



T.C.

ALANYA ALAADDİN KEYKUBAT ÜNİVERSİTESİ

LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

METALURJİ VE MALZEME MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ÇOK KATMANLI FERROMANYETİK KOBALT FİMLERİN YAPISAL VE
MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Yüksek Lisans Tezi

Şeyma AKTAŞ

**Danışman
Doç. Dr. Mustafa TOKAÇ**

**ALANYA
2025**

T.C.
ALANYA ALAADDİN KEYKUBAT ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

**ÇOK KATMANLI FERROMANYETİK KOBALT FİLMERİN YAPISAL VE
MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Yüksek Lisans Tezi

Şeyma AKTAŞ

Metalurji ve Malzeme Mühendisliği Anabilim Dalı
Nanobilim ve Nanomühendislik Programı

Danışman

Doç. Dr. Mustafa TOKAÇ

ALANYA

(2025)

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Bu tezin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu; çalışmamın hazırlık, veri toplama, analiz ve bilgilerin sunumu olmak üzere tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı; bu çalışma kapsamında elde edilemeyen tüm veri ve bilgiler için kaynak gösterdiğimi ve bu kaynaklara kaynakçada yer verdiğimi; bu çalışmanın Alanya Alaaddin Keykubat Üniversitesi tarafından kullanılan “bilimsel intihal tespit programıyla tarandığını ve “intihal içermediğini” beyan ederim. Herhangi bir zamanda, çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara razı olduğumu bildiririm.

Şeyma AKTAŞ

TEŞEKKÜR SAYFASI

Akademik yolculuğum boyunca bana rehber olan danışman hocam sayın Doç. Dr. Mustafa TOKAÇ' a minnetlerimi sunarım. Değerli bilgi birikimi, tecrübesi, sabrı ile beni yönlendirip, destek olduğu ve beni her zaman cesaretlendirdiği için çok teşekkür ederim.

Tez çalışmalarım esnasında deneylerim için katkı sağlayan Gebze Teknik Üniversitesi Merkez Laboratuvarı'nda emek veren Doç. Dr. Sinan KAZAN ve Dr. Bünyamin ÖZKAL, Dr. Gökhan EKİNCİ ve Alanya Alaaddin Keykubat Üniversitesi Mühendislik Fakültesi'nden Dr. Öğr. Üyesi Hasan PİŞKİN hocalarıma sonsuz şükranlarımı sunarım.

Ders döneminde bilgilerini bizimle paylaşıp bakış açımızı genişleten Alanya Alaaddin Keykubat Üniversitesi Mühendislik Fakültesi'ndeki tüm hocalarıma teşekkür ederim.

Yüksek Lisans eğitimim süresince benden desteklerini esirgemeyen tüm aileme, anneme, bu zorlu dönemde benimle omuz omuza verip yükümü hafifleten sevgili eşime sonsuz teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca bu süreçte hep yanımda olan iş arkadaşlarım ve birlikte gülüp birlikte kaygılandığım dostlarıma destek ve yardımları için teşekkür ederim. Tez yazarken benimle bilgisayar başında bekleyen, hayata bakışımı değiştiren köpeğim Dogy' e çok teşekkür ederim.

Bu çalışmamda payı olan herkese teşekkür ederim Sizler olmasaydınız bu yolculuk eksik kalırdı.

Şeyma AKTAŞ

ÖZET

ÇOK KATMANLI FERROMANYETİK KOBALT FİMLERİN YAPISAL VE MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Şeyma AKTAŞ

Metalurji ve Malzeme Mühendisliği Anabilim Dalı

Alanya Alaaddin Keykubat Üniversitesi, Lisansüstü Eğitim Enstitüsü,

Aralık, 2025 (65 Sayfa)

Bu tez çalışmasında, spintronik bellek ve devrelerinde bilgi taşıyıcısı olarak kullanılan ferromanyetik malzemelerin performansını belirleyen kritik parametrelerin farklı arayüzeyler ile kontrolü amaçlanmıştır. Bu kapsamda, farklı spin-yörünge etkileşimi özelliklerine sahip üst katmanlarla (Cu, CuIr ve Pt) üretilen Kobalt tabanlı ince filmlerin yapısal, statik ve dinamik manyetik özellikleri; sırasıyla X-ışını Kırınımı, Titreşimli Örnek Manyetometresi ve Ferromanyetik Rezonans teknikleri kullanılarak incelenmiştir.

XRD analizleri, Co film kalınlığının artmasıyla birlikte kristal kalitesinin iyileştiğini ve yapının gerilimli yüzey merkezli kübik fazdan, bulk özelliklere yakın altıgen sıkı paket faza doğru evrildiğini göstermiştir. Statik manyetik ölçümler, filmlerin doygunluk manyetizasyonunun literatürle uyumlu olduğunu doğrulamakla birlikte; Co/Cu sisteminde manyetik ölü tabaka gözlenmezken, Co/CuIr arayüzeyinde atomik karışım kaynaklı yaklaşık 0.21 nm kalınlığında manyetik bir ölü tabaka tespit edilmiştir. FMR tekniği ile gerçekleştirilen dinamik analizlerde, manyetik sönümlemenin Gilbert sönümü ve İki Magnon Saçılımı mekanizmaları tarafından kontrol edildiği belirlenmiştir. Gilbert sönümleme parametresinin ters Co kalınlığı ile doğrusal artışı, sistemlerde spin-pompalaması mekanizmasının varlığını deneysel olarak kanıtlamıştır. İnce filmlerin kıyaslamasında; güçlü spin-yörünge etkileşimine sahip Pt üst katmanının ideal bir spin yutucu davranışı sergileyerek en yüksek sönümleme ve anizotropi değerlerini sağladığı, CuIr alaşımının safsızlık saçılması nedeniyle ara bir sönümleme performansı gösterdiği, zayıf spin-yörünge etkileşimine sahip Cu katmanının ise spin akımını sönümlemede en zayıf etkiyi yarattığı gözlemlenmiştir. Bu çalışma, arayüzey malzemesi seçimi ve kalınlık optimizasyonu ile manyetik özelliklerin hassas bir şekilde modifiye edilebileceğini ortaya koymaktadır.

Anahtar Sözcükler: Ferromanyetik rezonans (FMR), Spin pompalaması, İnce filmler, Spin-Yörünge etkileşimi.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF STRUCTURAL AND MAGNETIC PROPERTIES OF MULTILAYERED FERROMAGNETIC COBALT FILMS

Şeyma AKTAŞ

Department of Metallurgical and Materials Engineering

Graduate School of Alanya Alaaddin Keykubat University,

December, 2025

In this thesis study, the aim was to control the critical parameters determining the performance of ferromagnetic materials used as information carriers in spintronic memories and circuits through different interfaces. In this context, the structural, static, and dynamic magnetic properties of Cobalt-based thin films produced with capping layers having different spin-orbit coupling characteristics (Cu, CuIr, and Pt) were investigated using X-ray Diffraction, Vibrating Sample Magnetometry, and Ferromagnetic Resonance techniques, respectively.

XRD analyses revealed that the crystal quality improved with increasing Co film thickness, and the structure evolved from a strained face-centered cubic (fcc) phase to a hexagonal close-packed (hcp) phase exhibiting bulk-like properties. While static magnetic measurements confirmed that the saturation magnetization of the films was consistent with the literature, no magnetic dead layer was observed in the Co/Cu system; however, a magnetic dead layer of approximately 0.21 nm thickness, resulting from atomic intermixing, was detected at the Co/CuIr interface. Dynamic analyses performed using the FMR technique determined that magnetic damping was controlled by Gilbert damping and Two-Magnon Scattering mechanisms. The linear increase of the Gilbert damping parameter with inverse Co thickness experimentally demonstrated the existence of the spin-pumping mechanism in the systems. In the comparison of the thin films, it was observed that the Pt capping layer, with its strong spin-orbit coupling, exhibited ideal spin-sink behavior, providing the highest damping and anisotropy values. The CuIr alloy showed an intermediate damping performance due to impurity scattering, while the Cu layer, with weak spin-orbit coupling, created the weakest effect in damping the spin current. This study demonstrates that magnetic properties can be precisely modified through interface material selection and thickness optimization.

Keywords: Ferromagnetic resonance (FMR), Spin pumping, Thin films, Spin-Orbit coupling.

İÇİNDEKİLER

İÇ KAPAK SAYFASI	
JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI	i
ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ	ii
TEŞEKKÜR SAYFASI.....	iii
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
İÇİNDEKİLER	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ	viii
TABLolar LİSTESİ.....	x
SİMGELER ve KISALTMALAR LİSTESİ.....	xi
1. GİRİŞ	1
1.1. Amaç ve Kapsam	1
2. LİTERATÜR	2
2.1. Manyetizma ve Manyetizmanın Teorik Kuramı.....	2
2.1.1. Manyetik moment	2
2.1.2. Manyetik malzemeler	3
2.2. Manyetik Davranış ve Etkileşim Türleri	5
2.2.1. Diyamanyetizma	5
2.2.2. Paramanyetizma.....	6
2.2.3. Ferromanyetizma	8
2.2.4. Antiferromanyetizma	9
2.2.5. Ferrimanyetizma	10
2.3. Spin-Yörünge Etkileşimi	11
2.4. Manyetik Rezonans.....	13
2.5. Ferromanyetik Rezonans	14
2.5.1. FMR çizgi genişliği	18
2.5.2. Manyetik sönümlleme (Damping)	21
2.5.3. Manyetik Anizotropi.....	23
2.6. Spin-Pompalama.....	25
3. YÖNTEM	30
3.1. Püskürtme Tekniği ile İnce Filmlerin Üretimi.....	30
3.2. X-ışınları Yansıması (XRR)	33
3.3. X-ışını Kırınımı (XRD)	35

3.4. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM)	36
3.5. X-Band Ferromanyetik Rezonans (FMR).....	40
4. BULGULAR.....	43
4.1. Ferromanyetik İnce Filmlerin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi	43
4.2. Manyetik Parametrelerin ve Manyetik Ölü Tabakaların Belirlenmesi	47
4.3. Co İnce Filmlerin X-band FMR ile Karakterizasyonu	50
5. TARTIŞMA, SONUÇ VE ÖNERİLER	57
6. KAYNAKLAR	59
ÖZGEÇMİŞ	



ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1 Bir diamanyet için $M(H)$ ve $\chi(T)$ eğrileri	6
Şekil 2.2 Bir paramanyet için $\chi-T$ ve $1/\chi-T$ grafiği.....	7
Şekil 2.3 Atomik manyetik momentin bileşenleri	7
Şekil 2.4 Elektron spinlerinin sıralanış düzenleri	8
Şekil 2.5 Bir ferromanyet için $\chi-T$ eğrisi	9
Şekil 2.6 Antiferromanyetin manyetik moment dizilimi	10
Şekil 2.7 Paramagnet, ferromagnet ve antiferromagnetlerde magnetik duygunlugin sıcaklığa bağımlı. Antiferromagnetlerde Néel sıcaklığı altında spinler antiparalel olurlar; duygunluk maksimum değerine T_N sıcaklığında ulaşır ve $\chi(T)$ egrisinde bir çıkıntı gösterir. Aynı geçiş, ısı sığası ve ısısal genleşme katsayısında da belirgin pikler gösterir.	10
Şekil 2.8 Ferrimanyetizmanın manyetik moment dizilimi	11
Şekil 2.9 Ferrimanyet için $1/\chi-T$ grafiği	11
Şekil 2.10 Komşu spinlerin görelî yönelmesine göre ortaya çıkan spin dalgaları	12
Şekil 2.11 Bir nikel kristalinde ferromagnetik domenler. Domen Bitter magnetik toz tekniği ile görünür hale getirilir. Bir domen içindeki manyetizasyon yönü, o domenin magnetik alanda büyüme veya küçülmesine bakarak tayin edilir	15
Şekil 2.12 Tipik bir manyetizasyon eğrisi. Eğrinin değişik bölgelerinde hâkim manyetizasyon süreçleri gösterilmiştir	16
Şekil 2.13 Domenler arasındaki Bloch duvarının yapısı. Demirde geçiş bölgesi kalınlığı örgü sabitinin 300 katı kadardır	16
Şekil 2.14 Bir ferromanyetik malzemenin mıknatıslanması: (a) mıknatıslanmamış hal, (b) domen duvar hareketi ile mıknatıslanma, (c) domen dönmesi ile mıknatıslanma.....	17
Şekil 2.15 Spin-pompalama mekanizmasının şematik gösterimi	25
Şekil 2.16 Manyetizasyon vektörünün manyetik sönümlleme ile etkileşimi	27
Şekil 3.1 DC-magnetron püskürtme sisteminin şematik gösterimi	31
Şekil 3.2 Co (7nm) / CuIr ince filminin XPS analizi.....	32
Şekil 3.3 Tipik bir X-ışını tıpu içindeki mekanizmanın şeması	33
Şekil 3.4 (a) XRR ölçüm geometrisinin şeması. (b) Kritik açı ve XRR spektrumundan çıkan parametreler.....	35
Şekil 3.5 X-ışınlarının bir kristal tarafından kırılması.....	36
Şekil 3.6 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) şematik gösterimi	37
Şekil 3.7 Ferromanyetik malzemenin histeresis eğrisi	38

Şekil 3.8 İlk Mıknatıslanma Eğrisinin Şematik Gösterimi	39
Şekil 3.9 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM)	39
Şekil 3.10 Kullanılan koordinat sistemi ve FMR ölçümlerinde kullanılan ölçüm geometrileri	40
Şekil 4.1 Ferromanyetik Co ince filmlerin örnek XRR desenleri ve uygun simülasyonları	44
Şekil 4.2 (a) Co/CuIr ince filmlerin kırınım desenleri. (b) Kobalt kalınlığına bağlı tane boyutları. (c) Düzlemlerarası mesafenin ters Kobalt kalınlığına bağlı değişimi	46
Şekil 4.3 3 nm kalınlıklı Co/Pt ince filminin örnek histeresis eğrisi	48
Şekil 4.4 Co/Cu, Co/CuIr ve Co/Pt ince filmlerinde manyetik ölü tabaka kalınlığının belirlenmesi	50
Şekil 4.5 Co(3nm)/Cu, Co(3nm)/CuIr ve Co(3nm)/Pt ince filmlerin açığa bağımlı rezonans alanları	50
Şekil 4.6 Co filmlerin, ters Co kalınlığına bağlı efektif manyetik alanları. Co filmlerin, ters Co kalınlığına bağlı efektif manyetik alanları	52
Şekil 4.7 Co ince filmlerin kalınlığa bağlı g-faktörü değerleri	53
Şekil 4.8 3 nm kalınlıklı Co ince filmlerin açığa bağlı FMR çizgi genişliği örnekleri ..	54
Şekil 4.9 Co ve ters Co kalınlıklarına bağlı Gilbert sönümlenme parametreleri	56

TABLÖLAR LİSTESİ

Tablo 2.1 Manyetik birimler	4
Tablo 4.1 Co filmlerin XRR sonucu tabaka kalınlıkları	44



SİMGELER ve KISALTMALAR LİSTESİ

Simgeler

H	Manyetik alanı
$\vec{n}$	Sarım düzlemine dik birim vektör
$\vec{\mu}$	Manyetik moment
I	Akım şiddeti
A	Alan
q	Yük
m	Kütle
r	Dönme eksenine uzaklık
v	Çizgisel sürat
$\vec{J}$	Açısal momentum
γ	Gyromanyetik oran
$\vec{M}$	Manyetik moment yoğunluğu
$\vec{B}$	Manyetik indüksiyon
χ	Manyetik alınganlık
T	Sıcaklık
J	Değiş-tokuş etkileşme sabiti
M_0	Doyum mıknatıslanması
C	Curie-Weiss sabiti
Q	Paramanyetik Curie sıcaklığı
ω (f)	Açısal frekans
$\vec{\tau}$	Tork
M	Manyetizasyon
H_{eff}	Etkin alan
H_d	Demanyetizasyon alanı
H_0	Harici manyetik alan
H_k	Anizotropi alanı
M_s	Doyma manyetizasyonu
ΔH	Çizgi genişliği
ΔH_0	homojen olmayan genişleme
$\Delta H_{Gilbert}$	İçsel (Gilbert) sönümlenme katsayısı
ΔH_{tms}	iki magnon saçılması kaynaklı katkı

α	Gilbert sönümlleme katsayısı
V	Kusur potansiyeli
K	Manyetik anizotropi sabiti (enerji yoğunluğu birimi)
$\hat{M}$	Manyetik momentin birim vektörü
$\hat{n}$	Anizotropi yönü (genellikle kristal eksen)
E _{anizotropi}	Manyetik anizotropi enerjisi
W	Tungusten
λ	Dalga boyu
Ir	İridyum
I _s	Pompalanan spin akımı
$\hbar$	İndirgenmiş Planck sabiti
$g^{\uparrow\downarrow}$	Karmaşık spin karışım iletkenliği
$\dot{m}$	Manyetizasyonun zamana göre türevi
Ar	Argon
DC	Doğru akım
nm	Nanometre
V	Volt
W	Watt
A	Amper
GHz	Gigahertz
θ	Kırılma açısı
D	Kristal boyutu
Φ	Manyetik akı
H _c	Zorlayıcı alan
M _s	Doygunluk manyetizasyonu
$g^{\uparrow\downarrow}$	Spin–karışım iletkenliği
t	Ferromanyetik tabakanın kalınlığı
g	Landé g–faktör
μ_B	Bohr magnetonu

Kısaltmalar

Fe ₃ O ₄	Demir (II, III) oksit
CuIr	Bakır İridyum

Fe	Demir
Ni	Nikel
Co	Kobalt
Si	Silisyum
SiO ₂	Silisyum oksit
Pt	Platin
Pd	Paladyum
CrO ₂	Krom dioksit
Cu	Bakır
Al	Alüminyum
Bi	Bizmut
FMR	Ferromanyetik rezonans
RF	Radyo frekans
ESR	Elektron spin rezonansı
UHV	Ultra yüksek vakum
IPA	İsopropanol
LLG	Landau–Lifshitz–Gilbert
TMS	İki magnan saçılması
FM	Ferromanyetik
NM	Ferromanyetik olmayan
XRR	X-ışını Yansıması
XRD	X-ışını Kırınımı
ISHE	Ters Spin Hall Voltajı
FWHM	Maksimum piklerin yarı maksimumdaki genişlikleri
VSM	Titreşimli örnek manyetometresi
emk	Elektromanyetik kuvvet
fcc	Yüzey merkezli kübik faz
hcp	Altıgen sıkı paket faz

1. GİRİŞ

1.1. Amaç ve Kapsam

Günümüz spintronik teknolojilerinde, veri depolama ve işleme hızını artırırken enerji tüketimini minimize edecek nano-boyutlu aygıtların tasarımı, ferromanyetik ince filmlerin dinamik özelliklerinin hassas bir şekilde kontrol edilmesine dayanmaktadır. Bu bağlamda, bu tez çalışmasının temel amacı; Kobalt tabanlı ferromanyetik ince filmlerin manyetik anizotropi, sönümlenme ve spin taşıma özelliklerinin, farklı spin-yörünge etkileşimi gücüne sahip üst katman malzemeleri (Cu, CuIr ve Pt) ve değişen film kalınlıkları yoluyla nasıl değişim sağlayacağını sistematik olarak incelemektir. Çalışmada, hafif bir metal olan ve zayıf spin-yörünge etkileşimi gösteren Bakır ile ağır bir metal olan ve güçlü spin-yörünge etkileşimi sergileyen Platin arasındaki zıtlık kullanılarak, arayüzeylerin spin pompalaması mekanizması ve Gilbert sönümlenme parametresi üzerindeki belirleyici rolünün deneysel olarak ortaya konulması hedeflenmiştir. Buna ek olarak, Cu matrisi içerisine eklenen İridyum safsızlıklarının yarattığı saçılma etkilerinin ve arayüzeydeki atomik karışımlardan doğan manyetik ölü tabakaların, sistemin statik ve dinamik manyetik performansına olan etkisinin Ferromanyetik Rezonans ve Titreşimli Örnek Manyetometresi teknikleri ile irdelenmesi amaçlanmıştır. Ayrıca, X-ışını kırınımı analizleri ile Co film kalınlığına bağlı olarak gelişen fcc'den hcp'ye kristal faz dönüşümünün ve mikro yapısal değişimlerin, filmlerin manyetik sertliği ve homojenliği üzerindeki yansımalarını belirleyerek; spintronik osilatörler ve manyetik hafıza elemanları için optimize edilmiş katmanlı yapıların geliştirilmesine yönelik temel fiziksel parametrelerin elde edilmesi öngörülmüştür.

2. LİTERATÜR

2.1. Manyetizma ve Manyetizmanın Teorik Kuramı

Manyetizma, insanlık tarihinin bilinen ilk manyetik minerali olan Fe_3O_4 (demir (II, III) oksit / manyetit) ile başlamıştır. Magnetite'in, MÖ yıllarda demiri çekme gücü biliniyordu fakat o günlerdeki tarihçesi hakkında pek bilgi bulunmamaktaydı. Manyetik, şu an Türkiye Cumhuriyeti toprakları içerisinde olan eski zamanlarda Yunanistan'ın Magnesia bölgesinde bol miktarda çıktığından “magnet” olarak nitelendirilmiştir. Yunanlılar bir parça demirin magnetite değdirildiği veya sürtüldüğünde manyetik hâle geldiğini bulduklarını tarihi kitaplarda belirtmişlerdir. Sonrasında bir parça magnetite suyun yüzeyinde yüzerken güney kuzey doğrultusunda yöneldiği gözlenmiş ve aynı şekilde bir demir parçası magnetite sürtünürse bir eksen etrafında döndüğü belirlenmiştir. Bu denizciler için ilk pusula olmuştur [1]. Böylece manyetizmanın doğadaki bu doğal hali hem bilimsel merakın hem de teknolojik gelişmelerin temel taşlarından biri olup: insanlığın yön bulma serüveninde bir araç olmuştur.

Manyetizma üzerine ilk gerçek bilimsel çalışma 1600 yılında İngiliz William Gilbert tarafından yapılmıştır ve bu çalışma “On The Magnet” isimli kitap olarak yayınlanmıştır. Manyetik malzeme yapmanın tek yolu demir veya çeliği yön taşına sürtmek olarak düşünülüyordu fakat 1820’de Hans Christian Oersted (1775-1851) elektrik akımının manyetik alan ürettiğini buldu ve 1825’te ilk elektromagnet yapılmış oldu [2]. Böylece, manyetik malzemeler üzerine yapılan çalışmalar hız kazandı. Manyetizma, elektrik yüklerinin hareketi sonucunda meydana gelir ve tüm malzemeler az da olsa manyetik özellik gösterirler. Malzemenin manyetik özelliğinin nedeni şu şekilde açıklanır: Elektron spinlerinin, yüklü kürecikler gibi davranması sonucu oluşan manyetizma ve elektronun atomun çekirdeği etrafında dönmesinden kaynaklanan manyetizmadır. Malzemenin manyetik momenti, sahip olduğu dipolün büyüklüğü ile belirlenir ve atomların sahip oldukları elektronlara bağlı bir manyetik momentten söz edilebilir. Bu durum elektronların yörünge hareketinden ve spinlerinden kaynaklanmaktadır [3]. Bu nedenle, bir malzemenin gösterdiği manyetik davranış, atom altı düzeydeki elektron spinleri ve yörüngesel hareketlerin toplam etkisiyle belirlenmektedir.

2.1.1. Manyetik moment

Bir sistemin dış manyetik alana verdiği tepkiyi ve manyetik dipol özelliğini niceliksel olarak ifade eden vektörel bir büyüklüktür. Akım şiddeti ve alanın büyüklüğüne

bağlı oluşur. Alanı A olan bir dairesel sarımdan geçen i akımı, sarım düzlemine dik doğrultuda ve akım şiddeti ile alanın büyüklüğüne bağlı bir manyetik moment meydana getirir. Bu manyetik moment:

$$\vec{\mu} = iA\vec{n} \quad (2.1)$$

olarak verilir. Burada $\vec{n}$ sarım düzlemine dik birim vektörü, $\vec{\mu}$ de manyetik momenti temsil etmektedir. Sabit bir eksen etrafında dönen her yüklü parçacık, bu hareketinden dolayı manyetik momente sahiptir. Bu parçacığın yükü q , kütlesi m , dönme eksenine uzaklığı r ve çizgisel hızı v ise:

$$i = \frac{qv}{2\pi r} \quad (2.2a)$$

$$A = \pi r^2 \quad (2.2b)$$

dir. Bu değerler kullanılarak:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} qv\vec{n}r \quad (2.3)$$

elde edilir. Dönme eksenine göre açısal momentum:

$$\vec{j} = mvr\vec{n} \quad (2.4)$$

dir. Diğer iki formül kullanılarak:

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2m}\vec{j} \quad (2.5)$$

biçiminde yazılabilir. Böylece sabit bir eksen etrafında dönen her yüklü parçacığın açısal momentumuna bir manyetik moment karşılık gelir. Yüklü bir parçacığın açısal momentumu onun manyetik momenti ile orantılıdır. Bu orantı katsayısına “jiromanyetik” oran denir:

$$\gamma = \frac{q}{2mc} \quad (2.6)$$

Böylece γ ile $\vec{j}$ ilişkisi:

$$\vec{\mu} = \gamma\vec{j} \quad (2.7)$$

şeklinde ifade edilir.

2.1.2. Manyetik malzemeler

Manyetik alan içinde az ya da çok manyetize olan malzemeler manyetik malzeme denir. Malzemenin birim hacmindeki toplam manyetik momentine manyetik moment yoğunluğu denir. Manyetik moment yoğunluğu $\vec{M}$ ile gösterilir. Manyetik alan büyüklüğünü gösteren ifade $\vec{B}$ ile gösterilen manyetik indüksiyondur. $\vec{B}$ ve $\vec{M}$ arasında:

$$\vec{B} = \vec{M} + \mu_0\vec{H} \quad (2.8)$$

ilişkisi bu denklemdedir. Manyetik moment $\vec{M}$ ile manyetik alan $\vec{H}$ arasındaki bağıntı:

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (2.9)$$

şeklinde ifade edilir. Burada χ manyetik alınganlık olarak adlandırılır. Alınganlığı μ_0 cinsinden ifade edebiliriz ve bu büyüklüğe “görelî alınganlık” denir. Görelî alınganlık aynı zamanda manyetik alanın bir fonksiyonudur. $\vec{M}$ manyetik alınganlığın, boşluğun manyetik geçirgenliğine oranı olarak tanımlanır. Malzemelerin manyetik özelliklerinin gerçek kaynağını, elektronların spin ve orbital hareketleri oluşturur. Bu hareketler sonucunda manyetik momente sahip atomlara manyetik atomlar denir [4]. Beş temel yapıda manyetik davranış gözlenmiştir. Bunlar; diyamanyetizma, paramanyetizma, ferrimanyetizma, antiferromanyetizma, ferromanyetizmadır.

