

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SIVILARDA BULUNAN MANYETİK NANOPARÇACIKLARIN
ALGILANMASI İÇİN ÇOK KATMANLI İNCE FİLM SENSÖR
YAPILARININ TASARLANMASI VE GELİŞTİRİLMESİ

CAN DAVUT
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2018

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SIVILARDA BULUNAN MANYETİK NANOPARÇACIKLARIN
ALGILANMASI İÇİN ÇOK KATMANLI İNCE FİLM SENSÖR
YAPILARININ TASARLANMASI VE GELİŞTİRİLMESİ**

CAN DAVUT
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
DOÇ. DR. FİKRET YILDIZ

GEBZE
2018

T.R.
GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

**DESIGN AND DEVELOPMENT OF
MULTILAYER THIN FILM SENSOR
STRUCTURES FOR DETERMINATION OF
MAGNETIC NANOPARTICLES**

CAN DAVUT

**A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF
MASTER OF SCIENCE
DEPARTMENT OF PHYSICS**

**THESIS SUPERVISOR
ASSOC. PROF. DR. FİKRET YILDIZ**

GEBZE

2018

GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 27/06/2018 tarih ve 2018/33 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 16/07/2018 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Can DAVUT'un tez çalışması Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

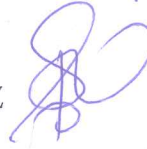
ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Doç. Dr. Fikret YILDIZ



ÜYE

:Prof. Dr. Işıl KURNAZ



ÜYE

:Doç. Dr. Koray KÖKSAL



ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

...../...../..... tarih ve/..... sayılı kararı.

ÖZET

Bu tez çalışmasında Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların algılanması yönelik çok katmanlı ince film yapılarının tasarlanması ve geliştirilmesi amaçlandı. İnce film yapıları, magnetron saçtırma (sputtering) yöntemi ile Si (100) ve cam alttaş üzerine büyütüldü. Sensör uygulamalarında kullanılmak üzere tasarlanan ve geliştirilen bu çok katmanlı ince film yapılarında kullanılan hedeflerin büyüme oranları x ışını yansıması (XRR) ile tespit edildi. Yapılan büyütme işlemleriyle oluşan kristal düzlemleri x ışını kırınımı (XRD) kullanılarak elde edildi. Büyütülen ince film yapılarının tamamının manyetik karakterizasyonları manyeto-optik kerr etkisi (MOKE) kullanılarak yapıldı. Kolay eksenli yüzeye dik mıknatıslanmaya sahip çok katmanlı [Co/Pt] ince film yapısının manyetik yöneliminin, Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların NiFe tutucu yüzeyine konularak manipüle edilmesi hedeflendi. İdeal sensör yapısının belirlenmesiyle birlikte kullanılan saf su içerisinde homojen dağıldığı kabul edilen Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların damlatıldığı referans yapısının P Moke ölçümleri sonucunda, referans yapıya ait manyetik özelliklerin değiştirdiği deneysel ve teorik olarak gözlemlendi. Yüzeye damlatılan Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların yüzeydeki yerleşimi Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ile görüntüldü. Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların yüzeydeki parçacık yoğunluklarına göre [Co/Pt] çok katmanlı ince film yapısı ile Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) etkileşmesi yaptıkları gözlemlendi. [Co/Pt] tabakasının, Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıklar ile etkileşimi sonucu manyetik davranışının değişmesi ve bu değişimin dış manyetik alan etkisi altında ışık aracılığıyla tespit edilebilmesi, bu yapının Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıklar içeren biyolojik veya kimyasal bileşiklerin nitelik ve nicelik olarak tespiti hususunda manyeto optik sensör olarak çalıştırılması hedeflenmektedir.

Anahtar Kelimeler: Manyeto-Optik Sensör, Manyeto-Optik Kerr Etkisi, Magnetit Nanoparçacıklar, Dik Manyetik Anizotropi.

SUMMARY

In this thesis, it was aimed to design and develop multilayer thin film sensor structures for the detection of Fe_3O_4 magnetic nanoparticles. Thin film structures were grown on Si (100) and glass substrates by magnetron sputtering. The growth rates of targets which were used in these multilayer thin film structures, were determined by x-ray reflection (XRR). The crystal planes that formed by the thin film growth processes were obtained using x-ray diffraction (XRD). The magnetic characterizations of the growth thin film structures were made by using magneto-optic Kerr effect (MOKE). It has been the motivation that is to manipulate the magnetic orientation of the multilayer [Co / Pt] thin film structure by attaching Fe_3O_4 magnetic nanoparticles which has an easy magnetization in plane on NiFe surface. It has been experimentally and theoretically observed that the existence of Fe_3O_4 magnetic nanoparticles on reference surface, make the magnetic properties of the reference structure changed as it could be seen in the results of the P Moke measurements. Surface distribution and agglomeration of Fe_3O_4 magnetic nanoparticles on the sensor surface was observed by Scanning Electron Microscopy (SEM). It has been observed that the Fe_3O_4 magnetic nanoparticles interact with the [Co / Pt] multilayer thin film structure with Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) according to their surface particle densities. The change of magnetic behavior of the [Co / Pt] layer after interacting with Fe_3O_4 magnetic nanoparticles and its change can be detected by means of light under the influence of external magnetic field. This structure is aimed to operate as a magnetooptic sensor for the qualitative and quantitative determination of Fe_3O_4 magnetic nanoparticles containing biological or chemical compounds.

Key Words: Magneto-optic Sensor, Magneto-Optic Kerr Effect, Magnetite Nanoparticles, Perpendicular Magnetic Anisotropy.

TEŞEKKÜR

Tez çalışmamda beni destekleyen, kendisiyle çalışmaya başladığım ilk günden itibaren bana olan inancını her daim hissettiren danışmanım sayın Doç. Dr. Fikret Yıldız'a,

Gebze Teknik Üniversitesi Nanomanyetizma ve Spintronik Laboratuvarında (NASAM) birlikte mesai harcadığımız grup arkadaşlarım Yasin Çetinkaya, Yasin Akbaş, Dr. Öğretim Görevlisi Perihan Aksu'ya, bilimsel tartışmaları ve tecrübeleriyle bana destek olan Marmara Üniversitesi'nde araştırma görevlisi olan grup arkadaşlarım Dr. Taner Kalaycı ve özellikle teorik modelleme konusunda yardımlarından ötürü Caner Değer'e teşekkür ederim.

Akademik hedeflerime ulaşmak için çıktığım bu yolun başından itibaren en zor anımda dahi bu yoldan vazgeçmemem gerektiğini bana gösteren, sonsuz destek, güven ve moral veren, tecrübeleriyle yoluma ışık tutan aynı zamanda meslektaşlarım olan çok sevgili annem Aynur Davut ve babam Abdulkadir Davut ile çok değerli kardeşim Cenk Davut'a ayrıca bir teşekkürü borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xv
TABLolar DİZİNİ	xix
1. GİRİŞ	1
1.1. Manyetizma	1
2. MANYETİK DAVRANIŞ VE ETKİLEŞME TÜRLERİ	13
2.1. Diamanyetizma	13
2.2. Paramanyetizma	14
2.3. Ferromanyetizma	16
2.4. Anti-Ferromanyetizma	20
2.5. Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) Etkileşmesi	21
2.6. Manyetik Anizotropi	23
3. İNCE FİLM TEKNOLOJİSİ	25
3.1. [Co/Pt] İnce Filmler	28
3.1.1. Dik Manyetik Anizotropi	28
4. SENSÖRLER	30
4.1. Manyetik Sensörler	31
4.2. Manyetik Sensörlerde Kullanılan Malzemeler	32
4.2.1. Yarı iletken Malzemeler	32
4.2.2. Manyetik Olarak Yumuşak Malzemeler	33
4.2.3. Manyetik Olarak Sert Malzemeler	34
4.3. Manyetik İnce Filmlerin Sensör Uygulamaları	36
4.3.1. Hall Etkisi Sensörleri	36
4.3.2. Manyeto-Direnç Tabanlı Sensörler	37
4.3.3. Manyeto-Optik Sensörler	39

5. DENEYSEL TEKNİKLER	42
5.1. Magnetron Saçtırma (Sputtering)	42
5.2. X Işını Kırınımı (XRD)	46
5.3. X Işını Yansıması (XRR)	50
5.4. Manyeto-Optik Kerr Etkisi (MOKE)	53
5.5. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)	61
6. DENEYSEL ÇALIŞMALAR VE BULGULAR	63
6.1. XRR Ölçümleri ve Büyüme Oranları	63
6.2. Hazırlanan Örnekler ve Yapılan Ölçümler	64
6.2.1. Si (100) Altaş Üzerinde Dik Manyetik Anizotropi	65
6.2.2. [Co/Pt] İkili Yapısında Co Katman Kalınlığının Etkisi	66
6.2.3. Önerilen Sensör Yapısının NiFe ile Test Edilmesi	67
6.2.4. Önerilen Sensörde Transparant Altaş Kullanma Gerekçesi	69
6.2.5. Transparant Altaş Üzerinde Dik Manyetik Anizotropi	70
6.2.6. Nanoparçacık Ortam Sıvısının Sensör Özelliklerine Etkisi	72
6.2.7. Tampon Tabaka Kalınlığının Sensör Özelliklerine Etkisi	73
6.2.8. Ara Katman Kalınlığının Sensör Özelliklerine Etkisi ve Teorik Modelleme	76
6.2.9. Manyetik Nanoparçacık Miktarının Sensör Davranışlarına Etkisi	80
7. SONUÇ	84
KAYNAKLAR	85
ÖZGEÇMİŞ	89
EKLER	90

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler ve Açıklamalar

Kısaltmalar

$\text{\AA}$	: Angstrom
∇	: Dell Operatörü
$\mathbf{E}$	: Elektrik Alan Vektörü
ρ	: Elektriksel yük yoğunluğu
ϵ_0	: Serbest Uzayın elektriksel geçirgenliği
$\mathbf{B}$	: Manyetik Akı Yoğunluk Vektörü
μ_0	: Serbest uzayın manyetik geçirgenliği
$\mathbf{J}$	: Akım Vektörü
$\mathbf{F}$	: Kuvvet Vektörü
q	: Elektriksel Yük
p	: Elektriksel Kutup şiddeti
r	: Mesafe
k	: Boltzmann Sabiti
$\mathbf{H}$	: Manyetik Alan Şiddet Vektörü
τ	: Tork Vektörü
θ	: Açı
l	: İki Kutup arasındaki mesafe
E_p	: Dipol Elektrik Alan Büyüklüğü
$\mathbf{m}$	: Manyetik Moment Vektörü
V	: Hacim
$\mathbf{M}$	: Mıknatıslanma (Manyetizasyon)
I	: Akım Şiddeti
P_n	: Legendre Polinomu
$A(\mathbf{r})$	: Vektör Potansiyeli
a	: Vektör Alanı
$\mu_{\text{yörünge}}, \boldsymbol{\mu}_L$	: Yörünge manyetik moment büyüklüğü, vektörü

$\mathbf{v}$	: Hız vektörü
$\mathbf{L}$	: Açısal momentum Vektörü
$\mathbf{p}$	: Çizgisel Momentum Vektörü
m_e	: Elektronun Kütlesi
h	: Planck Sabiti
c	: Serbest uzayda ışık hızı
e	: Elektronun yükü
γ_L	: Yörünge manyetik moment için jiromanyetik oran
g_L	: Yörünge manyetik moment için spektroskopik yarılma çarpanı
$\hat{S}$	: Spin operatörü
s	: Spin kuantum sayısı
m_s	: Spin manyetik kuantum sayısı
$ \alpha\rangle$	: Spin yukarı temsil eden alfa keti
$ \beta\rangle$	: Spin aşağı temsil eden beta keti
$\boldsymbol{\mu}_S$	: Spin manyetik moment vektörü
g_S	: Spin manyetik moment için spektroskopik yarılma çarpanı
$\mathbf{S}$	: Spin vektörü
γ_S	: Spin manyetik moment için jiromanyetik oran
μ_B	: Bohr Magnetronu
$\hat{J}$	: Toplam Açısal Momentum Operatörü
$\hat{\mu}$	: Manyetik Moment Operatörü
g_J	: Toplam Açısal Momentum için spektroskopik yarılma çarpanı
γ_J	: Toplam Açısal Momentum için jiromanyetik oran
χ	: Hacimce Manyetik Duygunluk
μ	: Manyetik geçirgenlik
χ_m	: Kütlece Manyetik Duygunluk
C	: Curie Sabiti
T	: Sıcaklık
H_m	: Moleküler Alanın Manyetik Alan Şiddeti
γ_m	: Moleküler Alan sabiti
θ	: Curie Sıcaklığı

$a(L)$	: Langevin Sabiti
T_c	: Curie Sıcaklığı
J_{ex}	: Değiş tokuş İntegrali
E_{ex}	: Değiş tokuş enerjisi
$\emptyset$	: Açık
$J(R)$	: Değiş tokuş Şiddeti
m^*	: Elektronun etkin kütlesi
k_F	: Serbest elektron gazının dalga vektörü
$F(x)$	: RKKY Osilasyon fonksiyonu
γ_0	: Tepe katman (overlayer) ve vakum ara yüzeyinde(interface) birim alandaki serbest enerji
γ_i	: Tepe katman (overlayer) ve alttaş ara yüzeyinde(interface) birim alandaki serbest enerji
γ_s	: Alttaş ve vakum ara yüzeyinde (interface) birim alandaki serbest enerji
$\Delta\gamma$	: Yüzey gerilimleri farkı
K_{eff}	: Efektif manyetik anizotropi
K_S	: Ara yüzey manyetik anizotropisi
t_{Co}	: Dik mıknatıslanma için kritik Co katmanı kalınlığı
K_V	: Şekil Manyetik anizotropisi
V_H	: Hall gerilimi
R_0	: Başlangıçtaki direnç
I_y	: Y yönündeki akım
d	: Mesafe
$MR\%$	: Yüzdece manyeto direnç oranı
R_{max}	: Maksimum direnç
R_{min}	: Minimum direnç
θ	: Faraday rotasyonu
V	: Verdet sabiti
$\mathbf{T}$	: Öteleme vektörü
$\mathbf{a}$	: Kristal örgü birim vektörü
$n(\mathbf{r})$	: Elektron yoğunluğunun konuma göre fonksiyonu

n_G	: Fourier Sabiti
$\mathbf{G}$	: Ters uzay öteleme vektörü
$\mathbf{b}$	: Ters uzay kristal örgü birim vektörü
δ_{ij}	: Diskriminant
$\mathbf{n}$	: Gelen dalga vektörünün normal vektörü
$\mathbf{n}'$	: Yansıyan dalga vektörünün normal vektörü
λ	: Dalga boyu
$\mathbf{k}$	: Gelen dalga vektörü
$\mathbf{k}'$	: Yansıyan dalga vektörü
$d(hkl)$	: İki kristal düzlemi arasındaki mesafe
n	: Kırılma indisi
δ	: Kırılma indisinin gerçek bileşeni
i	: Karmaşık sayı
β	: Kırılma indisinin imajiner bileşeni
$\mathbf{E}(\mathbf{z})$	: Z yönündeki elektrik alan vektörü
δ	: Faz Farkı
w	: Açısız hız
t	: Zaman
$\mathbf{E}_L$	: Sola dairesel dönen elektrik alan vektörü
$\mathbf{E}_R$	: Sağa dairesel dönen elektrik alan vektörü
ϵ	: Ortamın dielektrik sabiti
Q	: Manyeto optik sabiti
P_i	: Ortamı terk eden ışığın elektrik alan bileşenlerini gösteren matris
r_{ij}	: Işığın yansıma katsayısı
t_{ij}	: Işığın geçme katsayısı
$\emptyset_s$	: Kompleks Kerr rotasyonu
$\emptyset'_s$	: Kerr rotasyonu
$\emptyset''_s$	: Kerr eliptikliği
δ	: Dedektörün saptırılan küçük açı değeri
I_0	: Başlangıçtaki akım şiddeti
$M_{S(Co/Pt)}$	: (Co/Pt) doyum mıknatıslanması

$K_{1(Co/Pt)}$	:	(Co/Pt) manyetik anizotropisi
$M_{S(Fe_3O_4)}$	:	Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların doyum mıknatıslanması
$K_{1(Fe_3O_4)}$	:	Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların manyetik anizotropisi
A_{ex}	:	Değiş tokuş sabiti
α_G	:	Gilbert sönüm katsayısı
λ_{Neel}	:	Neel dalga boyu
λ_{Bloch}	:	Bloch dalga boyu



ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil No:</u>	<u>Sayfa</u>
1.1: Coulomb'un kutuplar arası kuvveti ölçmek için kullandığı burulma terazisi.	3
1.2: Dış manyetik alan etkisi altında manyetik kutuplara etkiyen kuvvetler.	4
1.3: a) Yörüngedeki elektronun hareketi, b) dirençsiz akım halkası.	5
1.4: Stern-Gerlach Deney Düzenegi.	8
1.5: Stern-Gerlach Deneyi Sonucu perdede oluşan 2 Kesikli çizgi.	8
2.1: Diamanyetik bir malzemenin dış manyetik alan ve sıcaklık etkisiyle mıknatıslanma ve duyunluk değişimi.	13
2.2: Diamanyetik bir malzemedeki atomların manyetik momentlerinin dış manyetik alan etkisi altında değişimi.	14
2.3: Paramanyetik bir malzemenin dış manyetik alan ve sıcaklık etkisiyle mıknatıslanma ve duyunluk değişimi.	15
2.4: Paramanyetik bir malzemedeki atomların manyetik momentlerinin dış manyetik alan etkisi altında değişimi.	16
2.5: Ferromanyetik malzemelerin manyetik doyum değerleri.	16
2.6: Ferromanyetik bir malzemenin dış manyetik alan etkisinde domen hareketi gösterimi.	17
2.7: Manyetik histerisis ve noktaların ifadesi.	18
2.8: Ferromanyetik bir malzemenin kendiliğinden mıknatıslanma süreci.	18
2.9: Ferromanyetik bir malzemenin sıcaklık etkisiyle mıknatıslanma ve duyunluk değişimi.	19
2.10: Antiferromanyetik atomların dış manyetik alan etkisi olmadan manyetik momentlerinin yönelimi.	20
2.11: Değiş tokuş enerjisine göre atomların yönelim eğilimi.	21
2.12: Antiferromanyetik bir malzemenin sıcaklık etkisiyle mıknatıslanma ve duyunluk değişimi.	21
2.13: RKKY Etkileşmesinin işaret ve türünü belirleyen osilasyon davranışı.	23

3.1:	Moleküler yoğunluk, ortalama serbest yol ve tek katman oluşum süresinin basıncın fonksiyonu olarak gösterimi.	25
3.2:	Yüksek vakum ortamını sağlamak için gerekli pompa şeması.	26
3.3:	İnce film büyüme modlarının şematik gösterimi.	27
3.4:	FV ve VW büyüme modları için yüzey gerilimleri.	27
3.5:	Orbital manyetik momentlerin $[Co(t_{Co}ML) / Pt(7.5ML)]$ çok katmanlı yapısı içindeki Co tek katman (ML) sayısına göre fonksiyonu.	29
4.1:	Sensörlerin temel çalışma prensibi.	30
4.2:	Manyetik sert malzemelerin yıllara göre manyetik akı değişimleri.	35
4.3:	Hall etkisi sensörünün dış manyetik alan yönüne bağlı ölçüm çeşitleri.	36
4.4:	GMR sensörü yapısı ve ilk ölçüm grafiği.	37
4.5:	Spin vanasının dış manyetik alan etkisiyle katmanlarının mıknatıslanma yönelimi değişimi.	38
4.6:	TMR sensörü katmanlarının dış manyetik alan etkisiyle yönelimi.	38
4.7:	Manyeto optik manyetometre ölçüm devresi.	39
4.8:	Fiber optik manyetik alan sensörü.	40
4.9:	Cotton Moutton Etkisi ile tasarlanan sensör şeması ve akım değişimi.	40
5.1:	Magnetron Saçtırma Metodu.	43
5.2:	Yalıtkan hedef üzerine DC voltaj verildiğinde oluşan kutuplanma.	43
5.3:	a) RF saçtırma metodunda uygulanan birleştirilmiş voltaj (super imposed AC on DC), b) RF saçtırma metodu için uygulanan voltaj.	44
5.4:	RF saçtırma esnasında a) Hedef malzemeye yakın bölgede, b) Alttaşa yakın bölgede iyonların ve elektronların hareketi.	44
5.5:	X ışını kırınımı.	47
5.6:	X ışının geliş açısına göre yüzeydeki hareketi.	50
5.7:	Kalınlığa bağlı XRR ölçümü örneği.	51
5.8:	Yoğunluğa bağlı XRR ölçümü örneği.	51
5.9:	Yüzey pürüzlülüğüne bağlı XRR ölçümü örneği.	52
5.10:	XRR ölçümü ile elde edilebilecek genel bilgiler.	52
5.11:	Sağa ve sola dönen dairesel dalga gösterimi.	54

5.12:	Düzlem dalganın eliptik kutuplanma öncesi ile sonrasında elektrik alan bileşenleri ve yönelimleri.	55
5.13:	Yüzeyde kutuplanması değişen düzlem dalga.	56
5.14:	N katmanlı film yapısının elektromanyetik dalga ile etkileşimi ve elektrik alan bileşenleri.	57
5.15:	L ve P MOKE ölçüm düzeneği.	59
5.16:	Elektron demeti ve örnek arasında üretilen çeşitli sinyaller ve bu sinyallerin alındığı bölgeler.	61
5.17:	Taramalı elektron mikroskopunu oluşturan temel yapılar.	62
6.1:	XRR ölçüm sonuçları.	63
6.2:	Si (100) alttaş üzerine büyütülen $x = a) 4 \text{ b) } 5 \text{ c) } 6 \text{ ve d) } 7$ $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı ince film yapıları.	65
6.3:	Si (100) üzerine büyütülen $x = a) 4 \text{ b) } 5 \text{ c) } 6 \text{ ve d) } 7$ $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı ince filmlerin P Moke ölçümleri.	65
6.4:	Toplam Co katmanı kalınlığı değiştirilmeden $x = a) 2 \text{ b) } 4$ $[\text{Co}/\text{Pt}]_x$ yapıları.	66
6.5:	Si (100) üzerine toplam Co katmanı kalınlığı sabit a) $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ b) $[\text{Co}(6\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_2$ yapılarının P Moke ölçümleri.	67
6.6:	Si (100) üzerine $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}(20\text{\AA}) / \text{NiFe}(70\text{\AA})$ büyütülen çok katmanlı ince film yapısı.	68
6.7:	Si (100) üzerine a) $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}(20\text{\AA}) / \text{NiFe}(70\text{\AA})$ büyütülen çok katmanlı ince film yapısının P Moke ölçümü.	68
6.8:	a) Si alttaş üzerinde sensör yapısı ve lazerdeki saçılma b) Cam alttaş üzerinde önerilen ölçüm metodu c) Cam alttaş üzerinde manyetik nanoparçacıkların algılanması için gerçekleştirilecek ölçüm metodu.	69
6.9:	Al_2O_3 katkılı cam alttaş üzerine büyütülen $x = a) 2 \text{ b) } 3 \text{ c) } 4 \text{ d) } 5 \text{ e) } 6$ ve f) 7 $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı ince film yapıları.	70
6.10:	Al_2O_3 katkılı cam üzerine büyütülen $x = a) 2 \text{ b) } 3 \text{ c) } 4 \text{ d) } 5 \text{ e) } 6$ ve f) 7 $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı ince filmlerin P Moke ölçümleri.	71
6.11:	$\text{Pt}(40\text{\AA}) / [\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}(20\text{\AA}) / \text{NiFe}(3\text{\AA})$ çok katmanlı ince film yapısı.	72
6.12:	Referans yüzeyin ve bu yüzeye su damlatıldıktan sonra alınan P Moke ölçümleri.	72

6.13:	Pt tampon katman kalınlıkları a) 100 Å b) 200 Å c) 300 Å olan [Co(3Å)/Pt(3Å)] ₄ / Pt(20Å) / NiFe(3Å) çok katmanlı ince film yapıları.	73
6.14:	Al ₂ O ₃ cam alttaşı üzerinde tampon katman kalınlıkları a) 40Å b) 100Å c) 200Å d) 300Å olan [Co(3Å)/Pt(3Å)] ₄ / Pt(20Å) / NiFe(3Å) çok katmanlı ince film yapılarının x ışını kırınımı (XRD) ölçümleri.	74
6.15:	Al ₂ O ₃ cam alttaşı üzerinde tampon katman kalınlıkları a) 100Å b) 200Å c) 300Å olan [Co(3Å)/Pt(3Å)] ₄ / Pt(20Å) / NiFe(3Å) çok katmanlı ince film yapılarının referans ve Fe ₃ O ₄ NP içeren yüzeylerinin P Moke ölçümleri.	75
6.16:	Pt Ara katman kalınlığı x= a) 12 Å b) 20 Å c) 24 d) 28Å olan çok katmanlı ince film yapıları.	76
6.17:	Pt(40Å) / [Co (3Å)/Pt(3Å)] ₄ / Pt(a) 12Å b) 20Å c) 24 Å d) 28 Å) / NiFe (3Å) şeklinde hazırlanan örneklerin rare Fe ₃ O ₄ konsantrasyonlarına sahip yüzeylerinden ve referans yüzeylerden alınan P Moke ölçümleri.	77
6.18:	Pt ara katman değerine göre değişen yüzeyinde rare konsantrasyona sahip örneklerle ait teorik RKKY enerjisinin deneysel değerlerinin teorik modelleme üzerindeki yerleri.	79
6.19:	a) 1.5 µg b) 6 µg Fe ₃ O ₄ manyetik nanoparçacık içeren yüzeylerin SEM görüntüleri.	80
6.20:	Pt(40Å) / [Co(3Å)/Pt(3Å)] ₄ /Pt(28Å)/NiFe(6Å) Referans sensör yapısı.	81
6.21:	a) Referans sensör yapısı ve farklı Fe ₃ O ₄ konsantrasyonlarına sahip yüzeylerinden alınan P Moke ölçümleri b) teorik modelleme sonuçları.	82

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo No:</u>	<u>Sayfa</u>
4.1: Dünyadaki yumuşak malzemelerin üretim oranları.	34
4.2: Seçilen bazı manyetik yumuşak malzemelerin maksimum manyetik geçirgenlik, zorlayıcı alan ve doyum manyetik akı yoğunlukları.	34
5.1: Kristal yapılarına göre düzlemler arası mesafe formülleri.	49
5.2: Düzlem dalganın elektrik alan bileşen değerleri ve net alanın yönelimi.	54
6.1: Kullanılan hedeflerin büyüme oranları.	64
6.2: Magnetron saçtırma(sputtering) büyütme parametreleri.	64
6.3: Hazırlanan çözeltinin su ve Fe_3O_4 miktarları.	76

1. GİRİŞ

1.1. Manyetizma

İnsanoğlu varoluşunun başından itibaren doğanın gizemini anlamaya çalışmış, etrafında gerçekleşen veya gözlemlediği olayların altında yatan gerçekleri düşünmüştür. Temel bilimin var olmadığı çağlarda insanlar doğayı anlamaya çalışırken bazı efsaneler, mitolojik karakterler, tezahürü olmayan hayal ürünleri ile bunları sonuçlandırmaya çalışmışlardır. Aynı zamanda edinilen her yeni bilgi, gözlemlenen her olay insanoğlu tarafından kendine fayda sağlamak için de kullanılmaya çalışılmıştır.

Manyetizmanın ilk olarak bundan 3000 yıl kadar önce, bugün Türkiye Cumhuriyeti sınırları içerisinde İzmir ve Aydın şehirlerini kapsayan İyonya'nın Magnesia bölgesinde, bir çobanın ayakkabısını bir arada tutmak için çaktığı metalin bir kaya tarafından hızla çekilmesi üzerine fark edildiği rivayet edilir. [1] Bu taşın çekiminin sebebi olan minerale bölgenin adından ötürü magnetit dendiği kabul edilir. Elbette ki çoban, bu çekimin altında yatan sebebi bilmiyordu fakat bulduğu bu taş parçasının kendi türünü ve demir parçalarını çektiği sonucuna ulaşmıştı. Bu çekimin sebebinin bilinmiyor olması insanoğlunun bir taraftan bunu araştırmasına diğer taraftan ise magnetitin hastaları iyileştirdiği, hatta kötü ruhları kovmayı sağlayan doğa üstü güçlere sahip olduğu gibi batıl inanışları türetmesine sebep olmuştur. [1] Antik yunanların yanı sıra çinliler de magnetitin gizemiyle tanışmış olup tarihteki ilk pusulaları kullanarak kendileri için fayda sağlamaya çalışmıştır.

1269 yılında Peter (Petrus) Peregrinus, pusulaların kutuplarını tanımlamak ve manyetik çekim karakteristiğini 'Epistola de magnete' adlı yazısında açıklamıştır. 'Kutup' kelimesinin kullanıldığı ilk yazı olmakla birlikte, kuzey ve güney kutbu ibareleri pusulanın yönelimini açıklamak üzere yön terimleri olarak da ilk kez burada kullanılmaya başlanmıştır. [2]

17. Yüzyılda, William Gilbert (1544-1603), hem elektrik hem manyetizma için bilgiler içeren 'On the Magnet (1600)' adlı kitabını kaleme almıştır. Manyetizmayı bilimsel metodlarla sistematik açıdan ele almış ve bununla birlikte dünyanın manyetik alana sahip olduğunu keşfetmiştir. Ayrıca ısıtılan demirin manyetik özelliğinin kaybolabileceği de yaptığı deneylerle gözlemlemiştir. Antik yunanlar fosilleşmiş bir

bitki reçinesi olan kehribarın, hayvan postuna sürtüldüğünde kağıt, saman gibi küçük objeleri çekme özelliğini fark etmiştir. Gilbert bu özelliği tanımlamak için antik yunanların kehribar için kullandıkları ‘*ēlektron*’ kelimesinden ‘electricus’ ifadesini türeterek kitabında yer vermiştir. Günümüzde kullanılan elektrik kelimesi kökeni buradan gelmektedir. [3]

1820 yılında Christian Hans Oersted (1777-1851)’in, akım taşıyan bir telin pusulaya yaklaştırıldığında pusula iğnesinde sapmaya sebep olmasını gözlemlemesiyle ayrı iki konu olarak görülen elektrik ve manyetizmanın birbirleri üzerindeki etkisi gözlemlenmiş ve bu tarihten itibaren birlikte ele alınarak incelenmeye başlanmıştır. Bu gözlemin ardından elektrik ve manyetik alanın birbiri üzerindeki etkileri incelemek üzere Andre Marie Ampere (1775-1836) tüm manyetik olayların hareketli elektrik yüklerinde kaynaklandığını ve Michael Faraday (1791-1869) ise hareket eden mıknatısın elektrik alan ürettiğini keşfetmiştir. Yapılan deneyler ve hesaplamalar, James Clerk Maxwell (1831-1879)’in bugün elektromanyetizmanın temelini oluşturan 4 denklemi ile çok güçlü bir temele yerleştirilmiştir. Bu denklemler,

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.2)$$

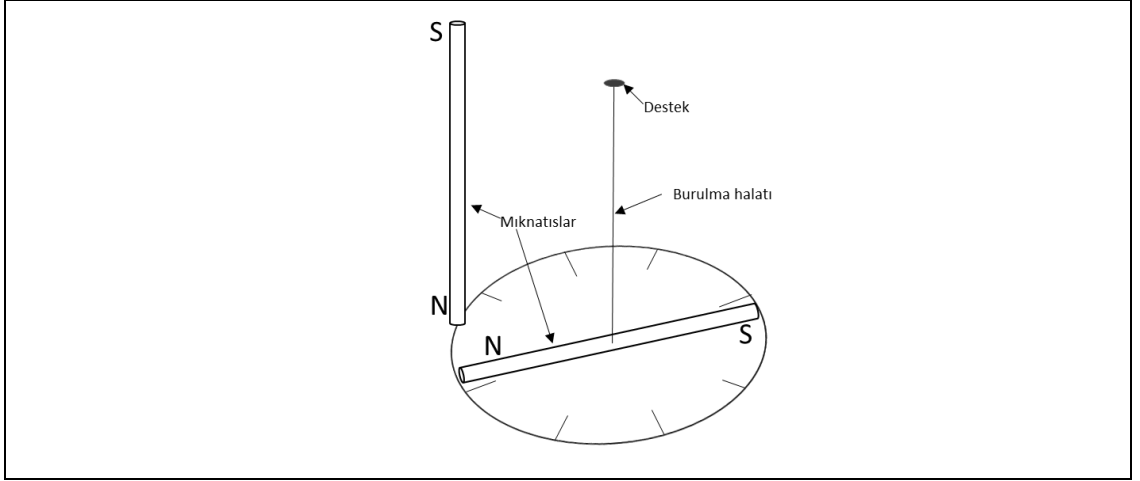
$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.4)$$

şeklinde yazılarak,

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.5)$$

Lorentz’in yüklü parçacıklara etkiyen kuvvet yasası ile birlikte maddenin bazı özel durumları dışında elektromanyetizmanın tüm kuramsal içeriği özetler. [4]



Şekil 1.1: Coulomb'un kutuplar arası kuvveti ölçmek için kullandığı burulma terazisi.

Bir çubuk mıknatısın uçlarındaki bölgelere kutup denildiği ve bu mıknatıstaki aynı kutupların birbirini iterken, zıt kutupların ise birbirini çektiği biliniyorken bu kutuplar ile aralarında oluşturdukları kuvvetin ilişkisi 1750'de John Mitchell ve 1785'de Charles Coulomb tarafından birbirlerinden bağımsız olarak bulunmuştur. Coulomb yaptığı burulma terazisi deneyi ile,

$$F \propto \frac{p_1 p_2}{r^2} \quad (1.6)$$

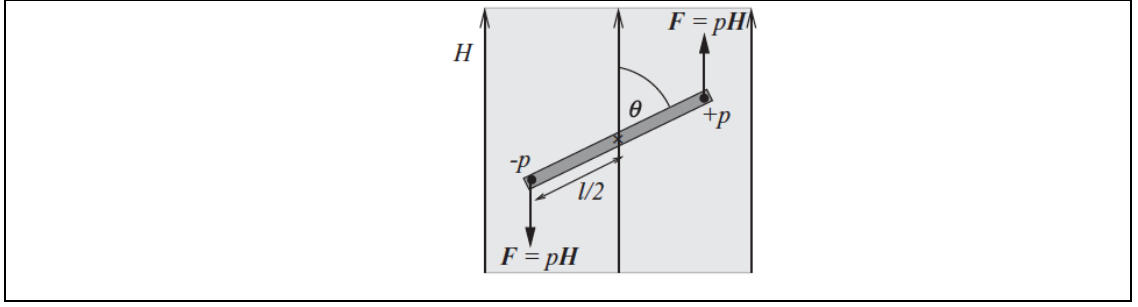
kutuplar arası kuvvetin, her bir kutbun gücü ile doğru, kutuplar arasındaki mesafenin karesi ile ters orantılı olduğunu gözlemlemiştir.

Manyetik bir kutup çevresinde manyetik alan yaratacağından kendisine yakın olan kutba etkiyecek olan kuvvet buradan ortaya çıkar.

Deneyisel sonuçlar bu durumun,

$$F = k p H \quad (1.7)$$

şeklinde manyetik kutup şiddeti ve alan şiddeti ile doğru orantılı olduğunu göstermiştir.



Şekil 1.2: Dış manyetik alan etkisi altında manyetik kutuplara etkiyen kuvvetler.

Düzgün bir manyetik alan içerisinde kutup şiddetleri p olan bir çubuk mıknatıs, alan ile θ açısı yapacak şekilde yerleştirilirse, kuvvetler sebebiyle mıknatısa net bir tork etki eder.

$$\sum \tau = (pH \sin \theta \frac{l}{2}) + (pH \sin \theta \frac{l}{2}) = pH \sin \theta l \quad (1.8)$$

$H = 1 \text{ Oe}$ ve $\theta = 90^\circ$ olması durumunda

$$\sum \tau = mH, m = pl \quad (1.9)$$

şeklinde ifade edilir. Burada m , çubuk mıknatısın manyetik momentidir.

