

**FERROMANYETİK ÖRGÜLERİN FİZİKSEL  
ÖZELLİKLERİNİN MONTE CARLO YÖNTEMİ  
İLE İNCELENMESİ**

**Pınar BULUT**

**Yüksek Lisans Tezi**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Yrd. Doç. Dr. Muzaffer Erdoğan**

**Ocak 2012**

T.C.  
NAMIK KEMAL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FERROMANYETİK ÖRGÜLERİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN  
MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

Pınar BULUT  
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMAN: Yrd. Doç. Dr. Muzaffer ERDOĞAN

TEKİRDAĞ-2012

Yrd. Doç. Dr. Muzaffer ERDOĞAN danışmanlığında, Pınar BULUT tarafından hazırlanan bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından. Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Juri Başkanı	: Yrd. Doç. Dr. Beyhan TATAR	<i>İmza:</i>
Üye	: Yrd. Doç. Dr. Muzaffer ERDOĞAN	<i>İmza:</i>
Üye	: Yrd. Doç. Dr. Nurettin ÇALIŞKAN	<i>İmza:</i>

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu adına

Doç. Dr. Fatih KONUKÇU  
Enstitü Müdürü

# ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

## FERROMANYETİK ÖRGÜLERİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN MONTE CARLO YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

Pınar BULUT

Namık Kemal Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Muzaffer ERDOĞAN

Ferromanyetik malzemeler sahip oldukları manyetik özellikleri bakımından özellikle mühendislikte yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu sebeple ferromanyetik malzemelerin manyetik özelliklerinin incelenmesi çok önemlidir. Bu tez çalışmasında, ferromanyetik malzemelerin en yaygın örneği olan ferromanyetik ince filmlerin manyetik özellikleri incelendi. İlk olarak ferromanyetik bir telin etrafına kaplanan ince filmde oluşan bir sistem ve ardından da ferromanyetik ince bir filmin etrafına kaplanan farklı bir ince filmde oluşan sistem tasarlandı. Sistemlerdeki manyetik etkileşimler Monte Carlo benzetim tekniği ile incelendi. Ferromanyetik sistemlerin mıknatıslanma süreci manyetik alan ve sıcaklık etkisine bağlı olarak araştırıldı. Sisteme ait manyetik histeresis eğrileri elde edildi ve sistemin koersivite, anizotropi gibi manyetik özellikleri belirlendi.

**Anahtar Kelimeler:** Ferromanyetik ince film, manyetik histeresis, şekil anizotropisi, kaplama, Monte Carlo metodu

2012, 65 sayfa

# ABSTRACT

MSc. Thesis

INVESTIGATION OF THE PHYSICAL PROPERTIES OF FERROMAGNETIC LATTICES  
VIA MONTE CARLO METHOD

Pınar BULUT

Namık Kemal University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor: Assist. Prof. Dr. MUZAFFER ERDOĞAN

Ferromagnetic materials have been commonly used in engineering applications because of their magnetic property. Due to this, understanding of the magnetisation processes of ferromagnetic materials is very important issue. In this thesis, magnetic properties of ferromagnetic thin films that is the most common sample of ferromagnetic materials, were investigated. Firstly, the system that is formed a wire with a thin film coating around it and then a system that is formed a thin film with another thin film coating around it, was designed. The magnetic interactions in the system were studied via Monte Carlo simulation method. The effect of temperature and external magnetic field on magnetisation process were simulated and investigated. Magnetic hysteresis loops of the system were plotted and coercivity, anisotropy properties of the system were observed.

**Keywords:** Ferromagnetic thin film, magnetic hysteresis, shape anisotropy, coating, Monte Carlo method

2012, 65 pages

## TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmalarım sırasında bilgi ve tecrübeleriyle bana yardımcı olan danışmanım Yrd. Doç. Dr. Sayın Muzaffer ERDOĞAN'a teőekkürlerimi sunarım.

Destegiini her zaman hissettiğim Prof. Dr. Sayın Hasan AKBAŐ' a teőekkürlerimi sunarım.

Aileme sonsuz teşekkür ederim.

# İÇİNDEKİLER

<b>ÖZET</b>	<b>ii</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>iii</b>
<b>TEŞEKKÜR</b>	<b>iv</b>
<b>İÇİNDEKİLER</b>	<b>vi</b>
<b>ŞEKİL LİSTEİ</b>	<b>viii</b>
<b>SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ</b>	<b>ix</b>
<b>I GİRİŞ</b>	<b>1</b>
<b>II KURAMSAL TEMELLER</b>	<b>3</b>
2.1 Atomların Manyetik Özellikleri . . . . .	3
2.1.1 Manyetik Alan . . . . .	3
2.1.2 Manyetik Moment . . . . .	3
2.1.3 Mıknatıslanma (Manyetizasyon) . . . . .	5
2.2 Maddenin Manyetik Özelliklerine Göre Sınıflandırılması . . . . .	5
2.2.1 Diamanyetizma . . . . .	6
2.2.2 Paramanyetizma . . . . .	7
2.2.3 Ferromanyetizma . . . . .	13
2.2.4 Antiferromanyetizma . . . . .	15
2.2.5 Ferrimanyetizma . . . . .	16
2.3 Temel Manyetik Değişkenler . . . . .	16
2.4 Ferromanyetik Domainler . . . . .	18
2.5 Domain Duvarı . . . . .	20
2.6 Manyetik Histeresis . . . . .	23

2.7	Manyetik Anizotropi . . . . .	25
2.7.1	Manyetokristal Anizotropisi . . . . .	26
2.7.2	Şekil Anizotropisi . . . . .	27
2.8	Manyetik Büzülme . . . . .	29
2.9	Stoner-Wohlfarth Modeli . . . . .	30
2.9.1	Giriş . . . . .	30
2.9.2	Stoner-Wohlfarth Teorisi . . . . .	31
<b>III MATERYAL VE YÖNTEM</b>		<b>37</b>
3.1	Giriş . . . . .	37
3.2	Ferromanyetik İnce Film . . . . .	37
3.3	Monte Carlo Benzetim Yöntemi . . . . .	38
<b>IV ARAŞTIRMA BULGULARI</b>		<b>41</b>
4.1	Ferromanyetik İnce Bir Telin Ferromanyetik İnce Bir Filmle Kaplanması . . . . .	41
4.1.1	Sistem ve Enerji Hesabı . . . . .	41
4.1.2	Histeresis Eğrileri . . . . .	44
4.2	Ferromanyetik İnce Bir Filmin Ferromanyetik Farklı Bir İnce Filmle Kaplanması . . . . .	48
4.2.1	Sistem ve Enerji Hesabı . . . . .	48
4.2.2	Histeresis Eğrileri . . . . .	49
<b>V SONUÇ</b>		<b>54</b>
<b>KAYNAKÇA</b>		<b>56</b>
<b>EKLER</b>		<b>58</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b>		<b>65</b>



# ŞEKİL LİSTESİ

II.1	Dairesel yörüngede hareket eden elektron ve oluşturduğu akım halkası . . . . .	3
II.2	Bir atomun yörünge ve spin manyetik momentleri . . . . .	5
II.3	Paramanyetik malzemelerin manyetik moment hesabı için dikkate alınan küre . . . . .	8
II.4	$L=0, J=S=1/2$ durumu için manyetik alanda yarıma . . . . .	12
II.5	Farklı teorilerle hesaplanan manyetik duygunluğun sıcaklığa bağlılığı . . . . .	16
II.6	Ferromanyetik bir malzemenin domainlere bölünmesi . . . . .	19
II.7	İki domainden oluşan ferromanyetik bir malzemenin mıknatıslanması (Cullity 1972)	19
II.8	Domain duvarı . . . . .	20
II.9	Ferromanyetik bir malzeme için Block ve Neel duvarı modelleri . . . . .	21
II.10	Domain duvarının değiş-tokuş, anizotropi ve toplam enerjilerinin duvar kalınlığına bağlı değişimi . . . . .	23
II.11	Manyetik histeresis döngüsü . . . . .	23
II.12	Yumuşak ve sert ferromagnetler için histeresis eğrileri . . . . .	25
II.13	Kristal yapıya sahip demir için farklı doğrultularda mıknatıslanma eğrileri (Cullity 1972) . . . . .	26
II.14	(a)yayık kürede şekil anizotropisi (b)demanyetizasyon alanı etkisi ile depolanan enerji	28
II.15	Kendiliğinden manyetik büzülme . . . . .	29
II.16	Dış alan etkisi ile manyetik büzülme . . . . .	30
II.17	Tek domainli bir yayık küre . . . . .	31
II.18	$\alpha = 90^0$ için yayık küre ve histeresis eğrisi . . . . .	33
II.19	$\alpha = 0^0$ için yayık küre ve histeresis eğrisi . . . . .	35
II.20	Normalize alanın farklı değerleri için enerjinin $\theta$ 'ya bağlı değişimini veren grafik	35
II.21	Stoner-Wohlfarth parçacığı için $\alpha$ 'nın farklı değerlerinde histeresis eğrisi . . . . .	36
III.1	İki boyutlu ferromanyetik bir sistem . . . . .	38
IV.1	Tel ve etrafına kaplanan ince filminden oluşan ferromanyetik bir sistem . . . . .	41
IV.2	Ferromanyetik telin histeresis eğrileri . . . . .	44

IV.3	Ferromanyetik filmin histeresis eğrileri . . . . .	45
IV.4	Ferromanyetik tel ve filmde oluşan sistemin histeresis eğrileri . . . . .	46
IV.5	Ferromanyetik telin farklı sıcaklık değerleri için histeresis eğrileri . . . . .	47
IV.6	İnce film ve etrafına kaplanan farklı bir filmde oluşan sistem . . . . .	48
IV.7	m-filmi için histeresis eğrileri . . . . .	50
IV.8	s-filmi için histeresis eğrileri . . . . .	51
IV.9	Ferromanyetik iki ince filmde oluşan sistemin histeresis eğrileri . . . . .	52
IV.10	İki film arasındaki c uzaklığının farklı değerleri için sistemin histeresis eğrileri . . .	53

## SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$T$	Sıcaklık
$T_C$	Curie Sıcaklığı
$\mu_B$	Bohr Magnetonu
$\mu_{et}$	Etkin Bohr Magnetonu
$\mu_0$	Boş uzayın manyetik geçirgenliği
$\mu_r$	Manyetik bağıl geçirgenlik
$L$	Yörüngesel açısal momentum
$S$	Spin açısal momentumu
$J$	Toplam açısal momentum
$\mu_L$	Yörüngesel açısal manyetik momenti
$\mu_S$	Spin manyetik momenti
$\mu$	Toplam manyetik moment
$\hbar$	Planck sabiti
$g$	Lande g-faktörü
$M$	Mıknatıslanma
$H$	Manyetik alan
$N$	Atom sayısı
$\chi$	Manyetik alınganlık
$\omega$	Larmor Frekansı
$L(a)$	Langevin Fonksiyonu
$M_S$	Doyum mıknatıslanması
$C$	Curie Sabiti
$k_B$	Boltzman Sabiti

$T_F$	Fermi Sıcaklığı
$m_j$	Manyetik Kuantum sayısı
$B_J(x)$	Brillouin Fonksiyonu
$J$	Değiş-Tokuş İntegrali
$\vec{S}_i$	i. elektronun spini
$E_{ex}$	Değiş-tokuş etkileşme enerjisi
$H_m$	Weiss moleküler alanı
$\gamma$	Moleküler alan katsayısı
$E_{an}$	Anizotropi enerjisi
$K$	Anizotropi sabiti
$\delta$	Duvar kalınlığı
$M_r$	Artık mıknatıslanma
$H_c$	Koersivite
$H_D$	Demanyetizasyon alanı
$\lambda$	Manyetik Büzülme
$E_H$	Zeeman enerjisi
$E_{dip-dip}$	Dipol-dipol etkileşim enerjisi
$SW$	Stoner-Wohlfarth
$MC$	Monte Carlo

# BÖLÜM I

## GİRİŞ

Ferromanyetik malzemelerin manyetik alan mevcut olmadığında bile kalıcı manyetik momente sahip olmaları onların en önemli özelliğidir. Bu sebeple ferromanyetik malzemelerin üzerinde son yıllarda yapılan çalışmalarda pek çok teori ortaya atılmış ve yapılan deneyler sonucunda önemli veriler elde edilmiştir (Liorzou ve ark. 2000).

Ferromanyetik malzemeler ince film şeklinde günümüzün bir çok önemli teknolojik uygulamasında kullanım potansiyeline sahiptir. Manyetik ince filmler zengin manyetik özellikleri ve teknolojiye uyarlanabilir endüstriyel uygulamaları ile son zamanlarda yaygın bir çalışma alanı haline gelmiştir.

İlk defa August Kundt tarafından 19.yy'da çalışılan ferromanyetik ince filmler bilişim teknolojisinin hızla gelişimiyle manyetik kayıt sistemlerinin vazgeçilmezi olmuştur (Kundt ve Wied 1884). Teknolojinin gelişip büyümesine paralel olarak yüksek hızlı bilgisayarlara dolayısıyla hızlı ve yüksek kapasiteli belleklere, kayıt başlıklarına, kayıt araçlarına ve doğal olarak söz konusu malzemelerin üretim tekniklerine olan ihtiyaç her geçen gün artmaktadır.

İnce film teknolojisi ister yeni bir devrim ister devam eden bir evrim olarak adlandırılabilir. Malzeme ve fizik bilimi gibi bir çok alanda ihtiyaç duyulan, gittikçe küçük boyutlarda ve hem yaygın hem hızlı işlev gören malzeme üretimine olanak veren ince filmler teknolojinin kilit noktasıdır (Gleiter 1989).

Seksenli yılların başlangıcında 350 kB kapasiteli kayıt cihazları üretilmeye başlamışken 1985 yılında bu kapasite 5 MB'a, on yıl sonrasında 26 MB'a, 2005 yılında hard diskler için 300 GB'a ve günümüzde TB'a kadar çıkmıştır.

İstenen amaca uygun yeni tip bir malzeme için ince filmler çoğunlukla ferromanyetik, dielektrik ve iletken malzemelerin kombinasyonlarından oluşan çoklu sistemler olarak kullanılmaktadır (Daughton 1999). Amaca uygun olarak tasarlanacak sistemler için çeşitli kaplama yöntemleri de bu gelişmelerin paralelinde ilerlemektedir.

Bahsedilen çoklu sistemler için yapılan teorik çalışmalarda, ferromanyetik malzemelerin manyetik özelliklerini belirlemede yol gösterici olan manyetik histeresis eğrileri elde edilerek iyi bir şekilde yorumlanmalıdır ve uygulaması mümkün bir sistem ise deneysel çalışmalar sonucu teoriyle belirlenen manyetik özelliklere uygun yeni bir manyetik sistem tasarlanır (Gruyters 2004).

Bu tez çalışmasında ise ilk olarak II. Bölümde günümüz teknolojisi açısından öneminden bahsettiğimiz ferromanyetik malzemeler ve miknatıslanma özellikleri hakkında bilgiler verilmiş, bu alanda eski ancak öncü bir çalışma olan Stoner-Wohlfarth teorisine değinilmiştir. SW teorisi tez-

imizde incelenen sistemi irdelemede aydınlatıcı olmaktadır.

Bu tez kapsamında ferromanyetik bir telin ince bir filmle kaplanması ve ince bir filmin kendisinden farklı bir filmle kaplanması olmak üzere iki farklı sistem tasarlanmıştır. Sistemin mıknatıslanma sürecini veren histeresis eğrilerinin elde edilmesi hedeflenmiştir. Sistem Monte Carlo metodu ile simüle edilerek beklenen eğrilere ulaşılmıştır. Kullanılan benzetim metodu ve sistemi oluşturan ince filmlerin genel özellikleri III. Bölümde verilerek teorik hesaplar için gerekli tekniklere değinilmiştir.

IV. Bölümde ise sistemdeki manyetik etkiler incelenmiş, benzetim sonucu elde edilen histeresis eğrilerinden yola çıkılarak tasarlanan sistemin koersivite, mıknatıslanma, anizotropi, yumuşak/sert ferromagnetlik gibi çeşitli manyetik özellikleri belirlenmiş. Bunlara ek olarak ferromanyetik telin sıcaklık artışına tepkisini veren histeresis eğrileri incelenmiştir.

Son bölümde ise tasarlanan manyetik sistemlerin özellikleri ve ince film teknolojisindeki yeri tartışılmıştır. Sonuç olarak bu çalışmada, her ferromanyetik ince film kombinasyonunun farklı manyetik özelliklerde olacağı, belirlenen amaca uygun manyetik özellikteki sistemelerin tasarlanabileceği görülmüştür.

# BÖLÜM II

## KURAMSAL TEMELLER

### 2.1 Atomların Manyetik Özellikleri

#### 2.1.1 Manyetik Alan

Serbest bir atomun manyetik alanı yada diğer bir ismiyle mıknatıssal alanı, elektrik yüklerinin iki farklı hareketi sonucu ortaya çıkan fiziksel bir etkidir.

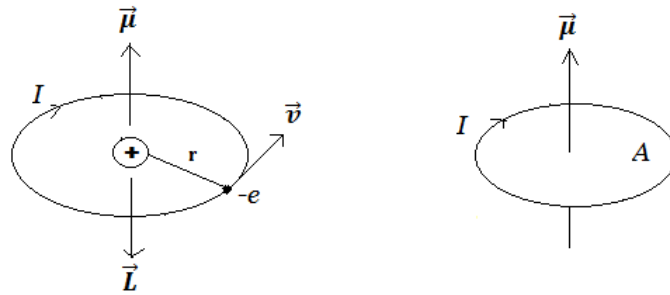
Serbest atomun pozitif yüklü proton ile nötr nötronlardan oluştuğu düşünülürse; elektronların çekirdek etrafında yörüngesel bir hareket yapması sonucu oluşan akım bir manyetik alan oluşturur. Aynı şekilde elektronların spin olarak adlandırılan yapısal özelliği sebebiyle kendi eksenleri etrafında dönmeleri sonucu oluşan akım da bir manyetik alan oluşturur.

İki farklı hareket sonucu oluşan manyetik alanlar birbiriyle aynı özelliği gösterir.

#### 2.1.2 Manyetik Moment

Serbest bir atomun manyetik momenti iç atomik akımlardan meydana gelir. Bu akımları başlıca üç sebep oluşturur: elektronların çekirdek etrafındaki yörüngesel açısal momentumu, elektronların sahip oldukları spin ve dış bir manyetik alanda kazandıkları yörünge momenti. Bu durumda elektronun net manyetik momenti elektronun yörüngesel hareketi ile sahip olduğu spin özelliğinin birleşiminden meydana gelir.

$r$  yarıçaplı bir yörüngede  $v$  hızıyla hareket eden  $m_e$  kütleli bir elektronun oluşturduğu  $I$  akımı,  $A$  yüzeyine sahip bir akım halkasının etrafından geçen  $I$  elektrik akımına benzer (Şekil II.1).



Şekil II.1: Dairesel yörüngede hareket eden elektron ve oluşturduğu akım halkası

I elektrik akımının yaratacağı manyetik moment

$$\mu_L = IA \quad (2.1)$$

ile verilir. Çekirdeğin etrafında  $2\pi r$  'lık dairesel yörüngenin çevresi kadar yolu T zamanında dolandığından  $v=2\pi r/T$  hızıyla dönen elektron  $I=q/T=-ev/2\pi r$  elektrik akımını oluşturur. Bu durumda oluşan yörüngesel manyetik moment

$$\mu_L = IA = -\frac{ev}{2\pi r}\pi r^2 = -\frac{evr}{2} \quad (2.2)$$

olacaktır. Elektronun yörüngesel açısal momentumu  $\vec{L} = m\vec{v} \times \vec{r}$  şeklinde tanımlandığından yörüngesel manyetik moment

$$\mu_L = -\frac{e}{2m_e}L \quad (2.3)$$

olarak yazılabilir. Kuantum mekaniğine göre yörüngesel açısal momentum, kuantumlu yani kesiklidir ve h Planck sabiti olmak üzere her zaman  $\hbar = h/2\pi = 1,054.10^{-34}$  js'nin tam katları şeklinde ifade edilir. Açısal momentum

$$L = 0, \hbar, 2\hbar, \dots, \ell\hbar \quad (2.4)$$

değerlerini alabilir. Bu durumda manyetik moment

$$\mu_L = -\frac{e\hbar}{2m_e}\ell \quad (2.5)$$

olarak yazılabilir. Burada

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27.10^{-24}j/T \quad (2.6)$$

büyüklüğüne *Bohr Magnetonu* denir (Liebes ve ark. 1959).

Elektronun kendi eksenini etrafında dönmesinden kaynaklanan spin açısal momentumunun manyetik momente katkısı

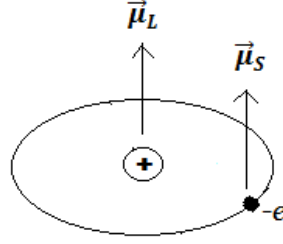
$$\mu_s = -g\mu_B S \quad (2.7)$$

ile verilir. Burada g, *Lande g-faktörü* yada *spektroskopik yarıлма faktörü* olarak adlandırılır ve değeri yaklaşık olarak 2'dir.

Bir atomun toplam manyetik mometi ise yörüngesel ve spin manyetik momentlerinin vektörel toplamıdır.  $\vec{L}$  yörüngesel ve  $\vec{S}$  spin manyetik momenti olmak üzere toplam manyetik moment  $\vec{\mu}$  ile gösterilirse değeri

$$\vec{\mu} = -\mu_B(\vec{L} + g\vec{S}) \quad (2.8)$$





Şekil II.2: Bir atomun yörünge ve spin manyetik momentleri

eşitliği ile verilir.

Yörüngesinde tek bir elektronu bulunan atomlar için net bir manyetik momentten söz etmek kolay iken yörüngesinde birden fazla elektronu bulunan atomlarda, dışarıdan bir etki olmadığı sürece (manyetik alan gibi), (2.8) ile verilen toplam manyetik momentin net değeri, atomların yörüngelerinin doluluk oranına bağlıdır.

Yörüngelerinin tümü dolu olan atomlar, çiftlenmemiş elektron bulunmayacağından elektronların manyetik momentleri birbirini dengeler ve toplamı sıfır olur, net bir manyetik momentleri yoktur.

Yörüngelerinin tümü dolu olmayan atomların, çiftlenmemiş elektronları sebebiyle toplamda sahip oldukları net bir manyetik momentleri vardır.

### 2.1.3 Mıknatıslanma (Manyetizasyon)

Mıknatıslanma bir maddedeki elektronların, harici bir manyetik alan uygulandığında ya da varolan değiştirildiğinde verdiği tepkidir.

$N$  malzemedeki atom sayısı,  $V$  malzemenin hacmi ve  $\vec{\mu}$  malzemenin manyetik momentleri olmak üzere, malzemenin mıknatıslanması birim hacimdeki manyetik moment olarak verilir.

$$\vec{M} = \frac{N}{V} \vec{\mu} \quad (2.9)$$

## 2.2 Maddenin Manyetik Özelliklerine Göre Sınıflandırılması

Maddeler manyetik alana tepki verirler ve verdikleri tepkiler manyetik özelliklerini belirler.

Maddelerin manyetik özelliklerini belirlemek için, maddenin sahip olduğu net manyetik momentleri ya da daha yaygın olarak kaynağının ne olduğu farketmeksizin uygulanan manyetik alan ile mıknatıslanma arasındaki ilişkiyi veren bir orantı katsayısı incelenir.

$$M = \chi H \quad (2.10)$$

*Manyetik duygunluk (alınanlık)* olarak isimlendirilen  $\chi$  orantı katsayısının büyüklük ve işareti maddelerin manyetik özelliklerini sınıflandırmada yardımcı olur.

$\chi^{dia} < 0$  Manyetik duygunluğu negatif olan maddeler diamanyetik,

$\chi^{para} > 0$  Manyetik duygunluğu pozitif ve küçük olan maddeler paramanyetik,

$\chi^{ferro} \gg 1$  Manyetik duygunluğu pozitif ve büyük olan maddeler ferromanyetik olarak sınıflandırılır.

