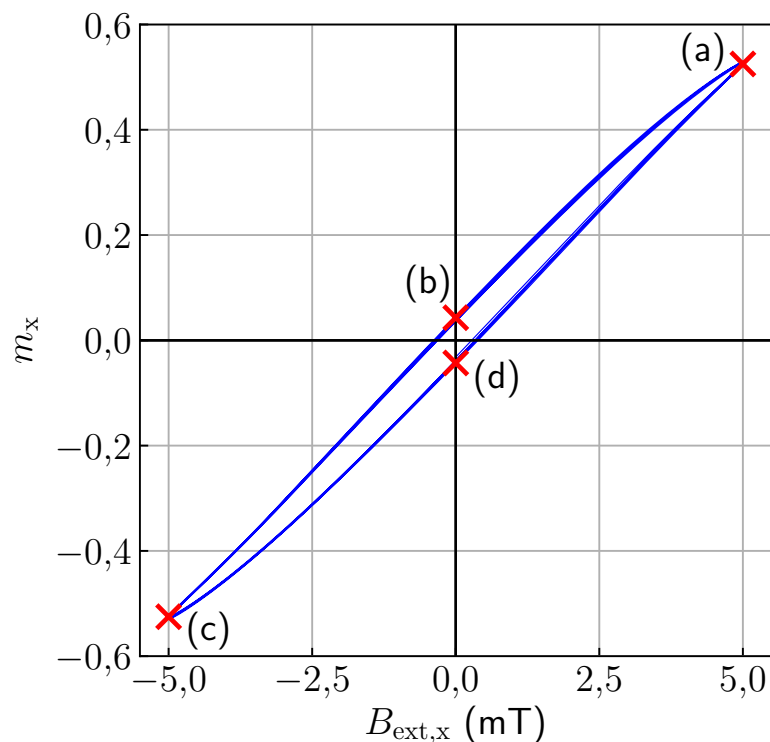
**Kuva 4.1.** Simulaation alussa systeemiin alustettu vorteksi. Nuolet ja värit kuvaavat magnetisaation suuntaa ohutkalvossa.



Tämän työn simulointeihin käytetty koodipohja on liitteenä A. Simulaatioiden välillä muutettiin riveillä 17 ja 18 näkyviä taajuutta ja amplitudia. Joissakin tapauksissa myös rivin 29 ajoaikaa pienennettiin 30 jaksoon, jotta simulaatio valmistuisi järkevässä ajassa.

## 4.1 Dynaaminen hystereesisilmukka

Esimerkki dynaamisesta hystereesisilmukasta on kuvassa 4.2. Kuvasta voidaan havaita, että silmukat ovat ainakin tällä parametrijhdistelmällä kapeita. Lisäksi silmukka on symmetrinen origon suhteen. Silmukan perusteella permalloy on pehmeä magneettinen materiaali. Kuvan silmukka on selvästi alisilmukka, sillä magnetisaatio ei saavuta satu-raatiota eikä ulkoinen kenttä vaihtele näennäisesti  $+\infty$ :n ja  $-\infty$ :n välillä.

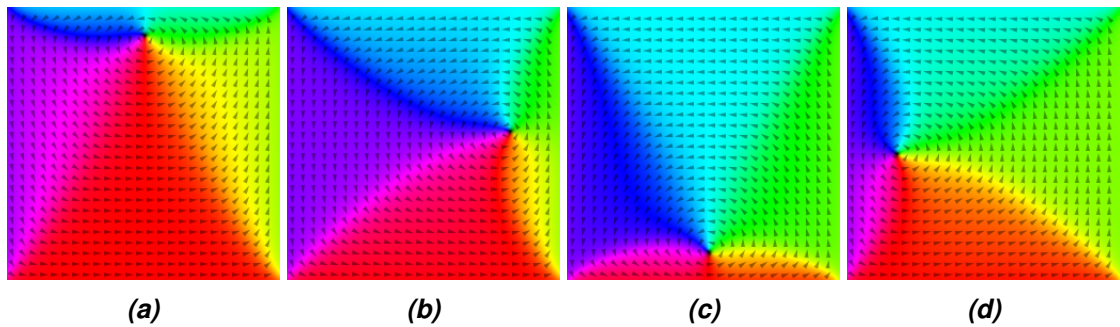


**Kuva 4.2.** Dynaamisia hystereesisilmukoita taajuudella 0,1 GHz ja ulkoisen kentän amplitudilla 5 mT. Tätä simulaatiota ajettiin 30 syklin ajan. Kuvaan merkittyjen pisteiden magnetisaatiokonfiguraatiot on esitetty kuvissa 4.3(a)–4.3(d).

