

FERROMAGNETİK ALAŞIMLARDA SPİN DALGA

REZONANSI İNCELEMELERİ

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi
Mustafa Özdemir


Hacettepe Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetmeliğinin
Fizik Bilim Dalı İçin Öngördüğü
BİLİM UZMANLIĞI TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır

Ocak-1991

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ'NE,

İşbu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Bilim Dalında BİLİM UZMANLIĞI TEZİ olarak kabul edilmiştir.

(DOÇ.DR. BEKİR AKTAŞ)

BAŞKAN : 

(PROF.DR. FEVZİ APAYDIN)

ÜYE 

(DOÇ.DR. YILDIRHAN ÖNER)

ÜYE : 

ONAY

Yukarıdaki imzaların, jüri üyelerine ait olduğunu onaylarım.

...../...../1991



PROF.DR. DİNÇER ÜLKÜ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

TEŞEKKÜR

Tez konusunu bana öneren ve çalışmalarım esnasında destek ve yardımlarını esirgemeyen tez yöneticim sayın Doç. Dr. Bekir Aktaş'a en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Örneklerin hazırlanmasındaki yardımlarından ötürü sayın Doç. Dr. Hüseyin Zafer Durusoy'a, Araş. Gör. İbrahim İnceç'e ve çalışmalarım sırasında bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım Doç. Dr. Yıldırhan Öner'e de ayrıca teşekkürü bir borç bilirim.

ÖZET

$Fe_{15}Ni_{85}$ ve Au_xFe_{1-x} alaşım ince filmler üzerinde "Spin dalga rezonansı (SDR)" incelemeleri yapıldı. $Fe_{15}Ni_{85}$ ince filmlerinin SDR spektrumları oda sıcaklığında, magnetik alanla filmin yüzeyi arasındaki açının fonksiyonu olarak kaydedildi. Au_xFe_{1-x} filminin spektrumları aynı zamanda sıcaklığın fonksiyonu olarak çizdirildi. Bu spektrumlardan çeşitli modlara karşı gelen soğurma eğrilerinin şiddetleri ve rezonans alan değerlerinin uygulanan magnetik alanın yönüne göre değişimi belirlendi. Spektrumlar ilk kez tarafımızdan hazırlanan bir modelle yorumlanarak değiş-tokuş etkileşme parametresi (D), spektroskopik yarıлма faktörü (g) ve doyum mıknatıslanma değeri (M_0) hesaplandı. Ayrıca $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filmi, saf nikel, demir ve $Fe_{10}Ni_{90}$ alaşımı ile her iki yüzeyden kaplanarak yüzey anizotropisinin SDR spektrumları üzerindeki etkisi incelendi.

SUMMARY

"Spin Wave Resonance (SWR)" studies have been carried out on the thin films of $Fe_{15}Ni_{85}$ and Au_xFe_{1-x} alloys. SWR spectra of thin films of $Fe_{15}Ni_{85}$ alloys have been recorded as a function of the angle between the magnetic field and the surface of the film at room temperature. Spectra of Au_xFe_{1-x} alloys have been taken as a function of temperature as well. The absorption lines intensities and resonance values of various modes have been obtained from these spectra for various magnetic field direction. Spectra have been interpreted by using a model we suggested and exchange parameter (D), spectroscopic splitting factor (g), and saturation magnetization (M_0) have been computed. The effect of the surface anisotropy on the SWR spectra have been investigated on $Fe_{15}Ni_{85}$ thin film alloys sandwiched by pure nickel, iron and $Fe_{10}Ni_{90}$ alloy.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	iv
SUMMARY.....	v
İÇİNDEKİLER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL BİLGİLER.....	5
2.1. Ferromagnetizma.....	5
2.2. Ferromagnetik Rezonans (FMR).....	7
2.3. Spin Dalgaları.....	13
2.4. Spin Dalga Rezonansı (SDR).....	18
3. KURAMSAL YÖNTEM (MODEL).....	22
3.1. Denge Durumunda Etkin Alanın Belirlenmesi...23	
3.2. Mıknatıslanma için Hareket Denklemleri ve Çözümü.....	25
3.3. Magnetik Alınganlık ve Soğurma Bağıntısının Türetilmesi.....	27
3.4. Yüzey Anizotropisinin Etkisi.....	29
3.5. Teorik Spektrumlar.....	32
4. DENEYSEL BULGULAR.....	50
4.1. Örneklerin Hazırlanması.....	50
4.2. Fe ₁₅ Ni ₈₅ Alaşım Filmi.....	51
4.3. Nikel ile Kaplanmış Fe ₁₅ Ni ₈₅ Alaşım Filmi...57	
4.4. Fe ₁₀ Ni ₉₀ Alaşımı ile Kaplanmış Fe ₁₅ Ni ₈₅ Alaşım Filmi.....	61
4.5. Au-Fe Alaşım Filmi.....	61

İÇİNDEKİLER DİZİNİ (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
5. SONUÇ ve YORUM.....	71
5.1. Modelle Deneyden Elde Edilen Sonuçların Karşılaştırılması.....	71
5.2. Simulasyon.....	74
DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ.....	87
EKLER.....	88
Ek-1.....	89
Ek-2.....	95

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞekilSayfa

- 2.1. Bir çok bölgelerden (domain) oluşmuş bir ferromagnetik madde içinde spinlerin yönelimleri...7
- 2.2. Komşu spinlerin yönelmesine göre ortaya çıkan spin dalgaları; Burada a spinlerin ait oldukları örgüdeki atomlar arası uzaklığı L' 'de film kalınlığını göstermektedir. S herbir atomun spinini, S_1 'de dönme düzlemindeki izdüşümünü göstermektedir. a) Spinlerin presesyon hareketinin belli bir andaki perspektif görünüşü; b) Spinlerin presesyon hareketinin üstten görünüşü;.....14
- 2.3. Basit bir ferromagnetik maddede taban enerji durumunda spinlerin sıralanışı.....15
- 2.4. a) Uniform modda film kalınlığı boyunca dizilmiş spinlerin presesyon hareketinin her hangi bir andaki görünüşü; b) Birinci modda spinlerin presesyon hareketinin anlık durumu Ortadaki spinin presesyon genliğinin daha büyük olduğuna dikkat edilmelidir. Burada L film kalınlığını göstermektedir.....20

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

ŞekilSayfa

- 2.5. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması durumunda filmin içindeki spin dalga modlarının davranışı, Burada yatay eksen film kalınlığı boyunca alan eksenini, düşey eksen de mıknatıslanmanın enine bileşeninin genliğini temsil etmektedir.....21
- 3.1. Film x,y düzleminde. z-ekseni film yüzeyine diktir. Magnetik alan ve mıknatıslanma vektörleri yz düzleminde olup y-ekseni ile yaptıkları açılar sırasıyla θ ve α 'dır. M_0 vektörünün yönü Z-ekseninin temsil eder. x ve X-eksenleri çakışık-tır ve mikrodalganın magnetik bileşeni bu doğrultu-dadır.....23
- 3.2. Yüzey anizotropisinin sonlu ve sonsuz olduğu durumda ilk üç moda ait spin dalga genliklerinin film yüzeyindeki sonlanmaları. Burada Kesikli çizgi $K_{yüz}$ 'ün sonsuz, sürekli çizgi ise $K_{yüz}$ 'ün sonlu olmasına karşı gelmektedir.....31
- 3.3. Çeşitli θ değerleri için teorik SDR spektrumları. Spektrumların bağlı olduğu parametreler ilgili spektrumun hemen solunda verilmiştir. Spektrumların gerçek

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
şiddetleri sağ tarafta görülen ($A_{max}-A_{min}$) değeri ile gösterilmiştir.....	34
3.4. Farklı açılarda modelden hesaplanan SDR spektrumları. Parametrelerin açıklaması Şekil 3.3. deki gibidir.....	35
3.5. Değişik açılar için modelden hesaplanan SDR spektrumları.....	36
3.6. Değişik açılarda modelden hesaplanan SDR spektrumları. Burada çizgi genişliğinin açıyla değişimine dikkat edilmelidir.....	37
3.7. Modelden elde edilen SDR spektrumlarının çeşitli modlara karşı gelen rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi, Parametreler Şekil 3.3.'dekilerle aynıdır.....	39
3.8. Modelden hesaplanan SDR spektrumları için ardışık modlara karşı gelen rezonans alan değerleri arasındaki farkların ($H_r^{n+1}-H_r^n$) açıyla değişimi. Burad n tek sayı olup mod numarasını gösterir. H_r^n ise n. mod için rezonans alan değeridir.....	40
3.9. Değişik film kalınlıkları için modelden hesaplanan SDR spektrumları, Film kalın-	

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

SekilSayfa

- lığı dışındaki parametreler sabit tutuldu ve değerleri şekilde verildi.....41
- 3.10. Değişik film kalınlıkları için modelden hesaplanan SDR spektrumları.....42
- 3.11. Değiş-tokuş etkileşme parametresinin (A) çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları.....43
- 3.12. Değiş-tokuş etkileşmesi A'nın çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları.....44
- 3.13. Sönüm parametresinin değişik değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları. Diğer parametreler şekilde gösterildiği gibi sabit tutuldu.....45
- 3.14. Doyum mıknatıslanma parametresinin çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları. Diğer parametreler şekilde gösterildiği gibi sabit tutuldu.....47
- 3.15. Yüzey anizotropi parametresinin çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları. Diğer parametreler şekilde gösterildiği gibi sabit tutuldu.....48

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

SekilSayfa

- 3.16. Yüzeş anizotropi parametresinin çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları.....49
- 4.1. Cam alttaş üzerine hazırlanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ ince filminin çeşitli açılarda kaydedilen SDR spektrumları. Açılar ilgili spektrumun üzerinde verilmiştir.....56
- 4.2. Cam alttaş üzerine hazırlanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ ince filminin çeşitli açılarda kaydedilen SDR spektrumları. Açılar ilgili spektrumun üzerinde verilmiştir.....57
- 4.3. Cam alttaş üzerine hazırlanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filminin 1.modun rezonans alan değerlerinin θ 'ya göre değişimi; Burada θ film düzlemiyle durgun magnetik alan arasındaki açıdır. Sürekli çizgi modelden hesaplanan değerleri göstermektedir.....59
- 4.4. Değişik modlar için rezonans alan değerlerinin n^2 'ye karşı grafiği, Bu grafiğin eğimi $D.(\pi/L)^2$ olup değiş-tokuş etkileşme parametresi ($D=2.A/Mo$) hakkında bilgi (Kooi, 1964) vermektedir.....60

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

SekilSayfa

- 4.5. Cam alttaş üzerine hazırlanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filminin 1.modunun şiddetinin teorik ve deneysel olarak açıya göre değişimi, Burada sürekli çizgi modelden hesaplanan değerleri göstermektedir.....60
- 4.6. Saf nikel ile her iki yüzeyden kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ ince filminin çeşitli açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları. Açılar ilgili $Fe_{15}Ni_{85}$ ince filminin çeşitli açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları. Açılar ilgili spektrumun üzerinde verilmiştir.....62
- 4.7. Saf nikel ile her iki yüzeyden kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ ince filminin çeşitli açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları.....63
- 4.8. Her iki tarafı nikel ile kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filminin birinci moda karşı gelen rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi. Modelden deneye uyarlanarak elde edilen değerler sürekli çizgiyle gösterilmiştir..64
- 4.9. Her iki tarafı nikel ile kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filminin deneysel rezonans alanlarının n^2 'e karşı grafiği.....65
- 4.10. $Fe_{10}Ni_{90}$ ile her iki yüzeyden kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım ince filminin çeşitli

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

ŞekilSayfa

- açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları.
Açılar ilgili spektrumun üzerinde
gösterilmiştir.....66
- 4.11. Fe₁₀Ni₉₀ ile her iki yüzeyden kaplanmış
Fe₁₅Ni₈₅ alaşım ince filminin çeşitli
açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları.
Açılar ilgili spektrumun üzerinde
gösterilmiştir.....67
- 4.12. Fe₁₀Ni₉₀ alaşımı ile her iki tarafı kaplan-
mış Fe₁₅Ni₈₅ alaşım filminin birinci
moduna karşı gelen rezonans alan değer-
lerinin açıyla değişimi, sürekli çizgi
modelden bulunan değerleri göstermektedir.....69
- 4.13. Cam alttaş üzerine hazırlanmış Au-Fe alaşım
ince filminin iki ayrı sıcaklık için dik
ve paralel pozisyonda kaydedilmiş SDR
spektrumları. Açı ve sıcaklıklar ilgili
spektrumun üzerinde verilmiştir.....70
- 4.14. Au-Fe alaşımında çeşitli modlara ait rezonans
alan değerlerinin açıyla değişimi, sürekli
çizgiler modelden deneye uyarlanarak bulunan
değerleri göstermektedir.....71

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

SekilSayfa

- 4.15. Au-Fe alaşımı için SDR spektrumlarından elde edilen doyum mıknatıslanma değerinin sıcaklıkla değişimi.....72
- 4.16. Au-Fe alaşımı için SDR spektrumlarından elde edilen spektroskopik yarıлма faktörünün (g) sıcaklarından elde edilen spektroskopik yarıлма faktörünün (g) sıcaklıkla değişimi.....72
- 4.17. Çeşitli sıcaklıklar için rezonans alanlarının mod numarası n'in karesine göre grafikleri. Sürekli çizgiler deneysel değerleri en iyi temsil edebilecek doğrulardır. Bunların eğimi $D.(\pi/L)^2$ parametresini verir.....73
- 4.18. Au-Fe alaşımı için Şekil 4.17. daki eğrilerden elde edilen $D.(\pi/L)^2$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi.....73
- 5.1. Rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi, Burada açı film yüzeyi ile dışarıdan uygulanan magnetik alan arasındaki açıdır. Yıldızlar deneysel verileri, sürekli çizgi modelden elde edilen değerleri, kesikli çizgi ise Bloembergen tarafından önerilen rezonans alan değerlerinin açıyla değişimine karşı gelmektedir.....75

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

SekilSayfa

- 5.2. SDR spektrumunun birinci moduna karşı gelen rezonans çizgisinin şiddetinin açıyla değişimi. Modelden elde edilen değerleri sürekli çizgi ile verilmektedir. Yıldız işaretlileri ise, deneysel değerlere karşı gelmektedir.....76
- 5.3. Au-Fe alaşımı için 300 K de dik geometri için elde edilen SDR spektrumu.....81
- 5.4. Yüzey anizotropisinin farklı üç değeri için simulasyon yoluyla elde edilen SDR spektrumları. Parametreler ilgili spektrumun üzerinde verilmiştir.....83
- 5.5. Saf demirle iki yüzeyden kaplanmış Fe₁₅Ni₈₅ alaşım filminin dik geometri için kaydedilen deneysel SDR spektrumu.....84
- 5.6. Yüzey anizotropisinin farklı iki değeri için simulasyon yoluyla elde edilen SDR spektrumları. Dikdörtgen çerçeveler içinde çeşitli modlar için filmde oluşan spin dalgaları görülmektedir.....85
- 5.7. Paralel pozisyonda demirle kaplanmış Fe₁₅Ni₈₅ alaşım filminin deneysel SDR spektrumu.....86

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

ŞekilSayfa

- 5.8. Yüzey anizotropisinin farklı iki değeri için simulasyondan elde edilen SDR spektrumları..87



1. GİRİŞ

Deneysel Ferromagnetik Rezonans çalışmaları, ilk kez tek bir rezonans çizgisinin dinamiği ile başladı. Bu çalışmalardan sonra Kittel (1948), birçok rezonans çizgiden oluşan Ferromagnetik Rezonans spektrumunun gözlenebileceğini ileri sürdü. Ardından Rado (1954) ilk kez bir çok çizgiden oluşan Ferromagnetik Rezonansı "Spin Dalga Rezonansı" (SDR) olarak adlandırdı. Ayrıca 1954 yılında yayınladığı bir başka makalesinde, durgun magnetik alan içindeki her hangi bir magnetik malzemenin dış yüzeylerinde, mıknatıslanma gradyentinden dolayı Yüzey Spin Dalgaları (YSD) oluşacağını ileri sürdü. Spin Dalga Rezonansı hakkındaki bu ilk çalışmalardan sonra Kittel (1956), spin dalga rezonansının gözlenmesi için gerekli olan deneysel şartları belirledi. Kittel, o çalışmasında, ince magnetik filmlerin duran spin dalgaları için iyi bir ortam olacağını gösterdi. Yukarıda sözü edilen temel bilgiler ışığında, deneysel olarak spin dalga rezonansı ilk defa 1958 yılında Seavey ve Tannenwald tarafından gözlemlendi.

Günümüzdeki teknik gelişmeler SDR'nin deneysel olarak ferromagnetik ve ferrimagnetik maddelerde gözlenmesini sağlamıştır. Bu tür örnekler için mikrodalga frekansı bölgesinde uygulanan durgun magnetik alan, yöneline göre (0.1-1) Tesla basamağında olmaktadır.

Antiferromagnetik örneklerde ise, daha yüksek durgun magnetik alanlara ihtiyaç duyulduğundan (10 Tesla) SDR çalışmalarına rastlanmaz.

SDR deneylerinde, çizgi genişliği oldukça küçük olan örnekler seçilmelidir. Eğer çizgi genişliği yeterince küçük değilse rezonans modlarını birbirlerinden ayırmak mümkün olmaz. Bu nedenlerden dolayı SDR gözlemlerinin yapılabileceği örnek sayısı pek fazla değildir. SDR'ye ilişkin ilk deneysel çalışmalar, yarı eğri genişliği oldukça küçük olan Fe-Ni alaşımı (Permalloy) üzerinde yoğunlaşmıştır. Bunun yanında Fe, Ni, Co gibi saf ferromagnetik metaller ve Fe-Pd, Fe-Pt, Fe-Cr, Ni-Pd, Ni-Cu, Ni-Co, Cr-Te, Fe-Ni-Co ve Mn-Cr-Sb gibi metalik alaşımlar (Kouvel, 1986) ferrite ve garnet (YIG) (Vittoria, 1976, Wigen, 1975) gibi yalıtkan örneklerden hazırlanmış ince filmlerde de SDR çalışmalarına rastlanmaktadır. Hatta yakın zamanlarda, YCo_3 ve $GdCoMoAr$ gibi alaşımların amorf filmlerinde yapılan bazı SDR çalışmaları yayınlanmıştır (Puzkarskii, 1979, Frait, 1985).

Son yıllarda, birçok ferromagnetik rezonans deneylerinde ortaya çıkan ve daha önceleri nedeni pek anlaşılamayan bazı rezonans çizgilerinin "Yüzey Spin Dalgalarından" kaynaklandığı fikri gündeme gelmiştir. Bu rezonans çizgileri filmin yüzeylerindeki mıknatıslanma hakkında bilgi vermektedir. Yüzey Spin Dalga Rezonansına (YSDR) ilişkin teorik çalışmaları (Soohoo, 1963), permalloy (Salanskii ve

Mikhailovskii, 1970) yttrium-iron garnet (YIG) (Yu, 1972) üzerindeki deneysel çalışmalar izlemiştir. Yüzey spin dalga rezonansı, son zamanlarda daha bir çok metal, amorf ve mangan ferritlerde de gözlemlendi (Frait, 1985). Ayrıca Fraitova ve arkadaşları (1983) tarafından demir tek kristalinde yüzey spin dalgaları dikkatle incelendi.