## 2.2.1 Diamanyetizma

Yörüngelerinin tümü dolu olan atomlarda, çekirdek etrafında yörüngesinde dolanan elektronlar, akım taşıyan küçük bir tel halkanındaki gibi manyetik momente sahiptirler. Herhangi bir referans elektronu ve ona komşu elektronlar sonuçta birbirini yok edecek olan rastgele yönde manyetik momentler yaratırlar ve böylece maddenin sahip olduğu toplam manyetik moment sıfır olur. Manyetik momentin diğer bir kaynağı da yörünge hareketine katkı sağlayan, harici bir dış manyetik alanın uygulanmasıdır. Manyetik alan uygulanmadığı takdirde maddede net bir manyetik moment olmadığından mıknatıslanma söz konusu değildir.

Maddeye harici bir dış manyetik alan uygulanırsa elektronlar, kendi yörüngelerinde dolanmalarından kaynaklanan manyetik alanın değişmesini engellemek için ivmelenerek hızlanır veya yavaşlarlar. Faraday Yasası olarak bilinen bu durum sonucunda bir elektro motor kuvveti oluşur. Faraday'ın devamı niteliğinde olan Lenz Yasasına göre ise, elektro motor kuvvetinin yarattığı elektrik akımı uygulanan dış alanı azaltacak yönde akar. Bu durumda maddede, uygulanan dış alana zıt doğrultuda bir mıknatıslanma oluşur. Bu şekilde net manyetik momenti olmayan ancak bir dış alan varlığında alana zıt yönde mıknatıslanma olayına *diamanyetizma* denir.

Kuantum teorisine göre atomdaki elektronlar Larmor frekansıyla salınım yaparlar. Bir atoma dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında elektronlar ivmelenir ve yörünge açısal hızları değişir. Bu değişim  $H$  uygulanan dış manyetik alan,  $e$  elektron yükü ve  $m_e$  elektron kütlesi olmak üzere

$$\Delta\omega = \frac{eH}{2m_e} \quad (2.11)$$

*Larmor frekansı* ile verilir (Malcolm 2007).

Başlangıçta çekirdek etrafındaki akım sıfır iken, dış manyetik alan uygulandığında sonlu bir akım oluşacaktır.  $Z$  sayıda elektronun Larmor frekansındaki salınım hareketi sonucu oluşacak bu akım

$$I = -Ze \frac{\Delta\omega}{2\pi} = -Z \frac{e^2 H}{4\pi m} \quad (2.12)$$

ile verilir. Buradaki negatiflik, akımın uygulanan dış alana zıt yönde akması olarak yorumlanır.

Yarıçapı  $\rho$  olan akım halkasının manyetik momenti

$$\begin{aligned}\mu &= IA \\ &= -\frac{Ze^2H}{4\pi m}\pi \langle \rho^2 \rangle \\ &= -\frac{Ze^2H}{4m} \langle \rho^2 \rangle\end{aligned}\quad (2.13)$$

şeklinde hesaplanabilir. Buradaki  $\rho$ ; elektronun çekirdekten geçen ve uygulanan dış manyetik alan doğrultusunda olan bir eksene göre ortalama uzaklığıdır.

Manyetik alan z doğrultusunda uygulanmış ise  $\langle \rho^2 \rangle = \langle x^2 + y^2 \rangle$  şeklinde verilir. Elektronun çekirdeğe olan ortalama uzaklığı r

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle \quad (2.14)$$

ile verilir. Elektronların dağılımı küresel simetrik olduğundan;  $\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \langle z^2 \rangle$  eşitliği kullanılarak

$$\langle \rho^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle \quad (2.15)$$

olduğu görülür. Bu durumda manyetik moment

$$\mu = \frac{-Ze^2H}{6m} \langle z^2 \rangle \quad (2.16)$$

ifadesi ile elde edilir.

Birim hacimde N sayıda atom bulunan maddeler için diamanyetik duygunluk

$$\chi^{dia} = \frac{N\mu}{HV} = \frac{N}{H}\mu \quad (2.17)$$

$$\chi^{dia} = -\frac{NZe^2}{6m} \langle r^2 \rangle \quad (2.18)$$

şeklinde ifade edilir. Duygunluk,  $\langle r^2 \rangle$  değerinin kuantum mekaniği ile hesaplanması sonucu bulunabilir.

İlk defa Paul Langevin tarafından incelenen bu teori *Langevin Bağıntısı* olarak bilinir (Darwin 1931).

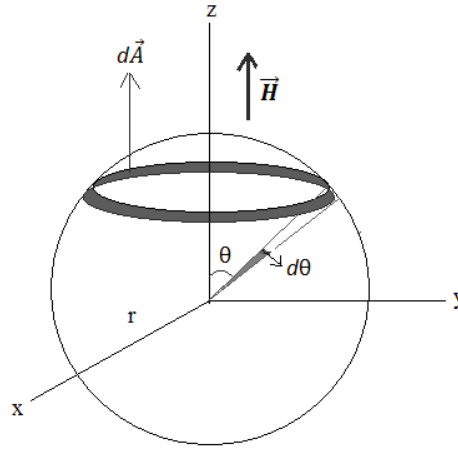
## 2.2.2 Paramanyetizma

Yörüngelerinin tümü dolu olmayan, çiftlenmemiş elektrona sahip moleküllerde, elektronların bütün spin ve yörünge momentleri birbirlerini yok etmez ve sistemin toplam spini dolayısıyla net manyetik momenti sıfırdan farklı olur.

Elektronların manyetik momentleri birbirleriyle yalnız çok zayıf etkileşimde bulunurlar ve dış manyetik alan uygulanmadığı zaman gelişi güzel yönelirler. Sisteme dışarıdan harici bir manyetik alan uygulandığında atomik momentler alan yönünde dönme eğiliminde bulunurlar ve sistem bu yönde mıknatıslanır. Fakat atomlar artan sıcaklığa tabi tutulursa, atomik momentler rastgele yönelmek isterler ve bu da alan yönündeki mıknatıslanmayı azaltır. Bu nedenle paramanyetik malzemeler, uygulanan dış alan ile aynı yönde mıknatıslanma gösterdiğinden pozitif ve mıknatıslanmaya sadece dış alan katkıda bulunduğu için küçük duyunluğa sahiptir.

### Paramanyetizmanın klasik teorisi:

Birbirleriyle etkileşmeyen rastgele yönelmiş  $\mu$  manyetik momente sahip bir sisteme z yönünde bir H manyetik alanı uygulansın.



Şekil II.3: Paramanyetik malzemelerin manyetik moment hesabı için dikkate alınan küre

Sistem küresel bir simetriye sahip olacağından, (Şekil II.3)'teki  $\theta$  ile  $\theta+d\theta$  aralığındaki manyetik momentler göz önüne alınsın. Alan doğrultusundaki net manyetik momentin

$$\mu_z = \mu \cos \theta \quad (2.19)$$

olduğu görülmektedir. Alan uygulandığı zaman bütün  $\vec{\mu}$  manyetik moment vektörleri alan yönünde dönerler. Böylece alana maruz kalan her bir atomik moment  $E_p$  potansiyel enerjisine sahip olur ve bu enerji

$$E_p = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu H \cos \theta \quad (2.20)$$

ile verilir. Ortalama manyetik moment  $\langle \mu_z \rangle$ , T sıcaklığında ısısal denge durumunda bir atomun  $E_p$  enerjisine sahip olma olasılığını veren Boltzman istatistiği ile hesaplanır.  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} JK^{-1}$

Boltzman sabiti olmak üzere

$$\begin{aligned} \langle \mu_z \rangle &= \frac{\sum \mu_z e^{-E_p/k_B T}}{\sum e^{-E_p/k_B T}} \\ &= \frac{\int_0^\pi \mu \cos \theta e^{\mu H \cos \theta / k_B T} \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{\mu H \cos \theta / k_B T} \sin \theta d\theta} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Kısaltma olarak,

$$a = \frac{\mu H}{k_B T} \quad ve \quad x = \cos \theta \quad (2.22)$$

tanımlanırsa (2.22) eşitliği

$$\langle \mu_z \rangle = \mu \frac{\int_{-1}^1 x e^{ax} dx}{\int_{-1}^1 e^{ax} dx} \quad (2.23)$$

şekline dönüşür ve bu eşitlik

$$\begin{aligned} \frac{\langle \mu_z \rangle}{\mu} &= \coth a - \frac{1}{a} \\ &= \coth\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu H} \end{aligned} \quad (2.24)$$

çözümünü verir. Burada

$$\coth a - \frac{1}{a} \equiv L(a) \quad (2.25)$$

*Langevin fonksiyonu* olarak tanımlanır. Langevin fonksiyonu  $a < 1$  için

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \frac{2a^5}{945} - \dots \quad (2.26)$$

şeklindeki seri açılımı ile ifade edilebilir.

Sistemin  $N$  sayıda atomdan oluştuğu düşünülürse, sistemin mıknatıslanması

$$\begin{aligned} M &= N \langle \mu_z \rangle \\ &= N \mu \left( \coth a - \frac{1}{a} \right) \\ &= N \mu L(a) \end{aligned} \quad (2.27)$$

olacaktır.

Klasik hesaplar sonucu ulaşılan bu teori *Langevin teorisi* olarak bilinir ve iki önemli sonuca bağlanır:

1. a yeterince büyükse (dolayısıyla kuvvetli H manyetik alanı ve düşük T sıcaklığı) uygulanan alan düzensizliğe sebep olan ısısal etkiyi yenebilir.

$a \rightarrow \infty$  ya da  $e^{-a} \rightarrow 0$  için

$$L(a) \cong \coth a - \frac{1}{a} \cong 1$$

$$M = N\mu \quad (2.28)$$

olarak yazılabilir.

2. Küçük a değerlerinde (dolayısıyla zayıf H manyetik alanı) mıknatıslanma, manyetik alan ile lineer olarak değişir. Normal koşullarda da gözlemler sonucu a'nın küçük olduğu bulunur ve lineer M-H eğrileri elde edilir.

$a \rightarrow$  küçük bir değer,  $\coth a \cong \frac{1}{a} + \frac{a}{3}$  olarak alınır

Langevin fonksiyonu ve mıknatıslanma

$$L(a) \cong \coth a - \frac{1}{a} \cong \frac{1}{a} + \frac{a}{3} - \frac{1}{a} \cong \frac{a}{3}$$

$$M = M_s \frac{a}{3} = N\mu \frac{a}{3} = \frac{N\mu^2 H}{3k_B T} \quad (2.29)$$

eşitlikleri ile verilir.

Langevin teorisi duygunluğun sıcaklıkla ters orantılı olduğunu ifade eden *Curie Yasasına* da rehberlik eder. Paramanyetik duygunluk

$$\chi^{para} = \frac{M}{H} = \frac{N\mu^2}{3k_B T} \quad (2.30)$$

şeklinde yazılır. Kısaltma amacı ile

$$C = \frac{N\mu^2}{3k_B} : \text{Curie Sabiti} \quad (2.31)$$

tanımlanır paramanyetik duygunluk

$$\chi^{para} = \frac{C}{T} : \text{Curie Yasası} \quad (2.32)$$

ile verilir ve bu bağıntı düşük alanlar için yani  $\mu H \ll k_B T$  yaklaşımında geçerlidir.

### Paramanyetizmanın kuantum teorisi:

Klasik varsayımlar sonucu ulaşılan paramanyetik duygunluk kuantum mekaniği yardımıyla da hesaplanabilir. Kuantum mekaniğinin temel varsayımı bir sistemin enerjisinin kesikli miktarlarda değişmesi teorisiidir.

Paramanyetik bir malzemede H manyetik alanı içindeki her bir  $\mu$  atomik manyetik momentinin bu alan ile etkileşme enerjisi (2.20) eşitliği ile verilir. Buradaki  $\theta$ , manyetik alan ile atomik manyetik moment arasındaki açıdır. Klasik teoride enerjinin dolayısıyla  $\theta$  açısının sürekli olarak değiştiği düşünülür. Buna göre  $\mu$  manyetik momenti H manyetik alanıyla her değeri alabilen bir  $\theta$  açısı yapar. Kuantum teorisinde ise  $\theta$  yalnızca izinli değerler alabilir. Manyetik momentin manyetik alanla yapabileceği izinli açıları belirlemek yerine manyetik momentin alan yönünde alabileceği mümkün değerler belirlenebilir. Bu mümkün değerler

$$\mu = gm_j\mu_B \quad (2.33)$$

eşitliği ile verilir. Burada  $\mu_B$  Bohr magnetonu, g Lande g-faktörü,  $m_j$  manyetik kuantum sayısıdır ve değeri J toplam açısal kuantum sayısı ile belirlenir.

Açısal kuantum sayısı J olan bir atoma manyetik alan uygulandığında eşit aralıklı  $2J+1$  düzeye ayrışır ve her bir düzeye  $-J, -J+1, -J+2, \dots, J-1, J$  değerlerini alabilen bir  $m_j$  manyetik kuantum sayısı denk gelir.

Bir atomun  $m_j$  kuantum durumlu enerjide bulunma olasılığı Boltzman istatistiğine göre manyetik momentin ortalama değeri ile verilir.

$$\langle \mu \rangle = \frac{g\mu_0 m_j e^{-g\mu_0 m_j H/k_B T}}{e^{g\mu_0 m_j H/k_B T}} \quad (2.34)$$

Tüm  $m_j$  durumları üzerinden toplam alındığında ortalama manyetik momentin

$$\langle \mu \rangle = \frac{\sum_{-J}^J g\mu_0 m_j e^{-g\mu_0 m_j H/k_B T}}{\sum_{-J}^J e^{g\mu_0 m_j H/k_B T}} \quad (2.35)$$

eşitliği elde edilir. Kısaltma amacı ile

$$x = g\mu_0 JH/k_B T \quad (2.36)$$

şeklinde tanımlanan x parametresi kullanılarak N atomdan oluşan bir sistem için mıknatıslanma

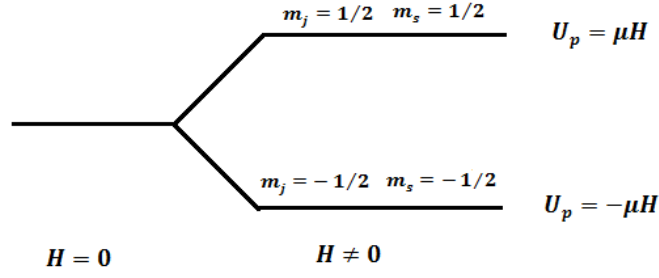
$$M = N \langle \mu \rangle = NgJ\mu_B B_J(x) \quad (2.37)$$

eşitliği ile Brillouin Fonksiyonu olarak bilinen  $B_J(x)$ 'e bağlıdır ve bu fonksiyon

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\frac{x}{2J} \quad (2.38)$$

seri açılımıyla verilir.

Yörünge açısal momentumunun sıfır olduğu durum (L=0, S=1/2, J=L+S=1/2, g=2) incelemlenirse; J = 1/2 için  $m_j = \pm 1/2$  değerlerini alır. Dolayısıyla enerji  $U = \pm\mu_B H$  şeklinde iki farklı



Şekil II.4:  $L=0, J=S=1/2$  durumu için manyetik alanda yarılma

değere sahiptir.  $J = 1/2$ ' ye karşılık gelen tek bir enerji değeri, manyetik alan uygulandığında  $m_j$ ' nin değişimiyle kesikli olarak iki izinli değer alır.

Böyle bir sistem için  $J = 1/2$  alınarak Brillouin fonksiyonu

$$B_{1/2}(x) = \coth(2x) - \coth(x) = \tanh(x) \quad (2.39)$$

ve mıknatıslanma

$$M = N\mu_B \tanh(x)$$

$$M = N\mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B H}{k_B T}\right) \quad (2.40)$$

ile verilir. Bu eşitlikte mıknatıslanmanın  $x$ 'e yani  $H/T$ 'ye oranı önemlidir.

Uygulanan alan  $H$  arttıkça ( $\tanh x \rightarrow 1$ ) mıknatıslanma doyum değeri olan  $M_s = N\mu_B$ 'ye yaklaşır.

Uygulanan alan  $H$  zayıf, sıcaklık  $T$  yüksek ise ( $x \rightarrow 0$ ), Brillouin fonksiyonu

$$B_J(x) \cong \frac{J+1}{3J}x \quad (2.41)$$

değerine indirgenir ve bu şartlarda (2.37) ile verilen mıknatıslanma ifadesi

$$\begin{aligned} M &= N\mu_B J \frac{J+1}{3J}x \\ &= NJ(J+1) \frac{g^2 \mu_B^2 H}{3k_B T} \end{aligned} \quad (2.42)$$

eşitliği ile hesaplanır. Manyetik duygunluk ise

$$\begin{aligned} \chi^{para} &= \frac{M}{H} = NJ(J+1) \frac{g^2 \mu_B^2}{3k_B T} \\ &= \frac{N}{3k_B T} (g\mu_B \sqrt{J(J+1)})^2 \end{aligned} \quad (2.43)$$



olacaktır. Buradaki

$$\mu_{et} = g\mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (2.44)$$

ifadesi *Etkin Bohr Magnetonu* olarak tanımlanır. Etkin Bohr magnetonu ve  $C \equiv N\mu_{et}^2/3k_B T$  Curie sabiti tanımlamaları ile manyetik duyunluk

$$\chi^{para} = \frac{N\mu_{et}^2}{3k_B T} = \frac{C}{T} \quad (2.45)$$

olarak elde edilir.

(2.37) eşitliği ile verilen mıknatıslanmanın en genel ifadesinde  $J \rightarrow \infty$  durumu için Brillouin fonksiyonu Langevin fonksiyonuna indirgenir ve kuantum teori ile klasik teorinin tutarlılığı gösterilebilir.

Metaller için yapılan manyetik duyunluk ölçümlerinin Curie yasasından elde edilen değerler ile uyumlu olmadığı gözlenmektedir. Curie yasasından elde edilen duyunluk sıcaklığa bağlıdır ancak yapılan deneysel çalışmalar ferromanyetik olmayan birçok metalin duyunluğunun sıcaklıktan bağımsız olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla (2.30) ifadesi ile verilen klasik Langevin teorisi, metallerdeki iletim elektronlarının paramanyetizmasını açıklamaya uygun değildir. Klasik yaklaşımda Maxwell-Boltzman yaklaşımı kullanılmıştır. Yüksek sıcaklıklarda bütün parçacıklar bu dağılıma uyarlar. Pauli, iletim elektronları için uygun olmayan bu teoriye Fermi-Dirac dağılımını uygulamış ve gerekli düzeltmeyi yapmıştır. Fermi-Dirac dağılımı uygulamasıyla iletkenlik elektronları için toplam mıknatıslanma ve duyunluk,  $T_F$  Fermi sıcaklığı olmak üzere

$$M = \frac{N\mu_B^2}{k_B T_F} H \quad (2.46)$$

$$\chi^{para} = \frac{N\mu_B^2}{k_B T_F} \quad (2.47)$$

olarak hesaplanır. Eşitlikten de görüldüğü gibi paramanyetik malzemelerin özelliği olarak iletkenlik elektronlarının duyunluğu sıcaklıktan bağımsızdır.

### 2.2.3 Ferromanyetizma

Manyetik alanın uygulanmadığı durumda bile daima sıfırdan farklı net bir manyetik momente sahip malzemelerde gözlenen mıknatıslanma şeklindedir.

Kalıcı magnet olarak da adlandırılan bu tür maddeler zayıf bir dış manyetik alan içinde bile birbirine paralel olarak yönelmeye çalışan atomik manyetik momentler içerirler. Manyetik momentler bir defa paralel hale getirildikten sonra, dış alan ortamdaki kaldırılabilir bile madde mıknatıslanmış olarak kalır. Bu sürekli (kalıcı) yönelimin sebebi, dış alan yokluğunda malzeme içindeki

komşu manyetik momentler arasındaki kuvvetli etkileşim sonucu manyetik momentlerin beraberce dizilmesidir.

Diamanyetizma ve paramanyetizmada gözlenmeyen bu etkileşme *Değiş-Tokuş Etkileşmesi* (Exchange Interaction) olarak adlandırılır ve spinleri  $S_i$  ve  $S_j$  olan i ve j elektronları için

$$E_{ex} = -2J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.48)$$

ile verilir. Burada  $J$  *değiş-tokuş integrali* veya *değiş-tokuş sabiti* adını alır.

Kuantum kökenli bir teori olan değiş-tokuş etkileşmesi, klasik olarak paralel spinli elektronlar arasındaki Coulomb etkileşmesine karşılık gelir. Bu integralin pozitif değeri, spinlerin paralel olduğu durum için değiş-tokuş enerjisinin minimum ( $E_{ex} = -2JS_1S_2$ ) olmasına ve spinlerin antiparalel olduğu durum için enerjinin maksimum ( $E_{ex} = 2JS_1S_2$ ) olmasına karşılık gelir. Integralin negatif değeri ise, spinlerin antiparalel olduğu durum için enerjinin minimum ve spinlerin paralel olduğu durum için enerjinin maksimum olmasına karşılık gelir. Minimum enerji ve paralel spin tercihi ferromanyetizma için daima  $J > 0$  gerektirir.

Tahmin edildiği üzere malzemede bir çok atom ve atomlarda da birçok elektron bulunabilir. Tüm bu elektron spinleri arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi Heisenberg Hamiltonyeni ile verilir.

$$H = - \sum_i \sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.49)$$

Değiş-tokuş etkileşmesi kısa erimli bir etkileşmedir. Elektron spinleri arasındaki uzaklık arttığında hızla sıfıra giden bir değer alacağından yalnızca en yakın komşular hesaba katılmalıdır (Cossio ve ark. 2006).

Malzeme içindeki her manyetik moment, diğer bütün manyetik momentlerin değiş-tokuş etkileşmesi sonucu oluşturdukları iç manyetik alan veya moleküler alan etkisindedir. Buna göre manyetik momentlerin, etkisinde oldukları alan yönünde her bir yönelimi bir mıknatıslanma oluşur. Mıknatıslanma arttıkça alanın şiddeti de artar ve bu olay bütün malzeme mıknatıslanmaya kadar hızla devam eder. Bu teoriye *Weiss Moleküler Alan Teorisi* ve mıknatıslanmayla doğru orantılı olan iç alana da *Weiss Moleküler Alanı* denir,

$$H_m = \gamma M \quad (2.50)$$

eşitliği ile verilir. Eşitlikteki  $\gamma$  boyutsuz niceliği, moleküler alan katsayısıdır. Moleküler alanın varlığı teorisi altında malzemedeki herhangi bir manyetik momente etki eden toplam alan, malzemeye uygulanan dış alan ile malzemenin oluşturduğu moleküler alanın toplamıdır.

$$H_{toplamlam} = H + H_m = H + \gamma M \quad (2.51)$$

Malzemenin mıknatıslanması ise duyunluk ile toplam manyetik alanın çarpımıdır.

$$M = \chi(H + H_m) \quad (2.52)$$

Ferromanyetizmayı paramanyetizmadan ayıran Weiss moleküler alan etkisidir. Dolayısıyla paramanyetizma için bulunan (2.32) duyunluk ifadesi küçük bir düzeltme ile ferromanyetizmaya uyarlanabilir.

$$\begin{aligned} \chi^{ferro} &= \frac{M}{H_{toplam}} \\ &= \frac{C}{T - C\gamma} \end{aligned} \quad (2.53)$$

Ayrıca  $C\gamma$  ifadesi  $T_C$  Curie sıcaklığı olarak adlandırılır ve ferromanyetik duyunluğun

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.54)$$

eşitliği *Curie-Weiss Yasası* olarak bilinir.

Curie-Weiss yasası, ferromanyetik malzemenin uygulanan dış manyetik alan ile aynı yönde mıknatıslanma göstereceği için duyunluğunun pozitif ve sıcaklıkla değişen büyük bir değeri alacağını gösterir. Bu yasayı kritik noktaları etrafında incelemek yararlı olacaktır.

