

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MANYETİK İNCE FİLMLERİN GENİŞ
FREKANS BANDINDA FMR TEKNİĞİ
İLE İNCELENMESİ**

MAHMUT SAMİ KAVRIK

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE

2012

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MANYETİK İNCE FİLMLERİN GENİŞ
FREKANS BANDINDA FMR TEKNİĞİ
İLE İNCELENMESİ**

MAHMUT SAMİ KAVRIK

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI

PROF. DR. BEKİR AKTAŞ

GEBZE

2012



**GEBZE YÜKSEK
TEKNOLOJİ
ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS/DOKTORA JÜRİ ONAY FORMU

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri/Sosyal Bilimler Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 05.01.2012 tarih ve 2012/01 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 06/01/2012 tarihinde tez savunma sınavı yapılan **Mahmut Sami KAVRIK**'ın tez çalışması **Fizik** Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Prof. Dr. Bekir AKTAŞ (GYTE)

ÜYE

: Doç. Dr. Bulat RAMEEV(GYTE)

ÜYE

: Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR

(MÜ-Fen Fakültesi –Fizik Bölümü)

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri/Sosyal Bilimler Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

**TEZİN BAŞLIĞI : MANYETİK İNCE FİMLERİN GENİŞ
FREKANS BANDINDA FMR TEKNİĞİ
İLE İNCELENMESİ**

TEZİN YAZARI : MAHMUT SAMİ KAVRIK

Bu çalışma ferromanyetik malzemelerin manyetik özelliklerinin araştırılmasında kullanılan geniş frekans bandında Ferromanyetik Rezonans (FMR) spektrometresinin kurulmasını ve CoFeB/SiO₂ ince filminin manyetik özelliklerinin bu yöntemle incelenmesini içermektedir.

Teorik bilgilerin verildiği ilk bölümlerin ardından 10 ve 11. bölümde nanokristal manyetik heteroamorf CoFeB-SiO₂ ince filminin cam alttaş üzerine yüksek düzlem içi anizotropiyi oluşturmaya imkan sağlayan döner magnetron saçılma tekniği ile hazırlanması ve mıknatıslanma dinamiğinin B-FMR spektrometresi ile 100 Mhz'ten 33 GHz'e geniş frekans bandında incelenmesi yer almaktadır.

Kullanılan deney düzeneğinde 2.4 tesla'ya ulaşan magnet , elektromanyetik dalga kaynağı ve detektör olarak HP8722D Network Analizör , iletim için koaksiyel kablo ve prob olarak selenoid bobin, mikrostrip-şerit , dikdörtgen kavite , kısa devre koaksiyel kablo kullanıldı. Manyetik anizotropi iki düzlem gönyemetre ile analiz edildi. Düzlem içi ve dışı histeresiz eğrileri oda sıcaklığında VSM ile elde edildi.

SUMMARY

**THESIS TITLE : ANALYSIS OF MAGNETIC
THIN FILMS THROUGH THE
TECHNIC OF BROADBAND FMR**

AUTHOR : MAHMUT SAMİ KAVRIK

This thesis includes the settlement of the broad band Ferromagnetic resonance spectrometer (FMR) to study magnetic properties of various materials and the examination of magnetic properties of CoFeB/SiO₂ thin film by this technique.

The theoretical background of technique is explained in the chapters from 1 to 10 and the last two chapters include the spin magnetron sputtering technique which was used for fabrication of magnetic nanocrystalline heteroamorph CoFeB-SiO₂ thin films on quartz substrate with high growth induced iplane anisotropy. The magnetization dynamics of sample are examined in a broad band between 100 Mhz to 33 GHz with B-FMR spectrometer.

A magnet up to 2.4 Tesla magnetic field is used to apply homogeneous magnetic field and *HP8722D* Network Analyzer is used as an electromagnetic field source and a detector. The electromagnetic field is carried by coaxial cables and a solenoidal coil, microstripe-line, cavity and open-short-ended coax are used as probes. Magnetic anisotropy of sample is analyzed by two rotation axes goniometer. The room temperature VSM hysteresis loops are investigated for inplane and out of plane geometries.

TEŞEKKÜR

Bilim deryasına fizikle yelken almam için kapı aralayan , mühtiş lezzet aldığım ilmi tartışmalarla yolumu aydınlatan, destek ve yardımlarla ilerlememi sağlayan değerli bilim insanı muhterem hocam Prof. Dr. Bekir AKTAŞ'a, bu sürecin başından itibaren yurt içi ve yurt dışı çalışmalarında mesafelere ve zamana aldırmaksızın her an fikirleri ile çalışmalarımıdaki karanlık yollara ışık tutan , şevkle çalışmalarına destek sunan saygıdeğer hocam Doç.Dr Bulat RAMEEV'e, İsveç KTH-FMR laboratuvarında çalışma imkanı sunan sayın Prof. Alex M. GRISHIN'e, broadband FMR konusunda İsveç'in soğuk ve uzun gecelerinde geç saatlere kadar beraber çalıştığımız ve yüzlerce soruma binlerce kez sabırla cevap veren Dr. Sergei MANUILOV'a, ABD Alabama Üniversitesi'nde clean room çalışmalarına imkan sunan Prof. Dr. Arunava Gupta'ya ve bu çalışmaya vesile olan Doç. Dr. Mustafa Özdemir'e, NASAM gurubunun değerli üyeleri Yrd. Doç. Dr. Numan Akdoğan , Dr. Hüseyin Kavas , Abdullah N. Koçbay, Ramazan Topkaya , Mustafa Öztürk, Erdem Demirci, Adem Parabaş ve Özlem Akman'a, bilimi hayatımızın önceliklerinden kılan ve bu yolda desteklerini eksik etmeyen peder, valide ve teyzelerime maddi ve manevi desteklerinden ötürü şükranlarımı sunuyorum.

Bu çalışmanın bir kısmı İsveç ve Amerika'da, NATO-SFP982836 ve TÜBİTAK 209T061 projeleri , DPT ve YÖK destekleri kullanılarak yapılmıştır.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	IV
SUMMARY	V
TEŞEKKÜR	VI
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VII
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	XI
ŞEKİLLER DİZİNİ	XIII
1. GİRİŞ	1
2. MANYETİZMA	4
2.1 Mıknatıslanma	4
2.2 Manyetik Duygunluk	6
2.3 Manyetik Geçirgenlik	6
3.FERROMANYETİZMA	7
3.1 Weiss Moleküler Alan	7
3.2 Değiş-Tokuş Etkileşimi	8
3.3 Curie–Weiss Yasası	10
3.4 Ferromanyetik Numunenin Mıknatıslanması	10
3.5 Domain Teorisi	13
3.6 Histeresiz Eğrisi	16

3.7 Anizotropi	18
3.7.1 Şekil Anizotropisi	18
3.7.2 Kristal Anizotropisi	20
4. MIKNATISLANMA DİNAMİĞİ	22
4.1 Manyetik Alanda Presesyon	22
4.2 Manyetik Rezonans	25
4.3 Sönüm ve Rezonans	28
4.3.1 Landau-Lifshitz- Gilbert Sönüm ifadesi	29
4.4 Dinamik Duygunluk & Geçirgenlik	30
5. FERROMANYETİK REZONANS	32
5.1 Etkin Alan ve Rezonans	33
5.2 Serbest (Free) Enerji	35
5.3 Demagnetizasyon Enerjisi	35
5.3.1 Demagnetizasyonun Rezonansa Etkisi	37
5.4 Kristal Alan Enerjisi	38
6. MİKRODALGA ÖLÇÜM TEKNİKLERİ	39
6.1 Manyetik Geçirgenliğin (μ) Ölçülmesi	39
6.2 Statik Manyetizma Ölçümleri	39
6.3 Dinamik Manyetizma, Yüksek Frekans Ölçümleri	40
6.3.1 Kavite Yöntemi	41

6.3.2 Selenoidal Sarım Tekniği	43
6.3.3 Mikroşerit Tekniği	44
6.3.4 Koplanar Dalga Kılavuzu (CPW) Tekniği	46
6.3.5 Yakın Alan Tarama Teknikleri	47
Kısa Devre Koaksiyel Probe	48
7. MANYETİK DUYGUNLUK – GEÇİRGENLİK	51
7.1 Rezonans Parametrelerinin Yorumlanması	53
7.1.1 g faktörü	53
7.1.2 Rezonans Çizgi genişliği	53
7.1.3 Doyum Mıknatıslanması	54
7.1.4 Anizotropi Sabiti	54
8. FMR DENEY DÜZENEGİ	55
8.1 Geleneksel FMR Spektrometresi	55
8.2 Geniş Frekans Bandı FMR Deney Düzenegi	55
8.2.1 VNA	56
8.2.2 Elektromıknatıs	57
9. TEORİK ANALİZ	59
10. DENEYSEL SONUÇLAR	63
10.1 Numunenin Hazırlanması	63
10.2 CoFeB - Manyetik Özellikleri	66
11. FMR SONUÇLARI	69

11.1 Kavite Yöntemi	69
11.2 Selonoidal Sarım	70
11.3 Mikroşerit Tekniği	71
11.4 Kısa Devre Koaksiyel Prob	72
11.4.1 Manyetik Alanın Taranması	72
$H \parallel$ Kolay Eksen ($h_{rf} \parallel$ zor eksen)	73
$H \parallel$ Zor eksen ($h_{rf} \perp$ zor eksen)	75
11.4.2 Frekansın Taranması	84
Sıfır Alanda FMR	89
SONUÇ	91
KAYNAKLAR DİZİNİ	93
ÖZGEÇMİŞ	98
EK 1	99

SİMGELER VE KISALTMALAR

Kısaltma

FMR	: Ferromanyetik Rezonans
BFMR	: Broadband Ferromanyetik Rezonans
ESR	: Elektron Spin Rezonans
M_s	: Doyum Mıknatıslanması
M_r	: Kalıcı Mıknatıslanma
H_c	: Sıfırlayıcı Alan
T_c	: Curie Sıcaklığı
χ	: Manyetik Duygunluk
χ'	: Dispersive part (real) of Susceptibility
χ''	: Dissipative part (imaginary) of Susceptibility
μ	: Manyetik Geçirgenlik
μ_B	: Bohr Magneton
H	: Manyetik Alan
B	: Manyetik İndüklenme
g	: Landé g faktörü
J	: Değiş – Tokuş Etkileşim sabiti
CPW	: Coplanar Wave Guide
SL	: Stripe Line
MSL	: Microstripe Line
WG	: Wave Guide

VSM	: Vibrating Sample Magnetometer
AGM	: Alternating Gradient Magnetometer
SQUID	: Superconducting Quantum Interference Device
SEM	: Scanning Electron Microscopy
EDX	: Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy
rf	: Radio Frequency
CP	: Coaxial Probe (Open-Short-Ended)
PPMS	: Physical Properties Measurement System
FM	: Ferromanyetik
EM	: Elektromanyetik Dalga
VSWR	: Voltage Standing-Wave Ratio
CW	: Continuous Wave
TEM	: Transverse Electromagnetic
NA	: Network Analizör
SNA	: Scalar Network Analizör
VNA	: Vectorel Network Analizör
T	: Tesla
G	: Gauss
DW	: Domain Wall

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Slater-Pauling Eğrisi	5
3.1 Bethe-Slater eğrisi	9
3.2 Curie sıcaklığının altında ve üstünde mıknatıslanma ve duygunluk eğrisi	11
3.3 Fe, Co ve Ni için sıcaklığa bağlı mıknatıslanma eğrisi	12
3.4 Demagnetize malzeme ve manyetik alanla mıknatıslanması	13
3.5 Demagnetize ferromanyetik malzemenin şematik domain gösterimi	13
3.6 Demagnetize örnek ve uygulanan alanla domain duvarlarının hareketi	14
3.7 Demagnetize örnek ve uygulanan alanla domainlerin dönmesi	14
3.8 Tek domaindeki manyetik enerji	15
3.9 Histeresiz eğrisi	16
3.10 Elipsoidin (x,y,z) koordinat düzleminde yönelimi	19
3.11 Şekil anizotropisinin mıknatıslanma vektörü yönelimine etkisi	19
3.12 Demir ve Nikel kristallerinin M-H grafikleri	21
4.1 Yerçekimi alanında presesyon hareketi yapan top.	22
4.2 Mıknatıslanma vektörünün presesyon hareketi	26
4.3 Manyetik alan altında presesyon , sönüm	28
4.4 Dinamik duygunluk, $\hat{\chi}$ dağıtıcı χ' ve soğurucu χ'' bileşenleri.	31
5.1 İnce filmde FMR.	32
5.2 Mıknatıslanma vektörünün ince filmde gösterilmesi	34
6.1 Magnet arasına yerleştirilmiş kavite	42
6.2 İnce filme RF alanı uygulamak için kullanılan selenoidal sarım	43
6.3 Selenoidal ve modülasyon sarımları	43

6.4	Prinç küp üzerine monte edilmiş mikroşerit	44
6.5	Geniş iletken yüzeye sahip prinç üzerinde miktrostrip line	45
6.6	Altaş üzerine hazırlanan CPW ve RF alan çizgileri	46
6.7	Coax probun 1-15 GHz arasında geometrik rezonans grafiği	48
6.8	Open-short-ended-coax ile B-FMR deney düzeneği	49
6.9	Koaksiyel prob ve numenin elektromıknatis arasında pozisyonları	50
7.1	Ferramic için frekansa bağlı manyetik geçirgenlik spektrumu	52
8.1	Broad band FMR deney sistemi (İsveç-KTH)	56
8.2	HP8722D Vektörel Network Analizör	57
8.3	B-FMR deney düzeneğinde yer alan cihazlar	58
10.1	Üç hedefli sputter sistemi	64
10.2	CoFeB filmlerinin XRD sonuçları	65
10.3	Düzlemde kolay ve zor eksene paralel geometride M-H eğrisi	67
10.4	Düzlemde ve düzlem dışı alınan M-H eğrisi	67
10.5	Kutupsal açıya bağlı rezonans $H_{res}(\theta_H)$ ölçümleri	68
11.1	Selonoidal sarım ile elde edilen diferansiyel duygunluk	70
11.2	Teorik ve selonoidal sarım ile elde edilen FMR sonuçları	71
11.3	$H \parallel$ kolay eksen , $h_{rf} \parallel$ zor eksen geometride elde edilen FMR sonuçları	74
11.4	$H \parallel$ kolay eksen , $h_{rf} \perp$ zor eksen geometride elde edilen FMR sonuçları	78
11.5	$H \parallel$ kolay eksen , $h_{rf} \parallel$ zor eksen geometride FMR logaritmik gösterimi	79
11.6	Bruker ESR spektrometresi ile alınan teta açısına bağlı spektrumlar	80
11.7	$((CoFeB)_{0.66} - (SiO_2)_{0.34})$ filminin domain duvarı enerjisi ve genişliği	81
11.8	Selonoidal sarım ile elde edilen difarensiyal manyetik duygunluk	82
11.9	Selonoidal sarım ile elde edilen diferansiyel manyetik duygunluk	83
11.10	$(h_{rf} \perp H \parallel \text{zor eksen})$ selenoidal sarım ile alınan spektrumun integrali	83

11.11	0.1 - 10 GHz frekans bandında frekans tarama ile FMR spektrumları	85
11.12	12 - 20 GHz frekans bandında frekans tarama ile FMR spektrumları	86
11.13	12 - 20 GHz frekans bandında frekans tarama ile FMR spektrumları	87
11.14	Frekansa bağlı FMR rezonans manyetik alan değerleri	88
11.15	Sıfır manyetik alanda FMR	90

1.GİRİŞ

Manyetizmanın insanlar tarafından farkedilmesi ve kullanılmaya başlanması her ne kadar M.Ö. 2000 yılına dayansa da, günlük hayatımızın vazgeçilmez bir unsuru haline gelmesi son yüzyılda gerçekleşmiştir. Gilbertin 1600 yılında ortaya koyduğu de Magnete isimli eserle bilim dünyasında ismi anılmaya başlanan bu esrarengiz kavram ve güç 18. yüzyıla kadar pusula dışında kendisine pek uygulama alanı bulamadı. Ancak Coulomb, Oersted, Ampere , Faraday’ın yaptığı deneyler ve ortaya koyduğu sonuçlar manyetizmayı önemli bir konuma getirdi. Sonrasında Maxwell elektirikle manyetizmayı birleştiren meşhur denklemleri sundu. Maxwell bu çalışması ile hem manyetizmanın mahiyetinin anlaşılmasına büyük katkıda bulunmuş hem de insanlığın günlük yaşamını değiştirecek sayısız teknolojik uygulamanın temellerini atmıştı. Nitekim Feynman Maxwell’in başarısı için “Uzun insanlık tarihi açısından ondokuzuncu yüzyılın en büyük bilimsel olayı şüphesiz Maxwell’in elektrodinamik yasalarının keşfi olacaktır” diyecekti.¹

Manyetizma çeşitleri veya manyetik malzemelerdeki farklılıklar yirminci yüzyılın başlarında ilk olarak Langevin tarafından ortaya konuldu. Klasik yaklaşımla diamanyetizma, paramanyetizma izah edilebilmiş olsa da sürekli mıknatıslanma özelliği ile diğerlerinden ayrılan ve bir çok teknolojik uygulamada yer alan ferromanyetizmanın mahiyetinin tam olarak anlaşılması kuantum teorisinin öncesinde mümkün olmadı.

Ferromanyetik malzemelerin klasik teoriyle açıklanması mümkün olmayan büyük mıknatıslanma değerleri için Weiss kuantum öncesi dönemde mahiyetini açıklayamadığı moleküler alan teorisi ile bir öneride bulundu ve klasik yaklaşımla ferromanyetizmanın büyük problemine ışık tuttu. Sonrasında kuantum teorisinin doğuşuyla Dirac elektronun manyetik moment değerini hesaplamayı başarırken, Heisenberg moleküler alana Paulinin dışarlama teorisi ile izah sunarak ferromanyetizmanın karanlıkta kalan bölgesini aydınlattı.

Manyetik malzemeleri daha iyi karakterize etmek için zamanla bir çok teknik ve yöntem keşfedildi. Malzeme hakkında verdiği bir çok bilgi nedeniyle manyetik rezonans bu tekniklerin en önemlisi sayılır. Geniş frekans bandında Ferromanyetik rezonansı incelemekten önce ilk olarak rezonans olayını, rezonansın manyetik malzemeleri incelemekte nasıl kullanılabileceğini ve geniş frekans bandında çalışmanın getirdiği avantajlardan bahsetmek yerinde olacaktır.

1602 yılında Galileo Galilei'nin sarkaç ve müzik aletleri üzerine araştırmaları neticesinde keşfettiği ^{2 3} rezonans olayı, bir sistemin bazı frekanslarda diğerlerine nazaran daha büyük genliklerde salınması eğilimidir. Bunlar, o sistemin rezonans (tınlaşım) frekansları olarak adlandırılır. Bu frekanslarda küçük periyodik kuvvetler bile çok büyük genlikler üretebilir. Bu olaya günlük hayattan basit bir örnek olarak salıngaçlar verilebilir. Salıngacın öz frekansı ile aynı frekansta uygulanan kuvvet düşük sönüm için genliği yüksek değerlere taşıyabilir.

Rezonans olayı titreşim yapan sistemin karakterine göre mekanik rezonans , akustik rezonans, elektromanyetik rezonans, nükleer manyetik rezonans, elektron spin rezonans ve ferromanyetik rezonans olarak ayrılır. Genel anlamda manyetik rezonans, manyetik karakteri sebebiyle manyetik alan altında salınım (presesyon) yapan manyetik dipol momentlerinin elektromanyetik dalganın manyetik bileşeniyle etkileşime girerek enerji soğurması ile presesyon açısını artırması olayıdır. Ferromanyetik malzemelerde gerçekleşen bu rezonans olayına Ferromanyetik rezonans (FMR) denir. FMR olayı ilk kez V.K. Arkad'yev tarafından 1911 yılında gözlemlenmiştir.^{4 5} Arkad'yev yaptığı deneyde ferromanyetik malzemenin UHF elektromanyetik dalgayı absorbe ettiğini gözlemlemiş ancak doğru yorumu yapamamıştır.

Değiş-tokuş etkileşiminin etkin olduğu ferromanyetik malzemelerin manyetik özelliklerinin analiz ve karakterize edilmesinde FMR dünyaca bilinen çok önemli bir yöntemdir. Bu yöntem damping parametresi⁶⁻⁷⁻⁸, doyum mıknatıslanması⁹, anizotropi sabiti¹⁰, g faktörü, değiş tokuş sabiti, manyetik kayıp parametresi, yüzey anizotropi enerjisi ve domain duvarı rezonans parametreleri gibi bir çok özelliğin belirlenmesinde en etkili tekniktir.

Günümüzde manyetik malzemeler geniş frekans aralığında çalışan attenuators, filters, circulators gibi bir çok uygulama alanına sahiptir. Bu sebeble malzemelerin manyetik davranışlarının geniş frekans bandında belirlenmesi arzu edilen bir durumdur. Ayrıca durulma (damping) sabiti, manyetik kayıp gibi bazı parametrelerin belirlenmesi, yüksek anizotropiye sahip maddelerin incelenmesi geniş frekans bandında FMR deneylerini gerektirmektedir. Ferromanyetik malzemelerde domain yapıların araştırılması, domain duvarı ilerlemesi, dönüşümü gibi mekanizmaların incelenmesi, ferromanyetik malzemenin düşük değerde veya sıfır manyetik alanda incelenmesiyle olur. Geleneksel ESR spektrometresi sabit frekansta manyetik alanın taranması yöntemiyle çalışır. Farklı frekanslarda FMR için sinyal üretici ve kavitenin değiştirilmesi gerekir. Bu yöntem uygulama açısından zor olmakla birlikte yukarıda bahsedilen bazı mekanizma ve özelliklerin araştırılması için gereken frekansın taranması ESR spektrometreleri ile mümkün değildir. Dolayısıyla farklı malzemelerin bir çok özelliğinin incelenmesi için ESR spektrometresi uygun değildir ve B- FMR spektrometresine ihtiyaç duyulur.

Bu çalışmada temel amaç nanomanyetizma çalışmaları için önemli bir analiz yöntemi olan B-FMR'ın farklı tekniklerini incelemek ve B-FMR spektrometresini GYTE'ye kurmaktır. Bu doğrultuda yurt içi ve yurt dışında yapılan araştırmalar ve sonuçları çalışmada aşağıdaki planla sunulmuştur.

Tezin 1-10 arasındaki bölümü ferromanyetizma, FMR ve temel mikrodalga ölçüm teknikleri hakkında teorik bilgilere ayrılmıştır. 10. bölümü CoFeB manyetik ince filminin hazırlanması, yapısal ve manyetik karakterinin incelenmesini içermektedir. Geniş frekans bandında FMR tekniği ile yapılan deneylerin sonuçları ve ESR spektrometresi sonuçları ile kıyaslanması 11. bölümde yer almaktadır. Son bölümde ise çalışmanın amacı ve elde edilen sonuçlar izah edilmiştir.

2. MANYETİZMA

2.1 Mıknatıslanma

Malzemeler üzerlerine uygulanan dış manyetik alana verdikleri tepkilere göre farklılık arz eder ve isimlendirilir. Diamanyetik, Paramanyetik, Ferromanyetik, Ferrimanyetik ve Antiferromanyetik malzemeler genel grupları teşkil eder. Bunlar arasında kalıcı mıknatıslık özelliği nedeniyle ferromanyetik ve ferrimanyetik malzemeler daha önemlidir. Malzemelerin mıknatıslanma değerleri birim hacimde sahip oldukları yönelmiş manyetik moment sayısı olarak tanımlanır ve “ $\vec{M}$ ” ile gösterilir.

$$\vec{M} = \sum_n \frac{\vec{\mu}_n}{V} \quad \frac{emu}{cm^3} \quad (cgs) \quad 2.1$$

Burada $\vec{\mu}_n$ ifadesi atom veya moleküllerin sahip oldukları manyetik dipol momentlerini göstermektedir.

$$\vec{\mu} = -g\mu_B \vec{J} \quad 2.2$$

J toplam açısal momentumu ifade eder ve yörünge açısal momentum $\vec{L}$ ile kuantum mekanikten gelen ve mıknatıslanmanın büyük oranda kaynağı olan spin açısal momentum $\vec{S}$ nin toplamından oluşur.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad 2.3$$

En küçük manyetik moment birimi Bohr magneton (μ_B) olarak tanımlanır.

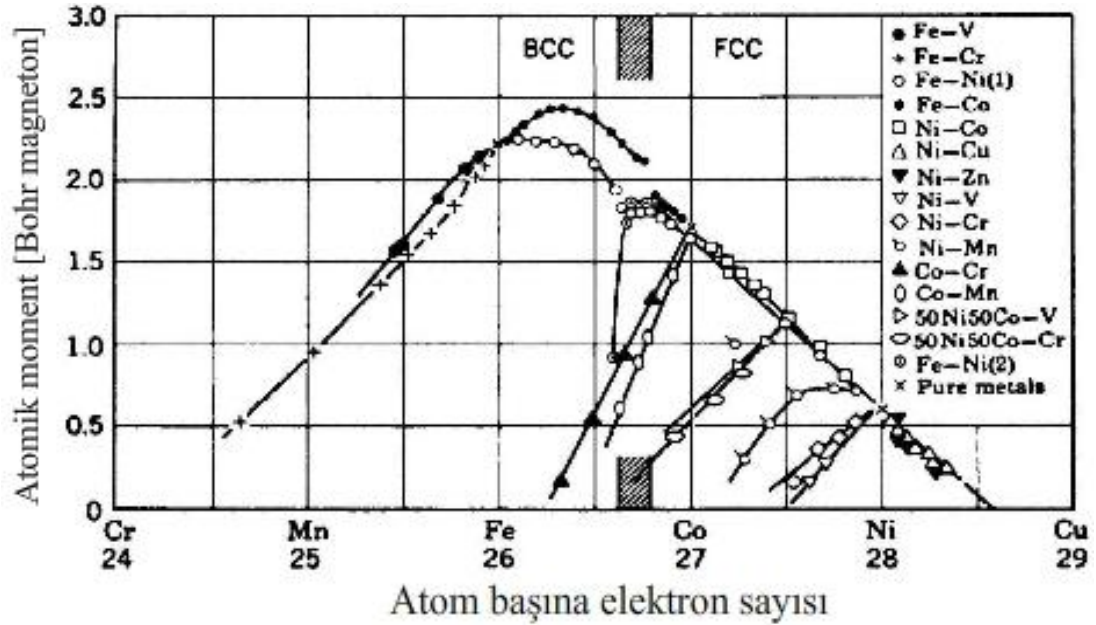
$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}) \quad 2.4$$

Orbital açısal momentum ile yörünge açısal momentum arasındaki ilişkiyi veren Landé g faktörü (g) , verilen bir atom için Hund kuralları ile belirlenen J,S ve L numaralarıyla şu şekilde hesaplanır.

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad 2.5$$

Serbest elektron için değeri $g_e = 2.0023$ tür.

Manyetik moment ve atom başına elektron sayısının ilişkisi Şekil 2.1’de gösterilmiştir. Slater-Pauling eğrisi olarak bilinen bu grafikte görüldüğü üzere saf metaller arasında en yüksek manyetik moment değeri Fe , alaşımlar arasında ise CoFe’dir.



Şekil 2.1 Slater-Pauling Eğrisi. Ferromanyetik metallerin ve alaşımlarının atom başına elektron sayısının bir fonksiyonu olarak Bohr magneton biriminden atomik manyetik moment değerleri. ⁵

Malzemelerin sıcaklığa bağlı ölçümlerinde ısıya bağlı genleşmesi hacim mıknatıslanmasını etkileyeceği için bazı olaylarda (deneylerde...) birim kütledeki mıknatıslanmayı kullanmak daha mantıklıdır. Bu parametre kütle mıknatıslanması veya spesifik mıknatıslanma olarak ifade edilir.

$$\sigma = \frac{\mu}{\rho} \quad \frac{emu}{g} \quad (cgs) \quad 2.7$$

Manyetik alan uygulandığında malzemelerin verdiği tepki manyetik induksiyon olarak adlandırılır ve “**B**” ile ifade edilir.

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} \quad \text{Tesla (CGS)} \quad \mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad \text{weber/m}^2 \text{ (SI)} \quad 2.8$$

μ_0 serbest uzayın geçirgenliğidir.

2.2 Manyetik Duygunluk (Susceptibility)

Manyetik malzemelerin uygulanan manyetik alanla mıknatıslanmasının nasıl değiştiğini gösteren özellik manyetik duygunluktur. χ ile gösterilen manyetik duygunluk, malzemelerin uygulanan manyetik alan altında mıknatıslanma yönlerinin manyetik alanla aynı yönde olması durumunda pozitif, ters olması durumunda negatif duygunluk olarak tanımlanır. Hacimsel manyetik duygunluk ;

$$\chi = \frac{M}{H} \quad 2.9$$

olarak tanımlanır. Mıknatıslanma birim hacimde tanımlandığı için manyetik duygunluk genellikle hacim duygunluğu olarak tanımlanır ve χ_v olarak ifade edilir. Duygunluk ayrıca;

Kütle $\chi_m = \chi_v / \rho$ emu/Oe g (ρ yoğunluk)

Atomik $\chi_A = \chi_v A$ emu/Oe g .atom (A atomik ağırlık)

Molar $\chi_M = \chi_v M^1$ emu/Oe mol (M^1 molekül ağırlığı) olarak da kullanılır.

2.3 Manyetik Geçirgenlik (Permeability)

Manyetik geçirgenlik duygunlukla ilgili bir ifadedir. Manyetik indüksiyonun manyetik alana oranıdır :

$$\mu = \frac{B}{H} \quad 2.10$$

Buradan manyetik duygunluk ve geçirgenliği duygunluk cinsinden yazarsak

$$\mu = 1 + 4\pi\chi \text{ (cgs)} \quad 2.11$$

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi \text{ (SI)} \quad 2.12$$

Burada μ_0 serbest uzayın manyetik geçirgenliği , μ_r bağıl manyetik geçirgenliktir. Manyetik geçirgenlik yumuşak (soft-düşük sıfırlayıcı alana sahip) manyetik malzemelerde $\mu_r \sim 10^4$ gibi çok yüksek değerlere sahip olur.

3. FERROMANYETİZMA

Manyetizmanın kuantum teorisi geliştirilmeden önce manyetik malzemelerin özelliklerinin klasik yaklaşımla formülize edilmesi büyük önem taşımaktaydı. Güçlü ve kalıcı mıknatıslanma özelliği ile diğer manyetizma türlerinden ayrılan ferromanyetik malzemeler bu noktada çözümlenmesi arzu edilen en önemli problemlerden birisiydi. P.Weiss 1907 yılında ferromanyetizma için moleküler alan ve domain ile iki postulatlık bir öneri sundu.¹¹ Kuantum teorisi öncesinde moleküler alanın mikroskopik nedeni açıklanamadı ancak ferromanyetizma için kuantum teorisinin sonuçları Weiss'ın ortaya koyduğu klasik sonuçlarla uyum içerisindeydi.

3.1 Weiss Moleküler Alan

Bir ferromanyetik malzemenin toplam mıknatıslanmasının, sıfırdan bin gauss mertebesinde mıknatıslanma değerine 0.01 oersted mertebesinde düşük dış manyetik alan uygulanarak ulaşılabildiği deneysel gözlemler sonucu bilinmektedir.¹² Paramanyetik malzemelerde benzer deneyler yapıldığında ise bu alanın serbest manyetik dipollerin mıknatıslanmaya katkısını arttırmak için görülebilir bir etki yapmadığı gözlemlenmiştir. Paramanyetik malzemelerde termal çalkalanma (agitation) serbest manyetik dipollerin paralel yönlenmesine engel olur. Manyetik dipoller ve güçlü dış manyetik alan arasındaki etkileşim enerjisi gaz, sıvı veya katılarda örgü atomlarının termal enerjisi kadar büyük değildir. Sonuç olarak küçük bir manyetik alanın bazı malzemelerde bu şaşırtıcı etkiyi yapmasının nedenini anlamak kolay değildir. Bu açıdan ferromanyetizmanın bu özelliği büyük önem taşımaktadır. Weiss anlaşılması zor bu durumu moleküler alan diye isimlendirdiği ferromanyetik malzemelerde varolan çok güçlü iç alan ile açıkladı. Moleküler alan komşu elektronların değiş-tokuş (exchange) etkileşiminden meydana gelen ve manyetik dipollerin birbirine paralel olmasını sağlayan bir alandır. Bu etkili alanın H_E (E = Exchange field) büyüklüğünün mertebesini Curie sıcaklığından T_c belirleyebiliriz. Bu sıcaklık malzemenin ferromanyetik düzenden paramanyetik düzene geçtiği kritik sıcaklıktır. Curie sıcaklığında termal çalkalanmalar veya örgü enerjisi elektron spinlerini birbirlerine paralel yapacak etkileşimi bozmaya yeterlidir. Etkileşim enerjisi $\mu_B H_E$ çarpımı ile termal enerji ise kT_c ile verilir. Burada k Boltzmann sabitidir. Bu enerjileri birbirine eşitlersek ,

$$kT_c \approx \mu_B H_E \quad 3.1$$

veya

$$H_E \approx \frac{kT_c}{\mu_B} \approx \frac{10^{-16} \times 10^3}{10^{-20}} \left(\frac{\text{erg} \cdot K^{-1} \times K}{\text{erg} \cdot \text{gauss}^{-1}} \right) \approx 10^7 \text{Oe dir.} \quad 3.2$$

Bu alan laboratuvar şartlarında ulaşılan alanlardan oldukça büyüktür (yaklaşık 10^3 kat). Weiss kuantum teorisi geliştirilmeden önce bu alanı izah etmeye çalıştı ve elektron spinlerinin arasındaki manyetik etkileşmelerin moleküler alana göre çok küçük olduğunu söyledi. Katıda örgü uçlarındaki mesafe kadar uzakta bulunan iki dipolün oluşturduğu alan ,

$$H \approx \frac{\mu_B}{r^3} \approx \frac{10^{-20}}{(2 \times 10^{-8})^3} \left(\frac{\text{erg} \cdot \text{gauss}^{-1}}{\text{cm}^3} \right) \approx 10^3 \text{Oe dir} \quad 3.3$$

Bu denklem 3.2 den elde edilen moleküler alandan (değiş-tokuş) 4 mertebe daha küçüktür. Weiss moleküler alanın kaynağı olan değiş-tokuş etkileşmesi sadece kuantum mekanik ifade ile anlaşılabilir.

3.2 Değiş - Tokuş Etkileşimi

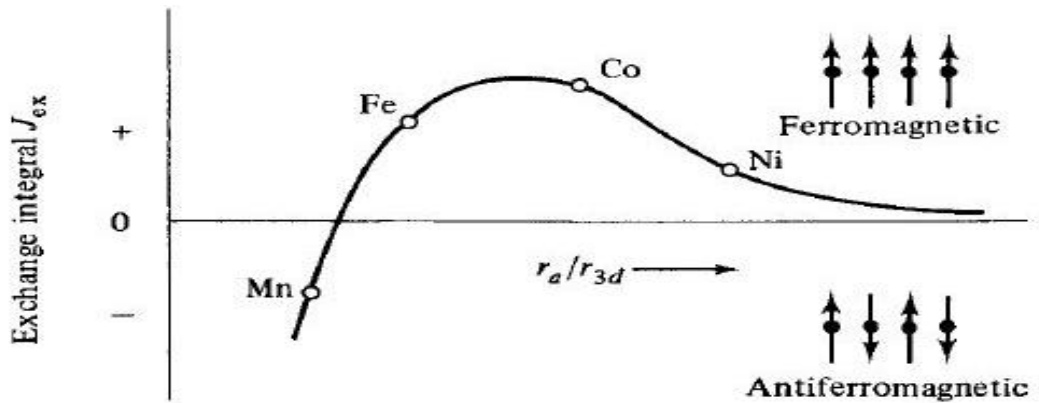
Moleküler alanın kaynağının manyetik etkileşimler olamayacağı Weiss tarafından ortaya konulmuştu. 1928 yılında Heisenberg klasik yaklaşımla açıklanamayan moleküler alanı kuantum mekaniksel değiş-tokuş kuvveti ile izah etti. Manyetik momentlerin birbirine paralel olmasını sağlayan bu kuvvetin aslında elektriksel yani coulomb etkileşimi olduğu anlaşıldı.

