T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MANYETOELEKTRİK Cr_2O_3 TABANLI İNCE FİLM SİSTEMLERİNDE DİK EXCHANGE BIAS ETKİSİNİN İNCELENMESİ

ERDEM DEMİRCİ
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2016

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MANYETOELEKTRİK Cr_2O_3 TABANLI İNCE FİLM SİSTEMLERİNDE DİK EXCHANGE BIAS ETKİSİNİN İNCELENMESİ

ERDEM DEMİRCİ
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
DOÇ. DR. NUMAN AKDOĞAN

GEBZE
2016

T.R.

GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

INVESTIGATION OF PERPENDICULAR EXCHANGE BIAS EFFECT IN MAGNETOELECTRIC Cr_2O_3 BASED THIN FILMS

ERDEM DEMİRCİ

A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF DOCTOR OF PHILOSOPHY

DEPARTMENT OF PHYSICS

THESIS SUPERVISOR

ASSOC. PROF. DR. NUMAN AKDOĞAN

GEBZE

2016

GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ	**DOKTORA JÜRİ ONAY FORMU**

GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 27/06/2016 tarih ve 2016/43 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 27/07/2016 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Erdem DEMİRCİ'nin tez çalışması Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE
(TEZ DANIŞMANI) : Doç Dr. Numan AKDOĞAN

ÜYE : Doç. Dr. Osman ÖZTÜRK

ÜYE : Doç. Dr. Sevda AVCI

ÜYE : Doç. Dr. Kemal ÖZDOĞAN

ÜYE : Doç. Dr. Mustafa ERKOVAN

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

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

İMZA/MÜHÜR

Scanned by CamScanner

ÖZET

Son yıllarda bilgi depolama teknolojisindeki uygulamaları sayesinde manyetik okuyucu başlıklar, manyetik rastgele erişimli bellekler (MRAM) ve spin vanaları büyük ilgi çekmektedir. Bu tür cihazların gelişmesindeki ana unsur exchange bias etkisidir. Bununla birlikte, manyetoelektrik Cr_2O_3 tabakası çoklu kristal yapıda büyütülebildiği ve Néel sıcaklığı yaklaşık 307 K olduğu için manyetik ve yapısal özellikleri açısından spintronik araştırmalar için uygun bir malzemedir. Bu tez çalışmasında ME/AFM Cr_2O_3 tabakası içeren exchange bias sistemleri x-ışını kırınımı, x-ışını yansıması, manyeto-optik Kerr etkisi, ferromanyetik rezonans, titreşimli örnek manyetometresi ve anormal Hall etkisi yöntemleri kullanılarak çalışıldı.

Tezin birinci bölümünde, manyetizma-exchange bias ve manyetoelektrik-exchange bias arasındaki etkileşme değerlendirildi. İkinci bölümde, MOKE sistemi için deney düzeneği kurulumu ve kontrolünden bahsedildi. Buna ek olarak, MOKE deney düzeneğine eklenen sıcaklığa bağlı transport ölçüm sistemi anlatıldı. Üçüncü bölümde, magnetron saçtırma tekniği ile Si (111) alttaşlar üzerine büyütülen Pt/Co/Cr_2O_3 ince filmlerin yapısal ve manyetik özellikleri hakkında bilgi verildi. Tezin son bölümünde ise sıcaklığın düşmesiyle örnek düzlemine dik exchange bias etkisinin azalma davranışı detaylıca tartışıldı.

Anahtar Kelimeler: Dik Exchange Bias, Manyetoelektrik, Cr_2O_3, MOKE, Spin Eğilmesi.

SUMMARY

In recent years, magnetic read heads, magnetic random access memories (MRAM) and magneto-electronic switching devices (spin valves) have received much attention due to their applications in data storage technology. One of the key elements in development of such devices is exchange bias (EB) effect. In addition, magnetoelectric (ME) / antiferromagnetic (AFM) Cr_2O_3 has convenient magnetic and structural properties for spintronic applications because of its relatively high Néel temperature (307 K) easily grown polycrystalline structure. In this thesis, exchange bias systems which include Cr_2O_3 layer are studied using x-ray reflectivity (XRR) and x-ray diffraction (XRD), magneto-optical Kerr effect (MOKE), ferromagnetic resonance (FMR), vibrating sample magnetometry (VSM) and anomalous Hall effect (AHE) methods.

In the first part of the thesis, the correlation between magnetism-exchange bias and magnetoelectricity-exchange bias has been reviewed. In the second part, the installation and operation details for the MOKE system have been given. In addition, cryostat system for transport measurements attached to the MOKE setup has been explained. In the third part of the thesis, the structural and magnetic properties of Pt/Co/Cr_2O_3 thin films, grown on Si (111) substrates by using magnetron sputter, were reported. In the last part of the thesis, the unusual temperature dependence of perpendicular exchange bias in Pt/Co/Cr_2O_3 thin films has been discussed.

Key Words: Perpendicular Exchange Bias, Magnetoelectric, Cr_2O_3, MOKE, Spin Canting.

TEŞEKKÜR

Ocak 2010 yılı yüksek lisansa başladığımdan beri birlikte çalıştığım, akademik kariyerimin temel yapı taşlarını oluşturan doktora tezim esnasında çalışmalarımı gerçekleştirme imkanı sağlayan ve bilimsel düşüncelerimin gelişmesinde büyük rol oynayan sayın danışman Hocam Doç. Dr. Numan AKDOĞAN'a teşekkür ederim.

Yüksek lisans ve doktora eğitimim boyunca birlikte keyifle çalıştığım, bilgisini ve dostluğunu hiçbir zaman esirgemeyen çalışma arkadaşım Dr. Mustafa ÖZTÜRK'e teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasında kullanılan ince filmlerin hazırlanmasına katkı sağlayan Yüzey Fiziği Laboratuvar sorumlusu Doç. Dr. Osman ÖZTÜRK Hocama ve Uzman Melek Türksoy ÖCAL arkadaşıma çok teşekkür ederim.

Tez kapsamında yapılan deneysel ölçüm laboratuvar alt yapısını oluşturan sayın Prof. Dr. Bekir AKTAŞ Hocama, doktora çalışmalarım esnasında gelişmeme katkı sağlayan Prof. Dr. Bulat RAMİ'ye, Doç. Dr. Fikret YILDIZ'a, Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR'e, Doç. Dr. Mustafa ERKOVAN'a, Yrd. Doç. Dr. Sinan KAZAN'a, Dr. Ali Cemil BAŞARAN'a çok teşekkür ederim.

2010-2016 yılları arasında grubumuzda bulunan arkadaşlarım Ekrem SINIR'a, Ahmet YAĞMUR'a, Utku ULUCAN'a, Ayşe CANLI'ya, Ayşe SÖNMEZ'e, Selahattin ÇELİK'e, Hasan PİŞKİN'e, Burak ÖZER'e ve Dr. Şafak GÖK Hocama çok teşekkür ederim.

Doktora tez çalışmamı destekleyen 112T857 numaralı TÜBİTAK'a projesine teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET v
SUMMARY vi
TEŞEKKÜR vii
İÇİNDEKİLER viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ x
ŞEKİLLER DİZİNİ xiv
TABLOLAR DİZİNİ xx

1. GİRİŞ 1
2. MANYETİZMA VE EXCHANGE BIAS ETKİSİ 2
2.1. İdeal Exchange Bias Modeli 3
2.1.1. Exchange Bias Alanının FM ve AFM Kalınlığına Bağlı Davranışı 11
2.1.2. Exchange Bias Alanının Sıcaklığa Bağlı Davranışı 12
2.1.3. Örnek Düzlemine Dik Exchange Bias Alanı (PEB) 16
2.2. Manyetoelektrik Malzemeler ve Exchange Bias etkisi 22
2.2.1. Manyetoelektrik Malzemeler 22
2.2.2. Manyetoelektrik Tabanlı Exchange Bias Sistemleri 28
3. MANYETO OPTİK KERR ETKİSİ (MOKE) 33
3.1. Manyeto-Optik Kerr Etkisinin Teorisi 35
3.2. MOKE Sistemi Deney Düzeneği 44
3.3. MOKE Sistemi Ölçüm Geometrileri 54
3.3.1. L-MOKE Geometrisi ve Ölçüm Tekniği 54
3.3.2. P-MOKE Geometrisi ve Ölçüm Tekniği 55
3.4. Sıcaklığa Bağlı MOKE ve Manyeto-Transport Sistemi 56
3.4.1. Sıcaklık Sensörü ve Manyetik Alan Kalibrasyonu ve Yazılımı 61
3.4.1.1. Sıcaklık Sensörü Kalibrasyonu ve Yazılımı 61
3.4.1.2. Manyetik Alan Kalibrasyonu ve Yazılımı 65
3.5. MOKE Labview Programı 69
4. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 İNCE FİLMLERİ İÇİN ÖLÇÜM SONUÇLARI 77
4.1. Co/Pt/Cr_2O_3 Sistemlerinde Exchange Bias Etkisi 77
4.2. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 İnce Filmlerin Hazırlanması 84

4.3. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 İnce Filmlerin Yapısal Karakterizasyonu 87
4.3.1. Küçük Açı X-Işını Yansıması (XRR) Ölçümleri 87
4.3.2. Büyük Açı X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçümleri 90
4.4. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 İnce Filmlerin Manyetik Karakterizasyonu 92
4.4.1. FMR Ölçüm Sonuçları 92
4.4.2. MOKE Ölçüm Sonuçları 97
4.4.3. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Ölçüm Sonuçları 100
4.4.5. Anormal Hall Etkisi (AHE) Ölçüm Sonuçları 111
5. SONUÇLAR ve YORUMLAR 117
5.1. Öneriler 120

KAYNAKLAR 122
ÖZGEÇMİŞ 139
EKLER 140

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler ve Kısaltmalar		**Açıklamalar**
$\Theta_K^{s(p)}$	:	Karmaşık Kerr dönmesi
K_c	:	Manyeto-kristal anizotropi
K_d	:	Şekil anizotropisi
K_{etkin}	:	Etkin manyetik anizotropi
K_s	:	Yüzey anizotropisi
K_v	:	Hacim anizotropisi
K_γ	:	Manyeto-elastik anizotropi
r_{ij}	:	Gelen j polarize elektrik alanının yansıyan i polarize elektrik alanına oranı
t_{AF}^C	:	Kritik antiferromanyetik tabaka kalınlığı
α_{ij}(T)	:	Manyetoelektrik katsayı
ε_0	:	Serbest uzayın elektrik geçirgenliği
ε_{ij}(T)	:	Serbest uzayın sıcaklığa bağlı göreli elektriksel geçirgenliği
μ_{ij} (T)	:	Serbest uzayın sıcaklığa bağlı göreli manyetik geçirgenliği
μ_0	:	Serbest uzayın manyetik geçirgenliği
Å	:	Angström
d	:	Düzlemler arası mesafe
ε	:	Dielektrik tensörü
φ	:	Örnek düzlemi açısı
δ	:	Analizör dönme açısı
B	:	Manyetik alan
E	:	Elektrik alan
E_P	:	Örnek düzlemine paralel elektrik alan bileşeni
E_S	:	Örnek düzlemine dik elektrik alan bileşeni
F	:	Serbest enerji
H	:	Manyetik alan
H_C	:	Zorlayıcı alan
H_{C1}	:	Negatif zorlayıcı alan

H_{C2}	:	Pozitif zorlayıcı alan
H_{EB}	:	Exchange bias alanı
H_{FC}	:	Alanda soğutma
H_P	:	Kalıcı sabit manyetik alan
H_{PEB}	:	Örnek düzlemine dik exchange bias alanı
I	:	Yansıyan ışığın şiddeti
I_0	:	Gelen ışığın şiddeti
J_{eb}	:	Ara yüzey değiş-tokuş bağlanma enerjisi
J_K	:	Tek yönlü manyetik anizotropi enerjisi
K_{AFM}	:	Antiferromanyetik tabakanın manyetik anizotropi enerjisi
K_{FM}	:	Ferromanyetik tabakanın manyetik anizotropi enerjisi
M	:	Manyetik alan
M_{AFM}	:	Antiferromanyetik tabakanın mıknatıslanması
M_{FM}	:	Ferromanyetik tabakanın mıknatıslanması
M_R	:	Kalıcı mıknatıslanma
M_S	:	Doyum mıknatıslanması
P	:	Polarizasyon
Q	:	Manyeto-optik Voigt sabiti
R	:	Manyeto-optik Fresnel yansıma matrisi
S_i	:	Spin açısal momentumu
T	:	Sistem sıcaklığı
t_{AFM}	:	Antiferromanyetik tabaka kalınlığı
T_B	:	Engelleme (Blocking) Sıcaklığı
T_C	:	Curie sıcaklığı
t_{FM}	:	Ferromanyetik tabaka kalınlığı
T_N	:	Néel sıcaklığı
V	:	Gerilim (Voltaj)
$E(\beta)$	:	Birim hacim başına düşen toplam serbest enerji
Al_2O_3	:	Alüminyum oksit
Ar	:	Argon
Au	:	Altın
$BiFeO_3$	:	Bizmut Demir Oksit
Co	:	Kobalt

CoPt	:	Kobalt Platin
Cr	:	Krom
Cr_2O_3	:	Dichromium trioxide
Cu	:	Bakır
Fe	:	Demir
FePt	:	Demir Platin
IrMn	:	Iridium Manganese
MgO	:	Magnezyum oksit
NdFeB	:	Neodymium
Ni	:	Nikel
$Ni_3B_7O_{13}$	:	Nickel Iodine Boracite
O	:	Oksijen
Pd	:	Paladyum
Pt	:	Platin
Ru	:	Ruthenium
Si	:	Silisyum
Ta	:	Tantalum
W	:	Tungsten
A	:	Amper
AC	:	Alternatif akım
AFE	:	Antiferroelektrik
AFM	:	Antiferromanyetik
AHE	:	Anormal Hall Etkisi
BNC	:	Bayonet Neill–Concelman
DC	:	Doğru akım
DTM	:	Dijital tesla metre
FE	:	Ferroelektrik
FM	:	Ferromanyetik
FMR	:	Ferromanyetik rezonans
GMR	:	Dev manyeto-direnç
GPIB	:	General Purpose Interface Bus (IEEE-488)
ITO	:	Indium Tin Oxide
Labview	:	Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench

L-MOKE	:	Boyuna MOKE geometrisi
MB	:	İdeal Meiklejohn ve Bean modeli
ME	:	Manyetoelektrik
MERAM	:	Magnetoelektrik rastgele erişimli bellek
MFM	:	Manyetik kuvvet mikroskobu
MOKE	:	Manyeto Optik Kerr Etkisi
MS	:	Magnetron Saçtırma
NASAM	:	Nanomanyetizma ve Spintronik Araştırma Merkezi
NM	:	Manyetik olmayan
nm	:	Nanometre
PCB	:	Baskılı devre kartı
PEB	:	Örnek düzlemine dik exchange bias
PEM	:	Fotoelastik modülatör
PID	:	Proportional-Integral-Derivative
PMA	:	Örnek düzlemine dik manyetik anizotropi
P-MOKE	:	Kutupsal MOKE geometrisi
RF	:	Radyo frekansı
T-MOKE	:	Enine MOKE geometrisi
TMR	:	Tünelleme manyeto-direnç
VSM	:	Titreşimli örnek manyetometresi
XRD	:	Büyük açı x-ışın kırınımı
XRR	:	Küçük açı x-ışını yansıması

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil No:		Sayfa
2.1:	Co/CoO sistemi için 77 K sıcaklığında, manyetik alan altında (düz çizgi) ve alansız (kesikli çizgi) soğutma sonucu elde edilen mıknatıslanma eğrileri.	3
2.2:	İdeal FM/AFM sisteminde sistem sıcaklığının (T) a) $T_C > T > T_N$ durumu için b), c), d) ve e) $T_C > T_N > T$ durumu için mıknatıslanma eğrisi ve spin yönelimleri.	4
2.3:	İdeal MB modelinde kullanılan vektör ve açıların şematik gösterimi.	8
2.4:	MB modelinde kullanılan vektör ve açıların şematik gösterimi.	10
2.5:	Sıcaklığın fonksiyonu olarak Fe, Co ve Ni ferromanyetik tabakalarının sıcaklığa bağlı doyum mıknatıslanma değerleri.	13
2.6:	PtCo/CoO ince filmlerinde H_{EB}, H_{C1} ve H_{C2} alanlarının sıcaklığa bağlı davranışı.	13
2.7:	PtCo/CoO exchange bias sisteminde 10 K sıcaklığında peş peşe ölçülen mıknatıslanma eğrileri (iç şekil) ve $-H_{C1}$ zorlayıcı alan değerinin talim (training) etkisi sonucu ortaya çıkan davranışı.	15
2.8:	Çoklu kristal yapıdaki CoO/Fe ince filmine ait 10 K sıcaklığında ölçülen 13 ardışık mıknatıslanma eğrisi için, H_{EB} alanının Denklem 2.17 ve Denklem 2.18'e göre fit grafiği.	16
2.9:	FM tabaka kalınlığına bağlı manyetik anizotropi değişimi.	18
2.10:	Co/Pd çok katlı ince filminde Co tabaka kalınlığına bağlı olarak etkin manyetik anizotropi enerjisi.	19
2.11:	FM/AFM sistemlerinde, örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmaya sahip ince filmler için kullanılan vektör ve açıların şematik gösterimi.	20
2.12:	Çok katlı ince film sisteminde H_{PEB} ve H_C alanlarının a) Co kalınlığına bağlılığı, b) farklı Co kalınlıklarında FM/AFM ara tabakasında bulunan Pt tabaka kalınlığına bağlılığı.	22
2.13:	Ferroelektrik, ferromanyetik ve multiferroik malzemelerin elektrik ve manyetik alan altındaki davranışları.	25
2.14:	Multiferroik ve manyetoelektrik malzemeler arasındaki ilişki.	26

2.15: Yalıtkan oksit malzemelerin sınıflandırılması. 27
2.16: ME malzeme kullanılarak oluşturulan MERAM hücre şeması. 29
2.17: ME malzeme kullanılarak oluşturulan MERAM hücresinde FM-2 tabakasının mıknatıslanma eğrisi. 30
2.18: a) Tek kristal Cr_2O_3 için (0001) yüzeylerindeki spin yapısı, b) oksijen iyonları ile çevrelenmiş ve c-ekseni boyunca hizalanan Cr^{+3} spinleri. 31
3.1: Parafin ışık kaynağı, Nicol prizması, at nalı şeklinde elektromıknatıs ve fotodiyot kullanılarak 1877 yılında John Kerr tarafından hazırlanan ilk MOKE deney sistemi. 33
3.2: a) Polarize olmayan, b) düzlem polarize, c) dairesel polarize ve d) eliptik polarize ışının E alan bileşenleri. 35
3.3: Manyetik ince film üzerine gönderilen Es (Ep) polarize ışının manyetik malzeme üzerinden yansıdıktan sonra yeni $Es'(Ep')$ polarizasyon yönleri. 36
3.4: Yansıma düzleminin örnek düzlemine dik olduğu durumda M mıknatıslanma vektörünün a) örnek düzlemine ve yansıma düzlemine paralel olduğu L-MOKE geometrisi. 37
3.5: Manyetik olmayan bir ortamdan manyetik olan bir ortama geçen E_S ve E_P polarize ışınlara ait koordinat sistemi. 39
3.6: Örnek üzerinden yansıyan ışığın polarizasyonuna dik olarak ayarlanan analizörün başlangıç durumuna göre δ açısı yapacak şekilde döndürülmesi. 42
3.7: L-MOKE ve P-MOKE geometrilerine uyumlu MOKE manyetometresi tasarımı. 44
3.8: MOKE sisteminde kullanılan HeNe lazeri. 46
3.9: MOKE sisteminde kullanılan polarizörler ve polarizör tutucusu. 46
3.10: MOKE sisteminde kullanılan a) elektromıknatıs ve b) paralel bağlı güç kaynakları. 47
3.11: P-MOKE ölçümleri için kullanılan manyetik olmayan saf Si ayna. 47
3.12: MOKE sisteminde a) L-MOKE ve b) P-MOKE için kullanılan örnek tutucular. 48
3.13: MOKE sisteminde kullanılan a) örnek döndürücü adım motor (360 derece) ve b) kontrol ünitesi. 49

3.14 MOKE sisteminde kullanılan 1 mm çapındaki hizalama deliği (pin hole). 49
3.15: MOKE sisteminde kullanılan fotoelastik modülatörün a)optik başlığı ve b) kontrol ünitesi. 50
3.16: MOKE sisteminde kullanılan a) Si fotodiyot detektör ve b) yükselteç (amplifier). 50
3.17: MOKE sisteminde kullanılan sinyal ayırıcı yükselteç (lock-in amplifier). 51
3.18: MOKE sisteminde kullanılan a) manyetik alan sensörü ve b) dijital teslametre. 51
3.19: MOKE sisteminde kullanılan üç eksenli hareket ettirici. 52
3.20: GTÜ Fizik Bölümü MOKE Laboratuvarında ölçülen 10 nm kalınlığında Co ince filmi için histeresis eğrisi. 53
3.21: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'nde kurulan MOKE sisteminin fotoğrafı. 53
3.22: L-MOKE ölçüm geometrisi. Numaralarla gösterilen parçaların bilgisi Tablo 2.1'de verilmiştir. 54
3.23: P-MOKE ölçüm geometrisi. Numaralarla gösterilen parçaların bilgisi Tablo 2.1'de verilmiştir. 56
3.24: Sıvı azot ve sıvı helyum akışlı optik pencereli ölçüm haznesinin a) önden b) yandan ve c) üstten görünüşü. 57
3.25: Kontak bağlantı istasyonu. 59
3.26: Sıvı azot ve sıvı helyum akışlı optik pencereli ölçüm haznesi. 60
3.27: a) akım kaynağı, b) nanovoltmetre, c) sıcaklık sensörü ve d) sıcaklık kontrol ünitesi. 61
3.28: PID kalibrasyon örneği. 62
3.29: Sıcaklık kontrol ünitesinin PID ayarları için yazılan labview programının kullanıcı paneli. 63
3.30: LakeShore Cryogenic Model 331 sıcaklık kontrol ünitesinin a) PID ayarları, b) sıcaklık sensörü için yazılan ara yüzey programına ait algoritmaları içeren block diagramları. 64
3.31: Kepco güç kaynakları tarafından $\pm 20\ A$ aralığında 0.01 A adımlarla uygulanan akım değerine karşılık manyetik alan taraması. 65

3.32: Kepco güç kaynaklarına -5 A ile 5 A arasında uygulanan akım değerine karşılık gelen manyetik alan değerinin lineer fit grafiği. 66
3.33: Kepco güç kaynağı tarafından +5 A ile +20 A arasında uygulanan akım değerlerine karşılık gelen manyetik alan değerlerinin üstel fonksiyonuna göre fit grafiği. 67
3.34: a) Manyetik alan kalibrasyonu için doğrusal ve üstel fonksiyon denklemleri kullanılarak yazılan block diagram. 68
3.35: Kepco güç kaynağı tarafından -20 A ile +20 A arasında uygulanan akım değerine karşılık gelen deneysel manyetik alan değeri ve fit edilen manyetik alan değerinin kıyaslanması 69
3.36: MOKE ölçümleri için kullanılan Labview tabanlı programın kullanıcı paneli. 70
3.37: a) Kepco güç kaynaklarının kontrolü, b) mıknatıslanma eğrisi, c) sinyal ayırıcı yükselteçten gelen sinyali okuma, d) veri kaydetme ve grafik çizme için oluşturulan block diagram programları. 72
3.38: MOKE programı kullanılarak ölçülen 5 Å Co ince filmine ait mıknatıslanma eğrisi. 73
3.39: Açıya bağlı L-MOKE ölçümleri için yazılan kullanıcı paneli. 75
3.40: Açıya bağlı L-MOKE ölçümlerinde kullanılan 360 derece adım motor için kullanılan block diagram. 75
3.41: 360 derece adım motora uygulanan açı değeri algoritması. 76
4.1: Co (1nm – 2.3 nm)/Cr2O3/Si (111) ince film sistemleri için exchange bias etkisinin sıcaklığa bağlı davranışı. 78
4.2: Pt(5 nm)/Co(0.5nm-0.8nm–1nm)/Cr_2O_3 (50nm-70nm–120nm–150nm)/Pt(20nm)/Al_2O_3(0001) ince filmlerinde farklı kalınlıklardaki Co tabakası için J_K'nin sıcaklığa bağlı davranışları. 79
4.3: Pt(5 nm)/ Co (0.8 nm)/ Pt(0 - 0.5 nm – 0.8 nm)/ Cr_2O_3 (50 nm)/ Pt (20 nm)/ Al_2O_3 (0001) ince filmlerinde JK enerjisinin sıcaklığa bağlı davranışı. 80
4.4: Pt/Co/Cr_2O_3 ince filmi için a) FM Co tabaka kalınlığına bağlı etkin manyetik anizotropi enerjisi ve b) H_{EB} ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışı. 81

4.5: Tampon tabakasız (kırmızı yuvarlak) ve 25 nm Pt tampon tabakalı (siyah yıldız) Cr_2O_3 /Co_3Pt /Ru/Ta ince film sistemleri için manyetik anizotropi enerjisinin sıcaklığa bağlı davranışı. 82
4.6: Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Pt ince film sisteminde PEB ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışları. 83
4.7: Co ve Cr_2O_3 tabakaları arasına yerleştirilen Pt ara tabakasının kalınlığına bağlı olarak exchange bias alanının davranışı. 84
4.8: Gebze Teknik Üniversitesi Yüzey Fiziği laboratuvarındaki magnetron saçtırma cihazı. 85
4.9: Magnetron saçtırma sistemi ile büyütülen a) S1a, b) S1b, c) S2a ve d) S2b ince film sistemleri. 86
4.10: Gebze Teknik Üniversitesi NASAM laboratuvarındaki XRD cihazı. 87
4.11: a) S1a (yeşil), S1b (kırmızı) ve b) S2a (mavi), S2b (pembe) ince filmlerine ait XRR ölçüm ve simülasyon dataları. 88
4.12: Si alttaşa ait XRD ölçüm sonucu. 91
4.13: a) S1a, b) S1b, c) S2a ve d) S2b ince filmlerine için 2θ-ω XRD ölçüm sonuçları. 92
4.14: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü laboratuvarında bulunan Bruker EMX model ESR cihazı. 93
4.15: a) Örnek düzlemine dik (out-of-plane) ve b) örnek düzlemindeki (in-plane) FMR ölçüm geometrileri. 94
4.16: Oda sıcaklığında, S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemine dik geometride yapılan açıya bağlı FMR ölçüm sonuçları. 95
4.17: Örnek düzlemi geometrisinde a) S1b ve b)S2b ince filmine ait açıya bağlı rezonans spektrumları, c) S1b ince filmine ait, d) S2b ince filmine ait açıya bağlı rezonans alanı sonuçları. 96
4.18: GTÜ Fizik Bölümü'nde bulunan MOKE Sistemi. 97
4.19: a) S1a ve b) S2a ince filmleri için P-MOKE ölçüm sonuçları. 98
4.20: a) S1b ve b) S2b ince filmleri için örnek düzleminde 0°, 45° ve 90°'de L-MOKE ile ölçülen mıknatıslanma eğrileri. 99
4.21: a) S1b ve b) S2b ince filmleri için P-MOKE ölçüm sonuçları. 100
4.22: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki PPMS cihazı. 100

4.23: a) S1a ve b) S2a ince filmlerine ait 10 K – 305 K arası farklı sıcaklıklarda ve örnek düzlemine dik geometride VSM ile ölçülen mıknatıslanma eğrileri. 102
4.24: a) S1a ve b) S2a ince filmlerin mıknatıslanma eğrilerinde zorlayıcı alanlarının 300 K (siyah) ve 10 K (kırmızı) sıcaklıklarında kıyaslanması. 103
4.25: a) S1a ve b) S2a ince filmleri için H_{EB}, $-H_{C1}$, H_{C2} ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışı. 106
4.26: Örnek düzlemi geometrisinde, 100 K sıcaklığında VSM ile ölçülen a) S1a ve b) S2a ince filmlerine ait mıknatıslanma eğrileri. 108
4.27: Örnek düzlemi geometrisinde a) S1b ve b) S2b ince filmlerine ait 300 K (siyah) ve 10 K (kırmızı) sıcaklık değerlerinde ölçülen mıknatıslanma eğrileri. 109
4.28: a) S1b ve b) S2b ince filmleri için örnek düzlemi geometrisinde, 1 T dış manyetik alan altında soğutularak 50 K sıcaklığında ölçülen açıya bağlı mıknatıslanma eğrileri. 110
4.29: Örnek düzlemine dik geometride ve 300 K sıcaklığında ölçülen a) S1b ve b) S2b ince filmlerine ait mıknatıslanma eğrileri. 111
4.30: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki Easy Transport Ölçüm Sistemi. 111
4.31: AHE ölçüm geometrisi. 112
4.32: 300 K ve 10 K sıcaklıklarında, 1mA akım uygulanarak ölçülen a)S1a ve b)S2a ince filmlerine ait AHE ölçüm sonuçları. 113
4.33: a) S1a ve b) S2a ince filmleri için AHE yöntemi kullanılarak belirlenen H_{EB}, $-H_{C1}$, H_{C2} ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışı. 114
5.1: ME/AFM Cr_2O_3 spin ekseninin c-eksininden sapması veya spin-flop geçişi olması durumunda ME/AFM Cr_2O_3 spin ekseninin x-y düzleminde oluşabilecek iz düşümü. 119

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo No:		Sayfa
2.1:	Ferroelektrik (FE), Antiferroelektrik (AFE), Ferromanyetik (FM), Antiferromanyetik (AFM), Ferroelastik özellikler.	24
3.1:	MOKE sisteminde kullanılan mekanik ve elektronik cihazlar.	45
3.2:	Sıvı azot ve sıvı helyum akışlı optik pencereli ölçüm haznesinde kullanılan mekanik parçalar.	58
3.3:	Denklem 3.28'de kullanılan $a_0, a_1, a_2, a_{3,} a_{4,} a_5$ sabit değerleri.	67
4.1:	Exchange bias etkisini incelemek için tasarlanan örnek sistemleri.	85
4.2:	XRR yöntemi kullanılarak yapılan fit sonucunda a) S1a, b) S1b, c) S2a ve d) S2b ince filmleri için elde edilen yoğunluk, kalınlık ve pürüzlülük değerleri.	89
4.3:	S1a ve S2a ince filmleri için oda sıcaklığında MOKE ve VSM ile ölçülen zorlayıcı alan değerleri.	103
4.4:	S1a ve S2a ince filmleri için 10 K ve 160 K sıcaklıklarında VSM ölçümlerinden belirlenen H_{EB} alan değerleri.	107
4.5:	S1a ve S2a ince filmleri için 10 K ve 160 K sıcaklıklarında AHE ölçümlerinden belirlenen H_{EB} alan değerleri.	115
4.6:	P-MOKE, VSM ve AHE yöntemlerini kullanarak oda sıcaklığında ölçülen S1a veS2a ince filmlerine ait zorlayıcı alan değerleri.	115

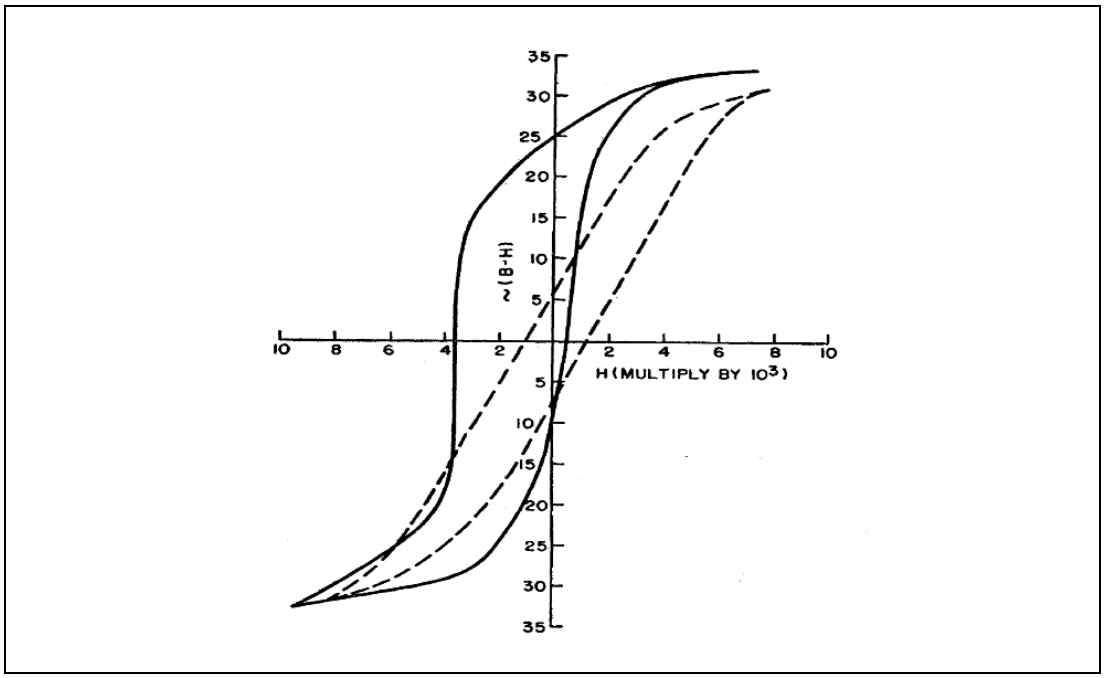
1. GİRİŞ

İnsanlık tarihinin gelişmesinde manyetizma en önemli keşifler arasında önemli bir rol oynamaktadır. Manyetizma ilk olarak manyetit olarak bilinen Fe_3O_4 (demir oksit) mineralinin keşfiyle başlamıştır. Bu mineralin kayaya benzer sert yapısı sebebiyle insanoğlunun hayatında ilk olarak kaşık, tabak gibi araç gereç olarak kullanılmasına karşın zamanla keşfedilen özellikleri bakımından teknolojik cihaz olarak kullanılmaya başlanmıştır. İlk defa 1088 yılında Shen Kuo tarafından denizcilik alanında pusula olarak kullanılmaya başlanmış ve 1433 yılında Çinli Amiral Cheng Ho tarafından Afrika kıtası keşfedilmiştir. Daha sonraları pusula Avrupa'ya yayılmış ve 1492 yılında Christopher Columbus tarafından Amerika kıtası keşfedilmiştir [1]. Büyük keşiflerin yapılmasında önemli payı olan manyetizma bilim dünyasının ilgisini çekmeyi başarmış ve 19. yy. ilk yarısında manyetizma disiplinler arası birimlerle köprüler kurmaya başlamıştır. İlk olarak1820'de H. C. Oersted elektrik ve manyetik alanlar arasındaki bağlantıyı kurdu [2]. Hemen sonrasında 1821'de M. Faraday elektromanyetik indüksiyonu keşfetti [3], 1861'de ise J. C. Maxwell elektrik ve manyetik alanların birbirileri ile ilişkisini, yükler ve akımlar tarafından nasıl değiştirildiğini ve üretildiğini gösterdi [4]. Bunun yanında, 1845 yılında M. Faraday manyetik malzeme içerisinden polarize ışın geçirerek malzemenin optik yolla manyetik özelliklerini belirledi [5]. Ardından 1877 yılında J. Kerr manyetik malzeme yüzeyinden yansıyan ışının polarizasyonunu inceledi [6]. R. Feynman 1959 yılında yaptığı konuşmasında "*There's Plenty of Room at the Bottom*" ifadesi ile nano-teknolojiye ilk defa dikkat çekmiştir. Çok geçmeden nano-teknoloji ile manyetizma arasında bağlar kurulmuş ve nano-teknolojinin gerçek bir uygulaması olan dev manyeto direnç (GMR) çalışmalarıyla Albert Fert ve Peter Grünberg 2007 yılında Nobel ödülü almışlardır [7, 8]. Teknolojik açıdan günümüzde tüm sabit disklerde kullanılan okuyucu kafaların yapımına imkân veren bu teknolojiyle sabit disklerin kapasitesi de artırılmıştır. Ancak teknolojinin her geçen gün gelişmesiyle daha küçük alanlara daha fazla bilgi depolamak, daha az enerji harcayarak azami verim sağlamak gibi yeni beklentiler ortaya çıkmaktadır. Bu tez çalışmasında ise bu tür araştırmalara yönelik bilgi depolama sistemlerinde okuyucu başlıklarda ferromanyetik tabakaları sabitlemek için kullanılan exchange bias etkisi manyetoelektrik Cr_2O_3 tabanlı ince film sistemleri kullanılarak çalışıldı.

2. MANYETİZMA VE EXCHANGE BIAS ETKİSİ

Tek yönlü anizotropi olarak da bilinen exchange bias etkisi, ilk olarak 1956 yılında W.H. Meiklejohn ve C.P. Bean tarafından, etrafı oksitlenmiş ferromanyetik (FM) Co parçacıkları ile çalışılırken keşfedildi. Bu çalışmalarında, içeride yer alan FM Co ve onu çevreleyen antiferromanyetik (AFM) CoO parçacıklarından oluşan sistemde ara yüzey değiş-tokuş etkileşmesi (exchange coupling) sonucu FM tabakanın mıknatıslanma eğrisinde kayma gözlemlendi [9, 10]. Bu etki "yeni bir anizotropi çeşidi" (a new type of anisotropy) olarak adlandırıldı. Exchange bias etkisinin keşfinden önce zorlayıcı alanlardaki artışın sebepleri manyetik momentler arası gerilme (strain), kristal anizotropi ve şekil anizotropisi olarak biliniyordu [11-13]. Bu etkenlere ek olarak, exchange bias etkisinin keşfiyle birlikte FM ve AFM arasındaki etkileşmeyi içeren bir mekanizma daha eklenmektedir. Bu etkinin kaynağı AFM CoO tabakasındaki Co spinleri ile FM Co spinleri arasındaki etkileşmeden dolayı aynı zamanda değiş-tokuş etkileşmesi olarak ifade edilmektedir ve çok sayıda çalışma yapılmıştır [14-35].

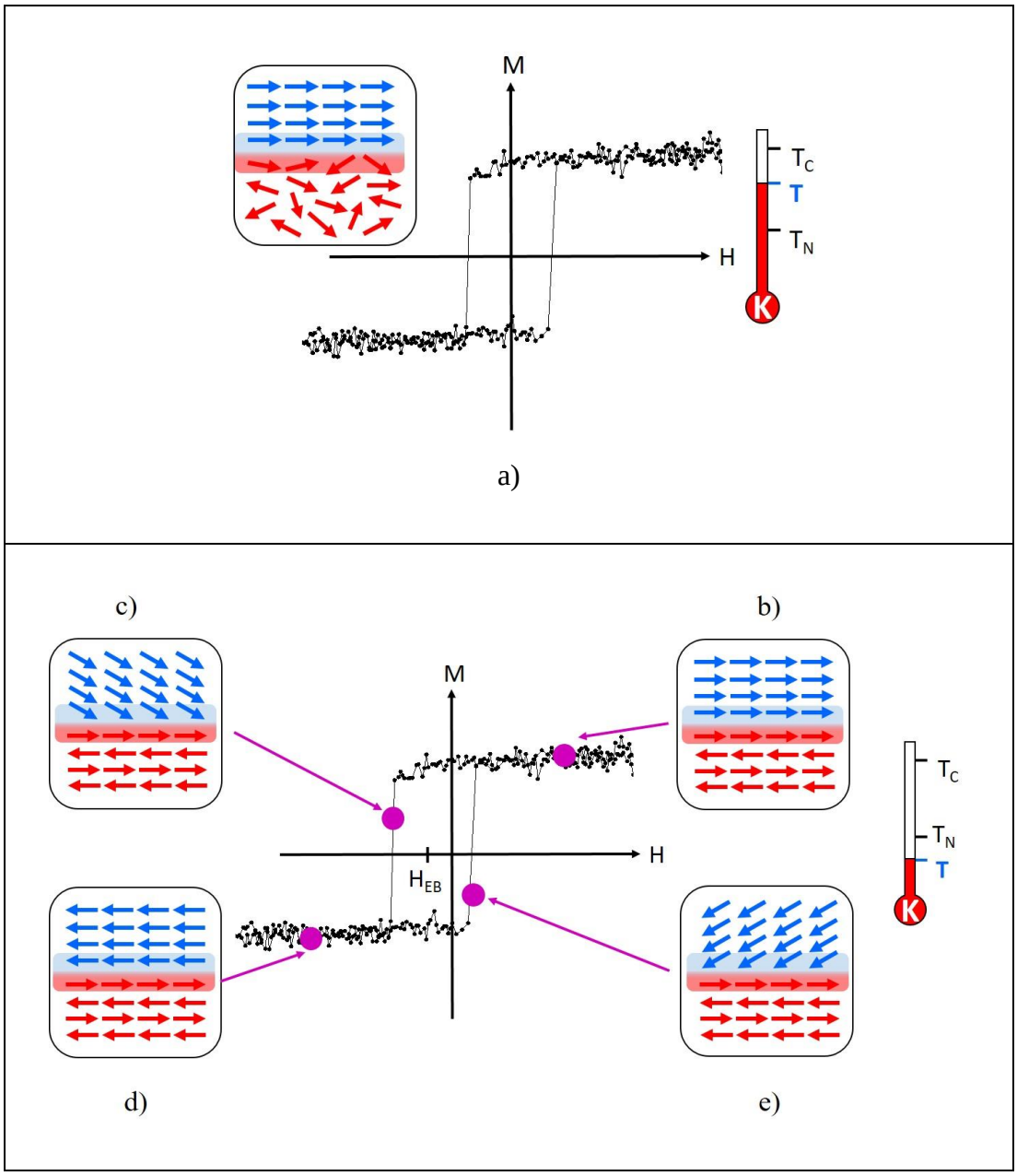
FM Co ve AFM CoO parçacıklarının ara yüzeylerinde meydana gelen değiş-tokuş etkileşmesi sonucu ortaya çıkan exchange bias etkisini gözlemlemek amacıyla, Meiklejohn ve Bean tarafından Şekil 2. 'de gösterildiği gibi dış manyetik alan altında ve alansız soğutma işleminden sonra mıknatıslanma ölçümleri yapıldı [9, 10]. Soğutma işlemi AFM CoO tabakasına ait Néel sıcaklığı (T_N=291 K) üzerinden başlatılarak, hedef sıcaklık olan 77 K'ye kadar uygulandı. Dış manyetik alan olmadığı durumda (kesikli çizgi) mıknatıslanma eğrisi beklenildiği gibi orijine göre simetrik bir davranış sergilerken, 1 Tesla'lık güçlü dış manyetik alan altında soğutma işlemi yapıldığında (düz çizgi) mıknatıslanma eğrisinin uygulanan dış manyetik alana zıt yönde bir kaydığı gözlenmiştir.



Şekil 2. 1: Co/CoO sistemi için 77 K sıcaklığında, manyetik alan altında (düz çizgi) ve alansız (kesikli çizgi) soğutma sonucu elde edilen mıknatıslanma eğrileri.

2.1. İdeal Exchange Bias Modeli

FM/AFM ara yüzeyinde meydana gelen exchange bias etkisi hakkında çok sayıda model geliştirilmesine rağmen etkileşmenin kaynağı henüz tam olarak bilinmemektedir [14, 20, 26, 36]. FM/AFM tabakalarının etkileşmesi sonucunda, FM tabakaya ait mıknatıslanma eğrisinin şekli ve kayma miktarının analizi ile bu etkinin mikroskobik kaynağı hakkında bilgi edinmek mümkündür. FM spinler ile AFM spinler arası değiş-tokuş etkileşmesini açıklamak amacıyla, Meiklejohn ve Bean tarafından Şekil 2. 2'de temsili olarak gösterildiği gibi tabakalar arası pürüzlülüğün olmadığı, ara yüzeydeki tüm spinlerin birbirleri ile eşleştiği ve $T_C>T_N$ olduğu ideal bir exchange bias sistemi göz önüne alınmıştır. FM/AFM sistem sıcaklığının (T), Curie (T_C) ve Néel (T_N) sıcaklıkları arasında olduğu durumlarda ($T_C>T>T_N$) FM spinler uygulanan dış manyetik alan yönünde yönelirken, AFM spinler Şekil 2. 2.a)'da gösterildiği gibi gelişigüzel yönelmişlerdir.



Şekil 2. 2: İdeal FM/AFM sisteminde sistem sıcaklığının (T) a) $T_C > T > T_N$ durumu için b), c), d) ve e) $T_C > T_N > T$ durumu için mıknatıslanma eğrisi ve spin yönelimleri.

Bu sıcaklık değerinde AFM düzen olmadığından dolayı FM/AFM tabakalar arası değiş–tokuş etkileşmesi olmayacaktır. Dolayısıyla sadece FM tabakaya ait, zorlayıcı alanların (H_C) birbirine eşit olduğu mıknatıslanma eğrisi gözlenecektir. Daha sonra FM/AFM sisteme, manyetik alan uygulanarak sıcaklık T_N altına düşürülür. Alanda soğutma (field cooling - H_{FC}) olarak adlandırılan bu işlem sonrasında birbirlerine paralel yönelmiş FM spinler ile birbirlerine antiparalel yönelmiş AFM spinler arasında Şekil 2. 2.b)'de gösterildiği gibi değiş-tokuş etkileşmesi başlar. Böylece AFM tabakanın ara yüzeydeki eşleşmemiş spinleri FM spinlere paralel veya

antiparalel olarak hizalanır. Mıknatıslanma ölçümü esnasında dış manyetik alan pozitif doyumdan negatif doyuma doğru değiştirildiğinde FM tabakanın spinleri Şekil 2. 2.c)'de gösterildiği gibi alan yönünde dönmeye çalışacaklardır. FM spinlerin tamamen alan yönünde hizalanabilmeleri için, uygulanan alanın FM/AFM ara yüzeyindeki değiş-tokuş etkileşmesini yenebilecek büyüklükte olması gerekmektedir. Bu durum mıknatıslanma eğrisinin sol tarafındaki zorlayıcı alan (H_{C1}) değerinin artmasına sebep olmaktadır Şekil 2. 2.d)'de gösterildiği gibi doyum durumunda FM spinler H_{FC}'ye zıt yönde yönelmiş olacaklardır. FM spinler negatif doyum durumundan tekrar pozitif doyum durumuna geri döndürebilmek için daha düşük alanlara ihtiyaç olacaktır. Çünkü exchange bias etkileşmesi sebebiyle pozitif alan yönü FM spinlerin tercih ettikleri yöndür. Bu durum Şekil 2. 2.e)'de gösterildiği gibi H_{C2} alanının azalmasına sebep olacaktır. Sonuç olarak H_{C1} değerindeki artış miktarının H_{C2} değerinden daha büyük olması mıknatıslanma eğrisinin genellikle soğutma alanına zıt yönde kaymasına yol açmaktadır. Böylece manyetik alan altında soğutulan bir FM/AFM sistemi için mıknatıslanma eğrisinin soğutma alanına zıt yönde kayması durumu exchange bias etkisi veya diğer bir adıyla tek yönlü anizotropi olarak adlandırılmaktadır.

Tek veya çok katlı manyetik tabakaların, manyetik alana bağlı mıknatıslanmalarını modelleyen ilk yaklaşım Stoner-Wohlfarth (SW) tek domenli parçacıklar modelidir [37, 38]. Bu modelin temel varsayımı her bir tabakadaki spinlerin birbirleriyle sıkı sıkıya eşleştiği ve bir tabaka içerisindeki her bir spinin arasındaki değiş-tokuş etkileşmesinin etkin olarak sonsuz kabul edilmesidir. Böylece uygulanan bir dış manyetik alana karşılık her bir tabakanın mıknatıslanma tepkisi aynı şekilde olurken, değişken dış manyetik alan altında spinler uyumlu (coherent) bir şekilde hareket ederek döneceklerdir. SW modelinde her bir tabakanın manyetik durumunda mıknatıslanma vektörü polar ve azimutal açı olmak üzere, iki değişkenle ifade edilir [37, 38]. Azimut açısı baskın olduğu durumda mıknatıslanma örnek düzleminde sınırlanacaktır. Bu açı değerlerine göre mıknatıslanma eğrisi hesap edilmektedir. Ancak SW modelinin de eksik olduğu durumlar mevcuttur. Temel varsayımlarla yapılan uygulamalı sistemler için her bir tabakadaki mıknatıslanma tepkisi daima aynı şekilde veya uyumlu olmayabilir. Daha kalın, hacimsel (bulk) yapılı veya pürüzlü ara yüzeylere sahip tabakalar için çok daha karmaşık durumlar ortaya çıkmaktadır. Bu gibi durumlarda azimut açısı ne kadar baskın olursa olsun SW modeli etkisini yitirecektir. Çünkü karmaşık durumlarda özellikle çoklu domen durumlarında, azimut açısının belirlenememesinden dolayı birim hacim başına düşen serbest enerji

hesap edilememektedir. Dolayısıyla SW modeli ile mıknatıslanma eğrisi hesaplanamamaktadır.

Örnek düzleminde uniaxial manyetik anizotropiye sahip bir FM film için birim hacim başına düşen toplam serbest enerji ifadesi denklem 2.1'de gösterildiği gibidir.

$$E(\beta) = -\mu_0 H M_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} sin^2(\beta) \tag{2.1}$$

Burada eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim Zeeman enerjisinden gelen katkı, ikinci terim ise uniaxial manyetik anizotropi enerjisidir. Denklem 2.1'de H uygulanan manyetik alanı, M_{FM} ferromanyetik tabakanın doyum mıknatıslanmasını, K_{FM} ferromanyetik tabakanın anizotropi sabitini, θ anizotropi ekseni ile manyetik alan arasındaki açıyı ve β manyetik alan ile mıknatıslanma vektörü arasındaki açıyı ifade etmektedir.

Denklem 2.1'deki ifadenin β açısına bağlı olarak birinci türevi alınırsa kararlılık denklemi 2.3, ikinci türevi alınırsa serbest enerjinin minimum değeri denklem 2.4 belirlenir.

$$\frac{\partial E(\beta)}{\partial \beta} = 0 \quad \frac{\partial^2 E(\beta)}{\partial \beta^2} > 0 \tag{2.2}$$

$$-\mu_0 H M_{FM} \sin(\theta - \beta) + K_{FM} \sin(2\beta) = 0 \tag{2.3}$$

$$\mu_0 H M_{FM} \cos(\beta - \theta) + 2K_{FM} \cos(2\beta) > 0 \tag{2.4}$$

Denklem 2.3 ve 2.4 kullanılarak β açısı elde edilir. Böylece örnek düzleminde tek eksenli manyetik anizotropiye sahip filmin mıknatıslanması ve uygulanan dış manyetik alan arasındaki açının fonksiyonu olarak mıknatıslanma eğrisinin değişimi elde edilebilir. Mıknatıslanma eğrisi kolay eksen (easy axis) boyunca kare şeklindeyken, anizotropi eksenine dik yönde alan uygulandığında doğrusal bir şekilde olacaktır. Ayrıca denklem 2.3'te, $\sin(2\beta) = 2sin\beta cos\beta$ eşitliği kullanıldığında denklem 2.5'te gösterilen gibi zorlayıcı alan denklemi elde edilir.

$$H_C(\theta) = \frac{2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM}} |cos\theta| \tag{2.5}$$

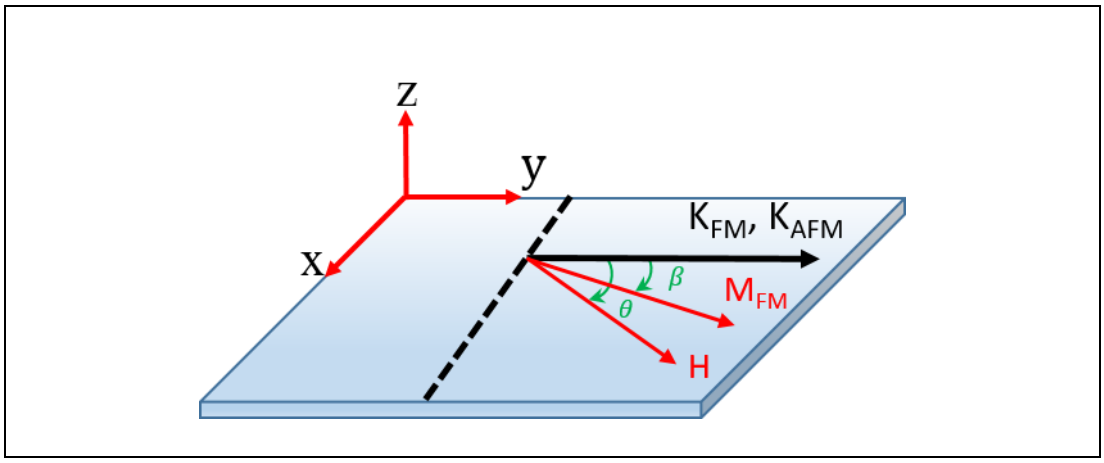
Denklem 2.5'e göre mıknatıslanma kolay eksendeyken yani $\theta = 0^{\circ}\ veya\ 180^{\circ}$ iken, zorlayıcı alan H_C anizotropi alanına ($H_a = 2K_{FM}/\mu_0 M_{FM}$) eşit olur. Ancak $\theta = \pm 90^{\circ}$ iken $cos\theta = 0$ olacağından H_C değeri de sıfır olacaktır.

İdeal bir sistem için mıknatıslanma eğrisi SW modeli ile hesaplanabilir. Bunun yanı sıra exchange bias sistemlerindeki manyetik alan ekseni boyunca mıknatıslanma eğrisindeki kayma miktarını da SW modeli yardımıyla İdeal Meiklejohn ve Bean (MB) modeli ile hesaplanabilmektedir. Ancak ideal MB modelinin uygulanabilmesi için önceden belirlenmiş bazı şartların göz önünde bulundurulması gerekmektedir. Bu şartlar aşağıdaki gibidir [32, 39]:

- FM tabakadaki tüm spinlerin ve AFM tabakadaki her bir alt örgüdeki spinlerin yönelimi örnek düzlemi boyunca tek bir yönde, yani tabakaların ara yüzey mesafesinden veya filmin yanal pozisyonundan bağımsız olmalıdır.
- FM ve AFM tabakaların her ikisi de tekli domen durumunda olmalıdır.
- AFM tabakanın net bir manyetik momente sahip olabilmesi için AFM ara yüzey düzlemi manyetik olarak eşleşmemiş (uncompensated) olmalıdır.
- FM spinlerin dönmesi esnasında manyetik olarak sert (rigid) olan AFM spinler değişmezler.
- AFM/FM ara yüzeyi atomik boyutlarda pürüzsüz olmalıdır.
- FM ve AFM spinleri ara yüzey boyunca değiş-tokuş etkileşmesi (exchange interaction) ile bağlanmış olmalıdır.
- AFM tabaka örnek düzleminde tek eksenli (uniaxial) manyetik anizotropiye sahip olmalıdır.

Son iki maddede sırasıyla birim alan başına düşen ara yüzey değiş-tokuş bağlanma enerjisi J_{eb} (J/m^2) olarak ifade edilirken, AFM anizotropi sabiti K_{AFM} (J/m^3) ile gösterilir.

İdeal MB modelinde vektör geometrisi Şekil 2. 3'te gösterildiği gibi x-ekseni soğutma alanı yönünü, y-ekseni ise FM ve AFM tabakaların anizotropi yönelimleridir. Y-ekseni ile θ açısı yapan H değeri FM tabaka üzerine uygulanan manyetik alanı, β açısı yapan M_{FM} değeri ise FM mıknatıslanma vektörünü göstermektedir. Alan altında soğutma işlemi uygulandığı zaman AFM spinleri kendi spin eksenlerinden sapmadıkları için sadece M_{FM} vektörü göz önüne alınmıştır.



Şekil 2. 3: İdeal MB modelinde kullanılan vektör ve açıların şematik gösterimi.