Manyetik kutup şiddeti, fiziksel anlamından çok matematiksel bir ifadedir. Tek bir noktada toplanamayacağı için kutuplar arası mesafe de kesin olarak belirtilemez. Buna rağmen manyetik moment deneysel olarak kesin bir şekilde ölçülebilir. [5]

Çubuk mıknatısın düzgün manyetik alan altında θ açısıyla durması için başlangıç durumuna göre yapılan iş,

$$dE_p = 2(pH \sin \theta) \left(\frac{l}{2}\right) d\theta = mH \sin \theta d\theta \quad (1.10)$$

$$E_p = \int_{\pi/2}^{\theta} mH \sin \theta d\theta = -mH \cos \theta = \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} \quad (1.11)$$

denklemin sonucu bize mıknatısın alana paralel, anti paralel olması durumunda yapılan işin sırasıyla $-mH$ ve $+mH$ değerlerini alacaktır. Dolayısıyla manyetik momentin güney kutbundan kuzey kutbuna çizilen bir vektör olduğu sonucuna ulaşırız. Yapılan iş aynı zamanda enerjiye karşılık geldiğinden ve birimi *erg* olduğundan m , manyetik momentinin birimi *erg/Oersted* olur. Bu nicelik manyetik momentin elektromanyetik birimi olarak adlandırılır ve *emu* olarak kısaltılır.

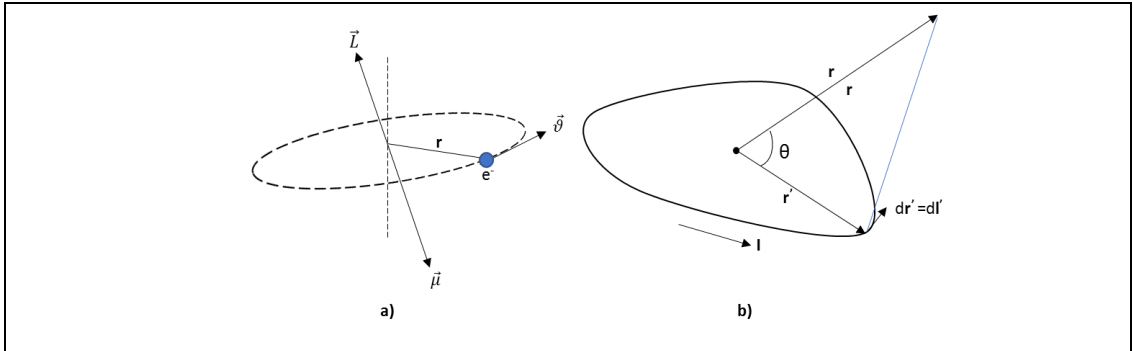
Tanım olarak manyetizasyon şiddeti veya yalnızca manyetizasyon (mıknatıslanma),

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{V} = \frac{emu}{cm^3} \quad (1.12)$$

şeklindedir.

Bir malzemenin mıknatıslanmasını mikroskopik olarak inceleyecek olursak, manyetizmanın temelinde atomların çevresinde bulunan elektronların hareketinin olduğunu görmek mümkündür. Her bir elektronun yörünge ve spin olarak ikiye ayrılan hareketlerinden kaynaklanan manyetik momenti vardır.

Bir elektronun atom çevresindeki yörüngesel hareketi ile halka şeklinde dirençsiz bir teldeki akım hareketi birbirine benzerdir. Bunu göstermek için manyetik vektör potansiyelinin çok kutup açılımını yapacak olursak,



Şekil 1.3: a) Yörüngedeki elektronun hareketi, b) dirençsiz akım halkası.

Bir akım halkasının vektör potansiyeli,

$$A(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{1}{r'-r} d\mathbf{l}' = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{r^{n+1}} P_n \cos \theta \, dl \quad (1.13)$$

şeklinde ifade edilir.[4]

Legendre polinomunu seri açıp ilk 3 terimini yazarsak,

$$\begin{aligned} A(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \left[\frac{1}{r} \oint d\mathbf{l}' \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \oint r' \cos \theta d\mathbf{l}' + \frac{1}{r^3} \oint (r')^2 \left(\frac{3}{2} (\cos \theta)^2 - \frac{1}{2} \right) d\mathbf{l}' \right. \\ \left. + \dots \right] \end{aligned} \quad (1.14)$$

Burada kapalı integrallerin içindeki r' teriminin kuvvetleri kutupları ifade eder ve seride kaybolmayan en düşük kutbun katkısı baskın gelir. Tek kutup terimini ele alacak olursak, $\oint d\mathbf{l}'$ her zaman sıfır olacağından hiçbir zaman baskın gelemmez. Dolayısıyla bu sonuç doğada hiçbir manyetik tek kutbun olmayacağını gösterir.

Bu durumda baskın terim dipol olacağından,

$$A(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{1}{r^2} \oint r' \cos \theta d\mathbf{l}' = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{1}{r^2} \oint (\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}') d\mathbf{l}' \quad (1.15)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \mathbf{m} \times \hat{\mathbf{r}} \quad (1.16)$$

$$\mathbf{m} \equiv I \int d\mathbf{a} = I\mathbf{a} \quad (1.17)$$

Burada $\mathbf{m}$ (veya $\boldsymbol{\mu}$) manyetik dipol momentidir olup I akım halkasından geçen akım ve $\mathbf{a}$ kapalı akım halkasının vektör alanıdır ve yönü sağ el kuralı ile belirlenir. Dolayısıyla manyetik dipol momentidir ve vektör alanı aynı yönde yönelmiştir. Bu durumda yörüngedeki bir elektron için bu ifadeyi kullanırsak,

$$\mu_{\text{yörünge}} = \text{Halkanın Alanı} * \text{Akım} = \pi r^2 \frac{q}{t} = \pi r^2 \frac{e}{\frac{2\pi r}{v}} \quad (1.18)$$

$$\mu_{\text{yörünge}} = \frac{e\hbar}{2} \quad (1.19)$$

olacaktır.

Bohr atom modelinde açışal momentumun kuantumlanmasını ve klasik açışal momentum ifadeleri ile elektronun hızı için bir ifade türetirsek,

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times m_e \mathbf{v} = \frac{nh}{2\pi} \quad (1.20)$$

$$v = \frac{nh}{m_e 2\pi r} \quad (1.21)$$

Elektronun hızı için bulduğumuz bu ifadeyi manyetik (dipol) momente yerleştirdiğimizde, n=1 (Bohr yörüngesi) için,

$$\mu_{yörünge} = \frac{eh}{4\pi m_e} (SI) \text{ veya } \mu_{yörünge} = \frac{eh}{4\pi m_e c} (cgs) \quad (1.22)$$

$$\boldsymbol{\mu}_L = \frac{q}{2m_e} \mathbf{L} = -\frac{e}{2m_e} \mathbf{L} \quad (1.23)$$

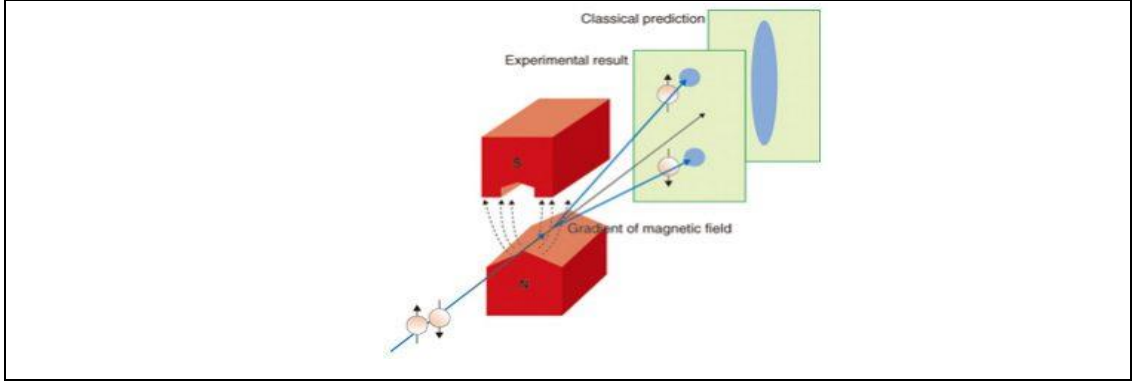
sonucuna ulaşırız.

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\gamma_L \mathbf{L} \quad (1.24)$$

Dönme hareketi yapan elektronun açışal momentumu ve manyetik momenti arasında bir orantı katsayısı mevcuttur ve bu katsayı

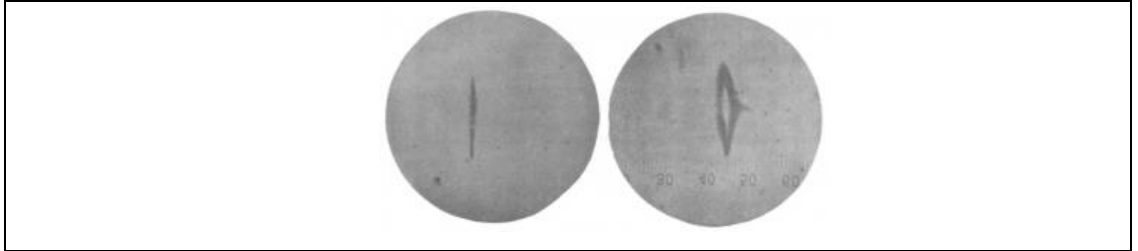
$$\gamma_L = g_L \frac{e}{2m_e} \quad (1.25)$$

şeklinde ifade edilen yörüngesel harekete ilişkin jiromanyetik oran adını alır. Formülde yer alan g, spektroskopik yarıлма çarpanı adı verilen boyutsuz bir nicelik olup dönme hareketi yapan elektronun yük dağılımının bir ölçüsüdür. Elektronun yörünge açışal momentumu için $g_L = 1$ dir.



Şekil 1.4: Stern-Gerlach Deney Düzenegi.

1922 yılında yapılan Stern - Gerlach deneyi ile elektronun doğasına has bir özelliği olan spin keşfedilmiş ve elektron spininin kendi manyetik (dipol) momentini yarattığı gözlemlenmiştir. Stern - Gerlach deneyinin yapılma amacı Bohr'un kesikli açısal momentum teorisini test etmektir. Bohr'un açısal momentumun kesikli olması teorisine göre deneyin sonucunda gümüş atomları sahip oldukları 3 farklı manyetik moment değerine göre hareket etmeleri bekleniyordu. Fakat deney sonucunda ortaya çıkan tablo ne klasik fiziğin beklentisi olan sürekli bir profil, ne de Bohr modeline uyan üç ayrı noktadan oluşan kesikli bir profil ortaya çıkartmıştır. Perdede iki kesikli profil oluşmuştur.



Şekil 1.5: Stern-Gerlach Deneyi Sonucu perdede oluşan 2 Kesikli çizgi.

1925 yılında spin ile ilgili ilk postüla yayınlanmıştır. Devamında oluşan spin kuramı ile bir kuantum sisteminde spin açısal momentumunu belirleyen kuantum durumları,

$$\hat{S}^2 |s, m_s\rangle = \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2 s(s+1) |s, m_s\rangle \quad (1.26)$$

$$\hat{S}_z |s, m_s\rangle = \left(\frac{h}{2\pi}\right) m_s |s, m_s\rangle \quad (1.27)$$

$\hat{S}^2$ ve $\hat{S}_z$ işlemcilerinin öz durumlarından oluşur ve özdeğer denklemleri (1.26) ve (1.27) nolu denklemlerde gösterildiği şekilde yazılır.

Burada s niceliğine spin kuantum sayısı denir ve çoğu kez yalnızca spin olarak ifade edilir. m_s ise spin manyetik kuantum sayısı adını alır ve spin açısal momentumun z doğrultusundaki bileşeninin büyüklüğünü belirler. m_s -s den + s ye kadar toplam $2s+1$ tane değer alır.

Atomu oluşturan proton, elektron ve nötron parçacıklarının spin kuantum sayıları $\frac{1}{2}$ olduğundan spin manyetik kuantum sayıları yalnızca 2 değer alabilir. Bu durumda elektron için $m_s = \pm \frac{1}{2}$ ve proton için $m_i = \pm \frac{1}{2}$ şeklinde olacaktır. Bir diğer değişle spin ya yukarı ya da aşağı durumunda olacaktır. α keti spin yukarı ve β keti spin aşağı durumunu gösterirsek,

$$\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = |\alpha\rangle \quad (1.28)$$

$$\left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = |\beta\rangle \quad (1.29)$$

olacağından spin açısal momentumunun z bileşeni için mümkün olan değerler

$$S_z = \pm \frac{h}{2\pi} \quad (1.30)$$

şeklinde verilir.

Daha önce yörünge hareketi için türettiğimiz yoldan spin açısal momentuma bağlı manyetik (dipol) momentini türetmemiz mümkün değildir çünkü spin kuramının klasik kuramda bir karşılığı yoktur. Tek elektronlu atomlar üzerinde yapılan deneyler bize,

$$\mu_s = -g_s \frac{e}{2m_e} \mathbf{S} \quad (1.31)$$

gibi bir spin magnetik (dipol) momentinin olması gereğini ortaya çıkartmıştır. Burada g_s 2.002 319 deneysel olarak saptanmış olan elektronun spinine ilişkin spektroskopik yarıлма çarpanı adını alır. [6]

$$\widehat{\mu}_S = -\gamma_s \hat{S} \quad ; \quad |\hat{S}| = \frac{1}{2} \quad (1.32)$$

ifadesi ile

$$\mu_{spin} = \frac{eh}{4\pi m_e} (SI) \quad veya \quad \mu_{spin} = \frac{eh}{4\pi m_e c} (cgs) \quad (1.33)$$

sonucuna ulaşılır.

Bohr yörüngesi için hesaplanan yörüngesel manyetik moment ve elektronunun spin manyetik momentinin eşit olduğu hesaplarla görülüyor. Bu değer elektronun e yükü gibi manyetik momentinin doğal birimi olup μ_B Bohr magnetonu adını alır. Bu değer ayrıca ölçülebilen en küçük manyetik moment değeridir. [7]

Bir atomun manyetik momenti, her elektronunun yörünge ve spin manyetik momentlerinin vektör toplamı ile belirlenir. Tek elektronlu atom için sırasıyla toplam açısal momentum operatörü ve toplam manyetik moment operatörü,

$$\hat{J} = \hat{L} + \hat{S} \quad (1.34)$$

$$\hat{\mu} = \widehat{\mu}_L + \widehat{\mu}_S \quad (1.35)$$

şeklinde yazılır. [8]

$$g_L = 1 \quad ve \quad g_S \cong 2 \quad (1.36)$$

alınırsa toplam manyetik moment işlemcisi,

$$\hat{\mu} = \frac{\mu_B}{h/2\pi} (\hat{L} + 2\hat{S}) \quad (1.37)$$

biçimini alır. Burada spine ilişkin spektroskopik yarıлма faktörünün 2 değerini alıyor oluşundan kaynaklı olarak toplam açısal momentum ile toplam manyetik moment işlemcisi ile doğrudan orantılı değildir. Buradan yola çıkarak,

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \quad (1.38)$$

Tek elektronlu atomun spektroskopik yarıma faktörü olarak hesaplanır ve bu durumda,

$$\hat{\mu}_j = -\frac{\mu_B}{h/2\pi} g_j \hat{J} = -\gamma_j \hat{J} \quad (1.39)$$

Z doğrultusunda kuantumlanan μ manyetik (dipol) momentinin J toplam açısal momentum doğrultusundaki bileşenini elde ederiz.

Atomlar elektronlarca çevrelenmiş olup, elektronun yukarıda açıklanan yörünge veya spin hareketi kendine özgü bir manyetik moment oluşturarak, kendisinin adeta birer küçük mıknatıs gibi davranmasına sebep olur. [9]. Toplam manyetik (dipol) momentleri olası iki durum oluşturabilir. Bu durumda manyetik davranış 2 şekilde sınıflandırılır. Bunlar,

- Elektronların tüm manyetik momentleri öyle şekilde yönelmiştir ki vektörel toplamaları birbirlerini yok eder. Bu durumda madde diamanyetik olarak adlandırılan davranış sergiler.
- Elektronların manyetik momentlerinin yönelimleri vektörel olarak birbirlerini kısmi şekilde yok eder ve atomun net bir manyetik momente sahip olmasını sağlar. Bu tür atomlardan oluşan maddeler bu kısmi etkinin türüne göre para-, ferro, anti-ferro veya ferri manyetik davranış sergiler. [5]

Bu sınıflara göre bir maddenin uygulanan dış manyetik alana karşı nasıl tepki vereceği farklı olacaktır. Maddenin mıknatıslanmasının uygulanan dış manyetik alana oranına manyetik veya hacimce duygunluk denir. Manyetik duygunluk maddenin manyetik alana karşı nasıl tepki verdiğinin ölçüsüdür.

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{emu}{cm^3 Oe} \quad (1.40)$$

Uygulanan dış manyetik alan etkisinin maddede oluşturduğu manyetik akı yoğunluğu da maddenin davranış karakteristiğinde önemli bir parametredir.

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \text{ (SI) veya } \mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} \text{ (cgs)} \quad (1.41)$$

şeklinde tanımlanır. μ_0 boş uzayın manyetik geçirgenliği olup bir maddenin manyetik alanı nasıl geçirdiğinin bir ifadesi,

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{\text{gauss}}{\text{Oe}} \quad (1.42)$$

biçiminde yazılır.

Bu ifadeler yardımıyla bir maddenin manyetik alana karşı tepkisinin ölçüsü ve uygulanan dış manyetik alanı geçirmesi ifadesini birbiriyle bağlamak istersek,

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) \text{ (SI) veya } \mu = (1 + 4\pi\chi) \text{ (cgs)} \quad (1.43)$$

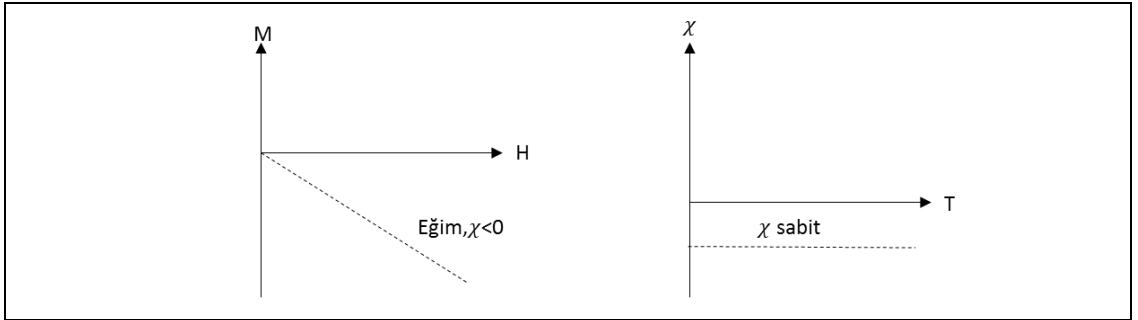
Ele alınan bir maddenin manyetik özellikleri, elde edilecek M-H ve B-H eğrilerinin yorumlanmasında ve bu yorumlamalar ile manyetik bir malzeme kullanılmak istendiğinde manyetik duygunluk ve manyetik geçirgenlik oldukça önemli parametreler olarak karşımıza çıkmaktadır. [4]

2. MANYETİK DAVRANIŞ VE ETKİLEŞME TÜRLERİ

2.1. Diamanyetizma

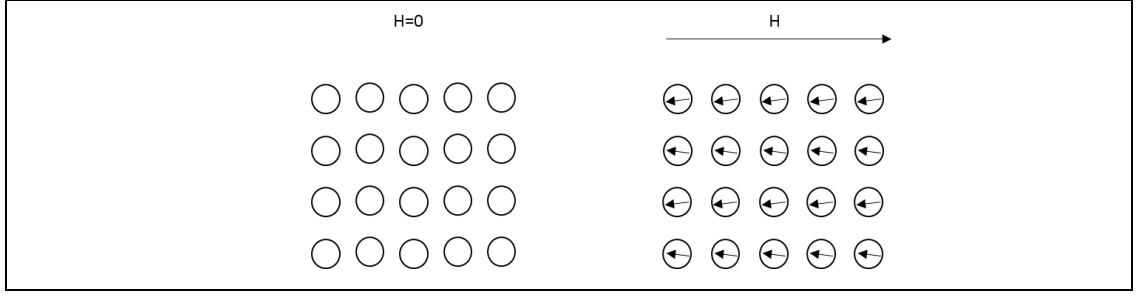
Diamanyetizma, elektronların yörünge hareketinden dolayı meydana gelen manyetik davranıştır. Dış manyetik alan etkisinin yörüngedeki hareketli elektronlara etkisi bu elektronların elektromanyetik indüksiyon sebebiyle daha da hızlanmalarına yol açar. [10] Lenz yasası gereği indüklenen akım kendisini yaratan manyetik alanı zıt yönde ve uygulanan alanı yenecek bir alan oluşturacaktır. Bu durumda indüklenen manyetik momentlerin de bu alana zıt yönde oluşması ile negatif mıknatıslanma oluşur. Uygulanan dış manyetik alan ne kadar büyük olursa negatif yönde mıknatıslanması o kadar büyük olacaktır. [6]

Çiftlenmemiş elektronu olmayan bütün atomların yörünge ve spin manyetik momentleri birbirlerini yok edecek şekilde yönelmiş olacağından net manyetik momentleri yoktur. Bu bakımdan He, Ne, A gibi soygazlar ve H_2 , N_2 gibi çiftlenmemiş elektronları kalmayacak şekilde molekül oluşturan gazlar diamanyetik özellik gösterirler. Ayrıca belirli koşullar altında bazı süper iletken malzemeler mükemmel diamanyetik davranış sergilerler.



Şekil 2.1: Diamanyetik bir malzemenin dış manyetik alan ve sıcaklık etkisiyle mıknatıslanma ve duygunluğunun değişimi.

Elektronların yörünge hareketi her atom için var olduğundan bütün maddeler net manyetik momente sahip olsa dahi diamanyetik özelliğe sahiptirler. Diamanyetik davranışın net manyetik momente sahip maddelerde var olmasına karşın gözlenmemesinin sebebi diğer manyetik davranışların çok daha baskın olmasından dolayıdır. [5]



Şekil 2.2: Diamanyetik bir malzemedeki atomların manyetik momentlerinin dış manyetik alan etkisi altında değişimi.

2.2. Paramanyetizma

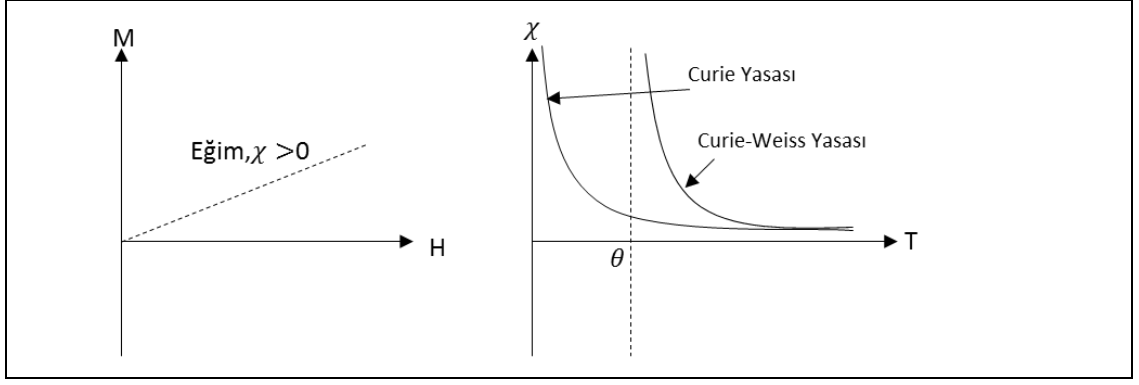
Paramanyetik davranış her biri net manyetik momente sahip atom veya moleküllerden oluşan fakat net manyetik momenti olmayan malzemelerde gözlemlenir. Manyetik atomların birbirlerinden görece uzakta oluşundan ötürü etkileşimlerinin az olması ve termal etki sebebiyle her bir manyetik atomun manyetik momentinin rastgele yönelimi sonucu malzemenin net manyetik momenti yoktur. Bu durum dış manyetik alan uygulanmadıkça malzemenin manyetik özellik göstermemesinin sebebi olup, dış manyetik alan uygulandığında manyetik momentler uygulanan alan yönüne hizalanma eğilimi gösterirler. Termal etkiler sebebiyle malzemenin manyetik duyunluğu χ , 10^{-5} ve 10^{-2} mertebesi aralığında pozitif bir değer alır.

Paramanyetik bir malzemenin kütlece duyunluğu ve sıcaklığı arasındaki bağlantı ilk olarak Pierre Curie tarafından deneysel sonuçların yorumlanması ile

$$\chi_m = \frac{C}{T} \quad (2.1)$$

şeklinde yapılmıştır. Burada C Curie sabitidir.

Langevin, Curie'nin deneysel sonuçları ile tutarlı şekilde manyetik momentlerin manyetik alan ve sıcaklığa bağlı olduğunu teorik açıdan açıklamış olsa da çoğu paramanyetik malzeme Curie yasasına uymaz.



Şekil 2.3: Paramanyetik bir malzemenin dış manyetik alan ve sıcaklık etkisiyle mıknatıslanma ve duygunluk değişimi.

Paramanyetik bir malzemenin manyetik momentlerinin davranışı Weiss tarafından uygulanan dış manyetik alan, sıcaklık ve birbirleri arasındaki etkileşmesi birlikte ele alındığında açıklanmıştır. Manyetik momentlerin kendi aralarındaki etkileşimi moleküler alan olarak adlandırılan hayali bir iç manyetik alan ile açıklanmıştır.

Weiss moleküler alanı mıknatıslanma ile doğru orantılı olarak,

$$H_m = \gamma_m M \quad (2.2)$$

şeklinde açıklamıştır. Burada γ_m moleküler alan sabitidir. Manyetik momentlere etkileyen toplam manyetik alanın,

$$H_{Toplam} = H + H_m \quad (2.3)$$

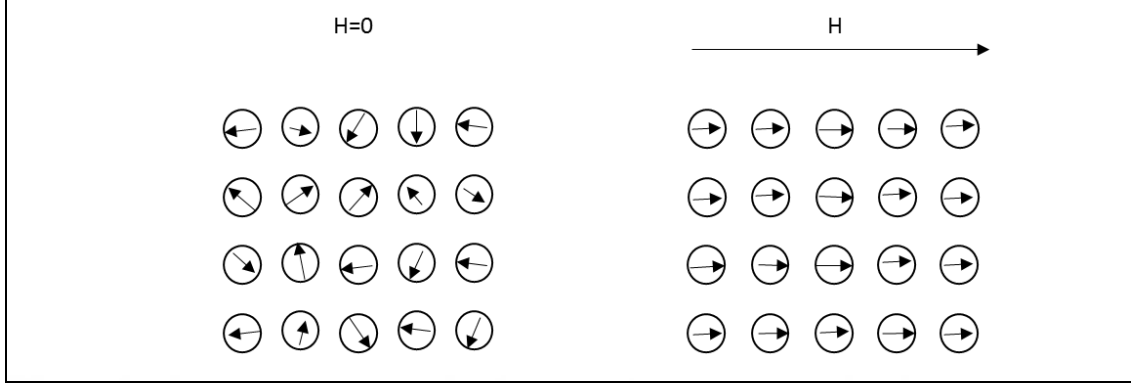
olduğunu ifade etmiştir. Toplam manyetik alan Curie yasasına yerleştirildiğinde,

$$\chi_m = \frac{C}{T} = \frac{M}{\rho H_T} = \frac{M}{\rho(H + H_m)} = \frac{M}{\rho(H + \gamma_m M)} \quad (2.4)$$

$$M = \frac{\rho C H}{T - \rho C \gamma_m} \quad (2.4)$$

$$\chi_m = \frac{M}{\rho H} = \frac{1}{\rho H} \frac{\rho C H}{T - \rho C \gamma_m} = \frac{C}{T - \rho C \gamma_m} = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.5)$$

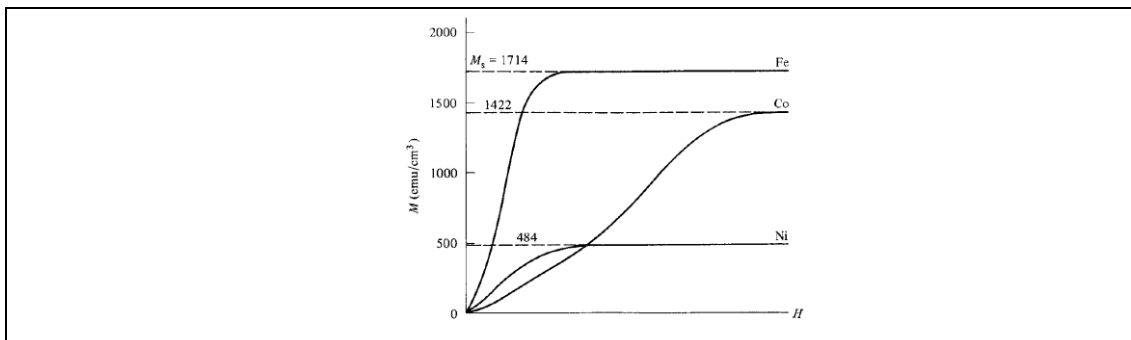
θ terimi moleküler alan sabiti γ_m ile orantılı olduğundan ötürü manyetik momentlerin kendi aralarındaki etkileşmesinin bir ölçüsüdür. Bununla birlikte θ terimi sıcaklığı ifade eden bir terimdir. Curie yasasına uyan malzemeler için θ sıfırdır.



Şekil 2.4: Paramanyetik bir malzemedeki atomların manyetik momentlerinin dış manyetik alan etkisi altında değişimi.

2.3. Ferromanyetizma

Paramanyetik davranışa benzer şekilde, manyetik atomların kalıcı manyetik momentlere sahip olan ferromanyetik malzemeler dış manyetik alan etkisiyle çok güçlü manyetik davranış sergilerler.



Şekil 2.5: Ferromanyetik malzemelerin manyetik doyum değerleri.

Oda sıcaklığında Fe, Ni ve Co için çok küçük dış manyetik alan etkisiyle doyum mıknatıslanmasına ulaştığı gözlenmiştir. Tek kristal Fe'nin 50 Oe gibi çok küçük bir dış alan etkisi altında 1700 emu/cm³ gibi bir doyum mıknatıslanmasına sahip olduğu görülüyor. Buna mukabil aynı dış alan etkisi altında tipik bir paramanyetik malzeme

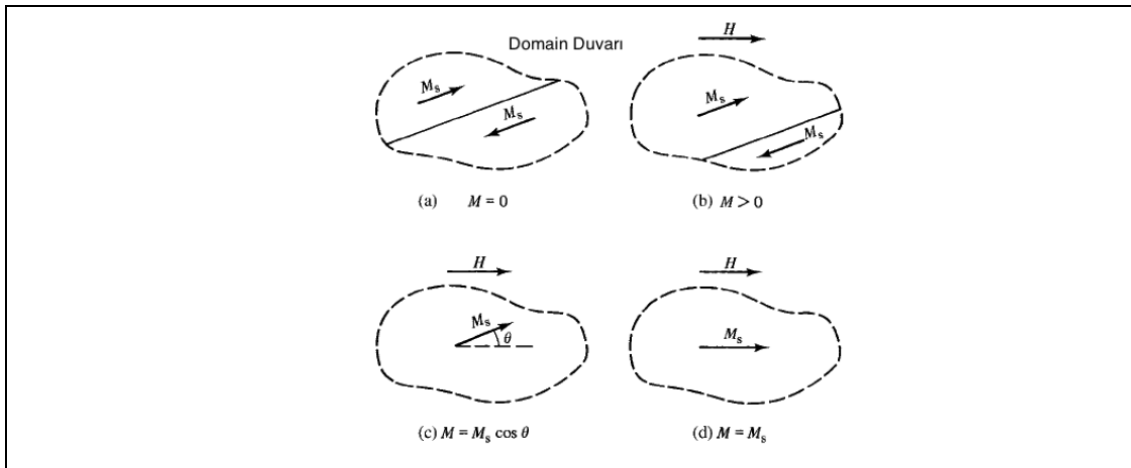
için ise M yaklaşık 10^{-3} emu/ cm³ mertebelerindedir. Bu ferromanyetik malzemelerin paramanyetik özellikteki malzemelere göre yaklaşık 10^6 kat daha güçlü olduğunu gösterir. [5]

Ferromanyetik davranışın anlaşılmasında moleküler alan teorisi büyük rol oynamıştır. Paramanyetizma konusu içerisinde bahsettiğimiz üzere,

$$\chi_m = \frac{C}{T - \theta} = \frac{M}{\rho(H + H_m)} \quad (2.6)$$

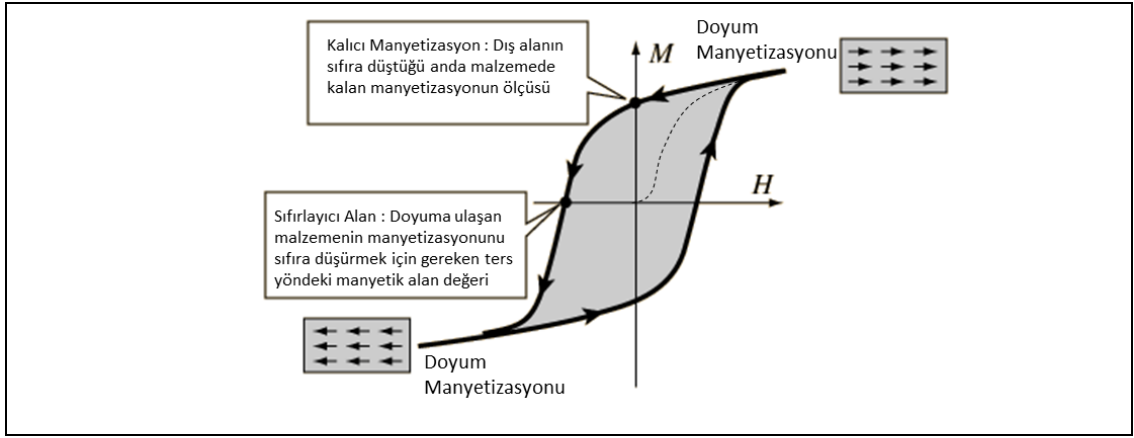
Olduğundan θ ve H_m birbirlerine direkt bir şekilde bağlıdır.

Ferromanyetik bir malzemede H_m oldukça büyüktür. Weiss bu durumdan dolayı ferromanyetik malzemeleri kendiliğinden doyum mıknatıslanmasına ulaştığı ve kendiliğinden mıknatıslanan malzemeler olarak adlandırdı. Buna rağmen oldukça zayıf olmasına karşın dış manyetik alan olmadan ferromanyetik malzemelerin başlangıçta neden mıknatıslanmadığını manyetik domenler (bölgeler) ile açıklamıştır. Buna göre her ferromanyetik malzemenin başlangıçta demanyetize olmasını sağlayan bu bölgeler kendi içlerinde manyetik momentlere sahip olsalarda, bu domenler öyle yönelmişlerdir ki malzemenin net mıknatıslanma değeri yoktur. Uygulanan çok küçük dış manyetik alan ile domenlerin alan yönünde yönelmesi sağlanır.



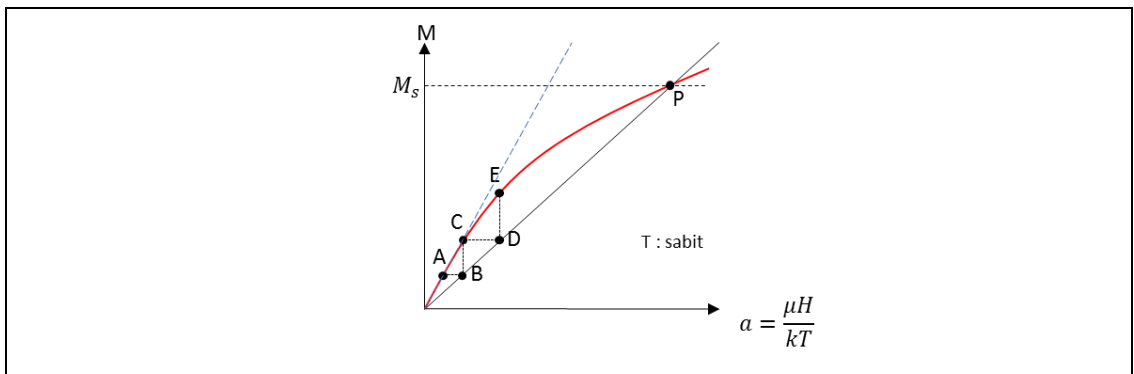
Şekil 2.6: Ferromanyetik bir malzemenin dış manyetik alan etkisinde domen hareketi.

Ferromanyetik bir malzemenin dış manyetik alan altındaki manyetik davranışı histeresis eğrileri ile karakterize edilir.