Değiş-tokuş etkileşimi aslında Pauli dışarlama ilkesinin bir sonucudur. Eğer bir atomdaki iki elektron antiparalel spin yönelimlerine sahipse bu elektronlar aynı atomik veya moleküler orbitallerde bulunabilirler. Sonuç olarak uzaysal olarak üst üste gelirler ve elektronlar arası mesafe ile ters orantılı elektriksel coulomb etkileşimini arttırırlar. Ters durumda ise birbirine paralel yönelmiş spinlere sahip olan elektronlar farklı orbitalleri doldurmak zorundadırlar , böylece coulomb etkileşimleri azalır.

Değiş-tokuş (exchange) ifadesinin kaynağını şu şekilde açıklayabiliriz. İki atom komşu olduklarında birinci elektron birinci çekirdeğin etrafında, ikinci elektron ikinci çekirdeğin etrafında yörüngede dolandığını düşünelim. Elektronlar ayırt edilemezler bu sebeble elektronların yer değiştirme ihtimallerini göz önüne almalıyız, yani birinci elektron ikinci çekirdeğin, ikinci elektron birinci çekirdeğin etrafında dolanabilir. Bu düşünce bize iki atomun toplam enerjisine yeni bir ek terim getirir, değiş tokuş enerjisi. Bu etkileşim çok yüksek frekansta meydana gelir , örneğin hidrojen molekülü için saniyede 10^{18} kez gerçekleşir. Değiş tokuş enerjisi moleküllerde ve katılardaki kovalent bağlardaki ve toplam enerjinin önemli bir kısmını oluşturur. Bu enerjinin ferromanyetizmadaki etkisini Heisenberg şu şekilde gösterdi; iki atom i ve j nin spin açısal momentumları $S_i h/2\pi$ ve $S_j h/2\pi$ ise ikisinin arasındaki değiş tokuş enerjisi,

$$E_{ex} = -2J_{ex}S_iS_j = -2JS_iS_j\cos\phi \quad 3.4$$

olarak verilir. Burada J_{ex} değiş tokuş integrali, ϕ spinler arasındaki açıdır. J_{ex} pozitif olursa , spinlerin paralel durumu için ($\cos\phi = 1$) E_{ex} en küçük değeri ve antiparalel durumu için ($\cos\phi = -1$) E_{ex} en büyük değeri alır. J_{ex} negatif olursa en düşük enerji durumu antiparalel spin yöneliminden gelir. Ferromanyetik malzemelerde manyetik momentlerin spin yönelimleri birbirine paralel olduğundan değiş tokuş integrali J_{ex} pozitif olmalıdır. Bazı malzemeler için J_{ex} in işareti Şekil 3.1 de gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü üzere J_{ex} malzemeler için genel olarak negatiftir.



Şekil 3.1 Bethe-Slater eğrisi ¹³

3.3 Curie-Weiss Yasası

Paramanyetik malzemeler için sıcaklığa bağlı mıknatıslanma bilindiği gibi Cuire yasası ile verilmektedir.

$$\frac{M}{H} = \frac{C}{T} \quad 3.5$$

Burada H sadece dış manyetik alanı göstermektedir. Ferromanyetik malzemelerde ise dış manyetik alanın dışında malzemenin içerisinde bir önceki bölümde açıkladığımız moleküler alan söz konusudur. Moleküler alanı hesaba katarsak,

$$H_E = \lambda M \quad H + H_E = H + \lambda M \quad 3.6$$

burada λ Weiss moleküler alan sabitidir.

$$\frac{M}{H + \lambda M} = \frac{C}{T} \quad 3.7$$

Böylece duygunluk ifadesi,

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_c} \quad 3.8$$

$T_C = C \lambda$ Curie sıcaklığıdır. Bu ifade Curie sıcaklığının üzerinde paramanyetik bölgede manyetik duygunluğun sıcaklığa bağlı değişimini veren Curie Weiss yasasıdır.

3.4 Ferromanyetik Numunenin Mıknatıslanması

Curie sıcaklığının altında ferromanyetik malzemelerin sıcaklığa bağlı mıknatıslanma davranışını yine Curie Weiss yasasından yararlanarak bulabiliriz. Uylulanan dış manyetik alan ve moleküler alanın toplamı olan iç manyetik alan ifadesini paramanyetik malzemeler için elde edilen Brillouin fonksiyonunda yazarsak,

$$\frac{M}{M_s} = B_j \left[\frac{gJ\mu_B(H + \lambda M)}{kT} \right] \quad 3.9$$

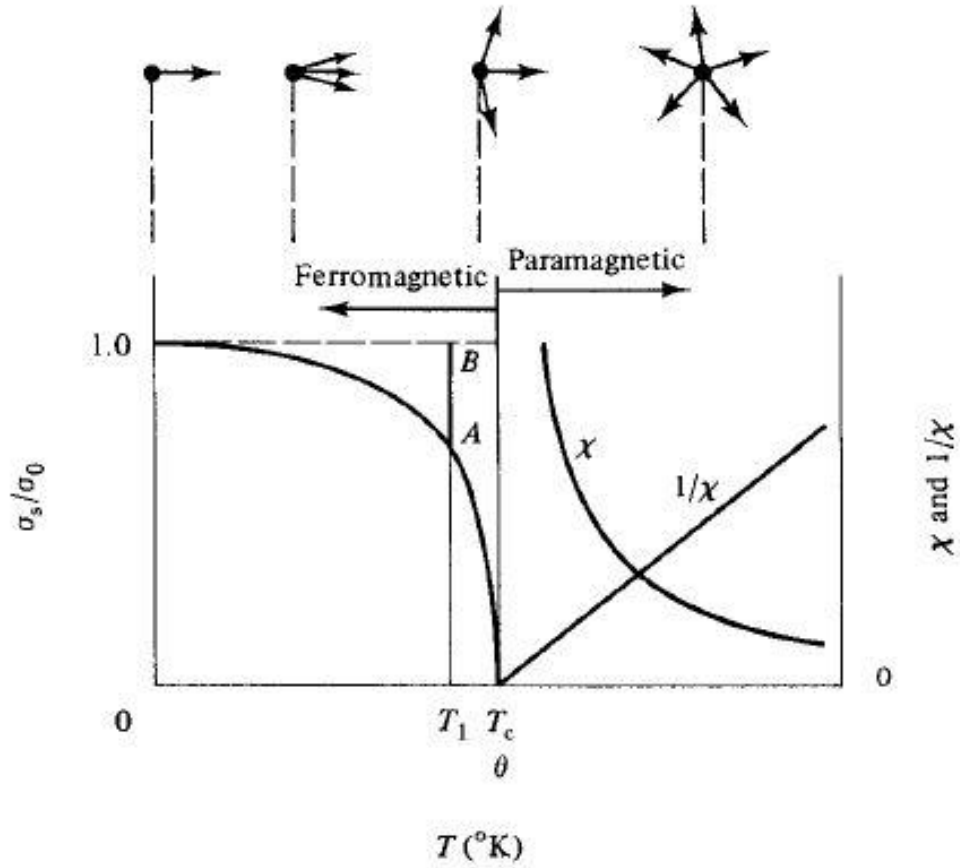
H sıfır alınırsa şu ifadeyi elde ederiz,

$$\frac{M}{M_s} = B_j \left(\frac{MT_c}{M_s T} \right) \quad 3.10$$

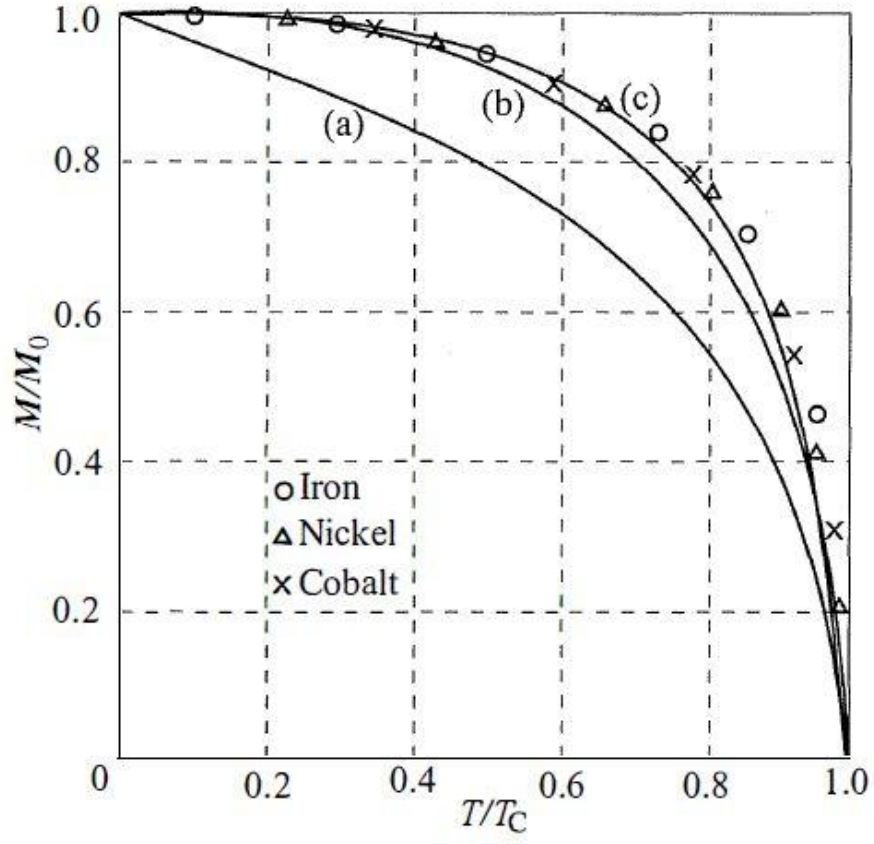
Yukarıda T_C etkili alan olarak tanımlandı.

$$T_C = \frac{gJ\mu_B\lambda M_s}{k} = \frac{\mu_{eff}H_E}{k} \quad 3.11$$

Burada $\mu_{eff} = gJ\mu_B$ ve $H_E = \lambda M_s$ tir. Bu denklem curie sıcaklığının üstünde ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanmanın sıcaklığa bağlı davranışını tanımlamaktadır.



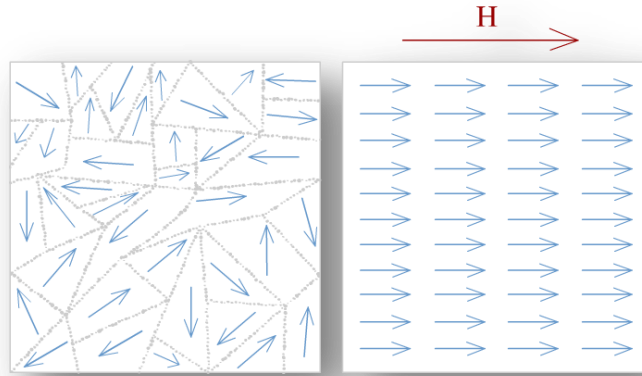
Şekil 3.2 Curie sıcaklığının altında ve üstünde mıknatıslanma ve duygunluk eğrisi. Grafiğin üzerindeki küçük çizimler sıfır dış manyetik alanda tek domain içerisindeki spinlerin yönelimlerini göstermektedir.¹³



Şekil 3.3 Fe, Co ve Ni için sıcaklığa bağlı mıknatıslanma eğrisi ($H=0$). Teorik hesap klasik Langevin fonksiyonu (a) için , Brillouin fonksiyonu $J=1$ (b) için ve $J=1/2$ (c) için yapılmıştır. ¹⁴

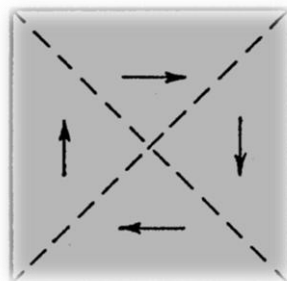
3.5 Domain Teorisi

Ferromanyetik malzemeler sıfır alan altında makroskopik boyutta sıfır mıknatıslanmaya sahipken moleküler seviyede 10^7 Oe'e varan büyük manyetik alana sahiptirler. Deneysel olarak bilinmektedir ki 0.01 Oe gibi küçük bir dış manyetik alanla ferromanyetik malzeme doyuma giderek moleküler seviyedeki alan makroskopik seviyede de elde edilebilmektedir. Weiss bu çelişkili durumu ikinci postulatı olan domain teorisi ile açıkladı.¹¹

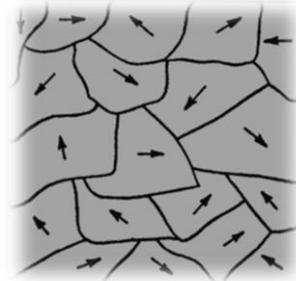


Şekil 3.4 Demagnetize malzeme ve manyetik alanla mıknatıslanması

Weiss ferromanyetik malzemelerin kendi içerisinde doyuma ulaşmış ancak birbirlerine göre rastgele yönelime sahip olan çok sayıda bölgelerden oluştuğunu öne sürdü. Bu bölgeler sıfır alanda birbirlerine göre rasgele yöneldikleri için herbirinin vektör toplamı birbirini sıfırlar ve malzemenin toplam mıknatıslanmasını sıfır yapar. Doyuma gitmiş olan tüm bölgelere domain denir. Hem tek kristalde hemde polikristal malzemelerde meydana gelir.



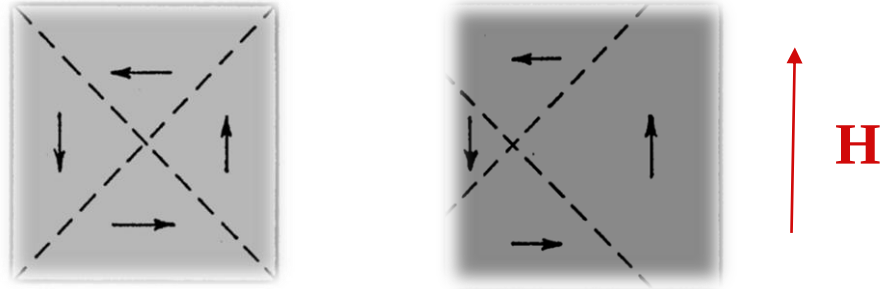
Tek kristal



Polikristal

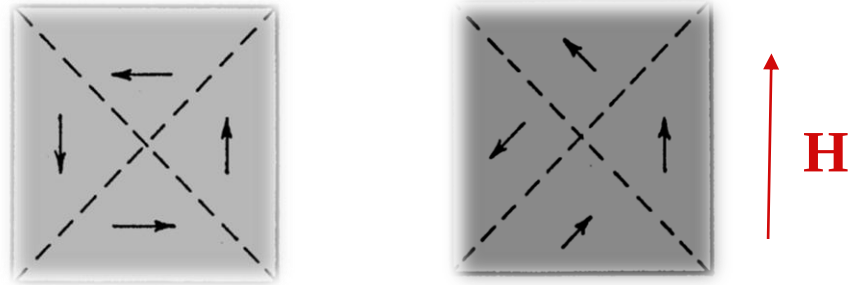
Şekil 3.5 Demagnetize ferromanyetik malzemenin şematik domain gösterimi.

Mıknatıslanması sıfır olan örneklere küçük bir manyetik alan uygulandığında domainler alan şiddetine bağlı olarak alan yönünde yönelirler. Böylece malzemenin toplam net mıknatıslanması alan değerine bağlı olarak değişir. Malzemenin mıknatıslanmasını sağlayan bu mekanizma iki şekilde gerçekleşir,¹² domain duvarlarının hareketi ve domainin dönmesi. Domain duvarlarının hareketi, uygulanan manyetik alanla alan yönünde yönelmiş domainin duvarının hareketi, ilerlemesi ile gerçekleşir. Böylece alanla aynı yönelime sahip domainler büyürken diğerleri küçülür.



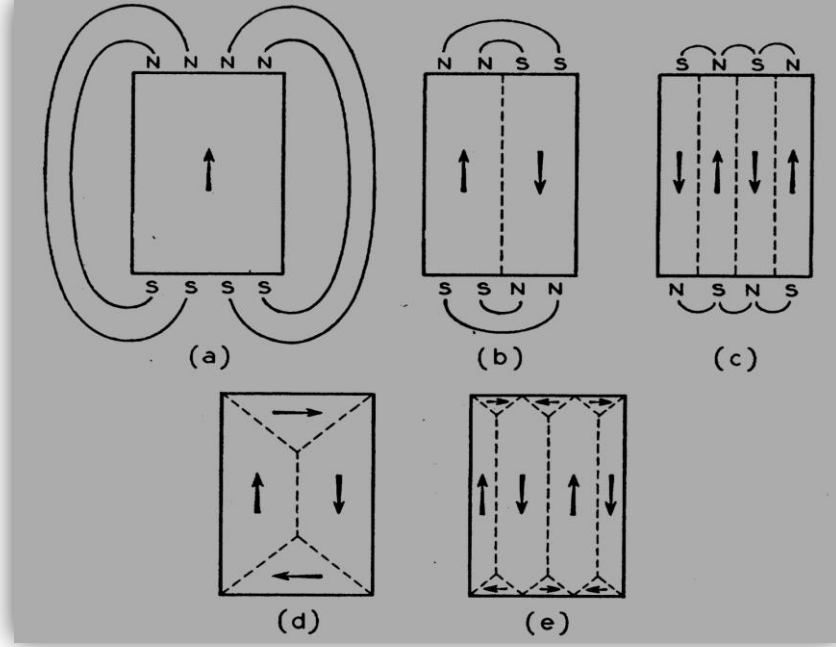
Şekil 3.6 Demagnetize örnek ve uygulanan alanla domain duvarlarının hareketi

Net mıknatıslanması sıfır olan malzemeye alan uygulandığında domainler içerisinde yer alan tüm spinler aynı anda alan yönünde yönelirler. Böylece net mıknatıslanma alan şiddetine bağlı olarak değişir.



Şekil 3.7 Demagnetize örnek ve uygulanan alanla domainlerin dönmesi

Domainlerin kaynağı 1935 yılında Landau ve Lifshitz tarafından manyetik alan enerji ifadesiyle açıklandı.¹⁵ Ferromanyetik malzemenin içerisinde tüm spinlerin aynı yönelime sahip olması manyetik enerjinin büyük olmasına sebep olur. Doğada düşük enerjinin tercih edilmesi nedeniyle ferromanyetik malzeme içerisinde sistemin toplam manyetik enerjisini minimum yapacak bölgeler yani domainler oluşur.

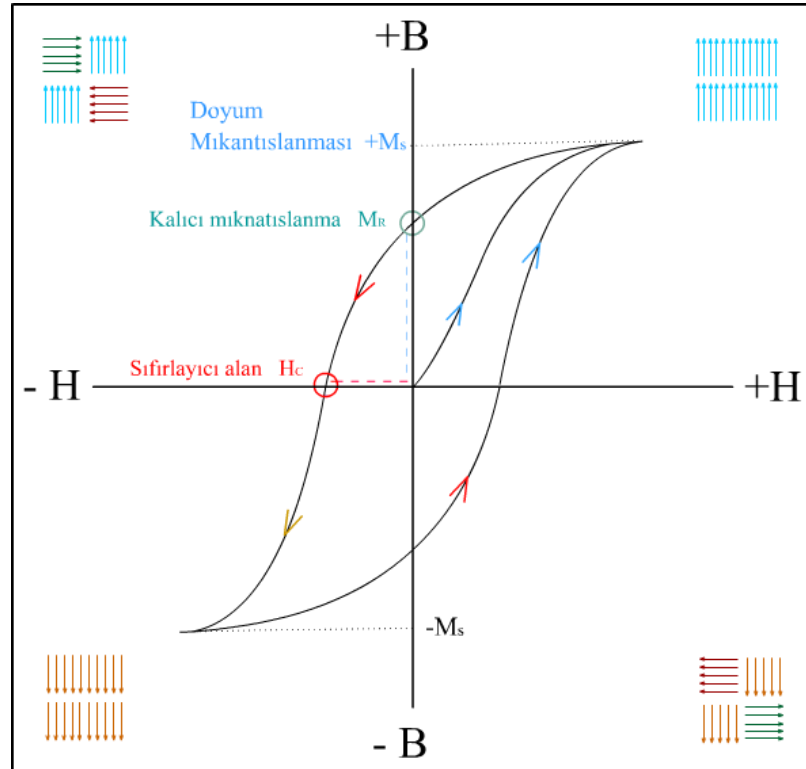


Şekil 3.8 a) Tek domaindeki manyetik enerji (b) ve (c) den büyüktür. Demagnetizasyonu sıfır olan ve kapanan domain (d) ve (e) de gösterilmiştir.

3.6 Histeresiz (Hysteresis) Eğrisi

Manyetizma denildiğinde ilk akla gelen grafik olan Histeresis kelime manası itibarı ile geride kalan demektir. Teknolojinin temelinde yer alan en önemli taşlardan biri olan ferromanyetizmanın birçok özelliğini ve de en önemlisi kalıcı mıknatıslanmasını anlatan bir resimdir hysteresis. 1907 Yılında P.Weiss bu resmi moleküler alan ve domainler ile yorumladı ve klasik yaklaşımla önemli bir problemin çözümüne öncülük etti.¹¹

Histeresis eğrisi manyetik alan şiddetinin değişimine bağlı olarak manyetik akının değişimini gösteren bir grafikdir.(Şekil 3.9) B-H eğrisi olarak da anılan bu eğri Manyeto-Optik-Kerr-Etki (MOKE), Alternating Gradient Magnetometer (AGM) , Vibrating Sample Magnetometer (VSM), Superconducting Quantum Interference Device (SQUID), Magnetic Pendulum (MP), Astatic Magnetometer (AM), gibi cihazlarla elde edilebilir. Ferromanyetik veya ferrimanyetik materyale manyetik alan uygulayarak malzemenin oluşturduğu manyetik akının değişiminin ölçülmesi en çok kullanılan yöntemdir.



Şekil 3.9 Histeresiz eğrisi

Genel bir histeresis eğrisi şekil 3.9 da gösterilmektedir. Ölçülecek malzeme demagnetize durumda ise yani net mıknatıslanması sıfırsa eğri O noktasından başlar. Manyetik alan uygulandığında malzeme içerisindeki domainler manyetik alan şiddetine bağlı olarak alan yönünde yönelir ve malzemenin mıknatıslanma değeri manyetik alana oranla artar. Bu artış paramanyetik malzemerdeki gibi sürekli olmaz ve bir noktada doyuma ulaşır. Şekilde a ile gösterilen bu nokta Doyum mıknatıslanması (M_s) olarak isimlendirilir. Şekilde de gösterildiği gibi doyuma ulaşmış malzeme içerisindeki tüm manyetik momentler alan doğrultusunda yönelirler. Doyuma ulaşmış malzeme üzerindeki manyetik alan şiddeti azaltıldığında malzemenin mıknatıslanma değeri grafikte farklı bir yol izler ve manyetik alan sıfır olduğunda eğri b noktasına, malzemenin başlangıçtaki mıknatıslanma değerinden farklı bir değere ulaşır. Bu değere kalıcı mıknatıslanma (remanent- M_r) denir. Manyetik alan ters yönde uygulanırsa malzemenin toplam mıknatıslanma değeri alan şiddetine bağlı olarak küçülür ve c noktasında sıfır olur. C noktasındaki manyetik alan değerine Sıfırlayıcı alan (Coercive field- H_c) denir. Manyetik alan şiddeti artırılmaya devam ettirildiğinde eğri d noktasına ulaşır ki burada malzeme tekrar doyuma ulaşır. Bu noktadan sonra manyetik alan şiddeti azaltıldığında eğri b ve c noktasının simetriği olan e ve f noktalarından geçerek a noktasına ulaşır. Orijinden başlayan ve doyum mıknatıslanmasına giden eğrinin bu ilk kısmı artık malzemenin kalıcı mıknatıslanmaya sahip olması nedeni ile tekrar edilemez. Tekrar edilemeyen bu eğri virgin eğri olarak isimlendirilir. Sonuç olarak bir ferromanyetik malzemeye alan uygulandığında malzeme eski haline dönemez ve sürekli bir mıknatıs gibi davranır. Böyle bir malzemenin mıknatıslanmasının sıfırlanması için malzemeyi ısıtmak (T_c veya üstünde bir değere), ezmek (çekiçle), uzun süre beklemek (magnetostatik enerjinin zamanla minimum enerjiyi tercih etmesi) veya ac manyetik alan uygulamak (demagnetize etmek) gerekir.

Histeresis eğrisinden malzemenin doyum mıknatıslanması M_s , kalıcı mıknatıslanması M_R , sıfırlayıcı alan H_c , elde edilir.

3.7 Anizotropi

Manyetik malzemeler yapısal özelliklerine bağlı olarak izotropik (yönelimden bağımsız) ve anizotropik (yönelime bağlı) olabilirler. Mıknatıslanma vektörü malzeme içerisinde tüm yönelimler için aynı enerjiye sahipse yani herhangi bir yönelim için enerji gerekmiyorsa bu malzemelere izotropik malzemeler denir. Diğer taraftan bazı malzemelerde mıknatıslanma vektörü belirli bir düzlem, doğrultu veya yönü tercih eder. Bu yönelim tercihinin kaynağı, malzemedeki toplam serbest enerjinin (free energy) mıknatıslanma yönüne bağlı olmasıdır. Mıknatıslanma vektörü her zaman minimum enerji yönelimini tercih etmesi sebebiyle mıknatıslanma vektörü malzemede belirli yönelimleri alır. Bu tür malzemelere anizotropik malzemeler denir.

Malzemelerde farklı etkilerden ötürü değişik anizotropiler söz konusudur. Bunlara şekil (shape) anizotropisi, kristal (magnetocrystalline) anizotropi, Stress anizotropi, Induced anizotropi, Exchange anizotropiyi örnek verebiliriz. Tüm anizotropilerin uygulamada büyük önemi vardır ve herhangi birisi özel durumlar için diğerlerine baskın olabilir. Burada genel itibarıyla bir çok yerde ve çalıştığımız numunede etkin olan şekil ve kristal anizotropilerini inceleyeceğiz.

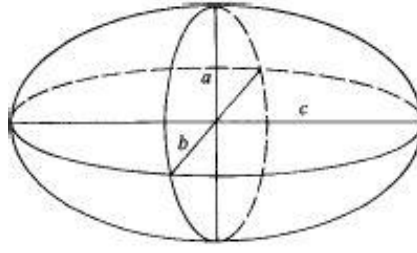
3.7.1 Şekil Anizotropisi

Malzemelerdeki manyetik dipol momentlerin manyetik etkileşimlerinden kaynaklanan ve malzemenin mikro ve makro düzeydeki şekline bağlı olan etkiye demagnetizasyon enerjisi denir ve şekil (shape) anizotropisi olarak isimlendirilir. Manyetik dipoller malzemenin içinde bir alan oluştururlar ve malzemeye dış manyetik alan uygulandığında bu iç alan numunenin mıknatıslanmasını sıfırlamaya (demagnetize) çalışır.

Demagnetize alan H_d malzemenin manyetizasyon değeri ile orantılıdır.

$$H_d = N_d M$$

3.12



Şekil 3.10 Elipsoidin (x,y,z) koordinat düzleminde yönelimi

Burada N_d demagnetizasyon faktörüdür ve numunenin şekline bağlıdır ve sadece elipsoid için tam olarak hesaplanabilir. Elipsoidin birbirine dik üç eksenı boyunca demagnetizasyon faktörünün toplamı sabittir ve bire eşittir (SI).

$$N_a + N_b + N_c = 4\pi \text{ (cgs)} \quad 3.13$$

$$N_a + N_b + N_c = 1 \text{ (SI)} \quad 3.14$$

Küre için $N_a = N_b = N_c$ dir ve $N = 4\pi/3$ tür. 3.15

Silindir için $N_c = 0$ (uzun eksen) , $N_a = N_b = 2\pi$ dir. 3.16

İnce film için $N_a = N_b = 0$, $N_c = 4\pi$ dir. 3.17



Şekil 3.11 Silindir ve ince film şekline sahip malzemede mıknatıslanma vektörünün şekil anizotropisi sebebiyle yönelim tercihleri.

Mıknatıslanma vektörü malzemenin boyutlarının uzun olduğu eksenı düşük enerjiden ötürü tercih edecektir. Sadece şekil anizotropisini göz önüne alırsak bir silindirde mıknatıslanma vektörü silindir boyunca yönelerek düşük enerjili durumu tercih edecektir. Bu durum için mıknatıslanma vektörü bir eksen tercih edecektir. Şayet bir ince filmi ele alırsak , mıknatıslanma vektörleri düzlemde (in-plane) herhangi bir yönelimi tercih edecektir ve düzlem dışı (out of plane) yönelimler yüksek enerji gerektirdiğinden tercih edilmeyecektir.

3.7.2 Manyetokristal (Magnetocrystalline) Anizotropi

Malzemelerde şekil anizotropisi dışında ikinci önemli faktör kristal (magnetocrystalline) anizotropidir. Kaynağı elektronun spin orbit etkileşmesi olan kristal anizotropi kristal türlerine bağlıdır. Kristal örgü içerisindeki manyetik dipol momentleri bu örgüden ötürü bir yönelimi tercih eder. Düşük enerji sebebiyle tercih edilen bu yönelim kolay eksen olarak isimlendirilir. Örneğin Fe (bcc) örgüsünde demir atomları kübün merkezine ve herbir köşesine yerleşmiştir. Fe (bcc) kristal örgüsünde manyetik momentler düşük enerji ile daha kolay yöneldikleri için [100] eksenini [111] eksenine göre tercih etmişlerdir. Şekil 3.12 de gösterildiği gibi Nikel için kolay eksen (easy) demir kristalinin aksine [111] yönelimidir ve [100] zor [hard] eksene göre daha düşük enerjiye sahiptir.¹³

Rus fizikçi Akulov 1929 yılında kristal anizotropi enerjisinin (E_a) kristal eksenlerine göre M_s in yön kosinüslerinin seriye açılımı ile ifade edileceğini gösterdi. Kübik kristalde M_s kristal eksenleri [100,010,001] ile açı yapsın ve α_1, α_2 ve α_3 bu açıların kosinüsleri olsun.¹³

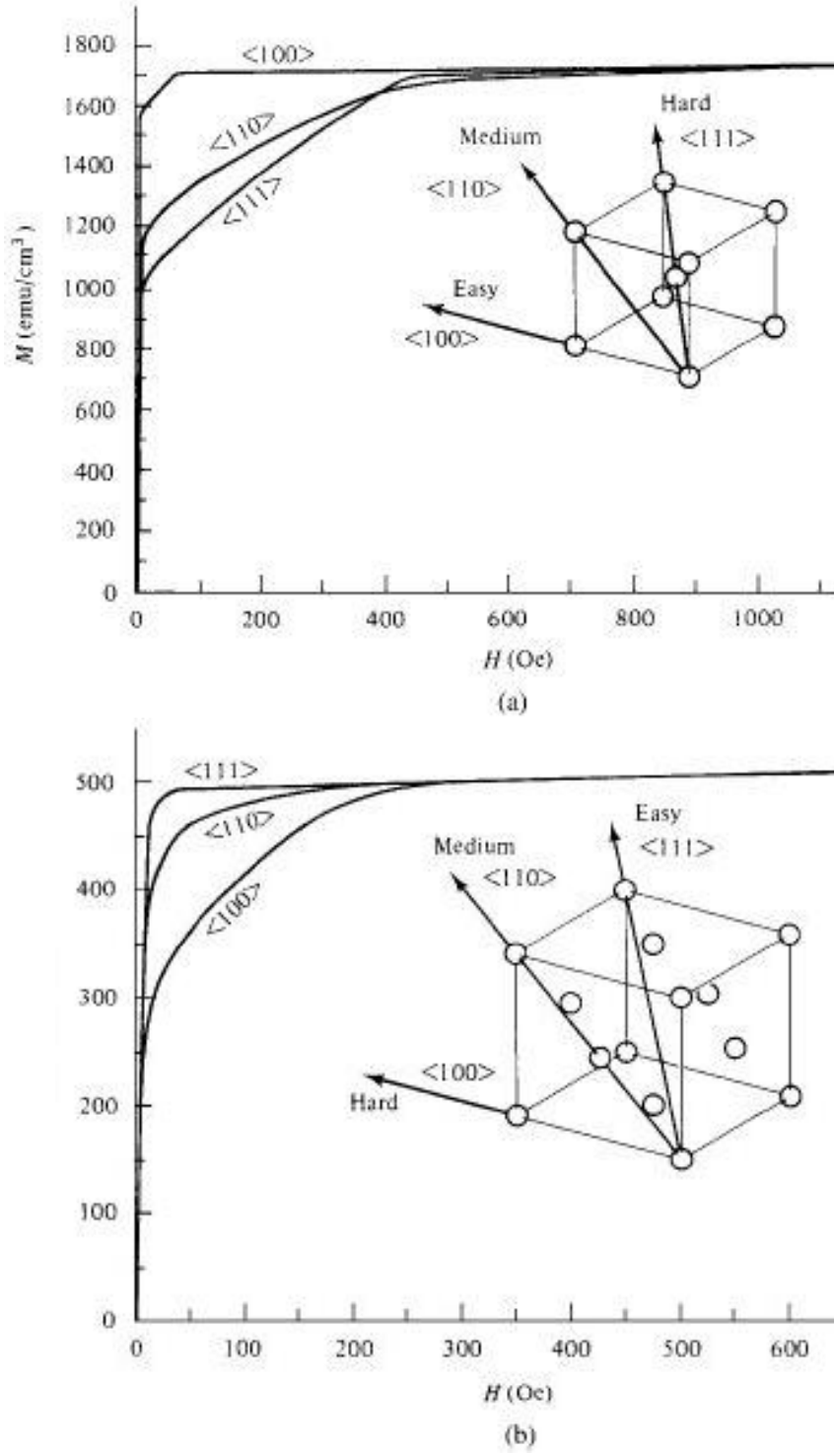
$$E_a = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad 3.18$$

Burada K_1 ve K_2 deneysel olarak belirlenen kristal anizotropi sabitleri olur.

Hekzagonal (hcp) kristallerde ise anizotropi enerjisi sadece bir parametrenin fonksiyonudur ve bu c (uzun) ekseni ile mıknatıslanma vektörünün arasındaki açıdır. Kobalt gibi hekzagonal (hcp) kristal yapısına sahip malzemeler dolayısıyla en düşük enerjiye sahip olan bir ekseni tercih ederler. Bu tür malzemelere eksensel (uniaxial) anizotropiye sahip malzeme denir.

$$E_{ant} = -K_1\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta + \dots \quad 3.19$$

Deneyler K_2 nin K_1 'e göre çok daha küçük olduğunu göstermektedir. K_2 terimi ihmal edilirse $K_1 > 0$ ise c ekseni kolay eksen, $K_1 < 0$ ise zor eksen olur.



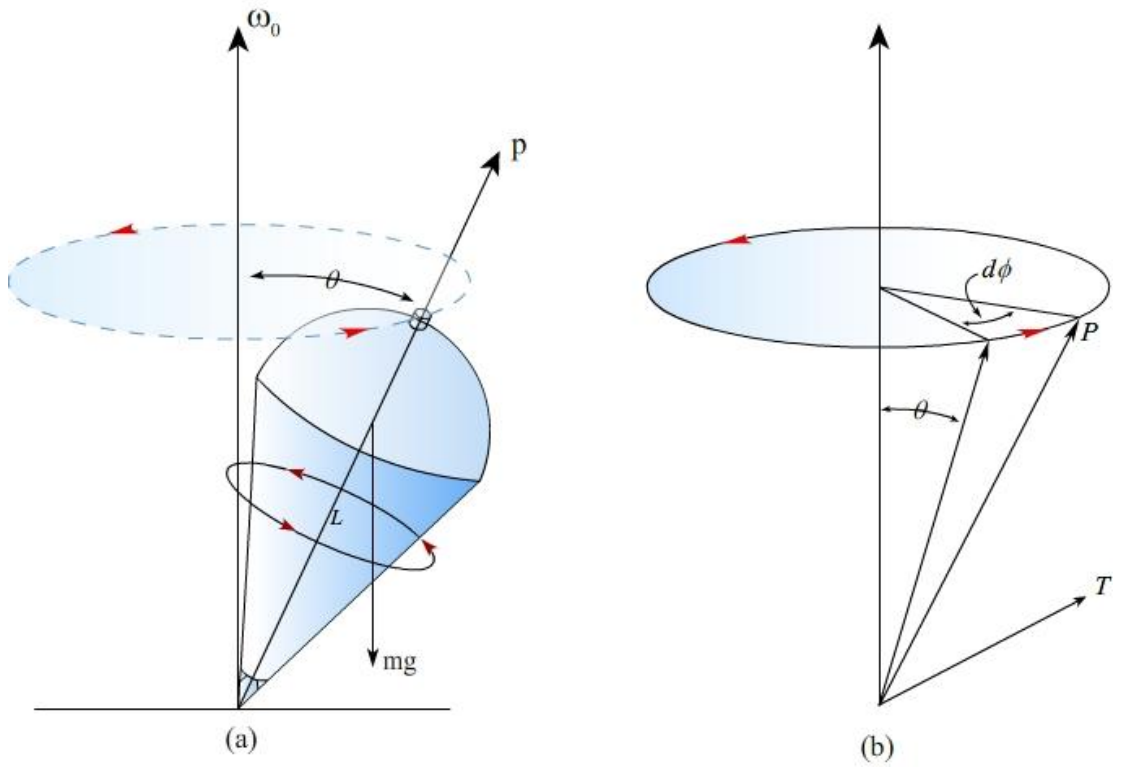
Şekil 3.12 Demir (a) ve Nikel (b) kristallerinde yönelim eksenleri ve bunlara bağlı M-H grafikleri.¹³

Eksensel anizotropi, manyetik alan altında numuneyi tavlama veya büyütme, pair ordering (alaşımlarda), film stress veya numunenin büyüme yönünde özel olarak kazanma yöntemleri ile elde edilebilir.