Şekil 2. 3'te gösterilen sisteme x-ekseni boyunca dış manyetik alan uygulandığında $\theta = 0$ olacaktır. Böylece ideal MB modeline göre exchange bias sistemlerinde birim alan başına düşen serbest enerji miktarı denklem 2.6'da gösterildiği gibidir [40].

$$E = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(-\beta) + K_{FM} t_{FM} sin^2(\beta) - J_{eb} \cos(\beta) \tag{2.6}$$

Denklem 2.6 denge durumunda yazıldığında β=0° ve β=180° için negatif (H_{C1}) ve pozitif (H_{C2}) zorlayıcı alanlar sırasıyla denklem 2.7 ve denklem 2.8'de gösterildiği gibi elde edilir.

$$H_{C1} = -\frac{2K_{FM}t_{FM} + J_{eb}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \tag{2.7}$$

$$H_{C2} = \frac{2K_{FM}t_{FM} - J_{eb}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \tag{2.8}$$

Böylece mıknatıslanmayı sıfır yapan değerleri kullanarak ortalama zorlayıcı alan ve exchange bias alanı denklem 12.9 ve denklem 2.10 ile hesaplanabilir.

$$H_C = \left|\frac{-H_{C1} + H_{C2}}{2}\right| \tag{2.9}$$

$$H_{EB} = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2} \tag{2.10}$$

Denklem 2.7 ve 2.8'deki H_{C1} ve H_{C2} değerleri denklem 2.9 ve 2.10'da yerlerine yazıldığında ifadeler denklem 2.11 ve 2.12'deki gibi daha sade bir hale gelecektir.

$$H_C = \frac{2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM}} \tag{2.11}$$

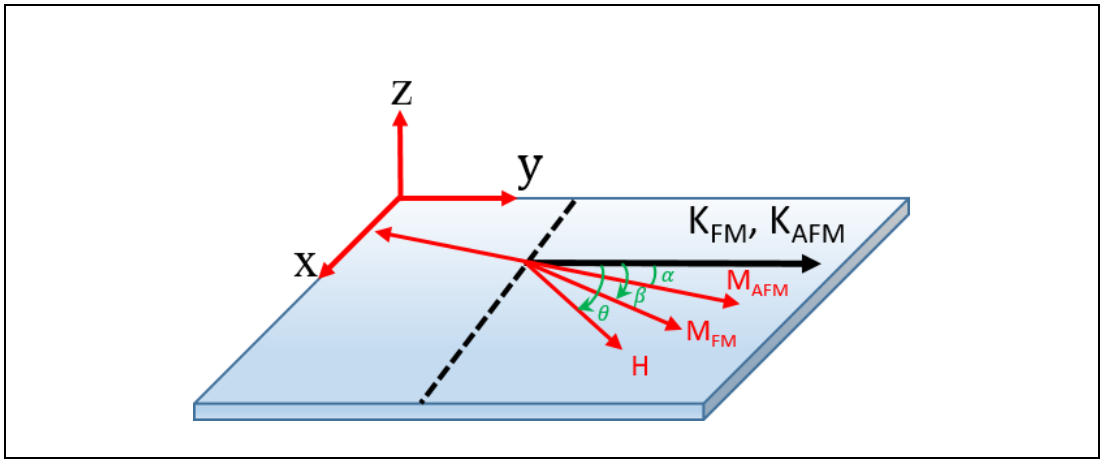
$$H_{EB} = \frac{-J_{eb}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \tag{2.12}$$

Denklem 2.11'den açıkça görülüyor ki mıknatıslanma eğrisinde zorlayıcı alanını belirleyen değişkenler FM tabakaya ait anizotropi sabiti ve mıknatıslanma değerleridir. Aynı şekilde denklem 2.12'de verilen exchange bias alanının FM tabakanın mıknatıslanması ve kalınlığının yanı sıra, FM/AFM tabakaları arasındaki ara yüzey değiş-tokuş enerjisine de bağlı olduğu görülmektedir. H_{EB} alanının negatif çıkması FM/AFM ara yüzey değiş-tokuş etkileşmesine bağlıdır. Eğer FM/AFM ara yüzey spinleri arasındaki yönelim paralel ise soğutma alanına zıt yönde kayma meydana gelecektir. Bu durum negatif EB olarak adlandırılır [9, 20]. Ancak FM/AFM ara yüzey spinleri arasındaki yönelim antiparalel ise soğutma alanı ile aynı yönde bir kayma meydana gelecektir ki, bu durum pozitif EB olarak adlandırılır [41, 42]. Pozitif EB gözlenmesinde yüksek soğutma alanı önemli rol oynamaktadır. Yeterince yüksek alanda soğutma işlem yapılırsa AFM tabakanın ara yüzeydeki eşleşmemiş FM spinlere paralel hale gelir. Böylece pozitif EB alanı gözlenir. Ancak bu durum ideal MB modelinde verilmemiştir. Denklem 2.6'da bulunan birim alan başına düşen ara yüzey değiş-tokuş enerjisi Jeb'nin işareti pozitif olarak değiştirildiğinde denklem 2.13 elde edilir. Böylece pozitif EB alanı hesabı için ideal MB modeli düzenlendi.

$$E = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(-\beta) + K_{FM} t_{FM} \sin^2(\beta) + J_{eb} \cos(\beta) \tag{2.13}$$

İdeal MB modelinde FM spinlerin dönmesi esnasında AFM spinlerin dönmediği kabul edilmektedir. Ancak ideal olmayan durumlarda, FM spinlerin dönmesi

esnasında AFM spinler manyetik anizotropi ekseninden α açısı yapacak şekilde saparlar. Bu durum MB tarafından Şekil 2. 4'te gösterildiği gibi tanımlanmıştır [10].



Şekil 2. 4: MB modelinde kullanılan vektör ve açıların şematik gösterimi.

Şekil 2. 4'te örnek düzleminde manyetik anizotropiye sahip olan ve ideal durumda olmayan FM/AFM sistemlerinde K_{FM} ve K_{AFM} y-ekseni boyunca soğutma alanına paralel yöndedir. Y-ekseni ile θ açısı yapan H değeri FM tabaka üzerine uygulanan manyetik alanı, β açısı yapan M_{FM} değeri FM mıknatıslanma vektörünü ve α açısı yapan M_{AFM} değeri ise AFM tabakasının FM/AFM ara yüzeyindeki ilk alt örgü mıknatıslanma vektörünü göstermektedir. İdeal olmayan FM/AFM exchange bias sistemlerinde $\alpha \neq 0$ durumlarında serbest enerji durumu denklem 2.14'te gösterildiği gibidir.

$$E = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} t_{FM} \sin^2(\beta) + K_{AFM} t_{AFM} \sin^2(\alpha) - J_{eb} \cos(\beta - \alpha) \tag{2.14}$$

Denklem 2.14, α ve β açılarıyla ilgili olarak serbest enerjinin minimum durumları için düzenlendiğinde denklem 2.15 elde edilir.

$$\begin{cases} \dfrac{-\mu_0 H M_{FM} t_{FM}}{J_{eb}} \sin(\theta - \beta) + \sin(\beta - \alpha) = 0 \\ \dfrac{K_{AFM} t_{AFM}}{J_{eb}} \sin(2\alpha) + \sin(\beta - \alpha) = 0 \end{cases} \tag{2.15}$$

İdeal olmayan MB modeline göre denklem 2.15'te gösterilen birinci eşitlik H_{EB} alanının, ikinci eşitlik AFM tabakanın anizotropisi ve kalınlığının α ve β açılarına bağlılığını göstermektedir.

2.1.1. Exchange Bias Alanının FM ve AFM Kalınlığına Bağlı Davranışı

FM (t_{FM}) ve AFM (t_{AFM}) tabaka kalınlıkları exchange bias sistemlerinde önemli rol oynamaktadırlar [27, 31, 43-46]. FM ve AFM tabakalarından oluşan ideal bir sistem için H_{EB} alanı denklem 2.12'de gösterildiği gibi belirlenmektedir. Denklem 2.12'de J_{EB}, μ_0 ve M_{FM} değerleri sabit olduğundan dolayı H_{EB} alanı ile t_{FM} arasındaki bağıntı denklem 2.16'da gösterildiği gibidir.

$$H_{EB} \approx \frac{1}{t_{FM}} \tag{2.16}$$

Denklem 2.16'ya göre, ideal exchange bias sistemlerinde H_{EB} alanı ferromanyetik tabaka kalınlığı ile ters orantılıdır. EB etkisinin keşfinden birkaç yıl sonra Kouvel ve arkadaşları 1959 yılında FM tabaka kalınlığına bağlı deneysel ölçümler yaptılar. Çalışmalarında FM tabaka kalınlığının artmasıyla EB alanının düştüğünü gözlemlediler ve EB etkisinin FM/AFM ara yüzey etkileşmesinden kaynaklandığı sonucuna vardılar [47]. Ancak 1999 yılında Noguès ve arkadaşlarının yaptıkları çalışmalarda FM tabaka kalınlığının aşırı ince olduğu durumlar için EB alanının artmadığı belirlendi [20, 48].

AFM tabaka kalınlığının EB alanı üzerine etkisi daha karmaşıktır. H_{EB} alanı ve FM tabaka kalınlığı arasında ters orantılı bir bağıntı bulunurken AFM tabaka kalınlığı için bu şekilde bir bağıntı bulunmamaktadır. Genel eğilim, AFM tabakanın kalınlığının artması ile H_{EB} alanının hacimsel (bulk) değerlere kadar artmasıdır [30, 46, 49-52]. Ayrıca AFM kalınlığı H_{EB} alanını denklem 2.17'de gösterildiği gibi dolaylı olarak etkilemektedir.

$$H_{EB} = \begin{cases} \neq 0, & K_{AF}t_{AF} > J_{eb} \\ = 0, & K_{AF}t_{AF} < J_{eb} \end{cases} \tag{2.17}$$

Denklem 2.17'de $K_{AF}t_{AF} > J_{eb}$ durumunda AFM tabaka kalınlığı ile AFM manyetik anizotropi enerjisi çarpımı ara yüzey değiş-tokuş integralinden büyük olduğu durumda H_{EB} alanı gözlenmektedir. Ancak $K_{AF}t_{AF} < J_{eb}$ durumunda AFM kalınlığı ile AFM manyetik anizotropi enerjisi çarpımı ara yüzey değiş-tokuş integralinden küçük olduğu durumda H_{EB} alanı gözlenmemektedir [32, 53, 54].

FM/AFM exchange bias sistemlerinde kritik AFM kalınlık (t_{AF}^{C}) değeri altında EB etkisinin gözlenmediği durumlar mevcuttur. Denklem 2.18, kritik AFM tabaka kalınlığının K_{AFM} ve J_{eb} arasındaki ilişkiyi göstermektedir.

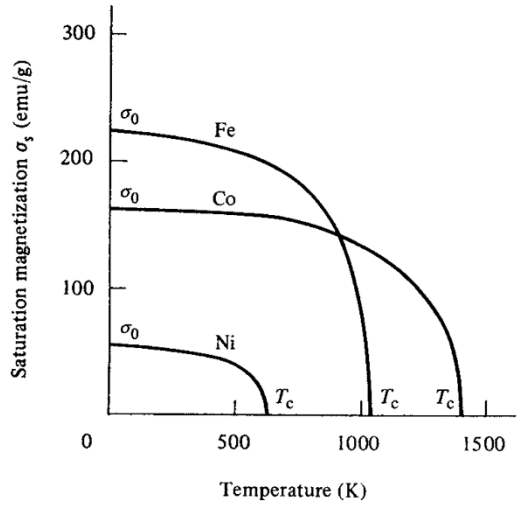
$$t_{AF}^{C} = \frac{J_{eb}}{K_{AF}} \tag{2.18}$$

Exchange bias alanını AFM tabakanın anizotropisi ve/veya kalınlığı önemli ölçüde etkilemektedir. Kritik AFM tabaka kalınlığı altındaki değerlerde ara yüzey enerjisi zorlayıcı alanlara dönüştürülürken, kritik AFM tabaka kalınlığının üzerindeki değerlerde exchange bias alanı AFM tabaka kalınlığının fonksiyonu olarak artar [20].

2.1.2. Exchange Bias Alanının Sıcaklığa Bağlı Davranışı

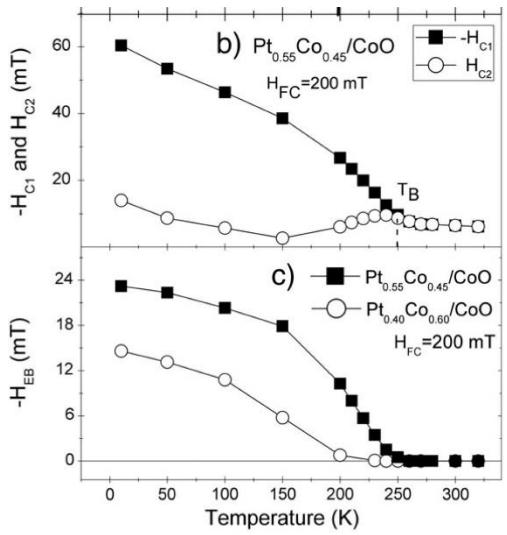
Ferromanyetizma, dış manyetik alan olmadığı durumlarda bile kendiliğinden mıknatıslanmaya sahip olan manyetizma çeşidi olarak tanımlanmaktadır. FM bir malzemede T_C'nin altında manyetik momentler birbirlerine paralel yönde hizalanırken, T_C'nin üzerinde paramanyetik davranış sergilemektedirler.

Oda sıcaklığında FM özellik gösteren Fe, Co ve Ni elementleri için sıcaklığa bağlı doyum mıknatıslanması Şekil 2. 5'te gösterildiği gibidir [55]. Dış manyetik alanın olmadığı durumda çoklu domen yapısına sahip olan Fe, Co ve Ni elementlerinin manyetik momentleri, sıcaklığın T_C değerinin altına inmesiyle, birbirlerine göre paralel olurlar ve doyuma ulaşırlar. Dış manyetik alan uygulanması durumunda tekli domen durumuna geçen FM malzemeler zorlayıcı alan ve kalıcı mıknatıslanma değerlerine sahip mıknatıslanma eğrileri sergilerler. FM malzemelerin mıknatıslanma değerleri sıcaklıkla ters orantılı olduğundan, düşük sıcaklıklarda zorlayıcı alan değerleri artmaktadır. Çünkü sıcaklığın azalmasıyla FM malzemenin anizotropisi artacaktır, dolayısıyla denklem 2.11'e göre zorlayıcı alan değeri de artmaktadır.



Şekil 2. 5: Sıcaklığın fonksiyonu olarak Fe, Co ve Ni ferromanyetik tabakalarının sıcaklığa bağlı doyum mıknatıslanma değerleri. Fe, Co ve Ni tabakalarına ait T_C değerleri sırasıyla 1044 K, 1388 K ve 628 K.

Şekil 2.6'da gösterildiği gibi PtCo/CoO örnek sisteminde sıcaklığın azalması ile H_{EB}, H_{C1} ve H_{C2} alanları artmaktadır. Ancak uygulanan soğutma alanına zıt yönde olan $-H_{C1}$ alanı soğutma alanına paralel yönde olan H_{C2} alanına oranla daha fazla artış sergilemektedir [23].

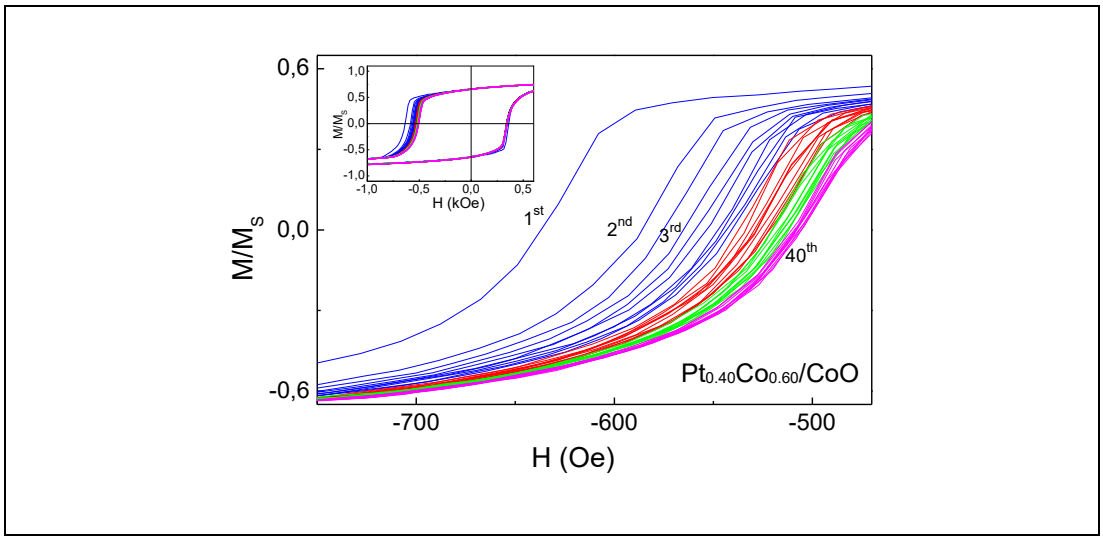


Şekil 2.6: PtCo/CoO ince filmlerinde H_{EB}, H_{C1} ve H_{C2} alanlarının sıcaklığa bağlı davranışı.

H_{C1} ve H_{C2} zorlayıcı alanlarının merkeze göre simetrisinin bozulduğu sıcaklık değerinde exchange bias alanı gözlenmektedir. Exchange bias alanının gözlendiği sıcaklık değeri engelleme (T_B – blocking temperature) sıcaklığı olarak adlandırılır [56]. Şekil 2.6'da gösterilen PtCo/CoO sisteminde AFM CoO tabakasının Néel sıcaklığı 290 K olmasına rağmen exchange bias alanı T_N sıcaklığının altında gözlenmektedir. Bu durumun sebebi tanecik boyutu (grain size) ve AFM tabaka kalınlığı ile ilgilidir [57]. Eğer tanecik boyutu veya AFM tabaka kalınlığı kritik hacimsel değerden daha ince ise AFM Néel sıcaklığında önemli ölçüde azalma olacaktır [20]. AFM tabaka kalınlığı, hacimsel değerlerden düşük olduğu durumlarda $T_B \leq T_N$, hacimsel (bulk) değerlerde olduğu durumda $T_B \cong T_N$ olmaktadır [10, 20, 26, 32]. Buna ek olarak, AFM tabakayı oluşturan elementlerin kimyasal birleşme oranları (stoichiometry) [18, 20, 25, 58], sonlu boyut etkisi (finite size effect) [57], çoklu faz durumu (multiple phases) [59], AFM tanecik boyutu (AFM grain size) [60] ve seyreltilmiş (diluted) AFM yapısı [13] gibi durumlar da T_B sıcaklığını etkilemektedir.

T_B sıcaklığı altında bias durumunda bulunan çoklu kristal (polycrystalline) FM/AFM sistemlerinde T_B'nin altında hedef sıcaklık değerinde ardışık histeresis ölçümleri yapıldığında talim etkisi (training effect) sonucu, mıknatıslanma eğrisinde dramatik değişim meydana gelmektedir [61-64]. H_{C1} ve H_{EB} alanları $n = 1$ başlangıç ölçüm değeri ile $n = \infty$ denge durum değeri arası yapılan ardışık mıknatıslanma eğrisi ölçümlerinde önemli ölçüde azalmaktadır. Ancak H_{C2} alanı bu duruma ters bir şekilde, ardışık ölçüm sayısının artması sonucunda artış sergilemektedir [61, 65].

Şekil 2. 7'de çoklu kristal PtCo/CoO ince film için 2 kOe dış manyetik alan altında soğutulan ve 10 K sıcaklığında ardışık mıknatıslanma eğrileri gösterilmektedir. Peş peşe yapılan 40 ölçüm sonrası H_{C1} alanı önemli derecede azalma sergilerken, H_{C2} alanında Şekil 2. 7 iç şekilde gösterildiği gibi artış gözlenmektedir.



Şekil 2. 7: PtCo/CoO exchange bias sisteminde 10 K sıcaklığında peş peşe ölçülen mıknatıslanma eğrileri (iç şekil) ve -H_{C1} zorlayıcı alan değerinin talim (training) etkisi sonucu ortaya çıkan davranışı.

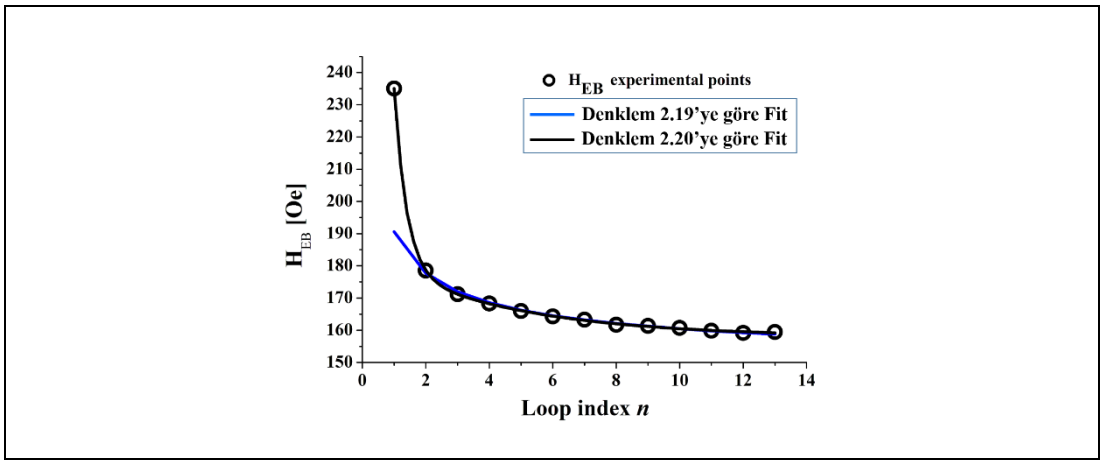
Exchange bias ve zorlayıcı alanların ardışık ölçüm sayısına (n) bağlı olduğunu gösteren talim etkisi ifadesi denklem 2.19'da gösterildiği gibidir [63, 66].

$$H_{eb}^{n} = H_{eb}^{\infty} + \frac{k}{\sqrt{n}} \tag{2.19}$$

Burada k deneysel sabit, H_{eb}^{n}, n. ölçüm için EB alanıdır. Denklem 2.17, deneysel sonuçları fit etmek için kullanıldığında ardışık ölçüm sayısı $n \geq 2$ durumunda uyumlu sonuç vermektedir. $n = 1$'den itibaren tüm ardışık ölçümler için fit yapılması durumunda denklem 2.20 daha iyi sonuçlar vermektedir [32].

$$H_{eb}^{n} = H_{eb}^{\infty} + A_f \exp\left(-n/P_f\right) + A_i exp(-n/P_i) \tag{2.20}$$

Denklem 2.18'de gösterilen A_f ve P_f donmuş spinlerin değişimi ile ilgili ve A_i ve P_i ara yüzey düzensizliği ile ilgili parametrelerdir. A_i ve A_f katsayılarının birimi Oe (Oersted) , P_i ve P_f parametreleri birimsizdir [32].



Şekil 2. 8: Çoklu kristal yapıdaki CoO/Fe ince filmine ait 10 K sıcaklığında ölçülen 13 ardışık mıknatıslanma eğrisi için, H_{EB} alanının Denklem 2.19 ve Denklem 2.20'ye göre fit grafiği.

Talim etkisi için türetilen matematiksel ifade denklem 2.19 ile ref [32]'te önerilen denklem 2.20'in kıyaslanması Şekil 2. 8'de gösterildiği gibi çok kristal CoO/Fe ince filmi için yapılmıştır. Denklem 2.17 (mavi) $n \geq 2$ durumu için geçerli sonuç verirken, denklem 2.18 (siyah) $n \geq 1$ durumu için geçerli sonuç vermektedir [32]. Buna göre, çoklu kristal yapıdaki ince filmlerde talim etkisini fit etmekte kullanılan denklem 2.20, birinci ölçümü de kapsadığından dolayı daha iyi sonuç vermektedir.

2.1.3. Örnek Düzlemine Dik Exchange Bias Alanı (PEB)

Manyetik momentler arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi, ferromanyetik malzemelerde kendiliğinden mıknatıslanmanın ana kaynağıdır. Bu etkileşme temel olarak izotropiktir (eş yönlü). Ancak, ferromanyetik malzemenin kendiliğinden mıknatıslanma yönelimi bir veya birden fazla kolay eksene sahip olabilir [67]. Manyetik malzemelere dış manyetik alan uygulandığı takdirde malzeme içerisindeki manyetik momentler uygulanan dış manyetik alan doğrultusunda yönelme eğilimi gösterirler. Bu yönelimin düşük alanlarda gerçekleştiği ve kalıcı mıknatıslanmanın (M_R) doyum mıknatıslanmasına (M_S) oranının 1'e yakın olduğu yönler kolay eksen, yüksek alanlarda gerçekleştiği ve M_R/ M_S oranı 0'a yakın olduğu yönler zor eksen olarak adlandırılır. Mıknatıslanma yönelimini sadece dış manyetik alan uygulayarak kolay eksenden uzaklaştırmak mümkündür. Bir malzemenin manyetik özelliklerinin bu şekilde yönelime bağlı olması durumu manyetik anizotropi olarak tanımlanır.

Manyetik anizotropi malzemenin kristal yapısıyla alakalı olduğundan dolayı manyeto-kristal anizotropi olarak da adlandırılmaktadır.

Manyetik ince filmlerin mıknatıslanması anizotropiye bağlı olarak örnek düzleminde veya örnek düzlemine dik olabilir. 1954 yılında Néel, ince filmlerde etkin manyetik anizotropi (K_{etkin}) ifadesinin denklem 2.21'deki gibi, hacim anizotropisi (K_v) ve yüzey anizotropisi (K_s) terimlerinden oluştuğunu gösterdi [68].

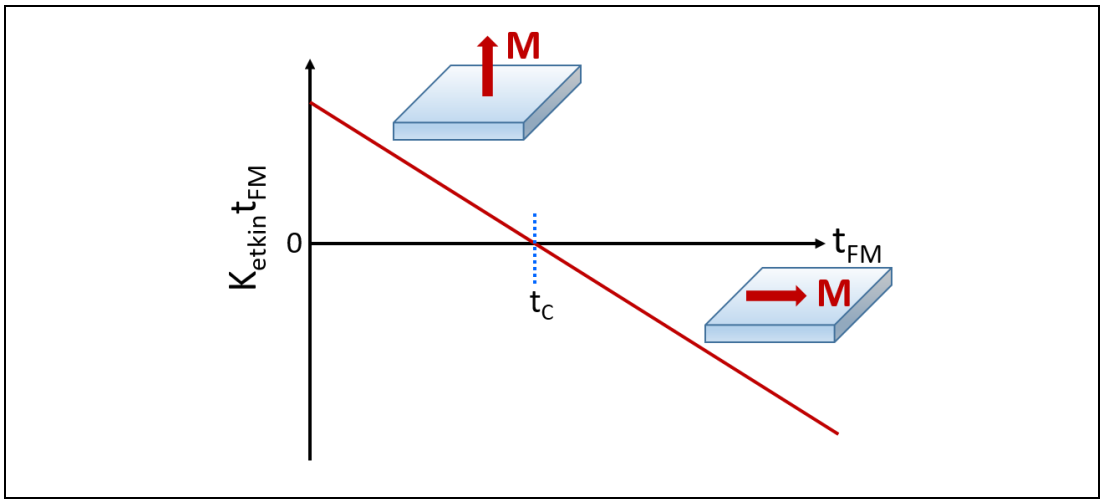
$$K_{etkin} = K_v + \frac{2K_s}{t_{FM}} \tag{2.21}$$

Burada t manyetik ince filmin kalınlığıdır. Denklem 2.21'de gösterildiği gibi hacim anizotropisi manyetik ince filmin kalınlığından bağımsızken, yüzey anizotropisi ferromanyetik tabaka kalınlığına bağlıdır. K_s terimi yüzeydeki veya ara yüzeydeki manyetik atomların birbirleriyle etkileşmeleri sonucu ortaya çıkmaktadır. Tabaka sayısına bağlı olarak etkileşen manyetik moment sayısının değişimi yüzey anizotropisini etkilemektedir. Bu nedenden dolayı, K_s manyetik ince filmin kalınlığı ile ters orantılıdır. Buna ek olarak, K_v denklem 2.22'de gösterildiği gibi manyeto-elastik, manyeto-kristal ve şekil anizotropi terimlerinden katkıları içermektedir [68, 69].

$$K_v = K_c + K_d + K_\gamma = K_c + 2\pi M_s^2 - \frac{3}{2}\gamma\delta \tag{2.22}$$

Burada K_c, K_d ve K_γ sırasıyla manyeto-kristal, şekil ve manyeto-elastik anizotropi terimleri, M_s doyum mıknatıslanması, γ doyum mıknatıslanma sabiti ve δ stres faktörüdür.

Manyetik ince filmlerde FM tabakanın mıknatıslanmanın kolay yönünü Şekil 2. 9'da gösterildiği gibi K_v ve K_s anizotropileri arasındaki rekabet belirlemektedir. Kritik FM tabaka kalınlığından (t_c) daha küçük kalınlıklardaki FM tabakası için $K_{etkin}t_{FM}$ değeri pozitif olacaktır. Dolayısıyla FM tabakanın mıknatıslanma ekseni örnek düzlemine dik yönde olma eğilimi gösterecektir [70].

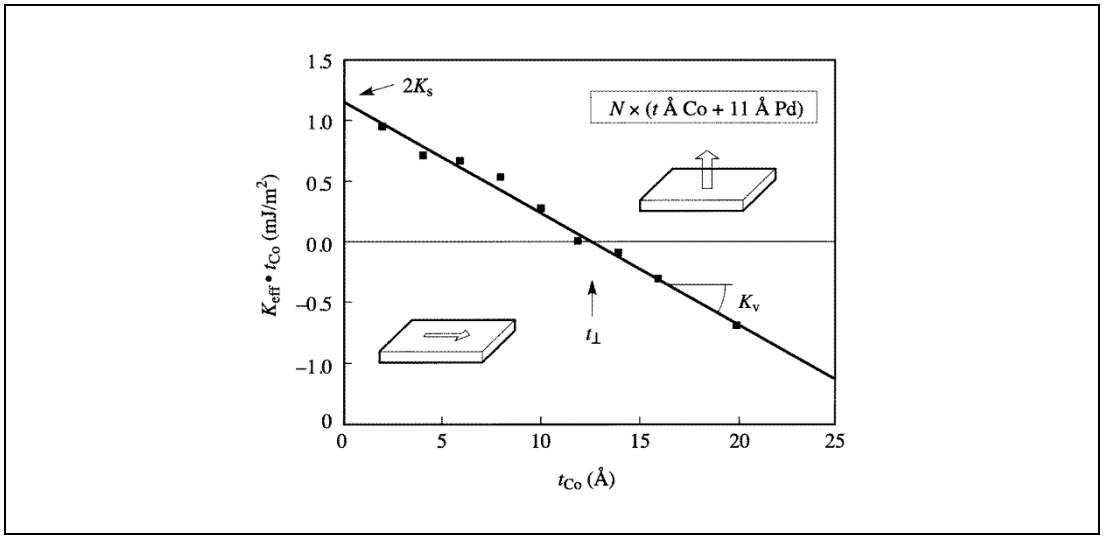


Şekil 2. 9: FM tabaka kalınlığına bağlı manyetik anizotropi değişimi.

Manyetik ince filmlerde anizotropinin kaynağını temel olarak manyetik dipolar ve spin-yörünge (spin-orbit) etkileşmeleri oluşturmaktadır. Manyetik dipolar etkileşmeler genellikle örneğin şekline bağlı olduğu için örnek düzleminde anizotropiye katkı sağlamaktadır [71]. Örnek düzlemine dik manyetik anizotropiye (perpendicular magnetic anisotropy - PMA) ise spin-orbit etkileşmeleri katkı sağlamaktadır. Örnek düzlemine dik geometride anizotropiye –PMA'ya sahip ince filmler ilk kez 1968 yılında ferromanyetik NiFe ince filminde Gradman ve Müller tarafından gözlendi [72]. Co/Pd tabakalarında ara yüzeyde bozulan simetriden kaynaklı ki PMA yapısı ilk olarak 1985 yılında Carcia tarafından incelendi [73]. Takip eden yıllar içerisinde Co/Au, Co/Pt ve Co/Ru sistemlerinde PMA gözlendi [71, 74, 75]. 1989 yılında Bruno, PMA'nın fiziksel kaynağını açıklamak için manyetik orbital moment ve mıknatıslanma arasında yakın bir bağ olduğunu gösterdi [76]. Manyetik orbital moment 3d geçiş metallerinde mıknatıslanmaya genellikle küçük bir katkıda bulunmasına rağmen PMA için önemli bir rol oynamaktadır. Yapılan deneysel [77, 78] ve teorik [79, 80] çalışmalara göre ferromanyetik (Fe, Ni ve Co) ve manyetik olmayan (NM= Pt [74], Pd [73], Au [71]...) tabakalar arasında spin-orbit etkileşmesi sonucu meydana gelen ara yüzey hibritleşmesi PMA etkisini arttırmaktadır [81-83]. 1991 yılında Broeder tarafından Co/Pd çok katlı ince filmlerde FM Co tabaka kalınlığına bağlı olarak manyetik anizotropi değişimi incelendi [70].

Şekil 2. 10'da gösterildiği gibi, K_{etkin} (K_{eff}) değeri pozitif olduğunda PMA ortaya çıkmaktadır. Co/Pd çok katlı ince film sisteminde, FM Co tabaka kalınlığı için kritik kalınlık değeri 12 Å olarak belirlenmiştir. Co/Pd çok katlı ince filmi için kritik kalınlık

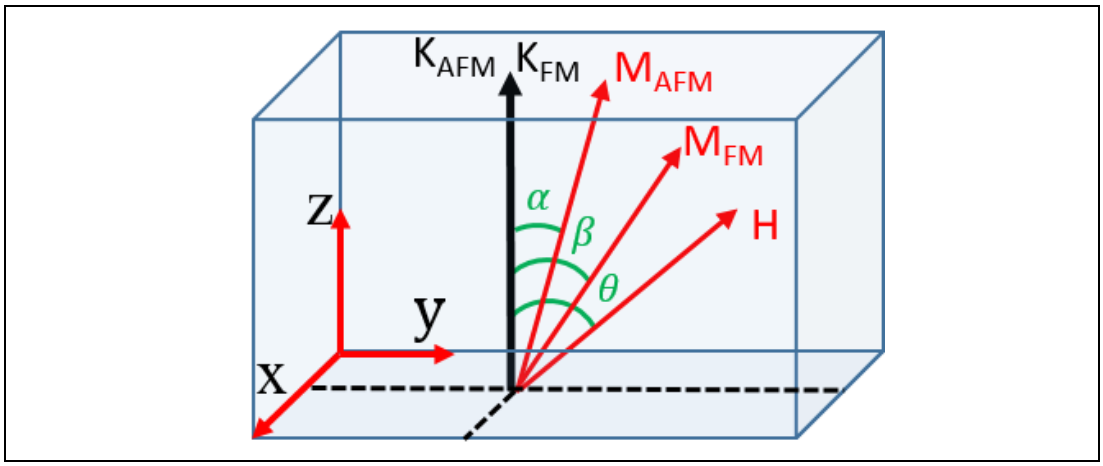
değerinden daha düşük kalınlıklarda $K_{eff}t_{FM}$ değeri pozitiftir ve PMA gözlenir. Kritik kalınlık değerinden daha büyük kalınlıklarda $K_{eff}t_{FM}$ değeri negatiftir ve mıknatıslanmanın kolay ekseni örnek düzlemindedir [70].



Şekil 2. 10: Co/Pd çok katlı ince filminde Co tabaka kalınlığına bağlı olarak etkin manyetik anizotropi enerjisi.

Manyetik bilgi depolama, dev manyeto-direnç (GMR) [7, 8, 84] ve tünelleme manyeto direnç (TMR) tabanlı spin vanaları [85-88], manyetik sensör [89], manyetik rastgele erişimli bellek (MRAM) [87, 90, 91] gibi gelişmiş spintronik cihazlarda PMA'ya sahip ince filmlerin kullanılması son zamanlarda ilgi çekici duruma gelmiştir [73, 74, 92-94]. Özellikle manyetik bilgi depolama teknolojisinde kullanılmak üzere, PMA'ya sahip FM/AFM sistemlerinde EB etkisi de teknolojik açıdan çok önemlidir [94-100].

PMA'ya sahip ince filmlerde gözlenen exchange bias etkisi, örnek düzlemine dik exchange bias (perpendicular exchange bias - PEB) olarak adlandırılmaktadır [98]. PEB sistemlerinde birim alan başına düşen enerjinin hesaplanabilmesi için kullanılan vektör ve açılar Şekil 2. 11'de gösterilmiştir.



Şekil 2. 11: FM/AFM sistemlerinde, örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmaya sahip ince filmler için kullanılan vektör ve açıların şematik gösterimi.

Şekil 2. 11'de AFM ve FM anizotropi eksenleri örnek düzlemine dik yönde gösterilmiştir. Dış manyetik alanın (H), FM tabakanın mıknatıslanma vektörünün (M_{FM}) ve AFM tabakanın mıknatıslanma vektörünün (M_{AFM}) anizotropi eksenleriyle yaptığı açılar sırasıyla θ, β ve α olarak tanımlanmıştır. FM/AFM tabakalarından oluşan PEB sisteminin toplam enerjisi denklem 2.23'te gösterildiği gibidir.

$$E_{\text{toplam}} = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 \tag{2.23}$$

$$E_1 = -HM_{FM}t_{FM}\cos(\theta - \beta) \tag{2.24}$$

$$E_2 = K_{FM}t_{FM}\sin^2\beta \tag{2.25}$$

$$E_3 = K_{AFM}t_{AFM}\sin^2\alpha \tag{2.26}$$

$$E_4 = -J_{eb}\cos\beta\cos\alpha \tag{2.27}$$

Denklem 2.23'te gösterilen E_1 terimi örnek düzlemine dik geometride manyetik anizotropiye sahip FM çok katlı ince film üzerine uygulanan dış manyetik alanla oluşan Zeeman enerjisidir. Denklem 2.24'te gösterilen E_2 terimi, ferromanyetik anizotropi enerjisi, denklem 2.25'te gösterilen E_3 terimi antiferromanyetik anizotropi enerjisi ve denklem 2.26'da gösterilen E_4 terimi ara yüzey değiş-tokuş enerjisidir. PEB sistemleri için elde edilen E_{toplam} enerjisi örnek düzleminde exchange bias alanına

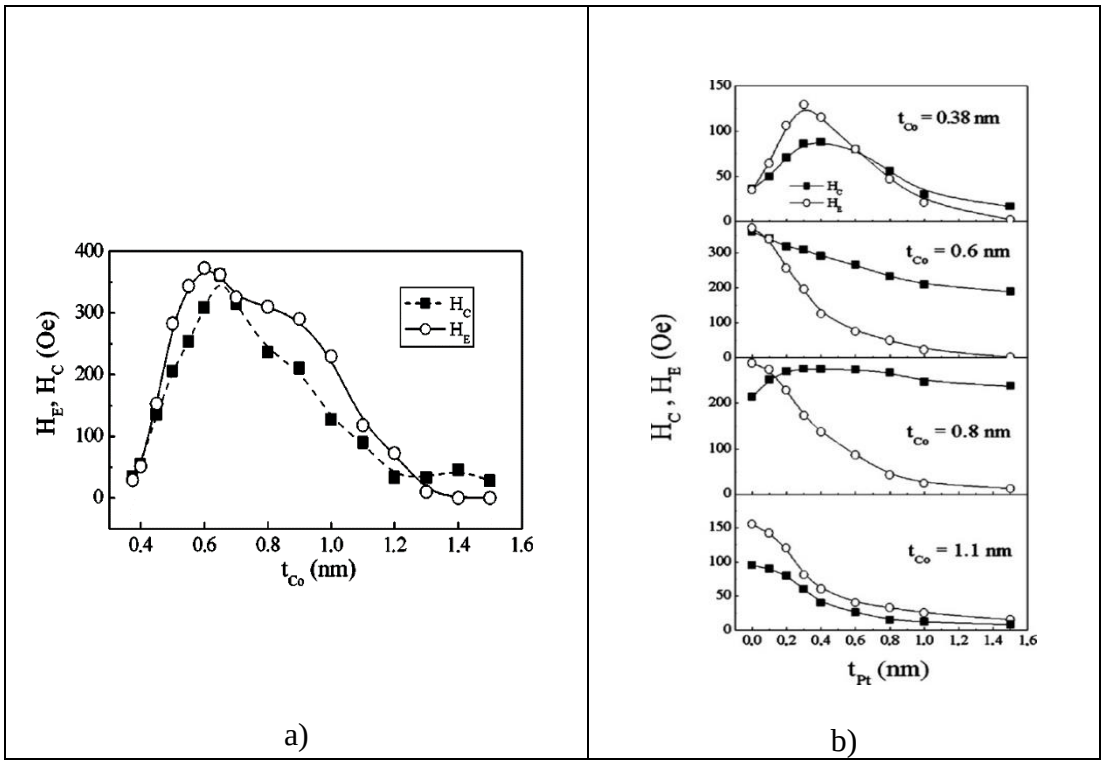
sahip sistemlerin enerjisinden farklıdır. Örnek düzleminde exchange bias sistemlerinde ara yüzey değiş tokuş etkileşme enerjisi $E = -J_{eb}\, cos(\beta - \alpha)$ olarak belirlenmektedir. Ancak PEB sistemlerinde, ara yüzey değiş tokuş etkileşme enerjisi AFM ve FM mıknatıslanma vektörlerinin *cos* bileşenleri örnek düzlemine dik yönde daha baskın olduğundan dolayı $E = -J_{eb}\, cos\, \beta\, cos\, \alpha$ olarak birim alan başına düşen E_{top} enerji terimi içerisine dahil edilmektedir.

Denklem 2.23'te gösterilen toplam enerji ifadesinin β açısına göre birinci türevi alınarak, $\partial E/\partial\beta = 0$ durumu için PEB sistemlerinde H_{EB} alanı belirlenebilir [101].

$$H_{\text{PEB}} = \frac{J_{eb} \cos\alpha + 2K_{FM} t_{FM} \cos\beta}{M_{FM} t_{FM}} \tag{2.28}$$

Örnek düzlemine dik exchange bias etkisine sahip çok katlı Pt/Co, Pd/Co ve Au/Co gibi ince filmlerde H_C ve M_R/M_S oranı ile ilgili detaylı çalışmalar bulunmaktadır [102-104]. Ancak FM tabaka kalınlığı ve FM/AFM tabakaları arasında dik mıknatıslanmaya katkıda bulunan ara tabaka kalınlıklarının exchange bias alanını üzerine etkilerini inceleyen sistematik çalışma sayısı oldukça azdır [97, 98]. 2005 yılında J. Sort ve arkadaşları PMA'ya sahip çok katlı [Pt (2nm)/Co (t_{Co})]/IrMn (5nm)/Pt (2nm) ince film sistemlerinde FM Co kalınlığı ve FM/AFM arasında bulunan Pt ara tabaka kalınlıklarının PEB üzerine etkisini araştırdı.

[Pt (2nm)/Co (t_{Co})]$_3$/IrMn (5nm)/Pt (2nm) çok katlı ince film sisteminde H_C ve H_{PEB} alanlarının FM Co tabaka kalınlığına bağlı deneysel sonuçları grafiği Şekil 2. 12.a)'da gösterildiği gibidir [98]. H_C ve H_{PEB} alanları 4 Å'dan 6 Å'ya kadar FM Co kalınlığı ile doğru orantılıdır. Ancak 6 Å ve üzeri kalınlık değerlerinde H_C ve H_{PEB} alanları FM Co tabaka kalınlığı ile ters orantılıdır. Farklı Co tabaka kalınlıklarına (t_{Co}= 0.38 nm, 0.6 nm, 0.8 nm ve 1.1 nm) sahip [Pt (2nm)/Co (t_{Co})]$_3$/IrMn (5nm)/Pt (2nm) çok katlı ince film sisteminde FM/AFM tabakaları arasına yerleştirilen Pt ara tabakasının kalınlığının H_C ve H_{PEB} alanları üzerine etkisi Şekil 2. 12.b)'de gösterildiği gibidir. Şekil 2. 12'ye göre, 0.6 nm ve 0.8 nm FM Co tabaka kalınlıkları için yüksek PEB alanının gözlendiği ideal Pt kalınlık değeri 0.2 nm ve 1.4 nm olarak belirlenmiştir.



Şekil 2. 12: Çok katlı ince film sisteminde H_{PEB} ve H_C alanlarının a) Co kalınlığına bağlılığı, b) farklı Co kalınlıklarında FM/AFM ara tabakasında bulunan Pt tabaka kalınlığına bağlılığı [98].

2.2. Manyetoelektrik Malzemeler ve Exchange Bias etkisi

2.2.1. Manyetoelektrik Malzemeler

19. yüzyılda J. K. Maxwell tarafından elektrik ($\vec{E}$) ve manyetik ($\vec{H}$) alanlar arasında bağlantı kurulması sonrası elektromanyetizma disiplinler arası bilim olarak yaygın şekilde kullanılmaya başlandı. Ancak Maxwell, katılar için elektrik ve manyetik özellikleri ayrı ayrı göz önüne almaktaydı. 1888 yılında W. C. Röntgen, Maxwell'in aksine elektrik ve manyetik özelliklerin bir arada olabileceğini düşünerek, hareket eden dielektrik malzemeye $\vec{E}$ alan uyguladığı zaman dielektrik malzemenin mıknatıslandığını keşfetti [105]. 1894 yılında P. Curie bazı kristallerde kendine özgü manyetoelektrik ektinin olabileceğini tahmin etti [106]. Yaklaşık 17 yıl sonra (1905) H. A. Wilson tarafından manyetik alan altındaki dielektrik malzemenin polarizasyonun değiştiği keşfedildi [107]. 1959 yılında Landau ve Lifshitz tarafından yayınlanan ve bir bölümü aşağıda verilen çalışmada malzemenin elektrik ve manyetik özellikleri arasındaki ilişkiden bahsedilmiştir.

“ *…prensipte var olabilecek iki duruma dikkat çekiyoruz. Birincisi katı malzeme içerisindeki manyetik alan ve doğal biçim değiştirme (deformation) arasındaki liner eşleşmeden oluşan piezomanyetizmadır (piezomagnetism). Diğeri ortamdaki elektrik ve manyetik alan arasındaki liner eşleşmedir. Her iki durum manyetokristal simetrinin belirli kısımlarında var olabilir. …* [108]”

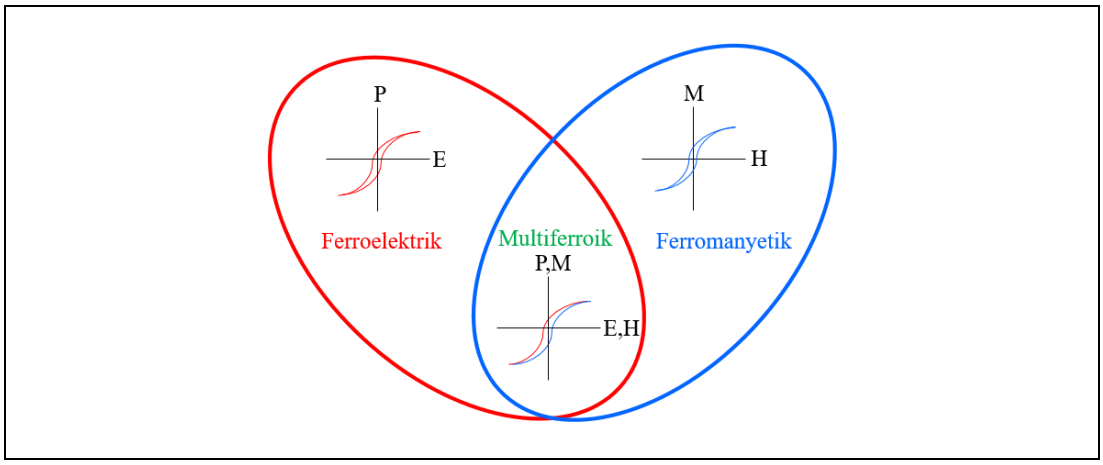
Landau ve Lifshitz tarafından yapılan bu açıklamadan 1 yıl sonra (1960), Dzyaloshinskii tarafından Cr_2O_3’teki manyetoelektrik (ME) etki teorik olarak incelendi [109]. Aynı yıl içerisinde Astrov, Cr_2O_3’te ME etkiyi deneysel olarak gözlemledi ve elektrik alanın manyetik özellikleri değiştirdiğini ispat etti [110, 111]. Bunun tam tersine, manyetik alanın elektriksel polarizasyonu değiştirmesi durumu ise, Rado ve arkadaşları tarafından deneysel olarak kanıtlandı [112, 113]. 1966 yılında ilk ferromanyetik-ferroelektrik malzeme $Ni_3B_7O_{13}$ (Nickel Iodine Boracite) keşfedildikten sonra [114], alternatif manyetoelektrik malzemeler sentezlendi. Ayrıca pek çok farklı malzemede manyetoelektrik ve multiferroik özellik gözlendi [115].

1996 yılında “*multiferroism*” ifadesi H. Schmid tarafından ilk defa ortaya atıldı [116]. Tablo 2. 1’de verilen tanımlara göre multiferroizm; uygulanan bir baskı (stress) tarafından yeniden yönlendirilebilen kendiliğinden şekil değiştirmeye (deformation) sahip ferroelastik, uygulanan elektrik alan tarafından yeniden yönlendirilebilen kendiliğinden polarizasyona sahip ferroelektrik ve uygulanan manyetik alan tarafından yeniden yönlendirilebilen kendiliğinden mıknatıslanmaya sahip ferromanyetik özelliklerden en az ikisine sahip malzemeler olarak tanımlanmaktadır.

Tablo 2. 1: Ferroelektrik (FE), Antiferroelektrik (AFE), Ferromanyetik (FM), Antiferromanyetik (AFM), Ferroelastik özellikler.

Malzeme	Tanımı
Ferroelektrik (FE)	Kendiliğinden polarizasyona ($\vec{P}$) sahiptirler ve polarizasyonları uygulanan dış elektrik alan ($\vec{E}$) tarafından değiştirilebilirler.
Antiferroelektrik (AFE)	Her bir kristal birim hücresinde birbirlerine tamamen yok edecek şekilde düzenlenmiş dipol momentlere sahiptirler.
Ferromanyetik (FM)	Kendiliğinden mıknatıslanmaya ($\vec{M}$) sahiptirler ve mıknatıslanmaları uygulanan dış manyetik alan ($\vec{H}$) tarafından değiştirilebilirler.
Antiferromanyetik (AFM)	Her bir kristal birim hücresinde birbirlerini tamamen yok edecek şekilde düzenlenmiş manyetik momentlere sahiptirler.
Ferroelastik	Kendiliğinden biçim değiştirme (deformation) özelliğine sahiptirler ve şekilleri uygulanan dış elektrik alan ($\vec{E}$) tarafından değiştirilebilir.

Genellikle, ferroelastik malzemeler aynı zamanda ferroelektrik özellik gösterdiklerinden dolayı, multiferroikler aynı sıcaklık ve basınç altında hem ferromanyetik (antiferromanyetik) hem de ferroelektrik (antiferroelektrik) özellik sergileyen tek fazlı (single phase) kristal olarak da tanımlanmaktadırlar [117, 118]. Ferromanyetik malzemelere dış manyetik alan uygulandığı zaman Şekil 2. 13'te mavi bölgede gösterildiği gibi M-H davranışı gösterirken, ferroelektrik malzemelere dış elektrik alan uygulandığında Şekil 2. 13'te kırmızı bölgede gösterildiği gibi P-E davranışı gözlenir. Multiferroik malzemeler ise, Şekil 2. 13'te gösterilen kırmızı ve mavi bölgelerin kesişimindeki gibi, uygulanan manyetik (elektrik) alana bağlı olarak elektrik (manyetik) özellikler etkilenmektedir.



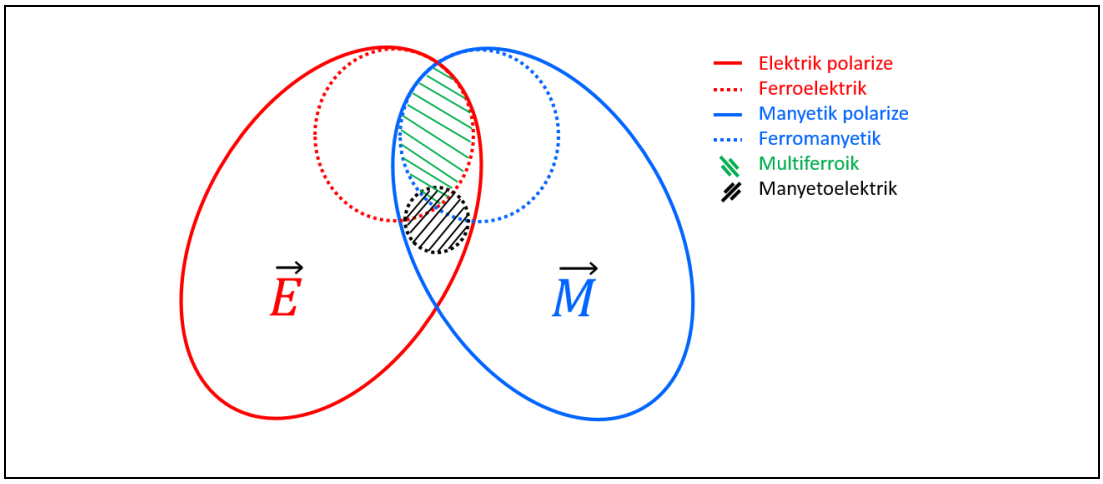
Şekil 2. 13: Ferroelektrik, ferromanyetik ve multiferroik malzemelerin elektrik ve manyetik alan altındaki davranışları.

Manyetizmanın mikroskobik kaynağı 3*d* veya 4*f* kabuklarında, eşleşmemiş elektronlardır. Manyetik momentler arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi manyetik düzenin oluşmasına yol açar. Bu durum ferroelektrik malzemeler için oldukça farklıdır. Genel olarak iki çeşit multiferroik malzeme grubu bulunmaktadır. İçerdikleri düzen parametreleri (ferroelektrik, antiferroelektrik, ferromanyetik, antiferromanyetik, ferroelastik gibi) tek bileşikten meydana geliyorsa tekli (single-phase), farklı bileşiklerden meydana geliyorsa çoklu (multi-phase) faz olarak sınıflandırılmaktadır [119, 120].

Bununla birlikte, multiferroik malzemeler Type-I ve Type –II olarak da sınıflandırılırlar. Type-I, ferroelektrik ve manyetizmanın kaynağının farklı olduğu, aralarındaki etkileşmenin birbirlerinden bağımsız olarak görüldüğü multiferroik malzemeleri içerir. Bu gruptaki malzemeler genellikle manyetik düzen sıcaklığından daha yüksek sıcaklıklarda ferroelektrik özellik sergilerler ve kendiliğinden polarizasyonları oldukça büyük değerlerdedir (10 − 100 μC/cm^2). Type- I olarak kullanılan multiferroik malzemeler içerisinde, ferroelektrik ve antiferromanyetik özelliğe sahip, $BiFeO_3$ ve $YMnO_3$ bileşikleri yaygın olarak kullanılmaktadırlar. $BiFeO_3$ için ferroelektrik düzen sıcaklığı T_{FE}= 1100 K, antiferromanyetik düzen sıcaklığı (Néel temperature) T_N= 643 K ve polarizasyonu P= 90 μC/cm^2'dir, $YMnO_3$ için ise T_{FE}= 914 K, T_N= 76 K ve P= 6 μC/cm^2'dir [121]. Type- II ise, mıknatıslanma ve ferroelektriklik arasında kuvvetli bir etkileşmenin olduğu, manyetizmanın ferroelektrik özelliği etkilediği veya ferroelektrikliğin manyetizmayı etkilediği

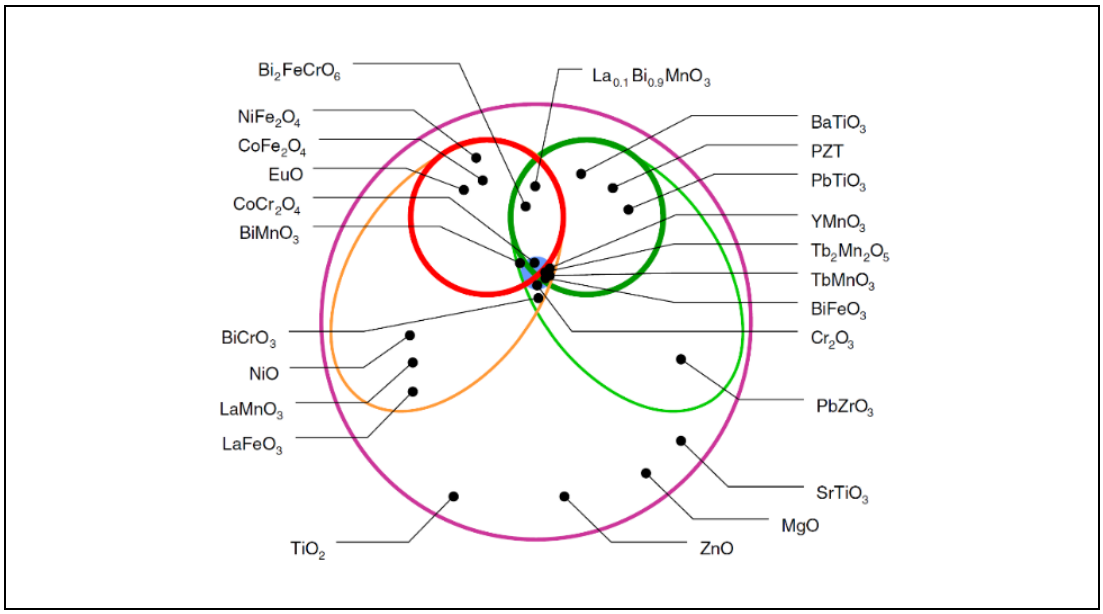
malzemelerdir [121-123]. Ancak bu malzemeler arasındaki polarizasyon Type-I'e göre oldukça düşüktür ($10^{-2}\mu C/cm^2$).

Multiferroik malzemeler kendi aralarında sınıflandırılırken manyetoelektrik malzemelerle karıştırılmaktadırlar [124-130]. Şekil 2. 14, multiferroik ve manyetoelektrik malzemeler arasındaki ilişkiyi göstermektedir [131]. Kırmızı ve mavi elipsler sırasıyla elektrik (ferroelektrik, antiferroelektrik) ve manyetik (ferromanyetik, antiferromanyetik) polarizasyona sahip olan malzemelerin bulunduğu bölgeyi temsil etmektedir. Kesikli çizgiden oluşan kırmızı ve mavi halkalar sırasıyla sadece ferroelektrik ve sadece ferromanyetik özellik sergileyen malzemelerin bölgesidir. Her iki kesikli halkanın kesiştiği ve yeşil çizgilerle taranan bölge ferromanyetik ve ferroelektrik özelliklerin bir arada dolduğu multiferroik malzeme bölgesidir. Ferroelektrik ve ferromanyetik özelliklerin yanı sıra antiferroelektrik ve antiferromanyetik özelliklere sahip tek fazlı manyetoelektrik malzemelerin bulunduğu bölge siyah çizgilerle taranan halkadır



Şekil 2. 14: Multiferroik ve manyetoelektrik malzemeler arasındaki ilişki.

Şekil 2. 14'de gösterilen multiferroik ve manyetoelektrik malzemeler arasındaki ilişki genişletilerek en çok kullanılan oksit yalıtkan malzemelerin sınıflandırılması Şekil 2. 15'te gösterilmiştir [132]. En dış halka, elektrik ve manyetik polarize özelliklere sahip malzemeler dahil olmak üzere, tüm malzemeleri içermektedir. Elektrik ve manyetik polarize özelliklere sahip malzemeler sırasıyla yeşil ve turuncu elipsler içerisinde gösterildiği gibidir. Elipslerin içerisinde bulunan kırmızı ve yeşil halkalar içerisinde sırasıyla ferromanyetik ve ferroelektrik malzemeler bulunmaktadır. Manyetoelektrik malzemeler mavi daire ile gösterilen bölgede bulunmaktadır.



