

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

MAGNETOREZİSTİV MALZEMELERİN
EKRANLAMA ÖZELLİKLERİNİN
ARAŞTIRILMASI

Nuh YALÇIN
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2006
T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAGNETOREZİSTİV MALZEMELERİN
EKRANLAMA ÖZELLİKLERİNİN
ARAŞTIRILMASI

Nuh YALÇIN
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Prof. Dr. Bekir AKTAŞ

GEBZE
2006

ÖZET

TEZİN BAŞLIĞI: Magnetorezistiv Malzemelerin Ekranlama Özelliklerinin Araştırılması

YAZAR ADI : NUH YALÇIN

Bu Doktora tezinde magnetorezistiv malzemelerin ekranlama özellikleri hakkında çalışmalar yapılmıştır. Magnetorezistiv malzemelerden özellikle $\text{Co}_{23}\text{Cu}_{77}$, $\text{Al}_2\text{O}_3(3 \text{ nm})/(\text{Co}_{10}\text{Fe}_{90})_{25}\text{Ag}_{75}$ ve $\text{Al}_2\text{O}_3(3 \text{ nm})/\text{Cu}_{80}\text{Ag}_{10}\text{Au}_{10}/(\text{Co}_{10}\text{Fe}_{90})_{25}\text{Ag}_{75}$ ince filmlerinin manyetik özellikleri üzerinde çalışmalar yapılarak bu sonuçların ekranlama etkinliği üzerinde etkisi araştırılmıştır. Vakum ortamında farklı alttaşlar üzerine hazırlanan filmlerin manyetik özellikleri ve alttaşların filmin manyetik özelliklerine olan etkileri araştırılmıştır.

Hazırlanan ince filmlerin araştırılmasında Manyetik Rezonans önemli bir yere sahiptir. Özellikle ince filmlerin manyetik özelliklerinin ortaya çıkarılması için Spin Dalga Rezonansı oldukça faydalı bir teknik olmaya devam etmektedir. Kullanılan bu teknikle mıknatıslanma, manyetik anizotropi, yüzey ve hacim anizotropileri ile değiş tokuş etkileşme parametreleri oldukça yüksek bir hassasiyetle elde edilebilmektedir.

Filmlerin magnetik özelliklerinin tesbiti için X-band Elektron Spin Rezonansı tekniği spektrumları, sıcaklığın ve filmin yüzeyine uygulanan magnetik alanın uygulanma yönüne bağlı olarak alınmıştır. Filmlerin spektrumları klasik Spin Dalga Rezonansı teorisi ile analiz edilmiş ve magnetik parametreleri türetilmiştir.

Çok yüksek vakum ortamında değişik kalınlıklarda Si alttaş üzerine hazırlanan $\text{Co}_{23}\text{Cu}_{77}$ granüler filmleri üzerinde X ışını yansımaları ve yüksek çözünürlükte tabaka sıyırma yöntemi çalışmaları yapılmıştır. Bu çalışmalardan filmlerin yüzey düzgünlüğü ile kalınlıklarının GMR etkileri ile birebir bağımlılığı görülmüştür. 25 nm nin altındaki kalınlıklarda ise yüzeydeki iletkenliğin artması ile GMR etkisi azalmaktadır. HR-GIXD sonuçları fcc Cu matrisi içerisinde fcc Co partiküllerinin olduğunu göstermektedir. 10-300 K aralığında yapılan FMR ölçümleri, film kalınlığının artması ile birlikte 50-74 K seviyelerinde yüzeysel magnetizasyonda süper para magnetik davranış sergilediğini göstermiştir. Sıcaklığın artması ile birlikte parçaçık büyüklüğünün dikey ekseninde büyüdüğü görülmüştür. Düzlemde açığa bağlı olarak yapılan FMR ölçümleri Co parçaçıklarının düzlem anizotropisi ile birlikte dik ve düzlem arasında da anizotropiye sahip olduğunu göstermektedir. Her iki anizotropi de belirgin bir şekilde 32 nm den sonra film kalınlığı ile orantılı bir şekilde düşmektedir. Bu etki film kalınlığının artması ile birlikte doğal olarak partikül şeklinin değişmesini doğurmaktadır.

SUMMARY

TITLE : Shielding Properties Research Of Magneto-Resistive Materials

OUTHOR : NUH YALCIN

Shielding properties of magneto resistance material has been studied on this PhD thesis. Especially with $\text{Co}_{23}\text{Cu}_{77}$, $\text{Al}_2\text{O}_3(3 \text{ nm})/(\text{Co}_{10}\text{Fe}_{90})_{25}\text{Ag}_{75}$ and $\text{Al}_2\text{O}_3(3 \text{ nm})/\text{Cu}_{80}\text{Ag}_{10}\text{Au}_{10}/(\text{Co}_{10}\text{Fe}_{90})_{25}\text{Ag}_{75}$ thin films magnetic properties and their shielding effectiveness. The size and shape of magnetic nano scale particles which are dispersed in granular giant magneto resistance (GMR) granular films have become an attractive research field due their potential applications in magnetism. Co is interesting in the form of nanoparticles, in particular, it's structure, magnetic properties and magnetic interaction in nano scale are under discussion. Consequently, from a technological point of view, the thickness dependence of magnetic and GMR properties in nano granular films is also of great importance [1-4]. In this regard the ferromagnetic resonance (FMR) technique can reveal important information on shape and magnetic properties of nano scale particles.

In the present study, FMR, X-ray specular-reflectivity and high resolution grazing incidence XRD (HR-GIXD) measurements have been carried out on $\text{Co}_{23}\text{Cu}_{77}$ granular films (8 nm – 42 nm), which were e-beam-evaporated on Si substrates by ultra high vacuum conditions. The investigated films indicated a thickness dependent GMR effect, which correlates with surface roughness of the films. This result supports the prediction that the reduction of GMR value in Co-Cu granular films -as the films thickness decreases below 25 nm- may be explained by the model of spin-flipping scattering of conduction electrons on the film surfaces [2]. HR-GIXD patterns has revealed the presence of crystalline fcc Co particles in fcc Cu matrix structure. FMR measurements between 10K–300K indicated single-domain and super paramagnetic behavior with blocking temperature (T_B) increasing with increasing film thickness from 50K to 74K for the in-plane magnetization. In contrast to that the T_B rises up to 134 K for the perpendicular magnetization reflecting a higher enhancement of particles size in the perpendicular direction. In plane FMR measurements at different angles proved that Co particles posses an in-plane anisotropy, in addition to the anisotropy between in-plane and perpendicular directions. Both anisotropies decrease with increasing film thickness and that is more significant over a thickness of 32 nm. These effects are attributable to change of particle shape with increasing film thickness.

TEŞEKKÜR

Tezin oluşumu ve yazımı sırasında sürekli olarak destek ve yardımlarını esirgemeyen, başta tez danışmanım ve saygıdeğer hocam Prof. Dr. Bekir Aktaş'a, analiz ve deneylerin yapımı süresince anlayış gösteren Fizik Bölümü çalışanlarına teşekkürü borç bilirim.

Tüm yaşamım boyunca maddi ve manevi yardımlarını esirgemeyen aileme ve çalışmalarım süresince sorunlarımı paylaşıp, sevgi ve hoşgörüsünü esirgemeyen eşim ve oğlum'a en içten duygularıyla teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vil
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xv
1. GİRİŞ	1
2. MANYETİK REZONANS	5
2.1. Rezonans Kavramı	5
2.2. Manyetik Moment	7
2.3. Ferromagnetizma	8
2.4. Ferromagnetik Rezonans	9
2.5. Spine Dayalı Taşıma	12
2.6. Spin Dalga Rezonansı	17
2.7. Model	20
2.8. Nonmanyetik / Manyetik Filmlerde FMR	25
2.9. Dev Magnetoempedansın Fenomolojisi	29
2.10. Ekranlama Etkinliği	33
2.11. Co/Cu Çok Katmanlı Filmlerde Ferromanyetik Rezonans ve Manyeto Empedans çalışmaları	37
3. DENEYSEL YÖNTEM	
3.1. ESR Deney Tekniği	39
3.1.1. Manyetik Alan Kaynağı	40
3.1.2. Mikro Dalga Alan Kaynağı	40
3.1.3. EPR Kavitesi	40
3.1.4. Dalga Klavuzu	41
3.1.5. Modülasyon ve Dedeksiyon Sistemi	42
3.1.6. EPR Spektrometrelerindeki Bilgisayar Elemanı	43
3.2. X-Işını Deney Tekniği	43
4. DENEYSEL SONUÇLAR	45
4.1. Giriş	45

4.2. Örneklerin Hazırlanması	45
4.3. Deneysel Sonuçlar	47
5. CoCu FİLMLERİNDE ESR ÇALIŞMALARI	78
5.1. Giriş	78
5.2. Örneklerin Karakterizasyonu	79
5.3. ESR Ölçümlerinin Sonuçları	79
5.4. Sonuç	80
KAYNAKLAR	85
ÖZGEÇMİŞ	90

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

NMR	Nükleer Manyetik Rezonans
EPR	Elektron Paramanyetik Rezonans

ESR	Elektron Spin Rezonans
SWR	Spin Dalga Rezonans
FMR	Ferro Magnetik Rezonans
XRR	X-Ray Reflectivity
HR-GIXD	High Resolution Grazing incidence X-Ray Diffraction
RF	Radyo Frekans
MD	Mikro Dalga
M	Mıknatıslanma
M_0	Doyum Mıknatıslanma Değeri
H	Dış Alan
H_r	Rezonans Alanı
L	Filim Kalınlığı
U_d	Değiş-Tokuş Etkileşme Enerjisi
D	Değiş-Tokuş Etkileşme Parametresi
θ_H	Dış Alanın z Eksenine ile Yaptığı Aç
θ	Mıknatıslanmanın z eksenine ile Yaptığı Aç
φ_H	Dış Alanın x Eksenine ile Yaptığı Aç
φ	Mıknatıslanmanın x eksenine ile Yaptığı Aç
$\vec{h}$	Mikrodalga Alanı
$\vec{k}$	Dalga Vektörü
i	Doğru Akım
Ac	Alternatif Akım
Dc	Doğru Akım
q	Birim Yük
m	Birim Kütle
r	Dönme Eksenine Uzaklık
v	Çizgisel Hız
γ	Jiromanyetik Oran
$\vec{J}$	Açısal Momentum
$\vec{\mu}$	Manyetik Moment
λ	Landau-Lifshitz Sönüm Sabiti
α	Gilbert Sönüm Sabiti
Δh	Rezonans Çizgi Genişliği

T_1	Spin-Örgü Durulma Zamanı
T_2	Spin-Spin Durulma Zamanı
$\vec{\tau}$	Tork
T	Sıcaklık
T_c	Curie Sıcaklığı
C	Curie Sabiti
Co	Cobalt, Kobalt
Cu	Cupper, Bakır
Ni	Nikel
Au	Altın
Fe	Demir
g	Spektroskopik Yarılmı Faktörü
kG	Kilo Gauss
mG	Mili Gauss
n	Mod Numarası
$\text{\AA}$	Angström
YM	Yüzey Modu
K_s	Yüzey Anizotropileri
K_{eff}	Etkin Hacim Anizotropisi
(t)	Tavlanmış

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1.	Normal ve Ferromanyetik durumlar için spin yoğunlukları
2.2.	Nonmanyetik tabaka ile ayrılmış iki manyetik tabakaya film düzlemine dik yönde akım uygulanması ve manyetik

- momentlerin aynı ve ters yönde yönelmelerine göre spin yoğunluklarının ve dirençlerinin temsili gösterimi. 15
- 2.3. Film düzlemine paralel yönde akım uygulanması durumunda düşük ve yüksek direnç durumları 16
- 2.4. Komşu spinlerin yönelmesine göre ortaya çıkan spin dalgaları; burada a spinleri ait oldukları örgüdeki atomlar arası uzaklığı, L' de film kalınlığını göstermektedir. (a); Spinlerin belirli bir andaki presesyon hareketinin perspektifi, (b); spinlerin presesyon hareketinin üstten görünüşü. 17
- 2.5. (a); Uniform modda film kalınlığı boyunca dizilmiş spinlerin presesyon hareketinin herhangi bir andaki görünüşü, (b); birinci modda spinlerin presesyon hareketinin anlık durumu. Burada L filmin kalınlığını göstermektedir. Kesikli çizgi film kalınlığınca spinlerin presesyon genliklerinin bir dalgaya benzediğini vurgulamak içindir. 18
- 2.6. Hesaplamalarda kullanılan eksen takımı ile mıknatıslanma ve manyetik alanın birbirlerine göre yönelimleri. L kalınlığındaki film (x,y) düzleminde. Z ekseni film yüzeyine diktir. Doğru akım manyetik alan $(\vec{H})$ y,z düzleminde ve z ekseni ile yaptığı açı (θ_H) 'dir. Manyetik alanın mikrodalga bileşeni $\vec{h}$ ise x ekseni boyunca uygulanmıştır. Mıknatıslanmanın doğrultusu ise θ ve φ açılarıyla verilmiştir 22
- 2.7. Üç tabakalı sistemde kullanılan koordinat sistemi ve üç tabakalı yapı. 26
- 2.8. (a) Bazı seçilmiş akım frekansları için CoFe tellerin GMI $(\Delta Z/Z)$ eksensel DC alana bağılılığı ($I_{max}=10mA$), (b) İki farklı alan için empedansın frekansa bağılılığı 30
- 2.9. Nüfuz Derinliğinin ve Geçirgenliğin Manyetik Alana Bağımlılığı 31
- 2.10. Korunması zorunlu bölgelerde Elektromanyetik Alanın Yayınımı 33
- 2.11. Faraday Kafesi, İyi iletken dairesel bir metal içerisinde oluşan ikincil elektromanyetik alan dış elektromanyetik alanın etkisini azalmak üzere bir alan oluşturur. 34

2.12.	Elektromanyetik alanların yansıtma değerleri uzayın Z^0 empedans değerine bağlıdır.	35
2.13.	Bakır ve çeliğin 3-5 mm kalınlığındaki ekranlama etkinliği frekansa bağlı olarak verilmiştir.	36
3.1.	ESR Spektrometresinin blok diyagramı.	39
3.2.	TE ₁₀₂ modunda çalışan dikdörtgen kavite. a) Elektrik alan bileşeni y eksenine paraleldir ve Z doğrultusunda yaklaşık bir dalga sığmaktadır. b) Manyetik alan bileşeni x eksenine paraleldir. Kavitenin boyutları söz konusu mod için şöyledir: c kenarı yarım dalga boyu , d kenarı yaklaşık dalgaboyu ve üçüncü kenar da yarım dalga uzunluğundan daha kısadır. O nedenle dalganın şiddeti üçüncü doğrultuda değişmez.	41
3.3.	Filmlerin X Işını yansımalarından elde edilen bilgileri	43
4.1.	FMR spektrumlarının anizotropi alanları ve kalınlığa bağlı Değişimleri.	48
4.2.	FMR spektrumlarının anizotropi alanları ve kalınlığa bağlı değişimleri.	49
4.3.	FMR spektrumlarının anizotropi alanları ve 58 K deki açığa bağlı değişimleri ile teorik hesaplamaları.	49
4.4.	FMR spektrumlarının anizotropi alanları ve sıcaklığa bağlı değişimleri ile teorik hesaplamaları.	50
4.5.	30 nm kalınlığındaki filmin oda sıcaklığındaki FMR spektrumlarının anizotropi alanlarının açığa bağlı değişimleri.	50
4.6.	30 nm kalınlığındaki filmin paralel doğrultuda oda sıcaklığındaki FMR spektrumlarının anizotropi alanları'nın açığa bağlı değişimleri ve teorik hesaplamaları.	51
4.7.	40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri.	52
4.8.	30 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri.	53
4.9.	30 ve 40 nm kalınlığındaki filmlerin paralel ve dik doğrultuda pik genişliklerinin değişik sıcaklıklardaki ölçümleri.	54

4.10.	30 ve 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri.	55
4.11.	Paralel ve dik doğrultudaki pik genişliklerinin değişimi ve menyetoempedans değişimleri.	56
4.12.	30 ve 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda efektif manyetizasyon değerlerinin değişen sıcaklıklardaki ölçümleri.	57
4.13.	30 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri ve Crui sıcaklığının tesbiti.	58
4.14.	30 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda Pik genişlikleri'nin değişen sıcaklıklardaki ölçümleri.	59
4.15.	30 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda efektif mıknatıslanmasının değişen sıcaklıklardaki ölçümleri.	60
4.16.	20 nm kalınlığındaki filmin rezonans alanlarının açıyla değişimi.	61
4.17.	20 nm kalınlığındaki filmin rezonans alanlarının değişiminin teorik hesaplama ile karşılaştırılması.	62
4.18.	40 nm kalınlığındaki filmin dik doğrultuda pikler arası mesafenin sıcaklıkla değişimi ölçümleri.	63
4.19.	40 nm kalınlığındaki filmin dik doğrultudaki rezonans alanlarının sıcaklıkla değişimi ölçümleri.	64
4.20.	40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda Blocking Sıcaklığının tesbiti.	65
4.21.	40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri ve Crui Sıcaklığının tesbiti.	66
4.22.	40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda pik genişliklerinin sıcaklıkla değişimi.	67

4.23.	40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda efektif manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi.	68
4.24.	40 nm kalınlığındaki filmin rezonans alanlarının değişiminin teorik hesaplama ile karşılaştırılması.	69
4.25.	40 nm kalınlığındaki filmin rezonans alanlarının açıyla değişimi.	70
4.26.	Filmlerin dik doğrultudaki ESR spektrumları ve rezonans alanlarının karşılaştırılması.	71
4.27.	Filmlerin paralel doğrultudaki ESR spektrumları ve rezonans alanlarının karşılaştırılması.	72
4.28.	Farklı kalınlıklardaki filmlerin pik genişliklerinin açı ile değişimi.	73
4.29.	Farklı kalınlıklardaki filmlerin rezonans alanlarının açı ile değişimi.	74
4.30.	Farklı kalınlıklardaki filmlerin rezonans alanlarının sıcaklık ile değişimi.	75
4.31.	Farklı kalınlıklardaki filmlerin SQUID Magnetometre ile manyetizasyonlarının ölçümleri.	76
4.32.	SQUID Magnetometre ile yapılan ölçümler sonucu Blocking Sıcaklıklarının film kalınlıklarına göre değişimleri.	77

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Farklı Malzemeler için Spin Polarizasyon Oranı	14
2.2. Bazı Metallerin İletkenlik ve Permeabilite Değerleri	37
4.1. Cam/Al ₂ O ₃ (3 nm)/ (Co ₁₀ Fe ₉₀) ₂₅ Ag ₇₅ (t nm) film özellikleri	46
4.2. Cam/Al ₂ O ₃ (3nm)/Cu ₈₀ Ag ₁₀ Au ₁₀ (tnm)/(Co ₁₀ Fe ₉₀) ₂₅ Ag ₇₅ (139 nm)/Ta(4nm)	46
4.3. Si (100) Co ₂₃ Cu ₇₇ Örnekleri	47

1. GİRİŞ

İnce filmlerin manyetik özelliklerinin araştırılmasında Manyetik Rezonans önemli bir yere sahiptir. Özellikle ince filmlerin manyetik özelliklerinin ortaya çıkarılması için Manyetik Rezonansın bir alt dalı olan Spin Dalga Rezonansı oldukça faydalı bir teknik olarak araştırmacıların yaygın olarak başvurdukları bir teknik olmaya devam etmektedir. Kullanılan bu teknikle mıknatıslanma, manyetik anizotropi, yüzey ve hacim anizotropileri ile değiş tokuş etkileşme parametreleri oldukça yüksek bir hassasiyetle elde edilebilmektedir.

Spektroskopi, ilke olarak, moleküllerin, iyonların ve çekirdeklerin kuantumlanmış enerji düzeylerini inceleyen bir yöntemdir. Deneysel olarak yalnızca frekans ölçümü içerir; çünkü olası geçişlere karşı gelen iki düzey arasındaki enerji farkı, incelenmekte olan atom veya çekirdek tarafından soğurulan ya da salınan ışımının frekansı ile orantılıdır.

İki enerji düzeyi arasındaki geçişe karşı gelen soğurma enerjisine bir spektral çizgi ya da spektrum denir. Spektroskopide, geçiş frekanslarına karşı gelen spektrumlar gözlenir ve bu spektrumların yerleri frekans olarak belirlenir.

Elektronların ya da çekirdeklerin farklı elektronik yapılarına göre farklı uyarılmış enerji düzeyleri bulunduğu için bu düzeyler arasındaki geçişlere karşı gelen spektrum çizgileri, elektromagnetik spektrumun oldukça farklı aralıklarına düşerler. Bu aralığın büyüklüğü, incelenmekte olan sistem içindeki atom ya da iyonlar üzerinde etkin rol oynayan etkileşmelere bağlıdır [1 Soohoo, 1965].

Farklı spektroskopi dallarının her biri, inceledikleri sistemler hakkında geniş ve ayrıntılı bilgiler verebilirler. Bazen de, bunların bir kaçının verdiği bilgiler bir araya getirilerek sistem hakkında hipotezler ve kuramlar oluşturulabilir.

Genel olarak, bir atomu oluşturan çekirdek ve elektronların, üzerine uygulanan manyetik alanla etkileşmelerini inceleyen spektroskopi dalları *Nükleer Manyetik Rezonans (NMR)* , *Elektron Paramagnetik Rezonans (EPR)* ve *Elektron Spin Rezonans (ESR)* olarak adlandırılmıştır. Çoğu zaman bu isimleri kullanmak yerine sadece *Manyetik Rezonans* deyimini kullanılır.

Net bir spine sahip olan elektron ve çekirdek gibi yüklü parçacıklar makroskopik bir H alanının etkisi altında kalınca, manyetik moment ile alanın etkileşmesi nedeniyle dejenere olan enerji düzeyi ikili durumlara yarılır. Dolayısıyla atomun durumları arasındaki geçişler, $h\nu$ enerjisine sahip yüksek frekanslı bir fotonu soğurarak alt enerji durumundan üst enerji durumuna veya yayarak üst enerji durumundan alt enerji durumuna geçerler ve de olay *Manyetik Rezonans* olarak adlandırılır [2 Apaydın, 1991].

Elektron spini ile buna eşlik eden manyetik moment düşüncesi, Stern-Gerlach (1922) deneyi ile gösterilen uzaysal kuantumlama sonucu ile anormal Zeeman olayını da içine alan atomik spektrumlardaki gözlenen karmaşıklıkları açıklayabilmek için Goudsmid ve Uhlenbeck (1925) tarafından ortaya atıldı. Pauli 1924 yılında, atomik spektrumlarda gözlenen ince yapının, yörünge elektronları ile spin hareketi yapan çekirdeğin küçük manyetik momenti arasındaki etkileşmeden oluştuğunu ileri sürdü.[3 Kittel, 1986]

İlk Manyetik Rezonans katılarda Zavoisky (1945) tarafından gerçekleştirildi ve çeşitli paramagnetik tuzlardaki güçlü Elektron Spin Rezonans soğurması gözlemlendi. Katı ve sıvıların çekirdeklerindeki spin rezonans çalışmaları da ilk kez Purcell, Torrey ve Pound (1946) ile Bloch Hansen ve Packard (1946) tarafından gerçekleştirildi [4 Özdemir, 1991].

Böylece başlangıçta, Fizik ve Kimya gibi temel bilimlerde spektroskopik inceleme kolaylığı sağlayan manyetik rezonans, bu gün tıpta klinik amaçlı kullanılabilecek bir araç olma yolundadır. Gerçekte, manyetik rezonansın öteki spektroskopik yöntemlerde bulunmayan durulma süreçleri gibi bir kavrama sahip olması ona normal doku ile hastalıklı dokuyu

birbirinden ayırt etme özelliği kazandırmaktadır. 1960'lı yıllarda bu amaçla yapılan durulma zamanları ölçümleri, normal doku ile kanserli dokuları birbirinden ayırt etme de son derece başarılı sonuçlar vermiştir.

Manyetik rezonansın bir Tomografi aracı olarak düşünülmesi 1970'li yıllara rastlamaktadır. Spin sistemi üzerine dış manyetik alana ek olarak uygulanan alan gradyentlerine göre spin yoğunluğunun uzaysal dağılımını resimleme işlemi *NMR Görüntüleme* ya da *NMR Tomografi Tekniği* olarak bilinmektedir. Yakın bir geçmişi olan bu teknik tıpta, kliniklerde tanı ve tedavi amacıyla şimdiden kullanılmaya başlanmıştır [5 Apaydın, 1991].

Deneyisel Ferromagnetik Rezonans çalışmaları ise ilk kez tek bir rezonans çizgisinin dinamiği ile başladı. Bu çalışmalardan sonra Kittel (1948), birçok rezonans çizgisinden oluşan Ferromagnetik rezonans spektrumunun gözlenebileceğini ileri sürdü. Daha sonraları Rado [6 Rado 1954] Kittel'in ileri sürdüğü bu görüşü "Spin Dalga Rezonansı" (SDR) olarak isimlendirdi. Ayrıca yine aynı yılda yayınladığı makalesinde durgun manyetik alan içerisinde herhangi bir manyetik malzemenin dış yüzeylerinde mıknatıslanma değişiminden dolayı Yüzey Spin Dalgaları (YSD) oluşacağını ileri sürdü. Son yıllarda, birçok Ferromagnetik rezonans deneylerinde ortaya çıkan ve daha önceleri nedeni pek anlaşılamayan bazı rezonans çizgilerinin de "Yüzey Spin Dalgalarından" kaynaklandığı fikri gündeme gelmiştir. Bu rezonans çizgileri, filmin yüzeylerindeki mıknatıslanma hakkında bilgi vermektedir. Spin Dalga Rezonansı hakkındaki bu çalışmalardan sonra Kittel [6 Kittel 1958], Spin Dalga Rezonansının gözlenmesi için gerekli olan deneysel şartları belirledi. Bu çalışmayla Kittel, ince manyetik filmlerin duran spin dalgaları için iyi bir ortam olacağını gösterdi. Tüm bu bilgiler doğrultusunda, deneyisel olarak Spin Dalga Rezonansı ilk defa Seavey ve Tennenwald tarafından gözlendi [7 Tannenwald, 1957]. Yüzey Spin Dalga Rezonansına (YSDR) ilişkin teorik çalışmaları [8 Soohoo, 1965], permalloy [9 Salanskii ve Mikhailovskii, 1970] Yttrium-Iron-Garnet (YIG) [10 Yu, 1991] üzerindeki deneyisel çalışmalar izlemiştir. Yüzey spin dalga rezonansı, son zamanlarda daha birçok metal, amorf ve manganez Feritlerinde de gözlendi [11 Frait, 1985].

Teknolojik gelişmeler Spin Dalga Rezonansı'nın deneysel olarak Ferromagnetik ve Ferrimagnetik maddelerde gözlenmesini sağlamıştır. Bu tür örnekler için mikrodalga frekansı bölgesinde çalışabilmek için uygulanması gereken durgun manyetik alan, film yüzeyine uygulanma açısına göre 0,1–25 KGauss basamağındadır. Antiferromagnetik örneklerde ise, çok daha yüksek durgun manyetik alanlara ihtiyaç duyulduğundan SDR çalışmalarına rastlanmaz [12 Slichter, 1963].

SDR çalışmalarında, çizgi genişliği küçük olan örnekler seçilmelidir. Eğer çizgi genişliği yeterince küçük değilse rezonans modlarını birbirlerinden ayırmak mümkün olmaz. Bundan dolayı SDR gözlemlerinin yapılabileceği örnek sayısı çok fazla değildir. Çalışmalar genellikle permalloy üzerine yoğunlaşmakla birlikte Fe, Ni, Co gibi saf Ferromagnetik metaller ve Fe-Cr, Ni-Co, Ni-Cu, Ni-Pd, Fe-Ni-Co ve Mn-Cr-Sb gibi metalik alaşımlar [13 Sommel, 1995] Ferit ve Garnet (YIG) [14 Vittoria, 1976 – 15 Wigen, 1984] gibi yalıtkan örneklerden hazırlanmış ince filmlerde de SDR çalışmalarına rastlanmaktadır.

2. MANYETİK REZONANS

2.1. Rezonans Kavramı

Manyetik Rezonans; manyetik momentleri ve açısal momentumu olan manyetik sistemlerde bulunan bir olaydır. Rezonans kelimesi, dış bir etkenin, manyetik sistemin doğal frekansı ile uyum içinde olmasını açıklar ve bu frekans durgun dış manyetik alanda manyetik momentin jirokobik presesyonuna karşılık gelir. Atomik spektrumun belirgin frekansları arasındaki benzerliği ve manyetik rezonans frekanslarının tipik olarak radyo frekans bölgesine (çekirdek spinleri için) yahut mikrodalga frekansı bölgesine (elektron spinleri için) düşmesi nedeniyle pek çok defa *radyo frekans (RF)* spektroskopisi veya *mikrodalga (MD)* spektroskopisi olarak adlandırılmıştır.

Rezonans yönteminin üstünlüğü, incelenen örnekte tümü ile karşılaştırıldığında çok zayıf olabilen bir katkıyı seçip ayırmayı mümkün kılmasıdır. En dikkat çekici örnek ise temel elektronik ferromagnetizmasına karşın demirin zayıf paramagnetizmasının gözlenmesidir. Bunların yanında rezonans, kesin, oldukça ayrıntılı ve başka yollarla elde edilemeyen tipte manyetik bilgi toplanmasını da mümkün kılar.

Manyetik rezonansın Fizik ile bütünleşmesinin en büyük sebebi atomik düzeyde süreçler hakkında bilgi verebilmesidir [16 Soohoo, 1965]. Burada, açısal momentumu olan manyetik sistemler söz konusudur.

Elektron ve çekirdek manyetik rezonansları arasındaki en temel fark, çekirdeksel spin, manyetik moment ve dört kutuplu (quadropol) moment gibi özelliklerinin büyük bir olasılıkla çevreden etkilenmemeleri, buna karşın çok daha büyük fiziksel hacimde olan uyarılmış durumlarını çok daha küçük enerji istemeleri yüzünden çevreye kuvvetle bağlı olmalarıdır. Bir kristale konulan atom serbest haldeki atomdan tamamen farklı açısal momentum, manyetik moment ve dört kutuplu momente sahip olabilir. Bir atomun katı veya sıvıda olduğu zamanki durumunun serbest olduğu zamankinden çok farklıdır. Bu yüzden bir katı veya sıvı içindeki atomun manyetik rezonans çalışmasından atoma ait özellikleri hakkında yorum yapmak zorlaşabilir.

Örneğin, Sodyum atomunun yörüngesel manyetik momenti ve açısal momentumu sıfırdır. Fakat spin manyetik momentinden ötürü $1/2$ toplam spinine sahiptir. Manyetik özellikler atomik demet yöntemiyle çalışılabilir. Sodyum metalinde değerlik elektronları bir iletkenlik bandı oluşturur. Bununla birlikte zayıf elektronik bir spin miknatıslanması vardır ve bunun spin rezonansı çalışılmıştır. Sodyum klorürde sodyum, klorun dolmamış p-tabakasını doldurmak için en son elektronunu verir. Sonuçta miknatıslanma sıfır olur ve elektron spin rezonans gözlenmez. Hatta hidrojen molekülünde olduğu gibi, kovalent bağlanmış atomların elektron spinlerinin bir tek düzey oluşturacak şekilde etkileşmesi sonucu genellikle net bir spin miknatıslanması olmaz.

Spin çiftlenimleri yüzünden yalıtkanlar rezonans göstermez. Demir grubu veya nadir toprak elementleri grubu gibi bazı atomlar tamamlanmamış iç tabakalara sahiptir. Hatta iyonlaştırıldıkları zaman bile yine net bir momente sahiptirler.

Özel durumlarda genel durumların geçersiz kalmasına rağmen manyetik rezonansın umulduğu madde sınıflarını ve koşullarını şöyle sıralayabiliriz:

- 1) Demir grubu ve nadir toprak elementleri gibi doldurulmamış iç tabakaları olan geçiş elementlerinin bulunduğu maddeler.
- 2) Metallerdeki iletkenlik elektronları.
- 3) Ferro ve ferrimagnetler.
- 4) Yalıtkanlarda elektron veya boşluklar yakalayabilen bozukluklar. Bir alkali halojenden çıkarılan halojenin yerinde yakalanan bir elektron (F merkezi) veya yarı iletkenlerde donör ve kabul edici bölgeler.

Kuantum mekaniğinde rezonans olayını daha kolay açıklayabilmek için örnek olarak, ışık ile maddenin etkileşmesi verilebilir. Bu durumda atom ile elektromanyetik alan birbiri ile kenetlenen iki periyodik sistem olarak düşünülür. Atomların doğal frekansları geçiş frekansları olarak bilinir ve gelen ışığın frekansı da bu frekanslara göre ayarlanabilir. O halde elektromanyetik

alanın frekansı, atomun doğal frekansına ayarlandığı zaman, bu kuantum mekaniksel sistem klasik mekanikteki sarkaç sistemi gibi davranır. Yani, ya elektromanyetik alandan atoma enerji aktarılır ya da başlangıçta uyarılmış durumda olan atomdan elektromanyetik alana enerji aktarılır. Bu olaylardan ilkinde enerji soğurulması ve ikincisine de enerji salınması denir.