Tablo 2.1 Manyetik birimler [1]

Büyüklik	Sembol	CGS Birim	SI Birim	CGS Eşdeğeri
Manyetik Alan Uzunluğu	$\vec{H}$	Oe G Emu	A/m	$4\pi \cdot 10^{-3}$ Oe
İndüksiyon	$\vec{B}$	G Emu	T	10^4 G
Mıknatıslanma	$\vec{I}$	emu / cm^3		$10^4/4\pi$ G
Dipol moment/Hacim	$\vec{J}$	emu		
Mıknatıslanma	$\vec{M}$	G	T	
Malzemeye göre akı yoğunluğu	$4\pi\vec{I}$	$\uparrow 4\pi$		10^4 G
	$\vec{M}$	G		
Kütle- Mıknatıslanması	$\frac{\vec{\sigma}}{\vec{I}}$ $\frac{\vec{I}}{\vec{M}}$	$G \cdot cm^3/g$ emu/g emu cm^3 /g Emu	Wb m/kg	$\frac{10^7}{4\pi}$ emu/G
Moment (dipol)	$\vec{m}$	$G \cdot cm^3$ erg/Oe emu	Wb m	$\frac{10^{10}}{4\pi}$ $G \cdot cm^3$

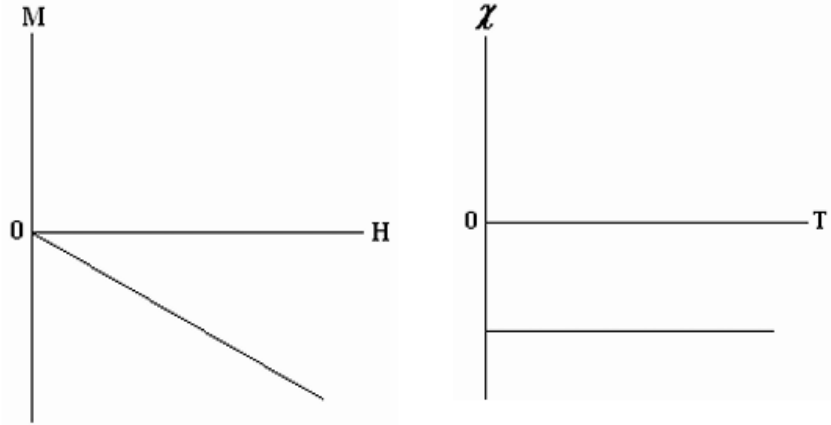
2.2. Manyetik Davranış ve Etkileşim Türleri

Tüm malzemeler sahip oldukları atomik yapılarına ve sıcaklıklarına bağlı olarak manyetik özellik sergileyebilir. Malzeme içinde elektronların spin ve yörünge hareketlerinin durumuna ve elektronların birbirleri ile etkileşimine bağlı olarak manyetik davranışları tespit edilebilmektedir [1]. Bunlar beş ana gruba ayrılmıştır: ferromanyetik, antiferromanyetik, ferrimanyetik, diamanyetik ve paramanyetik yapılardır.

2.2.1. Diyamanyetizma

Diyamanyetizma, zayıf bir manyetizma çeşididir. Bir dış alan yokluğunda orbital ve spin manyetik momentleri birbirini sıfırlasa da uygulanan bir dış alan spin momentlerinin hafifçe orbital momentlerini geçmesini sağlayacak ve uygulanan manyetik alana karşı koyacak küçük bir manyetik momente sebep olacaktır. Böylece çok kuvvetli bir çubuk mıknatısın herhangi bir ucu yakınına konulursa itilecektir. Bu durum 1846 yılında Michael Faraday tarafından bulunmuştur. Faraday çalışmalarında güçlü diyamanyetik olan bizmutu kullanmıştır [5]. Faraday'ın indüksiyon yasasında oluşan eksiklikleri tamamlamak için Lenz devreye girmiş ve Lenz yasasına göre, bir elektrik devresinde akı değiştiğinde buna karşı koyacak yön de akım oluşmaktadır. Yani manyetik akı artıyorsa manyetik alana zıt yönde, azalıyorsa aynı yönde indüksiyon akımı oluşur. Her iletken manyetik alanın girişine iletken elektronların akışı ile karşı gelir. Fakat bu akımlar çok çabuk ortadan kalkarlar. Daha uzun süre kalıcı değişimler atomlara bağlı elektronların yörünge hareketinden kaynaklanır. Buna diamanyetizma denir. Bu durum süperiletkenler ile bütün elektronları çiftlenmiş atom veya bileşiklerde görülür. Manyetizasyon yönü uygulanan manyetik alana ters yöndedir. Alınganlık negatiftir ve görelî alınganlık 10^{-5} civarındadır. Diyamanyetik maddelerin bağıl manyetik geçirgenliği 1'den küçüktür ve bir mıknatıs yaklaştırılınca mıknatıs tarafından itilir, yani bunlar manyetik alanı zayıflatırlar. Bakır, kurşun, bizmut, karbon, gümüş, civa vs. diyamanyetik maddelerdir [6]. Şekil 2.1'de birinci grafikte manyetizasyonun (M) harici bir manyetik alan (H) uygulandığında nasıl değiştiği, ikinci grafikte ise manyetik duyarlılığın (χ) sıcaklığa (T) bağılı değişimi gösterilmiştir.

Diyamanyetik maddeler uygulanan manyetik alana ters yönde manyetizasyon üretirler. Yani H arttıkça M negatif yönde artar. Bu durum maddelerin negatif manyetik duyarlılığa sahip olduğunu gösterir. Manyetik duyarlılık ise sıcaklıktan bağımsız zayıf ve negatiftir. Yani sıcaklık değişse bile diyamanyetik özellik değişmez.



Şekil 2.1 Bir diamanyet için $M(H)$ ve $\chi(T)$ eğrileri [6]

2.2.2. Paramanyetizma

1895 yılında Pierre Curie tarafından paramanyetizma özellikleri keşfedilmiştir [7]. Paramanyetik maddeler, mıknatısa yaklaştırıldığında az da olsa etkilenir, yani içine konduğu manyetik alanı biraz sıkılaştırmış olur. Dışarıdan manyetik alan uygulandığında zayıf bir şekilde manyetik alana yönelen maddelere paramanyetik madde denir. Platin, hava, uranyum, manganez, alüminyum, sodyum ve oksijen paramanyetik maddelere örnektir.

Paramanyetikleri oluşturan maddelerin spin manyetik momentleri, maddenin içinde bulunduğu sıcaklığın neden olduğu titreşimler nedeniyle sürekli olarak yönlerini değiştirir. Paramanyetik maddeye çok şiddetli bir dış alan uygulanırsa maddeyi oluşturan bazı atomların elektronları spin manyetik momentlerini uygulanan dış alan yönünde yönlendirmeye çalışır, ancak bunda kısmen başarılı olurlar. Bu sebeple uygulanan kuvvetli dış alan devam ettiği sürece aynı yönde çok zayıf bir mıknatıslanma gösterirler. Paramanyetik maddeler dış alan kaldırılınca mıknatıslanmalarını kaybederler. Şekil 2’de bir paramanyete özgü $\chi - T$ ve $1/\chi - T$ eğrileri görülmektedir [6]. Şekilden yola çıkarak paramanyetik maddelerin sıcaklık arttıkça manyetik momentlerinin yönelimi bozulur ve madde manyetik alana daha az tepki verir. Manyetik duyarlılık pozitif ve sıcaklıkla ters orantılıdır. Dış manyetik alana zayıf da olsa yönelim gösterirler. Paramanyetik maddelerin duyarlılıkları küçüktür. Zayıf manyetik alanlar içinde gösterdikleri paramanyetik özellikler kesinlikle algılanamaz. Kendi etrafında dönen çiftlenmemiş bir elektronun dönmeden kaynaklanan spin açısal momentumu olmak üzere manyetik moment;

$$\mu = -g\mu_B S \quad (2.10)$$

şeklinde tanımlanır ve manyetik momente toplam katkı,

$$\mu = -g\mu_B(1 + s) = -g\mu_B J \quad (2.11)$$

şeklinde olur. Burada elektron sistemleri spektroskopik yarılma faktörü olarak tanımlanan g Lande çarpanı olup,

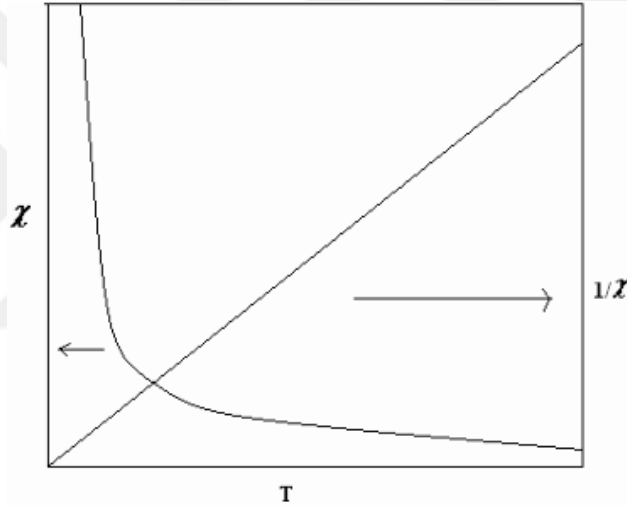
$$g = 1 + \frac{J(J + 1) + S(S + 1) - L(L + 1)}{2J(J + 1)} \quad (2.12)$$

olarak tanımlanır. Serbest bir elektron için yaklaşık olarak g=2'dir. Manyetik momente çekirdek katkısı elektron-proton kütlesi arasındaki orandan dolayı yok denecek kadar azdır. Bir atomun bütün elektronları düşünülerek, yörünge açısal momentumu $L=\sum l$, spin açısal momentumu da $S=\sum s$ olmak üzere toplam açısal momentum $J=L+S$ olur.

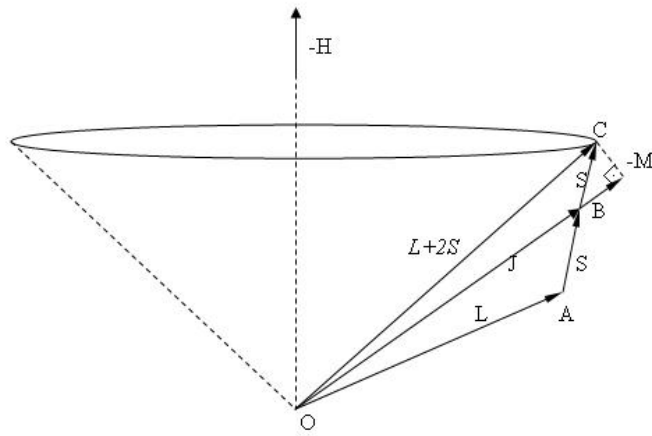
Böylelikle bir atomun manyetik momenti;

$$\mu = -g\mu_B J \quad (2.13)$$

şeklinde olur.



Şekil 1.2 Bir paramanyet için χ -T ve $1/\chi$ -T grafiği [6]

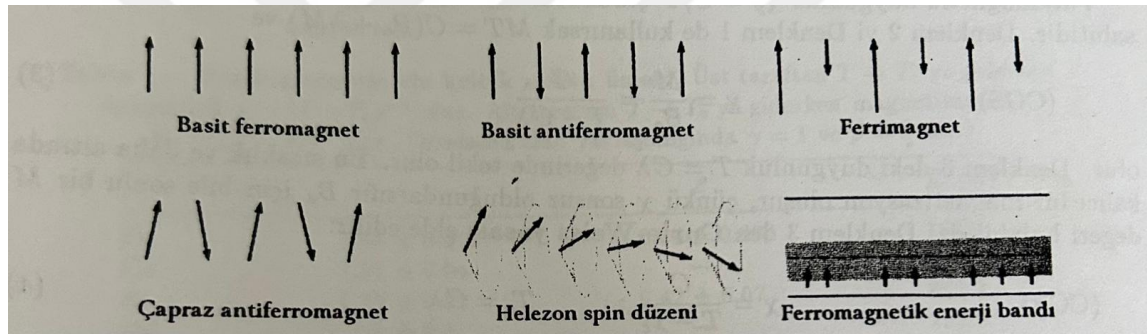


Şekil 2.2 Atomik manyetik momentin bileşenleri [3]

2.2.3. Ferromanyetizma

Ferromanyetik maddeler, manyetik alan olmasa da kalıcı manyetik momente sahiptirler. Bu durum elektron spinleri ve manyetik momentlerinin bir düzene sahip olduğunu akla getirmektedir. Spinler güçlü iç etkileşmelerinden dolayı paralel durumdadır. Sıcaklık arttıkça gelişi güzel hale gelmeye başlar ve Curie noktası üzerinde malzeme paramanyetik bir malzeme gibi davranmaya başlar. Manyetizasyon eğrisi ve sabit bir manyetizasyon miktarı, ferromanyetik ve ferrimanyetik malzemelerin önemli özellikleridir [3]. Şekilde 2.4' te gösterilen spin düzenleri kalıcı manyetik moment oluşturur. Buna doyum momenti denir.

Demir, nikel ve kobalt gibi geçiş metalleri ve geçiş veya nadir toprak elementleri içeren alaşımlar ferromanyetik maddelerdir. Uygun şartlar sağlandığında gadolinyum (Gd) ve disprosyum (Dy) gibi nadir toprak elementleri ve yalıtkan geçiş metal oksit olan krom dioksit (CrO_2) ferromanyetik olmaktadır.



Şekil 2.3 Elektron spinlerinin sıralanış düzenleri

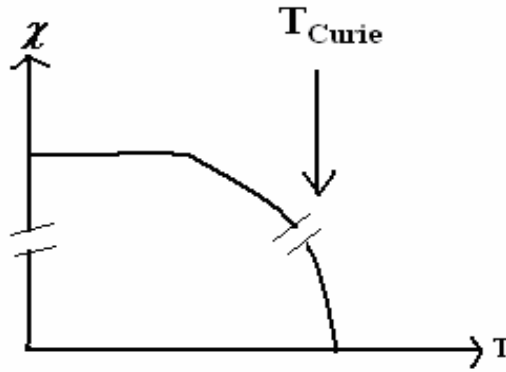
Ferromanyetizma da her birinin büyüklüğü μ olan kalıcı atomik dipollerin bir düzen içine girmesi, çiftlenmemiş elektronlara sahip olan atomlardan kaynaklanır. Klasik olarak sıvı helyum sıcaklığında bile spinleri aynı yönde yönlendirebilmek için, Langevin denkleminde göre çok büyük manyetik alana ihtiyaç vardır. Halbuki dipolar etkileşmeler bu kadar büyük alan meydana getirmezler. Bu yüzden spinler arası etkileşme manyetik eksenli değil elektrik eksenli olmalıdır. Bu elektrik eksenli etkileşmeye değiş-tokuş etkileşmesi denir [8]. N tane benzer spinden oluşan sistemde Heisenberg tarafından önerilen değiş-tokuş etkileşme enerjisi şu şekilde verilir:

$$U_d = -2JN \sum_{p=1}^N \vec{S}_p \cdot \vec{S}_{p+1} \quad (2.14)$$

Burada J değiş-tokuş etkileşme sabitidir. Ferromanyetizmanın karakteristik özelliği, manyetik alana konulan bu tür maddelerin mıknatıslanmasının belli bir alan değerinden sonra sabit bir M_0 (doyum mıknatıslanması) değerini almasıdır [9]. Bu değer

tüm spinlerin paralel olması durumundaki mıknatıslanmaya karşılık gelmektedir. Doyum mıknatıslanması değeri maddeden maddeye değişiklik gösterir.

Ferromanyetizma yalnızca belirli kritik sıcaklığın altında gözlenir. Bu karakteristik sıcaklık ferromanyetik geçiş sıcaklığı veya Curie sıcaklığı olarak bilinir. Ferromanyetik malzemelerin sıcaklığa bağlı grafiği Şekil 2.5'te gösterilmiştir. Curie sıcaklığının altında manyetik momentler hizalanmıştır ve dış alan olmasa da net mıknatıslanma oluşur, bu nedenle manyetik duyarlılık yüksektir. Curie sıcaklığının altında kendiliğinden mıknatıslanma doyum mıknatıslanma değerine dönüşür. Sıcaklığın eşit olduğu nokta kritik noktadır. Duyarlılık hızlı bir şekilde düşmeye başlar. Curie sıcaklığının üstünde ise madde paramanyetik hale geçer. Artık manyetik momentler hizalı değil rastgele yönelmiştir. Duyarlılık sıcaklık arttıkça azalmaya başlar.



Şekil 2.4 Bir ferromanyet için χ -T eğrisi [6]

2.2.4. Antiferromanyetizma

Ferromanyetik maddelerde manyetik momentler hem eşit büyüklükte hem de aynı yönde hizalanmaktadır. Antiferromanyetik maddelerde ise manyetik momentler eşit büyüklükte fakat zıt yönlü hizalanır. 1932 yılında Neél moleküler alan teorisini antiferromanyetlere uygulayarak antiferromanyetizmanın teorisini büyük oranda geliştirmiştir. Antiferromanyetik düzene sahip malzemeler her sıcaklıkta küçük ve pozitif bir manyetik alınganlık değerine sahiptirler. Manyetik alan yokluğunda, net mıknatıslanma sıfırdır. Şekil 2.7'de gösterildiği gibi Neél sıcaklığı altında antiferromanyetik, üzerinde ise paramanyetik davranış sergiler.

Paramanyetik bölge için manyetik alınganlık;

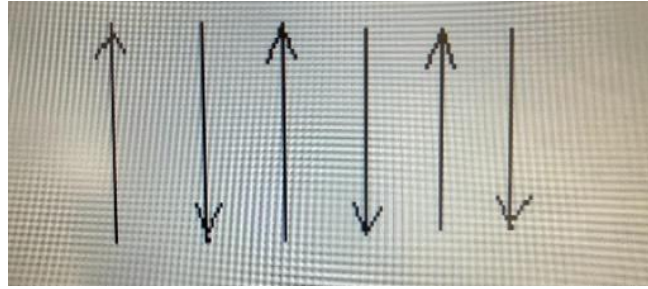
$$\chi = \frac{\bar{M}}{H} = \frac{C}{T+\theta} \quad (2.15)$$

şeklinde elde edilir. Burada:

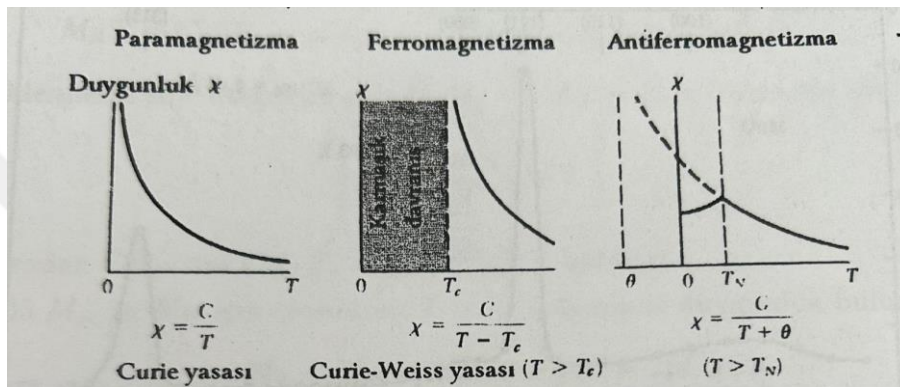
C: Curie-Weiss sabiti,

θ : paramanyetik Curie sıcaklığıdır. θ , eksi veya artı değerli olabilir.

Sıcaklık azaldıkça, alınganlık artmaktadır. Bunun nedeni, termal enerjinin azalmasıyla manyetik momentlerin dış manyetik alanla daha kolay hizalanabilmesidir.



Şekil 2.5 Antiferromanyetin manyetik moment dizilimi [9].



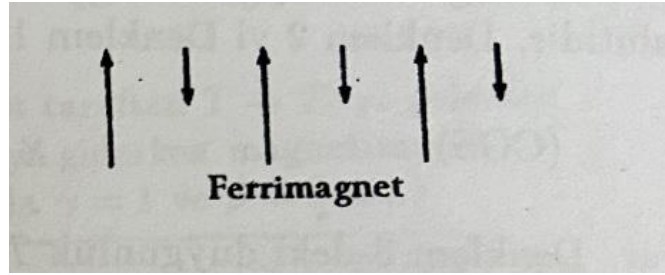
Şekil 2.6 Paramagnet, ferromagnet ve antiferromagnetlerde magnetik duygunluğun sıcaklığa bağımlılığı. Antiferromagnetlerde Néel sıcaklığı altında spinler antiparalel olurlar; duygunluk maksimum değerine T_N sıcaklığında ulaşır ve $\chi(T)$ egrisinde bir çıkıntı gösterir. Aynı geçiş, ısı sığası ve ısısal genleşme katsayısında da belirgin pikler gösterir [9].

2.2.5. Ferrimanyetizma

Ferrimanyetizma, antiferromanyetizmaya benzer spinler yine zıt yönlüdür fakat aynı büyüklükte değildir. Yani bir yöndeki spinler toplamı diğer yöne göre büyüktür. Bu yüzden kendiliğinden anti paralel dizilme oluştuğunda, maddenin manyetik momenti olacağı yerde net bir mıknatıslanma olur. Bu olaya ferrimanyetizma denir. Bu davranışı gösteren en yaygın madde magnetittir (Fe_2O_4). Hiç demir içermeseler bile, ferrimanyetizma özelliği gösteren maddelerin hepsine birden ferrit denir.

Ferromanyetik malzemeler iletken olduğu için akım kayıplarına neden olduğundan teknolojik uygulamalar için elverişli değildirler. Ferrimanyetik malzemeler yalıtkan olmakla birlikte, ferromanyetlerde görülen yüksek mıknatıslanma değerlerine sahiptirler ve ferromanyetlerde görülen kalıcı mıknatıslanma, ferrimanyetlerde de görülür. Fakat doğal mıknatıslanmaları, bütün spinlerin aynı yönde olduğu durumdan daha küçüktür. Yüksek manyetik geçirgenlikleri ve dirençleri olduğu için ferritler teknolojiye önemli yerleri vardır. Histerisis eğrileri ferritleri hafıza depolama için çok

elverişli kılınmıştır ve mikrodalga malzemeleri olarak da kullanılırlar. Elektrik endüstrisinde, yalıtkan ve yüksek doyum mıknatıslanmasına sahip manyetik malzemelerin önemli bir yeri vardır. Aynı zamanda radyo frekans devreleri, mıknatıs çekirdekleri, elektromanyetik girişim koruma malzemeleri içinde kullanılmaktadır. Neél, 1948 yılında bu tür malzemeler için bir teori geliştirmiştir [6]. Neél'in geliştirdiği teoriye göre, ferrimanyetik malzemeler iki alt örgüden oluşur.



Şekil 2.7 Ferrimanyetizmanın manyetik moment dizilimi

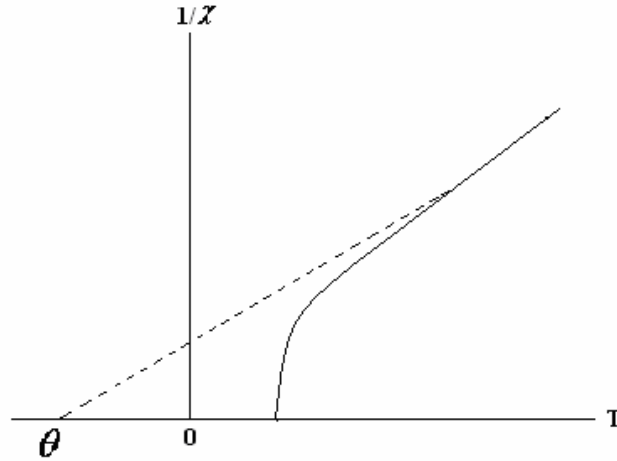
Manyetik alınganlık yazımını elde etmek için mıknatıslanmalara bağlı alınganlık:

$$\chi = \frac{(\bar{M}_A + \bar{M}_B)}{\bar{H}} \quad (2.16)$$

eşitliği ile bulunur. Bu yazım alınganlığın tersi:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} \quad (2.17)$$

olan bir hiperbol denklemi şeklinde karşımıza çıkar. Yüksek sıcaklıkta, manyetik alınganlığın tersi, alt örgüler arası etkileşimler nedeniyle hiperbolik bir eğri izler.



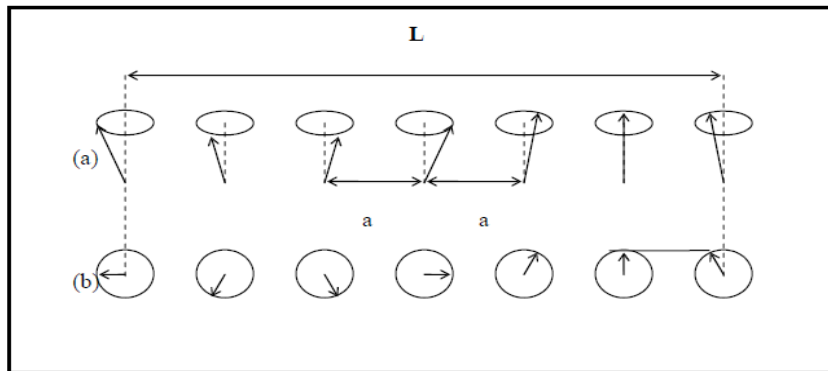
Şekil 2.9 Ferrimanyet için $1/\chi$ - T grafiği [6]

2.3. Spin-Yörünge Etkileşimi

Spin-yörünge etkileşimi bir elektronun spin momenti ve yörünge momentinin bağlanmasıyla oluşur. Bu etkileşim özellikle ağır metallerin enerji düzeylerinde ince yapılar oluşmasına sebep olur ve ince filmlerde manyetik anizotropiyi belirleyen en önemli etkenlerdendir. Spin-yörünge etkileşimi, sistemin manyetik kolay eksenini

oluşturur. Ferromanyetik rezonans deneylerinde çizgi genişliği, şekli ve yeri spin-yörünge etkileşimi ile ilişkilidir. Spin- yörünge etkileşimi, ince film manyetizmasını anlamada önemli bir faktördür.

Spin dalga rezonansı ferromanyetik ince filmlerin elektromanyetik alandan enerji soğurması esasına dayanır. Bu durum ferromanyetik rezonansa benzemektedir. Spin dalga rezonansı çok sayıda soğurma çizgisinden oluşur, halbuki ferromanyetik rezonansta genelde tek çizgi vardır. Spin sistemini oluşturan spinlerden birinin yönelmesindeki bir değişim, değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı diğerlerini de etkiler [10]. Bir ferromanyetik örnek içerisinde uyarılan spin dalgaları durgun manyetik alandan kazandığı enerjinin bir kısmını geri vermek zorundadır. Bir diğer uyarma metodu ise elektromanyetik alanın enerjisinin soğurulması için gerekli olan rezonans şartının sağlanmasıdır. Anlık perspektifi verilen spin düzelenimi bir dalga görünümü verdiğinden buna spin dalgası denir [9]. Bu spin dalgalarının frekans ve dalga boyları kesikli yani kuantalıdır, bu kuantumlara ‘magnon’ adı verilir. Film yüzeyindeki elektronların spinleri, filmin içindeki elektronların spinlerinden daha farklı yüzey anizotropi alanı görüyorsa, yüzeydeki spinler yüzey anizotropi alanına paralel olarak yönelirler. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması, kuantum mekaniğinde sonsuz potansiyel kuyusundaki elektronun davranışına benzetilmektedir. Yüzey anizotropi alanının çok büyük olması durumunda spinlerin bu davranışı ‘Surface Spin Pining Model’ olarak adlandırılır [9]. Ferromanyetik rezonans spektrumunda, spin davranışlarındaki yansıma ve girişim değişmelerinden dolayı rezonans frekanslarında kayma ve modların bastırılmasına neden olabilir. Bu sebeple, yüzey anizotropisinin büyüklüğü, ince film karakterizasyonu ve spin dalga rezonansını anlamada önemli bir rol oynamaktadır.



Şekil 2.8 Komşu spinlerin göreceli yönelmesine göre ortaya çıkan spin dalgaları [10]

2.4. Manyetik Rezonans

Atom çekirdeği veya elektronun manyetik momentinin, dış manyetik alan altında belirli elektromanyetik dalga frekansı ile etkileşime girerek enerji soğurma veya salmasıdır olayıdır. Bu rezonans frekansı spin-yörünge etkileşmesi gibi manyetik etkileşmelere bağlıdır.