Bu çalışmada öncelikle, Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü Magnetik Rezonans Laboratuvarında spin dalga rezonansı deneylerini gerçekleştirmek ve bu konuda olabildiğince ayrıntılı bir şekilde araştırma yapmak amaçlandı. Ayrıca elde edilen SDR spektrumları geliştirilen bir modelle açıklanmaya çalışıldı. Bu konuda daha önceleri Landau (Heinrich, 1985), Gilbert (Frait, 1965) ve Bloch (Bloembergen, 1950) tarafından teorik olarak mıknatıslanmanın dinamik davranışı için çeşitli ifadeler önerilmiştir. Önerilen bu ifadelerden sadece basitlik olsun diye Bloch tipi denklem dikkate alındı. Durgun magnetik alanın en genel yönelimi için etkin alan belirlendi. Burada etkin alanın yönü örneğin doyum mıknatıslanması yönü olarak kabul edildi. Doyum mıknatıslanma yönü ise, film üzerinde oluşan demagnetizasyon alanı (mıknatıslanmayı giderici alan) ile dışardan uygulanan durgun magnetik alanın bileşkesi doğrultusunda alındı. Sınır koşulları (yüzey anizotropisi) da dikkate alınarak uygulanan magnetik alanın en genel yönelimi için magnetik duygunluk ve soğurulan güç ifadesi türetildi. Çeşitli modlara karşı gelen güç ifadesinin durgun magnetik alana göre türevi

alınarak teorik SDR spektrumları bulundu. Türetilen teorik spektrum ifadesinin hazırlanan bir bilgisayar programı yardımıyla çeşitli parametrelere göre davranışı incelendi. İkinci bölümde, konularla ilgili genel bilgi verildi. Üçüncü bölümde, spektrumların açıklanmasında kullanılacak model ayrıntılı bir biçimde anlatıldı. Dördüncü bölümde ise yapılan deneyler ve elde edilen spektrumlar anlatıldı. Spektrumlar, değişik sıcaklıklarda, uygulanan magnetik alanla film yüzeyinin arasındaki açının fonksiyonu olarak kaydedildi. Çeşitli spin dalga modlarının ve rezonans alan değerlerinin açığa göre davranışı incelendi. Son bölümde ise modelle deney arasındaki uyum tartışıldı ve bu tür çalışmaların daha başarılı olması için sağlanması gereken deneysel koşullar tartışıldı.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Ferromagnetizma

Ferromagnetizma, atomların çiftlenmemiş d-elektronlarının spinlerinden kaynaklanır. Bu tür maddelerde kendiliğinden mıknatıslanmanın oluşması, komşu atomların spinlerinin düzenli bir şekilde yönelmiş olduklarını gösterir. Yani büyüklüğü μ olan kalıcı atomik dipoller hep birlikte belli bir düzenlenmeye girerler.

Klasik olarak sıvı helyum sıcaklığında bile spinleri aynı yönde yönlendirmek için, Langevin denklemine göre çok büyük magnetik alana ihtiyaç vardır. Halbuki dipolar etkileşmeler bu kadar büyük alan doğurmazlar. O halde spinler arası etkileşme magnetik orjinli olmaktan çok elektrik orjinli olmalıdır. Bu elektrik orjinli etkileşmeye değiş-tokuş (exchange) etkileşmesi denir.

N tane benzer spinden oluşan bir sistem için Heisenberg tarafından önerilen değiş-tokuş etkileşme enerjisi;

$$U_d = -2JN \sum_{p=1}^N \vec{S}_p \cdot \vec{S}_{p+1} \quad (2.1)$$

biçimindedir. Burada J değiş-tokuş etkileşme sabitidir.

Ferromagnetizmanın karakteristik özelliği, magnetik alana konulan bu tür maddenin mıknatıslanmasının belli bir alan değeriinden sonra sabit bir M_0 değeri almasıdır. Bu sabit M_0 değeriine doyum mıknatıslanması denir. Bu değeri, tüm spinlerin paralel olması durumundaki mıknatıslanmaya karşı gelir. M_0 doyum mıknatıslanma değeri maddeden maddeye değeriir. Curie-Weiss yasasına göre paramagnetik fazda magnetik alınganlığ;

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - c\lambda} \quad (2.2)$$

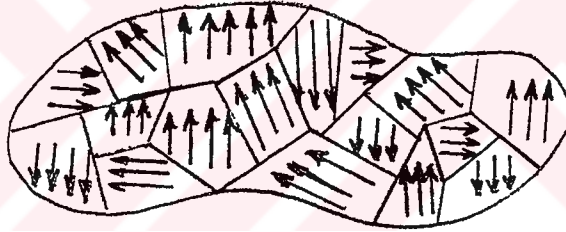
biçiminde verilir. Burada C, Curie sabiti; T, sıcaklık ve λ 'da ortalama alan sabitidir.

Buna göre magnetik alınganlığ değeri sıcaklığa bağlıdır. Yani maddenin sıcaklığı düşürülürse, mıknatıslanması artar. Duygunluğun sonsuza gittiği sıcaklığa Curie sıcaklığı adı verilir ve T_c ile gösterilir. Yani Curie sıcaklığı ve bunun altındaki sıcaklıklarda dış alan olmasa bile kendiliğinden bir mıknatıslanma olur. Bu tür maddeler için Curie sıcaklığı karakteristik bir sıcaklıktır. Örnek olarak saf demir 770°C 'nin üzerinde paramagnetik madde gibi davranır. Şayet bu madde 770°C 'nin altına kadar soğutulursa ferromagnetik özelliklerini tekrar kazanır.

$T \leq T_c$ için kendiliğinden mıknatıslanma sonucu örnek içinde magnetik bölgeler (domain) oluşur. Bu

bölgelerdeki atomların spinlerinin yönelimleri Şekil 2.1.'deki gibi hep aynı yöndedir. Her bir bölge net bir mıknatıslanmaya sahiptir.

Bir ferromagnetik maddede bölgelerin büyüklüğü, toplam enerjinin minimum olması şartıyla belirlenir. Eğer bölgelerden oluşmuş ferromagnetik madde üzerine bir dış magnetik alan uygulanırsa, spinler dış alana paralel olma eğiliminde olurlar. Böylece alan yönündeki bölgeler, diğer bölgelerin komşu spinlerini kendi doğrultusunda yönelterek, enerjiyi hep minimumda tutacak biçimde büyür. Böylece bölgeler içindeki spinler topluca dönerler (Domain rotation).



Şekil 2.1. Bir çok bölgeden oluşmuş bir ferromagnetik madde içinde spinlerin yönelimleri.

2.2. Ferromagnetik Rezonans

Ferromagnetik maddelerdeki magnetik rezonans, temelde elektron paramagnetik rezonans tekniğine benzer. Ancak ferromagnetik örneklerde değişken magnetik alınganlığın enine bileşenleri çok büyüktür. Bunun nedeni, magnetik alan içindeki ferromagnetik maddenin

mıknatıslanmasının, aynı alan değerindeki paramagnetik maddenin mıknatıslanmasından çok daha büyük olmasıdır. Ayrıca incelenen örneğin geometrisi de ferromagnetik örnekler için çok önemli rol oynar. Çünkü mıknatıslanma büyük olduğundan, örneğin mıknatıslanmasından kaynaklanan ve mıknatıslanmaya ters yönde ortaya çıkan demagnetizasyon alanının büyüklüğü,

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M}_d \quad (2.3)$$

uygulanan alanla karşılaştırılabilecek kadardır. Burada N , uygulanan alan doğrultusuna karşı gelen ve örneğin geometrisine bağlı "demagnetizasyon" faktörü olup x , y ve z doğrultularındaki bileşenleri

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi \quad (2.4)$$

şartını sağlar.

Ferromagnetizmaya katkısı olan d -elektronları arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi, çizgi genişliğine neden olan ve ferromagnetik örneklerde oldukça büyük değerler alması beklenen dipolar genişlemenin etkisini büyük oranda yok edecek biçimde, çizgi daralmasına neden olur. "exchange narrowing" denen bu olayın sonucu olarak, ferromagnetik rezonans çizgileri beklenenden çok daha keskin bir şekilde ortaya çıkar. Bir ferromagnetik sistemde, belirli mikrodalga frekansı için karmaşık alınganlığın alanla değişimi belli bir alan değerinde maksimumdan geçer. Bu durumda örnek rezonanstadır denir. Rezonans alanları örneğin

magnetik özelliklerine bağlıdır. Böylece FMR deneylerinden incelenen sistem hakkında bilgiler elde edilir.

Klasik olarak, bir H alanı etkisindeki μ magnetik momenti üzerine etki eden moment

$$\vec{T} = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.5)$$

biçiminde verilir. Diğer taraftan bu moment (T), bir atomdaki μ vektörünün eşlik ettiği J açısal momentum vektörünün değişim hızına eşittir. Açısal momentum (J) ile magnetik moment (μ) arasında,

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (2.6)$$

biçiminde bir ilişki olduğu hatırlanır ve bu örnek üzerindeki mıknatıslanmanın düzgün olduğu kabul edilirse, (2.5) bağıntısına paralel olarak makroskopik mıknatıslanma (M) için hareket denklemi

$$\dot{\vec{M}} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{et} \quad (2.7)$$

olarak yazılır. Burada H_{et} , sadece dışardan uygulanan alan olmayıp, örnek üzerine etkiyen toplam alanı göstermektedir. Yani H_{et} , mıknatıslanmayı giderici alanla (demagnetizasyon alanı) dışarıdan uygulanan alanın toplamından oluşmaktadır.

(2.7) denkleminin sönüm türü bir etkileşme içermesi için, Landau-Lifsthisz, Gilbert veya Bloch tarafından önerilen sönüm terimlerinden birisi bu ifadeye eklenebilir. Yani; Landau tipi sönüm için (Heinrich, 1985),

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H}_{et} - \frac{\lambda}{\gamma M_0^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{et} \quad (2.8)$$

Gilbert tipi sönüm için (Frait, 1965),

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H}_{et} - \frac{\alpha}{\gamma M_0^2} \vec{M} \times \dot{\vec{M}} \quad (2.9)$$

ve Bloch tipi sönüm için (Bloembergen, 1950),

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H}_{et} - \frac{\vec{M}_x}{T_2} - \frac{\vec{M}_y}{T_2} - \frac{(\vec{M}_z - \vec{M}_0)}{T_1} \quad (2.10)$$

biçimindeki hareket denklemleri yazılabilir. Burada λ Landau-Lifsthis sönüm sabiti, α Gilbert sönüm sabiti, T_1 spin-örgü durulma zamanı, T_2 'de spin-spin durulma zamanıdır. Bu denklemlerden herhangi biri, bir ferromagnetik maddenin H alanı içindeki mıknatıslanmasının genel dinamik davranışını ifade eder. Bunlardan Bloch tipi sönümlü olanının çözümü diğerlerinden daha basit olduğundan genelde (2.10) denklemi tercih edilmektedir.

Şimdi bir ferromagnetik örnek için (2.10) denklemini yazarak magnetik alınganlığı hesaplayalım. Uygulanan magnetik alan (H) z-ekseni yönünde, mikrodalga alanı (H_x) x-ekseni yönünde,

$$H_x = H_1 e^{i(\omega t)} \quad (2.11)$$

seçilir ve demagnetizasyon alanı da dikkate alınırse etkin alan için;

$$\vec{H}_{et} = (H_x - N_x M_x) \hat{i} - N_y M_y \hat{j} + (H - N_z M_z) \hat{k} \quad (2.12)$$

ifadesi yazılabilir. Bu alan (2.10) ifadesinde yerine konulursa;

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma M_y (H - N_z M_z) + \gamma M_y N_y M_z - \frac{M_x}{T_2} \quad (2.13)$$

$$\frac{dM_Y}{dt} = \gamma M_X (H - N_Z M_Z) - \gamma M_Z (H_X - N_X M_X) - \frac{M_Y}{T_2} \quad (2.14)$$

$$\frac{dM_Z}{dt} = -\gamma M_X M_Y N_Y - \gamma M_Y H_1 e^{i\omega t} + \gamma M_X M_Y N_X - \frac{(M_Z - M_0)}{T_1} \quad (2.15)$$

bağıntıları elde edilir. Dikkat edilirse bu ifadelerin, M_x , M_y , ve M_z için birinci mertebeden lineer ve homojen olmayan çiftlenimli diferansiyel denklemler oldukları görülür. Zamana bağlı mikrodalga alanınının (2.11) biçiminde olduğu göz önüne alınarak M_x , M_y ve M_z için;

$$\begin{aligned} M_x(H,t) &= M_x(H) e^{i\omega t} \\ M_y(H,t) &= M_y(H) e^{i\omega t} \\ M_z(H,t) &= M_0 \end{aligned} \quad (2.16)$$

kararlı çözümleri önerilebilir. Bu çözümler (2.13), (2.14) ve (2.15) denklemlerinde yerine konularak $M_x(H,t)$ ve $M_y(H,t)$ 'nin genlikleri için;

$$i\omega M_x(H) = \gamma M_y(H) (H - N_Z M_0) + \gamma M_0 N_Y M_y(H) - \frac{M_x(H)}{T_2} \quad (2.17)$$

$$i\omega M_y(H) = \gamma M_0 H_1 - \gamma M_x(H) [H - (N_X - N_Z) M_0] - \frac{M_y(H)}{T_2} \quad (2.18)$$

denklemleri elde edilir.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} + [H + (N_Y - N_Z) M_0] [H + (N_X - N_Z) M_0] \quad (2.19)$$

tanımı yapılarak (2.17) ve (2.18) denklemlerinin ortak çözümünden M_x ve M_y için;

$$M_x(H) = \frac{M_0 [H + (N_Y - N_Z)M_0] [-\omega^2 + \omega_0^2 - 2i\omega / \gamma T_2]}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 / \gamma^2 T_2^2} H_1 \quad (2.20)$$

$$M_y(H) = \frac{M_0 (i\omega + 1/\gamma T_2) (-\omega^2 + \omega_0^2 - 2i\omega / \gamma T_2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 / \gamma^2 T_2^2} H_1 \quad (2.21)$$

ifadeleri elde edilir.

$$\mu = \mu_1 - i\mu_2 \Rightarrow \mu = 4\pi \frac{M_x(H)}{H_1} \quad (2.22)$$

tanımıyla (2.20) ve (2.21) ifadelerinden magnetik alınganlığın gerçek ve karmaşık bileşenleri için

$$\mu_1 = \frac{4\pi M_0 [H + (N_Y - N_Z)M_0] (-\omega^2 + \omega_0^2)}{(-\omega^2 + \omega_0^2)^2 + 4\omega^2 / \gamma^2 T_2^2} + 1 \quad (2.23)$$

$$\mu_2 = \frac{4\pi M_0 [H + (N_Y - N_Z)M_0] 2\omega / \gamma T_2}{(-\omega^2 + \omega_0^2)^2 + 4\omega^2 / \gamma^2 T_2^2} \quad (2.24)$$

bağıntıları bulunur (Bloembergen, 1950).

iletken olmayan ferromagnetik maddeler için soğurulan güç (\bar{P}) μ_2 ile orantılıdır. Yani

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \omega H_1^2 \mu_2 \quad (2.25)$$

(Slichter, 1963)'dir. iletkenlerde ise (2.8), (2.9) ve (2.10) denklemleri Maxwell denklemleri ile birlikte ele alınmalıdır. Ancak biz burada bu konuya girmeyeceğiz. (2.24) ile verilen μ_2 ifadesi, doyum mıknatıslanma değeri (M_0), uygulanan magnetik alan (H), örneğin geometrisinden kaynaklanan demagnetizasyon alanı (H_d), mikro dalga frekansı (ω_0) ve spin-spin durulma zamanı (T_2) gibi parametrelere bağlıdır.

$\omega = \omega_0$ olduğunda yalıtkanlar için (2.25) ile verilen soğurma ifadesi en büyük değerini alır ve buna rezonans şartı denir. Rezonans şartını oluşturmak için; ya durgun magnetik alan sabit tutulup, mikrodalga alanı değiştirilir, ya da mikrodalga alanı sabit tutulup durgun magnetik alan değiştirilir.

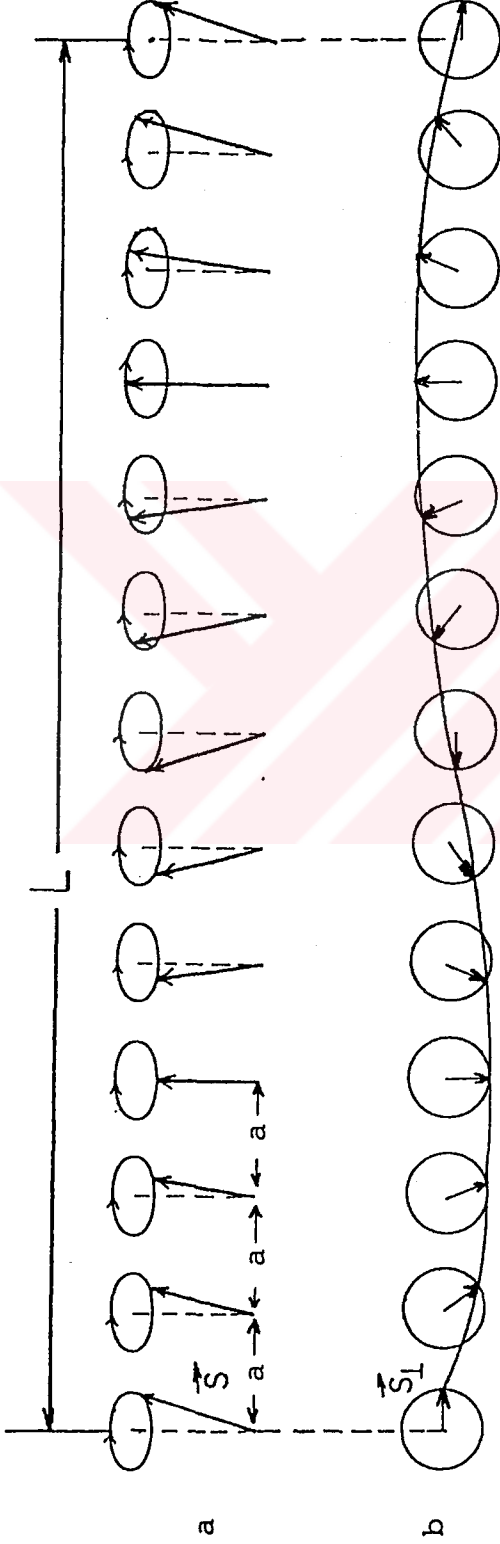
2.3. Spin Dalgaları

İnce film olarak hazırlanmış ferromagnetik bir sistem, bir dış etki ile uyarıldığında, komşu spinler örgü içinde birbirlerine göre belli bir açı kadar dönmüş olarak sıralanırlar. Spinlerin bu düzeni Şekil 2.2.'deki gibi film kalınlığı doğrultusunda dalgaya benzer bir görünümüdür. Spinlerin dalgaya benzer bu düzenlenişine spin dalgası adı verilir. Kuantalanmış spin dalgalarına da magnon denir.

