

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**CoO TABANLI FeNi İNCE FİLMLERDE DEĞİŞ-TOKUŞ
ETKİLEŞMESİNİN FERROMANYETİK REZONANS VE
VSM TEKNİĞİ İLE ARAŞTIRILMASI**

Esra HAKVERDİ

**Tez Danışmanı
Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ**

Yozgat 2014

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**CoO TABANLI FeNi İNCE FİLMLEDE DEĞİŞ-TOKUŞ
ETKİLEŞMESİNİN FERROMANYETİK REZONANS VE
VSM TEKNİĞİ İLE ARAŞTIRILMASI**

Esra HAKVERDİ

**Tez Danışmanı
Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ**

Yozgat 2014

T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TEZ ONAYI

Enstitümüzün Fizik Anabilim Dalı 70110510005 numaralı öğrencisi Esra HAKVERDİ'nin hazırladığı "CoO Tabanlı FeNi İnce Filmlerde Değiş-Tokuş Etkileşmesinin Ferromanyetik Rezonans ve Vsm Tekniği ile Araştırılması" başlıklı YÜKSEK LİSANS tezi ile ilgili TEZ SAVUNMA SINAVI, Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği uyarınca 28/01/2014 Salı günü saat 13:00'da yapılmış, tezin onayına OY ÇOKLUĞU / OY BİRLİĞİYLE karar verilmiştir.

Başkan : Yrd. Doç. Dr. Ümit TEMİZER



Üye : Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ (Danışman)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ



ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulu'nun/...../20..... tarih ve sayılı kararı ile onaylanmıştır.

...../...../20.....

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
TABLolar LİSTESİ	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
KISALTMALAR VE SİMGELER LİSTESİ	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. MANYETİZMA.....	3
2.1. Atomların Manyetik Momenti.....	4
2.2. Manyetizma Türleri.....	8
2.2.1. Diyamanyetizma.....	8
2.2.2. Paramanyetizma.....	9
2.2.3. Ferromanyetizma.....	11
2.3. Değiş-Tokuş Etkileşmesi.....	15
2.4. Mıknatıslanma (Histeresis) Eğrisi.....	16
2.5. Moleküler Alan Teorisi.....	22
2.6. Değiş-Tokuş Kuvvetleri.....	25
2.7. Antiferromanyetizma.....	29
2.7.1. T_N Sıcaklığından Üst Değerler.....	32
2.7.2. T_N Sıcaklığından Alt Değerler.....	34
2.7.3. Spin Eksenine Dik Uygulanan Alan.....	35
2.7.4. Spin Eksenine Paralel Uygulanan Alan.....	37
2.7.5. Deneyle Karşılaştırma.....	40

2.7.6. CoO’ın Kristal yapısı ve Kristolografik simetrisi.....	42
2.8. Manyetik Anizotropi.....	44
2.8.1. Giriş.....	44
2.8.2. Kübik Kristallerde Anizotropi.....	46
2.8.3. Kristallerde Anizotropinin Fiziksel Kaynağı.....	51
2.9. Kaydırma Etkisi (Exchange Bias).....	53
2.9.1. Kaydırma Etkisi Modeli.....	56
2.9.2. Sıfırlayıcı (Koersif) Alanlar.....	57
2.9.3. Kaydırma Etkisinin Kalınlığa Bağlılığı.....	58
2.9.4. Talim (Training) etkisi.....	59
2.9.5. Kaydırma Etkisinin Sıcaklığa Bağlılığı.....	60
2.9.6. Kaydırma Etkisinin Uygulama Alanları.....	61
3. FERROMANYETİK REZONANS TEKNİĞİ.....	62
4. DENEYSEL TEKNİKLER.....	66
4.1. Örneklerin Hazırlanması.....	66
4.2. IBS Sistemi (Ion beam sputtering).....	67
4.3. Ferromanyetik Rezonans Spektrometresi.....	68
4.3.1. Mikrodalga (Kaynak Sistemi).....	68
4.3.2. Dalga Klavuzu ve Kavite Klavuz Sistemi.....	69
4.3.3. Elektromanyet.....	70
4.3.4. Rezonans Sinyalini Algılayan Dedektör ve Modülasyon sistemi.....	71
4.4. Çizgi Şekli ve Çizgi Genişliği.....	72
4.5. Vibrating Sample Magnetometer (VSM) Tekniği.....	74
5. DENEYSEL SONUÇLAR VE ANALİZLERİ.....	77
6. SONUÇ VE TARTIŞMA	89
KAYNAKLAR.....	91
ÖZGEÇMİŞ.....	94

CoO TABANLI FeNi İNCE FİLMLERDE DEĞİŞ-TOKUŞ ETKİLEŞMESİNİN FERROMANYETİK REZONANS VE VSM TEKNİĞİ İLE ARAŞTIRILMASI

Esra HAKVERDİ

Bozok Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi

2014; Sayfa: 94

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ

ÖZET

Bu çalışmada, teknolojik gelişmeler açısından büyük öneme sahip kaydırma etkisinin, ferromanyetik tabakanın kalınlığına, uygulanan dış manyetik alana ve ortamın sıcaklığına bağlı olarak nasıl değiştiği gözlemlendi. Bu amaçla NiFe/ CoO/ Al₂O₃ katmanlı ince filmde tabakaların kalınlıkları ve yerleri değiştirilerek, manyetik malzemelerin yapısal özellikleri FMR ve VSM tekniği ile araştırıldı. Ferromanyetik rezonans tekniği ile filmlerin manyetik anizotropileri ve mıknatıslanma eksenleri gibi özellikler incelenmiştir.

NiFe/ CoO/ Al₂O₃ manyetik ince filmlerin VSM tekniği ile histeresis eğrileri ölçüldü. Farklı sıcaklıklarda ölçülen histeresis eğrilerinin sıfırlayıcı alanları, kaydırma alanları ve engelleme sıcaklıkları belirlendi. Kaydırma alanlarının sıcaklıkla ters orantılı olduğu gözlemlendi.

Bunun yanı sıra, herbir örnek için farklı kalınlıklarda alınan NiFe (Py) ve CoO için mıknatıslanma ölçümleri tekrarlandı. Sonuç olarak teorik ve deneysel çalışmalarda göstermiştir ki sıcaklığın ve kalınlığın sıfırlayıcı alanlar üzerinde etkisi vardır.

Anahtar Kelimeler: Manyetik anizotropi, X-ışını yansımaları (XRR), Ferromanyetik Rezonans (FMR), Ferromanyetizma.

**THESIS TITLE : IN CoO BASED FeNi THIN FILMS EXCHANGE
BIAS PROPERTIES INVESTIGATION OF FERROMAGNETIC
REZONANS AND VSM TECHNIQUE**

Esra HAKVERDİ

**Bozok University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Master of Science Thesis**

2014; Page: 94

Thesis Supervisor: Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ

ABSTRACT

In this study, the shifting effect were investigated and its relations with changing of the ferromagnetic layer thickness, an applied external magnetic field and ambient temperature were observed. Also for this purpose, structural properties of NiFe / CoO / Al₂O₃ thin films were tested by FMR and VSM techniques with changing thickness and layer changing of orders of layer. Also the anisotropy energies and magnetisation axes were searched with FMR technique. NiFe/ CoO/ Al₂O₃ mangnetic thin films Hysterisis curves were measured by VSM techniques and results were discussed. Coersivity H_c,exchange bias and blocking temperatures of hysteresis loops were determined. It was observed that exchange bias is inversely proportional with temperature.

In addition to this, for each sample taken at different thicknesses NiFe (Py) and CoO magnetization measurements were many times repeated. Theoretical and experimental studies have shown that as a result of the temperature and thicnesses effect on the coersivity was understood.

Key words: Magnetic Anisotropy, X-ray difraction (XRD), Ferromagnetic Resonans (FMR), Ferromagnetizm.

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans ve tez çalışmalarım boyunca yardım ve desteğini gördüğüm, hoşgörüsünü eksik etmeyen danışmanım Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ'e bu çalışmalarım sırasında elinden gelen tüm olanakları sağlayan ve yardımını esirgemeyen hocam Yrd. Doç. Dr. Sinan Kazan'a, araştırma konum ile ilgili verdiği deneysel bilgi ve yorumları ile çalışmalarımda büyük emeği olan Arş. Görevlisi Ramazan Topkaya'ya teşekkür ederim.

Ayrıca lisans ve yüksek lisans eğitimim boyunca bana aşıladığı çalışma isteği ve başarabilme inancından ötürü değerli hocam Doç. Dr. Orhan YALÇIN'a teşekkürü bir borç bilirim.

Anlayışlarını ve sabırlarını yitirmeden her zaman yanımda olan aileme sonsuz teşekkür ederim.

TABLÖLAR LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 2.1. Demir, Kobalt ve Nikelin Cruie Sıcaklıkları.....	14
Tablo 2.2. Kübik Bir Kristalde Çeşitli Yönler İçin Kristal Anizotropi Enerjileri.....	50
Tablo 2.3. Bir Kübik Kristalde Miknatıslanmanın kolay, orta ve zor yönleri.....	51

ŞEKİLLER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1: Maddenin Basit Atomik Modeli.....	3
Şekil 2.2: Elektronun Kendi Ekseni Etrafında Dönmesiyle Oluşturduğu Manyetik Alan.....	4
Şekil 2.3: Çekirdeğin Etrafında r Yarıçaplı Yörüngede v Hızıyla Hareket Eden Elektron.....	5
Şekil 2.4: Elektronun Spini S, Manyetik Momenti . ve B_z z Yönünde Oluşan Manyetik Alandır.....	7
Şekil 2.5: (a) Diyamanyetik Malzemelerin Dış Manyetik Alan Altındaki Mıknatıslanma Grafiği (b) Diyamanyetik Malzemenin Duygunluğunun Sıcaklıkla İlişkisi.....	9
Şekil 2.6: Paramanyetik Düzendeki Manyetik Momentler.....	9
Şekil 2.7: (a) Paramanyetik Malzemelerde Mıknatıslanma Eğrisi. (b) Paramanyetik Malzemenin Duygunluğunun Sıcaklıkla Olan İlişkisi.....	10
Şekil 2.8: Ferromanyetik Malzemelerin Manyetik Düzeni.....	11
Şekil 2.9: Domen ve Domen Duvarları (a) Domen Duvarları (b) Si-Fe (001) Kristal Yüzeyinde Gözlenen Domenler (c)	12
Şekil 2.10: $H \parallel [100]$ (a) $H \parallel [110]$ İçin Domen Duvar Hareketi ve Mıknatıslanmanın Dönmesi.....	13
Şekil 2.11: Ferromanyetik Malzemelerde Duygunluğun Sıcaklıkla Olan Değişimi.....	13
Şekil 2.12: Manyetik Malzemelerdeki Manyetik Momentlerin Düzeni.....	15
Şekil 2.13: Oda Sıcaklığında Demir, Kobalt Ve Nikel'in Mıknatıslanma Eğrisi.....	17
Şekil 2.14: Ferromanyetiğin Manyetizasyon Süreci	18

Şekil 2.15:	Ferromanyetik Malzeme İçin Histeresis Eğrisi. M_s Malzemenin Doyum Miknatısı.....	19
Şekil 2.16:	(a) Sert Miknatıslık Özelliklere Sahip Malzeme (b) Yumuşak Miknatıslık Özelliklere Sahip Malzemenin Histeresis Eğrisi ..	21
Şekil 2.17:	Moleküler Alanda Kendiliğinden Miknatıslanma	22
Şekil 2.18:	Kendiliğinden Miknatıslanmaya Sıcaklığın Etkisi.....	23
Şekil 2.19:	Görelî Sıcaklığın Bir Fonksiyonu Olarak Demir, Nikel ve Kobaltın Görelî Doyum Miknatıslanması	24
Şekil 2.20:	Manyetik Malzemenin Etrafında Bir İç Nuktada Beklenen Alan	25
Şekil 2.21:	Bethe-Slater Eğrisi.....	27
Şekil 2.22:	Antiferromanyetik Bir Malzemenin Manyetik Duygunluğun (χ) ve Ters Duygunluğun ($1/\chi$) Sıcaklığa Olan Bağımlılığı	30
Şekil 2.23:	A ve B Alt Örgülerinden Oluşan Antiferromanyetik Düzen....	31
Şekil 2.24:	Bir Curie Sabiti (C) Değerinde Manyetik Duygunluğun (χ) Moleküler Alana Bağlı Olarak Sıcaklıkla Değişimi.....	33
Şekil 2.25:	T_N Sıcaklığının Altında A ve B Altörgüsünün Kendiliğinden Miknatıslanması	35
Şekil 2.26:	Bir Antiferromanyette Uygulanan Dış H Alanının Etkisiyle Miknatıslanmadaki Değişme.....	36
Şekil 2.27:	Spin Eksenine Paralel Bir Alan Uygulandığında Manyetizasyonun Alan ile Değişimi	38
Şekil 2.28:	Antiferromanyetik Bir Toz Malzeme için Hesaplanan Manyetik Duygunluğun Neel Sıcaklığı Civarında ve Altında Sıcaklıkla Değişimi	40
Şekil 2.29:	Mno Tozlarının Manyetik Duygunluğunun Sıcaklık ile Değişimi	41

Şekil 2.30:	MnF ₂ 'nin Molar Manyetik Duygunluğunun Sıcaklıkla Değişimi	42
Şekil 2.31:	X Işınları Laboratuvarından Sıcaklığa Karşı Elde Edilen Pseudocubic Hücrenin Tetragonal Bozulması.....	43
Şekil 2.32:	Monoklinik Simetrisinin Manyetik Yapısı Ac Düzleminde Manyetik Momentlerin Doğrusal Dizilimi İle Gösterilmiştir ..	44
Şekil 2.33:	Manyetik Anizotropiye Sahip Manyetik Eksenler	45
Şekil 2.34:	Manyetik Malzemenin Manyetik Eksenlere Göre M-H Grafiği	45
Şekil 2.35:	Bir Kübik Kristalin (1 $\bar{1}0$) Düzleminde Üç Temel Kristolografik Yönü	46
Şekil 2.36:	Demir ve Nikel Tek Kristalleri için Manyetizasyon Eğrileri.....	47
Şekil 2.37:	Tek Demir Kristalinin [010] Yönündeki Uygulanan <i>H</i> ile Domain Yapıları.....	48
Şekil 2.38:	Tek Kristal Demirin [110] Yönündeki Uygulanan Alan ile Domain Yapısı Domain Yapısı	49
Şekil 2.39:	Spin-Yörünge-Örgü Etkileşmesi	52
Şekil 2.40:	Eliptik Bir Parçacığın Manyetik Yapısı	53
Şekil 2.41:	Meiklejohn ve Bean Tarafından Soğutulan Alan Etkisi İle <i>FM</i> ve <i>AFM</i> tabakalarının spin yapıları	54
Şekil 2.42:	77 K'e Kadar Alansız Soğutulan (1) ve 10 <i>Koe T</i> Alan Altında Soğutulan <i>Co/CoO</i> Parçacıklarının Histeresis Eğrisi (2).....	54
Şekil 2.43:	Antiferromanyetik Tabaka ile Birleştirilen Ferromanyetik Tabakanın Kaydırma Etkisi.....	55
Şekil 2.44:	Eşleşmiş ve Eşleşmemiş Durumdaki Meiklejohn ve Bean'ın Modeli	56
Şekil 2.45:	<i>FM</i> ve <i>AFM</i> nin sistematik spin diyagramı.....	57
Şekil 2.46:	Histeresis Eğrisi Üzerindeki <i>H_{c1}</i> ve <i>H_{c2}</i> Alanları, ve Kaydırma Alanı <i>H_e</i>	58

Şekil 2.47:	Kaydırma Etkisinin ve Sıfırlayıcı Alanların <i>FM</i> Tabakasının Kalınlığına Bağlılığı	59
Şekil 2.48:	T_N Sıcaklığından Başlayarak Düşük Sıcaklığa İnen Histeresis Eğrileri.....	60
Şekil 2.49:	Sıcaklığın Sıfırlayıcı Alan ve Engelleme Sıcaklığına Etkisi.....	61
Şekil 2.50:	Spin Vanası Sistemi.....	61
Şekil 4.1:	Manyetik İnce Film Hazırlamak İçin Kullanılan IBS Sistemi	66
Şekil 4.2:	Hazırlanan Filmlerin Şematik Gösterimi.....	67
Şekil 4.3:	IBS Sisteminin Şematik Gösterimi.....	67
Şekil 4.4:	TE_{102} Modunda Çalışan Dikdörtgen Kavite İçerisindeki Durağan Dalga Dağılımı.....	69
Şekil 4.5:	Elektron Paramanyetik Rezonans Spektrometresinin (ESR) Blok Diyagramı	70
Şekil 4.6:	Soğurma Sinyali Üzerine Uygulanan 100 kHz lik Modülasyon Alanı	72
Şekil 4.7:	Tipik ESR Sinyali. H_R Rezonans Değeri, ΔH_{pp} Tepe-Tepe Çizgi Genişliği	73
Şekil 4.8:	Bu Çalışmada Quantum Design PPMS Sistemi ve Numunenin Titreştirildiği Vsm Motoru	75
Şekil 4.9:	GYTE Fizik Bölümü'ndeki PPMS Sistemi.....	76
Şekil 5.1:	Ferromanyetik Rezonans Ölçümleri İçin Kullanılan Geometri...	77
Şekil 5.2:	Oda Sıcaklığında (a) Out Of Plane Geometride (b) İn Plane Geometride Her Bir Açık İçin Alınan Fmr Spektrumlarının Alt Alta Çizilmesi Elde Edilen Yığın Grafikler Farklı Açılarda Alınmış Fmr Ölçümleri	77
Şekil 5.3:	Out of Plane ve İn Plane Geometride Elde Edilen Spektrumların Rezonans Alanlarının (Rezonans Field, H_R) Açığa (θ_H) Bağlı Değişimi	78

Şekil 5.4:	(a) MgO (111) / Py (5nm) / CoO (10 nm)'ın 300 K Sıcaklığında Manyetik Histerisi Döngüsü. (b) 1 kOe Soğutma Alanı Uygulanarak Soğutulan örneğin 35 K de Alınan Manyetik Histerisi Döngüsü	79
Şekil 5.5:	Kaydırıcı Etkinin ve H_{C1} H_{C2} Zorlayıcı Alanların Sıcaklığa Bağlı Değişimi ve T_b Değeri	80
Şekil 5.6:	Oda sıcaklığında (a) out of plane geometride (b) in plane geometride her bir açı için alınan FMR spektrumlarının alt alta çizilmesi elde edilen yığın grafikler farklı açılarda alınmış FMR ölçümleri	81
Şekil 5.7:	Out of plane ve in plane geometride elde edilen spektumların rezonans alanlarının açığa bağlı değişimi.....	82
Şekil 5.8:	(a) (111) MgO/ 5nm Co /10 nm Py / Al_2O_3 'un 300 K sıcaklığında manyetik histerisi döngüsü. (b) 1 kOe soğutma alanı uygulanarak soğutulan örneğin 10 K'de alınan manyetik histerisi döngüsü.....	82
Şekil 5.9:	Kaydırıcı etkinin ve H_{C1} H_{C2} zorlayıcı alanların sıcaklığa bağlı değişimi ve T_B değeri	83
Şekil 5.10:	Oda sıcaklığında (a) out of plane geometride (b) in plane geometride her bir açı için alınan FMR spektrumlarının alt alta çizilmesi elde edilen yığın grafikler farklı açılarda alınmış FMR ölçümleri	84
Şekil 5.11:	Out of plane ve in plane geometride elde edilen spektumların rezonans alanlarının açığa bağlı değişimi.....	84
Şekil 5.12:	(a) (100) MgO/ 10 nm Py /5 nm CoO'ın 300 K sıcaklığında manyetik histerisi döngüsü. (b) 1 kOe soğutma alanı uygulanarak soğutulan örneğin 20 K'de alınan manyetik histerisis döngüsü	85
Şekil 5.13:	Kaydırıcı etkinin ve H_{C1} H_{C2} zorlayıcı alanların sıcaklığa bağlı değişimi ve T_B değeri	85
Şekil 5.14:	Oda sıcaklığında (a) out of plane geometride (b) in plane geometride her bir açı için alınan FMR spektrumlarının alt alta çizilmesi elde edilen yığın grafikler farklı açılarda alınmış FMR ölçümleri	86

Şekil 5.15:	Out of plane ve in plane geometride elde edilen spektumların rezonans alanlarının açığa bağlı değişimi.....	86
Şekil 5.16:	(a) (100) MgO/ 10 nm CoO /10 nm Py/ Al ₂ O ₃ 'ın 300 K sıcaklığında manyetik histerisi döngüsü. (b) 1 kOe soğutma alanı uygulanarak soğutulan örneğin 50 K'de alınan manyetik histerisis döngüsü	87
Şekil 5.17:	Kaydırıcı etkinin ve H _{C1} H _{C2} zorlayıcı alanların sıcaklığa bağlı değişimi ve T _B değeri	87

SİMGELER VE KISALTMALAR

EB	: Exchange bias
GMR	: Dev manyeto-direnç
TMR	: Tünelleme manyeto-direnç
AFM	: Antiferromanyetik
FM	: Ferromanyetik
χ	: Manyetik duyunluk
M	: Mıknatıslanma
H	: Dış manyetik alan
μ	: Manyetik moment
T_c	: Cruie sıcaklığı
T_N	: Neel sıcaklığı
H_{değ-tok}	: Değiş-tokuş hamiltonyeni
μ_0	: Boşluğun geçirgenliği
M_s	: Doyum mıknatıslanması
C	: Cruie sabiti
k_B	: Boltzman sabiti
J	: Değiş-tokuş etkileşme sabiti
E_{değ-tok}	: Değiş – tokuş enerjisi
G	: Gauss
Oe	: Oersted
H_c	: Sıfırlayıcı alan
H_{EB}	: Kaydırma (exchange bias) alanı
M_F	: Ferromanyetik malzemenin doyum mıknatıslanma değeri
K_F	: Ferromanyetik malzemenin anizotropi sabiti
K_{AF}	: Antiferromanyetik malzemenin anizotropi sabiti

t_F	: Ferromanyetik malzemenin kalınlığı
Ö	: Ölçüm
Co	: Kobalt
Fe	: Demir
Ar	: Argon
~rf	: Radyo frekansı
Ni	: Nikel
CoO	:Kobalt oksit
MgO	: Magnezyum oksit
fcc	: Yüzey merkezli kübik yapı
hcp	: Sıkı paket altıgen yapı
IBS	: İyon demeti saçtırma
λ	: Dalga boyu
n	: Kırılma indisi
md	: Mikro dalga
ρ_e	: Malzeme yüzeyindeki elektron yoğunluğu
ω	: Frekans
ESR	: Elektron spin rezonans
FMR	: Ferromanyetik rezonans
VSM	: Titreşimli örnek manyetometresi
Emk	: Elektromotor kuvveti
RT	: Oda sıcaklığı
LT	: Düşük sıcaklık
H_{fc}	: Soğutma alanı

1.GİRİŞ

Teknolojik uygulama alanlarında son yıllarda manyetik nanoparçacıklar konusunda yoğun bilimsel araştırmalar yapılmaktadır. Bu araştırmalara örnek olarak manyetik soğutucular, manyetik kayıt ortamları, güçlü kalıcı mıknatıslar verilebilir. Yapılan araştırmalar sonucunda nanoparçacıklar ile bulk malzemelerin elektriksel ve manyetik yapılarının farklı olduğunu göstermiştir. Yapılan deneyler sonucunda nano boyuta indirgenen malzemelerin manyetik özelliklerinde şaşırtıcı sonuçlar bulunmuştur.

Günümüzde nanometre boyutlarındaki ince film çalışmalarını teknolojik açıdan önemli bir yere sahiptir. Katı fizikinin en önemli konularından biri olan ferromanyetik malzemeler kayıt cihazlarında, harddisklerde, sensörlerde oldukça sık kullanılmaktadır. Bu yüzden katı yapılarının manyetizasyon süreçlerinin incelenmesi hassas ve güvenilir algılayıcılar için gereklidir.

Manyetik rezonans çalışmaları ilk olarak 1945 yılında Zavoisky tarafından katılara uygulanmıştır. Katı ve sıvılara ilk kez spin rezonans çalışmaları Purcell, Torrey ve Pound [1] ile Bloch, Hansen ve Packard tarafından yapıldı. Böylelikle fizik ve kimya dallarında kullanılan manyetik rezonans tekniğı tıp alanında da kullanılmaya başlanmıştır [2].

Ferromanyetik Rezonans çalışmaları ilk olarak tek bir rezonans çizgisi ile başlamıştır. 1948 yılında Kittel ferromanyetik rezonans spektrumundan birçok rezonans çizgisi gözlenebileceğini ileri sürmüştür [3]. Ardından 1954 yılında Rado, Kittel'in görüşünü 'Spin dalga rezonansı' olarak isimlendirmiştir. Aynı yıl içinde yayınlamış olduğu makalesinde durgun manyetik alan içinde bulunan manyetik malzemenin dış yüzeyinde mıknatıslanma yüzünden yüzey spin dalgaları oluşacağını belirtmiştir. Bu durumun ferromanyetik rezonans olmadığını, yüzey spin dalgalarından olduğunu bulmuştur.

İnce filmlerin kalınlıkları, yoğunlukları ve arayüzeydeki pürüzlükler, XRR (X-ışını yansıtma) tekniğı ile belirlenmiştir. Ayrıca manyetik malzemelerin kalınlığa ve yöne bağlı davranışlarını incelemek için FMR (Ferromanyetik Rezonans) tekniğinden,

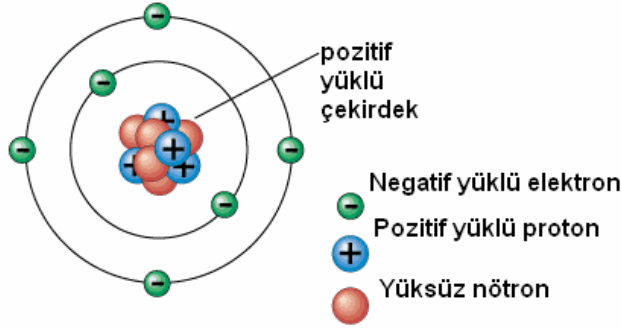
VSM (titreşimli örnek manyetometresi) ile de manyetik örneğin düşük genlikte hareket ettirilerek malzemenin mıknatıslanma ölçümleri yapılacaktır.

İnce filmlerde kaydırma etkisi 1956 yılında W.H Meiklejohn ve C.P. Bean tarafından keşfedilmiştir. Kaydırma etkisi bir ferromanyetik bir malzeme ile antiferromanyetik bir malzemenin ara yüzeylerindeki manyetik momentlerinin etkileşmesiyle oluşur. Teknolojide kaydırma etkisinin önemli bir yeri vardır. Özellikle spine dayalı elektroniğe geniş bir katkısı vardır. Daha hızlı ve veri depolama kapasitesi daha fazla olan spintroniğin gelecek yıllarda depolama ve işleme gibi elektronik aygıtlarda devrim yaratacağı kesindir.

Bu çalışmamızda kaydırma etkisinin, ferromanyetik tabakanın kalınlığına, uygulanan dış manyetik alana ve ortamın sıcaklığına bağlı olarak nasıl değiştiği incelendi. NiFe/CoO/Al₂O₃ katmanlı ince filmde tabakaların kalınlıkları ve yerleri değiştirilerek, manyetik malzemelerin yapısal özellikleri FMR ve VSM tekniği ile araştırıldı.

2.MANYETİZMA

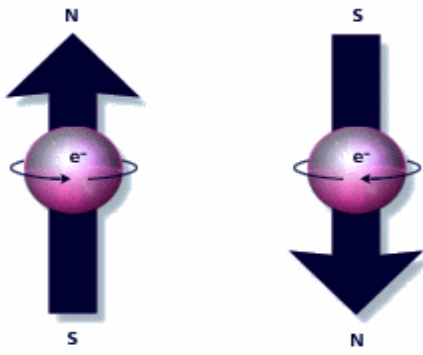
Manyetik alan, elektrik yüklerinin hareketi sonucu oluşan fiziksel bir etkidir. Şekil 2.1’de görülen maddenin basit atomik modeline göre bütün maddeler pozitif yüklü bir çekirdek ve negatif yüklü elektronlardan oluşmuştur [4].



Şekil 2.1. Maddenin basit atomik modeli [5].

Elektronlar atomun çekirdeği etrafında yörüngelerinde dolarken aynı zamanda kendi (spin) eksenleri etrafında da dönmektedirler. Andre Marie Ampere (1775-1836) mıknatıslanmış maddelerin içinde dolaşan akımların olduğunu ve maddenin manyetik özelliğinin bu küçük kapalı devre akımlarından kaynaklandığını söylemiştir. Bu yaklaşım günümüzde kesinlik kazanmıştır. Amper’e göre elektrik yüklü parçacıklar hareket halinde ise ortamda bir değişiklik meydana gelir. Mıknatısın yada akım taşıyan bir bobinin olduğu ortamda manyetik kuvvet olarak ortaya çıkan bu değişiklik ‘manyetik alan’ olarak adlandırılır.

Manyetik alan, doğrultusu, yönü ve şiddeti olan vektörel bir niceliktir. Herhangi bir ortamdaki manyetik alan etkisi, kuvvet çizgileri yada manyetik akı çizgileriyle gösterilir. Kuvvet çizgileri kapalı bir çevrim oluşturur ve manyetik alan vektörü manyetik akı çizgilerine teğettir. Pozitif yüklü çekirdek etrafındaki yörüngelerinde dolanan elektronlar direnci olmayan ve sürekli devam eden akım devreleri oluşturur. Negatif yüklü elektron hareketinden dolayı bir manyetik alan meydana getirir. Oluşan bu alanın yönü aşağıda Şekil 2.2’de görüldüğü gibi elektronun dönme yönüne bağlıdır.



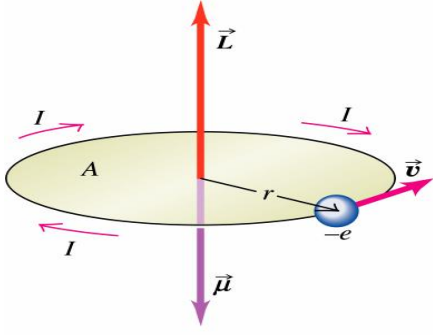
Şekil 2.2. Elektronun kendi eksenini etrafında dönmesiyle oluşturduğu manyetik alan [5].

Bu hareketler mıknatıslanmamış bir madde de düzensiz olduğundan, bu etkiler birbirlerini yok ederler ve bileşke etki sıfıra çok yakındır. Madde manyetik alan içersine girdiğinde bu etkileri bir düzene girer ve mıknatıslanır [4,5].

2.1. Atomların Manyetik Momentleri

Elektronun, yörünge ve spin olmak üzere iki çeşit hareketi vardır ve herbiri ayrı manyetik momente sahiptir. Bir maddedeki manyetik momentler, elektronların atomun çekirdeği etrafında yörüngelerde dolarken aynı zamanda kendi eksenleri etrafında dönmesiyle meydana gelir. Elektronun yörünge etrafında dolarken oluşturduğu manyetik moment 'yörünge manyetik dipol moment' olarak adlandırılırken, kendi eksenini etrafında dönmesiyle oluşturduğu manyetik moment 'spin manyetik dipol moment' olarak adlandırılır. Atoma bağlı bir elektronun hem yörünge hem de spin dipol momentleri olacağına göre bu iki manyetik moment etkileşerek toplam manyetik dipol momentini oluştururlar.

Şekil 2.3 basit atom modelini göstermektedir. Bu modele göre elektron çekirdek etrafında r yarıçaplı düzgün bir yörüngede v çizgisel hızıyla hareket etmektedir.



Şekil 2.3. Çekirdeğin etrafında r yarıçaplı yörüngede v hızıyla hareket eden elektronun şematik gösterimi [6].

Elektron, düzgün dairesel yörüngenin $2\pi r$ 'lik çevresi etrafındaki yolu T (periyot) zamanda dolmaktadır. r yarıçaplı Bohr yörüngesinde dolanan elektron bir i akımı oluşturur. Bu akım

$$I = \frac{q}{t} \quad (2.1)$$

ile gösterilir.

Dolanım periyodu ise ;

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (2.2)$$

denklemleri ile tanımlanır.

Elektronun açısal hızı ve oluşturduğu akım

$$\omega = v.r \quad (2.3)$$

$$i = \frac{ev}{2\pi r} \quad (2.4)$$

denklemleri ile tanımlanmaktadır.

Manyetik moment ;

$$\mu_l = i.A \quad (2.5)$$

$$A = \pi.r^2 \quad (2.6)$$

$$\mu_l = \left(-\frac{ev}{2\pi r}\right) \cdot \pi \cdot r \text{ dir.} \quad (2.7)$$

Bu bağıntı yardımıyla elektronun açısal momentinin büyüklüğü

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m v \times r = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad (2.8)$$

şeklinde bulunur. Burada l yörünge açısal kuantum sayısıdır. Bu denklem (2.7) ile birleştirildiğinde

$$\mu_l = \left(\frac{e}{2m}\right) \cdot L = -\frac{e\hbar}{2m} \sqrt{l(l+1)} \quad (2.9)$$

şeklinde yörünge dipol momenti bağıntısı elde edilir.

Burada $\frac{e\hbar}{2m}$ ifadesi Bohr manyetonu adını alır.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ j.s dir.}$$

Elektronlar negatif yüklü olduklarından Şekil 2.3' teki $\vec{\mu}$ ve \vec{L} vektörleri ters yönlü ve yörünge düzlemine diktir.

Kuantum mekaniğine göre \hbar Planck sabitini gösterir. $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ j.s dir.}$

Yörünge açısal momentumu kuantumlu yani kesikli ve \hbar 'ın tam katları şeklindedir.

Bu yüzden açısal momentum

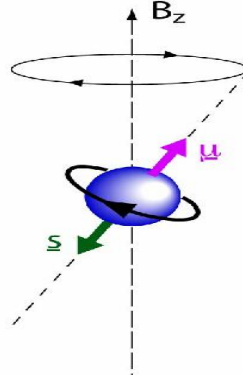
$$L = 0, \hbar, 2\hbar, 3\hbar, \dots, n\hbar \quad (2.10)$$

değerlerini alır. Kuantum mekaniksel olarak

$$\mu_{orbit} = \frac{e}{2m} \left(\frac{h}{2\pi} \right)$$

$$\mu_{spin} = \frac{e}{m} \left(\frac{h}{4\pi} \right) \quad (2.11)$$

Elektronların spin özelliğinin olması nedeniyle elektron manyetik momente katkıda bulunur. Aşağıda Şekil 2.4'te görüldüğü gibi elektron kendi eksenini etrafında dönerken bir akım ilmeği oluşturur ve sonucunda bir manyetik moment meydana gelmektedir.



Şekil 2.4. Elektronun spini S , manyetik momenti μ ve B_z z yönünde oluşan manyetik alan [5].