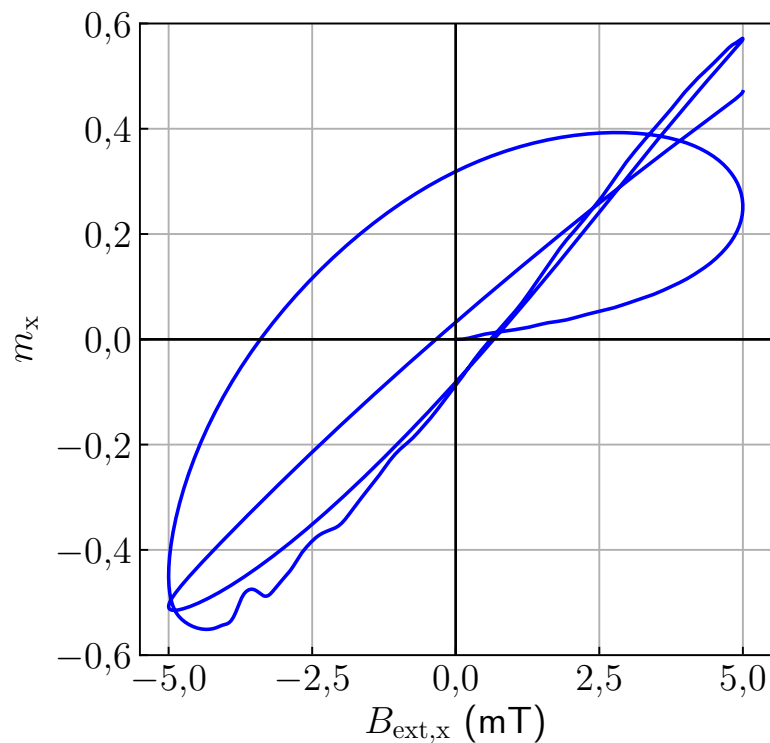
Magnetisaatiokonfiguraatiot kuvaan 4.2 merkityissä pisteissä on esitetty kuvissa 4.3(a)–4.3(d). Neljän alkeisalueen muodostaman vorteksin keskus liikkuu myötöpäivään samalla, kun alkeisalueet suurenevat ja pienenevät ulkoisen kentän mukaisesti. Lisäksi keskustan magnetisaation suunta on kääntynyt alkutilaan nähden: kuvassa 4.1 keskusta on valkoinen, kun taas kuvassa 4.3 keskusta on musta. Magnetisaatiokonfiguraatioista voidaan myös huomata, että systeemi säilyttää neljän alkeisalueen konfiguraation eikä alueiden sisällä esiinny muita ilmiöitä. Tämä on siis esimerkki erittäin stabiilista tapauksesta.

Simulaation alussa voi kestää suhteellisen kauan ennen kuin systeemi saavuttaa stabiilin silmukan. Osa kuvan 4.2 silmukan alkutransientista on esitetty kuvassa 4.4. Tällä para-

metriyhdistelmällä alkutransientti oli melko lyhyt. Alun satunnaisuuden jälkeen systeemi saavuttaa melko nopeasti stabiilin silmukan.

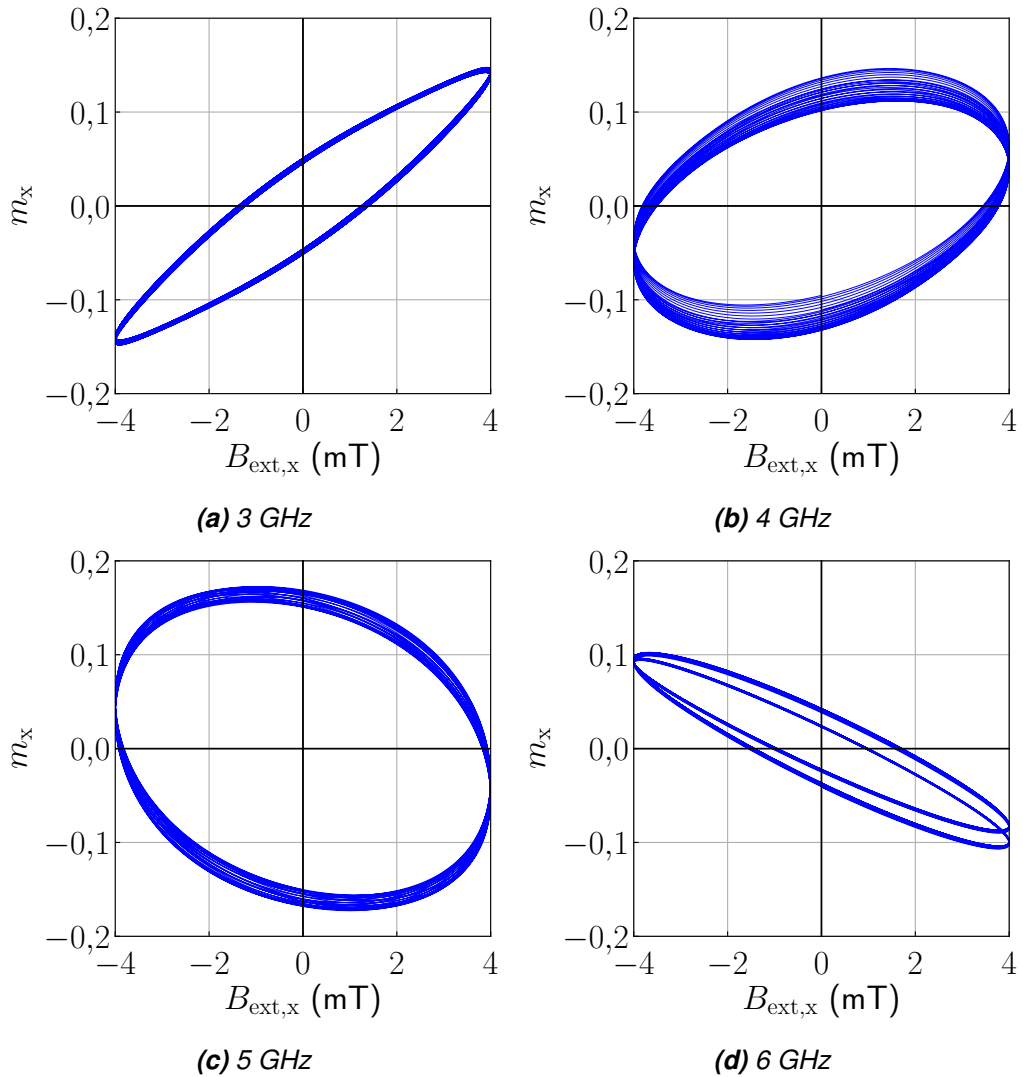


**Kuva 4.3.** Esimerkkisilmukan (kuva 4.2) magnetisaatiokonfiguraatiot eri kohdissa silmukkaa. Tasoa kohti osoittava keskusta kiertää myötäpäivään, kun alkeisalueet muuttuvat ulkoisen kentän mukaan.