Herbirinin spini S olan N tane özdeş spinin bir doğru boyunca dizildiğini düşünelim (Şekil 2.3). Bu durumda spinler arasındaki etkileşmeleri ifade eden Heisenberg değiş-tokuş etkileşme enerjisi, en yakın komşulukların etkileşmesi dikkate alındığında;

$$U_d = -2JN \sum_{p=1}^N \vec{s}_p \cdot \vec{s}_{p+1} \quad (2.26)$$

biçimindedir. Burada, J değiş-tokuş integrali, p spinlerin numaralarını göstermektedir. J 'nin pozitif değeri için minimum enerji durumu tüm spinlerin



Şekil 2.2. Komşu spinlerin yönelmesine göre ortaya çıkan spin dalgaları;
 Burada a spinlerin ait oldukları örgüdeki atomlar arası uzaklığı,
 L 'de film kalınlığını göstermektedir. S her bir atomun spinini,
 S_1 'de dönme düzlemindeki izdüşümünü göstermektedir.

- a) Spinlerin presesyon hareketinin belli bir andaki perspektif görünüşü;
- b) Spinlerin presesyon hareketinin üstten görünüşü;

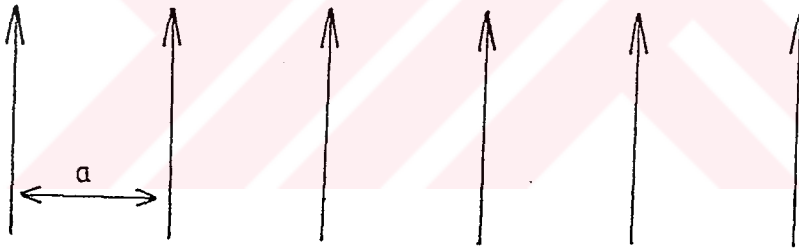
paralel olma durumuna karşı gelir. p . spinin spin açısal momentumu (μ_p);

$$\vec{\mu}_p = -g\mu_B \vec{S}_p \quad (2.27)$$

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

$$U_d = -\vec{\mu}_p \left(-\frac{2J}{g\mu_B} \right) (\vec{S}_{p-1} + \vec{S}_{p+1}) \quad (2.28)$$

biçiminde yazılabilir (Kittel, 1972). Burada g spektroskopik yarıлма faktörü, μ_B 'de Bohr magnetonudur. (2.28) ile verilen enerji ifadesi, herhangi bir magnetik alandaki magnetik momentin sahip olduğu enerjiye benzetilebilir. Yani,



Şekil 2.3. Basit bir Ferromagnetik maddede taban enerji durumunda spinlerin sıralanışı.

$$\vec{B}_p = \left(-\frac{2J}{g\mu_B} \right) (\vec{S}_{p-1} + \vec{S}_{p+1}) \quad (2.29)$$

yazılırsa, bu enerji bağıntısı

$$U_d = \vec{\mu}_p \cdot \vec{B}_p \quad (2.30)$$

biçimine sokulur. Öte yandan bir μ_p dipolü üzerine

$$\frac{d\vec{S}_p}{dt} = -g\mu_B \vec{S}_p \times \vec{B}_p \quad (2.31)$$

kadar bir moment etkir. (2.29)'dan B_p 'nin değeri (2.31)'de yerine konularak

$$\frac{d\vec{S}_p}{dt} = -g\mu_B \left(-\frac{2J}{g\mu_B}\right) \vec{S}_p \times (\vec{S}_{p-1} + \vec{S}_{p+1}) \quad (2.32)$$

denklemini elde edilir. (2.32) denklemini bileşenleri cinsinden yazılırsa;

$$\frac{dS_p^z}{dt} = \left(\frac{2J}{\hbar}\right) [S_p^x (S_{p-1}^y + S_{p+1}^y) - S_p^y (S_{p-1}^x + S_{p+1}^x)] \quad (2.33)$$

$$\frac{dS_p^x}{dt} = \left(\frac{2J}{\hbar}\right) [S_p^y (S_{p-1}^z + S_{p+1}^z) - S_p^z (S_{p-1}^y + S_{p+1}^y)] \quad (2.34)$$

$$\frac{dS_p^y}{dt} = \left(\frac{2J}{\hbar}\right) [S_p^z (S_{p-1}^x + S_{p+1}^x) - S_p^x (S_{p-1}^z + S_{p+1}^z)] \quad (2.35)$$

denklemleri elde edilir. Uyarılmanın genliği çok zayıf ise S 'nin z bileşeni

$$S_p^z = S_{p-1}^z = S_{p+1}^z = S \quad (2.36)$$

toplam spini temsil edeceğinden zamana göre türevi;

$$\frac{dS_p^z}{dt} = 0 \quad (2.37)$$

olmalıdır. S_z 'in bu değerleri (2.34) ve (2.35) ifadelerinde yerine konularak;

$$\frac{dS_p^x}{dt} = \left(\frac{2JS}{\hbar}\right) (2S_p^y - S_{p-1}^y + S_{p+1}^y) \quad (2.38)$$

$$\frac{dS_p^y}{dt} = -\left(\frac{2JS}{\hbar}\right) (2S_p^x - S_{p-1}^x + S_{p+1}^x) \quad (2.39)$$

denklemlerine ulaşılır. Bu denklemlerin lineer oldukları dikkate alınarak S_p^x ve S_p^y vektörlerine

$$S_p^x = u e^{i(pkx - \omega t)} \quad (2.40)$$

$$sY = v e^{i(pka - \omega t)} \quad (2.41)$$

biçiminde ilerleyen düzlem dalga çözümleri önerilebilir. Burada a spinler arası uzaklık, u ve v 'de dalgaların genlikleridir. Böylece (2.38) ve (2.39) denklemlerinden u ve v için;

$$\begin{aligned} -i\omega u &= \left(\frac{4JS}{\hbar}\right) [1 - \cos(ka)] v \\ -i\omega v &= -\left(\frac{4JS}{\hbar}\right) [1 - \cos(ka)] u \end{aligned} \quad (2.42)$$

denklemleri elde edilir. Bu iki denklemi aynı anda sağlayacak çözüm olması için katsayılar determinantının sıfır olması gerekir. Buradan spin dalgalarının dağılım bağıntısı olarak;

$$\hbar\omega = 4JS(1 - \cos ka) \quad (2.43)$$

ifadesi bulunur. Bu ifade uzun dalga boyu limitinde seriye açılırsa;

$$\omega = \frac{2JSa^2}{\hbar} k^2 - \frac{JSa^4}{8\hbar} k^4 + \dots \quad (2.44)$$

biçimine girer.

$$D = \frac{2JSa^2}{\hbar} ; F = \frac{JSa^4}{8\hbar} \quad (2.45)$$

tanımlarıyla (Tannenwald, 1965) (2.44) ifadesi

$$\omega = Dk^2 - Fk^4 \quad (2.46)$$

şeklini alır (Kittel, 1971).

Buradaki D ve F parametrisleri spin dalga rezonansı deneyleri yapılarak tespit edilebilir. Bu sabitler değiş-tokuş integrali (J) hakkında bilgi verir.

2.4. Spin Dalga Rezonansı

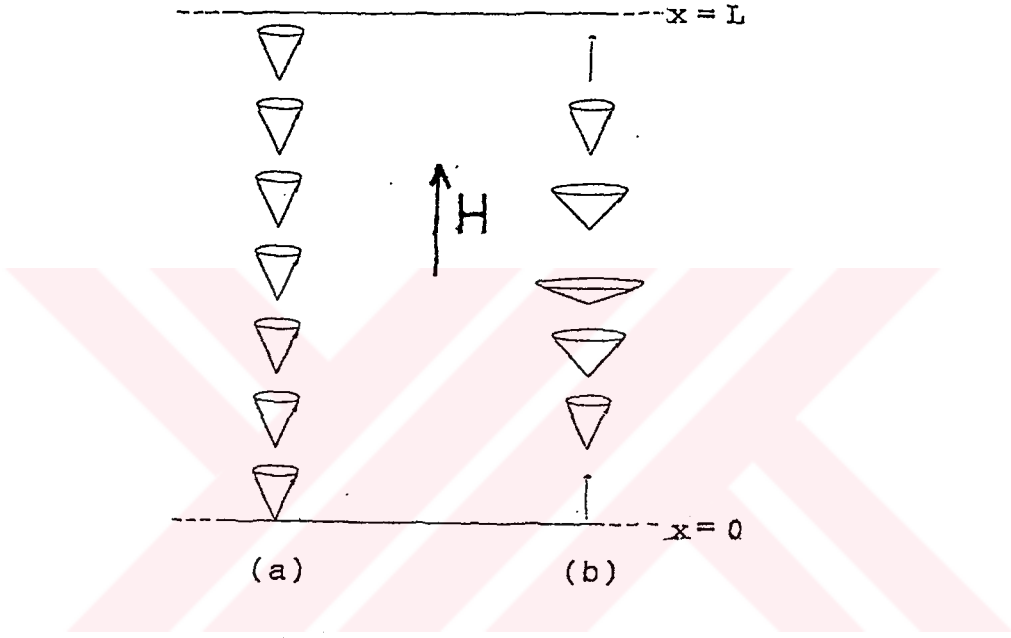
Spin dalga rezonansı(SDR) ferromagnetik ince filmlerin elektromagnetik alandan enerji soğurması esasına dayanır ve temelde ferromagnetik rezonansa benzer. Spin dalga rezonansı çok sayıda soğurma çizgisinden oluşur. Halbuki ferromagnetik rezonans da genelde tek bir çizgi görülür.

Spin dalgaları "sanki parçacıklar (quasi particle)" sınıfına girerler. Spin sistemini oluşturan spinlerden birinin yönelmesindeki bir değişim, değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı diğerlerini de etkileyecektir. Yani onların yönelimlerinde bir değişim oluşturup yeni bir spin konfigürasyonu oluşturacaktır. Bu etkileşim komşudan komşuya geçip tüm spinleri etkisi altına alır. Böylelikle spin dalgalarının hareketini ve yönelmelerini gözümüzde Şekil 2.2.'deki gibi canlandırabiliriz.

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

İnce ferromagnetik örneklerin magnon spektrumu kesiklidir. Belirli alan değerlerinde enerji soğurulması olur ve bu değerler farklı modlara karşı

gelir. Böylece magnetik alan içindeki bir ferromagnetik film, mikrodalga ile uyarıldığında, spin dalgasının her moduna uygun rezonans çizgileri serisinden oluşan bir rezonans spektrumu elde edilir.



Şekil 2.4. a) Uniform modda film kalınlığı boyunca dizilmiş spinlerin presesyon hareketinin her hangi bir andaki görünüşü; b) Birinci modda spinlerin presesyon hareketinin anlık durumu. Ortadaki spinin presesyon genliğinin daha büyük olduğuna dikkat edilmelidir. Burada L film kalınlığını göstermektedir.

Ferromagnetik rezonansda uniform (0. mod) modun dinamiği incelenmektedir. Uniform mod, Şekil 2.4.a.'da da görüldüğü gibi, örnek içindeki spinlerin

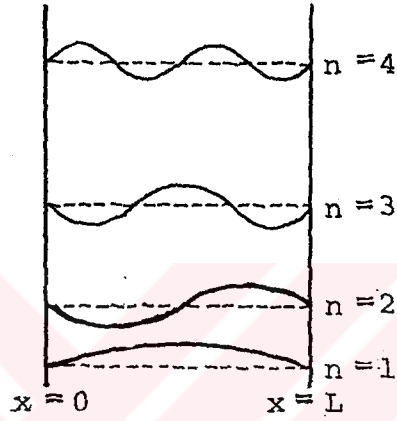
hepsinin aynı genlikte ve aynı fazda presesyon hareketi yaptıkları moddur. Burada spinlerin yönelimleri belli bir dalga formunda değildir.

Spin dalga rezonansının dinamiğininde, mıknatıslanma için (2.8), (2.9) ve (2.10) hareket denklemlerine spin dalga uyarılmasına neden olan değiş-tokuş etkileşmesini karşılamak için; $2A/Mo^2 \nabla^2 M$ terimi de eklenmelidir (Rado, 1954). Bu durumda (2.8), (2.9) ve (2.10) denklemleri, spin dalga rezonansının dinamiğini tam olarak tanımlamış olur.

Film yüzeyindeki elektronların spinleri, filmin içindeki elektronların spinlerinden daha farklı, sonsuz yüzey anizotropi alanı görüyorsa, yüzeydeki spinler yüzey anizotropi alanına paralel olarak yöneleceklerdir. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması, Kuantum mekaniğinde sonsuz potansiyel kuyusundaki elektronun davranışına benzerdir (Şekil 2.5.). Bu durum aynı zamanda iki ucu sıkıca bağlı sicim problemine de benzetilebilir. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması durumundaki spinlerin bu şekildeki davranışı "Surface Spin Pining Model" olarak adlandırılır.

Spinlerin film içindeki dalga görünümünden dolayı oluşan modları uyarabilmek için daha önce de söylediğimiz gibi, filmin üzerine durgun magnetik 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 verişi olacaktır (Kittel, 1958). Diğer durumlarda ise net bir enerji alış verişi olmaz.



Şekil 2.5. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması durumunda filmin içindeki spin dalga modlarının davranışı, Burada yatay eksen film kalınlığı boyunca alan eksenini, dikey ekseninde mıknatıslanmanın enine bileşeninin genliğini temsil etmektedir.

3. KURAMSAL YÖNTEM (MODEL)

Spin Dalga Rezonansı (SDR) incelemesinde kullanılacak bir model, deneysel sonuçları kullanarak, spektroskopik yarıлма faktörü (g), değiş-tokuş çiftlenim katsayısı (A), rezonans çizgilerinin genişliği (ΔH), rezonans alan değeri (H_r) ve çizgi şeklini doğru olarak belirleyebilmelidir. Bu amaçla doyum mıknatıslanma değeri M_0 ve kalınlığı L olan ferromagnetik ince bir film göz önüne alalım. Şekil 3.1.' deki gibi filmin üzerine uygulanan statik magnetik alan H_0 ve ω frekanslı mikrodalga alanı

$$H_x = H_1 e^{i\omega t} \quad (3.1)$$

olsun.

Doyuma ulaşmış bir ferromagnetik filmin içinde yayılan mikrodalga alanlarının etkisi ile, mıknatıslanmanın değişimi aşağıdaki (3.2), (3.3) ve (3.4) denklemlerinden herhangi birisi ile verilebilir (Frait, 1965).

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times (\vec{H}_{et} + \frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 \vec{M}) - \frac{\lambda}{\gamma M_0^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{et} \quad (3.2)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times (\vec{H}_{et} + \frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 \vec{M}) - \frac{\alpha}{\gamma M_0^2} \vec{M} \times \dot{\vec{M}} \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times (\vec{H}_{et} + \frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 \vec{M}) - \frac{\vec{M}_x}{T_2} - \frac{\vec{M}_y}{T_2} - \frac{(\vec{M}_z - \vec{M}_0)}{T_1} \quad (3.4)$$

Burada λ , α ve T_2 sırasıyla Landau-Lifshitz, Gilbert ve Bloch tipi sönüm terimleriyle ilgili

parametrelerdir. Bu çalışmada, kolayca çözüme ulaşmak için Bloch tipi olan (3.4) spin dalga denklemini ele aldık.

Bu ifadeler, etkin alan (H_{et}), değiş-tokuş alanı ($2A/M_0^2 \nabla^2 M$) ve sönümden kaynaklanan etkileşmeleri içermektedir.

3.1. Denge Durumunda Etkin Alanın Belirlenmesi

H_{et} ile gösterilen etkin magnetik alanı belirlemek için Şekil 3.1.'i göz önüne alalım. Örnek sonsuz ince ve xy düzleminde alınır, demagnetizasyon faktörleri $N_x=N_y=0$ ve $N_z=4\pi$ olur. y-ekseni ile θ açısı yapacak şekilde uygulanan dış magnetik alanının (H_0) etkisi ile örnek bu alan yönünde mıknatıslanma eğilimine girer. Diğer taraftan mıknatıslanmanın M_z bileşeni -z eksenini yönünde $-4\pi M_z$ şiddetinde mıknatıslanmayı giderici (demagnetizasyon) bir alan doğurur. Böylece örnek içindeki toplam alan (H_{et}), uygulanan alan yönünden sapar (Şekil 3.1.).

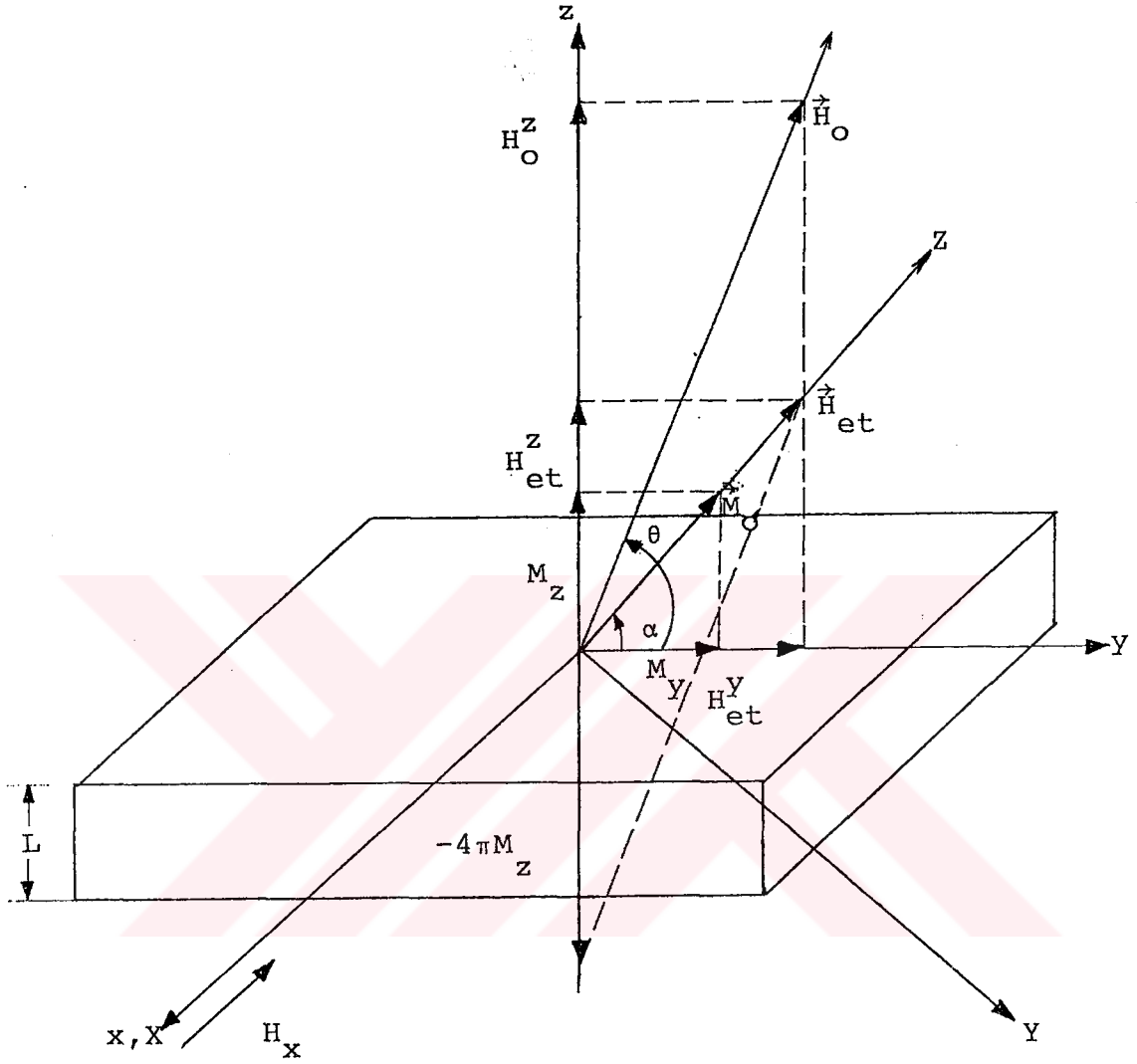
Denge halinde,

$$\frac{H_{et}^z}{H_{et}^y} = \frac{M_z}{M_y} \quad (3.5)$$

yazılabilir. Burada,

$$\begin{aligned} H_{et}^z &= H_0^z - 4\pi M_z \\ H_{et}^y &= N_y M_y + H_0^y = H_0^y \end{aligned} \quad (3.6)$$

olarak verilir. H_0 ve M_0 vektörlerinin z,y



Şekil 3.1. Film x,y düzleminde dir. z-ekseni film yüzeyine diktir. Magnetik alan ve mıknatıslanma vektörleri yz düzleminde olup y-ekseni ile yaptıkları açılar sırasıyla θ ve α dır. M_0 vektörünün yönü Z-eksenini temsil eder. X ve x-eksenleri çakışıktır ve mikrodalganın magnetik bileşeni bu doğrultudadır.

bileşenleri

$$H_O^Z = H_O \sin\theta$$

$$H_O^Y = H_O \cos\theta$$

(3.7)

$$M_Y = M_O \cos\alpha$$

$$M_Z = M_O \sin\alpha$$

dır. (3.6) ve (3.7) ifadeleri (3.5)'da yerine koyularak; α açısı, H_O , M_O ve θ 'nin fonksiyonu olarak

$$\tan\alpha = \frac{H_O \sin\theta - 4\pi M_O \sin\alpha}{H_O \cos\theta} \quad (3.8)$$

elde edilir. Doyum mıknatıslanması M_O olan örnek için her H_O ve θ değerlerine karşı α bulunarak, (3.6) bağıntısından H_{et} belirlenebilir. Ya da Şekil 3.1.'deki geometriye dikkat edilirse, Z-ekseni yönünde olması gereken magnetik alan bileşeninin (H_α).

$$H_\alpha = H_O \cos(\theta - \alpha) - 4\pi M_O \sin^2\alpha \quad (3.9)$$

olduğu görülür.