Çekirdek spinlerinin uygulanan manyetik alanla etkileşmelerine benzer şekilde, elektronların spinlerinin de manyetik alanla etkileşme içinde oldukları bilinmektedir. Ancak bu etkileşmeler enerji bakımından çekirdeklere ait etkileşmelerden yaklaşık 10^3 kez daha büyüktür ve elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölgesine düşmektedir.

2.2. Manyetik Moment

Elektrodinamikte temel olarak kullanılan alanı A olan bir dairesel sarımdan geçen i akımı, sarım düzlemine dik doğrultuda ve akım şiddeti ile alanın büyüklüğüne bağlı bir manyetik moment oluşturur. Yani,

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

olarak verilir. Burada $\vec{n}$ sarım düzlemine dik birim vektörü ve $\vec{\mu}$ de manyetik momenti temsil etmektedir.

Sabit bir eksen etrafında dönen her yüklü parçacık, bu hareketinden dolayı bir manyetik momente sahip olur. Böyle bir parçacığın, yükü q , kütlesi m , dönme eksenine uzaklığı r ve çizgisel hızı v ise,

$$i = \frac{qv}{2\pi r} \quad \text{ve} \quad A = \pi r^2 \quad \text{`dir.} \quad (2.2)$$

Bu değerler (2.1) bağıntısında kullanılırsa,

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

elde edilir. Dönme eksenine göre açısal momentumun

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

olarak tanımlandığı hatırlanırsa, (2.3) ve (2.4) bağıntılarının birleştirilmesi ile

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

biçiminde yazılabilir. Dolayısıyla sabit bir eksen etrafında dönen her yüklü parçacığın açısal momentumuna bir manyetik moment karşı gelir. Yüklü bir parçacığın açısal momentumu onun manyetik momenti ile orantılıdır. Bu orantı katsayısına jiromagnetik oran denir ve

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

ile gösterilir. Böylece (2.4) ifadesi,

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

şekline girer.

2.3. Ferromagnetizma

Ferromagnet, bir dış manyetik alanın bulunmaması halinde bile var olan, kendiliğinden oluşmuş net bir manyetik momente sahiptir [17 Kittel, 1986]. Bu manyetik momentin oluşumu, elektron spinlerinin düzenli yönelimine bağlı olarak manyetik momentlerin uyumlu bir şekilde yerleşmiş olduklarını gösterir. Ferromagnetizma da her birinin büyüklüğü μ olan kalıcı atomik dipollerin bir düzen içine girmesi, çiftlenmemiş elektronlara sahip olan atomlardan kaynaklanır. Klasik bir yaklaşımla, spinleri aynı yönde yönlendirmek için çok düşük sıcaklıklarda bile yüksek manyetik alanlara ihtiyaç vardır. Halbuki di- polar etkileşmeler bu kadar büyük alan doğurmazlar. O halde spinler arası etkileşme manyetik olmaktan çok elektrostatik temellidir. Bu etkileşmeye değiş-tokuş (exchange) etkileşmesi denir. N tane spinden oluşan bir sistem için Haisenbergen tarafından önerilen değiş-tokuş etkileşme enerjisi;

$$U_d = -2JN \sum_{p=1}^N \vec{S}_p \cdot \vec{S}_{p+1} \quad (2.8)$$

biçimindedir. Burada J komşu iki moment arasındaki değiş-tokuş etkileşme sabitini $\vec{S}_p$ ise p . spini göstermektedir. Ferromagnetizma'nın karakteristik özelliği manyetik alana konulan bu tür maddelerin akım yönündeki net mıknatıslanmasının belli bir alan değerinden sonra sabit bir M_0 değerini

almasıdır. Bu sabit M_0 değerine doyum mıknatıslanması denir. Bu değer, tüm spinlerin paralel olması durumundaki mıknatıslanmaya karşılık gelir ve her madde için belirleyici bir özellik gösterir.

Paramagnetik fazda manyetik duyunluk χ , Curie-Weiss yasasına göre;

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - c\lambda} \quad (2.9)$$

şeklinde verilir. Burada C , Curie sabiti; T , sıcaklık ve λ 'da ortalama alan (mean field) sabitidir. Buna göre manyetik duyunluğun değeri sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. Maddenin sıcaklığının artması mıknatıslanmasının düşmesi demektir. 2.9 ifadesine göre duyunluğun sonsuza gittiği sıcaklığa Curie sıcaklığı denir ve T_c ile gösterilir. Yani bu sıcaklığın altındaki bir sıcaklık değerinde bu tür maddelerde bir dış manyetik alan olmasa da kendiliğinden mıknatıslanma oluşur. Curie sıcaklığı, bu tür maddeler için belirleyici bir özellik gösterir.

2.4. Ferromagnetik Rezonans

Ferromanyetik rezonans tekniğiyle manyetik malzemelerin manyetik özellikleri hakkında çok yararlı bilgiler elde edilebilir. Ferromanyetik bir örnek statik bir H dış manyetik alanı içine yerleştirildiğinde, manyetik momentler malzemeye özgü karakteristik bir ω_0 frekansıyla presesyon hareketi yaparak denge durumuna geçerler. H alanına dik yönde uygulanan bir dış mikrodalga alanının frekansı ile momentlerin öz titreşim frekansı çakıştıkları anda bir güç soğurması olur. Bu soğurulan güç malzemenin sadece iç manyetik yapısına bağlı olmayıp, aynı zamanda dış manyetik alanın büyüklüğüne ve yönelimine de bağlıdır. Spinlerin presesyon frekansı ω_0 ile H arasında malzemenin yapısıyla da ilişkili olan bir bağıntı vardır. Bu bağıntı kullanılarak **malzemenin manyetik yapısını belirleyen değiş-tokuş etkileşme parametresi, hacimsel (bulk) anizotropi enerji yoğunluğu, yüzey anizotropi enerji yoğunluğu, spektroskopik yarıлма faktörü, kristal anizotropisi, durulma zamanları ve benzeri parametreler elde edilebilir** [18 B. Aktaş, 1994].

ω_0 öz frekansı sadece iç manyetik enerjilere değil, aynı zamanda uygulanan $\mathbf{H}$ statik manyetik alanına da bağlıdır. Dispersiyon bağıntısı olarak adlandırılan ω ile $\mathbf{H}$ arasındaki ilişkinin bir sonucu olarak manyetik enerjileri belirlemek mümkündür. Burada tek tabakalı ve üç tabakalı Ferromanyetik filmlerin dispersiyon bağıntısı ve manyetik duygunluğu ayrıca silindirik yapıdaki bir sistemin dispersiyon bağıntısı elde edilecektir.

Ferrimagnetlerde elektron spin rezonansı, genel olarak çekirdek spin rezonansı ile aynıdır. Ancak Ferromagnetik örneklerde alternatif manyetik duygunluğun enine bileşenleri oldukça büyüktür. Bunun nedeni, manyetik alan içindeki Ferromagnetik maddenin mıknatıslanmasının, aynı alan değerindeki Paramagnetik maddenin mıknatıslanmasından çok daha büyük olmasıdır. Bununla birlikte incelenen örneğin geometrik yapısı da önem kazanır. Çünkü mıknatıslanma büyük olduğundan, örneğin mıknatıslanmadan kaynaklanan ve mıknatıslanmaya ters yönde ortaya çıkan demagnetizasyon alanının H_d , büyüklüğü,

$$H_d = -N_d M_d \quad (2.10)$$

bağıntısı ile verilen ve değeri çoğu kez uygulanan alanla karşılaştırılabilecek büyüklüktedir. Burada N , uygulanan alan doğrultusuna karşı gelen ve örneğin geometrisine bağlı olarak değişen “demagnetizasyon” faktörü olup x , y ve z doğrultularındaki bileşenleri;

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi \quad (2.11)$$

şartını sağlar. M_d ise ilgili doğrultudaki mıknatıslanmanın bileşenidir.

Ferromagnetizma ya katkıda bulunan çiftlenmemiş elektron spinleri arasındaki değiş-tokuş etkileşme enerjisi, çizgi genişliğine neden olan ve Ferromagnetik elektronlarda oldukça kuvvetli olması beklenen di-polar genişlemenin etkisini büyük oranda yok edecek biçimde, çizgi daralmasına

neden olur. Bu yüzden Ferromagnetik rezonans çizgileri beklenenden çok daha keskin bir şekilde ortaya çıkar. H alan doğrultusu etrafında $\omega = 2\pi\nu$ açısal frekansı ile presesyon yapan bir Ferromagnetik örneğin toplam manyetik momenti H_0 'a bağlıdır. Bir Ferromagnetik sistemde, belirli mikrodalga frekansı için karmaşık (kompleks) alınganlığın değeri belli bir alan değerinde maksimumdan geçer. Bu durumda örnek rezonanstadır denir. Rezonans alanları örneğin manyetik özelliklerine bağlıdır. Böylece Ferromagnetik rezonans deneylerinden incelenen örnek hakkında bilgiler edinilir. Klasik olarak, bir H alanı etkisindeki $\vec{\mu}$ manyetik momenti üzerine etki eden dönme momenti (*Tork*)

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.12)$$

şeklinde verilir. Diğer taraftan klasik olarak bu torkun ($\vec{\tau}$), bir atomdaki $\vec{\mu}$ vektörünün eşlik ettiği $\vec{J}$ açısal momentum vektörünün zamana göre değişim hızına eşit olduğu bilinmektedir. Açısal momentum ($\vec{J}$) ile manyetik moment ($\vec{\mu}$) arasında, $\vec{\mu} = \gamma \vec{J}$ biçiminde bir ilişki olduğu hatırlanırsa (2.7) ve bu örnek üzerindeki mıknatıslanmanın düzgün (homojen) olduğu kabul edilirse, (2.12) bağıntısı kullanılarak makroskopik mıknatıslanma ($\vec{M}$) için hareket denklemi

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{et} \quad (2.13)$$

olarak yazılır [19 Rado, 1959]. Burada H_{et} , sadece dışarıdan uygulanan alan olmayıp, örnek üzerine etkiyen toplam (etkin) alanı göstermektedir. Yani etkin alan, H_{et} ,

$$H_{et} = H_d + H_0 \quad (2.14)$$

mıknatıslanmayı giderici alanla H_d (demagnetizasyon) dışarıdan uygulanan (H_u) alanın toplamından oluşmaktadır. (2.13) denkleminde aşağıdaki

Landau-Lifshitz (Heinrich,1985):

$$\frac{\lambda}{M_0^2} M \times (M \times H); \quad (2.15)$$

Gilbert (Frait,1965):

$$\frac{\alpha}{M_0} M \times \frac{dM}{dt}; \quad (2.16)$$

veya Bloch-Bloembergen (Bloembergen,1950):

$$-\frac{M_{x,y}}{T_2} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (2.17)$$

tipi sönümü gösteren ifadelerinden birisini ekleyerek sönüm etkisi için içine sokulabilir. Çözümleri daha kolay olduğu için bu 2.15 terimini kullanmayı tercih ettik. Dolayısıyla hareket denklemini

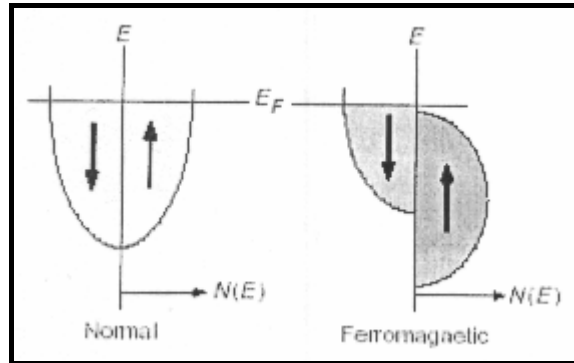
$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM}{dt} = M \times H_{et} - \frac{M_{x,y}}{T_1} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (2.18)$$

sekinde yazabiliriz [20 Sparks, 1965]. Yukarıdaki denklemlerde λ Landau-Lifshitz sönüm sabiti, α Gilbert sönüm sabiti, T_1 spin - örgü durulma zamanı, T_2 'de spin- spin durulma zamanıdır. (2.18) denklemi Ferromagnetik bir maddenin H alanı içindeki mıknatıslanmasının genel dinamik davranışını ifade eder.

2.5. Spine Dayalı Taşınma

Kutuplanmış spin taşınması herhangi bir metalde Fermi seviyesindeki farklı yönde yönelmiş spin yoğunluklarında dengesizlik olduğu zaman doğal

olarak meydana gelir. Bu dengesizlik Ferromanyetik metallere, girilebilir spin-yukarı ve spin-aşağı elektron yoğunluğu neredeyse özdeş fakat farklı yönde yönelmiş spin seviyeleri arasındaki enerjiler birbirlerine göre kaymış olduğu zaman (Şekil 2.1) ortaya çıkar. Bu kayma malzemedeki net manyetik momentin kaynağını oluşturacak şekilde bantların eşit dolmasına yol açar. Fakat aynı zamanda da Fermi seviyesindeki spin-aşağı ve spin-yukarı taşıyıcıların eşit olmayan sayıda, karakterde ve mobilitede olmasına sebep olur. Bu eşitsizlik taşıma ölçümünde net bir spin kutuplanması üretebilir. Ama bu kutuplanmanın işareti ve büyüklüğü yapılan özel ölçüme bağlıdır. Örneğin bir Ferromanyetik metal yarı iletken içinde enjekte edilerek spin-kutuplanmasının kaynağı olarak kullanılabilir veya Ferromanyetik malzeme normal bir metal ya da yalıtkan bir engel içine tünelleme oluşması için konulabilir. Her bir malzeme ile ilgili özel kutuplanmış spin taşıyıcıların doğası ve elektronik enerji durumları ayrıca tanımlanmalıdır.



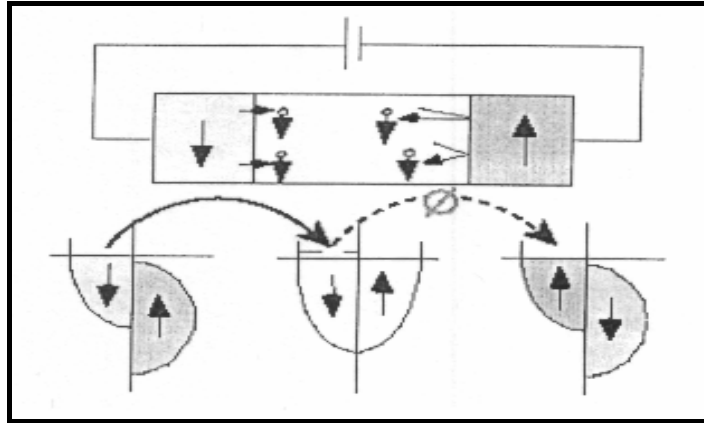
Şekil 2.1. Normal ve Ferromanyetik durumlar için spin yoğunlukları

En dramatik etkiler genellikle en fazla kutuplanmış akımlar için görülür. Dolayısıyla da % 100 kutuplanmış spin iletken malzeme bulmak için büyük çaba harcanmaktadır. Bunlar öyle malzemelerdir ki Fermi seviyesinde sadece bir doldurulmuş spin bandına sahiptirler. Bununla birlikte kısmen kutuplanmış malzemeler (%40–50 kutuplanmaya sahip Fe, Co, Ni ve alaşımları gibi) teknolojik olarak faydalı cihazlar geliştirmek için yeterlidir. Farklı malzemelerin spin polarizasyonları Çizelge 2.1’de verilmiştir. P kutuplanması spin aşağı ($n_{\downarrow}$) ve spin yukarı ($n_{\uparrow}$) taşıyıcı sayılarına bağlı olarak $P = (n_{\downarrow} - n_{\uparrow}) / (n_{\downarrow} + n_{\uparrow})$ şeklinde tanımlanır.

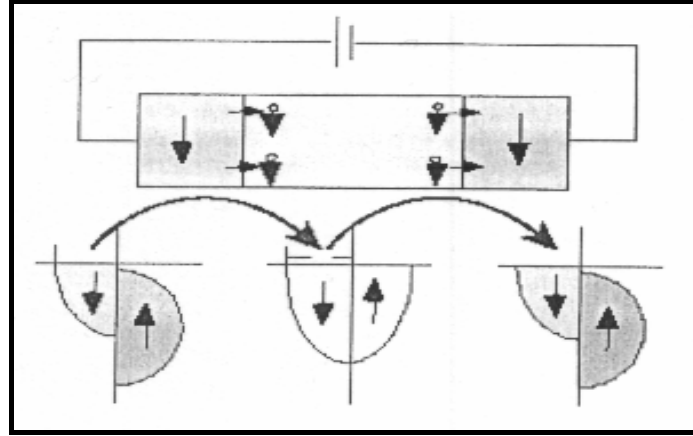
Çizelge 2.1. Farklı Malzemeler için Spin Polarizasyon Oranı

Materyal	Ni	Co	Fe	NiFe	CoFe
Polarizasyon	+ 23 %	+35 %	+ 40 %	+ 32 %	~ 50 %

Bir elektron akımının spin kutuplanmasından dolayı katıhal cihazlarında görülen etkiler eğer akımın % 100 kutuplandığı farz edilirse daha kolay bir şekilde gözlenebilir. (Şekil 2.1) Bu durumda Fermi enerji seviyesindeki spinlerin yönleri taşıyıcıların spinleri ile paralel olur. Eğer malzemelerin mıknatıslanmaları tersine dönerse, bu durumların spin yönleri de tersine döner. Dolayısıyla akımın spin polarizasyonuna ve malzemelerin mıknatıslanmasına bağlı olarak, malzeme özel olarak kutuplanmış spin elektronları için hem bir iletken ve hem de bir yalıtkan gibi davranabilir. Buna benzerlik açısından analizörden geçen kutuplanmış ışık gösterilebilir. Ancak optik durumda, kutuplayıcının yönelimi gelen ışığın kutuplanmasına göre 90^0 dönmüşse gelen ışığın geçmesini önler. Kutuplanmış spin elektronları için bunun aksine mıknatıslanma elektriksel iletimi durdurmak için 180^0 döndürülmek zorundadır.



Yüksek Direnç



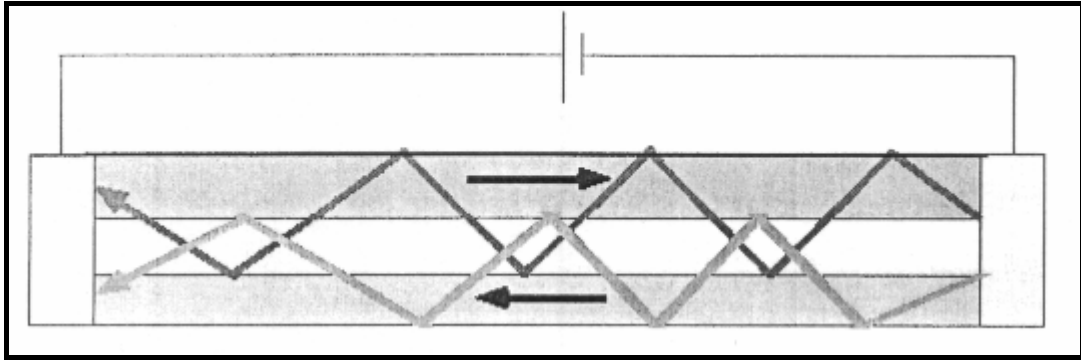
Düşük Direnç

Şekil 2.2. Nonmanyetik tabaka ile ayrılmış iki manyetik tabakaya film düzlemine dik yönde akım uygulanması ve manyetik momentlerin aynı ve ters yönde yönelmelerine göre spin yoğunluklarının ve dirençlerinin temsili gösterimi.

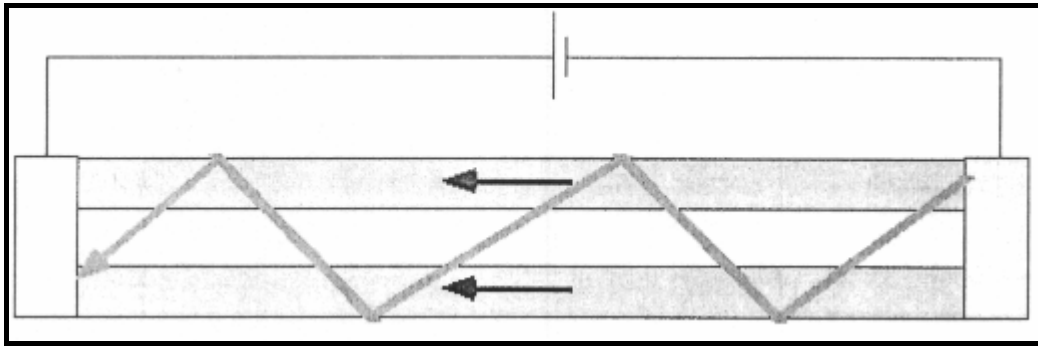
Bir kutuplanmış spin cihazında meydana gelen temel olay Şekil 2.2’de gösterilmiştir. Burada elektronların bir Ferromanyetik metalden normal metale ve oradan da diğer Ferromanyetik metale doğru hareket ettiği farz edilir. İki Ferromanyetik metalin mıknatıslanmaları (eşdeğer olarak manyetik momentleri) aynı yönde yönelmişlerse direnç düşük, buna karşılık ters yönde yönelmişlerse direnç yüksek olacaktır. Gerçek cihazlar genellikle Şekil 2.2’de gösterildiği gibi üretilmezler. Çünkü cihazlar ince filmler şeklinde hazırlanırlar ve dolayısıyla film düzlemine dik yönde dirençleri çok düşük olur. Genel yönelim daha fazla direnç veren Şekil 2.3 ’de gösterildiği gibidir. Ancak kutuplanmış spinin fiziksel resmi çok daha karmaşıktır. Tabakaları ters yönde yönelmiş filmlerde büyük ara yüzey saçılmaları ve akımın daraltılmış yola kanallaşması direnç kaynağı olarak karşımıza çıkar. Fakat film tabakalarının mıknatıslanmaları aynı yönde yönlendirildiklerinde, direnç oluşturan her iki mekanizmada ortadan kalkar ve cihaz direnci düşer.

Bu basit iki tabakalı sistem “spin valf” olarak isimlendirilir ve Ferromanyetik tabakaların birisinin manyetik momentinin uygulanan bir manyetik alanla ters çevrilmesi diğerine göre daha zor olacak şekilde

malzemeler seçilerek yapılır. Bu kolayca dönen ('yumuşak') tabaka valf kontrolü rolünü oynar ve dış alan tarafından kolayca kontrol edilir. Bu cihaz yapımında manyetik alan ölçmek veya alanın varlığını tespit etmek gibi pek çok amaç için kullanılabilir. [21 F. Yıldız, 2004]



Yüksek Direnç



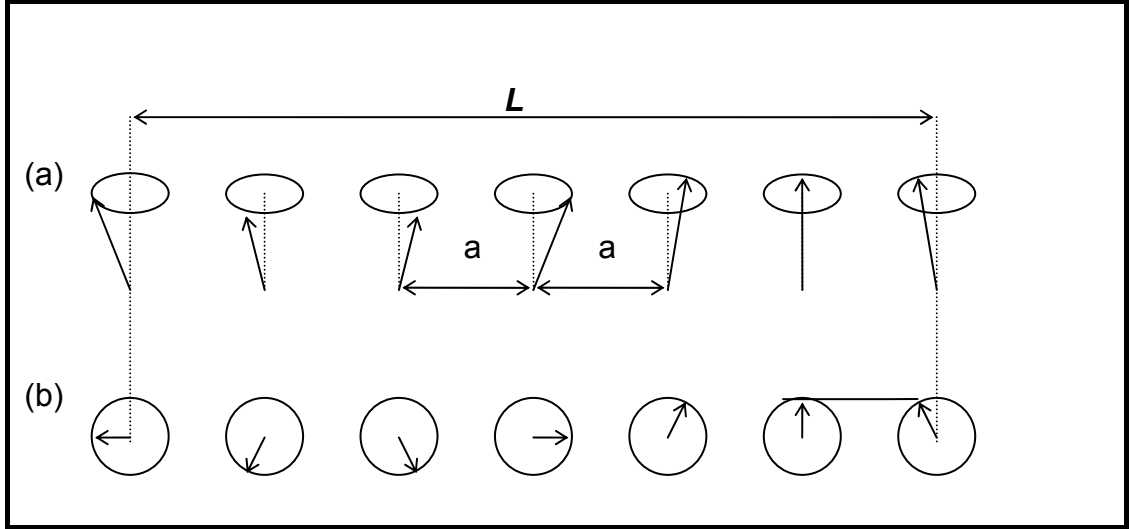
Düşük Direnç

Şekil 2.3. Film düzlemine paralel yönde akım uygulanması durumunda düşük ve yüksek direnç durumları

2.6. Spin Dalga Rezonansı

Spin dalga rezonansı Ferromagnetik ince filmlerin elektromagnetik alandan enerji soğurması esasına dayanır ve temelde Ferromagnetik rezonansa benzer. Spin dalga rezonansı çok sayıda soğurma çizgisinden oluşur. Halbuki Ferromagnetik rezonansa genelde tek bir çizgi görülür.

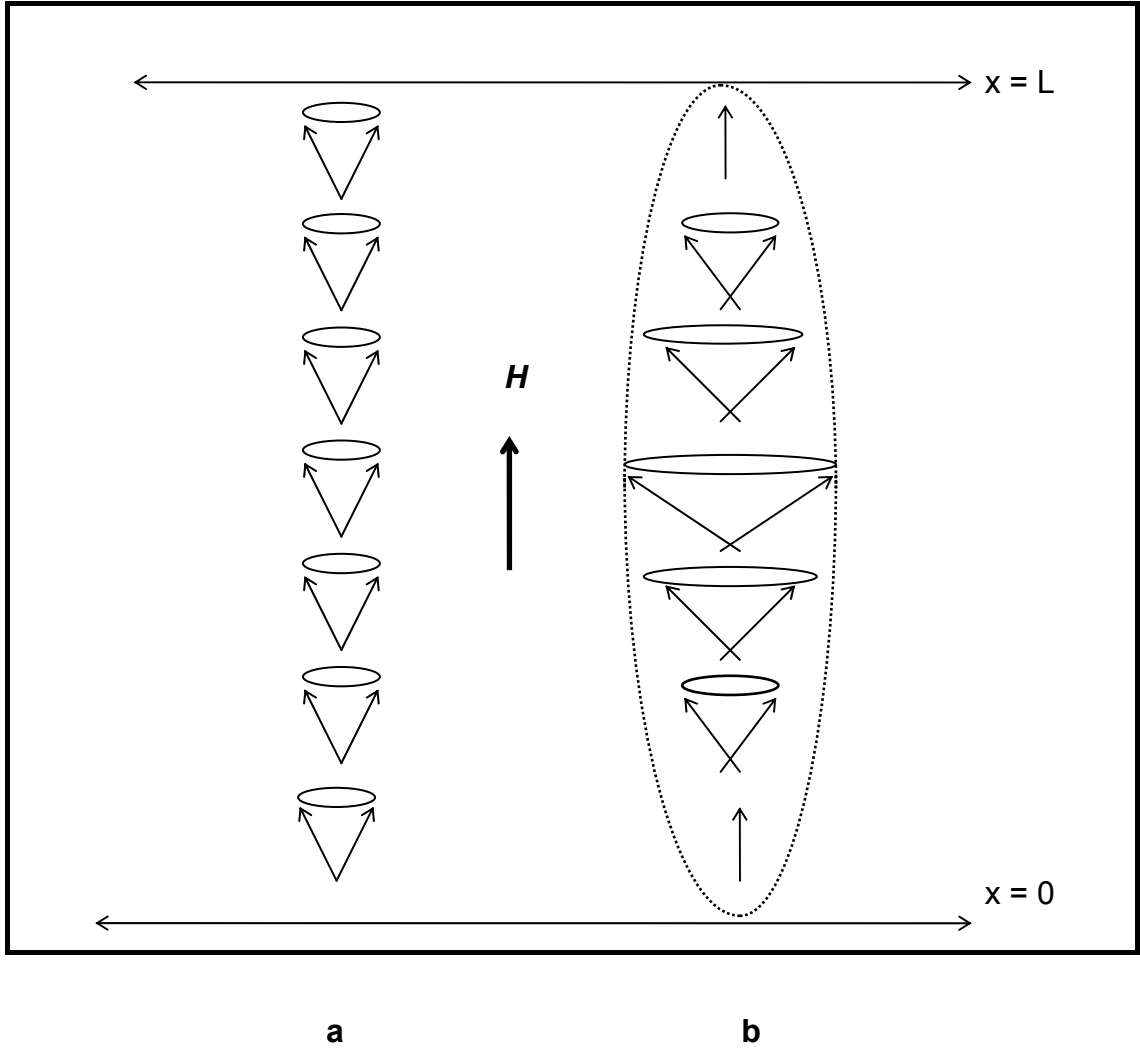
Spin sistemini oluşturan spinlerden birinin yönelmesindeki bir değişim, değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı diğerlerini de etkiler. Bu etkileşmeden dolayı diğer spinlerin yönelimlerinde de bir değişim oluşturup yeni bir spin konfigürasyonu oluşur. Böyle bir sistemi oluşturan spinlerin presesyon hareketi Şekil 2.4’de tasvir edilmiştir.



Şekil 2.4. Komşu spinlerin göreceli yönelmesine göre ortaya çıkan spin dalgaları. Burada a spinleri ait oldukları örgüdeki atomlar arası uzaklığı, L de film kalınlığını göstermektedir. (a)- Spinlerin belirli bir andaki presesyon hareketinin perspektifi, (b)- spinlerin presesyon hareketinin üstten görünüşü.

Bu şekilde anlık perspektifi görülen spin düzelenimi bir dalga görünümünü verdiği için buna spin dalgası denir [22 Kittel, 1958].

Bir Ferromanyetik örnek içerisinde uyarılan spin dalgaları durgun manyetik alandan kazandığı enerjinin bir kısmını daha sonra geri vermek zorundadır. Spin dalgalarını uyarma metotlarından birisi de elektromagnetik alanın enerjisinin soğurulması için gerekli olan rezonans şartının sağlanmasıdır.



Şekil 2.5. (a)- Uniform modda film kalınlığı boyunca dizilmiş spinlerin presesyon hareketinin herhangi bir andaki görünüşü, (b)- birinci modda spinlerin presesyon hareketinin anlık durumu. Burada L filmin kalınlığını göstermektedir. Kesikli çizgi film kalınlığınca spinlerin presesyon genliklerinin bir dalgaya benzediğini vurgulamak için verilmiştir.

Bu spin dalgalarının frekans ve dalga boyları sürekli olmayıp kesikli (kuantalı)dır. Bu kuantumlara "magnon"denir. Belirli alan değerlerinde enerji soğurulması olur ve bu değerler farklı modlara karşı gelir. Böylece manyetik alan içindeki bir Ferromagnetik film, mikrodalga ile uyarıldığında, spin dalgasının her moduna uygun rezonans çizgileri serisinden oluşan bir rezonans spektrumu elde edilir. Ferromagnetik rezonansta uniform (0. mod) modun dinamiği incelenmektedir. Uniform mod, Şekil 2.5' de görüldüğü gibi,

örnek içindeki spinlerin hepsinin aynı genlikte ve aynı fazda presesyon hareketi yaptıkları moddur. Burada spinlerin yönelimleri belli bir dalga formunda değildir.

Spin dalga rezonansının dinamiğinde mıknatıslanma için Bloch tipi hareket denklemine [23 Blombergen,1950] spin dalga uyarılmasına neden olan değiş-tokuş etkileşmesini karşılamak için ; $\frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 M$ terimi de eklenmelidir [Landau-Lifshitz,1935]. Bu durumda denklem spin dalga rezonansının dinamiğini tam olarak tanımlanmış olur.

Film yüzeyindeki elektronların spinleri, filmin içindeki elektronların spinlerinden daha farklı, yüzey anizotropi alanı görüyorsa, yüzeydeki spinler yüzey anizotropi alanına paralel olarak yönelme eğiliminde olurlar. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması, Kuantum mekaniğinde sonsuz potansiyel kuyusundaki elektronun davranışının benzeridir. Bu durum aynı zamanda iki ucu sabit bir ipteki dalga hareketine de benzetilebilir. Yüzey anizotropi alanının çok büyük olması durumundaki spinlerin bu davranışı “**Surface Spin Pining Model**” olarak adlandırılır [24 Kittel 1958].

Spinlerin film içindeki dalga görünümünden dolayı oluşan modları uyarabilmek için filmin üzerine durgun manyetik alana dik bir mikrodalga alanı uygulanarak mikrodalga alanıyla spin dalgalarının etkileşmeye girmesi sağlanır. Eğer filmin kalınlığı spin dalgalarının dalga boyunun yarısının tek katlarına eşit olursa bu durumda mikrodalga alanı ile spin dalgası arasında net bir enerji alış veriş olur (Kittel,1958). Dalga boyunun katları film kalınlığını verirse net bir enerji soğurması olmaz.

