

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK ve FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ni/CoO İNCE FİLMLERDE EXCHANGE BIAS
ETKİSİNİN GÖZLENMESİ

UMUT PARLAK
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2014

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK ve FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ni/CoO İNCE FİLMLERDE
EXCHANGE BIAS ETKİSİNİN
GÖZLENMESİ

UMUT PARLAK
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
DOÇ. DR. OSMAN ÖZTÜRK

II. DANIŞMANI
YRD. DOÇ. DR. MUSTAFA ERKOVAN

GEBZE

2014



**GEBZE YÜKSEK
TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS JÜRİ ONAY FORMU

GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 20/01/2014 tarih ve 2014/04 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 07/05/2014 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Umut PARLAK'ın tez çalışması Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Doç. Dr. Osman ÖZTÜRK

ÜYE

(II.TEZ DANIŞMANI): Yrd. Doç. Dr. Mustafa ERKOVAN

ÜYE

: Doç. Dr. Numan AKDOĞAN

ÜYE

: Doç. Dr. Mehmet TARAKÇI

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Sibel TOKDEMİR ÖZTÜRK

ONAY

GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Exchange bias etkisi, tek yönlü anizotropik davranışı nedeniyle, spine bağlı saçılma gösteren spin vanaları gibi yapılarda önemli bir rol oynamaktadır. FM/AFM arayüzeyindeki değiş-tokuş etkileşimlerinden kaynaklanan bu etki, alanda soğutma işleminden sonra histerezis döngüsünde belirli bir kayma olarak gözlenir. Dik mıknatıslanma gösteren exchange bias sistemleri ile ilgili çalışmalar yaklaşık on yıldır yayınlanmaktadır. Dik exchange bias (DEB) sistemleri, bilimsel ve teknolojik açıdan önem kazanmakla beraber yüksek yoğunluklu bilgi saklama ortamları için de bir kırılma noktası olacağı düşünülmektedir.

Bu çalışmada mıknatıslanma yöneliminin ferromanyetik nikel tabakasının kalınlığına bağlı olarak değişimi araştırıldı. Kullanılan Ni/CoO(20Å) numuneler, Ni kalınlığı 12 ila 30Å arasında değişmek üzere magnetron sputter sisteminde hazırlandı. Kalınlık manyetik özellikler bakımından önemli bir parametre olduğundan dolayı numunelerin kalınlıkları hassas bir şekilde kontrol edildi. Bu amaçla x-ışınları fotoelektron spektroskopisi (XPS) kullanıldı. Ayrıca numunelerin kimyasal karakterizasyonu için de XPS'ten yararlandı.

Numunelerin kolay ve zor eksenleri manyeto-optik Kerr etkisi (MOKE) tekniği kullanılarak, oda sıcaklığında belirlendi. Bu ölçüm sonucu belirlenen en uygun numunenin (Ni(22Å)/CoO(20Å)) exchange bias ölçümleri, titreşimli örnek manyetometresi (VSM) kullanılarak, 10K'den oda sıcaklığına, 10K adımlarla yapıldı. Örnek düzlemine paralel ve dik olarak yapılan ölçümlere göre exchange bias alanı ve engelleme sıcaklığı değeri sonuç olarak gösterilmiştir.

Bu sonuçlara göre nikel ultra-ince filmin dik mıknatıslanma göstermesi sonucunda, Ni/CoO sisteminde dik exchange bias etkisi gözlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Exchange bias, ultra-ince filmler, magnetron sputter, MOKE, VSM.

SUMMARY

Exchange bias effect plays a critical role in spin-dependent scattering mechanisms, such as spin valve structures, due to its unidirectional character. It manifests itself as a certain shift in magnetic hysteresis loop because of exchange interactions at the FM/AFM interface, after field cooling process. Exchange biased systems with perpendicular magnetization have been reported starting from nearly a decade ago. Perpendicular exchange bias (PEB) systems also gained importance both scientifically and technologically, and commonly considered as a breakthrough for high density storage media.

In this study, the thickness dependency of magnetization orientation of ferromagnetic nickel layer is investigated. Magnetron sputtered thin films were prepared as a series of Ni/CoO(20Å) while Ni thickness ranges from 12 to 30Å. Since the thickness is a key feature for magnetic properties, the deposition rate must be well-controlled. For that purpose, thickness calibration was performed by using x-ray photoelectron spectroscopy. XPS was also used for chemical characterization of the samples.

Hard and easy axes of magnetization were determined by using magneto-optical Kerr effect (MOKE) at room temperature. Exchange bias properties of the selected sample (Ni(22Å)/CoO(20Å)) have been observed by vibrating sample magnetometer (VSM), from 10K to room temperature at an interval of 10K. Exchange bias field and blocking temperature values of in-plane and out-of-plane measurements are given as a result.

According to the results, perpendicular exchange bias was observed in Ni/CoO bilayer due to the out-of-plane magnetization orientation of nickel ultrathin films.

Keywords: Exchange bias, ultrathin films, magnetron sputtering, MOKE, VSM.

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında emeği geen, akademik hayatımda hiçbir desteklerini esirgemeyen, çok değerli danışmanlarım Doç. Dr. Osman ÖZTÜRK ve Yrd. Doç. Dr. Mustafa ERKOVAN'a, numunelerin hazırlanmasında emeği geçen Melek TÜRKSOY ÖCAL'a, numunelerin manyetik karakterizasyonunun yapılmasını sağlayan Doç. Dr. Numan AKDOĞAN, Mustafa ÖZTÜRK ve Erdem DEMİRCİ'ye, yayın ve çalışmalarımızda destek veren Yrd. Doç. Dr. Sibel TOKDEMİR ÖZTÜRK'e, GYTE Nanoteknoloji Laboratuvarı'ndan arkadaşlarım Mehmet Emre AKÖZ ve Baha SAKAR'a ve tüm Nanoteknoloji Araştırma Merkezi çalışanlarına teşekkür ederim.

Desteklerini sabır ve iyi niyetle sürdüren aileme teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
TABLolar DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİ	5
2.1. Manyetizma	5
2.1.1. Manyetik Alan ve Manyetik Akı Yoğunluğu	5
2.1.2. Manyetik Moment ve Bohr Manyetonu	6
2.1.3. Atomların Manyetik Momentleri	7
2.1.4. Manyetik Duygunluk ve Geçirgenlik	8
2.2. Manyetizma Türleri	9
2.2.1. Diyamanyetizma	10
2.2.2. Paramanyetizma	10
2.2.3. Ferromanyetizma	12
2.2.4. Antiferromanyetizma	19
2.2.5. Ferrimanyetizma	21
2.3. Manyetik Anizotropiler	22
2.3.1. Manyetokristalin Anizotropi Enerjisi	22
2.3.2. Manyetokristalin Anizotropisi	24
2.3.3. Şekil Anizotropisi	25
2.4. İnce Film Manyetizma	25
2.4.1. İnce Filmlerde Manyetik Anizotropi	26
2.4.2. Domenler ve Domen Duvarları	28
3. EXCHANGE BIAS (KAYDIRMA ETKİSİ)	30
3.1. Exchange Bias Etkisinin Gözlenmesi	30

3.1.1. Stoner-Wohlfarth Modeli	32
3.2. Teorik Modeller	33
3.2.1. Dik Anizotropi ve Dik Exchange Bias	40
3.3. Exchange Bias Etkisinin Bağlı Olduğu Etkenler	42
3.4. Manyetik Yakınlık Etkisi	43
4. DENEYSEL YÖNTEMLER	45
4.1. Magnetron Sputtering (MS)	45
4.1.1. RF Magnetron Sputtering	47
4.2. Fotoelektron Spektroskopisi	48
4.2.1. X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi	49
4.3. Manyeto-optik Kerr Etkisi	52
4.4. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM)	55
5. NUMUNE HAZIRLAMA	58
5.1. Malzeme Seçimi	59
5.2. Nikel Filmlerin Hazırlanması	61
5.2.1. Kaplama Kalibrasyonu	61
5.2.2. Magnetron Sputter ile Nikel İnce Filmlerin Büyütülmesi	66
5.3. Kobalt Oksit Filmlerin Hazırlanması	67
5.4. XPS ile Film Karakterizasyonu	67
6. DENEYSEL SONUÇLAR	71
6.1. MOKE	71
6.2. VSM	75
7. SONUÇLAR ve ÖNERİLER	78
7.1. Sonuçlar	78
7.2. Öneriler	79
KAYNAKLAR	80
ÖZGEÇMİŞ	89

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler ve</u>	<u>Açıklamalar</u>
<u>Kisaltmalar</u>	
Å	: Angström
α	: AFM Anizotropi ve Mıknatıslanma Arasındaki Aç
Ar	: Argon
β	: FM Anizotropi ve Mıknatıslanma Arasındaki Aç
CoO	: Kobalt Oksit
e	: Elektron
E_B	: Bağlanma Enerjisi
emu	: Elektromanyetik Birim
eV	: Elektron-volt
Φ	: İş Fonksiyonu
φ	: Manyetik Akı
G	: Gauss
H	: Dış Manyetik Alan
h	: Planck Sabiti
H_c	: Zorlayıcı Alan
H_{eb}	: Exchange Bias Alanı
J_{ex}	: Değiş-Tokuş İntegrali
K	: Kelvin
k	: İndirgenmiş Dış Manyetik Alan
K_{AF}	: Antiferromanyetik Anizotropi Sabiti
K_{etk}	: Etkin Anizotropi Sabiti
K_F	: Ferromanyetik Anizotropi Sabiti
K_{me}	: Manyetoelastik Anizotropi Sabiti
K_s	: Yüzey Anizotropi Sabiti
K_u	: Tek Eksenli Anizotropi Sabiti
λ	: İnelastik Ortalama Serbest Yol
λ	: Arayüzey Exchange Etkileşimi
M	: Mıknatıslanma

μ	: Manyetik Moment
μ	: İndirgenmiş FM Anizotropisi
μ_B	: Bohr Manyetonu
<i>mbar</i>	: milibar
M_{AF}	: Antiferromanyetik Mıknatıslanma
M_F	: Ferromanyetik Mıknatıslanma
M_r	: Kalıcı Mıknatıslanma
M_s	: Doyum Mıknatıslanması
MHz	: MegaHertz
Ni	: Nikel
ν	: Frekans
<i>Oe</i>	: Oersted
<i>T</i>	: Tesla
T	: Sıcaklık
θ	: Dış Alan ve Anizotropi Arasındaki Açık
T_B	: Engelleme Sıcaklığı
T_C	: Curie Sıcaklığı
T_N	: Néel Sıcaklığı
t_{AF}	: Antiferromanyetik Tabaka Kalınlığı
t_F	: Ferromanyetik Tabaka Kalınlığı
ξ	: Arayüzey Kalınlığı
AC	: Alternatif Akım
AES	: Auger Elektron Spektroskopisi
AFM	: Antiferromanyetizma
ASF	: Atomik Hassasiyet Faktörü
bcc	: Hacim Merkezli Kübik
cgs	: Santimetre-gram-saniye
DC	: Doğru Akım
DEB	: Dik Exchange Bias
DMA	: Dik Manyetik Anizotropi
FAT	: Fixed Analyzer Transmission
FC	: Alanda Soğutma
fcc	: Yüzey Merkezli Kübik

FM	: Ferromanyetizma
GMR	: Dev Manyeto-Direnç
hcp	: Sıkı Paket Hegzagonal
IMFP	: İnelastik Ortalama Serbest Yol
ISS	: İyon Saçılma Spektroskopisi
LCP	: Sol Dairesel Polarizasyon
LHe	: Sıvı Helyum
MAE	: Manyetokristalin Anizotropi Enerjisi
MB	: Meiklejohn Bean
MCA	: Manyetokristalin Anizotropisi
MFC	: Kütle Akış Kontrolörü
ML	: Monolayer
MOKE	: Manyeto-optik Kerr Etkisi
MPE	: Manyetik Yakınlık Etkisi
MRAM	: Manyetik Rastgele Erişimli Bellek
MS	: Magnetron Sputter
MTJ	: Manyetik Tünelleme Ekleme
NIST	: National Institute of Standards and Technology
PBN	: Pirolitik Bor Nitrür
PDC	: Darbeli Doğru Akım
PEM	: Fotoelastik Modülatör
PPMS	: Fiziksel Özellik Ölçüm Sistemi
PVD	: Fiziksel Buhar Biriktirme
QCM	: Kuvars Kristal Mikrobalans
RAM	: Rastgele Erişimli Bellek
RCP	: Sağ Dairesel Polarizasyon
rf	: Radyo Frekans
SI	: Uluslararası Birimler Sistemi
TMR	: Tünelleme Manyeto-Direnç
UHV	: Ultra Yüksek Vakum
UPS	: Morötesi Fotoelektron Spektroskopisi
VSM	: Titreşimli Örnek Manyetometresi
XPS	: X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil No:</u>	<u>Sayfa</u>
1.1: a) Ferromanyetik metallerin enerji band diyagramları. b) Spin vanalarda spine bağlı saçılmanın şematik gösterimi.	2
1.2: Spin vanaların kullanım alanlarından a) manyetik kayıt kafaları ve b) manyetik hafıza hücrelerinin şematik gösterimi.	3
2.1: a) Bir manyetik dipolün ve b) bir akım halkasının oluşturduğu manyetik alanlar.	6
2.2: Atomun manyetik momentine elektronun katkıları.	8
2.3: Paramanyetizma ve diyamanyetizma türleri için sıcaklığa bağlı olarak uygunluğun değişimi.	12
2.4: Ferromanyetik malzemelerde manyetik momentlerin düzeni.	12
2.5: Demir, kobalt ve nikel için ilk mıknatıslanma eğrileri. Ayrıca doyum mıknatıslanmaları da sırasıyla 1714, 1422 ve 484 emu/cm^3 olarak verilmiştir.	14
2.6: a) Malzeme içerisindeki b) malzeme yüzeyindeki serbest kutupların temsili gösterimi.	15
2.7: Atom yarıçapı/3d kabuğu yarıçapı oranına karşılık exchange integrali.	16
2.8: Ferromanyetik malzemelerin domenlere ayrılarak birim hacimdeki manyetik alan çizgilerini, dolayısıyla manyetostatik enerjii düşürmesi.	17
2.9: Ferromanyetik numunelerin mıknatıslanma süreci.	18
2.10: Bloch ve Néel duvarlarının temsili gösterimi.	19
2.11: TM monoksitlerde kristal yapısı ve spin eşleşmeleri. Oksijen atomları yapıda gösterilmemiştir.	20
2.12: Antiferromanyetik yüzeyde a) dengeli ve b) dengesiz spin düzeni.	21
2.13: Bir ferromanyetik kristalin zor ve kolay eksenlerine göre mıknatıslanma eğrileri.	23
2.14: Şekil 2.14: a) bcc demir, b) fcc nikel ve c) hcp kobalt kristallerinde manyetokristalin anizotropisinin gösterimi ve d) demir e) nikel f) kobalt için kristalografik yönlere göre mıknatıslanma eğrileri.	24

2.15:	Ni/Cu arayüzeyinden sekiz tek katmana (ML) kadar hesaplanmış manyetik moment değerleri.	26
2.16:	Ferromanyetik ince filmlerde etkin anizotropi enerjisinin gösterimi.	27
2.17:	Bloch ve Néel duvarları için film kalınlığına göre a) domen duvarı enerjisi, b) domen duvarı kalınlığının değişimi.	29
3.1:	Meiklejohn ve Bean'ın orijinal makalelerinde kullandıkları histerezis döngüleri.	30
3.2:	Exchange Bias etkisinin gözlenmesinde izlenen adımların şematik gösterimi.	31
3.3:	Stoner-Wohlfarth modelinde referans eksenleri ve açılar.	32
3.4:	a) İdeal ve b) gerçekçi Meiklejohn-Bean modellerinde anizotropiler (K_{AF} , K_F) ile alan ve mıknatıslanma vektörlerinin şematik gösterimi.	34
3.5:	Mauri modeline göre kısmi AFM domen duvarı oluşumu.	36
3.6:	Rastgele alan modelinde yüzey pürüzlülüğü nedeniyle oluşan alanlar. Tek yönlü anizotropinin kökeni de bu kusurlara atfedilmektedir.	38
3.7:	DEB sistemleri için mıknatıslanma vektörleri ve vektörler arasındaki açıların şematik gösterimi.	41
4.1:	Magnetron Sputtering yönteminin şematik gösterimi.	46
4.2:	GYTE Nanoteknoloji Laboratuvarı.	48
4.3:	Fotoelektronların uyarılması ve enerji band diyagramı.	49
4.4:	Silisyum alttaş üzerine sırasıyla Pt(20Å) ve Ni(20Å) kaplama yapılmış numune için geniş tarama (wide scan) spektrumu.	50
4.5:	Ni 2p orbitallerinden alınan yüksek çözünürlüklü XPS spektrumu.	51
4.6:	Doğrusal polarize ışık mıknatıslanmış yüzeyden ayrılırken polarizasyon açısını değiştirmesi ve eliptik polarize olarak yansması.	53
4.7:	Doğrusal ve eliptik polarizasyona sahip ışığın a) RCP ve b) LCP ışıklar ile gösterilmesi.	53
4.8:	a) Polar, b) boyuna ve c) enine MOKE geometrileri.	54
4.9:	Optik masa üzerinde polar ve boyuna MOKE geometrilerinin şematik gösterimi.	55
4.10:	a) VSM mekanizmasının şematik gösterimi. b) PPMS-VSM cihazında numune haznesinin şematik gösterimi.	56
4.11:	Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümü VSM Laboratuvarı.	57

5.1:	Ni/CoO çok katlı ultra ince film yapısı.	58
5.2:	Kobalt oksitin iki kararlı fazı, a) CoO ve b) Co ₃ O ₄ 'in kristal yapıları.	60
5.3:	Silisyum 2s pikinin kaplama süresine göre değişimi.	63
5.4:	NIST SRD 71 programı arayüzü.	64
5.5:	NIST SRD 71 programı kullanarak fotoelektron enerjisinden imfp değeri bulunması.	65
5.6:	Zamana karşı kaplama kalınlığının artışı.	65
5.7:	Si 2s ve SiO ₂ piklerinin birbirlerine göre oranları.	68
5.8:	Kobalt oksite ait x-ışını fotoelektron spektrumu.	68
5.9:	Nikel için geniş tarama fotoelektron spektrumu.	69
6.1:	Ni(12Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	71
6.2:	Ni(14Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	71
6.3:	Ni(16Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	72
6.4:	Ni(18Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	72
6.5:	Ni(20Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	72
6.6:	Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	73
6.7:	Ni(24Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	73
6.8:	Ni(26Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	73
6.9:	Ni(28Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.	74
6.10:	Ni(30Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine paralel ve dik geometride MOKE verileri.	74
6.11:	Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine paralel histerezis döngülerinin sıcaklığa bağlı değişimi.	75
6.12:	Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine dik histerezis	76

döngülerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

- 6.13: Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) 77
dik geometride koersif alan değerleri.
- 6.14: Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) 77
dik geometride exchange bias alanı ve koersif alan değerleri.

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo No:</u>	<u>Sayfa</u>
2.1: Manyetik dönüşümler ve birimleri.	9
2.2: Bazı antiferromanyetik malzemelerin özellikleri.	20
4.1: a) p, b) d ve c) f orbitalleri için spin-orbit eşleşmesine bağlı enerji yarılmaları ve pik alan oranları.	52
5.1: Geçiş metali (TM) monoksitlerin yapısal ve elektronik özellikleri.	60
5.2: Nikel ince film için büyütme parametreleri.	66
5.3: Kobalt oksit ince film için büyütme parametreleri.	67

1. GİRİŞ

Fiziğin en eski araştırma konularından biri olan manyetizma ve manyetik malzemeler on dokuzuncu yüzyıla kadar tam olarak anlaşılammış ve kendine pusulalar dışında uygulama alanı bulamamıştır [1]. Ørsted'in deneyleriyle başlayıp Ampère, Faraday, Maxwell ve Hertz'le devam eden süreçte, elektromanyetik çağına girilmiş ve sonucunda motor, jeneratör, telgraf ve elektromanyetizma ilkelerine dayanan başka birçok cihaz daha hayatımıza girmiştir. Yirminci yüzyıla gelindiğinde kuantum teorisi ortaya atılmış, Bohr, Heisenberg, Dirac, Pauli, Weiss, Curie ve Landau gibi bilimciler, manyetizmanın doğasının anlaşılmasını sağlamışlardır. Yeni geliştirilen üretim sistemleriyle birlikte manyetik malzemeler konvansiyonel kullanım alanlarından, elektromekanik ve elektronik cihazlara geçiş yapmış ve böylelikle teknoloji çağı başlamıştır.

Günümüzde, yani bilgi çağında, manyetizma üzerine yapılan araştırmalar, parçacıklar, nanoteller ve ince filmler gibi düşük boyutlu sistemlerin geliştirilmesine odaklanmıştır.

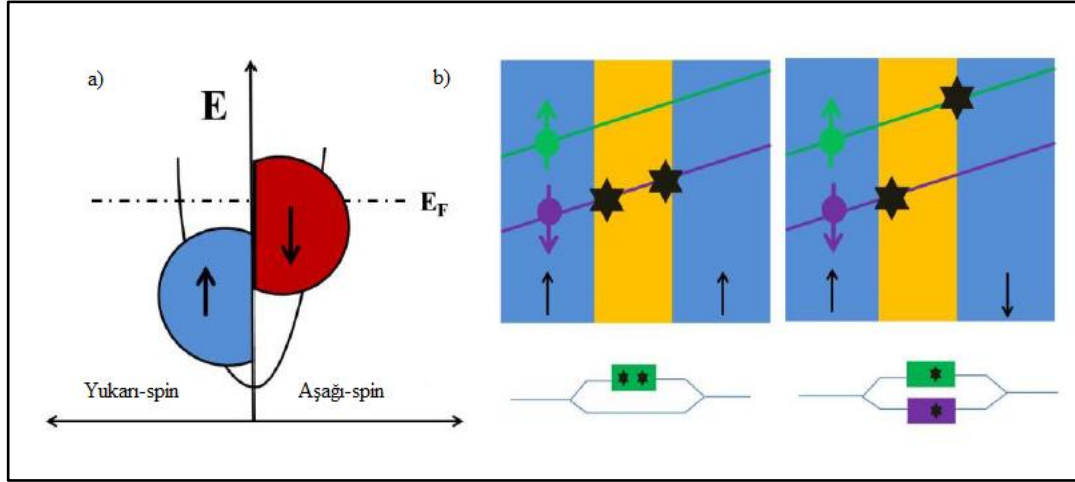
GMR (Dev Manyetodirenç, *Giant Magneto-Resistance*) etkisinin gözlenmesi ve açıklanmasıyla bilgi saklama teknolojileri de boyut değiştirmiştir [2], [3]. Bugün üretilen sabit (*hard*) disklerin hemen hemen hepsinde GMR etkisinden yararlanılır. Birkaç farklı GMR okuyucu kafası olmakla birlikte, en yaygın olanı Exchange Bias etkisinin kullanıldığı spin vanalarıdır.

Spin vanaları oluşturan dört temel tabaka ve yapı içerisinde üstlendikleri görevler aşağıdaki gibidir.

- I. Ferromanyetik → Serbest tabaka
- Non-Manyetik → Ayırıcı tabaka
- II. Ferromanyetik → Sabit tabaka
- Antiferromanyetik → Exchange tabakası

Serbest tabaka, diğer adıyla sensör tabakası, manyetik bitler üzerinden geçtiğinde, her bir bitin taşıdığı manyetik veriye göre mıknatıslanma yönünü değiştirmektedir. Bu süreç içerisinde sabit tabakanın mıknatıslanması, exchange bias etkisinden dolayı değişime uğramaz. İki tabaka arasındaki mıknatıslanmanın yönüne

ve elektronların spinine bağılı olarak, yapının direnci azalıp artmaktadır. Bu nedenle bu tip yapılara spin vana denmektedir. Spin vanalar yukarıda sayılan dört tabakayla üretilebildiği gibi, çok katlı olarak da elde edilebilmektedir. Spin vanaların spine bağılı saçılma davranışları Şekil 1.1’de gösterilmiştir [4].



Şekil 1.1: a) Ferromanyetik metallerin enerji band diyagramları. b) Spin vanalarda spine bağılı saçılmanın şematik gösterimi.

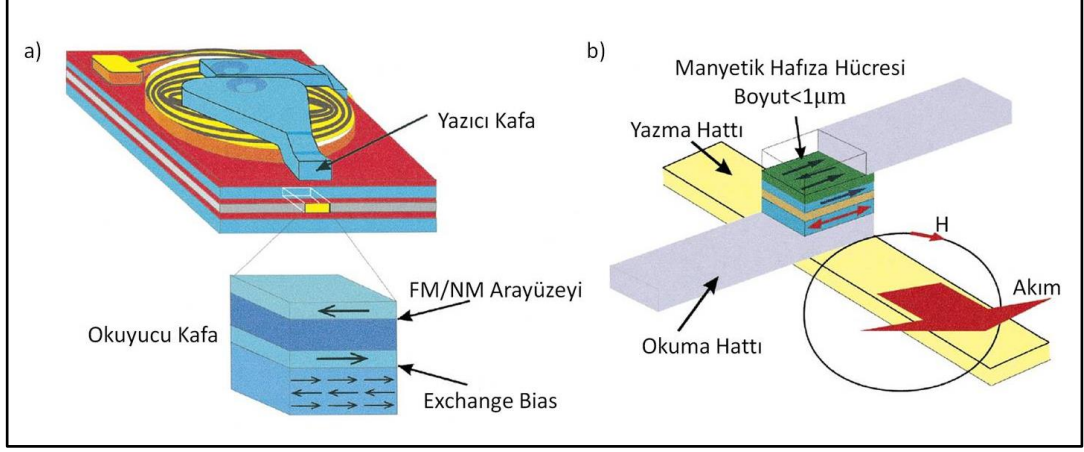
GMR’a benzer olarak, elektriksel yalıtkan ve manyetik olmayan tabakaların kullanıldığı TMR (Tünel Manyetodirenc, *Tunnel Magneto-resistance*) yapılar, potansiyel manyetik RAM (rastgele erişimli hafıza, *random access memory*) uygulamalarının merkezinde yer almaktadır. MRAM’lerin hız, yoğunluk ve kalıcılık açısından üstün özellikler göstereceği düşünülmektedir. Aynı zamanda radyasyon ve sıcaklığa dayanıklı, az enerji harcayan “ideal hafıza” cihazları olacağı tahmin edilmektedir [5].

Kayıt ortamlarının yanı sıra sensör olarak da kullanılabilen GMR yapılar, otomotiv ve robotik sanayinde, jeofizik araştırmalarında ve tıbbi uygulamalarda da kullanılabilir [6]-[10].

Sonuç olarak söylenebilir ki, çok katlı manyetik filmler, spin elektroniği teknolojisinin ilk ürünleri olmuşlardır.

Bugün, manyetik kayıt ortamları, yazıcı/okuyucu kafalar, sensörler, manyetik RAMler ve bunlara konvansiyonel sert ve yumuşak mıknatıslar da dahil olmak üzere tüm manyetik malzemeler, yıllık otuz milyar dolarlık pazar payına erişmiştir. 2012 verilerine göre nanomanyetik malzeme pazarı yıllık 6.9 milyar dolar olup ticarileşmekte olan ürünlerin fiyatlarının düşmesiyle bu değerin giderek artacağı

düşünülmektedir. Bu sektör içerisinde en hızlı gelişen alt birim de GMR sensörleri olmuştur GMR sensörlerinin yaygın olarak kullanıldığı hard disk okuyucu kafaları Şekil 1.2’de gösterilmiştir [11].



Şekil 1.2: Spin vanaların kullanım alanlarından a) manyetik kayıt kafaları ve b) manyetik hafıza hücrelerinin şematik gösterimi.

Exchange bias etkisi FM/AFM arayüzeyinden kaynaklanan bir etki olup keşfinden bu yana fiziksel tanımlaması yapılamamıştır. Bununla beraber, arayüzey pürüzlülüğü, kristal ve manyetik yapı, kimyasal bileşim gibi parametrelerden etkilendiği literatüre girmiştir [12]-[14].

Bu çalışmada spin vanaların çalışma özelliklerinin iyileştirilmesi amacıyla Ni/CoO ince film sisteminin exchange bias özellikleri araştırılmıştır. Spin vanaların verimli çalışabilmesi için yüksek exchange bias alanına ihtiyaç duyulur. Literatürde alt sınır olarak 300 Oe değeri kabul edilmektedir [15]. Exchange bias alanı genellikle sıcaklıkla azalan bir özelliktir. Exchange bias alanının yok olduğu sıcaklığa engelleme sıcaklığı denir ve bu sıcaklık ne kadar yüksek olursa sensör özelliklerinin gözleneceği sıcaklık değerleri de o derece artar. Öyleyse bu bilgiler ışığında söylenebilir ki, başarılı bir çalışma için H_{eb} ve T_B değerleri olabildiğince yüksek olmalıdır.

Bu tezde, öncelikle manyetizma hakkında temel kuramsal bilgiler verilmiştir. Takip eden kısımda neden ince film manyetizmaya ihtiyaç duyulduğu sorusuna cevap vermeye çalışılmıştır. Tezin üçüncü bölümünde exchange bias hakkında açıklamalar yapılmıştır. Dördüncü bölümde malzemelerin hazırlanmasında ve karakterizasyonunda kullanılan sistemler tanıtılmış, beşinci bölümde ise

malzemelerin hazırlanmasından bahsedilmiştir. Altıncı bölümde hazırlanan malzemelerin MOKE ve VSM kullanılarak gerçekleştirilen manyetik ölçümlerin sonuçları verilmiştir.

2. KURAMSAL BİLGİ

2.1. Manyetizma

2.1.1. Manyetik Alan ve Manyetik Akı Yoğunluğu

Bir manyetik kutbun etkisini gösterebildiği alana manyetik alan denir. Manyetik alan oluşturabilmek için bir telden akım geçirmek veya manyetit gibi doğal mıknatısları kullanmak mümkündür.

Manyetik akı yoğunluğu, bir ortamda bulunan manyetik alan çizgilerinin yoğunluğunun ölçüsüdür. Manyetik indüksiyon olarak da adlandırılır. Manyetik alan ve manyetik akı arasındaki ilişki cgs birim sisteminde aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \quad (2.1)$$

Denklem 2.1'de \vec{M} ile gösterilen terim, malzemenin mıknatıslanmasını temsil etmektedir. Mıknatıslanma birim hacimdeki $-$ kimi durumlarda birim kütledeki manyetik moment sayısı olarak tanımlanabilir.

$$\vec{M} = \frac{\vec{\mu}}{V} \quad (2.2)$$

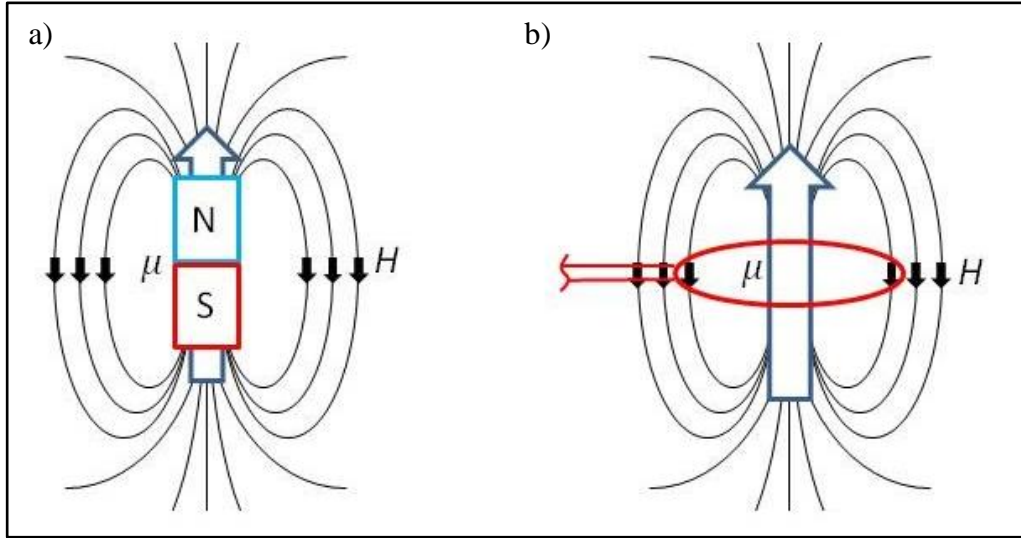
Sıcaklığın değişmesiyle meydana gelebilecek ısıl genleşme durumlarında, hacim de değişeceğinden mıknatıslanmayı hacim başına ölçmek her durumda doğru sonuç vermeyebilir. Bu gibi durumlar için daha kararlı olan, kütle başına manyetik momenti hesaplamaktır. Basit bir dönüşümle aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\vec{\sigma} = \frac{\vec{\mu}}{V} = \frac{\vec{\mu}}{\rho V} = \frac{\vec{M}}{\rho} \quad (2.3)$$

Manyetik alanın birimi Oersted (Oe), manyetik akı yoğunluğunun birimi Gauss, mıknatıslanmanın birimi ise emu/cm³ veya emu/g'dır. Diğer terimlerin cgs ve SI sistemlerindeki birimleri, bölümün sonundaki tabloda verilmiştir [16].