3.2. Mıknatıslanma İçin Hareket Denklemi ve Çözümü

(3.2), (3.3) ve (3.4) hareket denklemlerine dikkat edilirse, mıknatıslanmanın uygulanan alan H_O yerine H_α alanı etrafında presesyon hareketi yapacağı görülebilir. O halde Şekil 3.1.'deki X,Y,Z koordinat takımı bu denklemlerin çözümü için uygun bir seçim olur. Mikrodalga alanı H_O 'a göre yeteri kadar küçük

seçilir ve x-ekseni yönünde uygulanırsa dinamik durumda etkin alan ve mıknatıslanma şöyle verilebilir.

$$\vec{H}_{et} = N_X M_X \hat{i} + N_Y M_Y \hat{j} + H_\alpha \hat{k} + H_X \hat{i} \quad (3.10.a)$$

$$\vec{M} = M_X \hat{i} + M_Y \hat{j} + M_Z \hat{k} \quad (3.10.b)$$

Burada; X, Y ve Z doğrultularına karşı gelen demagnetizasyon faktörleri

$$N_X = 0 ; N_Y = 4\pi \cos^2 \alpha ; N_Z = 4\pi \sin^2 \alpha \quad (3.11)$$

dır. M_0 ve H_α statik denge durumunda M ve H_{et} 'i temsil etmektedir. Bu bağıntılar Bloch tipi sönümü içeren hareket denkleminde (3.3) yerine konulursa;

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM_X}{dt} = M_Y (H_\alpha + M_Z N_Y) + \frac{2A}{M_0^2} (M_Y \nabla^2 M_Z - M_Z \nabla^2 M_Y) - \frac{M_X}{T_2} \quad (3.12)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM_Y}{dt} = (M_0 H_X - M_X H_\alpha) + \frac{2A}{M_0^2} (M_Z \nabla^2 M_X - M_X \nabla^2 M_Z) - \frac{M_Y}{T_2} \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM_Z}{dt} = -(M_Y M_X N_Y - M_Y H_\alpha) + \frac{2A}{M_0^2} (M_X \nabla^2 M_Y - M_Y \nabla^2 M_X) + \frac{(M_Z - M_0)}{T_1} \quad (3.14)$$

denklemleri elde edilir.

H_x 'in zamana bağımlılığının (3.1) formunda olduğu dikkate alınırsa, M'in dinamik davranışı için;

$$M_X(H, t) = M_X(H) e^{i\omega t} \sin(kz + \phi) \quad (3.15)$$

$$M_Y(H, t) = M_Y(H) e^{i\omega t} \sin(kz + \phi) \quad (3.16)$$

$$M_Z(H, t) = M_0$$

düzlem dalga çözümleri önerilebilir. Burada M_x ve M_y nicelikleri X ve Y yönünde mıknatıslanmanın genliğidir, ϕ ise faz açısıdır. (3.15) ve (3.16)

çözümleri (3.12), (3.13) ve (3.14) denklemlerinde yerine konularak M_x ve M_y için;

$$(-i\omega + 1/\gamma T_2)M_X(H) = (H_\alpha + M_O N_Y)M_Y(H) - \frac{2A}{M_O^2} k^2 M_Y(H) \quad (3.17)$$

$$(-i\omega + 1/\gamma T_2)M_Y(H) = H_1 M_O - M_X(H)H_\alpha + \frac{2A}{M_O^2} k^2 M_X(H) \quad (3.18)$$

ifadeleri elde edilir.

$$D=2A/M_O$$

ve

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = (H_\alpha - Dk^2) [(H_\alpha + M_O N_Y) - Dk^2] + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (3.19)$$

tanımlarıyla (3.17) ve (3.18) denklemlerinin, M_x ve M_y için ortak çözümleri, (3.15) ve (3.16) ile birleştirilerek;

$$M_X(H_O, Z) = \frac{M_O (H_\alpha + M_O N_Y - Dk^2) H_1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2/\gamma^2 T_2^2} (\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega/\gamma T_2) \sin(kZ + \phi) \quad (3.20)$$

$$M_Y(H_O, Z) = \frac{M_O (-i\omega + 1/\gamma T_2) H_1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2/\gamma^2 T_2^2} (\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega/\gamma T_2) \sin(kZ + \phi) \quad (3.21)$$

bağıntıları bulunur.

3.3. Magnetik Alınganlık ve Soğurma Bağıntısının Türetilmesi

(3.21) bağıntısı dikkate alınırsa birim hacim başına dinamik magnetik alınganlık için;

$$\mu = \mu_1 - i\mu_2 - 1 = \frac{4\pi M_X(H_O, Z)}{H_1} \quad (3.22)$$

tanımıyla

$$\mu = \frac{4 \pi M_O (H_\alpha + M_O N_Y - Dk^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 / \gamma^2 T_2^2} (\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega / \gamma T_2) \sin(kZ + \phi) \quad (3.23)$$

biçiminde karmaşık bir ifade elde edilir. Denklem (2.25)'e göre soğurulan enerji μ_2 ile doğru orantılıdır. Yani, μ 'nün karmaşık bileşeni soğurma spektrumuna karşı gelir. O halde (3.23) ifadesinin karmaşık bileşeni;

$$\mu_2(H_0, Z) = \frac{4 \pi M_O (H_\alpha + M_O N_Y - Dk^2) 2\omega / \gamma T_2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 / \gamma^2 T_2^2} \sin(kZ + \phi) \quad (3.24)$$

Z'nin fonksiyonu olarak birim hacimdeki soğurma ile orantılıdır. Toplam soğurma ifadesi ise, (3.24) bağıntısının hacim üzerinden integrali ile

$$\mu_2(H_0) = \frac{4 \pi M_O (H_\alpha + M_O N_Y - Dk^2) 2\omega / \gamma T_2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4 \omega^2 / \gamma^2 T_2^2} \quad (3.25)$$

olmak üzere;

$$\begin{aligned} \bar{P}(H_0) &= S \mu_2(H_0) \int_0^L \sin(kZ + \phi) dZ \\ &= S \mu_2(H_0) \frac{1}{k} \cos(kZ + \phi) \Big|_0^L \end{aligned} \quad (3.26)$$

elde edilir. Burada S filmin yüzey alanıdır. Dikkat edilirse faz açısı (ϕ) ve dalga vektörü (k) soğurmada önemli bir parametre olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu parametrelerin alacağı değerler yüzey şartlarına sıkı sıkıya bağlıdır. Kittel (1956) yüzeydeki spinler için Surface Spin Pining modeli'ni ileri sürmektedir. Yani, yüzeydeki spinler yüzeye dik olarak çakılıp kalmakta ve dolayısıyla yüzeylerde dalganın genliği

sıfır olmaktadır. Bu modelin geçerli olduğu kabul edilirse $Z=0$ ve $Z=L$ için M_x ve M_y genlikleri tam yüzeyde sıfır olmaktadır. O halde

$$\bar{P} = \begin{cases} \omega H_1^2 V_{\mu 2} / \eta \pi & ; \quad n \text{ tek sayı} \\ 0 & ; \quad n \text{ çift sayı} \end{cases} \quad (3.27)$$

bulunur. Burada n tamsayıdır. Bunlar (3.26)'da yerine konularak toplam soğurma için;

$$M_{X,Y}(0) = 0 \quad \text{şartından} \quad ; \quad \phi = 0 \quad (3.28)$$

$$M_{X,Y}(L) = 0 \quad " \quad ; \quad k = \frac{n\pi}{L}$$

bağıntısı elde edilir. O halde film kalınlığı, yarım dalga boyunun tek katlarına eşit olduğunda sıfırdan farklı net bir soğurma ortaya çıkar. Aynı zamanda soğurma şiddeti (P), n ile ters orantılı olarak yüksek modlara gittikçe azalmaktadır. Diğer taraftan k 'nin değeri (3.19) ifadesinde yerine konulursa

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left[H_\alpha + D\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2\right] \left[\left(H_\alpha + M_0 N\right) - D\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2\right] + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (3.29)$$

n . mod için rezonans frekansının n^2 ile arttığı, yani n büyüdükçe rezonans alanının düşük alan değerine doğru kaydığı görülür. Ayrıca film kalınlığı (L) arttırılırsa, modların rezonans alan değerleri arasındaki fark azalır.

3.4. Yüzey Anizotropisinin Etkisi

Şimdiye kadar anlatılanlar yüzey anizotropisinin

sonsuz olduğu duruma karşı gelir. Film'in yüzeyindeki spinler, filmin içindeki spinlerden çok farklı bir anizotropi alanı görmüyorsa, spinler filmin yüzeyine tam dik olarak çakılmazlar. Yani burada Surface Spin Pining modeli geçerli olmaz. Dolayısıyla yüzeylerde mıknatıslanmanın M_x ve M_y bileşenleri sıfır olmaz. O halde faz açısı ϕ , sıfırdan farklı olur. Şekil 3.2.'de yüzey anizotropisinin durumuna göre farklı modlara karşı gelen spin dalgaları görülmektedir.

Spinlerin bu şekildeki davranışı L' kalınlığındaki film için "Surface Spin Pining" modeline eşdeğerdir. Faz açısı (ϕ) yüzeylerin gördüğü anizotropi alanına bağlıdır.

Yüzeydeki anizotropi alanı $K_{yüz}$ niceliği ile karakterize edilirse (Rado, 1959) yüzeylerdeki mıknatıslanma için;

$$2A \frac{\partial \vec{M}_X}{\partial z} - K_{yüz} \vec{M}_X = 0 \quad (3.30)$$

bağıntısı yazılabilir. (3.15) ve (3.16) bağıntıları ile M_x için önerilen çözüm (3.30)'da yerine konularak;

$$2Ak \cos(kz + \phi) - K_{yüz} \sin(kz + \phi) = 0 \quad (3.31)$$

ifadesi elde edilir. Buradan;

$$\tan(kz + \phi) = \frac{2A}{K_{yüz}} k \quad (3.32)$$

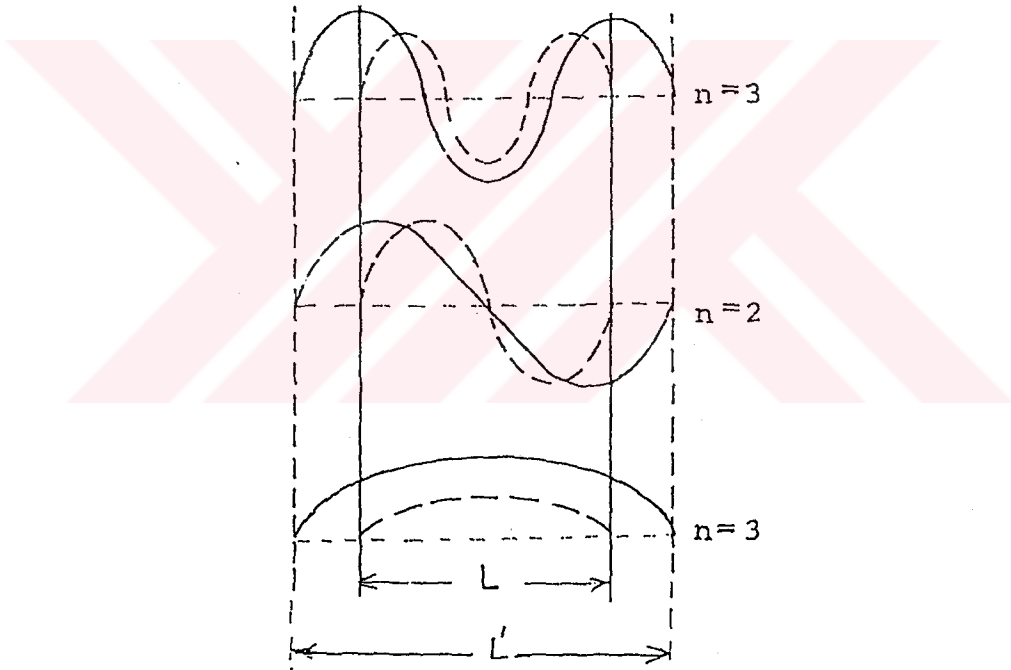
bağıntısı bulunur. Her iki yüzeydeki yüzey anizotropisi sırasıyla $K^I_{yüz}$ ve $K^{II}_{yüz}$ olarak gösterilirse, bu bağıntıdan $Z=0$ ve $Z=L$ için sırasıyla;

$$\tan(\phi) = \frac{2A}{K \frac{I}{\text{yüz}}} k \quad (3.33)$$

$$\tan(kL + \phi) = \frac{2A}{K \frac{I}{\text{yüz}}}$$

denklemleri elde edilir. Böylece çeşitli yüzey anizotropi durumları için bu denklemlerden ϕ ve k elde edilir. Yüzeyler özdeş olduğunda her iki yüzeydeki dalga genlikleri aynı olur. Buradan ikinci yüzeydeki faz için;

$$kL + \phi = \pi - 2\phi \quad (3.34)$$



Şekil 3.2. Yüzey anizotropisinin sonlu ve sonsuz olduğu durumda ilk üç moda ait spin dalga genliklerinin film yüzeyindeki sonlanmaları. Burada kesikli çizgi $K_{\text{yüz}}$ 'ün sonsuz, sürekli çizgi ise $K_{\text{yüz}}$ 'ün sonlu olmasına karşı gelmektedir.

bağıntısı yazılır. O halde simetrik yüzey durumu için (3.32) ile (3.33) denklemleri ortak olarak çözülüp spin dalga spektrumları kolayca bulunabilir.

3.5. Teorik Spektrumlar

Bu kesimde teorik olarak hesaplanan spin dalga rezonansı spektrumları ve bu spektrumların bazı karakteristik özellikleri verildi. Soğurmaya temsil eden $\bar{P}(H_0)$ 'ın teorik olarak öngörülen davranışı, değişik film kalınlığı (L), değiş-tokuş etkileşme parametresi (A), film düzlemiyle dış alanın yaptığı açı (θ), spin-spin durulma zamanı (T_2) ve yüzey anizotropi parametresi ($K_{yüz}$) değerleri için incelendi.

Bu amaçla sözü edilen parametrelerin fonksiyonu olarak rezonans alan değerini ve soğurmaya karşı gelen P 'nin türevini, uygulanan dış magnetik alana bağlı olarak hesaplayan bir bilgisayar programı yazıldı.

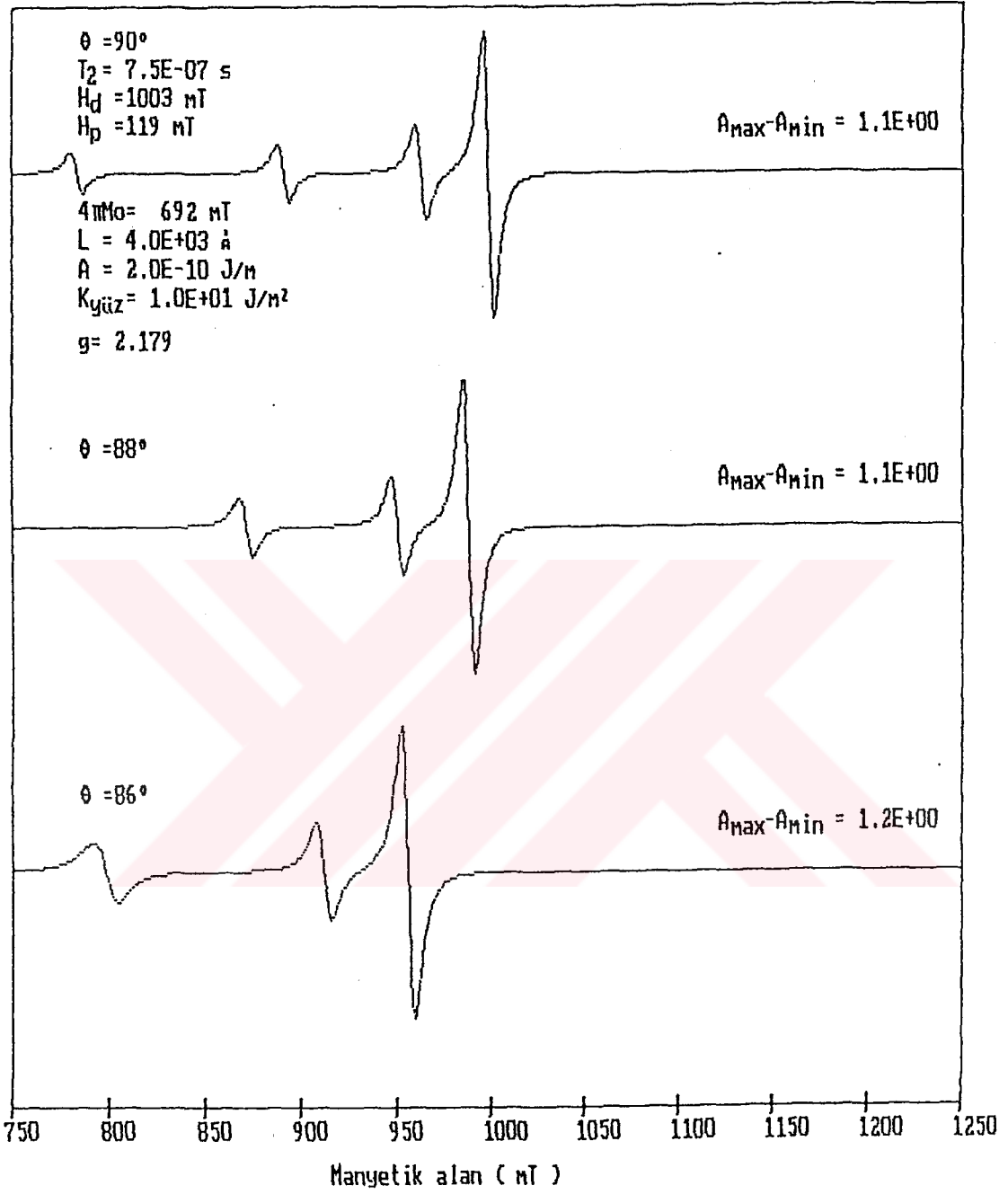
Yazılan program, ilk önce denklem (3.8)'den a değerini hesaplar. Sonra bu değeri kullanarak denklem (3.9), (3.10), (3.20) ve (3.26)'dan sırasıyla H_a , ω_0 ve $P(H_0)$ değerlerini bulup, gerekli grafikleri çizer. Bu program Ek-1'de verilmiştir.

