

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SPİNTRONİK UYGULAMALARI İÇİN
FERROMANYETİK/ANTİFERROMANYETİK ÇOK KATMANLI
İNCE FİLMLEİN MANYETİK VE YAPISAL ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ

AYŞENUR AKBULUT
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2016

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SPİNTRONİK UYGULAMALARI İÇİN
FERROMANYETİK/ANTİFERROMANYETİ
K ÇOK KATMANLI İNCE FİLMLEİNİN
MANYETİK VE YAPISAL
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

AYŞENUR AKBULUT
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
DOÇ. DR. FİKRET YILDIZ

GEBZE
2016

T.R.

GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

**INVESTIGATION OF MAGNETIC AND
STRUCTURAL PROPERTIES OF
FERROMAGNETIC/ANTIFERROMAGNETI
C MULTILAYERED THIN FILMS FOR
SPINTRONICS APPLICATIONS**

AYŞENUR AKBULUT

**A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF
DOCTOR OF PHILOSOPHY
DEPARTMENT OF PHYSICS**

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

GEBZE

2016



GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 21/10/2016 tarih ve 2016/67 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 18/11/2016 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Ayşenur AKBULUT'un tez çalışması Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Doç. Dr. Fikret YILDIZ

ÜYE

: Prof. Dr. Faik MİKAILZADE

ÜYE

: Prof. Dr. M. Hasan ASLAN

ÜYE

: Prof. Dr. Şahin AKTAŞ

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Cengiz OKAY

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
...../...../..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Bu çalışmada, Si/Pt(t_{Pt})/Ni₄₅Mn₅₅(t_{AFM})/Co(t_{FM})/Pt(30 Å) ince film sisteminin yapısal ve manyetik özellikleri Pt alt tabakasının, antiferromanyetik NiMn tabakasının ve ferromanyetik Co tabakasının kalınlığına bağlı olarak araştırıldı. Ayrıca (Pt/Co)₁₀/NiMn ince film sisteminin de manyetik özellikleri çalışıldı. Pt ve Co tabakaları magnetron saçtırma (MS) tekniği kullanılarak büyütülürken, NiMn tabakası ise ayrı ayrı hedef malzemeler kullanılarak moleküler ışın epitaksi (MBE) yöntemiyle hazırlanmıştır.

Hazırlanan örneklerin manyetik özellikleri titreşimli örnek manyetometresi (VSM) tekniği kullanılarak araştırıldı. VSM sonuçlarına göre yeterince kalın Pt alt tabaka üzerine büyütülen NiMn/Co örneklerinde, büyütme esnasında ya da sonrasında herhangi bir manyetik alan altında ısıtma ve soğutma işlemine gerek kalmadan kendiliğinden kaydırma etkisi (exchange bias, EB) gözlenmiştir. NiMn ve Co tabakaları arasındaki değiş-tokuş etkileşmesinin Pt kalınlığının artmasıyla kuvvetlendiği gözlenmiştir. Sistemde kendiliğinden bir kaydırma etkisi gözlemek için Pt alt tabakasının kalınlığının 25 Å ya da daha fazlası olması gerekirken, NiMn tabakasının da Pt alt tabakası üzerine büyütülmesi gerekmektedir. Diğer taraftan daha ince Pt alt tabakaların üzerine büyütülen Co/NiMn ince filmlerde sıfırlayıcı alanda (H_C) önemli artışlar kaydedildi. Kendiliğinden kaydırma etkisini elde edebilmek için Co ve NiMn tabakalarının kalınlık aralığı da araştırıldı. Bu kendiliğinden kaydırma etkisinin Pt alt tabakası tarafından indüklenen NiMn (111) *texture* yapısının bir sonucu olduğu tartışıldı. Isıtma işlemi ve alan altında soğutmanın (400 K'den 200K'e 2 kOe'lik alan altında) etkileri ile negatif alan yönünde daha büyük EB değerleri ölçüldü.

Anahtar Kelimeler: Kaydırma Etkisi (KE), Magnetron Saçtırma (MS), Moleküler Işın Epitaksi (MBE), X-Işını Kırınımı (XRD), Antiferromanyetik Malzemeler (AFM), Ferromanyetik Malzemeler (FM).

SUMMARY

In this work, structural and magnetic properties of Si/Pt(t_{Pt})/Ni₄₅Mn₅₅(t_{AFM})/Co(t_{FM})/Pt(30 Å) thin film system have been investigated depend on the thicknesses of Pt buffer layer, antiferromagnetic NiMn layer and ferromagnetic Co layer. Also, magnetic properties of (Pt/Co)₁₀/NiMn thin film system have been investigated. While Pt and Co layers were grown by using magnetron sputtering (MS) technique, NiMn layer was grown by molecular beam epitaxy (MBE) by using separate target materials.

Magnetic properties of the prepared samples have been investigated by using vibrating sample magnetometry (VSM) technique. Due to the VSM results while NiMn/Co samples were grown on thick enough Pt buffer layer, spontaneous exchange bias was observed without requiring field heating or cooling process during or after growth. Exchange coupling between NiMn and Co layers enhanced considerably with increasing Pt buffer layer thickness. In order to observe a spontaneous EB in the system, Pt buffer layer must have a thickness of 25 Å or more and NiMn layer must be grown directly on the buffer layer. On the other hand, significant increments in the coercive fields (H_C) were reported for thinner Pt buffer layers. The thickness ranges for Co and NiMn layers were also determined to obtain spontaneous EB. This spontaneous EB is discussed to be a result of NiMn (111) texture which is induced by Pt buffer layer. With the effect of annealing and field cooling (from 400 K to 300 K at 2 kOe) greater EB fields (H_{EB}) are measured for the samples in the negative field direction.

Key Words: Exchange Bias (EB), Magnetron Sputtering (MS), Molecular Beam Epitaxy (MBE), X-Ray Diffraction (XRD), Antiferromagnetic Materials (AFM), Ferromagnetic Materials (FM).

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam boyunca tez konumun belirlenmesi, planlanması ve tez haline getirilmesinde en büyük paya sahip olan, çalışmalarımın her aşamasında hiçbir zaman yardım ve katkılarını esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Fikret YILDIZ'a sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Doktora çalışmalarım boyunca beni maddi olarak destekleyen TÜBİTAK BİDEB 2211-A Yurt İçi Lisansüstü Burs Programına teşekkürlerimi sunarım.

Çalışma sürecinde beni sonuna kadar destekleyen ve hayatım boyunca benim için her türlü fedakârlığı gösteren değerli annem, babam ve kardeşime sonsuz saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Özellikle de her zaman yanımda olan ve çalışmalarım süresinde hem bilimsel hem de maddi, manevi yardımlarını esirgemeyen sevgili eşime ve varlığıyla bana güç veren biricik oğluma çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. MANYETİZMA	5
2.1. Manyetizma Hakkında Genel Bilgiler ve Manyetizma Çeşitleri	5
2.1.1. Diamanyetizma	7
2.1.2. Paramanyetizma	7
2.1.3. Ferromanyetizma	9
2.1.4. Antiferromanyetizma	13
3. KAYDIRMA ETKİSİ (EXCHANGE BIAS)	15
3.1. Kaydırma Etkisinin Tanımı ve Keşfi	15
3.2. Kaydırma Etkisi Modelleri	18
3.2.1. İdeal Meiklejohn ve Bean Modeli	18
3.2.2. Mauri Domen Duvarı Modeli	21
3.2.3. Malozemoff Rasgele Alan Modeli	23
3.3. Engelleme (Blocking) Sıcaklığı	25
3.4. Talim (Training) Etkisi	26
3.5. FM/AFM Spin Yönelimleri ve Kaydırma Etkisi	27
3.6. Kaydırma Etkisinin FM ve AFM Tabaka Kalınlıklarına Bağlılığı	27
3.7. Kaydırma Etkisinin Kullanım Alanları	28
3.7.1. Dev Manyetodirenç (GMR)	29
3.7.2. Spin Vanası GMR Yapılarının Hard Disklerde Kullanımı	33
3.7.3. Tünelleme Manyetodirenç (TMR)	34
3.8. Mn Tabanlı AFM İnce Filmler	34
3.8.1. NiMn İnce Filmlerde Kaydırma Etkisi	35

4. DENEYSEL TEKNİKLER	38
4.1. İnce Film Hazırlama Teknikleri	38
4.1.1. Magnetron Sputtering (Saçtırma) Tekniği	38
4.1.2. Moleküler Işın Epitaksi (MBE) Tekniği	41
4.2. İnce Film Karakterizasyon Teknikleri	44
4.2.1. X-Işını Kırınımı (XRD)	44
4.2.2. X-Işını Yansıması (XRR)	46
4.2.3. X-Işını Fotoelektron Spektrometresi (XPS) Tekniği	47
4.3. İnce Film Manyetik Karakterizasyon Teknikleri	50
4.3.1. Ferromanyetik Rezonans (FMR) Tekniği	50
4.3.2. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Tekniği	52
5. DENEYSEL SONUÇLAR ve YORUMLAR	56
5.1. Örneklerin Hazırlanması	56
5.2. Co/NiMn İnce Filmlerde Kaydırma Etkisinin Açısız Bağımlılığı	57
5.3. Co/NiMn İnce Filmlerde Pt Alt Tabaka Kalınlığının Fonksiyonu Olarak Kaydırma Etkisi	59
5.4. Co/NiMn İnce Filmlerde FM Co Tabaka Kalınlığının Fonksiyonu Olarak Kaydırma Etkisi	65
5.5. Co/NiMn İnce Filmlerde AFM NiMn Tabaka Kalınlığının Fonksiyonu Olarak Kaydırma Etkisi	68
5.6. Co/NiMn İnce Filmlerde Talim Etkisi	71
5.7. (Pt/Co)n/NiMn İnce Filmlerde Kaydırma Etkisi	72
6. SONUÇLAR ve YORUMLAR	76
KAYNAKLAR	78
ÖZGEÇMİŞ	85
EKLER	86

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler ve</u>	<u>Açıklamalar</u>
<u>Kısaltmalar</u>	
Si	: Silisyum
Pt	: Platin
t_{Pt}	: Platin'in kalınlığı
$Ni_{45}Mn_{55}$: % 45 Nikel ve % 55 Manganez'den oluşan alaşım
t_{AFM}	: Antiferromanyetik filmin kalınlığı
Co	: Kobalt
T_{Co}	: Kobalt'ın kalınlığı
Å	: Angstrom
H_C	: Sıfırlayıcı Alan
fcc	: Yüzey merkezli kübik yapı
fct	: Yüzey merkezli tetragonal yapı
Fe_3O_4	: Manyetit
<i>B</i>	: Manyetik indüksiyon
<i>H</i>	: Manyetik alan
<i>M</i>	: Mıknatıslanma
<i>μ</i>	: Manyetik moment
<i>σ</i>	: Kütle mıknatıslanması
<i>ρ</i>	: Yoğunluk
<i>μ_B</i>	: Bohr magnetron
Oe	: Oersted
G	: Gauss
<i>χ</i>	: Manyetik duygunluk
<i>J_{ex}</i>	: Değiş-tokuş integrali
N	: Spin sayısı
<i>E_{ex}</i>	: Değiş-tokuş enerjisi
T_C	: Curie sıcaklığı
M_s	: Doyum mıknatıslanması
M_r	: Kalıcı mıknatıslanma
H_c	: Sıfırlayıcı alan

T_N	: Nèel sıcaklığı
M_f	: Ferromanyetik malzemenin doyum mıknatıslanma değeri
t_f	: Ferromanyetik malzemenin kalınlığı
K_f	: Ferromanyetik malzemenin anizotropi sabiti
H_{EB}	: Kaydırma (Exchange bias) alanı
a	: Örgü sabiti
L	: Domenlerin uzunluğu
h	: Domenlerin yüksekliği
T_b	: Engelleme sıcaklığı
S_{FM}	: Ferromanyetik spinler
S_{AFM}	: Antiferromanyetik spinler
$h\nu$: Gönderilen fotonun enerjisi
ϕ	: İş fonksiyonu
E_{kin}	: Fotoelektronların kinetik enerjisi
g	: Spektroskopik yarıma çarpanı
Φ_H	: Manyetik akı
ε	: İndüksiyon elektro motor kuvveti
μ_0	: Boşluğun geçirgenliği
AFM	: Antiferromanyetik
DC	: Doğru akım (Direct Current)
EB	: Kaydırma etkisi (Exchange Bias)
ESCA	: Yüzey Analizi için Elektron Spektroskopisi (Electron Spectroscopy for Surface Analysis)
ESR	: Elektron Spin Rezonans
FM	: Ferromanyetik
FMR	: Ferromanyetik Rezonans
GMR	: Dev Manyetodirenç (Giant Magnetoresistance)
GTÜ	: Gebze Teknik Üniversitesi
MB	: Meiklejohn ve Bean Modeli
MS	: Saçtırma tekniği (Magnetron Sputtering)
MBE	: Moleküler ışın epitaksi (Molecular Beam Epitaxy)
MOKE	: Manyeto-optik Kerr Etkisi (Magneto-optical Kerr Effect)
NASAM	: Nanomanyetizma ve Spintronik Araştırma Merkezi

NMR	: Nükleer Manyetik Rezonans
PBN	: Piroolitik Bor Nitrür (Pyrolytic Boron Nitride)
PNR	: Polarize Nötron Reflektometresi
PPMS	: Fiziksel Özellik Ölçüm Sistemi (Physical Properties Measuring System)
PVD	: Fiziksel buhar biriktirme (Physical Vapor Deposition)
RF	: Radyo frekansı (Radio Frequency)
RKKY	: Ruderman Kittel Kasuya Yosida
TMR	: Tünelleme Manyetodirenç (Tunneling Magnetoresistance)
UHV	: Ultra Yüksek Vakum (Ultra High Vacuum)
VSM	: Titreşimli Örnek Manyetometresi (Vibrating Sample Magnetometer)
XMCD	: X-ışını manyetik dairesel dikroizm (X-Ray Magnetic Circular Dichroism)
XPS	: X-ışını Fotoelektron Spektroskopisi (X-ray Photoelectron Spectroscopy)
XRD	: X-ışını Kırınımı (X-ray Diffraction)
XRR	: X-ışını Yansıması (X-Ray Reflectivity)

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil No:</u>	<u>Sayfa</u>
1.1: Hard disklerin depolama kapasitelerinin zaman içindeki değişimi. GMR etkisinin okuyucu kafalara entegrasyonu depolama kapasitesini önemli miktarda artırmıştır.	2
2.1: a) Diamanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi, b) Diamanyetik duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimi.	7
2.2: a) Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi, b) Paramanyetik duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimi, c) Paramanyetik malzemelerin manyetik momentlerinin düzeni.	8
2.3: Bethe-Slater eğrisinin şematik gösterimi, Atom yarıçapı/3d kabuğu yarıçapı oranına karşılık değiş-tokuş integrali.	10
2.4: a) Ferromanyetik malzemelerin duygunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi, b) Ferromanyetik düzene sahip manyetik momentler.	10
2.5: Ferromanyetik malzemelerin histerezis eğrisi.	12
2.6: Tek kristalli ferromanyetik malzemeler için a) kolay eksen yönünde, b) zor eksen yönünde alan uygulandıktan sonraki histerezis eğrilerinin şematik gösterimi.	13
2.7: a) Antiferromanyetik malzemelerin duygunluğunun ve $1/\chi$ sıcaklığa bağlı değişimi, b) Antiferromanyetik düzene sahip manyetik momentler. AF: antiferromanyetik.	13
3.1: a) Tek başına bir FM malzemenin histerezis eğrisi, b) FM/AFM katmanlardan oluşan bir malzemenin histerezis eğrisi. Değiş tokuş enerjisi yalnızca H_C değerini artırabilecek kadardır. c) FM/AFM katmanlardan oluşan bir malzemenin asimetric histerezis eğrisi.	16
3.2: Histerezis eğrisi ölçülürken FM tabakanın spinlerinin yönelimini göstermektedir.	17
3.3: 77 K'e kadar alansız soğutulan (1) ve alan altında soğutulan (2) Co/CoO parçacıklarının histerezis eğrisi.	18
3.4: Eşleşmemiş a) ve eşleşmiş b) durumlarını gösteren Meiklejohn ve Bean modeli.	19

3.5:	İdeal Meiklejohn ve Bean modelindeki açı ve vektörlerin şematik gösterimi. KAF ve KF, sırasıyla AFM ve FM malzemelerine ait anizotropi sabitleridir. MF, FM malzemeye ait mıknatıslanma değeridir. β , KF ile MF arasındaki açıdır.	20
3.6:	Mauri'nin kaydırma etkisi modeli.	22
3.7:	Malozemoff rasgele alan modeline göre antiferromanyetik malzemede pürüzlülük kaynaklı oluşan domen duvarının şematik gösterimi.	24
3.8:	Ferromanyetik bir malzemede Fermi enerji seviyesinde spin yukarı ve spin aşağı elektronlarının durum yoğunluğu.	30
3.9:	a ve b Bir GMR yapısı a) FM tabakaların mıknatıslanmaları birbirlerine göre anti paralel (yüksek direnç durumu) b) FM tabakaların mıknatıslanmaları birbirlerine göre paralel (düşük direnç durumu).	31
3.10:	4.2 K' de ölçülen $[\text{Fe}(3\text{nm})/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})]_N$ çok katlı filmin R-H eğrisi.	31
3.11:	Spin vanası yapılarının şematik gösterimi.	32
3.12:	Manyetik okuyucu kafada GMR spin vanasının çalışma prensibi.	33
3.13:	Fcc bir yapı ile L10 (fct) bir yapının kıyaslanması. L10 yapıda c ekseninde boyunca farklı atomik düzlemler birbirini takip etmektedir.	35
4.1:	Magnetron Saçtırma yönteminin şematik gösterimi.	39
4.2:	GTÜ Nanomanyetizma laboratuvarındaki deney düzeneğinin görüntüsü.	41
4.3:	a) örgü uyumlu, b) uyarlanmış, c) diskolasyonlu heteroepitaksiyel büyütme.	42
4.4:	Knudsen (effüzyon) hücresi.	43
4.5:	X-ışınının tabakalardan kırınımının şematik gösterimi.	45
4.6:	X-ışını Kırınımı deney düzeneğinin temsili gösterimi.	45
4.7:	Yansıma eğrisi ve verdiği bilgilerin temsili şekli.	46
4.8:	Gebze Teknik Üniversitesi Nanomanyetizma Laboratuvar'ındaki XRD cihazı.	47
4.9:	X-ışını yada Auger elektronu oluşurken gönderilen foton ile atom arasındaki etkileşimler.	48
4.10:	XPS cihazının şematik gösterimi.	49
4.11:	ESR cihazının şematik gösterimi.	51
4.12:	Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki PPMS sistemi.	55

5.1:	Hazırlanan örnek setlerinin temsili görünümü.	56
5.2:	Si/Pt(25)/NiMn(150)/Co(20)/Pt(30) film sisteminin M-H histerezis eğrileri. Siyah, kırmızı ve mavi renkli histerezis eğrileri manyetik alanın örnek düzlemi içerisinde alt taşın sırasıyla [001], [010] ve $[1\bar{0}0]$ kristal yönlerinde uygulanmasıyla ölçülmüştür.	59
5.3:	Set 1 örnekleri için oda sıcaklığında a) işlem görmemiş hali ile ve c) alanda soğutulmuş hali ile ölçülmüş M-H histerezis eğrileri. H_C ve H_{EB} değerlerinin b) işlem görmemiş ve d) alanda soğutulmuş örnekler için Pt alt tabaka kalınlığına bağlı değişimi.	60
5.4:	Set 1 örnekleri için alınmış XRD ölçümü sonuçları.	63
5.5:	Si/Pt(45)/Co(20)/NiMn(150)/Pt(30) örneği için alınmış M-H histerezis eğrileri. Siyah sembol ve çizgiler örneğin büyütüldüğü hali, kırmızı sembol ve çizgiler ise alanda soğutulmuş hali ile yapılan ölçümü göstermektedir. Küçük şekil ise XRD ölçümünü göstermektedir.	64
5.6:	Set 2 örnekleri için oda sıcaklığında a) işlem görmemiş hali ile ve c) alanda soğutulmuş hali ile ölçülmüş M-H histerezis eğrileri. H_C ve H_{EB} değerlerinin b) işlem görmemiş ve d) alanda soğutulmuş örnekler için FM Co tabaka kalınlığına bağlı değişimi.	66
5.7:	Co kalınlığının artması ile Set 2 örnekleri için FM ve AFM spinler arasındaki açının ikinci açıklamaya göre şematik gösterimi.	68
5.8:	Set 3 örnekleri için oda sıcaklığında a) işlem görmemiş hali ile ve c) alanda soğutulmuş hali ile ölçülmüş M-H histerezis eğrileri. H_C ve H_{EB} değerlerinin b) işlem görmemiş ve d) alanda soğutulmuş örnekler için AFM NiMn tabaka kalınlığına bağlı değişimi.	69
5.9:	Si/Pt(45)/NiMn(100)/Co(20)/Pt(30) örneği için 400 K' den oda sıcaklığına 2 kOe alan altında soğutulduktan sonra art arda alınan ilk beş M-H histerezis eğrisi.	71
5.10:	Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)] ₁₀ /Pt(30) örneği için FMR ölçümlerinden elde edilen rezonans alanı değerlerinin açığa bağımlılığı.	73
5.11:	Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)] ₁₀ /NiMn(150)/Pt(30) örneği için FMR ölçümlerinden elde edilen rezonans alanı değerlerinin açığa bağımlılığı.	74

5.12: Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)]10/NiMn(150)/Pt(30) örneği için VSM ile 75 ölçölmüş M-H histerezis eğrileri. Manyetik alan örnek düzlemine paralel olacak şekilde iki farklı açıda uygulanmıştır.

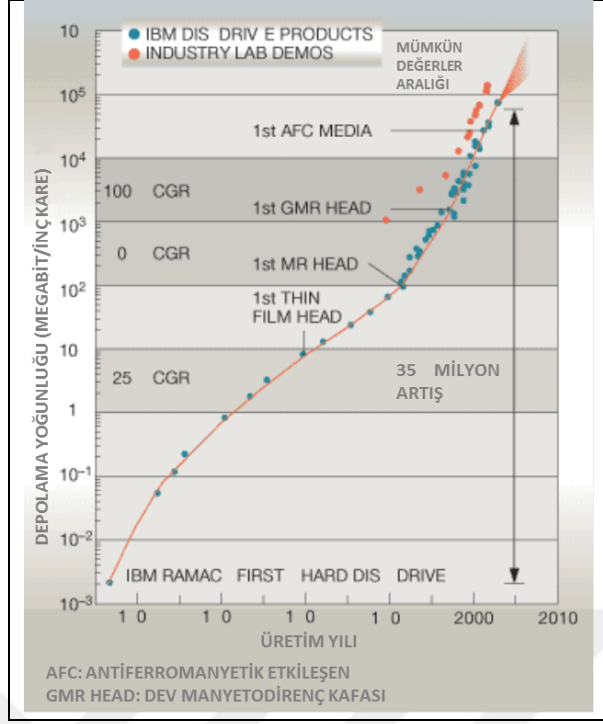


1. GİRİŞ

Nanoteknoloji bilim ve mühendislik alanında son yılların en önemli çalışma konularından birisidir. En genel manada nano boyutlarda malzemeler üretmek, üretilen bu malzemelerin fiziksel, kimyasal ve biyolojik özelliklerini karakterize etmek ve elde edilen sonuçları cihaz uygulamalarına dönüştürmek olarak tanımlanabilir. Bu bağlamda nanomanyetizma bahsi edilen üretim, karakterizasyon ve cihaz uygulamalarına dönüştürme faaliyetlerinin manyetik özellikteki malzemeler için gerçekleştirildiği bir alandır. Nano boyutlarda manyetik malzemeler bilimsel merak temelli olarak çok uzun yıllardır çalışılmaktadır. Ancak, özellikle 1980’li yıllarda ince film üretim ve karakterizasyon yöntemlerindeki gelişmelerle birlikte günlük hayatın birçok alanında cihaz uygulaması olarak da kullanılmaktadırlar.

Nanomanyetizma alanındaki en önemli gelişmelerden bir tanesi hiç şüphesiz dev manyetodirenç (GMR) etkisinin 1988 yılındaki keşfidir [1], [2]. GMR, iki ferromanyetik (FM) katmanın manyetik olmayan metalik bir ara katman aracılığı ile ayrılmasıyla elde edilir. Bu yapının elektriksel direnci FM katmanların mıknatıslanmalarının yönelimleriyle belirlenir. İki FM katmanın mıknatıslanmalarının birbirlerine göre paralel olması düşük direnç durumuna, mıknatıslanmalarının birbirlerine göre anti paralel olması ise yüksek direnç durumuna karşılık gelir. Bu durum elektriksel direncin elektronun yalnızca yüküne değil aynı zamanda spinine de bağlı olmasının bir sonucudur. GMR etkisinin keşfi ile birlikte nanomanyetizma alanındaki çalışmalar elektronun spin özelliğinin de göz önünde bulundurulduğu manyetik sensör ve kayıt cihazlarının geliştirilmesine yönelmiştir. Bu faaliyetler spintronik adlı yeni bir çalışma alanı ortaya çıkarmıştır [3].

Manyetik okuyucu kafalar GMR etkisinin cihaz uygulamalarına entegrasyonunun en önemli örneklerindedir [4], [5]. Yukarıda sözü edilen yüksek direnç ve düşük direnç durumlarından her biri bilgisayar dilindeki “1” ve “0” durumlarından birine karşılık gelir. GMR etkili okuyucu kafalar bu mantık çerçevesinde hard disklerde yazılı olan bilgiyi okurlar. Şekil 1.1 GMR etkisinin okuyucu kafalarda kullanılmaya başlanmasıyla birlikte hard disklerin depolama kapasitelerindeki artışı göstermektedir [4].



Şekil 1.1: Hard disklerin depolama kapasitelerinin zaman içindeki değişimi. GMR etkisinin okuyucu kafalara entegrasyonu depolama kapasitesini önemli miktarda artırmıştır.

Manyetik olmayan metalik bir ara katman ile ayrılmış iki FM katmandan oluşan ince film sisteminin GMR etkisi gösterebilmesi için çeşitli yöntemler vardır. Bu yöntemlerden bir tanesi FM katmanlardan bir tanesinin manyetik anizotropisinin antiferromanyetik (AFM) bir malzeme kullanılarak sabitlenmesidir (pinning). FM katmanın anizotropisinin bu şekilde sabitlenmesi, FM katman ile kendisine komşu AFM katman arasında kaydırma etkisi (exchange bias) adı verilen fiziksel bir etkinin oluşması ile mümkün olur. GMR yapısında manyetik anizotropisi bu şekilde sabitlenen FM katman sabit (pinned) FM tabaka olarak adlandırılır. Manyetik anizotropisi sabitlenmeyen diğer FM katman ise serbest (free) FM katman olarak adlandırılabilir. Serbest FM katmanın mıknatıslanması küçük manyetik alanlarda kolayca yön değiştirebilecek iken, sabit FM katmanın mıknatıslanması ancak daha büyük manyetik alanlarda yön değiştirebilecektir. Bu durum GMR etkisinin gözlenebilmesine imkân sağlayacaktır.

Birbirine komşu her FM/AFM ince film sistemi kaydırma etkisi (exchange bias) göstermez. Kaydırma etkisini elde edebilmek için hem FM hem de AFM malzemelerin manyetik anizotropi, mıknatıslanmanın kolay yönü, faz geçiş sıcaklıkları gibi çeşitli fiziksel özelliklerini bilmek gerekir. Bu bilgiler ışığında uygun

FM/AFM örnek kombinasyonu seçilerek çalışmalar sürdürülür. Seçilen FM/AFM örnek sistemi kaydırma etkisi gösterse bile cihaz uygulamalarında kullanılabilmesi için çeşitli hususlara dikkat edilmelidir. Pek çok pratik uygulama için kaydırma etkisinin oda sıcaklığında elde edilebilir olması gerekir. Ayrıca cihazın çalışma esnasında ısınabileceği de göz önünde bulundurulmalıdır. FM ve AFM malzemeler arasında ortaya çıkan kaydırma etkisi ne kadar kuvvetli ise FM katmanın manyetik anizotropisi o derece iyi sabitlenir. Bu sabitlenme derecesi de cihaz uygulamalarında önemli bir parametredir. Seçilen FM ve AFM malzemelerin oksitlenme gibi fiziksel etkilere karşı dirençleri de önemli parametrelerdendir.

AFM NiMn alaşımı pratik uygulamalarda kullanılabilmek için sayılan bu parametrelerin birçoğu açısından avantajlı bir malzemedir. Yüzey merkezli tetragonal (fct) kristal yapıya sahip NiMn bu avantajlı durumu nedeni ile çokça çalışılmıştır [6], [7]. Bununla birlikte, ilk yapılan çalışmalar büyütüldüğü hali ile NiMn alaşımının AFM özellik gösterebileceği fct kristal yapısında olmadığını göstermiştir [8], [9]. Bunun yerine paramanyetik özellik gösterebileceği yüzey merkezli kübik (fcc) kristal yapısında büyümektedir. NiMn alaşımının AFM fct kristal yapısına geçebilmesi için manyetik alan altında yüksek sıcaklıklarda uzun süreli ısıtılması gerekmektedir [8], [9]. Bu durum ise hem üretim sürecini zorlaştırmakta hem de zaman zaman FM ve AFM malzemenin atomlarının birbirine karışması (inter diffusion) nedeni ile malzeme performansının düşmesine yol açmaktadır.

Son yıllarda yapılan araştırmalarda fct kristal yapısındaki AFM NiMn alaşımı büyütme esnasında veya sonrasında herhangi bir manyetik alan altında ısıtma ve soğutma işlemine tabi tutulmadan elde edilmeye çalışılmıştır [10], [11]. Bunun için seçilen yol NiMn' i uygun alt taşlar üzerinde büyütme [10], [11]. Yapılan bazı çalışmalarda başarılı sonuçlar elde edilse de, NiMn' nin ancak belirli kalınlıklarına kadar AFM fct kristal yapısı elde edilebilmiştir. Bu ise NiMn' nin birlikte çalışıldığı FM malzemenin manyetik anizotropisini ancak belirli seviyelerde sabitleyebilmesine olanak sağlamıştır [10].

Bu tez çalışması kapsamında spintronik uygulamalarında kullanılacak FM/AFM örnek sistemlerinin çeşitli ince film üretim yöntemleri ile üretilmesi ve manyetik, yapısal bazı özelliklerinin analiz edilmesi amaçlanmıştır. AFM malzeme olarak NiMn, FM malzeme olarak ise kobalt (Co) ve (Pt/Co)n seçilmiştir. Fct kristal yapısında AFM NiMn elde edebilmek için yeni bir yöntem önerilmiştir. Örnek

sisteminin tamamı silisyum (Si) alttaş (substrate) üzerine büyütülmüştür. Si alttaş ile NiMn/Co ince film sistemi arasına ise platin (Pt) alt tabaka (buffer layer) büyütülmüştür. Si alttaş üzerine büyütülen Pt alt tabaka (111) texture yapısında büyümüştür. Pt (111) texture yapısı üzerine büyüyen NiMn' in başka hiçbir işleme (manyetik alan altında ısıtma soğutma gibi) ihtiyaç duymadan AFM fct yapısında olduğu gözlenmiştir. AFM NiMn alaşımının bu şekilde elde edilebilmesi literatürde bir ilktir.

Bu tez çalışması altı ana bölümden oluşmaktadır.

- Birinci bölüm tez konusunun önemini ve amacını anlatan giriş bölümüdür.
- İkinci bölümde manyetizmanın temel kavramaları ve manyetizma çeşitleri açıklanmıştır.
- Üçüncü bölümde kaydırma etkisi hakkındaki temel bilgiler ve kaydırma etkisini açıklamak için önerilmiş bazı modeller anlatılmıştır. Kaydırma etkisinin ayrıntılı bir şekilde kullanım alanları ve AFM NiMn için şimdiye kadar yapılmış kaydırma etkisi çalışmalarının bir özeti de bu bölümde verilmiştir.
- Dördüncü bölümde çalışılan örneklerin büyütülmesi ve manyetik, yapısal özelliklerinin analiz edilmesi esnasında kullanılan deneysel teknikler ayrıntılı bir şekilde açıklanmıştır.
- Beşinci bölüm elde edilen deneysel sonuçların verildiği ve ayrıntılı bir şekilde tartışıldığı bölümdür.
- Altıncı Altıncı bölümde ise tez çalışmasının önemli sonuçları özetlenmiş ve konu üzerinde ileride yapılabilecek çalışmalar tartışılmıştır.

2. MANYETİZMA

2.1. Manyetizma Hakkında Genel Bilgiler ve Manyetizma Çeşitleri

Manyetizmanın tarihi insanoğlu tarafından ilk manyetik malzeme olarak bilinen manyetit (Fe_3O_4) mineralinin keşfine dayanmaktadır. Manyetizma üzerine gerçek anlamda ilk bilimsel çalışma ise 1540-1603 yılları arasında William Gilbert'in dünyanın manyetik alanını keşfine dayanmaktadır.

Manyetik kutuplar, bulunduğu bölge etrafında bir güç oluşturuyorsa bu bölge manyetik alan olarak adlandırılırken, bir malzemenin üzerine dışarıdan manyetik alan uygulandığında etkileniyor ya da tepki veriyorsa bu da manyetik malzeme olarak adlandırılır. Manyetik alan, manyetit gibi doğal mıknatıslar kullanılarak ya da bir telden akım geçirilerek oluşturulabilir.

Bir malzemeye H manyetik alanı uygulandığında, manyetik akı çizgileri ya da manyetik indüksiyon çizgileri oluşur. cm^2 başına düşen toplam çizgi sayısı ise, manyetik akı yoğunluğu ya da B manyetik indüksiyon olarak adlandırılır. Manyetik alan ve manyetik akı arasındaki bağıntı cgs birim sisteminde,

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

olarak ifade edilir. Bu eşitlikte \vec{M} malzemenin birim hacmindeki ya da birim kütledeki manyetik moment (μ) sayısı olarak ifade edilen mıknatıslanma terimini ifade etmektedir.

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

Bazen mıknatıslanmanın değerini birim hacim yerine birim kütle olarak hesaplamak daha uygun olmaktadır. Örneğin, çok küçük örneklerin kütlesi onun hacminden daha doğru bir şekilde ölçülmektedir. Aynı zamanda termal genişmeden dolayı sıcaklık değişimleri örneğin hacminde değişim meydana getirirken, kütlesini

etkilememektedir. Böyle durumlarda kütle mıknatıslanması olarak adlandırılan, kütle başına manyetik moment hesaplanır.

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

Burada σ kütle mıknatıslanmasını gösterirken ρ ise malzemenin yoğunluğunu göstermektedir. Mıknatıslanma bazen birim mol, birim hücre gibi ifadelerle de tanımlanabilir. Ayrıca birim hücre gibi çok küçük hacimlerle uğraşılırken manyetik moment Bohr magneton (μ_B) olarak isimlendirilir ve değeri $9.27 \times 10^{-21} \text{ erg/Oe}$ 'dir [12].

Manyetik alanın birimi Oersted (Oe), manyetik akı yoğunluğunun birimi Gauss (G), mıknatıslanmanın birimi emu/cm^3 veya emu/g ' dir [13].

Manyetik moment kavramı manyetizmanın temelini oluşturmaktadır. Eğer bir atomun çiftleşmemiş elektronları bulunuyorsa o atom üç farklı kaynaktan oluşmuş bir manyetik momente sahiptir. Bunlardan birincisi elektronların kendi eksenleri etrafında dönmelerinden dolayı oluşan spin manyetik moment, ikincisi elektronların çekirdek etrafında dönmelerinden dolayı oluşan yörünge manyetik momenttir. Sonuncusu ise dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında uygulanan alana zıt yönde oluşan bir manyetik momenttir [14].