2.1.2. Manyetik Moment ve Bohr Manyetonu

Manyetik alanın olduğu gibi manyetik momentin de manyetik kutuplar ve elektrik akımı olmak üzere iki tanımı vardır. Kutupları arasında l mesafesi bulunan bir manyetik dipolün, $|m|$ şiddetindeki kutupların oluşturacağı manyetik moment, $\vec{\mu} = ml$ olarak yazılırken belirli bir dairesel yol üzerinde hareket eden elektronların, yani akım halkasının oluşturacağı manyetik moment de $\vec{\mu} = i\vec{A}$ olarak belirtilebilir.



Şekil 2.1: a) Bir manyetik dipolün ve b) bir akım halkasının oluşturduğu manyetik alanlar.

Manyetik alana neden olan akım halkası, yörüngesinde dolanan bir elektron olarak da düşünülebilir. Yarı-klasik Bohr atom modeline göre v hızıyla r yarıçaplı yörüngede hareket etmekte olan e/c yüke sahip elektronun oluşturacağı akım,

$$i = \left(\frac{e}{c}\right) \left(\frac{v}{2\pi r}\right) \quad (2.4)$$

olur. Bu ifadeyi akım halkasının sahip olduğu alanla çarparak yörünge manyetik momentini aşağıdaki gibi buluruz.

$$\mu_{yörünge} = \frac{evr}{2} \quad (2.5)$$

Bohr'un açısal momentum için önerdiği postülayı ($L = n\hbar = mvr$) da ilk yörünge için ($n = 1$) işleme kattığımızda, ilk Bohr yörüngesi için manyetik moment,

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi mc} \quad (2.6)$$

olur. Bu momente özel olarak Bohr manyetonu denmektedir ve $9.27 \times 10^{-21} \text{ emu}$ değerindedir.

Manyetik moment, mıknatıslanmayla doğrudan ilişkili olmakla beraber, manyetik tork ve manyetik potansiyel enerji (Zeeman Enerjisi) değerlerinin hesaplanmasında da kullanılır. Dışarıdan \vec{H} manyetik alanı uygulanan bir manyetik momentin manyetik torku ve manyetik potansiyel enerjisi sırasıyla aşağıdaki gibidir.

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.7)$$

$$E_p = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (2.8)$$

2.1.3. Atomların Manyetik Momentleri

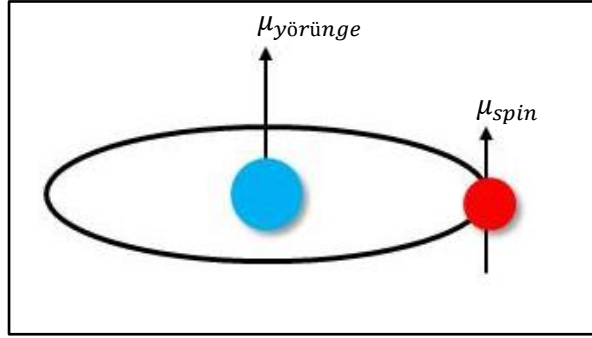
Atomların sahip olduğu elektronlar nedeniyle genellikle net bir manyetik momentleri vardır. Atomik manyetik moment üç farklı katkının sonucunda ortaya çıkmaktadır. Bu katkılardan biri, bir önceki başlıkta bahsedilen yörüngesel hareket kaynaklı manyetik momenttir. İkinci bir katkı da elektronların spin hareketinden doğmaktadır.

Elektronların spin hareketi varsayımı 1925 yılında, manyetik alan altında sıvık gazların optik spektrumlarının davranışını (Zeeman Etkisi) açıklamak üzere ortaya atılmış ve sonraları teorik olarak da onaylanmıştır. Spin, elektronların her sıcaklıkta var olan bir özelliği olup elektron kendi ekseninde dönüyormuşçasına manyetik özelliklere etki etmektedir. Elektronların spin kaynaklı manyetik momentlerini

$$\mu_{spin} = \frac{eh}{4\pi mc} \quad (2.9)$$

halinde yazabiliriz [17].

Bu ifade Denklem 2.6 ile aynıdır ve nicelik olarak da Bohr manyetonu ile aynı değerdedir.



Şekil 2.2: Atomun manyetik momentine elektronun katkıları.

Atomun manyetik momentine üçüncü bir katkı da dışarıdan uygulanan manyetik alan tarafından gelir. Bu durumda uygulanan manyetik alan elektronun hareketine, mevcut etkin alanı düşürecek şekilde etki eder. Sonucunda dış alana zıt yönde bir manyetik moment gözlenir.

2.1.4. Manyetik Duygunluk ve Geçirgenlik

Manyetik duygunluk (susceptibility) bir malzemenin dışarıdan uygulanan manyetik alana karşılık ne kadar mıknatıslanma özelliği kazandığının ölçüsüdür. Hacim, kütle veya molarite üzerinden hesaplanabilir.

$$\chi_V = \frac{M}{H} \quad (2.10)$$

olarak ifade edilen duygunluğun birimi, emu/Oe.cm³, emu/Oe.g ya da emu/Oe.mol olabilir.

Manyetik geçirgenlik (permeability) ise bir malzemenin dışarıdan uygulanan manyetik alan çizgilerinin ne kadarını geçirdiğinin ölçüsüdür. Daha önce yapılan tanımlamaya göre bir ortam içerisindeki manyetik alan çizgileri, manyetik akı yoğunluğu (\vec{B}) olarak adlandırılıyordu. O halde manyetik geçirgenlik ifadesini aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\mu_p = \frac{B}{H} \quad (2.11)$$

Denklem 2.1'i kullanarak sadeleştirme yaptığımızda, duygunluğun geçirgenliğe bağlı olduğu görülmektedir.

$$\mu_p = 1 + 4\pi\chi \quad (2.12)$$

Boşlukta manyetik geçirgenliğin değeri $4\pi \times 10^{-7}$ olup cgs birim sistemi için birimsizdir.

Tablo 2.1: Manyetik dönüşümler ve birimleri.

	cgs	SI
Kutuplar arası kuvvet	$F = \frac{p_1 p_2}{r^2} \text{ (dyne)}$	$F = \frac{\mu_0 p_1 p_2}{4\pi r^2} \text{ (N)}$
Bir kutbun oluşturduğu manyetik alan	$H = \frac{p}{r^2} \text{ (Oe)}$	$H = \frac{p}{r^2} \text{ (A/m)}$
Manyetik indüksiyon	$B = H + 4\pi M \text{ (Gauss)}$	$B = \mu_0(H + M) \text{ (Tesla)}$
Bir dipolün enerjisi	$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$	$E = -\mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H}$
Duygunluk	$\chi = \frac{M}{H} \text{ (emu/cm}^3 \text{Oe)}$	$\chi = \frac{M}{H} \text{ (birimsiz)}$
Geçirgenlik	$\mu = \frac{B}{H}$ $= 1 + 4\pi\chi \text{ (birimsiz)}$	$\mu = \frac{B}{H} = \mu_0(1 + \chi) \text{ (H/m)}$

2.2. Manyetizma Türleri

Malzemeler, uygulanan dış manyetik alana karşı gösterdikleri tepkiye göre farklı sınıflara ayrılırlar. Spinler alan yönünde veya alana zıt yönde yönlenebilir ya da kendiliğinden mıknatıslanma özelliğine sahip olabilirler.

2.2.1. Diyamanyetizma

Diyamanyetik malzemeler eşleşmemiş hiçbir elektronu olmayan malzemelerdir. Bu nedenle net mıknatıslanmaları yoktur. Ancak uygulanan dış alan, kendine zıt manyetik momentleri oluşturarak malzemenin mıknatıslanmasını sağlar. Bu tip malzemelerin duyunluğu oldukça düşüktür. Diğer manyetizma türlerine dâhil olan malzemeler de diyamanyetik özellik gösterirler ancak kendi manyetik karakterlerinin yanında ihmal edilebilecek düzeydedir.

Diyamanyetik malzemelerin sıcaklığa bağlı olmayan duyunlukları, matematiksel olarak aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$\chi = -\frac{NZe^2}{6m_e c^2} \langle r^2 \rangle_{ort} \quad (2.13)$$

2.2.2. Paramanyetizma

On dokuzuncu yüzyılın sonlarında Pierre Curie tarafından gözlemlenen paramanyetizmayı, yirminci yüzyılın başlarında Weiss ve Langevin klasik olarak açıklamayı başarmıştı. Teoriye göre eşleşmemiş elektronları bulunan atomların her birinin bir manyetik momenti vardı ve aralarındaki etkileşimler de yok denecek kadar azdı. Buna göre dışarıdan bir alan uygulandığında, tüm manyetik momentler alan yönünde yönlendirilerek malzemeye net bir mıknatıslanma kazandırmış oluyordu. Alan kaldırıldığında manyetik momentler, sıcaklık menşeli kışkırtmalar sonucu tekrar rastgele dağılarak mıknatıslanmayı yok ediyorlardı. İşte bu davranışı gösteren malzemeler, Curie-Weiss Yasası¹ olarak adlandırılan genel bir yasaya uymaktadır.

$$\chi_m = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.14)$$

İlerleyen yıllarda, kuantum mekaniğinin keşfi ve bir sistemin enerjisinin yalnızca kesikli değerler alabildiğinin öğrenilmesiyle birlikte, paramanyetizmanın

¹ Bu yasanın $\theta = 0$ için Curie Yasası olarak adlandırılan bir de özel durumu vardır.

klasik teorisinde bir takım iyileştirmeler yapılmıştır. Paramanyetizmanın kuantum teorisine göre bir atomun etkin manyetik momenti, $\mu_{etk} = g\sqrt{J(J+1)}\mu_B$ halini alır¹.

- İletkenlik Elektronlarının Paramanyetizması

Klasik serbest elektron teorisine göre her biri 1 Bohr manyetonluk manyetik momente sahip olan iletkenlik elektronlarının da Curie tipi paramanyetizma etkisi göstermesi beklenmekteydi. Deney ve teori arasındaki uyumsuzluk, ancak Pauli'nin serbest elektronlar için Fermi-Dirac istatistiğini kullanmasıyla giderilebildi. Pauli'nin teorisine göre iletkenlik elektronlarından yalnızca Fermi düzeyinin en üzerinde bulunanlar paramanyetik katkıya dâhil edilebilir. Pauli paramanyetizması da denilen bu tip paramanyetizmanın duygunluğu sıcaklıktan bağımsız olup Curie paramanyetizmasına göre daha düşüktür.

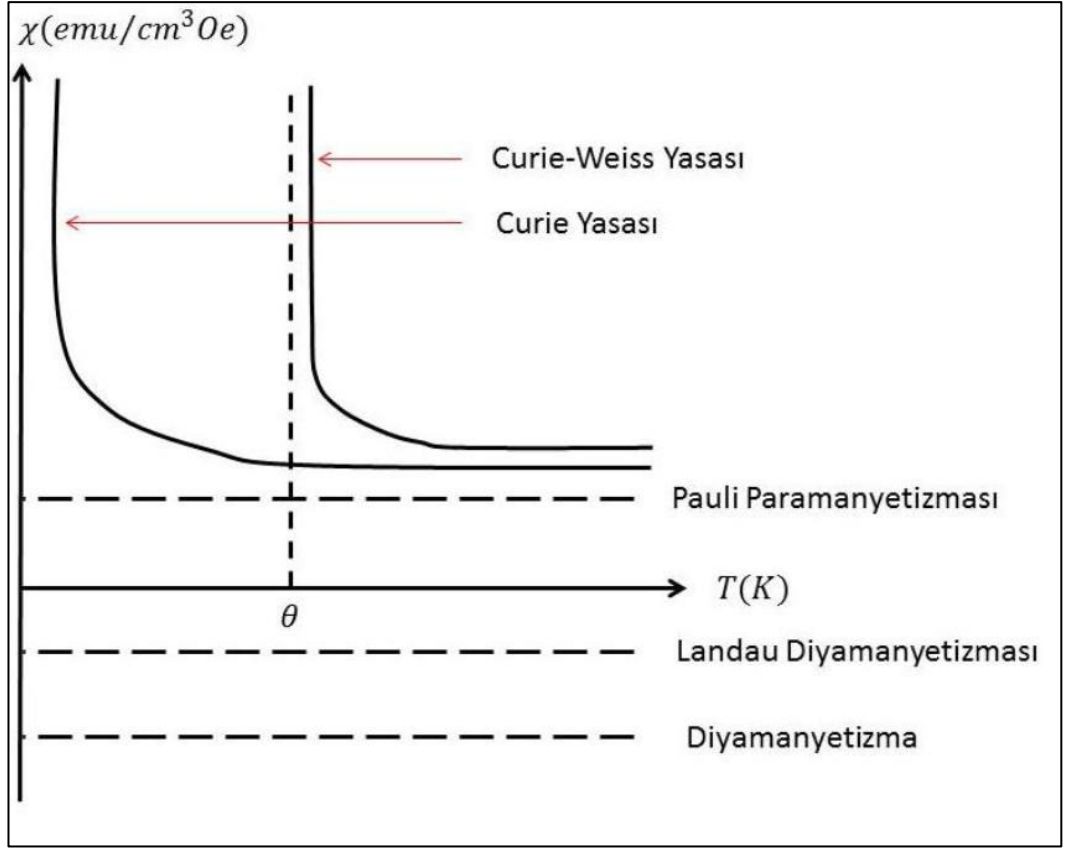
$$\chi = \frac{3n\mu_B^2}{2kT_F} \quad (2.15)$$

İletkenlik elektronlarının meydana getirdiği bir de diyamanyetik etki bulunmaktadır [18]. Landau diyamanyetizması olarak isimlendirilen bu tip diyamanyetizmanın duygunluğu ile Pauli paramanyetizması arasında aşağıdaki eşitlik vardır.

$$\chi_{Landau} = -\frac{1}{3}\chi_{Pauli} \quad (2.16)$$

Diyamanyetizma ve paramanyetizma türlerine dair duygunluk-sıcaklık eğrileri Şekil 2.3'te özetlenmiştir [19].

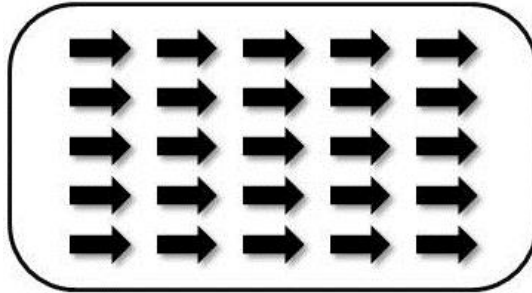
¹ g, spektroskopik Landé g faktörü, J ise L+S olmak üzere toplam açısal momentum kuantum sayısıdır.



Şekil 2.3: Paramanyetizma ve diyamanyetizma türleri için sıcaklığa bağlı olarak uygunluğun değişimi.

2.2.3. Ferromanyetizma

Ferromanyetik malzemeler, dış manyetik alanın bulunmadığı durumlarda bile uzun menzilli manyetik düzen gösteren malzemelerdir. Demir, nikel ve kobalt oda sıcaklığında ferromanyetik özellik gösteren elementlerdir. Bu malzemelerde Curie sıcaklığı (T_C) da denilen kritik bir sıcaklıkta ferromanyetik-paramanyetik faz geçişine rastlanır.



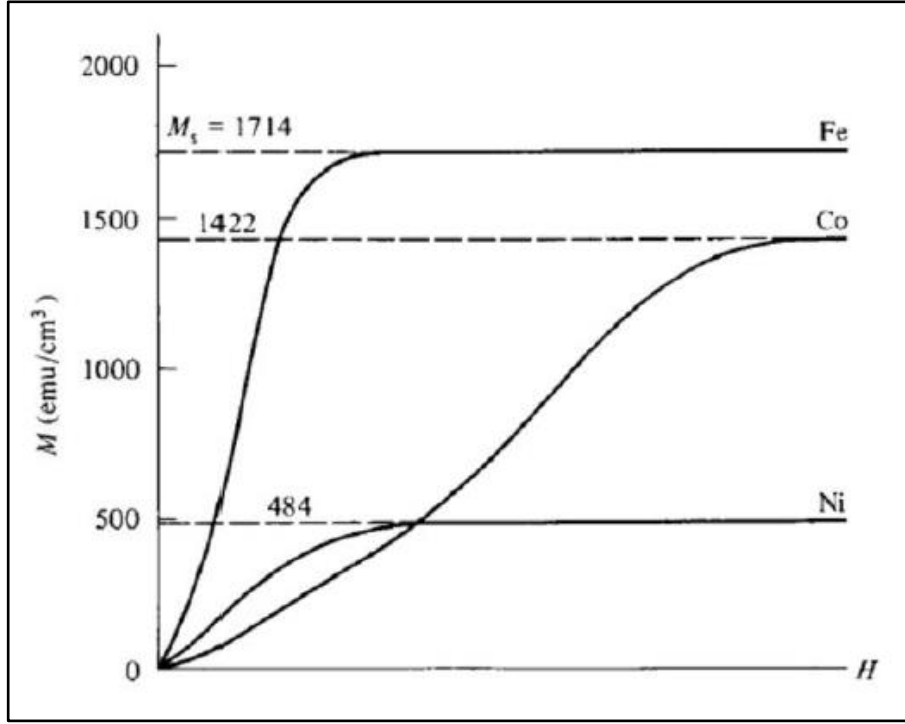
Şekil 2.4: Ferromanyetik malzemelerde manyetik momentlerin düzeni.

- Histerezis

Histerezis¹ döngüleri ferromanyetik malzemelerin (aynı zamanda ferrimanyetik malzemelerin) manyetik davranışlarını ifade eden eğrilerdir. Malzemelerin teknolojik amaçlarda kullanımı için histerezis döngüsünün bilinmesi gerekir. Kalıcı mıknatısların, manyetik kayıt ve hafıza cihazlarının döngüleri daha geniş olurken transformatör ve motorlarda bulunan manyetik çekirdeklerin döngüleri AC alan altında enerji kayıplarını azaltabilmek için daha dar olmalıdır.

Manyetize olmamış durumdaki manyetik bir malzemenin döngüsü orijinden başlar. Pozitif yönde artan manyetik alanla birlikte mıknatıslanma da artmaya başlar. Bu artış, mıknatıslanmanın doyuma (M_s) ulaşmasına kadar devam eder. Doyum mıknatıslanmasına gelindiğinde mıknatıslanma sabit kalırken manyetik indüksiyon, Denklem 2.1 gereğince artışını sürdürür. Histerezis döngüsünde doyum mıknatıslanmasına kadar olan eğriye, ilk mıknatıslanma eğrisi denir. Demir, kobalt ve nikelin ilk mıknatıslanma eğrileri ve doyum mıknatıslanmaları Şekil 2.5'te verilmiştir [17]. Doyuma ulaşma süreci tamamlanmadan alan kesilirse malzeme sıfır mıknatıslanma durumuna geri döner. Ancak doyum mıknatıslanması değerine ulaşıldıktan sonra alan sıfırlansa dahi mıknatıslanma sıfıra inmez, belirli bir değerde sabit kalır. Bu değere kalıcı mıknatıslanma (M_r) denir. Kalıcı mıknatıslanmanın yok edilmesi için dış manyetik alan, mıknatıslanmanın tersi yönünde uygulanmalıdır. Mıknatıslanmayı sıfıra götüren manyetik alan değeri zorlayıcı alan ya da koersif alan (H_c) olarak adlandırılır. Ferromanyetik malzemeler zorlayıcı alan değerlerine göre sert ve yumuşak manyetik malzemeler olarak sınıflandırılabilirler.

¹ Yun. Geri kalmak. Kelime Alfred Ewing tarafından manyetizmaya uyarlanmıştır.



Şekil 2.5: Demir, kobalt ve nikel için ilk mıknatıslanma eğrileri. Ayrıca doyum mıknatıslanmaları da sırasıyla 1714, 1422 ve 484 emu/cm^3 olarak verilmiştir.

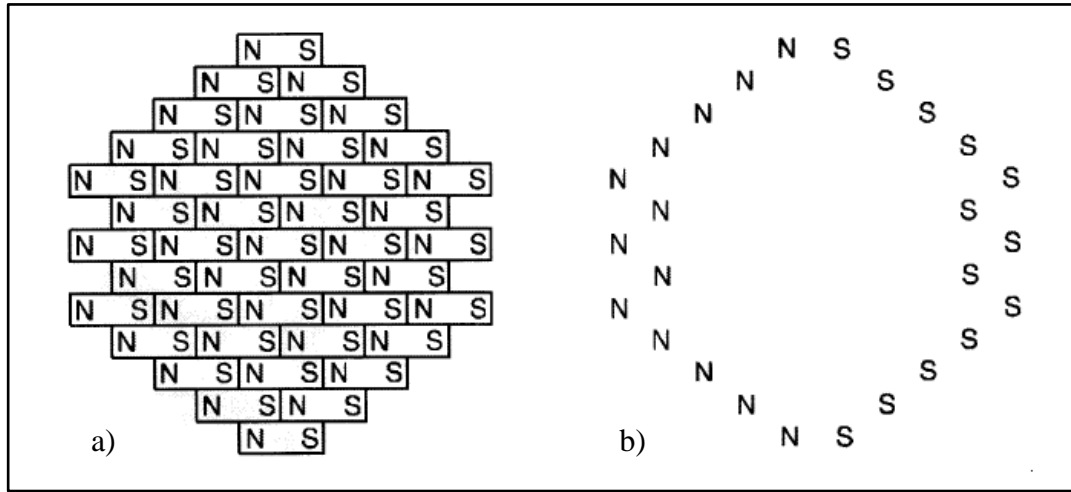
Ferromanyetik histerezis döngüsünün davranışı hakkındaki ilk ve en başarılı teori Weiss tarafından gelmiştir [20]. Weiss'a göre ferromanyetik malzemeler domenlerden oluşmaktaydı ve manyetik momentler arasında güçlü etkileşimlere neden olan bir alan bulunmaktaydı. Daha sonraları Heisenberg tarafından kuantum mekaniksel olarak açıklanacak olan bu alan [21], kendiliğinden (spontane) mıknatıslanmaya sebep olan alandır. Bu alan sayesinde ki dünya üzerindeki birçok doğal mıknatıs dünyanın manyetik alanıyla bile ($\sim 50 Oe$) doyum mıknatıslanmasına erişebilir ve kalıcı mıknatıslar olarak kullanılabilir.

- Demanyetizasyon Alanı

Malzemenin mıknatıslanma eğrisi yalnızca duygunluğuna bağlı değil, aynı zamanda numunenin şekline de bağlı olabilir. Numune mıknatıslandığında, yüzeyde kalan serbest kutuplar mıknatıslanmanın ters yönünde demanyetizasyon alanı denilen bir alan oluşturur.

$$H_d = -N_d M \quad (2.17)$$

Malzeme yüzeyindeki serbest kutuplar sonucu demanyetizasyon alanının oluşması Şekil 2.6'da gösterilmiştir [22].



Şekil 2.6: a) Malzeme içerisindeki b) malzeme yüzeyindeki serbest kutupların temsili gösterimi.

Demanyetizasyon katsayısı olarak adlandırılan N_d değerleri doğrudan numunenin şekline bağlı olup eksene bağlı değişim gösterebilir. En genel olarak, bir elipsoidin demanyetizasyon katsayıları şu şekildedir.

$$N_a + N_b + N_c = 4\pi \text{ (cgs)} \quad (2.18)$$

- Heisenberg Exchange (Değiş-Tokuş) Etkileşimi

Weiss, Curie sıcaklığı altındaki manyetik davranışı açıklarken bu sıcaklığın altında çok güçlü içsel alanların olduğunu ve bu alanların atomik momentleri sıcaklığın etkilerine karşı bir arada tutabildiğini kabul etmişti [23]. Weiss aynı zamanda Langevin'in paramanyetizma teorisinin, uygulanan H_A alanı yerine $H_E = \lambda M$ ($\lambda \gg 1$) olmak üzere $H_A + H_E$ yazılarak genişletilebileceğini fark etti. Bu yıllarda (1907) henüz kuantum mekaniği keşfedilmemesine rağmen, bu tanım kuantum paramagnetler için de geçerli olmaktadır. Yukarıda geçen Denklem 2.14'ün elde edilmesi de bu yolla yapılmaktadır.

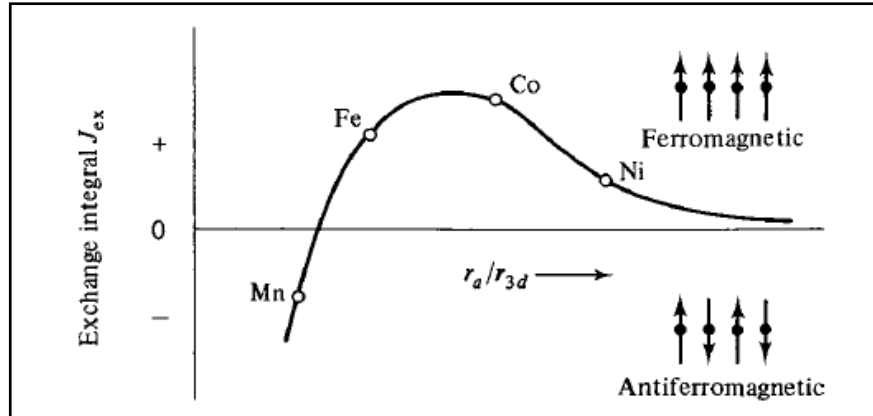
Weiss'in öne sürdüğü bu postülar, nitelik olarak doğru da olsa nicelik olarak yetersiz kalıyordu. Manyetik momentlerin, sıcaklığın bozucu etkilerine dayanabilmesi için hesaplanan moleküler alan değeri yaklaşık 10^3 Tesladır ve

erişilebilen en yüksek manyetik alandan on kat fazladır¹. Bu güçlü etkileşim yalnızca bir manyetik etkileşim değil, elektronik bir etkileşimdir.

Paul Dirac, ortogonal orbitallerdeki lokalize elektronlar için Pauli dışarlama ilkesinin, Hamiltonyendeki karşılığının $-\sum_{i<j} J_{ij} \left[\frac{1}{2} + 2\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \right]$ terimi olacağını göstermişti. Bu sonuca göre Pauli dışarlama ilkesinden doğan spine bağlı enerji, spin-spin etkileşimini gösteren vektör modeliyle ifade edilebilmektedir.

$$H_{Heis} = -2 \sum_{i<j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.19)$$

Dirac'ın ortaya çıkardığı, Van Vleck'in ilk olarak kullandığı bu ifade Heisenberg Hamiltoniyeni olarak bilinir. Enerjinin minimizasyonu gereği, Exchange integrali $J > 0$ durumunda paralel spinler tercih edilirken $J < 0$ olduğunda antiparalel spinler tercih edilir. Dolayısıyla Exchange integrali bize malzemelerin manyetik karakteri hakkında bilgiler verebilir. Örneğin ferromanyetizmanın neden yalnızca bazı metallerde gözlenebildiği Bethe-Slater eğrisinin incelenmesiyle anlaşılabilir. Bu eğri, orbital boyutlarına karşı Exchange integralinin değişimini gösteren eğridir. Bethe-Slater eğrisinin davranışı Şekil 2.7'de gösterilmiştir [17].



Şekil 2.7: Atom yarıçapı/3d kabuğu yarıçapı oranına karşılık exchange integrali.

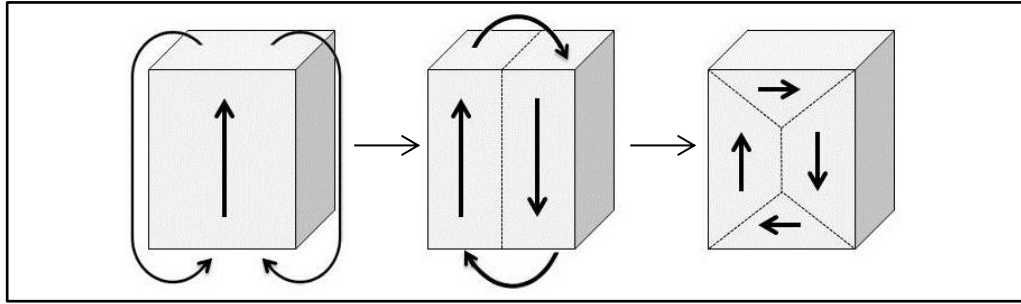
Yarıçaplar oranı azaldıkça 3d elektronları birbirine daha yakın olmakta, bu da paralel spinlere sebebiyet vermektedir. 3d elektronları arasındaki mesafe daha da

¹ 100.75 T ile Los Alamos National Laboratory, ABD

azaldığında ise spinler antiparalel olarak antiferromanyetizma durumuna geçmektedir. Periyodik tabloda Cr, Mn, Fe, Co, Ni sırasıyla yer alan elementlerden Cr ve Mn sırasıyla 310K ve 95K altında antiferromanyetiktir. $J > 0$ durumunda, Exchange integralinin büyüklüğü, Curie sıcaklığıyla doğru orantılıdır. Demir, kobalt ve nikelin Bethe-Slater eğrisindeki konumları da Curie sıcaklıklarıyla uyum içerisindedir.

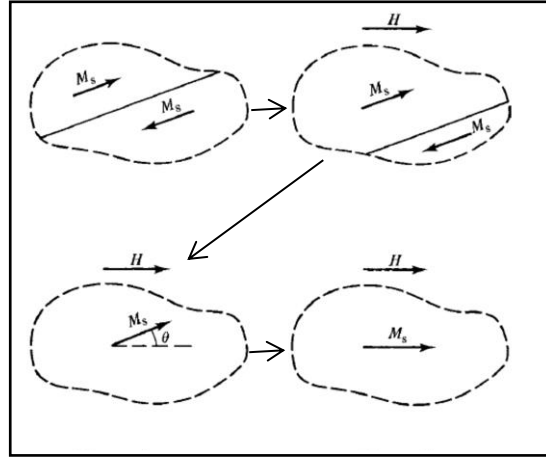
- Ferromanyetik Domenler

Ferromanyetik malzemelerin tanımı yapılırken Curie sıcaklığının altında net mıknatıslanmaya sahip oldukları söylenmişti. Ancak Curie sıcaklığının üzerine ısıtılarak manyetik alan olmadan soğumaya bırakılan ferromanyetik bir malzemede kendiliğinden mıknatıslanma gözlenmez. Bunun sebebi, malzemenin manyetostatik enerjisini düşürecek şekilde bölgelere ayrılmasıdır. Her biri kendi içinde doyum mıknatıslanmasında olan bu bölgelere manyetik domen denir.



Şekil 2.8: Ferromanyetik malzemelerin domenlere ayrılarak birim hacimdeki manyetik alan çizgilerini, dolayısıyla manyetostatik enerjiyi düşürmesi.

Numunenin mıknatıslanma süreci aslında çoklu domen durumundan tek domen durumuna geçmesidir. Bu durumda mıknatıslanma, uygulanan alanla eş yönlüdür. Aşağıdaki şekilde kademeli olarak bu sürecin nasıl gerçekleştiği anlatılmaktadır. Alan uygulandığında manyetik momentlerin alan yönünde yönlenmesi ve iki domeni birbirinden ayıran domen duvarlarının hareketi neticesinde numune doyuma ulaşır. Bu süreç Şekil 2.9’da görselleştirilmiştir [17].



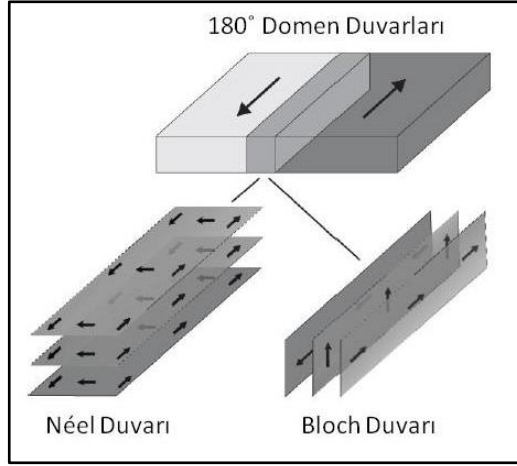
Şekil 2.9: Ferromanyetik numunelerin mıknatıslanma süreci.