Spin manyetik momentin büyüklüğü yörüngesel manyetik momentle aynı mertebededir. Kuantum mekaniğine göre spin açısal momentumun büyüklüğü ;

$$S = \left(\frac{\hbar}{2\pi}\right) \frac{1}{2} = 5,2729 \cdot 10^{-35} \text{ j.s} \quad (2.12)$$

şeklindedir. Çok sayıda elektron bulduran iyonlarda yada atomlarda genellikle elektronlar, spinleri zıt yönde yönelecek şekilde elektron çiftleri oluştururlar. Böylece spin manyetik momentleri birbirlerini yok ederler. Çiftlenmemiş elektron bulduran atomlarda net spin manyetik momentleri vardır.

Atom numaraları 21-28, 35-39, 57-78 arasında olan, 89 ve büyük olan malzemeler manyetik momente sahiptir. En önemli aralık 21-28 aralığıdır. Bu aralıktaki vanadyum, krom, manganez, demir, nikel, kobalt ve bunların alaşımlarının net manyetik momentleri sıfırdan farklıdır. Bu malzemeler 'Ferromanyetik malzeme' olarak adlandırılmaktadır [4,5].

2.2. Manyetizma Türleri

Bir malzemeye dışarıdan bir alan uygulandığında malzeme uygulanan alana tepki veriyorsa bu malzemeye ‘manyetik malzeme’ denir. Manyetik malzemeler üzerlerine uygulanan manyetik alana verdikleri tepkiye göre diyamanyetizma, paramanyetizma, ferromanyetizma, antiferromanyetizma ve ferrimanyetizma olmak üzere farklı isimlerle adlandırılır [7].

Bir manyetik malzemenin birim hacim başına düşen manyetik moment miktarına ‘Mıknatıslanma’ denir. Mıknatıslanma ‘ M ’ harfi ile gösterilir. Manyetik malzemenin verdiği bir tepki olarak mıknatıslanmanın dış alana (H) oranı sabit olup tepkisinin bir ölçütü olarak düşünülebilir. O halde manyetik duyunluk olarak isimlendirilen bu sabit

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.13)$$

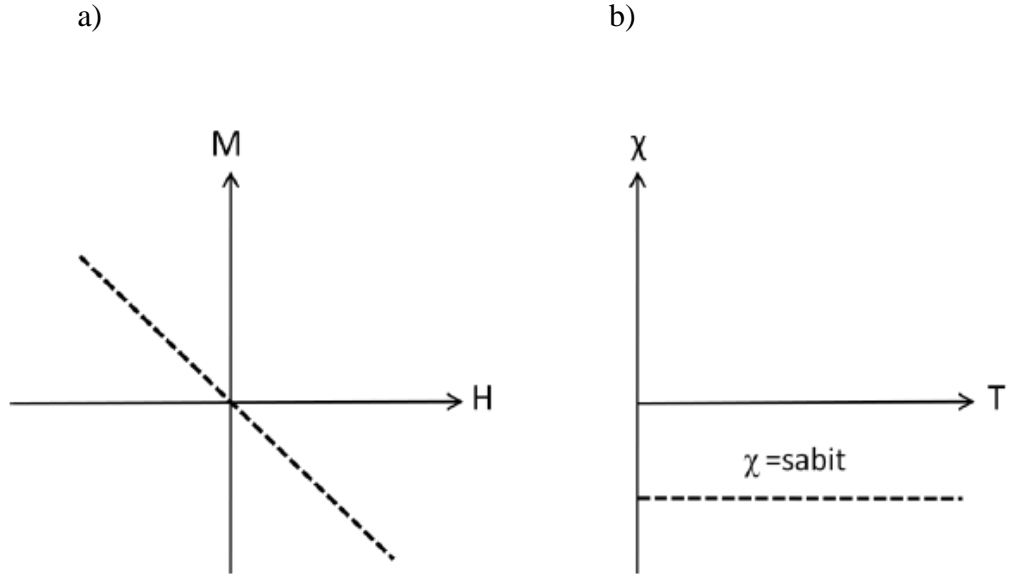
olarak verilir.

Manyetik malzemelerin sınıflandırılması genellikle manyetik alınganlıklarına göre yapılır. Diyamanyetik malzemeler negatif duyunluğa sahipken, paramanyetik, ferromanyetik, antiferromanyetik ve ferimanyetik malzemeler ise pozitif duyunluğa sahiptir [8-10].

Diyamanyetik ve paramanyetik malzemeler kendiliğinden manyetik düzene sahip değilken, spin düzeninin durumuna göre ferromanyetik, antiferromanyetik ve ferrimanyetik malzemeler kendiliğinden spin düzenine sahiptirler.

2.2.1. Diyamanyetizma

Diyamanyetizma zayıf bir mıknatıslanma türüdür. Diyamanyetik malzemelerde net bir manyetik moment yoktur. Bu çeşit malzemelerde yörünge kabukları dolu olup çiftlenmemiş hiçbir elektron yoktur. Diyamanyetik malzemeler üzerine bir dış alan uygulandığında uygulanan alana zıt yönde mıknatıslanma oluştururlar ve manyetik duyunlukları negatif olur (Şekil 2.5.a). Diyamanyetik malzemelerin Şekil 2.5.b’ de gösterildiği gibi manyetik duyunlukları sıcaklıktan bağımsızdır.



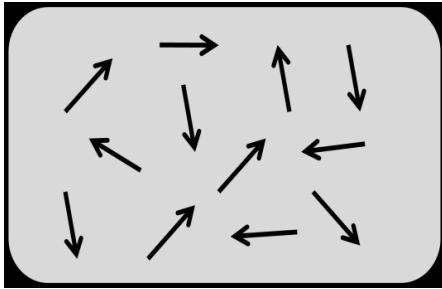
Şekil 2.5. (a) Diyamanyetik malzemelerin dış manyetik alan altındaki mıknatıslanma grafiği (b) diyamanyetik malzemenin duygunluğunun sıcaklıkla ilişkisi [10].

Diyamanyetik malzemelerin manyetik duygunlukları negatiftir ve diğer manyetizma türlerine göre daha küçük değere sahiptir. Bir mıknatısın yanına konulduklarında mıknatıs tarafından itilirler.

2.2.2. Paramanyetizma

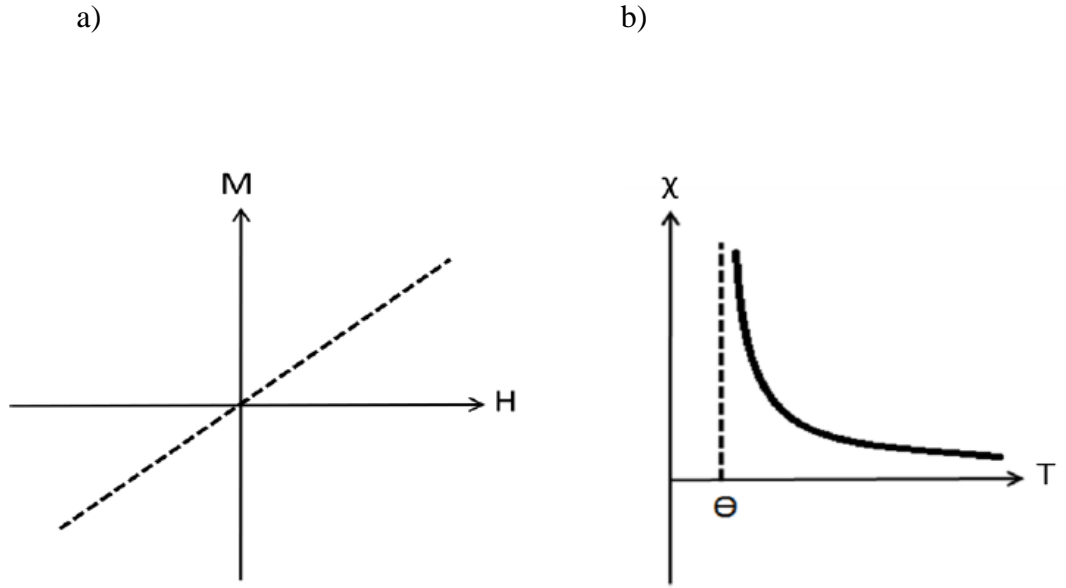
Paramanyetik malzemeler pozitif fakat küçük bir manyetik duygunluğa sahiptir. Paramanyetizma ilk olarak Pierre Curie tarafından deneysel olarak gözlemlendi. 1907 yılında Pierre Weiss tarafından teorik olarak açıklandı [8].

Paramanyetik malzeme içerisindeki atomların son yörüngelerinde çiftlenmemiş elektronlara sahip olduklarından dolayı net bir manyetik momente sahiptir.



Şekil 2.6. Paramanyetik düzendeki manyetik momentlerin dizilişi [10].

Paramanyetik malzemeye dışarıdan bir alan uygulandığında herbir manyetik moment üzerine bir tork etki eder. Böylece paramanyetik malzemedeki her bir atomun sahip olduğu dış manyetik alan yönünde yönelir ve büyüklüğü uygulanan dış alanla doğru orantılı olur. (Şekil 2.7 a). Fakat dışarıdan bir alan uygulanmadığında ise manyetik momentler geliş güzel yönelir ve ortalama mıknatıslanmaları sıfır olur. Manyetik duyunlukları ise pozitifdir ve sıcaklıkla ters orantılıdır (Şekil 2.7 b).



Şekil 2.7. (a) Paramanyetik malzemelerde mıknatıslanma eğrisi. (b) paramanyetik malzemenin duyunluğunun sıcaklıkla olan ilişkisi [10].

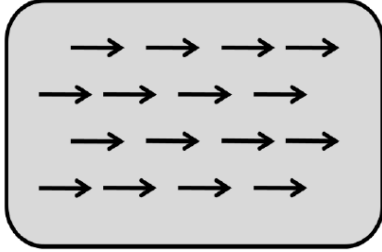
Paramanyetik malzemede manyetik momentler birbirleriyle yalıtılmış olduklarından rastgele bir yönelim sergilerler. Manyetik momentlerin bu rastgele yönelim sergilemesinin sebebi termal uyarıdır. Termal uyarı, manyetik momentlerin belirli bir yöne yönelme eğilimine karşı koyarak, geliş güzel dağılmalarına sebep olur. Bu malzemelerin en belirgin özelliği $M-H$ eğrisinden anlaşılır. Deneysel olarak doyum mıknatıslanmasına ulaşmak oldukça zordur, çünkü fazla alana ihtiyaç vardır ayrıca histeri eğrisi gözlenmez.

2.2.3. Ferromanyetizma

Oldukça büyük pozitif alınganlığa sahip maddeler ‘ferromanyetik’ malzeme olarak sınıflandırılır. Manyetik maddelerin içersinde en önemli olan malzemelerdir. Demir (Fe), Nikel(Ni), Kobalt(Co) gibi malzemelerdir. Paramanyetik malzemelerde olduğu gibi manyetik moment oluşturan çiftlenmemiş elektronlar bulunur.

Bu manyetik momentler dış alan yokken bile kendi aralarında değiş-tokuş etkileşmesi ile etkileşerek aynı yöne yönelme eğilimindedir. Böylece dış alan kaldırılrsa bile net bir manyetik moment varlığı bir süre devam eder [11].

Bu özelliklerinden dolayı bilişim ve mühendislik sektöründe geniş bir kullanım alanı oluşturmuşlardır [12]. Ferromanyetik malzemeler zayıf bir dış manyetik alanda bile birbirine paralel olarak yönelmeye çalışan manyetik dipol momentlere sahiptir (Şekil 2.8).

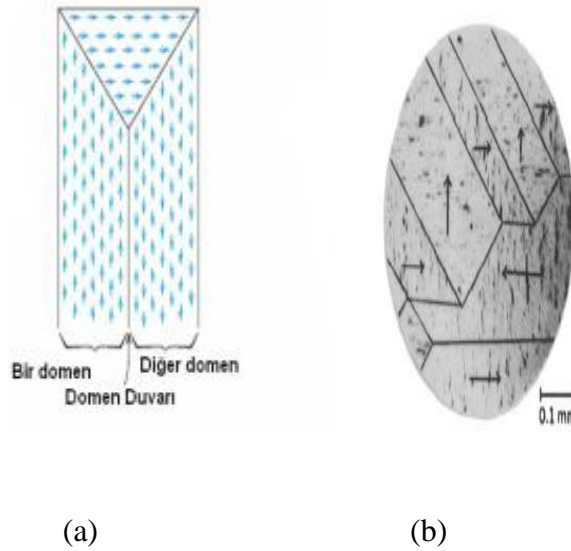


Şekil 2.8 .Ferromanyetik düzendeki manyetik momentlerin dizilişi [10].

Ferromanyetik malzemedede momentler paralel hale geldikten sonra dış alan kaldırıldığında bile malzeme mıknatıslanmış olarak kalacaktır. Ferromanyetik maddeki komşu atomların en dış yörüngelerinde bulunan çiftlenmemiş elektronlar arasındaki değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı spinler aynı yönde yönelme eğilimine girer. Bu nedenle bu etkileşme kuvveti gerçekte çok büyüktür , malzeme sadece bu etkileşimden kaynaklanan bir enerjiye sahip olsa toplam manyetik momenti çok büyük bir değerde olurdu. Fakat malzemeye dışarıdan bakıldığında net mıknatıslanma yokmuş gibi gözükür. Bu durumu Weiss 1907 yılında Domain teorisi ile açıklanmıştır [13]. Manyetik domainlerin ilk gerçekçi modeli ise Landau ve Lifshitz tarafından sunulmuştur.

İki bilim adamı, domainlerin toplam enerjisiyi azaltmak için oluşturduklarını ortaya çıkarmıştır [14].

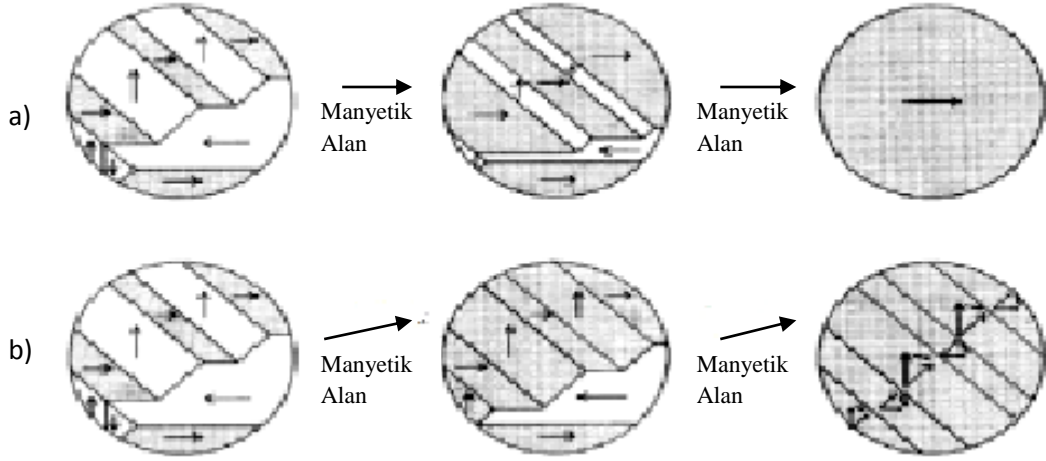
Domainler malzeme içerisindeki bütün manyetik dipollerin birbirlerine paralel olarak yöneldiği küçük bölgeler olarak tanımlanır [15-16]. Ferromanyetik malzeme mıknatıslanmamış durumdayken aynı domain içerisindeki spinler aynı yönde yönelir, farklı domain içerisindeki spinler toplam mıknatıslanmayı sıfır yapacak şekilde yönelir; aynı domain içerisinde net manyetizasyon doyum değerinde iken, farklı yönlerdeki domainlerin toplam manyetizasyonu sıfırdır. Domainlerin hacimleri 10^{-12} - 10^{-8} m³ tür. Herbir domainde 10^{17} - 10^{21} civarında atom içerir. Farklı yönelimlere sahip olan domainler arasındaki sınırlara 'domain duvarları' denir.



Şekil 2.9. (a) Domain ve domain duvarları (b) Domain duvarları Si-Fe (c) (001) kristal yüzeyinde gözlenen domainler [17, 19].

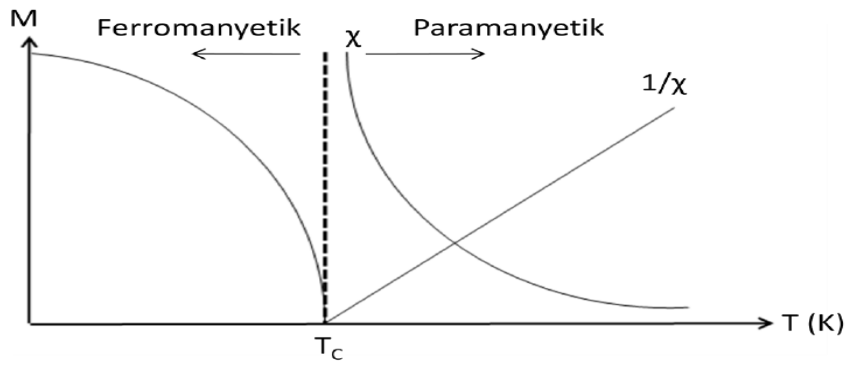
Ferromanyetik maddeler ısı enerjisi ile yada dış manyetik alanın oluşturduğu manyetik enerji ile mıknatıslanma kazanmaktadır. Ferromanyetik malzeme mıknatıslanmamış durumda iken Şekil 2.9'daki gibi domainler toplam manyetik momenti sıfır yapacak şekilde yönelir, bir dış alan varlığında ise Şekil 2.10'daki gibi domain duvarındaki atomların manyetik momentleri dış alan yönüne doğru döner. Dış alan doğrultusuna yönelen domainler büyür, büyük alanda malzeme içerisindeki bütün manyetik domainler alan doğrultusunda yönelir ve malzeme doyuma

ulaşır. Malzeme doyuma ulaştıktan sonra dış alan kaldırılırsa bile, dış alan yönünde kalıcı mıknatıslanma (remanent) oluşur.



Şekil 2.10. H || [100] (a) H || [110] için domen duvar hareketi (b) mıknatıslanmanın dönmesi [18].

Ferromanyetizma belirli bir kritik sıcaklığın altında gözlenir, bu kritik sıcaklığa 'Cruie sıcaklığı' (T_c) denir. Cruie sıcaklığının üstünde manyetik momentler düzensizdir ve net mıknatıslanma sıfıra gider. Bu bölgede malzeme paramanyetik duruma geçer. Şekil 2.11'de Cruie sıcaklığının altında malzeme ferromanyetik durumdadır.



Şekil 2.11. Ferromanyetik malzemelerde duygunluğun sıcaklıkla olan değişimi [10].

Cruie-Weiss yasasına göre paramanyetik durumdaki duygunluk;

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_c} \quad (2.14)$$

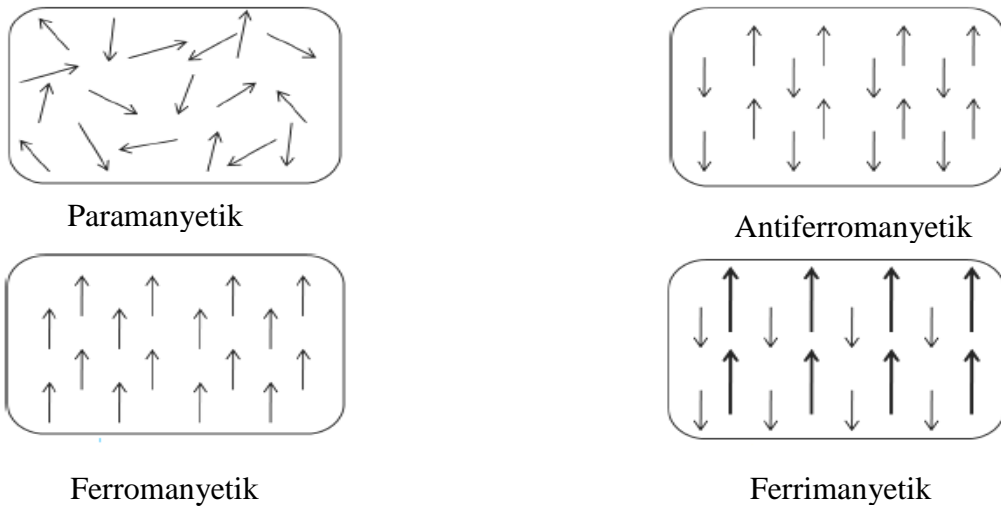
ile verilir. Burada C, Cruie sabiti ; T sıcaklık ; T_c , Cruie sıcaklığını gösterir [7].

Periyodik tabloda oda sıcaklığında ferromanyetik olan üç element; Demir (Fe), Kobalt (Co) ve Nikel'dir (Ni). Bu üç elementin Curie sıcaklıkları aşağıda Tablo 2.1'de verilmiştir.

Tablo 2.1. Demir, Kobalt ve Nikelin Curie sıcaklıkları [10].

Malzemeler	Curie Sıcaklıkları (K)
Co	1388
Fe	1044
Ni	628

Diyamanyetik malzemeler kapalı kabuklara sahip olduklarından net manyetik momentleri sıfırdır. Paramanyetik malzemelerde manyetik momentler düzensiz bir dağılım gösterirken antiferromanyetik malzemelerde manyetik momentler antiparalel olacak şekilde dizilmişlerdir. Ferromanyetik malzemelerde ise manyetik momentler aynı yönde olmaya meyillidirler. Ferrimanyetik malzemelerin manyetik momentleri antiparalel olmakla antiferromanyetik malzemelere benzerler, fakat manyetik momentlerin büyüklükleri farklı olduğundan net manyetik momentlere sahiptirler. Şekil 2.12'de manyetik malzemelerdeki manyetik momentlerin düzeni gösterilmiştir.



Şekil 2.12. Manyetik malzemelerdeki manyetik momentlerin düzeni [19].

2.3. Değiş-Tokuş Etkileşmesi

Weiss tarafından ortaya konulan ferromanyetizmayı açıklayan moleküler alan teorisi, kuantum mekaniğinin doğuşuna kadar fiziksel olarak eksik bir açıklamaydı. Weiss modeline göre; gereken manyetik alanlar, manyetik dipolar etkileşmeyle ilişkili olanlardan daha büyüktü; bu yüzden Weiss modeli ferromanyetik düzeni açıklamaya yeterli değildir. Kendiliğinden mıknatıslanmanın oluşumu ancak büyük içsel bir manyetik alanın varlığı ile oluşmaktadır. Bu içsel manyetik alan, enerjinin en düşük değeri almasına da sebep olmaktadır. Değiş tokuş etkileşmesi böylelikle ilk olarak 1928 yılında Heisenberg tarafından moleküler alan kaynağını açıklamak için önerilmiştir. Ferromanyetik malzemeler, dış manyetik alan yokluğunda bile kendiliğinden var olan manyetik momente sahiptirler. Heisenberg, ferromanyetik maddeki spinlerin aynı yönde ve düzgün yönelime sahip olmasının sebebini komşu atomların dış yörüngelerinde bulunan çiftlenmemiş elektronların arasındaki değiş-tokuş etkileşmesinden kaynaklandığını gösterdi. Heisenberg tarafından önerilen, n tane spinden oluşan bir sistem için değiş-tokuş etkileşme (exchange interaction) enerjisi aşağıdaki gibi verilir;

$$E_x = -2J \cdot S_i S_j \cos\Phi \quad (2.14)$$

Kuantum mekaniksel değiş-tokuş etkileşme sabiti J , i ve j atomları arasındaki uzaklığa bağlıdır; buyüzden değiş-tokuş etkileşme sabiti en yakın komşu atomların spinleri arasında oluşan etkileşmedir. Çünkü değiş tokuş etkileşmesinin temeli Coulomb etkileşmesine dayanır. Coulomb etkileşmesinde kuvvet, uzaklığın karesi ile ters orantılı olarak azaldığı için en yakın komşu atomlar arası değiş-tokuş etkileşmeleri ele alınır. Değiş-tokuş etkileşmesinin olabilmesi için son yörüngesinde çiftlenmemiş elektronlara sahip iki komşu atom birbirine yaklaştırılmalıdır. Birbirlerine yaklaştırılan elektronlar birbirlerine antiparalel ise ortak yörünge paylaşırlar. Bu iki elektronun birbirine yaklaşması sonucu Coulomb enerjisi ortaya çıkar. Eğer elektronlar birbirine paralel ise, Pauli dışarlama ilkesi gereğince ortak yörüngede bulunamazlar. Ortak yörüngede olmayan elektronlar arası yeterli mesafede olmayacağından değiş-tokuş etkileşmesi gözlenmemiş olacaktır.

Buradaki enerji ifadesi E_x , spinleri S_i ve S_j olan atomlar arasındaki değiş-tokuş etkileşmesinden kaynaklanır. Etkileşme sabiti J değiş-tokuş integrali olarak isimlendirilip, i ve j atomlarının yük dağılımlarıyla ilgilidir.(işareti bakılarak spinlerin paralel veya antiparalel durumlarına karşılık gelir). Eğer J pozitif iken spinler paralel ise ($\cos\Phi = 1$) değiş tokuş enerjisi E_x en küçük değerini alır (Burada Φ , iki spin arasındaki açığı ifade etmektedir.) spinler antiparalel ise E_x en büyük değerini alır. J negatif iken en küçük enerji spinler antiparalel ise sağlanır.

Yani pozitif J için spinler paralel yönelip ferromanyetik düzen oluşturur, J negatif ise spinler antiparalel yönelip antiferromanyetik düzene geçmiş olur.

2.4. Mıknatıslanma (Histeresis Eğrileri)

Ferromanyetik bir malzemenin domain yapılarını ve davranışlarını mıknatıslanma eğrisi belirler. Bu eğriye ‘Histeresis Eğrisi’ denir. Manyetik malzemenin kullanılacağı alanlara uygun özellik taşıyıp taşımadığı histeresis eğrisine bakılarak anlaşılabilir.

Histeresis eğrisinden maddenin doyum mıknatıslanması, mıknatıslanmanın sıfır olduğu andaki alanı (koersivite), manyetik geçirgenliği ile ilgili bilgiler elde edilebilir.

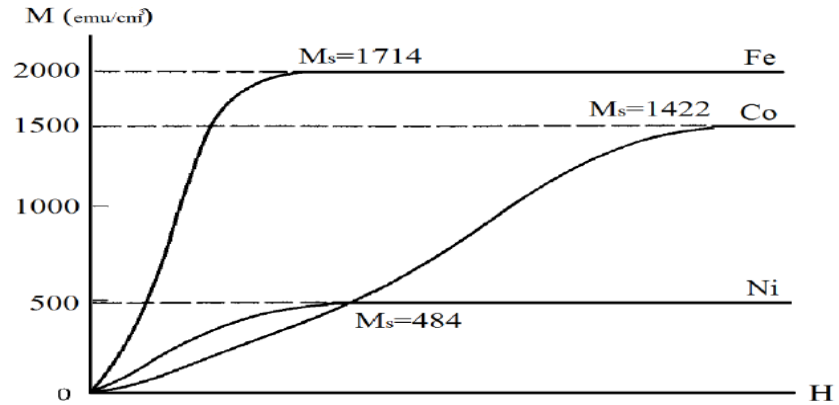
Histeresis eğrisinin düşey eksenindeki M malzemedeki akı yoğunluğunu, H ise uygulanan dış manyetik alanı ifade etmektedir. Eksenlerin kesiştiği O noktası mıknatıslanmanın ve hiçbir alanın olmadığı anı gösterir. Malzeme O başlangıç noktasında, mıknatıslanmamış durumda olup gelişi güzel yönelmiş çoklu domainlere sahiptir. Ferromanyetik malzemeye dış alan uygulandığı andan itibaren manyetik momentler alan yönünde yönelmeye başlar ve doyum noktasına geldiğinde tüm manyetik momentler aynı yönde yönelmiş yani tekli domain durumuna geçmiş olur. Malzeme doyuma ulaştıktan sonra alan ne kadar arttırılırsa arttırılsın mıknatıslanmada bir artış gözlenmez. Buna ‘doyum mıknatıslanması’ denir.

Demir, Kobalt ve Nikel için mıknatıslanma eğrisi Şekil 2.13’te gösterilmiştir. Her bir metal için M_s doyum mıknatıslanmasının deneysel değerleri şematik olarak verilmiş olup alan değerleri x ekseninde gösterilmez. Burda $M_s=0$ dan $M_s = M$ eğrisi

vurgulanmaktadır ve güçlü alanda yapının hassas özellikleri doyum anında elde edilmiştir. M_s manyetik büyüklük değildir.

Düzgün yönelimli tek kristal demir'in 50 Oe yada 4 kA/m den daha az alanda doyunluğa getirilebilir. Herbir santimetre küpte 1700 emu yada her bir metre küpte 1.7 MA m^2 yada MJ/T manyetik momente sahiptir. Aynı alanda tipik bir paramanyet 10^{-3} yada 1A/m manyetizasyona sahiptir. Ferromanyetizma buyüzden bir milyon kez daha güçlü bir etkiye sahiptir.

Ferromanyetizmaya en büyük katkı 1906'da Pierre Weiss tarafından moleküler alan teorisi ile yapılmıştır. Curie-Weiss yasası $\chi=C/(T-\theta)$ birçok paramanyetik malzemeye uyar. H_m moleküler alan, θ 'ya direkt olarak bağlıdır, çünkü $\theta = \rho\gamma C$ ve $H_m = \gamma M$ dir. Burada γ moleküler alan katsayısıdır. Eğer θ pozitif ise H_m ve M aynı yöndedir [20].



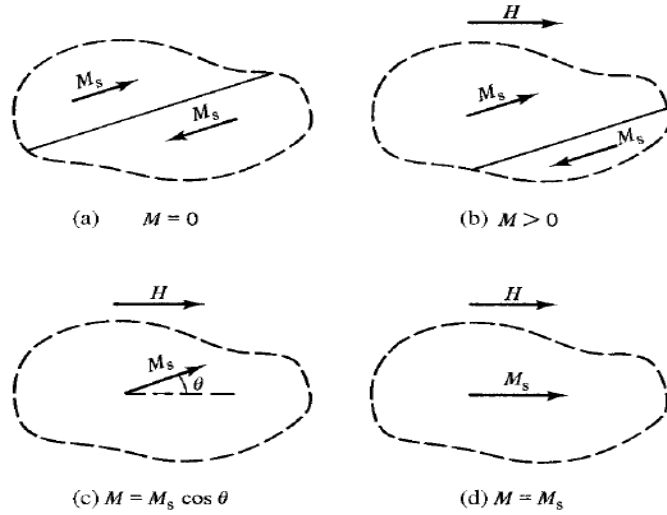
Şekil 2.13. Oda sıcaklığında Demir, Kobalt ve Nikel'in mıknatıslanma eğrisi [20].

T_c Curie sıcaklığının üzerinde ferromanyetik malzeme paramanyetik duruma geçer ve θ 'nın değeri yaklaşık olarak T_c 'ye eşit olduğunda hassasiyet Curie-Weiss yasasını izler. Bu yüzden θ 'nın değeri büyük ve pozitiftir (demir için 1000 K üstünde). Weiss, ferromanyetik maddenin Curie sıcaklığının altında moleküler alanın dış alan yokken bile malzemeyi doyuma götürdüğünü hatta mıknatıslayabildiğini öne sürmüştür. Buna 'kendiliğinden mıknatıslanma' denir.

Bu konu hakkında düşünmeden önce, bizde belirtmeliyiz ki teori bu aşamada eksiktir. Örneğin demir için, manyetize olmayan bir durumda oldukça kolay bir şekilde kendiliğinden mıknatıslanabileceğini gerçeğini nasıl açıklayabiliriz?

Weiss ikinci bir varsayım yaparak bu sorunu yanıtlamıştır: bir ferromanyet demanyetize durumunda domain denen küçük bölgelere ayrılmıştır. Her bir domain kendiliğinden M_s doyum değerine mıknatıslanır, fakat domain mıknatıslanmasının yönleri net bir mıknatıslanmaya sahip değildir. Manyetizasyon sürecinde çoklu domainler uygulanan alana aynı yönde dönerek tek bir domain halini alır. Bu işlem Şekil 2.14'de gösterilmiştir. Şekil 2.14a'daki kesikli çizgi bir kristalin bir bölümünün iki domain kısmını içine alır. Bunları ayıran sınıra 'domain duvarı' denir. İki domain zıt yönlerde kendiliğinden mıknatıslanır, böylece kristalin bu kısmında net manyetizasyon sıfırdır. Şekil 2.14b'de uygulanan alan domain duvarının aşağı yönde hareketi ile üstteki domainin büyümesine neden olur.

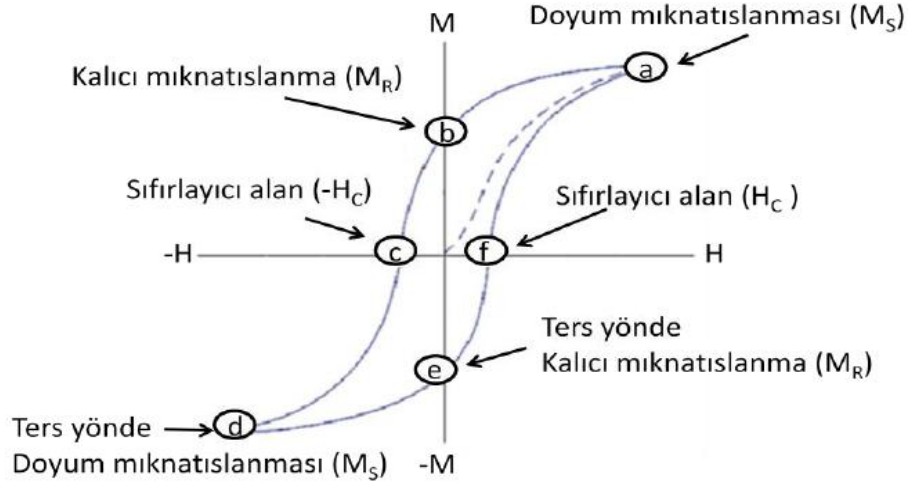
Şekil 2.14c'de domain duvarı bölgenin dışına doğru taşınmıştır. Sonuç olarak çok daha yüksek alanlarda, mıknatıslanma uygulanan alana paralel yönelir ve mıknatıslanma şekilde 2.14d'deki gibi doyuma ulaşır. Bütün bu işlem sırasında herhangi bir bölgenin mıknatıslanmasının büyüklüğünde değişiklik olmamıştır sadece yönünde değişiklik olmuştur.



Şekil 2.14. Ferromanyetiğin manyetizasyon süreci [20].

Weiss teorisi buyüzden iki önemli postulat içerir : (1) Kendiliğinden mıknatıslanma ve (2) Domainlerin bölünmesi. Daha sonraki gelişmeler bu iki postulatın doğru olduğunu göstermiştir. Weissin bu yaratıcı hayal gücüne duyulan övgünün iki temel fikri daha sonraki araştırmalara hizmet etmiştir [20].

Paramanyetik malzemede uygulanan alan zıt yönde uygulandığında aynı yolu takip eder. Ferromanyetik malzemelerde ise malzeme doyuma ulaştıktan sonra alan ters yönde uygulandığında farklı bir yol izleyerek Şekil 2.15'teki gibi ilerler.