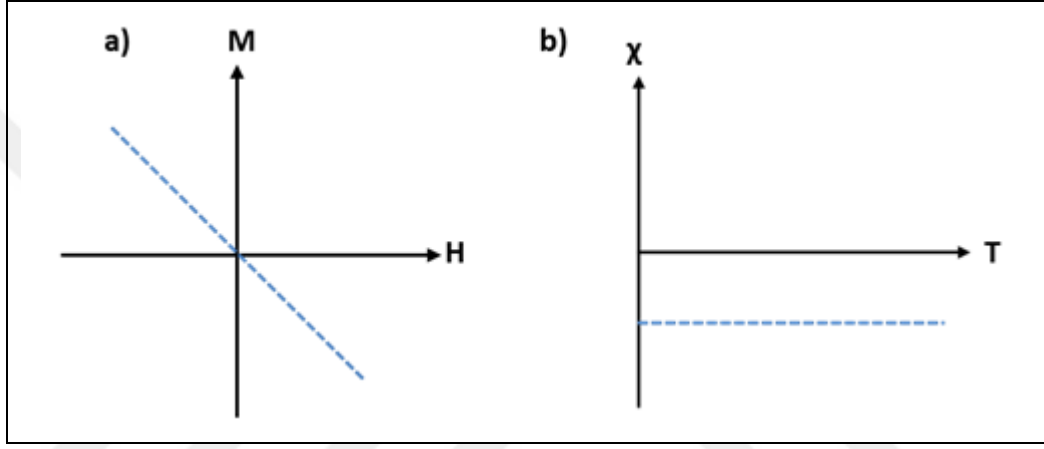
Manyetik bir malzemeye dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında malzemenin bu alana karşı vermiş olduğu tepki manyetik duyunluk (χ) olarak ifade edilir.

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.4)$$

Bütün malzemeler kendi özellikleri doğrultusunda manyetik alandan etkilenirler. Bu etkilenme bazılarında bariz bir şekilde gözle görülerek bile olurken bazılarında ise ancak çok hassas ölçüm cihazları vasıtasıyla olur. Manyetik alandan etkilenme manyetik alana karşı oluşturulan tepki yani duyunluk olarak da ifade edilebilir. Ve malzemeler verdikleri bu tepkilere göre diamanyetizma, paramanyetizma, ferromanyetizma ve antiferromanyetizma gibi sınıflara ayrılabilirler.

2.1.1. Diamanyetizma

Diamanyetik malzemeler bir dış manyetik alana maruz bırakıldıklarında çiftleşmemiş elektronları bulunmadığı ve yörünge kabukları dolu olduğu için net bir manyetik momente sahip olmamakla beraber manyetik alana ters yönde ve zayıf bir şekilde mıknatıslanırlar. Şekil 2.1 'de gösterildiği gibi diamanyetik malzemeler negatif manyetik duyunluğa sahiptirler ve duyunlukları sıcaklıktan bağımsız olduğu için etkilenmez.



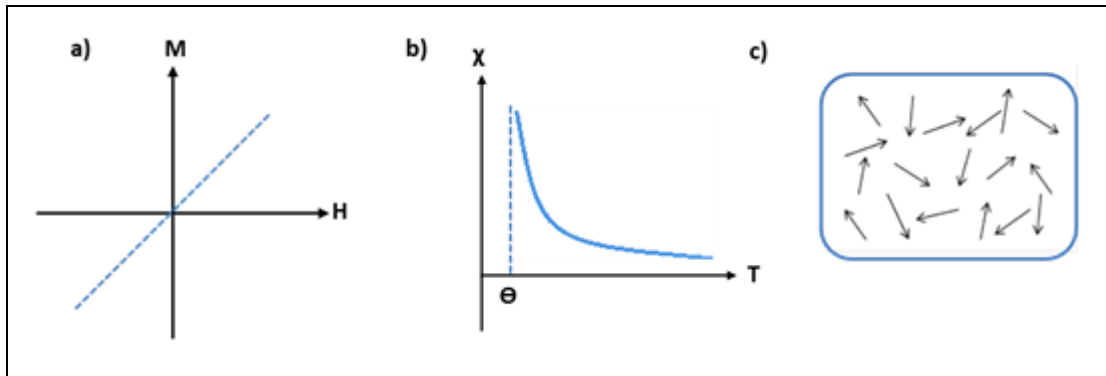
Şekil 2.1: a) Diamanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi, b) Diamanyetik duyunluğun sıcaklığa bağlı değişimi.

Fransız fizikçi Langevin'in yaptığı çalışmalara göre, tek bir elektron orbitali üzerine uygulanan manyetik alanın etkisi ile orbitalin etkin akımı azalırken uygulanan alana zıt yönde bir manyetik moment oluşmaktadır. Diamanyetik etki atomdaki bütün elektronların üzerindeki toplam etkidir ve her bir atom bir diğerinden bağımsız olarak bu etkiye katkı sağlamaktadır [15], [13]. Diamanyetik malzemelerin üzerlerindeki alan kaldırıldığı zaman alan uygulanmadan önceki hallerine geri dönerler. Altın, gümüş ve bakır en bilinen diamanyetik malzemelerdendir.

2.1.2. Paramanyetizma

Paramanyetizma ile ilgili ilk sistematik ölçümler, yani deneysel çalışmalar 1895 yılında Pierre Curie tarafından yapılmıştır. Curie öncelikle paramanyetizma için manyetik duyunluğun sıcaklıktan bağımsız olduğunu düşünmüştür. Fakat daha

sonra sıcaklıkla ters orantılı olduğunu açıklamıştır. Curie'nin ölçümlerinden yaklaşık 10 yıl sonra 1905'te ise Langevin paramanyetizmayı teorik olarak incelemiştir. Langevin atom veya moleküllerin her birinin elektronun spin ve orbitalinden kaynaklanan, aynı manyetik momente sahip olduğunu ileri sürmüştür. Ancak paramanyetik malzemelerin herhangi bir manyetik alan olmadığında atomik momentlerinin rastgele ve birbirini yok edecek şekilde dizildiğini ve bundan dolayı net manyetizasyonun sıfır olduğunu açıklamıştır. Yani bu malzemeler, son yörüngelerinde çiftlenmemiş elektron bulunduğu için net bir manyetik momente sahiptirler, fakat manyetik alana maruz kalmadıklarında mıknatıslanmaları sıfırdır. Paramanyetik malzemeler dışarıdan bir alana maruz bırakıldığında eğer bu alana zıt yönde başka kuvvetler yoksa atomik momentlerin her biri alan yönüne dönme eğilimine girerler ve uygulanan alan yönünde net bir manyetik moment değerine sahip olurlar. Fakat termal uyarılmalar atomik momentlerin bir noktada durma eğilimlerine karşı koyarak rasgele dağılımlarına neden olur. Bunun sonucunda manyetik momentlerin küçük bir kısmı alan yönünde dizilir ve çok küçük pozitif duygunluk değeri elde edilir. Paramanyetik malzemelerde değiş-tokuş etkileşimleri sıcaklığın bozucu etkilerini yenecek kadar şiddetli olmadığından bir spin düzenlenmesi gözlenmez. Sıcaklığın artmasıyla termal uyarılmalar artacağı için rastgele dizilimlerde artar ve duygunluk azalır.



Şekil 2.2: a) Paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi, b) Paramanyetik duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimi, c) Paramanyetik malzemelerin manyetik momentlerinin düzeni.

Şekil 2.2'de paramanyetik malzemelerin mıknatıslanma eğrisi gösterilmiştir. Bu tür malzemeler için M-H eğrileri doğrusaldır. Uygulanan manyetik alan arttıkça malzemelerin mıknatıslanmaları da artar. Ancak paramanyetik malzemelerde de

diamanyetik malzemelerde olduğu gibi dışarıdan uygulanan manyetik alan kaldırıldığında mıknatıslanma sıfıra gider ve malzeme eski haline geri döner. Alüminyum, magnezyum ve lityum en çok bilinen paramanyetik malzemelere örnek olarak verilebilir [16].

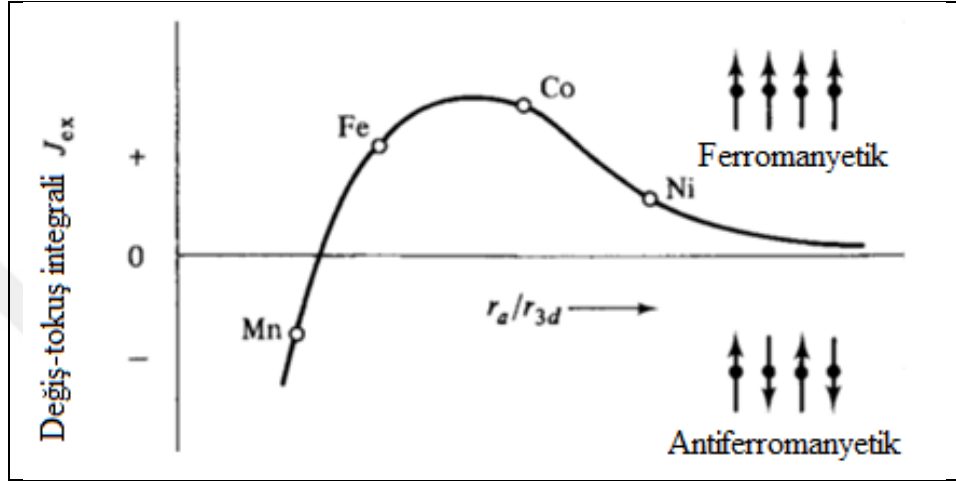
2.1.3. Ferromanyetizma

Ferromanyetizma, paramanyetizmada olduğu gibi çiftlenmemiş elektronlar olduğundan net bir manyetik momente sahiptir. Dışarıdan manyetik alana maruz bırakıldıklarında manyetik alan tarafından güçlü bir şekilde çekilirler ve manyetik alanla aynı yönlü mıknatıslanırlar. Yani pozitif ve büyük bir duygunluğa sahip malzemelerdir. Bu güçlü özellikler ferromanyetik malzemelerin içerisinde çok fazla miktarda manyetik moment içeren bölgelere (domenlere) sahip olmasına bağlanmıştır. Ferromanyetik malzemelerin manyetize olmadığı durumlarda aynı domendeki manyetik momentler aynı yönlü ve paralel bir dizilime sahip olmalarına rağmen farklı domenlerin mıknatıslanmaları malzemenin toplam mıknatıslanmasını sıfır yapacak şekilde farklı yönlere yönelmiş bulunmaktadır. Malzeme dışarıdan bir manyetik alana maruz bırakıldığında ise domenlerin hepsi manyetik alanla aynı yöne yönelir ve güçlü bir manyetik moment ve mıknatıslanma oluşur. Ferromanyetik malzemelerin üzerine uygulanan manyetik alan kaldırıldığında ise ferromanyetik malzemelerde diğerlerinden farklı olarak manyetizma sıfıra gitmez ve belirli ölçülerde manyetizasyonları korunur. Yani elektron spinleri ve manyetik momentlerin bir düzene sahip olmasından dolayı kalıcı mıknatıslanma oluşur [17]. Buda ferromanyetizmayı diğer manyetizma türlerinden ayıran önemli bir özelliktir.

Bu özelliği değiş-tokuş etkileşimlerinden kısaca bahsederek açıklayabiliriz. Ferromanyetizma ve antiferromanyetizma da termal uyarılmalar spinler arası etkileşimleri yenememekte ve dış alan olmadığında bile spinler arasında kendiliğinden düzenli bir yönelim mevcuttur. Bu tür malzemelerde spinlerin paralel ve anti paralel şeklinde yönelimlerinin temelinde Coulomb etkileşmesi yatar ve değiş-tokuş etkileşimlerinde önemli rol oynar [18]. N tane spinden oluşan bir sistemin değiş-tokuş enerjisi,

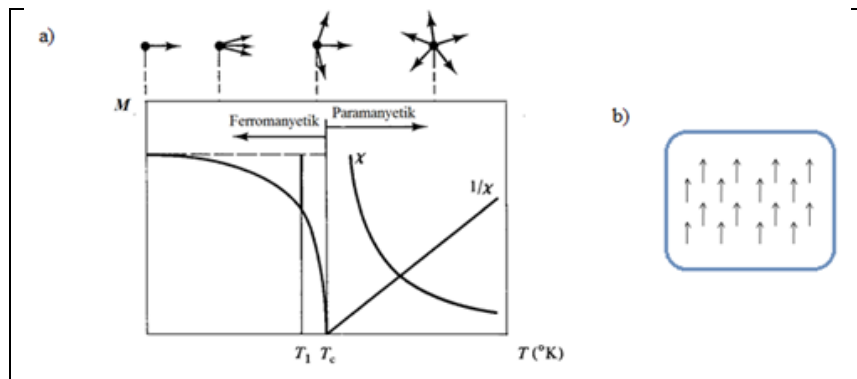
$$E_{ex} = -2J_{ex} \sum_{p=1}^N S_p \cdot S_{p+1} = -2J_{ex} S_p S_{p+1} \cos \theta \quad (2.5)$$

şeklinde verilir. Burada J_{ex} değiş-tokuş etkileşme sabitini S_p ve S_{p+1} en yakın komşu atomların spinlerini, θ ise spinler arasındaki açıyı ifade etmektedir. Şekil 2.3'te de gösterildiği gibi J_{ex} pozitif ise spinler arasındaki açı sıfır olduğunda enerji minimum olur ve spinler birbirine göre paralel dizilip ferromanyetik düzeni oluşturur. Eğer J_{ex} negatif ise spinler arasındaki açı 180° olduğunda enerji minimum olur ve spinler antiparalel dizilip antiferromanyetik düzen oluştururlar [13], [17].



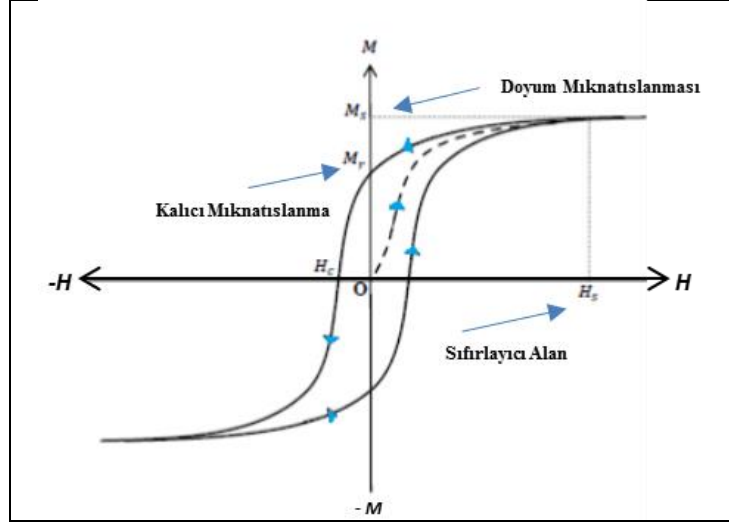
Şekil 2.3: Bethe-Slater eğrisinin şematik gösterimi, Atom yarıçapı/3d kabuğu yarıçapı oranına karşılık değiş-tokuş integrali.

Ferromanyetizmanın diğer bir özelliği de ferromanyetikliğe geçiş sıcaklığı olarak bilinen ve kritik bir sıcaklık olan Curie (T_c) sıcaklığının altında gözlenmesidir. Şekil 2.4'te de görüldüğü gibi bu sıcaklığın üzerinde malzemenin manyetik momentlerinin düzeni bozulur, mıknatıslanma sıfıra gider ve malzeme paramanyetik gibi davranmaya başlar [13].



Şekil 2.4: a) Ferromanyetik malzemelerin manyetizasyonunun sıcaklığa bağlı değişimi, b) Ferromanyetik düzene sahip manyetik momentler.

Ferromanyetik malzemelerde mıknatıslanma eğrilerinde de diğer manyetizma çeşitlerine göre farklılıklar vardır ve histerezis adı verilen eğriler ile gösterilirler. Ferromanyetik ve ferrimanyetik malzemelerde manyetik alan uygulanması, uygulanan manyetik alanın kaldırılması ve ters yönde tekrar tekrar manyetik alan uygulanması halinde oluşan mıknatıslanmanın grafiği histerezis eğrisidir ve Şekil 2.5'te gösterilmiştir. Histerezis eğrisinin yatay eksenini olan H uygulanan dış manyetik alanı, dikey eksenini olan M ise mıknatıslanmayı ifade etmektedir. Manyetize olmamış durumdaki yani dışarıdan manyetik alana maruz kalmamış manyetik malzemenin mıknatıslanması sıfır olup döngüsü orijinden başlar. Pozitif yönde artan manyetik alanla birlikte mıknatıslanma önce hızlı bir şekilde artarken, maksimum noktasına yaklaştığında mıknatıslanmadaki bu artış yavaşlar. Maksimum noktasına geldiğinde ise manyetik alan ne kadar artırılırsa artırılсын mıknatıslanma değeri artmaz ve sabit kalır. Buna doyum mıknatıslanması (M_s) denir. Histerezis eğrisinde doyum mıknatıslanmasına kadar olan ilk kısım şekil 2.5'te kesikli çizgilerle gösterilmiştir. Bu eğriye ilk mıknatıslanma eğrisi denir. Bir kere doyuma ulaştıktan sonra bu eğri tekrar gözlenmez. Eğer doyuma ulaşmadan, uygulanan dış manyetik alan kesilirse malzeme sıfır mıknatıslanma durumuna geri döner. Fakat doyuma ulaştıktan alan kaldırılssa dahi mıknatıslanma sıfıra inmez belirli bir değerde sabit kalır. Bu değere kalıcı mıknatıslanma (M_r) denir. Manyetik alan azaltılıp sıfıra gelindikten sonra alanın yönü ters çevrilerek tekrar artırılmaya başlayınca mıknatıslanmada bir azalma meydana gelir ve kalıcı mıknatıslık belirli bir negatif alan değerinde sıfır olur. Bu alan değeri zorlayıcı ya da sıfırlayıcı alan (H_c) olarak isimlendirilir. Bu alan değerinden sonra malzemenin alanı tekrar ters yönde artırılmaya devam ederse, malzeme negatif bölgede tekrar doyuma ulaşır. Manyetik alan sıfıra düşürüldüğünde mıknatıslanma azalır ve negatif yönde tekrar kalıcı mıknatıslanma değerine ulaşır. Sonra malzemeye ilk yönde manyetik alan uygulandığında kalıcı mıknatıslanma azalır ve bu sefer de pozitif sıfırlayıcı alan değerinde mıknatıslanma sıfıra ulaşır. Alanı pozitif yönde artırınca tekrar ilk doyum noktasına gelir ve histerezis eğrisi bu şekilde birbirini tekrar eder.

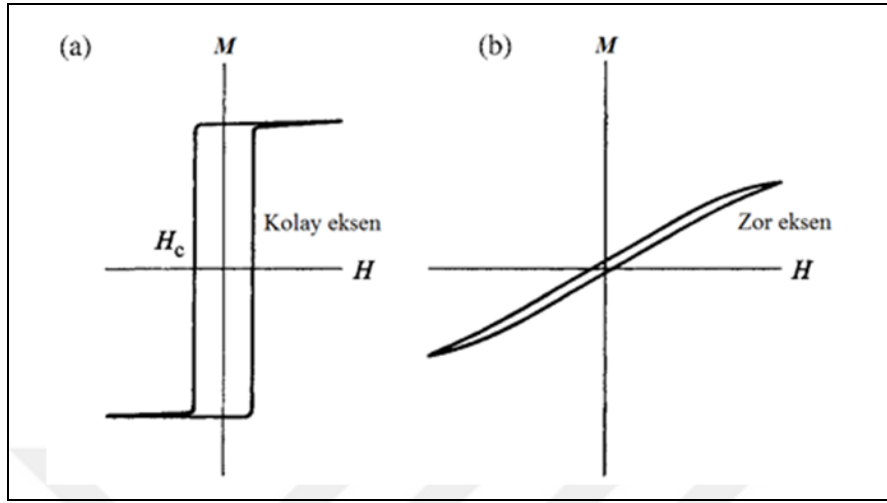


Şekil 2.5: Ferromanyetik malzemelerin histerezis eğrisi.

Histerezis eğrisine bakılarak malzeme hakkında bazı genel bilgilere sahip olunabilir. Örneğin, elde edilen histerezis eğrisinin alanı küçükse yani eğri darsa düşük alan uygulandığında doyuma gider. Buda, bu tür malzemelerin kolay mıknatıslanıp doyuma gideceğinin bir göstergesidir ve yumuşak (soft) malzeme olarak adlandırılır. Histerezis eğrisinin alanı büyükse yani eğri genişse yüksek alan uygulandığında doyuma gider. Bu ise malzemelerde mıknatıslanmanın daha zor olup, kuvvetli bir kalıcı mıknatısa sahiptirler ve sert (hard) malzeme olarak bilinirler. Malzemeler sert ya da yumuşak olmalarına göre kendilerine teknolojiye farklı kullanım alanları bulurlar. Hafıza cihazları, manyetik kayıt depolama cihazları daha geniş döngülere ihtiyaç duyarak sert malzemeler kullanılırken, transformatörlerde enerji kayıplarını azaltmak için dar döngülere ihtiyaç duyarak yumuşak malzemeler kullanılır.

Ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanması manyetik anizotropi olarak adlandırdığımız bir kavrama göre hareket etme eğilimindedir. Manyetik anizotropiye göre herhangi bir kristale dışarıdan manyetik alan uygulandığında kristalin manyetik momentleri alan yönünde dizilme eğilimi gösterirler. Şekil 2.6'da görüldüğü gibi malzemeye alan uygulandığında kolay bir şekilde alan yönünde dizilim gösteriyorlarsa yani daha düşük alanlarda bile düzene giriyorlarsa bu uygulanan alan yönüne malzemenin kolay eksenidir ve bu malzemelerin kristal simetrilerine uygun bir yönde alan uyguladığımızın göstergesidir. Eğer malzemenin kristal simetrisine uygun olmayan bir yönde dış alan uygulandığında ise manyetik

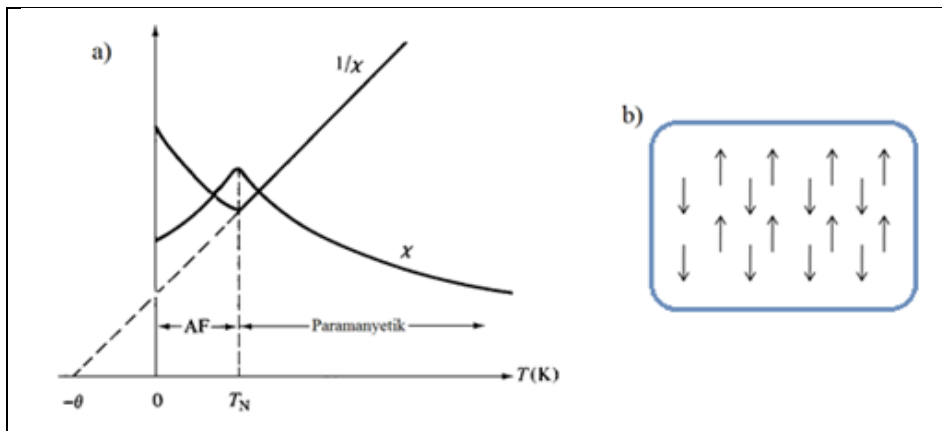
momentler daha zor düzene girerler ve bu uygulanan alan doğrultusu da malzemenin zor eksenini olarak adlandırılır [13], [19].



Şekil 2.6: Tek kristalli ferromanyetik malzemeler için a) Kolay eksen yönünde, b) Zor eksen yönünde alan uygulandıktan sonraki histerezis eğrilerinin şematik gösterimi.

2.1.4. Antiferromanyetizma

Antiferromanyetik malzemelerde her bir atomun manyetik momenti vardır. Fakat bu manyetik momentler Şekil 2.7 b) 'de görüldüğü gibi antiparalel olacak şekilde dizildiğinden malzemenin net manyetik momenti sıfırdır. Miknatıslanması da paramanyetizmada olduğu gibi son derece düşüktür.



Şekil 2.7: a) Antiferromanyetik malzemelerin duyunluğunun ve $1/\chi$ sıcaklığa bağlı değişimi, b) Antiferromanyetik düzene sahip manyetik momentler.

AF: Antiferromanyetik

Antiferromanyetik malzemelerde manyetik momentlerin dizilimi antiparalel olduğundan kendiliğinden mıknatıslanma gözlenmez. Manyetik moment eksenlerine paralel yönde dışarıdan bir manyetik alana maruz bırakıldığında ise moleküler alanın etkisinden dolayı spinlerin diziliminde pek bir değişim olmaz. Antiferromanyetik malzemelerde dışarıdan alan uygulamak spinlerin yönelimini çok fazla etkilemese de sıcaklık vasıtasıyla spinlerin yönelimleri değişebilmektedir. Şekil 2.7a'da görüldüğü gibi bu tür malzemeler her sıcakta küçük pozitif duygunluğa sahiptir [13]. Sıcaklığı arttırdıkça önce duygunluk değeri biraz artar, sıcaklığı arttırmaya devam ettikçe manyetik momentler arasındaki düzen azalır ve belirli bir sıcaklık değerinden sonra duygunlukta azalır. İşte bu kritik sıcaklık Nèel sıcaklığı olarak adlandırılır ve bu sıcaklığın altında antiferromanyetik olan malzemeler, bu sıcaklığın üzerine çıkıldığında spinlerin düzenli yönelimlerinin değiş-tokuş etkileşimlerinden dolayı bozulacağından malzemeler paramanyetik özellik gösterirler [14].

3. KAYDIRMA ETKİSİ (EXCHANGE BIAS)

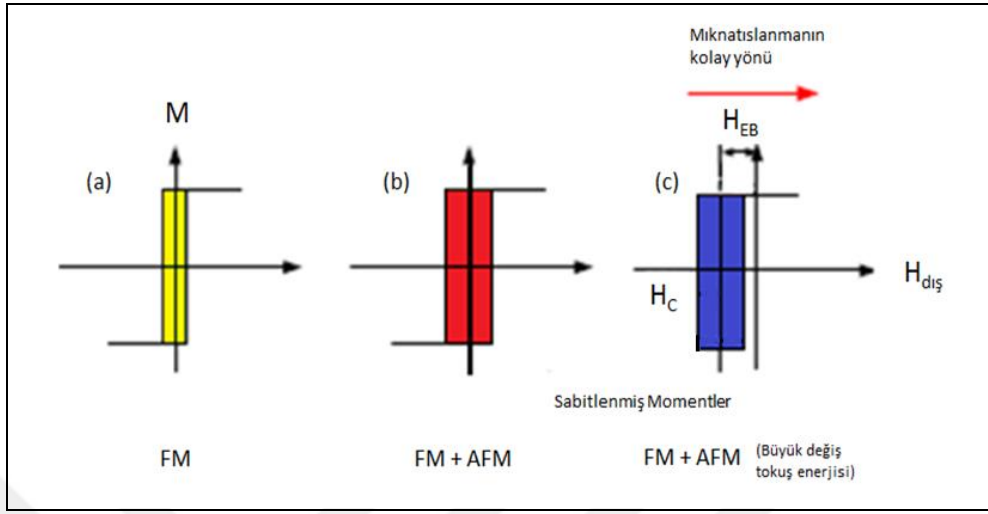
3.1. Kaydırma Etkisinin Tanımı ve Keşfi

Manyetik malzemelere dış bir manyetik alan (H) uygulandığında malzeme içerisindeki manyetik momentler alan yönünde yönelirler. Malzeme içerisindeki tüm manyetik momentler uygulanan alan yönünde yöneldiğinde malzeme doyum mıknatıslanması (M_S) değerine ulaşmış olur. Bununla birlikte dış manyetik alan malzemeye farklı kristal eksenlerinde uygulandığında manyetik momentler farklı tepkiler verebilirler. Söz gelimi demire dış manyetik alan $\langle 100 \rangle$ yönünde uygulandığında sadece birkaç on Oersted'lik alan değerinde M_S değerine ulaşılmış olur. Öte yandan demire dış manyetik alan $\langle 110 \rangle$ yönünde uygulandığında daha yüksek, $\langle 111 \rangle$ yönünde uygulandığında ise çok daha yüksek manyetik alan değerinde ancak M_S değerine ulaşılabilir. $\langle 100 \rangle$ yönü demir için manyetik kolay, $\langle 111 \rangle$ yönü ise manyetik zor eksenidir.

Manyetik özelliklerin uygulanan dış manyetik alanın yönüne bağımlılığı manyetik anizotropi terimi ile ifade edilir. Manyetik bir malzemenin manyetik kolay ve zor eksenleri arasındaki enerji farkı ise manyetik anizotropi enerjisi olarak tanımlanır. Ferromanyetik malzemelerde çift yönlü (uniaxial) manyetik anizotropi vardır. Başka bir deyişle manyetik kolay eksen için aralarında 180° açı bulunan iki yön aynı kararlılığa sahiptir. Mıknatıslanma vektörünü manyetik kolay yönlerin birinden diğerine çevirmek için gerekli olan manyetik alanlar eşittir. Bunun sonucu olarak ferromanyetik malzemelerin M-H histerezis eğrileri Şekil 3.1.a'da görüldüğü gibi simetrik olur.

Ferromanyetik bir malzeme antiferromanyetik bir malzeme ile kontak haline getirildiğinde ara yüzdeki değiş-tokuş etkileşmesinin şiddetine bağlı olarak iki farklı durum gözlenebilir. Değiş-tokuş etkileşmesi belirli bir değer altında ise Şekil 3.1.b'de görüldüğü gibi M-H histeri eğrisinde sıfırlayıcı alanların (H_C) arttığı ama histerezis eğrisinin yine simetrik olduğu gözlenir. Öte yandan değiş-tokuş etkileşmesi belirli bir değer üstünde ise Şekil 3.1.c' de görüldüğü gibi M-H histerezis eğrisi asimetric hale gelebilir. Bu durumda ferromanyetik bir malzemenin tek başına bulunduğu durumdan farklı olarak tek yönlü (unidirectional) bir anizotropi söz konusudur. FM malzemenin spinlerinin AFM malzemenin spinleri tarafından

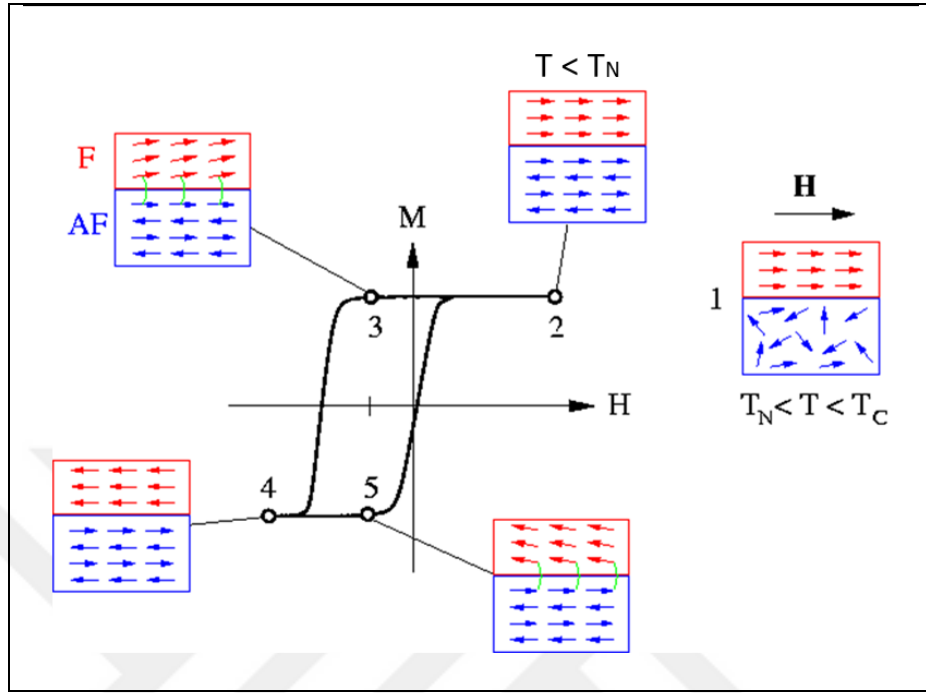
belli bir yönde kilitlendiği (pinned) bu durumda, FM malzeme için tek bir manyetik kolay yön vardır. Histerezis eğrisindeki bu kayma exchange bias olarak adlandırılır.



Şekil 3.1: a) Tek başına bir FM malzemenin histerezis eğrisi, b) FM/AFM katmanlardan oluşan bir malzemenin histerezis eğrisi. Değiş tokuş enerjisi yalnızca H_C değerini artırabilecek kadardır. c) FM/AFM katmanlardan oluşan bir malzemenin asimetric histerezis eğrisi.

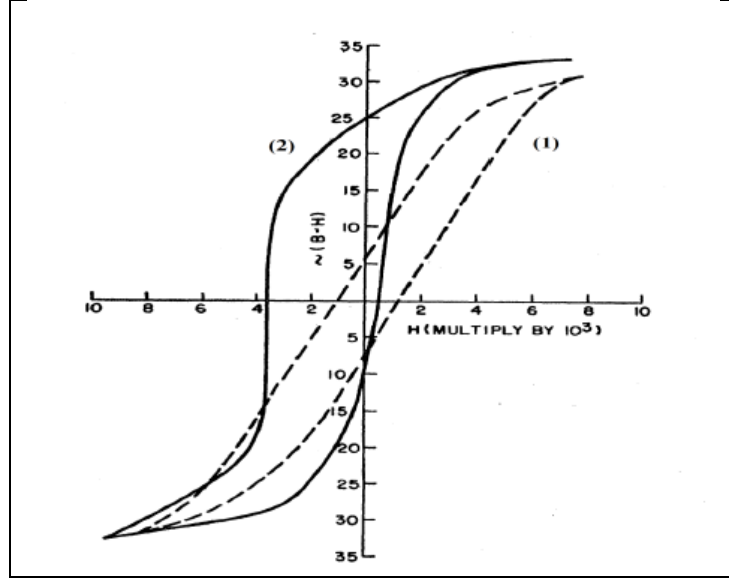
Şekil 3.2. kaydırma etkisini daha ayrıntılı bir şekilde açıklamaktadır [20]. Birçok FM/AFM ince film sisteminde kaydırma etkisinin gözlenebilmesi için özel bir ısıtma işleminden sonra alanda soğutma işlemi uygulanmalıdır. Bu noktada dikkat edilmesi gereken husus ferromanyetik malzemenin paramanyetik faza geçtiği Curie sıcaklığının (T_C), antiferromanyetik malzemenin paramanyetik faza geçtiği Neel sıcaklığından (T_N) daha yüksek olması gerektiğidir. Şekil 3.2' de 1 durumunda FM/AFM malzeme çifti T_N 'nin üstünde T_C 'nin altında bir sıcaklığa kadar ısıtılmıştır. Böylece FM düzen korunurken, AFM malzemenin spinleri gelişi güzel yönlendirilmiş durumdadır. Sonra bu malzeme çifti belirli bir manyetik alan değeri altında T_N 'nin altındaki bir sıcaklığa kadar soğutulur ve M-H histerezis eğrisi ölçülür. AFM/FM ara yüzündeki etkileşmelerden dolayı FM malzemenin spinleri belli bir yöne doğru kilitlenmiş durumdadır. Bu nedenle Şekil 3.2' de 2 durumunda çok düşük bir manyetik alan değerinde miknatislanma doyumuna ulaşmıştır. Bu noktadan sonra histerezis ölçümünde manyetik alan önce sıfırlanır ve sonra ters yönde artırılır (3 durumu). Manyetik alan M_S değerine ulaşmaya kadar artırılır (4 durumu). FM spinleri ters yönde kilitlenmiş olduklarından 4 durumunda M_S değerine ulaşmak için daha yüksek manyetik alan değerleri gerekmektedir. Böylece asimetric bir M-H

histerezis eğrisi elde edilmiş olur. Manyetik alan eksenindeki elde edilen kayma daha öncede ifade edildiği gibi exchange bias olarak adlandırılır.