**Kuva 4.4.** Kuvan 4.2 esittämän simulaation alkutransienttia. Systeemi saavuttaa stabiilin silmukan nopeasti alun satunnaisuuden jälkeen.

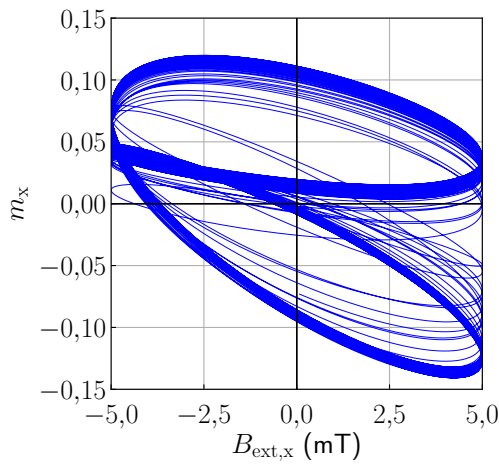
Kun ulkoisen kentän värähtelyn taajuutta nostetaan, hystereesisilmukka alkaa muuttua muotoaan. Ensin silmukka pyöristyy ja sitten muuttua muotoaan, kuten kuvista 4.5(a)–4.5(d) huomataan. Silmukan kallistus muuttuu niin, että magnetisaation maksimi saavutetaan, kun ulkoinen kenttä on negatiivinen. Pyörein hystereesisilmukka saadaan 5 GHz:n taajuudella. Tämä viittaa siihen, että tämä taajuus olisi jonkinlainen systeemin resonansitaajuus. Tähän vahvistusta antaa lähde [24], jonka kuvaajat vastaavat tässä tutkimuksessa simuloituja kuvia. 5 GHz:iä suuremmilla taajuuksilla silmukka kapenee, mutta kallistuksen kääntyminen säilyy.



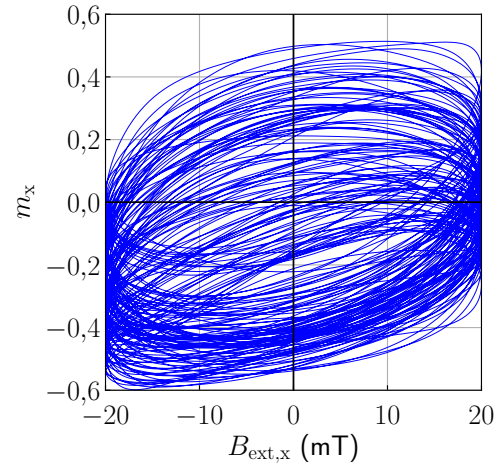
**Kuva 4.5.** Dynaamisen hystereesikäyrän muodon muuttuminen taajuuden kasvaessa. Silmukka levenee ja kääntyy niin, että magnetisaation maksimi saavutetaan, kun ulkoinen kenttä on negatiivinen. 5 GHz:iä suuremmilla taajuuksilla silmukka kapenee, mutta säilyttää kääntyneen orientaation. Kaikissa kuvissa ulkoisella kentällä on sama amplitudi, 4 mT.

Joillakin taajuuksilla hystereesisilmukka voi muuttua muotoaan erilaisilla tavoilla. Esimerkiksi 7 GHz:n taajuudella vaikuttaa, että systeemi vaihtelisi kahden silmukan välillä, kuten kuvasta 4.6(a) havaitaan. Tämä osoittaa, että dynaaminen hystereesi on monimutkainen ilmiö. Magneettisten alkeisalueiden liikkeen lisäksi alueiden sisällä voi esiintyä erilaisia ilmiöitä, kuten spin-aaltoja. Kuvaajassa näkyvä ilmiö on todennäköisesti usean eri aikaskaalan prosessin aiheuttama anomalia.

Kun amplitudia kasvatetaan riittävästi, systeemin alkeisalue rakenne hajoaa. Tutkitulla parametrialueella tämä tapahtui noin 10 mT:aa suuremmilla amplitudeilla. Tämä näkyy kuvasta 4.6(b). Vaikka silmukan muoto näyttää säilyvän, se vaihtelee silti niin paljon, ettei stabiilia silmukkaa voi määrittää.