Rezonans çizgisinin genişliğine birçok fiziksel olaylar katkıda bulunabilirler. En sık karşılanılanı uygulanan durgun alanın homojenlikten yoksun olmasıdır. Akıllıca geliştirilen teknikler sayesinde bu kaynak 10^4 Gauss'luk alan için birkaç mili gaussa indirilebilir. Ancak mevcut magnet homojenlikleri bu hassasiyete izin vermemektedir. Ayrıca homojenlik numunenin büyüklüğüne de bağlıdır. İncelenen örnekler genellikle 0.1

santimetre küp ile birkaç santimetre küp arasında hacme sahiptirler. Yüksek homojenlik elde edebilmek, alternatif alanları oluşturmak için kullanılan kaynakların frekanslarının kararlılıklarına da sıkı sıkıya bağlıdır.

2.7. Model

Spin Dalga Rezonansı (*SDR*) incelemesinde kullanılacak model, deneysel olarak elde edilen spektrumları olabildiğince doğru olarak vermelidir. Geliştirilen modelden elde edilen spektrumlar ile deneyden elde edilen spektrumların tam olarak karşılaştırılmasını yapılırken; kullanılan malzemenin değiş - tokuş etkileşme enerjisi ($D = 2A / M_s$), rezonans çizgilerinin genişliği (ΔH), rezonans alan değeri (H_r), sistemin hacim (bulk) ve yüzey anizotropileri (K_b , K_{s2}), efektif yüzey anizotropi parametresi (K_{eff}) değerlerini modelin öngördüğü simülasyonda birer parametre olarak kullanıldığında en uygun SWR spektrumu elde edilmelidir.

Spektrometrenin yapısına uygun bir şekilde belirlenen koordinat sistemine L kalınlığında şekil 2.6`de görüldüğü gibi Ferromagnetik ince filmi göz önüne alalım. Bu filmi kendi eksenini etrafında dönme hareketi yapabilen bir düzeneğe (gonyometre) yerleştirerek değişik açılarda ölçüm yapılabildiğini düşünelim [25 Aktaş, 1994 26 Aktaş, 1993 27 Rado, 1978].

Ferromanyetik örnekler için film yüzeyinin normali doğrultusunda spin dalgaları

$$\begin{aligned} m_{\varphi}(z, t) &= m_{\varphi}^0 e^{i(\omega t \mp kz)} \\ m_{\theta}(z, t) &= m_{\theta}^0 e^{i(\omega t \mp kz)} \end{aligned} \quad (2.19)$$

şeklinde yazılabilir. Burada m_{θ} ve m_{φ} mıknatıslanmanın mikrodalga bileşenleridir. Mıknatıslanma için sönüm terimi içermeyen hareket denklemi

$$\frac{dM}{dt} = \gamma \left(\tau + M \times \frac{D}{M_s} \nabla^2 M + M \times h \right), \quad (2.20)$$

biçimindedir. Burada etkin iç alana göre yazılan tork ifadesi enerji yoğunluğu cinsinden

$$\tau = -\hat{\phi} \partial \mathcal{E} / \partial \theta + \hat{\theta} (1/\sin \theta) \partial \mathcal{E} / \partial \phi \quad (2.21)$$

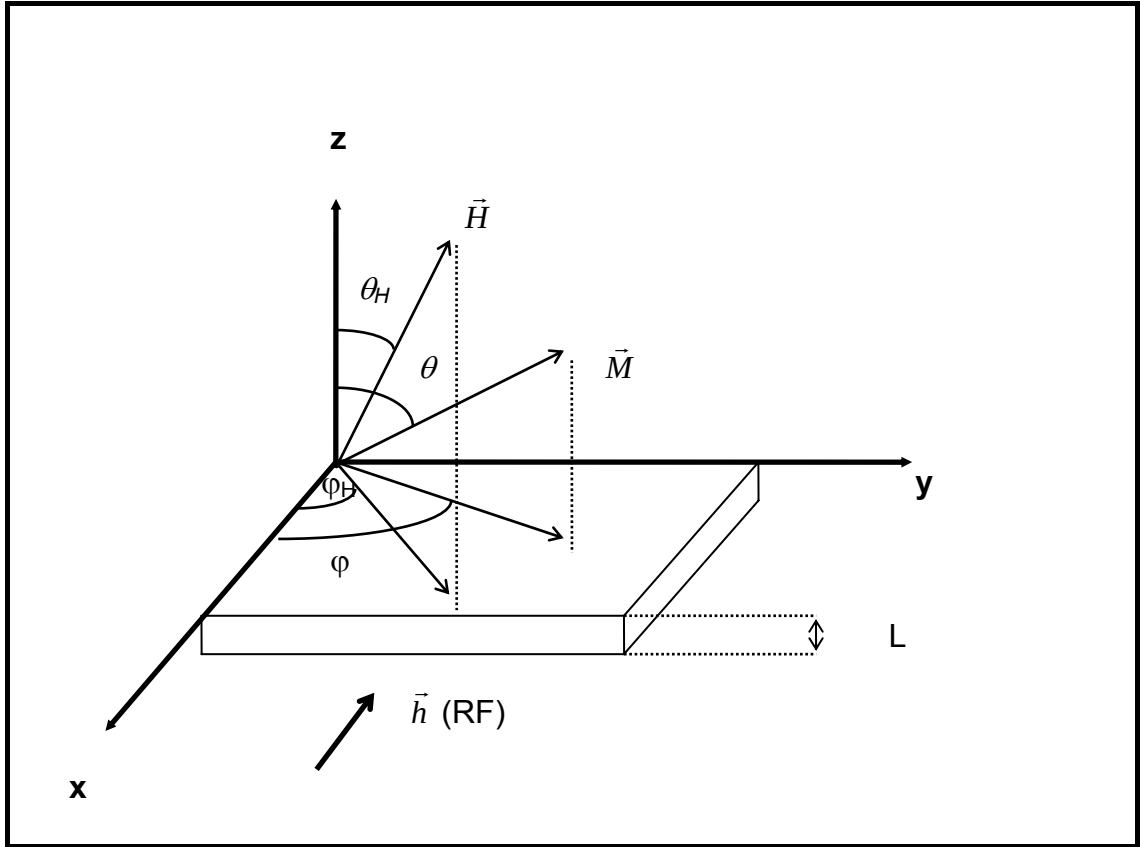
biçiminde de yazılabilir [28 Maksymowicz ve Sendorek, 1983].

(2.20) bağıntısı ile verilen eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim değiş-tokuş etkileşme enerjisinden ve son terim de mikrodalga alanı enerjisinden torka gelen katkılardır. Değiş-tokuş hariç tutulduğunda etkin alanlardan torka gelen katkıyı (2.21) bağıntısından alır ve mikrodalga bileşenlerinin zamana bağlı büyüklüklerinin küçük olduğunu kabul edip bu tür büyüklüklere göre sadece birinci mertebeden terimleri alırsak (2.19)'un (2.20) ve (2.21)'de kullanılması ile

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dm_\phi(z,t)}{dt} = -D \nabla^2 m_\theta(z,t) + \frac{1}{M_s} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} m_\theta(z,t) + \frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi \partial \theta} m_\phi(z,t) - M_s h_\theta, \quad (2.22)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dm_\theta(z,t)}{dt} = D \nabla^2 m_\phi(z,t) - \frac{1}{M_s \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} m_\phi(z,t) - \frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi \partial \theta} m_\theta(z,t) + M_s h_\phi$$

ifadeleri bulunur. Bu denklemler m_θ ve m_ϕ 'ye göre çözüm verebilmesi için katsayılar determinantı sıfır olmalıdır. Böylece



Şekil 2.6. Hesaplamalarda kullanılan eksen takımı ile mıknatıslanma ve manyetik alanın birbirlerine göre yönelimleri. L kalınlığındaki filim (x,y) düzleminde. Z eksenini filim yüzeyine diktir. Doğru akım manyetik alan ($\vec{H}$) y,z düzleminde ve z eksenini ile yaptığı açı (θ_H)'dır. Manyetik alanın mikrodalga bileşeni $\vec{h}$ ise x eksenini boyunca uygulanmıştır. Mıknatıslanmanın doğrultusu ise θ ve φ açılarıyla verilmiştir.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{1}{M_s \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + Dk_n^2\right) \left(\frac{1}{M_s} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + Dk_n^2\right) - \left(\frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta}\right)^2 + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (2.23)$$

ifadesi elde edilmiştir.

Enerji yoğunluğu ($E(\theta, \varphi)$)'na katkıda bulunan terimler Zeeman, demagnetizasyon ve anizotropi enerjileridir. Yani

$$E = -M \cdot H + K_{eff} \cdot \cos^2 \theta + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (2.24)$$

şeklindeki toplam enerji ifadesi elde edilmiştir. Bu ifadede ilk terim, Zeeman ikincisi, filmin iç bölgesindeki spinler için etkin hacim anizotropi son iki terim ise eksensel yüzey anizotropi enerjisinin sırasıyla *uniaxial* ve *biaxial* terimleridir. (2.24) denkleminde M mıknatıslanma, H değişken dc manyetik alan, $K_{eff}(2\pi M^2 - K_b)$ efektif hacim (bulk) anizotropi parametresi ve K_b 'de dik geometrideki herhangi bir anizotropi parametresidir. K_1 ile K_2 yüzey anizotropi parametreleri ve θ 'da mıknatıslanmanın filim yüzeyinin normali ile yaptığı açı olarak kullanılmıştır.

Mıknatıslanmanın denge yönelimi şartı $\partial E / \partial \theta = 0$ ile $\partial E / \partial \varphi = 0$ biçiminde verilen ve buradan

$$\varphi = \pi/2 \text{ ve} \\ MHSin(\theta - \theta_H) + K_{eff} Sin(2\theta) = 0 \quad (2.25)$$

elde edilir. Bu ifade dispersiyon bağıntısında kullanılan n . SWR modunu veren dispersiyon ifadesi için

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H \cos(\theta - \theta_H) + \frac{2K_{eff}}{M_s} \cos 2\theta + Dk_n^2 \right] \times \left[H \cos(\theta - \theta_H) + \frac{2K_{eff}}{M_s} \cos^2 \theta + Dk_n^2 \right] + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (2.26)$$

elde edilir.

Spin dalga vektörleri Rado ve Wertmann genel sınır şartından bulunur. Bu şart kullanıldığında [] gerçek kısmı için

$$\tan(k_n L) = \frac{k_n (P_1 + P_2)}{k_n^2 - P_1 P_2} \quad (2.27)$$

bağıntısı ve sanal kısmı için de

$$\tanh(k_n L) = - \frac{k_n (P_1 + P_2)}{k_n^2 + P_1 P_2} \quad (2.28)$$

eşitliği elde edilmiştir. Bu eşitliklerde P filmin yüzeyleri ile ilgili parametrelerdir ve şöyle verilir.

$$P = - \frac{2(K_1 + K_2)L}{A} \cos(2\theta) + \frac{2K_2L}{A} \cos(4\theta) \quad (2.29)$$

Burada K_i' ler yüzey anizotropi enerji parametreleri ve A 'da değiş-tokuş değişmez (exchange stiffness) sabitidir.

Birim hacim başına dinamik manyetik alınganlık için;

$$\mu = \mu_1 - i\mu_2 - 1 = \frac{4\pi M_s(H)}{h} \quad (2.30)$$

tanımı kullanılarak sanal bileşen için

$$\mu_2 = \frac{4\pi M_0 \left(Dk^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right) \left(2\omega / \gamma T_2 \right)}{\left[\left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 + 4\omega^2 / \gamma^4 T_2^2} \quad (2.31)$$

ifadesi elde edilir. Diğer taraftan μ_2 'nin soğurulan enerji ile orantılı olduğu hatırlanarak [29 Y. Öner, 1994]

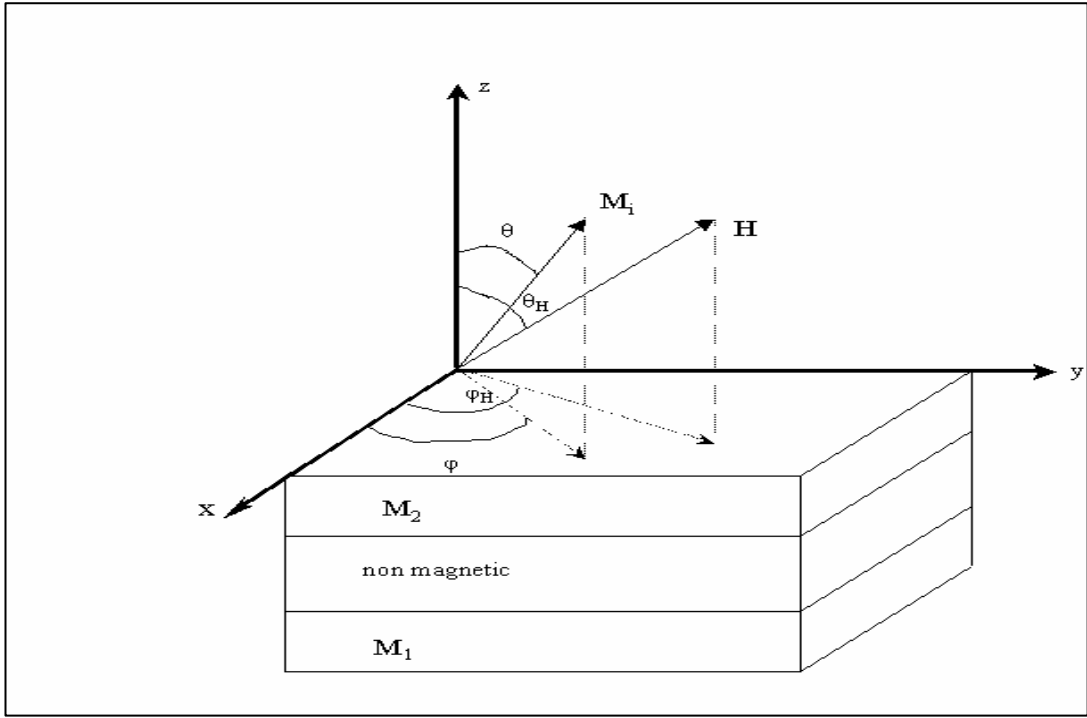
$$\bar{P}(H) = S\mu_2(H) \int_0^L \sin(kz + \varphi) dz \quad (2.32)$$

toplam soğurulan enerji için ifadesi bulunur.

2.8. Nonmanyetik / Manyetik Filmlerde FMR

Şekil 2.4'te görüldüğü gibi bir manyetik olmayan tabakayla ayrılan iki ferromanyetik tabakayı içeren üç tabakalı manyetik sistemi ele alalım. Manyetik olmayan film tabakasının kalınlığı t_s 1nm düzeyinde olduğu zaman iki ferromanyetik tabaka manyetik olmayan tabaka içinde birbiriyle etkileşebilir. Her bir ferromanyetik tabakanın kalınlığı t_i birkaç nanometre (nm) düzeyinde olduğu için üç tabakalı sistem dispersiyon bağıntısının hesabı aşağıdaki ifadeleri temel alan bir ferromanyetik filmde yararlanılarak basitleştirilebilir.

- i) Sadece her bir ferromanyetik tabakaya karşı gelen en düşük seviyedeki magnetostatik mod düşünülecek.
- ii) Kalınlığı manyetik korelasyon uzunluğundan (domain duvar kalınlığı) daha düşük kalınlıklar için çok ince film limitinde her katman içinde gerçek yüzey bölgesi yoktur.
- iii) Exchange etkileşmesi tabakalar arası tek çiftlenme terimi olarak düşünülür. İki manyetik tabakada spin dalgaları arasındaki dipol dipol etkileşmesi görülmez. Çünkü inplane dalga vektörü $k = 0$ 'dır.
- iv) İki manyetik tabaka arasındaki exchange etkileşmesi, tabaka üzerinde etkin olan ortalama bir exchange alanı H_{ex} tarafından simgelenen her bir manyetik tabakanın yüzey spinleri üzerinde ekstra bir tork etkisine sahip olması gerekir.



Şekil 2.7. Üç tabakalı sistemde kullanılan koordinat sistemi ve üç tabakalı yapı

Böylece bu sistemi etkileyen enerjiler M_1 ve M_2 arasındaki açığa bağlı olan tabakalar arası değiş-tokuş enerjisi ve tek tabakalı ferromanyetik tabakanın çözümünde kullandığımız enerjileri içerir.

Birim yüzey alanı başına Exchange enerjisinin genel bir formu aşağıdaki gibi yazılır.

$$E^{ex} = A_{12} \frac{\vec{M}_1 \vec{M}_2}{M_1 M_2} + B_{12} \left(\frac{\vec{M}_1 \vec{M}_2}{M_1 M_2} \right)^2 + \dots \quad (2.33)$$

Burada A_{12} bilineer değiş-tokuş enerji katsayısı ve B_{12} biquadratik değiş-tokuş enerji katsayısıdır. Etkisi zayıf olduğundan hesaplama kolaylığını da düşünerek biquadratik terimi ihmal edebiliriz. Üç tabakalı sistemde, tek

tabakalı sistemde kullandığımız enerji yoğunluğunun yerine, birim yüzey alanı başına enerjiyi (ε) kullanmak daha uygundur.

$$\begin{aligned} \varepsilon = \sum_{i=1}^2 t_i \cdot \left[-M_s H (\cos \theta_H \cdot \cos \theta_i + \sin \theta_H \cdot \sin \theta_i \cos \phi_i) + K_{U2,i}^{\text{eff}} \sin^2 \theta_i + K_{U4} \sin^4 \theta_i \right] \\ + A_{12} [\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)] \end{aligned} \quad (2.34)$$

Şekil 2.7’de görülen polar koordinat sisteminde i nolu ferromanyetik tabakanın azimut ve polar açıları sırasıyla ϕ_i ve θ_i ’ dir. Üç tabakalı sistem için hareketin tork eşitliği aşağıdaki formda verilir.

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{\vec{M}_i}{M_s} \times \left(\frac{1}{t_i} \vec{\nabla}_i \varepsilon \right) \quad i=1, 2 \quad (2.35)$$

Burada $\nabla_i = \hat{\theta}_i \frac{\partial}{\partial \theta_i} + \hat{\phi}_i \frac{\partial}{\sin \phi_i \partial \phi_i}$ şeklinde alınır ve denge durumunda

$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = 0$ ’ dır. Bu yüzden dolayı $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_i} = 0$ ve $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \phi_i} = 0$ denge denklemleri elde edilir.

m_{θ_i} ve m_{ϕ_i} denge durumunda θ_i ve ϕ_i yönelimleri boyunca mıknatıslanmanın M_i küçük değişimleri olur. m_{θ_i} ve m_{ϕ_i} ’ nin dört lineer eşitliğinin birinci mertebeden $e^{-i\omega t}$ şeklinde olduğunu ve enine momentin zamanla değişimini izlediğini varsayalım. Bu durumda M_1 ve M_2 ’ nin denge durumu etrafında tork denklemi aşağıdaki hale gelir.

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{\varepsilon_{\theta_1\phi_1}}{t_1 M_s \sin \theta_1} & -\frac{\varepsilon_{\phi_1\phi_1}}{t_1 M_s \sin^2 \theta_1} & -\frac{\varepsilon_{\theta_2\phi_1}}{t_1 M_s \sin \theta_1} & -\frac{\varepsilon_{\phi_1\phi_2}}{t_1 M_s \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2} \\ \frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_1}}{t_1 M_s} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{\varepsilon_{\theta_1\phi_1}}{t_1 M_s \sin \theta_1} & \frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_2}}{t_1 M_s} & \frac{\varepsilon_{\theta_1\phi_2}}{t_1 M_s \sin \theta_2} \\ -\frac{\varepsilon_{\theta_1\phi_2}}{t_2 M_s \sin \theta_2} & -\frac{\varepsilon_{\phi_1\phi_2}}{t_2 M_s \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2} & \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{\varepsilon_{\theta_2\phi_2}}{t_2 M_s \sin \theta_2} & -\frac{\varepsilon_{\phi_2\phi_2}}{t_2 M_s \sin^2 \theta_2} \\ \frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_2}}{t_2 M_s} & \frac{\varepsilon_{\theta_2\phi_1}}{t_2 M_s \sin \theta_1} & \frac{\varepsilon_{\theta_2\theta_2}}{t_2 M_s} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{\varepsilon_{\theta_2\phi_2}}{t_2 M_s \sin \theta_2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_{\theta_1} \\ m_{\phi_1} \\ m_{\theta_2} \\ m_{\phi_2} \end{pmatrix} = 0 \quad (2.36)$$

Burada enerjinin ikinci türevleri $\varepsilon_{\theta_i\theta_j} = \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta_i \partial \theta_j}$, $\varepsilon_{\theta_i\phi_j} = \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta_i \partial \phi_j}$ ve $\varepsilon_{\phi_i\phi_j} = \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \phi_i \partial \phi_j}$

formunda yazılır.

(2.36) eşitliğindeki 4x4' lük matrisin determinantının kökleri değiş-tokuş çiftlenimli üç tabakalı sistemin dispersiyon bağıntısını bize verecektir.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^4 - b \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + c = 0 \quad (2.37)$$

Burada b ve c katsayılarının açık ifadeleri aşağıda belirtildiği gibidir.

$$b = \frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_1} \cdot \varepsilon_{\phi_1\phi_1} - \varepsilon_{\theta_1\phi_1}^2}{t_1^2 M_s^2 \sin^2 \theta_1} + \frac{\varepsilon_{\theta_2\theta_2} \cdot \varepsilon_{\phi_2\phi_2} - \varepsilon_{\theta_2\phi_2}^2}{t_2^2 M_s^2 \sin^2 \theta_2} + 2 \frac{\varepsilon_{\theta_1\theta_2} \cdot \varepsilon_{\phi_1\phi_2} - \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \cdot \varepsilon_{\theta_2\phi_1}}{t_1 \cdot t_2 \cdot M_s^2 \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2}$$

$$c = \frac{1}{t_1^2 t_2^2 M_s^4 \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2} \left[\begin{aligned} & \varepsilon_{\theta_1\theta_2}^2 \varepsilon_{\phi_1\phi_2}^2 + \varepsilon_{\theta_1\phi_1}^2 \varepsilon_{\theta_2\phi_2}^2 + \varepsilon_{\theta_1\phi_2}^2 \varepsilon_{\theta_2\phi_1}^2 - \varepsilon_{\theta_1\theta_2}^2 \varepsilon_{\phi_1\phi_1} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} - \varepsilon_{\phi_1\phi_2}^2 \varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\theta_2\theta_2} \\ & - \varepsilon_{\theta_1\phi_1}^2 \varepsilon_{\theta_2\theta_2} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} - \varepsilon_{\theta_2\phi_2}^2 \varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\phi_1\phi_1} - \varepsilon_{\theta_1\phi_2}^2 \varepsilon_{\theta_2\theta_2} \varepsilon_{\phi_1\phi_1} - \varepsilon_{\theta_2\phi_1}^2 \varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} \\ & + \varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\phi_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_2\theta_2} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} + 2\varepsilon_{\theta_1\theta_1} \varepsilon_{\phi_1\phi_2} \varepsilon_{\theta_2\phi_1} \varepsilon_{\theta_2\phi_2} + 2\varepsilon_{\theta_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_1\theta_2} \varepsilon_{\theta_2\phi_1} \varepsilon_{\phi_2\phi_2} \\ & + 2\varepsilon_{\theta_1\theta_2} \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \varepsilon_{\phi_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_2\phi_2} + 2\varepsilon_{\theta_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \varepsilon_{\phi_1\phi_2} \varepsilon_{\theta_2\theta_2} - 2\varepsilon_{\theta_1\theta_2} \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \varepsilon_{\theta_2\phi_1} \varepsilon_{\phi_1\phi_2} \\ & - 2\varepsilon_{\theta_1\phi_1} \varepsilon_{\theta_2\phi_2} (\varepsilon_{\theta_1\theta_2} \varepsilon_{\phi_1\phi_2} + \varepsilon_{\theta_1\phi_2} \varepsilon_{\theta_2\phi_1}) \end{aligned} \right]$$

Dördüncü dereceden denklemin çözümünden elde ettiğimiz dört kökten ikisi (yani negatif kökler) bizim için fiziksel rezonans modlarına karşılık gelen çözüm değildirler. Sonuç olarak pozitif iki kök fiziksel rezonans modlarına

karşılık gelen köklerdir ve pozitif iki kökten dolayı uygulanan her bir alandan dolayı iki rezonans frekansı elde edilir.

Buraya kadar anlatılan modelin, deneysel olarak ölçülen SWR spektrumlarla uyumuna bakabilmek için bir bilgisayar program yazıldı. Bu program ilk önce denge denkleminde dışarıdan verilen dış manyetik alan H , bu alanın film normali ile yaptığı açı θ_H ve filmi karakterize eden diğer parametreleri kullanarak örneğin mıknatıslanma değerinin denge açısı θ hesaplanmaktadır. Soğurma spektrumu, dış manyetik alana karşı denklem (2.14) ifadesinden hesaplanmıştır. Daha sonra bu açı kullanılarak yüzey parametreleri (P) hesaplanır. Bulunan bu P 'ler (2.27) ve (2.28) ifadelerinde yerine konulup spin dalga vektörlerinin gerçek ve sanal bileşenleri, arzu edilen mod numarasına kadar bir literasyon metodu ile bulunur. Sonra bu dalga vektörleri dispersiyon bağıntıları (2.31) ifadesinde kullanılır ve böylece manyetik duygunluğun sanal kısmı bulunur. Bulunan değerler (2.32) ifadesinde yerine konur ve herhangi bir θ_H 'da H değeri için soğrulan enerji bulunur. Bu enerji tüm modlar üzerinden toplanarak ölçülen alana göre türev alınır ve böylece ölçülen spektruma karşı gelen teorik spektrum hesaplanmış olur.

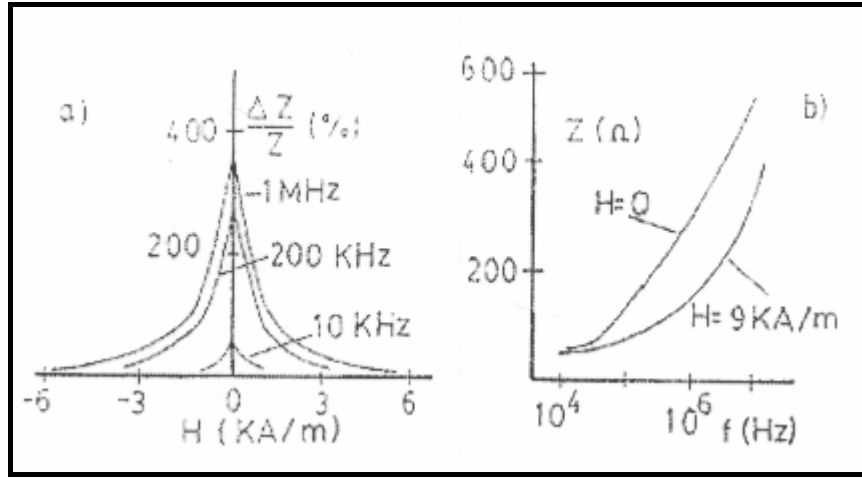
2.9 Dev Magnetoempedansın fenomolojisi

Dairesel mıknatıslanma işlemini indükleyici akımın frekansı yeteri kadar büyük olduğu zaman, bir de statik alan uygulanırsa empedansta çok büyük bir değişme ortaya çıkar. Bununla ilgili çalışmalar hem amorf teller için [30 Rao, 1994 – 31 Nobel, 1195 – 32 Sommer, 1995], hem amorf şeritler için [33 Makhotkin, 1991 -34 Machado, 1995 – 35 Tejedor, 1996] ve hem de ince filmler için [36 Sommer ve C.L. Chien, 1995] yayınlanmıştır. Şekil 3.7 a çok az fakat negatif manyetostriksiyonu olan Co tabanlı bir amorf telde tipik bir GMI sonucunu göstermektedir. Statik bir H manyetik alanının uygulanması ile GMI'nın veya $\Delta Z/Z$ empedansının göreceli değişimi;

$$\Delta Z/Z = [Z(H) - Z(H_{\max})] / Z(H_{\max})$$

olarak tanımlanır.

Burada gösterilen sonuçların çoğu $H_{\max} \approx 5-10 \text{ kA m}^{-1}$ için elde edilmiş, deneysel olarak empedans tel boyunca geçen akım sabit tutularak dört nokta tekniğiyle ölçülmüştür. [37 Vazquez, 1997]. Uygulanacak akımın etkisiyle örneğin sıcaklığın artmasını diye yeterince küçük bir akım sürülmelidir. Gerçekte, akım genliği GMI'nın sayısal değerinde önemli bir rol oynar. Çünkü dairesel duygunluk bu akıma bağlıdır.



Şekil 2.8. (a) Bazı seçilmiş akım frekansları için CoFe tellerin GMI ($\Delta Z/Z$) eksensel DC alana bağlılığı ($I_{\max}=10 \text{ mA}$), (b) İki farklı alan için empedansın frekansa bağlılığı

Şekil 2.8 a'da görüldüğü gibi, %300 civarında maksimum değer 1 MHz'lik bir optimum çalışma frekansında ve kA m^{-1} birimi mertebesinde bir maksimum alan için elde edilmiştir. Bu olayın gözlenebilmesi için 10 kHz mertebesinde bir minimum frekans gerekmektedir. Şekil 2.8 b bir sanki-doyurucu eksensel alan uygulamadan önce ve sonra toplam empedansın frekansa bağımlılığını göstermektedir.

Dev Manyeto empedans (GMI) ve yüzey etkisi (Skin effect)

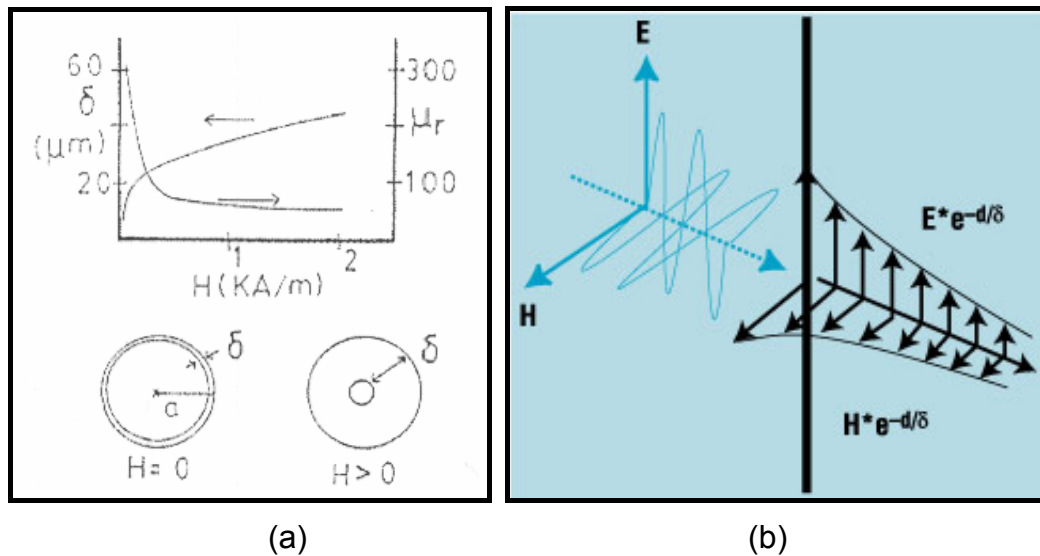
GMI, yeteri kadar yüksek frekanslar uygulandığında yapılan deneyler için yüzey (skin) etkisinin b,r sonucu olarak oldukça iyi bir şekilde açıklandı. Bazı yazarlar yüksek frekanslarda hareket eden duvarlardan elektron saçılmalarının da GMI'ya bir miktar katkısının olduğunu söylemektedirler. Klasik skin etkisine göre [38 Landau ve Lifshitz, 1975], f frekansı ile akım geçiren bir telde yüzeyden itibaren nüfuz derinliği

$$\Delta = [\rho / \kappa_{\phi} f]^{1/2} \quad (5)$$

olarak verilir. Burada ρ malzemenin empedansı nüfuz derinliğine;

$$Z = R_{DC}(ka) J_0(ka) / 2J_1(ka) \quad (6)$$

ifadesiyle bağımlıdır ve burada J 'ler Bessel fonksiyonları, $k = 1/i + \delta$ ve R_{dc} elektriksel dirençtir.



Şekil 2.9 Nüfuz Derinliğinin ve Geçirgenliğin Manyetik Alana Bağımlılığı

GMI, dairesel duygunluğun uygulanan dc manyetik alanın etkisiyle azalması ve nüfuz derinliğinin telin yarıçapına kadar artmasının bir sonucu

olarak açıklanır. O halde GMI' nın dikkate değer şekilde büyük değerler alması nüfuz derinliği üzerine etki eden üç değişken belirler; örnek boyunca yeterli büyüklükteki frekansa sahip olan akım, büyük dairesel duygunluk (susceptibility) ve küçük öz direnç. Bunların üçü de daha sonra uygulanacak manyetik alan tarafından artırılır ve bu niceliklerle karekökün tersiyle orantılı olan nüfuz derinliği azalır. Pek çok teknolojik problemdekinin aksine buradaki durumda göze çarpan olay; büyük indüktif (eddy) akımlarının GMI etkisinin ortaya çıkması için gerekli olmasıdır.