Şekil 2.15. Ferromanyetik malzeme için histeresis eğrisi [19].

M_s malzemenin doyum mıknatıslanmasını, M_r noktası manyetik alanın sıfır olduğu andaki kalıcı mıknatıslanmayı ve H_c mıknatıslanmayı sıfırlayıcı alan olarak göstermektedir. Ferromanyetik malzemeye dış manyetik alan uygulandığında, atomik dipoller uygulanan alan doğrultusunda yönelir. Dış manyetik alanın artmasıyla tüm dipol momentler aynı yönde yönelerek madde doyum mıknatıslanma durumuna gelir (a noktası). Malzeme doyuma ulaştıktan sonra alan kaldırılırsa bile bir süre daha mıknatıslı kalır. a noktasında doyuma ulaşan maddede alan ne kadar arttırılırsa arttırılsın mıknatıslanmada artış gözlenmez. Uygulanan alan sıfır olduğu anda malzemedeki mıknatıslanma artık kalıcı mıknatıslanmadır (b noktası). Uygulanan dış manyetik alanın ters yönde arttırılmasıyla mıknatıslanma azalır ve belli bir süre sonra sıfır olur (c noktası). Manyetik alanın bu değerine 'sıfırlayıcı alan' denir ($-H_c$).

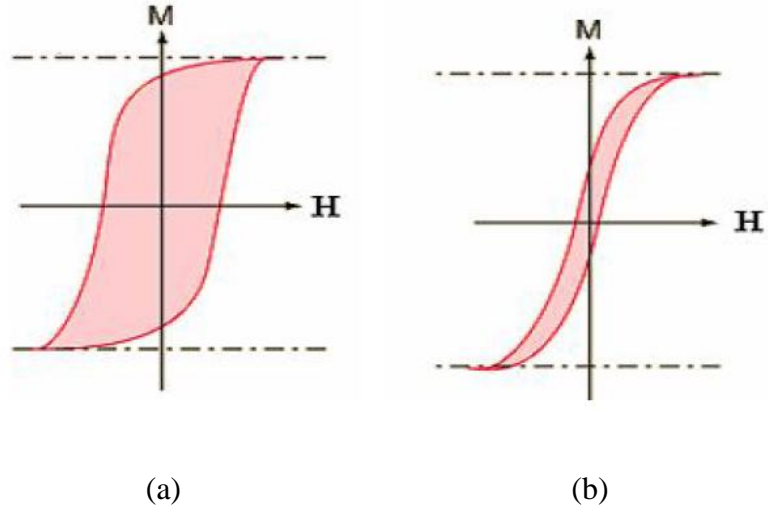
Dış manyetik alanın ters yönde arttırılması devam ederse malzeme negatif yönde mıknatıslanmaya başlar ve tekrar doyum noktasına ulaşır (d noktası). Bu noktada uygulanan dış alan arttırılsa bile mıknatıslanmada artış gözlenmez.

Bu noktadan sonra alan azaltılarak sıfır olursa maddedeki mıknatıslanma kalıcı mıknatıslanmadır (e noktası).

Sıfır olan manyetik alan pozitif yönde arttırılırsa maddenin negatif mıknatıslanması giderek azalır bir süre sonra manyetik alanın belli bir değerinde sıfır olur (f noktası). Manyetik alanın bu değerinde koersivite pozitifdir (H_c). Manyetik malzeme uygulanan dış alanın artmasıyla tekrar doyum noktasına ulaşır, böylece tam bir histeresis eğrisi tamamlanmış olur.

Elde edilen histeresis eğrisi malzeme hakkında şu bilgileri verir;

- 1- Histeresis eğrisi çok ince filmlerde kareye benzer bir şekil alır. $\frac{Mr}{Ms}$ değeri, histeresis eğrisinin kareselliği olarak bilinir. Eğri kareselleştikçe oranı 1'e yaklaşır.
- 2- Elde edilen Histeresis eğrisinin alanı küçükse yüksek manyetik geçirgenliğe ve düşük zorlayıcı kuvvete sahiptir. Böyle malzemeler yumuşak manyetik malzemelerdir. Yani böyle malzemeler düşük alanda bile doyuma ulaşabilir. Fe, Co ve Ni yumuşak ve kolayca mıknatıslığı giderilebilen manyetik malzemelerdir. Bu tür malzemeler güç transformatörlerin çekirdeklerinde , yüksek anahtarlanma hızlı devrelerde de kullanılmaktadır.
- 3- Eğer elde edilen Histeresis alanı büyükse malzeme sert manyetik malzemedir. Sert mıknatıslara örnek sert ferritler, alnico alaşımları vb. verilebilir. Bu tür malzemler zor mıknatıslanır ve kolayca mıknatıslığı giderilemez. Bu sert mıknatıslar manyetik kilit, hoparlör, telefon alıcılarında ve küçük motorlarda kullanılır. Histeresis eğrisinin alanı yumuşak mıknatıslık özelliklerine sahip malzemelerde dar iken sert mıknatıslık özelliklerine sahip malzemelerde geniştir.



Şekil 2.16. (a) Sert mıknatıslık özelliklere sahip malzeme (b) Yumuşak mıknatıslık özelliklere sahip malzemenin histeresis eğrisi [21].

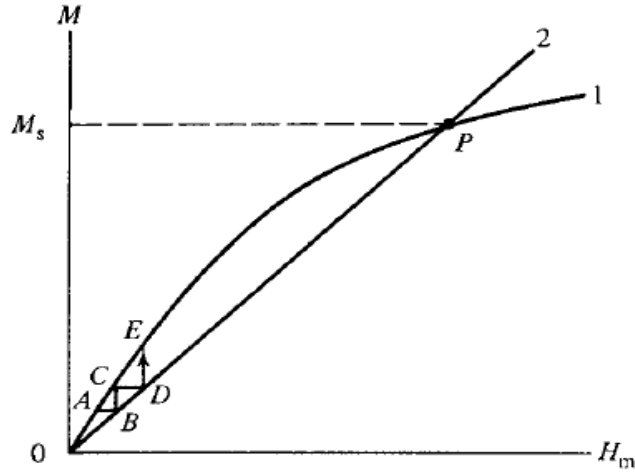
2.5. Moleküler Alan Teorisi

Herbiri net manyetik momente sahip atomlardan oluşan bir maddenin olduğunu ve bu maddenin de Şekil 2.17’de 1 eğrisine göre sabit sıcaklıkta mıknatıslanmasının arttığı paramanyetik bir madde olduğunu düşünelim. Alan etkisi altındaki malzemenin mıknatıslanmasının H_m moleküler alan ile orantılı olduğunu varsayalım:

$$H_m = \gamma M \quad (2.15)$$

olur. Şekil 2.17’deki 2. çizgi eğimi $1/\gamma$ olan yukarıdaki eşitliğin grafiğidir. Malzeme içerisindeki mıknatıslanmayı üretecek moleküler alanın kesişimi iki eğri ile verilmiştir. Aslında P noktasından orijine iki kesişme vardır. Ancak orijinde kararsız bir durum vardır. Eğer uygulanan alan küçük ve M sıfırsa, örneğin yeryüzü alanının hatta bir an için malzeme üzerinde geçici olarak hareket ederse A noktasında manyetize olacaktır. Fakat $M=A$ ise, ikinci çizgide H_m de B ’dir. Ama bu güçlü alan C de mıknatıslanma üretecektir. Böylece mıknatıslanma 0, A, C ,E değerleri...ve P mıknatıslanmaya ulaşmaya çalışır. P noktasında sabit olduğunu biliyoruz çünkü alan yokluğunda P’den daha büyük bir mıknatıslanmada kendiliğinden P’ ye dönecektir. Maddede bu nedenle söz konusu sıcaklık için P noktası M_s değeridir.

Kısaca ferromanyetikdir. Bu nedenle paramanyetik madde çok büyük bir manyetik alanda ferromanyetik gibi düşünülebilir.



Şekil 2.17. Moleküler alanda kendiliğinden mıknatıslanmanın oluşumu [21].

Şimdi bu davranışın sıcaklık değişiminden nasıl etkilendiğini inceleyelim. Langevin'in mıknatıslanmayı veren denklemini aşağıdaki gibidir [21].

$$\frac{M}{M_0} = L(a) = \coth(a) - \frac{1}{a} \quad (2.16)$$

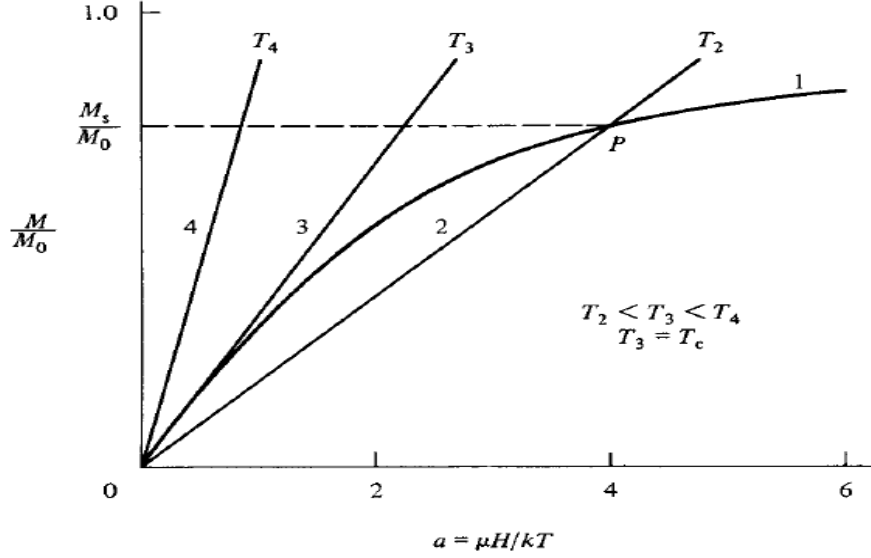
uygulanan alan sıfır olursa Langevin fonksiyonu aşağıdaki forma dönüşür.

$$a = \frac{\mu H_m}{kT} = \frac{\mu \gamma M}{kT} = \frac{\mu \gamma M M_0}{kT M_0} \quad (2.17)$$

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{kT}{\mu \gamma M_0} \right) a \quad (2.18)$$

M/M_0 , a ile orantılı olup doğrunun eğimi mutlak sıcaklık ile orantılıdır. Şekil 2.18 de 1 nolu eğri Langevin fonksiyonunun 2 nolu eğri ise eşitlik 2.18 in grafiğidir. Her iki doğrunun kesim noktası P, kendiliğinden mıknatıslanmaya ulaşıldığı sıcaklıktır. Sıcaklığın T_2 üzerine çıkması durumunda 2 numaralı eğri orijine göre saat yönüne ters yönünde döner. Bu durumda P noktası ve mıknatıslanma küçülerek T_3 ve T_4 gibi sıcaklıklarda kaybolur. Bu sıcaklıklarda kendiliğinden mıknatıslanma kaybolduğu için paramanyetiktir. 3. eğrisinin eğimi ile Langevin fonksiyonunun eğimleri birbirine eşit ve $1/3$ değerindedir ki buradan Curie sıcaklığını belirleyebiliriz. T yerine T_c yazılarak

$$\frac{kT_c}{\mu\gamma M_0} = \frac{1}{3}, \quad T_c = \frac{\mu\gamma M_0}{3k} \quad (2.19)$$



Şekil 2.18. Kendiliğinden mıknatıslanmaya sıcaklığın etkisi. 1 eğrisi Langevin fonksiyonudur [20].

Düz çizgilerinin herhangi birinin eğimi o sıcaklıktaki moleküler alanın değerini verir.

$$\frac{kT}{\mu\gamma M_0} = \frac{T}{3T_c} \quad (2.20)$$

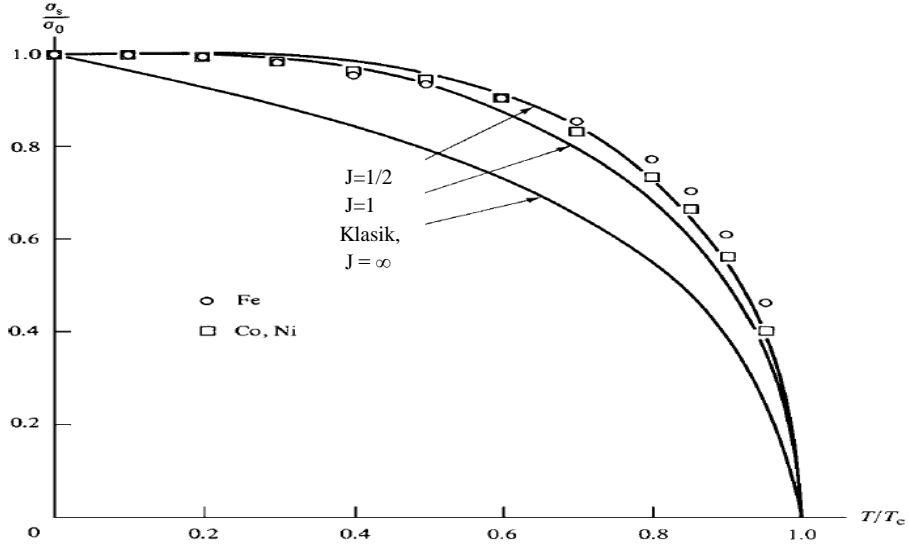
Weiss teorisine göre; madde içindeki moleküler alanın değişimi kuantum mekaniksel Brillouin fonksiyonu $B(J, \acute{a})$ ile beraber yeniden değerlendirilebilir.

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}\acute{a}\right) - \frac{1}{2J} \coth\frac{\acute{a}}{2J} \quad (2.21)$$

Burada $\acute{a} = \mu_H H / kT$ dir. Moleküler alanı temsil eden düz çizgi

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left(\frac{kT}{\mu_H \gamma \rho \sigma_0}\right) \acute{a} \quad (2.22)$$

ile gösterilmiştir.



Şekil 2.19. Görelî sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Fe, Ni ve Co'nun görelî doyum mıknatıslanması J 'nin hesaplanan üç değeri gösterilmiştir [20].

Orijinde Brillouin fonksiyonunun eğimi $(J+1)/3J$ dir. Curie sıcaklığında

$$T_c = \left(\frac{\mu_H \rho \gamma \sigma_0}{k} \right) \left(\frac{J+1}{3J} \right) \quad (2.23)$$

$$= \frac{g (J+1) \mu_B \gamma \rho \sigma_0}{3k} \quad (2.24)$$

moleküler alan çizgisinin denklemi yazılabilir.

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left(\frac{J+1}{3J} \right) \left(\frac{T}{T_c} \right) \acute{a} \quad (2.25)$$

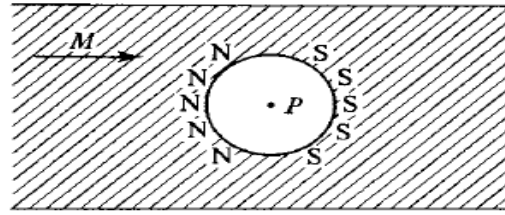
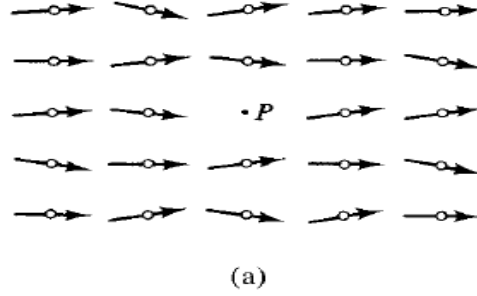
Görelî kendiliğinden mıknatıslanmanın değeri T/T_c 'nin bir fonksiyonu olarak denklem 2.21 ve denklem 2.25 eğrilerinin kesişimi ile grafiksel olarak bulunabilir. Eğer $J = \frac{1}{2}$ ise manyetik momente orbitalden katkı gelmez ve bütün katkı spinden gelir.

2.5. Değiş-Tokuş Kuvvetleri

Weiss teorisi, moleküler alanın fiziksel kaynağı hakkında hiçbirşey söylemez. Fakat bu hipotez H_m nin mıknatıslanma ile orantılı olduğunu söyler.

Moleküler alanın fiziksel kaynağının tamamen manyetik olmasından yola çıkarak aşağıdaki şekli göze alalım. Şekil 2.20a' da herbiri net manyetik momente sahip atomlar küçük daireler ile temsil edilmiştir. Manyetik momentin yönleri oklar ile gösterilmiştir.

Herbir atom manyetik alan üreten manyetik dipoller gibi düşünülebilir. P noktası civarında tüm dipoller soldan sağa doğru yönelip manyetik alan oluştururlar. Bu manyetik alan P noktası civarındaki bir dipölü alan yönünde yönlendirme eğilimindedir.

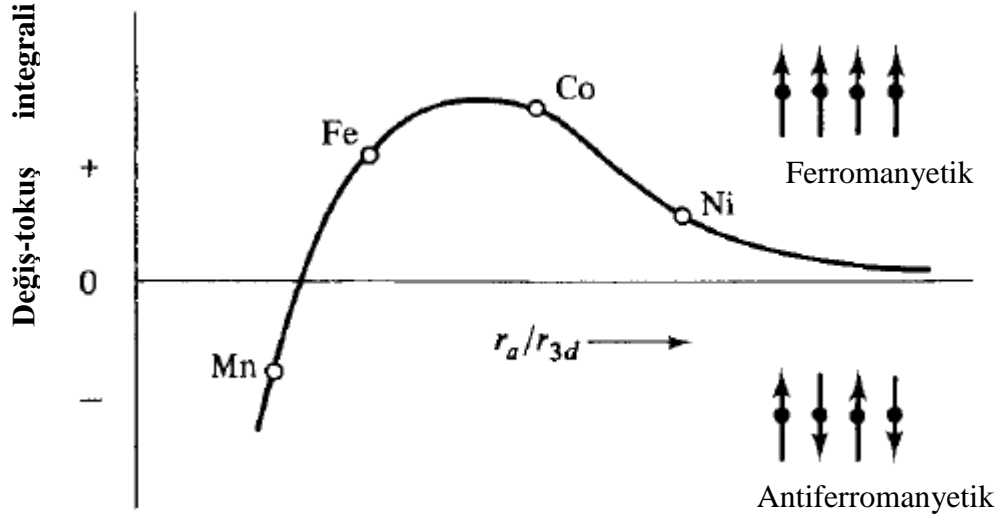


Şekil 2.20. Manyetik malzemenin etrafında bir iç noktada beklenen alanın gösterimi [20].

Malzemenin içindeki küresel deliğin merkezindeki P noktadaki alan, Lorentz alanı olarak isimlendirilir. Deliğin iki kenarında kuzey ve güney kutupları oluşmuş olup boş uzayda mıknatıslanmış katı kürenin demanyetizasyon alanına eşit büyüklükte bir alan üretir.

Moleküler alanın fiziksel kaynağı, 1928 yılında Heisenberg'in kuantum mekaniksel değiş-tokuş etkileşmesini izah etmesi ile açıklandı ve hidrojen molekülüne uyarlandı. Bu şekildeki atomların herbiri proton etrafında hareket eden tek bir elektron bulundurmaktadır. Birbirinden belirli uzaklıkta bulunan atomlar arasında çekici (elektronlar ve protonlar arasında) ve itici kuvvetler (iki elektron) vardır. Bunlar Coulomb yasası ile hesaplanır. Fakat aralarında klasik olmayan kuvvetler vardır, bu kuvvet değiş-tokuş etkileşmesidir. Bütün spinler anti paralel ise kuvvetlerin toplamı çekicidir ve molekül kararlıdır: atomların toplam enerjisi atomların birbirinden uzak olduğu bir mesafedeki enerjiden daha azdır. Spin paralel olursa iki atom birbirini iter. Bu kuvvetler Pauli ilkesinin sonucudur. Bu ilke iki elektronun aynı enerjide olabileceğini söyler. Böylece iki hidrojen atomu çok yakın biraraya gelebilirler. Bu iki elektron aynı hıza sahip olup ve neredeyse aynı küçük bölgeyi doldurabilirler. Bu elektronlar aynı enerjiye sahip olmak koşuluyla zıt yönde dönerler. İki spin birbirine paralel olursa iki elektron birbirinden uzak kalma eğiliminde olacaktır. Elektrostatik (Coulomb) enerji bu nedenle spin yönelimi ile değiştirilmiştir. Değiş-tokuş kuvvetinin temelde elektrostatik kaynaklı olduğu anlamına gelir. Değişim kuvvetleri mesafe ile hızla azalır, böylece en yakın komşu çiftlerini sınırlayarak bazı sadeleştirmeler yapmak mümkündür. Ama bu sadeleştirme bile kesin çözüm değildir. Mevcut bilgilerden periyodik tablodan 26. elementin demirin ferromanyetik olduğunu tahmin etmek imkansızdır.

Bununla birlikte değiş-tokuş kuvvetleri ferromanyetizma için gereklidir ve daha sonra göreceğimiz gibi antiferromanyetizma ve ferromanyetizma için bu bilgi büyük sonuçlara neden olmuştur. Örneğin, ferromanyetizma görünümü diğerleri için değilde bazı metaller için olanak sağlar. Şekil 2.21' de eğri Bethe-Slater eğrisi olarak bilinir. r_a/r_{3d} oranı ile değişim integralinin değişimi gösterilmektedir. Burada atomun yarıçapı r_a 3d kabuğundaki elektronların yarıçapı r_{3d} dir (3d elektronlarının aynı hızda olması Fe, Ni ve Co'nun ferromanyetik olma sebebidir). Atomun çapı $2r_a$ dir ve o zamandan beri atomların merkezlerinin mesafeleri ayrı olup, katı bir maddede atomlar birbirleri ile temas halinde olarak kabul edilmektedir. Aynı türden iki atomu biraraya getirirseniz 3d kabuklarının r_{3d} ' ye oranı azalır. Bu oran büyüdüğü zaman J_{ex} küçük ve pozitif olur. 3d elektronları birbirine yaklaşırken paralel spinleri pozitif değişim etkileşimi giderek güçlenir ve daha sonra azalarak sifira iner.



Şekil 2.21. Bethe- Slater eğrisi [20].

Atomlar arası mesafe azaldıkça, 3d elektronlarının spinleri birbirine yaklaşarak antiparalel olur bu durumda antiferromanyetizma olarak adlandırılır (J_{ex} negatiftir).

Şekil 2.21 eğrisi atomun çapları ve yarı çaplarından gelen r_a/r_{3d} farklı elementlerin serisi için uygulanabilir. Gösterildiği gibi eğri Mn'ı , Fe, Co ve Ni'den ayırır bir sonraki hafif elementlerin ilk geçişleri gösterilmiştir (Mn ve Cr 95K altında antiferromanyetik, sonraki hafif elementler 37°C nin altında antiferromanyetik; bu sıcaklıkların üstünde de her ikisi de paramanyetiktir). J_{ex} pozitif olduğunda, büyüklük Cruie sıcaklığı ile orantılıdır çünkü spinler sadece termal enerji ile güçlü değiş tokuş kuvvetleri ile birbirlerine paralel dönerek büyük miktarda bozulabilir. Fe, Co, Ni'in konumlarına üçünün Curie sıcaklığı Fe' ye göre Co' in ki yüksek, Ni' inki düşüktür.

Belte- Selte eğrisi hakkındaki teori çok eleştiri olsa da, eğri bazı şaşırtıcı gerçekleri sunuyor. Böylece, ferromanyetik alaşımlar kendileri de ferromanyetik olmayan elementlerden elde edilebilir, örneğin ; MnBi ve Heusler alaşımları. Bunlar yaklaşık Cu_2MnAl ve Cu_2MnSn bileşimlerine sahiptir. Mangan atomları saf manganezdan daha uzakta olur çünkü r_a/r_{3d} atomların değiş-tokuş etkileşmesini olumlu hale getirmek için yeterince büyük olmaktadır. Madem ki değiş-tokuş etkileşmesi ve moleküler alan eşdeğer aşağıdaki ilişki olabilir.

İlişkinin yaklaşık formunu şu şekilde bulabilirsiniz. z kristal yapının koordinasyon sayısı olabilir, herbir atom z yakın komşulara sahip olduğunu ve yakın komşuların arasında sadece değiş-tokuş etkisi olduğunu varsayalım. Daha sonra tüm atomların S spinleri varsa bir atomun ve çevresindeki atomların değiş-tokuş enerjisi arasında tüm spinler paralel olduğunda

$$E_{ex} = z (-2J_{ex}S^2)$$

dir. Fakat bu moleküler alan H_m atomun potansiyel enerjisine eşittir. Eğer alan yönünde μ_H manyetik momente sahipse, bu enerji

$$E_{pot} = -\mu_H H_m$$

dir. Enerji için bu iki ifadeyi eşitlersek,

$$H_m = (\gamma\rho)\sigma_o = \frac{2zJ_{ex}S^2}{\mu_H} \quad (2.27)$$

elde edilir. Fakat moleküler alan katsayısı $(\gamma\rho)$ denklem 2.40 ile θ Curie sıcaklığı ile ilgilidir. $J=S$ olduğunda (saf spin)

$$J_{ex} = \frac{3k\theta}{2zS(S+1)} \quad (2.28)$$

olur. Değiş-tokuş integralinin yukarıda Curie sıcaklığı ile orantılı olduğu gösterilmektedir. Cisim merkezli kübik bir demirin $z=8$ ve $S=1/2$ için denklem 2.45 ile $J_{ex} = 0.25 k\theta$ bulunur. Daha titiz bir hesaplama için bu durum demir için $J_{ex} = 0.34 k\theta$ dır. Değiş-tokuş kuvvetleri ağırlıklı olarak atomlar arası mesafeye bağlıdır ve atom konumunun herhangi bir geometrik düzenine bağlı değildir. Kristallik bu nedenle ferromanyetizma için şart değildir. Bu alaşımlar ferromanyetik ve amorfun her ikisinde vardır elektron kırınım fotoğrafları ile değerlendirilip korunacaktır.

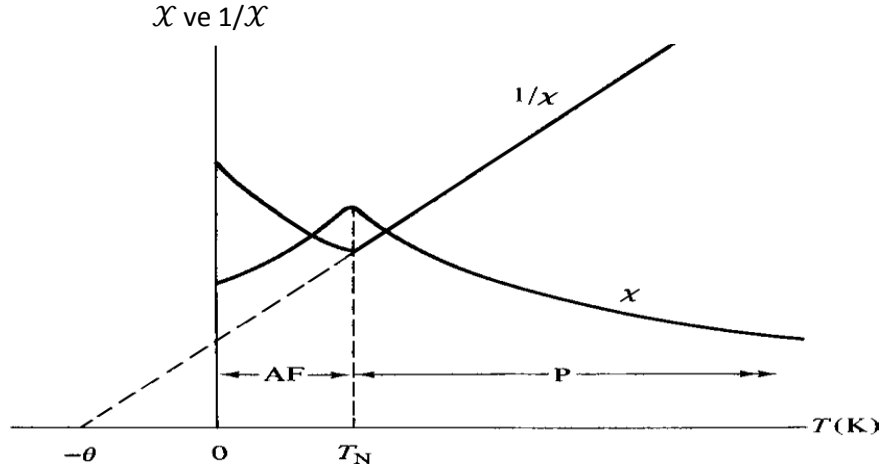
Oda sıcaklığına kadar ısıtıldıklarında kendileri amorfudur. Birçok ferromanyetik amorf alaşımlar o zamandan beri yapıлып ticari amaç için üretilmiştir [20].

2.7. Antiferromanyetizma

Antiferromanyetik malzemeler bütün sıcaklıklarda çok ufak bir pozitif manyetik duygunluğa sahiptirler fakat onların duygunlukları sıcaklıkla alışılmadık bir şekilde değişir. İlk bakışta, alışılmadık davranış sergileyen paramanyet olarak kabul edilebilirler. Fakat manyetik yapılarının derinlemesine çalışılmasından sonra tamamen farklı bir manyetik faza dahil oldukları anlaşılmıştır.

Antiferromanyetizmanın teorisi Neel in öncülüğünde 1932 yılında başlayan bir makale serisiyle [22] geliştirilmiştir. Bu makalelerde Neel, problemi çözmek için Weiss moleküler alan teorisini kullanmıştır.

Bir antiferromanyetik malzemenin manyetik duyguluğunun sıcaklıkla değişimi şekil 2.22' de gösterilmektedir. Sıcaklığın azalması ile χ Neel sıcaklığı (T_N) olarak adlandırılan kritik bir sıcaklığa kadar artarak maksimum değerine ulaşır. Malzeme T_N sıcaklığının üzerinde paramanyetik ve altındaki sıcaklıklarda antiferromanyetiktir. T_N sıcaklığı sıklıkla oda sıcaklığından çok düşük sıcaklıklarda bulunur. Eğer malzeme oda sıcaklığında paramanyetik ise, antiferromanyetik fazda duygunluk ölçümlerini yapabilmek için genellikle oda sıcaklığından çok daha düşük sıcaklıklara inilmesi gerekebilir. Çoğunlukla antiferromanyetik malzemeler Krom oksit, Sülfür, Klorit gibi iyonik bileşiklerdir. Antiferromanyetik malzemeler, *TMR* (Tunneling Magneto Resistance), *GMR* (Giant Magneto Resistance) gibi ticari uygulama alanı bulmuş manyetik sensör teknolojisinde değişim anizotropisi ve değiş-tokuş etkileşmesi oluşturmaktaki öneminden dolayı çok büyük bilimsel ilgiye maruz kalmışlardır. Bu malzemelerin teorisi bizi doğal olarak teknolojide önemli bir yer tutan ferrimanyetizmaya yönlendirdiği için bazı detayları dikkatlice incelenmelidir.



Şekil 2.22. Antiferromanyetik bir malzemenin manyetik duygunluğunun (χ) ve ters duygunluğunun ($1/\chi$) sıcaklığa olan bağımlılığını. (AF = antiferromanyetik bölge, P = paramanyetik bölge) [20].

Ferromanyetizmada olduğu gibi, antiferromanyetlerin davranışını aydınlatmak için kritik sıcaklığın üzerinde manyetik duygunluğun sıcaklıkla değişimi incelenmelidir. Şekil 2.22 $1/\chi$ in T ye karşı değişimini T_N sıcaklığının üzerinde düz çizgi olduğunu ve çizginin extrapolasyon devamında $1/\chi=0$ için negatif sıcaklık değeri aldığını göstermektedir [20]. Bu çizginin denklemi

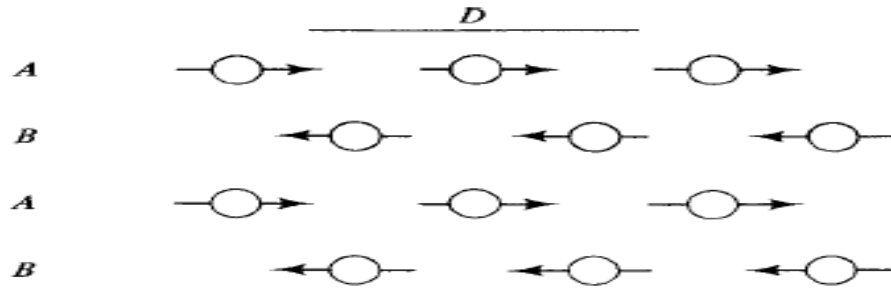
$$\frac{1}{\chi} = \frac{T + \theta}{C} \quad \text{veya} \quad \chi = \frac{C}{T + \theta} = \frac{C}{T - (-\theta)} \quad (2.29)$$

şeklindedir. Bir başka deyişle malzeme θ 'nın negatif değerler almasına rağmen, Curie-Weiss yasasına uyar. Mademki θ moleküler alan katsayısı γ ile orantılıdır, paramanyetik bölgede moleküler alan H_m , uygulanan dış alana H karşı koyar: H iyonik momentleri yönlendirirken H_m onların yönelimini engellemeye çalışır. Oldukça lokalize olmuş bir bölgede moleküler alanı düşünürsek, iyonik momentin bir doğrultuda yönelme eğilimi, komşu iyonun manyetik momentinin o yöne zıt yönde yönelme eğiliminden dolayı engellenecektir. Diğer bir deyişle değiş-tokuş kuvveti negatif olacaktır.

Kritik T_N sıcaklığının altında manyetik momentlerin antiparalel sıralanma eğilimi oldukça kuvvetlidir ve hatta dış bir manyetik alanın varlığı olmadan da mümkündür. Çünkü termal enerjinin düzensizlik etkisi oldukça düşüktür.

Kristalde manyetik iyonlardan oluşmuş örgü A ve B ile gösterilen ve az yada çok ters yönelimli iki altörgüye ayrılır. Antiparalel eğilim T_N sıcaklığının altında sıcaklık düştükçe artar ve 0 K de şekil 2.23' te resmedildiği gibi mükemmel bir antiparalel düzen sağlanır. Bu çizimde yalnızca manyetik metal iyonla gösterilmiştir. Sülfür, oksijen gibi manyetik olmayan iyonların bu aşamada gösterimi yapılmamıştır.

0 K'de ki antiferromanyet, içiçe geçmiş ve benzer manyetik metal iyonlardan oluşmuş ve sıfır manyetik alan altında kendiliğinden mıknatıslanmış normal bir ferromanyetik örgü gibi kendiliğinden mıknatıslanarak doyuma ulaşmış fakat zıt yönelimli iki alt örgüden oluşur. Açıkça bir antiferromanyet kendiliğinden oluşan net bir momente sahip değildir ancak çok yüksek alanlar uygulandığında bir moment kazanabilirler. Şunuda not etmeliyizki; T_N sıcaklığı tıpkı T_c sıcaklığı gibi rol oynamaktadır. Sıcaklık skalasını altında manyetik düzenli bölge ve üstünde manyetik düzensiz bölge (paramanyetik) olarak ikiye böler.



Şekil 2.23. A ve B alt örgülerinden oluşan Antiferromanyetik düzen [20].

Moleküler alan teorisinin içeriğine girmeden önce hemen hemen bütün antiferromanyetlerin bir elektriksel yalıtkan veya yarıiletken olduklarını hatırlatmak gerekir. Elektriksel dirençleri tipik malzemelerden en az milyon kez daha fazladır. Bunu anlama, bu malzemelerin serbest elektronlarının olmadığı ve manyetik özelliklere sebep olan elektronların tamamen lokalize olduğudur. Bundan dolayı lokal moment teori olarak bilinen moleküler alan teorisini MnO gibi yalıtkan antiferromanyetik malzemelere uygulamakta başarılı olunacağını ummaktayız. Moleküler alan teorisini en basit durum için uygulayarak işe başlayalım.

Bu durum da manyetik örgü birbirine özdeş A ve B olarak iki alt örgüye bölünür ve Şekil 2.23'te görüleceği üzere A iyonunun en yakın komşusu (nearest neighbors) yalnızca B iyonu olsun. Bu şekilde yalnızca en yakın komşular üzerinden etkileşimleri değerlendirerek sonraki en yakın komşularla (next nearest neighbor) olan AA veya BB etkileşimlerini dahil etmemiş oluruz. O halde iki ayrı moleküler alanımız vardır. A iyonu üzerine etkiyen H_{mA} moleküler alan B altörgüsünün mıknatıslanması ile aşağıdaki gibi orantılıdır.

$$H_{mA} = -\gamma M_B \quad (2.30)$$

Burada γ moleküler alan katsayısı olup pozitifdir. Benzer olarak

$$H_m = -\gamma M_A \quad (2.31)$$

B iki eşitlik T_N sıcaklığının altında ve üstünde geçerlidir.