Şekil 2. 15: Yalıtkan oksit malzemelerin sınıflandırılması.

Tek fazlı kristaller için manyetoelektrik etki, uygulanan $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ alana bağlı olarak, sistemin serbest enerjisi (F) Landau teorisine göre denklem 2.29'da gösterildiği gibi ifade edilir.

$$-\mathrm{F(E,H)} = \frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_{ij}E_iE_j + \frac{1}{2}\mu_0\mu_{ij}H_iH_j + \alpha_{ij}E_iH_j + \frac{B_{ijk}}{2}E_iH_jH_k + \frac{\gamma_{ijk}}{2}H_iE_jE_k \tag{2.29}$$

Denklem 2.29'da eşitliğin sağ tarafındaki birinci terim elektrik alanın ($\vec{E}$) katkısıdır. ε_0 ve ε_{ij}(T) sırasıyla serbest uzayın elektriksel geçirgenliği ve sıcaklığa bağlı göreli elektriksel geçirgenlikleridir. İkinci terim, manyetik alanın ($\vec{H}$) katkısıdır. μ_0 ve μ_{ij} (T) sırasıyla serbest uzayın manyetik geçirgenliği ve sıcaklığa bağlı göreli manyetik geçirgenliktir. Üçüncü terim liner manyetoelektrik eşleşmeyi tanımlar. α_{ij}(T) manyetoelektrik katsayısı β_{ijk} ve γ_{ijk} yüksek mertebeden (kuadratik) ME katsayılardır [131]. Manyetoelektrik etkiler aynı zamanda $P_i(H_j)$ veya $M_i(E_j)$ şeklinde sırasıyla denklem 2.30 ve denklem 2.31'de gösterildiği gibi yazılabilir.

$$P_i = \alpha_{ij} H_j + \frac{\beta_{ijk}}{2} H_j H_k + \cdots \tag{2.30}$$

$$\mu_0 M_i = \alpha_{ji} E_j + \frac{\gamma_{ijk}}{2} E_j E_k + \cdots \tag{2.31}$$

Ferroelektrik ve ferromanyetik malzemeler genellikle yüksek elektriksel geçirgenlik (permittivity) ve manyetik geçirgenliğe (permeability) sahiptirler. Köşegen (diagonal) elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayılarının geometrik ortalamaları, manyetoelektrik katsayısını denklem 2.25'de gösterildiği gibi sınırlamaktadır [133].

$$\alpha_{ij}^2 \leq \frac{1}{2} \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_{ij} \mu_{ij} \tag{2.32}$$

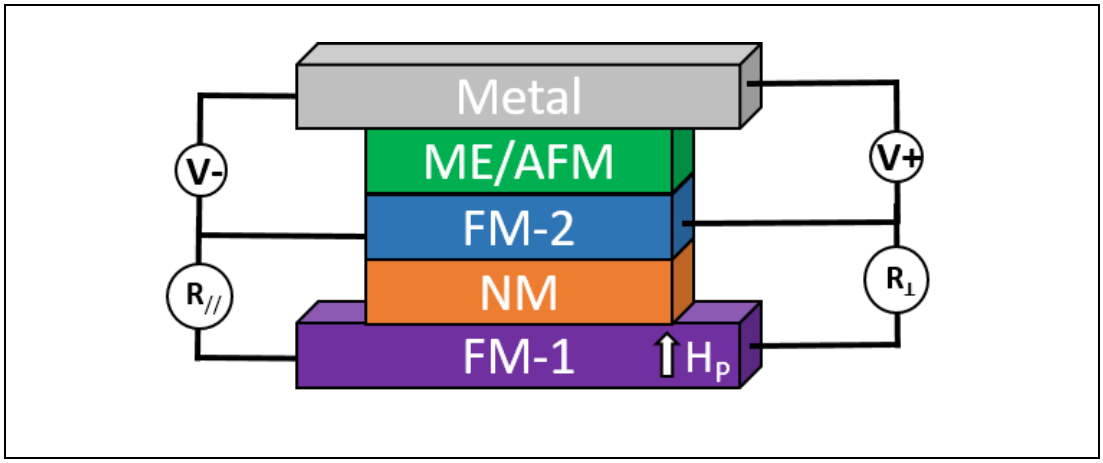
Denklem 2.32'de gösterilen α_{ij} katsayısı denklem 2.29'da sıfırdan büyük olan ilk üç terimin toplamından elde edilmiştir.

2.2.2. Manyetoelektrik Tabanlı Exchange Bias Sistemleri

Geçmişte elektrik, manyetik veya elastik gibi özelliklerden sadece birine sahip olan malzemeler üzerine çalışılırken, 2000'li yıllardan günümüze kadar olan periyotta tek fazlı malzemelere (manyetoelektrik, elastodielektrik, piezomanyetik, manyetoelastik gibi) ilgi oldukça artmaktadır. Özellikle manyetik sabit disk için manyetoelektrik yazma kafası gibi bilgi depolama ve yazma alanında manyetoelektrik malzemeler önem kazanmaktadır [115, 125, 134-138].

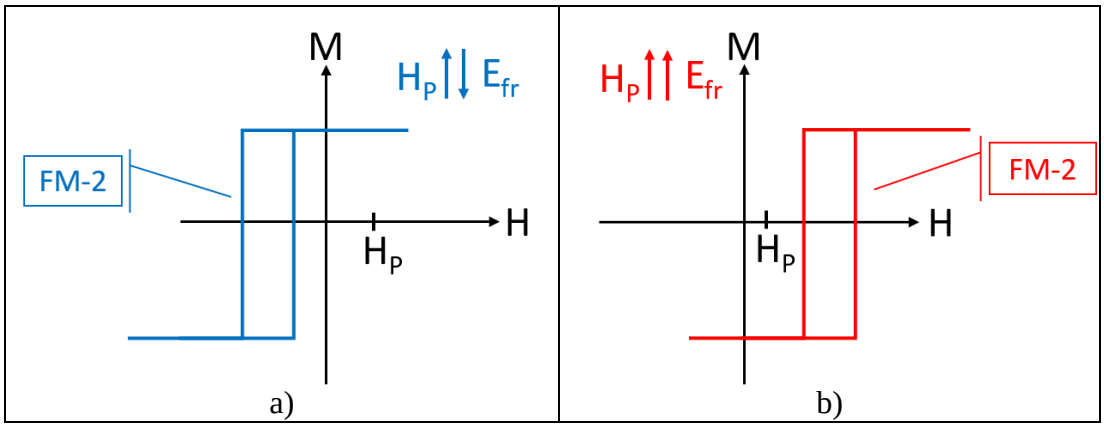
Binek ve Doudin, MRAM gibi spine bağlı transport cihazlarında sabit tabaka veya aktif tünelleme bariyeri olarak ME malzemeleri kullanmayı önerdiler [139]. Bunun yanında, Chen ve Kleemann, manyetoelektrik malzeme kullanılarak Manyeto Elektrik RAM (MERAM) hücresinde ME/AFM tabaka ile FM-2 tabakası arasındaki exchange bias etkileşmesi sebebiyle FM-2 tabakası sabitlenmesini Şekil 2. 16'da ki gibi göstermiştir. Burada ME/AFM malzeme olarak Cr_2O_3, FM-2 olarak dik mıknatıslanmaya sahip Pt/Co/Pt tabakaları kullanılmıştır. Örnek düzlemine dik yönde, kalıcı sabit manyetik alan (H_P) sağlayan FM-1 tabakası olarak sert (hard) mıknatıslanmaya sahip NdFeB veya FePt kullanılması önerilmiştir [140, 141]. FM-1

ve FM-2 tabakalarını ayıran manyetik olmayan (NM) tabaka olarak GMR yapıları için Cu, TMR yapıları için MgO önerilmiştir. ME/AFM tabaka üzerinde bulunan metal (M) tabaka olarak Cu veya Indium Tin Okside (ITO) önerilmiştir.



Şekil 2. 16: ME malzeme kullanılarak oluşturulan MERAM hücre şeması.

Şekil 2. 16'da gösterilen M tabakası ile FM-2 tabakaları arasında uygulanan akım sayesinde ME/AFM tabakası üzerinde elektrik alan oluşturulur. Oluşan elektrik alan ME/AFM tabakasının manyetik özelliklerini değiştirir [134]. Böylece FM-2 tabakası ile exchange bias etkileşmesi durumunda bulunan ME/AFM tabakası, FM-2 tabakasının mıknatıslanma yönünü Şekil 2. 17'de gösterildiği gibi değiştirir [134, 142]. ME/AFM tabakasına uygulanan elektrik alanın yönüne göre FM-2 tabakasının mıknatıslanma yönü, örnek düzlemine dik yönde kalıcı mıknatıslanmaya sahip FM-1 tabakasına göre paralel veya antiparalel olmaktadır. Böylece paralel ve antiparalel mıknatıslanma yönelimli FM tabakalar arasında sırasıyla düşük ve yüksek manyetodirenç meydana gelir. Geleneksel MRAM hücrelerinde olduğu gibi düşük manyetodirenç "0" durumunu, yüksek manyetodirenç ise "1" durumunu göstermektedir.



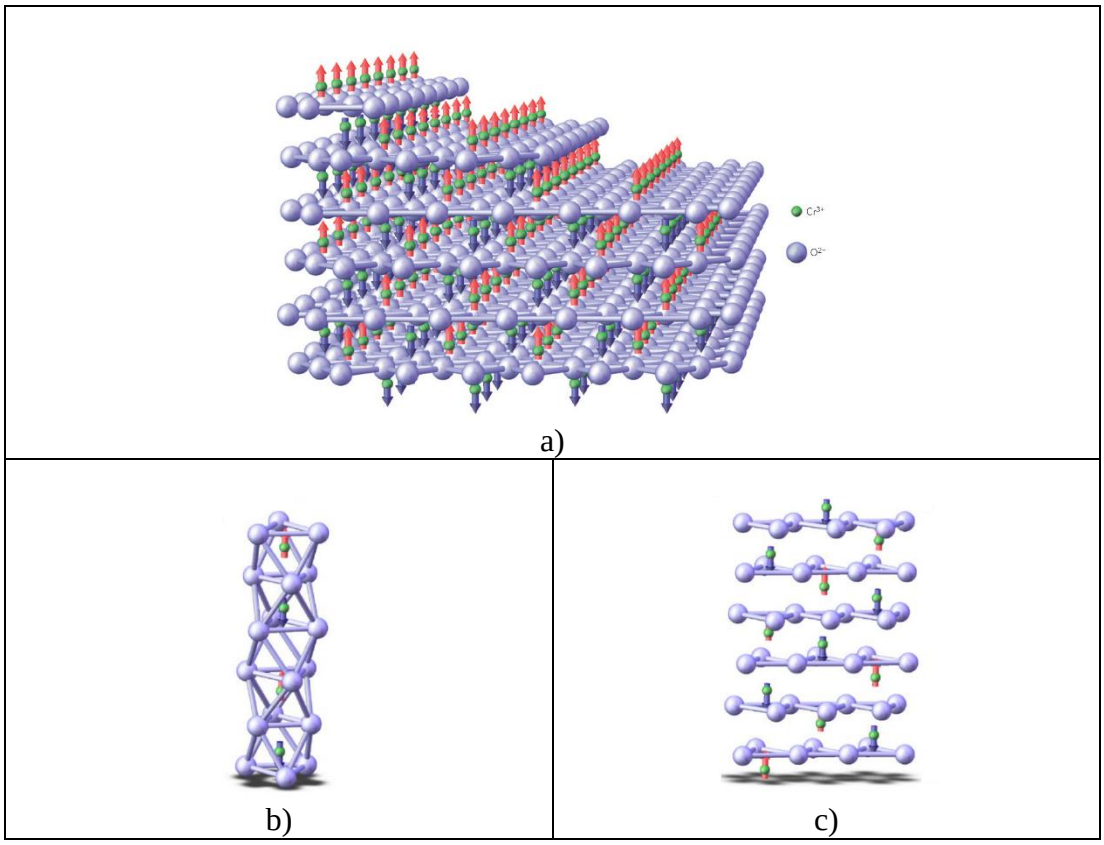
Şekil 2. 17: ME malzeme kullanılarak oluşturulan MERAM hücresinde FM-1 tabakası tarafından uygulanan H_P kalıcı manyetik alanına a) uygulanan elektrik alanın zıt yönde olması sonucu FM-2 tabakasının mıknatıslanma eğrisi, b) uygulanan elektrik alanın paralel yönde olması sonucu FM-2 tabakasının mıknatıslanma eğrisi. E_{fr} uygulanan elektrik alanın yönünü göstermektedir.

ME/AFM malzeme üzerine negatif voltaj uygulandığında oluşan elektrik alanın yönü örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmaya sahip FM-1 tabakasının mıknatıslanma yönüne zıt olacaktır. Böylece Şekil 2. 17.a)'da gösterildiği gibi FM-2 tabakasının mıknatıslanma eğrisi H_P alanına zıt yönde kayacaktır. Böylece düşük manyetodirenç sayesinde "0" durumu oluşacaktır. ME/AFM malzeme üzerine pozitif voltaj uygulandığında ise elektrik alan yönü FM-1 tabakasının mıknatıslanma yönüne paralel olacaktır. Bu durumda Şekil 2. 17.b)'de gösterildiği gibi FM-2 tabakasının mıknatıslanma eğrisi H_P alanı yönünde kayacaktır ve yüksek manyetodirenç sayesinde "1" durumu oluşacaktır. Bu sayede manyetoelektrik malzeme kullanılarak exchange bias etkisi kontrol edilebilecektir.

Günümüzde exchange bias alanını elektrik alanla kontrol etmek için en çok sayıda çalışma mevcuttur [36, 130, 143-148]. Bu çalışmalar arasında tek fazlı multiferroik olarak en çok $YMnO_3$ ve $BiFeO_3$ kullanılmaktadır [146, 149]. Düşük Néel sıcaklığı (T_N ~ 90 K) nedeniyle $YMnO_3$ oda sıcaklığında çalışan elektronik cihaz teknolojileri için uygun değildir. Fakat $BiFeO_3$ daha yüksek Néel sıcaklığına (T_N ~ 650 K) sahip olduğu için daha uygun bir multiferroik malzemedir [145, 149]. Bu malzemelere ek olarak, yüksek Néel sıcaklığı (T_N ~ 307 K) sayesinde oda sıcaklığında kontrol edilebilen, hem manyetoelektrik hem de antiferromanyetik özellik sergileyen Cr_2O_3'de exchange bias sistemlerinde kullanılmaktadır [150, 151].

Cr_2O_3 tabakasına ait yapısal karakterizasyon açısından çok sayıda çalışma mevcuttur [112, 152-160]. Şekil 2. 18.a), tek kristal Cr_2O_3'ün (0001) yüzeylerindeki

spin yapısını göstermektedir. Burada küçük küreler (yeşil) Cr^{+3} iyonlarını, yukarı (kırmızı) ve aşağı (koyu mavi) oklar c-ekseni boyunca hizalanan Cr^{+3} iyonlarının spinlerini, büyük küreler (açık mavi) oksijen iyonlarını temsil etmektedir. Oksijen iyonları ile çevrelenmiş ve c-ekseni boyunca hizalanan Cr^{+3} spinleri Şekil 2. 18.b)'de gösterildiği gibidir. Komşu oksijen tabakaları arasında bulunan Cr^{+3} spinlerinin daha detaylı görünüşü Şekil 2. 18.c)'de gösterildiği gibidir [147].



Şekil 2. 18: a) Tek kristal Cr_2O_3 için (0001) yüzeylerindeki spin yapısı, b) oksijen iyonları ile çevrelenmiş ve c-ekseni boyunca hizalanan Cr^{+3} spinleri, c) komşu oksijen tabakaları arasında bulunan Cr^{+3} spinlerinin daha detaylı görünüşü.

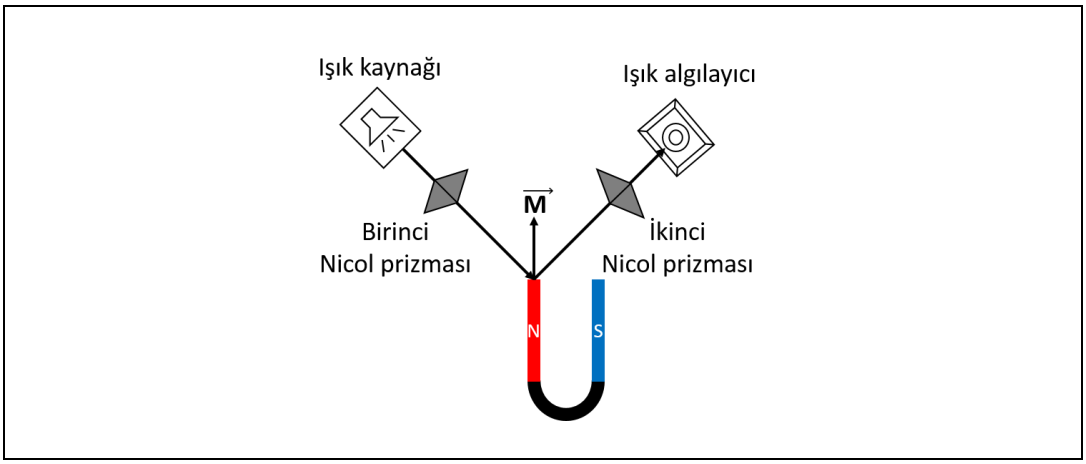
Cr_2O_3, 12 adet Cr ve 6 adet O iyonundan oluşan corundum yapısındaki birim hücreye sahiptir. Néel sıcaklığının altında, rhombohedral birim hücresinin c-ekseni boyunca, Cr^{+3} spinleri AFM düzene sahiptirler [110, 157]. Hegzagonal kristal yapısına sahip olan Cr_2O_3 tabakası için örgü parametreleri a = b = 4.953 Å, c = 13.578 Å'dır [152, 161, 162]. Elektriksel iletkenlik açısından doğal yalıtkan özelliğe sahip olmasına rağmen büyütme şartlarına bağlı olarak p-tipi veya n-tipi yarıiletken davranışı gösterebilmektedir [163].

Manyetoelektrik kontrollü exchange bias çalışması ilk kez 2005 yılında P. Borisov tarafından yapıldı [150]. Bu çalışmada, tek kristal ME/AFM Cr_2O_3 üzerine büyütülen Pt (0.5 nm)/[Co (0.3 nm)/Pt (1.5 nm)]3/Pt (1.5 nm) örneklerinde paralel ve antiparalel manyetik ve elektrik alan uygulanarak, Néel sıcaklığı altına kadar yapılan soğutma sonrası PEB alanının değişimi incelendi. 2014 yılında T. Ashida ve arkadaşları tek kristal Al_2O_3 (0001) alttaş üzerine büyütülen Pt (25 nm)/ Cr_2O_3 (250 nm)/ Pt(1 nm)/ Co(1 nm)/Pt (5 nm) ve Pt (25 nm)/ Cr_2O_3 (250 nm) ince filmlerinde manyetoelektrik etkiyi detaylıca incelediler [164]. MEFC (Magneto-electric field cooling) sonrası PEB alanının -160 Oe'den +160 Oe'ye değişmesiyle, ME etki kullanılarak yön değiştirme gösterilmiştir. K. Toyoki ve arkadaşları tarafından 2015 yılında yapılan başka bir çalışmada, manyetoelektrik etki kullanılarak tek kristal Al_2O_3 (0001) alt taşı üzerine büyütülen Pt (20 nm)/ Cr_2O_3 (150 nm)/ Pt(0.5 nm)/ Co(0.8 nm)/Pt (5 nm) ince filmlerinde PEB alanının yön değiştirmesi incelendi [165]. Soğutma esnasında manyetik ve elektrik alanın birlikte uygulanması MEFC sonrası elektrik alan ile PEB alanındaki değişimden eşik elektrik alan değeri belirlendi. Ayrıca eşik elektrik alan değerinin manyetik alan değeri ile ters orantılı olduğu gösterildi. Aynı yıl içerisinde, T. Ashida ve arkadaşları da, Cr_2O_3/Co ince film sistemlerinde elektrik alanla mıknatıslanmanın yön değiştirdiğini gözlemlediler [166].

3. MANYETO OPTİK KERR ETKİSİ (MOKE)

Işık ve manyetizma arasındaki ilişki deneysel olarak ilk defa Michael Faraday tarafından 1845 yılında keşfedildi. Faraday yaptığı deneyde, manyetik alan altında bulunan optik olarak saydam dielektrik bir malzeme içerisinden geçen ışının polarizasyonundaki değişimin malzemenin mıknatıslanması ile doğru orantılı olduğunu belirledi ve Faraday etkisi olarak isimlendirdi [167]. Yaklaşık 30 yıl sonra, 1876 yılında Reverend John Kerr, yüzeyi parlatılmış elektromıknatısın kutuplarına polarize ışık göndererek yaptığı deneyle yansıyan ışığın polarizasyonundaki değişimin malzemenin mıknatıslanmasıyla doğru orantılı olduğunu gösterdi [6].

1876 yılında Kerr tarafından kullanılan deney düzeneğinde Şekil 3.1'de gösterildiği gibi parafin ışık kaynağı, kutuplanmaları bir birine dik olan 2 adet *Nicol* prizma, at nalı şeklinde elektromıknatıs ve ışık algılayıcı kullanıldı.



Şekil 3.1: Parafin ışık kaynağı, *Nicol* prizması, at nalı şeklinde elektromıknatıs ve fotodiyot kullanılarak 1877 yılında John Kerr tarafından hazırlanan ilk MOKE deney sistemi.

Şekil 3.1'de gösterilen Kerr tarafından hazırlanan deney düzeneğinde, parafin ışık kaynağından çıkan ışın birinci *Nicol* prizmadan geçer ve düzlem polarize olarak dik mıknatıslanmaya sahip at nalı şeklindeki elektromıknatısın *N-kutbuna* ulaşır. Elektromıknatıstan yansıyan düzlem polarize ışın ikinci Nicol prizmasından geçer ve ışık algılayıcıya ulaşır. Kerr elektromıknatıs üzerinden akım geçirmeden önce, parafin ışık kaynağından çıkan ışını *Nicol* prizmadan geçirerek at nalı şeklindeki elektromıknatısın bir kutbuna gönderdi. Üzerinden akım geçmeyen elektromıknatıs

manyetik özellik sergilemediği için elektromıknatısın kutbundan yansıyan polarize ışında değişim olmaz ve ikinci *Nicol* prizmasından geçemez. Ancak elektromıknatıstan akım geçirildiği anda yansıyan ışının polarizasyonunda değişim meydana gelmekte ve ikinci *Nicol* prizmasından geçerek ışık algılayıcıya ulaşmaktadır. Bu durumu fark eden Kerr, deneyi gelen düzlem polarize ışının açısını 60^0 ile 80^0 arasında değiştirerek farklı polarizasyon açılarında defalarca tekrarladı. Böylece, Kerr 1877 yılında yapmış olduğu bu deney sayesinde, manyetik malzemeyle ışığın etkileşmesi sonucu ışığın polarizasyonunda değişim meydana geldiğini gözlemledi. Ayrıca bu değişimin manyetik malzemenin mıknatıslanmasıyla orantılı olduğunu belirledi.

Mayıs 1877 yılında Philosophical Magazine dergisinde, "*bir mıknatısın kutuplarından yansıtılan düzlem polarizasyonun döndürülmesi*" başlığı ile yayınlanan birinci makalesinde John Kerr

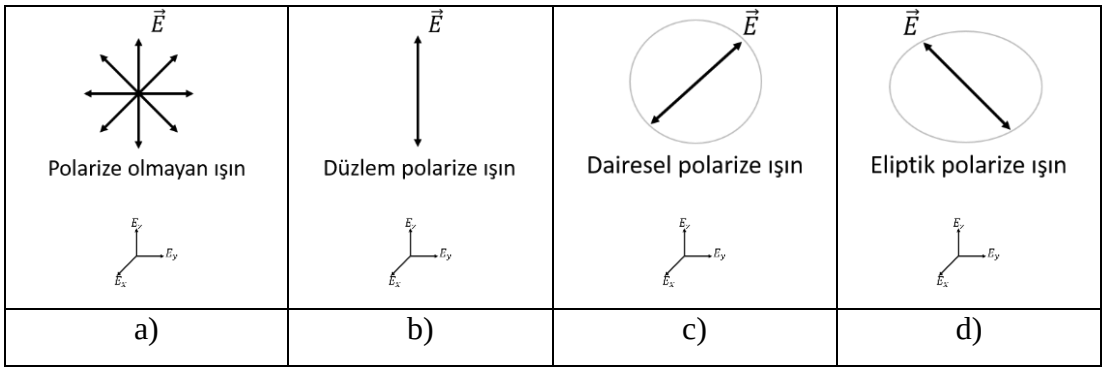
"...eğer düzlem-polarize ışık demeti mıknatıslanmış demir yüzeyinden özel şartlar altında yansıtılırsa, yansıma işlemi esnasında hassas bir açı boyunca yansıyan ışığın polarizasyonu döndürülebilir. "

ifadesini kullandı [6]. Mart 1878'de, Philosophical Magazine dergisinde "*bir mıknatısın merkez yüzeyinden polarize ışığın yansıması*" başlıklı ikinci makalesini yayınladı [168].

Manyeto-optik Kerr etkisi (MOKE) olarak bilinen bu yöntemle, ilk defa 1884 yılında Kundt tarafından cam üzerine büyütülen Fe, Co ve Ni ince filmler üzerine polarize ışın gönderilerek polarizasyondaki değişim belirlendi. Böylece gönderilen ışının polarizasyondaki değişiminin ince filmlerin mıknatıslanmalarıyla doğru orantılı oldukları gösterildi [169]. Günümüzde MOKE sistemi, manyetik domenleri görüntülemede [170, 171], FM malzemelerin mıknatıslanma eğrilerini ölçmede [22, 172] ve manyetik anizotropileri belirlemek amacıyla yaygın olarak kullanılmaktadır [173]. Bununla birlikte manyetik özellikleri belirlemek için kullanılan süperiletken kuantum girişim cihazı (SQUID), titreşimli örnek manyetometresi (VSM), manyetik kuvvet mikroskobu (MFM) gibi diğer mıknatıslanma ölçüm ve domen görüntüleme teknikleri ile kıyaslandığında, MOKE sistemi birkaç atomik tabakadan oluşan ince filmlerde yüksek hassasiyet ve hızlı ölçüm gibi avantajlara sahiptir [174, 175].

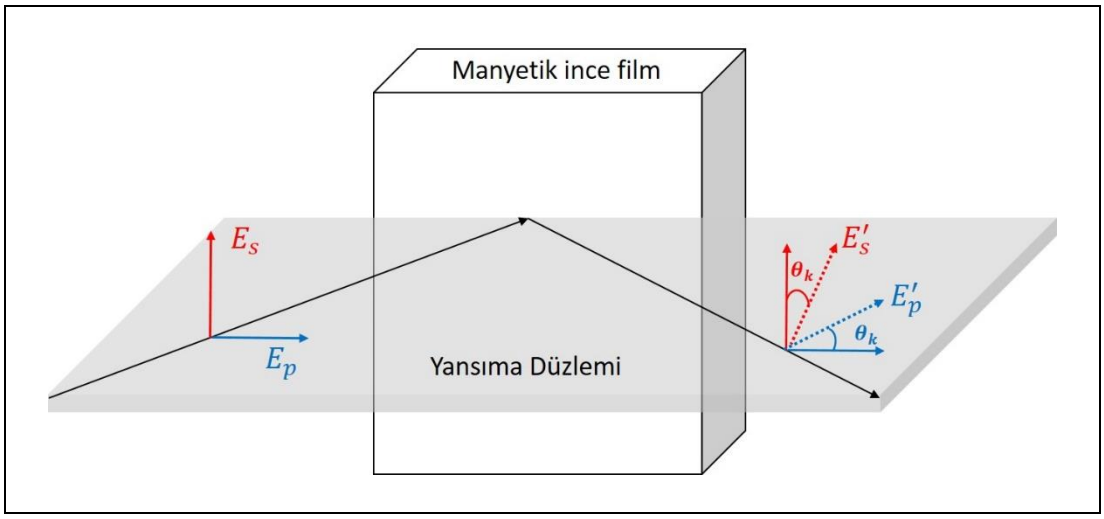
3.1. Manyeto-Optik Kerr Etkisinin Teorisi

Manyetik ortama giren polarize ışında meydana gelen değişim ışığın elektromanyetik dalga özelliğine sahip olmasından kaynaklanmaktadır. Enine elektromanyetik dalga olan ışık, elektrik alan ($\vec{E}$), manyetik alan ($\vec{B}$) ve dalga yayılma vektörü ($\vec{k}$) olmak üzere üç ana bileşene sahiptir. Işığın polarizasyonu elektromanyetik dalganın $\vec{E}$ bileşeni ile ilişkilidir. Şekil 3.2'de gösterildiği gibi polarize olmayan ışığın her yöne $\vec{E}$ bileşeni vardır. Optik kristaller sayesinde ışığın $\vec{E}$ bileşeni belirli yönlerde polarize edilebilir. Şekil 3.2 polarize olmayan, düzlem polarize, dairesel polarize ve eliptik polarize ışığın $\vec{E}$ alan bileşeni gösterilmektedir.



Şekil 3.2: a) Polarize olmayan, b) düzlem polarize, c) dairesel polarize ve d) eliptik polarize ışının $\vec{E}$ alan bileşenleri.

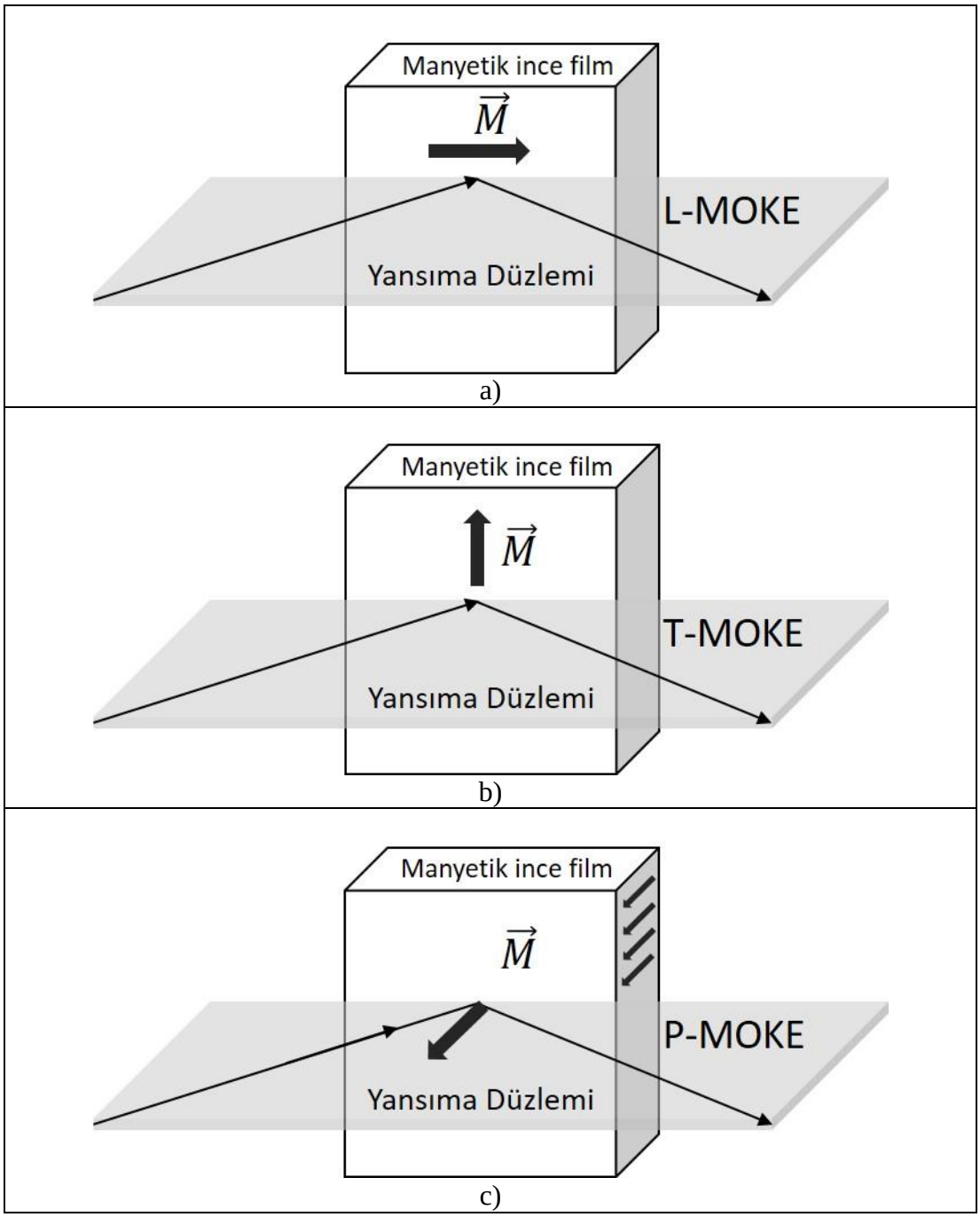
Polarize olmayan ışın, E_X, E_Y veya E_Z düzleminde polarize kristalden geçirildiğinde Şekil 3.2.b)'de gösterilen düzlem polarize ışın elde edilmektedir. İnce film üzerine gönderilen düzlem polarize ışının polarizasyonu yansıma düzlemine paralel olduğunda p-polarize (π), yansıma düzlemine dik yönde olduğunda s-polarize (σ) olarak adlandırılmaktadır.



Şekil 3.3: Manyetik ince film üzerine gönderilen E_s (E_p) polarize ışının manyetik malzeme üzerinden yansıdıktan sonra yeni $E'_s(E'_p)$ polarizasyon yönleri.

Şekil 3.3'te gösterildiği gibi manyetik malzemenin yüzeyine *s(p)-polarize* olarak gelen ışın, manyetik malzemeyle etkileştikten sonra eliptik polarize olarak yansır. Böylece yansıyan ışının elektrik alan bileşeni θ_k açısı kadar sapmaya uğrar. Yansıyan ışın baskın olarak *s(p)-polarize* ışına sahip olurken, aynı zamanda küçük bir *p(s)-polarize* bileşene sahip olacaktır. Gelen polarize ışın ile yansıyan polarize ışın arasındaki θ_k açısı kadar fark geometrik olarak eliptik biçimdedir ve manyetik malzemenin mıknatıslanması ile orantılıdır. Manyetik malzemeden yansıyan *s-polarize* veya *p-polarize* ışının polarizasyonunda meydana gelen değişim Kerr eliptikliği (Kerr ellipticity) veya Kerr dönmesi (Kerr rotation) olarak adlandırılır [6, 168].

Manyetik malzeme üzerine gönderilen polarize ışının $\vec{E}$ bileşeni ile malzemenin $\vec{M}$ mıknatıslanma vektörünün yönüne göre, boyuna (Longitudinal-L), enine (Transverse-T) ve kutupsal (Polar-P) olmak üzere üç faklı MOKE geometrisi mevcuttur. Yansıma düzleminin ince film düzlemine dik, mıknatıslanma vektörünün örnek düzlemine ve yansıma düzlemine paralel olduğu durum L-MOKE geometrisi olarak isimlendirilir (Şekil 3.4.a).Yine yansıma düzleminin ince film düzlemine dik olduğu durumda, mıknatıslanma vektörü örnek düzlemine paralel ve yansıma düzlemine dik olduğu geometri T-MOKE (Şekil 3.4.b), mıknatıslanma vektörünün örnek düzlemine dik ve yansıma düzlemine paralel olduğu geometri ise P-MOKE (Şekil 3.4.c) olarak isimlendirilir.



Şekil 3.4: Yansıma düzleminin örnek düzlemine dik olduğu durumda $\vec{M}$ mıknatıslanma vektörünün a) örnek düzlemine ve yansıma düzlemine paralel olduğu L-MOKE geometrisi, b) örnek düzlemine paralel, yansıma düzlemine dik olduğu T-MOKE geometrisi, c) örnek düzlemine dik, yansıma düzlemine paralel olduğu P-MOKE geometrisi.

Klasik elektrodinamikte yansıma ve soğurma gibi optik etkiler, $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alanlarına bağlı olarak, karmaşık (kompleks) dielektrik tensör (ε) ile tanımlanır. Manyetik olmayan bir malzemenin ε dielektrik tensörü yalnızca diagonal (köşegen) elemanlara sahiptir. Manyetik malzemelerde ise, diagonal elemanlara ek olarak mıknatıslanmaya

ait yön kosinüslerinden oluşan elemanlar da vardır. Manyeto-optik etkilerde manyetik bir malzeme ile elektromanyetik dalga arasındaki etkileşme denklem 3.1'de gösterilen dielektrik yasasıyla ifade edilir.

$$\vec{\mathrm{D}} = \varepsilon'\vec{\mathrm{E}} \tag{3.1}$$

Gelen dalganın elektrik alan vektörü $\vec{E}$, manyetik ortamın dielektrik tensörü (ε') tarafından $\vec{D}$ vektörüne dönüştürülür. Kübik simetriye sahip bir ferromanyetik malzeme için tüm manyeto-optik etkiler denklem 3.3'te gösterilen genelleştirilmiş dielektrik tensörü ε' ile ifade edilir.

$$\varepsilon' = \varepsilon\begin{pmatrix} 1 & -iQm_3 & iQm_2 \\ iQm_3 & 1 & -iQm_1 \\ -iQm_2 & iQm_1 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} C_1m_1^2 & C_2m_1m_2 & C_2m_1m_3 \\ C_2m_1m_2 & C_1m_2^2 & C_2m_2m_3 \\ C_2m_1m_3 & C_2m_2m_3 & C_1m_3^2 \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

Burada Q manyeto-optik Voigt sabiti, C_1 ve C_2 malzeme sabitleri, m_i (i= 1, 2, 3) mıknatıslanma vektörünün yön kosinüsleridir. Denklemi basitleştirmek amacıyla, $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = \varepsilon$ olarak kullanılmıştır. Denklem 3.2'deki ilk terim mıknatıslanmaya bağlı olarak ışığın polarizasyonunun değişmesini temsil etmektedir. Kompleks Voigt sabiti $Q = \mathrm{Q}' + i\mathrm{Q}'' = i\,\varepsilon_{12}/\varepsilon$ifadesi ile verilir. Denklem 3.2'deki ikinci terim Voigt etkilerinden kaynaklanan manyetik çift kırıcılıktır (magnetic birefringence) ve çok küçük olduğu için optik etkilere katkısı ihmal edilmektedir [176]. Bu durumda, denklem 3.2 denklem 3.1'de yerine yazıldığında manyetik bir malzeme ile elektromanyetik dalga arasındaki etkileşmeyi veren ifade (denklem 3.3) elde edilir [177-179].

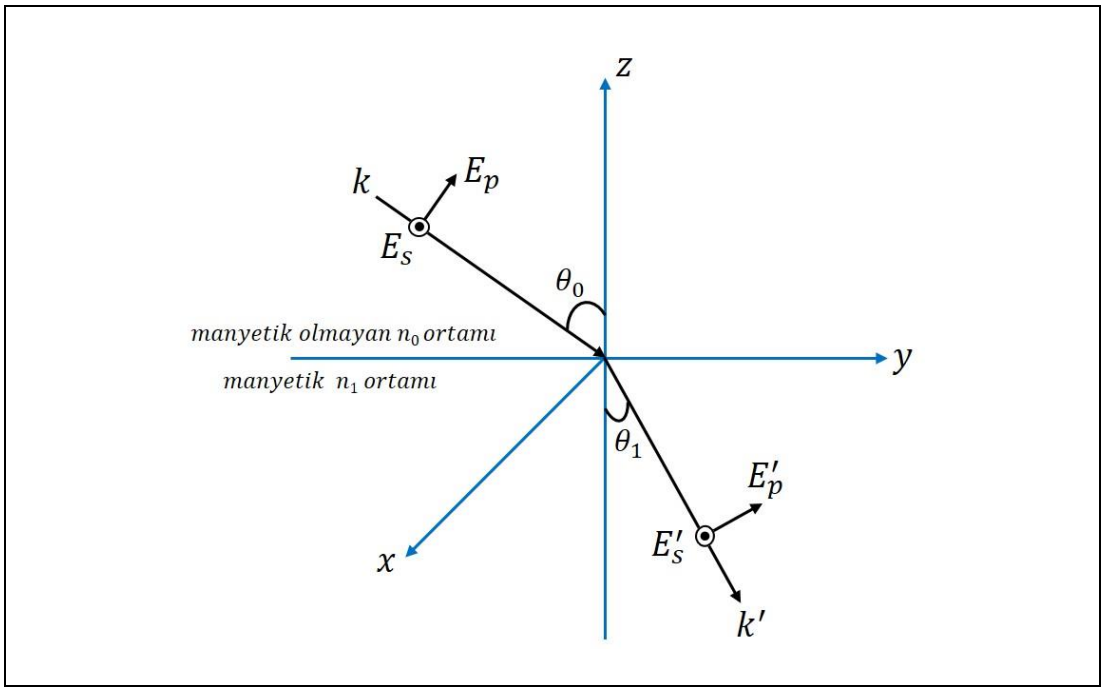
$$\vec{D} = \varepsilon\begin{pmatrix} 1 & -iQm_3 & iQm_2 \\ iQm_3 & 1 & -iQm_1 \\ -iQm_2 & iQm_1 & 1 \end{pmatrix}.\vec{E} \tag{3.3}$$

$$\vec{D} = \varepsilon.\vec{E} + i.\varepsilon.\mathrm{Q}.\vec{m}x\vec{E} \tag{3.4}$$

Denklem 3.3'te gösterilen dielektrik tensörün diagonal olmayan elemanları (iQm_{i}) sıfırdan farklı olduğu durumlarda, polarize ışın ve manyetik malzeme arasında

manyeto-optik etkileşme meydana gelecektir. Böylece düzlem polarize ışının polarizasyonunda değişim gözlemlenir [180]. Polarizasyonda meydana gelen bu değişim Kerr dönmesi olarak adlandırılmaktadır.

θ_0 açısı ile manyetik olmayan n_0 ortamından gelen polarize ışının, θ_1 açısı ile manyetik n_1 ortamından geçerken izlediği yol Şekil 3.5'te gösterildiği gibidir.



Şekil 3.5: Manyetik olmayan bir ortamdan manyetik olan bir ortama geçen E_S ve E_P polarize ışınlara ait koordinat sistemi.

Dielektrik tensörü için denklem 3.5 ve 3.6'da verilen Maxwell denklemleri çözüldüğünde, denklem 3.7'de gösterilen manyeto-optik Fresnel yansıma matrisi (R) elde edilir [181-184].

$$\nabla \mathrm{x}\vec{\mathrm{E}} = -\frac{1}{\mathrm{c}}\frac{\partial \vec{\mathrm{B}}}{\partial \mathrm{t}} \tag{3.5}$$

$$\nabla \mathrm{x}\vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{3.6}$$

$$R = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

Denklem 3.7'de r_{ij} ifadesi, gelen *j* polarize elektrik alanının yansıyan *i* polarize elektrik alanına oranıdır [177, 182]. Yansıma katsayıları (r_{ss}, r_{pp}, r_{ps} ve r_{sp}) sırasıyla denklem 3.8, 3.9, 3.10 ve 3.11'de gösterildiği gibi verilmektedir [181, 184].

$$r_{ss} = \frac{n_0 cos\theta_0 - n_1 cos\theta_1}{n_0 cos\theta_0 + n_1 cos\theta_1} \tag{3.8}$$

$$r_{pp} = \frac{n_1 cos\theta_0 - n_0 cos\theta_1}{n_1 cos\theta_0 + n_0 cos\theta_1} - \frac{i2n_0 n_1 cos\theta_0 \sin\theta_1 m_1 \mathrm{Q}}{n_1 cos\theta_0 + n_0 cos\theta_1} \tag{3.9}$$

$$r_{ps} = \frac{in_0 n_1 cos\theta_0 (m_3 cos\theta_1 - m_2 sin\theta_1) Q}{(n_1 cos\theta_0 + n_0 cos\theta_1)(n_0 cos\theta_0 + n_1 cos\theta_1) cos\theta_1} \tag{3.10}$$

$$r_{sp} = \frac{in_0 n_1 cos\theta_0 (m_3 cos\theta_1 + m_2 sin\theta_1) Q}{(n_1 cos\theta_0 + n_0 cos\theta_1)(n_0 cos\theta_0 + n_1 cos\theta_1) cos\theta_1} \tag{3.11}$$

Yukardaki denklemlerde θ_0 polarize ışının geliş açısı, θ_1 polarize ışının yansıma açısı, n_0 manyetik olmayan ortamın kırılma indisi ve n_1 manyetik ortamın kırılma indisidir.

Manyetik ortamdan yansıyan ışının polarizasyonundaki değişim denklem 3.12'de gösterilen karmaşık Kerr dönmesi ($\Theta_K^{s(p)}$)ile ifade edilir.

$$\Theta_K^{s(p)} = \frac{r_{ps\ (sp)}}{r_{ss\ (pp)}} \tag{3.12}$$

Denklem 3.12'de verilen karmaşık Kerr dönmesi ($\Theta_K^{s(p)}$) denklem 3.13'deki gibi gerçek ve sanal bileşenlere sahiptir [185, 186].

$$\Theta_K^{s(p)} = \Theta_K^{s(p)} + i\, \varepsilon_K^{s(p)} \tag{3.13}$$

Denklem 3.13'deki $\Theta_K^{s(p)}$gerçek bileşeni Kerr dönmesini, $\varepsilon_K^{s(p)}$sanal bileşeni ise Kerr eliptikliğini ifade eder [187].Mıknatıslanmanın z-ekseni boyunca olduğu polar geometri için (m_3=1 ve m_2= m_1=0), denklem 3.8, 3.9, 3.10 ve 3.11'de gösterilen

yansıma katsayıları denklem 3.12'de yerlerine yazıldığında, karmaşık Kerr dönmesi denklem 3.14 ve 3.15'de gösterildiği gibi elde edilir [181].

$$\Theta_K^p = (\frac{r_{sp}}{r_{pp}})^{pol} = \frac{cos\theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_1)} \frac{in_0 n_1 Q}{(\mathrm{n}_1^2 - \mathrm{n}_0^2)} \tag{3.14}$$

$$\Theta_K^s = (\frac{r_{ps}}{r_{ss}})^{pol} = \frac{cos\theta_0}{\cos(\theta_0 - \theta_1)} \frac{in_0 n_1 Q}{(\mathrm{n}_1^2 - \mathrm{n}_0^2)} \tag{3.15}$$

Mıknatıslanmanın y-ekseni boyunca olduğu enine (longitudinal) geometri için (m_2=1 ve m_3= m_1=0), denklem 3.8, 3.9, 3.10 ve 3.11'de gösterilen yansıma katsayıları denklem 3.12'de yerlerine yazıldığında, karmaşık Kerr dönmesi denklem 3.16) ve 3.17'de gösterildiği gibi elde edilir [181].

$$\Theta_K^p = (\frac{r_{sp}}{r_{pp}})^{long} = \frac{cos\theta_0 tan\theta_1}{\cos(\theta_0 + \theta_1)} \frac{in_0 n_1 Q}{(\mathrm{n}_1^2 - \mathrm{n}_0^2)} \tag{3.16}$$

$$\Theta_K^s = (\frac{r_{ps}}{r_{ss}})^{long} = -\frac{cos\theta_0 tan\theta_1}{\cos(\theta_0 - \theta_1)} \frac{in_0 n_1 Q}{(\mathrm{n}_1^2 - \mathrm{n}_0^2)} \tag{3.17}$$

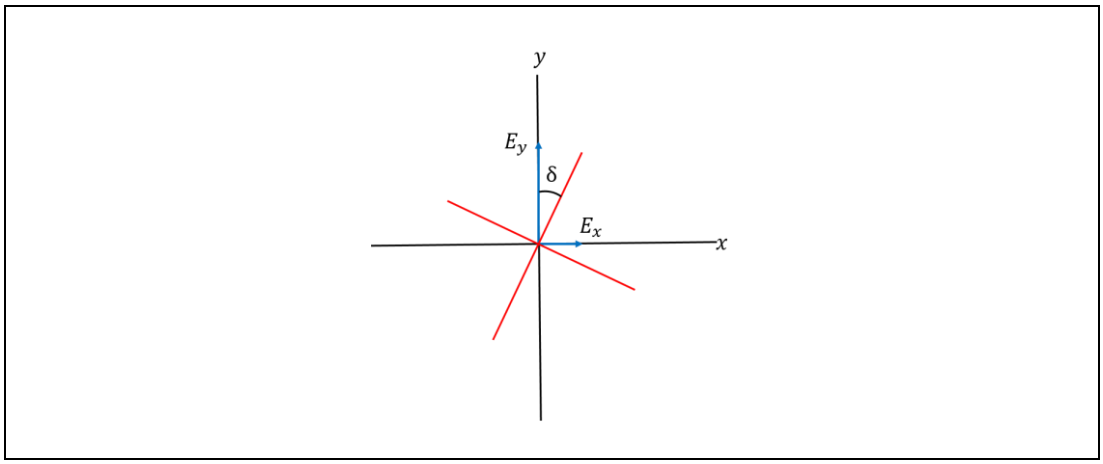
Manyetik malzemenin mıknatıslanmasıyla orantılı olan karmaşık Kerr dönmesi, örnekten yansıyan ışının şiddeti ile belirlenebilir. Manyetik bir ortam üzerine gönderilen *s(p)-polarize* ışın yansıdıktan sonra denklem 3.18'de gösterildiği gibi çok küçük *p(s)-polarize* elektrik alan bileşenine ($E_{p(s)}$) sahip olur.

$$E_{p(s)} = E_{s(p)} \tan \Theta_K^{\mathrm{s(p)}} \approx E_{s(p)} \Theta_K^{\mathrm{s(p)}} \tag{3.18}$$

Denklem 3.13'te verilen $\Theta_K^{\mathrm{s(p)}}$ ifadesi denklem 3.18'de yerine yazıldığında yansıyan ışığın polarizasyonuna gelen ek katkı denklem 3.19'daki gibidir.

$$E_{p(s)} = E_{s(p)}(\Theta_K^{s(p)} + i\, \varepsilon_K^{\mathrm{s(p)}}) \tag{3.19}$$

Manyetik ortamdan yansıyan *s(p)-polarize* ışının, *p(s)-polarize* olarak ayarlanan analizörden geçebilmesi için analizör açısı Şekil 3. 6'da gösterildiği gibi δ kadar döndürülür.



Şekil 3. 6: Örnek üzerinden yansıyan ışığın polarizasyonuna dik olarak ayarlanan analizörün başlangıç durumuna göre δ açısı yapacak şekilde döndürülmesi.

Böylece, yansıyan ışının toplam elektrik alan bileşeni denklem 3.20'deki ifade ile verilir.

$$E = E_{s(p)} \sin\delta + E_{p(s)} \cos\delta \tag{3.20}$$

δ çok küçük olduğu için ($\delta \to 0$), $\cos\delta = 1$ ve $\sin\delta = \delta$ olarak alınır. Böylece yansıyan ışığın elektrik alanı denklem 3.21'deki gibi olur.

$$E = E_{s(p)}\delta + E_{p(s)} \tag{3.21}$$

Denklem 3.19 ifadesinde bulunan $E_{p(s)}$, denklem 3.21'deki yerine yazıldığında analizör açısı, Kerr dönmesinin gerçek ve sanal bileşenlerini içeren denklem 3.22 elde edilir.

$$E = E_{s(p)}(\delta + \Theta_K^{s(p)} + i\,\varepsilon_K^{\mathrm{s(p)}}) \tag{3.22}$$

Yansıyan ışının toplam elektrik alan bileşeninin karesi alınıp, $\left(\Theta_K^{s(p)}\right)^2$ ve $\left(\varepsilon_K^{s(p)}\right)^2$ ifadeleri ihmal edilirse, yansıyan ışının şiddeti (I) denklem 3.23'deki gibi bulunur. .

$$I = |E^2| = \left|E_{s(p)}\right|^2 (\delta^2 + 2\delta\, \Theta_K^{s(p)}) \tag{3.23}$$

Kerr dönmesinin olmadığı durumda ($\Theta_K^{s(p)} = 0$), yansıyan ışının şiddeti (I) gelen ışının şiddetine (I_0) eşit olur. Böylece denklem 3.23'de verilen ifade denklem 3.24'e dönüşür.

$$I = I_0 = \left|E_{s(p)}\right|^2 \delta^2 \tag{3.24}$$

Ker dönmesi olduğu durumda, yansıyan ışının şiddeti (I) gelen ışının şiddeti (I_0) cinsinden denklem 3.25'teki gibi daha basit bir şekilde yazılabilir.

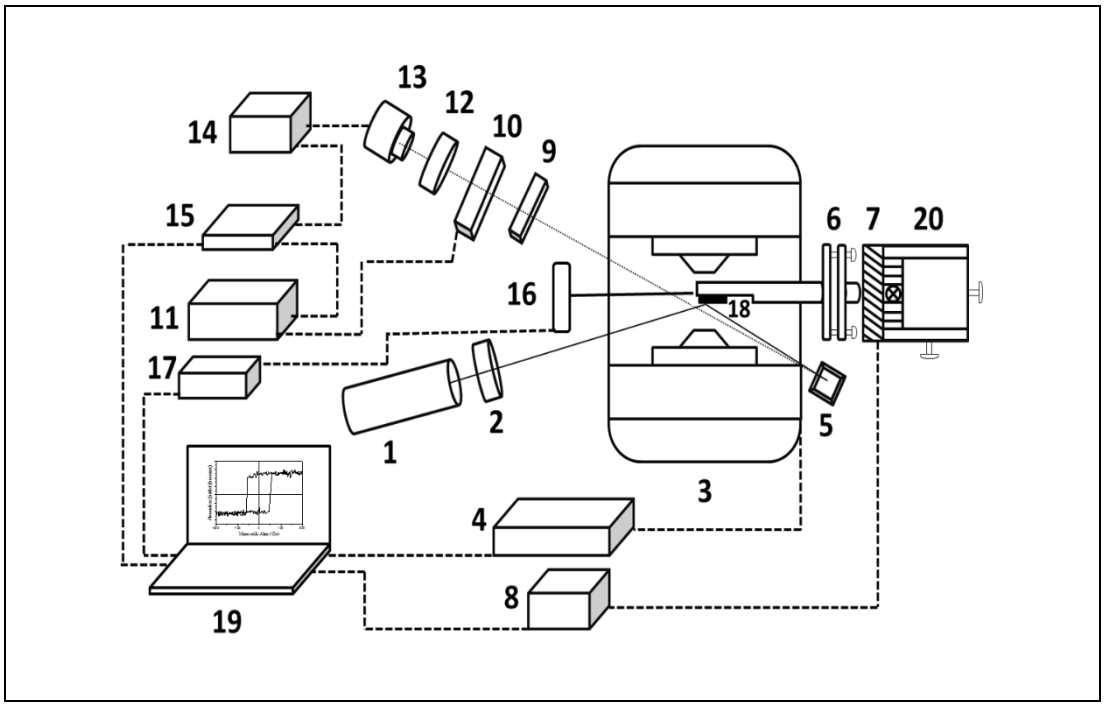
$$I = I_0 \left(1 + \frac{2\, \Theta_K^{s(p)}}{\delta}\right) \tag{3.25}$$

Denklem 3.25'ten $\Theta_K^{s(p)}$ ifadesi çekilerek, manyetik ortamdan yansıyan ışığın polarizasyonundaki değişim belirlenir.

$$\Theta_K^{s(p)} = \frac{\delta}{2} \frac{(I - I_0)}{I_0} \tag{3.26}$$

3.2. MOKE Sistemi Deney Düzeneği

Tez çalışması kapsamında tasarımını ve kurulumunu yaptığımız MOKE sistemi örnek düzleminde ve örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmaya sahip ferromanyetik ince filmlerin manyetik özelliklerini incelememize imkan sağlamaktadır. MOKE sisteminde kullanılan bütün optik, mekanik ve elektronik cihazlar Şekil 3.7'de gösterilmiş ve numaralandırılmıştır.



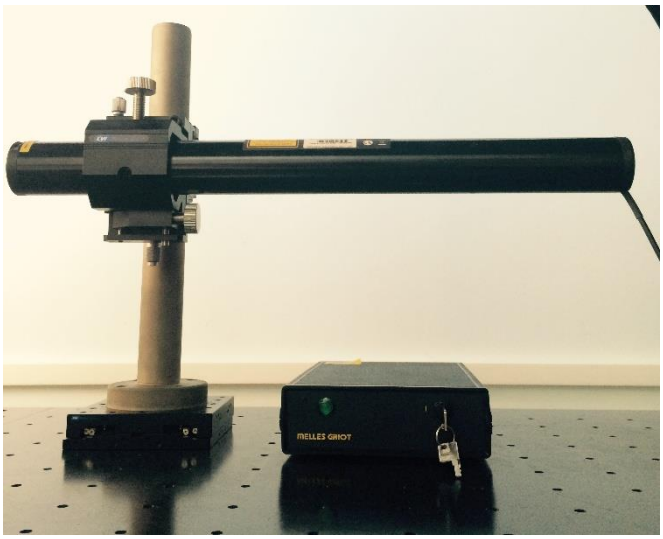
Şekil 3.7: L-MOKE ve P-MOKE geometrilerine uyumlu MOKE manyetometresi tasarımı.

Şekil 3.7'de gösterilen MOKE sistemindeki her bir parçanın ismi tablo 2.1'de verilmiştir.

Tablo 3.1: MOKE sisteminde kullanılan mekanik ve elektronik cihazlar.

