

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

NANO BOYUTTAKİ BAZI $\text{La}_{0.7}(\text{Sr}, \text{Ca})_{0.3}\text{MnO}_3$
İNCE FİLMLERİN FERROMANYETİK
REZONANS İNCELEMELERİ

AHMET SERDAR DEMİRAY
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2009

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

NANO BOYUTTAKİ BAZI $\text{La}_{0.7}(\text{Sr}, \text{Ca})_{0.3}\text{MnO}_3$
İNCE FİLMLEİN FERROMANYETİK
REZONANS İNCELEMELERİ

AHMET SERDAR DEMİRAY
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
DOÇ. DR. MUSTAFA ÖZDEMİR

GEBZE
2009



GEBZE YÜKSEK
TEKNOLOJİ
ENSTİTÜSÜ

MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
JÜRİ ONAY FORMU

JÜRİ

(BAŞKAN) : Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR (Fizik Bölümü)

ÜYE : Prof. Dr. Bekir AKTAŞ (Fizik Bölümü)

ÜYE : Doç. Dr. Orhan YALÇIN (Bozok Üniv. Fizik Bölümü)

Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 15./06./2009 tarih ve 2009/13.. sayılı kararı ile yukarıdaki öğretim elemanlarından oluşmuş jüri tarafından düzenlenen 25./06./2009 tarihli Tez Savunma Tutanağı neticesinde Yüksek Lisans / Doktora öğrencisi **Ahmet Serdar DEMİRAY**'ın çalışması GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Yönetim Kurulu/...../..... tarih ve/...../..... sayılı kararıyla Anabilim Dalında Yüksek Lisans / Doktora tezi olarak onaylanmıştır.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

TEZİN BAŞLIĞI: NANO BOYUTTAKİ BAZI $\text{La}_{0.7}(\text{Sr,Ca})_{0.3}\text{MnO}_3$ İNCE FİLMLERİN FERROMANYETİK REZONANS İNCELEMELERİ

TEZİN YAZARI: Ahmet Serdar DEMİRAY

Bu tez ağırlıklı olarak ferromanyetik rezonans tekniği kullanılarak perovskite yapıya sahip lantanyum manganit oksit yapıların manyetik parametrelerinin incelenmesi üzerine odaklanmıştır. Ayrıca bu tezde nikel nanotel yapıların üretilmesi ve manyetik olarak karakterizasyonuda araştırma konuları arasındadır.

Lantanyum serisi numuneler $\text{La}_{0.7}(\text{Sr,Ca})_{0.3}\text{MnO}_3$ tek kristal SrTiO_3 alttaş üzerine 100 nm , $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ 200 nm numune yine SrTiO_3 alttaş üzerine polikristal olarak sol-jel spin kaplama yöntemiyle büyütülmüşlerdir. Filmlerin FMR spektrumları film normaline göre değişik açılarda uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak oda sıcaklığında kaydedildi.

Tüm filmler için çoklu rezonans soğurma piklerinin oluştuğu gözlemlendi. Spektrumların açısal davranışlarından bu piklerin film yüzeyinde ve iç bölgelerinde uyarılan değişik spin dalga modlarına karşı geldiği anlaşıldı. Bilinen klasik spin dalga kuramı amaçlar doğrultusunda uyarlanarak deneysel verilerin analizi yapıldı. Böylece filmlerin manyetik parametrelerinden doyum mıknatıslanmasına, M, yüzey anizotropi enerji yoğunluğu parametresi, K, çizgi genişliği ve değiş tokuş etkileşme sabiti, D, tek kristal ve polikristal numuneler için elde edildi.

Anahtar Kelimeler: Ferromanyetizma, Manganez Oksitler, $\text{La}_{0.3}(\text{Sr,Ca})_{0.7}\text{MnO}_3$, Ferromanyetik Rezonans, Spin Dalga Rezonans

SUMMARY

THESIS TITLE: FERROMAGNETIC STUDIES OF SOME NANO SIZED $\text{La}_{0.7}(\text{Sr}, \text{Ca})_{0.3}\text{MnO}_3$ THIN FILMS

AUTHOR: Ahmet Serdar DEMİRAY

This thesis predominantly based on investigation of the magnetic parameters of the novel manganese oxides with perovskite structure using ferromagnetic resonance technique.

The films of $\text{La}_{0.7}(\text{Sr}, \text{Ca})_{0.3}\text{MnO}_3$ growth on SrTiO_3 substrate 100 nm single crystal, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ 200 nm sample growth also SrTiO_3 but polycrystallinity using sol-gel spin coating deposition method. FMR spectra have been recorded as function of magnetic field at room temprature.

The spectra have been observed consist of multi-peak resonance absorptions for all films. When considering angular behaviour of the spectra, these peaks have been determined to correspond to various spin wave resonance modes. This spin wave modes fitted with experimental data using well known spin wave theory. Thus, the parameters such as saturation magnetization, M , surface anizotropy energy density, K , line-width and exchange stiffness constant, D , constant have been determined both polycrystal and single crystal samples.

Key Words: Ferromagnetism, Manganese Oxides, $\text{La}_{0.7}(\text{Sr}, \text{Ca})_{0.3}\text{MnO}_3$, Ferromagnetic Resonance, Spin Wave Resonance

TEŞEKKÜR

Yaptığım bu tez çalışmasının tüm aşamalarında destek ve yardımını benden esirgemeyen verileri yorumlamada büyük katkıları olan tez danışmanım Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR'e ve hocam Prof. Dr. Bekir AKTAŞ'a sonsuz teşekkür ederim. Tezde çalışılan numunelerin hazırlanmasında yardımcı olan Dr. Giray KARTOPU'na ve Doç. Dr. Orhan YALÇIN'a ayrıca Fizik Bölümü'nün değerli araştırma görevlileri Dr. Sinan KAZAN, Dr. Resul YILGIN, Mustafa ERKOVAN ve Ali Cemil BAŞARAN'a çok teşekkürlerimi sunarım.

Tüm hayatım boyunca desteklerini hiçbir zaman benden esirgemeyen çok kıymetli anne ve babama, ağabeyim Serkan DEMİRAY'a ve kızkardeşim Yasemin DEMİRAY'a en içten duygularıyla teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
TABLolar DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	3
2.1. Manyetizma	3
2.2. Domain Yapısı	3
2.3. Anizotropi	5
2.4. Manyetik Duygunluk	5
2.5. Curie Sıcaklığı ve Curie-Weiss Yasası	6
2.6. Manyetizma Türleri	7
2.6.1. Diyamanyetizma	8
2.6.2. Paramanyetizma	9
2.6.3. Ferromanyetizma	10
2.6.4. Ferrimanyetizma	12
2.6.5. Antiferromanyetizma	13
2.6.6. Süperparamanyetizma	15
3. TEORİK YÖNTEM	17
3.1. Mıknatıslanma İçin Hareket Denklemleri	17
3.1.1. Genel Hareket Denklemi	17
3.2. Spin Dalgaları ve Değiş Tokuş Parametresinin Hesaplanması	20
3.3. İnce Filmlerde Spin Dalga Rezonansı	24
3.3.1. Dinamik Alınganlık ve Rezonans Bağıntısı	28
3.3.2. Rezonans Çizgi Genlikleri	30
3.3.3. Rezonans Şartı	31

3.3.4. Rezonans Şartının Genel İfadesi	32
3.3.5. Şekil Anizotropisinin Rezonans Frekansına Etkisi	35
4. Numunelerin Hazırlanması ve Deneysel Ölçüm Tekniği	38
4.1. Numunelerin Hazırlanması	38
4.1.1. Sol-Jel Spin Kaplama Sistemi	38
4.2. Ferromanyetik Rezonans (FMR) Deney Tekniği	39
4.2.1. ESR Spektrometresinin Genel Yapısı	41
4.2.2. ESR Deneyinde Kaynak Sistemi	41
4.2.3. ESR Deneyinde Dalga Klavuzu ve Kavite Klavuz Sistemi	45
4.2.4. ESR Deneyinde Mıknatıs Sistemi	48
4.2.5. ESR Deneyinde Modülasyon ve Dedeksiyon Sistemi	49
5. DENEYSEL SONUÇLAR	51
5.1. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ - (LSMO) 100 filmi	51
5.2. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -Çoklu kristal (Polikristal) filmi	57
5.3. $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ -(LCMO) filmi	62
6. SONUÇ	68
Kaynaklar	70
Özgeçmiş	72

SİMGELER ve KISALTMALAR

Kısaltma

D	: Değiş tokuş sertlik sabiti
E_{ani}	: Kristal anizotropi enerjisi
E_{dem}	: Demagnetizasyon enerjisi
E_s	: Tek eksenli yüzek anizotropi enerjisi
E_z	: Zeeman enerjisi
H	: Manyetik alan
H_0	: Uygulanan statik alan
H_{exc}	: Heisenberg değiş tokuş hamiltoyeni
J_{ij}	Değiş tokuş etkileşme katsayısı
M_s	: Doyum mıknatıslanması
C	: Curie sıcaklığı
μ	: Manyetik moment
μ_B	: Bohr magneton
B	: Manyetik indüklenme
K	: Kelvin ölçeğinde sıcaklık
γ	: Jiromanyetik oran
μ_B	: Bohr magnetonu
g	: Lande g faktörü
G	: Gauss
λ	: Landou-Lifshitz katsayısı
f	: Nikel nanoteller için dolum faktörü
$\hbar$	: Planck sabiti
a.f	: antiferromanyetizma
OPG	: Out of plane geometri
IPG	: İn plane geometri
FMR	: Ferromanyetik rezonans
ESR	: Elektron spin rezonans
EPR	: Elektron paramanyetik rezonans
GMR	: Giant magneto direnç
M_{eff}	: Efektif Mıknatıslanma

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>		<u>Sayfa</u>
2.1	Ferromanyetik bir madde içinde birden çok domainin oluşturduğu spinlerin yönelimi ve manyetik alan altındaki davranışı	4
2.2	Curie-Weiss yasası	7
2.3	Diyamanyetik malzemelerin bir dış manyetik alan etkisi altındaki (a) ve sıcaklık değişimi karşısındaki (b) manyetik duygunluğunun davranışları	9
2.4	Paramanyetik malzemelerin bir dış manyetik alan etkisi altındaki (a) ve sıcaklık değişimi karşısındaki (b) manyetik davranışları	10
2.5	Ferromanyetik düzene sahip spinlerin temsili gösterimi	11
2.6	Malzemelerin ferromanyetik davranış grafiği	12
2.7	Ferrimanyetik düzene sahip spinlerin temsili gösterimi	13
2.8	Antiferromanyetik düzene sahip spinlerin temsili gösterimi	14
2.9	Antiferromanyetik sistemde manyetik duygunluğun sıcaklığa bağlılığı	14
2.10	Antiferromanyetik düzene sahip spinlerin yöneliminin temsili gösterimi	15
2.11	Numunenin Antiferromanyetik davranışı	15
3.1	Manyetik dipol moment	17
3.2	Mıknatıslanma vektörü'nün ($\vec{M}$) sönümlü hareketi	19
3.3	Spin dalgalarının temsili gösterimi	20
3.4	L kalınlığındaki ince ferromanyetik bir filme göre seçilen eksen takımı	25
3.5	Küresel numuneler için rezonans ifadesi	37
3.6	Alana dik ince film numuneler için rezonans ifadesi	37
3.7	Alana paralel ince film numuneler için rezonans ifadesi	37

4.1	Sol-Jel Spin Kaplama sistemi	38
4.2	FMR'ın tarihi gelişimi	40
4.3.a	ESR spektrometresinin blok diyagramı	43
4.3.b	Ferromanyetik rezonans deneyinin temsili gösterimi	44
4.4	Mikrodalganın dalga klavuzunda uyumlu hareketinin temsili gösterimi	45
4.5	Standart bir EPR kavitesinde manyetik ve elektrik alan çizimlerinin gösterimi. Bu gösterimde numunenin nereye konulacağı da belirtilmiştir	47
4.6	TE ₁₀₂ modunda çalışan dikdörtgen mikrodalga kavitesinin temsili görünümü. a) Elektrik alan bileşeninin xz-düzlemindeki görünümü. b) Manyetik alan bileşeninin xy-düzlemindeki görünümü	47
4.7	Bir kristalin eksenlerine göre ESR ölçümlerinin yapılışının temsili gösterimi. Gonyometre (x,y,z) laboratuvar eksen takımında x-ekseni etrafında çevirirken, numune (a,b,c) kristal eksen takımında c-ekseni etrafında döndürmek suretiyle ölçümler yapılır ve spektrumlar alınır	48
5.1	(100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı La _{0.3} Sr _{0.7} MnO ₃ tek kristal ince filmin OPG geometride seçilen bazı açılarda oda sıcaklığında (300K) alınan spin dalga rezonans spektrumları. Grafikte sürekli çizgi ile gösterilenler modelden hesaplanan spektrumları, noktalı ile verilenler ise deneysel spektrumları göstermektedir	52
5.2	(100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı La _{0.7} Sr _{0.3} MnO ₃ tek kristal ince filmin rezonans alan değerlerinin n ² 'ye karşı grafiği	54
5.3	(100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı La _{0.7} Sr _{0.3} MnO ₃ tek kristal ince filmin rezonans alanlarının ve çizgi genişliğinin açıya bağlı değişimi. Sürekli çizgi teorik rezonans alan değişimini	55

	şekillerle gösterilenler ise deneysel değerleri göstermektedir	
5.4	(100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ tek kristal ince filmin IPG geometride oda sıcaklığında (300K) alınan seçilen bazı açılarda FMR spektrumları	56
5.5	Polikristal 200 nm $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin OPG geometride 0-90 derece arası açılarda oda sıcaklığında (300K) alınan bazı FMR spektrumları. Grafikte sürekli çizgi ile gösterilenler modelden hesaplanan spektrumları, noktalı ile verilenler ise deneysel spektrumları göstermektedir	58
5.6	Polikristal 200 nm $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin rezonans alanlarının ve çizgi genişliğinin açıya bağlı değişimi. Sürekli çizgi teorik rezonans alan değişimini şekillerle gösterilenler ise deneysel değerleri göstermektedir	59
5.7	Polikristal 200 nm $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin IPG geometride 0-180 derece arası açılarda oda sıcaklığında (300K) alınan FMR spektrumları	60
5.8	(100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filminden 0 ile 90 derece arasında bazı açılarda oda sıcaklığında (300K) (OPG) geometride alınan FMR spektrumları	62
5.9	(100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin rezonans alanlarının ve çizgi genişliğinin açıya bağlı değişimi. Sürekli çizgi teorik rezonans alan değişimini şekillerle gösterilenler ise deneysel değerleri göstermektedir	64
5.10	(100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filminden IPG geometride 0 ile 180 derece arasında bazı açılarda oda sıcaklığında (300K) alınan FMR spektrumları	65

TABLolar DİZİNİ

<u>Tablo</u>		<u>Sayfa</u>
5.1	Ferromanyetik Rezonans tekniği kullanılarak analiz edilen $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) single kristal ve $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) polikristal ince filmlerinin manyetik parametreleri	66
5.2	Ferromanyetik Rezonans tekniği kullanılarak analiz edilen $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) single kristal, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) polikristal ve $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO) single kristal ince filmlerinin rezonans alanları benzeştirilme parametreleri.	67

1.GİRİŞ

Son yıllarda manyetik kayıt ve depolama teknolojisinde çığır açan gelişmeler olmaktadır. Birim alana depolanan manyetik bilginin artmasına ve bilginin bilginin daha derinlere depolanmasına olanak sağlayan manyetik yapıların bu bilgileri uzun süre güvenli bir şekilde saklanmasına olanak tanınmasından dolayı bu özellikleri gösteren malzemelere olan ilgi giderek artmıştır. Birim alandan okunacak bilgi doğrudan manyeto direnç etkisi gösteren malzemelerin hassaslığı ile doğru orantılıdır [1]. Bundan dolayı manyeto direnç etkisi gösteren malzemelerde ne kadar büyük manyeto direnç etkisi gözlemlenirse bu halihazırda kullanılan manyetik okuma kafalarının bilgiyi manyetik kayıt ortamından daha hızlı sürede okunmasına ve birim alandan okunan bilginin arttırılmasına fırsat vermektedir.

Manyeto direnç etkisi gösteren malzemelere olan ilgi 1850'li yıllara kadar dayanmaktadır. Bununla birlikte manyeto direnç etkisi gösteren malzemelerin ticari alanda en geniş ilk kullanımı 1991 yılında IBM şirketi tarafından sabit (hard) disklerin manyetik okuma kafalarında kullanılmasıyla bir anda dikkatleri tekrar üzerine çekmiştir. Daha sonraları bu ilginin sonucu olarak daha büyük manyeto direnç elde etmek için çok farklı bileşikler üzerinde çalışılmıştır. Bu malzemelerin ilk örnekleri arasında, dış manyetik alanın etkisi ile faz geçiş bölgesinde büyük manyeto direnç etkisi gösteren perovskite yapıya sahip manganer oksit yapılar gösterilebilir [2].

Perovskite yapıya sahip Lantanyum manganitlerin yarı metalik malzemeler oldukları ve düşük sıcaklıklarda iletken ferromanyetik, yüksek sıcaklıklarda ise bir yalıtkan malzeme gibi davrandıkları 1950'lerden beri bilinmektedir. Bilinen iyonik ferromanyetik malzemelerden en önemlisi perovskite yapıya sahip Lantanyum manganit bileşikleridir [3]. Perovskite manganer oksitler $R_{1-x}A_xMnO_3$ genel formülüyle gösterilirler, burada R nadir toprak alkali metali, A iki değerlikli iyon (örneğin Ca, Sr, Ba yada Pb) elementlerini temsil etmektedir. x'in değerinin değişimine ve sıcaklığa bağlı olarak perovskite yapıya sahip manganitler ferromanyetik ve yarı iletkenlik özelliği sergilerler. Yüksek sıcaklıklarda bu

malzemeler yalıtkan özelliği gösterirken, düşük sıcaklıklarda ferromanyetik metal özelliği sergilerler. Bu özelliği bu kompleks oksit yapının araştırılma konusu olarak seçilmesine yeterlidir [4]. Buna ek olarak yalıtkan-metal geçişine eşlik eden birde yüksek sıcaklıktaki paramanyetik fazdan düşük sıcaklıktaki ferromanyetik faza manyetik faz değişimi vardır. Bu manyetik faz değişiminin dirençteki değişimle ilgili olduğu Suguwara [5] tarafından Mn iyonlarının değerlikleri ile elde edilen FMR sinyallerinin şiddetiyle sıkı bir bağlantısı olduğu gösterilmiştir. Ferromanyetik rezonans tekniği bilindiği üzere manyetik bir malzemeyi karakterize etmek için kullanılan en yaygın yöntemlerden birisidir [6]. Bu tez çalışmasında $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ çoklu kristal (Polikristal), $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ve $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (100) kristal yönelime sahip tek kristal (single crystal) ince film numunelerin manyetik özelliklerini FMR yöntemi ile incelendi. FMR tekniğinin önemi, mıknatıslanma, manyetik anizotropi, Lande yarılmı faktörü, g- değeri ve spin-spin durulma zamanı T_2 , mıknatıslanmanın sönüm terimleri, yapısal kalite, manyetik homojenlik gibi parametrelerin belirlenebilesine olanak tanıdığından ötürü en çok tercih edilen yöntemlerden biridir [7].

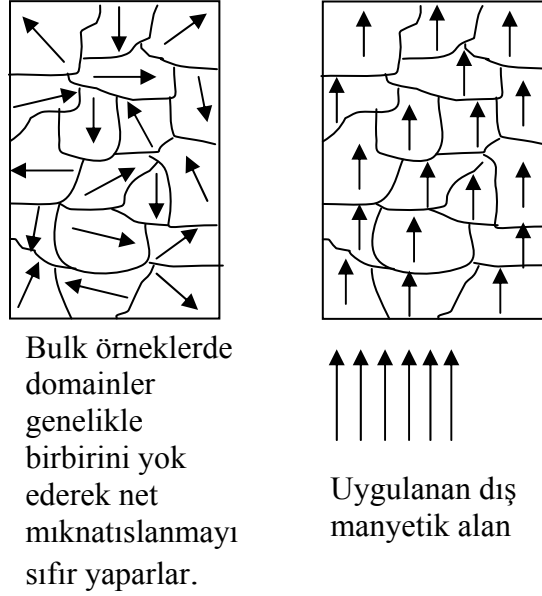
2. GENEL BİLGİLER

2.1. Manyetizma

Manyetizma sözcüğü, mıknatısları ve manyetik alanları tanımlamak için kullanılan bir terimdir. Manyetizma, mıknatıslanmış maddelere ilişkin özelliklerin tümünü ve mıknatısların özelliklerini, inceleyen bir fizik dalıdır. Manyetizmanın temelinde elektronun yörüngesel ve kendi eksenini etrafındaki hareketleri ve diğer komşu elektronlar ile etkileşimleri yatar. Atomların manyetik dipol momenti iki kısımdan oluşur. Bunlar sırası ile elektronun çekirdek etrafındaki yörünge dipol momenti ($\vec{l}$) diğeri ise elektronun spin hareketinden kaynaklanan spin manyetik dipol momentidir ($\vec{s}$). Atomların tamamen dolu olan son yörüngelerinde toplam spin ve yörünge momentleri sıfır olup paramanyetik ve ferromanyetik özellik sergilemezlerken, diyamanyetizmaya yörüngesel hareketlerinden dolayı bir katkıları olur. Bu nedenle diyamanyetizma bütün maddelerin ortak özelliğidir ve uygulanan dış bir manyetik alana karşı oluşur ancak çok zayıftır [8].

2.2. Domain Yapısı

Kendiliğinden mıknatıslanma Weiss tarafından önerilen numune içerisinde oluşan manyetik bölgelerle (domainlerle) açıklanmaktadır. Malzeme tüm hacmi üzerinden toplam toplam enerjiyi minimum yapacak biçimde mıknatıslanmasını bölgelere ayırır (Şekil 2.1).



Şekil 2.1 Ferromanyetik bir madde içinde birden çok domainin oluşturduğu spinlerin yönelimi ve manyetik alan altındaki davranışı.

