

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇOK KATMANLI MANYETİK İNCE FİLMLERİN
BÜYÜTÜLMESİ, FERROMANYETİK REZONANS YARIEĞRİ
GENİŞLİKLERİNİN VE MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ

EMİNE GÖKÇE POLAT
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2019

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇOK KATMANLI MANYETİK İNCE
FİLMLERİN BÜYÜTÜLMESİ,
FERROMANYETİK REZONANS YARIEĞRİ
GENİŞLİKLERİNİN VE MANYETİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

EMİNE GÖKÇE POLAT
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
DOÇ. DR. FİKRET YILDIZ

GEBZE
2019

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

**FABRICATION OF MAGNETIC
MULTILAYER THIN FILMS AND
INVESTIGATION OF FERROMAGNETIC
RESONANCE LINEWIDTH AND
MAGNETIC PROPERTIES**

EMİNE GÖKÇE POLAT
A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF
DOCTOR OF PHILOSOPHY
DEPARTMENT OF PHYSICS

ADVISOR
ASSOC. PROF. DR. FİKRET YILDIZ

GEBZE
2019

GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 03../07../2018. tarih ve 2018../20.. sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 02../08../2018. tarihinde tez savunma sınavı yapılan Emine GÖKÇE POLAT'ın tez çalışması Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI)

: Doç. Dr. Fikret YILDIZ



ÜYE : Prof. Dr. M. Hasan ASLAN



ÜYE : Prof. Dr. Faik MİKAİLZADE



ÜYE : Doç. Dr. Sevda AVCI



ÜYE : Dr. Öğr. Üyesi Cengiz OKAY



ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

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

ÖZET

Bu tez çalışması iki ana çalışmadan oluşmuştur. İlk kısımda genel yapısı Si(100)/Ta/CoFeB/MgO/Ta olan ince film sistemleri farklı CoFeB kalınlıklarında magnetron saçtırma tekniği ile hazırlanmıştır. Hazırlanan örneklerin manyetik özellikleri büyütme sonrası işlemsiz ve ısıtıl işlem uygulanması durumları için ferromanyetik rezonans (FMR) tekniği ile incelenmiştir. Tek ve çok katlı filmler için ferromanyetik rezonans (FMR) sinyali ve FMR yarıgenişlik incelemeleri açığa bağlı yapılmıştır. Isıl işlem etkisiyle CoFeB (1 nm) film dik anizotropi elde edilmiştir. As grown ve ısıtıl işlem görmüş filmlerde yarıgenişlik Gilbert sönümlleme etkisi ve manyetik homojen olmama katkısı ile tanımlanmıştır. Tek ve üç tabakalı filmin yarıgenişlikleri arasındaki farkın esas olarak, ara yüz katmanlarında spin pompalama etkisinin sönümlleme üzerindeki etkisinden kaynaklandığı öne sürülmüştür.

İkinci çalışmada genel yapısı Si(100)/Pt/Au/[Co/Pt]₆/IrMn/Co/Pt olan çok katmanlı manyetik ince filmler magnetron saçtırma tekniği kullanılarak çeşitli kalınlıklarda hazırlandı. Filmlerin manyetik karakterizasyonları için FMR, Manyeto optik Kerr etkisi (MOKE) ve titreşimli örnek manyetometresi (VSM) teknikleri kullanıldı. Dik manyetik anizotropiye sahip 6 katlı [Co / Pt] katmanı ile anti-ferromanyetik IrMn ara katmanı arasındaki etkileşimlerin incelendiği iki tabakalı sistemler incelenmiştir. [Co/Pt]₆/IrMn/Co üç tabakalı dik ve düzlem içi mıknatıslanmalara sahip tabakalar arası etkileşimlere ara-tabaka IrMn kalınlığının etkisi incelenmiştir. Ara-tabaka olan IrMn kalınlığından dolayı manyetik etkileşimler L-MOKE ile araştırılmıştır. IrMn kalınlığının zorlayıcı alanlar ve kaydırma alanı üzerinde güçlü etkisi olduğu tespit edildi. Kendiliğinden gerçekleşen EB' nin IrMn (111) dokusunun bir sonucu olduğu gözlemlendi. Alan altında soğutmanın etkisiyle (5 kOe'de 400 K ila 300 K), örnekler için negatif alan yönünde EB alanları (H_{EB}) ölçülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Çok Katlı İnce Filmler, Ferromanyetik rezonans, yarıgenişlik, Manyetik Anizotropi, Magneto-Optic Kerr Effect, IrMn, Tabakalar arası çiftlenim.

SUMMARY

This thesis consists of two main sections. For the first section, Si(100)/Ta/CoFeB/MgO/Ta structure was grown using sputtering technique. The influences of thin film thickness and post-annealing process on the magnetic properties of CoFeB thin films were investigated. The angular dependence of the linewidth of the ferromagnetic resonance signal was used to explore the magnetic behavior of stacks. Magnetization changes from in-plane to out-of-plane as a result of the annealing process in the CoFeB thin film of 1 nm thickness. The ferromagnetic resonance (FMR) linewidth can be defined well by the intrinsic Gilbert damping and the magnetic inhomogeneity contributions in both as-grown and annealed samples. The difference between the linewidths of the single and trilayer films is mainly caused by the spin pumping effect on damping which is associated with the interface layers.

In the second section, structural and magnetic properties of [Co/Pt]₆/IrMn/Co/Pt thin film system have been investigated. The multilayer films were grown on Si (100) by using sputter technique. FMR, magneto optic kerr effect (MOKE), and vibrating sample magnetometer (VSM) techniques were used for magnetic characterization. The coupling between the [Co/Pt] layer easy axis with out-of-plane of magnetization and Co layer easy axis with in-plane of magnetization across anti ferromagnetic IrMn spacer layer was studied by MOKE. It has been found that the IrMn thickness strongly influenced the coercive fields and exchange bias (EB). Spontaneous EB was observed as a result of IrMn (111) texture. The negative EB was observed for samples after field cooling application.

Key Words: Magnetic multilayer thin films, Ferromagnetic resonance, Ferromagnetic resonance linewidth; Magnetic anisotropy; Magneto Optic Kerr Effect, IrMn, Interlayer coupling.

TEŞEKKÜR

Öncelikle, doktora eğitimim boyunca çalışmalarımın her aşamasında yardım ve katkılarını esirgemeyen, değerli hocam Doç.Dr. Fikret YILDIZ'a en kalbi teşekkürlerimi sunarım.

Tez komitemde yer alan değerli hocalarım Prof.Dr. M. Hasan ASLAN, Dr Öğr. Üyesi Cengiz OKAY, Prof.Dr. Abdülmecit TÜRÜT, Prof.Dr. Faik MİKAİLZADE ve Doç.Dr. Sevda AVCI' ya katkıları ve desteklerinden dolayı teşekkürü bir borç bilirim.

Tez dönemim süresince desteğini hep hissettiğim değerli arkadaşım, Dr. Perihan AKSU'ya teşekkürlerimi sunuyorum. Hasan PİŞKİN başta olmak üzere NASAM laboratuvarı çalışma arkadaşlarıma, İstanbul Medeniyet Üniversitesi mesai arkadaşlarıma ve hocalarıma teşekkür ederim.

Akademik hayata atıldığım ilk günden beri yanımda olan desteğini her zaman yanımda hissettiğim, eşim Volkan Polat'a tüm kalbimle teşekkür ederim. Kızlarım Ayşe ve Azra'ya hayatıma kattıkları değerden dolayı teşekkür ederim. Aileme ve canım anneme en derin özlemlerimle teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	xi
ŞEKİLLER DİZİNİ	xiii
TABLolar DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ	1
2. TEMEL MANYETİZMA KAVRAMLARI	3
2.1. Malzemelerin Manyetik Özelliklerine Göre Sınıflandırılması	3
2.1.1. Diamanyetizma	4
2.1.2. Paramanyetizma	4
2.1.3. Ferromanyetizma	5
2.1.3.1. Manyetik bölgeler (Domenler) ve Mıknatıslanma eğrisi	6
2.1.4. Antiferromanyetizma	8
2.1.5. Ferrimanyetizma	8
2.2. Manyetik Anizotropi	9
2.2.1. Kristal Anizotropi	9
2.2.2. Tek Eksenli (Uniaxial) Anizotropi	10
2.2.3. İnduced Anizotropi	11
2.2.4. Şekil Anizotropisi ve Demanyetizasyon Alanı	11
2.2.5. Manyetoelastik Anizotropi	12
2.2.6. Manyetik Yüzey ve Ara-yüzey Anizotropileri	12
2.3. Mıknatıslanmanın Hareket Denklemi	13
2.4. Manyetik Enerji	14
2.4.1. Zeeman Enerjisi	15
2.4.2. FMR Yarigenişlik	15
2.5. Manyetik Etkileşimler	17
2.5.1. Değiş-Tokuş (Exchange) Etkileşmesi	17
2.5.1.1. Direkt Değiş-Tokuş Etkileşimi	18

2.5.1.2. Direkt Olmayan Değiş-Tokuş Etkileşimleri	19
2.5.2. Ara Tabaka Çiftlenimleri (Interlayer Coupling)	20
2.5.3. Manyetostatik Çiftlenim	21
2.6. Kaydırma Etkisi (Exchange Bias)	21
2.6.1. Kaydırma Etkisi Modelleri	23
2.6.1.1. Meiklejohn ve Bean (MB) Modeli	23
2.6.1.2. Mauri Domen Duvarı Modeli	25
2.6.1.3. Malozemoff Rasgele Alan Modeli	26
2.6.2. Exchange Bias Etkisinin FM ve AFM Tabaka Kalınlıklarına	27
2.6.3. Antiferromanyetik Tabakalar Arasında Çiftlenim ve Ara-yüzey Bağlılığı Pürüzlülüğünün Rolü	28
3. DENEYSEL TEKNİKLER	29
3.1. İnce Film Hazırlama Teknikleri	29
3.1.1. Magnetron Sputtering (Saçtırma) Tekniği	30
3.2. İnce Film Yapı Karakterizasyon Teknikleri	31
3.2.1. X-Işını Kırınımı (X-Ray Diffraction, XRD)	32
3.2.2. X-Işını Yansıması (X-Ray Reflection, XRR)	33
3.3. İnce Film Manyetik Karakterizasyon Teknikleri	34
3.3.1. Ferromanyetik Rezonans (FMR) Tekniği	34
3.3.1.1. Elektron Spin Rezonans (ESR) Sistemi	34
3.3.1.2. Mikrodalga Kaynak Sistemi	35
3.3.1.3. Kavite ve Dalga Kılavuzu Kılavuz Sistemi	35
3.3.1.4. Elektromıknatıs Sistemi	37
3.3.1.5. Dedektör ve Modülasyon Sistemi	37
3.3.2. Manyeto Optik Kerr Etkisi (MOKE) Tekniği	38
3.3.3. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Tekniği	40
4. DENEYSEL ÇALIŞMALAR VE YORUMLAR	42
4.1. CoFeB / MgO Katmanlı Yapısının Üretilmesi ve Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi	42
4.1.1. İnce Filmlerin Hazırlanması	43
4.1.2. Büyük Açılı X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçümleri	44
4.1.3. Küçük Açılı X-Işını Yansıması (XRR) Ölçümleri	45
4.1.4. FMR Analizleri	47
4.1.5. FMR Yarı Genişlik Analizleri	51

4.1.6. Bulgular	54
4.2. [Co/Pt] ₆ /IrMn/ Co Çok Katmanlı Yapısının Üretilmesi ve Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi	54
4.2.1. İnce Filmlerin Hazırlanması	56
4.2.2. Büyük Açılı X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçümleri	57
4.2.3. Mıknatıslanma Ölçüm Sonuçları	58
4.2.3.1. (Co/Pt) ₆ /IrMn Sistemleri	58
4.2.3.2. (Co/Pt) ₆ /IrMn/Co Sistemleri	60
4.2.4. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Ölçüm Sonuçları	69
5. SONUÇLAR ve YORUMLAR	73
KAYNAKLAR	75
ÖZGEÇMİŞ	83
EKLER	84

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler ve</u>	<u>Açıklamalar</u>
<u>Kisaltmalar</u>	
$\text{\AA}$	: Angstrom
nm	: Nanometre
mT	: miliTesla
Oe	: Oersted
G	: Gauss
K_{eff}	: Ferromanyetik malzemenin anizotropisi
M_{eff}	: Etkin mıknatıslanma
g	: Spektroskopik yarılma çarpanı
γ	: Jiromanyetik oran
T_c	: Curie sıcaklığı
T_N	: Neel sıcaklığı
ΔH	: Ferromanyetik rezonans yarı genişlik
ΔH_G	: Gilbert sönüm katkısı
ΔH_{inh}	: Homojensizlik katkısı
ΔH_{2mag}	: İki magnon saçılması katkısı
α	Manyetik sönüm sabiti
Si	: Silisyum
Pt	: Platin
MgO	: Magnezyum oksit
Ta	: Tantalum
Co	: Kobalt
Au	Altın
IrMn	: İridyum Mangan
B	: Manyetik indüksiyon
H	: Manyetik alan
M	: Mıknatıslanma
χ	: Manyetik duygunluk
μ	: Manyetik moment
H_c	: Sıfırlayıcı alan

H_{ex}	: Exchange Bias Alanı
M_s	: Doyum mıknatıslanması
M_r	: Kalıcı mıknatıslanma
J_{ex}	: Değiş-tokuş integrali
RKKY	: Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida
FM	: Ferromanyetik
AFM	: Antiferromanyetik
GMR	: Dev manyetodirenç (Giant magnetoresistance)
TMR	: Tünelleme manyetodirenç (Tunneling magnetoresistance)
MRAM	: Manyetik Kalıcı Rastgele Erişilebilir Hafıza
STT	: Spin tork transfer
UHV	: Ultra Yüksek Vakum (Ultra High Vacuum)
RF	: Radyo frekansı (Radio frequency)
DC	: Doğru akım (Direct Current)
XRD	: X-ışını kırınımı(X-ray diffraction)
XRR	: X-ışını yansıması (X-Ray Reflectivity)
ESR	: Elektron Spin Rezonans
FMR	: Ferromanyetik Rezonans
MOKE	: Manyeto-optik Kerr Etkisi (Magneto-optical Kerr Effect)
VSM	: Titreşimli Örnek Manyetometresi (Vibrating Sample Magnetometer)
ZFC	: Sıfır Alan Altında Soğutma
FC	: Alan Altında Soğutma
NASAM	: Nanomanyetizma ve Spintronik Araştırma Merkezi

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil No:</u>	<u>Sayfa</u>
2.1: a) Paramanyetik düzene sahip manyetik momentler temsili gösterimi. b) Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi ve duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimi.	5
2.2: a) Ferromanyetik düzene sahip manyetik momentlerin temsili gösterimi, b) Ferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi	6
2.3: Bir malzemedeki manyetik bölgeler.	6
2.4: Histerisiz eğrisi.	7
2.5: a) Antiferromanyetik düzene sahip manyetik momentler temsili gösterimi, b) AFM: Antiferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.	8
2.6: Ferrimanyetik düzene sahip manyetik momentlerin temsili gösterimi.	9
2.7: FM tabaka kalınlığına bağlı manyetik anizotropi değişimi.	13
2.8: Sönümsüz mıknatıslanma presesyon hareketi b) Sönümlü mıknatıslanma presesyon hareketi gösterimi.	14
2.9: Değiş-tokuş integralinin pozitif ya da negatif olduğu durumları ifade eden Bethe-Slater eğrisi.	19
2.10: Manyetik olmayan metal içine yerleştirilmiş manyetik spinlerin aralarındaki uzaklığa bağlı değiş-tokuş etkileşimi değişimi.	20
2.11: Kaydırma Etkisi oluşumu şematik gösterimi.	23
2.12: Meiklejohn ve Bean modelinde kullanılan vektör ve açıların şematik gösterimi.	24
2.13: Mauri kaydırma etkisi modeli şematik gösterimi.	26
3.1: Magnetron Saçtırma yönteminin şematik gösterimi.	30
3.2: Bir kristal düzleminde X-ışınının kırınımının şematik gösterimi.	32
3.3: X-Işını Kırınımı ölçüm düzeneğinin temsili gösterimi.	33
3.4: Örnek XRR eğrisi.	34
3.5: ESR cihazının şematik gösterimi.	35
3.6: a) TE ₁₀₂ modunda çalışan diktörtgen prizma mikrodalga	36

kavitesinin temsili görünümü. a) Elektrik alan bileşeninin xz- düzlemindeki görünümü. b) Manyetik alan bileşeninin xy- düzlemindeki görünümü	
3.7: Kavite şeması.	37
3.8: Manyetik-optik Kerr etkisi ölçüm geometrileri. a) P-MOKE, b) L- MOKE, c) T-MOKE ölçüm geometrisi.	38
3.9: MOKE sisteminin şematik gösterimi.	39
3.10: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki manyetik-optik Kerr etkisi sistemi.	39
3.11: Süperiletken mıknatıs içinde çalışan VSM.	41
3.12: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki PPMS sistemi.	41
4.1: Hazırlanan CoFeB örneklerinin şematik gösterimi.	44
4.2: CoFeB filmlerinin as-grown ve ısıtıl işlem uygulanmış durumları için x-ışını kırınımı ölçüm sonuçları.	45
4.3: As grown (üstte) ve ısıtıl işlem uygulanmış (altta) CoFeB (1 nm) filminin açığa bağlı out-of plane FMR spektrumları.	48
4.4: As grown (a) ve ısıtıl işlem uygulanmış filmlerin düzlem dışı FMR rezonans alanları grafiği.	49
4.5: As-grown (a) ve ısıtıl işlem uygulanmış (b) örneklerin rezonans alanlarının açısal bağımlılıklarının teorik fitinden elde edilen parametreler (fitler çizgisel gösterilmiştir).	50
4.6: As-grown(a) ve Isıtıl işlem görmüş CoFeB filmlerinin yarı genişlik ölçüm sonuçları.	52
4.7: As-grown CoFeB (1.5 nm) filminin yarı genişlik analizi.	53
4.8: Yarı genişlik grafikleri (a) S2 yapısındaki yarı genişlik grafiği (b) S1 ve S2 yapılarındaki CoFeB yarı genişlik karşılaştırması	53
4.9: Hazırlanan örnek setlerinin şematik gösterimi.	57
4.10: [Co/Pt] ₆ /IrMn (2 nm)/ Co yapısına ait XRD sonucu.	58
4.11: [Co/Pt] ₆ /IrMn (t) ince film sistemleri için değişen P-MOKE ölçüm sonuçları.	59
4.12: (Co/Pt) ₆ /IrMn (3, 5, 7 nm) sistemlerinin düzleme dik FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanları açısal değişimi.	60
4.13: [Co/Pt] ₆ /IrMn (t) / Co ince film sistemleri için L-MOKE ölçüm	61

sonuçları.	
4.14: MOKE ölçümlerinden elde edilen AFM tabaka kalınlığına bağlı H_c ve H_{ex} değerleri.	62
4.15: $[Co/Pt]_6 / IrMn (t) / Co$ ince film sistemleri için değişen P-MOKE ölçüm sonuçları.	63
4.16: Kullanılan sputter sisteminde hedef malzemelerin yerlerinin şematik gösterimi.	64
4.17: $(Co/Pt)/IrMn 2/Co$ örneğinin döndürme açısına bağlı histerisiz eğrisi.	65
4.18: $(Co/Pt)_6/IrMn 2nm/Co$ örneğinin düzleme dik (a)ve (b)düzlem içi FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanları açısal değişimi.	66
4.19: $(Co/Pt)/IrMn 2.5 nm /Co$ örneğinin döndürme açısına bağlı histerisiz eğrisi.	67
4.20: $(Co/Pt)_6/IrMn 3,5 nm/Co$ örneğinin düzleme dik FMR spektrumlarının açısal değişimi.	68
4.21: L-MOKE ölçümünün 0° (solda) ve 135° (sağda) için temsili gösterimi.	68
4.22: $(Co/Pt)/IrMn 4, 5 nm /Co$ örneklerinin döndürme açısına bağlı histerisiz eğrisi.	69
4.23: Örnekleri için Düzlem içi geometride VSM Alan altında soğutmasız H_c ve H_{ex} alanlarının sıcaklıkla değişimi.	70
4.24: a) Film düzlemine dik ve (b) film düzleminde yapılmış EB ölçümleri için 10K de alınan VSM sonuçları.	72

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo No:</u>	<u>Sayfa</u>
4.1 CoFeB(1nm)/MgO yapısı için XRR fit sonuçları.	46
4.2 CoFeB(3nm)/MgO yapısı için XRR fit sonuçları.	46
4.3 As-grown ve ısıtıl işlem uygulanmış örneklerin rezonans alanlarının açısal bağımlılıklarının teorik fitinden elde edilen parametreler.	49
4.4 As-grown ve ısıtıl işlem uygulanmış CoFeB/ MgO/ CoZrTa örneklerinin rezonans alanlarının açısal bağımlılıklarının teorik fitinden elde edilen parametreler.	49

1. GİRİŞ

Ferromanyetik malzemelerdeki spin taşınması konusundaki keşifler spintronik adı verilen yeni bir teknolojiyi oluşturmuştur. Elektronun spin özelliği, yeni işlevsellikler oluşturmak için standart elektroniklerde kullanılan geleneksel yapılara eklenmesidir.

1980' lerin sonlarında Dev Manyeto-direnç (GMR) in keşfedilmesiyle çok katmanlı manyetik yapılar teknolojik uygulamalarda kullanılmaya başlanmıştır [1]. GMR etkisi, iki ferromanyetik (FM) tabakanın manyetik olmayan metalik bir ara tabaka aracılığı ile ayrılması ve oluşturulan yapıya manyetik alan uygulanmasıyla yapının elektriksel direncinin değiştirilebilmesidir [2]. GMR yapıda ferromanyetik tabakaların mıknatıslanmasının paralel durumu için direnç düşük, antiparalel olduğu durumu için ise yüksek direnç olmaktadır. Bu durum elektriksel direncin elektronun spin durumuna da bağlı olmasının bir sonucudur. Böylelikle elektronun yük ve spin özelliğinin birlikte kullanıldığı spintronik adını verilen yeni bir alanın temelleri atılmıştır [3]. Daha sonra, ara tabaka olarak yalıtkan (MgO , Al_2O_3 vb.) kullanılarak manyeto-direncin artırılması, manyetik tünel eklemi (MTJ) yapıları, MRAM'lerin (magnetic random access memory) geliştirilmesi için kullanılmıştır.

GMR ilkeleri basit üç katmanlı yapılarda kanıtlanmış olmasına rağmen, veri depolama endüstrisi tarafından talep edilen manyetik sensörlerin artan talebi ve performansı, okuma kafası cihazlarında exchange bias özelliğinin yaygın bir şekilde kullanılmasına neden olmuştur. Disk sürücülerinin depolama kapasitesi artırılarak, daha küçük ve daha verimli bir okuma kafaları oluşturmak gerekmektedir. Bu nedenle antiferromanyetik (AFM) malzemeler spintronik cihaz uygulamalarında yeni yollar açmak için oldukça avantajlıdır [4]. FM / AFM tabaka arasındaki ara-yüzey değiş tokuş çiftlenimi ve AFM bir tabaka ile ayrılmış iki FM tabakanın AFM tabaka üzerinden değiş-tokuş çiftlenimi (IEC), spintronik cihazlar ve bilgi kayıt manyetik alanında önemli etkileri olan olaylardır [5]. Ferromanyetler ve antiferromanyetler arasındaki ara-yüzde meydana gelen değiş-tokuş etkileşimi konusunda yoğun araştırmalar yapılmıştır. FM / AFM iki tabakalı sistemlerde, exchange bias (H_{ex}) özelliğinin ara-yüzey pürüzlülüğü, ara-yüzey spin konfigürasyonu, kristal yapı ve alan yapısına bağlı olduğu bilinmektedir.

Üç katmanlı ve çok düz yapıların tabakalar arası değişimi ve iki katmanlı yapılardaki etkileşimler ilginç ve önemli özelliklere yol açmıştır. Bugüne kadar, bu olaylarla ilgili araştırmaların çoğu, düzlem içi kolay eksenli manyetik yapılar üzerinde gerçekleşmiştir. Daha yüksek alan yoğunlukları ve dolayısıyla daha küçük manyetik elemanlar için, manyetik elemanların dik bir geometriyle kullanılması ihtiyacını doğurmuştur [6]. Son zamanlarda, AFM tabanlı spintronik çalışmaları, sıfır net mıknatıslanma, düşük mıknatıslanma duyarlılığı, büyük spin-yörünge çiftlenimi, ultra-hızlı dinamikleri ve büyük manyeto-transport etkileri gibi önemli özelliklerden dolayı önem kazanmıştır [7].

Bu tez çalışması kapsamında spintronik uygulamalarında kullanılabilecek FM/NM ve FM/NM/FM, FM/AFM ve FM/AFM/FM ince film sistemleri üretilmiş ve çeşitli yöntemlerle manyetik, yapısal vb özellikleri analiz edilmiştir. Tez, altı ana bölümden oluşmaktadır.

Birinci bölüm tez konusunun önemini ve amacını anlatan giriş bölümüdür.

İkinci bölümde temel manyetizma kavramaları ve kaydırma etkisi hakkındaki bilgiler açıklanmıştır.

Üçüncü bölümde çalışılan örneklerin büyütülmesi ve yapısal, manyetik özelliklerinin analiz edilmesi için kullanılan deneysel teknikler anlatılmıştır.

Dördüncü bölüm deneysel sonuçların sunulduğu ve tartışıldığı bölümdür.

Beşinci bölüm de ise tez çalışmasının önemli sonuçları özetlenmiştir.

2. TEMEL MANYETİZMA KAVRAMLARI

2.1. Malzemelerin Manyetik Özelliklerine Göre Sınıflandırılması

Manyetik moment manyetizmanın temelini oluşturmaktadır. Çiftleşmemiş elektronları bulunan bir atom, üç farklı kaynaktan gelen bir manyetik momente sahiptir. Bunlar elektronların kendi eksenleri etrafında dönme hareketinden kaynaklanan spin manyetik moment (s), çekirdek etrafında dönme hareketinden kaynaklanan yörünge açısal moment (I), ve bir de uygulanan alanla oluşan manyetik moment etkisidir.

M , malzemenin mıknatıslanma değeri olup, malzemenin birim hacmindeki ya da birim kütlesindeki manyetik moment miktarıdır. Buna göre alan şiddeti H olan bir manyetik alanda M manyetizasyonuna sahip bir malzeme içerisinde toplam B manyetik akı yoğunluğu;

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

eşitliği ile verilir. H manyetik alan şiddeti birimi Oersted (Oe), B manyetik akı yoğunluğu birimi Gauss (G) ve M manyetizasyonu birimi emu/cm³'tür.

Bir malzemenin dışarıdan uygulanan manyetik alana karşı tepkisi manyetik duyguluk (χ) olarak edilir ve birim hacim başına düşen manyetik duyguluk denklem 2.2' deki gibidir.

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.2)$$

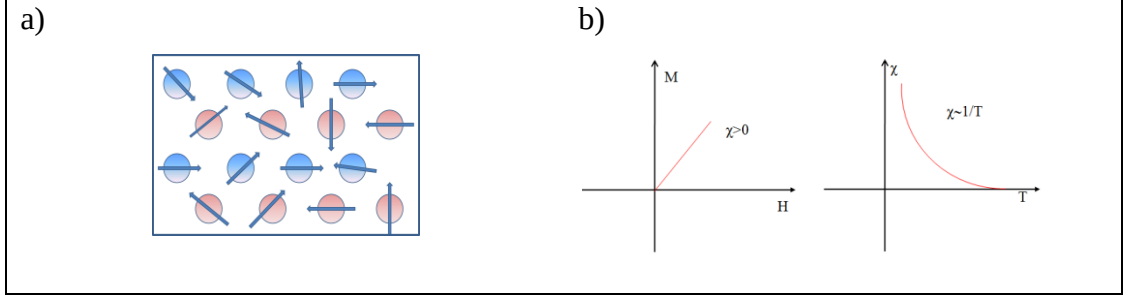
Malzemeler uygulanan bir dış manyetik alandaki manyetik davranışlarına göre Diamanyetik, Paramanyetik, Ferrimanyetik, Ferromanyetik veya Antiferromanyetik malzemeler olarak sınıflandırılır.

2.1.1. Diamanyetizma

Diamanyetik malzemeler yörünge kabukları dolu, çiftlenmemiş elektronu bulunmayan, net manyetik momente sahip olmayan malzemelerdir. Bir dış manyetik alan uygulandığında yörüngedeki elektronlar bu alanla etkileşir ve uygulanan alana ters yönde zayıf bir manyetik alan oluşturur. Uygulanan alanı azaltacak yönde gerçekleşen bu olaya diamanyetizma denir. Diamanyetik malzemeler negatif mıknatıslanmadan dolayı negatif duygunluğa ($\chi \sim -10^{-5}$) sahiptir. Alan kaldırıldığı zaman elektronlar alan uygulanmadan önceki durumlarına geri döner. Malzeme atomları içinde doğal şekilde ortaya çıkan bu davranış uygulanan alan şiddeti ile doğru orantılı, sıcaklıktan bağımsızdır.

2.1.2. Paramanyetizma

Paramanyetik malzemeler çiftlenmemiş elektronları bulunan, net manyetik momenti sıfırdan farklı malzemelerdir. Paramanyetik bir malzemede uygulanan dış manyetik alan bulunmadığında manyetik momentler rastgele yönelmiş olup birbirlerini yok ettiğinden net manyetizasyon sıfırdır (Şekil 2.1a). Bir dış manyetik alan uygulandığında manyetik momentler birbirinden bağımsız şekilde kısmen alan yönünde yönelerek pozitif bir net manyetizasyon oluşturur ($\chi \sim 10^{-3} - 10^{-5}$) [8]. Alüminyum, lityum ve magnezyum paramanyetik malzemelere örnek verilebilir. Sıcaklığın artırılması, manyetik momentlerin gelişigüzel yönelme eğilimlerini arttırarak manyetizasyonun azalmasına neden olur (Şekil 2.1b) [9]. Bir paramanyetik malzemeye uygulanan alan şiddeti ve sıcaklık ne kadar düşük olursa olsun tüm manyetik momentler alan yönünde yönelmezler. Bu nedenle paramanyetik malzemenin net manyetik momentleri oldukça küçüktür.



Şekil 2.1: a) Paramanyetik düzene sahip manyetik momentler temsili gösterimi. b) Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi ve duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimi.

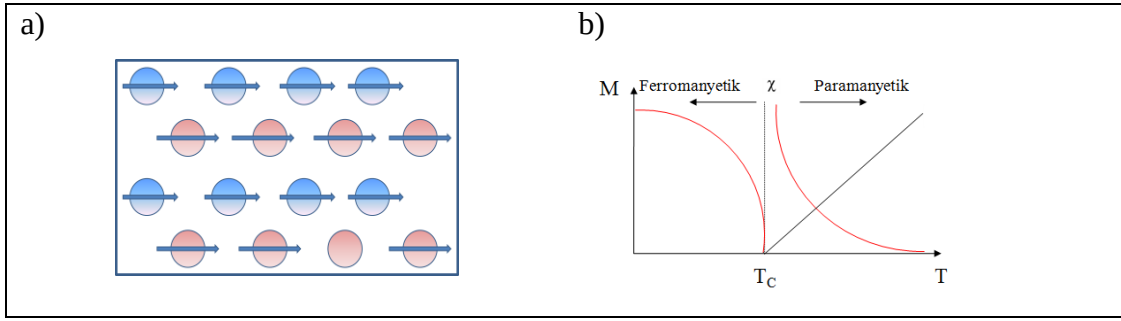
2.1.3. Ferromanyetizma

Ferromanyetik maddeler çiftlenmemiş elektronları bulunan net manyetik momente sahip malzemelerdir. Ferromanyetizma, herhangi bir dış manyetik alan uygulanmadığında bile mıknatıslanma değerine sahip manyetizma çeşitidir. Ferromanyetik malzemelerde pozitif değiş-tokuş etkileşmeleriyle etkileşen manyetik momentler minimum enerji durumunu sağlamak için aynı yöne paralel şekilde yönelme eğilimindedirler. Bu maddeler yüksek pozitif manyetik duygunluğa ($\chi \sim 50-10000$) sahiptirler.