4. Mıknatıslanma Dinamiği

4.1 Manyetik Alanda Presesyon

Manyetik alan içerisindeki manyetik dipol momentlerin hareket denklemlerini klasik yaklaşımla inceleyeceğiz. Elektronun spin özelliğini elektrik yüklü dönen bir kütleye benzetirsek hareket dönen bir kütleye yani jiroskopun hareketine benzeyecektir. Manyetik dipollere etkiyen DC manyetik alan mekanik topa etkiyen yerin çekim alanına karşılık gelecektir.



Şekil 4.1 Yerçekimi alanında presesyon hareketi yapan simetrik dönen top. a) Cismin ω_0 frekansında presesyon hareketi şematik olarak gösterilmiştir. b) Açısal momentum ve tork vektörleri gösterilmiştir.

Mekanik top için presesyon hareketi yerçekimi kuvveti eksenini etrafında olacaktır. Presesyon frekansı ω_0 Şekil 4.1'de gösterildiği gibi topun kendi eksenini etrafında dönmesinden kaynaklanan spin açısal momentumu p ve topun merkezine etkiyen çekim kuvveti mg ye bağlı olacaktır.

Çekim torku

$$T = M g L \sin\theta \text{ dir.} \quad 4.1$$

Açısal momentum vektörü p düşey eksenle sabit θ açısı yaparak bir koni yüzeyinde $d\phi/dt = \omega_0$ açısal hızı ile presesyon hareketi yapar.

Açısal momentum vektörünün zamana bağlı değişimi torka eşittir.

$$T = d\mathbf{p}/dt \quad 4.2$$

dt zaman aralığında açısal momentumdaki değişim $\mathbf{T} dt$, ϕ deki değişim $d\phi$ dir.

$$d\phi = \text{arc } \mathbf{T} dt / p \sin\theta \quad 4.3$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 = \frac{T}{p \sin\theta} \quad 4.4$$

$$\mathbf{T} = d\mathbf{p}/dt \text{ olduğundan} \quad 4.5$$

$$d\mathbf{p}/dt = \omega_0 p \sin\theta \text{ olur.} \quad 4.6$$

Bu ifadeyi vektör formunda yazarsak,

$$d\mathbf{p}/dt = \omega_0 \times \mathbf{p} \quad 4.7$$

Açısal momentum vektörünün hareket denklemini elde etmiş oluruz. Şimdi mıknatıslanma vektörünün hareket denkleminin de aynı formda olduğunu göstereceğiz. Spin hareketi yapan elektronu manyetik top olarak düşüneceğiz. Açısal momentum ve manyetik moment sabit p ve μ_e değerleri olan paralel vektörlerdir. Elektron için yükü nedeni ile bu vektörler zıt yönelimlidir. Manyetik dipol momenti ile spin açısal momentumunun oranı olarak tanımlanan jromanyetik oran

$$\gamma = -\mu_e / p \quad 4.8$$

şeklinde tanımlanır. Hareketin denklemi $d\mathbf{p}/dt = \mathbf{T}$ dir.

Buradan manyetik alan içerisindeki manyetik dipolün potansiyel enerjisini yazarsak,

$$U = \mu_e H \cos \theta \quad 4.9$$

$$T = \frac{dU}{d\theta} \mu_e H \sin \theta \quad 4.10$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \boldsymbol{\mu}_e \times \mathbf{H} \quad 4.11$$

Jiromanyetik oranı yerine yazarsak,

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\gamma(\mathbf{p} \times \mathbf{H}) = \gamma(\mathbf{H} \times \mathbf{p}) = \boldsymbol{\omega}_0 \times \mathbf{p} \quad 4.12$$

elde ederiz. Denklem 4.7'teki benzerlikten sabit manyetik alandaki manyetik dipolün doğal presesyon frekansı ifadesini yazabiliriz.

$$\omega_0 = \gamma H \quad 4.13$$

Son olarak sistemin toplam mıknatıslanmasını yazarsak , birim hacimdeki manyetik dipoller veya yönelmiş spinler,

$$M = N \mu_e \quad 4.14$$

Burada N birim hacimdeki manyetik dipollerin sayısıdır. Böylece denklem 4.12 den mıknatıslanma vektörünün makroskopik denklemini elde ederiz.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \quad 4.15$$

Denklemdaki negatif işaret elektronun yükünün negatif olması sebebiyledir.

Burada γ jiromanyetik oran ve

$$\gamma = \frac{ge}{2mc} = g\mu_B/\hbar \quad 4.16$$

dir. Denklemden m elektronun kütlesi , e yükü , c ışık hızı, μ_B bohr magneton, g Landé g faktörü olarak isimlendirilir ve serbest elektron için yaklaşık olarak 2 dir.

4.2 Manyetik Rezonans

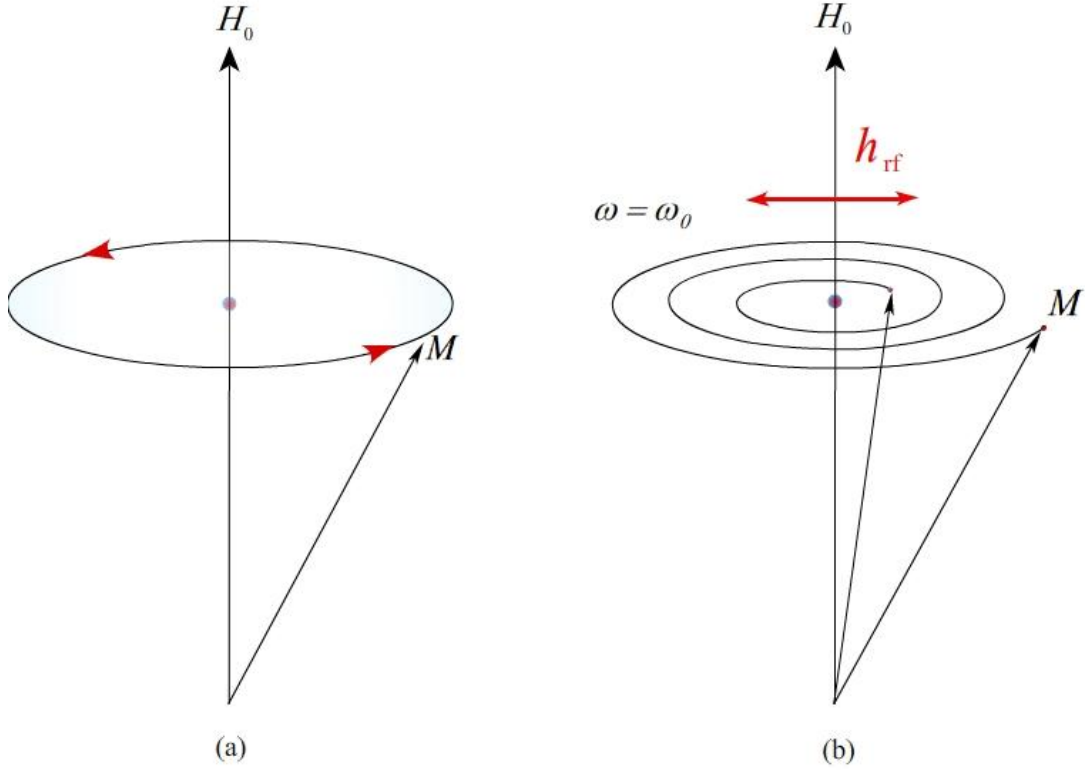
Bir önceki bölümde dönen kütle (jiroskop) ile benzerlik arzeden manyetik sistemlerin dinamik denklemlerini türetmiştik. Denklem 4.13 ve 4.15 deki manyetik alan H presesyon yapan dipollerin gördüğü manyetik alan değerlerinin vektörel toplamıdır. Manyetik sistemlerde rezonans deneylerinin gerçekleşmesi için r-f (mikrodalga) alanının d-c dış manyetik alanına dik olması gerekmektedir. Dolayısıyla

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_i + \mathbf{h}e^{j\omega t} \quad \text{olur} \quad 4.17$$

Burada $\mathbf{H}_i$ dış manyetik d-c alanı $\mathbf{H}_0$ ve materyalin iç manyetik alanının vektörel toplamıdır. İkinci terimde h mikrodalga genliğini, ω frekansını göstermektedir. Uygun koşullar altında yani mikrodalga frekansı sistemin frekansına (larmor frekansı) eşit olduğunda $\omega = \omega_0$ rezonans olayı gerçekleşir ve enerji mikrodalgadan sistemin spinlerine aktarılır. Bu olayı şekil 4.2 ile şu şekilde izah edebiliriz.

Sabit, şiddetli ve z eksenini boyunca yönlendirilmiş dış manyetik alana, y ekseninde yönlendirilen ω_0 frekansında değişen manyetik alan bileşeninin eklenmesi, sabit durağan durumdaki manyetik alanın etkisi ile presesyon hareketi yapan manyetik dipollerle torkun osilasyon yapan bileşeninin aynı fazda olmasıdır. Sonuç olarak RF etkisi ile presesyonun genliği Şekil 4.2b deki gibi artacaktır ve sistem mikrodalga alanından enerjiyi soğuracaktır. Mikrodalga frekansı rezonans frekansına eşit olmadığında durum karmaşık bir hal alır ancak enerji düşük oranda mikrodalgadan soğurulmaya devam eder.

Mikrodalga frekansı sistemin presesyon frekansına yakın olduğunda enerji büyük oranda spinler tarafından soğurulacaktır. Uygulamada presesyon genliği damping veya sürtünme terimi ile sınırlıdır. Damping etkisi altında rezonans ifadesini ayrıca inceleyeceğiz.



Şekil 4.2 a) Mıknatıslanma vektörünün presesyon hareketi. b) Spinler tarafından absorbe edilen enerji en fazla mikrodalga alanının h_{rf} frekansı sistemin doğal presesyon frekansıyla aynı veya yakın olduğu zaman gerçekleşir. Mıknatıslanma vektörünün büyüklüğü sabittir bu sebeble salınım yapan vektör aslında $|M|$ yarıçaplı bir küre yüzeyinde gerçekleşir.

Mıknatıslanmanın değişen bileşeni denklem 4.17 ya benzer bir şekilde şu şekilde yazılabilir.

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}e^{j\omega t} \quad 4.18$$

burada $H_i \gg h$ kabul edersek $M_0 \gg m$ dir.

$\mathbf{H}$ ve $\mathbf{M}$ için 4.17 ve 4.18 yi denklem 4.15 te yerine yazıp zamanın eksponansiyel bileşenlerine açalım. Tüm terimler yüksek mertebeden olduğundan $\mathbf{h}$ ve $\mathbf{m}$ küçük değerleri birinci derecede ihmal edilecektir. Bu yaklaşım lineer veya küçük sinyal yaklaşımı olarak bilinir.

İlk olarak d-c denklemini yazarız,

$$\gamma(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_i) = 0 \quad 4.19$$

Bu ifade birinci mertebe için iç d-c manyetik alan ve mıknatıslanmanın aynı yönde olduğunu belirtir.

Denklem 4.15 ten a-c şu ifadeyi verir,

$$j\omega \mathbf{m} = \gamma(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_i) \quad 4.20$$

Bu denklem ortamın mikrodalga duyarlılığının belirlenmesi ve rezonans şartının elde edilmesi için gereken ifadedir. Burada sönüm (damping) henüz hesaba katılmamıştır. Çözümün basit olması için ortamın sonsuz olduğu yani demagnetizasyon faktörünün sıfır olduğunu ayrıca kristal ve magnetostriction anizotropilerinin de sıfır olduğunu kabul ediyoruz. Sadece H_0 uygulanan alanın H_i e katkısı olduğunu varsayıyoruz.

Rezonans şartını elde etmek için denklem 4.20 yi vektör formunda çözeceğiz. Bunun için ilk olarak denklem 4.9 u sağ taraftan H_0 ile çapraz çarpım yapacağız.

$$j\omega \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 = \gamma(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}) \times \mathbf{H}_0 + \gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0) \times \mathbf{H}_0 \quad 4.21$$

Ve şu eşitliği kullanarak kros çarpımı genişletirsek,

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})\mathbf{B} - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})\mathbf{C} \quad 4.22$$

$$j\omega \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 = \gamma(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{M}_0)\mathbf{h} - \gamma(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{h})\mathbf{M}_0 + \gamma(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{m})\mathbf{H}_0 - \gamma(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{H}_0)\mathbf{m} \quad 4.23$$

Sonra denklem 4.20 ve $\mathbf{H}_0$ scaler çarpımını alıp denklem 4.19 i kullanırsak şu ifadeye ulaşırız,

$$j\omega \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_0 = \gamma(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}) \cdot \mathbf{H}_0 + \gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0) \cdot \mathbf{H}_0 \quad 4.24$$

$$= \mathbf{h} \cdot \gamma(\mathbf{H}_0 \times \mathbf{M}_0) + \mathbf{m} \cdot \gamma(\mathbf{H}_0 \times \mathbf{H}_0) = 0 \quad 4.25$$

$\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_0 = 0$ olduğundan r-f mıknatıslanma birinci mertebe için uygulanan alana diktir. Bunun ötesinde denklem 4.23 da sağdan üçüncü terim düşer ve denklem 4.23 u m için çözebiliriz.

$$\mathbf{m} = \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} [j\omega\gamma(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}) + \gamma^2(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{M}_0)\mathbf{h} - \gamma^2(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{h})\mathbf{M}_0] \quad 4.26$$

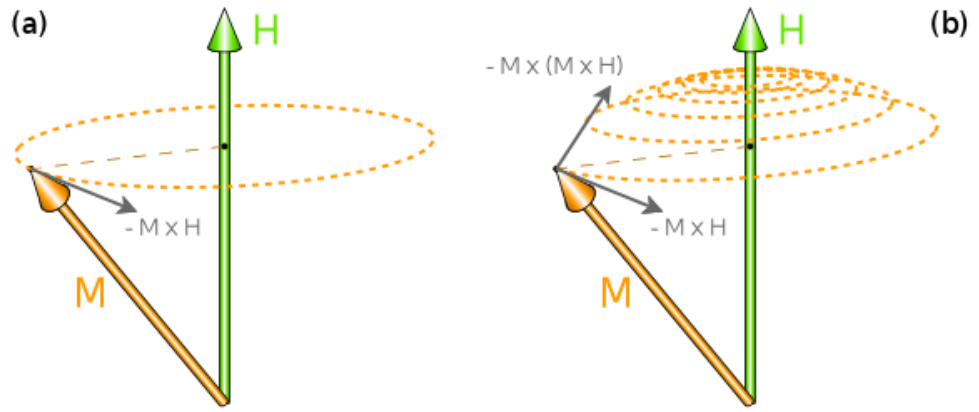
Açıkça görülüyor ki mıknatıslanma vektörü

$$\omega = \omega_0 = \gamma H_0 \quad 4.27$$

olduğunda tekdir. Bu rezonans koşuludur. Görüldüğü gibi rezonansı elde etmek için iki yol vardır. Birinci yol manyetik alanı sabit tutarak presesyon frekansına ulaşana dek mikrodalgda r-f frekansını taramak , ikinci yol ise r-f frekansını sabit tutarak manyetik alanı taramaktır.

4.3 Sönüm (Damping) ve Rezonans

Bu bölüme kadar ferromanyetik ortamdaki dipollerin hareketiyle ilgili enerji kayıpları yani sönüm etkisini hesaba katmadan rezonans ifadesini elde ettik. Gerçek bir örnekte mıknatıslanma vektörü sönüm etkisiyle enerjisini kaybederek manyetik alanla paralel hale gelecek yani sonsuza dek presesyon hareketi yapmayacaktır. Sönüm etkisi mikrodalga frekansında ferritlerin ve bir çok yüksek frekans cihazların uygulamalarında önem teşkil etmektedir. Bu bölümde sönüm etkisinin, kaynağına değinmeden, mıknatıslanma dinamiğini, FMR üzerindeki etkisini ve rezonans frekansını nasıl etkilediğini araştıracağız.



Şekil 4.3 a) Manyetik alan altında presesyon yapan mıknatıslanma vektörü. b) Sönüm etkisine sebep olan kuvvet ve sönümle presesyon hareketi. Mıknatıslanma vektörünün büyüklüğü sabittir bu sebeble sönümle presesyon yapan vektör aslında $|M|$ yarıçaplı bir küre yüzeyini tarar.

Tarihsel açıdan sönüm teriminin yaygın olarak kullanıldığı iki farklı formu vardır. İlki Landau-Lifshitz (L-L) – Landau-Lifshitz-Gilbert (L-L-G) formu ve diğeri Bloch-Bloembergen (B-B) formu. Bu ifadeler sönüm için bir alternatif form değil fakat durumlara bağlı olarak kullanım kolaylığı nedeniyle yararlıdır. Örneğin L-L formu manyetik duyarlılık ifadesini tanımlarken basit matematik işlemler nedeniyle ve tüm kaybı yeterli olarak tanımladığı için kullanıyoruz. Bununla birlikte B-B formu ise kendine özgü tipte durulma olayını tanımlarken ve durulmanın fiziksel prensiplerini tartışırken kolaylık sağlamaktadır. Biz burada L-L-G formunu inceleyeceğiz.

4.3.1 Landau-Lifshitz- Gilbert Sönüm ifadesi

Hareketin Landau –Lifshitz denklemi orjinal olarak şu şekildedir.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) - \lambda \left[\frac{(\mathbf{H} \cdot \mathbf{M})\mathbf{M}}{M^2} - \mathbf{H} \right] \quad 4.28$$

Burada λ frekans boyutuna sahip sönüm katsayısıdır.

$$\lambda = 1/s \quad 4.29$$

Durulma frekansı olarak isimlendirilir ve durulma zamanının tersidir. Denklem 4.28 de sağ taraftaki terim $\mathbf{M}$ e dik bir vektör olan sönümü tanımlar. Sonuç olarak presesyon açısının genliği bu terimden etkilenecektir. Fakat mıknatıslanma vektörünün büyüklüğü sönüm ifadesinden etkilenmez.

L-L terimi zayıf sönüm durumlarında geçerlidir. Güçlü sönüm durumları için Gilbert ifadeyi şu şekilde belirlemiştir.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad 4.30$$

$$\alpha = \frac{G}{\gamma_G M_s} \quad 4.31$$

Burada G gilbert sönüm parametresidir ancak boyutsuz α sönüm parametresi daha çok kullanılmaktadır.

Burada en önemli denklemlerden birisi L-L-G denklemdir.¹⁶ Bu ifadenin çözümü rezonans frekansı ω_0 ve manyetik alanı H_0 dışında aynı zamanda manyetik duygunluk (susceptibility) ifadesini de verir.

4.4 Dinamik Duygunluk & Geçirgenlik

Dinamik duygunluk tensorü şu şekilde ifade edilir.

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad 4.32$$

Ferromanyetik malzemelerde anizotropiyi hesaba kattığımızda diagonal terimler artık eşit olmaz. ($\chi_{xx} \neq \chi_{yy}$ ve $\chi_{xy} \neq \chi_{yx}$ gibi.^{17 18})

FMR olayında numune RF alanından enerjiyi absorbe eder. Absorbe edilen enerji P_A manyetik duygunluğun kompleks kısmı ile χ'' ile orantılıdır.

$$\chi = \chi' + i\chi''$$

$$P \propto \chi''$$

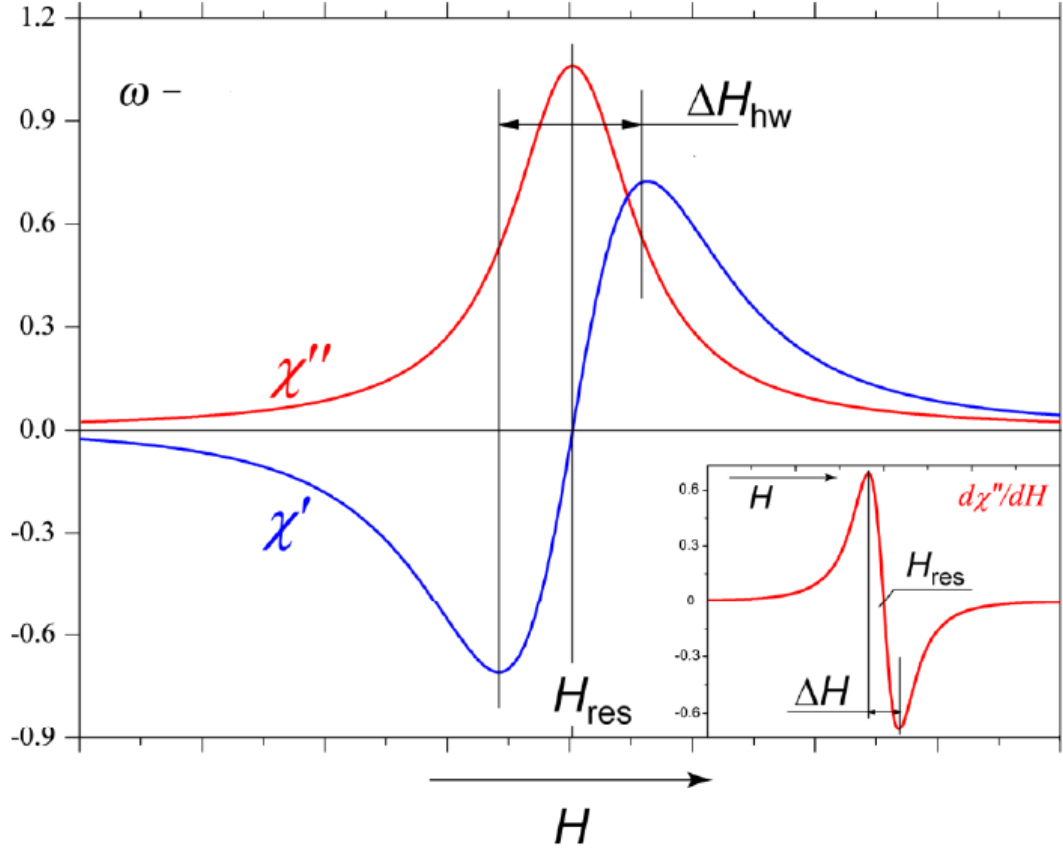
Deneylerde ferromanyetik malzemedeki kaybı belirlerken α sönüm parametresi yerine FMR çizgi genişliği ΔH_{hw} kullanılır. Şekil 4.4 de gösterildiği gibi ΔH_{hw} sabit ω frekansında dış manyetik alanın H taranması ile elde edilen rezonans rf güç emilim pikinin yarı genişliğidir. Maksimum emilim noktası rezonans alanı H_{res} olarak tanımlanır. FMR spektrumu genel olarak ΔH in türevi olarak alınır. Bu durumda ΔH_{hw} absorpsiyon pikinin maksimum ve minimum noktaları arasındaki fark olacaktır.

Sönüm parametresinin küçük değerleri için $\alpha \ll 1$,

$$\Delta H_{hw} = \frac{2\alpha\omega_{res}}{\gamma} = \frac{2}{\gamma\tau} \quad \text{veya} \quad \Delta H = \frac{\Delta H_{hw}}{\sqrt{3}} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha}{\gamma} \omega_{res} \quad 4.33$$

olur.

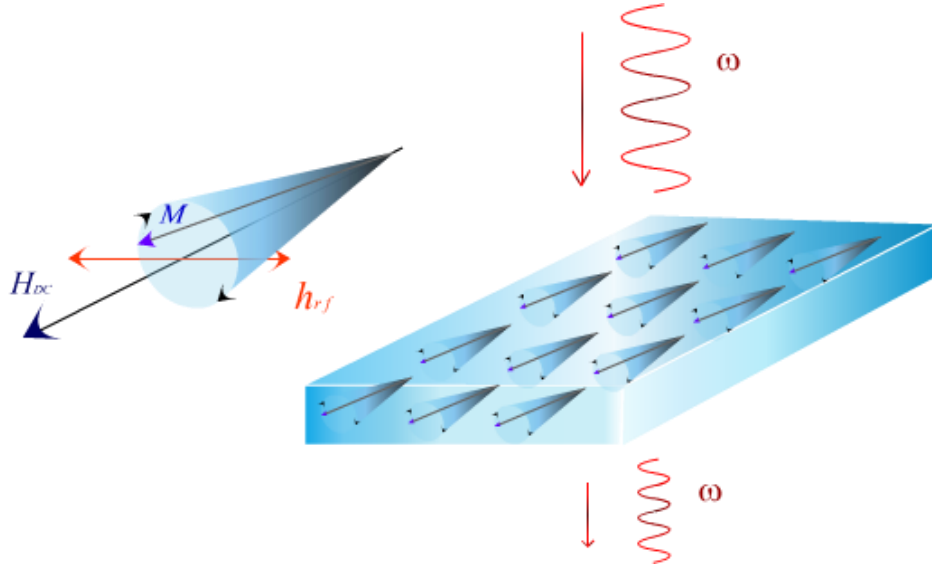
Burada τ ferromanyetik malzemenin toplam durulma zamanıdır. Durulma zamanı τ spin sisteminin presesyonundan örgü-spin-örgü durulmasına ve spin dalgalarına – spin spin durulmasına enerji transferini belirler. Spin-spin durulması veya diğer deyişle spin dalgalarının uyarılması rf elektronığında ferromanyetik malzemeler için büyük önem taşır.^{17,18} Özellikle bu fenomen FMR çizgi genişliğinin artmasına sebep olur.



Şekil 4.4 Dinamik duygunluk teriminin $\hat{\chi}$ dağıtıcı χ' ve soğurucu χ'' bileşenleri. Şekil şematik olarak sabit ω frekansında lineer polarize edilmiş h_{rf} rf alanı ile uyarılan ferromanyetik malzemenin FMR soğurmasını göstermektedir. Kayıplar FMR çizgi genişliği ΔH_{hw} ve ΔH ile tanımlanmıştır. İç grafik FMR sonuçlarının sunumunda yaygın olarak kullanılan FMR eğrisinin türevini $\frac{d\chi''}{dH}$ göstermektedir.¹⁹

5. FERROMANYETİK REZONANS

Ferromanyetik malzemelerin manyetik alanda mikrodalga frekansında elektromanyetik dalga absorpsiyonuna ferromanyetik rezonans denir. İlk olarak birbirinden bağımsız olarak 1946 yılında Griffiths²⁰ ve 1947 yılında Zavoisky²¹ tarafından açıklandı. Öncesinde keşfedilen EPR – elektron paramanyetik rezonansa benzer olarak FMR olarak isimlendirildi. Her iki rezonansda manyetik alan altında alan ekseninde presesyon yapan manyetik dipollerin rf manyetik alanı h_{rf} ile uyarılması ile sistemin enerji absorbe etmesidir. FMR’ın diğer manyetik rezonanslardan ayıran en önemli fark dipol momentlerinin uygulanan dış manyetik alan ile birlikte spinlerin değiş tokuş etkisi ile meydana gelen iç alan etkisinde kalmasıdır. Manyetik dipol momentleri varolan iç alan sebebiyle dış manyetik alan olmasada presesyon hareketi yaparlar. Dolayısıyla numuneye uygulanacak rf alanı sıfır alanda FMR gözlemlenebilir. Şekil 5.1’de ince filmde gerçekleşen FMR’ı şematize etmektedir.



Şekil 5.1 İnce filmde FMR. İnce film mavi dikdörtgen kutu ile gösterilmiştir. İçerisinde yer alan konik yüzeyler manyetik alan etrafında presesyon yapan dipol momentlerin miknatislanma vektörünü göstermektedir. Büyük mavi ok dış manyetik alanı, küçük kırmızı ok uygulanan RF alanını göstermektedir. Gönderilen ω frekansında elektromanyetik dalga kırmızı titreşen çizgilerle gösterilmiştir. Numunede FMR ile gerçekleşen elektromanyetik dalgadaki enerji emilimi sonucunda genliğin azalması ifade edilmiştir.

5.1 Etkin Alan ve Rezonans

Ferromanyetik malzemelerdeki manyetik dipoller malzemenin güçlü iç manyetik alanları sebebiyle uygulanan dış alandan farklı bir alanı görürler. Dolayısıyla presesyon hareketine sebep olan alan değeri ile dış manyetik alan değeri arasında bir farklılık ortaya çıkar. İlk olarak Landau ve Lifshitz'in çalışmasında ortaya konulan bu alan farklılığı etkin alan H_{eff} olarak tanımlandı.

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = -\gamma[\bar{M}, \bar{H}_{eff}] \quad 5.1$$

Etkin alan Larmor frekansına göre rezonans frekansının kaymasına sebep olmaktadır. FMR üzerine yapılan ilk çalışmalarda efektif alan dış alana eşit kabul edildiği için $H_{eff} = H_0$ elde edilen g faktörü beklenilenden çok farklı olarak 2 yerine 20 olarak hesaplanmıştır. Rezonans alanı ve g faktörünün doğru olarak hesaplanması için uygulanan dış manyetik alana ek olarak tüm manyetik alan etkilerinin göz önünde bulundurulması gerekmektedir. Etkin alan Smit ve Suhl tarafından 1954-1955 yıllarında bağımsız olarak sunuldu.^{22 23}

Suhl ve Smit efektif alan için rezonans ifadesini

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right) = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta_M \partial \phi_M} \right)^2 \right] \quad 5.2$$

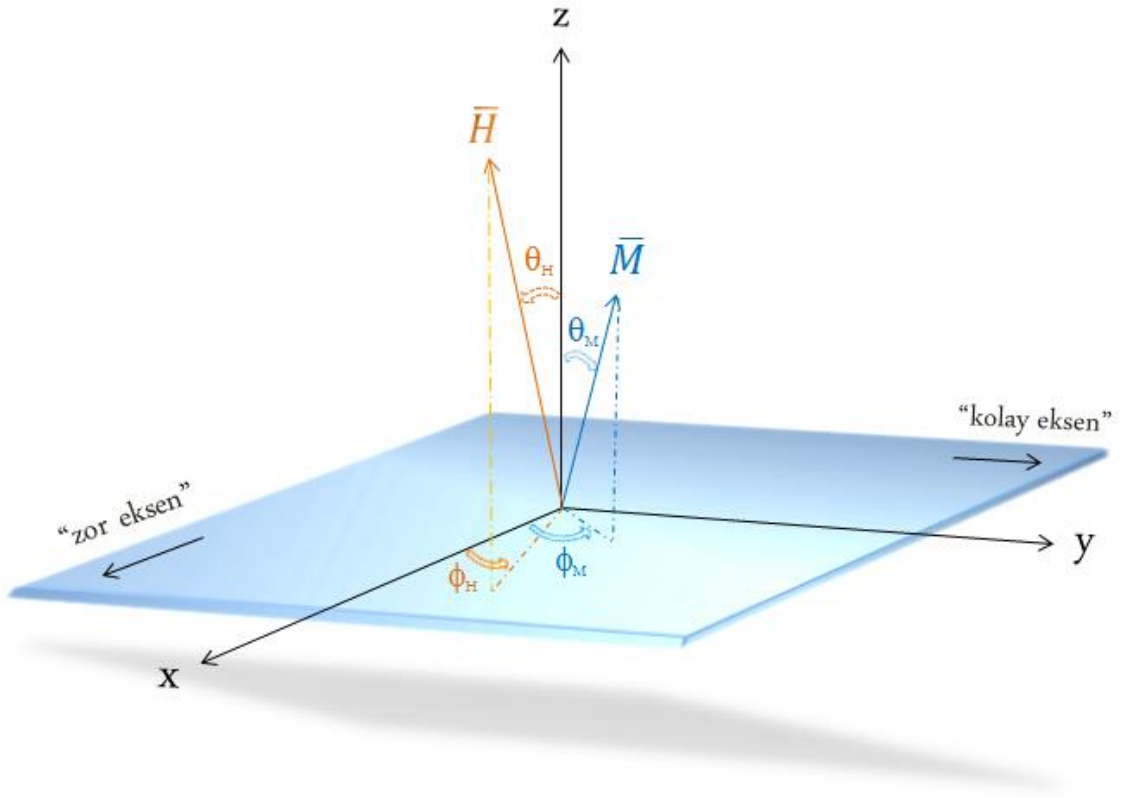
şeklinde ifade etti. Burada θ_M ve ϕ_M şekil 5.1'de gösterildiği gibi mıknatıslanma vektörünün yönelimini göstermektedir.

Bu denklemin çözümünde denge durumunda manyetik alana göre mıknatıslanma vektörünün iki ifadesi minimum enerji için sıfıra eşit kabul edilmelidir. Denklemin çözümü bir çok yerde ifade edilmiştir.²⁴

$$\frac{\partial F}{\partial \phi_M} = 0 \quad 5.3$$

$$\frac{\partial F}{\partial \theta_M} = 0 \quad 5.4$$

Belirli özel geometriler için rezonans frekansı ω_{res} veya rezonans alanı h_{res} denklem 5.2 , 5.3 ve 5.4 ile belirlenebilir. Bir çok durum için analitik çözüm bulunmaz bu nedenle numerik çözüme gidilir. Ferromanyetik anizotropi sabiti ve g faktörünü de yine bu denklemlerle elde edilir.