Her bir domain M_s doyum mıknatıslanmasına kadar kendiliğinden mıknatıslanır. Bu durumda bölgeciklerin içerisindeki spinler birbirlerine paralel olacak şekilde yönelirler. Eğer bölgelerden oluşmuş ferromanyetik madde üzerine bir dış manyetik alan uygulanırsa, spinler dış alana paralel olma eğilimindedirler. Böylece alan yönündeki bölgeler diğer bölgelerin komşu spinlerini kendi doğrultusunda yöneltecek, enerjiyi minimumda tutacak biçimde büyür. Buna domain duvar hareketi denir.

Paramanyetik malzemelerin aksine bu malzemelerdeki atomların manyetik momentlerinin etkileşimi çok şiddetlidir. Bu etkileşimler atomik manyetik momentlerin antiparalel ve paralel yönelimlerinin sonucu olan elektriksel etkileşimlerden kaynaklanır. Bu değiş tokuş etkileşimleri atomik boyutta oldukça kuvvetlidir. Manyetik alanla karşılaştırıldığında 1000 teslalık alanın şiddetine eşit, yada yaklaşık olarak dünyanın manyetik alanından 100 milyon kez daha kuvvetlidir [9].

Değiş tokuş etkileşmesi (exchange interaction) iki elektronun birbirlerine göre göreceli yönelimlerine bağlı olarak değişen, kuantum mekanik bir olaydır.

Fe , Ni ve Co ve bunların birçok bileşiği tipik ferromanyetik malzemelerdir. Ferromanyetik malzemeleri diğer malzemelerden ayıran iki temel fark, kendiliğinden mıknatıslanma özelliklerinin ve manyetik faz geçiş sıcaklığına sahip olmalarıdır.

2.3. Anizotropi

Manyetik malzemelerde mıknatıslanma belirli doğrultularda kalma eğilimi gösterir. Bu yön tercihinin sebebi malzemenin toplam serbest enerjisinin mıknatıslanmanın malzeme içindeki yönelimine bağlı olmasıdır. Bu etkiye manyetik anizotropi denir. Manyetik olarak izotropik bir malzeme manyetik alan yok iken manyetik momentinin yöneleceği bir doğrultu olmayacaktır. Buna karşın manyetik alan uygulandığında ise manyetik momentler malzemenin kolay eksen (easy eksen) doğrultusunda yönelecektir.

Farklı türde manyetik anizotropilerden bahsedebiliriz. Bunlardan birincisi manyetik malzemenin şeklinden kaynaklanan anizotropidir. Diğer anizotropi çeşitleri ise demanyetizasyon, değiş tokuş ve kristal anizotropidir.

2.4. Manyetik Duygunluk

Manyetik duygunluk uygulanan manyetik alana karşılık malzemenin birim alanındaki mıknatıslanmasıdır. Uygulanan manyetik alana karşı verilen tepki olarak da isimlendirilir. Eğer M 'ye mıknatıslanma, H 'ye de uygulanan manyetik alan dersek , manyetik duygunluk aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.1)$$

Mıknatıslanmanın manyetik alana paralel olmadığı durumda χ herhangi bir tensördür. Paralel olduğu durumda ise basit bir sayı ile ifade edilebilir. Kristal yapıya sahip bir malzemede χ manyetik duygunluk, kristal yapıdaki anizotropi etkilerinden dolayı manyetik alanın yönüne bağlıdır.

2.5. Curie Sıcaklığı ve Curie-Weiss yasası

Curie sıcaklığı kendiliğinden mıknatıslanma özelliğinin dış manyetik alan yokluğunda görüldüğü sıcaklıktır. Bu sıcaklığın üzerinde ferromanyetik bir madde paramanyetik olacaktır. Curie-Weiss yasası aşağıdaki şekilde ifade edilebilir,

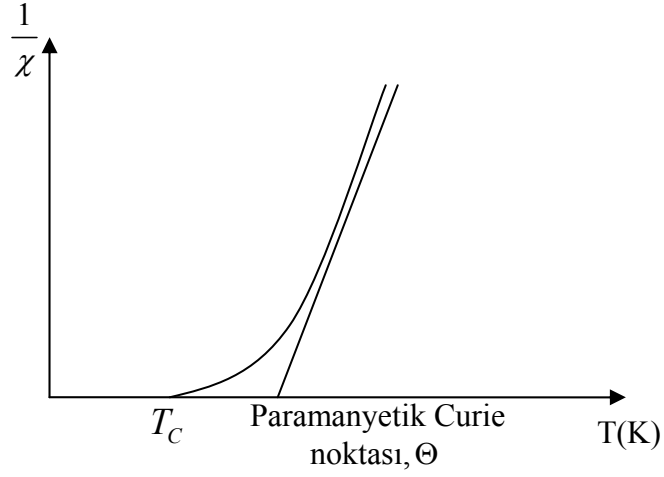
$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.2)$$

Buradan χ aynı zamanda şu şekilde de yazılabilir

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.3)$$

χ , duygunluk, C her malzeme için değişen bir sabit, T sıcaklık, T_C Curie sıcaklığını göstermektedir. T_C 'deki C paramanyetik ve ferromanyetik durumlar arasındaki geçişi temsil eden sıcaklık değeri olduğu için böyle gösterilmiştir (Jiles 1994)[10].

Curie sıcaklığının üzerinde ferromanyetik ve antiferromanyetik malzemeler paramanyetik olurlar çünkü termal hareket manyetik dipollerin rastgele yönelimine sebep olacaktır. Sonuçta, T_C sıcaklığı üzerinde manyetik alan yok iken malzemelerde net bir manyetik moment olmayacaktır. Curie-Weiss yasası T_C sıcaklığının üzerindeki malzemelerin elektriksel ve manyetik davranışlarındaki bilinmeyen yönleri açığa kavuşturmuştur.



Şekil 2.2 Curie-Weiss yasası paramanyetik fazın varlığını ispatlamıştır.

Curie-Weiss davranışı genellikle en yakın komşudaki atomların manyetik dipollerinin aynı yönde yönelme eğilimi olarak açıklanabilir. Bu nedenle Curie-Weiss yasası manyetik duygunluğun sıcaklığa bağlı davranışını açıklamada son derece önemlidir.

T_C sıcaklığının çok üzerindeki bölgelerde sıcaklıkla duygunluk karşılıklı lineer olarak artar. Sıcaklığın duygunluğa bağlı grafiği aşağıdaki şekil 2.2' deki gibidir.

2.6. Manyetizma Türleri

Manyetik malzemeleri sınıflandırmanın en iyi yolu manyetik alanla olan etkileşimlerini incelemektir. Bütün maddeler manyetik özellik sergilerler ama bazı maddeler diğerlerinden daha fazla bu özelliğe sahiptir. Bunun en önemli sebebi bazı malzemelerde atomik manyetik momentler arasında hiçbir etkileşim olmazken bazılarında ise bu etkileşimin çok şiddetli olmasıdır. Manyetik özellik sergileyen maddeler manyetik davranışlarına göre genel olarak altı sınıfa ayrılırlar.

1. Diyamanyetizma

2. Paramanyetizma

3. Ferromanyetizma

4. Ferrimanyetizma

5. Antiferromanyetizma

6. Süperparamanyetizma

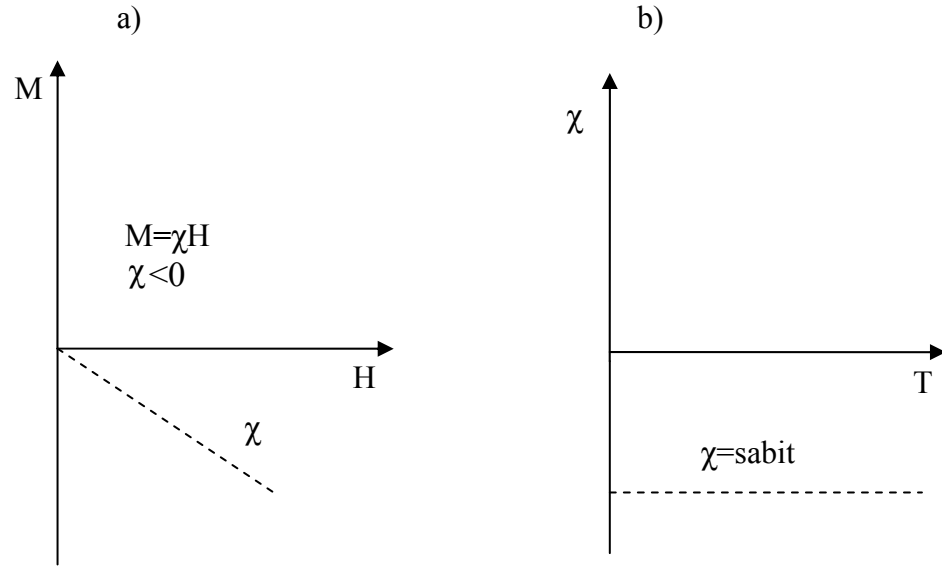
Dışarıdan bir manyetik alan uygulanmadığı sürece diyamanyetik ve paramanyetik malzemelerde herhangi bir manyetik düzen oluşmaz. Ferromanyetizma, ferrimanyetizma ve antiferromanyetizma özelliği gösteren malzemelerde manyetik momentler belirli (T_C ve T_N sıcaklıklarının altında) manyetik düzene sahiptirler. Ferromanyetik ve Ferrimanyetik malzemeler manyetik malzemeler olarak bilinirler (örnek; demir). Geriye kalan üç ana grup manyetizma çeşidi ise zayıf manyetizma özelliği gösterir. Son olarak süperparamanyetizma; tek domainden oluşan nano parçacık sistemlerin belli bir boyutta ve sıcaklıkta paramanyetik gibi davranışlarına verilen isimdir.

2.6.1. Diyamanyetizma

Her ne kadar diyamanyetizma tüm maddelerin ortak özelliği olsada, genellikle çok zayıf bir manyetizma çeşididir. Diyamanyetizma, manyetik alan altında son yörünge elektronlarının ortak bir davranış sergileyememelerinden kaynaklanır. Diyamanyetik maddeler net bir manyetik momentine sahip olmayan atomlardan oluşur (tüm yörünge kabukları dolu ve çiftlenmemiş hiçbir elektronun olmadığı durum). Ancak manyetik alana maruz kaldıklarında negatif bir mıknatıslanmaya sahiptirler ve bunun sonucu olarak manyetik duygunculukları negatiftir (şekil 2.3.a). Bu durumu şöyle açıklanır; diyamanyetik bir malzeme bir çubuk mıknatıs yakınına konulduğunda mıknatıs tarafından itilecektir.

Bu etki Michael Faraday tarafından 1846'da bulunmuştur. Faraday 'ın numunesi malzemelerin çoğundan daha güçlü diyamanyetizma gösteren bizmut

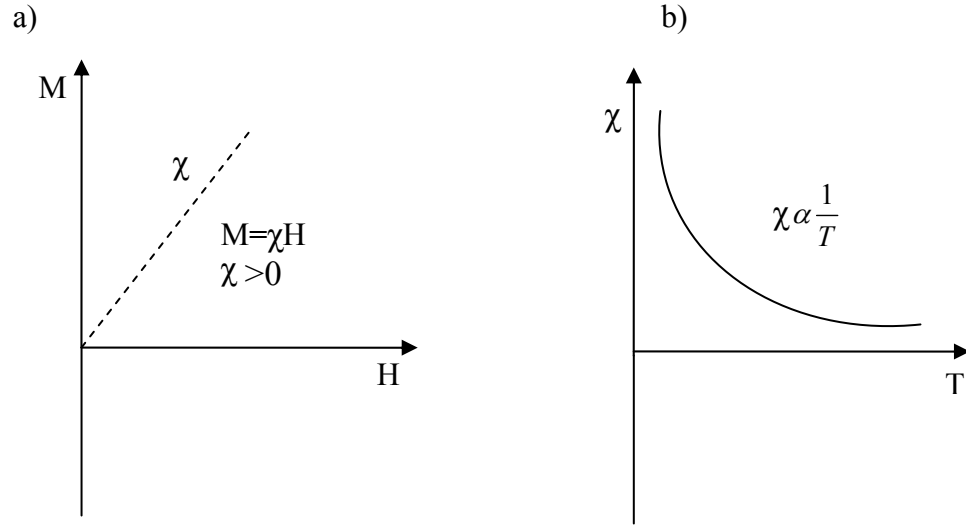
parçasıydı. Şuda belirtilmelidir ki alan sıfır olduğundaki mıknatıslanmada sıfırdır (şekil 2.3.b). Diyamanyetik malzemelerin bu karakteristik özellikleri atomların iç yapısıyla ilgili olduğundan sıcaklıktan bağımsızdır [11].



Şekil 2.3 Diyamanyetik malzemelerin bir dış manyetik alan etkisi altındaki (a) ve sıcaklık değişimi karşısındaki (b) manyetik duygunluğunun davranışları.

2.6.2. Paramanyetizma

Malzeme içerisindeki atom veya iyonların son yörüngelerinde çiftlenmemiş elektronlarında dolayı net bir manyetik momente sahiptirler. En önemli çiftlenmemiş elektrona sahip atomlardan birisi demir atomudur. Birbirlerinden yeterince uzak net manyetik momente sahip iyonlara sahip malzemelerin sergilediği bu manyetizma tipinde iyonlar birbirleri ile herhangi manyetik etkileşme (exchange) sergileyemezler. Manyetik alan uygulandığında alanın yönünde bu bireysel manyetik momentlerin yönlendiği gözlenir. Bunun sonucu demir atomunun net pozitif mıknatıslanmaya ve duygunluğa sahip olmasıdır (Şekil 2.4.a).



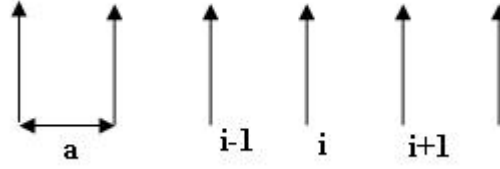
Şekil 2.4 Paramanyetik malzemelerin bir dış manyetik alan etkisi altındaki (a) ve sıcaklık değişimi karşısındaki (b) manyetik davranışları.

Buna ek olarak alanın yokluğunda (Şekil 2.4.b) manyetik momentler sıcaklığa bağlı olarak yönelim değişimlerine uğrayacaktır. Bu sonuç sıcaklığa bağlı Curie duygunluk yasası olarak bilinir (denklem 2.5). Oda sıcaklığında ve düşük alanlarda paramanyetik duygunluk küçüktür (Şekil 2.4.b). Sıcaklık 100K altına düşmediği sürece çok yüksek paramanyetik duygunluk uygulanan alandan bağımsızdır. Bu şartlar altında paramanyetik duygunluk toplam demir atomu sayısına bağlıdır. Çoğu demir katkılı mineral oda sıcaklığında paramanyetiktir.

2.6.3. Ferromanyetizma

Periyodik tabloda demire yakın olan bazı atomlar ve periyodik tablonun başka yerlerindeki atomların iç yörüngelerindeki kabuklar tamamen doludur ancak son yörünge kabuklarındaki elektronları çiftlenmemiştir. Kuantum mekaniğinden bilindiği gibi atomun bir özelliği için herhangi bir yön seçilmişse geriye kalan tüm özellikleride aynı eksen boyunca davranış gösterir (örnek; en dış kabuktaki elektronların davranışı). Katılarda komşu atomların en dış yörüngelerinde bulunan çiftlenmemiş elektronların aralarındaki değiş-tokuş

etkileşmesi nedeniyle spinlerin aynı yönde düzgün yönelmesi aşağıdaki şekilde gösterilmektedir.



Şekil 2.5 Ferromanyetik düzene sahip spinlerin temsili gösterimi

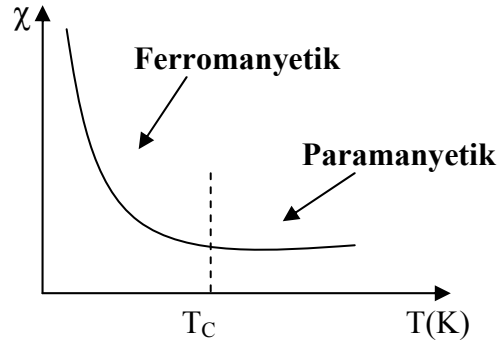
Ferromanyetik malzemelerdeki spinler arası etkileşmeler manyetik kuvvetli olmaktan daha çok elektriksel etkileşmelerin sonucudur. Bu elektriksel etkiden meydana gelen etkileşmeye değiş-tokuş (exchange) etkileşmesi adı verilir.

Heisenberg tarafından özdeş spinlerden oluşan ferromanyetik bir sistem için önerilen değiş-tokuş enerjisi

$$E_{ex} = -2J_{ex}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1} \quad (2.4)$$

biçiminde gösterilir. Burada J_{ex} ; değiş tokuş etkileşme sabitidir.

Ferromanyetik malzemelerde yakın komşu atomların şiddetli etkileşimleri (exchange) birbirlerini paralel hale getirirler. Antiferromanyetik malzemelerde ise en yakın komşu atomun manyetik momenti diğerine zıt yöndedir. Bazı kritik sıcaklıkların altında ferromanyetik ve antiferromanyetik malzemelerin paramanyetik malzemelere dönüştükleri ve manyetik duygunluklarının lineer olarak Curie yasasına uyduğu gözlemlenmiştir (şekil 2.6).



Şekil 2.6 Malzemelerin ferromanyetik davranış grafiği

Bu karakteristik sıcaklık ferromanyetik geçiş sıcaklığı veya basitçe Curie sıcaklığı olarak bilinir. Curie sıcaklığının üzerinde manyetik momentler net manyetik momenti sıfır yapacak şekilde yönelmişlerdir. Curie sıcaklığını üzerindeki bölgede malzeme paramanyetiktir.

Yüksek sıcaklıklarda ferromanyetik düzen bozulur ve malzeme paramanyetik davranış sergiler, manyetik alınganlık Curie-Weiss yasası ile

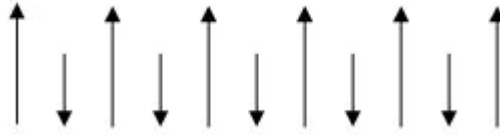
$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.5)$$

biçiminde verilir. Burada T_C ; kritik sıcaklık olup bu sıcaklığın üstünde ferromanyetik fazdan paramanyetik faza geçiş olur. Mesala demir için bu sıcaklık 1000K civarındadır [11].

2.6.4. Ferrimanyetizma

İyonik bileşiklerde, örneğin oksitlerde, manyetik yönelimin daha karmaşık bir formu kristal yapılarının bir sonucu olarak ortaya çıkabilir. Kristal içerisindeki iyonların manyetik momentleri antiparalel yönelmiş olup, birbirlerini tam olarak yok etmemiştir ve net manyetik momentlere sahiptir. Ferrimanyetik-oksit bir

yapıdaki manyetik spinlerin temsili yönelimi aşağıdaki şekilde olduğu gibi gösterilebilir.



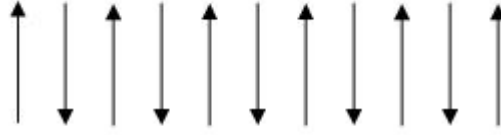
Şekil 2.7 Ferrimanyetik düzene sahip spinlerin temsili gösterimi

Ferrimanyetik malzelerde manyetik yapı aralarında oksijen atomu olan A ve B gibi iki manyetik alt örgüden oluşur. Değiş tokuş etkileşimleri arasındaki bu oksijen atomu tarafından olur. Bu olay gerçekleştiğinde bu doğrusal olmayan etkileşme ya da süper değiş tokuş etkileşimi olarak isimlendirilir. En güçlü süper değiş tokuş etkileşmesi spinleri antiparalel olarak yönelmiş olan A ve B alt örgü atomları arasında olur.

Ferrimanyetlerde A ve B alt örgüsüne ait manyetik momentler net bir manyetik momente eşit değildirler. Ferrimanyetizma bu yönüyle ferromanyetizmaya benzemektedir. Ferrimanyetik malzemeler ferromanyetik malzemelerin sahip olduğu Curie sıcaklığı, kendiliğinden mıknatıslanma, histerizis eğrisi ve kalıcı mıknatıslanma özelliklerinin tümüne sahiptirler. Ancak ferro ve ferrimanyetler çok farklı manyetik yönelimlere sahiptirler. En iyi bilinen ferrimanyet manganittir ancak 1940'lı yıllara kadar Neél ferrimanyetlerle ilgili teorik altyapıyı oluşturana kadar ferromanyet olarak biliniyordu.

2.6.5. Antiferromanyetizma

Antiferromanyetik malzemeler, ferromanyetizmada olduğu gibi kritik bir sıcaklığın altında manyetik momentlerin kendiliğinden yönelimine sahiptir. Ancak, bu yönelim antiferromanyetlerdeki en yakın komşu atomdaki spinlerin birbirlerine antiparalel yönelimleri şeklindedir.

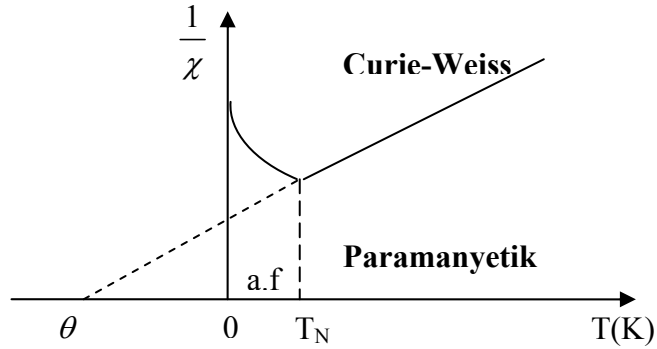


Şekil 2.8 Antiferromanyetik düzene sahip spinlerin temsili gösterimi

Gerçekte antiferromanyetik kristal, iç içe geçmiş A ve B gibi kendiliğinden mıknatıslanmaya sahip iki alt örgü gibi göz önüne alınabilir. Antiferromanyetik malzemelerde spinlerin yönelimleri sonucu manyetik momentler birbirlerini yok eder, net manyetik moment sıfırdır.