Ferromanyetik malzemeler belli bir kritik sıcaklığın altında ferromanyetik özellik gösterirken bu sıcaklığın üstünde paramanyetik özellik göstermektedir. Curie sıcaklığı (T_c) olarak adlandırılan bu karakteristik sıcaklık değerinin üstünde manyetik momentler düzensizleşir malzeme paramanyetik faza geçer (Şekil 2.2b). Ferromanyetik malzemelerdeki Curie-Weiss yasası olarak bilinen kurala göre duygunluk;

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_c} \quad (2.3)$$

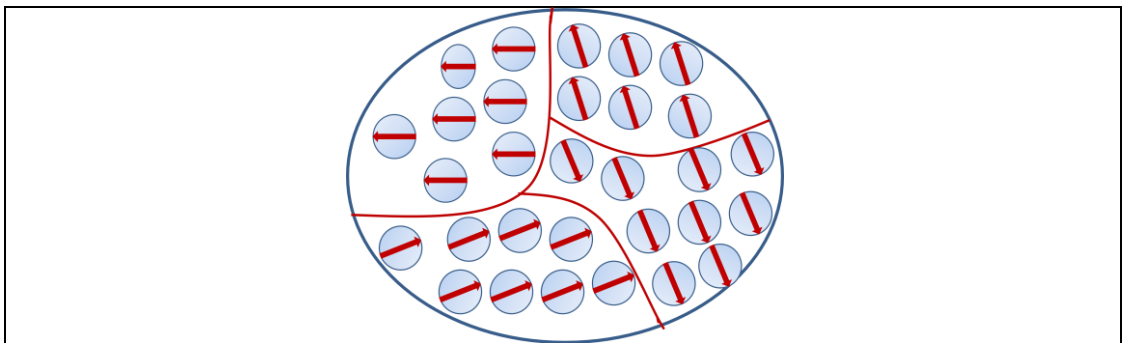
şeklinde verilir. Burada T, sıcaklık ve T_c Curie sıcaklığı ve C, Curie sabitini ifade etmektedir.



Şekil 2.2: a) Ferromanyetik düzene sahip manyetik momentlerin temsili gösterimi, b) Ferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi

2.1.3.1. Manyetik bölgeler (Domenler) ve Mıknatıslanma eğrisi (Histerisiz eğrisi)

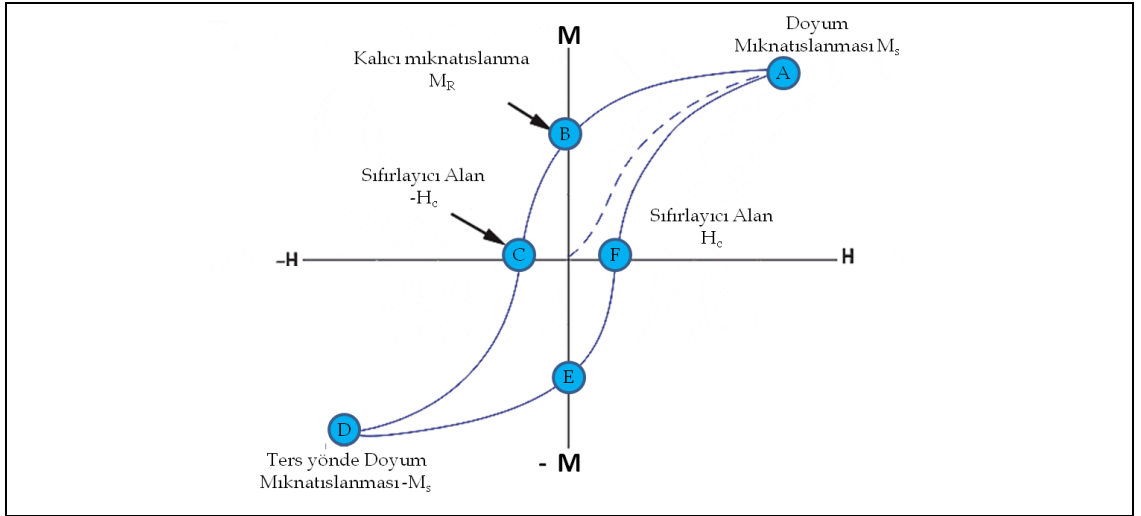
Demanyetize durumdaki bir ferromanyetik malzeme domen denilen çok sayıda (10^{12} - 10^{18}) manyetik bölgeden oluşur. Her bir domen aynı yönlü ve paralel bir dizilime sahip mıknatıslanmış manyetik momentlerden meydana gelir (Şekil 2.3). Ancak domenlerin mıknatıslanma yönleri farklı olduğundan malzemenin net mıknatıslanma değeri sıfırdır. Domenler arasında farklı yönelimlerin yön değiştiği ara bölgelere domen duvarları denir. Malzemeye dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında alana yakın yerlerdeki domenlerin hacmi büyür ve alan uygulanmaya devam ettikçe domen duvarı yavaş yavaş kalkar, belli bir doyum mıknatıslanmasından sonra tüm spinler alan doğrultusunda yönelir ve tek bir domen yapısı elde edilmiş olur.



Şekil 2.3: Bir malzemedeki manyetik bölgeler.

Ferromanyetik malzemeler için mıknatıslanma eğrisi (Histeresiz eğrisi) diğer manyetizma çeşitlerinden farklıdır. Şekil 2.4' de gösterildiği gibi Demanyetize

durumdaki ferromanyetik malzemeye manyetik alan uygulandığında domenler alan yönünde yönlenir ve malzemenin mıknatıslanması manyetik alanla birlikte artar, doyuma ulaşır ve bu değerden sonra da değişmez. A ile gösterilen bu nokta doyum mıknatıslanması (M_s) olarak tanımlanır. Malzemeye ters yönde manyetik alan uygulandığında ise mıknatıslanma eğrisi farklı bir yol üzerinden dönerek, dış alan sıfırlanmasına rağmen malzeme farklı bir mıknatıslanma değerine ulaşır. B noktasında gösterilen bu değer kalıcı mıknatıslanma (M_r) olarak tanımlanır. Kalıcı mıknatıslanmanın sıfırlanması için ters yönde uygulanan alan arttırıldığında bir C noktasında mıknatıslanma sıfır olur. Bu değer sıfırlayıcı alan (zorlayıcı alan- H_c) olarak adlandırılır. Manyetik alan şiddeti negatif yönde artırılmaya devam ettirildiğinde ise malzeme negatif bir D noktasında tekrar doyuma ulaşır. Aynı işlem negatif doyum noktasından başlanarak pozitif yönde alan uygulandığında, daha sonra alan şiddeti azaltıldığında eğri B ve C noktasının simetriği olan E ve F noktalarından geçerek A noktasına ulaşır.

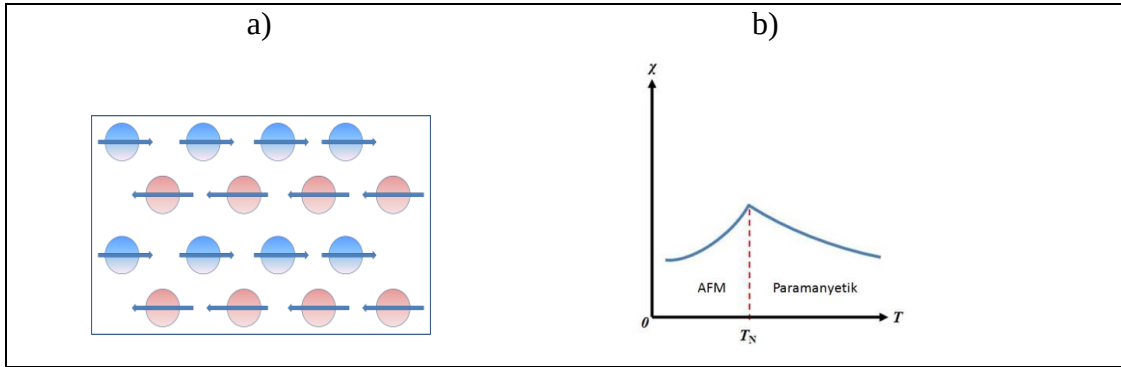


Şekil 2.4: Histeresiz eğrisi.

Ferromanyetik malzemenin M_s değerine ulaşması düşük alanlarda oluyorsa malzeme yumuşak (soft), yüksek alanda oluyorsa malzeme sert (hard) olarak nitelendirilir.

2.1.4. Antiferromanyetizma

Antiferromanyetik malzemeler birbirlerine anti paralel şekilde yönelmiş manyetik momentlerden oluşmaktadır (Şekil 2.5a) . manyetik momentler birbirlerini yok ettiğinden net manyetik moment sıfırdır, kendiliğinden mıknatıslanma gözlenmez [9].



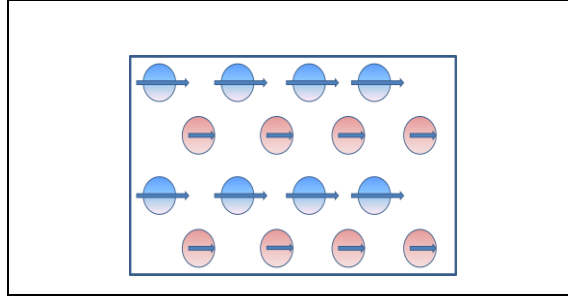
Şekil 2.5: a) Antiferromanyetik düzene sahip manyetik momentler temsili gösterimi, b) AFM: Antiferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.

Antiferromanyetik bir malzemeye manyetik moment eksenlerine paralel şekilde bir dış manyetik alan uygulandığında spin düzeninde fazla bir değişiklik gerçekleşmez. Ancak sıcaklığın artırılmasıyla spin yönelimleri değişmeye başlar, manyetik duygunluk artar ve bir maksimuma gider [9]. Néel sıcaklığı (T_N) olarak adlandırılan bu kritik sıcaklığın üzerinde spin yapısı bozulur ve malzeme paramanyetik özellik gösterir (Şekil 2.5b).

2.1.5. Ferrimanyetizma

Ferrimanyetik malzemelerde farklı manyetik kuvvetlere sahip manyetik momentler birbirine anti paralel olacak şekilde yönlenmiştir (Şekil 2.6). Net manyetik moment, zıt yöndeki manyetik momentlerin farkına eşittir. Bu malzemeler üzerine dış alan uygulandığında ferromanyetik malzemelere benzer şekilde tepki verir. Doyum mıknatıslanmaları ve doğal mıknatıslanmaları ferromanyetiklere göre daha düşüktür.

En önemli ferrimanyetik malzemeler, Fe ve diğer bir metalin çift oksitleridirler ve ferrite olarak isimlendirilirler.



Şekil 2.6: Ferrimanyetik düzene sahip manyetik momentlerin temsili gösterimi.

2.2. Manyetik Anizotropi

Manyetik malzemelerde mıknatıslanma belirli yönlerde kalma eğilimi gösterir. Bu yön tercihinin sebebi malzemenin toplam serbest enerjisinin mıknatıslanmanın malzeme içindeki yönelimine bağlı olmasıdır. Bu etkiye manyetik anizotropi denir. Manyetik malzemelere harici bir manyetik alan uygulandığında, malzemenin manyetik momentleri uygulanan alan doğrultusunda yönelme eğilimi gösterir. Dış alan malzemenin kristal simetrisine uygun doğrultuda uygulandığında manyetik momentler kolayca düzene girerken, başka bir doğrultuda uygulandığında daha zor düzene girmektedir. Manyetik momentleri düzene sokmak yani doygunluk mıknatıslanmasına ulaşmak için küçük manyetik alanın yeterli olduğu kristal doğrultusuna “kolay eksen” denir. Malzemenin doyuma gidebilmesi için yüksek manyetik alan gerektirdiği kristal doğrultusuna ise “zor eksen” denir.

Manyetik anizotropi, malzemenin M-H eğrisinin şeklini ve zorlayıcı alanı önemli ölçüde etkileyen faktörlerden biri olup malzemelerin ticari uygulamaları açısından da oldukça önemlidir. Bir numunenin kolay mıknatıslanma eksenini manyeto-kristal anizotropi ve şekil anizotropisi arasındaki bir rekabetle belirlenir.

2.2.1. Kristal Anizotropi

Manyeto-kristal anizotropinin temel kaynağı spin – orbit (yörünge) etkileşmesidir. Manyetik malzemeye bir dış alan uygulandığında, spinler alandan etkilenecek yönelir. Spin-yörünge etkileşmesinden dolayı, yörünge de yeniden yönlendirilmeye çalışılır. Ancak yörünge, kristal örgüye kuvvetli bağlı olduğundan yeniden yönlendirilemez. Yörüngede herhangi bir değişme olmadığı için, spinler de

yeniden yönlendirmeye karşı direnç gösterir. Kısacası yapı içerisindeki manyetik dipol momentler kristal örgüden dolayı belirli bir yönelimi tercih eder ve bu bağımlılığa manyeto-kristal anizotropi denir.

Kolay eksenenden uzaktaki bir spini yeniden yönlendirmek için spin-yörünge etkileşmesini aşabilecek enerji miktarı kadar enerji gereklidir. Birim hacimde mıknatıslanmayı bir kristal ekseninden başka bir kristal eksenine çevirmek için gerekli olan enerjiye manyeto-kristal anizotropi enerji denir. Manyeto-kristal anizotropi enerjisi:

$$E_T = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (2.4)$$

ifadesi ile tanımlanır [10]. K_0 , K_1 ve K_2 belirli sıcaklıktaki belirli malzemeye ait manyeto-kristal anizotropi sabitleri, α_i mıknatıslanma ve kristal eksenleri ((100), (010) ve (001)) arasındaki açının yön kosinüsüdür. İlk terim, K_0 , açıdan bağımsızdır ve bu nedenle genellikle ihmal edilir.

Mıknatıslanma kolay yönden az bir miktar uzaklaştığında, kristal anizotropi bir manyetik alan gibi davranarak mıknatıslanmayı kolay eksene paralel tutmaya çalışır. Bu alan anizotropi alanı olarak adlandırılır ve H_K ile gösterilir.

2.2.2. Tek Eksenli (Uniaxial) Anizotropi

Malzemenin kristal yapısına bağlı, mıknatıslanmanın tek eksen boyunca yönelmesine tek eksenli (uniaxial) anizotropi denir. Tek eksenli anizotropi değerleri hekzagonal kristallerde büyük değerlerde olurken, bazı kübik alaşımlarda ve amorf ferromanyetlerde küçük değerlerde olabilmektedir [11].

Uniaxial Anizotropi enerjisi:

$$E_u = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots \quad (2.5)$$

ifadesi ile bulunur. Anizotropi enerjisi mıknatıslanma ile kristalin c-ekseni arasındaki tek bir θ açısı değerine bağlıdır. K_1 ve K_2 'nin her ikisi de pozitif ise enerji $\theta=0^\circ$ için minimumdur ve c-ekseni mıknatıslanmanın kolay eksenidir (in-plane magnetization). Kobalt, baryum ferrit ve pek çok nadir toprak geçiş metali bileşikler bu şekilde

davranır [10]. K_1 ve K_2 'nin her ikisi de negatif ise enerji $\theta=90^\circ$ için minimumdur ve c-ekseni mıknatıslanmanın zor eksenidir (dik, perpendicular magnetization, PMA) [12]. $K_1 = K_2$ ise $\theta=0^\circ$ ve $\theta=90^\circ$ 'nin her ikisi de kolay yönlerdir. Eğer, K_1 negatif, K_2 pozitif ve $K_2 = -1/2K_1$ ile $K_2 = \infty$ aralığında ise anizotropi enerjisi $\theta=0^\circ - 90^\circ$ aralığında minimum değerdedir, bu durum easy cone manyetizasyon olarak adlandırılır [10].

2.2.3. Induced Anizotropi

Malzemeye özgü bir anizotropi olmayıp, büyütme koşulları, tavlama, deformasyon ve ısınlama gibi dış etkilerle oluşturulan manyetik anizotropidir [13–15]. Amorf ferromanyetler benzer şekilde manyetik alanda tavlandıklarında tek eksenli bir anizotropi elde edebilirler. Ferromanyetik bir katı içinde tek eksenli anizotropiyi oluşturmanın bir başka yolu da eş eksenli stres uygulamaktır. Manyetik özellikleri yapılandırmak, anizotropinin büyüklüğü ve kolay eksenin değiştirilebilmesi nedeniyle için çok induced anizotropi teknolojik uygulamalarda kullanılmaktadır.

2.2.4. Şekil Anizotropisi ve Demanyetizasyon Alanı

Şekil anizotropisinin kaynağı, numunenin dış şeklini algılayan uzun menzilli dipolar etkileşimdir [16]. Manyetik alan altındaki malzemeler yüzeylerinde manyetik kutuplar varmış gibi davranır. Bir küre söz konusu olduğunda, yüzeydeki her nokta aynı kutup yoğunluğuna sahip olduğundan şekil anizotropisi yoktur. İnce filmler de, ise yüzeylerde serbest kutup sayısı, kenarlardan çok daha fazladır ve kutup sayısını en aza indirerek enerji en aza indirgenir, böylece mıknatıslanma düzlem içi doğrultuda sınırlanır [17]. Malzemelerin içerisinde bu harici alanı azaltacak şekilde malzemenin mıknatıslanması ile orantılı fakat mıknatıslanma yönüne ters bir iç alan oluşur ve bu alana demanyetizasyon alanı denir. Demanyetizasyon enerjisi malzemenin şekline bağlı olup ince filmler için;

$$E_d = 2\pi M_z^2 = 2\pi M_s^2 \cos^2\theta \quad (2.6)$$

ifadesi ile bulunur.

2.2.5. Manyetoelastik Anizotropi

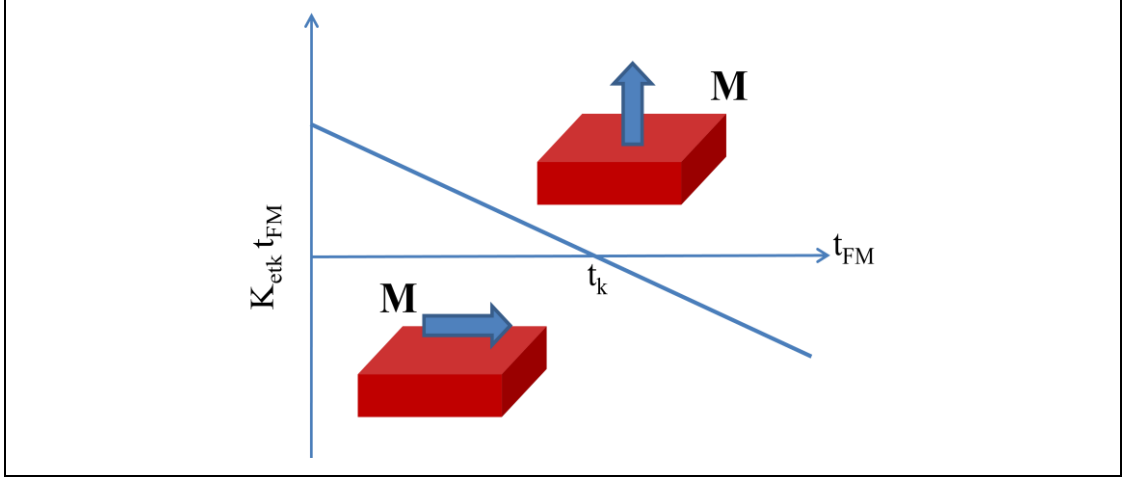
Manyetoelastik anizotropi kristal anizotropinin gerilme yaratmasıyla oluşan anizotropidir. Ultra ince filmlerde, ince film ile alttaş arasındaki örgü sabiti uyumsuzluğu gerilmenin temel nedenidir. Bu gerilme durumu film kalınlığına bağlı olarak değişmektedir.

2.2.6. Manyetik Yüzey ve Ara-yüzey Anizotropileri

Malzemenin mıknatıslanma büyüklüğü genellikle ince filmde yüzey ve ara-yüzeylerde malzemenin bulk haline göre farklılık sergilemektedir.. Çok katlı manyetik filmlerde yüzey ve ara-yüzey de latis simetrisinin bozulması spin-yörünge etkileşiminin rolünü kuvvetle arttırarak kristal anizotropiye katkıda bulunur. Yüzey (surface) veya ara-yüzey (interface) anizotropisi olarak bilinen bu olgu ince manyetik filmde, mıknatıslanmayı düzleme dik olarak doğrultmaya meyillidir [18,19]. Ultra ince filmler de ara-yüzey anizotropi filmin kalınlığı (t) inceldikçe artış gösterir, böylelikle teknolojik uygulamalar için oldukça önemli olan dik mıknatıslanma sağlanmış olur [20]. Daha kalın filmler için ise manyetostatik enerji yüzey, ara-yüzey anizotropisine göre baskındır ve mıknatıslanma demanyetizasyon alanını azaltmak için düzleme (in plane'ne) doğrudur. Şekil 2.7 de de gösterildiği gibi kalınlığın bir fonksiyonu olarak, şekil ve yüzey anizotropileri arasındaki rekabetle anizotropi geçişleri ve böylelikle kritik film kalınlığı saptanabilir.

$$K_{etk} = -2\pi M_s^2 + K_v + \frac{2K_s}{t} \quad (2.7)$$

K_{etk} , manyetik ince filmlerde mıknatıslanma oryantasyonunu karakterize etmek için kullanılan etkin manyetik anizotropi (enerji yoğunluğu) terimidir. $-2\pi M_s^2$ demanyetizasyon alanını, K_s yüzey (ara-yüzey) anizotropi sabitini temsil eder. K_v hacim anizotropisi olup manyetokristal anizotropi, şekil ve manyeto-elastik anizotropi katkılarından oluşmaktadır. K_{etk} değerinin pozitif olması dik anizotropiyi negatif olması ise in plane anizotropinin varlığını göstermektedir [21].



Şekil 2.7: FM tabaka kalınlığına bağlı manyetik anizotropi değişimi.

2.3. Mıknatıslanmanın Hareket Denklemi

Klasik olarak dış manyetik alan uygulandığında sistemin manyetik momentine etki eden bir tork (dönme) momenti oluşur (Denk.2.8).

$$\vec{\tau} = -\vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.8)$$

Klasik olarak bu torkun, elektronun sahip olduğu açısal momentumun (J) zamana göre değişimine eşit olduğu bilinmektedir. Açısal momentum ile elektronun manyetik momenti arasındaki ilişki;

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (2.9)$$

eşitliği ile verilir. Malzeme üzerindeki mıknatıslanmanın düzgün olduğu kabul edilerek, homojen bir manyetik alan uygulanan ferromanyetik malzemenin mıknatıslanma hareket denklemi (Landau and Lifshitz) [83]

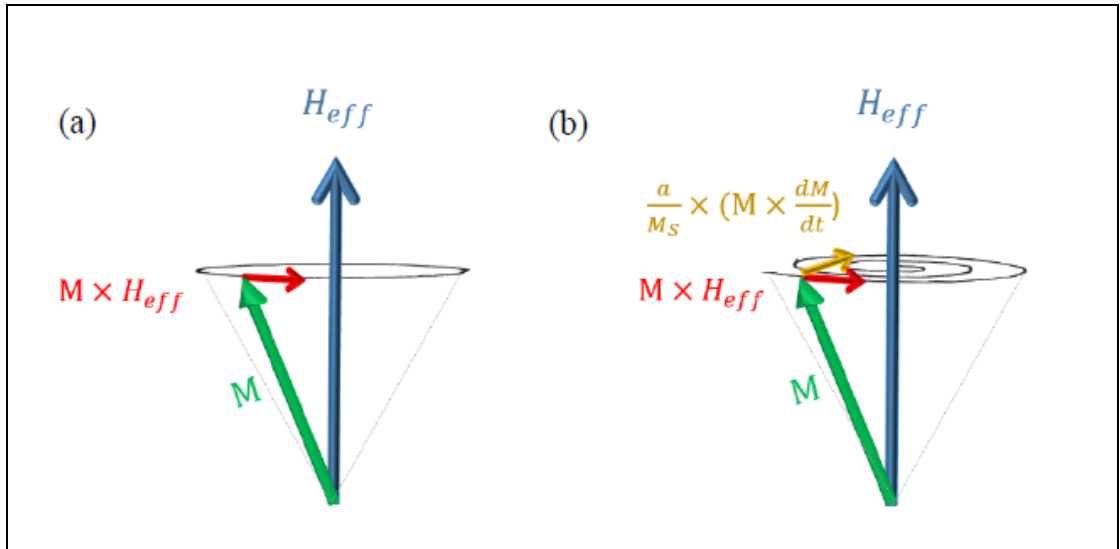
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (2.10)$$

γ jiromanyetik orandır. Dış manyetik alanın sebep olduğu torktan dolayı, manyetik alan etrafında sabit bir açıyla presesyon hareketi yapar. Denklem 2.10' daki

H_{eff} yalnız dışarıdan uygulanan olmayıp, malzeme üzerine etkiyen toplam alanı göstermektedir. Fakat gerçekte sistemlerde, mıknatıslanmanın hareket denklemi bu şekilde değildir.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \left[\frac{d\vec{M}}{dt} \right] \quad (2.11)$$

Ferromanyetik malzemelerde, spinlerin çevreleriyle etkileşmelerinden dolayı, manyetik etkileşmelerin süresi çok kısa ömürlüdür (Şekil 2.8) [84]. Bu durum, mıknatıslanmanın hareket denkleminde (Landau and Lifshitz eşitliğine) sönüm terimleri eklenerek Landau-Lifshitz-Gilbert eşitliği ile açıklanmıştır (Denklem 2.11) [85].



Şekil 2.8: a) Sönümsüz mıknatıslanma presesyon hareketi b) Sönümlü mıknatıslanma presesyon hareketi gösterimi.

2.4. Manyetik Enerji

Sistemin serbest enerjisi manyetik yapı ve mıknatıslanma dinamiğini tanımlar. Ferromanyetik malzemenin serbest enerjisi Zeeman enerjisi, demanyetizasyon enerjisi, kristal anizotropi enerjisi ve derecelerine göre diğer parametrelerden gelen katkıların toplamıdır.

2.4.1. Zeeman Enerjisi

Bir dış manyetik alan etkisi altında manyetik malzemenin enerjisi Zeeman enerjisi olarak adlandırılır. Manyetik malzemenin mıknatıslanması M ile dış manyetik alanı H vektörünün skaler çarpımı ile bulunur.

$$\vec{M} = M(\sin \theta_M \cos \varphi_M i + \sin \theta_M \sin \varphi_M j + \cos \theta_M k) \quad (2.11)$$

$$\vec{H} = H(\sin \theta_H \cos \varphi_H i + \sin \theta_H \sin \varphi_H j + \cos \theta_H k) \quad (2.12)$$

olduğundan Zeeman enerjisinin açısal bağımlılığı,

$$E_Z = -MH[\sin \theta_H \sin \theta_M \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \cos \theta_H \cos \theta_M] \quad (2.13)$$

şeklindedir. Denklemlerde geçen i, j, k koordinat sisteminde x, y, z doğrultusundaki birim vektörlerdir.

2.4.2. FMR Yarıgenişlik

En temel olarak Ferromanyetik rezonans yarıgenişliği oluşturan iki kaynak vardır: Bunlar manyetizasyonun intrinsic (içsel) sönümü ve malzemenin homojen olmamasından kaynaklanan (dış kaynaklı) extrinsic sönümüdür.

$$\Delta H = \Delta H_G + \Delta H_{2mag} + \Delta H_{inh} \quad (2.14)$$

Yarıgenişlik ifadesindeki ilk terim içsel sönüm olarak bilinen Gilbert sönümüdür (ΔH_G). Gilbert sönümü spin-orbit bağlanmasından dolayı manyetizasyon enerjisinin latise aktarılmasıyla oluşan enerji kaybından kaynaklanır. Yarıgenişliğe katkısı

$$\Delta H_G = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha}{\gamma} \frac{w}{\cos \beta} \quad (2.15)$$

şeklindedir. Gilbert sönüm katkısı, manyetizasyon dış alana paralel olduğunda ($\theta_H = \theta_M$), kolay eksen ve zor eksen boyunca frekansa bağlı lineer değişim gösterir ($\cos \beta = 1$). Ancak ara açılarda manyetik anizotropinin etkisiyle manyetizasyonun dış manyetik alanın açısından sapmasıyla ilave bir yarıgenişlik katkısı oluşacaktır. Literatürde bu etki field dragging olarak adlandırılmış olup kritik açıya ulaşınca dış alan ve manyetizasyon paralel hale gelecek, field dragging etkisi de ortadan kalkacaktır [22].

$$\Xi \equiv \cos(\theta_H - \theta_M) - \frac{3H_X + H_Y}{H_Y(H_X + H_Y)} H_0 \sin^2(\theta_H - \theta_M) \quad (2.16)$$

Extrinsic sönüm, zayıf inhomojeniteden kaynaklanan Two-Magnon Scattering katkısı (ΔH_{2mag}) ve manyetizasyon ve anizotropi alanının bölgesel değişimlerinden kaynaklanan kuvvetli inhomojenlik katkısı (ΔH_{inhom}) olarak ikiye ayrılabilir [23]. Two-Magnon Scattering (TMS) ince film ve çok katlı yapılarda manyetik özelliklerin homojen bir şekilde oluşmaması ve genellikle yüzey/ ara-yüzey pürüzlülüğü ve diğer film kusurları ile ilişkili sönüm katkısıdır. Düzenli spin modlarının düzensiz dejenere spin modlarından saçılması ve bu şekilde manyetizasyon enerjisinin transfer olmasından kaynaklanan sönümdür. Saçılma merkezleri olan kusurlar açığa bağlılık gösterdiğinden ölçümlerde TMS katkısı in plane kristalografik yönelimle uyumluluk gösterir [22]. Çok ince filmlerde oluşan yüzey anizotropisi TMS katkısını aktif hale getirir [24].

$$\Delta H_{2mag} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Gamma(H_O, \theta_H) \sin^{-1} \sqrt{\frac{H_X}{H_X + M_{eff}} \frac{\cos(2\theta_M)}{\cos^2 \theta_M}} \quad (2.17)$$

Yukarıdaki eşitliğe göre $\theta_M > \pi/4$ olduğunda kök içi negatif olur ve TMS katkısı kaybolur. Dik geometride yapılan FMR ölçümlerinde 0° den 90° ye geçerken TMS katkısında azalma görülür, $\theta_H = \theta_M = 90^\circ$ olduğunda ise TMS katkısı kaybolur. Dolayısıyla bu durumda perpendicular yarıgenişlik, in-plane geometridekinden daha düşük değere ulaşır [24]. Bu durum genellikle ultra ince filmlerde iyi yapısal düzene sahip filmlerde gözlenebilir.

Yarıgenişliğe etkiyen diğer bir inhomojenlik katkısı ise; malzemedeki demanyetize alanının farklılıklar göstermesinden kaynaklanır. Taneciklerin kristal eksenlerinden kaynaklanan yönelimi $\Delta\theta_H$, büyüklüğünü $\Delta 4\pi M_{etk}$ ile temsil edilir. Dik yüzey anizotropisine sahip veya polikristal çok katlı filmlerde inhomojenite katkısı ile çokça karşılaşılır. Bu durumda in plane yarıgenişlik dik (perpendicular) yarıgenişlikten küçüktür [25].

$$\Delta H_{inhom} = \left| \frac{\partial H}{\partial \theta_H} \right| \Delta \theta_H + \left| \frac{\partial H}{\partial 4\pi M_{etk}} \right| \Delta 4\pi M_{etk} \quad (2.18)$$

2.5. Manyetik Etkileşimler

2.5.1. Değiş-Tokuş (Exchange) Etkileşmesi

Değiş-tokuş (Exchange) etkileşimi, Pauli dışarlama ilkesinin bir sonucu olarak iki elektronun spinlerinin yönelimine bağlı olarak kurduğu kuantum kökenli bir etkileşimdir. Elektronlar arasındaki mesafelerine bağlı olarak spin yönelimlerinin farklı olması elektrostatik enerjide değişim oluşturmaktadır.

N tane spinden oluşan bir sistemin değiş-tokuş enerjisi (E_{ex}) Heisenberg modeline göre,

$$E_{ex} = -2J_{ex} \sum_{n=1}^N S_n S_{n+1} = -2J_{ex} S_n S_{n+1} \cos \theta \quad (2.19)$$

ifadesiyle bulunur. J_{ex} değiş-tokuş integrali, S_n ve S_{n+1} en yakın komşu atomun spin açısal momentumları, θ spinler arası açıdır [10]. Değiş-tokuş enerjisinin sadece komşu atomlar arasındaki θ açısına bağlı olduğu açıkça görülmektedir. Bu etkileşme sadece spinlerin paralel veya anti paralel gelmesinde etkindir. J_{ex} pozitif ise, minimum enerji durumu spinler paralel olduğunda ($\cos \theta = 1$), maksimum enerji durumu ise spinler antiparalel olduğunda ($\cos \theta = -1$) gerçekleşmektedir. Diğer

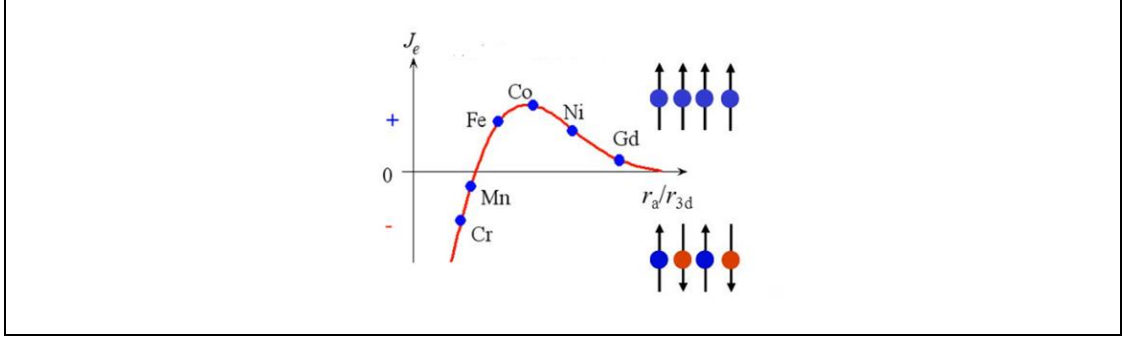
tarafından J_{ex} negatif ise minimum enerji durumu spinler antiparalel ($\cos \theta = -1$) olduğunda, maksimum enerji durumu ise spinlerin paralel olduğunda gerçekleşmektedir.