Şekil 3.2: Histerezis eğrisi ölçülürken FM tabakanın spinlerinin yönelimini göstermektedir.

Kaydırma etkisi ilk olarak Meiklejohn ve Bean tarafından 1956 yılında Co/CoO parçacıkları üzerinde çalışırken keşfedilmiştir [21], [22]. Şekil 3.3 bu ikili tarafından çalışılan Co/CoO parçacıkları için yapılan M-H ölçümlerini göstermektedir [21]. 1 numaralı kesikli çizgi ile gösterilen eğri manyetik alan olmadan 77 K'e kadar soğutulan Co/CoO parçacıklarının M-H histerezis eğrisini gösterirken, 2 numaralı eğri 10 kOe alan altında 77 K'e kadar soğutulan aynı parçacıkların histerezis eğrisini göstermektedir. 1 numaralı eğri simetrik iken, 2 numaralı eğride sıfırlayıcı (koersif) alanların birbirine eşit olmadığı ve histerezis eğrisinin negatif alan yönüne doğru kaydığı açık bir şekilde görülmektedir. Bu ilk keşiften sonra kaydırma etkisini ayrıntılı bir şekilde anlamak ve açıklamak için birçok teorik ve deneysel çalışmalar yapılmıştır [23], [24]. Kaydırma etkisini açıklamak için önerilen bazı modeller aşağıda açıklanmıştır.

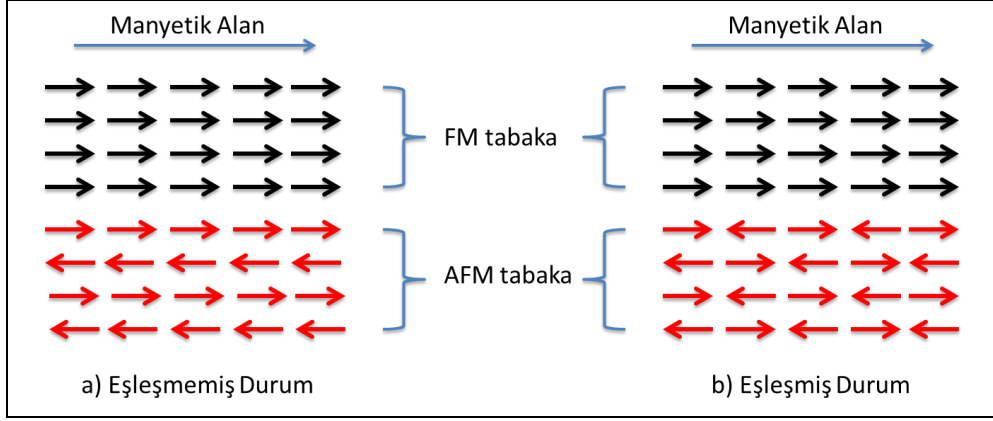


Şekil 3.3: 77 K'e kadar alansız soğutulan (1) ve alan altında soğutulan (2) Co/CoO parçacıklarının histeresis eğrisi.

3.2. Kaydırma Etkisi Modelleri

3.2.1. İdeal Meiklejohn ve Bean Modeli

Meiklejohn ve Bean tarafından ortaya konan teoriye göre kaydırma etkisinin oluşumundan FM/AFM ara yüzeyindeki eşleşmemiş (uncompensated) spinler sorumludur [21], [22]. Antiferromanyetik malzemelere makroskopik olarak bakıldığında toplam net manyetik momentleri, bir başka deyişle mıknatıslanmaları sıfırdır. Öte yandan antiferromanyetik malzemelerin yüzeyleri eşleşmiş (compensated) veya eşleşmemiş (uncompensated) spinlerden oluşabilir. Bir antiferromanyetik malzemenin yüzeyi eşleşmiş spinlerden oluşuyorsa Şekil 3.4.a'da görüldüğü gibi FM/AFM ara yüzeyinde antiferromanyetik malzemenin net mıknatıslanması sıfırdır. Şekil 3.4.b'de ise antiferromanyetik malzemenin yüzeyi eşleşmemiş spinlerden oluşmakta ve FM/AFM ara yüzeyinde antiferromanyetik malzemenin net mıknatıslanması sıfırdan farklıdır. Ara yüzey eşleşmiş spinlerden oluştuğunda ferromanyetik malzeme üzerinde değiş-tokuş etkileşmesi kaynaklı bir alan kuvveti oluşmaz. Öte yandan ara yüzey eşleşmemiş spinlerden oluştuğunda ise ferromanyetik malzeme üzerinde değiş-tokuş etkileşmesi kaynaklı bir alan kuvveti oluşur ve kaydırma etkisi gözlenir.



Şekil 3.4: a) Eşleşmemiş ve b) Eşleşmiş durumlarını gösteren Meiklejohn ve Bean modeli.

Meiklejohn ve Bean tarafından kaydırma etkisini daha iyi anlamak için önceden de bahsedildiği gibi FM/AFM ara yüzeyinin eşleşmemiş spinlerden oluştuğu kabul edilerek teorik bir model ortaya konmuştur. Bu modelin başka bazı kabulleri de vardır. Bu kabuller aşağıdaki gibi listelenebilir [25].

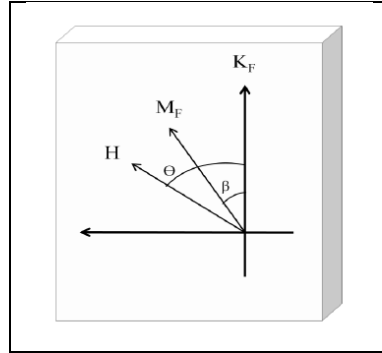
- Ferromanyetik malzemenin manyetik momentleri uygulanan dış manyetik alan ile bir bütün olarak dönerken, antiferromanyetik malzemenin mıknatıslanması uygulanan dış manyetik alandan etkilenmez.
- Hem ferromanyetik hem de antiferromanyetik malzeme tek domen (single domain) durumundadır.
- FM/AFM ara yüzeyi atomik olarak pürüzsüzdür.
- Antiferromanyetik malzeme örnek düzlemi içerisinde çift eksenli (uniaxial) bir anizotropiye sahiptir.
- FM/AFM ara yüzeyinde tabakalar birbirleri ile değiş-tokuş etkileşmesi yaparlar.

Model çerçevesinde birim alana düşen enerji ifadesi denklem 3.1.'deki gibidir [6].

$$E = -\mu_0 H M_F t_F \cos(-\beta) + K_F t_F \sin(\beta)^2 - J_{EB} \cos(\beta) \quad (3.1)$$

Denklem 3.1'de sırasıyla H uygulanan dış manyetik alanı, M_F ferromanyetik malzemenin mıknatıslanmasını, t_F ferromanyetik malzemenin kalınlığını, K_F ferromanyetik malzemenin anizotropi sabitini, J_{EB} birim alan başına düşen ara yüz

değiş-tokuş enerjisini göstermektedir. β ise Şekil 3.5’de de gösterildiği gibi K_F ile M_F arasındaki açıdır [21], [22], [25].



Şekil 3.5: İdeal Meiklejohn ve Bean modelindeki açı ve vektörlerin şematik gösterimi. K_{AF} ve K_F , sırasıyla AFM ve FM malzemelerine ait anizotropi sabitleridir. M_F , FM malzemeye ait mıknatıslanma değeridir. β , K_F ile M_F arasındaki açıdır.

Denklem 3.1. $\partial E / \partial \theta = 0$ şartını sağlayacak şekilde çözülerek sıfırlayıcı (koersif) alanlar (H_{C1} ve H_{C2}) denklem 3.2 ve 3.3’deki şekliyle bulunur [25].

$$H_{C1} = -\frac{2K_F t_F + J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (3.2)$$

$$H_{C2} = \frac{2K_F t_F - J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (3.3)$$

Bir FM/AFM örnek sisteminde histeri eğrisinin koersif alan (H_C) ve kaydırma etkisi alanı (H_{EB}) genel olarak sırasıyla denklem 3.4 ve 3.5 ile bulunur.

$$H_C = \frac{-H_{C1} + H_{C2}}{2} \quad (3.4)$$

$$H_{EB} = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2} \quad (3.5)$$

Denklem 3.2 ve 3.3’de elde edilen değerler denklem 3.4 ve 3.5’deki yerlerine konularak ideal Meiklejohn ve Bean modeli için H_C ve H_{EB} ifadeleri sırasıyla denklem 3.6 ve 3.7’deki gibi bulunabilir [25].

$$H_C = \frac{2K_F}{\mu_0 M_F} \quad (3.6)$$

$$H_{EB} = - \frac{J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (3.7)$$

İdeal Meiklejohn ve Bean modeline göre bir FM/AFM örnek sisteminin histerezis eğrisi denklem 3.6 ve 3.7'deki değerlere göre şekillenir. Bu noktada H_{EB} 'nin değerinin değiş-tokuş enerjisi J_{EB} ile doğru, ferromanyetik malzemenin kalınlığı t_F ile ters orantılı olması dikkat çekicidir.

3.2.2. Mauri Domen Duvarı Modeli

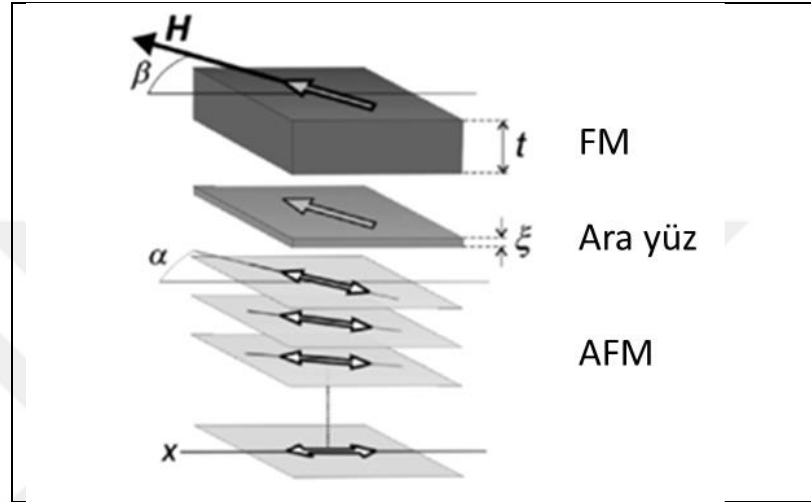
MB modelinin verdiği kaydırma etkisi değerleri deneysel sonuçlardan daha büyük çıkmaktadır. Bu nedenle 1987 yılında Mauri tarafından daha doğru H_{EB} değerleri elde edebilmek için Mauri domen duvarı modeli önerilmiştir [26]. Bir önceki MB modelindeki kabullerden bir tanesi hariç tamamı bu modelde de kabul edilmektedir. MB modelinde antiferromanyetik malzemenin manyetik momentlerinin uygulanan dış manyetik alandan etkilenmediği kabul edilmişti. Bu modelde ise FM/AFM ara yüzeyinde M-H histerezis ölçümü esnasında uygulanan dış manyetik alan ile birlikte antiferromanyetik malzemenin spinlerinin Şekil 3.6'daki gibi bir domen duvarı oluşturduğu varsayılmıştır [27]. Bu model temel olarak ara yüz değiş-tokuş enerjisinin bir kısmının antiferromanyetik malzemenin ara yüzeyinde oluşan bu domen duvarına harcanması prensibine dayanır. Bu nedenle MB modelinden daha küçük ve daha doğru H_{EB} değerleri verir.

Mauri domen duvarı modelinde birim alana düşen enerji denklem 3.8 ile ifade edilir [25].

$$E = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin(\beta)^2 - J_{EB} \cos(\beta - \alpha) - 2\sqrt{A_{AFM} K_{AFM}} (1 - \cos(\alpha)) \quad (3.8)$$

Bu denklem MB modelindeki enerji denklemi ile benzerlik göstermektedir. Denklemdeki ilk terim ferromanyetik bir malzemeye dış bir manyetik alan uygulandığındaki Zeeman enerji terimidir. İkinci terim ferromanyetik malzemenin anizotropisini, üçüncü terim ise ara yüz anizotropi enerjisini ifade etmektedir ve buraya kadar MB modelinin enerji terimleri ile aynıdır. Mauri domen duvarı

modelindeki dördüncü terim ise antiferromanyetik malzemede oluşan domen duvarının enerjisini ifade etmektedir. Burada ilk defa karşılaşılan A_{AFM} ve K_{AFM} parametreleri ise sırasıyla değiş-tokuş stiffness sabiti ve antiferromanyetik malzemenin anizotropi sabitidir. Yine bu enerji ifadesinde kullanılan θ , β ve α açıları Şekil 3.5’de gösterilmiştir. Sırasıyla H ile K_{FM} , M_{FM} ile K_{FM} ve M_{AFM} ile K_{AFM} arasındaki açılarıdır.



Şekil 3.6: Mauri'nin kaydırma etkisi modeli.

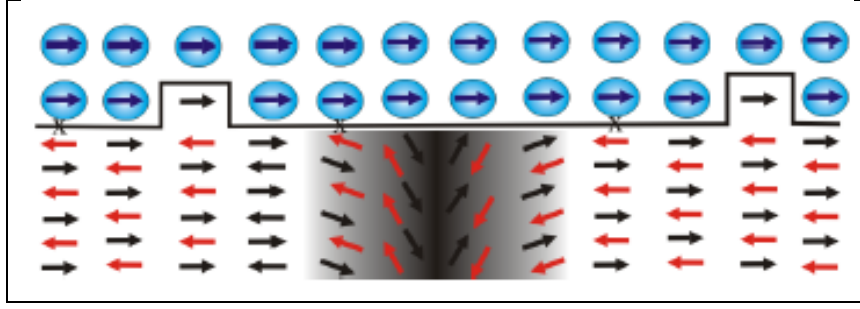
Mauri domen duvarı modeline göre kaydırma etkisini belirleyen üç faktör vardır. Bunlardan birincisi FM/AFM ara yüzeyindeki kilitlenmiş (pinned) spinlerin yoğunluğudur. İkincisi ara yüzeyde ortaya çıkan birim alana düşen değiş-tokuş enerjisi miktarıdır. Üçüncüsü ise domen duvarını oluşturmak için gerekli olan enerjidir. Eğer incelenen FM/AFM örnek sisteminde domen duvarını oluşturmak için gerekli olan enerji miktarı, ara yüz değiş-tokuş enerjisi miktarından daha yüksek olursa bu sistemde domen duvarı oluşmaz. Bu durumda H_{EB} MB modelinde de verilen denklem 3.7 ifadesi ile bulunur. Diğer taraftan ara yüz değiş-tokuş enerjisi domen duvarı enerjisinden daha büyük olursa bu enerjinin bir kısmı ile antiferromanyetik malzemede domen duvarı oluşacaktır. Bu durumda denklem 3.8 ile verilen enerji ifadesinin türevi alınıp sifıra eşitlenerek elde edilecek çözüm ile H_{EB} ifadesi denklem 3.9'daki gibi elde edilecektir [25].

$$H_{EB} = - \frac{2\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (3.9)$$

Daha öncede bahsedildiği gibi denklem 3.9 ile verilen H_{EB} değeri, MB modeli ile bulunan H_{EB} değerinden daha küçük ve deneysel sonuçlara daha yakındır. Mauri modeli deneysel olarak Co/NiO örnek sistemi üzerine yapılan bir çalışma ile doğrulanmıştır [28]. Bununla birlikte bu model yalnızca antiferromanyetik malzemenin çok kalın olduğu ve böylece içerisinde bir domen duvarının oluşabileceği durumlar için doğru sonuçlar vermektedir. Bu model antiferromanyetik malzemenin ince olduğu FM/AFM örnek sistemlerindeki ortaya çıkan kaydırma etkisini açıklayamamaktadır. Mauri modelinde FM/AFM ara yüzeyinin pürüzlülüğü göz önünde bulundurulmamıştır. Ayrıca ferromanyetik ve antiferromanyetik spinlerin birbirlerine göre yalnızca paralel dizilebileceği durumlar düşünülmüştür. Bu eksikliklerinden dolayı kaydırma etkisini açıklayabilecek model arayışları devam etmiştir.

3.2.3. Malozemoff Rasgele Alan Modeli

Daha önce önerilen modellerin aksine, Malozemoff kaydırma etkisini açıklamak için önerdiği modelde FM/AFM ara yüzeyinin pürüzlü olduğunu kabul etti [29], [30]. Bu durum deneysel gerçekliğe daha uygun olduğu için bu model kaydırma etkisini açıklarken başarılı olmaktadır. Ara yüzeyde mevcut bulunan pürüzlülükler antiferromanyetik malzeme içerisinde domenler oluşmasına neden olmaktadır. Oluşan bu domenler ise ideal MB modeli ile kıyaslandığında daha küçük ve deneysel sonuçlara daha yakın H_{EB} değerlerinin elde edilmesine yol açmaktadır. Ara yüzey pürüzlülüğünden oluşan bu domenler antiferromanyetik malzemenin kalınlığından bağımsız olarak oluşabilmektedir. Böylece Mauri modelindeki gibi yalnızca kalın antiferromanyetik malzemeler içeren örnek sistemlerine değil, Malozemoff modeli tüm kalınlıklar için FM/AFM örnek sistemlerine uygulanabilmektedir. Mauri modelinin aksine bu modelde domenler örnek düzlemi boyunca, domen duvarları ise örnek düzlemine dik geometride oluşmaktadır. Şekil 3.7. bu modelde antiferromanyetik malzemede pürüzlülük kaynaklı olduğu kabul edilen domenleri şematik olarak göstermektedir [29]. Bu modelin Mauri modelinden bir diğer farkı ise oluşan domenlerin kalıcı olduğu kabul edilmektedir. Mauri modelinde domenlerin M-H histerezis ölçümleri esnasında geçici olarak olduğu kabul edilmekteydi.



Şekil 3.7: Malozemoff rasgele alan modeline göre antiferromanyetik malzemede pürüzlülük kaynaklı oluşan domen duvarının şematik gösterimi.

Malozemoff modeli çerçevesinde H_{EB} hesabı yapılırken antiferromanyetik malzeme içerisinde oluşan farklı domenlerin farklı ara yüz enerjilerine neden olacağı düşünülür. Birbirine komşu iki farklı antiferromanyetik domen bölgesinin FM/AFM arayüz enerjileri arasındaki farkı $\Delta\sigma$ olarak tanımlarsak, Malozemoff modelinde H_{EB} denklem 3.10' daki gibi ifade edilir [25].

$$H_{EB} = \frac{\Delta\sigma}{2M_F t_F} \quad (3.10)$$

Arayüz enerji farkı denklem 3.11 ifadesindeki gibi tanımlanabilir [25].

$$\Delta\sigma = 2J_i/a^2 \quad (3.11)$$

Burada J_i ara yüz boyunca ortaya çıkan ferromanyetik değiş tokuş sabiti, a ise antiferromanyetik malzemenin kübik kristal yapısının örgü sabitidir. Denklem 3.11, denklem 3.10'daki yerine konulursa H_{EB} denklem 3.12'deki şekliyle elde edilir [25].

$$H_{EB} = \frac{J_i/a^2}{M_F t_F} \quad (3.12)$$

Eğer antiferromanyetik malzemede oluşan bu domenler daha detaylı ele alınırsa, domenlerin uzunluğu L ve yüksekliği h için sırasıyla denklem 3.13 ve denklem 3.14 ifadeleri geçerlidir [25].

$$L = \pi\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}} \quad (3.13)$$

$$h = \frac{L}{2} \quad (3.14)$$

Denklem 3.13 ifadesindeki A_{AFM} daha önce de tanımlandığı gibi değiş-tokuş stiffness katsayısı ve K_{AFM} ise antiferromanyetik malzemenin anizotropi sabitidir. Daha detaylı analizlerde $\Delta\sigma$ denklem 3.11'deki ifadesi yerine denklem 3.15'deki gibi tanımlanabilir [25].

$$\Delta\sigma = 4zJ/\pi aL \quad (3.15)$$

Böylece H_{EB} için denklem 3.16 ifadesi elde edilir [25].

$$H_{EB} = \frac{2z\sqrt{A_{AFM}K_{AFM}}}{\pi^2 M_{FF}} \quad (3.16)$$

Böylece Malozemoff modelinde de ideal MB modelinden daha küçük H_{EB} değerleri elde edilir. Bu modelde H_{EB} değeri antiferromanyetik malzemede oluşan domenlerin genişliği ile ters orantılıdır. Başka bir deyişle antiferromanyetik malzemede pürüzlülük kaynaklı oluşan domenler ne kadar büyük ise H_{EB} değeri o kadar küçülür.

Kaydırma etkisini teorik olarak açıklamaya çalışılan başka bazı modellerde vardır [25, 31]. Bunların dışında kaydırma etkisini daha iyi anlamak için yapılan çok sayıda deneysel çalışmada mevcuttur [32], [33]. Tüm bunlara rağmen kaydırma etkisinin günümüzde hala her yönüyle tam olarak açıklanamadığı kabul edilmektedir.

3.3. Engelleme (Blocking) Sıcaklığı

AFM bir malzemenin sıcaklığı artırıldıkça paramanyetik faza geçeceği, bu geçişin gerçekleşeceği sıcaklığın da T_N olarak adlandırıldığı daha önce belirtilmişti. Buradan hareketle bir FM/AFM örnek sisteminde sıcaklık T_N değerinin üstüne çıkarıldığında kaydırma etkisinin artık gözlenemeyeceği sonucuna varılır. Bununla birlikte yapılan deneysel çalışmalar kaydırma etkisinin sıcaklıkla davranışı için AFM malzemenin kalınlığına bağlı olarak iki farklı durum ortaya koymuştur.

FM/AFM örnek sistemlerinin genel olarak sıcaklığı artırıldıkça H_{EB} değeri düşmektedir ve belli bir sıcaklıktan sonra kaydırma etkisi tamamen kaybolmaktadır. Kaydırma etkisinin kaybolduğu bu sıcaklık engelleme sıcaklığı (T_b) olarak adlandırılır. Eğer AFM malzeme kalın ise T_b değeri T_N değerine çok yakın olmakla birlikte biraz düşüktür ($T_b \approx T_N$). AFM malzeme ince olduğunda ise T_b değerinin T_N 'den çok daha düşük olduğu görülmüştür ($T_b < T_N$).

Bu gözlemler için iki farklı açıklama öne sürülmektedir. Birinci açıklama şu şekildedir. FM/AFM örnek sistemlerinde kaydırma etkisini artıran faktörlerden bir tanesi AFM malzemenin düzen parametresidir. AFM düzen malzemenin kalınlığı arttıkça artar, azaldıkça azalır. AFM düzen parametresi kalın malzemelerde daha büyük olduğu için T_b de kalınlıkla birlikte artar [24]. İkinci açıklama ise AFM malzemenin manyetik anizotropisi ile kaydırma etkisi arasındaki ilişkiye dayanmaktadır. Hem Mauri modelinde [26], hem de Malozemoff modelinde [29] kaydırma etkisinin gözlenebilmesi için $K_{AFM}t_{AFM} \geq J_{EB}$ şartı aranır. K_{AFM} ise t_{AFM} 'nin artması ile artar, azalması ile azalır. Bu durum da daha kalın AFM malzemelerin daha büyük T_b değerlerine sahip olmasını açıklar.

3.4. Talim (Training) Etkisi

Kaydırma etkisi gösteren örnek sistemlerinin çoğunda M-H histeri ölçümleri birbiri ardına defalarca alınırsa H_{EB} değerinde bir düşüş gözlenir. Bu düşüş talim etkisi olarak adlandırılır. Talim etkisinin nedenleri üzerine çeşitli araştırmalar yapılmıştır. Mikro manyetik simülasyonlara dayanarak yapılan bir çalışmada tam bir M-H histerezis eğrisi alındıktan sonra alınan ikinci histerezis eğrisinin kapalı çıkmadığı gözlenmiştir. İkinci eğrinin kapalı çıkmamasının nedeni AFM domenlerin sebep olduğu mıknatıslanmanın bir kısmının ilk ölçümle birlikte kaybolması olarak açıklanmıştır. Bu durumun H_{EB} değerinde düşüğe sebep olacağı öne sürülmüştür. [34], [35]. Polarize nötron reflektometresi (PNR) olarak adlandırılan deneysel bir teknikte yapılan bir çalışma ise her bir M-H histerezis ölçümü ile AFM malzemenin domenlerinde geri dönüşü olmayan (irreversible) değişimler meydana geldiğini ortaya koymuştur [25]. Talim etkisinde bu geri dönüşü olmayan değişimlerin rol oynadığı da düşünülmektedir.

3.5. FM/AFM Spin Yönelimleri ve Kaydırma Etkisi

Yapılan çalışmalar kaydırma etkisinin FM/AFM ara yüzündeki spin yönelimlerine, özellikle de ferromanyetik ve antiferromanyetik spinler arasındaki açıya kuvvetli bir biçimde bağlı olduğunu göstermektedir [36]. Ara yüz değiş-tokuş enerjisi J_{EB} için denklem 3.17 geçerlidir.

$$J_{EB} = JS_{FM}S_{AFM}\cos(\varphi) \quad (3.17)$$

Bu denklemde J değiş-tokuş sabiti, S_{FM} ve S_{AFM} ise sırasıyla FM ve AFM spinlerdir. φ ise FM ve AFM spinler arasındaki açıdır. Açıkça görüldüğü gibi FM ve AFM spinler birbirlerine paralel olduklarında J_{EB} maksimum değerini alır. Diğer taraftan FM ve AFM spinler birbirlerine dik oldukları durumda J_{EB} sıfır olur ki bu durumda FM/AFM örnek sisteminde kaydırma etkisi gözlenmez.

Öte yandan FM ve AFM spinlerin birbirlerini etkileyebileceğini gösteren çalışmalarda mevcuttur. Genel olarak çalışmalar FM ve AFM malzemelerden hangisinin manyetik anizotropisi daha kuvvetli ise diğerinin spinlerini kendi spinleri yönünde yönlendirebileceğini göstermiştir. AFM LaFeO₃ üzerine büyütülen FM Co ince filmlerin spin yönelimlerinin LaFeO₃ tarafından belirlendiği X ışını dairesel dikroizm (XMCD) yöntemiyle gözlenmiştir [37]. Co/NiO üzerine yapılan başka bir çalışmada ise ara yüzdeki AFM NiO spinlerinin Co spinlerinin etkisi ile örnek düzlemine paralel hale geldiği kaydedilmiştir [38].

3.6. Kaydırma Etkisinin FM ve AFM Tabaka Kalınlıklarına Bağlılığı

Kaydırma etkisi FM ve AFM tabakalar arasında ara yüzde ortaya çıkan değiş-tokuş etkileşmesinin bir sonucudur. Konu üzerine yapılan çalışmalar genelde FM tabaka kalınlığı ile H_{EB} değerinin denklem 3.18' de gösterildiği gibi ters orantılı olduğunu ortaya koymuştur [39].

$$H_{EB} \propto \frac{1}{t_{FM}} \quad (3.18)$$

Bu durum kaydırma etkisinin bir ara yüz etkileşmesinin sonucu olduğunu doğrulamaktadır. Burada dikkat edilmesi gereken bazı hususlar vardır. FM tabaka kalınlığı belli bir kritik değerin altına indiğinde artık FM düzen oluşamayacak ve bu bağıntı geçerliliğini kaybedecektir. FM düzen oluşmadığında M-H histerezis eğrisini ölçebilmek de, kaydırma etkisini gözleyebilmek de mümkün değildir. Beri taraftan FM tabaka kalınlığı belli bir kritik değerin üstüne çıktığında ise artık kaydırma etkisi gözlenemez. Dolayısıyla bu kritik değerden sonra FM tabaka kalınlığını artırmanın malzemenin kaydırma etkisi özellikleri üzerine bir etkisi olamaz. Sözü edilen kritik tabaka kalınlıkları FM/AFM örnek sistemini oluşturan malzeme çiftlerine göre değişiklik gösterir.

H_{EB} değerinin AFM malzemenin kalınlığı ile doğru orantılı olduğundan daha önce de bahsedilmişti. AFM malzemenin kalınlığı arttıkça hem AFM düzen parametresi hem de AFM malzemenin manyetik anizotropisi artar ki bu durum kaydırma etkisini olumlu yönde etkiler. Kaydırma etkisinin FM malzemenin kalınlığına bağlılığında olduğu gibi AFM malzemenin kalınlığına bağlılığında da kritik kalınlıklar vardır. Birçok örnek sisteminde belli bir kritik kalınlığın üstünde AFM malzemenin kaydırma etkisine olumlu etkisi doyuma ulaşır ve AFM malzemenin kalınlığının daha da artırılması malzemenin kaydırma etkisi özelliklerini etkilemez. AFM malzemenin kalınlığının azaltılması ile ise önce H_{EB} değerinde bir düşüş gözlenir. Kalınlığın daha da azaltılması ile ise FM/AFM örnek sisteminde kaydırma etkisinin görülebileceği sıcaklık, T_b , düşer [40]. Belli bir kritik kalınlığın altında ise artık AFM düzen oluşamaz ve örnek sisteminde ne kaydırma etkisinde ne de sıfırlayıcı alanda artış gözlenebilir [40].

3.7. Kaydırma Etkisinin Kullanım Alanları

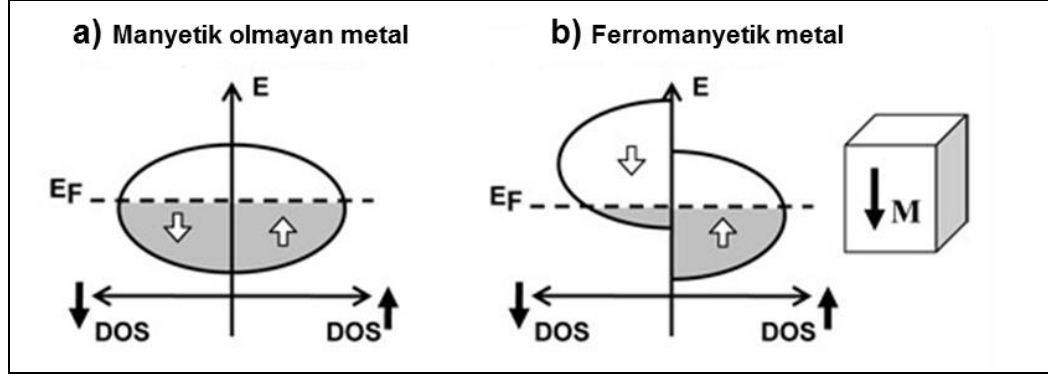
Kaydırma etkisi sayesinde FM/AFM örnek sistemlerinde FM tabakanın spin yöneliminin belli bir yönde sabitlenmesi manyetik sensörler (bilgisayar hard disklerindeki okuyucu kafalar), manyetik RAM'ler, medikal ilaçlar ve manyetik mantık devreleri gibi birçok spintronik uygulamalarında kullanılmaktadır. Bununla birlikte kaydırma etkisinin kullanım alanlarını esasında iki ana başlık altında toplamak mümkündür. Bunlardan birincisi manyetik alanı algılamak ve ölçmek, ikincisi ise veri depolamaktır. Bu çerçeveden bakıldığında kaydırma etkisinin ana

kullanım alanlarının manyetik sensör ve hafıza uygulamaları olduğunu söylemek mümkündür. Kaydırma etkisinin sensör uygulamalarında kullanılmasında 1988 yılında keşfi gerçekleştirilen dev manyetodirencin (GMR) büyük önemi vardır.

3.7.1. Dev Manyetodirenc (GMR)

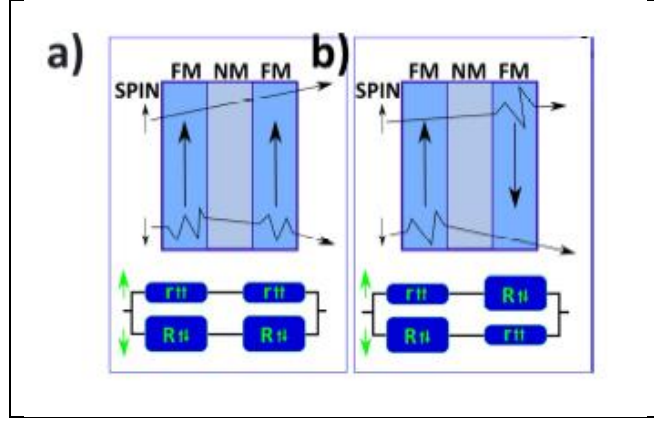
1988 yılında Peter Grunberg [1] ve Albert Fert [2] tarafından ayrı ayrı yapılan çalışmalar sonucunda GMR etkisi keşfedilmiştir. Bu keşif bahsi geçen araştırmacılara 2007 yılında Nobel Fizik ödülü kazandırmıştır.

Manyetodirenc etkisi malzemelerin manyetik alan altında elektriksel dirençlerinin değişmesidir. Bu durum elektronun spin özelliğinin bir sonucu olarak gerçekleşir. Klasik manada bilinen elektriksel direnç ölçümlerinde elektronun yüklü parçacık olma özelliği ön plandadır. Öte yandan manyetik alan altında yapılan elektriksel direnç ölçümlerinde elektronun yüklü parçacık olma özelliğine ek olarak elektronun spin özelliği de rol oynar. Bilindiği üzere elektronların spinleri spin yukarı (spin up) veya spin aşağı (spin down) durumlarından birinde olabilir. Alüminyum (Al), bakır (Cu), krom (gibi) manyetik olmayan malzemelerde spin up ve spin down elektronlarına karşı gösterilen direnç eşittir. Bunun nedeni Şekil 3.8.a' da gösterildiği gibi Fermi enerji seviyesinde spin yukarı ve spin aşağı elektronlarının durum yoğunluğunun (DOS) aynı olmasıdır [41]. Diğer taraftan demir (Fe), nikel (Ni), kobalt (Co) gibi manyetik malzemelerde ise elektronların spin yönelimlerine bağımlı bir elektriksel direnç söz konusudur. Başka bir deyişle manyetik malzemelerde spin polarize akım vardır. Bu durum Fermi enerji seviyesinde Şekil 3.8. de gösterildiği gibi spin yukarı ve spin aşağı elektronlarının durum yoğunluklarının farklı olmasından kaynaklanmaktadır.



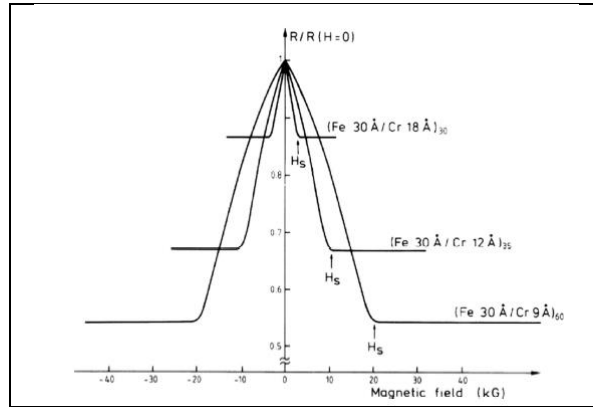
Şekil 3.8: Fermi enerjisi seviyesinde spin yukarı ve spin aşağı elektronlarının durum yoğunluğu.