Rezonans, dış bir etkenin, manyetik sistemin frekansı ile benzer biçimde olmasıdır. Atomik spektrumun belirgin frekansları arasındaki benzerliği ve manyetik rezonans frekanslarının tipik olarak radyo veya mikrodalga frekansı bölgesine düşmesi nedeniyle pek çok defa radyo frekans (RF) spektroskopisi veya mikrodalga (MD) spektroskopisi olarak adlandırılmıştır [11]. Rezonans, çok zayıf olabilen bir katkıyı seçip ayırmayı mümkün kılıp, kesin, ayrıntılı ve başka yollarla elde edilemeyen tipte manyetik bilgi toplanmasını sağlar [12]. Manyetik rezonans, kuantum fiziği ve elektromanyetik yasalara dayanır, spinli parçacıkların manyetik alanda enerji geçişlerini inceler. Bu da fizik ile manyetik rezonansın birbirine bağlı olduğunu gösterir. Kuantum mekaniğinde rezonans olayı, ışık ile maddenin etkileşmesi olarak söylenebilir. Bu durumda atom ile elektromanyetik alan birbiri ile kenetlenen iki periyodik sistem olarak düşünülüp, atomların doğal frekansları geçiş frekansları olarak bilinir ve gelen ışığın frekansı da bu frekansa göre ayarlanabilir [8]. Gelen ışığın frekansı, atomun geçiş frekansına eşitlendiğinde, atom ışığı soğurur veya uyarılmış bir atom ışık yayarak enerji salar.

Elektron ve çekirdek manyetik rezonansları arasında bazı farklar vardır. En önemli fark, çekirdeksel spin, manyetik moment ve dört kutuplu moment gibi özellikler çevreden çok az etkilenirken, elektronların uyarılmış durumları, çok daha küçük enerji gerektirdiği için çevreye kuvvetle bağlıdırlar. Çekirdek spinlerine uygulanan manyetik alan etkileşmelerine benzer şekilde, elektronların spinlerinin de manyetik alanla etkileştiği bilinmektedir. Ancak bu etkileşmeler enerji bakımından çekirdeklere ait etkileşmelerden yaklaşık 10^3 kat daha büyüktür ve elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölgesine düşmektedir. Bu nedenle, elektron spin rezonansı (ESR) genellikle mikrodalga frekanslarında gerçekleştirilir ve spin durumları arasındaki geçişler bu aralıkta gözlemlenir. Serbest atomların manyetik davranışı, katı ya da sıvı olmalarına göre farklılık gösterir ve bu durum manyetik rezonans ölçümlerinin yorumlanmasını zorlaştırabilir. Örneğin sodyum atomu, manyetik momenti ve yörünge açısal momentumu sıfır olmasına rağmen, yalnızca elektronlarının spininden ($1/2$) gelen zayıf bir manyetik momente sahip olduğunda elektron spin rezonansı (ESR) gösterebilirken, sodyum klorür gibi iyonik yapılarda elektronların düzenlenişi bu momentin ortaya çıkmasını engeller ve

rezonans gözlenmez. Buna karşılık, geçiş metalleri ve nadir toprak elementleri gibi iç kabukları tam dolmamış atomlar, iyonik yapıda olsalar bile eşleşmemiş elektronları nedeniyle güçlü manyetik momentlerini korurlar. Bu nedenle bu elementlerin rezonans özellikleri, malzemelerin manyetik karakterini incelemeye önemli bir rol oynar [11].

2.5. Ferromanyetik Rezonans

Ferromanyetik malzemelerin, manyetik alanın etkisi altında belirli frekansta titreşmesiyle oluşur. Genellikle mikrodalga frekansı ile incelenir. Manyetik alan etkisinde manyetik momentlerinin paralel hale gelmesiyle ferromanyetik malzemeler güçlü manyetik alan üretirler. Bu malzemeler, demir (Fe), nikel (Ni), kobalt (Co) ve bunların alaşımlarıdır. Ferromanyetik malzemelerde bulunan ve manyetik özelliğe katkı sağlayan eşleşmemiş elektron spinleri arasında güçlü bir değiş-tokuş etkileşimi vardır. Bu etkileşim, normalde çizgi genişlemesine yol açabilecek dipolar etkileşimlerin etkisini büyük oranda bastırır. Bu durum, ferromanyetik yapılarda beklenen geniş rezonans çizgileri yerine, değiş-tokuş etkileşiminin baskınlığı nedeniyle oldukça keskin (dar) olmasını sağlayarak, manyetik dinamik çalışmalarında yüksek çözünürlüğe olanak tanır. Dışardan uygulanan statik H alan doğrultusu etrafında

$$\omega = 2\pi\nu \quad (2.18)$$

açısal frekansı ile presesyon yapan ferromanyetik örneğin toplam manyetik momenti H_0 'a bağlıdır. Bir H alanı etkisindeki μ manyetik momenti üzerine etki eden dönme momenti (Tork);

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.19)$$

şeklinde verilir. Mıknatıslanmanın homojen olduğu kabul edilirse, makroskopik mıknatıslanma için hareket denklemi;

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma(M \times H_{\text{eff}}) \quad (2.20)$$

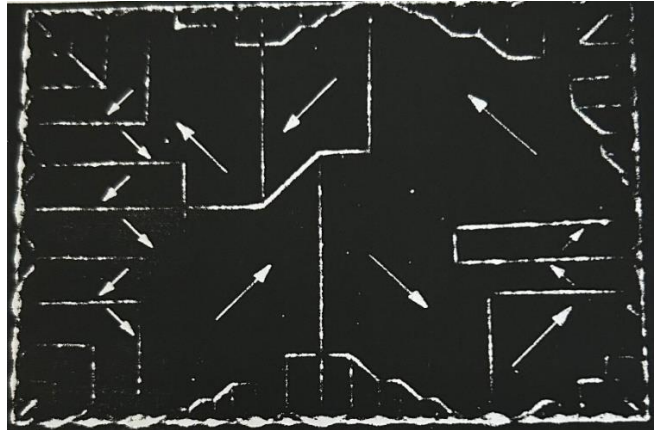
olarak yazılır [13]. M küresel koordinat sisteminde manyetizasyondur, H_{eff} örnek üzerine etkiyen toplam (etkin) alanı göstermektedir. Yani etkin alan:

$$H_{\text{eff}} = H_0 + H_d \quad (2.21)$$

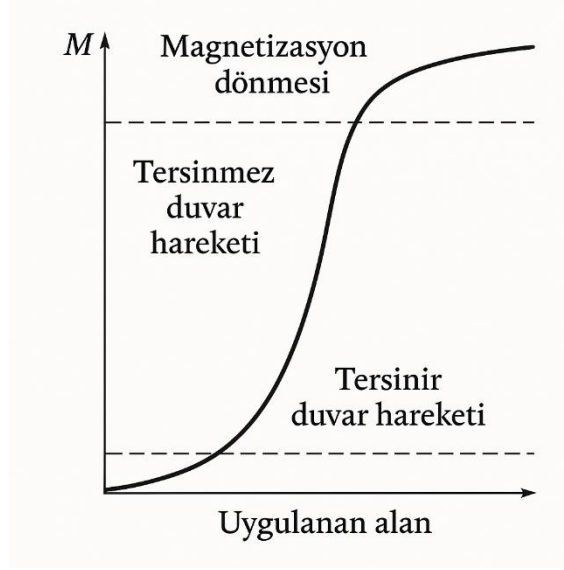
olarak tanımlanır ve H_d ise mıknatıslanmayı giderici alan (demanyetizasyon) olarak bilinir. Bu giderici alanın sebebi ise büyük oranda ferromanyetik örneğin geometrik şeklidir. Tüm bu tanımlamalar domen yapı bulunamadığında ve yeterli kuvvette manyetik alan mevcut iken yapılmıştır. Ferromanyetik malzemelerin spin karakterlerinin mikroskopik düzeni domen olarak adlandırılan manyetik yönelim bölgelerinin

oluşumuna sebep olur. Bir ferromanyetik malzeme domenlerden oluşur ve her bir domen tamamen mıknatıslanmıştır. Fakat çeşitli domenler rasgele yönelmiş ve dolayısıyla makroskopik bir bakış açısıyla bakılırsa mıknatıslanmamış bir görünüm sunmaktadır [14]. Domenlerin varlığının postulatı 1907 yılında Weiss tarafından sunulmuştur [15]. Ferromanyetik malzemelerde, atomik dipoller, bölgeler veya domenler içinde kendilerini aynı yöne yönlendirmeye meyillidirler [5]. Ferromanyetik malzemeler atomik seviyede bir uzun menzil düzen yapısı sergilerler. Bu yapı domen içindeki elektronların birbiriyle paralel olmasına sebep olur [8]. Bir domenin büyüklüğü değişir ama genellikle milyarlarca atom içerir [14]. Bu düzen, malzemenin makroskopik düzeyde belirgin bir mıknatıslanma göstermesine neden olur. Domenlerin temel uzantısı ferromanyetik malzemelerdeki bireysel domenlerin içinde zaten yüksek derecede bir mıknatıslanmanın bulunmasıdır, fakat manyetik alan kaldırıldığında domenler rastgele yönelmektedirler. Domenlerin bu gösterimleri sadece kavramsal ve hassas bir büyüklük ölçüsü veya domenlerin şekillerini veriyor anlamına gelmemektedir. Mıknatıslanma hakkındaki mikroskopik kanıt şunu gösterir: dış manyetik alana tepki gösteren ferromanyetik malzemelerin net mıknatıslanması aslında uygulanan manyetik alana paralel domenlerin büyümesi ile olabilir [14]. Bu durum, manyetik alanın etkisiyle enerjice daha avantajlı yönelime sahip domenlerin hacimce genişlemesiyle gerçekleşir ve böylece malzemenin toplam mıknatıslanması artar.

Kalıcı bir mıknatısta yüksek giderici alan isteniyorsa domen sınır yer değiştirmelerini yok etmek gerekir. Bunun için bir tek domenden oluşan çok küçük kristaller veya toz malzeme kullanılır. İkinci bir metalürjik çökeltme yoluyla malzeme çok küçük ölekte heterojen duruma getirilir. Tek domen özelliği için kritik bir yarıçap değeri bulunur.

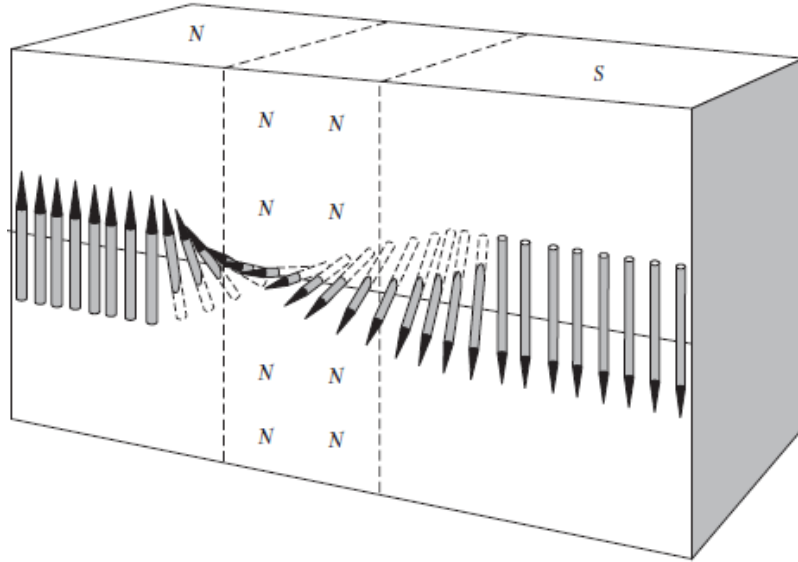


Şekil 2.9 Bir nikel kristalinde ferromagnetik domenler. Domen Bitter magnetik toz tekniği ile görünür hale getirilir. Bir domen içindeki manyetizasyon yönü, o domenin magnetik alanda büyüme veya küçülmesine bakarak tayin edilir [9].

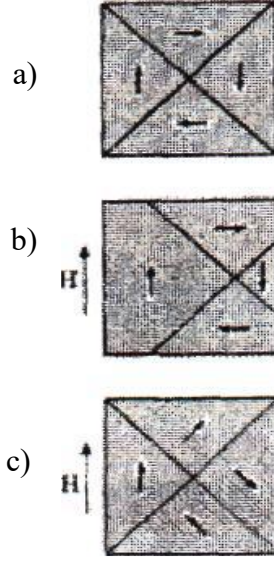


Şekil 2.10 Tipik bir manyetizasyon eğrisi. Eğrinin değişik bölgelerinde hâkim manyetizasyon süreçleri gösterilmiştir.

Bir domenden köşedeki bir taneye geçişte, atomik moment vektörü orijinal halinden yeni yönüne yaklaşık 100 atomun gidişatında kademeli olarak döner. İki domen arasındaki bu bölge domen duvarı olarak adlandırılır. Bu duvar Bloch duvarı olarak bilinir. Duvar bölgesindeki atomik spin momentleri domen içindeki atomik spin momentine göre biraz daha düşük olabilir [15]. Bu durum, spinlerin tam hizalanmaması nedeniyle domen duvarlarında enerji yoğunluğunun artmasına yol açar.



Şekil 2.11 Domenler arasındaki Bloch duvarının yapısı. Demirde geçiş bölgesi kalınlığı örgü sabitinin 300 katı kadardır [9].



Şekil 2.12 Bir ferromanyetik malzemenin mıknatıslanması: (a) mıknatıslanmamış hal, (b) domen duvar hareketi ile mıknatıslanma, (c) domen dönmesi ile mıknatıslanma [9]

Ferromanyetik malzemelerdeki mıknatıslanmanın makroskobik özelliği domen konfigürasyonundaki değişmelerle ilgilidir. Uygulanan bir manyetik alanın etkisinden kaynaklanan mıknatıslanmadaki artış bağımsız iki süreç vasıtası ile oluşur: domenlerin hacmindeki artmayla ya da alan yönüne doğru domen mıknatıslanmasının dönmesi ile gösterilmiştir [16]. Bu olayda tabii mıknatıslanma kendisini geniş bir ölçekte göstermez. Eğer alan uygulanırsa ve bu alan değişirse o zaman histeresis gösterir. Bu durum malzemenin küçük domenlerinin varlığından kaynaklanmaktadır. Her bir küçük domen kesin bir kristal yönünde doyuma tabii mıknatıslanmalarıyla katkıda bulunur. Köşedeki domenler farklı yönlerde sahiptirler. Domenler bir tek kristalde bile birinci yerde oluşur, çünkü enerji düşmüştür. Fakat her ne kadar küçük domenler daha az enerji ifade etseler de duvar alanı artar ve enerjideki azalmadan dolayı süreç durur. Artan bir manyetik alan uygulaması Şekil 2.14'te gösterildiği gibi; (a) ters duvar hareketlerine, (b) orta alanlar için, aynı alanların terslenemez duvar hareketlerine, (c) mıknatıslanmanın kolay yönlerden alan yönüne doğru dönmesine (buradaki olaylar Barkhausen etkisi adı verilen bir metod ile detekte edilebilir) sebep olur.

Malzemelerin yüzeylerindeki domen yapıları küçük ferromanyetik tozlar vasıtası ile bir mikroskop altında görünür hale getirilebilir [14]. Isı ve mekanik şok kristalin orijinal mıknatıslanmamış haline geri dönebilmesine yardımcı olacaktır. Sıcaklık yeterince artırılırsa, domenler demanyetize olacaklardır. Bu durumda değiş-tokuş çiftlenimi kaybolacak ve malzeme ferromanyetik yapıdan paramanyetik yapıya geçecektir. Demir için bu geçiş sıcaklığı veya Curie noktası $T_c=770\text{ }^{\circ}\text{C}$ dir [5]. Bu sıcaklığın üzerinde, termal enerji, atomik spinlerin düzenli hizalanmasını bozacak kadar

yüksek olduğundan, malzeme net bir mıknatıslanma gösteremez ve manyetik özelliklerini kaybeder. Curie sıcaklığı, bir malzemenin manyetik özelliklerinin kararlılığı açısından kritik bir parametredir. Bu durum uygulama alanlarının sıcaklık sınırlarını belirlemede önemli rol oynar.

Ferromanyetik Rezonans (FMR) Frekansı: Manyetik momentlerin dış manyetik alanın etkisiyle titreşim yapmaya başladığı frekansı belirtir. FMR frekansı, malzemenin manyetik özelliklerine ve dış manyetik alanın şiddetine bağlıdır. FMR frekansı, Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) denklemi ve Kittel denklemi ile açıklanabilir. Harici manyetik alan H_0 ile rezonans frekansı f arasındaki ilişki şu şekilde ifade edilir:

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_0 + H_k)(H_0 + H_k + 4\pi M_s)} \quad (2.22)$$

γ : Gyromanyetik oran ($\gamma \approx 2.8 \text{ MHz/Oe}$)

H_0 : Harici manyetik alan

H_k : Anizotropi alanı

M_s : Doyma manyetizasyonu

Bu denklem, malzemenin manyetik yapısı, anizotropisi ve doyma manyetizasyonuna bağlı olarak değişen FMR frekansını belirler [17]. Bu ilişki, manyetik malzemenin karakterizasyonunda FMR frekansını belirlemede önemlidir. Ferromanyetik rezonans sayesinde manyetik malzemelerin özellikleri ile ilgili birçok bilgi elde edilebilmektedir. Özellikle ince filmler, çok katmanlı yapılar ve nanoyapılarda manyetik özelliklerin detaylı incelenmesinde oldukça etkilidir.

2.5.1. FMR çizgi genişliği

Ferromanyetik Rezonans (FMR) çizgi genişliği (ΔH), manyetik malzemelerin yüksek frekanslı dinamiklerini ve sönümlenme mekanizmalarını karakterize eden bir ölçüttür. Aynı zamanda numune kalitesini nicel olarak ifade eden bu ölçüt, manyetik ince filmler ve hetero yapılarda manyetik dinamiğin temel parametrelerini belirlemede hassas bir yöntem olan FMR tekniği ile elde edilir. FMR spektrumunda rezonans eğrisinde maksimum yüksekliğinin yarısının tam genişliğini (FWHM) temsil eder ve üniform manyetizasyon presesyon modunda ($k=0$) enerjinin kaybedilme hızını göstermektedir. Osilatörler, filtreler ve spin transfer tork teknolojileri gibi GHz frekansında çalışan manyetik cihazlarda düşük ΔH değerleri, malzemenin manyetik olarak daha kararlı davranmasını sağlarken aynı zamanda enerji kayıplarını önemli ölçüde azaltır [18]. Çizgi genişliği malzemenin manyetik sönümlenme mekanizmaları hakkında bilgi vermektedir.

Çizgi genişliği:

$$\Delta H(\omega) = \Delta H_0 + \Delta H_{\text{Gilbert}} + \Delta H_{\text{tms}} \quad (2.23)$$

şeklinde ifade edilir. Burada ΔH_0 homojen olmayan genişlemeyi, $\Delta H_{\text{Gilbert}}$ içsel (Gilbert) sönümlenme katsayısını, ΔH_{tms} ise iki magnon saçılması kaynaklı katkıyı ifade etmektedir. Bu farklı katkıların ayrımı, çizgi genişliğinin frekans, açı ve kalınlık değişimlerine karşı gösterdiği davranışın analiziyle sağlanmaktadır.

a. İçsel (Gilbert) sönümlenme

Manyetik momentlerin zaman içinde yön değiştirme davranışını tanımlayan Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) denkleminde yer alan Gilbert terimi, manyetik sistemlerdeki enerji kaybının ana mekanizmasını ifade eder. Bu sönümlenme, momentlerin dönme hareketi sırasında enerjinin spin–yörünge etkileşimi ve elektron–magnon aracılığıyla dağılmasıyla ortaya çıkar. Manyetizasyon vektörünün zamana bağlı davranışı:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.24)$$

şeklinde [19]. Burada, γ jiromanyetik oran, α Gilbert sönümlenme katsayısı, H_{eff} etkin manyetik alan, M_s satürasyon manyetizasyonu ifade eder. Sönümlenme, manyetizasyonun enerji kaybederek denge konumuna yaklaşmasını sağlamaktadır.

$$\Delta H_{\text{Gilbert}} = \frac{2\alpha\omega}{\gamma} \quad (2.25)$$

Burada, α Gilbert sönümlenme katsayısı, ω açısal frekans ($\omega = 2\pi f$), γ jiromanyetik oranı ifade etmektedir. $\Delta H_{\text{Gilbert}}$, rezonans frekans grafiğinde doğrunun eğimi Gilbert sönümlenme sabitini (α) vermektedir. Bu katsayı, malzemenin spin–yörünge etkileşimlerinin gücü ve elektronik bant yapısıyla ilişkilidir [20].

İçsel sönümlenme değeri numunedeki yapısal kusurlardan bağımsız olup, malzemenin mikroskobik manyetik dinamiğinden kaynaklanır. Frekans ile doğru orantılıdır, doğrusal bir artış gösterir ve frekans sıfıra yaklaştığında katkısı yok olur. Bu da sönümlenmenin homojen karakterde olduğunu gösterir. Gilbert sönümlenmesi, malzemenin elektronik özelliklerine bağlı temel bir mekanizmadır. Spin–yörünge etkileşiminin güçlü olduğu malzemelerde α katsayısı daha büyük değerlere ulaşmaktadır [21]. Pt ve Pd gibi ağır metallerle temas eden ferromanyetik ince filmlerde α değerinin artması, spin pompalama mekanizmasının devreye girmesiyle de açıklanabilir.

b. Homojen Olmayan Genişleme (ΔH_0)

Ferromanyetik malzemelerdeki yapısal kusurlar (tane sınırları, kalınlık değişimleri, gerilme dağılımları vb.) rezonans alanının tam olarak homojen olmamasına neden olur.

Bu, örneğin farklı bölgelerinin hafifçe farklı rezonans koşullarına sahip olmasıyla sonuçlanır. Bu tür yapısal düzensizlikler, FMR sinyalindeki homojen genişlemenin yanı sıra frekanstan bağımsız ek bir genişleme bileşeninin ortaya çıkarır. ΔH_0 -f grafiğinin sıfır frekanstaki kesişim değeri olarak belirlenir [22]. Bu tür genişleme, enerji kaybına bağlı bir süreçten ziyade malzeme içindeki alan dağılımının değişkenliğinden doğan bir spektral özellik olarak ortaya çıkar. Dolayısıyla ΔH_0 , malzemenin manyetik dinamiklerinden çok yapısal homojenliğini gösteren bir ölçüttür.

c. İki Magnon Saçılması (Two Magnon Scattering, TMS)

FMR çizgi genişliğine katkı yapan en önemli dışsal süreçlerden biridir. Bu mekanizmada, $k=0$ dalga vektörüne sahip uniform rezonans modu, malzeme içindeki kusurların momentum korunumunu bozması sonucu $k \neq 0$ spin dalga modlarına çevrilir. Bu etkileşim, üniform modun bütünlüğünü azaltarak rezonans spektrumunda ek bir genişleme yaratır. Bu süreçte enerji ve momentum korunumu sağlanmalıdır. Üniform mod, farklı spin-dalga modlarıyla etkileşime girerek FMR çizgi genişliğinin artmasına neden olur. TMS'nin katkısı:

$$\Delta H_{\text{tms}} \propto \frac{V^2}{\partial \omega / \partial k} \quad (2.26)$$

şeklinde ifade edilir [23]. Burada V , kusur potansiyelinin şiddeti, $\frac{\partial \omega}{\partial k}$ spin-dalga dispersiyonunun gradyanını ifade eder. Bu denklemde, iki magnon saçılmasıyla oluşan çizgi genişliği, kusurların spin dalgalarını saçma gücüyle doğru, spin dalgalarının grup hızıyla ters orantılı olduğunu gösterir [24].

TMS'in şiddeti, yüzeydeki pürüzler, adım kenarları, anizotropi kaynaklı düzensizlikler ve ara yüzey bileşimindeki değişimler gibi yapısal bozukluklara bağlıdır. Bu nedenle TMS analizleri çoğunlukla AFM veya TEM gibi yüzey karakterizasyon yöntemleriyle beraber yürütülmektedir. TMS, genellikle frekansa doğrusal bir şekilde katkı vermez. Belirli geometri ve frekans aralıklarında artış gösteren veya yer yer maksimum yapan daha karmaşık bir davranış sergileyebilir. Bu nedenle yalnızca ΔH -f doğrusal uyumundan α değerini belirlemek her zaman güvenilir sonuç vermeyebilir [25].

TMS'in en ayırt edici yanı, çizgi genişliğine yaptığı açıya bağlı katkının belirgin oluşudur. Manyetik alanın film düzlemine yaklaşmasıyla çizgi genişliğinin hızla artması, bu olgunun karakteristik davranışıdır. Bu nedenle açısız FMR ölçümleri, TMS etkisini ortaya koymak için son derece güçlü bir yaklaşımdır.

FMR çizgi genişliği, ince filmlerin manyetik özelliklerini belirlemede kilit rol oynar. Bu bileşenlerin (ΔH_0 , $\Delta H_{\text{Gilbert}}$, ΔH_{TMS}) doğru bir şekilde ayrıştırılması hem temel manyetik etkileşimlerin anlaşılması hem de düşük sönümlü spintronik malzemelerin geliştirilmesi açısından kritik öneme sahiptir.

2.5.2. Manyetik sönümlenme (Damping)

Manyetik sönümlenme, bir ferromanyetik malzemenin, dış manyetik alanla etkileşen manyetik momentlerinin zamanla enerjilerini kaybetmesi ve sonuç olarak bu momentlerin daha az uyumlu (koherent) bir şekilde hareket etmesi durumudur. Bu süreç, manyetik momentlerin dış manyetik alana karşı dönme hareketi sırasında ortaya çıkar ve sistemin enerjisi ısı enerjisine dönüşür. Sönümlenme (damping), manyetik momentlerin hareketinin hızını belirlemektedir. Yüksek damping, momentlerin daha hızlı kaybolmasına yol açarken, düşük damping, momentlerin daha uyumlu bir şekilde kalmasına ve uzun süre titreşmesine olanak tanır.

1. Landau-Lifshitz sönümlenmesi: Manyetik momentlerin dışsal alanlara karşı tepkisi sırasında meydana gelir.

2. Gilbert Damping modeli: Dönmesel manyetik momentlerin zamanla kaybolması durumudur. Genellikle malzemenin iç yapısı ile ilgilidir. Manyetik sönümlenme, Gilbert damping modeli ile matematiksel olarak açıklanır. Bu model, Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) denklemi tarafından temsil edilen manyetik dinamikleri kullanarak sistemin sönümlenmesini tanımlar. Gilbert damping terimi, manyetik momentlerin dış manyetik alana karşı hareket ederken enerjilerinin kaybolma oranını ifade eder. LLG denklemi şu şekilde yazılabilir:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.27)$$

Burada:

$\mathbf{M}$: manyetik momenti,

$\mathbf{H}$: manyetik alanı,

γ (gamma): manyetik yayılma katsayısını,

α (alpha): Gilbert damping katsayısını,

$\frac{d\mathbf{M}}{dt}$: manyetik momentin zamanla değişimini ifade eder.

Gilbert damping katsayısı, manyetik sistemin enerjiyi ne kadar hızlı kaybettiğini belirler. Yüksek α (alpha) değeri, sistemin daha hızlı sönümlenmesine (daha geniş çizgi kalınlığı) neden olurken, düşük α (alpha) değeri, sistemin daha uyumlu (dar çizgi

kalınlığı) bir şekilde hareket etmesini sağlar [9]. α (alpha) değeri arttıkça sistemin çizgi genişliği de artmaktadır.