Ferromanyetizmanın oluşması için spin momentlerinin paralel yönelmesi ve sistemin minimum enerji durumunun sağlanması gerekliliğinden $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$ ve J_{ex} değiş-tokuş integralinin pozitif olacağı denklem 2.19' dan görülmektedir.

2.5.1.1.Direkt Değiş-Tokuş Etkileşimi

Direkt değiş tokuş mekanizması dalga fonksiyonları üst üste gelecek kadar yakın momentler arasında gerçekleşen güçlü etkileşimlerdir. Bu etkileşim güçlü olmasına rağmen, kısa mesafe için sağladığından momentler birbirlerinden uzaklaştığında hızlıca düşen bir mıknatıslanma görülmektedir. Pauli dışarlama ilkesine göre, birbirine bu kadar yakın ve tamamen benzer iki elektronun spinleri birbirlerine antiparalel yönelim göstermektedir. Eğer atomlar birbirlerinden yeterince uzakta ise spinler birbirlerine paralel yönelim göstermektedir.

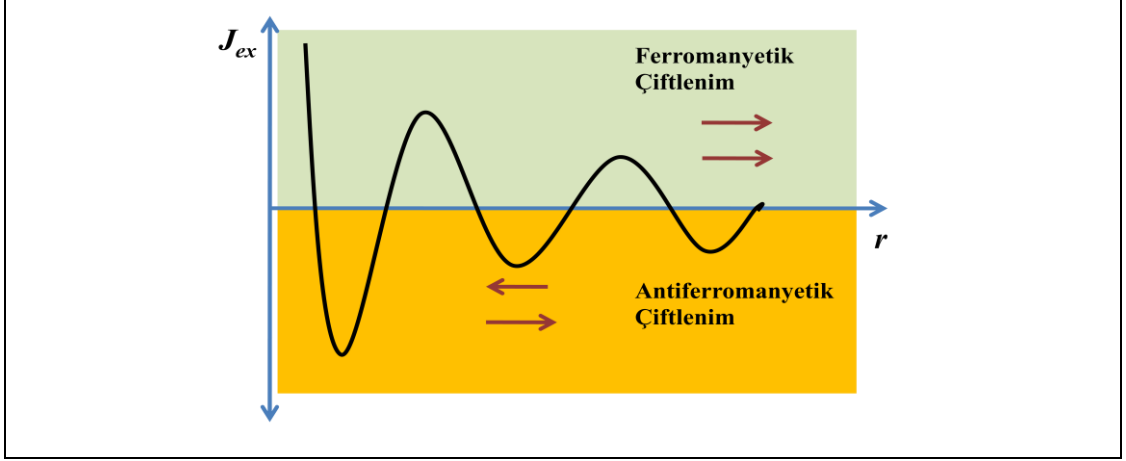
Heisenberg tarafından geliştirilmiş olan, komşu elektronlar arasındaki direkt değiş-tokuş etkileşimi Şekil 2-5' de Bethe - Slater eğrisiyle gösterilmiştir [12]. Burada r_a komşu iki atom arasındaki mesafe, r_{3d} 3d elektronlarının orbital yarıçapıdır. Bethe-Slater eğrisi değiş-tokuş integralinin atomlar arası uzaklıkla (r_a/r_{3d} oranıyla) değişimini temsil etmektedir. Oran büyük olduğunda J_{ex} pozitif ve spinler birbirlerine paralel, oran küçük olduğunda J_{ex} negatif, spinler antiparalel (antiferromanyetizma). durumdadır.



Şekil 2.9: Değiş-tokuş integralinin pozitif ya da negatif olduğu durumları ifade eden Bethe-Slater eğrisi.

2.5.1.2.Direkt Olmayan Değiş-Tokuş Etkileşimleri

Komşu elektronların dalga fonksiyonlarının üst üste gelme olasılığının düşük olduğu veya hiç olmadığı etkileşimdir. Direkt olmayan değiş-tokuş etkileşimi ayrı manyetik momentler arasında, iletkenlik elektronlarının polarizasyonu yoluyla mümkün olur. Bu tür bir etkileşim ilk olarak Ruderman ve Kittel tarafından iletkenlik elektronları ile çekirdek manyetik momentleri arasındaki dolaylı etkileşmeyi açıklamak için önerilmiştir [26]. Teori daha sonra Kasuya ve Yosida tarafından elektronların spinleri arasında gerçekleşen etkileşmeleri de açıklayarak genişletilmiş olup [27], Rudermann-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) modeli olarak adlandırılmıştır [28]. RKKY modeline göre, manyetik olmayan metalik bir ara tabaka ile ayrılmış iki ferromanyetik tabakadan oluşan sistemde, FM1 manyetik katmanın spinleri ile manyetik olmayan metalin iletkenlik elektronları etkileşir ve spin polarizasyonuna sebep olur. Spin polarizasyonu, metalin iletkenlik elektronları vasıtasıyla ilerleyerek FM2 manyetik katmanına ulaşır ve bu katmanın spinleri ile etkileşir [29].



Şekil 2.10: Manyetik olmayan metal içine yerleştirilmiş manyetik spinlerin aralarındaki uzaklığa bağlı değiş-tokuş etkileşimi değişimi.

RKKY değiş tokuş integrali J_{ex} , iki manyetik atom arasındaki uzaklığa bağlı, işaret ve büyüklük bakımından salınım yapar (Şekil 2.10). Salınımı, ara katmandaki yukarı ve aşağı spinlerin davranışlarına bakılarak açıklanmaktadır. Bu nedenle, iki manyetik atom arasındaki mesafeye (r) bağlı olarak manyetik etkileşim ferromanyetik ya da antiferromanyetik olabilir. RKKY teorisinde çok katlı filmlerde ferromanyetik katmanların içinde homojen bir spin dağılımının olduğu ve ara katmanın kalınlığının sürekli bir şekilde arttığı kabul edilir.

2.5.2. Ara Tabaka Çiftlenimleri (Interlayer Coupling)

Metal, yarı iletken, yalıtkan gibi malzemelerin aracılık ettiği iki ferromanyetik tabaka arasındaki ara tabaka bağlantılı etkileşimler oldukça dikkat çekicidir. İlk olarak Grünberg ve arkadaşları tarafından Fe/Cr/Fe çok katlı yapısında uzun mesafeli manyetik etkileşimler ortaya konulmuştur [30]. Parkin ve ark.[29] manyetik olmayan (NM) ara tabaka kalınlığının bir fonksiyonu olarak çiftlenimin ferromanyetik ya da antiferromanyetik yönelimler arasında salınım yaptığını göstermişlerdir. Ara tabaka çiftlenim enerjisi,

$$E = -J_1 \cos \theta - J_2 \cos^2 \theta \quad (2.20)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada θ , iki manyetik tabakanın manyetizasyonları arasındaki açı, J_1 ve J_2 çiftlenimin kuvvet ve tipini belirten katsayılarıdır. J_1 teriminin baskın olduğu durumda, minimum enerji durumu sağlanması için J_1 pozitif ise

ferromanyetik (FM), J_1 negatif ise antiferromanyetik (AFM) çiftlenim söz konusu olmaktadır. Ancak J_2 terimi baskın ve negatif ise, minimum enerji durumu sağlanması için iki ferromanyetik katmanın manyetizasyonlarının birbirine dik yönelmelerine karşılık gelen 90° çiftlenim gözlenmektedir [31]. İlk çiftlenim tipi bilinear çiftlenim ikincisi ise biquadratic çiftlenim olarak adlandırılmaktadır [31,32].

2.5.3. Manyetostatik Çiftlenim

İki manyetik katmanın manyetostatik etkileşimi, Neels portakal kabuğu etkisi olarak bilinen ara yüz pürüzlülüğünün neden olduğu manyetostatik yüklerden kaynaklanır [33,34]. Dolaylı değiş-tokuş etkileşimin aksine, manyetostatik etkileşim, ara yüz alanı üzerinde düzenli değil, anizotropiktir.. Manyetik olarak sert olduğu kabul edilen alt katman tarafından oluşturulan alan, mıknatıslanmasını sabitleyen yumuşak üst katmana etki eder. Bu nedenle, üst katman mıknatıslanmasının ters çevrilmesi, zorlayıcı alanda bir kazanıma neden olacak şekilde engellenir. Bu, ara tabaka bağlanma enerjisinin açısal bağımlılıklarını inceleyerek yapılabilir [33]. Portakal kabuğu etkileşimi filmler düzlemde mıknatıslandığında ferromanyetik ve mıknatıslanma düzlem dışı olduğunda antiferromanyetik etkileşim gösterir [33]. Ara tabaka kalınlığı arttıkça portakal kabuğu etkileşimi azalır ancak RKKY etkileşimi gibi osilatif bir davranış sergilemez [34].

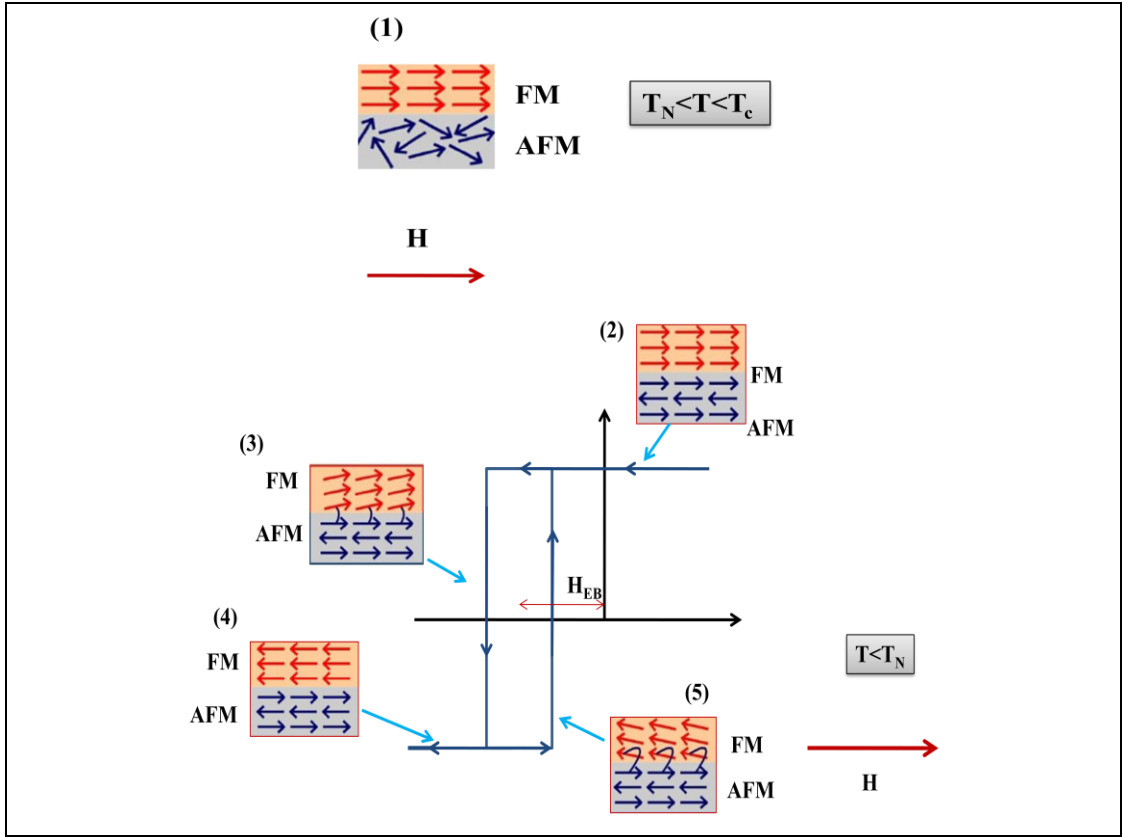
2.6. Kaydırma Etkisi (Exchange Bias)

Exchange Bias (EB), manyetik ara-yüzey değiş tokuş etkileşiminin bir sonucu olarak bir ferromanyetik tabakanın (FM) mıknatıslanmasının bir antiferromanyetik (AFM) tabaka tarafından tek yönlü olarak sabitlenmesi ve böylelikle histerezis eğrisinde oluşan kaymadır. EB etkisi, manyetik sabit disklerin okuma kafalar, manyetik alan sensörler, kalıcı mıknatıslar gibi çeşitli spintronik cihazların oluşturulması için oldukça önem arz etmektedir [35].

Birçok FM / AFM ince film sisteminde exchange bias etkisinin oluşabilmesi için özel bir ısıtma işleminden sonra alan altında soğutma işlemi uygulanmalıdır. Uygulanacak sıcaklık ferromanyetik malzemenin paramanyetik faza geçtiği Curie sıcaklığından küçük (T_C), antiferromanyetik malzemenin paramanyetik faza geçtiği Neel sıcaklığından (T_N) daha yüksek olmalıdır [36]. Exchange bias olayının

basamakları ve histerisizde ki değişiklikler Şekil 2-11' de gösterilmektedir. T_N ile T_C arasında bir sıcaklık değerine kadar ısıtılan FM / AFM yapısında uygulanan alanla FM tabakanın spinleri alan yönünde yönelirken, AFM spinler gelişi güzel yönlenmiş durumdadır. Bu sıcaklık değerinde simetrik histerisiz oluşur. (Şekil 2.11 (1)). Daha sonra sistem T_N 'nin altındaki bir sıcaklığa kadar FM malzemeyi doyuma götürebilecek manyetik alan altında (field cooling- H_{FC}) soğutulur. Bu şekilde FM tabakanın spinleri alan yönünde yönelirken, AFM tabakanın FM tabakaya en yakın spinleri de direkt değiş tokuş etkileşmelerinden dolayı FM malzemenin spinleri ile aynı yöne doğru kilitlenmiş duruma gelir (Şekil 2.11 (2)). Bu bölgenin hemen altındaki spinler AFM yapıyı tamamlamak için antiparalel şekilde yönelir.

$T < T_N$ konumunda manyetik alan tersine çevrildiğinde, FM spinler dönmeye başlarken, AFM spinler donmuş gibi kalır. AFM spinler FM spinleri orijinal konumlarında tutmak için mikroskobik bir tork etkisi oluşturur (Şekil 2.11 (3)). FM spinlerin tamamen alan yönünde hizalanabilmeleri için, uygulanan alanın FM/AFM ara yüzeyindeki değiş-tokuş etkileşmesini yenebilecek büyüklükte olması gerekmektedir [37]. Bu durum, uygulanacak olan manyetik alan arttıracağından mıknatıslanma eğrisinin sol tarafındaki zorlayıcı alan (H_{C1}) değerinin artmasıyla asimetrik bir histerezis eğrisi oluşmasına sebep olmaktadır. Bu nedenle, FM spinler tek bir kararlı konfigürasyona sahiptir, yani anizotropi eş yönlüdür [38].



Şekil 2.11: Kaydırma Etkisi oluşumu şematik gösterimi.

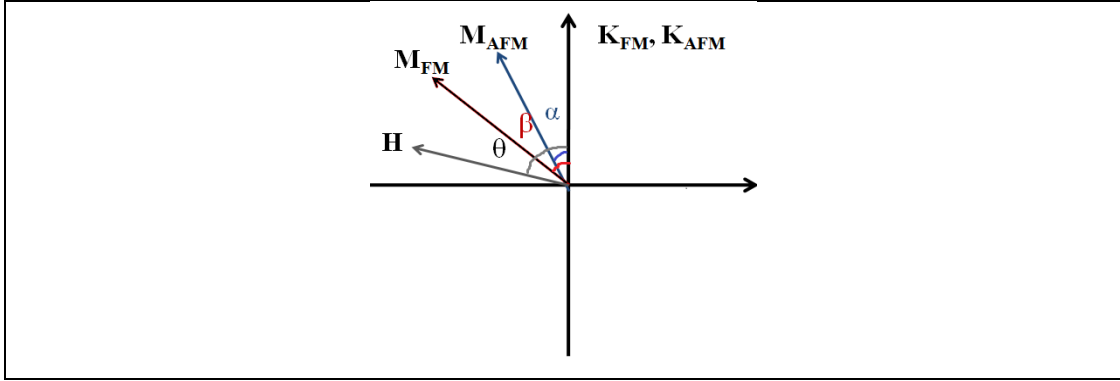
2.6.1. Kaydırma Etkisi Modelleri

2.6.1.1.Meiklejohn ve Bean (MB) Modeli

Meiklejohn ve Bean' ın öne sürdüğü modele göre Exchange Bias etkisi, FM / AFM ara yüzündeki AFM eşleşmemiş (uncompensated) spinlerden kaynaklanmaktadır [39]. Modele göre FM ve AFM tabakalar tekli (single) domen yapısına sahip, düşünülen tek etkileşimde FM ve AFM tabakalar arasındaki doğrudan değiş-tokuş etkileşmesidir. Şekil 2.12' de Meiklejohn ve Bean modelinde kullanılan vektör geometrisi görülmektedir. H uygulanan manyetik alan ve θ bu alan ile FM tabakanın anizotropi eksenini arasındaki açıdır. M_{FM} ve M_{AFM} sırasıyla FM ve AFM tabakaların mıknatıslanması, K_{FM} ve K_{AFM} sırasıyla FM ve AFM katmanların eksensel anizotropi sabitleridir. β , FM tabakanın manyetizasyonu ve anizotropi eksenini arasındaki açı, α ise AFM tabakanın manyetizasyonu ve anizotropi eksenini arasındaki açıdır. Bu modele göre birim alana düşen enerji ifadesi denklem 2.21' de

gösterildiği gibidir. Denklemdaki ilk terim, uygulanan alanın FM katmanı üzerindeki etkisini (Zeeman Enerjisi), ikinci terim, FM anizotropisinin (uniaxial manyetik anizotropi enerjisi) etkisini, üçüncü terim, AFM anizotropisini dikkate alır ve son terim, ara yüz çiftlenim etkisini gösterir [38]. J_{EB} ara-yüzey etkileşme sabitidir.

$$E = -HM_{FM}t_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM}t_{FM}\sin^2\beta + K_{AFM}t_{AFM}\sin^2\alpha - J_{EB}\cos(\beta - \alpha) \quad (2.21)$$



Şekil 2.12: Meiklejohn ve Bean modelinde kullanılan vektör ve açıların şematik gösterimi.

Minimum enerji durumu için denge Denklem 2.21 yazıldığında $\beta=0^\circ$ ve $\beta=180^\circ$ için H_{C1} ve H_{C2} zorlayıcı alanlar sırasıyla denklem 2.22 ve 2.23 'de gösterildiği gibi elde edilir.

$$H_{C1} = -\frac{2K_{FM}t_{FM} + J_{EB}}{\mu_0 M_{FM}t_{FM}} \quad (2.22)$$

$$H_{C2} = \frac{2K_{FM}t_{FM} - J_{EB}}{\mu_0 M_{FM}t_{FM}} \quad (2.23)$$

Meiklejohn ve Bean modeline göre koersiv alan ve exchange bias alanı:

$$H_C = \left| \frac{-H_{C1} + H_{C2}}{2} \right| = \frac{2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM}} \quad (2.24)$$

$$H_{EB} = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2} = -\frac{J_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \quad (2.25)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu ifadeden EB alanının ara-yüzey değiş tokuş enerjisi, FM tabakanın mıknatıslanması ve kalınlığına bağlı olduğu görülmektedir. MB modeline göre bulunan EB alanı, manyetik davranışı niteliksel olarak yansıtsa da, nicel olarak deneysel kaymalardan daha büyük değer vermektedir. Meiklejohn daha sonra, sonlu bir AFM anizotropisi olarak Exchange bias için $K_{AFM} t_{AFM} \geq J_{EB}$ koşulunun sağlanması gerektiğini ortaya koymuştur. $K_{AFM} t_{AFM} \leq J_{EB}$ olması durumunda ise AFM spinleri FM manyetizasyon hareketini takip eder, bu nedenle de exchange bias gözlenmez, sadece zorlayıcı alanda artış söz konusu olur [40]. Bu model, AFM ve FM katmanların domain yapılarını, ara-yüzey pürüzlülüğünü ve AFM katmanın spin yapısını ihmal etmektedir.

2.6.1.2. Mauri Domen Duvarı Modeli

FM / AFM yapılarında ilk domen duvarı kavramı Mauri ve arkadaşları tarafından kullanılmıştır [41]. Bu modelde MB modelinden farklı olarak uygulanan dış manyetik alan ile birlikte FM / AFM ara yüzeyinde antiferromanyetik malzeme spinlerinin Şekil 2.13' deki gibi düzlemsel bir domen duvarı oluşturduğu varsayılmıştır [41]. Mauri modelinde de FM ve AFM tabakalar tek domen durumunda, ara yüzey pürüzsüz kabul edilmiştir. Modele göre ara yüzeydeki değiş tokuş enerjisi değeri, domen duvarı oluşturmak için gerekli enerji değerinden daha büyük olduğunda domen duvarı oluşacaktır. Temel olarak, AFM domen duvarı, değiş tokuş enerjisinin bir kısmını depolayacak ve böylece MB modelinde bulunan teorik H_{EB} değeri azalacaktır.

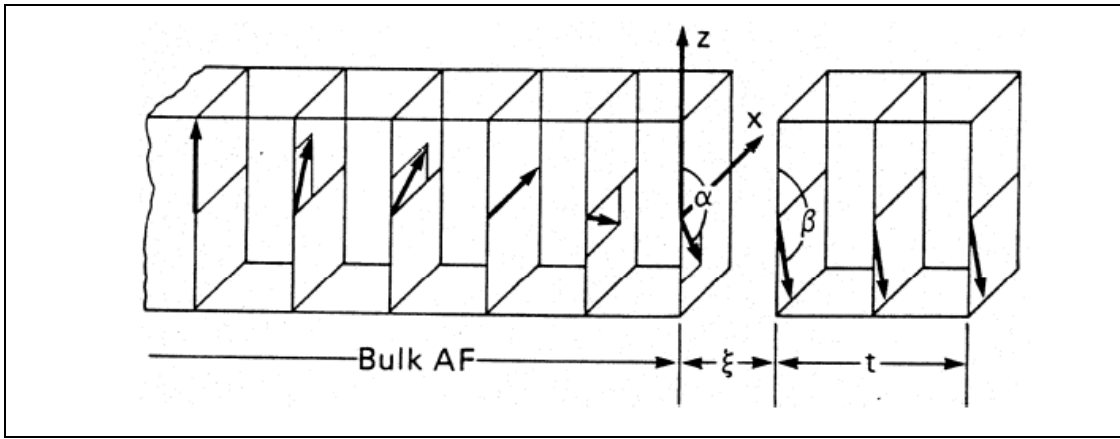
Mauri modelinde birim alana düşen enerji [41],

$$E = -H M_{FM} t_{FM} \cos(\theta - \beta) + K_{FM} t_{FM} \sin^2 \beta - J_{EB} \cos(\beta - \alpha) - 2\sqrt{A_{AFM} K_{AFM}} (1 - \cos(\alpha)) \quad (2.26)$$

ifadesi ile verilir. Denklemdaki en son terim, AFM malzemede oluşan domen duvarı enerjisidir. Denklem (2.26) ifadesinin enerji minimizasyonu ile mıknatıslanma exchange bias alanını aşağıdaki gibi önerildi. A_{AFM} stiffness katsayısıdır.

$$H_{EB} = \frac{-J_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \quad (2.27)$$

$$H_{EB} = \frac{-2\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \quad (2.28)$$



Şekil 2.13: Mauri kaydırma etkisi modeli şematik gösterimi.

2.6.1.3. Malozemoff Rasgele Alan Modeli

Malozemoff, [42] önceki modellerin AFM / FM mükemmel bir şekilde telafi edilmeyen ve pürüzsüz bir ara-yüz varsayımını değiştirerek, pürüzlülük ve kusurlardan dolayı ara-yüzeyde antiferromanyetik momentlerin dengesiz şekilde olduğunu varsaymıştır. Modele göre rastgele ara yüzey pürüzlülüğü, ara yüzeydeki spinler üzerinde FM tabakadan AFM tabakaya etkili olan rastgele bir manyetik alana neden olur ve böylelikle eş yönlü anizotropi oluşur [40]. Bu nedenle AFM malzeme düzleminde domenler ve örnek düzlemine dik şekilde domen duvarları oluşmaktadır.

Bu modelde exchange anizotropisini hesaplayabilmek için birbirine komşu iki AFM domen'in sahip olduğu FM/AFM ara yüz enerjileri farkı $\Delta\sigma$ ile gösterilirse ve yüzey enerjiler birbirinden farklı olduğu bu durumda exchange alanı [42];

$$H_{EB} = \frac{\Delta\sigma}{2M_{FM}t_{FM}} \quad (2.29)$$

şeklinde tanımlanmıştır.

$$\Delta\sigma = \frac{2J_i}{a^2} \quad (2.30)$$

J_i ara yüzdeki ferromanyetik değiş tokuş sabiti, a AFM malzemenin kübik kristal yapısının örgü sabitidir. Böylece Malozemoff modelinde EB alanı

$$H_{EB} = \frac{J_i}{a^2 M_{FM} t_{FM}} \quad (2.31)$$

şeklinde verilmiştir. Malozemoff AFM malzemenin ince olduğu FM / AFM örnek sistemlerinde de kullanılabilen, ara-yüz pürüzlülüğünün neden olduğu rastgele alan etkisini ele alarak deneysel değerlerle uyumlu exchange bias değerleri bulmuştur. Domenlerin uzunluğu ve yüksekliği dikkate alınarak yapılan detaylı incelemeler için

$$H_{EB} = \frac{2z\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{\pi^2 M_{FM} t_{FM}} \quad (2.32)$$

denklemleri oluşturulmuştur [42]. Denklemlerden H_{EB} değerinin domen büyüklüğü ile ters orantılı olduğu görülmektedir. (z düzen birim sayısı, A_{AFM} değiş-tokuş stiffness katsayısıdır).

2.6.2. Exchange Bias Etkisinin FM ve AFM Tabaka Kalınlıklarına Bağlılığı

Meiklejohn ve Bean (MB) modeline göre Exchange Bias (EB) Etkisi FM tabaka kalınlığı ile ters orantılıdır. Bu bağıntı için FM tabaka kalınlığının alt ve üst limitleri vardır. Tabaka kalınlığı azaldıkça belirli bir kritik kalınlık değerine (genellikle birkaç nm) kadar geçerlidir. Bu kalınlığın altındaki çok ince FM tabakalarda sürekli bir yapı ve FM düzen oluşamayacak, histerezis ve dolayısıyla EB

gözlemlenemeyecektir. Benzer şekilde belirli kalınlık değerine kadar artan kalınlıkla EB değişirken bu kalınlığın üstünde etkisi olamayacaktır. Kritik tabaka kalınlığı, FM / AFM sistemindeki malzemelere, FM katmanının mikro yapısına ve büyümesine bağlıdır [38].

EB etkisinin AFM tabaka kalınlığı ile ilişkisi, Exchange bias oluşma şartlarından gelir. Daha önce de bahsedildiği gibi Exchange bias etkisinin gerçekleşmesi için AFM tabaka anizotropisi ve tabaka kalınlığı çarpımı ara-yüzey değiş tokuş integralinden büyük olmalıdır.

$$K_{AFM}t_{AFM} \geq J_{EB} \quad , H_{EB} \neq 0 \quad (2.33)$$

$$K_{AFM}t_{AFM} \leq J_{EB} \quad , H_{EB} = 0 \quad (2.34)$$

Kritik AFM tabaka kalınlığının üzerindeki değerlerde AFM malzemenin kalınlığı arttıkça AFM malzemenin manyetik anizotropisi artar ve bu durum EB etkisini olumlu yönde etkiler. EB belirli bir kalınlıkta doyuma ulaşır ve AFM kalınlığının daha da arttırılmasıyla artık değişmez. Kritik AFM tabaka kalınlığı altındaki değerlerde ise ara yüzey enerjisi zorlayıcı alanlara dönüşür EB de azalma görülür ve belirli bir kalınlığın altında ise AFM düzen oluşmayacağından EB kaybolur.

2.6.3. Antiferromanyetik Tabakalar Arasında Çiftlenim ve Ara-Yüzey Pürüzlülüğünün Rolü

Ara tabaka olarak metalik tabaka yerine AFM tabaka kullanıldığında oluşan en büyük fark AFM tabakadaki her bir atomun manyetik momentlere sahip olması ve bunların hem kendi aralarında hem de FM ara yüzeyinde değiş tokuş etkileşimde olmasıdır. FM / AFM pürüzlülüğü ara-yüzeyde farklı spin bölgeleri oluşturarak spin yapısını ve eşleşmemiş spin miktarını da etkilediğinden EB'nin büyüklüğüne etki eder [7,43,44]. Öksüzoğlu ve ark. yaptıkları çalışmada çok katlı EB sistemlerinde ara-yüzey pürüzlülüğünün H_{ex}/H_c oranı üzerinde önemli rolü olduğunu göstermişlerdir [45]

3. DENEYSEL TEKNİKLER

3.1. İnce Film Hazırlama Teknikleri

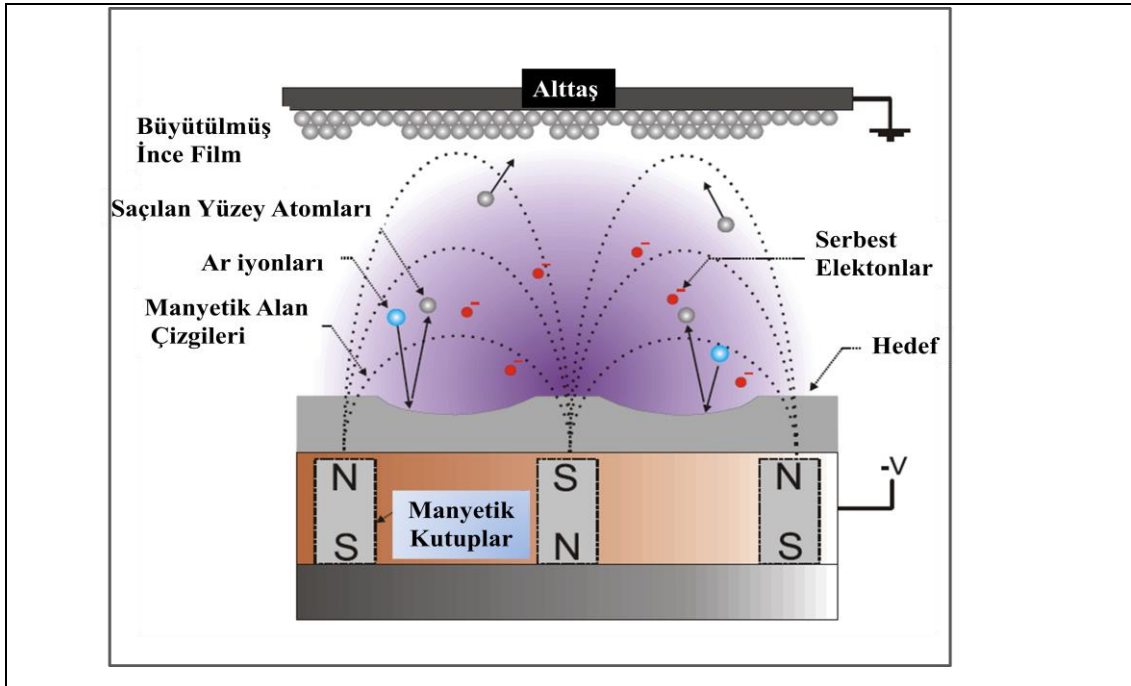
İnce film teknolojisi 1900'lü yıllardan itibaren bilişim sektörünün en çok araştırılan alanlarından biridir. İnce film yapısı bir alt taş üzerine kalınlığı 100 Å ile birkaç nanometre arasında değişen, malzemenin bulk halinden oldukça farklı özellikler gösteren kaplamalardır.