Empedansın hem reel hem de sanal kısmı, uygulanan H statik alanıyla değişir. İlk yaklaşıklıkla R direnci;

$$R = \frac{\rho}{\pi(2a - \delta)} \delta \quad (7)$$

İfadesiyle verilebilir [39 Björklöf, 1999].

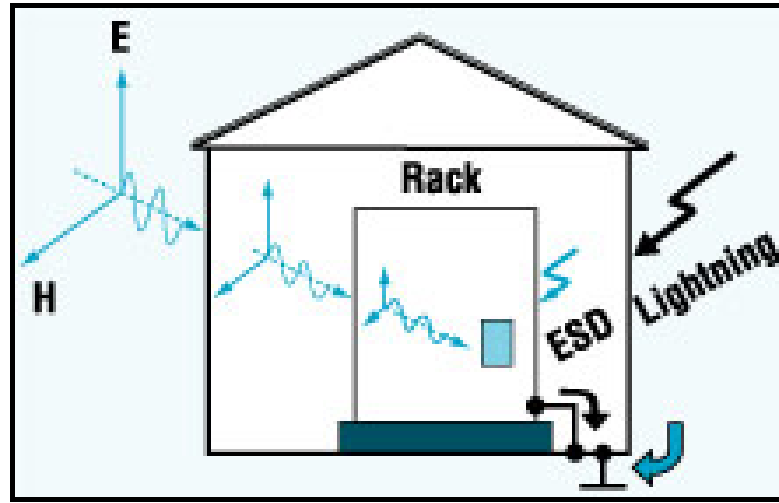
Buna göre, eşitlik 5'ten H etkisiyle χ_ϕ' nin sebep olduğu δ 'daki değişimler R'yi modifiye eder. Tersine bir işlem yaparak R'nin ölçülmesi ile H'nin fonksiyonu olarak nüfuz derinliğinin değişimi hesaplanabilir. (Şekil 2.9) Diğer taraftan, X reaktansın veya empedansın out-of-plane bileşeni [40 Knobel, 1996]

$$X = 0,175 \mu_0 1f <\mu_r> \quad (8)$$

olarak ifade edilebilir. $<\mu_r>$ ortalama görelî dairesel geçirgenliği tanımlar. Burada tekrar, H tarafından tahrik edilen dairesel duygunlukta değişimler X'in modifikasyonunu belirler. Bu görelî geçirgenliğin bir tahmini eşitlik 5 ele alınarak önce öz direnç ve nüfuz derinliği bilirse yapılabilir. Sonuçta GMI'ın iç dairesel mıknatıslanmanın değerini bilmek için faydalı bir araç olduğu kanıtlanmaktadır. [41 Sanchez, 1996]

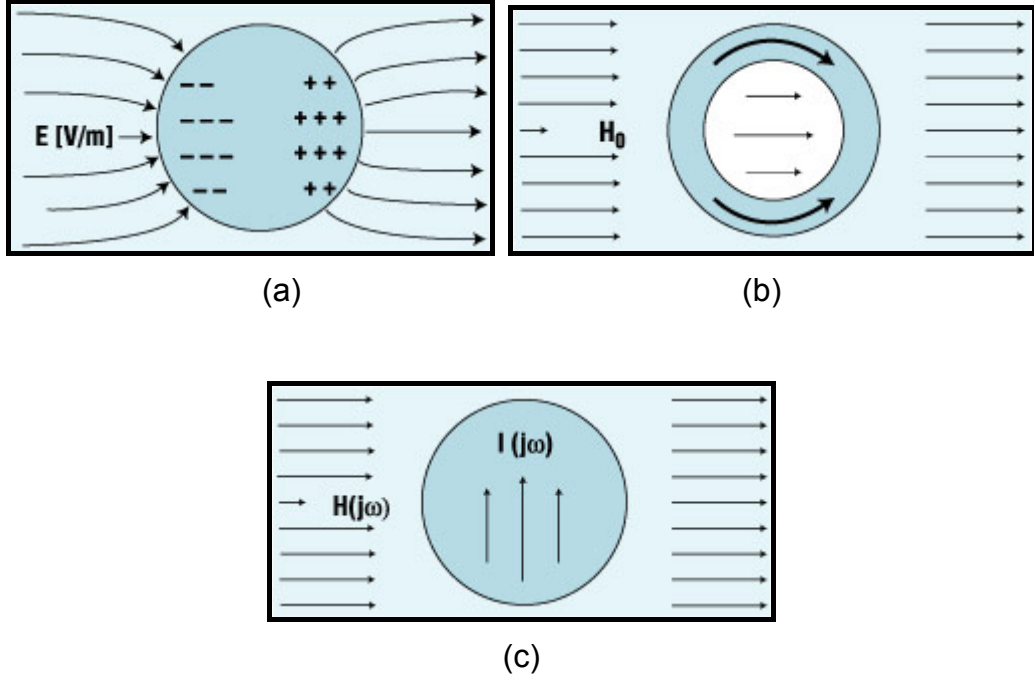
2.10. Ekranlama Etkinliği

Ekranlama malzemeleri, ortamdaki Elektromanyetik Alanların etkilerini azaltarak, olumsuz etkilerinden korunabilmek üzere kullanılmaktadır. Kullanımı giderek artan elektrik-elektronik sistemlerin neden olduğu istenmeyen ve tabii olarak oluşan (yıldırım, atomik patlamalar, güneş ışınları vs.) Elektromanyetik alanlar tüm sistemleri etkilemektedirler. Bilgi işleme, gönderme ve almada kullandığımız kişisel bilgisayarlarımız çalışması ile birlikte ortama yaydıkları elektromanyetik alanlarında bu bilgileri de iletmektedirler. Uygun elektromanyetik alan algılayıcıları ve yazılımlar sayesinde istenmeyen bir şekilde yayılan bu alanlardan her türlü kişisel bilgi ve diğer gizli bilgilere ulaşılabilir (TEMPEST). Bu nedenle tüm elektrik-elektronik sistemlerde ekranlama malzemeleri kullanılmaktadır. Bazı durumlarda ekranlama malzemelerinin kullanıma zorunluluğundan dolayı sistemler çok büyük ve estetikten uzak bir şekilde üretilmek zorundadır. Bu gibi durumlarda yeni teknolojik ekranlama malzemeleri kullanılmalıdır.



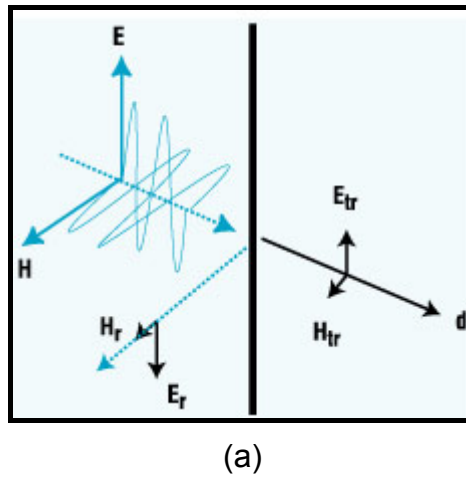
Şekil 2.10 Korunması zorunlu bölgelerde Elektromanyetik Alanın Yayınımı

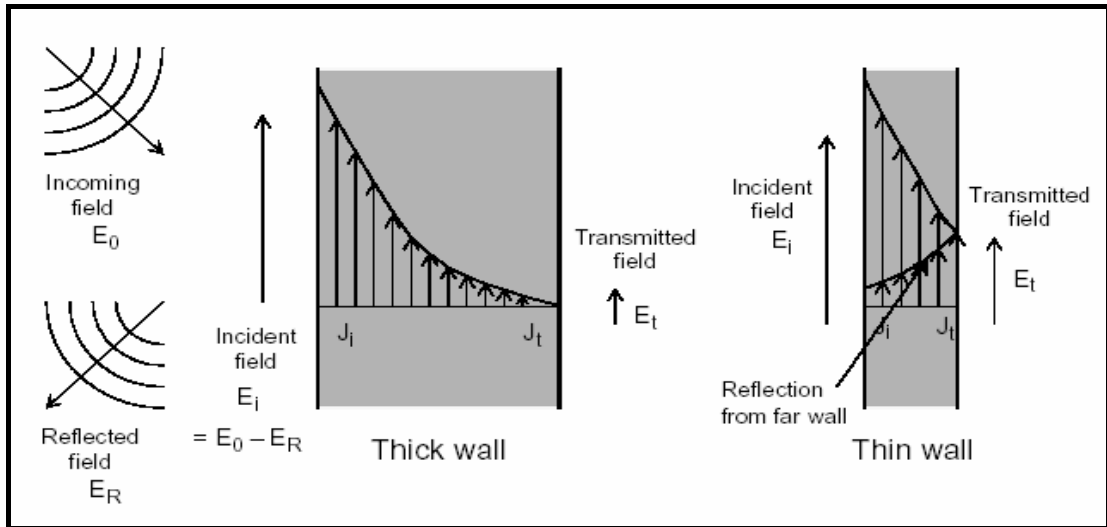
İletken bir metal üzerine uygulanan Elektromanyetik alanla birlikte, Şekil 2.11 a metalin içerisinde oluşan ikincil elektromanyetik alan bu etki azaltıcı yönde bir alan oluşturur ki bu alana eddy akımları denir (Şekil 2.11 b).



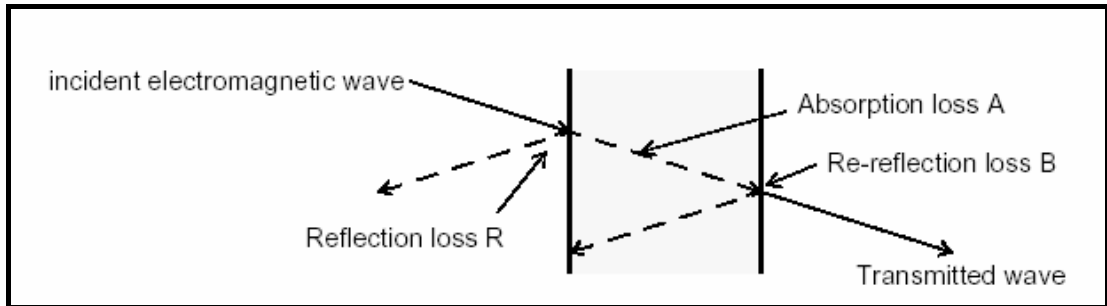
Şekil 2.11 Faraday Kafesi, İyi iletken dairesel bir metal içerisinde oluşan ikincil elektromanyetik alan dış elektromanyetik alanın etkisini azalmak üzere bir alan oluşturur.

Ekranlama özelliği basit iki temel öğeden oluşur; yansıtma (reflection loss) ve yutma (absorbption loss) değerleri. Şekil 2.9. b ve Şekil 2.12 elektromanyetik alanların metalik bir yüzey üzerinde vektörel olarak yansıtma ve yutma değerlerini göstermektedir.





(b)



(c)

Şekil 2.12 Elektromanyetik alanların yansıtma değerleri uzayın Z^0 empedans değerine bağlıdır.

Elektrik ve manyetik alanlar empedansla birlikte değerlendirilerek empedansın fonksiyonu olarak yazılırsa

$$Z = E / H$$

uzayın empedansı;

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi = 377[\Omega]$$

olarak elde edilir. Burada $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} / \epsilon_0 = 10^{-9} / 36\pi$ olarak alınmıştır. Ancak metalik bir yüzey uzaya oranla daha düşük bir empedansa sahip olacaktır.

$$[Z_s] = \sqrt{\omega\mu/\sigma}[\Omega]$$

Permeabilite $\mu = \mu_r\mu_0$, dielektrik sabiti $\epsilon = \epsilon_r - \epsilon_0$, iletkenlik σ [$1/\Omega\text{m}$ or "mhos/m"] ve $\omega = 2\pi f = 2\pi c_0/\lambda$ alınmıştır. f Hz cinsinden frekans, $c_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s ışığın boşluktaki hızı, $\lambda = c_0/f$ olarak alındığında yutma değeri;

$$S_a = 11d\sqrt{f\mu_r\mu_0\sigma} \rightarrow S_A \sim 9(d/\delta) [\text{dB}]$$

Skin depth

$$\delta = \sqrt{2/\omega\mu_r\mu_0\sigma} [\text{m}]$$

$\delta = 12$ mm at 50 Hz ve

$\delta = 0.1$ mm at 1 MHz

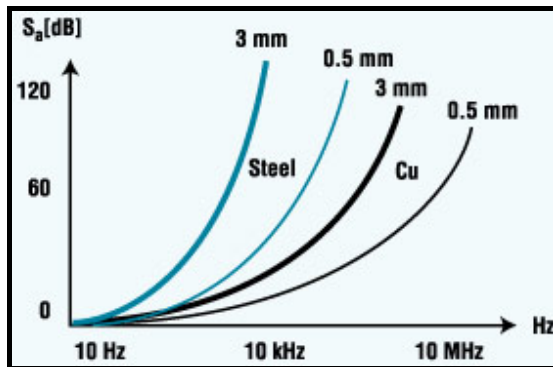
elde edilir.

Yansıtma değeri ise

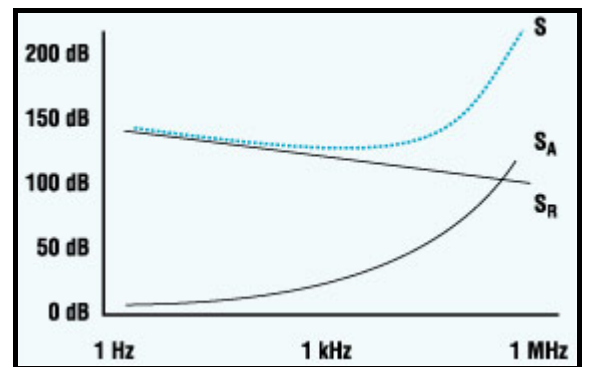
$$S_r \approx Z_0/4Z_s = Z_0/4\sqrt{\omega\mu_r\mu_0/\sigma} \\ \rightarrow S_R \sim 168 + 10 \log(\sigma/\mu_r f) [\text{dB}]$$

ile hesaplandığında ekranlama etkinliği için aşağıdaki bağıntı elde edilir.

$$S = S_a S_r = S_A [\text{dB}] + S_R [\text{dB}]$$



(a)



(b)

Şekil 2.13 Bakır ve çeliğin 3-5 mm kalınlığındaki ekranlama etkinliği frekansa bağlı olarak verilmiştir.

Çizelge 2.2 Bazı Metallerin iletkenlik ve Permeabilite değerleri

Malzeme	İletkenlik σ_r (Bakır=1) ¹	Permeabilite @ 1kHz μ_r
Gümüş	1.08	1
Bakır	1.00	1
Altın	0.70	1
Krom	0.66	1
Alüminyum	0.61	1
Çinko	0.30	1
Kalay	0.15	1
Nikel	0.22	50-60
Mu - Metal	0.03	20.000

¹ : Bakırın iletkenliği $5.8 \cdot 10^{-7}$ mohm

2.11 Co/Cu Çok Katmanlı Filmlerde Ferromanyetik Rezonans ve Manyeto Empedans çalışmaları

Manyetik ve manyetik olmayan iletken katmanlardan oluşmuş, (Co/Cu, Fe/Ni/Cu, Fe/Cr ve diğerleri [42 Sato, 1987 – 43 Baibich, 1988]) tabakalı manyetik yapılar nispeten küçük statik manyetik alan uygulandığında direnlerinde çok büyük değişim göstermektedirler (Gaint Magneto Resistance – GMR effect). Bu nedenle araştırmacılar için bu konu 1980'lerden beri büyük ilgi odağı olmaktadır [44 P.M. Levy, 1994 – 45 Xiao, 1988]. Statik akıma karşı iletkenliklerindeki bu keskin değişimin etkisi daha sonra alternatif akım için de incelendi [46 Wang, 1997 – 47 Krebs, 1988.] Önce bu araştırmalar kHz ve MHz frekans bandlarında yapıldı. Son zamanlarda araştırmacıların dikkati 10-100 Ghz civarındaki frekans bandlarında bu yapıların uygulama alanlarına kaymıştır [48 A.B. Rinkevich, 2000 – 49 Belozorov, 2000]. Bu gibi çok katmanlı malzemelerin spin-spin durulma zamanı ile sınırlanmış çok küçük $10^{-9} - 10^{-13}$ s civarında olan anahtarlama zamanından dolayı milimetrik

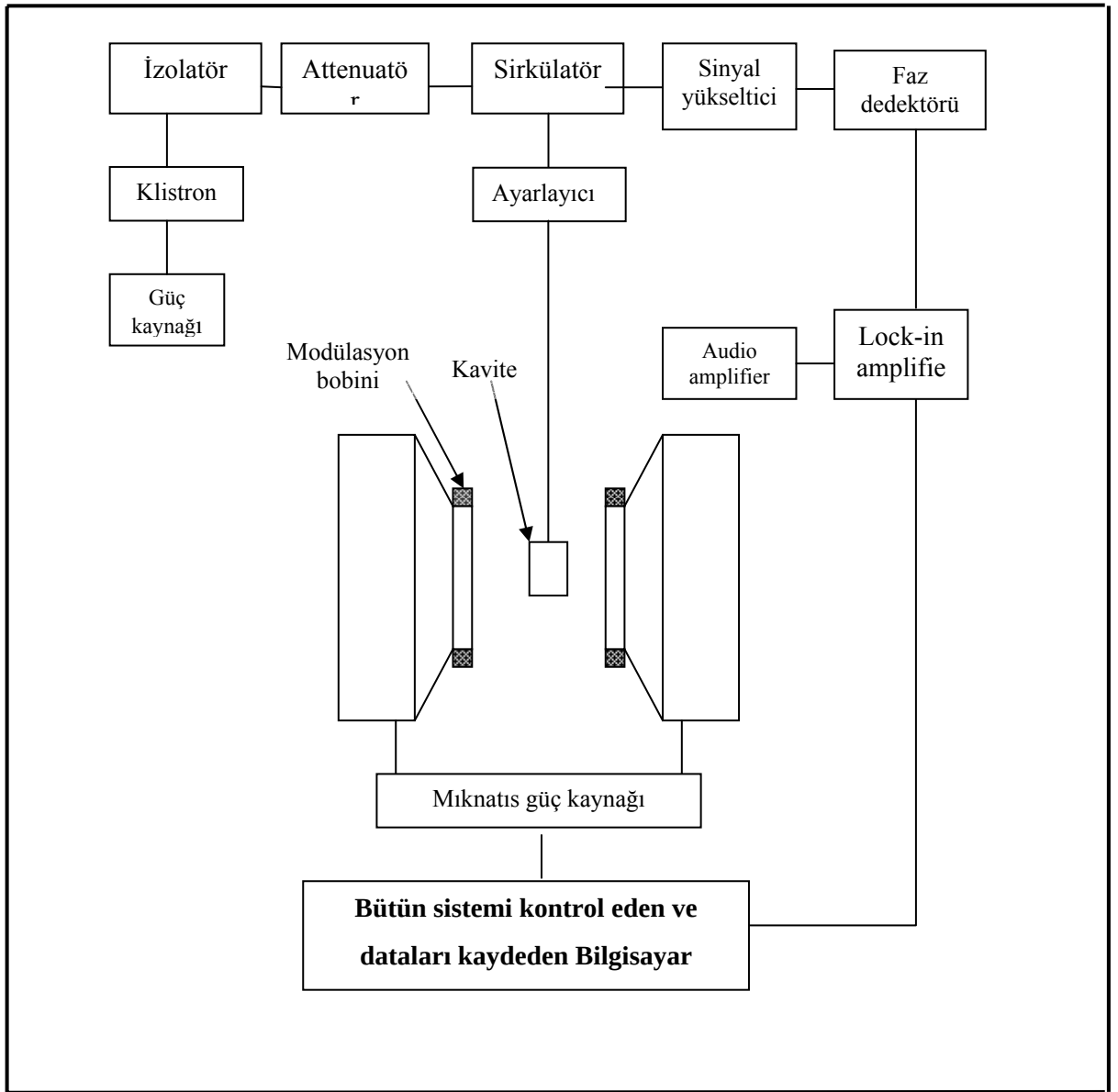
dalga boyu bandı teknolojisinde (i.e. attenuators, switches, vs.) kullanılmaları oldukça ucuz ve uygundur. Aynı zamanda bu gibi yeni malzemeleri keşfetmek de ayrı bir problemdir.

Bu çalışmada Co/Cu çok katmanlı yapıda başlıca manyetik etkileşimleri incelemek için Elektron Spin Rezonans (ESR) tekniği kullanılmıştır. Bunun yanı sıra aynı örneklerde düşük sıcaklıktan başlayarak rezonans alanları ve kalınlıkla örneklerin sıcaklığa bağlı olarak rezonans alanı değişimleri gözlenmeye çalışılmıştır.

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. ESR Deney Tekniği

Manyetik rezonans deney tekniği bir manyetik alan içerisine konulmuş manyetik bir malzemede meydana gelen enerji seviyeleri arasındaki yarılmaların elektromanyetik dalga vasıtasıyla gözlenmesi temeline dayanır. Elektron spin rezonans (ESR) deney tekniği řu ana sistemlerden meydana gelir (şekil 3.1).



şekil 3.1. ESR spektrometresinin blok diyagramı.

3.1.1. Manyetik Alan Kaynağı

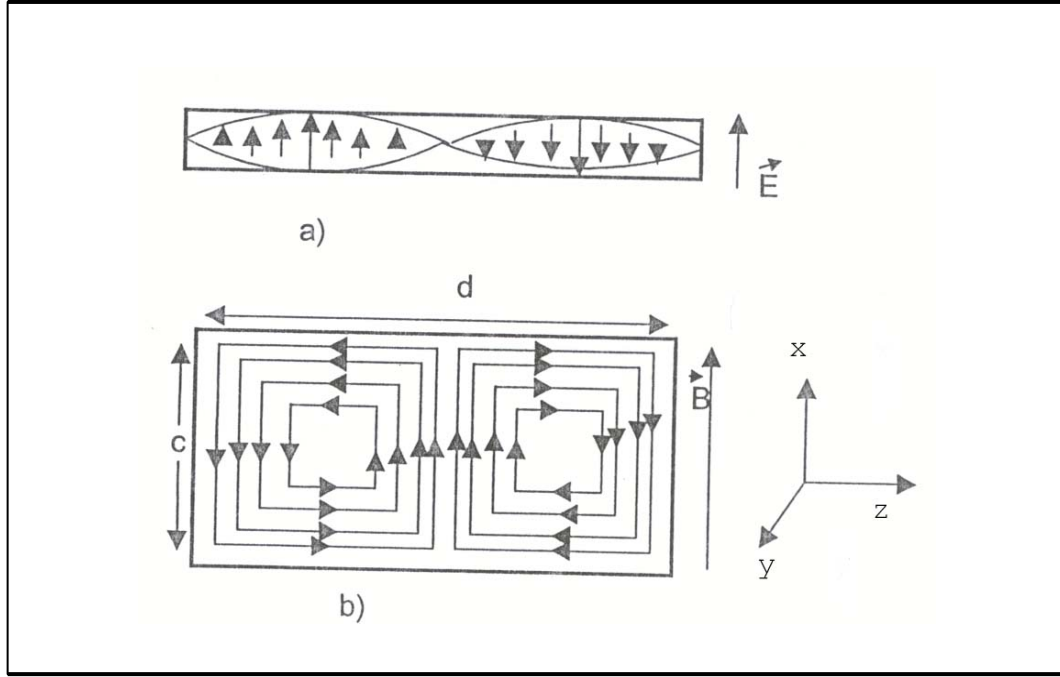
Rezonans olayı için gerekli olan manyetik alan genellikle demir çekirdekli ve su soğutmalı elektromıknatıslardan oluşur. Son zamanlarda, sürekli olarak sıvı helyuma gereksinim duymasına karşın, süper iletken mıknatıslar da kullanılmaktadır. Bu sistemin temel elemanları bir çift elektromıknatıs ve bunları besleyen güç kaynağından ibarettir. Bizim spektrometremizde su soğutmalı 16 kG'a kadar alan uygulayabilen ve kutup başlıklarıyla 23 kG'a ulaşılabilen elektro magnetler kullanılmaktadır.

3.1.2. Mikrodalga Alan Kaynağı

Mikrodalga katıhal diyotu veya klistron tarafından üretilir. Çalışma frekans aralığı laboratuvarımızdaki X-Band Bruker EMX spektrometre için 9-10 GHz dir. Ayrıca Bruker'in elektronik cihazlarına ve bilgisayar yazılımına uyumlu çalışabilecek 19-26 GHz K-Band ve 30-36 GHz Q-Band modüllerini de sisteme adapte edildi. Mikrodalga kaynağına geri yansıyabilecek sinyallerden sistemi korumak için izolatör kullanılır. Deney sistemindeki mikrodalga kaynağı çalışırken oluşan ısınmayı önlemek için de su ile soğutma yapılır. Attenuatör ise kaviteye giden mikrodalga'nın gücünün ayarlanmasını sağlar ve mikrodalga gücü 0-200 mW arasında değiştirilebilmektedir.

3.1.3. EPR Kavitesi

Bu kısımda mikrodalga (EPR) kavitelerinin özelliklerini ve bu özelliklerin bir absorpsiyon sonucu oluşan EPR sinyalinde nasıl değiştiğini tartışalım. Bir mikrodalga kavitesi dikdörtgen veya silindirik yapıda bir metal kutudur. Kavitede mikrodalga enerjisi depolanır. Elektrodinamik rezonans durumunda, mikrodalga geriye yansımaz ve kavitenin içinde yarım dalga boyunun tam katları olacak şekilde modlar oluşur. Şekil 3.2. de TE_{102} modunda bir EPR kavitesi gösterilmiştir.



Şekil 3.2. TE₁₀₂ modunda çalışan dikdörtgen kavite. a) Elektrik alan bileşeni y eksenine paraleldir ve Z doğrultusunda yaklaşık bir dalga sığmaktadır. b) Manyetik alan bileşeni x eksenine paraleldir. Kavitenin boyutları söz konusu mod için şöyledir: c kenarı yarım dalga boyu, d kenarı yaklaşık dalga boyu ve üçüncü kenar da yarım dalga uzunluğundan daha kısadır. O nedenle dalganın şiddeti üçüncü doğrultuda değişmez.

3.1.4. Dalga Kılavuzu

Genelde dikdörtgen biçiminde bakır ya da pirinç borulardan oluşmaktadır. Yüksek derecede iletkenlik sağlamak için içleri altın ya da gümüş ile kaplanır. X-Band Spektrometresinde kullanılan dalga kılavuzlarının iç boyutları 1.27cm X 2.54cm'dir. Elektrik alan bileşeni daima dalga kavuzunun geniş yüzeyine diktir ve dalga kavuzu boyunca her yarı dalga boyunda en büyük ve en küçük değerini alır. Buna karşın magnetik alan bileşeni geniş yüzeye paraleldir ve elektrik alan bileşeninin minimum olduğu yerde maksimumdur.

3.1.5. Modülasyon ve Dedeksiyon Sistemi

Kaviteye gönderilen mikrodalga alanının bir kısmı örnek tarafından soğurulur. Kaviteden yansıyan dalga sirkülatör vasıtasıyla dedektöre gönderilir; dedektörde köprü vasıtasıyla kaviteden gelen bu dalga ile orantılı elektrik akımı oluşur. Dolayısıyla yansıyan mikrodalga şiddeti rezonans durumunda azalacağından dedektör akımında değişme gözlenir. Böylece rezonans olayı kaydedilir. Bu sinyal de sinyal yükseltici tarafından yükseltilir ve sinyalin magnetik alana karşı değişimi kaydedilir.

Statik manyetik alan ve mikrodalga frekans değerleri rezonans bölgesinin dışındayken, mikrodalga enerjisi kaviteden yansıyarak kristal dedektöre gider. Bu dedektör, üzerine düşen mikrodalga gücünün kareköküyle orantılı olarak çıkış akımı verir. Rezonans durumunda yansıyarak dedektöre gelen güç azaldığında çıkış akımı değişir ve bu değişimden yararlanarak rezonans olayı gözlenir. Mikrodalga frekansını taramak, statik manyetik alanı taramaya göre daha zor olduğundan pratikte genellikle statik manyetik alan taranarak rezonansa gözlenir. Kristal dedektörün gürültüsü, üzerine düşen soğurma sinyalinin frekansı ile ters orantılıdır. Bu yüzden rezonans sinyali modüle edilerek bu gürültü azaltılmaya çalışılır. Bunu da lineer olarak taranan statik manyetik alan üzerine, genliği, örneğin rezonans yarı eğri genişliğine göre oldukça küçük olan, sinüzoidal bir modülasyon alanı bindirilerek sağlanır. Bu alan örneğin içinde bulunduğu kavitenin genellikle iç yüzeylerine, düzlemleri elektromıknatısın kutuplarına paralel olacak biçimde yerleştirilmiş iki küçük bobin tarafından oluşturulur.

Kaynak tarafından üretilen mikrodalga'nın tek frekansta olmaması, incelenen sistemin enerjisindeki belirsizlik, uygulanan statik alanın tam olarak homojen olmaması vb. faktörler yüzünden, rezonans geçişi yalnızca tek bir H manyetik alan değerinde değil de H 'ın etrafında ΔH karakteristik genişliğinde bir bölgede olur. O halde statik manyetik alana, genliği rezonans eğri genişliği yanında küçük olan bir sinüzoidal alan bindirilirse, kristal

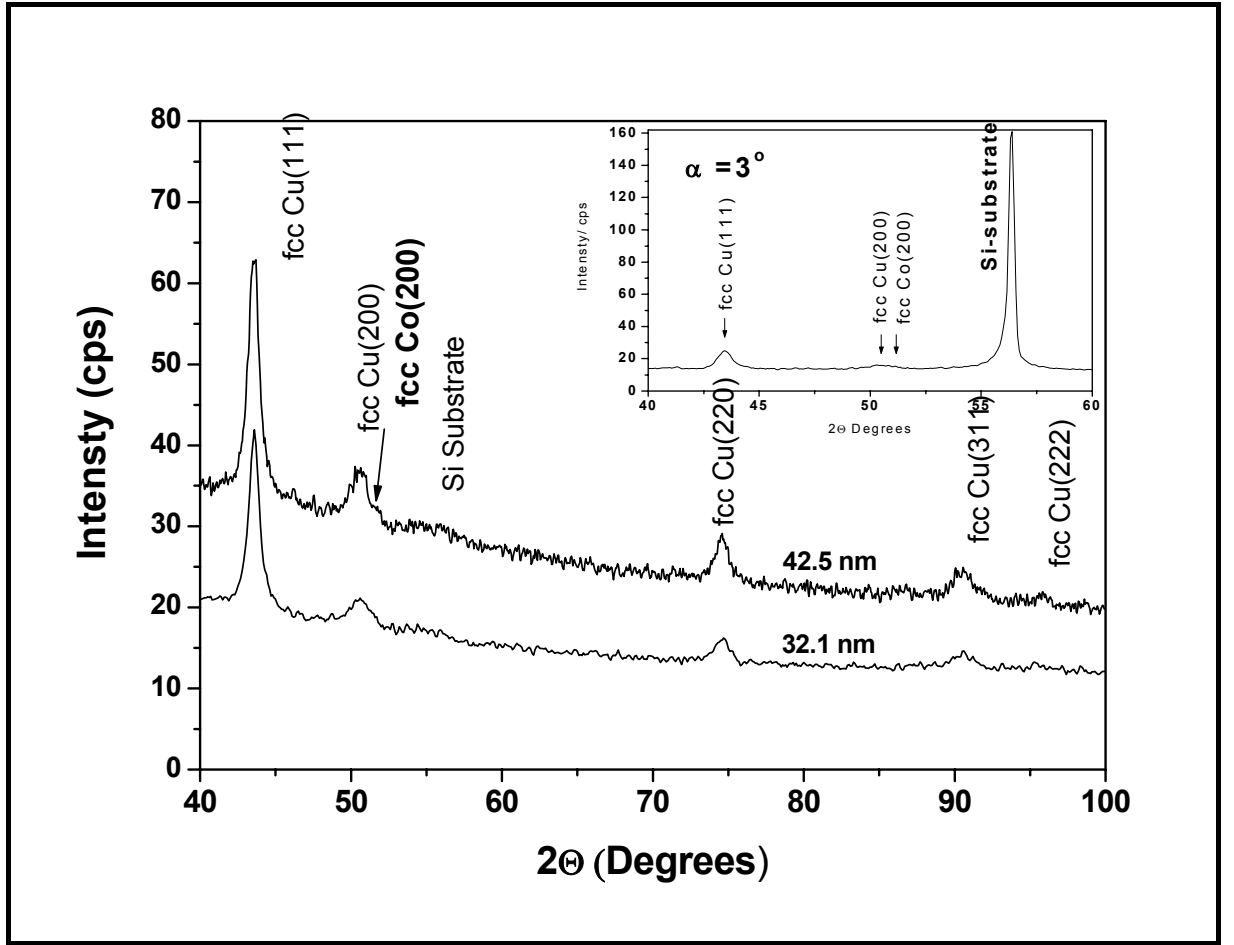
dedektörün çıkışı modülasyon alanı ile aynı frekanslı ve genliği rezonans eğrisinin bulunan noktasındaki eğimi ile orantılı sinüzoidal bir sinyal oluşturur. Kristal dedektörün bu sinyali dar bantlı bir yükselteçten geçirildikten sonra, faz duyarlı bir dedektörde modülasyon sinyali ile karşılaştırılır. Faz duyarlı dedektörün çıkışı, şiddeti rezonans eğrisinin bulunan noktasındaki eğimi ile orantılı bir doğru gerilimdir. Bir filtreden geçirildikten sonra, bu doğru gerilim bir kaydetme sistemine gönderilir. Eskiden iki eksenli kaydedicinin düşey eksenine uygulanırdı. Kaydedicinin yatay eksenine statik manyetik alanın lineer değişimini sağlayan sistem mekanik olarak bağlanmıştır. Bu şekilde, kaydedicinin çizdiği eğri soğurma eğrisinin birinci türevidir. Bugünkü spektrometrelerde kaydedici yerine bilgisayar programı kullanılır.