Klasik bir GMR yapısı Şekil 3.9. da gösterildiği gibi birbirlerinden manyetik olmayan bir tabaka ile ayrılmış iki FM tabakadan oluşur [42]. Manyetik olmayan ara katmanın kalınlığı uygun ise bu iki FM tabaka birbirleri ile manyetik olmayan tabaka üzerinden etkileşebilirler. Bu etkileşmeye RKKY etkileşmesi adı verilir [43]. Yine manyetik olmayan tabakanın kalınlığına göre bu etkileşme FM veya AFM olabilir. Eğer iki FM tabaka arasında FM nitelikte bir etkileşme söz konusu ise mıknatıslanmaları birbirlerine göre paraleldir. Diğer taraftan bu iki tabaka arasında AFM nitelikte bir etkileşme söz konusu ise tabakaların mıknatıslanmaları birbirlerine göre anti paraleldir. Bu şekildeki bir GMR yapısında GMR etkisinin gözlenebilmesi için iki FM tabakanın birbirleri ile AFM nitelikte etkileşmesi gerekmektedir. FM tabakalar birbirleri ile AFM etkileştiklerinde dış bir manyetik alanın yokluğunda Şekil 3.9.a'da görüldüğü gibi mıknatıslanmaları birbirlerine göre anti paraleldir. Bu durumda hem spin yukarı hem de spin aşağı durumundaki elektronlar FM tabakalarda saçılmaya uğrayacak ve malzemenin elektriksel direnci büyük olacaktır. Yeterince büyük dış manyetik alanlar (AFM etkileşmeyi yenebilecek kadar) uygulandığında Şekil 3.9.b de görüldüğü gibi tabakaların mıknatıslanmaları birbirlerine göre paralel olacaktır. Bu durumda ise spin yukarı veya spin aşağı durumlarından birindeki elektronlar saçılmaya uğrar iken diğerindeki elektronlar çok daha kolay bir şekilde yol alabileceklerdir. Böylece malzemenin elektriksel direnci küçük olacaktır. Kısacası bir GMR yapısında dış manyetik alan uygulayarak FM tabakaların mıknatıslanmalarını birbirlerine göre paralel veya anti paralel hale getirmek, böylece malzemeyi yüksek direnç veya düşük direnç durumlarına geçirebilmek mümkündür.



Şekil 3.9: a ve b Bir GMR yapısı a) FM tabakaların mıknatıslanmaları birbirlerine göre anti paralel (yüksek direnç durumu) b) FM tabakaların mıknatıslanmaları birbirlerine göre paralel (düşük direnç durumu).

Grunberg ve Fert 1988' de ayrı ayrı Cr ara katman tabakasının kalınlığını değiştirerek $(\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe})_n$ çok katmanlı yapıları üzerine çalışırken GMR etkisini keşfetmişlerdir. Şekil 3.10 bu çalışmalar neticesinde elde edilen manyetodirenç ölçüm sonucunu göstermektedir [1]. Manyetodirenç ölçümlerinde değişen manyetik alana karşı elektriksel direnç ölçülür. Bu ölçümler 4.2 K'de alınmıştır. Fe/Cr tabakaları 30, 35 ve 60 defa tekrar edilmiştir. Manyeto direnç ölçümlerinde mıknatıslanmaları birbirlerine göre paralel hale getirmek için gerekli olan manyetik alan miktarları ve manyeto direnç oranları önemlidir.

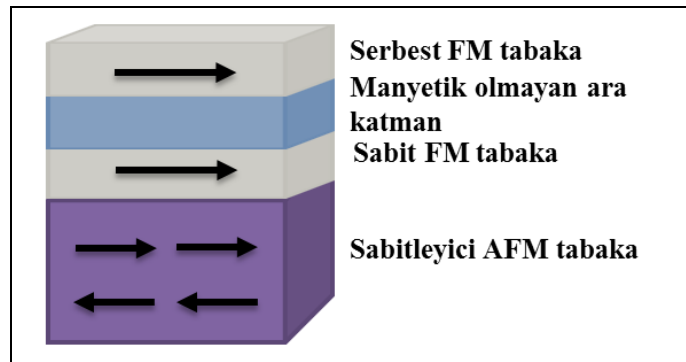


Şekil 3.10: 4.2 K' de ölçülen $[\text{Fe}(3\text{nm})/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})]_N$ çok katlı filmin R-H eğrisi.

GMR'ın ilk keşfinden sonra FM tabakalar arasında RKKY etkileşmesi olmadan da GMR etkisi elde edebilmenin mümkün olduğu ispatlanmıştır [44]. Bunun için yapılması gereken FM tabakalardan bir tanesini manyetik anizotropisi büyük bir malzemeden (hard magnetic), diğerini ise manyetik anizotropisi küçük bir

malzemeden (soft magnetic) seçmektir. Böylece manyetik alandaki değişimle birlikte soft magnetic malzemenin mıknatıslanması kolayca (küçük manyetik alanlarda) yön değiştirirken, hard magnetic malzemenin mıknatıslanması daha zor (daha büyük manyetik alanlarda) yön değiştirecektir. Bu durumda ölçüm esnasında manyetik alandaki değişimle birlikte FM tabakalar bazen birbirlerine göre paralel, bazen ise birbirlerine göre anti paralel dizileceklerdir.

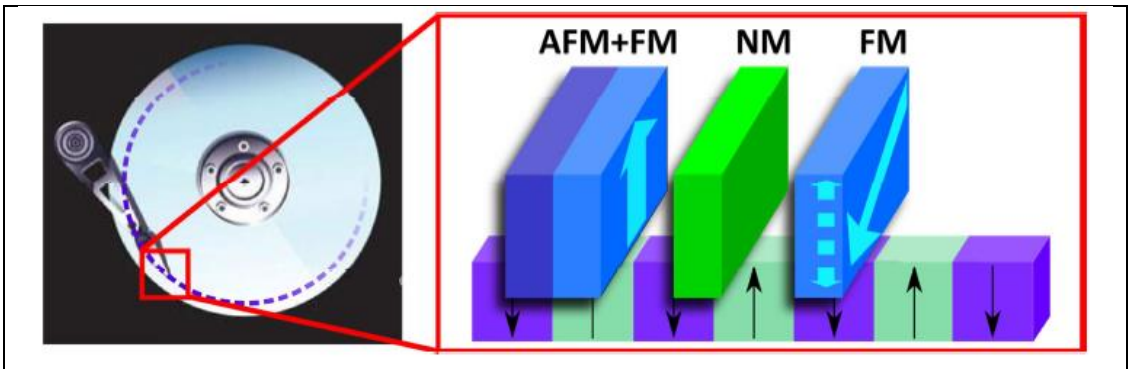
Kaydırma etkisi gösteren bir FM/AFM örnek sisteminde FM tabakanın mıknatıslanmasının sabitlendiğinden (pinned) bahsedilmiştir. Bu nedenle bir hard magnetic ile bir soft magnetic tabakadan oluşan GMR yapıları oluşturulurken kaydırma etkisi gösteren FM/AFM örnek sistemlerinden faydalanılabilir. Kaydırma etkisi sayesinde mıknatıslanması sabitlenmiş FM tabaka hard magnetic özellikler gösterir. Şekil 3.11 bu şekilde oluşturulmuş bir GMR yapısını şematik olarak göstermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi AFM tabaka tarafından sabitlenen FM tabakaya sabit FM tabaka, herhangi bir değiş-tokuş etkileşmesine maruz kalmayan FM tabakaya da serbest FM tabaka denebilir. Kaydırma etkisinin FM tabakayı sabitlemesi ile oluşan GMR yapılarına spin vanası adı verilir [44]. Spin vanası GMR yapıları ilk olarak 1991 yılında önerilmiştir. Klasik GMR yapıları ile kıyaslandıklarında çok daha düşük manyetik alanları ölçebilmeleri büyük avantaj sağlar. Spin vanaları bu hassasiyetlerinden dolayı 1997 ila 2004 yılları arasında hard disklerin okuyucu kafalarında sıklıkla kullanılmışlardır. Spin vanası GMR yapılarının okuyucu kafalarda kullanılması hard disk teknolojilerinde devrim niteliğinde değişikliklere yol açmıştır. 1997 yılında hard disklerde depolama kapasitesi inç kare başına 1 giga bit iken, spin vanası GMR yapılarının geliştirilmesi ile birlikte bu oran 10 yılda inç kare başına 300 giga bit değerine ulaşmıştır.



Şekil 3.11: Spin vanası yapılarının şematik gösterimi.

3.7.2. Spin Vanası GMR Yapılarının Hard Disklerde Kullanımı

Manyetik hard diskler manyetik kayıt ortamı, manyetik yazıcı kafa ve manyetik okuyucu kafa olmak üzere üç temel bölümden oluşurlar. Spin vanası GMR yapısındaki bir okuyucu kafanın çalışma prensibi Şekil 3.12 de gösterildiği gibidir [45]. Manyetik yazıcı kafa tarafından manyetik kayıt ortamına bilgi yazılmıştır. Bilginin yazılması demek manyetik kayıt ortamındaki domenlerin mıknatıslanma yönlerinin isteğe bağlı olarak çevrilmesi demektir. Manyetik kayıt ortamındaki domenlerin mıknatıslanma yönleri birbirine anti paralel olacak şekilde yönlendirilmiş iki durumdan birinde olabilir. Söz gelimi manyetik kayıt ortamının mıknatıslanmasının kolay eksenine Şekil 3.12 de gösterildiği gibi örnek normali üzerinde olacak şekilde ise domenler ya yukarı yönlü ya da aşağı yönlü bir mıknatıslanma yönelimine sahip olacak şekilde dizilirler. Domenlerin yukarı ya da aşağı yönlü bu dizilimleri bilgisayar dilinde “1” veya “0” durumlarından birine karşılık gelir. Manyetik kayıt ortamı bir motor aracılığıyla hard disk içinde belirli bir devirle dönmektedir. Manyetik okuyucu kafa ise dönen manyetik kayıt ortamının birkaç yüz nm üstünde konumlandırılmıştır. Domenlerdeki aşağı ve yukarı yönlü mıknatıslanma yönelimleri etraflarında küçük bir manyetik alan oluştururlar. Spin vanası GMR yapısındaki okuyucu kafadaki serbest FM tabakanın mıknatıslanması Şekil 3.12 de gösterildiği gibi oluşan bu manyetik alan sayesinde yön değiştirir. Sabit FM tabakanın mıknatıslanma yönelimi ise bu küçük manyetik alandan etkilenmez. Böylece manyetik okuyucu kafada, kayıt ortamındaki domenlerin mıknatıslanma yönlerine göre yüksek ya da düşük direnç durumları oluşur. Bu ise “1” veya “0” şeklinde kodlanmış bilginin okunması manasına gelir.



Şekil 3.12: Manyetik okuyucu kafada GMR spin vanasının çalışma prensibi.

3.7.3. Tünelleme Manyetodirenç (TMR)

TMR etkisi deneysel bir şekilde ilk olarak 1975 yılında Julliere tarafından keşfedilmiştir [46]. Bir TMR yapısı bir GMR yapısı ile kıyaslandığında tek fark FM tabakalar arasındaki manyetik olmayan ara katmanın TMR yapısında metalik değil yalıtkan olmasıdır. Yeterince ince bir yalıtkan malzeme kullanıldığında TMR yapısında elektronlar quantum mekaniksel tünelleme akımı oluştururlar. Bir TMR yapısının elektriksel direnci aynı GMR yapısında olduğu gibi FM katmanların mıknatıslanma yönelimlerine bağlıdır. Spin vanası GMR yapılarında olduğu gibi FM tabakalardan birinin kaydırma etkisi sayesinde sabitlenmesi ile spin vanası TMR yapıları elde etmek de mümkündür. Elde edilen spin vanası TMR yapıları hard disklerin okuyucu kafalarında kullanılabilir. Çalışma prensibi spin vanası GMR yapılarındaki gibidir. Bahsedildiği gibi tek fark manyetik olmayan ara katmanın yalıtkan olmasıdır. Aslında bu bir avantajdır. Çünkü bu sayede TMR yapılarında GMR yapılarından çok daha yüksek manyetodirenç oranları elde edilir [47].

TMR yapıları ilk olarak 2005 yılında Seagate Corporation tarafından hard disk okuyucu kafalarında kullanılmış ve bu durum hard disklerin depolama kapasitesini ciddi miktarda artırmıştır. Bu artışın sebebi TMR yapılarındaki daha yüksek manyetodirenç oranlarının sinyal gürültü oranına yaptığı olumlu katkıdır [47]. Bahsedildiği gibi spin vanası GMR ya da TMR yapıları okuyucu kafalarda kullanıldıklarında serbest FM tabakanın mıknatıslanması manyetik kayıt ortamındaki domenlerin oluşturduğu manyetik alanlar sayesinde yön değiştirirler. Bu manyetik alanların büyüklüğü domenlerin büyüklüğü ile orantılıdır. TMR yapılarında daha küçük manyetik alanlarda bile yeterince büyük manyetodirenç oranları elde edilebildiğinden (sinyal gürültü oranı büyüktür) manyetik kayıt ortamındaki domenler daha küçük olabilirler. Manyetik kayıt ortamındaki her bir domen bir bit bilgiye karşılık geldiğinden böylece aynı alanda daha fazla bilgi depolanması mümkün olur.

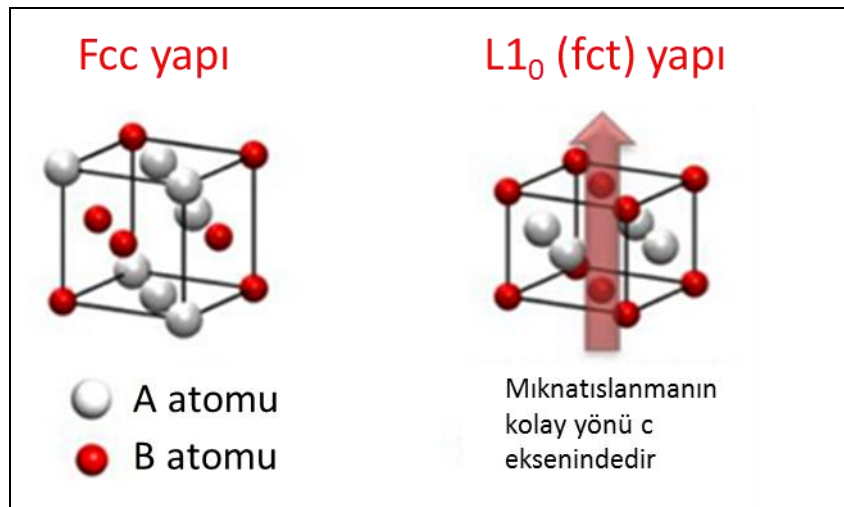
3.8. Mn Tabanlı AFM İnce Filmler

AFM malzemeler genel olarak Mn tabanlı alaşımlar, Cr tabanlı alaşımlar ve Fe, Co ya da Ni tabanlı oksitlerden oluşmaktadırlar [48, 49]. Bu alaşımlardan Mn tabanlı

olanları yüksek T_N değerlerinden dolayı teknolojik uygulamalarda çokça kullanılmaktadırlar [6, 7]. AFM Mn tabanlı alaşımları kristal yapılarından ve manyetik özelliklerinden dolayı iki ana grupta incelemek mümkündür. Bu gruplardan birincisi IrMn, RhMn, FeMn, RuMn alaşımlarından oluşup yüzey merkezli kübik (face centered cubic, fcc) kristal yapısına sahiptir. Diğer grup ise yüzey merkezli tetragonal (face centered tetragonal, fct) (CuAu-I) kristal yapısında olup PtMn, NiMn, PdMn ve onların bazı üçlü alaşımlarından oluşur. Mn tabanlı alaşımlardan ikinci grupta olanları yüksek H_{EB} ve T_b değerleri ve aşınmaya karşı daha dirençli olmalarından dolayı cihaz uygulamaları için daha uygundur. Bununla birlikte bu gruptaki Mn tabanlı ince filmlerin AFM fazda olabilmeleri için büyütmeden sonra uzun süreli ve yüksek sıcaklıklarda ısıtma işlemine ihtiyaç duyulur. Bu grupta bulunan NiMn bilinen AFM malzemeler arasında en yüksek T_N (1070 K) ve en yüksek T_b (723 K) değerlerine sahiptir [50].

3.8.1. NiMn İnce Filmlerde Kaydırma Etkisi

AFM fazdaki eş atomlu NiMn (Ni~ %45-%55) fct yapıdadır. Fct yapı kristalografide $L1_0$ yapı olarak da adlandırılır. Şekil 3.13 fcc bir yapı ile $L1_0$ (fct) bir yapıyı kıyaslamaktadır [51]. $L1_0$ yapıdaki bir NiMn' de şekilden de görüldüğü gibi c eksenini boyunca Ni ve Mn atomik düzlemleri sırasıyla birbirlerini takip etmektedirler. $L1_0$ NiMn için örgü parametreleri $a=b= 3.74 \text{ \AA}$, ve $c= 3.52 \text{ \AA}$ olacak şekildedir [52].



Şekil 3.13: Fcc bir yapı ile $L1_0$ (fct) bir yapının kıyaslanması. $L1_0$ yapıda c eksenini boyunca farklı atomik düzlemler birbirini takip etmektedir.

L_{10} yapıda NiMn elde edebilmek kolay bir işlem değildir. Çoğu zaman büyütme işleminden sonra manyetik alan altında uzun süreli ısıtma ve soğutma işlemleri gerektirir [8, 9]. NiFe/NiMn örnek sistemi bu amaç için çalışılmıştır. Yapılan araştırmalar büyütüldüğü hali ile NiFe/NiMn örnek sisteminde NiMn' in paramanyetik fcc fazda oluşunu göstermiştir [8, 9]. Aynı çalışmada örnek sistemi büyütmeden sonra 250 °C ila 325 °C arasında manyetik alan olmadan ısıtıldığında koersif alanlarda bir artış olsa da kaydırma etkisi gözlenememiştir. Örnek sistemi ancak büyütmeden sonra 350 °C ve daha yüksek sıcaklıklarda (400 °C' ye kadar) manyetik alan olmadan ısıtıldığında oda sıcaklığında kaydırma etkisi gösterebilmiştir [9]. Bu sıcaklıklarda örnek sisteminin manyetik alan altında ısıtılıp soğutulmasının ise kaydırma etkisi değerini artırdığı kaydedilmiştir [9].

Daha sonraki çalışmalarda daha düşük ısıtma sıcaklıkları altında da L_{10} NiMn elde edebilmek için çalışmalar yapılmıştır [53]. Öte yandan son yıllardaki çalışmalar ise herhangi bir ısıtma soğutma işlemine ihtiyaç kalmadan L_{10} yapıda NiMn elde edebilmeye yönelmiştir. Bu amaç için L_{10} NiMn'in örgü parametrelerine çok yakın örgü parametrelerine sahip Cu ve Cu_3Au alt taşları kullanılmıştır. 8 tek tabaka (mono layer) kalınlığa kadar Cu (100) alt taşı üzerine büyütülen eş atomlu NiMn'in L_{10} kristal yapısına sahip olup AFM özellikler gösterdiği rapor edilmiştir [10]. Öte yandan Cu_3Au (100) alt taşı üzerine büyütülen Co/NiMn sisteminde ise herhangi bir AFM etkileşme elde edilememiştir. Bu çalışmada Ni oranı % 23 ila % 55 oranları arasında denenmiş olup kimyasal veya yapısal düzensizliklerin AFM etkileşme elde etmeye engel olduğu üzerinde durulmuştur. Bu sistemdeki Co' ın örnek düzlemine dik yöndeki mıknatıslanmasının da AFM etkileşmeye engel olabileceği tartışılmıştır [11].

Malzemelerin AFM özelliklerinin Pt, Au, Cu gibi alt (buffer) tabakaların (111) texture yapıları üzerine büyütüldüklerinde arttığını gösteren çalışmalar mevcuttur [54, 55]. Co/NiMn örnek sistemi bu durumu test edebilmek için Cu/Au/Cu alt tabakasının (111) texturu üzerine büyütülmüştür. Bu çalışmada alt tabakadaki Au kalınlığı değiştirilerek hem (100) hem de (111) kristal yönelimleri üzerinde Co/NiMn test edilmiştir. Co/NiMn örnek sistemi (111) texture üzerine büyütüldüğünde kaydırma etkisi değeri, koersif alan artışı gibi AFM etkileşme kaynaklı özelliklerde artış kaydedilmiştir [56].

Bu tez çalışması kapsamında Pt (111) texture üzerine büyütülen Co/NiMn ve (Pt/Co)_n/NiMn ince filmlerinin manyetik ve yapısal özellikleri ayrıntılı olarak

alışılmıştır. 111 texture $L1_0$ NiMn elde edebilmek için büyük kolaylıklar sağlamıştır. Öyle ki herhangi bir manyetik alan altında ısıtma soğutma işlemine ihtiyaç kalmadan yani büyütüldüğü hali ile $L1_0$ NiMn elde edilebilmiştir. rnek sistemlerinin ısıtma soğutma işlemleri sonundaki kaydırma etkisi özellikleri de ayrıca tartışılmıştır.



4. DENEYSEL TEKNİKLER

4.1. İnce Film Hazırlama Teknikleri

İnce filmler bilimsel ve endüstriyel alanda önemli bir konuma sahiptirler ve bundan dolayı 1800'lü yıllardan beri ince film büyütme teknikleri sürekli bir artış ve yenilenme göstermektedir. Bu bölümde, çalıştığımız ince filmlerin hazırlanmasında kullanılan deneysel teknikler hakkında genel bilgiler verildikten sonra hazırladığımız örneklerin yapısal ve manyetik özelliklerini incelemek için kullandığımız karakterizasyon teknikleri hakkında da genel bilgiler verilecektir. Hazırlamış olduğumuz ince filmler termal buharlaştırma tekniği ve saçırma tekniği kullanılarak büyütülmüştür.

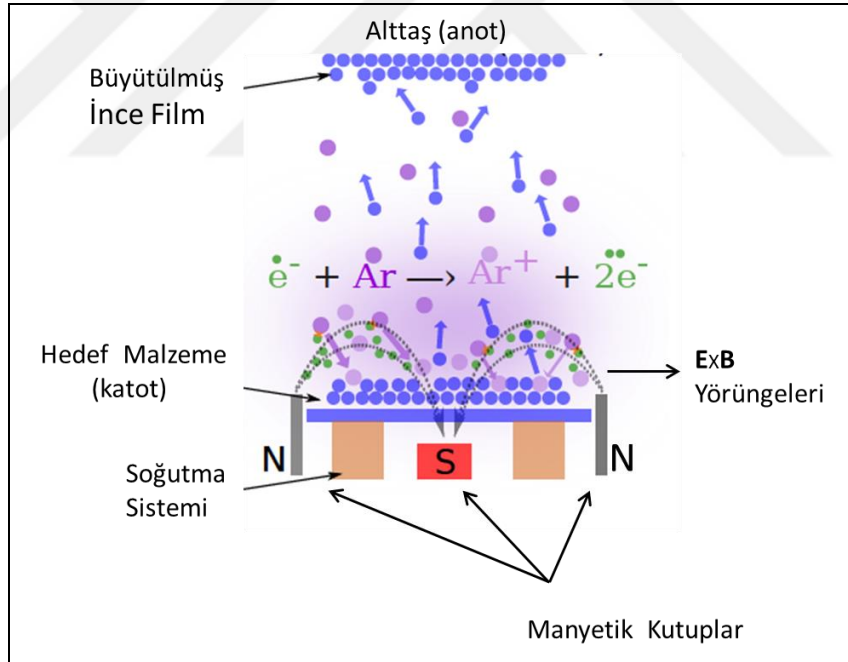
4.1.1. Magnetron Sputtering (Saçırma) Tekniği

Fiziksel buhar biriktirme (PVD) teknikleri saçırma ve buharlaştırma olmak üzere iki guruba ayrılmaktadır. Saçırma olarak adlandırdığımız Magnetron Sputtering (MS) tekniği, vakum ortamında katı hedef malzeme yüzeyinin plazma veya iyon tabancasıyla hızlandırılmış yüksek enerjili gaz iyonlarıyla bombardıman edilerek, atomların hedef malzemenin yüzeyinden saçırılması ve bu kopan atomların buharlaşarak alttaş (substrate) malzemesinin üzerine birikmesi temeline dayanır.

Saçırma tekniğinde ince film kaplanacak olan alttaş malzeme ile kaplama yapılacak olan hedef malzeme taban basıncı yaklaşık olarak $\sim 10^{-6}$ - $\sim 10^{-9}$ mbar değerine sahip yüksek vakum sisteminde bulunur. Bu sisteme yüksek saflıkta bir soygaz verilir. Hedef malzemeden atomların sökülmesi için daha uygun ve hesaplı olduğundan dolayı soygaz olarak genellikle argon gazı kullanılır. İçeriye argon veya herhangi bir soygaz verildiği için ortam basıncı yükselir ve basınç değeri 10^{-3} mbar mertebesine ulaşır. Daha sonra katot görevi yapan hedef (target) malzeme ile anot görevi yapan (alttaş) arasına potansiyel fark (voltaj) uygulanır. Böylece katottan kopan elektronlar anoda doğru hızla ilerlerken ortamda bulunan argon atomlarıyla çarpışırlar ve argon iyonları ortaya çıkartarak plazmayı başlatmış olurlar. İyonize olan argon atomlarından ayrılan elektronlar ikincil elektron olarak ifade edilirler.

Katoda uygulanan ve argon gazını iyonlaştıran elektrik alan, iyonize olan argon gazını hedef malzemeye doğru yönlendirir ve böylece hedef malzemenin yüzeyine çarptırılarak atomların koparılması sağlanmış olur. Kopan atomlar da elektrik alanın etkisiyle alttaş malzemenin üzerine ince bir film tabakası halinde yapışarak büyütme işlemini gerçekleştirirler. Şekil 4.1’de Magnetron Saçtırma yönteminin şematik gösterimi verilmiştir [57].

Saçtırma tekniği ile büyütme yapılırken plazma içindeki iyonlaşma oranını ve bununla birlikte kaplama hızını da arttırmak için mıknatıslar kullanılmıştır. Bu şekildeki büyütme magnetron saçtırma olarak adlandırılmıştır [58]. Bu mıknatıslar sayesinde iyonlaşan argon parçacıkları hedef malzemeyi tekrar tekrar bombardıman edip plazmayı artırarak hedef malzemedan daha çok atomun kopmasını sağlar. Aynı zamanda mıknatıslar vasıtasıyla hedef malzemedan kopan yüklü atomların alttaşa çarpması önlenerek çalışılan alttaş malzemenin ısınmasıyla oluşabilecek kimyasal ve fiziksel özelliklerindeki değişimler de engellenebilir [59].



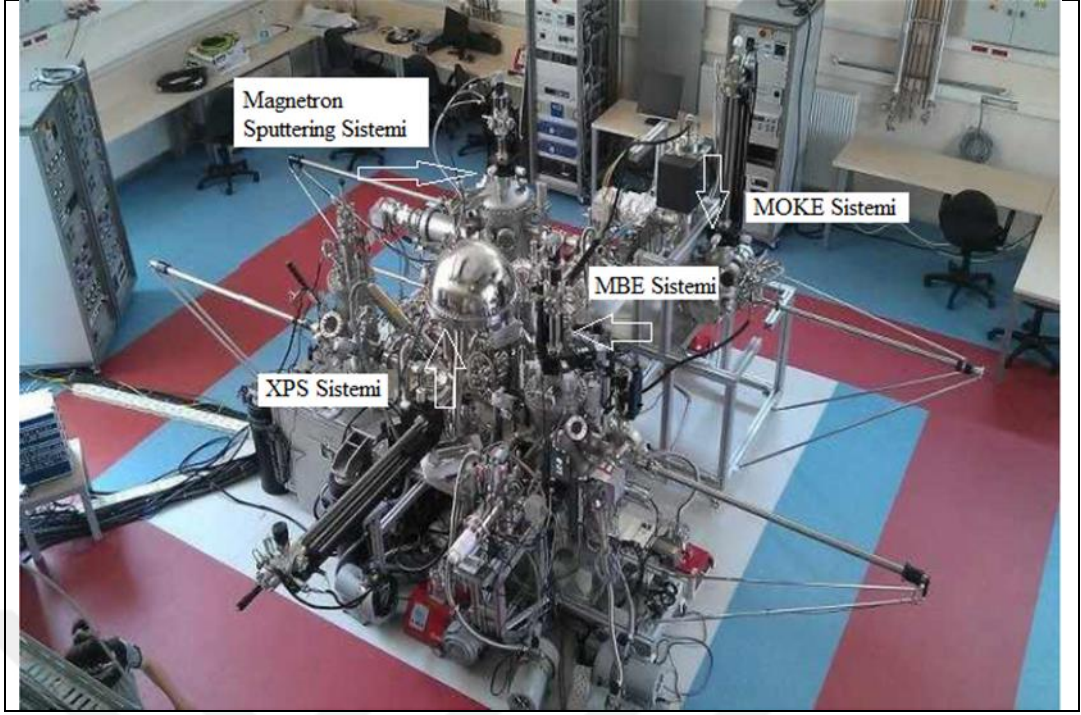
Şekil 4.1: Magnetron Saçtırma yönteminin şematik gösterimi.

Saçtırma yönteminin kullanılan güç kaynağına göre 3 çeşidi vardır. Bunlardan ilki DC saçtırmadır. Burada eğer hedef malzeme iletken ise plazma oluşturmak için katot ve anot arasına doğru akım (DC, direct current) uygulanır. Eğer kaplamanın yapılacağı hedef malzeme yalıtkan ise plazma oluşturabilmek için doğru akımdaki

voltaj yerine radyo frekans (RF, radio frequency) voltajı kullanılmaktadır. Bu sistem ise saçtırma yönteminin ikinci çeşidi olan RF saçtırmadır. Üçüncü çeşit saçtırma da ise argon gazına ek olarak büyütülmek istenen malzemenin oksit, nitrat, nitrit gibi bileşikleri elde edilmek isteniyorsa içeriye ikinci bir reaktif gaz gönderilir. İçeriye salınan gaz oksijen veya azot olabilir. Bu saçtırma reaktif saçtırma olarak adlandırılır. Bunlara ek olarak MS sistemi aynı anda iki güç kaynağının (bir DC ve bir RF) çalıştırılmasıyla co-sputter olacak şekilde alaşım ya da çok katlı ince filmler hazırlanabilir. Kaplamalar sırasında tutucunun altına yerleştirilmiş *Pyrolytic Boron Nitride* (PBN) ısıtıcı ile oda sıcaklığından 1200°C'ye kadar sıcaklık ayarı yapılabilmektedir [60].

Saçtırma tekniği günümüzde yüzey temizleme, yüzey aşındırma, yüzey analizi ve ince film biriktirmede kullanılmaktadır [61]. Bu tekniğin bilimsel araştırmaların yanında, endüstride de yaygın olarak kullanılmasının en önemli nedenlerini; kullanımının kolay olması, dayanıklı olması ve yüksek kalitede filmlerin üretilebilmesine olanak sağlaması olarak sıralayabiliriz. Bu belirttiğimiz nedenleri biraz daha açıklayacak olursak: farklı buhar basınçlarına ve farklı buharlaşma hızlarına sahip alaşımların özelliklerini kaybetmeden biriktirebilmesi ve oksit, nitrür gibi alaşım çeşitliliği oluşturması. Ayrıca yüksek vakum içerisinde büyütme gerçekleştiğinden dolayı içeriye yabancı parçacıkların girme olasılığı düşüktür. Kaplama homojen oluşur ve yüzey pürüzlülüğü azdır. Elde edilen kaplamaların yüzeye tutunması oldukça iyidir ve alt malzemelerin sıçratma tekniğiyle temizlenmesi yüzeyi daha pürüzsüz hale getirebilir. Diğer buharlaşma tekniklerine göre daha hızlı, kaliteli ve güvenilir kaplama yapılabilir ve sonuç olarak araştırmalarda ve endüstride çoğunlukla diğer tekniklere göre tercih sebebi olmaktadır [62], [63].

Bu tez çalışmasındaki örneklerin büyütülme aşaması, Gebze Teknik Üniversitesi, Nanoteknoloji Enstitüsü bünyesindeki Nanomanyetizma Laboratuvarında bulunan saçtırma (magnetron sputtering) cihazı ve Moleküler ışın epitaksi (MBE) cihazı kullanılarak yapılmıştır. Şekil 4.2' de büyütme işleminin yapılmış olduğu Gebze Teknik Üniversitesi'ne ait olan büyütme ve bazı kalibrasyon sistemlerinin fotoğrafı gösterilmektedir.



Şekil 4.2: GTÜ Nanomanyetizma laboratuvarındaki deney düzeneğinin görüntüsü.

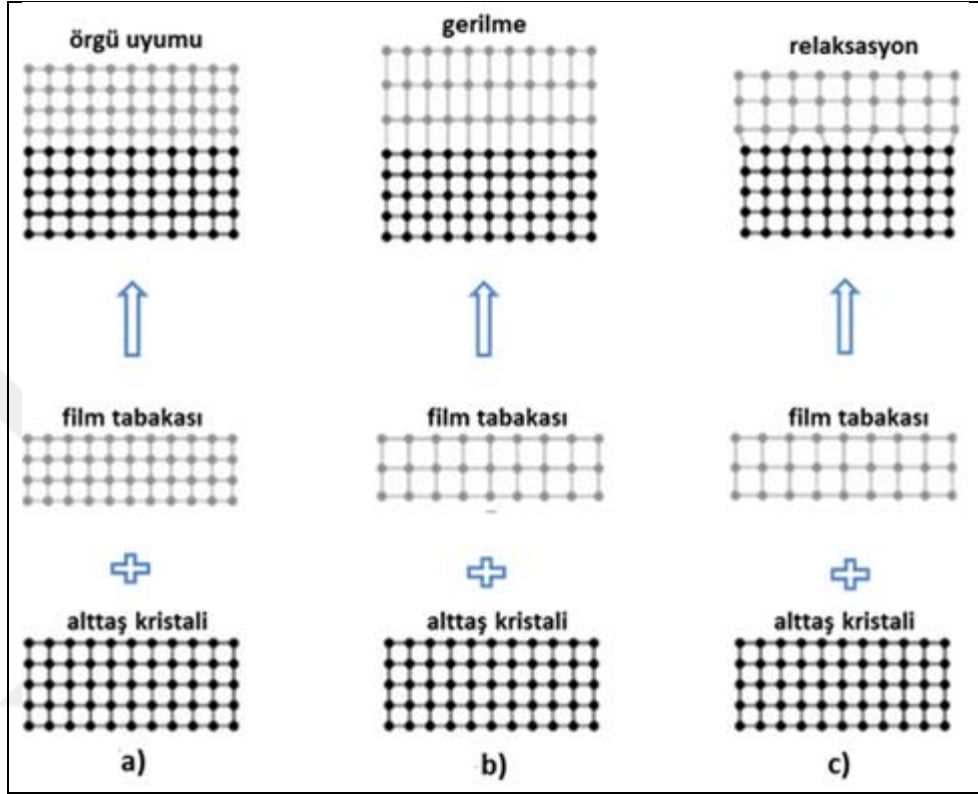
4.1.2. Moleküler Işın Epitaksi (MBE) Tekniği

Fiziksel buhar biriktirme (PVD) yöntemleri bir önceki kısımda ikiye ayırmış ve bunlardan ilki olan saçtırma yönteminden bahsedilmiştir. Bu kısımda ise buharlaştırma yöntemlerinin diğeri olan MBE tekniğinden kısaca bahsedilecektir.