Manyetik ince filmler bilgi saklanması ve transferi konusunda daha yüksek kapasiteli, daha hızlı ve daha küçük boyutlu manyetik kayıt cihazları tasarlanmasına olanak sağlamaktadır. Birkaç nanometre kalınlığında tasarlanan manyetik ince filmlerin bilgisayar sabit diskleri, manyetik kayıt cihazları, manyetik sensörler, okuma-yazma kafaları ve mikro-elektronik sistemler gibi geniş kullanım alanları vardır. Bu tasarımlara imkân sağlayacak uygun manyetik ince film malzemeler, ultra ince yapıda üretim, çok katmanlı yapı kullanımı, özel üretim tekniklerinin uygulanması ve katkı malzemesi kullanılması gibi çalışmalar literatürde çokça yer almaktadır. Vakum sistemlerinin de gelişmesiyle birlikte ince filmler üretilirken yüzey ve ara-yüzey özellikleri gibi önemli faktörler kontrol edilebilmekte yüksek saflıkta kaliteli malzeme üretilmektedir.

Vakum destekli biriktirme yöntemleri arasında en yaygın kullanılan sistemler, Fiziksel Buhar Biriktirme (PVD) ve Kimyasal Buhar Biriktirme (CVD) 'dir. Vakum sistemleri kapalı bir sistem içerisinde atmosfer basıncından çok daha düşük basınç değerine sahip sistemlerdir. Fiziksel buhar biriktirme (PVD) tekniklerinde, bir vakum ortamında termal, fiziksel serbest bırakma veya çarptırma işlemi ile biriktirilecek malzeme atomik partiküllere dönüştürülür ve altaş üzerine yönlendirilerek birikimi sağlanır. PVD ile mükemmel yapılaşma, homojen tabakalar, tasarlanmış yapılar, kontrollü morfoloji, yüksek malzeme çeşitliliğine ve özelliklerine sahip yüksek saflıkta kaplamalar üretilir. Fiziksel buhar biriktirme (Physical Vapor Deposition) teknikleri Magnetron Sputtering (saçtırma) ve buharlaştırma olmak üzere iki gruptur.

3.1.1. Magnetron Sputtering (Saçtırma) Tekniği

Şekil 3.1' de Magnetron Saçtırma yönteminin şematik gösterimi verilmiştir [14]. Hedef malzeme ve numune temel basıncı yaklaşık olarak $\sim 10^{-6}$ - $\sim 10^{-9}$ mbar değerine sahip bir vakum sistemine yerleştirilir. Sisteme yüksek saflıkta bir soygaz verilir. Genellikle diğer soygazlara göre daha ucuz, kimyasal olarak inert, toksik olmayan, kolay iyonize olabilen Ar gazı tercih edilir. Basınç değeri 10^{-3} - 10^{-2} (ultra high vacuum) mbar olarak ayarlanır. Daha sonra katot görevi yapan hedef malzeme ile anot görevi yapan alttaş arasına potansiyel fark uygulanır. Böylece katottan kopan elektronlar anoda doğru hızla ilerlerken ortama gönderilmiş olan argon atomlarıyla çarpışır ve argon iyonlarının iyonize olması sağlanır. Bu şekilde plazma oluşumu başlamış olur. Katoda uygulanan ve argon gazını iyonlaştıran elektrik alan, iyonize olan argon gazını hedef malzemeye doğru yönlendirir ve hedef malzeme yüzeyine çarptırılarak atomların kopartılması sağlanmış olur. Kopan atomlar elektrik alanının etkisiyle alttaş üzerinde ince bir film tabakası halinde büyütme işlemini gerçekleştirmiş olur.



Şekil 3.1: Magnetron Saçtırma yönteminin şematik gösterimi.

Uygulanan elektrik alana ilave olarak, hedef malzemenin altına uygun şekilde yerleştirilmiş kalıcı mıknatıslarla, hedef malzemenin hemen üzerinde elektrik alana

dik bir manyetik alan üretilmektedir. Böylelikle çarpışmalar sırasında üretilen elektronların hareketi sınırlandırılarak, daha fazla atomun hedefin yanında iyonlaşması sağlanır. Büyütme hızı ve homojenliği arttırılmış olur.

Saştırma sistemlerinde hedef malzemenin türüne göre kullanılacak güç kaynağı farklılık göstermektedir. Hedef iletken bir malzeme ise plazma oluşturmak için katot ve anot arasına doğru akım (DC) uygulanır. Eğer hedef yalıtkan, seramik ya da oksitli bir malzeme ise radyo frekans (RF) voltajı uygulanmaktadır (metaller için de kullanılabilir). RF bu malzemeler için oluşabilecek, pozitif yük birikimini azaltır, düşük kaplama hızı gibi sıkıntıları azaltır.

Saştırma tekniği ile vakum sistemine argon gazına ilave olarak oksijen veya azot gibi ikinci bir reaktif gaz gönderilerek hedef malzemenin oksit, nitrat, nitrit gibi bileşikleri de büyütülebilir. Ayrıca iki hedef kaynak aynı anda açılarak (co-sputter) şekilde alaşım ince filmler hazırlanabilir. Büyütme esnasında yapılabilen döndürme, alttaşı ısıtma gibi işlemlerle hem epitaksiyel hem de polikristal ince filmler yapılabilir. Pürüzlülük, tane büyüklüğü, stokiometri ve diğer gereksinimlerin önemli olduğu yüzeylerde morfolojik kalite gerektiren uygulamalar oldukça kullanışlı bir tekniktir.

3.2. İnce Film Yapı Karakterizasyon Teknikleri

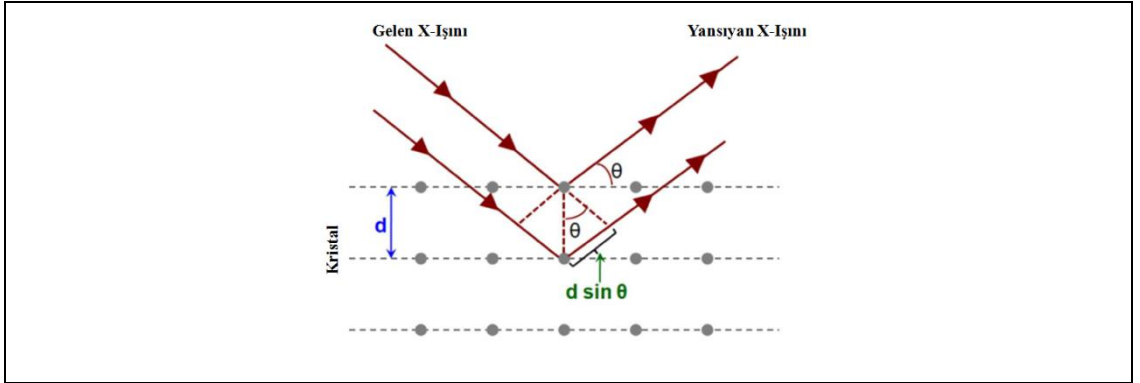
İnce film örneklerinin kristal yapısı, yüzey ve ara- yüzey özellikleri miknatıslanma özellikleri üzerinde büyük rol oynar. X ışınları, tabaka kalınlığı, elektron yoğunluğu, kristalografik yapı ve ara-yüz pürüzlülüğü gibi numunelerin iç yapı özelliklerini anlamamıza yardımcı olmaktadır.

Bu tez çalışmasında aşağıda teorik bilgileri verilen x-ışını kırınım (XRD) ve x-ışını yansıması (XRR) ölçümleri GTÜ, Nanomanyetizma laboratuvarında yer alan SmartLab XRD cihazı kullanılarak yapılmıştır. XRR sonuçlarından kalınlık, pürüzlülük ve yoğunluk tayin edilebilmesi için Globalfit programı kullanılmıştır.

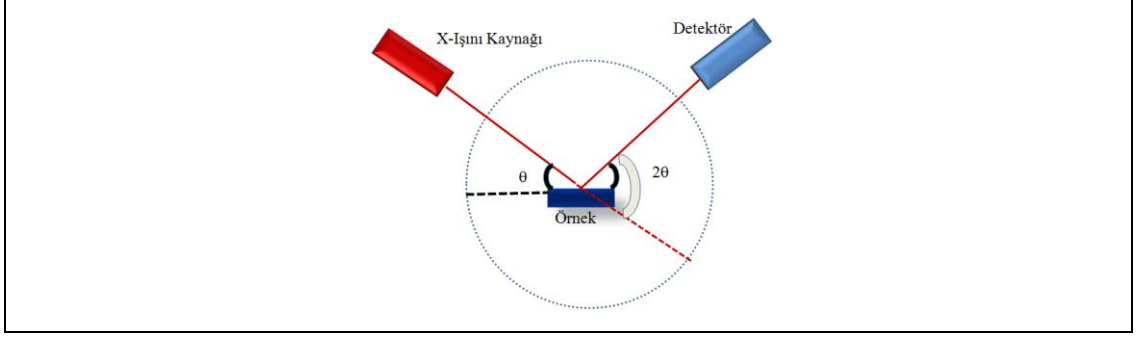
3.2.1. X-Işını Kırınımı (X- Ray Diffraction, XRD)

X-Işını Kırınımı (XRD), malzemenin yapısal karakterizasyonu için kullanılan, x ışını fotonlarının, bir kristalde düzen içindeki atomlardan elastik saçılması esasına dayanan bir tekniktir. X ışını fotonu küçük dalga boyları (0,1 Å -10 Å) ve yüksek enerjileri nedeniyle yüksek giricilik özelliğine sahiptir. Kristallerin içindeki atomlar birbirini tekrar eden düzlemlerde periyodik yapıda bir dizilim gösterirler (Şekil 3.1). Bragg yasasına göre birbirine paralel düzlemleri arası mesafenin d olduğu bir kristal üzerine λ dalga boyuna sahip monokromatik x-ışını demeti belirli bir θ açısıyla gönderilirse, kristalin üzerine gelen x-ışınları her bir atomdan saçılır. Burada yapıcı girişim oluşması için iki x-ışını arasındaki yol farkının λ dalga boyunun tam katları olması gerekmektedir.

$$n\lambda = 2d\sin\theta \quad (3.1)$$



Şekil 3.2: Bir kristal düzleminde X-ışınının kırınımının şematik gösterimi.



Şekil 3.3: X-Işını Kırınımı ölçüm düzeneğinin temsili gösterimi.

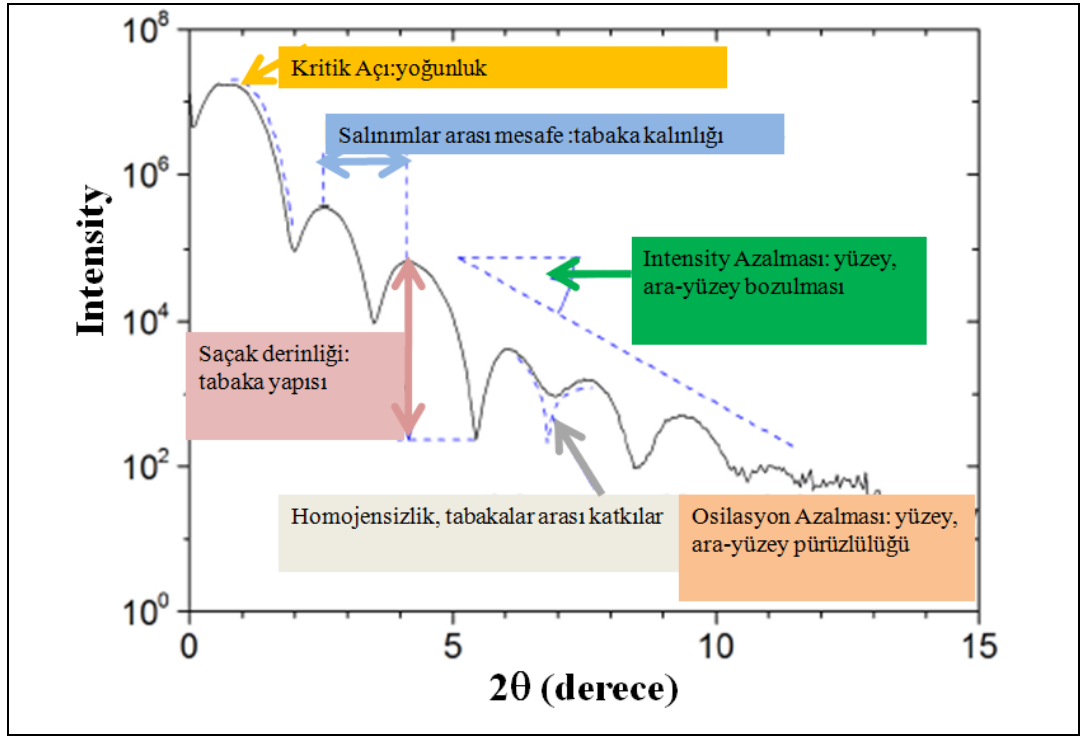
İncelenmek istenen örnek, x-ışını kaynağı ile detektör arasına yerleştirilir. Örnek θ açısı yapacak şekilde yerleştirilmiş x-ışını kaynağından örneğe fotonlar gönderilir. Örnekten saçılan fotonlar örnek düzlemiyle 2θ açısı yapacak şekilde yerleştirilmiş detektöre gelirler (Şekil 3.3). X-ışını kaynağı ve detektör eşit açılarda artırılarak θ - 2θ taraması yapılır. Ölçümü kolay bu teknikte malzeme tahribatı olmaz, malzemelerin kristal yapısı ve yönelimleri, örgü parametreleri hakkında bilgi edinilebilir.

3.2.2. X-Işını Yansıması (X-Ray Reflection, XRR)

XRR ölçümü ile tek ve çok katlı filmlerin kalınlık, yüzey ve tabakalar arası pürüzlülük ve her bir tabakaya ait elektron yoğunluk değerleri yüksek hassasiyetle belirlenebilmektedir. X-ışını yansıması tekniği için XRD ile aynı ölçüm mekanizması kullanılır. Geliş açısı $0-10^\circ$ seçilirse XRR olayı gözlemlenirken, 10° den büyük açılar için XRD olayı gözlenmektedir.

Fresnel yansıma kanunlarına göre x-ışını geliş açısı çok küçük olduğunda ışının tamamı yüzeyden yansır. Bu açı değeri kritik açı (θ_c) değeridir. θ_c 'den daha büyük geliş açıları için x-ışınları malzemenin içine girebilir ve filmin alt, üst yüzeylerinden yansıma meydana gelir. Alt ve üst yüzeylerden yansıyan ışınların girişimi, tekrar eden girişim saçakları (Kiessig fringes) oluşturur (Şekil 3.4). Böylelikle filmin tamamı hakkında bilgi edinilebilir.

Film kalınlığının artması osilasyon periyodunu kısaltılır, yani daha sık saçak görülür. Film ve alttaş yoğunluğu arasındaki farka bağlı olarak, fark arttıkça salınımın genliği de artar. Ara-yüzey pürüzlüğünün artması osilasyon genliğini azaltır [46].



Şekil 3.4: Örnek XRR eğrisi.

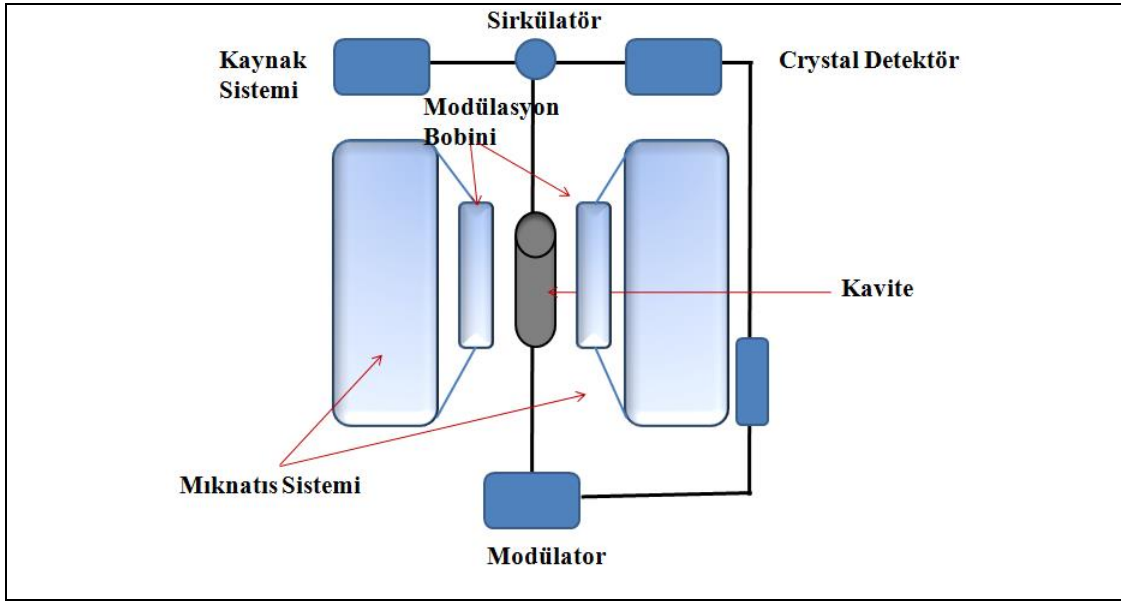
3.3. İnce Film Manyetik Karakterizasyon Teknikleri

3.3.1. Ferromanyetik Rezonans (FMR) Tekniği

FMR tekniği ince filmlerin manyetik özelliklerini araştırmak için yaygın olarak kullanılır [13,16,47]. Bu yöntem, tek ve çok katmanlı ince filmler için mıknatıslanma, manyetik anizotropi sabiti, demanyetizasyon alanı, g faktörü, ara tabaka ve manyetokristal etkileşimlerini belirlemek için oldukça avantajlıdır.

3.3.1.1. Elektron Spin Rezonans (ESR) Sistemi

Ferromanyetik malzemelerde Ferromanyetik Rezonans (FMR) ölçümlerini gerçekleştirebilmek için Elektron Spin Rezonans (ESR) spektroskopisi yöntemi kullanılmaktadır. ESR spektrometresi genel olarak şekil 3.4’ te görüldüğü gibi, Kaynak sistemi, Kavite-dalga kılavuz sistemi, Mıknatıs sistemi, Rezonans detektörü ve modülasyon sisteminden oluşur.



Şekil 3.5: ESR cihazının şematik gösterimi.

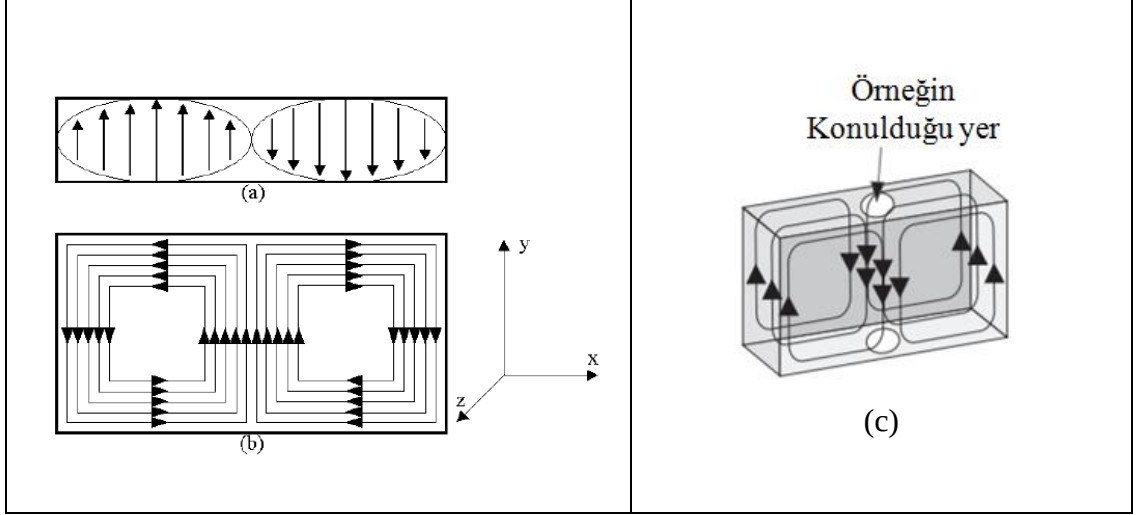
3.3.1.2. Mikrodalga Kaynak Sistemi

Mikrodalga kaynak sisteminin en önemli elemanı katıhal diyodu ya da küçük frekans aralığında yüksek frekans üretici olarak çalışan Klystron denilen bir elektron tüpüdür. Kaynak sistemindeki otomatik frekans kontrolü ile üretilen frekansın sürekli ve sabit olması sağlanır. Kaynak sisteminden çıkan mikrodalga'nın geri yansıyabilecek sinyallerinden sistemi korumak için yalıtıcı kullanılır. ESR sistemindeki mikrodalga kaynağı çalışırken ısınmasını önlemek için de su ile soğutma yapılır. Zayıflatıcı (attenuator) ise mikrodalga'nın şiddetini 0-200mW arasında değiştirerek kaviteye giden gücün kontrol edilmesini sağlar.

3.3.1.3. Kavite ve Dalga Kılavuzu Kılavuz Sistemi

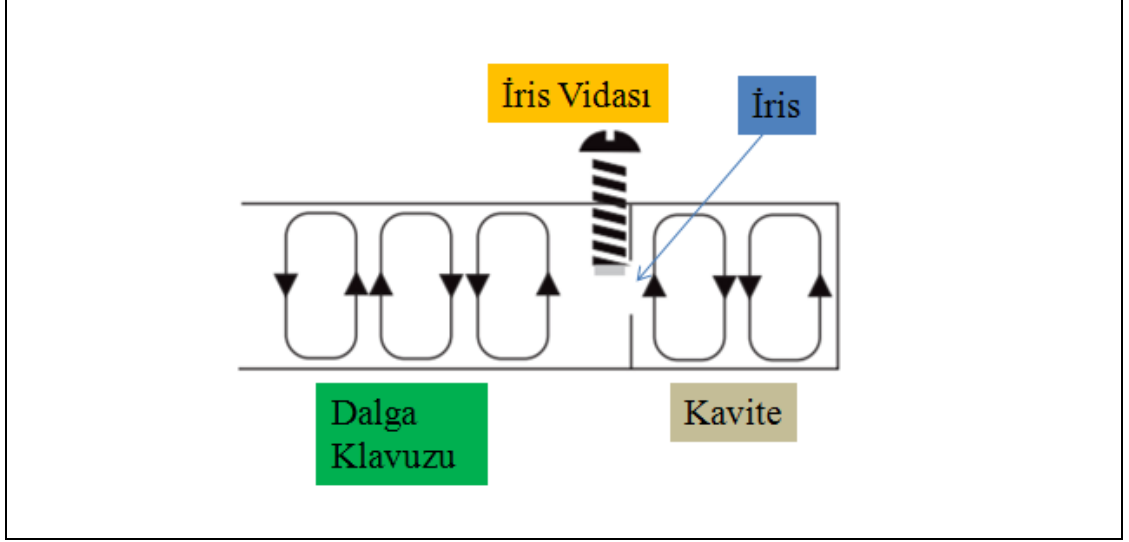
Kavite sistemi mikrodalga kaynağından gelen mikrodalga'nın numune üzerine düşmesini sağlayan ve numuneyle etkileştikten sonra yansıyan sinyalin kristal detektöre ulaşmasını sağlayan dalga kılavuzunun olduğu ve örneğin konulduğu yerdir. ESR sisteminde TE_{102} modunda titreşen dikdörtgen prizma biçiminde bir kavite kullanılmaktadır (Şekil 3.6). Dalga kılavuzu ile kavite arasındaki empedans uyumu için iris açıklığı kullanılır (Şekil 3.7). Kavitenin girişindeki bu açıklığın ayarlanmasıyla empedans uyumu ve kaviteye maksimum güç aktarımı sağlanmış olur. Aynı dalga kılavuzu, oyuktan yansıyan dalgaları detektöre geri döndürmek için

de kullanılır. Bu şemada, yansıtılan sinyali diyotlara yönlendirmek, jeneratörü yansıtılan güçten korumak için bir sirkülatör kullanılır. Sirkülatör klystrondan gelen mikro dalgayı kaviteye, kaviteden yansıyan mikro dalgayı da detektöre gönderir.



Şekil 3.6: a) TE102 modunda çalışan dikdörtgen prizma mikrodalga kavitesinin temsili görünümü. a) Elektrik alan bileşeninin xz-düzlemindeki görünümü. b) Manyetik alan bileşeninin xy-düzlemindeki görünümü

Mikrodalgadan gelen elektromanyetik alan kavite içerisinde örnek ve kavitenin duvarları tarafından soğurulur. Mikrodalga'nın manyetik alan bileşeninin maksimum ve elektrik alan bileşeninin minimum olduğu yer kavitenin merkezidir. Şekil 3.6 (a) da kavite içindeki elektrik alan ile manyetik alan bileşenleri görülmektedir. Buna göre, mikrodalga ile örnek etkileşiminin maksimum olması için, incelenecek malzeme kavitenin tam merkezine yerleştirilmelidir.



Şekil 3.7: Kavite şeması.

3.3.1.4. Elektromıknatıs Sistemi

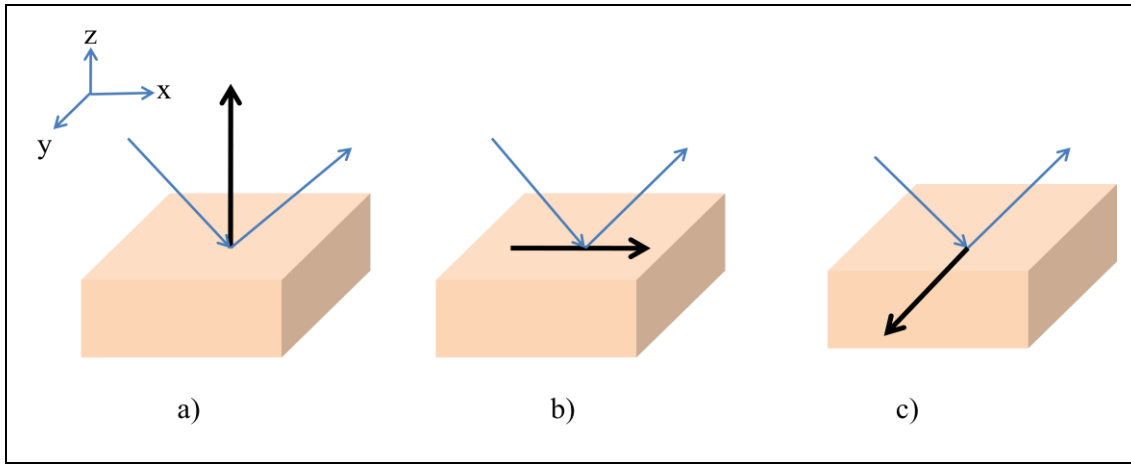
Rezonans olayının gerçekleşebilmesi için gerekli olan statik manyetik alan, mıknatıs sistemi tarafından üretilir. Bu mıknatıs sistemi bir çift elektromıknatıs ve doğru akım güç kaynağından oluşur. Elektromıknatısın oluşturduğu manyetik alan mıknatısın kutuplarından biri üzerine konulan servo sistemi ile kontrol edilir. Yüksek manyetik alanlarda ortaya çıkan ısınmayı önlemek için mıknatıs sistemi su dolaşımı ile soğutulmaktadır.

3.3.1.5. Dedektör ve Modülasyon Sistemi

Dedektör ve Modülasyon Sistemi numune tarafından soğurulan mikrodalga enerjisinin algılanarak spektruma dönüştürülmesi kısmını gerçekleştirir. Kaviteye gönderilen mikrodalga'nın bir kısmı numune tarafından soğurulur. Kaviteden yansıyan mikrodalga ise sirkülatör ile detektöre iletilir. Dedektör de ise kaviteden gelen dalga ile orantılı elektrik akımı oluşur. Rezonans olayı gerçekleştiğinde yansıyan mikrodalga'nın şiddeti azalacağından detektör akımında da değişiklik gözlenir, bu şekilde rezonans sinyali kaydedilmiş olur. Rezonans sinyali sinyal yükselticisiyle yükseltilir ve bu sinyalin manyetik alana karşı değişimi elde edilerek bilgisayar ekranında görüntülenmesi sağlanır. Modülasyon sistemindeki faz duyarlı algılayıcı devresi spektrumdaki gürültüyü azaltmak için küçük genlikli manyetik alan modülasyonu sağlar, modülasyon alanının frekans değeri yüksek tutulur.

3.3.2. Manyeto Optik Kerr Etkisi (MOKE) Tekniği

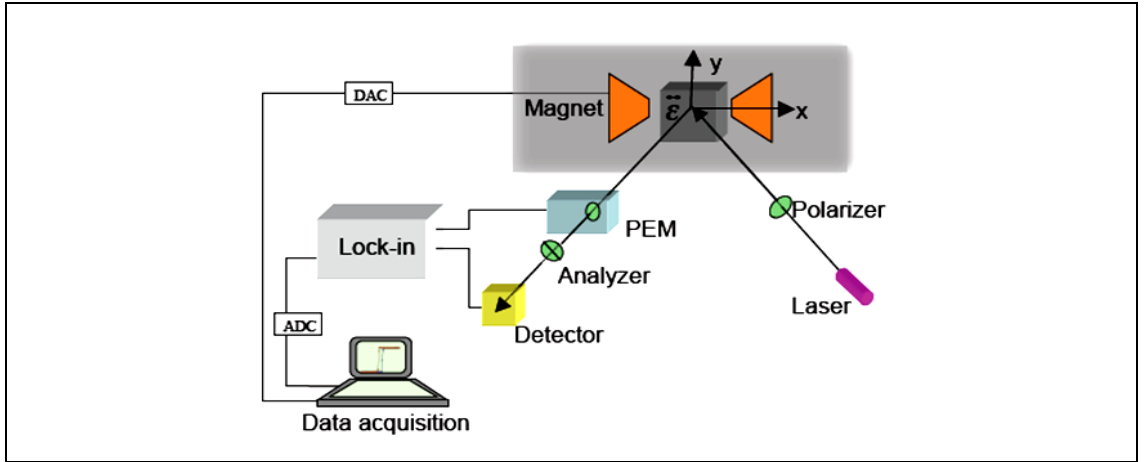
MOKE manyetometri, malzemelerin manyetik özelliklerinin karakterizasyonu için kullanılan yöntemlerden biridir. Manyetik-optik Kerr etkisi (magneto-optical Kerr effect), bir dış manyetik alana yerleştirilmiş manyetik bir malzeme üzerine gönderilen polarize lazer ışınının malzeme yüzeyinden yansıdıktan sonra polarizasyonundaki değişim olarak tanımlanır. Polarizasyondaki bu değişim, malzemenin mıknatıslanmasıyla orantılı olup, FM malzemelerin mıknatıslanma eğrilerini ölçme [48], manyetik anizotropileri belirleme [49] ve manyetik domenleri görüntüleme gibi amaçlarla yaygın olarak kullanılmaktadır.



Şekil 3.8: Manyetik-optik Kerr etkisi ölçüm geometrileri. a) P-MOKE, b) L-MOKE, c) T-MOKE ölçüm geometrileri.

İnce film üzerine gönderilen düzlem polarize ışının polarizasyonu yansıma düzlemine dik yönde olduğunda s-polarize, yansıma düzlemine paralel olduğunda p-polarize olarak adlandırılmaktadır. Manyetik malzemenin yüzeyine s(p)-polarize olarak gelen ışın, manyetik malzemeyle etkileştikten sonra eliptik polarize olarak yansır.

Manyetik-optik Kerr etkisi sistemi ölçüm metodu lazer ışınının geliş yönü sabit tutulursa örneğin mıknatıslanma yönüne bağlı olarak üç geometride gerçekleştirilebilir. Numunenin mıknatıslanması örnek düzleminde x ekseninde ise boyuna (longitudinal) manyeto optik Kerr ölçümü (L-MOKE), mıknatıslanma örnek düzleminde y ekseninde ise enine (T- MOKE) manyeto optik Kerr ve mıknatıslanma örnek düzlemine dik şekilde ise polar (kutupsal) manyeto optik Kerr ölçümü (P-MOKE), olarak isimlendirilir (Şekil 3.8).



Şekil 3.9: MOKE sisteminin şematik gösterimi.

Bu tez çalışmasında, MOKE ölçümleri Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü laboratuvarında bulunan Manyetik-optik Kerr etkisi sisteminde (Nanosan Instruments-SmartMOKE Magnetometry System) 32.8 nm dalga boyuna sahip lazer kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu sistem ile oda sıcaklığında örnek düzleminde (L-MOKE) ve örnek düzlemine dik yönde (P-MOKE) ölçüm yapılabilmektedir.