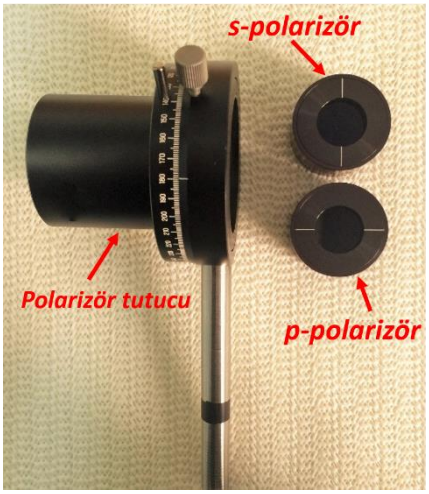
No	Kullanılan Cihaz
1	HeNe Lazer
2	Polarizör (kutuplayıcı) (s)
3	Elektromıknatıs
4	Elektromıknatısın güç kaynağı
5	Manyetik olmayan ayna
6	Örnek tutucu
7	Örnek döndürücü adım motor (360 derece)
8	Adım motor kontrol ünitesi
9	Hizalama deliği (pin hole)
10	Fotoelastik modülatörün (PEM) optik başlığı
11	Fotoelastik modülatörün (PEM) kontrol ünitesi
12	Polarizör (kutuplayıcı) (p)
13	Fotodiyot detektör
14	Yükselteç (Amplifier)
15	Sinyal ayırıcı yükselteç (Lock-in amplifier)
16	Manyetik alan sensörü
17	Dijital teslametre
18	Örnek (ince film)
19	Kontrol bilgisayarı (GPIB, RS232 girişli)
20	Üç eksenli hareket ettirici

Manyetik malzeme üzerine polarize ışın göndererek manyeto-optik özellikleri incelemek için kurulan MOKE sisteminde Şekil 3. 8'de gösterilen Melles Griot - 25 LHP 991-230 model ve 632.8 nm dalga boyuna sahip (kırmızı) helyum-neon (HeNe) lazer kullanıldı. HeNe lazeri, 35 mW gücünde, 0.65 mm ışın çapında, 1.24 mrad ışın diverjansına sahip ve kendiliğinden polarizedir.



Şekil 3. 8: MOKE sisteminde kullanılan HeNe lazeri.

Manyetik malzeme üzerine gönderilen lazerin polarizasyonunu mükemmel hale getirmek için, Şekil 3.9'da gösterilen Melles Griot marka, Glan – Taylor PTY-20.0-425-475 model polarizör kullanıldı. Sistemde kullanılan polarizörler, ikincil yansımaları engellemek amacıyla 550 nm MgF_2 tabakası ile kaplıdır ve yok etme oranı (extinction ratio) $5x10^{-5}$ mertebesindedir. Polarizörleri 0° – 360° arasında ayarlayabilmek için Şekil 3.9'da gösterilen polarizör tutucuları kullanılmaktadır.



Şekil 3.9: MOKE sisteminde kullanılan polarizörler ve polarizör tutucusu.

Ölçüm esnasında örneğe manyetik alan uygulayabilmek için, GMW marka 5403 model (c-frame), 76 mm kutup çapına sahip, en fazla 1.6 T manyetik alan uygulayabilen ve su soğutmalı elektromıknatıs kullanıldı. Şekil 3.10.a)'da gösterilen elektromıknatısın kutupları arasındaki mesafe en fazla 10 cm'ye kadar çıkabilmektedir. Elektromıknatısın güç kaynağı olarak, Şekil 3.10.b)'de gösterilen, her biri 20 V gerilim ve 20 A akım uygulayabilen iki adet çift kutuplu Kepco marka güç kaynakları kullanılmaktadır. Güç kaynakları birincil (master) / ikincil (slave) sistemi ile paralel bağlandıklarından elektromıknatısa toplamda 20 V gerilim ve 40 A akım uygulanmaktadır.

a)

b)

Şekil 3.10: MOKE sisteminde kullanılan a) elektromıknatıs ve b) paralel bağlı güç kaynakları.

P-MOKE ölçümlerinde kullanılmak üzere, üç eksenli tutucu üzerine yerleştirilen, Şekil 3.11'de gösterilen manyetik olmayan ayna kullanıldı. Ayna malzemesi olarak manyetik alandan etkilenmeyen ve üzerine gelen lazer ışınının polarizasyonunu değiştirmeyen saf Si seçildi.

Şekil 3.11: P-MOKE ölçümleri için kullanılan manyetik olmayan saf Si ayna.

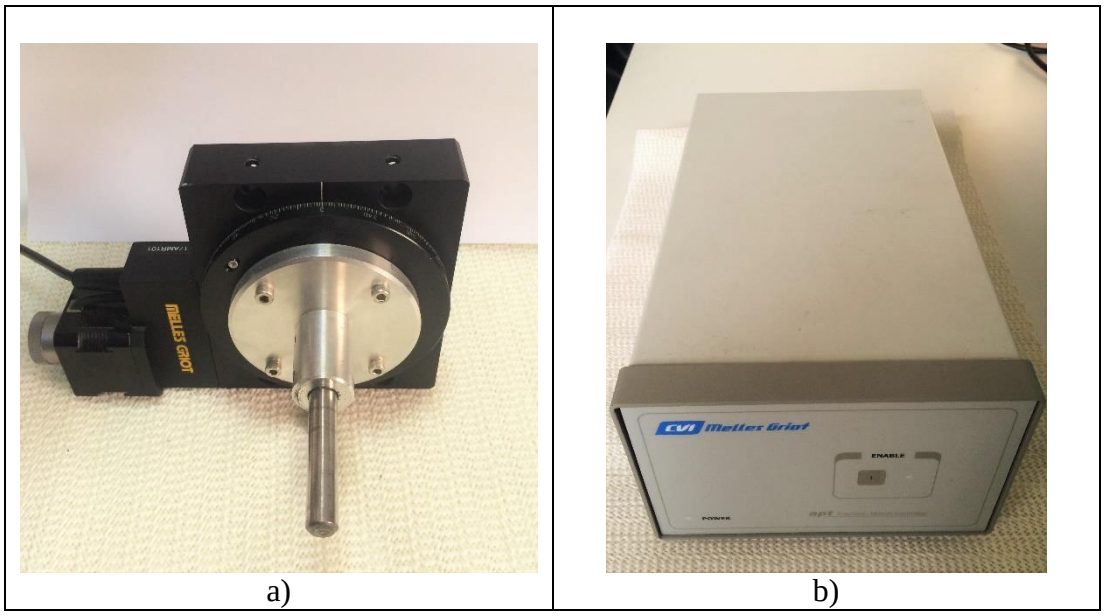
FM ince filmleri L-MOKE ve P-MOKE geometrilerinde ölçebilmek için sırasıyla Şekil 3.12.a) ve Şekil 3.12.b)'de gösterilen iki farklı örnek tutucu (6) tasarlandı. L-MOKE ölçümlerinde, ince filmler Şekil 3.12.a)'da gösterilen örnek tutucunun ucuna çift taraflı bant ile yapıştırılır. P-MOKE ölçümlerinde ise, ince filmler Şekil 3.12.b)'de gösterilen örnek tutucunun yan yüzeyine çift taraflı bant ile yapıştırılır.

a)

b)

Şekil 3.12: MOKE sisteminde a) L-MOKE ve b) P-MOKE için kullanılan örnek tutucular.

Örnek düzleminde mıknatıslanmaya sahip ince filmlerin açıya bağlı manyetik özelliklerini ölçebilmek için Şekil 3.13.a)'da gösterilen örnek döndürücü adım motor (360 derece) kullandı. Örnek döndürücü adım motorun çözünürlüğü 1 arc-saniyeden küçüktür. Ayrıca, en yüksek 32 derece/saniye dönme hızına ve 50 kg yük taşıma kapasitesine sahiptir. Örnek döndürücü adım motor, Şekil 3.13.b)'de gösterilen adım motor kontrol ünitesi tarafından kontrol edilmektedir. RS232 veya USB bağlantıları sayesinde bilgisayar ile kontrol edilebilmektedir.



a) b)

Şekil 3.13: MOKE sisteminde kullanılan a) örnek döndürücü adım motor (360 derece) ve b) kontrol ünitesi.

MOKE ölçümlerinde örnekten yansıyan polarize lazer ışınını tam detektörün ortasına gönderebilmek için, optik masa üzerinde sabit yükseklikte (22.5 cm) hizalama deliği (pin hole) kullanıldı. Şekil 3.14'te gösterilen hizalama deliği fotoelastik modülatörün hemen önüne yerleştirilmiştir.

Şekil 3.14: MOKE sisteminde kullanılan 1 mm çapındaki hizalama deliği (pin hole).

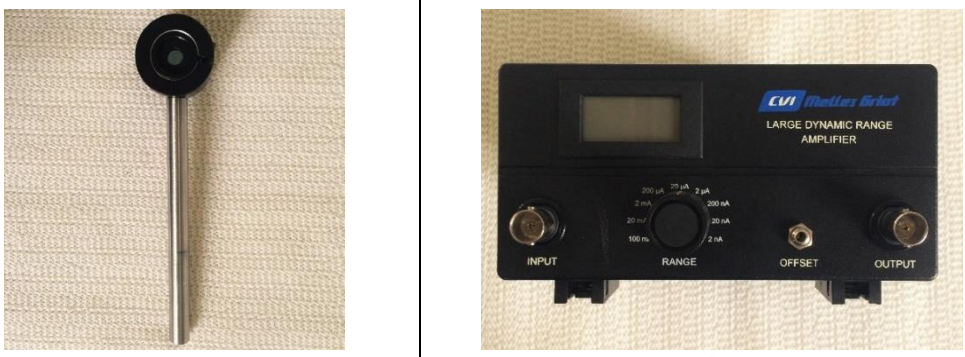
Manyetik malzemeden yansıyan polarize ışını ortamdaki ışınlardan ayırmak amacıyla Şekil 3.15.a)'da gösterilen, 400 nm – 750 nm dalga boyu aralığında çalışabilen, yansıma önleyici (ARC-1)ile kaplanmış, fotoelastik modülatör kullanıldı. Fotoelastik modülatör, fused silica malzemeden yapılmış optik başlıktan ve kontrol ünitesinden oluşmaktadır. Kontrol ünitesi HINDS Instruments marka, PEM-100

model, 0.25 λ geciktirme özelliğine sahip, 20 kHz – 84 kHz frekans aralığında, 1 Hz frekans çözünürlüğünde ve 2° C ile 50° C sıcaklık aralığında çalışmaktadır. MOKE sistemindeki PEM kontrol ünitesi, sabit 50 kHz frekans sağlayan, 1f seçeneği ile kullanılmaktadır.

a) b)

Şekil 3.15: MOKE sisteminde kullanılan fotoelastik modülatörün a)optik başlığı ve b) kontrol ünitesi.

Manyetik malzemeden yansıyan ışın optik düzenekten geçtikten sonra Şekil 3.16.a)'da gösterilen detektöre gelmektedir. 632.8 nm kırmızı ışın bölgesinde çalışabilen, aktif bölgesi 2.5 cm^2 olan Si fotodiyot kullanıldı. Fotodiyottaki sinyalin şiddetini arttırmak amacıyla Şekil 3.16.b)'de gösterilen Melles Griot marka yükselteç (amplifier) kullanıldı. Yükselteç 1pA ile 100nA akım aralığında ve 50 Hz - 60 Hz frekans aralığında çalışabilmektedir. Ayrıca BNC tipi giriş ve çıkışlara sahiptir.



a) b)

Şekil 3.16: MOKE sisteminde kullanılan a) Si fotodiyot detektör ve b) yükselteç (amplifier).

Detektörde ölçülen sinyaldeki gürültüyü en aza indirmek amacıyla Şekil 3.17'de gösterilen sinyal ayırıcı yükselteç (lock-in amplifier) kullanıldı. Sinyal ayırıcı yükselteç üzerinde iki adet BNC kablo girişi ve bir adet RS232 çıkışı bulunmaktadır. PEM kontrol ünitesinden gelen BNC kablo ve fotodiyota bağlı yükselteçten gelen BNC kablo sırasıyla sinyal ayırıcı yükseltecin *Ref in* ve *signal in* girişlerine bağlanır. Sinyal ayırıcı yükselteç tarafından ayıklanmış sinyal RS232 bağlantısıyla bilgisayara aktarılır.

Şekil 3.17: MOKE sisteminde kullanılan sinyal ayırıcı yükselteç (lock-in amplifier).

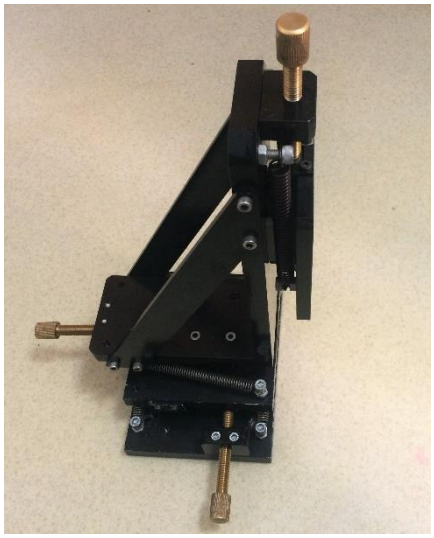
Elektromıknatısın kutupları arasında oluşturulan manyetik alan şiddetini belirlemek için Şekil 3.18.a)'da gösterilen MPT-132-7s model, enine yönelimli manyetik alan sensörü ve DTM-133 & 151 dijital teslametre (DTM) kullanıldı. MPT-132-7s sensörüne uyumlu DTM, 0.3 T, 0.6 T, 1.2 T ve 3.0 T ölçüm bölgelerinde sırasıyla 50 µT, 100 µT, 200 µT ve 500µT çözünürlüğe sahiptir. DTM'de okunan manyetik alan değeri RS232 veya IEEE-488 (GPIB) ile bilgisayara aktarılır.

a)

b)

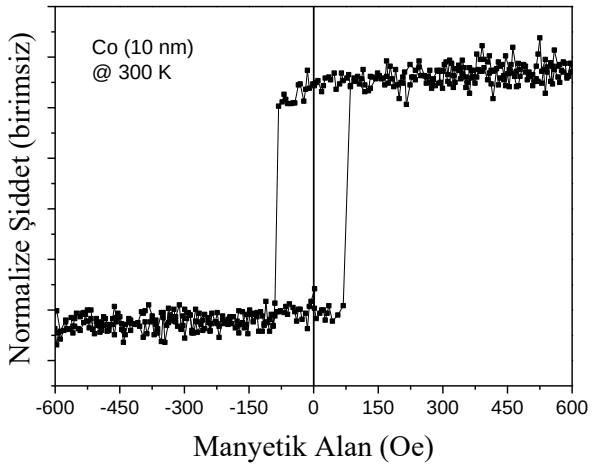
Şekil 3.18: MOKE sisteminde kullanılan a) manyetik alan sensörü ve b) dijital teslametre.

Buna ek olarak, MOKE sisteminde örnek tutucusunu elektromıknatısın kutupları arasında x-y-z eksenlerinde hareket ettirebilmek için, manyetik olmayan paslanmaz çelikten üretilen ve Şekil 3.18'de gösterilen üç eksenli hareket ettirici (20) kullanıldı. L-MOKE ve P-MOKE örnek tutucuları üç eksenli hareket ettiriciye uyumlu olarak üretildiler. Böylece L-MOKE ve P-MOKE ölçüm geometrileri arasında geçiş kolaylıkla sağlanabilmektedir. Üç eksenli hareket ettiricinin üzerine örnek döndürücü adım motor da yerleştirilmiştir. Bu sayede L-MOKE geometrisinde manyetik ince film örnek düzleminde 360 derece döndürülebilmektedir.



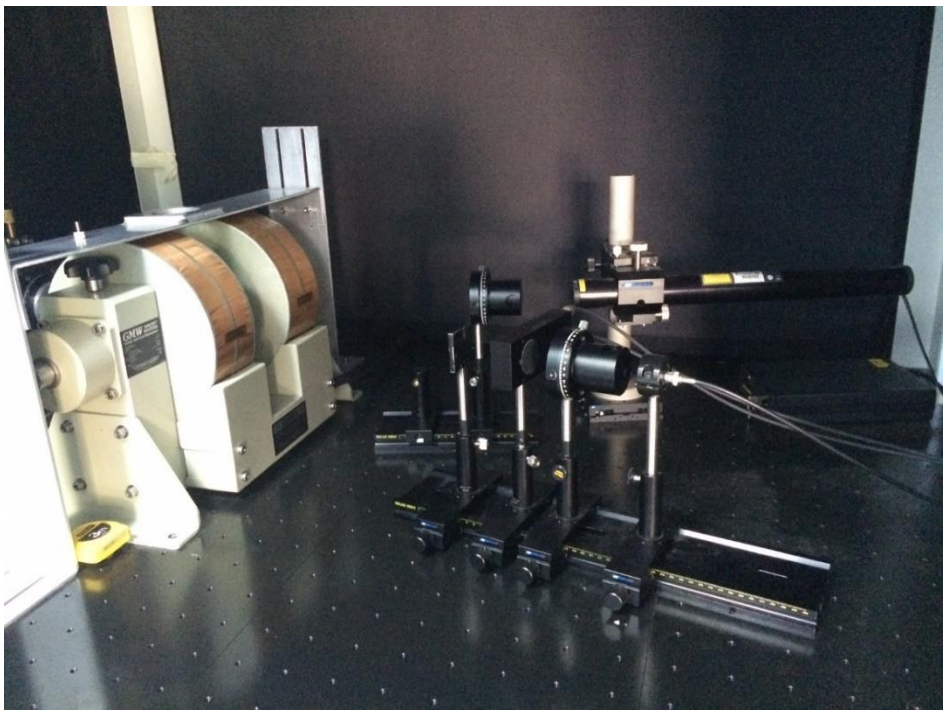
Şekil 3.19: MOKE sisteminde kullanılan üç eksenli hareket ettirici.

Şekil 3.7'de gösterilen L-MOKE ve P-MOKE geometrilerine uyumlu MOKE sisteminin tasarımı ve kurulumu Doç. Dr. Numan AKDOĞAN ve doktora öğrencisi Erdem DEMİRCİ tarafından 2012 yılında yapılmıştır. 15.08.2012 tarihinde MOKE sistemi ile 10 nm kalınlığında Co ince filmi ölçüldü ve Şekil 3. 20'de gösterilen ilk histeresis eğrisi alınmıştır.



Şekil 3. 20: GTÜ Fizik Bölümü MOKE Laboratuvarında ölçülen 10 nm kalınlığında Co ince filmi için histeresis eğrisi.

Şekil 3.21'de manyeto-optik düzenek ve elektronik kabinden oluşan MOKE sisteminin genel görünüşü bulunmaktadır.

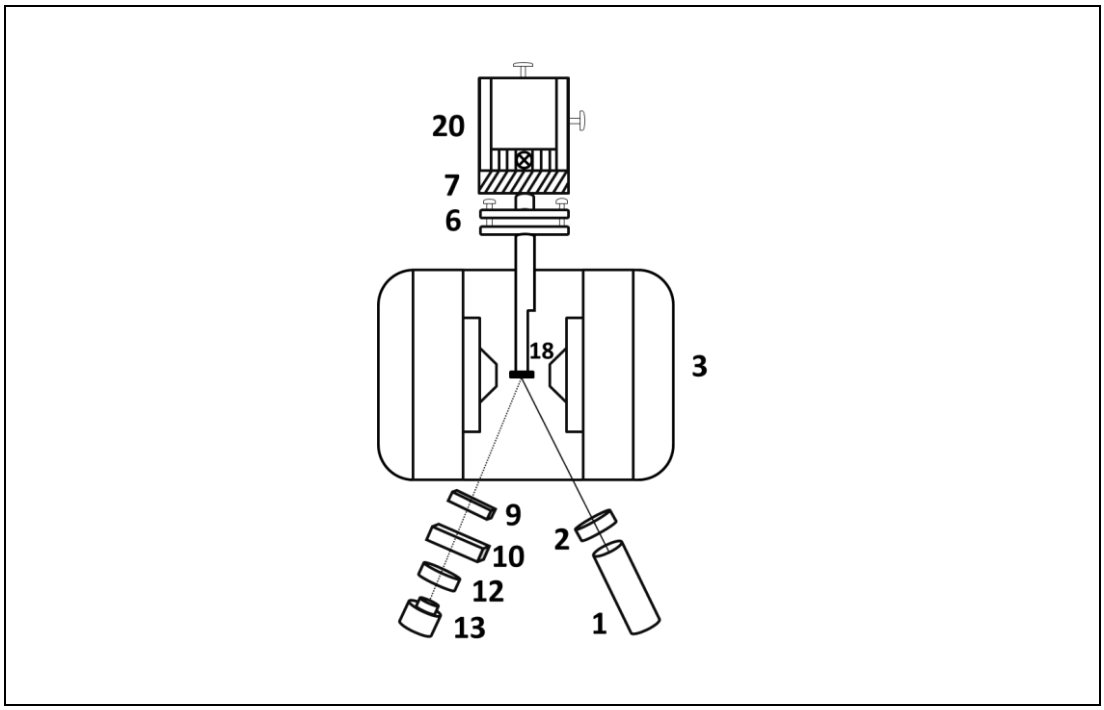


Şekil 3.21: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'nde kurulan MOKE sisteminin fotoğrafı.

3.3. MOKE Sistemi Ölçüm Geometrileri

3.3.1. L-MOKE Geometrisi ve Ölçüm Tekniği

Yansıma düzleminin örnek düzlemine dik olduğu MOKE sisteminde L-MOKE geometrisi $\vec{M}$ mıknatıslanma vektörünün örnek düzlemine ve yansıma düzlemine paralel olduğu durum olarak Şekil 3.22'de gösterildiği gibidir. Tez kapsamında tasarımı ve kurulumu yapılan MOKE sisteminde, uygulanan dış manyetik alanın manyetik ince filmin yüzeyine ve yansıma düzlemine paralel olması sağlandı.



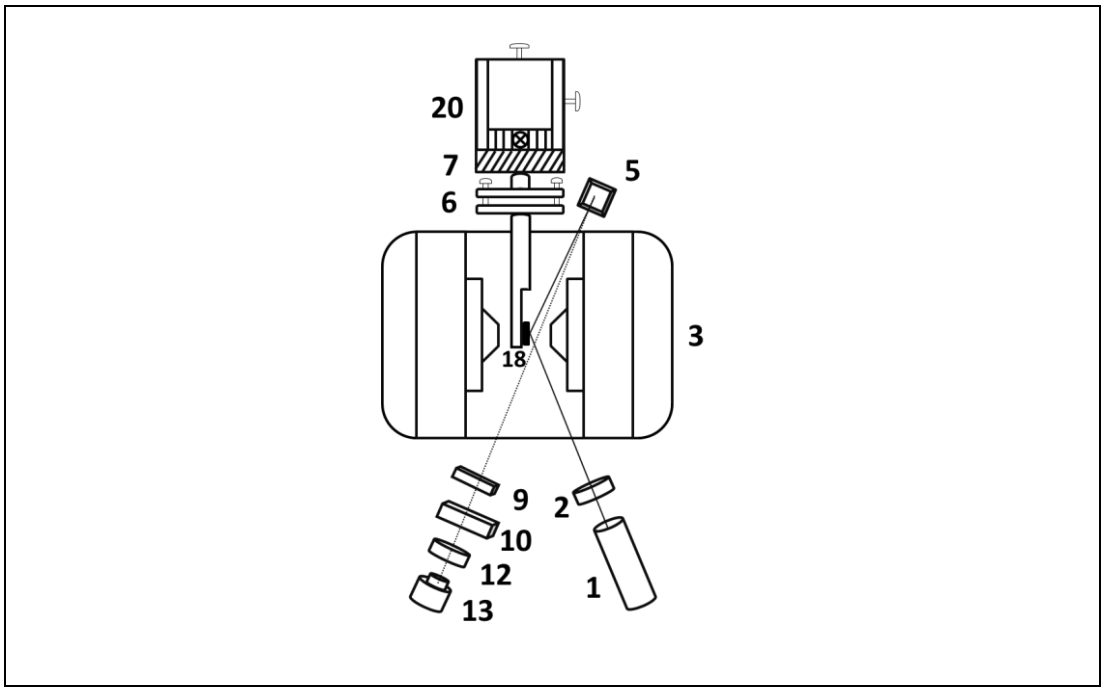
Şekil 3.22: L-MOKE ölçüm geometrisi. Numaralarla gösterilen parçaların bilgisi Tablo 3.1'de verilmiştir.

Örnek düzleminde mıknatıslanmaya sahip bir ince filmin oda sıcaklığında ve açıya bağlı olarak mıknatıslanma eğrileri ve manyetik anizotropilerinin belirlendiği L-MOKE sisteminde, manyetik ince film önce manyetik olmayan paslanmaz örnek tutucu üzerine çift taraflı bant ile yapıştırılır. Örnek tutucu, üzerinde açıya bağlı ölçüm yapmaya imkan sağlayan 360 derece örnek döndürücü adım motor bulunduran üç eksenli hareket ettiriciye sabitlenir. Üç eksenli hareket ettirici sayesinde, örnek tutucu elektromıknatısın kutupları arasında x-y-z eksenleri boyunca tam ortaya gelecek şekilde ayarlanır. Daha sonra lazer ışını, polarizörden geçerek *s-polarize* olarak ince

film üzerine gönderilir. Elektromıknatıs tarafından üretilen dış manyetik alan örnek düzlemine paralel olacak şekilde uygulandığında, *s-polarize* ışının elektrik alan bileşeni manyetik ince filmin mıknatıslanmasıyla orantılı olarak bir miktar döner. Daha sonra örnekten yansıyan ışın hizalama deliğinden geçerek PEM'in optik başlığına ulaşır. PEM optik başlığında işaretlenen ışın analizöre ulaşır. Polarizöre göre 90° döndürülen analizörden geçen ışın optik düzenekte son sırada bulunan fotodiyotun aktif alanına ulaşır. Foto diyotta ölçülen sinyal BNC kablolar ile önce yükseltece sonra filtreleme işlemi için sinyal ayırıcı yükseltece ulaştırılır. Aynı zamanda şekilde PEM kontrol ünitesindeki işaretleme bilgisi de BNC kablolar ile sinyal ayırıcı yükseltece ulaştırılır. Sinyal ayırıcı yükselteçte ayıklanan sinyal RS232 bağlantı kablosu ile bilgisayara iletilir. Böylece uygulanan manyetik alana bağlı olarak şiddet grafiği elde edilir. Böylece örnek düzleminde mıknatıslanmaya sahip manyetik ince filme ait M-H eğrisi L-MOKE geometrisinde elde edilir. Ayrıca örnek düzleminde manyetik anizotropiye sahip ince filmleri L-MOKE geometrisinde açıya bağlı ölçebilmek için 360 derece örnek döndürücü adım motor kullanılmaktadır. Bu sayede 0° - 360° arasında 0.01° adım hassasiyetinde açıya bağlı olarak L-MOKE ölçümleri yapılabilmektedir.

3.3.2. P-MOKE Geometrisi ve Ölçüm Tekniği

Yansıma düzleminin örnek düzlemine dik olduğu MOKE sisteminde P-MOKE geometrisi $\vec{M}$ mıknatıslanma vektörünün örnek düzlemine dik ve yansıma düzlemine paralel olduğu durum olarak Şekil 3.23'te gösterildiği gibidir. Tez kapsamında tasarımı ve kurulumu yapılan MOKE sisteminde, uygulanan dış manyetik alanın manyetik ince filmin yüzeyine dik ve yansıma düzlemine paralel olması sağlandı.

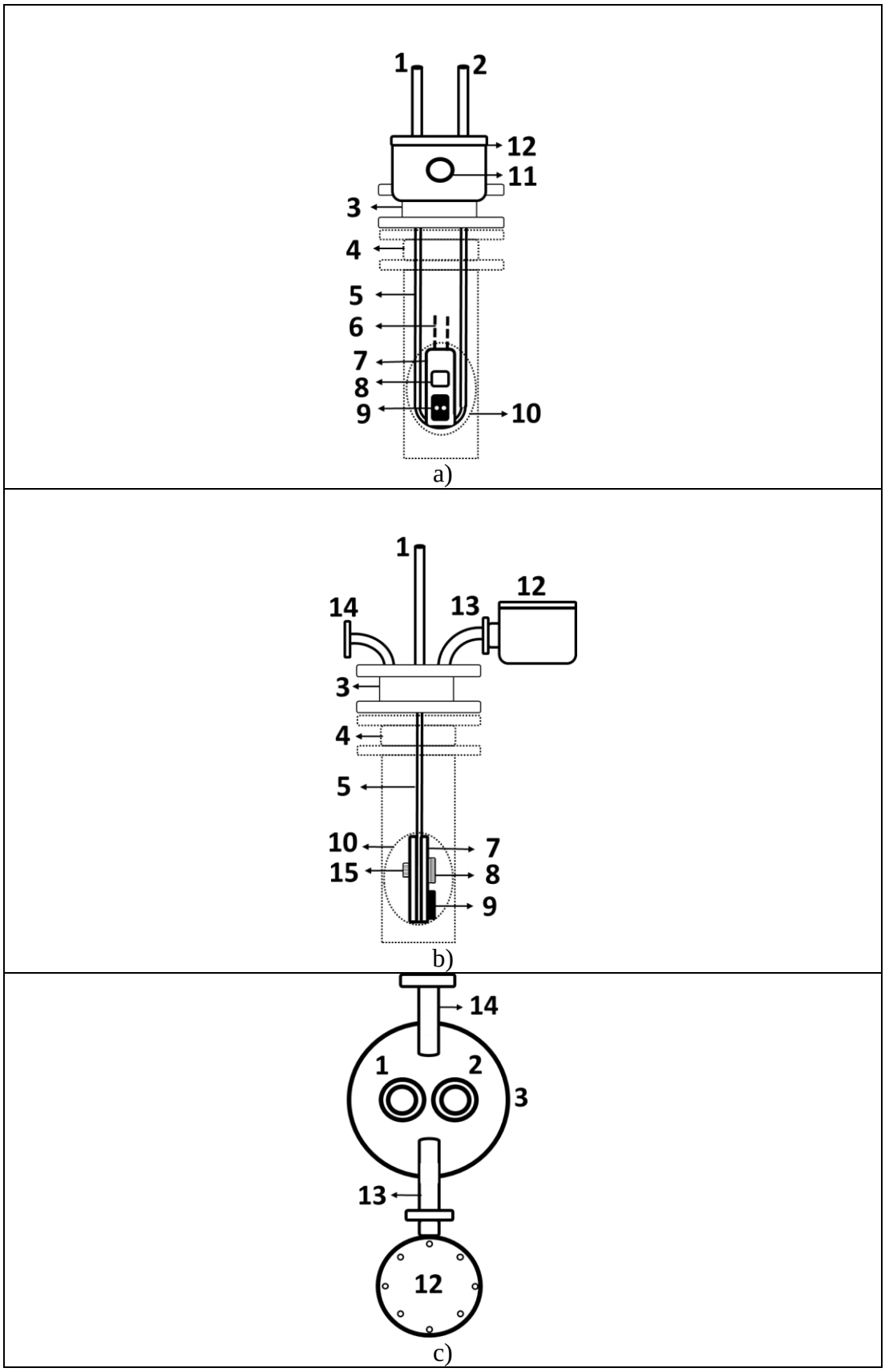


Şekil 3.23: P-MOKE ölçüm geometrisi. Numaralarla gösterilen parçaların bilgisi Tablo 3.1'de verilmiştir.

Şekil 3.23'te, örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmaya sahip filmler için kullanılan P-MOKE ölçüm sistemi gösterilmiştir. Örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmaya sahip bir ince filmin oda sıcaklığında mıknatıslanma eğrisini elde etmek için, manyetik ince film manyetik olmayan paslanmaz örnek tutucunun yan yüzeyine çift taraflı bant ile yapıştırılır. P-MOKE geometrisinin L-MOKE geometrisinden farkı manyetik alanın örnek düzlemine dik uygulanması ve ölçüm sisteminde manyetik olmayan ayna kullanılmasıdır. Diğer hizalama ve sinyal ayıklama işlemlerinin hepsi bölüm 2.3.1'de anlatılan L-MOKE geometrisi ile aynıdır. Ayrıca P-MOKE ölçümlerinde 360 derece örnek döndürücü adım motor kullanılmamaktadır.

3.4. Sıcaklığa Bağlı MOKE ve Manyeto-Transport Sistemi

Bu kısımda sıcaklığa bağlı MOKE ve manyeto-transport (MT) ölçümleri için tasarlanan ve kurulumu yapılan optik pencereli ölçüm haznesi hakkında bilgi verilecektir. Şekil 3.24'te ölçüm haznesinin şematik görünümü, Tablo 3.2'de ise sistemin parçaları hakkında bilgi verilmiştir.



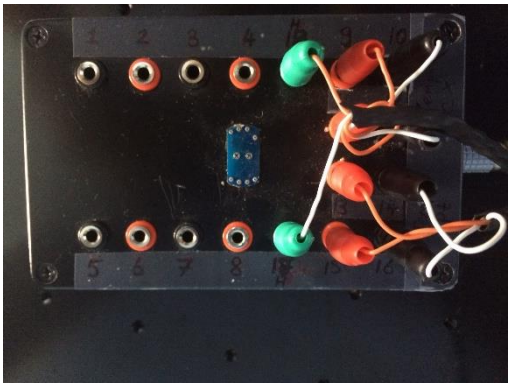
Şekil 3.24: Sıvı azot ve sıvı helyum akışlı optik pencereli ölçüm haznesinin a) önden b) yandan ve c) üstten görünüşü.

Tablo 3.2: Sıvı azot ve sıvı helyum akışlı optik pencereli ölçüm haznesinde kullanılan mekanik parçalar.

No	Kullanılan Mekanik Parçalar
1	Çift cidarlı sıvı azot ve sıvı helyum giriş borusu
2	Çift cidarlı sıvı (gaz) azot ve sıvı (gaz) helyum çıkış borusu
3	Paslanmaz çelik gövde
4	Optik pencereli vakum kapağı
5	Sıvı azot ve sıvı helyum iletim boruları
6	Isıtıcı
7	Manyetik olmayan paslanmaz tutucu
8	Örnek ölçüm yeri
9	Dişi PCB yuvası
10	Kuartz camlı optik pencere
11	19 pinli veri taşıma yuvası
12	Kablo bağlantı kutusu
13	Bağlantı kabloları çıkış borusu
14	Vakum bağlantı borusu
15	Sıcaklık sensörü

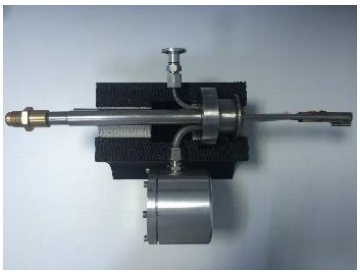
Sıvı azot ve sıvı helyum akışlı optik pencereli ölçüm haznesinin ön görünüşü Şekil 3.24.a)'da gösterildiği gibidir. Ölçülecek ince film manyetik olmayan paslanmaz tutucu üzerinde bulunan örnek ölçüm yerine hareket etmeyecek şekilde yerleştirilir. Manyeto-transport ölçümleri için, dişi PCB yuvası ve örnek arasında iletken kablolar ile kontaklar yapılır. Sistemin oda sıcaklığı dışındaki sıcaklıklarda çalışabilmesi için optik pencereli vakum kapağı paslanmaz çelik gövdeye kelepçe ile sabitlenir. Şekil 3.24.b)'de gösterilen vakum bağlantı borusu ile sistem ~10^{-6} mbar değerlerine kadar vakuma alınabilmektedir. Vakum ortamında düşük sıcaklıklarda ölçüm yapabilmek amacıyla, çift cidarlı sıvı azot ve sıvı helyum giriş borusundan sıvı azot veya sıvı helyum gönderilir. Sıvı azot ve sıvı helyum iletim borularına gelen sıvı azot veya sıvı helyum Şekil 3.24.c)'de düşük sıcaklık ölçüm haznesinin üst yüzeyinde gösterilen çift cidarlı sıvı (gaz) azot ve sıvı (gaz) helyum çıkış borusundan dışarı atılır. Şekil 3.24.a)'da gösterilen manyetik olmayan paslanmaz tutucu içerisine yerleştirilmiş ısıtıcı sayesinde de ısıtma işlemi yapılabilmektedir. Böylece sistemde hem soğutma ve

hem de ısıtma işlemleri kontrollü olarak birlikte yapılabilmekte ve hedef noktalarda sıcaklık değeri sabitlenebilmektedir. Şekil 3.24.b)'de gösterilen Cernox sıcaklık sensörü ile örnek üzerindeki sıcaklık değeri kesin olarak belirlenebilmektedir. Isıtıcı kablolarından, dişi PCB yuvası ve sıcaklık sensöründen çıkan bağlantılar Şekil 3.24.b)'de gösterilen bağlantı kabloları çıkış borusundan kablo bağlantı kutusuna iletilmektedir. 19 pinli veri taşıma yuvası kullanıldığın için kablo bağlantı kutusundan çıkabilecek azami kablo sayısı 19 adettir. Veri taşıma yuvasına ulaşan bağlantıların 8 adeti örnek ölçüm yerinden, 4 adeti Cernox sıcaklık sensöründen ve 2 adeti ısıtıcıdan gelmektedir. Geriye kalan 5 adet boş bağlantı kablosu yeni bağlantılar veya yeni sıcaklık sensörlerinin eklenebilmesi için ayrılmıştır. Tüm bağlantı noktalarından gelen kablolar 19 pinli veri taşıma yuvasından Şekil 3.25'te gösterilen kontak bağlantı istasyonuna aktarılır. Kontak bağlantı istasyonu 18 bağlantı yuvası ve 1 adet dişi PCB yuvası içermektedir. MOKE ölçümleri için sıvı azot ve sıvı helyum akışlı ölçüm haznesinin vakum kapağı üzerinde kuartz camlı optik pencere bulunmaktadır.



Şekil 3.25: Kontak bağlantı istasyonu.

Şekil 3.26'da Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümünde kurulan sıvı azot ve sıvı helyum akışlı optik pencereli ölçüm haznesinin fotoğrafları gösterilmektedir.



a) b) c)

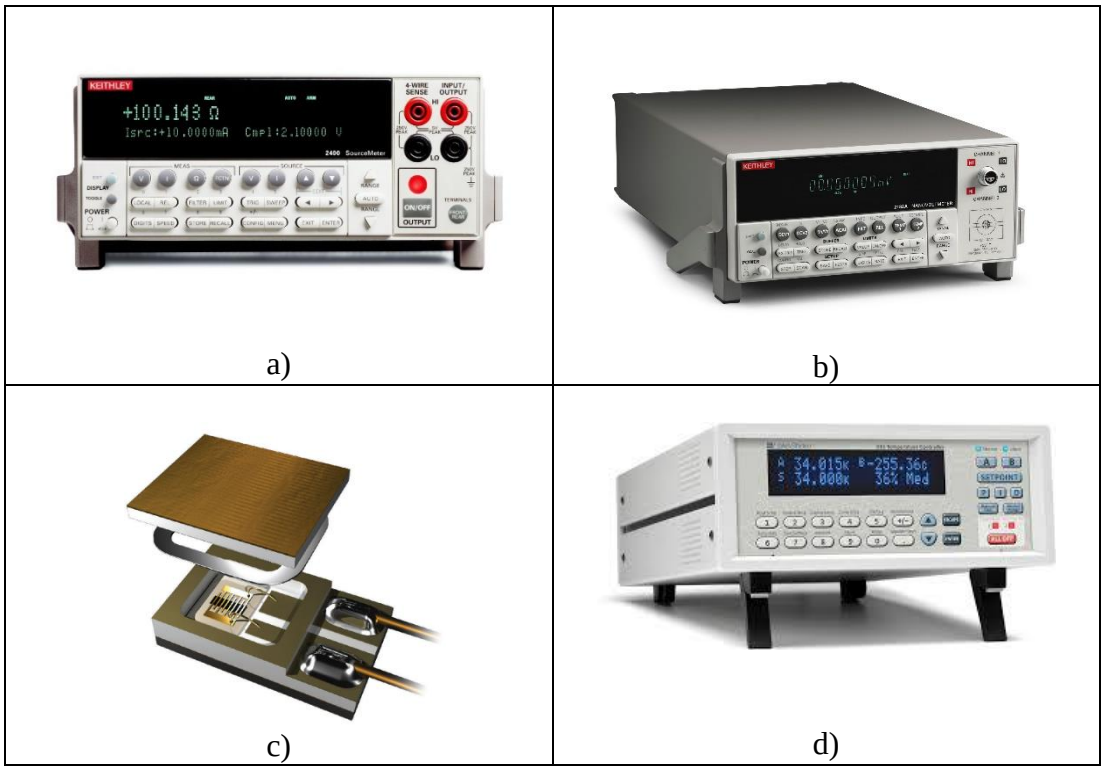
Şekil 3.26: Sıvı azot ve sıvı helyum akışlı optik pencereli ölçüm haznesinin a) üstten, b) önden ve c) yandan görünüşü.

Manyeto-transport ölçümlerinde akım kaynağı olarak Şekil 3.27.a)'da gösterilen Keithley 2400 SourceMeter kullanıldı [188]. Keithley 2400 SourceMeter cihazı akım kaynağı veya voltaj kaynağı olarak kullanılabilmektedir. Ayrıca direnç ölçümü ve sadece akım veya voltaj ölçüm için de kullanılmaktadır. Cihazın uygulayabildiği en az voltaj ve akım değerleri sırasıyla $\pm 5\ \mu V$ ve $\pm 50\ pA$, en az ölçebildiği voltaj ve akım değerleri sırasıyla $\pm 1\ \mu V$ ve $\pm 10\ pA$'dır. Manyeto transport ölçümlerinde sabit akım kaynağı olarak kullanılan Keithley 2400 SourceMeter cihazı labview (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench) programı ile uzaktan kontrol edilmektedir. Keithley 2400 SourceMeter cihazına alternatif olarak Keithley 6221'de AC ve DC akım kaynağı olarak kullanılmaktadır [189].

Manyetik ince film üzerine uygulanan akım değerine karşılık ölçülen voltaj değerleri Keithley 2182 nanovoltmeter veya Keithley 2002 multimeter cihazları ile belirlenmektedir. Manyeto-transport ölçümlerinde ölçüm hassasiyeti daha yüksek olan Şekil 3.27.b)'de gösterilen Keithley 2182 nanovoltmeter tercih edilmiştir [190].

Sıcaklığa bağlı MOKE ve manyeto-transport ölçümlerinde sıcaklığın belirlenmesi için Şekil 3.27.c)'de gösterilen LakeShore CX-1070-sSD-HT-4M Cernox sıcaklık sensörü kullanıldı [191]. Cernox sıcaklık sensörü 4 K- 420 K sıcaklık aralığında ve manyetik alan altında çalışabilmektedir. Sensörün uçları ve 19 pinli veri taşıma yuvası arasındaki bağlantılar lehim ile yapılmıştır. Cernox sıcaklık sensörü ile belirlenen sıcaklık değerini ölçmek ve ölçüm haznesi içerisinde bulunan ısıtıcıya akım uygulayarak sıcaklığı kontrol etmek amacıyla Şekil 3.27.d)'de gösterilen LakeShore Cryogenic Model 331 sıcaklık kontrol ünitesi kullanıldı [192]. Sıcaklık kontrol ünitesi iki sensör girişine (input A ve input B), 300 mK'den 1505 K'ye sürekli ölçüm yapabilme veya kontrol edebilme, iki adet ayarlanabilir PID (proportional-integral-derivative) kontrol döngüsüne, USB veya GPIB ile bilgisayar bağlanabilme

özelliklerine sahiptir. Sıcaklığa bağlı MOKE ve manyeto-transport ölçüm sistemleri için kullanılan ölçüm haznesinde Cernox sıcaklık sensörü sıcaklık kontrol ünitesinin input A girişine bağlandı. Sıcaklık kontrol ünitesi üzerindeki menüden sensör çeşidi olarak NTC RTD (cernox) seçildi. Ölçüm haznesinin içerisinde bulunan ısıtıcıyı kontrol edebilmek için, ısıtıcının kabloları sıcaklık kontrol ünitesinin output 2 çıkışına bağlanmıştır.



Şekil 3.27 a) akım kaynağı, b) nanovoltmetre, c) sıcaklık sensörü ve d) sıcaklık kontrol ünitesi.

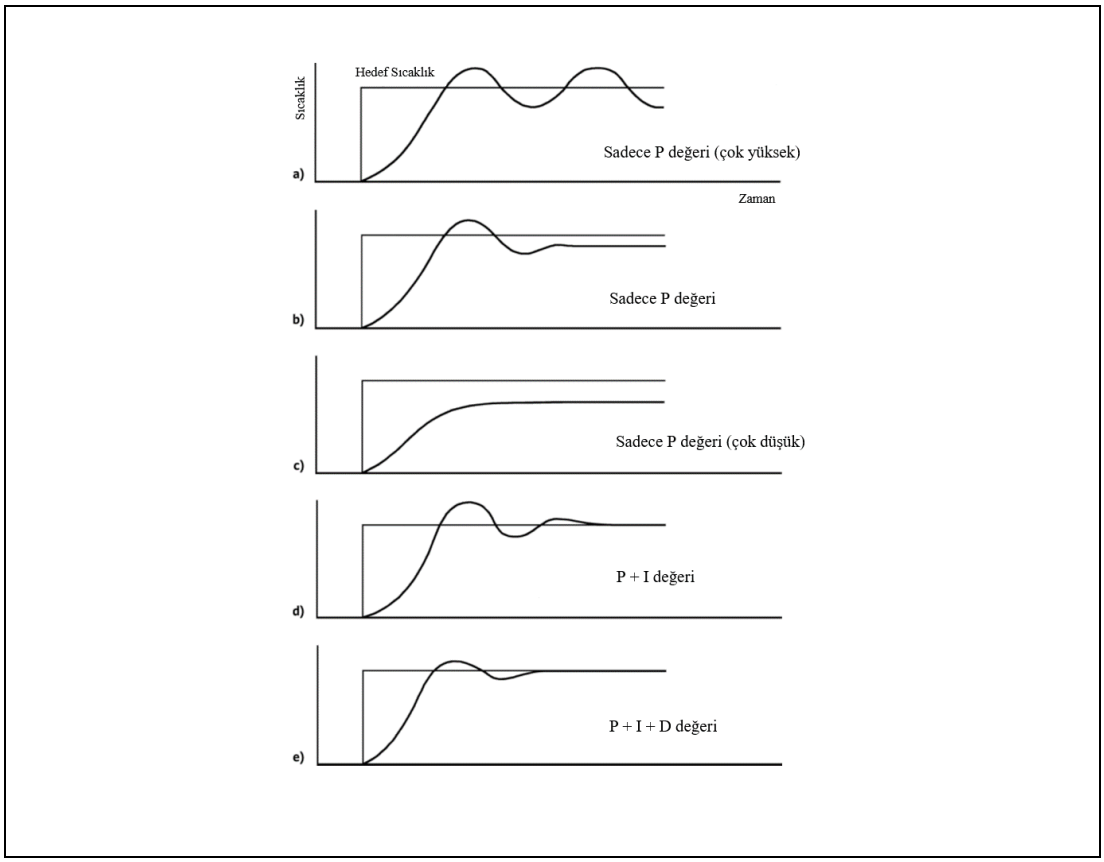
3.4.1. Sıcaklık Sensörü ve Manyetik Alan Kalibrasyonu ve Yazılımı

3.4.1.1. Sıcaklık Sensörü Kalibrasyonu ve Yazılımı

Sıcaklığa bağlı MOKE ve manyeto-transport ölçümleri esnasında, sıcaklığın belirlenen herhangi bir değerde sabit kalabilmesi için sıcaklık kontrol ünitesinin PID kalibrasyonu labview programı ile yapıldı. PID kalibrasyonu esnasında, sıcaklık kontrol ünitesi kullanıcı el kitabında bulunan ve Şekil 3.28'de gösterilen PID kontrol örneği göz önünde bulunduruldu [193].

$$ısıtıcıya\ uygulanan\ akım = P\left[e + I\int(e)dt + D\frac{de}{dt}\right] \quad (3.27)$$

Denklem 3.27'de gösterilen PID kalibrasyon formülünde "e" değeri geri bildirim okuması (feedback reading) ve hedef sıcaklık değeri (setpoint) arasındaki farktır.

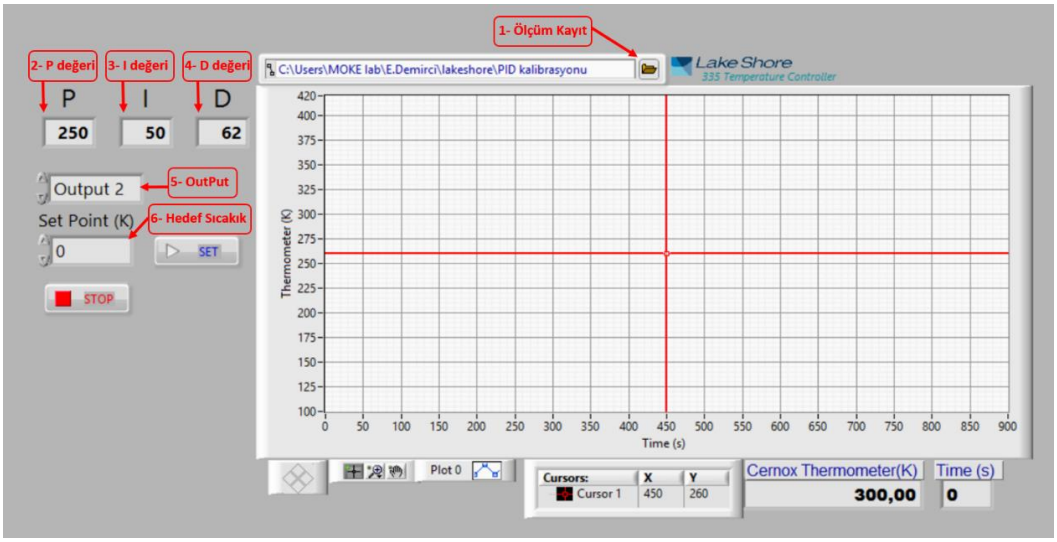


Şekil 3.28:PID kalibrasyon örneği.

Şekil 3.28'de gösterilen sıcaklık zaman grafikleri LakeShore Cryogenic Model 331 sıcaklık kontrol ünitesi kullanım kılavuzunda P, I ve D kalibrasyonu için verilen örneklerdir [193]. Şekil 3.28.a)'da, P değerinin çok yüksek, I ve D değerlerinin sıfır olduğu durumda, gerçek sıcaklık değerinin hedef sıcaklık değeri etrafında zamanla sinüzoidal bir salınım yaptığı gösterilmektedir. P değeri oldukça yüksek olduğundan dolayı gerçek sıcaklık değeri hedef sıcaklık değerine asla eşit olamaz. Diğer taraftan Şekil 3.28.b)'de gösterildiği gibi P değerinin istenilen hedef sıcaklık değerinde olduğu, I ve D değerlerinin sıfır olduğu durumunda gerçek sıcaklık değeri, hedef sıcaklık değeri etrafında bir tam sinüzoidal dalga hareketini tamamlayamadan sabitlenir. P değerinin çok düşük, I ve D değerinin sıfır olduğu durumda ise Şekil 3.28.c)'de gösterildiği gibi gerçek sıcaklık değeri hedef sıcaklık değerinin altında sinüzoidal

hareket yapamadan doyuma ulaşır ve sabit hareket eder. Şekil 3.28.b)'de gösterilen doğru P değeri bulunduktan sonra, sırasıyla Şekil 3.28.d) ve Şekil 3.28.e)'de gösterilen I ve D sabitleri bulunur.

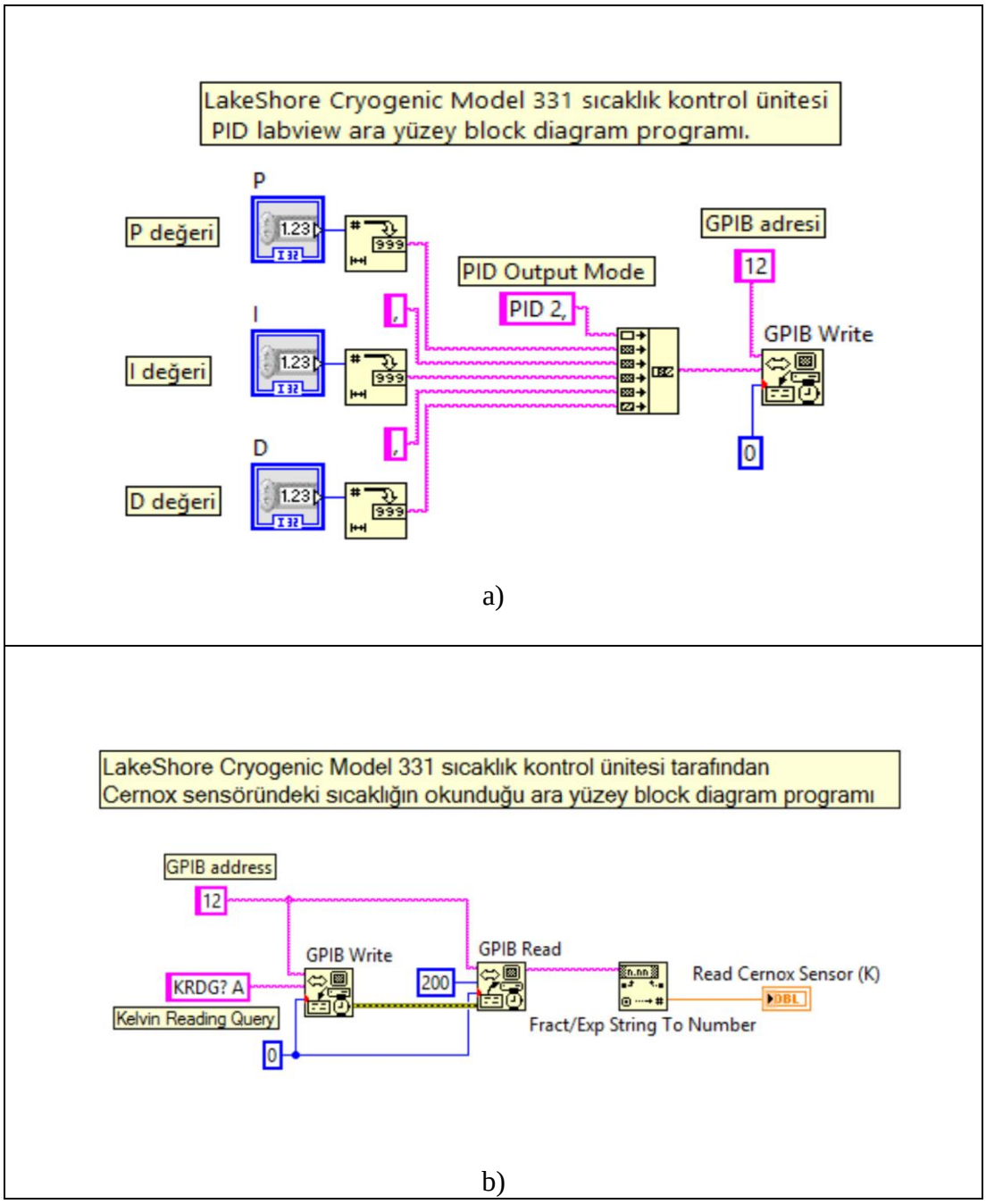
Labview programı kullanılarak LakeShore Cryogenic Model 331 sıcaklık kontrol ünitesine ait P, I ve D değerlerini kalibre edebilmek için kalibrasyon programı yazıldı. Sıcaklık kontrol ünitesine ait P, I ve D değerleri, Şekil 3.29'da gösterilen sıcaklık kontrol ünitesinin PID ayarları için yazılan labview programının ön panelinden, sırasıyla 250, 50 ve 62 olarak girildi.



Şekil 3.29: Sıcaklık kontrol ünitesinin PID ayarları için yazılan labview programının kullanıcı paneli.

Aşağıda sıcaklık kontrol ünitesinin PID ayarları için kullanılan programın çalışma prensibi anlatılmıştır. Zamana bağlı sıcaklık ölçümü için yapılan P, I ve D değerlerinin kalibrasyonu Şekil 3.29'da gösterilen *1-ölçüm kayıt* kısmında belirtilen dosyaya kaydedilir. Daha sonra P, I ve D değerleri sırasıyla *2- P değeri*, 3- *I değeri* ve *4- D değeri* kısımlarına tam sayı olarak girilir. Sıcaklık kontrol ünitesi sensör bağlantı çıkışları (output 1 ve output 2) *5- output* kısmından seçilir. Uygun PID değerleri tanımlandıktan sonra *6- Hedef sıcaklık değeri* girilir.

PID ayarları için kullanılan programın algoritmasını içeren block diagram kısmı Şekil 3.30'da gösterilmiştir.



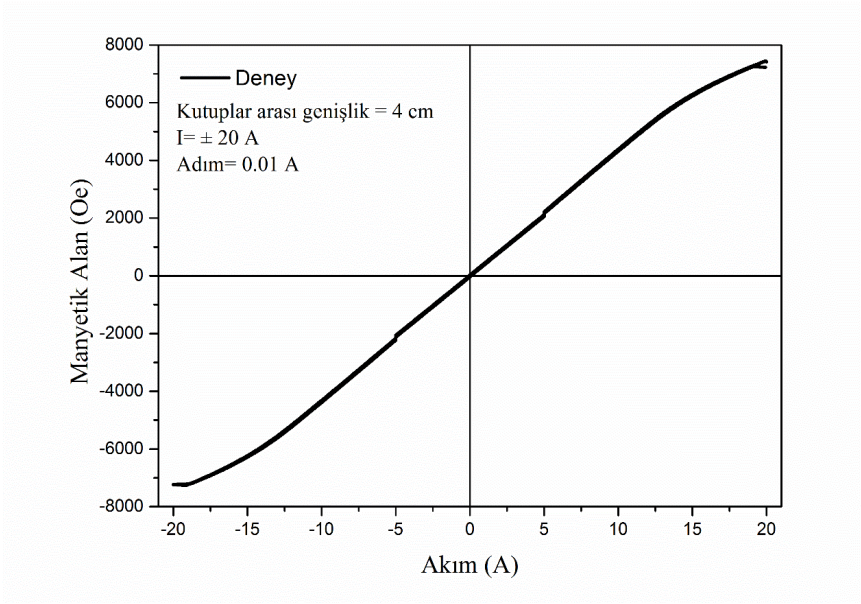
Şekil 3.30: LakeShore Cryogenic Model 331 sıcaklık kontrol ünitesinin a) PID ayarları, b) sıcaklık sensörü için yazılan ara yüzey programına ait algoritmaları içeren block diagramları.