- Dömen Duvarları

Dömen duvarları, iki dömen arasında spinlerin kademeli olarak yön değiştirdiği geçiş bölgeleridir. Exchange etkileşimine göre iki spinin paralel olması en düşük enerjili durumdur. Dolayısıyla dömen duvarlarındaki dönuş, asgari açı farklarıyla olmak zorundadır. Bunu sağlamak için Exchange enerjisi, duvarın olabildiğince geniş olmasını gerektirir. Diğer yandan manyetokristalin anizotropi enerjisi gereğince kolay eksenden sapan spin miktarının en az sayıda olması gerekir. İki enerji tipi arasındaki bu rekabetin sonucunda dömen duvarı kalınlığı; Exchange sabiti $A(= nJ_{ex}S^2/a)$ ve anizotropi sabiti K_u cinsinden aşağıdaki gibi belirlenir.

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (2.20)$$

Genellikle 180 ve 90 derecelik dönuşler gösteren dömen duvarlarına Bloch duvarları denir. Bu duvarlardaki dönuşler yüzey normalinde olabilir. Bunun dışında Néel duvarları ise duvar kalınlığının numune kalınlığıyla kıyaslanabilir olduğu durumlarda görölmür. Néel duvarlarındaki dönuş yalnızca yüzey düzleminde mümkün olmaktadır. Şekil 2.10'da dömen duvarları ve spinlerin yönelimleri gösterilmiştir [24].



Şekil 2.10: Bloch ve Néel duvarlarının temsili gösterimi.

2.2.4. Antiferromanyetizma

Antiferromanyetizma basit olarak Exchange integralinin sıfırdan küçük olmasıdır. Bu durumdaki bir spin, komşu spinle antiparalel olarak eşleşmektedir. Dolayısıyla antiferromanyetik numunede birbirine zıt yönlerde spinlere sahip iki alt örgüden bahsedebiliriz. Her iki alt örgüdeki spinler büyüklük olarak birbirine eş olduklarından mıknatıslanma sıfıra yakındır. Sıcaklık azaldığında spinlerin antiparalel olma eğilimi azaldığında 0K'de mükemmel düzene sahip olarak mıknatıslanması sıfır olur.

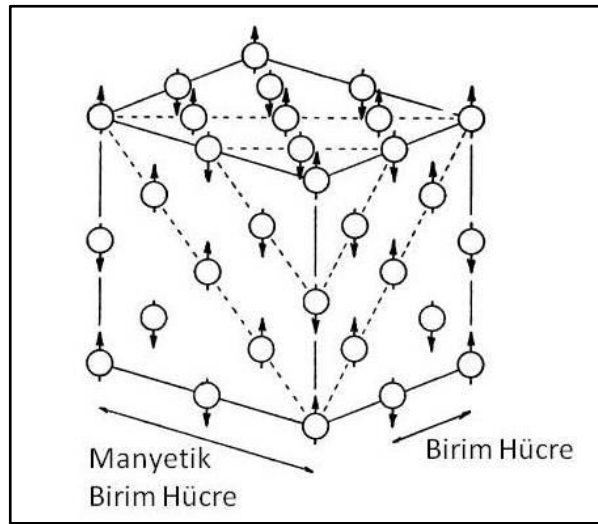
Sıcaklık arttığında ise duygunluk artarak bir sıcaklıkta maksimuma ulaşır. Bu kritik sıcaklığa Néel sıcaklığı denir. Bu sıcaklık üzerinde gözlenen manyetik davranış paramanyetizmadır. Néel sıcaklıkları genellikle oda sıcaklığının altındadır. Birkaç antiferromanyetik malzemenin T_N değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 2.2: Bazı antiferromanyetik malzemelerin özellikleri.

Malzeme	Kristal Yapı	$T_N(K)$
MnO	fcc	122
FeO	fcc	198
CoO	fcc	293
NiO	Fcc	523
Cr	bcc	310
α -Mn	cc ¹	100

Tablodan görüldüğü üzere elementel halde ferromanyetik bulunan malzemelerin dahi oksitleri antiferromanyetik olabilmektedir. Oksitlenmenin manyetik düzendeki etkilerini anlayabilmek için kristal yapılarına göz önünde bulundurulmalıdır.

MnO, FeO, CoO ve NiO gibi geçiş metalleri (TM) monoksitleri paramanyetik fazda NaCl kristal yapısındadır. Néel sıcaklığının altına inildiğinde kristal yapı, AFM spin etkileşmelerinin bir sonucu olarak örgü parametresinin iki katına çıktığı yeni bir manyetik birim hücreye sahip olur [25].

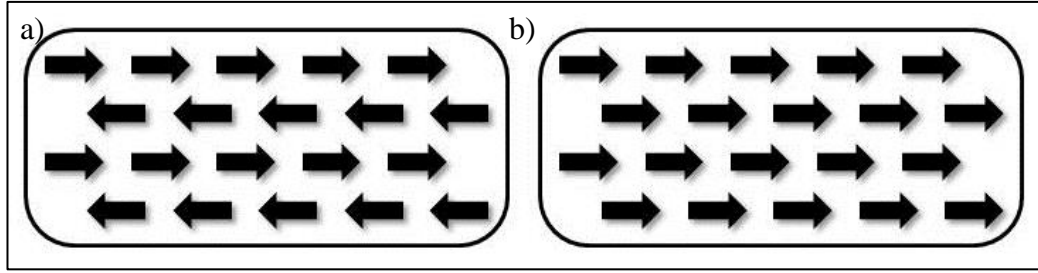


Şekil 2.11: TM monoksitlerde kristal yapısı ve spin eşleşmeleri. Oksijen atomları yapıda gösterilmemiştir.

¹ Kompleks kübik.

Spinler $\{111\}$ düzlemi içinde ferromanyetik düzene sahipken komşu $\{111\}$ düzlemleri arasında antiferromanyetik eşleşme vardır. Bununla beraber spinlerin yöneliminde farklılık olabilir. Örneğin spin yönelimi FeO için $[111]$ doğrultusunda iken CoO için kübik eksenlere göre hafifçe kaymıştır [26].

Antiferromanyetik düzen dengeli (*compensated*) ve dengesiz (*uncompensated*) olmak üzere iki sınıfta ele alınabilir. Bu ayrıma göre bir düzlem üzerinde spinlerin tamamı eş yönlü olabilir. O halde tekrar eden bir diğer düzlemde spinler yine eş yönlü, fakat bir önceki düzlemdekilere göre zıt yönde olmalıdır. Bu durum dengesiz düzen olarak adlandırılır. İkinci durum ise her bir düzlem için spin sayısının yarısı, diğer yarısıyla zıt yöndedir. Bu iki durum, Şekil 2.12’de görsel olarak ifade edilmiştir ([27]’ten uyarlama).



Şekil 2.12: Antiferromanyetik yüzeyde a) dengeli ve b) dengesiz spin düzeni.

2.2.5. Ferrimanyetizma

Ferrimanyetizmada da antiferromanyetizmada olduğu gibi spinler iki eşit alt örgüye ayrılmış ve birbirlerine zıt yönlü olarak dizilmiştir. Öyle ki, Louis Néel ferrimanyetizmayı “kusurlu antiferromanyetizma” olarak adlandırmıştır [28]. İki düzeni birbirinden ayıran özellik ise spinlerin boyutlarının birbirinden farklı olmasıdır. Bu nedenle ferrimanyetik malzemeler sıfırdan farklı, net mıknatıslanmaya sahiptirler. Mıknatıslanmaları ferromanyetik malzemelerde olduğu gibi histerezis gösterirken, Curie sıcaklığı üzerinde net mıknatıslanmalarını kaybederler.

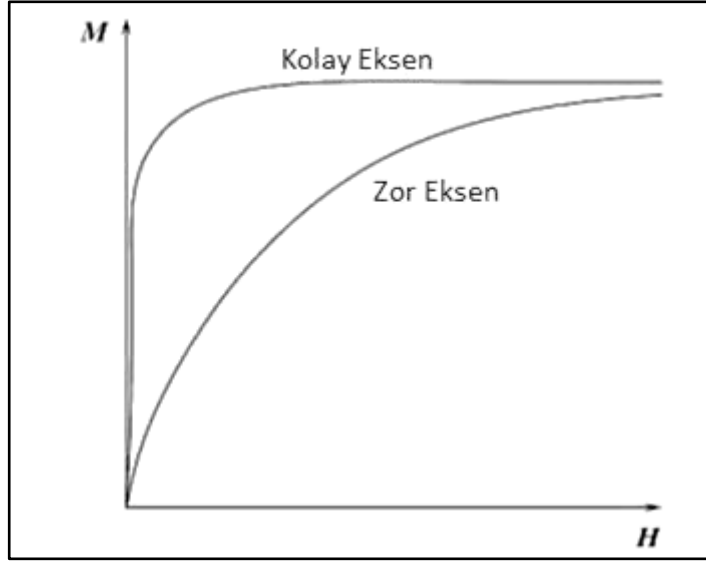
Özellikle kübik ve hegzagonal ferritler başta olmak üzere sanayide, bilhassa elektromıknatıs uygulamalarında geniş kullanım alanları vardır [29].

2.3. Manyetik Anizotropiler

Bir malzemenin manyetik özelliklerinin yöne bağımlı olması, manyetik anizotropi olarak adlandırılır. Manyetik anizotropinin varlığı sayesinde koersif alandan, kalıntı mıknatıslanmasından, kalıcı mıknatıslardan ve dolayısıyla manyetik kayıt ortamlarından söz edebilmekteyiz. Manyetik anizotropinin, şekil anizotropisi, exchange anizotropisi, gerilim anizotropisi, yüzey anizotropisi, manyetik alana bağlı anizotropi, manyetokristalin anizotropi gibi çeşitleri vardır. Bunlardan sonuncusu, modern sert manyetik malzemeler ve kalıcı mıknatıslar için son derece önemlidir. Şekil anizotropisinin kaynağı, manyetostatik enerji olup malzemenin ideal küre olmadığı her durumda kendini gösterebilir. Gerilme anizotropisi malzemeye uygulanan gerilme altında manyetoelastik eşleşmeler yoluyla gözlenen bir anizotropidir. İnce filmlerde ve geniş alana yayılmış yüzeylerde sıkça karşılaşılan anizotropi türü ise yüzey anizotropisidir.

2.3.1. Manyetokristalin Anizotropi Enerjisi

Ferromanyetik kristallerde mıknatıslanma, “kolay eksen” olarak adlandırılan tercihli kristalografik doğrultularda yönelme eğilimindedir. Bir ferromanyetik tek kristalin eksenlere göre mıknatıslanma eğrileri Şekil 2.13’te verilmiştir [16]. Her iki durumda da erişilen doyum mıknatıslanması değerleri aynı olsa da zor ekseninde doyuma ulaşmak için uygulanan manyetik alan şiddeti çok daha fazla olmalıdır.

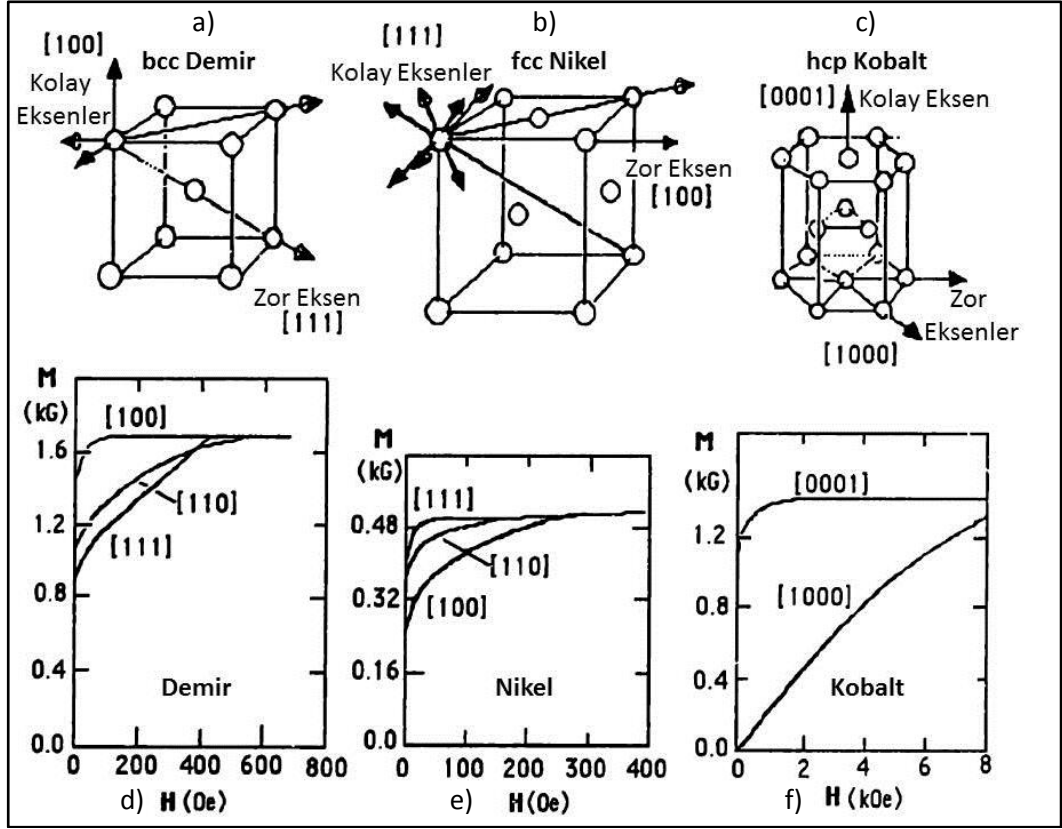


Şekil 2.13: Bir ferromanyetik kristalin zor ve kolay eksenlerine göre mıknatıslanma eğrileri.

Farklı kristal yapılarının kolay eksenleri farklı yönlerdedir. Örneğin hacim merkezli kübik demirin kolay eksenini, $\langle 100 \rangle$ yönündedir. Bununla birlikte aynı doğrultu ailesindeki $\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$, $\langle \bar{1}00 \rangle$, $\langle 0\bar{1}0 \rangle$ ve $\langle 00\bar{1} \rangle$ yönleri de kolay eksenlerdir. Hacim merkezli demir için zor eksen olan $\langle 111 \rangle$ yönü, yüzey merkezli kübik nikel için kolay eksenidir. Hegzagonal kristal yapıya sahip kobalt için kolay eksen ise $\langle 0001 \rangle$ yönüdür.

Mıknatıslanmanın belirli bir yönü kolay eksen olarak tercih etmesine manyetokristalin anizotropi, zor eksen ve kolay eksenindeki yönelimler arasındaki enerji farkına da Manyetokristalin Anizotropi Enerjisi (MAE) denmektedir.

Ferromanyetik metaller için zor ve kolay eksenler ile manyetokristalin enerjileri Şekil 2.14'te özetlenmiştir ([30]'dan uyarılama).



Şekil 2.14: a) bcc demir, b) fcc nikel ve c) hcp kobalt kristallerinde manyetokristalin anizotropisinin gösterimi ve d) demir, e) nikel, f) kobalt için kristalografik yönlere göre mıknatıslanma eğrileri.

2.3.2. Manyetokristalin Anizotropisi

Manyetokristalin anizotropisinin (MCA) mikroskobik kökenine inildiğinde, mıknatıslanmayı kolay eksenden saptırmak için gereken enerjinin aslında spin-orbit eşleşmesine karşı kullanıldığı görülür. Dışarıdan uygulanan alan, elektronun spinini yönlendirirken, spin-orbital eşleşmesinden dolayı orbitalleri de yönlendirmelidir. Ancak orbitallerin kristal örgüde kuvvetli etkileşimler içerisinde bulunması nedeniyle, spin yönlendirilmesinde dirençle karşılaşılır. Spinler arasındaki etkileşimler, yani spin-spin eşleşmesi her ne kadar güçlü olsa da Denklem 2.21’de gösterildiği gibi yalnızca spinler arasındaki açıya bağlıdır. Bu nedenle izotropik olan spin-spin eşleşmesinin kristal anizotropisine bir katkısı yoktur.

$$E_{ex} = -2J_{ex}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -2J_{ex}S_i S_j \cos \varphi \quad (2.21)$$

Orbit –örgü eşleşmesi de son derece güçlü etkileşimlerdenidir ve çok yüksek alanlarla bile orbit yönelimlerinin değiştirilmesi mümkün olamamaktadır.

Kübik kristallerde MCA enerji yoğunluğu,

$$E_a = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (2.22)$$

olarak verilir. Eşitlikteki K_n ($n = 1, 2, 3 \dots$) değerleri anizotropi sabitlerine, α_i değerleri ise mıknatıslanma vektörleriyle kristal eksenleri arasındaki açıları temsil etmektedir. En genel olarak rastlanan anizotropi türü, tek eksenli (*uniaxial*) anizotropidir.

$$E_K = K_{u1}\sin^2\theta + \underbrace{K_{u2}\sin^4\theta}_{ihmal} + \dots = K\sin^2\theta \quad (2.23)$$

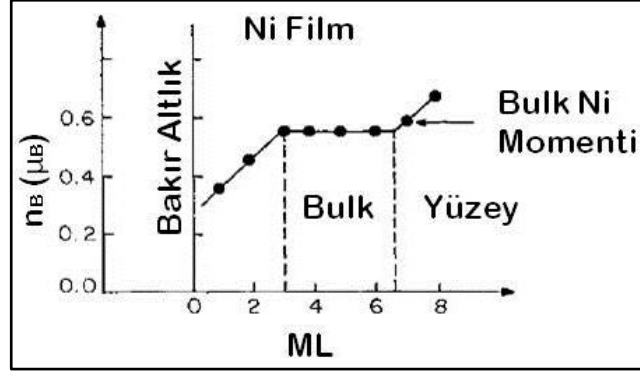
2.3.3. Şekil Anizotropisi

Polikristalin numunelerde, tanelerin tercihli yönelime sahip olmadığı hallerde kristal anizotropisi de gözlenemez. Bu demektir ki, numune küresel şekildeyse, mıknatıslanma için her yönden eşit miktarda manyetik alan gerekir. Diğer yandan, farklı şekildeki bir numuneyi uzun ekseninde mıknatıslamak, kısa ekseninde mıknatıslanmaktan çok daha kolay olacaktır. Bunun nedeni daha önce bahsedilen demanyetizasyon alanının eksenden eksene farklılık göstermesidir. Dolayısıyla numunenin şekli de bir manyetik anizotropi kaynağı olarak kabul edilebilir.

2.4. İnce Film Manyetizma

Nano boyutlardaki malzemeler ($0.1nm - 100nm$) üç boyutlu numunelerde gözlenenden farklı özellikler gösterebilirler. Özellikle ince filmlerin yüzey ve arayüzey etkilerinden yararlanılarak çok amaçlı nano yapılar üretilebilir. Spine bağlı saçılma ve exchange bias özelliklerini kullanarak geliştirilen spin vanalar ve tünel eklemleri (MJT) bunlardan bazılarıdır.

Yüzeydeki atomların manyetik momentleri de katı¹ malzemeninkilerden farklıdır. Örneğin aşağıdaki şekilde, bakır alttaş üzerine kaplanan nikel filmlerin kalınlığına bağlı hesaplanmış manyetik moment değerleri verilmiştir. Ni/Cu arayüzeyinde nikel atomu başına $0.56\mu_B$ manyetik moment varken bu değer yüzeyde $0.74\mu_B$ 'a yükselmektedir ([31]'den uyarlayan [30]).



Şekil 2.15: Ni/Cu arayüzeyinden sekiz tek katmana (ML) kadar hesaplanmış manyetik moment değerleri.

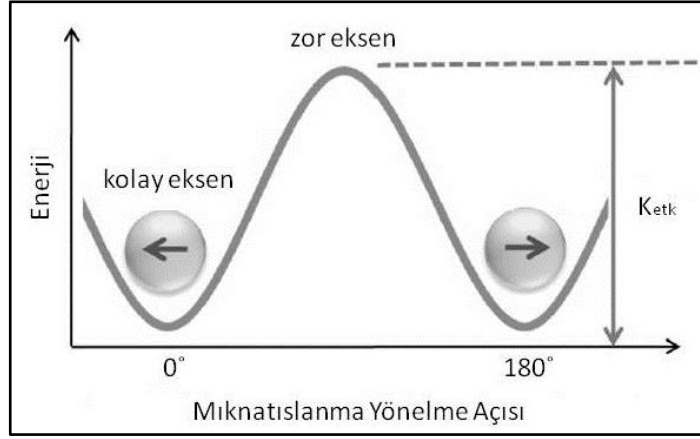
2.4.1. İnce Filmlerde Manyetik Anizotropi

Katı malzemelerde olduğu gibi ince filmlerde de gözlenen birçok anizotropi türü mevcuttur. Ancak bunların deneysel olarak ayırt edilebilmesi her zaman mümkün olamamaktadır. Bu nedenle bir genelleme yaparak tüm anizotropilerin katkılarını tek bir anizotropi sabiti (K_{etk}) içerisinde gösterelim.

$$E = K_{etk} \sin^2 \theta \quad (2.24)$$

Etkin anizotropi enerjisinin açığa bağlı davranışı Şekil 2.16'da gösterilmiştir [32].

¹ İng. Bulk kelimesine karşılık olarak kullanılmıştır.



Şekil 2.16: Ferromanyetik ince filmlerde etkin anizotropi enerjisinin gösterimi.

Etkin anizotropiye katkıda bulunan anizotropi mekanizmalarından bazıları, kristal anizotropisi, manyetostatik katkı, manyetoelastik katkı ve yüzey/arayüzey anizotropisi olarak sayılabilir. Bu katılardan manyetostatik katkı, şekil anizotropisi olarak da tanımlanabilmektedir. Yüzey anizotropisi, yüzey veya arayüzeydeki asimetri kaynaklı olup diğer anizotropi türlerinden farklı olarak, hacme değil alana bağlı bir ifadedir. Birim alana düşen anizotropi enerjisi olan

$$\sigma = K_s \sin^2 \theta \quad (2.25)$$

ifadesi, birim hacim için yeniden düzenlenirse aşağıdaki gibi yazılır.

$$\frac{E_s}{V} = \frac{1}{t} K_s \sin^2 \theta \quad (2.26)$$

Tüm bu katkıları birlikte toplayarak etkin anizotropi sabitini elde ederiz. Bu değer ince filmler için manyetik karakteri belirlediğinden ileriki aşamalar için kritik öneme sahiptir.

$$K_{etik} = \underbrace{K_u}_{\text{Kristal}} - \underbrace{2\pi M_s^2}_{\text{Şekil}} + \underbrace{K_{me}}_{\text{Manyetoelastik}} + \underbrace{K_s/t}_{\text{Yüzey}} \quad (2.27)$$

Şekil anizotropisinin manyetostatik etkilerden kaynaklandığı daha önceki bölümlerde söylenmişti. Ayrıca yüzeydeki pürüzlülük de, düzleme paralel demanyetizasyon alanları yaratarak şekil anizotropisini düşürmektedir. Pürüzlülüğten

doğan Şekil anizotropisi her zaman pozitif olacağından dik mıknatıslanma durumuna yatkındır [33]. Manyetoelastik anizotropi terimi doyum manyetostriksiyonu (λ_s) ve filme etki eden gerilim (σ) cinsinden $K_{me} = \frac{3}{2}\lambda_s\sigma$ olarak yazılan bir sabittir.

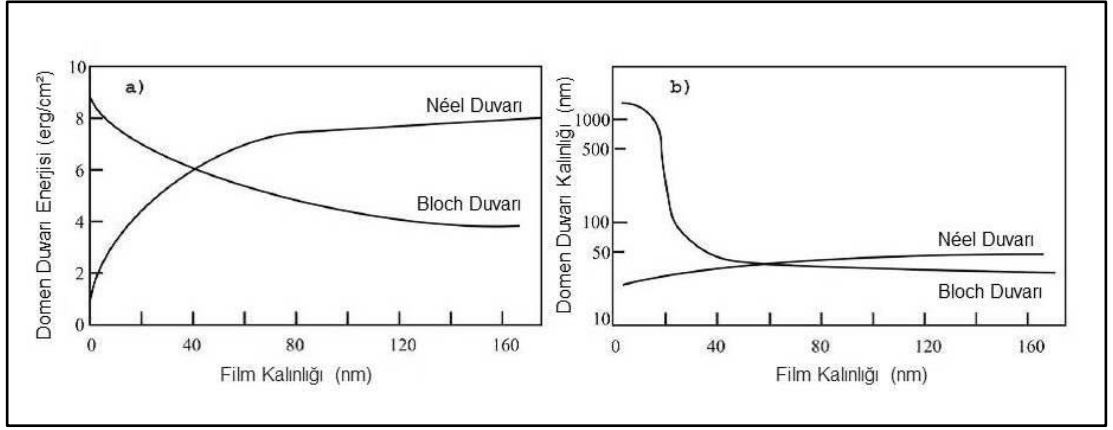
Etkin anizotropi sabitine katkıda bulunan her bir anizotropinin yaklaşık değerleri aşağıda verildiği gibidir.

- Şekil anizotropisi, $\sim 1.5 \times 10^5 J/m^3$ (Nikel)
- Manyetokristalin anizotropisi, $\sim 10^3 J/m^3$ (Nikel)
- Yüzey/Arayüzey anizotropisi, $\sim 1 mJ/m^2$. $1nm$ 'lik ince film için (K_s/t) $10^6 J/m^3$
- 1GPa stres altındaki manyetoelastik anizotropi enerjisi, $\sim 10^5 - 10^6 J/m^3$

Bu bilgiler ışığında etkin anizotropi sabitinin davranışı incelendiğinde, belirli bir kalınlığın altında yüzey etkilerinin hacim etkilerine baskın gelerek dik mıknatıslanmayı başka bir deyişle dik manyetik anizotropiyi (DMA) desteklediği gözlenir [34]. Kalınlık arttıka hacim katkıları etkisini göstermeye ve mıknatıslanma dik durumdan yüzeye paralel duruma geçiş yapar. Dik mıknatıslanma, dik manyetik kayıt ortamlarında ve manyetodirenç sensörler için arzulanan bir özelliktir [35]-[39]. Dik manyetik anizotropi, yüksek manyetokristalin anizotropi gösteren numunelerde gözlenebilir [40]. Bunlar dışında, FM/soy metal filmlerde arayüzey anizotropisinden [41], FM ince filmlerde ise film-alttaş arası örgü uyumsuzluklarının sebep olduğu anizotropiden kaynaklanan dik mıknatıslanma gözlemlenmiştir [42]. Platin üzerine büyütölen nikelde, bu iki tabakanın kalınlıklarına bağlı olarak mıknatıslanma yönünün de değiştiği bilinmektedir [43]-[46].

2.4.2. Domenler ve Domen Duvarları

İnce filmlerde, domen duvarlarıyla numune boyutlarının kıyaslanabilir mertebelerde olması nedeniyle Néel duvarlarının gözlenmesi daha olasıdır. Film kalınlığı arttıka ($d > 50nm$) Bloch duvarları da gözlenebilmektedir [47]. Domen duvarı enerjisinin film kalınlığına göre değişimi ve duvarın formu Şekil 2.17'de gösterilmiştir ([48]'den uyarlama).

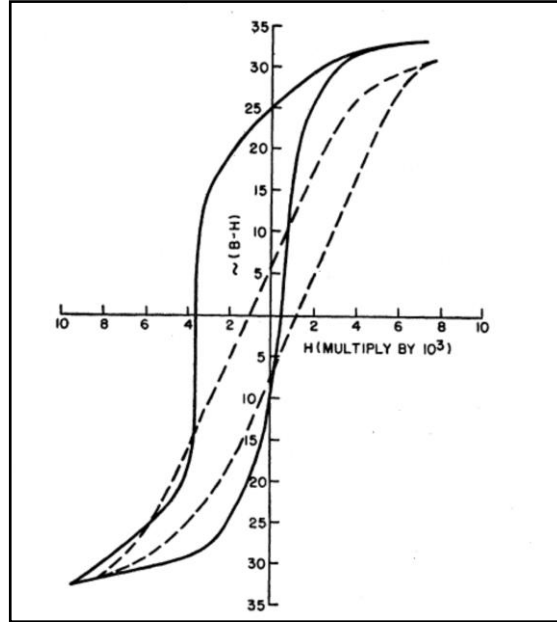


Şekil 2.17: Bloch ve Néel duvarları için film kalınlığına göre a) domen duvarı enerjisi, b) domen duvarı kalınlığının değişimi.

Doman duvarı enerjisinin değişimine göre Néel duvarlarının daha istikrarlı olacağı yukarıdaki şekilden anlaşılmaktadır.

3. EXCHANGE BIAS (KAYDIRMA ETKİSİ)

Exchange Bias, 1956 yılında Meiklejohn ve Bean tarafından Co/CoO parçacıkları üzerine yaptıkları çalışmalar sonucunda “Yeni Manyetik Anizotropi” adıyla duyurulmuştur [49], [50]. Ferromanyetik Co parçacıkları ile etraflarını bir kabuk gibi saran doğal oksiti, antiferromanyetik CoO katmanı arasındaki etkileşim sonucu, histerezis döngüsünde pozitif veya negatif yönde kayma gözlenmiş ve bu fenomenin ilk açıklamasını da yine bu iki bilim insanı yapmıştır. Bu kaymanın gözleendiği ilk çalışmaya ait histerezis döngüleri Şekil 3.1’de gösterilmiştir [49].



Şekil 3.1: Meiklejohn ve Bean’in orijinal makalelerinde kullandıkları histerezis döngüleri. Kesikli çizgi alan yokluğunda soğutma, sürekli çizgi ise alan altında soğutma sonucundaki histerezis döngülerini göstermektedir.

Keşfinden bu yana Exchange Bias etkisini açıklamak için birçok model ortaya atılmıştır. Ancak bunlardan hiç birinin, bu etkinin kökenine dair açıklık getirememesi, konuyu daha da ilginç kılmaktadır.

3.1. Exchange Bias Etkisinin Gözlenmesi

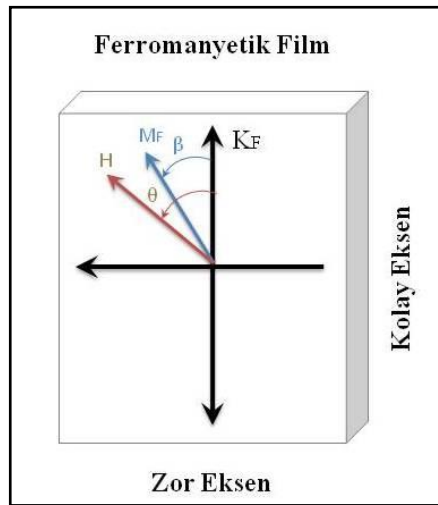
FM/AFM arayüzündeki tekyönlü anizotropi sonucu mıknatıslanma eğrisinin kaymasına Exchange Bias veya Kaydırma Etkisi diyoruz. Ancak bu etkiyi

tamamlarlar. Basitleştirilmiş bu modele göre, FM ve AFM filmler, tekli domen yapısındadır. Bu nedenle ferromanyetik spinler uygulanan alan altında hep birlikte dönme eğilimindedir (3). Ancak aradaki eşleşmeden dolayı bu dönüş daha büyük alanlar gerektirmektedir (4). Bu işlemin tam tersinde, yani spinleri eski yönlerine döndürme sürecinde (5) ise üzerlerine etkiyen tork nedeniyle daha az alan ile döndürülmeleri mümkündür. Sonuç itibariyle histerezis döngüsünde ve koersif alan değerlerinde kayma gözlenmektedir [52].

3.1.1. Stoner-Wohlfarth Modeli

Katı malzemelerde anizotropi, kristal eksenleri referans alınarak belirlenirken ince filmler için farklı referans sistemleri önem arz etmektedir. İnce filmlerde anizotropi eksenleri Şekil 3.3'te gösterilmiştir [52]. Manyetik momentlerin yönelimi her zaman minimum enerji durumunda gerçekleşeceğinden, bu yönelim; Zeeman enerjisi, anizotropi ve Exchange etkileşimi katkılarından oluşan toplam manyetik enerjinin minimizasyonu ile belirlenir.

Stoner-Wohlfarth modeli, Exchange Bias etkisine özgü bir model olmayıp genel olarak FM spinlerin alan altındaki yönelimlerini tasvir etmektedir. Bu modelde ferromanyetik ince filmin enerjisi en basit haliyle ele alınarak, tüm spinlerin film düzleminde kaldığı tek eksenli anizotropinin varlığı kabul edilir. Ayrıca tüm spinlerin uygulanan alana verdiği karşılığın aynı olduğu, yani spinlerin eş fazlı olarak yönlendikleri varsayılır.



Şekil 3.3: Stoner-Wohlfarth modelinde referans eksenleri ve açılar.