**(a)**  $f = 7$  GHz,  $B_0 = 5$  mT. *Systeemi vaihtaa vaihtelevan kahden stabiilin silmukan välillä.*



**(b)**  $f = 3$  GHz,  $B_0 = 20$  mT. *Suurilla amplitudeilla systeemi ei saavuta stabiilia silmukkaa.*

**Kuva 4.6.** Erilaisia anomaliaita.

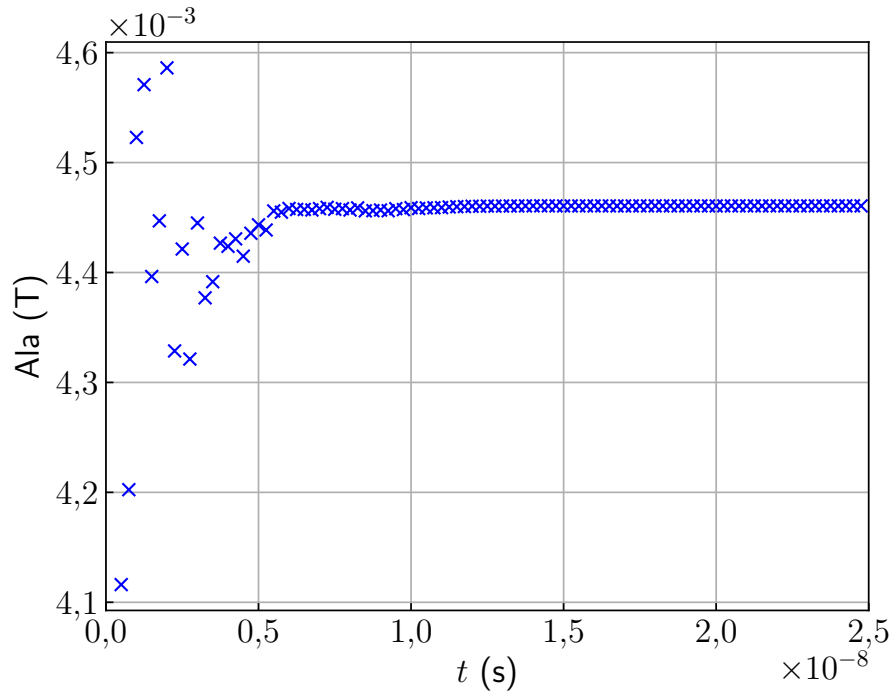
## 4.2 Hystereesisilmukan pinta-ala

Stabiilin silmukan saavuttavalla parametrialueella määritettiin tämän stabiilin silmukan pinta-ala, jotta sen riippuvuutta ulkoisen kentän taajuuteen ja amplitudiin nähden voisi tarkastella. Esimerkki silmukan pinta-alan kehityksestä ajan funktiona on kuvassa 4.7. Pinta-alan yksikkönä on tesla (T), koska se on laskettu suoraan redusoidusta magnetisaatiosta  $m$ . Kuvaajasta huomataan, että pinta-ala kehittyy kahdessa vaiheessa: ensin pinta-ala muuttuu kaotillisesti, kun systeemi hakee energiaminimiä, minkä jälkeen se saavuttaa stabiilin pinta-alan. Alun satunnaisuus vastaa hystereesisilmukassa näkyvää alkutransienttia. Alkutransientin jälkeen systeemin saavuttama stabiili silmukka näkyy kuvaajan loppuosan tasaisuutena.

7 GHz:n taajuudella havaittu anomalia silmukan muodossa näkyy myös pinta-alakuvajassa. Kuvan 4.8 perusteella dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala vaihtelee simulaation alusta lähtien kahden arvon välillä. Tämä ilmiö voi kuitenkin olla osa systeemin alkutransienttia. Jotta tästä voisi varmistua, pitäisi simulaatiota jatkaa vielä pidempään.

Pinta-alojen tarkastelu osoittaa myös, ettei suurilla amplitudeilla saavuteta stabiilia silmukkaa, kuten kuvasta 4.9 havaitaan. Simulaation aikana pinta-ala vaihtelee hyvin paljon eikä lähesty mitään tiettyä arvoa. Pinta-alan kaottilinen vaihtelu johtuu siitä, että ulkoinen kenttä on niin voimakas, että se rikkoo systeemin neljän alkeisalueen rakenteen.

Kun pinta-alat piirretään ulkoisen kentän amplitudin funktiona logaritmiseen kuvaajaan, havaitaan kuvan 4.10 mukaisesti pinta-alan ja amplitudin välillä selkeästi potenssilain mukainen riippuvuus. Pinta-aloihin sijoitettujen sovitteiden perusteella määritettiin potenssilain eksponentit jokaiselle taajuudelle. Joillakin taajuuksilla esiintyi anomaliaita, joiden vuoksi stabiilia pinta-alaa ei voitu määrittää. Näiden taajuuksien mittauspisteitä ei ole käytetty.