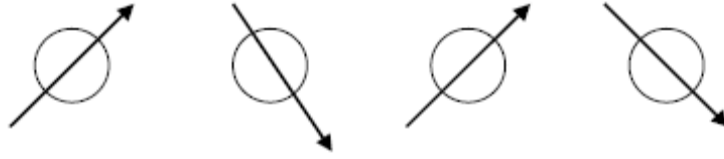
Antiferromanyetik malzemeler Neél sıcaklığı T_N üzerinde paramanyetikler ve lineer olarak ,

$$T = f \frac{1}{\chi} \text{ yasasına uyarlar.} \quad (2.6)$$



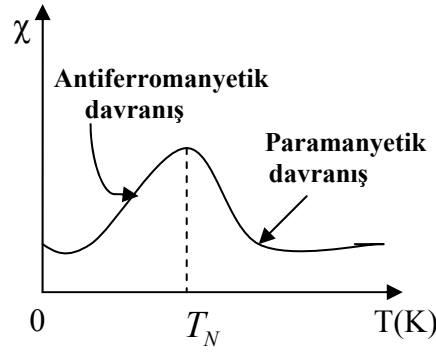
Şekil 2.9 Antiferromanyetik sistemde manyetik duygunluğun sıcaklığa bağlılığı

Antiferromanyetizma T_N sıcaklığına gelindiğinde manyetik duygunluğa karşı sıcaklığın keskin bir şekilde bir pik yapmasıyla gösterilebilir. Bu sıcaklıkta duygunluk en yüksek değerdedir. Eğer en yakın komşu atomdaki spinler az bir miktarda eğilme yaparsa çok küçük bir mıknatıslanma elde edilebilir. Bu eğilmiş manyetizasyon (canted) olarak isimlendirilir.



Şekil 2.10 Antiferromanyetik düzene sahip spinlerin yöneliminin temsili gösterimi

Eğilmiş antiferromanyetler ferro ve ferrimanyetlerde gözlenen görülen bütün özellikleri sergilerler (histerezis, artık mıknatıslanma, Curie sıcaklığı).



Şekil 2.11 Numunenin Antiferromanyetik davranışı

2.6.6. Süperparamanyetizma

Süperparamanyetizma manyetizma türlerinden birisidir. Süperparamanyetik bir malzeme küçük ferromanyetik nanokristallerden oluşmaktadır. Bu nano boyutlu kristaller çok küçük olduklarından (1-10 nm) ısısal bir değişim olduğunda rastgele yönetime geçerler. Sonuçta, malzemenin toplam mıknatıslanması dışarıdan manyetik alan uygulanmadığı sürece yoktur.

Normalde, ferromanyetik malzemelerdeki etkileşimler en yakın komşu atomdaki momentlerin yönelimine neden olur ve bunun sonucu olarak çok büyük bir iç manyetik alan (B_{int}) oluşur. Bu ferromanyetik ve paramanyetik malzemeleri birbirinden ayıran temel unsurdur. Curie sıcaklığının üzerinde (veya

antiferromanyetik malzemeler için Neél sıcaklığı), ısı enerjisi bu manyetik etkileşimlerin üzerinden gelebilecek kadar yeterlidir. Malzeme içerisinde artık manyetik bir düzen kalmadığı için, iç manyetik alan (B_{int}) artık yok olacaktır ve malzeme paramanyetik davranış sergilemeye başlayacaktır. Eğer malzeme homojen olmayan bir kristal yapısına sahipse, hem ferromanyetik hemde paramanyetik kümeciklerin aynı sıcaklıkta varlığı süperparamanyetik durum olarak açıklanmaktadır.

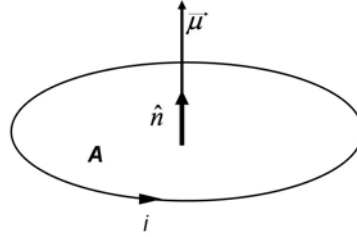
3. TEORİK YÖNTEM

3.1. Mıknatıslanma İçin Hareket Denklemleri

3.1.1. Genel Hareket Denklemleri

Mıknatıslanmanın hareket denklemleri kuantum mekaniğinden çıkarılsada yarı klasik çözüm daha kolay ve anlaşılır olacaktır.

Yarı klasik yaklaşımda elektronlar çekirdeğin etrafındaki dairesel bir yörüngede dönerler. Bu üzerinden akım geçen çembersel bir telin oluşturduğu, dairenin alan düzlemine dik bir manyetik moment oluşturmaya benzer.



Şekil 3.1 Manyetik dipol moment

Burada; i telden geçen akım, A alan ve $\hat{n}$ düzleme dik normal vektör, $\vec{\mu}$ ise manyetik dipol moment,

$$\vec{\mu} = (i \cdot \vec{A}) \hat{n} \quad (3.1)$$

olur. Gerekli işlemler yapıldığında dipol manyetik moment ve açısal momentum arasında şu ilişki vardır;

$$\vec{\mu}_L = \frac{q_e \vec{L}}{2m_e} = \gamma \vec{L} \quad (3.2)$$

Benzer şekilde, elektron spini ve spinden kaynaklanan manyetik moment arasında şu ilişki vardır:

$$\vec{\mu}_s = \gamma \vec{S} \quad (3.3)$$

Oransal sabit γ giromanyetik oran olarak adlandırılır ve yaklaşık olarak orbital momentumun iki katına eşittir.

$$\gamma = \frac{gq_e}{2m_e} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \quad (3.4)$$

Burada g spektroskopik yarıma faktörü, μ_B Bohr magnetonudur. g serbest elektronlar için 2,0023 dür.

Toplam açısal momentum değişimi $\frac{d\vec{J}}{dt}$, etki eden tork $\vec{\mu} \times \vec{B}_{\text{int}}$ ile doğru orantılıdır. Bir ferromanyetin içindeki manyetik akı demanyetizasyon alanı, anizotropi alanı, magnetostriktive alan gibi etkilerden dolayı dış manyetik alandan farklılık gösterir. Bu yüzden uygulanan dış manyetik alan (B_{ext}) ile iç manyetik alan (B_{int}) 'nin birbirlerinden oldukça farklı olduklarını göz önünde bulundurularak hareket denklemleri yazılabilir.

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}_{\text{int}} \quad (3.5)$$

Mıknatıslanma M , birim hacimdeki manyetik moment

$$\vec{M} = \sum \frac{\vec{\mu}_i}{V} \quad (3.6)$$

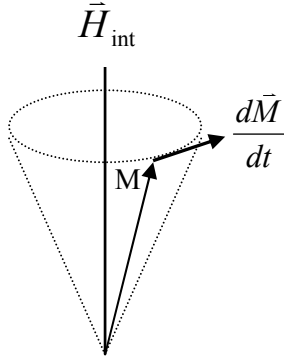
ve manyetik indüksiyon

$$\vec{B}_{\text{int}} = \mu_0 \vec{H}_{\text{int}} \quad (3.7)$$

ile ifade edilir. Bunları kullanarak hareket denklemi şu şekilde yazılır.

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \mu_0 \vec{H}_{\text{int}} \quad (3.8)$$

Geometrik olarak bu denklem mıknatıslanma vektörü $\vec{M}$ 'nin, manyetik alan $\vec{H}_{\text{int}}$ etrafında salınım hareketi yaptığını ifade eder.



Şekil 3.2 Denklem 2.8 de açıklandığı gibi H_{int} etrafında serbest (sönümsüz) presesyon hareketi, presesyon açısı ve $|\vec{M}|$ sabit.

Denklem 3.8'in her iki tarafının $\vec{M}$ ile skaler çarpımı alınırsa,

$$\vec{M} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d\vec{M}^2}{dt} = |\gamma| \mu_0 \vec{M} \cdot [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{int}}] = 0 \quad (3.9)$$

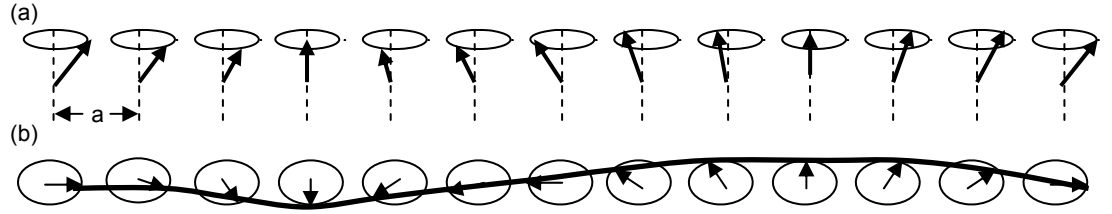
olduğu görülür. Bunun anlamı $\vec{M}$ in sabit olduğudur. Aynı durum $\vec{M}$ ile $\vec{H}_{\text{int}}$ arasındaki açı için de geçerlidir.

$$\frac{d(\vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{int}})}{dt} = |\gamma| \mu_0 \vec{H}_{\text{int}} \cdot (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{int}}) = 0 \quad (3.10)$$

Bu iki denklem mıknatıslanma vektörünün, manyetik alan etrafında dairesel yörüngede presesyon hareketi yaptığını ortaya koyar.

3.2. Spin Dalgaları ve Değiş-Tokuş Parametresinin Hesaplanması

İnce film olarak hazırlanmış ferromanyetik sistem, bir dış etki ile uyarıldığında, komşu spinler örgü içinde birbirlerine göre belli bir açı kadar dönmüş olarak sıralanırlar. Spinlerin bu düzeni Şekil 3.3'teki gibi film kalınlığı doğrultusunda dalgaya benzer bir görünümdeydir. Spinlerin dalgaya benzer bu düzenlenişine spin dalgası adı verilir. Kuantalanmış spin dalgalarının da magnon adı verilir [12].



Şekil 3.3 Düzgün bir sıra halindeki spin düzeni. a) Spinlerin salınım hareketinin herhangi bir andaki görünüşü. b) Spinlerin presesyon hareketinin üstten görünüşü.

Herbirinin spinini S olan N adet özdeş spinin bir doğru boyunca dizilmiş olsun. Bu durumda spinler arasındaki etkileşimleri ifade eden Heisenberg değiş-tokuş etkileşim enerjisi, en yakın komşulukların etkileşmesi dikkate alındığında;

$$U_d = -2J \sum_{p=1}^N \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{i+1} \quad (3.11)$$

biçimindedir. Burada, J değiş-tokuş integrali, i spinlerin numaralarını göstermektedir. J 'nin pozitif değeri için minimum enerji durumu tüm spinlerin paralel olma durumuna karşılık gelir. Burada magnonların klasik yaklaşımla elde edilen bağıntısı yazarsak;

$$U_d = -2J\vec{S}_i \cdot (\vec{S}_{i-1} + \vec{S}_{i+1}) \quad (3.12)$$

ve $\vec{I}$. spinin spin açısai momentumu için (μ_i) ;

$$\mu_i = -g\mu_B\vec{S}_i \quad (3.13)$$

ifadesini kullanırsak bu spinin en yakın komşu spinlerle etkileşmesinden ortaya çıkan değiş-tokuş enerjisi

$$U_d = -\mu_i \cdot [(-2J / g\mu_B)(\vec{S}_{i-1} + \vec{S}_{i+1})] \quad (3.14)$$

biçiminde yazılır [12]. Burada g spektroskopik yarıma faktörü, μ_B 'de bohr magnetonudur. (3.14) eşitliğinde verilen enerji ifadesi , herhangi bir manyetik alandaki manyetik momentin sahip olduğu enerjiye benzetilebilir;

$$B_i = (-2J / g\mu_B)(\vec{S}_{i-1} + \vec{S}_{i+1}) \quad (3.15)$$

Klasik mekanikten açısai momentteki değişim gibi spin açısai momentinin $\hbar\vec{S}_i$ değişim hızı ile manyetik momenti üzerine etkiyen tork olan $\mu_i \times B_i$ arasındaki ilişki;

$$\frac{\hbar d\vec{S}_i}{dt} = \vec{\mu}_i \times B_i , \quad (3.16)$$

veya B_i yerine konularak

$$\frac{d\vec{S}_i}{dt} = (-g\mu_B / \hbar)\vec{S}_i \times B_i = (2J / \hbar)(\vec{S}_i \times \vec{S}_{i-1} + \vec{S}_i \times \vec{S}_{i+1}) \quad (3.17)$$

denklemleri elde edilir. (3.17) denklemleri kartezyen bileşenleri cinsinden yazılırsa;

$$\frac{d\vec{S}_i^x}{dt} = (2J/\hbar)[\vec{S}_i^y(\vec{S}_{i-1}^z + \vec{S}_{i+1}^z) - \vec{S}_i^z(\vec{S}_{i-1}^y + \vec{S}_{i+1}^y)] \quad (3.18)$$

şeklinde bir denklem elde edilebilir. Aynı denklem $d\vec{S}_i^y/dt$ ve $d\vec{S}_i^z/dt$ için yazılabilir. Eğer uyarılmalar küçük ise (*eğer* $\vec{S}_i^x, \vec{S}_i^y \ll \vec{S}$), $d\vec{S}^z/dt$ denkleminde ortaya çıkacak tüm $\vec{S}^x$ ve $\vec{S}^y$ terimlerini yoksayabiliriz. Her üç kartezyen koordinat sistemi için (3.17) denklemini yazarsak

$$\frac{d\vec{S}_i^x}{dt} = (2J/\hbar)(2\vec{S}_i^y - \vec{S}_{i-1}^y + \vec{S}_{i+1}^y) \quad (3.19)$$

$$\frac{d\vec{S}_i^y}{dt} = -(2J/\hbar)(2\vec{S}_i^x - \vec{S}_{i-1}^x - \vec{S}_{i+1}^x) \quad (3.20)$$

$$\frac{d\vec{S}_i^z}{dt} = 0$$

denklemlerine ulaşılır. Bu denklemlerin lineer oldukları dikkate alınarak $\vec{S}_i^x$ ve $\vec{S}_i^y$ vektörlerine

$$\vec{S}_i^x = u e^{[i(pka - \omega t)]} \quad ; \quad \vec{S}_i^y = v e^{[i(pka - \omega t)]}$$

biçiminde ilerleyen düzlem dalga çözümleri önerilebilir. Burada spinler arası uzaklık, u ve v 'de dalgaların genlikleridir. Böylece (3.19) ve (3.20) denklemlerinden u ve v için;

$$\begin{aligned} -i\omega u &= (2J\vec{S}/\hbar)(2 - e^{-ika} - e^{ika})v = (4J\vec{S}/\hbar)(1 - \cos ka)v \\ -i\omega v &= -(2J\vec{S}/\hbar)(2 - e^{-ika} - e^{ika})u = -(4J\vec{S}/\hbar)(1 - \cos ka)u \end{aligned} \quad (3.21)$$

Şeklindeki denklemlerin katsayılar determinantını hesaplarsak;

$$\begin{vmatrix} i\omega & (4J\vec{S}/\hbar)(1 - \cos ka) \\ -(4J\vec{S}/\hbar)(1 - \cos ka) & i\omega \end{vmatrix} = 0 \quad (3.22)$$

$$\hbar\omega = 4J\vec{S}(1 - \cos ka) \quad (3.23)$$

eşitliğine ulaşılabilir. Bu ifade uzun dalga boyu limitinde ($ka \ll 1$),

$$(1 - \cos ka) \cong \frac{1}{2}(ka)^2 \quad (3.24)$$

olur.

Son olarak spin dalgaları için genel ifadeyi yazarsak

$$\hbar\omega \cong (2J\vec{S}a^2)k^2 \quad (3.25)$$

ifadesini elde ederiz. Spin değiş tokuş parametresi olan D;

$$D = \frac{2J\vec{S}a^2}{\hbar} \quad (3.26)$$

ifade edilmiştir [12] . D ince filmlerdeki spin dalga rezonansı deneyleri ve nötron saçtırma tekniği deneyleriyle bulunabilir. Shirane ve ark.[13] (3.26) eşitliğindeki D parametresini nötron saçtırma tekniği ile oda sıcaklığında sırası ile demir, nikel ve kobalt için 281, 500 ve 364 meV Å² bulmuşlardır.

Spin dalgaları “sanki parçacıklar (quasi particle)” sınıfına girerler[14]. Spin sistemini oluşturan spinlerden birinin yönelmesindeki bir değişim, değiş tokuş etkileşmesinden dolayı diğerlerininide etkileyecektir. Yani onların yönelimlerinde bir değişim oluşturup yeni bir spin şekillenimi oluşturacaktır. Bu etkileşim komşudan komşuya geçip tüm spinleri etkisi altına alır. Böylelikle spin dalgalarının hareketi ve yönelmeleri Şekil 3.3’ deki gibi düşünülür.

Bir manyetik numune içerisinde uyarılan spin dalgaları statik manyetik alandan kazandığı enerjinin bir kısmını daha sonra geri vermek zorundadır. Spin dalgalarını uyarma metodlarından birisi de, elektromanyetik alanın enerjisinin soğurulması için gerekli olan rezonans şartının sağlanmasıdır.

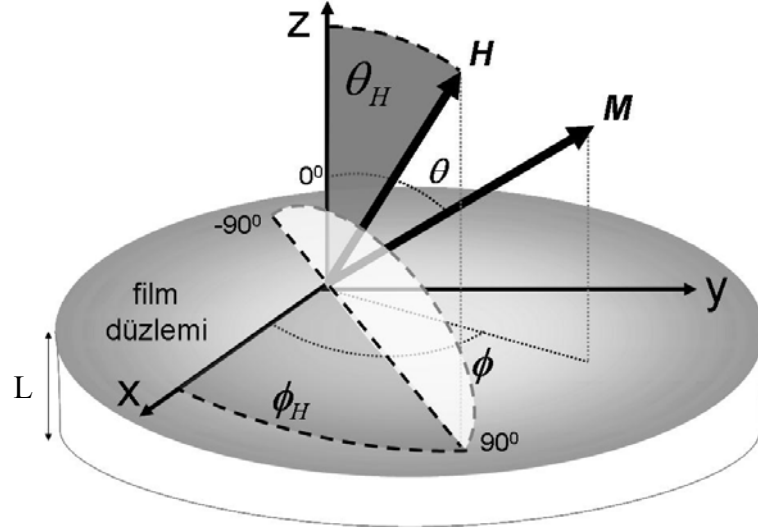
İnce ferromanyetik filmlerin magnon spektrumu kesiklidir. Belirli alan değerlerinde enerji soğurulması olur ve bu değerler farklı modlara karşı gelir. Böylece manyetik alan içindeki bir ferromanyetik film, mikrodalga ile uyarıldığında, spin dalgasının her moduna uygun rezonans çizgileri serisinden oluşan bir rezonans spektrumu elde edilir. Ferromanyetik rezonanstaki uniform (n=sıfırıncı. mod) modun dinamiği incelenmektedir. Düzenli mod spinlerin hepsinin aynı genlikte ve aynı fazda salınım (presesyon) hareketi yaptıkları moddur. Bu mod da spinlerin yönelimleri belli bir dalga formunda değildir.

3.3. İnce Filmlerde Spin Dalga Rezonansı

Ferromanyetik numunelerde ve aynı zamanda perovskite yapıya sahip mangan oksitlerde değiş tokuş (exchange) etkileşmesinin çok kuvvetli olduğu bilinmektedir. Komşu spinlerin birbirlerine göre olan yönelimindeki küçük değişimler için bile dışardan uygulanan alanla olan manyetik etkileşmeler kadar büyük enerjiye gerek duyulur. İnce filmler için serbest enerji ifadesi;

$$E = -MH(\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H) - 2\pi M^2 \sin^2 \theta \quad (3.27)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada (θ, θ_H) sırasıyla mıknatıslanmanın (M) ve manyetik alanın (H) z-ekseni ile yaptıkları açıları, (ϕ, ϕ_H) ise sırasıyla bu vektörlerin film düzlemi üzerindeki izdüşümleri ile yaptıkları açıları göstermektedir.



Şekil 3.4 L kalınlığında ferromanyetik ince bir filme göre seçilen eksen takımı. M mıknatıslanma vektörü ve H manyetik alan vektörünün birbirlerine göre yönelimleri. θ_H uygulanan manyetik alanın ve θ mıknatıslanmanın z eksenine ile yaptığı açıları; ϕ_H ve ϕ ise sırasıyla bu vektörlerin film düzlemindeki izdüşüm açılarını göstermektedir.

Şekil 3.4'te L kalınlığında ferromanyetik ince bir filme göre seçilen bir eksen takımında ifade edilen, numune üzerine uygulanan değişik alanların ve mıknatıslanma vektörünün birbirlerine göre yönelimleri gösterilmiştir. Bu eşitlikteki ilk terim Zeeman enerjisini, son terim ise demanyetizasyon enerjisini temsil etmektedir. Ferromanyetik numunelerde bu iki enerjiden başka değiş tokuş enerjisi (E_{exc}) ve bulk anizotropi enerjisi (E_{ani}) gibi enerjilerde vardır. Ancak bu tezde incelenen numuneler ince film olduğu için baskın olan terimler Zeeman enerji yoğunluğu ve demanyetizasyon enerji yoğunluğu terimleridir. Kutupsal koordinatlardaki θ ve ϕ açılarının denge durumundaki değerleri;

$$E_{\theta} = \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 \qquad E_{\phi} = \frac{\partial E}{\partial \phi} = 0 \qquad (3.28)$$

dır.

Spin dalgaları tümüyle klasik bir modelle de ele alınabilir. Bunun için küresel koordinatlarda enerjinin gradyenti;

$$\vec{\nabla}E = -\left(\frac{\partial E}{\partial \theta}\right)\hat{\phi} + (1/\sin \theta)\left(\frac{\partial E}{\partial \phi}\right)\hat{\theta} \quad (3.29)$$

biçiminde yazılarak işe başlanabilir. Etkin manyetik alan değiş tokuş (exchange) etkileşmesi dışındaki tüm manyetik etkileşmeleri gösteren enerjinin küresel koordinatlardaki gradyenti kullanılarak türetilir. Enerjinin gradyentini kullanarak Landau-Lifshitz dinamik mıknatıslanma denklemini Bloch-Blombergen tipi sönüm terimiyle birlikte yazarsak;

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{\nabla}E + \vec{M} \times \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 \vec{M} - \frac{\vec{M}_{\theta,\phi}}{\gamma T_2} - \frac{\vec{M}_z - \vec{M}}{\gamma T_1} \quad (3.30)$$

Eşitliği elde edilir. Burada γ : Jiromanyetik oran (gyromagnetic ratio), T_2 spin-spin durulma zamanı, T_1 spin-örgü durulma zamanını gösteren ifadelerdir. Spin değiş tokuş parametresinin (D), değiş tokuş sertlik parametresi (A) ile olan ilişkisi $D = 2A/M_s$ denklemiyle ifade edilebilir. M_s ince filmler için doyum mıknatıslanmasını temsil etmektedir [15].