Şekil 3.3'te verilen açıları kullanarak hacim başına toplam manyetik enerjiyi yazalım.

$$E_V(\beta) = -\mu_0 H M_F \cos(\theta - \beta) + K_F \sin^2(\beta) \quad (3.1)$$

İlk terim Zeeman enerjisi olarak bilinirken ikinci terim ise manyetokristalin anizotropi enerjisinden gelmektedir. M_F ve K_F ise sırasıyla doyum mıknatıslanması ve hacim anizotropi sabitidir.

Toplam mıknatıslanma enerjisinin β açısına göre minimize edilmesi, bizlere aşağıdaki sonuçları verecektir.

$$\frac{\partial E_V(\beta)}{\partial \beta} = 0 \quad (3.2)$$

$$-\mu_0 H M_F \sin(\theta - \beta) + K_F \sin(2\beta) = 0 \quad (3.3)$$

Bu eşitliklerden yararlanılarak koersif alan da kolaylıkla bulunabilir.

$$H_c(\theta) = \frac{2K_F}{\mu_0 M_F} |\cos \theta| \quad (3.4)$$

3.2. Teorik Modeller

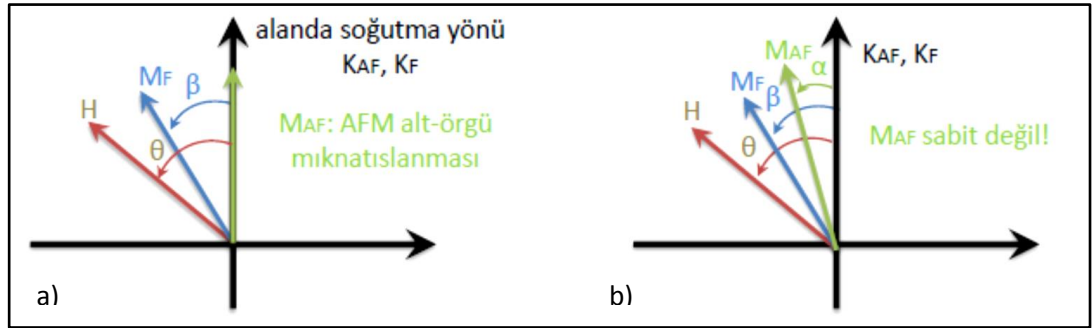
Bu kısımda Exchange Bias etkisi üzerine geliştirilen bazı teorik modeller incelenmiştir. Etkiyi ilk olarak gözlemleyen Meiklejohn ve Bean'in modellerinin devamında Mauri, Malozemoff, Takano, Domen Durum ve Spin Cam modelleri sıralanmıştır.

Meiklejohn ve Bean, Exchange Bias etkisini en basit haliyle açıklayabilmek için öne sürdükleri ilk modelde aşağıdaki varsayımları yapmıştır.

- FM spinler bir bütün olarak, eş yönlü ve eş fazlı yönelirler,
- FM ve AFM tabakalar tek domen durumundadır,
- FM/AFM yüzeyinde atomik geçiş düzgün ve pürüzsüzdür,

- AFM tabakası, FM spinlerin dönüşlerinden etkilenmez; yani manyetik olarak rijittir,
- Arayüzeydeki AFM spinler dengesizdir, net mıknatıslanma mevcuttur,
- Arayüzey boyunca FM/AFM spinler arasında Exchange etkileşimi vardır ($J_{eb}[J/m^2]$)
- AFM tabakası tek eksenli paralel (*in-plane*) anizotropiye sahiptir.

İdeal Meiklejohn-Bean modeli de Stoner-Wohlfarth modeline benzer olarak, birim alandaki manyetik enerjinin minimizasyonunu temel alır.



Şekil 3.4: a) İdeal ve b) gerçekçi Meiklejohn-Bean modellerinde anizotropiler (K_{AF}, K_F) ile alan ve mıknatıslanma vektörlerinin şematik gösterimi.

İdeal modelin varsayımlarına göre, AFM ve FM anizotropileri alanda soğutma yönünde ($\theta = 0$) sabitlenmiş, FM spinler ise eş fazlı olarak β açısında yönelmektedir. Buna göre birim alanda manyetik enerji aşağıdaki gibi yazılır.

$$E_A = -\mu_0 H M_F t_F \cos(-\beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) - J_{eb} \cos(\beta) \quad (3.5)$$

Toplam enerjinin minimizasyonundan $\beta = 0$ ve $\beta = \pi$ olmak üzere iki sonuç elde edilir ve bunlar sırasıyla H_{c1} ve H_{c2} koersif alan değerlerini vermektedir.

$$H_{c1} = -\frac{2K_F t_F + J_{eb}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (3.6)$$

$$H_{c2} = \frac{2K_F t_F - J_{eb}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (3.7)$$

Bu değerlerden yararlanarak Exchange Bias alanı da hesaplanabilmektedir.

$$H_{eb} = \frac{H_{c1} + H_{c2}}{2} = -\frac{J_{eb}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (3.8)$$

Denklem 3.8'e göre kaydırma etkisi negatif yönde olmalıdır. Literatürde rastlanan neredeyse tüm histerezis döngüleri de bu şekildedir. Buna rağmen pozitif kaydırma etkisi gösteren bazı istisnalar da bulunmaktadır [53], [54].

İdeal MB Modeli, kaydırma etkisini açıklayan en basit modeldir. Ancak deneylerle kıyasladığımızda hesaplanan değerlerin oldukça büyük olduğu gözlenmektedir.

Meiklejohn ve Bean'in daha gerçekçi olan bir diğer modelinde de, ideal modelden farklı olarak AFM spinlerin de alanla birlikte eş fazlı olarak dönebildikleri kabul edilmektedir. AFM spinlerin tek eksenli anizotropiye göre dönüş açıları Şekil 3.4'te α açısıyla gösterilmektedir. Antiferromanyetik filmin mıknatıslanması, iki alt örgüden oluştuğundan birbirlerine antiparalel iki vektör ile temsil edilmektedir.

Toplam enerjiyi antiferromanyetik tabakanın anizotropisini de içerecek şekilde yeniden düzenlersek,

$$E_A = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) + K_{AF} t_{AF} \sin^2(\alpha) - J_{eb} \cos(\beta - \alpha) \quad (3.9)$$

En basit durumda, FM anizotropisinin ihmal edilecek kadar küçük olduğu varsayılır. Öyle ki $K_F t_F \ll K_{AF} t_{AF}$ şartı deneylerle de gösterilmektedir. Buna göre birinci, üçüncü ve dördüncü terimlerden oluşan enerji terimini α ve β açılarına göre minimize ettiğimizde exchange bias alanını ideal modeldeki gibi olduğunu görebilmekteyiz.

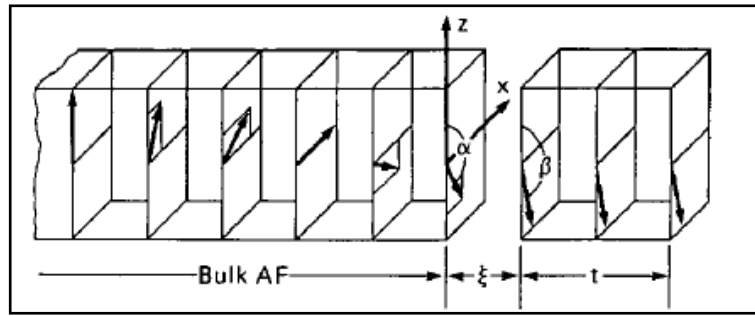
Bu aşamada elde edilen bir diğer sonuç da, kaydırma etkisinin gözlenebilmesi için $K_{AF} t_{AF} \geq J_{eb}$ şartının gerekliliğidir. Aksi durumlarda ise FM ve AFM spinler toplu bir şekilde yönleneceğinden dolayı döngüde kayma gözlenemez, yalnızca koersif alan değerleri artar.

Meiklejohn ve Bean'in modellerindeki tutarsızlık nedeniyle yeni modeller de geliştirilmeye devam etmiştir. Néel ve arkadaşları, zayıf anizotropiye bulunduran dengesiz AFM tabakalarında, AFM/FM eşleşmesi olduğu takdirde kısmi domen

duvarları olacağını öne sürmüşlerdir [55]. Buna göre, oluşan kısmi AFM domenleri Exchange enerjisinin büyük bir kısmını depolayacak ve histerezis döngüsündeki kaymayı azaltacaktır. Kısmi domen duvarı oluşumu EB etkisini anlamakta önemli bir adım olmakla beraber diğer modeller için de bir başlangıç noktası olmuştur.

1987 yılında Mauri ve arkadaşları, Exchange Bias etkisinin ilk domen duvarı modelini ortaya atmıştır. Bu modele göre FM spinlerin dönüşleri, AFM tabaka üzerinde, arayüze dik kısmi domen duvarları oluşmasına neden olmaktadır (Şekil 3.5) [56]. Mauri modelinin varsayımları aşağıda listelenmiştir.

- FM/AFM arayüzey etkileşmesi mükemmel bir düzlem üzerindedir,
- AFM filmin arayüzeyindeki katmanı dengesizdir,
- Dış alan yokken FM ve AFM altörgüler paralel mıknatıslanma durumundadır,
- FM filmin kalınlığı, FM domen duvarı genişliğinden küçüktür,
- FM spinler eş fazlı olarak yönlenebilir,
- Domen duvarı, AFM tabaka içerisinde meydana gelmektedir; film kalınlığı sonsuz kabul edildiğinden domen duvarı oluşumu kalınlıktan etkilenmemektedir,
- AFM tabakada tek eksenli anizotropi mevcuttur.



Şekil 3.5: Mauri modeline göre kısmi AFM domen duvarı oluşumu.

Ferromanyetik spinler z-eksenine göre β açısıyla eş fazlı dönüş yaptıklarında, en üstteki AFM altörgüsü üzerine tork uygularlar. Uygulanan tork nedeniyle AFM spinler α açısıyla ($\alpha < \beta$) yönlenecek kısmi domen duvarını oluşturmaya başlarlar. Oluşan domen duvarının enerjisi aşağıdaki gibi verilir.

$$\frac{E}{A} = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) - J_{eb} \cos(\beta - \alpha) - 2\sqrt{A_{AF} K_{AF}} (1 - \cos(\alpha)) \quad (3.10)$$

Bu denklemde birinci terim, ferromanyetik tabakanın sahip olduğu Zeeman enerjisi, ikinci terim ferromanyetik tabakanın anizotropi terimi, üçüncü terim arayüzey exchange enerjisi, dördüncü terim ise A_{AF} ve K_{AF} sırasıyla antiferromanyetik filmin exchange (*stiffness*) ve anizotropi sabitleri olmak üzere kısmi domen duvarının enerjisidir.

Bir sonraki adımda Mauri, eş fazlı dönüş için Meiklejohn-Bean modelinde kullanılan $K_{AF}t_{AF}$ terimini işleme dahil etmiş ve aşağıdaki tanımlamaları yaparak Exchange Bias alanına ulaşmıştır.

- $\lambda = J_{eb}/(2\sqrt{A_{AF}K_{AF}})$
- $J_{eb} = A_{F-AF}/\xi$
- $\mu = K_F t_F / 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$
- $k = \mu_0 H M_F t_F / 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$

Bu bilgileri kullanarak, Mauri ve arkadaşları iki koşul için Exchange Bias alanını belirlemişlerdir.

$$H_{eb} = -\frac{\left(\frac{A_{12}}{\xi}\right)}{\mu_0 M_F t_F} \quad \lambda \ll 1 \quad (3.11)$$

$$H_{eb} = -\frac{2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\mu_0 M_F t_F} \quad \lambda \gg 1 \quad (3.12)$$

Zayıf eşleşme durumunda ($\lambda \ll 1$) Exchange Bias alanı Meiklejohn-Bean modeli ile eşit olurken güçlü eşleşme durumunda ($\lambda \gg 1$) alan azalmaktadır. Bunun nedeni domen duvarı oluşumunun AFM spinlerin eş fazlı dönüşlerinden daha az enerji harcamasıdır.

Mauri modeli deneylerle daha uyumlu bir sonuç vermektedir. Exchange enerjisi tek bir atomik tabaka üzerinde kalmak yerine belirli bir kalınlıktaki ($\sim \pi\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$) duvar boyunca yayılmaktadır.

Malozemoff tarafından öne sürülen bir diğer modelde, önceki modellerde görülen kusursuz arayüzey yerine pürüzlülük ve yapısal kusurlardan doğan dengesiz

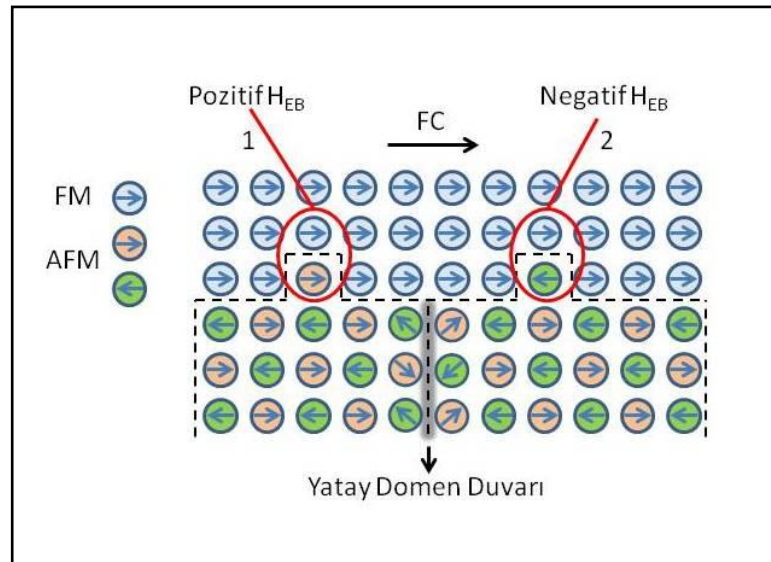
alanlar olduğu kabul edilir. Böylece arayüzeyde rastgele exchange bias alanlarından söz edilebilmektedir [57]-[59].

Modele göre, tek domen durumundaki ferromanyetik tabakayla eşleşen antiferromanyetik tabaka, enerjiyi minimuma indirmek üzere domenlere ayrılır. Ancak domen duvarları, Mauri modelinin aksine arayüzeye dik olarak oluşur. Antiferromanyetik domenlerin sayısı ne kadar fazla olursa arayüzey enerjisi o kadar azalacak fakat domen duvarı enerjisi de o kadar artacaktır. Malozemoff en uygun domen boyutunun $L \approx \pi\sqrt{A/K}$ olması gerektiğini göstermiştir [57].

Malozemoff modelinin verdiği Exchange Bias alanı, z arayüzeyinin düzensizliğini tanımlayan parametre olmak üzere, aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$H_{eb} = \frac{2z\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\pi^2 M_F t_F} \quad (3.13)$$

Şekil 3.6'da 1 ile gösterilen noktada bulunan spinler, başıboş (*frustrated*) olarak nitelendirilir ve pozitif exchange bias etkisine neden olur. Diğer taraftan, 2 ile gösterilen noktadaki spinler ise negatif exchange bias etkisine katkıda bulunur.



Şekil 3.6: Rastgele alan modelinde yüzey pürüzlülüğü nedeniyle oluşan alanlar. Tek yönlü anizotropinin kökeni de bu kusurlara atfedilmektedir.

İdeal Meiklejohn-Bean modelinde bahsedilen varsayımlara göre tek yönlü anizotropinin oluşması için arayüzeydeki antiferromanyetik spinlerin dengesiz olması gerekmektedir. Bu kabulü deneysel olarak ispatlayanlar, 40 yıl sonra Takano ve arkadaşları olmuştur [60], [61]. Yaptıkları deneylerin sonucu olarak öne sürdükleri modelde arayüzeydeki AFM spin yoğunluğunun ve H_{eb} alanının AFM kristalitlerin boyutuyla ilişkisini açıklamaya çalışmışlardır.

Takano ve arkadaşları her bir kristalitin eşleşme enerjisini, Heisenberg benzeri bir tanımlamayla,

$$U_{krist} = -|J_{eb}|S_{AF} \cdot S_F \quad (3.14)$$

olarak tanımlayıp arayüzey eşleşme enerjisini, $A/L^2 = N_c$ birim alandaki kristalit sayısı olacak şekilde hesapladılar.

$$U_{eb} = U_{krist} \frac{A}{L^2} \quad (3.15)$$

Bu modele göre L boyutlu tane üzerindeki dengesiz (*uncompensated*) spinlerin sayısı, $\langle \Delta N \rangle \propto L^{0.5}$ iken pürüzlülük hesaba katıldığında bu değer $\langle \Delta N \rangle \propto L^{0.9-1.4}$ arasında değişmektedir.

Özetlemek gerekirse, Takano modeli, dengesiz spinlerin tane boyutuna ters orantılı bağlılığını ve exchange bias alanı değerini doğru öngörmesi nedeniyle dikkat çeken bir teoridir. Buna ek olarak dengesiz spinlerin kökeninin AFM tane boyutundan ve arayüzey pürüzlülük özelliklerinden kaynaklanmasına da açıklık getirmektedir [62].

Nowak ve arkadaşları ise açıklamalarını, kusurların yalnızca arayüzeyde değil, antiferromanyetik tabaka içerisinde de yer aldığı bir Domen Durum (*State*) modeli üzerinden yapmışlardır. Bu modele göre domen oluşumu exchange bias gözlenmesi için önemli bir rol oynamaktadır. Domen durumları (*domain state*), alanda soğutma sürecinin ardından, doyuma ulaşmış FM tabaka ile temas halinde bulunan AFM tabakasında meydana geldiğinden net mıknatıslanma taşıyan bölgelerdir. Antiferromanyetik tabakadaki kusurlar da domen oluşumunu destekleyerek, dengeli ve dengesiz arayüzeyler arasında ara bölgeler meydana getirirler.

Sonuç olarak Nowak ve arkadaşlarının çalışmaları gösterir ki, kusurların veya domen oluşumu için gerekli enerjiyi düşüren diğer etkenlerin desteklediği domen durumları, EB etkisi gösteren FM/AFM yapılarda görülen genel bir özelliktir [63].

Radu, Spin Cam Modelinde FM/AFM arayüzeyinin spin-cam yapısına benzer başıboş spinlerden oluştuğunu iddia etmiştir. Özellikle antiferromanyetik tabakada AFM spinlerin dondurulduğu (yüksek anizotropi) ve alanla birlikte rahatça dönüş yapabildiği (düşük anizotropi) iki farklı durumdan söz edilmiştir [64]. Bu iki tipten ikincisi, başıboş (spin-cam durumu) olarak kabul edilir ve koersiviteyi artırıcı etkiye bulunur.

3.2.1. Dik Anizotropi ve Dik Exchange Bias

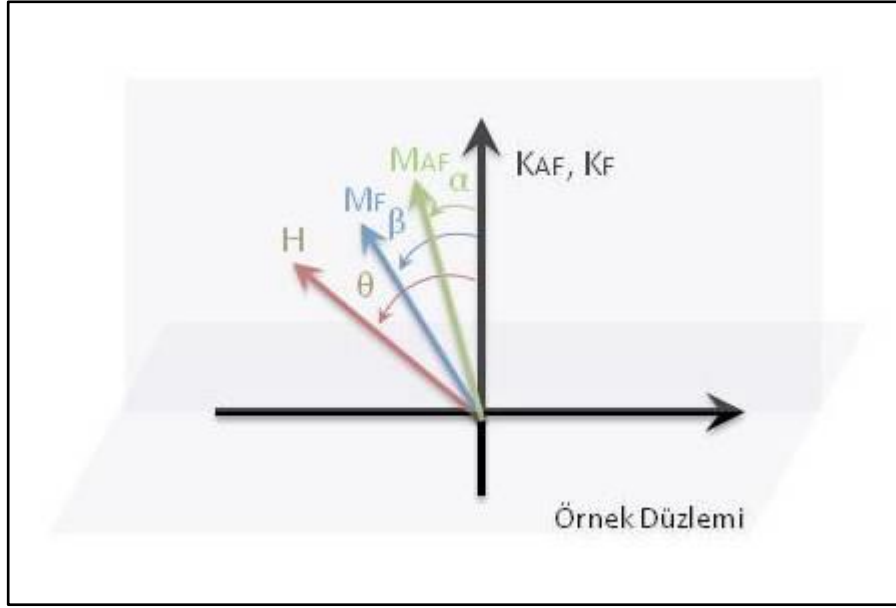
Örnek düzlemine paralel exchange bias etkisine benzer şekilde, dik exchange bias (DEB) da tek yönlü anizotropi olarak, farklı sistemlerde gözlenebilmiştir [65]-[67]. Buna bağlı olarak DEB sistemlerin, spintronik cihazlarda kullanım oranı da artmıştır. Bu ilginin başlıca sebepleri, ısıl ve manyetik stabilite göstermesi, düşük çalışma akımına ihtiyaç duyması ve yüksek yoğunluklu manyetik kayıt teknolojisine imkan sunmasıdır [68].

Paralel exchange bias sistemlerinden farklı olarak, DEB için kapsamlı teoriler geliştirilmemiş, çalışmalar genellikle deneysel sınırlarda kalabilmiştir [69]-[71]. Lin ve arkadaşları tarafından MB modeline benzer bir yaklaşımla türetilen teorik model aşağıda özetlenmektedir [72].

Bu modelde, birim alana düşen enerji, Denklem 3.9'daki gibi yazılır. Denklemde yer alan terimler, Şekil 3.7'de gösterildiği gibidir. Bu bilgiler ışığında, sistemin enerjisinin α ve β açılarına göre minimizasyonu ile,

$$K_{AF}t_{AF}\sin 2\alpha = J_{eb}\sin(\beta - \alpha) \quad (3.16)$$

sonucu elde edilir. Denklem 3.16'ya göre, exchange bias etkisinin gözlenebilmesi için $K_{AF}t_{AF} \geq J_{eb}$ şartının sağlanması gerekir.



Şekil 3.7 DEB sistemleri için mıknatıslanma vektörleri ve vektörler arasındaki açıların şematik gösterimi.

FM/AFM arayüzeyindeki exchange eşleşme enerjisi FM ve AFM spin vektörleri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$J_{ex} = J_{eb}(\vec{S}_F \cdot \vec{S}_{AF}) = J_{eb} \cos(\beta - \alpha) \quad (3.17)$$

Örnek düzlemine paralel durumdaki EB sistemlerinde J_{ex} genellikle FM ve AFM mıknatıslanma vektörleri arasındaki açının kosinüsüyle doğru orantılı olarak kabul edilir. Bunun nedeni tüm spinlerin örnek düzlemine paralel olarak düzenlenmiş olmasıdır. Diğer yandan, DEB sistemlerinde mıknatıslanmanın dik ve paralel olmak üzere iki bileşeni olabilir. Bu sebeple de değiş-tokuş integralinin (J_{ex}) davranışı farklı olabilir. DEB sistemlerinde FM ve AFM mıknatıslanma vektörleri arasındaki açı ne kadar küçük olursa olsun, tam olarak dik yönde eşleşmedikleri sürece dik exchange bias alanı görece küçük olacaktır.

DEB sistemlerinde mıknatıslanma vektörlerinin düzleme paralel ve dik iki bileşeni olması, değiş-tokuş integralinin de iki bileşen halinde yazılmasını gerektirir. Bu bileşenlerden biri $\vec{S}_{F\perp} \times \vec{S}_{AF\perp}$ çarpımı olup dik exchange bias özelliklerinin ilişkili olduğu bileşendir. Diğer bileşen ise $\vec{S}_{F\parallel} \times \vec{S}_{AF\parallel}$ çarpımı ile ifade edilir ve dik anizotropinin baskın olduğu durumlarda ihmal edilebilir düzeydedir.

Dik ve paralel bileşenlerin verdiği matematiksel sonucu, enerji denklemindeki (Denklem 3.9) yerine yazdığımızda yeni enerji denklemini aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$E_A = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) + K_{AF} t_{AF} \sin^2(\alpha) - J_{eb} \cos \beta \cos \alpha \quad (3.18)$$

Son olarak β açısına göre minimizasyon yapıldığında DEB sistemleri için exchange bias alanı değerine ulaşılmış oluruz.

$$H_{eb} = \frac{J_{eb} \cos \alpha + 2K_F t_F \cos \beta}{M_F t_F} \quad (3.19)$$

3.3. Exchange Bias Etkisinin Bağlı Olduğu Etkenler

Exchange bias etkisi ve exchange bias alanı değerinin bağlı olduğu etkenlerin başında sıcaklık ve kalınlık gelmektedir. Bununla beraber, ölçümün tekrarlanması da H_{eb} değerini değişmesine yol açan bir etkendir.

Engelleme Sıcaklığı: Exchange bias etkisi, engelleme sıcaklığı (*blocking temperature*) adı verilen bir sıcaklıkta ortadan kalkmaktadır. Engelleme sıcaklığı, bazı durumlarda katı antiferromanyetik malzemenin Néel sıcaklığından küçük iken, bazı durumlarda da bu sıcaklığa çok yakındır. Bu davranışın sebebinin AFM tane boyutu ve kalınlığıyla ilişkili olduğu düşünülmektedir [73]. Engelleme sıcaklığına, AFM tabakanın stokiometri ve çok fazlı yapısı da etki ettiği bilinmektedir [74].

Talim Etkisi: Belirli bir sıcaklıkta birbirini tekrar eden histerezis döngüsü ölçümlerinde H_c ve H_{eb} değerlerinin azalması talim etkisi (*training effect*) adı verilen bir nedene bağlanır. EB sistemlerinde iki tip talim etkisiyle karşılaşmaktadır [51]. Bunlardan ilki, ilk ve ikinci döngüler arasında gözlenir ve antiferromanyetik simetri kaynaklıdır [75]. İkincisinde ise deneysel olarak ilk ve n 'inci ölçümler arasında gözlenen exchange bias alanı değişiminin $H_{eb} \sim (n)^{-1/2}$ olduğu bulunmuştur [76].

AFM ve FM tabaka kalınlıkları: Genel olarak exchange bias alanı ferromanyetik tabakanın kalınlığıyla ters orantılı olarak değişmektedir.

$$H_{eb} \propto \frac{1}{t_F} \quad (3.20)$$

Bu bağıntı, FM tabaka kalınlığının sürekli olduğu durumlarda geçerlidir. Eğer bu tabaka çok ince olur ve süreksizlik gösterirse, exchange bias alanının kalınlığa bağlı değişimi daha karmaşık olacak ve numuneden numuneye değişiklik gösterebilecektir.

Antiferromanyetik tabaka kalınlığı ise yaklaşık 20 nm'ye kadar exchange bias alanına etki etmez. Ancak kalınlık belirli bir limitin altına indiğinde H_{eb} de etkisini kaybeder ve sifıra erişir. Bu azalma Meiklejohn-Bean modelinin $K_{AF}t_{AF} \geq J_{eb}$ şartından ileri gelmektedir.

3.4. Manyetik Yakınlık Etkisi

Önceki kısımlarda anlatılan exchange bias etkisini destekleyen Arayüzey değiş-tokuş eşleşmesi, aynı zamanda manyetik yakınlık etkisi (*magnetic proximity effect, MPE*) adı verilen bir başka etkinin görülmesine de zemin hazırlar [77]. Zuckermann, yaptığı teorik çalışmalarda bir ferromanyetik malzemenin, paramanyetik malzemeye mıknatıslanma kazandırabileceğini göstermiştir. Bununla beraber PM malzemenin faz geçiş sıcaklığının da FM tabakanın kalınlığıyla beraber artacağını tahmin etmiştir [78].

İki farklı manyetik bileşenin atomik düzeyde gösterdikleri “yakınlık”tan dolayı bu etki de manyetik yakınlık etkisi olarak adlandırılır [79]. Literatürdeki deneysel çalışmalara göre demir ve nikel gibi ferromanyetik malzemelerin manyetik olmayan paladyuma manyetik özellik kazandırdığı [80], [81] ve Py/CoO (FM/AFM) sisteminde kobalt oksitin Néel sıcaklığının yaklaşık 40 derece arttığı gözlenmiştir [82].

Manyetik yakınlık etkisine atfedilen bazı diğer özellikler, FM/AFM sistemlerinde T_N 'nin çok üzerinde koersivitenin artması [83], [84] ve dik manyetik anizotropinin desteklenmesi olarak sayılabilir [85].

- FM/PM Etkileşimleri: Ferromanyetik 3d metalleri (Fe, Co, Ni) ile paramanyetik 4d (Ru, Rh, Pd) ve 5d (Pt, Ir, W) metallerinin ara yüzeylerinde atomik temas ile

gerçekleşen etkileşimlerdir. Bu etkileşimler sonucu PM tabakada mıknatıslanma özelliği gözlenir.

- AFM/PM Etkileşimleri: Literatürde bir AFM malzeme ile eşleşen PM malzemenin de ara yüzeye yakın bölgelerde mıknatıslanma özelliği gösterdiği belirtilmiştir [86].

Arayüzeydeki manyetik yakınlık etkisi, paramanyetik malzemeye mıknatıslanma kazandırmakla beraber hem FM/PM hem de AFM/PM yapılarında exchange bias etkisine neden olmaktadır [87].

4. DENEYSEL YÖNTEMLER

Bu bölümde numunelerin hazırlanması, yapısal ve manyetik karakterizasyonu için kullanılan yöntemler hakkında kuramsal ve teknik bilgiler verilmektedir. Filmlerin büyütülmesinde *Magnetron Sputtering* tekniği, kaplama kalibrasyonu ve kimyasal analiz için X-ışını fotoelektron spektroskopisi (XPS), manyetik karakterizasyon için de manyeto-optik Kerr etkisi (MOKE) ve titreşimli örnek manyetometresi (VSM) teknikleri kullanılmıştır.

4.1. Magnetron Sputtering (MS)

Fiziksel buhar biriktirme (PVD) yöntemlerinde buharlaştırma, sıcaklıkla sağlanabildiği gibi momentum aktarımı sayesinde parçacıkların koparılması yoluyla da gerçekleşebilir. *Sputtering* terimi, yüzeye çarptırılan iyonların, enerjilerine göre belirli sayıda atomlardan oluşan parçacıkları kopartması, sıçratması anlamında kullanılmaktadır [88].

MS sistemlerinin araştırma boyutundaki kaplamalarda oldukça güvenilir sonuçlar vermesi bir tercih sebebi olmasını sağlamıştır. Aşağıdaki nedenler de bu tercihi desteklemektedir.

- Kaplama homojenliği, yüzey pürüzsüzlüğü,
- Hedef malzeme çeşitliliği, oksitlenme, nitrüleme vb. ile alaşım oluşturabilme,
- Yüzeye iyi tutunabilme özelliği (adhezyon),
- Diğer buharlaştırma yöntemlerine kıyasla yüksek hızda kaplama [89].

Magnetron Sputtering sistemleri bilimsel araştırmalar için yaygın olarak kullanılmakla beraber endüstriyel çaptaki kullanımlarda da tercih edilmektedir [90].

Magnetron Sputtering tekniği vakuma alınmış bir haznede gerçekleşir. Bu vakum haznesinin taban basıncı sistemden sisteme değişmektedir, fakat örneklerin hazırlandığı sistem için bu basınç değeri $\sim 10^{-8}$ mbar seviyelerinde olup bu değer UHV şartları olarak adlandırılmaktadır. Kaplama esnasında ise sisteme gaz verildiği için basınç 10^{-3} mbar mertebesine yükselir. Bu gaz, yüksek saflıkta (6N) bir soygaz (Ar, Ne, He, Kr ...) olmalıdır. Genellikle, helyum ve neondan daha ağır olan,

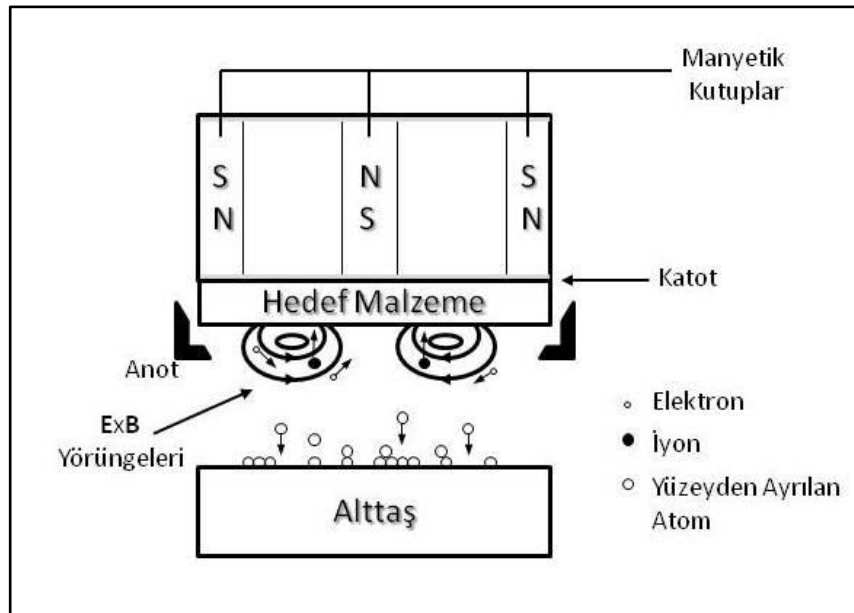
kriptondan ve ksenondan ise daha ucuz olan argon gazı kullanılmaktadır. Sistem istenilen basınç şartlarına getirildiğinde, katot yani hedef malzemeye (*target*) yüksek DC gerilim uygulanır. Bu gerilim altında anoda doğru hızlanan elektronlar, argon atomlarıyla çarpışarak argon iyonları açığa çıkartır ve plazmayı başlatmış olurlar.