Şekil 3.29'da gösterilen ön panelde gösterilen kısımlara girilen P, I ve D değerleri, Şekil 3.30.a)'da block diagramda gösterilen sıcaklık kontrol ünitesinin 2 numaralı çıkışına (*output 2*) *"PID 2,"* komutu ile gönderilir. Sıcaklık kontrol ünitesinin *input A* girişine bağlı olan Cernox sıcaklık sensöründen "*KRDG? A*" komutu ile Kelvin biriminde sıcaklık değeri alınır.

3.4.1.2. Manyetik Alan Kalibrasyonu ve Yazılımı

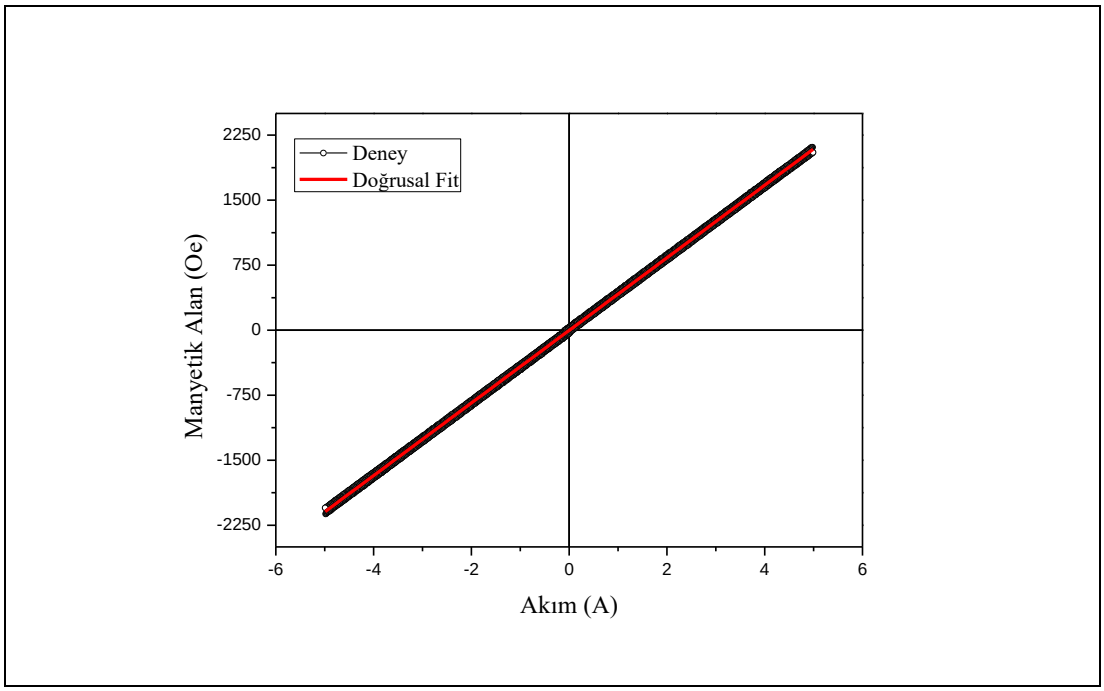
MOKE ve manyeto-transport sistemlerinde, elektromıknatıs tarafından oluşturulan manyetik alan değeri Group 3 Dijital Teslametre (DTM) ve Hall prob (manyetik alan sensörü) tarafından belirlenmektedir. DTM cihazını ve Hall prob ölçüm sisteminden kaldırmak ve uygulanan manyetik alanı elektromıknatısın güç kaynağı tarafından sürülen akıma göre belirlemek için manyetik alan kalibrasyonu yapıldı.

Bu amaçla manyetik alan kalibrasyonu esnasında elektromıknatısın kutupları arasındaki genişlik 4 cm olarak sabitlendi ve Hall probu elektromıknatısın manyetik kutuplarının tam ortasına yerleştirildi. Kepco güç kaynaklarından elektromıknatısa minimum 0.01 A adımlarla $\pm 20\ A$ arasında akım uygulandı. Dijital teslametre ile uygulanan akım değerine karşılık manyetik alan değerleri Şekil 3.31'de gösterildiği gibi belirlendi. Şekil 3.31'de manyetik alan -5 A ile +5 A aralığında lineer bir davranış sergilenirken, -5 A ile -20 A ve 5 A ile 20 A aralıklarında üstel bir fonksiyon davranışı sergilemektedir. Bu sebepten dolayı Şekil 3.31'de elde edilen eğriyi fit edebilmek için eğri iki farklı bölgeye ayrıldı.



Şekil 3.31: Kepco güç kaynakları tarafından $\pm 20\ A$ aralığında 0.01 A adımlarla uygulanan akım değerine karşılık manyetik alan taraması.

İlk bölge olarak -5 A ile 5 A aralığındaki bölge seçildi ve bu bölgede uygulanan akım değerine karşılık gelen manyetik alan değerleri Şekil 3.32'de gösterildiği gibi doğrusal bir eğri ile fit edildi. Doğrusal fit sonucunda elde edilen eğim $y = a + bx$ denklemine göre hesaplandı ve $a = -2.387, b = 418{,}75$ olarak belirlendi.



Şekil 3.32: Kepco güç kaynaklarına -5 A ile 5 A arasında uygulanan akım değerine karşılık gelen manyetik alan değerinin lineer fit grafiği.

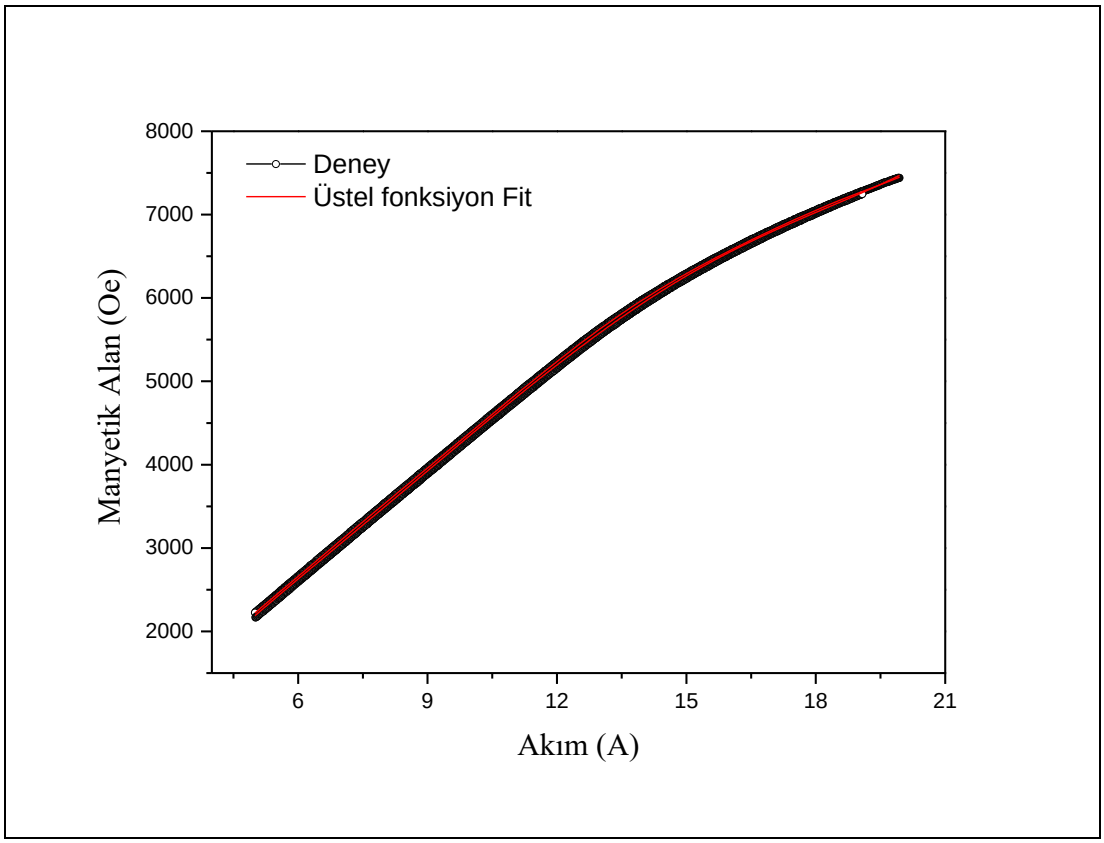
İkinci olarak +5 A ile +20 A aralığındaki bölge seçildi ve bu bölgede uygulanan akım değerine karşılık gelen manyetik alan değerleri Şekil 3.33'te gösterildiği gibi fit edildi. Fit işlemi denklem 3.28'de gösterilen, 5. dereceden üstel fonksiyona göre yapıldı.

$$y = a_0 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + a_4x^4 + a_5x^5 \tag{3.28}$$

Denklem 3.28'deki $a_0, a_1, a_2, a_{3,}a_{4,}a_5$ sabit değerleri Tablo 3.3'de verilmiştir. Şekil 3.31'de gösterilen akım-manyetik alan grafiğinde -5 A ile -20 A aralığındaki bölgenin fit sonucu ise, Şekil 3.33'te gösterilen fit eğrisinin negatif işaretlisidir.

Tablo 3.3: Denklem 3.28'de kullanılan $a_0, a_1, a_2, a_{3,} a_{4,} a_5$ sabit değerleri.

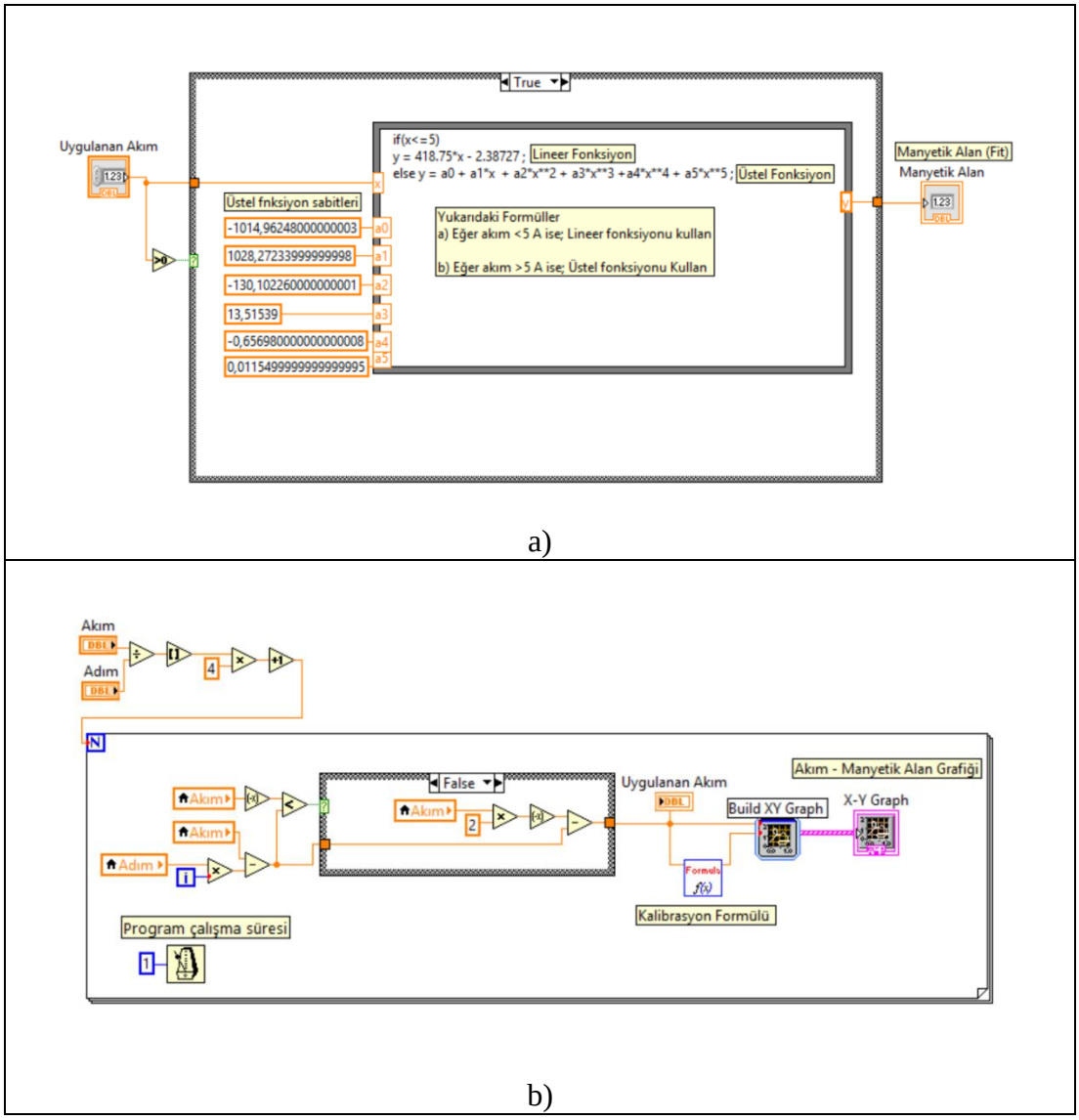
$a_0 = -1014{,}89284$
$a_1 = 1028{,}248170$
$a_2 = -130{,}100190$
$a_3 = 13{,}515470000$
$a_4 = -0{,}65699000$
$a_5 = 0{,}011550000$



Şekil 3.33: Kepco güç kaynağı tarafından +5 A ile +20 A arasında uygulanan akım değerlerine karşılık gelen manyetik alan değerlerinin $y = b_0 + b_1 * x + b_2 * x^2 + b_3 * x^3 + b_4 * x^4 + b_5 * x^5$ üstel fonksiyonuna göre fit grafiği.

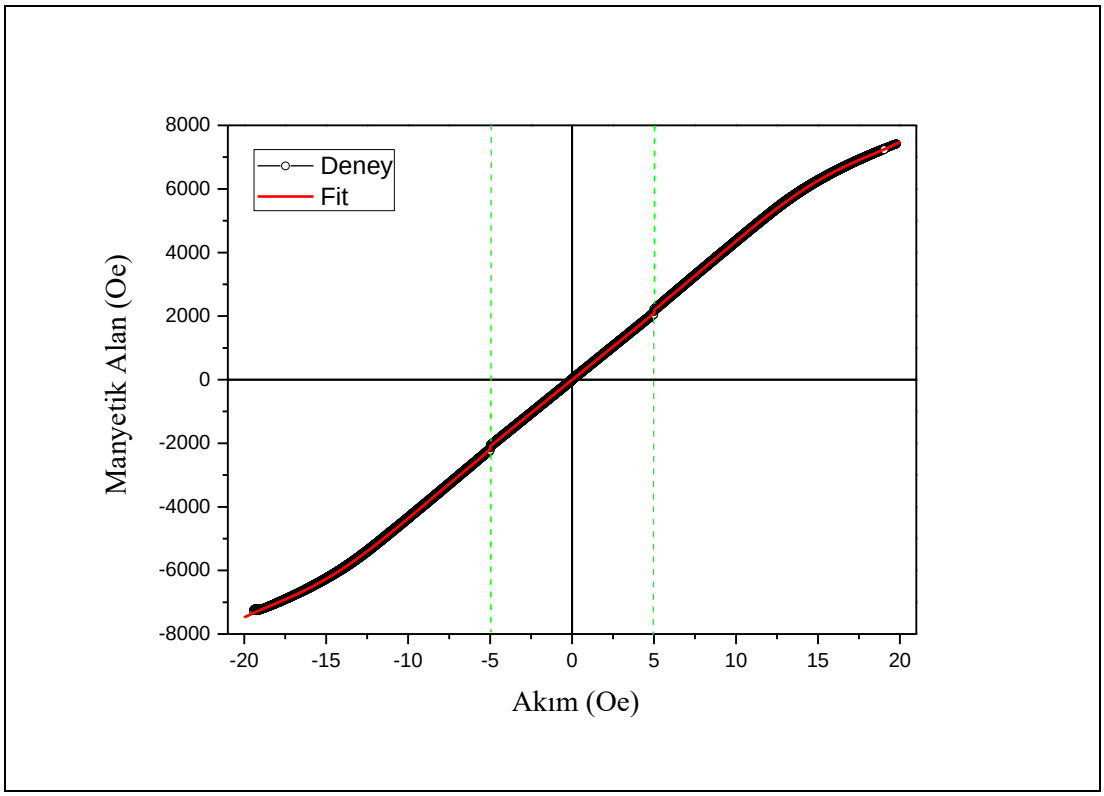
Şekil 3.32 doğrusal fit ve Şekil 3.33'deki üstel fonksiyon fit sonuçlarından elde edilen denklemler manyetik alan kalibrasyonu için yazılan labview programında Şekil 3.34.a)'da gösterildiği gibi birleştirildi. Uygulanan akımın -5 A ile +5 A aralığında olduğu bölgede doğrusal fit, -20 A ile -5 A ve +5 A ile +20 A aralığında olduğu bölgelerde ise üstel fonksiyon fit programı çalışacak şekilde kalibrasyon formülü yazıldı. Şekil 3.34.a)'da oluşturulan kalibrasyon formülü sıkıştırılmış labview programına (subvi) dönüştürülerek Şekil 3.34.b)'deki akım-manyetik alan kalibrasyon grafiği oluşturan labview ara yüzey block diagram programına yerleştirildi. Böylece–

20 A ile +20 A akım aralığında, uygulanan adım değerlerine karşılık elektromıknatısın kutupları arasında oluşturulan manyetik alan değeri kalibre edildi.



Şekil 3.34: a) Manyetik alan kalibrasyonu için doğrusal ve üstel fonksiyon denklemleri kullanılarak yazılan block diagram, b) kalibrasyon programı kullanılarak yazılan akım-manyetik alan grafiği oluşturan block diagram programları.

Şekil 3.34'te gösterilen kalibrasyon programı kullanılarak elde edilen fit sonuçları ile deneysel ölçüm sonuçları Şekil 3.35'te gösterildiği gibidir.



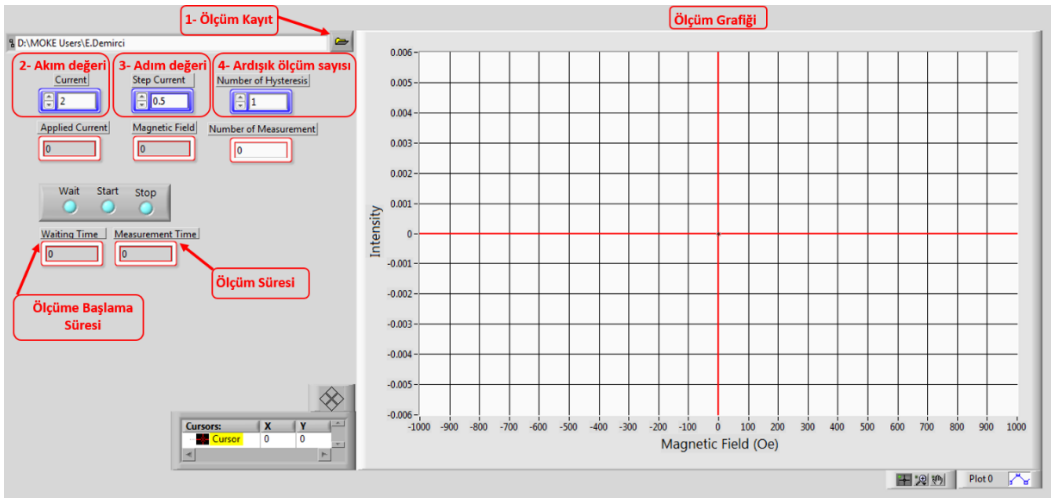
Şekil 3.35: Kepco güç kaynağı tarafından -20 A ile +20 A arasında uygulanan akım değerine karşılık gelen deneysel manyetik alan değeri ve fit edilen manyetik alan değerinin kıyaslanması

3.5. MOKE Labview Programı

Tez kapsamında kurulan MOKE ölçüm sisteminin uzaktan kontrolü için LabVIEW tabanlı bir program geliştirildi. Labview programı, içinden veri akan hatlar yardımıyla fonksiyonel noktaları birbirine bağlayarak oluşturulan algoritmaların yazıldığı block diagrama ve ölüm sonuçlarını gelişmiş görsel grafiklerle sunan ön panele sahiptir.

Şekil 3.36'da, oda MOKE ölçümlerinde kullanılmak üzere yazılan labview tabanlı programının kullanıcı paneli gösterilmektedir. MOKE programı kullanıcı panelinde dört önemli giriş bölümü bulunmaktadır. Birinci olarak, "1-ölçüm kayıt" bölümünde kayıt edilecek dosya adı ve yeri tanımlanır. Dosya kayıt yeri tanımlanmadan program çalıştırıldığı taktirde en son kayıtlı dosya içerisine yeni bir isimde kayıt dosyası oluşturulur. İkinci bölümde, elektromıknatıs tarafından manyetik alan oluşturulabilmesi için Kepco güç kaynaklarına "2-Akım değeri" bölümüne 0 A-20 A aralığında akım değerleri girilir. Üçüncü aşamada, manyetik alan adımlarını

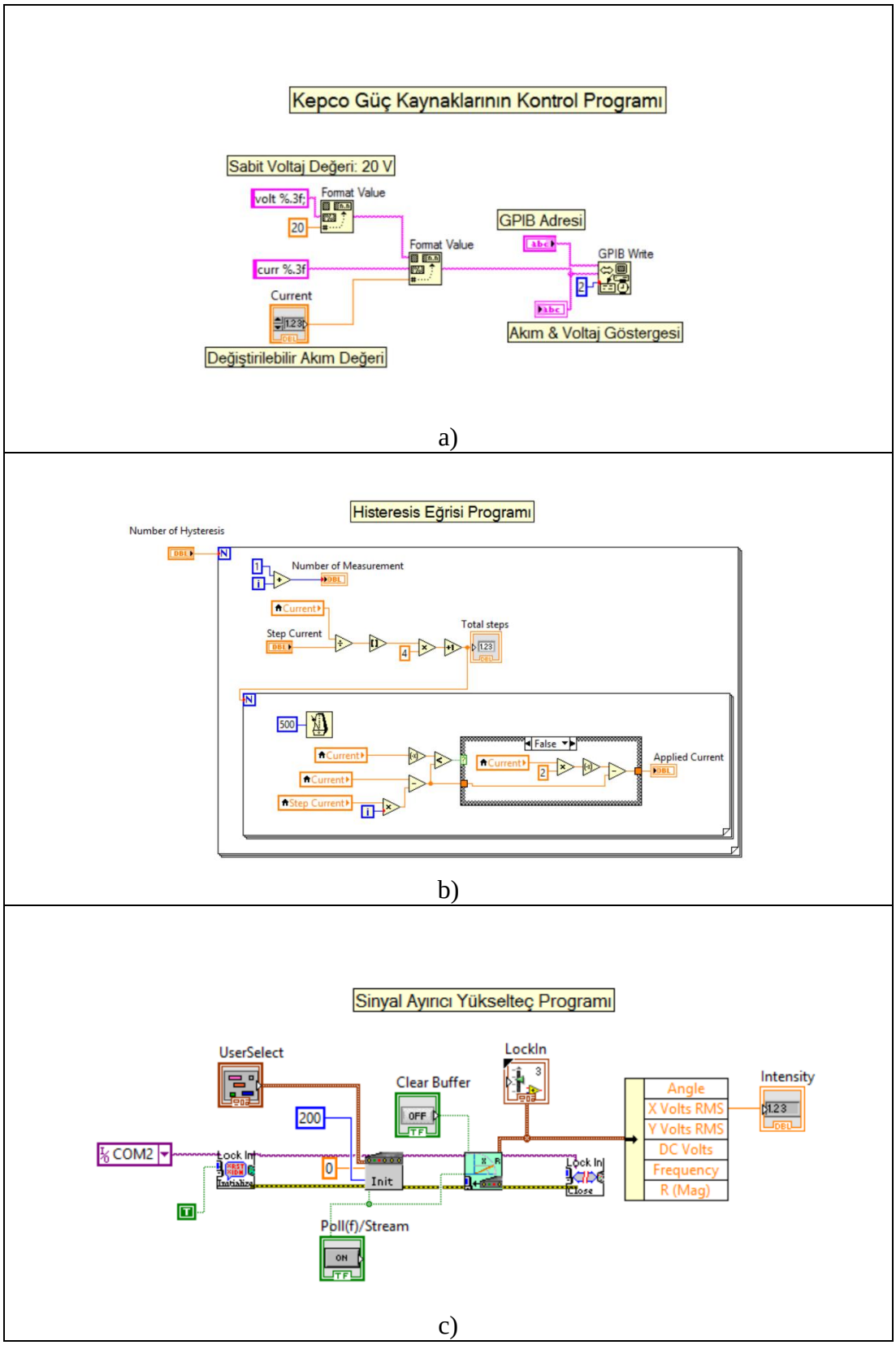
belirlemek için “3-Adım değeri” bölümüne en az 0.01 A olabilecek şekilde adım değeri girilir. Dördüncü bölümde, ardışık ölçüm yapabilme imkanı sağlayan “4-Ardışık ölçüm sayısı” girilir. Ardışık ölçüm sayısının varsayılan değeri program içerisinde 1 olarak tanımlanmıştır. Bunlara ek olarak, Şekil 3.36’da gösterilen MOKE programında yapılan ölçümü takip edebilmek amacıyla kullanıcıya ek bilgiler veren bölümler bulunmaktadır. Kullanıcı panelinde bulunan grafik ekranında eş zamanlı olarak uygulanan manyetik alan değerine karşılık ince film üzerinden yansıyan ışının şiddet grafiği çizdirilmektedir. Grafik üzerinde *x* ve *y* eksenlerinin koordinatlarını belirleyen gösterge (cursor) bulunmaktadır. Ayrıca, ölçüm esnasında Kepco güç kaynaklarının uyguladığı akım değerine karşılık gelen manyetik alan değerleri program üzerinden takip edilebilmektedir. Bununla birlikte bekleme süresini, ölçümün başladığı veya bittiğini belirten göstergeler bulunmaktadır. Ölçüm başlatıldığında 5 saniyelik bekleme sonrası önce “wait” göstergesi, sonra “start” göstergesi yeşil renge dönüşür. Ölçüm işlemi bittiğinde “stop” göstergesi kırmızı renge dönüşür ve program çalışmayı durdurur.



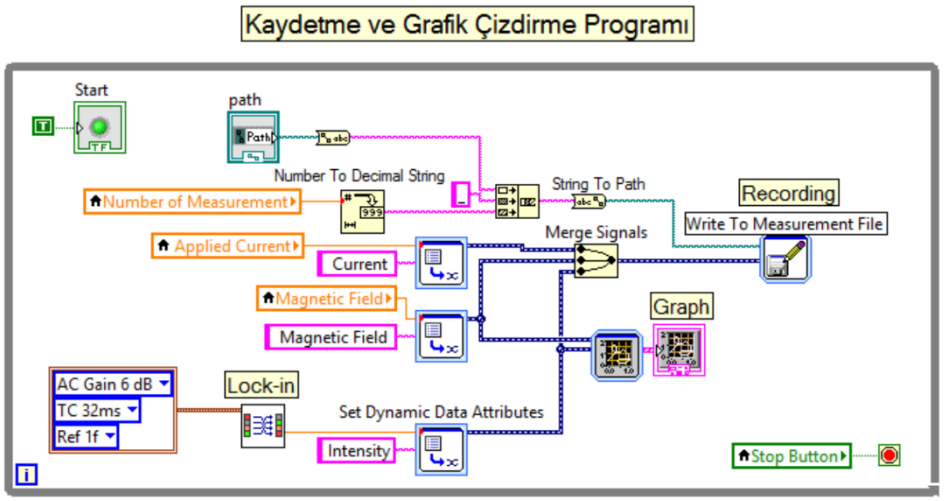
Şekil 3.36: MOKE ölçümleri için kullanılan Labview tabanlı programın kullanıcı paneli.

Şekil 3.37’de MOKE ölçümleri için kullanılan programın block diagramı gösterilmektedir. Block diagram ara yüzeyinde Kepco güç kaynaklarının kontrolü, mıknatıslanma eğrisi algoritması, sinyal ayırıcı yükselteç (Lock-in amplifier) kontrolü, veri kaydetme ve grafik üzerinde ön izleme gibi temel programlar bulunmaktadır.

Elektromıknatısın kutupları arasında homojen manyetik alan oluşturabilmek için Kepco güç kaynağına sabit voltaj (20 V) akım uygulayabilen kontrol programının block diagram Şekil 3.37.a)'da gösterildiği gibidir. Şekil 3.37.a)'da nümerik kontrol olarak gösterilen "current" değiştirilebilir akım değerinin çalışma aralığı 0.01 A adımlarla 0 A – 20 A arasındadır. Nümerik kontrole girilen rakam değeri 1 olarak belirlenen GPIB adresinin bağlı olduğu Kepco güç kaynağına "GPIB Write" komutu ile iletilir ve "akım & voltaj" göstergesinden bu değerler okunur. Manyetik ince filmlerin pozitif ve negatif doyum alanları arasında manyetik alan taraması yapabilmek için Kepco güç kaynaklarına uygulanan "current" değiştirilebilir akım değeri Şekil 3.37.b)'de gösterilen mıknatıslanma eğrisi algoritması tarafından kontrol edilir. Ayrıca aynı anda birden fazla ölçüm yapabilme imkanı sağlamak için programda "number of hysteresis" nümerik kontrolü eklenmiştir. MOKE ölçümlerinden elde edilen mıknatıslanma eğrisinde y-eksenini oluşturan şiddet değeri Şekil 3.37.c)'de gösterilen sinyal ayırıcı yükselteç (Lock-in amplifier) block diagram programı ile kontrol edilmektedir. Sinyal ayırıcı yükselteç programında "*user select*" bölümünde bulunan "*Gain, Filter TC* ve *Ref* " seçenekleri, sırasıyla *AC Gain 6dB, TC 32ms* ve *Ref* 1f olarak belirlenmiştir. Şekil 3.37.d) ise veri kaydetme ve grafik üzerinde ön izleme block diagramı göstermektedir. Programda manyetik alan ve akım değerlerine karşılık şiddet değerleri kaydedilmektedir. Manyetik alan ve akım değerleri sırasıyla *magnetic field* ve *applied current* nümerik kontrolleri tarafından, şiddet değeri ise sinyal ayırıcı yükselteç lock-in tarafından "Write to Measurement File" dosyasına kaydedilir. Ayrıca manyetik alan (veya akım) değerine karşı gelen şiddet değeri "Graph" göstergesinde eş zamanlı olarak çizdirilir.



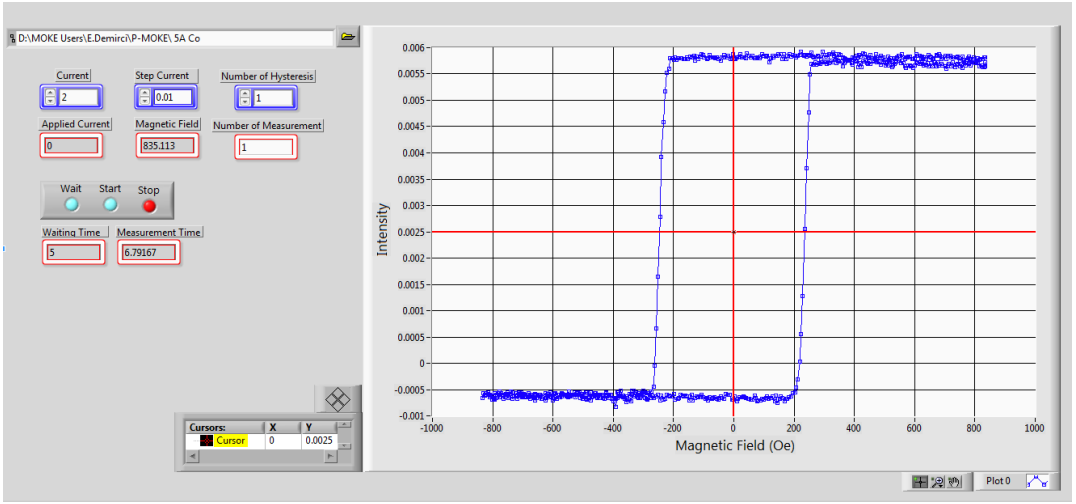
Şekil 3.37: a) Kepco güç kaynaklarının kontrolü, b) mıknatıslanma eğrisi, c) sinyal ayırıcı yükselteçten gelen sinyali okuma, d) veri kaydetme ve grafik çizme için oluşturulan block diagram programları.



d)

Şekil 3.37: Devam.

MOKE labview programının kullanımı hakkında, Şekil 3.38'de gösterilen 5 Å kalınlığına sahip Co ince filmine ait mıknatıslanma eğrisi ölçümü örnek olarak verildi. Ayrıca, ölçüm esnasında kullanıcı tarafından yapılması gereken adımlar detaylıca açıklandı.



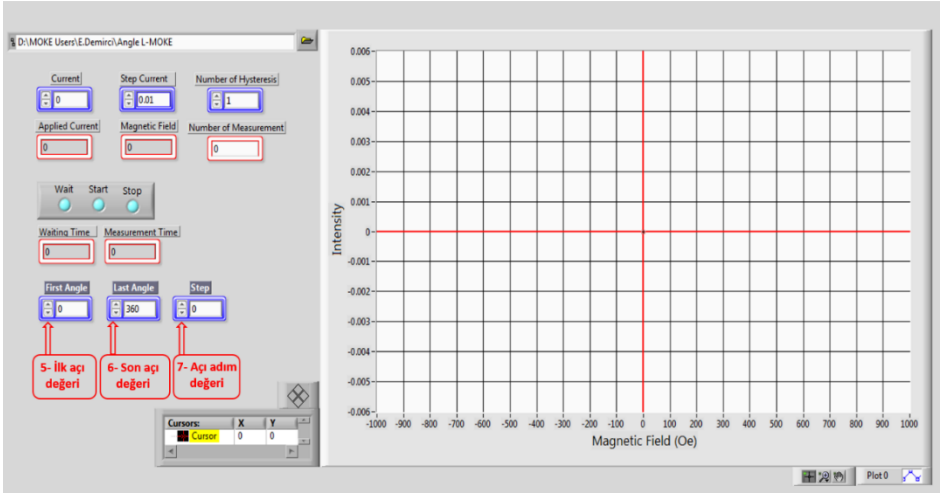
Şekil 3.38: MOKE programı kullanılarak ölçülen 5 Å Co ince filmine ait mıknatıslanma eğrisi.

Programda ilk olarak “1-ölçüm kayıt” bölümüne dosya adı ve kayıt yeri tanıtıldı. İkinci aşamada “2-Akım değeri” bölümüne 2A akım değeri girildi. Üçüncü aşamada “3-Adım değeri” olarak 0.01 A değeri girildi. Ardışık ölçüm yapılmadığından dolayı “4-Ardışık ölçüm sayısı” başlangıç değeri (1) değiştirilmedi ve program çalıştırıldı. Ölçüm süresi boyunca ara yüzey kullanıcı programı ön panelinde, 2 A akım değerine karşılık gelen manyetik alan değeri, ölçüm bekleme süresi ve toplam ölçüm süresi, sırasıyla 835 Oe, 5 s ve 6.79 dakika olarak göstergelerden okundu. Ayrıca 5 Å Co ince filmine ait mıknatıslanma eğrisi eş zamanlı olarak kullanıcı panelin grafik bölümünde çizdirilmektedir.

MOKE programına ek olarak, örnek düzlemi geometrisinde mıknatıslanmaya sahip ince filmler için manyetik anizotropiyi belirlemek amacıyla 360 derece örnek döndürücü adım motor kullanılarak açıya bağlı L-MOKE programı yazıldı.

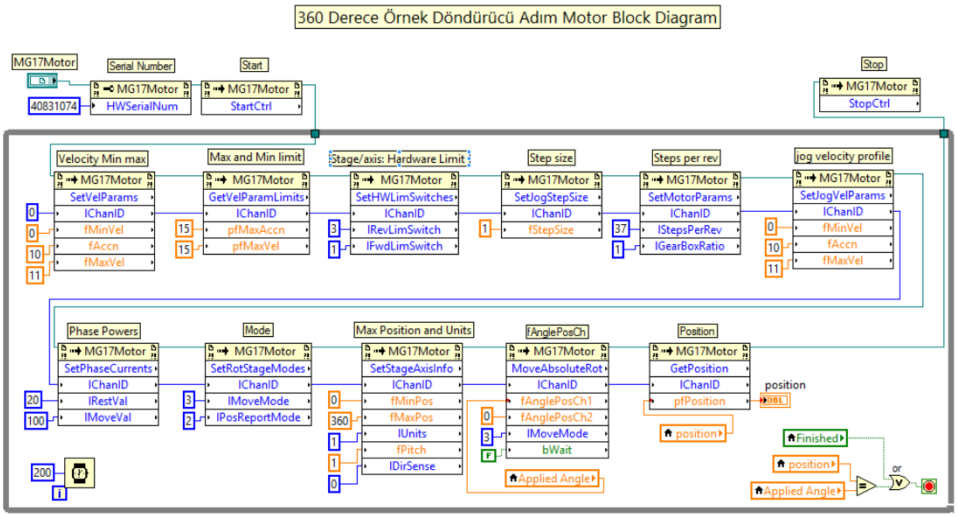
Şekil 3.39’da açıya bağlı L-MOKE ölçümleri için geliştirilen program gösterilmektedir. Açıya bağlı L-MOKE programı, manyetik anizotropiye sahip ince filmlerin farklı açılarda mıknatıslanma eğrilerini ölçmek için kullanılmaktadır. Açıya bağlı L-MOKE programında, MOKE ölçümlerinde uygulanan adımlar (1-ölçüm kayıt, 2-Akım değeri, 3-Adım değeri ve 4-Ardışık ölçüm sayısı) benzer şekilde uygulanır. Bu adımlara ek olarak sistemde, 360 derece örnek döndürücü adım motor kullanıldığı için programda beşinci ve altıncı adımlarda sırasıyla “5-İlk açı değeri” ve “6-Son açı değeri” girilir. Yedinci ve son adımda, ilk ve son açı değerleri arasında, en küçük 0.01° olmak üzere hangi adımlarla ölçüm yapılacağını belirten bir tam sayı değeri “7-Açı adım değeri” kısmına girilir. Sırasıyla tüm değerler girildikten sonra açıya bağlı L-MOKE ölçümü yapılır.

Şekil 3.39’da açıya bağlı L-MOKE ölçümleri için kullanılan programın block diagramı gösterilmektedir. Şekil 3.36’da gösterilen MOKE ölçümleri için kullanılan programdan farklı olarak block diagrama 360 derece örnek döndürücü adım motor eklenmiştir.



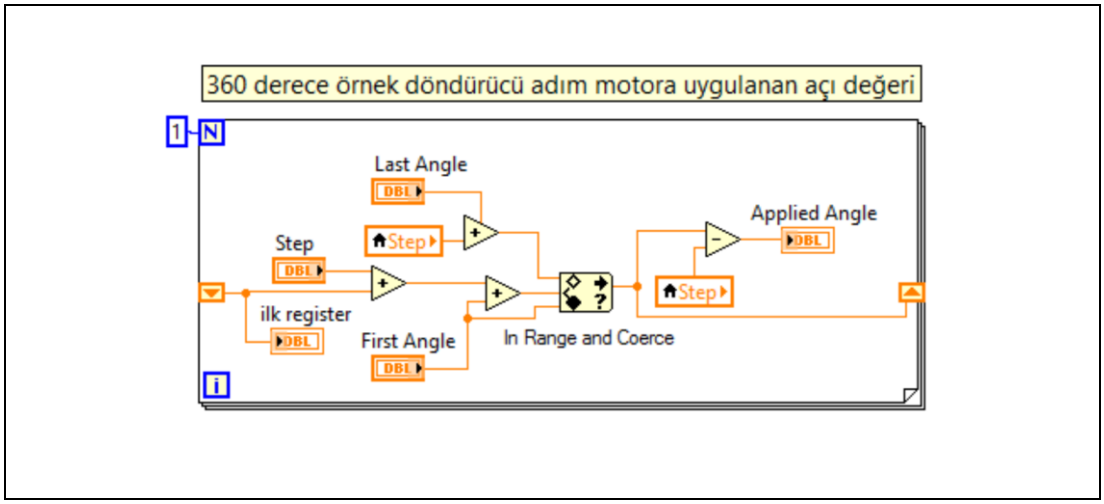
Şekil 3.39: Açıya bağlı L-MOKE ölçümleri için yazılan kullanıcı paneli.

Şekil 3.40'da gösterilen block diagramda "while loop" içerisinde kullanılan "invoke node" sayesinde, 360 derece adım motora ait özellikler kontrol edilmektedir. Adım motora ait maksimum hız, limit değerleri, adım gibi fiziksel özellikler belirlendikten sonra "fAnglePosCh" invoke node kısmından kanal 1 seçilir ve "applied angle" ile açı değeri girilir. Girilen açı değerinin fiziksel olarak 360 derece adım motor tarafından gerçekleştirilen hareketi "Position" invoke node kısmından görüntülenebilmektedir.



Şekil 3.40: Açıya bağlı L-MOKE ölçümlerinde kullanılan 360 derece adım motor için kullanılan block diagram.

Şekil 3.41'de gösterilen block diagramda, "Applied Angle" olarak verilen 360 derece adım motora uygulanan açı değeri, Şekil 3.40'da "fAnglePosCh" invoke node kısmına "local variable" olarak kopyalanmıştır. Böylece Şekil 3.41'de elde edilen açı değeri eş zamanlı olarak Şekil 3.40'da gösterilen "fAnglePosCh" invoke node kısmına iletilmektedir.



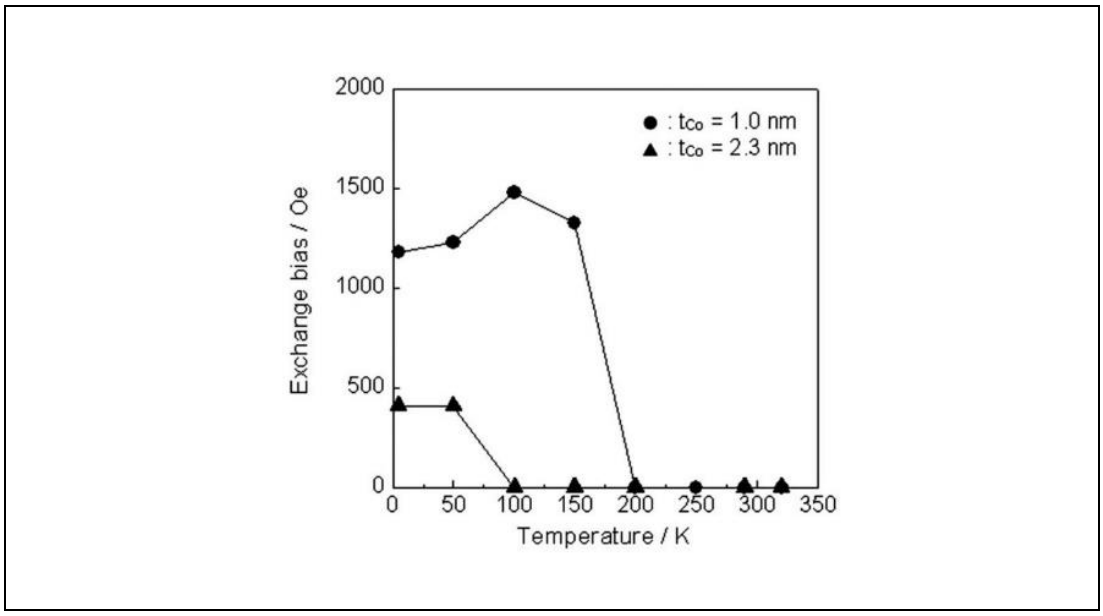
Şekil 3.41: 360 derece adım motora uygulanan açı değeri algoritması.

4. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 İNCE FİLMLERİ İÇİN ÖLÇÜM SONUÇLARI

4.1. Co/Pt/Cr_2O_3 Sistemlerinde Exchange Bias Etkisi

Son zamanlarda, örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmaya sahip Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmlerinde exchange bias etkisi detaylıca incelenmiştir. Yapılan çalışmalarda PEB alanının, sıcaklığa, FM tabaka kalınlığına, FM ve AFM arasında kullanılan ayırıcı tabaka kalınlığına, AFM tabaka ve alt taş arasında kullanılan tampon tabaka kalınlığına bağlı davranışına odaklanılmıştır. Son yıllarda Co/Pt/Cr_2O_3 ince film sistemlerinde PEB etkisini incelemek için yapılan önemli çalışmalar aşağıdaki gibidir.

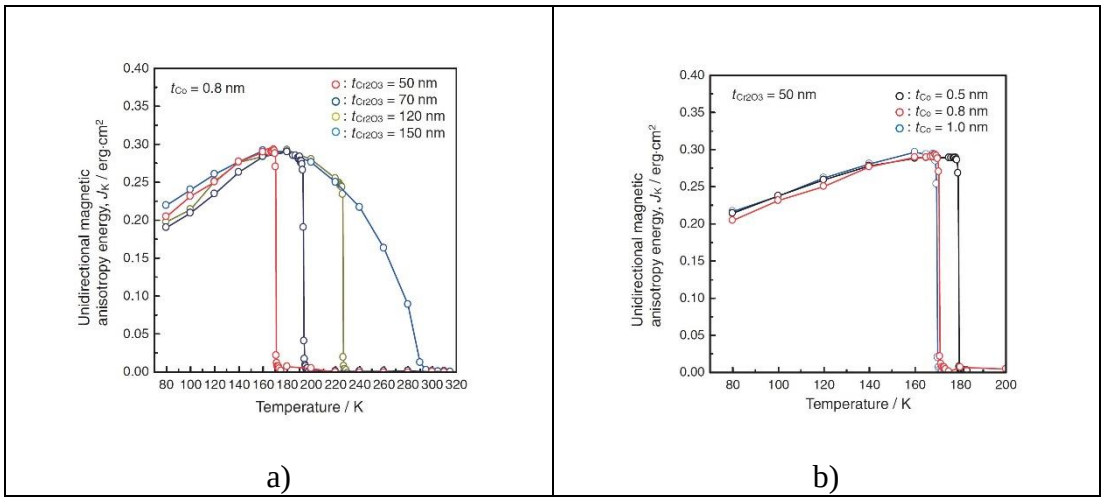
2009 yılında Shiratsuchi ve arkadaşları tarafından çok ince Si (111) alttaş üzerine büyütülen FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakaları arasında meydana gelen manyetik eşleşme incelendi [194]. Bu çalışmada sıcaklığa bağlı H_{EB} ölçümlerinden engelleme sıcaklığı 200 K olarak belirlenmiştir. Şekil 4. 1'de gösterildiği gibi 200 K sıcaklık değerinde ortaya çıkan exchange bias alanı 100 K'de maksimum değerine ulaşmakta, daha sonra sıcaklığın azalmasıyla EB alanı beklenmedik bir şekilde azalmaktadır. 100 K altında gözlenen EB alanındaki anormal düşüşün kaynağı üzerine araştırma yapılmamıştır.



Şekil 4. 1: Co (1nm – 2.3 nm)/Cr_2O_3/Si (111) ince film sistemleri için exchange bias etkisinin sıcaklığa bağlı davranışı.

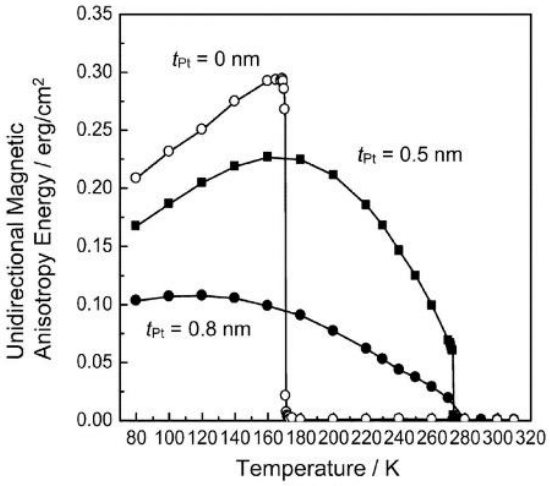
2010 yılında yapılan başka bir çalışmada Shiratsuchi ve arkadaşları Si (111) alttaş üzerine büyütülen, PMA ve PEB'ye sahip Ag (100 nm)/ Cr_2O_3 (5 nm)/ Co (0.7 nm ve 1 nm)/ Au (10 nm) ince filmlerinde ara yüzey mıknatıslanmasını incelediler [195]. Co/Cr_2O_3 ara yüzeyindeki FM Co spinleri ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakasında bulunan Cr^{+3} spinleri arasında eş eksenli eşleşme sonucunda PEB'nin meydana geldiğini, Au/Co ara yüzeyinde ise PMA'nın baskın olduğunu belirlediler. Ayrıca sıcaklığa bağlı H_{EB} ölçümlerinden sistemin engelleme sıcaklığını 100 K olarak belirlediler.

Shiratsuchi ve arkadaşlarının 2010 yılında yaptıkları diğer bir çalışmada, Pt(5 nm)/ Co (0.5 nm - 0.8 nm – 1 nm)/ Cr_2O_3 (50 nm - 70 nm – 120 nm – 150 nm)/ Pt (20 nm)/ Al_2O_3 (0001) ince filmlerde PEB alanının sıcaklığa bağlı davranışını incelediler [53]. Şekil 4. 2.a)'da 0.8 nm FM Co tabakası ve farklı kalınlıklarda Cr_2O_3 tabakası için, Şekil 4. 2.b)'de ise 50 nm sabit kalınlığa sahip Cr_2O_3 tabakası ve farklı kalınlıklardaki Co tabakası için sıcaklığa bağlı J_K ölçüm sonuçları gösterilmiştir. Her iki grafikte de sıcaklığın azalması ile PEB alanı artmakta ve belirli bir sıcaklık değerinden sonra beklenmedik bir şekilde azalmaktadır. Bu durum Cr_2O_3 tabakasındaki Cr^{+3} spinlerinin sıcaklığa bağlı olarak AFM spin ekseninden bir miktar uzaklaşmasıyla açıklanmıştır.



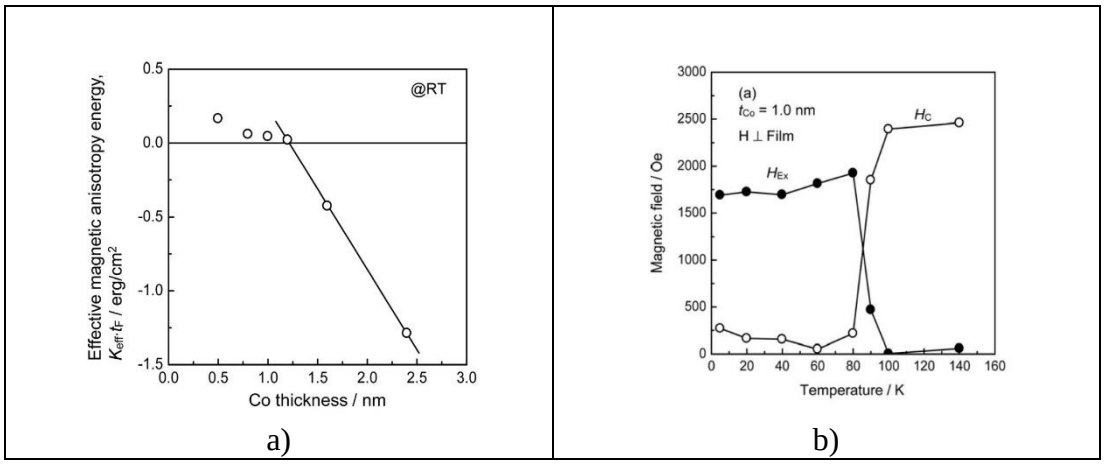
Şekil 4. 2: Pt(5 nm)/ Co (0.5 nm - 0.8 nm – 1 nm)/ Cr_2O_3 (50 nm - 70 nm – 120 nm – 150 nm)/ Pt (20 nm)/ Al_2O_3 (0001) ince filmlerinde a) 0.8 nm sabit kalınlığa sahip Co tabakası ve farklı kalınlıklardaki Cr_2O_3 için, b) 50 nm sabit kalınlığa sahip Cr_2O_3 tabakası ve farklı kalınlıklardaki Co tabakası için J_K'nin sıcaklığa bağlı davranışları.

2011 yılında P. Borisov ve W. Kleemann Cr_2O_3 (0001)/$[Co/Pt]_n$ ince film sistemlerinde PEB ve ferromanyetik zorlayıcı alan değerlerini detaylıca incelediler [196]. Aynı yıl içinde (2011), Shiratsuchi ve arkadaşları Co/ Cr_2O_3 ara yüzeyine ayırıcı tabaka olarak farklı kalınlıklarda Pt tabakası yerleştirdiler. Böylece, Co ve Cr_2O_3 arasında değiş-tokuş etkileşmesini kontrol etmek için Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmlerinde PEB alanını incelediler. Ayrıca, Pt(5 nm)/ Co (0.8 nm)/ Pt(0 - 0.5 nm – 0.8 nm)/ Cr_2O_3 (50 nm - 70 nm – 120 nm – 150 nm)/ Pt (20 nm)/ Al_2O_3 (0001) ince filmlerinde Co/Cr_2O_3 ara yüzeyindeki değiş-tokuş etkileşmesindeki değişimin tek yönlü manyetik anizotropi enerjisinin (J_K) sıcaklığa bağlı olmasını tartıştılar [197]. Şekil 4. 3'te, Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmlerinde Co ve Cr_2O_3 arasına farklı kalınlıklarda ayırıcı Pt tabakası yerleştirildiğinde, sıcaklığa bağlı tek yönlü manyetik anizotropi enerjisinin davranışı gösterilmektedir. Sıcaklığın azalmasıyla J_K beklenmedik bir şekilde düşmektedir ancak olağan dışı bu davranışın hakkında açıklama yapılmamıştır.



Şekil 4. 3: Pt(5 nm)/ Co (0.8 nm)/ Pt(0 - 0.5 nm – 0.8 nm)/ Cr_2O_3 (50 nm)/ Pt (20 nm)/ Al_2O_3 (0001) ince filmlerinde J_K enerjisinin sıcaklığa bağlı davranışı.

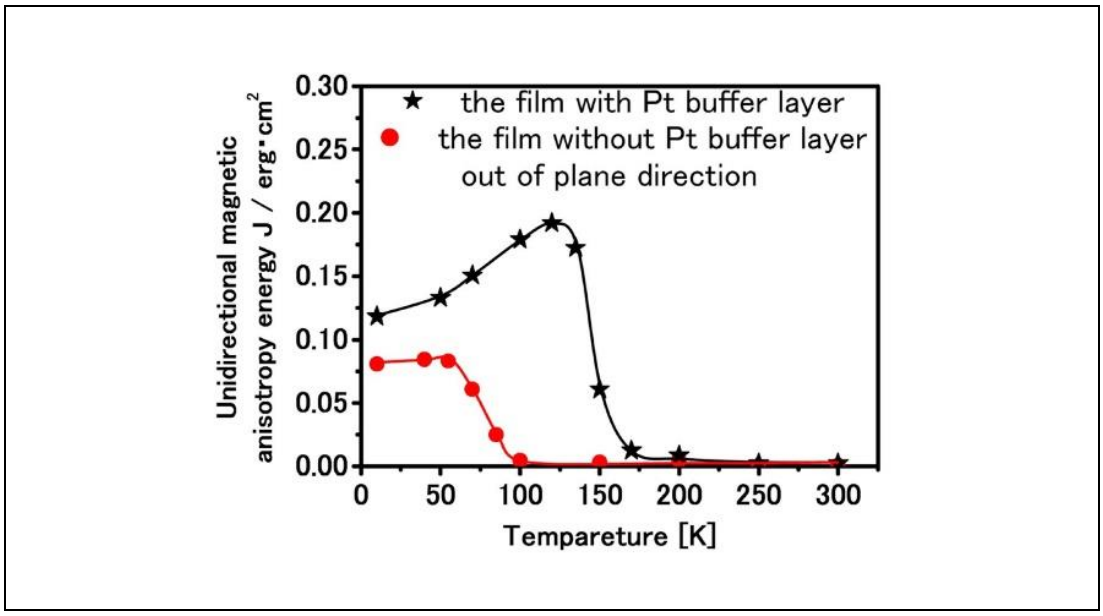
Pt/Co/Cr_2O_3 ince filmlerinde değiş-tokuş manyetik anizotropi (EB) ve PMA arasındaki rekabeti inceleyen çalışma ise Shiratsuchi ve arkadaşları tarafından 2011 yılında yapıldı [54]. Bu çalışmada tek kristal Al_2O_3 alt taşı üzerine büyütülen Pt (5 nm)/Co (t_{Co})/Cr_2O_3 (30 nm) ince filminde FM Co tabaka kalınlığı (t_{Co}), 0.5 nm ve 2.4 nm arasında değişen kalınlıklarındadır. Farklı FM Co tabaka kalınlığına bağlı etkin manyetik anizotropi enerjisi Şekil 4. 4.a)'da gösterildiği gibidir. FM Co tabakası, oda sıcaklığında 1.2 nm kalınlık değerine kadar örnek düzlemine dik geometride mıknatıslanma sergilerken, 1.2 nm üzerindeki kalınlık değerlerinde örnek düzleminde mıknatıslanma sergilemektedir. 1 nm Co kalınlığına sahip Pt/Co/Cr_2O_3 ince filmi için, H_{EB} ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışları ise Şekil 4. 4.b)'de gösterildiği gibidir. Engelleme sıcaklığı 100 K olan Pt/Co/Cr_2O_3 ince filminde 80 K ve altındaki sıcaklık değerlerinde H_{EB} alanı azalmaktadır. Bu azalmanın sebebi Cr^{+3} manyetik momentlerinin spin canting durumunda olması olarak yorumlanmıştır.



Şekil 4. 4: Pt/Co/Cr_2O_3 ince filmi için a) FM Co tabaka kalınlığına bağlı etkin manyetik anizotropi enerjisi ve b) H_{EB} ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışı.