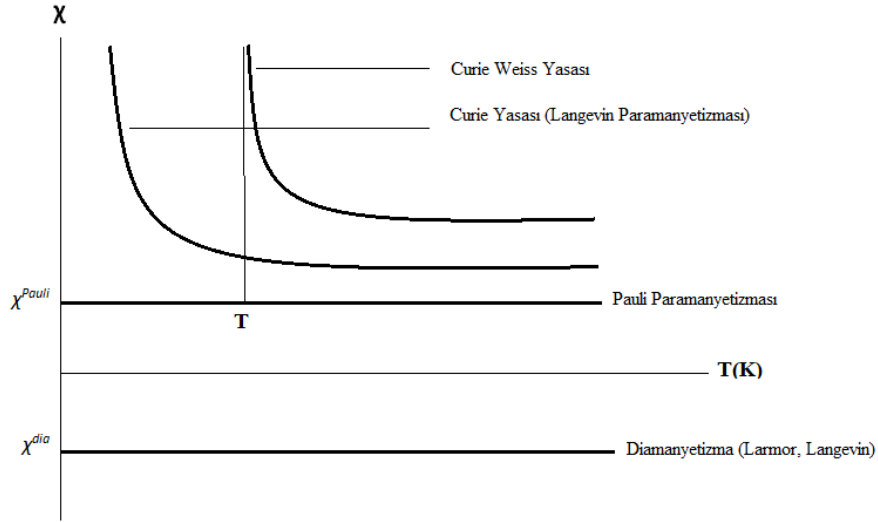
Sıcaklık etkisi, malzemedeki manyetik momentlerin dış alan etkisi ile aynı yönde yönelerek düzene girme eğilimine karşı koyar. Dış alan manyetik momentleri aynı yönde olmaya zorlarken, artan sıcaklık momentlerdeki rastgele dizilimi sağlar ve sıcaklığın öyle bir değerinde malzemedeki sıcaklığın getirdiği düzensizlik etkili olur. Bu sıcaklık değeri  $T_C$  Curie sıcaklığıdır.

Malzeme, Curie sıcaklığından küçük bir sıcaklıkta ( $T < T_C$ ) ise düzenli ferromanyetik fazda ve Curie sıcaklığından büyük bir sıcaklıkta ( $T > T_C$ ) ise düzensiz paramanyetik fazdadır. Dolayısıyla Curie sıcaklığı kalıcı mıknatıslanmanın kaybolduğu sıcaklık olarak kabul edilir ve incelenen malzeme göre değişen bir değeri alır.

## 2.2.4 Antiferromanyetizma

Atomlar arasındaki etkileşme ile açıklanabilen ferromanyetizmaya benzer şekilde antiferromanyetizma manyetik moment büyüklükleri birbirine eşit fakat komşu spine zıt yönde yönelmiş bir düzenden oluşur.

Dışarıdan uygulanan manyetik alan yokluğunda, Pauli dışarlama ilkesi gereği komşu spinler aynı yönde duramaz ve biri diğerine zıt yönelir. Böylece toplam mıknatıslanma sıfır olur. Dışarıdan alan uygulandığında ise belirli bir sıcaklığın altında spinler yönelimini korurken, sıcaklık



Şekil II.5: Farklı teorilerle hesaplanan manyetik duygunluğun sıcaklığa bağlılığı

artırıldığında paramanyetik davranış sergilerler ve alan kaldırıldığında mıknatıslanmaları da yok olur. Bu geçiş sıcaklığına Neel Sıcaklığı denir.

Antiferromanyetizmada spinlerin birbirine zıt olma ve minimum enerji tercihi değiş-tokuş sabitini  $J < 0$  olmasını gerektirir.

## 2.2.5 Ferrimanyetizma

Ferrimanyetizmada da ferromanyetizmadaki gibi kendiliğinden mıknatıslanma gözlenir ancak değeri ferromanyetizmaya göre daha küçüktür. Bunun sebebi ise ferrimanyetik malzemelerin eşit olmayan zıt manyetik moment büyüklüklerine sahip olması ve dışarıdan manyetik alan uygulanmadığı sürece bileşke manyetik momentin bu zıt büyüklüklerin farkına eşit olmasıdır. Dış manyetik alan karşısında ise ferromanyetler gibi davranırlar ancak küçük duygunluğa sahiptirler.

## 2.3 Temel Manyetik Değişkenler

Bu tez çalışması ferromanyetik malzemelerin manyetik özellikleri ile ilgili olduğundan, bu bölümde ferromanyetik malzemelerin bazı önemli manyetik özelliklerini incelemek yararlı olacaktır.

- **Manyetik Geçirgenlik :** Bir malzeme (boşluk, demir,vb..) manyetik alana maruz kaldığında mıknatıslanacaktır. Manyetik geçirgenlik malzemenin manyetik alan etkisinde kalması durumunda mıknatıslanma şiddetini veren bir özelliğidir ve

$$\mu = H_{ic}/H_{dis} \quad (2.55)$$

şeklinde maddenin kendi içinde oluşturduğu manyetik alan şiddetinin, maddeye dışarıdan uygulanan manyetik alan şiddetine oranı olarak  $\mu$  sembolü ile verilir.

Boşluk için manyetik geçirgenlik sabiti  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$  'dir. Boşluk dışındaki diğer bütün ortamlar için bağıl geçirgenlik

$$\mu_r = \mu/\mu_0 \quad (2.56)$$

eşitliği ile boşluğun manyetik geçirgenliğine bağlı olarak verilir ve boşluk için bağıl geçirgenlik  $\mu_r = 1$ 'dir.

Manyetik geçirgenlik malzemenin ne derece kolay mıknatıslanabildiğini gösteren bir ölçüdür. Sabit bir rakam değildir aksine değeri, manyetik alan ile etkileşimini verdiği alan değişimi, nem, sıcaklık gibi faktörler ve malzemenin özelliklerine bağlıdır.

Malzemeler manyetik geçirgenliklerine bağlı olarak karakterize edilebilirler. Diamanyetik malzemelerin bağıl manyetik geçirgenlikleri 1'den biraz küçükken, paramanyetik malzemelerinki 1'den biraz büyük olarak ölçülmüştür ve her iki malzeme için de bu değerler manyetik alanın bir fonksiyonu olarak sabittir. Ferromanyetik malzemelerin bağıl manyetik geçirgenlikleri ise manyetik alan değişimi altında sabit bir değer değildir. Ferromanyetik malzemeler uygulanan dış alan arttıkça, artarak bir maksimum değerine ulaşan ve daha sonra azalan bir manyetik geçirgenliğe sahiptir. Manyetik geçirgenliğin bu karakteri  $10$  ile  $10^{15}$  arasında değerlere sahiptir.

• **Curie Sıcaklığı :** Curie Sıcaklığı  $T_C$ , maddelerin manyetik özelliklerinde keskin bir değişime sebep olan kritik bir noktadır. Bir madde ısıtıldığında atomik titreşimlerin ortalama enerjisi artar ve yapı düzensiz bir hale gelir. Atomik manyetik momentlerin düzenli bir şekilde paralel sıralanmasıyla kendiliğinden mıknatıslanma gösteren ferromanyetik bir madde, artan sıcaklıkla momentlerin sıralanmasını kaybedecek ve sıcaklığı Curie sıcaklığına ulaştığında momentlerin düzensiz yöneliminden dolayı kendiliğinden mıknatıslanmasını kaybedecek, paramanyetik faza geçecektir. Matematiksel olarak da Curie-Weiss yasası ile verilen uygunluğu tanımsız yaptığı için ferromanyetizma için kritik bir noktadır (Mohn ve Wohlfarth 1987).

Antiferromanyetizma için de aynı sıcaklıktan bahsedilebilir ve bu sıcaklığa Neel sıcaklığı adı verilir.

• **Kolay Eksen :** Ferromanyetik bir malzemeyi, kendisine paralel uygulanan çok düşük dış manyetik alanlarda bile mıknatıslamaya yetecek doğrultu kolay eksen olarak isimlendirilir. Bunun aksi durum ise, mıknatıslanmanın yüksek enerjiler gerektirdiği zor eksene paralel olmasıdır.

• **Doyum Mıknatıslanması :** Ferromanyetik bir malzemede, uygulanan dış manyetik alan değeri artırılarak malzemedeki tüm manyetik momentlerin alana paralel dizilmesi sağlanır. Manyetik momentlerin bu düzene girmesi sağlandıktan sonra alanın artırılması malzemedeki mıknatıslık

değerini değiştirmez. Bu mıknatıslık değerine doyum mıknatıslanması denir.

- **Artık Mıknatıslanma** : Ferromanyetik malzemeler bir defa dış manyetik alana maruz bırakılıp mıknatıslanması sağlandıktan sonra, alan kaldırılrsa bile mıknatıslıklarını tamamen kaybetmezler. Mıknatıslığın sıfır ile doyum arasındaki bu pozitif değeri artık mıknatıslanma olarak bilinir.

- **Koersivite** : Ferromanyetik malzemenin sahip olduğu mıknatıslık değerini sıfıra düşürmek için malzemeye uygulanması gereken ters manyetik alana koersivite denir ve  $H_c$  ile gösterilir. Mıknatıslanmaya karşı koyduğu için zorlayıcı alan olarak da isimlendirilir. Mıknatıslanması kolay olan bir malzeme, düşük alanlarda da mıknatıslanacağından mıknatıslığını yok etmek için yine düşük bir ters alan yeterli olacaktır. Ancak mıknatıslanması zor bir malzemeye uygulanması gereken ters alan büyük olmalıdır. Bu açıdan manyetik malzemeler için koersivite ayırt edici bir özelliktir.

## 2.4 Ferromanyetik Domainler

Değiş-tokuş etkileşmesi (dolayısıyla Weiss moleküler alanı) sebebiyle, ferromanyetik malzemeler zayıf bir dış alan varlığında bile aynı yönde yönelmeye çalışan manyetik momentlere sahiptir. Oysa malzemeye bir bütün olarak bakıldığında net manyetik moment doyum değerinin çok altındadır ve doyum değerine sahip olabilmesi için dışarıdan bir manyetik alan uygulanması gerekir. Bu durum ferromanyetik malzemelerin, manyetik momentleri aynı yönde yönelmiş ve doyum momentine eşit atomlardan oluşan *domain* adı verilen çok sayıda küçük bölgelerden oluşması ile açıklanır.

Her bir domain kendi içinde belirli bir yönde net bir manyetik momente sahiptir ve komşu olduğu diğer domainlerden farklı bir yönelime sahiptir. Dolayısıyla malzeme kendi içinde belirli bir yönde mıknatıslanma gösteren, ancak bir bütün olarak bakıldığında rastgele dizilmiş manyetik momentler içeren bölgelerden oluşur ve kendiliğinden net mıknatıslanması bu düzensizlik sebebiyle çok küçüktür.

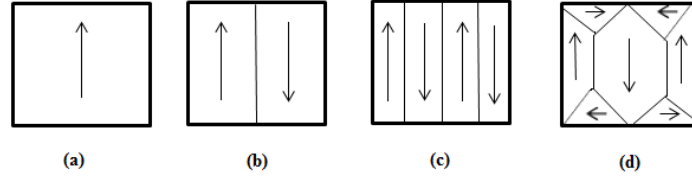
Malzeme içindeki farklı yönelimlere sahip domainler birbirinden *domain duvarı* adı verilen bir geçiş bölgesiyle ayrılır.

Ferromanyetik malzeme birçok atomdan oluşur ve dış alandan bağımsız olarak atomlar arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi sonucunda, minimum enerjiye sahip olma eğilimi sebebiyle domainlere ayrılır. Domain hacimleri yaklaşık olarak  $10^{-12} - 10^{-8}m^3$  olup her bir domain  $10^{17} - 10^{21}$  civarında atom içermektedir.

Ferromanyetik malzeme tek bir domainden oluşmuşsa toplam enerjisi (manyetostatik enerji) oldukça büyüktür. Ancak malzemenin domainlere bölünmesi enerjisini azaltır. Domainler arasındaki duvarın da sahip olduğu bir enerji söz konusudur. Malzemenin bölünme sonucundaki enerji

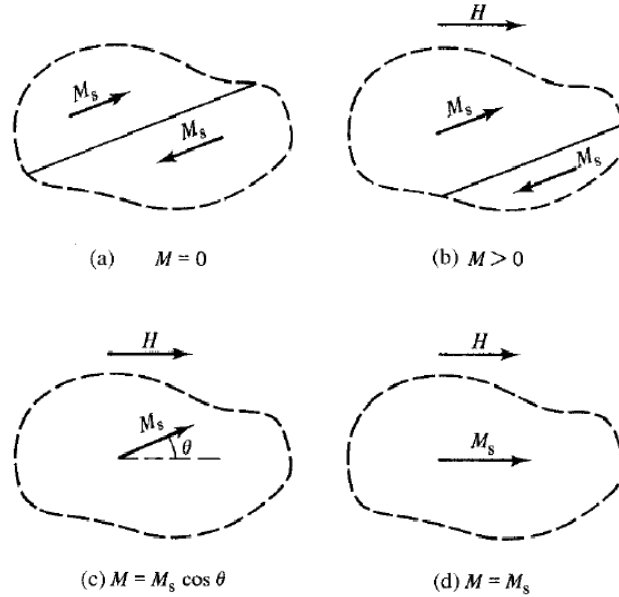
farkı, domain duvarları oluşturmak için gerekli enerjiden fazlaysa malzeme domainlere bölünür.

Malzemenin domainlere bölünme limitini, toplam enerjisindeki azalmanın yeni bir domain duvarı oluşturmaya yetip yetmeyeceği belirler (Kittel 1949).



Şekil II.6: Ferromanyetik bir malzemenin domainlere bölünmesi

(Şekil II.6 ) 'da ferromanyetik malzemenin artan domain sayısı ile enerjisi azalmaktadır ve (d)'de gösterilen domainlere ayrılma şekli ile de minimum enerjiye sahip olmaktadır. Minimum enerji durumunda domainlerin manyetik momentleri üçüncü bir eksene dik açılı olacak şekilde iki farklı yönde dizilmiştir ve vektörel toplamları sıfıra çok yakın olduğundan manyetik akı yine malzemenin kendi içinde kapanır, malzeme dışında manyetik alan sıfıra çok yakındır.



Şekil II.7: İki domainden oluşan ferromanyetik bir malzemenin mıknatıslanması (Cullity 1972)

Domainlere ayrılmış bir ferromanyetik malzemeye dışarıdan manyetik alan uygulandığında (Şekil II.7-a);

Uygulanan alan zayıf ise, domain duvarı hareketi ile başlangıçta dış alan yönünde yönelmiş olan domainler hacimce büyürken diğer yönlerde dizilmiş olan domainler hacimce küçülür (Şekil II.7-b).

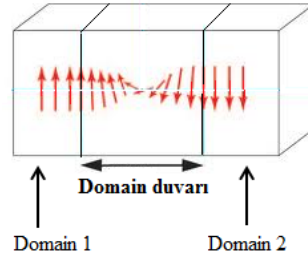
Uygulanan alan yeteri kadar büyük ise, domainler hafifçe dönerek dış alan yönünde yönelmeye çalışırlar (Şekil II.7- c).

Tek bir domain haline gelen malzeme ilk (*doyum*) mıknatıslanma değerini koruyarak dış alan yönünde mıknatıslanır (Şekil II.7- d). Bu mıknatıslanma durumunda iken uygulanan alan kaldırılrsa bile malzeme mıknatıslanmasını korur.

Dolayısıyla ferromanyetik malzemeyi mıknatıslamak demek, malzemeyi çoklu domain durumundan mıknatıslanması alan yönünde olan tek domain durumuna dönüştürmektir. Bu işlem sırasında herhangi bir bölgenin mıknatıslanmasının büyüklüğü değişmeyip sadece mıknatıslanmanın yönü değişmektedir.

## 2.5 Domain Duvarı

Farklı yönelimlere sahip domainleri birbirinden ayıran dar geçiş bölgesi *domain duvarı* olarak adlandırılır.



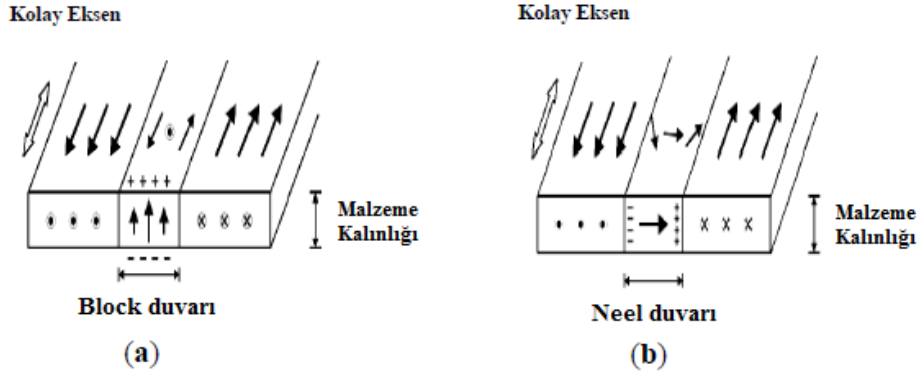
Şekil II.8: Domain duvarı

Manyetik momentlerin diziliminin değiştiği bu ara bölgeler enerji yüklüdür ve uygulanan dış alanla hareket ederler. Değiş-tokuş enerjisi komşu atomların manyetik momentlerinin dizilimini etkilediğinden momentler arasındaki açı küçük olduğunda enerji de küçük bir değer alacak, açı büyüdükçe enerji de büyüyecektir.

Değiş-tokuş enerjisine ek olarak ferromanyetik bir kristalde mıknatıslanma yönünü kolay eksen adı verilen belirli kristal eksenleri yönüne çeken bir enerji vardır. Bu enerjiye anizotropi enerjisi denir.

Mıknatıslanma yönü için geçiş bölgesi kabul edilen domain duvarının genişliği, momentler arasındaki açıyla değişen değiş-tokuş enerjisi ile bu enerjiye karşı koyan anizotropi enerjisi arasındaki uyumla orantılıdır. Tipik bir domain duvarı yüzlerce atomik çap genişliğindedir.





Şekil II.9: Ferromanyetik bir malzeme için Block ve Neel duvarı modelleri

Domain duvarı için *Block* ve *Neel* olmak üzere iki farklı model geliştirilmiştir.

Katı malzemeler gibi ideal sistemlerde iki domain birbirinden Block duvarı ile ayrılır (Şekil II.9-a). Bu modelde manyetik momentler domain duvarının kalınlık düzlemine dik yönde dönerler. Ancak birçok malzeme ideal kabul edilemez ve böyle malzemelerde iki domaini birbirinden ayırmak için Neel duvarı etkilidir (Şekil II.9-b). Bu modelde ise manyetik momentler domain duvarının kalınlık düzlemine paralel şekilde dönerler. İnce film ve çok katmanlı malzemelerde Neel duvarı görülür. Benzer şekilde malzemenin boyutları da domain duvarı üzerinde etkilidir.

Bir malzemede bölge duvarının enerjisini hesaplamak için; her bir köşesinde bir atom bulunan, a kenar uzunluğuna sahip olan kübik bir örgü ele alınsın. Domain duvarı kübün herhangi bir düzlemine (örneğin yz düzlemine) paralel olsun ve  $N + 1$  sayıda atom içersin. Atom spinleri arasındaki açı  $\theta$  ve J değiş-tokuş integrali olmak üzere, iki spinin değiş-tokuş enerjisi

$$E_{ex} = -2JS^2 \cos \theta \quad (2.57)$$

eşitliği ile verilir.  $\cos \theta$  seri açılımının ilk iki terimi

$$\cos \theta \cong 1 - \frac{\theta^2}{2} \quad (2.58)$$

hesaplama için yeterli olacaktır. Bu değer altında değiş-tokuş enerjisi

$$E_{ex} \cong J^2 S^2 \theta^2 - 2JS^2 \quad (2.59)$$

olarak yazılabilir. İkinci terim  $\theta$  açısına bağlı olmadığından dikkate alınmayabilir. Bu durumda enerji (2.60) ifadesine indirgenir.

$$E_{ex} \cong J^2 S^2 \theta^2 \quad (2.60)$$

Düzleme paralel  $\pi = 180^0$  duvar için  $\theta$  açısı, eşit aralıklarla  $N$  sayıda  $\pi$ 'ye kadar değişir. Komşu iki spin arasındaki açı  $\theta = \pi/N$  alınırsa değiş-tokuş enerjisi

$$E_{ex} \cong J^2 S^2 \left(\frac{\pi}{N}\right)^2 \quad (2.61)$$

olacaktır.  $N + 1$  sayıda atomdan oluşan bir örgüde toplam değiş tokuş enerjisi  $E'_{ex}$ , etkileşme sayısı düşünülürse bu ifadenin  $N$  katına eşit olacaktır.

$$E'_{ex} = N E_{ex}$$

$$E'_{ex} \cong J^2 S^2 \frac{\pi^2}{N} \quad (2.62)$$

Domain duvarının birim alanındaki toplam değiş-tokuş enerjisi ise

$$E'_{ex} \cong J^2 S^2 \frac{\pi^2}{Na^2} \quad (2.63)$$

şeklinde yazılabilir.

Buna karşılık anizotropi enerjisi duvar kalınlığı ile orantılıdır.  $K$  orantı sabiti olmak üzere

$$E_{an} = KNa \quad (2.64)$$

eşitliği ile verilir.

Örgünün toplam enerjisi

$$E = E'_{ex} + E_{an} \cong J^2 S^2 \frac{\pi^2}{Na^2} + KNa \quad (2.65)$$

şeklinde değiş-tokuş ve anizotropi enerjilerinin toplamı olarak yazılabilir. Toplam enerjinin  $N$  atom sayısına göre minimum olduğu değer

$$\frac{\partial E}{\partial N} = -J^2 S^2 \frac{\pi^2}{N^2 a^2} + KA = 0 \quad (2.66)$$

eşitliği ile hesaplanır ve

$$N \cong \sqrt{\frac{\pi^2 JS^2}{Ka^3}} \quad (2.67)$$

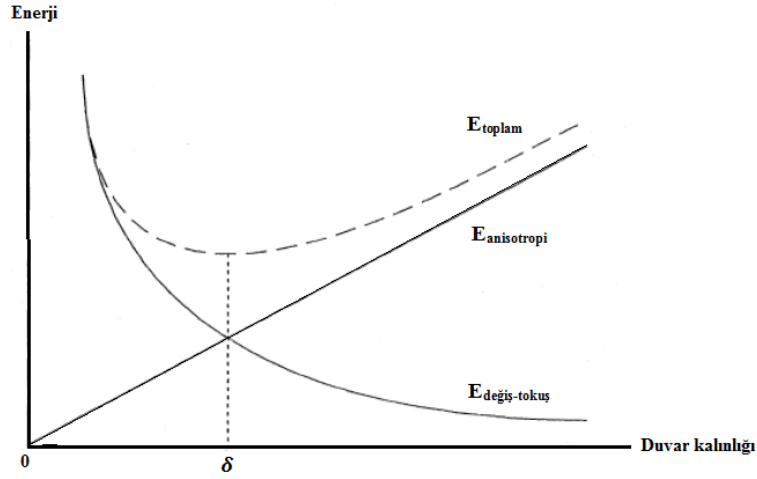
çözümünü verir. Duvar kalınlığı  $\delta = Na$  olmak üzere

$$\delta = \sqrt{\frac{\pi^2 JS^2}{Ka}} \quad (2.68)$$

olarak bulunur (Kittel 1986).

Duvar kalınlığını veren (2.68) eşitliği, değiş-tokuş etkileşmesinin duvar kalınlığını artırarak anizotropi enerjisinin ise azaltarak birbirlerine zıt doğada olduklarını gösterir. Anizotropi enerjisinin minimum olması duvar kalınlığının sınırsız olmasına sebep olur.