Argonu iyonize etmek için, elektronların sahip olması gereken enerji yaklaşık 15.7 eV 'dir [91]. İyonize olan argon atomlarından ayrılan elektronlar ikincil elektronlar olarak tanımlanırlar.

Magnetron Sputtering sistemlerinde farklı anot-katot konfigürasyonları söz konusudur. Bu çalışmada kullanılan MS sisteminde katot; hedef malzeme, anot ise hedef malzemeyi çevreleyen bir bilezik olarak tasarlanmıştır.

İyonizasyon sonucu açığa çıkan ikincil elektronlar, elektrik alana dik uzanan bir manyetik alan tarafından hedef malzeme yüzeyine yakın bölgelerde tutulurlar (Şekil 4.1). Böylelikle plazmanın daha çabuk tutması ve daha verimli olması da sağlanır.



Şekil 4.1: Magnetron Sputtering yönteminin şematik gösterimi.

Magnetron kullanılmasının bir diğer avantajı da, ortamda bulunan elektronların, altaş yüzeyine çarparak kontrolsüz bir ısıl işlemi engellemesidir.

Ayrıca oluşturulan plazmanın düşük ısı sığasına sahip olması da numunenin ısınarak bozulmasına engel olmaktadır.

4.1.1. RF Magnetron Sputtering

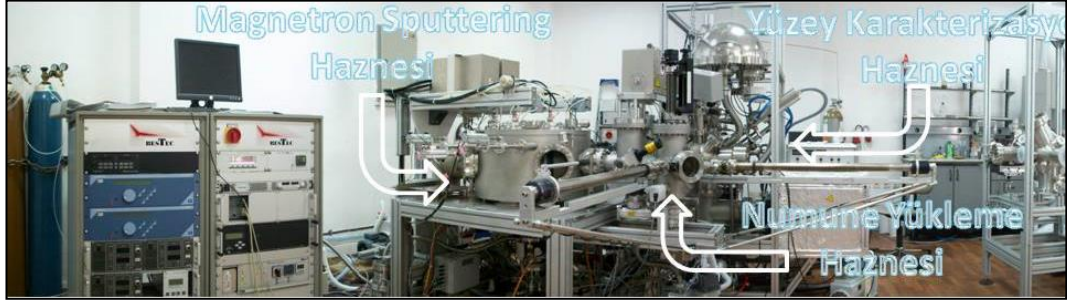
Magnetron Sputtering sistemlerinde hedef malzemenin kendisi katot olarak kullanıldığından, yalnızca elektriksel iletkenliğe sahip malzemelerin kullanımına uygundur. Dielektrik veya manyetik malzemeler hedef malzeme olarak kullanılmak isteniyorsa, güç kaynağı değiştirilmeli, radyo frekansında alternatif akım kullanılmalıdır. Uygulanan potansiyelin frekansı yeterince yüksek olduğunda, bu potansiyel altındaki elektronlar, bağlı buldukları ve kendilerine oranla oldukça ağır olan argon atomu çekirdeklerinden daha fazla yol alırlar ve iyonizasyon için gerekli kinetik enerjiye sahip olurlar. İyonizasyon için gerekli frekans yaklaşık $1MHz$ olmakla beraber, sistemlerde genellikle $13.56MHz^1$ frekansı tercih edilir.

- GYTE Nanoteknoloji Laboratuvarı

Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Nanoteknoloji Laboratuvarında kullanılan UHV sistemi üç ayrı kısımdan oluşmaktadır. Bunlar; *Magnetron Sputtering* kaplama, örnek yükleme ve analiz kısımlarıdır. Kaplamaların yapıldığı *Magnetron Sputtering* haznesine (Bestec UHV Sputtering System 200) üçü DC, biri pulslu DC (PDC), ikisi de RF güç kaynağıyla kontrol edilebilen toplam altı adet hedef malzeme yüklenebilmektedir. Kullanılan hedef (*target*) malzemelerin çapları 3 inç olup kalınlıkları $1mm$ ile $5mm$ arasında değişmektedir. Numune yükleme haznesine (*Load Lock Chamber*) kaplama veya analiz yapılmak üzere bir seferde on numune yüklenebilir. Yüklenen numunelere kaplama öncesinde tavlama (*annealing*) gibi ısı işlemler yapılabileceği gibi RF plazma dağlama (*etching*) işlemi de yapılabilir. Bu işlemlerle numune yüzeyi üzerindeki yapısal bozuklukların iyileştirilmesi ve adsorbe olmuş moleküllerin (azot, oksijen, hidrokarbonlar vb.) uzaklaştırılması hedeflenmektedir. Bu işlemlerden sonra alttaş, kaplama için hazır hale gelmektedir. *Magnetron Sputtering* sisteminde alttaş ile hedef malzeme arasındaki uzaklık $10mm$ ile $100mm$ aralığında ayarlanabilir. Ayrıca sisteme giren argon gazının akış hızı da

¹ ABD Federal Haberleşme Komisyonu'nun izin verdiği en yüksek değerdir.

kontrol edilebilmektedir. Bunlara ek olarak MS sistemi aynı anda iki güç kaynağının (bir DC ve bir RF) çalıştırılmasıyla co-sputter¹ yapılacak şekilde programlanabilir. Sistem bu opsiyonuyla hem alaşımlandırmaya, hem de çok katlı filmlerin hazırlanmasına olanak sağlar. Kaplamalar sırasında tutucunun altına yerleştirilmiş *Pyrolitic Boron Nitride* (PBN) ısıtıcı ile oda sıcaklığından 1200°C'ye kadar sıcaklık ayarı yapılabilmektedir.



Şekil 4.2: GYTE Nanoteknoloji Laboratuvarı.

4.2. Fotoelektron Spektroskopisi

Magnetron Sputtering ile kaplama yapmadan önce, kaplama kalınlık kalibrasyonu için; kaplamadan sonra ise yapısal karakterizasyon amacıyla UHV sisteminin Şekil 4.2'de görülen yüzey karakterizasyon birimi kullanılmaktadır. Bu hazne içerisinde Ultraviyole Fotoelektron Spektroskopisi (UPS), Auger Elektron Spektroskopisi (AES), İyon Saçılma Spektroskopisi (ISS) gibi sistemlerle birlikte bu çalışmada kullanılan X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi (XPS) de bulunmaktadır. Bu sistemlerden UPS ve XPS ortak olarak fotoelektron spektroskopisi olarak adlandırılmaktadır.

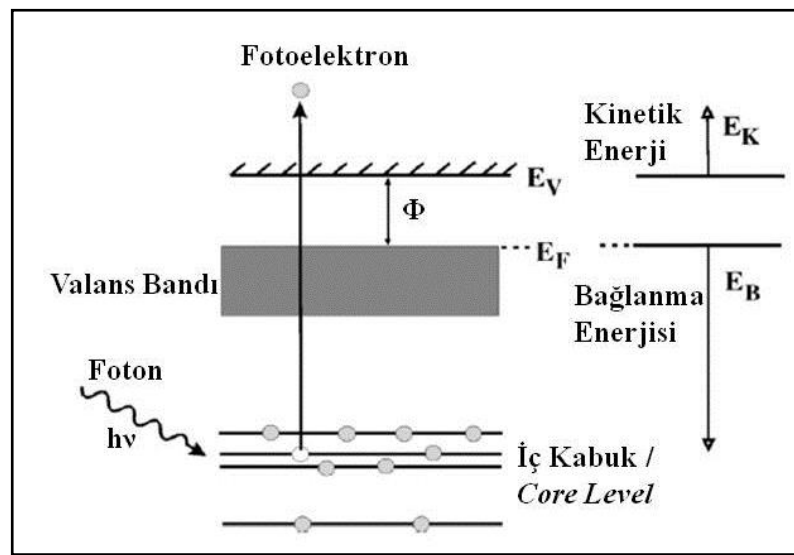
Fotoelektron spektroskopisinin temeli, ilk defa 1887 yılında Heinrich Hertz tarafından gözlemlenen ve 1905 yılında Albert Einstein'ın açıkladığı fotoelektrik etkiye dayanmaktadır [92], [93]. Deney sistem ve cihazlarının gelişmesiyle, bu yöntem elektronik yapı hakkında bilgi veren en güçlü teknikler arasına girmiştir.

¹ co-sputter süreci, numune tutucunun (*sample holder*) sırasıyla iki kaynağın kaplama alanlarına geçmesiyle gerçekleştirilir.

$$E_K = h\nu - E_B - \Phi \quad (4.2)$$

Fotoelektron spektroskopisinde monokromatik bir elektromanyetik dalga kaynağı tarafından aydınlatılan yüzeyden ayrılan fotoelektronlar, elektron enerji analizöründe kinetik enerjilerine göre analiz edilirler. Denklem 4.2’de fotoelektronların vakum seviyesindeki kinetik enerjileri, $h\nu$, foton enerjisi; Φ , iş fonksiyonu ve E_b , bağlanma enerjisi üzerinden tanımlanmıştır.

Fotoelektronların üretilme süreci, enerji band diyagramları üzerinden Şekil 4.3’te gösterilmiştir [94].



Şekil 4.3: Fotoelektronların uyarılması ve enerji band diyagramı.

Fotoelektron spektroskopisinde teknikler, kullanılan fotonların enerjisine göre farklı adlar alırlar. Deneyde kullanılan fotonun enerjisi, X-ışınlarına karşılık gelen 200 – 2000 eV arasında ise XPS, morötesi (ultraviyole) bölgelere karşılık gelen 10 – 60 eV arasında ise UPS olarak adlandırılır.

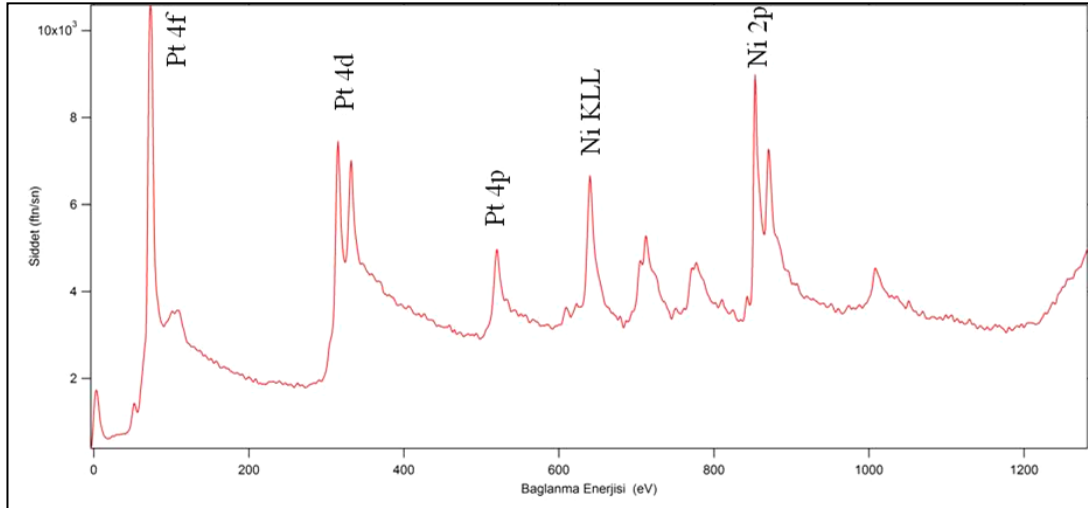
4.2.1. X-Işını Fotoelektron Spektroskopisi

XPS, malzeme yüzeyinden yaklaşık on nanometre derinliğe kadar etkili, element hassasiyetine sahip bir yüzey karakterizasyon tekniğidir. Yüzeyin kimyasal kompozisyonunu belirlemenin yanı sıra yüzey bileşenlerinin stokiyometrisi hakkında da bilgi verir.

XPS tekniğinde, UHV şartlar altında malzeme yüzeyi ile X-ışınlarının etkileşmesi söz konusudur. X-ışını kaynağı olarak genellikle tek dalga boyulu (monokromatik) $Al - K_{\alpha}$ (1486.6 eV) ya da $Mg - K_{\alpha}$ (1253.6 eV) anotlar kullanılır. Gelen ışınlar, sahip oldukları enerji nedeniyle malzemenin iç kabuktaki (*core level*) elektronlarının uyarılmasına neden olur. İç kabuklardan sökülen elektronların kinetik enerjileri, bağlanma enerjilerinin fonksiyonu olduğundan (Denklem 4.2) her bir element için karakteristik bir değer alınır.

İç kabuklardan ayrılan her bir elektron ardında bir boş durum (*hole*) bırakır. Bu enerji seviyeleri daha üstteki seviyelerden ya da valans bandından gelen elektronlar tarafından doldurulabilir. Bu geçiş esnasında açığa çıkan enerji bir Auger elektronunun koparılmasıyla ya da X-ışınları yayınlanmasıyla dengeye ulaşır.

Elektron enerji analizöründe fotoelektronlar ve Auger elektronlarının kinetik enerjiye karşılık şiddet (*intensity*) spektrumu elde edilir. Denklem 4.2'yi kullanarak aynı spektrum, bağlanma enerjisine karşılık şiddet olarak da elde edilebilir. Bağlanma enerjilerinin spektrumda saptanmasıyla elementel analiz, kimyasal stokiyometri ve kimyasal bağlar hakkında bilgiler alınabilir. Şekil 4.4'te tipik bir XPS spektrumu verilmiştir. Spektrumda platin ve nikelin ana pikleri, ikincil pikleri ve Auger pikleri görülmektedir.



Şekil 4.4: Silisyum alttaş üzerine sırasıyla Pt(20Å) ve Ni(20Å) kaplama yapılmış numune için geniş tarama (*wide scan*) spektrumu.

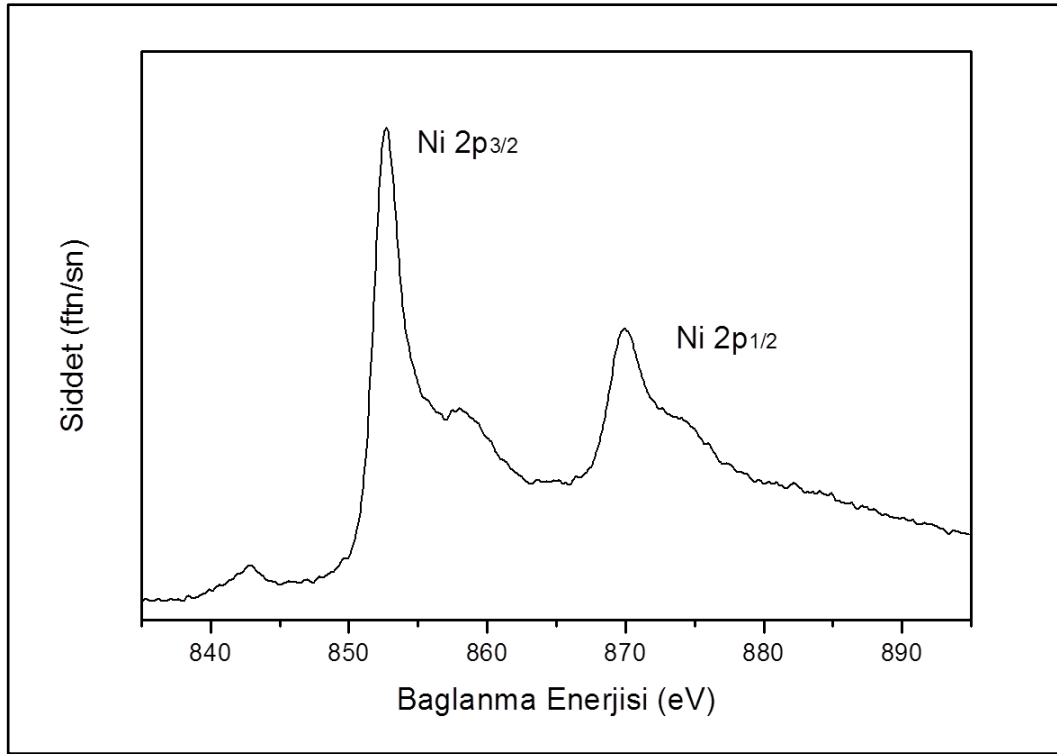
XPS analizinde yapılabilecek ikinci bir tarama seçeneği de yüksek çözünürlüklü çoklu taramadır. Bu tarama, geniş taramada gözlenen elementlerin ana

piklerine yapılan, belirli enerji aralıklarını kapsayan ve daha düşük enerji adımlarıyla sürdürülen bir taramadır. Bu spektrum üzerinde yapılan fitleme işlemiyle, elementel analiz ve kimyasal yapı sonuçlarına ulaşılabilir.

Şekil 4.4'te verilen geniş tarama XPS spektrumunda dikkati çeken, platin ve nikelten gelen fotoelektron ve Auger pikleriyle birlikte, arkaplan ışınımıdır. Düşük bağlanma enerjilerinde Bremsstrahlung ışınımı, yüksek bağlanma enerjilerinde ise inelastik saçılmaya uğramış fotoelektronlar bu arkaplan ışınımına katkıda bulunurlar.

Uydu (*satellite*) pikleri ve plasmonlar bir XPS spektrumunda gözlenebilecek diğer olası piklerdendir. *Shake-up* ve *Shake-off* olarak adlandırılan uydu piklerinin bağlanma enerjileri birincil piklerden birkaç *eV* daha yüksek olup bu etkinin kökeninde hali hazırda uyarılmış durumdaki elektronların fotoemisyonu vardır [95].

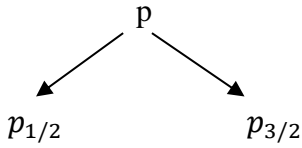
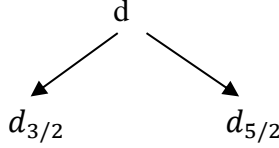
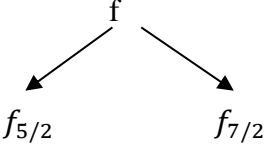
Spin-orbit eşleşmesine bağlı olarak enerji yarılmaları, XPS spektrumlarında genellikle gözlenen bir fenomendir. Fotoelektron piklerinin, elektronların spinleri (*s*) ve orbital açısal momentumlarının (*l*) etkileşimi sonucu, iki bileşene ayrılması aşağıda, Şekil 4.5'te gösterilmiştir.



Şekil 4.5: Ni 2p orbitallerinden alınan yüksek çözünürlüklü XPS spektrumu.

Farklı orbitallerden gelen elektronlarda gerçekleşen farklı miktarda enerji yarılmaları, Russell-Saunders Eşleşmesi kurallarına göre belirli bir düzen içerisinde. Örneğin bir p-orbitalinde, $J_+ = L - 1/2$ ve $J_- = L + 1/2$ olmak üzere iki spektroskopik yarıma gözlenir. Bu iki durumun oranı, aynı zamanda pikler altında kalan alanların (toplam elektron sayılarının) oranını da vermektedir. Orbital açısal momentumu sıfır ($l = 0$) olan s-orbitalleri için herhangi bir enerji yarılmadan söz edilemez. Diğer orbitaller için enerji yarılmaları ve pik-alan oranları aşağıdaki tabloda özetlenmiştir.

Tablo 4.1: a) p, b) d ve c) f orbitalleri için spin-orbit eşleşmesine bağlı enerji yarılmaları ve pik alan oranları.

a) $l=1$	b) $l=2$	c) $l=3$
		
$S = -1/2$ $S = +1/2$ Alan Oranı 1:2	$S = -1/2$ $S = +1/2$ Alan Oranı 2:3	$S = -1/2$ $S = +1/2$ Alan Oranı 3:4

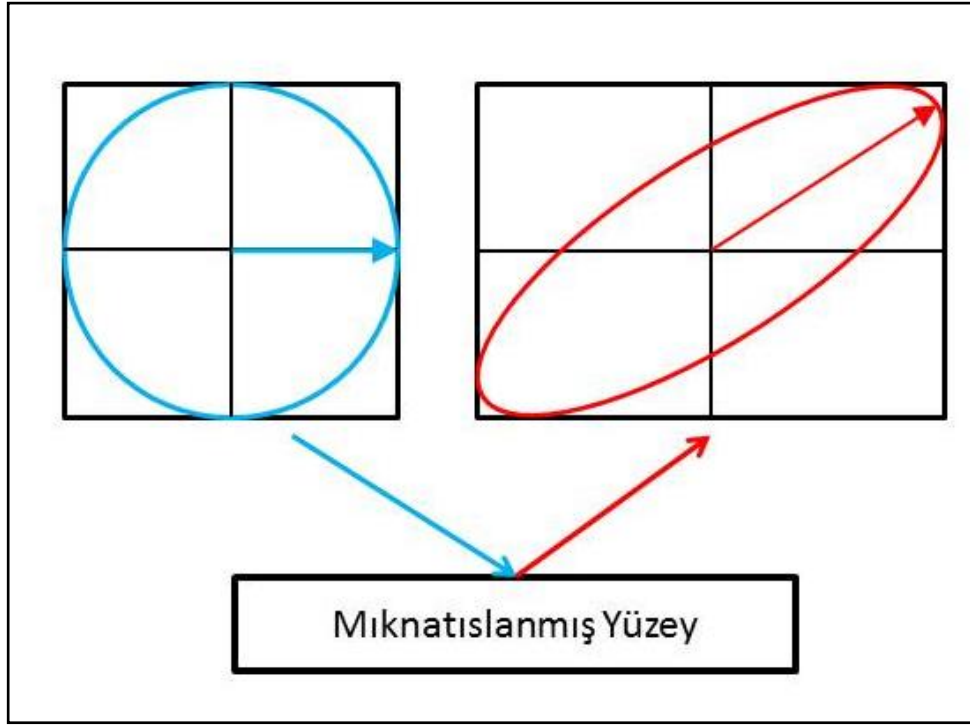
4.3. Manyeto-optik Kerr Etkisi

Manyetik malzemedan geçen ve yansıyan elektromanyetik dalgaların polarizasyonlarının değişmesine, bu etkileri gözleyen bilim adamlarının isimlerine atfen, sırasıyla Faraday ve Kerr etkileri adı verilmektedir.

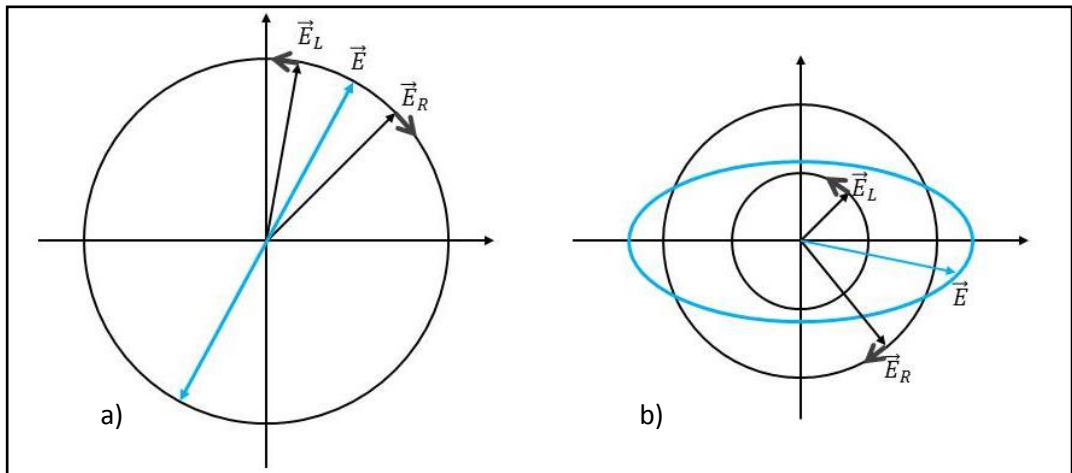
Manyeto-optik Kerr etkisinin (MOKE) temelinde doğrusal polarize ışığın, çarptığı mıknatıslanmış yüzeyden ayrılırken eliptik polarize olması ve polarizasyon açısının sapması vardır. Bu iki özellik de mıknatıslanmayla doğru orantılı olmakla beraber, malzemenin türüne ve kullanılan ışığın dalgaboyuna bağlı da değişebilir. Işığın malzeme içerisine nüfuz edebildiği derinlik birkaç yüz Angström ile sınırlıdır [96].

Şekil 4.6'daki gibi bir ışığın polarizasyon durumu, ışığın elektrik alan vektörünün yatay ve dikey bileşenleri ile ifade edilir. Doğrusal polarize ışık, belirli

bir elektrik alan vektörünün tek bir düzlemdeki salınımıyla gösterilebileceği gibi, iki farklı dairesel polarizasyonun süperpozisyonu olarak da temsil edilebilir. Bu iki farklı dairesel polarizasyon, sağ-dairesel polarizasyon (RCP) ve sol-dairesel polarizasyon (LCP) olarak isimlendirilir. Dairesel polarizasyon, diğer polarizasyon türlerini tanımlamakta da kullanılabilir.



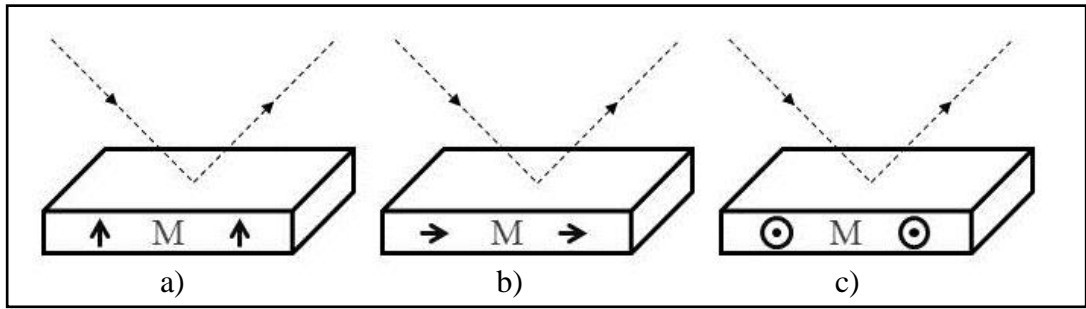
Şekil 4.6: Doğrusal polarize ışık (mavi) mıknatıslanmış yüzeyden ayrılırken polarizasyon açısını değiştirir ve eliptik polarize (kırmızı) olarak yansır.



Şekil 4.7: Doğrusal ve eliptik polarizasyona sahip ışığın a) RCP ve b) LCP ışıklar ile gösterilmesi.

Doğrusal polarize ışığın polarizasyon eksenini, geliş düzlemine paralel veya dik olabilir. Paralel olması durumunda p-polarize, dik olması durumunda da s-polarize olarak sınıflandırılır.

MOKE için gelen ışığın polarizasyonu kadar yüzeydeki mıknatıslanma vektörünün yönü de önemlidir. MOKE ölçümleri, mıknatıslanma yönüne göre polar, enine ve boyuna olmak üzere üç tip geometride incelenebilir. Polar MOKE geometrisinde mıknatıslanma ışığın geliş düzlemine ve yüzey normaline paraleldir. Yani dik mıknatıslanma durumu söz konusudur. Boyuna MOKE için mıknatıslanma vektörü geliş düzlemine paralel, fakat yüzey normaline dik uzanmaktadır. Son olarak, enine MOKE geometrisinde ise mıknatıslanma vektörü hem ışığın geliş düzlemine hem de yüzey normaline diktir. Paralel mıknatıslanma ölçümlerinde genellikle boyuna MOKE geometrisi tercih edilmektedir.

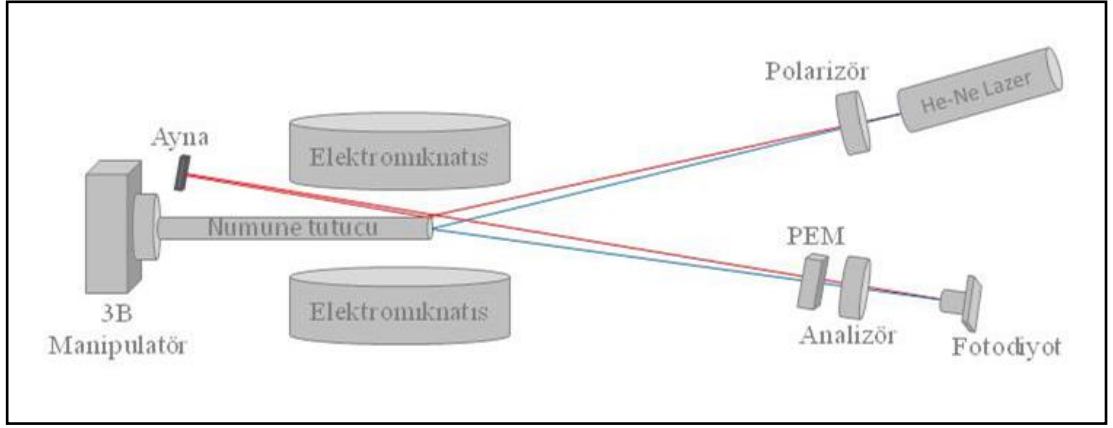


Şekil 4.8: a) Polar, b) boyuna ve c) enine MOKE geometrileri.

MOKE sistemi, VSM, SQUID gibi diğer manyetometrik sistemlere göre daha pratik olması sebebiyle, hazırlanan numunenin histerezis döngüsünü hızlı bir şekilde tespit edebilmek için sıklıkla kullanılan bir sistemdir.

- GYTE MOKE Laboratuvarı

GYTE Fizik Bölümünde yer alan MOKE laboratuvarında nanoyapılı manyetik ince filmlerin oda sıcaklığında manyetik karakterizasyonu, *Nanosan Instruments* markalı *SmartMOKE* mıknatıslanma ölçüm sistemi ile yapılmaktadır. Bu sistemde ışık kaynağı olarak kırmızı (632nm) He-Ne lazeri kullanılmaktadır. Bunun dışında bir optik masa üzerinde üç boyutlu manipulatör, numune tutucu, çift kutuplu elektromıknatıs, analizör, polarizör, fotoelastik modülatör ve Hall sensöründen oluşan bilgisayar kontrollü sistem Şekil 4.9'da gösterilmiştir.



Şekil 4.9: Optik masa üzerinde polar (kırmızı) ve boyuna (mavi) MOKE geometrilerinin şematik gösterimi.

He-Ne lazerden gelen ışık polarizörde doğrusal polarizasyon durumuna geçerek numune üzerine düşer. Boyuna MOKE için doğrudan yansiyarak devam ederken polar MOKE içinse non-manyetik bir aynadan ikinci defa yansiyarak fotodiyota doğru ilerler.

Yansıyan ışık fotodiyota gelmeden önce PEM ve Analizörden geçmektedir. PEM, piezoelektrik elemanlar tarafından sinüzoidal titreşim uygulanan geçirgen bir kuvars çubuğudur. Kuvars çubuğa uygulanan mekanik gerilmeler nedeniyle çift-kırılma etkisi ortaya çıkar. MOKE sisteminde PEM, yansıyan ışığın polarizasyonunun modüle edilerek Kerr dönmesinin hassasiyetle ölçülebilmesini sağlamak için kullanılır. Son olarak analizörden geçen ışık, burada gereken polarizasyona izin verilerek fotodiyota ulaşır.

MOKE sisteminde elde edilen veriler, manyetik alana karşı fotodiyota ulaşan ışığın şiddeti olarak elde edilir. Tüm veri toplama işlemleri bilgisayar kontrollü olarak yapılmaktadır.