Şekil 5.2 Mıknatıslanma vektörünün düzlemde eksensel (uniaxial) anizotropiye sahip ince filmde (x,y,z) koordinat sisteminin gösterilmesi. Manyetik alan, mıknatıslanma vektörü ve malzemenin kolay ve zor eksenlerinin gösterimi

5.2 Serbest (Free) Enerji

Serbest enerji sistemin manyetik yapı ve mıknatıslanma dinamiğini tanımlar. Ferromanyetik malzemenin serbest enerji ifadesi Zeeman enerjisi , demagnetizasyon enerjisi , kristal anizotropi enerjisi ve derecelerine göre diğer terimleri içerir.

$$F_T = F_Z + F_D + F_A \dots \quad 5.5$$

$$F_Z = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \quad 5.6$$

$$F_D = -\frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_D \quad 5.7$$

$$F_A = F_{Uniaxial} \text{ veya } F_{Cubic} \quad 5.8$$

5.3 Demagnetizasyon Enerjisi

Demagnetizasyon enerjisini denklem 5.7'de şu şekilde tanımlanmıştı,

$$F_D = -\frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_D \quad 5.9$$

Demagnetizasyon alanını bir önceki bölümde şu şekilde tanımlamıştık,

$$\mathbf{H}_D = 4\pi \hat{\mathbf{N}} \mathbf{M} \quad 5.10$$

Buradan anizotropi alanını denklem 5.3'de yerine yazarsak,

$$F_D = 2\pi \mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{N}} \mathbf{M} \quad 5.11$$

Demagnetizasyon enerjisi elde edilir. Belirli geometriler için demagnetizasyon enerjisini yazarsak,

Elips için

$$F_D = 2\pi M_s^2 [(N_x - N_y) \sin^2 \theta_M \cos^2 \phi_M + N_y + (N_z - N_y) \cos^2 \theta_M] \quad 5.12$$

Küre için

$$(a = b = c) \quad N_x = N_y = N_z = 1/3 \quad 5.13$$

$$F_D = \frac{2\pi}{3} M_s^2 \quad 5.14$$

Sonsuz çubuk için

$$(a \rightarrow 0, b \rightarrow \infty, c \rightarrow 0) \quad N_x = \frac{1}{2}, N_y = 0, N_z = \frac{1}{2} \quad 5.15$$

$$F_D = \pi M_s^2 [\sin^2 \theta_M \cos^2 \phi_M + \cos^2 \theta_M] \quad 5.16$$

İnce film için

$$(a \rightarrow \infty, b \rightarrow \infty, c \rightarrow 0) \quad N_x = N_y = 0, N_z = 1 \quad 5.17$$

$$F_D = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta_M \quad 5.18$$

Demagnetizasyon enerjisinin rasgele şekiller için hesaplanması numerik çözülen oldukça zor bir problemidir. Diğer taraftan belirli şekillere sahip sistemler için 5.2 , 5.3 ve 5.4 denklemleri çözüm için yeterli olmaktadır. Bu çalışmada numunemiz ince film şekline sahip olduğu için bu denklemleri kullanabiliriz. (film kalınlığının kısa ayrıta oranı $\mu m/mm = 10^{-3}$)

5.3.1 Demagnetizasyon Enerjisinin Rezonans Frekansına Etkisi

Belirli bir şekle sahip FM için serbest enerji ifadesi şu şekildedir,

$$F = -\mathbf{M}\mathbf{H} + \frac{1}{2}(N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2) \quad 5.19$$

Birinci ifade Zeeman enerjisi ikinci terim ise demagnetizasyon enerjisidir.

$$F_D = -\frac{1}{2}\mathbf{M}\mathbf{H}_D = -\frac{1}{2}\mathbf{M}(-\hat{\mathbf{N}}\mathbf{M}) = \frac{1}{2}\mathbf{M}\hat{\mathbf{N}}\mathbf{M} \quad 5.20$$

Elipsoit için etkin alan bileşenleri,

$$H_{x(eff)} = H_{x(0)} - N_x M_x \quad 5.21$$

$$H_{y(eff)} = H_{y(0)} - N_y M_y \quad 5.22$$

$$H_{z(eff)} = H_{z(0)} - N_z M_z \quad 5.23$$

şeklindedir. H_{eff} etkin iç alanı $H_{(0)}$ uygulanan dış manyetik alanı gösterir.

hareket denklemleri ise,

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma[H_{(eff)} + (N_y - N_z)M]M_y \quad 5.24$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma[H_{(eff)} + (N_x - N_z)M]M_x \quad 5.25$$

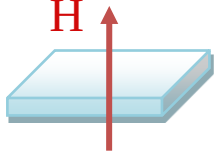
$$\frac{dM_z}{dt} = 0 \text{ ve } M_z = M_s \quad 5.26$$

olur ve buradan Kittel formülüne ulaşırız.²⁵

$$\omega_0^2 = \gamma^2[H_{eff} + (N_y - N_z)M_s][H_{eff} + (N_x - N_z)M_s] \quad 5.27$$

İnce film için

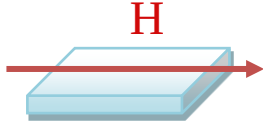
a) $H \perp$ film düzlemi



$$N_x = N_y = 0, N_z = 4\pi \quad 5.28$$

$$\omega_{res} = \gamma(H_{eff} + 4\pi M_s) \quad 5.29$$

b) $H \parallel$ film düzlemi



$$N_x = N_z = 0, N_y = 4\pi \quad 5.20$$

$$\omega_{res} = \gamma \sqrt{H_{eff}(H_{eff} + 4\pi M_s)} \quad 5.20$$

5.4 Kristal alan (Magnetocrystalline) Enerjisi

Manyetik kristal anizotropi enerjisi F_a mıknatıslanma vektörünün $\mathbf{M}$ anizotropi eksenine izdüşümünün seri kuvvetleridir.

Eksensel anizotropi enerjisi ,

$$F_A = K_{U1} \sin^2 \theta_M + K_{U2} \sin^4 \theta_M + K_{U3} \sin^6 \theta_M + \dots$$

Burada $K_{U1,2,3\dots}$ eksensel anizotropi sabitleridir.

Kübik kristal için anizotropi enerjisi ,

$$F_A = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots$$

Burada $\alpha_1 = M_x/M_s$, $\alpha_2 = M_y/M_s$, $\alpha_3 = M_z/M_s$ tir ve $K_{1,2,3\dots}$ kübik anizotropi sabitleridir. Burada görüldüğü gibi serbest enerji basit ifadelerle, doyum mıknatıslanması M_s , eksensel veya kübik anizotropi sabiti K ile tanımlandı. Bu parametreler ferromanyetik malzemede gözlemlenen birçok olayda önemli yer teşkil etmektedir.

6. MİKRODALGA ÖLÇÜM TEKNİKLERİ

Bu bölümde ferromanyetik malzemelerin manyetik duyunluk χ ve geçirgenlik μ değerlerinin deneysel ölçüm yöntemlerini inceleyeceğiz. Ayrıca ferromanyetik malzemelerin d-c manyetik duyunluğu ve anizotropisi, frekansa bağlı r-f manyetik duyunluk gibi manyetik özelliklerini, ferromanyetik rezonans ve anizotropinin FMR ile belirlenmesini inceleyeceğiz. Domain duvarı hareketi, dönüşümü ve domain dönmesi gibi fiziksel mekanizmalardan kaynaklanan rf kayıplarından bahsedeceğiz. Son olarak deney dzeneğinimizde kullandığımız dalga kılavuzu, kavite, mikroşerit, kısa devre koaksiyel prob (open-short-ended-probe) tekniklerini detaylı olarak analiz edeceğiz.

6.1 Manyetik Geçirgenliğin (μ) llmesi

Manyetik geçirgenliğin aynı zamanda duyunluğun ölçülmesinde üç farklı yöntem vardır. Biz bu çalışmada kullandığımız iki yöntemi inceleyeceğiz. Birincisi, uygulanan dış d-c manyetik alanın fonksiyonu olarak alışan VSM gibi manyetometrelerle ölçülen manyetik geçirgenliğin yer aldığı statik manyetizma. İkinci tip ölçümler ise frekansa bağlı yapılan manyetik geçirgenlik lmleridir. Bu durumda uygulanan dış manyetik alan statik değil değişkendir (r-f) ve genel olarak MHz'ten THz'e uzanır.

6.2 Statik Manyetizma lmleri

Statik manyetik duyunluk ve geçirgenlik ölçümleri kararlı dış manyetik alan altında, mıknatıslanma olayını, doyum mıknatıslanmasının değerini, anizotropi alanını bulmak için yapılan deneylerdir. Bu lmler için bir çok yöntem geliştirilmiştir. Bunlar üç grupta toplanabilir.

- I. Düzgün (uniform) manyetik alan içerisindeki numunenin üzerine etki eden kuvvetin llmesi
- II. Numunenin etrafında oluşan manyetik indüksiyonun llmesi
- III. Manyetik zelliklerine bağlı olan başka parametreler ile dolaylı olarak llmesi.

İkinci grupta yer alan Titreşimli Numune Magnetometresi (Vibrating Sample Magnetometer-VSM) farklı sıcaklık ve basınç altında anizotropi ve mıknatıslanma değerini kısa sürede pratik olarak statik manyetizma ölçümü yapan en yaygın tekniktir. Her üç yöntemde kullanılan farklı teknikler ve VSM cihazının çalışma prensibi ilgili kaynaklarda bulunmaktadır.^{13,17} Çalışmamızda mıknatıslanma ölçümleri Quantum Design firmasının üretimi olan PPMS –VSM –ile alınmıştır.¹³ Numune 1.1 mm genlikte 50 Hz frekansta VSM motor tarafından 9 teslaya çıkabilen manyetik alan altında titreştirilir. Manyetik numune bu titreşimle akı değişimine sebep olur. 10^{-6} emu hassasiyete sahip sistem düşük sıcaklıkların yanı sıra ısıtıcı ile 1000K sıcaklığa kadar ölçümler yapılabilmektedir.

6.3 Dinamik Manyetizma , Yüksek Frekans (RF) Ölçümleri

Demagnetize durumdaki bir ferromanyetik malzemeye alternatif manyetik alan (r-f) uygulandığında, manyetik geçirgenliğin (duygunluğun) soğurucu ve dispersif bileşenleri frekansa bağlı olarak elde edilir. Kompleks manyetik geçirgenliğin $\mu = \mu' - j\mu''$ frekansa bağlı spektrumu Şekil 4.4'te gösterilmiştir. Burada μ' dağıtıcı, μ'' soğurucu kısmını oluşturur. Geniş frekans bandındaki bu ölçümler iki genel deneysel metod ile yapılır. Birincisi 100 kHz'e kadar kullanışlı bir yöntem olan ve lumped devre elemanı içeren geleneksel impedans köprüsü. İkinci yol ise elektromanyetik dalga ile FM numunenin etkileşimidir. İkinci yöntemde frekans sınırlaması kurulan deneysel düzeneğe bağlıdır. Bu çalışmada yüksek frekans ölçümleri ikinci yöntemle incelenmiştir.

Ferromanyetik numune ile elektromanyetik dalganın etkileşmesi için deneysel düzenekler üç farklı grupta sınıflandırılabilir. İlerleyen dalga-geçiş ölçümleri (traveling wave-transmission measurements), durağan dalga (standing wave) ve rezonans kavitesi ölçümleri. Kompleks geçirgenliğinin dispersif ve soğurucu iki bileşeninin belirlenmesi için yukarıda bahsedilen metodlardan en az iki parametrenin bağımsız olarak ölçülmesi gerekir. İlerleyen dalga ölçümlerinde en basit düzenek boş uzayda ilerleyen elektromanyetik dalganın yarı sonsuz yarıktaki numuneden geçmesidir. Elektromanyetik dalga yarıktan geçtikten sonra rölatif faz kayması ve soğurulmasının belirlenmesi önemlidir. Dalga kılavuzu (waveguide) bu deney için uygun bir bileşendir.^{17 26}

Durağan dalga metodunda dalga kılavuzu veya koaksiyel iletim hattının ucu yansıtıcı metal duvar şerit ile kısa devre yapılır. Böylece EM tamamen yansıtılır ve durağan dalga oluşturulur. İnce FM numune, manyetik etkileşimler inceleneceği için manyetik bileşenin maksimum elektrik bileşenin sıfır olduğu yere (node) yerleştirilir. Sinyal durağan dalga voltajındaki değişim olarak kaydedilir. Transverse Electric measurement (TEM) moddaki yayılım içi sınır değer probleminin çözümünden²⁷

$$\mu' - 1 = \frac{s}{t} \quad 6.1$$

$$\mu'' = \left[\frac{1}{VSWR} - \frac{1}{(VSWR)_0} \right] \frac{\lambda_0}{2\pi t} \quad 6.2$$

elde edilir. Burada t numunenin kalınlığı, λ_0 serbest uzayda EM dalga boyu, ve s numune ile meydana gelen voltaj değişim miktarı. $(VSWR)_0$ boş hatta durağan dalga voltajını göstermektedir. Bu denklem 6.4'te numune kalınlığı EM dalga boyundan $\lambda_0/\sqrt{\epsilon\mu}$ (numunenin bulunduğu) çok küçük olduğu durumlar için geçerlidir.

Üçüncü yüksek frekans tekniği durağan dalga yönteminin benzeri, birçok yansımanın meydana geldiği, durağan dalganın güçlendiği kavite metodudur. Bu yöntemde ölçülen değerler kalite faktöründeki Q değişim ve kavitenin rezonans frekansıdır. Daha önce tartışılan durağan dalga metodu, kalite faktörü $Q = 1$ olan kavite yöntemi olarak düşünülebilir.

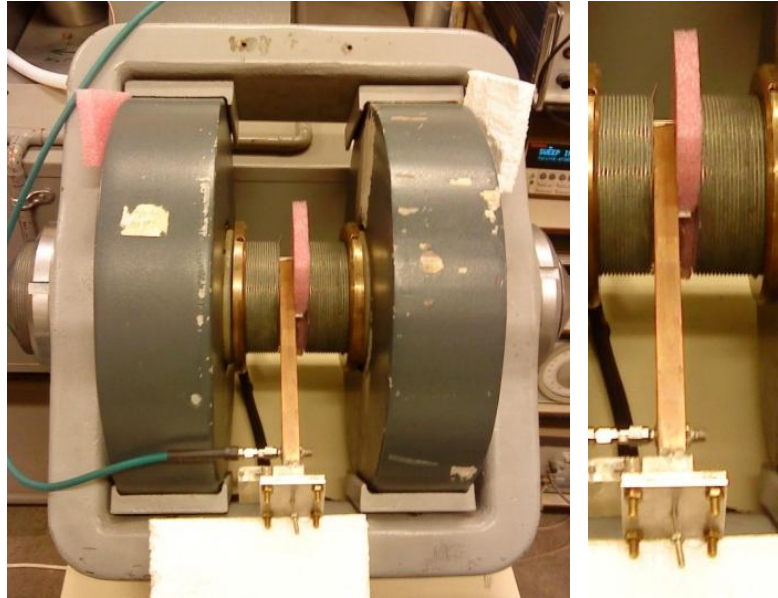
6.3.1 Kavite Yöntemi

Kavite metodu elektrik ve manyetik etkiyi ayırmanın yanı sıra küçük numune gereksinimi ve kavite içerisinde yüksek alan şiddetinin oluşturulması nedeniyle az güç uygulama gibi avantajları vardır. Yaygın olarak kullanılan Bruker firmasının ESR spektrometresinde kavite yöntemi kullanılır. Temel prensip ve detaylarla ilgili kaynaklarda¹⁷ bulunabileceği için deneylerimizde kullandığımız düzeneği izah edip devam edeceğiz.

Kavite ile geniş frekans bandında ölçüm almak için iki yöntem vardır. Birincisi kavite öz frekansını belirleyen kavite boyutlarını değiştirerek farklı rezonans frekanslarında kaviteler kullanmak. İkincisi kavite öz frekansı dışında uyarılan diğer modları kullanmak.

Rezonansı elde etmek için hazırlanması gereken kavitenin boyutları rezonans frekansına karşılık gelecek dalga boyunun $\lambda/4$ ve $\lambda/2$ tam katları olması gerekir. Ancak birinci modun yani kavitenin boyunun $\lambda/2$ ye denk gelenin, Q kalite faktörü çok yüksek olup, daha yüksek modların Q faktörü hızla azalmaktadır. Böylece çok yüksek ve çok düşük frekanslarda kavite boyutları çok küçük ve çok büyük olması gerekir. Örneğin 20 GHz te FMR için hazırlanması gereken kavitenin bir ayrıtı 1.5 cm olmalıdır. Daha yüksek frekanslar için kavite ayrıtları daha küçük olacaktır. Düşük frekanslar için örneğin 1 GHz için bir kavite hazırlarsak ayrıtları 30 cm olmalıdır. Bu frekansın altındaki değerler için hazırlanması gereken kavite boyutları daha büyük olacaktır. Bu durum geniş frekans bandında FMR çalışmalarını kavite ile yapmanın zorluğunu göstermektedir.

Diğer B-FMR teknikleri ile karşılaştırmak için kavite ile B-FMR deneyleri yapıldı. Kavitede uyarılan diğer modları kullanarak 5- 10 GHz aralığında FMR ölçümleri alındı. Bunun neticesinde kavitenin farklı öz frekanslarında uyarılan modlara FMR sistemini ayarlayarak (tune) geniş frekans bandında rezonans spektrumları elde edildi.

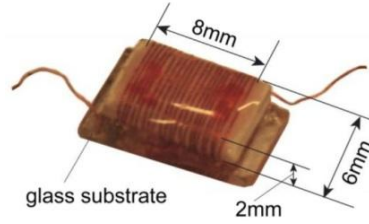


Şekil 6.1 Magnet arasına yerleştirilmiş dikdörtgen kavite

Kavite yöntemi dışında selenoidal sarım, mikro şerit, koplanar dalga kılavuzu , kısa devre koaksiyel probe yöntemi önemli tekniklerdendir. Bu yöntemleri sırası ile inceleyeceğiz.

6.3.2 Selenoidal Sarım Tekniği

Kavite ve diğer yöntemler GHz frekans bölgesinde etkin iken bu teknik daha düşük frekans kHz lerden yaklaşık 1 GHz'e kadar frekans bandında etkindir. Sarım üzerinden geçen AC akım ile selenoid sarımda AC akım frekansında yönü değiştirilen manyetik alan oluşturulur. Selenoidin içerisine yerleştirilen film üzerinde böylece rf alanı oluşturulmuş olur. Özellikle domain yapıdan dolayı meydana gelen manyeto-dinamik özellikleri incelemek için yüksek hassasiyet ve düşük frekans bandını gerektiren ölçümler için selenoidal sarım yöntemi idealdir.



Şekil 6.2 İnce filme rf alanı uygulamak için kullanılan selenoidal sarım

Hassasiyeti arttırmak için selenoidal sarım çalışılan ince filmin ebatlarına göre hazırlandı. Diktörtgen şekline sahip kalıbın üzerine bakır tel sarıldı ve destekleyici alttaş üzerine yapıştırıldı. Şekil 6.2 deneylerde kullanılan selenoidi göstermektedir. Boyutları $8 \times 6 \times 2 \text{ mm}^3$, boş indüktansı $L = 0.7 \mu\text{H}$, direnç $R = 0.8 \Omega$ ve öz frekansı $f_{\text{sarım}}$ 250-300 MHz tir. Selenoidal sarım dış kısmında modülasyon sarımı olan aliminyum bir kutu içerisine yerleştirilmiştir. Numunenin yerleştirildiği selenoidal sarıma yüksek frekans sinyali HP8722D Network Analizörü (990-1500 MHz) ve HP8656B sinyal jeneratörü (0.1-990 MHz) ile sağlanmıştır. Geçen sinyal RF dedektörü ile algılanır ve lock-in amplifier ile yükseltilir. Tüm deneysel cihazlar IEEE-488 hattına bağlıdır ve bilgisayar ile kontrol edilmektedir.



Şekil 6.3 Selenoidal sarımın içine yerleştirildiği kutu ve kutunun üstüne monte edilen modülasyon sarımları

6.3.3 Mikro Şerit Tekniği (Microstripe line)

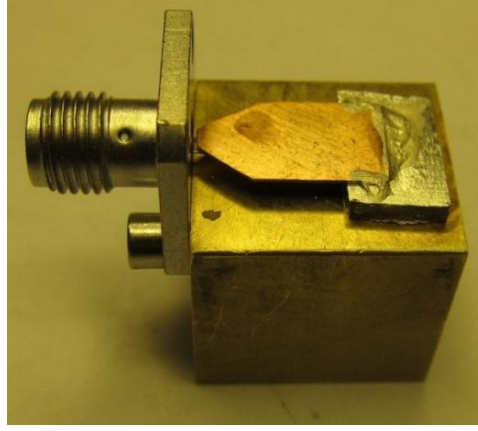
Microstrip line tekniği geniş frekans bandında dinamik duygunluk ölçümlerinde kullanılan bir diğer yöntemdir. Analiz edilecek numunenin kolay yerleştirilmesi, düşük maliyet ve kolay hazırlanması (print circuit) bu yöntemin avantajlarındandır. Mikrostrip line GHz mertebesinde ölçümlere imkan sağlar. Sistem koaksiyel kablo ile doğrudan VNA'ya bağlanır. Öncelikle sistem kalibre edilir ve numune direk manyetik rf kaynağının üzerine yerleştirilir. Değiştirilen manyetik alan ile meydana gelen kayıplar kaydedilir. Bu şekilde FMR sinyali etkin bir şekilde elde edilir ancak manyetik geçirgenliğin (μ' , μ'') sayısal değeri ölçülemez.



Şekil 6.4 Prinç küp üzerine monte edilmiş mikro şerit

Yüksek frekans alanı h_{rf} mikroşerit hattı ile ground arasında yoğunlaşır. Bu etki FMR sinyal gürültü oranının artırılmasında kullanılabilir. Bu etkiden faydalanmak için sinyal kaynağı şekil 6.5'de gösterildiği gibi film üzerinde kurulabilir. 0.4-0.6 mm kalınlığındaki iletken tel film üzerine gümüş pasta ile yapıştırılır ve SMA konnektör ile koaksiyel kabloya bağlanır. Yüksek frekans sinyal kaynağı HP8722D Network Analizör ve deney düzeneği selenoidal sarımdaki düzeneğin benzeridir.

Bu yöntemin FMR ölçümlerinde en büyük dezavantajı homojen olmayan h_{rf} nedeniyle magnetostatic²⁸ ve spin dalgalarının¹⁹ uyarılması sebebiyle çizgi genişlemesinin meydana gelmesidir. Daha yüksek homojen alan open-air- stripe-line yapısı ile sağlanabilir. Fakat stripline'nın büyük boyutlara sahip olması 8-9 GHz altında TEM modda çalışmayı sınırlar.²⁹ Bu limit transmission line parametreleri (S,Z, faz) ile manyetik geçirgenliğin $\mu(\mu', \mu'')$ belirlenmesinde çok önemlidir. Buna rağmen bu yöntem yüksek frekanslar için düşük sinyal gücü ile kullanılabilir.

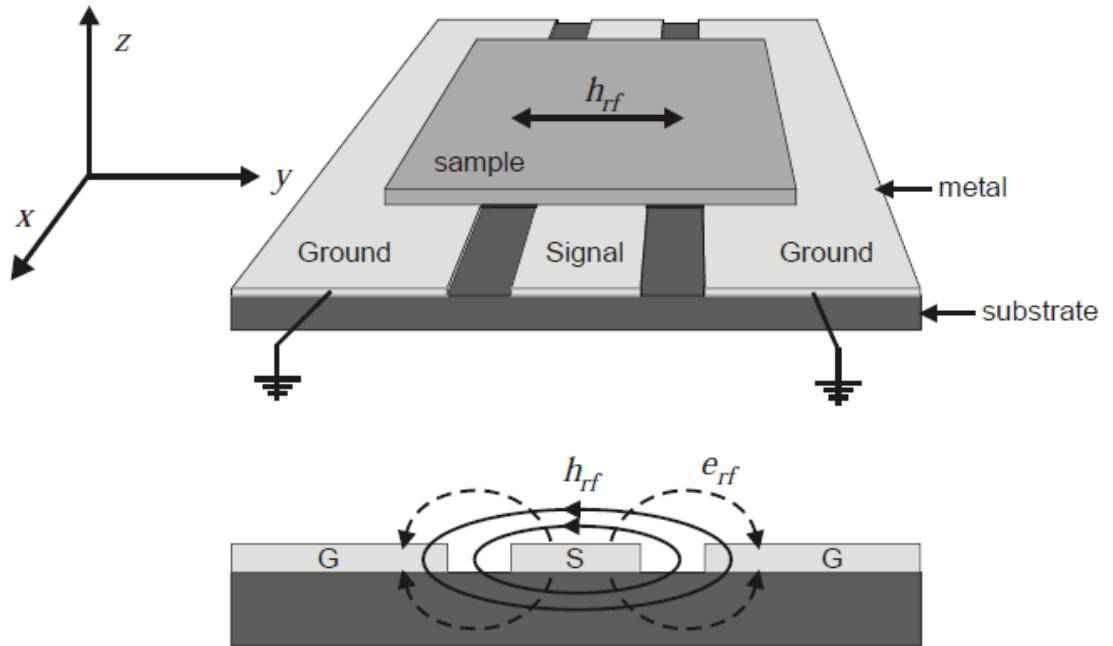


6.5 Homojen rf alanı için genişletilmiş iletken yüzeye sahip prinç üzerinde mikrostrip line

Deneylerde kullanılan diğer mikro şerit şekil 6.5'te gösterilmiştir. Burada bakır tel genişliği 6.7 mm, kalınlığı 0.2 mm, yüksekliği 1.45 mm, uzunluğu $l = 9$ mm ve impedansı 10 GHz te $Z_{im} = 51 \Omega$ tir. Önemli frekanslar $l = \lambda/2$ için $f = 16.6$ GHz, $l = \lambda/4$ için $f = 8.3$ GHz tir. İlk frekans $l = \lambda/2$ uzunluk öz frekansına karşılık gelir, ikincisi homojen olmayan yüksek frekans alanına h_{rf} karşılık gelir.

6.3.4 Koplanar Dalga Kılavuzu (Coplanar Wave Guide = CPW)

CPW koaksiyel kablunun bir kesiti veya mikrostripte hattının yanlarına ground (toprak) eklenmesi olarak düşünülebilir. Şekil 6.6'da gösterildiği gibi CPW de sinyal hattı orta şerit toprak hatları bu merkez şeritin iki yanında yer alır. İletkenler ve toprak aynı düzlemde olduğu için üretimi diğer problemlara göre kolaydır. Bu teknik mikrostrip line tekniğine benzemekle birlikte bazı avantajları vardır. Şekildeki manyetik alan çizgileri alttaşın üzerinde homojen bir yapıya sahiptir ancak yüzeyden uzaklaştıkça yapı homojenliğini kaybeder. Baskın mod TEM'dir. Düşük kayıp, topraklamanın merkezdeki iletkenin etrafında enerji kaybını azaltması, karakteristik impedansın boyutlarla ayarlanması, düşük frekans sınırlamasının olmaması, numunenin kolay yerleştirilmesi bu tekniğin avantajları olarak sıralanabilir.



Şekil 6.6 Alttaş üzerine hazırlanan CPW ve rf alan çizgileri.³⁰

6.3.5 Yakın Alan Tarama Teknikleri

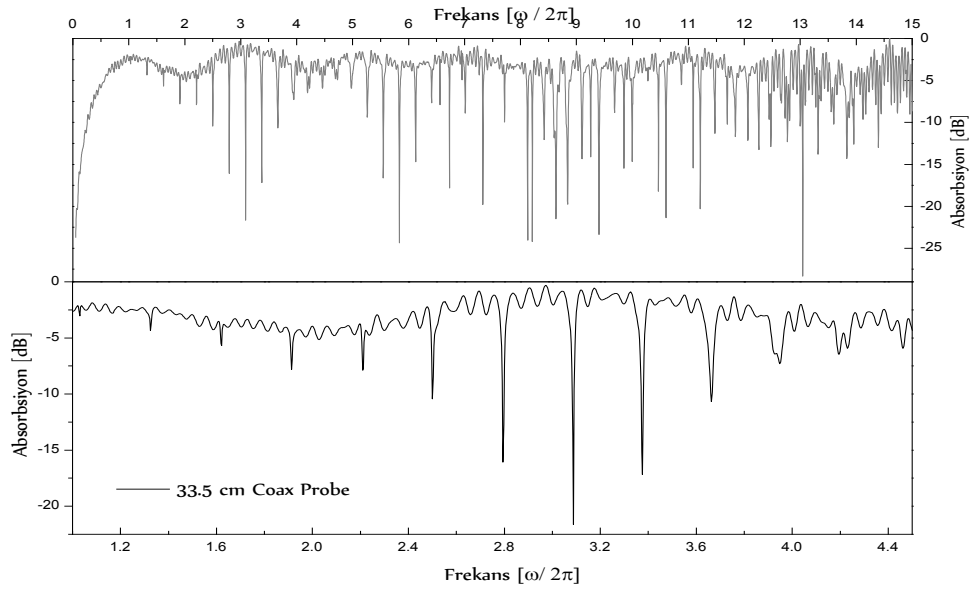
Malzemelerde manyetik bilgi kayıt yoğunluğunun ve kayıt- okuma hızının artması, malzemelerin bölgesel mikrodalga duygunluğu ve geçirgenliğinin incelenmesine olan ilgiyi arttırmaktadır. Numunelerin, lokal Curie sıcaklığı, mıknatıslanma değeri ve manyetik-nonmanyetik gibi bölgesel manyetik homojenliğinin araştırılması ayrıca önem kazanmaktadır. Bu parametrelerin belirlenmesinde Network Analyzer kullanılmasıyla birlikte bir çok yöntem geliştirilmiştir. Bu tekniklerin en önemlilerinden birisi yakın alan tarama tekniğidir. Analiz edilecek numuneye herhangi bir temasın olmaması, numuneye zarar vermeden analiz etmeye imkan sunması bu tekniği avantajlı kılmaktadır. Yakın alan mikrodalga mikroskop tekniği ilk kez 1972 yılında Ash ve Nichols'ın ³¹ tarafından sunulmuştur. Ash ve arkadaşları yaptıkları bu çalışmada 10 GHz frekansta $\lambda/60$ çözünürlükte inceledikleri numunenin mikrodalga görüntüsünü elde ettiler. Sonrasında mikrodalga frekansından optik bölgeye geniş bandda çeşitli teknikler geliştirildi. ³²

Numunelerin genel mikrodalga duygunluğu ve geçirgenliğini belirlemek için birçok teknik bilinmektedir. ³³ Yüzeylerin ESR , FMR ^{34 35 36 37} ve lokal rf alanının belirlenmesi için yakın alan tarama mikroskopları zamanla keşfedildi. ^{38 39} Bunlardan bazıları mikron düzeyde görüntü sağlayabiliyordu. ^{40 41}

Bölgesel Ferromanyetik rezonans için yakın alan tarama tekniğinde mikrostrip , waveguide resonator ⁴² ve açık uçlu coaxial ⁴³ kullanılan tekniklerdendir. Özellikle kısa devre koaksiyel prob avantajları sebebiyle son zamanlarda dikkat çeken tekniktir.

Kısa Devre Koaksiyel Prob (Open-Short-Ended-Coax Probe)

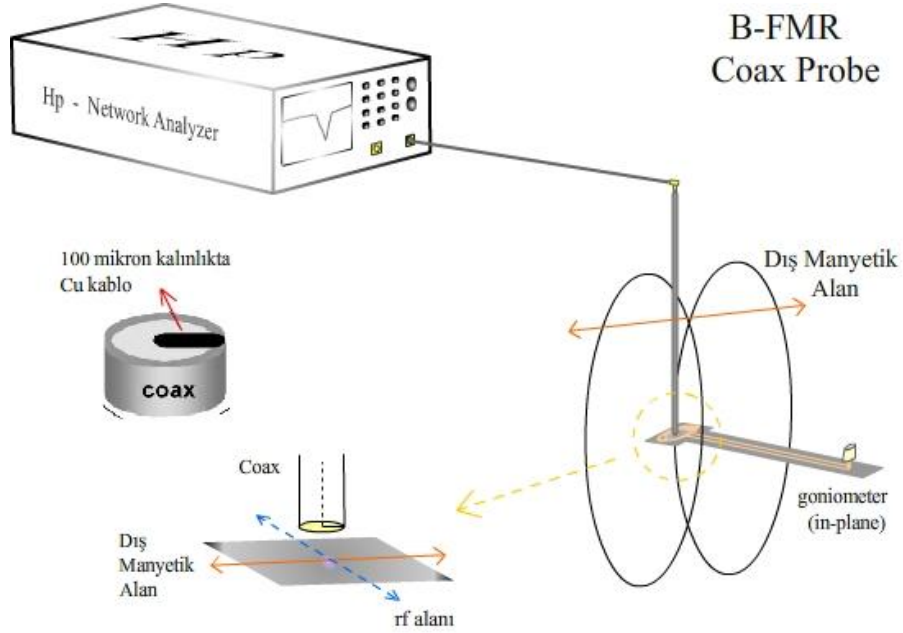
FMR deneylerinde yakın alan tarama tekniği (near field scanning) olarak bilinen bir ucu açık koaksiyel kablo yapılan bu teknik, incelenilecek numunenin kolay yerleştirilmesi, numuneye zarar vermemesi, istenilen yüzeyde ve ebatta numunenin kullanılabilmesi, geniş frekans bandında çalışmaya imkan sunması, piyasada bulunan parçalarla kolayca probun yapılabilmesi gibi özelliklerden dolayı avantajlıdır.⁴⁴⁻⁴⁵ Manyetik geçirgenliğin yanı sıra sıvıların ve toz numunelerin elektrik geçirgenliklerinin ϵ (permittivity) ölçülmesine de imkan sunan bu yöntem farklı analizler için ayrıca kolaylık sağlar.



Şekil 6.7 Koaksiyel probun 1-15 GHz arasında VNA ile kaydedilen S11 grafiğinde geometrik rezonansları

Koaksiyel kablonun rezonatör olarak kullanıldığı bu sistem⁴⁶ Şekil 6.8’de gösterildiği gibi sert (semirigid) koaksiyel kablonun ucu iç ve dış iletkenin bir şerit kullanılarak birleştirilmesiyle kısa devre yapılır. Koaksiyel’in uç kısmındaki bu kısa devre şeritinden geçen akım yoğun RF alanı oluşturur ve hassasiyeti arttırmak için bu kablonun ince olması önemlidir.⁴⁷ Koaksiyel probe incelemek istenilen numunenin üzerine yakın mesafede tutulur. Bir ucu VNA’ya bağlanır ve ölçümlerde kaydedilen parametre olarak S11 (reflection) seçilir. Koaksiyel kablo rezonatör gibi davranır ve kablonun boyuna göre Şekil 6.7’de gösterildiği gibi geometrik rezonans modları oluşur.⁴⁴ Rezonans modlarının kalite faktörü koaksiyel probun özelliklerine

ve boyutuna bağlıdır. Oluşan modlardan birisi seçilerek FMR rezonans frekansı belirlenir. VNA’da bir modunun minimum noktasına marker getirilerek S11 parametresinin takip edilmesi ayarlanır. Manyetik alanın taranması ile rezonans şartı sağlanır ve VNA’da takip edilen sinyalde değişim gözlemlenir. Bu değişim örnekten gelen rezonans soğurmanın göstergesidir. Rezonans soğurma, kalite faktörüne (Q) numuneden gelen katkının belirlenmesi ile elde edilebilir.⁴⁶



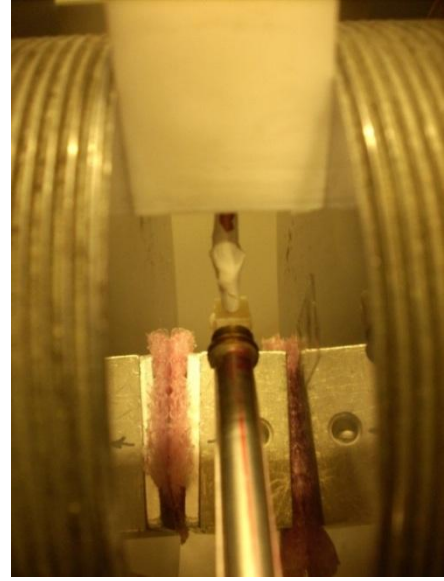
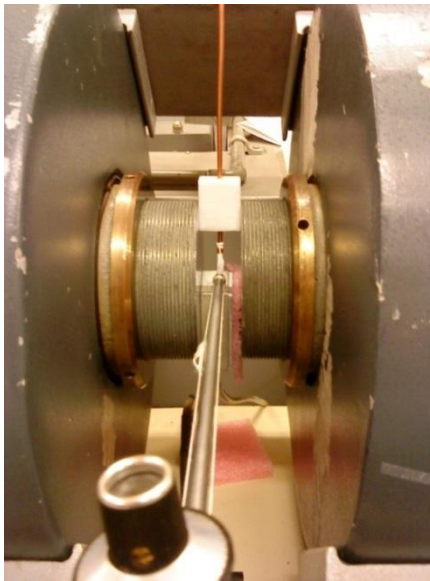
Şekil 6.8 Open-short-ended-coax ile B-FMR deney düzeneği

FMR rezonans şartı bir önceki bölümde bahsettiğimiz gibi iki yöntemle sağlanabilir. Birinci yöntem sabit frekansta değişken manyetik alan ile rezonans koşullarının sağlanmasıyla gerçekleşir. Bu yöntem kolay ve yaygın olsa da ferromanyetik malzemeleri demagnetize durumda incelemeye imkan sunmaz. Bu noktada sabit manyetik alan değiştirilen frekans ile yapılan ikinci yöntem önem kazanır. Koaksiyel kablo ile bu tekniğin uygulanması mümkündür. VNA S11 modda tarama aralığı istenilen frekans aralıkları ayarlanır. Farklı manyetik alan değerleri için numunenin rezonans frekansı farklı olacağında VNA de görülen soğrulma spektrumunun frekansı değişecektir.

Deney düzeneğinde kullandığımız sert koaksiyel kablo bakır olup dış çapı 3 mm, içteki iletkenin çapı 1mm, uzunluğu 30 cm’dir. Kısa devre için 0.25 mm çapta 1.5 mm uzunlukta bakır kablo kullanılmıştır. Kalite faktörü 400 civarında bulunmuştur.

Manyetik alan içerisinde koaksiyel kablonun ucundaki numune dönebilen bir tutucuya Şekil 6.9'da gösterildiği gibi yerleştirilmiş ve düzenek gösterildiği gibi sabitlenmiştir. Numunenin düzlem içinde döndürülmesi ile anizotropi incelenebilmektedir. Bu yöntemin bir avantajı da istenilen boyutta numunenin zarar verilmeden incelenmesidir. Bu koaksiyel kablonun ucu şekildeki gibi beyaz teflon bant ile kaplanması ile sağlanabilir. Örneğin bir disk yüzeyi incelenmek istendiğinde bu probu yüzeye dokundurmak veya yaklaştırmak yeterli olacaktır.