Şekil 3.3.-3.6. grafikleri $\bar{P}(H_0)$ 'nin türevinin, çeşitli açılarda, dışardan uygulanan durgun magnetik alana göre değişimini göstermektedir. Şekil 3.9. ve

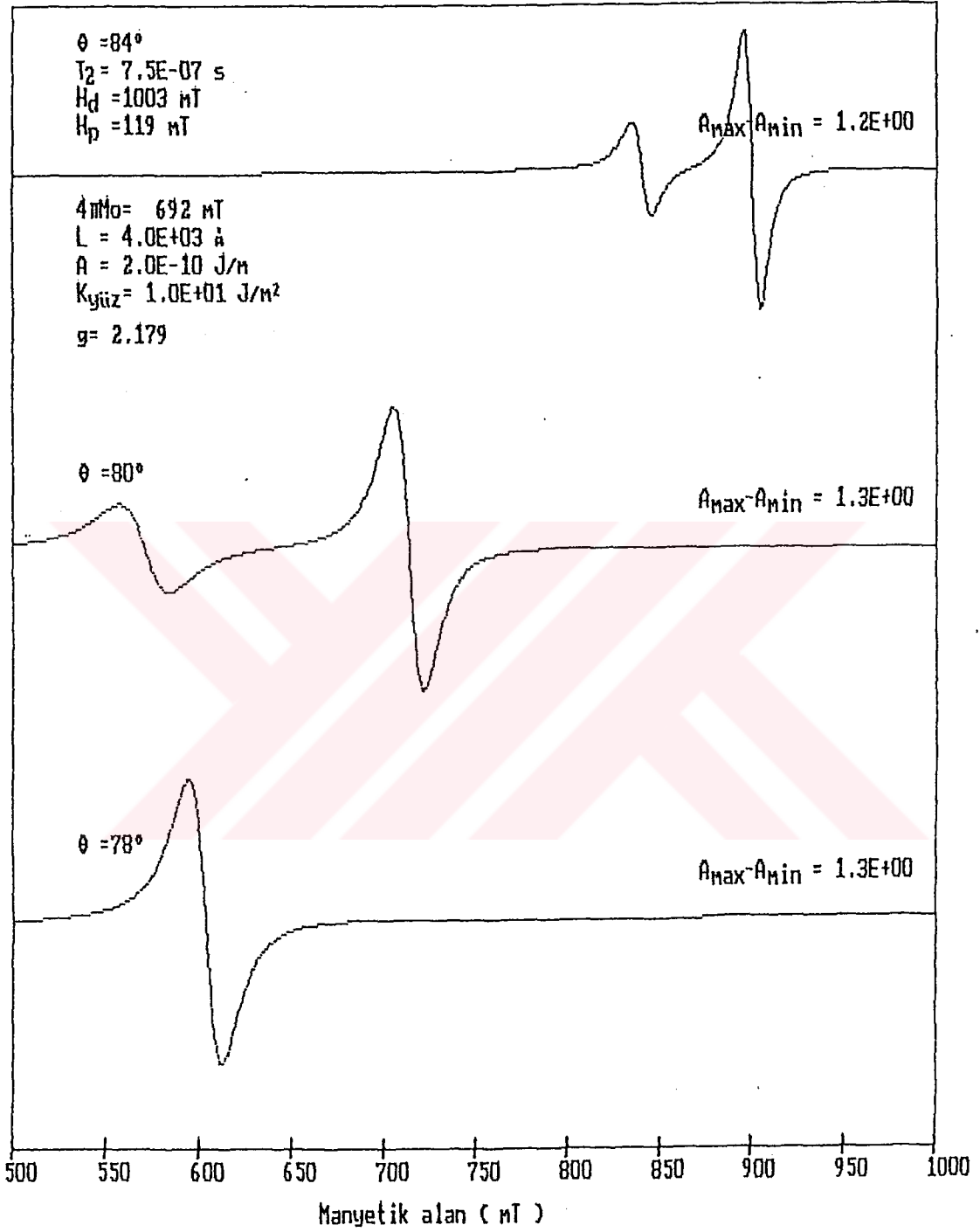
3.10. soğurmanın alana göre türevinin, çeşitli film kalınlıkları (L) için değişimini göstermektedir. Şekil 3.11.-3.12. değiş-tokuş etkileşme parametresi (A)'nın farklı değerleri için elde edilen SDR spektrumlarını göstermektedir.

Şekil 3.13. spin-spin durulma zamanı T_2 'nin çeşitli değerleri için soğurma bağıntısının statik magnetik alana göre türevini göstermektedir. Şekil 3.14. doyum mıknatıslanma değeri M_0 'ın farklı değerleri için, Şekil 3.15. ve 3.16. da değişik yüzey anizotropi parametresi ($K_{yüz}$) değerleri için P'nin magnetik alana göre değişimini göstermektedir.

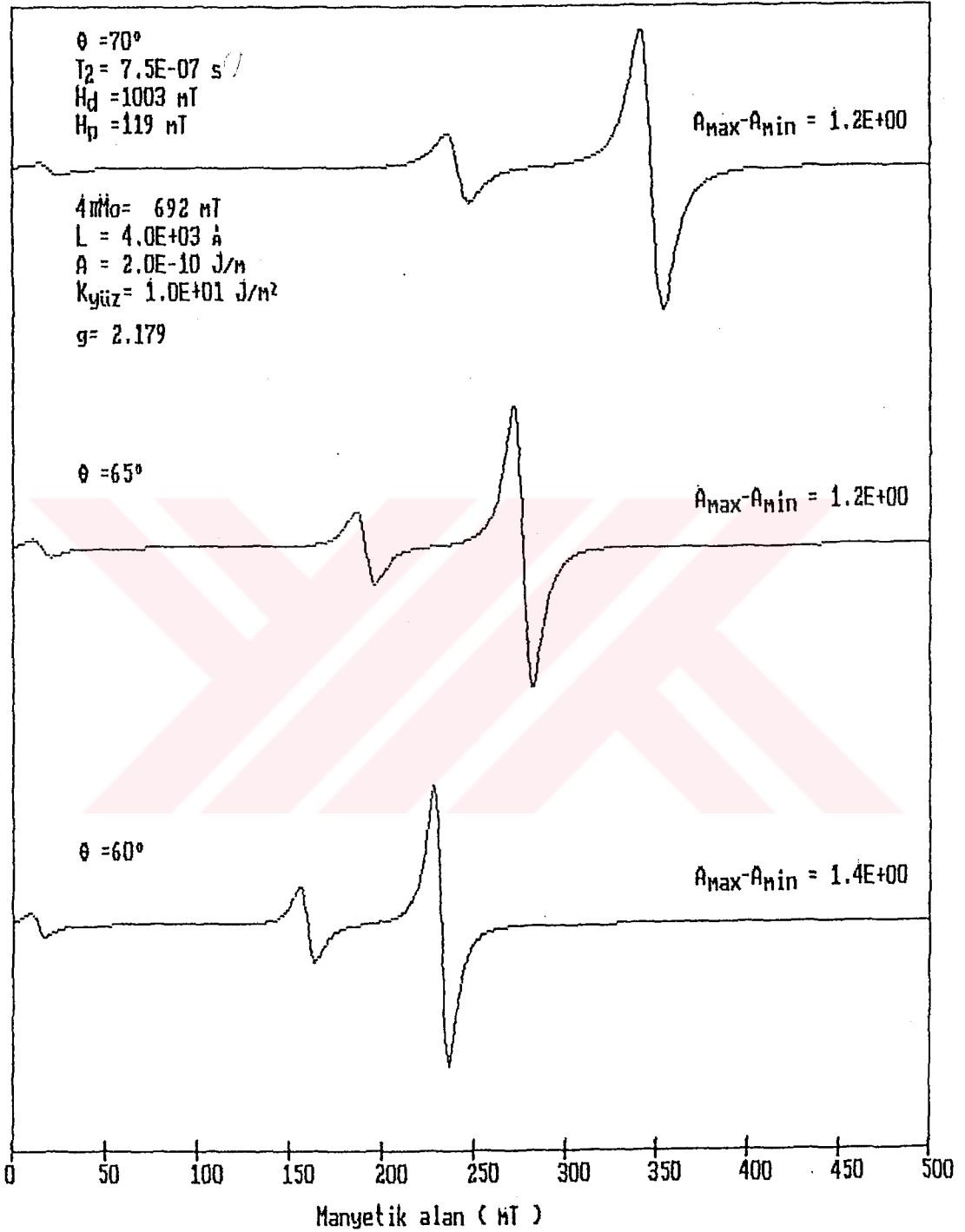
Şekil 3.3.- 3.6. daki spektrumların ortak karakteri; en yüksek alan değerinde şiddetli bir çizgi ve daha düşük alan değerlerinde de şiddetleri gittikçe azalan başka rezonans çizgilerinin görülmesidir. Şiddetli olan çizgi $n=1$ moduna, diğerleri de sırasıyla $n=3,5,7,....$ modlarına karşı gelmektedir. Çizgilerin şiddetleri ($A_{max}-A_{min}$) değerleri ile spektrumların yanında verilmektedir. Bu grafikler birlikte ele alındığında, rezonans alan değerlerinin bazı açı aralıklarında, açığa kritik bir biçimde bağlı olduğu görülür. Çizgi şiddetleri ise θ büyüdükçe zayıflamaktadır. Ayrıca çizgi genişlikleri mod numarasına ve açığa bağlı değişmektedir. Bu spektrumların çeşitli modları için, (3.20)



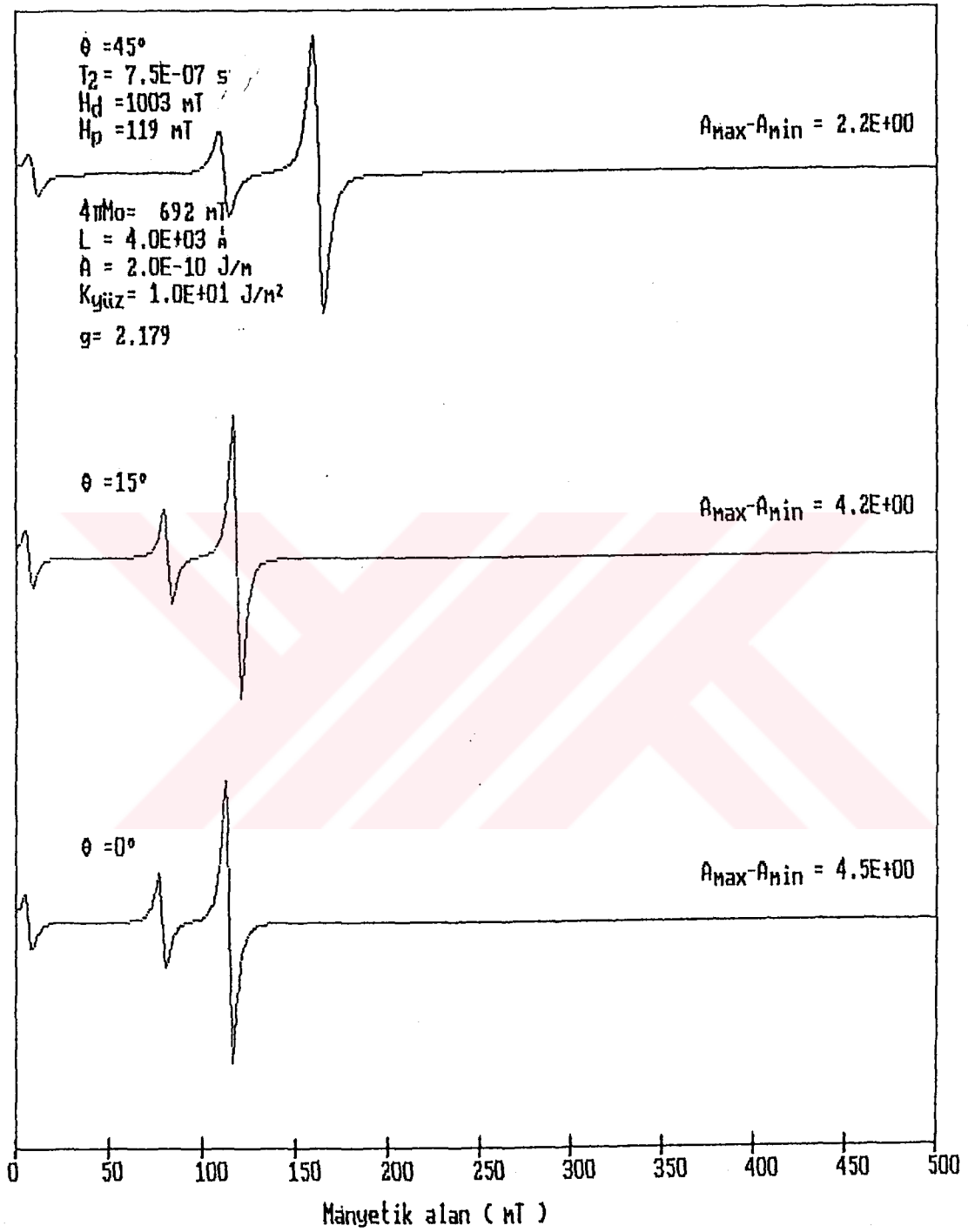
Şekil 3.3: Çeşitli θ değerleri için teorik SDR spektrumları. Spektrumların bağlı olduğu parametreler ilgili spektrumun hemen solunda verilmiştir. Spektrumların gerçek şiddetleri sağ tarafta görülen ($A_{\max} - A_{\min}$) değeri ile gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Farklı açılarda modelden hesaplanan SDR spektrumları. Parametrelerin açıklaması Şekil 3.3. deki gibidir.



Şekil 3.5. Değişik açılar için modelden hesaplanan SDR spektrumları.



Şekil 3.6. Değişik açılarda modelden hesaplanan SDR spektrumları. Burada çizgi genişliğinin açıyla değişimine dikkat edilmelidir.

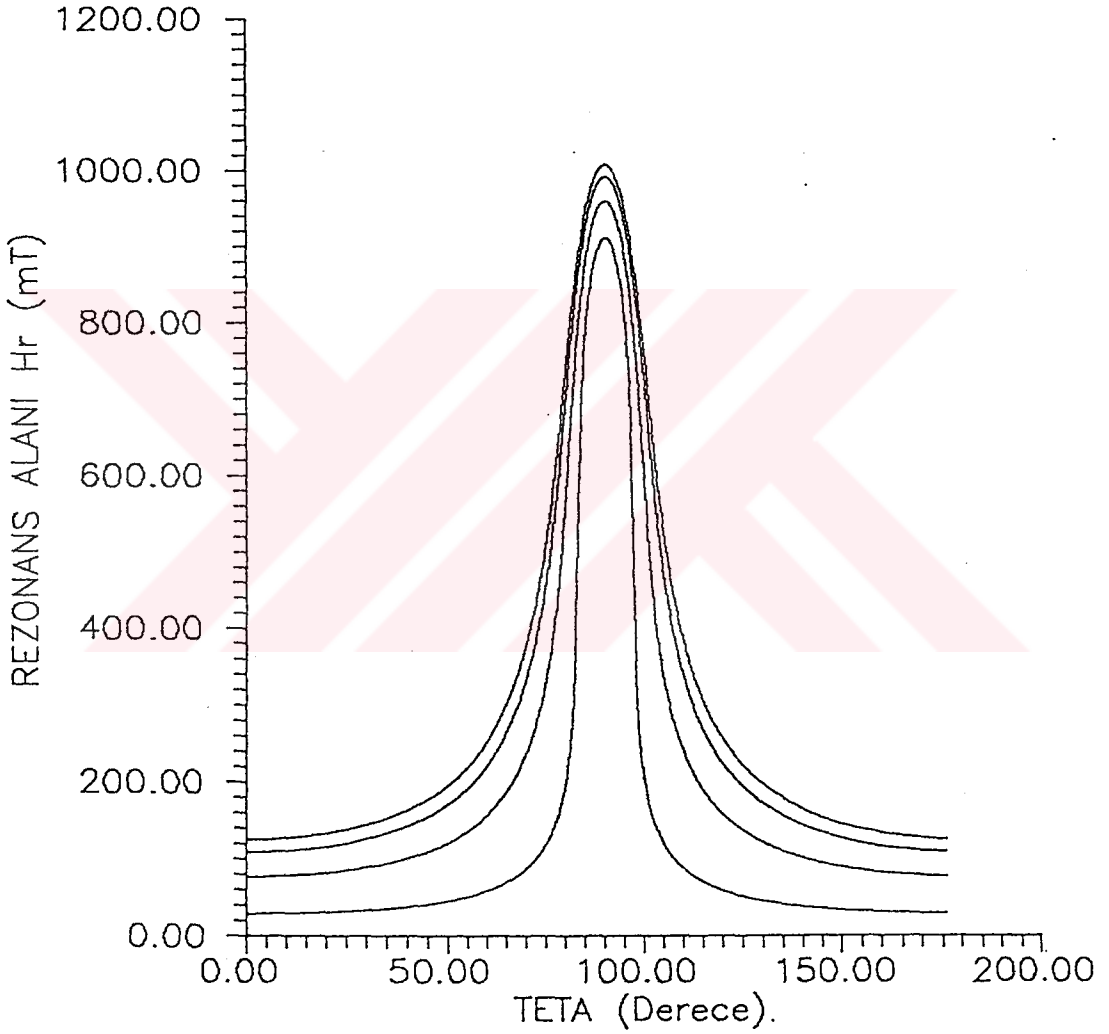
bağıntısından bilgisayar yardımıyla elde edilen rezonans alan değerlerinin açığa göre değişimleri Şekil 3.7.'de verilmiştir.