2.7.1. T_N sıcaklığından üst değerler

Paramanyetik bölge için manyetik duygunluk ifadesini Curie- yasasını kullanarak bulabiliriz.

$$\chi = \frac{M}{\rho H} = \frac{C}{T} \text{ veya } MT = \rho CH \quad (2.32)$$

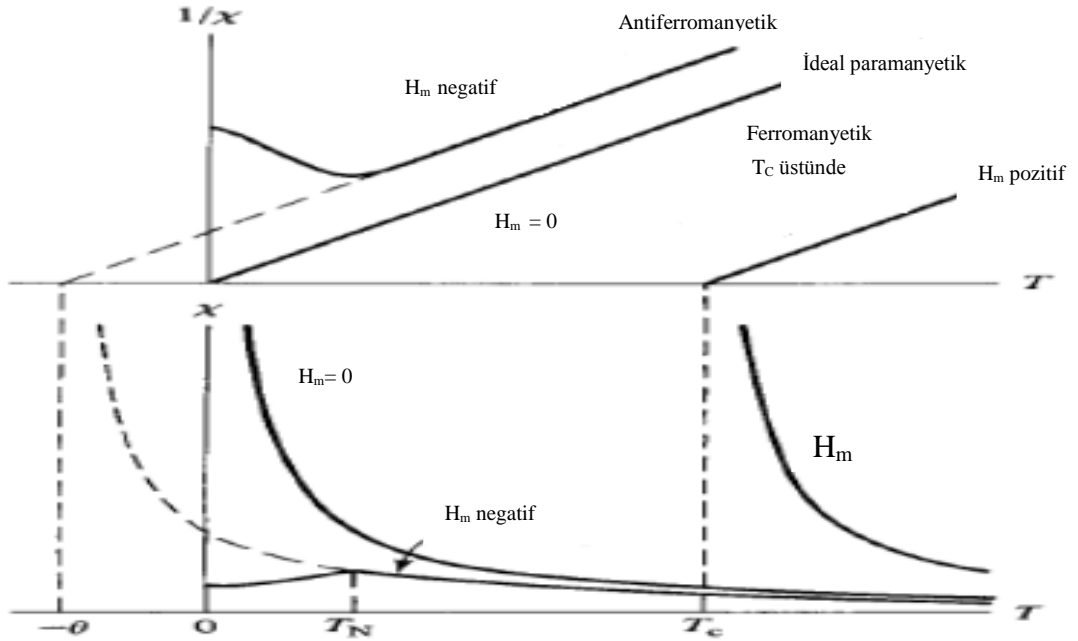
Burada H hem uygulanan alanı hem de moleküler alanı kapsayarak şekilde değerlendirilmelidir. Her bir altörgünün yukarıdaki eşitlikleri tekrar yazarsak

$$\begin{aligned} M_A T &= \rho C' (H - \gamma M_B), \\ M_B T &= \rho C' (H - \gamma M_A) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Burada C' herbir örgü için Curie sabiti ve H uygulanan alandır. Bu iki eşitliği birbirine ekleyerek alan tarafından oluşturulan toplam mıknatıslanmayı ve manyetik duygunluğu bulabiliriz.

$$\begin{aligned}
(M_A + M_B)T &= 2\rho C'H - \rho C'\gamma(M_A + M_B) \\
MT &= 2\rho C'H - \rho C'\gamma M \\
M(T + \rho C'\gamma) &= 2\rho C'H \\
\chi_m &= \frac{M}{\rho H} = \frac{2C'}{T + \rho C'\gamma}
\end{aligned}
\tag{2.34}$$

Bu eşitlik $C=2C'$ ve $\theta=\rho C'\gamma$ olarak alınırsa deneysel olarak bulunan 2.29 denkleminde benzerdir. Şu not edilmelidir ki T_N sıcaklığının üzerinde bir sıcaklıkta bir alanın uygulanmasıyla birlikte her bir alt örgü alanla aynı yönde mıknatıslanır. Fakat her bir alt örgü uygulanan alana ters yönde bir moleküler alan oluşturarak M_A ve M_B yi azaltma eğilimine girer. Sonuç olarak moleküler alanın sıfır olduğu ideal bir paramanyete göre manyetik duygunluk χ küçülür ve ters duygunluk $1/\chi$ büyür. Bu durum şekil 2.24'te gösterilmektedir. Şekil ayrıca çok büyük pozitif moleküler alana sahip bir ferromanyette $\chi-T$ ilişkisini de göstermektedir.



Şekil 2.24. Bir Curie sabiti (C) değerinde manyetik duygunluğun (χ) Moleküler alana bağlı olarak sıcaklıkla değişimi [20].

2.7.2. T_N sıcaklığından alt değerler

Antiferromanyetik bölgede her bir alt örgü herhangi dış alan olmadan bir diğ erinin oluşturdu ğ u moleküler alan nedeniyle birbirlerine göre ters yönde kendiliğ inden mıknatıslanarak T_N sıcaklığ ının altında herhangi bir sıcaklık için net mıknatıslanmayı sıfır yaparlar.

$$\begin{aligned} M &= (M_A + M_B) = 0 \\ \text{ve} \\ M_A &= -M_B \end{aligned} \quad (2.35)$$

T_N sıcaklığ ının hemen hemen altında sonsuz küçük farklı bir sıcaklıkta M nin hala toplam alanla orantılı oldu ğ unu farz edebiliriz. Çünkü T_N sıcaklık bölgelerinde doyum etkisinin önemi yoktur. Dolayısı ile $H=0$ ve $T=T_N$ için eşitlik 2.33 aşağıdaki gibi olur.

$$\begin{aligned} M_A T_N &= -\rho C' \gamma M_B \\ \text{ve} \\ \rho C' \gamma &= \theta = -(M_A / M_B) T_N = T_N \end{aligned} \quad (2.36)$$

χ maksimum oldu ğ u Neel sıcaklığı yüksek sıcaklık duyg unluk ölçümlerinden elde edilen θ değerine eşit olur. T_N sıcaklığ ının altında normal bir ferromanyet gibi her bir alt örgü kendi doyumuna kendiliğ inden mıknatıslanarak ulaş ır ve mıknatıslanmayı aynı yolla hesaplayabiliriz. Daha önceki bölümlerde M yerine $\sigma=(M/\rho)$ kullanmayı tercih etmiştik. A alt örgüsünün herhangi bir sıcaklıkta ve herhangi bir alan da kesirli mıknatıslanması

$$\frac{\rho_A}{\rho_B} = B(J, a') = B\left(J, \frac{\mu_H H}{kT}\right) \quad (2.37)$$

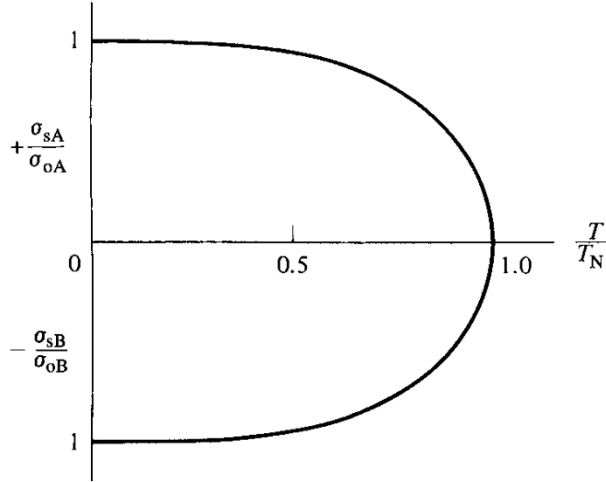
olur. Burada B brillouin fonksiyonudur. Eşitlikteki H , A alt örgüsü üzerine etki eden toplam alandır. Doyum mıknatıslanmasını hesaplamak istiyorsak dış alanın sıfır oldu ğ u ve B alt örgüsünden kaynaklanan moleküler alanın varlığını iç erecek şekilde

$$H_{mA} = -\gamma M_B = \gamma M_A = \gamma \rho \sigma_A \quad (2.38)$$

dir. Dolayısı ile A alt örgüsünün kendiliğ inden mıknatıslanması aşağıdaki gibi verilir.

$$\frac{\sigma_{sA}}{\sigma_{oA}} = B\left(J, \frac{\mu_H \gamma \rho \sigma_{sA}}{kT}\right) \quad (2.39)$$

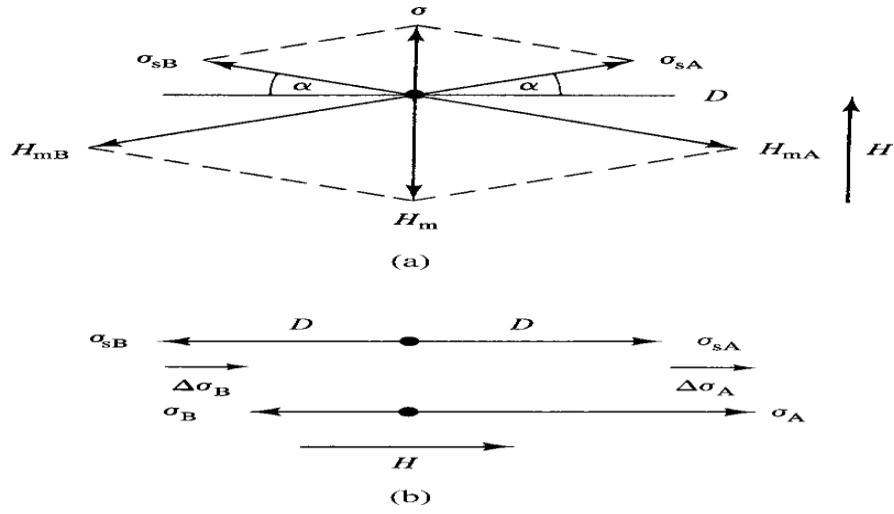
B altörgüsü için de benzer eşitlik yazılabilir. Her iki altörgünün kesirli kendiliğinden mıknatıslanması Şekil 2.25'te gösterilmektedir. T_N sıcaklığının altında net mıknatıslanmanın sıfır olmasına rağmen az da olsa uygulanan alan ile mıknatıslanma üretilebilir. Oluşan duygunluk antiparalelliği oluşturan eksen ile (bu eksen genellikle kristallografik eksenlerden biriyle çakışıktır) uygulanan alan arasındaki açıya bağlı olduğu ortaya çıkmıştır. Bu açı spin eksenini olarak isimlendirilir. (Birçok aniferromanyette manyetik momente yörege açısai momentumundan gelen katkı quenching'den dolayı ihmal edilir. Böylelikle manyetik iyon başına net manyetik moment tamamen spinden kaynaklanır).



Şekil 2.25. T_N sıcaklığının altında A ve B altörgüsünün kendiliğinden mıknatıslanması [20].

2.7.3. Spin eksenine dik uygulanan alan

Uygulanan H dış manyetik alanın etkisi şekil 2.26' da görüleceği üzere herbir altörgü mıknatıslanmasını spin ekseninden kendi yönüne doğru ufak bir α açısı kadar döndürmektedir. Gösterilen vektörlerin her biri altörgülerin mıknatıslanmasını, spin eksenini ve moleküler alanları temsil etmektedir.



Şekil 2.26. Bir antiferromanyette uygulanan dış H alanının etkisiyle mıknatıslanmadaki değişme a) Dış alan D spin ekseninde dik açı b) Dış alan ile D spin ekseninde paralel olduğu zaman [20]

Mıknatıslanma vektörlerindeki dönme alan yönünde net bir mıknatıslama (σ) oluşturur ve oluşan bu mıknatıslanma zıt yönde dengelenmemiş bir iç moleküler alanın (H_m) oluşmasına neden olur. Spinler H_m in H ye eşit olduğu duruma kadar dönmeye devam ederler.

$$\begin{aligned} 2(H_{mA} \sin \alpha) &= H \\ 2\gamma\rho\sigma_{SA} \sin \alpha &= H \end{aligned} \quad (2.40)$$

Fakat

$$\sigma = 2\sigma_{SA} \sin \alpha \quad (2.41)$$

Dolayısı ile $\gamma\rho\sigma = H$ ve

$$\chi_{\perp} = \frac{\sigma}{H} = \frac{1}{\gamma\rho} = \frac{C}{2\theta} \quad (2.42)$$

dır. İki altöğü mıknatıslanmasının uygulanan alan ile büyüklüklerinin değişmediğini yalnızca yönlerinin değiştiğini kabul ettik. α açısının çok küçük olması bu yaklaşımın doğru olmasını sağlar. Eşitlik 2.42'de dik manyetik duygunluğun beklendiği gibi moleküler alan sabitiyle ters orantılı olduğu ve sıcaklıktan bağımsız olduğu görülmektedir.

2.7.4. Spin eksenine paralel uygulanan alan

A altörgü mıknatıslanma yönüne paralel yönde bir dış alan uyguladığımızı farz edelim. Uygulanan alanın etkisi şekil 2.26b' de görüleceği üzere, A altörgüsünün sıfır-alan mıknatıslanma değeri (σ_{AS}) bir mikar ($\Delta\sigma_A$) artırarak B altörgüsünün mıknatıslanma değerini de benzer biçimde ($\Delta\sigma_B$) kadar azaltır. İki altörgü mıknatıslanması arasındaki denge bozularak alan yönünde net bir mıknatıslanma oluşur.

$$\sigma = \sigma_A - \sigma_B = |\Delta\sigma_A| + |\sigma_B| \quad (2.43)$$

Bu andan itibaren herbir altörgünün mıknatıslanması eşitlik 2.44 ile verilen Brillouin fonksiyonu, $B(J, a')$, ile temsil edilir ve şekil 2.27' de gösterilmektedir. Burada P noktası herhangi bir dış alan olmadığı durumdaki kendiliğinden mıknatıslanmayı, σ_S temsil eder ve a' terimi yerine a'_0 terimi yazılarak elde edilir.

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}a'\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{a'}{2J}\right) \quad (2.44)$$

Uygulanan alanın etkisi ile P noktası A altörgüsü için eğrinin yukarısına doğru hareket ederken B altörgüsü için eğrinin aşağısına doğru hareket eder. Her iki altörgü içinde aynı değişimin olduğu düşünülürse

$$\begin{aligned} |\Delta\sigma_A| &= |\Delta\sigma_B| \\ \sigma &= 2\Delta\sigma_A \end{aligned} \quad (2.45)$$

$\Delta\sigma_A$ nın değeri $\Delta a'$ ile P noktasında eğrinin eğimi ile çarparak bulunabilir.

$$\Delta\sigma_A = \Delta a' \left[\sigma_{0A} B'(J, a') \right] \quad (2.46)$$

Burada $B'(J, a')$ Brillouin fonksiyonunun 1 dereceden a' göre türevidir. $\Delta a'$ bulmak için a' ($\mu_H H/kT$) ifadesindeki H değişkeninin hem uygulanan alanı, H_a hemde moleküler alanı içerdiğini hatırlamamız gerekir.

$$\Delta a' = \frac{\mu_H}{kT} (H_a - \gamma\rho|\Delta\sigma_B|) = \frac{\mu_H}{kT} (H_a - \gamma\rho|\Delta\sigma_A|) \quad (2.47)$$

ve eşitlik 2.46

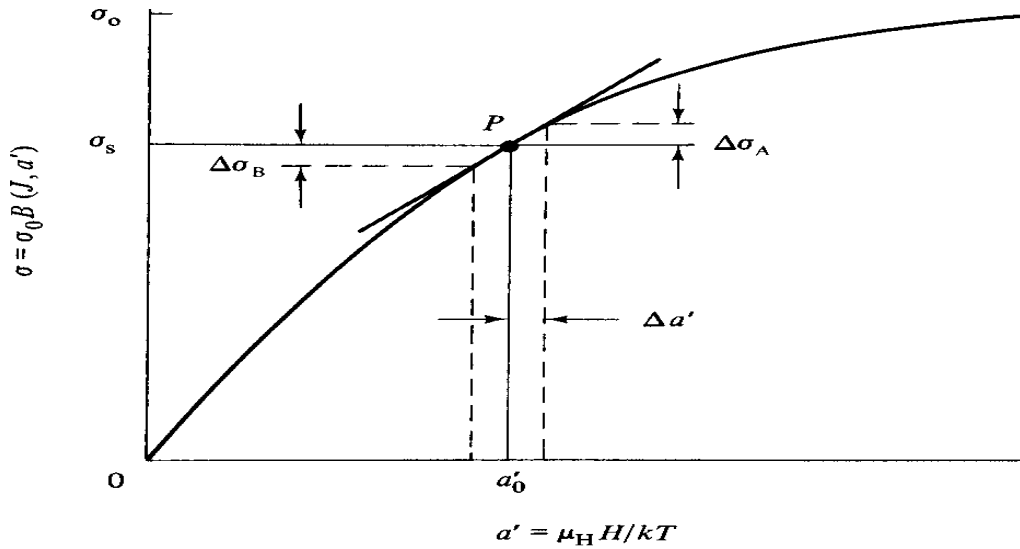
$$\Delta\sigma_A = \frac{n_g \mu_H^2}{2kT} (H_a - \gamma\rho|\Delta\sigma_A|) B'(J, a'_0)$$

(2.48)

olur. Bu eşitlikte A altörgüsünün sıfır alanda kendiliğinden mıknatıslanması $\Delta\sigma_{A0}$ yerine $(n_g/2)\mu_H$ ifadesi yazıldı. n_g gram başına düşen manyetik iyon sayısıdır. Sonuç olarak eşitlik 2.48 kullanılarak spin eksenine paralel manyetik duygunluk ifadesi

$$\chi_0 = \frac{\sigma}{H_a} = \frac{2\Delta\sigma_A}{H_a} = \frac{2n_g \mu_H^2 B'(J, a'_0)}{2kT + n_g \mu_H^2 \gamma\rho B'(J, a'_0)} \quad (2.49)$$

elde edilir.



Şekil 2.27. Spin eksenine paralel bir alan uygulandığında Manyetizasyonun alan ile değişimi [20].

Eşitlik 2.49 çok genel olup Neel sıcaklığının altında ve üstünde ve ferromanyetler içinde geçerlidir. Uygulanan dış alanın etkisi ile mıknatıslanmadaki artış eşitlik 2.49 ile verilir ve zorlama mıknatıslanmaya (forced magnetisation) tam olarak uyar. Normal bir ferromanyette zorlanan mıknatıslanmayı ölçmek oldukça zordur çünkü miktarı hem küçük hem de kendiliğinden mıknatıslanmanın üzerine uygulanır ki bu oldukça büyüktür. Fakat antiferromanyetlerde bunu ölçmek kolaydır çünkü alan

uygulanmadan önce net mıknatıslanma sıfırdır. Eşitlik 2.31'in aşağıdaki özelliklerini göstermek okuyucuya bırakılmıştır.

1- Eşitlik 2.49 yüksek sıcaklıklarda 2.29 eşitliğine dönüşür.

2-Neel T_N sıcaklığında 2.42 eşitliğine dönüşür.

3-T sıcaklığı sıfıra yaklaşırken kendisi de sıfıra yaklaşır.

χ_o nin 0 K ile T_N sıcaklık aralığındaki değişimi χ_{\perp} nin değişimine benzer ve yalnızca J ye bağlıdır ve $B'(J, a'_0)$ in yardımıyla hesaplanabilir. Bu değişim şekil 2.28' de görülmektedir. Fiziksel olarak aşağıdaki gibi izah edilebilir. 0 K de a' sonsuz ve kendiliğinden mıknatıslanma eğrisi mükemmel düzdür. Dolayısı ile uygulanan alan her iki altörgünün mıknatıslanmasını değiştirmez çünkü mutlak doyuma ulaşmıştır. Sıcaklığın 0 K dan itibaren yükselmesi ile birlikte termal enerji her iki altörgünün doyum mıknatıslanmasını azaltmaya başlar ve uygulanan alan daha çok sayıda spini ters çevirebilme yeteneği kazanır dolayısı ile χ_o artar

Toz örneklerde veya rastgele büyümüş polikristal malzemelerde ki grainlerin tercihli bir yönelime sahip olmadığı örnekler de spin eksenini D uygulanan alana göre herhangi bir yönelimde olabilir. Toz örneklerde manyetik uygunluğu bulmak için bütün yönelimlerin ortalamasını almalıyız. Eğer uygulanan alan toz örnek içindeki küçük kristal parçasının spin eksenini ile θ açısı yapıyorsa bu kristal parçasının dik ve paralel yönde kazandığı mıknatıslanma

$$\sigma_o = \chi_o H \cos\theta$$

$$\sigma_o = \chi_1 H \sin\theta \quad (2.50)$$

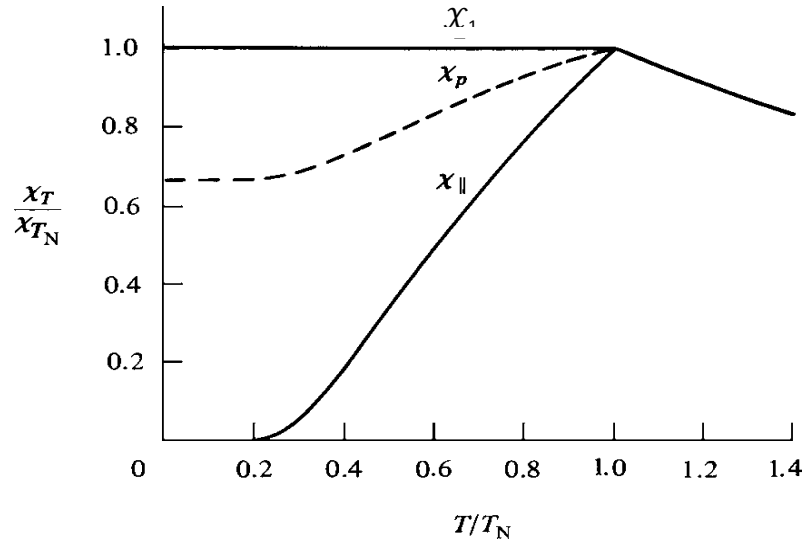
Herhangi bir yön için toplam mıknatıslanma

$$\begin{aligned} \sigma_o &= \sigma_o \cos\theta + \sigma_1 \sin\theta \\ &= \chi_o H \cos^2\theta + \chi_1 H \sin^2\theta \end{aligned} \quad (2.51)$$

Bu örnek içindeki ufak bir kristal parçasına ait manyetik duygunluğun θ nın bütün mümkün değerleri üzerinden ortalamasının alınması gerekmektedir.

$$\begin{aligned}\chi_p &= \chi_o H \cos^2 \theta + \chi_1 H \sin^2 \theta \\ &= \frac{1}{3} \chi_o + \frac{2}{3} \chi_1\end{aligned}\quad (2.52)$$

Toz örnekler için manyetik duygunluğun sıcaklıkla değişimi şekil 2.28 de gösterilmektedir.



Şekil 2.28. Antiferromanyetik bir toz malzeme için hesaplanan manyetik duygunluğun Neel sıcaklığı civarında ve altında sıcaklıkla değişimi (χ_o için hesaplanan eğride $J=1$ alınmıştır) [20].

2.7.5. Deneyle Karşılaştırma

Moleküler alan teorisi deneyle kolayca karşılaştırılan üç ana özelliğiyle aşağıda ana hatlarıyla belirtilmiştir.

1- $\frac{\theta}{T_N}$ eşitlik 2.36' ya göre 2.29' a eşit olmalıdır.

2- tek kristal antiferromanyetik malzemede χ_o ve χ_1 değerlerinin sıcaklıkla değişimi şekil 2.28' deki gibi olmalıdır.

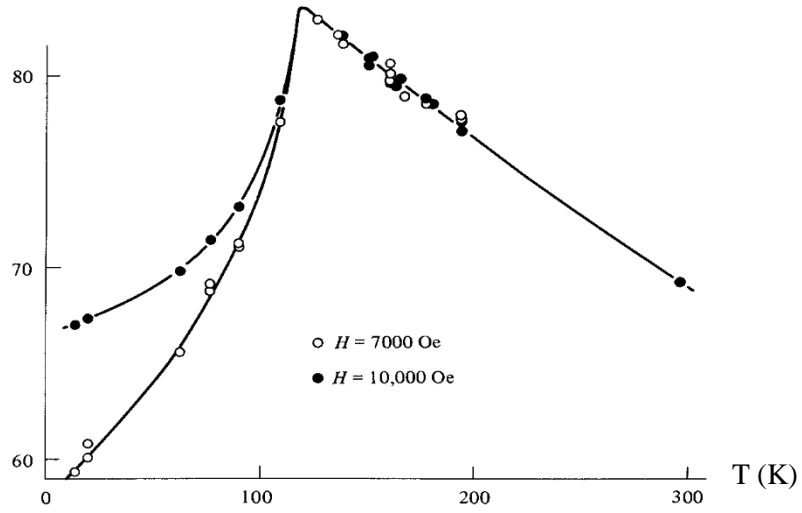
3- Toz antiferromanyetik malzeme için 0 K'deki manyetik duygunluğun T_N sıcaklığındaki değerine oranı eşitlik 2.52'ye göre 2/3 olmalıdır.

Örneğin A iyonu üzerine yalnızca en yakın komşu olarak yalnızca B altörgüsünden kaynaklanan moleküler alanın etkili olduğunu kabul etmiştik. Gerçekte AA veya BB değiş-tokuş etkileşmelerini dışarlamanın gerçek bir nedeni yoktur. Dolayısı ile eşitlik 2.30 ve 2.31 aşağıdaki gibi yeniden düzenlenirse

$$\begin{aligned} H_{mA} &= -\gamma_{AB}M_B + \gamma_{AA}M_A \\ H_{mB} &= -\gamma_{AB}M_A + \gamma_{BB}M_B \end{aligned} \quad (2.53)$$

elde edilir.

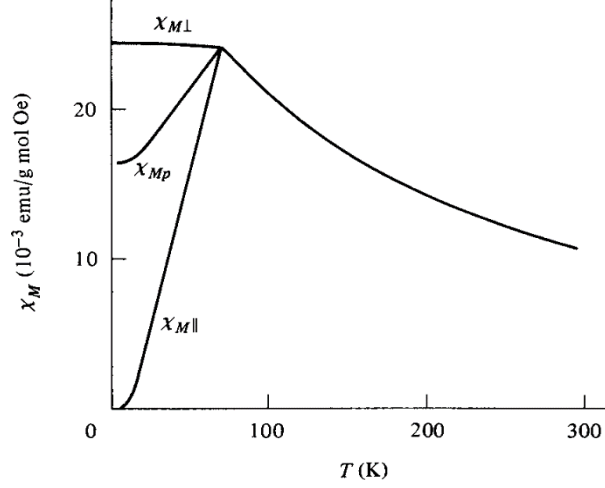
χ (10^{-6} emu/gOe)



Şekil 2.29. MnO tozlarının manyetik duygunluğunun sıcaklık ile değişimi [23].

Burada iki farklı moleküler alan katsayısı mevcuttur. γ_{AB} AB etkileşmesinin gücünü temsil ederken γ_{AA} ($=\gamma_{BB}$) AA etkileşmesinin gücünü temsil eder. γ_{AA} ($=\gamma_{BB}$) sabiti negatif, pozitif veya sıfır değerleri alabilir. γ_{AA} sabiti sıfır olmadığı durumlarda $\frac{\theta}{T_N}$ oranı 1 değerinden oldukça fazla değerler alabilir. FeCl₂ gibi bazı klorid malzemelerde gözlenen θ nın negatif değerlerinde ($\chi = \frac{C}{T-\theta}$ T_N sıcaklığının üstünde) γ_{AA} değeri negatif olur. Teorinin diğer tahminleri deneysel sonuçlarla mantıklı bir uyum göstermektedir. Toz örnekler için tipik χ - T eğrisi şekil 2.29 ve 2.30' da tek kristal örnekler için şekil 2.30' da gösterilmektedir. Bu eğriler şekil 2.28' de gösterilen teorik değerlerle oldukça uyum halindedir (MnO için T_N

sıcaklığının üzerinde, manyetik duygunluk kristal anisotropinin varlığından dolayı uygulanan alanın büyüklüğüne bağlıdır).



Şekil 2.30. MnF_2 ' nin molar manyeti duygunluğunun sıcaklıkla değişimi. Merkezdeki eğri (T_N sıcaklığının altı) toz örnek için, diğer iki eğri tek kristal için [24].

Genel olarak deney ile teori arasındaki iyi uyum, başlangıçta yaptığımız kabullenmelerin bir tanesi sağlanmadığı zaman bile oldukça kayda değerdir. Genelde uyumsuzluğun sebebi olarak A iyonunun en yakın komşusu olarak yalnızca B iyonu kabul etmemizden kaynaklanmaktadır. Bu gereklilik body-merkezli birim örgü hücresi için doğrudur. Küp merkezindeki atomlar A altörgüsünü temsil ederken küp kösesindekiler B altörgüsünü temsil ederler. Body merkezli tetragonal düzende c/a oranı bu sınırlamayı bozar ve yüzey merkezli kübik düzende de başlangıçta yaptığımız yaklaşım doğru olmaz.

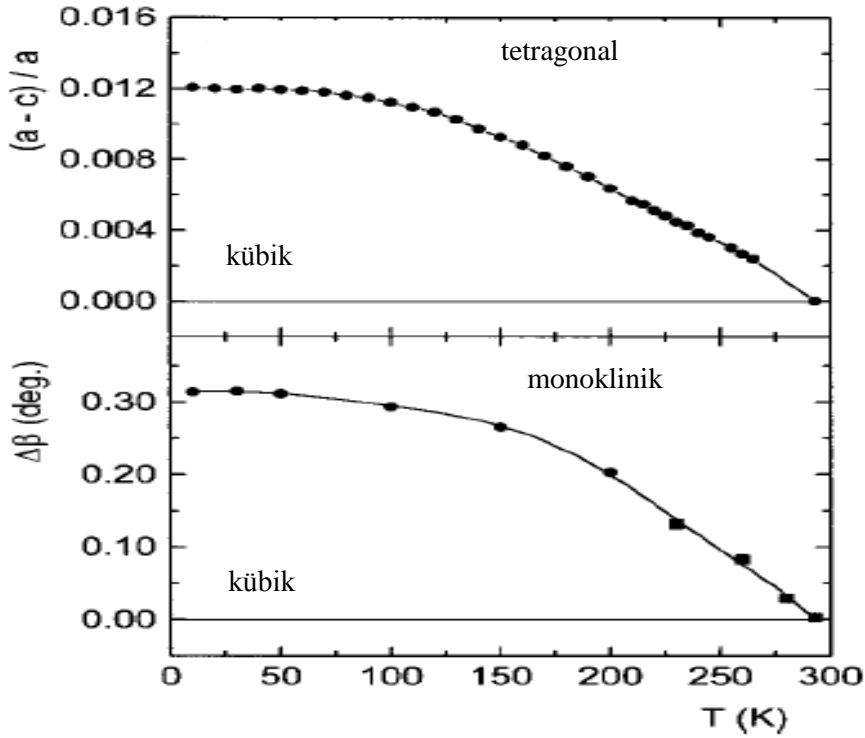
2.7.6. CoO'in Kristal yapısı ve Kristolografik simetrisi

Paramanyetik CoO , NaCl kristal yapısına sahiptir. Antiferromanyetik durumda ($T_N \approx 290K$) tetragonal kristal simetriye sahiptir. CoO'in kristolografik simetrisi ve manyetik yapısı arasındaki uyumluluk son 40 yılda tartışma konusu olmuştur.

Kübik bir birim hücrede yayılma vektörü $k = [1/2, 1/2, 1/2]$ dir, ve ilk olarak Shull, Strause ve Wollan tarafından açıklanmıştır [20].

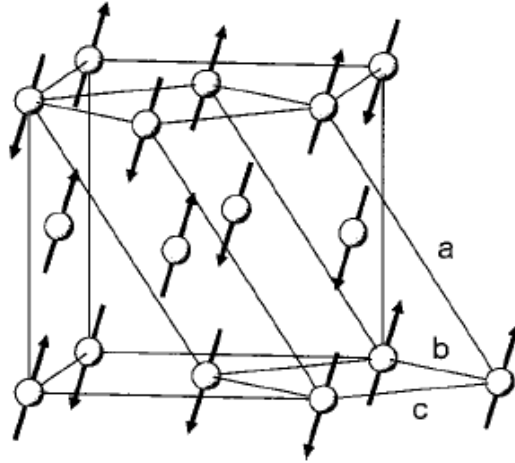
Nötron kırınımı deneyleri çeşitli manyetik yapının c eksenine ile yaklaşık 25° lik açı yapan manyetik momentlerin collinear olduğunu göstermiştir.

Antiferromanyetik CoO'nin ferromanyetik ince film üzerine etkilerini FMR ve VSM teknikleri ile araştırdık. Nötron difraksiyon deneyleri ise Alfa Chemical Company tarafından birçok kristal üzerinde yapılmıştır. CoO için beklenen çizgiler dışında nötron-kırınım deseni %13 lük bir kontrasyonda Co_3O_4 kirliliği saptanmıştır.



Şekil 2.31. X ışınları laboratuvarından sıcaklığa karşı elde edilen pseudocubic hücrenin tetragonal bozulması [20].

Monoklinik ve orijinal kübik hücre yapısı arasındaki ilişki Şekil 2.32'de gösterilmiştir. Sıcaklığın fonksiyonu olarak $\Delta\beta$ için sonuçlar Şekil 2.31'de gösterilmiştir. Monoklinik deformasyonun sıcaklığa bağlılığı çok güçlü bir şekilde tetragonal bozulmayı ortaya koyar. Antiferromanyetik geçiş böylece monoklinik kristolografik bozulmanın başladığı sıcaklıkta başlamaktadır.



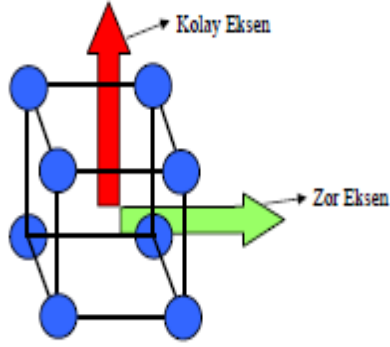
Şekil 2.32. Monoklinik simetrisinin manyetik yapısı ac düzleminde manyetik momentlerin doğrusal dizilimi ile gösterilmiştir [20].

2.8. Manyetik Anizotropi

2.8.1. Giriş

Manyetik anizotropi kendiliğinden mıknatıslanma yöneliminin malzemenin iç enerjisine bağlı olması durumudur [8].