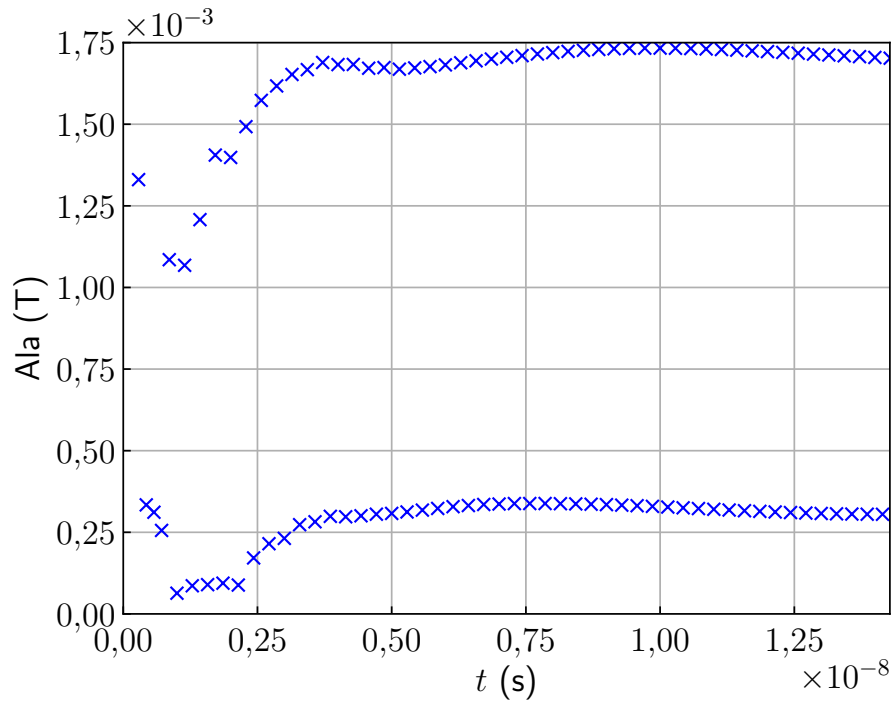


**Kuva 4.7.** Dynaamisen hystereesisilmukan pinta-alan kehitys ajan funktiona taajuudella 4 GHz ja kentän voimakkuudella 7 mT. Systemi saavuttaa stabiilin silmukan kaottisen alun jälkeen.

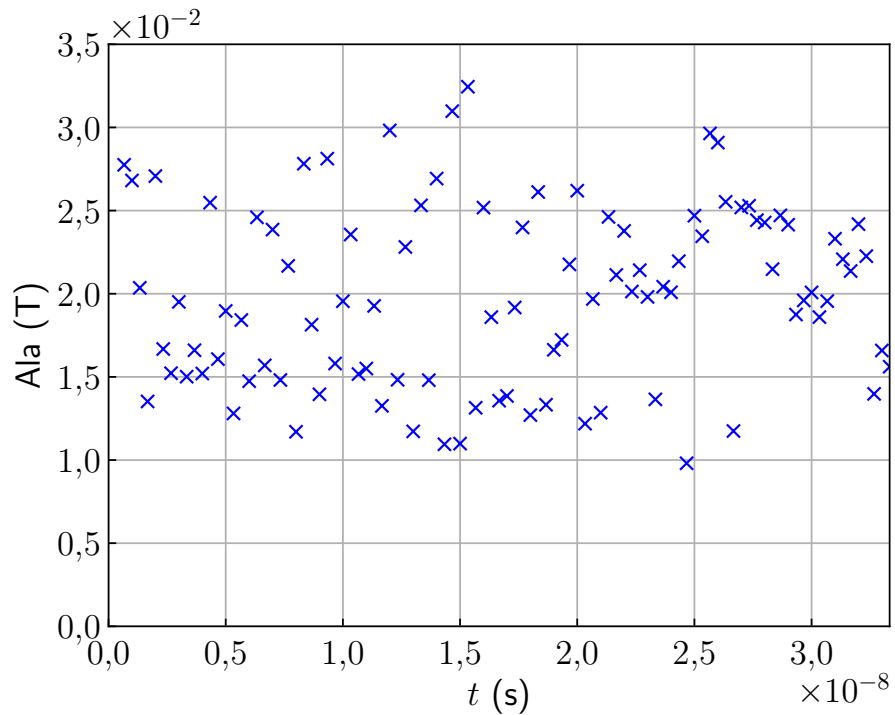
Sovitteiden eksponentit asettuivat välille 1–3. Tämä ei ole täysin linjassa aikaisempien tutkimusten kanssa, sillä yleensä eksponentit ovat olleet 1:tä pienempiä [8]. Eksponentit ovat kuitenkin vaihdelleet melko paljon materiaalista ja ohutkalvon ominaisuuksista riippuen. Aikaisemmissa tutkimuksissa ulkoisen kentän taajuus on ollut huomattavasti tässä simulaatiossa käytettyjä taajuuksia pienempi, mikä voi myös vaikuttaa silmukan pinta-alan käytökseen.

Kun tarkastellaan dynaamisen hystereesisilmukan pinta-alaa ulkoisen kentän taajuuden funktiona (kuva 4.11), huomataan, ettei potenssilaki päde tässä työssä simuloitulla parametrialueella. Kuvasta voidaan havaita 5 GHz:n kohdalle sijoittuva maksimi. Kuten silmukan muodon muuttuminen, myös tämä viittaa jonkinlaiseen resonanssiin. Resonanssin varmistaminen vaatisi kuitenkin pidempiä simulaatioita ja lisätutkimusta.