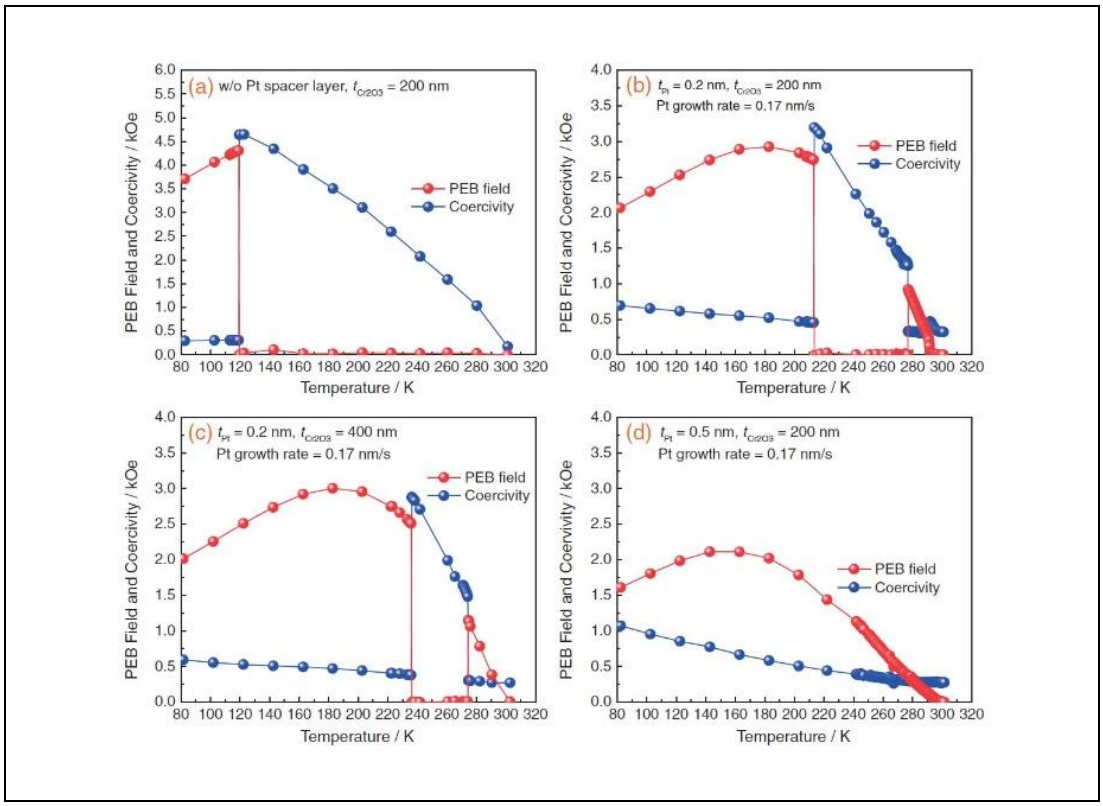
2013 yılında T. Nozaki ve arkadaşları tarafından, Al_2O_3 alt taşı üzerine büyütülen Cr_2O_3 (50 nm)/$Co_{90}Pt_{10}$ (t_{FM})/Ru (2 nm)/Ta (3 nm) ince filmlerinde 2 nm – 3 nm – 7 nm kalınlıklarındaki CoPt tabakası kullanarak sıcaklığa bağlı PMA enerjisi ve PEB etkisi incelendi [198]. Bu çalışmaya göre, sıcaklığın azalmasıyla PMA artmaktadır. Ayrıca anizotropi enerjisinin FM CoPt tabaka kalınlığına bağlı olmasından dolayı, anizotropi enerjisinin sıcaklığa bağlı davranışı FM $Co_{90}Pt_{10}$ alaşımının hacim anizotropisinden (K_v) kaynaklandığı ve ara yüzey anizotropisinin (K_s) sıcaklığa daha az duyarlı olduğu bulunmuştur. Buna ek olarak engelleme sıcaklığı 290 K olan ince filmlerde H_{EB} alanı 100 K sıcaklık değeri altında düşme eğilimi göstermektedir. Ancak bu durumu açıklamak için detaylı araştırma yapılmamıştır.

T. Ashida ve arkadaşları, 2013 yılında, Al_2O_3 alttaş ve Cr_2O_3 tabakası arasında tampon tabakası kullanmadan ve 25 nm Pt tampon tabaka kullanarak iki farklı Cr_2O_3 /Co_3Pt /Ru/Ta ince film sisteminde PEB alanını incelediler. İnce filmler Cr_2O_3 (50 nm)/Co_3Pt (3 nm)/Ru (2 nm)/Ta (3 nm) ve Pt (25 nm)/Cr_2O_3 (50 nm)/Co_3Pt (3 nm)/Ru (2 nm)/Ta (3 nm) olarak büyütülmüştür [199]. Şekil 4. 5'te gösterildiği gibi Al_2O_3 ve Cr_2O_3 tabakaları arasına tampon tabaka olarak 25 nm Pt tabakası yerleştirildiğinde tek yönlü manyetik anizotropi enerjisi sıcaklığa bağlı olarak artmaktadır. Pt tampon tabakası Co_3Pt tabakasının manyetokristal anizotropisini etkilediği için H_{EB} alanının ve T_B engelleme sıcaklığının etkilendiğini gösterdiler. Tampon tabaka kullanılmadığı durumda H_{EB} = 176 Oe ve T_B =75 K, 25 nm iken, Pt tampon tabaka kullanıldığı durumda H_{EB} = 436 Oe ve T_B =150 K olarak belirlendi.



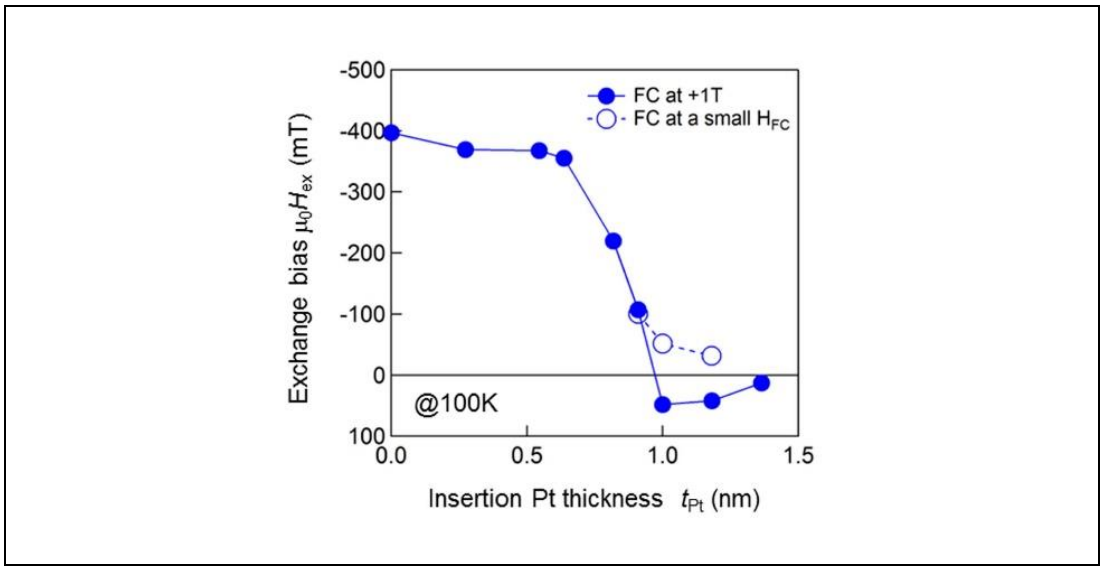
Şekil 4. 5: Tampon tabakasız (kırmızı yuvarlak) ve 25 nm Pt tampon tabakalı (siyah yıldız) Cr_2O_3 /Co_3Pt /Ru/Ta ince film sistemleri için manyetik anizotropi enerjisinin sıcaklığa bağlı davranışı.

2013 yılında Shiratsuchi ve arkadaşları tarafından yapılan diğer bir çalışmada, Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Pt ince film sisteminde PEB alanının yüksek sıcaklıklarda ortaya çıkması üzerine çalışmalar yapıldı [200]. Şekil 4. 6'da, farklı kalınlıklarda dört farklı Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Pt ince film sistemi için PEB alanının sıcaklığa bağlı davranışı gösterilmiştir. Bununla birlikte, Co ve Cr_2O_3 tabakaları arasına 0.2 nm kalınlığında Pt tabakası yerleştirilen ince filmler için 275 K ve üzeri sıcaklık değerlerinde PEB alanının yeniden ortaya çıktığı gösterildi. Ayrıca sıcaklığın azalmasıyla maksimum değerine ulaşan PEB alanı, kritik sıcaklık değerlerinde beklenmedik bir şekilde azalma eğilimi göstermektedir. Ancak yapılan çalışmada exchange bias alanındaki beklenmedik azalmanın kaynağı üzerine araştırma yapılmamıştır.



Şekil 4. 6: Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Pt ince film sisteminde PEB ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışları.

FM Co ve AFM Cr_2O_3 tabakaları arasına Pt yerleştirilerek oluşturulan Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Pt ince film sistemlerinde, T. Nozaki ve arkadaşları 2014 yılında pozitif PEB etkisi gözlemlediler [201]. Şekil 4. 7'de gösterildiği gibi 100 K'de yapılan ölçümlerde 1 nm değerine kadar Pt ara tabakası kullanılan örneklerde negatif PEB gözlenirken, 1 nm ve üzeri Pt ara tabakası kullanılan örneklerde ise pozitif PEB alanı gözlenmiştir.



Şekil 4. 7:, Co ve Cr_2O_3 tabakaları arasına yerleştirilen Pt ara tabakasının kalınlığına bağlı olarak exchange bias alanının davranışı.

PEB alanını incelemek amacıyla ME/AFM Cr_2O_3 tabakası kullanılarak Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmleri detaylıca incelenmiştir. Ancak yukarıda bahsedilen pek çok çalışmada olduğu gibi sıcaklığın düşmesiyle exchange bias alanında meydana gelen beklenmedik düşüşü açıklamak için bir çalışma henüz yapılmamıştır. Bu durum göz önüne alınarak manyetoelektrik malzemelerde exchange bias etkisinin sıcaklığa bağlı anormal davranışı bu tez çalışmasında detaylıca incelendi.

4.2. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 İnce Filmlerin Hazırlanması

Manyeto elektrik malzemelerde exchange bias etkisini incelemek için Si (111) alttaş üzerine farklı kalınlıklarda ME/AFM Cr_2O_3 ve FM Co tabakalarından oluşan exchange bias örnek sistemi tasarlandı. Çok ince FM Co tabakasının örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmasını arttırmak ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakasında bulunan oksijen atomlarının FM Co tabakasını oksitlemesini engellemek amacıyla, ME/AFM Cr_2O_3 ve FM Co tabakaları arasına oldukça yüksek spin-yörünge etkileşmesine sahip Pt ara tabakası yerleştirilmiştir. Ayrıca ince film sistemini atmosfer ortamındaki oksijen atomlarından korumak için en üst katman üzerine koruyucu Pt tabakası büyütüldü.

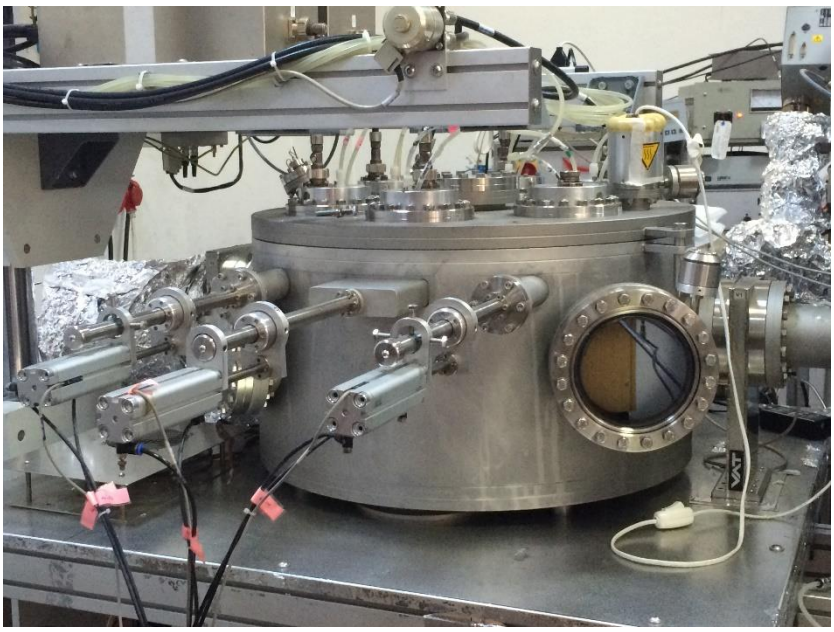
FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabaka kalınlıklarına bağlı olarak Tablo 4.1'de gösterildiği gibi dört farklı örnek sistemi tasarlandı. İlk aşamada, FM Co tabakalarının

exchange bias etkisi üzerine etkisini incelemek için büyütüldü. Örnek düzlemine dik yönde ve örnek düzlemi yönünde mıknatıslanmaya sahip sırasıyla Pt (30 Å)/ Co (5 Å)/ Pt (8 Å)/ Cr_2O_3 (200 Å) ve Pt (30 Å)/ Co (50 Å)/ Pt (8 Å)/ Cr_2O_3 (200 Å) ince filmleri büyütüldü. İkinci aşamada, ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının exchange bias alanı üzerine etkisini incelemek amacıyla Cr_2O_3 tabakası 300 Å kalınlığına çıkartılarak Pt (30 Å)/ Co (5 Å)/ Pt (8 Å)/ Cr_2O_3 (300 Å) ve Pt (30 Å)/ Co (50 Å)/ Pt (8 Å)/ Cr_2O_3 (300 Å) ince filmleri hazırlandı. Hazırlanan ince filmler Tablo 4.1'de gösterildiği gibi S1a, S1b, s2a ve S2b olarak isimlendirildi.

Tablo 4.1: Exchange bias etkisini incelemek için tasarlanan örnek sistemleri.

S1a	Pt (30 Å)/ Co (5 Å)/ Pt (8 Å)/ Cr_2O_3 (200 Å)
S1b	Pt (30 Å)/ Co (50 Å)/ Pt (8 Å)/ Cr_2O_3 (200 Å)
S2a	Pt (30 Å)/ Co (5 Å)/ Pt (8 Å)/ Cr_2O_3 (300 Å)
S2b	Pt (30 Å)/ Co (50 Å)/ Pt (8 Å)/ Cr_2O_3 (300 Å)

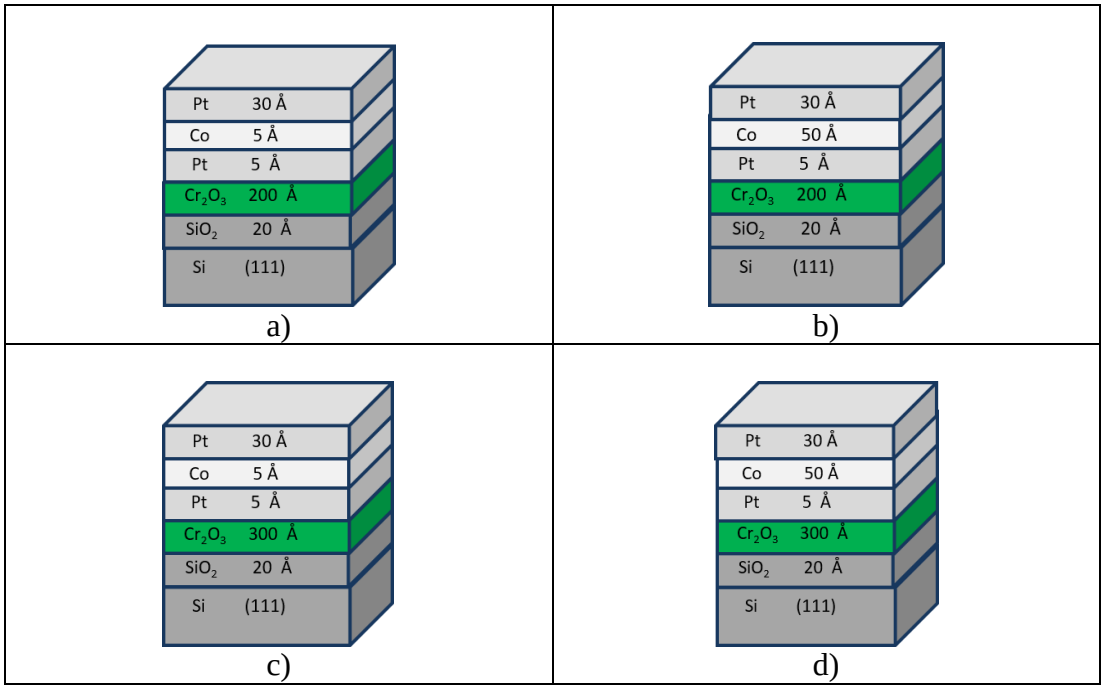
Tablo 4.1'deki çok katlı Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmleri Şekil 4.8'de gösterilen Gebze Teknik Üniversitesi Yüzey Fiziği Laboratuvarındaki magnetron saçtırma (MS) cihazı ile hazırlandılar.



Şekil 4.8: Gebze Teknik Üniversitesi Yüzey Fiziği laboratuvarındaki magnetron saçtırma cihazı.

Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/ Si (111) ince filmleri büyütme işlemi öncesinde, magnetron saçtırma haznesinin (MS chamber) basıncı (base pressure) $1x10^{-8}$ mbar seviyesinde tutuldu. ME/AFM Cr_2O_3 tabakası, saf Cr (%99.99) hedef malzemesi kullanarak, 40 W RF güç uygulanarak, Ar/O_2 (sırasıyla 3 sccm/0.23 sccm) atmosfer ortamında büyütüldü. Büyütme esnasında vakum değeri $2.5x10^{-3}$ mbar değerine düşürüldü ve alttaş sıcaklığı 400°C'de tutuldu. Cr_2O_3 tabakası büyütüldükten sonra 20 dakika boyunca 500 °C'de tavlama (post-annealing) işlemi yapıldı. Cr_2O_3 tabakası üzerine sırasıyla Pt (ayırıcı), FM Co ve Pt (oksitlenmeden koruyucu) tabakaları büyütüldü. Pt ve Co tabakaları $(1.2\text{-}1.5)x10^{-3}$ mbar çalışma basıncında, oda sıcaklığında ve hedef malzemelere sırasıyla 2W DC ile 30W RF güç uygulanarak büyütüldüler.

Manyeto elektrik malzemelerde exchange bias etkisini incelemek amacıyla MS cihazında büyütülen Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/ Si (111) örnek sistemlerinin şematik gösterimi Şekil 4. 9'da gösterildiği gibidir. Manyetik özellikler açısından Şekil 4. 9.a) ve Şekil 4. 9.c) ile gösterilen örnek sistemlerinin çok ince FM Co tabakasına (5 Å) sahip olmalarından dolayı örnek düzlemine dik yönde, Şekil 4. 9.b) ve Şekil 4. 9.d) ile gösterilen örnek sistemlerinin ise kalın FM Co tabakasına (50 Å) sahip olduklarından dolayı örnek düzleminde mıknatıslanmaya sahip olmaları beklenmektedir.

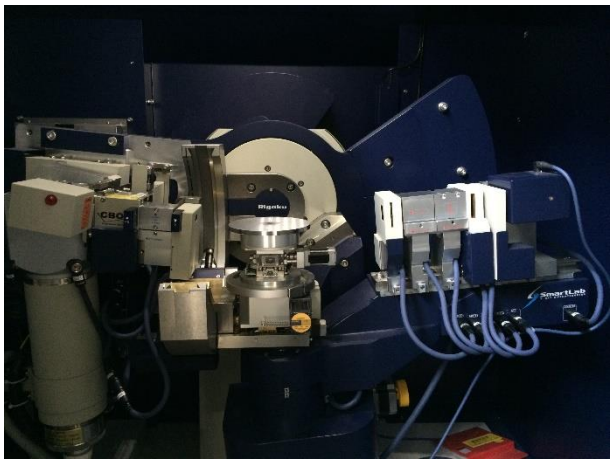


Şekil 4. 9 Magnetron saçtırma sistemi ile büyütülen a) S1a, b) S1b, c) S2a ve d) S2b ince film sistemleri.

4.3. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 İnce Filmlerin Yapısal Karakterizasyonu

Doğal oksitlenmiş Si (111) alt taş üzerine büyütülen çok katlı Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmlerinin yapısal özellikleri ve kristal yönelimlerini belirlemek amacıyla sırasıyla küçük açı x-ışını yansıması (XRR) ve büyük açı x-ışın kırınımı (XRD) ölçümleri yapıldı. XRR ve XRD ölçümleri

Şekil 4.10'da gösterilen Gebze Teknik Üniversitesi Nanomanyetizma ve Spintronik Araştırma Merkezinde (NASAM) bulunan Rigaku SmartLab cihazıyla yapıldı.

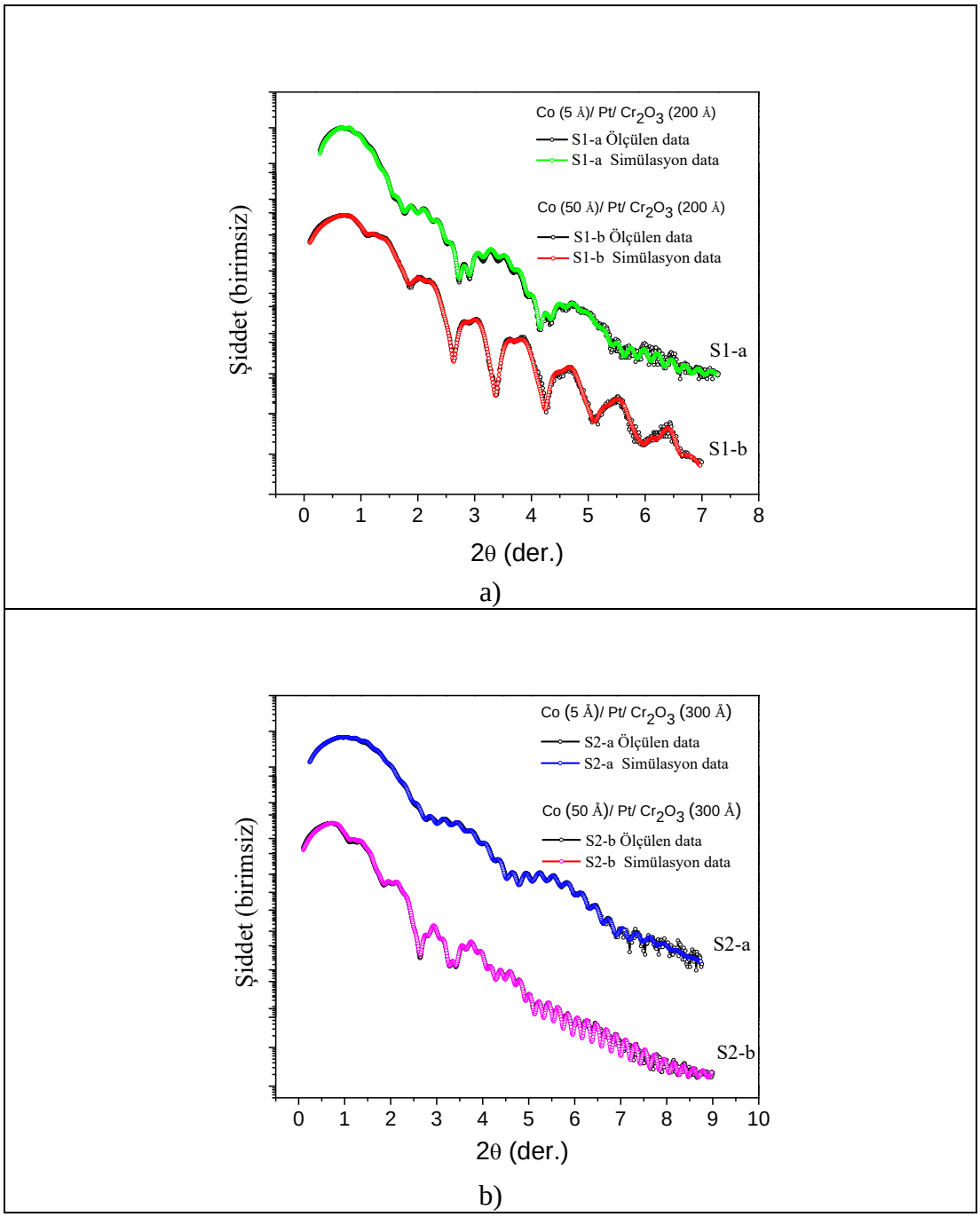


Şekil 4.10: Gebze Teknik Üniversitesi NASAM laboratuvarındaki XRD cihazı.

4.3.1. Küçük Açı X-Işını Yansıması (XRR) Ölçümleri

Özellikle teknolojik uygulamaları açısından manyetik ince filmlerin yapısal özelliklerini belirlemek amacıyla küçük açı x-ışını yansıması tekniği (XRR) yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Ayrıca XRR ölçümü esnasında kullanılan örneğin hiçbir şekilde zarar görmemesi büyük bir avantaj sağlamaktadır. Kalınlık analizine ek olarak, XRR tekniğinde tabakalar arası pürüzlülük ve her bir tabakaya ait yoğunluk değerleri yüksek hassasiyetle belirlenebilmektedir. Sırasıyla S1a, S1b, S2a ve S2b örneklerinden elde edilen ölçüm sonuçları X'Pert Reflectivity fit programı kullanılarak Şekil 4.11'de gösterildiği gibi fit edildi. Şekil 4.11.a)'da S1a ve S1b ince filmleri için

XRR ölçüm sonuçlarının fit edilmesi sonucu elde edilen simülasyon dataları sırasıyla yeşil ve kırmızı fit çizgileriyle gösterilmiştir. Benzer Şekil 4.11.b)'de S2a ve S2b ince filmleri için XRR ölçüm sonuçlarının fit edilmesi sonucu elde edilen simülasyon dataları sırasıyla mavi ve pembe fit çizgileriyle gösterilmiştir.



Şekil 4.11: a) S1a (yeşil), S1b (kırmızı) ve b) S2a (mavi), S2b (pembe) ince filmlerine ait XRR ölçüm ve simülasyon dataları.

Fit sonuçlarından her bir tabakaya ait kalınlık, yoğunluk ve tabakalar arası pürüzlülük değerleri Tablo 4.2'de gösterildiği gibi belirlendi. Tablo 4.2.a) ve Tablo 4.2.b)'de gösterilen S1a ve S1b ince filmlerinde Cr_2O_3 kalınlıkları sırasıyla 208.3 Å ve 203.8 Å, Tablo 4.2.c) ve Tablo 4.2.d)'de gösterilen S1a ve S1b ince filmlerinde Cr_2O_3 kalınlıkları sırasıyla 307.7 Å ve 311.9 Å değerindedir. Tablo 4.2.a) ve Tablo 4.2.c)'de gösterilen S1a ve S2a ince filmlerinde Co kalınlığı sırasıyla 7.2 Å ve 6.2 Å, Tablo 4.2.b) ve Tablo 4.2.d)'de gösterilen S1b ve S2b ince filmlerinde Co kalınlığı sırasıyla 63.8 Å ve 63.4 Å değerindedir. Ayrıca Tablo 4.2'de gösterilen ince filmlerin XRR fit sonuçlarından S1a, S1b, S2a ve S2b ince filmleri için Pt ayırıcı tabaka kalınlıkları sırasıyla 7.6 Å, 8.6 Å, 7.9 Å ve 10.2 Å olarak belirlendi. FM Co tabakasının oksitlemesini önlemek amacıyla en üst tabakaya büyütülen Pt (cap layer) koruyucu tabaka kalınlıkları ise sırasıyla 32.4 Å, 31.3 Å, 33.8 Å ve 32.7 Å olarak belirlendi.

Tablo 4.2: XRR yöntemi kullanılarak yapılan fit sonucunda a) S1a, b) S1b, c) S2a ve d) S2b ince filmleri için elde edilen yoğunluk, kalınlık ve pürüzlülük değerleri.

S1a	Yoğunluk (g/cm^3)	Kalınlık (Å)	Pürüzlülük (Å)
Pt	21.09	32.4	3.88
Co	8.9	**7.2**	6.16
Pt	21.09	**7.6**	5.43
Cr_2O_3	5.2	**208.3**	4.88
SiO_2	2.53	18.9	3.94
Si	2.33	-	-

a)

S1b	Yoğunluk (g/cm^3)	Kalınlık (Å)	Pürüzlülük (Å)
Pt	21.09	31.3	5.31
Co	8.9	**63.8**	7.49
Pt	21.09	**8.6**	4.02
Cr_2O_3	5.2	**203.8**	5.49
SiO_2	2.53	23.5	4.29
Si	2.33	-	-

b)

S2a	Yoğunluk (g/cm^3)	Kalınlık (Å)	Pürüzlülük (Å)
Pt	21.09	33.8	5.04
Co	8.9	**6.2**	8.04
Pt	21.09	**7.9**	7.64
Cr_2O_3	5.2	**307.7**	6.66
SiO_2	2.53	18.7	4.93
Si	2.33	-	-

c)

S2b	Yoğunluk (g/cm^3)	Kalınlık (Å)	Pürüzlülük (Å)
Pt	21.09	32.7	4.5
Co	8.9	**63.4**	6.28
Pt	21.09	**10.2**	6.67
Cr_2O_3	5.558	**311.9**	8.09
SiO_2	2.53	26.5	1.81
Si	2.33	-	-

d)

S1a, S1b, S2a ve S2b ince filmleri için, Tablo 4.1'de gösterilen tahmini kalınlık değerleri ve XRR fit sonucundan elde edilen Tablo 4.2'de gösterilen gerçek kalınlık değerleri arasında exchange bias etkisini etkileyecek şekilde fark bulunmamaktadır.

Bu sebepten dolayı, tez içerisinde örnek isimlendirmelerinin daha anlaşılır olması açısından Tablo 4.1'de gösterilen tahmini kalınlık değerleri kullanılmıştır.

4.3.2. Büyük Açı X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçümleri

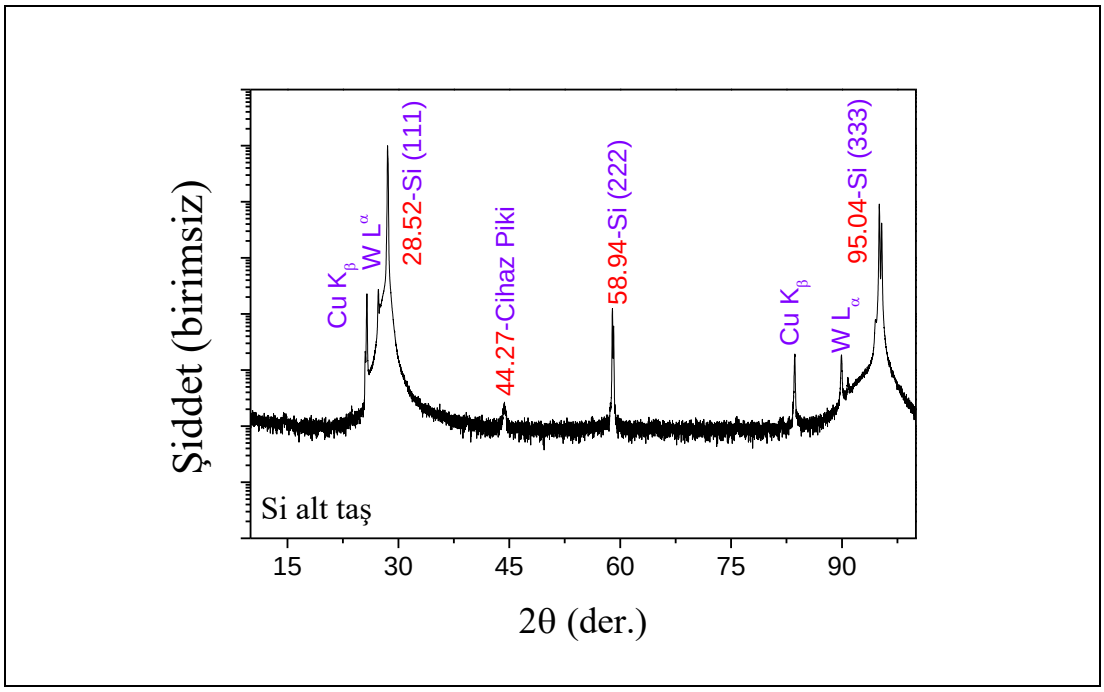
S1a, S1b, S2a ve S2b manyetik ince filmleri alttaş üzerine magnetron saçtırma tekniği ile büyütülmeden önce, Si alttaşa ait kristal yönelimi belirlemek için izinli yansıma düzlemleri belirlendi ve XRD ölçümleri yapıldı. İzinli yansıma düzlemlerinden kübik Si alttaşa ait düzlemler arası mesafe *d* değerini belirlemek için denklem 4.1 kullanıldı.

$$d = \left(\frac{h^2 + l^2 + k^2}{a^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{4.1}$$

Denklem 4.1'de *h, k* ve *l* değerleri Miller indisleri, *a* örgü parametresidir. *a*=5.431 Å kullanılarak {111} düzlemleri için denklem 4.1'de belirlenen *d* değerleri, denklem 4.2'de gösterilen Bragg yasasında kullanılarak yansımanın görülebileceği θ açıları belirlendi.

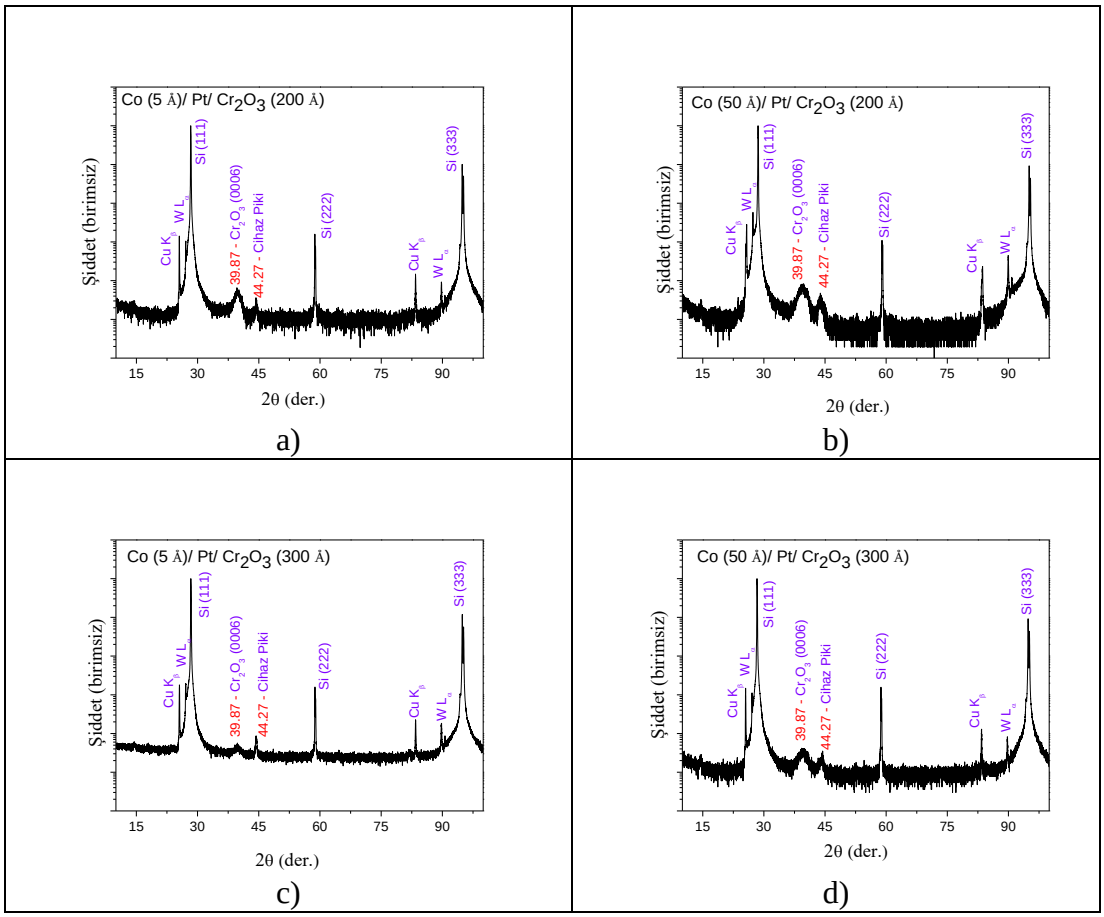
$$2d \sin\theta = n\lambda \tag{4.2}$$

Denklem 4.2'de *n* tam sayı ve λ kullanılan x-ışını dalga boyudur. Si (111), (222) ve (333) yansıma düzlemleri için yansıma açıları (2θ) sırasıyla 28.4°, 58.8° ve 94.9° olarak hesaplandı. Hesaplanan yansıma düzlemleri göz önüne alınarak XRD cihazında 10° – 100° arasında θ -2θ ölçümü yapıldı ve Şekil 4.12'de gösterilen Si alt taşı için yansıma düzlemlerine ait x-ışını kırınımı pikleri elde edildi. Si (111), (222) ve (333) yansıma düzlemi için yansıma açıları sırasıyla 28.5°, 58.94° ve 94.9° olarak belirlendi. Denklem 4.2 ile hesaplanan yansıma açıları ile XRD deneyinde gözlenen yansıma açıları uyumludur. Buna ek olarak, Si alttaşa ait x-ışını kırınımı piklerine ek olarak θ-2θ taramasında 44.27°'de gözlenen pik XRD cihazının örnek tutucusundan kaynaklanmaktadır. Si ana piklerinin çevresinde Cu K_β ve W Lα pikleri bulunmaktadır. K_β pikleri x-ışını üretmek için kullanılan bakır (Cu) anot hedef malzemesine ait karakteristik piklerdir. W Lα pikleri ise katottan kopup anota yapışan tungsten (W-Wolfram) elementine ait Lα ışımasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.12: Si alttaşa ait XRD ölçüm sonucu.

Büyük açı x-ışını kırınımı ölçüm sonuçlarından kristal yönelimi (111) düzlemi olarak belirlenen Si alt taşı üzerine Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmleri büyütüldü. Büyütülen S1a, S1b, S2a ve S2b ince filmlerine ait kristal yönelimleri belirlemek için Şekil 4.13'te gösterildiği gibi XRD ölçümleri yapıldı. Çoklu kristal (polycrystalline) yapıya sahip Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si (111) ince filmleri için Si (111) alttaşa ait x-ışını kırınımı piklerinin yanı sıra, Şekil 4.13'te gösterildiği gibi, tüm örneklerde 39.87°'de Cr_2O_3 tabakasına ait (0006) yansıma düzlemi x-ışını kırınım pikleri de gözlendi. XRD sonuçlarına göre Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmlerindeki ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının c-ekseninin örnek düzlemine dik olduğu belirlendi.



Şekil 4.13: a) S1a, b) S1b, c) S2a ve d) S2b ince filmlerine için 2θ-ω XRD ölçüm sonuçları.

4.4. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 İnce Filmlerin Manyetik Karakterizasyonu

Bu bölümde, Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmlerin mıknatıslanma eğrilerini, manyetik anizotropilerini ve mıknatıslanmanın kolay eksenlerini belirlemek için yapılan oda sıcaklığında ferromanyetik rezonans (FMR) ve MOKE ölçümleri anlatılacaktır. Buna ek olarak titreşimli örnek manyetometresi (VSM) ve anormal Hall etkisi (AHE) ile sıcaklığa bağlı olarak yapılan exchange bias ölçümlerinden bahsedilecektir.

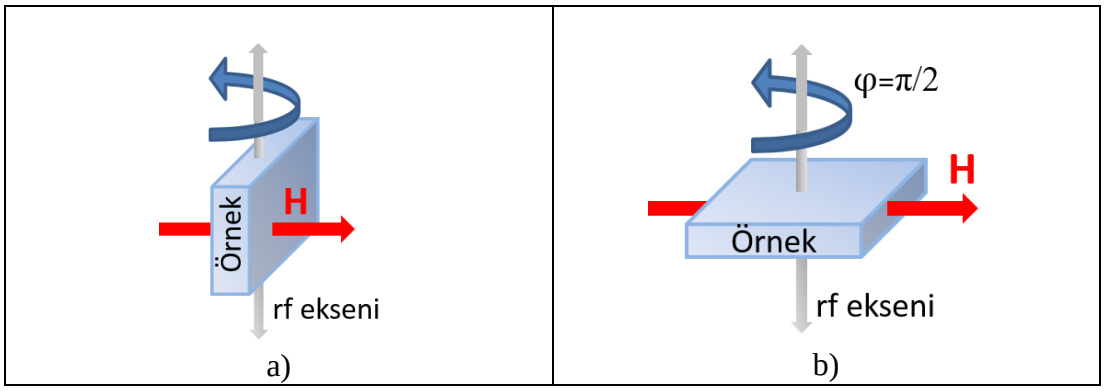
4.4.1. FMR Ölçüm Sonuçları

Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmlerin kolay eksenlerini belirlemek amacıyla Şekil 4.14'te gösterilen Gebze Teknik Üniversitesi Fizik bölümü laboratuvarında bulunan Bruker EMX model elektron spin rezonans (ESR) cihazında ferromanyetik rezonans

(FMR) ölçümleri yapıldı. Ölçümler oda sıcaklığında, sabit *x-band* mikrodalga frekansında (9.78 GHz) ve değişken manyetik alan (0 – 2.2 T) altında gerçekleştirildi.

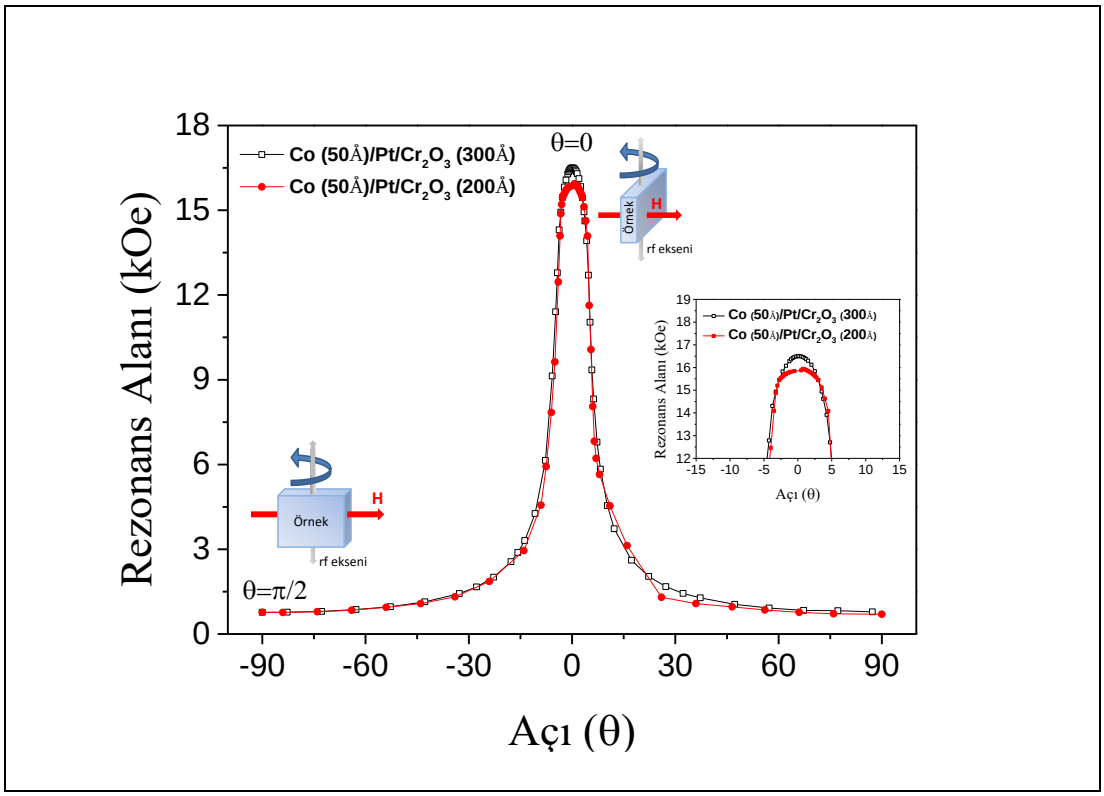
Şekil 4.14: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü laboratuvarında bulunan Bruker EMX model ESR cihazı.

Şekil 4.15.a) örnek düzlemine dik yönde (*out of plane*) FMR ölçüm geometrisini göstermektedir. Örnek düzlemine dik geometride rf alanı (~1Oe) sürekli olarak düzlemde iken, statik dış manyetik alan örnek döndürüldükçe örnek düzleminden uzaklaşmaktadır. Şekil 4.15.b) örnek düzlemi (*in plane*) FMR ölçüm geometrisini göstermektedir. Örnek düzlemi geometrisinde uygulanan dış manyetik alan sürekli örnek düzlemine paralel iken, *rf* alanı örnek düzlemine diktir. Açıya bağlı ölçümlerde, örnek *rf* alanı ekseni etrafında 360° döndürülür ve her bir açıda FMR rezonans spektrumları kaydedilir.



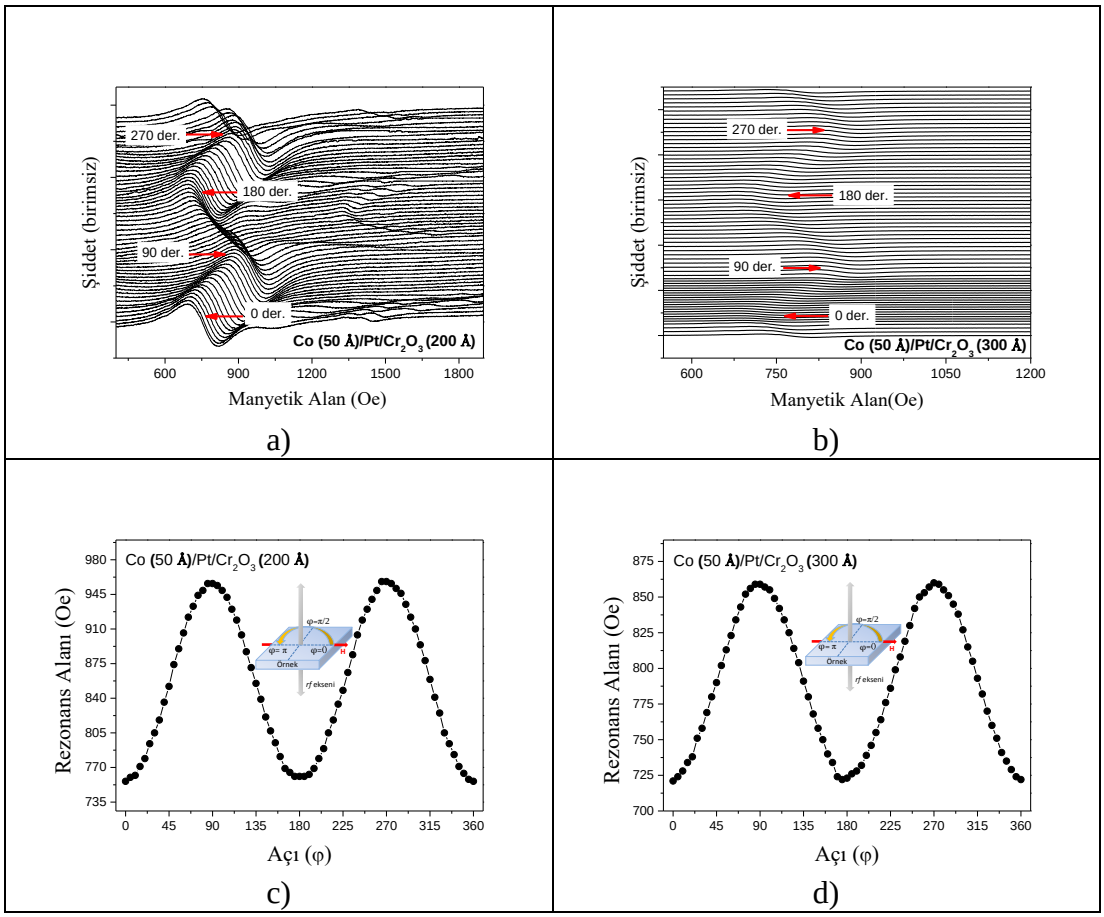
Şekil 4.15: a) Örnek düzlemine dik (out-of-plane) ve b) örnek düzlemindeki (in-plane) FMR ölçüm geometrileri.

Manyetik anizotropiyi belirlemek için Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si(111) ince filmleri FMR tekniği ile örnek düzlemine dik yönde, oda sıcaklığında ve açıya bağlı olarak ölçüldü. S1b ve S2b ince filmleri için oda sıcaklığında açıya bağlı (θ) rezonans alanı grafikleri Şekil 4.16'da gösterildiği gibidir. Uygulanan dış manyetik alanın örnek düzleminde olduğu açı değerinde (θ= -90° ve θ= +90°), örnek içerisindeki ferromanyetik spinler dış manyetik alanın etkisiyle presesyon hareketi yapmaktadırlar. Ferromanyetik spinlerin presesyon frekansı ile *rf* alanı frekansı aynı değere ulaştığında FMR rezonans spektrumu gözlenmektedir. S1b ve S2b örnekleri için mıknatıslanmanın kolay eksenleri FMR rezonans alanlarının en düşük alanda gözlendiği θ= -90° ve θ= +90° açılarındadır. İnce filmlerin *rf-ekseni* etrafında döndürülmesi sonucunda, mıknatıslanmanın kolay ekseninden uygulanan dış manyetik alan uzaklaşmaktadır. Dolayısıyla S1b ve S2b ince filmlerindeki spinlere *rf* alanı frekansı ile aynı frekansta presesyon hareketi yaptırabilmek için gerekli rezonans durumuna ulaşma alanları artmaktadır. Uygulanan dış manyetik alan örnek düzlemine dik olduğu θ=0° açı değerinde S1b ve S2b ince filmlerindeki spinler mıknatıslanmanın kolay ekseninden en uzak mesafede ve maksimum rezonans alanındadırlar. Bununla birlikte, S1b ince filminin maksimum rezonans alanı 15.97 kOe iken, S2b ince filminin maksimum rezonans alanı 16.50 kOe'dir. Her iki örneğin rezonans alanlarının birbirine yakın değerlerde çıkması beklenmektedir. Çünkü XRR sonuçlarına göre her iki örnek için FM Co kalınlıkları yaklaşık olarak aynıdır. Ancak Şekil 4.16'daki iç grafikte açıkça gösterildiği gibi her iki örnek arasında yaklaşık 0.53 kOe rezonans alanı farkı bulunmaktadır. Bu farkın sebebi ölçüm esnasında örnek döndürücünün (goniometer) birkaç derece hedeflenen açı değerinden sapması veya örneğin kuartz tutucu üzerine tam dik bir şekilde yerleştirilememesinden kaynaklanabilir.



Şekil 4.16: Oda sıcaklığında, S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemine dik geometride yapılan açıya bağlı FMR ölçüm sonuçları.

S1b ve S2b ince filmleri oda sıcaklığında örnek düzlemi geometrisinde açıya bağlı olarak ölçüldüler. S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemi geometrisinde farklı açılarda ölçülen FMR spektrum grafikleri sırasıyla Şekil 4.17.a) ve Şekil 4.10.b)'de gösterildiği gibidir. Her iki ince film için rezonans alanları φ=0° ve φ=180° açı değerlerinde en küçük, φ=90° ve φ=270° açı değerlerinde en yüksek değerdedir. Ayrıca Co tabakasına ait FMR spektrumlarının yanı sıra 1500 Oe – 1800 Oe aralığında ince film sistemine ait olmayan rezonans spektrumları gözlendi. Bu sinyaller örnek tutucudan gelmektedir.



Şekil 4.17: Örnek düzlemi geometrisinde a) S1b ve b)S2b ince filmine ait açıya bağlı rezonans spektrumları, c) S1b ince filmine ait, d) S2b ince filmine ait açıya bağlı rezonans alanı sonuçları.

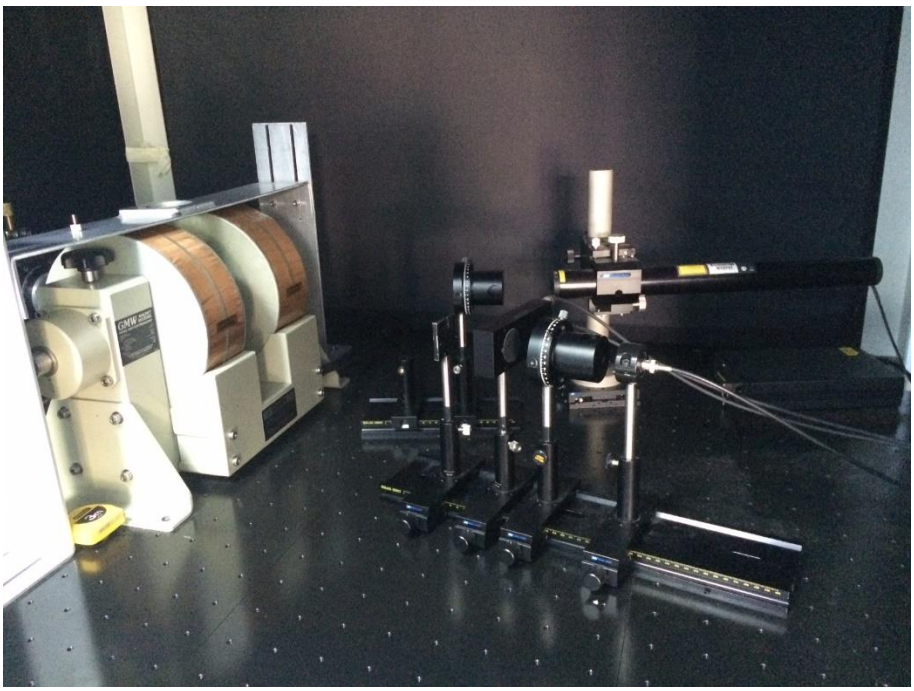
FMR spektrumlarından açıya bağlı yönelimin daha kolay anlaşılabilmesi için Şekil 4.17.c) ve Şekil 4.17.d)'de gösterildiği gibi açıya bağlı rezonans alanları çizdirildi. Grafiklerden S1b ve S2b ince filmlerinin tek eksenli manyetik anizotropiye sahip oldukları belirlendi. Rezonans alanlarının maksimum olduğu φ=90° ve φ=270° açı değerleri mıknatıslanmanın zor eksenleri, minimum olduğu φ=0° ve φ=180° açı değerleri mıknatıslanmanın kolay eksenleridir.

Magnetron saçtırma tekniği ile çoklu kristal yapıda büyütülen Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si(111) ince filmleri için manyetik anizotropi beklenmemektedir. Ancak oda sıcaklığında, örnek düzlemi geometrisi FMR ölçüm sonuçlarına göre Co (50 Å) tabakasına sahip S1b ve S2b örnekleri, Şekil 4.17'de gösterildiği gibi tek eksenli manyetik anizotropiye sahiptirler. İnce film büyütme koşullarına bağlı olarak ortaya çıkan bu anizotropi çeşidi growth-induced veya oblique anizotropi olarak adlandırılmaktadır [202, 203].

5 Å Co tabakasına sahip S1a ve S2a örnekleri de oda sıcaklığında, FMR tekniği ile ölçüldüler. Ancak mıknatıslanma ekseninin örnek düzlemine dik yönde olması beklenen ultra ince S1a ve S2a örnekleri için ferromanyetik rezonans spektrumu gözlenemedi.

4.4.2. MOKE Ölçüm Sonuçları

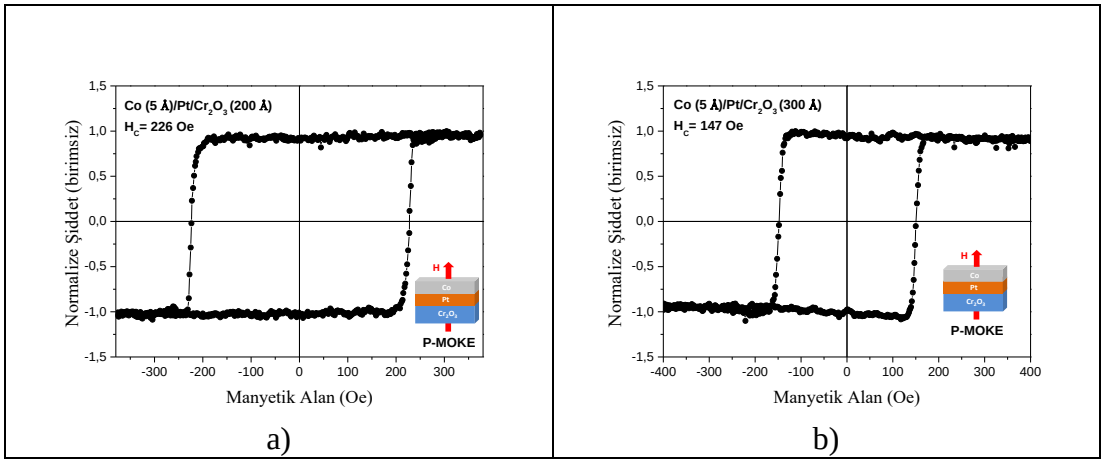
Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si(111) ince filmlerin, histeresis eğrileri Şekil 4.18'de gösterilen GTÜ Fizik Bölümü MOKE laboratuvarında ölçüldüler. MOKE ölçümleri oda sıcaklığında, örnek düzleminde (L-MOKE) ve örnek düzlemine dik yönde (P-MOKE) olmak üzere iki farklı geometride gerçekleştirildi.



Şekil 4.18: GTÜ Fizik Bölümü'nde bulunan MOKE Sistemi.