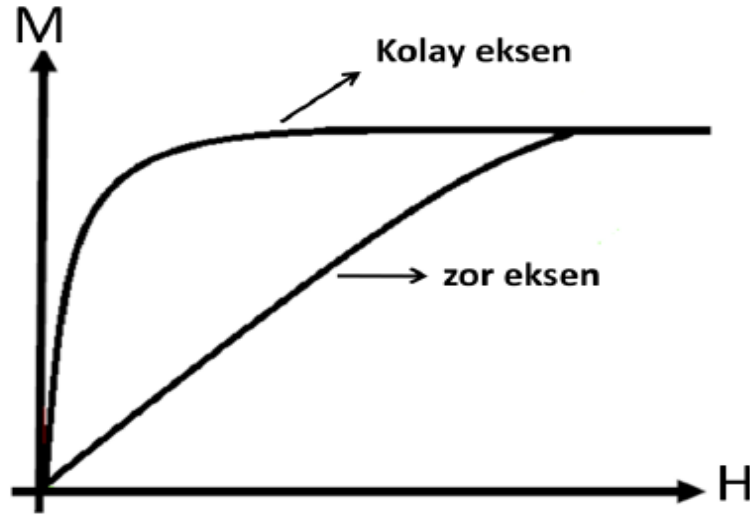
Manyetik malzemelere manyetik alan uygulandığında malzeme içindeki manyetik momentler uygulanan alan yönünde yönelirler. Bazı manyetik malzemelerde dışardan uygulanan alanın yönü önemlidir, çünkü manyetik anizotropi gösteren malzemelerdeki manyetik momentler kristalin bir doğrultusunda uygulanan dış manyetik alanın altında hemen düzenlenirken, başka bir doğrultuda uygulanan dış manyetik alan için daha zor düzene girerler. Yani burada manyetik düzenlenimin kolay mı yoksa zor mu olacağı uygulanan alan yönünün kristalin hangi doğrultusunda olacağına bağlıdır. Bu tip özellik gösteren malzemelere ‘manyetik anizotropik’ malzemeler denir. Ayrıca düzenlenimin hemen olduğu yöne ‘kolay eksen’, düzenlenimin daha geç olduğu yöne ‘zor eksen’ denir. Kolay eksen doğrultusundaki manyetik düzenlenim daha az dış manyetik alanla sağlanırken, zor eksen doğrultusundaki manyetik düzenlenim için yüksek alan gerekir.



Şekil 2.33. Manyetik anizotropiye sahip manyetik eksenler.

Kolay ve zor eksenler arasındaki bu farklılık elektron spin yörünge etkileşmesinden kaynaklanır. Kolay eksen doğrultusundaki etkileşme daha düşük enerjiye sahiptir. Bu yüzden eksen doğrultusundaki manyetik momentleri yönlendirmek daha kolayken, zor eksen doğrultusundaki manyetik momentleri yönlendirmek daha zordur [25].

M-H eğrisini önemli ölçüde etkileyen faktörlerden biri de manyetik anizotropidir. Birçok ticari öneme sahip manyetik malzemenin tasarımında kullanıldığı için uygulama açısından manyetik anizotropi çok önemlidir [20].



Şekil 2.34. Manyetik malzemenin manyetik eksenlere göre M-H grafiği [8].

Şekil 2.34'de anizotropik bir manyetik malzemenin kolay ve zor eksenlerinin dış manyetik alan altındaki tepkileri gösterilmiştir.

Kolay ve zor eksen arasındaki bu durum elektron yörüngelerindeki etkileşmeden kaynaklanır. Kolay eksen doğrultusundaki eksenler düşük enerji düzeyinde olduğundan manyetik momentlerini döndürmek daha kolaydır. Zor eksen için ise bu durumun tersi sözkonusudur.

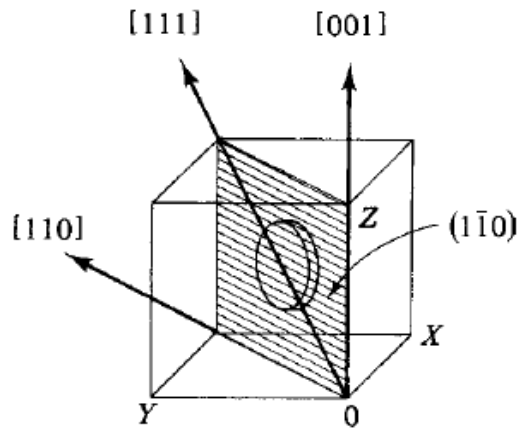
Birçok anizotropi çeşidi vardır. En yaygın olanları aşağıda sıralanmıştır:

1. Manyetik kristal anizotropi (magneto- crystalline)
2. Şekil anizotropisi (shape)
3. Yüzey ve arayüzey anizotropisi (surface and interface)
4. Gerilme anizotropisi (stress)
5. Tavlama, plastik deformasyon ve ışınlama ile oluşturulan anizotropi (induced)
6. Tek yönlü anizotropi (unidirectional)

Bunlar arasında sadece manyetik kristal anizotropi malzemenin iç özelliğidir [20].

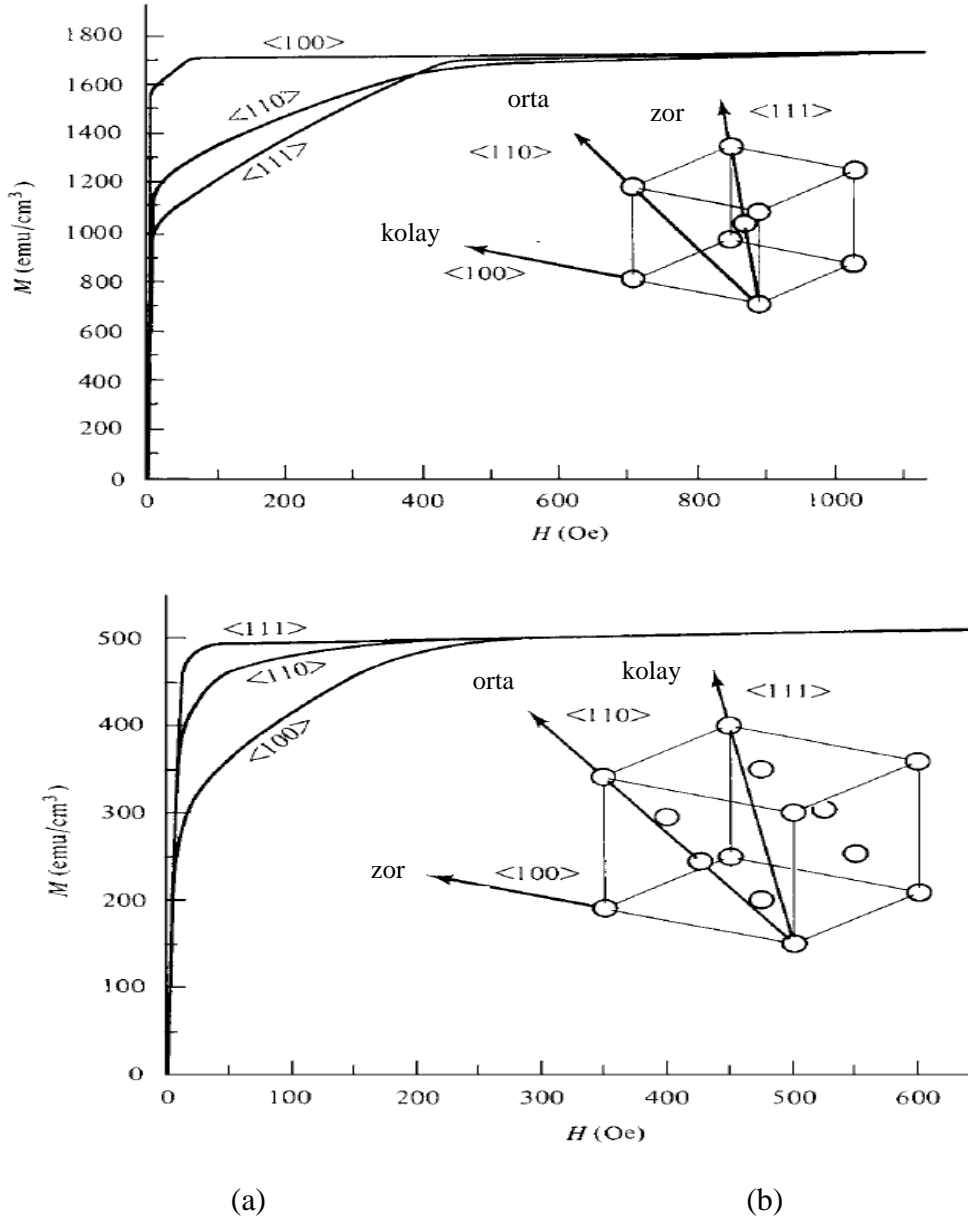
2.8.2. Kübik Kristallerde Anizotropi

Kübik yapıdaki bir kristalin $\{110\}$ düzleminin üç tane yönü vardır $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ bunlar Şekil 2.35' te gösterilmiştir.



Şekil 2.35. Bir kübik kristalin $(1\bar{1}0)$ düzleminde üç temel kristalografik yönü [20].

Bu üç farklı yön doğrultusunda ölçülen mıknatıslanma eğrileri üç önemli kristal yön hakkında bilgi verir. *Bcc Fe* (sol) ve *fcc Ni* (sağ) yapılan ölçümler aşağıda verilmiştir.

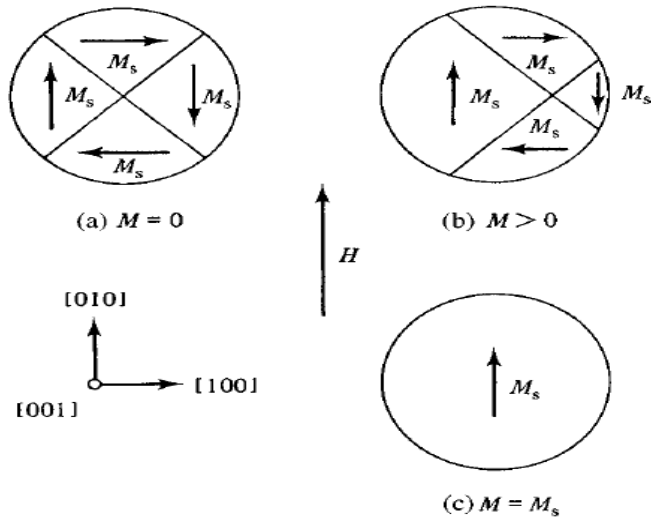


Şekil 2.36. Demir ve Nikel tek kristalleri için manyetizasyon eğrileri [20].

(100), (010), (001), (-100), (0-10) ve (00-1) yüzeylerinin tamamını tanımlamak için $\{100\}$ gösterimini kullanılır. Bu manyetizasyon eğrilerinin ölçümleri disk düzleminde üç kristolografik yön hakkında bilgi verir. Bu sonuç Fe 'in cisim merkezli kübik yapıya sahip olduğunu Şekil 2.36a' da Ni için yüzey merkezli kübik yapıda olduğu Şekil 2.36b' de gösterilmiştir.

[100] , [010] , [001] , [-100] , [0-10] ve [00-1]'den oluşan 6 kübik yüzün tamamını tanımlamak için $\langle 100 \rangle$ gösterimi kullanılır.

Demir için yapılan ölçümler doyuma $\langle 100 \rangle$ yönünde çok düşük alanlarla ulaşabildiğini gösterir. Bu yön mıknatıslanmanın kolay yönü olarak isimlendirilir. Bu durum Fe 'in demanyetize durumundaki domainleri hakkında bilgi verir. Küçük bir alan domain duvarlarını ikiye ayırabilir ve demanyetize durumundaki Fe 'deki domainlerin $\langle 100 \rangle$ yönünde doyum değerine kadar mıknatıslanması Şekil 2.37' deki gibi olur. Manyetize olmayan durumdaki bir kristal (001) yönüne paralel konulursa domain yapısı Şekil 37a' da gösterilmiştir. Altı kolay yönün dördü yani yani [010], [100], [0 $\bar{1}$ 0] ve [$\bar{1}$ 00] mıknatıslanmaya paraleldir. Aslında 1 cm çapındaki Fe kristal bir disk, şekilde gösterildiği gibi dört değil, onlarca yüzlerce domaine sahiptir, bunlardan dördü Şekil 2.37'de gösterilmiştir. Eğer [010] yönünde H alanı uygulanırsa [010] yönünde olan domainin hacmi domain duvarı hareketiyle büyüyecektir (Şekil 2.37b) . ($E = -M_s H$) küçülür.



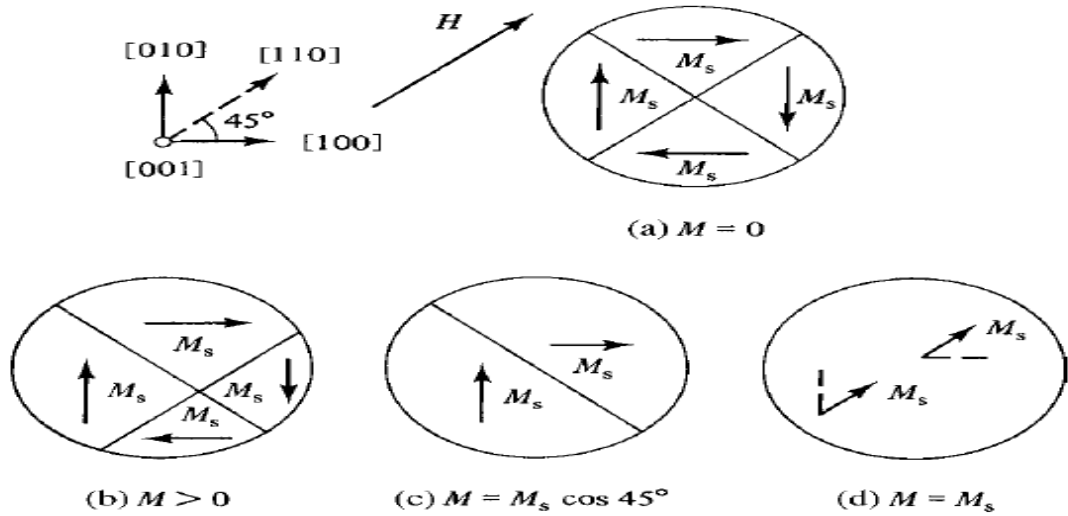
Şekil 2.37. Tek demir kristalinin [010] yönündeki uygulanan H ile domain yapıları [20].

Çünkü orada kristalin manyetik potansiyel enerjisi ($E = -M_s H$) küçülür. $[0-10]$ yöündeki domainlerin enerjisi $E = +M_s H$, $[100]$ ve $[-100]$ yöündeki domainlerin enerjisi sıfır olur.

Deneyle yalnız $\langle 100 \rangle$ yönlerinde Fe in küçük alanlarda bile doyuma ulaştığını göstermiştir (Şekil 2.37c). Domain duvar hareketi için basitçe küçük bir alan gereklidir. Ni için kolay mıknatıslanma yönü $\langle 111 \rangle$ dir. (Şekil 2.37b' de gösterilmiştir). $\langle 111 \rangle$ yönü kübik ferritler içinde kolay mıknatıslanma yönüdür.

Fakat kobalt ferrit veya çok miktarda kobalt içeren karışık ferritlerin büyük çoğunluğu için $\langle 100 \rangle$ yönü kolay yöndür.

Fe'in $\langle 110 \rangle$ yönünde doyuma ulaşması için bu yönde alan uyguladığımızda domain yapısı Şekil 2.37a' da gösterilmiştir. Alanın bu yönü için Şekil 2.38' de domain yapı değişiklikleri gösterilmiştir. Domain duvar hareketi ile her biri aynı potansiyel enerjiye sahip iki domin kalıncaya kadar devam eder (c).



Şekil 2.38. Tek kristal demirin $[110]$ yönündeki uygulanan alan ile domain yapısı [20].

Bu aşamadan sonra mıknatıslanmayı arttırmanın tek yolu her iki domainin M_s vektörlerini uygulanan alana paralel olana kadar döndürmektir. Bu işlem domain dönmesi olarak (domain rotation) adlandırılır. Bu işlem domain dönmesi olarak (domain rotation) adlandırılır. Burada aslında dönen domainin kendisi değil, domaini oluşturan herbir atomun net manyetik momentidir. Net manyetik moment

herbir atomun dönmesiyle hesaplanır. Domain dönmesi yalnızca yüksek alanlarda meydana gelir, çünkü alan kristal anizotropi kuvvetine karşı koyar ve oldukça kuvvetlidir. Bu yüzden kristal anizotropi, kristal içerisinde mıknatıslanmayı belirli kristal yönlerinde tutmaya çalışan kuvvet olarak düşünülebilir. Dönme işlemi bittiğinde artık domain duvarı kalmaz ve kristal doyuma ulaşmış olur.

Uygulanan alanın , mıknatıslanmayı kolay yönden uzaklaştırabilmesi için anizotropi kuvvetine karşı iş yapmalıdır. Bu yüzden kristalde M_s 'nin yönü kolay olmayan bir yönde ise o kristalde depolanmış bir enerji olmalıdır. Bu enerjiye ' kristal anizotropi enerjisi ' denir. E ile gösterilir.

Bu enerji kübik bir kristal için M_s ' nin yön kosinüslerinin seri açılımı ile yazılır.

M_s , kristal eksenleriyle θ ve φ açısı yaparsa, α_1 , α_2 ve α_3 bu açılarının kosinüsleri olur ve yön kosinüsleri olarak da adlandırılır.

$$E = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots \quad (2.54)$$

dir. Burada K_0 , K_1 ve K_2 belirli bir sıcaklıkta belirli bir malzeme için sabit olarak değerlendirilir ve erg/cm^3 (cgs) yada J/m^3 (SI) cinsinden ifade edilirler. İlk terim K_0 açıdan bağımsızdır ve çoğunlukla ihmal edilir. Çünkü M_s vektörü bir yönden diğer bir yöne dönerken E 'deki değişimle ilgilenir. Bazen K_2 çok küçüktür ve ihmal edilir. Tablo 2.2' de M_s vektörü özel bir yönde yöneldiği zaman $[u \ v \ w]$ E nin değeri verilmiştir.

Tablo 2.2. Kübik bir kristalde çeşitli yönler için kristal anizotropi enerjileri[20].

[uvw]	a	b	c	α_1	α_2	α_3	E
[100]	0	90°	90°	1	0	0	K_0
[110]	45°	45°	90°	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	0	$K_0 + K_1/4$
[111]	54.7°	54.7°	54.7°	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$K_0 + K_1/3 + K_2/27$

K_2 sıfır ise, kolay mıknatıslanmanın yönü K_1 in işaretli ile karardır. Eğer K_1 pozitif ise, $E_{100} < E_{110} < E_{111}$ ve $\langle 100 \rangle$ yönü kolay yöndür çünkü E , M_s yönünde iken minimumdur. Buyüzden Fe ve kobalt ferritler K_1 'in pozitif değerlerine sahiptir.

Eğer K_1 negatif ise $E_{111} < E_{110} < E_{100}$ ve $\langle 111 \rangle$ yönü kolay yöndür. K_1 , Nikel ve bütün kübik ferritler için negatiftir.

K_2 sıfır değilse, kolay yön K_1 ve K_2 değerlerine bağlıdır. Kendisinde bu iki sabitin değerlerinin kolay, orta ve zor mıknatıslanma yönleri Tablo 2.3' te gösterilmiştir.

Tablo 2.3. Bir Kübik Kristalde Mıknatıslanmanın kolay, orta ve zor yönleri [20].

K_1	+	+	+	-	-	-
K_2	$+\infty t_0$ $-9K_1/4$	$-9K_1/4 t_0$ $-9K_1$	$-9K_1 t_0$ $-\infty$	$-\infty t_0$ $9 K_1 /4$	$9 K_1 /4 t_0$ $9 K_1 $	$9 K_1 t_0$ $+\infty$
Easy	$\langle 100 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$
Medium	$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\langle 100 \rangle$
Hard	$\langle 111 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 111 \rangle$

2.8.3. Kristal Anizotropinin Fiziksel Kaynağı

Manyetik kristal yapı temelinde spin-yörünge-örgü etkileşmeleri üzerine kurulmuştur. Ancak bu etkileşmelerin kristal anizotropiye etkileri farklıdır. Spin ile her bir elektronun yörünge hareketi arasında (spin-orbit) zayıf bir etkileşme vardır. Dış alan bir elektronun spinini döndürmek istediği zaman, elektronun yörüngesi de dönme eğilimine girer. Fakat yörünge örgüyle çok sıkı bir şekilde bağlandığı için manyetik alan spin eksenini döndürmek istediği zaman bir direnç ile karşılaşır. Bu etkileşme görelî olarak zayıftır. Alan kaldırıldığında yörünge spini tekrar eski yöne çekmek isteyecektir. Böylelikle kristal anizotropi ortaya çıkar. Bu nedenle iki komşu spin arasında bir etkileşim var olduğundan söz edilebilir.

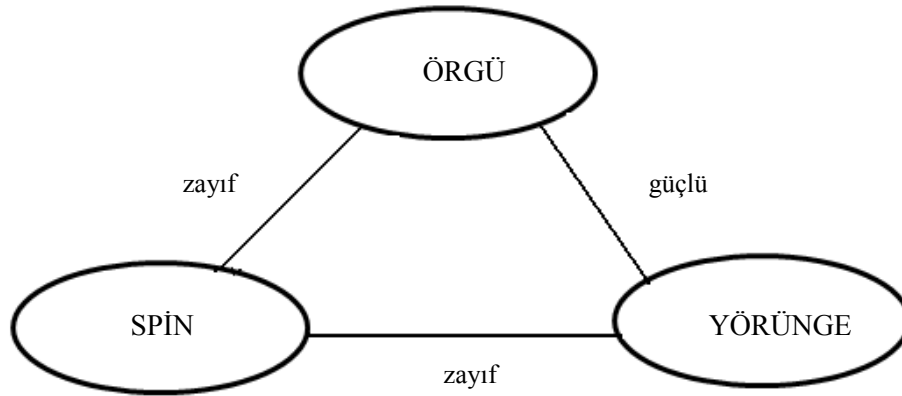
Kristal anizotropisinin kaynağı spin-yörünge etkileşmesidir. Spin-spin etkileşmesinde değiş-tokuş etkileşmesi vardır. İki spin arası bağ çok güçlü olabilir ve komşu spinleri paralel veya antiparalel tutar. Fakat bu değiş-tokuş enerjisi izotropiktir; yalnızca yan yana olan spinler arasındaki açığa bağlıdır. Spin-spin etkileşmesi izotropik olduğundan kristal anizotropiye katkıda bulunmaz. Heisenberg tarafından yazılan değiş-tokuş enerjisi denklem 2.55' de görüldüğü gibi spinler arasındaki Φ açısına bağlıdır.

$$E_{değ.-tok} = -2J.S_i.S_j.\cos\Phi \quad (2.55)$$

Buradaki S , birbirlerine komşu olan iki manyetik momenti, Φ iki spin arasındaki açıyı ve J de değiş-tokuş integralini göstermektedir. J , pozitif ise malzeme ferromanyetiktir, J negatif ise antiferromanyetiktir. Denklem 2. 55 ile değiş-tokuş enerjisinin sadece Φ açısına bağlı olduğu görülmektedir. Buyüzden spin- spin etkileşmesi kristal anizotropiye katkı sağlamaz.

Yörünge-örgü (orbit-lattice) bağlanması çok güçlüdür. Bu yörüngelerin yönelimlerinin örgü tarafından çok güçlü bir şekilde sabitlendiği anlamına gelir. Dışarıdan çok yüksek bir manyetik alan uygulansa bile kristal yapı değişmeyeceği için yörüngede değişmez. Bu durumda kristal anizotropiye yörünge-örgü etkileşmesi de katkı sağlamaz.

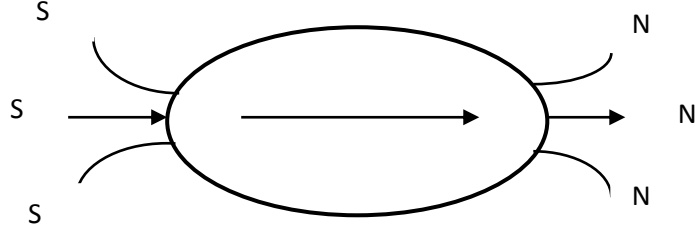
Spin-örgü etkileşmesi de vardır ve zayıftır. Örgü, yörünge elektronlarıyla çevrelenmiş birçok atomik çekirdeğe sahip olduğundan, spin-örgü ile de etkileşebilir. Ancak spinler ile örgü arasındaki etkileşme birbirlerini etkilemeyecek kadar çok küçük olduğundan kristal anizotropiye katkısı yoktur. Şekil 2.39'da spin, örgü ve yörünge arasındaki etkileşme gösterilmektedir [20].



Şekil 2.39. Spin-yörünge-örgü etkileşmesi [20].

Şekil Anizotropisi

Manyetik parçacıklar tıpkı bir mıknatıs gibi kutuplar oluşturur. Bu kutupların oluşumu parçacık yüzeyindeki manyetik yüklerin dağılımından kaynaklanır. Şekilde eliptik bir parçacığın manyetik yapısı gösterilmiştir.



Şekil 2.40. Eliptik bir parçacığın manyetik yapısı.

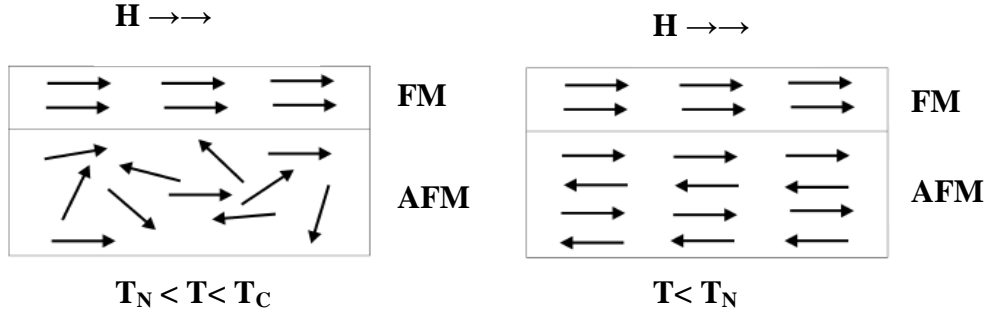
Yukarıdaki Şekil 2.40' da görüldüğü gibi manyetik parçacık üzerinde oluşan manyetik kutuplardan yani n kutbundan s kutbuna doğru bir manyetik alan oluşur .

Bu manyetik parçacık için görünün ok yönü kolay eksen olurken, bu eksene dik olan tüm durumlar zor eksenidir. Sonuç itibariyle tek bir parçacık için şeklinden kaynaklı olan bir anizotropi tanımlanmış olur [26].

2.9. Kaydırma Etkisi

Çoğu malzemelerde domain duvarları uygulanan küçük bir alanda tersinir bir şekilde hareket eder. Başka bir deyişle ifade edersek domain duvarları bir alan uygulandığı zaman çok az yer değiştirir, ama alan ortadan kaldırıldığı zaman domain duvarları eski orijinal durumuna geri dönerler. Büyük bir alan uygulandığı zaman hareket tersinmez olur. Alan ortadan kaldırılsa bile domain duvarları orijinal durumlarına geri dönmezler.

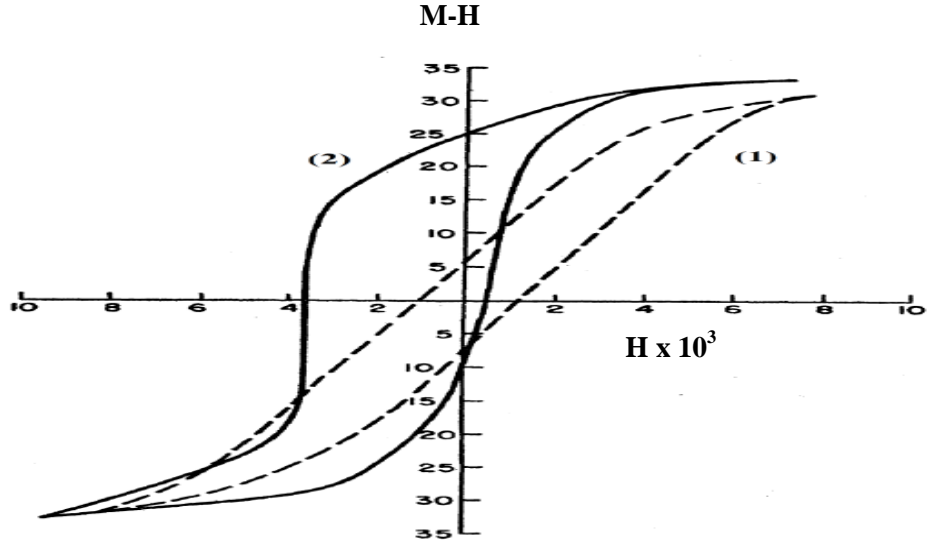
Kaydırma etkisi ilk olarak 1956 yılında W.H. Meiklejohn ve C.P. Bean tarafından *Co/CoO* nanoparçacıkları ile çalışırken keşfedilmiştir.



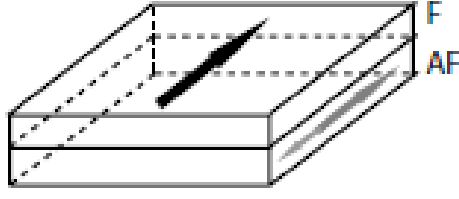
Şekil 2.41. Meiklejohn ve Bean tarafından soğutulmuş alan etkisi ile *FM* ve *AFM* tabakalarının spin yapıları gösterilmiştir [27].

Yukarıdaki şekilde *AFM* ve *FM* tabakasının soğutulmuş alan öncesinde ve sonrasındaki spin yapıları gösterilmiştir. $T_N < T < T_C$ aralığında yeterince büyük bir alan uygulanırsa *FM* nin bütün spinleri alan yönünde döner. *AFM* ise hala paramanyetik durumdadır. *AFM* ve *FM* arasında etkileşme gerçekleşecektir [27].

Bir ferromanyetik ve antiferromanyetik malzeme temas halinde iken alan altında soğutulduğunda arayüzeydeki değiş-tokuş etkileşmesi ile etkileşmeye başladığını, *Co/CoO* parçacıklarının negatif yöne doğru kaydığını gözlemlemişlerdir [28].



Şekil 2.42. 77 K'e kadar alansız soğutulmuş (1) ve 10 kOe T alan altında soğutulmuş *Co/CoO* parçacıklarının histeresis eğrisi (2) [29].

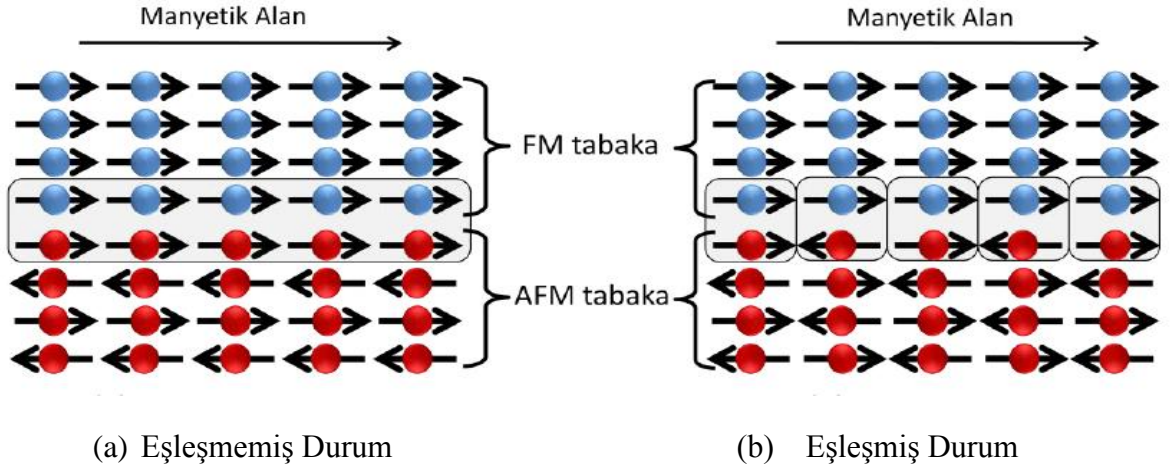


Şekil 2.43. Antiferromanyetik tabaka ile birleştirilen ferromanyetik tabakanın kaydırma etkisi.

Yukarıdaki şekilde gösterilen histeresis eğrisinde 1 numaralı kesik çizgili egride manyetik alan yokken antiferromanyetik ve ferromanyetik malzemenin sadece soğutma etkisiyle etkileşmeye giremediğini gösterir. Çünkü antiferromanyetik olan *CoO* nanoparçacıklarının momentleri alansız soğutulduğunda düzene giremediklerinden kaydırma etkisi gözlenmemiştir. Sıfırlayıcı alanlarının birbirine eşit ve eğrinin merkeze göre simetrik olduğu gözükmektedir. Malzeme 10 *kOe*'lik alan altında 77 *K*'e kadar soğutulduğundaki eğri 2 numaralıdaki gibi olmaktadır. 2 numaralı eğri 1 numaralı egriden görüldüğü gibi farklıdır, merkeze göre simetrik olmayıp negatif eksen yönünde kaymıştır. Bunun sebebi alan altında *CoO* antiferromanyetik malzemenin manyetik momentlerinin düzene girmesi sonucu arayüzeydeki *Co* ile değiş-tokuş etkileşmesi yapmasıdır.

Meiklejohn ve Bean'ın modeline göre antiferromanyetik malzemenin arayüzeyindeki spinler eşleşmiş yada eşleşmemiş durumda olabilirler. Eğer arayüzeydeki spinler eşleşmemiş ise *AFM* malzemenin arayüzeyinin momentlerinin ferromanyetik malzemenin momentleri ile aynı yönlü olması kaydırma etkisi oluşturur.

Eşleşmemiş durumda *AFM* malzeme üzerindeki manyetik momentler birbirini götürerek sıfırlayıp kaydırma etkisi oluşturmaz.



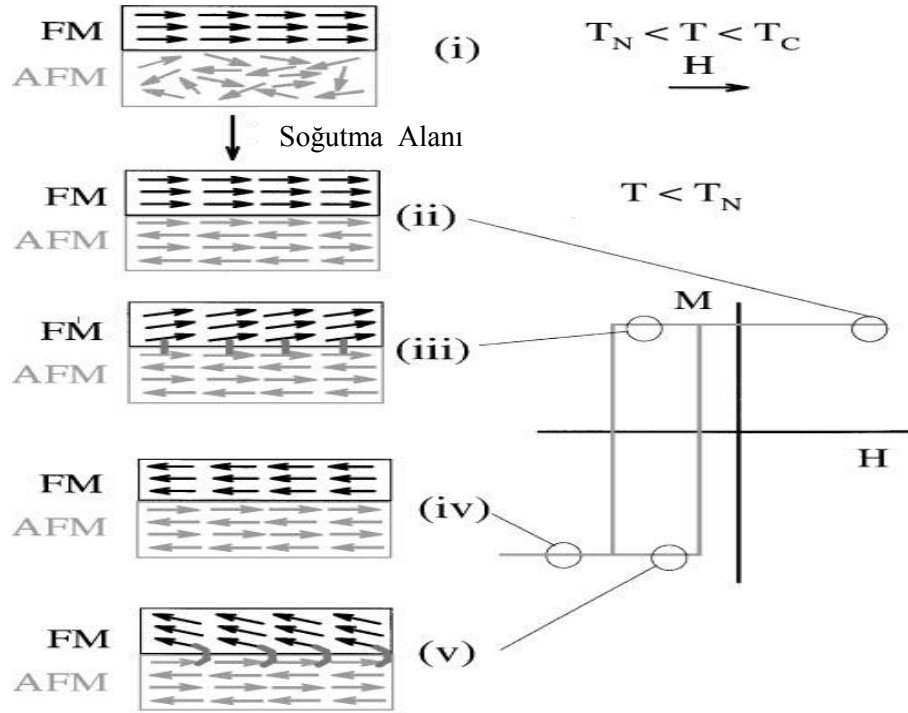
Şekil 2.44. Eşleşmiş ve Eşleşmemiş durumdaki Meiklejohn ve Bean'ın modeli [19].