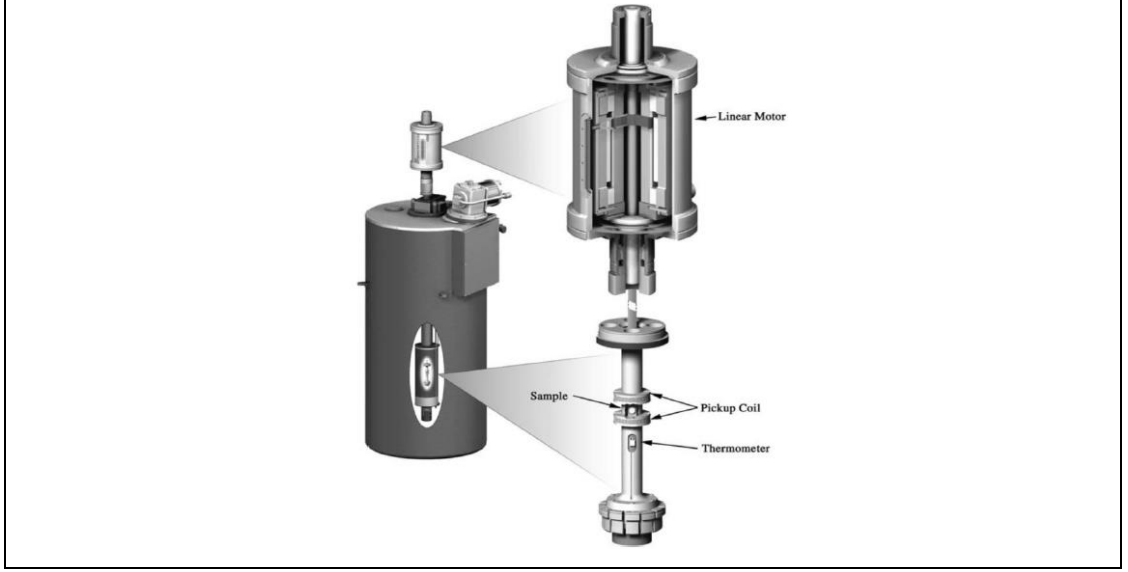


Şekil 3.10: GTU Fizik Bölümü'ndeki manyetik-optik Kerr etkisi sistemi.

3.3.3. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Tekniğı

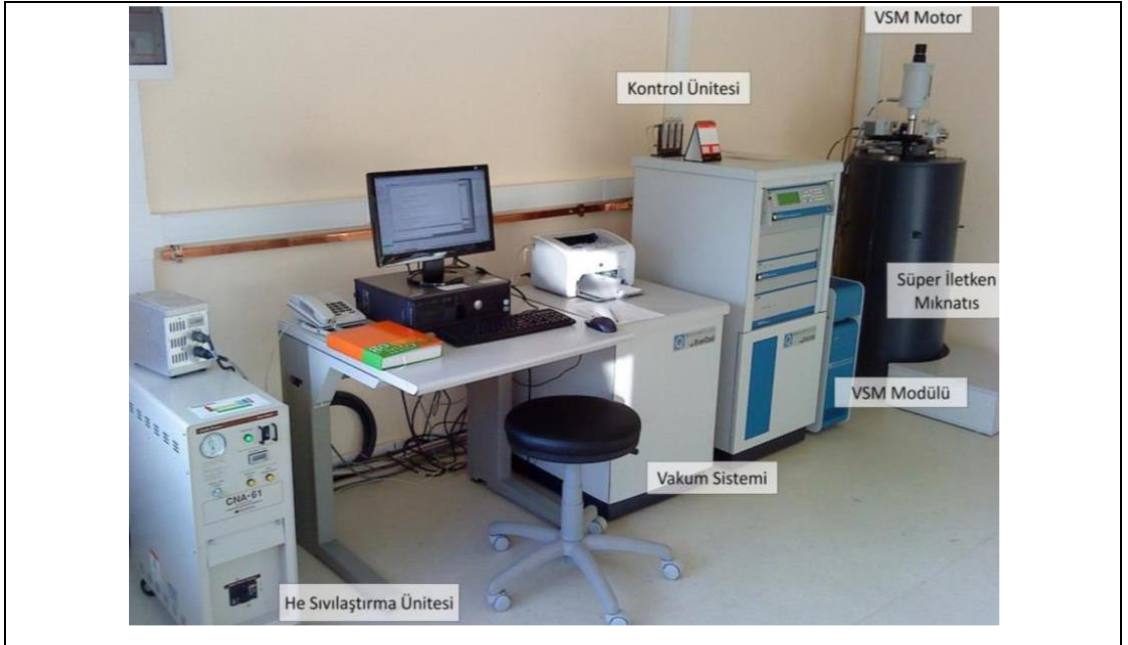
Titreşimli Numune Manyetometresi (VSM), bir numunenin manyetik momentini çok yüksek hassasiyetle belirlemeye yarayan bir ölçüm tekniğıdir. VSM tekniğı ile malzemelerin manyetik karakterizasyonun sonucu olarak doyum mıknatıslanması, zorlayıcı alan, kalıcı mıknatıslanma, geçirgenlik ve duygunluk değerleri tespit edilebilir. Bu teknik temel olarak Faraday' ın İndüksiyon Yasasına göre çalışmaktadır. Faraday yasasına göre, kapalı bir devredeki manyetik akı değişimi, devrede bir indüksiyon elektro motor kuvveti (emk) oluşturur. Bu elektrik alan ölçülerek, değişen manyetik alan hakkında bilgi verir.

Ölçüm yapılacak malzeme süperiletken mıknatısın bulunduğu helyum tankının içine yerleştirilir. Uygulanan düzgün manyetik alanla malzeme manyetik ise, malzemenin manyetik domen'leri veya spinleri yönlendirilir. Böylece mıknatıslanan malzemenin dipol momentleri malzemenin etrafında manyetik alan oluşturur. Malzeme lineer motor aracılığıyla belirli bir frekansta aşağı-yukarı doğru titreştirildikçe, etrafında oluşan bu alan, zamana bağlı olarak değişir ve sistemin iletken bobini (pick-up coil) tarafından algılanır. Değişen manyetik alan pick-up coil içinde Faraday kanununa göre elektrik alan üretir. Oluşan akım, malzemenin mıknatıslanması ile doğru orantılıdır. Daha sonra, indüklenen akım amplifikatör ve lock-in amplifikatör tarafından güçlendirilir.



Şekil 3.11: Süperiletken mıknatıs içinde çalışan VSM.

Bu tez çalışmasında, GTU Fizik Bölümünde bulunan Quantum Design marka VSM cihazı kullanılmıştır (şekil 3.11). Cihazın frekans değeri 40 Hz, titreşim genliği ise 1-3 mm aralığındadır. 9 Tesla'ya kadar manyetik alan uygulanabilmekte, 10^{-6} emu (erg/Oe) hassasiyetine kadar manyetik moment değerleri ölçülebilmektedir.



Şekil 3.12: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki PPMS sistemi.

4. DENEYSEL ÇALIŞMALAR VE YORUMLAR

4.1. CoFeB / MgO Katmanlı Yapısının Üretilmesi ve Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi

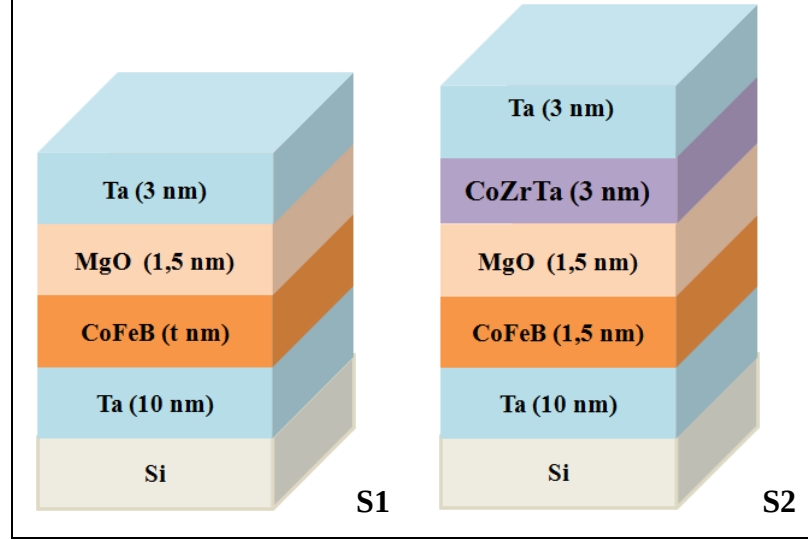
Son dönemde STT-MRAM bellekler, düşük güç tüketimi, yüksek hız performansı ve uzun dayanıklılıkları nedeniyle yeni nesil kalıcı olmayan bellek olarak oldukça dikkat çekicidir [50]. Spin torku ile indüklenen mıknatıslanma, MRAM hafızalarda kullanılabilen yeni bir veri yazma metodu sağlamıştır [51]. En önemli avantajlarından biri kritik yazma akım yoğunluğunu azaltılırken termal kararlılığın korunmasıdır. Çok küçük cihazlarda bile spin polarize akımın spin açısallık momentumunu manyetik malzemeye aktarması ile düşük eşik akımı ve güvenilir manyetizasyon anahtarlama sağlanır. Eşik Akımı, serbest tabaka mıknatıslanmasına, film kalınlığına, spin polarizasyonuna, anizotropi alanına ve özellikle manyetik sönüm parametresine bağlıdır. Termal kararlılık, azaltılmış cihaz boyutu ile artan anizotropi gerektirir. Bununla birlikte, anahtarlama akımı yoğunluğu, anizotropi enerji yoğunluğu ve bu nedenle küçük bir sönümleme parametresi gerektirmektedir. Benzer şekilde, spin tork osilatörleri, düşük bias alanında yüksek frekanslar üretmek için yüksek anizotropiye ihtiyaç duyar, daha düşük akımlarda güç çıkışını artırmak için de düşük sönümleme gerekir.

Son zamanlarda, dikey olarak mıknatıslanmış ferromagnet (FM) / oksit heterostructures, özellikle Ta / CoFeB / MgO yapıları, yüksek tünel manyetik direnci ve düşük sönüm katsayısı nedeniyle STT-MRAM uygulamaları için umut vericidir. CoFeB filmlerin manyetizasyon dinamiklerinin anlaşılması ve geliştirilmesi, hafıza uygulamalarında hem çalışma hızı hem de kritik anahtarlama akımının etkin bir şekilde azaltılması için oldukça önemlidir [52]. Temel meselelerden biri, farklı uygulama gereksinimlerini karşılamak için dikey manyetik anizotropinin (PMA) nasıl ayarlanacağıdır. Ta / CoFeB / MgO yapısının manyetik anizotropisi tavlama işlemi ile değiştirilebilmektedir. Uygun bir sıcaklıkta tavlama, PMA'nın iyileştirilmesine yardımcı olurken, yüksek tavlama sıcaklığı Ta difüzyonuna neden olur ve böylece manyetik anizotropi PMA'dan düzlem içi manyetik anizotropiye (IMA) döner [53]. FM / oksit sistemindeki PMA, FM 3d yörüngesi ve oksijen 2p

yörüngesi arasındaki hibridizasyona bağlı olarak gelişmiş ara yüzey manyetik anizotropi kaynaklıdır. Ancak, 3d-2p orbital hibridizasyon karakteri ve PMA üzerindeki etkisi hala çok net değildir [54]. Iihama ve arkadaşları yaptıkları çalışmada, Ta / CoFeB / MgO sandviç yapısındaki PMA' nın hem CoFeB / MgO hem de Ta/CoFeB buffer tabakadan da geldiğini, PMA yi CoFeB / MgO arayüz anizotropisinin daha büyük ölçüde arttırdığını tespit etmiştir [55]. Spin hafıza aygıtlarında anahtar parametre olan güç kullanımı düşük sönüm (damping) ile sağlanır. Damping genel olarak FMR spektrum yarıgenişlik analizinden bulunabilmektedir. Fakat damping bulunurken yarı genişliğe etkiyen birçok parametre olduğu dikkate alınmalıdır. Bu çalışmada, CoFeB filmleri üzerinde kapsamlı bir çalışma yapılmıştır.

4.1.1. İnce Filmlerin Hazırlanması

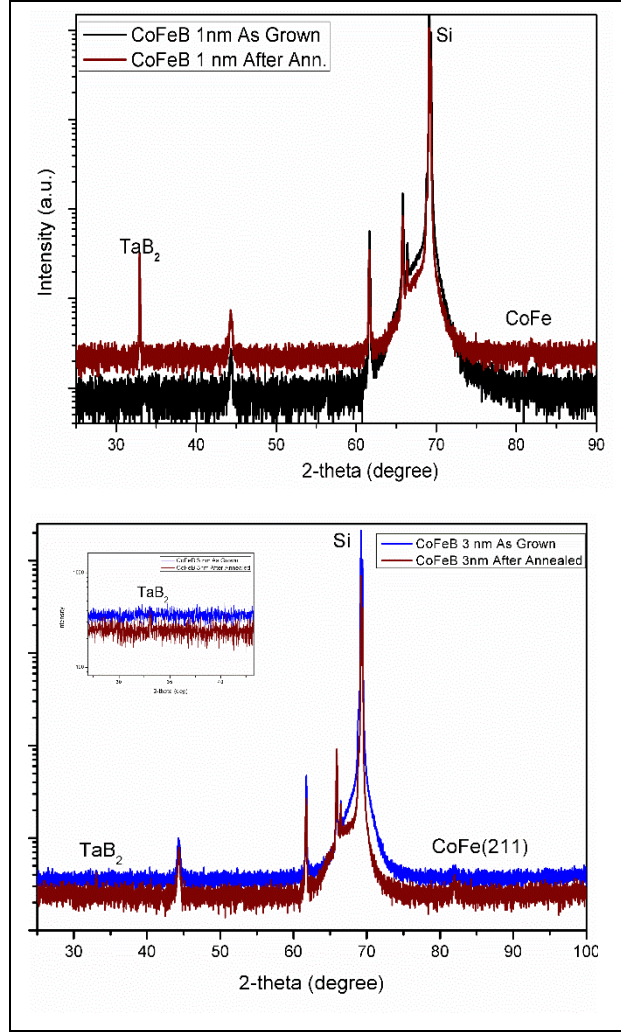
Büyütme başlangıcında sputter vakum odası basıncı 2×10^{-9} mbar, büyütme esnasında da 5×10^{-3} kullanılan sputter vakum odasının taban basıncı mbar' dır. Si alt taş üzerine magnetron saçtırma tekniği ile Si / SiO₂ / Ta (10) / Co_{0.4}Fe_{0.4}B_{0.2} (t) / MgO (1.5) / Ta (3) (kalınlıklar nm cinsinden) yapısında filmler büyütülmüştür. CoFeB, FM katmanın kalınlığı değiştirilmiş (t = 1, 1.5, 2, 3 nm) diğer tabakaların kalınlıkları sabit tutulmuştur. Filmlerin büyütme sonrası bir işlem uygulanmamış (As-Grown) ve 300° C ısıtıl işlem uygulanmış durumlarının manyetik anizotropi ve ferromanyetik yarı genişlik incelemeleri yapılmıştır. Örneklerin yapısal karakterizasyonu out of plane XRD ve XRR ile belirlenmiş, manyetik özellikleri ise FMR tekniği kullanılarak incelenmiştir.



Şekil 4.1: Hazırlanan CoFeB örneklerinin şematik gösterimi.

4.1.2. Büyük Açılı X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçümleri

X-ışını kırınımı tekniği CoFeB (t) / MgO (1.5) / Ta (3) yapıları filmlerin as grown ve ısıtılmış durumları karşılaştırılmıştır. As grown durumda amorf yapıda olan CoFeB den XRD analizlerinde pik görülmemektedir. Isıtma işlemi sonrası CoFeB tabakasından Ta tabakasına doğru B difüzyonu oluşturmaktadır. Bor (B) atomu Co, Fe ve Ta atomlarına göre daha küçük boyuta sahip olduğundan borun difüzyonu diğer atomların difüzyonundan daha kolay olmaktadır. Şekil 4.2’de örnek sistemine ait gösterilen XRD sonuçlarında TaB₂ yapısının oluştuğu görülmektedir. Benzer şekilde, tavlama sonrasında ince bir TaB arayüz tabakasının oluştuğunu gösteren başka spektroskopik çalışmalar da vardır [56].



Şekil 4.2: CoFeB filmlerinin as-grown ve ısıtılmış durumları için x-ışını kırınımı ölçüm sonuçları.

Örneklerimiz de, CoFeB' nin B difüzyonu için 2 nm kritik kalınlıktır. Daha kalın olduğu durumlarda, bor difüzyonu sınırlandırılır ve ekstra Ta difüzyonu meydana gelir. Bu özellik XRD sonuçlarında oluşan TaB₂ pik şiddetinin azalmasıyla ve XRR sonuçlarıyla desteklenmektedir. Bu özellik Sinha ve ark.'nın bulgularıyla da paralellik arz etmektedir [57].

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

As-grown ve ısıtılmış filmlerdeki tabaka kalınlıkları, tabakalar arası difüzyonlar ve ara-yüzey pürüzlüğü değişimlerini görmek amacıyla filmlerin XRR analizleri yapılmıştır.

Isıl işlem sonrası 1 nm kalınlığındaki CoFeB ' nin kalınlığının azaldığı ve Ta kalınlığının ise arttığı görülmüştür (Tablo 5.1). Bu sonuç, bir önceki bölümde de izah edilen kritik CoFeB kalınlığına kadar borun Ta tabakasına difüzyonu olacağını doğrular. Kritik kalınlığın üzerinde CoFeB' nin 3 nm olduğu filmde ise Ta kalınlığı, Ta' nın CoFeB 'ye difüzyonu nedeniyle azalır (Tablo 5.2). Isıl işlem sonrası CoFeB / MgO ara-yüz pürüzlülüğü azalırken, Ta / CoFeB ara-yüz pürüzlülüğünün arttığı görülmektedir.

Tablo 4.1 CoFeB(1nm)/MgO yapısı için XRR fit sonuçları.

<u>Tabaka</u>	Kalınlık (nm)		Yoğunluk (gg/cc)		Ara yüzey pürüzlülük(nm)	
	As-grown	Isıtılmış	As-grown	Isıtılmış	As-grown	Isıtılmış
TaO	2.74	2.86	8.7	8.7	0.292	0.35
Ta	1.09	1.06	16.65	16.65	0.11	0.16
MgO	1.65	1.49	3.58	1.79	0.11	0.21
CoFeB	1.05	0.87	7.21	9.2	0.3	0.2
Ta	11.65	12.30	16.65	15.32	0.23	0.3
SiO2	-	-	-	-	-	-

Tablo 4.2 CoFeB(3nm)/MgO yapısı için XRR fit sonuçları.

<u>Tabaka</u>	Kalınlık (nm)		Yoğunluk (gg/cc)		Ara yüzey pürüzlülük(nm)	
	As-grown	Isıtılmış	As-grown	Isıtılmış	As-grown	Isıtılmış
TaO	2.61	2.67	8.7	8.7	0.33	0.22
Ta	1.07	1	16.65	19.9	0.26	0.1
MgO	1.6	1.53	3.58	1.34	0.25	0
CoFeB	3.02	3.07	7.21	9.3	0.25	0.19
Ta	10.5	7.10	16.65	20.2	0.30	0.41
SiO2		-	-	-	-	-

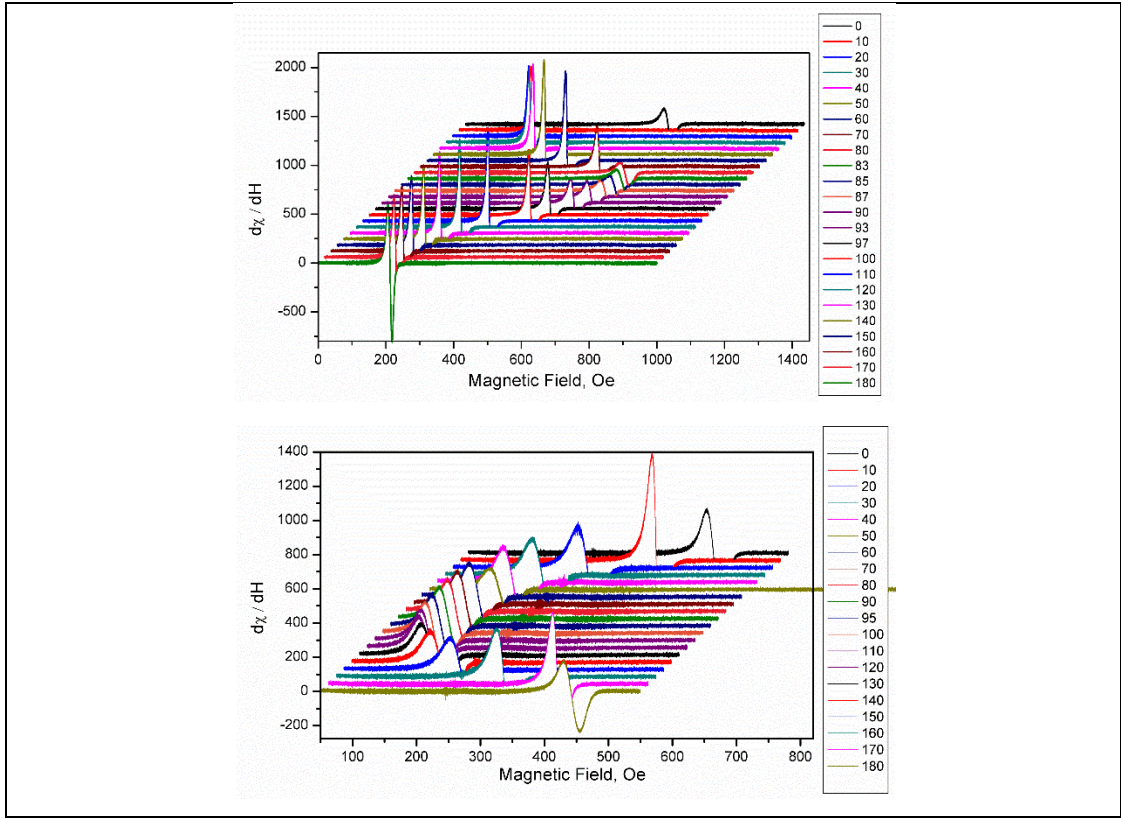
4.1.4. FMR Analizleri

Oda sıcaklığında, örnek düzlem içi (in-plane) ve örnek düzlem dışı (out-of plane) geometrilerde manyetik alan uygulanarak açığa bağlı FMR ölçümleri yapılmıştır. Düzlem dışı geometrinin (OPG) uygulanması için, örnekler düşey olarak örnek tutucunun önündeki düz kısma yapıştırıldı. Bu geometride mikrodalga manyetik alan bileşeni ölçüm boyunca film düzleminde, DC manyetik alan örnek düzleminden, film normaline doğru döndürülür. Düzlem içi (IPG) FMR ölçümlerinde ise genellikle film örnek tutucunun altına yerleştirilir. Ancak bu durumda film yüzeyinin tamamı mikrodalga alanı ile etkileştiğinden düzgün sinyal alınamamaktadır. Bu nedenle IPG için conventional in-plane metodu tercih edilerek, film OPG deki gibi örnek tutucunun önündeki düz kısma yapıştırılmıştır. Bu metotta örnek tutucu sabit tutularak malzeme her bir açı değeri için çevrilerek aynı şartlarda ölçüm alınır, uygulanan DC manyetik alan ve mikrodalga manyetik alan bileşeni film düzleminde.

Örneklerde manyetik anizotropiyi belirlemek için out-of plane FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanlarının açısal değişimleri Şekil 4.4'te gösterilmektedir. İn-plane ve out-of-plane FMR spektrumlarını fit yapmak için aynı manyetik parametreler kullanılmıştır. FMR rezonans alanlarının simülasyonundan elde edilen parametre değerleri Tablo 4.4'de görülmektedir. Burada γ jiromanyetik oran, K_{etk} , etkin mıknatıslanma, M_{etk} etkin mıknatıslanma, sabitidir.

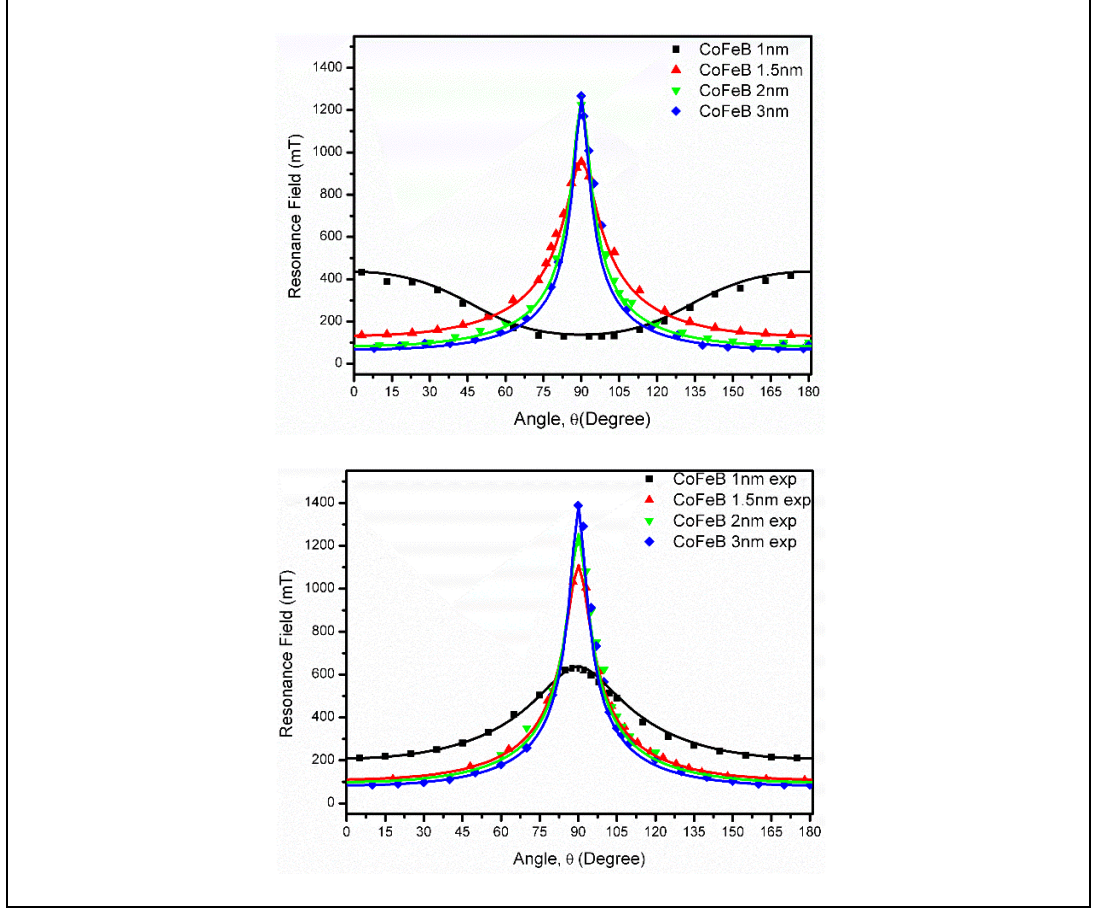
CoFeB' kalınlığının arttırılması, büyük demanyetizasyon alanı ve düzlem içi manyetik anizotropi (IMA), rezonans alanının (H_{res}) film normalinde ($\theta_H=90^\circ$) artmasına ve paralel geometride ($\theta_H=0^\circ$) ise azalmasına neden olur. Şekil 4.4'den görüldüğü gibi teorik ve deneysel rezonans alanları uyum içindedir.

K_{etk} manyetik ince filmlerde mıknatıslanma oryantasyonunu karakterize etmek için kullanılan etkin anizotropi enerji yoğunluğudur. Daha önce de bahsedildiği gibi ince film sisteminde K_{etk} , hacim $(-2\pi M_s^2 + K_v)$ ve $\frac{2K_s}{t}$ yüzey, ara-yüzey anizotropisi katkılarından oluşur ve sonuçta K_{etk} pozitif ise anizotropi PMA, negatif ise IMA görülür. Şekil 4.4' de görüldüğü gibi örnekler as-grown durumda IMA özelliği göstermektedir. (Şekil 4.3). Isıl işlem uygulanmış daha kalın filmlerde ise demanyetizasyon alanı baskın olup IMA korunmuştur.



Şekil 4.3: As grown (üstte) ve ısıtıl işlem uygulanmış (altta) CoFeB (1 nm) filminin açığa bağlı out-of plane FMR spektrumları.

Kalınlığın artmasıyla artan demanyetizasyon etkisiyle K_{etk} de negatif yönde artış, yani IMA da artış gözlemlenir. Isıtma işleminde sonra ise CoFeB 1nm olduğu örnekte K_{etk} pozitif olmuş ve anizotropi PMA' ya dönüşmüştür. Isıtma işleminin CoFeB nin 2nm den küçük olduğu örneklerde ısıtma işleminin Ta/CoFeB ara-yüzeyine B difüzyonuna neden olduğundan daha önce bahsedilmişti. Böylelikle kritik kalınlıktan ince filmlerde CoFeB/MgO ara-yüzündeki B safsızlığı (miktarı) azalmakta, bu da ara-yüzey (interface) anizotropisini arttırmaktadır. Bu bağlam da ısıtıl işlem sonrası 1-nm kalınlığındaki CoFeB filminin M_{eff} teki artış, daha kalın CoFeB filmler için M_{eff} teki genel bir düşüş desteklenmektedir. Sonuç olarak PMA oluşumda CoFeB kalınlığının ve CoFeB/MgO ara-yüzeyindeki Bor'un PMA oluşumda kritik öneme sahip olduğu görülmektedir.



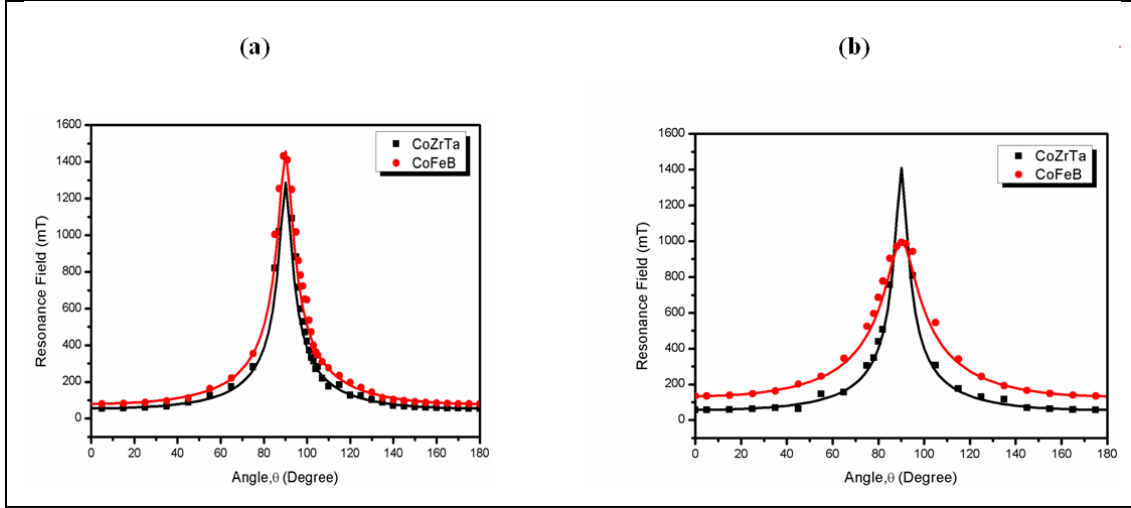
Şekil 4.4: As grown (üstte) ve ısıt işlem uygulanmış (altta) filmlerin düzlem dışı FMR rezonans alanları grafiği.

Tablo 4.3 As-grown ve ısıt işlem uygulanmış örneklerin rezonans alanlarının açısal bağımlılıklarının teorik fitinden elde edilen parametreler.

As-Grown	$M_{\text{eff}}(\text{MA/m})$	$K_{\text{eff}}(10^6 \text{ J/m}^3)$	$K_{\text{ax}} (10^4 \text{ J/m}^3)$	$\gamma (10^{10} \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1})$
1 nm	1.30	-0.028	-	2.46
1.5 nm	1.38	-0.104	-0.302	3.34
2 nm	1.39	-0.120	-0.188	3.44
3 nm	1.39	-0.159	-0.248	3.46

Isıl İşlem Uygulanmış	$M_{\text{eff}}(\text{MA/m})$	$K_{\text{eff}} (10^6 \text{ J/m}^3)$	$K_{\text{ax}} (10^4 \text{ J/m}^3)$	$\gamma (10^{10} \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1})$
1 nm	1.35	0.160	-	3.59
1.5 nm	1.37	-0.088	-	3.05
2 nm	1.26	-0.140	0.216	3.44
3 nm	1.18	-0.161	0.247	3.62

FM katmanlar arası etkileşimi incelemek amacıyla, yapısı Şekil 4.1'de (S2 yapısı) verilmiş olan çok katlı yapı büyütülmüştür. Bu yapıda CoFeB (1, 5 nm), ve CoZrTa (3 nm) sırasıyla FM1 ve FM2 olarak adlandırılmış ara tabaka olarak MgO (1,5 nm) tercih edilmiştir.