Koaksiyel probe yüzeyin taranması ile mikroskop olarak da kullanılabilir. Probun temel öz rezonans frekansında ($\lambda/2$) veya daha yüksek kalite faktörüne sahip harmoniklerinde kullanılabilir. Koaksiyel prob tekniğinin hassasiyeti kalite faktörüne bağlıdır. Q faktörü, iyi tasarlanacak prob için 10^3 mertebesinde olabilir ve aynı zamanda (küçük örnekler için) prob ucunun dolum faktörünün yüksek olması diğer manyetik duygululuk tekniklerine göre çok yüksek hassasiyet sağlar.⁴⁸ Probun ucu ile taranan yüzeyin yakın alan etkileşimi rezonans frekansının kaymayasına (f_r) ve kalite faktörünün (Q) değişmesine sebep olur. Yüzey taranırken f_r ve Q değişimlerinin kaydedilmesi ile yüzeyin mikrodalga özellikleri belirlenir. Mikrodalga perturbasyon teorisine göre rezonans frekansındaki kayma prob ile numune arasındaki mesafeye ve numunenin dielektrik özelliklerine bağlıdır. Kalite faktörü ve dolayısıyla S11 parametresi hassas bir şekilde değişir ve numunenin elektromanyetik kaybını gösterir.⁴⁸



Şekil 6.9 Koaksiyel probe ve numunenin elektromanyetik alanı arasında pozisyonları

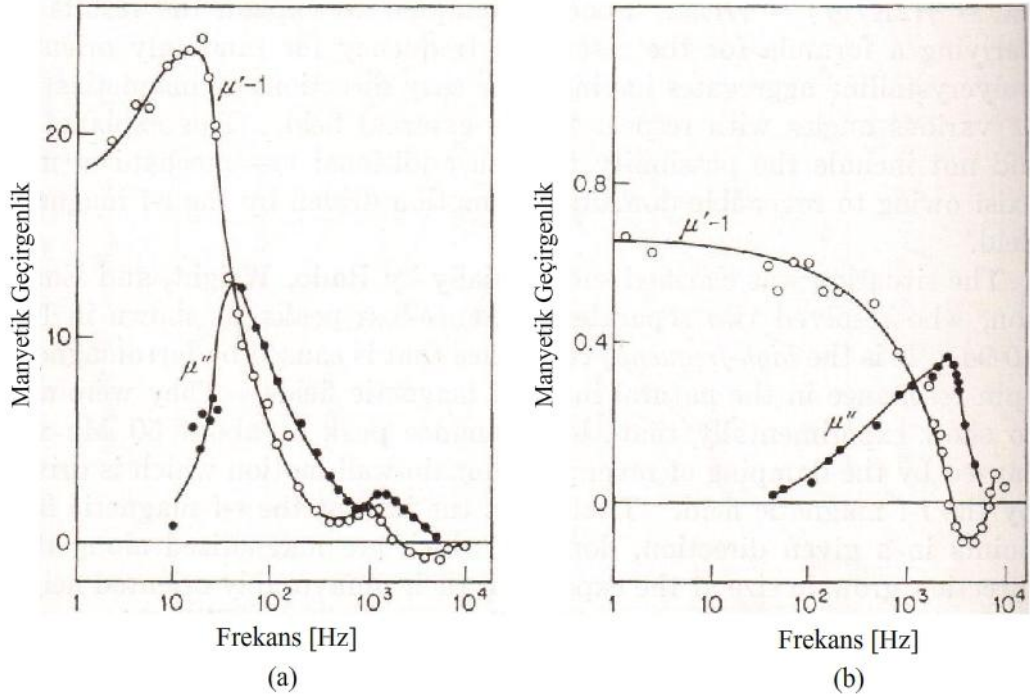
7. MANYETİK DUYGUNLUK - GEÇİRGENLİK SPEKTRUMU

Bir ferromanyetik malzemeye EM gönderildiğinde, malzeme manyetik etkileşimler sonucu RF enerji soğuruyorsa bu enerji (P) malzemenin manyetik duygunluğunun kompleks bileşeni μ'' ile orantılıdır. Spektrumda soğurma piki olarak görünen noktalarda meydana gelen olayların kaynağı farklı olabilir. Bunlar temelde rf frekansına bağlı olarak ikiye ayrılır. Yani meydana gelen kayıpların bir kısmı gönderilen EM'nin frekansına bağlı olarak farklılık gösterirken diğer etkileşimler frekans değişiminden bağımsızdır. Spektrumda meydana gelen soğrulamaların kaynağını bulmak için geniş frekans bandında çalışmak yararlı olacaktır.

Domain duvarı rezonans (domain wall resonance –DWR) ve ferromanyetik rezonans (FMR) RF frekansına bağlı olaylara örnek verilebilir. Uygulanan RF domaindeki manyetik dipollerin presesyon genliğinin artmasına ve domain duvarındaki spin eksenlerini döndürerek domain duvarının hareket etmesine sebep olur. Bu etkiler RF alanının enerji soğurur ve manyetik kayıp oluşur. Manyetik kayıptan sorumlu mekanizmaları anlamak için Snoek⁴⁹ ve Rado, Wright, ve Emerson⁵⁰ tarafından yapılan ilk çalışmalara bakılabilir.

Kayıp mekanizmalarının demagnetize durumdaki malzemelerde ve özellikle UHF (ultra high frequency) ve mikrodalga bölgesinde incelenmesi önemlidir. Bu mikrodalga cihaz üreticilerinin aşına olduğu düşük alan kaybı (low-field losses) olarak bilinen etkinin kaynağıdır. Genel olarak numuneyi yüksek manyetik alan uygulayarak doyuma götürerek domainleri yok etmek bu etkiyi ayırt etmek için kullanılan bir yöntemdir. Böylece meydana gelen kaybın FMR dan olduğu görülecektir. Fakat bir çok mikrodalga ve UHF uygulama için kullanılacak malzemeler sıfır veya çok düşük alan altındadır. Bu nedenle FMR'a bağlı olmayan düşük alan kayıplarını araştırmak önemlidir. Örneğin Rado ve arkadaşları⁵¹ Ferramic üzerinde düşük alan kayıplarını analiz ettiler. Deneylerinde sabit alanda polikristal ferrite numunesine CW modda rf gönderdiler ve şekil 7.1 a'daki spektrumu elde ettiler. Spektrumdan görüldüğü gibi iki farklı frekans bölgesinde 80 Hz ve 2000 Hz te soğrulma vardır. Meydana gelen kaybın kaynağını bulmak için aynı malzemenin

toz halini incelediler. Böylece çok küçük toz parçacıklar sayesinde domain duvarları yok oldu ve Şekil 7.1 b'yi elde ettiler. Bu spektrumda yüksek frekans bölgesindeki soğrulmayı tekrar elde ederken düşük frekanslardaki absorpsiyonun olmadığını gözlemlediler. Böylece düşük frekans bölgesinde meydana gelen etkinin domain duvarı rezonansından kaynaklandığını gördüler.¹⁷



Şekil 7.1 Ferramic için frekansa bağlı manyetik geçirgenlik spektrumu. a) Katı numunede iki rezonans pikini göstermektedir. b) Toz numunede gerçekleşen tek rezonansı göstermektedir.¹⁷

Rf frekansından bağımsız olaylara domain duvarının ilerlemesi (domain wall movement), domain dönmesi (domain rotation) ve domain duvarı dönüşümü (domain wall transformation) örnek verilebilir. Domain duvarının hareketi, domain dönmesi ve domain duvarının dönüşümü, mıknatıslanması doyumuna ulaşmamış FM numunelerde gerçekleşir. Yani FM malzeme domainler içeriyorsa bu olaylar gözlemlenebilir. Domain duvarının hareketi ve domain dönmesini bölüm 3.5'te izah edilmişti. Bu olaylar, FM malzemeye manyetik alan uygulanarak malzeme doyumuna giderken domainlerin yok olması sırasında gerçekleştiği için sıfırlayıcı alan H_c bölgesinde meydana gelir. Anizotropik FM numuneler için sıfırlayıcı alan numunenin manyetik alandaki yönelimine bağlıdır, dolayısıyla anizotropik bir numunenin manyetik alandaki yönelimine bağlı ölçümleri ile mekanizma analiz edilemez.

Domain duvarının dönüşümü numunenin manyetik alandaki yönelimine bağlı olarak, Bloch ve Neel domain duvar enerjilerinin farklı olmasından kaynaklanır ve minimum enerji tercihi nedeniyle enerjisi düşük olan duvar tipine geçiş gerçekleşir.⁵² Domain duvarının dönüşümünün (DWT) gerçekleştiği manyetik alan değerine kritik alan (H_{cr}) denir. Bu değer sıfırlayıcı alandan düşük bir değerdir. DWT sırasında duvar yapısı değiştiği için duvar uzunluğunda da değişim meydana gelir. Bu dönüşümler manyetik duyguluk ölçümlerinde sinyalde zıplama olarak gözlemlenir.

Demagnetize edilmiş numuneye manyetik alan uygulandığında numunenin sıfırlayıcı alan değerine yakın bölgelerde domain dönmesi ve hareketi meydana gelir. Bu olay numunenin mıknatıslanma mekanizmasıdır. Dolayısıyla bu mekanizmayı domain duvarı dönüşümünden bu şekilde ayırabiliriz.

7.1 Rezonans Parametrelerinin Yorumlanması

Yukarıda bahsettiğimiz ölçüm teknikleriyle manyetik geçirgenlik veya duyguluğun sinyalinden g-faktörü, rezonans çizgi genişliği, doyum mıknatıslanması, anizotropi sabiti gibi temel fiziksel parametreleri elde edebiliriz.

7.1 1 g faktörü

Rezonans koşulu olan $\omega = \gamma H$ ifadesinden γ elde ederiz. $\gamma = ge/2mc$ dan g değerine ulaşırız. Böylece g-faktörünü EM frekansı ve rezonansın meydana geldiği manyetik alan değerinden elde ederiz. Rezonans sektrumunda χ'' eğrisinin maksimum noktası rezonans alanını verecektir.

7.2 Rezonans Çizgi genişliği

Çizgi genişliği ΔH , χ'' eğrisinden kolayca elde edilebilir. Çizgi genişliği manyetik alana bağlı absorpsiyon eğrisinde yarı yüksekliğindeki tam genişlik olarak tanımlanır. Çizgi genişliği bize sistemdeki durulma parametresi (α) hakkında bilgi verir. Absorpsiyon χ'' eğrisi ile faz kayması χ' eğrisi arasındaki ilişki Kramers-Kroning dönüşümleri ile verilir. Böylece sadece χ'' elde etmek rezonans olayını araştırmak için yeterlidir. Durulma etkilerini FMR denklemlerinde ele almak için genel olarak LLG damping ifadesi kullanılır.

7.3 Doyum Mıknatıslanması

Numunenin doyum mıknatıslanması $4\pi M_s$ değerini soğrulma eğrisi altında kalan integralden

$$\chi''_{max} \approx 4\pi M_s / \Delta H \quad 7.1$$

şeklinde elde edebilir. ^{17,18}

Bu yöntem, kalite faktörüne mikrodalga devre sistemdeki küçük kayıplar dahil edilmediği için ve genelde doyum mıknatıslanması $Q - \chi''_{max}$ grafiğinden elde edildiği için tam olarak doğru sonucu vermez. Bu ΔH veya g faktörünü etkilemez ancak doyum mıknatıslanması değerini %10-15 hatalı verebilir. Daha hassas sonucu, farklı şekle sahip numunelerin farklı rezonans alanına sahip olmasından faydalanarak bulabiliriz. Kittel formülünden, küre için rezonans alanı, $\omega_r = \gamma H_{küre}$ ve sonsuz çubuk için rezonans alanı, $\omega_r = \gamma(H_{çubuk} + 2\pi M_s)$ tir. Bu iki denklemi rezonans için eşitler ve $4\pi M_s$ için çözersek,

$$4\pi M_s = 2(H_{küre} - H_{çubuk}) \quad 7.2$$

elde edilir. Burada $H_{küre}$ ve $H_{çubuk}$ aynı malzemeden hazırlanmış küre ve çubuk şeklindeki örneklere rezonans için uygulanması gereken manyetik alan değerleridir. Benzer ilişki ince filmde düzlem içi ve dışı ölçümlerden türetilir.

7.4 Anizotropi

Anizotropik numunelerin FMR alanı numunenin manyetik alandaki yönelimine bağlıdır. Dolayısıyla anizotropik numunelerin FMR alanlarını manyetik alandaki yönelimlerine bağlı olarak belirleyerek, yani açığa bağlı FMR ile numunelerin anizotropik özelliklerini belirleyebiliriz.

8. FMR DENEY DÜZENEGİ

Önceki bölümlerde bahsedildiği gibi FMR deneyini gerçekleştirmek için iki yöntem vardır. Birincisi rf frekansının sabit tutulması ve manyetik alanın taranması, ikinci yöntem ise manyetik alanın sabit tutulup frekansın taranmasıdır. Elektromıknatıslar üzerine sürülen akım değerine göre manyetik alan oluşturduğu için manyetik alanı taramak kolaydır. Frekansın taranması ve algılanıp analiz edilmesi teknoloji açısından daha zor bir durumdur. Bu nedenlerle birinci FMR yöntemi daha yaygındır. Diğer taraftan ikinci yöntem sönüm terimi, yüksek anizotropi, domain duvarı dinamiği gibi manyetik parametrelerin incelenmesinde bazı avantajları bulunmaktadır.

8.1 Geleneksel FMR Spektrometresi

Sabit frekans, manyetik alan tarama yöntemi ile FMR deneyleri için yaygın olarak Bruker firmasının X band (9.8 GHz) ESR deney düzeneği kullanılmaktadır. Bu düzende rezonatör olarak kavite yöntemi kullanılır. Farklı frekanslar için frekansa karşılık gelen dalga boylarında kavitelerden yararlanılır. Zayıf sinyal modüle edilir ve lock-in amplifier tekniği ile detekte edilir. Tüm sistem bilgisayar ile kontrol edilir. Bu deneysel düzenek hakkında bir çok kaynak mevcuttur bu sebeble detaylarını ilgili kaynaklara bırakıyoruz.^{24,53}

8.2 Geniş Frekans Bandı FMR Deney Düzeneği

Deneysel düzenek temel olarak sinyal üretici-dedektörü, elektromıknatıs ve rezonatör olmak üzere üç ana bileşenden oluşur. Bu üç bileşen koaksiyel kablo ile birbirine bağlanır. Zayıf FMR sinyallerini algılamak için ayrıca modülasyon tekniği de kullanılır. Bu durumda düzeneğe lock-in Amplifier, modülasyon sarımları, düşük frekans sinyal üretici, amplifier, dedektör gibi bileşenler eklenir. Düşük sıcaklık FMR deneyleri için ise düzeneğe kriostat, vakum pompası, termostat, sıcaklık kontrolcüsü, sıvı helyum veya azot transferi için transfer hattı gerekir. Sistem tamamen bilgisayar ile kontrol edilir.

Geniş frekans bandında frekans taraması ile FMR deneylerinde RF sinyal kaynağı ve dedektörü olarak Vektörel Network Analizör, rezonatör olarak mikroşerit, kavite, CPW, kısa devre koaksiyel prob kullanılır. Manyetik alan kaynağı olarak elektromıknatıslar kullanılır.



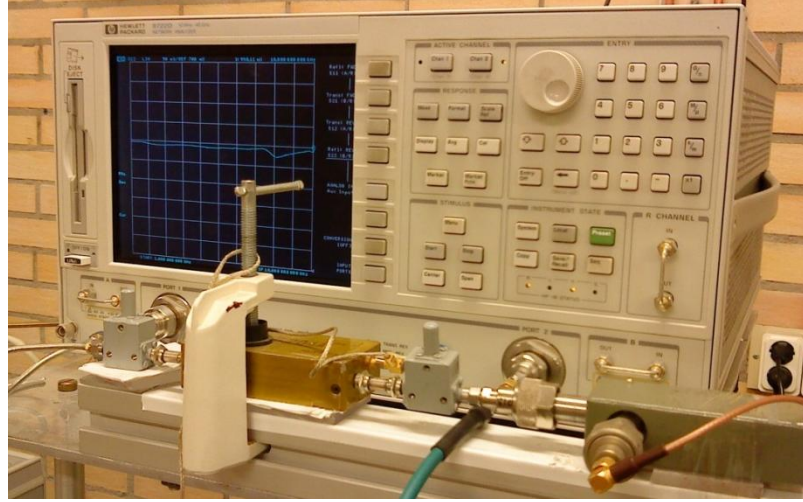
Şekil 8.1 Broad band FMR deney sistemi (İsveç-KTH)

8.2.1 VNA

Network Analizör elektrik ağlarının elektriksel ağ parametrelerini ölçen bir cihazdır. 1 Hz ten 110 GHz ve üzeri frekans bandında çalışmaya imkan sunan NA hem sinyal üretici hem de dedektörü ve analizörü olarak kullanılır. İki farklı NA vardır. Scalar NA'lar sadece sinyalin genliğini ölçerken, Vektörel NA'lar sinyalin hem genliğini hem de fazını ölçmeye imkan sağlar. NA'larda yaygın olarak S parametreleri kullanılır. Bu parametreler yansıma (reflection), geçiş (transmission) parametreleri yüksek frekansta kolay bir şekilde ölçmeye imkan sunar.

İki porta sahip olan VNA'larda S11 ve S22 parametreleri yansıma, S12 ve S21 parametreleri geçiş (transmission) ölçümleri için kullanılır. S11 parametresi birinci porttan giden sinyal I_i ile yansıyıp birinci porta gelen sinyalin I_s genliğinin oranıdır. (I_i/I_s) S12 parametresi ise ikinci porttan gönderilen sinyalin I_2 , birinci port tarafından algılanan I_1 sinyal genliğine oranıdır. (I_2/I_1)

VNA ile istenilen frekans aralığı seçilerek sürekli frekans taraması yapılabilir. Ayrıca bir frekans seçilip sinyal üretici gibi kullanılabilir. Ölçümler sonucunda VNA manyetik duygunluk ifadesinin kompleks bileşenini ve faz farkını vermektedir. Böylelikle kompleks manyetik duygunluk ifadesi elde edilir. Deneylerde sinyal üretici ve dedektörü olarak 10 MHz-40 GHz frekans bandında çalışan HP8722D VNA kullanıldı.



Şekil 8.2 HP8722D Vektörel Network Analizör

8.2.2 Elektromıknatıs

Elektromıknatıslar homojen, stabil ve değiştirilebilen manyetik alan üreten cihazlardır. Farklı amaçlar doğrultusunda, elektromıknatıs, süperiletken mıknatıs, bitter mıknatısları vardır. Elektromıknatıs dışı yalıtılmış metal iletkenlerden yapılan sarımlardan oluşur. İletkene sürülen akım ile manyetik alan elde edilir ve sürülen akım değerinin değiştirilmesiyle manyetik alan değiştirilir.

Deneylerimizde 2.4 T manyetik alan değerine ulaşan 30 cm çaplı kutuba sahip ve V-2100B güç kaynağı ile beslenen V-4013A (Varian, Inc.) elektromıknatısı kullanıldı. 7.5 cm kutup mesafesi için 7 kOe manyetik alan değerinde alan düzensizliği 0.1 Oe altındadır. Elektromıknatıs bilgisayara bağlantılı Keithley 2002/2400 ile kontrol edilmektedir. Hall sensörden gelen sinyal Keithley 8^{1/2} Digit DMM2002 Nanovoltmeter ile ölçüldü. Manyetik alan bilgisayar kontrolünde saniyede 0.1 mOe ile 100 Oe aralığında taranabilmektedir.

SOAR 7540- Amplifier

HP8722D
Network AnalyzerSR510
Lock-in AmplifierHP 8656B
Düşük frekans Sinyal üreticiGüç kaynağı- B32-20R
(küçük e.mıknatıs için)

Osiloskop-Hitachi V-212

Oxford ITC SO3
Sıcaklık Düzenleyici

VSW ESCA Arayüz

Γ3-109 Frekans
Sinyal Üretici
(Modulasyon sarımları için)Küçük
ElektromıknatısKeithley 2002/2400
Referans Akım SürücüKeithley 81/2
Digit DMM2002
Nanovoltmeter

Şeki 8.3 B-FMR deney düzeneğinde yer alan cihazlar

9. TEORİK ANALİZ

Deneysel sonuçları incelemeden önce rezonans frekansına (ω_{res}) bağlı rezonans alanlarını (h_{res}) hesaplamak deney sonuçlarını yorumlamak için önemlidir. CoFeB-SiO₂ ince filmi yüksek mıknatıslanma değerine sahip ve $4\pi M_s = 8600$ G'dir. Mıknatıslanma vektörünün manyetik alanda belirli yönelimleri için Stoner-Wohlfarth teorisini izlersek, homojen mıknatıslanmış film için serbest enerji yoğunluğu ifadesi,

$$F = -HM_s[\sin\theta_H\sin\theta_M\cos(\varphi_H - \varphi_M) + \cos\theta_H\cos\theta_M] + 2\pi M_s^2\cos^2\theta_M - K_p\sin^2\theta_M\sin^2\varphi_M \quad 9.1$$

olur. İlk terim Zeeman enerjisi, ikinci terim demagnetizasyon alanı enerjisi, son ifade ise in-plane eksensel anizotropi K_p enerjisidir. Manyetik alan H ve mıknatıslanma vektörü M ve bunların yönelimleri Şekil 5.1'de gösterildiği gibi kutupsal açı θ ve düzlem φ açı ile küresel koordinat sisteminde tanımlanmıştır. Zor eksen $\varphi = 0$ olarak tanımlanmıştır. Mıknatıslanma vektörünün denge yönelimi $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ minimum serbest enerji ifadesinden şu şekilde belirlenir,

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \varphi_M} &\equiv -HM_s\sin\theta_H\sin\theta_M\sin(\varphi_H - \varphi_M) - \left(\frac{1}{2}\right)H_pM_s\sin^2\theta_M\sin 2\varphi_M \\ &= 0 \end{aligned} \quad 9.2$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \theta_M} &\equiv HM_s[\cos\theta_H\sin\theta_M - \sin\theta_H\cos\theta_M\cos(\varphi_H - \varphi_M)] \\ &\quad - 2M_s^2\sin 2\theta_M - \left(\frac{1}{2}\right)H_pM_s\sin 2\theta_M\sin^2\varphi_M = 0 \end{aligned} \quad 9.3$$

Burada $H_p = 2K_p/M_s$ in-plane eksensel anizotropi alanıdır.

Suhl ve Smit in türettiği FMR rezonans ifadesi şu şekildeydi ²²,

$$\left(\frac{\omega_{res}}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2\sin^2\theta_M} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta_M^2} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_M^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta_M \partial \varphi_M} \right)^2 \right] \quad 9.4$$

Burada denklem 9.2 ve 9.3 kullanılarak serbest enerji ifadesini denklem 9.1'den türetirsek FMR rezonans ifadesi

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega_{res}}{\gamma H}\right)^2 &= \left(\frac{\cos\theta_H}{\cos\theta_M} - \frac{4\pi M_s}{H} - \frac{H_p}{H} \cos^2\varphi_M\right) \\ &\times \left(\frac{\cos\theta_H}{\cos\theta_M} - \frac{4\pi M_s}{H} \cos^2\theta_M - \frac{H_p}{H} \cos^2\theta_M \sin^2\varphi_M\right) \\ &- \left(\frac{H_p}{2H} \cos\theta_M \sin 2\varphi_M\right)^2 \end{aligned} \quad 9.5$$

Denklem 9.5 , 9.2 ve 9.3'ün numerik çözümü için MATLAB programını kullanıldı. Üç farklı geometri için rezonans frekansına bağlı rezonans alanları hesaplandı. Hesaplama için kullanılan MATLAB program kodları Ek1'de yer almaktadır.

Üç farklı geometride FMR alanı denge koşulları ve rezonans ifadelerine bakalım

- a) Film yüzeyine dik manyetik alan ($\theta_H = 0$) için her zaman $\varphi_M = \pi/2$ dir. θ_H in tanımlandığı manyetik alan için iki durum vardır.
- Eğer $H \leq 4\pi M_s + H_p$ olursa $\cos\theta_M = \frac{H}{4\pi M_s + H_p}$ olur ve rezonans frekansı ,

$$\omega_{res} = \gamma \sqrt{H_p(4\pi M_s + H_p) \left[1 - \left(\frac{H}{4\pi M_s + H_p}\right)^2\right]} \quad 9.6$$

- Eğer $H \geq 4\pi M_s + H_p$ olursa $\theta_M \equiv 0$ olur ve rezonans frekansı

$$\omega_{res} = \gamma \sqrt{(H - 4\pi M_s)(H - 4\pi M_s - H_p)} \quad 9.7$$

olur.

- b) Manyetik alan H her zaman kolay eksene dik olduğunda ($\varphi_H = 0$)

- Eğer $H \leq H_p \left\{1 - \cos^2\theta_H \left[1 - \left(H_p/(4\pi M_s + H_p)\right)^2\right]\right\}^{-1/2}$

$\mathbf{M}$ vektörü düzlem dışından, düzleme - zor eksene doğru yönelir.

$$\cos\theta_M = \frac{H}{4\pi M_s + H_p} \cos\theta_H \quad 9.8$$

$$\cos\varphi_M = \frac{H}{H_p} \frac{\sin\theta_H}{\sqrt{1 - \cos^2\theta_H \left(\frac{H}{4\pi M_s + H_p}\right)^2}} \quad 9.9$$

ve rezonans ifadesi

$$\begin{aligned} \omega_{res} &= \gamma H_p^{1/2} (4\pi M_s + H_p)^{1/2} \\ &\times \sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_p}\right)^2 + \cos^2\theta_H \left(\frac{H}{H_p}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{H_p}{4\pi M_s + H_p}\right)^2\right]} \end{aligned} \quad 9.10$$

Denklem ile tanımlanan sınır eğrisinde

$$H_b(\theta_H) = H_p \left\{ 1 - \cos^2\theta_H \left[1 - \left(\frac{H_p}{4\pi M_s + H_p}\right)^2 \right] \right\}^{-1/2} \quad 9.11$$

Mıknatıslanma vektörü $\mathbf{M}$ kolay eksene dik olur ($\varphi_M = 0$) ve $\omega_{res} \rightarrow 0$ a gider.

- Eğer $H \geq H_b(\theta_H) = H_p \left\{ 1 - \cos^2\theta_H \left[1 - \left(\frac{H_p}{4\pi M_s + H_p}\right)^2 \right] \right\}^{-1/2}$

Olursa mıknatıslanma vektörü $\mathbf{M}$ kolay eksene dik ($\varphi_M = 0$) olur, film düzlemine dik doğrultuya doğru $\mathbf{H}$ vektörüne yaklaştıkça

$$H/4\pi M_s \sin(\theta_M - \theta_H) = \sin\theta_M \cos\theta_M \quad 9.12$$

olur ve rezonans frekansı,

$$\begin{aligned} \omega_{res} &= \gamma \left[H \frac{\sin\theta_H}{\sin\theta_M} + H_p \right]^{1/2} [H \cos(\theta_H - \theta_M) \\ &- (4\pi M_s + H_p) \cos 2\theta_M]^{1/2} \end{aligned} \quad 9.13$$

- c) Manyetik alan film düzleminde ($\theta_H = \pi/2$) dönerse, mıknatıslanma vektörü $\mathbf{M}$ her zaman $\theta_M = \pi/2$ olup manyetik alan arttıkça $\mathbf{H}$ vektörüne yaklaşır.

$$2H/H_p \sin(\varphi_M - \varphi_H) = \sin 2\varphi_M \quad 9.14$$

ve rezonans frekansı

$$\begin{aligned} \omega_{res} = \gamma & \left[H \cos(\varphi_H - \varphi_M) + 4\pi M_s + H_p \sin^2 \varphi_M \right]^{1/2} \\ & \times \left[H \cos(\varphi_H - \varphi_M) - H_p \cos 2\varphi_M \right]^{1/2} \end{aligned} \quad 9.15$$

Üç geometri için frekansa bağlı rezonans alanı 9.6 – 9.15 denklemleri ile hesaplandı ve Şekil 11.2 ve 11.14’te sürekli çizgiler ile gösterildi.

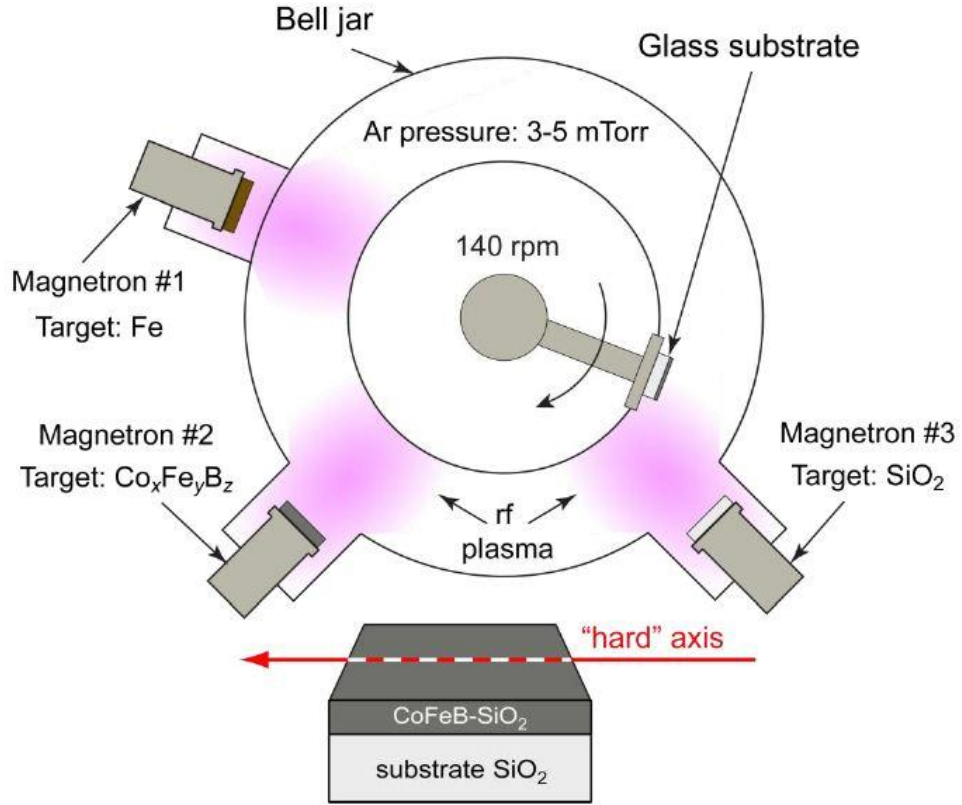
10. DENEYSEL SONUÇLAR

10.1 Numunenin Hazırlanması

Tez çalışmasının bir bölümü İsveç'te Kraliyet teknoloji Enstitüsü'nde (KTH) yapıldı. Ayrıca CPW hazırlamak için bir süre Amerika'daki Alabama Üniversitesi'nde çalışmalar yapıldı. Dolayısıyla bu tez çalışmasında üç kurumun laboratuvar ve analiz teknikleri kullanıldı.

Prof. Grishin ve ekibi CoFeB ince filminin spin dinamiğini ve geniş frekans bandında manyetik duygunluğunu incelemek için Prof. Munakata ile ortak bir çalışma yaptılar. Bu çalışmada Prof. Munakata growth-induced anizotropi ile güçlü ferromanyetik karaktere sahip 400 ve 480 nm olmak üzere iki farklı kalınlıkta CoFeB-SiO₂ ince filmi hazırladı. Grishin ve ekibi 400 nm kalınlıktaki CoFeB ince filminin dinamik mıknatıslanmasını geniş frekans bandında incelediler ve domain duvarı dönüşümünü de gözlemledikleri çalışmayı yayınladılar. Bu konu ile ilgili detaylı bilgilere ilgili makaleden ulaşılabilir.⁵² Bu çalışma Prof. Munakata'nın hazırlamış olduğu ikinci numune için yapıldı. B-FMR çalışmak amacı doğrultusunda güçlü ferromanyetik karaktere sahip bu numune ile farklı teknikler incelendi. Domain duvarı dönüşümü bu numunede de gözlemledi ve tez konusu dışında olduğu için bölüm 11'de kısaca değinildi.

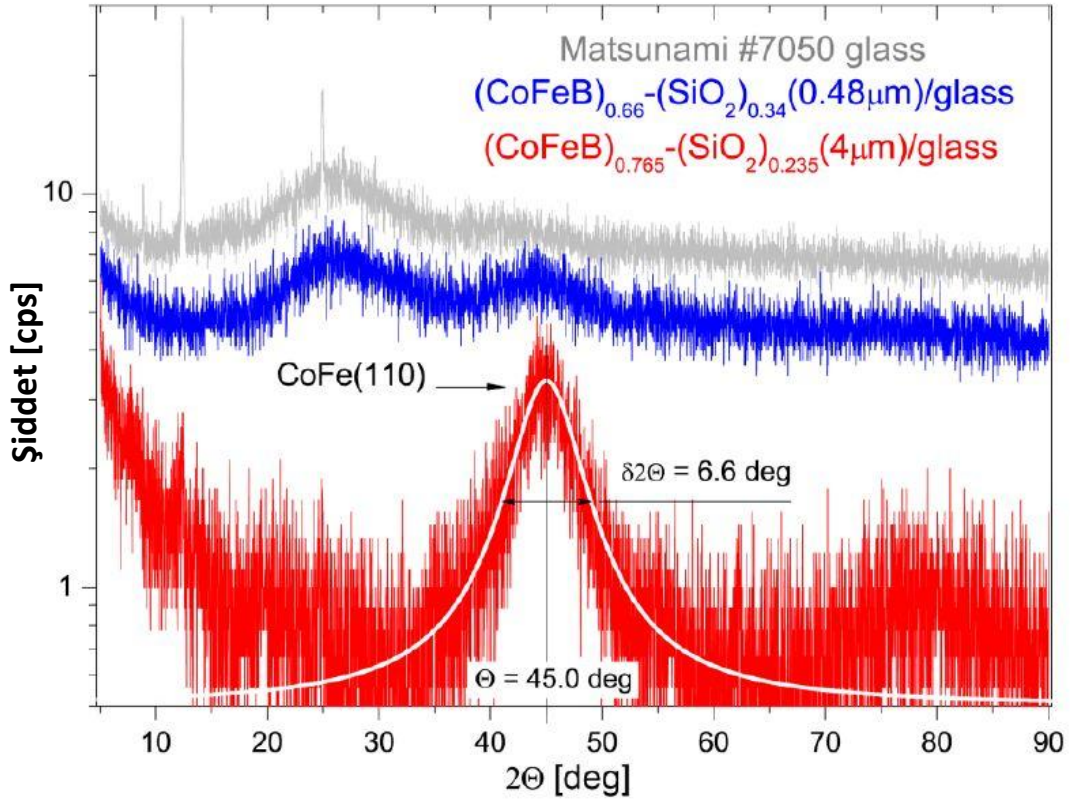
Oda sıcaklığında ferromanyetik Fe, Ni, Co ve bunları içeren alaşımlar, çok sayıda manyetik amorf maddeler ve nanokristal yapılar düşük sıfırlayıcı alan H_c , yüksek doyum mıknatıslanması M_s , yüksek manyetik duygunluk χ , geçirgenlik μ ve yumuşak (soft) mıknatıslanma özelliğiyle yüksek frekansta bilgi işleme, magneto tunnel junction gibi bir çok uygulama alanına sahiptir.⁵⁴ Özellikle kolay bir şekilde üretimle %70 üzerinde yüksek manyetik direnç elde edilen CoFeB ince filmi son zamanlarda çok dikkat çekmektedir.⁵⁵ İlk heteroamorf Co_(0.4)Fe_(0.4)B_(0.2) filmleri 1990 yılında Matsuyama tarafından sentezlendi.⁵⁴ Bu filmler $4\pi M_s$ 5-17.5 kG doyum mıknatıslanmasına, $H_c \sim 0.3 - 0.9$ Oe sıfırlayıcı alana, $\rho \sim 10^{-4} - 10^0 \Omega\text{cm}$ özelliğe sahipti. Hatta filmlerden bazıları yüksek frekans bölgesinde (>10 MHz), sendust filmlerle ve density recordhead çekirdeklerinde kullanılan geleneksel amorf filmlerle kıyaslandığında, üstün manyetik ($B_s \sim 12$ kG, $H_c \sim 0.3$ Oe, $\rho \sim 500 \mu\Omega\text{cm}$) özellikleri göstermektedir.