Farklı malzemeler, farklı Gilbert damping katsayılarına sahip olabilir. Bu katsayı, malzemenin elektron yapısı, spin-orbit etkileşimleri ve elektron-fonon etkileşimleri gibi özelliklerine bağlıdır. Örneğin, yüzey bozulmaları ve nanoyapılar daha fazla sönümleme ve dolayısıyla daha geniş çizgi kalınlıkları oluşturabilir [17]. Sönümleme türleri aşağıdaki şekildedir;

a. İçsel (Intrinsik) sönümleme

İçsel sönümleme, malzemenin atomik yapısından, mikroskobik etkileşimlerden, spin etkileşimlerinden ve elektron-fonon etkileşimlerinden kaynaklanır. İçsel sönümleme, malzemenin kristal yapısına, sıcaklığına, saflığına ve mikroskobik bozukluklarına bağlıdır [26]. Bu sönümleme, manyetik momentlerin enerji kaybı sırasında içsel faktörlerden dolayı gerçekleşir.

b. Dışsal (Ekstrinsik) sönümleme

Dışsal sönümleme, çevresel faktörlerden kaynaklanır. Örneğin, manyetik alan gürültüsü, elektromanyetik bozulmalar, sistemdeki diğer çevresel etkileşimler veya yüzey etkileşimleri dışsal sönümleme mekanizmalarını oluşturabilir [17]. Dışsal faktörler, manyetik sistemin enerji kaybını etkileyerek sistemin rezonans özelliklerini değiştirebilir

- **Sönümleme (Damping) katsayısı ve FMR çizgi kalınlığı:** Yüksek damping katsayısına sahip bir malzeme, rezonans piklerinde daha geniş çizgi kalınlıkları gösterir. Bu durum, daha fazla enerji kaybı ve daha fazla dağılma anlamına gelir [17]. α değeri arttıkça çizgi genişliği ve aynı zamanda enerji kaybı artar.
- **Sönümleme (Damping) ve sıcaklık:** Sıcaklık arttıkça, malzemedeki termal titreşimler artar ve manyetik momentlerin hareketi daha düzensiz hale gelir. Sonuç olarak, yüksek sıcaklıkla birlikte sönümleme de artabilir. Yüksek sıcaklıklarda, termal etkiler manyetik sistemin koherentini kaybetmesine neden olur.

Manyetik sönümleme, manyetik bellek, ferromanyetik nanoteknoloji ve yüzey etkileşimleri gibi uygulamalarda önemli bir rol oynar. Özellikle nano ölçekli manyetik sistemlerde sönümleme katsayısının yüksekliği, sistemin verimliliğini etkileyebilir. Bu nedenle, sönümleme katsayısının kontrolü, modern manyetik cihazların tasarımında önemlidir.

2.5.3. Manyetik Anizotropi

Manyetik anizotropi, bir malzemenin manyetik özelliklerinin, malzemenin kristal yapısına veya dış etkenlere (mekanik gerilmeler, yüzey yapıları gibi) bağlı olarak yönsel bir fark göstermesi durumudur. Yani, bir malzeme, farklı yönlerde farklı manyetik özellikler sergiler. Bu, özellikle ferromanyetik, ferrimanyetik ve antiferromanyetik malzemelerde önemli olup, manyetik alan uygulandığında manyetik momentlerin hangi yönde daha kolay hizalandığını belirler. Malzemenin manyetik momentlerinin yönü, manyetik alanın etkisi ve dışsal etkiler tarafından şekillendirilir. Bu özellik, çok ince film yapılarında, nano malzemelerde ve manyetik depolama teknolojilerinde önemli bir rol oynar.

1. Manyetik Anizotropi Türleri

a. Kristal Anizotropisi (Crystalline Anisotropy)

Malzemenin kristal yapısının manyetik momentlerin yönünü etkilediği durumdur. Farklı kristal düzlemler veya kristal eksenleri boyunca manyetik momentlerin hizalanması kolay ya da zor olabilir. Bu tür anizotropi, genellikle manyetik kolay eksen ve zor eksen kavramlarıyla ifade edilir. Örneğin, bazı malzemelerde manyetik momentler belirli bir kristal yönüne paralel hizalanmaya daha yatkındır. Bu durum ‘manyetik kolay eksen’, momentlerin hizalanmasında daha fazla enerji gerektiren yönler ise ‘manyetik zor eksen’ olarak tanımlanır [26]. Kristal anizotropisi, ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanma davranışı için önemli bir etkidir.

b. Çift Anizotropisi (Shape Anisotropy)

Malzemenin geometrik şekli nedeniyle ortaya çıkar. Özellikle ince film ve nano boyutlu malzemelerde, şekil ve boyut etkileri, malzemenin manyetik momentlerinin hangi ekseninde hizalanacağını belirler. Çift anizotropi, özellikle yüzey etkileri ve işlem sonrası gerilmeler tarafından güçlendirilebilir [27]. Bu anizotropi, dış şekle bağlı olarak iç manyetik enerji dağılımını değiştirir ve uzun eksen boyunca hizalanma gösterir. Toplam anizotropi enerjisini belirlemede önemlidir ve bu durum, manyetik cihaz tasarımında yönsel kontrol imkânı sağlamaktadır.

c. Yüzey Anizotropisi (Surface Anisotropy)

Yüzeydeki atomların bağlanma düzeni, bulk (kütle) malzemesindeki atomlardan farklı olabilir. Bu nedenle, yüzeydeki manyetik momentler, daha büyük bir enerji farkı ile belirli bir yönde hizalanabilir [26]. Yüzey anizotropisi, toplam manyetik anizotropiye katkıda bulunarak malzemenin manyetik özelliklerini yönlendirebilir.

d. Kompansasyon Anizotropisi (Exchange Anisotropy)

Bu, ferromanyetik ve antiferromanyetik malzemeler arasındaki etkileşimlerden kaynaklanan bir anizotropi türüdür. Eğer bir ferromanyetik malzeme bir antiferromanyetik malzemeyle temasa geçerse, malzemeler arasında bir değişim (exchange) etkisi oluşur ve bu da manyetik özelliklerin yönsel bir şekilde anizotropi göstermesine neden olabilir [27]. Bu etkileşimle, sistemde kayma adı verilen bir manyetik sapma gözlemlenebilir ve bu durum, özellikle spintronik uygulamalar için önemlidir.

2. Manyetik Anizotropi Enerji (Anisotropy Energy)

Manyetik anizotropi, belirli bir yön boyunca manyetik momentlerin hizalanması için gereken enerji farkını ifade eder. Bir manyetik malzemenin manyetik anizotropisi genellikle bir enerji terimi olarak model edilir:

$$E_{\text{anizotropi}} = K \cdot (\hat{M} \cdot \hat{n})^2 \quad (2.28)$$

Burada:

K: manyetik anizotropi sabiti (enerji yoğunluğu birimi),

$\hat{M}$: manyetik momentin birim vektörü,

$\hat{n}$: anizotropi yönü (genellikle kristal eksen),

$E_{\text{anizotropi}}$: manyetik anizotropi enerjisidir.

Bu enerji terimi, malzemenin manyetik momentinin belirli bir yönle ne kadar uyumlu olduğunu belirler [28]. Anizotropi enerjisi, momentin anizotropi yönüne paralel olduğunda minimum, dik olduğunda ise maksimum olur. Bu yüzden, manyetik momentler belirli yönlerde hizalanabilir. Örneğin, manyetik kolay eksen boyunca hizalanma, sistemi daha kararlı hâle getirirken, zor eksen boyunca hizalanma yüksek enerji gerektirir. Buradaki enerji farkı, histerezis eğrilerinin şekillenmesinde ve koersivite gibi özelliklerin belirlenmesi için önem taşır.

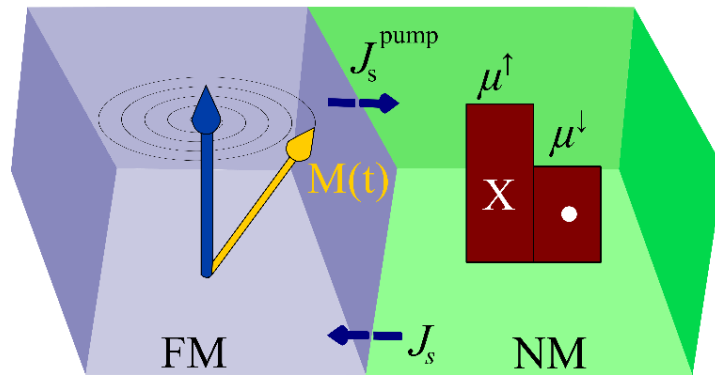
Ferromanyetik rezonans deneylerinde, manyetik anizotropi, rezonans frekansını ve çizgi kalınlığını etkileyebilir [17]. Malzemenin manyetik özelliklerinin belirlenmesine yardımcı olabilir. Sıcaklıktaki değişimde manyetik anizotropiyi etkiler. Termal titreşimler arttıkça, manyetik momentlerin hizalanması zorlaşabilir, bu da anizotropinin etkisini azaltabilir. Bununla birlikte, bazı malzemelerde, düşük sıcaklıklarda anizotropinin etkisi daha belirgin hale gelebilir [28]. Manyetik anizotropi genellikle sıcaklıkla ters orantılıdır.

Manyetik anizotropi, çeşitli teknolojik uygulamalarda kritik bir rol oynar. Özellikle nano malzemeler, manyetik depolama ve ferromanyetik rezonans gibi

uygulamalarda önemli bir rol oynar. Bu durum, malzemelerin manyetik özelliklerinin yönlendirilmesi ve kontrol edilmesinde önemli bir parametre olarak öne çıkar.

2.6. Spin-Pompalama

Spin tabanlı manyetik cihazlarda spin akımının oluşturulması, manipülasyonu ve tespit edilmesi bu cihazların verimli çalışabilmesi için çok önemlidir [29]. Bir FM tabakadan spinlerin enjekte edilmesi [30], [31], spin-orbit etkileşimiyle elektrik akımı taşıyan bir numunenin yan yüzeylerinde birbirine ters spinlerin birikimine neden olan spin-Hall etkisi [32], [33], ferromanyetik bir malzemenin sıcaklık değişiminden kaynaklanan spin-Seebeck etkisi [34] gibi yöntemler sonucu saf spin akımı ortaya çıkabilmektedir. Saf spin akımları aynı zamanda ferromanyetik rezonans (FMR) tekniği kullanılarak, bir yük akışına ihtiyaç duymadan, FM metallerde manyetizasyon devinimi (magnetization precession) sırasında spin-pompalama (spin-pumping) mekanizması adı verilen bir yöntemle de üretilebilir. Kuvvetli spin-orbit etkileşimine sahip malzemelerde spin akımı üretimi, kapsamlı olarak incelenmeye devam etmektedir ve teknolojik cihazlarda kullanılması nedeniyle de çok önemlidir. FM/NM yapılarında arayüzlerden geçen spin akımların anlaşılması, temel fiziğin anlaşılmasını gerektirir ve spintronikteki nano ölçekli manyetik sistemlerin uygulamaları için gereklidir [35], [36]. Spin-pompalama adı verilen bu mekanizma, Şekil 2.15'te gösterildiği gibi, FM tabakadaki manyetizasyon devinimi hareketinden spin akımının komşu bir NM tabakaya pompalanması (yani açısal momentumun komşu bir NM tabakaya aktarılması), FM/NM arayüzündeki spin taşınımına erişmek için yaygın olarak kullanılmaktadır [37]. NM tabakadaki bu pompalanan spin akımları, spin-orbit etkileşiminin gücüne bağlı olarak bir yol izler ve FM tabakadaki sönümlemenin artmasına veya azalmasına neden olur.

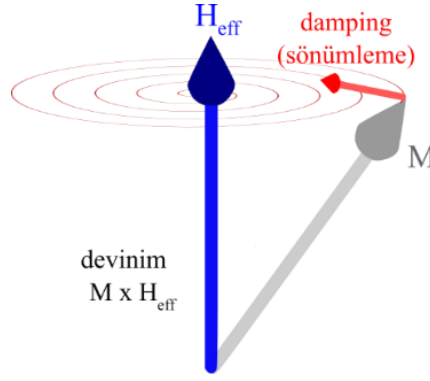


Şekil 2.13 Spin-pompalama mekanizmasının şematik gösterimi

Spin akımının nasıl bir yol izleyeceği ise FM/NM yapısına ve arayüzüne bağlıdır. Eğer FM tabaka Pt, Pd, W gibi manyetik olmayan ağır metaller ile katmanlı yapı

oluşturursa, bu tabakanın spin yayılım uzunluğu ($\lambda_{Pt} \sim 1$ nm) çok kısa olduğundan dolayı enjekte edilen spinler için ideal bir spin lavabosu (spin-sink) haline gelir ve tamamen sönümlenir. Eğer FM tabaka Bakır (Cu), Alüminyum (Al) vb. gibi hafif metallerle katmanlı yapı oluşturursa hafif metallerin spin yayılım uzunluğu gayet geniş olduğundan ($\lambda_{Cu} \sim 350$ nm), enjekte edilen spinler hızlıca dağılmaz ve FM/NM arayüzeyinde bir spin yığılmasına yol açar (spin-accumulation). FM/NM yapılı sistemlerin spin tabanlı cihazlarda kullanılması, manyetizasyon dinamiğini fiziksel olarak anlamayı, devamında meydana gelen spin rahatlama (spin relaxation) süreçlerinin kontrolünün önemini vurgulamaktadır. İkinci bir NM tabakasının FM/NM ikili katmanını kaplaması (FM/NM₁/NM₂) sonucu spin akımının nasıl davranacağı da önemli bir araştırma konusu haline gelmiştir. Bu şekilde tasarlanan üçlü katman yapısında NM₁'in, yüksek spin-orbit etkileşimli (Pt, Pd, W vb.) NM₂ tabakası ile kaplandığında FM tabakadan enjekte edilen spin akımının, manyetik sönümlenme verimliliğini arttırdığı gözlenmektedir [21], [38]. Bu tür üç katmanlı yapıların incelenmesi, çok katmanlı hetero yapılarda spin akımı taşınmasının detaylarının ortaya çıkarılması için önemli bir araştırma konusu haline gelmiştir.

Manyetizasyon vektörünün, efektif manyetik alan etrafındaki devinimi, Şekil 2.16'de gösterildiği gibi manyetik malzemelerin dinamik davranışlarını anlamada kritik bir rol oynar. Manyetik sönümlenme, bu devinim sırasında manyetizasyonun hareketine dik olarak, spinlerin efektif manyetik alana doğru rahatlama sağlar. Zamanla, manyetizasyon sarmal bir yörünge izler ve sönümlenme etkisiyle uygulanan manyetik alana paralel hale gelir. Bu süreçte, manyetizasyona etki eden tüm etkiler ortadan kalkar ve sistem dengeye ulaşır. Bu fiziksel olayın nicel bir göstergesi olan Gilbert sönümlenme katsayısı (α), manyetik enerjinin yayılımını ve dolayısıyla manyetizasyonun rahatlama ifade eder. Gilbert sönümlenme katsayısı, manyetik malzemelerin dinamik yanıtını belirleyen temel bir parametre olup, özellikle spintronik uygulamalarda malzemelerin performansını değerlendirmede önemli bir faktördür. Yüksek α değerleri, hızlı manyetik rahatlama işaret ederken, düşük α değerleri daha yavaş rahatlama gösterir ve bu, belirli uygulamalar için istenebilir. Bu nedenle Gilbert sönümlenme katsayısının kesin bir şekilde deneysel olarak belirlenmesi, kontrol edilebilmesi, spin tabanlı cihazların çalışma hızını, enerji tüketimini ve genel performansını optimize etmek için kritik bir gerekliliktir.



Şekil 2.14 Manyetizasyon vektörünün manyetik sönümleme ile etkileşimi

FM/Pt (ferromanyetik/platin) tabakalı yapıların dinamik özellikleri, uzun yıllar boyunca büyük ilgi görmüştür. Bunun başlıca nedeni, Pt atomlarının yüksek spin-orbit etkileşimine sahip olmasıdır. Bu yüksek spin-orbit etkileşimi, FM/Pt yapıli sistemlerde manyetik sönümlemede ciddi bir artışa yol açarak, spin-pompalama ve ters spin-Hall etkisi gibi önemli spintronik etkilerin gözlemlenmesini sağlar [21], [39]. Bu nedenle, FM/Pt yapıli sistemler, günümüzde birçok spintronik araştırmanın odak noktası haline gelmiştir. Bu tür yapıların sönümleme mekanizmaları ve spintronik özellikleri, yeni nesil spin-tabanlı cihazların geliştirilmesinde kilit bir rol oynamaktadır. Birçok deneysel çalışmada, ölçülen sönümleme artışı ile spin-pompalama nedeniyle oluşan sönümleme artışları arasında tutarsızlıkların gözlemlendiği bildirilmiştir [40], [41]. Bu tür tutarsızlıklar, spin-pompalama mekanizmasının tam olarak anlaşılmasını zorlaştırmakta ve spin-tabanlı cihazların geliştirilmesi için bu mekanizmanın detaylı bir şekilde incelenmesini gerekli kılmaktadır. Spin-pompalamanın ve ilgili sönümleme süreçlerinin daha iyi anlaşılması, spintronik cihazların performansını optimize etmek için kritik bir adım olacaktır. Bu yüzden, bu alanda yapılan araştırmalar, gelecekteki teknolojik ilerlemeler için büyük bir önem taşımaktadır.

Spin-Hall etkisinin merkezinde spin-orbit etkileşimi yer aldığından ve bu etkileşimin gücünün ağır elementler için daha büyük olması beklendiğinden dolayı Pt, Pd, W ve Hf gibi ağır metallerde spin-Hall etkisi yaygın olarak araştırılmıştır [42], [43] [44], [45], [46]. Bu tür ağır metallerde spin-Hall etkisinin, spin-orbit etkileşiminin elektronik bant yapısı üzerindeki etkilerinden kaynaklanan içsel (intrinsic) spin-Hall etkisi mekanizmasından kaynaklandığı anlaşılabilir [47], [48], [49]. İçsel spin-Hall etkisi, özellikle bu ağır metallerin kristal yapılarındaki spin-orbit etkileşiminin sonucu olarak ortaya çıkar ve bu metallerdeki spintronik uygulamalar için kritik bir rol oynar. Bununla birlikte, tamamlayıcı metal oksit yarı iletken (CMOS) teknolojisinde metalizasyon için yaygın olarak kullanılan Cu ve Al gibi hafif elementler, oldukça küçük bir spin-Hall

açısına (θ_{SH}) sahiptir. Cu elementine Bi, Ir ve Pb gibi güçlü spin-orbit etkileşimine sahip manyetik olmayan katışıklar eklenerek yapılan çalışmalarda, spin-Hall açısının katışık merkezlerindeki elektron saçılımına dayanan eğik saçılma (skew scattering) [50] ve yandan atlama (side-jump) [51] adı verilen dışsal spin-Hall etkisi mekanizmaları sayesinde arttırılabildiği gösterilmiştir [52], [53]. Bu dışsal spin-Hall etkisi mekanizmalarının en büyük avantajı, katışık ve ev sahibi atomların konsantrasyonları değiştirilerek spin-Hall açısında ayarlamalar yapılabilmesidir [54], [55], [56]. Bu sayede, tamamlayıcı metal-oksit yarıiletkenle (CMOS) uyumlu malzemelerde spin-tabanlı cihazların performansı iyileştirilebilir, böylece mevcut teknolojilere entegre edilebilecek yeni nesil spintronik uygulamalar geliştirilebilir.

Spin-Hall etkisine dayalı spintronik cihazların verimliliği, spin-Hall açısının büyüklüğüne ve işaretine (pozitif veya negatif) bağlı olarak değerlendirilir [34]. Özellikle Cu ile alaşım oluşturan manyetik olmayan elementlerin alaşım içindeki katışıklık seviyesine bağlı olarak rezonant saçılma sonucu ortaya çıkan spin-Hall etkisi, son yıllarda bu alandaki araştırmaların odak noktası haline gelmiştir [57], [58], [59]. Bu etki, özellikle 5d geçiş elementleri içeren Cu alaşımlarında (örneğin, CuPt, CuBi, CuPb) dikkat çekici bir şekilde incelenmiştir [58], [60], [61]. Bu araştırmalar, bu tür alaşımların spin-Hall etkisini artırma potansiyelini göstererek, spintronik cihazların verimliliğini artırmak için önemli bilgiler sunmuştur. Son yıllarda, CuIr alaşımı kullanılan FM/CuIr yapılarının manyetik sönümlenme özellikleri üzerine yapılan çalışmalar artış göstermiştir ve bu araştırmalar, CuIr alaşımlarının spintronik özelliklerini ve manyetik sönümlenme performansını optimize etmek için önemli bilgiler sunmaktadır ve bu tür materyallerin spintronik cihazlarındaki uygulamaları hakkında değerli veriler sağlamaktadır.

FM/Pt sistemlerinde manyetik polarizasyonun Pt atomlarının FM tabakadaki manyetik momentleri artırabileceği görülmüştür. Bu bağlamda, manyetik ölü tabaka oluşumunun etkileri, spin-karışım iletkenliğini ve manyetik sönümlenmeyi etkileyebilir. Çünkü düzgün dağılmayan atomlar, daha fazla spin dönüşümünü destekleyebilir ve bu da manyetik sönümlenmenin artışına neden olabilir [62], [63], [64]. Bu bulgular, hem spin-karışım iletkenliği hem de manyetik sönümlenme özelliklerinin anlaşılmasında önemli olabilir ve ölü tabaka oluşumunun bu özellikler üzerindeki etkilerini detaylı şekilde incelemek, spintronik cihazların performansını optimize etmek için kritik olabilir.

Ferromanyetik bir katman, dışsal bir manyetik alan altında Larmor precessiyonu yapar. Ferromanyetik katmanın dinamik precessiyonu, komşu bir normal metal veya yarıiletken bölgeye net bir spin açısal momentumu aktarır. Bu, sistemde net bir spin akışı

yaratır [38]. Spin pompalama sonucu, iletken bölgeye pompalanan spin akımı, ferromanyetik katmandaki sönümlenme (damping) mekanizmasını etkileyebilir. Gilbert sönüm katsayısı (α), bu pompalanan spin akımı nedeniyle artar. Eğer iletken malzeme spin yörünge etkileşimleri veya manyetik safsızlıklar içeriyorsa, pompalanan spin akımı dönümsüz (irreversible) spin relaksasyonu ile yok edilebilir veya ters yönde bir geri akım oluşturabilir [65]. Tserkovnyak ve arkadaşları tarafından ortaya konulan spin pompalama teorisine göre, pompalanan spin akımı şu şekilde ifade edilir:

$$I_s = \frac{\hbar}{4\pi} g \downarrow \uparrow (m \times \dot{m}) \quad (2.29)$$

I_s , pompalanan spin akımıdır,

$\hbar$, indirgenmiş Planck sabitidir,

$g\downarrow\uparrow$, karmaşık spin karışım iletkenliği olup, malzeme arayüzünün spin iletkenlik özelliklerini belirler,

m , birim manyetizasyon vektörü,

$\dot{m}$, manyetizasyonun zamana göre türevidir.

Bu formül, manyetizasyon precessiyonu sırasında, normal metal bölgeye net bir spin akısı pompalanacağını gösterir. Spin pompalama etkisini analiz etmek için şu yöntemler kullanılabilir:

- **Ferromanyetik Rezonans (FMR) ölçümleri:** Gilbert sönümleme katsayısındaki artış incelenir.
- **Ters Spin Hall voltajı (ISHE Ölçümü):** W tabakasındaki spin akımı elektrik sinyaline çevrilerek tespit edilir.
- **X-ışını yansıması (XRR) ve kırınımı (XRD):** Çok katmanlı yapıların arayüz pürüzlülüğünü ve kristal yapısını analiz eder.

Bu yapı; spintronik cihazlar, manyetik bellekler ve yeni nesil nöromorfik hesaplama sistemlerinde potansiyel uygulamalara sahiptir. Bu sistemler spintronik uygulamalar (MRAM, spin akım bazlı mantık devreleri) için önemlidir.

3. YÖNTEM

3.1. Püskürtme Tekniği ile İnce Filmlerin Üretimi

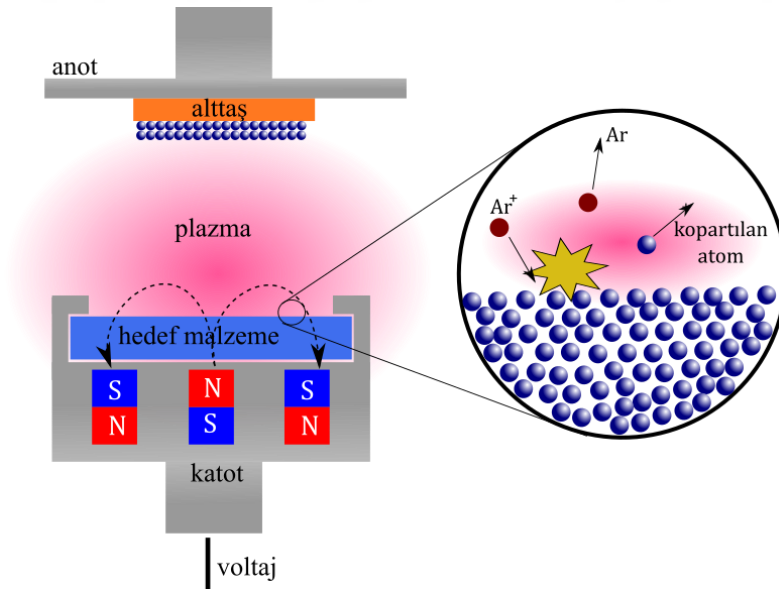
Püskürtme mekanizması, bir malzeme hedefinin yüksek enerjili iyonlarla, genellikle Argon (Ar) iyonlarıyla, bombardıman edilmesi sürecini içerir. Bu bombardıman, hedef malzemenin yüzeyinden bireysel atomların koparılmasını sağlamak için yeterli momentumun hedef atomlarına aktarılmasına dayanır. Koparılan bu atomlar, püskürtme hedefinden ayrılır ve bir kısmı, hedef malzemenin üzerinde yer alan substrat yüzeyine doğru hareket eder. Substrat yüzeyine ulaştıklarında, bu atomlar bir film olarak yoğunlaşmaya başlar. Daha fazla atom yoğunlaştıkça, birbirlerine bağlanarak bir katman oluşturur. DC-magnetron püskürtme sisteminde, metal hedef (katot) ve substrat (anot) arasında bir DC voltajı uygulanır. Bu elektrik alan, Argon (Ar) atomlarını iyonize ederek iyonlar ve elektronlardan oluşan bir plazma oluşturur. Püskürtme hedeflerine yakın bir yerde konumlandırılan bir dizi kalıcı mıknatıs, hedef yüzeyine paralel güçlü bir manyetik alan oluşturur. Bu alan, elektrik alanına dik bir yönde olup, plazmadaki elektronlar ve iyonlar üzerinde Lorentz kuvveti oluşturur. Lorentz kuvveti, elektronları hedef yüzeyine yakın bir bölgede hapsederek elektron-atom çarpışmalarına yol açar. Bu çarpışmalar, hedef yüzeyine yakın bölgede daha fazla Ar iyonizasyonu gerçekleştirir ve yüksek yoğunlukta Ar iyonları içeren kararlı bir plazma üretir. Bu yüklü iyonlar, uygulanan voltajla hedefe doğru hızlandırılır ve hedef yüzeyinden atomları koparır. İyonizasyon sırasında serbest kalan elektronlar, substrat boyunca hareket eder ve ek Ar atomlarıyla çarpışarak daha fazla iyon oluşturur.