Şekil 4.5: As-grown (a) ve ısıt işlem uygulanmış (b) örneklerin rezonans alanlarının açısal bağımlılıklarının teorik fitinden elde edilen parametreler (fitler çizgisel gösterilmiştir).

Tabakalar arasındaki katmanlar arası etkileşim ile, spin-orbit çiftlenimi kuvvetlendiğinden CoFeB' nin jromanyetik değerinde bir artış oluşur. FM1 ve FM2 tabakalarında IMA görülmektedir. K_{etk} değerden de anlaşıldığı üzere ısıt işlem her ne kadar CoFeB 1,5 nm' nin ara-yüz anizotropisini geliştirse de, anizotropi yönünü değiştirmek için yeterli gelmemiştir. Şaşırtıcı bir şekilde, tavlama sonrası S1 ve S2' deki CoFeB' in manyetik parametreleri neredeyse eşit olur. Tavlama işleminden sonra K_{etk} ve CoZrTa' nın γ -değerinde herhangi bir değişiklik gözlenmedi. Bu özellik, daha sonrada bahsedileceği üzere filmlerimizdeki spin pumping etkisini gözlemlemede önemli bir avantajdır.

Tablo 4.4 As-grown ve ısıt işlem uygulanmış CoFeB/ MgO/ CoZrTa örneklerinin rezonans alanlarının açısal bağımlılıklarının teorik fitinden elde edilen parametreler.

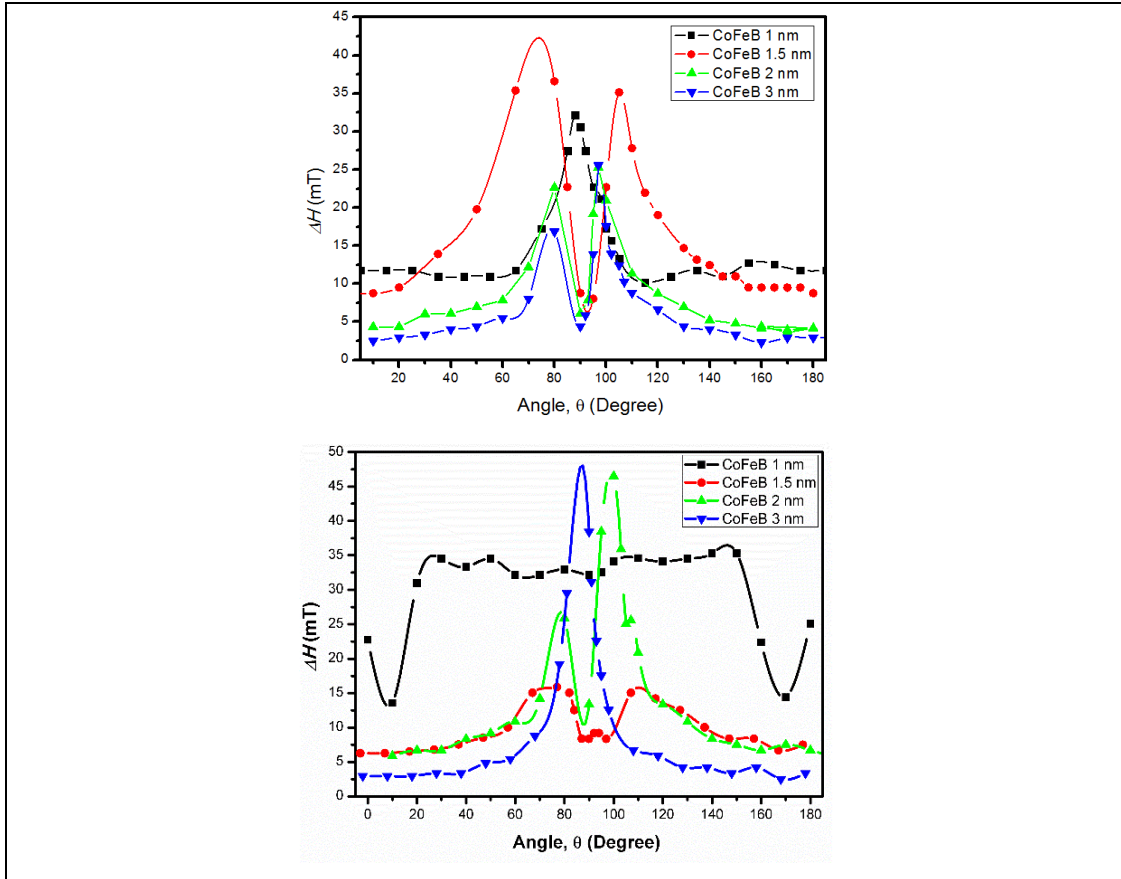
	M_{eff} (MA/m)	K_{EFF} (10^6 J/m ³)	K_{ax} (10^4 J/m ³)	γ (10^{10} T ⁻¹ s ⁻¹)
As-grown CoZrTa	0.92	- 0.180	0.176	3.54
Isıl işlem sonrası CoZrTa	0.98	- 0.180	0.176	3.54
As-grown CoFeB	1.30	- 0.160	0.205	3.46
Isıl işlem sonrası CoFeB	1.38	-0.088	-	3.06

4.1.5. FMR Yarı Genişlik Analizleri

As grown ve ısıt işlem uygulanmış filmlerin düzlem dışı FMR rezonans ölçümlerinden açığa bağlı yarıgeniş (linewidth, ΔH) değerleri incelendi. FMR çizgi genişlikleri, rezonans alanlarında olduğu gibi, anizotropik davranıştır. Bu geometrideki $\theta_H=0^\circ$ in-plane yarıgenişlik ($\Delta H_{||}$), $\theta_H=90^\circ$ out-of-plane yarıgenişlik olarak alınmaktadır ($\Delta H_{\perp}$). Artan CoFeB tabakası kalınlığı ile ΔH değerlerinin azaldığı görülür. $\Delta H_{||}$ da görülen bu değişim CoFeB/ MgO ara-yüzey etkisinden kaynaklanmaktadır.

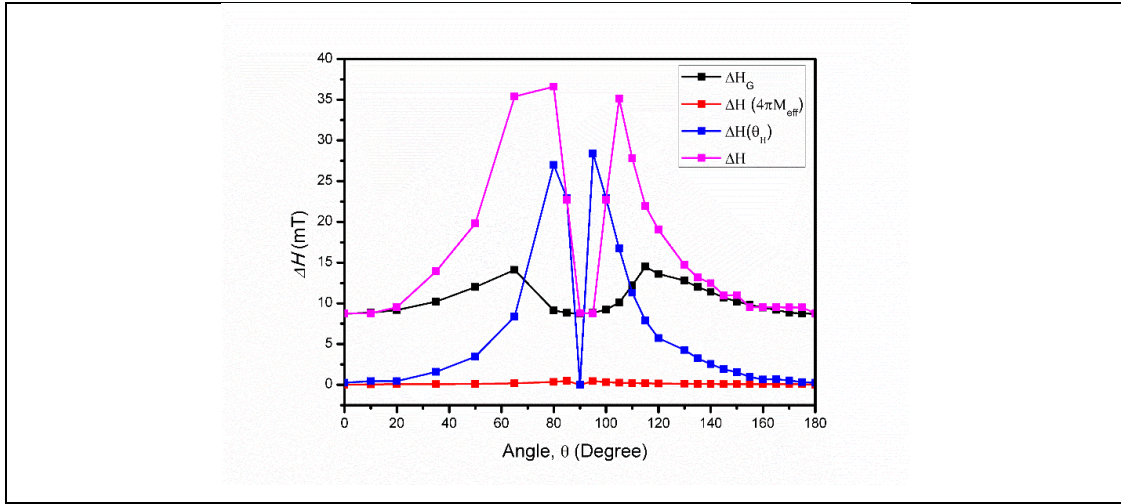
Şekil de örnek olarak CoFeB (1,5 nm) film için gösterildiği üzere Gilbert sönümü yarıgenişliğin ara açılardaki değişimini açıklamakta yetersiz kalmıştır. Bu nedenle diğer katkılar göz önüne alınmalıdır. Lindner ve arkadaşları two magnon scattering (TMS) katkısının (ΔH_{TMS}) in-plane de en fazla olduğunu ve out-of-plane de kaybolacağını öne sürmüşlerdir [24]. Şekil 4.6 da görüldüğü gibi filmlerimizde $\Delta H_{\perp} > \Delta H_{||}$ 'tür. Bu nedenle filmlerimizde TMS katkısının olmadığını ya da ihmal edilebilecek kadar küçük olduğunu gösterir. Ekstra sönümleme katkısı, numunelerde bulunan güçlü manyetik homojensizlik katkısından (ΔH_{inh}) kaynaklanır. Ara-yüz pürüzlülüğünden dolayı manyetizasyon uygulanan dış alan yönünü takip edemez ve etkin mıknatıslanma da farklılıklar oluşur. $\theta_H=80^\circ$ 'ye kadar CoFeB filmlerinin mıknatıslanması düzlemde kalır ve bu açıda mıknatıslanma düzlem içi den düzlem

dışı yöne keskin bir değişiklik gösterir, daha sonra tekrar $\theta_H=90^\circ$ de düşer, bu şekilde 90° nin sağ ve solda iki maksimum ΔH nokta oluşmaktadır. İnhomojenite katkısındaki artıştan dolayı azalan CoFeB katman kalınlığı ile ΔH max. nokta değerlerinin arttığı görülmektedir.



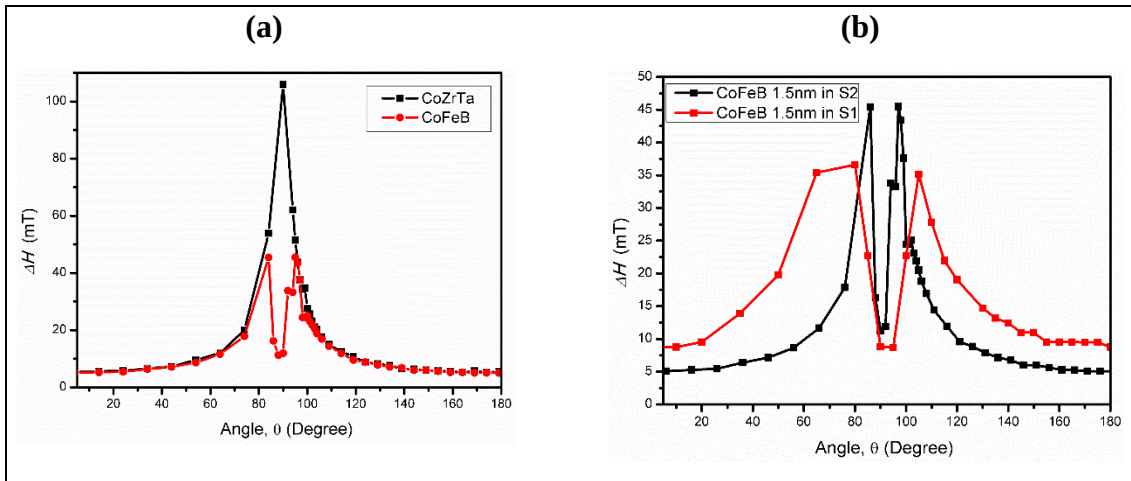
Şekil 4.6: As-grown(üstte) ve Isıl işlem görmüş (altta) CoFeB filmlerinin yarı genişlik ölçüm sonuçları.

Filmlerimiz için $\Delta\theta_H$ katkısı, Şekil 4.7' de gösterildiği gibi ara açılarda baskındır. Mizukami ve arkadaşları ultra-ince filmde, FM' nin tampon tabakasından kaynaklanan pürüzlülük bakımından dalgalıdır, artan pürüzlülük ile $\Delta\theta_H$ katkısı artar [58]. Diğer taraftan, CoFeB kalınlığının artmasıyla, filmler sürekli hale gelir ve etkin mıknatıslanmadaki sapma açısı azalır. ($\Delta\theta_H$), böylelikle de ΔH maksimum noktaları birbirine yaklaşır, $\theta_H=90^\circ$ deki minimum noktayı görmek zorlaşır.



Şekil 4.7: As-grown CoFeB(1.5 nm) filminin yarı genişlik analizi.

Isıl işlem sonrası, numunelerin ara-yüz pürüzlülüğü, manyetik ve yapısal inhomojenliği azaldığı için ΔH_{inh} katkısı azalır. Spin-orbit çiftlenimi, ara-yüzlerde gerçekleşen difüzyon nedeniyle artar, böylelikle ve yarıeğri genişliği genişlemesi Gilbert sönümlemesi nedeniyle gözlenir, Gilbert alan sürüklemesi katkısı orta açılarda baskın hale gelir (Şekil 4.6(b)).



Şekil 4.8: Yarı genişlik grafikleri (a) S2 yapısındaki yarı genişlik grafiği (b) S1 ve S2 yapılarındaki CoFeB yarı genişlik karşılaştırması.

İçsel sönümlenme çoğunlukla malzemenin içsel özelliği ile ilişkili olsa da, çok katmanlı ince film sistemlerin de spin pompalama etkisinden dolayı da katkılar olabilir. Spin açısal momentumu FM' den NM 'ye aktarır ve sonra kaybolduğu

durumda spin pompalama etkisi gerçekleşir. Bu enerji kaybı sönümlemede artışa neden olur. Trilayer filmde üretilen spin akımı, ara katmandan geçebilir, ardından ikinci bir NM / FM2 ara-yüzüne devam edilir veya ilk FM1 / NM ara-yüzüne geri dönebilir [59]. S2 yapısında CoFeB yarıgenişlik değeri azalmış, ΔH maksimum noktaları yakınlaşmıştır. Bu da MgO aracılığıyla iki FM katmanı arasında güçlü bir tabakalar arası eşleşmenin kurulduğunu gösterir. CoFeB ve CoZrTa' nın mıknatıslanmaları birbirine paralel ve rezonans alanlarının çok yakın olması da bu fikri doğrulamaktadır (Şekil 4.5(a)). Bu durumda, FM1 / NM ve NM / FM2 ara-yüzleri boyunca net spin akımları sıfırdır, dolayısıyla S1'de olduğu gibi bu yapıda ilave sönümleme yoktur. Ancak 90 derecede rezonans alanları, tabakalar arası değişim eşleşmesindeki azalma ile farklılaşmaktadır.

4.1.6. Bulgular

Verilerimiz kalınlık arttıkça in plane anizotropinin arttığını; dolayısıyla, yarı genişliğin inhomojenite katkısı ile birlikte azaldığını göstermektedir. İçsel sönümlemede ki, kalınlığa bağlı azalış, ara-yüzey kaynaklı olduğu fikrini doğrular. Isıl işlem sonrası, filmlerde Gilbert 'in alan sürüklemeye katkısı baskın olmaktadır. Ferromanyetik tabakanın tekli ve çok tabakalı halleri karşılaştırıldığında, içten sönümleme, spin pompalama, tabakalar arası çiflenim ve γ değeri değişmesine bağlı olarak değişmektedir. Bu bağlantı, hibrit yapılarda ve bellek cihazlarında manyetik sönüm ve anahtarlama karakteristiği üzerinde önemlidir. Rezonans alanları birbirinden uzak olduğunda, yarıgenişlikte önemli bir artış görülürken ve rezonans alanları birbirine yaklaştığında, spin pompası mekanizması nedeniyle daralan yarıgenişlik meydana gelir. Bu sonuçlar, manyetik sistemlerin MgO ara tabakalı cihaz uygulamaları için önem arz etmektedir.

4.2. [Co/Pt]₆ /IrMn/ Co Çok Katmanlı Yapısının Üretilmesi ve Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi

Spintronik aygıtların zayıf manyetik alan kullanarak kontrol edilmesini mümkün kılan, dış alanın farklı yönleri için mıknatıslanmanın çeşitli alan bağımlılıklarının ortaya çıkarılması oldukça önemlidir [60]. Bu sebeple

ferromanyetik tabakaların ince antiferromanyetik tabakalarla birleştirildiği sistemler büyük ilgi görmektedir [61]. Ancak bu yapılardaki fiziksel olaylar yeterince netlik kazanamamış olup araştırmalar devam etmektedir [62,63]. AFM malzemelerin spin yapısının belirlenmesi, bir AFM' nin manyetik özelliklerini ölçme zorluğu nedeniyle biraz karmaşıktır [64,65].

Düzlem içi veya düzleme dik anizotropi gösteren FM/AFM bilayer sistemler çok fazla çalışılmıştır [66–68]. Sonrasında manyetik hafızalarda ve tünel kavşaklarında dik mıknatıslanmış elemanların artması ve ayrıca hibrit IP / OP cihazlarının kullanılmaya başlanması, tek bir yapıda aynı anda iki anizotropi ve IP ve OP Exchange bias oluşumu ihtiyacını ortaya çıkarmıştır [69]. FM1/AFM/FM2 şeklindeki yapılar iki FM/AFM ara-yüzeyi içeren sistemlerdeki etkileşimlerin anlaşılması ise oldukça karmaşıktır [70,71] ancak ara-yüzeydeki spin düzenlemesi, değiş tokuş etkileşimlerinin anlaşılması uygulamalar için önemlidir [72]. Bu iki FM tabakanın manyetizasyonları arasındaki açı, tabaka kalınlığı, tanecik büyüklüğü gibi sebeplerle AFM spinlerin döndürme kuvvetine bağlı olarak değişebilmektedir.

Dik manyetik anizotropiye sahip [3d (Co, Fe) / 5d (Pt, Pd, Ag, Au)] çok katmanlı yapılar, manyetik kayıt hafıza ve RAM' ler için oldukça kullanışlıdır. Birkaç atomik tabaka kalınlığında alınan Co ve Pt' nin aralarındaki kuvvetli spin-orbit çiftlenimi, Pt 5d ve Co 3d hibritleşmesi, ara-yüzey anizotropisi sonucu oluşan dik anizotropi oluşmaktadır [73]. Pt / Co sistemler yüksek yoğunluklu cihazlar için oldukça avantajlı olduğundan [74], [Pt / Co]_n çoklu tabakalarının oluşturulduğu sistemlere yönelik çalışmalar literatürde dikkat çekmektedir [75]. Bu yapıya ilave AFM tabaka kullanıldığında tabakalar arası etkileşimler henüz netlik kazanmamıştır.

Literatüre bakıldığında çok katlı yapılarda Mn [76,77] ve Cr [78] tabanlı alaşımlar veya Fe, Co ve Ni 'in oksiteleri [79] AFM materyaller olarak kullanılmaktadır [71]. Özellikle Mn tabanlı AFM alaşımlar yüksek Néel sıcaklıklarından dolayı teknolojik uygulamalarda tercih edilmektedir. Bu alaşımlar kristal yapıları ve manyetik özelliklerine bakılarak iki ana gruba ayrılabilir. mümkündür. IrMn, RuMn, FeMn, RhMn alaşımlarından oluşan ilk grup yüzey merkezli kübik (fcc) kristal yapısına sahiptir. Diğer grup ise NiMn, PdMn, PtMn ve onların bazı üçlü alaşımlarından oluşan yüzey merkezli tetragonal (fct) kristal yapısına sahiptir [71]. Tezin bu kısmında AFM ara tabaka olarak tercih edilen IrMn,

yüksek Néel sıcaklığı, büyük anizotropi ve aşınmaya karşı dayanıklılığı nedeniyle manyeto-direnç sensör teknolojisinde, spin vanalarında ve düzlem içi miknatıslı manyetik tünel bağlantılarında sıkça kullanılmaktadır [80].

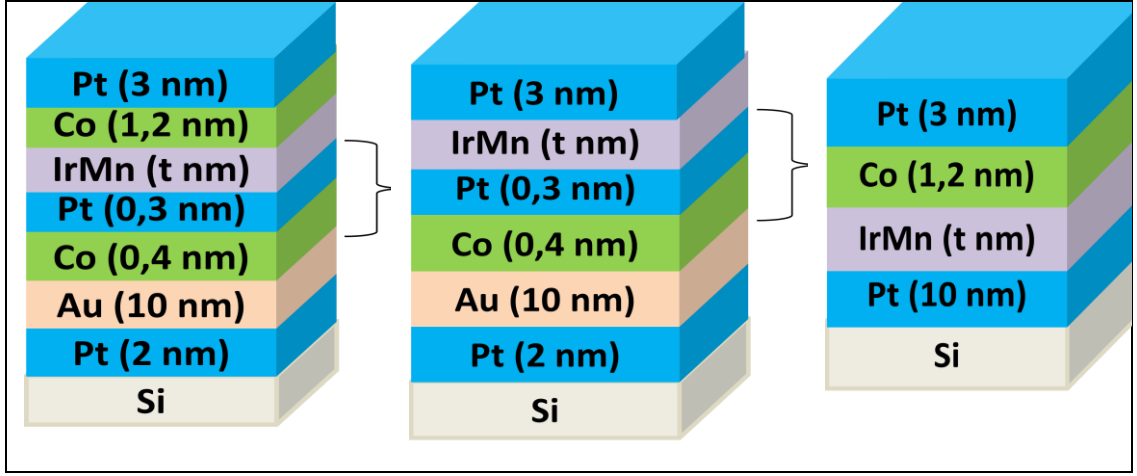
Tez çalışmasının bu bölümü için $[Pt / Co]_n$ yapılar yüksek dik manyetik anizotropi eğilimi, yüksek kristallenmeleri ve nispeten basit yapıları nedeniyle kullanılmıştır. Pt (111) ve Au (111) texture üzerine büyütülen $(Co / Pt)_6 / IrMn$ ve $(Co / Pt)_6 / IrMn / Co$ ince filmlerinin manyetik ve yapısal özellikleri ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir.

4.2.1. İnce Filmlerin Hazırlanması

Tez çalışması içerisinde kullanılan örnekler Si (100) alttaş üzerine büyütülmüşlerdir. Alttaşlar, organik kalıntılardan arındırılmak üzere sırası ile beşer dakika aseton, metanol ve isoproponal' e konularak ultrasonik banyoda kimyasal temizlik yapılmıştır. Daha sonra, vakum ortamında $600^{\circ}C$ ' ye kadar ısıtılan alttaşlar 1 saat boyunca bu sıcaklıkta bekletilerek film yüzeyinde bulunabilecek oksijen, karbon gibi kirliliklerinden arındırılmıştır.

Tez çalışmasının bu kısmında 3 farklı örnek seti hazırlanmıştır. Şekil 4. 9' da bu örnek setlerinin şematik gösterimi verilmektedir. Au, Pt, $Ir_{22}Mn_{78}$ (IrMn) katmanları DC (10 W) ve Co tabakaları RF (20 W) jeneratörler kullanılarak Si alt taş üzerine magnetron saçtırma tekniği ile sırasıyla, büyütülmüşlerdir. Oksitlenmeyi önlemek amacıyla 3 nm kalınlığında Pt tabaka kullanılmıştır. Büyütme başlangıcında sputter vakum odası taban basıncı 2×10^{-9} mbar' dır. Büyütme esnasında da kullanılan Argon basıncı 5×10^{-3} mbar' dır. Bu örnek setlerinde IrMn (AFM), ara katmanının kalınlığı değiştirilmiş diğer tabakaların kalınlıkları sabit tutulmuştur. Büyütülen filmlere yaklaşık $100^{\circ}C$ ' de 30 dakika 10^{-8} mbar vakum ortamında alansız ısı işlem uygulanmıştır. Bütün kalınlık değerleri nanometre cinsinden olmak üzere, Set 1 olarak adlandırdığımız örnek seti Si(100)/Pt(2 nm)/Au(10nm)/ $[Co/Pt]_6$ (4,4 nm)/IrMn(t)/ Co(1,2 nm)/Pt (3 nm) şeklindedir. İkinci örnek setimiz için IrMn (3, 5, 7 nm) ara katmanının kalınlığı değiştirilmiş yalnız alttaki tekrarlı yapının özellikleri incelenmiştir. Daha sonrada IrMn (3, 5 nm) için üstteki Co tabakasının özelliklerine bakılmıştır. Örneklerin yapısal karakterizasyonu out-of-plane XRD, XRR ile

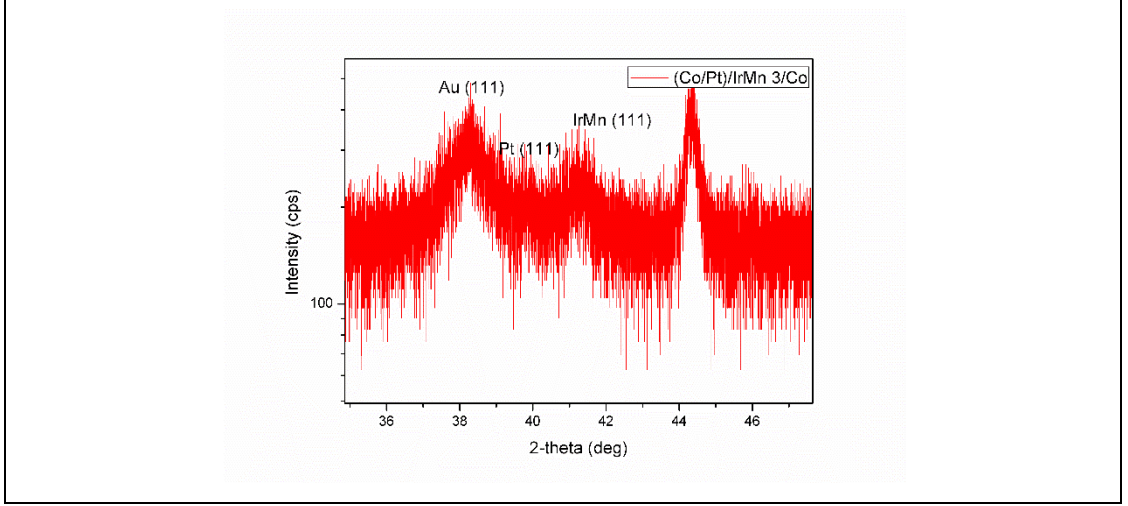
belirlenmiş, manyetik özellikleri ise FMR, MOKE ve VSM teknikleri kullanılarak incelenmiştir.



Şekil 4.9: Hazırlanan örnek setlerinin şematik gösterimi.

4.2.2. Büyük Açılı X-Işını Kırınımı (XRD) Ölçümleri

Şekil 4.10 da Si(100) alttaş üzerinde büyütülen (Co/Pt)/IrMn/Co içerikli ince filmlerden birine ait XRD ölçüm sonucu örnek olarak gösterilmektedir. Örnek setlerinde alt tabaka olarak PMA' nın termal kararlılığı için avantaj sağlayabilen 2nm Pt / 10 nm Au çift katmanlı sistemi kullanılmıştır [82]. Bu şekilde örneklerde 40° de Pt (111) piki ve 38° de Au (111) piki üzerine büyütülen tekrarlı Co/Pt yapısının (111) yapısında olması sağlanmıştır (Şekil 4.10). Böylelikle bu tür yapılarda PMA oluşturmak için gerekli olan Pt (111) yapısı sağlanmış olmaktadır [73]. AFM yapıya ait (111) fazının örneğin eşlenmemiş spinlerini arttırdığı ve böylelikle kaydırma etkisini arttırdığı bilinmektedir. Örnek setlerinde ara tabaka olarak kullanılan çok fazla ısı işlem uygulanmadan IrMn' ın (111) texture yapısının elde edilmiş olması kaydırma etkisinin gözlenebilmesi için önemli olmuştur.

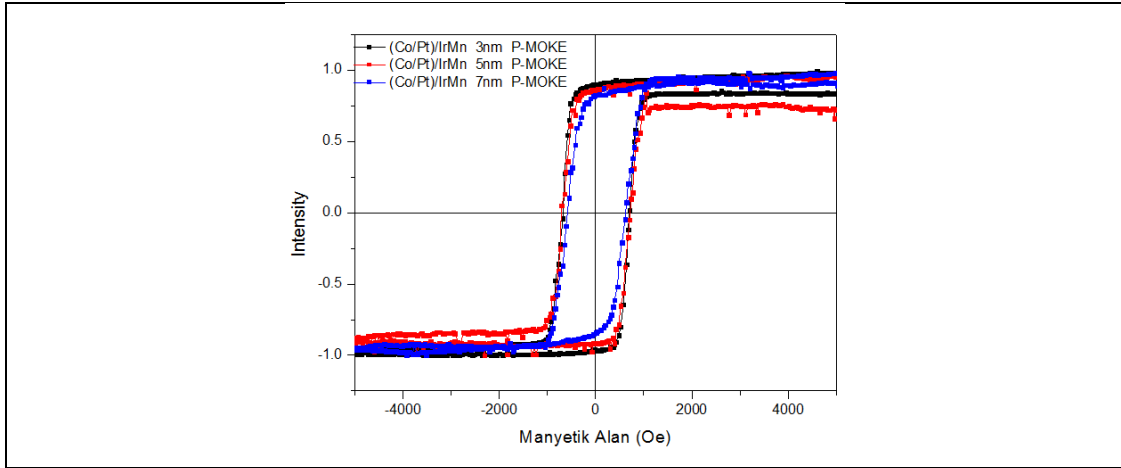


Şekil 4.10: $[\text{Co/Pt}]_6/\text{IrMn}(2 \text{ nm})/\text{Co}$ yapısına ait XRD sonucu.

4.2.3. Mıknatıslanma Ölçüm Sonuçları

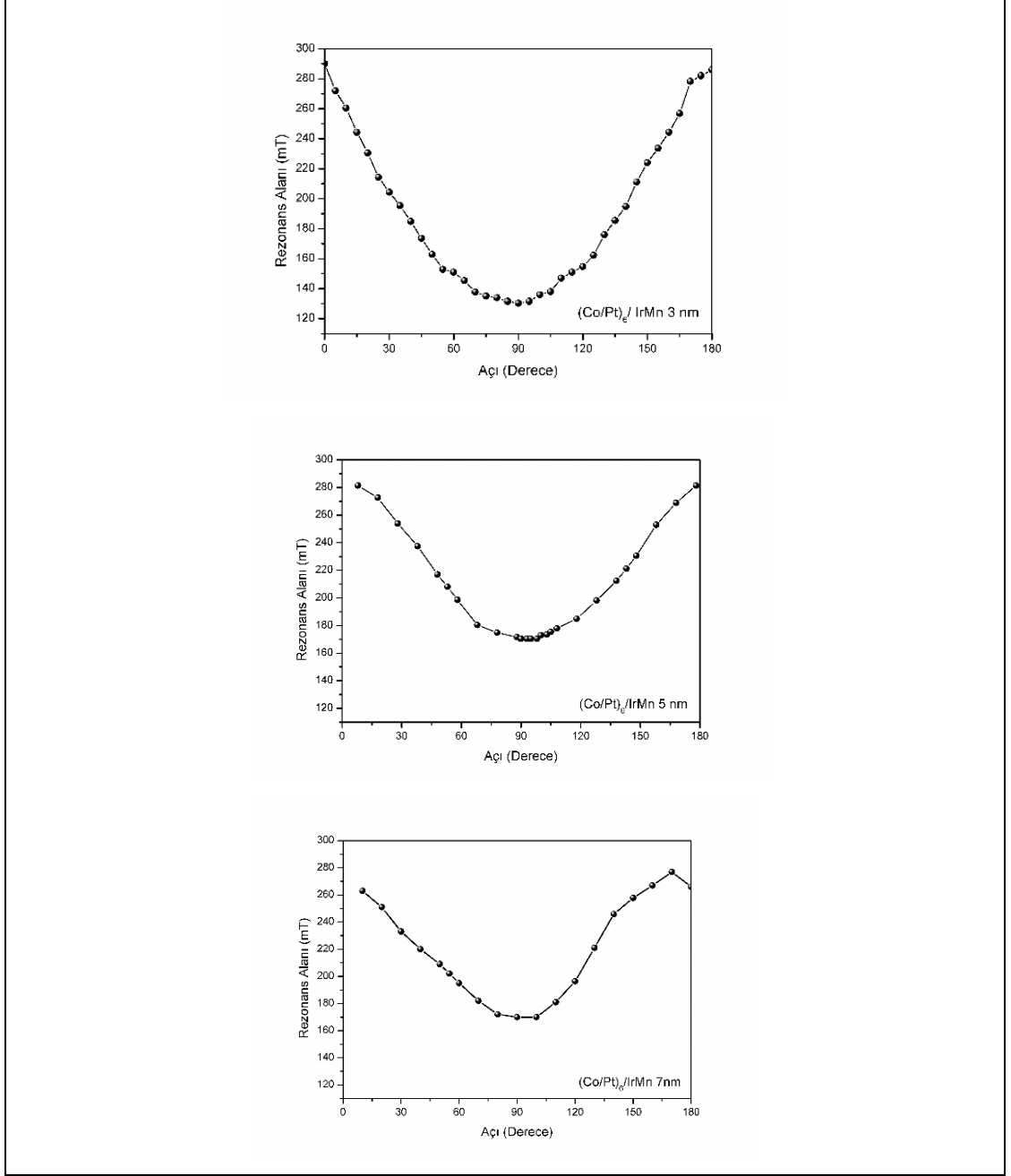
4.2.3.1. $(\text{Co/Pt})_6/\text{IrMn}$ Sistemleri

Set 1 olarak hazırlanan $(\text{Co/Pt})_6/\text{IrMn}$ yapısında IrMn tabakası kalınlıkları 3, 5, 7 nm olacak şekilde değiştirilerek ince film sistemleri hazırlanmıştır. IrMn katmanının kalınlığı arttırılarak tabakalar arası etkileşim incelenmiştir. Hazırlanan örneklerin P-MOKE ve FMR ölçümlerinden malzemenin dik anizotropiye sahip olduğu görülmektedir. P-MOKE mıknatıslanma eğrilerine bakıldığında sistemimizdeki ince film büyütme koşullarına bağlı olarak ortaya çıkan oblique anizotropiden dolayı tam dikdörtgensel histerisiz gözlenememektedir (Şekil 4.11).