Şekil 3.7.'ye dikkat edilirse rezonans alanlarının maksimum değeri $\theta=90^\circ$ yönelmesine ve minimum değeri ise $\theta=0^\circ$ yönelmesine karşı gelmektedir. Rezonans alanları $\theta=90^\circ$ değerine göre simetrik bir davranış göstermektedir. Bu değerler $\theta=0^\circ-60^\circ$ arasında çok yavaş bir değişim gösterirken $\theta=70^\circ$ ile 86° arasında çok hızlı bir şekilde değişmektedir. Öyleki; 0° ile 70° arasında 1 Tesla civarında olan bu değişim, 70° ile 86° arasında 0.5 Tesla değerini bulmaktadır. Buradan spin dalga rezonansı için yönelmenin ne kadar kritik bir parametre olduğu anlaşılmaktadır.

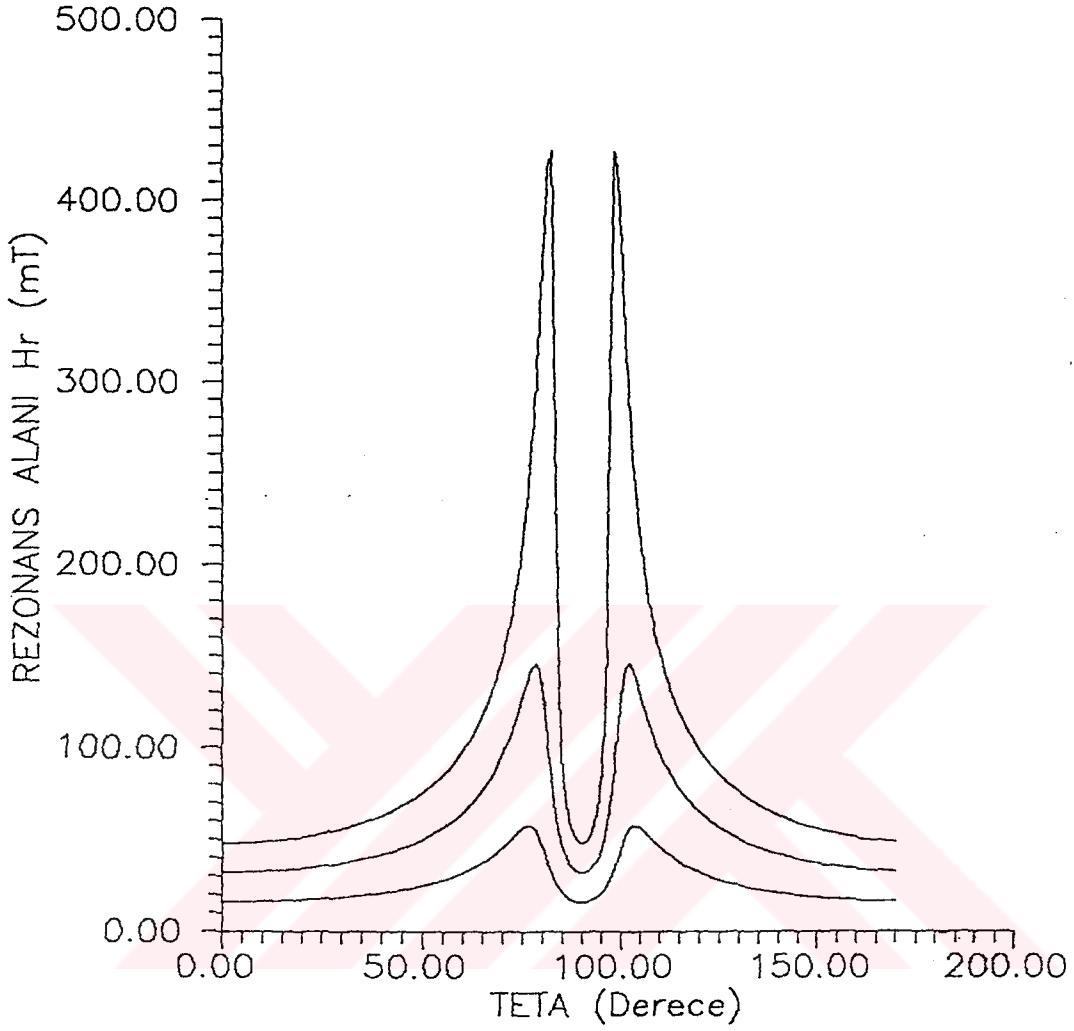
Şekil 3.8.'de farklı modlara karşı gelen alan değerlerinin değişimi ayrıntılı bir şekilde incelenmektedir. Ardışık modlara karşı gelen rezonans alan değerlerinin farkları, açının fonksiyonu olarak verilmektedir. Modlara bağlı olarak θ 'nın 84° ile 87° arasındaki değerlerinde, bu farklar maksimum'dan geçmektedir. Diğer taraftan $\theta=0^\circ$ ve $\theta=90^\circ$ değerleri için fark değerleri aynı olmaktadır.

Şekil 3.9. ve Şekil 3.10.'da spektrumların farklı film kalınlıklarına göre değişimi verilmektedir. Film kalınlığı arttıkça bu çizgiler birbirlerine yaklaşmaktadır. Kalınlık daha da arttırıldığında modlar üst üste binerek tek bir rezonans piki gibi

gözükmemektedir. Ancak bu çizgi yine de ferromagnetik uniform (düzgün) mod olmayıp spin dalgalarına karşı gelmektedir. Buradan spin dalga rezonansı için ince filmin ne kadar önemli olduğu anlaşılmaktadır.

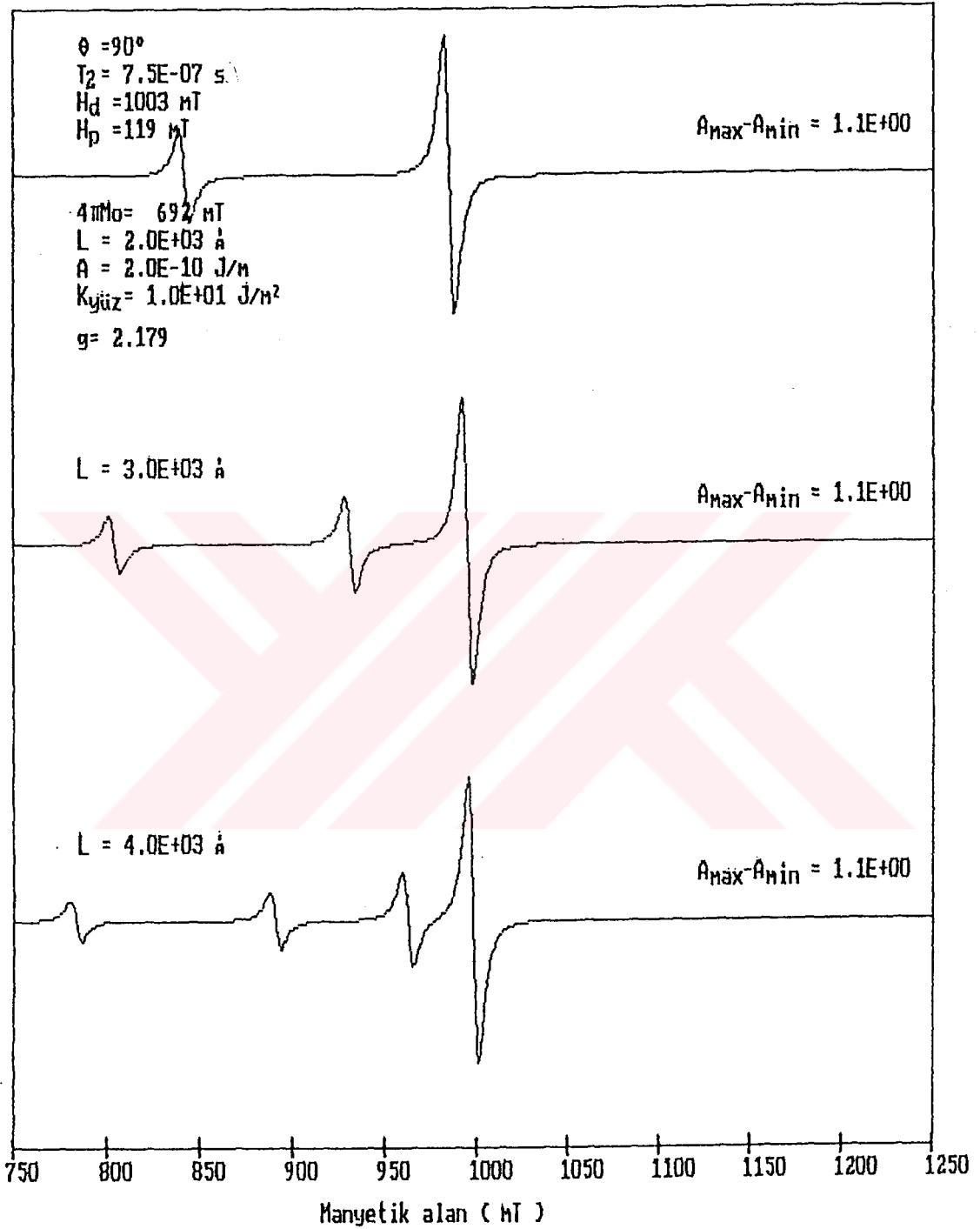


Şekil 3.7. Modelden elde edilen SDR spektrumlarında çeşitli modlara karşı gelen rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi. Parametreler Şekil 3.3.'dekilerle aynıdır.

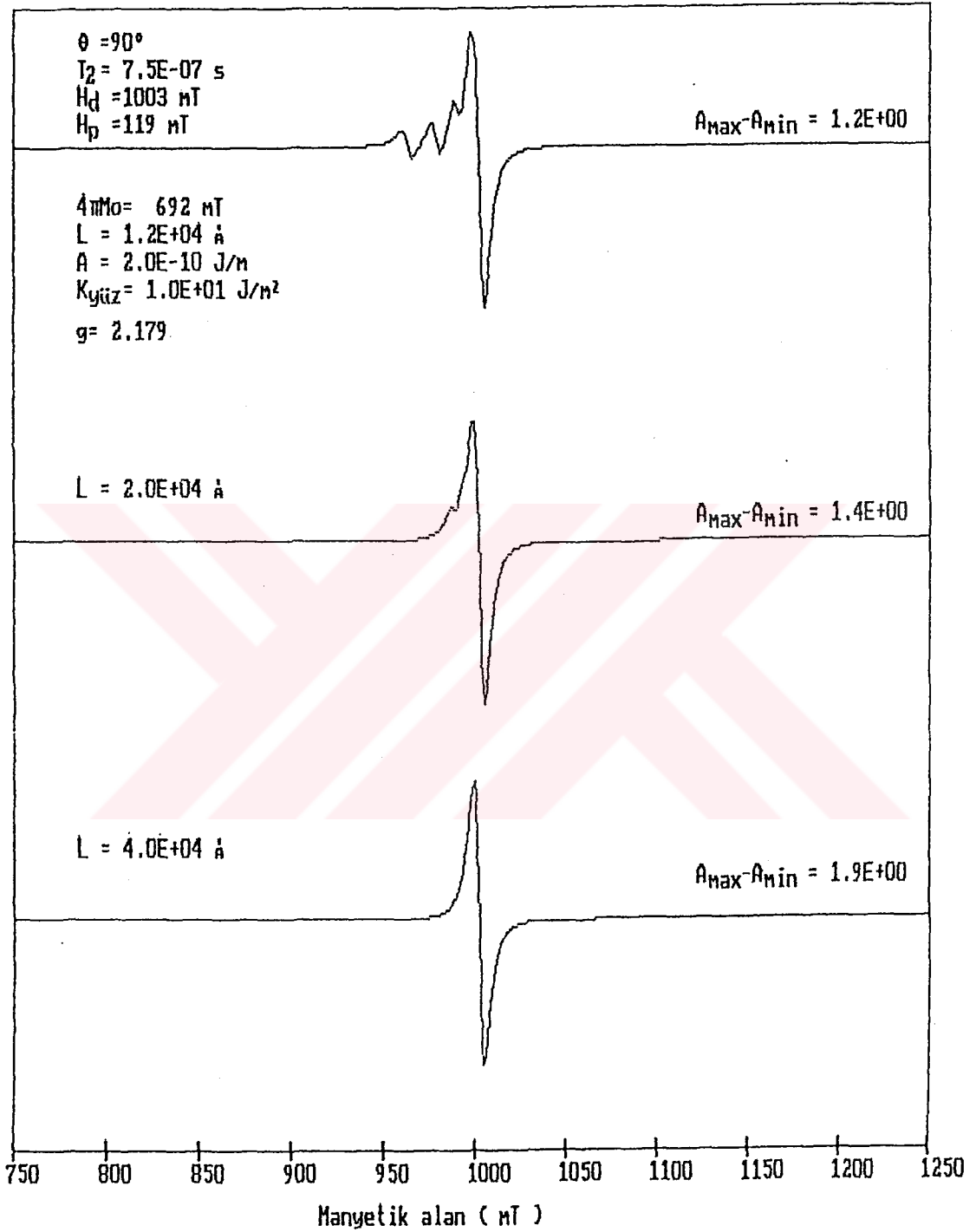


Şekil 3.8. Modelden hesaplanan SDR spektrumları için ardışık modlara karşı gelen rezonans alan değerleri arasındaki farkların ($H_r^{n+1}-H_r^n$) açıyla değişimi. Burada n tek sayı olup mod numarasını gösterir. H_r^n ise n . mod için rezonans alan değeridir.

Şekil 3.11. ve 3.12 'de spektrumların değiş-tokuş etkileşme parametresine (A) göre değişimleri verilmiştir. $A=0$ için tek çizgi gözlenir ve bu çizgi düzgün moda karşı gelir. Çünkü bu durumda spin



Şekil 3.9. Değişik film kalınlıkları için modelden hesaplanan SDR spektrumları, Film kalınlığı dışındaki parametreler sabit tutuldu ve değerleri şekilde verildi.



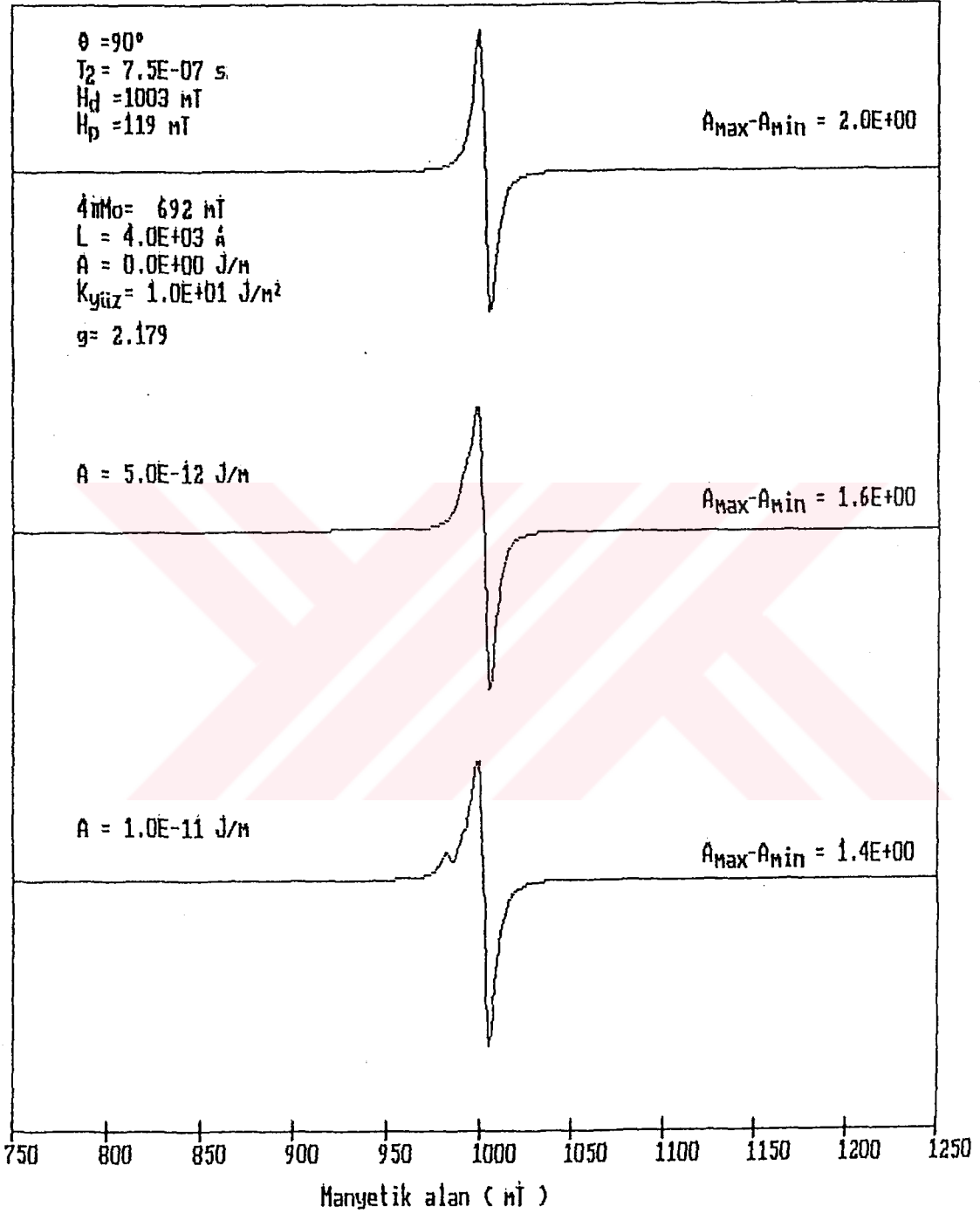
Şekil 3.10. Değişik film kalınlıkları için modelden hesaplanan SDR spektrumları.

dalgalarının enerjisi sıfır olup, dejenerelik gösterir. A büyüdükçe rezonans modları birbirlerinden ayrılmakta ve bu kaymalar A 'ya lineer bağımlı olmaktadır.