3.1.6. EPR Spektrometrelerindeki Bilgisayar Elemanı

Modern bir spektrometre de bilgisayar teknolojisi kullanır. İlk bilgisayarlar sadece spektrometrenin dedektöründen gelen EPR sinyallerini kaydetmek ve analiz etmek için kullanılırdı. Günümüzde ise bilgisayar, magnetik alan, modülasyon genliği, mikrodalga gücü gibi spektrometre parametrelerinin hemen hemen hepsini kontrol etmek ve ayarlanmak için kullanılan spektrometrenin bir merkezi durumundaki bir elemanıdır.

3.2. X-Işını Deney Tekniği

Geniş bir alttaş üzerine kaplanan bu filmlerden $1 \times 2 \text{ cm}^2$ boyutunda parçalar bir elmas aracılığı ile kesilerek kristaloğrafik yapıları hakkında bilgi edinebilmek için X-Işını difraktometresinde kırınım desenleri alınır.



Şekil 3.3. Filmlerin X Işını yansımalarından elde edilen bilgileri.

Elde edilen bu sonuçlar ile yapılan analizlerde filmlerin kalınlıkları ve kübik yapıları hakkında bilgiler edinilir. Bu bilgiler FMR spektrumlarından elde edilen sonuçlar ile uyum içersindedir.

4. DENEYSEL SONUÇLAR

4.1. Giriş

Manyetik ve manyetik olmayan katmanlardan oluşmuş örnekler nispeten küçük statik manyetik alan uygulandığında dirençlerinde çok büyük değişim göstermektedirler. (Giant Magneto Resistance – GMR Effect) Bu nedenle araştırmacılar için bu konu 1980'lerden beri büyük ilgi odağı olmaktadır. [46 P.M. Levy, 1994 – 47 Xiao, 1998] Statik akıma karşı iletkenliklerindeki bu keskin değişimin etkisi daha sonra alternatif akım içinde incelendi. [48 Wang, 1997 - 49 Krebs, 1998] Önce bu araştırmalar kHz ve MHz frekans bandlarında yapıldı. Son zamanlarda araştırmacıların dikkati 10^{-10} - 10^{-2} GHz civarındaki frekans bandlarında bu yapılan uygulama alanlarına kaymıştır. [50 A.B. Rinkevich, 2000 – 51 Belozorov, 2000] . Bu gibi katmanlı yapıların malzemelerin spin-spin durulma zamanı ile sınırlanmış çok küçük 10^{-9} - 10^{-13} s civarında olan anahtarlama zamanından dolayı milimetrik dalga boyu bandı teknolojisinde (i.e. attenuators, switches, vs) kullanılmaları oldukça ucuz ve uygundur. Aynı zamanda bu gibi yeni malzemeleri keşfetmekte ayrı bir problemidir.

Burada Co/Cu çok katmanlı yapıda başlıca manyetik etkileşimleri incelemek için Elektron Spin Rezonansı (ESR) tekniği kullanılmıştır. Bunun yanı sıra aynı örneklerde SQUID ölçümleri yapılarak manyeto empedans çalışmaları yapılmıştır. Burada amaç farklı farklı kalınlıklı çok katmanlı Co/Cu tabakalı yapılarda iletkenlik ve manyeto empedans karakteristiklerini araştırmaktır.

4.2. Örneklerin Hazırlanması

Co/Cu nano kalınlıklı çok ve tek katmanlı filmleri iyon saçılma tekniği ile Darmstat Üniversitesi Malzeme Mühendisliği (Darmstat, Almanya) hazırlandı. Alttaş olarak cam kullanılan filmlerin üzeri alüminyum oksit

kaplandıktan sonra CoFe alaşımı, Gümüş ile alaşım haline getirilerek kaplanmıştır.

Çizelge 4.1. Cam/Al₂O₃(3 nm)/ (Co₁₀Fe₉₀)₂₅Ag₇₅ (t nm) film özellikleri

Numune Adı	(CoFe)25Ag75	Doldurma zamanı (s)	Kalınlık (nm)
2235_A		100	12.6
2235_B		300	37.8
2235_C		500	63
2235_D		700	88.2
2235_E		900	113.4
2235_F		1100	138.6
2235_G		1500	189
2235_H		2000	252

Çizelge 4.2. Cam/Al₂O₃(3 nm)/Cu₈₀Ag₁₀Au₁₀(t nm)/(Co₁₀Fe₉₀)₂₅Ag₇₅ (139 nm)/Ta(4nm)

Numune Adı	Cu ₈₀ Ag ₁₀ Au ₁₀ (t nm)	(Co ₁₀ Fe ₉₀) ₂₅ Ag ₇₅ (t nm)
2236_A	0.9	139
2236_B	1.3	139
2236_C	1.8	139
2236_D	2.2	139
2236_E	2.7	139
2236_F	3.1	139
2236_G	3.6	139

İyon saçılma tekniği ile üretilen bu filmler ise cam alttaş üzerine alüminyum oksit kaplandıktan sonra CuAgAu ile kaplanıp daha sonra CoFeAg alaşımı ile kaplanarak çok katlı filmlerin manyetik karakteristikleri araştırılmıştır.

Çizelge 4.3. Si (100) Co₂₃Cu₇₇ Örnekleri

Numune Adı		Kalınlık (nm)
CC23Si100	Co ₂₃ Cu ₇₇	8 nm
CC23Si100	Co ₂₃ Cu ₇₇	12 nm
CC23Si100	Co ₂₃ Cu ₇₇	20 nm
CC23Si100	Co ₂₃ Cu ₇₇	30 nm
CC23Si100	Co ₂₃ Cu ₇₇	40 nm

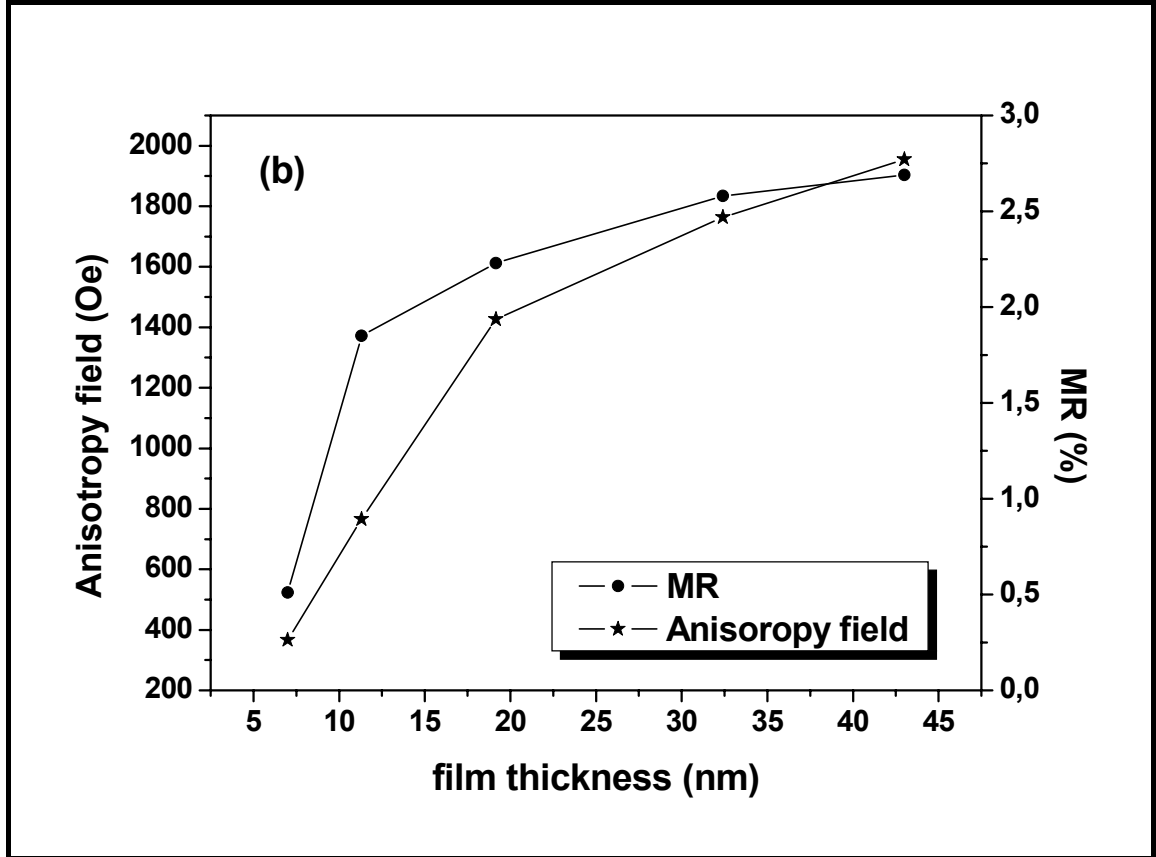
Numune Adı	(CoFe)25Ag75	Doldurma zamanı (s)	kalınlık (nm)
2235_A		100	12.6
2235_B		300	37.8
2235_C		500	63
2235_D		700	88.2
2235_E		900	113.4
2235_F		1100	138.6
2235_G		1500	189
2235_H		2000	252

ESR deneyleri oda sıcaklığında ve daha düşük sıcaklıklarda X bandında deneysel teknik bölümünde anlatıldığı biçimde Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsünde yapıldı.

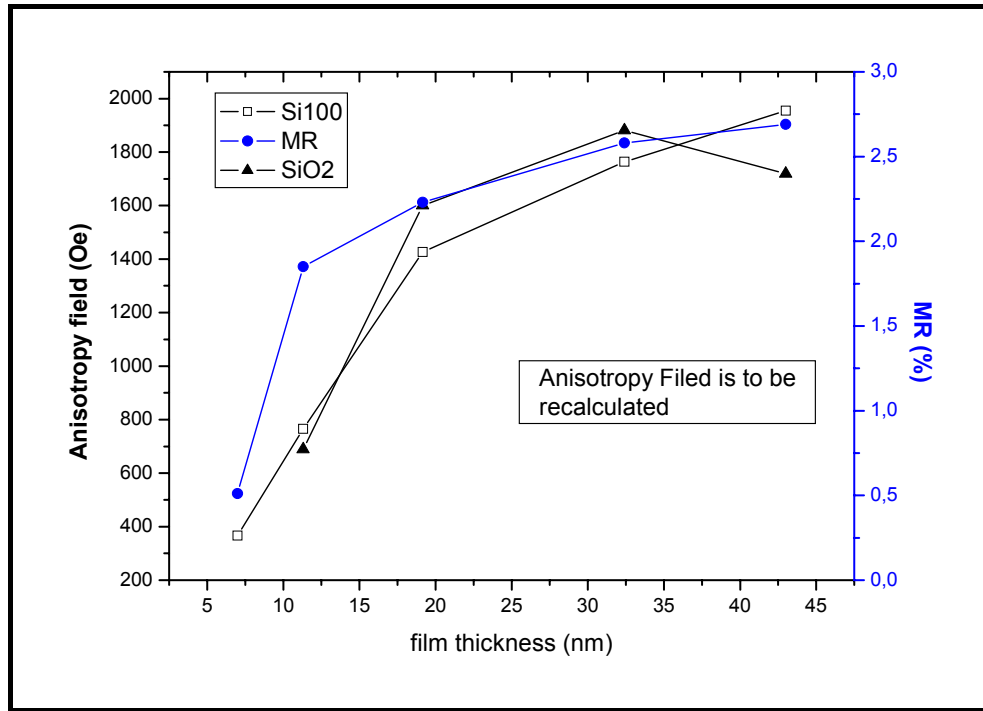
4.3 Deneysel Sonuçlar ve Tartışma

Yapılan deneyler sonucunda elde edilen başlıca sonuçlar aşağıda sunulan ve tartışılan grafiklerle gruplandırılabilir. Düşük manyeto empedans ve manyeto rezonans etkisi farklı mekanizmalardan kaynaklanır. Bunların

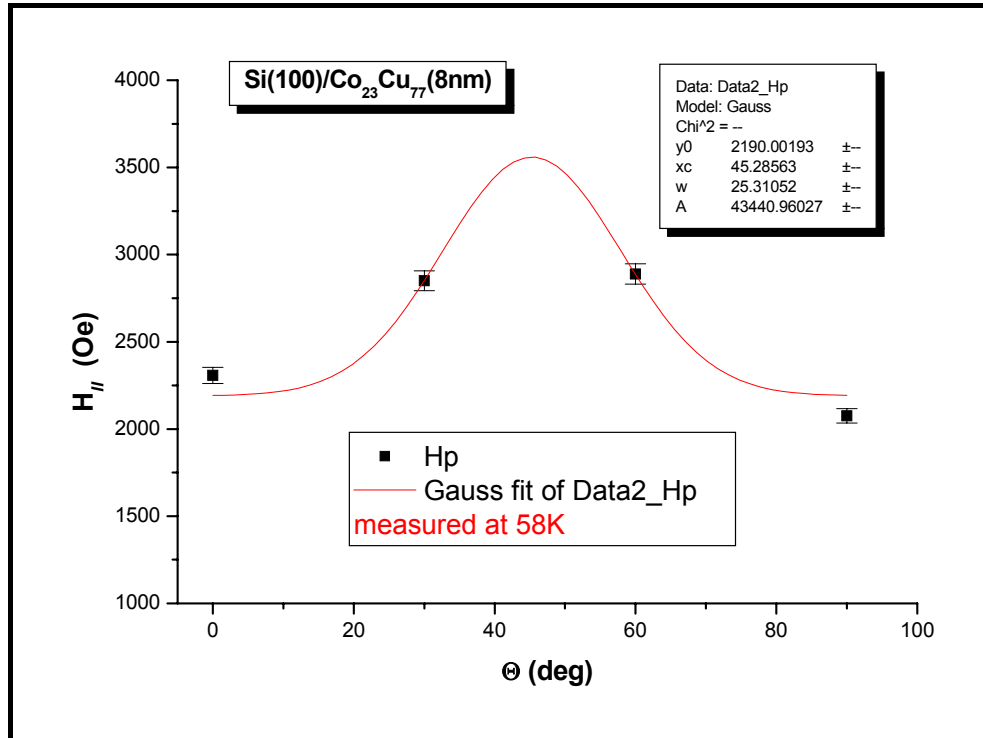
büyüklikleri çok büyük değerlere ulaşmaz. Mümkün olduğu kadar küçük doyum mıknatıslanması sahip çok katmanlılar yapılmak zorundadır. Bu yapı elektronikte VHF (Very High Frequency) ve EHF (Extra High Frequency) cihazları ve elemanları geliştirilmesinde kullanılabilirler.



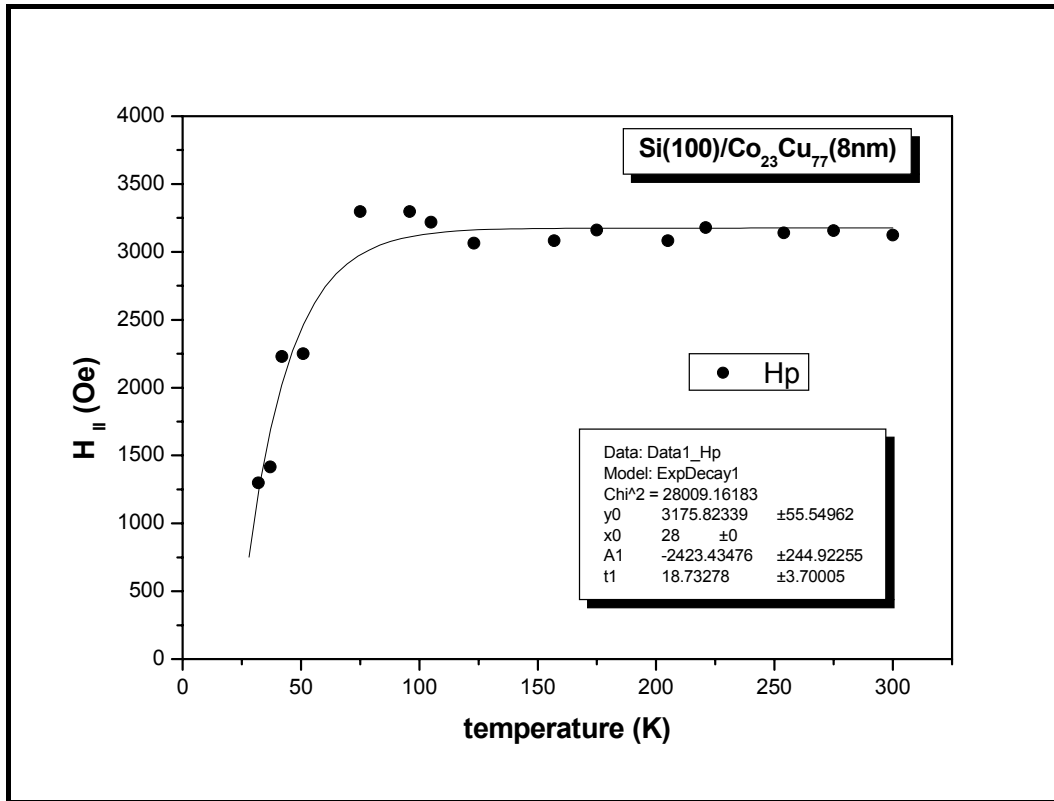
Şekil 4.1. FMR spektrumlarının anizotropi alanları ve kalınlığa bağlı değişimleri.



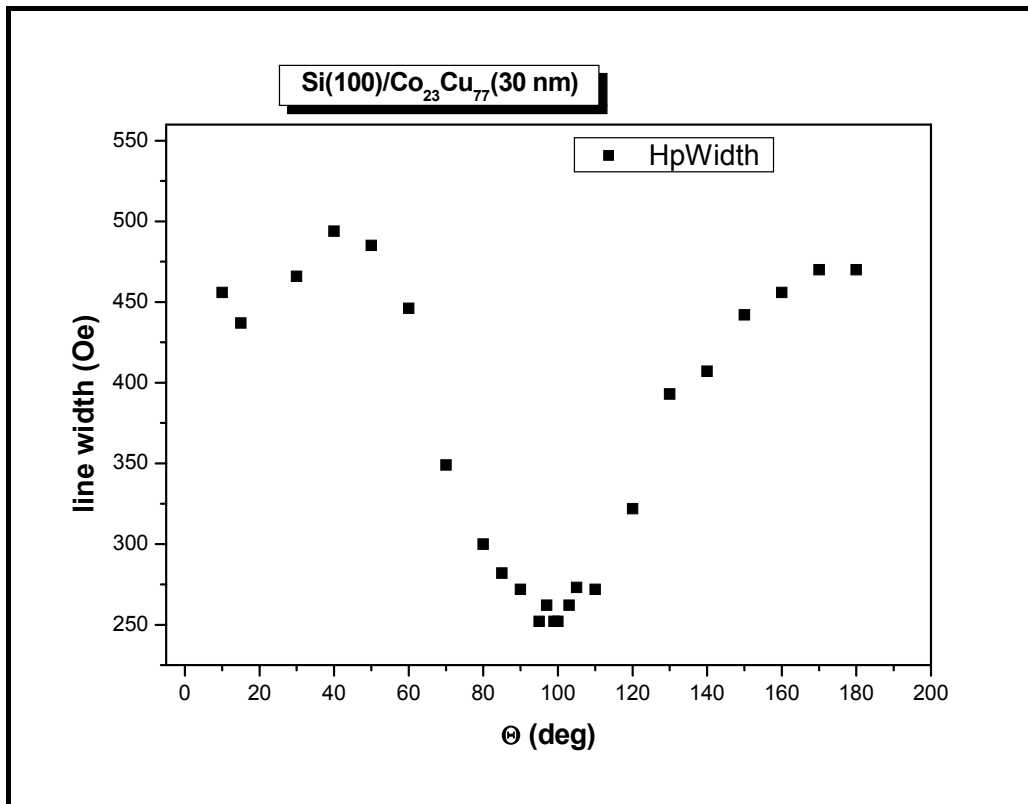
Şekil 4.2. FMR spektrumlarının anizotropi alanları ve kalınlığa bağlı değişimleri.



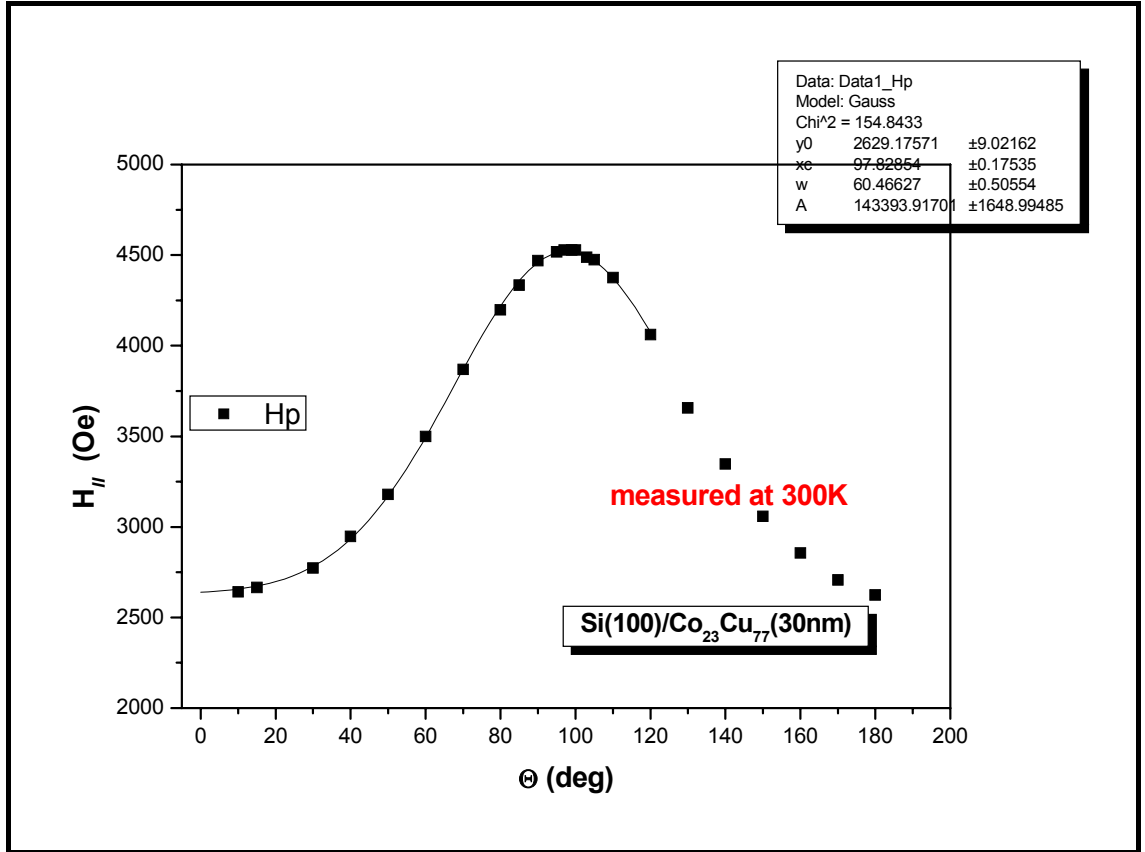
Şekil 4.3. FMR spektrumlarının anizotropi alanları ve 58 K deki açığa bağlı değişimleri ile teorik hesaplamaları.



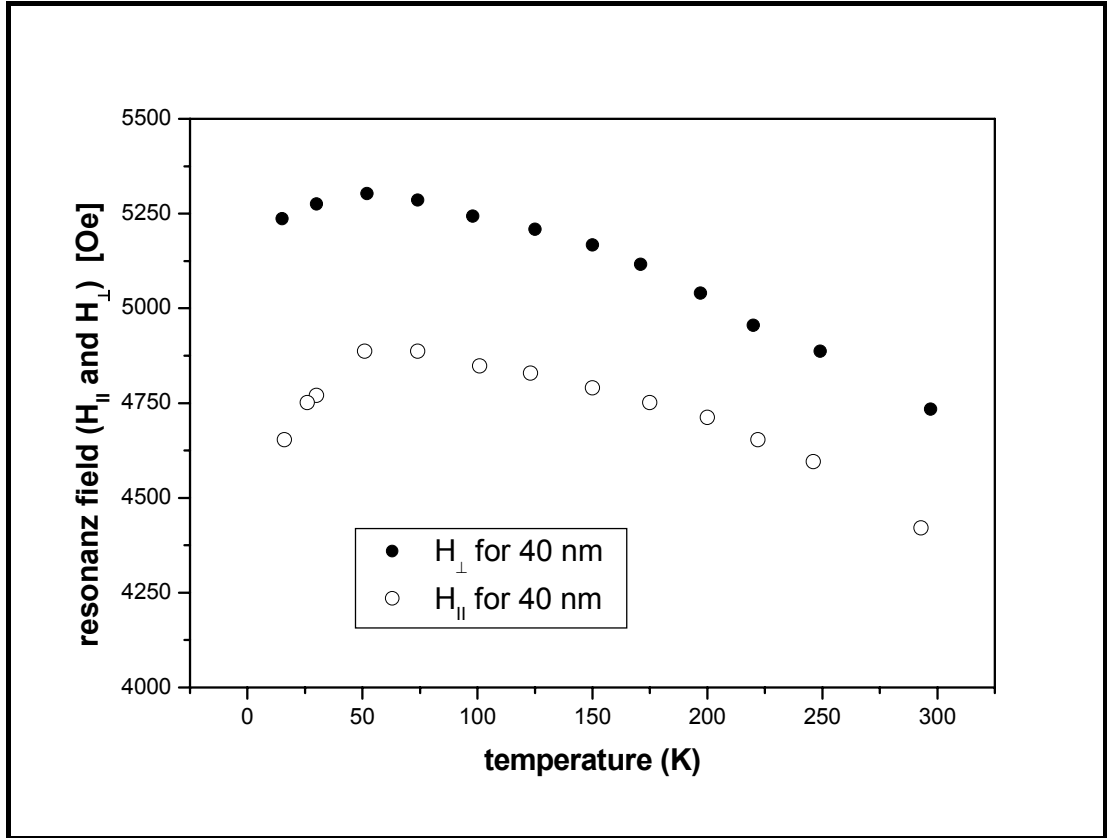
Şekil 4.4. FMR spektrumlarının anizotropi alanları ve sıcaklığa bağlı değişimleri ile teorik hesaplamaları.



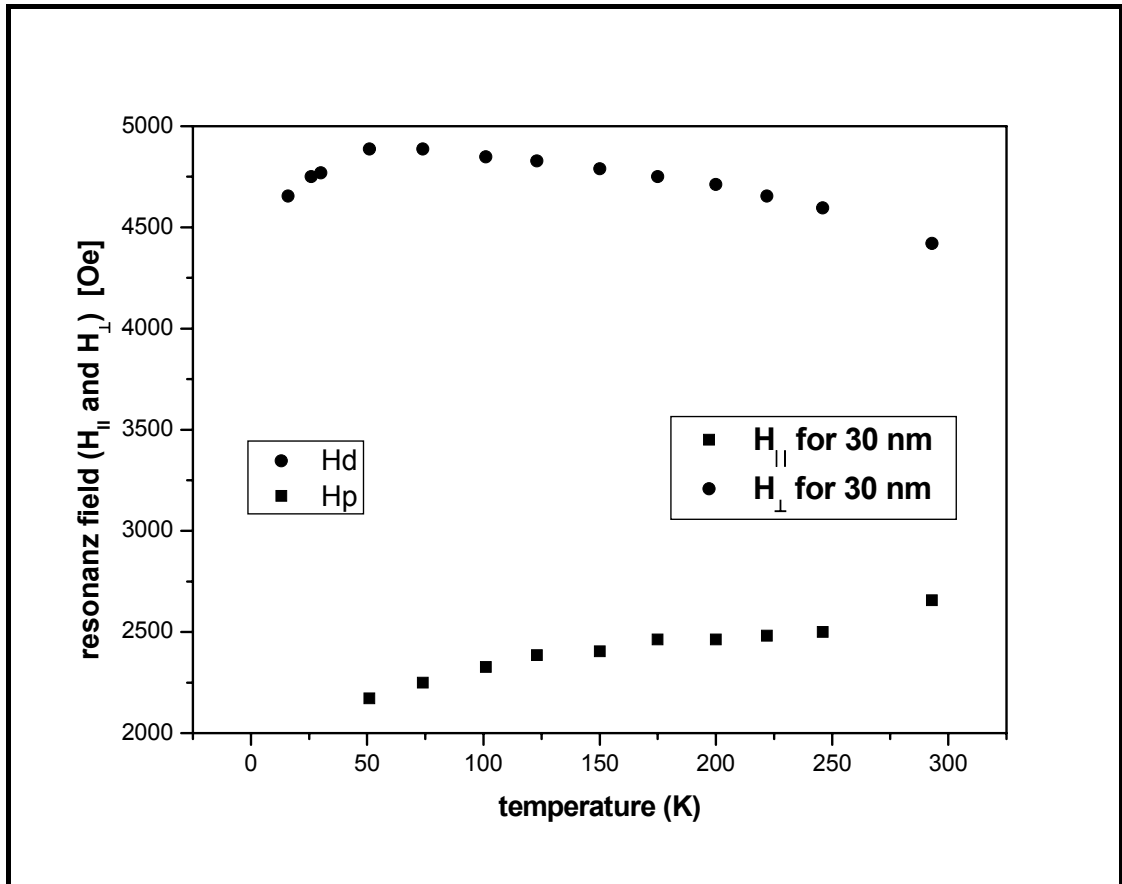
Şekil 4.5. 30 nm kalınlığındaki filmin oda sıcaklığındaki FMR spektrumlarının anizotropi alanları nın açığa bağlı değişimleri.



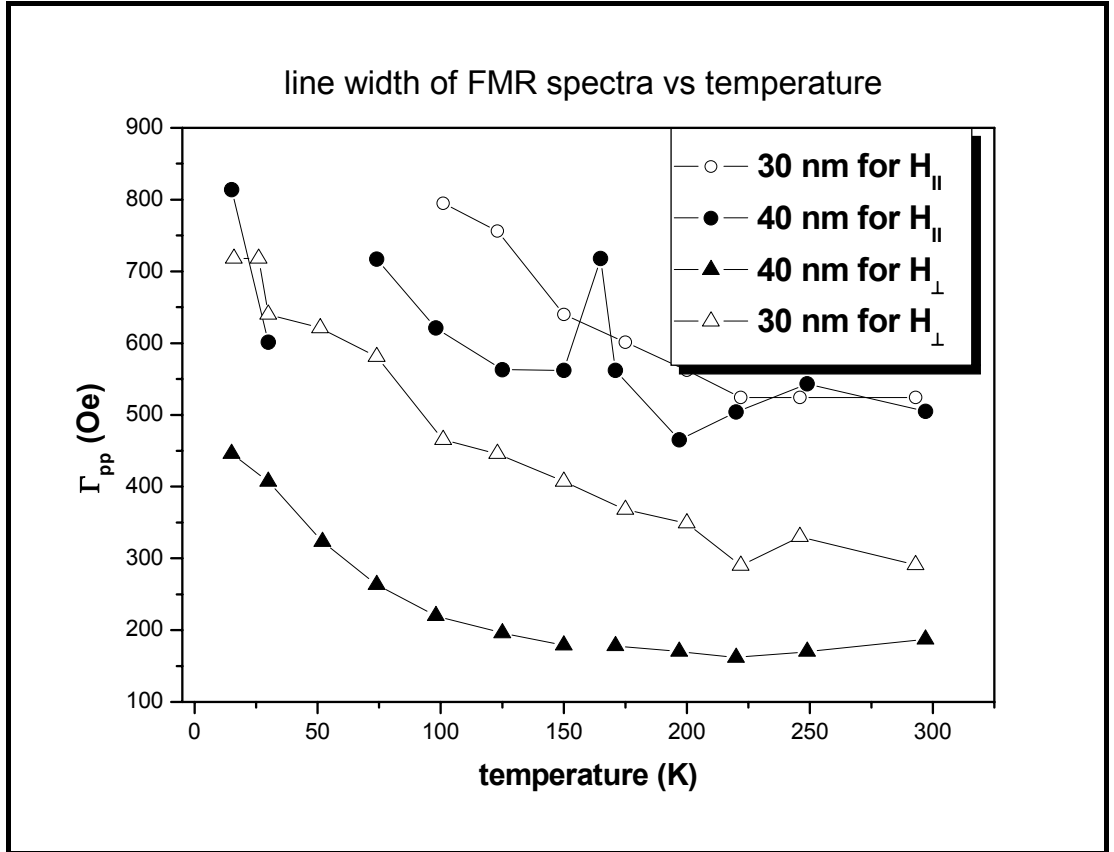
Şekil 4.6. 30 nm kalınlığındaki filmin paralel doğrultuda oda sıcaklığındaki FMR spektrumlarının anizotropi alanları nın açiya bağlı değişimleri ve teorik hesaplamaları.