Şekil 10.1 Üç hedefli sputter sistemi

Manyetik direnç sensörler, spin tork osilatörler gibi uygulamalar için yüksek doyum mıknatıslanması dışında manyetik anizotropi gerekmektedir. 1955 yılından bu güne inplane eksensel manyetik anizotropi oluşturabilmek için numunenin sentezlenme veya tavlama sırasında manyetik alan uygulama çalışmaları yapılmaktadır.⁵⁶ Genel olarak 20–50 Oe, en yüksek olarak 700 Oe inplane anizotropi CoFeB filminlerinde dönen cam üzerine saçtırılması ile elde edilmiştir.⁵⁷ Numune hazırlanmasında kullanılan deneysel düzenek şekil 10.1’de verilmiştir. Burada alttaşın hareket yönü filmin manyetik zor (hard) eksenine paralel olur. Camın dönüş yönü manyetik zor eksenini oluşturmaktadır. Domain duvarlarının sabitlenmesi nedeniyle kolay eksen yönünde relative olarak yüksek sıfırlayıcı alan 10-100 Oe oluşur. Burada heteroamorf $(\text{Co}_x\text{Fe}_y\text{B}_z)_{1-v} - (\text{SiO}_2)_v$ filmi, senkronize üçlü RF magnetron sputter ile SiO_2 , Fe ve $\text{Co}_{0.666}\text{Fe}_{0.074}\text{B}_{0.240}$ hedeften dönen tutucu üzerindeki Matsunami #7050 cam alttaş üzerine katkılanması ile hazırlanmıştır. Katkılanma sırasında tutucunun dönme hızı 140 rpm’dir. Bu dönme hareketi malzemelerin alttaş üzerinde karışmasına imkan sağlamaktadır. Argon basıncı 3-5 mTorr’dur. SiO_2 ’nin bulunduğu magnetron’a verilen güç arzu edilen film oranına (v) göre ayarlanmıştır.

Daha önce belirtildiği gibi bu şekilde 400 ve 480 nm olmak üzere iki farklı kalınlıkta film hazırlandı. Birinci filmde CoFeB/SiO₂ oranı daha yüksek ($v = 0.235$) ve ikinci filmde ise CoFeB oranı daha azdır ($v = 0.34$). Amorf film yapısı x-ray diffraction (XRD) ile analiz edildi. Şekil 10.2 boş cam altta ve iki hetero amorf CoFeB – SiO₂ filminin XRD deseninin kıyaslanmasını göstermektedir. Bragg yansıması Lorentzian çisgisi ile fit edilmiş ve Scherrer formülünden birinci filmde 1.7 nm büyüklükte parçacıkların olduğu gözlemlenmiştir. Diğer taraftan spektrumda görüldüğü gibi ikinci filmde belirgin düzenli yapı söz konusu değildir.



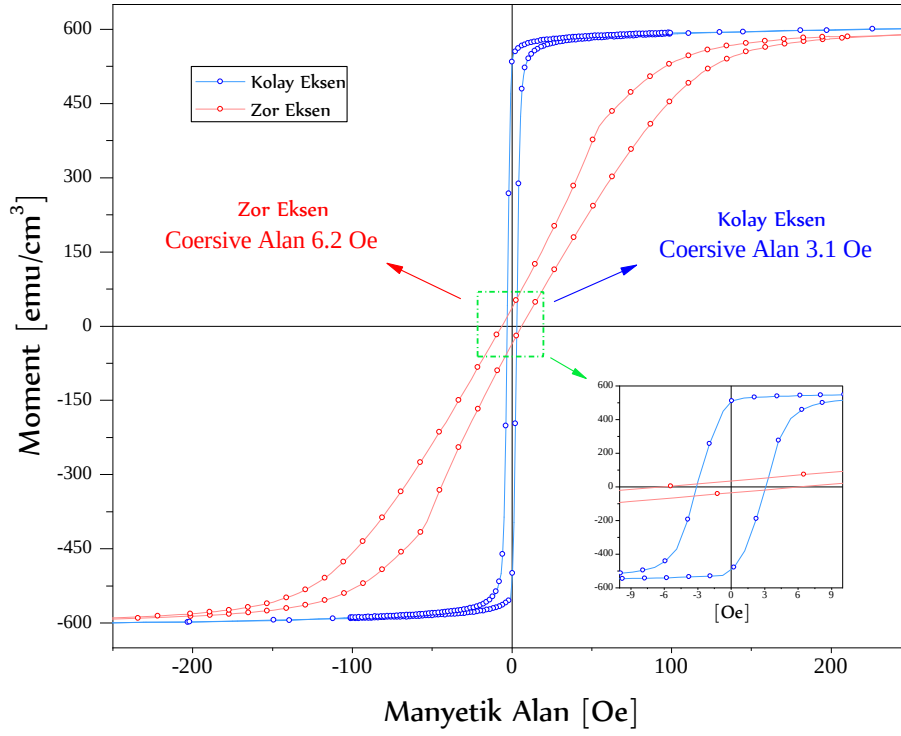
Şekil 10.2 CoFeB filmlerinin XRD sonuçları

Growth-induced manyetik anizotropi dışında bu filmler ayrıca elektrik transport özelliği göstermektedir. CoFeB zengin film dev manyetik dirençe (GMR) birlikte güçlü in-plane anizotropik manyetik direnç (AMR) özelliği de göstermektedir. CoFeB zayıf filmi ise yalnız dev manyetik direnç (GMR) göstermektedir.⁵⁸

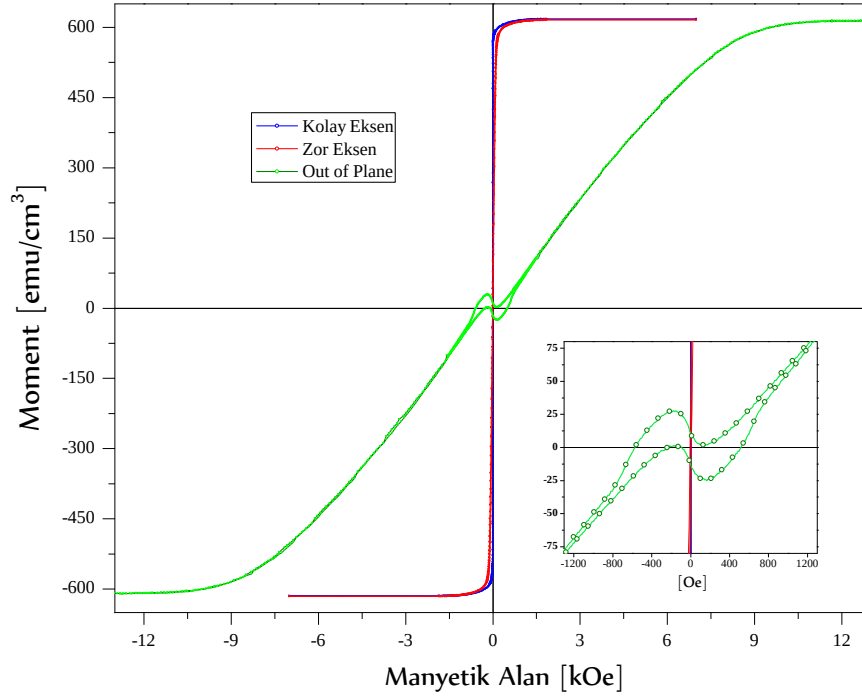
10.2 CoFeB - Manyetik Özellikleri

Numunemizi Quantum Design firmasının numune titreşim magnetometresiyle (VSM) oda sıcaklığında düzlem dışı, düzlemde – zor - kolay eksene paralel olmak üzere üç farklı geometride incelendi. Şekil 10.3 ve 10.4 üç geometri için manyetik histeresiz eğrisini göstermektedir. Histeresiz growth induced anizotropiyi açıkça göstermektedir. Büyütme geometrisine bağlı olarak oluşan zor eksende mıknatıslanmanın doyuma gitmesi için gereken manyetik alan değeri $H_p = 165$ Oe tir. Bu değeri in-plane anizotropi H_p olarak tanımlayacağız. Düşük sıfırlayıcı alan $H_c = 3.1$ Oe ile numune soft ferromanyetik özellik göstermektedir. Doyum mıknatıslanması $4\pi M_s = 7.8$ kG, numuneyi doyuma götürecek manyetik alan değeri 10 Oe'tir.

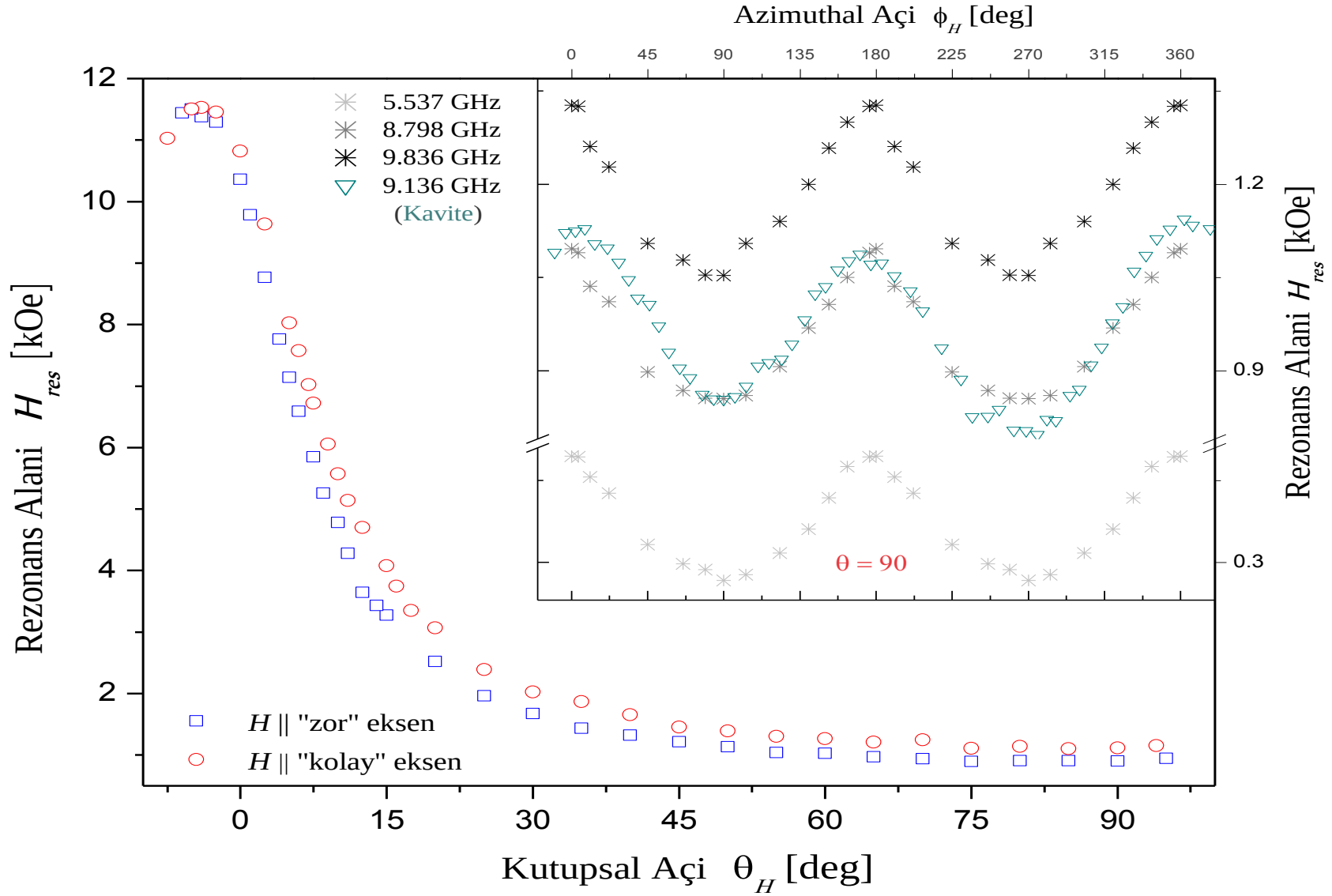
Manyetik anizotropi ayrıca B-FMR ile iki düzlemde çalışıldı. Ölçümler diktörtgen kavite ve kısa devre koaksiyel prob (CP) ile alındı. Diktörtgen kavite zayıf TE_{102} modunda uyarıldı ve $\omega/2\pi = 9.136$ GHz frekansında θ_H ve φ_H 'e bağlı ölçümler alındı. Şekil 10.5 θ_H 'e , H_{res} zor eksene paralel $\varphi_H = 0$ ve kolay eksene paralel $\varphi_H = \pi/2$ için düzlem dışı FMR rezonans alanını göstermektedir. Düzlem içi φ_H bağlı H_{res} grafiği Şekil 10.5'te iç grafik olarak gösterilmektedir. Deneysel sonuçlar $\omega/2\pi = 5.537$, 8.798 , 9.836 GHz frekanslarında CP ile $\omega/2\pi = 9.136$ GHz frekansında ise kavite ile alındı. Sonuçlar growth-induced iki katlı (two fold) düzlemde eksensel anizotropiyi göstermektedir.



Şekil 10.3 Düzlemde, kolay ve zor eksene paralel geometride M-H eğrisi.



Şekil 10.4 Manyetik alan düzlem dışına ve düzleme paralelken elde edilen M-H eğrisi. Düzlem dışı doyum mıknatıslanma değeri düzlemdeki sonuçtan %10 daha düşük elde edildi ve düzeltme yapıldı. Bu etki düzlem dışı geometrideki ölçüm hatasından kaynaklanmaktadır. İç grafik düzlem dışı spektrumun merkezinde meydana gelen histeresiz eğrisi özelliğini büyüterek göstermektedir.



Şekil 10.5 Kutupsal açıya bağlı rezonans $H_{res}(\theta_H)$ ölçümleri. $\omega/2\pi = 9.14$ GHz sabit frekansta iki farklı yönelim için “kolay eksen”e paralel – ($\varphi_H = 90^\circ$, kare semboller $\square$) ve “zor” eksene paralel – ($\varphi_H = 0^\circ$, dairesel semboller $\circ$) olarak rezonans kavitesinde alındı. İç grafik dört farklı frekans düzlemde azimuthal açıya bağlı $H_{res}(\theta_H = 90^\circ, \varphi_H)$ rezonans değerlerini göstermektedir. Burada $\omega/2\pi = 9.136$ GHz frekansta kavite ile alınan sonuçlar üçgenlerle, $\omega/2\pi = 5.537, 8.798, 9.836$ GHz frekansta coaxial probe ile alınan sonuçlar sırasıyla frekansa oranla açıktan koyu renge kar kristali şeklinde gösterilmiştir.

11. FMR Sonuçları

Manyetik duygunluk geniş frekans bandında 1 MHz ten 35 GHz e kavite, mikrostrip, selenoidal sarım, open-short-ended-coax olmak üzere dört farklı rezonatör tekniği ile incelendi.

11.1 Kavite Yöntemi

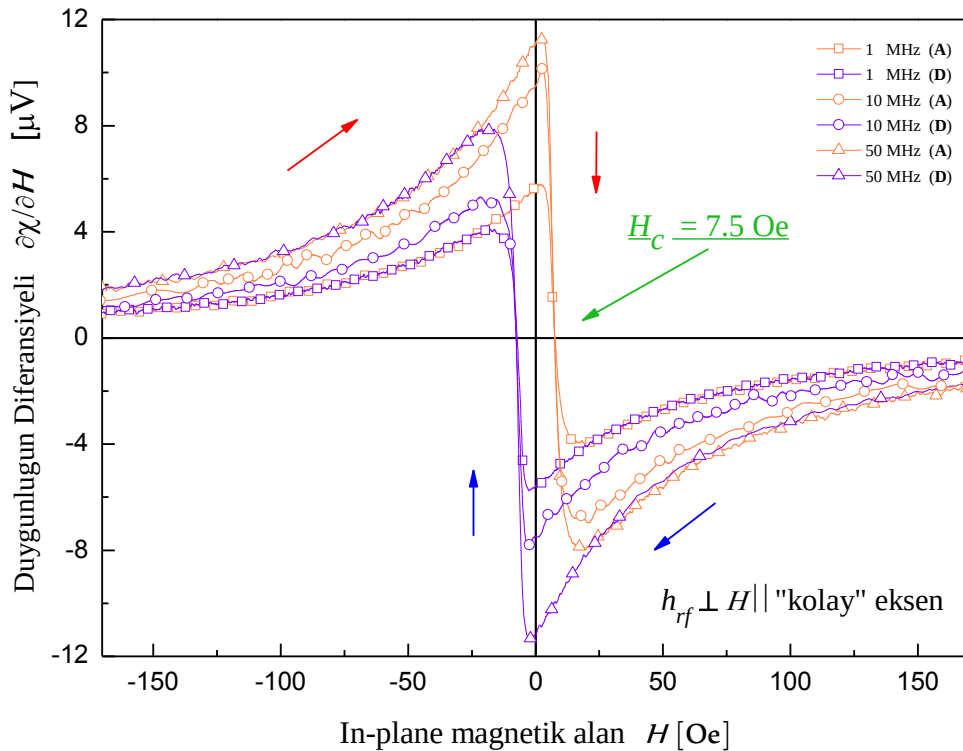
CoFeB ince filminini geniş frekans bandında incelemek için ilk olarak kavite yöntemini kullandık. Önceki bölümde bahsettiğimiz gibi bu yöntemde kavitede birden fazla mod meydana gelir ve bu modlardan birisinin seçilmesi ile rezonans frekansı belirlenir, sonrasında manyetik alanın taranması ile rezonans elde edilir. Bu deney için laboratuarda Şekil 6.1’de gösterilen 2.5x5x20 cm boyutlarında diktörtgen kavite kullanıldı. Kavite rezonans frekansında CW modunda yüksek frekans kaynağı *HP8722D* Network Analizör ile beslendi. Modülasyon sarımları ile çevrilmiş kavitenin bir ucu 2.4 T manyetik alan değerine ulaşabilen elektromıknatıs arasındaki 23 mm’lik boşluğa yerleştirildi. Ayrıca düşük manyetik alan değerlerindeki çalışmalarda 8 kOe manyetik alan değerine ulaşan Şekil 6.1’deki küçük elektromıknatıs da kullanıldı. Modülasyon sarımları düşük frekans jeneratörü G3-109 ($f_{mod} = 160$ Hz) ile beslendi. Sinyal SR510 lock-in amplifier ile kaydedildi. Manyetik alan yüksek gerilim güç kaynağı Keithley ile tarandı. Manyetik alan değeri Keithley multimetresine bağlı NMR ile kalibre edilmiş hall dedektör ile ölçüldü. Düzenekte tüm data işlemleri ve kaydı PC tarafından kontrol edildi.

Kavite ile $H \parallel$ kolay eksen, $H \parallel$ zor eksen ve $H \perp$ film düzlemi olmak üzere üç farklı geometride FMR deneyi yapıldı. Kavitede birçok frekans modu oluştu ancak bu modlardan kalite faktörü (Q) yüksek 3 frekans için (6.7 , 9.7 ve 10.5 GHz) rezonans spektrumu elde edilebildi. Şekil 11.2’de görüldüğü gibi deney sonuçları denklem 9.5 – 9.15’ten hesaplanan teorik sonuçlarla uyum içerisindedir. Farklı kavite boyları için farklı rezonans frekansları elde edilebilirdi ancak bu deneyler çok yüksek ve düşük frekanslar için kavite yapımını zorlaştırmaktadır. Ayrıca farklı kavitelerde ölçüm almak gerek uygun geometrinin aynı hassasiyetle elde edilememesi gerekse deney sürelerinin artması yönünden B-FMR için kaviteyi deavantajlı kılmaktadır. Bu nedenle diğer B-FMR yöntemi olan Selenoidal sarım tekniği ile B-FMR deneylerine devam edildi.

11.2 Selenoidal Sarım

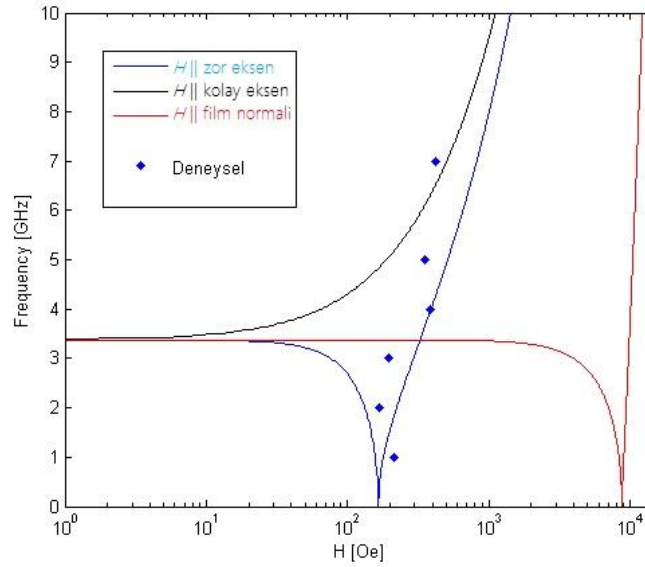
Manyetik alana bağılı manyetik duygunluk ölçümleri selenoidal sarım tekniği ile 1 MHz - 6 GHz frekans bandında çalışıldı. Kullanılan selenoidal sarım bölüm 6.3.2’de izah edilmiştir. Düşük frekans bölgesinde etkin olan bu teknik ile domain duvarı dinamiği ve FMR çalışıldı.

Film boyutlarına göre hazırlanmış olan selenoidin içerisine numune yerleştirildi. Sinyal selenoidin çevresindeki modülasyon sarımları ile modüle edildi. $H \parallel$ kolay eksen, $H \parallel$ zor eksen ve $H \perp$ film düzlemi olmak üzere üç farklı geometride deney yapıldı. Manyetik duygunluk artan ve azalan manyetik alan için kaydedildi. Şekil 11.1’de görüldüğü gibi $H \parallel$ kolay eksen için yapılan deneyde sıfırlayıcı alan değeri dışında $M-H$ histeresiz eğrisinin ikinci türevine $\partial\chi/\partial H = \partial^2 M/\partial H^2$ oldukça benzer spektrum elde edildi. Sıfırlayıcı alan domain yapının relaksasyonu sebebiyle 4 Oe farklı elde edilmiştir.



Şekil 11.1 Selenoidal sarım ile elde edilen diferansiyel duygunluk

Selenoidal sarım ile $H \parallel$ kolay eksen geometrisinde beş frekans için FMR ölçümü yapıldı. Şekil 11.2 den görüleceği gibi sonuçlar teorik modelden bir miktar sapma göstermektedir. Bu durum selenoidal sarımın GHz bölgesine uygun bir teknik olmamasından kaynaklanmaktadır. Selenoidal sarım tekniği düşük frekans bölgesine daha uygun olup dinamik duygunluk ölçümlerinde iyi sonuçlar vermektedir. Nitekim domain ve domain duvarı dinamiğinin incelenmesinde bu teknik kullanılmaktadır. B-FMR için yapılan deneylerde selenoidal sarım ile domain dinamiği CoFeB için çalışıldı ancak bu tezin konusu FMR olduğu için burada değinilmedi.



Şekil 11.2 Teorik sonuçları ve selenoidal sarım ile elde edilen FMR sonuçları

11.3 Mikroşerit (Microstrip line)

Mikroşerit ile FMR deneylerinde Şekil 6.4 ve 6.5'te yer alan iki farklı mikroşerit kullanıldı. Şekil 6.5'teki mikroşerit ile homojen RF alanı oluşturuldu. Böylece spin dalga uyarılarının etkisi engellendi. Burada film hem ground ile iletken arasına hem de iletkenin üzerine yerleştirilebilmektedir. İlk durum güç kaybını azaltmak için uygundur. VNA ve düşük frekans üretici ile beslenen mikroşerit elektromıknatısın arasına yerleştirildi. Seçilen rezonans frekansı için manyetik alan taranarak FMR çalışılmıştır. Bu teknik ile CoFeB numunesinde yaptığımız deneylerde bir sonuca ulaşamadı. Bunun temel sebeplerinden birisi mikroşerit'in yalıtılmamış olmasından kaynaklanan enerji kaybıdır. Bu ekti hem RF alanının etkisini sınırlar hem de elde edilen sinyal şiddetinin düşük olmasına sebep olur.

11.4 Kısa Devre Koaksiyel Prob (Open-Short-Ended-Coax Probe)

Deneylerde kullanılan koaksiyel prob önceki bölümde incelenmiştir. CoFeB çalışmalarının büyük bölümünü bu yöntemle yapıldı ve 400 MHz- 34 GHz geniş frekans bandında FMR sonuçları elde edildi. Elde edilen spektrumlarda üç farklı bölgede enerji soğrulması gözlemlendi. Bu etkilerin kaynağının araştırılması için alana, frekansa ve açığa bağlı FMR ölçümleri yapıldı.

11.4.1 Manyetik Alanın Taranması

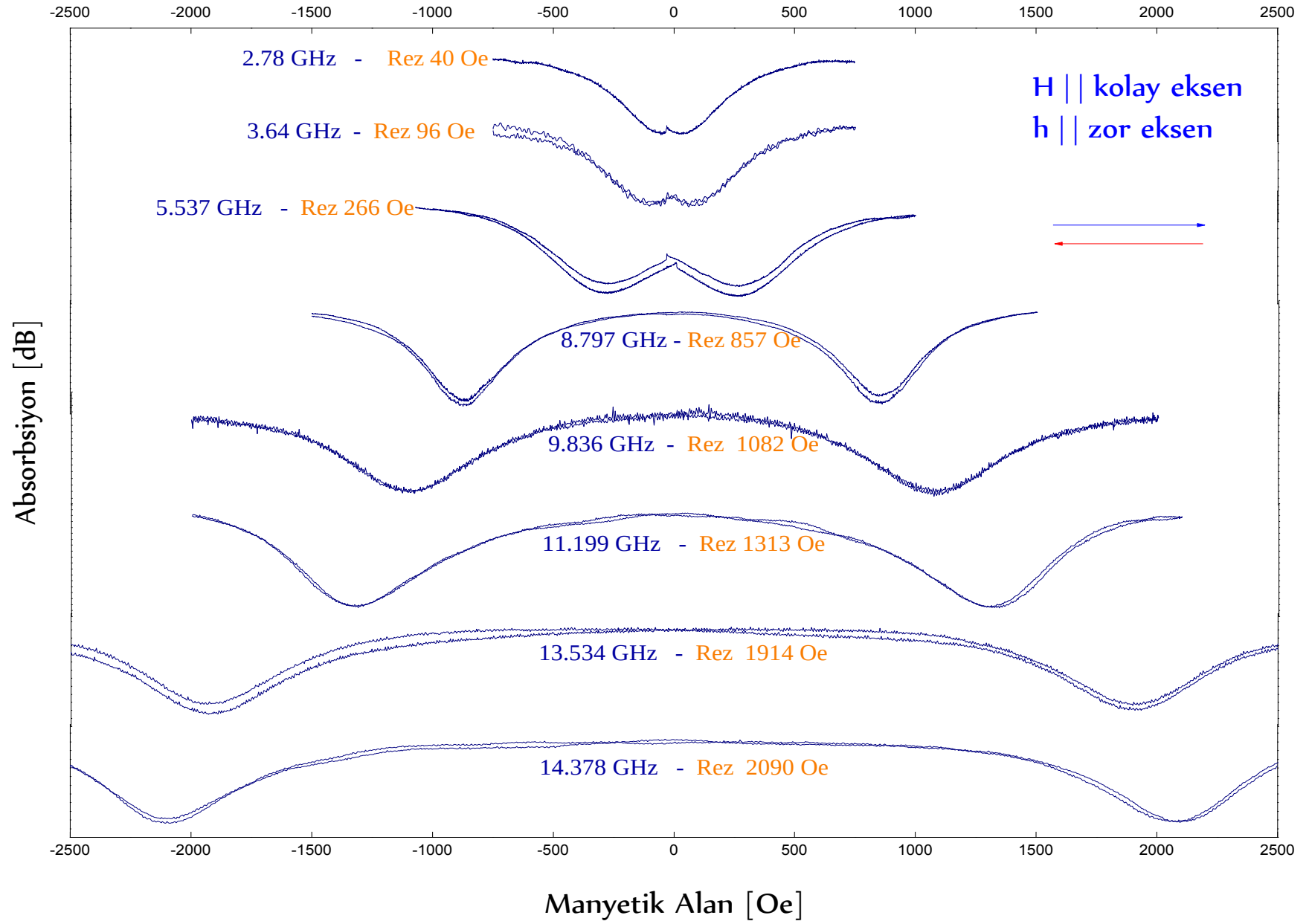
Klasik FMR spektrometrelerinde kullanılan bu yöntemin geniş frekans bandında çalışması yapıldı. Şekil 6.9’da gösterilen rezonatörün karakteristik frekanslarının seçilmesi ile FMR deneyleri yapıldı. Manyetik alan zor eksene-kolay eksene paralel olmak üzere iki farklı geometride, 400 MHz ile 34 GHz arasında 45 farklı frekansta rezonans spektrumu elde edildi. Bipolar güç kaynağı ile FMR spektrumu artan ve azalan alanlar için kaydedildi. Ayrıca manyetik alanın iki yönü için spektrumlar da elde edildi. Bu spektrumlardan seçilen bazıları şekil 11.3 ,11.4 ve 11.5’te gösterilmiştir.

Rezonans alanlarının frekansa bağlı grafiği üç farklı geometri için şekil 11.14’te gösterilmiştir. Burada sürekli çizgiler bölüm 9 da izah edildiği gibi 9.5-9.15 denklemleri kullanılarak MATLAB programı ile hesaplandı (Ek 1). Kavite ve Koaksiyel prob ile alınan deneysel veriler sırasıyla içi dolu kare-çember ve içi dolu kare-çember ile gösterilmiştir.

Şekil 11.3,11.4, 11.5’teki spektrumlar incelendiğinde farklı geometrilerde alınan ölçümlerde farklı sonuçlar elde edildiği açıkça görülmektedir. Spektrumlardaki bu farklılıkları geometriye bağlı olarak sırası ile incelenecek.

$H \parallel$ Kolay Eksen ($h_{rf} \parallel$ zor eksen)

Dış manyetik alan numunenin kolay eksenine paralelken ($H \parallel$ kolay eksen) alınan FMR spektrumları Şekil 11.3'te gösterilmiştir. Burada artan ve azalan manyetik alan ve iki yön için 2-30 GHz arasında 34 farklı frekansta FMR spektrumları elde edildi. Seçilen bazı spektrular Şekil 11.3'te gösterilmiştir. Spektrumlarda görüldüğü gibi sadece bir noktada enerji soğrulması gerçekleşmiş ve farklı frekanslar için bu piklerin yeri değişmektedir. Rezonans bağıntısından, $f = \gamma H$, rezonans alanı frekansa bağlı olduğu için spektrumlardaki pikin beklenildiği gibi FMR'dan kaynaklandığı açıkça görülmektedir. Elde edilen sonuçlar Şekil 11.4'te gösterildiği gibi teorik sonuçlarla örtüşmektedir.



Şekil 11.3 Sabit frekans – manyetik alanın taranması ile $H \parallel$ kolay eksen, $h_{rf} \parallel$ zor eksen geometrisinde elde edilen spektrumlar. Manyetik alan iki yönde taranmıştır.

$H \parallel \text{zor eksen}$ ($h_{rf} \perp \text{zor eksen}$)

Growth-induced anizotropiye sahip CoFeB numunesi manyetik alanda düzlemde zor eksene paralel yerleştirildiğinde elde edilen grafikler oldukça farklıdır. Bu geometride elde edilen sonuçlarda görüldüğü gibi üç farklı noktada enerji soğrulması gözlemlenmektedir. Gözlemlenen üç pikin kaynağının araştırılması için bu geometride 400 MHz ten 34 GHz'e 45 farklı frekans noktasında FMR ölçümleri yapılmıştır. Ayrıca manyetik alana göre piklerin davranışı incelemek için manyetik alan artarken ve azalırken ve zıt iki yönde manyetik alan için FMR spektrumu kaydedilmiştir. Elde edilen spektrumlardan bazıları Şekil 11.4 , 11.5'te gösterilmektedir. Spektrumlarda görüldüğü gibi piklerden soldaki ilk ikisi frekansından bağımsız, sağdaki ise değiştirilen frekans için yer değiştirmektedir. Sağdaki pikin kaynağının FMR olduğu açıkça görülmektedir. Nitekim elde edilen rezonans alanları Şekil 11.14'teki teorik değerlerle örtüşmektedir.

Frekans ile yeri az değişen birinci ve ikinci pikin artan ve azalan manyetik alan değerleri için farklı sonuçlar verdiği görülmektedir. Bu noktaların daha iyi gösterilmesi için Şekil 11.5'de manyetik alan eksenini logaritmik olarak gösterilmiştir. VSM sonuçlarından numunenin anizotropi alanı 165 Oe bilinmektedir. Bir ve ikinci pikin yerleri ise sırasıyla 73 Oe ve 165 Oe civarındadır. Zor eksene paralel manyetik alan artırılırken 165 Oe'ten sonra numune doyuma gidecektir. Dolayısıyla bu değerden önce domainler, domain duvarının hareket etmesi veya domain dönmesi mekanizması ile aynı yönetime ulaşmaya çalışacaktır. Bu mekanizma gerçekleşirken numune rf alanından enerji absorbe eder ve manyetik duygunluk değerinde farklılık meydana gelir. Böylece 165 Oe öncesinde ve civarında meydana gelen soğrulmalar numunenin doyuma giderken içerisinde gerçekleşen iki mekanizmadan kaynaklanır. Açıya bağlı (teta ve fi) yapılan FMR ölçümlerin sonuçları bu yorumu desteklemektedir. ESR Bruker spektrometresinde teta açısına bağlı alınan FMR spektrumları Şekil 11.6'da gösterilmektedir. Bu spektrumlarda iki pik görülmekte. Birinci pikin yeri açıya bağlı olarak az miktarda değişirken ikinci pik alanı büyük oranda değişmiştir. İkinci pikin açısal değişimi bu pikin FMR olduğunu göstermektedir. FMR rezonans alanları geniş frekans bandında yapılan ölçüm sonuçları ile örtüşmektedir. Birinci pikin numunenin doyuma giderken meydana gelen mekanizmalardan kaynaklandığını söyleyebiliriz.

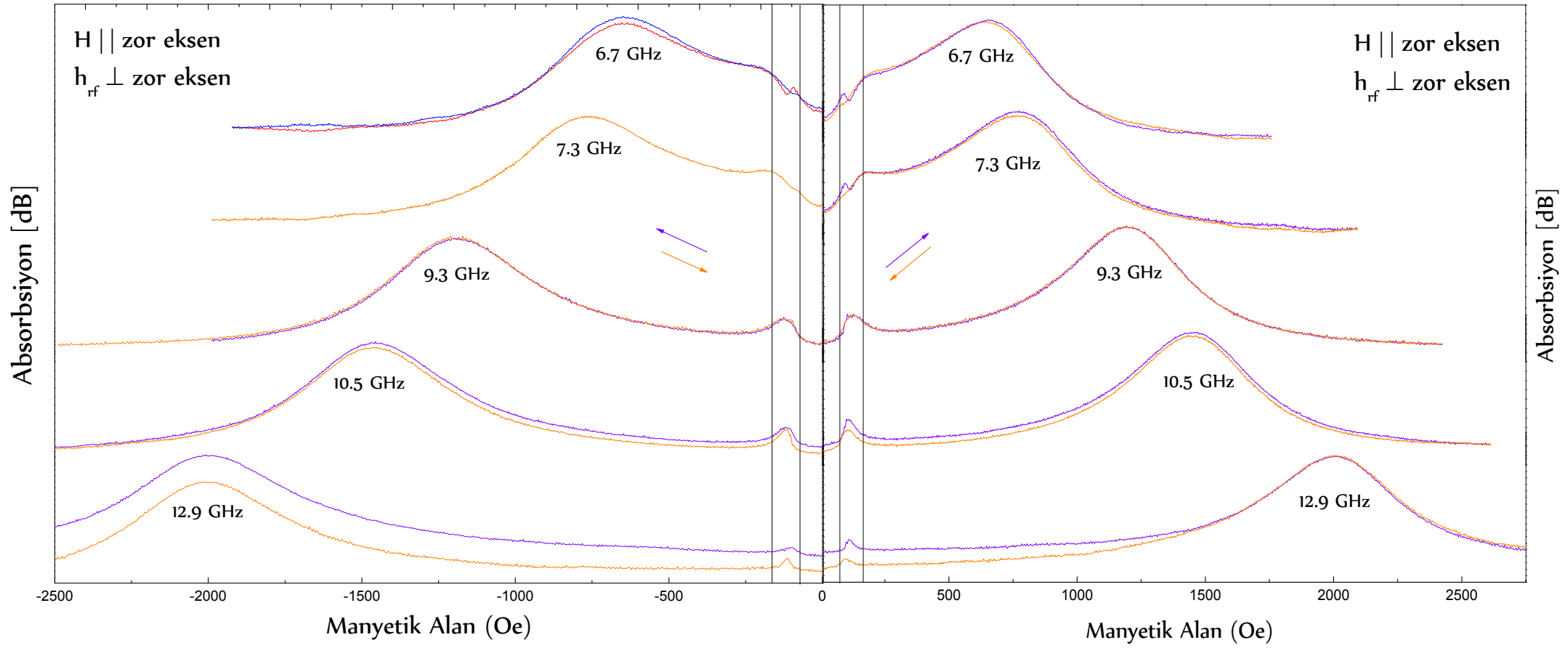
Şekil 11.4 ve 11.5'teki frekansa bağlı alınan spektrumlarda görülen birinci piki analiz edebilmek için domain duvarı dönüşümünü incelememiz gerekmektedir. Bu çalışmada analiz edilen CoFeB filminin hazırlanış sebebi domain duvarı dönüşümünün çalışılmasıydı. Prof. Grishin ve grubu hazırlanan iki filmde 400 nm kalınlıktaki CoFeB filmini incelediler ve geliştirdikleri domain duvarı dönüşümü teorisi ile birlikte 400 nm'lik film için ve deneysel sonuçları yayınladılar.⁵² Bu çalışmada geniş frekans bandında çeşitli yöntemlerle 5 farklı geometride manyetik uygunluk ölçümleri yaptılar. Teorik sonuçları destekleyen deneysel sonuçlara ulaştılar böylece domain duvarı dönüşümünü gözlemlediler. Bu çalışmaların bir bölümü aynı laboratuvarında Prof. Grishin'in sağlamış olduğu ikinci numune üzerinde yapıldı ve FMR ile analiz edilen ikinci film (CoFeB – 480 nm) için domain duvarı dönüşümü de çalışıldı.