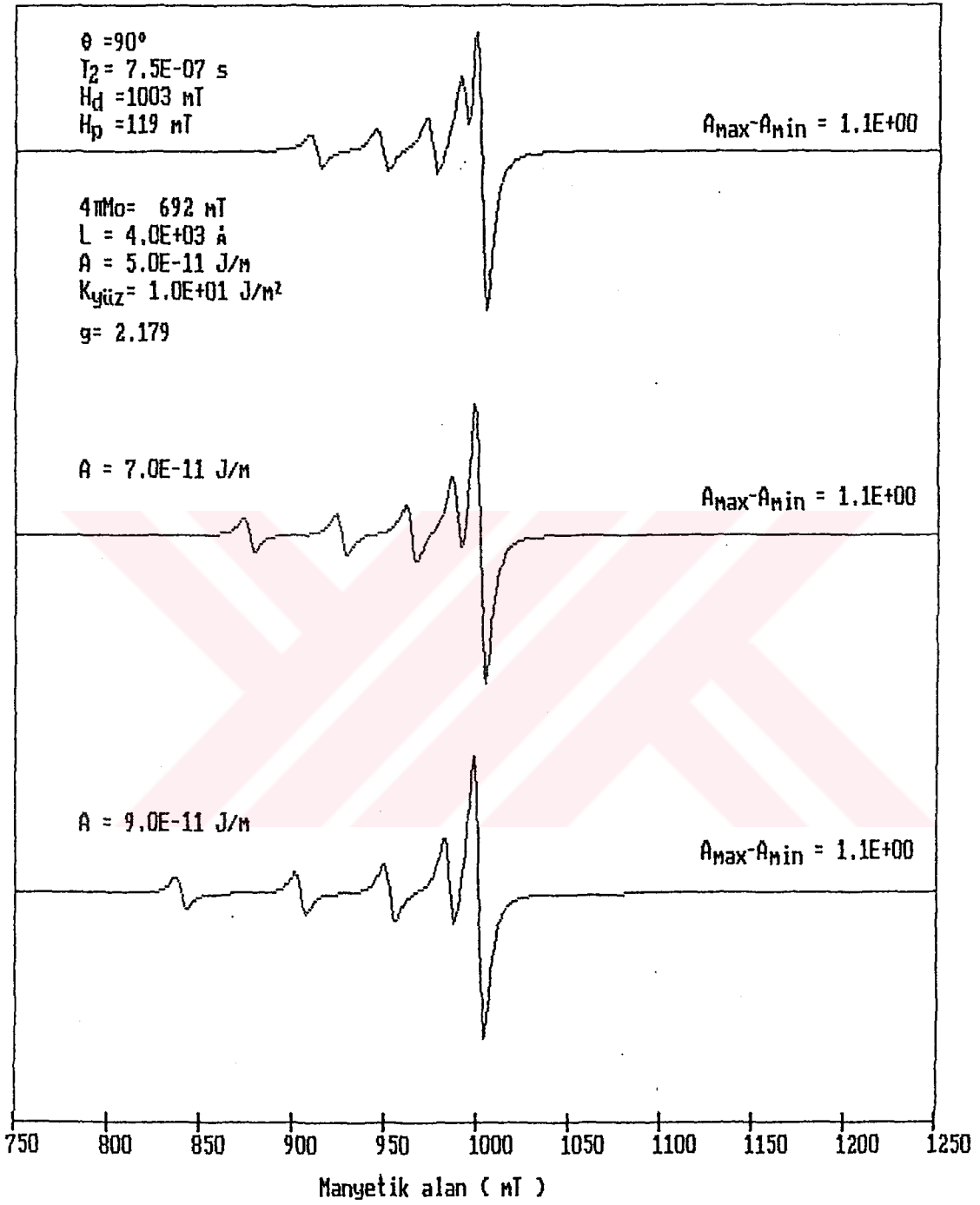
Spin-spin etkileşmesi T_2 ile spektrumların değişimi Şekil 3.13.'de verildi. T_2 parametresi rezonans çizgilerine iki tür etki yapmaktadır. T_2 'nin küçülmesiyle bir taraftan çizgi genişliği artarak rezonans çizgileri iç içe girmeğe başlarken diğer taraftan rezonans çizgilerinin şiddetleri zayıflamaktadırlar.

Doyum mıknatıslanma değeri M_0 'ın spektrumların karakterleri üzerinde belirgin bir etkisi gözlenmemiştir. Ancak Şekil 3.14.'de görüldüğü gibi M_0 değeri büyüdükçe tüm rezonans alanları $\theta=90^\circ$ için sağa doğru kaymakta ve bunun dışında soğurma eğrileri üzerinde başka dikkate değer bir etkisi gözlenmemektedir.

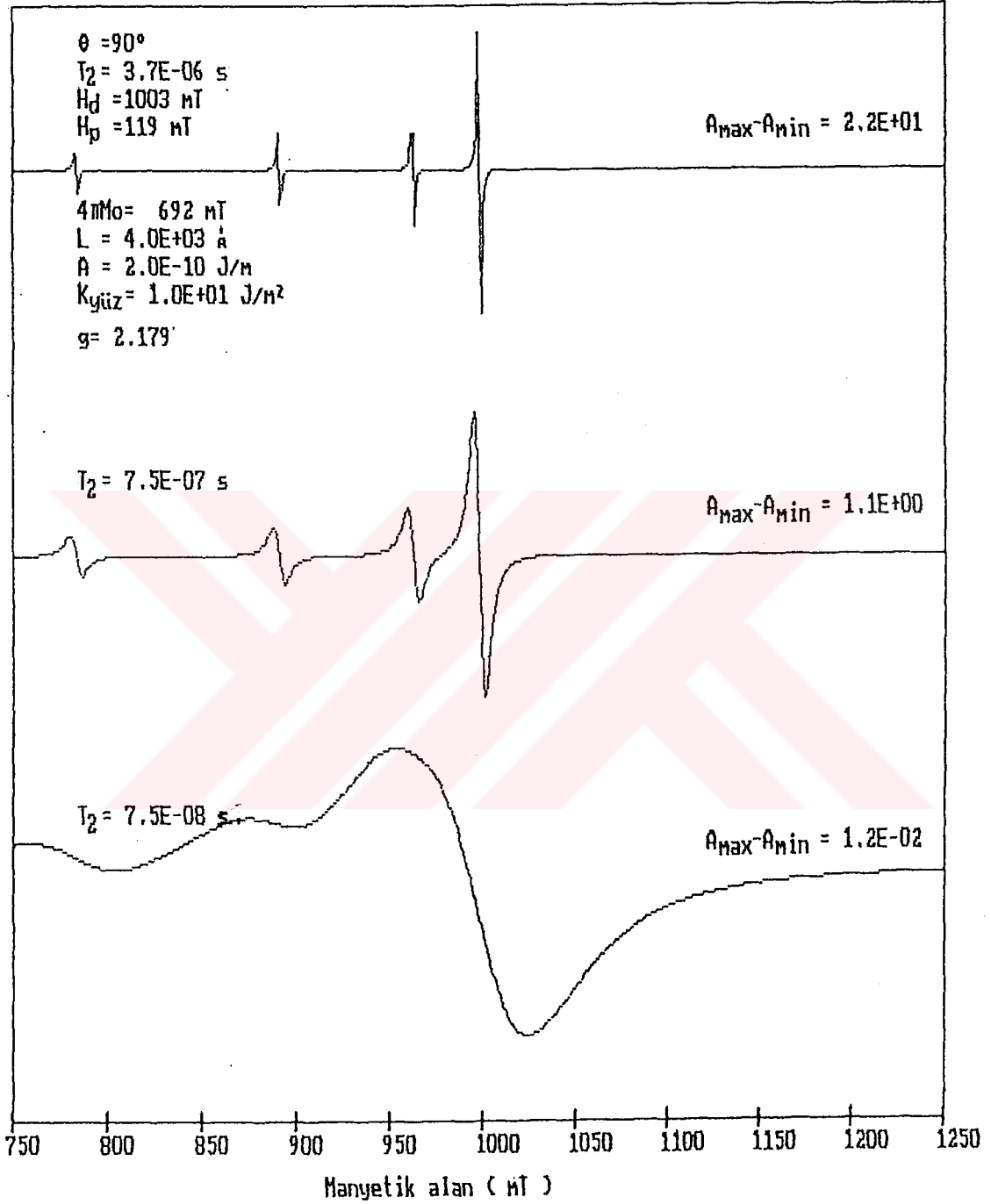
Son olarak yüzey anizotropisinin spektrumlar üzerindeki etkisi incelendi. Şekil 3.15. ve 3.16.'da görüldüğü gibi yüzey anizotropisi küçüldükçe "Surface Spin Pining" modelinden uzaklaşmakta ve rezonans pikleri yarılmaktadır. Bu yarıma yüksek modlarda kendini daha çok hissettirmektedir. Dolayısıyla yüzey anizotropisinin yüksek numaralı modlarda çizgi genişliğine ek bir katkı getirdiği görülmektedir.



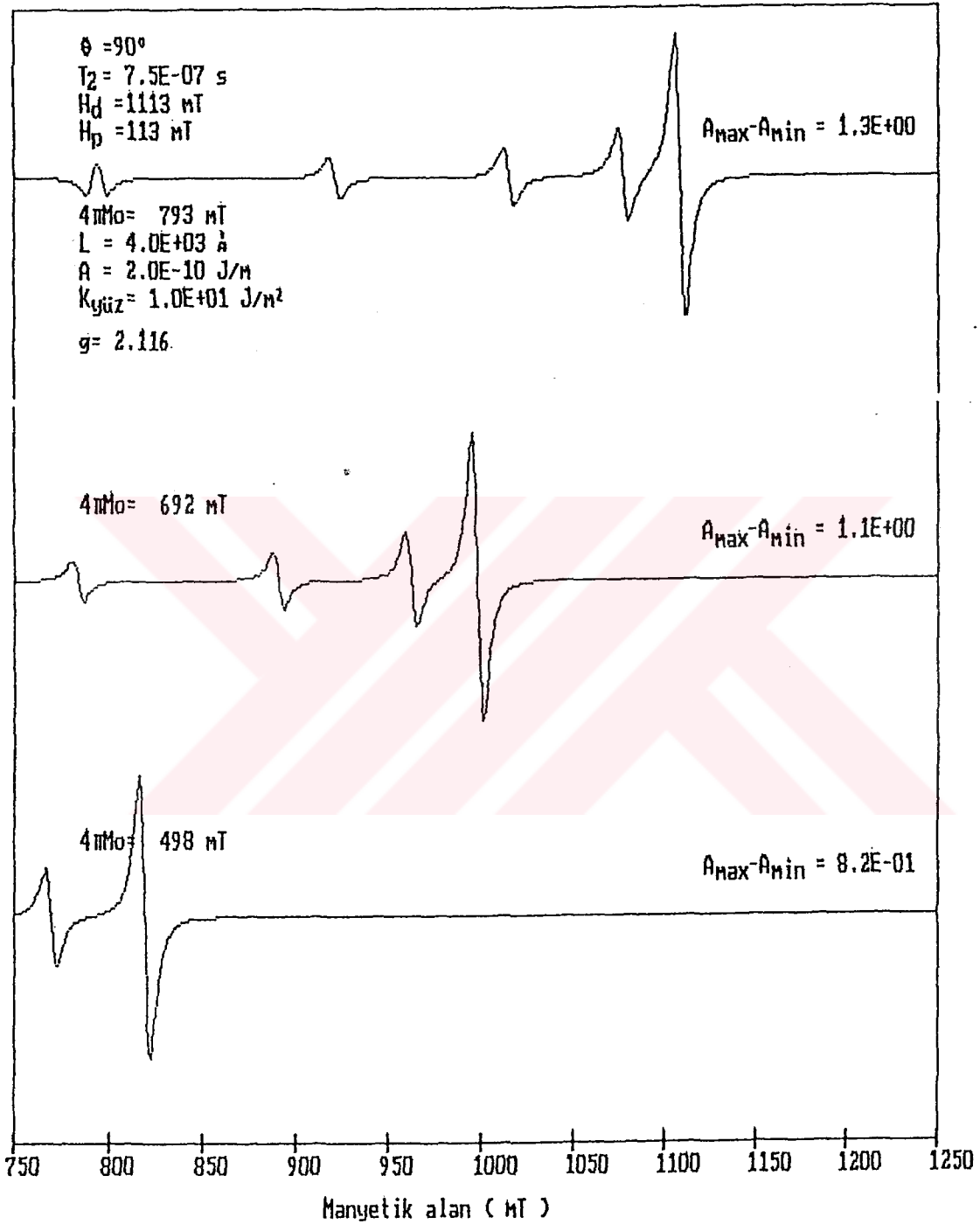
Şekil 3.11. Değiş-tokuş etkileşme parametresinin (A) çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları.



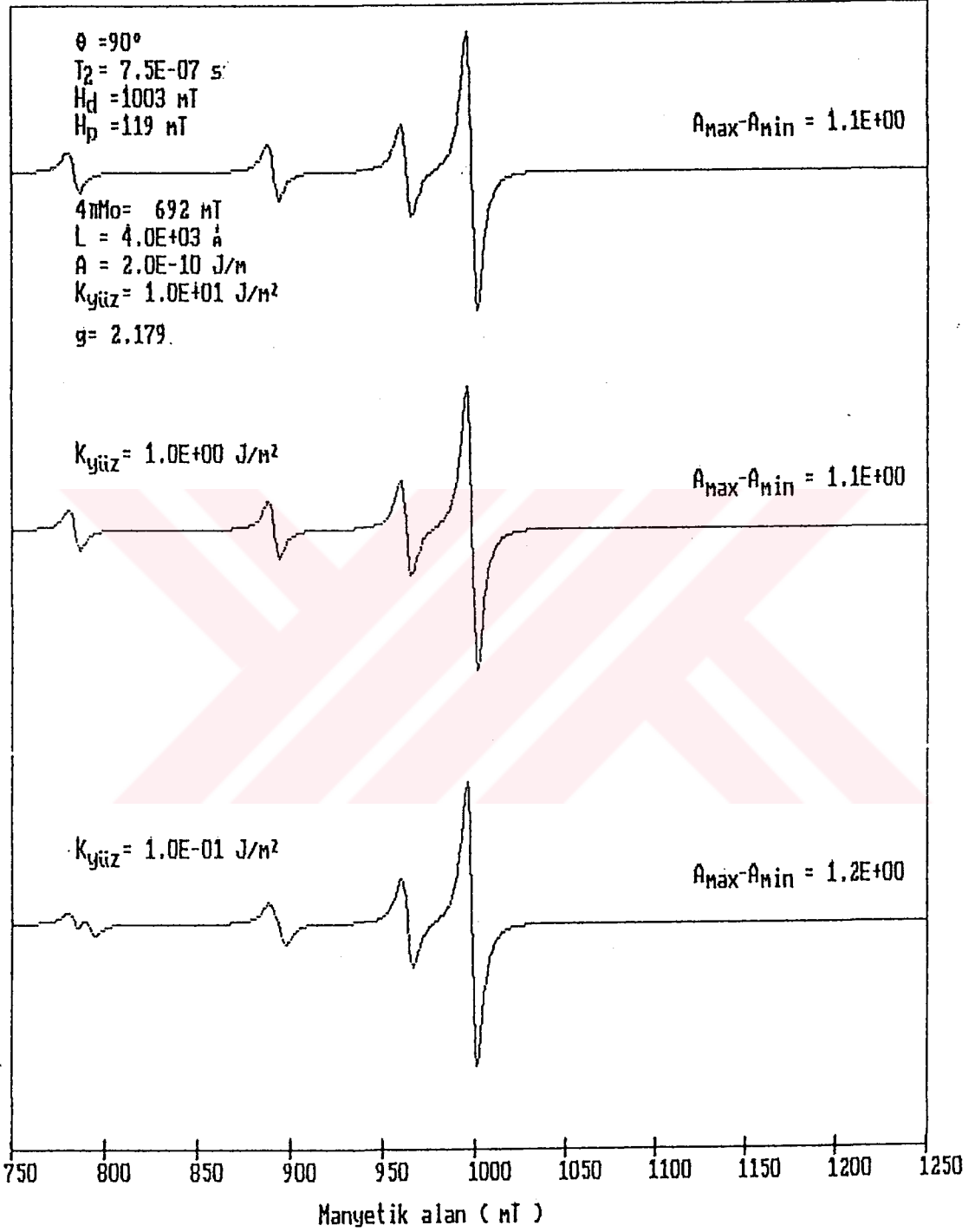
Şekil 3.12. Değiş-tokuş etkileşmesi A 'nın çeşitli değerleri için SDR spektrumları.



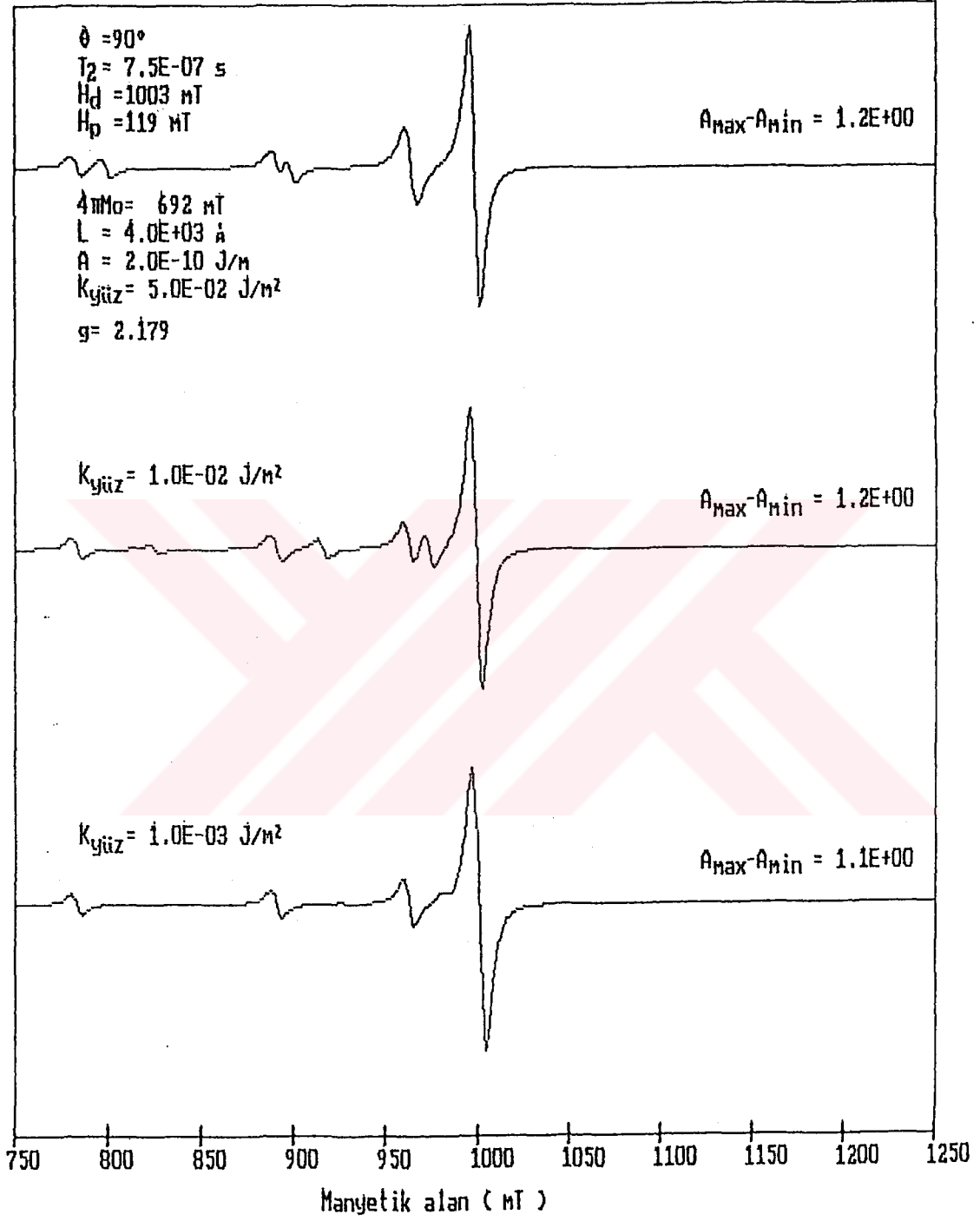
Şekil 3.13. Sönüm parametresinin değişik değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları. Diğer parametreler şekilde gösterildiği gibi sabit tutuldu.