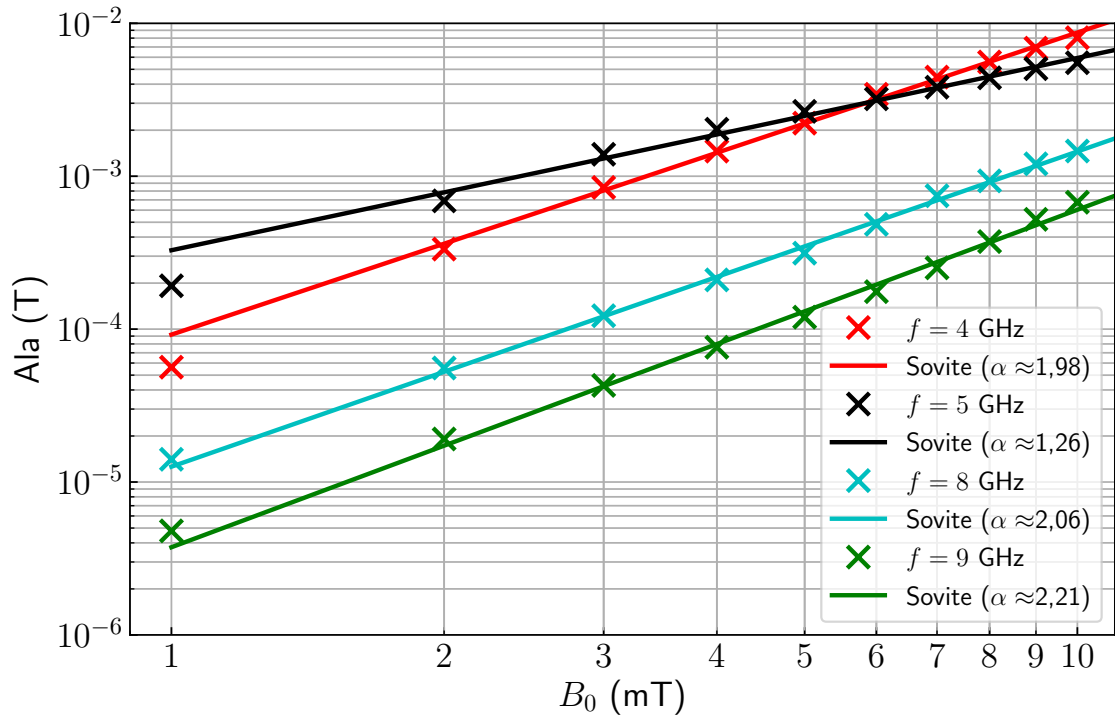
Aiemmissa tutkimuksissa ja teoreettisissa tarkasteluissa on havaittu dynaamisen hystereesisilmukan pinta-alan noudattavan potenssilakia myös ulkoisen kentän taajuuden funktiona. Kokeellisissa tutkimuksissa tarkastellut taajuusalueet ovat yleensä olleet korkeintaan muutamien tuhansien hertsien luokkaa [25, 12, 26]. Tämän takia on syytä olettaa, että resonanssitaajuutta pienemmillä taajuuksilla myös tässä työssä simuloitu systemi noudattaisi potenssilakia. Tämän toteaminen vaatisi lisäsimulaatioita huomattavasti tässä työssä simuloituja taajuuksia pienemmillä taajuuksilla. Myös huomattavasti resonanssitaajuutta suurempia taajuuksia pitäisi simuloida kokonaiskuvan parantamiseksi.



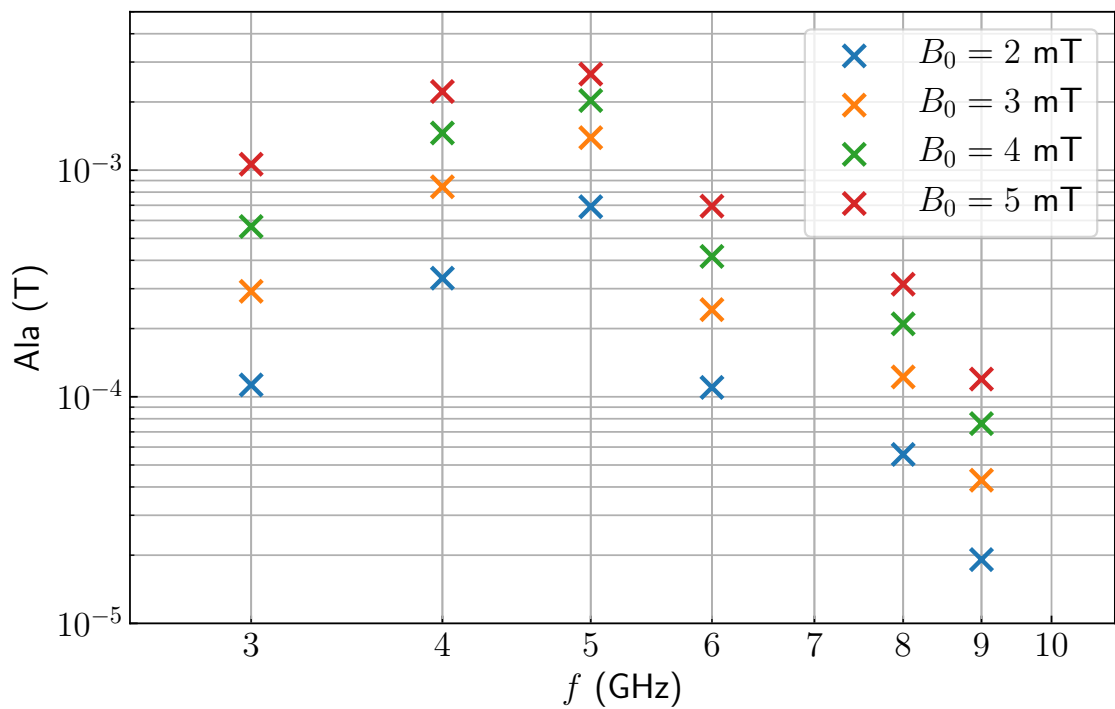
**Kuva 4.8.** Dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala ajan funktiona ulkoisen kentän taajuudella 7 GHz ja amplitudilla 5 mT. Systemi vaikuttaa vaihtelevan kahden stabiilin silmukan välillä.