Moleküler ışın epitaksisi, ultra yüksek vakumda (UHV) çalışan ve yüksek kaliteli epitaksiyel filmler büyütme için kullanılan bir tekniktir. Tekniğin çalışma prensibi, büyütülecek olan katı malzemenin UHV ortamında süblimleşme sıcaklığına kadar ısıtılmasına dayanır. Kopan atomlar alt taşa yapışır ve film oluşur. Bu teknikte büyütme hızı düşük olduğu için film ile alttaş arasındaki örgü uyumuna bağlı olarak epitaksiyel filmler elde edilebilir. Epitaksiyel büyütme, kristal yapısının uyumlu olduğu alttaş malzeme üzerine büyütülecek olan filmin tek kristal olarak büyütülmesi işlemidir. Epitaksiyel büyütmede, belirlenen bir alttaş (substrate) üzerine atomların dizilişleri ayarlanarak tek kristal haline getirilebilir. Eğer alttaş malzeme ile hedef malzeme aynı ise büyütme ‘homoepitaksi’ olarak adlandırılırken, alttaş malzeme ve hedef malzeme farklı iken büyütme ‘heteroepitaksi’ olarak adlandırılır [64], [65].

Heteroepitaksizde alttaş ve film farklı malzemeler olduğu için farklı örgü sabitlerine sahiptirler ve ara yüzeyde uyumsuzluk oluşturabilirler. Bu

uyuşmazlıklardan dolayı filmin kristal yapı diziliminde elastik gerilmeler meydana gelir. Bu gerilmeler sebebiyle öncelikle ara yüzeyde film alttaşın periyodik dizilimine uyar, fakat daha sonra birim hücre hacmini korumak için bozulabilir. Buna uyarlanmış büyüme denir ve şekil 4.3'te gösterilmiştir [66], [67].

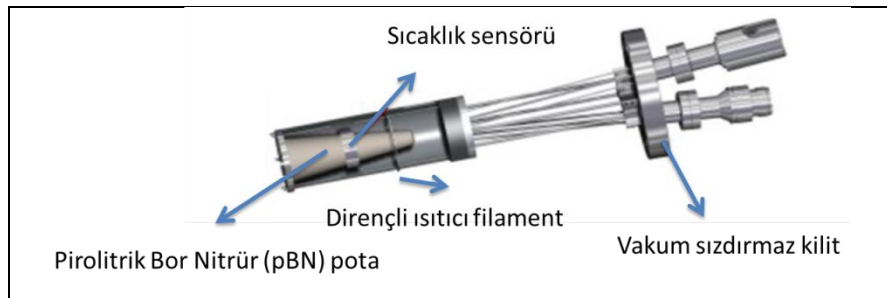


Şekil 4.3: a) örgü uyumlu, b) uyarlanmış, c) diskolasyonlu heteroepitaksiyel büyütme.

Standart bir MBE sistemi yükleme, hazırlık ve büyütme odalarından oluşur. Yükleme ve hazırlık odaları (chamber) yaklaşık olarak 10^{-8} - 10^{-10} mbar basınca sahip ve çeşitli pompaların bulunduğu odalardır. Gerekli temizlik şartları sağlanıp hazırlanan alttaş yükleme odasına konular ve basıncın 10^{-8} mbar mertebesine gelmesi beklenir. Bu oda numunelerin vakum ortamına giriş ve çıkışının sağlandığı yerdir. Yükleme odası yeterli basınç değerine ulaştığında alttaş malzeme hazırlık odasına alınır ve burada büyüme şartları sağlanana kadar bekletilir. Aynı zamanda hazırlık odasında alttaş malzeme su, yağ, oksijen gibi buharlaşabilen kirliliklerden arındırılarak sistem içi temizliğinin yapılması için belirli sıcaklığa (alttaşın erime noktasından daha küçük sıcaklıklara kadar) ısıtma (annealing) işlemine tabi tutulabilir. Son olarak alttaş transfer çubuğu vasıtasıyla büyütme odasındaki numune

tutucuya taşınır. Bu oda büyütme esnasında ısıtma işleminin gerçekleşmesine olanak sağlamak amacıyla altaş ısıtma sistemi, büyütülecek olan hedef malzemenin yüksek sıcaklıklarda buharlaşıp atomik veya moleküler ışın hale gelmesini sağlayan effüzyon (Knudsen) hücreleri ve büyütmeyi kontrollü bir şekilde devam ettirebilmek için gerekli olan kapakçıklardan (shutter) oluşur. MBE sisteminde birden fazla effüzyon hücresi bulunabilir ve bunlardan her biri farklı bir malzeme buharlaştırılmak üzere kullanılabilir. Effüzyon hücrelerinin içindeki pota, kullanılan hedef malzemenin buharlaşma sıcaklığına göre, Berilyum oksit (BeO), Alüminyum oksit (Al_2O_3), Molibden (Mo), Tantal (Ta), seramik ve pirolitrik Bor Nitrür (pBN) gibi yüksek ısıya dayanıklı malzemelerden yapılır. Malzemeler potaya konulurken potanın yapıldığı malzemenin büyütülecek malzeme ile kimyasal reaksiyona girmeyecek bir malzemeden seçilmesi önemlidir.

MBE tekniğinde iki çeşit buharlaştırma yapılabilir. Yani hedef malzeme iki farklı yolla ısıtılabilir. Bunlar termal buharlaştırma ve elektron demeti ile buharlaştırma yöntemleridir. Termal buharlaştırma yönteminde büyütülecek olan malzeme effüzyon hücresi içerisindeki potaya (crucible) yerleştirilir. Effüzyon hücrelerinde potanın etrafı filament ile sarılıdır. Kullanılan kaynak malzemeye göre filamente akım verilerek malzemenin ısınması sağlanır. Isıtma işlemi için çok yüksek akımlara ihtiyaç olmasına rağmen, filament kaynağı düşük ve güvenli bir voltaj üretir. Sıcaklık yan yüzeylere ve pota altına konulan sensörler vasıtasıyla kontrol edilir. Isıtılarak buhar haline gelen malzeme kapakların açılmasıyla daha soğuk olan bölgedeki altaş üzerine taşınarak yoğunlaştırılır yani büyütme gerçekleştirilir. Elektron demeti ile buharlaştırma yönteminde ise büyütülecek olan malzeme elektron demeti ile bombardımana tabi tutularak ısıtılır ve büyüme süreci gerçekleşir. Şekil 4.4'te basit bir effüzyon hücresinin şematik görüntüsü görülmektedir [68].



Şekil 4.4: Knudsen (effüzyon) hücresi.

MBE sistemlerinin birçoğunda gerçek zamanlı büyütme oranını görmek ve doğru kalınlığa ulaşabilmek için kvartz kristal ekran (QCM) bulunur. QCM örnek ile aynı düzleme sahiptir ve üzerindeki iki piezoelektrik kristalin titreşim frekansları arasındaki fark sayesinde büyütme esnasında filmin kalınlığı hakkında bilgi vermektedir.

4.2. İnce Film Yüzey Karakterizasyon Teknikleri

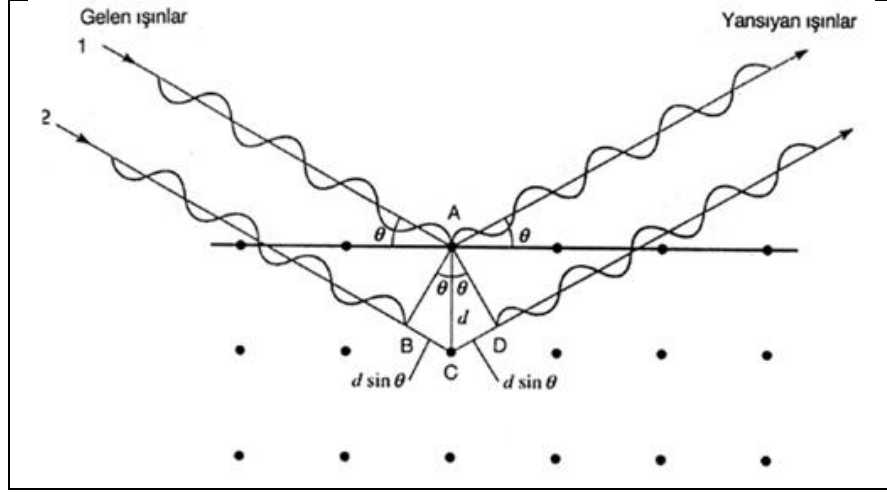
4.2.1. X-Işını Kırınımı (XRD)

X-ışını kırınımı malzemelerin mikroskobik yapısını incelemek için kullanılan bir tekniktir. Bu teknik kullanılarak malzemelerin 3 boyutta kristal yapıları, kristallerin örgü parametreleri ve kristal yönelimleri hakkında bilgi sahibi olunabilir. Bu tekniğin numuneye zarar vermemesi ve atmosfer şartlarında ölçüm gerçekleştirilebilmesi onu diğer tekniklere göre avantajlı kılmıştır.

X-ışını kırınımının temel prensibi Bragg yasasına dayanmaktadır. Bu yasaya göre Şekil 4.5' te de görüldüğü gibi birbirine paralel düzlemlerde, atomların düzenli bir şekilde dizildiği ve düzlemler arası mesafenin d olduğu bir kristal ele alınır [69]. Bu kristalin üzerine hepsinin birbirine paralel olduğu ve λ dalga boyuna sahip tek renkli bir x-ışını demeti θ açısıyla gönderilirse, kristalin üzerine gelen x-ışınları her bir atomdan saçılabilir. Bazıları birbirini yok ederek yıkıcı girişim oluştururken bazıları da birbirini kuvvetlendirerek yapıcı girişim oluştururlar. Burada önemli olan yapıcı girişimin oluşması için iki x-ışını arasındaki yol farkının λ dalga boyunun tam katları kadar olmasıdır. Buna göre Bragg yasası aşağıdaki gibi yazılabilir.

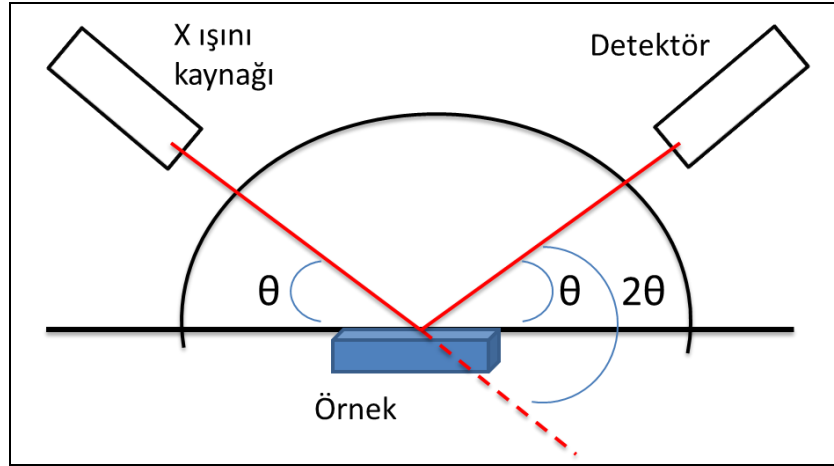
$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (4.1)$$

Burada d düzlemler arası mesafe, θ gelen x-ışını ile kristal düzlemi arasındaki açı ve λ gelen ışının dalga boyudur.



Şekil 4.5: X-ışınının tabakalardan kırınımının şematik gösterimi.

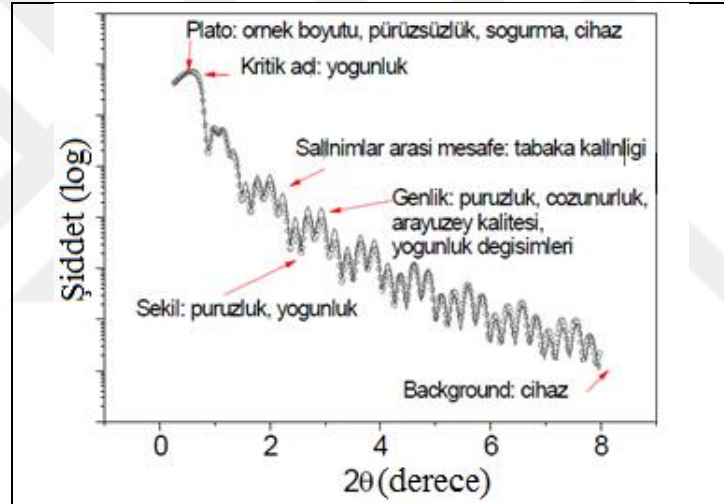
Bu teknikte numune, x-ışını kaynağıyla dedektör (sayaç) arasına yerleştirilir. Yeri hareketli ve numuneyle θ açısı yapacak şekilde konumlandırılmış olan x-ışını kaynağından numuneye fotonlar gönderilir. Numuneden saçılan fotonlar numune düzlemiyle 2θ açısı yapacak şekilde konumlandırılmış detektöre gelirler. X-ışını kaynağı ve dedektör eşit açılarda artırılarak θ - 2θ taraması yapılır. X-ışını kırınımının deney düzeneğinin temsili gösterimi Şekil 4.6'da verilmiştir.



Şekil 4.6: X-ışını Kırınımı deney düzeneğinin temsili gösterimi.

4.2.2. X-Işını Yansıması (XRR)

X-ışınlarını kullanarak XRD dışında başka ölçümler de yapılmaktadır. Bunlardan bir tanesi de genelde ince film karakterizasyonu için kullanılan ve XRD ile aynı ölçüm geometrisine sahip olan x-ışını yansıması tekniğidir. Bu teknikle ince filmin toplam kalınlığı ile ince filmi oluşturan her bir tabakanın kalınlığı ayrı ayrı hesaplanabilir. Bunun yanında yüzey ve tabakalar arası pürüzlülük ile tek katlı ve çok katlı ince filmlerde her bir tabakaya ait elektron yoğunluğu belirlenebilir. XRR tekniği ile örneğe zarar vermeden 0.5 nm ile 400 nm arasındaki tabaka kalınlıkları ve 0-2 nm arası pürüzlükler belirlenebilmektedir. Şekil 4.7’de x-ışını yansıması deneyi sonucunda elde edilen grafiklerin temsili şekli verilmiştir [70].

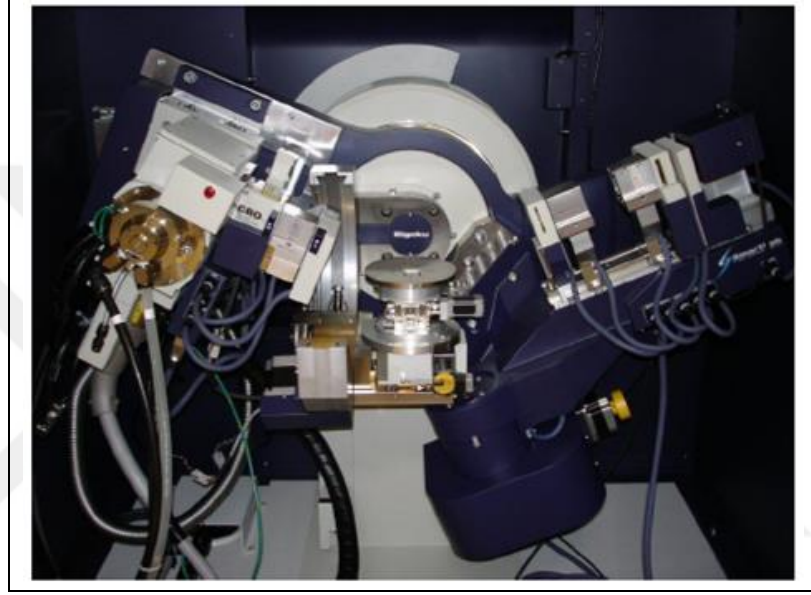


Şekil 4.7: Yansıma eğrisi ve verdiği bilgilerin temsili şekli.

X-ışını yansıması tekniğinin XRD ile aynı ölçüm geometrisine sahip olduğunu belirtmiştik. Yine bir x-ışını kaynağından çıkan fotonların numunenin yüzeyine ve ara yüzeyine düşürülerek yansımasının sağlanması ve detektöre gelen fotonların açığa bağlı şiddet grafiklerinin çizilmesi temeline dayanmaktadır. Burada ayırt edici olan özellik gelen x-ışınının açısıdır. Yaklaşık $0-10^\circ$ arasındaki açılarda yansıma olayı daha baskın olup XRR olayı gözlemlenirken, 10° üzerinde ki açılarda ise kırılma olayı baskın olup XRD olayı gözlenmektedir. X-ışını kırınımında dikkat etmemiz gereken bir husus gelen ışının kritik bir açı olan θ_c den büyük olmasıdır. Aksi durumda gelen ışın yüzeyden yansır ve numunenin içine giremez. Bu da sadece

yüzeyden bilgi almaya imkan verir. İnce filmin kalınlığı ya da diğer tabakalar hakkında bilgi elde edilemez.

Bu tez çalışmasında XRR ve XRD ölçümleri Gebze Teknik Üniversitesi (GTÜ) Nanomanyetizma laboratuvarında bulunan SmartLab XRD cihazı kullanılarak yapılmıştır. Şekil 4.8’de laboratuvarımızda bulunan XRD cihazının resmi gösterilmektedir. XRR sonuçlarına göre kalınlığın, pürüzlülüğün ve yoğunluğun belirlenmesi için “Globalfit” programı kullanılmıştır.



Şekil 4.8: Gebze Teknik Üniversitesi Nanomanyetizma Laboratuvar’ındaki XRD cihazı.

4.2.3. X-Işını Fotoelektron Spektrometresi (XPS) Tekniği

Günümüz yüzey karakterizasyon teknikleri arasında en yaygın olarak kullanılan teknik X-ışını Fotoelektron Spektrometresi(XPS), diğer adıyla kimyasal analiz için elektron spektrometresi (ESCA) tekniğidir. Bu tekniğin popülaritesi onun numune yüzeyinin ilk 10 nm’sinde hidrojen ve helyum dışında bulunan elementlerin tanımlanması, hangi elementten hangi oranda bulunduğu hesaplanması, elementlerin kimyasal çevrelerinin ve elektronik durumlarının belirlenmesi gibi işlemler gerçekleştirmesinden kaynaklanmaktadır. Yani XPS tekniği ile sadece yüzeyin kimyasal kompozisyonu değil, aynı zamanda yüzey bileşenlerinin kimyasal stokiyometresi hakkında da bilgi edinilebilmektedir.

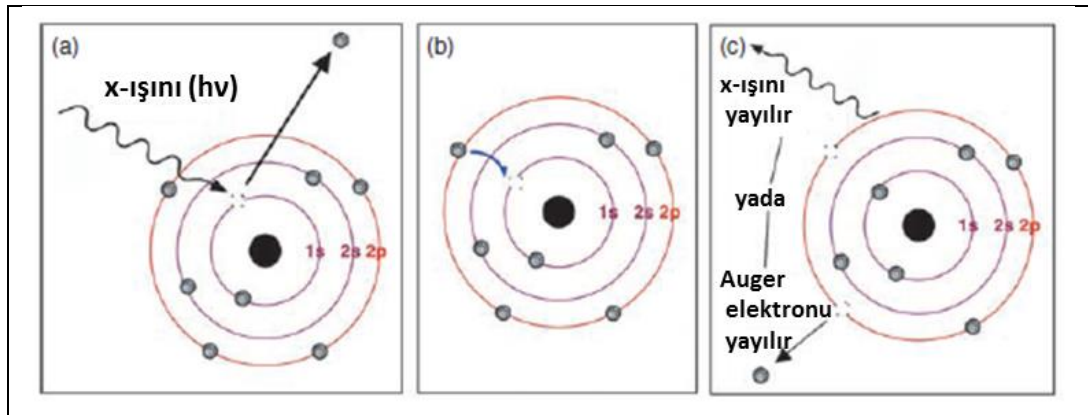
XPS'in 1954-1970'li yıllarda K. Siegbahn ve arkadaşları tarafından geliştirilmiş olmasına rağmen, temelleri yirminci yüzyılın başlarına dayanmaktadır [71]. 1800'de Hertz'in başlattığı ve 1905'te de Einstein'in fotoelektrik etkiyi bularak son noktayı koyduğu çalışmalar XPS'in geliştirilmesine olanak sağlamıştır. Sadece fotoelektrik olayın keşfi değil, aynı zamanda 1895 yılında Röntgen'in X- ışınlarını keşfetmesi de bu tekniğin gelişiminde temel rol oynamaktadır.

XPS tekniği, yüzeyin bir ultra yüksek vakum şartları altında fotonlar tarafından etkileşimi ve analiz edilmesi temeline dayanmaktadır. Foton kaynağı olarak tek dalga boylu(monokromatik) Al-K_α 1486.6 eV ya da Mg-K_α 1253.6 eV anotlu X- ışınları kullanılır. Gelen X-ışınının enerjisi numunenin iş fonksiyonundan daha büyükse numuneden elektron kopar. Kopan bu elektronlar fotoelektron olarak adlandırılırlar. Başka bir deyişle gelen x-ışınları enerjisinden dolayı malzemenin iç kabuğundaki çekirdek elektronlarını (core) uyarır. Uyarılan elektronlar kopar ve kinetik enerjilerinin, bağlanma enerjilerinin bir fonksiyonu olmasından dolayı her bir element için karakteristik değer alır. Bundan dolayı bu teknik elementler için parmak izi hükmündedir.

Fotoelektronların sahip olduğu kinetik enerjisi,

$$E_{kin} = h\nu - E_{bağ} - \phi \quad (4.2)$$

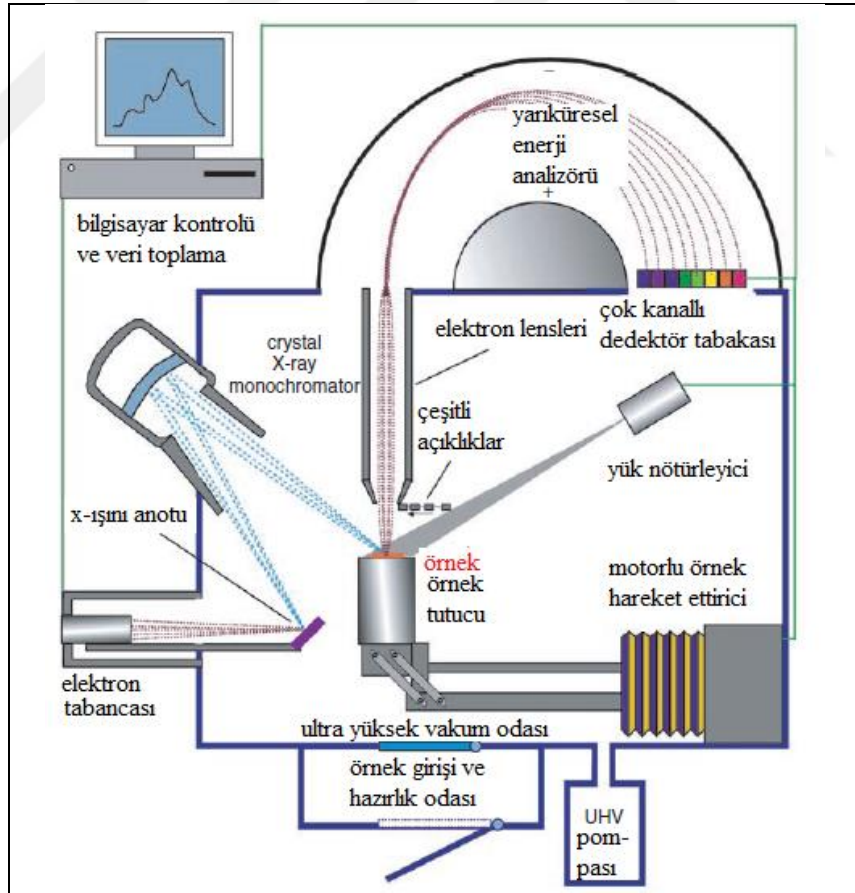
ifadesi ile verilir. Burada $h\nu$ gönderilen fotonun enerjisi, ϕ iş fonksiyonu ve $E_{bağ}$ ise bağlanma enerjisidir.



Şekil 4.9: X-ışını ya da Auger elektronu oluşurken gönderilen foton ile atom arasındaki etkileşimler.

Şekil 4.9’u açıklamak gerekirse, yüzeye gönderilen fotonlar alt yörüngeyi yani çekirdek seviyesini iyonize ederek buradan elektron koparırlar [72]. Alt yörüngeden ayrılan elektronların yerinde boşluklar oluşur. Bu boşluklar anında üst yörüngelerde bulunan elektronlar tarafından doldurulurlar. Bu elektronların alt yörüngelere geçerken açığa çıkan enerji farkı üst yörüngedeki elektronlara aktarılır. Bu elektron ya Auger elektronu olarak yüzeyden ayrılır ya da X-Işını olarak yüzeyden uzaklaşır ve böylece enerji korunumu gerçekleşmiş olur. Bu olay en az iki enerji durumunun ve üç elektronun Auger sürecinde yer alması gerektiğini gösterdiğinden H ve He atomları Auger elektronu veremezler ve böylece onların Auger pikleri olamaz.

Tekniğin çalışma prensibini kısaca özetleyecek olursak, ölçümü yapılacak olan numuneye UHV ortamında tek renkli x-ışını gönderilerek örnek uyarılır. Örneğin yüzeyinden çıkan elektronların kinetik enerjileri dedektör yardımıyla ölçülüp şiddete (intensity) karşı kinetik enerji ya da bağlanma enerjisi dağılım spektrumu çizilir. Şekil 4.10 genel bir XPS sisteminin şematik görünümünü göstermektedir [72].



Şekil 4.10: XPS sisteminin şematik görünümü.

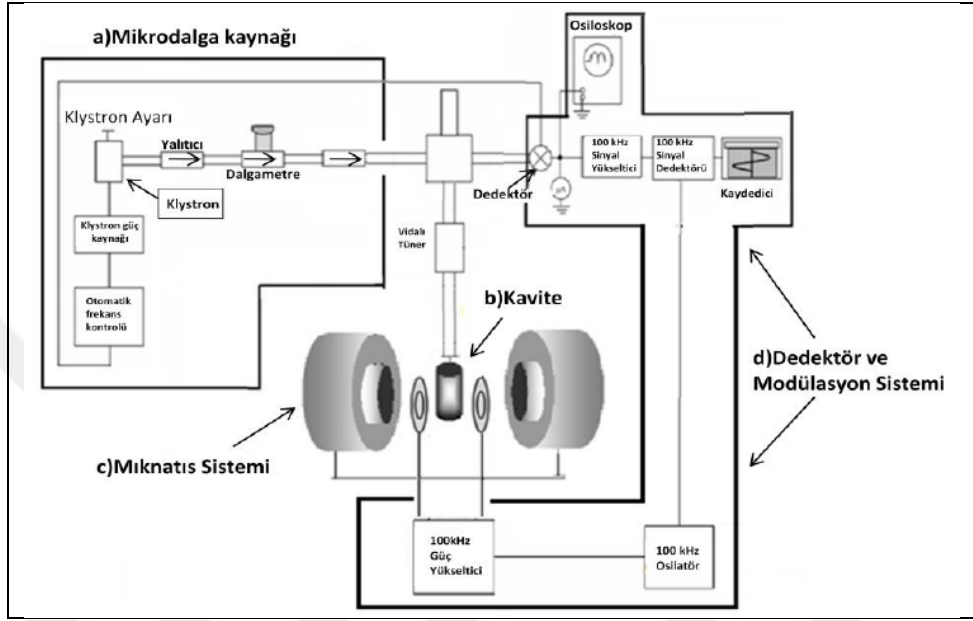
4.3. İnce Film Manyetik Karakterizasyon Teknikleri

4.3.1. Ferromanyetik Rezonans (FMR) Tekniği

Ferromanyetik Rezonans tekniğinin temelini manyetik rezonans kavramı oluşturur. Her sistemin doğal bir titreşim frekansı vardır. Bu doğal frekans manyetik alan içindeki manyetik momentlerin topaç hareketinin (Larmour dönüşünün) frekansıdır. Diğer bir ifadeyle manyetik alana maruz bırakılan malzemenin manyetik momentleri Larmour frekansıyla orantılı olacak şekilde izinli enerji seviyelerine yarırlırlar. Daha sonra dışarıdan uygulanan durgun manyetik alana dik yönde bir frekans gönderilir. Eğer malzeme üzerine gönderilen bu alternatif alanın frekansı elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölgesindeyse kullanılan tekniğin adı Elektron Spin Rezonans (ESR) ya da Elektron Paramanyetik Rezonans (EPR) dır. Burada atom içindeki elektronların manyetik momentlerinin etkileşmesi incelenir. Ancak malzemeye gönderilen elektromanyetik dalga radyo dalgası bölgesindeyse ve çekirdek spinlerinin etkileşimi inceleniyorsa bu teknik Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) tekniği olarak adlandırılır. Manyetik alana dik yönde uygulanan mikrodalga frekansı, Larmour frekansıyla çakıştığı zaman rezonans gerçekleşir. Bu durumdaki manyetik alan '*rezonans alanı*' olarak adlandırılırken, frekans da '*rezonans frekansı*' olarak adlandırılır. ESR sinyallerinde, spektroskopik yarıma çarpanı olarak isimlendirilen g değer farklı manyetik çevrelere sahip çiftlenimsiz elektronlar için farklı değerlerde olduğundan malzemelerin yapısal, elektriksel ve manyetik özellikleri hakkında bilgiler veren önemli bir parametredir [73]. FMR, değiş-tokuş etkileşmesi ile eşleşmemiş elektronların manyetik momentlerinden kaynaklanan mıknatıslanmayı inceler. Mıknatıslanmanın hangi alanda rezonansa girdiği ve o esnada manyetik alanın numuneye hangi doğrultuda uygulandığı bilgileri ile manyetik anizotropi hakkında bilgi sahibi olunur. FMR'da numuneye farklı doğrultularda manyetik alan uygulamak mümkündür. rnek normali veya örnek düzlemi etrafında dönerek mıknatıslanmanın kolay yönü belirlenebilir. Deneysel FMR datalarına yapılan teorik fitler ile anizotropilerin büyüklüğü, efektif mıknatıslanma, g spektroskopik yarıma faktörü gibi parametreler hesaplanabilir.

Ferromanyetik Rezonans (FMR) lmleri için Elektron Spin Rezonans (ESR) spektroskopisi ve bunun için tasarlanmış olan ESR cihazları kullanılmaktadır. ESR

spektroskopisi elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölgesini kullanarak malzeme içindeki elektronların manyetik momentlerinin ilişkisini inceleme temeline dayanır. Standart bir ESR cihazı şekil 4.11’de görüldüğü gibi 4 temel kısımdan oluşur bunlar Mikro dalga kaynak sistemi, Kavite-Kılavuz sistemi, Miknatis sistemi, Modülasyon ve detektör (algılama) sistemidir [19].



Şekil 4.11: ESR cihazının şematik gösterimi.

Mikrodalga Kaynak Sistemi: Bu sistemin en önemli elemanlarından biri yüksek frekans üretici (klystron) olarak bilinir. Klystron düşük gürültü özelliğiyle tanınan ve küçük bir frekans aralığında mikrodalga kaynağı olarak çalışan bir elektron tüpüdür. Bu sistem rezonans durumunda mikrodalga üretirken, paralel levhalar arasındaki elektrik alan sinüzoidal olarak değişir. Yansıtıcı ve hızlandırıcı levha gerilimlerinin değerleri ayarlanarak yüksek frekans üretici değişik gerilim bölgelerinde salınım yapabilir. Dalgametre, mikrodalga frekansını veya dalga boyunu ölçen bir alettir. Diğer taraftan kaynak sisteminden çıkan mikrodalganın kendi üzerine geri yansımalarını engellemek için yalıtıcı (insulator) kullanılırken, otomatik frekans kontrolü, yüksek frekans üreticinin ürettiği mikrodalga frekansının sabit ve kararlı olmasını sağlar [19].

Kavite-Kılavuz Sistemi: Kavite sistemi mikrodalga kaynağından gelen elektromanyetik dalgaları numunenin üzerine düşmesini sağlayan ve numuneye etkileştikten sonra geri yansıyan elektromanyetik dalgaların detektöre ulaşmasını

sağlayan örneğin yerleştirildiği ve dalga kılavuzunun bulunduğu yerdir. Dalga klavuzu ile kavite arasındaki empedans uyumu iris yardımıyla sağlanırken, kaviteye giden elektromanyetik dalgaların yansımalarını dengelemek için de dalga döndürücü sistem kullanılmaktadır.

Mıknatıs Sistemi: Sabit ve homojen bir manyetik alan üretmek için karşılıklı yerleştirilmiş elektromıknatıs çiftinden oluşur. Doğru akım güç kaynağı tarafından beslenen elektromıknatıslar yaklaşık olarak 2.2 Tesla değerine kadar manyetik alan üretirler. Üretilen manyetik alanı kontrol etmek için mıknatısın kutuplarından biri üzerine konulmuş olan Hall probe sistemi kullanılır.

Modülasyon ve Dedektör Sistemi: İlk olarak örnek tarafından soğrulan mikrodalgalar detektöre ulaşır. Dedektörde, gelen mikrodalgaların frekansıya orantılı olacak şekilde elektrik akımı oluşur. Yani mikrodalga azaldığında dedektördeki akım azalırken, mikrodalga arttığında da detektördeki akım artar. Oluşan alan modülasyon sistemi ve sinyal yükselticiler sayesinde numune rezonans durumuna yaklaştığında manyetik alan değişimine karşı rezonansa karşılık gelen elektrik akım değişimi sonucu bilgisayar vasıtasıyla spektrum olarak elde edilir.

4.3.2. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) Tekniği

İlk kez 1955 yılında S. Foner tarafından fark edilen titreşimli örnek manyetometresi (vibrating sample magnetometer) düzgün bir manyetik alanda dik olarak titreştirilen örneğin manyetik momentlerinin ölçülmesi olarak tanımlanmıştır [74]. VSM tekniği Faraday indüksiyon kanununa dayanmaktadır ve bu kanuna göre kapalı bir devredeki manyetik akı değişiminin, devrede bir indüksiyon elektro motor kuvveti (emk) oluşturması olayıdır. Kısaca Faraday yasası, bir devrede indüklenen emk'nın, devreden geçen manyetik akının zamanla değişimi ile doğru orantılı olmasıdır.

Faraday'ın indüksiyon yasası şu şekilde formülize edilebilir:

$$\varepsilon = -\frac{d\phi_H}{dt} \quad (4.3)$$

$\phi_H = \int \vec{H} \cdot d\vec{A}$ devreden geçen manyetik akıdır. Eğer devre A yüzey alanına sahip N tane sarımdan oluşan bir bobinden oluşuyorsa ve ϕ_H 'de bir sarımdan geçen manyetik akı ise, devrede oluşan toplam emk;

$$\varepsilon = -NA \frac{d\phi_H}{dt} \quad (4.4)$$

bağıntısından bulunur [75].

Manyetik akı yoğunluğu ise,

$$B = \frac{\phi}{A} \quad (4.5)$$

ifadesi ile indüksiyon e.m.k.'sı yeniden düzenlenirse:

$$\varepsilon = -NA \frac{dB}{dt} \quad (4.6)$$

elde edilir. Manyetik akı değişiminin değeri malzemenin mıknatıslanmasıyla ilgilidir. M malzemenin mıknatıslanması olmak üzere bobin üzerindeki manyetik alan değişimini ΔB ile gösterirsek bu değer,

$$\Delta B = \mu_0 M \quad (4.7)$$

olacaktır. Bu ifadeyi denklem (4.6) ile birleştirirsek,

$$\varepsilon = -\mu_0 NA \frac{dM}{dt} \quad (4.8)$$

ifadesi elde edilir. Burada ε indüksiyon elektro motor kuvveti, μ_0 boşluğun geçirgenliği, N bobinin sarım sayısı, A manyetik indüksiyonun incelendiği alandır. İndüksiyon e.m.k.'nin oluşabilmesi için manyetik akının zamanla değişmesi gerekir. Bu iki şekilde gerçekleştirilebilir. Birincisi zamanla değişen manyetik alan uygulamak, ikincisi ise manyetik alana konan örneği hareket ettirmek, titreştirmektir.