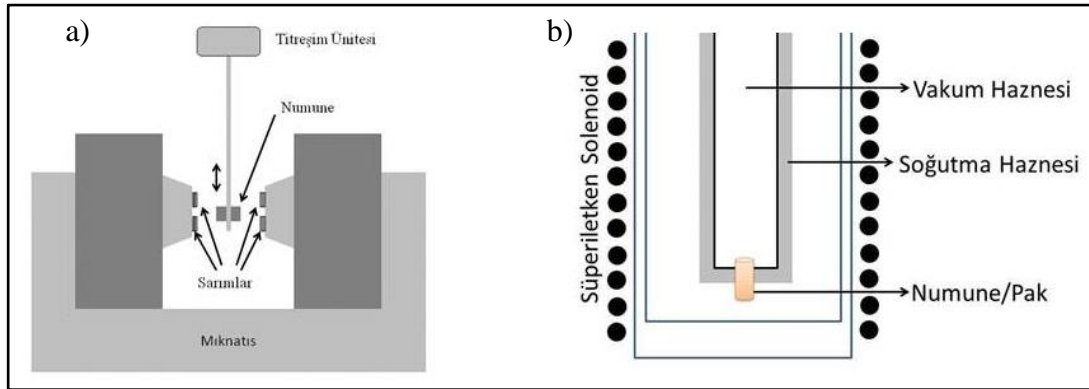
4.4. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM)

VSM (*Vibrating Sample Magnetometer*), düzgün manyetik alana dik bir şekilde titreşen numunenin manyetik özelliklerini ölçen bir sistemdir. Simon Foner'in keşfi olan bu teknikle, manyetik malzemelerin hemen hepsinin karakterizasyonu yapılabilir [97]. Bu ölçümler arasında en yaygın olanı manyetik histerezis döngüsüdür ki, döngünün şekli üzerinden, doyum mıknatıslanması, koersif alan, kalıcı mıknatıslanma, geçirgenlik ve duygunluk değerleri de bulunabilir.

PPMS-VSM (*Physical Properties Measuring System*) olarak da adlandırılan sistemlerde, farklı manyetik alan ve sıcaklıklar altında numunenin diğer bazı fiziksel özelliklerinin ölçümleri de yapılmaktadır. Sıcaklığa bağlı ölçümler ile numunelerin Curie ve Néel sıcaklıkları da bulunabilmektedir.

- Çalışma Prensibi

Kullanılan *Quantum Design PPMS* sisteminin VSM opsiyonunda ölçüm yapma mekanizması aşağıdaki şekilde gibidir [4], [98].



Şekil 4.10: a) VSM mekanizmasının şematik gösterimi. b) PPMS-VSM cihazında numune haznesinin şematik gösterimi.

Şekil 4.10a'da gösterilen numune, sarımlara yakın mesafede aşağı-yukarı titreşim hareketi yaparak sarımlarda bir voltaj indükler. Bu esnada sarımlardan geçen toplam manyetik akı, $\omega = 2\pi f$ ve C_1, C_2 sabitler olmak üzere,

$$\varphi = C_1 H + C_2 m \sin(\omega t) \quad (4.3)$$

olur. Faraday yasasına göre sarımlarda indüklenen voltaj,

$$V_{ind} = -\frac{d\varphi}{dt} = -C_2 m \sin(\omega t) \quad (4.4)$$

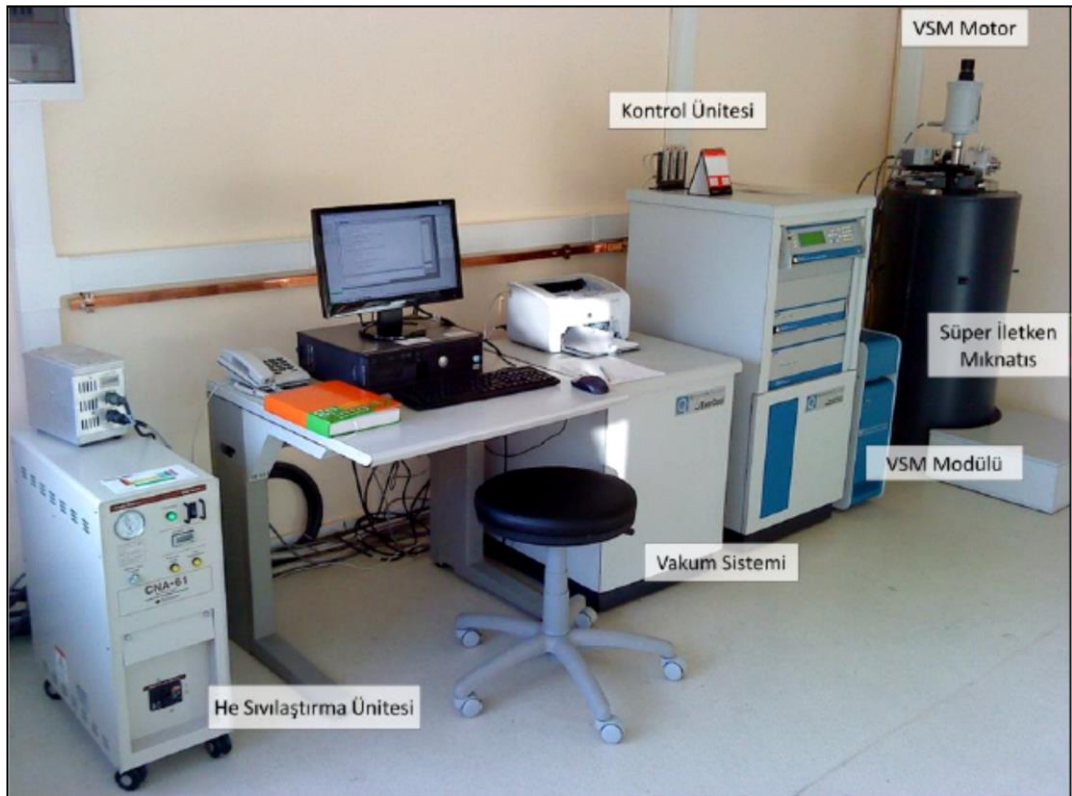
olarak bulunur. Voltajı belirleyen tek değişken olan m , malzemenin manyetik momentidir. İndüklenen voltaj küçük olsa dahi, sisteme entegre yükselticiler ile okunacak seviyeye getirilebilir.

PPMS-VSM sistemlerinde yüksek manyetik alana ulaşmak için geleneksel elektromıknatıslar yerine, süperiletken solenoidler kullanılır. Bilindiği üzere, süperiletkenliğin gözlenebilmesi için çok düşük sıcaklığa inilmelidir. Bu nedenle, Şekil 4.10b’de gösterilen soğutma haznesine sıvı helyum (LHe) eklenerek istenilen sıcaklığa inilmesi sağlanır.

- GYTE VSM Laboratuvarı

Bu çalışmada GYTE Fizik Bölümünde bulunan *Quantum Design* firması tarafından üretilen *PPMS9T* cihazı kullanılmıştır. Bu laboratuvarında kullanılan sistem, Şekil 4.11’de ayrıntılı olarak gösterilmiştir [99].

Bu sistemde numuneye 9 Teslaya kadar manyetik alan uygulanabilmekte ve 2 ila 1000 Kelvin arasındaki sıcaklıklarda ölçüm yapılabilmektedir. Ölçümü yapılacak numune uzun bir çubuk kullanılarak tankın içindeki süperiletken mıknatısların ortasına konulur. 40 Hz’lik frekansıyla 1 – 3 mm genlikli titreşim aralığında hareket eden numunenin manyetik momentleri, 10^{-6} erg/Oe hassasiyetle ölçülebilmektedir.



Şekil 4.11: Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümü VSM Laboratuvarı.

5. NUMUNE HAZIRLAMA

Dik mıknatıslanma ve Exchange Bias etkisi göstermesi hedeflenen çok katlı ince filmlerde, ferromanyetik tabaka olarak nikel, antiferromanyetik tabaka olarak da kobalt oksit seçilmiştir. Bahsedildiği gibi, Exchange Bias etkisinin gözlenebilmesi için $T_C > T_N$ şartının sağlanması gerekmektedir.

Dik ve paralel mıknatıslanma durumlarını da inceleyebilmek için nikel kalınlıkları farklı altı ayrı numune hazırlanmıştır. 12, 14, 16, 18, 20, 22, 24, 26, 28 ve 30 Angströmlük nikel tabakalarıyla, hazırlanan filmler Şekil 5.1’de gösterilmiştir.



Şekil 5.1: Ni/CoO çok katlı ultra ince film yapısı.

Yapıda nikel ve kobalt oksitin dışında platin katmanları da bulunmaktadır. En alttaki tabaka (*buffer layer*) düşük plazma gücünde büyütülen, küçük tanelerden oluşan platin tabakasıdır ve alttaş ile kobalt oksit tabakası arasında koruyucu görev üstlenir. Bu tabaka sayesinde tavlama sırasında ortadan kalkmamış olan yüzey pürüzlüklerinin azaltılması, böylece yüzey pürüzlüklerinin exchange bias etkisi ve CoO tabakanın Néel sıcaklığı üzerine etkilerinin de minimize edilmesi hedeflenmektedir.

Nikel ve kobalt oksit arasındaki platin tabakası ise bu iki tabakayı kimyasal bağlardan ve difüzyondan ayıran tabakadır (*spacer layer*). İlk bakışta bu tabakanın nikel ve kobalt oksit arasındaki etkileşimleri engelleyeceği düşünülebilir. Birçok deneysel çalışma, FM ve AFM arasındaki etkileşimin manyetik olmayan ayırıcı tabakanın varlığında da gözlenebildiğini belirtmiştir [66], [100], [101].

Gökemeijer'in çalışmasına göre FM ve AFM arasındaki etkileşimler onlarca Angström kalınlığa kadar etkisini sürdürmektedir [102]. Thomas ise 8-10Å kalınlıktan sonra exchange bias etkisinin ortadan kalktığını öne sürmektedir [103]. Bu verilere göre seçilen Pt(5Å) tabakasının filmler arasındaki etkileşime olumsuz etki etmediği söylenebilir.

Son olarak en üstteki platin tabakası (*cap layer*), yapıyı özellikle de nikel tabakasını atmosferik etkilerden kaynaklanabilecek oksitlenmeye karşı korumak amacıyla büyütülmüştür. Zira nikelin oksitlenmesi, antiferromanyetik olan nikel oksit tabakası oluşturarak manyetik özelliğini etkilemektedir.

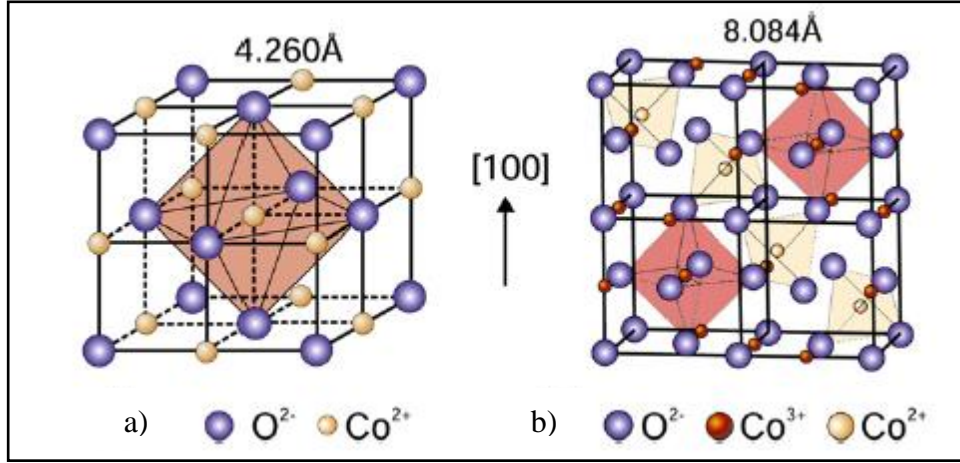
5.1. Malzeme Seçimi

- Nikel

Hacim merkezli kübik (fcc) yapıdaki nikel, oda sıcaklığında ferromanyetik özellik gösteren üç geçiş metalinden biridir. Bilindiği gibi fcc yapılarda mıknatıslanmanın kolay eksenleri {111} doğrultularındadır.

- Kobalt Oksit

Literatürde kobalt oksit için iki kararlı ve bir kararsız fazı olduğu belirtilmektedir [104]. Kaya tuzu yapısındaki CoO ile spinel yapısındaki Co₃O₄ kararlı kristaller olarak bulunabilirken yapılan çalışmalarda kararlı Co₂O₃ fazı elde edilememiştir [105]. Normal spinel yapıdaki Co₃O₄'ü oluşturan iki ve üç değerlikli kasyonlardan tetrahedral koordinasyondaki Co²⁺ iyonları manyetik momente katkıda bulunurken oktahedral koordinasyondaki Co³⁺ iyonları diyamanyetiktir [106]. Kobalt oksitin kararlı fazlarına ait kristal yapıları Şekil 5.2'de gösterilmiştir [107].



Şekil 5.2: Kobalt oksitin iki kararlı fazı olan a) CoO ve b) Co_3O_4 'in kristal yapıları.

Kobalt oksit fazları arasındaki geçiş, büyütme şartlarıyla, özellikle sıcaklık ve sistemdeki oksijen basıncıyla doğrudan ilişkilidir. Uygun büyütme şartları, faz diyagramlarından bulunabilir [108].

Hemen hemen tüm geçiş metalleri kararlı monoksitler yapsa da fiziksel ve kimyasal özellikleri değişiklik gösterebilir. Bunlar arasında MnO, FeO, CoO, NiO ve CuO zayıf yarı iletken özellik gösterir ve Néel sıcaklıklarının altında antiferromanyetik faza geçerler. Bu malzemelerin bazı özellikleri Tablo 5.1'de özetlenmiştir [96].

Tablo 5.1: Geçiş metali (TM) monoksitlerin yapısal ve elektronik özellikleri.

Oksit	Elektron Konfigürasyonu O^{2-} TM^{2+}	Band Aralığı eV	Néel Sıcaklığı K	Örgü Sabiti nm
MnO	$[He]2s^22p^6 [Ar]3d^5$	3.6 – 4.2	118	0.444
CoO	$[He]2s^22p^6 [Ar]3d^7$	2.5 – 6	289	0.426
NiO	$[He]2s^22p^6 [Ar]3d^8$	3.1 – 4.3	523	0.417

Bu tabloya göre CoO oda sıcaklığına en yakın Néel sıcaklığına sahip olduğundan Exchange Bias etkisi için en uygun monoksittir.

Néel sıcaklığı altındaki CoO kristali (fcc) incelendiğinde [100] yönü üzerindeki kobalt spinlerinin antiferromanyetik olarak eşleştiği görülür. Dolayısıyla da {111} düzlemleri boyunca ferromanyetik olan spinler, bir diğer düzlemdeki

spinlerle antiferromanyetik düzende olurlar. Yapılan nötron kırınımı çalışmalarına göre spinler {111} düzlemlerine göre 7-8 derecelik sapma yaparak [117] yönüne yöneldikleri gözlenmiştir [109], [110].

5.2. Nikel Filmlerin Hazırlanması

5.2.1. Kaplama Kalibrasyonu

Filmlerin kaplandığı Magnetron Sputtering sisteminde kaplama hızlarını belirlemek için *Quartz Crystal Microbalance* (QCM) cihazı kullanılmaktadır. QCM cihazında kalınlık belirleme prosesi, piezoelektrik özellik gösteren kuvars kristalinin rezonans frekansının değişiminin belirlenmesiyle sağlanır. Film kalınlığı arttıkça kristalin rezonans frekansı azalır ve bu frekansın osilatör devresinin de frekansını değiştirir. Film kalınlığını veren QCM denklemi, Denklem 5.1’de verilmiştir.

$$T_f = \frac{N_q D_q}{\pi D_m F_c Z} \arctan \left(Z \tan \left(\frac{\pi (F_q - F_c)}{F_q} \right) \right) \quad (5.1)$$

Denklem 5.1’deki değişkenler de aşağıdaki gibidir.

- $N_q = 1,668 \times 10^{13} \text{ Hz/m}^{-10}$, kristal sabiti,
- $D_q = 2,648 \text{ g/cm}^3$, kuvars yoğunluğu,
- T_f , kaplanan malzemenin kalınlığı,
- F_q , başlangıç frekansı,
- F_c , bitiş frekansı,
- D_m , kaplanan malzemenin yoğunluğu,
- Z , kaplanan malzemenin Z faktörü.

QCM cihazının kalınlığı belirleyebilmesi için film yoğunluğu, akustik empedans ve *tooling factor* parametrelerinin önceden sisteme girilmesi gerekir. Bu parametrelerden *tooling factor*, alttaş üzerine düşen ve kuvars kristali üzerine düşen malzeme miktarları arasındaki farktır ve diğer parametrelerden farklı olarak,

kaplaması yapılan malzemeye bağılı bir özellik değildir. Yukarıdaki denklemde yer alan Z faktörü ise ince film ve kuvars kristalin akustik empedans değerlerinin oranıdır.

$$Z = \frac{Z_q}{Z_m} \quad (5.2)$$

QCM cihazından okunan kalınlık değerlerinin en doğru şekilde belirlenebilmesi için her malzeme için XPS kalibrasyonu yapılmalıdır.

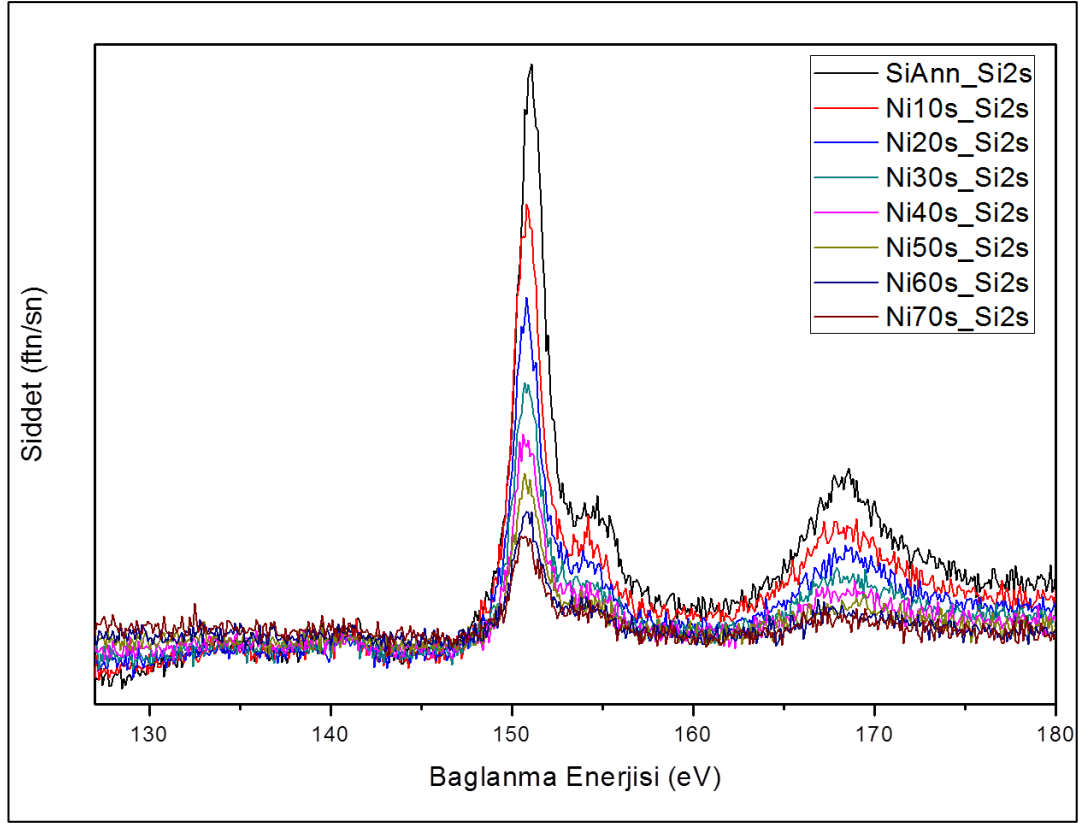
XPS ile kalınlık kalibrasyonunun temelinde alttaştan gelen fotoelektron şiddetinin kaplama kalınlığı arttıkça azalması yatmaktadır. Bunun için, ilk olarak hiç kaplama yapılmamış ve mutlaka tavllanmış altlığa ait pikin (genellikle ana pikin) spektrumu alınır. Daha sonra belirli zaman aralıklarında kaplama yapılarak, bu pikin değişimi izlenir ve bir saniyede kaç Angström kaplandığı hesaplanır.

Bu çalışmada nikelin kaplama hızlarının belirlenmesinde aştığıdaki adımlar izlendi.

- Silisyum altlığa 550°de 20 dakika tavlama yapıldı,
- Silisyumun ana piki olan 2p (99 eV) ile nikelin 3s (110 eV) piki birbirlerine yakın olduğu için, silisyumun 2s (150 eV) piki tercih edilip spektrumu alındı,
- 30 Watt'ta, onar saniyelik sürelerle nikel kaplanarak silisyumun 2s pikinin şiddetinin değişimi gözlemlendi,
- Her kaplamadan sonra, Si 2s pikinin altında kalan alan –arkaplan çıkarılarak- Igor Pro 4.01 veri işleme programı kullanılarak hesaplandı,
- Bulunan alan değerleri Beer-Lambert yasasının özel bir hali olan Denklem 5.3'te, I olarak yer alırken ilk alınan Si 2s pikinin alanı I_0 'a karşılık gelir.

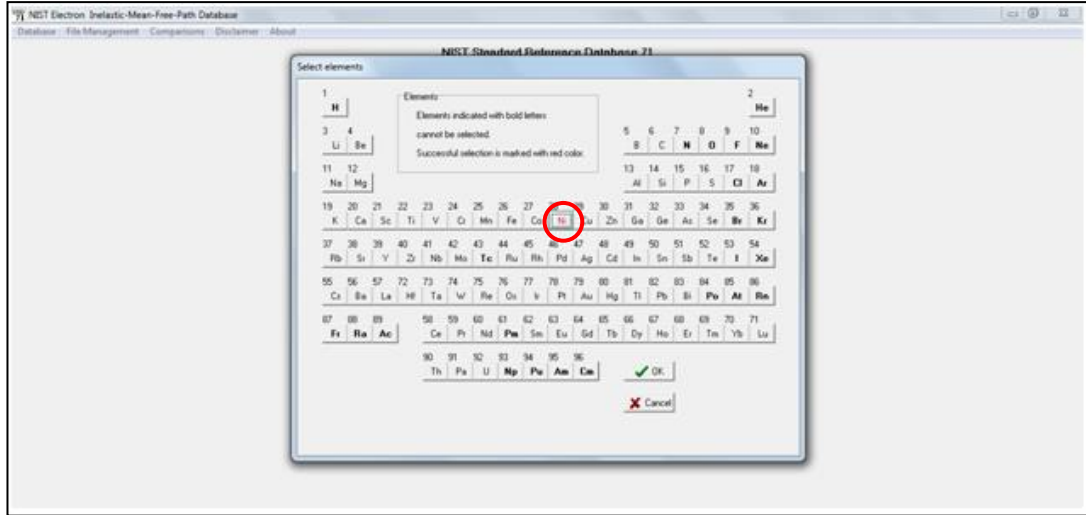
$$I = I_0 \exp\left(-\frac{d}{\lambda \cos\alpha}\right) \quad (5.3)$$

α , yüzeyden ayrılan elektronların yüzey normaliyle yaptığı açıdır. Kullandığımız sistemde yüzey normali, analizör ile paralel ve eş düzlemde olduğu için α sıfır, dolayısıyla $\cos\alpha$ birdir.



Şekil 5.3: Silisyum 2s pikinin kaplama süresine göre değişimi.

- Denklemde yer alan λ , Si 2s orbitalinden ayrılan elektronların, nikel içindeki inelastik ortalama serbest yol (*inelastic mean free path*, kısaca *imfp*), yani iki inelastik çarpışma arasında aldıkları yoldur. Imfp değerinin hesaplanmasında NIST tarafından geliştirilen *NIST Electron Inelastin-Mean-Free-Path Database Version 1.2 (SRD71)* programı kullanılmıştır [111].
- Imfp değerinin bulunması için program arayüzünde, "Database → Elements → Select Element and Source" seçimi yapıldı. Açılan pencereden nikel elementi seçildi.

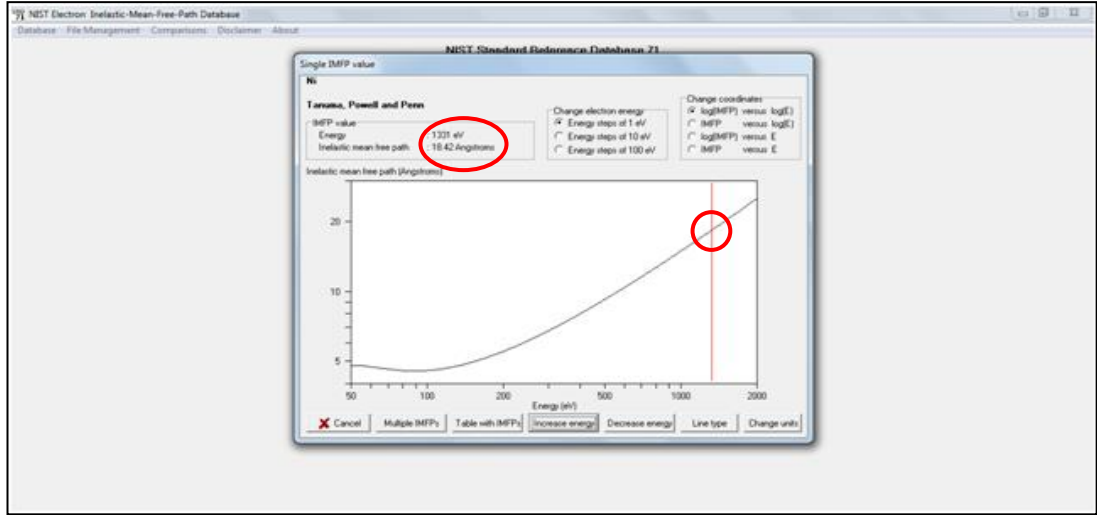


Şekil 5.4: NIST SRD 71 programı arayüzü.

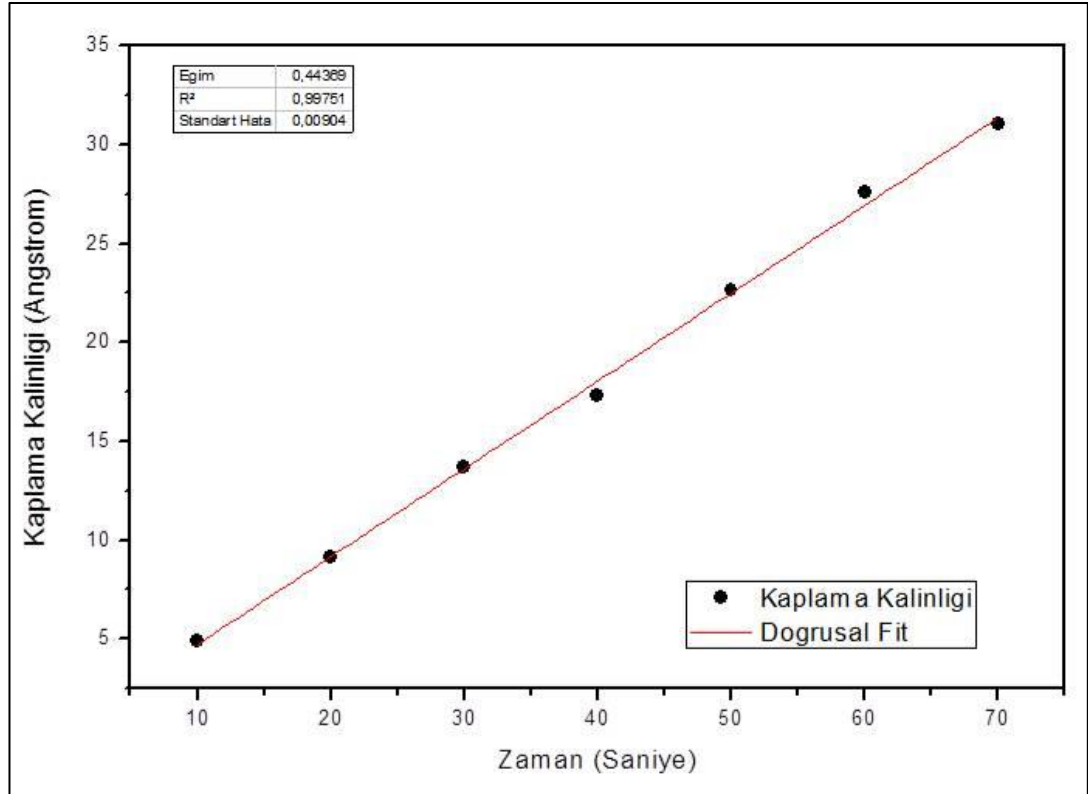
- Açılan pencerede Tanuma, Powell ve Penn tarafından geliştirilen veri tabanı seçildi [112], [113]. Program bu aşamada kinetik enerjiye karşılık imfp değerlerini çizdirmektedir. Silisyum alttaştan gelen 2s elektronlarının kinetik enerjisini doğru olarak belirlemek önem arz etmektedir.

$$E_k = h\nu - E_b + W_f \quad (5.4)$$

- Denklem 5.4'teki bağıntıda, gelen X-ışını enerjisi ($Al - K_\alpha$), Si 2s elektronlarının bağlanma enerjisi ve sistemin 4.49 eV 'luk iş fonksiyonunu yerlerine yazarak Si 2s fotoelektronlarının kinetik enerjisi ~ 1331 eV olarak hesaplandı ve bu değere karşılık gelen imfp değeri 18.42 olarak bulundu.
- Son olarak Denklem 5.3 için tüm bilinmeyenler yerine yazılıp her kaplama için bir kalınlık değeri hesaplandı ve kalınlığın zamana karşı değişim grafiği çizildi.
- Şekil 5.5'te görülen doğrusal değişimin eğimi olan 0.44 \AA/s , nikel için kaplama hızı parametresi olarak belirlenmiştir.



Şekil 5.5: NIST SRD 71 programı kullanarak fotoelektron enerjisinden imfp değeri bulunması.



Şekil 5.6: Zamana karşı kaplama kalınlığının artışı.

5.2.2. Magnetron Sputter ile Nikel İnce Filmlerin Büyütülmesi

Bu çalışmada hazırlanan nikel ultra-ince filmler *Bestec UHV Sputtering System 200* cihazıyla büyütülmüştür. Alttaşlar ultra-yüksek vakuma alınmadan önce etanolle temizlenmiştir. Sistem vakuma alındıktan sonra da 48.5 Volt ve 6.25 Amperlik akım uygulanan PBN ısıtıcı kullanılarak 550°C’de yirmi dakika boyunca tavlama ile yüzeye bağlı hidrokarbonların uzaklaştırılması sağlanmıştır.

Nikel ferromanyetik bir malzeme olduğundan dolayı rf güç kaynağı kullanılarak aşağıdaki parametrelerle kaplama yapılmıştır. Kaplama kalınlıkları ise bir önceki bölümde belirlenen zaman dilimleri üzerinden hesaplanarak QCM ile kontrol edilmiştir.

Kaplama sırasında kullanılan argon gazı yüksek saflıkta (%99.9999) olup gaz akış kontrol cihazıyla (MFC, *mass flow controller*) kontrol edilmektedir.

Bunların dışında kaplama için belirlenen parametreler aşağıdaki gibidir.

Tablo 5.2. Nikel ince film için büyütme parametreleri.

z-position: 100 mm	Starting Power: 40W
Power Act: 30 W	Power: 30W
Power Reflected: 0W	DC Bias: 20V
DC Bias: ~100V	Timeout: 60s
CL: 757	Timer 1: 60s
CT: 625	Timer 2: 27, 32, 36, 41, 45, 50s
MFC: 2.9 – 3.1 sccm ¹	Kalınlık: 12, 14, 16, 18, 20, 22Å
P _{kaplama} : 1.3 – 1.4 × 10 ⁻³ mbar	Rate: 0.44Å/s

Büyütme süreci başlatıldığında MS sistemine argon gazı verildiğinden basınç yükselmektedir. Basıncın yükselmesiyle de plazma başlatılmış olur. 60 saniye boyunca (*Timer 1*) büyütme alttaş üzerine değil, alttaşla hedef malzeme arasında kullanılan engel (*shutter*) üzerine yapılır. Bu esnada plazmanın gücü de ayarlanan değere sabitlenmiş olur. 60 saniyenin sonunda engel geri çekilerek altlığın üzerine belirtilen süre boyunca (*Timer 2*) kaplama yapılır.

¹ Sisteme dakikada verilen gazın santimetre küp cinsinden hacmi

5.3. Kobalt Oksit Filmlerin Hazırlanması

Kobalt oksit için kalınlık kalibrasyonu ve kaplama parametreleri daha önceki çalışmalarda belirlendiği için bu çalışmada tekrarlanmamıştır [74], [114], [115].

Kobalt oksit ince filmlerin kaplama parametreleri aşağıdaki gibidir.