**Kuva 4.9.** Dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala ajan funktiona ulkoisen kentän taajuudella 3 GHz ja amplitudilla 20 mT. Suurella ulkoisen kentän amplitudilla stabiilia silmukkaa ei saavuteta.



**Kuva 4.10.** Dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala ulkoisen kentän amplitudin funktiona ja mittauspisteisiin sovitetut potenssilain mukaiset käyrät. Pinta-ala noudattaa potenssilakia  $A \propto B_0^\alpha$ . Selitteeseen on merkitty kunkin sovituksen eksponentti.



**Kuva 4.11.** Dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala ulkoisen kentän taajuuden funktiona. Ala ei noudata potenssilakia, vaan 5 GHz:n taajuudella on maksimi. Kuvasta on poistettu niiden taajuuksien pinta-alat, joilla syntyy eniten anomaliaita.

## 5 YHTEENVETO

Tässä kandidaatintyössä tutkittiin dynaamista hystereesiä ferromagneettisissa permalloy-ohutkalvoissa numeerisesti mikromagneettisen simulaation avulla. Simulaation perusteella määritettiin dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala, ja tutkittiin, miten se muuttui ulkoisen kentän taajuuden ja amplitudin funktiona. Simulaatio tehtiin GPU-pohjaisella MuMAX3-ohjelmalla. Simulaation kohteena oli 10 nm paksuinen ja  $768 \times 768$  nm kokoinen permalloy-ohutkalvo, johon kohdistettiin  $x$ -suuntainen sinimuotoisesti vaihtuva magneettikenttä. Jokaisen simulaation alussa ohutkalvoon alustettiin vorteksi.

Simulaatioiden perusteella dynaaminen hystereesi on monimutkainen ilmiö. Alkeisalueiden liikkeen lisäksi joillakin parametriyhdistelmillä havaittiin anomalioita. Tällöin systeemi esimerkiksi vaikutti vaihtelevan kahden tai useamman stabiilin silmukan välillä. Yli 10 mT:n amplitudeilla systeemin alkeisaluerakenne hajosi, eikä stabiilia silmukkaa saavutettu.

Hystereesisilmukoita tarkasteltaessa havaittiin, että 5 GHz:n taajuudella silmukan muoto muuttui. Silmukka pyöristyi huomattavasti ja sen suunta kääntyi niin, että magnetisaation maksimi saavutettiin, kun ulkoinen kenttä oli negatiivinen. 5 GHz:iä suuremmilla taajuuksilla silmukka kapeni mutta säilytti suunnan kääntymisen. Tämä viittaa jonkinlaiseen resonanssiin systeemissä.

Dynaamisen hystereesisilmukan pinta-alan havaittiin noudattavan aikaisempien tutkimusten ennustamaa potenssilakia ulkoisen kentän amplitudin funktiona. Potenssilain eksponentit olivat 1–3, mikä ei vastaa täysin aiempia tutkimuksia. Aikaisemmissa tutkimuksissa eksponentit ovat kuitenkin vaihdelleet huomattavasti.

Dynaamisen hystereesisilmukan pinta-ala ei noudattanut potenssilakia ulkoisen kentän taajuuden funktiona, vaan 5 GHz:n kohdalla havaittiin maksimi. Tämä vastaa silmukoista havaittua pyöristymistä ja viittaa myös osaltaan resonanssiin. Koska aiemmissa tutkimuksissa on havaittu, että pinta-ala noudattaa potenssilakia myös taajuuden funktiona, on syytä olettaa, että resonanssitaajuutta pienemmillä taajuuksilla potenssilaki toteutuisi.

Jatkotutkimuksia ajatellen simuloitua parametrialuetta pitäisi kasvattaa. Mahdollista resonanssitaajuutta pienempiä ja suurempia taajuuksia pitäisi tarkastella, jotta potenssilain oletetun toteutumisen voisi havaita. Myös dynaamisen hystereesisilmukan muotoa ja erityisesti sen orientaatiota pitäisi tarkastella oletettua resonanssitaajuutta suuremmilla taajuuksilla, sillä tässä työssä havaittiin, että silmukka kääntyy.



## LÄHTEET

- [1] G. Bertotti, Hysteresis in magnetism : for physicists, materials scientists, and engineers, Electromagnetism, Academic Press, San Diego, 1998.
- [2] H. D. Arnold, G. W. Elmen, Permalloy, a new magnetic material of very high permeability, The Bell System Technical Journal, Vol. 2, No. 3, heinäkuu 1923, s. 101–111.
- [3] M. Mansfield, C. O’Sullivan, Understanding Physics, John Wiley & Sons, Incorporated, Hoboken, United Kingdom, 2011, Saatavilla: <http://ebookcentral.proquest.com/lib/tampere/detail.action?docID=922360>.
- [4] C.-G. Stefanita, Magnetism Basics and Applications, 1st ed. 2012., Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012.
- [5] R. Skomski, Simple models of magnetism, Oxford Graduate Texts, Oxford University Press, Oxford, 2008.
- [6] P. A. Tipler, Modern physics, 6th ed., W. H. Freeman ja Co., New York, 2012.
- [7] B. D. Cullity, Introduction to magnetic materials, 2nd ed., IEEE/Wiley, Hoboken, New Jersey, 2009.
- [8] B. K. Chakrabarti, M. Acharyya, Dynamic transitions and hysteresis, Reviews of Modern Physics, Vol. 71, No. 3, huhtikuu 1999, s. 847–859.
- [9] M. Acharyya, B. K. Chakrabarti, Response of Ising systems to oscillating and pulsed fields: Hysteresis, ac, and pulse susceptibility, Phys. Rev. B, Vol. 52, syyskuu 1995, s. 6550–6568, Saatavilla: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.52.6550>.
- [10] F. Zhong, J. Zhang, Renormalization Group Theory of Hysteresis, Phys. Rev. Lett., Vol. 75, syyskuu 1995, s. 2027–2030, Saatavilla: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.2027>.
- [11] C. N. Luse, A. Zangwill, Discontinuous scaling of hysteresis losses, Phys. Rev. E, Vol. 50, heinäkuu 1994, s. 224–226, Saatavilla: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.50.224>.