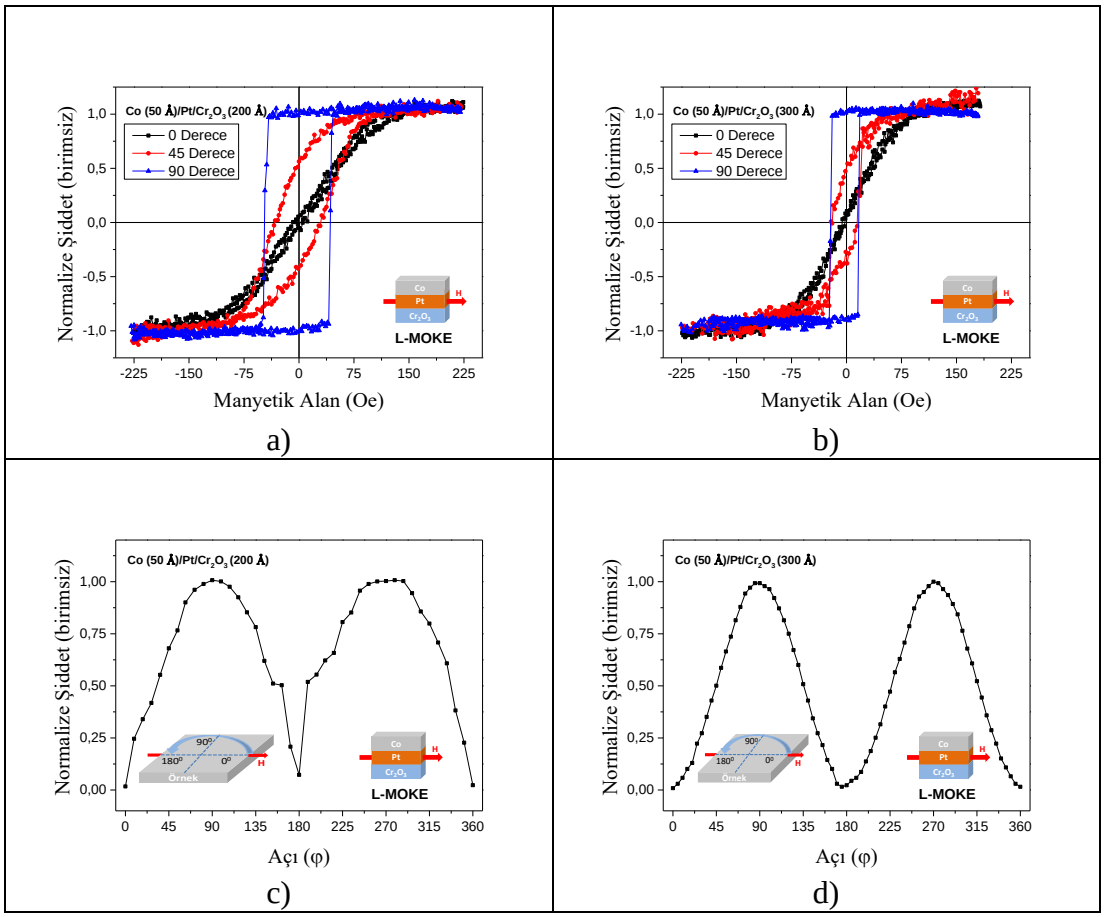
Şekil 4.19.a) ve Şekil 4.19.b)'de sırasıyla S1a ve S2a ince filmlerine ait oda sıcaklığı P-MOKE mıknatıslanma eğrileri gösterilmektedir. Normalize edilmiş mıknatıslanma eğrileri her iki ince film için mıknatıslanmanın kolay eksenlerinin örnek düzlemine dik yönde olduğunu göstermektedir. Ayrıca mıknatıslanmayı sıfır yapan zorlayıcı alan değerleri S1a ve S2a ince filmlerinde sırasıyla 226 Oe ve 147 Oe

olarak belirlendi. S1a'daki Co tabakası S2a'daki Co tabakasından yaklaşık 1 Å daha kalın olduğu için S1a ince filminin zorlayıcı alanı S2a ince filminin zorlayıcı alanından daha büyüktür.



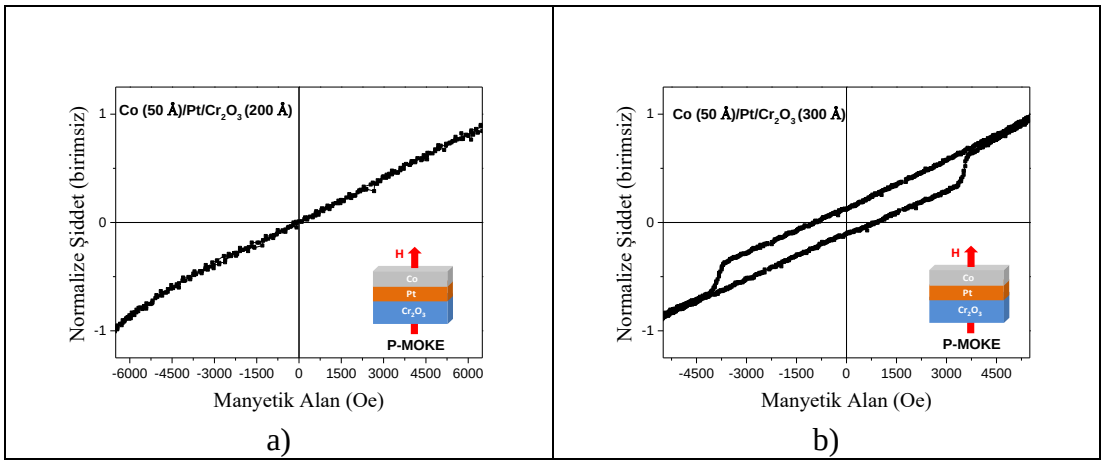
Şekil 4.19: a) S1a ve b) S2a ince filmleri için P-MOKE ölçüm sonuçları.

S1b ve S2b ince filmleri için, manyetik anizotropileri belirlemek amacıyla açıya bağlı L-MOKE ölçümleri yapıldı. L-MOKE geometrisinde φ=0° (siyah), 45° (kırmızı) ve 90°'de (mavi) ölçülen mıknatıslanma eğrileri Şekil 4.20.a) ve Şekil 4.20.b)'de gösterilmiştir. Burada örnek düzlemi açısı (φ) arttığında kalıcı mıknatıslanma değerinin de arttığı gözlendi ve mıknatıslanmanın kolay ve zor eksenlerinin açıya bağlı olarak değiştiği belirlendi. Mıknatıslanmanın açıya bağlı değişimini daha hassas olarak incelemek için S1b ve S2b ince filmleri örnek düzlemi geometrisinde, 0°– 360° arasında farklı açılarda L-MOKE sistemiyle ölçüldüler. S1b ve S2b ince filmleri için, örnek düzleminde elde edilen mıknatıslanma eğrileri her bir açı değerinde kaydedildi. Bu işlem, örnek düzleminde farklı açılarda tekrarlandı ve her bir mıknatıslanma eğrisindeki kalıcı mıknatıslanma değeri Şekil 4.20c ve Şekil 4.20d'de gösterildiği gibi açıya bağlı olarak çizdirildi. Normalize edilen mıknatıslanma eğrilerinde kalıcı mıknatıslanma değerinin en büyük olduğu φ= 90° ve 270° açı değeri mıknatıslanmanın kolay ekseni, en küçük olduğu φ=0° ve 180° açı değeri mıknatıslanmanın zor eksenidir. Ayrıca S1b ve S2b ince filmleri, Şekil 4.20.c) ve Şekil 4.20.d)'de gösterildiği gibi tek eksenli manyetik anizotropiye sahiptirler. Bu ölçümler FMR sonuçları ile oldukça uyumludur.



Şekil 4.20: a) S1b ve b) S2b ince filmleri için örnek düzleminde 0°, 45° ve 90°'de L-MOKE ile ölçülen mıknatıslanma eğrileri. c) S1b ve d) S2b ince filmleri için örnek düzlemi açısına bağlı olarak değişimi.

Ayrıca, örnek düzleminde mıknatıslanmaya sahip olan S1b ve S2b ince filmleri P-MOKE geometrisinde ölçüldüler. S1b ince filmi için P-MOKE ölçüm soncunda elde edilen mıknatıslanma eğrisi Şekil 4.21.a)'da gösterildiği gibidir. Buna göre mıknatıslanmanın zor ekseni örnek düzlemine dik geometridedir. P-MOKE ölçüm geometrisinde uygulanan dış manyetik alanın yetersiz olmasından dolayı, S1b ince filmi için mıknatıslanma doyuma gidememiştir. S2b ince filmi için P-MOKE ölçüm soncunda elde edilen mıknatıslanma eğrisi Şekil 4.21.b)'de gösterildiği gibidir. Örnek düzlemine dik geometride tipik bir zor eksen davranışı gösterilirken, zorlayıcı alan değeri yaklaşık 2600 Oe olarak ölçülmüştür. Bu durum manyetik alanın tam olarak örnek düzlemine dik uygulanamamasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.21: a) S1b ve b) S2b ince filmleri için P-MOKE ölçüm sonuçları.

4.4.3. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Ölçüm Sonuçları

Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si(111) ince filmlerine ait sıcaklığa bağlı mıknatıslanma eğrileri Şekil 4.22'da gösterilen, Gebze Teknik Üniversitesi Fizik bölümünde laboratuvarında bulunan Quantum Design PPMS 9T titreşimli örnek manyetometresi (VSM) ile ölçüldü. Ölçümler örnek düzleminde ve örnek düzlemine dik geometrilerde, 10K – 350 K sıcaklık aralığında gerçekleştirildi.

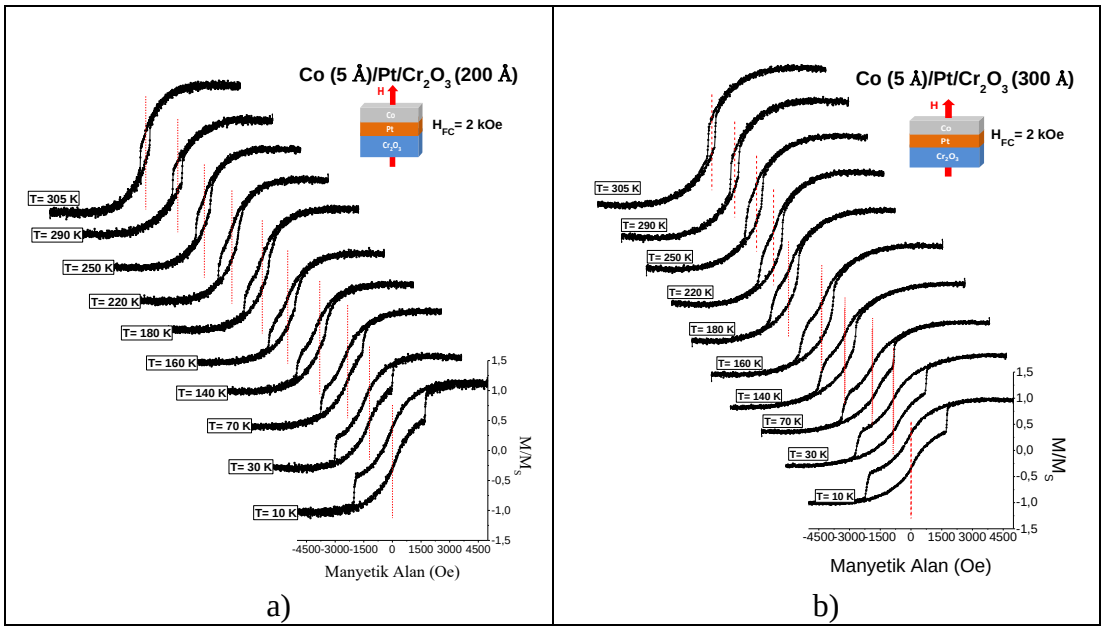
Şekil 4.22: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki PPMS cihazı.

Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si (111) ince filmlerinde exchange bias etkisini incelemek amacıyla örnek düzlemi ve örnek düzlemine dik geometrilerde uygulanan işlem aşağıdaki gibidir.

- Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si(111) ince filmlerindeki ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının AFM düzenden paramanyetik düzene geçebilmesi için örnekler ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının Néel sıcaklığının (307 K) üzerine (350 K) ısıtıldı.
- Çoklu domen durumunda bulunan FM Co tabakasının manyetik domenlerin tek bir yönde hizalamak için 2 kOe dış manyetik alan uygulandı.
- Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si(111) ince filmleri, hedef sıcaklık değerine kadar 2 kOe alan altında soğutuldu (field cooling ~ H_{FC}).
- Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si(111) ince filmleri hedef sıcaklık değerinde mıknatıslanma eğrileri ölçüldü.

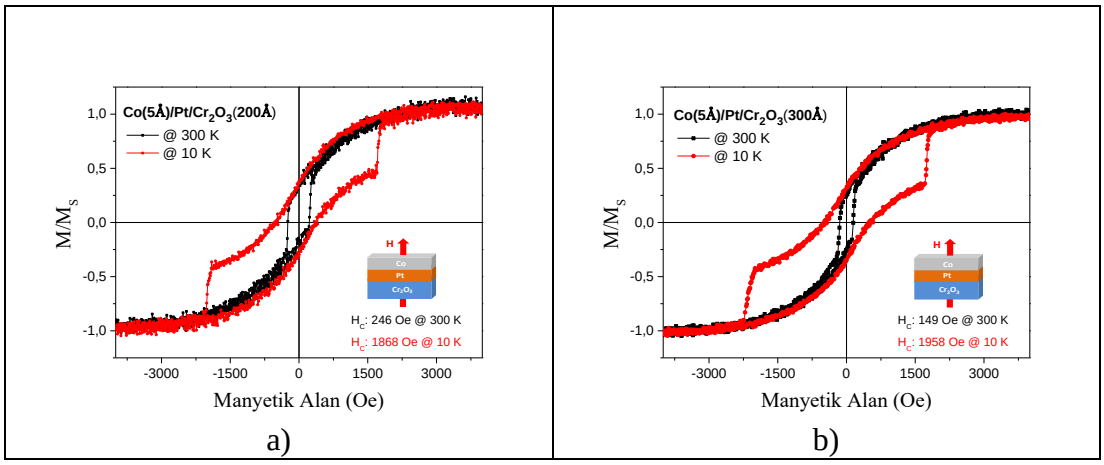
Çoklu kristal yapıya sahip ince filmlerde etkili olan talim (training) etkisini önlemek amacıyla farklı sıcaklıklarda yapılan exchange bias ölçümleri için yukarıda belirtilen işlemler tekrarlandı.

S1a ve S2a ince filmleri için yapılan exchange bias ölçümleri Şekil 4.23.a) ve Şekil 4.23.b)'de gösterilmektedir. Her iki ince film için de 305 K ve 290 K'de ölçülen mıknatıslanma eğrilerinin zorlayıcı alan değerleri simetriktir. Dolayısıyla FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakaları arasında değiş-tokuş etkileşmesi gözlenmemektedir. Ancak 270 K'nin altında ölçülen histeresis eğrilerinde, soğutma alanının tersi yönde, kayma olduğu görülmektedir.



Şekil 4.23: a) S1a ve b) S2a ince filmlerine ait 10 K – 305 K arası farklı sıcaklıklarda ve örnek düzlemine dik geometride VSM ile ölçülen mıknatıslanma eğrileri.

Şekil 4. 24.a) ve Şekil 4. 24.b)'de S1a ve S2a ince filmlerinin 300 K (siyah) ve 10 K (kırmızı) sıcaklıklarında ölçülen mıknatıslanma eğrilerindeki zorlayıcı alanlar kıyaslanmaktadır. Her iki ince film için mıknatıslanma eğrisi oda sıcaklığında simetrik davranış sergilemektedir. Oda sıcaklığı VSM ölçüm sonuçlarına göre, S1a (siyah) ve S2a (siyah) ince filmlerinin zorlayıcı alan değerleri sırasıyla 246 Oe ve 149 Oe olarak belirlendi. Zorlayıcı alan değerleri Tablo 4.3'te gösterildiği gibi oda sıcaklığı MOKE ölçümleri ile oldukça uyumludur. 10 K'de ölçülen eğrilerde ise zorlayıcı alan değerlerinin oda sıcaklığına göre yaklaşık 10 kat genişlediği ve soğutma alanına zıt yönde kaydığı gözlenmektedir. S1a ve S2a ince filmleri için 10 K sıcaklığında, zorlayıcı alan değerleri sırasıyla 1868 Oe ve 1958 Oe olarak belirlendi.



Şekil 4. 24: a) S1a ve b) S2a ince filmlerin mıknatıslanma eğrilerinde zorlayıcı alanlarının 300 K (siyah) ve 10 K (kırmızı) sıcaklıklarında kıyaslanması.

Şekil 4. 24.a) ve Şekil 4. 24.b)'de gösterildiği gibi 10 K sıcaklığında ölçülen mıknatıslanma eğrilerinde S1a ince filmin zorlayıcı alan değeri (1868 Oe), S2a ince filmin zorlayıcı alan değerinden (1958 Oe) küçüktür. Bu durumun sebebi, kritik kalınlık değerlerine kadar exchange bias etkisinin AFM tabakasının kalınlığı ile doğru orantılı olmasıdır. XRR sonuçlarına göre S2a ince filmindeki ME/AFM Cr_2O_3 tabaka kalınlığının (307.7 Å), S1a ince filmindeki ME/AFM Cr_2O_3 tabaka kalınlığından (208.3 Å) fazla olmasından dolayı düşük sıcaklıklarda ME/AFM Cr_2O_3 tabakası FM Co spinlerini çok daha iyi tutmaktadır. Böylece FM Co tabakasına ait mıknatıslanma eğrisi daha fazla genişlemektedir.

Tablo 4.3: S1a ve S2a ince filmleri için oda sıcaklığında MOKE ve VSM ile ölçülen zorlayıcı alan değerleri.

	S1a (Oe)	**S2a (Oe)**
MOKE	226	147
VSM	246	149

Buna ek olarak oda sıcaklığında VSM ile ölçülen mıknatıslanma eğrilerinin şekli, M_R/M_S oranı ve H_C değerleri P-MOKE ölçümlerinden farklıdır. MOKE yöntemi, VSM ve SQUID yöntemlerine kıyasla yüzeydeki mıknatıslanmaya daha uyarlı olduğundan, MOKE ile ölçülen mıknatıslanma eğrileri kare şeklindedir. Çünkü MOKE ölçümünde kullanılan lazer ışını manyetik ince filmin yaklaşık 10-20 nm derinliğine kadar ulaşabilmektedir [204]. Dolayısıyla çok ince filmlerde MOKE ölçümleri alttaş katkısı içermez. Ancak Şekil 4.23.a) ve Şekil 4.23.b)'de gösterilen VSM sonuçlarında M_R/M_S oranları oldukça düşük olduğundan dolayı mıknatıslanma

eğrileri kare şeklinde değildirler. Literatürde, MOKE–SQUID ve MOKE–VSM kıyaslamaları için benzer sonuçlar bulunmaktadır [22, 205-207].

Dik mıknatıslanmaya sahip S1a ve S2a ince filmleri için Şekil 4.23.a) ve Şekil 4.23.b)'de gösterilen sıcaklığa bağlı mıknatıslanma eğrilerinden negatif zorlayıcı alan ($-H_{C1}$) ve pozitif zorlayıcı alan (H_{C2}) değerleri belirlendi. Farklı sıcaklılarda ölçülen mıknatıslanma eğrilerinin zorlayıcı alan değerlerinden, bölüm 2 denklem 2.9 ve 2.10'da gösterilen formüllere göre sırasıyla ortalama zorlayıcı alan (H_C) ve exchange bias alanları (H_{EB}) hesaplandı. Bu değerler kullanılarak S1a ve S2a ince filmleri için H_{C1}, H_{C2}, H_C ve $-H_{EB}$ alanlarının sıcaklığa bağlı davranış grafikleri Şekil 4.25.a) ve Şekil 4.25.b)'de verilmiştir. Bu grafiklerde S1a ve S2a ince filmleri için zorlayıcı alanlar ve exchange bias alanı i, ii, iii ve iv bölgeleri olmak üzere dört farklı sıcaklık bölgesinde incelendi. 320 K – 270 K sıcaklık aralığı i bölgesi, 270 K - 220 K sıcaklık aralığı ii bölgesi, 220 K - 250 K sıcaklık aralığı iii bölgesi ve 50 K – 10 K sıcaklık aralığı iv bölgesi olarak belirlendi.

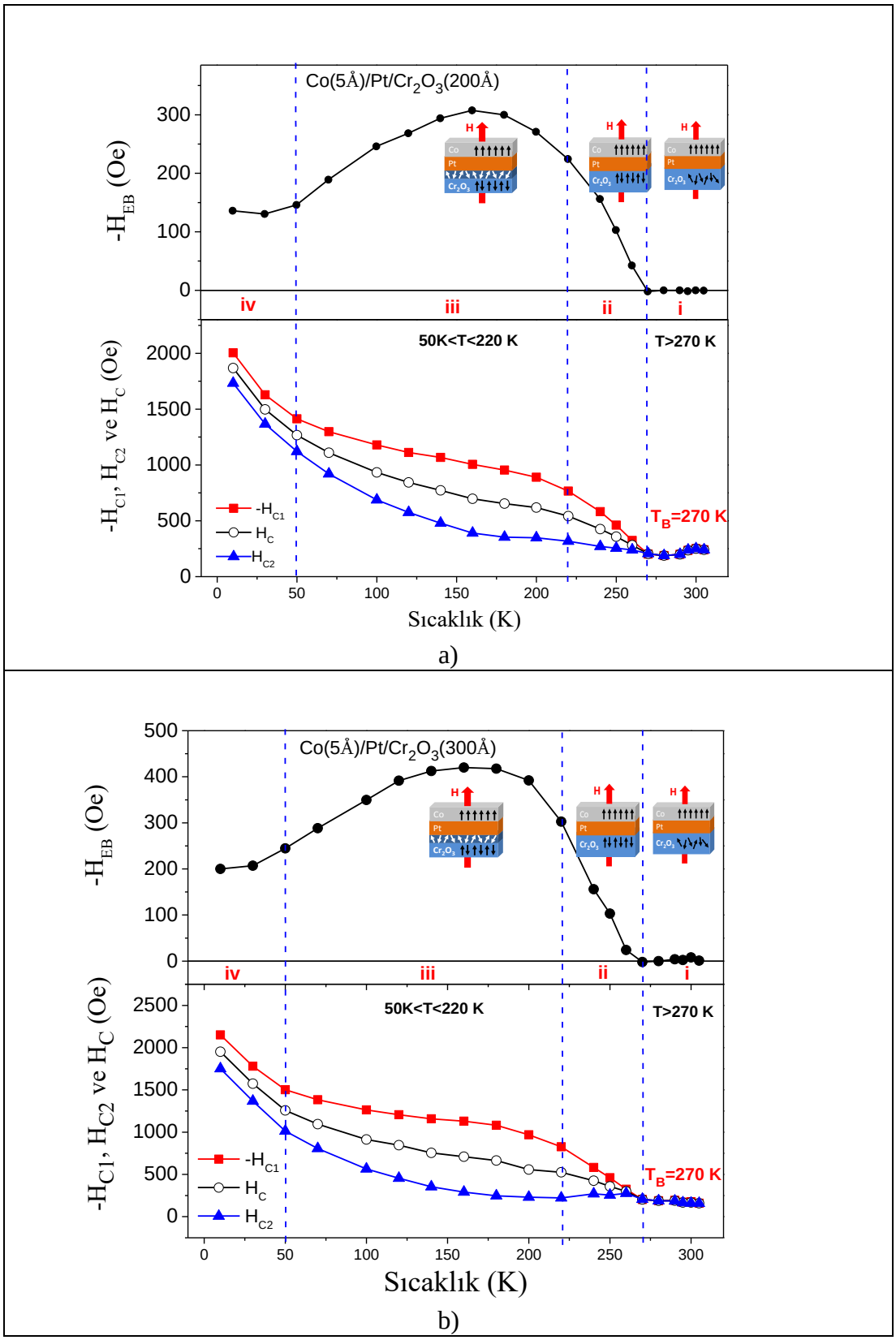
S1a ince filmi için Şekil 4.25.a)'da gösterilen i bölgesinde, FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 spinleri arası değiş-tokuş etkileşmesi meydana gelmediğinden dolayı $-H_{C1}$ ve H_{C2} zorlayıcı alan değerleri birbirlerine eşittir. Şekil 4.25.a) i bölgesi iç resminde gösterildiği gibi 320 K – 270 K arasında Co spinleri FM manyetik düzene sahipken Cr2O3 spinleri tam olarak AFM düzen sergilememektedir. Dolaysıyla i bölgesinde FM Co spinleri ME/AFM Cr_2O_3 spinleri tarafından kontrol edilememektedir. Böylece 320 K – 270 K sıcaklık aralığında HEB alanı gözlenmedi.

Şekil 4.25.a) ii bölgesinde gösterilen zorlayıcı alanların sıcaklığa bağlı davranışına göre, 270 K ve 220 K sıcaklık aralığında ölçülen mıknatıslanma eğrilerinin zorlayıcı alan değerlerinde bir artış görülmektedir. ii bölgesinde mıknatıslanma eğrilerinde genişleme ve soğutma alanına zıt yönde kayma olmasının sebebi, Co ve Cr_2O_3 spinlerinin Şekil 4.25.a) ii bölgesi iç resminde gösterildiği gibi sırasıyla FM ve AFM düzende olmaları ve aralarında değiş-tokuş etkileşmesinin başlamasıdır. S1a ince filmi için FM Co spinlerinin ME/AFM Cr2O3 spinleri tarafından sabitlenmeye (pinned) başladığı ve mıknatıslanma eğrilerinin soğutma alanı ekseni boyunca kayma gösterdiği exchange bias alanı ilk olarak 270 K sıcaklığında gözlendi. Exchange bias etkisinin ilk gözlendiği sıcaklık değeri olan 270 K, S1a ince filmi için engelleme (blocking) sıcaklığı (T_B) olarak belirlendi. T_B sıcaklığından itibaren, ii bölgesinde sıcaklığın azalmasıyla birlikte exchange bias alanı da artmaktadır.

S1a ince filmi için Şekil 4.25.a) iii bölgesinde zorlayıcı alan değerlerinin sıcaklığa bağlı davranışı incelendiğinde, $-H_{C1}$ zorlayıcı alanı 220 K - 50 K sıcaklık aralığında artış eğilimindedir. Ancak H_{C2} zorlayıcı alanı 220 K – 160 K arası yaklaşık olarak sabit davranış sergilerken, 160 K – 50 K sıcaklık aralığında dikkat çekici bir şekilde artış göstermektedir. H_{C2} zorlayıcı alanındaki bu artış eğilimi exchange bias alanını direk olarak etkilemektedir. Şekil 4.25.a) iii bölgesinde exchange bias alanının sıcaklığa bağlı davranışına göre, 220 K – 160 K arası H_{EB} alanı artış eğilimi göstermekte, ancak 160 K – 50 K sıcaklık aralığında H_{EB} alanı beklenmedik bir şekilde azalmaktadır. Exchange bias alanındaki beklenmedik azalma, FM Co spinlerinin AFM Cr_2O_3 spinleri tarafından kontrol edilememesinden kaynaklanmaktadır. Şekil 4.25.a) iii bölgesi iç resminde gösterildiği gibi düşük sıcaklılarda FM Co ve AFM Cr_2O_3 tabakaları arasında düzensiz Cr^{3+} spinlerinde meydana gelen bir ara tabaka oluşmaktadır. Sıcaklık azaldıkça ara yüzeydeki düzensiz Cr^{3+} spin sayısı artmaktadır. Böylece FM Co ve AFM Cr_2O_3 tabakaları arasındaki mesafenin artması sonucu ara yüzeydeki değiş-tokuş etkileşmesi kademeli olarak azalmaktadır.

50 K - 10 K sıcaklık aralığı olan iv bölgesinde, Şekil 4.25.a)'da gösterildiği gibi sıcaklığın azalmasına rağmen H_{EB} alanı sabit bir davranış sergilemektedir.

Benzer şekilde S2a ince filmi için $-H_{C1}$, H_{C2}, H_C ve $-H_{EB}$ alanlarının sıcaklığa bağlı grafikleri çizdirildi. S1a ince filminde dört farklı sıcaklık bölgesinde görülen davranış, Şekil 4.25.b)'de gösterildiği gibi S2a ince filmi için de gözlendi.



Şekil 4.25: a) S1a ve b) S2a ince filmleri için H_{EB}, $-H_{C1}$, H_{C2} ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışı.

Şekil 4.25.a) ve Şekil 4.25.b)'de gösterilen exchange bias alanlarının sıcaklığa bağlı davranış grafiklerinden, S1a ve S2a ince filmleri için 10 K ve 160 K'deki exchange bias alanları Tablo 4.4'te gösterildiği gibi kıyaslandı.

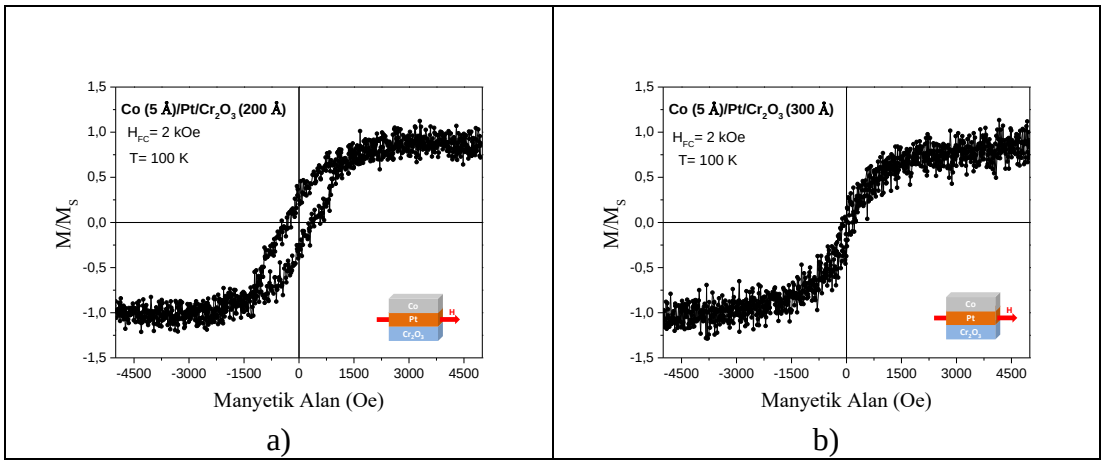
Tablo 4.4: S1a ve S2a ince filmleri için 10 K ve 160 K sıcaklıklarında VSM ölçümlerinden belirlenen H_{EB} alan değerleri.

Sıcaklık	S1a için -H_{EB}	S2a için -H_{EB}
10 K	135 Oe	200 Oe
160 K	307 Oe	420 Oe

AFM tabaka, hacim (bulk) Tablo 4.4'te gösterildiği gibi 10 K ve 160 K sıcaklıklarında ölçülen mıknatıslanma eğrilerine göre, S2a ince filmine ait H_{EB} alanları S1a ince filmine ait H_{EB} alan değerlerinden daha büyüktür. Bu durum, örneklerin FM tabaka kalınlıkları arasında 1 Å, AFM tabaka kalınlıkları arasında 100 Å fark bulunmasıyla ilişkilendirilmektedir.

Örnek düzlemine dik yönde mıknatıslanmaya sahip olan S1a ve S2a ince filmleri için örnek düzlemi geometrisinde farklı sıcaklıklarda mıknatıslanma eğrisi ölçümleri yapıldı. Ölçümlerden önce her iki ince film örnek düzlemi geometrisinde 350 K sıcaklığına kadar ısıtıldı. Daha sonra 2 kOe dış manyetik alan altında hedef sıcaklığa kadar soğutuldu ve hedef sıcaklıkta mıknatıslanma eğrileri ölçüldü. Bu işlem farklı sıcaklıklarda tekrarlandı. Ancak örnek düzlemi geometrisinde yapılan sıcaklığa bağlı ölçümler sonucunda S1a ve S2a ince filmleri için exchange bias etkisi gözlenmedi.

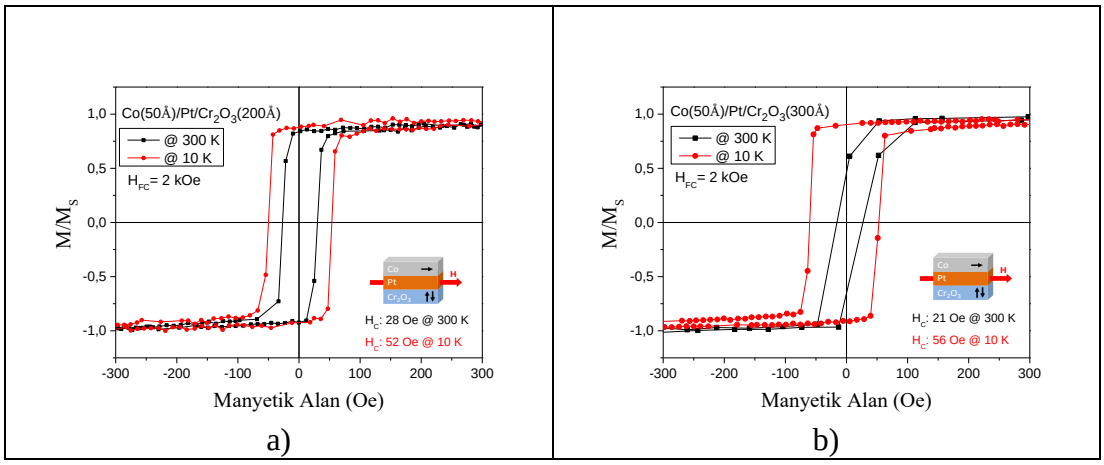
Şekil 4.26.a) ve Şekil 4.26.b)'de sırasıyla S1a ve S2a ince filmlerinin örnek düzlemi geometrisinde 100 K sıcaklığında mıknatıslanma eğrileri gösterilmektedir. S1a ve S2a ince filmlerinin örnek düzleminde ve 100 K sıcaklığında yapılan mıknatıslanma eğrisi ölçümlerinden exchange bias etkisi gözlenmedi. Buna ek olarak mıknatıslanmanın zor ekseninin örnek düzleminde olduğu belirlendi.



Şekil 4.26: Örnek düzlemi geometrisinde, 100 K sıcaklığında VSM ile ölçülen a) S1a ve b) S2a ince filmlerine ait mıknatıslanma eğrileri.

Örnek düzlemine dik geometride S1a ve S2a ince filmleri için 160 K ve altındaki sıcaklık değerlerinde exchange bias alanında meydana gelen beklenmedik düşüşü araştırmak amacıyla büyütülen S1b ve S2b ince filmleri örnek düzleminde ve örnek düzlemine dik geometride VSM cihazı ile farklı sıcaklıklarda ölçüldüler. Her iki ölçüm geometrisinde 350 K sıcaklığından itibaren 2 kOe alan altında soğutulan ince filmler hedef sıcaklıkta ölçüldükten sonra talim (training) etkisi göz önünde bulundurularak farklı hedef sıcaklık değerlerinde tekrar ölçüldüler. Şekil 4.27.a) ve Şekil 4.27.b), örnek düzlemi geometrisinde, 50 Å FM Co tabakasına sahip S1b ve S2b ince filmlerine ait 300 K (siyah) ve 10 K (kırmızı) sıcaklık değerlerinde ölçülen mıknatıslanma eğrileridir. Şekil 4.27.a)'da gösterildiği gibi kolay eksen boyunca 300 K ve 10 K sıcaklıklarında ölçülen S1b ince filmi için zorlayıcı alan değerleri sırasıyla 28 Oe ve 52 Oe olarak belirlendi. Her iki ölçüm sonucunda mıknatıslanma eğrileri, merkeze göre simetriktir. Şekil 4.27.b)'de gösterildiği gibi kolay eksen boyunca S2b ince filmi için örnek düzleminde, 300 K (siyah) ve 10 K (kırmızı) sıcaklıklarında ölçülen mıknatıslanma eğrilerinin zorlayıcı alan değerleri sırasıyla 21 Oe ve 56 Oe olarak belirlendi. Her iki ölçüm sonucunda mıknatıslanma eğrileri, merkeze göre simetriktir.

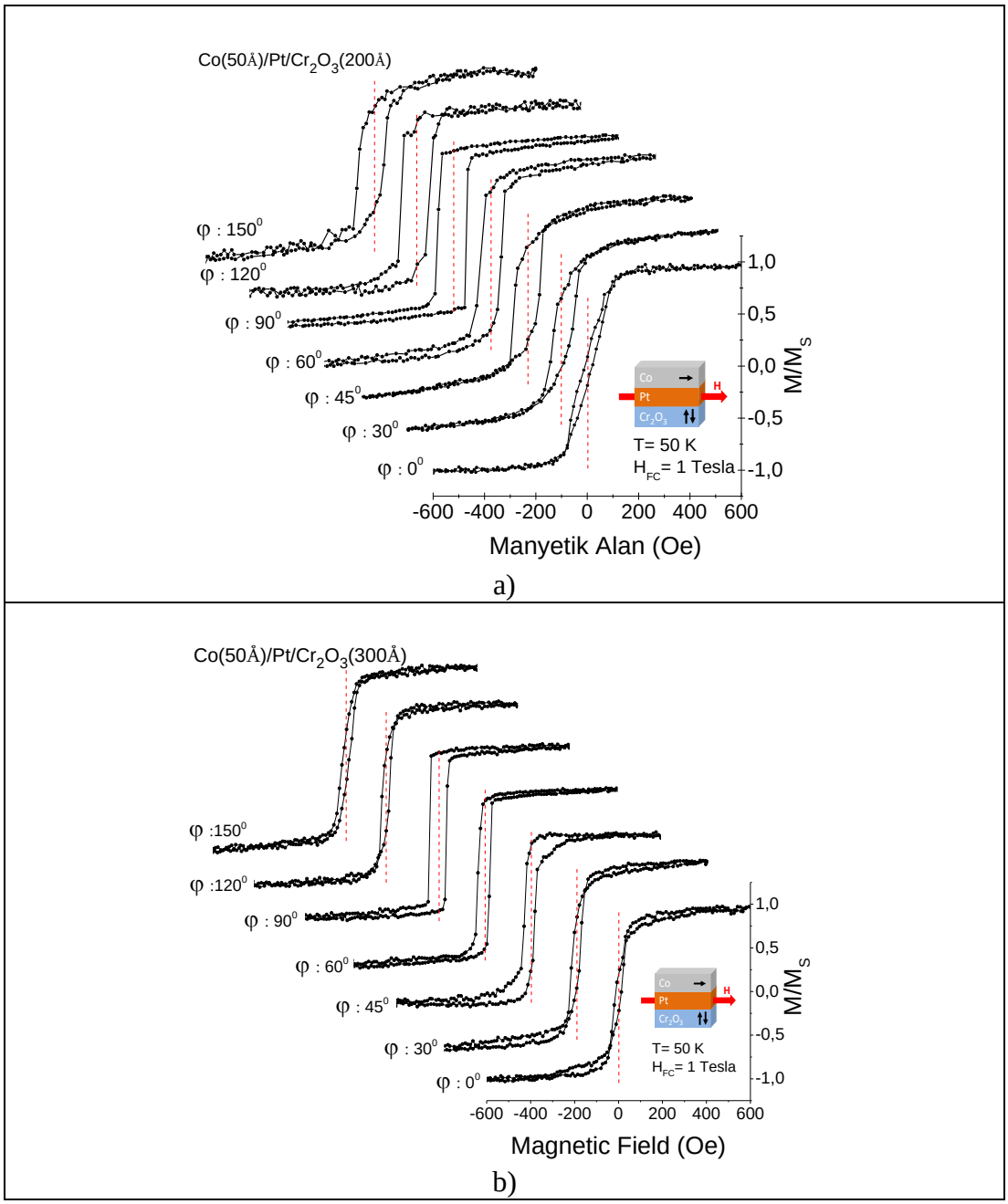
Şekil 4.27.a) ve Şekil 4.27.b) iç resimlerinde gösterildiği gibi FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakalarının spin eksenleri arasındaki açı 90° olduğundan dolayı tabakalar arasındaki değiş-tokuş etkileşme enerjisi sıfırdır. Böylece S1b ve S2b ince film sistemlerinde beklenildiği gibi exchange bias etkisi gözlenmedi.



Şekil 4.27: Örnek düzlemi geometrisinde a) S1b ve b) S2b ince filmlerine ait 300 K (siyah) ve 10 K (kırmızı) sıcaklık değerlerinde ölçülen mıknatıslanma eğrileri.

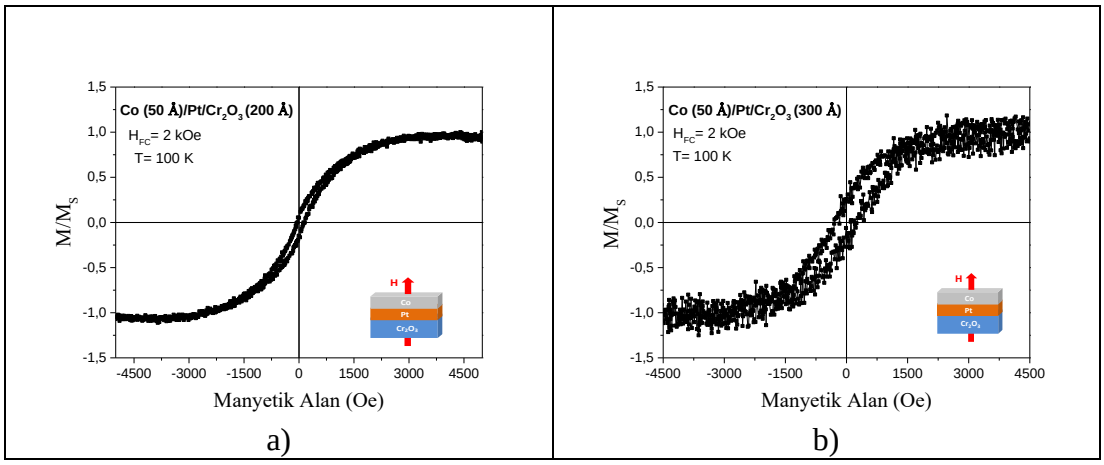
ME/AFM spin ekseninin Cr_2O_3 tabakasının c-ekseninden sapması veya sıcaklığın etkisiyle Cr_2O_3 spinlerinin eğilmesi (spin canting) sonucunda farklı yönlerde mıknatıslanma bileşenlerinin olması ihtimali göz önüne alınarak S1b ve S2b ince filmleri örnek düzlemi açısının (φ) fonksiyonu olarak VSM cihazı ile ölçüldüler. S1b ve S2b ince filmleri 350 K sıcaklığından 50 K hedef sıcaklığına 1T manyetik alan altında soğutulup, 0°, 30°, 45°, 60°, 90°, 120° ve 150° açılarında mıknatıslanma eğrileri ölçüldü.

Şekil 4.28.a) ve Şekil 4.28.b)'de sırasıyla S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemi geometrisinde φ açısına bağlı olarak ölçülen mıknatıslanma eğrileri gösterilmektedir. S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemi açısının (φ) fonksiyonu olarak ölçülen mıknatıslanma eğrilerinde exchange bias etkisi gözlenmedi. Şekil 4.28.a) ve Şekil 4.28.b) grafiklerine göre, S1b ve S2b ince filmleri için mıknatıslanmanın zor ekseni 0^0, kolay ekseni 90^0 olarak belirlendi. Oda sıcaklığı MOKE ve FMR ölçümlerinde gözlenen iki katlı manyetik anizotropi, 50 K sıcaklığında yapılan VSM ölçümlerinde benzer şekilde gözlendi. Örnek düzlemi geometrisinde ölçülen S1b ve S2b ince filmleri Şekil 4.28.a) ve Şekil 4.28.b) iç resimlerinde gösterilen FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakalarının spin eksenleri birbirlerine dik yöndedir. Soğutma alanının büyüklüğünün ME/AFM spin ekseni üzerine etkisini incelemek amacıyla H_{FC} 2kOe değerinden 1 T değerine çıkartıldı. Ancak yüksek soğutma alanı uygulanmasına rağmen S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemi geometrisinde c-ekseninden sapma ve buna bağlı olarak exchange bias etkisi gözlenmedi.



Şekil 4.28: a) S1b ve b) S2b ince filmleri için örnek düzlemi geometrisinde, 1 T dış manyetik alan altında soğutularak 50 K sıcaklığında ölçülen açıya bağlı mıknatıslanma eğrileri.

Örnek düzleminde mıknatıslanmaya sahip olan S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemine dik geometride farklı sıcaklıklarda mıknatıslanma eğrisi ölçümleri de yapıldı. Şekil 4.29.a) ve Şekil 4.29.b)'de sırasıyla S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemine dik geometride, 100 K sıcaklığında mıknatıslanma eğrilerini göstermektedir.S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemine dik geometride exchange bias etkisi gözlenmedi.



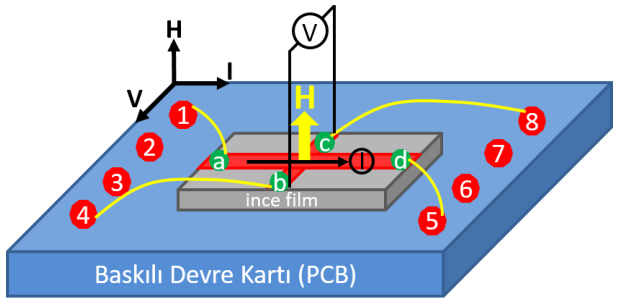
Şekil 4.29: Örnek düzlemine dik geometride ve 300 K sıcaklığında ölçülen a) S1b ve b) S2b ince filmlerine ait mıknatıslanma eğrileri.

4.4.5. Anormal Hall Etkisi (AHE) Ölçüm Sonuçları

Örnek düzlemine dik geometride VSM ile ölçülen S1a ve S2a ince filmlere ait mıknatıslanma eğrilerinde, FM Co tabakasının yanı sıra diğer tabakalar ve alttaştan gelen manyetik sinyaller M_R/M_S oranının düşük çıkmasına sebep olmaktadır. Bu duruma bağlı olarak mıknatıslanma eğrilerinin şekilleri değişmektedir. Sadece FM Co tabakasından gelen manyetik sinyali belirlemek amacıyla S1a ve S2a ince filmleri için anormal Hall etkisi (AHE) ölçümleri yapıldı. AHE ölçümleri Şekil 4.30'da gösterilen Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'nde bulunan Easy Transport Ölçüm Sistemi (Nanosan Instruments) ile gerçekleştirildi.

Şekil 4.30: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki Easy Transport Ölçüm Sistemi.

Sıcaklığa bağlı AHE ölçümleri esnasında, S1a ve S2a ince filmleri çift taraflı bant ile 1-8 arası numaralandırılmış baskılı devre kartı (Printed circuit board-PCB) üzerine Şekil 4.31'de gösterildiği gibi yerleştirildi. İnce film üzerinde a, b, c ve d harfleri ile gösterilen işaretli bölgelerden PCB üzerinde sırasıyla 1, 4, 8 ve 5 numaralı kontak noktalarına iletken bakır tel kullanılarak bağlantı yapıldı. Bakır telleri, ince film yüzeyine ve PCB üzerine sabitlemek için gümüş pasta (silver paste) kullanıldı.

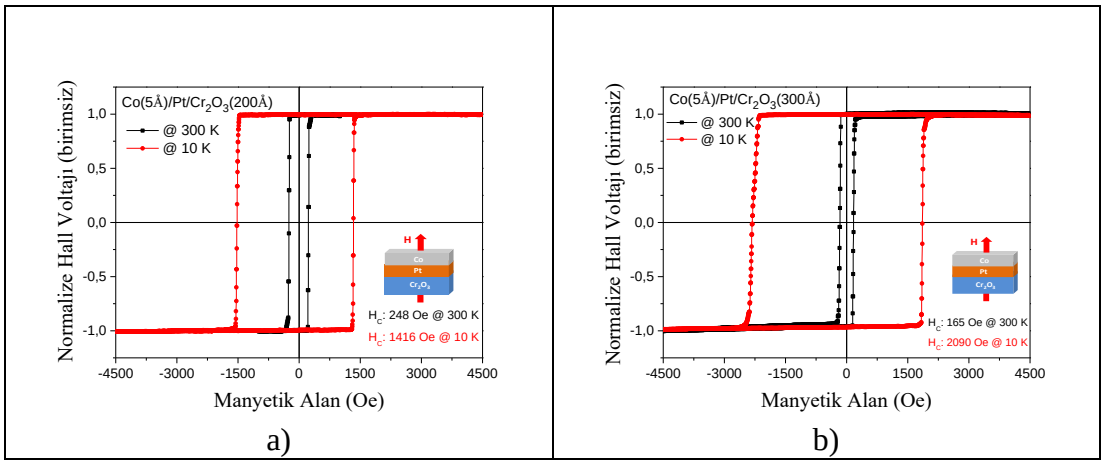


Şekil 4.31: AHE ölçüm geometrisi.

S1a ve S2a ince filmlerinin yüzeyindeki 1-a ve 5-d kontak bağlantı noktalarından uygulanan sabit 1mA akım tarafından oluşturulan Hall voltaj (gerilim) değerleri 4-b ve 8-c kontak bağlantı noktalarından belirlendi. Örnek düzlemine dik yönde uygulanan manyetik alan değerine karşılık gelen Hall voltajı ile iletken FM Co tabakasına ait mıknatıslanma eğrisi elde edildi.

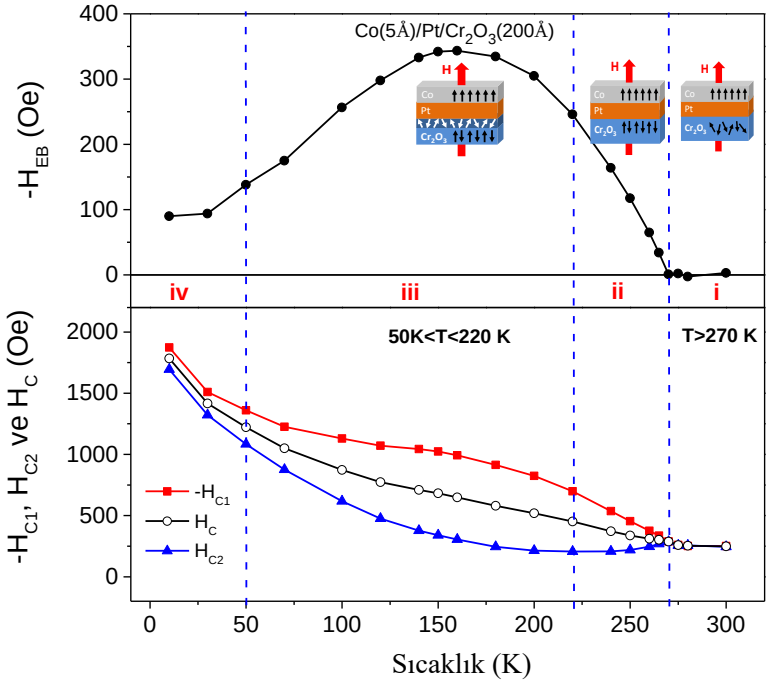
Şekil 4.32.a) ve Şekil 4.32.b)'de sırasıyla S1a ve S2a ince filmleri için 300 K (siyah) ve 10 K (kırmızı) sıcaklıklarında AHE yöntemi ile ölçülen mıknatıslanma eğrileri gösterilmektedir. S1a ve S2a ince filmleri için oda sıcaklığında ölçülen mıknatıslanma eğrilerinden zorlayıcı alan değerleri sırasıyla 248 Oe ve 165 Oe olarak belirlendi.

S1a ve S2a ince filmlerine ait mıknatıslanma eğrileri, 10 K sıcaklığında soğutma alanına ters yönde kayma sergilediler. 10 K sıcaklığında S1a ince filmi için H_{EB}= -90 Oe, H_C= 1780 Oe ve S2a ince filmi için H_{EB}= -238 Oe, H_C= 2094 Oe olarak belirlendi.

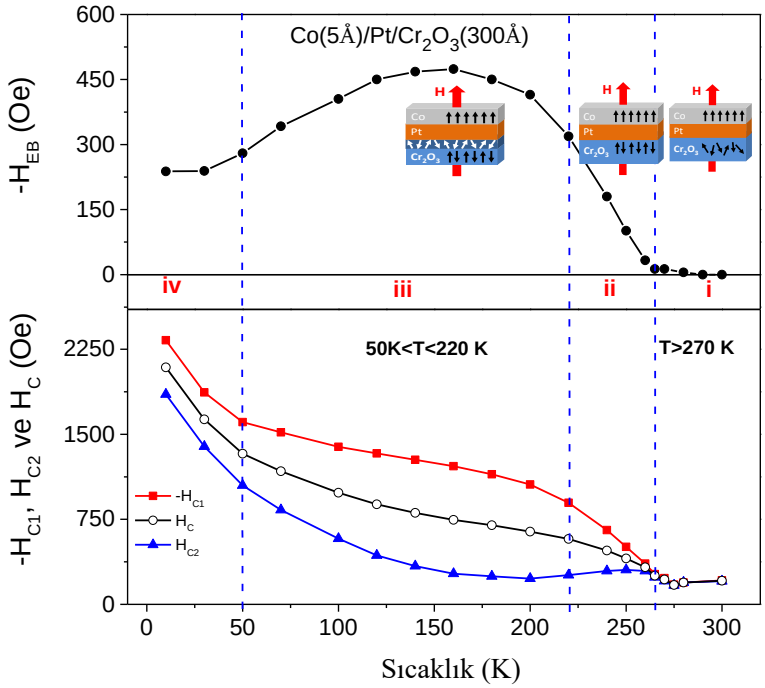


Şekil 4.32: 300 K ve 10 K sıcaklıklarında, 1mA akım uygulanarak ölçülen a)S1a ve b)S2a ince filmlerine ait AHE ölçüm sonuçları.

Dik mıknatıslanamaya sahip S1a ve S2a ince filmleri için sıcaklığa bağlı manyetik alan değerine karşı Hall voltajı grafiklerinden negatif zorlayıcı alan ($-H_{C1}$) ve pozitif zorlayıcı alan (H_{C2}) değerleri belirlendi. Farklı sıcaklılarda ölçülen mıknatıslanma eğrilerinin zorlayıcı alan değerlerinden bölüm 2 denklem 2.9 ve denklem 2.10'da gösterilen formüllere göre sırasıyla ortalama zorlayıcı alan (H_C) ve exchange bias alanı (H_{EB}) değerleri hesaplandı. Şekil 4.33.a) ve Şekil 4.33.b) sırasıyla S1a ve S2a ince filmleri için AHE yöntemiyle ölçülen $-H_{C1}$, H_{C2}, H_C ve $-H_{EB}$ alanlarının sıcaklığa bağlı grafikleridir. Sıcaklığa bağlı zorlayıcı alanlar ve exchange bias alanı değerleri i, ii, iii ve iv bölgeleri olmak üzere dört farklı sıcaklık bölgesinde incelendi. 320 K – 270 K sıcaklık aralığı i bölgesi, 270 K - 220 K sıcaklık aralığı ii bölgesi, 220 K - 250 K sıcaklık aralığı iii bölgesi ve 50 K – 10 K sıcaklık aralığı iv bölgesi olarak belirlendi.



a)



b)

Şekil 4.33: a) S1a ve b) S2a ince filmleri için AHE yöntemi kullanılarak belirlenen H_{EB}, $-H_{C1}$, H_{C2} ve H_C alanlarının sıcaklığa bağlı davranışı.

Şekil 4.33'te gösterilen ve AHE ile ölçülen sıcaklığa bağlı EB alanının davranışının Şekil 4.25'te gösterilen ve VSM ile ölçülen sıcaklığa bağlı davranış ile aynı olduğu belirlendi. S1a ve S2a ince filmlerinin sıcaklığa bağlı AHE ölçümleri sonucunda Şekil 4.33.a) ve Şekil 4.33.b)'de gösterilen exchange bias alanının sıcaklığa bağlı davranışı grafiklerinden S1a ve S2a ince filmleri için 10 K ve 160 K sıcaklıklarında AHE yöntemiyle belirlenen exchange bias alanları Tablo 4.5'te gösterilmiştir

Tablo 4.5: S1a ve S2a ince filmleri için 10 K ve 160 K sıcaklıklarında AHE ölçümlerinden belirlenen H_{EB} alan değerleri.

Sıcaklık	S1a için H_{EB}	S2a için H_{EB}
10 K	90 Oe	239 Oe
160 K	345 Oe	475 Oe

Bu sonuçlara göre, AHE ölçüm yöntemiyle S1a ve S2a ince filmleri için sırasıyla 248 Oe ve 165 Oe olarak belirlenen oda sıcaklığı zorlayıcı alan değerleri P-MOKE ve VSM ile elde edilen zorlayıcı alan değerleri ile Tablo 4.6'da gösterildiği gibi uyumludur.

Tablo 4.6: P-MOKE, VSM ve AHE yöntemlerini kullanarak oda sıcaklığında ölçülen S1a veS2a ince filmlerine ait zorlayıcı alan değerleri.

Ölçüm Yöntemi	S1a için H_C	S2a için H_C
P-MOKE	226 Oe	147 Oe
VSM	246 Oe	149 Oe
AHE	248 Oe	165 Oe

Şekil 4. 24.a) ve Şekil 4. 24.b)'de gösterilen örnek düzlemine dik geometride 10 K sıcaklığında VSM ile ölçülen S1a ve S2a ince filmlerine ait mıknatıslanma eğrileri gösterilmektedir. Mıknatıslanma eğrilerinde zorlayıcı alanlar manyetik alan eksenini dikey yönde kesmemekte ve M_R/M_S oranı oldukça düşüktür. Ancak Şekil 4.32.a) ve Şekil 4.32.b)'de gösterilen 10 K sıcaklığında AHE yöntemi ile ölçülen mıknatıslanma eğrileri beklenildiği gibi zorlayıcı alanlar manyetik alan eksenini dikey yönde kesmektedir ve $M_R/M_S \cong 1$ olduğundan dolayı mıknatıslanma eğrileri kare şeklindedir.

Bununla birlikte, Şekil 4.33.a) ve Şekil 4.33.b)'de verilen S1a ve S2a ince filmlerinin sıcaklığa bağlı AHE ölçümleri sonuçları kıyaslandı. 160 K sıcaklığında

daha ince ME/AFM Cr_2O_3 tabakasına ve daha ince FM Co tabakasına sahip S1a ince filmi için exchange bias alanı 345 Oe değerinde iken, daha kalın ME/AFM Cr_2O_3 tabakasına ve daha ince FM Co tabakasına sahip S2a ince filmi için exchange bias alanı 475 Oe değerindedir. Bu sonuçlar VSM ölçümleri ile oldukça uyumludur.