Ferromanyetik ince filmlerin rezonans alanlarını tespit etmek için serbest enerji denklemi (3.26) ve dinamik mıknatıslanma alanları için kullanılan Landau-Lifshitz eşitliğinin Bloch-Bloembergen tipi sönüm terimleriyle birlikte yazılan denklemi kullanılırsa rezonans alanları için aşağıdaki bağıntı elde edilir;

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left[\frac{\left(H \cos(\theta - \theta_H) + 4\pi M \cos 2\theta + Dk_n^2\right)}{\left(H \cos(\theta - \theta_H) + 4\pi M \cos^2 \theta + Dk_n^2\right)} \right] + \left(\frac{1}{\gamma T_2}\right)^2 \quad (3.31)$$

$\omega_0 = 2\pi\nu$ rezonans frekansını, $4\pi M$ ise ince filmin toplam mıknatıslanma değerleridir. Eşitlik (2.30) ile OPG (out of plane) geometrideki (θ_H) deneysel spin dalga spektrumları benzeştirildiğinde (fit) etkin mıknatıslanma değerleri, rezonans alanları ve g spektroskopik yarılama faktörü elde edilebilmektedir. Eğer filmin yüzeyindeki spinlerin tamamının uyarıldığı varsayılırsa;

$$k = \frac{\pi n}{d} \quad (3.32)$$

formülü ile k yüzeyde oluşan spin dalga modları temsil edilebilir. d , ince filmin kalınlığı, n dalga sayısına karşılık gelen bir sabittir. Homojen ferromanyetik rezonans'ta bu sabit (FMR) $n=0$ 'a karşılık gelir, buna karşın spin dalga rezonans'ta (SDR) $n \neq 0$ 'dır.

OPG geometri için (out of plane) ($\theta_H = \theta = 0$) (3.31) denklemini yeniden yazarsak

$$H_n - H_0 = H_a - \frac{\pi^2 n^2}{\gamma d^2} D \quad (3.33)$$

şekline dönüşür. Burada $H_0 = \frac{\omega}{\gamma}$ rezonans alanını, ω mikrodalga frekansını, D spin sertli sabitini göstermektedir. D 'yi belirlemek için numune tarafından soğurulan (absorbtion) mikrodalga'nın manyetik alana bağlılığının ardışık olarak değiştiği görülecektir. Rezonans alanlarının analiz edilmesi ile (3.33) eşitliğinden n 'inci mod sayısı hesaplanır. n 'inci mod için rezonans frekansının n^2 ile arttığı yani n büyüdükçe rezonans alanının düşük alan değerine doğru kaydığı görülür. Ayrıca film kalınlığı d arttırılırsa, modların rezonans alan değerleri arasındaki fark azalır. H_n 'nin n^2 'ye olan lineer bağımlılığından yola çıkarak D hesaplanır. Filmin kalınlığını belirleyen sınır şartları da şu şekilde ifade edilebilir;

$$\delta \gg d \gg \pi \left[\frac{D}{\gamma(H_0 + H_a)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.34)$$

Burada δ : yüzey kalınlığıdır.

Aslında etkin bir spin dalga uyarılması için filmin kalınlığının (d) yüzey kalınlığından (δ) çok çok küçük olması gerekmektedir. Bununla birlikte filmin farklı rezonans alanlarında çalışılabilmesi için yeteri kadar kalın olmalıdır.

3.3.1. Dinamik Alınganlık ve Rezonans Bağıntısı

Küresel koordinatlardaki enerjinin gradyentinde (3.29 denklemi) radyo frekans (rf) mikrodalga alanın etkisiyle mıknatıslanmanın ϕ ve θ parametreleri ile verilen statik denge yönelimleri etrafında $\delta\phi = \phi - \phi_0$ ve $\delta\theta = \theta - \theta_0$ ile tanımlanabilecek küçük sapmalar meydana gelir. Dolayısı ile bu ifade, mıknatıslanmanın denge yönelimi civarında polar açılarının sonsuz küçük diferansiyellerine göre seriye açılabilir. Yapılan bu seri açılımında birinci mertebeden terimlerden daha yukarı mertebeli terimler ihmal edilecek $\nabla \vec{E}$ değeri, (3.30) ile verilen tork denkleminde yerine konulursa; dinamik mıknatıslanmanın $m_\theta(z, t)$ ve $m_\phi(z, t)$ bileşenleri için

$$\frac{dm_\theta}{dt} = -\gamma \frac{1}{M_0 \sin \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} m_\theta - \gamma \frac{1}{M_0 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} m_\phi - \gamma \frac{2A}{M_0} \nabla^2 m_\phi - \frac{m_\theta}{T_2} \quad (3.34)$$

$$\frac{dm_\phi}{dt} = \gamma \frac{1}{M_0 \sin \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} m_\theta + \gamma \frac{1}{M_0 \sin \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi} m_\phi + \gamma \frac{2A}{M_0} \nabla^2 m_\theta - \frac{m_\phi}{T_2} \quad (3.35)$$

bağıntıları elde edilir. Uygulanan mikrodalga alanı (mıknatıslanma için sürücü kuvvet)

$$h(t) = (h_\theta + h_\phi) e^{i(\omega t)} \quad (3.36)$$

biçiminde olduğundan , mıknatıslanmanın zamana bağlı bileşenleri, $m_\phi(z, t)$ ve $m_\theta(z, t)$ için

$$m_\phi(z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} m_\phi^{0,n} \sin(k_n Z + \varphi_n) e^{i(\omega t)} \quad (3.37)$$

$$m_\theta(z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} m_\theta^{0,n} \sin(k_n Z + \varphi_n) e^{i(\omega t)}$$

biçiminde düzlem dalga çözümleri önerilebilir. Burada n ve k_n sırasıyla uyarılan spin dalgalarının mod numarası ve dalga sayılarını gösterirler. φ_n ise bu modların faz açısıdır. Mikrodalganın manyetik alan bileşeni statik manyetik alan yanında çok küçük olduğundan, bu ifadelerde $m_\phi(z,t)$ ve $m_\theta(z,t)$ bileşenlerinin büyüklükleri doyum mıknatıslanması (M_0) yanında çok küçük kalır $\{m_\phi(z,t) \text{ ve } m_\theta(z,t) \ll M_0\}$. (3.37) ve (3.38) de önerilen çözümler $m_\phi(z,t)$ ve $m_\theta(z,t)$ değişkenleri için bulunan (3.35) ve (3.36) denklemlerinde kullanılarak dalga genlikleri için bulunan bağıntılar aşağıdaki

$$\chi = \frac{m \cdot h}{h^2} = \frac{m_\phi h_\phi + m_\theta h_\theta}{h_\phi^2 + h_\theta^2} \quad (3.39)$$

kompleks alınganlık bağıntısı ile birleştirilebilir (Özdemir,1998) [16] . $\phi = \pi/2$ durumu için alınganlık

$$\chi = \frac{m_x}{h_x} \left(\frac{m_\phi}{h_\phi} \right)_{\phi=\pi/2} = \chi - i\chi_2 \quad (3.40)$$

gibi yazılabilir. Herhangi bir n . mod için manyetik duygunluğun

$$\chi^n = \frac{m_\phi^0 \sin(k_n z + \varphi_n)}{h_\phi} \quad (3.41)$$

biçiminde tanımlanabileceği aşikardır. Burada φ_n n inci modun faz açısıdır. Manyetik duygunluğun hem reel kısmı hemde imajiner kısmı birlikte yazılmak istenirse

$$\chi = \chi_1 + i\chi_2 = \frac{4\pi M_s (Dk_n^2 + E_{\theta\theta}/M_s) \left((\omega_0/\gamma)^2 - (\omega/\gamma)^2 + i(2\omega/\gamma^2 T_2) \right)}{\left((\omega_0/\gamma)^2 - (\omega/\gamma)^2 \right)^2 + \left(2\omega/\gamma^2 T_2 \right)^2} \quad (3.42)$$

Soğurma olayında kullanılacak ifade manyetik alınganlığın kompleks kısmıdır ve

$$\chi_2^n = I_n \frac{4\pi M_0 \left(Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right) \frac{2\omega}{\gamma^2 T_2}}{\left[\left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 + 4\omega^2 / \gamma^4 T_2^2} \quad (3.43)$$

biçiminde verilir. En son yazılan denklemdeki ω_0 'a rezonans frekansı denir. Bu nedenle rezonans olayı ω mikrodalga frekansı veya manyetik alan taranarak gözlemlenebilir.

Burada I_n şiddet çarpanı olup spin dalgasının film kalınlığı üzerinden integralinin karesi ile orantılıdır ve aşağıdaki gibi bulunur [17].

3.3.2. Rezonans Çizgi Genlikleri

Spin dalga spektrumları çizgi genlikleri mod numaralarına bağlı olarak değişmektedir. Spektrumdaki n. moda karşı gelen çizginin relatif genliği I_n ,

$$I_n = \frac{\left[\int_{z=0}^{z=L} m_\phi^n dz \right]^2}{\int_{z=0}^{z=L} [m_\phi^n]} dz \quad (3.44)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanır. Mıknatıslanmanın enine bileşenine uyarılan tüm modlardan katkı gelir [18].

3.3.3 Rezonans şartı

Manyetik alanın etkisiyle yarılan enerji seviyelerini $\varepsilon_i, \varepsilon_k$ olarak adlandırılın. Enerji aralıkları elektromanyetik kuantlara eşit olmalıdır.

$$\hbar\omega_{ik} = \varepsilon_i - \varepsilon_k = \Delta\varepsilon_{ik} \quad (3.45)$$

Yukarda ω_{ik} , geçiş frekansıdır. Enerji geçişleri Zeeman etkileşmesiyle belirlenir:

$$\Delta\varepsilon_{ik} = g\mu_B m_i H - g\mu_B m_k H = g\mu_B \Delta m_{ik} H \quad (3.46)$$

Deneysel olarak ve teorik olarak geçişleri sağlayan SHF (MW) manyetik alanı H_{MW} , Zeeman yarılmasını sağlayan sabit manyetik alana (H_0) dik olmalıdır.

Yukarıdaki denklemlerden rezonans frekansını şu şekilde bulunur;

$$\hbar\omega_{ik} = \hbar\omega_{res} = \Delta\varepsilon_{ik} = g\mu_B \Delta m_{ik} H_0 \quad (3.47)$$

sadece Zeeman enerjisi etkisiyle yarılan enerji seviyeleri arasındaki geçişler için seçim kuralı $\Delta m_{ik} = \pm 1$ olacaktır. Böylece;

$$\begin{aligned} \omega_{res} &= \frac{g\mu_B H_0}{\hbar} = \frac{ge\hbar}{2m_e c \hbar} H_0 \\ &= \frac{ge}{2m_e c} H_0 = \gamma H_0 \end{aligned} \quad (3.48)$$

olur.

Bu denklemden de anlaşıldığı üzere Lande g faktörünü bulmanın iki yolu var. Birincisi H_0 'ı sabit tutup ω_{res} frekansını değiştirmek, ikincisi de ω_{res} frekansının sabit tutup manyetik alanı değiştirmek. Deneysel kolaylık açısından ikinci yol birincisinden daha uygundur ve sıklıkla bu yöntem kullanılır.

Denklem (3.48) de $\hbar$ yani Plank sabitinin olmadığı görülür. Yani bu formüle kuantum teorisinin yardımı olmadan da ulaşmak mümkündür. Gerçekten de bu Larmour tarafından kuantum teorisi ortaya çıkmadan önce elde edilmiştir [12].

3.3.4. Rezonans Şartının Genel İfadesi

Mıknatıslanma için genel hareket denklemi denklem 3.8 de verildiği gibidir. Şimdilik sönüm terimlerini dikkate almamaktayız. Küresel koordinat sistemini kullanmak daha elverişli olacaktır. Buna göre mıknatıslanma vektörü ve dış manyetik alanın bileşenleri;

$$\begin{aligned} M_x &= M \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ M_y &= M \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ M_z &= M \cdot \cos \theta \end{aligned} \quad (3.49)$$

ve

$$\begin{aligned} H_{M(radial)} &= H_x \sin \theta \cdot \cos \varphi + H_y \sin \theta \cdot \sin \varphi + H_z \cos \theta \\ H_{\theta(polar)} &= H_x \cos \theta \cdot \cos \varphi + H_y \cos \theta \cdot \sin \varphi + H_z \sin \theta \\ H_{r(azimuthal)} &= -H_x \sin \varphi + H_y \cos \varphi \end{aligned} \quad (3.50)$$

Mıknatıslanmanın ifadesi denklem 3.8’de ifade edilmişti.

Hareket denklemi için;

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma H_\varphi \quad (3.51)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} \sin \theta = -\gamma H_\varphi \quad (3.52)$$

elde edilir.

Termodinamik denge durumunda mıknatıslanma vektörü $\vec{M}$, toplam efektif manyetik alan yönünü tercih eder. Toplam efektif manyetik alan serbest enerji yoğunluğunun (E) türevi şeklinde verilir;

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial \vec{E}}{\partial \vec{M}} \quad \left\{ \text{veya } \vec{H}_{eff} = -\vec{\nabla}_M E \right\} \quad (3.53)$$

Denge durumunda mıknatıslanma $\vec{H}_{eff}$ 'e paralel olur ve H 'ın θ ve φ bileşenleri olmaz. Öyleyse denge durumu serbest enerjinin minimum koşullarından bulunur;

$$\begin{aligned} E_\theta &\equiv \frac{\partial \vec{E}}{\partial \theta} = 0 \\ E_\varphi &\equiv \frac{\partial \vec{E}}{\partial \varphi} = 0 \end{aligned} \quad (3.54)$$

Hareket denklemlerini analitik olarak çözebilmek için bazı ön kabuller yapmalıyız. Öncelikle sistem tam olarak denge durumunda değil de, denge durumu etrafında çok küçük salınımlar yapsın. Bu durumda H_θ ve H_φ bileşenleri artık 0 değildir;

$$\begin{aligned} H_\theta &= -\frac{\vec{E}_\theta}{M} \\ H_\varphi &= -\frac{\vec{E}_\varphi}{M \sin \theta} \end{aligned} \quad (3.55)$$

Denge durumundan küçük ötelemeler için

$$\begin{aligned} \delta\theta(t) &= \theta(t) - \theta_0 \\ \delta\varphi(t) &= \varphi(t) - \varphi_0 \end{aligned} \quad (3.56)$$

yazarak serbest enerji türevleri Taylor açılımı yardımıyla

$$\begin{aligned} E_\theta &= E_{\theta\theta}\delta\theta + E_{\theta\varphi}\delta\varphi \\ E_\varphi &= E_{\varphi\theta}\delta\theta + E_{\varphi\varphi}\delta\varphi \end{aligned} \quad (3.57)$$

olur.

Burada $E_{\theta\theta}$, $E_{\varphi\varphi}$ ve $E_{\theta\varphi}$ ifadelerinden kasıt sırasıyla θ 'ya göre iki kere türev, φ 'ye göre iki kere türev ve önce θ sonra da φ ye göre türev anlamına geliyor. Diğer taraftan bu türevlerin $E_{\theta\theta} = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right)_{\theta=\theta_0}$ da olduğu gibi (θ_0, φ_0) denge durumunda hesaplandığı ve yazım kolaylığı açısından kısaltılmış olduğu unutulmamalıdır.

Denklem (3.57), (3.54) ve (3.52) birlikte ifade edilirse;

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= \frac{M \sin \theta_0}{\gamma} \dot{\varphi} = E_{\theta\theta} \delta\theta + E_{\theta\varphi} \delta\varphi \\ E_{\varphi} &= -\frac{M \sin \theta_0}{\gamma} \dot{\theta} = E_{\varphi\theta} \delta\theta + E_{\varphi\varphi} \delta\varphi \end{aligned} \quad (3.58)$$

ve sapmalar denge durumu etrafında olduğundan $\begin{pmatrix} \dot{\varphi} = \delta\dot{\varphi} \\ \dot{\theta} = \delta\dot{\theta} \end{pmatrix}$ alınabilir çünkü

$$\left(\frac{d\delta\theta}{dt} = \frac{d(\theta - \theta_0)}{dt} = \frac{d\theta}{dt} \right).$$

Böylece;

$$\begin{aligned} \frac{M \sin \theta_0}{\gamma} \delta\dot{\varphi} &= E_{\theta\theta} \delta\theta + E_{\theta\varphi} \delta\varphi \\ -\frac{M \sin \theta_0}{\gamma} \delta\dot{\theta} &= E_{\varphi\theta} \delta\theta + E_{\varphi\varphi} \delta\varphi \end{aligned} \quad (3.59)$$

Yukarıda verilen diferansiyel denklemlerin çözümünün harmonik bir fonksiyon olacağı bilinmektedir ve ω frekans olmak üzere $\delta\theta, \delta\varphi = e^{i\omega t}$ şeklinde arandığında (3.60) lineer denklemlere dönüşür [15].

Bu denklem sisteminin çözümü için katsayılar determinantı sıfır olmalıdır.

$$E_{\varphi\theta}^2 - E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} + \frac{\omega^2}{\gamma^2} M^2 \sin^2 \theta_0 = 0 \quad (3.61)$$

Buradan rezonans koşulu elde edilmiş olur.

$$\omega_0 = \gamma H_{eff} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \{E_{\theta\theta} E_{\phi\phi} - E_{\phi\theta}^2\}^{1/2}$$

veya

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left\{ \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial E}{\partial \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi} \right)^2 \right\} \quad (3.62)$$

3.3.5. Şekil Anizotropisinin Rezonans Frekansına Etkisi

Homojen ve manyetik olarak izotropik bir numuneyi düşünelim. Bu durumda yukarıdaki serbest enerji ifadesi E Zeeman enerjisiyle demanyetizasyon enerjisinin toplamı olarak ifade edilir.

$$E = E_z + E_{de} \quad (3.63)$$

Gerçekte serbest enerji ifadesinde bu toplama aşağıdaki faktörleri de dahil etmek gerekir.

- E_{mc} = kristal anizotropi enerjisi
- E_{me} = magneto elastik (gerilim) anizotropi
- E_{ex} = değiş-tokuş (exchange) enerjisi
- E_D = domain duvarı (domain wall) enerjisi

Burada şimdilik izotropik bir numune için Zeeman ve demanyetizasyon ifadeleri göz önünde bulundurulduğunda.

$$E = -\vec{M}\vec{H} + \frac{1}{2} (N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2) \quad (3.64)$$

Yukarıdaki birinci terim Zeeman enerjisidir. İkinci terim ise

$$E_{de} = -\frac{1}{2} \vec{M}\vec{H}_{de} = -\frac{1}{2} \vec{M}(-\tilde{N}\vec{M}) = \frac{1}{2} \vec{M}\tilde{N}\vec{M} \quad (3.65)$$

den bulunur. $\tilde{N}$ numunenin geometrisine bağlı demanyetizasyon faktörüdür ve ana eksenler için

$$\begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix}$$

olur. Ana eksenler için demanyetizasyon faktörleri toplamı

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi \quad (3.66)$$

olacaktır.

Demanyetizasyon faktörleri N_x, N_y ve N_z olan elipsoit şeklindeki ferromanyetik bir numuneyi düşünelim. Numunenin iç manyetik alan bileşenleri

$$\left. \begin{aligned} H_{x(i)} &= H_{x(0)} - N_x M_x \\ H_{y(i)} &= H_{y(0)} - N_y M_y \\ H_{z(i)} &= H_{z(0)} - N_z M_z \end{aligned} \right\} \quad (3.67)$$

şeklinde dir. $H_{(i)}$ etkin iç alan $H_{(0)}$ uygulanan manyetik alandır. Hareket denklemleri şu şekli alır;

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma [H_{0(eff)} + (N_y - N_z)M] M_y \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma [H_{0(eff)} + (N_x - N_z)M] M_x \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0 \text{ ve } M_z = M_s \end{aligned} \right\} \quad (3.68)$$

Buradan

$$\omega_0^2 = \gamma^2 [H_{0(eff)} + (N_y - N_z)M_s] \times [H_{0(eff)} + (N_x - N_z)M_s] \quad (3.69)$$

Kittel formülüne [12] ulaşılır.

Kittel formüllerini küre, silindir ve ince film şekilleri için kullandığımızda özel durumların rezonans frekansları elde edilir.

Numunemizin şekli

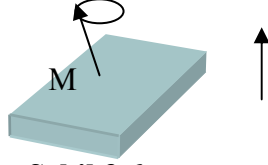
küre ise:



Şekil 3.5

$$\begin{aligned} N_x = N_y = N_z &= 4\pi/3 \\ \omega_0 &= \gamma H_0 \end{aligned} \quad (3.70)$$

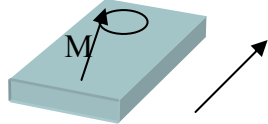
H_0 film düzlemine dik ise:



Şekil 3.6

$$\begin{aligned} N_x = N_y &= 0, N_z = 4\pi \\ \omega_0 &= \gamma(H_0 - 4\pi M_s) \end{aligned} \quad (3.71)$$

H_0 film düzlemine(xz) paralel ise:



Şekil 3.7

olur.

$$\begin{aligned} N_x = N_z &= 0, N_y = 4\pi \\ \omega_0 &= \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_s)} \end{aligned} \quad (3.72)$$

4. NUMUNELERİN HAZIRLANMASI ve DENEYSEL ÖLÇÜM TEKNİĞİ

4.1. Numunelerin Hazırlanması

4.1.1. Sol-Jel Spin Kaplama Sistemi

Sol-gel spin kaplama yöntemiyle epitaxial olarak büyütülmüş LaSrMnO (LSMO) ve LaCaMnO (LCMO) ince filmler SrTiO₃ (STO) alttaşlar üzerine büyütülmüşlerdir. LSMO film SrTiO₃(100) yönelime sahip 100 nm ve polikristal SrTiO₃(111) alttaşlar üzerinde 200 nm, LCMO filmi ise yine tek kristal SrTiO₃ altaş üzerinde (100 nm) büyütülmüştür. Sol-gel spin kaplama yöntemi ince filmleri hazırlamak için basit ve aynı zamanda ucuz bir yol sağlamaktadır [19]. Sol-gel çözeltisini hazırlamadan önce, homojen bir film büyütülmesi için alttaşlar çeşitli aşamalardan geçirilmişlerdir. Önce yüksek sıcaklıklara kadar ısıtılmışlar daha sonra yüzeydeki oksijeni ve absorblayıcı yapıları yok etmek için seyreltilmiş hidroflorik asit (HF) çözeltisi ile yıkanmışlardır.