İlk 1852 yılında Grove ve birkaç yıl sonra da Plücker birdeşarj tüpünün çalışması sırasında elektrotları oluşturan malzemenin, azar azar tüpün duvarında birikmeye başladığını tespit etmişlerdir. Günümüzde artık bu elektrotların, tüpün çalışması esnasında sürekli olarak iyonlar tarafından bombardıman edilmekte olduğu ve birikme işleminin bu sebepten meydana geldiği bilinmektedir. 1877 yılında Wright ince tabakalar halinde metal biriktirme işlemini gerçekleştirebilmek amacıyla, katodik saçtırma yönteminin uygulanmasını önermiştir. Çok kullanışlı olabilecek olan bu fikrin o yüzyılda uygulanmamış olmasının temel iki sebebi, çok düşük biriktirme hızları ve elde edilen film kalınlıklarının değişken olmasıdır. Bugünkü kaplama teknikleri bu fikirlerin uygulamasını sağlayabilmektedir [66]. Günümüzde gelişen vakum teknolojileri ve plazma kontrol sistemleri sayesinde, püskürtme yöntemi ile yüksek saflıkta, homojen ve kontrollü kalınlıkta ince filmler üretmek mümkün hale gelmiştir.

Bu teknik ince filmler, yarı iletken aletlerin yapımında, manyetik kayıt ve algılama sistemlerinde, optik kaplamalarda ve dekoratif işlerde günümüzde yaygınlıkla kullanılmaktadır. Kaplama yöntemlerindeki farklılıklar ve kaplama sırasındaki çeşitli işlemler sonucu, hacimli malzemede bulunmayan birçok özellik bu malzemelerin ince filmlerinde yaratılabilir. Bunlar:

- Atomik büyütme işleminden kaynaklanan filme özgü malzeme özellikleri görülebilir.
- Klasik laboratuvar şartlarında elde edilemeyecek ölçüde temiz ve küçük geometrilerin üç boyutta oluşması mümkündür.
- Kalınlık, kristal yönlenmesi ve çok katlı yapılardan kaynaklanan kuantum boyut etkileri ve diğer boyut etkilerini görmek mümkündür. Bütün bu sebeplerden dolayı ince film yapısı maddenin dördüncü fazı olarak sayılabilir [7]. Bu nedenle, ince filmler yalnızca malzeme bilimi açısından değil, aynı zamanda nanoteknoloji ve kuantum mühendisliği gibi ileri teknoloji alanlarında da temel bir araştırma ve uygulama konusu haline gelmiştir.

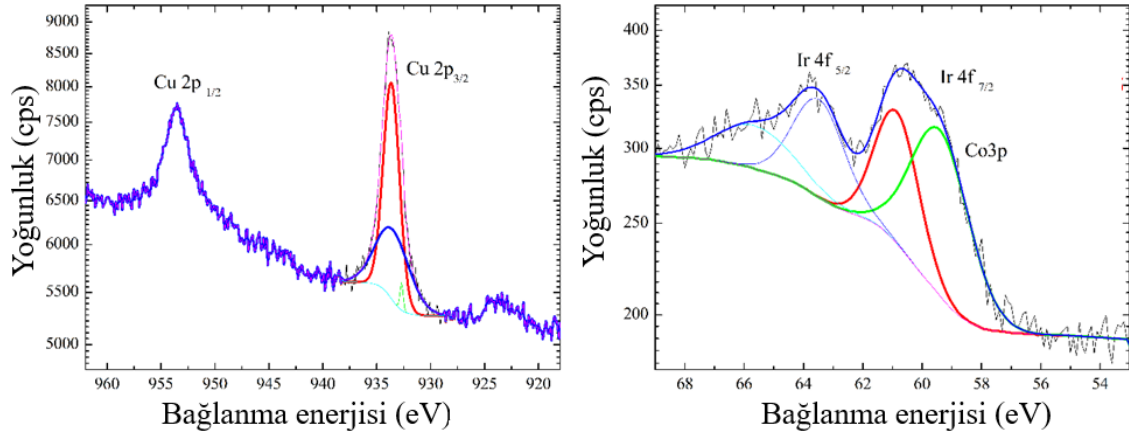
Malzemelerin yüzey özelliklerini değiştirmek için yapılan işlemler, hem onlara yeni mühendislik özellikler kazandırmakta hem de malzeme israfını önleyerek ülke ekonomisine katkıda bulunmaktadır. Yüzey işlem teknolojileri özellikle 90'lı yıllardan sonra önem kazanmıştır.



Şekil 3.1 DC-magnetron püskürtme sisteminin şematik gösterimi

Proje kapsamındaki tüm ince filmlerin üretimi Gebze Teknik Üniversitesi Merkezi Laboratuvarı bünyesinde yer alan püskürtme tekniği kullanılarak oda sıcaklığında ultra yüksek vakumda (UHV) gerçekleştirilmiştir. Proje için ince filmler termal oksitli Silisyum (Si/SiO₂) alttaş üzerine üretilmiş olup üretimi öncesinde 10 mm × 10 mm

boyutlarında kesilmiş ve önce aseton akabinde isopropanol (IPA) ile temizlenip üretime hazır hale getirilmiştir. İnce filmlerin üretimi yapılmadan önce püskürtme sisteminde tüm püskürtme hedefleri teker teker denenmiş ve her biri için üretim oranı (deposition rate) belirtilmiştir. İnce film yapıları nanometrik düzeyde olduğu için üretim oranının net bir şekilde belirlenmesi çok önemlidir. Bu doğrultuda Si/SiO₂ alttaş üzerine 20 nm kalınlığa sahip Cu, Co, Al, Pt ve CuIr tabakalı filmler teker teker üretilmiş ve hemen akabinde ise XRR ile bu tabakaların kalınlıkları ölçülüp, her bir püskürtme hedefi için üretim oranı belirlenmiştir. Bu aşamada en zor kısım, CuIr püskürtme hedefi içerisindeki Ir oranının istenilen seviyede olmasının sağlanmasıdır. Proje kapsamında yaklaşık %5 Ir katışıkları içeren CuIr tabakalı filmlerin üretimi hedeflenmiştir. Alttaş üzerine yüklenen CuIr tabakalı filmlerdeki Ir oranının belirlenmesi için 10-20-30-40-50-60 Watt'lık püskürtme gücü ile CuIr tabakaları üretilmiş ve akabinde XPS analizleri yapılmıştır. Bu analizler sonucunda 10 Watt püskürtme gücü ile üretilen filmlerde Ir oranı %1'in altında elde edilmiş olup, 20 Watt ve sonrası püskürtme gücü ile üretilen CuIr filmlerinde ise ~%2,5 Ir oranına ulaşılmıştır. Proje kapsamında çalışılması planlanan %5'lik Ir oranının elde edilebilmesi için daha yüksek püskürtme gücü ile filmlerin üretilmesi püskürtme cihazı uzmanı tarafından tavsiye edilmiş ancak bu durumun püskürtme hedefinin çatlaması vb. gibi büyük maddi kayıplara yol açabileceği uyarısı yapıldığından %2,5 Ir içeren filmlerin üretimine karar verilmiştir.



Şekil 3.2 Co (7nm) / CuIr ince filminin XPS analizi

XPS analizi akabinde ise diğer püskürtme hedeflerinde yapıldığı gibi XRR ölçümü ile CuIr tabakasının kalınlığı belirlenip üretim oranı elde edilmiştir. Co (7 nm) /CuIr ince filminin XPS analizi Şekil 3.2'de örnek olarak verilmiş olup Cu 2p_{3/2} ve Ir 4f_{7/2} pikleri gösterilmiş ve bu sonuçlara bağlı olarak Ir oranı %2,5 olarak hesaplanmıştır.

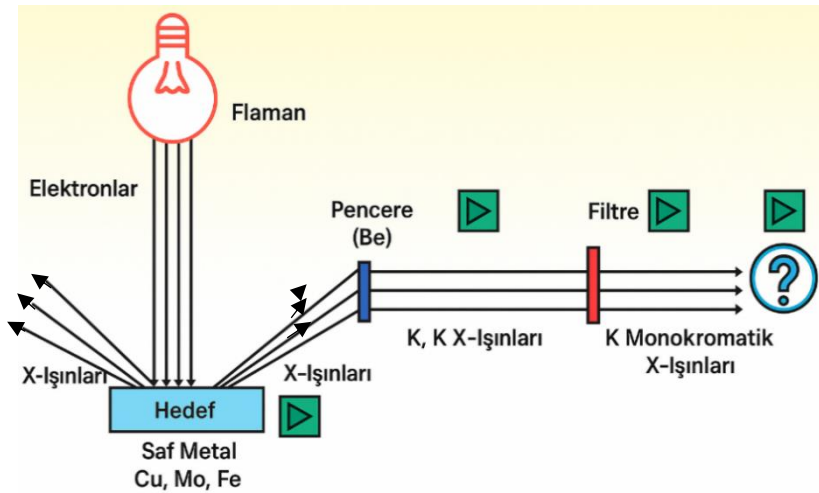
Püskürtme ile birçok malzeme başarılı bir şekilde biriktirilmesine rağmen, birikme hızının ve plazma içindeki iyonlaşma etkisinin düşük olması, alt metal sıcaklığının

yükselmesi sistemin kullanımını sınırlamıştır. Son yıllarda püskürtme teknolojisindeki gelişmelerin çoğu, manyetik alanda yapılmıştır. Bunun nedeni, manyetik alanda saçırma yöntemi ile yapılan kaplamaların, mikro elektronik, optik, türbin bıçakları, manyetik ve optik diskler, kesici takımlar ve solar kontrol endüstrisi gibi birçok endüstriyel alanda kullanılmasıdır.

3.2. X-ışınları Yansıması (XRR)

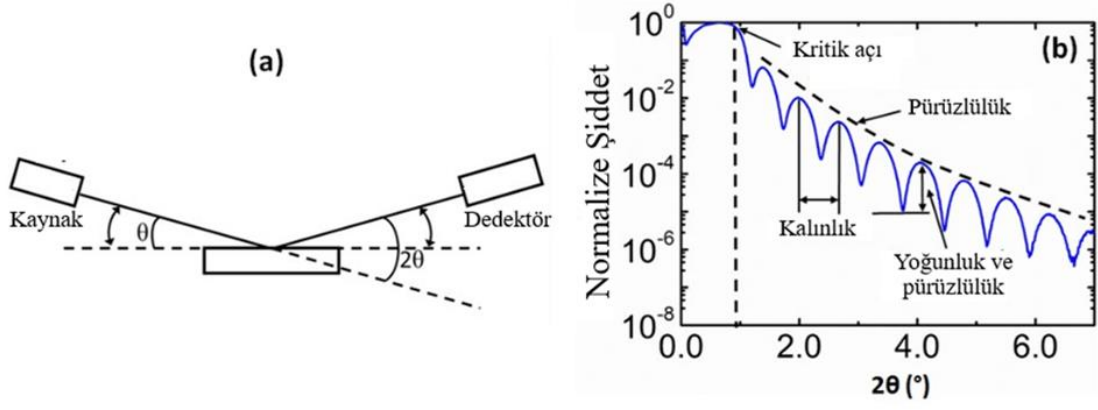
X-ışınları Alman fizikçi Wilhelm Conrad Röntgen (1895) tarafından bulunmuş ve 1901 yılında bu buluşuyla Nobel Ödülü kazanmıştır. X-ışınları, hızlandırılmış elektronların metal hedefe çarptırılıp durdurulması ile de elde edilir. Röntgen, 28 Aralık 1895'te tarihteki ilk tıbbi X-ışını radyografisini (Röntgen filmi) resmen duyurdu. Morötesi ışıklardan daha düşük, gama ışınlarından daha yüksek dalga boyuna sahip bir ışımadır ve çıplak gözle görülemez.

X-ışını yansıması (XRR), tozda ve katı maddelerde bulunan, faz olarak bilinen çeşitli kristal bileşiklerin tanımlanmasını ve nicel olarak miktarlarının belirlenmesini sağlayan çok yönlü, tahribata yol açmayan bir analiz yöntemidir. Her madde atomlardan oluşur ve atomlar madde içinde belirli dizilişlere sahiptir. Aynı yönde dizilen atomlar düzlemi oluşturur. Analiz edilecek madde, X-ışını kırınım ölçer (XRD) olarak adlandırılan cihazın içine konularak, üzerine istenilen açılarda X-ışını gelmesi sağlanır. Maddeye çarpan X-ışınları, sadece o maddenin içeriğine bağlı olarak, belirli düzlemlerden farklı şiddetlerde yansır. Yansıyan X-ışınları, algılayıcı tarafından algılanır ve bilgisayar ortamında grafiğe çevrilir. Bu grafiklerin, 70.000 fazdan fazla referans grafiğe sahip uluslararası veri tabanı (ICDD) ile bilgisayar ortamında veya Hanawalt kitabından kıyaslanmasıyla malzemenin içeriği belirlenir [67].



Şekil 3.3 Tipik bir X-ışını tüpü içindeki mekanizmanın şeması [67]

Üretimi tamamlanan ince filmlerin yapısal özelliklerinin karakterize edilmesi için güçlü ve tahribatsız bir teknik olan X-ışını difraktometresi kullanılıp X-ışını yansıması (XRR) ve X-ışını kırınımı (XRD) ölçümleri yapılmıştır. X-ışını yansıması (XRR), malzemelerin yüzey ve ara yüzey özelliklerini incelemek için kullanılan bir teknik olup, özellikle ince filmler, çok katmanlı yapılar ve kaplamaların karakterizasyonunda yaygın olarak uygulanır. X-ışınlarının ince bir filme nüfuz etmesi, yüzey altı katmanlarının ve arayüzeylerinin karakterize edilmesine olanak sağlar. Bu teknik ile yansıma ölçümleri yapılp üretilen ince filmlerin her bir tabakasının kalınlığı, tabaka yoğunlukları ve yüzey/arayüzey pürüzlülüğü öğrenilebilmektedir. Ölçüm geometrisinin şeması Şekil 3.4a'da verilmiştir. Cihaz Cu-K α radyasyonunun karakteristik dalga boyu olan $\sim 1.54 \text{ \AA}$ dalga boyuna sahip, $0.4 \times 8 \text{ mm}$ X-ışını demeti üreten 9 kW döner bakır anotlu bir X-ışını jeneratörü ile donatılmıştır. Ölçümler, hedefe doğru bir elektron demeti hızlandırmak için 10-200 mA arasında değişen bir filaman akımı ve 20-45 kV arasında değişen bir voltaj ile gerçekleştirildi. XRR ölçümlerinde bir X-ışını düşük açılarla bir malzemeye gönderilir ve yansıyan ışının yoğunluğu, malzemeden yansıma açısına (θ) bağlı olarak kaydedilir. Ölçümlerin sonucunda yansıma yoğunluğunun logaritmik ölçekli olarak açısal bir aralığa karşı grafiği çizilir. XRR grafiğinde, yansımanın aniden düştüğü açıya 'kritik açı' denir. Bu malzemenin elektron yoğunluğu ile ilgilidir. Bu açıdan sonra, yansıyan ışının çoğu örneğin içine geçer ve bu nedenle yansıma yoğunluğu hızla azalır. Bu açı ile, malzemenin yoğunluğu hakkında bilgi elde edilebilir. Kritik açıdan sonra yansıma yoğunluğu, açının artmasıyla birlikte genel olarak eksponansiyel bir şekilde azalır. Bu azalma, X-ışınlarının malzeme tarafından emilmesi ve dağılması nedeniyle oluşur. Bu eğilim, malzemenin genel pürüzlülüğünü ve kalınlığını etkileyebilir. XRR grafiğinde görülen salınımlar, "Kiessig salınımları" olarak adlandırılır. Bu salınımlar, yansıyan X-ışınlarının ince film katmanları arasındaki girişiminden kaynaklanır. Salınımların periyodu, film kalınlığı ile ilişkilidir. Daha ince filmler için, salınımlar daha geniş bir periyoda sahiptir. Ayrıca, salınımların genliği ve keskinliği, yüzey/arayüzey pürüzlülüğü hakkında bilgi verir. Keskin ve belirgin salınımlar, düzgün yüzey/arayüzeyleri işaret ederken, geniş ve düşük genlikli salınımlar daha fazla pürüzlülüğe işaret eder. XRR grafiğinin bu temel özellikleri, ince film yapılarının detaylı analizi için kullanılır ve simülasyon yazılımları ile karşılaştırılarak nicel sonuçlar elde edilir. Farklı kalınlıklardaki ferromanyetik ince filmlerin ölçümleri standart θ - 2θ tarama yöntemiyle sabit bir süpürme açısı ($\sim 0,1^\circ$) ile gerçekleştirilmiştir. Elde edilen yansıma desenleri ise Parratt formülü [68] kullanılan GenX programı ile analiz edilmiş olup, her bir fiziksel parametre elde edilmiştir.



Şekil 3.4 (a) XRR ölçüm geometrisinin şeması. (b) Kritik açı ve XRR spektrumundan çıkan parametreler

3.3. X-Işını Kırınımı (XRD)

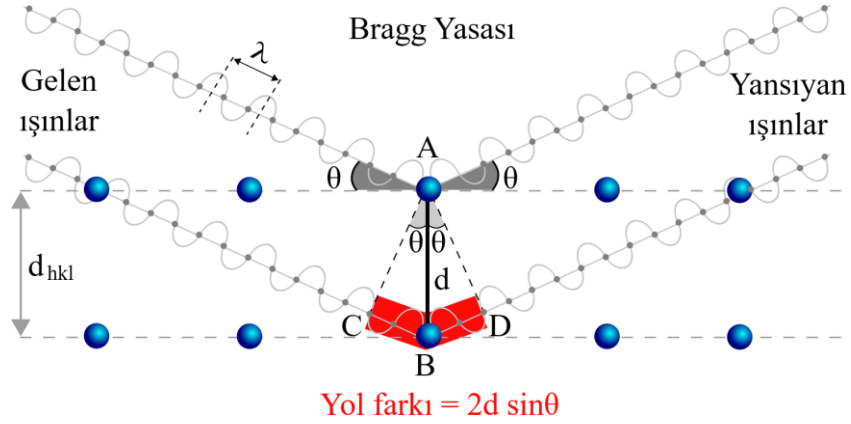
X-ışını kırınımı (XRD) yöntemi, tahribatsız analiz yöntemi olarak sıvıyı, tozu, kristali analiz etmek için kullanılan en önemli araçlardan biridir. X-Işını Kırınım yöntemi (XRD), her bir kristalin kendine özgü dizilimlerine bağlı olarak, karakteristik bir düzen içerisinde kırılması esasına dayanır. Malzemeye gönderilen ışın farklı şiddetlerde ve doğrultuda kırınım yapar. Bu yöntemle çok hassas şekilde malzeme yapısı analiz edilebilmektedir [27]. Böylece, kristal yapı, faz bileşimi, kafes parametreleri ve kristalin yönelimleri gibi birçok yapısal özellik ayrıntılı olarak belirlenebilir.

İnce filmlerin kristal yapı özelliklerinin incelenmesinde en etkili yöntemlerden birisi olan XRD, periyodik olarak düzenlenmiş elektron gruplarından tutarlı bir şekilde dağılmış X-ışınlarının girişimidir. XRD, malzemelerin kristal yapısındaki düzlemler arasındaki aralıkları belirleyerek faz analizi, kristal yapının belirlenmesi, gerilim ve tane boyutu gibi özelliklerin karakterizasyonu için kullanılır. Birbirine paralel atomik düzlemlere sahip olan ve kristal düzlemler arası mesafe d ile ayrılan kristalli bir katıda, Bragg kırınımı, X-ışınları belirli açılarda kafes düzlemlerinden saçıldığında meydana gelir. Şekil-21’de gösterildiği gibi aralarında “ d ” kadar mesafe bulunan kristal düzlemlerinden saçılan “ λ ” dalga boylu X-ışınları, “ θ ” açısını oluştururlar. Gelen ve yansıyan ışın arasındaki yol farkı Bragg yasası ile ifade edilir.

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

Burada n kırınım sabiti denilen pozitif tam sayı, λ kullanılan X-ışınının dalga boyu, d iki düzlem arası mesafe ve θ ise kırılma açısıdır. Bu denklem, X-ışınının bir kristalin düzlemlerinden yansıdığı anda, belirli açılarda yapıcı girişim oluşturmasıyla yansıyan ışının maksimum yoğunluğa sahip olduğunu ifade eder. Bragg açılarının ölçülmesiyle kristal yapının analiz edilmesi mümkün olur. Birçok tek kristalin düzensiz olarak oluşturduğu yapı olan polikristal filmlerin detaylı analizi filmlerin hazırlanma

teknikine duyarlıdır ve filmlerin kalitesi hakkında önemli bilgiler sağlar. Kristal yapı ve film içinde mevcut olan gerilme, ince filmlerin manyetik özelliklerini belirlemede önemli bir rol oynar.



Şekil 3.5 X-ışınlarının bir kristal tarafından kırılması

XRD verilerinden faydalanarak ince filmi oluşturan kristallerin boyutunu hesaplamak için Debye–Scherrer denklemi kullanılır. Bu denklem, XRD deseninde gözlemlenen bir zirvenin genişliği ile kristal boyutu arasındaki ilişkiyi verir. Debye–Scherrer denklemi:

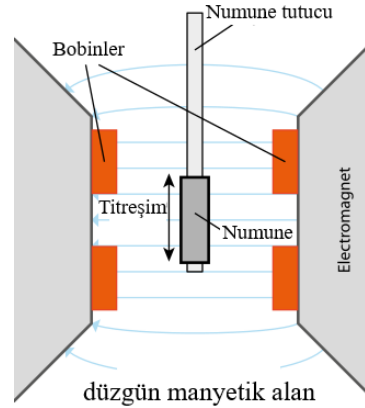
$$D = \frac{0.9 \lambda}{\beta \cos \theta} \quad (3.2)$$

bağıntısı yardımıyla hesaplanabilir. Burada D kristal boyutu, λ X-ışınının dalga boyu (CuK α ışın kaynağı için $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$), β kırınım deseninde gözlenen maksimum piklerin yarı maksimumdaki genişlikleri (FWHM) ve θ ise Bragg açısıdır. Kırınım tepe konumları ve FWHM, XRD deseninin Lorentzian tepe fonksiyonları kullanılarak fit edilmesiyle elde edilmiştir. XRD zirvesinin genişliğinin, kristalin boyutu küçüldükçe arttığını gösterir. Küçük kristaller, büyük kristallere kıyasla daha geniş difraksiyon zirveleri verir. Bu denklem, polikristalin veya nanokristalin malzemelerin ortalama kristal boyutlarını tahmin etmek için yaygın olarak kullanılır.

3.4. Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM)

Manyetik malzemelerin çeşitli manyetik özelliklerini belirlemek için kullanılan ve elektromanyetik indüksiyon prensibine dayanan bir cihazdır. Faraday indüksiyon yasasına göre emk'nın büyüklüğü birim zamandaki manyetik akı değişimine bağlıdır. VSM, Faraday'ın indüksiyon yasasını temel alarak çalışır ve manyetik akı değişimi ile elektriksel bir sinyalin (elektromotor kuvvet, emk) indüklenmesi prensibine dayanır. Bir bobin tarafından çevrelenen manyetik akı değişirse, bobinlerin uçları boyunca bir gerilim

oluşur. Bir mıknatısın bir bobinin içinde veya yakınında döndüğü durum elektrik jeneratörlerinde çok sık kullanılır.



Şekil 3.6 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) şematik gösterimi

$$\varepsilon = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.3)$$

Denklemden, ε indüklenen emk, N manyetik akının geçtiği bobinin sarım sayısı ve Φ manyetik akıdır. Manyetik akı yoğunluğu veya manyetik indüksiyonun düzgün bir geometri için

$$B = \frac{\Phi}{A} \quad (3.4)$$

olduğu göz önüne alınırsa o zaman ε aşağıdaki formül ile ifade edilebilir.

$$\varepsilon = -NA \frac{dB}{dt} \quad (3.5)$$

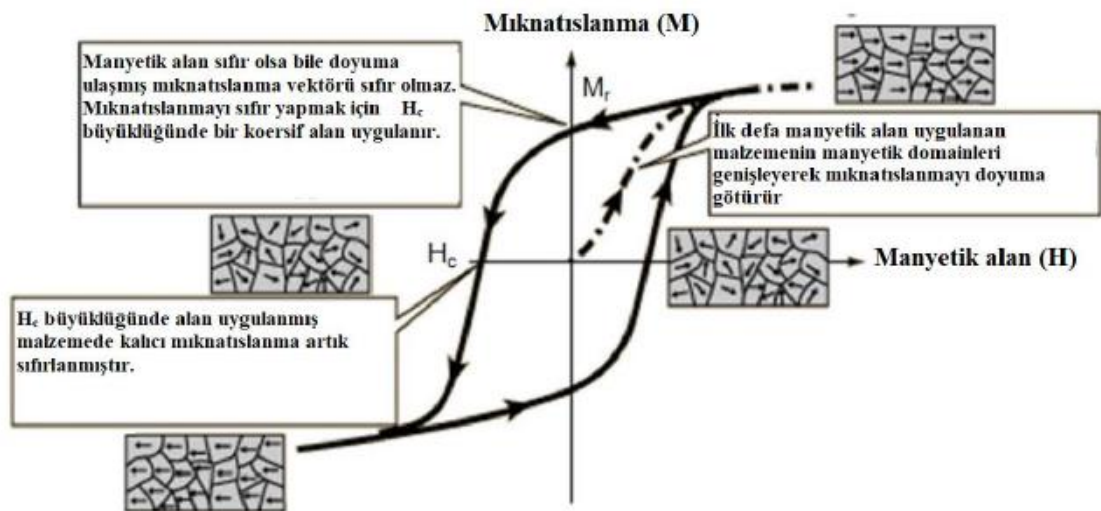
Burada A alandır ve alanın manyetik indüksiyon ile orantılı olduğu bilinmektedir. Manyetik alanda titreşen örnekte manyetik akı değişimi ve bu manyetik akı değişimi sonucu oluşan indüksiyon emk'sı ölçülür. İndüklenen emk titreşen örneğin mıknatıslanması ile orantılı olduğundan burada örneğin mıknatıslanması ölçülebilir.

VSM ile örneğin olduğu veya olmadığı bölgeler arasındaki manyetik indüksiyon alan farkı belirlenerek doğrudan mıknatıslanmanın değeri hesaplanabilir. Örneğin çok küçük bir parçası tutucu yardımı ile bobinlerin arasına yerleştirilir. Örnek tutucu VSM için en uygun titreşim frekansında (75 Hz) hareket ettirilerek farklı yönlerde ve değerlerde uygulanan manyetik alan altında ölçümler yapıp, bu sayede istenen değer aralıklarında uygulanan manyetik alana karşı ölçülen mıknatıslanma değerleriyle örneğin histerezis eğrisi elde edilir. Manyetik histerezis eğrisi, bir manyetik malzemenin dış manyetik alan karşısında nasıl manyetize olduğunu ve manyetik alan kaldırıldığında nasıl bir artık manyetizasyon gösterdiğini açıklayan kapalı bir egridir. Bu eğri, malzemenin manyetik hafızasını, enerji kayıplarını ve koerzivitelerini belirlemede önemli bir rol oynar.