Şekil 2.7: Manyetik histeresis ve noktaların ifadesi.

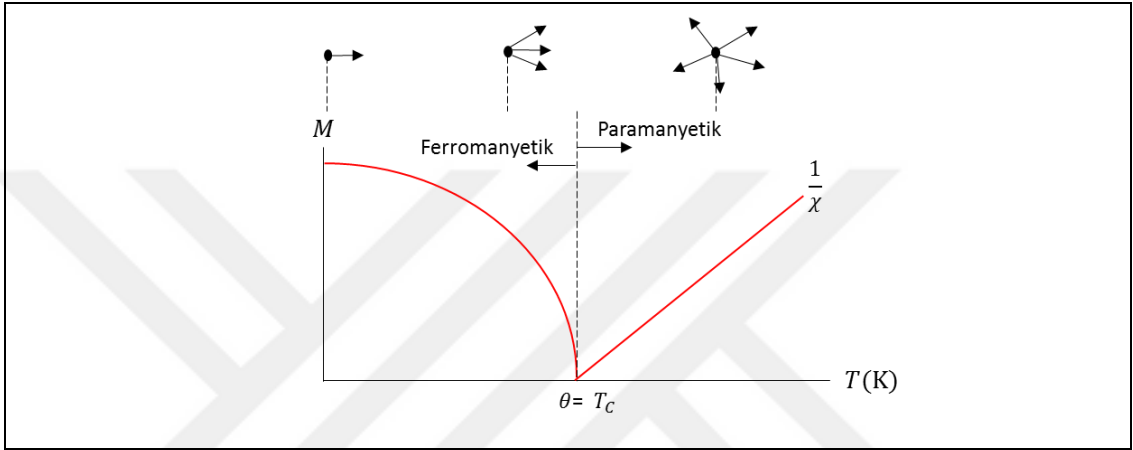
Weiss moleküler alan teorisinde ferromanyetik malzemeler için belirli bir sıcaklık değerinin altında ve üstünde farklılık olduğunu göstermiştir. İlk olarak kendiliğinden mıknatıslanmayı daha net anlamak için sabit sıcaklık altında her atomu net manyetik momente sahip bir malzeme ele alalım. Bu malzemenin mıknatıslanmasının moleküler alan ile nasıl değiştiğini anlamak için oda sıcaklığında malzemenin yalnız dış alan etkisi altındaki davranışını ve yalnız moleküler alan etkisi altında davranışını birlikte yorumlamak gerekir. Bu durumda malzemenin moleküler alan sebebiyle kazandığı mıknatıslanma iki eğrinin birbirini kesişimi ile verilir.



Şekil 2.8: Ferromanyetik bir malzemenin kendiliğinden mıknatıslanma süreci.

Eğrilerin kesiştiği 2 noktayı ele alacak olursak orjinde mıknatıslanma sıfırdır dolayısıyla bu nokta kararsız durumu belirtir. Malzemeye çok küçük bir dış manyetik

alan uygulandığında mıknatıslanma A noktasındaki değeri alacak bu durumda $M=A$ ise H_m , B değerini alacaktır. Bu B değeri ise mıknatıslanmanın $M=C$ değerine ulaşmasını sağlayacak ve birbirini takip eden bu süreç kararlı P noktasında yani doyum mıknatıslanmasında kesişecektir. Bu manyetik davranış ferromanyetizmayı özetler. [5] Sıcaklığın sabit olmadığı durumlarda ise bu davranış değişim göstermektedir. Bu durumda ferromanyetik malzemelerin kritik sıcaklığı olan Curie sıcaklığında faz değiştirdiği ve $T > T_C (= \theta)$ olduğunda malzeme paramanyetik davranış sergiler.



Şekil 2.9: Ferromanyetik bir malzemenin sıcaklık etkisiyle mıknatıslanma ve duygunluk değişimi.

Weiss'in moleküler alan teorisinin fiziksel kaynağı Heisenberg tarafından kuantum mekaniksel değiş tokuş (exchange) kuvveti olarak tanımlanmıştır. Değiş tokuş kuvveti (etkileşmesi) aslında Pauli dışarlama ilkesinin bir sonucudur. Pauli dışarlama ilkesine göre 2 elektronun aynı enerji değerine sahip olabilmesi için spin yönelimlerinin birbirine zıt olması gerekmektedir.

Pauli dışarlama ilkesine uyacak şekilde bir araya gelerek molekül oluşturan hidrojen atomlarındaki elektronlar birbirlerine anti paralel olmaları durumunda aynı enerji düzeyinde olacaklarından çok yakın olarak konumlanacaklardır. Bu durumda coulomb enerjisinin spin yönelimleri tarafından modifiye edildiğini görüyoruz.

Elektronlar ayırt edilemez parçacıklar olduklarından dolayı birbirine çok yakın olan kararlı hidrojen molekülü içerisinde hangi elektronun hangi atom yörüngesinde olduğunu bilemeyiz. Dolayısıyla iki atomun toplam enerjisi hesaplanırken elektronların yer değiştirme ihtimalleri de bulunmalıdır. Bu olasılık değiş tokuş enerjisi şeklinde bir ifadenin toplam enerji içerisinde yer almasını sağlar. İki atom arasındaki değiş tokuş enerjisini bulmak için,

$$E_{ex} = -2J_{ex}\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = -2J_{ex}S_1S_2 \cos \varnothing \quad (2.7)$$

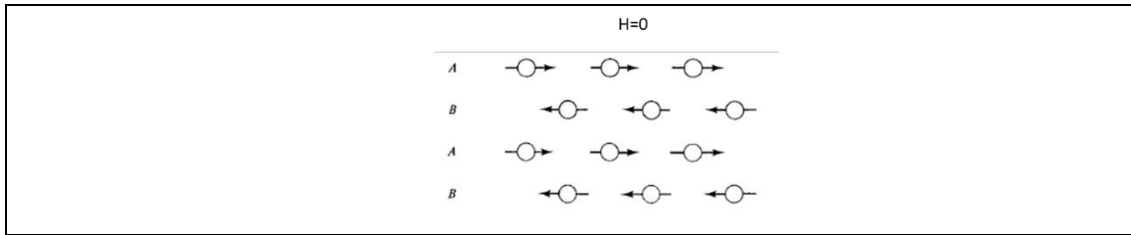
ifadesi yazılabilir. Burada J_{ex} değiş tokuş integrali, S_1 ve S_2 elektronların spinleri olup $\varnothing$ spinler arasındaki açıdır.

- $J_{ex} > 0$ ise,
 - $\varnothing = 0^\circ$ (spinler paralel) E_{ex} minimum
 - $\varnothing = 180^\circ$ spinler anti paralel ise E_{ex} maksimum değerini alır.
- $J_{ex} < 0$ ise,
 - $\varnothing = 0^\circ$ (spinler paralel) E_{ex} maksimum
 - $\varnothing = 180^\circ$ spinler anti paralel ise E_{ex} minimum değerini alır.

Maddenin her zaman minimum enerji düzeyinde bulunma eğilimi içerisinde bulunması gerçeğini ve ferromanyetizma için çiftlenmemiş elektronu olan atomlarının spinlerinin bir dış manyetik alan etkisiyle aynı yönde hizalandığını biliyoruz. Dolayısıyla ferromanyetik etki gözlemlenmesi için $J_{ex} > 0$ olması gerekir.

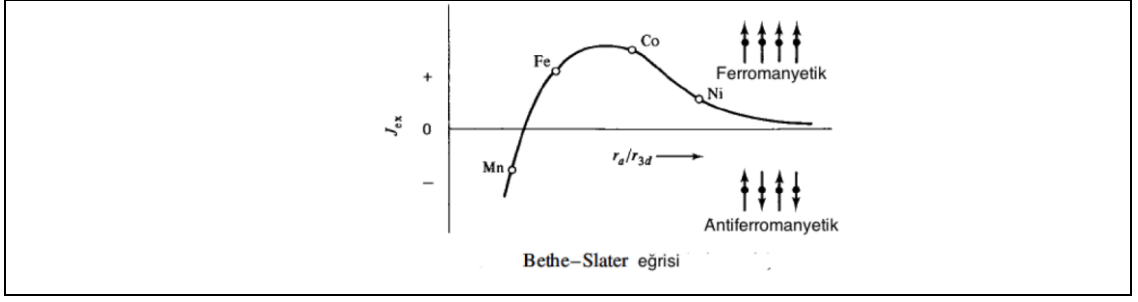
2.4. Anti-Ferromanyetizma

Para- ve ferromanyetizma da olduğu gibi atomların net manyetik momentlere sahip olması antiferromanyetizmada da mevcuttur. Burada komşu atomların spinleri birbirlerine zıt yöne yönelmişlerdir.



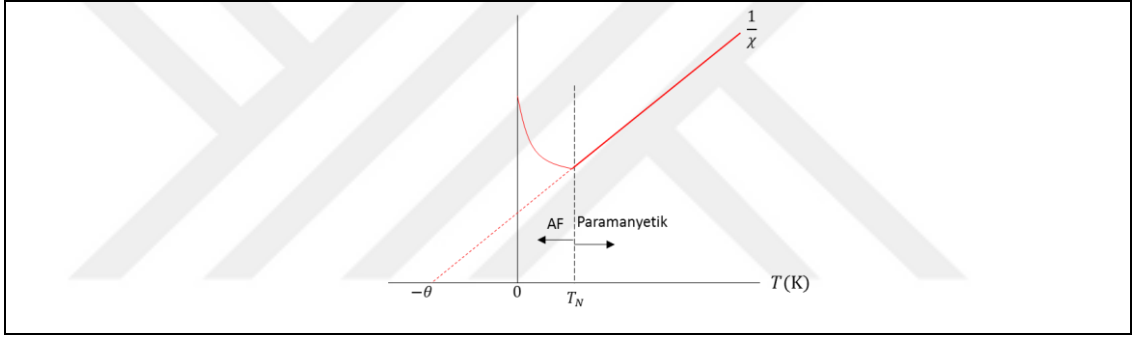
Şekil 2.10: Anti ferromanyetik atomların dış manyetik alan etkisi olmadan manyetik momentlerinin yönelimi.

Antiferromanyetizma, moleküler alan teorisine uymakla birlikte değiş tokuş integralinin, $J_{ex} < 0$ olması gerekir.



Şekil 2.11: Değiş toku integraline göre atomların yönelim eğilimi.

Ferromanyetizmaya benzer şekilde antiferromanyetizma için de kritik bir sıcaklık değeri bulunmaktadır. Neel sıcaklığı olarak adlandırılan bu sıcaklığın üzerinde termal etkiler baskın olup düzensiz ve rastgele yönelmiş manyetik momentler mevcutken Neel sıcaklığının altında düzenli ve anti paralel yönelmiş manyetik momentler görülür.



Şekil 2.12: Anti-ferromanyetik bir malzemenin sıcaklık etkisiyle mıknatıslanma ve duyunluk değişimi.

2.5. Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) Etkileşmesi

Ferromanyetizma başlığı içerisinde anlatılan değiş-tokuş integrali ve Şekil 1.16'da gösterilen Bethe-Slater eğrisi ile spinlerin dalga fonksiyonlarının birbirleriyle üst üste gelecek kadar yakın olması halinde manyetik momentlere etkileyen direkt (direct) değiş tokuş mekanizması gösterilmişti. Bu mekanizmanın etkisinin atomlar arası mesafenin belirli değerleri için güçlü olduğunu ve mesafenin değişimiyle hızla düştüğünü biliyoruz.

RKKY etkileşmesi, manyetik momentlerin görece büyük mesafeler arasında komşu elektronların spinlerinin dalga fonksiyonlarının üst üste gelemediği durumlarda çiftlenmesini öngören in-direkt değiş tokuş mekanizmasıdır. Bu durumda RKKY etkileşmesinin olabilmesi için bir aracı ortama ihtiyaç vardır. İki ferromanyetik

tabakanın, birbirleriyle bu tür bir etkileşime girebilmesi için manyetik olmayan metal bir tabaka ile ayrılmış olmaları gerekir. Metalin iletim bandında bulunan iletim elektronları bu in-direkt etkileşmeye aracılık eden ortamın oluşmasını sağlarlar.

Ferromanyetik katmanlardan birinde bulunan manyetik iyon metalin iletim bandında bulunan komşu elektronlara (serbest elektron gazına) spin polarizasyonu indükler. İletim elektronlarına indüklenen bu spin polarizasyonu diğer ferromanyetik katmandaki manyetik iyonlar tarafından hissedilerek belirli mesafelerde bu in-direkt etkileşimin (çiftlenimin) oluşması sağlanır.

RKKY etkileşmesinin olduğu bir sistem tamamen kuantum mekaniksel olarak ele alınır. Etkileşmenin değiş tokuş integralinin (J) işareti lokalize manyetik momentten olan uzaklık (R) ve serbest elektron gazındaki elektronların yoğunluğuna göre osilasyon yapar. [6]

$$J(R) = \frac{m^* k_F^4}{\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2} F(2k_F R) \quad (2.8)$$

Burada, m^* elektron gazının efektif kütlesi ve k_F elektron gazının dalga vektörüdür. Osilasyon fonksiyonu,

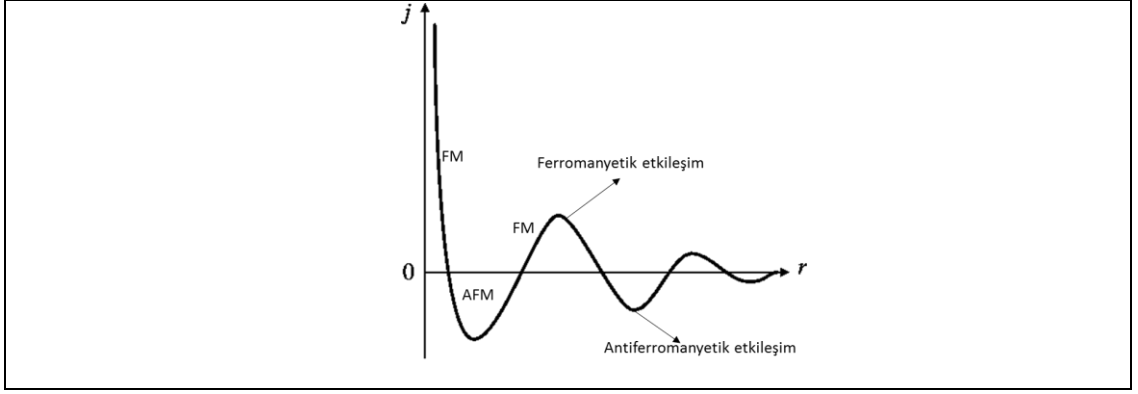
$$F(x) = \frac{x \cos x - \sin x}{x^4} \quad (2.9)$$

olarak verilir.[6]

RKKY etkileşiminde, J değiş tokuş integralinin büyüklüğü ve işaretindeki osilasyona ait grafik Şekil 1.18’de gösterilmiştir. [35] Daha önce de bahsedildiği üzere,

- $J_{ex} > 0$ ise ferromanyetik çiftlenim,
- $J_{ex} < 0$ ise antiferromanyetik çiftlenim

gerçekleşecektir.



Şekil 2.13: RKKY Etkileşmesinin işaret ve türünü belirleyen osilasyon davranışı.

2.6. Manyetik Anizotropi

Manyetik malzemelere ait M (mıknatıslanma) – H (dış manyetik alan) histerisis eğrilerini ve mıknatıslanmanın nasıl (veya hangi davranış şekliyle) doyuma ulaştığını anlamak oldukça önemlidir. Eğer M - H eğrilerini etkileyen faktörlerin neler olduğunu bilirsek, bazı malzemelerin neden manyetik olarak yumuşak diğerlerinin ise manyetik olarak sert bir davranış sergilediğini de anlamış oluruz.

M - H (veya B - H) histerisis eğrilerinin şekillerini oldukça güçlü şekilde etkileyen bir faktör olarak manyetik anizotropi karşımıza çıkar. Manyetik anizotropi terimi bir manyetik malzemenin manyetik özelliklerinin ölçümünün yapıldığı doğrultuya bağlı olduğu anlamına gelir. Manyetik anizotropinin birkaç türü vardır. Bunlar,

- Manyeto kristal (Magnetocrystalline) anizotropisi
- Şekil (Shape) anizotropisi
- Baskı (Stress) anizotropisi
- İndüklenen anizotropi
 - Manyetik tavlama (annealing) yolu ile
 - Plastik deformasyonu yolu ile
 - Işınlama yolu ile
- Değiş tokuş (Exchange) anizotropisi

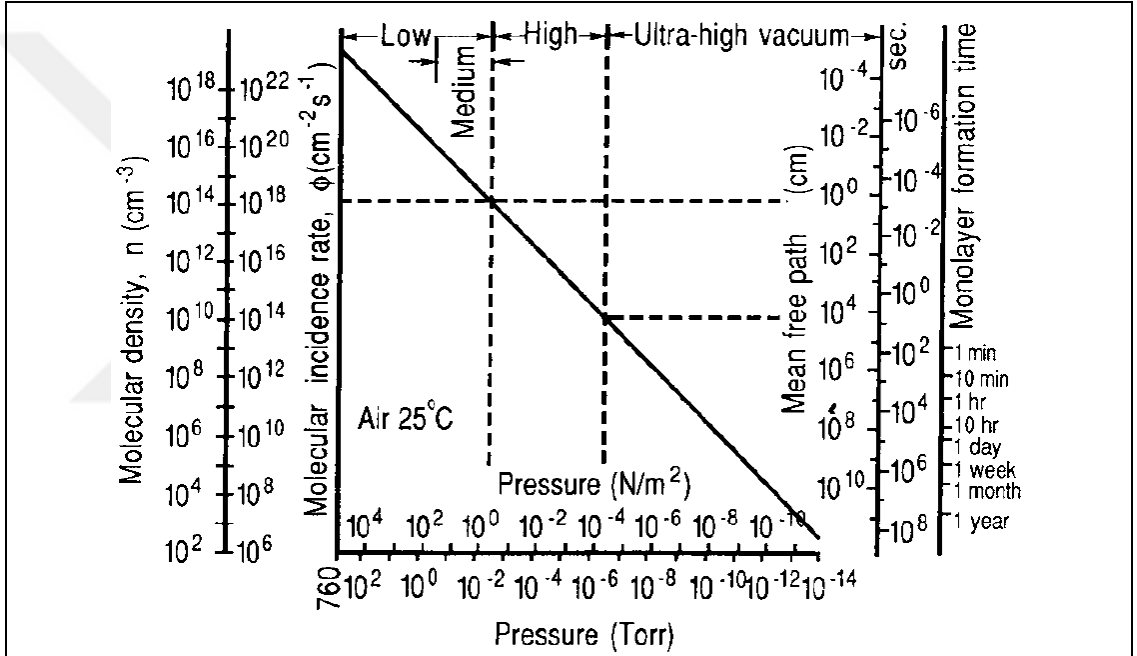
Verilen manyetik anizotropi türlerinden yalnızca kristal anizotropisi malzemeye has (intrinsic) olup, ışınlama yolu ile indüklenen manyetik anizotropi haricinde

belirtilen herhangi bir manyetik anizotropi türü belirli koşullar altında baskın gelebilir.
[5]



3. İNCE FİLM TEKNOLOJİSİ

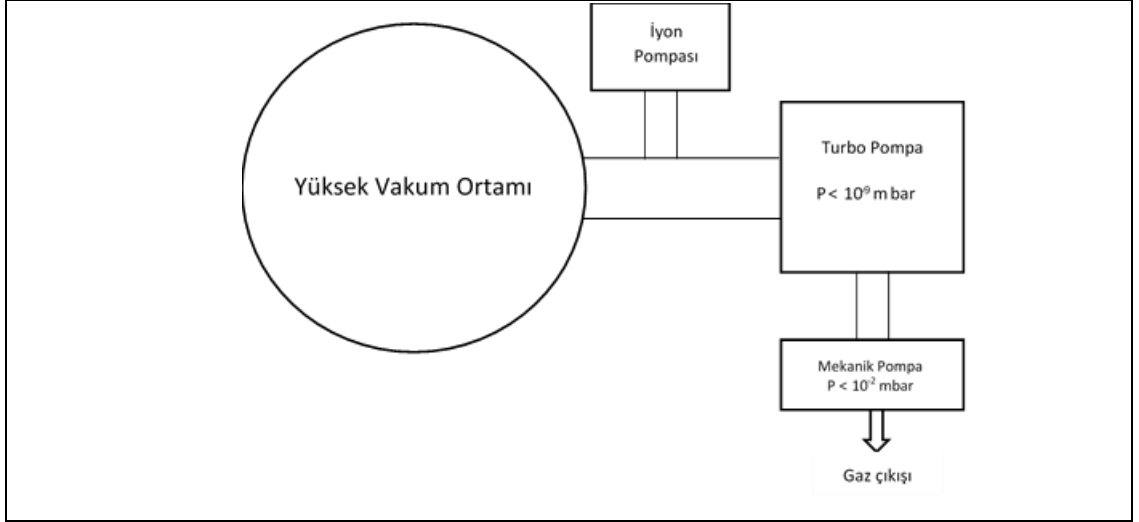
Altaş yüzey üzerine bir atomik tabaka ile birkaç yüz nanometre kalınlık mertebesinde atomların kaplanmasıyla oluşan yapıya ince film denir. Belirli bir hacimdeki atom ve/veya molekül sayısının, atmosferdeki eşit hacme göre daha az sayıda atom ve/veya molekül içermesi, ele aldığımız ortamın atmosferden daha düşük basınca sahip olmasına dolayısıyla bu hacme vakum ortamı denilmesini sağlar. İnce filmler, hazırlanma ve film özelliklerinin karakterizasyon metoduna bağlı olarak düşük, yüksek veya çok yüksek vakum ortamına ihtiyaç duymaktadır. [11]



Şekil 3.1: Moleküler yoğunluk, ortalama serbest yol ve tek katman oluşum süresinin basıncın fonksiyonu olarak gösterimi.

İstenilen vakum ortamı, çeşitli pompalar kullanılarak sağlanabilir. Pompalama hızı, pompalanabilen gazların türü, inilebilen minimum basınç değerleri gibi özellikler istenen vakum ortamını elde etmek için kullanılacak pompaların seçilmesinde önemlidir.

Bu özellikler dikkate alındığında mekanik, difüzyon, turbo moleküler ve iyon pompaları birlikte kullanılarak 10^{-10} - 10^{-11} mbar mertebelerinde oldukça düşük basınçlar elde edilerek çok yüksek vakum ortamları sağlanabilir.

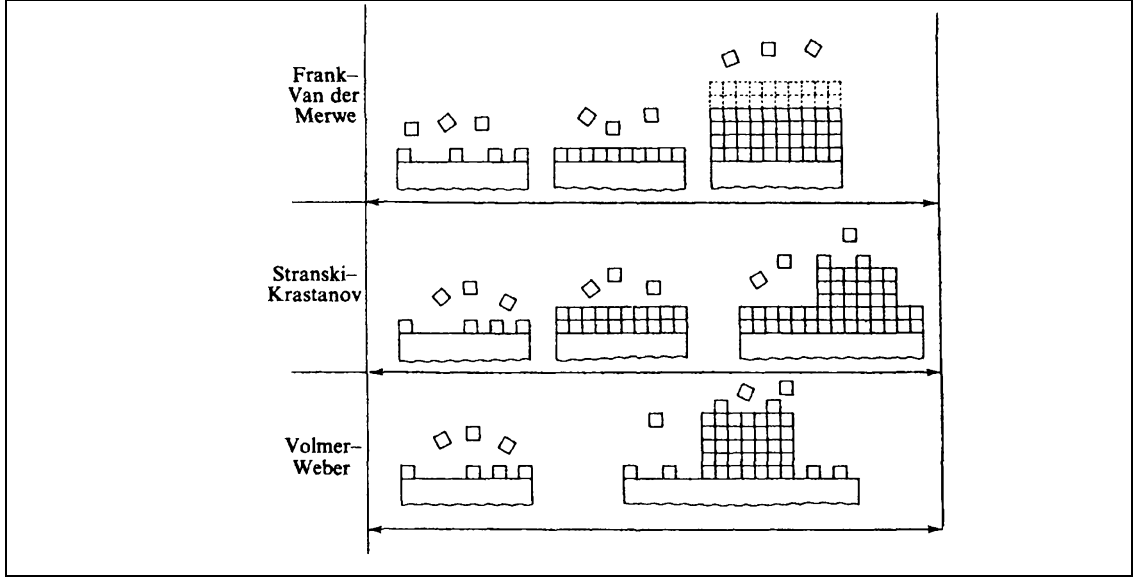


Şekil 3.2: Yüksek vakum ortamını sağlamak için gerekli pompa şeması.

Vakum ortamı sağlanarak uygun ortamın hazırlanmasının yanında, üzerine kaplama yapılacak alttaşın yüzeyinin temizliği de doğru şekilde yapılmalıdır. Kullanılacak alttaşın yüzey temizliği için ultrasonik banyoda yüzeyin çeşitli alkoller ile muamele edilmesi, kullanılacak kristal yüzeyin (cleaving) kesme işlemine tabi tutulması, yüzeye yapışmış olan O₂ gibi gazların yüzeyden koparılması için (annealing) ısıtma işlemine tabi tutulması veya yüzeyin asal gazlar yardımıyla bombardıman edilmesi ve ardından ısıtma işlemi yapılması gibi yöntemler kullanılabilir.

İnce filmler, bir malzemenin yüzey/hacim oranının büyüdükçe yeni fiziksel özellikler barındırması, yüzey analizi kolaylığı, çeşitli geometrilerde tek veya çok katmanlı yapılar oluşturulması, kullanılan hedef malzemedan kazanç, kontrollü alaşımların hazırlanması kolaylığı ve hassas kristal yapı kontrolü gibi avantajlar içermektedir. Bu avantajları dolayısıyla ince filmler, hazırlanacakları malzemenin mekanik, ısı, optik, elektriksel veya manyetik özelliklerinden biri veya birden fazlasını ön plana çıkartmak ve ondan yararlanmak üzere hazırlanırlar. İnce filmler yararlanılan özelliklerine göre nano veya mikro elektronik ve yarı iletken devre elemanları, Elektronik gösterge ve lamba elemanları, sert kaplamalar, antistatik kaplamalar, hidrofobik kaplamalar, optik elemanlar, ısı dedektörler, kimyasal dedektörler, lazerler, manyetik bellek elemanları ve sensörler gibi çok geniş bir alanda kullanılmaktadırlar.

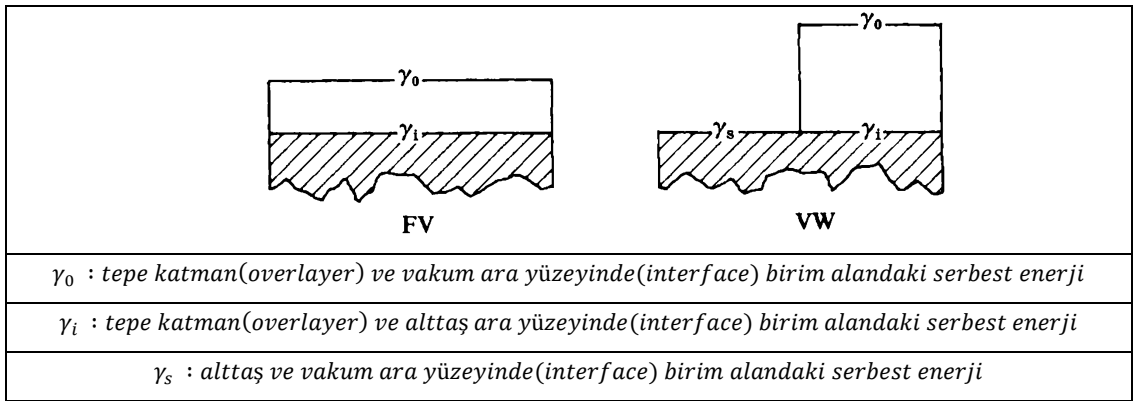
İnce filmlerin alttaş üzerine büyütülmesinin genel anlamda 3 farklı modda gerçekleştiği yapılan deneysel çalışmaların sonuçlarında saptanmıştır. [12]



Şekil 3.3: İnce film büyüme modlarının şematik gösterimi.

Frank von der Merwe (FV) büyüme modunda yüzey üzerinde oluşan film sırasıyla katmanlar şeklinde oluşurken (layer by layer), Volmer-Weber (VW) modunda ise FV modunun aksine yüzey üzerinde yalnızca ada(island) şeklinde oluşur.[12] Stranski-Krastanov (SK) modu ise FV ve VW modlarının özelliklerini barındırarak önce sırasıyla katmanlar oluştururken ardından ada veya adalar oluşturarak devam eder.

Büyümenin gerçekleşeceği mod, makroskopik 3 yüzey gerilimine (surface tension) bağlıdır. Burada yüzey gerilimi birim alanda yüzey oluşturmak için yapılması gereken iştir. [12]



Şekil 3.4: FV ve VW büyüme modları için yüzey gerilimleri.

Büyüme modları yüzey gerilimleri farkına göre,

- $\Delta\gamma < 0$ ise *Frank von der Merwe modu*
- $\Delta\gamma > 0$ ise *Volmer – Weber modu*
- $\Delta\gamma \cong 0$ ise *Stronski – Krastanov modu*

olacak şekilde gerçekleşir.

3.1 [Co/Pt] İnce Filmler

Dik manyetik anizotropinin (PMA) Co ve Pt veya Pd tabakalar içeren çok katmanlı ince filmlerle oluşturulan yapılarının keşfinden bu yana birçok araştırma yapılmıştır. Bu araştırmalar sonucunda PMA'nın manyetik özellikleriyle birlikte fiziksel temelini, kristal yapısına ve morfolojisine bağlı olarak incelenmesi oldukça kapsamlı bir literatür oluşmasına sebebiyet vermiştir. Bu tez çalışmasındaki kullanım amacının dışında, Co/Pt çok katmanlı ince filmler özellikle modern data saklama (data storage) teknolojileri için oldukça ilgi çekici bulunmaktadır. [46]

3.1.1 Dik Manyetik Anizotropi (PMA)

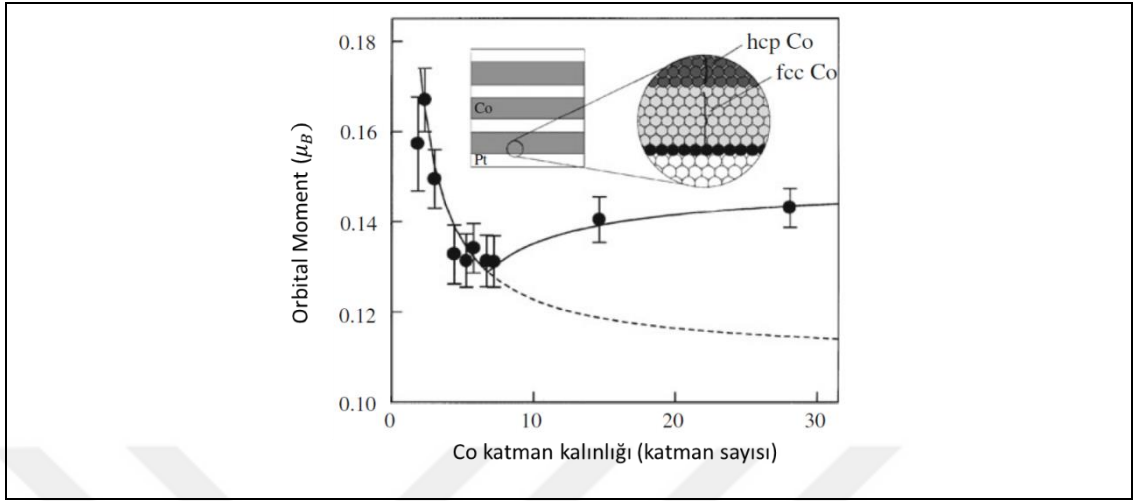
[Co/Pt] çok katmanlı ince filmler kolay eksenli yüzey düzlemine dik olan mıknatıslanmaya sahiptirler. [45] [Co/Pt] çok katmanlı ince filmlerin sahip olduğu PMA,

$$K_{eff} = 2 \frac{K_S}{t_{Co}} + K_V \quad (3.1)$$

denklemleriyle açıklanmaktadır.[44] Burada K_{eff} , K_S ve K_V sırasıyla manyetik anizotropi, birim alan başına ara yüzey tarafından indüklenen anizotropi ve hacim anizotropisi olup, t_{Co} Co katmanı kalınlığıdır.

Yüzey düzlemine dik olan ara yüzey(interfacial) anizotropisinin fiziksel temeli Co'a ait $L_{2,3}$ ve $M_{4,5}$ orbitallerinden alınan MCXD (Magnetic circular x-ray dichroism)

ölçümleriyle gözlemlenmiştir. [43] Co katman kalınlığına göre değişen dik Co orbital manyetik momentleri şekil 3.5'te gösterilmiştir. [43]

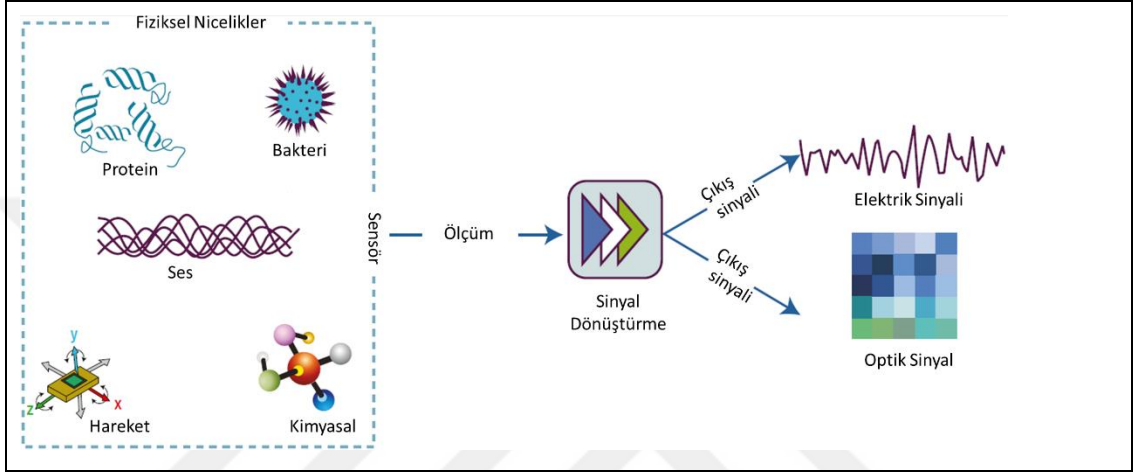


Şekil 3.5: Orbital manyetik momentlerin $[Co(t_{Co} ML) / Pt(7.5 ML)]$ çok katmanlı yapısı içindeki Co tek katman (ML) sayısına göre fonksiyonu.

Co katman kalınlığının azalmasıyla birlikte manyetik momentindeki artışın sebebi, Co ve Pt arasında gerçekleşen 3d-5d hibritleşmesinin giderek daha etkili olmasına bağlanmıştır. 6-8 tek katman (ML) kalınlığından daha büyük Co katman kalınlığına sahip durumlarda orbital manyetik momentin kademeli bir şekilde artıyor olması ise kristal yapının yüzey merkezli kübik (fcc) yapıdan sıkı paketlenmiş hekzagonal (hcp) yapıya geçiş yapması olarak açıklanmıştır. Genel olarak, orbital manyetik momentin ve Co hcp yapısının artış göstermesi, spin-yörünge çiftlenmesiyle (spin-orbit coupling) birlikte PMA'ya neden olur. Ayrıca spin polarizasyonu ile indüklenen Pt orbital momentlerinin de PMA'ya katkı sağladığı görülmüştür. Ara yüzey hibritleşmesi ve spin polarizasyonu ile birlikte, pürüzlülük, Co ve Pt'nin birbirine karışma durumu veya ara yüzeyde alaşım oluşturması gibi etkenler $[Co/Pt]$ çok katmanlı ince filmlerin hazırlanması safhasında oldukça hassas olunması gerektiğini gösteren kritik etkenlerdir. [42]

4.SENSÖRLER

Sensör kelimesi günlük hayatımızda sıkça duyduğumuz bir kelimedir. Sensör kelimesini bütün kullanım biçimlerini kapsayacak şekilde, fiziksel veya kimyasal bir uyarıcı duyarlılığına sahip olup bu uyarılmanın bir fonksiyonu olarak çıkış sinyali alınan cihaz şeklinde tanımlayabiliriz. [13]



Şekil 4.1: Sensörlerin temel çalışma prensibi.