Şekil 4.1 Sol-jel Spin kaplama sistemi

LSMO filmleri ve LCMO filmi uygun molar ağırlıklarında lantanyum nitrat, manganez asetat ve stransiyum asetat'ın asetik asit/su karışımı içerisinde çözdürülerek spin coating yöntemiyle alttaşlar üzerinde büyütülmüşlerdir. Bileşenler renksiz, homejen ve stabildir. Başlangıçtaki spin coating sisteminin hızı 500 rpm ve 8 saniye daha sonra 5000 rpm 30sn olarak ayarlanmıştır. Her bir katmanın büyütülmesinden sonra numuneler 400 ± 50 C⁰ ye' kadar 10 dk boyunca tavlansmıştır. Son olarak tavlama 800 C⁰ de yapılmış numunelerin bulunduğu

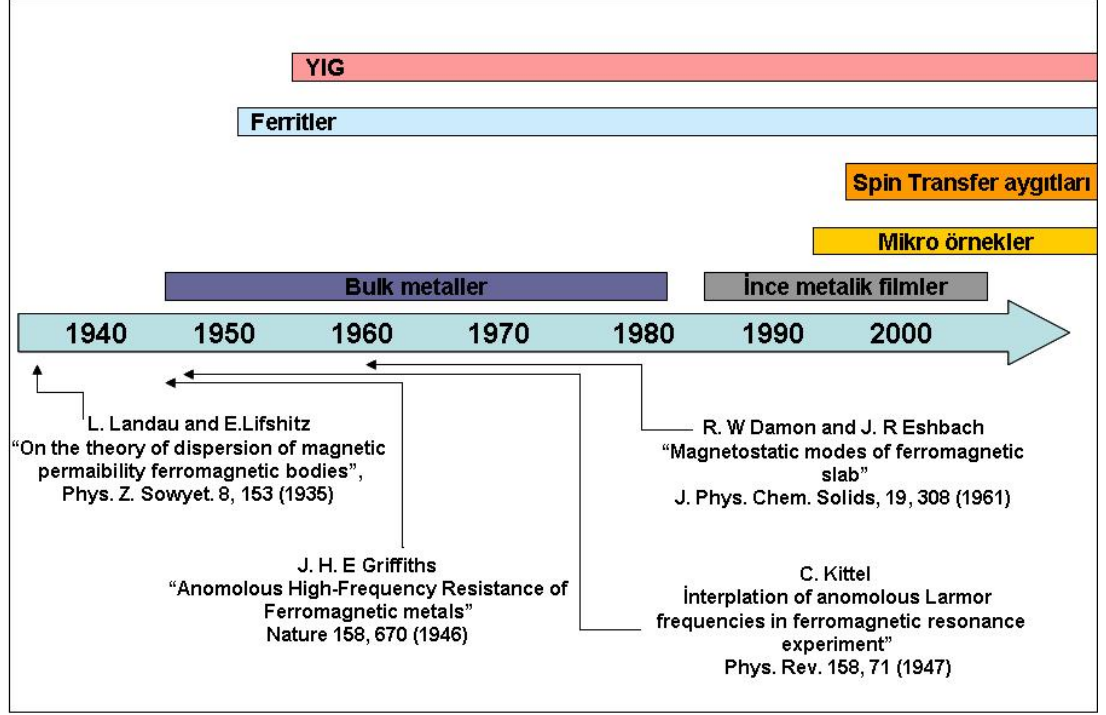
ortamın oksijen basıncı filmin tamamıyla kristalize ve homojen büyümesi için sabit tutulmuştur. Şekil 4.1’de sol-jel spin kaplama sistemi gösterilmiştir.

4.2. Ferromanyetik Rezonans (FMR) Deney Tekniği

Ferromanyetik rezonans (FMR) ferromanyetik maddelerin mıknatıslanmalarını anlamamıza yarayan spektroskopik bir tekniktir. Spin dalgalarını ve spin dinamiğini araştırmada kullanılan standart bir yöntemdir. V.K. Arkad'yev 1911’de ferromanyetik maddelerin ultra yüksek frekans (UHF) ışınımlarını soğurmasını tesadüfen gözlemlemiş böylece FMR’ı bilmeyerek keşfetmiştir. Yüksek frekanslı elektromanyetik radyasyonun ferromanyetik maddeler tarafından emilmesiyle ferromanyetik rezonans gerçekleşir. Bundan dolayı ferromanyetik rezonans radyo-spektroskopi alanıyla yakından ilgilidir. Radyo-spektroskopi genel olarak elektromanyetik dalgalarla değişik maddelerin etkileşmesini inceler. Bu etkileşmeler çoğunlukla 1mm-10cm dalga boyu yada 10^9 - 10^{11} s⁻¹ frekans aralığında yer alır bu aralık kızılötesi bölgededir. Ferromanyetik rezonansın gerçekleştiği bölge de yüksek frekans (UHF) 300MHZ-3000GHZ ya da mikrodalga (MW) 0.3 GHZ-300GHZ aralığıdır.

Kuantum mekaniğinden ve atom fiziğinden de bilindiği gibi elektromanyetik dalga ile maddenin etkileşmesinde enerji alışverişi gerçekleşir. Bu enerji alışverişi rastgele değil ancak belirli enerji kuantalarıyla olur.

Radyo-spektroskopinin temelleri Zeeman yarılması dediğimiz; atomun enerji seviyelerinin bir dış manyetik alan tarafından yarılmasına dayanır. Bu enerji seviyeleri elektron hareketinden kaynaklanan manyetik momentlerle ilgilidir. Ferromanyetik rezonans konusunu incelerken manyetizmanın esas kaynağı olarak yarı dolu elektron kabuklarındaki elektronların spin ve yörüngesel momentleri düşünülür.



Şekil 4.2 FMR'nin tarihi gelişimi.

Rezonans frekansının rezonans alanıyla ilişkisinden g -sabitini anizotropi alanını çıkarmak mümkündür. Soğrulma grafiğindeki çizgi genişliği Gilbert soğrulmasını, manyetik filmlerin kalitesini, manyetik heterojenlik ve düzensizlikleri araştırmada yardımcı olur.

Ferromanyetik rezonans tekniği kullanılarak X-band (9.8 Ghz) Bruker marka Elektron spin rezonans (ESR) sistemi (şekil 4.3.a) ile ölçümler açığa bağlı şekilde oda sıcaklığında (300 K) alınmıştır. ESR sistemi manganitleri çalışmada çok önemli bir yere sahiptir, çünkü ESR ölçülecek numunedeki ferromanyetik ve paramanyetik değişmelere son derece hassastır.

Elektron Paramagnetik spektroskopisi, maddelerin manyetik özelliklerinin araştırılmasında önemli bir yere sahiptir. Aynı zamanda EPR spektroskopisi diğer tekniklerle incelenmeyen maddelerin önemli fiziksel özelliklerinin tesbitine imkan vermesi ve incelenen maddenin yapısında herhangi bir değişim yapmaması bu tekniğin diğer tekniklere göre üstün yanlarından bazılarını oluşturur [20].

Ferromanyetik rezonans tekniği kullanılarak numunelerin dinamik mıknatıslanması incelenmiştir. FMR tekniği ile bu gibi numunelerde iki farklı geometride ölçüm yapılmaktadır. Bunlardan birincisi statik dış manyetik alanın film düzlemine dik olduğu Out of Plane Geometri (OPG) ve diğeri de statik dış manyetik alanın film düzlemine paralel olduğu In Plane Geometri (IPG) dir. Bu iki farklı oryantasyonda ölçümler yapılarak malzemelerin anizotropik davranışları analiz edilir. Genel olarak IPG de anizotropik davranış görebilmek için hazırlanmış olan numunelerin tek kristal yapıda olmaları beklenir. Numunelerde IPG geometride herhangi bir anizotropi görülmemiştir, sadece şiddet değişimi vardır.

4.2.1. EPR Spektrometresinin Genel Yapısı

EPR spektrometreleri genel olarak dört temel kısımdan oluşur.

1. Gerekli frekansta (genel olarak 1-100 GHz arası kullanılan mikrodalga) güç üreten “kaynak sistem”.
2. Üretilen mikrodalgayı araştırılacak numune üzerine ve numuneden yansıyacak dalgayıda kristal dedektöre taşıyan dalga kılavuzu ve numunenin içinde bulunduğu kaviteden oluşan “kavite-kılavuz” sistemi.
3. Kutuplar arasında homojen ve değeri doğrusal olarak değişen magnetik alan oluşturan “mıknatıs sistemi”
4. Rezonans sinyalinin algılayan “dedektör ve modülasyon sistemi”

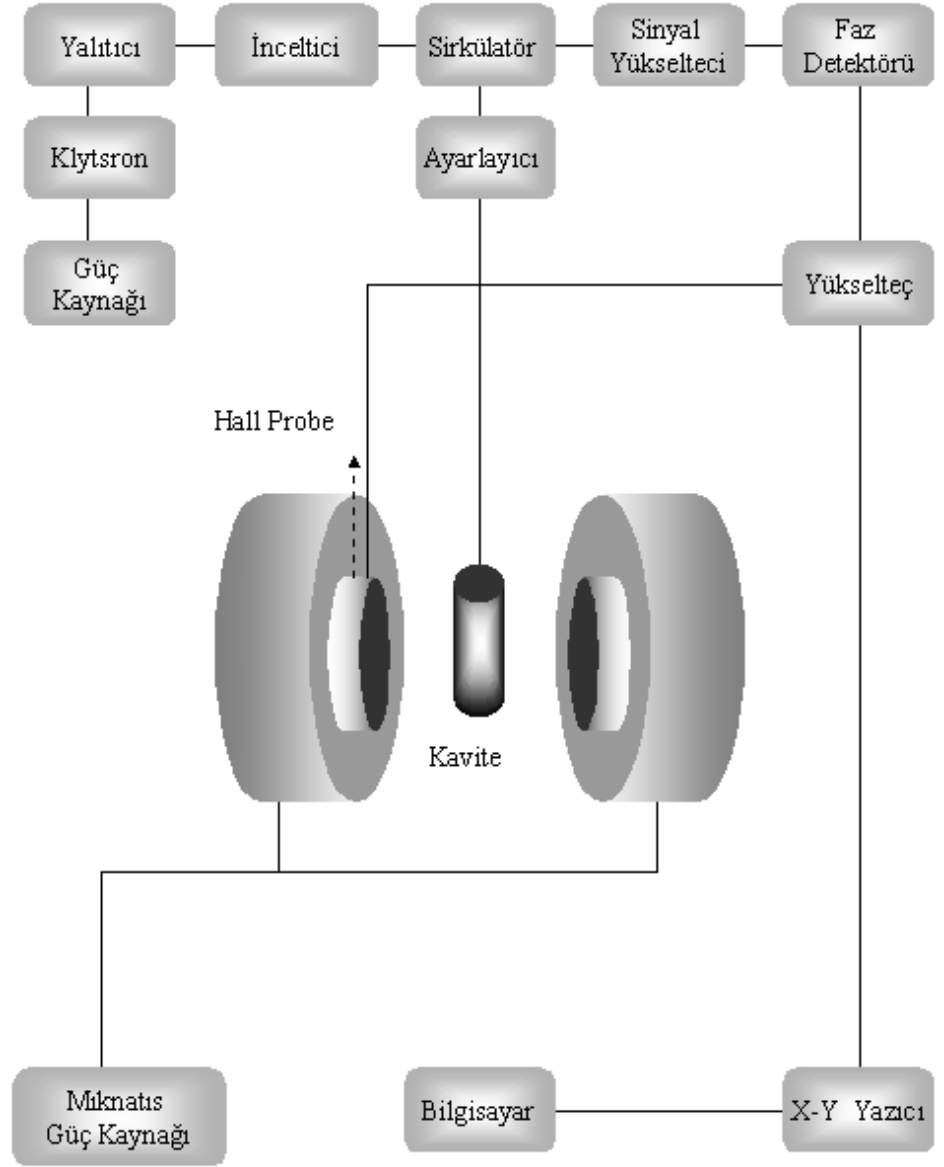
Bu sistemlerde meydana gelen ESR spektrometresinin ana blok diyagramı Şekil 4.3.a’da görülmektedir. Bu sistem aşağıdaki gibi açıklanmıştır.

4.2.2. Elektron Spin Rezonans Deneyi Kaynak Sistemi

Mikrodalga kaynak sisteminin temel elemanı katıhal diyodu yada yansımali bir klytrondur. Bir vakum tüpüne yerleştirilen iki rezonans kaviteleri ile bunları

birleştiren elek yapısındaki iki iletken levha, $1/\sqrt{LC}$ rezonans frekansı ile salınımını LC olan bir hareket yapar. Bu düzene rezonans halinde iken mikrodalga üretirken, elektrik alan levhalar arasında sinüzoidal olarak değişir. Devrenin devamlı olarak salınması içinde dışarıdan beslenmesi gerekir. Bu tür beslenme aşağıda ifade edildiği gibi olmaktadır.

Bir flaman tarafından ısıtılarak termoiyonik yolla katotta üretilen elektron demeti, bir V gerilimi altında hızlandırılarak levhalar arasına yollanır. Bu hızlandırılan elektronlar, kavite civarında ki elektrik alanın fazına göre bir kısmı hızlanırken bir kısmı da yavaşlar. Geçen elektronlar, levhaya göre negatif gerilimde olan bir yansıtıcı tarafından geri gönderilirler. Hızlarına göre modüle edilmiş olan elektronların büyük bir kısmı, elektrik alanın fazı uygun ise enerjilerini elektromanyetik dalgaya aktarırlar. Bu durumda devre sürekli olarak beslenir. Devrenin sürekli olarak salınabilmesi için, elektromanyetik yansıma bölgesinde periyodunun $(n+3/4)$ 'ü $-n$ bir tam sayıdır- kadar zaman harcamaları gerekir.



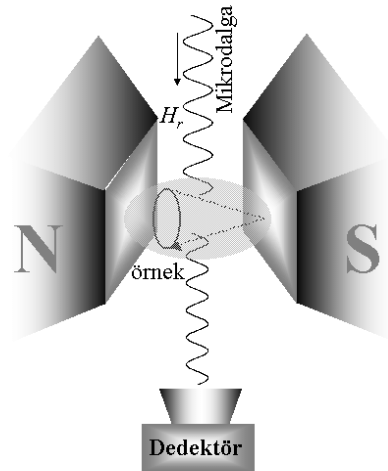
Şekil 4.3.a. ESR spektrometresinin blok diyagramı

Bunlardan sonra, yansıtıcı ve hızlandırıcı gerilimlerinin değerleri birbirlerine göre ayarlanarak sürekli bir salınım oluşmuş olur. Diğer bir ifade ile klystronun içinde değişik bölgelerde yine hızlandırıcı ve yansıtıcı gerilimlerinin birbirlerine göre ayarlanarak salınımlar oluşturulabilir. Bu farklı gerilim bölgelerinden her birine klystronun modu denir. Fakat bu modlar salının frekansının harmonikleri değildir, sadece salınım şartını sağlayan gerilim bölgelerini gösterirler. Bununla beraber, herhangi bir hızlandırıcı ve yansıtıcı gerilim bölgesinde bu gerilimlerden

biri veya birkaçı değişiklik gösterirse salınım frekansı da değişir. Bundan sonra yansıtıcı gerilim ile frekans kontrolu sağlanmış olur. Ek olarak salımı sağlayan kavite boyutları mekanik olarak değiştirerek de salınım frekansının değişmesi sağlanabilir.

Örneğin, deneyleri yaptığımız kullanılan ticari X-bant Bruker EMX model ESR spektrometresinin frekansı ($\nu = 9.5 - 9.85 \text{ GHz}$) arası ayarlanabilir. Salınım frkansı tek bir f_0 değerinde değil de bu değerin etrafında ki dar bir bant aralığına sahiptir. Bir numunenin ferromanyetik rezonans ölçümleri için mikrodalga, dedektör ve mıknatıs sistemi şekil (4.3.b)'de gösterilmiştir.

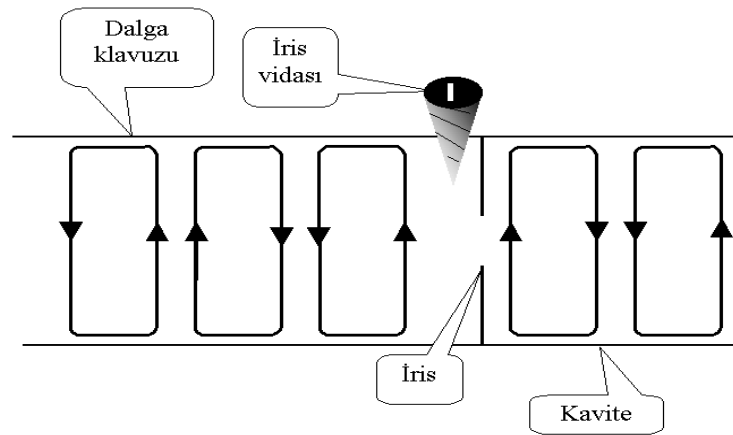
Sıcaklığın frekansa olan değiştirici etkisine engel olabilmek için genelde, klystron su ile soğutulur ya da yağ banyosuna tutulur. Bunlara ilaveten değişik nedenlerden kaynaklanabilecek frekans kaymalarına karşı sisteme otomatik frekans kontrol birimi eklenmiştir. Yalıtıcıdan sonra gelen güç düşürücü ise güç soğurucu bir eleman olup, kaviteyi besleyen gücün kontrol edilmesinde kullanılır. Yine deneylerin yapıldığı spektrometrede bu güç 0-200mW arasında ayarlanabilir.



şekil 4.3.b. Ferromanyetik rezonans deneyinin temsili gösterimi

4.2.3 ESR Deneyinde Dalga Klavuzu ve Kavite Klavuz Sistemi

ESR deneylerinde TE_{102} modunda titreşen dikdörtgen prizma biçiminde bir kavite EPR (ESR) deneyleri için kullanılmaktadır. EPR deneylerindeki etkileşimler manyetik etkileşimlerdir. Dolayısıyla, bulunduğu yerde mikrodalga'nın elektrik alan bileşeni minimum ve manyetik alan bileşeninin maksimum olması gerekir. Bu durum, dielektrik katsayısı yüksek olan numuneler için daha büyük önem teşkil eder. O halde TE_{102} modunda titreşen bir kavite kullanıldığında spektrumu çekilecek numune, hacim bakımından mümkün oldukça küçük ve silindirik alınarak kavitenin tam orta yerine yerleştirilmelidir. Ölçülecek numuneler genel olarak kavite içerisine üst ve alt düzeylerinin tam ortasında bulunan boşluklar kullanılarak yerleştirilirler. Bu boşluklar aynı zamanda numunenin soğutma veya ısıtma amacı ile kavite içerisinde bir cam boru yerleştirilerek numune üzerinden soğutulmuş veya ısıtılmış azot ya da hidrojen gazlarından birinin geçirilmesine imkan sağlar. Kaviteye giden mikrodalga'nın yansımalarını minimuma indirmek için mikrodalga klavuzu ile kavite arasındaki empedans uyumunu sağlamak üzere kavitenin mikrodalga girişinde iris bulunur (Şekil 4.4). İris aralığının açıklığı ayarlanarak empedans uyumu yapılır ve kaviteye maksimum güç akışı sağlanmış olur. Kavite içindeki mikrodalga'nın bir kısmı numune tarafından soğurulurken diğer bir kısmı da kavite çeperleri tarafından soğurulur. Bir kavitenin kalite faktörü (Q) çeperlerin mikrodalgayı soğurma derecesi ile ters orantılıdır. Q-faktörünün yüksek olmasının amacı ile genelde kavitenin iç çeperleri iletkenliği yüksek bir metalle kaplanır.

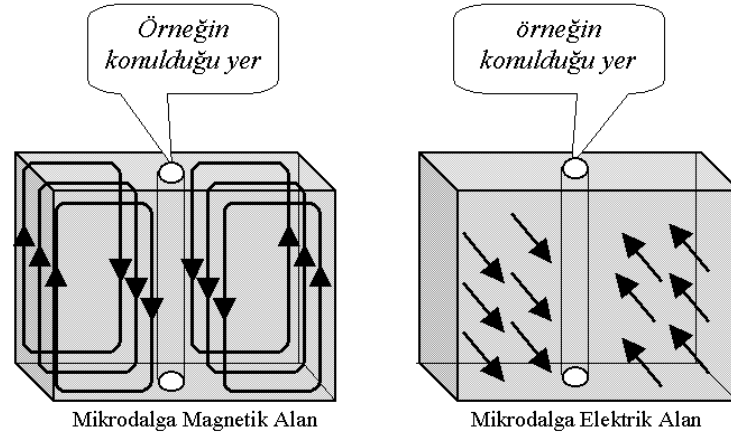


Şekil 4.4. Mikrodalga'nın dalga klavuzunda uyumlu hareketinin temsili gösterimi.