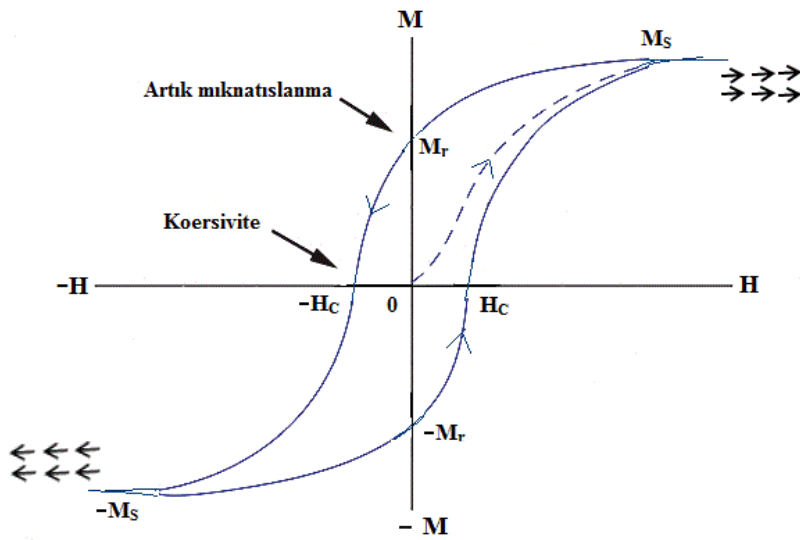
Minimum duvar enerjisi değiş-tokuş ve anizotropi enerjilerinin eşitlendiği durumda gözlenir.



Şekil II.10: Domain duvarının değiş-tokuş, anizotropi ve toplam enerjilerinin duvar kalınlığına bağlı değişimi

## 2.6 Manyetik Histeresis

Ferromanyetik bir malzemeye yeteri kadar büyük bir dış manyetik alan uygulandığında malzeme mıknatıslanır ve alan ortadan kaldırılrsa bile malzeme mıknatıslığını korur. Ferromanyetik malzemenin bu özelliği, manyetik akı yoğunluğunun uygulanan dış manyetik alana göre değişimini veren ve *histeresis döngüsü* olarak tanımlanan eğri ile incelenir. (Şekil II.11) 'de bir örneği verilen histeresis döngüsünün düşey eksenini akı yoğunluğu ile orantılı olarak ifade edilebilen  $M$  mıknatıslanması ve yatay eksenini uygulanan alan şiddeti  $H$  ile temsil edilir.



Şekil II.11: Manyetik histeresis döngüsü

Manyetik alanda bir malzemenin davranışını inceleyen histeresis döngüsü, malzemenin doyum mıknatıslanması, koersivitesi, manyetik geçirgenliği gibi özellikleri ile ilgili bilgileri de içerdiğinden döngüyü oluşturan süreç iyi analiz edilmelidir.

Mıknatıslanması sıfır olan bir ferromanyetik malzemeye bir dış alan uygulandığında manyetik momentler alanla aynı yönde yönelirler. Uygulanan dış manyetik alanın artırılmasıyla momentlerin tümü alan yönünde dizilirler ve mıknatıslanma doyma noktasına ulaşır (Şekil II.11 kesikli çizgi). Bu noktada manyetik alan daha fazla artırılrsa bile mıknatıslanma değeri değişmeyip sabit kalacaktır. Bu değere  $M_s$  doyum mıknatıslanması denir.

Doyum noktasında iken manyetik alan azaltıldığında manyetik momentlerin büyük bir kısmının yönelimi değişmeden kalacaktır. Dış manyetik alan azaltılmaya devam edilip sıfır değerine düşürüldüğünde de bir miktar mıknatıslanma mevcuttur ve bu mıknatıslanma değerine  $M_r$  artık mıknatıslanma denir.

Sıfırlanan manyetik alan negatif yönde artırılırsa malzemedeki mıknatıslanma giderek azalır ve belirli bir manyetik alan değerinde mıknatıslanma sıfır olur. Yatay ekseninde  $-H_c$  ile gösterilen manyetik alanın bu değerine *negatif yöndeki koersivite* denir.

Dış manyetik alanın negatif yönde artışı sürerse malzeme negatif yönde mıknatıslanmaya başlar. İlk durumdaki yönelimin tersine dönen manyetik momentler artan alan ile negatif yönde doyum mıknatıslanması  $-M_s$ 'e ulaşır. Sonrasında manyetik alan artmaya devam etse bile mıknatıslanma doyum değerinde sabit kalır, artmaz.

Negatif yöndeki doyum noktasından sonra manyetik alan azaltılarak sıfır olursa, negatif mıknatıslanmanın bir kısmı değişmeden kalarak malzemedeki *negatif artık mıknatıslanma*  $-M_r$  gözlenir.

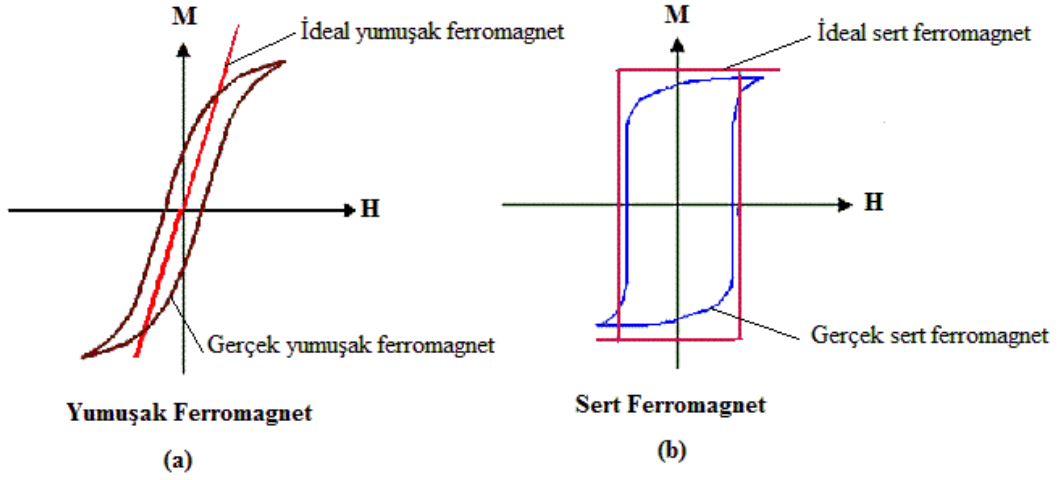
Sıfır olan manyetik alan pozitif yönde artırılırsa malzemenin negatif mıknatıslanması gidererek azalır ve belirli bir manyetik alan değerinde mıknatıslanma sıfır olur. Yatay ekseninde  $H_c$  ile gösterilen manyetik alanın bu değerine *pozitif yöndeki koersivite* denir (Huang ve ark. 2006).

Koersivite değerinden sonra manyetik alanın artırılmasıyla malzeme tekrar pozitif yönde mıknatıslanır ve yeterli büyüklükteki manyetik alan değerinde tekrar doyum mıknatıslanma değerine ulaşmasıyla tam bir histeresis döngüsü gerçekleşmiş olur (Wasilewski 1973).

Simetrik bir eğri olan histeresis döngüsü malzemenin manyetik özelliklerinin yanı sıra manyetik geçmişi hakkında da bilgi verir. Döngünün değişik türde keskinliğe sahip olması, büyüklüğü ve şekli incelenen malzemeye ve uygulanan alanın büyüklüğüne bağlıdır.

Histeresis eğrisinin içinde kalan alan, malzemeyi bu döngüden geçirmek için yapılması gereken işi temsil eder. Mıknatıslanma sürecinde malzemenin kazandığı enerji dış alanın varlığından ileri gelir. Histeresis döngüsü tekrarlandığı zaman manyetik momentlerin yeniden yöneliminden dolayı malzemedeki dış alanın değerine bağlı olarak enerji kayıpları söz konusudur. Bu enerji kaybı malzemedeki

iç ısısal enerji olarak görülür ve bunun sonucu olarak malzemenin sıcaklığı artar. Manyetik enerjinin ısı enerjisine dönüşümü olarak verilen enerji kaybı *histeresis kaybı* olarak da adlandırılır ve eğrinin içinde kalan alan ile değeri bulunabilir.



Şekil II.12: Yumuşak ve sert ferromagnetler için histeresis eğrileri

Malzemenin histeresis eğrisinin alanı malzemeyi tanımak açısından önemlidir. Alan küçük ise manyetik enerji kaybı az olduğundan malzeme yüksek manyetik geçirgenlik ve düşük koersivite alanına sahiptir. Bu tür malzemeler *yumuşak mıknatıs* olarak tanımlanır ve kolay mıknatıslanmaları gibi mıknatıslanmaları da kolay yok olur. Teknolojik uygulamalarda ısı kayıplarını azaltmak amacıyla elektrik motoru, transformatör, trafo gibi cihazların yapımında yumuşak ferromanyetik malzemeler kullanılır.

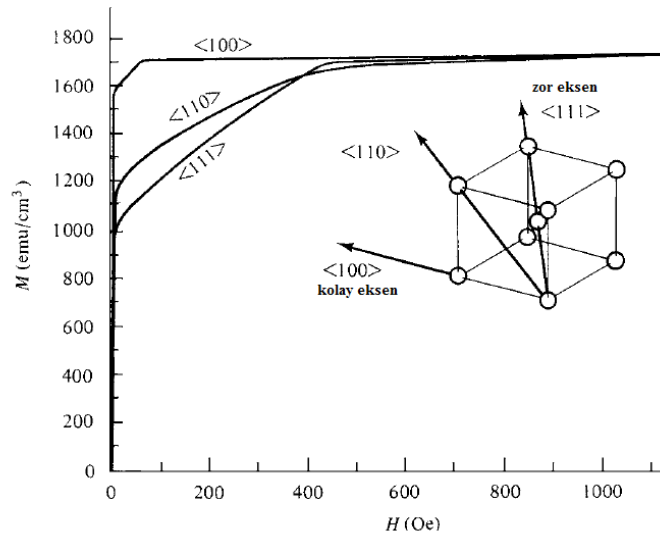
Malzemenin histeresis eğrisinin alanı büyük ise manyetik enerji kaybı da o derece fazla olacağından malzeme düşük manyetik geçirgenlik ve yüksek koersivite alanına sahiptir. Bu tür malzemeler ise *sert mıknatıs* olarak tanımlanır. Mıknatıslanmanın zor olduğu sert ferromanyetik malzemeler teknolojiye elektrik sayaçları, telefonlar, hoparlörlerde kullanılmaktadır.

## 2.7 Manyetik Anizotropi

Atomların malzeme içindeki diziliminden dolayı bazı manyetik malzemelerde manyetik özellikler, ölçüldüğü yöne göre farklılık gösterir. Bu şekilde manyetik özelliklerin yön seçiciliğine *manyetik anizotropi* denir. Manyetik anizotropi, manyetokristal anizotropisi ve şekil anizotropi olarak ayrı ayrı incelenebilir.

## 2.7.1 Manyetokristal Anizotropisi

Bir çok manyetik malzemede manyetik momentlerin yönelmeyi tercih ettiği bir kristal doğrultusu vardır. Bu doğrultu kolay eksen (ya da kolay doğru) olarak bilinir. Kristale bu doğrultuda küçük bir manyetik alan uygulandığında bile manyetik momentler alan yönünde yönelecek ve malzeme kolayca mıknatıslanacaktır. Kristale bu doğrultudan farklı bir doğrultuda manyetik alan uygulandığında manyetik momentlerin uygulanan alan yönünde yönelmesi için alanın, kolay eksen yönünde uygulanandan daha büyük bir değerde olması gerekir. Bu da daha çok enerji gerektirir. Manyetik momentleri kolay eksen dışında bir doğrultuda mıknatıslamak için gerekli ek enerjiye manyetokristal anizotropi enerjisi denir.



Şekil II.13: Kristal yapıya sahip demir için farklı doğrultularda mıknatıslanma eğrileri (Cullity 1972)

Cisim merkezli kübik kristal yapıya sahip demir, manyetik olarak anizotropiktir. [100], [110] ve [111] doğrultularına paralel olarak manyetik alan uygulansın (Şekil 2.13). Yeteri kadar büyük manyetik alan uygulandığından hepsi aynı doyum mıknatıslanması değerine gitmekle beraber [100] doğrultusunda, demir manyetik alanın küçük bir değerinde doyuma giderek diğer doğrultulardan daha kolay mıknatıslanır. Dolayısıyla demir için [100] doğrultusu kolay doğrudur. Demiri [110] ya da [111] doğrultularında mıknatıslamak için ise uygulanan dış manyetik alanı artırmalı yani daha fazla enerji harcanmalıdır. Demiri [100] doğrultusunda mıknatıslamak için gerekli enerjiye ek olarak harcanan enerji farkına ise manyetokristal anizotropi enerjisi denir.

Kübik bir kristalde anizotropi enerjisi

$$E_{an} = K_o'' + K_1''(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2''\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (2.69)$$

olarak verilir. Burada  $K_0$ ,  $K_1$  ve  $K_2$  incelenen malzemenin belirli bir sıcaklıktaki anizotropi sabitleri ve  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  doyum mıknatıslanmasının kristalin üç eksenine yaptığı açılarının kosinüsleridir. Dolayısıyla

$$E_{an} = K'_0 + K'_1 \cos^2 \theta + K'_2 \cos^4 \theta + \dots \quad (2.70)$$

ve  $\cos^2 \theta = 1 - \sin^2 \theta$  eşitliği kullanılarak

$$E_{an} = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots \quad (2.71)$$

şeklinde verilir. Genelde  $K_0$  katsayısı açıya bağlı olmadığı için göz ardı edilir,  $K_1$  ve  $K_2$  katsayılarını içeren iki toplam hesaplamalar için yeterlidir.  $K_1$  ve  $K_2$  katsayılarının değeri malzemenin mıknatıslanması hakkında bilgi verir.  $K_1$  ve  $K_2$  pozitif ise;  $\theta$  açısının sıfır olması (mıknatıslanmanın kolay eksene paralel olduğu durum) beklendiği gibi enerjiyi minimum yapar.

Manyetokristal anizotropisi temelde bir çeşit spin-yörünge etkileşmesidir.

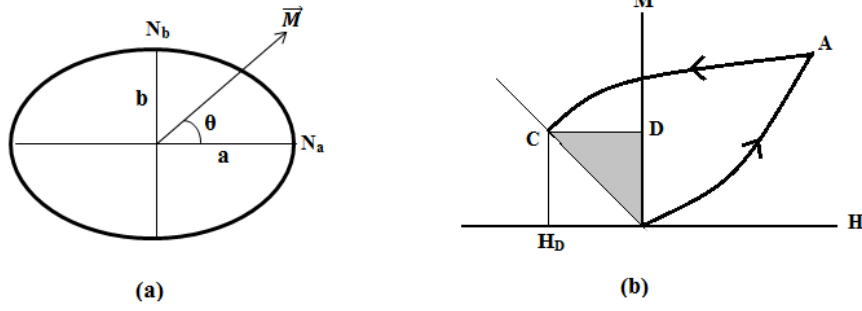
İki komşu atomun spin spin etkileşmesi incelendiğinde, bu etkileşmenin komşu spinleri birbirine paralel ya da antiparalel tutacak kadar kuvvetli olduğu ancak sadece yakın komşularla ilgilendiğinden ve iki komşu spin arasındaki açıya bağlı olup yönden bağımsız olduğundan manyetokristal anizotropisine bir katkısı olmadığı görülür.

Yörünge-örgü etkileşmesi incelendiğinde ise, yörüngelerin örgü içindeki yöneliminin çok yüksek dış manyetik alanın uygulanması durumunda dahi değişmeyeceği kadar kuvvetli bir etkileşme olduğu görülür.

Elektronun spin-yörünge etkileşmesi incelenmelidir. Dışarıdan uygulanan bir manyetik alan elektronun spin yönelimini kendi doğrultusuna doğru döndürmeye çalışacaktır. Elektron yörüngesinin yörünge-örgü etkileşmesinin kuvvetli etkisiyle kristale bağlılığından dolayı yörünge, spinin yönelimine karşı koyacak bir direnç gösterir. Bu direnci kırmak için dolayısıyla spinin yönelimini kolay eksenden döndürmek için gerekli enerji, anizotropi enerjisi olarak adlandırılan spin-yörünge etkileşmesini yenmek için gerekli enerjidir (Radu 2005).

## 2.7.2 Şekil Anizotropisi

Küre şeklinde bir malzemede iki kutup arası mesafe her zaman eşit olacağı için, malzeme her yönde aynı kolaylıkla mıknatıslanır, anizotropi enerjisi sıfırdır. Ancak malzeme yayık küre örneği (Şekil II.14-a) gibi farklı uzunlukta iki eksene sahipse, malzemeyi uzun kenarına paralel mıknatıslamak kısa kenarı boyunca mıknatıslamaktan daha kolaydır. Bu durumda malzemenin uzun kenarı kolay eksen ve buna dik olan kısa kenarı ise zor eksenidir.



Şekil II.14: (a)yayık kürede şekil anizotropisi (b)demanyetizasyon alanı etkisi ile depolanan enerji

Mıknatıslanmış bir malzemede (Şekil II.14-b' de A noktası düşünülebilir) dış manyetik alan kaldırıldığında malzeme yüzeyindeki sanal manyetik yüklerin oluşturduğu düşünülen *demanyetizasyon alanı* olarak bilinen bir ters mıknatıslanma alanı söz konusudur ve

$$H_D = N_D M \quad (2.72)$$

ile verilir. Burada  $N_D$  ters mıknatıslanma katsayısıdır.

$H_D$  alanı etkisi ile malzemede depolanan enerji (Şekil II.14-b) 'de taralı alana eşit olur ve

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 N_D M^2 \quad (2.73)$$

eşitliği ile verilir.

(Şekil II.14-a)'da bir örneği verilen yayık küre şeklinde bir malzeme düşünülürse; yayık küreyi a eksenini boyunca mıknatıslamak b eksenini boyunca mıknatıslamaktan daha kolaydır. Bu küre için şekil anizotropi enerjisi, b eksenini boyunca mıknatıslanma enerjisi ile a eksenini boyunca mıknatıslanma enerjilerinin farkı olarak verilir.

$$\begin{aligned} E_{\text{şekil an}} &= \frac{1}{2} \mu_0 N_b M^2 - \frac{1}{2} \mu_0 N_a M^2 \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 (N_b - N_a) M^2 \end{aligned} \quad (2.74)$$

Burada  $N_a$  malzemenin kolay mıknatıslanma eksenine paralel ve  $N_b$  ise kolay mıknatıslanma eksenine dik anizotropi katsayılarıdır.

### Yüzey Anizotropisi

Kristal ve şekil anizotropilerinin dışında, ferromanyetik malzemelerin yüzeylerindeki azalan simetriye bağlı olarak meydana gelen yüzey anizotropisi gözlenir. Yüzeydeki bir spinin bir yanında komşu



bir spin varken diğerk yanında olmaması, yüzeydeki değış-tokuş enerjisinin tüm hacimdeki değış-tokuş enerjisinden farklı olmasına neden olur. Aynı zamanda yüzeydeki spinlerin yüzeye paralel veya dik olması da yüzey enerjisinde bir değışime sebep olur.

Diğerk bir anizotropi çeşidi de uygulanan dış manyetik alan ile mıknatıslanmasının yanı sıra boyutunda da azda olsa bir miktar değışime sebep olan manyetik büzülme ya da stres anizotropisidir. Manyetik büzülmenin detaylı olarak incelenmesi yararlı olacaktır.

## 2.8 Manyetik Büzülme

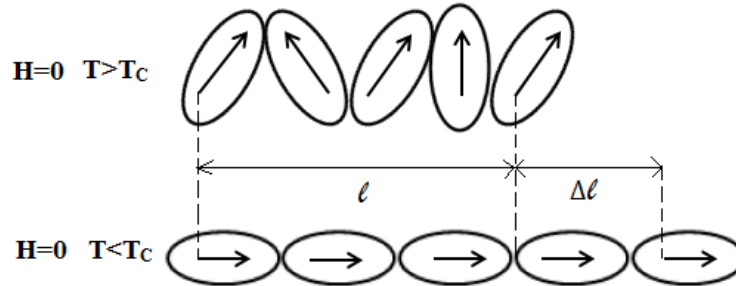
Manyetik büzülme, ferromanyetik bir malzemeye manyetik alan uygulanıp mıknatıslanması sağlandığında boyutlarının değışmesi olayıdır. Büzülme, ferromanyetik malzemedeki domainlerde momentlerin sıralanmasından dolayı kendiliğinden ortaya çıkabilir ya da dış manyetik alan uygulamasıyla oluşabilir.

Her iki durumda da  $\lambda$  ile gösterilen manyetik büzülme malzemenin boyutundaki değışim oranı olarak

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (2.75)$$

şeklinde tanımlanır.  $\lambda$ 'nın artı ya da eksi olması malzeme boyutundaki artış ya da azalış olarak yorumlanır.

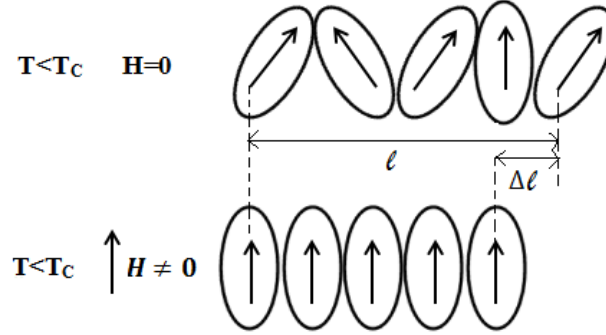
Curie sıcaklığının üzerindeki ferromanyetik bir malzeme soğutulurak Curie sıcaklığından düşük bir sıcaklığa ulaştırılırsa, yüksek sıcaklıkta tamamen rastgele yönelmiş olan manyetik momentler sıcaklığın düşürülmesiyle bir düzene girerler ve malzeme mıknatıslanır. Düzene giren malzemenin boyutu değışir. Bu olay kendiliğinden büzülmedir (Şekil II.15).



Şekil II.15: Kendiliğinden manyetik büzülme

Curie sıcaklığının altında düzensiz fazda olan bir ferromanyetik malzemeye dış manyetik alan uygulanmasıyla manyetik momentler alan yönünde düzene girerler ve malzeme mıknatıslanır. Bu

şekilde, mıknatıslanan malzemenin boyutunun değişmesini sağlayan ise alan etkisi ile büzülmedir (Şekil II.16).



Şekil II.16: Dış alan etkisi ile manyetik büzülme

Bir ferromanyetik malzemenin mıknatıslanmamış durumu ile doyum mıknatıslanması arasında hacim olarak önemli bir değişiklik olmaz. Malzemenin hacmi sabit kalıyorsa, boyundaki değişimi dengeleyecek bir değişim de eninde olmalıdır. Dolayısıyla boyuna manyetik büzülmenin yarısı kadar ve ters işaretli bir enine manyetik büzülme olacaktır.  $\lambda_t$  enine büzülme olmak üzere

$$\lambda_t = -\frac{\lambda}{2} \quad (2.76)$$

olması beklenir.

## 2.9 Stoner-Wohlfarth Modeli

### 2.9.1 Giriş

Stoner ve Wohlfarth tarafından geliştirilen model, tek domainden oluşan ferromanyetik parçacıkların uygulanan bir dış manyetik alan ile birlikte kolay eksen yönünde dönmesini anizotropiye bağlı olarak incelemektedir (Stoner ve Wohlfarth 1948).

Modelde, domainler arasındaki değiş-tokuş etkileşimi, çevre ve ısı etkisi, basınç, kristal yapısı, parçacığın şekli gibi pinning etkileri ihmal edilir. Her bir Stoner-Wohlfarth parçacığının tek olduğu ve homojen bir biçimde mıknatıslandığı ideal bir sistem göz önüne alınır.