Temel olarak bir algılama süreci Şekil 4.1’de gösterildiği şekilde ilerler. [13] Sensör tarafından algılanan fiziksel niceliğin ölçümü direkt şekilde veya bir transdüser (dönüştürücü) ile elektriksel veya optik sinyale dönüştürülerek kontrol edilebilir. [14] Genel olarak giriş sinyalinin türüne göre,

- Mekaniksel
- Termal
- Elektriksel
- Optik
- Kimyasal
- Biyolojik
- Manyetik

sensörler olarak ayrılabilirler. [15]

Mekanik sensörler, alınan giriş sinyalinin sensörün kendisinde veya bir malzemede yarattığı mekanik deformasyonunu ölçme prensibi üzerine tasarlanırlar. [16] Mekanik sensörlerde hız, ivme, yer değiştirme, kuvvet, tork, stres, kütle gibi mekanik deformasyona yol açan fiziksel büyüklüklerin ölçümü yapılabilir. Giriş sinyalin direkt şekilde elektriksel sinyale dönüştürüldüğü durumda elektromekanik sensörler olarak adlandırılırlar. MEMS (mikro elektromekanik sensörler), jiroskoplar, ivme ölçerler mekanik sensörlere örnek olarak gösterilebilir. Termal sensörler, genel olarak termal enerjiyi (veya termal enerjinin etkisini) kendisine karşılık gelen elektriksel niceliğe dönüştürürler. Tipik olarak termal olmayan bir sinyal önce ısı akışına, ısı akışı ise sıcaklık değişimine dönüştürülür. Bu sıcaklık farkı da sensör kullanılarak elektriksel sinyale çevrilir. Isıl çiftler, termistörler, termodiyotlar sıklıkla kullanılan termal sensörlerdir. Elektriksel sensörler, yük, akım, potansiyel, potansiyel fark, elektrik alan (genliği, fazı, polarizasyonu) iletkenlik gibi niceliklerin belirlenmesi için kullanılırlar. [13] Optik sensörler gelen bir elektromanyetik dalgayı veya ışığın (kızılötesi ve morötesi spektral bölgeleri de dahil olmak üzere) genellikle şiddetindeki soğurulma veya emisyon kaynaklı değişimini ölçerek çalışırlar. Foto dedektörler, interferometreler (girişim ölçerler) harekete duyarlı kızılötesi dedektörler en sık kullanılan örnekler olarak karşımıza çıkar. Kimyasal ve biyolojik sensörler ise tipik olarak analit olarak bilinen kimyasal veya biyolojik bir reseptör (alıcı) kullanılarak belirli bir hedef molekül ile bağlanması sonucunda sinyal vermesi prensibi ile çalışır. Bu sinyal tipik olarak akım veya voltaj olarak çıkar. [17]

4.1 Manyetik Sensörler

Manyetik sensörler, tanım olarak genellikle manyetizmanın temel prensiplerinin kullanıldığı sensörler için kullanılır. Aslında manyetik sensör terimi iki farklı algı için kullanılır. Bunlardan en yaygın olanı ve ilki manyetik olarak manyetik olarak saklanan bilginin ürettiği stray alanlar ile dünyanın manyetik alanına kadar çok çeşitli kaynakların manyetik alanları ile ilgili olan manyetik sensörlerdir. Genellikle bu tür manyetik alanı algılama ya da ölçme hakkında konuştuğumuzda açıkça manyetik sensör terimini kullanmayız. Bu durumun dışında kalan manyetik sensörlerde ise birçok farklı çeşit mevcut olup, manyetik malzemelerin ve prensiplerin kullanılması ile manyetik veya manyetik olmayan niceliklerin ölçülmesi sağlanır. SQUID sensörler,

flux gate sensörler, rezonans sensörler, indüktif sensörler ve manyeto direnç tabanlı sensörler en sıklıkla kullanılan manyetik sensör çeşitleri olup bunların dışında manyeto optik, manyeto empedans sensörleri gibi sensörler de kullanılmaktadır. [18]

4.2 Manyetik Sensörlerde Kullanılan Malzemeler

Manyetik sensörlerde ağırlıklı olarak yarı iletken malzemeler kullanılmakla birlikte, yumuşak ve sert mıknatıslanmaya sahip ferromanyetik manyetik malzemeler hedef olarak veya besleme alanı üretmek için kullanılırlar. Manyetik malzemeleri çok geniş bir spektrumda ve birçok farklı çeşidi olmasına karşın, manyetik olarak yumuşak veya manyetik olarak sert olarak zorlayıcı alanlarına göre iki gruba ayırmak mümkündür. Burada manyetik olarak yumuşak bir malzeme, çok küçük dış alanlarda kolayca mıknatıslanabilir (doyum mıknatıslanmasına ulaşabilir) ve demanyetize olabilirken manyetik olarak sert bir malzeme ise doyuma ulaşmak ve demanyetize olmak için yüksek dış manyetik alanlara ihtiyaç vardır. Zorlayıcı alan değeri $0,1 \text{ A/m}$ olan manyetik yumuşak malzemenin histerisisinin 1 cm genişliğinde olduğunu varsayalım. Bu durumda 10^6 A/m zorlayıcı alanına sahip manyetik zor malzemenin histerisis genişliği 100 km olacaktır. İşte bu büyük fark modern manyetik malzemelerin manyetik özelliklerinin ne kadar büyük bir aralıkta olduğunu gösteriyor.

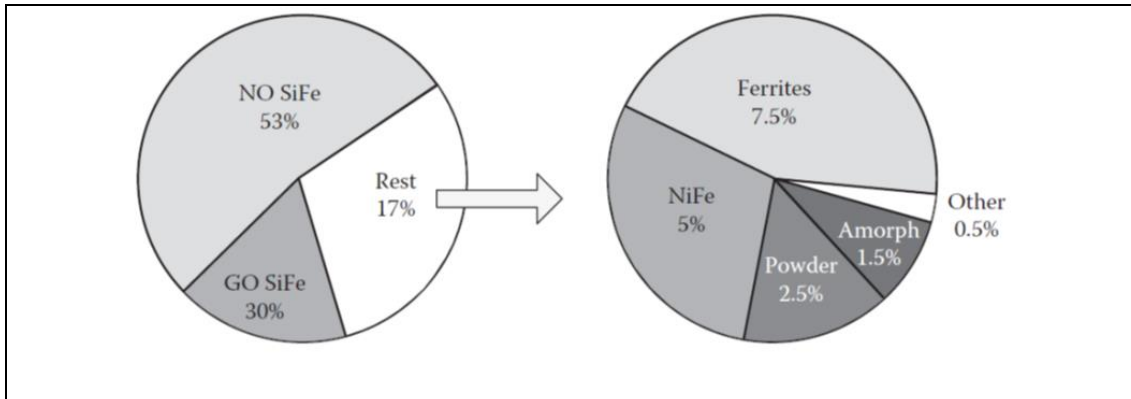
4.2.1 Yarı İletken Malzemeler

Yarıiletken malzemeler genel olarak Hall sensörleri ve yarı iletken manyeto-rezistörlerde kullanılırlar. Özellikle silikon CMOS teknolojisi ile yapılan entegre Hall sensörleri için kullanılır. Kullanılan diğer bir polüler malzeme ise GaAs olarak göze çarpar. Bununla birlikte InSb ve InAs gibi yüksek mobiliteye sahip yarıiletkenlerde yüksek duyarlılık gösterirler. Geleneksel Hall sensörlerinin çalışma sıcaklığı -100°C ile $+100^\circ\text{C}$ aralığında olmakla birlikte 600°C sıcaklıkta dahi kararlı çalışabilen heteroyapılı sensörler de mevcuttur. [19]

4.2.2 Manyetik Olarak Yumuşak Malzemeler

Düşük zorlayıcı alan ve yüksek (veya sabit) manyetik geçirgenlik birçok kristal, amorf ile nanokristal element, alaşım ve bileşiklerle elde edilebilir. Manyetik olarak yumuşak malzeme dizayn edilmek istendiğinde genel kural, bu malzemenin düşük manyeto kristal ve strain anizotropiye sahip olması veya önemsenmeyecek kadar küçük iç strese sahip olmasıdır. [20] Manyetik olarak yumuşak olan alaşımlar genellikle ferromanyetik manyeto-direnç tabanlı sensörlerde, fluxgate sensorler ve manyeto-empedans sensörlerinde kullanılabilirler. Herhangi bir kusur içermeyen metalik kristaller manyetik olarak yumuşaktırlar. Saf demir (Fe) ve nikel (Ni) manyetik olarak yumuşak malzemeler olup, farklı alaşım oranlarıyla elde edilen NiFe alaşımlar oldukça yüksek manyetik geçirgenliğe sahiptir. Bu alaşımlara ek olarak FeCo alaşımları yüksek doyuma, FeAlSi mekanik olarak sertliğe ve FeSi yüksek dirence sahip ve manyetik olarak yumuşak alaşımlardır. Eğer bir alaşım çok hızlı bir şekilde katılaştırılırsa topolojik olarak bozuk olacağından kristal yapıya sahip olamayacaktır. Amorf alaşımlar genel olarak boron veya silikon katkılı Fe-Co alaşımlarıdır. Bu alaşımlar oldukça yüksek manyetik geçirgenliğe sahip olmalarına karşın Fe kristal alaşımlara göre düşük doyum mıknatıslanmasına sahiptirler. Amorf bir malzeme kristalleşme sıcaklığına çıkartıldığında 10-15 nm çapında nanokristal tanecikler(grain) elde edilebilir. Manyetik açıdan mükemmel yumuşak olan ve görece yüksek doyum mıknatıslanmalarına sahip olsalar da oldukça kırılgan ve mekanik olarak işlenmeleri zor olduğu için sensor teknolojisinde çok kullanılmamaktadırlar. Ferritlerin %70 i demir oksit (Fe_2O_3) ten geri kalanı ise Mangan oksit(MnO), magnezyum oksit(MgO), nikel oksit (NiO), bakır oksit (CuO) gibi farklı metal oksitlerden oluşur. Çoğu yumuşak ferrit malzeme oldukça küçük manyeto kristal anizotropiye sahiptirler. Ferromanyetik malzemelere göre düşük manyetik geçirgenlik değerlerine sahi olsalar da düşük frekans değerlerinde oldukça yüksek direnç değerlerine sahiptirler.

Tablo 4.1: Dünyadaki manyetik yumuşak malzemelerin üretim oranları.



Tablo 4.2: Seçilen Bazı Manyetik Yumuşak Malzemelerin maksimum manyetik geçirgenlik, zorlayıcı alan ve Doyum Manyetik Akı yoğunlukları.

Material	Composition	$\mu_{\max}$	H_c , A/m	B_s , T
Cobalt	Co _{99.8}	250	800	1.79
Permendur	Fe ₅₀ Co ₅₀	5,000	160	2.45
Iron	Fe _{99.8}	5,000	80	2.15
Nickel	Ni _{99.8}	600	60	0.61
Silicon-Iron ^a	Fe ₉₆ Si ₄	7,000	40	1.97
Hiperco	Fe ₆₄ Co ₃₅ Cr _{0.5}	10,000	80	2.42
Supermendur	Fe ₄₉ Co ₄₉ V ₂	60,000	16	2.40
Ferroxcube 3F3 ^b	Mn-Zn-Ferrite	1,800	15	0.50
Manifer 230 ^c	Ni-Zn-Ferrite	150	8	0.35
Ferroxplana ^d	Fe ₁₂ Ba ₂ Mg ₂ O ₂₂	7	6	0.15
Hipernik	Fe ₅₀ Ni ₅₀	70,000	4	1.60
78 Permalloy	Fe ₂₂ Ni ₇₈	100,000	4	1.08
Sendust	Fe ₈₅ Si ₁₀ Al ₅	120,000	4	1.00
Amorphous ^e	Fe ₈₀ Si ₂₀	300,000	3.2	1.52
Mumetal 3	Fe ₁₇ Ni ₇₆ Cu ₅ Cr ₂	100,000	0.8	0.90
Amorphous ^e	Fe _{4.7} Co _{70.3} Si ₁₅ B ₁₀	700,000	0.48	0.71
Amorphous ^e	Fe ₆₂ Ni ₁₆ Si ₈ B ₁₄	2,000,000	0.48	0.55
Nanocrystalline	Fe _{73.5} Si _{13.5} B ₉ Nb ₃ Cu	100,000	0.40	1.30
Supermalloy	Fe ₁₆ Ni ₇₉ Mo ₅	1,000,000	0.16	0.79

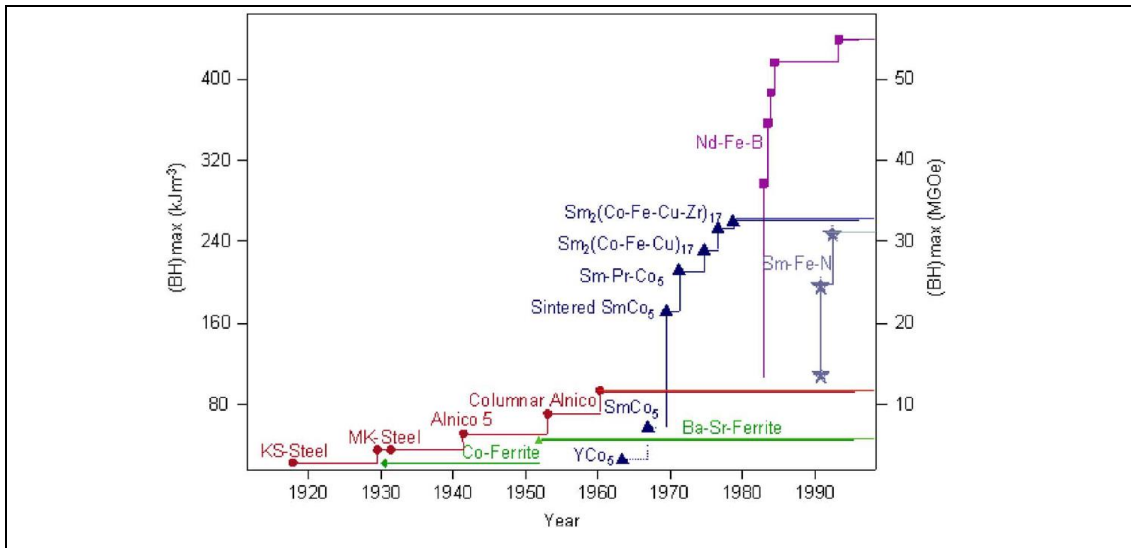
^aNonoriented; ^bat 100 kHz; ^cat 100 MHz; ^dat 1000 MHz; ^eannealed.

4.2.3 Manyetik Olarak Sert Malzemeler

Manyetik olarak yumuşak malzemelerde olabildikçe düşük zorlayıcı alan değerlerine ulaşmak hedeflenirken bunun aksi olarak manyetik olarak sert

malzemelerde mümkün olabildiğince yüksek zorlayıcı alan ve kalıcı mıknatıslanma değerine sahip olmak ana hedeftir. [21] Kalıcı mıknatıslanmanın yüksek olması malzemenin bir mıknatıs gibi davranması anlamına gelir ve belirli bir hacim bölgesinde manyetik alan oluşturmaları sağlar. Bu bağlamda bir mıknatıs enerji depolama cihazı olarak da düşünülebilir. Bu enerji malzeme ilk mıknatıslandığında malzeme içerisinde oluşturulur ve eğer doğru bir şekilde oluşturulup kontrolü sağlanmışsa bu enerji sonsuza değin muhafaza edilecektir. Daha kısa şekilde burada oluşan manyetizma kalıcıdır. Bir kere kalıcı olarak mıknatıslanması sağlanan bu mıknatısın enerjisi manyetik kuvvetin iş yapmamasından ötürü, elektriksel bataryanın aksine kullanıldıkça boşalmayacağından her zaman kullanılabilir. [5]

Manyetik olarak sert olan malzemeler sensör uygulamalarında nadiren de olsa kullanılırlar. Genel olarak pozisyon sensörleri için hedef malzeme olarak veya manyetik alan kaynağı olarak kullanılırlar. Bir malzemede istenilen bu özelliklerin elde edilmesi, domen duvarlarının sabitlenmesi ile elde edilebilir. Krom, demir, kobalt, nikel, bakır, vanadyum veya karbon katkılı çelik yapısal olarak sertleştirilmiş olup düşük zorlayıcı alan değerine sahip kalıcı mıknatıslara örnek verilebilir. Bu alaşımlar oldukça pahalı olduğundan kullanımları oldukça sınırlı kalmıştır. Mıknatıslanmadaki ilk gelişim Alnico olarak kısaltılan demir alaşımlarıyla başlıca Alüminyum (Al), nikel (Ni) ve kobalt (Co) ın kullanıldığı kalıcı mıknatıslarda gerçekleşmiştir. Sinterlenmiş mıknatıslardan Samaryum-Kobalt ($SmCo$) ve Neodyum-Demir-Boron ($NeFeB$) yüksek kalıcı mıknatıslanma değerlerine sahiptirler. [22]



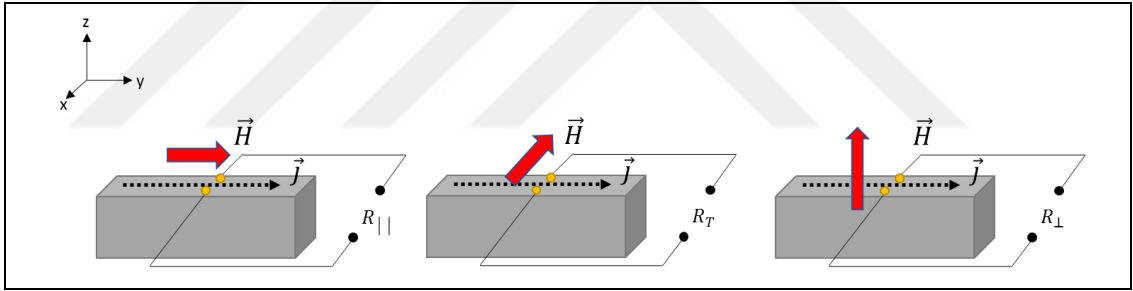
Şekil 4.2: Manyetik sert malzemelerin yıllara göre manyetik akı değişimleri.

4.3 Manyetik İnce Filmlerin Sensör Uygulamaları

Manyetik malzemeler, yığın (bulk) halinde olduğu kadar ince film uygulamalarıyla da sensör uygulamalarında yer alırlar. İnce filmlerin kullanıldığı manyetik sensörlerin büyük çoğunluğu dış manyetik alan etkisi altında sensörden çeşitli ölçüm geometrilerinde akım geçirilerek direnç ölçümü yapılır. Yapılan direnç ölçümleri dış manyetik alanın yönü, yapılan ölçüm geometrisi ve manyetik malzemenin türüne göre farklılıklar gösterir.

4.3.1 Hall Etkisi Sensörleri

Hall sensörleri basit dizayn ve üretim teknolojisine sahip olmalarından dolayı tercih edilebilen sensörlerdir. Normal Hall etkisi sensörleri uygulanan dış manyetik alan yönüne göre üç farklı ölçüme sahiptir.



Şekil 4.3: Hall etkisi sensörünün dış manyetik alan yönüne bağlı ölçüm çeşitleri.

Metal ince filmlerin kullanıldığı sensörlerde Hall voltajı,

$$V_H = -\frac{R_0 I_y H_z}{d} \quad (4.1)$$

şeklinde belirlenir. Burada d örneğin kalınlığıdır.

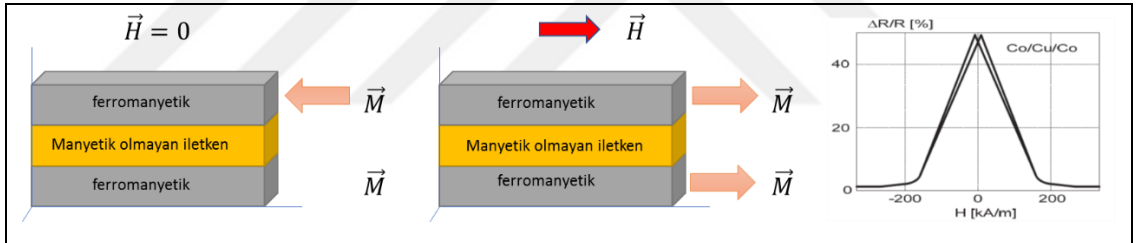
4.3.2 Manyeto-Direnç Tabanlı Sensörler

Birçok manyeto direnç etkisinin kullanıldığı sensörleri basitçe ikiye ayırmak mümkündür. Bunlardan ilki 1857 de William Thompson tarafından ferromanyetik malzemelerin dirençlerinin elektrik akımı ile uygulanan dış manyetik alan arasındaki açığa bağlı olduğunun gösterildiği Anizotropik Manyeto-Direnç (AMR) etkisinin kullanıldığı sensörlerdir. Ferromanyetik/manyetik olmayan hetero yapılardan oluşan sensörler ise spin vanaları (spin valves), dev manyeto-direnç çok katmanları (GMR), tünelleme manyeto-direnç yapılar (TMR)dan oluşur.

MR oranı,

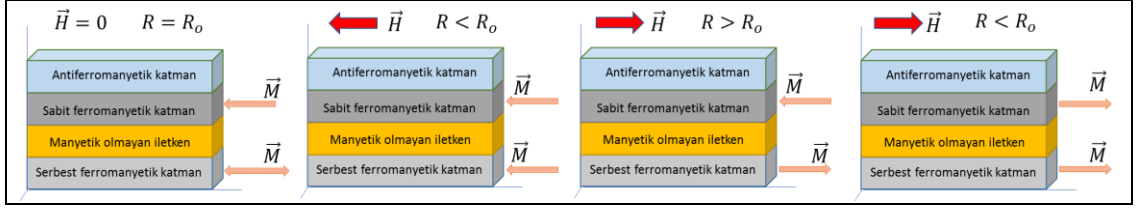
$$MR\% = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{min}} \quad (4.2)$$

şeklinde verilir.



Şekil 4.4: GMR sensörü yapısı ve ilk ölçüm grafiği.

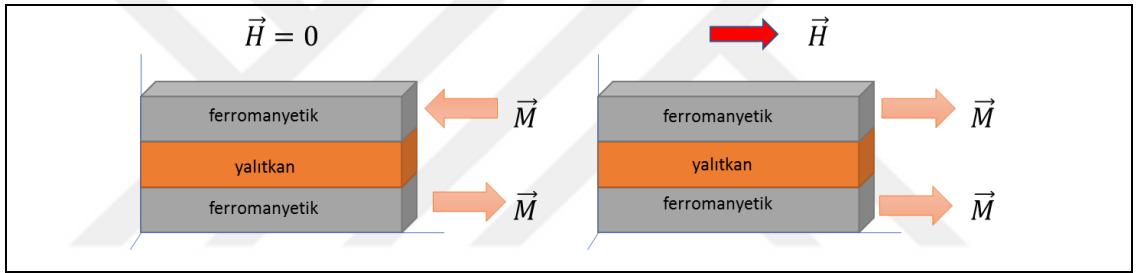
GMR etkisinin gözlenmesi için aralarında manyetik olmayan iletken bir katman bulunan en az iki ferromanyetik ince film katmanı olmalıdır. İdeal düşünceyi açıklamak için dış manyetik alanın olmadığı durumda birbirine zıt yönde yönelmiş olan mıknatıslanma vektörleri, yeterli dış manyetik alanın uygulanması sonucu aynı yönde yönelmiş olacaklardır. Bu durumda ilerleyen elektronların spinleri polarize oldukları için eş yönlü mıknatıslanma vektörlerinden herhangi bir kayba uğramadan kolaylıkla geçebileceklerdir.



Şekil 4.5: Spin vanasının dış manyetik alan etkisiyle katmanlarının mıknatıslanma yönelimi değişimi.

GMR Spin vanalarında antiferromanyetik katman kullanımı mıknatıslanma yönü sabit tutulmak istenen ferromanyetik katmanın herhangi bir rotasyona uğramamasını sağlamaktır.

Kuantum mekaniksel olarak bir enerji bariyerine gelen dalganın bu bariyere penetre etmesi durumunun sensörlerdeki uygulaması olan TMR sensörleri temel olarak iki manyetik katman arasında yalıtkan bir katmandan oluşur.



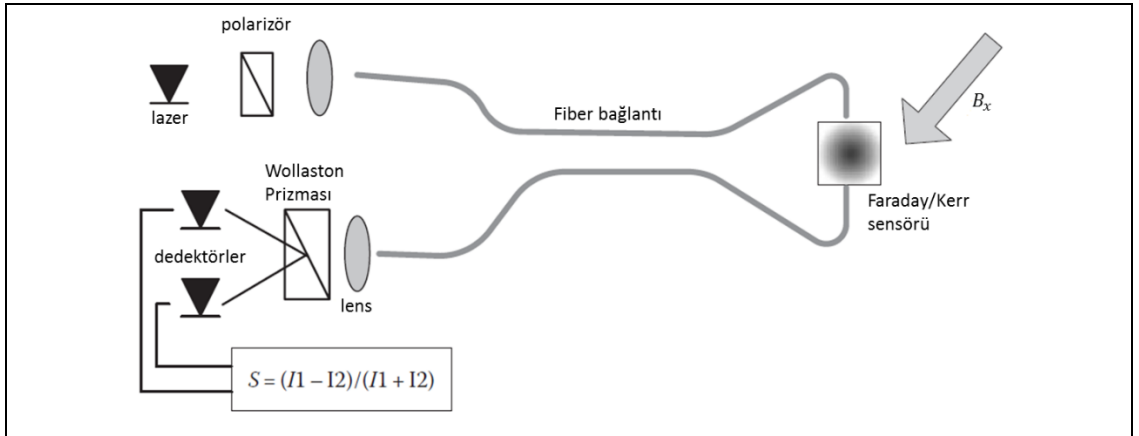
Şekil 4.6: TMR sensörü katanlarının dış manyetik alan etkisiyle yönelimi.

4.3.3 Manyeto-Optik Sensörler

Manyeto optik tabanlı sensörler temelde Faraday etkisi, Kerr etkisi, Voigt etkisi veya Cotton-Moutton etkisi kullanılarak dizayn edilir. Literatüre baktığımızda en sık karşımıza çıkan örnek Faraday etkisi olup özellikle yüksek voltaja sahip cihazlarda akım sensörleri olarak kullanılmıştır. [22] Faraday etkisinde dış manyetik alan altında gelen ışığın polarizasyonundaki açısal değişim,

$$\theta = V B \cdot l \quad (4.3)$$

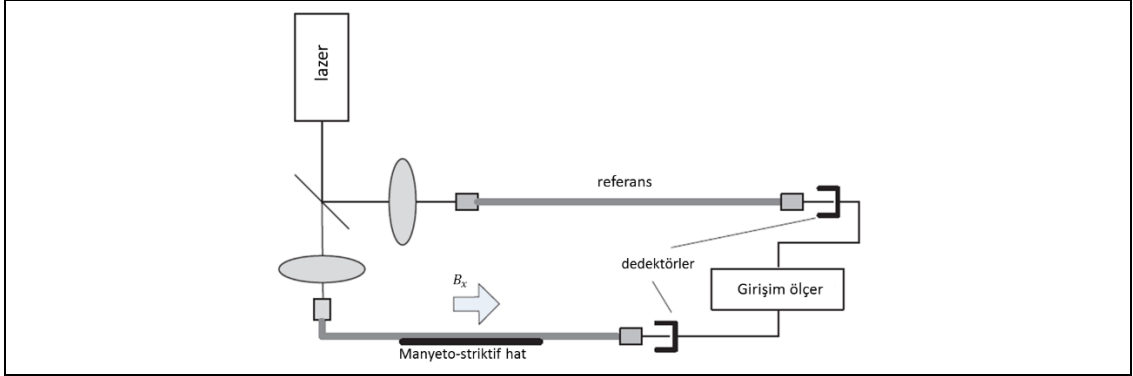
İle verilir. Burada B manyetik alan yoğunluğu l optik yol uzunluğu ve V Verdet sabitidir. Hassas ve çok küçük akım değerlerini okumak için yığın(bulk) veya ince film uygulaması ile BIG (Bismut substituted rare earth iron garnet) YIG (yttrium iron garnet) gibi Verdet sabiti yüksek olan malzemeler tercih edilir. [48] Faraday etkisinin kullanıldığı akım sensörleri geleneksel metodlara göre daha düşük yüzde (%) hata değerine sahip olup ölçümün zaman gecikmesi (time lag) oluşmasını engeller. [23] Bu tip ölçümler yansıyan ışığın polarizasyonundaki değişimin ölçümü ile yani Kerr etkisi de kullanılarak da gerçekleştirilebilir. Kullanılan Wollaston prizmaları polarize ışığın açısal değişimini ölçmeye yarar. [21]



Şekil 4.7: Manyeto optik manyetometre ölçüm devresi.

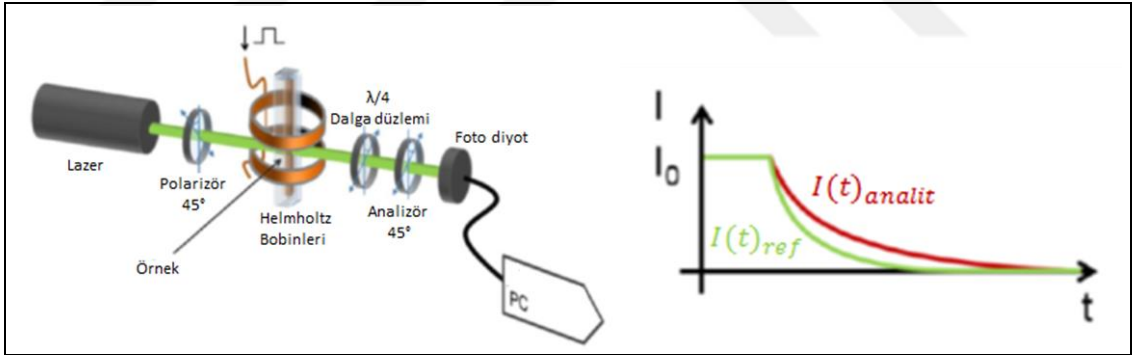
Sıkça kullanılan bir başka manyetik sensör türü manyeto-striktif malzemeler kullanılarak yapılır. Demir veya nikel gibi ferromanyetik bir çubuk dış manyetik alana

paralel olarak koyulduğunda, bu çubuğun uzunluğu çok küçük miktarlarda değişime uğrar. Bu etkiye manyeto-striktif etki denir.



Şekil 4.8: Fiber optik manyetik alan sensörü.

Fiber cam ile ikiye ayrılan lazer ışınlarının biri referanstan hattından geçerken diğeri metalik ince film manyeto-striktif hat üzerinden geçer ve bu hattın uzunluğu değişir. Bu uzunluk değişimi gözle görülmeyecek kadar küçüktür fakat girişimölçer kullanılarak pT mertebesinde hassasiyetle uygulanan manyetik alan ölçülebilir.[18]



Şekil 4.9: Cotton Moutton Etkisi ile tasarlanan sensör şeması ve akımın değişimi.

Biyo uygulamalar için incelenen manyetik nanoparçacıkların çeşitli özellikleri için de manyeto optik sensör uygulamaları mevcuttur. Buna bir örnek olarak Faraday etkisi ile birlikte Cotton-Mouton etkisinin uygulanması gösterilebilir. Cotton-Mouton etkisi manyetik alan etkisi altındaki bir sıvının kırılma indisinin ışığın polarizasyonu ve yönüne göre değişim göstermesidir. Helmholtz bobininin merkezinde yer alan manyetik nanoparçacıklar içeren çözelti manyetik alan etkisiyle alana paralel yönelecek böylece tek bir kırılma indisine sahip olmayacaktır. [24] Bu çözelti içerisine

gelen lineer polarize lazer ışını buradan eliptik polarize olarak çıkacaktır. Manyetik alan uygulanmadığı anda ise nanoparçacıkların manyetik momentleri keyfi yönelimlerine geri dönecektir. Bu uygulama ile yalnız parçacıkları içeren ve analitlerin bağlandığı parçacıklar için ayrı iki ölçüm yapıldığında hidrodinamik yarıçap ile doğru orantılı olan Brownian durulma zamanı eksponansiyel olarak iki farklı şekilde davranacaktır. [24]. Bu grafiğin fit edilmesi sonucunda nanoparçacıkların hidrodinamik yarıçap dağılımları elde edilebilir. Farklı fit işlemleri uygulanarak parçacık boyut dağılımı da bu şekilde elde edilebilir.

Ferroakışkanların, ince film kalıplar (pattern) ve dış manyetik alan etkisi kullanılarak gözlenen magnetokromik etkileri ile birçok farklı uygulama yapılmıştır. Yapılan uygulamalarda Cotton-Mouton etkisinden yararlanılır. [25] Bu etki ileride sıvı-kristal benzeri manyeto optik sensörlerin geliştirilebilmesi açısından oldukça potansiyele sahiptir.

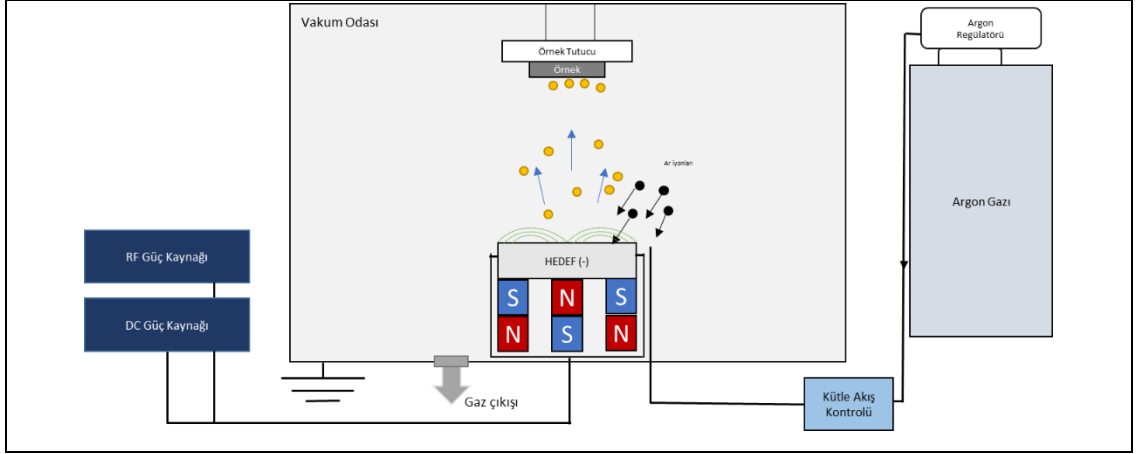
5. DENEYSEL TEKNİKLER

Bu bölümde ince filmlerin büyütülmesi ve karakterizasyonlarının yapılmasında kullanılan deneysel teknikler anlatılacaktır. Tüm ince filmler GTÜ Nanomanyetizma ve Spintronik Laboratuvarında bulunan Sputter chamberında büyütülmüştür. Büyütülen ince filmlerin manyetik karakterizasyonları Manyeto optik Kerr etkisi (MOKE) yöntemiyle, yapısal ve kompozisyon analizleri, X-Işını Kırınımı XRD (X-ray Diffraction), X-Işını Yansıması XRR (X-ray Reflectivity) ile gerçekleştirilmiştir. Film yüzeyinin nanometre mertebesinde görüntülenmesinde Taramalı Elektron Mikroskobu SEM (Scanning Electron Microscope) kullanılmıştır.