- [12] Y.-L. He, G.-C. Wang, Observation of dynamic scaling of magnetic hysteresis in ultrathin ferromagnetic Fe/Au(001) films, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 70, huhtikuu 1993, s. 2336–2339, Saatavilla: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.2336>.
- [13] F. Colaioni, G. Durin, S. Zapperi, Loss Separation for Dynamic Hysteresis in Ferromagnetic Thin Films, *Physical Review Letters*, Vol. 97, No. 25, joulukuu 2006, Saatavilla: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.257203>.
- [14] B. C. Choi et al., Dynamics of magnetization reversal in thin polycrystalline  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  films, *Physical Review B*, Vol. 60, marraskuu 1999, s. 11906–11909, Saatavilla: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.11906>.
- [15] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory, *Science*, Vol. 320, No. 5873, 2008, s. 190–194, Saatavilla: <https://science.sciencemag.org/content/320/5873/190>.
- [16] A. Saeed et al., Structural and electrical properties of nickel-iron thin film on copper substrate for dynamic random access memory applications, *Russian Journal of Electrochemistry*, Vol. 52, No. 8, elokuu 2016, s. 788–795, Saatavilla: <https://doi.org/10.1134/S1023193516040121>.
- [17] R. Engel-Herbert, S. A. Haque, T. Hesjedal, Systematic investigation of Permalloy nanostructures for magnetologic applications, *Journal of Applied Physics*, Vol. 101, No. 9, 2007, 09F503, Saatavilla: <https://doi.org/10.1063/1.2710217>.
- [18] B. Tudu, A. Tiwari, Recent Developments in Perpendicular Magnetic Anisotropy Thin Films for Data Storage Applications, *Vacuum*, Vol. 146, 2017, s. 329–341, Saatavilla: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0042207X17300155>.
- [19] "On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies", teoksessa: *Collected Papers of L.D. Landau*, toim. D. Ter Haar, Pergamon, 1965, s. 101–114, Saatavilla: URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780080105864500237>.
- [20] A. Vansteenkiste et al., The design and verification of MuMax3, *AIP Advances*, Vol. 4, No. 10, lokakuu 2014, s. 107, 133.
- [21] V. Estévez, L. Laurson, Head-to-head domain wall structures in wide permalloy strips, *Phys. Rev. B*, Vol. 91, helmikuu 2015, s. 054407, Saatavilla: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.054407>.
- [22] K.-S. Lee, S.-K. Kim, Gyrotropic linear and nonlinear motions of a magnetic vortex in soft magnetic nanodots, *Applied Physics Letters*, Vol. 91, No. 13, 2007, s. 132511, Saatavilla: <https://doi.org/10.1063/1.2783272>.

- [23] W. Rave, A. Hubert, Magnetic ground state of a thin-film element, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 36, No. 6, marraskuu 2000, s. 3886–3899.
- [24] G. T. Landi, Influence of the magnetization damping on dynamic hysteresis loops in single domain particles, *Journal of Applied Physics*, Vol. 111, No. 4, 2012, s. 043901, Saatavilla: <https://doi.org/10.1063/1.3684629>.
- [25] Q. Jiang, H.-N. Yang, G.-C. Wang, Scaling and dynamics of low-frequency hysteresis loops in ultrathin Co films on a Cu(001) surface, *Phys. Rev. B*, Vol. 52, marraskuu 1995, s. 14911–14916, Saatavilla: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.52.14911>.
- [26] L. Santi et al., Investigation of scaling properties of hysteresis in Finemet thin films, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 272-276, 2004, Proceedings of the International Conference on Magnetism (ICM 2003), E913–E914, Saatavilla: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885303015622>.

## A SIMULAATIOISSA KÄYTETTY TIEDOSTOPOHJA

```
1 // Simuloitavan ohutkalvon määrittely
2 SetGridSize(256, 256, 1)
3 SetCellSize(3e-9, 3e-9, 10e-9)
4
5 // Materiaaliparametrit
6 Aex = 13e-12
7 Msat = 860e3
8 alpha = 0.01
9
10 // Vorteksin alustus
11 m = vortex(1, 1)
12 relax()
13 save(m)
14
15 // Ulkoisen kentän taajuus ja amplitudi.
16 // Näitä muutettiin simulaatioiden välillä.
17 f := 1e9
18 A := 1e-3
19
20 autosave(m, (1 / f) / 100)
21 tableautosave((1 / f) / 1000)
22
23 TableAdd(B_ext)
24
25 // Ulkoinen kenttä muuttuu x-suunnassa
26 B_ext = vector(A*sin(2*pi*f*t), 0, 0)
27
28 // Ajetaan 100 jaksoa
29 run(100*1/f)
```