Şekil 4.11: [Co/Pt]₆/IrMn (t) ince film sistemleri için değişen P-MOKE ölçüm sonuçları.

Moritz ve ark. yaptıkları çalışmada IrMn içindeki Mn spinlerinin alttaki dik manyetizasyona paralel olmadığını (111) düzlemi ile bir açı yapacak şekilde durduğunu önermişlerdir [81]. Böylelikle ara-yüzeyde in-plane yönde dengelenmemiş momentler oluşacaktır. IrMn kalınlığının attırılması düzlem yönündeki momentleri arttıracığından malzemenin de dik anizotropisinin azalması beklenmektedir. Bu örnek sistemleri için dik geometride yapılan FMR ölçümleri de artan IrMn kalınlığının sistemin PMA miktarını azaltmakta olduğunu doğrulamaktadır (Şekil 4.12).

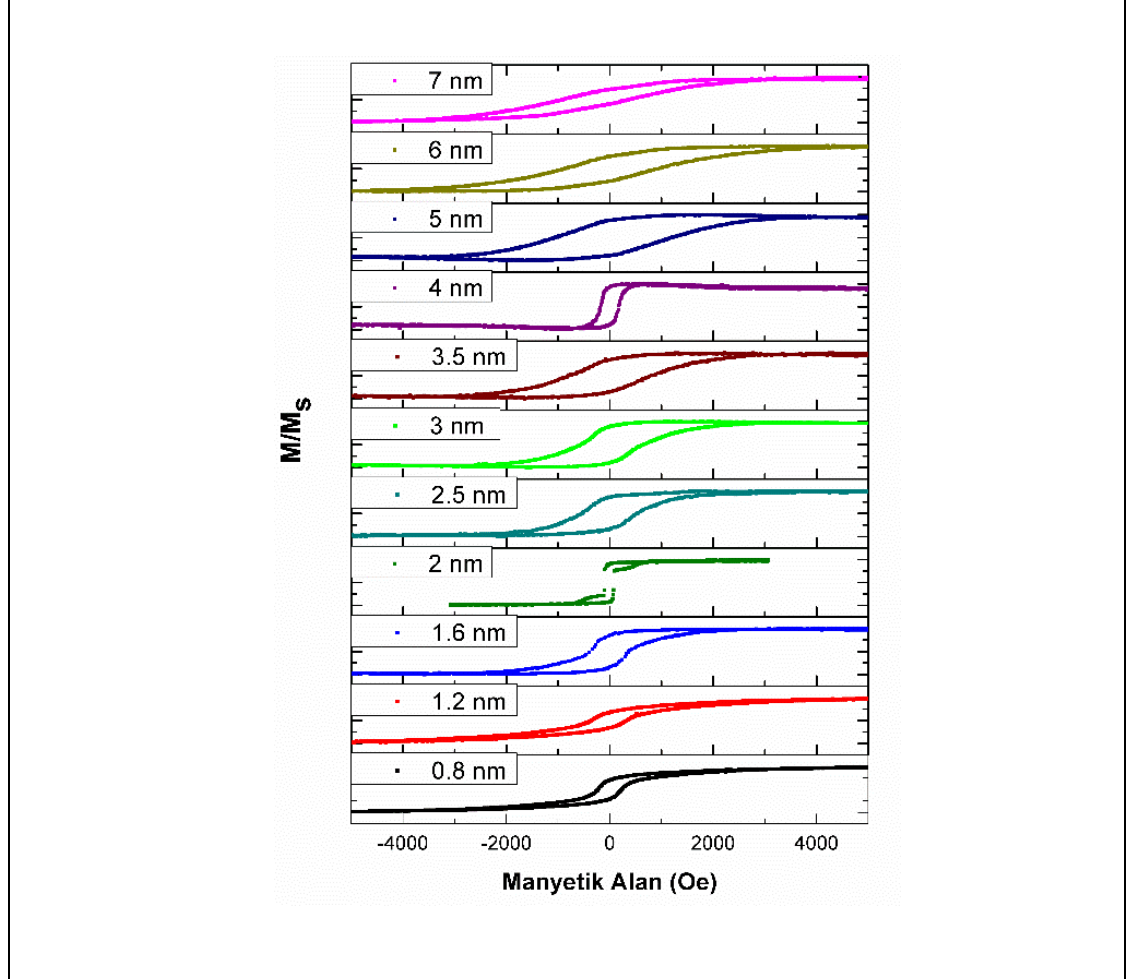


Şekil 4.12: $(\text{Co/Pt})_6/\text{IrMn}(3, 5, 7 \text{ nm})$ sistemlerinin düzleme dik FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanları açısal değişimi.

4.2.3.2. $(\text{Co/Pt})_6/\text{IrMn}/\text{Co}$ Sistemleri

Düzleme dik kolay mıknatıslanma eksenine sahip $[\text{Co/Pt}]_6$ katmanı ve anti-ferromanyetik IrMn ara tabaka boyunca düzlem içi kolay mıknatıslanma eksenine sahip bir Co tabakası arasındaki bağlantı manyeto optik kerr etkisi (MOKE) ile

incelenmiştir. L-MOKE ve P-MOKE normalize edilmiş mıknatıslanma eğrileri [Co/Pt]6 /IrMn (t) / Co ince film setlerinde IrMn 2 nm olduğu örnek dışındaki örneklerde hem düzlemde hem de düzleme dik yönde mıknatıslanmanın olduğunu net bir şekilde göstermektedir. P-MOKE mıknatıslanma eğrilerine bakıldığında sistemimizdeki ince film büyütme koşullarına bağlı olarak ortaya çıkan oblique anizotropiden dolayı tam dikdörtgensel histerisiz gözlenememektedir (Şekil 4.15).

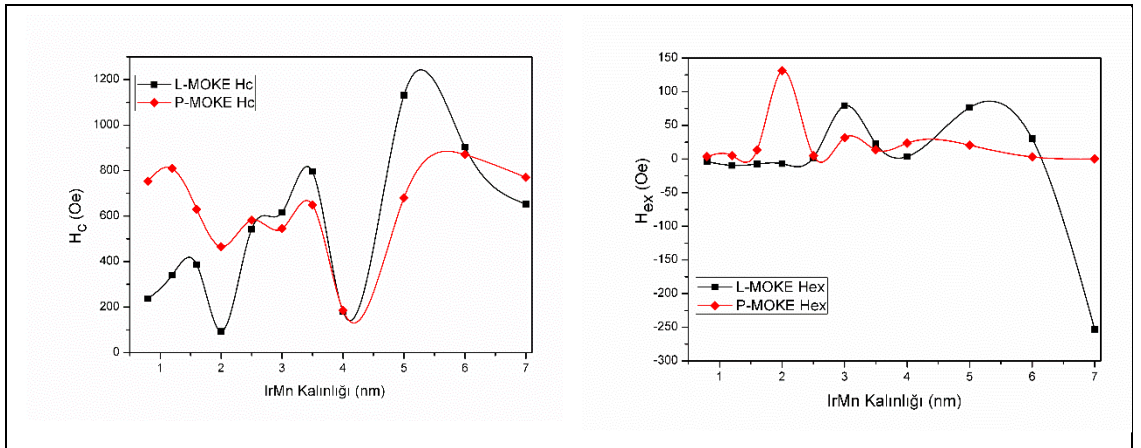


Şekil 4.13: [Co/Pt]6 /IrMn (t) / Co ince film sistemleri için L-MOKE ölçüm sonuçları.

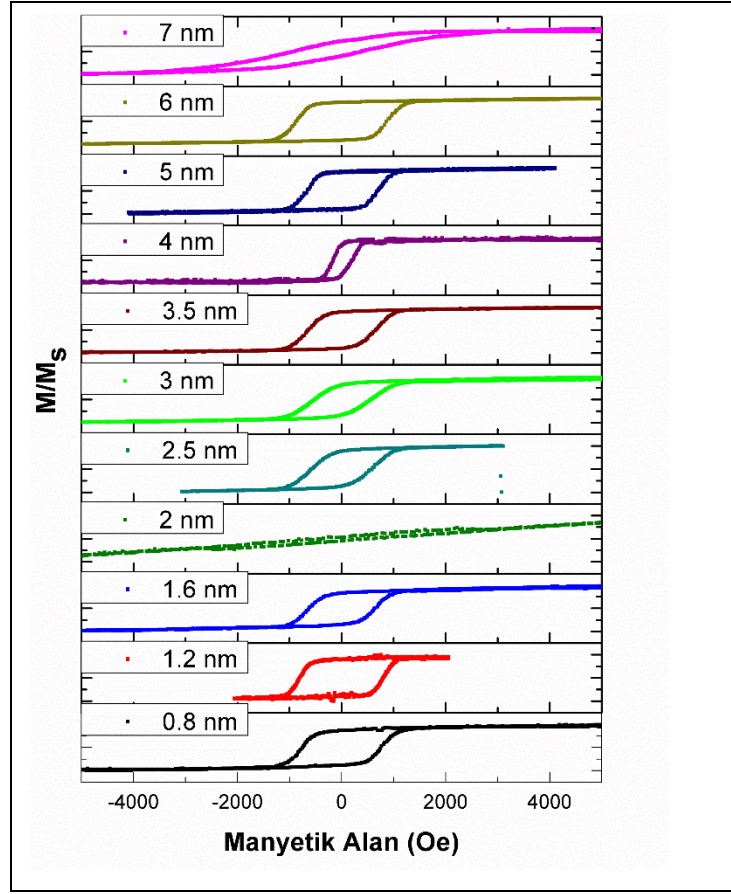
Şekil 4.13'te IrMn ara tabaka kalınlığına bağlı L-MOKE mıknatıslanma eğrileri gösterilmiştir. Bu geometride düzlem içi mıknatıslanan Co tabakasına bağlı kare ve dik mıknatıslanan Co/Pt tekrarlı yapıya bağlı olarak da "S" şeklinde döngülerin üst üste gelmesi ile oluşan mıknatıslanma eğrileri net şekilde görülmektedir. IrMn kalınlığının arttırılması örneklerde AFM düzen parametresini ve

dolayısıyla değiş tokuş enerjisini artırmaktadır. H_c değeri kalınlığa bağlı olarak osilatıf bir değişim göstermektedir (şekil 4.13). IrMn tabakasının kritik bir kalınlığına kadar AFM bir düzen oluşmaz. Bu durumda iki FM tabaka arasındaki etkileşme RKKY tipi bir etkileşme olup, yalnızca zorlayıcı alan, H_c değerinde değişiklikler görülmüştür. Kritik kalınlık değeri olarak bulunan IrMn 2,5 nm den kalın filmlerde oda sıcaklığında kendiliğinden EB etkisinin oluşmaya başladığı görülmüştür (şekil 4.13). H_c değeri FM/AFM AFM/FM arasındaki değiş tokuş çiftlenim kuvvetini yansıtır. H_c değerindeki osilatıf davranış genel olarak RKKY tipi etkileşmelerden kaynaklanmakta olup, atomik boyuttaki ara-yüzey przllşkten dolayı portakal kabuğu tipi manyeto-statik etkileşimlerden de etkilenmektedir [77].

Literatürle uyumlu olarak oda sıcaklığında düzlemde IrMn 2,5 nm den büyük olduğu örneklerde in plane exchange bias görülmeye başlanmış, $t_{\text{IrMn}} > 4$ nm olduğu örneklerde de artış gözlenmiştir [65]. Polikristal örneklerde alan altında soğutma işlemi uygulanmadan gözlenen EB etkisi filmin IrMn tabakasının c-ekseni yönünde doku (texture) oluşturmasından [44] ve ara-yüzey przllřęinden kaynaklanmaktadır. Yapısal analiz için uygulanan XRD lmlerinde IrMn (111) pikinin görülmüş olması bunun göstergesidir. Eşleşmemiş spinler değiş tokuş etkileşmesi ile FM malzeme üzerinde bir alan kuvveti uygular ve bu da histerisiz de kayma meydana getirmektedir. Kendiliğinden kaydırma olarak adlandırılan bu durum AFM ile FM oklu domenlerin etkileşmesine de bağlanmıştır [83].



şekil 4.14: MOKE ölçümlerinden elde edilen AFM tabaka kalınlığına bağlı H_c ve H_{ex} değerleri.

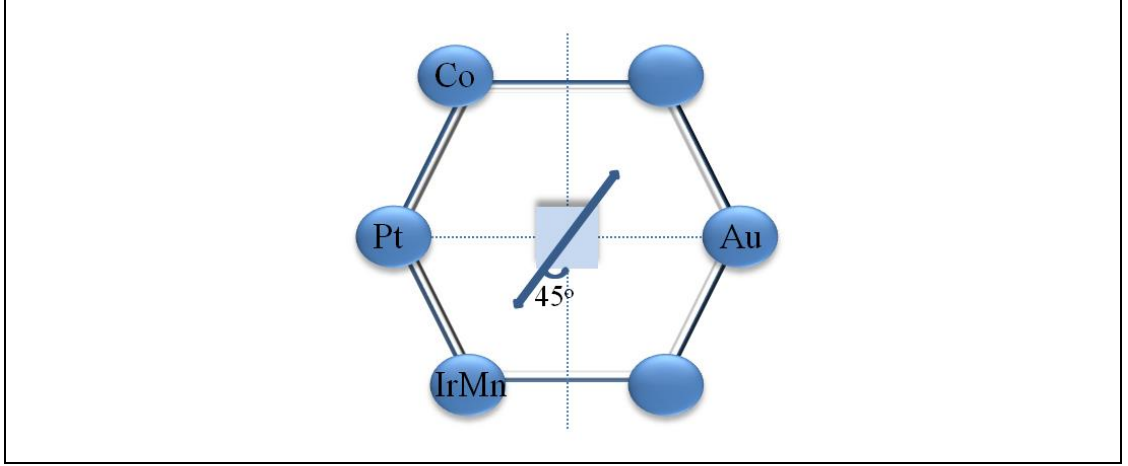


Şekil 4.15: $[\text{Co/Pt}]_6/\text{IrMn}(t)/\text{Co}$ ince film sistemleri için değişen P-MOKE ölçüm sonuçları.

Kolay ekseninde manyetik momentler alan doğrultusunda yönelme eğiliminde olduklarından kalıcı mıknatıslanma kolay ekseninde en büyük değerdedir. Kolay eksenindeki manyetik momentleri başka bir yöne çevirmek için gerekli olan alan daha büyük olacağından zorlayıcı alan da kolay ekseninde büyük olacaktır. Aksine zor ekseninde de kalıcı mıknatıslanma ve zorlayıcı alan değerleri en küçük değerdedir. İnce filmlerin manyetik anizotropilerini belirlemek amacıyla örnek düzlemi geometrisinde, 0° – 360° arasında açıya bağlı L-MOKE ölçümleri yapıldı. Normalize edilen mıknatıslanma eğrilerinde kalıcı mıknatıslanma değerinin en büyük olduğu 0° açı değeri mıknatıslanmanın kolay eksenidir.

Sputter sisteminde hedef malzemenin alttaş düzlemine bakış açısı üretilen malzemede büyütme yönünde kolay eksen oluşturmaktadır. Şekil 4.16 ‘da

gösterildiği gibi kullanılan sputter sisteminde hedefler 45° açıyla altaşa bakmaktadır. Bu nedenle IrMn 135° de zor eksen davranışı gösterecek şekilde büyümüştür. Örnek sistemlerinde, AFM düzenin olduğu kalınlıklardan ($t_{\text{IrMn}} > 2 \text{ nm}$) itibaren bu açı yakınlarında çok katmanlı film sisteminde büyütme kaynaklı anizotropi (growth induced anizotropi) ve AFM/FM değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı manyetik zor eksen histerisiz eğrisi davranışı görülmektedir.



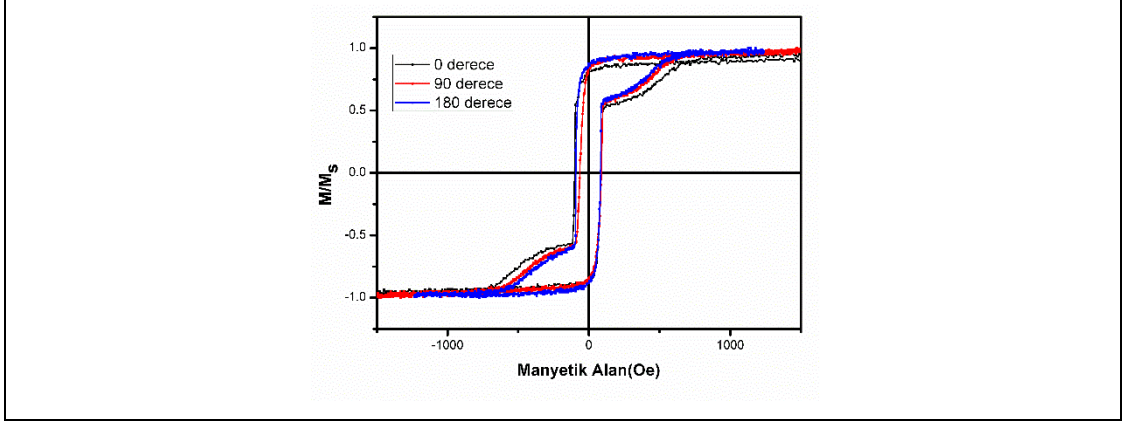
Şekil 4.16: Kullanılan sputter sisteminde hedef malzemelerin yerlerinin şematik gösterimi.

M-H histerezis ölçümleri esnasında FM spinler manyetik alan yönünde dizilirken AFM spinler manyetik alandan kolay etkilenmezler ve yönelimleri sabit kalır. Bu nedenle L-MOKE geometride örneğin kendi düzleminde çevrilerek ölçülmesi FM ve AFM spinler arasındaki açıyı değiştirmektedir. Exchange Bias etkisi de spinler arasındaki açıya bağlı olduğu için açısal ölçümde EB değerinde azalma ve artışlar görülür. FM/AFM ara-yüzünde ortaya çıkan eş yönlü (unidirectional) anizotropiden kaynaklanan kayma yönlerinde de değişim gözlemlenir. FM tabakanın kolay eksen yönünde histerezis eğrisinde görülen kayma zor eksene gittikçe kaybolur.

IrMn tabakasının ince olduğu (0,8-2 nm) sistemlerde farklı manyetik anizotropili iki manyetik katman olmasına rağmen tek pik görülmektedir. Bu kalınlıklarda AFM düzen zayıf olduğundan, bitişik FM katmanın mıknatıslanmasıyla AFM spinler döner, pin edemez. FM katmanlar, güçlü çiftlenimden dolayı hemen tek bir tabaka gibi hareket eder. FMR ölçümünde tek pik sergilenir ve kolay eksenleri

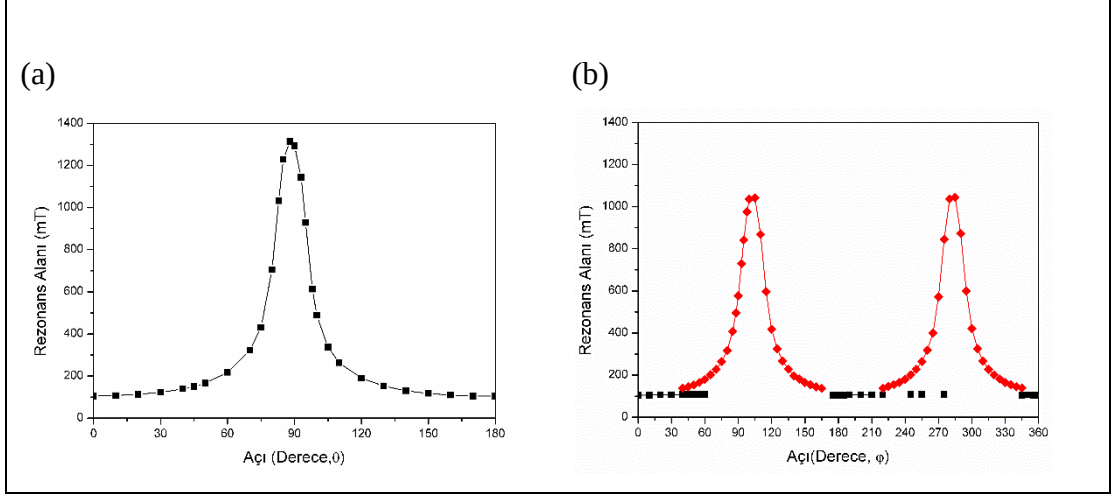
film düzlemine paraleldir. Co katmanının sistemin manyetik davranışı üzerine baskın olduğu görülmektedir.

Şekil 4.17 'de IrMn ara tabaka kalınlığının 2 nm olduğu sistemin örnek açısına bağlı L- MOKE ölçümleri gösterilmiş olup, iki farklı H_c ye sahip olan iki yapı net şekilde görülmektedir. Sistemde açığa bağlı histerisizlerde önemli bir değişiklik görülmemiştir.



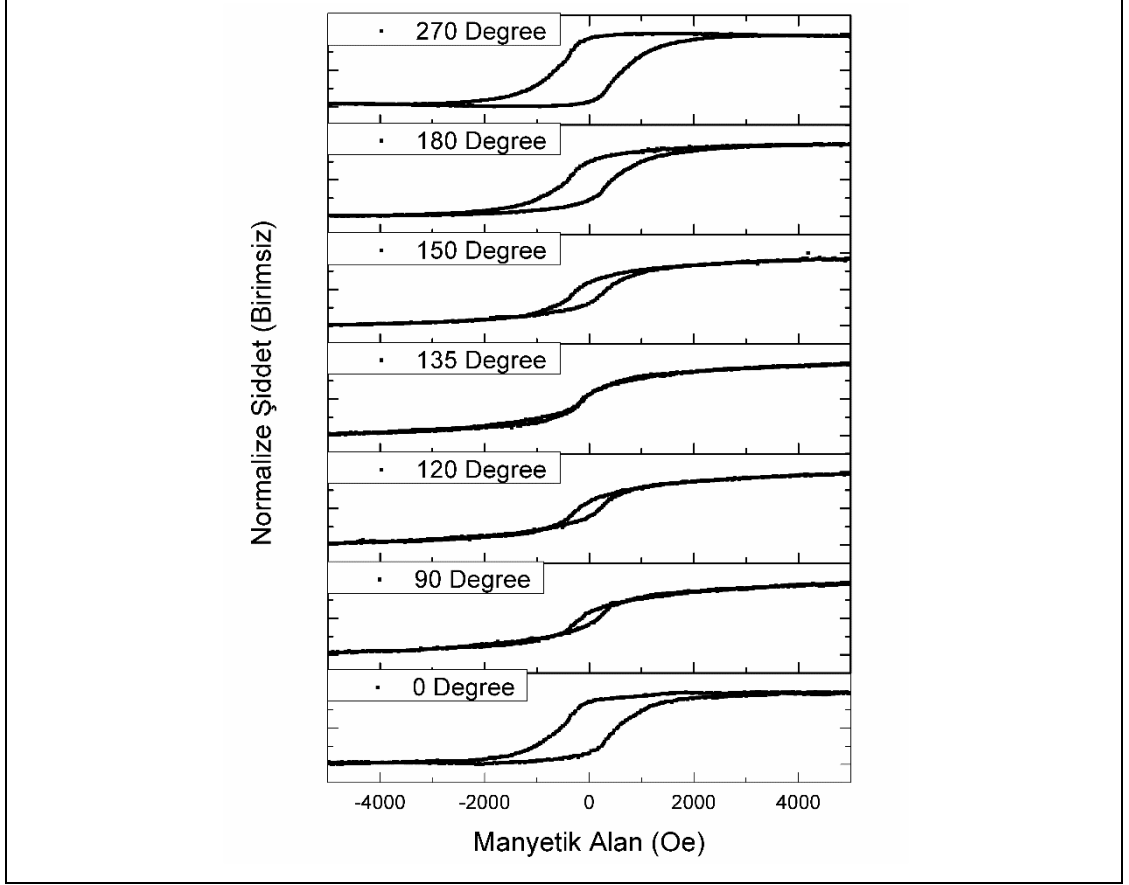
Şekil 4.17: (Co/Pt)/IrMn 2/Co örneğinin döndürme açısına bağlı histerisiz eğrisi.

Yapıya ait düzlem ve düzleme dik FMR sonuçları da bu kalınlıkta bu kuvvetli çiftlenim, tek pik durumunu gösterir (Şekil 4.18).



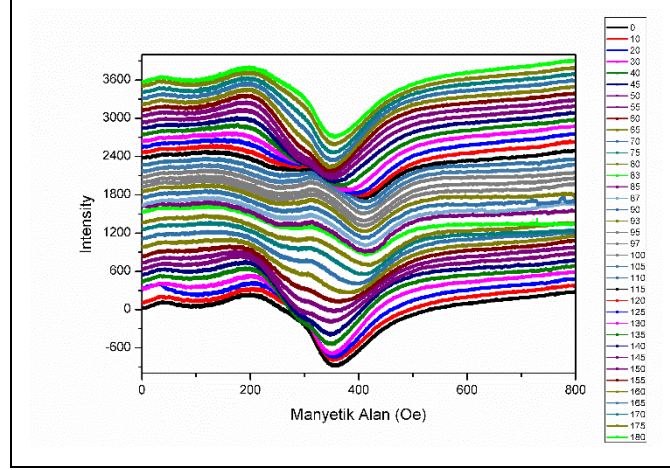
Şekil 4.18: $(\text{Co/Pt})_6/\text{IrMn } 2\text{nm/Co}$ örneğinin düzleme dik (a)ve (b)düzlem içi FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanları açısal değişimi.

IrMn kalınlığının artması ile AFM düzen oluşmaya başlamış, AFM anizotropi artmıştır. Şekil 4.19’ da L-MOKE geometride $t_{\text{IrMn}}=2,5$ nm olduğu çok katlı filmin örnek dönme açısına bağlı mıknatıslanma eğrileri gösterilmiştir. Histerisizlerden sistemin kolay eksenin 0 derece olduğu, Co/Pt tabakasına ait hard eksen katkılarını içerdiği görülmektedir. Zorlayıcı alanın en düşük olduğu 135° nin filmin zor eksen olduğu net şekilde görülmektedir.



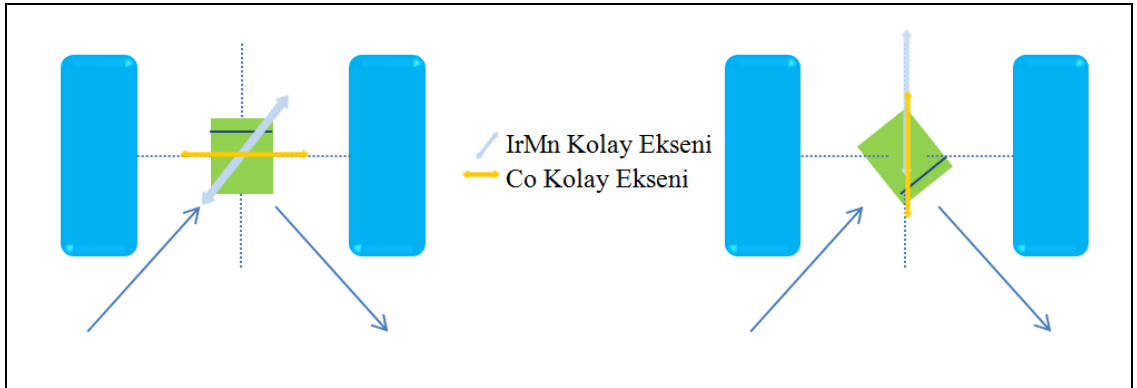
Şekil 4.19: (Co/Pt)/IrMn 2.5 nm /Co örneğinin döndürme açısına bağlı histerisiz eğrisi.

$t_{\text{IrMn}} = 3,5$ nm olduğu sisteme kadar olan kalınlıklarda in plane anizotropi baskınken AFM tabakanın kalınlığının artmasıyla ara- yüzey çiftlenimi zayıflamakta değiş-tokuş etkileşimleri daha baskın olmaktadır. FMR spektrumunda hem dik hem de düzlem içi anizotropiye sahip iki sinyalin görülebilmesi de bu fikri desteklemektedir. $t_{\text{IrMn}} > 3,5$ nm sistemlerinde iki pik gözlenememiş ancak sistem dik anizotropi sergilemiştir. Piklerden birinin yarıgenişliğinin gözlenemeyecek kadar artması ya da artan kalınlıkla beraber AFM spinlerin yöneliminin dike yaklaşması ve böylelikle Co ile (Co/Pt) eksenleri yaklaşmış olması buna sebep olmuş olabilir. Kalınlığın daha arttırılması özellik baskın olmakta, $t_{\text{IrMn}} = 7$ nm olduğunda L-MOKE geometrisinde bile dik bileşenlerin baskın olduğu görülmektedir.

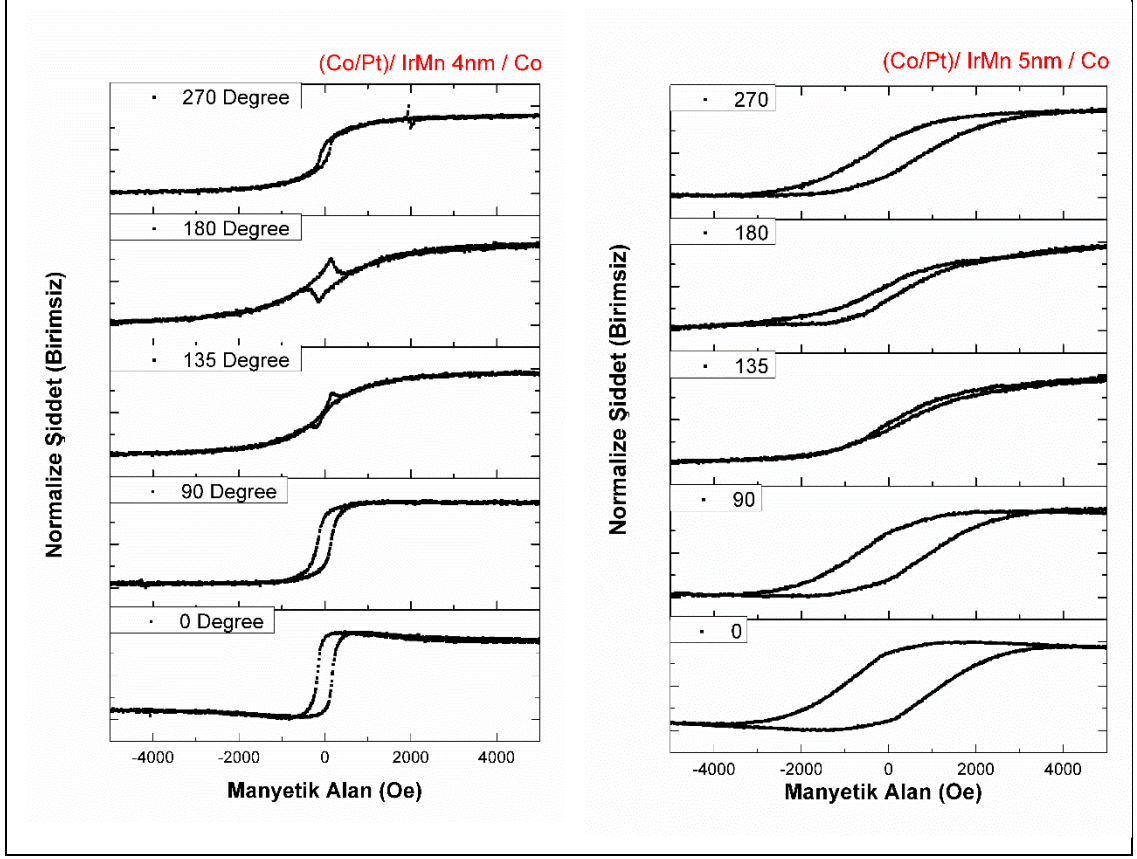


Şekil 4.20: (Co/Pt)₆/IrMn 3,5 nm/Co örneğinin düzleme dik FMR spektrumlarının açısal değişimi.