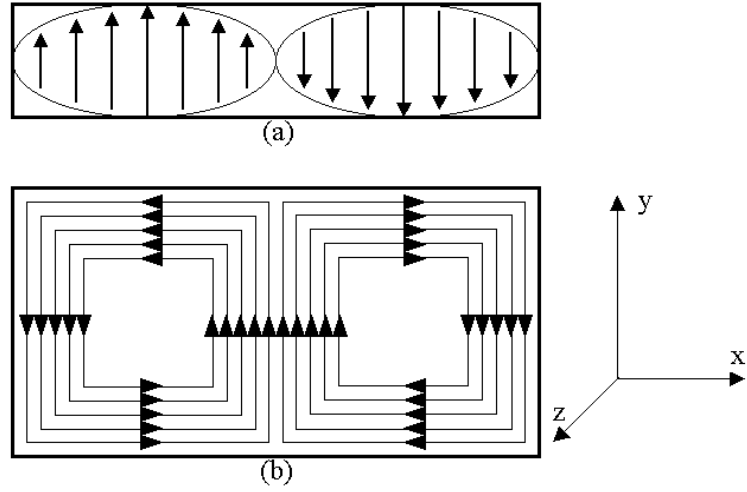
Mikrodalga kaynağından elektromanyetik dalga bir sirkülatör aracılığı içinde numune bulunan kaviteye gönderilir. T biçimindeki sirkülatörün görevi, kaviteden yansıyan dalgayı kristal dedektöre göndermek ve yine dedektörden gelen yansımaları da başka bir kolla geri göndererek tümünden soğrulmasını sağlamaktır.

Şekil 4.5’ de Standart bir EPR kavitesinde manyetik ve elektrik alan modelini üç-boyutlu olarak göstermektedir. Ancak daha kolay izah etmek için iki boyutta Şekil 4.6’ da görüldüğü gibi TE_{102} modunda titreşen bir mikrodalga kavitesinin elektrik alan (E) ve manyetik alan (B) vektörlerinin kavitenin içindeki dalga biçimleri çizilmiştir.

EPR ölçümleri alınacak kristal numune ya da ince filmler kavite içine yerleştirilmesi için gonyometre olarak adlandırılan ve kendi eksenini etrafında dönebilen bir sistem kullanılır. Özellikle de bazı tür numunelerde numunenin kristal yapısı bilinse bile DC manyetik alana olan bağımlılığın araştırılabilmesi için manyetik iyonun örgüde nereye oturduğu ve dolayısıyla kristal eksen takımına göre z-ekseni hangi doğrultuda olduğunu kestirmek zordur. Bunun için 4π katı açının taranması gerekmektedir. Bazı spektrometreler de bu iş bir miktar kolaydır. Bir taraftan manyetik alanın kristale göre olan yönelmesi yatay bir düzlem içinde değiştirilirken, diğer tarafta incelenen numune adı geçen düzleme dik olan bir başka düzlem içerisinde döndürülmektedir. Dolayısıyla, manyetik alan laboratuvar eksen takımında x-ekseni etrafında ve kristalde z-ekseni etrafında 180^0 derece döndürülürse, kristalin manyetik alan göre olan tüm katı açılı yönelimleri taranmış olur. Bunun uygun olmadığı spektrometrelerde ise gonyometre sistemi kullanmak yararlı olur.



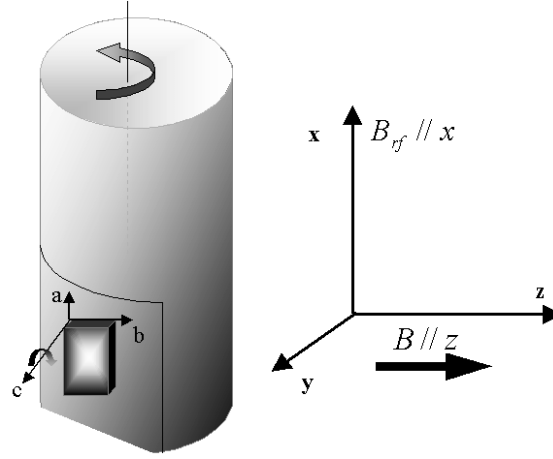
Şekil 4.5. Standart bir EPR kavitesinde manyetik ve elektrik alan çizimlerinin gösterimi. Bu gösterimde numunenin nereye konulacağı da belirtilmiştir.



Şekil 4.6. TE_{102} modunda çalışan dikdörtgen mikrodalga kavitesinin temsili görünümü. a) Elektrik alan bileşeninin xz-düzlemindeki görünümü. b) Manyetik alan bileşeninin xy-düzlemindeki görünümü.

Aşağıda şekil 4.7.'de görüldüğü gibi, ölçüm yapılacak numune numunenin konulacağı yere vakum gres yağı ile tutturularak numunenin kristal eksen

takımında c-ekseni etrafında kolay bir şekilde dönmesi sağlanır. Gonyometrenin dönme eksenini manyetik alan diktir. Her iki eksen takımına göre dönme işleminin otomatik olarak çalışan bir düzeneyle sağlanması idealdir. Ancak içine girdiği kavitenin Q-faktörünü negatif olarak etkilemeyen ve yatak üzerinde kristalin sürekli olarak çevrilebilmesini sağlayan bir gonyometre sistemi üretmek kolay değildir. Özellikle düşük sıcaklıklarda yapılan deneylerde kryosta'nın da işin içine girmesinden dolayı ortaya çıkan hacim sıkıntısını aşmak zor olabilir.



Şekil 4.7. Bir kristalin eksenlerine göre ESR ölçümlerinin yapılışının temsili gösterimi. Gonyometre (x,y,z) laboratuvar eksen takımında x-ekseni etrafında çevirirken, numune (a,b,c) kristal eksen takımında c-ekseni etrafında döndürmek suretiyle ölçümler yapılır ve spektrumlar alınır.

4.2.4 ESR Deneyinde Mıknatıs Sistemi

Enerji seviyelerinin ayrılması ve rezonans olayının gerçekleşebilmesi için gerekli olan durgun manyetik alan, mıknatıs sistemi tarafından üretilir. Bu sistemin temel elemanları bir çift elektromıknatıs ve bunları besleyen doğru akım güç kaynağıdır [Şekil 4.3.a ve şekil 4.3.b]. Deneylerde kullanılan spektrometrede 0-20kG aralığında değişen değerlerde durgun manyetik alan üretebilmektedir. Elektromıknatısın oluşturduğu manyetik alan mıknatısın kutuplarından biri üzerine konmuş olan ve Hall etkisine göre işleyen bir kristalin kullandığı servo olarak adlandırılan sistemle kontrol edilir. Özellikle yüksek manyetik alan değerlerinde ki ısınmayı önleyebilmek için sistem devamlı olarak su dolaşımı ile

soğutulmaktadır. Mikrodalga kavitesi mıknatısın kutupları arasındaki tam orta kısma yerleştirilerek B_0 durgun alanı ile mikrodalga manyetik bileşeninin dik olması sağlanır.

4.2.5. ESR Deneyinde Modülasyon ve Dedeksiyon Sistemi

Spektrumu alınan numunenin mikrodalgadan soğurduğu enerjinin kaybedilmesi bu sistemle yapılmaktadır. Durgun manyetik alan ve mikrodalga frekans değerleri rezonans bölgesinin dışındayken, mikrodalga enerjisi kaviteden yansırarak kristal dedektörüne gider. Dedektör üzerine gelen mikrodalga gücünün kareköküyle orantılı olarak çıkış akımı verir. Rezonans olayı gerçekleştiği an ise yansırarak dedektöre gelen güç azaldığından çıkış akımı değişir. Klystron ışıma frekansını taraması durgun manyetik alanın değişimine göre daha zor olduğundan, pratikte genel olarak ikinci yol izlenerek rezonans elde edilir. Bu da yavaş bir şekilde doğrusal olarak taranan durgun manyetik alan üzerine, genliği, numunenin rezonans yarı eğri genişliğine göre çok küçük olan, sinüzoidal bir modülasyon alanı bindirilerek sağlanır. Bu alan, numunenin içinde bulunduğu kavitenin, genelde iç yüzeylerine düzlemleri elektromıknatısın kutuplarına paralel olacak biçimde yerleştirilen iki bobin tarafından üretilir. Kullanılan spektrometrede bu modülasyon alanı 50mG'dan 32G' a kadar değişebilmektedir.

Araştırılacak numunenin enerjisindeki belirsizlik, uygulanan durgun alanın tam manada homojen olmaması ve klystron tarafından üretilen mikrodalga tek frekansta olmaması gibi birçok sebepten dolayı, rezonans geçici sabit tek bir B_0 değerinde olamaz. Bunun yerine rezonans soğurması B_0 'ın etrafında ΔB karakteristik aralığında bir bölgede gerçekleşir. Soğurma eğrisinin şekli, manyetik alana göre incelenen numunenin özelliklerine bağlı olarak ya Gaussian ya Lorentzian veya her ikisinin karışımı olabilir. O halde durgun manyetik alana, genliği rezonans eğri genişliği yanında küçük olan bir sinüzoidal alan bindirilirse, yani, rezonans sinyali modüle edilirse, kristal dedektörün çıkışı modülasyon alanı ile aynı frekanslı ve genliği rezonans eğrisinin bulunan noktasındaki eğimi ile orantılı sinüzoidal bir sinyal olur.

Kristal dedektörden gelen bu sinyal dar bantlı bir yükselteçten geçirildikten sonra, faz duyarlı bir dedektörde modülasyon sinyali ile karşılaştırılır. Faz duyarlı dedektörün çıkış şiddeti rezonans eğrisinin bulunan noktadaki eğimi ile orantılı bir doğru gerilimdir. Bir filtreden geçtikten sonra bu doğru gerilim iki eksenli kaydedicinin düşey eksenine uygulanır. Kaydedicinin yatay eksenine ise, durgun manyetik alanın doğrusal değişimine imkan veren sistem, mekanik olarak bağlanmıştır. Böylece kaydedicinin çizgi eğri soğurma eğrisinin alana göre birinci türevi olmuş olur. Keydedilen spektrumdaki gürültüyü azaltmak için modülasyon alanının frekans değeri yüksek tutulabilir. Ancak kavite içinde yüksek frekanslı modülasyon alanları oluşturmak çok kolay değildir. Bunun benzeri teknik problemlerden dolayı genelde 100kHz'lik bir modülasyon frekansı optimum olarak bir çok spektrometrede kullanılır.

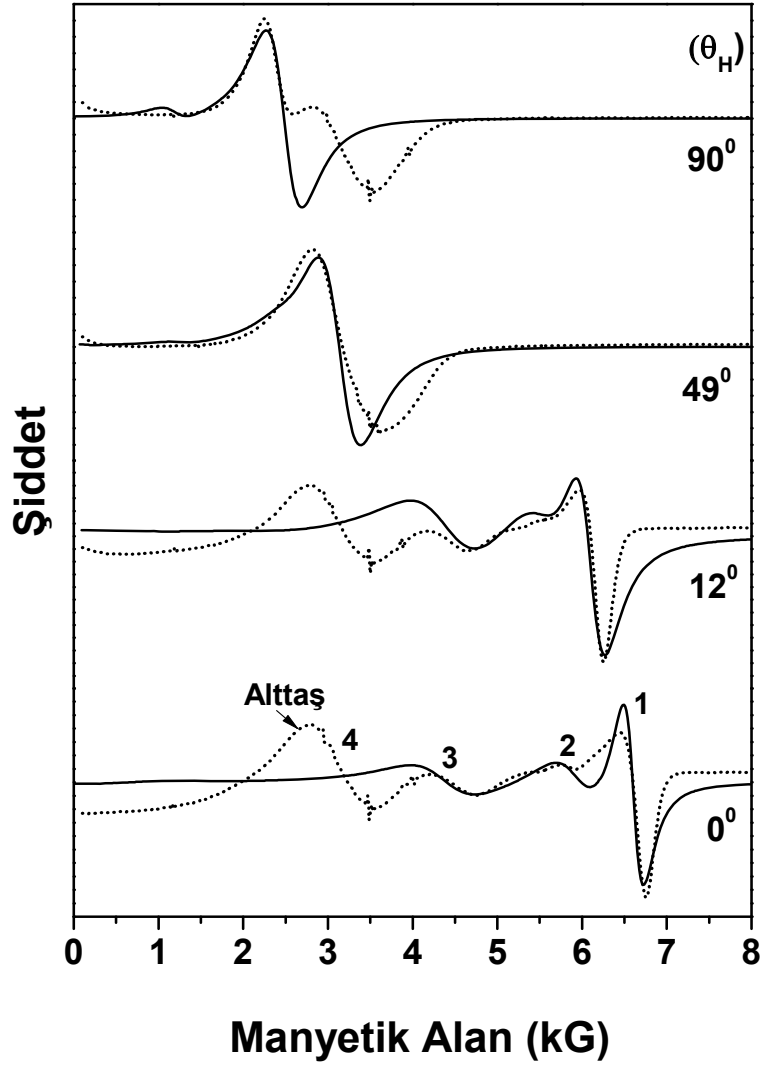
5. DENEYSEL SONUÇLAR

5.1. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -(LSMO) 100 filmi

Sol-gel spin kaplama yöntemiyle hazırlanan (100) yönelime sahip SrTiO_3 alttaş üzerinde büyütülen $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) filminde oda sıcaklığında spin dalga modları out of plane geometride (OPG) 0-90 derece arasında seçilen bazı açılarda gözlemlendi (Şekil 5.1). Bu geometri kullanılırken 0° dik pozisyonu, 90° paralel pozisyonu temsil etmektedir. Filmin yüzey normali ile manyetik alan arasındaki açı burada esas alındı. Deneysel spektrumlar noktalı çizgilerle, teorik modelden elde edilen spektrumlar ise sürekli çizgiler ile gösterilmiştir. Modelle analiz yapılırken, oda sıcaklığında sistemin tüm manyetik özellikleri aynı kalacağından genlik faktörünün aynı olacağı dikkate alındı. Ancak her farklı açıda modelde sadece çizgi genişliği değiştirilerek deneyle model arasında olabildiğince iyi bir uyum sağlanmaya çalışıldı. Böylece deneysel sonuçlarla modelden elde edilen teorik spektrumlar arasında iyi bir uyum elde edildi. Bazı açılarda ortaya çıkan çizgi genişliğindeki uyumsuzluklar modelin bu problemi izah etmekte eksikliğinden veya hazırlanan numunenin istenilen düzeyde homojen olmamasından kaynaklanmış olabilir. Buna karşın böyle keskin ve tekrarlanabilir rezonans spektrumlarının gözlemlenmesi filmin iyi derecede homojen olduğunu kanıtlamaktadır.

Teorik modeli kullanarak deneysel dataları uyarladığımızda üç adet modun olduğu buna karşın 4 numara ile gösterilen pikin alttaştan veya cam yüzeyden kaynakladığı öngörülmüştür. Spektrumlardan görüldüğü gibi dik pozisyondan itibaren spektrumlar açıya bağlı olarak çok hızlı bir biçimde düşük alanlara doğru kaymaktadır. Spektrumların çok hızlı bir biçimde düşük alanlara doğru kayması filmin anizotropisi ile ilişkilidir [21]. Şekil 5.1 deki spektrumlara dikkat edilirse ($\theta_H = 49^\circ$) civarında yüzey modları ile bulk modlarına karşılık gelen piklerin birleştiği görülecektir. Bu açıda maksimum değerini alan yüzey pikleri ise spektrumun tek pikini oluşturmaktadır. Farklı açılarda kaydedilen spektrumlar teorik modele benzeştirilirken (fit) edilirken farklı çizgi genişliği parametreleri kullanılmak zorunda kalınmıştır. Bu yarı eğri genişliğinin açıya bağımlı olduğunu

göstermektedir. Bu bağımlılık mıknatıslanmanın dinamiği ile ilişkilidir. Modelle deneysel data lar benzeştirilirken yüzey anizotropi parametrelerinin (K_1^s, K_2^s) her iki yüzey içinde değerlerinin birbirlerine çok yakın değerler aldığı görölmüştür. Yani filmin her iki yüzeyinin aynı manyetik karaktere sahip olduğu buradan çıkarılabilir.

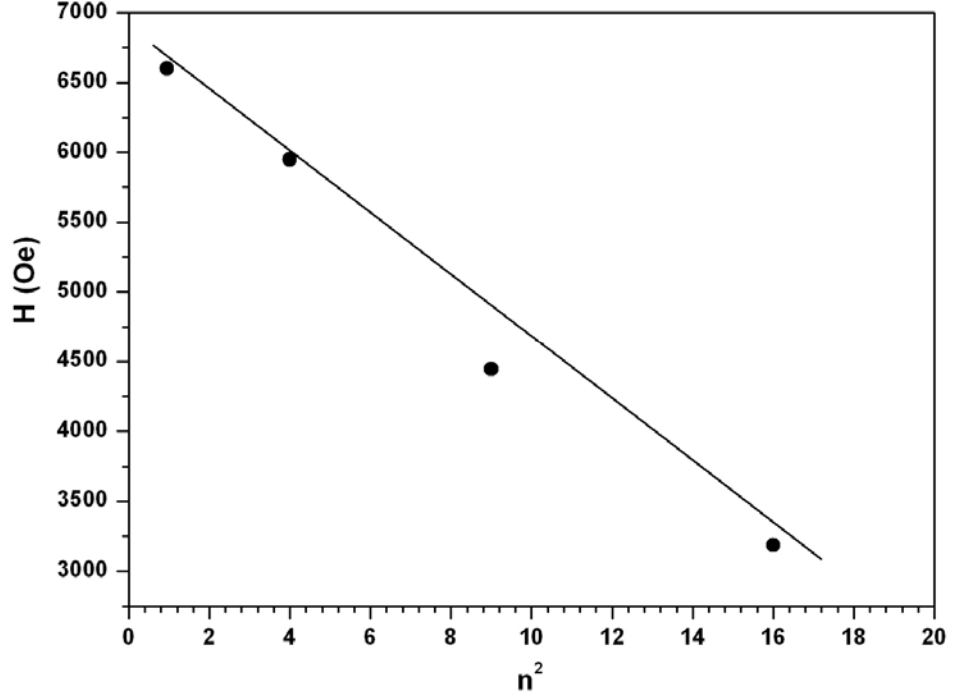


Şekil 5.1 (100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ tek kristal ince filmin OPG geometride seçilen bazı açılarda oda sıcaklığında (300K) alınan spin dalga rezonans spektrumları. Grafikte sürekli çizgi ile gösterilenler modelden hesaplanan spektrumları, noktalı ile verilenler ise deneysel spektrumları göstermektedir.

Bu piklere ait modlar manyetik alan filmin normaline dik iken şekildeki gibi 5.1'deki görölebilir. SDR rezonans piklerinin mod sayılarının M. Golosovksy

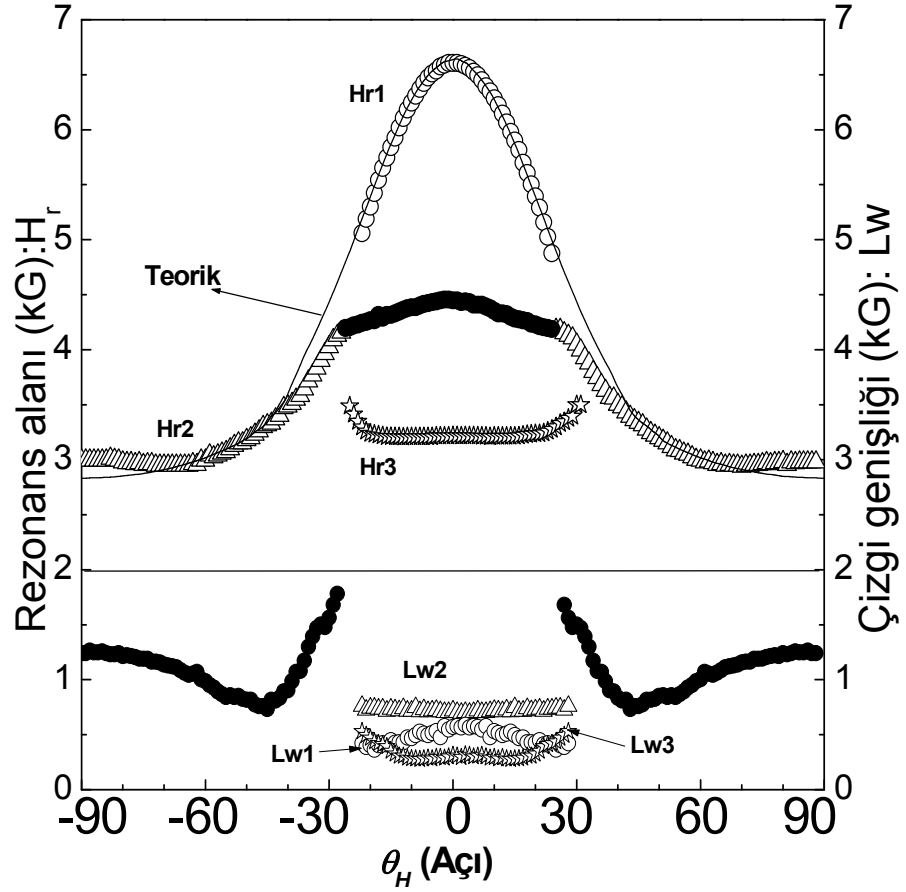
ve ark.[22] tarafından tek kristal SrTiO_3 üzerine büyütülen $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) ince filmindeki spin dalga rezonans spektrumları ile aynı karakteristik yapıya sahip oldukları gözlemlendi. Bu çalışmada spin dalga rezonans spektrumları ilk dört mod için 500 gaussluk bir genişlikteyken bu spektrumlar (100) numunesinde daha düşük bir alanda ve 3500 gauss civarındadır. (3.33) denkleminde D spin dalga sertlik (stiffness) parametresi filmin kalınlığı ve mod sayıları ile orantılı olduğu belirtilmiştir. Manyetik malzemeleri karakterize etmek için son derece önemli bir parametre olan D 'nin bizim numunemizde hesaplanan değeri $D = 175 \text{ meV } \text{\AA}^2$ dir. Buna karşın referans [22] D 'yi $D = 154 \text{ meV } \text{\AA}^2$ olarak bulmuştur. Dolayısı ile ortaya çıkan bu farkın D 'nin farklı olmasında filmlerin büyütülme tekniği ve film kalınlık etkisinin bu parametre üzerinde etkili olduğu söylenebilir.