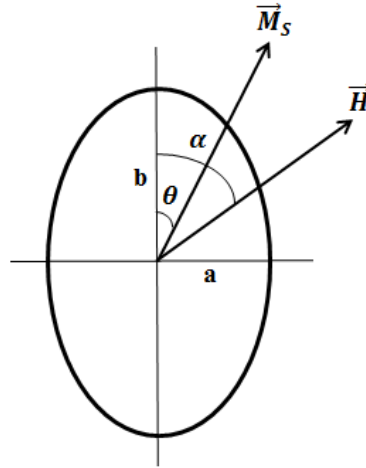
Stoner-Wohlfarth modeli anizotropi etkisini açık bir şekilde ortaya koyup malzemedeki mıknatıslanma için tersinir ve tersinmez süreçlerin her ikisinin de gözleme imkanını vermekle birlikte,

bahsedilen etkileşimleri ihmal etmesi açısından bir çok ferromanyetik malzemenin manyetik özelliklerini incelemede yetersiz kalmaktadır.

Bu yetersizliği gidermek amacıyla Jiles ve Anderson'ın pinning etkileri üzerine (Jiles ve Ather-ton 1986) ve Mayergoyz'nin Pierson modeli adını verdiği domain duvarı hareketi üzerine (Mayergoyz 1988) yapmış olduğu çalışmalarda ihmal edilen etkileşmeler modele dahil edilmektedir. Fakat iki boyutlu sistemler üzerine kurulan bu teoriler Stoner Wohlfarth'ın üç boyutlu yapısına her koşulda uymamaktadır.

## 2.9.2 Stoner-Wohlfarth Teorisi

Stoner-Wohlfarth Teorisini irdelemek için domain duvarı oluşturamayıp tek domainli kalabilecek kritik boyuta sahip bir parçacık ele alınır. Şekil, manyetokristal ve stres (büzülme) gibi tüm anizotropi türlerini içerdiğinden uzun eksenini  $b$  kısa eksenini  $a$  olan bir yayık küre teorisine uygun bir malzemedir (Şekil II.17).



Şekil II.17: Tek domainli bir yayık küre

Malzemenin doyum mıknatıslanması  $\vec{M}_s$ ,  $b$  kolay eksenini ile  $\theta$  açısı yapar ve kolay eksen ile  $\alpha$  açısı yapan bir  $\vec{H}$  dış manyetik alanı uygulanır. Malzemeyi oluşturan manyetik momentler minimum enerji tercihi sebebi ile her yöne yönelebilirler. Uygulanan manyetik alanın  $\vec{H}$  malzemenin  $\vec{M}_s$  mıknatıslanma vektörünü kolay eksenden ayırması, vektörü kolay eksene geri çağırması için anizotropiden kaynaklanan demanyetizasyon alanını üretmesini sağlar. Parçacığın ürettiği demanyetizasyon alanı ile parçacığa uygulanan manyetik alanın birbirini dengelemesi minimum enerji durumudur ve parçacığın tercihi budur.

Parçacık üzerinde değiş-tokuş, dipol-dipol vb gibi herhangi bir etkileşim yoktur sadece de-

manyetizasyona sebep olan anizotropi enerjisi ve uygulanan dış manyetik alandan kaynaklanan potansiyel enerjisi (Zeeman enerjisi olarak da bilinir) vardır (Tannous ve Gieraltowski 2008).

$K_u$  anizotropi sabiti olmak üzere (Şekil II.17)'de verilen parçacık için anizotropi enerjisi (2.71)'den yararlanılarak

$$E_{an} = K_u \sin^2 \theta \quad (2.77)$$

şeklinde yazılabilir.

Uygulanan dış manyetik alan  $\vec{H}$ 'dan kaynaklanan potansiyel enerji

$$E_p = -HM_s \cos(\alpha - \theta) \quad (2.78)$$

olacaktır ve toplam enerji

$$\begin{aligned} E &= E_{an} + E_p \\ &= K_u \sin^2 \theta - HM_s \cos(\alpha - \theta) \end{aligned} \quad (2.79)$$

şeklinde iki enerjinin toplamıdır.

$\vec{M}_s$  mıknatıslanmasının denge durumu olarak bilinen enerjinin  $\theta$  değişkenine göre minimum olmasıdır.

$$\begin{aligned} \frac{dE}{d\theta} &= 0 \\ &= 2K_u \sin \theta \cos \theta - HM_s \sin(\alpha - \theta) = 0 \end{aligned} \quad (2.80)$$

Dış manyetik alan  $\vec{H}$  yönünde mıknatıslanma  $M$  ise

$$M = M_s \cos(\alpha - \theta) \quad (2.81)$$

olur.

(2.80) ve (2.81) eşitliklerini dış manyetik alanın uygulanma yönüne ( $\alpha$ 'ya) göre inceleyelim.

- $\alpha = 90^\circ$   $\vec{H}$  manyetik alanı kolay eksene dik ise (Şekil II.18-a);

(2.80) ve (2.81) eşitlikleri

$$2K_u \sin \theta \cos \theta - HM_s = 0 \quad (2.82)$$

$$M = M_s \sin \theta \quad (2.83)$$

şekline dönüşür.  $\sin \theta = M/M_s$  (2.82)'de yerine yazılırsa

$$2K_u \frac{M}{M_s} = HM_s \quad (2.84)$$

elde edilir.

Normalize edilmiş mıknatıslanma  $m \equiv M/M_s$  tanımlanır

$$2K_u m = HM_s$$

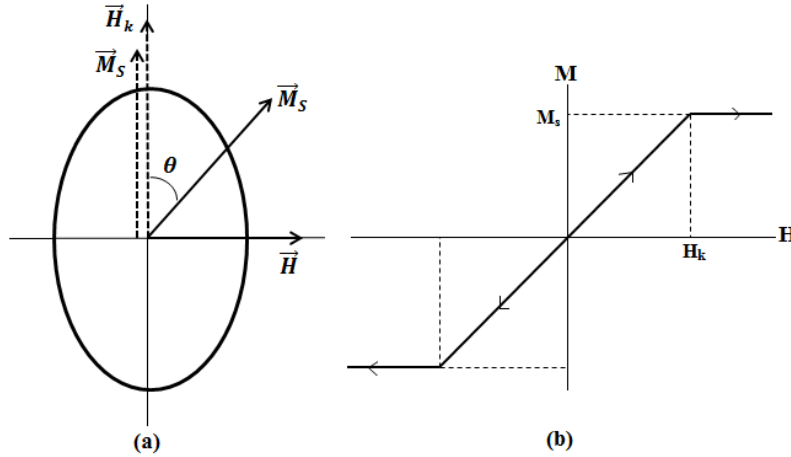
$$m = H \frac{M_s}{2K_u} \quad (2.85)$$

şeklinde normalize mıknatıslanmanın uygulanan manyetik alan ile doğrusal ilişkisini veren eşitlik elde edilir. Bu doğrusal ilişki sebebiyle (2.85) ile verilen mıknatıslanmanın H alanına bağlı grafiği çizilirse histeresis gözlenmeyecektir (Şekil II.18-b).

Normalize edilmiş mıknatıslanmanın doyum durumunda 1'e eşit olması beklenir ( $M = M_s$ ,  $m = 1$ ). Bu durumda (2.85) ifadesinin sağ tarafı için  $H/H_k = 1 = m$  yapacak normalize edilmiş bir alan da söz konusudur.  $H/H_k \equiv h$  şeklinde tanımlanan bu alan  $H_k = 2K_u/M_s$  değerinde normalize edilmiştir.

$$h = H/H_k = \frac{H}{2K_u/M_s} \quad (2.86)$$

Dolayısıyla (2.85) ve (2.86) tanımlamalarıyla  $\alpha = 90^\circ$  için  $m = h$  'dır.



Şekil II.18:  $\alpha = 90^\circ$  için yayık küre ve histeresis eğrisi

$\alpha$  açısı her değeri alabilir. Normalize edilmiş alan ve mıknatıslanma tanımlamaları ile minimum enerji durumunu veren (2.80) ve alan yönündeki mıknatıslanmayı veren (2.81) eşitlikleri en genel

ifadeyle

$$\sin \theta \cos \theta - h \sin(\alpha - \theta) = 0 \quad (2.87)$$

$$m = \cos(\alpha - \theta) \quad (2.88)$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

•  $\alpha = 0^0$   $\vec{H}$  manyetik alanı kolay eksene paralel ise;  
 $\vec{H}$  manyetik alanı ve  $\vec{M}_s$  doyum mıknatıslanması b kolay eksenin pozitif yönünü ( $\alpha = 0, \theta = 0$ ) gösterebilir (Şekil II.18-a). Böyle bir domainde uygulanan manyetik alanın değeri sıfıra kadar düşürülsün ve daha sonra negatif yönde  $\alpha = 180^0$  olacak şekilde artırılınsın.  $\alpha = 180^0$  'de alan ile mıknatıslanma vektörleri birbirine antiparalel durumdadır. Bir süre  $\vec{M}_s$  mıknatıslanması üzerine hiç bir kuvvet etki etmez ve mıknatıslanma vektörü  $\theta = 0^0$  'de kalır.  $\vec{H}$  alanı negatif yönde artırılmaya devam ederse kritik bir değerde denge durumu bozulur ve  $\vec{M}_s$  mıknatıslanması ters dönerek  $\alpha = 180^0$  'de  $\vec{H}$  ile negatif yönde paralel olurlar. Denge durumunu bozan domainin enerjisinin artması ve bu enerjiyi minimum yapma tercihidir. Dolayısıyla  $\vec{M}_s$  mıknatıslanmasının ters dönmesini sağlayan manyetik alanın bu değerini bulmak için enerjinin minimum olma koşulu ile yazılan (2.87) eşitliğinin çözümü yeterli değildir. Aynı zamanda domainin enerjisinde bir de maksimum vardır. Dolayısıyla kararlı durum çözümü için bir de ikinci türeve bakılmalıdır.  $d^2E/d\theta^2 < 0$  kararlı durum,  $d^2E/d\theta^2 > 0$  kararlı durum minimumlarını verir (Atherton ve Beattie 1990).

Manyetik alanın kritik değeri için ise

$$dE/d\theta = 0 \quad \text{ve} \quad d^2E/d\theta^2 = 0 \quad (2.89)$$

koşulları birlikte kullanılmalıdır. (2.87)'den

$$d^2E/d\theta^2 = \cos^2 \theta - \sin^2 \theta + h \cos(\alpha - \theta) = 0 \quad (2.90)$$

yazılır. (2.87) ve (2.90)'ın birlikte kullanımı ile

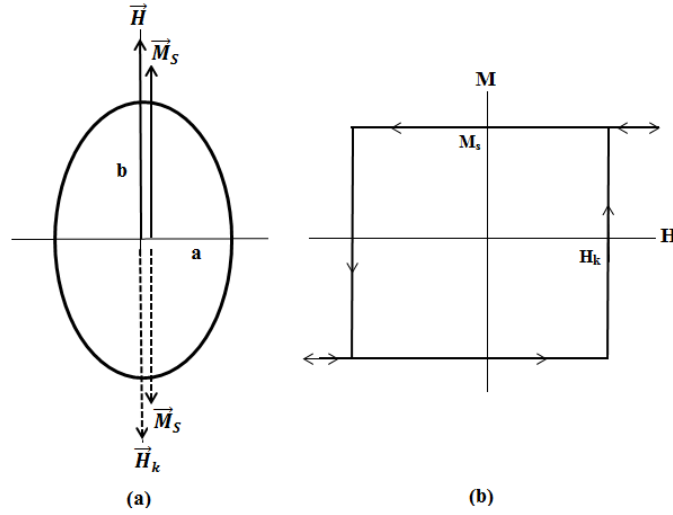
kritik açı

$$\tan^3 \theta_c = -\tan \alpha \quad (2.91)$$

ve kritik alan

$$h_c^2 = 1 - \frac{3}{4} \sin^2 2\theta_c \quad (2.92)$$

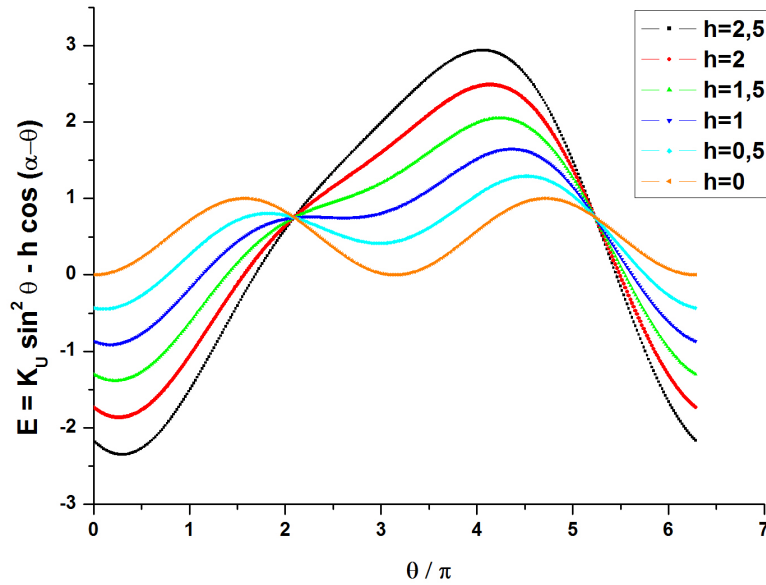
elde edilir.



Şekil II.19:  $\alpha = 0^0$  için yayık küre ve histeresis eğrisi

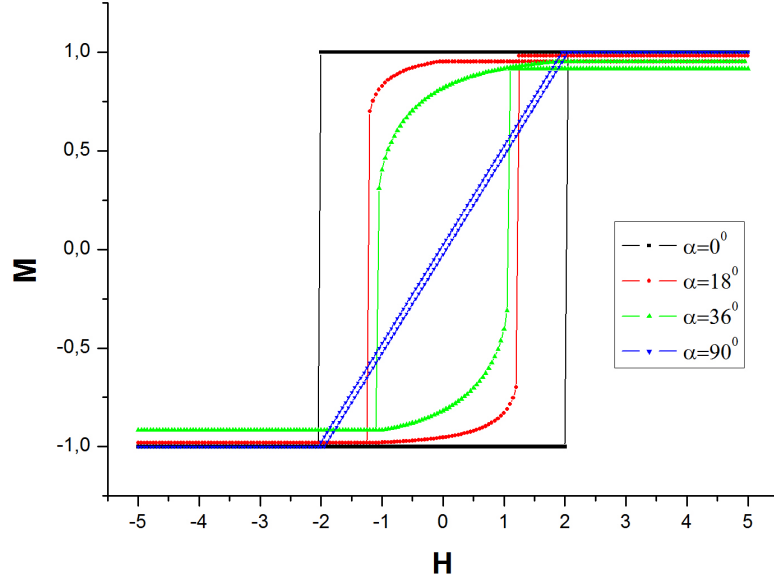
$\alpha = 180^0$ ,  $\theta_c = 0$  olduğunda  $h_c = 1$ ,  $H = H_k$ 'dir. Domainin mıknatıslanma eğrisi çizilirse histeresis görülür ve kare şeklindedir (Şekil 2.19-b).

Normalize alan  $h$ 'ın farklı değerleri için (2.79) ile verilen Stoner-Wohlfarth parçacığının toplam enerjisinin  $\theta$  açısına bağlı değişimi (Şekil II.20)'de verilmektedir. Grafiğin elde edilmesinde Mathematica programı ile enerjinin minimizasyonundan yararlanılmış ve ilgili program yazılımı EK 1 'de verilmiştir.



Şekil II.20: Normalize alanın farklı değerleri için enerjinin  $\theta$  'ya bağlı değişimini veren grafik

$\alpha$ 'nın farklı değerleri için parçacığın histeresis eğrileri (Şekil II.21)'de verilmektedir. Eğrilerin elde edilmesinde EK 2 'de verilen program kodu kullanılmıştır.



Şekil II.21: Stoner-Wohlfarth parçacığı için  $\alpha$ 'nın farklı değerlerinde histeresis eğrisi

(Şekil II.21)'de görülmektedir ki  $\alpha = 0^\circ$ 'da histeresis eğrisi kare şeklinde iken  $\alpha = 90^\circ$ 'de histeresis görülmektedir. Bu eğrilerden yararlanılarak  $\vec{M}_s$ 'nin ters dönmesini sağlayan kritik alan ile  $h_c$  değeri belirlenebilir (Cullity 1972, Wood 2009).



# BÖLÜM III

## MATERYAL VE YÖNTEM

### 3.1 Giriş

Tezimizde ferromanyetik sistemlerin manyetik özelliklerini veren histeresis eğrileri Monte Carlo Metodu kullanılarak elde edilecektir. Bu çalışmada, öncelikle ferromanyetik ince bir telin ferromanyetik ince bir filmle kaplanması ardından ferromanyetik ince bir filmin başka bir ince film ile kaplanması incelenecektir. Çalışmada kullanılacak sistem ferromanyetik ince filmlerden oluşmaktadır. Sistemdeki etkileşimler matematiksel olarak Mathematica programlama dili kullanılarak hesaplanacaktır.

Belirli bir sıcaklıktaki sistem için spinlerin yönelimi rastgele sayılar ile temsil edilecek, istatistiksel bir metod olan Monte Carlo Benzetim Yöntemi ile mıknatıslanması hesaplanarak manyetik özelliklerine bakılacaktır.

Bu bölümde ise, çalışmada kullanılan sistem ve hesaplama teknikleri hakkında önemli bazı bilgiler verilecektir.

### 3.2 Ferromanyetik İnce Film

Ferromanyetik ince filmlerle ilgili ilk çalışmalar 1884 yılında August Kundt (Kundt ve Wied 1884) tarafından yapılmıştır ve teknolojinin gelişimiyle birlikte özellikle 19. yüzyılın sonlarından itibaren yoğun bir çalışma alanı haline gelmiştir. Özellikle bilgisayar teknolojisinin gelişimiyle ihtiyaç duyulan ince filmler, hafif, az yer kaplayan, ucuz maliyet gerektiren ve bunlara ek olarak zengin manyetik özellik gösterdiğinden elektronik biliminde çokça tercih edilmektedir.

Ferromanyetik ince film yapıların günümüzde çok çeşitli kullanım alanları vardır. En önemli uygulama alanı manyetik bilgi kaydı ortamları, bu bilginin yazılması ve okunmasıdır. Ferromanyetik ince filmler asıl bu amaç için geliştirilmiştir ancak manyetometre, veri algılama, konum algılama, yarı iletken aletlerin yapımı gibi çok çeşitli alanlarda da kullanılmaktadır.

Manyetik ince filmler birçok metodla üretilebilirler. Buharlaştırma, döküm, püskürtme, kimyasal buharlaşma bu yöntemlerin başlıcalarıdır.

İnce bir katmandan oluşan bir yüzey üzerine sıfırdan başlanarak film kalınlığına ulaşana kadar herhangi bir ince film kaplama yöntemiyle büyütülür. Bu şekilde ferromanyetik ince bir film elde edilir.

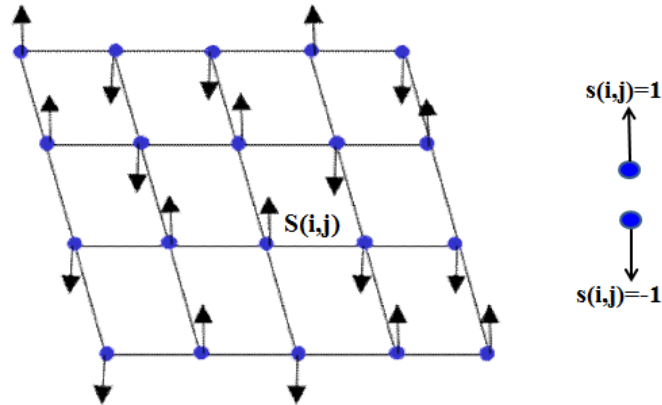
### 3.3 Monte Carlo Benzetim Yöntemi

İstatistik fizikte pek çok problemin çözümü fiziksel sistemlerin benzerlerini oluşturan bilgisayarlarla yapılmaktadır. Benzetim, bir sistemdeki neden-sonuç ilişkilerini bilgisayara taşıyarak değişik koşullar altında gerçek sisteme ait davranışların bilgisayar modelinde izlenmesini sağlayan bir modelleme tekniğidir (Murphy ve Perera. 2002).

Teorik bir modele yaklaşık bir çözüm bulunmasında, denklemleri olan ama çözümü olmayan modellerin çözülmesinde, teorik modellerin test edilmesi, geliştirilmesi ve deney sonuçlarıyla karşılaştırılmasında bilgisayar benzetimleri kullanılabilir.

Benzetimlenecek sistemin özelliğine bağlı olarak başlıca iki tip benzetim yöntemi vardır. Biri zaman boyutunu içermeyecek şekilde kurulan Monte Carlo Statik Benzetim modeli ve diğeri zaman değişimi ile etkileşimi olan Dinamik Benzetim modelidir (Winston 1991).

Bu tez çalışmasında, incelenen manyetik sistemlerin mıknatıslanma süreçlerini ortaya koyacak benzetim modelinde Monte Carlo Benzetim yöntemi kullanılmıştır (Metropolis ve Ulam 1949, Metropolis ve ark 1953).



Şekil III.1: İki boyutlu ferromanyetik bir sistem

Benzetimlemek amacıyla (Şekil III.1)'de gösterilen iki boyutlu ferromanyetik bir sistem ele alınsın. Monte Carlo Metodu spin sisteminin enerji değişimini benzetimlemek için nümerik bir yaklaşım kullanır.

Sistemdeki  $(i,j)$ . spin yukarı ve aşağı olmak üzere iki mümkün durumdan yalnız birine sahip olsun. Gerçekte değerleri  $\pm 1/2$  olmakla birlikte genellikle yukarı durumlar için  $S(i,j) = 1$  ve aşağı durumlar için  $S(i,j) = -1$  olarak alınsın.

Spinlerin her biri en yakın komşularıyla etkileşir (değiş-tokuş etkileşimi) ve bu etkileşimin

enerjisi

$$E = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (3.1)$$

ile verilir. En yakın komşular dışındaki spinlerle etkileşim enerjileri önemsenmeyecek kadar azdır, dolayısıyla sadece en yakın komşu etkileşimleri hesaba katılır.

Dışarıdan uygulanan manyetik alan altında ve sistem için değiş-tokuş dışında herhangi bir etkileşim olmadığında sistemin toplam enerjisi (3.1) ile verilir (Eilon ve ark. 1997).

Dış manyetik alan olmasa bile, spinler arasındaki etkileşmeler ferromanyetik düzeni oluşturmaya yeterlidir. Tüm spinler birbirine paralel iken, sistemin enerjisi minimum olur. Böyle bir durumda sıcaklık değişiminin spin düzeni üzerindeki etkisi de dikkate alınmalıdır. Zira sıcaklık artışı kendiliğinden mıknatıslanmaya yol açan değiş-tokuş etkileşimine karşı koyarak sistemi düzensizliğe itmektir.

Sistemin bir  $T$  sıcaklığında dengede olduğu kabul edilsin. Sıcaklığın değişmesi spin dizilimini de değiştireceğinden sistem farklı bir duruma geçer. Her bir değişim sistemin farklı bir durumuna yol açar.

Sistem genelde toplam enerjisi minimum yapan bir denge konumunda bulunmayı tercih eder. Fakat enerjisi artıracak bazı spin dizilimlerinde de bulunabilir. Tüm bu durumların gerçekleşme olasılıkları Boltzman dağılımıyla verilir (Laosiritaworn 2009).

$$P_\alpha = \frac{e^{-E_\alpha/k_B T}}{\sum_i e^{-E_\alpha/k_B T}} \quad (3.2)$$

Burada  $E_\alpha$  sistemin  $\alpha$  durumundaki enerjisi,  $k_B$  Boltzman sabiti ve  $P_\alpha$  sistemin  $\alpha$  durumunda bulunma olasılığıdır.