VSM'in çalışma prensibini özetleyecek olursak, manyetik alan altında titreşen numunenin manyetik akı değişimi oluşturması ve bu değişimle oluşan indüksiyon emk'sının ölçülmesi temeline dayanır. İndüklenen emk titreşen numunenin manyetizasyonu ile doğru orantılıdır ve numunenin manyetizasyonu hakkında bilgi verir.

VSM 'de mıknatıslanma ölçümlerine başlamadan önce sistemin kalibre edilmesi gerekir. Algılayıcı bobinler arasındaki boşlukta örnek varken ve örnek yokken ulaşılan manyetik indüksiyon arasındaki fark hesaplanır. Bu fark uygulanan manyetik alan ile elde edilen mıknatıslanma arasındaki farktır. Elde edilen farkın keyfi bir değerden çıkıp kıyaslanabilmesi için manyetik moment değerleri bilinen Ni ve Pd gibi standart örneklerle kalibre edilmesi gerekir.

Fiziksel özellikleri ölçülecek olan örnek malzeme süperiletken mıknatısın bulunduğu helyum tankının içinde bulunan ve sinüzoidal bir şekilde titreştirilen bir örnek tutucu çubuğun ucuna yerleştirilir. VSM motor aracılığıyla titreşim yaptırılarak sabit manyetik alan değerlerinde örneğin ölçüm yapılabilecek en uygun yeri tam olarak tespit edilir. Yeri tespit edilen örneğe istenen değerler arasında istenen aralıklarla uygulanan manyetik alana karşı ölçülen manyetik moment değerleriyle örneğin histerisiz eğrisi elde edilir.

Ölçümleri yaptığımız VSM sistemi şekil 4.12'de görüldüğü gibi vsm motor, vsm modülü, süperiletken mıknatıs, helyum sıvılaştırma ünitesi, vakum sistemi ve kontrol panelinden oluşur. Ölçümü yapılacak olan örnek malzeme süperiletken mıknatısın bulunduğu helyum tankının içine yerleştirilir. VSM sistemlerinde yüksek manyetik alan değerlerine ulaşabilmek için elektromıknatıs yerine süperiletken solenoidler kullanılır. süperiletkenlik özelliklerinin gözlenebilmesi için çok düşük sıcaklıklara inilmesi gerektiğinden ve düşük sıcaklıklarda ölçüm yapabilmesi için bir helyum tankıyla çevrilmiştir. Bobinleri soğutmak için sıvı helyum kullanılır. Helyum tankının dışarıdan ısı alarak, sıvı helyumun hızlı buharlaşmasını önlemek amacıyla helyum tankı bir vakum ceketle çevrilmiştir. Ayrıca örneğin bulunduğu yer de sıvı helyumdan bir vakum sistemiyle yalıtılmıştır. Bütün bu sistemi kontrol etme ve alınan ölçümleri görüntüleme işlemini kontrol paneli yapmaktadır.

Manyetik karakterizasyonun sonucu olarak doyum mıknatıslanması, koersif alan, kalıcı mıknatıslanma, geçirgenlik ve duygunluk değerleri bulunabilir. PPMS-VSM (*Physical Properties Measuring System*) olarak da adlandırılan sistemlerde, farklı sıcaklıklar altında numunelerin Curie ve Néel sıcaklıkları belirlenebilir.

Bu tez çalışmasında, Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü Nanomanyetizma ve Spintronik Araştırma Merkezi (NASAM) laboratuvarında bulunan VSM (titreşimli örnek manyetometresi sistemi) cihazı kullanılmıştır. Bu sistemde örneklere uygulanan manyetik alan 9 Tesla'ya kadar çıkabilmektedir. Düşük sıcaklık ölçümlerinin yanı sıra, bir fırın kullanılarak bu sistemle 2K-1000K aralığında sıcaklığa bağlı ölçümler yapılabilmektedir. Cihazın titreşim genliği 1-3 mm aralığında olup frekans değeri de 40 Hz'dir. Bu sistemle 10^{-6} emu (erg/Oe) hassasiyetine kadar manyetik moment değerlerini ölçülebilmektedir. [76]. Şekil 4.12'de GTÜ Fizik Bölümü'nde bulunan PPMS cihazının bir fotoğrafı görülmektedir.



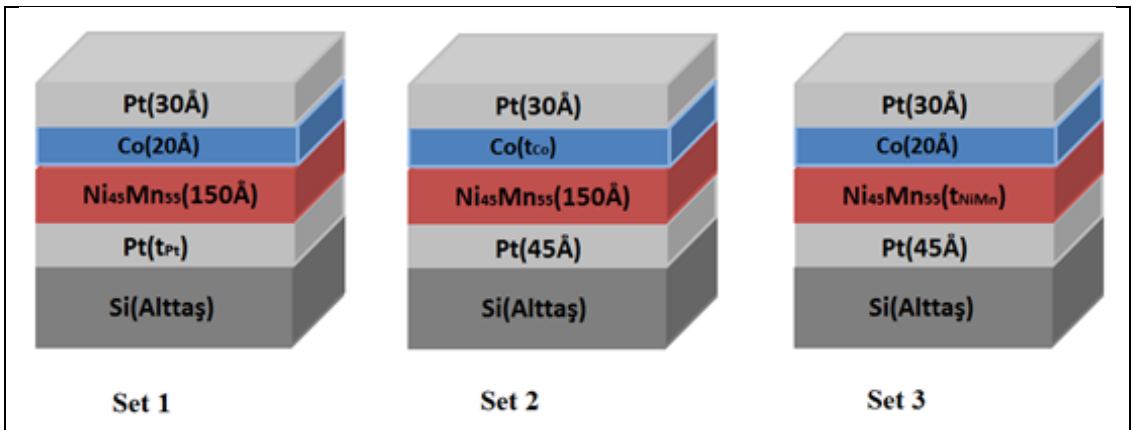
Şekil 4.12: Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'ndeki PPMS sistemi.

5. DENEYSEL SONUÇLAR VE YORUMLAR

5.1. Örneklerin Hazırlanması

Bu tez çalışması kapsamında 3 farklı örnek seti hazırlanmıştır. Bu setlerin genel formülü $\text{Si}/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})/\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{55}(t_{\text{AFM}})/\text{Co}(t_{\text{FM}})/\text{Pt}(30 \text{ \AA})$ şeklindedir. Şekil 5.1’de bu örnek setlerinin şematik gösterimi verilmiştir. Set 1 olarak adlandırılan örnek seti $\text{Si}/\text{Pt}(t_{\text{Pt}})/\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{55}(150)/\text{Co}(20)/\text{Pt}(30)$ şeklinde gösterilebilir (Bütün kalınlıklar Å cinsinden). Set 1’de Si alttaş üzerine Pt 0 Å , yani hiç yok iken, 7 Å , 15 Å , 25 Å ve 45 Å kalınlığında büyütülüp daha sonra 150 Å kalınlığında $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{55}$, 20 Å kalınlığında Co ve 30 Å kalınlığın da oksitlenmeyi önlemek için tekrar Pt tabakası büyütülmüştür. Yani Set 1’de Pt alt tabakası 5 farklı kalınlıkta büyütülmüş olup diğer tabakaların kalınlıkları sabit tutulmuştur.

Set 2 olarak adlandırılan ikinci örnek seti ise $\text{Si}/\text{Pt}(45)/\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{55}(150)/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Pt}(30)$ şeklinde gösterilebilir. FM Co tabakasının kalınlığı 10, 15, 20, 30 ve 40 Å olarak değiştirilirken Pt alt tabakası 45 Å , AFM NiMn tabakası 150 Å ve en üsteki Pt tabakası ise 30 Å ’dur. Set 3 ise $\text{Si}/\text{Pt}(45)/\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{55}(t_{\text{NiMn}})/\text{Co}(20)/\text{Pt}(30)$ şeklinde formülize edilmiştir. AFM NiMn tabakasının kalınlığı 20, 35, 50, 100 ve 150 Å olarak değiştirilirken diğer tabakaların kalınlıkları ise sabit tutulmuştur.



Şekil 5.1: Hazırlanan örnek setlerinin şematik gösterimi.

Tez çalışması kapsamında incelenen örnekler Si (100) alttaş üzerine büyütülmüşlerdir. İnce filmler büyütülmeden önce Si alttaş 850 K sıcaklığında bir saat kadar ısıtılmıştır. Pt ve Co katmanları Si alt taş üzerine magnetron saçtırma tekniği ile sırasıyla DC ve RF jeneratörler kullanılarak büyütülmüşlerdir. Büyütmede kullanılan sputter vakum odasının taban basıncı 2×10^{-9} mbar'dır. Büyütme ise 5×10^{-3} mbar seviyesinde Argon basıncı altında gerçekleştirilmiştir. AFM malzeme olan $Ni_{45}Mn_{55}$ tabakası ise moleküler demet epitaksisi (MBE) yöntemi ile büyütülmüştür. İki farklı termal evaporatör içerisine yerleştirilmiş olan Ni ve Mn hedef malzemelerinin aynı anda kullanılması ile NiMn tabakası elde edilmiştir. Ni ve Mn hedef malzemelerin her birinin büyütme hızları QCM yöntemi ile belirlenmiş ve Ni/Mn oranı bu şekilde kontrol edilmiştir. Ayrıca Ni/Mn oranları X-ışını fotoelektron spektroskopisi (XPS) tekniği ile de kontrol edilmiştir. MBE vakum odasının taban basıncı 1×10^{-10} mbar mertebesinde olup büyütme esnasında Ni ve Mn hedef malzemelerinin ortak buhar basıncı 2×10^{-9} mbar seviyesinde kaydedilmiştir. Örnekler MBE vakum odası ile magnetron saçtırma vakum odaları arasında ultra yüksek vakum şartları altında transfer edilmiştir. Son olarak da filmler oksitlenmeye karşı 30 Å kalınlığında Pt ile kaplanmıştır.

Örneklerin histerezis eğrileri hem oda sıcaklığında hiçbir işleme tabii tutulmadan hem de ısıtma işlemi uygulandıktan sonra titreşimli örnek manyetometresi (VSM) ile ölçülmüştür. Isıtma işlemi tüm örnekler için 400 K sıcaklığında 2 kOe'lik alan altında 10 dakika kadar sürmüştür ve sonra tekrar sıcaklık dakika 2 K soğutarak 300 K'e kadar düşmüştür. Örneklerin manyetik özellikleri VSM'e ek olarak ferromanyetik rezonans tekniği (FMR) ile de incelenmiştir. Yapısal karakterizasyonu ise out of plane x-ışını kırınımı (XRD) tekniği ile yapılmıştır.

5.2. Co/NiMn İnce Filmlerde Kaydırma Etkisinin Açısız Bağımlılığı

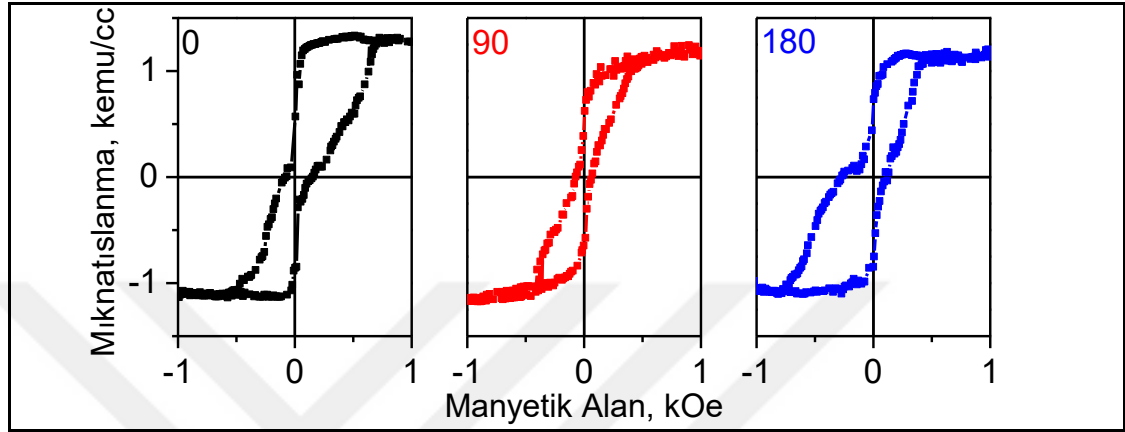
Şekil 5.2'de 25 Å kalınlığında Pt alt tabakaya sahip Si/Pt(25)/NiMn(150)/Co(20)/Pt(30) örneğinin VSM ile alınmış M-H histerezis ölçümü verilmektedir. Bu örneğe manyetik alan ölçümler esnasında örnek düzlemi içerisinde üç farklı açıda uygulanmıştır. Bu üç farklı açı sırasıyla manyetik alan alt taşın [100], [010] ve $[\bar{1}00]$ kristal yönlerine paralel olacak şekildedir. Manyetik alan [100] yönünde uygulandığında M-H histerezis eğrisinde pozitif alan yönünde bir

kayma kaydedilmiştir. Bu örneğe herhangi bir ısıtıp manyetik alan altında soğutma işlemi uygulanmamıştır. Bu nedenle klasik kaydırma etkisi modelleri açısından kaydırma etkisi gözlenmesi beklenmezdi. Bununla birlikte örnekte büyütüldüğü hali ile pozitif alan yönünde net bir kayma vardır. Bu durum kendiliğinden (spontaneous) kaydırma etkisi olarak adlandırılır ve ilerleyen bölümlerde ayrıntılı bir şekilde tartışılacaktır [77], [78]. Örnek kendi düzlemi içerisinde 90^0 döndürülüp manyetik alan [010] yönünde uygulandığında ise M-H histerezis eğrisinde kaydırma etkisi gözlenmemektedir. Örnek kendi düzlemi içerisinde bir 90^0 daha döndürülüp manyetik alan ilk ölçüme anti paralel olacak şekilde $[\bar{1}00]$ yönünde uygulandığında ise M-H histerezis eğrisinde negatif alan yönünde bir kayma gözlenmiştir.

Bir FM/AFM örnek sistemi kaydırma etkisi elde edebilmek üzere ısıtılıp pozitif yönde bir manyetik alan altında soğutulduğunda genelde M-H histerezis eğrisinde negatif yönde bir kayma gözlenir. Bu durum negatif kaydırma etkisi (exchange bias) olarak adlandırılır. T_N sıcaklığının üstüne kadar ısıtılıp pozitif yönde manyetik alan altında soğutulan AFM domenler soğutma alanı yönünde dizilirler. Bu noktadan sonra FM/AFM ara yüzündeki FM ve AFM spinler kendi aralarında ferromanyetik olarak etkileşirlerse M-H histerezis ölçümü esnasında kayma negatif yönde olur. Eğer alanda soğutma işleminden sonra FM ve AFM spinler kendi aralarında antiferromanyetik olarak etkileşirlerse, M-H histerezis ölçümü esnasında kayma pozitif yönde olur. Nadiren rastlanan bu durum ise pozitif kaydırma etkisi (exchange bias) olarak adlandırılır [79]. Pozitif kaydırma etkisi gösteren FM/AFM örnek sistemleri genelde çok yüksek manyetik alan altında soğutulurlar [79]. Şekil 5,2'de verilen M-H histerezis ölçümünde önceden de bahsedildiği gibi örneğe herhangi bir ısıtıp alanda soğutma işlemi uygulanmamıştır. Bu açıdan örnekte pozitif veya negatif kaydırma etkisi olduğu söylenemez. Başka bir deyişle örnekte FM ve AFM spinlerin ferromanyetik veya antiferromanyetik etkileştiği bu ölçüm sonuçlarına göre tespit edilemez.

Örnek kendi düzlemi içerisinde çevrilerek M-H histerezis ölçümleri alındığında kaymanın yönünde meydana gelen değişimin nedeni FM/AFM ara yüzünde ortaya çıkan tek yönlü (unidirectional) anizotropidir. Tek yönlü manyetik anizotropiden dolayı kaydırma etkisi gösteren FM/AFM örnek sistemlerinde FM malzemenin kolay eksen yönünde histerezis eğrisinde görülen kayma zor eksen yönünde kaybolur. Örnek 180^0 çevrilip FM malzemenin eş değer kolay eksen yönünde ölçüldüğünde ise histerezis eğrişindeki kaymanın yönü değişir [80]. M-H histerezis ölçümleri

esnasında FM spinler manyetik alan yönünde dizilirler. AFM spinleri manyetik alandan kolay etkilenmezler ve ölçüm esnasında yönelimleri sabit kalır. Bu durum ise örneği kendi düzlemi içerisinde çevirerek ölçerken FM ve AFM spinler arasındaki açının değişmesi manasına gelir. Kaydırma etkisi bu açıya bağımlı olduğu için açısız ölçümlerde değerinde artma, azalma ve sıfıra gitme görülür.



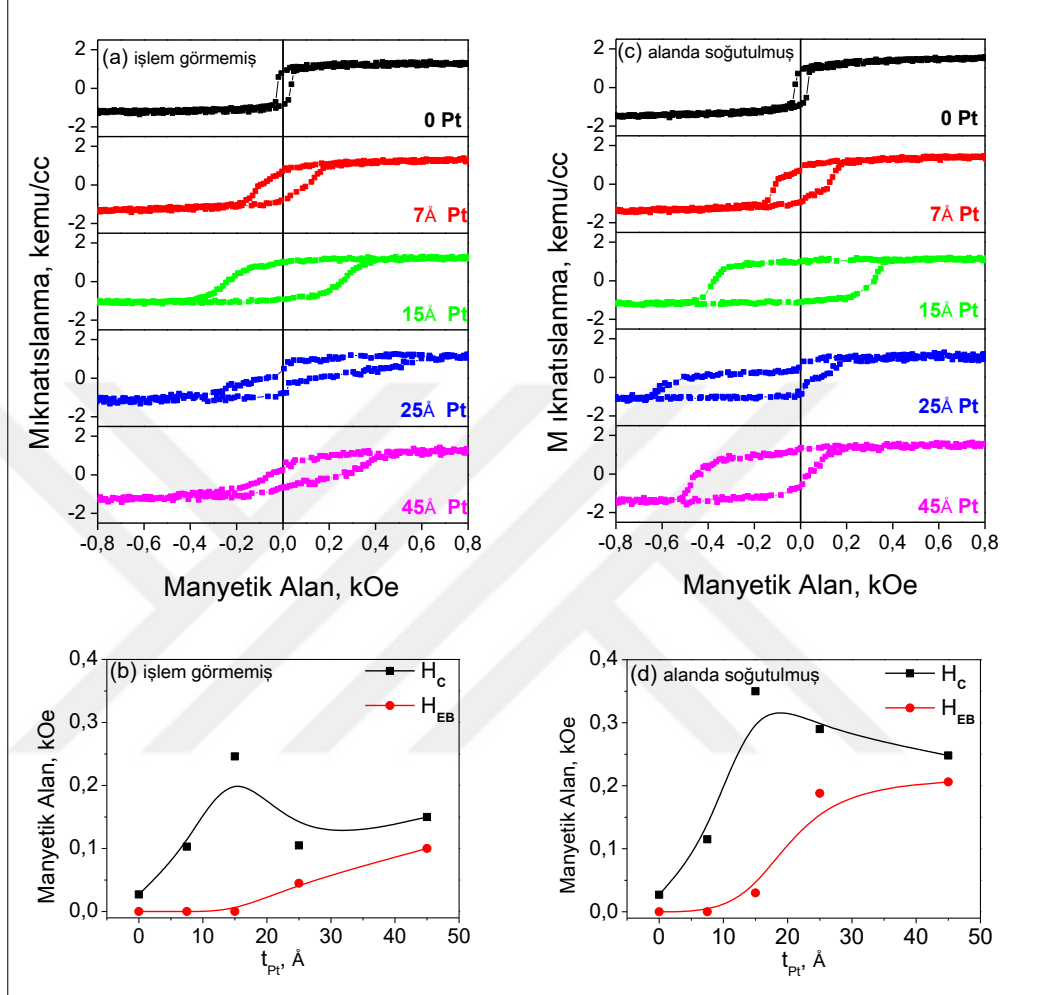
Şekil 5.2: Si/Pt(25)/NiMn(150)/Co(20)/Pt(30) film sisteminin M-H histerezis eğrileri. Siyah, kırmızı ve mavi renkli histerezis eğrileri manyetik alanın örnek düzlemi içerisinde alt taşın sırasıyla [001], [010] ve $[\bar{1}00]$ kristal yönlerinde uygulanmasıyla ölçülmüştür.

Bu ölçüm neticesinde Şekil 5.1'deki örnek sistemleri incelenirken manyetik alanın alt taşın [100] kristal yönüne paralel uygulanmasına karar verildi. Bu noktadan sonra örnekler sistematik olarak sırasıyla Pt alt tabakasının kalınlığının, AFM NiMn tabakasının kalınlığının ve FM Co tabakasının kalınlığının fonksiyonu olarak incelenecektir. Manyetik alanın sürekli [100] kristal yönüne paralel uygulanması örnekler arasında sağlıklı bir karşılaştırma yapılmasına olanak sağlamıştır.

5.3. Co/NiMn İnce Filmlerde Pt Alt Tabaka Kalınlığının Fonksiyonu Olarak Kaydırma Etkisi

Şekil 5.3.a birinci örnek setinde (Set 1) yer alan örneklerin oda sıcaklığında VSM ile ölçülmüş M-H histerezis ölçümlerini göstermektedir. Set 1' de yer alan örneklerin genel formülü Si/Pt(t_{Pt})/NiMn(150)/Co(20)/Pt(30) şeklindedir. AFM NiMn ve FM Co kalınlıkları sabit tutulmuş, Pt alt tabaka kalınlıkları (t_{Pt}) değiştirilmiştir. t_{Pt} için 0, 7, 15, 25 ve 45 Å'luk 5 farklı değer denenmiştir. Bütün ölçümler manyetik alan örnek düzlemine paralel olacak şekilde yapılmıştır. Ölçümler

esnasında manyetik alan [100] kristal yönünde uygulanmıştır. Örnekler büyütüldükleri halleri ile ölçülmüşlerdir. Ölçümden önce örnekler herhangi bir ısıtma ve alanda soğutma işlemi uygulanmamıştır.



Şekil 5.3: Set 1 örnekleri için oda sıcaklığında a) işlem görmemiş hali ile ve c) alanda soğutulmuş hali ile ölçülmüş M-H histeresis eğrileri. H_C ve H_{EB} değerlerinin b) işlem görmemiş ve d) alanda soğutulmuş örnekler için Pt alt tabaka kalınlığına bağlı değişimi.

Si alt taşın üzerine Pt alt tabakanın büyütülmediği ($t_{Pt}=0$) durumda Co'nun zorlayıcı alanı (H_C) 25 Oe olarak ölçülmüştür. Bu durumda histeresis eğrisi simetriktir. Örnekte kaydırma etkisi yoktur. Diğer taraftan t_{Pt} 7 Å ve 15 Å değerlerini aldığıında Co için H_C değerleri sırasıyla 103 Oe ve 245 Oe olarak ölçülmüştür. Açık bir şekilde Pt alt tabakası NiMn'in AFM düzenini kuvvetlendirmektedir. t_{Pt} değerinin artması ile H_C değerinde meydana gelen artış AFM düzendeki bu kuvvetlenmenin sonucudur. Pt alt tabakası daha da artırıldığında, $t_{Pt}=25$ Å durumu için Co'nun H_C

değerinde bir düşüş gözlenmektedir. Diğer taraftan 25 Å'luk t_{pt} değerinde ilk defa 45 Oe değerinde bir kaydırma etkisi ölçülmüştür. Örneklere herhangi bir işlem uygulanmadan ölçüldüklerinden bu kaydırma etkisi kendiliğinden kaydırma etkisidir. Pt alt tabakasının kalınlığı daha da artırılıp 45 Å yapıldığında ise hem H_C hem de H_{EB} değerlerinde artış kaydedilmiştir. Bu durumda 100 Oe'lik bir kendiliğinden kaydırma etkisi ölçülmüştür. Şekil 5.3.b büyütüldükleri hali ile Set 1 örnekleri için t_{pt} ' nin fonksiyonu olarak H_C ve H_{EB} değerlerindeki değişimi göstermektedir.

Şekil 5.3.c Set 1' de yer alan örneklerin 400 K sıcaklığa kadar ısıtılıp, 2 kOe alan altında tekrar oda sıcaklığına kadar soğutulduktan sonra VSM ile ölçülen M-H histerezis eğrilerini göstermektedir. Örnekler 400 K' de 10 dakika bekletilmişlerdir. 400 K'den oda sıcaklığına 2K/dakika'lık bir soğutma hızı ile getirilmişlerdir. Ölçümler oda sıcaklığında alınmıştır. Pt alt tabakanın bulunmadığı örnekte ısıtıp alanda soğutma işleminin örneğin manyetik özelliklerine bir etkisi olmamıştır. Hiçbir işlem uygulanmamış ölçümde olduğu gibi örnek kaydırma etkisi göstermemiş, H_C değeri de 25 Oe olarak ölçülmüştür. t_{pt} değerinin artması ile ise ısıtıp alanda soğutma işlemi örneklere etki etmeye başlamıştır. Şekil 5.3.d 400 K' e kadar ısıtılıp alanda soğutulan Set 1 örneklerinin H_C ve H_{EB} değerlerindeki değişimi t_{pt} ' nin fonksiyonu olarak göstermektedir. Alanda soğutulan örnekler ile hiçbir işlem uygulanmadan ölçülen örneklerin H_C ve H_{EB} değerlerinin Pt alt tabakaya bağımlılığı benzerdir. Yalnızca beklendiği üzere alanda soğutulan örnekler genel olarak daha büyük H_C ve H_{EB} değerlerine sahiptirler. Burada önemli olan nokta Pt alt tabaka kullanılmadan literatürde yapılan çalışmalarla kıyaslandığında örneklerde daha düşük ısıtma sıcaklıkları ve soğutma alanlarıyla daha büyük H_C ve H_{EB} değerleri kaydedilmesidir. Alanda soğutma işleminden sonra örnekler negatif kaydırma etkisi göstermişlerdir.

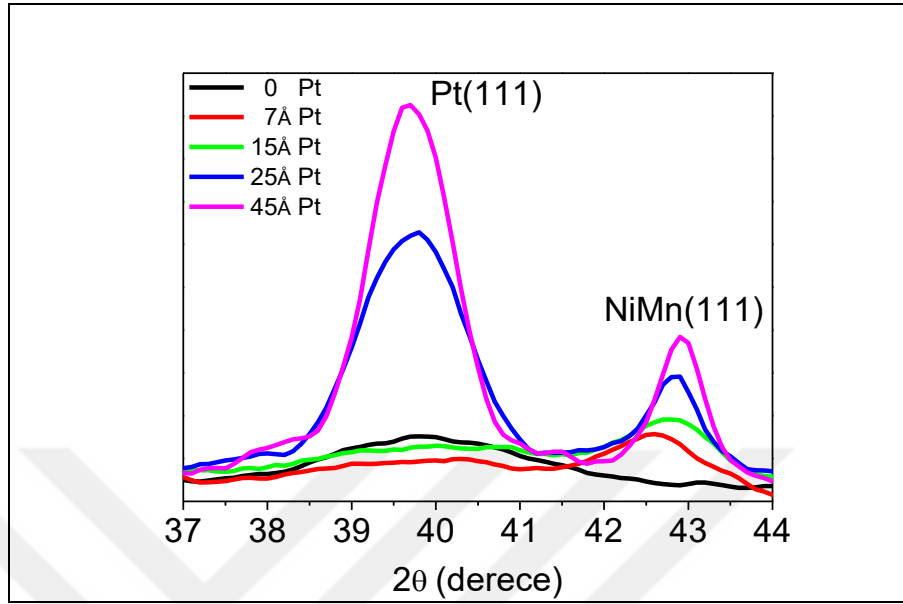
Manyetik alan altında soğutma birçok FM/AFM örnek sisteminde kaydırma etkisi gözleyebilmek için gereklidir. Bununla birlikte manyetik alan altında soğutma işlemi uygulanmadan da kaydırma etkisinin gözlenebildiği örnek sistemleri mevcuttur. Polikristal yapıdaki NiMn/NiFe çift katlı ince film sisteminde alan altında soğutma işlemi olmadan kaydırma etkisinin elde edilebilmesi teorik olarak çalışılmıştır. Yapılan teorik çalışmalar neticesinde bu ince film sisteminde kendiliğinden kaydırma etkisinin mümkün olduğu görülmüştür. AFM domen çiftlerinin kendi aralarındaki değiş tokuş etkileşmesi bu ince film sistemindeki kendiliğinden kaydırma etkisinin nedeni olarak öne sürülmüştür [77]. Yapılan bir

başka çalışmada ise deneysel olarak Fe/Mn çok katlı ince film sistemi incelenmiştir. Bu çalışmada da deneysel olarak kendiliğinden kaydırma etkisi gözlenmiştir. Çok katlı ince film sisteminin yüzey - ara yüz pürüzlülüğü ve yapıda yılan şeklinde morfolojiye sahip adacıkların oluşumu bu sistemdeki kendiliğinden kaydırma etkisinin sebepleri olarak açıklanmıştır [81]. $[Pt/Co]_n/ IrMn$ çok katlı ince filmleri üzerine yapılan bir çalışmada ise çift histerezis eğrili kendiliğinden kaydırma etkisi gözlenmiştir. Bu çalışmadaki kendiliğinden kaydırma etkisinin nedeni ise AFM domenler ile FM tabakadaki çoklu domenlerin etkileşmesine bağlanmıştır [78]. Bu üç örnek çalışmada da kaydırma etkisi ince film sistemini manyetik alan altında soğutmanın bir neticesi değildir. Bunun yerine büyütülen ince filmlerin mikro yapısal veya morfolojik özelliklerinin bir sonucudur.

Texture etkilerinin FM/AFM ince film sistemlerinin kaydırma etkisi özelliklerini artırdığına dair çalışmalar mevcuttur. $Co_{49}Pt_{51}/ IrMn$ ince film sistemi üzerine yapılan bir çalışmada elde edilen kendiliğinden kaydırma etkisinde texture etkilerinin önemli bir rol üstlendiği düşünülmektedir [55]. Bu tez çalışmasında elde edilen kendiliğinden kaydırma etkisinin de Pt alt tabakaya bağımlılığı açıktır. Bu nedenle Set 1’de yer alan örneklerin yapısal özellikleri XRD ölçümleri ile incelenmiştir.

Şekil 5.4 Set 1 örnekleri için alınan XRD ölçüm sonuçlarını göstermektedir. Pt alt tabakanın olmadığı örnekte ne NiMn (111) piki ne de NiMn’nin başka bir XRD piki görülmemektedir. Bu örnekteki NiMn’nin polikristal yapıda olduğu düşünülmektedir. Bu nedenle hiçbir kristal ailesi XRD ölçümlerinde detekte edilebilecek kadar güçlü değildir. Örnekte yalnızca koruyucu Pt tabakadan (cap layer) kaynaklanan Pt (111) piki yer almaktadır. 7 Å Pt alt tabakanın büyütüldüğü örnekte ise NiMn (111) piki görülmeye başlamaktadır. Pt alt tabaka kalınlığı arttıkça NiMn (111) pikinin şiddeti de artmaktadır. Şekilden açık bir şekilde Pt alt tabakanın NiMn (111) texture yapısını kuvvetlendirdiği görülmektedir. Pt alt tabaka yalnızca NiMn (111) pikinin şiddetini artırmamaktadır. Buna ek olarak pikin 2θ konumunu da değiştirmektedir. 45 Å’luk Pt alt tabaka kalınlığına sahip örnekte NiMn (111) pikinin 2θ konumu 42.94 derece olarak ölçülmüştür. Bu değer daha önce yapılan deneysel bir çalışmada elde edilen $L1_0$ yapıdaki NiMn (111) pikinin 2θ değeri ile aynıdır [82]. Sözü edilen çalışmada $L1_0$ yapısındaki NiMn ancak 40 saat boyunca 280 °C sıcaklıkta ısıtma işleminden sonra elde edilmiştir. Fcc yapıdaki NiMn (111) pikinin ancak belirli sıcaklıkların üstündeki ısıtma işlemlerinden sonra fct yapıdaki NiMn (111) pikine dönüşeceğini gösteren başka çalışmalarda mevcuttur [53]. Bu

tez çalışmasında ise herhangi bir ısıtma işlemi uygulanmadan yalnızca NiMn'i Pt alt tabakanın üzerine büyüterek L1₀ NiMn elde edilebilmiştir.

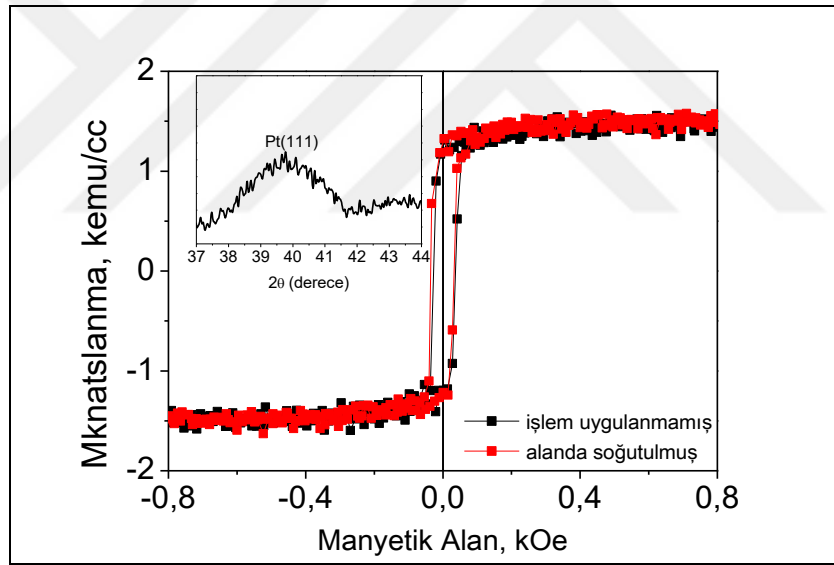


Şekil 5.4: Set 1 örnekleri için alınmış XRD ölçümü sonuçları.

Açık bir şekilde t_{Pt} 'nin artması NiMn (111) texture yapısını kuvvetlendirmekte, bu durum ise H_{EB} değerlerini artırmaktadır. Co/NiMn ince film sistemleri için texture etkileri daha önce de araştırılmıştır. Cu/Au/Cu alt tabakası üzerine Co/NiMn büyütülerek yapılan bir çalışmada Au kalınlığı değiştirilerek örneğin yapısı (100) fazından (111) fazına geçirilmiştir. (111) fazında örneğin kaydırma etkisi özelliklerinin arttığı kaydedilmiştir. Bu durum ise (111) fazında örneğin eşleşmemiş (uncompensated) ve doymamış (frustrated) spinlerinin artması ile açıklanmıştır [54]. NiMn (111) texture yapısının artması ile Set 1 örneklerinde de benzer bir şekilde eşleşmemiş ve doymamış spin sayıları artmakta ve bu durum H_{EB} değerini artırmaktadır.