5.1. Magnetron Saçırma (Sputtering)

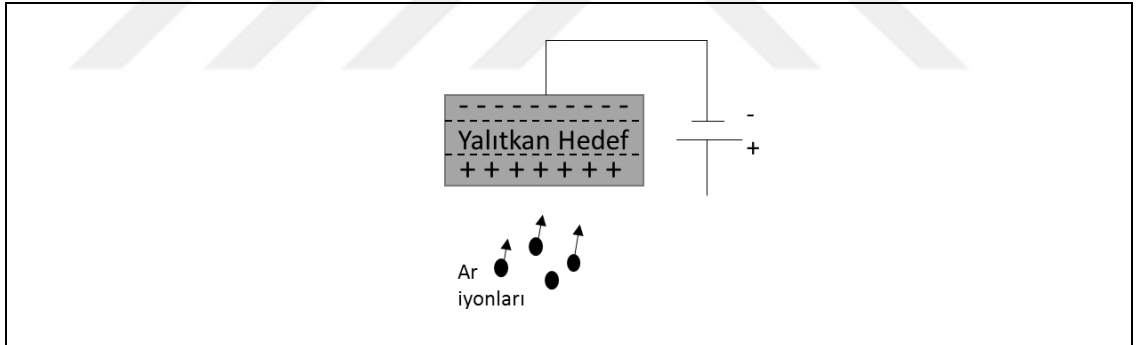
Saçırma metodu vakum ortamında yüksek enerjili atomların bir hedef malzemeyi bombardıman ederek buharlaştırması tekniğidir. Hedef (target) malzeme ve film kaplanacak olan alttaş vakum odası içerisinde sırasıyla katot ve anoda yerleştirilirler. Uygulanan DC voltaj ile oluşturulan potansiyel fark sonucunda katottan kopan elektronlar anoda doğru yönelirken, vakum odasına kontrollü olarak gönderilen argon atomları ile çarpışarak argon atomlarının iyonize olmasını sağlar. Yüksek kinetik enerjili argon iyonları hedef malzeme yüzeyindeki atomlarla elastik çarpışma gerçekleştirerek hedef malzemeden atomların kopmasını ve kopan atomların alttaşa yönelmesini sağlar. İyonize argon atomlarından ayrılan elektronlar ikincil elektronlar olarak adlandırılır. Katottan hızlanarak uzalaşan bu elektronlar plazmanın etkili şekilde sürdürülmesine katkı sağlamazlar ve büyüme oranının oldukça düşük olmasına sebep olurlar. [26]

Bu durumun önüne geçebilmek adına ikincil elektronları ve argon iyonlarını belirli bir bölgede sınırlamak için hedef malzemenin altına yerleştirilen bir magnetron ile manyetik alan uygulanır. Hedef malzeme yüzeyine ve elektrik alana dik yönde uygulanan manyetik alan sonucu, üzerlerine etkiyen Lorentz kuvvetiyle hareketleri sınırlanan elektronlar, bu bölge içerisinde daha fazla atomun iyonize olmasını sağlar. Hareketleri sınırlanan iyonlar ve elektronların belirli bir bölgeye hapsedilmesiyle alttaş yüzeyine yalnızca hedef atomlar ulaşırlar ve homojen bir kaplamanın yapılması sağlanır. [27]



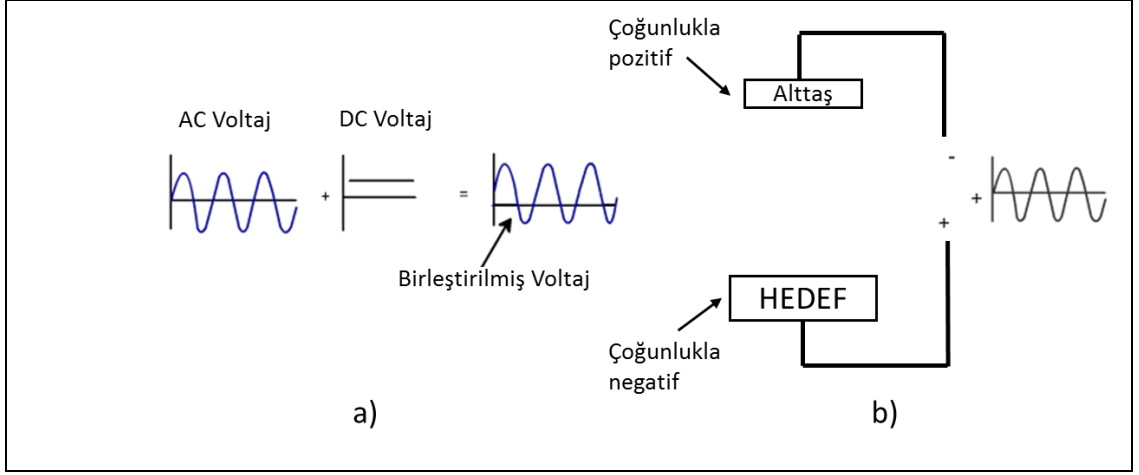
Şekil 5.1: Magnetron Saçtırma Metodu.

Magnetron saçtırma yönteminde hedef malzemeye göre uygulanan voltaj değiştirilebilir. Yalıtkan özellikte bir malzemeyi hedef olarak kullanmak istediğimizde ve DC voltaj uyguladığımızda malzeme elektriksel olarak kutuplanacaktır. Kutuplanma sonucu argon iyonları yalıtkan malzemenin yüzeyine eş yüklü oldukları için yaklaşamayacaklardır.



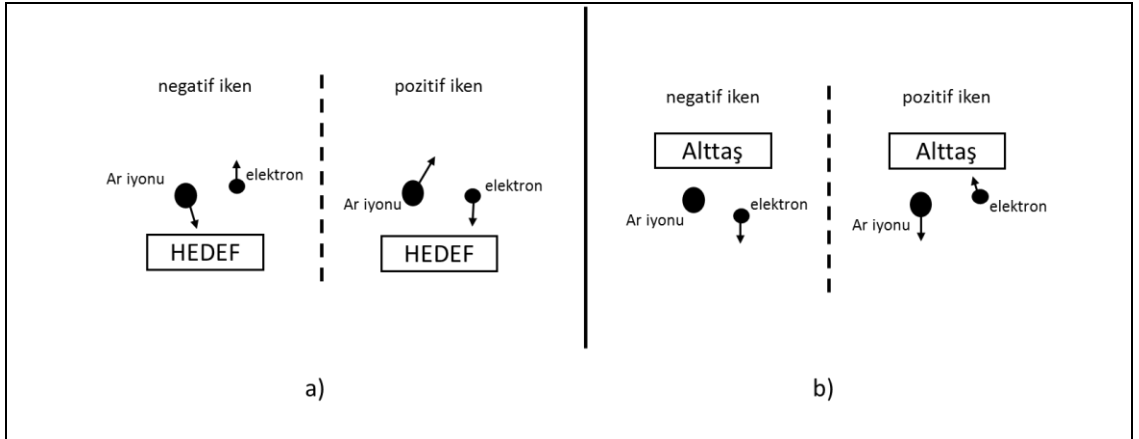
Şekil 5.2: Yalıtkan hedef üzerine DC voltaj verildiğinde oluşan kutuplanma.

Bununla birlikte elektriksel iletim için bir yol olmadığından malzemenin ısınmasına ve hatta ark oluşumuna sebep olacaktır.



Şekil 5.3: a) RF saçtırma metodunda uygulanan birleştirilmiş voltaj (super imposed AC on DC), b) RF saçtırma metodu için uygulanan voltaj.

Yalnızca AC voltaj uygulanmış olması halinde hedefin anot ve katot olarak davranma süresi eşit olacaktır. Fakat AC ve DC voltajın birleştirilerek kullanılması durumunda ise hedef malzemenin uygulanan voltaja göre çoğunlukla katot(negatif) alttaşın ise çoğunlukla anot(pozitif) olarak davranacaktır. Hedef malzeme çoğunlukla negatif olduğunda, pozitif yüklü argon iyonlarının hızlanarak yüzeye çarpmasını ve bu yüzeyden atomların koparılaraq alttaşa kaplanmasını sağlar.



Şekil 5.4: RF saçtırma esnasında a) Hedef malzemeye yakın bölgede, b) Alttaşa yakın bölgede iyonların ve elektronların hareketi.

Hedef elektrodun negatif olduğu durumda argon iyonları elektrona göre daha ağır olmalarına, dolayısıyla görece daha yavaş olmalarına rağmen hedefin uzun süre negatif olmasından dolayı yüzeye çarpacak ve yüzeyden atom kopmasını sağlayacaktır. Elektronlar ise eş yüklü olduklarından dolayı yüzeyden

uzaklaşacaklardır. Hedef elektrodun pozitif olması kısa sürede ise elektronlar çekilecek ve hedefe çarpacaktır. Hedef yüzeyine çarparak enerjilerini aktaran ve elastik çarpışmadan ötürü hedef yüzeyinde kalan argon iyonlarına çarpan elektronlar bu iyonları nötr hale getirerek hedefin de nötr kalmasını sağlar. Aynı süreçte argon iyonları negatif olan alttaş elektroduna doğru hareket edecek fakat döngü süresinin kısa oluşu ve görece yavaş hızlarda hareket etmelerinden ötürü alttaş yüzeyine çarpamayacak ve yüzeye zarar veremeyecektir. Alttaşın elektrodunun pozitif voltaj durumuna geçmesiyle alttaş çevresindeki bu argon iyonları uzaklaşırken, elektronların alttaş yüzeyine çekilmesi sağlanır. Bu çekim sonucu elektronlar alttaş yüzeyine çarpar fakat oldukça küçük kütleleri sebebiyle yüzeye zarar veremez ve atom koparamazlar. Uygulanan AC voltajın frekansı oldukça yüksektir. Bundan dolayı bu method RF radyo frenkansı şeklinde adlandırılmaktadır.

5.2 X Işını Kırınımı (XRD)

Bir malzemenin atomik düzenlenimi hakkında bilgi alabilmek adına kırınım metodlarını kullanabiliriz. Temel prensip, yapısını incelemek istediğimiz malzeme üzerine elektromanyetik dalgalar göndererek bu dalgaların malzeme içerisine penetre etmesini ve malzeme içerisindeki atomlardan soğurulmadan saçılmalarını sağlayarak yapıcı girişim elde etmek üzerine kuruludur. Fakat herhangi bir dalga boyundaki ışınları kullanarak kristal yapı hakkında bilgi almak mümkün değildir. Kristal yapı hakkında bilgi edinebilmek için kullanılacak kaynağın dalga boyu ve elde edilmek istenen sonuçlar belirli koşullara bağlıdır.

Kristal yapı, atomların periyodik dizilimi ile oluşur. Bu durumda kristal yapıda bulunan bir atomdan $\mathbf{a}$ kristal örgü birim vektörü ve u_1, u_2, u_3 tam sayılar olmak üzere,

$\mathbf{T} = u_1\mathbf{a}_1 + u_2\mathbf{a}_2 + u_3\mathbf{a}_3$ öteleme vektörü kadar uzaklaşıldığında ilk konumdaki atom ile aynı(eş) atomik çevre görülecektir. Atomik çevrenin aynı olması, yük derişimi, elektron sayı yoğunluğu(derişimi), manyetik moment yoğunluğu gibi parametrelerinde aynı kalmasını sağlar. Bir diğer ifade ile $n(\mathbf{r})$ elektron derişimi olmak üzere $n(\mathbf{r})=n(\mathbf{r}+\mathbf{T})$ eşitliği sağlanmalıdır. Bu koşul için $n_{\mathbf{G}}$ Fourier katsayılar kümesi olmak üzere Fourier analizi ile kristalin periyodik yapısı sağlayan tüm $\mathbf{T}$ ötelemeleri altında,

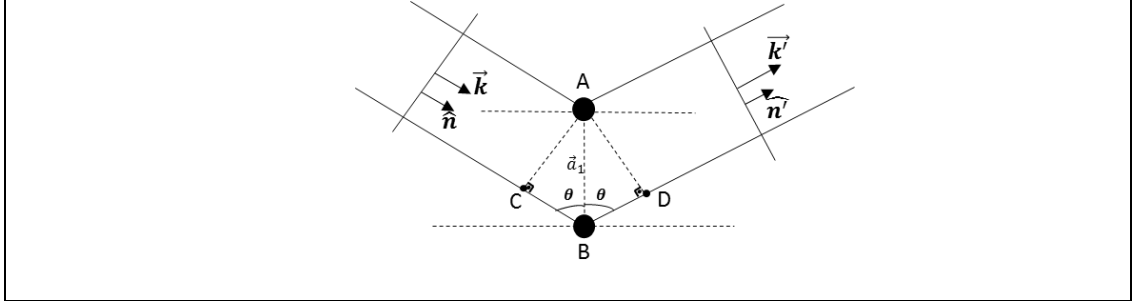
$$n(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r} + \mathbf{T}) = \sum_{\mathbf{G}} n_{\mathbf{G}} \exp(i \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) \exp(i \mathbf{G} \cdot \mathbf{T}) \quad (5.1)$$

denkleminin değişmez kalacağı bir $\mathbf{G}$ vektörü bulunmalıdır. [28] $\mathbf{b}$ ters örgü birim vektörü ve v_1, v_2, v_3 tam sayılar olmak üzere, $\mathbf{G} = v_1\mathbf{b}_1 + v_2\mathbf{b}_2 + v_3\mathbf{b}_3$ şeklinde tanımlanan bir ters örgü vektörü ile elektron derişiminin periyodiklik koşulunu sağlamış oluruz. Ters örgü, kristal ile ilişkilendirilen Fourier uzayındaki bir örgüdür. Kristal örgü ve ters örgünün eksen birim vektörleri arasında,

$$\mathbf{b}_i \cdot \mathbf{a}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (5.2)$$

ilişkisi mevcuttur.

Fourier uzayında bir kristaldeki atomlara gelen ve saçılan dalgalar arasındaki ilişkiyi ve yapıcı girişim oluşması için gereken koşulları irdelemeliyiz. Bu durumu tek boyutta işlemlerini yaparak gösterelim.



Şekil 5.5: X ışını kırınımı.

Komşu düzlemlerden yansıyan ışınlar arası yol farkı;

$$|CB| = |BD| \text{ ve } |CB| = -\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}, |BD| = \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}' \quad (5.3)$$

olmak üzere

$$d = \mathbf{a}_1 (\mathbf{n}' - \mathbf{n}) \quad (5.4)$$

olarak ifade edilirse, yapıcı girişim koşuluna göre gelen ışının dalga boyunun tam katları olmalıdır. Bu durumda g bir tam sayı ise,

$$d = \mathbf{a}_1 (\mathbf{n}' - \mathbf{n}) = g_1 \lambda \quad (5.5)$$

koşulu ortaya çıkar. Gelen ve saçılan dalga vektörleri,

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n} \text{ ve } \mathbf{k}' = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n}' \quad (5.6)$$

olduğuna göre d,yol farkı, için yazdığımız ifadenin $\frac{2\pi}{\lambda}$ çarpım sonucu

$$\frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{a}_1 (\mathbf{n}' - \mathbf{n}) = \mathbf{a}_1 (\mathbf{k}' - \mathbf{k}) = 2\pi g_1 \quad (5.7)$$

ifadesini verecektir. Ters örgü vektörü ve kristal örgü birim vektörünün çarpımı sonucu da aynı sonucu vereceğinden,

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{a}_1 = 2\pi g_1 \quad (5.8)$$

kırınım koşulunun

$$(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) = \Delta\mathbf{k} = \mathbf{G} \quad (5.9)$$

olduğu elde edilir. Buradan

$$\Delta k \propto \frac{2\pi}{\lambda} \text{ ve } G \propto \frac{2\pi}{a} \quad (5.10)$$

$$\lambda \sim a \quad (5.11)$$

ifadeleri bize kristal yapının analizini yapmak üzere kullanmamız gereken ışının dalga boyunu net şekilde gösterir. X ışınları 0,1Å ile 100Å aralığında dalga boylarına sahiptirler. Bununla birlikte kristal örgü sabitlerinin Å mertebesinde olduğu sonucu bize bir malzemenin kristal yapısını incelemek X ışınları kullanmamız gerektiğini açıkça gösterir.

Kırınım koşulunun karesinin alınmasıyla elde edilecek ifade kullanılarak,

$$k'^2 = k^2 = k^2 + G^2 + 2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{G} \quad (5.12)$$

eşitliği düzenlenirse,

$$2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{G} = G^2 \quad (5.13)$$

sonucuna ulaşılır. Kristaldeki ardışık(bitişik) düzlemler arası mesafeyi tanımlamak Miller indislerini,(hkl), de kullanarak,

$$\mathbf{G} = h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2 + l\mathbf{b}_3 \quad (5.14)$$

$$d(hkl) = \frac{a_1}{h} \cdot \hat{G} = \frac{2\pi}{G} \quad (5.15)$$

olarak buluruz.

Kırınım koşulunun son yazılan şekli içerisine düzlemler arası mesafe de kullanılarak işlem yapılırsa,

$$2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) G \sin \theta = \frac{2\pi}{d(hkl)} \quad (5.16)$$

$$2d(hkl) \sin \theta = \lambda \quad (5.17)$$

ya da daha genel bir ifade olarak

$$2d(hkl) \sin \theta = n\lambda \quad (5.18)$$

şeklinde kristal yapı analizi için oldukça pratik bir çözüm sunan Bragg Yasası elde edilir.

XRD analizi yapılacak bir malzemenin elde edilen ölçüm sonuçlarındaki x ışını şiddeti pikleri Bragg yasasının sağlandığı Fourier uzayındaki belirli açı değerlerinde gözlemlenir. Kaynağın dalga boyu biliniyorsa ve piklerin gözlemlendiği bu açı değerleri kullanılırsa n=1 değeri için ardışık(bitişik) düzlemler arası mesafe elde edilir. Ölçümü yapılan malzemenin kristal yapısı için a örgü parametresi belirlenip yapı faktörü formülü ile temel kırınım düzlemleri bulunarak (hkl) Miller indisleri elde edilir.

Tablo 5.1: Kristal yapılarına göre düzlemler arası mesafe formülleri.

Kristal Yapı	Ardışık Kristal Düzlemler Arası Mesafe
Kübik	$\frac{1}{d^2} = (h^2 + k^2 + l^2) \frac{1}{a^2}$
Tetragonal	$\frac{1}{d^2} = \left(h^2 + k^2 + l^2 \left(\frac{a}{c} \right)^2 \right) \frac{1}{a^2}$
Hegzagonal	$\frac{1}{d^2} = \left(\frac{4}{3} (h^2 + k^2 + hk) + l^2 \left(\frac{a}{c} \right)^2 \right) \frac{1}{a^2}$
Ortorombik	$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2}$

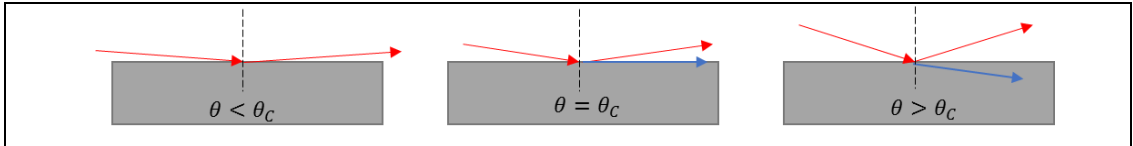
5.3 X Işını Yansıması (XRR)

Birçok ince filmin özelliği kalınlığa bağlıdır. Bu bakımdan herhangi bir yöntem ile kaplanan ince filmlerin kalınlıklarının mümkün olan en az belirsizlik ile elde edilmesi istenilen yapının kurulması için oldukça önemlidir. XRR metodunda malzemenin yüzeyine gönderilen x ışınının yansıma şiddeti analiz edilir. Bu analizi yapmak için malzemenin yüzeyi ile çok küçük açılar yapacak şekilde x ışını gönderilir. X ışını yansıması ölçümünün karakteristiği aşağıdaki maddelerle açıklanabilir.

- XRR ölçümü yapılan malzeme tek kristal, çok kristal veya amorf malzeme olabilir.
- Film kalınlığının yanı sıra yüzey ve ara yüzey pürüzlülüğü ile film yoğunluğu hakkında bilgi almak için kullanılabilir.
- Tek veya çok katmanlı filmlerin katman yapısını belirlemek için kullanılabilir.
- Film kalınlığı ölçümleri birkaç nanometre ile bir milimetreye aralığında gerçekleştirilebilir.
- X ışınları için malzemelerin kırılma indislerinin belirlenirken

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (5.19)$$

ifadesi kullanılır. Burada δ gerçek β imajiner bileşenler olup x ışınının madde ile etkileşmesinin sonuçlarıdır. Bu sonuca göre δ çok küçük olup kırılma indisi için $n=1$ değerinden sapma 10^{-6} civarında olur. [29]

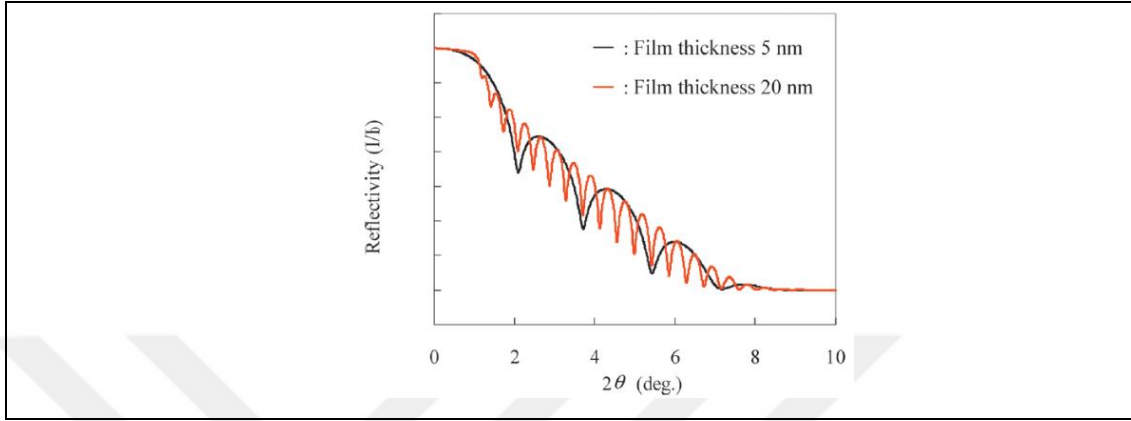


Şekil 5.6: X ışının geliş açısına göre yüzeydeki hareketi.

Bir madde yüzeyine gelen x ışını belirli bir kritik açı değerinde yalnızca yüzey boyunca ilerleyebilir. X ışınının gelme açısı bu kritik açıdan küçük veya büyük olması

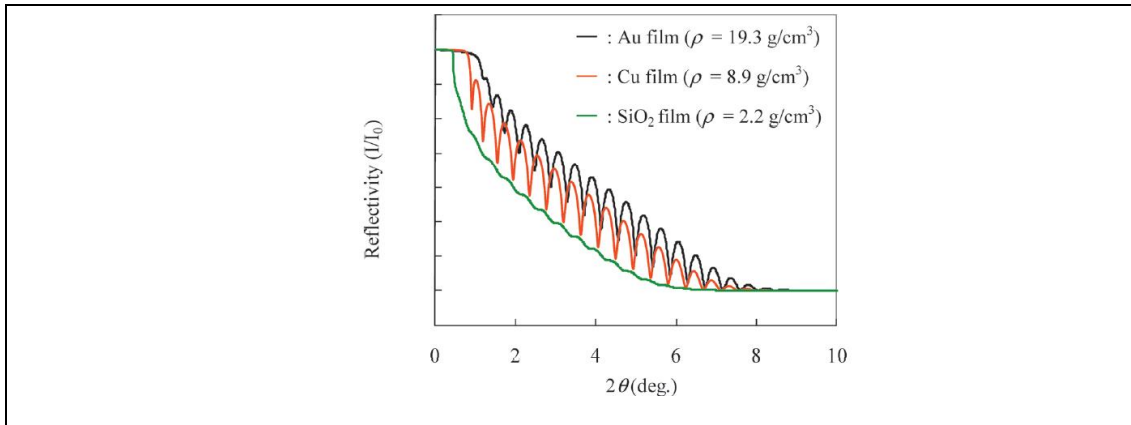
durumunda ise yüzeyden tamamen yansıyacak veya yüzeyde kırılarak içeri nüfuz edecektir. [47]

X ışını yansıması eğrilerinin kalınlık, yoğunluk, yüzey pürüzlülüğü ve yoğunluk gibi parametrelerde nasıl değiştiği karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir.



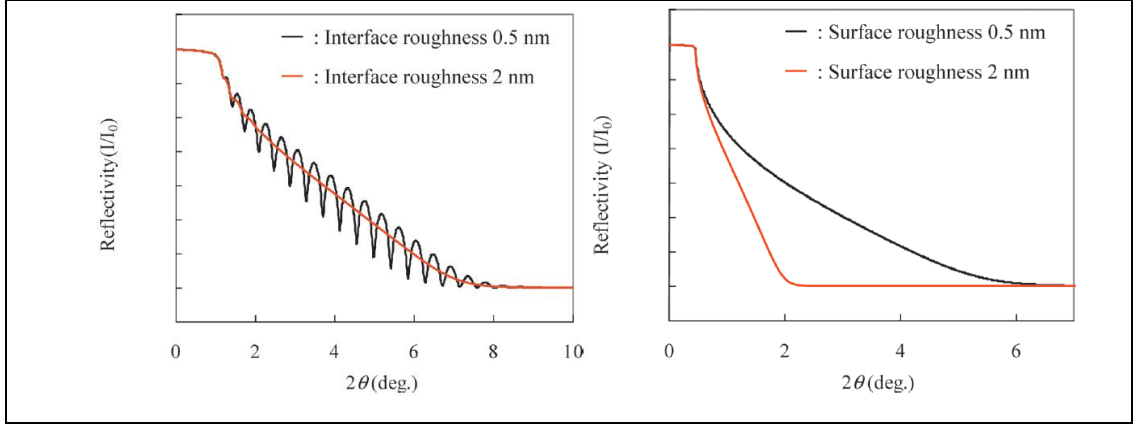
Şekil 5.7: Kalınlığa bağlı XRR ölçümü örneği.

Kaplanan film yüzeyi ile film ve alttaş arayüzeyinde arasından yansıyan x ışınları girişim oluşturarak yansıma profilinin osilasyonlar vermesine sebep olur. Bu osilasyonların periyodu ince film kalınlığı ile doğru orantılıdır. [47]



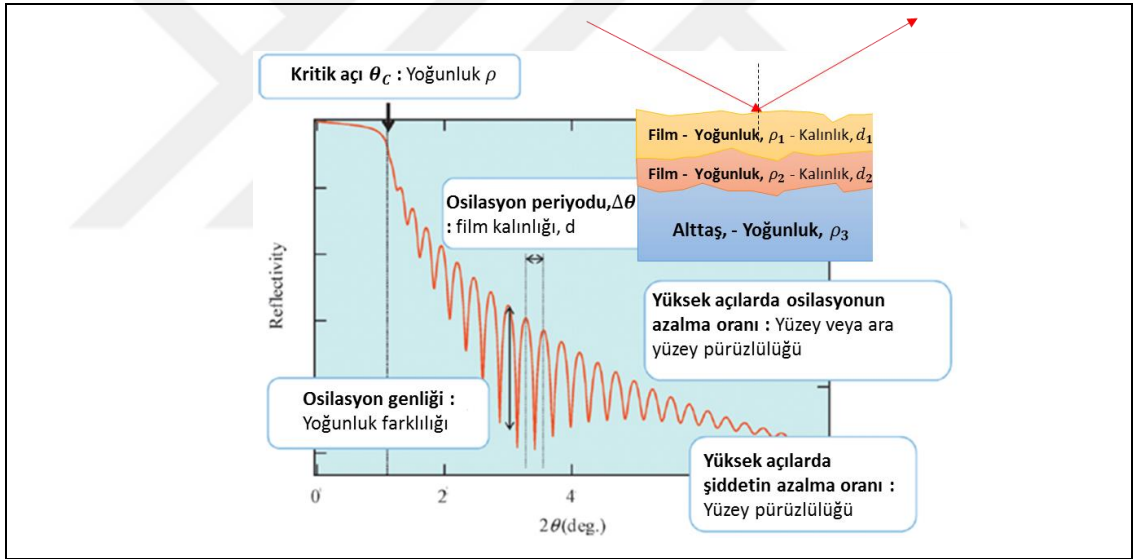
Şekil 5.8: Yoğunluğa bağlı XRR ölçümü örneği.

Aynı alttaş üzerine aynı kalınlığa sahip farklı yoğunluklardaki 3 filmin XRR ölçümleri sonucunda osilasyonların genlikleri ve kritik açı değerleri arasında farklar mevcuttur. İnce film ve alttaş malzemesinin yoğunluğu arasındaki fark osilasyonların genliği ile doğru orantılıdır. [47]



Şekil 5.9: Yüzey pürüzlülüğüne bağlı XRR ölçümü örneği.

Aynı iki malzemeden yapılmış farklı iki yüzey ve ara yüzey pürüzlülük değerlerine sahip alttaşın XRR ölçümlerinde yüzey pürüzlülüğü arttıkça yansıma şiddetinin hızla düştüğü görülmektedir. [47]



Şekil 5.10: XRR ölçümü ile elde edilebilecek genel bilgiler.

Elde edilen x ışını yansıması ölçümleri bir bütün olarak ele alınarak, hazırlanacak olan ince filmler için yapılacak film büyütme oranının belirlenmesinde oldukça büyük önem arz eder. [47]

Büyüme oranlarını bulmak amacıyla belirli sürelerle magnetron sputter yöntemi kullanılarak (100) yönelimine sahip silikon alttaş üzerine büyütülen ince filmlerin XRR ölçümleri GTÜ NASAM laboratuvarında gerçekleştirildikten sonra Global Fit programı yardımı ile filme ait kalınlığı, yüzey pürüzlülüğü elde edilmiştir.

5.4. Manyeto-Optik Kerr Etkisi (MOKE)

Manyeto optik etki, manyetik bir malzemenin polarize ışık ile etkileşmesinin bir sonucu olarak gelen ışığın polarizasyonunda değişime sebep olur. Bu değişimin sebebi malzemenin uygulanacak bir dış manyetik alandan etkilenebilecek olan mıknatıslanması ve bu mıknatıslanmanın anizotropik özellikleridir. Manyeto optik etkiler makroskopik dielektrik teorisi [30] veya mikroskopik kuantum teorisi kullanılarak açıklanabilir. [31]

Yayıma doğrultusu z eksenini olan bir elektromanyetik dalganın elektrik alan bileşenleri x-y düzleminde. Buna göre elektromanyetik dalganın elektrik alan ifadesi,

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}) = E_{x0}i \cos(kz - \omega t) + E_{y0}j \cos(kz - \omega t + \delta) \quad (5.20)$$

Şeklinde yazılır. δ iki bileşen arasındaki faz farkıdır. $\delta = 0$ olması durumunda lineer, $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$ olması durumunda ise dairesel veya eliptik polarizasyon ortaya çıkacaktır.

Eksenlerdeki elektrik alan bileşenlerinin büyüklüklerini $E_{x0} = E_{y0} = E_0$ eşit ve $\delta = \frac{\pi}{2}$ faz farkı olması durumunda denklem,

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}) = E_0i \cos(kz - \omega t) + E_0j \sin(kz - \omega t) \quad (5.21)$$

formuna indirgenir. Elektrik alanı zamanın fonksiyonu belirli bir noktada incelemek için örneğin $z = 0$ kabul edersek,

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}) = E_0i \cos(-\omega t) + E_0j \sin(-\omega t) \quad (5.22)$$

olacaktır. Bu durumda elektrik alanın bileşenleri ve yönelimini belirli açısal frekans değerleri için Tablo 5.2'deki gibi verilir.

Tablo 5.2: Düzlem dalganın elektrik alan bileşen değerleri ve net alanın yönelimi.

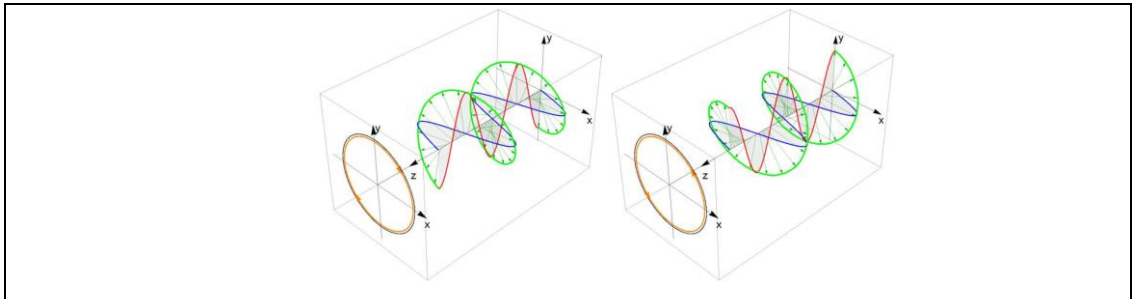
t	E_x	E_y	$ E $	Elektrik alan yönelimi (z)
0	E_0	0	E_0	$\rightarrow$
$\frac{\pi}{4}w$	$E_0/\sqrt{2}$	$-E_0/\sqrt{2}$	E_0	$\searrow$
$\frac{2\pi}{4}w$	0	$-E_0$	E_0	$\downarrow$
$\frac{3\pi}{4}w$	$-E_0/\sqrt{2}$	$-E_0/\sqrt{2}$	E_0	$\swarrow$
πw	$-E_0$	0	E_0	$\leftarrow$
$\frac{5\pi}{4}w$	$-E_0/\sqrt{2}$	$E_0/\sqrt{2}$	E_0	$\nwarrow$
$\frac{6\pi}{4}w$	0	E_0	E_0	$\uparrow$
$\frac{7\pi}{4}w$	$E_0/\sqrt{2}$	$E_0/\sqrt{2}$	E_0	$\nearrow$
$2\pi w$	E_0	0	E_0	$\rightarrow$

Tablodan görüldüğü üzere elektrik alan bileşenlerinin büyüklükleri değişirken toplam alan büyüklüğü hep aynı kalmakta fakat vektörel yönelimi w açısal frekansı ile saat yönünde değişmektedir. Bunun bir sonucu olarak,

$$E^2 = E_x^2 + E_y^2 = E_0^2 \quad (5.23)$$

$$\frac{E_x^2}{E_0^2} + \frac{E_y^2}{E_0^2} = 1 \quad (5.24)$$

eşitliği ile daire denklemi elde edilir. Bu tür dalga, sağa dairesel kutuplanan dalga (right circularly polarized light) olarak adlandırılır.



Şekil 5.11: Sağa ve sola dönen dairesel dalga gösterimleri.

Benzer adımlar $\delta = -\frac{\pi}{2}$ için takip edildiğinde elektrik alan ifadesi,

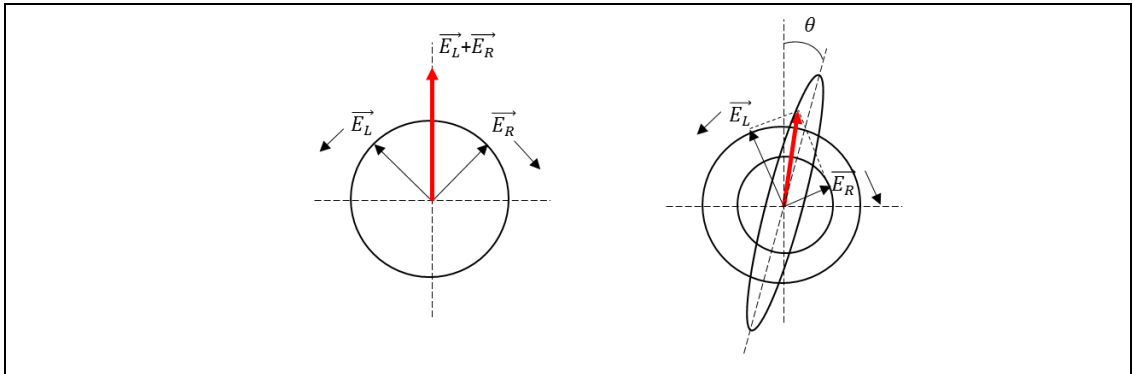
$$\mathbf{E}(\mathbf{z}) = E_0 \mathbf{i} \cos(kz - wt) - E_0 \mathbf{j} \sin(kz - wt) \quad (5.25)$$

halini alır ve yukarıdakine benzer bir tablo yapılmak üzere $z = 0$ da zamanın fonksiyonu olarak incelendiğinde elektrik alanın yönünün vektörel değişiminin saat yönünün tersi istikamette yöneldiği görülür. Bu dalga ise sola dairesel kutuplanan dalga (left circularly polarized light) olarak adlandırılır.