Tablo 5.3. Kobalt oksit ince film için büyütme parametreleri.

z-position: 100 mm	Starting Power: 100W
Power Act: 40 W	Power: 40W
Power Reflected: 0W	DC Bias: 20V
DC Bias: ~245V	Timeout: 120s
CL: 740	Timer 1: 60s
CT: 760	Timer 2: 60s
MFC _{Ar} : 3.2 sccm	P _{kaplama} : $1.2 - 1.4 \times 10^{-3} mbar$
MFC _{O₂} : 0.2 sccm	Kalınlık: 20Å

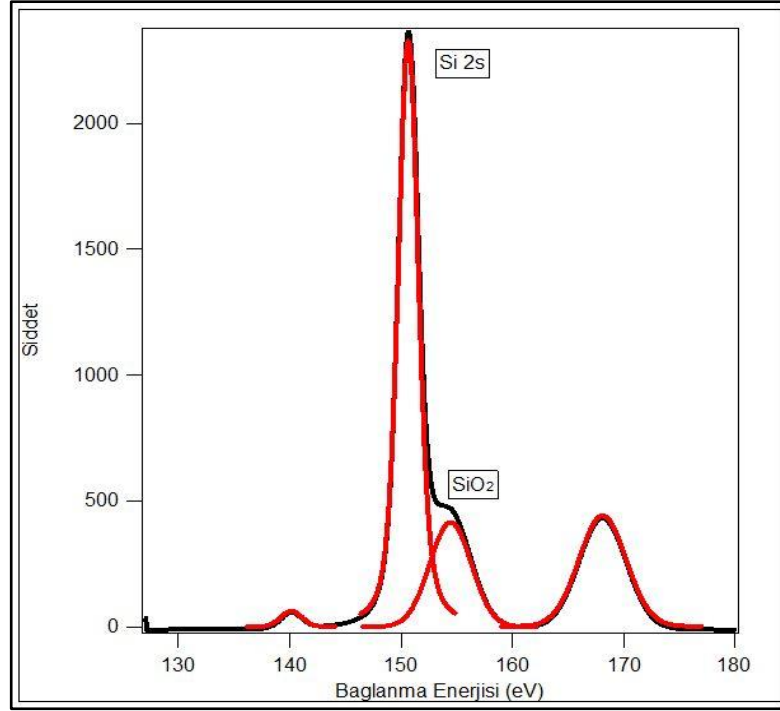
Kobalt oksitin büyütülmesi özet olarak iki adımda gerçekleşir. İlk olarak sisteme bir miktar oksijen gazı verilerek basınç $1 \times 10^{-5} mbar$ mertebesine getirilerek sabitlenir [116]. İkinci olarak argon verilerek basınç istenen şartlara getirilerek yukarıda verilen şartlarda büyütme yapılır.

5.4. XPS ile Film Karakterizasyonu

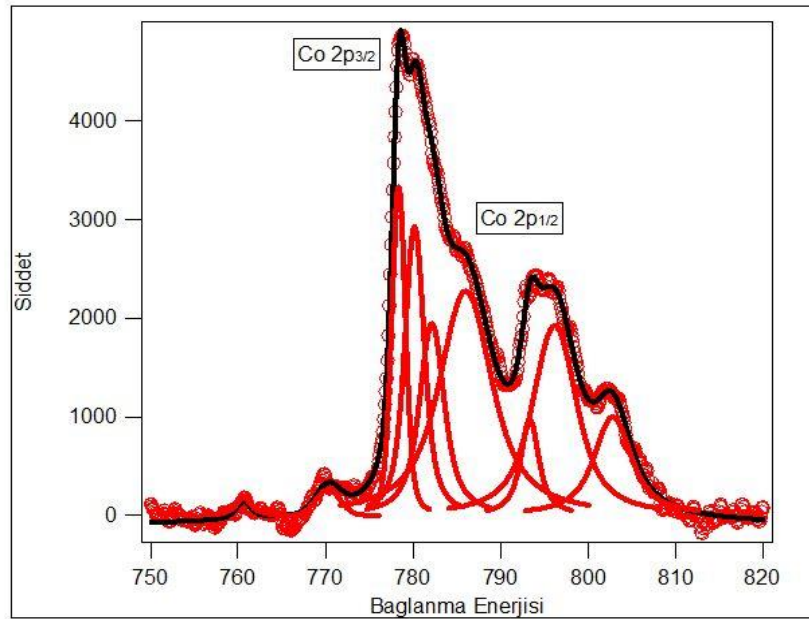
XPS ile kimyasal yapı tayini çalışmaları, kaplamanın yapıldığı sistemde, yani atmosferik şartlara çıkarılmadan UHV şartlarında yapılmıştır. Sistem bu şartları ($\sim 10^{-9} mbar$) sağlamak üzere mekanik, turbomoleküler ve iyon pompalarla desteklenmektedir.

Sistemde X-ışını kaynağı olarak, alüminyum ve magnezyum anotlu XR 50 cihazı (SPECS GmbH) kullanılmakta ve ölçümlerin hepsinde sabit olarak 150W ve 30kV değerlerinde çalıştırılmaktadır. Yüzeiden ayrılan elektronların enerjileri yarı-küresel enerji analizörü (Phoibos 150 /SPECS GmbH) ile FAT (*fixed analyzer transmission*) modunda tespit edilmektedir.

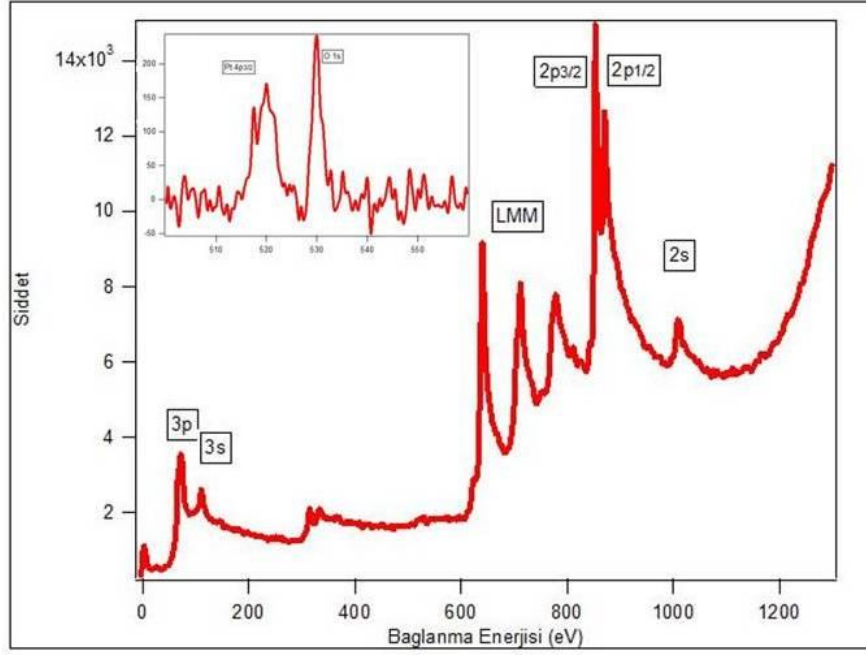
Bu çalışma kapsamında yapılan ölçümler, 50eV'lik sabit bir geçiş enerjisi (E_{pass}) altında ihtiyaca göre 3-10 tarama sayısı üzerinden yapılmıştır. Alınan veriler, IGOR Pro 4.01 programı kullanılarak işlenmiştir. Bu veriler Şekil 5.7-5.9 arasında gösterilmiştir.



Şekil 5.7: Si 2s ve SiO₂ piklerinin birbirlerine göre oranları.



Şekil 5.8: Kobalt oksite ait x-ışını fotoelektron spektrumu.



Şekil 5.9: Nikel için geniş tarama fotoelektron spektrumu. Oksijenden alınan O1s piki de *inset* olarak verilmiştir.

Henüz tavllanmış alttaşlardan elde edilen pikler Şekil 5.7’de verilmiştir. Bu piklerin altında kalan alanlar ASF (*Atomic Sensitivity Factor*) değerlerine bölünerek oranlandığında malzemenin stokiyometrik oranları da bulunmuş olur. Kullandığımız alttaşların stokiyometrisi $\text{SiO}_{1.78}$ olarak belirlenmiştir. Silisyumun ana piki Si2p olmasına rağmen, farklı piklerden etkilenmemesi için Si2s seçilmiştir. Birçok malzeme için farklı orbitaller farklı ASF değerlerine sahip olsalar dahi, silisyum için 2p ve 2s orbitallerinin ASF değerleri aynıdır [117].

Kobaltın oksit yüzeyinden alınan spektrumda piklerin konumları, Co2p piklerine yapılan fitleme işlemiyle belirlenmiştir. Co2p piki, saf Co metalinin pikine göre daha geniş olup kimyasal kaymaya uğramıştır. Bu pikler literatürle karşılaştırıldığında tek bir kobalt oksit fazı oluşturulamadığı ve yapıda CoO ve Co_3O_4 fazlarının aynı anda var olduğu net olarak anlaşılmaktadır [74], [118], [119]. Co2p pikinin genişliği Co^{2+} ve Co^{3+} varlığını işaret etmesi, Co_3O_4 fazının oluştuğunu doğrulamaktadır.

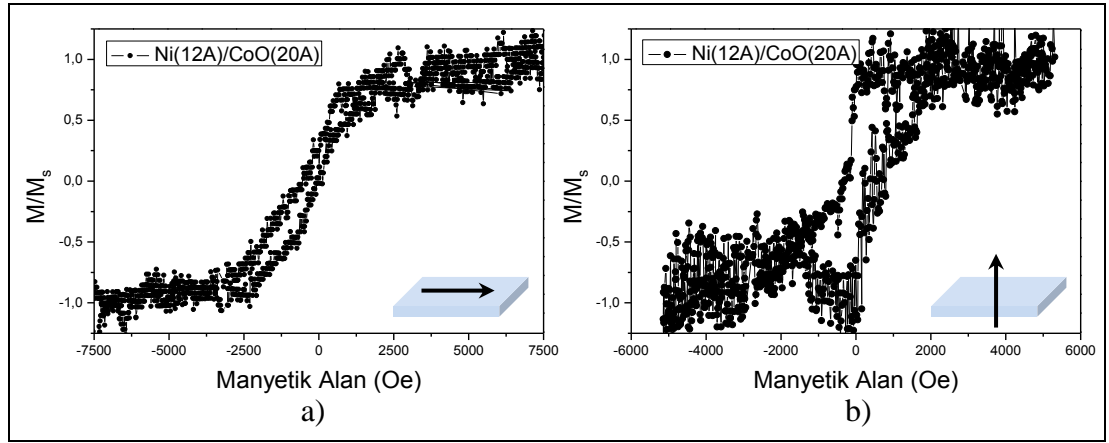
Nikel tabakasına ait ana pikler ve Auger pikleri Şekil 5.9’da gösterilmiş olup literatürle bire bir örtüşmektedir [118]. Bunun yanında *inset* olarak verilen oksijen piki ilk bakışta nikelin oksitlendiğini düşündürse de, yüz Angströme kadar hassasiyeti olan XPS’in, bu piki alttaki kobalt oksit tabakasından aldığı kesindir. Zira oksiti antiferromanyetik olan nikelin verdiği MOKE sonuçları da bu yorumu

desteklemektedir. Bu sonuçlara göre nikelin ferromanyetik olup histerezis özelliği gösterdiği görölmektedir.

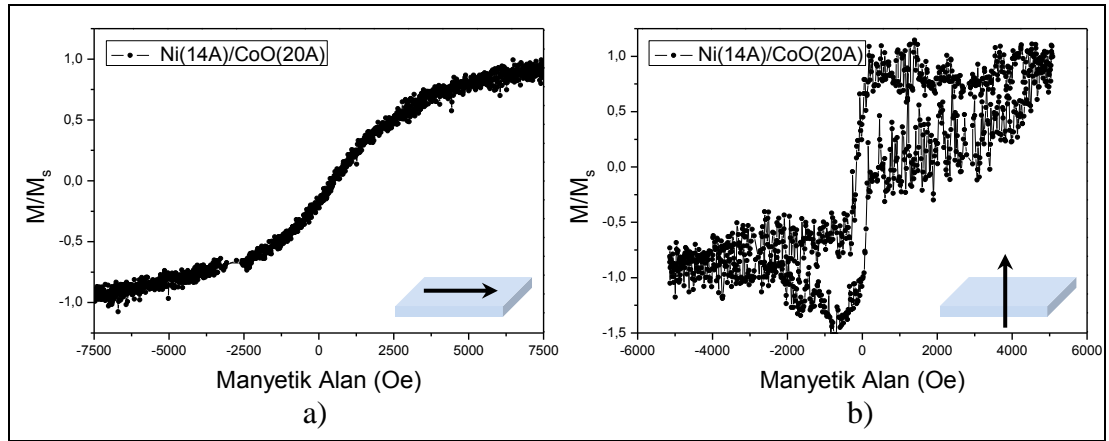
6. DENEYSEL SONUÇLAR

6.1. MOKE

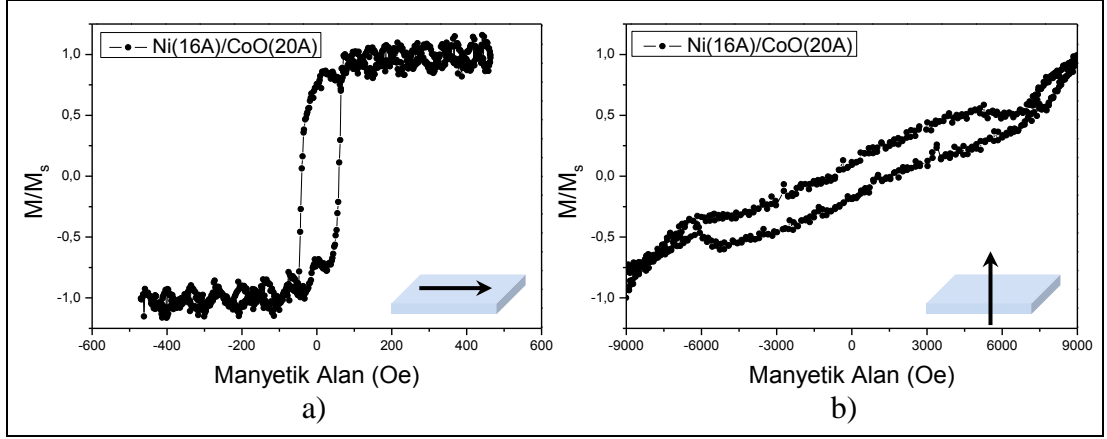
Hazırlanan numunelerin MOKE verileri, Şekil 4.9’da verilen sistem kullanılarak, oda sıcaklığında alınmıştır. Örnek düzlemine paralel (*in-plane*) ve dik (*out-of-plane*) ölçümler Şekil 6.1 ve Şekil 6.10 arasında gösterilmiştir.



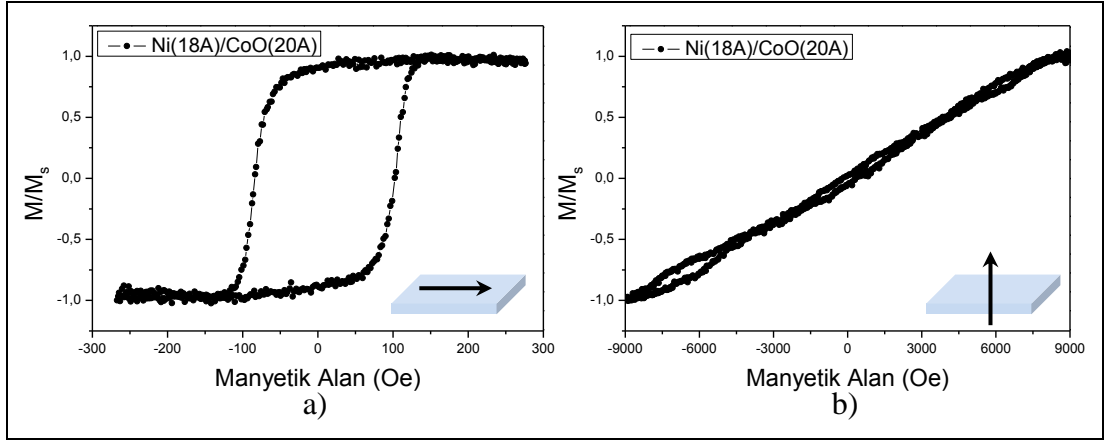
Şekil 6.1: Ni(12Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



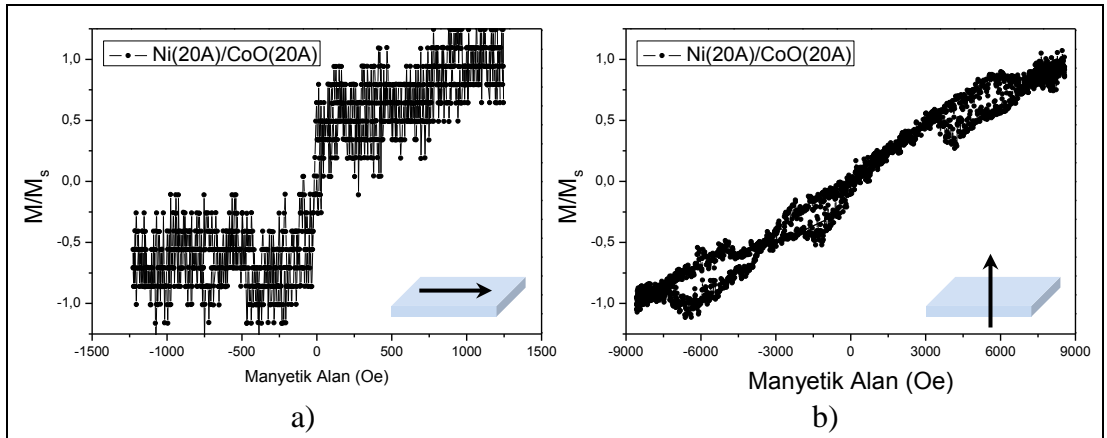
Şekil 6.2: Ni(14Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



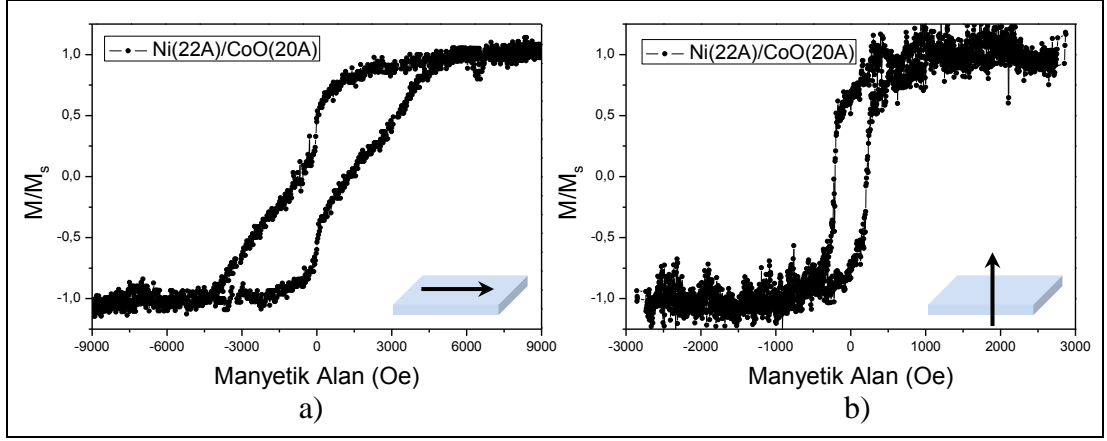
Şekil 6.3: Ni(16Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



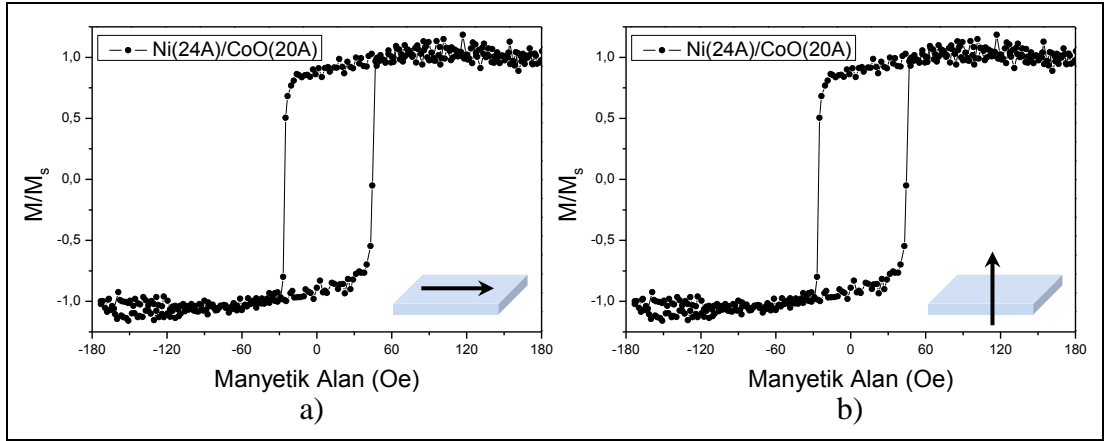
Şekil 6.4: Ni(18Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



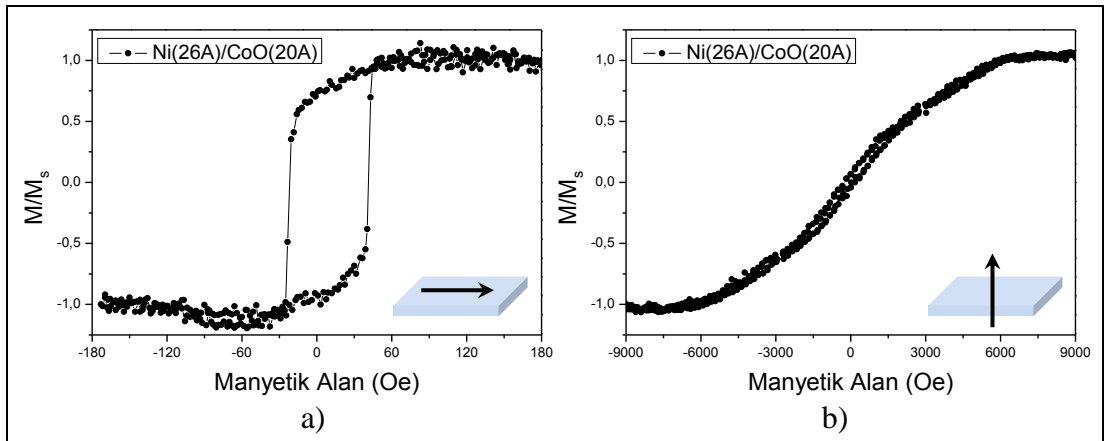
Şekil 6.5: Ni(20Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



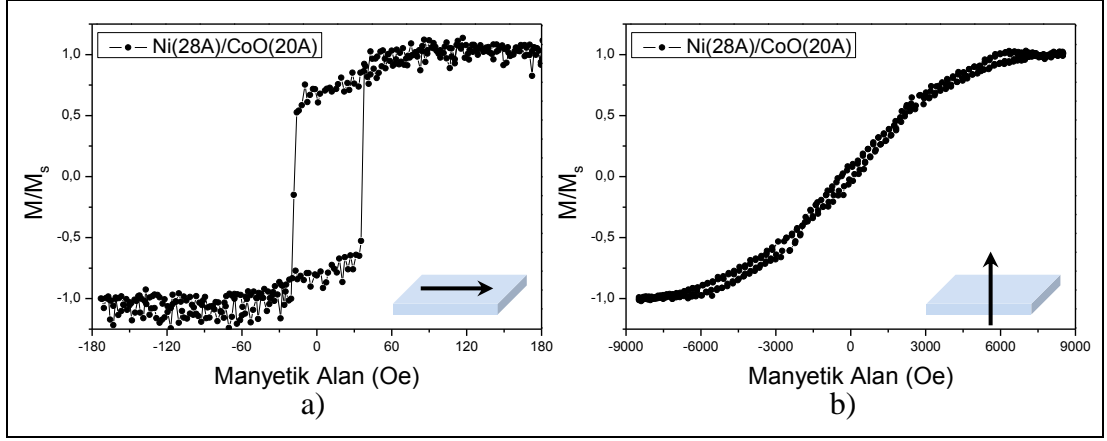
Şekil 6.6: Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



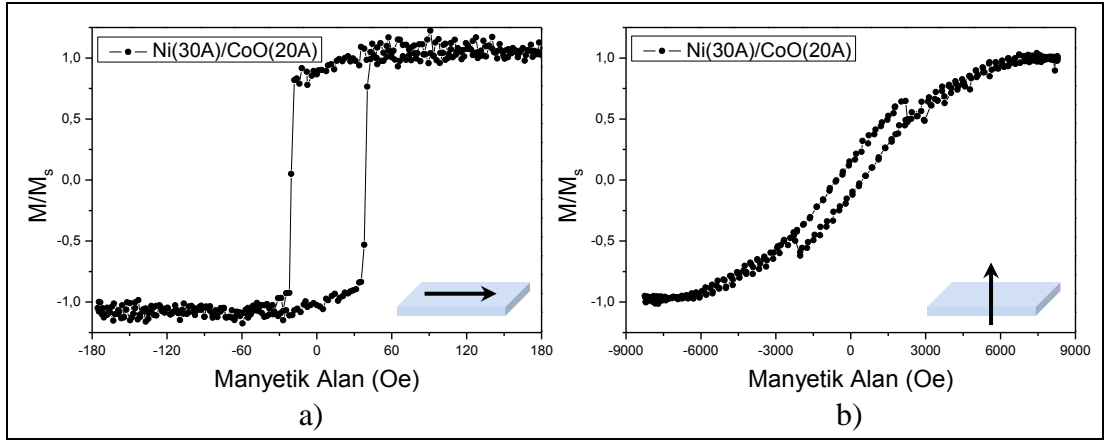
Şekil 6.7: Ni(24Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



Şekil 6.8: Ni(26Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



Şekil 6.9: Ni(28Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.



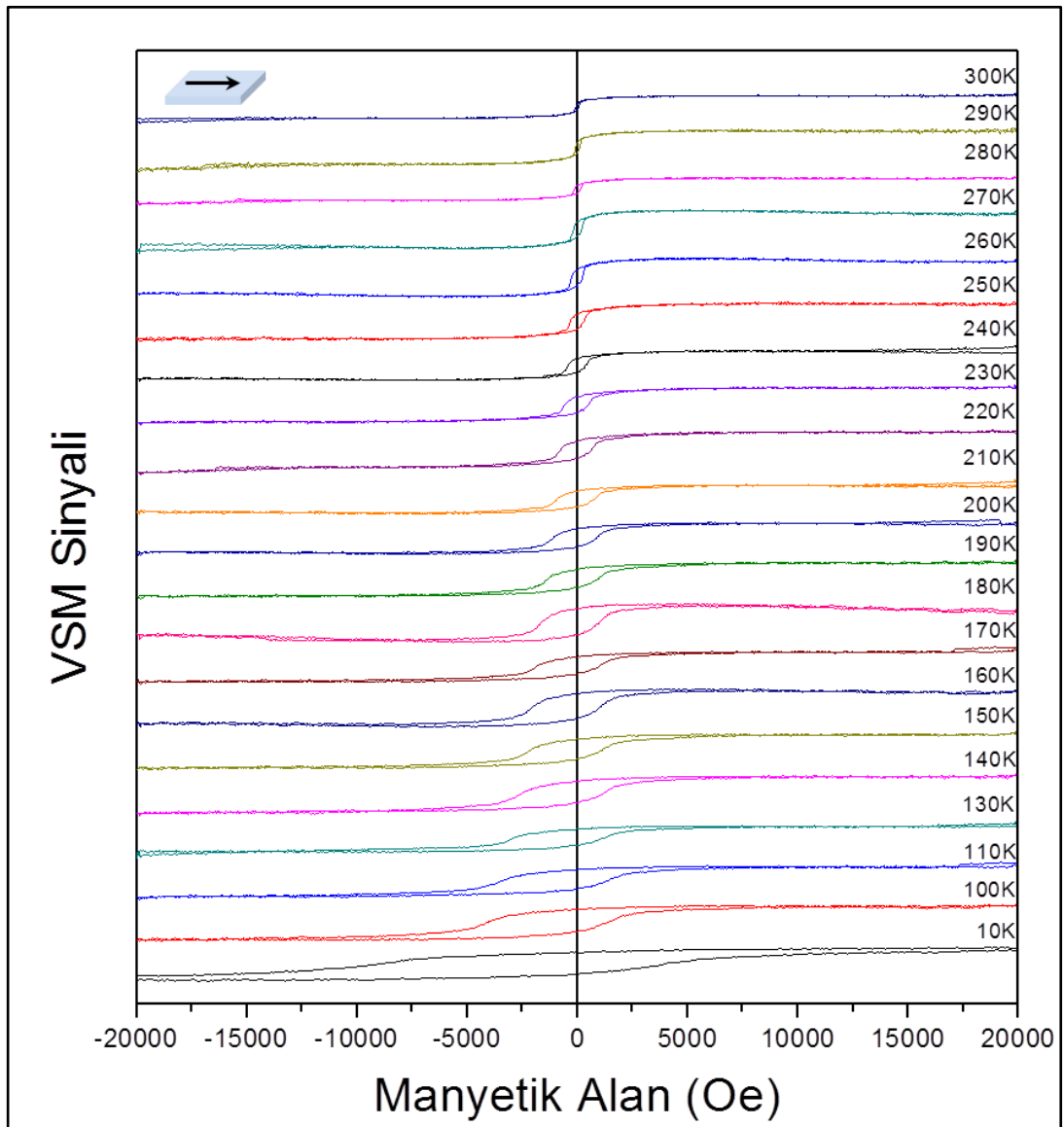
Şekil 6.10: Ni(30Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride MOKE verileri.

On farklı Ni kalınlığındaki numunelerin MOKE ölçümlerine baktığımızda, düşük kalınlıklarda (Şekil 6.1 ve 6.2) mıknatıslanma örnek düzlemine diktir. Yine bu örneklere ait verilerde gürültü ve mıknatıslanma ekseninde kayma gözlenmektedir. Bunun sebebi örneklerin hizalanmasına bağlı oluşan optik etkilerdir.

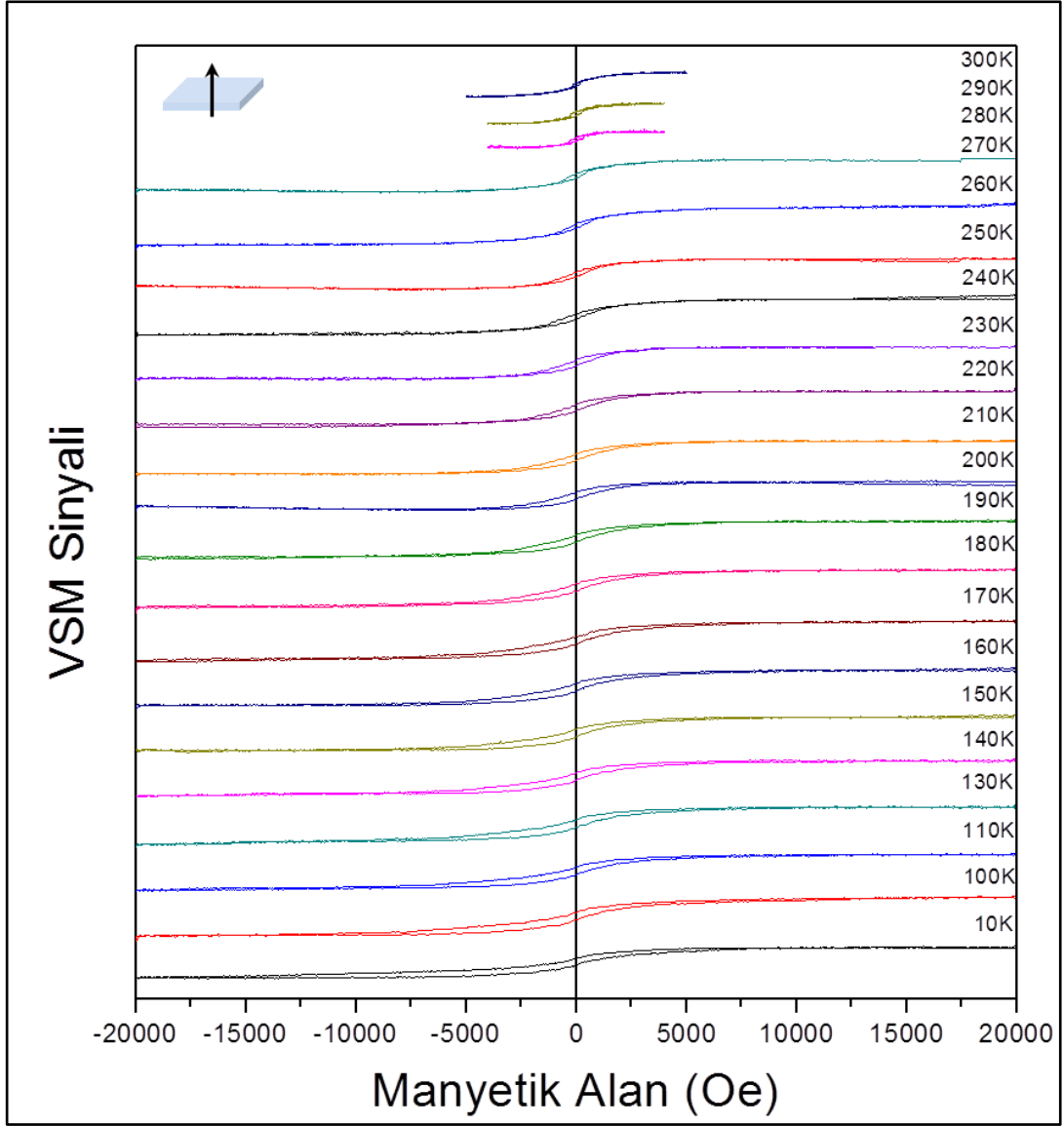
Yüksek kalınlıklarda ise nikelin mıknatıslanmasının örnek düzlemine paralel uzandığını görüyoruz. Nikelin 22Å kalınlığına kadar paralel mıknatıslanma gözlenirken bu kalınlıkta hem paralel hem de dik mıknatıslanma durumu bir arada gözlenmektedir. Ancak koersif alan değerlerine göre dik mıknatıslanmanın kolay eksen olduğunu söyleyebiliriz. Bu kalınlıktan sonra mıknatıslanma tekrardan örnek düzlemine paralel duruma geçmektedir.