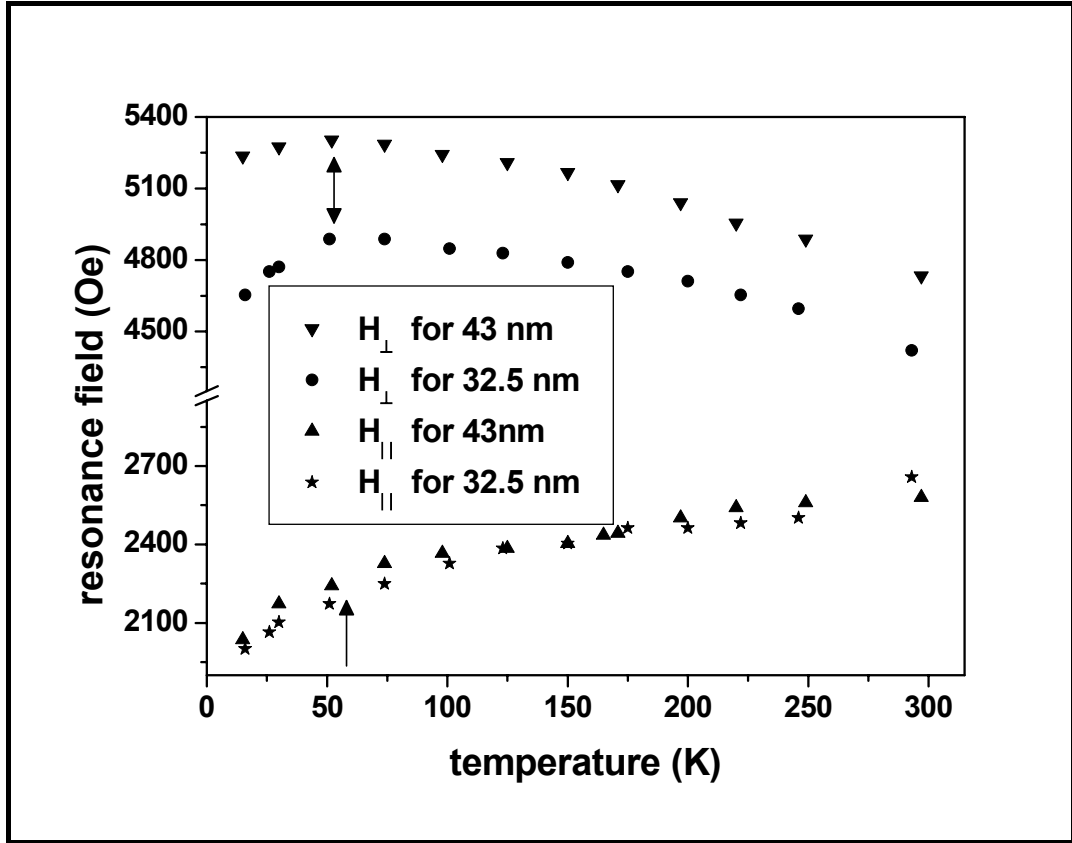
Şekil 4.7. 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri



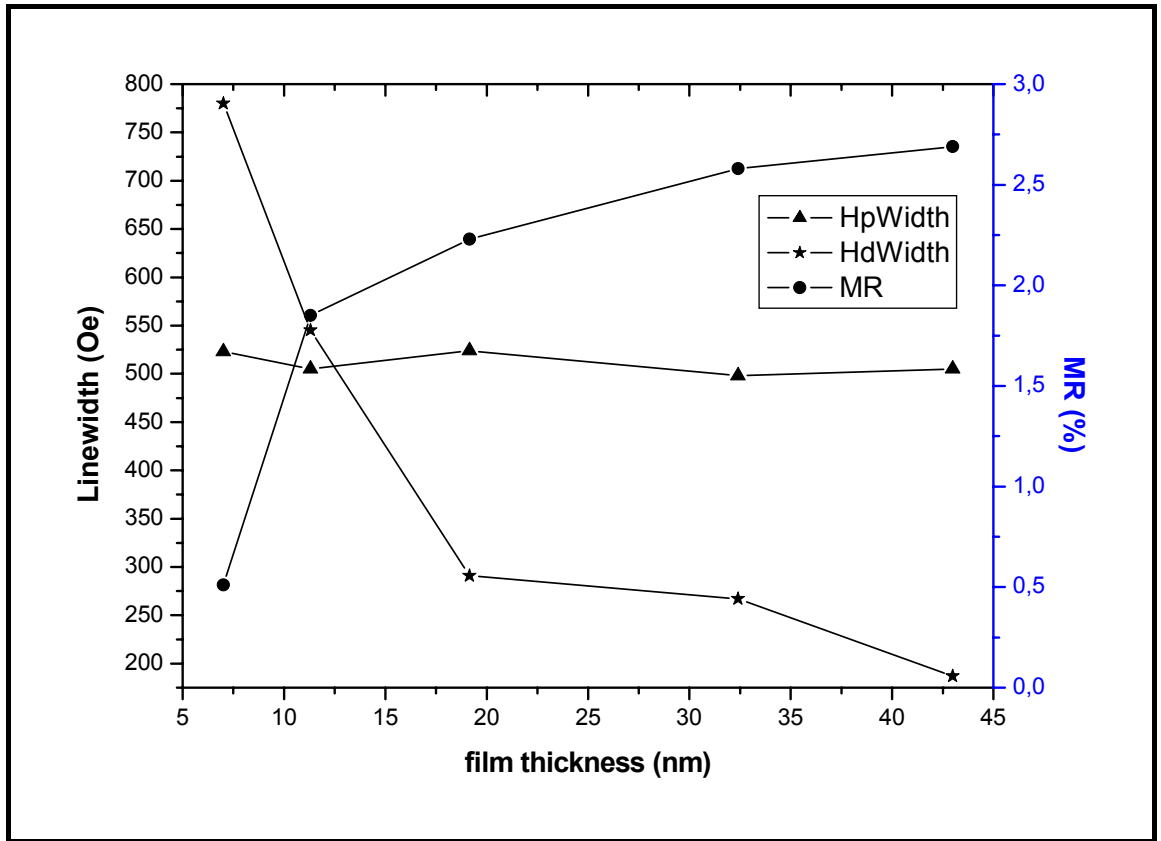
Şekil 4.8. 30 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri



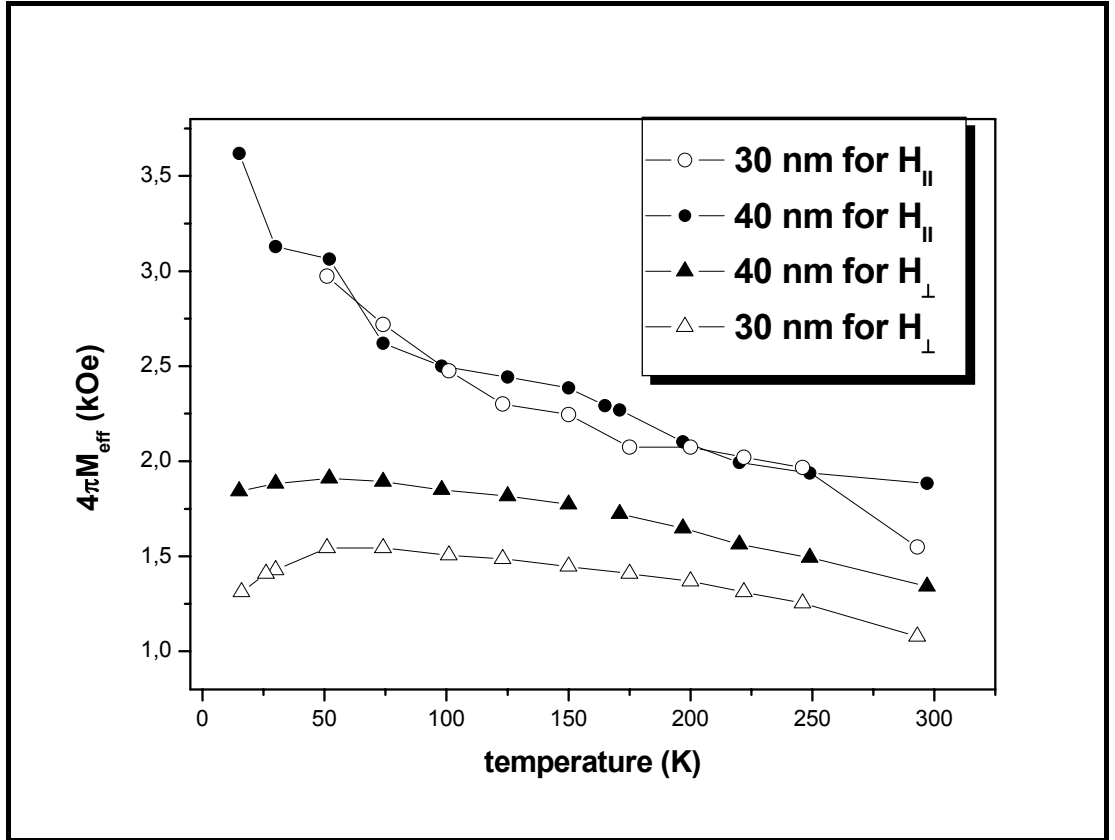
Şekil 4.9. 30 ve 40 nm kalınlığındaki filmlerin paralel ve dik doğrultuda pik genişliklerinin değişik sıcaklıklardaki ölçümleri



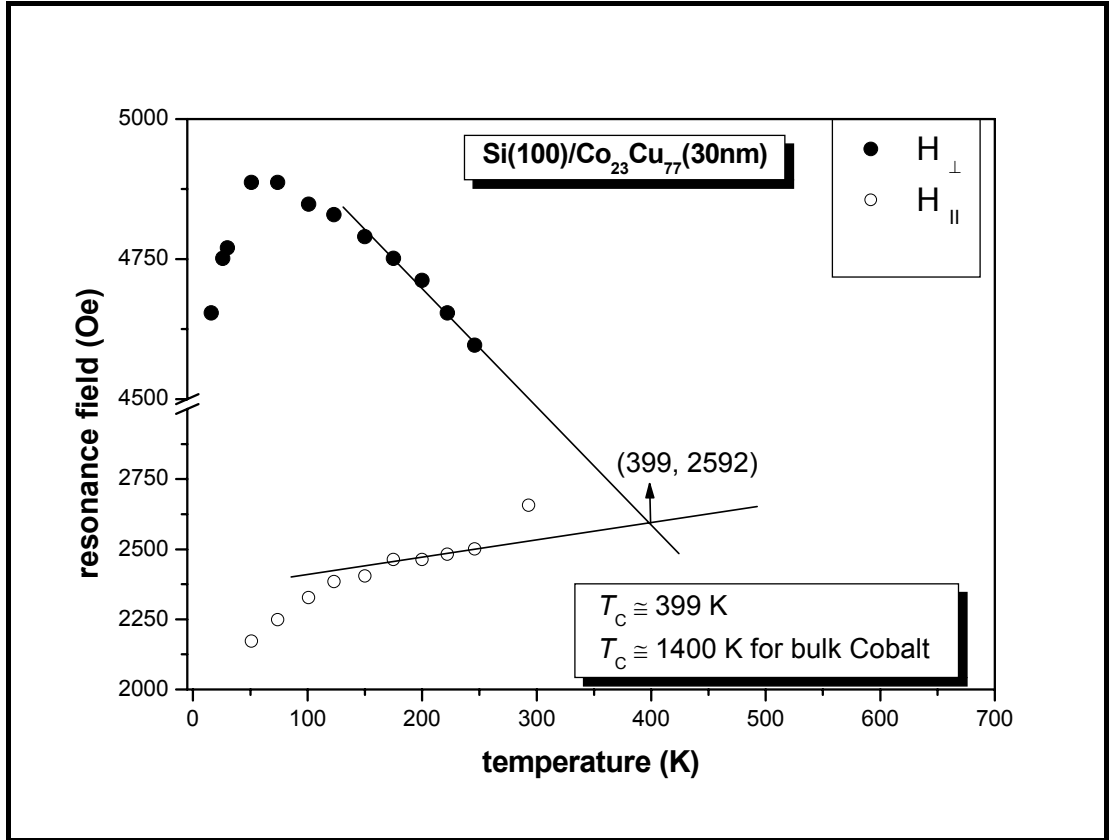
Şekil 4.10. 30 ve 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri



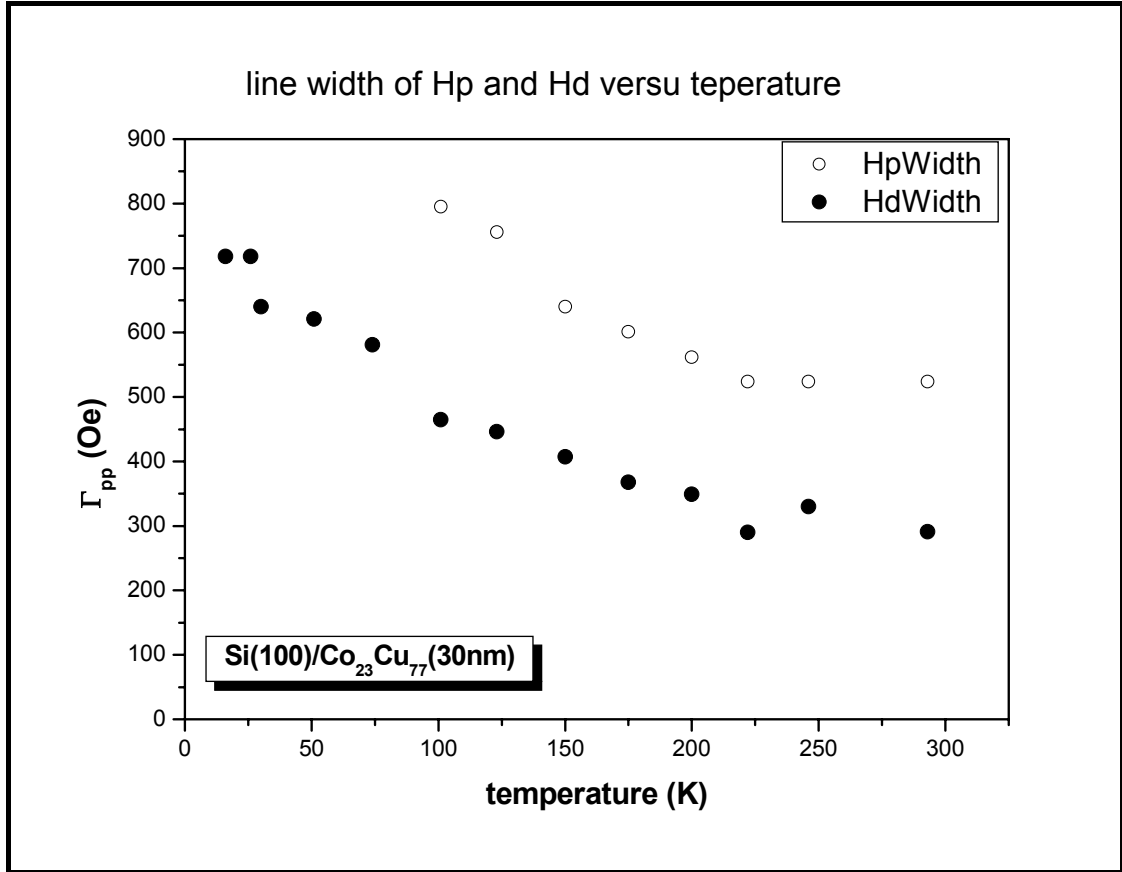
Şekil 4.11. Paralel ve dik doğrultudaki pik genişliklerinin değişimi ve manyeto empedans değişimleri



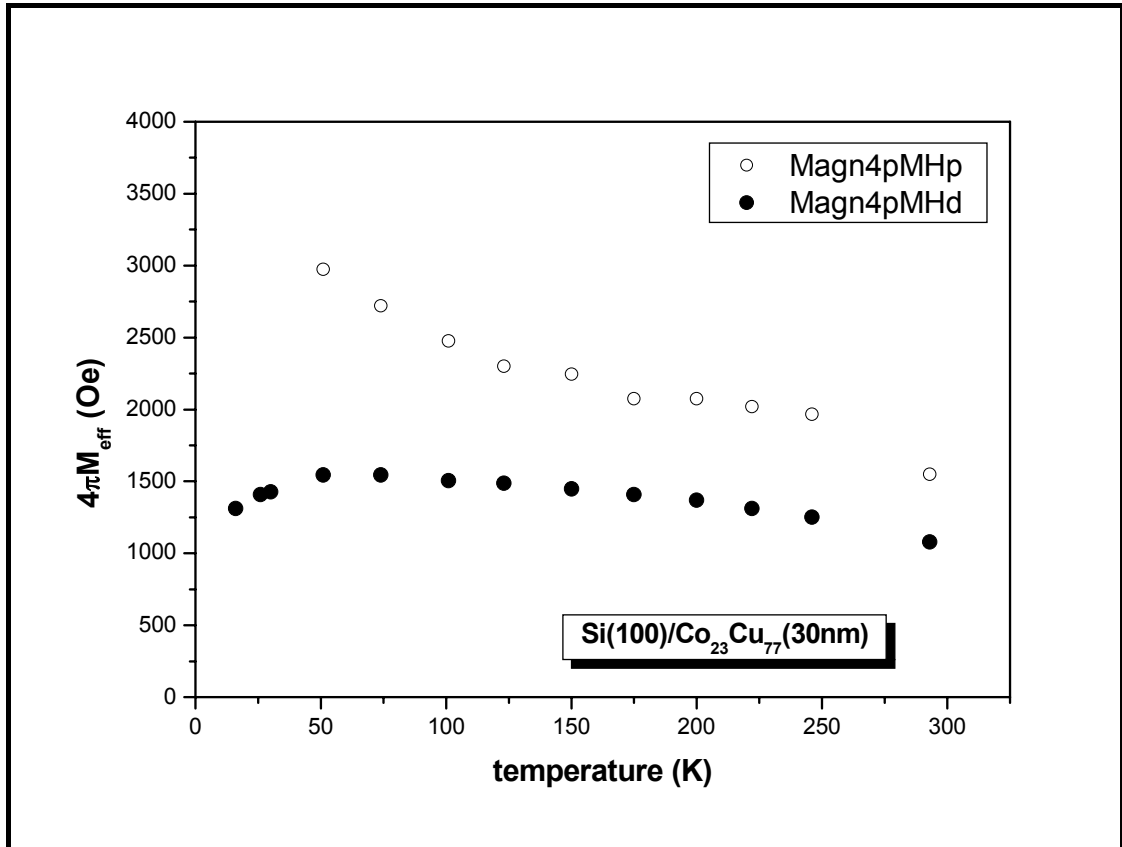
Şekil 4.12. 30 ve 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda efektif manyetizasyon değerlerinin değişen sıcaklıklardaki ölçümleri



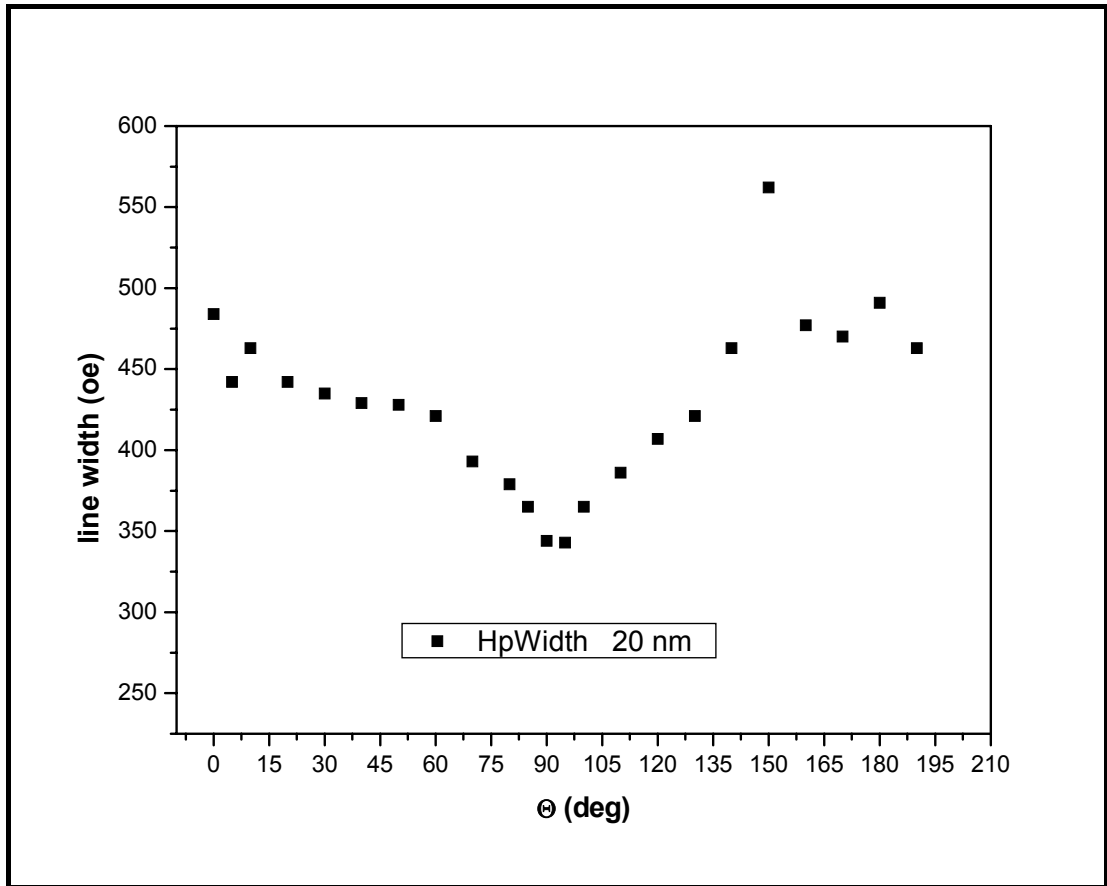
Şekil 4.13. 30 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri ve Crui Sıcaklığının tespiti



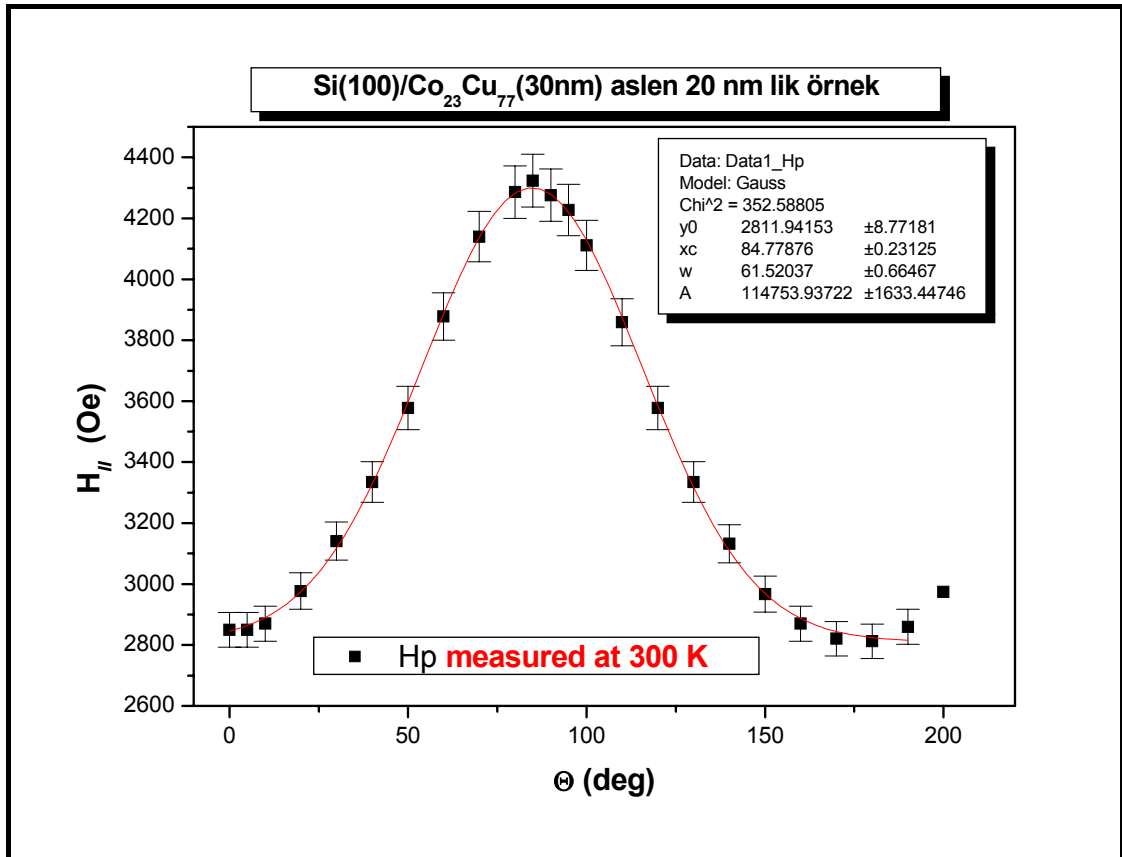
Şekil 4.14. 30 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda Pik genişlikleri'nin değişen sıcaklıklardaki ölçümleri



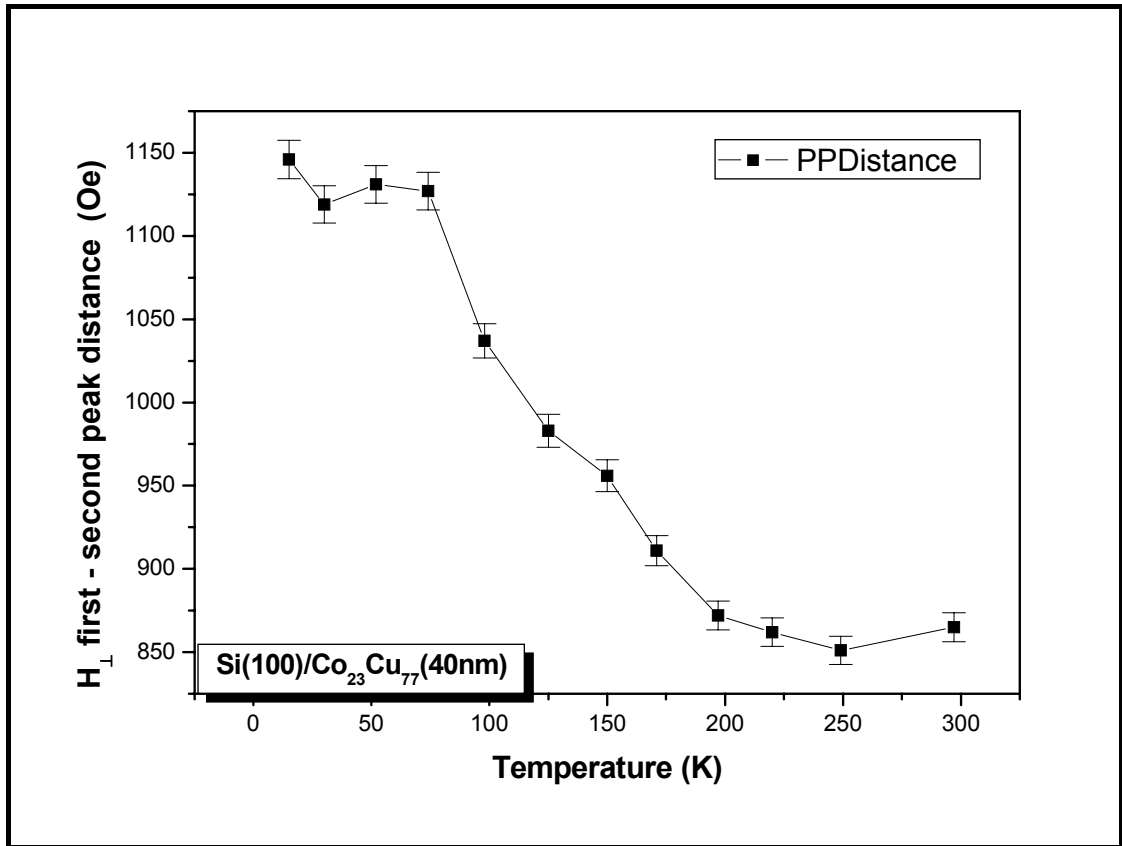
Şekil 4.15. 30 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda efektif mıknatıslanmasının değişen sıcaklıklardaki ölçümleri



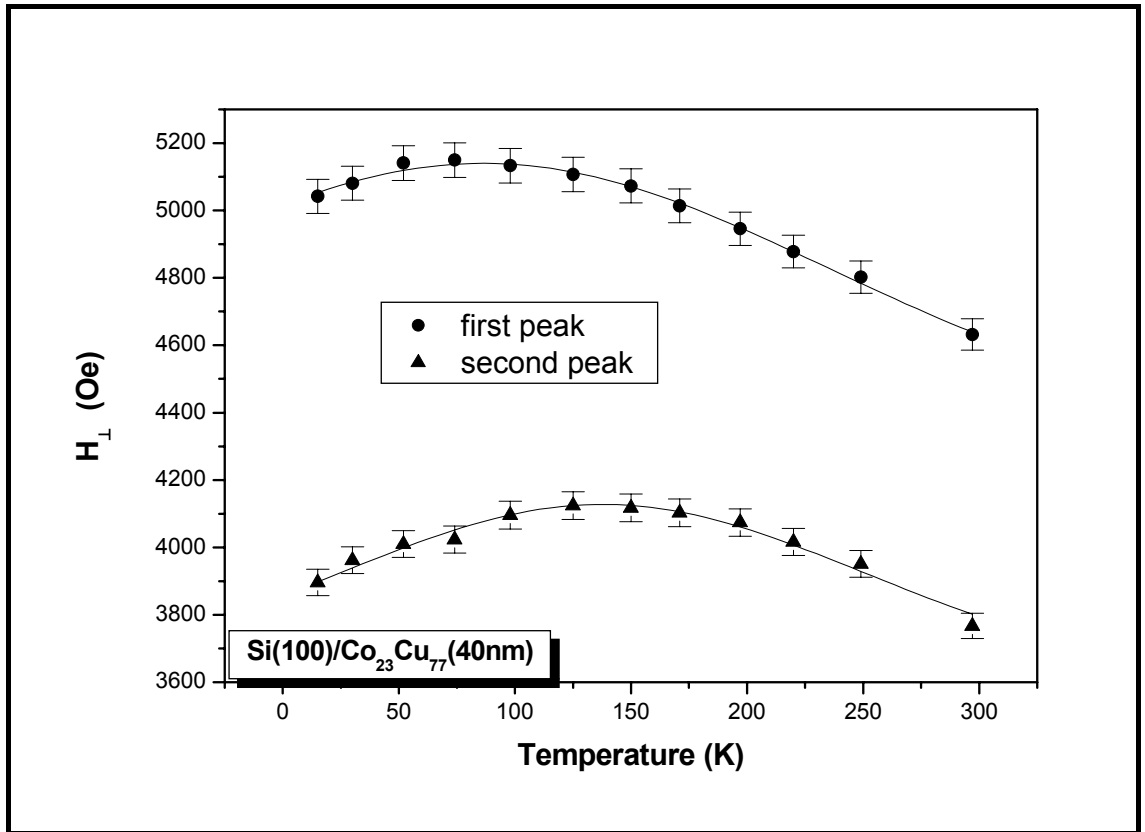
Şekil 4.16. 20 nm kalınlığındaki filmin rezonans alanlarının açıyla değişimi