Growth-induced anizotropiye sahip CoFeB numunesi demagnetize durumdayken domainler kolay eksen boyunca zıt yönde yönelirler. Bu durumda domainler arasında geçiş düşük enerjiye sahip düzlem dışından dönen Bloch tipi domain duvarı ile sağlanır. Numuneye zor eksen boyunca manyetik alan uygulandığında, başlangıçta 180 derece olan domainler arasındaki açı azalır ve bir noktadan sonra şekilde 11.7'de görüldüğü gibi Bloch domain duvarı enerjisi artarak Néel tipi domain duvarı ile aynı enerjiye sahip olur. Bu noktadan sonra artan manyetik alan değeri için artık Néel duvarı daha düşük enerjiye sahip olduğundan domain duvarları düzlem dışı dönüşten (Bloch) düzlemde dönüşe (Néel) geçer yani domain duvarındaki spinler manyetik alanın artmasıyla düzleme yatar. Bu dönüşümün gerçekleştiği noktaya kritik nokta h_{cr} denir. Bloch ve Néel domain duvarlarının kalınlıkları spinler arasındaki etkileşimden dolayı farklıdır. Bu sebeple domain duvarı dönüşümlerinde duvar boyutlarında bir değişim olur. Tüm bu etkiler RF alanında enerji soğrulmasına ve dinamik uygunluk ölçümlerinde sinyalde anormalliklere sebep olur. Şekil 11.7 domain duvar sınırı ve geometriye bağlı olarak CoFeB için hesaplanan domain duvarı enerjisi ve uzunluğunun teorik sonuçlarını göstermektedir. Görüldüğü gibi Bloch domain duvarı enerjisi $H_p = 165$ Oe'ten yüksek alan değerlerinde Néel domain duvarı enerjisinden büyüktür. Dolayısıyla yapıda düşük enerjisi nedeniyle Néel tipi domain duvarları vardır.

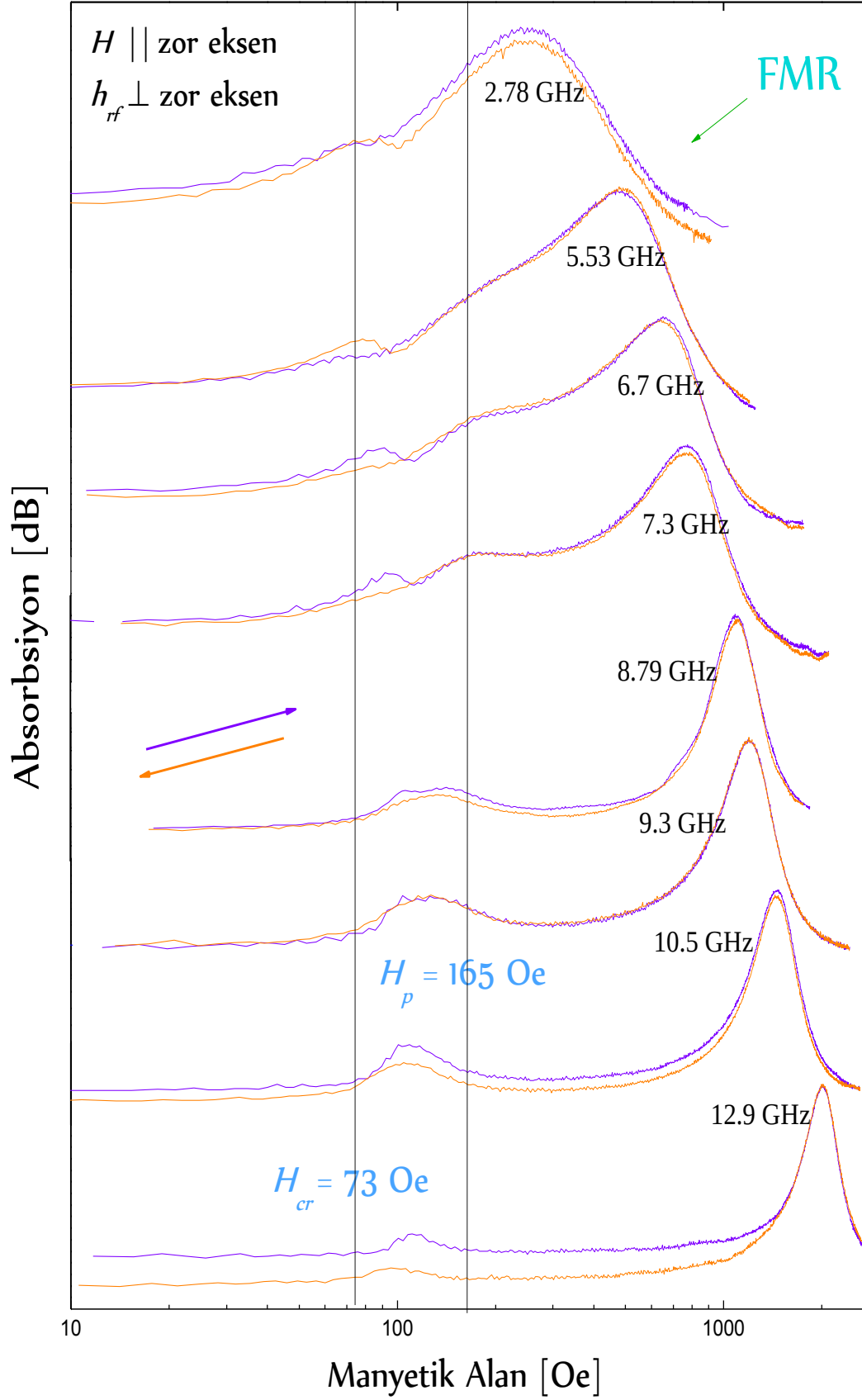
Domain duvar enerjisinin eşit olduğu kritik alan değeri bu filmde 73 Oe hesaplanmıştır. Bu noktada Néel tipi domain duvarı artık Bloch duvarına dönüşmeye başlamakta ve sonrasında yerini tamamen daha düşük enerjiye sahip Bloch duvarına bırakılmaktadır. Bu etkiler selenoidal sarım tekniği ile yapılan Şekil 11.8 ve 11.9'daki manyetik duygunluk ölçüm sonuçlarında da gözlemlenmiştir. Domain duvarı kalınlığı 30 nm artarak 60 nm den 90 nm'ye çıkmıştır. Tezin konusu olmadığı için hesaplamalarda kullanılan denklem ve detayları ilgili makaleye bırakıyoruz.⁵²

Şekil 11.4'teki spektrumlar artan ve azalan manyetik alan değerleri için elde edildi. Görüldüğü spektrumdaki ilk pikin davranışı artan ve azalan manyetik alan için aynı değildir. Bunun sebebi domain duvarı dönüşümlerinde meydana gelen duvar kalıntılarıdır. Bunlar ters yönde uygulanan alan değeri arttıkça kendilerini göstermeye başlar ve sinyalde anormalliğe sebep olur.⁵²

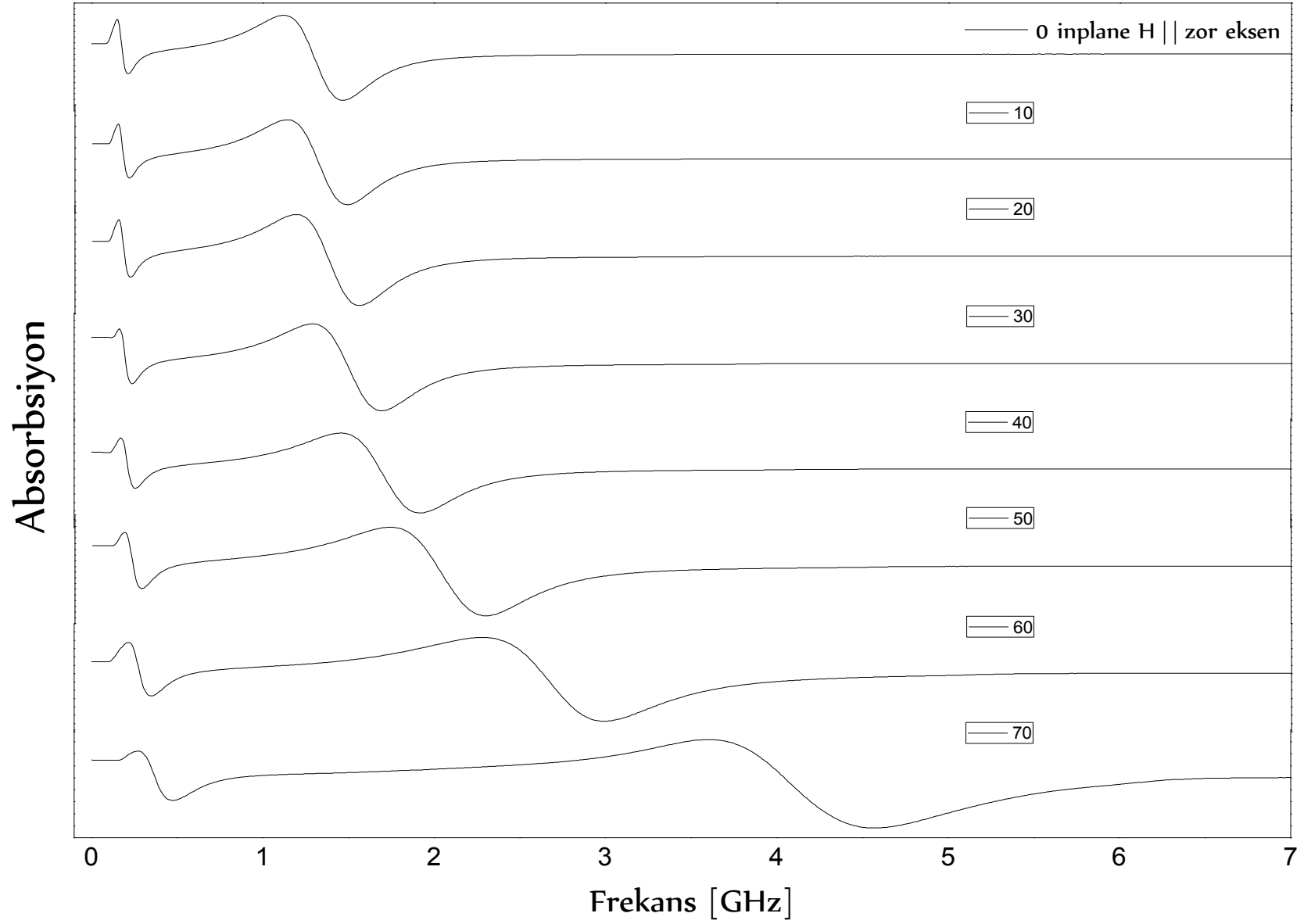
Bahsedilen mekanizmalar FMR sinyaline göre oldukça küçüktür ve meydana gelebilecek anizotropi, vortex (girdap domain yapı), domain duvarı rezonansı gibi diğer mekanizmalardan etkilenebilir hatta bastırılabilirler. Dolayısıyla FMR dışındaki piklerin analizi için bir çok etki göz önünde bulundurulmalıdır.



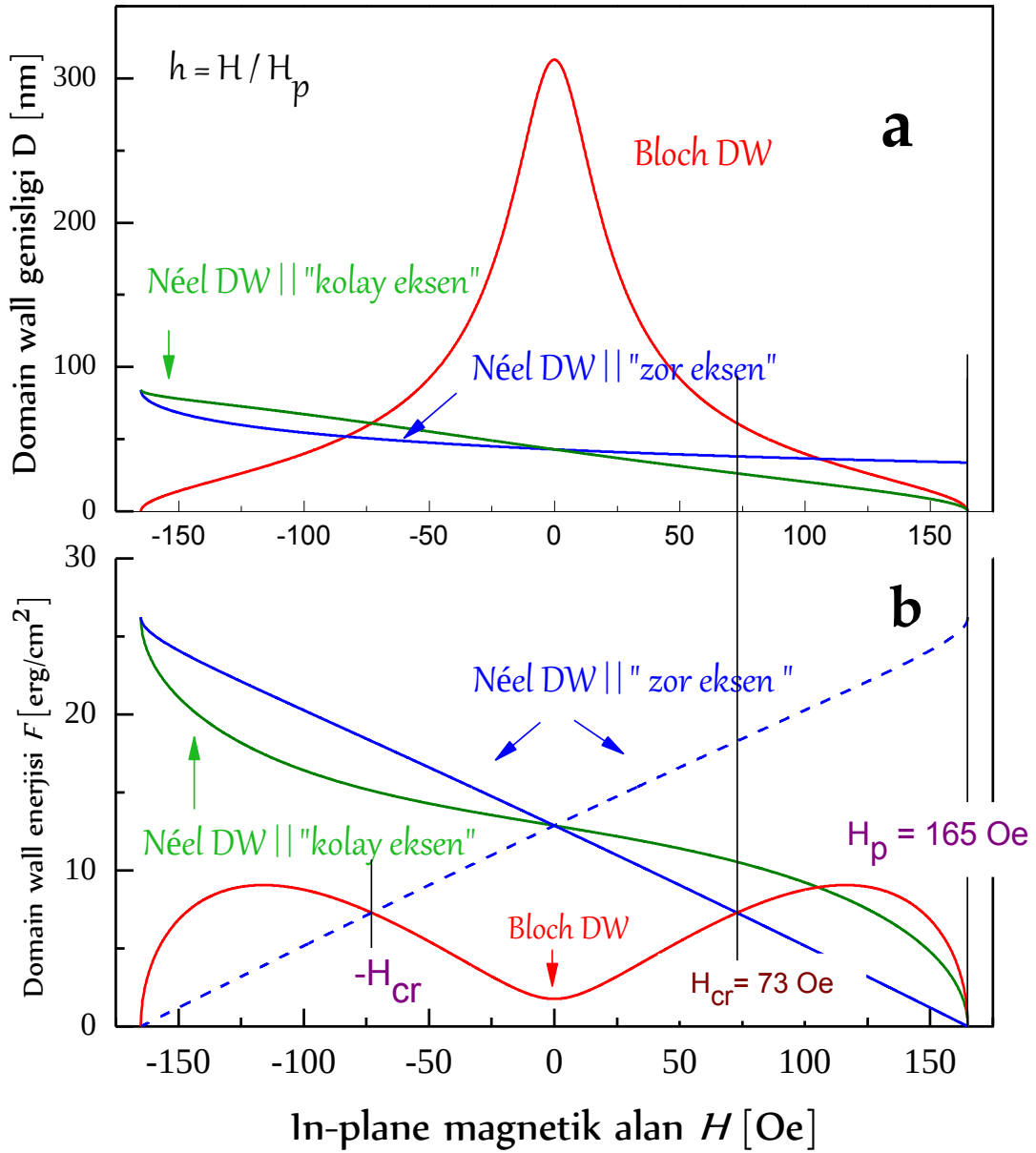
Şekil 11. 4 Sabit frekans – manyetik alanın taranması ile $H \parallel$ kolay eksen , $h_{rf} \perp$ zor eksen geometrisinde elde edilen spektrumlar lineer olarak gösterilmiştir. Manyetik alan iki yönde taranmıştır. Turuncu oklar azalan manyetik alanı , mavi oklar artan manyetik alanı göstermektedir.



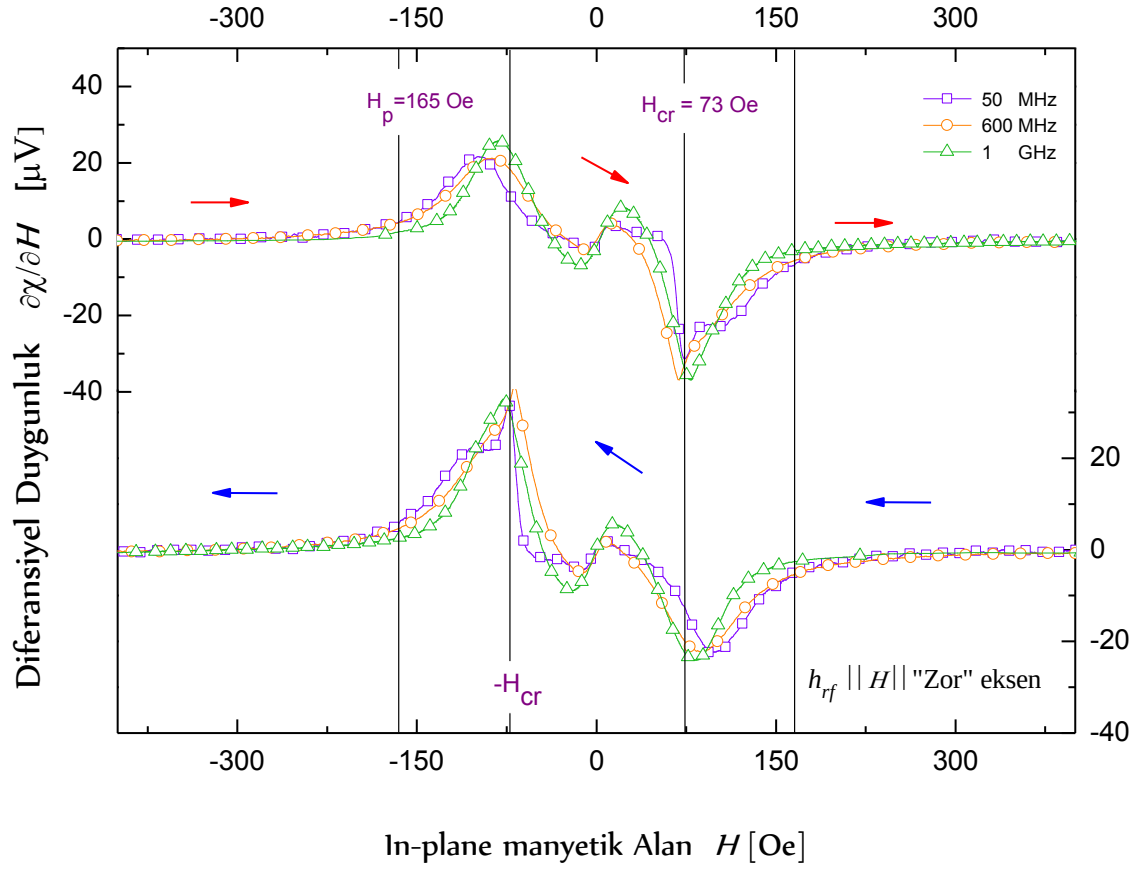
Şekil 11.5 Sabit frekans – manyetik alanın taranması ile $H \parallel$ kolay eksen , $h_{rf} \parallel$ zor eksen geometrisinde elde edilen spektrumlar logaritmik gösterilmiştir. Manyetik alan iki yönde taranmıştır.



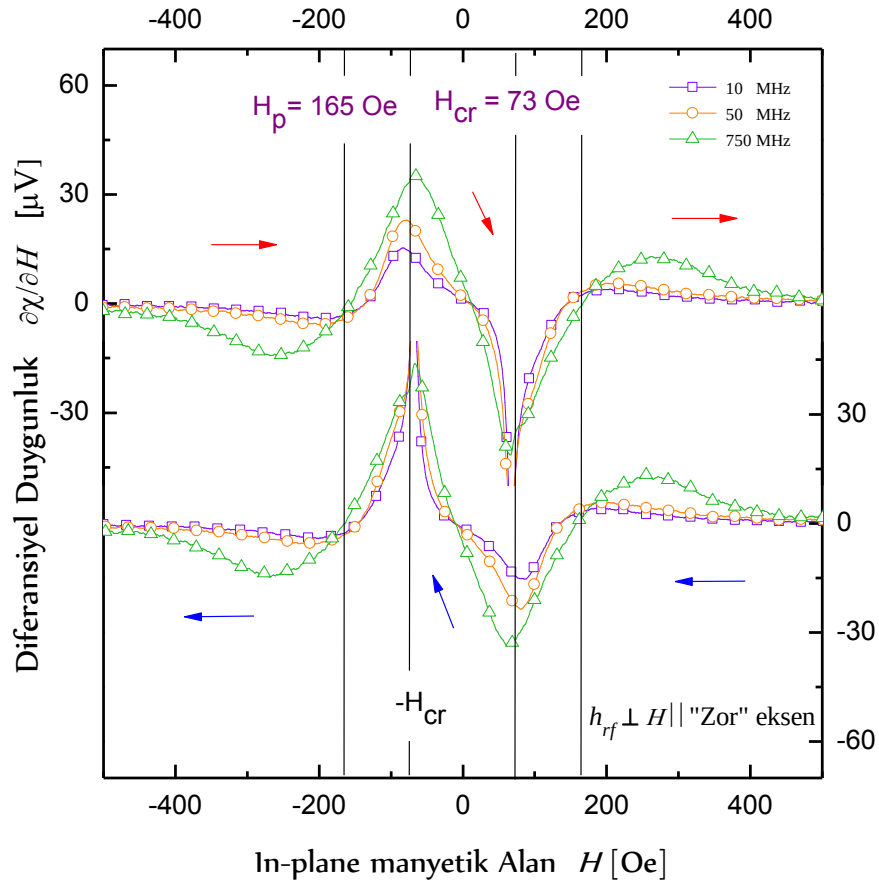
Şekil 11.6 Bruker ESR spektrometresi ile sabit frekans – manyetik alanın taranması yöntemiyle teta açısına bağlı elde edilen FMR spektrumları.



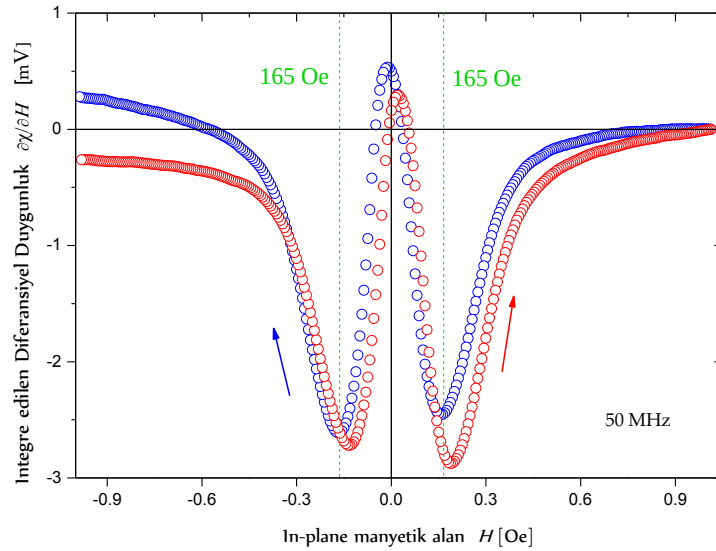
Şekil 11.7 $(\text{CoFeB})_{0.66} - (\text{SiO}_2)_{0.34}$ filmi için alana bağlı domain duvarı genişliği **(a)** ve enerjisi **(b)** (denklem 9, 14 kullanılarak hesaplandı).⁵² $-H_p < H < H_p$ manyetik alan bölgesinde kolay eksene paralel Bloch DW vardır. Burada $H_p = 165$ Oe düzlemde eksensel anizotropidir. Manyetik alanın azalan durumu için enerji F_N ve genişlik Δ_N iki Néel DW için (zor ve kolay eksene paralel) gösterilmiştir. $+H_{cr} < H < +H_p$ aralığında ($H_{cr} = 73$ Oe kritik alan) zor eksene paralel Néel DW düşük enerjiye sahip olduğundan yapı Néel duvarından oluşur. Néel domain duvarının merkezindeki spin vektörü M manyetik alana paraleldir. $-H_{cr} < H < +H_{cr}$ aralığında enerjisi sebebiyle kolay eksene paralel Bloch DW tercih edilir. $-H_p < H < -H_{cr}$ aralığında yine zor eksene paralel Néel DW Bloch DW dan daha düşük enerjiye sahiptir. Bu nedenle tekrar duvar dönüşümü olur. Alana bağlı Néel DW enerjisi $F_N(H)$ kesik çizgilerle gösterilmiştir. Néel duvarının kalınlığı şekli daha karmaşık hale getirmemek için simetrik gösterilmemiştir.



Şekil 11.8 Diferansiyel manyetik duygunluk manyetik ve RF alanı zor eksene paralelken selenoidal sarım ile 50 MHz, 600 MHz ve 1 GHz frekanslarında kaydedildi. Oklar manyetik alan tarama yönünü göstermektedir. Tekrarı olmayan duygunluk piki kritik alan $H_{cr} = 73$ Oe'te meydana gelmiştir.



Şekil 11.9 Diferansiyel manyetik duygunluk, RF alanı zor eksene dik iken ($h_{rf} \perp H \parallel$ zor eksen) selenoidal sarım ile 10 MHz , 50 MHz ve 750 MHz frekanslarında kaydedildi. Oklar manyetik alan tarama yönünü göstermektedir. Krikit alan 73 Oe te açıkça görülmektedir. Anizotropi alanı $H_p = 165$ Oe aşağıda diferansiyel duygunluğun integrali alınarak elde edilen şekil 11.10'da daha açık görülmektedir.

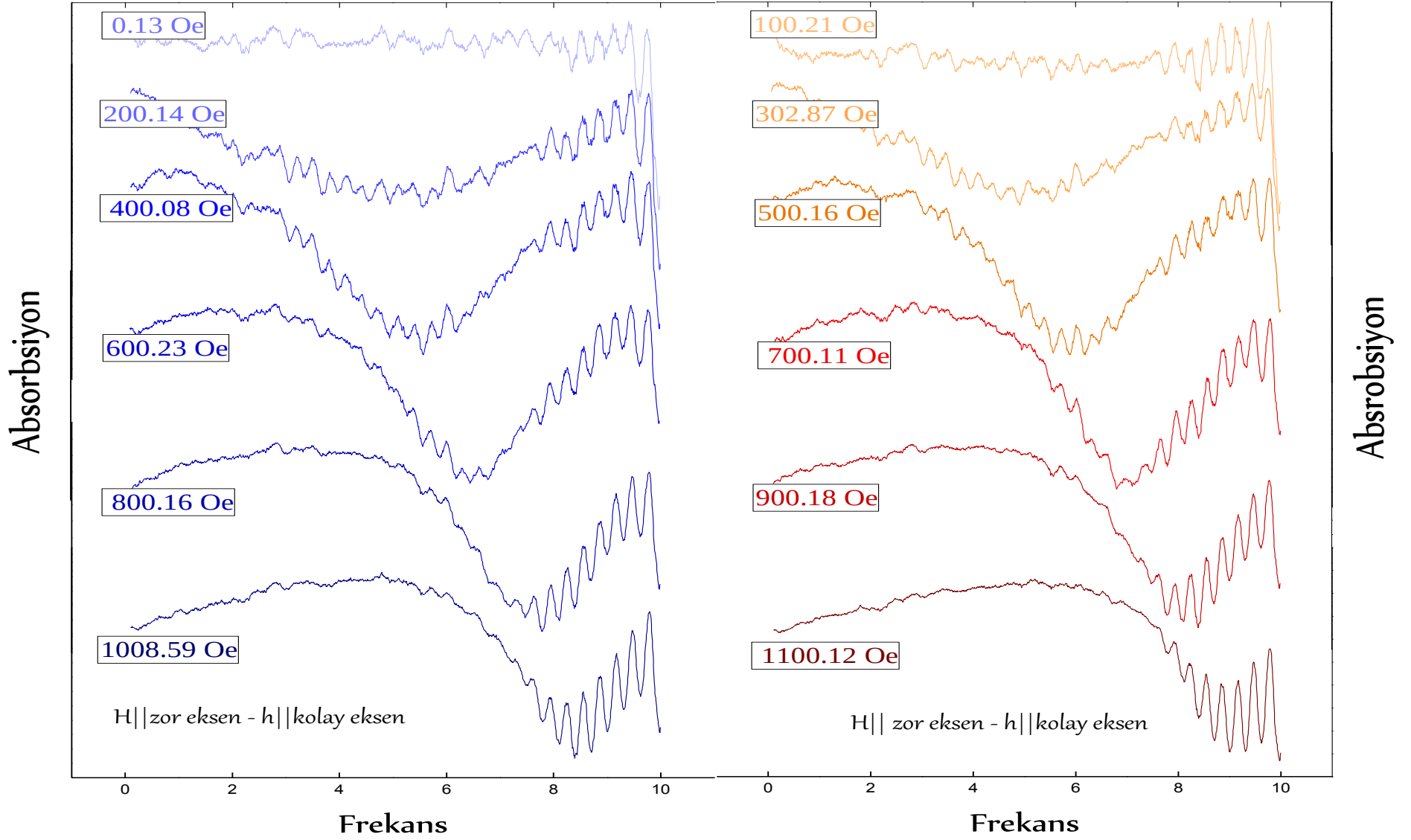


Şekil 11.10 50 MHz frekansta, rf alanı zor eksene dik iken. ($h_{rf} \perp H \parallel$ zor eksen) selenoidal sarım ile alınan spektrumun integrali. Anizotropi alanı 165 Oe'te görülmektedir.

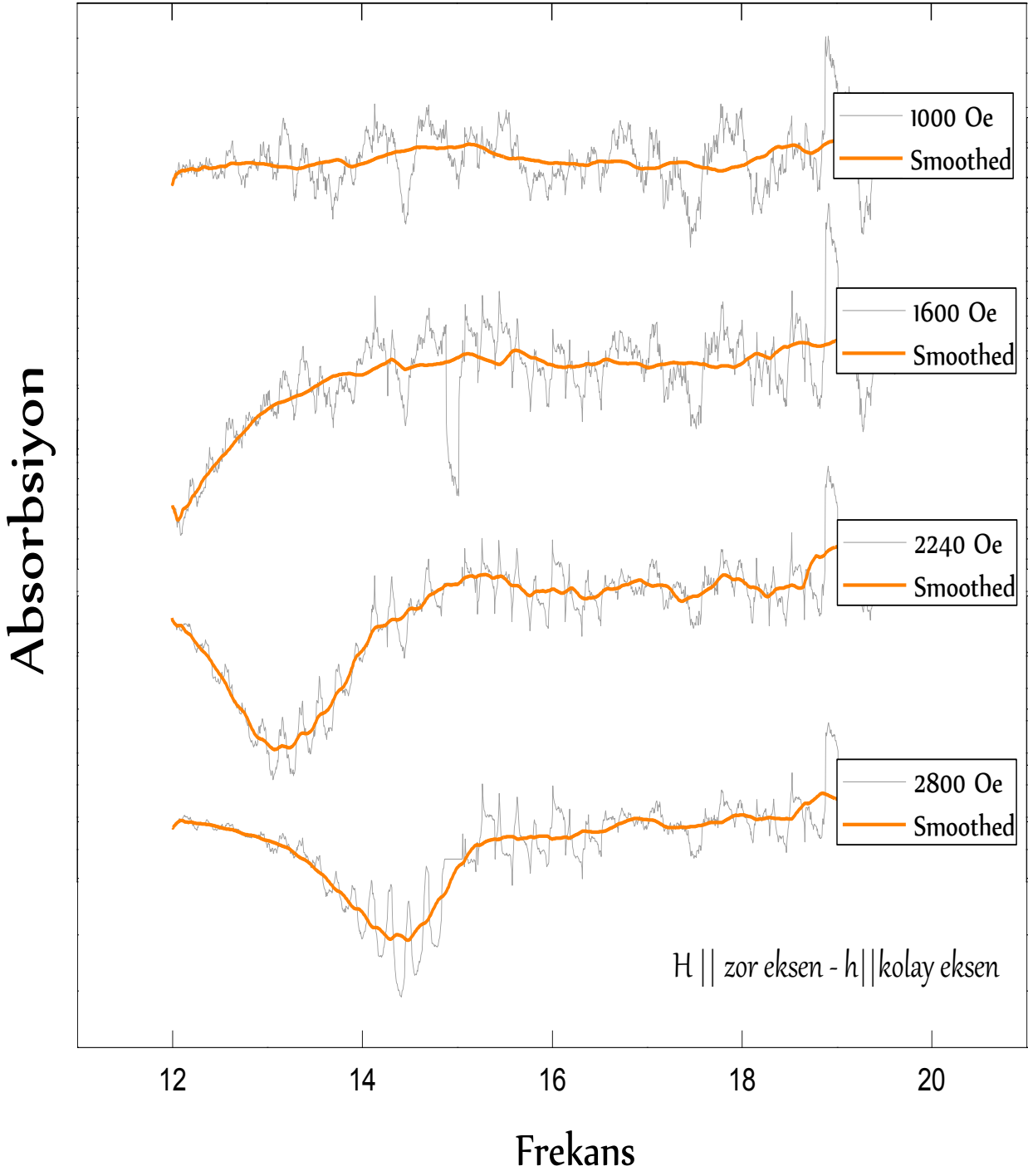
11.4.2 Frekansın Taranması

FMR deneylerinde ikinci yöntem manyetik alanın sabit tutulup manyetik alanın taranmasıdır. Frekansın taranması manyetik alanın taranmasına göre gereken cihazlar ve işlem açısından daha zor bir yöntemdir. Ancak frekansın taranması yöntemi önceki bölümlerde izah edildiği gibi domain yapı ve dinamiğinin analizi, sıfır alanda FMR ve da bazı parametrelerin belirlenmesine kolaylık sağlar. Bir önceki bölümde manyetik alanın taranması ile elde edilen FMR sonuçları sunulmuştu. Bu bölümde frekansın taranması ile elde edilen sonuçlar sunulacaktır.