Elde edilen bu iki dalganın süper pozisyonu,

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}) = 2E_0 \mathbf{i} \cos(kz - wt) \quad (5.26)$$

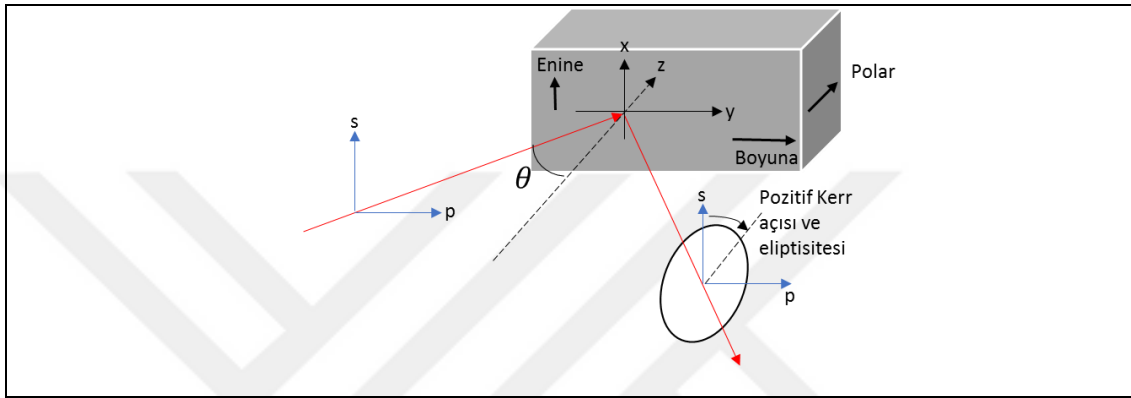
elektrik alan ifadesini ortaya çıkarır. Bu denklem elektrik alan bileşenleri nin faz farkı $\delta = 0$ olan lineer polarize ışığın sağa ve sola dairesel polarize iki bileşeninin süper pozisyonu olduğunu gösteriyor. Işığın manyetik bir ortamla etkileşmesinin makroskopik dielektrik tensörü kullanılarak açıklanmasının temelinde de bu lineer polarize ışığın bu özelliğinden faydalanılmıştır. [32]



Şekil 5.12: Düzlem dalganın eliptik kutuplanma öncesi ile sonrasında elektrik alan bileşenleri ve net yönelimleri.

Işık ışını bir ortamda ilerlerken bu iki dairesel elektrik alan bileşenleri ortamda bulunan elektronları hareketlendirir. Bu ortam eğer bir dış manyetik alan etkisi altında ise her elektrona Lorentz kuvveti etki edecek ve bu durumda elektronlar elektromanyetik dalganın dairesel bileşenleri ile birbirlerinden farklı yörünge yarıçaplarına sahip iki dairesel hareket sergileyeceklerdir. Bunun sonucunda her iki dairesel polarize bileşen farklı yayılma hızlarından kaynaklı şekilde faz farkına sahip

olacaklar ve polarizasyon düzleminin dönmesine ve eliptik polarizasyon oluşması sebep olacaklardır. Manyetik ortamın iki dairesel polarize modu farklı oranlarda soğuruyor olması eliptik polarizasyonu etkileyen bir diğer sebeptir. Işık ışınının manyetik ortam içerisinde polarizasyonundaki bu değişim etkisine Faraday etkisi denir. [33]Manyetik malzeme üzerine gönderilen ışığın malzeme yüzeyinden yansması sonucu yansımadaki polarizasyonun ve/veya şiddetinin değişmesi ise Kerr Etkisi denir. [34]



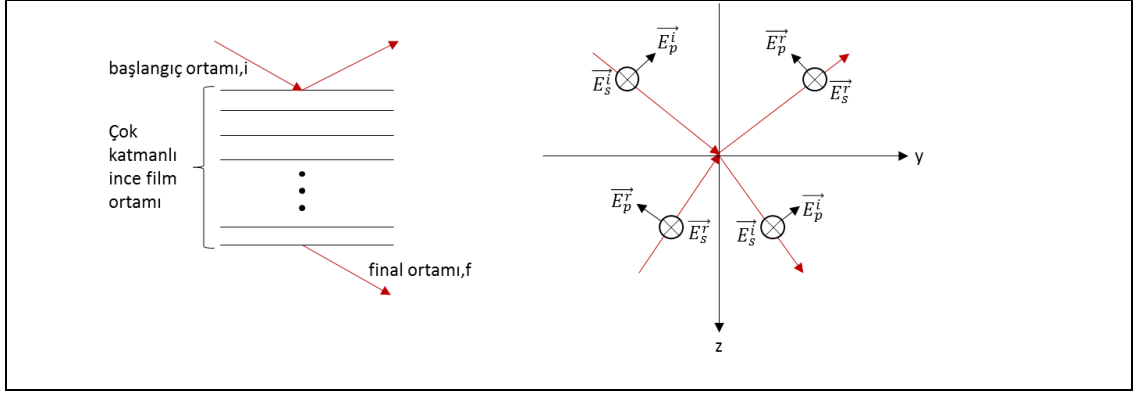
Şekil 5.13: Yüzeyde kutuplanması değişen düzlem dalga.

Manyeto optik Kerr Etkisi malzemenin mıknatıslanma yöneliminin ışığın geliş düzleminin doğrultusuna göre çeşitleri vardır. Mıknatıslanmanın yüzey normaline paralel , yüzey düzleminde ve paralel olması ve ışığın geliş düzlemine dik olması durumları sırasıyla polar Kerr etkisi, boyuna Kerr etkisi ve enine Kerr etkisi olarak adlandırılır.

Manyetik bir ortamın dielektrik tensörü,

$$\varepsilon = \varepsilon_{xx} \begin{pmatrix} 1 & -iQm_z & iQm_y \\ iQm_z & 1 & -iQm_x \\ -iQm_y & iQm_x & 1 \end{pmatrix} \quad (5.27)$$

şeklinde yazılır. Daha sade bir ifade elde etmek amacıyla $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$ olarak kabul edilmiştir. Burada m_x, m_y, m_z terimleri $\mathbf{M}_s$ mıknatıslanma vektörünün yön kosinüsleridir. Manyeto optik sabiti $Q = \frac{i\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}}$ olarak tanımlanmıştır.



Şekil 5.14: N katmanlı ince film yapısının elektromanyetik dalga ile etkileşimi ve elektrik alan bileşenleri.

N katmanlı bir ince film yapısına i ortamından girerek birçok yansımayla birlikte f ortamından yapıyı terk eden ışığın elektrik alanları,

$$P_i = \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ E_s^r \\ E_s^r \end{pmatrix}_i = \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ r_{ss}E_s^r + r_{sp}E_p^i \\ r_{ps}E_s^i + r_{pp}E_p^i \end{pmatrix} \quad (5.28)$$

ve

$$P_i = \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_i = \begin{pmatrix} t_{ss}E_s^i + t_{sp}E_p^i \\ t_{ps}E_s^i + t_{pp}E_p^i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.29)$$

şeklinde gösterilir. r ve t ilgili bileşenlerin yansıma ve geçme katsayıları olup i ve r her ili film katmanı sınırındaki gelen ve yansıyan dalgaları belirtmek için kullanılır.

A ve D sırasıyla elektrik alan bileşenlerini her ara yüzey ile ilişkilendiren 4x4 ortamın sınır matrisi ve ortamın ilerleme matrisleridi. Bu matrislerin formlarının ifadesi referansa bırakılmıştır. P_m m. katmanın alt yüzeyindeki elektrik alan bileşeni olmak üzere P_i ve P_f arasındaki ilişki,

$$A_i P_i = A_i D_i P_i = A_1 D_1 A_1^{-1} A_1 P_1 = A_1 D_1 A_1^{-1} A_2 D_2 P_2 \quad (5.30)$$

$$= \dots = \prod_{m=1}^N (A_m D_m A_m^{-1}) A_f P_f$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifade,

$$T = A_i^{-1} \prod_{m=1}^N (A_m D_m A_m^{-1}) A_f \equiv \begin{pmatrix} G & H \\ I & J \end{pmatrix} \quad (5.31)$$

olmak üzere $P_i = T P_f$ formuna sokulup G ve I kullanılarak Fresnel yansıma ve geçme katsayıları elde edilebilir.

$$I G^{-1} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

$$G^{-1} = \begin{pmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{pmatrix} \quad (5.33)$$

elde edilir. Buna göre, kompleks Kerr rotasyonu ϕ_s , Kerr rotasyonu ϕ' ve Kerr eliptikliği ϕ'' s ve p polarize ışık için,

$$\phi_s = \phi_s' + i\phi_s'' = \frac{r_{ps}}{r_{ss}} \quad (5.34)$$

$$\phi_p = \phi_p' + i\phi_p'' = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \quad (5.35)$$

şeklinde tanımlanır. Burada r_{ij} gelen, j, polarize ışığın elektrik alanının yansıyan, i, polarize ışığın elektrik alanına oranıdır. İnce filmlerin toplam optik kalınlıkları ışığın dalga boyuna göre oldukça küçük olduğundan dolayı elde edilecek ifade daha da yalın olacaktır. Başlangıç ve final ortamlarının manyetik olmadığı durumda,

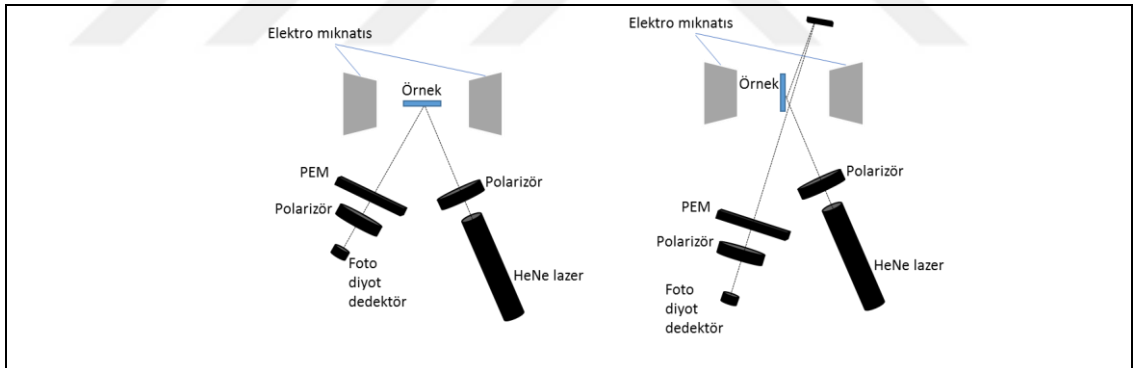
$$r_{ss} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_f \cos \theta_f}{n_i \cos \theta_i + n_f \cos \theta_f} \quad (5.36)$$

$$r_{ss} = \frac{n_f \cos \theta_i - n_i \cos \theta_f}{n_f \cos \theta_i + n_i \cos \theta_f} \quad (5.37)$$

$$r_{sp} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{n_i \cos \theta_i}{(n_i \cos \theta_i + n_f \cos \theta_f)(n_f \cos \theta_i + n_i \cos \theta_f)} \times \left(\cos \theta_f \sum_m d_m n_m^2 Q_z^{(m)} + n_f n_i \sin \theta_i \sum_m d_m Q_y^{(m)} \right) \quad (5.38)$$

$$r_{ps} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{n_i \cos \theta_i}{(n_i \cos \theta_i + n_f \cos \theta_f)(n_f \cos \theta_i + n_i \cos \theta_f)} \times \left(\cos \theta_f \sum_m d_m n_m^2 Q_z^{(m)} - n_f n_i \sin \theta_i \sum_m d_m Q_y^{(m)} \right) \quad (5.39)$$

olacaktır. Burada $n_i, n_f, \theta_i, \theta_f$ sırasıyla başlangıç ve final ortamlarının kırılma indisi ve geliş açılarını belirtmek için kullanılmıştır. z yüzey normalinin yönünde olup ve y geliş ve film düzlemi içerisindedir.



Şekil 5.15: L ve P MOKE ölçüm düzeneği.

Lineer p polarize bir ışığın örnek malzeme yüzeyinden yansıdığı durumu ele alırsak eğer malzeme manyetik değilse yansıyan ışık da tamamen p polarize olacaktır. Fakat örnek manyetik bir malzeme ise yansıyan ışığın elektrik alanı baskın p polarize bileşene ek olarak s polarize bileşenden oluşacaktır. Dolayısıyla oluşan s bileşenini ölçmek kurulacak deney düzeneği için ana hedeftir. O halde yansıyan ışığın baskın p bileşeninin foto dedektöre gelmesini engellemek için önüne bir lineer polarizör koyulabilir. Bu fikir akla yatkın gelse de foto dedektörün ölçtüğü ışığın şiddeti

$\sim |E_s|^2$ malzemenin mıknatıslanması ile orantılı olduğundan ve kompleks Kerr rotasyonu E_s/E_p olmasından dolayı polarizörün bu şekilde kullanılması dezavantajlıdır. Bu dezavantajın üstesinden gelmek adına polarizör s (p) ekseninden çok küçük δ açısı kadar saptırılır. Bu şekilde foto dedektör tarafından ölçülen ışığın şiddeti,

$$I = |E_p \sin \delta + E_s \cos \delta|^2 \quad (5.40)$$

$\delta \rightarrow 0$ için $\sin \delta \approx \delta$ ve $\cos \delta \approx 1$ olacağından,

$$I \approx |E_p \delta + E_s|^2 \quad (5.41)$$

halini alacaktır. Kompleks Kerr rotasyonu ifadesini şiddet denkleminde yerleştirecek olursak,

$$\phi = \frac{E_s}{E_p} = \phi' + i\phi'' \quad (5.42)$$

$$I = |E_p|^2 |\delta + \phi' + i\phi''|^2 \approx |E_p|^2 (\delta^2 + 2\delta\phi') \quad (5.43)$$

ifadesini elde ederiz. Kerr rotasyonunun olmadığı durumda şiddet,

$$I_0 = |E_p|^2 \delta^2 \quad (5.44)$$

olarak ifade edilirse nihai denklem

$$I = I_0 \left(1 + \frac{2\phi'}{\delta} \right) \quad (5.45)$$

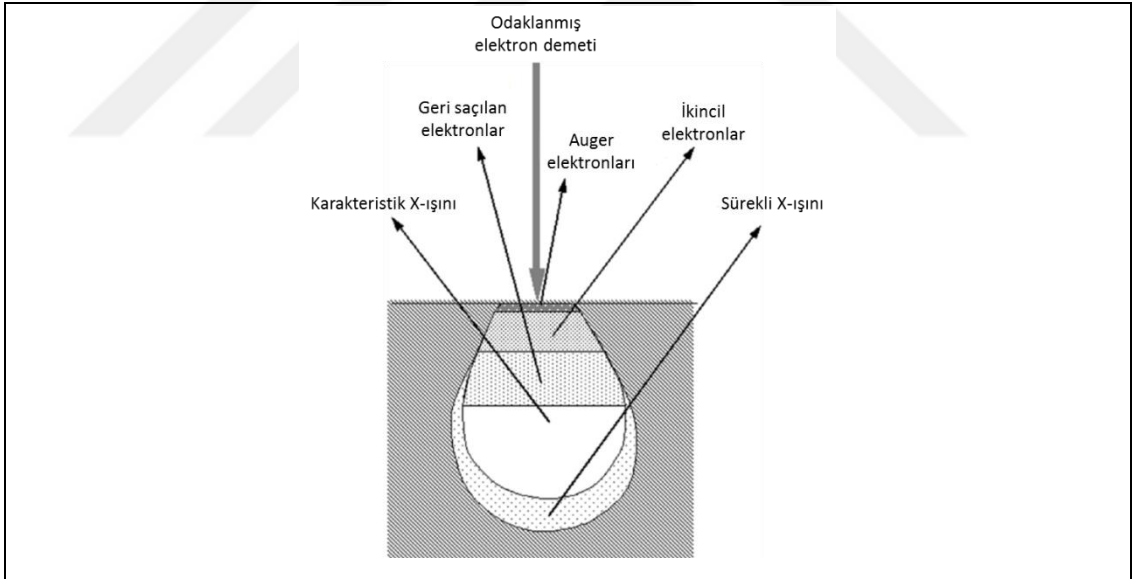
halini alır.

Kerr rotasyonu ϕ' ve Kerr eliptikliği ϕ'' malzemenin M mıknatıslanma değerine doğrudan orantılı olduğu için H dış manyetik alanının fonksiyonu olarak ölçülecek şiddet değeri histeresis eğrisi verecektir.

Tez kapsamında büyütülen ince filmlerin manyetik karakterizasyonları GTÜ Fizik Bölümünde bulunan MOKE Laboratuvarında 632.8 nm dalga boyuna sahip HeNe lazer kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

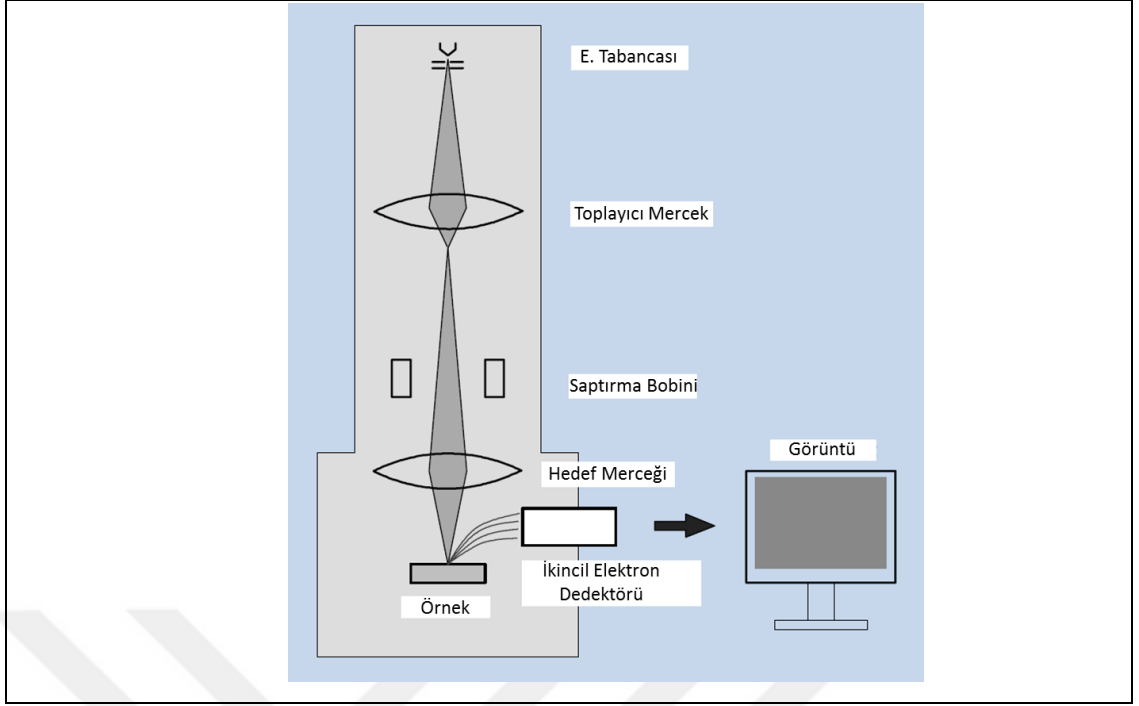
5.5. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)

Taramalı elektron mikroskobu (SEM), mikro yapı morfolojisi ve kimyasal bileşim karakterizasyonlarının incelenmesi ve analizi için mevcut çok yönlü araçlardan biridir. [40] SEM temel olarak yüksek kinetik enerjiye sahip ve odaklanmış elektron demetinin katı örnek yüzeyi ile etkileşerek çeşitli sinyaller üretmesi prensibine dayanır. Bir katı yüzeye gelen yüksek enerjili ve odaklanmış elektron demeti yüzeyin belirli derinliklerine sızacak ve bu demet içerisindeki elektronlar örnek atomları ile etkileşerek şekil 5.16’da gösterilen sonuçlardan birinin oluşmasına dolayısıyla birbirinden farklı sinyallerin üretilmesine sebep olacaktır. [40]



Şekil 5.16: Elektron demeti ve örnek arasında üretilen çeşitli sinyaller ve bu sinyallerin alındığı bölgeler.

Gelen elektron demetinin sahip olduğu kinetik enerjiye bağlı olarak, günümüzde kullanılan SEM’lerde elektronların sızma derinliği 1-5 μm aralığındadır. [41]



Şekil 5.17: Taramalı elektron mikroskobunu oluşturan temel yapılar.

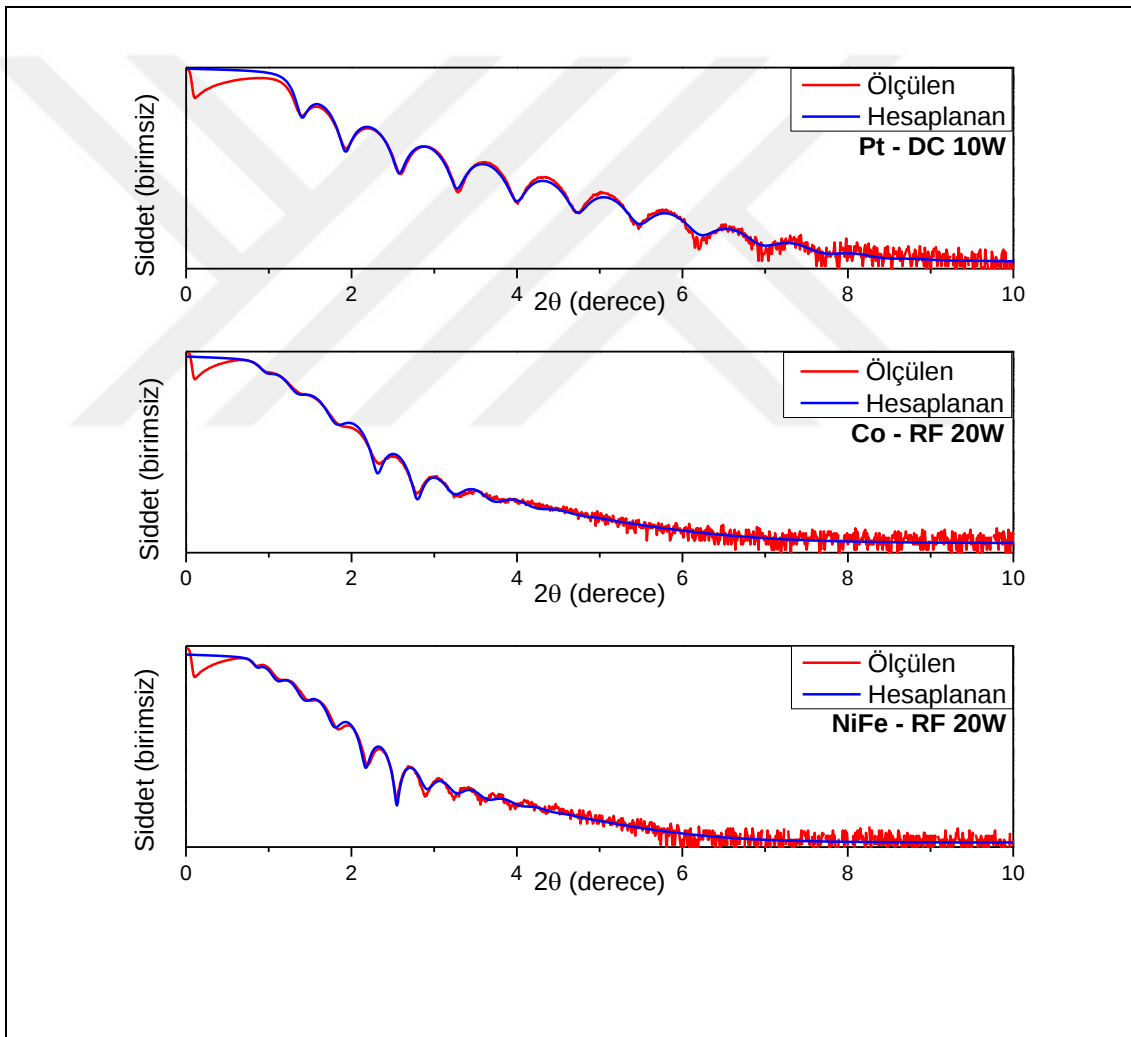
Şekil 5.17’de Taramalı elektron mikroskobunu oluşturan temel yapılar gösterilmiştir. Birçok SEM ünitesi, alınan farklı sinyaller içerisinde çoğunlukla ikincil elektronları algılayarak bilgi alınmak istenen yüzeyin 2 boyutta görüntüsünü elde eder. SEM analizleri örneğe herhangi bir tahribat vermediği için tekrar tekrar gerçekleştirilebilir.

Bu tez çalışması kapsamında Gebze Teknik Üniversitesi Malzeme Bilimi ve Mühendisliği Bölümü’nde bulunan Philips XL 30 SFEG marka taramalı elektron mikroskobu kullanılarak çeşitli yüzeylerin görüntüleri alınmıştır.

6.DENEYSEL ÇALIŞMALAR VE BULGULAR

6.1 XRR Ölçümleri ve Büyüme Oranları

Bu tez çalışması kapsamında, silikon ve cam alttaşlar üzerine büyütülecek hedef malzemelerin DC ve RF güç kaynaklarıyla belirli güç değerlerindeki büyüme oranları x ışını yansımaları (XRR) kullanılarak elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar ışığında mümkün olan en düşük sapma ile büyütme işlemi yapılması hedeflenmiştir.



Şekil 6.1: XRR ölçüm sonuçları.

Özellikle NiFe ve Co numunelerin atmosfer ortamına çıkartıldığında hızlıca oksitlenmesi sebebiyle, koruyucu 3nm Pt katman ile bunun önüne geçilmeye

çalışılmıştır. Bu bağlamda Å mertebesinde büyütülecek olan Co ve NiFe yapılarının büyütme parametreleri daha hassas bir şekilde elde edilmiştir. Deneysel verilerin Global fit programı ile yapılan teorik hesaplamaları sonucu elde edilen yüzey pürüzlülüğü ve büyüme oranları tabloda verilmiştir.

Tablo 6.1: Kullanılan hedeflerin büyüme oranları.

Hedef	Aktif Güç (W)	Büyütme Süresi (dk)	Yüzey pürüzlülüğü (nm)	Hesaplanan Kalınlık (nm)	R faktörü	Büyüme Oranı (Å/dk)
Pt	DC-10	15	0,3702	11,5738	0,036	7,7159
Co	RF-20	80	1,088	13,96	0,029	1,745
NiFe	RF-20	80	1,2	18,96	0,038	2,37

6.2 Hazırlanan Örnekler ve Yapılan Ölçümler

Büyütme öncesi silikon ve cam alttaşlar aseton, metanol ve izopropanol ile ultrasonik titreşim banyosunda 10'ar dakika temizlenerek büyütme öncesi yüzey temizliği sağlandı. Alkoller ile yapılan yüzey temizliğinin ardından üzerine büyütme yapılacak her bir Si (100) ve cam alttaş, yüksek vakum ortamında sırasıyla 600°C ve 300°C'de 1 saat bekletildi. Uygulanan ısıtma işlemi ile yüzeye bağlı kirliliklerin ve moleküllerin koparılması sonucunda daha pürüzsüz ve daha temiz bir yüzey elde edilmesi sağlandı.

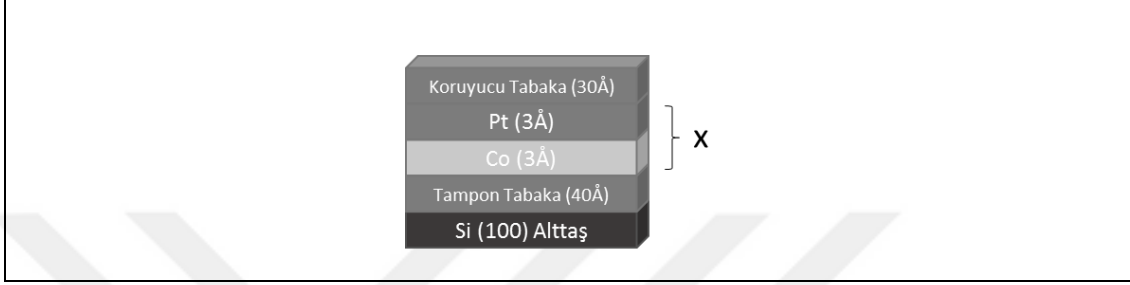
Magnetron saçtırma (sputtering) yöntemi ile büyütülen çok katmanlı ince filmlerin büyütme parametreleri Tablo 6.2 de verilmiştir.

Tablo 6.2: Magnetron saçtırma(sputtering) büyütme parametreleri.

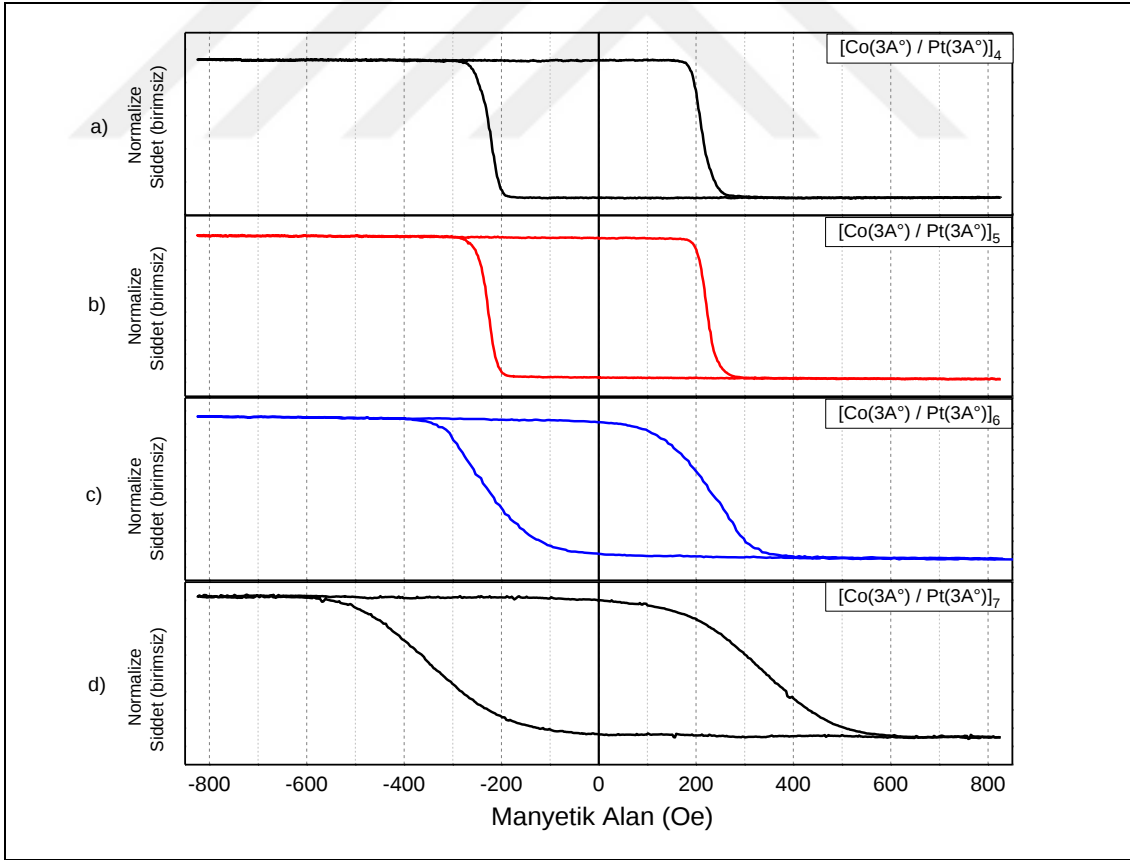
Hedef	Güç kaynağı	Aktif güç(W)	C load	C tune	Puls frekansı (kHz)	Puls duraklaması (µs)	Aktif voltaj(V)
Pt	DC	10	-	-	2	10	315
Co	RF	20	450	520	-	-	85
NiFe	RF	20	491	486	-	-	92

6.2.1 Si (100) Alttaş Üzerinde Dik Manyetik Anizotropi

Silikon alttaş yüzeyler üzerine dik manyetik anizotropiye sahip örneklerin elde edilmesi adına, XRR ölçümleri ile elde edilen büyüme oranları kullanılarak Şekil 6.2’de gösterilen $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı yapıları magnetron saçtırma (sputtering) yöntemi ile Si (100) üzerine büyütüldü.



Şekil 6.2: Si (100) alttaş üzerine büyütölen $x= a) 4$ b) 5 c) 6 ve d) 7 $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı ince film yapıları.



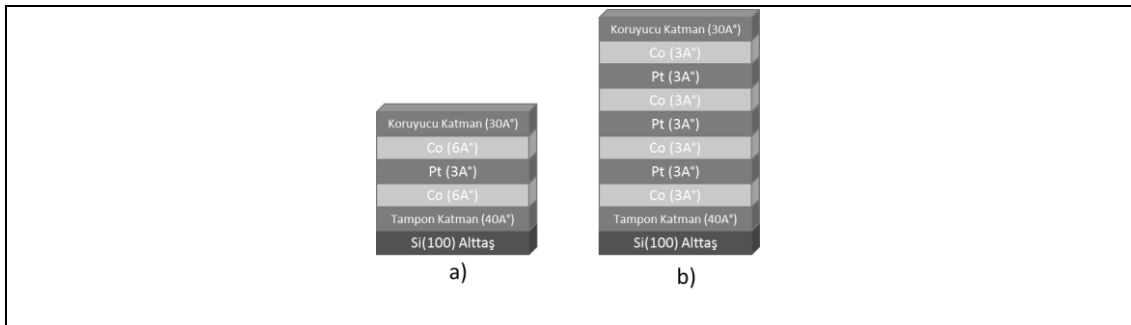
Şekil 6.3: Si (100) üzerine büyütölen $x= a) 4$ b) 5 c) 6 ve d) 7 $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı ince filmlerin P Moke ölçümleri.

Si (100) üzerine büyütülen 4 örnekte de kolay eksenli yüzey düzlemine dik yönde olan tek eksenli (uniaxial) manyetik anizotropinin elde edildiği ölçülen P Moke sonuçları ile görüldü. Eklenen her $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]$ tabakası için zorlayıcı alan değerinin artıyor olması, elde edilen dik manyetik anizotropisinde (PMA) arttığını göstermektedir.

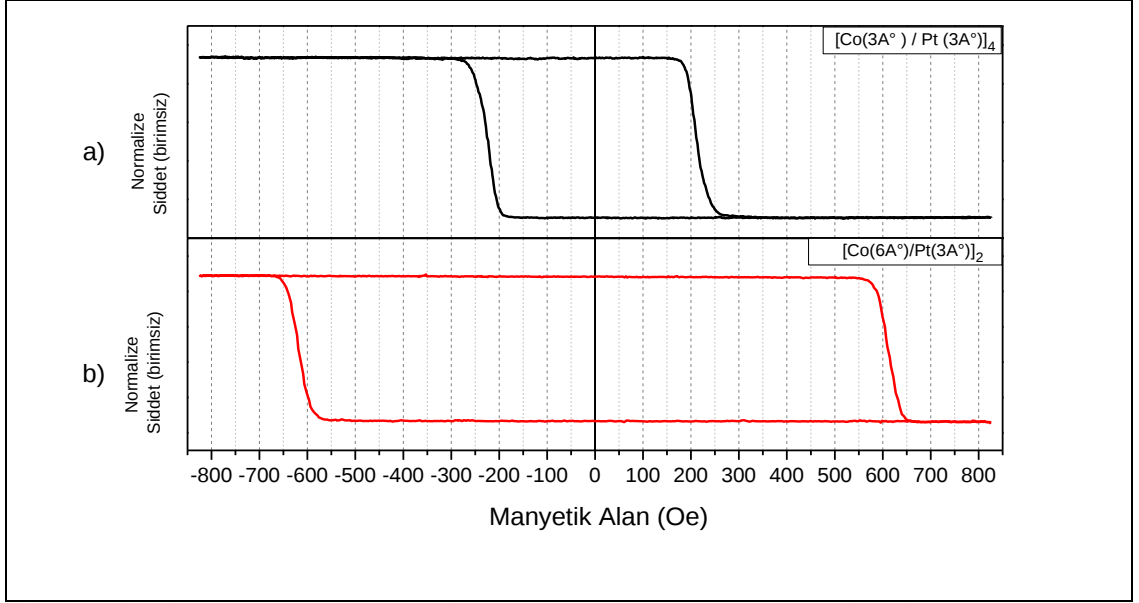
Buna ek olarak artan Co katman sayısı ile mevcut domen duvarı enerjilerinin de artmasından ötürü domenlerdeki manyetik momentlerin uygulanan dış manyetik alan yönünde tamamen yönelmesi, daha yüksek manyetik alan değerlerinde gerçekleşmektedir. Bu durumun bir sonucu olarak Şekil 6.3’de gösterilen histerisislerin eğimleri gittikçe artmaktadır.

6.2.2 [Co/Pt] İkili Yapısında Co Katman Kalınlığının Etkisi

Toplam Co katmanının kalınlığı değiştirilmeden, tekrar sayısına bağlı oluşan dik manyetik anizotropinin gözlemlenmesi amacıyla Si (100) üzerine $[\text{Co}(6\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_2$ ve $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ yapıları büyütülerek ölçüm sonuçları karşılaştırılması amacıyla Şekil 6.4’de gösterildiği gibi büyütüldü.



Şekil 6.4: Toplam Co katmanı kalınlığı değiştirilmeden x= a) 2 b) 4 $[\text{Co/Pt}]_x$ yapıları.