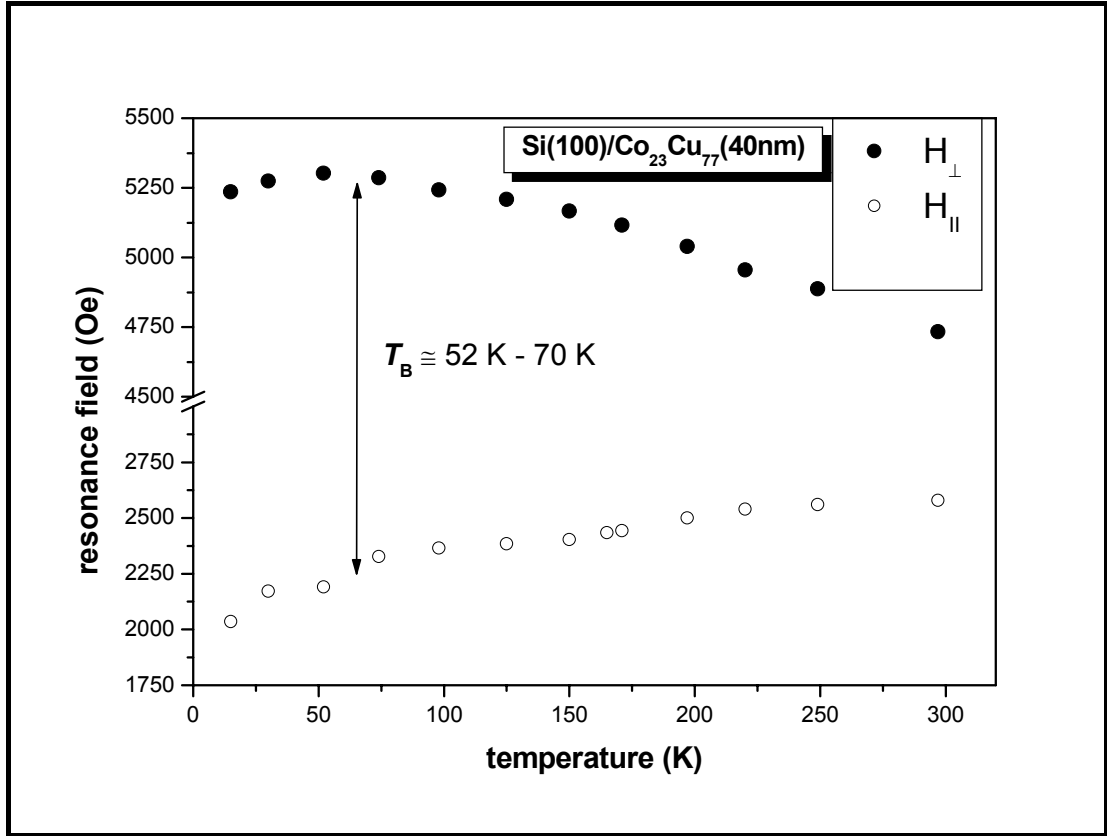
Şekil 4.17. 20 nm kalınlığındaki filmin rezonans alanlarının değişiminin teorik hesaplama ile karşılaştırılması



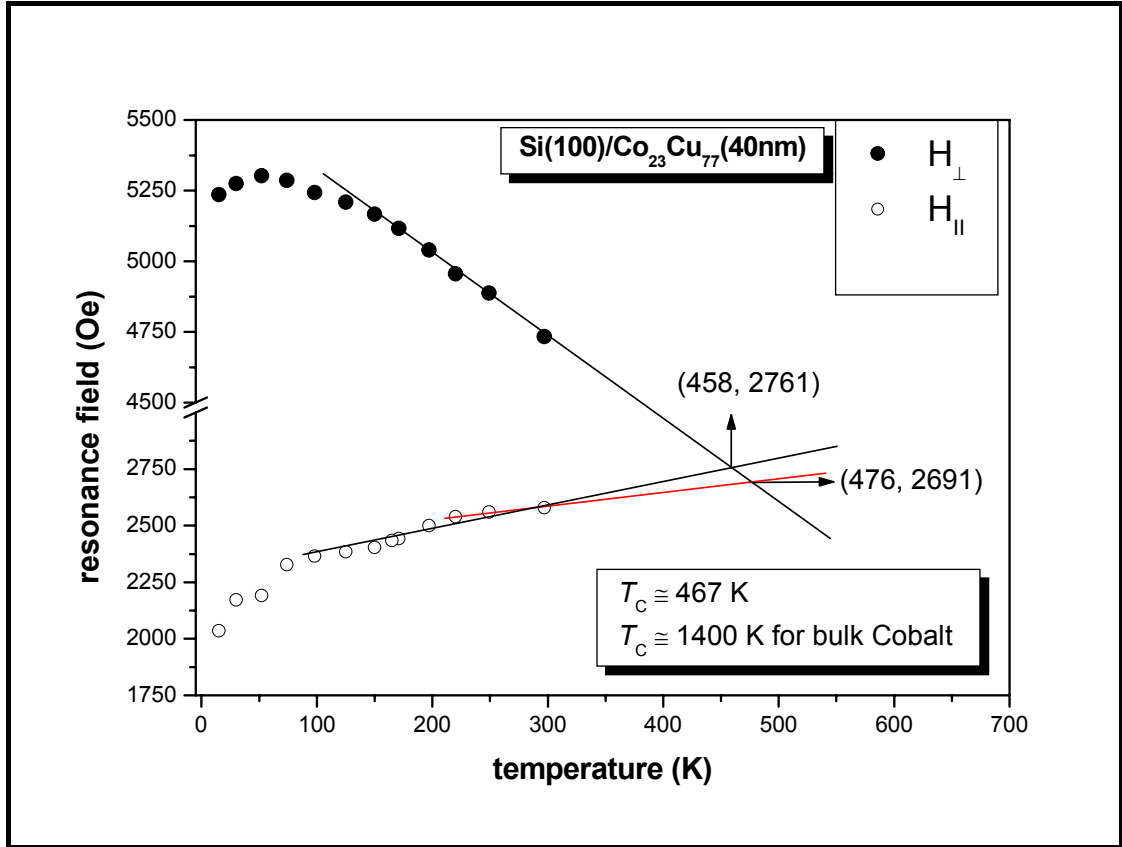
Şekil 4.18. 40 nm kalınlığındaki filmin dik doğrultuda pikler arası mesafenin sıcaklıkla değişimi ölçümleri



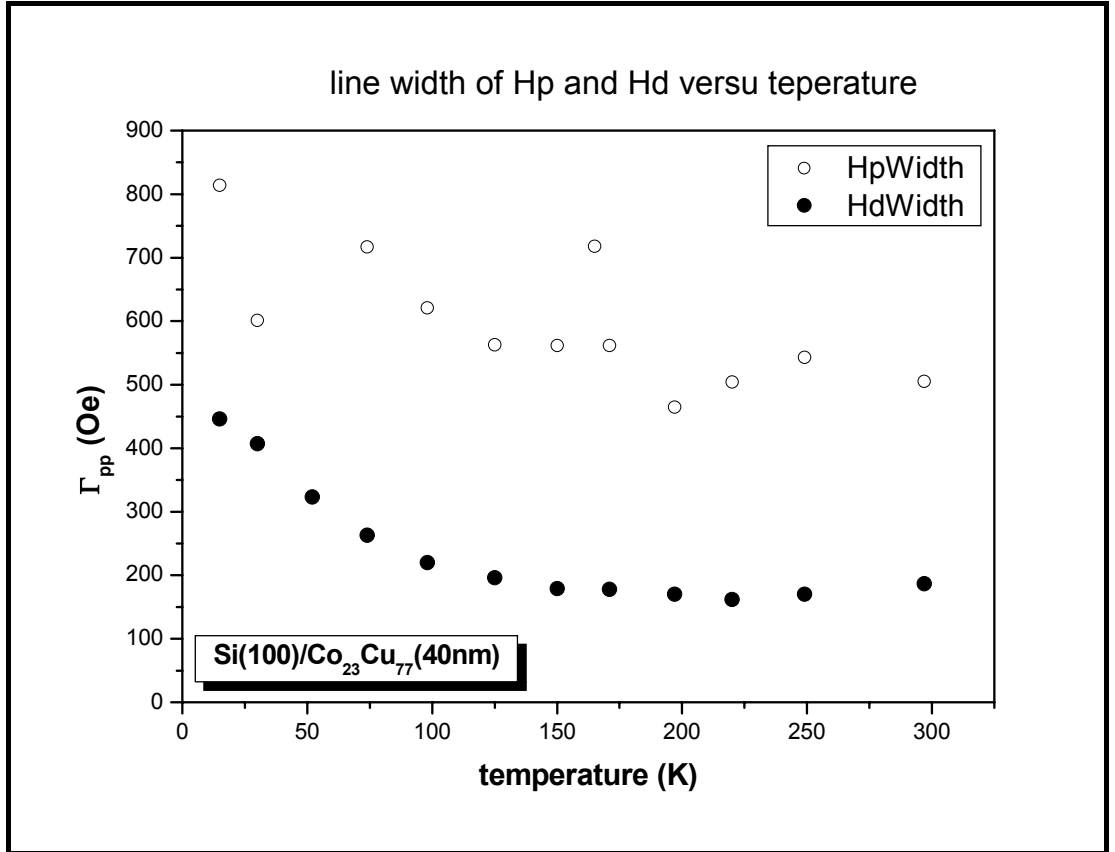
Şekil 4.19. 40 nm kalınlığındaki filmin dik doğrultudaki rezonans alanlarının sıcaklıkla değişimi ölçümleri



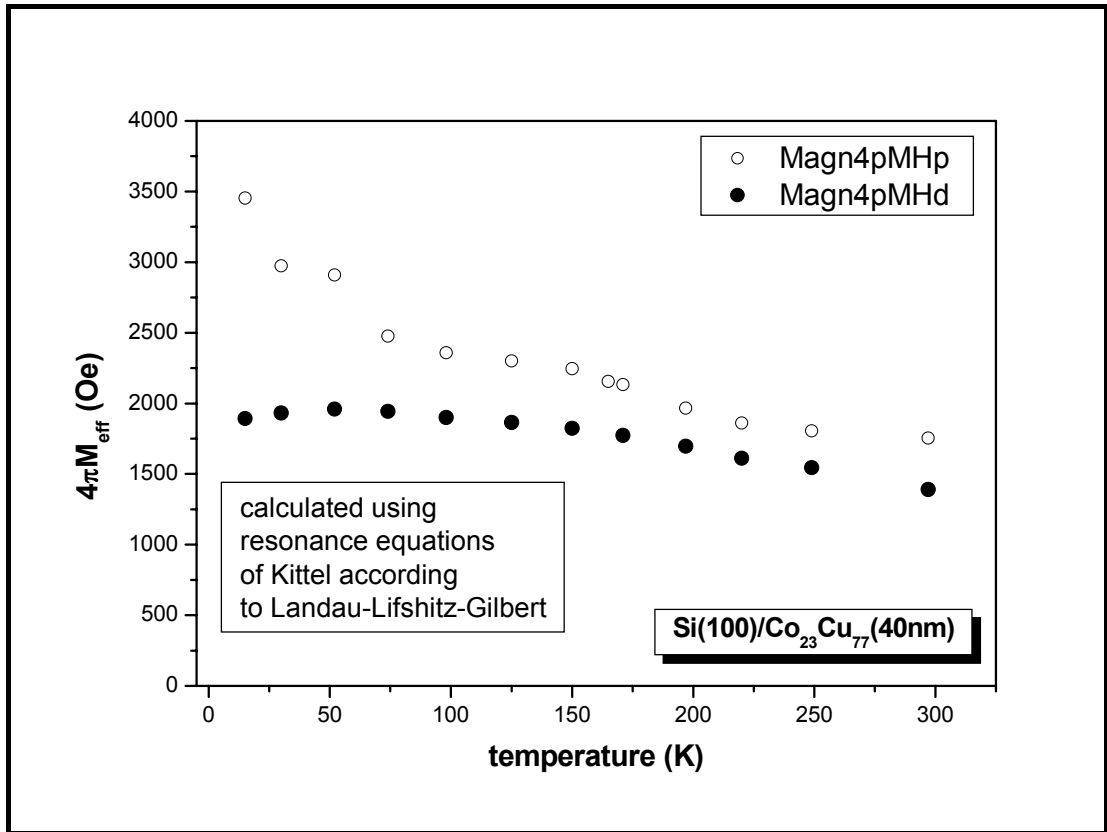
Şekil 4.20. 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda Blocking Sıcaklığının tespiti



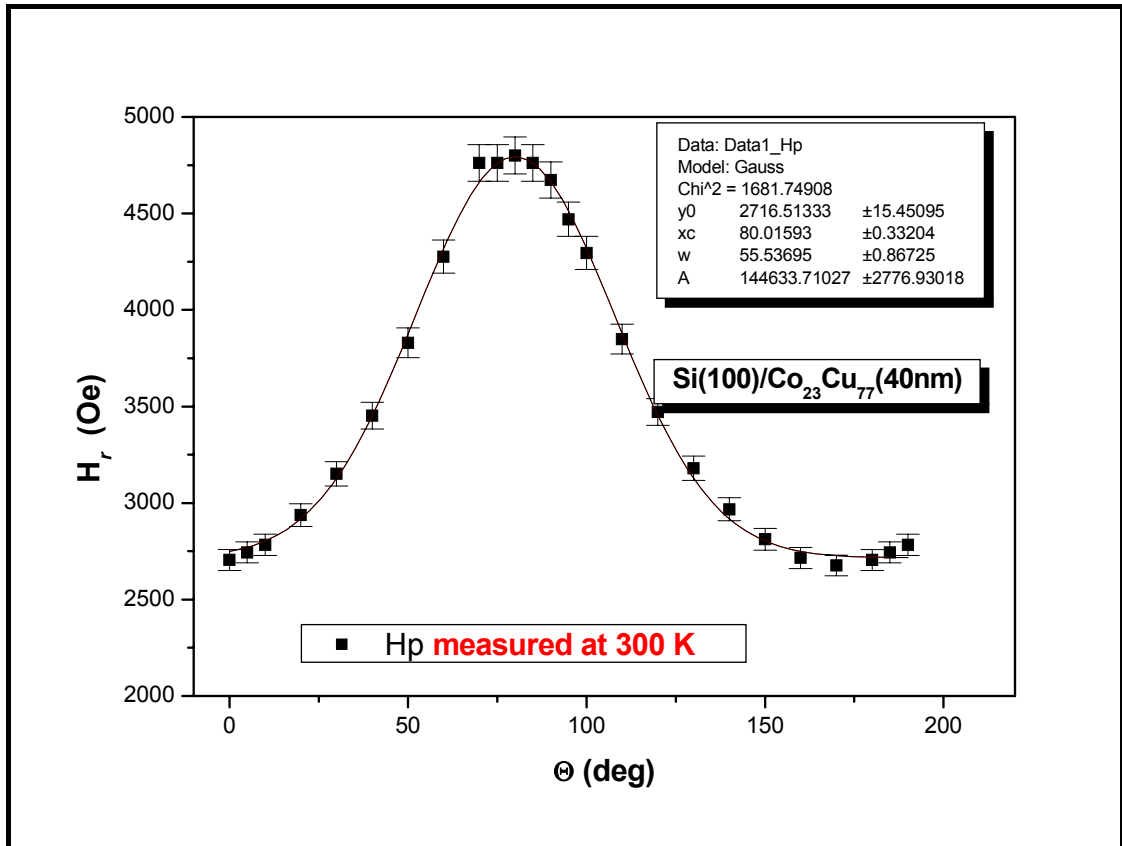
Şekil 4.21. 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanları'nın değişen sıcaklıklardaki ölçümleri ve Crui Sıcaklığının tespiti



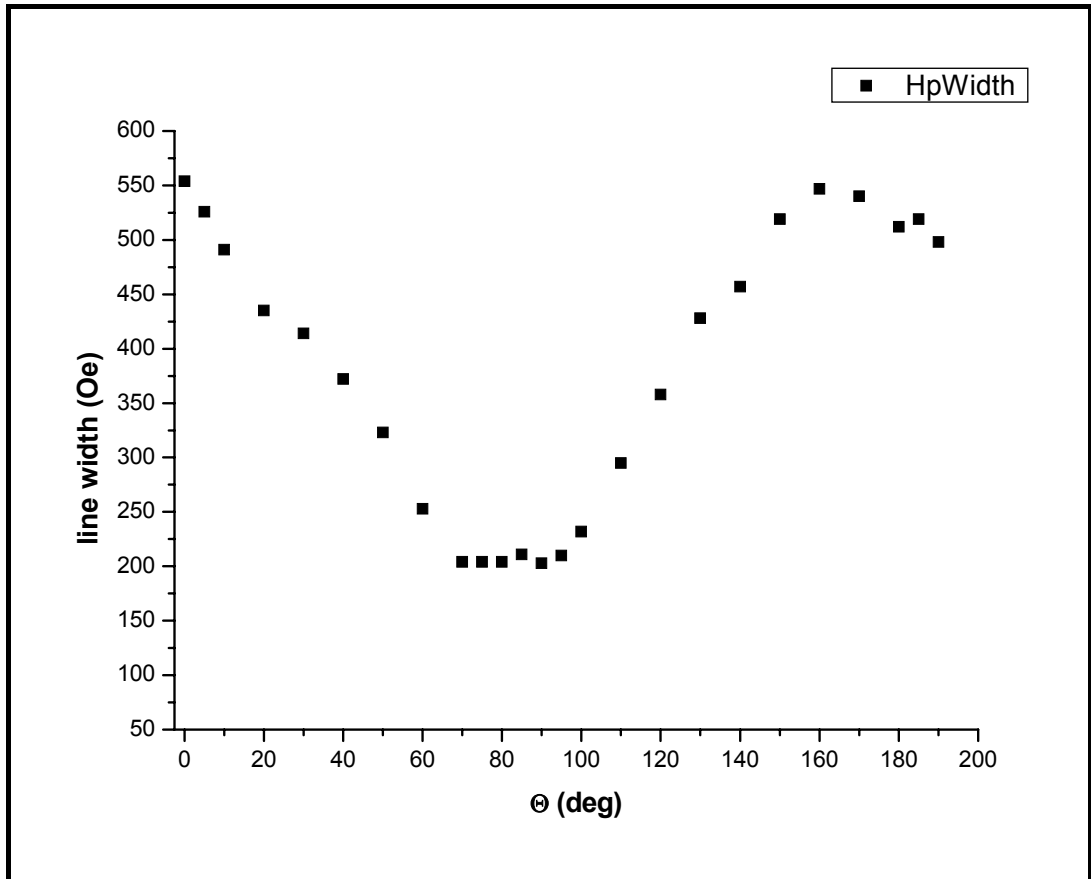
Şekil 4.22. 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda rezonans alanlarının sıcaklıkla değişimi



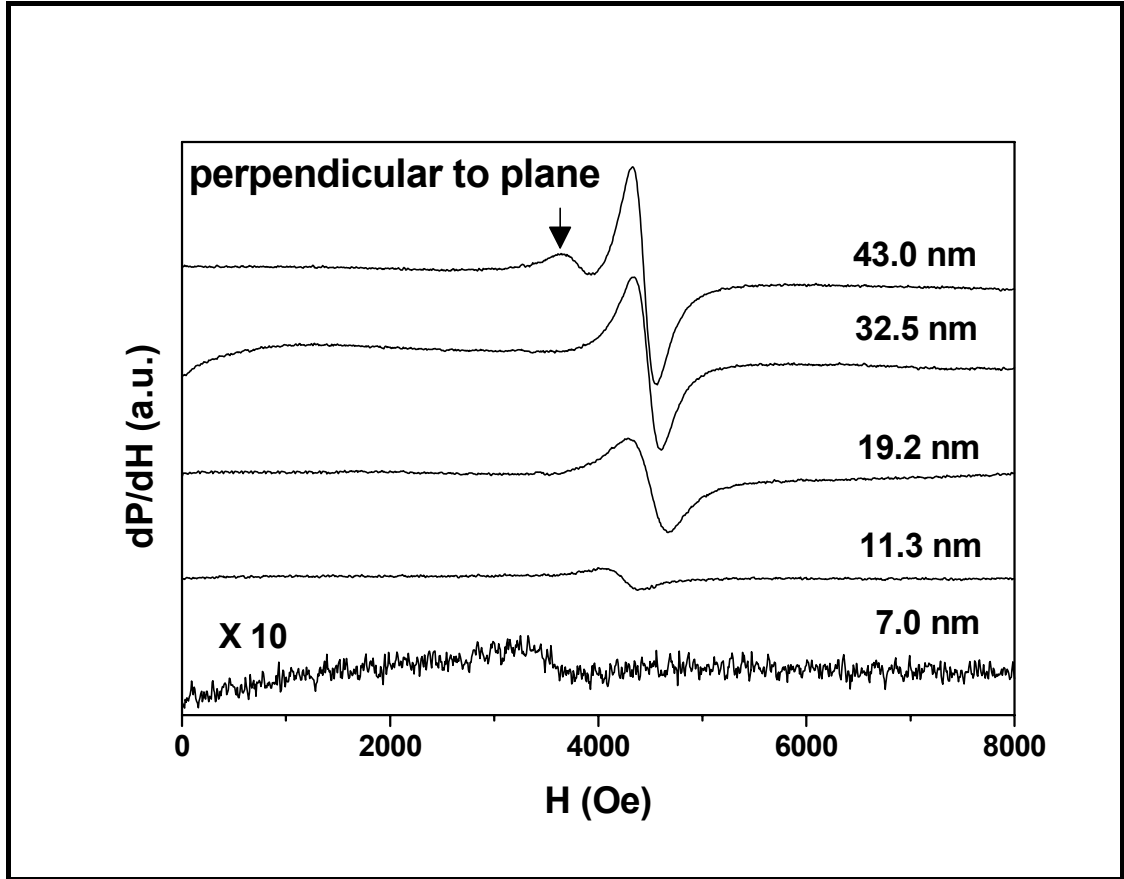
Şekil 4.23. 40 nm kalınlığındaki filmin paralel ve dik doğrultuda efektif manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi



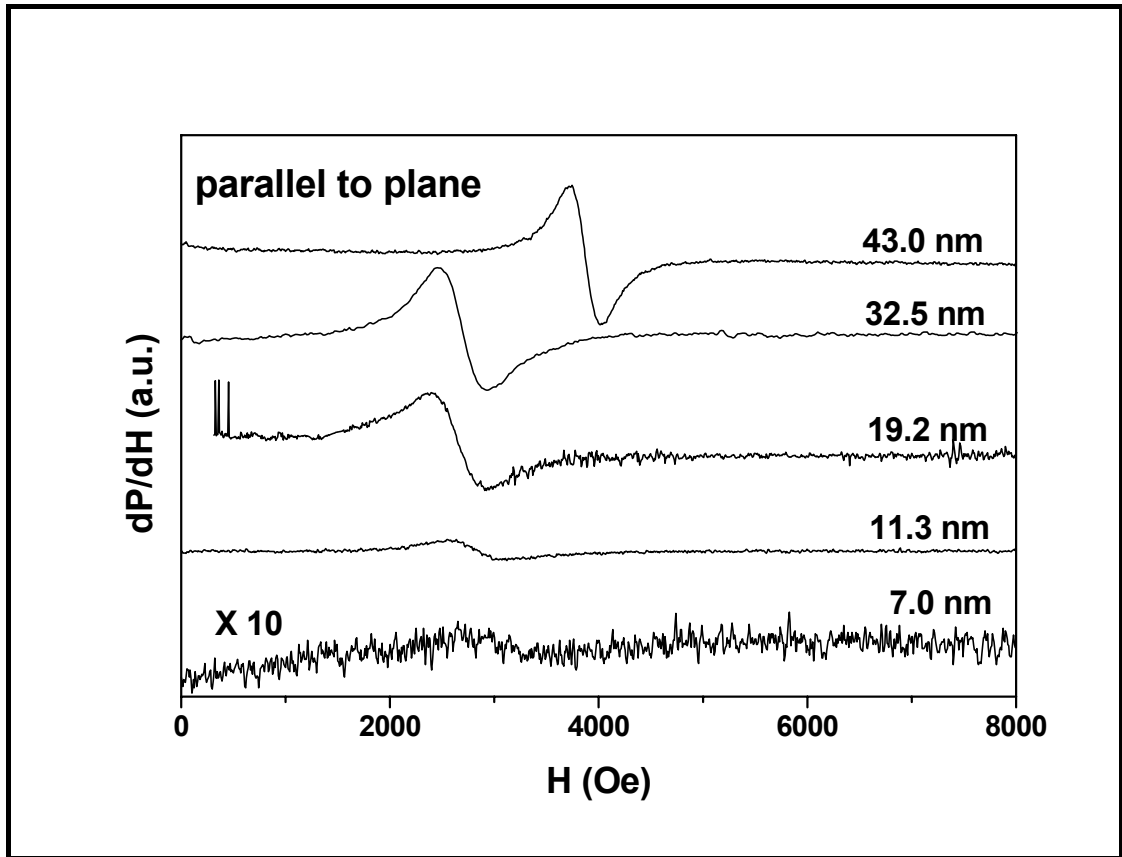
Şekil 4.24. 40 nm kalınlığındaki filmin rezonans alanlarının değişiminin teorik hesaplama ile karşılaştırılması



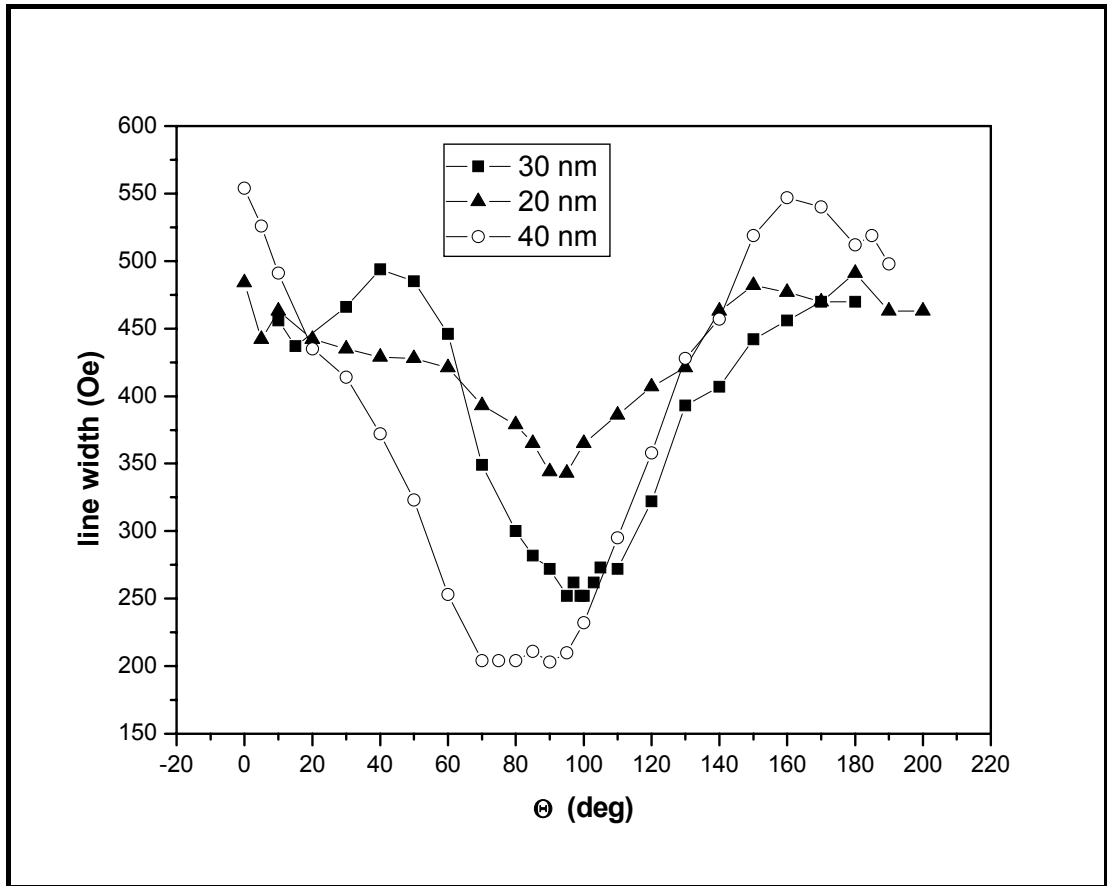
Şekil 4.25. 40 nm kalınlığındaki filmin rezonans alanlarının açıyla değişimi



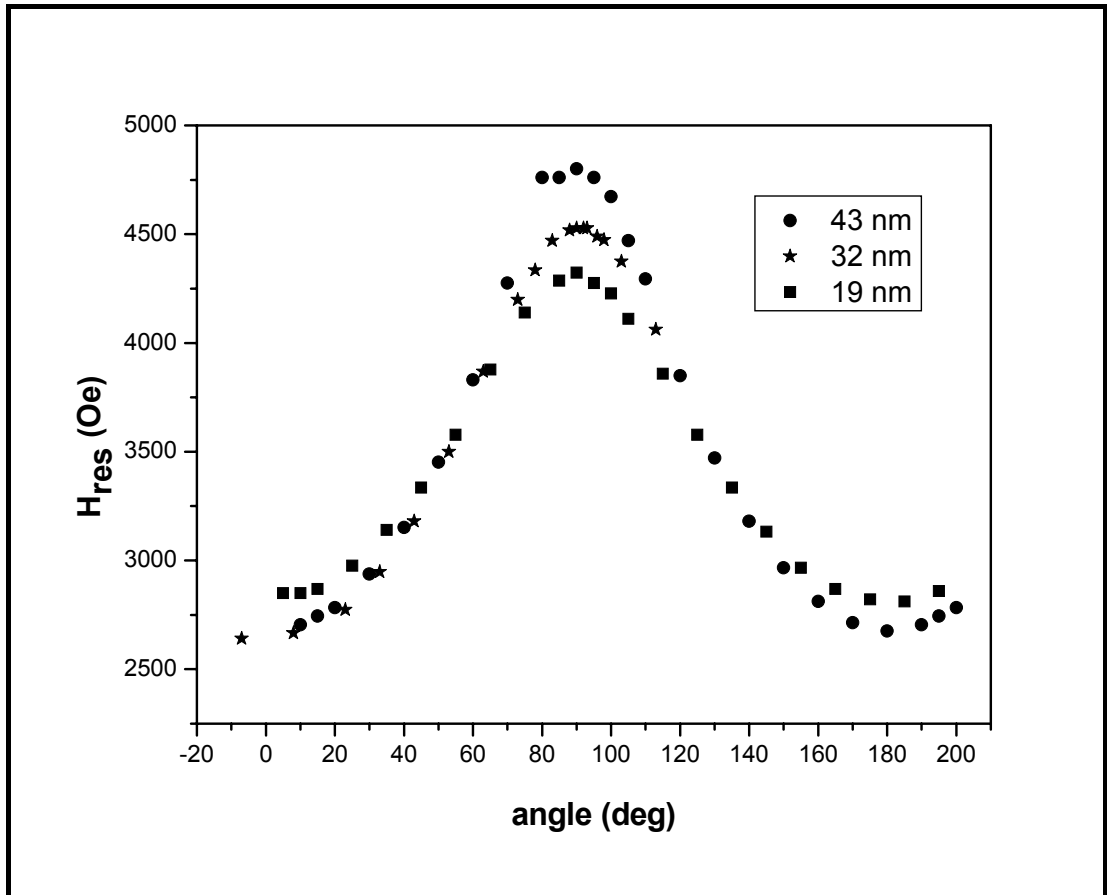
Şekil 4.26. Filmlerin dik doğrultudaki ESR spektrumları ve rezonans alanlarının karşılaştırılması



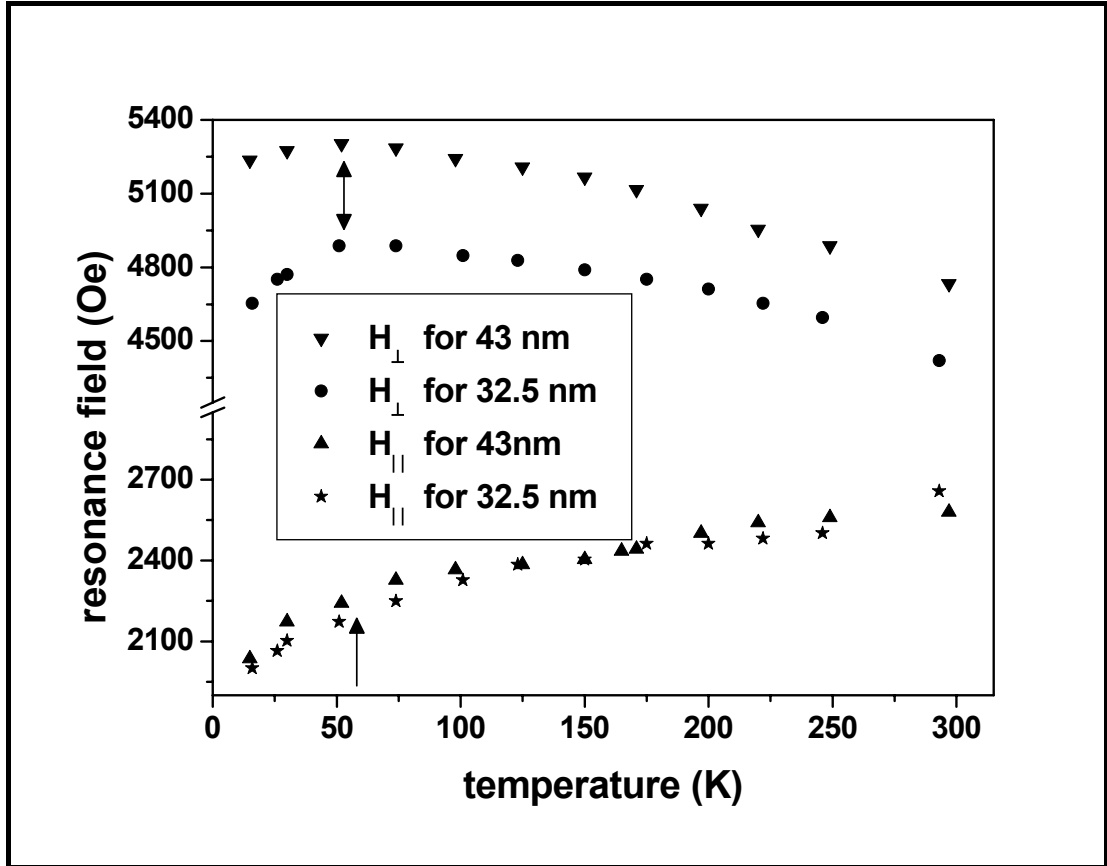
Şekil 4.27. Filmlerin paralel doğrultudaki ESR spektrumları ve rezonans alanlarının karşılaştırılması