Histerezis eğrisinin temel noktaları şu şekilde tanımlanır:

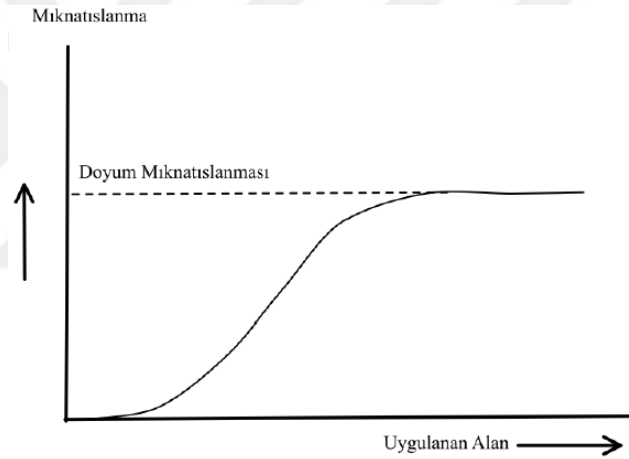
- **Doygun manyetizasyon:** Manyetik alan yeterince arttığında, malzeme tamamen mıknatıslanır ve maksimum doygun manyetizasyona ulaşır [69]. Bu noktadan sonra uygulanan manyetik alan artsa bile, manyetizasyon artışı gözlenmez, çünkü tüm manyetik momentler hizalanmıştır.
- **Remanent manyetizasyon:** Harici manyetik alan sıfırlandığında, malzeme tamamen mıknatıslanmayı bırakmaz; belli bir kalıcı mıknatıslanma gösterir. Sert manyetik malzemelerde bu değer yüksektir [28]. Bu kalıcı mıknatıslanma, malzemenin manyetik hafızasını yansıtır ve manyetik veri depolama gibi uygulamalarda kullanılır.
- **Koerzivite:** Malzemenin mıknatıslanmasını sıfıra getirmek için uygulanması gereken ters manyetik alan miktarıdır. Yumuşak manyetik malzemelerde küçük, sert manyetik malzemelerde büyüktür [70]. Koerzivite, bir malzemenin manyetik alan değişimlerine karşı gösterdiği direnç hakkında bilgi vererek, uygulama alanına uygun malzeme seçimini etkiler.
- **Histeresis alanı (Enerji kaybı):** Eğrinin kapladığı alan, manyetik malzemenin enerji kaybını temsil eder. Bu kayıplar transformatör çekirdeklerinde ısı olarak ortaya çıkar [71]. Histeresis eğrisi, manyetik malzemelerin temel özelliklerini anlamada kritik bir araçtır.

Tipik bir ferromanyetik malzemenin histerezis eğrisi Şekil 3.7’de gösterilmektedir. Ferromanyetik malzemelerin bu histerezis oluşturan davranışı domen denilen aynı yöne dönmüş manyetik momentlerin hareketleri ile açıklanabilir [72]. Domen duvarlarının bu alanlar arasında yer değiştirmesi, dış manyetik alana verilen yanıtın şekillenmesinde kritik rol oynar.



Şekil 3.7 Ferromanyetik malzemenin histeresis eğrisi [72]

İlk mıknatıslanma eğrisi manyetik alana maruz kalmamış bir örneğin, manyetik momentlerini yavaşça sıfırdan belirli bir maksimum alana yükselen bir manyetik alanın fonksiyonu şeklinde ölçerek gerçekleştirilir. Ölçüm başlangıçta hiç mıknatıslanmamış veya mıknatıslanması sıfırlanmış durumda olan bir örnek üzerinde yapılır. VSM’ de bulunan fırın yardımı ile farklı sıcaklıklarda ilk mıknatıslanma eğrisi ölçülerek manyetik entropi değişimi hesabı için gerekli veriler elde edilir. Şekil 3.8’de ilk mıknatıslanma eğrisinin şematik gösterimi yapılmıştır. Bu yöntem sayesinde, sıcaklığa bağlı olarak malzemenin manyetik yanıtı ayrıntılı şekilde incelenebilir. İlk mıknatıslanma eğrilerinden elde edilen veriler, özellikle manyetik alan değişimine karşılık gelen mıknatıslanma farklarının belirlenmesine olanak tanır. Bu farklar, Maxwell denklemleri kullanılarak manyetik entropi değişiminin hesaplanmasında kullanılır. Böylece, malzemenin manyetokalorik potansiyeli değerlendirilebilir ve soğutma teknolojileri gibi uygulamalarda kullanılabilir.



Şekil 3.8 İlk Mıknatıslanma Eğrisinin Şematik Gösterimi [72]



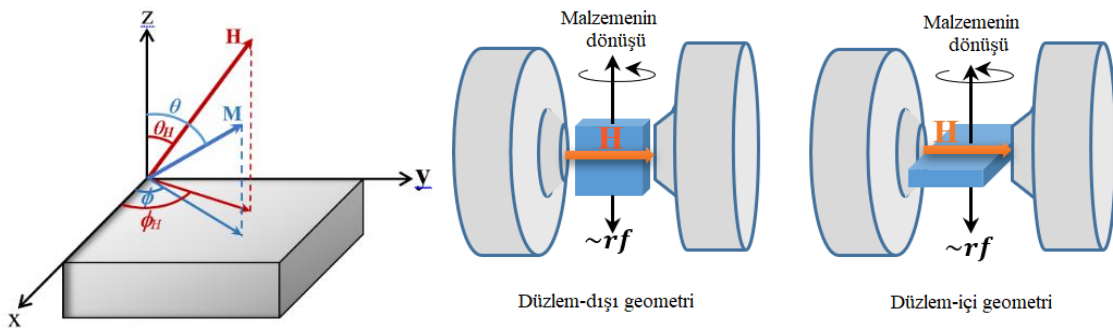
Şekil 3.9 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) [72]

3.5. X-Band Ferromanyetik Rezonans (FMR)

Üretimi tamamlanan tüm ferromanyetik ince filmlerinin Ferromanyetik Rezonans (FMR) ölçümleri “X-band JEOL JES-FA 300” spektrometresi ile oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. Gebze Teknik Üniversitesi Merkezi Laboratuvarı’ndaki FMR deneyleri 9.8 GHz mikrodalga kaynağı kullanılarak iki farklı geleneksel ölçüm geometrisinde yapılmıştır. Şekil 3.10’da verildiği gibi düzlem içi ölçümünde, statik dış manyetik alan film düzleminde kalacak şekilde film kendi normali boyunca uzanan eksen etrafında döndürülerek spektrumlar kaydedilir. Bu geometride mikrodalga manyetik alan bileşeni film normali boyunca titreşir. Düzlem içi FMR spektrumları, ferromanyetik katmanın manyeto-kristal anizotropisi, epitaksiyel özellikleri, kristal yapısı ve kristal yapıda oluşan stres ve benzeri etkiler hakkında bilgi verebilmektedir.

Düzlem dışı geometride açığa bağlı spektrum, dış manyetik alan ile film normali $0-180^\circ$ derece arasında olacak şekilde örneğin döndürülmesi ile elde edilir. Ölçüm boyunca mikrodalga manyetik alan bileşeni film düzlemine paraleldir. Aşağıdaki şekle göre $\phi_H = 0^\circ$ veya düzlem içi geometride yapılan ölçümler sonucunda elde edilen kolay (veya zor) eksen de sabitlenir. Dış manyetik alan $\theta_H = \pi/2 - 0$ arasında değiştirilerek ölçümler kaydedilir. Şekil 26’da gösterilen geometride dış manyetik alan ile yüzey normali arasındaki açı olan θ_H ’ in 0° ile 90° derece arasında değiştirilmesi ile FMR sinyalinin minimum alan değerinden (paralel-geometri) maksimum alan değerine (dik-geometri) doğru kayarak oldukça anizotropik bir davranış sergilemiştir.

Açıya bağlı olarak değişen düzlem dışı/içi FMR sinyalinin bu anizotropik davranışının eş zamanlı simülasyonu ile ferromanyetik ince filmin manyetik anizotropisi ve etkin mıknatıslanması hakkında bilgiler elde edilir. Etkin anizotropi terimlerini belirlemek için aşağıdaki model kullanılmıştır.



Şekil 3.10 Kullanılan koordinat sistemi ve FMR ölçümlerinde kullanılan ölçüm geometrileri

Mıknatıslanma ve dış manyetik alan vektörünün polar koordinatları ferromanyetik filmin serbest enerjisi yoğunluğu:

$$E = -\vec{M} \cdot \vec{H} + (2\pi M_S^2 - K_p) \cos^2 \theta + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_u \cos^2 \phi \quad (3.6)$$

şeklinde tarif edilir. İlk terim dış manyetik alan da Zeeman enerji terimi $(-\vec{M} \cdot \vec{H})$, ikinci terim etkin dik anizotropi katkısını da (K_p) içeren demanyetizasyon enerji terimi $(2\pi M_S^2 - K_p) \cos^2 \theta$, üçüncü terim ise birinci dereceden kübik anizotropi terimi ve son terimde mıknatıslanma için film düzleminde eksensel anizotropi enerji terimidir $(K_u \cos^2 \phi)$. M_S doyum mıknatıslanması olmak üzere α_i ($i = 1, 2, 3$) mıknatıslanma vektörünün doğrultman kosinüsleridir. Mıknatıslanma vektörünün rezonans şartı aşağıdaki eşitlikle ifade edilir.

$$\left(\frac{\omega_o}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2}\right) \left(\frac{1}{M_o \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2}\right) - \left(\frac{1}{M_o \sin \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi \partial \theta}\right)^2 \quad (3.7)$$

Burada $\omega_o = 2\pi f$ FMR spektrometresinin çalışma frekansı ve γ jiromanyetik orandır. Jiromanyetik oran elektronun yörünge hareketinin frekansını tanımlar ve $\gamma = g\mu_B/h$ ile verilir. Burada g ile tanımlanan boyutsuz Lande g-faktörüdür. Elde edilen deneysel sonuçlar (düzlem-içi ölçümlerde rezonans alanın açısız bir bağımlılığının olmaması) manyeto-kristal anizotropinin ve mıknatıslanmanın düzlem içinde eksensel anizotropisinin olmadığını göstermektedir. Bu nedenle düzlem-dışı FMR spektrumlarında rezonans alanlarının açısız bağımlılıkları modellenirken K_1 ve K_u sıfır olarak alınmıştır. Sonuçta teorik bir model geliştirilirken toplam enerji yoğunluğu için aşağıdaki eşitlik kullanılmıştır.

$$E = -\vec{M} \cdot \vec{H} + (2\pi M_o^2 - K_p) \cos^2 \theta \quad (3.8)$$

Düzlem dışı geometri için dış manyetik alanın polar açısı $\phi_H = 0$ da sabitlenerek manyetik alan (010) düzleminde döndürülmüştür ($\theta_H = 0 - \pi/2$). Mıknatıslanma vektörünün polar açıları sistemin minimum enerjiye sahip olduğu statik denge durumundan elde edilmiştir. Denge durumunda rezonans şartı aşağıdaki gibi verilir.

$$\left(\frac{\omega_o}{\gamma}\right)^2 = [H \cos(\theta_H - \theta) - 4\pi M_{eff} \cos^2 \theta] \times [H \cos(\theta_H - \theta) - 4\pi M_{eff} \cos 2\theta] \quad (3.9)$$

Eşitliğin sol tarafı FMR cihazının frekansı ve Lande g-faktörü içerir. Birim olarak eşitliğin sağ tarafı ile aynı yani H birimindedir. Paralel ve dik pozisyonları için rezonans frekansı aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$\omega_{res} = \gamma (H - 4\pi M_{eff}) \quad \text{Dik Geometri} \quad (3.10a)$$

$$\omega_{\text{res}} = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M_{\text{eff}})} \quad \text{Paralel Geometri} \quad (3.10b)$$

Paralel geometrideki rezonans alanları ile dik geometrideki rezonans alanları arasındaki fark, efektif manyetik alan ($4\pi M_{\text{eff}}$) ile ilgilidir. Bu fark, manyetik ince filmlerin manyetizasyon yönelimi ve manyetik anizotropi gibi özelliklerinin belirlenmesinde önemli bir rol oynar. Efektif manyetik alan, malzemenin manyetik yapısının genel karakteristiğini yansıtarak, manyetik rezonans ölçümleri aracılığıyla malzemenin manyetik özelliklerini anlamamıza yardımcı olur.



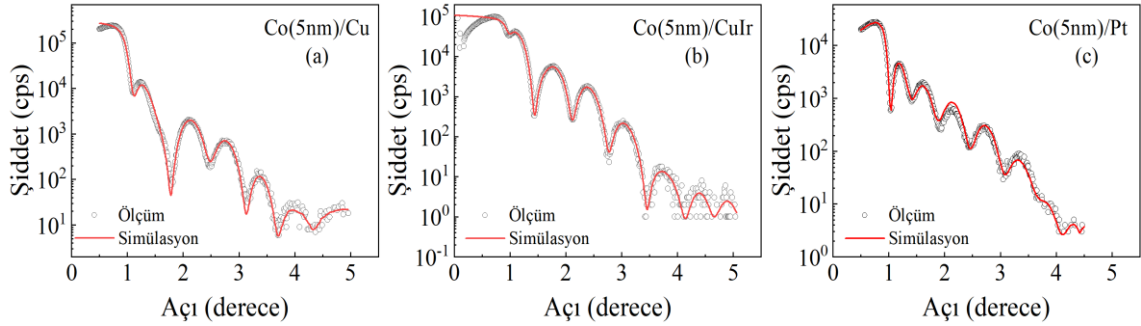
4. BULGULAR

4.1. Ferromanyetik İnce Filmlerin Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi

Üretilen ince filmlerin yapısal özelliklerini incelemek amacıyla bir karakterizasyon yöntemi olan X-ışını difraktometresi kullanılarak X-ışını yansıması (XRR) ve X-ışını kırınımı (XRD) ölçümleri gerçekleştirilmiştir. XRR tekniği ile ince filme gönderilen X-ışınları giriş açısına bağlı olarak yüzeyden yansıyan ışınların şiddetini ölçülmesine dayanır. X-ışınlarının film içine nüfuz etmesi, yüzey altı katmanları ve arayüzeyleri hakkında ayrıntılı bilgi vermektedir. Bu teknik ile yansıma ölçümleri yapıp üretilen ince filmlerin tabaka kalınlığı, yoğunlukları ve yüzey/arayüzey pürüzlülüğü öğrenilebilmektedir. Farklı kalınlıklara sahip ferromanyetik ince filmlerin ölçümleri standart θ - 2θ tarama yöntemiyle sabit bir grazing (süpürme) açısı altında yapılmıştır. Elde edilen X-ışını yansıma desenleri ise ücretsiz olarak kullanıma açılan ve Parratt formülü kullanılan GenX programı sayesinde analiz edilmiş olup, bu sayede filmlere ait tüm fiziksel parametreler hesaplanmıştır [73].

Ferromanyetik Co ince filmlerine ait yatay geliş açılı X-ışını yansıma (XRR) ölçümleri ile bunlara karşılık gelen en uyumlu simülasyon sonuçları Şekil 4.1'de gösterilmiştir. İnce film tabakadan geri yansıyan X-ışınlarının girişiminden kaynaklanan etkiler, yansıma eğrilerinde Kiessig salınımları gözlemlenir. Farklı Co kalınlıklarına sahip ince filmler için katman kalınlıkları ve arayüzey pürüzlülükleri, deneysel X-ışını yansıma verilerinin en iyi uyumlu simülasyonları kullanılarak hesaplanmıştır. Şekilde, kırmızı çizgi ile gösterilen simülasyon eğrilerinin, dairesel sembollerle gösterilen deneysel verilerle bir örtüşme sağladığı görülmektedir. Bu durum, kurulan modelin, katman sırası ve yoğunluk parametreleri açısından gerçek numune yapısını doğru bir şekilde yansıttığı gösterilmektedir. İncelenen ince film yapısı için de, 4-5 dereceye kadar uzanan belirgin ve yüksek genlikli Kiessig salınımları gözlemlenmiştir. Salınımların yüksek açılara kadar sönümlenmeden devam etmesi, üretilen filmlerin yüzey ve arayüzey kalitesinin yüksek olduğunu ve katmanlar arasında keskin geçişler bulunduğu ortaya çıkmıştır. Co/Cu ve Co/Pt ince filmlerinde gözlenen salınım periyotları, bu yapıların toplam film kalınlıklarının birbirine yakın olduğunu işaret eder. Buna karşın, Co/CuIr ince filmi salınım desenindeki farklılık, CuIr katmanının elektron yoğunluğunun diğerlerinden farklı olması sebebiyle X-ışınları ile farklı bir etkileşim sergilediğini işaret etmektedir. Simülasyon sonucunda tüm ince filmlerin tabakalarının kalınlıkları aşağıdaki tablolarda özetlenmiş ve yüzey/arayüzey pürüzlülüğü tüm tabakalar için $\sim 0,2$ nm olduğu

belirlenmiştir. Bu pürüzlülük değeri, yüzeylerin atomik ölçekte oldukça düzgün olduğunu göstermektedir. Düşük pürüzlülük, özellikle manyetik ince filmlerde spin taşınımı ve manyetik anizotropi gibi özelliklerin korunması açısından kritik rol oynamaktadır.



Şekil 4.1 Ferromanyetik Co ince filmlerin örnek XRR desenleri ve uygun simülasyonları

Tablo 4.1 Co filmlerin XRR sonucu tabaka kalınlıkları

1. Film Yapısı: Si/SiO ₂ /Cu(3nm)/Co(3nm)/Cu(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	Cu	Al
Kalınlık (nm)	3,1 ± 0,2	3,1 ± 0,1	3,2 ± 0,3	2,9 ± 0,3
2. Film Yapısı: Si/SiO ₂ /Cu(3nm)/Co(4nm)/Cu(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	Cu	Al
Kalınlık (nm)	3,0 ± 0,3	3,9 ± 0,1	3,1 ± 0,2	3,1 ± 0,3
3. Film Yapısı: Si/SiO ₂ /Cu(3nm)/Co(5nm)/Cu(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	Cu	Al
Kalınlık (nm)	3,2 ± 0,2	5,1 ± 0,2	3,1 ± 0,2	3,0 ± 0,3
4. Film Yapısı: Si/SiO ₂ /Cu(3nm)/Co(10nm)/Cu(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	Cu	Al
Kalınlık (nm)	2,9 ± 0,2	10,2 ± 0,2	3,0 ± 0,2	3,2 ± 0,3
5. Film Yapısı: Si/SiO ₂ /Cu(3nm)/Co(3nm)/Pt(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	Pt	Al
Kalınlık (nm)	3,1 ± 0,2	3,0 ± 0,1	3,1 ± 0,3	3,2 ± 0,3
6. Film Yapısı: Si/SiO ₂ /Cu(3nm)/Co(4nm)/Pt(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	Pt	Al
Kalınlık (nm)	3,0 ± 0,3	3,9 ± 0,1	3,2 ± 0,2	3,1 ± 0,3
7. Film Yapısı: Si/SiO ₂ /Cu(3nm)/Co(5nm)/Pt(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	Pt	Al
Kalınlık (nm)	3,1 ± 0,2	5,2 ± 0,2	3,1 ± 0,2	3,2 ± 0,3
8. Film Yapısı: Si/SiO ₂ /Cu(3nm)/Co(10nm)/Pt(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	Pt	Al
Kalınlık (nm)	3,1 ± 0,2	10,1 ± 0,2	3,0 ± 0,2	3,1 ± 0,3

Tablo 4.1 Co filmlerin XRR sonucu tabaka kalınlıkları (devamı)

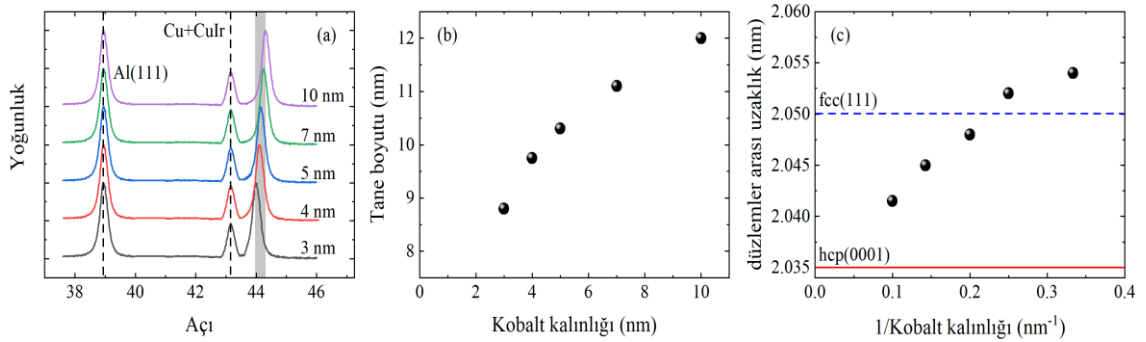
9. Film Yapısı: Si/SiO₂/Cu(3nm)/Co(3nm)/CuIr(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	CuIr	Al
Kalınlık (nm)	3,0 ± 0,2	3,0 ± 0,1	3,1 ± 0,3	3,2 ± 0,3
10. Film Yapısı: Si/SiO₂/Cu(3nm)/Co(4nm)/CuIr(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	CuIr	Al
Kalınlık (nm)	3,1 ± 0,3	3,9 ± 0,1	3,2 ± 0,2	3,1 ± 0,3
11. Film Yapısı: Si/SiO₂/Cu(3nm)/Co(5nm)/CuIr(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	CuIr	Al
Kalınlık (nm)	3,2 ± 0,2	5,2 ± 0,2	3,0 ± 0,2	3,1 ± 0,3
12. Film Yapısı: Si/SiO₂/Cu(3nm)/Co(7nm)/CuIr(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	CuIr	Al
Kalınlık (nm)	3,1 ± 0,2	7,1 ± 0,2	3,1 ± 0,2	3,2 ± 0,3
13. Film Yapısı: Si/SiO₂/Cu(3nm)/Co(10nm)/CuIr(3nm)/Al(3nm)				
Tabaka	Cu	Co	CuIr	Al
Kalınlık (nm)	3,2 ± 0,2	10,1 ± 0,2	3,1 ± 0,2	3,0 ± 0,3

X-ışını kırınımı (XRD), kristal yapılarının özelliklerini ortaya koymak için önemli bir tekniktir. Bu yöntemde, X-ışınlarının numune ile etkileşimi sonucunda meydana gelen kırınım sinyalleri ölçülerek malzemenin kristal yapısına ilişkin bilgiler elde edilmektedir. Kristal yapı, X-ışınlarının belirli düzlemlerde yansıtılması sonucu oluşan kırınım deseninden meydana gelir. XRD, malzemelerin faz bileşimi, kristalografik yapısı, kafes parametreleri, kristal boyutları, tekstür yönelimleri ve mikro gerilimleri belirlemektedir. Bu teknik, özellikle katı hal malzemelerinde kristal yapıların tanımlanmasında ve saf fazların tespit edilmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Gözlemlenen kırınım tepe noktalarının konumu, yoğunluğu, genişliği ve şekli, ince filmlerin kristal yapıları, tane boyutu, kristal kusurları ve kristal yönelimi hakkında önemli bilgiler sunmaktadır.

Farklı Co kalınlıklarına sahip ince filmler 38°- 46° arasındaki 2θ açısı aralığında taranan kırınım desenleri, Şekil 4.2a'da gösterilmiştir. Kırınım açısı yaklaşık 2θ ~ 39°'deki kırınım tepe noktasının merkezinden geçen kesikli çizgi, Alüminyum (Al) düzlemine karşılık gelmektedir. Diğer bir kırınım açısı olan 2θ ~ 43°'deki kırınım tepe noktasının merkezinden geçen kesikli çizgi ise üst üste çakışmış olan Cu ve CuIr düzlemlerinden yansımaları temsil etmektedir. Şekilde gölgelendirilmiş bölge, Co katmanının en ince (3nm) ve en kalın (10nm) kırınım zirvelerinin merkezi arasında yer

alır, bu da Co katman kalınlığının git gide arttıkça kırınım zirvelerinin Cu katmanının zirvesinden uzaklaştığını göstermektedir. Bragg Yasası'na göre kırınım açısı ile kristal düzlemleri arası mesafe ters orantılı olduğundan, pik konumlarının daha yüksek açılara kayması düzlemler arası mesafenin azaldığını ifade etmektedir. Yani film kalınlaştıkça, Co atom düzlemleri birbirine daha çok yaklaşmaktadır. Bu durum, filmin başlangıçta alttaki Cu tabakasına uymak için gerildiğini, Co kalınlığı arttıkça bu gerilimin boşaldığını gösterir.

Kristaldeki ortalama tane boyutu, X- ışını kırınım desenlerinde yer alan kırınım zirvelerinin genişlemesi için bir ifade veren Scherrer ilişkisi kullanılarak hesaplanmıştır. İnce filmler için tane boyutunun Co kalınlığına göre değişimi Şekil 4.2b'de gösterilmiştir. Bu durum, Co film kalınlığının artmasının beklenildiği gibi kırınım tepe noktası yoğunluğunun artırdığı ve bunun da ince filmin tane boyutunda bir artışa neden olduğunu göstermektedir. Tane boyutundaki artış, Co kalınlığının bir fonksiyonu olarak filmin düzgün bir şekilde büyümesi nedeniyle film yapısının kristalliğinin iyileşmesine de bağlanabilir. Daha kalın filmler, daha ince filmlere kıyasla daha düşük gerilim yaşayabilir. Gerilimin azalması, kafes uyumsuzluğu veya içsel stresle ilişkili kinetik engelleri azaltarak daha büyük tanelerin oluşmasını kolaylaştırmaktadır. Bu artış, çok katmanlı yapının kristalliğinin artması ile ilişkilendirilebilir. İnce filmlerde, film henüz tam olarak sürekli bir yapı oluşturmamış veya çok sayıda kusur içerebilir. Kalınlık 10 nm'ye ulaştığında kristal yapı daha kararlı ve hacimli yapıya benzer karakteristik özellik göstermeye başlamaktadır.



Şekil 4.2 (a) Co/CuIr ince filmlerin kırınım desenleri. (b) Kobalt kalınlığına bağlı tane boyutları. (c) Düzlemlerarası mesafenin ters Kobalt kalınlığına bağlı değişimi

Bazı malzeme sistemleri, üretim koşullarına bağlı olarak farklı kristal fazlarda bulunabilir. Örneğin, Cu (111) alt tabakası üzerine büyütülen Kobalt (Co) yapıları çok fazlı bir karakter göstererek yüzey merkezli kübik (fcc) veya altıgen sıkı paket (hcp) fazlarında oluşabilmektedir. Büyümenin erken safhalarında, belirli bir kritik kalınlığa kadar Co filminin Cu (111) yüzeyiyle kafes uyumu sağlayarak epitaksiyel şekilde

büyüdüğü ve yapının ağırlıklı olarak fcc fazında bulunduğu bilinmektedir. Bu evrede kristal yapı, sınırlı sayıda yığınlama hatası içermektedir. Film kalınlığının artmasıyla birlikte, hcp karakterli yığınlama hatalarının yoğunluğu artmakta ve buna bağlı olarak kristal yapı kademeli bir dönüşüm sürecine girip hcp (0001) fazına doğru evrilmektedir. Co/Cu ince filmleri üzerine yapılan literatür çalışmaları, 4 nm'nin altında Co filmlerinde fcc yapısının kararlı olduğu; kalınlık artışıyla birlikte sistemin fcc ve hcp kristal fazlarının bir arada bulunduğu karma bir yapıya evrildiğini göstermektedir [74].