0° ve 180° ölçülen manyetik histerisizlerin aynı olması beklenirken örnek sistemimizde farklılık arz etmektedir. Şekil 4.22’de görüldüğü gibi AFM düzenin kurulduğu kalınlıklarda örneğin 0° ve 180° döndürüldüğünde histerisiz eğrilerinin şekli değişmektedir. Bu da sistemimizde IrMn etkisinden dolayı iki farklı anizotropi varlığını göstermektedir. Örnek 135°’ye döndürüldüğünde dış alan yokken Co IrMn tarafından pin edildiğinden sıfır alanda mıknatıslanma gözlenmektedir. Dış alan uygulandığında eşik alanı geçtikten sonra FM spinler uygulana dış alanı takip etmektedir.



Şekil 4.21: L-MOKE ölçümünün 0°(solda) ve 135° (sağda) için temsili gösterimi.



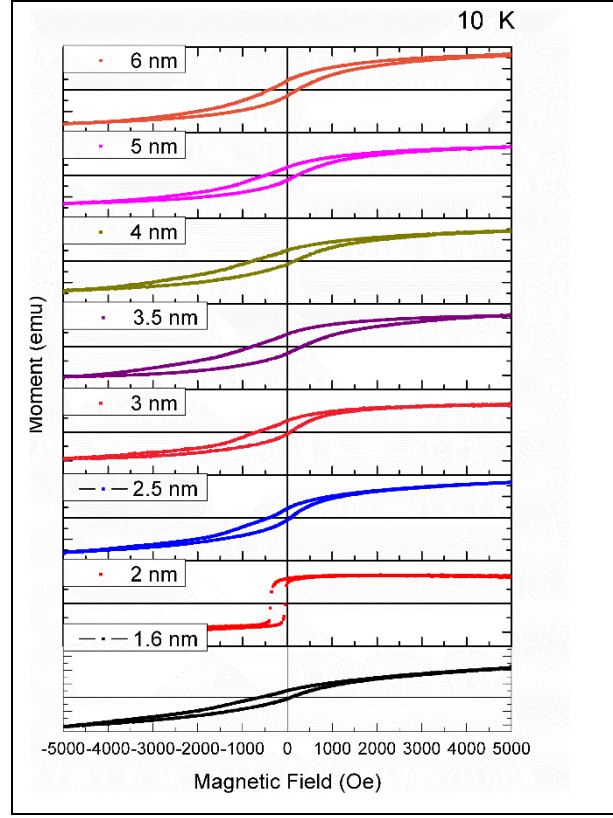
Şekil 4.22: (Co/Pt)/IrMn 4, 5 nm /Co örneklerinin döndürme açısına bağlı histerisiz eğrisi.

4.2.4. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Ölçüm Sonuçları

Düzlem ve düzleme dik mıknatıslanmaya sahip çok katlılarda iki düzlem içi anizotropiye sahip çok katlı yapılara göre exchange bias (EB) etkisinin arttığı gözlenmiştir [84]. FM / AFM filmlerindeki EB etkisinin, soğutma alanını film düzlem içi hem de düzlem doğrultusuna dik uygulayarak indüklenebileceği gösterilmiştir [63]. Genellikle, düzlem içi anizotropili FM / AFM sistemlerde kolay eksen yönünde güçlü kayma görülür. Bununla birlikte, son zamanlarda, dikey yönde kayma etkileri de oldukça dikkat çekicidir.

Örneklerin 400 K' e kadar ısıtılıp 50 Oe alan altında soğutulduktan sonra sıcaklığa bağlı histerezis davranışları gözlemlenmiştir. Şekil 4.23 10 K sıcaklığında M-H histerezis ölçümlerini göstermektedir. AFM IrMn tabakasının farklı kalınlıkları için ölçümler yapılmıştır. Çoklu domen durumunda bulunan FM tabakasının

manyetik domenlerin tek bir yönde hizalamak için 50 Oe lik düşük bir alan dış manyetik alan uygulandı.



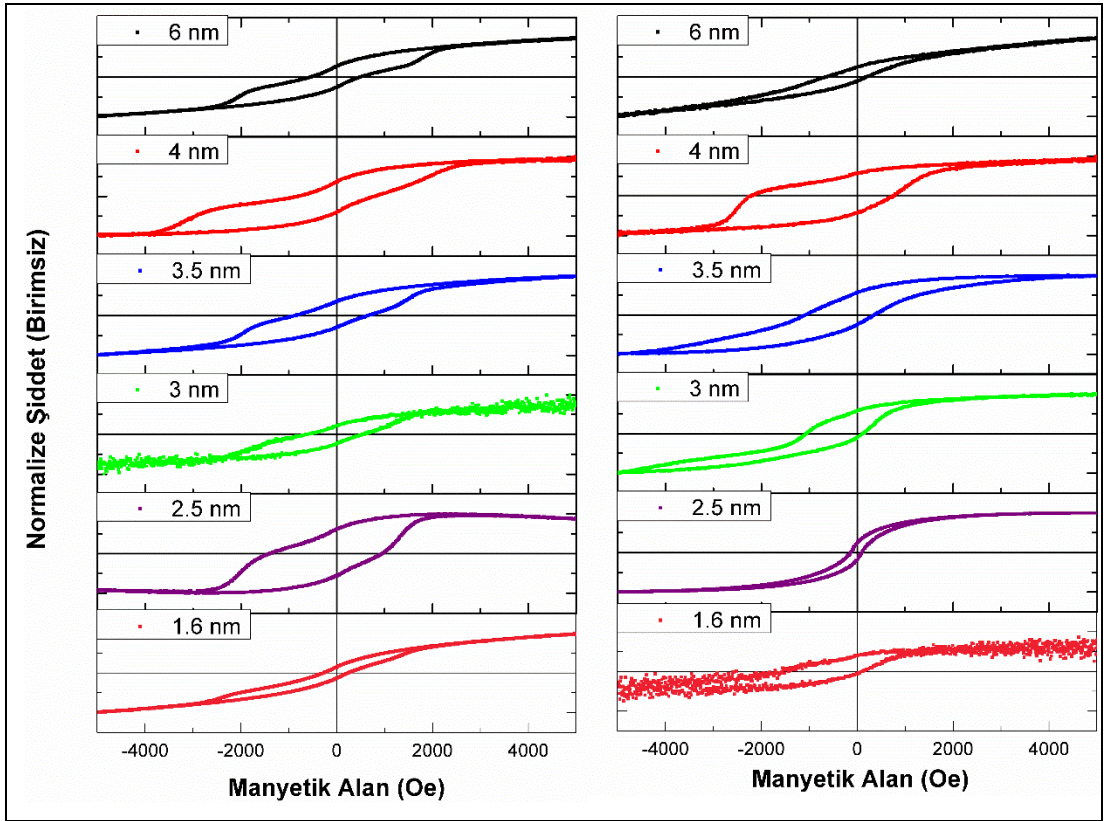
Şekil 4.23: Örnekleri için Düzlem içi geometride VSM Alan altında soğutmasız H_c ve H_{ex} alanlarının sıcaklıkla değişimi.

AFM tabakadaki ara-yüzey spinlerinin yönelimi, [Co / Pt] / IrMn ve IrMn / Co ara-yüzlerinde ara yüzey değiş tokuş etkileşiminden dolayı mıknatıslanma yönünden güçlü bir şekilde etkilenebilir. Antiferromanyetik etkileşmeler artan sıcaklıkla zayıfladığından, bu davranış antiferromanyetik anizotropinin azalması ile açıklanabilir. Kendiliğinden exchange bias görülen örnekler göre örnek setimizde sıcaklık 10 K'ya düşürüldüğünde, exchange bias için kritik kalınlığının düştüğü, 1.6 nm den az olduğu tespit edilmiştir.

Kayma etkisi genellikle FM ve AF spin latı ara yüzleri arasındaki kısa mesafeli değiş tokuş çiftlenimi olarak modellenir, bu nedenle ara yüzeydeki pürüzlülük, bozukluk, tane sınırları ve mikromanyetik etkiler kayma büyüklüğünü etkileyebilir [85]. AFM katmanının kristalografik yapısının, özellikle yapı ve tane

boyutunun, kayma etkisi üzerinde güçlü bir etkiye sahip olduğu bilinmektedir. J. Moritz ve arkadaşları FM / AFM bilayer tabakanın üstüne üçüncü bir FM tabakanın eklenmesinin tane boyutunu veya kristalografik yapıyı etkilemediği göstermişlerdir [84].

Örneklerin dik ve paralel geometrilerde sıcaklığa bağlı mıknatıslanma davranışları ve sıcaklığa bağlı EB özellikleri ayrı ayrı incelenmiştir. EB ölçümleri için örnekler 400 K'e kadar ısıtılıp 5 kOe' lik manyetik alan altında hedef ölçüm sıcaklıklarına soğutulmuştur. Örnek setimiz de Şekil 4.24' te gösterildiği gibi hem düzlemde hem de düzleme dik ölçümlerde EB etkisi gözlemlenmiştir. IrMn' ın AFM kolay eksenin film düzlemi içinde ya da normal yönünde olmayıp, bu iki doğrultu arasında eğimli halde olduğuna işaret etmektedir. Ancak AFM tabakasının alt ve üst FM tabakaya değen ara-yüzeylerinde –yüzeye dik/paralel domenler de olabilir. Beklendiği gibi düzlem içi exchange bias etkisinin dikey olandan daha büyük olduğu gözlemlenmiştir. AFM / FM ara yüzündeki AFM' nin spin konfigürasyonundan kaynaklanmalıdır.



Şekil 4.24: a) Film düzlemine dik ve (b) film düzleminde yapılmış EB ölçümleri için 10K de alınan VSM sonuçları

5. SONUÇLAR ve YORUMLAR

Tez çalışmasının ilk kısmında saçırtma tekniği ile yüksek vakum ortamında büyütülen Si(100)/Ta/CoFeB/MgO/Ta yapısında filmlerin değiştirilen CoFeB kalınlığına bağlı manyetik analizleri FMR tekniği ile incelenmiştir. Kalınlık arttıkça düzlem içi anizotropinin arttığı görülmektedir. Isıl işlem uygulamasıyla yalnız CoFeB 1 nm olduğu örnekte ara-yüzey anizotropinin artmasıyla PMA gözlenmiştir. İçsel sönümlemede ki, görülen kalınlığa bağlı azalış, yarı genişliğin ara-yüzey kaynaklı olduğu fikrini doğrulamaktadır. Isıl işlem sonrası, filmlerde Gilbert 'in alan sürüklemeye katkısı baskın olmaktadır. Ferromanyetik tabakanın tekli ve çok tabakalı halleri karşılaştırıldığında, içten sönümleme, spin pompalama, tabakalar arası çiftlenim ve γ değeri değişmesine bağlı olarak değişmektedir. Bu bağlantı, hibrit yapılarda ve bellek cihazlarında manyetik sönüm ve anahtarlama karakteristiği üzerinde önemlidir. Çok katlı yapılarda rezonans alanları birbirinden uzak olduğunda, yarıgenişlikte önemli bir artış görülürken ve rezonans alanları birbirine yaklaştığında, spin pompası mekanizması nedeniyle daralan yarıgenişlik meydana gelir. Bu sonuçlar, manyetik sistemlerin MgO ara tabakalı cihaz uygulamaları için önem arz etmektedir.

Tez çalışmasının ikinci kısmında saçırtma tekniğiyle oda sıcaklığında Pt (111) ve Au (111) texture üzerine büyütülen (Co / Pt)₆/ IrMn ve (Co / Pt)₆/ IrMn/ Co ince filmlerinin manyetik ve yapısal özellikleri incelenmiştir. (Co / Pt)₆/ IrMn sisteminde yapılan FMR ölçümlerinden artan IrMn kalınlığının PMA etkisini azalttığı saptanmıştır. (Co / Pt)₆/ IrMn/ Co yapılarında dik ve düzlem içi hibrit anizotropili yapının manyetik özellikleri incelenmiş, AFM tabakanın ve ara-yüzey etkilerinin AFM tabaka kalınlığa bağlı değişimleri gösterilmiştir. Hc değerindeki kalınlığa bağlı osilatif davranış genel olarak RKKY tipi etkileşimlerden kaynaklanmakta olup, atomik boyuttaki ara-yüzey pürüzlülüktен dolayı portakal kabuğu tipi manyeto-statik etkileşimlerden de etkilenmektedir.

Açıya bağlı L-MOKE ölçümleriyle FM ve AFM anizotropi etkileşimleri detaylı şekilde incelenmiştir. Örnek sistemlerinde uygulanan alanın başlangıç yönü 0° ve

180°'de olduğu durumlarda farklı histerisiz eğrileri görölmektedir. Bu durum iki farklı anizotropiye sahip filmlerde AFM çiftlenimi göstermektedir.

(Co / Pt)₆/ IrMn/ Co sisteminde, IrMn (111) fazı sağlamış ve böylelikle MRAM ve sensör yapıları için oldukça avantajlı olan, herhangi bir alanlı ısıtma işlemi uygulamadan, oda sıcaklığında kendiliğinden kaydırma etkisi gözlemlenmiştir.

Yapılan VSM ölçümlerinde 400 K' e kadar ısıtılıp 5 kOe manyetik alan altında tekrar oda sıcaklığına soğutulan örneklerin genel olarak negatif yönde EB özellikleri artış göstermiştir. Exchange bias uygulamalı manyetik aygıtlar için oldukça avantajlı olan dik exchange bias etkisi bulunmuştur. Böylelikle manyetik hafızalardaki tek bir yapıda aynı anda düzlemde ve düzleme dik exchange bias oluşumu ihtiyacına yönelik yapılar elde edilmiş olmaktadır.

KAYNAKLAR

- [1] Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Van Dau F. N., Petroff F., Eitenne P., Chazelas J., (1988), “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices.”, *Physical Review Letters*, 61(21), 2472–2475.
- [2] Bloemen P. J. H., (1996), “Interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance in magnetic multilayers”, *Acta Physica Polonica A*, 89(3), 277–299.
- [3] Liu W., Liu X. H., Cui W. Bin, Gong W. J., Zhang Z. D., (2013), “Exchange couplings in magnetic films”, *Chinese Physics B*, 22(2).
- [4] Khan R. A., Nembach H. T., Ali M., Shaw J. M., Marrows C. H., Moore T. A., (2018), “Magnetic domain texture and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Pt / Co / IrMn and Pt / Co / FeMn thin films with perpendicular exchange bias”, *Physical Review B* 98 , 1–7.
- [5] Gabor M. S., Petrisor T. Jr., Mos R. B., Nasui M., Tiusan C., Petrisor T., (2017), “Interlayer exchange coupling in perpendicularly magnetized Pt/ Co/ Ir/ Co/ Pt structures”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50(46).
- [6] Tsai M.-H., Lin P.-H., Huang K.-F., Lin H.-H., Lai C.-H., (2017), “Spin-orbit-torque MRAM: from uniaxial to unidirectional switching” , arXiv preprint arXiv:1706.01639.
- [7] Jhahhria D., Pandya D. K., Chaudhary S., (2018), “Influence of the thickness of an antiferromagnetic IrMn layer on the static and dynamic magnetization of weakly coupled CoFeB/ IrMn/ CoFeB trilayers”, *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 9, 2198–2208.
- [8] Muñoz J. S., Nogués J., Sort J., Langlais V., Baró M. D., Suriñach S., Skumryev V., (2005), “Exchange bias in nanostructures”, *Physics Reports*, 422(3), 65–117.
- [9] Chikazumi S., (1994), “Physics of Ferromagnetism”, 2nd Edition, Oxford University Press.
- [10] Cullity B.D., Braham C. D., (2009), “Introduction to Magnetic Materials”, 2nd Edition, John Wiley & Sons.
- [11] Chen J. Y., Thiagarajah N., Xu H. J., Coey J. M. D., (2014), “ Perpendicular exchange bias effect in sputter-deposited CoFe/ IrMn bilayers”, *Applied Physics Letters*, 104(15), 8–13.

- [12] Yildiz F., Kazan S., Aktas B., Tarapov S. I., Tagirov L., Granovsky B., (2006), “Ferromagnetic resonance studies on $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ granular magnetic films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 305(1), 24–27.
- [13] Liu Y., Shelford L. R., Kruglyak V. V., Hicken R. J., Sakuraba Y., Oogane M., Ando Y., (2010), “Optically induced magnetization dynamics and variation of damping parameter in epitaxial Co_2MnSi Heusler alloy films” *Physical Review B*, 81(9), 094402.
- [14] Rameev B. Z., Gupta A., Miao G. X., Xiao G., Yildiz F., Tagirov L. R., Aktas B., (2004), “FMR study of strain-induced magnetic anisotropies in CrO_2 thin films”, *Physica Status Solidi (A)*, 201(15), 3350–3353.
- [15] Farle M., (1998), “Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers”, *Michael Reports on Progress in Physics*, 61(7), 755–826.
- [16] Thomson T., (2014), “Metallic Films for Electronic, Optical and Magnetic Applications. Metallic Films for Electronic, Optical and Magnetic Applications”, (40), 454–546.
- [17] Arora M., Hübner R., Suess D., Heinrich B., Girt E, (2017), “Origin of perpendicular magnetic anisotropy in Co/ Ni multilayers”, *Physical Review B*, 96(2), 1–13.
- [18] Timopheev A. A., Sousa R., Chshiev M., Nguyen H. T., Dieny B., (2016), “Second order anisotropy contribution in perpendicular magnetic tunnel junctions”, *Scientific Reports*, 6, 26877.
- [19] Wang W., Sukegawa H., Inomata K., (2010), “Perpendicular Magnetic Anisotropy of $\text{Co}_2\text{FeAl}/ \text{Pt}$ Multilayers for Spintronic Devices”, *Applied Physics Express*, 3(9), 093002.
- [20] Polat G. E., Deger C., Yildiz F., (2019), “Investigation of ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB ”. *Current Applied Physics*, 19(5).
- [21] Zakeri K., Lindner J., Barsukov I., Meckenstock R., Farle M., Von Hörsten U., Frait Z., (2007), “Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering”, *Physical Review B*, 76(10), 104416.
- [22] Ley Domínguez D., Da Silva G. L., Rodríguez-Suárez R. L., Rezende S. M., Azevedo A., (2013), “Strong magnetization damping induced by Ag nanostructures in Ag/ NiFe/ Ag trilayers”, *Journal of Applied Physics*, 114(2), 9–14.

- [23] Lindner J., Barsukov I., Raeder C., Hassel C., Posth O., Meckenstock R., Mills D. L., (2009), “Two-magnon damping in thin films in case of canted magnetization: Theory versus experiment” *Physical Review B*, 80(22).
- [24] Verhagen T. G., Tinkey H. N., Overweg H. C., Van Son M., Huber M., Van Ruitenbeek J. M., Aarts J., (2016), “Temperature dependence of spin pumping and Gilbert damping in thin Co/Pt bilayers” *Journal of Physics: Condensed Matter*, 28(5), 056004.
- [25] Ruderman M., Kittel C., (1954) , “Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons”, *Phys. Rev.* 96 (3).
- [26] Kasuya T., (1956), “A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener’s Model”, 16(1), 45–57.
- [27] Bruno P., Chappert C., (1992), “Ruderman - Kittel theory of oscillatory interlayer coupling”, *Phys. Rev. B* 46, 261.
- [28] Parkin S. S. P., More N., Roche K. P., (1990), “Oscillations in Exchange Coupling and Magnetoresistance in Metallic Superlattice Structures: Co/ Ru, Co/ Cr, and Fe/ Cr”, 64(19), 2304–2308.
- [29] Grunberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M. B., Sowers H., (1986), “Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers”, *Physical Review Letters*, 57(22), 2875.
- [30] Rühlig M., Schäfer R., Hubert A., Mosler R., Wolf J. A., Demokritov S., Grünberg P., (1991), “Domain Observations on Fe-Cr-Fe Layered Structures. Evidence for a Biquadratic Coupling Effect”, *Phys. stat. sol. (a)* 125, 635.
- [31] Slonczewski J. C., (1991), “Fluctuation Mechanism for Biquadratic Exchange Coupling in Magnetic Multilayers”, 67(22), 3172–3175.
- [32] Kuznetsov M. A., Udalov O. G., Fraerman A. A., (2019), “Anisotropy of Neel ‘ orange-peel ‘ coupling in magnetic multilayers”, 474, (104-106).
- [33] Moritz J., Garcia F., Toussaint J. C., Dieny B., Nozières J. P., (2004), “Orange peel coupling in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy: Application to (Co/ Pt)-based exchange-biased spin-valves”. *Europhysics Letters*, 65(1), 123–129.
- [34] Yüksel Y., (2018), “Exchange bias mechanism in FM/FM/AF spin valve systems in the presence of random unidirectional anisotropy field at the AF interface: The role played by the interface roughness due to randomness”, *Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics*, 382(19), 1298–1304.

- [35] Radu F., Zabel H., (2007), “Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures”, Springer Tracts in Modern Physics, 227, 97–184.
- [36] Radu F., (2005), “Fundamental Aspect of Exchange Bias”, Doctoral Thesis, Ruhr Universitaet, Bochum.
- [37] Nogús J., Schuller I. K., (1999), “Exchange bias”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 192(2), 203–232.
- [38] Meiklejohn W. H., Bean, C., (1957), “New Magnetic Anisotropy”, Phys. Rev., 105, 904–913.
- [39] Haider T., (2017), “An Overview of Theoretical Models of Exchange Bias Mechanism”, International Journal Of Engineering And Computer Science”, 6(4), 4–9.
- [40] Mauri D., Siegmann H. C., Bagus P. S., Kay E., (1987), “Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate”, Journal of Applied Physics, 62(7), 3047–3049.
- [41] Malozemoff A. P., (1987), “Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic- antiferromagnetic interfaces Physical Review B, 35(7), 3679–3682.
- [42] Chen Y. T., Jen S. U., Yao Y. D., Wu J. M., Liao J. H., Wu T. B., (2008), “Exchange biasing observed in the Co/ Ir₂₀Mn₈₀ system”, Journal of Alloys and Compounds, 448(1–2), 59–63.
- [43] Akbulut A., Akbulut S., Yildiz F., (2016). “Origin of spontaneous exchange bias in Co/ NiMn bilayer structure”, “Journal of Magnetism and Magnetic Materials”, 417, 230–236.
- [44] Öksüzöğlu R. M., Deniz O., Yıldırım M., (2013), “Interface roughness and exchange bias - coercivity ratio in Pulsed-DC magnetron sputtered NiFe / IrMn / CoFe exchange bias trilayers”, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, 15 (3 – 4), 204 – 210.
- [45] Yasaka M., (2010), “X-ray thin-film measurement techniques”. Rigaku Journal, 26(2).
- [46] Lindner J., Baberschke K., (2003), “Cu ferromagnetic resonance in coupled ultrathin films. Journal of Physics: Condensed Matter”, 15(5), 465-478.
- [47] Van Dijken S., Moritz J., Coey J. M. D, (2005), “Correlation between perpendicular exchange bias and magnetic anisotropy in IrMn [CoPt]_n and [PtCo]_nIrMn multilayers”, Journal of Applied Physics, 97(6).

- [48] Liu Z. Y., Adenwalla S., (2003), “Angular dependence of magnetization reversal process in exchange coupled ferromagnetic/ antiferromagnetic bilayers”, *Journal of Applied Physics*, 93(6), 3422–3426.
- [49] Kaidatzis A., Bran C., Psycharis V., Vázquez M., García-Martín J. M., Niarchos D., (2015), “Tailoring the magnetic anisotropy of CoFeB/MgO stacks onto W with a Ta buffer layer”, *Applied Physics Letters*, 106(26), 16–20.
- [50] Ikeda S., Miura K., Yamamoto H., Mizunuma K., Gan H. D., Endo M., Ohno H., (2010), “A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction”, *Nature Materials*, 9(9), 721–724.
- [51] Chen S., Tang M., Zhang Z., Ma B., Lou S. T., Jin Q. Y., (2013), “Interfacial effect on the ferromagnetic damping of CoFeB thin films with different under-layers” *Applied Physics Letters*, 103(3).
- [52] Wang W. X., Yang Y., Naganuma H., Ando Y., Yu R. C., Han X. F., (2011), “The perpendicular anisotropy of Co₄₀Fe₄₀B₂₀ sandwiched between Ta and MgO layers and its application in CoFeB/ MgO/ CoFeB tunnel junction”, *Applied Physics Letters*, 99(1), 2012–2015.
- [53] Xi C., Wang K. Y., Wu Z. L., Jiang S. L., Yang G., Liu Y., Yu G. H., (2014), “Interfacial electronic structure-modulated magnetic anisotropy in Ta/ CoFeB/ MgO/ Ta multilayers”, *Applied Physics Letters*, 105(9).
- [54] Iihama S., Mizukami S., Naganuma H., Oogane M., Ando Y., Miyazaki T., (2014), “Gilbert damping constants of Ta / CoFeB / MgO (Ta) thin films measured by optical detection of precessional magnetization Dynamics”, 174416, 1–6.
- [55] Zhu T., Yang Y., Yu R. C., Ambaye H., Lauter V., Xiao J. Q., (2012), “The study of perpendicular magnetic anisotropy in CoFeB sandwiched by MgO and tantalum layers using polarized neutron reflectometry”, *Applied Physics Letters*, 100(20), 202406.
- [56] Sinha J., Gruber M., Kodzuka M., Ohkubo T., Mitani S., Hono K., Mitani S., Hayashi M., (2015), “Influence of boron diffusion on the perpendicular magnetic anisotropy in Ta | CoFeB | MgO ultrathin films”, *Journal of Applied Physics* 117, 043913.
- [57] Mizukami S., Ando Y., Miyazaki T., (2001), “Ferromagnetic resonance linewidth for NM / 80NiFe / NM films (NM " Cu , Ta , Pd and Pt)”, 230, 1640–1642.

- [58] Baker A. A., Figueroa A. I., Pingstone D., Lazarov V. K., Van Der Laan G., Hesjedal T, (2016), “Spin pumping in magnetic trilayer structures with an MgO barrier”, *Scientific Reports*, 6(1), 1–7.
- [59] Pankratova M. L., Kovalev A. S., (2015), “Model of exchange bias in a trilayer FM/AFM/FM structure”, *Low Temperature Physics*, 41(10), 838–844.
- [60] Vinai G., Moritz J., Bandiera S., Prejbeanu I. L., Dieny B., (2012), “Enhanced blocking temperature in (Pt/Co)₃/IrMn/Co and (Pd/Co)₃/IrMn/Co trilayers with ultrathin IrMn layer”, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 46.
- [61] Castro I. L., Nascimento V. P., Passamani E. C., Takeuchi A. Y., Larica C., Tafur M., Pelegrini F., (2013), “The role of the (111) texture on the exchange bias and interlayer coupling effects observed in sputtered NiFe/IrMn/Co trilayers”, *Journal of Applied Physics*, 113(20).
- [62] Gao H., Liu Y., (2019), “Exchange bias of [Pt/Co]/IrMn with two-directional isotropy”, *AIP Advances*, 9(1).
- [63] Ali M., Marrows C. H., Hickey B. J., (2003), “Antiferromagnetic layer thickness dependence of the IrMn/Co exchange-bias system”, *Physical Review*, 68(2003), 214-420.
- [64] Yoon S., Kwon J., Cho B. K., (2014), “Sign change of exchange bias in [Pt/Co]₃/IrMn multilayer”, *Journal of Applied Physics*, 115(17), 3–6.
- [65] McCord J., Hamann C., Schäfer R., Schultz L., Mattheis R., (2008), “Nonlinear exchange coupling and magnetic domain asymmetry in ferromagnetic/IrMn thin films”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 78(9), 1–8.
- [66] Anandakumar S., Rani V. S., Oh S., Kim C., (2010), “Positive and negative exchange bias in IrMn/NiFe bilayers”, *Thin Solid Films*, 519(3), 1020–1024.
- [67] Nogús J., Stepanow S., Bollero A., Sort J., Dieny B., Nolting F., Gambardella P., (2009), “Simultaneous in-plane and out-of-plane exchange bias using a single antiferromagnetic layer resolved by x-ray magnetic circular dichroism”, *Applied Physics Letters*, 95(15).
- [68] Yu T., Ning X. K., Liu W., Feng J. N., Kim D., Choi C. J., Zhang Z. D., (2015), “Exchange coupling in ferromagnetic/antiferromagnetic/ferromagnetic [Pd/Co]_n/NiO/Co trilayers with different [Pd/Co] anisotropy”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 385, 230–235.
- [69] Web 1, (2004), “<https://www.ece.nus.edu.sg/stfpage/elewuyh/enn-n76.pdf> (Erişim Tarihi: 01/10/2019).

- [70] Jiménez E., Camarero J., Sort J., Nogués J., Mikuszeit N., García-Martín J. M., Miranda R., (2009), “Emergence of noncollinear anisotropies from interfacial magnetic frustration in exchange-bias systems”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 80(1), 1–7.
- [71] Kalaycı T., Deger C., Akbulut S., Yildiz F., (2017), “Tuning Magnetic Properties of Non-Collinear Magnetization Configuration in Pt/[Pt/Co]6/Pt/Co/Pt Multilayer Structure”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 436, 11-16.
- [72] Knepper J. W., Yang F. Y., (2005), “Oscillatory interlayer coupling in Co / Pt multilayers with perpendicular anisotropy”, *PhysRevB*.71.224403, 1–4.
- [73] Ren Y. H., Wu C., Gong Y., Pettiford C., Sun, N. X., (2009), “Magnetic anisotropy and spin wave relaxation in CoFe/PtMn/CoFe trilayer films”, *Journal of Applied Physics*, 105(7), 073910.
- [74] Zhang B., Wu C. Bin, Kuch W., (2014), “Tailoring interlayer coupling and coercivity in Co/Mn/Co trilayers by controlling the interface roughness”, *Journal of Applied Physics*, 115(23).
- [75] Gong Y., Cevher Z., Ebrahim M., Lou J., Pettiford C., Sun N. X., Ren Y. H., (2009), Determination of magnetic anisotropies, interlayer coupling, and magnetization relaxation in FeCoB/Cr/FeCoB. *Journal of Applied Physics*, 106(6), 063916.
- [76] Baruth A., Adenwalla S., (2008), “Enhanced blocking temperature and isothermal control of hysteresis loop shifts in Co/NiO/[Co/Pt] heterostructures with orthogonal easy axes”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 78(17), 1–6.
- [77] Migliorini A., Kuerbanjiang B., Huminiuc T., Kepaptsoglou D., Muñoz M., Cuñado J. L. F., Prieto J. L., (2018), “Spontaneous exchange bias formation driven by a structural phase transition in the antiferromagnetic material”, *Nature Materials*, 17(1), 28–34.
- [78] Kurt H., Venkatesan M., Coey J. M. D., (2010), “Enhanced perpendicular magnetic anisotropy in Co/Ni multilayers with a thin seed layer”, *Journal of Applied Physics*, 108(7).
- [79] Moritz J., Bacher P., Auffret S., Dieny B., (2011), “Interlayer coupling between out-of-plane magnetized multilayers across a thin antiferromagnetic spacer”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323(18–19), 2391–2397.

- [80] Feng W., Jiang N. Y., Huang S. Da, Chen H. M., Cheng C. W., Chern G., Yu C. C., (2012), “External forces are indispensable for the occurrence of exchange bias”, *Journal of Applied Physics*, 111(3).
- [81] Moritz J., Vinai G., Dieny B., (2012), “Large Exchange Bias Field in (Pt / Co)₃ / IrMn / Co Trilayers”, *Ieee Magnetic Letters*, 3.
- [82] Vinai G., Moritz J., Bandiera S., Prejbeanu I. L., Dieny B., (2014), “Large exchange bias enhancement in (Pt (or Pd)/ Co)/ IrMn / Co trilayers with ultrathin IrMn thanks to interfacial Cu dusting”, *Appl. Phys. Lett.* 104, 162401.
- [83] Landau L., Lifshitz E., (1935), “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”, *Phys. Z. Sowjetunion.* 8 153.
- [84] Frangou L., (2017), Doctoral Dissertation, Communauté Université Grenoble Alpes.
- [85] Gilbert L., Kelly J. M., (1955), “Anomalous rotational damping in ferromagnetic sheets”, *Conf. Magn. Magn. Mater. Pittsburgh, PA.* 14.

ÖZGEÇMİŞ

Emine GÖKÇE POLAT 1981 yılında Antalya’da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini İstanbul, Burdur ve Antalya’ da tamamladı. 2005 yılında Atatürk Üniversitesi Fizik Bölümü’nde lisans eğitimini bitirdi. 2006 yılında GYTE Fizik Bölümü’nde Yüksek Lisans’a başladı ve 2009 yılında mezun oldu. 2011 yılında Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Doktora eğitimine başladı ve halen devam etmektedir.

EKLER

Ek A: Tez Çalışması Kapsamında Yapılan Yayınlar

Polat G. E., Deger C., Yildiz F., (2019), “Investigation of ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB”. Current Applied Physics, 19(5).