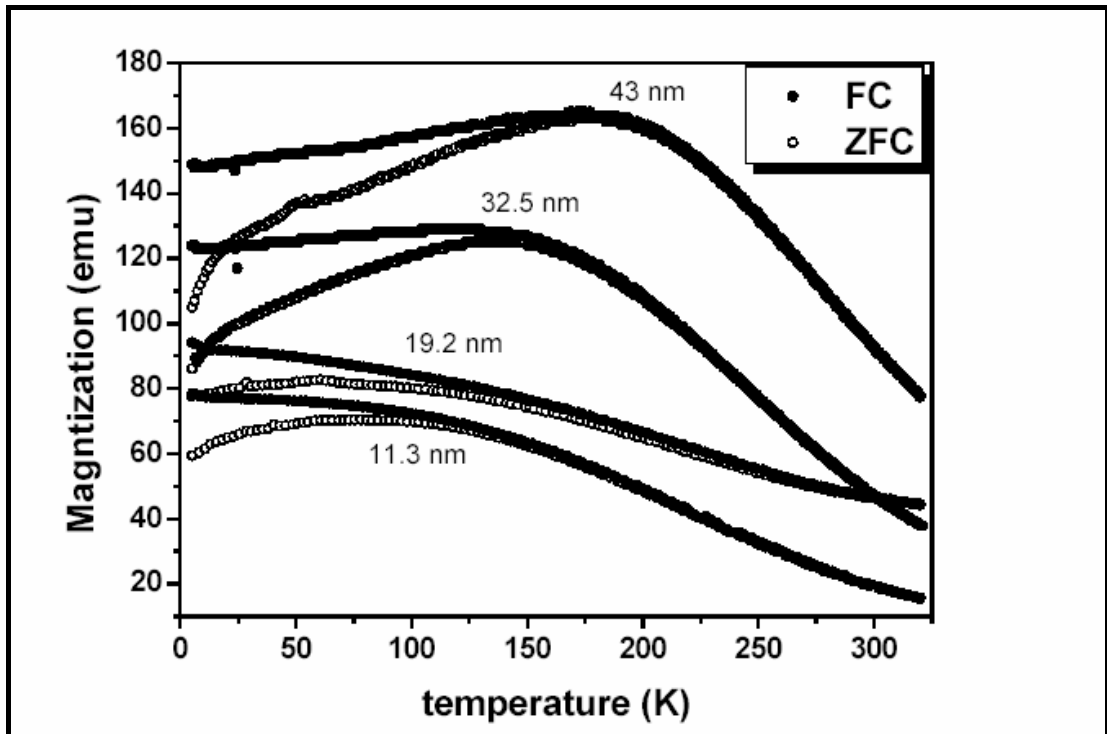
Şekil 4.28. Farklı kalınlıklardaki filmlerin pik genişliklerinin açı ile değişimi



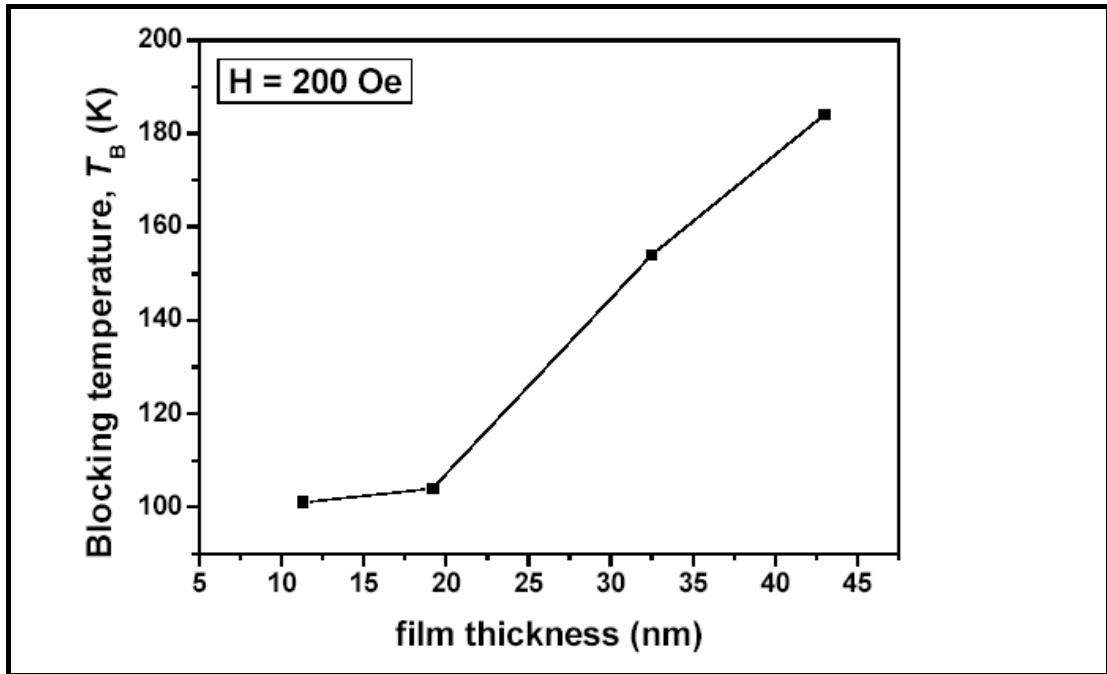
Şekil 4.29. Farklı kalınlıklardaki filmlerin rezonans alanlarının açı ile değişimi



Şekil 4.30. Farklı kalınlıklardaki filmlerin rezonans alanlarının sıcaklık ile değişimi



Şekil 4.31. Farklı kalınlıklardaki filmlerin SQUID Magnetometre ile manyetizasyonlarının ölçümleri



Şekil 4.32. SQUID Magnetometre ile yapılan ölçümler sonucu Blocking Sıcaklıklarının film kalınlıklarına göre değişimleri

5. CoCu FİLMLERİNDE ESR ÇALIŞMALARI

5.1. GİRİŞ

Bilgi depolama teknolojisindeki daha hızlı ve daha yoğun kapasiteli hafıza yapma talebinden dolayı son yıllarda kutuplanmış spinlerin taşınması (spin-polarized transport) alanındaki çalışmalar büyük ilgi görmektedir. İletim elektronlarının spin serbestlik derecelerini kullanan elektroniğin yeni dalı spintroniks çalışmalarında yeni cihazlar geliştirilebilmesi için mevcut yarı iletkenlerle yüksek oranda kutuplanmış spinier içeren manyetik malzemelerin uyumlu biçimde birleştirilmesi gerekmektedir [52 G. A. Piinz, 1995, 53 J. M. Kikkawa, 1999, 54 T. Jonker, 2001 - 55 Malajovich, 2001]. Şimdiye kadar yapılan başlıca çalışmalar metalik ferromagnet ile yarı iletkenlerin kombinasyonunda dayanan heteroyapılar üzerine yoğunlaşmıştır. [56 M. Johnson, 2001, 57 J. A. C. Bland, 2001, 58 F.G. Monzon, 1999, 59 P. R. Hammar, 1999]. Bununla birlikte, elektron spinlerinin ara yüzeylerden geçerken hala yüksek spin kutuplanmış durumlarını devam ettirebilmeleri zordur. Bunun ana sebebi iki malzeme arasındaki elektriksel iletkenliğin büyük ölçüde uyumsuz olmasıdır [60 G. Schmidl ve L. W. Molenkamp, 2001]. Dolayısıyla son zamanlarda ki gayretler büyük ölçüde mevcut yarıiletkenlerle kolay bir şekilde entegre olabilecek yüksek kutuplanmış spinli ferromanyetik yarıiletkenlerin geliştirilmesi konusuna yönelmiştir. [61 H. Munekata, 1989, 62 B. T. Jonker, 1993, 63 H. Ohno, 1996, 64 T. Fukumura, 1999, 65 H. Akinaga, 2000]. Bu yönde önemli gelişmeler olmasına rağmen [66 Y. Ohno, 1999] oda sıcaklığının üstündeki Curie sıcaklıklarında (T_c) problem hala geçerliliğini sürdürmektedir. [67 T. Dietl, 2000, 68 K. Takamura, 2001]. Bu bağlamda, Matsumoto ve *Diğ.* tarafından hazırlanan Co katkılı epitaksiyel TiO₂'nin oda sıcaklığı ferromagnetizması üzerinde hazırladığı son yazısı çok ilginçtir. [69 Y. Matsumoto, 2001]. TiO₂ görünür bölge ve yakın kızılötesi bandında mükemmel optik geçirgen, yüksek kırma indisi ve yüksek dielektrik sabiti gibi çok sayıda teknolojik önemi olan özelliklerinden dolayı son 20-30 yıldır büyük ölçüde çalışılmıştır. [70 P. K. Tien, 1971, 71 J. Rams, 1997, 72 F. A. Grant,

1959]. Şimdi seyreltik manyetik oksitlere ana madde olmakla yeni bir potansiyele sahiptir.

Biz bu çalışmada e-ışınlama tekniğiyle hazırlanmış CoCu filmlerinin manyetik özellikleri ESR metoduyla inceledik. Ölçümler 10-300 K'lık geniş bir sıcaklık aralığında ve DC manyetik alanın film düzlemine göre farklı yönelimleri için yapıldı. Oda sıcaklığında bile yapılan ölçümlerde manyetik bir düzenin kurulduğu görüldü. Buna ilaveten manyetik duygunlukta 50-80 K sıcaklık aralığında kobalt manyetik nano parçacıklar sisteminde spin-glass gibi davranmış olarak nitelediğimiz bir anomali gözlemlendi.

5.2. Örneklerin Karakterizasyonu

Farklı kalınlıklarda hazırlanan CoCu ince filmleri Si (100) alttaş üzerine e ışını yöntemi ile yüksek vakum ortamında hazırlandı. Deposizyon için 10^{-6} Torr'luk yüksek bir vakum odası kullanıldı. X-Işını difraksiyon ölçümleri ile örneklerin FCC yapısında olduğu çıkarıldı. [73 W.K.Park, 2002].

5.3. ESR Ölçümlerinin Sonuçları

Bölüm 3'de verilen şekillerde ESR Spektrometresi X Bandında yapılan ölçümler verilmiştir. Manyetik alanın film düzlemine paralel ve dik yönde yapılan ölçümleri bulunmaktadır. Bu şekillerden elde edilen sonuca göre genle olarak oda sıcaklığındaki ESR spektrumlarının Co miktarına bağlı olarak değiştiği görülmektedir. Hem çizgi şekli hem de rezonans alan değerleri dış alanın yönelimine bağlıdır ki bu da genel manyetizasyon alanının mevcut olduğuna işaret etmektedir. Mikro dalga güç soğurulması DC alanın film düzlemine paralel ve film düzlemine dik her spektrum için sıfır alandan başlamaktadır.

CoCu filmlerinin ESR sinyallerinin sıcaklığa bağımlılığı 10 - 300K arasında ölçüldü. DC alanın film düzlemine paralel olduğu geometrinin ESR spektrumu kalın CoCu örnek için Şekil 3.15'de verilmiştir. Başlıca özellikleri

aşağıdaki gibi verebileceğimiz ESR spektrumlarının sıcaklığa büyük oranda bağımlı olduklarını söyleyebiliriz: 1) Oda sıcaklığında görece olarak dar olan sinyaller örnek soğudukça genişlemekte ve en düşük sıcaklıklarda tamamen kaybolmaktadırlar; 2) Soğudukça çok geniş bir sinyal görülmekte ve özellikle 50-80 K civarında bu sinyalin şiddeti çok fazla büyümektedir. Daha düşük sıcaklıklarda (10-20K) Şiddet tekrar hızlı bir şekilde düşmektedir. ESR sinyallerinin şiddetlerinin sıcaklık bağımlılıkları Şekil.3.12'de gösterilmiştir. Örneklerimiz aynı zamanda 50-80K aralığında histerik bir davranış da sergilemektedirler.

5.4. Sonuç

Teknolojinin çok hızlı bir şekilde geliştiği günümüzde elektrik-elektronik sistemlerin çalışmaya başlamaları ile birlikte oluşturdıkları elektromanyetik alanlar, yakınlarındaki sistemleri etkileyerek istenmeyen durumlara sebep olurlar. Aynı zamanda etraflarındaki çalışan diğer sistemlerden de kendileri etkilenirler. Elektromanyetik olarak uyumlu (Electromagnetic Compatibility, EMC) bir sistem denildiğinde ise; kendi çalışmasıyla yakınındaki bir sistemi etkilemeyen ve etkilenmeyen sistem olmalıdır. Bu nedenle elektrik-elektronik, makine, ev cihazları, askeri sistemler, uzay teknolojisi cihazları, oyuncaklar, medikal sistemler, araçlar, aydınlatma sistemleri, kontrol sistemleri ve benzeri tüm elektrikli ürünler elektromanyetik olarak uyumlu bir şekilde çalışmak zorundadırlar. Elektromanyetik olarak yeterince korumaya sahip olamayan sistemler ise hem insanlar tarafından oluşturulan elektromanyetik alanlardan hem de tabii olarak oluşan elektromanyetik alanlardan etkilenecek tasarlandıkları performans kriterleri çerçevesinde çalışmalarında bozulmalar yaşamaktadırlar.

Elektromanyetik olarak uyumlu bir sistem tasarımı yapılırken üç temel unsura dikkat edilmek zorundadır. Bunlar; 1) Ekranlama, 2) Topraklama ve 3) Filtrelemedir. Yapmış olduğumuz araştırmamızda, magnetorezistiv malzemelerin çok düşük alanlarda bile manyetik olarak aktif hale gelmesinden dolayı, ekranlama etkinliğinin yansıtma ve yutma değerleri

açısından incelenmesiyle EMC uygulamalarındaki avantajları incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar ışığında, ekranlama malzemelerinde kullanılması mevcut uygulama teknikleriyle çok ciddi avantajlar sağlamaktadır. Elektrik elektronik sistemlerin ekranlanmasında karşılaşılan esneklik problemi bu malzemeler sayesinde ortadan kalkmaktadır. Çok ince polimer yüzeylere ince film şeklinde kaplanmasıyla birlikte uygulanabilen bu malzemeye, çok az bakır ya da gümüş katılması ile birlikte iletkenliği artmaktadır. İletkenliğinin artmasıyla birlikte ekranlama etkinliği de artmaktadır. Ekranlama etkinliğinin artışı ve aynı zamanda düşük alanlarda bile oluşan yutma özelliği sayesinde EMC için kritik iki unsurda oldukça elverişli bir şekilde kullanılmasını sağlamaktadır. Ayrıca bu özelliği sayesinde, EMC deneylerinde kullanılan tam ve yarı yansız odalardaki yüksek frekans yutucularının da yapımlarında kullanılabilecektir.

Hazırlanan filmler üzerinde yapılan ESR deneylerinden elde edilen sonuçları şu şekilde özetleyebiliriz;

Oda Sıcaklığı spektrumları: ESR spektrometresinde örneklerin iki yönelimi için (manyetik alanın film düzlemine paralel ve dik olduğu durumlar) X-bandında oda sıcaklığında ince CoCu örneklerde zayıf bir ESR sinyali gözlemlendi. Rezonans alanı 3250 Oe (g-değeri yaklaşık 2.15), çizgi genişliği pikten pike - 650 Oe olan bu sinyal yönelime bağımlı değildir. Bu sinyale iki yerden katkı beklenebilir: 1) silikon alttaşı içindeki para manyetik safsızlıklarda (Şekil 3.9'da), ve 2) para manyetik Co iyonlarından veya superparamanyetik kobalt parçacıklarından. Dik geometride (Şekil 3.16'da) yüksek kalınlıklara gidildikçe dar sinyalin şiddetinin (genliğinin) azaldığı görülmektedir

Yüksek sıcaklıklarda da hızlı spin-örgü durulma zamanından dolayı oda sıcaklığı ölçümlerinde kübik olarak yerleşmiş para manyetik Co iyonlarından ESR sinyali beklenmez. Genelde Co iyonlarında ESR sinyali düşük sıcaklıklarda (tipik olarak <30K) gözlenir [74 G.M. Zverev, 1962 75 JE. Yamaka, 1962, 76 Y. Miyaka, 1967]. Bununla birlikte bu olasılık bizim hazırlamış olduğumuz örneklerde görünmez, çünkü para manyetik Co⁺ iyonlarının ESR sinyalleri oldukça dar olmalı ve sıcaklık 10 K'ne düşerken

şiddetlenmelidirler (Curie-yasası davranışı), ama bizim gözlemimiz aksi olmuştur. Bunun anlamı izole olmuş Co iyonlarının konsantrasyonu yüksek duyarlıklı ESR tekniği ile gözlenemedi. Dolayısıyla, değiş-tokuşla çiftleşmiş Co iyonlarının veya birkaç nanometre mertebesinde bloklanmış metalik kobaltın daha kritik superparamanyetik parçacıklarının bu sinyali vermesi çok daha olasıdır.

Oda sıcaklığında kalınlığın artmasıyla şiddetlenen geniş bir ESR sinyali (Çizgi genişliği 2000-3000 Oe) görülmektedir. Bu sinyal örnekte ferromanyetik fazın işareti olarak alınabilir. Bunun anlamı filmin ortalama şekil anizotropisinin etkili olduğudur. İnce bir tabakaya dik yönde uygulanmış statik manyetik alan için bilinen $h\nu = g/3(H - 47cM_s)$ Kittel FMR eşitliği kullanılarak efektif mıknatıslanma değeri 135 emu/cm^3 olarak tahmin edilebilir. Bunun mertebesi statik mıknatıslanma birimleri ile elde edilen değerden büyüktür. Bu çelişkinin olası nedeni FMR örnek hacmi üzerinden ortalamasına değil yerel konsantrasyonuna bağlı olmasıdır. Bunun yanı sıra bazı kristal ve yüzey anizotropilerin katkıları olabilir ve bu katkılar ESR datalarında daha yüksek "etkin" mıknatıslanma değeri verebilirler.

Düşük Sıcaklık Davranışı: Düşük sıcaklık ölçümlerinde ($T < 20\text{K}$) CoCu filminde para manyetik iyonlardan kaynaklanan ESR sinyalleri görülememiştir. [74 G.M. Zverev, 1962, 75 E. Yamaka, 1962, 76 Y. Miyaka, 1967]. İkinci olarak ESR sinyali şiddetlerinin çok aşırı bir yükselişin sıcaklığın 100K nin altına düşmesiyle ortaya çıkmasıdır (Şekil 3.21). Biz bu davranış sistemde kalın CoCu filminin ferromanyetik nano parçacıklar arasında meydana gelen uzun mesafe dipol-dipol etkileşimleri ve anizotropi alanından kaynaklanan spin-glas tipi bir düzen olduğu şeklinde yorumladık. Başka çalışmalarda da manyetik parçacık sistemlerinin bu spin-glas tipi davranışı mevcuttur [77 A. Hernando, 1999, 78 S. Sankar, 2000, 79 S. Yamamuro, 1999, 80 G. A. Held, 2001]. Gerçekte eğer ferromanyetik parçacıklar yeterince küçük iseler (50nm'den daha küçük boyutlarda), manyetik domain duvarları kararsızdır ve nano parçacık sadece tek bir manyetik domainidir. Dışardan bakıldığında, bu gibi nano parçacıklar bütün manyetik atomların spinlerinin toplamının oluşturduğu tek bir büyük süper spinler topluluğu gibi

görülebirlirler. Her bir nano-parçacıkta örgü yüzey ve şekil manyeto statik alanı ile süper spinin etkileşmesinden kaynaklanan yerel bir manyetik anizotropi vardır. Sıcaklık yüksek olduğu zaman, termal dalgalanmalar bu anizotropi enerjisinden baskındır ve nanoparçacıkların manyetizasyonunu neredeyse serbest bir şekilde döndürebilirler. Bu durumda nano-parçacıkların manyetizasyonunun zaman üzerinden ortalaması sıfıra yakındır ve bu nano-parçacıklar gurubu superparamagnet olarak isimlendirilirler. Düşük sıcaklıklarda süper spin belli bir yönde moment verecek şekilde nano-parçacıkların enerjik olarak elverişli olduğu bir eksen boyunca (kolay eksen) yönelir. Eğer nano-parçacıklar sistemi yeteri kadar seyreltik ise, bu nano parçacıkların kendi arasındaki (interparticle) etkileşmeleri ihmal edilebilir ve bloklanma sıcaklığı altında donmuş bir durumda bunların manyetik özellikleri sadece bireysel nano-parçacıklarının fiziksel özelliklerine ve dış manyetik alana bağımlı olur. Bununla birlikte, daha yüksek yoğunluklu durumda uzun-mesafe dipol-dipol etkileşmesi nano parçacıklar grubunun davranışlarını güçlü bir şekilde etkiler. Sistem soğutulduğu zaman nano parçacıkların manyetik momentleri bireysel olarak değil, anizotropi alanlarının kombinasyonu ve çevredeki nano parçacıkların dipol alanlarının oluşturduğu yerel bir manyetik alanda donarak parçacık kolay eksen boyunda rasgele yönelirler. Böylece spin-glass tipi donmuş bu sistem dış manyetik alan, sıcaklık ve yönelime bağımlılığın yanı sıra nano parçacık yoğunluğuna da bağımlı hale gelir.

Bu sonuçlarla ışığında, magnetorezistiv malzemelerin manyetik ve elektriksel olarak birlikte değerlendirilmesi ile EMC uygulamalarında oldukça elverişli yeni nesil ürünler ortaya çıkabilecektir. Spinlerin oda sıcaklığındaki vermiş olduğu mıknatıslanma değeri ve dipol dipol etkileşmeleri ile çok düşük bir manyetik alan uygulanması ile birlikte çok büyük enerji yutabilme kabiliyetinden dolayı tam ve yarı yansız odalarda halen kullanılmakta olan karbon emdirilmiş süngerler yerine elektromanyetik alan yutması amacıyla kullanılabilecektir. Diğer elektrik-elektronik sistemlerin ortama yaydıkları elektromanyetik alanların da engellenebilmesi amacıyla her türlü cihazın iç kısımlarına kaplanması ile birlikte, cihazların yayacakları elektromanyetik alanlara engel olunabilecektir.

EMC uygulamalarında yaygın bir şekilde kullanılan ekranlama malzemelerinin yüzeylerinin, ince film kaplama teknolojisiyle çok ince bir tabaka halinde GMR malzemeleri ve Manyetik bir malzeme ile kaplanmasıyla birlikte yüksek frekans bölgesindeki yayınımların, cihazın haricindeki diğer cihazları etkilemesinin ve aynı zamanda harici etkilerden dolayı cihazın kendi çalışmasını bozucu etkilerinin de önüne geçilmiş olacaktır.

KAYNAKLAR

- 1 R.F. Soohoo, Magnetic Thin Films, 1965
- 2 F. Apaydın, Manyetik Rezonans, 1991
- 3 C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", 1986
- 4 M. Özdemir, "Ferromanyetik Alaşımlarda Spin Dalga Rezonansı İncelemeleri", Y. Lisans Tezi, 1991.
- 5 F. Apaydın, Manyetik Rezonans Temelleri, 1991
- 6 G.T. Rado ve J.R. Weertman, Phys. Rev., 94, 1386, (1956)
- 7 P.E. Tannenwald and M.H. Seavey, Jr. Phys. Rev. 105, 377 (1957)
- 8 R.F. Soohoo, Magnetic Thin Films, Harper & Row Publisher Inc. 1965
- 9 C. P.Slichter, Principle of Magnetik Resonance; Harper and Row, (1963) Newyork.
- 10 Yu. Marchokov and Yu.K. Levin, Sensors and Actuators A, 25-27 (1991) 759.
- 11 Z. Frait, D. Fraitova and L. Pust, J. Magn. Magn. Mat. 54-57,(1985)
- 12 . C. P.Slichter, Principle of Magnetik Resonance; Harper and Row, (1963).
- M.N. Baibich et all, Phys.Rev.B 61 (1988) 2472
- 13 R.L. Sommer and C. L. Chien, Appl. Phys. Lett., 67 (1995) 857.
- G.Binasch, P.Grunberg, F.S. Saurenbach, W. Zinn, Phys. Rev.B 39 (1989)4828
- 14 C. Vittoria and H. Lessoff, Phys. Rev.Let., 37, 53 (1976)
- 15 P.E. Wigen, Thin Solid Films, 114, 135 (1984)
- 16 N.F. Mott, Adv. Phys. 13, pp. 325 ff, 1965
- 17 Meservey and Tedrow, Phys. Rep. 238, 173 (1994)

- 18 B. Aktas, Thin Solid Films 307 (1994) 250-259.
- 19 G.T. Rado and J.R. Weertman, J. Chem. Solids., 11,315-333 (1959)
- 20 M. Sparks, Phys. Rev. B,1 3869 (1970)
- 21 F. Yıldız, "GMR Malzemelerin Empedanslarının ve Magnetik Alan Bağımlılıklarının İncelenmesi", Doktora Tezi, 2004.
- 22 C. Kittel, Phys. Rev., 110, 1295-1297 (1958)
- 23 N. Bloembergen, Phys Rev., 78, 572-580 (1950).
- 24 C. Kittel and A.H. Mitchell, Phys. Rev., 73, 155-161 (1958)
- 25 B. Aktaş and M. Özdemir, Physica B, 193, 125 (1994)
- A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, D. Rao, A. Starr, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutlen, S. Thomas, J. Appl. Phys., 73 (1993) 5320.
- 26 B. Aktas, M. Ozdemir, Y. Oner, Physica B 252 (1998) 138-148.
- 27 G.T. Rado, Phys. Rev. B, 18, 6160 (1978)
- 28 Maksymowicz L. J. ve Sendorek D, J. Magn. Magn. Mater. 37 (1983) 177-188.
- 29 Y. Öner, M. Özdemir and B. Aktaş, J. Mag. And Mag. Mat. (1994)
- 30 K. V. Rao, F. B. Humphrey and J. L. Costa-Kramer, J. Appl. Phys., 76 (1994) 6204
- 31 T. Masumoto, I. Ohnaka, I. Inoue, and M. Hagiwara, Scripta Metall, 15 (1981)
- 32 M. Knobel, M. L. Sanchez, J. Velazquez, J. Phys.: Condens. Matter., 7 (1995) LI 15.
- 33 V.E. Makhotkin, B.P. Shurukhin, V.A. Lopatin, P. Yu. Marchokov and Yu.K. Levin, Sensors and Actuators A, 25-27 (1991) 759.

- 34 F.L.A. Machado, C.S. Martins, S.M. Razende, Phys. Rev. B 51 (1995) 3926.
- 35 M. Tejedor, B. Hernando, M.L. Sanchez, M. Vazquez, M. Knobel, J. Mang. Magn. Mater., 152(1996) 191.
- 36 R.L. Sommer and C. L. Chien, Appl. Phys. Lett., 67 (1995) 857.
- 37 M. Vazquez, M. Knobel, M.L. Sanchez, R. Valanzuela, A.P. Zhukov, Sensors and Actuators A 59 (1997) 20.
- 38 L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Electrodynamics of Continuous Media, Pergamon, Oxford, 1975, p. 195.
- 39 Björklöf Dag, Compliance Engineering, 1999
- 40 M. Knobel, M.L. Sanchez, C. Gomez-Polo, P. Marin, M. Vazquez and A. Hernando, J. Appl. Phys, 79 (1996) 1646.
- 41 M.L. Sanchez, R. Valenzuela, M. Vazquez and A. Hernando, J. Mater. Res., 11 (1996)2486.
- 42 H. Sato, P.A.Schroeder, J.M.Slaughter, W.P.Pratt, Jr., and W.Abdul-Razzaq, Superlattices Microstruct., 4, N45, (1987).
- 43 M. N.Baibich et al., Phys. Rev. Lett. **61**, p.2472 (1988).
- 44 P.M.Levy, Solid State Phys. 47, p.367 (1994).
- 45 J.Q.Xiao, J.Samuel Jiang, C.L.Chen, Phys. Rev. Lett., **68**, N25, p.2472, (1988).
- 46 Z.J.Wang, S.Mitsudo, K.Watanable et.al., Journ. of Magn. and Magn. Mat., 176 p.127, (1997).
- 47 JJ.Krebs, P.Lubitz, A.Chaiken, G,A.Prinz, J. Appl. Phys, 68, N8 p.4795, (1988).

- 48 A.B.Rinkevich, L.N.Romashev, V.V.Ustinov, JETP, 117, N5, p.960, (2000).
- 49 D.P.Belozorov, A.G.Ravlik, B.Z.Rameev, S.T.Roschenko, I.G.Shipkova, S.I.Tarapov, Intern. Journ. of Infrared and Millimeter Waves, 21, N10, p.1627, (2000).
- 50 A.B.Rinkevich, L.N.Romashev, V.V.Ustinov, JETP, 117, N5, p.960, (2000).
- 51 D.P.Belozorov, A.G.Ravlik, B.Z.Rameev, S.T.Roschenko, I.G.Shipkova, S.I.Tarapov, Intern. Journ. of Infrared and Millimeter Waves, 21, N10, p.1627, (2000).
- 52 G.A. Prinz,, Physics Today 48 (1995)
- 53 j.M. Kikkawa, D.D. Awschalom, Nature (London) 397 (1999) 139
- 54 B.T. Jonker, Y.D. Park, B.R. Bennett, H.D. Cheong, G. Kioseoglu, A. Petrou, Physics Rev. B., 62 (2000) 8180
- 55 I. Malajovich, J.J. Berry, N. Sarmath, D.D. Awschalom,, Nature (London)2001
- 56 M. Johnson, Physica E (Amsterdam) **10** (2001) 472.
- 57 J. A. C. Bland, A. Hirohata, C. M. Guertler, Y. B. Xu, M. Tselepi, J. Appl. Phys. 89(2001)6740.
- 58 F.G. Monzon, M.L. Roukes, J. Magn. Magn. Mater. **198-199** (1999) 632.
- 59 P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang, M. Johnson, Phys. Rev. Lett. 83 (1999)203.
- 60 G. Schmidt and L. W. Molenkamp, J. Appl. Phys. 89 (2001) 7443.
- 61 H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, A. Segmiiller, L. L. Chang, and L. Esaki, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1849.

- 62 B. T. Jonker, L. D. Peterson, and J. J. Krebs, J. Appl. Phys. 73, 5742 (1993).
- 63 H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, Appl. Phys. Lett. 69 (1996) 363.
- 64 T. Fukumura, Z. Jin, J. A. Ohtomo, H. Koinuma, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. 75(1999)3366.
- 65 H. Akinaga, S. Nemeth, J. De Boeck, L. Nistor, H. Bender, G. Borghs, H. Ofuchi, and M. Oshima, Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 4378.
- 66 Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Oino, and D. D. Awschalom, Nature (London) 402 (1999) 790.
- 67 T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, Science 287 (2000) 1019.
- 68 K. Takamura, F. Matsukura, Y. Ohno, and H. Ohno, J. Appl. Phys. 89 (2001) 7024.
- 69 Y. Matsumoto ve diğerleri., Science 291 (2001) 854.
- 70 P. K. Tien, Appl. Opt. 10 (1971) 2395.
- 71 J. Rams, A. Tejeda, and J. L. Cabrera, J. Appl. Phys. 82 (1997) 994.
- 72 F. A. Grant, Rev. Mod. Phys. 31 (1959) 646; J. B. Goodenough, Prog. Solid State Chem. 5 (1971) 145; V. E. Henrich, Rep. Prog. Phys. 48 (1985) 1481.
- 73 W.K.Park, R.J.Ortega-Hertogs, J.S.Moodera, A. Punnoose, M. S. Seehra. J. Appl. Phys. (2002), J. Appl. Phys. 91 (2002) 8093.
- 74 G.M. Zverev, A.M. Prokhorov. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 43 (1962) 422.
- 75 J. E. Yamaka, R.G.Barnes. Phys.Rev. 125 (1962) 1568.
- 76 Y. Miyake. Physics Lett. A24 (1967) 635.
- 77 A. Hernando. J.Phys.: Condens. Matter 11 (1999) 9455.
- 78 S.Sankar, D.Dender, et al. J. Magn. Magn. Mater. 221 (2000) 1-9.
- 79 S. Yamamuro, K. Sumiyama, T. Kamiyama, and K. Suzuki J. Appl. Phys. 86 (1999)5726.
- 80 G. A. Held, G. Grinstein, H. Doyle, Shouheng Sun, C. B. Mun-ay, Phys.Rev. B 64(2001)012408.

ÖZGEÇMİŞ

1972 yılında Balıkesir'in Sındırgı ilçesinde doğdu. İlk öğrenimini Sındırgı'da tamamladı. Orta Öğrenimine Bursa'da başlayıp Balıkesir'de tamamladı. 1990 yılında Selçuk Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Bölümünde lisans öğrenimine başladı. 1994 yılında buradan mezun olarak aynı yıl Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Malzeme Bilimi ve Mühendisliği Bölümü'nde Yüksek Lisans öğrenimine başladı ve 1997 yılında tamamladı. 1997 yılında başladığı Doktora öğrenimine halen devam etmektedir.