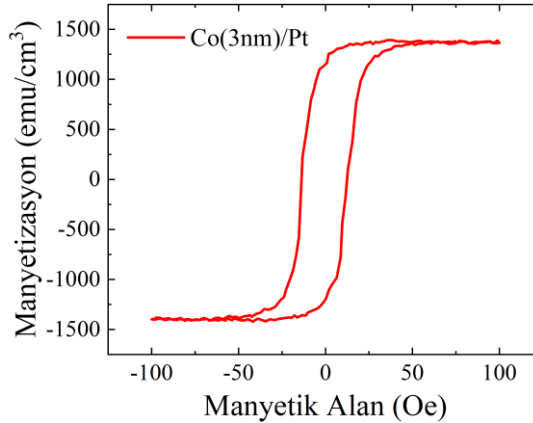
Yapıda meydana gelen bu dönüşümün deneysel kanıtı olarak, düzlemler arası mesafenin ters Co kalınlığına bağlı değişimi Şekil 4.2c'de gösterilmiştir. Grafikte referans olarak, hcp-Co (0001) bulk (kütle) değeri 0.2035 nm [75] (kırmızı düz çizgi) ve fcc-Co (111) değeri 0.205 nm [76] (kesikli mavi çizgi) işaretlenmiştir. Deneysel sonuçlar, Co film kalınlığının artmasıyla birlikte düzlemler arası mesafenin azaldığını ve bu iki büyüklük arasında ters yönlü bir ilişki olduğunu göstermektedir. Kalın Co filmlerinde ölçülen mesafenin hcp (0001) bulk değerine yaklaşması, kalınlık arttıkça içsel gerilimin azaldığına ve yapının hcp fazına doğru bir gevşeme olduğunu ortaya koyar. Buna karşılık, daha ince Co katmanları, düşük hacimleri nedeniyle arayüzey etkilerine ve Cu alt tabakadan kaynaklanan gerilime daha duyarlı davranış sergilemektedir. Bu arayüzey gerilimi, kristal kafes içinde düzlemler arası mesafenin fcc-Co (111) teorik hacimsel değerinin dahi üzerine çıkmasına neden olan bir genişlemeye yol açmaktadır. Fcc (111) referans çizgisinin yaklaşık 4 nm ile 5 nm kalınlık değerleri arasından geçmesi, kritik bir eşiğe işaret eder: 4 nm ve altındaki kalınlıklarda filmler baskın olarak fcc (111) fazında, bu kalınlığın üzerinde yapısal bir faz geçişi başlayarak fcc (111) ve hcp (0001) fazlarının karışımından meydana gelmektedir. Film kalınlığının daha da artırılmasıyla bu faz dönüşümünün belirgin hale gelmesi ve manyetik parametrelerde kristal faza (fcc veya hcp) bağlı net değişimlerin gözlemlenmesi beklenmektedir.

4.2. Manyetik Parametrelerin ve Manyetik Ölü Tabakaların Belirlenmesi

Üretilen ince film yapılarının oda sıcaklığındaki statik manyetik davranışlarını belirlemek amacıyla titreşimli örnek manyetometrisi (VSM) kullanılmıştır. Bu yöntem, numuneye uygulanan dış manyetik alanın bir fonksiyonu olarak manyetik momenti ölçer ve malzemenin histerezis eğrisini elde oluşturur. Histerezis eğrileri, doygunluk manyetizasyonu (M_s) ve zorlayıcı alan (H_c) gibi temel manyetik parametrelerin tespit edilmesinde önemli rol oynar. Doygunluk manyetizasyonu, uygulanan dış manyetik alan arttıkça malzemenin manyetik momentinin maksimuma ulaştığı ve artık değişmediği

(yatay eksene paralel) belirlenmektedir. Literatürdeki deneysel veriler ve teorik hesaplamalar, Kobalt (Co) filmler için doygunluk manyetizasyon değerinin yaklaşık 1400 emu/cm³ olduğunu göstermektedir. Bu çalışma kapsamında ölçümü yapılan numunelerin doygunluk manyetizasyonu değerlerinin literatürle uyumlu olduğu belirlenmiştir.

Şekil 4.3'te temsili olarak 3 nm kalınlığındaki Co/Pt ince filmin düzlem içi histerezis eğrisi verilmiştir. Histerezis eğrileri, manyetik malzemelerin manyetik özelliklerini incelemek için kullanılan önemli bir analiz aracıdır. Bu eğriler, uygulanan manyetik alanın etkisi altında manyetik momentin nasıl değiştiğini ortaya koyar. İnce film tabakaları söz konusu olduğunda, histerezis eğrileri ince filmin manyetik kalınlığını da belirlemek için kullanılmaktadır. İnce film üretimi sırasında bazı bölgelerde, özellikle arayüzeylerde, manyetik özelliklerini kaybedebilir ve bu tür bölgeler manyetik ölü tabakalar olarak tanımlanır. Manyetik ölü tabakalar, malzemenin aktif manyetik kalınlığını azaltmakta ve bu durum histerezis eğrileri üzerinden tespit edilmektedir. Örneğin, doygunluk mıknatıslanması (M_s) değerlerinin beklenenden düşük çıkması, malzemenin belirli bir kısmının manyetik olmadığı veya manyetik momentinin zayıfladığını gösterir. Bu tür gözlemler, manyetik ölü tabakaların oluştuğuna dair önemli bir göstergedir. Manyetik ölü tabakaların oluşumunun tam nedeni hala anlaşılamamış olsa da, üretim sürecindeki koşullar, malzemenin yüzey durumu, arayüzey kimyası ve film kalınlığı gibi faktörlerin bu durumda etkili olduğu bilinmektedir.



Şekil 4.3 3 nm kalınlıklı Co/Pt ince filminin örnek histerezis eğrisi

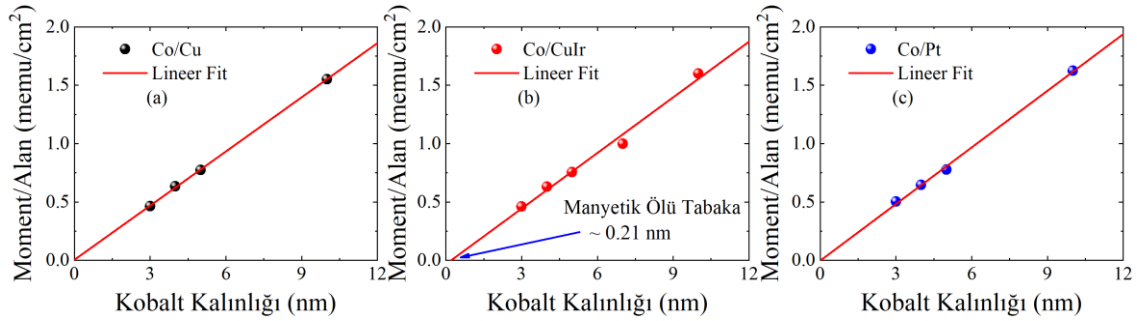
Arayüzeylerde oluşan manyetik ölü tabakalar, ince film yapılarında manyetik kalınlığı azalttığından, spintronik cihazların performansını önemli ölçüde etkileyebilir. Bu tür ölü tabakaların varlığı, özellikle spintronik uygulamalarda kritik bir parametre olan manyetik sönümleme katsayısında artışa yol açabilmektedir. Manyetik sönümleme katsayısı, bir sistemdeki manyetik momentlerin enerjilerini nasıl kaybettiğini belirler ve bu katsayının yüksek olması, spintronik cihazlarda bilgi aktarım verimliliğini azaltabilir.

Manyetik ölü tabakanın, spintronik cihazlarda manyetik sönümleme katsayısını etkilediği deneysel olarak ortaya konmuştur [64]. Bu nedenle, FM/NM arayüzlerinin detaylı incelenmesi, spintronik cihazların performansını optimize etmek için önemlidir.

Manyetik ölü tabaka oluşumunun incelenmesi için, ince film numunelerinin birim alan başına düşen doyguluk manyetik momenti, farklı FM film kalınlıklarında ölçülerek değerlendirilir. Bu yöntem, FM film kalınlığının bir fonksiyonu olarak manyetik momentin nasıl değiştiğini anlamamıza imkân sağlar. Genellikle, birim alan başına doyguluk manyetik momenti ile FM film kalınlığı arasında doğrusal bir artış gözlenmektedir. Bu artış, FM film kalınlığının artmasıyla daha fazla manyetik malzemenin katkı sağlamasından kaynaklanır. Doğrusal artış eğrisinin FM film kalınlığı eksenine kesiştiği nokta, manyetik ölü tabaka kalınlığını belirler. Bu kesişim noktası, manyetik olarak aktif olmayan ölü tabakanın kalınlığına karşılık gelir.

Manyetik momentin birim yüzey alanına oranının ferromanyetik (FM) tabaka kalınlığına bağlı değişimi ve buradan türetilen manyetik ölü tabaka kalınlıkları Şekil 4.4'te oklarla belirtilmiştir. Üretimi yapılan tüm ince filmlerin VSM analizleri malesef laboratuvar yoğunluğu nedeniyle yapılamamış olup sadece FM/CuIr filmlerin manyetik özellikleri incelenmiştir. Elde edilen sonuçlara göre Co/CuIr filmlerde yaklaşık 0.21 nm kalınlığa sahip ölü tabaka tespit edilmiştir. Bu değer literatürde yapılan Co/Cu ve Co/Ir çalışmalarıyla uyum göstermektedir. Co/Cu ince film yapılarında manyetik ölü tabaka oluşumu çoğunlukla gözlenmez. Bunun temel sebeplerinden biri, Co ve Cu elementlerinin birbirine uyumlu kristal yapıları olmasıdır. Co ve Cu arasında düşük interatomik mesafe farkı vardır, bu da iyi bir kafes uyumu ve minimum tabakalar arası atomik karışım sağlamaktadır. Bu durum, arayüzdeki atomların düzenli bir şekilde hizalanmasına sağlayarak manyetik özelliklerin korunmasına ve ölü tabaka oluşumu minimize edilmesine olanak tanır. Co/Ir ince filmlerinde ise çok ince bir manyetik ölü tabaka kalınlığı birçok çalışmada gözlenmiştir. Yüksek enerjili Ir atomlarının Co tabakasına yüklenmesi sırasında tabakalar arası atomik karışım meydana gelmiş ve bunun sonucunda Co/Ir arayüzünde manyetik olmayan ince bir ölü tabaka gözlenmiştir. Co/Ir arayüzündeki manyetik anizotropinin incelendiği bir çalışmada 0.18 nm kalınlıklı manyetik ölü tabaka gözlenmiş olup Co ile Ir arayüzündeki atomik karışım sebebi ile olduğu ifade edilmiştir [77]. Bir diğer çalışmada Co/Cu arayüzünde ölü tabaka gözlenmez iken, Co/Ir arayüzünde 0.36 nm kalınlığa sahip manyetik ölü tabaka gözlenmiştir [62]. Yürütülen bu çalışmada ise elde edilen 0.21 nm'lik manyetik ölü tabakanın ise, üretim

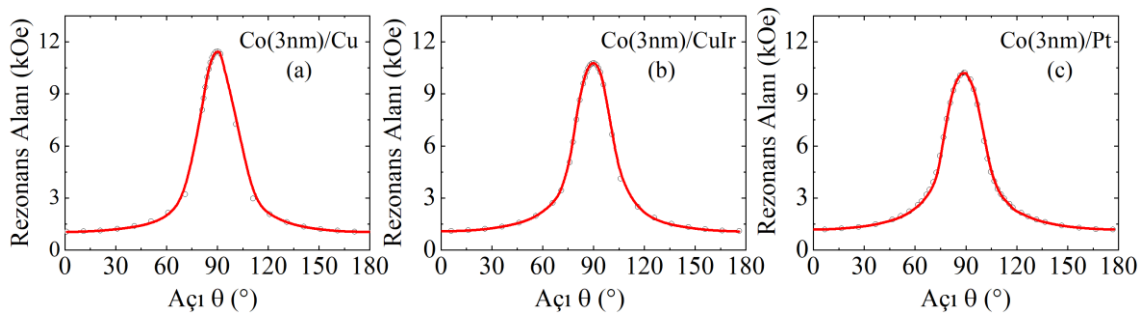
sürecinde CuIr alaşımındaki Ir atomlarının Co tabakası ile atomik karışım oluşturmamasından kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şekil 4.4 Co/Cu, Co/CuIr ve Co/Pt ince filmlerinde manyetik ölü tabaka kalınlığının belirlenmesi

4.3. Co İnce Filmlerin X-band FMR ile Karakterizasyonu

Çalışmada üretilen Co tabanlı ince filmlerin farklı üst katmanlarla (Cu, CuIr ve Pt) oluşturduğu Co/NM sistemlerinin dinamik manyetik özellikleri Ferromanyetik Rezonans (FMR) tekniği ile incelenmiştir. 3 nm kalınlığındaki Co filmleri için düzlem içinden (0°) düzlem dışına (90°) doğru taranan açığa bağlı rezonans alanı (H_{RES}) değişimlerini ve bu verilere uygulanan teorik modellemeleri Şekil 4.5'te gösterilmiştir. Filmlerin efektif manyetik alan parametrelerini belirlemek amacıyla, deneysel veriler Denklem 3.9'da tanımlanan rezonans koşulu kullanılarak modellenmiştir. Şekilden görüldüğü üzere, teorik olarak hesaplanan eğriler (kırmızı çizgiler) ve deneysel ölçüm verileri (noktalar) arasında iyi bir uyum elde edilmiştir. Bu uyum, ince filmlerin manyetik açıdan yüksek homojen yapıya sahip olduğunu ve elde edilen parametrelerin güvenilirliğini desteklemektedir. FMR spektrumları incelendiğinde, tüm film kombinasyonları (Co/Cu, Co/CuIr ve Co/Pt) için rezonans alanının 90° açıda (film yüzeyine dik doğrultuda) maksimum değere ulaştığı belirlenmiştir. Bu gözlem, filmlerde şekil anizotropisinin baskın rol oynadığını ve manyetik zor eksenin film yüzeyine dik yönde konumlandığını ortaya koymaktadır.



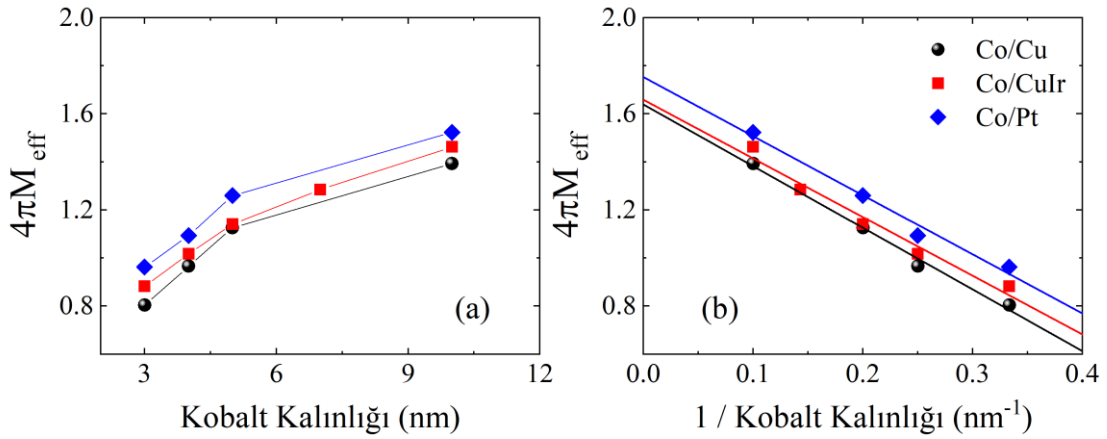
Şekil 4.5 Co(3nm)/Cu, Co(3nm)/CuIr ve Co(3nm)/Pt ince filmlerin açığa bağımlı rezonans alanları

Deneysel ölçümler, rezonans koşullarına uygun biçimde fit edilmesiyle, g-faktörü ve etkin demanyetizasyon alanı ($4\pi M_{eff}$) hassas bir şekilde belirlenmiş ve ince filmin

manyetik özellikleri hakkında kritik sonuçlar bulunmuştur. Etkin demanyetizasyon alanı, ince filmlerde mıknatıslanmayı yüzeyde yatay tutmaya çalışan şekil etkisi ile onu dikey konuma zorlayan içsel etkilerin arasındaki rekabetin net sonucudur. Dolayısıyla bu büyüklük, filmin doğal geometrisinden kaynaklanan yatay yönelim isteğinin, arayüzey gerilimleri veya kristal yapıdan doğan dik manyetik anizotropi (PMA) tarafından ne kadar zayıflatıldığını ortaya koymaktadır.

Kobalt ince filmlerin etkin manyetizasyonunun ($4\pi M_{eff}$), film kalınlığı arttıkça tüm yapılarda düzenli bir artış Şekil 4.6’da gösterilmiştir. Gözlenen artışın temelinde, çok ince filmlerde arayüze yakın atomların oranının çok yüksek olması ve manyetik özelliklerin, demanyetizasyon etkileri ile yüzey kusurları gibi kalınlığa bağlı olmayan arayüz etkileri tarafından baskılanmasıdır. Kobalt tabaka kalınlığı arttıkça, filmdeki atomların büyük bölümü arayüzden etkilenmez hale gelmektedir. Böylece manyetik özellikler, yüksek doygunluk manyetizmasına sahip Co’nın hacimsel özelliklerine yaklaşır ve etkin manyetizasyon değeri yükselmektedir. Arayüzün rolü ise bu yükseliş eğrisinin mutlak değerini belirlemektedir. Co/Pt yapısı, Pt tabakasının güçlü spin-yörünge etkileşiminden dolayı çok güçlü arayüz anizotropisine sahip olduğundan, diğerlerine kıyasla dik mıknatıslanmayı daha iyi destekler ve bu nedenle her kalınlıkta en yüksek etkin manyetizasyon değerlerini göstermektedir. Buna karşılık, daha zayıf arayüz anizotropisine sahip olan Co/Cu yapıları en düşük manyetizasyon değerleriyle karakterize edilmiştir. Bu sonuçlar, arayüz malzemesinin seçiminin ince manyetik filmlerin manyetik performansını doğrudan belirlediğini ortaya koymuştur.

Co/CuIr yapısının $4\pi M_{eff}$ değerlerinin, tüm Kobalt kalınlıkları için Co/Cu yapısına kıyasla daha yüksek olduğu görülmektedir. Bu artış, CuIr arayüzündeki Ir atomlarının varlığından kaynaklanmıştır. Yüksek atom numarasına sahip geçiş metali olan Ir, Co ile arayüzde Cu tabakasına göre daha güçlü bir spin-yörünge etkileşimi üretmekte ve bu etkileşim, filme manyetik enerjiyi düzleme dik yönde tutma eğilimi veren ek bir arayüz manyetik anizotropisi sağlamaktadır.



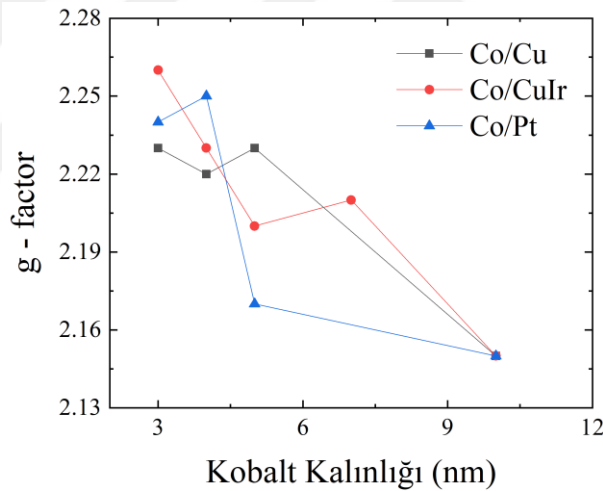
Şekil 4.6 Co filmlerin, ters Co kalınlığına bağlı efektif manyetik alanları. Co filmlerin, ters Co kalınlığına bağlı efektif manyetik alanları

Şekil 4.6'da ikinci görsel, $4\pi M_{eff}$ değerinin Co kalınlığının tersine bağlı olarak sergilediği değişimi göstermekte ve manyetik anizotropi üzerinde arayüz katkılarını incelemek için önemli bilgiler sunmaktadır. İncelenen tüm film yapıları için doğrusal ilişki olup bu durum, manyetik özelliklerin kontrolünde yüzey/arayüz anizotropisinin baskın rol oynadığını görülmektedir. Film kalınlığı azaldıkça yüzey etkilerinin baskınlığı nedeniyle etkin manyetizasyon değeri tüm film yapıları sistematik olarak azalmaktadır. Denklem 4.1 kullanılarak eğim ve kesişim noktalarından doyum manyetizasyonu (M_s) ve yüzey anizotropi sabiti (K_s) gibi manyetik parametreler hesaplanmıştır.

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M_s + \frac{2K_s}{M_s t} \quad (4.1)$$

Yapılan hesaplamalar sonucu Co/Cu filmlerin doyum manyetizasyon değerleri; Co/Cu filmler için 1340 emu/cm^3 , Co/CuIr filmler için 1351 emu/cm^3 ve Co/Pt filmlerin için 1387 emu/cm^3 olarak sırasıyla bulunmuş olup hem VSM ölçümünden elde edilen değerler ile hem de literatürdeki beklentilerle uyumludur [78]. Co/Pt film yapısının nispeten yüksek doyum manyetizasyonu, Co/Pt arayüzünden kaynaklanan manyetik hibridizasyon olarak gösterilebilir. Bu manyetik hibridizasyon, Co ve Pt atomlarının d-orbitalleri arasındaki etkileşimlerin bir sonucu olarak ortaya çıkar. Bu durum Co atomlarının manyetik momentlerinin artmasına neden olabilir. Yüzey anizotropi sabitleri karşılaştırıldığında, Co/Pt ince film yapısının Pt elementinin belirgin spin-yörünge etkileşiminden kaynaklı olarak diğer sistemlere kıyasla daha yüksek bir eğim sergilediği görülmektedir. Bu gözlem, Co/Pt arayüzünün en büyük arayüz kaynaklı manyetik anizotropi katkısını sunduğunu ortaya koymaktadır. Co/Cu ve Co/CuIr çizgilerinin eğimleri ise birbirine oldukça yakın olması Cu ve CuIr arayüzlerinin nispeten daha düşük anizotropi katkısı sağladığını ifade etmektedir.

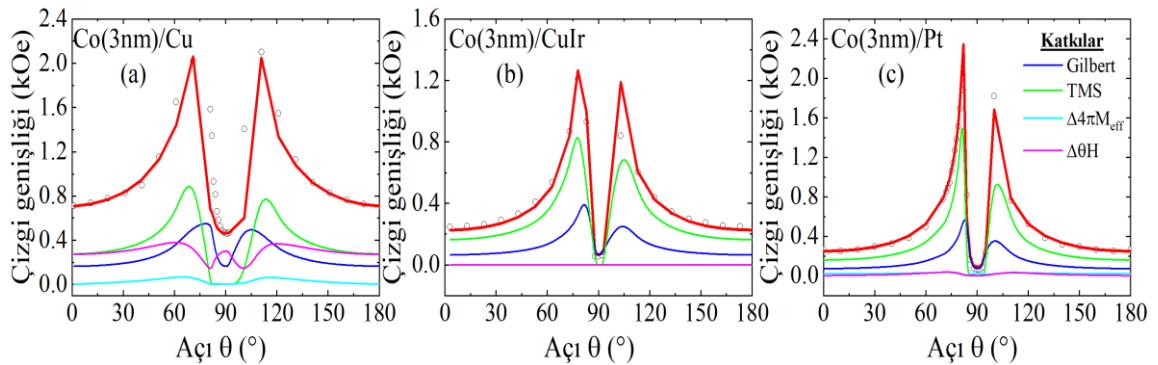
Co ince filmlerin g-faktörü değerlerinin, film kalınlığı ve arayüz malzemesi değiştikçe 2.0023 olan serbest elektron değerinden önemli ölçüde saptığı Şekil 4.7’de gösterilmiştir. Gözlenen yüksek g-faktörü değerleri, filmlerin manyetik momentine yörünge açısal momentumunun önemli bir katkı yaptığını göstermektedir. Genel olarak, tüm filmlerde kalınlık arttıkça g-faktörünün azalma eğilimi görülmektedir. Bu durum, kalın filmlerde manyetik davranışın hacimsel özelliklere yaklaştığını ve yörünge momenti katkısının nispeten azaldığını ifade eder. Arayüzler arasında, en ince kalınlıktaki (3 nm) Co/CuIr yapısı en yüksek g-faktörüne ulaşmış, Ir atomlarının bu incelikte yörünge momentini en güçlü şekilde etkilediği ortaya çıkmıştır. Buna karşılık, Co/Pt yapısında kalınlığa bağlı büyük bir dalgalanma sergilemekte ve yapıdaki güçlü hibritleşmesinin yörünge momentini oldukça dinamik bir biçimde etkilediğini işaret etmektedir. Bu bulgular, ince filmlerdeki manyetik davranışın yalnızca spin momentine değil, aynı zamanda arayüz malzemesi ve film kalınlığına bağlı olarak önemli ölçüde değiştirilebilen yörünge momentinin de manyetik davranış üzerinde kritik bir rol oynadığı görülmektedir.



Şekil 4.7 Co ince filmlerin kalınlığa bağlı g-faktörü değerleri

3 nm Co kalınlığına sahip ince filmlerin FMR çizgi genişliğinin, düzlem-dışı açıya bağlı olarak nasıl değiştiğini Şekil 34’te göstermektedir. Şekilde, açık daireler FMR çizgi genişliğine ait deneysel ölçümleri ifade ederken, kırmızı çizgi bu deneysel verilere en iyi uyan teorik hesaplama eğrisini vermektedir. Mavi çizgi, manyetik sisteme içsel sönüm katkısını, yani Gilbert Sönümünü ifade ederken, yeşil çizgi açıya bağlı iki magnon saçılımı (TMS) sönüm katkısını ortaya koymaktadır. Açık mavi çizgi, etkin manyetizasyonun homojensizliğinden kaynaklanan çizgisel genişlik katkısı ve son olarak pembe çizgi ise anizotropi homojensizliğinden kaynaklanan çizgi genişliği katkısını belirtmektedir. İncelenen üç film yapısında da FMR çizgi genişliği, manyetik alanın film düzlemine dik olduğu ($\theta = 90^\circ$) yönde maksimum değere ulaşmakta ve düzlem içi yönde

($\theta = 0^\circ$ ve $\theta = 180^\circ$) minimum seviyelere inmektedir. Görüldüğü üzere grafikteki deneysel ölçümler (açık daireler), kırmızı çizgilerle temsil edilen teorik hesaplama eğrileri ile uyum göstermekte ve bu uyum, filmlerin manyetik sönüm dinamiklerini (enerji kaybını) kontrol eden ana mekanizmaların, Gilbert sönümü ve İki Magnon Saçılımı (TMS) gibi mekanizmaları içeren teorik model ile başarıyla açıklandığını ispatlamaktadır. Bu doğrusal olmayan açısal bağımlılık, özellikle TMS mekanizmasının varlığını ve bu mekanizmanın filmdeki arayüz pürüzlülüğü veya yapısal kusurlar tarafından uyarıldığını göstermektedir. Gilbert sönümü (mavi çizgi) ise açıdan bağımsız olan temel bir katkıdır ve arayüz yapısına oldukça duyarlıdır. Bu bağlamda, Co/Pt filmi en yüksek Gilbert sönümünü ve buna bağlı olarak en yüksek toplam sönüm değerini göstermektedir. Ayrıca, Co/Cu, Co/CuIr, Co/Pt arayüzleri için çizgi genişliği değerlerinin ve açısal değişim şiddetinin farklı olması, 3 nm kalınlıkta bile arayüz malzemesinin, özellikle güçlü spin-yörünge etkileşimi sergileyen Pt'nin içsel sönüm parametrelerini (Gilbert sönüm katsayısını) ve TMS şiddetini belirgin şekilde etkilediğini açıkça ortaya koymaktadır.