Kaydırma etkisi pratikte önemlidir, fakat hala kusurlu olduğu düşünülmektedir. Kaydırma etkisi gerçekte antiferromanyetizmanın ilk uygulamasıdır [29].

2.9.1. Kaydırma Etkisi Modeli

Tek yönlü anizotropi ve kaydırma etkisi *AFM-FM* arayüzündeki değiş-tokuş etkileşmesinden kaynaklanmaktadır. $T_N < T < T_C$ sıcaklığında bir alan uygulandığında ferromanyetik malzemenin spinleri alan yönünde dönerken antiferromanyetik malzemenin spinleri geliş güzel yönelirler (Şekil 2.45 i). $T < T_N$ sıcaklığında bir soğutma alanı uygulandığında değiş-tokuş etkileşimiyle ferromanyetik malzemenin spinleri düzene girerken ve antiferromanyetik malzemenin spinleri kendi spin düzenine girip net manyetizasyonu sıfır olur (Şekil 2.45 ii). Ardından soğutma alanına ters yönde bir manyetik alan uygulandığında arayüzdeki kuvvetli değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı ferromanyetik malzemenin spinleri alan yönünde dönemezken, antiferromanyetik malzemenin spinlerinin düzeni aynı kalır (Şekil 2.45 iii). Böylece *FM* spinleri tek bir sabit yöndedir yani anizotropi tek yönlüdür.

Alan daha da arttırıldığında ferromanyetik malzemenin spinleri alana paralel yönelir. (Şekil 2.45 iv) alan orijinal yönüne döndürüldüğünde *FM* spinler alan yönünde tam dönemezler Şekil 2.45 v deki gibi olur. Bu histeresis eğrisi tersinirdir aynı şekilde devam eder. Böylelikle alan yönünde eksen kaymış olur.



Şekil 2.45. *FM* ve *AFM* nin sistematik spin diyagramı gösterilmiştir. i-v e kadar farklı durumlarda histeresis eğrisindeki kaydırma etkisi gösterilmiştir [30].

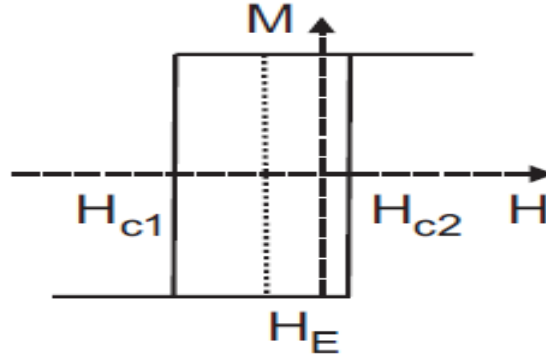
Kaydırma etkisi araştırmalarda çok kullanılan bir tekniktir [30].

2.9.2. Sıfırlayıcı (Koersif) Alanlar

Histeresis eğrisinde kaydırma etkisi T_N sıcaklığının altında gözlenir. Bu sıcaklık antiferromanyetik malzemeye ve arayüze bağlı olarak değişebilir. Histeresis eğrisindeki manyetizasyonu sıfıra getirmek için uygulanan alanlara ‘koersivity alan’ denir, H_{C1} ve H_{C2} olarak gösterilir. Histeresis eğrisindeki koersif alanlar kaydırma etkisiyle sola doğru kayar. Histeresis eğrisindeki kayma miktarı

$$H_E = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2} \quad (2.56)$$

ile hesaplanır.



Şekil 2.46. Histeresis eğrisi üzerindeki H_{C1} ve H_{C2} alanları, ve kaydırma alanı H_E [27].

Bu durumda ince filmlerde birim alan başına arayüzdeki enerjinin kaydırma etkisi cinsinden ifadesi

$$\Delta E = M_{FM} t_{FM} H_E \quad (2.57)$$

ile hesaplanır. Burada M_{FM} ferromanyetik malzemenin doyum mıknatıslanması, ve t_{FM} ferromanyetik malzemenin kalınlığıdır [27].

2.9.3. Kaydırma Etkisinin Kalınlığa Bağlılığı

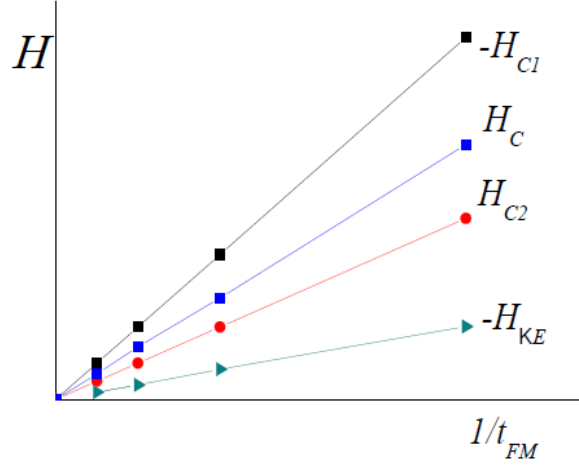
Kaydırma etkisine sıcaklığın ve manyetik alanın dışında, FM ve AFM tabakasının kalınlıkları da etkili bir faktördür. Kouvel, kaydırma etkisi alanının FM tabakanın kalınlığı ile ters orantılı olduğunu gözlemlemiştir [30].

$$H_E \propto \frac{1}{t_{FM}} \quad (2.58)$$

Buradan kaydırma etkisinin arayüzey etkileşmesi sonucunda olduğunu anlamışlardır. Eğer ferromanyetik malzemenin kalınlığı azalır ise kaydırma etkisinin artacağı gözükmektedir. Yalnız ferromanyetik malzemenin kalınlığının azalması belli bir yere geldiğinde bu durum geçerli olmaz. Yakın zamanda Thomas, iki manyetik tabakadan bir manyetik olmayan tabaka ayrıldığı zaman tek yönlü anizotropinin azaldığını söylemiştir. Bu tek yönlü anizotropinin arayüzünün doğasını kanıtlar [27].

AFM tabakanın kalınlığı arttığında ise sabitleyici özelliğinden dolayı KE 'ye olan etkisi artar. Fakat belirli bir kalınlıktan sonra kaydırma etkisine katkısı olmaz. (CoO için yaklaşık olarak 20 nm) [32-33].

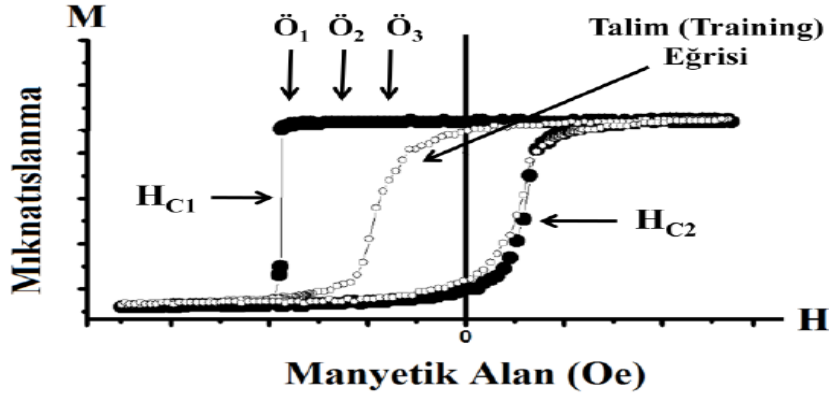
Aşağıdaki şekilde FM tabakanın kalınlığa bağlı olarak KE ve sıfırlayıcı alanlarının değişimi gösterilmiştir. Şekil 2.47’ de görüldüğü gibi FM tabakanın kalınlığı azaldıkça değiş - tokuş alanı ve sıfırlayıcı alanın arttığı görülmektedir.



Şekil 2.47 Kaydırma etkisinin ve sıfırlayıcı alanların FM tabakasının kalınlığına bağlılığı [19].

2.9.4. Talim (Training) Etkisi

Neel sıcaklığından daha düşük sıcaklığa soğutulan bir FM/AFM sisteminde histeresis eğrisinde kaydırma etkisi gözlemlendiğini söylemiştik. Fakat deneysel sonuçlar aynı sıcaklıkta ardarda histeresis eğrisi ölçüldüğünde kaydırma etkisinin azaldığını ve bir süre sonra tamamen kaybolduğunu göstermiştir. Bu olaya ‘Talim etkisi’ denilmiştir [34-35]. Aşağıdaki şekilde alan altında soğutulan bir FM/AFM sisteminin alan altında soğutulduktan sonraki histeresis eğrisi ve talim etkisinden sonraki histeresis eğrisi verilmiştir.



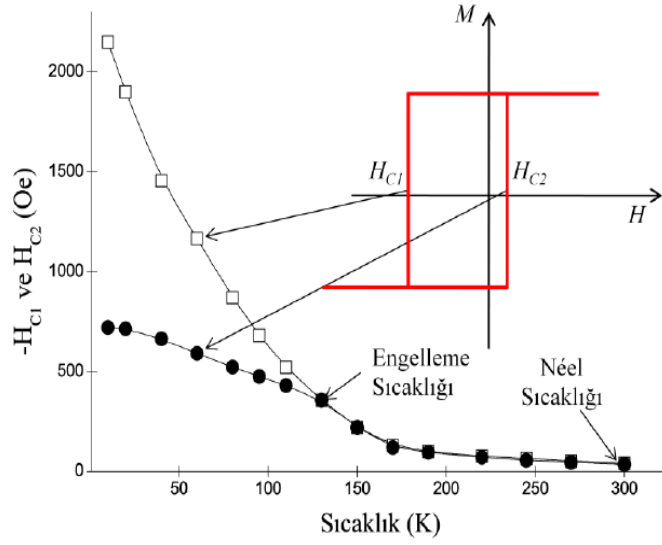
Şekil 2.48. \ddot{O}_1 ile gösterilen ilk ölçüm T_N sıcaklığından başlayarak düşük sıcaklığa inmiş ilk histeresis eğrisidir. \ddot{O}_2 ve \ddot{O}_3 ile gösterilen ardarda alınmış ikinci ve üçüncü ölçüm olup T_N sıcaklığı üzerine çıkmamış histeresis eğrileridir. İçi boş çemberler histeresis eğrisi ile talim etkisinin simetrik hale gelip kaydırma etkisinin tamamen yok olduğu hali göstermektedir [36].

Yukarıdaki şekilde \ddot{O}_1 ile gösterilen 1. ölçüm alanda soğutulduktan sonra alınan ilk histeresis eğrisi olup kaydırma etkisi görülmektedir. T_N sıcaklığının üzerine çıkmadan aynı sıcaklık değerinde ardarda \ddot{O}_2 ve \ddot{O}_3 ölçümleri yapıldığında H_{C1} ve H_{C2} değerleri azalmaktadır. Belirli bir ölçümden sonra kaydırma etkisi tamamen kaybolur [10].

2.9.5. Kaydırma Etkisinin Sıcaklığa Bağlılığı

Kaydırma etkisinin ortaya çıkabilmesi için bir diğer şart sıcaklıktır. Sıcaklık spin düzenlerini etkilediği gibi FM ve AFM malzemenin tabakaları arasında ekileşim için de etkili bir faktördür. Kaydırma etkisi FM ve AFM için normal şartlarda T_N sıcaklığında başlaması gerekirken bu durum AFM'nin kalınlığı ve yapısından dolayı Neel sıcaklığından başlamasını engelleyebilir [39]. Kaydırma etkisinin başladığı bu sıcaklık 'engelleme (blocking) sıcaklığı' olarak isimlendirilir. Kalın AFM filmlerde engelleme sıcaklığı yaklaşık olarak T_N sıcaklığına eşitken ince filmlerde ise T_N sıcaklığından düşük sıcaklıktadır [39-41].

DeneySEL çalışmalar sıcaklık azaldığında histeresis eğrisinin negatif yöne doğru kaydığını göstermiştir. Sonuç olarak sıcaklığın azalmasıyla kaydırma etkisi artmaktadır. Aşağıda Co için engelleme sıcaklığı gösterilmiştir.



Şekil 2.49. Sıcaklığın sıfırlayıcı alan ve engelleme sıcaklığına etkisi.

2.9.6. Kaydırma Etkisinin Uygulama Alanları

Kaydırma etkisi ile ilgili çalışmalar *AFM* ve *FM* malzemler arasındaki etkileşmeyi anlamak için yapılmaktadır. Sabit disk okuyucu kafalarında ve manyetik RAM'lerde kullanılan spin vanaları olarak kullanım alanları vardır. Aşağıdaki şekilde spin vanasının yapısı gösterilmektedir.



Şekil 2.50. Spin vanası sistemi

Spin vanası olarak kullanılan bu yapı iki *FM* tabaka arasına manyetik olmayan bir katman yerleştirilerek elde edilir. İki *FM* tabakadan bir tanesi *AFM* tabaka ile temas halinde olup bu tabaka sabit tabaka (pinned) olarak isimlendirilir, diğer *FM* tabaka ise sensör veya serbest tabaka olarak isimlendirilir.

3. FERROMANYETİK REZONANS TEKNİĞİ

3.1. Giriş

Ferromanyetik rezonansın deneysel tekniği, genellikle ferromanyetik materyallerin manyetik özelliklerini anlamada kullanılır. Buyüzden FMR, manyetik ince filmlerin esas özelliklerini saptamada bilinen eski tekniklerdendir. FMR tekniği, g-faktörü, etkin mıknatıslanma, manyeto kristal anizotropisi veya katsayısı gibi manyetik özellikleri çalışmak için kullanılan çok güçlü bir deneysel tekniktir [41].

Çizgi genişliği, basitçe rezonans emilme eğrisinin yarı yüksekliğinde alan genişliği olarak tanımlandı. Yarım-enerji hattı genişliği, statik alanın bir fonksiyonu olarak sadece hassasiyetin hayali parçasının bir çizimi rezonans emilme eğrisinden türetilir. FMR'nın makroskobik teorisinde farklı denklemler emilme eğrisini tanımlayan presesyon için önerilmiştir. Bu denklemler Landau ve Lifshitz tarafından bulunmuştur ve Gilbert genellikle teorik çalışmalarda bulunmuştur. Denklem Bloch-Bloembergen tarafından mikroskobik işlemlerde sık sık kullanılır; Lorentzian formülü deneysel çalışmalarda kullanılır [41].

FMR tayflarının çizgi genişliğine (rezonans eğrisinin genişliği) spin hareketinin azalması ve ince filmlerin homojen olmaması, kirlilik, gözeneklilik, boşluk gibi birçok faktör bağlıdır. Esas gevşeme (sönme) sabiti genellikle *FMR* tayfı'nın çizgi genişliği analiz edilerek hesaplanır. Gevşeme sabiti yüksek hızda mıknatıslanmayı kazanmak için son derece önemli olmasına rağmen, heusler alaşım filmlerinin Gilbert sönüm sabitiyle ilgili çok az sayıda çalışma vardır. Esas gevşeme sabitinin çeşitli manyetik yapılarının ince filmleri birkaç grup tarafından çalışılmasına rağmen manyetik sönme mekanizması henüz tam olarak anlaşılammıştır.

Sönümlenme yüzünden enerjide olan kayıplar ve az etkili alanlar için remagnetizasyonun yüksek oranları bilgisayarların girişlerinde bazı sorunlara sebebiyet verebilir. Ferromagnetik materyallerde remagnetizasyonun oranı sönüm mekanizması tarafından belirlenir. Buyüzden sönüm mekanizmasını etkileyen herhangi bir etki remagnetization mekanizmasını da etkiler.

Dış manyetik alan, bütün domain duvarlarını ortadan kaldırmak için yeterince kuvvetli olmadığında domain yapı hareketi sönümlemede baskın rol oynar.

Bir ferromanyet içinde enerji kayıpları noktadan noktaya büyük miktarlarda değişebilir. Bu yüzden birçok araştırmacı, sönüm mekanizmasını anlamak için araştırma yapmasına rağmen baskın mekanizma henüz aydınlatılmamıştır.

Ferromanyetik bir materyalde sönüm mekanizması mikroskobik spin-yörünge etkileşmesi kaynaklıdır. Anizotropide spektroskopik bölünme faktörü spin-yörünge etkileşmesinden kaynaklanmaktadır. Buyüzden, g-faktörü rezonans alanın açığa bağlılığını simülasyonu ile *FMR* tekniği kullanılarak saptanır. Aşırı ince ferromanyetik filmlerde bahsedilen teknikte g değeri belirlenebilir. Spin- yörünge etkileşmesi, serbest elektronun g lande faktörünü belirler ($\Delta g = g - 2$) ve sönüm mekanizmasında önemli rol oynar. Üstelik lande g faktörü ve *G* Gilbert faktörü için küçük bir değer $G \sim (\Delta g)^2$ Elliott'un önerisidir. Spektroskopik yarıma faktörü genellikle izotropiktir, fakat bazen g faktörü *Fmr* da dikkate alınmalıdır. Anizotropik g faktörü anizotropik Gilbert sönümleme sabitine neden olur [41]

Ferromanyetik rezonans (FMR) değiş-tokuş etkileşmesi ile etkileşen eşleşmemiş elektronlarından kaynaklanan mıknatıslanmayı inceleyen bir tekniktir. Ferromanyetik bir örnek bir H manyetik alanı içerisine yerleştirildiğinde manyetik momentler uygulanan alanın oluşturduğu torkun etkisiyle ω_0 frekansı ile (Larmour Frekansı) topaç hareketi yapar. Dışarıdan uygulanan statik manyetik alana dik yönde ω frekanslı mikrodalga alanı uygulanırsa, mikro dalga frekansı ile manyetik momentlerin ω_0 öz titreşim frekansı eşitlendiği anda malzemede güç soğurması olur. Bu güç soğurması frekansların eşitlenmesi ile maksimum değere ulaşır. Bu olaya manyetik rezonans denir. Soğurulan bu güç malzemenin iç yapısına bağlı olduğu gibi malzemeye uygulanan dış manyetik alanın büyüklüğüne ve yönelimine bağlıdır.

Spinlerin presasyon frekansı ω_0 ile uygulanan dış manyetik alan H arasında malzemenin yapısıyla ilgili olan bir bağıntı vardır [9]. Bu bağıntı kullanılarak malzemenin değiş-tokuş etkileşme parametresi, hacimsel (bulk) anizotropi enerji yoğunluğu, spektroskopik yarıma faktörü, durulma zamanları, vb. manyetik parametreler elde edilebilir [42].

Eğer uygulanan alan ferromanyetik malzemeyi doyuma ulaştıracak kadar büyük değilse yinede düzenli olmayan rezonans durumu meydana gelebilir. Burada ufak miktarda domain duvarlarının hareketi ile domain duvar rezonansı olabilir. Bu tür olguların bir çoğu Kittel tarafından araştırılmıştır [16].

Bir H manyetik alan altında bulunan malzemeye etkiyen manyetik tork,

$$\vec{\tau} = -\vec{\mu} \times \vec{H} \quad (3.1)$$

Klasik olarak bu tork, $\vec{\mu}$ manyetik momentli elektronun sahip olduğu \vec{J} açısal momentumunun zamana göre değişimine eşittir. Açısal momentum ile manyetik moment arasındaki bağıntı;

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (3.2)$$

şeklindedir. Ferromanyetik malzemenin, homojen manyetik alan altındaki hareket denklemini şöyle olur;

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H}_{dış} \quad (3.3)$$

şeklinde gösterilir. Ferromanyetik malzemelerin makroskopik mıknatıslanmasına \vec{M} dersek, birim hacimdeki tüm manyetik momentlerin toplamı şöyle olur ;

$$\vec{M} = \sum \frac{\vec{\mu}_i}{V} \quad (3.4)$$

Buyüzden statik manyetik alandan dolayı ferromanyetik örneğin makroskopik mıknatıslanması için hareket denklemini ;

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{dış}] = 0 \quad (3.5)$$

şekline dönüşür. Bu denklem uygulanan manyetik alan $\vec{H}_{dış}$ etrafında mıknatıslanma vektörü M 'nin presesyon hareketi yaptığını anlatır [42].

Denklem 3.5'te yalnızca uygulanan dış manyetik alan dikkate alınsa da, spin-spin manyetik etkileşmeleri, spin-örgü manyetik etkileşmeleri gibi başka etkileşmelerde

vardır. Bu etkileşmeler sönümü temsil eden terimlerle ifade edilir. Ferromanyetik malzemeler için sönüm terimini temsil eden en yaygın kullanılanlar şöyledir;

Eğer sönüm, topaç hareketine göre küçük ise hareket denklemi için Landau- Lifshitz hareket denklemi kullanılır [19]. Landau- Lifshitz tipi sönüm terimi

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{dış}] - \frac{\lambda}{M_0^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{etkin} \quad (3.6)$$

olarak ifade edilir. Buradaki ilk terim topaç hareketini, ikinci terimde sönümü ifade eder. Gilbert tipi sönüm terimi :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{dış}] - \frac{\alpha}{\gamma M_0^2} \vec{M} \times \vec{M} \quad (3.7)$$

Bloch- Bloembergen tipi sönüm terimi :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{dış}] - \frac{\vec{M}_x}{T_1} - \frac{\vec{M}_y}{T_2} - \frac{(\vec{M}_z - M_0)}{T_1} \quad (3.8)$$

şeklindedir. Burada λ , α , T_1 ve T_2 parametereleri durulma zamanını ifade eder ve rezonans eğrisinin çizgi genişliği üzerinde etkilidirler. Her üç sönüm terimi de soğurma enerjisinde yaklaşık olarak aynı etkiyi gösterir. Bu yüzden amaca göre herhangi birisi kullanılabilir [10].

Spin-örgü durulma zamanı T_1 (boyuna durulma) uyarılmış düzeydeki elektronların tekrar taban enerji seviyelerine geçmesi için gerekli olan süredir. T_2 , spin-spin etkileşmesidir, enine durulma zamanına karşılık gelmektedir. Kolaylık olması için Landau-Lifshitz-Gilbert tipi hareket denklemi kullanılmıştır

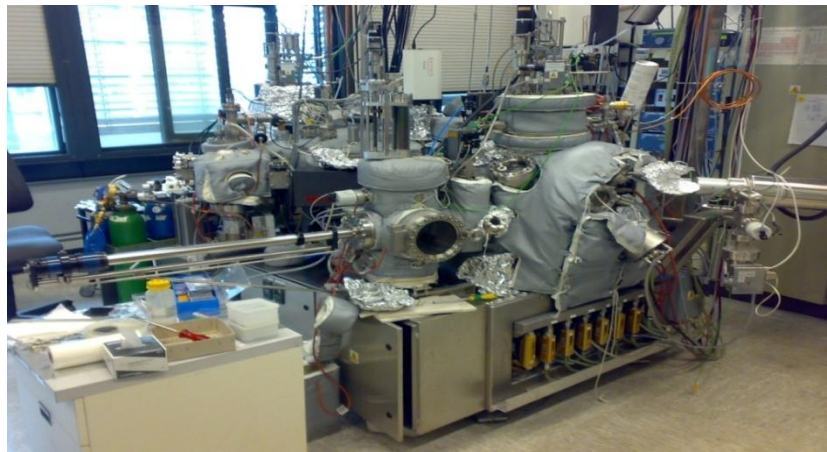
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{|\vec{M}|} [\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}] \quad (3.9)$$

Burada \vec{M} , mıknatıslanma vektörünü, \vec{H} dışardan uygulanan alanı ve toplam iç anizotropi alanını göstermektedir. $\gamma = g M_B / \hbar$ gyro-manyetik oranı, g spektroskopik yarıлма faktörüdür (Lande g-factor). α , Gilbert sönüm terimi olup $\alpha = \frac{G}{\gamma M_S}$ olarak bilinir[42].

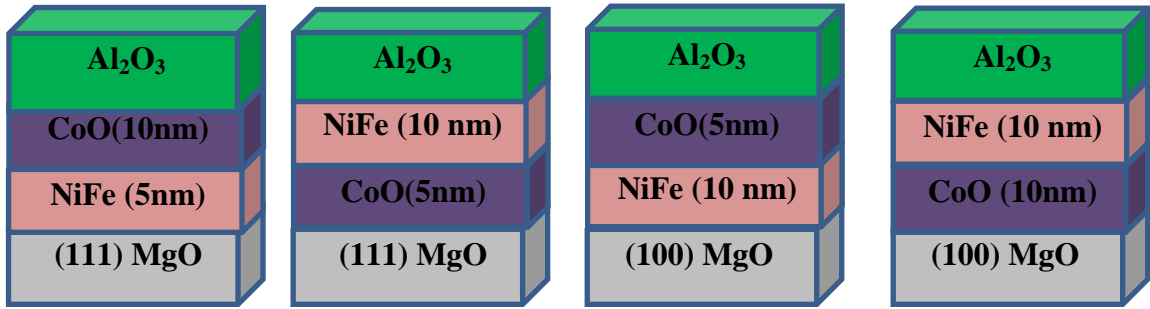
4. DENEYSEL TEKNİKLER

4.1. Örneklerin hazırlanması

(100) ve (111) yönelime sahip MgO altaşlar üzerine, iyon demeti saçırma tekniği (*IBS*, ion beam sputtering technique) kullanılarak hazırlandı. *MTJ* (manyeto-tunneling function) yapılarında kullanılan yalıtkan bariyerin oksit film olması nedeniyle örnek büyötmek için sputter tekniği diğer ince film hazırlama tekniklerine oranla avantaj sağlar. Kullandığımız bölmede oksit ince filmleri co-sputter yaparak büyötmek mümkündür. Kullanılan bölme Şekil 4.1' de gösterilmektedir. Altaş olarak (100) ve (111) yönelimli 10mm x 10mm x 0.5mm ebatlarında MgO tercih edilmiştir. Tek kristal $NiFe$ (*Py*) filmler bu altaş üzerinde oldukça kaliteli ve epitaksiyel olarak büyömektedirler. Bölme içindeki vakum seviyesi sputter cihazları için kabul gören 10^{-9} - 10^{-10} mbar seviyelerindedir. Temiz yüzeye sahip altaşlar bölme içine konulduktan sonra 500 C° kadar yavaş yavaş ısıtılarak yüzeyindeki yabancı maddelerden arındırılması sağlanmıştır. Isıl işleminden sonra 20 saniye *Ar* iyonları ile bombardıman edilen yüzeylere 20 dakika boyunca ince film kaplanarak dışarı alınmıştır. Kaplanacak malzemelerin büyöme oranları ve arayüzeyde oluşturduğu pürüzlülük small angle Xrr reflectivity tekniği kullanılarak araştırılmıştır.



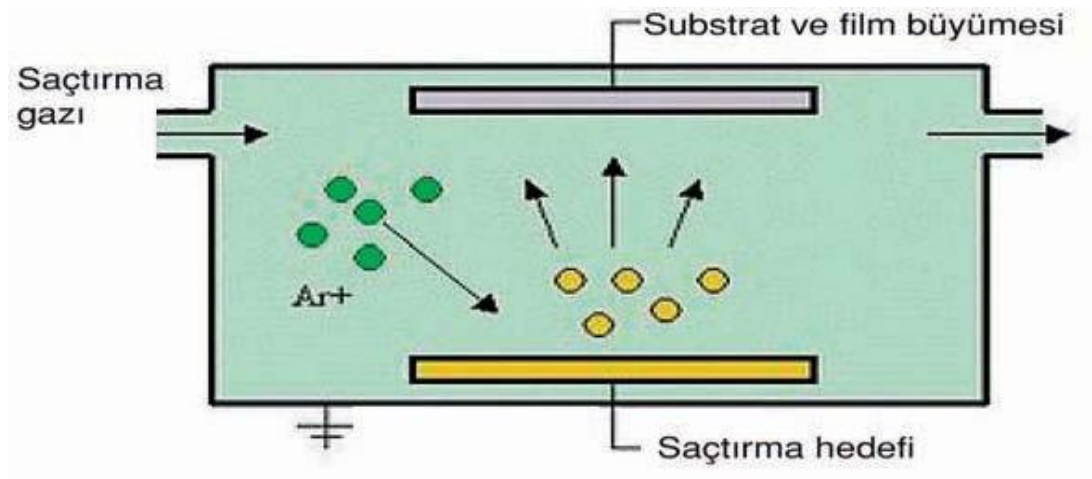
Şekil 4.1. Manyetin İnce Film hazırlamak için kullanılan IBS sistemi.



Şekil 4.2 Hazırlanan filmlerin şematik gösterimi.

4.2. IBS Sistemi (Ion beam sputtering)

İyon demeti saçırma tekniğinde (*IBS*), seçilen hedef malzemenin üzerine iyonize olmuş gaz atomları iyon tabancası ile gönderilir. Hedef malzeme üzerindeki atomlar iyonize atomlarla etkileşerek saçılmaya başlar ve bu koparılan atomlar kaplanılacak alttaş üzerine ince bir tabaka olarak kaplanır. Saçılan atomların yönü, hedef malzeme ile iyon tabancasının yaptığı açığa bağlı olarak değiştirilir. Saçılan atomlar kaplanılacak yüzeye (alttaş) saçtırılır. Yüzeyde biriken atomlar birleşerek ince film yapısı oluşturulmuş olur [10]. Şekil 4.3' te IBS sisteminin temsili çalışma prensibi gösterilmektedir.



Şekil 4.3 IBS sisteminin şematik gösterimi [42].

Şekil 4.1 ve Şekil 4.3'te gösterilen IBS sisteminde oksit ince filmleri co-sputter yaparak büyütme mümkündür. Vakum odasındaki vakum seviyesi 10^{-9} ve 10^{-10} mbar seviyelerinde olup alttaş vakum içerisine konulduktan sonra 500 °C ye kadar ısıtılarak alttaş yüzeyindeki yabancı maddeler temizlenir. Tavlama işleminden sonra iyon tabancasından bombardıman edilen Ar (argon) iyonları ile yüzeylere istenilen kalınlıkta ince film kaplanarak örnekler alınır [10].

4.3. Ferromanyetik Resonans Spektrometresi

FMR deneylerinde *X-band Bruker EMX* spektrometresi kullanıldı. Bu spektrometrenin blok diyagramı Şekil 4.5'te verilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi bu spektrometre başlıca şu kısımlardan oluşmaktadır:

- a) Mikro dalga kaynak sistemi
- b) Kavite-Kılavuz sistemi
- c) Miknatıs sistemi
- d) Modülasyon ve algılama sistemi

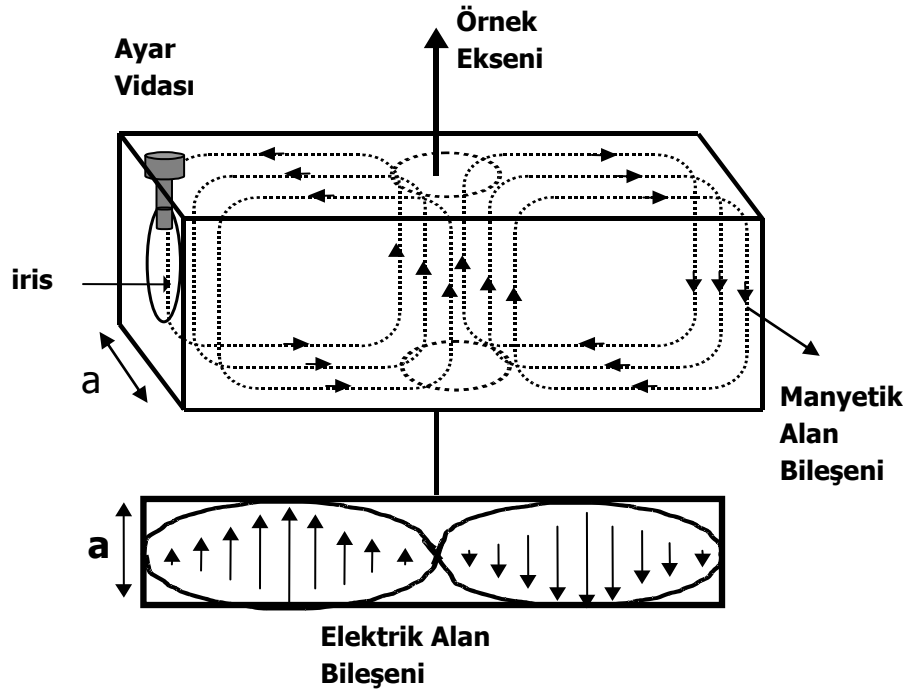
4.3.1. Mikrodalga (Kaynak Sistemi)

Mikrodalga kaynak sisteminin temel elemanı katı hal diyotu veya klystrondur. Spektrometrenin çalışma frekansı aralığı 9.8 GHz dir. Şekil 4.4' te görüleceği gibi rf dalga kaynağına geri yansiyabilecek sinyallerden korumak için izolatör kullanılır. Deney sistemindeki mikrodalga kaynağı çalışırken oluşan ısınmayı önlemek için de su ile soğutma yapılır. Attenuatör ise kaviteye giden mikrodalga'nın gücünü ayarlar. Mikrodalga gücü 0- 200 mW arasında değişir.

4.3.2. Dalga Klavuzu ve Kavite Klavuz Sistemi

İncelenen örneklerin spektrumları alınırken kullanılan kavite TE_{102} modun da (manyetik alan bileşeni uygulanan statik alana dik, elektrik alan bileşeni uygulanan alana paralel) dikdörtgen prizma şeklindedir. ESR ile yapılan deneylerde etkin olan temel bileşen manyetik alan bileşenidir.

Kavite içerisinde mikrodalgadan gelen elektromanyetik alanın bir kısmı örnek tarafından soğrulurken diğer bir kısmı da kavite duvarları tarafından soğrulur. Bundan dolayı incelenecek örnek kavite ye yerleştirilirken tam merkezine konmalıdır. Çünkü mikrodalganın manyetik alan bileşeninin maksimum ve mikrodalganın elektrik alan bileşeninin minimum olması nedeniyle manyetik enerji soğurmasının maksimum olduğu yer kavite'nin merkezidir. Şekil 4.4' te kavite içindeki E alanı ve B alanının modları görülmektedir. Klystrondan gelen mikro dalgayı kaviteye yönlendirmek, kaviteden yansıyanı da dedektöre göndermek sirkülatörün görevidir.