6.2. VSM

Titreşimli örnek manyetometresi, numunelerin exchange bias alanı (H_{eb}) ve engelleme sıcaklığı (T_B) değerlerini bulmak için kullanılmıştır. Bu nedenle 2 kOe altında 10 Kelvin'e kadar soğutulan numuneler, oda sıcaklığına gelene kadar her 10K'lık adımda bir histerezis ölçümü alınarak veriler kaydedilmiştir. Seçilen numunenin (Ni(22Å)/CoO(20Å)) örnek düzlemine paralel ve dik EB ölçümlerine dair grafikler Şekil 6.11 ve Şekil 6.12'de gösterilmiştir.



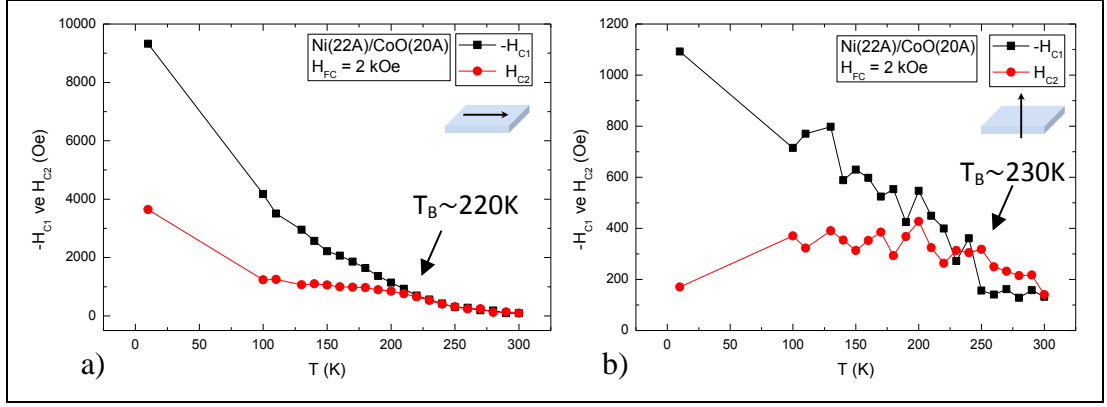
Şekil 6.11: Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin örnek düzlemine paralel histerezis döngülerinin sıcaklığa bağlı değişimi.



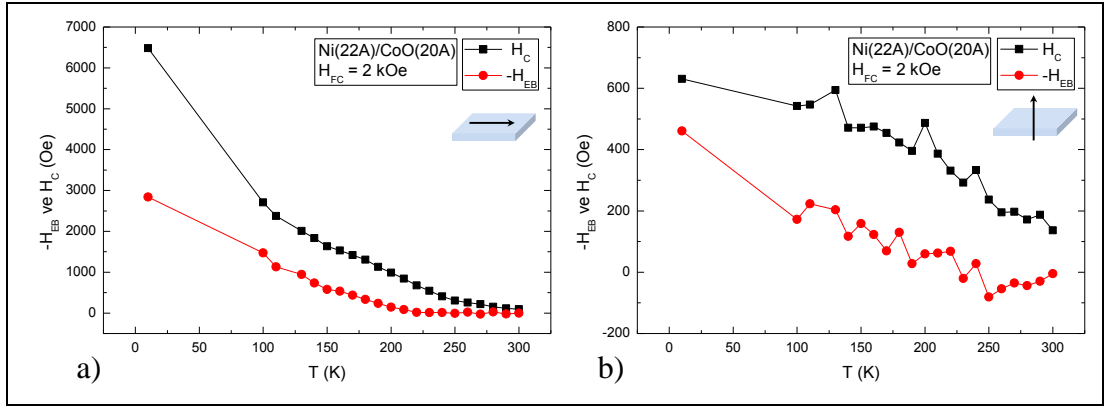
Şekil 6.12: Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin örnek düzlemine dik histerezis döngülerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 6.11 ve 6.12’de gösterilen yirmi birer adet histerezis döngüsüne ait koersif alan değerlerini Denklem 6.1’de kullanarak, sıcaklığa bağlı exchange bias alanı değerleri elde edilmiştir. Aynı zamanda yine bu koersif alan değerleri kullanılarak engelleme sıcaklığı değerine ulaşılmıştır.

$$H_{eb} = \frac{H_{c1} + H_{c2}}{2} \quad (6.1)$$



Şekil 6.13: Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride koersif alan değerleri.



Şekil 6.14: Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesinin, örnek düzlemine a) paralel ve b) dik geometride exchange bias alanı ve koersif alan değerleri.

7. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

7.1. Sonuçlar

Nikel kalınlığı 12-30Å arası değişen Ni/CoO numunelerinin MOKE sonuçlarına bakıldığında, bu tezde amaçlanan dik manyetik anizotropi gözlenmesi hedefine ulaşıldığı görülmektedir. Bu on farklı kalınlıktaki numune içerisinde, dik manyetik anizotropide 218 Oe 'lik koersif alan değerine sahip olan Ni(22Å)/CoO(20Å) numunesi seçilerek VSM ölçümlerine bu numune ile devam edilmiştir.

VSM ölçümlerine göre numunenin kolay ekseninin düzleme paralel uzandığı gözlenmektedir. Örnek düzlemine paralel yapılan ölçümlerde $|H_{eb}| = \sim 3000 \text{ Oe}$, dik ölçümlerde ise $|H_{eb}| = \sim 500 \text{ Oe}$ olarak belirlenmiştir. Bu değerlere göre Ni/CoO ince filmlerde exchange bias etkisi gözlenmiştir. Literatürde nikel için dik mıknatıslanma özelliğinin araştırılması daha önce yapılmış, Ni/CoO ince filmlerin exchange bias özelliği araştırılmamıştır. Bu yönüyle tezin özgün değeri ortaya çıkmaktadır.

Exchange bias ölçümlerinde, *in-plane* geometride T_B değerinin 220K olduğu gözlenmiştir. Bu değer bulk kobalt oksitinin Néel sıcaklığından ($\sim 291\text{K}$) düşük olmakta ve bu sonuç iki nedene atfedilmektedir. Bu nedenlerden birincisi kobalt oksit yapısında CoO ($T_N \sim 291\text{K}$) ve Co_3O_4 ($T_N \sim 34\text{K}$) olarak iki fazın yer alması olup literatürde yer alan diğer çalışmalarla da uyumludur [120]. Antiferromanyetik film kalınlığı da engelleme sıcaklığını düşüren etkenlerden biri olarak bilinmektedir [121].

Engelleme sıcaklığının *out-of-plane* geometride $\sim 230\text{K}$ değerinde olduğu gözlenmektedir. Bununla birlikte dik mıknatıslanma durumunda literatürde rastlanılmayan bir sonuçla karşılaşılmaktadır. Bu ölçüme göre 230K-300K arasında pozitif exchange bias alanı gözlenmektedir. Deneysel hata ihtimali de bulunmakla birlikte, bu durum manyetik yakınlık etkisine de atfedilebilir. Engelleme sıcaklığı üzerinde AFM ve FM spinleri arasında ferromanyetik eşleşmelerin olmasının, pozitif exchange bias alanına neden olabileceği düşünülmektedir.

7.2. Öneriler

Bu çalışma kapsamında hazırlanan filmler iki set halinde, farklı zamanlarda ve farklı silisyum alttaşlar üzerine büyütülmüştür. Her ne kadar aynı malzeme kullanılsa da kristalografik yönlerin MOKE sinyaline yansımaları oldukça etkili olmuştur. Bundan sonraki çalışmalarda numunenin tek tip alttaş üzerine büyütülmesi önerilmektedir.

İkinci olarak, hazırlanan filmlerin 0, 45 ve 90 derecede alınan MOKE sinyallerinden, *in-plane* geometride anizotropiye sahip oldukları görülmüştür. Filmlerin anizotropik davranışının 0-360 derece arası MOKE ölçümleriyle belirlenmesi önerilmektedir.

Üçüncü olarak, her bir ikili sistemin, yani FM/PM ve AFM/PM sistemlerinin ne derece manyetik yakınlık etkisi gösterdiğinin belirlenmesinin, çok katlı yapıda gösterdikleri davranışın anlaşılmasına yardımcı olacağı düşünülmektedir.

Son olarak, antiferromanyetik kobalt oksit tabakasını oluşturan iki fazın, hangi oranda bulunduğu ve bu oranların exchange bias alanına nasıl etki ettiği bilinmemektedir. Uygun kaplama şartlarının belirlenmesi yoluyla kobalt oksitin tek fazlı olarak büyütülmesi bu etkinin anlaşılmasını mümkün kılacaktır. Yine kobalt oksit için çoklu faz yapısından kaynaklanan kalınlık belirsizliğinin, XRR ve profilometre yöntemleriyle desteklenen çalışmalarda minimize edilmesi önerilmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Fowler M., (1997), “Historical Beginnings of Theories of Electricity and Magnetism”, Retrieved May 4, 2009-2017.
- [2] Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W., (1989), “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”, *Physical Review B*, 39, 4828-4830.
- [3] Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Van Dau F. N., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J., (1988), “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices”, *Physical Review Letters*, 61, 2472-2475.
- [4] Fang Y., (2013), “Magnetic Thin Films with Graded and Tilted Anisotropy for Spintronic Devices”, PhD Thesis, Göteborgs Universitet.
- [5] Kortright J., Awschalom D., Stöhr J., Bader S., Idzerda Y., Parkin S., Schuller I.K., Siegmann H.C., (1999), “Research frontiers in magnetic materials at soft X-ray synchrotron radiation facilities”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 207, 7-44.
- [6] Treutler C., (2001), “Magnetic sensors for automotive applications”, *Sensors and Actuators A: Physical*, 91, 2-6.
- [7] Ku W., Freitas P. P., Compadrinho P., Barata J., (2000), “Precision XY robotic object handling using a dual GMR bridge sensor”, *IEEE Transactions on Magnetics*, 36, 2782-2784.
- [8] McGlone T.D., (2000), “Method and apparatus for geophysical exploration using GMR sensors”, U.S. Patents, 6,037,776.
- [9] Baselt D.R., Lee G.U., Natesan M., Metzger S.W., Sheehan P.E., Colton R.J., (1998), “A biosensor based on magnetoresistance technology”, *Biosensors and Bioelectronics*, 13, 731-739.
- [10] Graham D.L., Ferreira H.A., Freitas P.P., (2004), “Magnetoresistive-based biosensors and biochips”, *Trends in Biotechnology*, 22, 455-462.
- [11] Web 1, (2014), <http://www.storagenewsletter.com/rubriques/market-reportsresearch/bcc-research-nanomagnetics/> (Erişim Tarihi: 19/01/2014).
- [12] Spray J., Nowak U., (2006), “Exchange bias in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers with imperfect interfaces”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39, 4536-4539.

- [13] Fleischmann C., Almeida F., Demeter J., Paredis K., Teichert A., Steitz R., Brems S., Opperdoes B., Van Haesendonck C., Vantomme, A., (2010), “The influence of interface roughness on the magnetic properties of exchange biased CoO/Fe thin films”, *Journal of Applied Physics*, 107, 113907-113908.
- [14] Erkovan M., Shokr Y., Schiestl D., Wu C. B., Kuch, W., (2014), “Influence of $\text{Ni}_x\text{Mn}_{1-x}$ thickness and composition on the Curie temperature of Ni in $\text{Ni}_x\text{Mn}_{1-x}/\text{Ni}$ bilayers on Cu_3Au (001)”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 115, 044310-044313.
- [15] Wu Y., (2004), “Nano spintronics for data storage”, *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*, Nalva SH ACP, 10, 1-50.
- [16] Spaldin N. A., (2010), “Magnetic materials: fundamentals and applications”, 2nd Edition, Cambridge University Press.
- [17] Cullity B. D., Graham C. D., (2011), “Introduction to magnetic materials”, 2nd Edition, Wiley.
- [18] Batyev E. G., (2009), “Pauli paramagnetism and Landau diamagnetism”, *Physics-Uspekhi*, 52, 1245-1246.
- [19] Akdoğan N., (2012), “Manyetik Malzemeler Ders Notları”, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Gebze, Türkiye.
- [20] Weiss P., (1907) “L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique”, *Journal de Physique Théorique et Appliquée.*, 6, 661-690.
- [21] Heisenberg W., (1928), “Zur theorie des ferromagnetismus”, *Zeitschrift für Physik*, 49, 619-636.
- [22] Guimaräes A., (1998), “Magnetism and magnetic resonance in solids”, 1st Edition, Wiley.
- [23] Weiss P., Forrer R., (1926), “Aimantation et phenome magnetocalorique du nickel”, *Annales de Physique (Paris)*, 5, 153-213.
- [24] Stöhr J., Siegmann H. C., (2006), “Magnetism: from fundamentals to nanoscale dynamics”, 1st Edition, Springer.
- [25] Shull C. G., Strauser W., Wollan E., (1951), “Neutron diffraction by paramagnetic and antiferromagnetic substances”, *Physical Review*, 83, 333-345.
- [26] Duo L., Finazzi M., Ciccacci F., (2010), “Magnetic Properties of Antiferromagnetic Oxide Materials”, 1st Edition, Wiley.
- [27] Nogués J., Schuller I. K., (1999), “Exchange bias”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192, 203-232.

- [28] Néel L., (1952), "Antiferromagnetism and ferrimagnetism", Proceedings of the Physical Society Section A, 65, 869-885.
- [29] Pardavi-Horvath M., (2000), "Microwave applications of soft ferrites", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 215, 171-183.
- [30] O'handley R. C., (2000), "Modern magnetic materials: principles and applications", 1st Edition, Wiley New York.
- [31] Tersoff J., Falicov L., (1982), "Magnetic and electronic properties of Ni films, surfaces, and interfaces", Physical Review B, 26, 6186-6200.
- [32] Mohanan S., (2008), "Tailoring the magnetic anisotropy of thin films utilizing large persistent stress and pulsed laser irradiation", PhD Thesis, Ulm University.
- [33] Chappert C., Bruno P., (1988), "Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films", Journal of Applied Physics, 64, 5736-5741.
- [34] Vaz C., Bland J., Lauhoff G., (2008), "Magnetism in ultrathin film structures", Reports on Progress in Physics, 71, 056501-056579
- [35] Tanaka Y., Hikosaka T., (2001), "Perpendicular recording with high squareness CoPtCrO media", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 235, 253-258.
- [36] Piramanayagam S., Pock C., Lu L., Ong C., Shi J., Mah C., (2006), "Grain size reduction in CoCrPt: SiO₂ perpendicular recording media with oxide-based intermediate layers", Applied Physics Letters, 89, 162504-162506.
- [37] Ouchi K., Honda N., (2000), "Overview of latest work on perpendicular recording media", IEEE Transactions on Magnetics, 36, 16-22.
- [38] Ding Y., Judy J. H., Wang J. P., (2005), "Magneto-resistive read sensor with perpendicular magnetic anisotropy", IEEE Transactions on Magnetics, 41, 707-712.
- [39] Garcia F., Fettar F., Auffret S., Rodmacq B., Dieny B. (2003), "Exchange-biased spin valves with perpendicular magnetic anisotropy based on (Co/Pt) multilayers", Journal of Applied Physics, 93, 8397-8399.
- [40] Zeng H., Yan M., Powers N., Sellmyer D. (2002), "Orientation-controlled nonepitaxial L10 CoPt and FePt films", Applied Physics Letters, 80, 2350-2352.
- [41] Hashimoto S., Ochiai Y., Aso K., (1989), "Perpendicular magnetic anisotropy and magnetostriction of sputtered Co/Pd and Co/Pt multilayered films", Journal of Applied Physics, 66, 4909-4916.

- [42] Manzhur Y., Imielski P., Potzger K., Brewer W., Dietrich M., Prandolini M., Bertschat H., (2005), "Magnetic anisotropy of Ni modified by extreme lattice expansion", *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 46, 535-540.
- [43] Shin S. C., Srinivas G., Kim Y. S., Kim M. G., (1998), "Observation of perpendicular magnetic anisotropy in Ni/Pt multilayers at room temperature" *Applied Physics Letters*, 73, 393-395.
- [44] Kim Y. S., Shin S. C., (1999), "Origin of room-temperature perpendicular magnetic anisotropy in Ni/Pt multilayers", *Physical Review B*, 59, 6597-6600.
- [45] Srinivas G., Shin S. C., (1999), "Magnetic and magneto-optical properties of Ni/Pt multilayers with perpendicular magnetic anisotropy at room temperature", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 198, 341-344.
- [46] Wilhelm F., Pouloupoulos P., Srivastava P., Wende H., Farle M., Baberschke K., Angelakeris M., Flevaris N., Grange W., Kappler J. P., (2000), "Magnetic anisotropy energy and the anisotropy of the orbital moment of Ni in Ni/Pt multilayers", *Physical Review B*, 61, 8647-8650.
- [47] Buschow K. J., Buschow K., (2005), "Concise encyclopedia of magnetic & superconducting materials", 2nd Edition, Elsevier.
- [48] Middelhoek S. (1963), "Domain Walls in Thin NiFe Films", *Journal of Applied Physics*, 34, 1054-1059.
- [49] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1956), "New magnetic anisotropy", *Physical Review*, 102, 1413-1414.
- [50] Meiklejohn W. H., Bean, C. P., (1957), "New magnetic anisotropy", *Physical Review*, 105, 904-913.
- [51] Nogués J., Sort J., Langlais V., Skumryev V., Surinach S., Munoz J., Baró M. (2005), "Exchange bias in nanostructures", *Physics Reports*, 422, 65-117.
- [52] Radu F., Zabel H., (2008), "Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures", *Magnetic Heterostructures*, 1st Edition, Springer.
- [53] Nogués J., Lederman D., Moran T., Schuller I. K., (1996), "Positive Exchange Bias in FeF₂-Fe Bilayers", *Physical Review Letters*, 76, 4624-4627.
- [54] Hong T., (1998), "Simple mechanism for a positive exchange bias", *Physical Review B*, 58, 97-100.
- [55] Néel L., (1967), "Etude theorique-du couplage ferro-antiferromagnetique dans les couches minces", *Annales de Physique*, 2, 61-68.

- [56] Mauri D., Siegmann H., Bagus P., Kay E., (1987), "Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate", *Journal of Applied Physics*, 62, 3047-3049.
- [57] Malozemoff A., (1987), "Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces", *Physical Review B*, 35, 3679-3682.
- [58] Malozemoff A., (1988), "Mechanisms of exchange anisotropy", *Journal of Applied Physics*, 63, 3874-3879.
- [59] Malozemoff A., (1988), "Heisenberg-to-Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy", *Physical Review B*, 37, 7673-7679.
- [60] Takano K., Kodama R., Berkowitz A., Cao W., Thomas G., (1997), "Interfacial uncompensated antiferromagnetic spins: role in unidirectional anisotropy in polycrystalline Ni₈₁Fe₁₉/CoO bilayers", *Physical Review Letters*, 79, 1130-1133.
- [61] Takano K., Kodama R., Berkowitz A., Cao W., Thomas G., (1998), "Role of interfacial uncompensated antiferromagnetic spins in unidirectional anisotropy in Ni₈₁Fe₁₉/CoO bilayers", *Journal of Applied Physics*, 83, 6888-6892.
- [62] Schmid I., Kappenberger P., Hellwig O., Carey M., Fullerton E. E., Hug H., (2008), "The role of uncompensated spins in exchange biasing", *Europhysics Letters*, 81, 17001-17005.
- [63] Nowak U., Usadel K. D., Keller J., Miltényi P., Beschoten B., Güntherodt G., (2002), "Domain state model for exchange bias. I. Theory", *Physical Review B*, 66, 014430-014438.
- [64] Radu F., Zabel H., (2005), "Fundamental aspects of exchange bias", PhD Thesis, Ruhr University.
- [65] Liu Z., Adenwalla S., (2003), "Oscillatory Interlayer Exchange Coupling and Its Temperature Dependence in [Pt/Co]₃/NiO/[Co/Pt]₃ Multilayers with Perpendicular Anisotropy", *Physical Review Letters*, 91, 037207-037210.
- [66] Sort J., Baltz V., Garcia F., Rodmacq B., Dieny B., (2005), "Tailoring perpendicular exchange bias in [Pt/Co]-IrMn multilayers", *Physical Review B*, 71, 054411-054417.
- [67] Lin K. W., Guo J. Y., Kahwaji S., Chang S. C., Ouyang H., van Lierop J., Phuoc N., Suzuki T., (2007), "In-plane and perpendicular exchange bias in [Pt/Co]/NiO multilayers", *Physica Status Solidi A*, 204, 3970-3974.
- [68] Nishimura N., Hirai T., Koganei A., Ikeda T., Okano K., Sekiguchi Y., Osada Y., (2002), "Magnetic tunnel junction device with perpendicular magnetization films for high-density magnetic random access memory", *Journal of Applied Physics*, 91, 5246-5249.

- [69] Borisov P., Hochstrat A., Chen X., Kleemann W., Binek C., (2005), “Magnetoelectric switching of exchange bias”, *Physical Review Letters*, 94, 117203-117206.
- [70] Sort J., Rodmacq B., Auffret S., Dieny B., (2003), “Pinned synthetic ferrimagnets with perpendicular anisotropy and tuneable exchange bias”, *Applied Physics Letters*, 83, 1800-1802.
- [71] Phuoc N. N., Suzuki T., (2005), “Hybrid exchange bias in $(\text{FePt-FeMn})_N$ multilayers”, *IEEE Transactions on Magnetics* 41, 2715-2717.
- [72] Lin L., Thiyagarajah N., Joo H. W., Heo J., Am Lee K., Bae S., (2010), “A physical model of exchange bias in $[\text{Pd/Co}]_5/\text{FeMn}$ thin films with perpendicular anisotropy”, *Journal of Applied Physics*, 108, 063924-063932.
- [73] Lederman D., Ramos C., Jaccarino V., Cardy J., (1993), “Finite-size scaling in $\text{FeF}_2/\text{ZnF}_2$ superlattices”, *Physical Review B*, 48, 8365-8375.
- [74] Öztürk M., Sınır E., Demirci E., Erkovan M., Öztürk O., Akdoğan N., (2012), “Exchange bias properties of $[\text{Co/CoO}]_n$ multilayers”, *Journal of Applied Physics*, 112, 093911-093917.
- [75] Hoffmann A., (2004), “Symmetry driven irreversibilities at ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces”, *Physical Review Letters*, 93, 097203-097206.
- [76] Nowak U., Misra A., Usadel K. D., (2002), “Modeling exchange bias microscopically”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 240, 243-247.
- [77] Jensen P., Dreyssé H., Kiwi M., (2005), “Magnetic reordering in the vicinity of a ferromagnetic/antiferromagnetic interface”, *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 46, 541-551.
- [78] Zuckermann M., (1973), “The proximity effect for weak itinerant ferromagnets”, *Solid State Communications*, 12, 745-747.
- [79] Manna P., Yusuf S., (2014), “Two interface effects: Exchange bias and magnetic proximity”, *Physics Reports*, 535, 61-99.
- [80] Rader O., Vescovo E., Redinger J., Blügel S., Carbone C., Eberhardt W., Gudat W., (1994), “Fe-induced magnetization of Pd: The role of modified Pd surface states”, *Physical Review Letters*, 72, 2247-2251.
- [81] Yang T., Liu B., Pan F., Luo J., Tao K., (1995), “Polarization of Pd atoms in Ni/Pd magnetic multilayers”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 7, 1121-1128.
- [82] Van Lierop J., Lin K. W., Guo J. Y., Ouyang H., Southern B. (2007), “Proximity effects in an exchange-biased $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_3\text{O}_4$ thin film”, *Physical Review B*, 75, 134409-134414.

- [83] Grimsditch M., Hoffmann A., Vavassori P., Shi H., Lederman D., (2003), "Exchange-induced anisotropies at ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces above and below the Néel temperature", *Physical Review Letters*, 90, 257201-257204.
- [84] Ohldag H., Shi H., Arenholz E., Stöhr J., Lederman D., (2006), "Parallel versus antiparallel interfacial coupling in exchange biased Co/FeF₂", *Physical Review Letters*, 96, 027203-027206.
- [85] Wang B.Y., Chiu C.C., Lin W.C., Lin M.T., (2013), "Enhanced perpendicular magnetic anisotropy in Fe/Mn bilayers by incorporating ultrathin ferromagnetic underlayer through magnetic proximity effect", *Applied Physics Letters*, 103, 042407-042411.
- [86] Manago T., Ono T., Miyajima H., Kawaguchi K., Sohma M., (1999), "Appearance of ferromagnetism induced by proximity effect and exchange enhancement in multilayer consisting of antiferromagnetic NiO and paramagnetic Pd", *Journal of the Physical Society of Japan*, 68, 334-337.
- [87] Gibert M., Zubko P., Scherwitzl R., Íñiguez J., Triscone J. M., (2012), "Exchange bias in LaNiO₃-LaMnO₃ superlattices", *Nature Materials*, 11, 195-198.
- [88] Zalm P.C., (1988), "Quantitative sputtering", *Surface and Interface Analysis*, 11, 1-24.
- [89] Parsons R., (1991), "Sputter deposition processes", *Thin Film Processes*, 22, 177-208.
- [90] Ehiasarian A., Bugyi R., (2004), "Industrial size high power impulse magnetron sputtering", *Society of Vacuum Coaters 47th Annual Technical Conference Proceedings*, 486-490, Texas, USA, 24-26 April.
- [91] Shul R., Upschulte B., Passarella R., Keesee R., Castleman A., (1987), "Thermal energy charge-transfer reactions of argon ions (Ar⁺ and Ar²⁺)", *Journal of Physical Chemistry*, 91, 2556-2562.
- [92] Hertz H., (1887), "Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung", *Annalen der Physik*, 267, 983-1000.
- [93] Einstein A., (1905), "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt", *Annalen der Physik*, 322, 132-148.
- [94] Verma H.R., (2007), "Atomic and nuclear analytical methods: XRF, Mössbauer, XPS, NAA and ion-beam spectroscopic techniques", 1st Edition, Springer.
- [95] Briggs D., Grant J.T., (2003), "Surface analysis by Auger and X-ray photoelectron spectroscopy", 1st Edition, IM Publications.

- [96] Abrudan R.M., (2007), "Growth, Structure and Magnetic Properties of Single Crystalline Fe/CoO/Ag (001) Bilayers", PhD Thesis, Freie Universitat Berlin.
- [97] Foner S., (2004), "Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer", Review of Scientific Instruments, 30, 548-557.
- [98] Guide S. O., (2008), "A Study of Surface and Magnetic Properties of Nickel Epitaxial Thin Film On Silicon Substrate", PhD Thesis, SRM University.
- [99] Yagmur A., (2013), "Çok Katlı İnce Filmlerde Kaydırma (Exchange Bias) Etkisi", Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü.
- [100] Ali M., Marrows C., Hickey B., (2008), "Controlled enhancement or suppression of exchange biasing using impurity δ layers", Physical Review B, 77, 134401-134407.
- [101] Valev V., Gruyters M., Kirilyuk A., Rasing T., (2006), "Direct observation of exchange bias related uncompensated spins at the CoO/Cu interface", Physical Review Letters, 96, 067206-067209.
- [102] Gökemeijer N., Ambrose T., Chien C., (1997), "Long-range exchange bias across a spacer layer", Physical Review Letters, 79, 4270-4273.
- [103] Thomas L., Kellock A. J., Parkin S. S., (2000), "On the exchange biasing through a nonmagnetic spacer layer", Journal of Applied Physics, 87, 5061-5063.
- [104] Ok H. N., Mullen J. G., (1968), "Evidence of two forms of cobaltous oxide", Physical Review, 168, 550-562.
- [105] Brundle C., Chuang T., Rice D., (1976), "X-ray photoemission study of the interaction of oxygen and air with clean cobalt surfaces", Surface Science, 60, 286-300.
- [106] Roth W., (1964), "The magnetic structure of Co_3O_4 ", Journal of Physics and Chemistry of Solids, 25, 1-10.
- [107] Heinz K., Hammer L., (2013), "Epitaxial cobalt oxide films on Ir (100)—the importance of crystallographic analyses", Journal of Physics: Condensed Matter, 25, 173001-170320.
- [108] Seehra M., Wijn H., (1992), "CoO-CuO. In Various Other Oxides" 1st Edition, Springer.
- [109] van Laar B., Schweizer J., Lemaire R., (1966), "Neutron-Diffraction Investigation of CoO Single Crystals", Physical Review, 141, 538-540.
- [110] van Laar B., (1965), "Multi-Spin-Axis Structure for CoO", Physical Review, 138, A584-A587.

- [111] Powell C., Jablonski A., (2000), “NIST electron inelastic-mean-free-path database, SRD 71”, Gaithersburg: Department of Commerce (US), National Institute of Standards and Technology.
- [112] Powell C., Jablonski A., (2002), “The NIST electron effective-attenuation-length database”, *Journal of Surface Analysis*, 9, 322-325.
- [113] Tanuma S., Powell C. J., Penn D. R., (2003), “Calculation of electron inelastic mean free paths (IMFPs) VII. Reliability of the TPP-2M IMFP predictive equation”, *Surface and interface analysis*, 35, 268-275.
- [114] Erkovan M., (2009), “Preparation of Cobalt Thin Films by Sputtering Systems and Its Magnetic Characterization”, *Journal of Applied Physics*, 42,101-106.
- [115] Demirci E., Öztürk M., Sınır E., Ulucan U., Akdoğan N., Öztürk O., Erkovan M., (2014), “Temperature-dependent exchange bias properties of polycrystalline Pt_xCo_{1-x}/CoO bilayers”, *Thin Solid Films*, 550, 595-601.
- [116] Gruyters M., Riegel D., (2000), “Optimized exchange biasing by controlled in situ oxidation”, *Journal of Applied Physics*, 88, 6610-6613.
- [117] Wagner C., (1983), “Sensitivity factors for XPS analysis of surface atoms”, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 32, 99-102.
- [118] Moulder J.F., Stickle W.F., Sobol P.E., Bomben K.D., (1992), “Handbook of x-ray photoelectron spectroscopy: a reference book of standard spectra for identification and interpretation of”, 1st Edition, Perkin-Elmer: Boca Raton.
- [119] Biesinger M.C., Payne B.P., Grosvenor A.P., Lau L.W., Gerson A.R., Smart R.S.C., (2011), “Resolving surface chemical states in XPS analysis of first row transition metals, oxides and hydroxides: Cr, Mn, Fe, Co and Ni”, *Applied Surface Science*, 257, 2717-2730.
- [120] Nowak G., Remhof A., Radu F., Nefedov A., Becker H.W., Zabel H., (2007), “Structural and magnetic properties of stoichiometric epitaxial CoO/Fe exchange-bias bilayers”, *Physical Review B*, 75, 174405-174412.
- [121] Devasahayam A., Kryder M., (1999), “The dependence of the antiferromagnet/ferromagnet blocking temperature on antiferromagnet thickness and deposition conditions”, *Journal of Applied Physics* 85, 5519-5521.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında Çengelköy, İstanbul'da doğdu. İlk ve orta öğretimi Çanakkale ve İstanbul'da tamamladıktan sonra 2007 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümünde lisans eğitimine başladı. 2011 yılında bu bölümden mezun oldu ve aynı yıl yüksek lisansa kabul edildi. Halen aynı Anabilim Dalında yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.