Çalışmadaki amaç mıknatıslanma süreçlerini benzetimlemektir. Dolayısıyla  $N$  spinden oluşan sistem için mıknatıslanma tüm spinlerin toplamı olarak yazılabilir (Binder ve Heerman 2002).

$$\vec{M} = \frac{1}{N} \sum_i \vec{S}_i \quad (3.3)$$

İfadenin  $N$  spin sayısına bölünmesi, mıknatıslanmanın doyum değeri olan  $I$  ve  $-I$ 'e normalize edilmesi demektir.

Tanımlanan sistem için verilen mıknatıslanma ve enerji değerleri sistemi oluşturan spinlerin başlangıç dizilimleri olsun. Monte Carlo döngüsü için öncelikle spinlerden herhangi biri seçilip alt üst edilir. Spinin alt üst edilmeden önceki enerjisi  $E_1$  ve alt üst edildikten sonra komşularıyla olan etkileşim enerjisi  $E_2$  olsun.  $\Delta E = E_2 - E_1$  enerji değişimi hesaplanır.

Sistem genelde daha düşük enerjili durumlara geçmek isteyecektir. Dolayısıyla daha kararlı bir durum olan  $E_2 < E_1$ ,  $\Delta E < 0$  ise spin yön değiştirir, ters döner. Ancak eğer  $\Delta E > 0$  ise farklı ihtimaller söz konusudur. Bunun için  $[0 - 1]$  aralığında rastgele (gelişigüzel) sayılar üretilir ve her bir sayı  $P = e^{-\Delta E/k_B T}$  olasılığı ile karşılaştırılır. Spinin ters dönme enerjisinde bulunma olasılığını veren  $P = e^{-\Delta E/k_B T}$ , rastgele sayıdan büyükse spin ters döner, değilse dönmez ve eski durumuyla işleme devam edilir. Tüm spinler için bu işlem yapıldığında Monte Carlo döngüsü tamamlanmış olur. Döngü defalarca tekrarlanır, her defasında spinlerin çevresiyle etkileşmesi sorgulanır ve  $\vec{M}$  mıknatıslanması hesaplanır.

Standart Monte Carlo'da her defasında hesaplanan  $\vec{M}$  değerleri toplanır ve benzetim bittiğinde elde edilen değerler döngü sayısına ve sistemdeki toplam spin sayısına bölünerek ortalaması alınır. Ancak biz bu tez çalışmasında standart Monte Carlo yönteminden farklı olarak ürettiğimiz rastgele sayıların 0.5 civarında olmasını tercih ettik. Bu sayede belirli bir döngüyü çok sayıda hesaplayarak ortalama alma zorunluluğunun getireceği zaman kaybını önlemiş olduk.

Bir spinin ters dönme olasılığını veren  $P$  Boltzman dağılımı (3.2) matematiksel ifadesinde  $T$  sıcaklığını içerir. Bu da spin etkileşiminin sıcaklığa bağlılığını gösterir. Düşük sıcaklıklarda ferromanyetik düzene karşı bir durum yokken yüksek sıcaklıklarda  $P$  olasılığı bire yakın olacağı için spin ters dönerek daha yüksek enerjili duruma geçmiş olur. Bu ise sistemi düzensizliğe iter ve bu bir paramanyetik durumdur (Altevogt ve Linke 1993).

Bu tez çalışmasında ilgili sistem için toplam enerji hesaplanacak ve yukarıda adımları verilen Monte Carlo döngüsü ile sistem benzetimlenecek ve manyetik özelliklerini veren histeresis eğrileri elde edilecektir.

# BÖLÜM IV

## ARAŞTIRMA BULGULARI

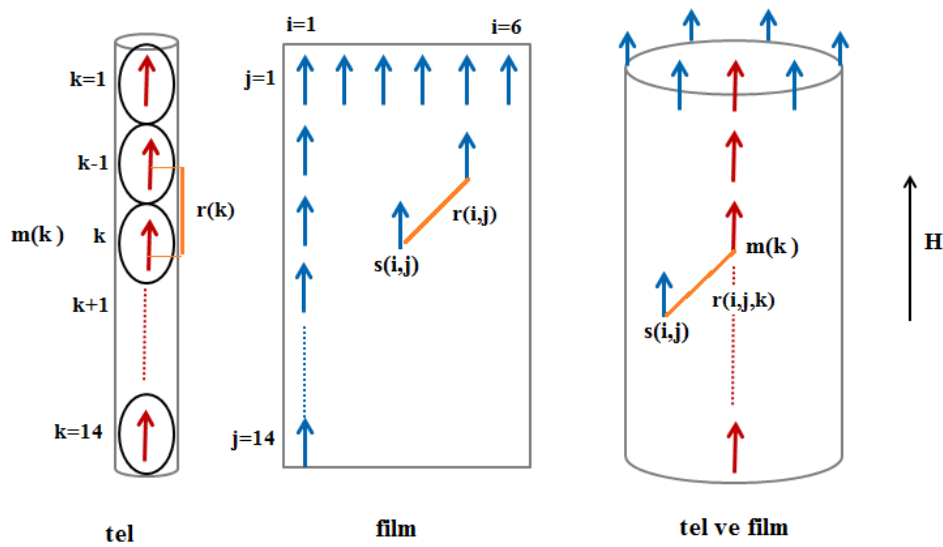
Bu bölümde iki farklı sistem Monte Carlo Yöntemi ile benzetimlenerek manyetik özellikleri incelenecek ve manyetik histeresis eğrileri elde edilecektir. Sistemlerden biri ferromanyetik ince bir telin ferromanyetik ince bir film ile kaplanması ve diğeri ferromanyetik ince bir filmin farklı bir ince filmle kaplanmasıdır.

### 4.1 Ferromanyetik İnce Bir Telin Ferromanyetik İnce Bir Filmle Kaplanması

Bu bölümde Monte Carlo Benzetim Yönteminden bahseden bölüm 3.3 'de incelenen sisteme benzer olarak ince bir tel ve etrafına ince filmin kaplanmasıyla oluşan bir ferromanyetik bir sisteme uygulanan sabit (DC) manyetik alanın sistemdeki manyetik momentlere etkisi incelenecektir.

#### 4.1.1 Sistem ve Enerji Hesabı

İncelenecek sistem ferromanyetik bir tel ve etrafına kaplanan ferromanyetik ince bir filmden oluşmaktadır. Ferromanyetik tel, domain duvarı oluşturmak için yeterli enerjiye sahip olmayan 14 tane tekil domainin düşey doğrultuda diziliminden oluşsun. Telin etrafına kaplanacak ferromanyetik ince film ise benzer şekilde  $6 \times 14$  boyutlarına sahip olacak şekilde tekil domainlerden oluşsun.



Şekil IV.1: Tel ve etrafına kaplanan ince filmten oluşan ferromanyetik bir sistem

(Şekil IV.I) ile tanımlanan bir sistem istatistik fizikte kanonik topluluk olarak ele alınır. Nicel bir inceleme açısından boyutlar keyfi olarak alınmış olup farklı tür domainlerin mıknatıslanmaları arasındaki olası ilişkiler incelenmiştir.

Kaplama sonucu oluşan sistem (tel ve etrafındaki film) şekil olarak incelenirse biri diğerine göre daha uzun olan iki eksene sahiptir. Şekil anizotropisi gereği sistemi uzun ekseni boyunca mıknatıslamak daha kolaydır. Daha az enerji gerektirir ki bu her zaman tercih edilir bir durumdur. Dolayısıyla manyetik alanın simetri eksenine paralel olarak uygulandığı kurgulanmıştır. Alan, şekil anizotropisi gereği manyetik momentleri kendine paralel olacak şekilde döndürmelidir.

Teli ve filmi oluşturan tekil domainlerin manyetik dipol moment büyüklüklerini sırasıyla  $m$  ve  $s$  ile göstereceğiz.

Hesaplamalar için sistemin, ferromanyetik-paramanyetik faz geçişi sıcaklığının altındaki bir  $T$  sıcaklığında olduğu varsayılmıştır ( $T < T_C$ ).

Sisteme dışarıdan manyetik alan uygulanmadığında ( $H=0$ ), sistemde bir değişiklik gözlenmeyecektir. Normalde ferromanyetizmanın değiş-tokuş etkileşmesi özelliği gereği domainlerden oluşan sistemde aynı domain içindeki tüm manyetik momentler birbiri ile aynı yönde yönelmeliydi. Dış manyetik alan uygulanmadığı sürece sistem farklı yönlerde yönelen domainlerden oluşacak, alan uygulandığında ise tüm domainler aynı yönde yönelecek ve sistem mıknatıslanacaktı. Ancak bizim sistemimiz tekil domainlerin oluşturduğu ince bir tel olduğundan dolayı şekil anizotropisine sahiptir ve domainlerin tercih edebileceği çok fazla yönelim yoktur. Domainler, telin simetri eksenine boyunca ya aşağı ya da yukarı yönde dizilebilirler. Birbirinden farklı yönelime sahip domainlerden söz edilemeyeceğinden dolayı alan yokken sistemimizde belirli bir değişiklik gözlenmeyecektir.

Sabit bir  $T$  sıcaklığında tutulan, manyetik momentlerin sadece aşağı ve yukarı olmak üzere iki şekilde yönelebildiği ferromanyetik sisteme uzun (kolay) eksenine paralel bir  $H$  dış manyetik alanı uygulanarak sistemin buna tepkisi ve mıknatıslanma süreci incelenir.

Dış manyetik alan uygulandığında tel ile filmin manyetik momentleri  $s$  ve  $m$  dış alana paralel sıralanır ve sistem mıknatıslanır. Mıknatıslanmayı inceleyebilmek için öncelikle sistemin enerjisine bakılmalıdır.

Sistemdeki manyetik momentlerin dış manyetik alan ile etkileşimi  $E_H = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$  ile verilen Zeeman enerjisi olarak gözlenir. Sistemdeki manyetik momentler arasında ayrıca manyetostatik bir etkileşme olan dipol-dipol etkileşimi söz konusudur ve bu etkileşim,  $i$ . domainin manyetik momenti  $m_i$  ve  $i$ . ve  $j$ . domainler arasındaki uzaklık  $r_{ij}$  olmak üzere

$$E_{dip} = \sum_j \frac{\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j r_{ij}^2 - 3(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \quad (4.1)$$

eşitliği ile verilir (Jackson 1997, Roberts ve Orr 1938). Zeeman ve dipol-dipol etkileşimlerine ek

olarak sistemde bir de manyetik momentler arasındaki değiş tokuş etkileşimi ( $E_{ex} = -J \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$ ) söz konusudur. Toplam enerji bu üç etkileşim ile

$$E = E_H + E_{dip} + E_{ex} \quad (4.2)$$

şeklinde yazılabilir. Ancak söz konusu sistem için yapılan hesaplar sonucu kısa erimli olan değiş tokuş enerjisinin dipol-dipol ve Zeeman enerjilerine kıyasla toplam enerjiye çok az katkı getirdiği görölmüşür ve ihmal edilmiştir. Dolayısıyla toplam enerji

$$E = E_H + E_{dip} \quad (4.3)$$

dipol-dipol ve Zeeman enerjilerinin toplamı olacaktır.

Sistemdeki her bir manyetik moment diğer manyetik momentlerle etkileşmekte ve dış manyetik alandan etkilenmektedir.  $i$  indisli herhangi bir domainin toplam enerjisi bu iki etkileşim ile aşağıdaki gibi belirlenir.

$$E_i = \sum_j \frac{\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j r_{ij}^2 - 3(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \vec{H} \cdot \vec{m}_i \quad (4.4)$$

$\vec{m}_i$   $i$ . domainin manyetik moment, toplam altındaki  $j$  indisi sistemdeki diğer tüm manyetik momentleri ve  $r_{ij}$  etkileşimde bulunacak iki manyetik moment arasındaki uzaklığı temsil eder.

$i$  indisli domainin  $E_i$  enerjisine sahip olma olasılığı Boltzman dağılımına göre,

$$P(E_i) = \frac{e^{-E_i/T}}{e^{-E_i/T} + e^{E_i/T}} \quad (4.5)$$

olarak alınmıştır.  $E_i$ ,  $i$  indisli domainin toplam enerjisi olmak üzere sistem için iki durum söz konusudur. Spinlerin yukarı ya da aşağı yönde olması. Sistem enerjisini minimum yapan durumda bulunma eğilimindedir. Minimum enerji durumunda bulunma olasılığı, minimum durumun tüm durumlara oranı olarak (4.5) ile verilir.

(3.3) ile verilen mıknatıslanma ise tel için, kaplama için ve toplam sistem için ayrı ayrı hesaplanmıştır.

Tel ve kaplama için

$$\begin{aligned} \vec{M}_{tel} &= \sum_{k=1}^a \frac{\vec{m}(k)}{a} \\ \vec{M}_{film} &= \sum_{i=1}^b \sum_{j=1}^c \frac{\vec{s}(i,j)}{bc} \end{aligned} \quad (4.6)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $\vec{m}(k)$  telin,  $\vec{s}(i,j)$  filmin manyetik dipol moment vektörleri ve  $a = 14$  teli oluşturan,  $b = 6$  ile  $c = 14$  ise filmi oluşturan tekil domain sayılarıdır. Mıknatıslanma bu

sayılara bölünerek normalize edilmiştir.

Toplam mıknatıslanma

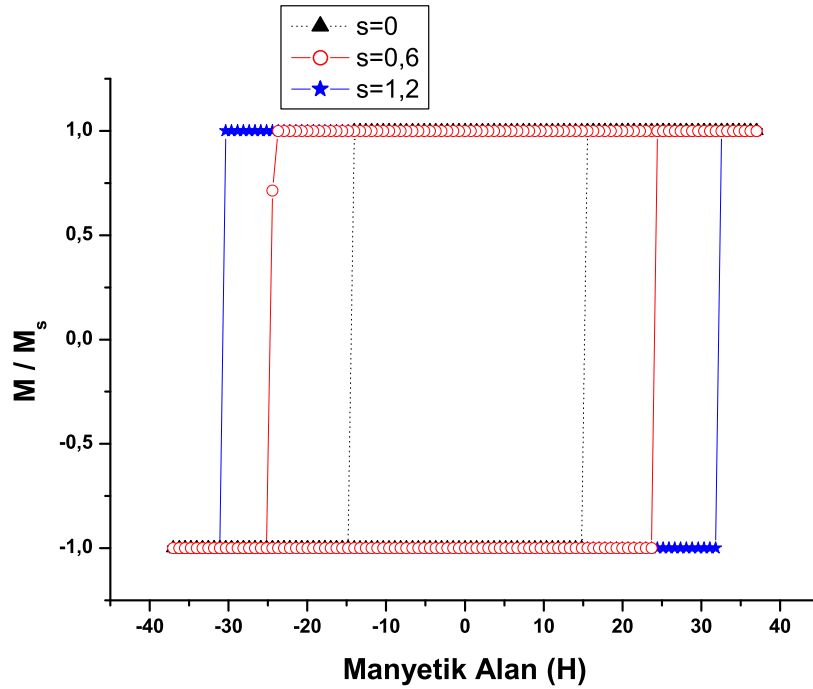
$$\vec{M} = \vec{M}_{tel} + \vec{M}_{film} \quad (4.7)$$

iki mıknatıslanmanın toplamı olarak yazılabilir.

Bu veriler ile Monte Carlo döngüsü gerçekleştirilir ve sistemin mıknatıslanması incelenir.

#### 4.1.2 Histeresis Eğrileri

Tel ve etrafına kaplanan ince filmde oluşan sistem benzetimlenerek (4.5) ile verilen mıknatıslanmanın uygulanan dış manyetik alan  $H'$  a bağlı değişim grafikleri çizilmiş, histeresis eğrileri elde edilmiştir.



Şekil IV.2: Ferromanyetik telin histeresis eğrileri

(Şekil IV.2) 'de bileşik sistemin hysteresis döngülerine sadece telden gelen katkı filmin manyetik dipol moment büyüklüklerinin üç farklı değeri için görülmektedir. Artan manyetik alan ile mıknatıslanma, değeri 1 olan pozitif doyum değerine ulaşarak tüm manyetik momentler alana paralel dizilmiştir. Mıknatıslanması doyum değerine ulaşan telde manyetik alanın bu noktada daha fazla artırılması bir değişikliğe sebep olmaz çünkü tüm momentler alana paralel olan en ideal durumdadır. Ancak manyetik alan azaltılırsa belli bir değerinden sonra momentler ters dönmeye başlar ve mıknatıslanma ters yönde artırılan alan ile/ negatif doyum değeri olan -1 'e ulaşır, bu değerden sonra alanın azaltılması negatif doyum değerinde bir değişikliğe sebep olmaz. Eksene paralel

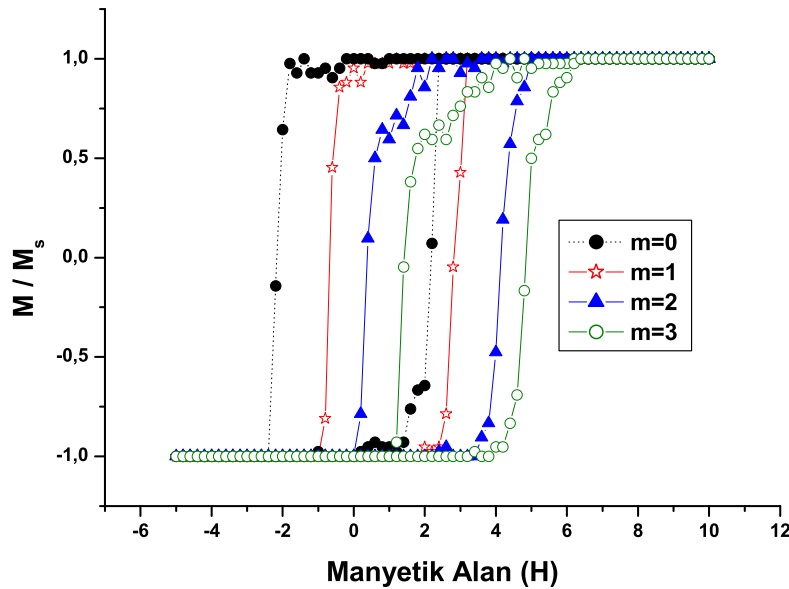


anizotropinin bir sonucu olan çifte kararlılık (bistability) nedeni ile sıfır alanda bile doyum mıknatıslanması görülmektedir.

$s = 0$ , telin kaplanmadığı duruma karşılık gelir. Kaplama yokken telde sadece Zeeman etkileşimi ve telin kendi manyetik momentleri arasındaki dipol-dipol etkileşimi söz konusudur (değiş-tokuş etkileşmesi ihmal edilmiştir).

Ayrıca grafikte telin etrafına kaplanmış bir film varken ve filmin manyetik moment büyüklüğünün telin manyetik moment büyüklüğüne oranı 0,6 ve 1,2 şeklinde artıyor iken telin histeresis eğrileri görülmektedir. Kaplamadan sonra filmi oluşturan momentlerin yarattığı manyetik alan da telin toplam manyetik enerjisini ve yönelimlerini etkilemektedir. Telin koersivitesinin artan manyetik moment büyüklüğü ile arttığı görülmüştür. Bunun sebebi ise filmin demanyetizasyon alanının artışıdır. Doyum mıknatıslanmasından sonra ters yönde uygulanan manyetik alan, filmin manyetik momentlerinin de bu yönde dönmesine ve bahsedilen demanyetizasyon alanını üretmesine sebep olur. Demanyetizasyon alanı etkisi ile sistemdeki tüm manyetik momentlerin ters alan yönünde yönelmesi, sistemi ters doyum değerine ulaştırır. Dış alana karşı koyan demanyetizasyon alanının varlığı ise koersiviteyi artırmaktadır. Histeresis eğrilerinden de gözlemlendiği gibi  $s$  değeri arttıkça telin koersivitesi artmaktadır (Kamer ve Erdogan 2007).

Dikdörtgen histeresis eğrileri ideal bir sert ferromanyetin sahip olması beklenen eğrilerdir. Filmin manyetik moment büyüklüğü arttıkça malzemenin sertliğini belirleyen histeresis eğrisinin alanı dolayısıyla malzemenin koersivitesi artmakta ve oluşan sistem daha sert bir ferromanyetik özelliğe sahip olmaktadır.

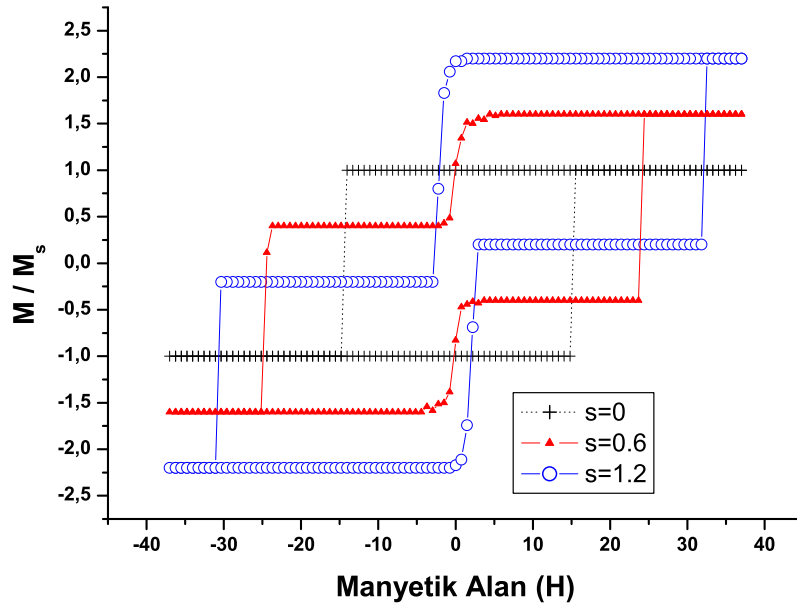


Şekil IV.3: Ferromanyetik filmin histeresis eğrileri

Birleşik sistemin manyetik histeresis döngülerine sadece filmden gelen katkı, teli oluşturan tekil domainlerin manyetik moment büyüklükleri  $m$ 'nin artan değerlerine karşılık (Şekil IV.3)'deki gibi değişmektedir.

$m = 0$  kaplama içinde telin olmadığı duruma karşılık gelir. Tel kaplandığında ( $m \neq 0$ ), telin manyetik moment büyüklüğü arttıkça dipol-dipol etkileşiminden gelen katkı artacaktır. Her iki malzemenin demanyetizasyon alanından dolayı ideal yapıdaki sert ferromanyet bu özelliği kaybedecek, histeresis eğrisinde kaymalar gözlenecektir. Koersiviteye bakıldığında telin artan manyetik moment büyüklüğü ile simetrisinin bozulduğu gözlenmektedir.

Tel ve filmde oluşan bileşik bir sistemin manyetik histeresis eğrileri (Şekil IV.4)'te görülmektedir.



Şekil IV.4: Ferromanyetik tel ve filmde oluşan sistemin histeresis eğrileri

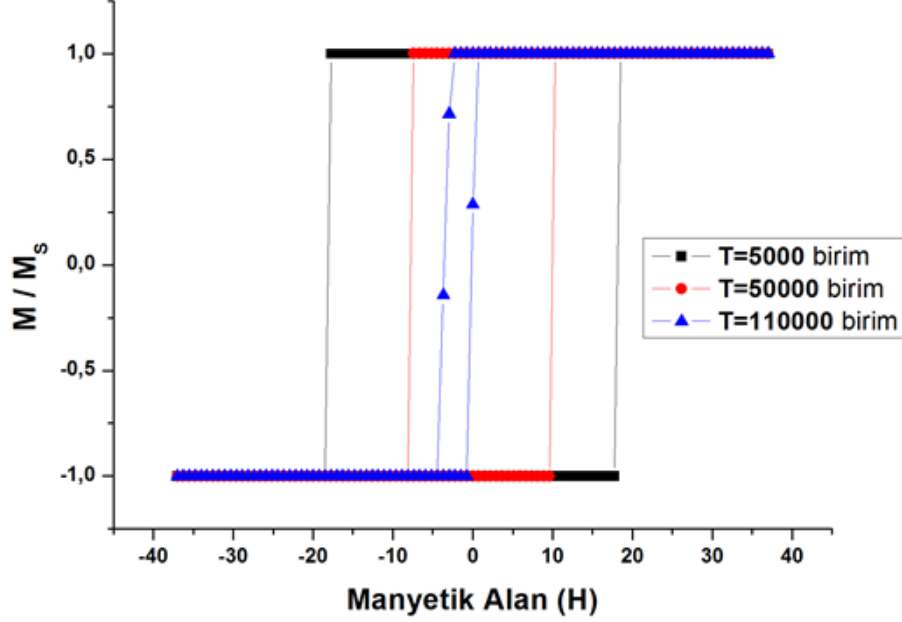
Filmin manyetik moment büyüklüğü  $s = 0, 6$  ve  $1, 2$  şeklinde artırıldığında gözlenen histeresis ne telin ne de filmdeki ile benzerdir. Kapsama sonucu oluşan yeni sistemin manyetik özellikleri bileşenlerinin özelliklerinden her açıdan farklıdır.