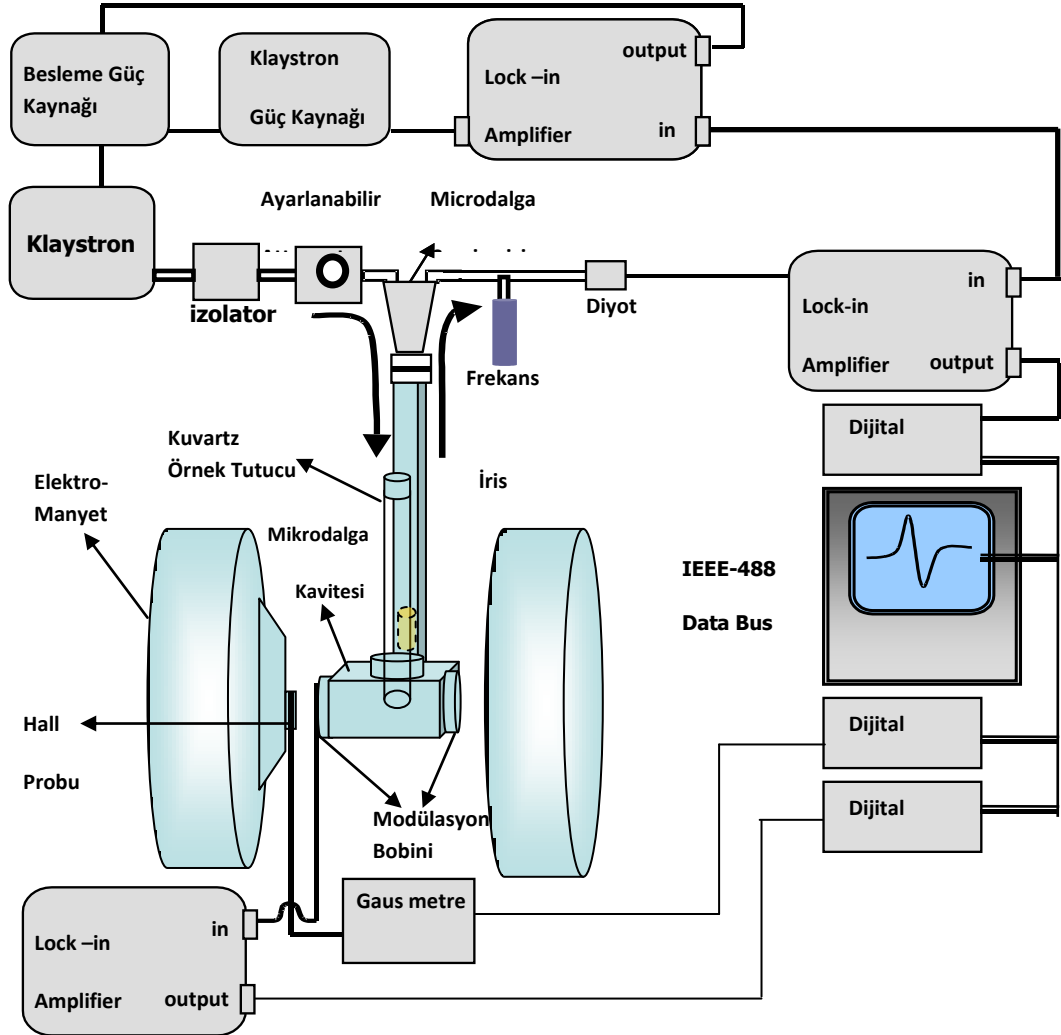


Şekil 4.4. TE_{102} modunda çalışan dikdörtgen kavite içerisindeki durağan dalga dağılımı. a) Elektrik alan bileşeni y eksenine paraleldir ve z doğrultusunda tam bir dalga sığmaktadır. b) Manyetik alan bileşeni x eksenine paraleldir.

Kaviteye giden mikrodalganın yansımalarını minimuma indirmek için mikrodalga klavuzu ile kavite arasındaki empedans uyumunu sağlamak üzere kavitenin mikrodalga girişinde iris bulunur. İris aralığının açıklığı ayarlanarak empedans uyumu sağlanır. Boyutları söz konusu mod için şöyledir: c kenarı yarım dalga boyu, d kenarı tam dalga boyu ve üçüncü kenar da yarım dalga uzunluğundan daha kısadır. O nedenle dalganın şiddeti üçüncü doğrultuda değişme

4.3.3. Elektromanyet

Rezonans olayı için gerekli olan manyetik alan elektromagnetler tarafından sağlanır. Bu sistemin temel elemanları bir çift elektromıknatis ve bunları besleyen güç kaynağından ibarettir. Doğru akım kaynağının beslediği bu elektromıknatis uygun aparat yardımı ile 0-22 kG arasında değişen değerlerde manyetik alan elde edilir. Elektromıknatisin oluşturduğu manyetik alan mıknatisin kutuplarından biri üzerine konmuş Hall probu ile kontrol edilir. Özellikle yüksek manyetik alanlarda ortaya çıkan ısınmayı önlemek için, sistem su ile sürekli olarak soğutulur.



Şekil 4.5. Elektron Paramanyetik Rezonans Spektrometresinin (ESR) blok diyagramı.

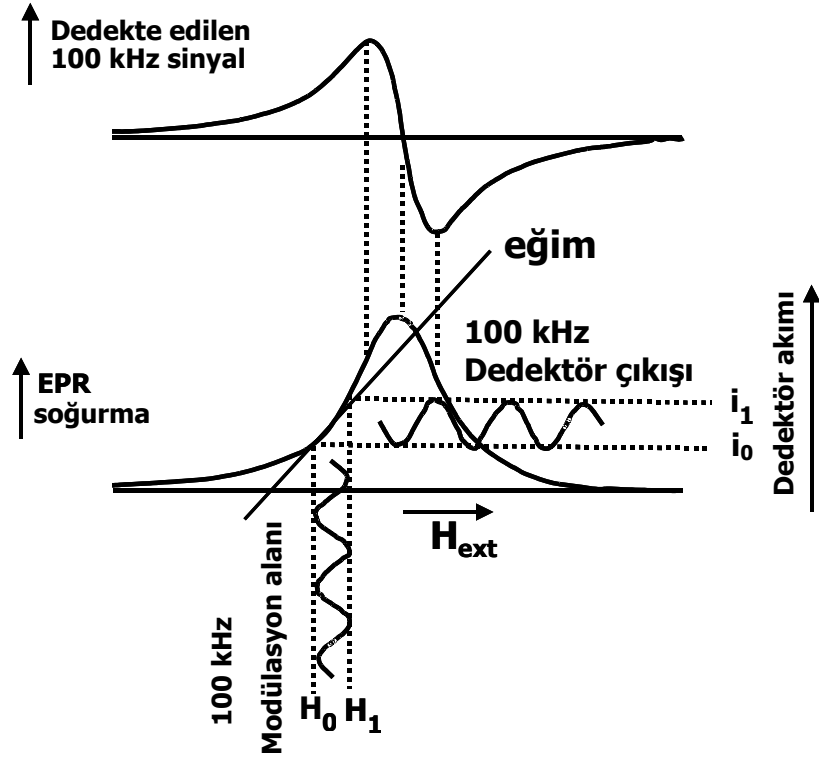
4.3.4. Rezonans Sinyalini Algılayan Dedektör ve Modülasyon Sistemi

Kaviteye gönderilen mikrodalga alanın bir kısmı örnek tarafından soğrulur. Kaviteden yansıyan dalga sirkulatör vasıtaıyla dedektöre gönderilir, dedektörde köprü vasıtasıyla kaviteden gelen bu dalga ile orantılı elektrik akımı oluşur.

Dolayısıyla yansıyan mikrodalga şiddeti rezonans durumunda azalacağından detektör akımında değişme gözlenir. Böylece rezonans olayı kaydedilir. Bu sinyal de sinyal yükselticisi tarafından yükseltilir. Daha sonra bu sinyalin manyetik alana karşı değişimi kaydedilir veya bilgisayar yardımıyla görüntülenir. Dedektörün yaydığı gürültü oranı algıladığı soğurma sinyalinin frekansıyla ters orantılıdır.

Dolayısı ile sinyal-gürültü oranını değiştirmek için soğrulma sinyali, modülasyon bobinlerinden uygulanan 100 kHz gibi düşük frekanslı başka bir alanla modüle edilir. Bu durum şekil 4.6'da gösterilmektedir.

Doğrusal olarak değişen statik manyetik alan üzerine genliği rezonans çizgi genişliğinden oldukça küçük olan sinüsoidal bir sinyal uygulanmış olur. Bu sinyal kavitenin dış çeperlerine yerleştirilmiş ve elektromanyetin kutuplarına paralel olacak şekilde yerleştirilmiş iki küçük bobin tarafından sağlanır.



Şekil 4.6. Soğurma sinyali üzerine uygulanan 100 kHz lik modülasyon alanı.

4.4 .Çizgi Şekli ve Çizgi Genişliği

EPR spektrumlarında görülen rezonans çizgi genişliği, spin durulma zamanları ile ilgilidir. Serbest bir ortamda radikaldeki çiftlenmemiş elektronların spin durumları katmerli haldeyken, bir manyetik alanda katmerlilik ortadan kalkar ve iki durum arasında $g\beta H$ enerjisine ve sıcaklığa bağlı kararlı bir nüfus dağılımı oluşur. Bu durum *Fermi-Dirac* dağılımına uyar, fakat spin durumları arasında etkileşme ihmal edilecek kadar zayıf olduğundan bu dağılım *Boltzman* dağılımına yaklaşır. $m_s = \frac{1}{2}$ durumundaki spinlerin sayısını $n_{1/2}$ ve $m_s = -\frac{1}{2}$ durumundaki spinlerin sayısını $n_{-1/2}$ ile gösterirsek Boltzman dağılımına göre,

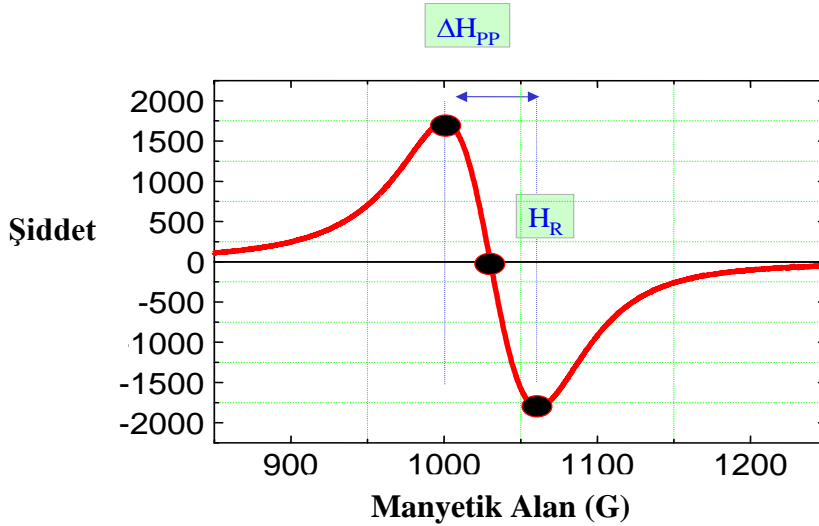
$$\frac{n_{1/2}}{n_{-1/2}} \approx \exp(-g\beta H/kT) \quad (3.1)$$

olur. Burada k Boltzmann sabitidir. Sistem durgun bir H manyetik alanı ve sabit bir T sıcaklığında dengededir.

Sisteme sabit ν frekanslı mikrodalga uygulanır ve manyetik alan yavaşça artırılırsa $h\nu = g\beta H$ rezonans şartını sağlayacak manyetik alan değerinde denge bozulacaktır.

$m_s = -\frac{1}{2}$ durumundaki elektronlar $h\nu$ enerjisini soğurarak $m_s = \frac{1}{2}$ kuantum durumuna geçeceklerdir. Rezonans durumu ortadan kalktıktan sonra sistem sıcaklık dengesine tekrar dönmek ister. Bu dengenin tekrar sağlanabilmesi için, spinler aldıkları enerjiyi çevrelerine aktarmak zorundadır. Dolayısıyla dengenin kurulabilme süresi, spinin çevresine bağlı olacaktır. Çizgi genişliği de bu denge süresine bağlı olacaktır.

Spinler aldıkları bu enerjileri iki farklı yolla çevrelerine aktarırlar. Birincisi; örgüye aktarırlar ve örgüye aktarmak için gerekli durulma zamanına ‘spin-örgü durulma zamanı’ denir ve T_1 ile gösterilir. T_1 durulma zamanı manyetik alan doğrultusundaki durulmayı gösterdiğinden boyuna durulma zamanı olarak da isimlendirilir. İkincisi ise; spinler aldıkları enerjiyi çevrelerindeki diğer spinlere, birbirlerine göre değişik fazlarda presesyon yapan spinlere aktararak dengeye ulaşmaya çalışırlar. Bu tür durulmayı oluşturan durulma zamanına da ‘spin-spin durulma zamanı’ denir ve T_2 ile gösterilir. T_2 durulma zamanı, manyetik alana dik doğrultudaki durulmayı gösterdiğinden enine durulma zamanı olarak da ifade edilir. Çizgi genişliğini esas T_2 durulma zamanı belirler. T_1 zamanı katılarda çoğunlukla uzundur ve çizgi genişliğine çok az katkıda bulunur.



Şekil 4.7. Tipik ESR sinyali. H_R Rezonans değeri, ΔH_{pp} tepe-tepe çizgi genişliği.

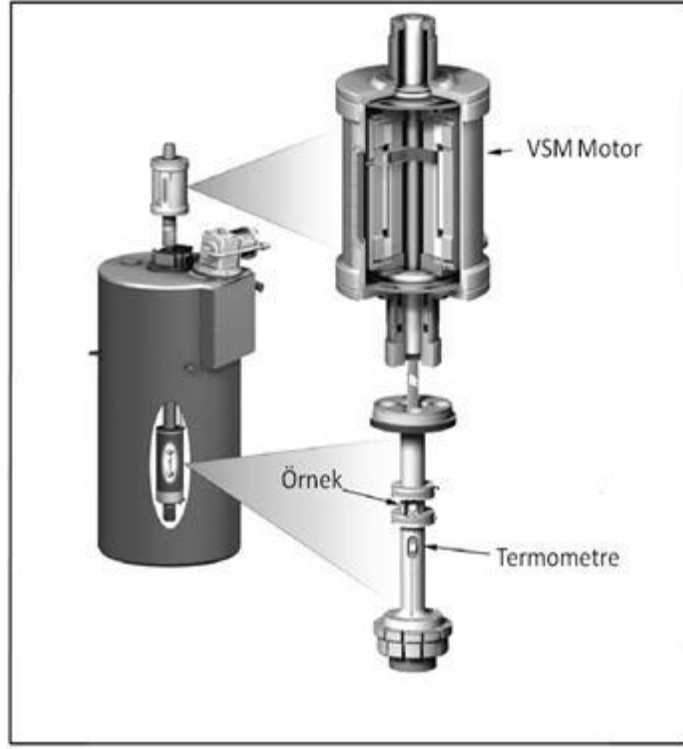
4.5. Vibrating Sample Magnetometer (Vsm) Tekniği

VSM sistemlerinde ince filmlerin ve toz örneklerin mıknatıslanma ölçümleri yapılabilmektedir. VSM tekniği ile malzemelerin manyetik özelliklerini belirlemek için kullanılan ve temelde elektromanyetik indüksiyon prensibine göre çalışan bir cihazdır. Faraday indüksiyon kanununa göre, kapalı bir devrede manyetik akı değişimi devrede bir emk oluşturur. Elektromanyetik indüksiyon ifadesi, manyetik akı değişiminin indüklenen emk' ya eşit olmasıyla açıklanabilir [10].

$$\varepsilon = - \mu_0 n A \frac{dH}{dt} \quad (3.2)$$

Buradaki ε indüksiyon elektro motor kuvveti, μ_0 boşluğun geçirgenliği, n bobinin sarım sayısı, A manyetik indüksiyonun incelendiği alandır. Emk oluşabilmesi için manyetik akı değerı zamanla değişmelidir. Manyetik akı yoğunluğunu zamana bağlı olarak birincisi değerşen manyetik alan uygulayarak ikincisi manyetik alan içerisindeki numune titreştirilerek, İndüklenen emk titreşen numunenin mıknatıslanması ile orantılı olması sebebiyle bu ölçüm tekniği kullanılır [10].

VSM ölçümlerinde numune sabit bir manyetik alan içerisinde konulur. Eğer örnek malzeme manyetik ise uygulanan manyetik alan manyetik momentleri ve domenleri belirli bir düzene almak isteyecektir. Sabit manyetik alan ne kadar şiddetli olursa manyetizasyonda bir o kadar büyük olacaktır. Örnek malzeme içerisindeki manyetik dipoller kendi etrafında manyetik alan oluşturacaktır. VSM motor ile numune aşığı yukarı hareket ettirilirse oluşan bu manyetik alan zamanın bir fonksiyonu olarak değerşecek ve istenilen indüklenmiş akım oluşacaktır.

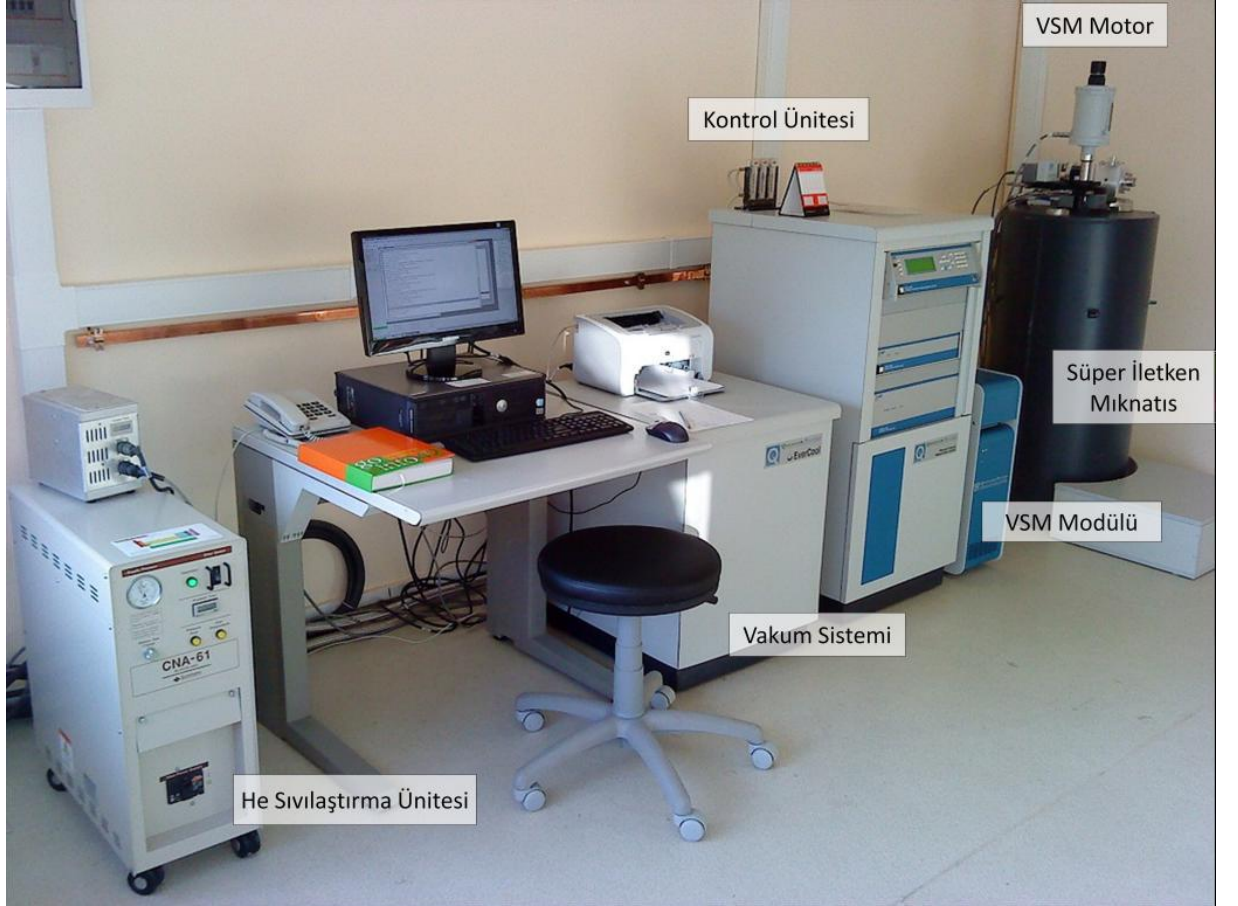


Şekil 4.8. Quantum Design PPMS sistemi ve numunenin titreştirildiği VSM motoru [43].

Titreşimli örnek manyetometresi aşağıda şekil gösterildiği gibi 1) helyum sıvılaştırma ünitesi, 2) vakum sistemi, 3) kontrol paneli, 4) Vsm modülü, 5) süper iletken mıknatıs ve 6) Vsm motor olmak üzere altı kısımdan oluşmaktadır. Fiziksel özellikleri belirlenecek malzeme süperiletken mıknatısın bulunduğu helyum tankı içine yerleştirilir. Vsm motor aracılığı ile malzeme titreştirilerek sabit alan değerlerinde malzeme için ölçüm yapılabilecek en uygun yer belirlenir. Bu sistem düşük sıcaklık ölçümleri için uygun bir cihaz olduğundan 2K- 400K arasındaki sıcaklık değerlerinde ölçüm yapabilmek mümkündür. Tank içindeki helyumun dışarıdan ısı alarak hızlı buharlaşmasını engellemek için helyum tankı bir vakum sistemi ile yalıtılmış olup örnekte bulunduğu yerde yalıtılmıştır.

Bu tez çalışması için kullanılan titreşimli örnek manyetometresi sistemi, Gebze Yüksek teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümü Merkezi (NASAM) laboratuvarında bulunan Quantum Design firması tarafından üretilen PPMS9T cihazıdır.

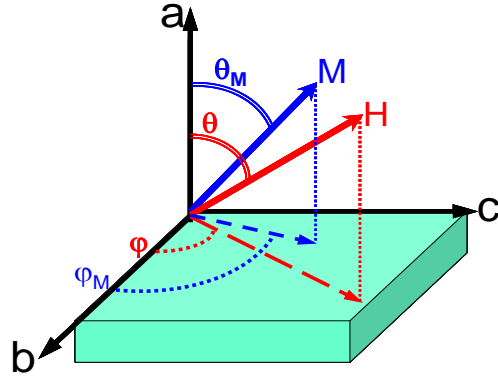
Bu cihaz 9 Teslaya kadar manyetik alan üretir. 1-3 m aralığında titreşim genliğine ve 40 Hz'lik frekansa sahip olup 10^{-6} emu (erg/Oe) duyarlılığına kadar manyetik moment değerlerini ölçebilir [10].



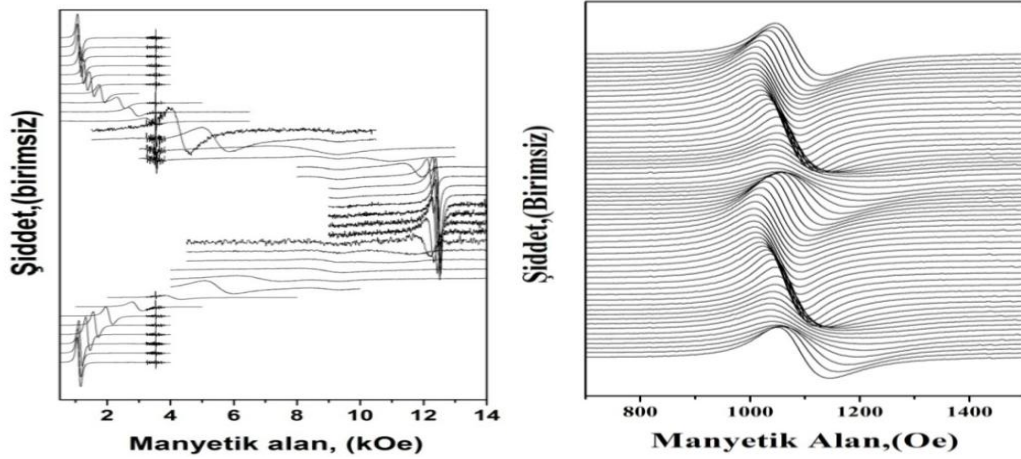
Şekil 4.9. GYTE Fizik Bölümü'ndeki PPMS sistemi.

5.DENEYSEL SONUÇLAR VE ANALİZLERİ

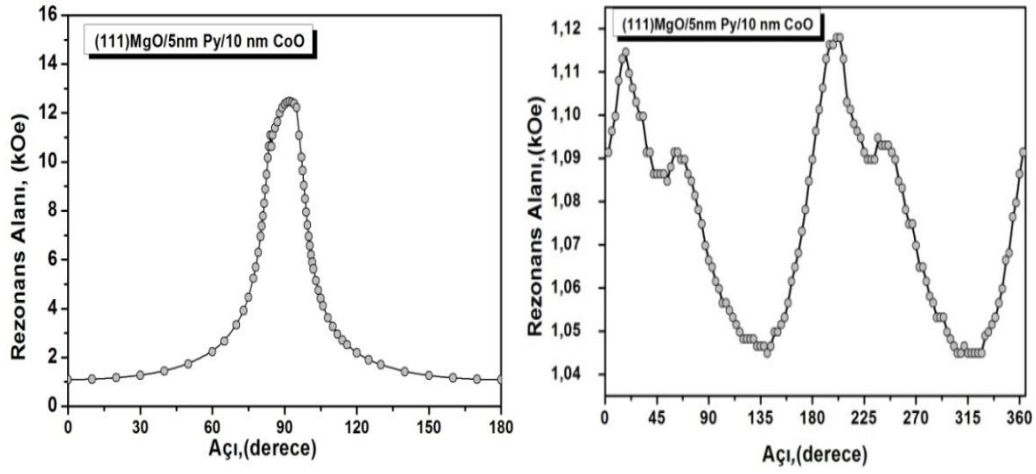
Hazırlanan örneklerin oda sıcaklığında manyetik anisotropilerinin belirlenmesi için Ferrmanyetik Rezonans ölçümleri yapıldı. Ölçüm için iki değişik geometri kullanıldı. Kullanılan geometri Şekil 5.1’de gösterilmektedir. Yaygın olarak kullanılan geometri out-of-plane (Manyetik alanın ince filmin yüzeyinden başlayarak normaline doğru dönmesi) ve in-plane geometridir. Bu geometride ölçüm boyunca manyetik alan film düzleminde dönmektedir.



Şekil 5.1. Ferromanyetik rezonans ölçümleri için kullanılan geometri. Manyetik alanın ve örneğin mıknatıslanmasının örneğin normali ile yaptığı açı sırasıyla θ ve θ_M olarak gösterilmiştir.



Şekil 5.2. Oda sıcaklığında (a) out of plane geometride (b) in plane geometride her bir açı için alınan FMR spektrumlarının alt alta çizilmesi elde edilen yığın grafikler farklı açılarda alınmış FMR ölçümleri.



Şekil 5.3. Out of plane ve in plane geometride elde edilen spektrumların rezonans alanlarının (rezonans field, H_R) açığa (θ_H) bağlı değişimi.

Şekil 5.2' de hem out of plane hem de in plane de elde edilen FMR spektrumları görülmektedir. Tek bir açı için elde edilen spektrumların alt alta yerleştirilmesi ile şekildeki grafik yığını elde edilmiştir. Bu grafikler FMR spektrumların açısal davranışları hakkında bilgi vermektedir. Grafiklerde görülen 3.5 kOe civarında açısal bağımlılık göstermeyen dar pikler MgO içerisindeki paramanyetik kusurlardan kaynaklanmaktadır (Elektron paramanyetik rezonans geçişleri).

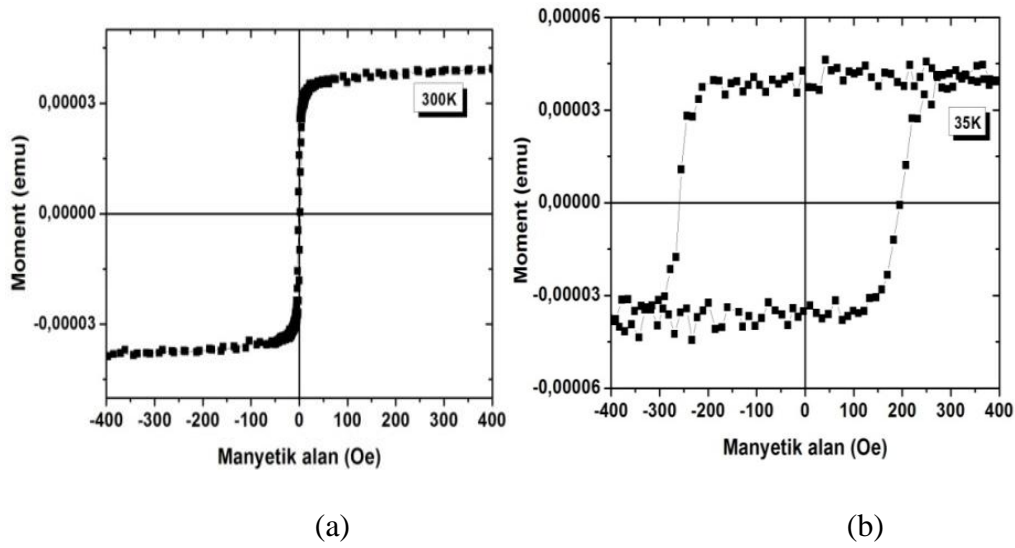
Şekil 5.2. (a) ve (b) da gösterilen spektrumların her açıdaki rezonans alanının değerini açığa karşı çizdirdiğimizde Şekil 5.3'deki grafikleri elde ederiz. Ferromanyetik rezonans ölçümleri oda sıcaklığında yapılmıştır. Ferromanyetik NiFe filmin üzerinde ve altında büyütülen antiferromanyetik CoO filmin Neel sıcaklığı 294 K olduğu için her iki film arasında katmanlar arası bir manyetik etkileşme henüz kurulmamıştır. Bu nedenle elde edilen bu açısal bağımlılık tamamen ferromanyetik NiFe (permeloy film) filmin anisotropik özelliklerini yansıtmaktadır.

Out of plane geometride ölçülen FMR spektrumlarında paralel pozisyonda (uygulanan dış manyetik alanın film düzlemine paralel olduğu durum) elde edilen rezonans alanları ile dik pozisyonda (dış manyetik alanın örneğin normaline paralel olduğu durum) elde edilen rezonans alanı arasında yaklaşık 10 kOe lik bir fark vardır. Bu değer örneğin etkin şekil anisotropisinin değerini yansıtmaktadır.

Paralel pozisyon için rezonans frekansı Kittel' in ifadesi ile

$$w = \gamma [H(H + M_{eff})]^{1/2} \quad (5.1)$$

şeklinde verilmektedir.

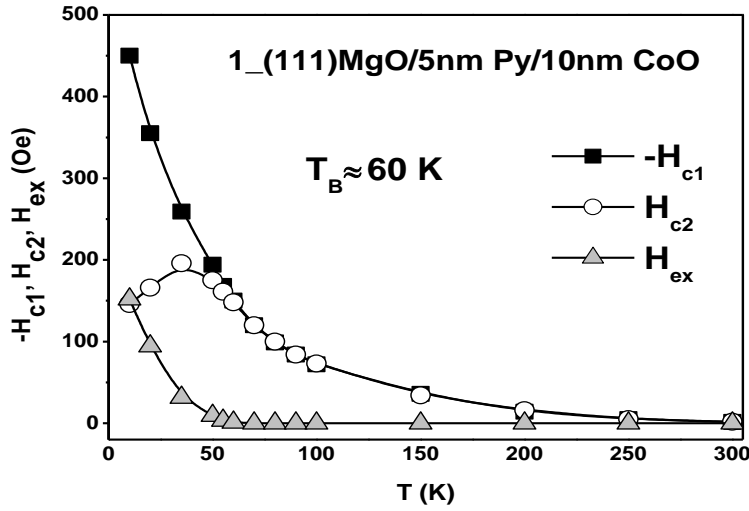


Şekil 5.4. (a) MgO (111) / Py (5nm) / CoO (10 nm)'ın 300 K sıcaklığında manyetik histerisis döngüsü. (b) 1 kOe soğutma alanı uygulanarak soğutulan örneğin 35 K'de alınan manyetik histerisis döngüsü.

w rezonans frekansı, H uygulanan dış alan, M_{eff} ise ince film şeklindeki malzemenin etkin mıknatıslanmasını, bir başka ifadeyle şekil anisotropisi, temsil etmektedir. In plane geometride ölçülen FMR spektrumlarının açısallığı ise MgO alttaş üzerinde epitaksiyel olarak büyüyen NiFe ince filmin manyetokristal anisotropisini göstermektedir. Dış manyetik alanın bütün yüzeyi taraması (360 derece boyunca her açı için spektrum alınarak elde edilen açısallığı, Şekil 5.3 (b) eksensel simetriyi gösteriyor. Yeterince kalın NiFe malzemenin kübik simetriye sahip olduğu bilinmektedir. Bizim elde ettiğimiz eksensel simetri, MgO atlaşın örgü sabiti ile NiFe örgü sabiti arasında ki farkın sonucu olarak kübik simetrinin bozularak gerilme anisotropisinin (strain anisotropy) oluşmasının bir sonucudur.

Malzemelerin mıknatıslanma ölçümleri VSM tekniği ile 300 K sıcaklığında 1kOe soğutma alanı uygulanarak düşük sıcaklığa doğru her 50 K’de bir manyetik histerisis alınarak yapıldı. Alınan manyetik histerislerden 300 K ve 35 K için Şekil 5.4’de gösterilmektedir.

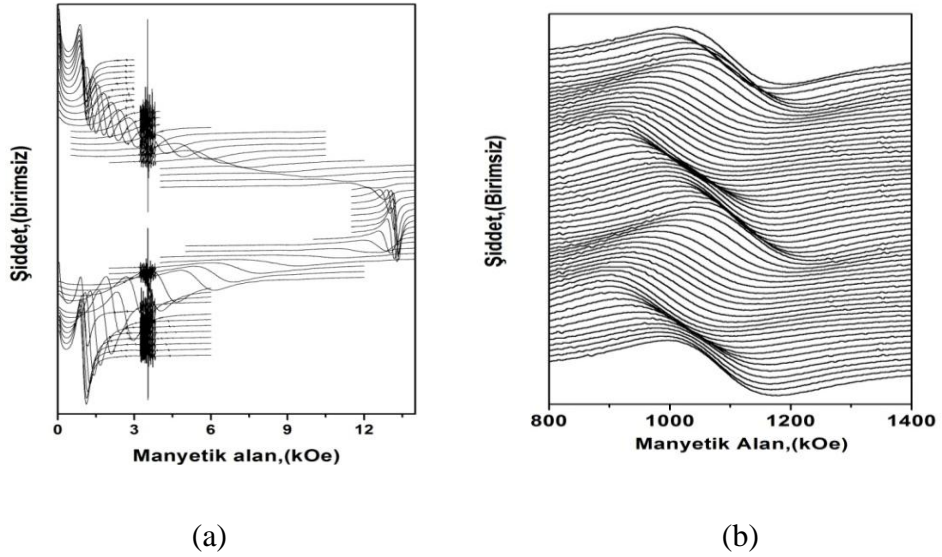
300 K sıcaklığın altında CoO film antiferromanyetik özellik kazandığı için bu sıcaklığın altında ferromanyetik permeloy ile aralarında katmanlar arası değiş-tokuş etkileşmesi (inter layer exchange interaction) oluşur. Bu etkileşme kendisini alan yönünde tek doğrultulu anisotropi olarak gösterir. Dikkat edilecek olunursa düşük sıcaklıkta alınan manyetik histerisis döngüleri negatif alan yönüne kaymıştır. Bu kayma miktarına kaydırma etkisi veya tek doğrultulu manyetik anisotropi denmektedir.