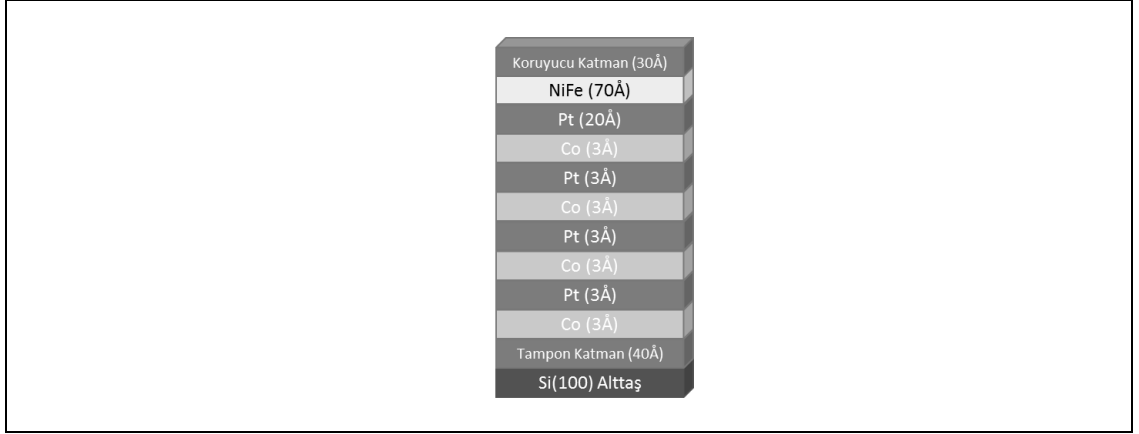


Şekil 6.5: Si (100) üzerine toplam Co katmanı kalınlığı sabit a) $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ b) $[\text{Co}(6\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_2$ yapılarının P Moke ölçümleri.

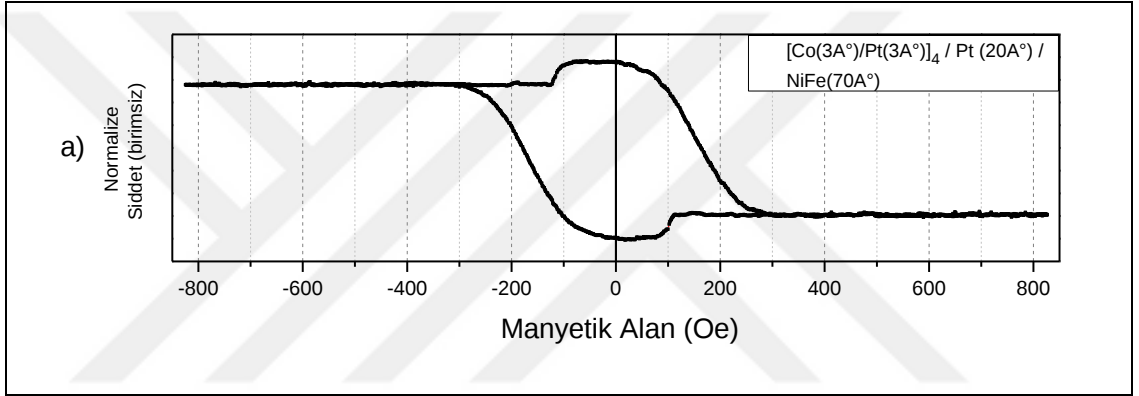
$[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ çok katmanlı ince film yapısı, toplam kobalt kalınlığı sabit tutularak tekrar sayısına bağlı dik mıknatıslanmanın değişimini gözlemek üzere seçildi. $[\text{Co}(6\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_2$ yapısında toplam Co kalınlığı değişmemesine karşın dik manyetik anizotropinin arttığı Şekil 6.5’de gözlemlendi. Sensör yapısında değişimin gözleneceği (probing layer) çok katmanlı yapı olarak kullanılması düşünülen $[\text{Co}/\text{Pt}]$ filmlerde, toplam Co katmanı kalınlığı değiştirilmemesine karşın Co katmanı kalınlığı arttıkça dik mıknatıslanma ve zorlayıcı alan değerinin artıyor olması sebebiyle sensör hassasiyetinin daha düşük olacağı gözlenmiştir. Bu sebeple $[\text{Co}/\text{Pt}]_4$ yapısı probing layer olarak seçilmiştir.

6.2.3 Önerilen Sensör Yapısının NiFe ile Test Edilmesi

$[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ ile elde edilen dik manyetik anizotropiye sahip yapının probing layer olarak kullanılması öngörülmesiyle, bu yapının üzerine RKKY etkileşmesine uygun bir ara katman kalınlığında Pt büyütülerek, manyetik kolay eksenli film düzlemi içerisinde (yüzey normaline dik) olan NiFe kullanılarak Şekil 6.6’da gösterilen çok katmanlı ince filmler Si (100) üzerine büyütüldü.



Şekil 6.6: Si (100) üzerine $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}(20\text{\AA}) / \text{NiFe}(70\text{\AA})$ büyütülen çok katmanlı ince film yapısı.

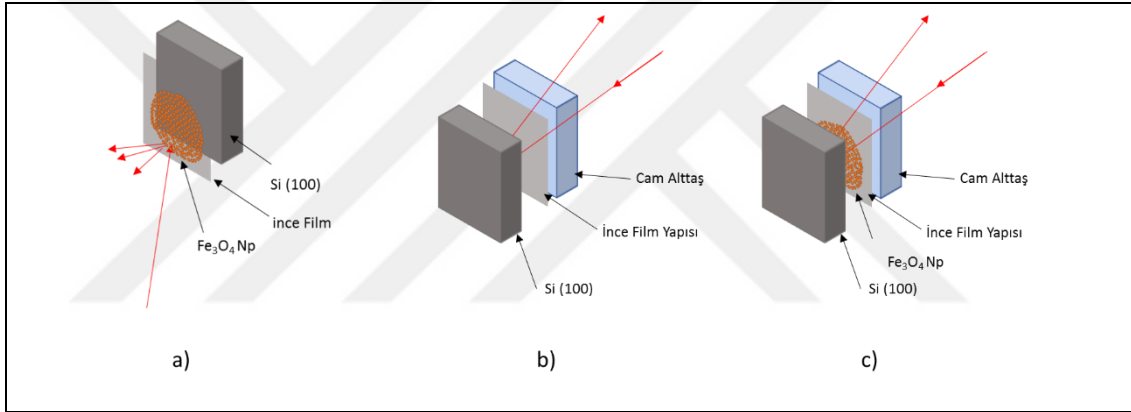


Şekil 6.7: Si (100) üzerine a) $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}(20\text{\AA}) / \text{NiFe}(70\text{\AA})$ büyütülen çok katmanlı ince film yapısının P Moke ölçümü.

$[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ üzerine büyütülen $\text{Pt}(20\text{\AA})/\text{NiFe}(70\text{\AA})$ yapısı ile her iki çok katmanlı film yapısının manyetik katmanları arasında RKKY etkileşmesi sonucunda Şekil 6.7a'da görüldüğü üzere, $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ ile $\text{NiFe}(70\text{\AA})$ arasında zayıf bir antiferromanyetik (antiferromagnetic coupling) çiftlenim mevcuttur. Bu zayıf çiftlenimin sonucu olarak, histerisinin altında ve üstünde görülen kambur NiFe 'ye aittir. NiFe ve $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ katmanlarına ait farklı mıknatıslanma yönelimlerin etkilerinin bir arada gözlenebiliyor olması, önerilen sensör yapısının RKKY etkileşimi içerisinde bulunacağı manyetik nanoparçacıkların etkisini gözlemek açısından da ideal olacağını görülmesini sağlamıştır.

6.2.4 Önerilen Sensörde Transparant Alttaş Kullanma Gerekçesi

Si (100) alttaş üzerinde $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ çok katmanlı yapısı ile elde edilen dik manyetik anizotropi ve bu çok katmanlı yapının, RKKY etkileşmesinin gözlenebileceği kalınlıktaki Pt ara katmanı üzerinde farklı mıknatıslanma yönelimine sahip NiFe ile antiferromanyetik çiftlenimi gözlenmiş olsa da, önerilen $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ probing layer ile etkileşmesi sonucunda dik manyetik anizotropi değişimi ile algılanılacak olan manyetik nanoparçacıklar için tasarlanan sensör yapısının Si (100) alttaş üzerine inşa edilmesi MOKE ölçümlerinde kullanılan lazerin nanoparçacık yüzeyinden saçılmaya uğramasından ötürü kullanılması mümkün olmayacaktır.

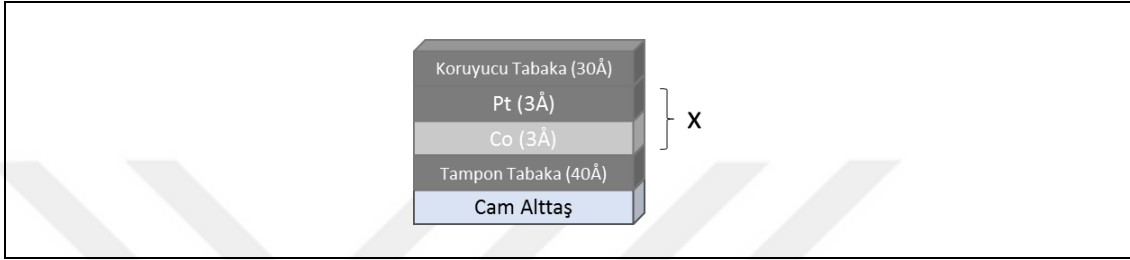


Şekil 6.8: a) Si alttaş üzerinde sensör yapısı ve lazerdeki saçılma b) Cam alttaş üzerinde önerilen ölçüm metodu c) Cam alttaş üzerinde manyetik nanoparçacıkların algılanması için gerçekleştirilecek ölçüm metodu.

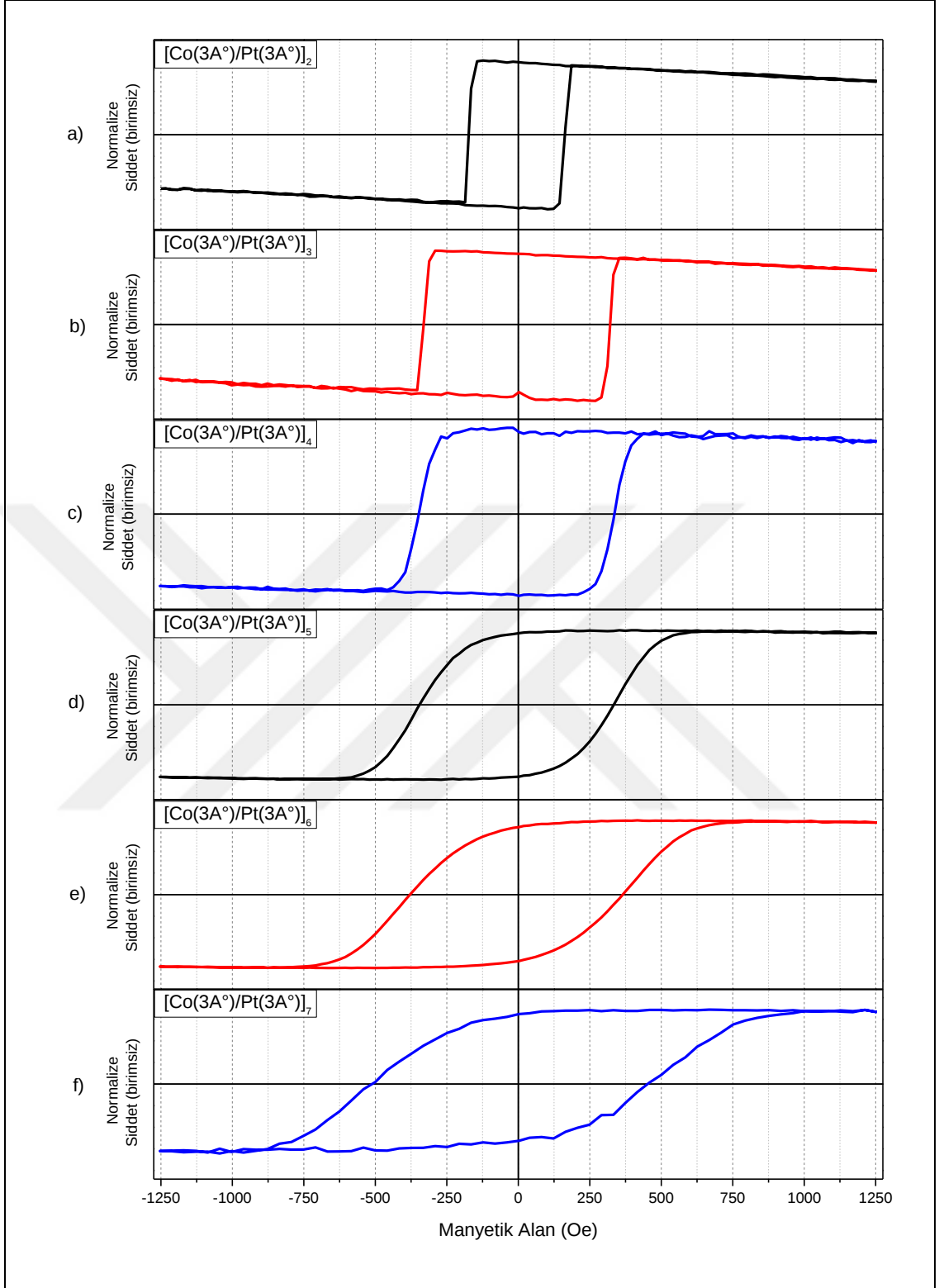
Şekil 6.8’de gösterildiği gibi Si (100) alttaş üzerinde oluşan çok sayıda saçılmadan kurtulmak ve manyetik nanoparçacıklar ile $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4$ çok katmanlı ince film yapısının RKKY etkileşmesi sonucunda probing layerdaki değişimi daha hassas şekilde ölçülmesi için Al_2O_3 alttaşlar üzerinde sensör yapısı elde edilmeye çalışılmıştır.

6.2.5 Transparant Alttaş Üzerinde Dik Manyetik Anizotropi

Bir önceki bölümde transparant alttaş kullanımının önemi ve gerekliliği vurgulandığı üzere $[\text{Co/Pt}]_x$ çok katmanlı ince film yapıları Al_2O_3 cam alttaş üzerine büyütölerek, probing layer olarak kullanılacak olan dik manyetik anizotropi elde edilmesi amaçlandı. Bunun için Şekil 6.9’da gösterilen $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ örnekleri büyütöldü.



Şekil 6.9: Al_2O_3 katkılı cam alttaş üzerine büyütölen $x = \text{a) } 2 \text{ b) } 3 \text{ c) } 4 \text{ d) } 5 \text{ e) } 6 \text{ ve f) } 7$ $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı ince film yapıları.



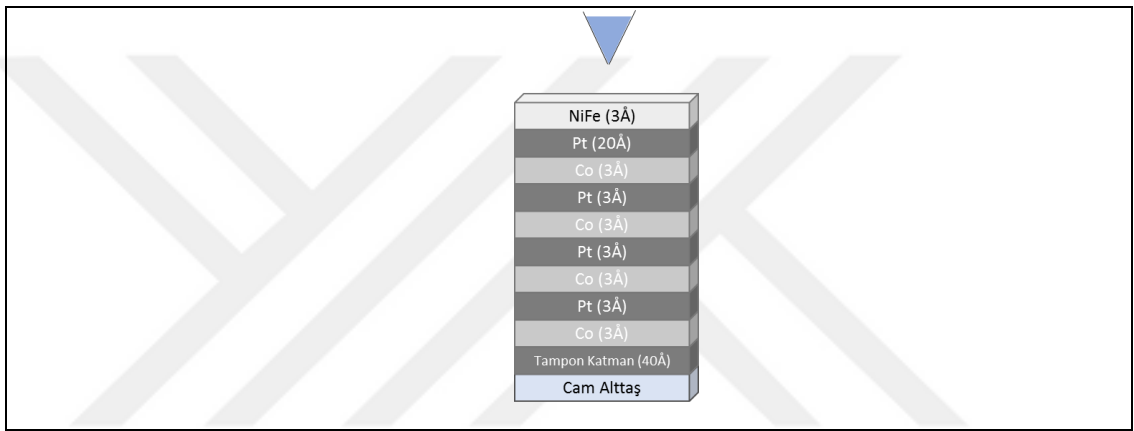
Şekil 6.10: Al_2O_3 katkılı cam üzerine büyütülen $x = a) 2$ b) 3 c) 4 d) 5 e) 6 ve f) 7 $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ çok katmanlı ince filmlerin P Moke ölçümleri.

Al_2O_3 cam alttaş üzerinde de Si (100) alttaş üzerinde olduğu gibi dik manyetik anizotropiler elde edildi. Aynı $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_x$ yapısına sahip manyetik filmlerin

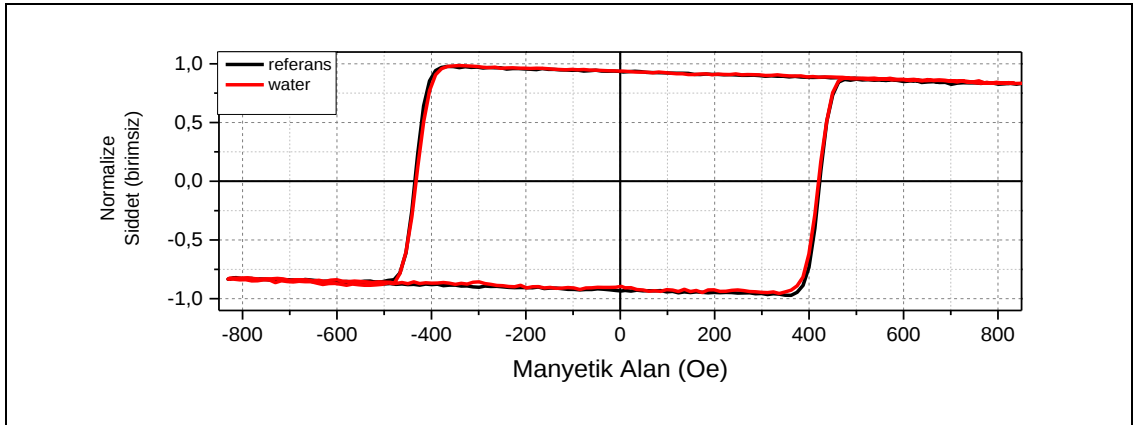
zorlayıcı alanların büyüklüklerinin Al_2O_3 cam alttaş üzerinde, Si(100) alttaşa göre daha büyük olduğu Şekil 6.10’da verilen ölçüm sonuçlarıyla gözlemlendi.

6.2.6 Nanoparçacık Ortam Sıvısının Sensör Özelliklerine Etkisi

Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıklar, büyütecek çok katmanlı ince film sensör yapılarının yüzeyine içerisinde homojen dağıldığı saf sulu çözelti olarak damlatılacağından ötürü saf suyun ölçümlere etkisinin olup olmadığını anlamak için Şekil 6.11’de gösterilen yapı hazırlandı.



Şekil 6.11: $\text{Pt}(40\text{\AA}) / [\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}(20\text{\AA}) / \text{NiFe}(3\text{\AA})$ çok katmanlı ince film yapısı.



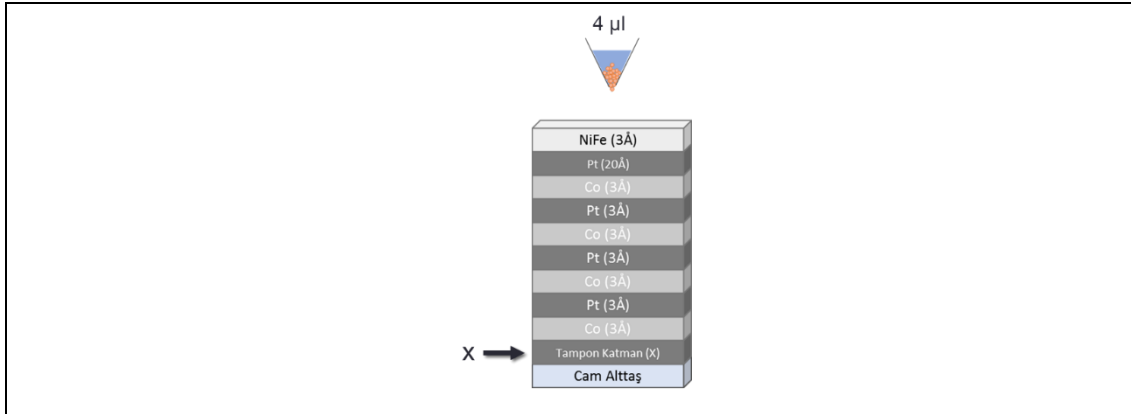
Şekil 6.12: Referans yüzeyin ve bu yüzeye su damlatıldıktan sonra alınan P Moke ölçümleri.

Referans yüzeylerin P Moke ölçümlerinin yapılmasının ardından, örnek yüzeylerine çözeltilerde kullanılan pH 7.17 saf su döküldü. Saf su dökülen referans

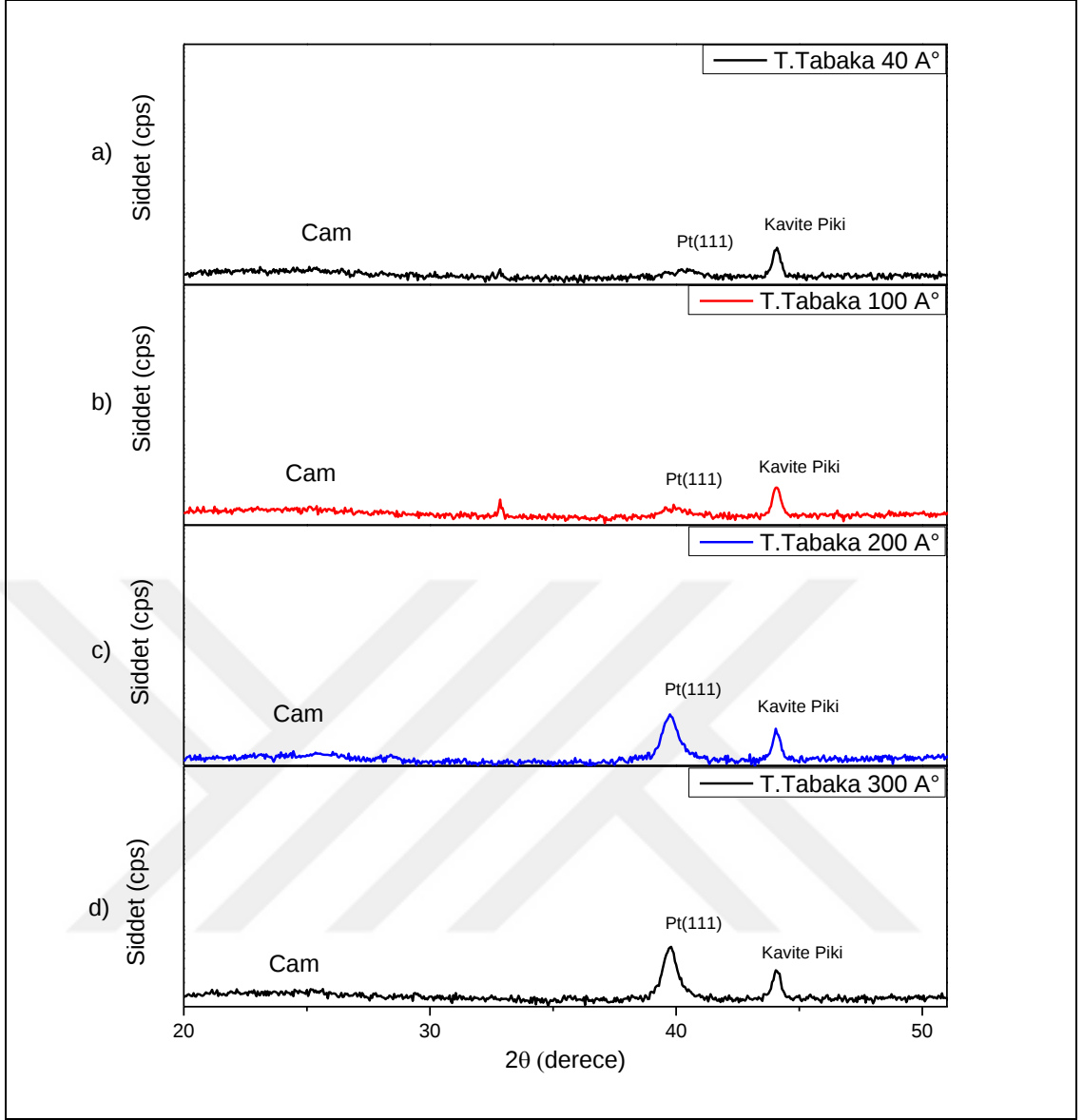
yüzeylerinden alınan ölçüm sonuçlarına göre, sensör yapısının manyetik özelliklerinde bir değişime gözlenmedi. Gözlemlenen bu sonuç su ile hazırlanacak olan çözeltilerin sensör yüzeyine herhangi bir deformasyon vermediği ve elde edilecek histeresis eğrilerinin yalnızca çok katmanlı ince film yapısı ile Fe_3O_4 nanoparçacıklar arasındaki etkileşimlerin sonucu olacağı açıkça görülmüştür.

6.2.7 Tampon Tabaka Kalınlığının Sensör Özelliklerine Etkisi

Sensör yapısındaki çok katmanlı ince film sisteminin cam alttaş üzerinde kristal düzenlenimi özelliklerinin, tampon tabaka kalınlığına bağlı olup olmadığını anlamak amacıyla Şekil 6.13’de gösterilen Pt tampon katman kalınlığı değişen $[\text{Co}(6\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})/\text{Co}(6\text{\AA})] / \text{Pt}(20\text{\AA}) / \text{NiFe}(3\text{\AA})$ örnekleri büyütüldü. Büyütülen örneklerin x ışını kırınımı (XRD) ölçümleri yapıldı ve Pt (111) yönünde doku (texture) yapısının oluştuğu tespit edildi. Bu doku (texture) şeklinde Pt tampon katmanı üzerine büyütülen $[\text{Co}/\text{Pt}]$ ince filmleri dik manyetik anizotropiye sahip olur. Bizimde hazırladığımız filmlerde dik manyetik anizotropiyi tetikleyen ve oluşturan faktör budur. Hazırlanan farklı kalınlıklarda tampon katmanlara sahip bu yapıların üzerine Fe_3O_4 nanoparçacıklar eklenerek elde edilen manyetik sinyaller karşılaştırıldı.

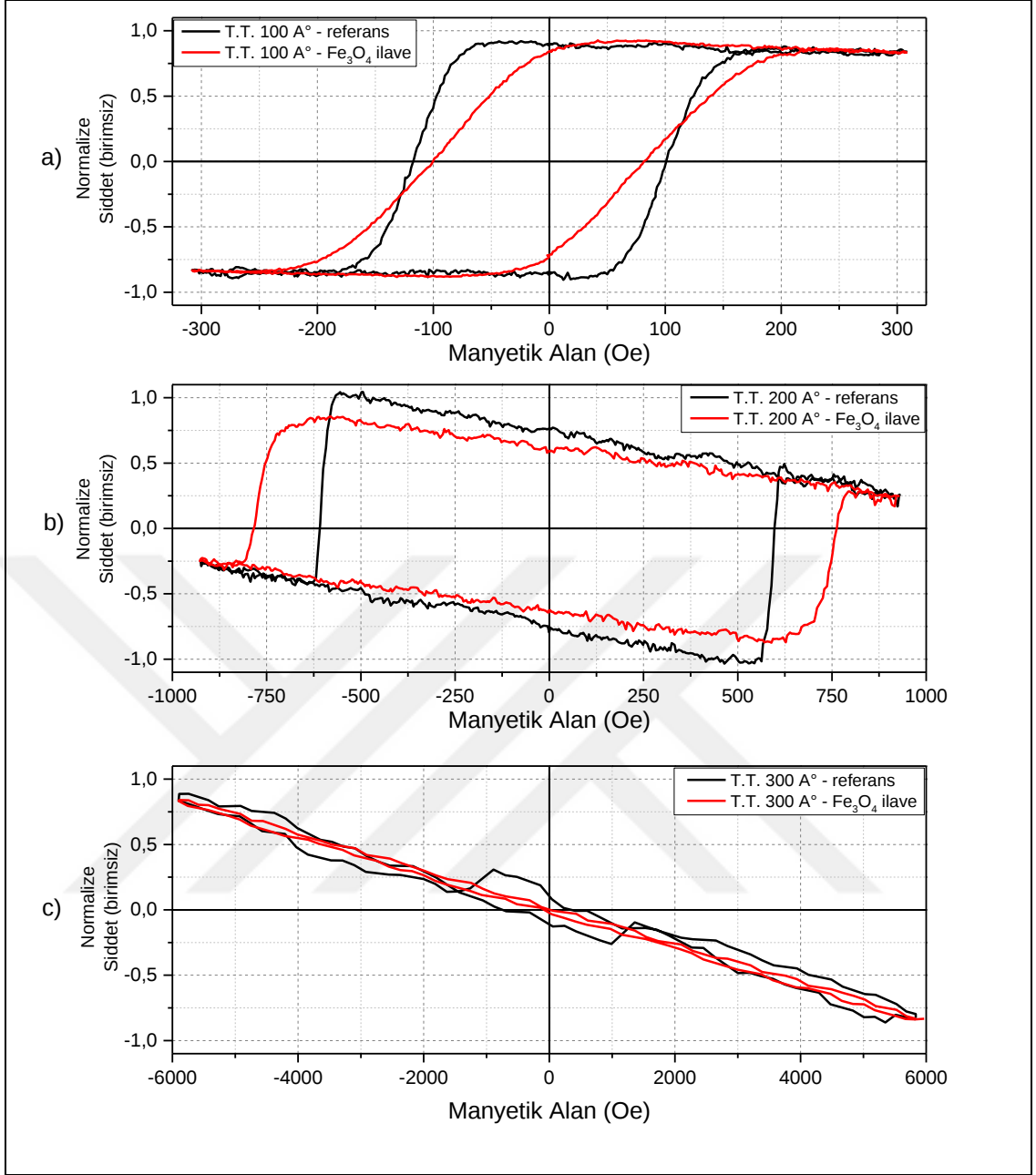


Şekil 6.13: Pt tampon katman kalınlıkları $x = a) 100 \text{ \AA}$ b) $200 \text{ \AA}$ c) $300 \text{ \AA}$ olan $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}(20\text{\AA}) / \text{NiFe}(3\text{\AA})$ çok katmanlı ince film yapıları.



Şekil 6.14: Al_2O_3 cam alttaş üzerinde tampon katman kalınlıkları a) 40 Å b) 100 Å c) 200 Å d) 300 Å olan $[\text{Co}(3\text{Å})/\text{Pt}(3\text{Å})]_4 / \text{Pt}(20\text{Å}) / \text{NiFe}(3\text{Å})$ çok katmanlı ince film yapılarının x ışını kırınımı (XRD) ölçümleri.

Şekil 6.14’de gösterilen 4 farklı Pt tampon katman kalınlığına sahip $[\text{Co}(3\text{Å})/\text{Pt}(3\text{Å})]_4 / \text{Pt}(20\text{Å}) / \text{NiFe}(3\text{Å})$ ince film yapılarında, tampon katman kalınlığı arttıkça Pt(111)’e ait piklerin yarı eğri genişliklerinin azaldığı ve alınan sinyal şiddetinin arttığını görülmektedir. Yarı eğri genişliği azalırken şiddetinin artıyor olması ve pikin sivrilmesi, bu durum da c yönünde oluşan kristal düzenleniminin daha düzgün bir yapıya doğru gittiğine işaret etmektedir.



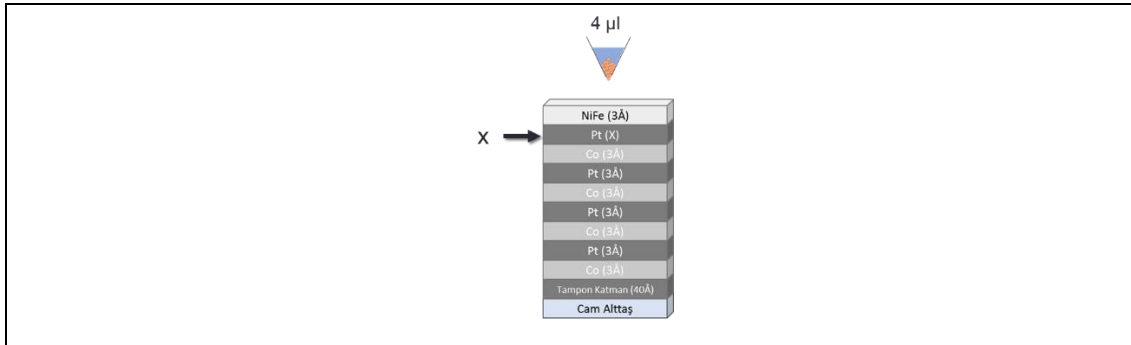
Şekil 6.15: Al₂O₃ cam alttaş üzerinde tampon katman kalınlıkları a) 100Å b) 200Å c) 300Å olan [Co(3Å)/Pt(3Å)]₄ / Pt(20Å) / NiFe(3Å) çok katmanlı ince film yapılarının referans ve Fe₃O₄ NP içeren yüzeylerinin P Moke ölçümleri.

Tampon katman kalınlığının kristal düzenlenimine etkisini ve lazerin dalma derinliğini gözlemlemek amacıyla Şekil 6.13’de gösterilen örnekler hazırlanarak Şekil 6.15’de verilen P Moke ölçümleri alındı. Tampon katman kalınlığının 100Å olduğu ince film sistemi ile Fe₃O₄ manyetik nanoparçacıklar arasında ferromanyetik çiftlenim gözlenmiş olup zorlayıcı alan değeri azalmıştır. Aynı konsantrasyona sahip çözeltiden aynı miktarda Fe₃O₄ manyetik nanoparçacıklar damlatılmasına karşın 200Å tampon katman kalınlığına sahip film sistemi ile manyetik nanoparçacıklara ait

histerisis eğrisinde zorlayıcı alan değerinin artıyor oluşu ve kalıcı mıknatıslanmasının referansa göre azalmasından yola çıkarak antiferromanyetik çiftlenimin gerçekleştiği söylenebilir. Tampon katman kalınlığı 300Å olduğunda ise referans yüzeyden alınan sinyal oldukça düşmüş olup, Fe₃O₄ nanoparçacıkların eklenmesiyle hiç sinyal alınamadı. Tampon katman kalınlığı arttırıldıkça ince film sistemi ile Fe₃O₄ nanoparçacıklar arasındaki RKKY etkileşimi değişmekte ve referans yüzeylerin zorlayıcı alanları artmaktadır. Bunun sebebi toplam film kalınlığı arttıkça yüzey ve ara-yüzey tabakalarındaki pürüzlülüğün artması, manyetik tabakalar arası etkileşimlerde portakal kabuğu benzeri (orange peel like) etkileşimlerin kendini göstermeye başlamasıdır. Yüzey pürüzlülüğünün minimize olmasını sağlamak açısından tampon katman kalınlığı ideal sensör yapısı için 40 Å olarak belirlenerek yapılan tüm büyütmelemlerde bu kalınlık değeri kullanılmıştır.

6.2.8 Ara Katman Kalınlığının Sensör Özelliklerine Etkisi ve Teorik Modelleme

Fe₃O₄ nanoparçacıkların, dik manyetik anizotropiye sahip [Co(3Å)/Pt(3Å)]₄ çok katmanlı ince filmleriyle RKKY etkileşmesinin Pt ara katmanına bağlılığını gözlemek amacıyla şekil 6.16’de gösterilen örnekler büyütüldü.