Uygulanan manyetik alan sıfır değerinde iken sistem kendi içindeki ferromanyetik etkileşimler sebebiyle belirli bir denge durumundadır ve bir mıknatıslanma değeri söz konusudur. Alanın değeri artırıldığında belirli bir değere kadar bir değişiklik gözlenmezken bu değer üzerinde yeni bir denge durumu söz konusudur.

Artan manyetik moment büyüklüğü ile tele uygulanan demanyetizasyon etkisi artmakta ve sistemin koersivitesinde beklendiği gibi artış görülmektedir.

### Sıcaklık Etkisi:

Ferromanyetik telin mıknatıslanma süreci incelenirken manyetik alan ve dipol moment büyüklüğünün yanı sıra sıcaklık da değişken olarak ele alınabilir. Kaplama yokken ve telin manyetik moment büyüklüğü  $m = 1$  iken, farklı sıcaklık değerlerine karşılık telin histeresis eğrileri (Şekil IV.5) ile verilmektedir.



Şekil IV.5: Ferromanyetik telin farklı sıcaklık değerleri için histeresis eğrileri

Sıcaklığın artmasıyla telin histeresis eğrisinin alanı daralmakta, koersivitesi azalmaktadır. Sıcaklığın en düşük değerinde tel, ideal sert bir ferromanyet özelliği gösterirken sıcaklık artışıyla ideal yapısı bozulmakta, mıknatıslanması pozitif ve negatif doyum değerlerin yanı sıra ara değerlerde de bulunabilen yumuşak ferromanyet özelliği göstermektedir.

Dış manyetik alanın, manyetik momentleri düzenli dizilime zorlama etkisine karşı sıcaklık momentlerin düzensizliğine sebep olacaktır. Belirli bir paramanyetik-ferromanyetik faz geçiş sıcaklığının üzerinde ise sıcaklığın yaratacağı düzensizlik manyetik alanın teli mıknatıslamasına yetmeyecek ve tel düzenli ferromanyetik yapısını kaybederek düzensiz paramanyetik faza geçecektir. İncelenen tel için (Şekil IV.5)'te histeresisi verilen en büyük sıcaklık değerinin faz geçiş sıcaklığına yakın bir değer olduğu görülmüştür. Bu sıcaklık değerinden sonra histeresis gözlenmemektedir.

Uygun manyetik moment büyüklüğü, uygun manyetik alan, uygun sıcaklık gibi seçimler ile, belirlenen amaca uygun manyetik özellikteki sistemler tasarlanabilir.

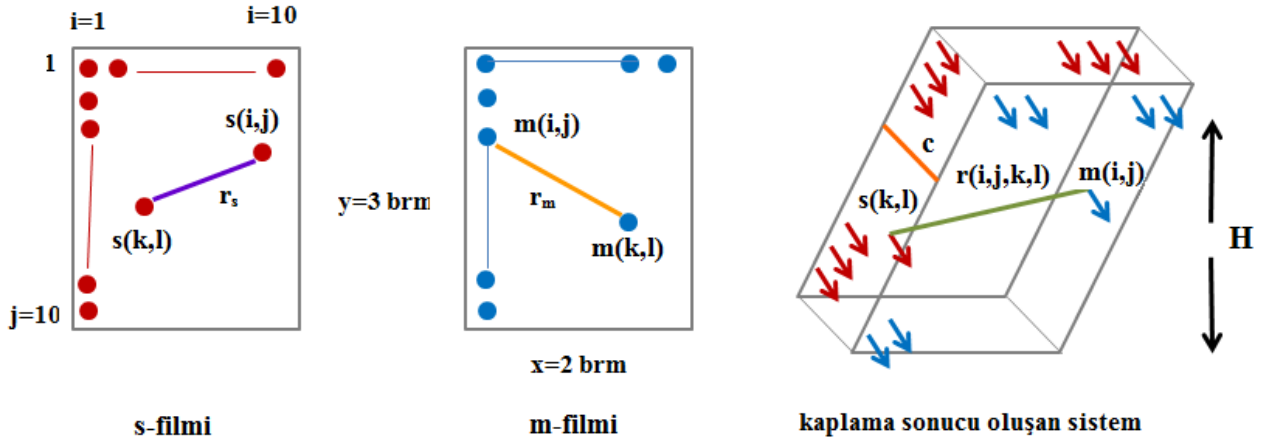
Tel ve filmde oluşan sistem ile ilgili (Şekil IV.2), (Şekil IV.3), (Şekil IV.4) ve (Şekil IV.5) ile verilen histeresis eğrileri için kullanılan Mathematica yazılımı EK 3'te verilmektedir.

## 4.2 Ferromanyetik İnce Bir Filmin Ferromanyetik Farklı Bir İnce Filmle Kaplanması

Her biri tekil ferromanyetik domainlerden oluşan iki katmanlı düzlemsel filmin ferromanyetik histeresis eğrileri elde edilecektir.

### 4.2.1 Sistem ve Enerji Hesabı

Ferromanyetik filmler kesim (4.1.1)'de incelenen kaplamaya benzer özellikler göstermektedir. Filmler düzleme dik olarak, düşey ekseninde ve yatay ekseninde  $10'$  ar tane tekil domainin dizilimiyle  $10 \times 10$  boyutlarından oluşmaktadır (Şekil IV.6). Bu sayı hesaplama süresi ve sonsuz büyük film gereği dikkate alındığında optimumdur.



Şekil IV.6: İnce film ve etrafına kaplanan farklı bir filmde oluşan sistem

Filmlerin düşey kenarı  $y$  uzunluğunda ve yatay kenarı  $x$  uzunluğunda olsun. Uygun bir T sıcaklığında, filmlere paralel yönde  $H$  manyetik alanı uygulansın. Tercih edilen domain sayısı ve aralarındaki mesafe sistemdeki etkileşimleri incelemek için birer değişken olarak kullanılacaktır. Daha fazla sayıda domainlerden oluşan daha büyük boyutlardaki filmlerde yapılan çalışmalarda anlamlı bir fark gözlenmemiş, bu nedenle söz konusu domain sayılarıyla yetinilmiştir.

Filmlerden birinin manyetik moment büyüklüğü  $s$  ve diğerinin  $m$  olsun.  $s$  manyetik moment büyüklüğüne sahip filme kısaca s-filmi ve diğerine kısaca m-filmi diyelim.

Sistemin toplam enerjisi olarak manyetik momentlerin sabit dış alan ile etkileşimini veren Zeeman enerjisi, değiş-tokuş enerjisi ve dipol-dipol enerjilerinin toplamı alınmıştır. Domainler arası değiş-tokuş enerjisi, dipolar ve Zeeman enerjileri ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir büyüklükte olması beklenir.

s-filminde  $(k,l)$  konumundaki bir  $s(k,l)$  domaininin enerjisi  $s_x$  ve  $s_y$  s-filmi için,  $m_x$  ve  $m_y$  m-filmi için toplam domain sayılarını temsil etmek üzere

$$E_s = -Hs(k,l) + \sum_{i=1}^{s_x} \sum_{j=1}^{s_y} \frac{s(k,l)s(i,j)}{r_s^3} + \sum_{i=1}^{s_x} \sum_{j=1}^{s_y} \frac{(r_{ij}^2 - 3c^2)s(k,l)m(i,j)}{r_{ijkl}^5} \quad (4.8)$$

olarak yazılabilir. Burada  $s(i,j)$  s-filmindeki diğer domainlere,  $m(i,j)$  de m-filmindeki diğer domainlere karşılık gelir. Toplamdaki ikinci terim s-filmindeki referans manyetik momenti  $s(k,l)$ 'nin filmdeki diğer tüm manyetik momentler ile dipol-dipol etkileşimini ve üçüncü terim ise s-filmindeki referans manyetik momentin m-filmindeki diğer tüm manyetik momentlerle dipol-dipol etkileşim enerjisini ifade eder.  $r_s$  s-filmindeki manyetik momentler arasındaki uzaklık,  $r_{ijkl}$  s-filmindeki bir manyetik moment ile m-filmindeki bir manyetik moment arasındaki uzaklık ve  $c$  ise iki film tabakası arasındaki uzaklıktır.

(4.8) 'ye benzer bir ifade de m filmindeki bir  $m(i,j)$  domaini için yazılabilir.

$$E_m = -Hm(i,j) + \sum_{k=1}^{m_x} \sum_{l=1}^{m_y} \frac{m(k,l)m(i,j)}{r_m^3} + \sum_{k=1}^{m_x} \sum_{l=1}^{m_y} \frac{(r_{ij}^2 - 3c^2)s(k,l)m(i,j)}{r_{ijkl}^5} \quad (4.9)$$

İfadedeki  $r_m$  m-filmindeki  $(i,j)$  ve  $(k,l)$  konumlarındaki domainler arasındaki uzaklıktır. s-filmi için toplam mıknatıslanma:

$$\vec{M}_s = \sum_{k=1}^{s_x} \sum_{l=1}^{s_y} \frac{s(k,l)}{s_x \times s_y} \quad (4.10)$$

m-filmi için toplam mıknatıslanma:

$$\vec{M}_m = \sum_{i=1}^{m_x} \sum_{j=1}^{m_y} \frac{m(i,j)}{m_x \times m_y} \quad (4.11)$$

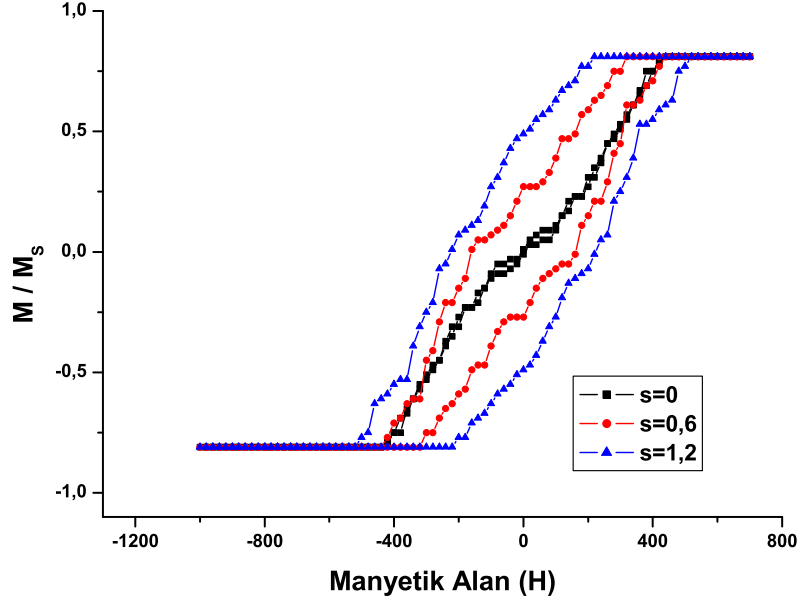
olarak alınmıştır. Payda da bulunan toplam domain sayıları mıknatıslanmayı normalize ederek doyum değerlerini  $\pm 1$  yapmak içindir. Birinin diğeri üzerine kaplanmasıyla oluşan sistemin toplam mıknatıslanması ayrı ayrı iki filmin mıknatıslanmalarının toplamıdır.

$$\vec{M} = \vec{M}_s + \vec{M}_m \quad (4.12)$$

(4.5) ile verilen Boltzman dağılımı da göz önünde bulundurularak sistemin Monte Carlo Benzetimi gerçekleştirilir, mıknatıslanması hesaplanır.

## 4.2.2 Histeresis Eğrileri

Bir ince filmin kendisinden farklı özelliklere sahip başka bir ince filmle kaplanması sonucu oluşan sistem Monte Carlo yöntemi ile bilgisayar ortamında benzetimlenmiş ve (4.10) , (4.11) ile verilen mıknatıslanmaların uygulanan alan H ile değişimini veren histeresis eğrileri elde edilmiştir.

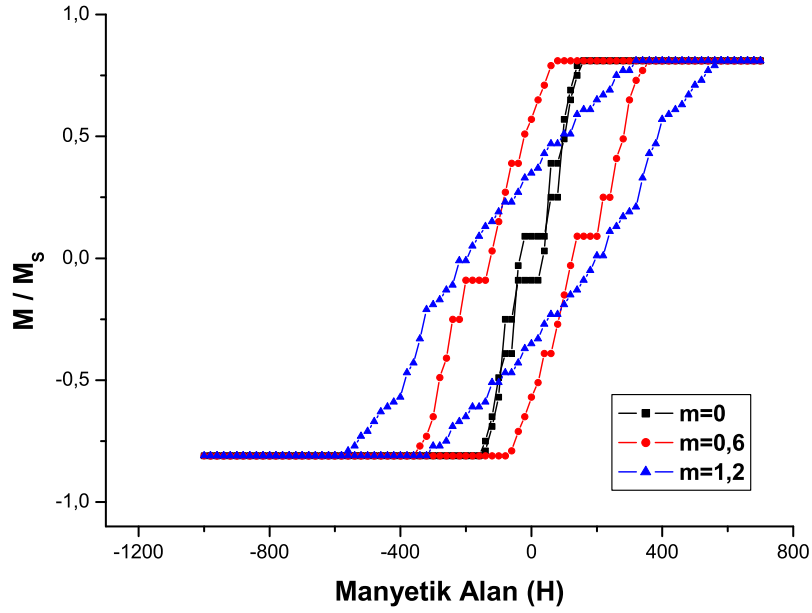


Şekil IV.7: m-filmi için histeresis eğrileri

(Şekil IV.7) m-filminin mıknatıslanma sürecini göstermektedir. Sistemde s-filmi olmadığında yani  $s = 0$  eğrisinde bir histeresis gözlenmemektedir. Manyetik alan uygulandığında mıknatıslanma artacak ve alanın belirli bir değerinde tüm manyetik momentlerin alan ile aynı yönde yönelmesiyle mıknatıslanma doyum değerine ulaşacaktır. Bu değerden sonra alan azaltıldığında mıknatıslanma yine aynı yoldan geri gelecek ve negatif değerine ulaşacaktır. m-filmini etkileyecek bir demanyetizasyon alanı olmadığı için histeresis gözlenmeyecektir. Ancak toplam enerji ifadesine değiş-tokuş enerjisi de dahil edildiğinde bir histeresis beklenmelidir. s-filmi söz konusu olduğunda, uygulanan dış manyetik alan ile birlikte s-filminin demanyetizasyon alanı da mıknatıslanmakta olan m-filmini etkileyecek ve momentleri ters yönde yönelmeye zorlayacak, histeresis oluşumuna sebep olacaktır.

(4.9) ile verilen m-filminin enerjisine bakılarak da grafik yorumlanabilir.  $s = 0$  için enerjiye üçüncü terimden bir katkı söz konusu değildir. Alanın artmasıyla enerji eksi değerde artacak minimum değerine ulaştığında doyum adı verilen denge durumunda kalacaktır. Denge durumunda alanın azaltılması enerjiyi ilk duruma göre daha pozitif yaparak artıracaktır. Manyetik momentler de enerjiyi minimum yapabilmek için ters dönecekler ve malzeme ters yönde mıknatıslanacaktır. s-filminin manyetik momentleri artırılırsa enerjiye üçüncü terimden de pozitif bir katkı gelecek, s değeri arttıkça katkı artacaktır. Bu defa alanın etkisine karşı koyacak ters işaretli bir etki söz konusudur. Bu etkiyle birlikte koersivitenin de arttığını görmek mümkündür.

(Şekil IV.7)'daki inceleme m-filminin manyetik moment büyüklüğü artıyor iken s-filminin mıknatıslanma sürecini göstermektedir.



Şekil IV.8: s-filmi için histeresis eğrileri

natıslanması için tekrarlanabilir. Beklendiği gibi  $m = 0$  eğrisi m-filminin s-filmine uygulayacağı demanyetizasyon etkisinin yokluğu sebebiyle histeresize sebep olmamaktadır. Ancak m-filminin artan manyetik moment büyüklüğü ile dipol-dipol etkileşimi baskın hale gelerek Zeeman etkileşimine karşı koymakta ve sistemin denge durumuna gelmesi daha aşamalı bir süreç olan histeresize sebep olmaktadır.

Grafiklerdeki histeresislere bakarak s-filmi ile m-filmini kıyaslamak da mümkündür. s-filmini doyum mıknatıslanmasına ulaştırmak daha büyük bir manyetik alan gerektirirken m-filmi için aynı doyum mıknatıslanmasına daha düşük bir alan ile ulaşmak mümkündür. Bu ise s-filminin m-filmine göre daha sert bir ferromagnet olduğunu gösterir.

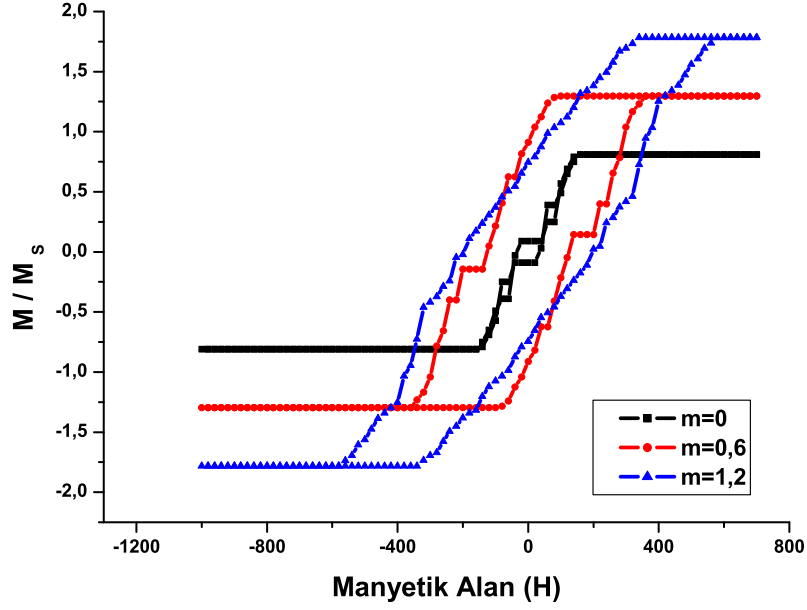
(Şekil IV.9) iki ince filmin kaplama işleminden oluşan sistem için toplam mıknatıslanmanın uygulanan alana bağlı değişim grafiğini vermektedir.

Kaplamayla oluşan yeni sistemin her iki filmde farklı manyetik özelliklerde olması beklenir elde edilen grafik bu fikri desteklemektedir.

$m = 0$  eğrisi, sadece s-filminden mıknatıslanmaya gelen katkıyı göstermektedir ve aynı durumu ifade eden (Şekil IV.8)'deki  $m = 0$  eğrisi ile bire bir uyumludur.

m-filmi sisteme dahil edilip manyetik moment büyüklüğü artırıldığında sistemin mıknatıslanmasının doyum değeri artmaktadır. (4.10), (4.11), (4.12) eşitlikleri bu artışın matematiksel olarak beklenen bir durum olduğunu göstermektedir.

Ayrıca  $m = 0,6$  ve  $m = 1,2$  histeresis eğrilerinin alanlarının dolayısıyla koersivitelerinin artan manyetik moment büyüklüğü ile arttığı görülmektedir. Bu ise sistemin ortama yeni etkileşimler



Şekil IV.9: Ferromanyetik iki ince filminden oluşan sistemin histeresis eğrileri

dahil edilerek demanyetizasyon alanlarının etkisi ile daha sert bir ferromanyetik malzeme özelliği göstereceğini söyler.

(Şekil IV.7), (Şekil IV.8), (Şekil IV.9)'daki eğrilerde, sistem için en ideal durumlar göz önünde bulundurulmuştur. Uygun sıcaklık ve uygun manyetik alan gibi. Aynı zamanda iki film tabakasının etkileşimi incelenmek üzere film tabakaları arasındaki uzaklığı gösteren  $c$  mesafesinin büyüklüğü ile ilgili de hesaplamalar yapılmıştır ve en uygun değeri grafik aracılığı ile yaklaşık olarak belirlenmiştir. Yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen grafik (Şekil IV.10)'da verilmektedir.

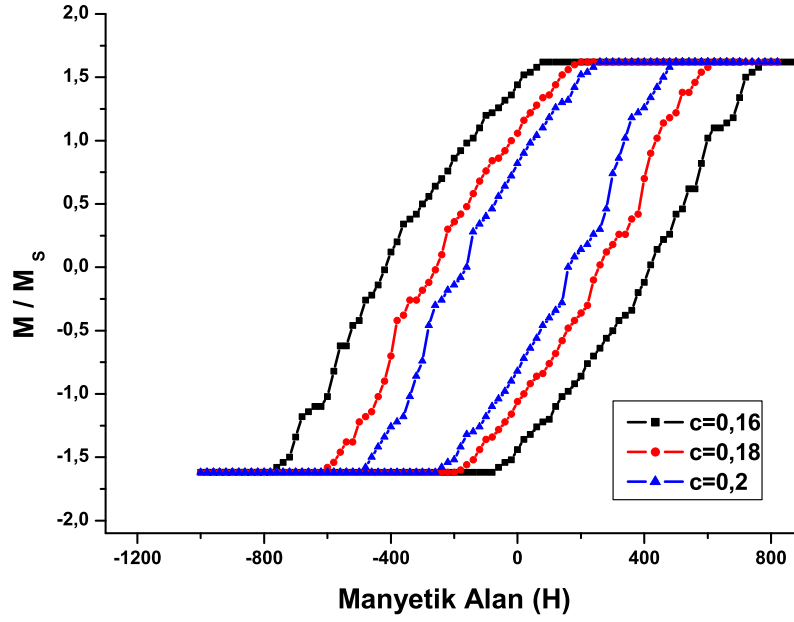
Yapılan hesaplar sonucu histeresis eğrileri  $c = 0,16$ ,  $c = 0,18$ ,  $c = 0,20$  birim için çizilmiştir.

$c = 0$  düşünülürse, iki filmin birbirine yapışmış olması beklenir. İki film arasındaki mesafenin çok az olmasından kaçınılmıştır çünkü filmlerin manyetik momentleri arasındaki etkileşme, filmlerden herhangi birinin kendi içindeki manyetik momentlerle etkileşmesinden çok daha büyük olacak ve filmin kendi içindeki etkileşmesini ihmal edecektir. Bu durum fiziksel olarak anlamsız görülmektedir.

$c$  mesafesinin çok büyük olması ise iki film arasındaki etkileşimi mümkün kılmayacaktır. Anlamlı bir etkileşim gözleyebilmek için aynı zamanda  $c$  mesafesinin çok büyük olmaması gerektiği söylenebilir.

Filmlerin bir kenarının  $x = 2$  birim değerinin  $y = 3$  birim seçildiği düşünülürse  $c$  mesafesi için bulunan bu değerler yaklaşık iki domain arasındaki mesafeye;  $x/(10 - 1)$  ya da  $y/(10 - 1)$ 'e denk gelerek son derece anlamlı sonuçlar vermektedir.