Şekil 5.5. Kaydırıcı etkinin ve H_{c1} H_{c2} zorlayıcı alanların sıcaklığa bağlı değişimi ve T_B değeri.

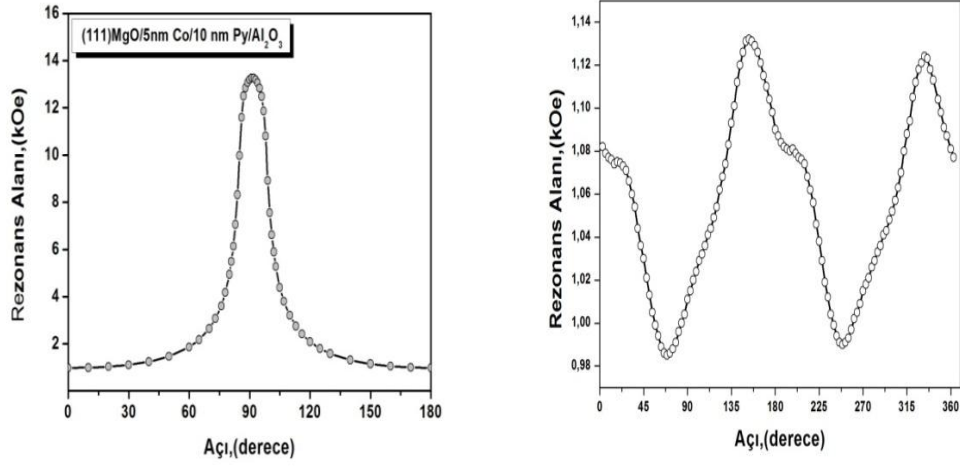
Ferromanyetik (Py)/Antiferromanyetik (CoO) (FM/AFM) ikili katmanın zorlayıcı ve kaydırma etkileşmesinin sıcaklıkla olan davranışları Şekil 5.5’te gösterilmektedir. Bu grafikte kaydırma etkisinin 300K-100K sıcaklık aralığında değişmediği kaydedilmiştir. Bunun nedenini, MgO alttaş üzerine önce NiFe filmin sonrada CoO filmin büyütülmesi ve bunun sonucunda CoO filmin epitaksiyel olarak büyümediği ve Co_2O_3 ve benzeri fazların oluşmasına atfedildi.

Grafikte T_B olarak gösterilen sıcaklık antiferromanyetik malzemenin engelleme sıcaklığıdır (Blocking temperature) ve mükemmel kristal malzemelerde bu sıcaklık hemen hemen Neel sıcaklığı ile aynıdır. Bu sorunu çözmek için diğer örnek sistemlerinde görüleceği gibi MgO alttaş örnek üzerine önce antiferromanyetik CoO filmi daha sonra ferromanyetik permeloy filmi büyütüldü ve Kaydırma etkisinin değerleri incelendi.



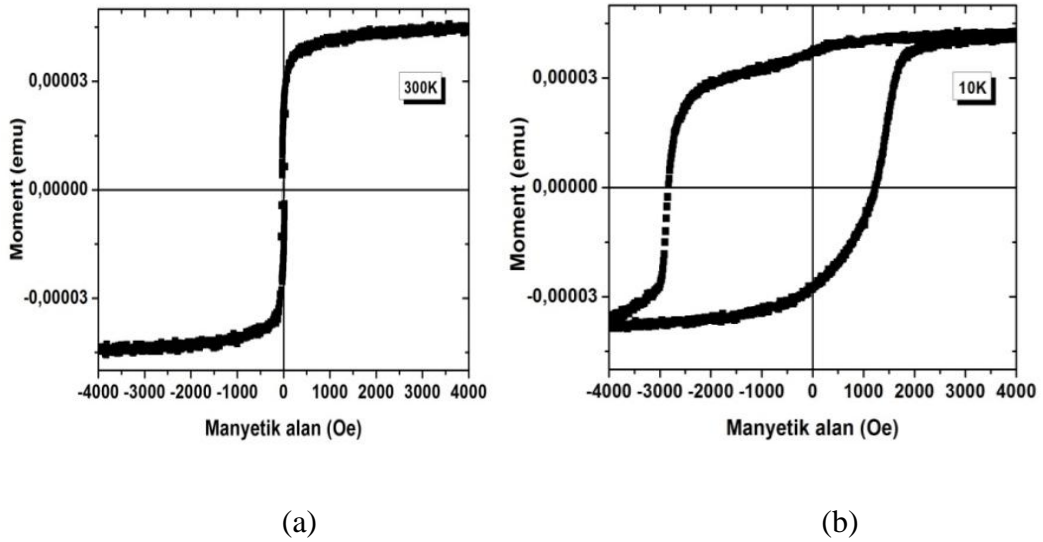
Şekil 5.6. Oda sıcaklığında (a) out of plane geometride (b) in plane geometride her bir açı için alınan FMR spektrumlarının alt alta çizilmesi elde edilen yığın grafikler farklı açılarda alınmış FMR ölçümleri.

(111) yönelimli MgO/5nm Co/10nm Py/Al₂O₃ örneğinin örnek düzlem geometride FMR spektrası Şekil 5.6b'de gösterilmiştir. Bu şekil anizotropik davranışı ortaya koyan 360 derecelik örnek düzlemi ölçümlerini göstermektedir.



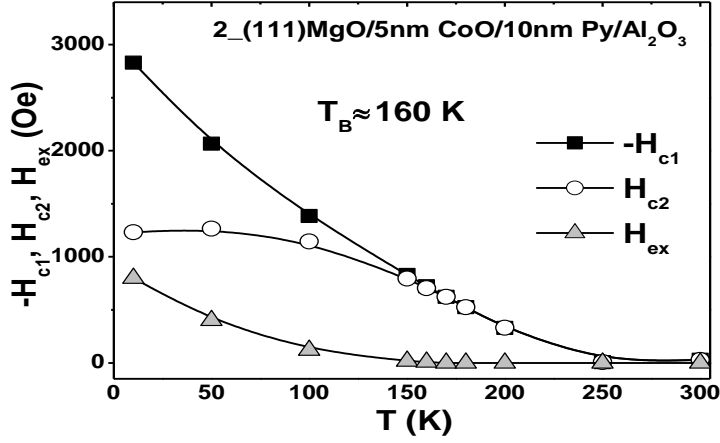
Şekil 5.7. Out of plane ve in plane geometride elde edilen spektumların rezonans alanlarının (rezonans field, H_R) açığa (θ_H) bağlı değişimi.

Şekil 5.7’de örnek düzlemi geometride alınmış rezonans alanlarının açığa bağlı davranışları gösterilmiştir. MgO üzerinde büyütülmüş Py’un rezonans pikleri beklenildiği gibi kübik anizotropik davranış gösterdiğini ayrıca örgü sabitlerinin birbirleri ile uyumlu olduğunu göstermektedir.



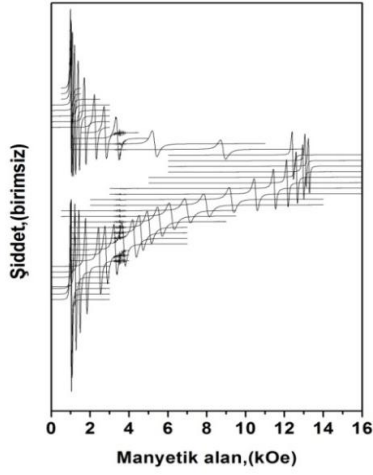
Şekil 5.8. (a) (111) MgO/ 5nm Co /10 nm Py / Al₂O₃’un 300K sıcaklığında manyetik histerisi döngüsü. (b) 1 kOe soğutma alanı uygulanarak soğutulan örneğin 10 K’de alınan manyetik histerisi döngüsü.

Düşük sıcaklıklarda alanda soğutma ile yapılan M-H ölçümlerinde sıfırlayıcı alan değerlerinin arttığı, mıknatıslanma eğrilerinin negatif yöne doğru kaydığı, sıfırlayıcı alanların değiştiği gözlenmiştir. Şekil 5.8’de 300 K–10 K arasında ölçülmüş histeresis eğrisini göstermektedir. Bu ölçümden anlaşılacağı üzere histeresis eğrisi kaydırma etkisi ile sol tarafa kaymıştır.

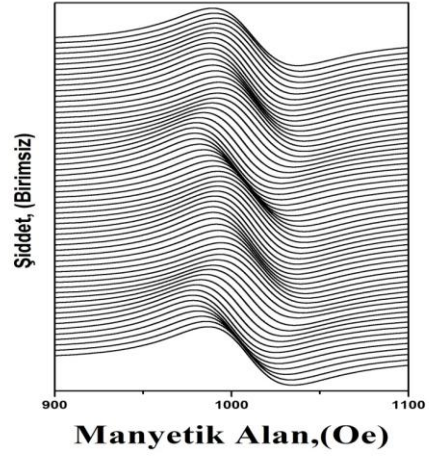


Şekil 5.9. Kaydırıcı etkinin ve H_{C1} H_{C2} zorlayıcı alanların sıcaklığa bağlı değişimi ve T_B değeri.

Şekil 5.9’da sıcaklığa bağlı H_{C1} , H_{C2} sıfırlayıcı alan değerleri ve H_{ex} değerleri gösterilmiştir. Bu grafikten anlaşılacağı gibi sıfırlayıcı alan büyüklükleri Neel sıcaklığından aşağıya inildikçe artmakta ve sıfırlayıcı alanların eşitliği, simetrisi engelleme sıcaklığı adı verilen değerde birbirinden ayrılmakta ve simetrisi bozulmaktadır. (111)Mg/5nmCoO/10nmPy/Al₂O₃ için engelleme sıcaklığı 160 K bulunmuştur.

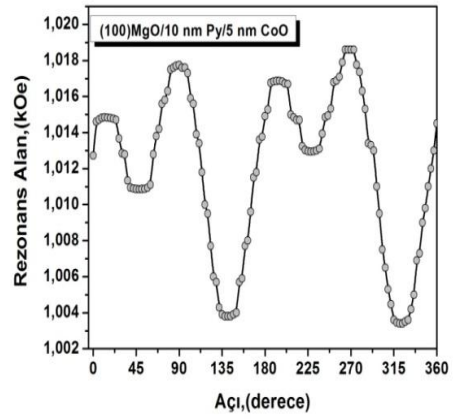
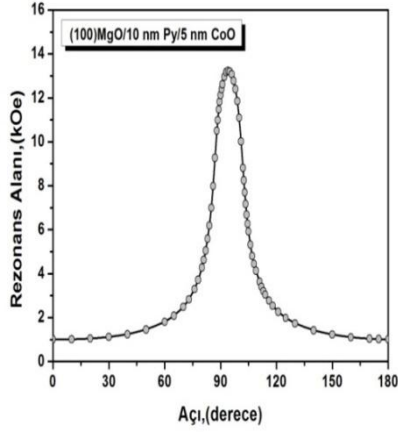


(a)

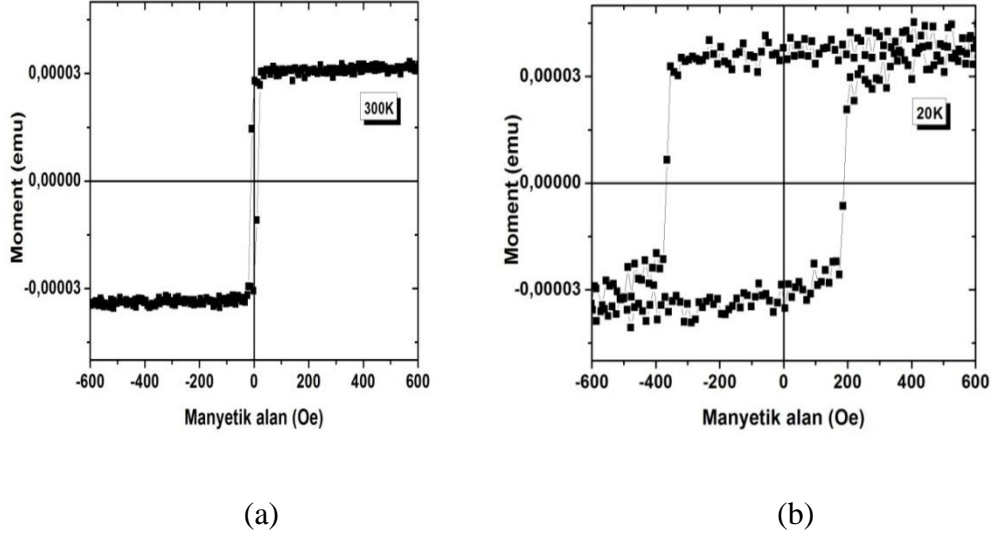


(b)

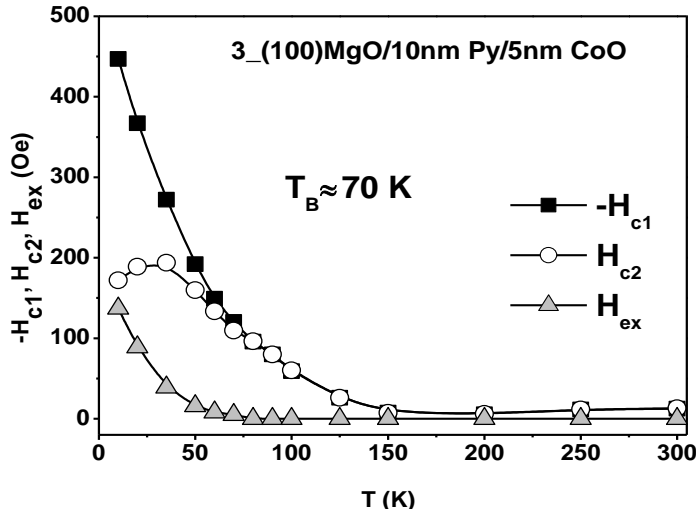
Şekil 5.10. Oda sıcaklığında (a) out of plane geometride (b) in plane geometride her bir açı için alınan FMR spektrumlarının alt alta çizilmesi elde edilen yığın grafikler farklı açılarda alınmış FMR ölçümleri.



Şekil 5.11. Out of plane ve in plane geometride elde edilen spektumların rezonans alanlarının (rezonans field, H_R) açığa (θ_H) bağlı değişimi.

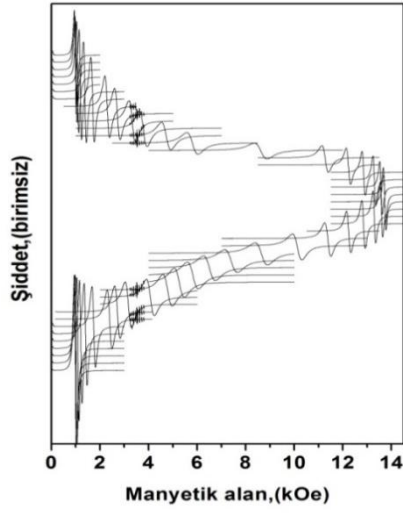


Şekil 5.12. (a) (100) MgO/ 10 nm Py /5 nm CoO'nun 300 K sıcaklığında manyetik histerisi döngüsü. (b) 1 kOe soğutma alanı uygulanarak soğutulan örneğin 20 K'de alınan manyetik histerisi döngüsü.

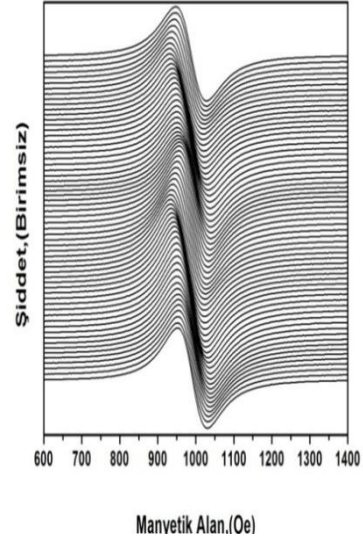


Şekil 5.13. Kaydırıcı etkinin ve H_{c1} H_{c2} zorlayıcı alanların sıcaklığa bağlı değişimi ve T_B değeri.

Şekil 5.13'de sıcaklığa bağlı H_{c1} , H_{c2} sıfırlayıcı alan değerleri ve H_{ex} değerleri gösterilmiştir. Bu grafikten anlaşılacağı gibi sıfırlayıcı alan büyüklükleri Neel sıcaklığından aşağıya inildikçe artmakta ve sıfırlayıcı alanların eşitliği engelleme sıcaklığı değerinde birbirinden ayrılmaktadır. (100)Mg/10nmPy/5nmCo/Al₂O₃ için engelleme sıcaklığı 70 K bulunmuştur.

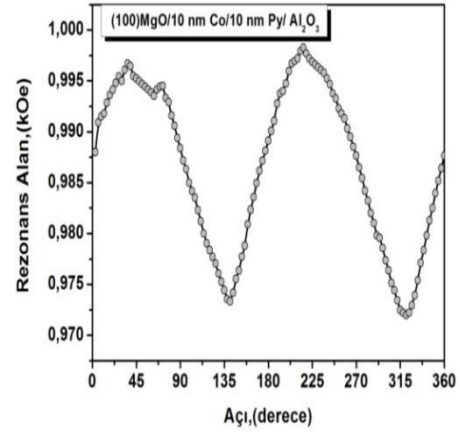
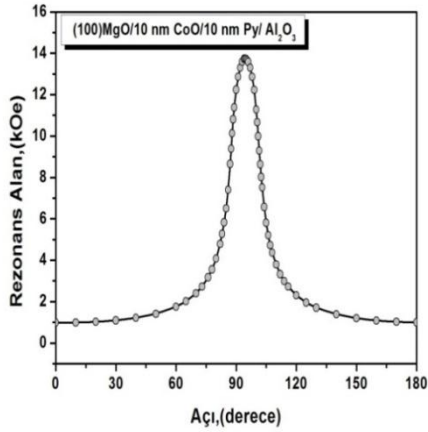


(a)



(b)

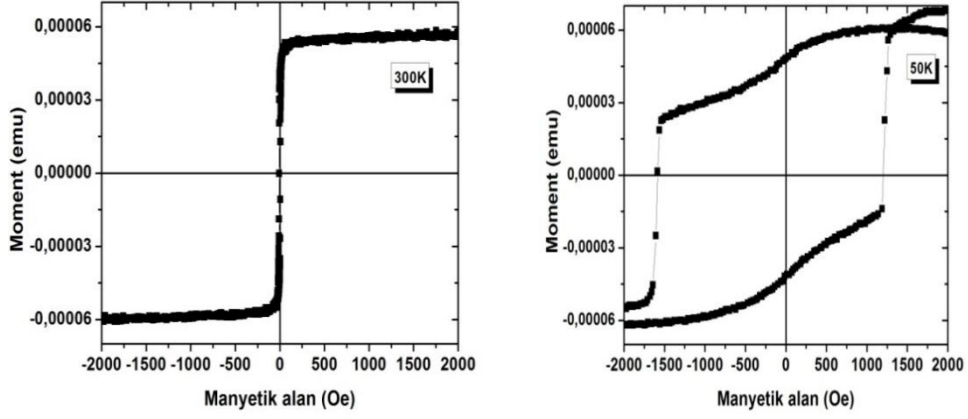
Şekil 5.14. Oda sıcaklığında (a) out of plane geometride (b) in plane geometride her bir açı için alınan FMR spektrumlarının alt alta çizilmesi elde edilen yığın grafikler farklı açılarda alınmış FMR ölçümleri.



Şekil 5.15 Out of plane ve in plane geometride elde edilen spektrumların rezonans alanlarının (rezonans field, H_R) açığa (θ_H) bağlı değişimi.

Şekil 5.15'te örnek düzlemi geometride alınmış rezonans alanlarının açığa bağlı davranışları gösterilmiştir.

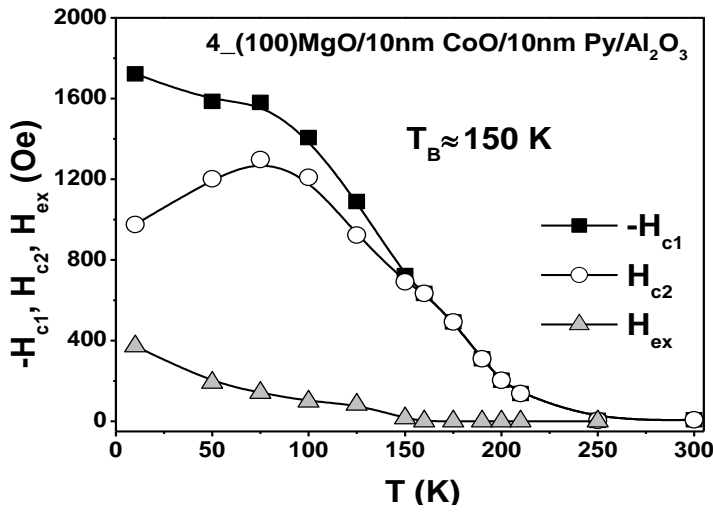
MgO üzerinde büyütülmüş Co'nin rezonans pikleri beklenildiği gibi kübik anizotropik davranış gösterdiğini ayrıca örgü sabitlerinin birbirleri ile uyumlu olduğunu göstermektedir. Film düzleminde 360 derecelik açıyla uygulanan alan sonucun rezonans alanının maksimum olduğu yer kolay eksen yönünü belirtirken, minimum olan yer zor eksen yönünü belirtir.



(a)

(b)

Şekil 5.16. (a) (100) MgO/ 10 nm CoO /10 nm Py/ Al₂O₃'ın 300 K sıcaklığında manyetik histerisi döngüsü. (b) 1 kOe soğutma alanı uygulanarak soğutulan örneğin 50 K'de alınan manyetik histerisis döngüsü.



Şekil 5.17. Kaydırıcı etkinin ve H_{C1} H_{C2} zorlayıcı alanların sıcaklığa bağlı değişimi ve T_B değeri.

Şekil 5.17’de sıcaklığa bağlı H_{C1} , H_{C2} sıfırlayıcı alan değerleri ve H_{ex} değerleri gösterilmiştir. Bu grafikten görüldüğü gibi sıfırlayıcı alan büyüklükleri Neel sıcaklığından aşağıya inildikçe artmakta ve sıfırlayıcı alanların eşitliği engelleme sıcaklığı değerinde birbirinden ayrılmaktadır. (100)Mg/10nmCo/10nmPy/Al₂O₃ için engelleme sıcaklığı 150 K bulunmuştur.

SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmadan teknolojik gelişmeler açısından büyük öneme sahip kaydırma etkisinin, ferromanyetik tabakanın kalınlığına, uygulanan dış manyetik alana ve ortamın sıcaklığına bağlı olarak nasıl değiştiği incelenmiştir. Bu amaçla NiFe/ CoO/ Al₂O₃ katmanlı ince filmde tabakaların kalınlıkları ve yerleri değiştirilerek, manyetik malzemelerin yapısal özellikleri FMR ve VSM tekniği ile araştırıldı. Ferromanyetik rezonans tekniği ile filmlerin manyetik anizotropileri ve mıknatıslanma eksenleri gibi özellikler incelenmiştir.

Şekil 5.2’de görüldüğü gibi FMR tekniğinde uygulanan manyetik alan, yüzeye paralel ve yüzeye dik uygulanmaktadır. Bunun sebebi malzemenin anizotropik özelliğinden kaynaklanan yapıları gözlemektir. Bu yapıda kullanılan CoO antiferromanyetik üzerinde büyütülen NiFe ince filmi için çekilen spektrum Şekil 5.3’te görülmektedir. Burada şeklin 2. kısmında açı 0° ile 360° değiştirilerek açığa bağlı manyetik alana olan tepki açıkça görülmektedir ki üst üste binen bu ince çok katlı filmlerin manyetik özellikleri birbirileri ile etkileşmektedir ve şekil homojenliği kaybolmaktadır.

Şekil 5.4’te MgO (111) / Py (5nm)/ CoO (10 nm) yapısının oda sıcaklığı ve 35 K’deki histeresis eğrisi görülmektedir. Şekil 5.4a’ da görüldüğü gibi oda sıcaklığında Koersivity yada koersif kuvvet olarak bilinen H_c’ ler burada hem homojen hem de küçük elde edilmiştir. Aynı malzemedeki Şekil 5.4a’ da 35 K’de histeresis eğrisinde görüldüğü gibi sıcaklık etkisi ile homojenlik değişmekte histeresis eğrisinin alanı oldukça genişlemekte ve de en önemlisi kayma etkisi -H_c ve +H_c arasında açıkça görülmektedir. Bu kaydırıcı etki oldukça nettir. Bunun sebebi katmanlar arası değiş-tokuş etkileşmesinin yanında oluşan stres ve strainlerdir.

Şekil 5.5 60 K’de yapılan 14 adet histeresis eğrilerinden elde edilen H_{c1} ve H_{c2} nin farkı olan H_{ex}’i birlikte gösteren grafikdir. Herhangi bir kaydırma etkisi olmasa idi fark ihmal edilebilecek bir büyüklükte olacaktı oysa şekilde özellikle çok düşük sıcaklıklarda bu fark açıkça görülmektedir.

Şekil 5.8’de farklı kompozisyonlu ve farklı sıralı ve farklı kalınlıklı üretilen çok katmanlı ince filmlerin histeresis eğrileri görülmektedir.

Yine 300 K ve 35 K’deki histeresisdeki değişim ve kaydırma etkisi oldukça ilginçtir. Burada $-H_c$ ve H_c arasındaki eğrideki bozulma ve negatif koersivitedeki artış daha fazladır ki bu sıcaklığın yanı sıra katmanlar arasındaki sıra farkında bu çalışmanın ortaya çıkardığı önemli bulgulardandır. Bu numunede de Şekil 5.10 ve Şekil 5.11’de görüldüğü gibi şekil ve kristal anizotropisinden kaynaklanan spektrumlardaki açığa bağlı kayma görülmektedir.

Bunun yanı sıra, herbir örnek için farklı kalınlıklarda alınan NiFe (Py) ve CoO için mıknatıslanma ölçümleri tekrarlandı. Sonuç olarak teorik ve deneysel çalışmalar göstermiştir ki sıcaklığın ve kalınlığın sıfırlayıcı alanlar üzerinde etkisi vardır.

Tüm tezde verilen şekiller ve spektrumlar göstermiştir ki üretilen ince filmlerde kompozisyonlar aynı olsa bile, kalınlık değişiminde malzemenin manyetik özelliklerinde değişme olmaktadır. İnce filmin tabaklarının yeri değiştiğinde malzemenin manyetik özellikleri değişmektedir ve son olarak kullandığımız malzemenin sıcaklığa bağlılığı oldukça fazladır. Bu özellikleri dikkate alınarak yüksek teknolojik sensör yapımında kullanılabilir bir malzemedir. Bu nedenle en ideal yapıyı elde etmek için deneylere devam edilmelidir. Gelecekte manyetorezistansları çalışılarak ve hall olayı ölçüm sistemiyle de Hall voltajı, Hall direnci, taşıyıcı yoğunluğu özellikleri kalınlık, katman yerdeğiştirmesi sıcaklığa bağlı çalışılabilir.

KAYNAKLAR

1. E.M :Purcell , H.C.Torrey and R.V.Pound,Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid Phys.Rev., 69,37 (1946)
2. F.Bloch,W.W. Hansen and Martin Packard, Nuclear Indiction, Phys. Rev.69, 127 (1946)
3. C.Kittel and A.H.Mitchell, Phys.Rev.,73,155-161, (1948)
4. Purcell E.M., (1979),"Electricity and magnetism"Mcgraw Hill book company, Berkeley, California
5. Tacer E., (2004),"Ders Notları"İ.T.Ü Elektrik Elektronik Fakültesi, İstanbul
6. Dunn, J. H., "Magnetoelastic Characterization and Domein Analysis of Magnetic Thin Films and Multilayers", Yüksek Lisans Tezi, Texas StateUniversity, 2006.
7. B. D. Cullity, C. D. Braham, Introduction to Magnetic Materials, 2 nd edition, John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, New Jersey, (2009).
8. S.Chikazumi, Physics of Ferromagnetism, Oxford University Press (1994).
9. Erdem Demirci " CoO/Co Manyetik İnce Filmlerde Kaydırma Etkisi" Yüksek Lisans Tezi, Gebze İleri Teknoloji Enstitüsü, Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü, 2008.
10. Das, A., "Prodding Magnetic Properties of Electrodeposited Co/Cu and Ni/Cu alloy Films by Scanning Probes", Yüksek Lisans Tezi, Department of Metallurgical and Materials Engineering, National Institute of Technology,2010.
11. Karaağaç, Ö. "CoCu Alaşım Filmlerin Elektrodpozisyonu, Yapısal ve Manyetik Özellikleri Üzerine Depozisyon Parametrelerin Etkisinin İncelenmesi", Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2007.
12. Weiss, P., 1907, L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique, J. de Phys. 6, 661-690.
13. Landau L., Lifshits E, "On The Theory of The Dispersion of Magneticpermeability in Ferromagnetic Bodies," *Phys. Zeitsch. der Sow.*, 8, 153-169 (1935).
14. Spaldin, N., 2003, Magnetic Materials Fundamentals and device applications. Cambridge University Press, Cambridge, 223 p.
15. Cullity, B. D. and Graham, C. D., 2009, Introduction to Magnetic Materials, 2nd Edition, John Wiley & Sons, Inc., New Jersey, 550 p.

16. Çöktüren, E., “Ferromanyetik Filmlerde Oluşan Yüzey Manyetik Anizotropisinin Nümerik Çözümlemesi”, Yüksek Lisans Tezi, Trakya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2008.
17. Chikazumi, S., 1997, Physics of Ferromagnetism, Second Edition, Oxford University Press, Oxford, 665 p.
18. Mustafa Öztürk Manyetik İnce Filmlerde Kaydırma Etkisi” Yüksek Lisans Tezi, Gebze İleri Teknoloji Enstitüsü, Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü, 2008.
19. Introduction to Magnetic Materials, Second Edition. By B. D. Cullity and C. D. Graham Copyright # 2009 the Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc.
20. Göktaş, A., “Sol-Jel Metodu ile Manyetik Film Yapımı ve Karakterizasyonunun İncelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, Harran Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2007.
21. L. Neel, Ann. De Physique, 18 (1932) p. 5
22. H. Bizette, C. F. Squire, and B. Tai Comp. Rend., 207 (1938) p. 449
23. H. Bizette, and B. Tai, Comp. Rend., 238 (1954) p. 1575
24. N. Akdoğan, Yüksek lisans tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi, İstanbul (2004).
25. Ali Şimşek Tekerek “ LaMn₂Si₂ Alaşımının Nano parçacıklarının Manyetik ve Yapısal Özellikleri ” Yüksek Lisans Tezi, Ankara üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2007
26. Exchange bias in Co/CoO bilayers and the influence of lateral confinement Proefschrift ingediend tot het behalen van de graad van Doctor in de Wetenschappen door Hugo Loosvelt Promotoren: Prof. dr. Chris Van Haesendonck Dr. Kristiaan Temst 2005
27. J.M.D. Coey, ‘Magnetism and Magnetic Materyal’ Cambridge University Press 2009.
28. Meiklejohn, W. H. and Bean, C. P., 1956, New Magnetic Anisotropy, Phys. Rev. 102, 1413-1414.
29. J. Nogues, İvan K.Schuller. Grup d’Electromagnetisme , Departmen de Fisica, Universitat Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra, Spain Physics Departmen 0319, University of California-San Diego, La Jolla, CA 92093-0319, USA. Received 5 March 1998 ;received in revised form 7 July 1998.
30. Kouvel, J. S. and Graham, C. D. 1959, Exchange Anisotropy in Disordered Ni₃Mn, J. Appl. Phys. 30, S312-S313.

31. A.E. Berkowitz, Kentaro Takano, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 200, 552-570, (1999).
32. A. J. Devasahayam, and M. H Ktyder,. 85, J. Appl. Phys., 5519, (1999).
33. C. Tsang, K. Lee, J. Appl. Phys. 53, 2605, (1982).
34. C.L. Lin, J.M. Sivertsen, J.H. Judy, IEEE Trans. Magn. 31, 4091, (1995).
35. F.Radu, PhD. Thesis, Ruhr Universitaet, Bochum (2005).
36. Nogués, J. and Schuller, I. K. 1999, Exchange bias. J. Magn. Magn. Mater. 192, 203-232.
37. J. Nogues, I. K. Schuller, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 192, 203-232 (1999).
38. P.J. van der Zaag, A.R. Ball, L.F. Feiner, R.M. Wolf, P.A.A. van der Heijden, J. Appl. Phys. 79, 5103, (1996).
39. G. Choe, S. Gupta, Appl. Phys. Lett. 70, 1766, (1997).
40. Anisotropy of Ferromagnetic Heusler Alloys Thin Films R.Yilgin and B.Aktas Departman of Physics, Gebze Institute of Technology, Gebze, 41400,Kocaeli, Turkey.
41. Adem PARABAŞ “ Fe⁺³ iyon Katkılandırılmış Tek Kristal Yttria-Stabilized Zirconia (YSZ) (100) Altaşının manyetik özelliklerinin araştırılması” Yüksek Lisans Tezi, Gebze İleri Teknoloji Enstitüsü, Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü, 2011.
42. M. İbrahim Çoşkun “ DC Manyetik Alan Sıçratma Tekniği ile Co₉₀Fe₁₀ Nano Filmlerin Yapısal ve Manyetik özelliklerinin İncelenmesi ” Yüksek Lisans Tezi, Kilis 7 Aralık Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 2011.
43. Quantum desing, VSM option user manual, san Diego, p. 152, (2009).

ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında İstanbul/ Fatih'te doğdu. İlk ve orta öğrenimini Cumhuriyet İlköğretim okulunda, lise öğrenimini Gaziosmanpaşa Plevne Lisesinde tamamladı. Lisans eğitimini 2010 yılında Bozok Üniversitesi'nde bölüm birinciliği ile tamamladıktan sonra aynı yıl içerisinde yüksek lisans eğitimine Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ danışmanlığında 'CoO tabanlı FeNi İnce Filmlerde Değiş-Tokuş Etkileşmesinin Ferromanyetik Rezonans ve VSM Tekniği ile incelenmesi' başlıklı teziyle Fizik Anabilim Dalında başlamış ve halen devam etmektedir.

İletişim Bilgileri

Adres : Merkez mah. Battalgazi Cad. Saraylı Sok. No:6 / Arnavutköy

34287 İSTANBUL

E-posta: e_s_r_acan1987@hotmail.com