Rezonans koşulunu sağlayan (3.33) denkleminde öngörülen alan değerlerinin n^2 ye karşı grafiği şekil 5.2'de verildi. Görüldüğü gibi noktaların hepsi lineer bir bağımlılık göstermektedir. En uygun ardaşık dizi $n=1,2,3\dots$ veya $n=0,2,3\dots$ durumunda gözlemlenmiştir. Burada en şiddetli spin dalga rezonans pikinin $n=1$ durumuna karşılık gelmesi homejen bir ferromanyetik rezonans pikinin $n=0$ durumuna karşılık gelmesi ile açıklandığından buna karşılık spin dalga rezonansı için bu $n \neq 0$ ile açıklanabilmesidir. Şekil 5.1'de manyetik alan film düzlemine dik olduğu açı'da ($\theta = 0$) spin dalga rezonans spektrumları açık bir şekilde görülmektedir. Kittel'in spin dalgaları için ortaya koyduğu modele göre spin dalga çizgilerinin şiddetleri mod sayılarının kareleriyle azalmalıdır [12]. Yukarıda bahsedilen yüzey piklerinin maksimum değerlerini aldığı durumda yüzey moduna karşı gelen pikler uniform (uyarılmamış yüzey şartına karşı gelen homojen veya diğer bir deyişle Kittel) moduna dönüşmektedirler. Dolayısı ile en şiddetli mod, düzenli (uniform) mod (0. mod) ile birinci modun karşımından ibaret olduğu şekil 5.1'de açıkça görülecektir. Dik pozisyona yaklaşımdan çok yüksek dereceden modların gözlemlenmemesinin nedeni, buradaki alan değerlerinin numunenin doyum mıknatıslanma değerlerinden daha düşük olmasıdır. Yani numune henüz doyuma gitmediğinden, daha düşük alanlarda daha büyük dereceden modlar gözlemlenmedi.



Şekil 5.2 (100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ tek kristal ince filmin rezonans alan değerlerinin n^2 'ye karşı grafiği.

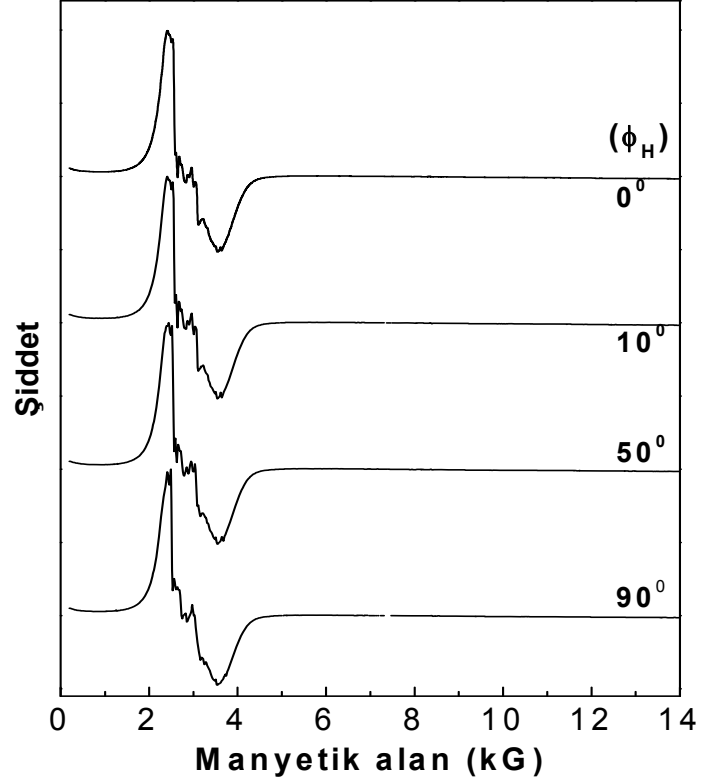
Homojen bir filmin karakteristik özelliklerinden biriside iyi hesaplanmış bir anizotropi alanı ve dar bir FMR spektrumuna sahip olmasıdır [4]. Homejen olmayan ince bir film genellikle geniş FMR pikleri sergiler. Şekil 5.3'de LSMO-100 ince film numunesinde dar FMR pikleri ve spin dalga rezonans modları numunenin homejen bir yapıya sahip olduğu ihtimalini kuvvetlendirmiştir. Her üç modun da çizgi genişlikleri şekilden görülmektedir. Şekil 5.3'de koyu daire şeklindeki grafikler bu üç modun toplam çizgi genişliğini ve rezonans alanlarını göstermektedir. İçi boş daireler ve üçgen ve yıldız şeklindeki grafikler spektrumlarından elde edilen spin dalga modlarının rezonans alanları ile çizgi genişliklerini göstermektedir. Görüldüğü gibi deneysel değerlerle analiz sonucu elde edilen rezonans değerleri arasında oldukça tatmin edici bir uyum vardır.



Şekil 5.3 (100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ tek kristal ince filmin rezonans alanlarının ve çizgi genişliğinin açığa bağlı değişimi. Sürekli çizgi teorik rezonans alan değişimini şekillerle gösterilenler ise deneysel değerleri göstermektedir.

Deneysel değerler ile modelden bu sonuçlara uyarlanarak elde edilen sürekli çizgilerle elde edilen değerler Şekil 5.3'te görülmektedir. Bu uyarlama sonucu M_{eff} ve g için sırasıyla 235 G ve 1.85 olarak bulunmuştur.

Şekil 5.4' te $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin IPG'de (in plane geometri) alınmış FMR spektrumları görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi 0-90 derece alınan spektrumlarda anizotropiye bağımlılık yoktur. İn plane geometride anizotropi alanlarının çok zayıf olması bunda en güçlü etkidir.



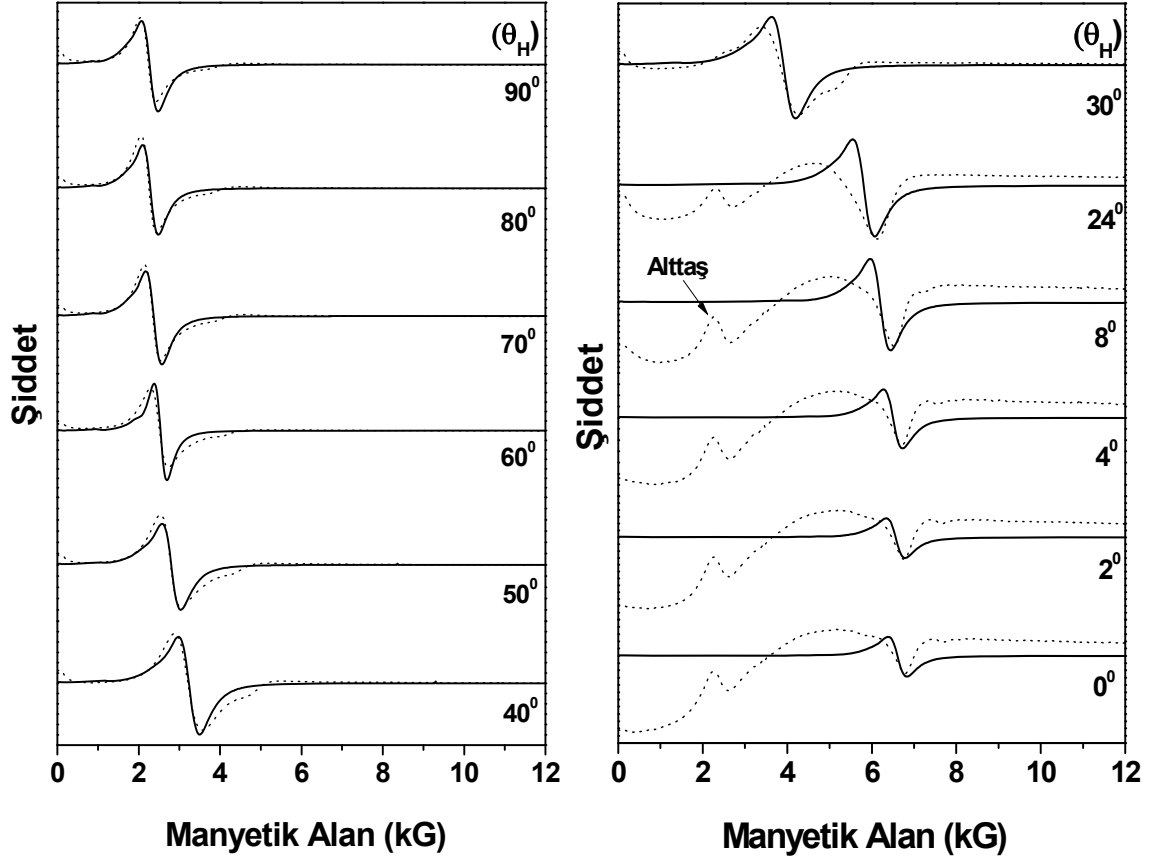
Şekil 5.4 (100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ tek kristal ince filmin IPG geometride oda sıcaklığında (300K) alınan seçilen bazı açılarda FMR spektrumları.

İn plane geometride anizotropi çıkmaması bu numuneler için beklenen bir sonuçtur. İn plane geometride kristalin etkisi ortalananmış olduğundan ve mıknatıslanma vektöründe rastgele bir yönelime sahip olduğu için anizotropi beklenmez [23].

5.2. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ – Çoklu Kristal (Polikristal) Filmi

Hazırlanma tekniği diğer ince filmlerle aynı olan çoklu kristal 200 nm $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) ince filmi, (111) SrTiO_3 yönelimine sahip alttaş üzerine çoklu kristal (polikristal) yapıda büyütülmüştür. Spektrumlar oda sıcaklığında in plane geometri (IPG) ve out of plane geometri’de (OPG) değişik açılarda kaydedilmiştir. Alınan bu spektrumlar şekil 5.5 ve 5.7’de verilmiştir. Deneysel datalar teorik model ile benzeşim yapılırken dik yöneline ait spektrumlar için kullanılan parametreler paralel yönelimler için de kullanılmıştır.

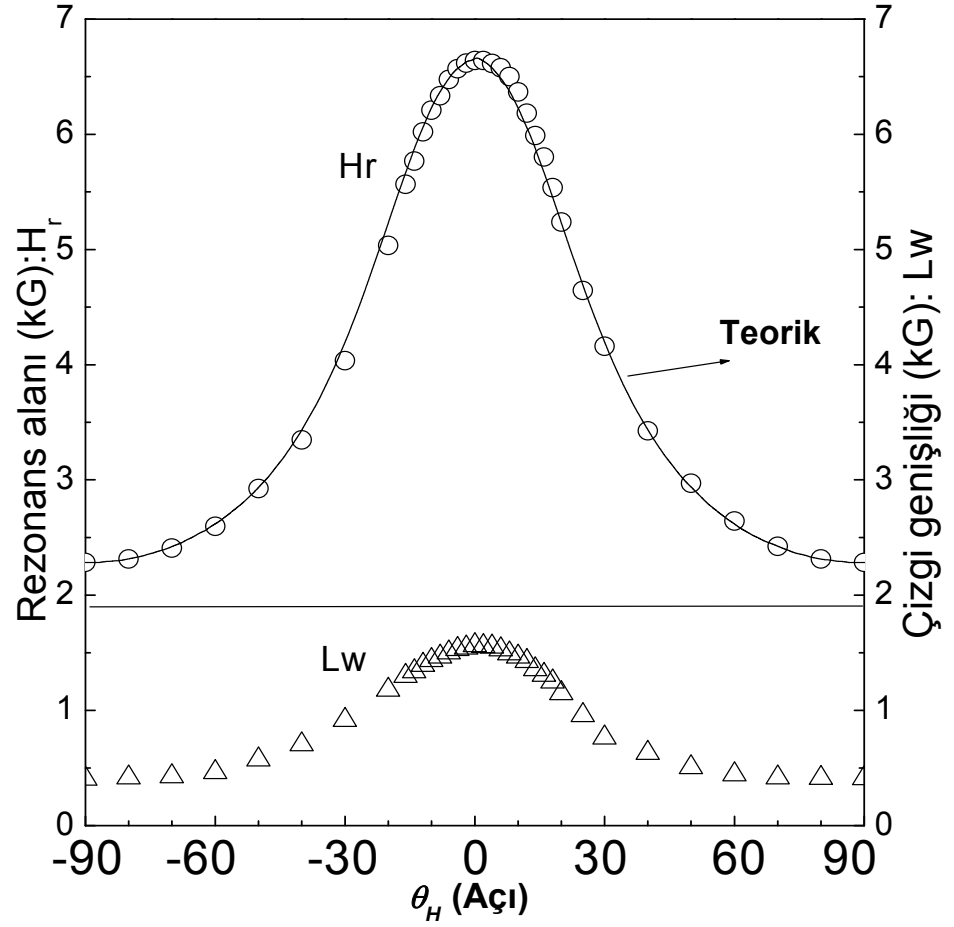
Şekil 5.5’te FMR deneysel spektrumlarından elde edilen rezonans alanlarının filmin yüzeyine uygulanan açıya göre değişimleri görülmektedir. Görüldüğü gibi dik pozisyondan birkaç derecelik küçük sapmalar rezonans alanlarında büyük değişimlere neden olmazken daha sonra bu rezonans alanları aniden düşük değerlere kaymaktadır. LSMO çoklu kristal ince filminin farklı alan değerlerinde rezonansa gelmesi demanyetizasyon anizotropisinden dolayıdır. Şekil 5.5 ‘te görüldüğü gibi 50-90 derece arası düzgün FMR soğurma pikleri gözlemlenirken filmin yüzeyi manyetik alana dik pozisyona yaklaşmaya başladıktan sonra soğurulmanın 1. türevden farklılaştığı görülecektir. Bunun nedenlerinden birisi numune boyutlarının kavitenin kalite faktörünü (Q) düşürmesidir [22]. Elimizdeki numune daha küçük boyulara indirilemeyecek çapta olduğundan düzgün bir kesme işlemi yapılmadan kaviteye yerleştirildi. Diğer bir neden ise bozulma (distorsiyon) etkisi dediğimiz manyetik duygunluğun (χ) imajiner kısmı yanında reel bileşenininde soğurulmaya katkıda bulunmasıdır.



Şekil 5.5 Polikristal 200 nm $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin OPG geometride 0-90 derece arası açılarda oda sıcaklığında (300K) alınan bazı FMR spektrumları. Grafikte sürekli çizgi ile gösterilenler modelden hesaplanan spektrumları, noktalı ile verilenler ise deneysel spektrumları göstermektedir.

Bu piklerden 2 kG civarında ortaya çıkan pik (100) doğrultusunda yönlendirilmiş numunede var olan pikle (alttaş) aynı pik olduğu öngörülmüştür. Çünkü hemen hemen aynı anizotropik davranışı sergilemektedirler. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (100) numunesinde spin dalga modlarını tespit etmek oldukça kolay iken polikristal numunede bu modları tespit etmek oldukça zordur. Bunun başlıca nedeni polikristal numunenin rezonans spektrumlarının çok geniş olmasıdır. Bu şekil 5.5'te görüldüğü gibi dik pozisyona yaklaştıkça spin dalga modlarının üst üste binmesinden dolayı tek bir mod gibi ortaya çıktığı görülebilir. Bu numune için tek bir yüzey mod görülmektedir. Yani film her iki yüzey için aynı manyetik karaktere sahiptir. Kullanılan teorik modelde de K_1^s, K_2^s

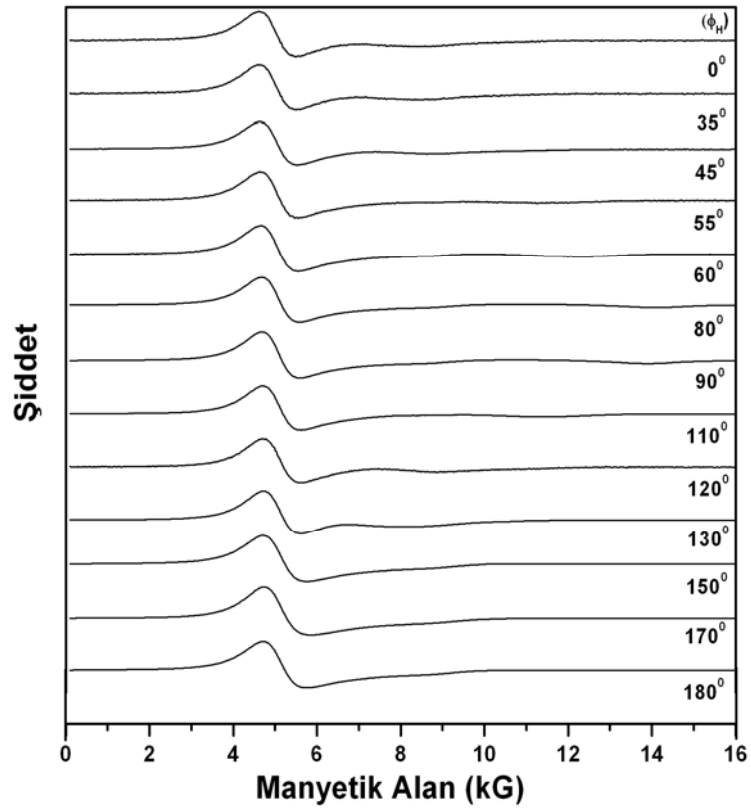
parametrelerinin birbirleriyle aynı değerler aldığı görülmüştür. O nedenle benzeştirme işleminde her iki yüzeye karşı gelen parametreler eşit alınmıştır.



Şekil 5.6 Polikristal 200 nm $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin rezonans alanlarının ve çizgi genişliğinin açıya bağlı değişimi. Sürekli çizgi teorik rezonans alan değişimini şekillerle gösterilenler ise deneysel değerleri göstermektedir.

Şekil 5.6 'da LSMO-Polikristal 200 nm ince film numunesinin rezonans alanları ve spektrumlarının çizgi genişlikleri görülmektedir. İçi boş daire ve üçgen şeklindeki grafikler sırası ile numuneden elde edilen spektrumların rezonans alanları ve çizgi genişliklerini göstermektedir. Deneysel değerler ile modelden bu sonuçlara uyarlanarak elde edilen sürekli çizgilerle elde edilen değerler görülmektedir. Bu uyarlama sonucu M_{eff} ve g için sırasıyla 249 G ve 1.935 olarak bulunmuştur.

Grafiklerden de görüldüğü gibi deneysel değerlerle teorik analiz sonucu elde edilen rezonans değerleri arasında oldukça tatmin edici bir uyum vardır. Manyetik alanın yönü film yüzeyine dik olduğu anda ($\theta=0$) çizgi genişliği artmakta buna karşın şiddet düşmektedir. Bunun başlıca nedenleri arasında çizgi genişliğindeki (line width) değişim, spin-spin, spin-örgü, homojen bir yapıya sahip olmama ve numune ile alttaş arasındaki arayüz etkileşmelerinin olduğu öngörülmüştür. Ayrıca şekil 5.3 ve 5.6 şekilleri beraber incelendiğinde (100) yönelime sahip numune ve polikristal numunenin çizgi genişliklerinin oldukça farklı olduğu görülür. Bu durum çoklu kristal ve (100) yönlendirilmiş numuneler arasındaki farkı açıkça göstermektedir. Manyetik alanın film yüzeyine dik olduğu açılarda sırasıyla (100) yönelime sahip numunenin çizgi genişliği değerleri oldukça düşük değerlerdeyken bu olay polikristal numune için tam tersi bir şekilde olmuştur.

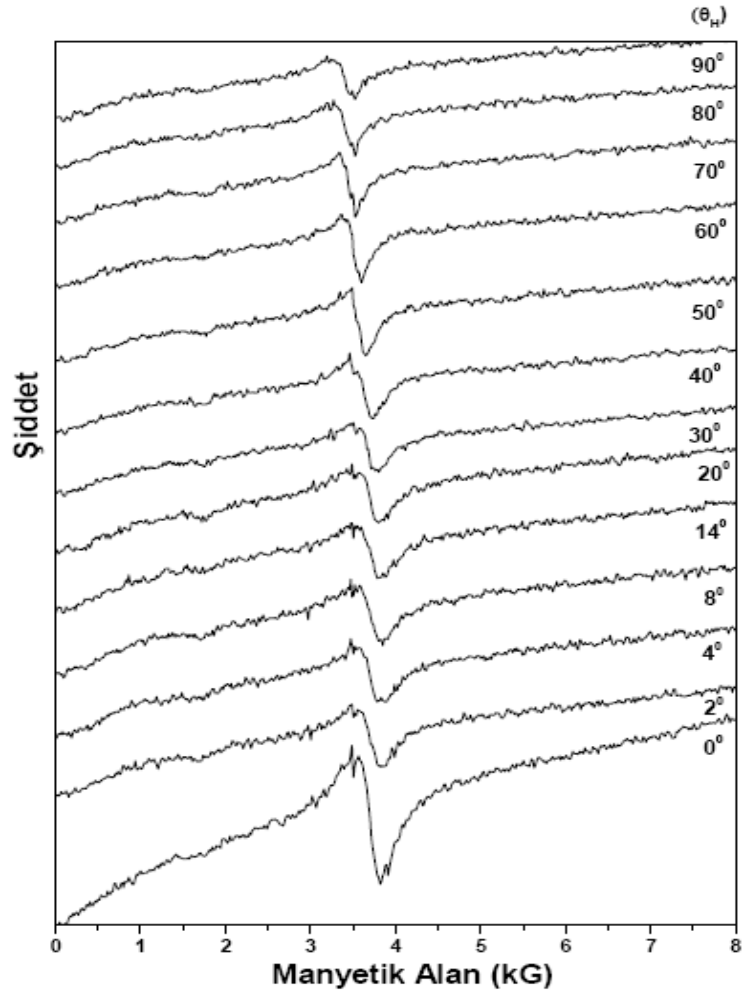


Şekil 5.7 Polikristal 200 nm $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin IPG geometride 0-180 derece arası açılarda oda sıcaklığında (300K) alınan FMR spektrumları.

LSMO-Polikristal numunenin in plane geometride uygulanan manyetik alanın yönüne bağılı olarak alınan FMR spektrumları Şekil 5.7' de görülmektedir. Dikkat edilirse alınan spektrumların hemen hemen hiçbirisinde uygulanan manyetik alanın açısının değişmesine rağmen değişim gözlenmemiştir. Numunenin magnetokristal anizotropiye sahip olmaması yani epitaksiyel olarak büyütülmemiş olması in plane geometride anizotropi gözlemlenmemiş olmasının başlıca nedenleri arasındadır.