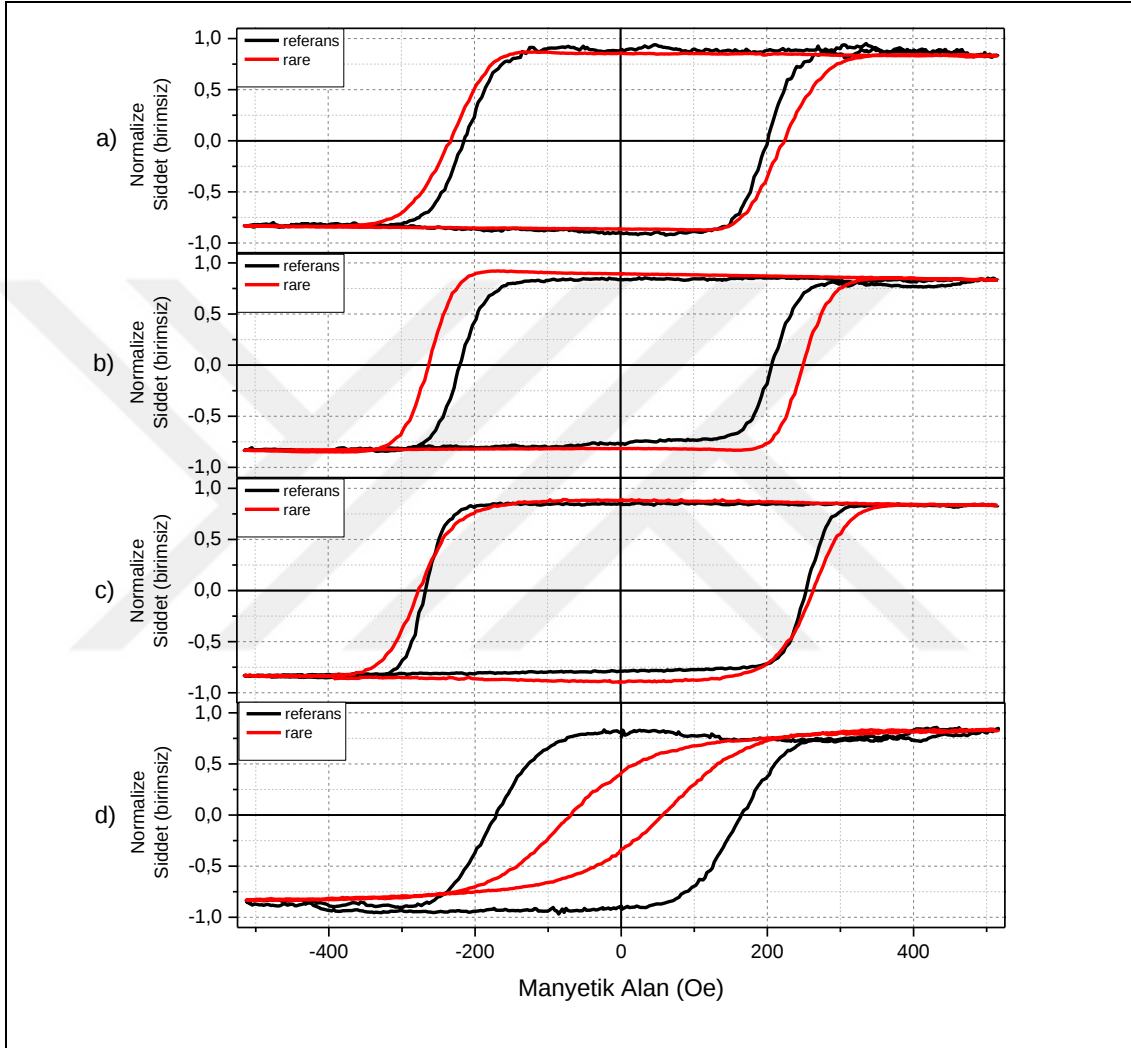


Şekil 6.16: Pt Ara katman kalınlığı x= a) 12 Å b) 20 Å c) 24 d) 28Å olan çok katmanlı ince film yapıları.

Tablo 6.3: Hazırlanan çözeltinin su ve Fe₃O₄ miktarları.

Örnek Adı	Hazırlanan Çözeltideki Fe ₃ O ₄ NP miktarı (mg)	Çözeltideki Saf Su miktarı (ml)
Rare	8.5	20

Şekil 6.16’de gösterilen örnekler Pt ara katman kalınlığına bağlı ölçümler yapılmak üzere, Tablo 6.3’de yazıldığı üzere hazırlanarak her biri aynı örnek tutucuda yer alan 4 örnekten referans dışındaki her bir yüzeye 4 µl damlatıldı. Referans ve rare konsantrasyonlara sahip Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıklı yüzeylere ait P Moke sonuçları Şekil 6.17’de verildi.



Şekil 6.17: $\text{Pt}(40\text{\AA}) / [\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}$ (a) $12\text{\AA}$ b) $20\text{\AA}$ c) $24\text{\AA}$ d) $28\text{\AA}$ / $\text{NiFe}(3\text{\AA})$ şeklinde hazırlanan örneklerin rare Fe_3O_4 konsantrasyonlarına sahip yüzeylerinden ve referans yüzeylerden alınan P Moke ölçümleri.

Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların farklı Pt ara katmanlarına sahip ince film yapılarındaki $[\text{Co}/\text{Pt}]_x$ dik manyetik anizotropiye sahip probing layer ile gerçekleştirdiği RKKY etkileşimelerindeki değişim Şekil 6.17’de görülmektedir.

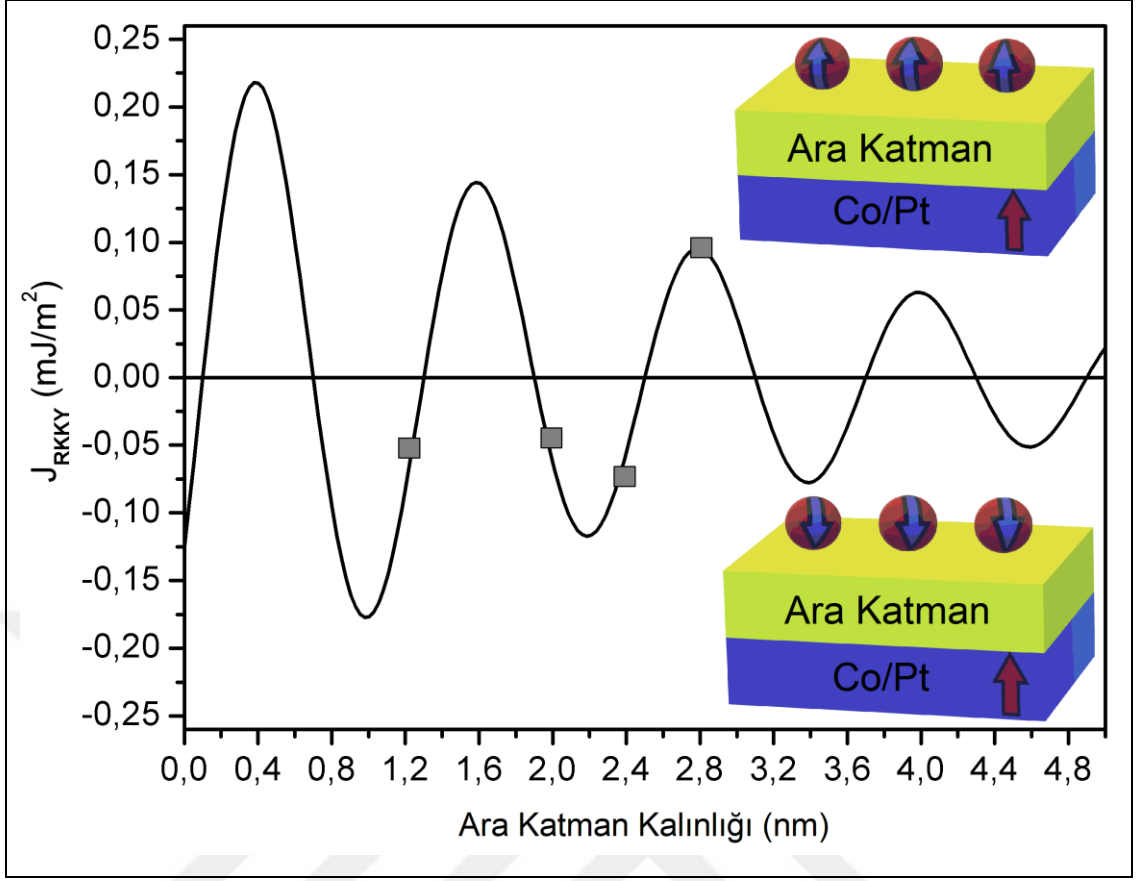
Pt ara katman kalınlığıyla değişen davranışların fiziksel arka planının anlaşılması için histerisis eğrileri mikromanyetik simülasyon yöntemleriyle tekrar

oluşturuldu. MuMax3 programı yardımıyla yapılan simülasyonlarda $[\text{Co/Pt}]_x$ çok katmanlı ince film sistemini ve üzerindeki Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkları modellemek için aşağıdaki parametreler kullanılmıştır.

- $M_{S(\text{Co/Pt})} = 1,215 * 10^6 \text{ A/m}$ ($[\text{Co/Pt}]$ doyum mıknatıslanması) [36]
- $K_{1(\text{Co/Pt})} = 0,943 * 10^6 \text{ J/m}^3$ ($[\text{Co/Pt}]$ manyetik anizotropi) [37],[38]
- $M_{S(\text{Fe}_3\text{O}_4)} = 4,8 * 10^5 \text{ A/m}$ (Fe_3O_4 Np doyum mıknatıslanması) [39]
- $K_{1(\text{Fe}_3\text{O}_4)} = 1,1 * 10^4 \text{ J/m}^3$ (Fe_3O_4 manyetik anizotropi) [39]
- $A_{ex} = 10 \text{ pJ/m}$ (değiş tokuş sabiti) [39]
- $\alpha = 1,0$ (Gilbert sönüm katsayısı)

Bunlara ek olarak RKKY sabiti (J) Pt ara katman kalınlığının doğal etkisinin tabakalar arası etkileşme enerjisinde de değişim olacağından, J sabiti de değiştirilerek deneysel histerisis eğrileri için en uygun olacak şekilde yeniden oluşturulmuştur. Teorik modelleme içerisinde örnek $100 \times 100 \times 4$ birim hücreye bölündü. Her bir birim hücrenin boyutu Neel değiş tokuş uzunluğu olan $\lambda_{Neel} = \sqrt{2A/(\mu_0 M_S^2)} = 3,32 \text{ nm}$ ve Bloch değiş tokuş uzunluğu olan $\lambda_{Bloch} = \sqrt{A/K} = 3,25 \text{ nm}$ değerlerinden küçük olacak ve simülasyonun gerçek dışı davranmasına yol açacak kadar da büyük olmayacak bir değer olan $3 \times 3 \times 3 \text{ nm}^3$ olarak belirlendi. X ve y yönlerindeki periyodik sınır koşulları simülasyona eklendi.

Yukarıdaki parametrelerle 20 nm 'lik Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıklar için parçacıklar arasında 100 nm boşluk olacak şekilde yapılan simülasyonlarla rare yoğunluğa sahip örneklerin modellenmesi amaçlanmıştır. Bu bağlamda oluşturulan modelin Pt ara katman kalınlığına bağlı RKKY şiddetinin değişimi Şekil 6.18'da gösterilmiştir.

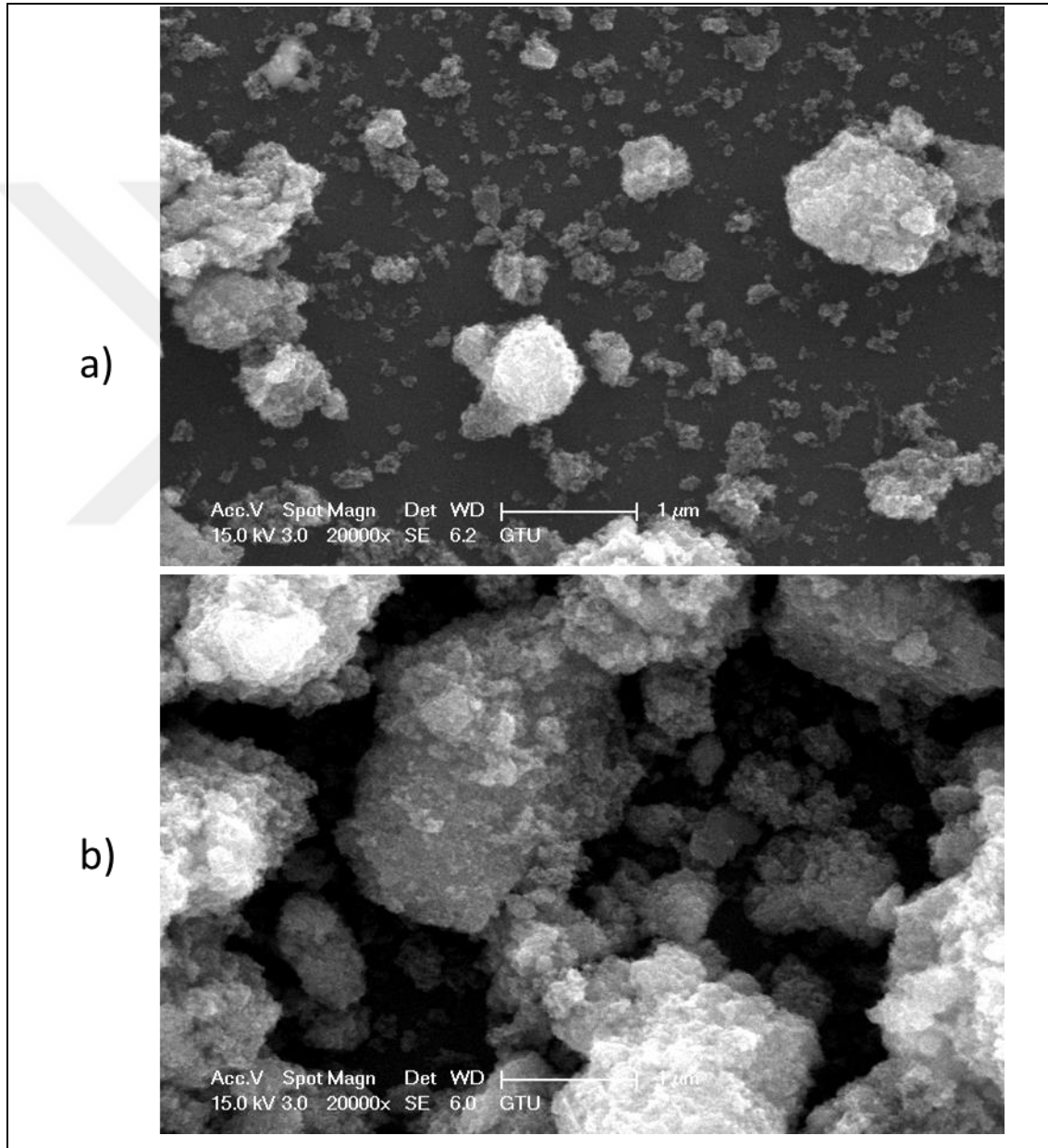


Şekil 6.18: Pt ara katman değerine göre değişen yüzeyinde rare konsantrasyona sahip örneklerle ait teorik RKKY enerjisinin deneysel değerlerinin teorik modelleme üzerindeki yerleri.

Ağırlıklı olarak zorlayıcı alan ve kalıcı mıknatıslanma değerlerine göre uyumlandırılan (fitlenen) simülasyonlar sonucunda RKKY etkileşmesinin, Pt ara katman kalınlığına göre hem işaretinin hem de şiddetinin değiştiği gözlenmiştir. 12Å, 20Å ve 24Å için etkileşimin tipi antiferromanyetik olarak belirlenmiştir. 28Å için ise etkileşimin tipi ferromanyetik olarak bulunmuştur. Gerek şiddetteki gerekse işaretteki bu değişim sönümlenen sinüs dalgası fonksiyonu ile uyumlu bulunmuş, osilasyonun periyodu ise 12Å olarak elde edilmiştir.

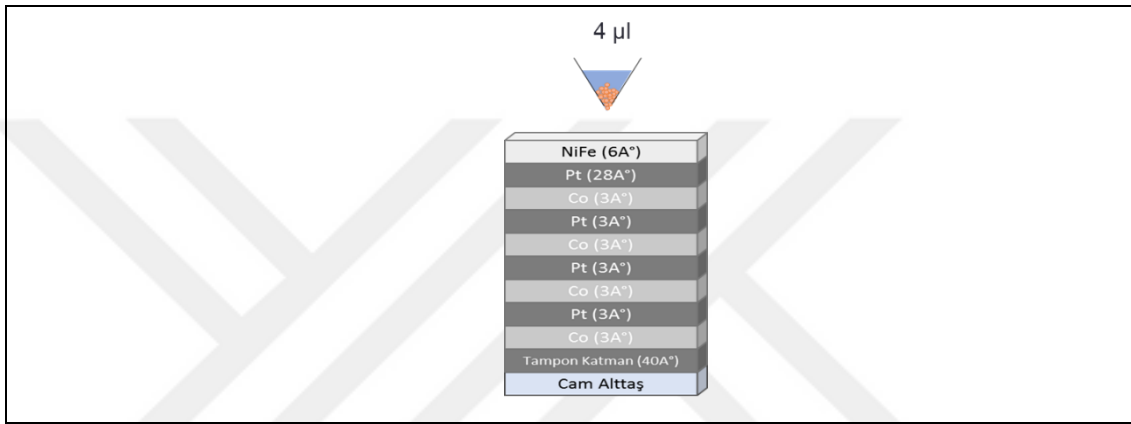
6.2.9 Manyetik Nanoparçacık Miktarının Sensör Davranışlarına Etkisi

Sensör yüzeyinde farklı konsantrasyon değerlerine sahip Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların boyutları ve parçacık yoğunlukları arttıkça nasıl yerleşim sağladıklarını gözlemlemek amacıyla 1,5 ve 6 μg Fe_3O_4 manyetik nanoparçacık içeren yüzeylerin Şekil 6.19’da verilen SEM görüntüleri alındı.



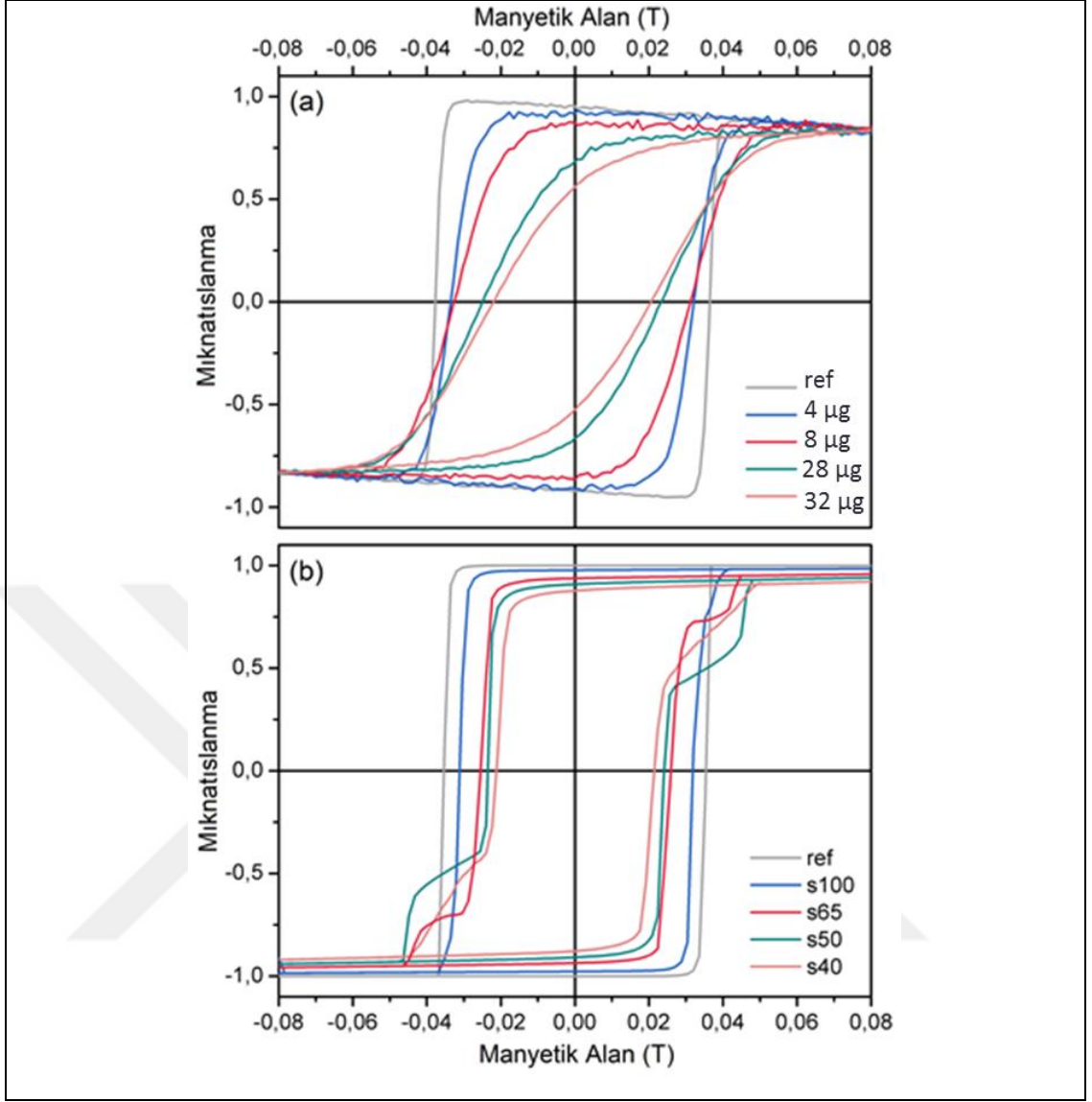
Şekil 6.19: a) 1.5 μg b) 6 μg Fe_3O_4 manyetik nanoparçacık içeren yüzeylerin SEM görüntüleri.

Büyütülen tüm bu örneklerin ölçüm sonuçları ışığında en ideal sensör yapısı olarak Şekil 6.20’de gösterilen Pt(40Å) / [Co(3Å)/Pt(3Å)]₄/Pt(28Å)/NiFe(6Å) çok katmanlı ince film referans sensör yapısı büyütüldü. Elde edilen SEM görüntüleri ile hazırlanan Fe₃O₄ çözeltisindeki nanoparçacık yoğunluğu arttıkça parçacıkların kümelenme eğiliminin arttığının gözlenmesiyle parçacıklar arası mesafenin yoğunluk arttıkça azalacağı ön görüldü. Bu bilgiler ışığında hazırlanan örnek yüzeyleri üzerine pH değeri 7.17 olan saf su içerisinde ayrı ayrı 1,2,7 ve 8 mg Fe₃O₄ Np içeren çözeltilerden 4µl hacimli birer damla damlatıldı.



Şekil 6.20: Pt(40Å) / [Co(3Å)/Pt(3Å)]₄/Pt(28Å)/NiFe(6Å)
Referans sensör yapısı.

Elde edilen P Moke ölçümleri ve teorik modelleme sonuçları Şekil 6.21’de gösterildi.



Şekil 6.21: a) Referans sensör yapısı ve farklı Fe₃O₄ konsantrasyonlarına sahip yüzeylerinden alınan P Moke ölçümleri b) teorik modelleme sonuçları

Şekil 6.21a’da deneysel histerisis eğrilerinden görüldüğü üzere yüzeydeki parçacık yoğunluğu arttıkça hem zorlayıcı alan değerlerinin hem de kalıcı miknatıslanma şiddetinin azaldığı elde edilen P Moke ölçümleriyle görülmüştür. Pt ara katman kalınlığının 28Å olduğu rare yoğunluğa sahip yüzey için yapılan deneysel ölçüm ve teorik modelleme sonucunda RKKY etkileşimin tipinin ferromanyetik olduğu gösterilmişti.

Şekil 6.21b’de verilen teorik histerisis eğrilerinde s100, s65, s50 ve s40 sırasıyla parçacıkların birbirinden 100, 65, 50 ve 40 nm mesafe konularak oluşturulan kare örgü şeklinde yüzeye yerleştirildiklerini ifade etmektedir. Böylece s100 yüzeydeki parçacık yoğunluğu en az olan numuneyi, s40 ise yüzeydeki parçacık yoğunluğu en fazla olan

numuneyi temsil etmektedir. Burada yapılan tüm simülasyonlarda Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların boyutu 20 nm olarak sabit tutulmuştur. Tüm bu parametreler ışığında teorik modellemede $300 \times 300 \text{ nm}^2$ alana sahip olan sensör yüzeyinin referansa ait manyetik histerisisi, 20 nm'lik iki adet Fe_3O_4 manyetik nanoparçacığın yüzeye gelmesiyle değişim göstermeye başlamıştır.

Referans yüzeye damlatılan 4 μl Fe_3O_4 manyetik nanoparçacık çözeltisi, yüzeyde yaklaşık olarak 7 mm^2 bir alana yayılmaktadır. Bununla birlikte kullanılan lazerin nokta (spot) alanı yaklaşık 1 mm^2 'lik bir alanı kapsadığından ötürü, yapılan ölçümlerde algılanan Fe_3O_4 manyetik nanoparçacık sayısı aslında çok daha düşük olmaktadır.

Sonuç olarak yapılan simülasyonlar ile parçacık yoğunluğu arttıkça zorlayıcı alan ve kalıcı mıknatıslanma değerlerinin azaldığı ve bu kapsamda elde edilen sonuçların deneyle örtüştüğü açıkça gözlenmiştir. Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıklar ve dik mıknatıslanmaya sahip $[\text{Co}/\text{Pt}]_4$ çok katmanlı ince film yapısı arasında ferromanyetik RKKY etkileşmesinin olduğu öngörülmüş ve büyüklüğünün de $0,1 \text{ mJ}/\text{m}^2$ olduğu tespit edilmiştir.

7.SONUÇ

Çok katmanlı manyetik ince filmler, sensör uygulamalarında kullanılmak üzere tasarlanarak Pt tampon katman, $[\text{Co/Pt}]_x$ manyetik katmanlar ve manyetik olmayan Pt ara katmanın kalınlığa bağlı fonksiyonları şeklinde büyütüldü. Si (100) ve çeşitli cam alttaşlar üzerinde dik mıknatıslanmaya sahip çok katmanlı ince film yapıları elde edildi. Farklı $[\text{Co/Pt}]$ tekrar sayılarında aynı Co katman kalınlığı sahip örnekler cam alttaş üzerine büyütülerek dik manyetik anizotropinin değişimine Co katman kalınlığının etkisi gözlemlendi. Cam alttaş yüzeylerine büyütülen $[\text{Co/Pt}] / \text{Pt} / \text{NiFe}$ yapıları ile hem film yüzeyi hem de cam yüzeyden alınan P Moke ölçümleri ile sensör uygulamasının hangi yüzey üzerinden gözlemleneceği deneysel sonuçlarla tespit edildi. Ölçüm geometrisinin belirlenmesinin ardından büyütülen her birçok katmanlı film sisteminin yüzeylerine Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların bulunduğu homojen sulu çözeltilerden damlatılarak yapılan ölçümlerle Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların etkisi anlaşılmaya çalışıldı. Sensör yapısının tutucu NiFe yüzeyi üzerine, içerisinde homojen dağılmış sulu çözeltilerden alınarak damlatılan Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıkların referans çok katmanlı ince film sistemine ait manyetik histerisiste zorlayıcı alan ve kalıcı mıknatıslanma değerini yüzey üzerindeki parçacık yoğunluğuna bağlı olarak değiştirdiği manyeto-optik P Moke ölçümleri sonucunda gözlemlendi. Bu değişimin sebebi olarak farklı Pt ara katman kalınlıklarıyla işareti ve türü değişen RKKY etkileşimi ön görülerek yapılan teorik modellemeler sonucunda deneysel ve teorik sonuçların uyumlu olduğu tespit edildi. Taramalı elektron mikroskobu (SEM) ile görüntülenen farklı konsantrasyonlarda Fe_3O_4 manyetik nanoparçacıklar içeren yüzeylerde, nanoparçacıkların yüzey üzerindeki yoğunluklarına göre kümелendikleri ve parçacıklar arası mesafenin azaldığı gözlemlendi. $\text{Pt}(40\text{\AA}) / [\text{Co}(3\text{\AA}) / \text{Pt}(3\text{\AA})]_4 / \text{Pt}(28\text{\AA}) / \text{NiFe}(6\text{\AA})$ olarak belirlenen referans sensör yapısı üzerine, gittikçe artan yoğunluklarda $4\mu\text{l}$ damlatılan Fe_3O_4 nanoparçacık çözeltisi sonucunda referans yüzeyden alınan manyetik ölçüme göre, zorlayıcı alan ve kalıcı mıknatıslanma değerleri doğru orantılı olarak azalmıştır. Parçacık boyutu 20 nm olacak şekilde sabit tutularak yapılan teorik modelleme sonucunda elde edilen histeris eğrileri deneysel sonuçlarının oldukça tutarlı oldukları görülmüştür.

KAYNAKLAR

- [1] Web 1, (2018), <http://www.howmagnetnetwork.com/history.html/>, (Erişim Tarihi: 01/06/2018)
- [2] Web 2, (2018), <https://archive.org/details/letterofpetrusp00pieriala/>, (Erişim Tarihi: 01/06/2018)
- [3] Web 3, (2018), [https://ebooks.adelaide.edu.au/g/gilbert/william/on-the_magnet / complete .html /](https://ebooks.adelaide.edu.au/g/gilbert/william/on-the_magnet/_complete_.html/) , (Erişim Tarihi:02/06/2018)
- [4] Griffiths J. D., (2013) “Introduction to Electrodynamics” 4rd Edition, Pearson Prentice Hall
- [5] Cullity B. D., Graham C. D., (2009), “Introduction to Magnetic Materials”, 2 nd Edition, John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey.
- [6] Spaldin N. A., (2011), “Magnetic Materials Fundamentals and Applications”, 2nd Edition, Cambridge University Press
- [7] Griffiths J. D., (2005) “Introduction to Quantum Mechanics”, 4rd Edition, Pearson Prentice Hall
- [8] Apaydın F., (2004), “Kuantum Fiziği”, Hacettepe Üniversitesi Yayınları
- [9] Web 4, (2014), <http://www.ucl.ac.uk/EarthSci/people/lidunka/GEOL2014/Geophysics9%20-Magnetism/Useful%20papers/Magnetism.html/>, (Erişim Tarihi: 03/06/2018)
- [10]Chikazumi S., (1997), “Physics of Ferromagnetism”, 2 nd Edition, Oxford University Press.
- [11]Ohring M., (2002), “Materials science of Thin Films Deposition and Structure”,2nd Edition, AP Academic Press
- [12]Zangwill A., (1988), “Physics at Surfaces”, 1st Edition, Cambridge University Press
- [13]Hesse J., Gardner W. J., Göpel W., (2001), “Sensors Application Volume 1 Sensors in Manufacturing”, Wiley-VCH Verlag GmbH
- [14]McGrath M. J., Scanail C. N., (2014), “Sensor Technologies”, Apress Media
- [15]White R., (1987), “A sensor classification scheme”, IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectronics and Frequency Control, UFFC-34, 124-126
- [16]Fink J. K., (2012), “Polymeric Sensors and Actuators”, Scriviner Publishing

- [17] Ripka P., Tipek A., (2007), "Modern Sensors Handbook", ISTE
- [18] Tumanski S., (2013), "Modern Magnetic Field Sensors-a review", PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY, ISSN 0033-2097, R. 89 NR 10/2013
- [19] Yamamura T., Nakamura D., Higashiwaki M., Matsui T., Sandhu A., (2006), "High Sensitivity and quantitative magnetic field measurement at 600 degrees C", Journal of Applied Physics, 99(8),08B302-1-3
- [20] Ripka P. (2001), "Magnetic Sensors and Magnetometers", Artec House
- [21] Tumanski S., (2011), "Handbook of Magnetic measurements", CRC Press
- [22] Aerssens M., (2011), "Faraday Effect Based Optical Fiber Current Sensor for Tokamaks", 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications,
- [23] Correa N., (2012), "Current measurement by Faraday effect on GEOPU", Applied Optics, 51, 758-762
- [24] Schrittwieser S., (2016) "Homogeneous Biosensing Based on Magnetic Particle Labels", Sensors (Basel), 16(6), E828
- [25] Horng H.E., (1998), "Magnetochromatic effects in magnetic fluid thin films", Applied Optics, 37(13), 2674-2680
- [26] Alfonso E., (2011) "Thin Film Growth Through Sputtering Technique and Its Applications", Crystalization-Science and Technology, 397-432
- [27] Brauer G., (2010) "Magnetron sputtering—Mile Stones of 30 years", Vacuum, 84(12), 1354-1359
- [28] Kittel C., (2005) "Introduction to Solid State Physics", 8th Edition, John Wiley & Sons
- [29] Miceli P. F., (1986) "X-ray refractive index: A tool to determine the average composition in multilayer structures ", Applied Physics Letters 48, 24
- [30] Zak J., (1990), "Fundamental magneto-optics", Journal of Applied Physics 68(8), 4203-4207
- [31] Daalderop G.O.H., (1988), "Theory of the magneto-optic kerr-effect in Ni₃Sn", Journal of Magnetism and. Magnetic Materials, 74, 211
- [32] You C. Y., (1998), "Generalized analytic formulae for magneto-optical Kerr effects", Journal of Applied Physics 84, 541
- [33] Qui Q. Z., Bader D. S., (2000), "Surface magneto-optic Kerr Effect", Review of Scientific Instruments 71, 1243

- [34] You C. Y., (1999), "Simplified analytic formulae for magneto-optical Kerr effects in ultrathin magnetic films", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 198-199, 573-577.
- [35] Web 5, (2018), <http://www.cmp.liv.ac.uk/frink/thesis/thesis/node71.html>, Erişim Tarihi (10.07.2018).
- [36] Zeper W., (1989), "Perpendicular Magnetic Anisotropy and Magneto-optical Kerr effect of vapordeposited Co/Pt-Layered Structures", *Journal of Applied Physics*, 65(12), 4971-4975.
- [37] Kalaycı T., Değer C., Akbulut S., Yıldız F., (2017), "Tuning magnetic properties of non-collinear magnetization configuration in Pt/[Pt/Co]6/Pt/Co/Pt multilayer structure", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 436, 11-16
- [38] Garcia F., (2003), "Exchange-biased spin valves with perpendicular magnetic anisotropy based on (Co/Pt) multilayers" *Journal of Applied Physics*, 93, 8397
- [39] O'Handley R.C., (2000) "Modern Magnetic Materials: Principles and Applications", John Wiley and Sons. Inc New York
- [40] Zhou W., Apkarian R.P., Wang Z.L., David J. (2007) "Fundamentals of Scanning Electron Microscopy", *Advanced Scanning Microscopy for Nanotec*, Chapter 1
- [41] Radetic T., (2011) "NFM Spring School on Electron Microscopy", Lecture Notes
- [42] Chung I. B., Koo Y.M., Lee J.M., (2000), "Interface structure and magnetic anisotropy of a Co/Pt multilayer", *Journal of Applied Physics*. 87, 4205
- [43] Nakajima N., Koide T., Shidara T., Miyauchi H., Fukutani H., Fujimori A., Iio K., Katayama T., Nývlt M., Suzuki Y., (1998), *Physical Review Letters*, 81, 5229
- [44] Draaisma H.J.G., de Jonge W.J.M., den Broeder F.J.A., (1987), "Magnetic interface anisotropy in Pd/Co and Pd/Fe multilayers", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 66, 351
- [45] Carcia P.F., (1988), "Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures", *Journal of Applied Physics*, 63, 5066
- [46] Thomson T., Abelman L., Groenland H., (2008), "Magnetic Nanostructures in Modern Technology: Spintronics, Magnetic MEMS and Recording", Springer, Berlin
- [47] Yasaka M., (2010), "X ray thin film measurement techniques", *The Rigaku Journal*, 26(2)

- [48] Yoshino T., (2001) “A very sensitive Faraday effect current sensor using a YIG/ring-core transformer in a transverse configuration”, Measurement of Science and Technology, 12(7),850
- [49] JEOL, Scanning Electron Microscope A to Z Basic Knowledge for Using SEM



ÖZGEÇMİŞ

Can DAVUT 1989 yılında Halep’te doğdu. 2007 yılında başladığı Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümünü 2015 yılında başarıyla tamamlayarak bir sonraki yıl yüksek lisans eğitimine Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başladı. 2015 yılından bu yana DACKA Kalibrasyon Danışmanlık ve Eğitim Laboratuvarında Fizik Mühendisi olarak çalışmaktadır.



EKLER

Ek A: Tez Çalışması Kapsamında Yapılan Yayınlar

Davut C., Yildiz F., (2017) “Developing Multilayer Film Structures for Sensing Microparticles in Blood”, Bio-Medical Applications of Magnetic Nano-Particles Workshop, 22, Gebze, Turkey 11-12 September

Davut C., Yildiz F., (2018) “Fabrication of Thin Films with Perpendicular Magnetic Anisotropy for Spintronic Applications”, International 1st Light and Light-Based Technologies Workshop, 49, Ankara, Turkey 15 May