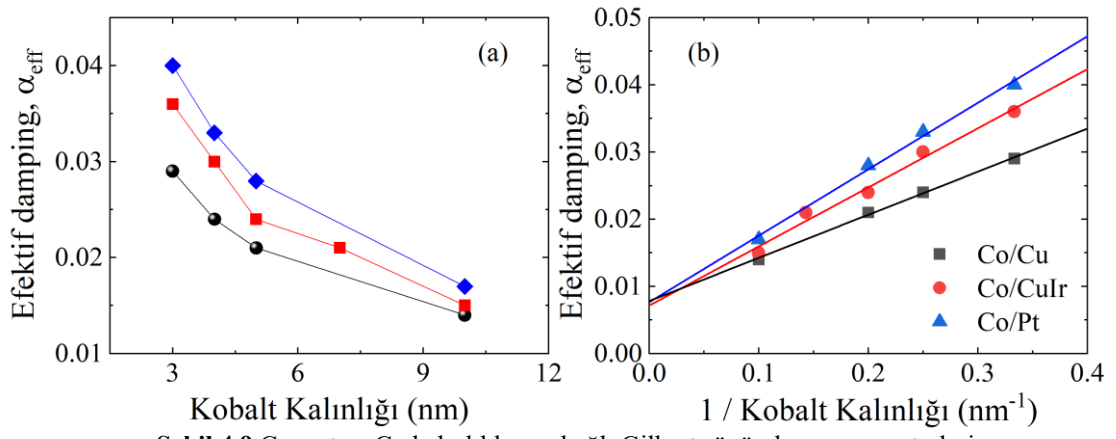
Şekil 4.8 3 nm kalınlıklı Co ince filmlerin açıya bağlı FMR çizgi genişliği örnekleri

Hesaplamalar sonucunda, Co film kalınlığına ve ters Co kalınlığına bağlı olarak tüm ince film yapılarının efektif Gilbert sönümlenme parametreleri Şekil 4.8'de gösterilmiştir. Co kalınlığı azaldıkça, incelenen tüm yapılar için sönümlenme parametresinde belirgin bir artış gözlenmiştir. Özellikle 5 nm kalınlığın altında Co/CuIr ve Co/Pt yapılarındaki sönümlenme artışı dikkat çekmektedir. Ferromanyetik (FM) ince filmlerde sönümlenmenin kalınlıkla ters orantılı olarak artmasının temel nedeni spin-pompalaması mekanizması ile açıklanabilir. Bu mekanizma, FM tabakadaki manyetizasyon presesyonunun, manyetik olmayan (NM) komşu tabakaya doğru bir spin akımı oluşturur. FM tabakasından NM tabakasına gerçekleşen bu açısal momentum transferi, FM tabakasında bir tork kaybına neden olur ve bu durum ölçümlerde artan bir efektif sönümlenme şeklinde ortaya çıkar. FM tabaka inceldikçe arayüzey/hacim oranı

artmaktadır. Bu da NM tabakanın manyetik dinamikler üzerindeki sönümleyici etkisinin daha baskın hale gelmesine ve spin-pompalaması sürecinin verimliliğinin artmasına neden olur. Özellikle arayüzlerin genel manyetik davranışta kritik rol oynadığı çok ince filmlerde önemlidir. Malzeme türüne göre yapılan değerlendirmelerde, spin-yörünge etkileşimi zayıf olan Cu tabakalarının kullanıldığı Co/Cu yapılarında sönümlemedeki artışın görece sınırlı kaldığı anlaşılmıştır. Buna karşılık, Pt içeren heteroyapılarda sönümleme parametresi çok daha belirgin bir yükseliş sergilemektedir. Pt, Fermi seviyesindeki geniş d-bandı ve yüksek spin-yörünge etkileşimi nedeniyle ideal bir spin soğurucu gibi davranarak spin akımını hızla sönümler [79], [80]. Co/Cu ve Co/CuIr kıyaslandığında ise, CuIr tabakalı filmlerin Gilbert sönümleme parametrelerinin, saf Cu tabakalı filmlere göre daha yüksek olduğu görülmüştür. Bu fark, Cu tabanlı yapı içerisindeki Ir safsızlıklarının etkisini ortaya koymaktadır. Ir'nin sahip olduğu yüksek spin-yörünge etkileşimi, spin saçılmasını artırarak sönümlemenin yükselmesine katkı sağlamaktadır.

Tüm yapıların Gilbert sönümleme parametrelerinin ters Co kalınlığına bağlı değişimi Şekil 4.9'da ikinci grafikte verilmiştir. Verilerin ters Co kalınlığa göre düzenlenmesiyle elde edilen bu lineer ilişki, Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) denklemindeki spin pompalama teorisini deneysel olarak doğrulamaktadır. Üst katmanları farklı olmasına rağmen tüm serilere ait doğrusal uzantılar y-ekseninde ortak bir noktada kesişmektedir. Bu kesişim noktası, komşu tabakadan bağımsız olan Co'nun içsel sönümleme sabitini vermekte olup, elde edilen $\alpha_0 \sim 0.007$ değeri literatürdeki saf Co değerleri ile uyumludur [81]. Doğruların eğimi incelendiğinde ise materyaller arasında belirgin farklılıklar gözlenmektedir. Spin-pompalama teorisine göre eğim, arayüzeyden komşu materyale ne kadar spin akımı transfer edildiğini temsil eden spin karışım iletkenliği ile doğrudan ilişkilidir. Grafikte Pt üst katmanlı yapıların eğiminin, Cu ve CuIr tabakalı yapılara kıyasla belirgin şekilde dik olduğu görülmektedir. Bu farklılık, malzemelerin sahip olduğu spin-yörünge etkileşiminin gücünden kaynaklanmaktadır.

Ağır bir metal olan Pt, güçlü spin-yörünge etkileşimi özelliği sayesinde ideal bir spin soğurucu gibi davranarak Co'tan gelen spin akımını hızla sönümler. Bu da grafikte en dik eğimin ve en yüksek sönümlemenin oluşmasına sebep olur. Hafif bir metal olan Cu ise zayıf spin-yörünge etkileşimi nedeniyle spin akımını soğurmada yetersiz kalır ve sönümlemeye etkisi azdır. Cu içerisine Ir eklenmesi ise yapıda spin-yörünge saçılmasını artırmış, malzemeyi saf Cu'dan daha etkin bir spin soğurucu hale getirerek grafikte ara bir eğim değerinin elde edilmesine sebep olmuştur.



Şekil 4.9 Co ve ters Co kalınlıklarına bağlı Gilbert sönümleme parametreleri

5. TARTIŞMA, SONUÇ VE ÖNERİLER

Farklı üst katmanlara (Cu, CuIr ve Pt) sahip Co tabanlı ince filmlerin yapısal, statik ve dinamik manyetik özellikleri sırasıyla X-ışını kırınımı (XRD), Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) ve Ferromanyetik Rezonans (FMR) teknikleri kullanılarak kapsamlı bir şekilde incelenmiştir. İnce filmlerin yapısal analizleri incelendiğinde, Co film kalınlığının artmasıyla birlikte kristal kalitesinin iyileştiğini, tanecik boyutunun büyüdüğünü ve sistemdeki mikro gerilimlerin azaldığı gözlemlenmiştir. Özellikle 4 nm kritik kalınlığının altında Co filmlerinin Cu (111) alt tabakası ile uyumlu olarak yüzey merkezli kübik (fcc) fazda ve gerilimli bir yapıda büyüdüğü, bu eşik değerin üzerinde ise yapının gevşeyerek altıgen sıkı paket (hcp) faz katkılı karma bir forma evrildiği ve düzlemler arası mesafenin bulk değerlere yaklaştığı belirlenmiştir. Kristal yapıdaki bu evrimin manyetik özellikler üzerindeki yansıması, statik manyetik ölçümlerle desteklenmiş. Co filmlerinin doygunluk manyetizasyonunun literatürdeki hacimsel değerlerle uyumlu olduğu görülmüştür. Ancak arayüzey hassasiyeti açısından yapılan incelemelerde, Co/Cu ve Co/Pt sistemlerindeki kafes uyumu nedeniyle manyetik ölü tabaka gözlenmezken, Co/CuIr yapılarında üretim sürecinde Ir atomlarının difüzyonu ve atomik karışım kaynaklı yaklaşık 0.21 nm kalınlığında manyetik bir ölü tabaka tespit edilmiştir.

Co ince filmlerin dinamik manyetik özellikleri ve arayüzey etkileşimleri Ferromanyetik Rezonans tekniği kullanılarak detaylıca incelenmiştir. Teorik hesaplamalar ile deneysel veriler arasındaki uyum, üretilen Co ince filmlerinin manyetik açıdan homojen bir yapıya sahip olduğunu göstermiştir. Tüm ince filmlerde şekil anizotropisi baskın olup, mıknatıslanma vektörü film düzleminde kalma eğilimindedir. Co kalınlığı azaldıkça arayüzey etkilerinin baskın hale gelmesiyle etkin manyetizasyon değerlerinde sistematik bir azalma gözlenmiştir. Co/Pt yapısı, Pt'nin güçlü spin-yörünge etkileşimi ve d-orbitalleri arasındaki hibridizasyon sayesinde, Co/Cu ve Co/CuIr yapılarına kıyasla en yüksek doygunluk manyetizasyonuna ve yüzey anizotropi sabitine sahip sistem olarak öne çıkmıştır. İnce filmlerde g-faktörünün serbest elektron değerinden (2.0023) sapması, manyetik momente yörünge açısal momentumunun önemli bir katkı yaptığını göstermiştir. Kalınlık arttıkça bu değer hacimsel özelliklere yaklaşarak azalma eğilimi göstermiştir. FMR çizgi genişliği analizleri, sistemdeki enerji kaybının Gilbert sönümü ve İki Magnon Saçılımı (TMS) mekanizmaları ile kontrol edildiğini ortaya koymuştur. TMS katkısının varlığı, arayüz pürüzlülüğü ve yapısal kusurların manyetik

gevşeme üzerindeki etkisini doğrulamaktadır. Gilbert sönümleme parametresinin ters film kalınlığı ile doğrusal ilişkisi, Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) denklemi çerçevesinde spin-pompalaması teorisini deneysel olarak doğrulamıştır. Bu analiz sonucunda Co için içsel sönümleme sabiti literatürle uyumlu olarak bulunmuştur. Üst katman malzemesinin spin-yörünge etkileşim gücü, spin akımı sönümlemesinde belirleyici olmuştur. Pt, güçlü spin yörünge etkileşimi ve geniş d-bandı nedeniyle ideal bir spin yutucu davranışı göstererek en yüksek sönümlmeyi yaratmıştır. Cu ise zayıf spin yörünge etkileşimi nedeniyle spin akımını soğurmada yetersiz kalmış ve en düşük sönümleme değerlerini vermiştir. Son olarak Cu içerisine eklenen Ir, spin saçılmasını artırarak sönümlmeyi saf Cu'ya göre artırmış, ancak Pt seviyesine ulaşmamıştır. Özetle bu çalışma, ferromanyetik ince filmlerde arayüzey malzemesi seçiminin ve film kalınlığının, manyetik anizotropi ve sönümleme dinamiklerini hassas bir şekilde kontrol etmek için kullanılabileceğini göstermiştir. Elde edilen bulgular, spintronik aygıtların tasarımı ve optimizasyonu için kritik parametreler sunmaktadır.

6. KAYNAKLAR

- [1] M. M. Can, “Manyetik nanoprçacıkların fiziksel özelliklerinin araştırılması”, *Hacettepe Üniversitesi*, pp. 4-17, 2005.
- [2] B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley Publishing Company, Hoboken, 1972, pp. 1-5.
- [3] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, John Wiley & Sons, New York, 1978, pp. 1-3.
- [4] C. M. Hurd, “Types of magnetic order in solids”, *Contemp. Phys*, cilt 23, no. 5, pp. 469-493, 1982.
- [5] D. Halliday, “Fundamentals of Physics Extended”, *R. Resnick ve J. Walker*, cilt 2, no. 5, pp. 805-807, 1997.
- [6] E. Akgün, “Nadir toprak elementli bileşiklerin manyetik, yapısal ve termal karakterizasyonu”, *Ankara Üniversitesi*, pp. 19-34, 2007.
- [7] C. Birlikseven, “Çok katlı metalik ince filmlerin manyetik özelliklerinin belirlenmesi”, *Hacettepe Üniversitesi*, pp. 38-42, 2000.
- [8] N. Koç, “CoPt İnce filminin yüzey ve manyetik karakterizasyonu”, *Gebze Üniversitesi*, pp. 1-16, 2008.
- [9] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 7nd ed., John Wiley & Sons, New York, 1996, pp. 330-400.
- [10] S. Yılmaz ve A. Bozkurt, “Sıvı kristal anizotropisinin ultraviyole/görünür bölgede spektroskopik ölçümü”, *Malzeme Kimyası ve Fiziği*, cilt 107, no. 2-3, pp. 410-412, 2008.
- [11] C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance: with examples from solid state physics*, Harper & Row, New York, 1963, pp. 1-2.
- [12] R. F. Soohoo, “Magnetic Thin Films: An Introduction”, *Harper & Row*, cilt 20, no. 10, pp. 705, 1965.
- [13] G. T. Rado ve J. R. Weertman, “Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal”, *Journal of Physics and chemistry of*, cilt 11, no. 3-4, pp. 314-333, 1959.
- [14] D. J. Griffiths, “Introduction to Quantum Mechanics”, *Cambridge University Press*, no. 3, pp. 232-234, 2008.
- [15] A. Hellemans ve B. Bunch, *The Timetables of Science: A Chronology of the Most Important People and Events in the History of Science*, Simon & Schuster, New York, 1988, pp. 411.
- [16] W. J. Duffin, *Electricity and Magnetism*, McGraw-Hill, no. 4, Londra, 1990, pp. 260-270.
- [17] C. K. Sung ve P. Mohn, *Ferromagnetic Resonance in Thin Films*, Microscopic, Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, John Wiley & Sons (Wiley), Hoboken, USA, 2002, pp. 1122-1136.

- [18] M. A. W. e. a. Schoen, “Control of the magnetic damping in cobalt-iron thin films”, *Journal of Applied Physics*, cilt 117, no. 17, pp. 1-10, 2015.
- [19] T. L. Gilbert, *A phenomenological theory of damping in ferromagnetic dynamics*, cilt 40, 2004, p. 3443–3449.
- [20] S. S. Kalarickal, “Investigation of linewidth broadening mechanisms in”, *Journal of Applied Physics*, cilt 100, no. 9, pp. 3-5, 2006.
- [21] S. Mizukami, Y. Ando ve T. Miyazaki, “The study on ferromagnetic resonance linewidth for NM/NiFe/NM (NM= Cu, Ta, Pd and Pt) films”, *Japanese Journal of Applied Physics*, cilt 40, no. 2A, pp. 580-585, 2001.
- [22] R. D. McMichael, D. J. Twisselmann ve A. Kunz, “Ferromagnetic resonance linewidth in permalloy: the role of two-magnon scattering”, *Physical Review Letters*, cilt 90, no. 22, pp. 1-3, 2003.
- [23] R. D. McMichael ve P. Krivosik, “Classical model of extrinsic ferromagnetic resonance linewidth in ultrathin films”, *Trans. Magn*, cilt 40, no. 1, pp. 2-11, 2004.
- [24] R. E. Arias ve D. L. Mills, “Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films”, *Physical Review B*, cilt 60, no. 10, pp. 7395-7401, 1999.
- [25] P. Landeros, R. E. Arias ve D. L. Mills, “Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets: The case where the magnetization is out of plane”, *Phys. Rev.*, cilt 77, no. 21, pp. 7-10, 2008.
- [26] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, 2nd ed., cilt 94, Oxford University Press, Oxford/ New York, 1997, pp. 250-380.
- [27] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons Inc, New York, 2005, pp. 400-450.
- [28] B. D. Cullity ve C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, 2nd ed., Hooboken, 2009, pp. 197-436.
- [29] I. Zutíć, J. Fabian ve D. Sarma, “Spintronics: Fundamentals and applications”, *Reviews of Modern Physics*, cilt 76, pp. 323–420, 2004.
- [30] F. J. Jedema , A. T. Filip ve B. J. van Wees, “Electrical spin injection and accumulation at room”, *Nature*, cilt 410, pp. 410 345, 2001.
- [31] S. Takahashi ve S. Maekawa, “Spin injection and detection in magnetic nanostructures”, *Physical Review B*, cilt 67, pp. 052409, 2003.
- [32] M. I. Dyakonov ve V. I. Perel, “Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors”, *Physics Letters A*, cilt 35, pp. 459–460, 1971.
- [33] J. E. Hirsch, “Spin–Hall Effect”, *Physical Review Letters*, cilt 83, pp. 1834–1837, 1999.
- [34] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa ve S. Saitoh, “Observation of the spin Seebeck effect”, *Nature*, cilt 455, pp. 778-781, 2008.

- [35] S. S. P. Parkin, M. Hayashi ve L. Thomas, “Magnetic domain-wall racetrack memory”, *Science*, cilt 320, no. 5873, pp. 190–194, 2008.
- [36] A. Isasa, A. Bedoya-Pinto, S. Vélez, F. Golmar, F. Sánchez, L. E. Hueso, J. Fontcuberta ve F. Casanova, “Spin hall magnetoresistance at Pt/CoFe₂O₄ interfaces and texture effects”, *Applied Physics Letters*, cilt 105, no. 14, pp. 142402, 2014.
- [37] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer ve B. I. Halperin, “Spin battery operated by ferromagnetic resonance”, *Physical Review B*, cilt 66, no. 6, pp. 060604, 2002.
- [38] Y. Tserkovnyak, A. Brataas ve G. E. W. Bauer, “Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films”, *Phys. Rev. Lett.*, cilt 88, no. 11, pp. 117601, 2002.
- [39] S. Mizukami, Y. Ando ve T. Miyazaki, “Magnetic relaxation of normal–metal (NM)/80NiFe/NM films, Magnetic relaxation of normal–metal (NM)/80NiFe/NM films”, *Japanese Journal of Applied Physics*, cilt 239, pp. 42-44, 2002.
- [40] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima ve G. Tatara, “Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect”, *Applied Physics Letters*, cilt 88, no. 18, pp. 182509, 2006.
- [41] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, M. M. Soares, L. H. Vilela-Leão, D. Ley Domínguez ve A. Azevedo, “Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers”, *Applied Physics Letters*, cilt 102, no. 1, pp. 012402, 2013.
- [42] P. Pirro, T. Brächer, A. Chumak, B. Lägél, C. Dubs, O. Surzhenko, P. Gönert, B. Leven ve B. Hillebrands, “Spin-wave excitation and propagation in microstructured waveguides of yttrium iron garnet/Pt bilayers”, *Applied Physics Letters*, cilt 104, no. 1, pp. 010204, 2014.
- [43] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P. J. Zermatten, M. V. Costache ve S. Auffret, “Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection”, *Nature*, cilt 476, pp. 189-193, 2011.
- [44] C. F. Pai, L. Q. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph ve R. A. Buhrman, “Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten”, *Applied Physics Letters*, cilt 101, no. 12, pp. 122404, 2012.
- [45] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph ve R. A. Buhrman, “Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum”, *Science*, cilt 336, no. 6081, pp. 555-558, 2012.
- [46] M. Jamali, K. Narayanapillai, X. Qiu, L. M. Loong, A. Manchon ve H. Yang, “Spin-orbit torques in Co/Pd multilayer nanowires”, *Physical Review Letters*, cilt 111, no. 246602, pp. 1-5, 2013.
- [47] R. Ramaswamy, X. Qiu, T. Dutta, S. D. Pollard ve H. Yang, “Hf thickness dependence of spin-orbit torques in Hf/CoFeB/MgO heterostructures”, *Applied Physics Letters*, cilt 108, no. 202406, pp. 1-5, 2016.
- [48] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu ve N. A. Sinitsyn, “Universal intrinsic spin Hall effect”, *Physical Review Letters*, cilt 92, no. 123603, pp. 1-4, 2004.

- [49] T. Tanaka, H. Kontani, M. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada ve J. Inoue, “Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals”, *Physical Review B*, cilt 77, no. 165117, pp. 1-19, 2008.
- [50] M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D. H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura ve Y. Otani, “Indication of intrinsic spin Hall effect in 4d and 5d transition metals”, *Physical Review B*, cilt 83, no. 174405, pp. 1-3, 2011.
- [51] J. Smit, “The spontaneous hall effect in ferromagnetics II”, *Physical Review*, cilt 95, no. 1, pp. 489-507, 1958.
- [52] L. Berger, “Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets”, *Physical Review B*, cilt 2, no. 4559, pp. 4559–4566, 1970.
- [53] M. Yamanouchi, L. Chen, J. Kim, M. Hayashi, H. Sato, S. Fukami, S. Ikeda, F. Matsukura ve H. Ohno, “Three terminal magnetic tunnel junction utilizing the spin Hall effect of iridium-doped copper”, *Applied Physics Letters*, cilt 102, no. 212408, pp. 1-4, 2013.
- [54] Z. Xu, B. Gu, M. Mori, T. Ziman ve S. Maekawa, “What determines the sign of the spin Hall effects in Cu alloys doped with 5d elements?”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, cilt 400, pp. 184-187, 2016.
- [55] P. Laczkowski, J. C. Rojas-Sánchez, W. Savero-Torre, H. Jaffrès, N. Reyren, C. Deranlot, L. Notin, C. Beigné, A. Marty, J. P. Attané, L. Vila, J. M. George ve A. Fert, “Experimental evidences of a large extrinsic spin Hall effect in AuW alloy”, *Applied Physics Letters*, cilt 104, no. 142403, pp. 1-5, 2014.
- [56] A. Hoffmann, “Spin Hall Effects in Metals”, *Transactions on Magnetics*, cilt 49, pp. 5172–5193, 2013.
- [57] A. Fert, A. Friederich ve A. Hamzic, “Hall effect in dilute magnetic alloys”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, cilt 24, pp. 231, 1981.
- [58] A. Fert ve . P. M. Levy, “Spin Hall effect induced by resonant scattering on impurities in metals”, *Physical Review Letters*, cilt 106, no. 157208, pp. 1-4, 2011.
- [59] Y. Niimi, Y. Kawanishi, K. Kobayashi, Y. Sato, T. Valet, T. Manago ve S. Kasai, “Giant spin Hall effect induced by skew scattering from Ir impurities in Cu”, *Physical Review Letters*, cilt 106, no. 126601, pp. 1-4, 2011.
- [60] Z. Zhou, B. Peng, M. Zhu ve M. Liu, “Voltage control of ferromagnetic resonance”, *Journal of Advanced Dielectrics*, cilt 6, no. 2, 1630001, pp. 1-12, 2016.
- [61] S. Takizawa, M. Kimata, Y. Omori, Y. Niimi ve Y. Otani, “Spin mixing conductance in Cu–Ir dilute alloys”, *Applied Physics Express*, cilt 9, no. 063009, pp. 1-4, 2016.
- [62] M. Belmeguenai, M. S. Gabor, F. Zighem ve C. Tiusan, “Damping and spin mixing conductance in Ni₈₀Fe₂₀/CuIr structures: effect of Ir doping”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, cilt 50, no. 135002, pp. 1-5, 2017.
- [63] R. J. Elliott, “Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors”, *Physical Review*, cilt 96, pp. 266, 1954.

- [64] Y. Yafet, “g-factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons”, *Sol. St. Phys.*, cilt 14, pp. 1-98, 1963.
- [65] D. M. Lattery, . T. k. Woehrmann, B. C. McMichael ve C. H. e. a. van der Jagt, “High spin-to-charge conversion efficiency and tunable spin Hall angle in Ta-Pt alloys”, *Applied Physics Letters*, cilt 114, no. 20, pp. 1-5, 2019.
- [66] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer ve B. I. Halperin, “Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures”, *Reviews of Modern Physics*, cilt 77, no. 4, pp. 1375–1421, 2005.
- [67] A. Richardt ve A. M. Durant, *LE VIDE Les couches minces Les couches dures*, Editions IN FINE, Fransa, Paris, 1994, pp. 11.
- [68] E. Günay, Y. Öztürk ve M. Sarıgüzel, “Maddenin "İç Evrenini" Tanımlamak: X-Işınları (XRD Analizi)”(<https://e-dergi.tubitak.gov.tr/>), Malzeme Enstitüsü Yayını, pp. 74-75.
- [69] L. G. Parratt, “Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays”, *Physical Review*, cilt 95, pp. 359, 1954.
- [70] Y. Zhou, J. Lou ve M. e. a. Chen, “Magnetization dynamics in CoFeB thin films with perpendicular magnetic anisotropy”, *Applied Physics Letters*, cilt 97, no. 132509, pp. 1-3, 2010.
- [71] U. Rüdiger, J. Yu, S. Zhang, A. D. Kent ve S. S. Parkin, “Negative domain wall contribution to the resistivity of microfabricated De wires”, *Physical review letters*, cilt 80, no. 5639, pp. 25, 1998.
- [72] R. M. Bozorth, “Magnetic domain patterns”, *Journal*, cilt 12, no. 3, pp. 308–321, 1951.
- [73] K. Şarlar, “Nadir toprak elementi içermeyen yüksek entropili alaşımın”, *Uludağ Üniversitesi*, pp. 42-45, 2019.
- [74] M. Björck ve G. Andersson, “GenX: an extensible X-ray reflectivity refinement program utilizing differential evolution 40(6):1174–1178”, *J. Appl. Crystallogr*, cilt 40(6), pp. 1174-1178, Dec 2007.
- [75] A. M. Shukh, D. H. Shin ve H. Hoffmann, “Dependence of giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers on the thickness of the Co layers”, *Journal of Applied Physics*, cilt 76, no. 10, pp. 6507–6509, 1994.
- [76] A. Buchsbaum, M. De Santis, H. C. Tolentino, M. Schmid ve P. Varga, “Highly ordered pd, fe, and co clusters on alumina on ni 3 al (111).”, *Phys. Rev.*, cilt 81, no. 115420, pp. 1-10, 2010.
- [77] T. Kehagias, P. Komninou, C. Christides, G. Nouet, S. Stavroyiannis ve T. Karakostas, “Growth of fcc co in sputter-deposited co/au multilayers with (1 1 1) texture”, *J. Cryst. Growth*, cilt 208, pp. 401, 2000.
- [78] M. S. Gabor, T. Petrisor, R. B. Mos, M. Nasui ve C. Tiusan, “Interlayer exchange coupling in perpendicularly magnetized Pt/Co/Ir/Co/Pt structures”, *Journal of Physics*, cilt 50, no. 465004, pp. 1-8, 2017.

- [79] A. Kharmouche, “Thickness dependent magnetic and structural properties of $\text{Co}_x\text{Cr}_{1-x}$ thin films evaporated on Si (100) and glass substrates”, *Nanoscience and Nanotechnology*, cilt 11, no. 6, pp. 4757–4764, 2011.
- [80] J. L. Beaujour, J. H. Lee, A. D. Kent, K. Krycka ve C. C. Kao, “Magnetization damping in ultrathin polycrystalline Co films: Evidence for nonlocal effects”, *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, cilt 74, no. 21, 214405, pp. 21, 2006.
- [81] E. Barati, M. Cinal, D. M. Edwards ve A. Umerski, “Gilbert damping in magnetic layered systems”, *Physical Review B*, cilt 90, no. 014420, pp. 1-14, 2014.
- [82] S. Pal, B. Rana, O. Hellwig, T. Thomson ve A. Barman, “Tunable magnonic frequency and damping in $(\text{Co/Pd})_8$ multilayers with variable Co layer thickness”, *Applied Physics Letters*, cilt 98, no. 082501, pp. 3-6, 2011.



ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Şeyma AKTAŞ

Eğitim ve Mesleki Geçmişi:

- 2023 – Devam ediyor, Nanobilim ve Nanomühendislik (Tezli Yüksek Lisans), Alanya Alaaddin Keykubat Üniversitesi, Alanya
- 2010-2014, Eskişehir Osmangazi Üniversitesi, Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü
- 2025-2026, Alanya Bahçeşehir Okulları Koleji, Fizik Öğretmeni
- 2024-2025, Alanya Pozitif Bilimler Özel eğitim kursu, Fizik Öğretmeni
- 2016-2024, Alanya Final Özel Eğitim kursu, Fizik Öğretmeni
- 2016-2024, Özel Alanya Final Okulları, Fizik Öğretmeni
- 2014-2016, Berat Hayriye Cömertoğlu ÇPL, Fizik Öğretmeni

Yabancı Dil Bilgisi:

- İngilizce