Şekil IV.10: İki film arasındaki  $c$  uzaklığının farklı değerleri için sistemin histeresis eğrileri

Grafikten görüldüğü üzere  $c$  mesafesinin artması sistemin mıknatıslanmasını doyuma götürecek manyetik alanın azalmasına sebep olmaktadır.  $c$  mesafesinin artmasıyla azalan etkileşimler malzemeyi daha kolay mıknatıslanabilir hale getirmiştir.

$c$  mesafesi için yapılan bu irdeleme göz önünde bulundurularak Zeeman ve dipol-dipol etkileşimlerini daha rahat gözleyebilmek amacıyla bu çalışmada mıknatıslanma hesaplarında  $c = 0, 2$  birim olarak alınmıştır.

Birbirinden farklı iki filmde oluşan sistem ile ilgili (Şekil IV.7), (Şekil IV.8), (Şekil IV.9) ve (Şekil IV.10) ile verilen histeresis eğrileri için kullanılan Mathematica yazılımı EK 4'te verilmektedir.

# BÖLÜM V

## SONUÇ

Manyetik malzemeler için histeresis eğrileri ayırd edici bir özelliktir. Her malzeme için farklı mıknatıslanma süreçleri dolayısıyla farklı manyetik özellikler söz konusudur ve bu süreçler hakkında birçok bilgiyi bu eğrilerden elde etmek mümkündür.

Bilişim teknolojisindeki gelişmelere paralel olarak farklı özelliklerdeki manyetik malzemelere duyulan ihtiyaç da artmaktadır. Bu malzemeler gerek kendi özelliğini bozmadan gerekse kaplama gibi değişik yöntemlerle birkaç manyetik malzemenin kombinasyonundan oluşturularak teknolojide kullanılabilir. Kaplama sonucu oluşan yeni malzeme, kendisini oluşturan malzemelerin atom dizilimi değişeceğinden, bu malzemelerden farklı manyetik özellikler göstermektedir. Endüstriyel uygulamalarda oluşturulan sistemin amaca uygun olarak yumuşak yada sert manyetik özelliğe sahip olması hedef alınır ve bu özellikleri sağlayacak bileşikler seçilerek pratik olarak uygulamaya geçilir. Çoğunlukla metal oksit bileşikleri bu amaca uygun ferromanyetik ince filmlerin üretimi için tercih edilebilir. Asıl amaç beklenen teknolojik uygulamayı yerine getirebilecek manyetik özelliklere sahip malzemeleri üretmek veya var olanı geliştirmektir.

Bu amaçla bu tez çalışmasında ferromanyetik malzemeler hakkında teorik hesaplar yapılmış, iki farklı manyetik sistem için ince film kaplaması yapılarak sistem bilgisayarda benzetimlenmiş ve geliştirilmesi halinde hızla ilerleyen manyetizma teknolojisine katkısının olabileceği düşünülmüştür.

Çalışmada ilk olarak incelenen sistem tekil domainlerden oluşan ferromanyetik ince bir tel ve etrafına kaplanan ince bir filmidir. Tel geometrik simetrisi gereği şekil anizotropine sahiptir ve SW teorisinde incelenen domain duvarı oluşturmeyen parçacıklardan oluşan sistem ile benzer özellikleri vermektedir. Çalışmada incelenen diğer bir sistem ise iki farklı ince filmden birinin diğeri üzerine kaplanmasından oluşmaktadır. Sisteme dışarıdan sabit bir (DC) manyetik alan uygulanarak öncelikle sistem için uygun olduğu düşünülen ( $T < T_C$ ) ferromanyetik düzen için geçiş sıcaklığı olan  $T_C$  sıcaklığının altındaki bir sıcaklıkta sistemin mıknatıslanması incelenmiştir. Ardından sıcaklık artışının ferromanyetik düzeni nasıl etkilediğini araştırmak üzere mıknatıslanma eğrileri incelenmiştir.

Ferromanyetizmanın kaynağı olarak görülen değiş-tokuş etkileşmesi gereği sisteme manyetik alan uygulanmadığında bile sistemdeki domainleri oluşturan manyetik momentler aynı yönde yönelir ve sonuçta farklı yönlerde yönelmiş domainler elde edilir. Bu aşamada manyetik alanın uygulanması tüm domainleri alan yönünde dizerek doyum mıknatıslanmasını verir. Bizim çalışmamızda malzemeler tekil domainden oluştuğu için manyetik alan yokluğunda sistemin mıknatıslanması ile ilgili bir değişiklik gözlenmeyecektir. (4.2) ile verilen toplam enerji hesaplandığında kısa erimli

olan değiş-tokuş enerjisi toplam enerjiye çok az bir katkı getirmekte olup dipol-dipol ve Zeeman enerjileri baskın olmaktadır.

Artan manyetik alan ile sistemin mıknatıslanması artmakta doyum değerine ulaştığında ise artan enerjiyi minimum yapabilmek için momentleri ters döndürerek negatif yönde mıknatıslanmasına sebep olmaktadır. Öte yandan sıcaklık faktörü mıknatıslanma üzerine manyetik alanın tersi etki yaratmaktadır. Artan sıcaklık ile ferromanyetik düzen bozulmakta değiş-tokuş etkileşiminin yarattığı kalıcı ve kendiliğinden mıknatıslık özelliğini yenebilmektedir.  $T_C$  Curie sıcaklığı olarak kabul edilen bir geçiş sıcaklığında ise manyetik alanın etkisini yok ederek ferromanyetik düzeni bozmaktadır. Bu sıcaklıkta bozulan ferromanyetik düzen yerini paramanyetik düzensizliğe bırakmaktadır.

Bunlara ek olarak, etkileşimde bulunacak manyetik momentler arasındaki uzaklıkla ters orantılı, manyetik moment büyüklüğü ile artmakta olan dipol-dipol etkileşimi incelediğimiz sistemlere ait histeresis eğrilerinde kendini koersivite olarak göstermektedir. Telin mıknatıslanmasını veren histeresis incelendiğinde kaplama malzemesi olan ince filmin manyetik moment büyüklüğünün artması telin koersivitesini artırmakta teli daha sert bir manyetik malzeme olmaya zorlamaktadır. Benzer etkiyi s-filminin m-filmi ile kaplanmasında da gözlemek mümkündür. Bu nedenle çalışmalarımızdaki koşullar koersivitesi yüksek olan sert ferromanyetik malzemeler üretmeye elverişlidir.

Son olarak iki ferromanyetik filmde oluşan sistemde filmler arasındaki etkileşimi inceleyebilmek için biri s-filminden diğeri m-filminden olmak üzere iki moment seçilmiş ve bu momentler arasındaki uzaklığın filmin yatay ve düşey uzaklıklarına kıyasla ne büyüklükte olması gerektiği incelenmesi yapılmıştır. Bunun sonucunda ise belirli değerler elde edilmiş ve malzemelerin manyetik özelliklerini en iyi sergileyebildiği bu değerler hesaplamalarda kullanılmıştır.

Tel ve filmde oluşan sistem için yapılan hesaplamalar, benzer bir sistemi inceleyen (Kamer ve Erdogan 2007 ) deneysel çalışması sonucu elde edilen histeresis eğrileri ile uyumlu olup deneysel gerçeklere dayanmaktadır.

İncelenen sistemlerin pratik uygulamasının yapılabileceği bir çok malzeme mevcuttur. Aynı şekilde üretim teknikleri de söz konusudur. Bu şekilde tasarlanan sistemlerin ince film teknolojisine katkı getirmesi beklenmektedir.

## KAYNAKÇA

- Altevogt P, Linke A (1993). Paralellization of the Two-Dimensional Ising Model on a Cluster of IBM RISC System/600 Workstation. Elsevier, 19:1041-1052.
- Atherton D L, Beattie J R (1990). A Mean Field Stoner Wohlfarth Hysteresis Model. IEEE Transaction on Magnetics, 26:3059-3063.
- Binder K, Heerman D W (2002). Monte Carlo Simulation in Statistical Physics. Springer, 200, Heidelberg.
- Cassio P, Zuluaga J M, Restrepo J (2006). Critical Behaviour of the Ferromagnetic Ising Thin Films. Physica B, 384:227-229.
- Cullity B D (1972). Introduction to Magnetic Materials. Addison Wesley, 544, Canada.
- Darwin C G (1931). The Diamagnetism of the Free Electron. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 27:86-90.
- Daughton (1999). GMR Applications. Journal Magn. Magn. Mater, 192:334-342.
- Eilan M G, Thompson P J, Geoghegan D S, Street R (1997). A Classical Ising Model and Magnetic Viscosity in Thin Films. Journal Magn. and Magn. Mat., 175:249-254.
- Gleiter H (1989). Nanocrystalline Materials. Prog. Mater. Sci, 33:223-315.
- Gruyters M (2004). Exchange Bias in Two-Dimensional Layers of Interacting Nanoparticles with Random Magnetic Anisotropy. Journal of Magn. and Magn. Mat., 320:407-412.
- Huang Z, Li S, Lin H, Zhang F, Du Y (2006). The Exchange Bias and Coercivity of FM/AFM Films: Monte Carlo Simulation. Journal of Magn. and Magn. Mat., 303:e180-e183.
- Jackson J D (1997). Classical Elektrodynamics. Addison Wesley, 841, New York.
- Jiles D C, Atherton D L (1986). Theory of Ferromagnetic Hysteresis. Journal of Magn. and Magn. Mat., 61:48-60.
- Kamer O, Erdogan E (2007). DC Magnetization of Ferromagnetic Amorphous Wires with Local Deformation. Journal of Magn. and Magn. Mat., 312:21-26.
- Kittel C (1949). Physical Theory of Ferromagnetic Domains. The American Physical Society, 21:541-543.
- Kittel C (1963). Introduction of Magnetic Materials. Addison Wesley, 446, New York.
- Kundt A, Wied A (1884). 23:228.
- Laosiritawarn Y (2009). Monte Carlo Simulation of Thickness Dependence of Hysteresis Properties in Ising Thin Films. Thin Solid Films, 517:5189-5191.
- Liebes S, Jr, Franken P (1959). Magnetic Moment of the Proton in Units of the Bohr Magneton; the Magnetic Moment of the Electron. American Physical Society, 116:633-650.

- Liorzou F, Phelps B G, Atherton D L (2000). Macroscopic Models of Magnetization. IEEE Transactions on Magnetics, 36: 418-428.
- Malcolm H L (2007). Spin Dynamics. Great Britain by Antony Rowe Ltd, 714, Wiltshire.
- Mayergozy I D (1998). Vector Preisac Hysteresis Models. Journal Appl. Phys., 63:2995-3000.
- Metropolis N, Rosenbluth A W, Rosenbluth M N, Teller A H, Teller E (1953). Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. Journal of Chemical Physics, 21:1087-1092.
- Metropolis N, Ulam S (1949). Monte Carlo Method. Journal of the American Statistical Association, 4:335-341.
- Mohn P, Wohlfarth E P (1987). The Curie Temperature of the Ferromagnetic Transition Metals and Their Compounds. Journal of Physics F: Metal Physics, 17:2421.
- Murphy C A, Perera T (2002). The Definition of Simulation and its Role within an Aerospace Company. Elsevier Science B V, 9:273-291.
- Radu F (2005). Fundamental Aspects of Exchange Bias. 225, Bochum.
- Roberts J K, Orr W J C (1938). Induced Dipoles and Heat of Adsorption of Argon on Ionic Crystals. Trans Faraday Soc. 34:1346-1349.
- Stoner C, Wohlfarth E P (1948). A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys. Phil. Trans. Roy. Soc., 240A:599-642.
- Tannous C, Gieraltowski J (2008). The Stoner-Wohlfarth Model of Ferromagnetism: Static Properties. American Journal of Physics, 29:475-787.
- Wasilewski P J (1973). Magnetic Hysteresis in Natural Materials. Earth and Planetary Science Letters, 20:62-72.
- Winston W L (1991). Operations Research Application and Algorithms. Kent Publishing Company, 1115, Boston.
- Wood R (2009). Exact Solution for a Stoner-Wohlfarth Particle in an Applied Field and a New Approximation for the Energy Barrier. IEEE Transactions on Magnetics, 45:100-103.

## EKLER

### EK 1

Stoner-Wohlfarth teorisinde (Şekil II.20) ile verilen enerji minimizasyonu için Mathematica yazılımı:

```
j = 0;  $\alpha = \theta$ ;  $\alpha = \pi/3$ ;  $\epsilon = 0.001$ ;  
[ $\theta$ ] =  $\sin^2[\theta] - h \cos[\alpha - \theta]$ ;  
hx = 5;  
For[h = hx, h  $\geq$  -hx,  
For[k = 0, k < 100000, If[e[ $\theta - \epsilon$ ] < e[ $\theta$ ];  $\theta = \theta - \epsilon$ , Break[]]; k + +];  
Plot[e[s], {s, 0, 2 $\pi$ }];  
h- = 0, 5];
```

### EK 2

Stoner-Wohlfarth teorisinde (Şekil II.21) ile verilen histeresis eğrileri için Mathematica yazılımı:

```
j = 0;  $\theta = \alpha$ ; hx = 5;  $\alpha = \pi/5$ ;  $\epsilon = 0.001$ ;  
e[ $\theta$ ] =  $\sin^2[\theta] - h \cos[\alpha - \theta]$   
For[h = hx, h  $\geq$  hx,  
For[k = 0, k < 100000, If[e[ $\theta - \alpha$ ] < e[ $\theta$ ],  $\theta = \theta - \epsilon$ , Break[]]; k + +];  
H[j + +] = N[h]; M[j] = N[ $\cos[\alpha - \theta]$ ];  
h- = hx/100];  
For[h = hx, h  $\leq$  hx,  
For[k = 0, k < 100000, If[e[ $\theta - \alpha$ ] < e[ $\theta$ ],  $\theta = \theta - \epsilon$ , Break[]]; k + +];  
H[j + +] = N[h]; M[j] = N[ $\cos[\alpha - \theta]$ ];  
h+ = hx/100];  
l = Table[{H[i], M[i]}, {i, 1, j - 1}];  
Listplot[l, PlotJoined  $\rightarrow$  True];
```

### EK 3

(Şekil IV.2), (Şekil IV.3), (Şekil IV.4), (Şekil IV.5) ile verilen ferromanyetik tel ve filmde oluşan sistemin histeresis eğrileri için Mathematica yazılımı:

$$rn[\nu_-, \sigma_-] := \text{Random}[\text{NormalDistribution}[\nu, \sigma]];]$$

$$n = 6; m = 14; t = 15000; hx = 37; hn = -37; a = 1; e = 5; kapl = 0; tel = 0; r = 1; \mu\mu = 1;$$

$$x[i_-, k_-] := (2r^2(1 - \cos[2\pi \frac{i - \text{If}[i == k, 0, k]}{n}]])^{0,5};$$

$$y[j_-, l_-] := (j - \text{If}[j == l, 0, l])a;$$

$$z[j_-, l_-] := (j - l)a;$$

$$R[i_-, j_-, k_-, l_-] := (x[i, k]^2 + y[j, l]^2)^{0,5};$$

$$U[i_-, j_-] := s[i, j] * (-h +$$

$$\sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^m \frac{6 * 0, 36 * s[k, l](R[i, j, k, l]^2 - 3y[j, l]^2) * \text{If}[i == k \wedge j == l, 0, 1]}{R[i, j, k, l]^5} +$$

$$\sum_{l=1}^m \frac{6 * 0, 6 * \mu[l] * (r^2 - 2z[j, l]^2)}{(z[j, l]^2 + r^2)^{2,5}}) - kapl;$$

$$w[\xi_-] := \mu[\xi] * (-h + \sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^m \frac{6 * 0, 36 * s[k, l] * (r^2 - 2z[\xi, l]^2)}{(z[\xi, l]^2 + r^2)^{2,5}} -$$

$$2 \sum_{l=1}^m \frac{6 * \mu[l] * \text{If}[l == \xi, 0, 1]}{y[\xi, l]^2}) - tel;$$

$$p[i_-, j_-] := \frac{e^{-U[i, j]/t}}{U[i, j]/t + e^{-U[i, j]/t}};$$

$$q[\xi_-] := \frac{e^{-w[\xi]/t}}{e^{w[\xi]/t} + e^{-w[\xi]/t}};$$

$For[ss = 0, ss \leq 3, 2,$

$For[i = 0, i \leq m + 1, \mu[i] = If[i == 0 \vee i == m + 1, 0, \mu\mu]; i ++];$

$For[\alpha = 1, \alpha \leq n, For[\beta = 0, \beta \leq m + 1, s[\alpha, \beta] = If[\beta == 0 \vee \beta == m + 1, 0, ss]; \beta ++]; \alpha ++];$

$kk = 0;$

$For[h = hx, h \geq hn,$

$For[i = 1, i \leq n,$

$For[j = 1, j \leq m,$

$s[i, j] = If[U[i, j] > 0, -s[i, j], If[p[i, j] > rn[0.5, 0.00005], s[i, j], -s[i, j]]];$

$\mu[j] = If[w[j] > 0, -\mu[j], If[q[j] > rn[0.5, 0.00005], \mu[j], -\mu[j]]];$

$j ++]; i ++];$

$$g[+ + kk] = \sum_{a=1}^n \sum_{b=1}^m \frac{s[a, b]}{nm} + \sum_{c=1}^m \frac{\mu[c]}{m},$$

$H[kk] = N[h]; h- = hx/50];$

$For[h = hn, h \leq hx,$

$For[i = 1, i \leq n, For[j = 1, j \leq m,$



*For*[ $j = 1, j \leq m, s[i, j] = \text{If}[U[i, j] > 0, -s[i, j], \text{If}[p[i, j] > \text{rn}[0.5, 0.00005], s[i, j], -s[i, j]]]$ ];

$\mu[j] = \text{If}[w[j] > 0, -\mu[j], \text{If}[q[j] > \text{rn}[0.5, 0.00005], \mu[j], -\mu[j]]]$ ;  $j++$ ;  $i++$ ];

$$g[+ + kk] = \sum_{a=1}^n \sum_{b=1}^m \frac{s[a, b]}{nm} + \sum_{c=1}^m \frac{\mu[c]}{m},$$

$H[kk] = N[h]$ ;  $h+ = hx/50$ ];

*Kaplama* = *Table*[{ $H[i], N[gk[i]]$ }, { $i, 1, kk$ }];

*ListPlot*[*kaplama*, *PlotJoined*  $\rightarrow$  *True*];

#### EK 4

(Şekil IV.7), (Şekil IV.8), (Şekil IV.9), (Şekil IV.10) ile verilen ferromanyetik iki filmde oluşan sistemin histeresis eğrileri için Mathematica yazılımı:

$$rn[\nu_-, \sigma_-] := \text{Random}[\text{NormalDistribution}[\nu, \sigma]];$$

$$x = 2; y = 3; t = 100; hx = 1000; hn = -hx; c = 0, 2; mx = 10; my = 10; sx = 10; sy = 10;$$

$$rs[i_-, j_-, k_-, l_-] := \left( \left( (i - k) \frac{x}{sx - 1} \right)^2 + \left( (j - l) \frac{y}{sy - 1} \right)^2 \right)^{0,5};$$

$$rm[i_-, j_-, k_-, l_-] := \left( \left( (i - k) \frac{x}{mx - 1} \right)^2 + \left( (j - l) \frac{y}{my - 1} \right)^2 \right)^{0,5};$$

$$r[i_-, j_-, k_-, l_-] := \left( \left( k \frac{x}{sx - 1} - i \frac{x}{mx - 1} \right)^2 + \left( l \frac{y}{sy - 1} - j \frac{y}{my - 1} \right)^2 \right)^{0,5};$$

$$U[i_-, j_-] := m[i, j] * (-h +$$

$$\sum_{k=1}^{mx} \sum_{l=1}^{my} \frac{\text{If}[i \neq k \vee j \neq l, m[k, l]0]}{\text{If}[i \neq k \vee j \neq l, rm[i, j, k, l]^3, 1]} +$$

$$\sum_{k=1}^{sx} \sum_{l=1}^{sy} \frac{(r[i, j, k, l]^2 - 3c^2) * s[k, l]}{r[i, j, k, l]^5};$$

$$w[i_-, j_-] := s[i, j] * (-h +$$

$$\sum_{k=1}^{sx} \sum_{l=1}^{sy} \frac{\text{If}[i \neq k \vee j \neq l, s[k, l]0]}{\text{If}[i \neq k \vee j \neq l, rs[i, j, k, l]^3, 1]} +$$

$$\sum_{k=1}^{mx} \sum_{l=1}^{my} \frac{(r[i, j, k, l]^2 - 3c^2) * m[k, l]}{r[i, j, k, l]^5};$$

$$p[i_-, j_-] := \frac{e^{-U[i, j]/t}}{U[i, j]/t + e^{-U[i, j]/t}};$$

$$q[i_-, j_-] := \frac{e^{-w[\xi]/t}}{e^{w[\xi]/t} + e^{-w[\xi]/t}};$$

$$\text{For}[k = 0, k \leq sx + 1,$$

$$\text{For}[l = 0, l \leq sy + 1, s[k, l] = \text{If}[k == -1 \vee k == sx, \vee l == -1 \vee l == sy, 0, 1]; l ++]k ++];$$

$$\text{For}[i = 0, i \leq mx + 1,$$

$$\text{For}[j = 0, j \leq my + 1, m[i, j] = \text{If}[i == -1 \vee i == mx, \vee j == -1 \vee j == my, 0, 1]; j ++]i ++];$$

$$kk = 0;$$

$$\text{For}[h = hx, h \geq hn,$$

$$\text{For}[k = 1, k \leq sx,$$

$$\text{For}[l = 1, l \leq sy,$$

$$s[k, l] = \text{If}[w[k, l] > 0, -s[k, l], \text{If}[q[k, l] > rn[0.5, 0.00005], s[k, l], -s[k, l]]]; l ++]; k ++]$$

$$\text{For}[i = 1, i \leq mx,$$

$$\text{For}[j = 1, j \leq my,$$

$$m[i, j] = \text{If}[u[i, j] > 0, -m[i, j], \text{If}[p[i, j] > rn[0.5, 0.00005], m[i, j], -m[i, j]]]; i ++]; j ++]$$

$$g[+ + kk] = \sum_{k=1}^{sx} \sum_{l=1}^{sy} \frac{s[k, l]}{sxsy} + \sum_{i=1}^{mx} \sum_{j=1}^{my} \frac{m[i, j]}{mxmy};$$

$$H[kk] = N[h]; h- = hx/50];$$

*For*[ $h = hn, h \leq hx,$

*For*[ $k = 1, k \leq sx,$

*For*[ $l = 1, l \leq sy,$

$s[k, l] = \text{If}[w[k, l] > 0, -s[k, l], \text{If}[q[k, l] > rn[0.5, 0.00005], s[k, l], -s[k, l]]]; l ++]; k ++]$

*For*[ $i = 1, i \leq mx,$

*For*[ $j = 1, j \leq my,$

$m[i, j] = \text{If}[u[i, j] > 0, -m[i, j], \text{If}[p[i, j] > rn[0.5, 0.00005], m[i, j], -m[i, j]]]; i ++]; j ++]$

$$g[+ + kk] = \sum_{k=1}^{sx} \sum_{l=1}^{sy} \frac{s[k, l]}{sxsy} + \sum_{i=1}^{mx} \sum_{j=1}^{my} \frac{m[i, j]}{mxmy};$$

$H[kk] = N[h]; h+ = hx/50];$

$Kaplama = \text{Table}[\{H[i], N[gk[i]]\}, \{i, 1, kk\}];$

$\text{ListPlot}[kaplama, \text{PlotJoined} \rightarrow \text{True}];$

## ÖZGEÇMİŞ

Pınar BULUT 1987 yılında Tekirdağ'da dünyaya gelmiştir. Lise öğrenimini Tekirdağ Çerkezköy HFZ Anadolu Lisesi'nde tamamlayıp Trakya Üniversitesi Fizik Bölümünden 2009 yılında mezun olmuştur. 2010 yılında Namık Kemal Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başlamış ve aynı yıl Namık Kemal Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde fizik anabilim dalında yüksek lisans eğitimine başlamıştır.