Örneklere texture etkisini daha detaylı inceleyebilmek için Set 1 içinde yer almayan yeni bir örnek daha büyütülmüştür. Bu örneğin genel formülü Si/Pt(45)/Co(20)/NiMn(150)/Pt(30) şeklindedir. Bu örnek Set 1 örnekleri ile aynı büyütme parametrelerine sahiptir. Bu örneğin farkı ise çok katlı ince film yapısındaki Co ve NiMn tabakalarının yerlerinin değişmesidir. Şekil 5.5 bu örnek için oda sıcaklığında VSM ile ölçülmüş M-H histerezis ölçümlerini göstermektedir. Siyah çizgi ve semboller herhangi bir işlem uygulanmadan ölçülmüş durumu, kırmızı çizgi

ve semboller ise 400 K'e kadar ısıtılıp 2 kOe alan altında oda sıcaklığına kadar soğutulmuş durumu göstermektedir. Şekilden de açıkça görüldüğü üzere bu örnekte her iki durumda da ne kaydırma etkisi ne de H_C değerinde bir artış görülmemektedir. Şekil 5.5 içerisinde ayrıca bu örnek için yapılmış XRD ölçümü sonucu da yer almaktadır. Bu örnekte Pt (111) piki yer almasına rağmen, NiMn (111) texture yapısı yoktur. Tüm büyütme parametreleri aynı olmasına rağmen Set 1 içinde yer alan muadilinden tek farkı Co ve NiMn tabakalarının yerlerinin değişmesi olan bu örnekte kaydırma etkisi yoktur. Bu durum kendiliğinden kaydırma etkisi elde edebilmek için örneklerde NiMn (111) texture yapısına duyulan gereği bir kez daha göstermektedir. Ayrıca NiMn' nin (111) texture yapısında olabilmesi ve kendiliğinden kaydırma etkisi gösterebilmesi için Pt alt tabaka ile ara yüze sahip olması gerektiği de anlaşılmıştır. Üstteki koruyucu Pt tabaka ile NiMn' nin ara yüzünün olması (111) texture yapısını ve kendiliğinden kaydırma etkisini oluşturmamaktadır.



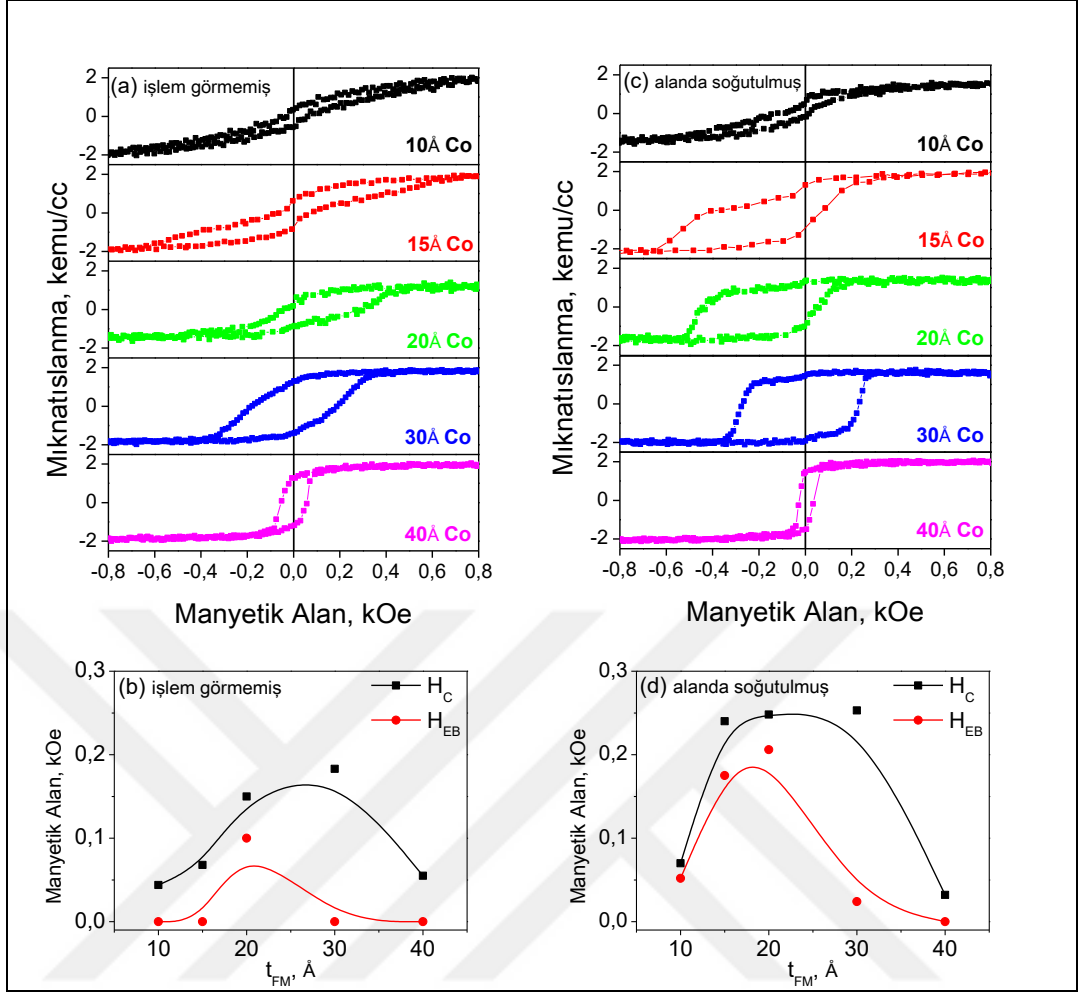
Şekil 5.5: Si/Pt(45)/Co(20)/NiMn(150)/Pt(30) örneği için alınmış M-H histerezis eğrileri. Siyah sembol ve çizgiler örneğin büyütüldüğü hali, kırmızı sembol ve çizgiler ise alanda soğutulmuş hali ile yapılan ölçümü göstermektedir. Küçük şekil ise XRD ölçümünü göstermektedir.

Şimdiye kadar elde edilen sonuçlar Pt alt tabakanın Co/NiMn ince film sisteminin kaydırma etkisi özelliklerini olumlu yönde etkilediğini ortaya koymuştur. Hatta yeterli t_{Pt} değerleri için kendiliğinden kaydırma etkisi bile elde edilebilmektedir. Diğer taraftan bu durumun AFM NiMn kalınlığına (t_{NiMn}) ve FM Co kalınlığına (t_{Co}) bağlı olacağı şüphesizdir. Hatta kendiliğinden kaydırma etkisi t_{NiMn} ve t_{Co} ' nun yalnızca belirli değerleri için örneklerde elde edilebilecektir.

5.4. Co/NiMn İnce Filmlerde FM Co Tabaka Kalınlığının Fonksiyonu Olarak Kaydırma Etkisi

Şekil 5.6.a Set 2 içerisinde yer alan örnekler için oda sıcaklığında VSM ile ölçülmüş M-H histerezis ölçümlerini göstermektedir. Set 2' de yer alan örneklerin genel formülü Si/Pt(45)/NiMn(150)/Co(t_{Co})/Pt(30) şeklindedir. Pt alt tabaka kalınlığı ve AFM NiMn tabaka kalınlığı sabit iken, FM Co tabakasının kalınlığı (t_{Co}) değiştirilmiştir. 10, 15, 20, 30 ve 40 Å'luk 5 farklı t_{Co} değeri için ölçümler yapılmıştır. Manyetik alan daha önceki ölçümlerde olduğu gibi örnek düzlemi içerisinde [100] yönünde uygulanmıştır. Örneklere herhangi bir ısıtıp alanda soğutma işlemi uygulanmamıştır.

10 ve 15 Å Co tabakasına sahip örnekler kaydırma etkisi göstermemektedirler. Kaydırma etkisi ilk olarak 20 Å Co tabakasına sahip örnekte ortaya çıkmaktadır. 30 Å Co kalınlığına sahip örnekte kaydırma etkisi tekrar kaybolmaktadır. Bu kalınlığa kadar H_C değeri sürekli artmaktadır. t_{Co} 40 Å değerini aldığı anda ise örnekte kaydırma etkisi görülmediği gibi H_C değerinde de ciddi bir düşüş olmaktadır. Şekil 5.6.b büyütüldükleri hali ile Set 2 örnekleri için t_{Co} ' ın fonksiyonu olarak H_C ve H_{EB} değerlerindeki değişimi göstermektedir.



Şekil 5.6: Set 2 örnekleri için oda sıcaklığında a) işlem görmemiş hali ile ve c) alanda soğutulmuş hali ile ölçülmüş M-H histerezis eğrileri. H_C ve H_{EB} değerlerinin b) işlem görmemiş ve d) alanda soğutulmuş örnekler için FM Co tabaka kalınlığına bağlı değişimi.

Şekil 5.6.c Set 2 içerisinde yer alan örneklerin 400 K'e kadar ısıtılıp tekrar 2 kOe alan altında oda sıcaklığına soğutuldukları durum için M-H histeri ölçümlerini göstermektedir. Set 2 örneklerine uygulanan ısıtıp alanda soğutma işlemi Set 1 örneklerine uygulanan işlem ile aynıdır. Herhangi bir işlem uygulanmayan durumdan farklı olarak, alanda soğutulan örnekler 10 ve 15 Å Co kalınlığı için kaydırma etkisi göstermektedir. Alanda soğutulan örneklerde Co kalınlığının fonksiyonu olarak H_C ve H_{EB} değerlerinin davranışı hiçbir işlem uygulanmayan örneklerin davranışı ile aynıdır. Bu durum Şekil 5.6.d' den takip edilebilmektedir. Ancak alanda soğutulan örneklerin H_C ve H_{EB} değerleri daha büyüktür. Örnekler büyütüldükleri halleri ile 10, 15 ve 30 Å Co kalınlıkları için kaydırma etkisi göstermez iken, alanda soğutulan örnekler bu Co kalınlıkları için kaydırma etkisi göstermektedirler. 40 Å Co kalınlığı

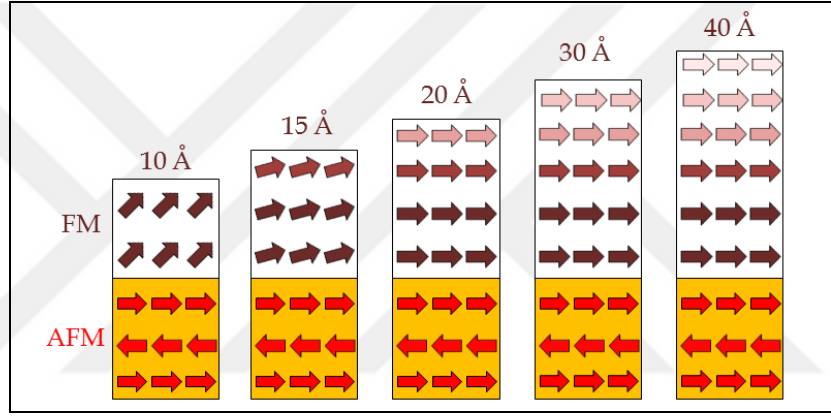
için kaydırma etkisinin kaybolması ve H_C değerinin düşmesi alanda soğutulan örnekler için de geçerlidir. Set 1 örneklerinde olduğu gibi alanda soğutulan örnekler negatif kaydırma etkisi göstermişlerdir.

Kaydırma etkisinin genel teorisine göre ($H_{EB} \sim 1/t_{FM}$) FM tabaka kalınlığı azaldıkça H_C ve H_{EB} değerlerinin artması beklenir. Ancak Set 2 içerisinde yer alan örnekler bu durumdan farklılık göstermektedir. Küçük t_{Co} değerleri için bu ters orantı durumunun geçerli olmadığı hem Şekil 5.6.b'den hem de Şekil 5.6.d'den görülmektedir. Küçük t_{FM} değerleri için genel teoriye uymayan ince film sistemleri daha öncede gözlenmiş ve bu durum örneklerin morfolojisi ile ilişkilendirilmiştir. [55].

Set 2 örneklerinde karşılaşılan bu durumun iki farklı açıklaması olabilir. Birinci açıklamaya göre ince Co tabakası adacıklar şeklinde büyümüş olabilir. Bu adacıkların şekilleri, boyutları ve manyetik yönelimleri rast gele olacağından manyetik olarak izotropik bir davranış ortaya koyabilirler. Bu ise AFM spinler ile etkileşebilecek FM spin sayısını düşürür. Böylece küçük t_{Co} değerleri için küçük H_{EB} değerleri ölçülebilir.

İkinci bir açıklama ise FM ve AFM spinler arasındaki açıyla kaydırma etkisi arasındaki ilişkiye dayanır. FM ve AFM spinler arasındaki açı H_{EB} değerini doğrudan etkiler. FM ve AFM spinler birbirlerine paralel olduklarında H_{EB} maksimum değerini alır. FM ve AFM spinler birbirlerine dik oldukları durumda ise kaydırma etkisi kaybolur. Co kalınlığının 10 Å olduğu örneğin M-H histerezis eğrisi hem örnek düzlemine paralel geometride hem de örnek düzlemine dik geometride ölçülmüştür. Histerezis eğrilerinin kalıcı mıknatıslanmalarının (M_r) doyum mıknatıslanmalarına (M_s) oranı (M_r/M_s) malzemelerin kolay mıknatıslanma yönü hakkında bilgi verir. Bu oran 10 Å'luk Co örneği için dik ve paralel geometride aynıdır. Bu durum bu örneğin mıknatıslanmasının örnek düzlemine dik ve paralel durumların arasında eğik (canted) bir biçimde olduğunu gösterir. 15 Å' luk Co örneğinde mıknatıslanma yine eğik durumda olmakla birlikte örnek düzlemine paralel geometriye daha yakındır. Co tabakasının daha kalın olduğu durumlarda ise demanyetizasyon alanının da etkisi ile mıknatıslanma tamamen örnek düzlemine paralel geometride uzanmaktadır. AFM spinlerin örnek düzlemine paralel geometride uzandığı kabul edilecek olursa bu durum Co kalınlığındaki azalma ile H_{EB} değerinin neden azaldığını açıklayabilir. Şekil 5.7' de bu açıklama şematik olarak

modellenmiştir. Bu açıklamaya göre Co kalınlığındaki artış ile FM ve AFM spinler arasındaki açının değişimi Şekil 5.7’ de temsili olarak gösterilmiştir. Bu açıklamaya göre Co kalınlığı 10 Å’den 20 Å’a doğru artarken FM ve AFM spinler birbirlerine paralel hale gelmektedirler. Böylece bu kalınlık aralığında H_{EB} değeri artmaktadır. Co kalınlığı 20 Å’ dan 40 Å’a doğru artarken ise FM ve AFM spinler arasındaki açı değişmemektedir. Bu kalınlık aralığında ise kaydırma etkisinin genel teorisi ($H_{EB} \sim 1/t_{FM}$) etkin olmaktadır ve H_{EB} değeri düşmektedir. Co kalınlığının artmasıyla FM/AFM ara yüzünden uzakta kalan FM spinler üzerindeki tek yönlü anizotropinin etkisi azalmaktadır. Bu iki açıklama alanda soğutulan örnekler için de geçerlidir.

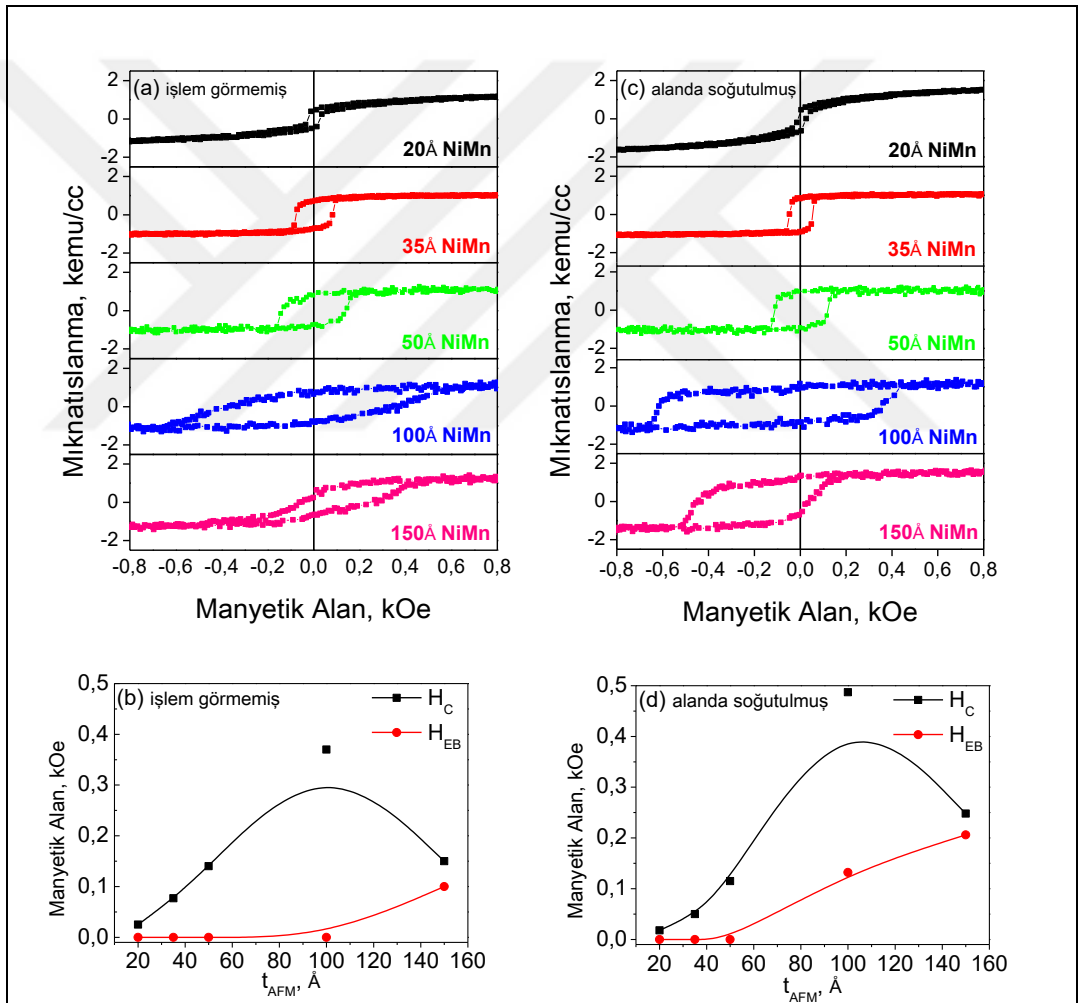


Şekil 5.7: Co kalınlığının artması ile Set 2 örnekleri için FM ve AFM spinler arasındaki açının ikinci açıklamaya göre şematik gösterimi.

5.5. Co/NiMn İnce Filmlerde AFM NiMn Tabaka Kalınlığının Fonksiyonu Olarak Kaydırma Etkisi

Şekil 5.8.a Set 3 içerisinde yer alan örnekler için oda sıcaklığında VSM ile ölçülmüş M-H histerezis ölçümlerini göstermektedir. Set 3’ de yer alan örneklerin genel formülü Si/Pt(45)/NiMn(t_{NiMn})/Co(20)/Pt(30) şeklindedir. Pt alt tabaka kalınlığı ve FM Co tabaka kalınlığı sabit iken, AFM NiMn tabakasının kalınlığı (t_{NiMn}) değiştirilmiştir. 20, 35, 50, 100 ve 150 Å’luk 5 farklı t_{NiMn} değeri için ölçümler yapılmıştır. Manyetik alan daha önceki ölçümlerde olduğu gibi örnek düzlemi içerisinde [100] yönünde uygulanmıştır. Örneklerle herhangi bir ısıtıp alanda soğutma işlemi uygulanmamıştır.

20 Å NiMn tabakasına sahip örnekte kaydırma etkisi yoktur. Bu örneğin H_C değeri ise yalnızca 25 Oe'dir. Bu durum 20 Å NiMn'in AFM düzene sahip olmadığını gösterir. Şekle göre NiMn için AFM düzenin ilk başladığı kalınlık 35 Å'dur. Her ne kadar bu kalınlıkta da NiMn içeren örnekte de kaydırma etkisi görülmediyse de bu örneğin H_C değeri 75 Oe'dir. NiMn tabakasının kalınlığı 100 Å'a kadar arttıkça H_C değeri de artmaktadır. Kaydırma etkisi ise ancak NiMn kalınlığı 150 Å olduğunda görülebilmektedir. Şekil 5.8.b büyütüldükleri hali ile Set 3 örnekleri için t_{NiMn} 'nin fonksiyonu olarak H_C ve H_{EB} değerlerindeki değişimi göstermektedir.



Şekil 5.8: Set 3 örnekleri için oda sıcaklığında a) işlem görmemiş hali ile ve c) alanda soğutulmuş hali ile ölçülmüş M-H histeresis eğrileri. H_C ve H_{EB} değerlerinin b) işlem görmemiş ve d) alanda soğutulmuş örnekler için AFM NiMn tabaka kalınlığına bağlı değişimi.

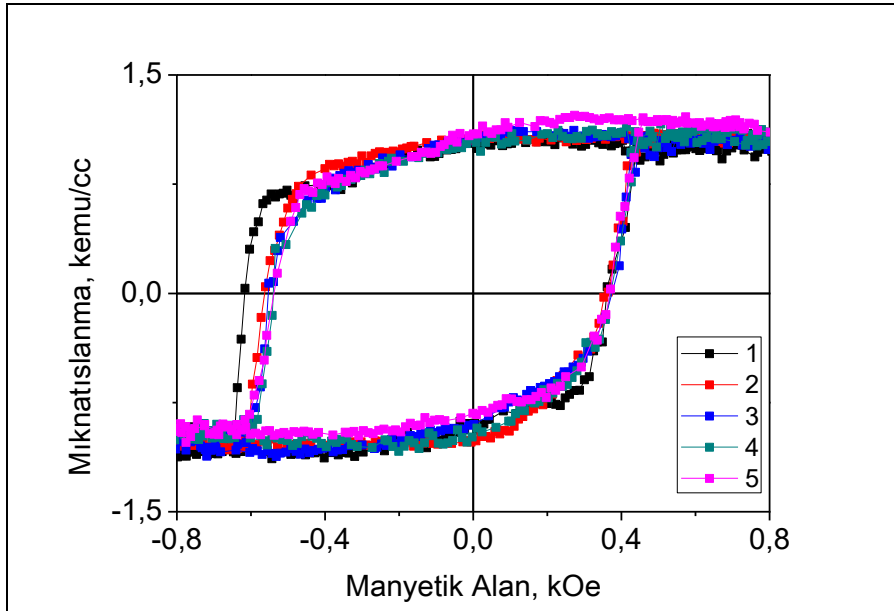
Set 3 örneklerinin 400 K' e kadar ısıtılıp 2 kOe alan altında soğutulduktan sonra VSM ile ölçülen M-H histerezis eğrileri Şekil 5.8.c'de gösterilmektedir. 20 Å' luk NiMn örneğinde hala kaydırma etkisi ve H_C değerinde bir artış söz konusu değildir. Alanda soğutma işlemi 20 Å NiMn'in AFM düzene geçmesi için yeterli olmamıştır. Hiçbir işlem uygulanmamış durumdan farklı olarak alanda soğutulmuş örneklerde kaydırma etkisi ilk olarak 100 Å NiMn içeren örnekte görülmüştür. Alanda soğutma işlemi Set 1 ve Set 2' de yer alan örneklerde olduğu gibi Set 3' de yer alan örneklerde de kaydırma etkisi özelliklerine olumlu yönde katkı yapmıştır. Şekil 5.8.d alanda soğutulmuş örneklerin H_C ve H_{EB} değerlerinin NiMn tabaka kalınlığına bağlı değişimini göstermektedir. Set 3 örneklerinde de beklendiği gibi alanda soğutma işleminin ardından kaydırma etkisi negatif alan yönündedir.

H_C ve H_{EB} değerlerinin NiMn tabaka kalınlığının artması ile artış göstermesi kaydırma etkisinin ideal Meiklejohn ve Bean modeli ile açıklanabilir [21], [22]. Model çerçevesinde kaydırma etkisi AFM malzemenin manyetik anizotropisinin ve kalınlığının artması ile artmaktadır. Şekil 5.8.b ve Şekil 5.8.d'de görülen H_C ve H_{EB} değerlerinin t_{NiMn} ' ye bağlı değişimi bu model ile uyumludur.

H_C ve H_{EB} değerlerinin AFM NiMn tabaka kalınlığına ve Pt alt tabaka kalınlığına bağlı olarak değişimi benzerdir. Hem t_{Pt} hem de t_{NiMn} değerlerinin artması ile öncelikle H_C değeri artmaktadır. H_C bir pik değerine ulaşıncaya kadar örneklerde kendiliğinden kaydırma etkisi görülmemektedir. Bu tepe noktasından sonra H_C değeri azalmakta ve kendiliğinden kaydırma etkisi elde edilmektedir. H_C ve H_{EB} değerleri arasında bu şekilde bir ilişki AFM tabaka kalınlığının fonksiyonu olarak CoPt/IrMn örnek sistemlerinde de kaydedilmiştir [55], [83]. t_{Pt} ve t_{NiMn} değerlerinin artması örneklerde AFM düzen parametresini ve dolayısıyla değiş tokuş enerjisini artırmaktadır. Pt ve NiMn tabakalarının belli bir kalınlığına kadar değiş tokuş enerjisinin artması yalnızca örneklerin H_C değerini artırmaya harcanır. Bu kalınlıklardan sonra ise değiş tokuş enerjisi kaydırma etkisi elde edilmesine harcanacak olup H_C değeri düşecektir. Bu durum hiçbir işlem uygulanmadan ölçülmüş örnekler için geçerlidir. Alanda soğutulan örneklerde de benzer bir durum söz konusudur. Ancak bu durumda kendiliğinden kaydırma etkisi H_C değeri tepe noktasına ulaştığı noktada gözlenmeye başlamaktadır.

5.6. Co/NiMn İnce Filmlerde Talim Etkisi

Pt alt tabaka üzerine önce NiMn sonra Co' ın büyütülmesi ile elde edilen Si/Pt(t_{Pt})/NiMn(t_{NiMn})/Co(t_{Co})/Pt(30) ince filmlerinin kaydırma etkisi özellikleri detaylı bir şekilde analiz edilmiştir. Pt alt tabakasının NiMn' in herhangi bir ısıl işlem uygulanmadan AFM $L1_0$ fazda olabilmesine olanak sağladığı görülmüştür. Tabaka kalınlıkları uygun seçildiğinde örnek sistemi kendiliğinden kaydırma etkisi gösterebilmektedir. Diğer taraftan örnek sisteminin pratik cihaz uygulamalarında kullanılabilirliği açısından talim etkisi özelliklerinin de araştırılmasında fayda vardır. Şekil 5.9 Set 3 içerisinde yer alan Si/Pt(45)/NiMn(100)/Co(20)/Pt(30) örneği için 400 K'den 2 kOe alan altında soğutulduktan sonra oda sıcaklığında VSM ile alınan M-H histerezis eğrilerini göstermektedir. Şekilde gösterilen histerezis eğrileri art arda alınmıştır. Farklı renklerdeki sembollerin her biri art arda alınan ölçümlerden birine denk gelmektedir. Şekilde art arda alınan ilk beş ölçüm sonucu gösterilmektedir. Birinci histerezis eğrisinde H_{EB} 125 Oe olarak ölçülmüştür. İkinci ölçümde ise bu değer 100 Oe' dir. Üçüncü ölçümde 95, dört ve beşinci ölçümde ise 90 Oe' lik H_{EB} değerleri ölçülmüştür. İlk beş ölçüm neticesinde H_{EB} değeri yaklaşık % 30 oranında düşmüştür. İlk beş ölçümden sonra ise H_{EB} değeri sabitlenmektedir.



Şekil 5.9: Si/Pt(45)/NiMn(100)/Co(20)/Pt(30) örneği için 400 K' den oda sıcaklığına 2 kOe alan altında soğutulduktan sonra art arda alınan ilk beş M-H histerezis eğrisi.

5.7. (Pt/Co)_n/NiMn İnce Filmlerde Kaydırma Etkisi

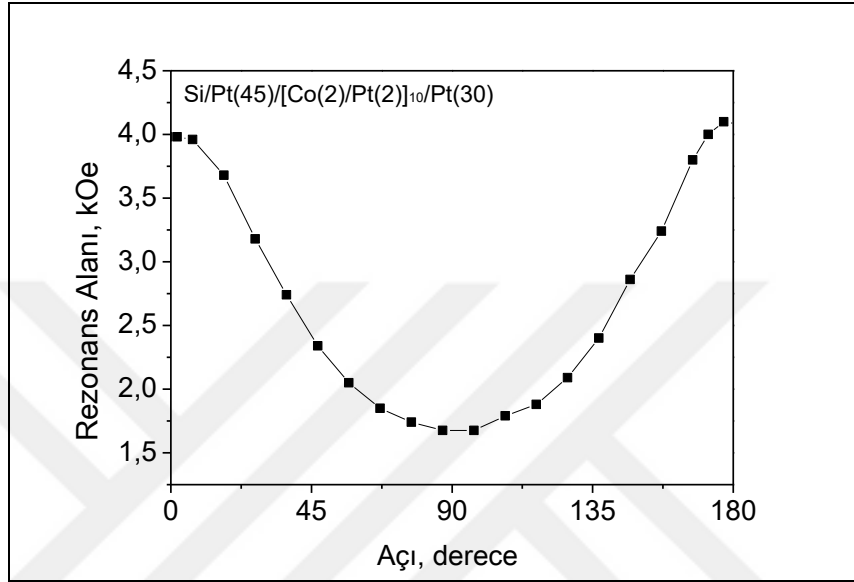
Set 1 ve 2 içerisinde yer alan örneklerde FM Co tabakasının mıknatıslanmasının kolay yönü örnek düzlemine paralel geometride yer almaktadır. Set 3 içerisinde yer alan örneklerde ise Co kalınlığı 20 Å ve üzerinde olduğunda mıknatıslanmanın kolay yönü yine örnek düzlemine paralel geometridir. Co kalınlığı 10 ve 15 Å olduğunda ise mıknatıslanmanın ya izotropik davrandığı ya da kolay yönünün örnek normali ile paraleli arasında yer aldığı değerlendirilmektedir. Şimdiye kadar çalışılan örneklerden mıknatıslanması örnek normali üzerinde bulunan yoktur. Bununla birlikte cihaz uygulamaları açısından mıknatıslanması örnek düzlemine dik geometride bulunan örnekler önemlidir.

Yeterince kalın Pt alt tabaka üzerine büyütülen FM (Pt/Co)_n çok katmanlı yapılarının mıknatıslanmaları örnek düzlemine dik geometridedir [84]. Bu çok katmanlı yapıların dik manyetik anizotropiye sahip olmalarında Pt (111) texture yapısı önemli bir rol oynamaktadır [84], [85]. (Pt/Co)_n çok katmanlı yapıları Pt alt tabaka üzerinde (111) texture yapısında büyümektedirler. Set 1, 2 ve 3' de yer alan örneklerin kendiliğinden kaydırma etkisi göstermelerinde de Pt (111) texture yapısı etkili olmuştur. Bu nedenle (Pt/Co)_n/NiMn çok katlı yapıları büyütülmüş ve kendiliğinden kaydırma etkisi özellikleri incelenmiştir.

Öncelikle Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)]₁₀/Pt(30) şeklinde formülize edilen çok katlı ince film sistemi büyütülmüştür. Formülde gösterilen bütün kalınlıklar Å cinsindedir. Pt alt tabakadan sonra 2' şer Å kalınlığındaki Co ve Pt tabakaları 10 kez tekrar edilmiştir ve son olarak oksitlenmeye karşı 30 Å Pt tabakası büyütülmüştür. Pt ve Co tabakaları daha önceki örneklerde olduğu gibi magnetron saçırma yöntemi ile büyütülmüşlerdir. Örneğin büyütme şartları Set 1, 2 ve 3 örnekleri için verilen şartlarla aynıdır. Bu örnekte AFM NiMn tabakası yer almamaktadır. Bu örneğin büyütülmesindeki amaç mıknatıslanmasının kolay yönü örnek düzlemine dik geometride olan FM tabakanın elde edilebilirliğini test etmektir.

Şekil 5.10, Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)]₁₀/Pt(30) örneği için FMR spektrumlarından elde edilen rezonans alanı değerlerinin örnek çevirme açısına bağlı değişimini göstermektedir. Manyetik alan başlangıçta örnek düzlemi içerisindedir (0 derece). Örnek çevrildikçe manyetik alan örnek normali üzerine gelmiştir (90 derece). Örnek daha da çevrildikçe manyetik alan tekrar örnek düzlemi içerisine gelmiştir (180

derece). Başka bir deyişle örnek, manyetik alan örnek düzlemi ile normalisi arasında değişecek şekilde çevrilmiştir. FMR ölçümlerinde bu ölçüm geometrisi örnek düzlemine dik (out of plane) geometri olarak adlandırılır. Şekilden açıkça örneğin mıknatıslanmasının örnek düzlemine dik (perpendicular magnetization) olduğu görülmektedir.

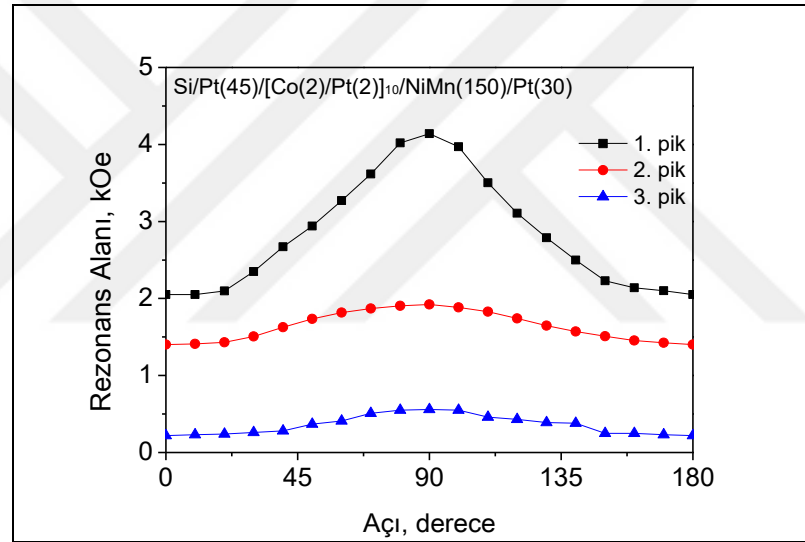


Şekil 5.10: Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)]₁₀/Pt(30) örneği için FMR ölçümlerinden elde edilen rezonans alanı değerlerinin açığa bağımlılığı.

Şekil 5.11 ise Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)]₁₀/NiMn(150)/Pt(30) örneği için FMR ölçümlerinden elde edilen rezonans alanı değerlerinin örnek çevirme açısına bağlı değişimini göstermektedir. Örneğe herhangi bir ısı işlem uygulanmadan ölçülmüştür. Bir önceki FMR ölçümünde olduğu gibi bu ölçüm de örnek düzlemine dik geometride yapılmıştır. Bir önceki örnekten farklı olarak bu örnekte (Co/Pt)₁₀ tabakasından sonra 150 Å kalınlığında AFM NiMn tabakası yer almaktadır. NiMn tabakası Set 1, 2 ve 3 örnekleri ile aynı şartlarda büyütülmüştür.

Ölçüm sonuçları bu örnekte mıknatıslanmanın kolay yönünün değiştiğini göstermektedir. NiMn tabakasının etkisi ile FM (Co/Pt)₁₀ tabakasının mıknatıslanması örnek düzlemine paralel hale gelmiştir. Mıknatıslanmanın yön değiştirmesinde iki mekanizma etkili olmuş olabilir. (Co/Pt)_n çok katlı yapılarında dik mıknatıslanmanın elde edilebilmesi için tabakaların (111) texture yapısında büyümesi gerekmektedir. Bunun için alttan ve üstten yeterince kalın Pt alt ve koruyucu tabaka büyütülür. Dik mıknatıslanmanın (111) texture yapısına bağlı

olduğu çok katlı ince filmlerde üstteki koruyucu Pt tabakasının olmadığı ya da ince kaldığı durumlarda dik mıknatıslanmanın azaldığını veya kaybolduğunu gösteren çalışmalar vardır [86]. NiMn tabakasının, (Co/Pt)₁₀ çok katlı tabaka ile üstteki Pt tabakasının arasına byütülmesi dik mıknatıslanmaya olumsuz yönde etki etmiş olabilir. Ancak MiMn tabakasının Şekil 5.4’deki XRD sonuçlarında gösterildiği gibi (111) texture yapısında büyüdüğü de göz önünde bulundurulmalıdır. Diğer bir mekanizma ise AFM NiMn domenlerinin FM (Co/Pt)_n domenlerini yönlendirmesi şeklinde olabilir. FM/AFM örnek sistemlerinde manyetik anizotropisi büyük olan tarafın diğer tarafın spinlerini yönlendirebileceği bilinmektedir [37], [38]. AFM NiMn spinleri FM (Co/Pt)₁₀ tabakasının mıknatıslanmasını örnek düzlemine paralel hale getirmiş olabilir.