5.3. $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO) Filmi

Sol-gel spin kaplama yöntemiyle hazırlanan 100 nm LCMO ince filmin deneysel spektrumları Out of Plane Geometri (OPG)'de Şekil 5.8'de görülmektedir. Simetrik FMR sinyalleri açığa bağlı olarak Lorentzian tipi olarak gözlemlendi. Bu FMR spektrumları diğer Lantanyum numunelerinde olduğu gibi modelle benzeştirilmedi. Bunun başlıca nedeni LCMO numunesinde spinda dalga modlarının gözlemlenmemesi ve numunenin manyetik alan karşısında anizotropisinin son derece küçük olması gösterilebilir.



Şekil 5.8 (100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filminden 0 ile 90 derece arasında bazı açılarda oda sıcaklığında (300K) (OPG) geometride alınan FMR spektrumları

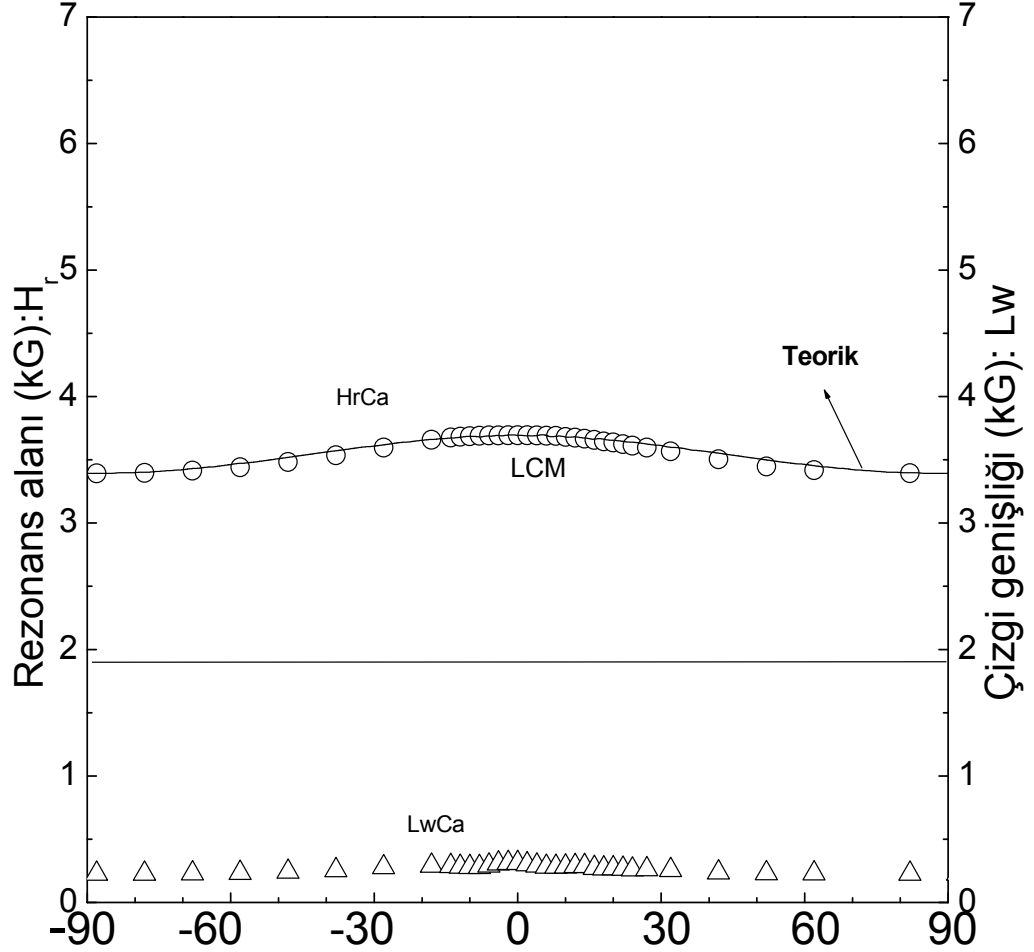
LCMO filmi yukarıdaki numunelerle aynı Mn^{+3} ve Mn^{+4} oranına sahip olmasına rağmen biz hala tam olarak bu numunede spin dalga modlarının gözlemlenmediğini tam olarak bilmiyoruz. Ancak spektrumlardaki gürültü sinyallerinden de anlaşılabileceği üzere Spin dalga modlarının görülmemesinin nedeni kristal alandaki değişimler, ferromanyetik düzenin iyonların yerlerinin değişmesine neden olması, alttaş etkileri ve filmin homojen olmaması bu nedenler arasında gösterilebilir. Şekil 5.8 incelendiğinde OPG geometride dik ve paralel de çok büyük bir farklılık görülmemektedir. Bunun nedeni numunenin faz geçiş bölgesine yakın bir bölgede ölçüm yapılmasıdır. Faz geçiş diyagramı incelendiğinde numunenin bu davranışı paramanyetik bir yalıtkan gibi davranmasıyla ilişkilendirilmiştir [24]. Bu kadar geniş aralıkta data almamızın nedeni geniş bir aralıkta sinyalleri daha iyi gözlemlemektir.

M.Ornache ve ark.[25] $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ bileşiğini Fmr yöntemini kullanarak manyetik parametrelerini elde etmiştir. Aynı zamanda değişik sıcaklık değerlerinde ölçümler olarak dik geometri ile paralel geometri arasındaki farkları gözlemlemiştir. Buradan Tc sıcaklığı (275 K) bölgesinde numunenin dik geometrisi ile paralel geometrisi arasındaki farkın en aza indiğini bulmuşlardır. Şekil 5.8’den de görüldüğü gibi dik geometri ile paralel geometri arasındaki rezonans alanlarının farkı son derece küçüktür. Buradan hareketle bizim numunenin Curie sıcaklığı bölgesinde ölçüm yaptığımız sonucuna varılabilir.

Ferromanyetik numuneler için beklenen rezonans spektrum şekli dik geometrideki rezonans alanları değerlerinin paralel geometride alınan spektrumlardan daha büyük olmasıdır. Bu fark normal ferromanyetik numunelerde mıknatıslanmadan kaynaklanır. Ancak hacimsel (bulk) anizotropinin de buna katkısı söz konusudur. Buradan Lantanyum serisi numuneler içerisinde $La_{0.7}(Ca,Sr)_{0.3}MnO_3$ ince filminden mıknatıslanması en küçük olan numunenin $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ ince filmi olduğu rezonans alanları değerlerinede bakılarak rahatça anlaşılabılır.

Eğer Sr katkılı numuneler ile Ca katkılı numuneler arasındaki farkın temel nedenlerini öğrenmek istiyorsak değişik yazarların bu konudaki çalışmalarında göz önünde bulundurmalıyız [27,29,32]. M. Golosovsky ve ark.[22] bu konuya Sr

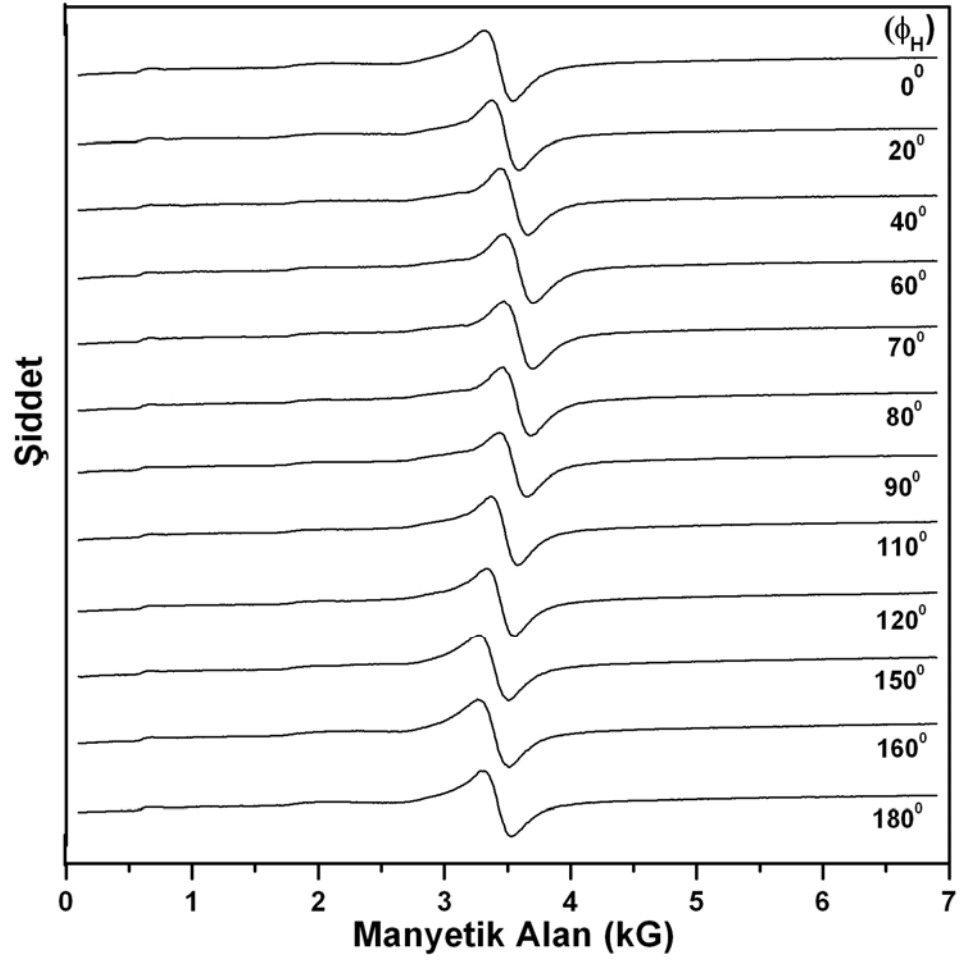
ve Ca iyonlarının iyonik yarıçaplarını La iyonunun yarıçapı ile karşılaştırarak bir açıklama getirmiştir. Eğer numuneye Ca katkılanırsa iyonik yarıçapı La iyonundan daha küçük olduğundan düzensel metal-yarı iletken geçişinin daha keskin olacağını belirtmiştir. Dolayısı ile bu numunede diğer numunelere nazaran daha büyük bir colossal manyeto direnç efekti beklenmesi normaldir.



Şekil 5.9 (100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filmin rezonans alanlarının ve çizgi genişliğinin açığa bağlı değişimi. Sürekli çizgi teorik rezonans alan değişimini şekillerle gösterilenler ise deneysel değerleri göstermektedir.

Yukarıda da belirttiğimiz gibi 100 yönetime sahip Sr katkılı numune ile LCMO numunesinin 75-120 derece aralığıdaki çizgi genişlikleri benzer davranış sergilemiştir. Şekil 5.9'dan da görüldüğü gibi rezonans alanlarının manyetik alanın yönüne göre değişimi yani anizotropisi diğer numunelere göre çok düşük

değerlerdedir. İçi boş daire ve üçgen şeklindeki grafikler numuneden elde edilen spektrumların rezonans alanları ile çizgi genişliklerini göstermektedir.



Şekil 5.10 (100) doğrultusunda yönlendirilmiş 100 nm kalınlıklı $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filminden IPG geometride 0 ile 180 derece arasında bazı açılarda oda sıcaklığında (300K) alınan FMR spektrumları

Ayrıca dik pozisyon civarında yaklaşık 75-120 derece aralığında Ca katkılı numune ile 100'e yönlendirilmiş numunelerin çizgi genişliklerinin aynı olduğu yine bu şekillerden çıkarılabilir. Şekil 5.10'da In plane geometri de alınmış 0-180 derece arası alınmış FMR sinyalleri görülmektedir.

LCMO numunesinde görülen rezonans pikleri DC manyetik alanın yönüne bağlı olarak diğer numunelere göre çok zayıf bir anizotropik (yöne bağlı) davranış sergilemiştir. Çizgi şekli her iki geometri için IPG ve OPG aynı kalmamaktadır. Bunun nedeni numunenin manyetik olmasının yanında elektriksel iletkenliğinde

oluşundan dolayı, AC duygunluğun reel bileşeninde soğurulmaya katkıda bulunur, bu da rezonans çizgilerinde düzensizliğe neden olur [27].

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ çoklu kristal (Polikristal) ve $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (100) kristal yönelime sahip numuneler için teorik model kullanılarak elde edilen manyetik parametreler tablo 5.1’de görülmektedir. Bununla birlikte spektrumlardan da görüleceği gibi $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ince filminin rezonans alanlarının uygulanan alanın yönüne bağlı olarak değişmemesi teorik olarak benzeştirilmeme nedenidir.

Diğer iki numune ilgili benzeştirilme parametrelerinin listesi aşağıdaki tablo 5.1’de görülmektedir.

Numune adı	ω/γ (kG)	$D \times 10^{-9}$ (G.cm ²)	$2K_{\text{eff}}/M_0$ (kG)	$2Ks_1/M_0$ (erg/cm ²)	$2Ks_2/M_0$ (erg/cm ²)	$\Delta H^\perp$ (G)	$\Delta H^\parallel$ (G)
$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) single kristal	3.30	1.75	-1.500	6.75	8.50	700	380
$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) polikristal	3.57	0.875	-3.200	8	8	350	400

Tablo 5.1 Ferromanyetik Rezonans tekniği kullanılarak analiz edilen $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) single kristal ve $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) polikristal ince filmlerinin manyetik parametreleri

Tablo 5.2’de her üç numunenin rezonans alan değerlerine karşılık elde edilen g değerleri gösterilmiştir.

Numune adı	M_{eff} (G)	H_r (kG)	g
$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) single kristal	235	3678	1.85
$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) polikristal	249	3514	1.935
$\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO) single kristal	16	3492	1.947

Tablo 5.2 Ferromanyetik Rezonans tekniği kullanılarak analiz edilen $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) single kristal, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) polikristal ve $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO) single kristal ince filmlerinin rezonans alanları benzeştirilme parametreleri.

6. SONUÇ

Bu tezin konusu olan Perovskite yapıya sahip Lantanyum mangan oksit ince film yapıların teknolojideki potansiyel kullanım alanlarından ötürü böyle malzemelerin üretimi ve karakterize edilmesi oldukça önemlidir. Teknolojideki kullanım alanları olarak sensör teknolojisi ve manyetik okuma kafaları gösterilebilir. Bu tez çalışmasında daha çok onların manyetik karakterizasyonu üzerine durarak gelecekteki üretilcek olan aynı yapıya sahip malzemelerin nasıl üretilmesi gerektiği hakkında fikir sahibi olmak bizim ana hedefimizdi.

Tez çalışmasında incelenen filmler sol-jel spin kaplama yöntemiyle tek kristal ve polikristal olarak SrTiO_3 alttaş üzerine büyütülmüşlerdir. Çoğu GMR manganit filmi yüksek vakumlu ve epitaksiyel (kat kat) üretilme teknikleri (lazer depolama, saçtırma tekniği ve moleküler ışın depolama) kullanılarak büyütülmektedir. Bununla birlikte bu yöntemler pahalı olmakla birlikte büyük endüstriyel uygulamalar için uygun olmamaktadır. Alternatif ve pahalı olmayan, büyük numune alanlarına kolay bir uygulama olanağı sağlayan sol-jel spin kaplama sistemiyle bu numunelerin büyültülebildiği deneysel sonuçlarla bu tezde gösterilebilmiştir. Deneyler oda sıcaklığında yapılmış ve spektrumlar manyetik alanın fonksiyonu olarak bilgisayar yardımıyla kaydedilmiştir. Spektrumlarda gözlemlenen spin dalga rezonans modları Zeeman, ve yüzey anizotropi enerjilerini içeren exchange (değiş tokuş) manyetik enerji yoğunluğu kullanılarak analiz edildi.

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) tek kristal ince filminde ardaşık spin dalga modları dik pozisyonda OPG geometride gözlemlenmiştir. Elde edilen spektrumlar bilgisayar programı ile benzeştirilerek deneysel datalar ile teorik olarak hesaplanan dataların son derece uyumlu olması numunelerin iyi kalitede büyütülmüş olmasına bağlandı. Literatürde de aynı şekilde spin dalga rezonans spektrumlarının gözlemlenmesi deneyin tekrarlanabilir ve numunelerin sağlam bir karaktere sahip olduğunu bize gösterdi. $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) polikristal numune için de deneysel datalarla teorik formulasyondan belirlenen parametreler kullanılarak benzeştirilme işlemi sonuçlandırıldı. Numunenin polikristal olması

nedeniyle single kristalde gözlemlenen sayıda spin dalga modları gözlemlenemedi. Dolayısı ile D sabiti ve diğer parametrelerde bu nedenle farklılıklar gözlemlendi. Aynı zamanda çoklu kristal (polikristal) numunenin literatürde çok az çalışıldığıda buraya not edilmelidir. Daha sonra katkı maddesi farklı olan $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO) Lantanyum manganiti numunesinde spin dalga rezonans spektrumları gözlemlenmemiştir. Spin dalga modlarının bu numunelerde neden gözlenmediği literatürde de halen araştırma konusudur. Ancak bu numunenin metal-yarıiletken faz geçişi son derece keskin olduğundan bu numuneye olan ilgi daha yüksektir [34].

Bu tip malzemelerin gelecekte şu anda kullanılan GMR malzemelerin yerini alacağı düşünülmektedir. Dolayısı ile GMR malzemelerden daha fazla direnç özelliği gösteren bu yapıların hazırlanması ve manyetik özelliklerinin karakterize edilmesi gelecekteki potansiyel uygulama alanları açısından daha önemli hale gelmektedir.

KAYNAKLAR

1. Tapan Chatterji, Colossal Magnetoresistive Manganites, Kluwer Academic Publishers, (2004)
2. R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Schultz, and K. Samwer, Physical Review Letters, 71 , number 14 , (1993)
3. S. Budak, M. Özdemir, B. Aktaş , Physica B 349, 348–358 (2004)
4. Satılmış Budak, Doktora Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (2003)
5. K. Suguwara, N. Arai, A. Kouzuki, K. Hotta and H. Hirose ,Modern Physics Letters B, Vol. 15, No. 11 331-341 (2001)
6. S. Angappane, G. Rangarajan, K. Sethupathi Physica B 339 87–93, (2003)
7. S. Budak, M. Özdemir, B. Aktaş Physica B 339, 45–50 (2003)
8. Robert Gunnarsson Phd Thesis, Chalmers University of Technology (2004)
9. Ramadan Ebrahim Ali Shaioub Phd Thesis, Universiti Putra Malaysia (2004)
10. Jiles D, Introduction to Magnetism and Magnetic Materials, Chapman, hall London, (1994)
11. S.Chikazumi, Physics of Ferromagnetism, Oxford University Press (1994)
12. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 8th ed., John Wiley & Sons Inc.,New York (2005).
13. Shirane G, Michael C, Endoh Y, Hirota K, Moritomo Y, Tokura Y, Phys. Rev. B 53, 14285 – 14290, (1996)
14. Mustafa Özdemir, Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi (1991)
15. Resul Yılgin, Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (1999)
16. Mustafa Özdemir , Doktora Tezi , İstanbul Teknik Üniversitesi (1998)
17. B. Aktaş, Solid State Communications. 87, No 11, 1067 (1993)
18. B. Aktaş and M. Özdemir Physica B, 193, 125 (1994)
19. G. Kartopu, M. Es-Souni, Journal of Applied Physics 99, 033501 (2006)
20. Orhan Yalçın, Doktora Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, (2004)
21. Mustafa Ozdemir, Nuh Yalcin, Bekir Aktas, J. magn. magn. mater. 119, 339, (1993)

22. M. Golosovsky, P. Monod, P. K. Muduli, R. C. Budhani, *Physical Review B* 76, 184413 (2007)
23. M.Özdemir, N. Yalçın, B. Aktaş, 310, 289-295, (1997)
24. V. Dyakonov, A. Prohorov, V. Shapovalov, S. Khartsev, V. Krivoruchko , V. Mihailov , V. Pashchenko, E. Zubov, P. Aleshkevych , K. Dyakonov, S. Piechota, H. Szymczak *Physics Letters A* 268, 202–207 (2000)
25. O. Arnache, P. Monod, N. Bontemps, D. Girata, P. Prieto, *Physica B* 384, 71–73 (2006)
26. Wei Ning, Xiang-Qun Zhang, Zhao-Hua Cheng, Young Sun, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 321,1159–1162 (2009)
27. M.Özdemir, B.Aktaş, Y. Öner, T. Sato, T Ando, *J. magn. magn. mater. ,* 164, 53 (1996)
28. D.K. Aswal, Ajay Singh, R.M. Kadam, M.K. Bhide, A.G. Page, Shovit Bhattacharya, S.K. Gupta, J.V. Yakhmi, V.C. Sahni, *Materials Letters* 59, 728– 733 (2005)
29. S. E. Lofland, S. M. Bhagat, C. Kwon, S. D. Tyagi, Y. M. Mukovskii, S. G. Karabashev, A. M. Balbashov *Journal of Applied Physics* 81 (8), (1997)
30. *Magnetism and Structure in Functional Materials (Springer Series in Materials Science)*, A. Planes L. Manosa A. Saxena
31. C. Rettori, D. Rao, J. Singley, D. Kidwell, S. B. Oseroff, M. T. Causa, J. J. Neumeier, S-W. Cheong, S. Schultz, K. J. McClellan *Physical Review B* Volume 55, Number 5, (1997)
32. F. Moussa, M. Hennion, P. Kober-Lehouelleur, D. Reznik, S. Petit, H. Moudden, A. Ivanov, Ya. M. Mukovskii, R. Privezentsev, F. Albenque-Rullier, *Physical Review B*, 76, 2007
33. K. W. John, C. E. Lee, C. H. Lee and Y. H. Jeong , *Current Applied Physics* 2 (2002) 411–415
34. *Physics of Manganites (Fundamental Materials Research)*, T. A Kaplan, S.D Mahanti
35. M. Ramesh Babu, X.F. Han, Wei Ning, Zhao-hua Cheng, Young Sun, R. Jayavel, *Materials Letters* 63 ,1528–1530, (2009)

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında Tokat’da doğan Ahmet Serdar DEMİRAY ilköğretimini Cumhuriyet İlkokulu, orta öğretimini Dr. Sadık Ahmet Lisesi’nde başarıyla tamamladıktan sonra 2001 yılında Marmara Üniversitesi Fizik Bölümü’nü kazandı. Burada 1 yıl hazırlık okuduktan sonra 2007’de mezun oldu. Aynı yaz Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik bölümünde yüksek lisansa başladı. 2009 yılında Tohoku üniversitesi (Japonya) uluslararası doktora programına kabul edildi.