5. SONUÇLAR ve YORUMLAR

Magnetron saçtırma tekniği ile çoklu kristal (polycrystal) yapıda büyütülen Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/Si (111) ince filmlerde ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının kristal yönelimi ve FM Co tabakasının manyetik spin ekseni sırasıyla XRD ve MOKE ölçümleri yapılarak belirlendi. Pt/Co/Pt/Cr_2O_3/ Si (111) ince filmleri için Şekil 4.13'te gösterilen XRD sonuçlarına göre ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının c-ekseni Si (111) alttaşının yüzeyine dik yöndedir. Buna ek olarak Şekil 4.19.a) ve Şekil 4.19.b)'de gösterilen P-MOKE ölçümlerine göre 5 Å FM Co kalınlığına sahip S1a ve S2a ince filmlerinin manyetik kolay eksenleri örnek düzlemine dik, Şekil 4.20.a) ve Şekil 4.20.b)'de gösterilen L-MOKE ölçümlerine göre 50 Å FM Co kalınlığına sahip S1b ve S2b ince filmlerinin manyetik kolay eksenleri örnek düzlemindedir. S1a ve S2a ince filmleri için FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakalarının spin eksenleri birbirlerine paraleldir. S1b ve S2b ince filmlerinde ise FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakalarının spin eksenleri birbirlerine diktir

Heisenberg modeline göre, *Si* ve *Sj* spin açısal momentumuna sahip iki atomun spinleri arasındaki değiş-tokuş etkileşme enerjisi denklem 5.1'de gösterildiği gibidir.

$$E_{ex} = -2J_{ex}S_iS_j \cos\varphi \tag{5.1}$$

Burada J_{ex} ve $cos\varphi$ ifadeleri sırasıyla değiş-tokuş integrali ve spinler arası açıdır. S1a ve S2a ince filmleri için FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakalarının spin eksenleri arasındaki açı φ=0° veya φ=180° olduğundan denklem 5.1'e göre $E_{ex} > 0$ olur ve exchange bias etkisi gözlenir. Ancak S1b ve S2b ince filmlerindeki için FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakalarının spin eksenleri arasındaki açı φ=90° olduğunda ise denklem 5.1'e göre $E_{ex} = 0$ olur ve exchange bias etkisi gözlenmez.

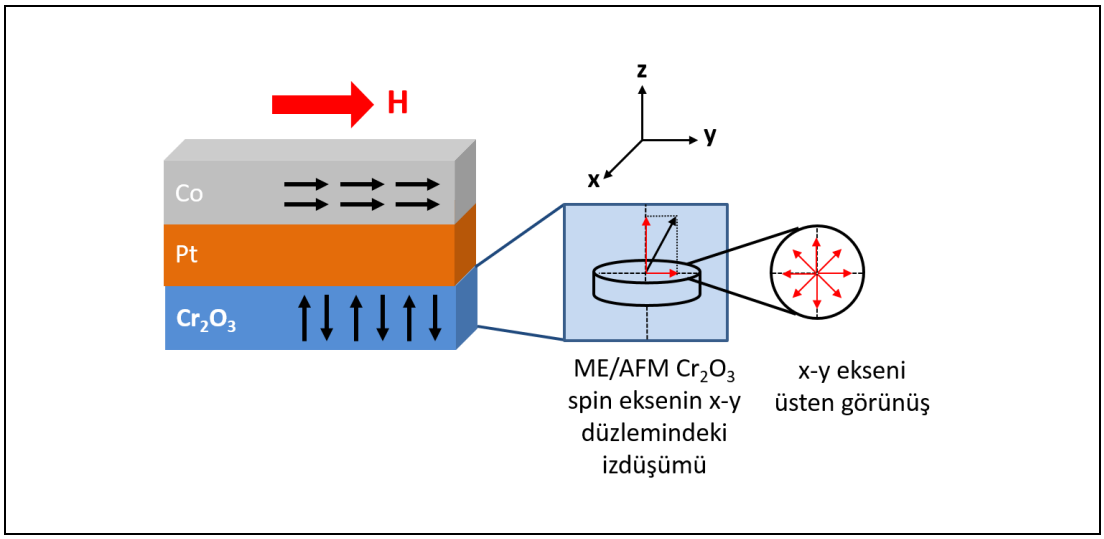
Şekil 4.23.a) ve Şekil 4.23.b)'de gösterildiği gibi S1a ve S2a ince filmleri örnek düzlemine dik geometride, 2 kOe alan altında farklı hedef sıcaklıklara soğutuldu ve mıknatıslanma eğrileri ölçüldü. Denklem 5.1'e göre S1a ve S2a ince filmleri için FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakalarının spin eksenleri arasındaki açı φ=0° veya φ=180° olduğundan dolayı exchange bias etkisi gözlendi. Dik mıknatıslanamaya sahip S1a ve S2a ince filmleri için Şekil 4.23.a) ve Şekil 4.23.b)'de gösterilen exchange bias alanının sıcaklığa bağlı grafiklerinde, 270 K – 220 K sıcaklık aralığında H_{EB} alanı

artmaktadır. Ancak 220 K sıcaklık değerinden itibaren azalma eğilimi gösteren H_{EB} alanı 160 K – 50 K sıcaklık aralığında beklenmedik bir şekilde azalmaktadır. Düşük sıcaklıklarda H_{EB} alanında meydana gelen beklenmedik düşüşü açıklamak için aşağıda gösterilen iki farklı senaryo göz önüne alındı. Bu senaryolar:

i) Düşük sıcaklıklarda, FM/AFM ara yüzeyindeki eşleşmemiş Cr^{3+} spinlerinde spin canting durumunun meydana gelmesi. Li ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmaya göre, AFM Cr_2O_3 nano kristaline 140 K ve altındaki sıcaklık değerlerinde AFM düzenden zayıf FM düzene veya eğimli (canted) AFM düzenine geçiş yapan eşleşmemiş Cr^{3+} spinleri tabakası oluşmaktadır [208]. Hendriksen ve arkadaşlarının yapmış olduğu diğer bir çalışmaya göre ME/AFM Cr_2O_3 tabakasındaki eğilmiş (canted) Cr^{3+} spinlerinin oluşturduğu tabaka kalınlığı yaklaşık 1 nm'dir [209].

ii) AFM spin ekseninin ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının c-ekseninden sapması veya spin-flop geçişi meydana gelmesi. ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının c-ekseni boyunca kritik alan değeri üzerinde dış manyetik alan uygulanırsa, ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının c-ekseninden bazal düzleme doğru spin-flop etkisiyle düşer [208].

S1a ve S2a ince filmlerinde, exchange bias alanında 160 K ve altındaki sıcaklık değerlerinde gözlenen olağan dışı azalmanın kaynağını araştırmak için S1b ve S2b ince filmleri detaylıca incelendi. S1b ve S2b ince filmlerinde FM Co spinleri ME/AFM Cr_2O_3 spinlerine dik yönde olduğundan dolayı örnek düzlemi ve örnek düzlemine dik geometrilerde exchange bias etkisi gözlenmesi beklenmemektedir. Eğer AFM Cr_2O_3 spin ekseninin c-ekseninden sapması veya spin-flop geçişi olayları S1b ve S2b ince filmleri için düşük sıcaklıklarda geçerli ise, örnek düzleminde sıcaklığa bağlı mıknatıslanma eğrisi ölçümlerinde exchange bias etkisi gözlemlenmelidir. Çünkü AFM Cr_2O_3 spin ekseninin c-ekseninden sapması durumunda örnek düzlemine dik yönde (z-ekseni) spin eksenine sahip olan ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının Şekil 5. 1'de gösterildiği gibi, bazal düzlemde (x-y ekseni) izdüşümü oluşacaktır. Bunun sonucunda kolay ekseni örnek düzlemine paralel olan FM Co tabakası ile bazal düzlemde iz düşümü olan spinler arasında değiş-tokuş etkileşmesi başlayacaktır. Dolayısıyla T_B sıcaklığı altında exchange bias etkisi gözlenecektir.



Şekil 5. 1: ME/AFM Cr_2O_3 spin ekseninin c-eksininden sapması veya spin-flop geçişi olması durumunda ME/AFM Cr_2O_3 spin ekseninin x-y düzleminde oluşabilecek iz düşümü.

Ancak Şekil 5. 1'de gösterildiği gibi farklı *x-y düzlemi* açılarında S1b ve S2b ince filmleri için exchange bias etkisi gözlenmedi. Bu sebeple *ii* senaryosunda belirtilen AFM spin ekseninin ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının c-ekseninden sapması veya spin-flop geçişinin meydana gelmesi mümkün görülmemektedir. Dolayısıyla *i* senaryosunda belirtilen ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının yüzeyinde eşleşmemiş Cr^{+3} spinlerinin eğilmesi (spin canting) durumunun meydana gelmesi ile 160 K ve altındaki sıcaklık değerlerinde exchange bias etkisinin beklenmedik şekilde azalması durumu açıklanabilmektedir. Ancak *i* senaryosuna göre yeni bir soru ortaya çıkmaktadır: "*Eşleşmemiş eğimli (uncompensated canted) Cr spinlerinin manyetik düzeni nasıldır?*". Referans [208]'te Cr_2O_3 kristalleri üzerine yapılan çalışmada, Cr_2O_3 kristal yüzeyindeki eşleşmemiş Cr^{+3} spinlerinin AFM düzenden zayıf FM düzene geçişi gösterilmiştir. Dolayısıyla AFM Cr_2O_3 ve yüzeyinde FM düzende bulunan Cr^{+3} spinleri arasında değiş-tokuş etkileşmesi olmaktadır. Ancak S1a ve S2a ince filmlerinde canted Cr^{+3} spinleri arasında zayıf FM düzen bulunmamaktadır. Çünkü Şekil 4.29.a) ve Şekil 4.29.b)'de sırasıyla S1b ve S2b ince filmleri için örnek düzlemine dik geometride, 100 K sıcaklığında yapılan mıknatıslanma eğrilerinde exchange bias etkisi gözlenmemiştir.

Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince filmleri için yapılan deneysel sonuçlara göre, ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının yüzeyinde canted Cr^{+3} spinleri manyetik olarak düzensiz veya paramanyetik düzen sergilemektedirler. Canted Cr^{+3} spinlerinin düzensizliği 160 K ve altındaki sıcaklık değerlerinde exchange bias alanının anormal davranışını

açıklamaktadır. S1a ve S2a ince filmlerinde FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakaları arasındaki eşleşmemiş Cr^{+3} spinleri 220 K ve altındaki sıcaklık değerlerinde gelişigüzel bir davranış sergilemeye başlamaktadır. Böylece eşleşmemiş Cr^{+3} spinleri FM Co ve ME/AFM Cr_2O_3 tabakaları arasında paramanyetik bir tabaka oluşturmaktadır. Sıcaklığın azalmasıyla bariyer tabakasının kalınlığı artmaktadır. Dolayısıyla FM ve AFM tabakalar arasındaki mesafe artmakta, exchange bias alanı Şekil 4.23.a) ve Şekil 4.23.b)'de gösterildiği gibi azalmaktadır.

5.1. Öneriler

Bu tez çalışması, manyetoelektrik malzemeler ve exchange bias etkisi arasındaki ilişki, manyetik malzemelerin özelliklerini belirlemek amacıyla kurulan MOKE ve sıcaklığa bağlı manyeto-transport sistemleri ve manyetoelektrik Cr_2O_3 tabanlı ince film sistemlerinde dik exchange bias etkisinin incelenmesi olmak üzere üç ana başlıktan oluşmaktadır.

Birinci bölüm manyetizma, manyetoelektrik malzemeler ve exchange bias etkisi hakkında temel bilgiler, aralarındaki etkileşmeler ve detaylı literatür taramasından oluşmaktadır. Şimdiye kadar yapılan çalışmalar göz önüne alındığında, oda sıcaklığında çalışabilecek manyetoelektrik malzemeler üzerine odaklanıldığı açıkça görülmektedir. Özellikle bilgi depolama sistemlerinde daha az enerji harcanarak azami verim elde edilmesi üzerinde çalışmalar sürdürülmektedir. Bu sebepten manyetoelektrik malzemeler gelecekte kendisine spintronik alanında önemli bir yer bulacaktır.

İkinci bölümde manyetik malzemelerin özelliklerini belirlemek için kurulan MOKE ve sıcaklığa bağlı transport sistemleri ve her iki sistem için yazılan Labview tabanlı programlar anlatıldı. Bu sistemler, geliştirme aşamasında fonksiyonel olarak tasarlandıklarından dolayı gelişen teknolojiye uyum sağlayabilmektedirler. Bu bağlamda ilk olarak ferromanyetik malzemeler için MOKE sistemine domen görüntüleme sistemi kurulması planlanmaktadır. Ayrıca manyeto-transport sisteminde kullanılan ölçüm haznesine 1 cm^2 boyutlarında örnek taşıyabilen ve tel bağlama (wire bonding) sistemine uyumlu örnek tutucular eklenecektir.

Üçüncü bölümde manyetoelektrik Cr_2O_3 tabanlı Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 ince film sistemlerinde dik exchange bias etkisi yapısal ve manyetik karakterizasyonlar

açısından detaylıca incelendi. Ölçüm sonuçlarına göre ME/AFM Cr_2O_3 tabakasının yüzeyinde bulunan Cr spinlerinin sıcaklıktan etkilendiği gözlenmiştir. Bu sonuçlardan yola çıkarak, farklı alt taşlar üzerine büyütülen Cr_2O_3/Co tabakalarının oluşturduğu exchange bias etkisi ve ara yüzeyde gerçekleşen değiş tokuş etkisinin incelenmesi ile bilgi depolama sistemlerinde kullanılabilecek cihazlara yönelik önemli bilgiler elde edilebileceğini söyleyebiliriz. Ayrıca, Cr_2O_3/Co sisteminde ME/AFM Cr_2O_3 tabakası üzerine elektrik alan uygulanarak FM Co tabakasının mıknatıslanması manipüle edilebilir.

KAYNAKLAR

[1] Coey J. M. D., (2009), "Magnetism and Magnetic Materials", 1st Edition, Cambridge University Press.

[2] Oersted H. C., (1820), "Experiments on the Effect of a Current of Electricity on the Magnetic Needle.", Annals of Philosophy, 16, 273-277.

[3] Web 1 (2016), http://www.rigb.org/docs/faraday_notebooks__rotations_0.pdf, (Erişim Tarihi: 27/07/2016).

[4] Maxwell J. C., (1865), "A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field", Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 155, 459-512.

[5] Faraday M., (1832), "Experimental Researches in Electricity", Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 122, 125-162.

[6] Kerr J., (1877), "XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet", Philosophical Magazine Series 5, 3 (19), 321-343.

[7] 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 (21), 2472-2475.

[8] Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W., (1989), "Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange", Physical Review B, 39 (7), 4828-4830.

[9] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1956), "New Magnetic Anisotropy", Physical Review, 102 (5), 1413-1414.

[10] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1957), "New Magnetic Anisotropy", Physical Review, 105 (3), 904-913.

[11] Pertsev N. A., Rodríguez Contreras J., Kukhar V. G., Hermanns B., Kohlstedt H., Waser R., (2003), "Coercive field of ultrathin Pb(Zr0.52Ti0.48)O3 epitaxial films", Applied Physics Letters, 83 (16), 3356-3358.

[12] Stiles M. D., McMichael R. D., (2001), "Coercivity in exchange-bias bilayers", Physical Review B, 63 (6), 064405.

[13] Scholten G., Usadel K. D., Nowak U., (2005), "Coercivity and exchange bias of ferromagnetic/antiferromagnetic multilayers", Physical Review B, 71 (6), 064413.

[14] Kiwi M., (2001), "Exchange bias theory", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 234 (3), 584-595.

[15] Lederman D., Nogués J., Schuller I. K., (1997), “Exchange anisotropy and the antiferromagnetic surface order parameter”, Physical Review B, 56 (5), 2332-2335.

[16] Suturin S. M., Fedorov V. V., Banshchikov A. G., Baranov D. A., Koshmak K. V., Torelli P., Fujii J., Panaccione G., Amemiya K., Sakamaki M., Nakamura T., Tabuchi M., Pasquali L., Sokolov N. S., (2013), “Proximity effects and exchange bias in Co/MnF 2 (111) heterostructures studied by x-ray magnetic circular dichroism”, Journal of Physics: Condensed Matter, 25 (4), 046002.

[17] Manna P. K., Yusuf S. M., (2014), “Two interface effects: Exchange bias and magnetic proximity”, Physics Reports, 535 (2), 61-99.

[18] Demirci E., Öztürk M., Topkaya R., Kazan S., Akdoğan N., Obaida M., Westerholt K., (2012), “Thickness and Temperature Dependence of Exchange Bias in Co/CoO Bilayers”, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 25 (8), 2591-2595.

[19] Nogués J., Sort J., Langlais V., Skumryev V., Suriñach S., Muñoz J. S., Baró M. D., (2005), “Exchange bias in nanostructures”, Physics Reports, 422 (3), 65-117.

[20] Nogués J., Schuller I. K., (1999), “Exchange bias”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 192 (2), 203-232.

[21] Stamps R. L., (2000), “Mechanisms for exchange bias”, Journal of Physics D: Applied Physics, 33 (23), R247.

[22] Akdoğan N., Yağmur A., Öztürk M., Demirci E., Öztürk O., Erkovan M., (2015), “Interface induced manipulation of perpendicular exchange bias in Pt/Co/(Pt,Cr)/CoO thin films”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 373 (0), 120-123.

[23] Demirci E., Öztürk M., Sınır E., Ulucan U., Akdoğan N., Öztürk O., Erkovan M., (2014), “Temperature-dependent exchange bias properties of polycrystalline PtxCo1-x/CoO bilayers”, Thin Solid Films, 550 (0), 595-601.

[24] Öztürk M., Sınır E., Demirci E., Erkovan M., Öztürk O., Akdoğan N., (2012), “Exchange bias properties of [Co/CoO]n multilayers”, Journal of Applied Physics, 112 (9), -.

[25] Öztürk M., Demirci E., Topkaya R., Kazan S., Akdoğan N., Obaida M., Westerholt K., (2012), “Effect of Exchange Bias on Magnetic Anisotropies in Fe/CoO Bilayers”, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 25 (8), 2597-2603.

[26] Berkowitz A. E., Takano K., (1999), “Exchange anisotropy a review”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 200 (1–3), 552-570.

[27] Minoru T., Akio Y., Shinji T., Takao S., (1980), “A Study of Exchange Anisotropy in Co-CoO Evaporated Thin Films”, Japanese Journal of Applied Physics, 19 (6), 1093.

[28] Morales R., Basaran A. C., Villegas J. E., Navas D., Soriano N., Mora B., Redondo C., Batlle X., Schuller I. K., (2015), “Exchange-Bias Phenomenon: The Role of the Ferromagnetic Spin Structure”, Physical Review Letters, 114 (9), 097202.

[29] Radu F., Abrudan R., Radu I., Schmitz D., Zabel H., (2012), “Perpendicular exchange bias in ferrimagnetic spin valves”, Nature Communications, 3, 715.

[30] Shi Z., Du J., Zhou S.-M., (2014), “Exchange bias in ferromagnet/antiferromagnet bilayers”, Chinese Physics B, 23 (2), 027503.

[31] Xu X., Gao Y., Wang Y., Hu J., (2011), “Thickness dependence of positive exchange bias in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers”, Solid State Communications, 151 (13), 952-955.

[32] Florin R., (2005), “Fundamental Aspects of Exchange Bias”, PhD Thesis, Ruhr-Univarsitat Buchum.

[33] Ohldag H., Scholl A., Nolting F., Arenholz E., Maat S., Young A. T., Carey M., Stöhr J., (2003), “Correlation between Exchange Bias and Pinned Interfacial Spins”, Physical Review Letters, 91 (1), 017203.

[34] Abrudan R., Miguel J., Bernien M., Tieg C., Piantek M., Kirschner J., Kuch W., (2008), “Structural and magnetic properties of epitaxial Fe/CoO bilayers on Ag(001)”, Physical Review B, 77 (1), 014411.

[35] Radu F., Etzkorn M., Siebrecht R., Schmitte T., Westerholt K., Zabel H., (2003), “Interfacial domain formation during magnetization reversal in exchange-biased CoO/Co bilayers”, Physical Review B, 67 (13), 134409.

[36] Wu S. M., Cybart S. A., Yi D., Parker J. M., Ramesh R., Dynes R. C., (2013), “Full Electric Control of Exchange Bias”, Physical Review Letters, 110 (6), 067202.

[37] Stoner E. C., Wohlfarth E. P., (1948), “A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 240 (826), 599-642.

[38] Stoner E. C., Wohlfart E. P., (1947), “Interpretation of High Coercivity in Ferromagnetic Materials”, Nature, 160 (30), 650-651.

[39] Coehoorn R., Gijs M. A. M., Grünberg P., Rasing T., Röll K., Van der Berg H. A. M., (2000), “Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance”, 1st Edition, Springer.

[40] Meiklejohn W. H., (1962), “Exchange Anisotropy—A Review”, Journal of Applied Physics, 33 (3), 1328-1335.

[41] Nogués J., Lederman D., Moran T. J., Schuller I. K., (1996), “Positive Exchange Bias in FeF2-Fe Bilayers”, Physical Review Letters, 76 (24), 4624-4627.

[42] Kiwi M., Mejía-López J., Portugal R. D., Ramírez R., (2000), “Positive exchange bias model: Fe/FeF2 and Fe/MnF2 bilayers”, Solid State Communications, 116 (6), 315-319.

[43] Jungblut R., Coehoorn R., Johnson M. T., aan de Stegge J., Reinders A., (1994), “Orientational dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown Ni80Fe20/Fe50Mn50 bilayers (invited)”, Journal of Applied Physics, 75 (10), 6659-6664.

[44] Hagedorn F. B., (1967), “Exchange Anisotropy in Oxidized Permalloy Thin Films at Low Temperatures”, Journal of Applied Physics, 38 (9), 3641-3645.

[45] Nogués J., Lederman D., Moran T. J., Schuller I. K., Rao K. V., (1996), “Large exchange bias and its connection to interface structure in FeF2–Fe bilayers”, Applied Physics Letters, 68 (22), 3186-3188.

[46] Sang H., Du Y. W., Chien C. L., (1999), “Exchange coupling in Fe50Mn50/Ni81Fe19 bilayer: Dependence on antiferromagnetic layer thickness”, Journal of Applied Physics, 85 (8), 4931-4933.

[47] Kouvel J. S., Graham C. D., (1959), “Exchange anisotropy in disordered nickel-manganese alloys”, Journal of Physics and Chemistry of Solids, 11 (3), 220-225.

[48] Parkin S. S. P., Speriosu V. S., (1990), “Magnetic Properties of Low-Dimensional Systems 2”, 1st Edition (Springer, Berlin), p.110.

[49] Ali M., Marrows C. H., Hickey B. J., (2003), “Onset of exchange bias in ultrathin antiferromagnetic layers”, Physical Review B, 67 (17), 172405.

[50] 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 (1), 014430.

[51] Camarero J., Sort J., Hoffmann A., García-Martín J. M., Dieny B., Miranda R., Nogués J., (2005), “Origin of the Asymmetric Magnetization Reversal Behavior in Exchange-Biased Systems: Competing Anisotropies”, Physical Review Letters, 95 (5), 057204.

[52] Gao T. R., Shi Z., Zhou S. M., Chantrell R., Asselin P., Bai X. J., Du J., Zhang Z. Z., (2009), “Exchange bias, training effect, hysteretic behavior of angular

dependence, and rotational hysteresis loss in NiFe/FeMn bilayer: Effect of antiferromagnet layer thickness", Journal of Applied Physics, 105 (5), 053913.

[53] Shiratsuchi Y., Fujita T., Oikawa H., Noutomi H., Nakatani R., (2010), "High Perpendicular Exchange Bias with a Unique Temperature Dependence in Pt/Co/α-Cr 2 O 3 (0001) Thin Films", Applied Physics Express, 3 (11), 113001.

[54] Shiratsuchi Y., Noutomi H., Oikawa H., Fujita T., Nakatani R., (2011), "Competition of perpendicular magnetic anisotropy and exchange magnetic anisotropy in a Pt/Co/α-Cr2O3(0001) thin film", Journal of Applied Physics, 109 (7), 07C101.

[55] Cullity B. D., Graham C. D., (2009), "Introduction to Magnetic Materials", 2nd Edition IEEE Press.

[56] Nozaki T., Sato Y., Ashida T., Shimomura N., Sahashi M., (2014), "In-plane angular-dependent exchange bias and blocking temperature of a Cr2O3 (1-102) film system prepared by post annealing", Applied Physics Express, 7 (9), 093006.

[57] Lederman D., Ramos C. A., Jaccarino V., Cardy J. L., (1993), "Finite-size scaling in FeF2/ZnF2 superlattices", Physical Review B, 48 (11), 8365-8375.

[58] 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 (17), 174405.

[59] Tsunoda M., Tsuchiya Y., Konoto M., Takahashi M., (1997), "Microstructure of antiferromagnetic layer affecting on magnetic exchange coupling in trilayered Ni-Fe/25 at % Ni-Mn/Ni-Fe films", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 171 (1–2), 29-44.

[60] Hu J., Jin G., Hu A., Ma Y., (2004), "Temperature dependence of exchange bias and coercivity in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers", The European Physical Journal B, 40 (3), 265-271.

[61] Zhang K., Zhao T., Fujiwara H., (2002), "Training effect in ferro (F)/antiferromagnetic (AF) exchange coupled systems: Dependence on AF thickness", Journal of Applied Physics, 91 (10), 6902-6904.

[62] Hoffmann A., (2004), "Symmetry Driven Irreversibilities at Ferromagnetic-Antiferromagnetic Interfaces", Physical Review Letters, 93 (9), 097203.

[63] Paccard D., Schlenker C., Massenet O., Montmory R., Yelon A., (1966), "A New Property of Ferromagnetic-Antiferromagnetic Coupling", physica status solidi (b), 16 (1), 301-311.

[64] Lee W. T., te Velthuis S. G. E., Felcher G. P., Klose F., Gredig T., Dahlberg E. D., (2002), "Ferromagnetic domain distribution in thin films during magnetization reversal", Physical Review B, 65 (22), 224417.

[65] Zhang K., Zhao T., Fujiwara H., (2001), "Training effect of exchange biased iron–oxide/ferromagnet systems", Journal of Applied Physics, 89 (11), 6910-6912.

[66] Schlenker C., Paccard D., (1967), "Couplages ferromagnétiques-antiferromagnétiques : étude des contractions de cycles d'hystérésis à l'aide d'un traceur de cycle très basses fréquences", Journal de Physique, 28 (7), 611-616.

[67] Soshin C., (1997), "Physics of Ferromagnetism", Oxford University, 2nd Edition.

[68] Néel L., (1954), "L'approche à la saturation de la magnétostriction", Journal de Physique et le Radium, 15, 376.

[69] Johnson M. T., Jungblut R., Kelly P. J., den Broeder F. J. A., (1995), "Perpendicular magnetic anisotropy of multilayers: recent insights", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 148 (1–2), 118-124.

[70] Den Broeder F. J. A., Hoving W., Bloemen P. J. H., (1991), "Magnetic anisotropy of multilayers", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 93, 562-570.

[71] Chappert C., Bruno P., (1988), "Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films (invited)", Journal of Applied Physics, 64 (10), 5736-5741.

[72] Gradmann U., Müller J., (1968), "Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of few Atomic Layers", physica status solidi (b), 27 (1), 313-324.

[73] Carcia P. F., Meinhaldt A. D., Suna A., (1985), "Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures", Applied Physics Letters, 47 (2), 178-180.

[74] Carcia P. F., (1988), "Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures", Journal of Applied Physics, 63 (10), 5066-5073.

[75] Sakurai M., Takahata T., Moritani I., (1991), "Magnetic and Magneto-Optical Properties of Co/Ru Multilayers", Journal of the Magnetics Society of Japan, 15 (2), 411-414.

[76] Bruno P., (1989), "Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers", Physical Review B, 39 (1), 865-868.

[77] Engel B. N., Wiedmann M. H., Van Leeuwen R. A., Falco C. M., (1993), “Anomalous magnetic anisotropy in ultrathin transition metals”, Physical Review B, 48 (13), 9894-9897.

[78] Beauvillain P., Bounouh A., Chappert C., Mégy R., Ould-Mahfoud S., Renard J. P., Veillet P., Weller D., Corno J., (1994), “Effect of submonolayer coverage on magnetic anisotropy of ultrathin cobalt films M/Co/Au(111) with M=Au, Cu, Pd”, Journal of Applied Physics, 76 (10), 6078-6080.

[79] Újfalussy B., Szunyogh L., Bruno P., Weinberger P., (1996), “First-Principles Calculation of the Anomalous Perpendicular Anisotropy in a Co Monolayer on Au(111)”, Physical Review Letters, 77 (9), 1805-1808.

[80] Zhong L., Kim M., Wang X., Freeman A. J., (1996), “Overlayer-induced anomalous interface magnetocrystalline anisotropy in ultrathin Co films”, Physical Review B, 53 (15), 9770-9775.

[81] Draaisma H. J. G., de Jonge W. J. M., den Broeder F. J. A., (1987), “Magnetic interface anisotropy in Pd/Co and Pd/Fe multilayers”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 66 (3), 351-355.

[82] Daalderop G. H. O., Kelly P. J., Schuurmans M. F. H., (1990), “First-principles calculation of the magnetic anisotropy energy of (Co)n/(X)m multilayers”, Physical Review B, 42 (11), 7270-7273.

[83] Nakajima N., Koide T., Shidara T., Miyauchi H., Fukutani H., Fujimori A., Iio K., Katayama T., Nývlt M., Suzuki Y., (1998), “Perpendicular Magnetic Anisotropy Caused by Interfacial Hybridization via Enhanced Orbital Moment in Co/Pt Multilayers: Magnetic Circular X-Ray Dichroism Study”, Physical Review Letters, 81 (23), 5229-5232.

[84] Parkin S. S. P., Kaiser C., Panchula A., Rice P. M., Hughes B., Samant M., Yang S.-H., (2004), “Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers”, Nat Mater, 3 (12), 862-867.

[85] Kim G., Sakuraba Y., Oogane M., Ando Y., Miyazaki T., (2008), “Tunneling magnetoresistance of magnetic tunnel junctions using perpendicular magnetization L10-CoPt electrodes”, Applied Physics Letters, 92 (17), 172502.

[86] Djayaprawira D. D., Tsunekawa K., Nagai M., Maehara H., Yamagata S., Watanabe N., Yuasa S., Suzuki Y., Ando K., (2005), “230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB⁄MgO⁄CoFeB magnetic tunnel junctions”, Applied Physics Letters, 86 (9), 092502.

[87] Yuasa S., Nagahama T., Fukushima A., Suzuki Y., Ando K., (2004), “Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions”, Nat Mater, 3 (12), 868-871.

[88] Hayakawa J., Ikeda S., Lee Y. M., Matsukura F., Ohno H., (2006), “Effect of high annealing temperature on giant tunnel magnetoresistance ratio of CoFeB⁄MgO⁄CoFeB magnetic tunnel junctions”, Applied Physics Letters, 89 (23), 232510.

[89] Lacour D., Jaffrès H., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Vaurès A., Humbert J., (2002), “Field sensing using the magnetoresistance of IrMn exchange-biased tunnel junctions”, Journal of Applied Physics, 91 (7), 4655-4658.

[90] Hatori T., Ohmori H., Tada M., Nakagawa S., (2007), “MTJ Elements With MgO Barrier Using RE-TM Amorphous Layers for Perpendicular MRAM”, IEEE Transactions on Magnetics, 43 (6), 2331-2333.

[91] Tsunekawa K., Djayaprawira D. D., Nagai M., Maehara H., Yamagata S., Watanabe N., Yuasa S., Suzuki Y., Ando K., (2005), “Giant tunneling magnetoresistance effect in low-resistance CoFeB⁄MgO(001)⁄CoFeB magnetic tunnel junctions for read-head applications”, Applied Physics Letters, 87 (7), 072503.

[92] Sbiaa R., Meng H., Piramanayagam S. N., (2011), “Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory”, physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters, 5 (12), 413-419.

[93] Tsai C. Y., Hsu J.-H., Lin K. F., (2015), “Perpendicular exchange bias behaviors of CoPt/IrMn and CoPt/FeMn bilayers: A comparative study”, Journal of Applied Physics, 117 (17), 17D153.

[94] Wang J., Sannomiya T., Shi J., Nakamura Y., (2013), “Perpendicular magnetic anisotropy and perpendicular exchange bias in sputter-deposited CoO/CoPt multilayer”, Journal of Applied Physics, 113 (17), 17D714.

[95] Lin L., Kim S., Bae S., Joo H. W., Hwang D. G., Lee S. S., (2007), “Effects of Co80Fe20 insertion layer on perpendicular exchange bias characteristics in [Pd⁄Co]5⁄FeMn bilayered thin films”, Journal of Applied Physics, 101 (9), 09E506.

[96] Maat S., Takano K., Parkin S. S. P., Fullerton E. E., (2001), “Perpendicular Exchange Bias of Co/Pt Multilayers”, Physical Review Letters, 87 (8), 087202.

[97] Garcia F., Sort J., Rodmacq B., Auffret S., Dieny B., (2003), “Large anomalous enhancement of perpendicular exchange bias by introduction of a nonmagnetic spacer between the ferromagnetic and antiferromagnetic layers”, Applied Physics Letters, 83 (17), 3537-3539.

[98] Sort J., Baltz V., Garcia F., Rodmacq B., Dieny B., (2005), “Tailoring perpendicular exchange bias in [Pt/Co]-IrMn multilayers”, Physical Review B, 71 (5), 054411.

[99] Chen J. Y., Thiyagarajah N., Xu H. J., Coey J. M. D., (2014), “Perpendicular exchange bias effect in sputter-deposited CoFe/IrMn bilayers”, Applied Physics Letters, 104 (15), 152405.

[100] Guo L., Wang Y., Wang J., Muraishi S., Sannomiya T., Nakamura Y., Shi J., (2015), “Magnetoelastically induced perpendicular magnetic anisotropy and perpendicular exchange bias of CoO/CoPt multilayer films”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 394, 349-353.

[101] Lin L., Thiyagarajah N., Joo H. W., Heo J., Lee K. A., Bae S., (2010), “A physical model of exchange bias in [Pd/Co]5/FeMn thin films with perpendicular anisotropy”, Journal of Applied Physics, 108 (6), 063924.

[102] Zeper W. B., van Kesteren H. W., Jacobs B. A. J., Spruit J. H. M., Carcia P. F., (1991), “Hysteresis, microstructure, and magneto-optical recording in Co/Pt and Co/Pd multilayers”, Journal of Applied Physics, 70 (4), 2264-2271.

[103] Kisielewski M., Maziewski A., Tekielak M., Ferré J., Lemerle S., Mathet V., Chappert C., (2003), “Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 260 (1–2), 231-243.

[104] Shiratsuchi Y., Kawahara S. i., Noutomi H., Arakawa K., Mori H., Nakatani R., (2011), “Effect of crystallinity of Co layer on perpendicular exchange bias in Au-capped ultrathin Co film on Cr2O3(0 0 0 1) thin film”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 323 (5), 579-586.

[105] Röntgen W. C., (1888), “Ueber die durch Bewegung eines im homogenen electrischen Felde befindlichen Dielectricums hervorgerufene electrodynamische Kraft”, Annalen der Physik, 271 (10), 264-270.

[106] Curie P., (1894), “Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique”, Journal de Physique Théorique et Appliquée, 3 (1), 393-415.

[107] Wilson H. A., (1905), “On the Electric Effect of Rotating a Dielectric in a Magnetic Field”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 204 (372-386), 121-137.

[108] Landau L. D., Lifshitz E. M., (1959), “Electrodynamics of continuous media”, 1st Edition, Fizmatgiz, Moscow.

[109] Dzyaloshinskii I. E., (1960), “On the magneto-electrical effects in antiferromagnetics”, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 10, 628–629.

[110] Astrov D. N., (1960), Journal of Experimental and Theoretical Physics, 11, 708.

[111] Astrov D. N., (1961), “Magnetoelectric effect in chromium oxide”, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 13, 729.

[112] Folen V. J., Rado G. T., Stalder E. W., (1961), “Anisotropy of the Magnetoelectric Effect in Cr2O3”, Physical Review Letters, 6 (11), 607-608.

[113] Rado G. T., Folen V. J., (1961), “Observation of the Magnetically Induced Magnetoelectric Effect and Evidence for Antiferromagnetic Domains”, Physical Review Letters, 7 (8), 310-311.

[114] Ascher E., Rieder H., Schmid H., Stössel H., (1966), “Some Properties of Ferromagnetoelectric Nickel-Iodine Boracite, Ni3B7O13I”, Journal of Applied Physics, 37 (3), 1404-1405.

[115] Ortega N., Ashok K., Scott J. F., Ram S. K., (2015), “Multifunctional magnetoelectric materials for device applications”, Journal of Physics: Condensed Matter, 27 (50), 504002.

[116] Schmid H., (1994), “Guest editorial”, Ferroelectrics, 162 (1), xix-xxv.

[117] Aizu K., (1970), “Possible Species of Ferromagnetic, Ferroelectric, and Ferroelastic Crystals”, Physical Review B, 2 (3), 754-772.

[118] Ramesh R., Spaldin N. A., (2007), “Multiferroics: progress and prospects in thin films”, Nat Mater, 6 (1), 21-29.

[119] Wang K. F., Liu J. M., Ren Z. F., (2009), “Multiferroicity: the coupling between magnetic and polarization orders”, Advances in Physics, 58 (4), 321-448.

[120] Kleemann W., Borisov P., Shvartsman V. V., Bedanta S., (2012), “Multiferroic and magnetoelectric materials – Developments and perspectives”, The European Physical Journal Web of Conferences, 29, 00046.

[121] Daniel K., (2009), “Classifying multiferroics: Mechanisms and effects”, Physics, 2, 20.

[122] Kimura T., Goto T., Shintani H., Ishizaka K., Arima T., Tokura Y., (2003), “Magnetic control of ferroelectric polarization”, Nature, 426 (6962), 55-58.

[123] Hur N., Park S., Sharma P. A., Ahn J. S., Guha S., Cheong S. W., (2004), “Electric polarization reversal and memory in a multiferroic material induced by magnetic fields”, Nature, 429 (6990), 392-395.

[124] Scott J. F., (2013), “Room-temperature multiferroic magnetoelectrics”, NPG Asia Materials, 5, e72.

[125] Manfred F., (2005), “Revival of the magnetoelectric effect”, Journal of Physics D: Applied Physics, 38 (8), R123.

[126] Martin L. W., Crane S. P., Chu Y. H., Holcomb M. B., Gajek M., Huijben M., Yang C. H., Balke N., Ramesh R., (2008), “Multiferroics and magnetoelectrics: thin films and nanostructures”, Journal of Physics: Condensed Matter, 20 (43), 434220.

[127] Nan C.-W., Bichurin M. I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G., (2008), “Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions”, Journal of Applied Physics, 103 (3), 031101.

[128] Martin L. W., Ramesh R., (2012), “Multiferroic and magnetoelectric heterostructures”, Acta Materialia, 60 (6–7), 2449-2470.

[129] Shtrikman S., Treves D., (1963), “Observation of the Magnetoelectric Effect in Cr2O3 Powders”, Physical Review, 130 (3), 986-988.

[130] Echtenkamp W., Binek C., (2013), “Electric Control of Exchange Bias Training”, Physical Review Letters, 111 (18), 187204.

[131] Eerenstein W., Mathur N. D., Scott J. F., (2006), “Multiferroic and magnetoelectric materials”, Nature, 442 (7104), 759-765.

[132] Béa H., Gajek M., Bibes M., Barthélémy A., (2008), “Spintronics with multiferroics”, Journal of Physics: Condensed Matter, 20 (43), 434221.

[133] Brown W. F., Hornreich R. M., Shtrikman S., (1968), “Upper Bound on the Magnetoelectric Susceptibility”, Physical Review, 168 (2), 574-577.

[134] Kleemann W., (2013), “Magnetoelectric spintronics”, Journal of Applied Physics, 114 (2), 027013.

[135] Wolfgang K., (2009), “Switching magnetism with electric fields”, Physics, 2, 105.

[136] Wu S. M., Cybart S. A., Yu P., Rossell M. D., Zhang J. X., Ramesh R., Dynes R. C., (2010), “Reversible electric control of exchange bias in a multiferroic field-effect device”, Nat Mater, 9 (9), 756-761.

[137] Gupta R. K., Ghosh K., Kahol P. K., (2011), “Vertical exchange bias effects in multilayer thin films based on iron oxide and chromium oxide”, Materials Letters, 65 (15–16), 2429-2431.

[138] Blamire M. G., (2008), “Unconventional Exchange Bias and Multiferroics”, IEEE Transactions on Magnetics, 44 (7), 1946-1950.

[139] Ch B., Doudin B., (2005), “Magnetoelectronics with magnetoelectrics”, Journal of Physics: Condensed Matter, 17 (2), L39.

[140] Xing Y. T., Eljaouhari A., Barb I., Gerritsma R., Spreeuw R. J. C., Goedkoop J. B., (2004), “Hard magnetic FePt films for atom chips”, physica status solidi (c), 1 (12), 3702-3705.

[141] Burzo E., (1998), “Permanent magnets based on R-Fe-B and R-Fe-C alloys”, Reports on Progress in Physics, 61 (9), 1099.

[142] Chen X., Hochstrat A., Borisov P., Kleemann W., (2006), “Magnetoelectric exchange bias systems in spintronics”, Applied Physics Letters, 89 (20), 202508.

[143] Chiba D., Fukami S., Shimamura K., Ishiwata N., Kobayashi K., Ono T., (2011), “Electrical control of the ferromagnetic phase transition in cobalt at room temperature”, Nat Mater, 10 (11), 853-856.

[144] Chiba D., Sawicki M., Nishitani Y., Nakatani Y., Matsukura F., Ohno H., (2008), “Magnetization vector manipulation by electric fields”, Nature, 455 (7212), 515-518.

[145] Zhao T., Scholl A., Zavaliche F., Lee K., Barry M., Doran A., Cruz M. P., Chu Y. H., Ederer C., Spaldin N. A., Das R. R., Kim D. M., Baek S. H., Eom C. B., Ramesh R., (2006), “Electrical control of antiferromagnetic domains in multiferroic BiFeO3 films at room temperature”, Nat Mater, 5 (10), 823-829.

[146] Laukhin V., Skumryev V., Martí X., Hrabovsky D., Sánchez F., García-Cuenca M. V., Ferrater C., Varela M., Lüders U., Bobo J. F., Fontcuberta J., (2006), “Electric-Field Control of Exchange Bias in Multiferroic Epitaxial Heterostructures”, Physical Review Letters, 97 (22), 227201.

[147] He X., Wang Y., Wu N., Caruso A. N., Vescovo E., Belashchenko K. D., Dowben P. A., Binek C., (2010), “Robust isothermal electric control of exchange bias at room temperature”, Nat Mater, 9 (7), 579-585.

[148] Cherifi R. O., Ivanovskaya V., Phillips L. C., Zobelli A., Infante I. C., Jacquet E., Garcia V., Fusil S., Briddon P. R., Guiblin N., Mougin A., Ünal A. A., Kronast F., Valencia S., Dkhil B., Barthélémy A., Bibes M., (2014), “Electric-field control of magnetic order above room temperature”, Nat Mater, 13 (4), 345-351.

[149] Chu Y.-H., Martin L. W., Holcomb M. B., Gajek M., Han S.-J., He Q., Balke N., Yang C.-H., Lee D., Hu W., Zhan Q., Yang P.-L., Fraile-Rodriguez A., Scholl A., Wang S. X., Ramesh R., (2008), “Electric-field control of local ferromagnetism using a magnetoelectric multiferroic”, Nat Mater, 7 (6), 478-482.

[150] Borisov P., Hochstrat A., Chen X., Kleemann W., Binek C., (2005), “Magnetoelectric Switching of Exchange Bias”, Physical Review Letters, 94 (11), 117203.

[151] Pati S. P., Shimomura N., Nozaki T., Shibata T., Sahashi M., (2015), “Néel temperature of Cr2O3 in Cr2O3/Co exchange-coupled system: Effect of buffer layer”, Journal of Applied Physics, 117 (17), 17D137.

[152] Abdullah M. M., Rajab F. M., Al-Abbas S. M., (2014), “Structural and optical characterization of Cr2O3 nanostructures: Evaluation of its dielectric properties”, AIP Advances, 4 (2), 027121.

[153] Makhlouf S. A., Bakr Z. H., Al-Attar H., Moustafa M. S., (2013), “Structural, morphological and electrical properties of Cr2O3 nanoparticles”, Materials Science and Engineering: B, 178 (6), 337-343.

[154] Wu N., He X., Wysocki A. L., Lanke U., Komesu T., Belashchenko K. D., Binek C., Dowben P. A., (2011), “Imaging and Control of Surface Magnetization Domains in a Magnetoelectric Antiferromagnet”, Physical Review Letters, 106 (8), 087202.

[155] Iyama A., Kimura T., (2013), “Magnetoelectric hysteresis loops in Cr2O3 at room temperature”, Physical Review B, 87 (18), 180408.

[156] Makhlouf S. A., (2004), “Magnetic properties of Cr2O3 Nanoparticles”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 272–276, Part 2, 1530-1532.

[157] Ye M., Vanderbilt D., (2014), “Dynamical magnetic charges and linear magnetoelectricity”, Physical Review B, 89 (6), 064301.

[158] Sort J., Langlais V., Doppiu S., Dieny B., Suriñach S., Muñoz J. S., Baró M. D., Ch L., Nogués J., (2004), “Exchange bias effects in Fe nanoparticles embedded in an antiferromagnetic Cr 2 O 3 matrix”, Nanotechnology, 15 (4), S211.

[159] Rehbein C., Harrison N. M., Wander A., (1996), “Structure of the α-Cr2O3 (0001) surface: An ab initio total-energy study”, Physical Review B, 54 (19), 14066-14070.

[160] Renu C., Takashi K., Pankaj K., Priyanka M., Kazuaki T., Taichi O., Koji M., Peter A. D., Ralph S., Arti K., (2016), “Exchange coupling and spin structure in cobalt-on-chromia thin films”, EPL (Europhysics Letters), 115 (1), 17003.

[161] Gibot P., Vidal L., (2010), “Original synthesis of chromium (III) oxide nanoparticles”, Journal of the European Ceramic Society, 30 (4), 911-915.

[162] Shiratsuchi Y., Nakatani T., Nakatani R., Yamamoto M., (2009), “Superparamagnetism of ultrathin Co film on antiferromagnetic Cr 2 O 3 layer”, Journal of Physics: Conference Series, 165 (1), 012034.

[163] Kofstad P., Lillerud K. P., (1980), “On High Temperature Oxidation of Chromium ”, J. Electrochem. Soc., 127, 2410.

[164] Ashida T., Oida M., Shimomura N., Nozaki T., Shibata T., Sahashi M., (2014), “Observation of magnetoelectric effect in Cr2O3/Pt/Co thin film system”, Applied Physics Letters, 104 (15), 152409.

[165] Toyoki K., Shiratsuchi Y., Kobane A., Harimoto S., Onoue S., Nomura H., Nakatani R., (2015), “Switching of perpendicular exchange bias in Pt/Co/Pt/α-Cr2O3/Pt layered structure using magneto-electric effect”, Journal of Applied Physics, 117 (17), 17D902.

[166] Ashida T., Oida M., Shimomura N., Nozaki T., Shibata T., Sahashi M., (2015), “Isothermal electric switching of magnetization in Cr2O3/Co thin film system”, Applied Physics Letters, 106 (13), 132407.

[167] Faraday M., (1846), “Experimental Researches in Electricity. Nineteenth Series”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 136, 1-20.

[168] Kerr J., (1878), “XXIV. On reflection of polarized light from the equatorial surface of a magnet”, Philosophical Magazine Series 5, 5 (30), 161-177.

[169] Kundt A., (1884), “XXXV. On the electromagnetic rotation of the plane of polarization of light by means of iron, cobalt, and nickel”, Philosophical Magazine Series 5, 18 (113), 308-327.

[170] McCord J., Brendel H., Hubert A., Parkin S. S. P., (1995), “Hysteresis and domains in magnetic multilayers”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 148 (1–2), 244-246.

[171] Jeffrey M., (2015), “Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy”, Journal of Physics D: Applied Physics, 48 (33), 333001.

[172] Erskine J. L., Stern E. A., (1973), “Magneto-optic Kerr Effect in Ni, Co, and Fe”, Physical Review Letters, 30 (26), 1329-1332.

[173] Chen J., Erskine J. L., (1992), “Surface-step-induced magnetic anisotropy in thin epitaxial Fe films on W(001)”, Physical Review Letters, 68 (8), 1212-1215.

[174] Qiu Z. Q., Bader S. D., (1999), “Surface magneto-optic Kerr effect (SMOKE)”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 200 (1–3), 664-678.

[175] Bader S. D., (1991), “SMOKE”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 100 (1–3), 440-454.

[176] Krinchik G. S., Nurmukhamedov G. M., (1965), “Magnetization of a Ferromagnetic Metal by the Magnetic Field of Light Waves ”, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 20, 520.

[177] Zak J., Moog E. R., Liu C., Bader S. D., (1990), “Fundamental magneto-optics”, Journal of Applied Physics, 68 (8), 4203-4207.

[178] Zak J., Moog E. R., Liu C., Bader S. D., (1990), “Universal approach to magneto-optics”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 89 (1–2), 107-123.

[179] Zak J., Moog E. R., Liu C., Bader S. D., (1991), "Magneto-optics of multilayers with arbitrary magnetization directions", Physical Review B, 43 (8), 6423-6429.

[180] Hubert A., Schafer R., (1998), "Magnetic Domains", The Analsis of Magnetic Microstructures, Springer Verlag.

[181] You C. Y., Shin S. C., (1996), "Derivation of simplified analytic formulae for magneto-optical Kerr effects", Applied Physics Letters, 69 (9), 1315-1317.

[182] You C. Y., Shin S. C., (1998), "Generalized analytic formulae for magneto-optical Kerr effects", Journal of Applied Physics, 84 (1), 541-546.

[183] You C. Y., Shin S. C., (1999), "Simplified analytic formulae for magneto-optical Kerr effects in ultrathin magnetic films", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 198–199, 573-577.

[184] Numan A., (2004), "İnce Filmlerde Manyeto-Optik Ölçümler", Yüksek Lisans Tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi.

[185] Atkinson R., Lissberger P. H., (1992), "Sign conventions in magneto-optical calculations and measurements", Applied Optics, 31 (28), 6076-6081.

[186] Argyres P. N., (1955), "Theory of the Faraday and Kerr Effects in Ferromagnetics", Physical Review, 97 (2), 334-345.

[187] Bolotin G. A., Sokolov A. V., (1961), The Physics of Metals and Metallography, 12 (6), 1.

[188] Web 2 (2016), http://www.tek.com/keithley-source-measure-units/keithley-smu-2400-series-sourcemeter, (Erişim Tarihi: 27/07/2016).

[189] Web 3 (2016), http://www.tek.com/keithley-low-level-sensitive-and-specialty-instruments/keithley-ultra-sensitive-current-sources-seri, (Erişim Tarihi: 27/07/2016).

[190] Web 4 (2016), http://www.tek.com/keithley-low-level-sensitive-and-specialty-instruments/keithley-nanovoltmeter-model-2182a, (Erişim Tarihi: 27/07/2016).

[191] Web 5 (2016), http://www.lakeshore.com/products/Cryogenic-Temperature-Sensors/Cernox/Models/pages/Overview.aspx, (Erişim Tarihi: 27/07/2016).

[192] Web 6 (2016), http://www.lakeshore.com/products/Cryogenic-Temperature-Controllers/Model-331/Pages/Overview.aspx, (Erişim Tarihi: 27/07/2016).

[193] Web 7 (2016), http://www.lakeshore.com/ObsoleteAndResearchDocs/331_Manual.pdf, (Erişim Tarihi: 27/07/2016).

[194] Shiratsuchi Y., Nakatani T., Kawahara S. İ., Nakatani R., (2009), “Magnetic coupling at interface of ultrathin Co film and antiferromagnetic Cr2O3(0001) film”, Journal of Applied Physics, 106 (3), 033903.

[195] Shiratsuchi Y., Kawahara S. i., Noutomi H., Nakatani R., (2010), “Interface Magnetism of Au/Co/Cr2O3 (0001) Epitaxial Film With Perpendicular Magnetic Anisotropy and Perpendicular Exchange Bias”, IEEE Transactions on Magnetics, 46 (6), 1618-1621.

[196] Borisov P., Kleemann W., (2011), “Exchange bias and ferromagnetic coercivity in heterostructures with antiferromagnetic Cr2O3”, Journal of Applied Physics, 110 (3), 033917.

[197] Shiratsuchi Y., Fujita T., Noutomi H., Oikawa H., Nakatani R., (2011), “Control of the Interfacial Exchange Coupling Energy in Pt/Co/Cr2O3 Films by Inserting a Pt Spacer Layer at the Co/Cr2O3 Interface”, IEEE Transactions on Magnetics, 47 (10), 3909-3912.

[198] Nozaki T., Oida M., Ashida T., Shimomura N., Sahashi M., (2013), “Temperature-dependent perpendicular magnetic anisotropy of Co-Pt on Cr2O3 antiferromagnetic oxide”, Applied Physics Letters, 103 (24), 242418.

[199] Ashida T., Sato Y., Nozaki T., Sahashi M., (2013), “Effect of the Pt buffer layer on perpendicular exchange bias based on collinear/non-collinear coupling in a Cr2O3/Co3Pt interface”, Journal of Applied Physics, 113 (17), 17D711.

[200] Shiratsuchi Y., Takechi Y., Toyoki K., Nakano Y., Onoue S., Mitsumata C., Nakatani R., (2013), “High-Temperature Regeneration of Perpendicular Exchange Bias in a Pt/Co/Pt/α-Cr 2 O 3 /Pt Thin Film System”, Applied Physics Express, 6 (12), 123004.

[201] Nozaki T., Oida M., Ashida T., Shimomura N., Shibata T., Sahashi M., (2014), “Positive exchange bias observed in Pt-inserted Cr2O3/Co exchange coupled bilayers”, Applied Physics Letters, 105 (21), 212406.

[202] Mustafa Ö., Bekir A., Yildirhan Ö., Sato T., Ando T., (1997), “Anomalous anisotropy of re-entrant Ni77Mn23film”, Journal of Physics: Condensed Matter, 9 (30), 6433.

[203] Knorr T. G., Hoffman R. W., (1959), “Dependence of Geometric Magnetic Anisotropy in Thin Iron Films”, Physical Review, 113 (4), 1039-1046.

[204] Bland J. A. C., Padgett M. J., Butcher R. J., Bett N., (1989), “An intensity-stabilised He-Ne laser for measuring small magneto-optic Kerr rotations from thin ferromagnetic films”, Journal of Physics E: Scientific Instruments, 22 (5), 308.

[205] Akdogan N., Rameev B. Z., Dorosinsky L., Sozeri H., Khaibullin R. I., Akta B., Tagirov L. R., Westphalen A., Zabel H., (2005), “Anisotropy of ferromagnetism in Co-implanted rutile”, Journal of Physics: Condensed Matter, 17 (34), L359.

[206] Akdogan N., Nefedov A., Westerholt K., Zabel H., Becker H. B., Somsen C., Khaibullin R., Tagirov L., (2008), “Intrinsic room temperature ferromagnetism in Co-implanted ZnO”, Journal of Physics D: Applied Physics, 41 (16), 165001.

[207] Akdogan N., Rameev B. Z., Khaibullin R. I., Westphalen A., Tagirov L. R., Aktaş B., Zabel H., (2006), “Anisotropic ferromagnetism in Co-implanted TiO2 rutile”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 300 (1), e4-e7.

[208] Li D., Han Z., Zheng J. G., Wang X. L., Geng D. Y., Li J., Zhang Z. D., (2009), “Spin canting and spin-flop transition in antiferromagnetic Cr2O3 nanocrystals”, Journal of Applied Physics, 106 (5), 053913.

[209] Hendriksen P. V., Linderoth S., Oxborrow C. A., Morup S., (1994), “Ultrafine maghemite particles. II. The spin-canting effect revisited”, Journal of Physics: Condensed Matter, 6 (16), 3091.

ÖZGEÇMİŞ

Erdem DEMİRCİ 24.06.1984 yılında İstanbul/Kadıköy'de doğdu. 2008 yılında Erciyes Üniversitesinde Fizik Bölümünde lisans eğitimini tamamladı. 2009 - 2011 tarihleri arasında yüksek lisans eğitimini, 2011 - 2016 tarihleri arasında doktora eğitimini Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında tamamladı. Gebze Teknik Üniversitesinde, 2010 – 2012 tarihleri arasında TÜBİTAK "Fabrication of Magnetic Layered and Nanocomposite Material for Spintronic Applications" 209T061 nolu projesinde, 2012 – 2013 tarihleri arasında TÜBİTAK 2233 - Yurtiçi Doktora Araştırma Projesinde, 2013 -2016 tarihleri arasında TÜBİTAK "Electrical field manipulation of exchange bias in perpendicularly magnetized Pt/Co/CoO and Pt/Co/IrMn thin films" 112T857 nolu projelerinde çalıştı. 2016 tarihinden itibaren TÜBİTAK "Graphene and graphite spin filter" 113F161 nolu projede çalışmaktadır.

EKLER

Ek A: Tez Çalışması Kapsamında Yapılan Yayınlar

Demirci E., Öztürk M., Öcal M.T.,Öztürk O., Akdoğan N., (2015), “Investigation of spin canting phenomena in perpendicularly exchange biased Pt/Co/Pt/Cr_2O_3 thin films”, Thin Solid Films, 591, 72–75.