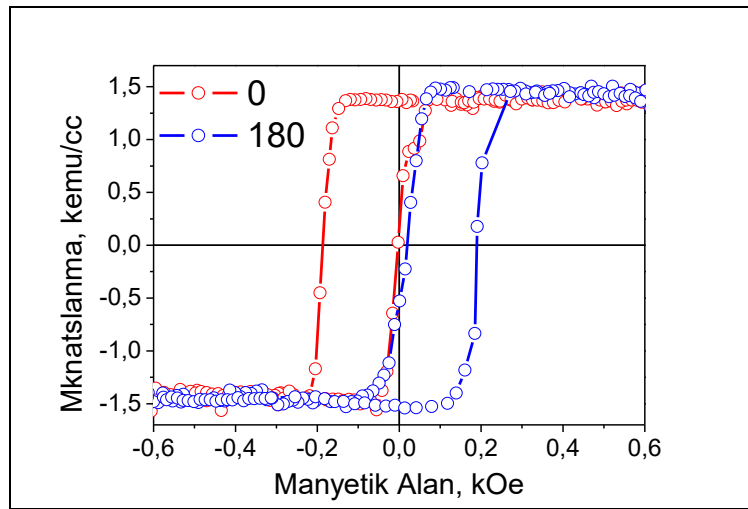
Şekil 5.11: Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)]₁₀/NiMn(150)/Pt(30) örneği için FMR ölçümlerinden elde edilen rezonans alanı değerlerinin açığa bağımlılığı.

Şekil 5.11’de dikkat çeken bir diğer ayrıntı ise 3 farklı pikin bulunmasıdır. Bu örnekte FMR spektrumlarında açıyla değişen 3 farklı pik gözlenmiştir. Pikler farklı manyetik alan değerlerinde rezonansa girmişlerdir. Başka bir deyişle örnekte mıknatıslanma dinamikleri farklı üç bölge bulunmaktadır. Bu durumun AFM NiMn tabakasının, FM (Co/Pt)₁₀ tabakasının spinlerine olan yönlendirme etkisinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Bilindiği üzere FM/AFM örnek sistemlerinde AFM tabaka, FM tabakanın kalınlığı boyunca her noktaya aynı etkiyi yapmaz. FM/AFM ara yüzünden uzaklaştıkça FM tabaka üzerindeki AFM tabakanın etkileri azalmaktadır. 1 numaralı pikin ara yüze en yakın bölgeden kaynaklandığı

düşünülmektedir. AFM NiMn spinlerinin etkisi ile bu bölgedeki FM spinlerin mıknatıslanması güçlü bir şekilde örnek düzlemine paralel hale gelmiştir. 2 ve 3 numaralı pikler ise ara yüzden uzak ve daha uzak bölgelerden kaynaklanmaktadır. Ara yüzden uzaklaştıkça AFM spinlerin etkisinin azalmasından dolayı, 2 ve 3 numaralı piklerin örnek düzlemine paralel yöndeki manyetik anizotropileri de azalmaktadır.

Örneğin VSM tekniği ile M-H histerezis eğrisi ölçülerek kaydırma etkisi özellikleri de araştırılmıştır. Manyetik alan hem örnek düzlemine dik, hem de paralel olacak şekilde iki farklı geometride M-H histerezis eğrileri ölçülmüştür. Manyetik alan örnek düzlemine dik uygulandığı durumda kaydırma etkisi gözlenmemiş ve klasik bir zor eksen eğrisi elde edilmiştir. Manyetik alanın örnek düzlemine paralel olduğu durumda ise iki farklı açıda ölçüm alınmıştır. Öncelikle manyetik alan [100] kristal eksenine paralel uygulanmış, sonrasında örnek 180° çevrilerek tekrar ölçülmüştür. Örneğe büyütmeden sonra herhangi bir işle uygulanmadan ölçülmüştür.

Şekil 5.12 Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)]₁₀/NiMn(150)/Pt(30) örneği için iki farklı açıda ölçülmüş MH histerezis eğrilerini göstermektedir. Örnekte kendiliğinden kaydırma etkisi gözlenmiştir. FM tabaka olarak sadece Co' ın kullanıldığı örnekte olduğu gibi örnek kendi düzleminde 180° çevrildiğinde kaymanın yönü değişmiştir. Örneğin H_C değeri 95 Oe ve H_{EB} değeri 190 Oe olarak ölçülmüştür. Örnekte gözlenen kendiliğinden kaydırma etkisi yine Pt (111) texture yapısı tarafından indüklenen NiMn (111) texture yapısının bir sonucudur.



Şekil 5.12: Si/Pt(45)/[Co(2)/Pt(2)]₁₀/NiMn(150)/Pt(30) örneği için VSM ile ölçülmüş M-H histerezis eğrileri. Manyetik alan örnek düzlemine paralel olacak şekilde iki farklı açıda uygulanmıştır.

6. SONUÇLAR

Bu tez çalışması kapsamında Pt alt tabaka üzerine büyütülen NiMn/Co ve [Pt/Co]_n/NiMn ince filmlerin oda sıcaklığında manyetik ve yapısal özellikleri incelenmiştir.

NiMn/Co ince filmleri öncelikle farklı kalınlıklardaki Pt alt tabakanın (0 – 45 Å) üzerine büyütülmüştür. Hiç Pt tabakanın bulunmadığı durumda Co küçük bir H_C değerine sahip olmuş ve kaydırma etkisi göstermemiştir. Pt tabaka kalınlığı arttıkça Co'ın önce H_C değeri artmış, 25 Å Pt değerinden sonra ise herhangi bir alanda ısıtıp soğutma işlemine gerek duymadan kendiliğinden kaydırma etkisi göstermiştir. Kendiliğinden kaydırma etkisi NiMn/Co ince filmleri için literatürde ilk kez rapor edilmiştir.

XRD sonuçları ile kendiliğinden kaydırma etkisinin Pt (111) texture yapısı ile indüklenen NiMn (111) texture yapısının bir neticesi olduğu anlaşılmıştır.

NiMn/Co ince filmlerinde tabakaların yerleri değiştirilip Pt alt tabaka üzerine önce Co, sonra NiMn büyütüldüğü durumda NiMn (111) texture yapısı da kendiliğinden kaydırma etkisi de oluşmamıştır.

NiMn/Co ince filmleri farklı Co kalınlıkları (10 – 40 Å) ile 45 Å Pt üzerine büyütülmüştür. Co kalınlığı arttıkça H_{EB} ve H_C değerleri önce artmış sonra azalmıştır. Kaydırma etkisi özelliklerinin azalması ideal Meiklejohn ve Bean teorisi ile açıklanmıştır. Kaydırma etkisi özelliklerinin 10 – 20 Å arasında artması için ise iki farklı senaryo önerilmiştir. Birinci senaryo bu aralıkta Co filmlerin kümecikler halinde büyüüp izotropik davranabileceğine dayanmaktadır. İkinci senaryo ise FM ve AFM spinler arasındaki açının bu aralıkta kaydırma etkisini artıracak şekilde değişebileceğidir.

NiMn/Co ince filmleri son olarak farklı NiMn kalınlıkları (20 – 150 Å) ile 45 Å Pt üzerine büyütülmüştür. NiMn için AFM düzenin başlangıç kalınlığı 35 Å olarak belirlenmiştir. Beklendiği üzere NiMn kalınlığı arttıkça H_{EB} ve H_C değerleri önce artmış ve belirli bir kalınlıkta doyuma ulaşmıştır.

Örnekler 400 K' e kadar ısıtılıp 2 kOe manyetik alan altında oda sıcaklığına soğutulduğunda genel olarak kaydırma etkisi özellikleri artış göstermiştir. Bu durumda örnekler negatif kaydırma etkisi göstermişlerdir.

NiMn tabakası $[\text{Co/Pt}]_n$ çok katlı yapısının üzerine büyütülerek kendiliğinden kaydırma etkisinin örnek düzlemine dik geometride elde edilmesi amaçlanmıştır. Bunun için öncelikle Si/Pt(45)/ $[\text{Co}(2)/\text{Pt}(2)]_{10}/\text{Pt}(30)$ (tüm kalınlıklar Å) ince filmi büyütülmüş ve FMR ile mıknatıslanma yönünün örnek düzlemine dik olduğu belirlenmiştir. Ancak sisteme NiMn' in dâhil edilmesi ile Si/Pt(45)/ $[\text{Co}(2)/\text{Pt}(2)]_{10}/\text{NiMn}(150)/\text{Pt}(30)$ örneğinin mıknatıslanma yönü örnek düzlemine paralel hale gelmiştir. Bu durum yine FMR tekniği ile belirlenmiştir. Bu örnekte paralel geometride NiMn (111) texture yapısı sayesinde kendiliğinden kaydırma etkisi göstermiştir.



KAYNAKLAR

- [1] Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Eitenne P., Creuset G., Friederich A., Chazelas J., (1988), “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices”, *Physical Review Letter*, 61 (21), 2472-2475.
- [2] Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W., (1989), “Enhanced Magnetoresistance in Layered Magnetic Structures with Antiferromagnetic Interlayer Exchange”, *Physical Review B*, 39 (7), 4828-4830.
- [3] Prinz G. A., (1998), “Device Physics – Magnetoelectronics”, *Science*, 282, 1660- 1663.
- [4] Grochowski E., Halem R.D., (2003), “Technological impact of magnetic hard disk drives on storage systems”, *IBM Systems Journal*, 42 (2), 338–346.
- [5] Parkin S., Li Z. G., Smith D. J., (1991), “Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers”, *Applied Physics Letters*, 58 (23), 2710-2712.
- [6] Soares M. M., De Santis M., Tolentino H. C. N., Ramos A.Y., El Jawad M., Gauthier Y., Yildiz F., Przybylski M., (2012), “Chemically Ordered MnPt Ultrathin Films on Pt(001) Substrate: Growth, Atomic Structure, and Magnetic Properties”, *Physical Review B*, 85 (20), 205417-205427.
- [7] Khan M.Y., Wu C. B., Kreft S. K., Kuch W., (2013), “Concentration- and Thickness-Dependent Magnetic Properties of NixMn100-x in Epitaxially Grown NixMn100-x/Ni/(Co)/Cu3Au(001)”, *Journal of Physics: Condens Matter*, 25 (38), 386005-386016.
- [8] Lai C. H., Wang Y. H., Chang C. R., Yang J. S., Yao Y. D., (2001), “Exchange-Bias-Induced Double-Shifted Magnetization Curves in Co Biaxial Films”, *Physical Review B*, 6409 (9),4420.
- [9] Groudeva-Zotova S., Elefant D., Kaltofen R., Thomas J., Schneider C. M., (2004), “NiMn/FeNi Exchange Biasing Systems–Magnetic and Structural Characteristics After Short Annealing Close to the Phase Transition Point of the AFM Layer”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 278 (3), 379-391.
- [10] Tieg C., Kuch W., Wang S. G., Kirschner J., (2006), “Growth, Structure and Magnetism of Single-Crystalline NixMn100-x Films and NiMn/Co Bilayers on Cu(001)”, *Physical Review B*, 74, 094420.
- [11] Macedo W. A. A., Gastelois P. L., Martins M. D., Kuch W., Miguel J., Khan M. Y., (2010), “Growth, Structure and Magnetic Properties of Epitaxial NixMn100-x Single Layers and Co/NixMn100-x Bilayers on Cu3Au(100)”, *Physical Review B*, 82, 134423.

- [12] Öztürk M., (2011), “Manyetik Malzemelerde Kaydırma (Exchange Bias) Etkisi”, Yüksek Lisans Tezi, Dumlupınar Üniversitesi.
- [13] Cullity B.D., Braham C. D., (2009), “Introduction to Magnetic Materials”, 2nd Edition, John Wiley & Sons.
- [14] Chikazumi S., (1994), “Physics of Ferromagnetism”, 2nd Edition, Oxford University Press.
- [15] Langevin P., (1905), “Magnétisme et théorie des électrons”, in Annales de chimie et de physique, 70, 127-132.
- [16] Poudyal N., (2005), “Synthesis and Characterization of Magnetic Nanoparticles”, Master of Science in Physics, The University of Texas at Arlington.
- [17] Kittel C., (2005), “Introduction to Solid State Physics”, 8th Edition, John Wiley & Sons.
- [18] Williams H. J., Bozorth R. M., Shockley W., (1949), “Magnetic domain patterns on single crystals of silicon iron”, Physical Review, 75, 155-163.
- [19] Demirci E., (2011), “CoO/Co Manyetik İnce Filmlerde Kaydırma (Exchange Bias) Etkisi”, Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü.
- [20] Web 1, (2015), <http://magnet.atp.tuwien.ac.at/gallery/exchbias/intuitive.html> (Erişim Tarihi: 30/06/2015)
- [21] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1956), “New Magnetic Anisotropy” Physical Review, 102 (5), 1413-1414.
- [22] Meiklejohn W. H., Bean C. P., (1957), “New Magnetic Anisotropy” Physical Review, 105 (3), 904-913.
- [23] Johnson M. T., Bloemen P. J. H., den Broeder F. J. A., de Vries J. J., (1996), “Magnetic Anisotropy in Metallic Multilayers”, Reports on Progress in Physics, 59, 1409.
- [24] Nogués J., Schuller Ivan K., (1999), "Exchange Bias", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 192 (2), 203–232.
- [25] Radu F., (2005), “Fundamental Aspect of Exchange Bias”, Doctoral Thesis, Ruhr Universitaet, Bochum.
- [26] Mauri D., Siegmann H. C., Bagus P. S., Kay E., (1987), “Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich”, Journal of Applied Physics, 62, 3047, 2929-2932.

- [27] Stöhr J., Siegmann H. C., (2006), “Magnetism From Fundamentals to Nanoscale Dynam-ics”, 2006 Edition, Springer Series in solid state sciences 152.
- [28] Scholl A., Liberati M., Arenholz E., Ohldag H., Stöhr J., (2004), “Creation of an antiferromagnetic exchange spring”, *Physical Review Letters*, 92, 247201.
- [29] Malozemoff A. P., (1987), “Random-eld model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces”, *Physical Review B*, 35, 3679.
- [30] Malozemoff A. P., (1988), “Heisenberg-to-Ising crossover in a random-eld model with uniaxial anisotropy” *Physical Review B*, 37, 7673.
- [31] Néel L., (1967), ““Etude theorique-du couplage ferro-antiferromagnetique dans les couches minces”, *Annales de Physique*, 2, 61-80.
- [32] Sort J., Rodmacq B., Auffret S., Dieny B., (2003), "Pinned Synthetic Ferrimagnets with Perpendicular Anisotropy and Tuneable Exchange Bias", *Applied Physics Letters*, 83 (9), 1800-1802.
- [33] Binek Ch., Borisov P., Chen X., Hochstrat A., Sahoo S., Kleemann W., (2005), “Perpendicular Exchange Bias and its Control by Magnetic, Stress and Electric Fields”, *The European Physical Journal B*, 45, 197.
- [34] Miltényi P., Gierlings M., Keller J., Beschoten B., Güntherodt G., Nowak U., Usadel K. D., (2000), “Diluted antiferromagnets in exchange bias: Proof of the domain state model”, *Physical Review Letters*, 84, 4224–4227.
- [35] Nowak U., Usadel K. D., Keller J., Miltényi P., Beschoten B., Güntherodt G.,(2002), “Domain state model for exchange bias. I. Theory” *Physical Review B*, 66, 014430.
- [36] Nogués J., Moran T. J., Lederman D., Schuller I. K., Rao K. V., (1999), “Role of interfacial structure on exchange-biased $\text{FeF}_2\text{-Fe}$ ”, *Physical Review B*, 59, 6984.
- [37] Nolting F., Scholl A., Stöhr J., Seo J. W., Fompeyrine J., Siegwart H., Locquet J.-P., Anders S., Lüning J., Fullerton E. E., Toney M. F., Scheinfein M. R., Padmore H. A., (2000), “Direct observation of the alignment of ferromagnetic spins by antiferromagnetic spins”, *Nature*, 405, 767-769.
- [38] Ohldag H., Scholl A., Nolting F., Anders S., Hillebrecht F.U., Stöhr J., (2001), “Spin Reorientation at the Antiferromagnetic $\text{NiO}(001)$ Surface in Response to an Adjacent Ferromagnet”, *Physical Review Letters*, 86, 2878.
- [39] Kouvel, J. S., Graham, C. D., (1959), “Exchange Anisotropy in Disordered Ni_3Mn ”, *Journal of Applied Physics*, 30, 312-313.

- [40] Lang X. Y., Zheng W. T., Jiang Q., (2007), “Dependence of the Blocking Temperature in Exchange Biased Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayers on the Thickness of the Antiferromagnetic Layer”, *Nanotechnology*, 18 (15), 155701.
- [41] Web 2, (2016), <http://asdn.net/asdn/electronics/spintronics.php>, (Erişim Tarihi: 4/10/2016).
- [42] Thompson S. M., (2008), “The Discovery, Development and Future of GMR: The Nobel Prize 2007”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41 (9), 093001.
- [43] Kienert J., (2008), “Ferromagnetism and Interlayer Exchange Coupling in Thin Metallic Films”, Doctoral Thesis, Humboldt-Universität zu Berlin.
- [44] Dieny B., Speriosu V., Parkin S., Gurney B., Wilhoit D., Mauri D., (1991), “Giant Magnetoresistive in Soft Ferromagnetic Multilayers”, *Physical Review B*, 43, 1297–1300.
- [45] Akmaldinov K., (2015), “Ferromagnetic/Antiferromagnetic Exchange Bias Nanostructures for Ultimate Spintronic Devices”, Doctoral Thesis, Université de Grenoble.
- [46] Julliere M., (1975), “Tunneling Between Ferromagnetic Films”, *Physical Letter A*, 54, 225–226.
- [47] Takagishi M., Koi K., Yoshikawa M., Funayama T., Iwasaki H., Sahashi M., (2002), “The Applicability of CPP-GMR Heads for Magnetic Recording”, *IEEE Transactions Magnetism*, 38, 2277–2282.
- [48] Lederman M., (1999), “Performance of metallic antiferromagnets for use in spin-valve read sensors”, *IEEE Transactions Magnetism*, 35, 794-799.
- [49] Lin T., Tsang C., Fontana R. E., Howard K. K., (1995), “Exchange-coupled Ni-Fe/Fe-Mn, Ni-Fe/Ni-Mn and NiO/Ni-Fe films for stabilization of magnetoresistive sensors”, *IEEE Transactions Magnetism*, 31, 2585-2590.
- [50] Krén E., Nagy E., Nagy I., Pal L., Szabo P., (1968), “Structures and phase transformations in the Mn-Ni system near equiatomic concentration”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 29, 101-108.
- [51] Web 3, (2016), <https://www.northeastern.edu/nanomagnetism/research>, (Erişim Tarihi: 4/10/2016)
- [52] Pál L., Krén E., Kádár G., Szabó P., Tarnóczi T., (1968), “Magnetic Structures and Phase Transformations in Mn-Based CuAu-I Type Alloys”, *Journal of Applied Physics*, 39, 538-544.

- [53] Groudeva-Zotova S., Elefant D., Kaltofen R., Tietjen D., Thomas J., Hoffmann V., Schneider C. M., (2003), “Magnetic and structural characteristics of exchange biasing systems based on NiMn antiferromagnetic films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 263, 57-71.
- [54] Ashida T., Sato Y., Nozaki T., Sahashi M., (2013), “Effect of the Pt buffer layer on perpendicular exchange bias based on collinear/non-collinear coupling in a Cr₂O₃/Co₃Pt interface”, *Journal of Applied Physics*, 113 (17), 17D711 .
- [55] Tsai C.Y., Hsu J.-H., Saravanan P., Lin K.F., (2014), “Study on the Occurrence of Spontaneously Established Perpendicular Exchange Bias in Co₄₉Pt₅₁/IrMn Bilayers”, *Journal of Applied Physics*, 115, 17D726.
- [56] Lai C.H., Wang Y.H., Huang R.T., (2004), “Effects of Orientation Transition on Exchange Anisotropy of Co/NiMn Films by Biorientation Epitaxial Cu/Au/Cu Underlayers”, *Applied Physics Letters*, 85, 2298-2300.
- [57] Kuerbanjiang B., (2014), “Exchange Coupling of Co and Ni Nanoparticle to NiMn and IrMn Films”, *Doctoral Thesis, Ulm University*.
- [58] Window B., (1995), “Recent Advances in Sputter Deposition, Surface and Coatings Technology”, 71, 93-97.
- [59] Yaman B., (2015), “Magnetron Saçtırma Kaplama ile Sentezlenen Py/Co/Cr/Co/Py Çok Katlı Manyetik Filmin “Particle Swarm Optimizasyonu” ile Modellenmesi”, *Yüksek Lisans Tezi, Gebze teknik Üniversitesi*.
- [60] Parlak U., (2014), “Ni/CoO İnce Filmlerde Exchange Bias Etkisinin Gözlenmesi”, *Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü*.
- [61] Kiyotaka W., Shigeru H., (1992), “Handbook of Sputter Deposition Technology”, Hardcover.
- [62] Sönmezoğlu vd., (2012), *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 28(5), 389-401,2012.
- [63] Ehiasarian A., Bugyi R., (2004), “Industrial size high power impulse magnetron sputtering”, *Society of Vacuum Coaters 47th Annual Technical Conference Proceedings*, 486-490, Texas, USA, 24-26 April.
- [64] Ohring M., “Materials Science of Thin Films Deposition and Structure”, Second Edition, Academic Press, Stevens Institute of Technology Hoboken, New Jersey.
- [65] Arthur J. R., (2002), “Molecular beam epitaxy”, *Surface science*, 500 (3), 189–217.
- [66] Ertaş M., (2012), “Mn Katkılanmış InN İnce Filminin Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi”, *Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü*.

- [67] Web 4, (2016), <http://www.slideplayer.com>, (Erişim Tarihi:13/10/2016).
- [68] Web 5, (2016), <http://www.veeco.com/markets/materials-science/effusion-cells,-valvedcrackers,-and-gas-injectors.aspx>, (Erişim Tarihi:13/10/2016).
- [69] Web 6, (2016), <http://www.slideplayer.biz.tr>, (Erişim Tarihi:13/10/2016).
- [70] Web 7, (2016), <https://www.rigaku.com>, (Erişim Tarihi:13/07/2016).
- [71] Briggs D., Seah M. P., (1990), “Practical Surface analysis”, 2 nd Edition, John Wiley & Sons.
- [72] Vickerman J. C., Gilmore I. S., (2009), “Surface Analysis-The Principal Techniques”, 2nd Edition, John Wiley & Sons.
- [73] Web 8, (2016), <https://ulkusayin.wordpress.com/> (Erişim Tarihi:15/07/2016).
- [74] Foner S., (1959), “Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer,” Review of Scientific Instruments, 30 (7), 548–557.
- [75] Serway, RA., Jewett, J. W., (2010), “Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics”, 8th Edition, Brooks/Cole Cengage Learning.
- [76] Quantum Design, (2004), “VSM Option User Manual”, San Diego.
- [77] Saha J., Victora R.H., (2007), “Spontaneous exchange bias: Unidirectional anisotropy in an otherwise isotropic system”, Physical Review B, 76, 100405.
- [78] Feng W., Jiang N. Y., Huang S. D., 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, 033904.
- [79] Nogues J., Lederman D., Moran T. J., Schuller I. K., (1996), “Positive Exchange Bias in FeF₂-Fe Bilayers”, Physical Review Letters, 76, 4624.
- [80] Singh B. B., Chaudhary S., (2015), “Study of angular dependence of exchange bias and misalignment in uniaxial and unidirectional anisotropy in NiFe(111)/FeMn(111)/CoFeB (amorphous) stack”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 385, 166–174.
- [81] Ciprian R., Carbucicchio M., (2011), “Spontaneous exchange-bias in Fe/Mn thin multilayers”, Solid State Communications, 151, 924-927.
- [82] Qian Z. H., Sivertsen J. M., Judy J. H., Everitt B. A., Mao S. N., Murdock E. S., (1999), “Exchange coupling of radio frequency sputtered NiMn/NiFe and NiFe/NiMn bilayers”, Journal of Applied Physics, 85, 6106-6108.
- [83] Tsai C. Y., Hsu J. H., Lin K. F., (2015), “Perpendicular exchange bias behaviors of CoPt/IrMn and CoPt/FeMn bilayers: A comparative study”, Journal of Applied Physics, 117.

- [84] Lee T. Y., Won Y. C., Son D. S., Lim S. H., Lee S. R., (2013), “Effects of Co layer thickness and annealing temperature on the magnetic properties of inverted [Pt/Co] multilayers”, *Journal of Applied Physics*, 114, 173909.
- [85] Emori S., Beach G. S. D., (2011), “Optimization of out-of-plane magnetized Co/Pt multilayers with resistive buffer layers”, *Journal of Applied Physics* 110, 033919.
- [86] Yang E., Sokalski V. M., Moneck M.T., Bromberg D. M., (2013), “Annealing effect and under/capping layer study on Co/Ni multilayer thin films for domain wall motion”, *Journal of Applied Physics*, 113, 17C116.



ÖZGEÇMİŞ

Ayşenur AKBULUT 1987 yılında Kadıköy’de doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Gebze’de tamamladı. Daha sonra 2005 yılında Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümü’nde başladığı lisans eğitimini 2009 yılında birincilikle bitirdi. Aynı yıl Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümü’nde Yüksek Lisans’a başladı ve 2011 yılında mezun oldu. 2011 yılında ise Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Doktora eğitimine başladı ve halen devam etmektedir.



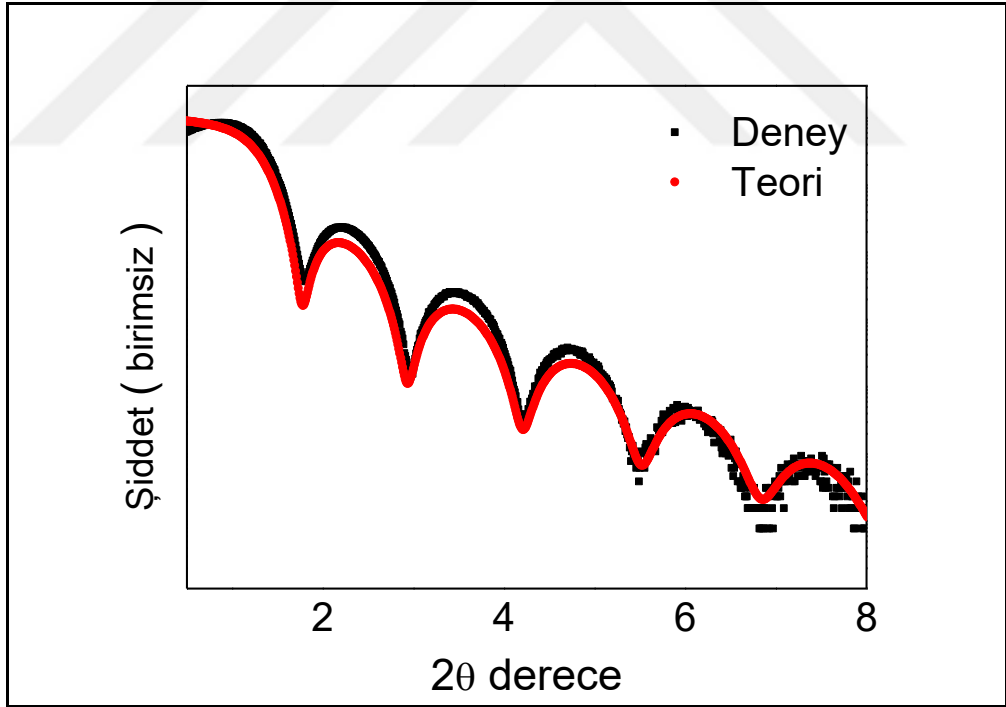
EKLER

Ek A: Tez Çalışması Kapsamında Yapılan Yayınlar

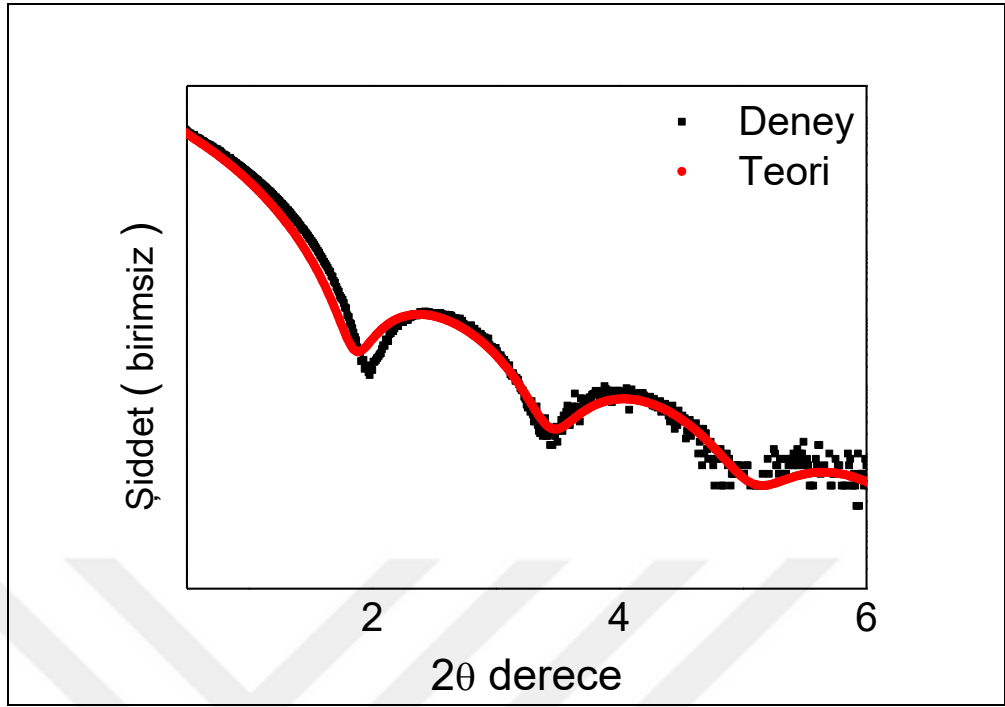
Akbulut A., Akbulut S., Yildiz F., (2016), "Origin of spontaneous exchange bias in Co/NiMn bilayer structure", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 417, 230-236.

Ek B: Açıklamalar

Örnekler hazırlanırken tabakaların kalınlıkları XRR yöntemi ile belirlenmiştir. Şekil B1.1 ve B1.2 sırasıyla tek başına bir Pt ince filmi ve Co ince filmi için deneysel olarak ölçülmüş ve Global Fit programı ile teorik olarak hesaplanmış XRR sonuçlarını göstermektedir.

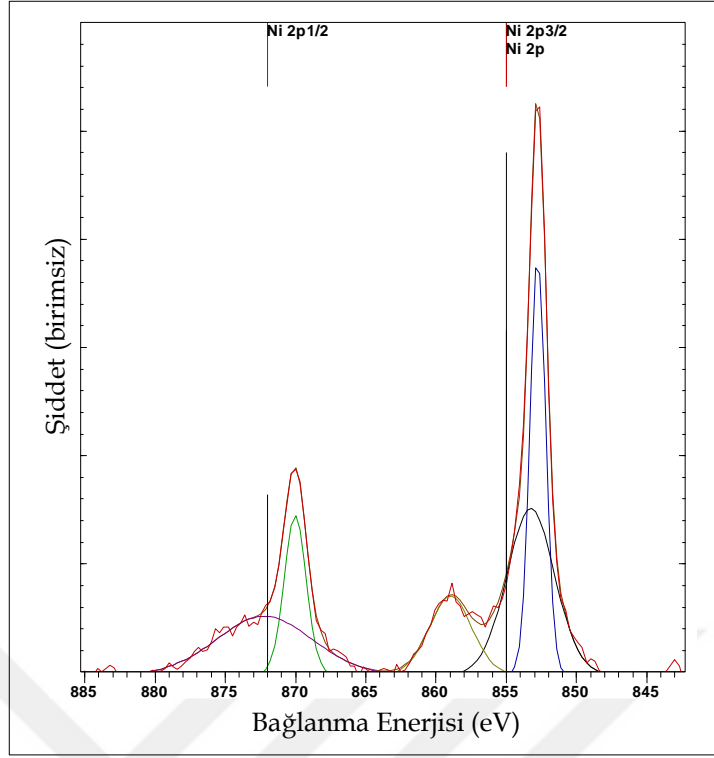


Şekil B1.1: Si/Pt ince filmi için deneysel olarak ölçülmüş (siyah) ve Global Fit programı ile teorik olarak hesaplanmış (kırmızı) XRR sonuçları. Hesaplama sonucu Pt kalınlığı 11.2 nm olarak bulunmuştur.

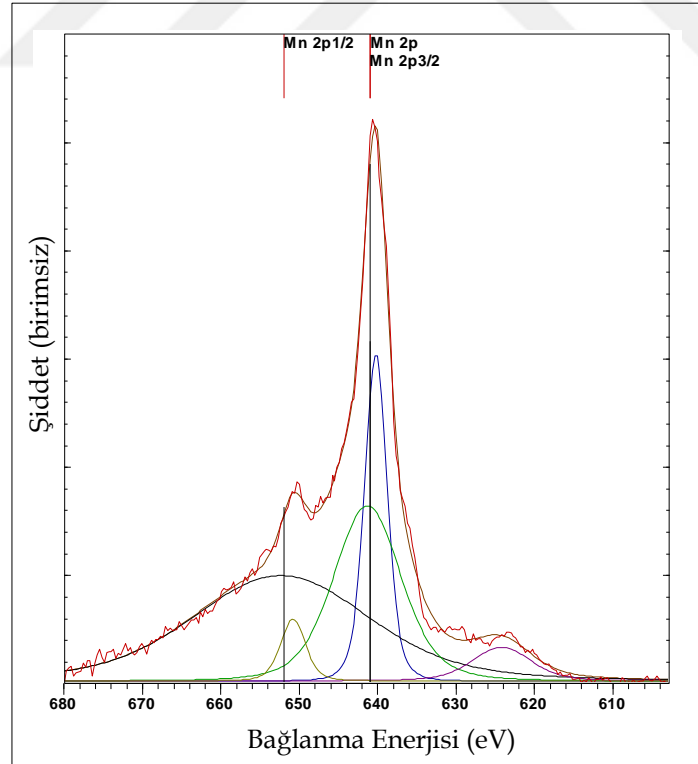


Şekil B1.2: Si/Co ince filmi için deneysel olarak ölçülmüş (siyah) ve Global Fit programı ile teorik olarak hesaplanmış (kırmızı) XRR sonuçları. Hesaplama sonucu Co kalınlığı 5.9 nm olarak bulunmuştur.

NiMn ince filmlerin Ni ve Mn konsantrasyonu XPS tekniği ile belirlenmiştir. Elde edilen deneysel sonuçlar Casa XPS programı ile analiz edilmiştir. Şekil B1.3 Ni 2p pikleri için, Şekil B1.4 ise Mn 2p pikleri için alınmış XPS ölçüm sonuçlarını ve Casa XPS programı ile yapılmış fitleri göstermektedir.



Şekil B1.3: XPS ile ölçülmüş Ni 2p pikleri ve Casa XPS programı ile yapılan fitler



Şekil B1.4: XPS ile ölçülmüş Mn 2p pikleri ve Casa XPS programı ile yapılan fitler