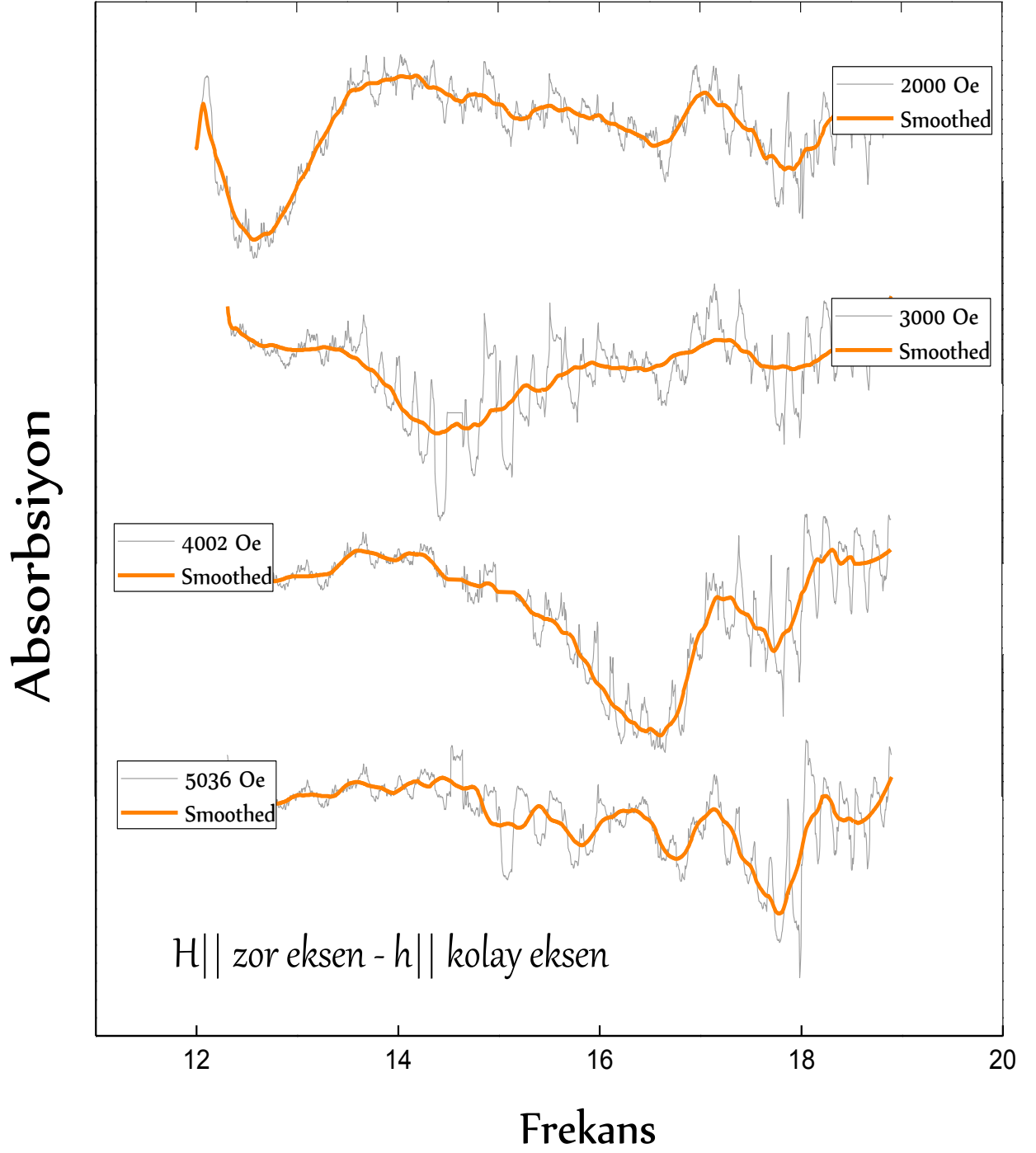
Frekans taraması yöntemi ile yapılan deneylerde EM ışınım kaynağı ve dedektörü olarak 100 MHz – 40 GHz frekansında VNA, rezonatör olarak kısa devre koaksiyel prob kullanılmıştır. Ucunda teflon band bulunan koaksiyel probe numuneye dokundurulmuştur. 0 – 2000 Oe arasında 100 Oe’lik adımlarla 20 farklı sabit manyetik alan değerinde frekans taraması yapılmıştır. Numune dış manyetik alanda zor eksene paralel olacak şekilde yerleştirilmiştir. Şekil 11.11 0-1100 Oe manyetik alan için frekansın 100 MHz – 10 GHz arasında taranması ile elde edilen sonuçları göstermektedir. Burada sıfır manyetik alanda RF sinyalinin bir soğrulma görülmemektedir. Manyetik alan 200 Oe’e ayarlandığında numunede 4.4 GHz frekansta rezonans soğrulması net olarak görülmektedir. Şekil 11.11’de görüldüğü gibi artan manyetik alan değerleri için absorpsiyon maksimum noktası beklenildiği gibi yüksek frekanslara kaymaktadır. Spektrumlar bu etkinin kolay görülebilmesi için 200 Oe’lik farklarla alt alta dizilmiştir. Spektrumlarda görülen küçük pikler coaxial kablo ve düzenekteki parçaların geometrik rezonansından kaynaklanan etkilerdir. Bu etki yüksek frekanslarda daha çok görülmektedir. Şekil 11.12 12-20 GHz frekans bölgesinde 1000, 1600, 2240, 2800 Oe manyetik alanlarında meydana gelen soğrulmaları göstermektedir. Gri ile gösterilen spektrumlar soğrulma eğrilerini, turuncu ile gösterilen spektrumlar düzleştirilen sonuçları göstermektedir. Artan alan değerleri için meydana gelen absorpsiyon piklerinin yüksek frekanslara kaydığı bu spektrumlardan da görülmektedir. Benzer şekilde Şekil 11.13 12-20 GHz frekans bölgesinde 2,3,4,5 kOe manyetik alan değerleri için meydana gelen FMR spektrumlarını göstermektedir. Üç grafikte görüldüğü gibi yüksek frekanslara gidildikçe sistemdeki parçaların geometrik rezonans etkisi baskın hale gelmektedir.



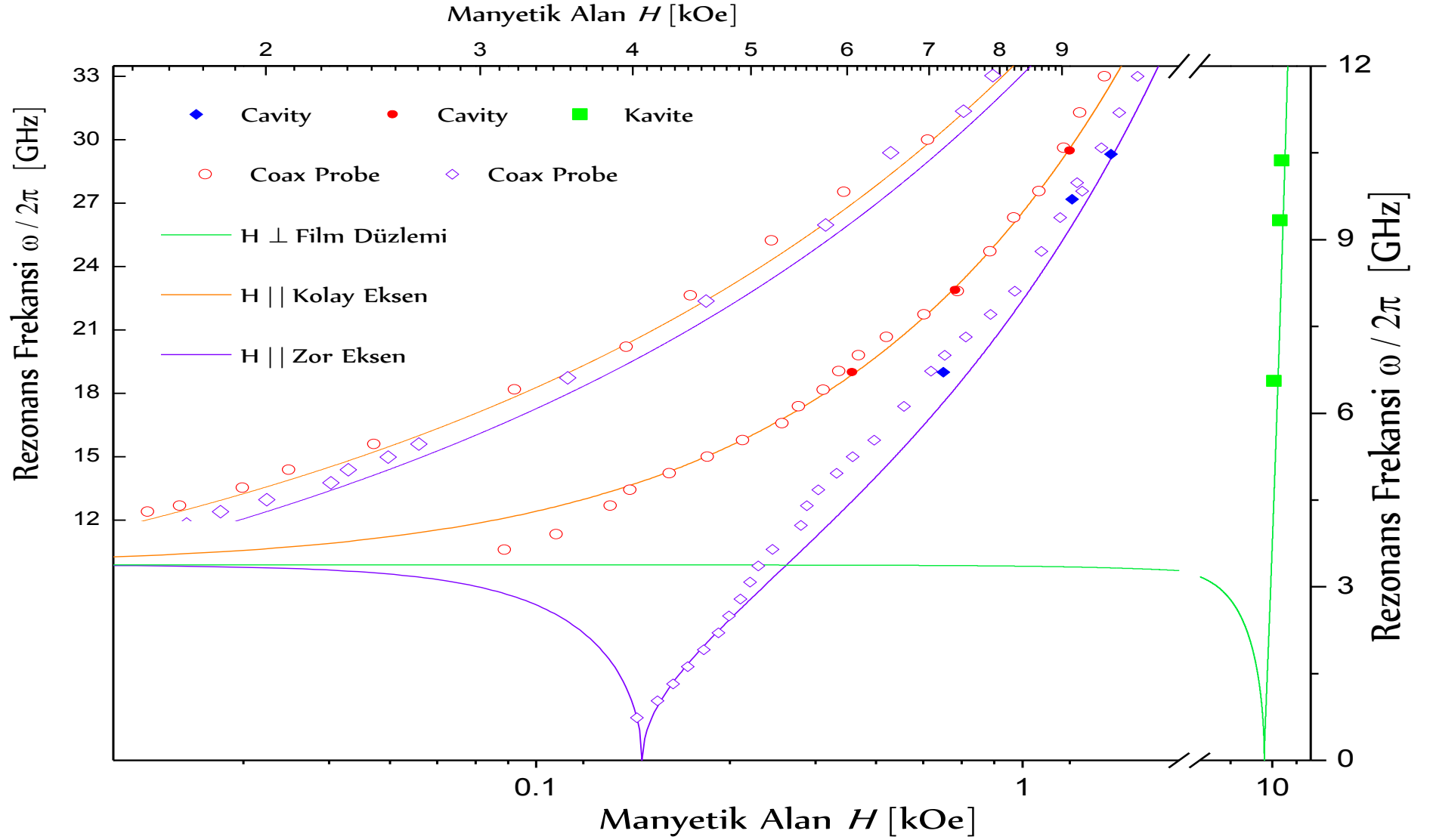
Şekil 11.11 Sabit dış manyetik alanın 0 – 1100 Oe arasında farklı değerli için 0 - 10 GHz frekans bandında frekans tarama yöntemi ile elde edilmiş rezonans spektrumları



Şekil 11.12 Sabit dış manyetik alanın 1000 – 2800 Oe arasında farklı değerleri için 12 - 20 GHz frekans bandında frekans tarama yöntemi ile elde edilen rezonans spektrumları.



Şekil 11.13 Sabit dış manyetik alanın 2 – 5 kOe arasında farklı değerli için 12 - 20 GHz frekans bandında frekans tarama yöntemi ile elde edilmiş rezonans spektrumları.

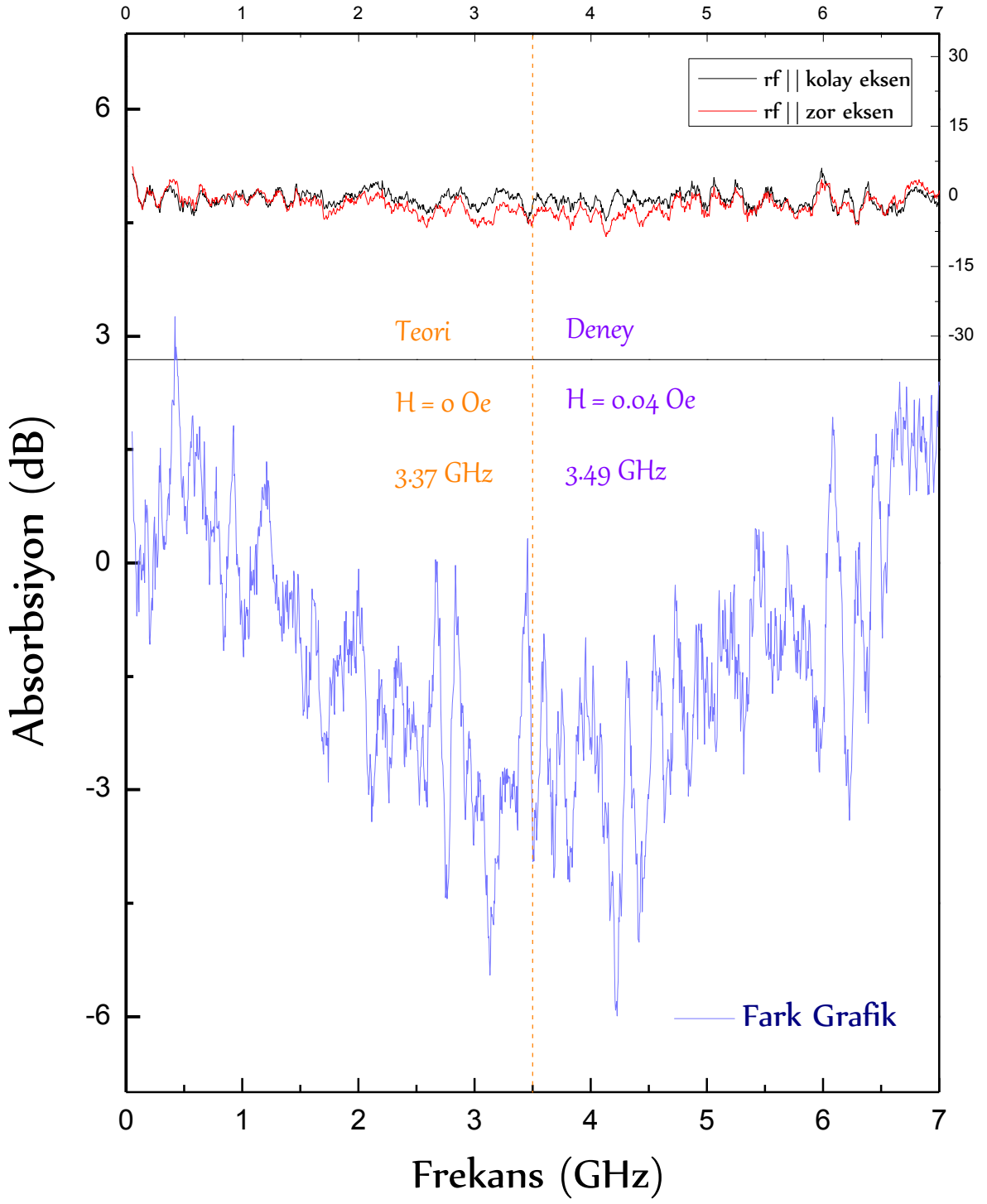


Şekil 11.14 Uygulanan dış manyetik alanın (H) üç farklı yönelimi için ,film yüzeyine dik ($\theta_H = 0^\circ$), film yüzeyine ve “kolay eksen”e paralel – ($\theta_H = 90^\circ, \varphi_H = 90^\circ$) ve film yüzeyine ve “zor eksen” e paralel – ($\theta_H = 90^\circ, \varphi_H = 0^\circ$), FMR frekansına karşılık gelen manyetik alan değerleri. Renkli çizgiler 9.6-9.15 denklemleri kullanılarak hesaplanan teorik sonuçları göstermektedir. Deneyisel bilgiler kavite ve kısa devre koaksiyel probe (short ended coax) ile elde edildi ve sırası ile kapalı ve açık semboller ile gösterildi. İç grafik yüksek frekans değerleri için 33.5 GHz’e kadar gelen rezonans alanlarını göstermektedir.

Sıfır Alanda FMR

Ferromanyetik malzemelerde domain dinamiğinin incelenmesinde malzemenin iç alanı kullanılabilir. Malzemeye dış manyetik alan uygulandığında domain yapısında değişiklik olacağı için sıfır alanda çalışmak avantajlıdır. Sıfır alanda çalışmak için yöntem RF frekansının taranmasıdır. Böylelikle malzemedeki iç alandan kaynaklanan dipol presesyonlarının frekansının belirlenmesi ile iç alan şiddeti ve bazı parametreler belirlenebilir. Bunun yanı sıra vortex domain yapı analiz edilebilir. CoFeB ince filmini sıfır alanda FMR ile incelemek için numune 10 sn azalan şiddette 50 Hz frekansta RF alanına maruz bırakılarak demagnetize hale getirildi. Böylece yapıda kolay eksene paralel yönelmiş domainler oluştu. Kısa devre koaksiyel prob numuneye yaklaştırıldı ve 100 MHz-7 GHz bantda frekans tarandı. RF alanı kolay eksene paralel olarak uygulandı ve sistem kalibre edildi. Sonrasında uygulanan RF alanı zor eksene paralel pozisyona getirildi ve elde edilen frekansa bağlı absorpsiyon spektrumu kaydedildi. Domainler kolay eksene paralelken uygulanan RF alanı domainlerle aynı yönelimdedir ve bu sebeble herhangi bir soğurma beklenilmez. Ancak RF alanı kolay eksene dik olduğunda, anizotropi alanının etrafında presesyon yapan manyetik momentere RF alanı dik uygulanmış olur. Böylece FMR gözlemlemek için gerekli şart, geometri elde edilmiş olur.

Şekil 11.15 kalibre edilen sinyal, RF zor alana paralelken elde edilen sinyal ve bu sinyallerin farkını göstermektedir. Spektrumlar açık bir şekilde RF sinyalinde meydana gelen absorpsiyonu göstermektedir. Sıfır alanda FMR için hesaplanan frekans değeri 4.49 GHz, deneysel elde edilen değer ise 3.37 GHz'tir. Bu sonuçlar iç alanın varlığını açıkça göstermektedir. Ayrıca yapıda herhangi bir Vortex'in olmadığı da söylenebilir.



Şekil 11.15 Sıfır manyetik alanda FMR. Üst kısımda yer alan grafikler demagnetize olmuş filmin kolay ve zor eksenlerine paralel uygulanan RF sonucu elde edilen bilgidir. Alt taraftaki grafik bu değerlerin farkını göstermektedir.

SONUÇ

Nanoteknoloji ile son zamanlarda büyük önem kazanan fonksiyonel malzemelerin araştırılması, malzeme hazırlama tekniklerinin yanı sıra analiz yöntemlerinin de geliştirilmesini sağladı. Nano boyutlardaki etkilerin araştırılması için kullanılan tekniklerin hassasiyet seviyesinin artırılması bu noktada en önemli konulardan biridir. Malzemelerin manyetik özelliklerinin araştırılmasında kullanılan tekniklerden birisi olan ferromanyetik rezonans (FMR) malzeme hakkında verdiği önemli bilgiler sebebiyle nanoteknoloji araştırmalarında arzu edilen bir yöntemdir. FMR sisteminin hassasiyet seviyesinin artırılmasının yanı sıra bu tekniğin geniş frekans bandında uygulanması, nanomanyetik malzemelerin özelliklerinin araştırılması açısından ayrıca büyük önem taşımaktadır.

Bilindiği gibi klasik FMR deneylerinde geleneksel X band (9.8 GHz) elektron spin rezonans (ESR) spektrometresi kullanılmaktadır. Bu cihazda frekans sabit tutulup manyetik alan taranmaktadır. Kavite ve RF sinyal kaynağı değiştirilerek farklı frekanslarda FMR deneyleri de yapılabilir. Ancak ESR spektrometreler sadece belli frekanslarda (9.8 GHz dışında 1.5, 3,24,35 ve 95 GHz) hem de maliyeti çok fazla olan bir yöntemdir. Çünkü her frekans için farklı RF sinyal üretici, dalga kılavuzu, elektronik (dedektör, modülasyon, vs) üniteler ve rezonans kavite gerektirmektedir. Ayrıca düşük frekanslar için kavitenin boyutu büyük olduğundan farklı elektromıknatıs veya yüksek frekanslar için daha güçlü manyetik alan sağlayan süperiletken mıknatıs gerekebilir. Bunun yanı sıra manyetik malzemelerin bazı önemli özelliklerinin (domain yapı gibi) araştırılması için manyetik alan yerine mikrodalga frekansını taramak gerekir.

Bu tez çalışmasının temel amacı doğrultusunda yukarıda bahsedilen klasik tekniğin kısıtlamalarından muaf olan ve geniş frekans bandında çalışan Network Analizör bazlı FMR deneysel düzeneği GYTE – NASAM’da (Nanomagnetizm ve spintronik araştırma merkezi) kurulmuş ve geliştirilmiştir. Ayrıca geniş frekans bandlı FMR (Broad-band FMR - **B-FMR**) tekniği sayesinde değişik yurtdışı araştırma merkezlerinden elde edilen örnekler incelenmiştir.

Bu kapsamda geniş frekans bandında FMR deneyleri yapmak için kavite, selenoidal sarım, mikroşerit, koplanar dalga kılavuzu, koaksiyel rezonatör gibi bir çok farklı teknik araştırılmıştır. Kurulan düzenek hem geniş frekans bandında (1-50 GHz) ferromanyetik rezonans çalışmalarına hem de 1 kHz – 3 GHz frekans bölgesinde domain dinamiğinin araştırılmasına imkan vermektedir. Ayrıca FMR'ın düşük ve yüksek frekans bölgesindeki uygulamalar için farklı problemler geliştirilmiş ve test edilmiştir.

Bu çalışma sırasında dünyada kullanılan B-FMR tekniklerini incelemek için Kıralliyet Teknoloji Enstitüsü'nde (KTH, İsveç) ve Alabama Üniversitesi'nde (UA, Amerika) çalışmalar yapıldı. KTH'deki çalışmalarda selenoidal sarım, mikroşerit, kavite, koaksiyel prob yöntemleri incelendi. Bu tekniklerle CoFeB/SiO₂ (480nm) manyetik ince filmi üç farklı geometride, 1 MHz – 33.5 GHz geniş frekans bandında çalışıldı. Domain duvarı dönüşümü, domain duvarı rezonansı, FMR gözlemlendi ve anizotropi sabiti, mıknatıslanma değeri, g faktörü elde edildi. Ayrıca GYTE-NASAM için 1.25x2.5x12, 1.25x2.5x20 cm boyutlarında dikdörtgen kavite ve 3.2x20, 3.2x30, 1.5x30 boyutlarında koaksiyel problemler hazırlandı.

Düşük sıcaklık FMR ve litografi tekniği ile koplanar dalga kılavuzu hazırlamak için Alabama Üniversitesi'nde çalışmalar yapıldı. UA'da Fotolitografi ve Sputter teknikleri çalışıldı ve araştırılan numunelerin mıknatıslanma grafiği, histeresiz eğrisi AGM ve VSM ile elde edildi.

Yurtdışı araştırmalarının ardından GYTE'de ESR Bruker spektrometresi elektromıknatısı ve VNA kullanılarak KTH'de hazırlanan koaksiyel prob ile geniş frekans bandında FMR düzeneği tamamlandı CoFeB manyetik ince filmde ve FMR deneyleri yapıldı. Test örnekleri sayesinde KTH'de elde edilen sonuçlar tekrarlanarak geniş band FMR düzeneğinin gerekli ayarları yapıldı. Ayrıca bölümümüzdeki Quantum Design PPMS-VSM ile CoFeB histeresiz eğrileri ölçüldü ve yurtdışında elde edilen sonuçlarla kıyaslandı.

Bu çalışma sırasında ayrıca KTH'de YIG nanofiber hazırlandı ve 1-20 GHz geniş frekans bandında FMR ile incelendi ve çalışmanın sonuçları Appl. Phys. Lett. dergisinde makale olarak yayınlandı.⁵⁹

KAYNAKLAR DİZİNİ

- 1 R.Feynman, *The Feynman Lectures in Physics*. (Menlo Park: Addison-Wesley, 1964).
- 2 Andrea Frova and Mariapiera Marenzana, *Thus spoke Galileo: the great scientist's ideas and their relevance to the present day*. (Oxford University Press, 2006).
- 3 Noel M. Swerdlow Stillman Drake, and Trevor Harvey Levere, *Essays on Galileo and the history and philosophy of science*. (University of Toronto Press, 1999).
- 4 Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance: The Phenomenon of Resonant Absorption of a High-Frequency Magnetic Field in Ferromagnetic Substances*. (Oxford: Pergamon, 1966).
- 5 Sōshin Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*. (Clarendon Press, 1997).
- 6 Yuwu Yu and J. W. Harrell, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **155** (1-3), 126 (1996).
- 7 Sangita S. Kalarickal, Pavol Krivosik, Mingzhong Wu, Carl E. Patton, Michael L. Schneider, Pavel Kabos, T. J. Silva, and John P. Nibarger, *Journal of Applied Physics* **99** (9), 093909 (2006).
- 8 Hanqiao Zhang, Chunrong Song, and Pingshan Wang, *Journal of Applied Physics* **105** (7), 07E716 (2009).
- 9 Yi-Chun Chen, Dung-Shing Hung, Yeong-Der Yao, Shang-Fan Lee, Huan-Pei Ji, and Chwen Yu, *Journal of Applied Physics* **101** (9), 09C104 (2007).
- 10 Vladimir Golub, K. M. Reddy, Volodymyr Chernenko, Peter Mullner, Alex Punnoose, and Makoto Ohtsuka, *Journal of Applied Physics* **105** (7), 07A942 (2009).

- 11 Pierre Weiss, J.Phys **6**, 661 (1907).
- 12 Charles Kittel, Reviews of Modern Physics **21** (4), 541 (1949).
- 13 B.D Cullity - C.D. Graham, *Introduction to magnetic materials*, Second ed.
(IEEE Press, NJ, 2009).
- 14 F. Tyler, Philosophical Magazine Series 7 **11** (70), 596 (1931).
- 15 E.Lifshits L.Landau, Phys. Zeitsch. **8**, 153 (1935).
- 16 T. L. Gilbert, Magnetics, IEEE Transactions on **40** (6), 3443 (2004).
- 17 K.J. Button B.Lax *Microwave ferrites and ferrimagnetics*, First ed.
(McGraw-Hill, 1962).
- 18 A.G. Gurevich - G.A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*. (CRC
Press, New York, 1996).
- 19 Sergey Manuilov, PhD Thesis, KTH, 2011.
- 20 J.H.E.GRIFFITHS, Nature **158**, 670 (1946).
- 21 E.K.Zavoisky, ZhETF **17**, 883 (1947).
- 22 H. Suhl, Physical Review **97** (2), 555 (1955).
- 23 J.Smit and H.P.J. Wijn, *Physical properties of ferrites*. (Academic Press,
New York, 1954).
- 24 Ahmet Semih Küçüközet, GYTE, 2009.
- 25 Charles Kittel, Physical Review **73** (2), 155 (1948).
- 26 E. B. Mullen and E. R. Carlson, Proceedings of the IRE **44** (10), 1318
(1956).
- 27 George T. Rado, Reviews of Modern Physics **25** (1), 81 (1953).
- 28 L. R. Walker, Journal of Applied Physics **29** (3), 318 (1958).
- 29 S. N. Starostenko, K. N. Rozanov, and A. V. Osipov, Journal of Applied
Physics **103** (7), 07E914 (2008).

- 30 F. Giesen, *Magnetization Dynamics of Nanostructures Ferromagnetic Rings and Rectangular Elements*. (Cuvillier).
- 31 E. A. Ash and G. Nicholls, *Nature* **237** (5357), 510 (1972).
- 32 C. P. Vlahacos, R. C. Black, S. M. Anlage, A. Amar, and F. C. Wellstood, *Applied Physics Letters* **69** (21), 3272 (1996).
- 33 V. Korenivski, R. B. Van Dover, P. M. Mankiewich, Z. X. Ma, A. J. Becker, P. A. Polakos, and V. J. Fratello, *Magnetics, IEEE Transactions on* **32** (5), 4905 (1996).
- 34 Z. Frait, V. Kamberský, Z. MÁlek, and M. Ondris, *Czechoslovak Journal of Physics* **10** (8), 616 (1960).
- 35 Z. Zhang, P. C. Hammel, M. Midzor, M. L. Roukes, and J. R. Childress, *Applied Physics Letters* **73** (14), 2036 (1998).
- 36 K. Wago, D. Botkin, C. S. Yannoni, and D. Rugar, *Applied Physics Letters* **72** (21), 2757 (1998).
- 37 S. E. Lofland, S. M. Bhagat, Q. Q. Shu, M. C. Robson, and R. Ramesh, *Applied Physics Letters* **75** (13), 1947 (1999).
- 38 R. C. Black, F. C. Wellstood, E. Dantsker, A. H. Miklich, D. T. Nemeth, D. Koelle, F. Ludwig, and J. Clarke, *Applied Physics Letters* **66** (1), 99 (1995).
- 39 V. Agrawal, P. Neuzil, and D. W. van der Weide, *Applied Physics Letters* **71** (16), 2343 (1997).
- 40 S. Y. Yamamoto and S. Schultz, *Applied Physics Letters* **69** (21), 3263 (1996).
- 41 Y. Martin and H. K. Wickramasinghe, *Applied Physics Letters* **50** (20), 1455 (1987).
- 42 H. A. Bethe, *Physical Review* **66** (7-8), 163 (1944).

- 43 T. Wei, X. D. Xiang, W. G. Wallace-Freedman, and P. G. Schultz, *Applied Physics Letters* **68** (24), 3506 (1996).
- 44 D. E. Steinhauer, C. P. Vlahacos, S. K. Dutta, B. J. Feenstra, F. C. Wellstood, and Steven M. Anlage, *Applied Physics Letters* **72** (7), 861 (1998).
- 45 T. W. Clinton, D. I. Mircea, N. Benatmane, N. J. Gokemeijer, S. Wu, and S. D. Harkness, *Magnetics, IEEE Transactions on* **43** (6), 2319 (2007).
- 46 Sheng-Chiang Lee, C. P. Vlahacos, B. J. Feenstra, Andrew Schwartz, D. E. Steinhauer, F. C. Wellstood, and Steven M. Anlage, *Applied Physics Letters* **77** (26), 4404 (2000).
- 47 Dragos I. Mircea and T. W. Clinton, *Applied Physics Letters* **90** (14), 142504 (2007).
- 48 Y. J. Feng, T. Jiang, J. Sun, L. Y. Wu, and K. L. Wang, *Materials Science and Engineering: B* **122** (1), 49 (2005).
- 49 Snoek J.L, *Physica* **14** (4), 207 (1948).
- 50 G. T. Rado, R. W. Wright, W. H. Emerson, and A. Terris, *Physical Review* **88** (4), 909 (1952).
- 51 G. T. Rado, R. W. Wright, and W. H. Emerson, *Physical Review* **80** (2), 273 (1950).
- 52 S. A. Manuilov, A. M. Grishin, and M. Munakata, *Journal of Applied Physics* **109** (8), 083926 (2011).
- 53 V. P. Denysenkov and A. M. Grishin, *Review of Scientific Instruments* **74** (7), 3400 (2003).
- 54 H. Matsuyama, H. Eguchi, and H. Karamon, *Journal of Applied Physics* **67** (9), 5123 (1990).

- 55 Wang Dexin, C. Nordman, J. M. Daughton, Qian Zhenghong, and J. Fink, Magnetism, IEEE Transactions on **40** (4), 2269 (2004).
- 56 Jr M. S. Blois, Journal of Applied Physics **26** (8), 975 (1955).
- 57 M. Munakata, M. Yagi, and Y. Shimada, Magnetism, IEEE Transactions on **35** (5), 3430 (1999).
- 58 P. Johnsson, S. I. Aouf, A. M. Grishin, and M. Munakata, Journal of Applied Physics **93** (10), 8101 (2003).
- 59 A. Jalalian, M. S. Kavrik, S. I. Khartsev, and A. M. Grishin, Applied Physics Letters **99** (10), 102501 (2011).

ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında K.Maraş'ta doğan Mahmut Sami KAVRIK, 2006 yılında Selçuk Üniversitesi Fen Bilgisi Öğretmenliği bölümünden mezun oldu. 2009 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'nde yüksek lisansa başladı. Manyetik ince filimlerin geniş frekans bandında FMR tekniği ile incelenmesi başlıklı tez çalışması için 2011 yılında Kıraliyet Teknoloji Enstitüsü'nde (İsveç) Prof. Grishin'in FMR laboratuvarında ve Alabama Üniversitesi'nde (Amerika) Prof. Gupta'nın nanomanyetizma grubunda ince film hazırlanması ve karakterizasyonu üzerine çalışmalar yaptı. Yurt dışı araştırmaları DPT,YOK ve NATO tarafından desteklendi. 2011 yılında 209T061 numaralı Spintronik uygulamalar için katmanlı ve kompozit manyetik nano malzemelerin geliştirilmesi isimli TÜBİTAK projesinde görev aldı. GYTE-NASAM'da çalışmalarına araştırma görevlisi olarak devam etmektedir.

EK 1

```
%function frequency_relations_CoFeB(Hu, Hp, g)

% %+++++++ Imcoming parameters ++++++
Hu=7600;
Hp=165;
g=2.007;
g = g*9.27400915/6.62606896 % [MHz/Oe], p3 is a g-factor
H = 1:2:13000;
%f_theta0 = zeros(length(H));
%f_thetah_phi90 = f_theta0;
%f_thetah90_phi0 = f_theta0;
%f_thetah90_phi90 = f_theta0;

%Experimental points
exp1 = [3.64 86;3.91 110;4.400 142;4.678 156;4.961 188;5.248 225;5.827
320;5.537 266;6.119 346;6.406 389;6.725 419;7.003 460;7.707 628;7.320 525;8.107
735;8.797 857;9.384 960;9.836 1082;10.585 1215;11.199 1313;11.826 1475;12.399
1600;12.69 1700;13.534 1914;14.378 2090;15.597 2455;18.183 3200;20.199
3952;22.641 4460;25.232 5202;27.536 5961;30.005 6982]% (f[GHz],H[Oe])
exp2 = [0.441 140;0.735 161;1.028 177.5;1.324 191;1.618 205;1.910 221;2.207
237;2.788 263;2.496 249;3.363 286;3.079 275;3.646 306;4.061 350;4.400 360;4.678
380;4.961 415;5.248 447;5.537 495;6.119 570;6.725 648;7.00 691;7.320 764;7.708
860;8.107 965;8.797 1094;9.385 1194;9.836 1325;9.984 1296;10.585 1452;11.198
1579;11.825 1722;12.399 1837;12.967 2005;13.770 2263;14.378 2339;14.986
2520;15.596 2672;18.737 3537;22.366 4595;25.971 5760;29377 6513;31.354
7475;33.036 7898]% (f[GHz],H[Oe])
exp3 = [6.556 10360; 9.335 11365;10.37 11738]% (f[GHz],H[Oe])

%options=optimset('LargeScale','on','NonlEqnAlgorithm','gn','TolX',1e-
10,'TolFun',1e-10,'MaxFunEvals',16000,'MaxIter',16000,'Display','off');
tic
thetaH=45*pi/180;
guess_phi90 = 0;
compare = Hp/sqrt(1-cos(thetaH)^2*(1-(Hp/(Hu+Hp))^2))

for i=1:length(H)
    % thetaH = 0
    if (H(i) <= (Hp+Hu))
        f_theta0(i)=sqrt(Hp*(Hu+Hp)*(1-(H(i)/(Hp+Hu))^2));
    else
        f_theta0(i)=sqrt((H(i)-Hu)*(H(i)-Hu-Hp));
    end
    % phiH = pi/2 at the given orientation thetaH = "given value" of the field H
    %if (H(i) <= compare)
    % guess_phi90 = acos(H(i)*cos(thetaH)/(Hu+Hp));
    % guess_phi0 = guess_phi90;
```

```

    % f_thetah_phi90(i) = sqrt((Hp)*(Hu+Hp))*sqrt(1-(H(i)/Hp)^2 +
(cos(thetaH)*H(i)/Hp)^2*(1-(Hp/(Hu+Hp))^2));
    %else
    % thetaM = fzero(@(thetaM)((H(i)/Hu)*sin(thetaM-thetaH)-
sin(thetaM)*cos(thetaM)),guess_phi90);
    % f_thetah_phi90(i) = sqrt((H(i)*sin(thetaH)/sin(thetaM)-
Hp)*(H(i)*cos(thetaH-thetaM)-Hu*cos(2*thetaM)));
    % guess_phi90 = thetaM;

sin(thetaM)*cos(thetaM)),guess_phi0,options);
    %f_thetah_phi0(i) = sqrt((H(i)*sin(thetaH)/sin(thetaM) + Hp)*(H(i)*cos(thetaH-
thetaM)-(Hu+Hp)*cos(2*thetaM)));

    % phiH = 0 at the given orientation thetaH = 90
    phiM = 0;
    f_thetah90_phi0(i) = sqrt((H(i)*cos(0-phiM)+Hu+Hp*cos(phiM)^2)*(H(i)*cos(0-
phiM)+Hp*cos(2*phiM)));
    (H(i)<=Hp)
        phiM = asin(H(i)/Hp);
        buf(i) = phiM;
    el
        phiM = pi/2;
    end
    f_thetah90_phi90(i) = sqrt((H(i)*cos(pi/2-
phiM)+Hu+Hp*cos(phiM)^2)*(H(i)*cos(pi/2-phiM)+Hp*cos(2*phiM)));
end

figure(1)
g*f_theta0,H,g*f_thetah_phi90,H,g*f_thetah_phi0,H,g*f_thetah90_phi90,H,g*f_the
tah90_phi0)
%plot(H,
g*f_theta0,H,g*f_thetah_phi90,H,g*f_thetah_phi0,H,g*f_thetah90_phi90,H,g*f_the
tah90_phi0)
phiH = pi/2,'thetaH=90, phiH = 0',2);
%semilogx(H, g*f_theta0,H,g*f_thetah90_phi90,H,g*f_thetah90_phi0)

semilogx (H,g*f_thetah90_phi90*1e-3,H,g*f_thetah90_phi0*1e-3,H,
g*f_theta0*1e-
3,exp1(:,2),exp1(:,1),'gs',exp2(:,2),exp2(:,1),'bd',exp3(:,2),exp3(:,1),'rd','MarkerSize',
16)
legend('H || hard axis','H || easy axis','H || film
normal','Experimental','Location','NorthWest')
ylim([0 33])
xlim([0 .15e5])
xlabel('H [Oe]');
ylabel('Frequency [GHz]')

%figure(2)

```