Şekil 3.14. Doyum mıknatıslanma parametresinin çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları. Diğer parametreler şekilde gösterildiği gibi sabit tutuldu.



Şekil 3.15. Yüzey anizotropi parametresinin çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları. Diğer parametreler şekilde gösterildiği gibi sabit tutuldu.



Şekil 3.16. Yüzev anizotropi parametresinin çeşitli değerleri için modelden hesaplanan SDR spektrumları.

4. DENEYSEL BULGULAR

Bu bölümde çeşitli alaşım filmlerinde deneysel olarak gözlenen SDR spektrumları verildi. Spektrumlar, değişik sıcaklıklarda, uygulanan magnetik alanla film yüzeyinin arasındaki açının fonksiyonu olarak gözlemlendi. Çeşitli spin dalga modlarının ve rezonans alan değerlerinin açığa göre değişimi incelendi. Ayrıca örneklerin konsantrasyonunu, film kalınlığını ve yüzey anizotropisini değiştirerek, spin dalga modlarının davranışına bakıldı. "Surface Spin Pining" şartının sağlanması için bazı filmlerin her iki yüzeyi Fe, Ni veya Fe₁₀Ni₉₀ alaşımlarla kaplandı.

4.1. Örneklerin Hazırlanması

Fe_{100-x}Ni_x (x=15) ve Au_{100-x}Fe_x (x≥70) metalik alaşım filmlerinin hazırlanması için, buharlaştırma yöntemi kullanıldı. Bu yöntemde, metalik alaşım parçaları, çok hızlı olarak cam alttaş üzerine buharlaştırılır. Ayrıca filmlerin yüzeylerinde değişik yüzey anizotropi durumları oluşturmak için alaşım filmi her iki taraftan Fe veya Fe₁₀Ni₉₀ alaşımı ile kaplandı. Alaşım filmleri hazırlanmasında toz Fe ve Ni elementleri kullanıldı. Her bir alaşım için, uygun oranlarda Fe ve Ni tozları karıştırılarak alaşım tozu elde edildi. Daha sonra bu alaşım tozu preslenerek haplar haline getirildi. Haplardan küçük parçalar kesilerek potalara yerleştirildi. Bu potalardaki alaşım

parçaları flaşlama esnasında kullanıldı. Au-Fe alaşım filmleri ise bulk halindeki alaşım küçük parçalar halinde kesilerek flash yöntemiyle hazırlandı.

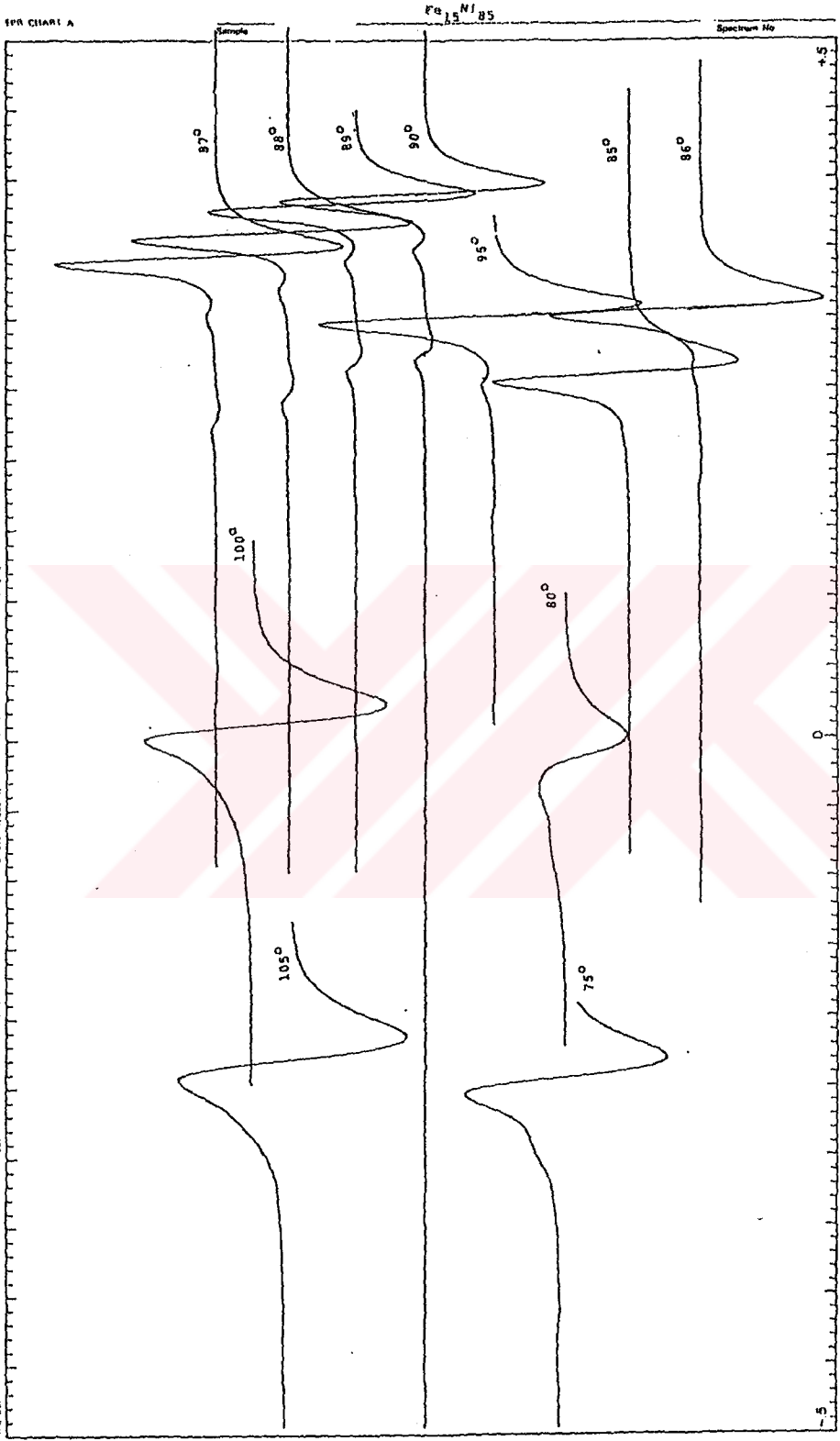
4.2. Fe₁₅Ni₈₅ Alaşım Filmi

Şekil 4.1. ve Şekil 4.2.'de cam alttaş üzerine yapılmış Fe₁₅Ni₈₅ alaşımının çeşitli açılarda gözlenen SDR spektruları görülmektedir. Bu spektrumlar, Şekil 4.1.-4.2.'de de görüldüğü gibi çok sayıda çizgi içermektedir. Rezonans çizgilerinin, artan alanla şiddetleri artmakta ve rezonans alan değerleri sıklaşmaktadır. En şiddetli olan mod, uniform mod (0.mod) ile birinci modun karışımından ibarettir. Diğerleri mod numarası arttıkça zayıflamaktadırlar. Çok yüksek dereceden modların gözlenememesinin nedeni, buradaki alan değerleri örneğin doyum mıknatıslanma değerinden daha düşük olmasıdır. Yani örnek henüz doyuma gitmediğinden, daha düşük alanlarda daha yüksek modlar gözlenemedi.

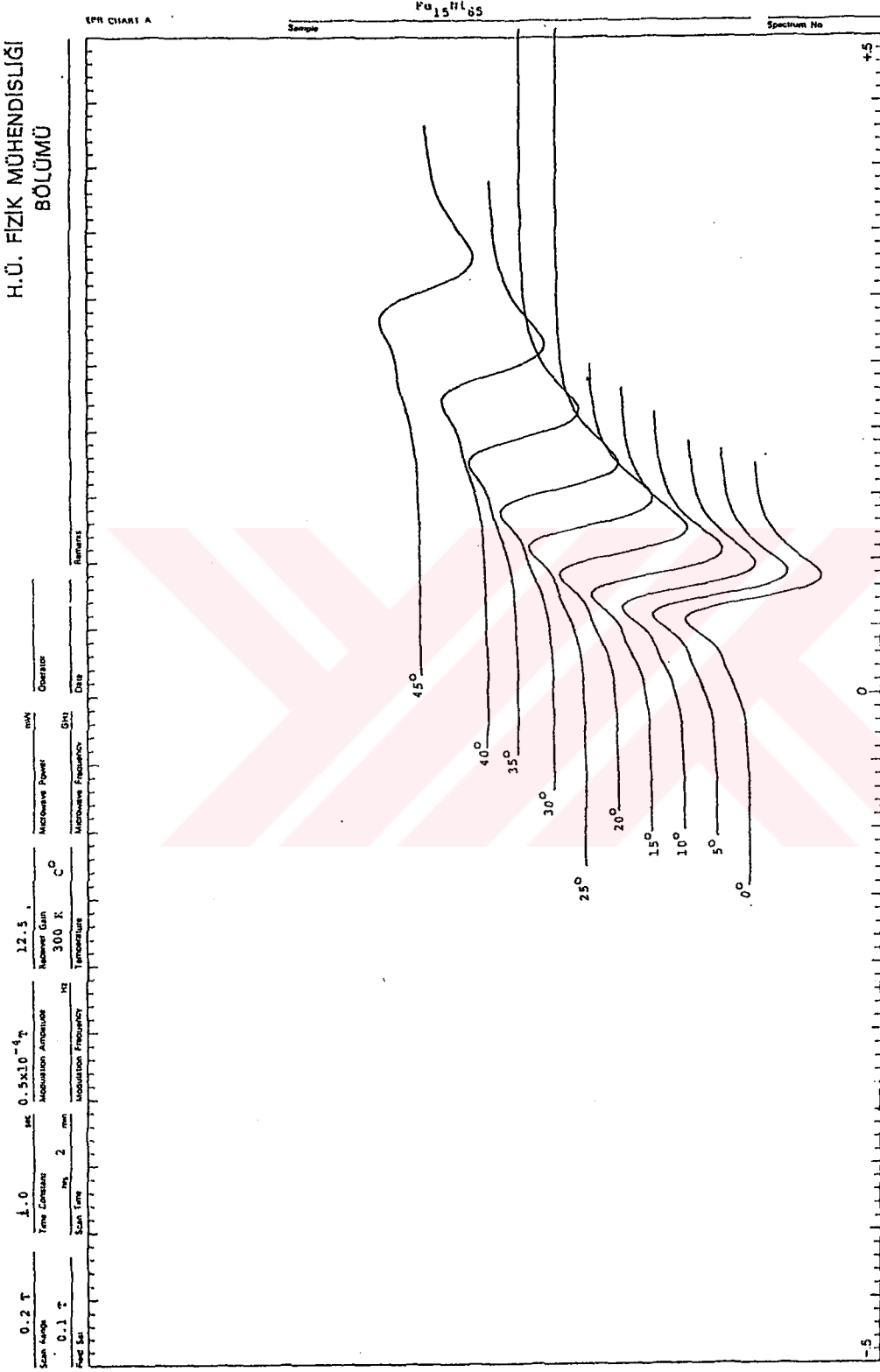
Rezonans alanlarının açıyla değişimi 60°-85° aralığında oldukça hızlıdır. Bu durum Şekil 4.3.'de açıkça görülmektedir. Şekil 4.3.'deki "*" işaretleri deneysel değerleri, sürekli çizgiler ise modelden bu deneysel sonuçlara uyarlanarak hesaplanan değerleri göstermektedir. Bu uyarlama sonucu $4\pi M_0$ ve g için sırasıyla 0.7622 T ve 2.155 değerleri elde edilmiştir.

H.Ü. FİZİK MÜHENDİSLİĞİ
BÖLÜMÜ

Scan Rate 1.0 sec Modulation Amplitude 0.50x10⁻⁴ r Magnet Unit 125k Operator
Pulse Seq 0.1 r Time Constant 2 sec Scan Time 2 min Modulation Frequency 300 K/c Temperature 300 K/c
Microwave Power mW Microwave Frequency MHz

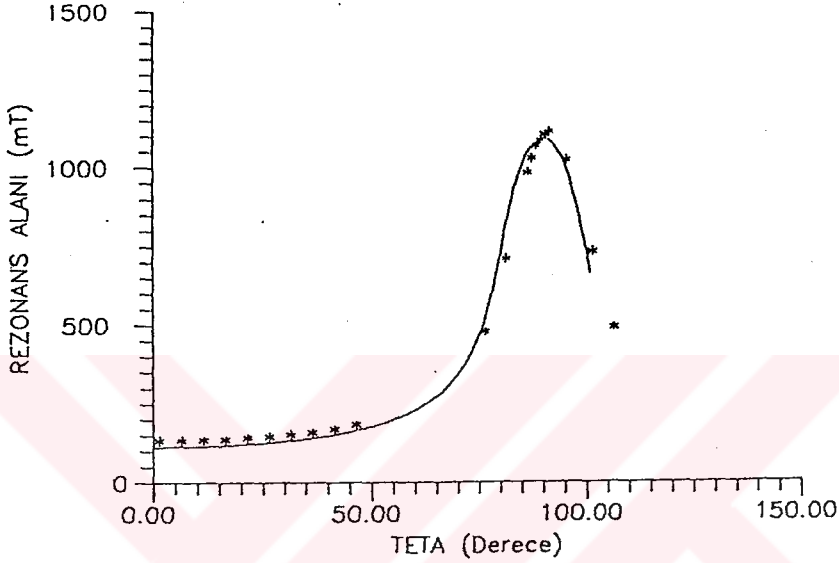


Şekil 4.1. Cam alttaş üzerine hazırlanmış Fe₁₅Ni₈₅ alaşım ince filminin çeşitli açılarda kaydedilen SDR spektrumları. Açılar ilgili spektrumun üzerinde verilmiştir.



Şekil 4.2. Cam alttaş üzerine hazırlanmış Fe₁₅Ni₈₅ alaşım filminin çeşitli açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları. Açılar ilgili spektrum üzerinde verilmiştir.

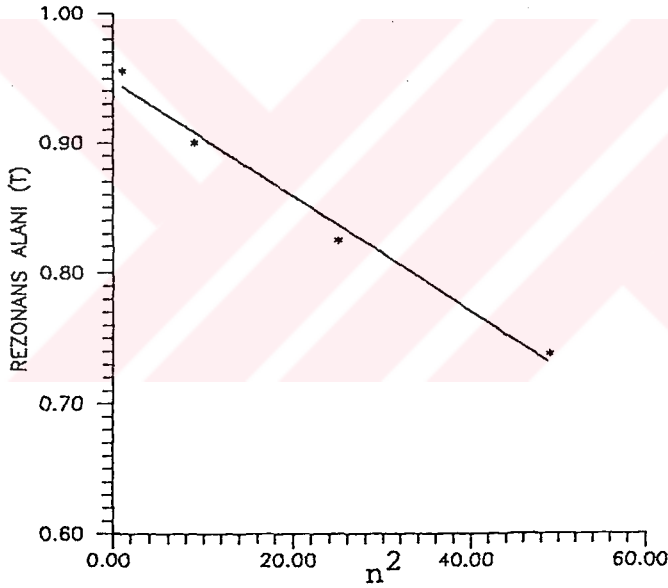
Burada $4\pi M_0$ ve g değerleri, 3.19 numaralı denklemden sıfırınca modun rezonans alan değeri dik ve paralel pozisyon için ortak çözümlere elde edilmiştir.



Şekil 4.3. Cam alttaş üzerine hazırlanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filminin 1. modun rezonans alan değerlerinin θ 'ya göre değişimi; Burada θ film düzlemiyle statik magnetik alan arasındaki açıdır. Sürekli çizgi modelden hesaplanarak deneye fit edilen değerleri göstermektedir.

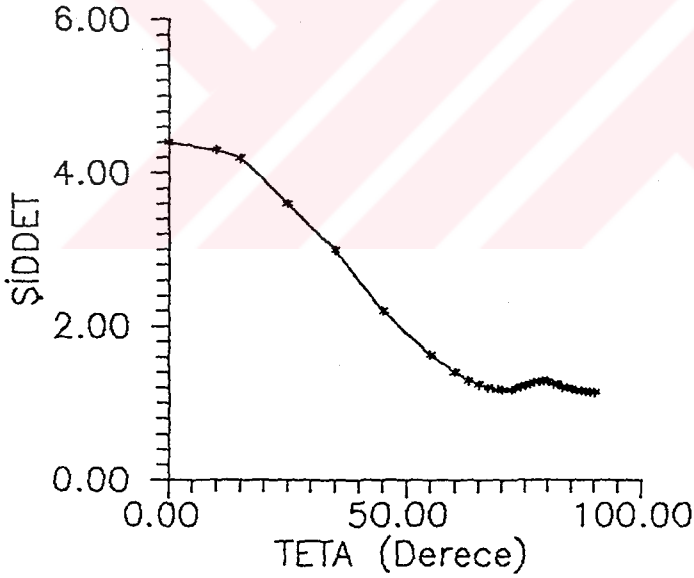
Diğer yandan değişik modların açığa bağlılığı birbirlerinden farklı olduğundan bazı açılarda bu modlara karşı gelen rezonans çizgileri üst üste binmektedir. Modların rezonans alanları arasındaki farklar modelin öngördüğü sınırları taşmaktadır. Bu, spinlerin yüzeylerde alan yönünde tam olarak çakılıp kalmadıklarını yani beklediğimiz sınır şartlarından

sapmaların olduğunu bir işarettir. Denklem (3.29)'la öngörülen alan değerlerinin n^2 'ye karşı grafiği Şekil 5.4.'de verildi. Görüldüğü gibi noktaların hepsi bir doğru üzerinde tam olarak oturmamaktadır. Yine de bu noktalardan bir doğru geçirerek bunun eğiminden $D(\pi/L)^2$ parametresi için 0.00436 mT değerini elde ettik. Eğer film kalınlığını ölçebilseydik ($D=2A/M_0$) tanımından değiş-tokuş parametresini belirleyebilecektik.



Şekil 4.4. Fe₁₅Ni₈₅ değişik modlar için rezonans alan değerlerinin n^2 'ye karşı grafiği. Bu grafiğin eğimi $D(\pi/L)^2$ olup değiş-tokuş etkileşme parametresi (A) hakkında ($D=2A/M_0$) bilgi (Kooi, 1964) vermektedir.

Spektrumun 1. modunun şiddetinin açıyla değişimi Şekil 4.5.'de verilmiştir. Görüldüğü gibi dış alan film yüzeyine paralel olduğunda spektrumlar oldukça şiddetlenmektedir. Bunun yanında $\theta=65^\circ$ civarında küçük bir minimum ve $\theta=80^\circ$ civarında ise yerel bir maksimum gözlenmektedir. Bu aralığın rezonans alanlarının hızla değiştiği aralık olduğuna dikkat edilmelidir. Diğer taraftan modelin öngördüğü şiddet eğrisi Şekil 4.5.'de sürekli çizgiyle verildi. Burada da davranış nitel olarak deneyin verdiği sonuçlarla uyum içindedir.



Şekil 4.5. Cam alttaş üzerine hazırlanmış Fe₁₅Ni₈₅ alaşım filminin 1. modunun şiddetinin teorik ve deneysel olarak açıya göre değişimi. Burada sürekli çizgi modelden hesaplanan değerleri göstermektedir.

4.3. Nikel ile Kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ Alaşım Filmi

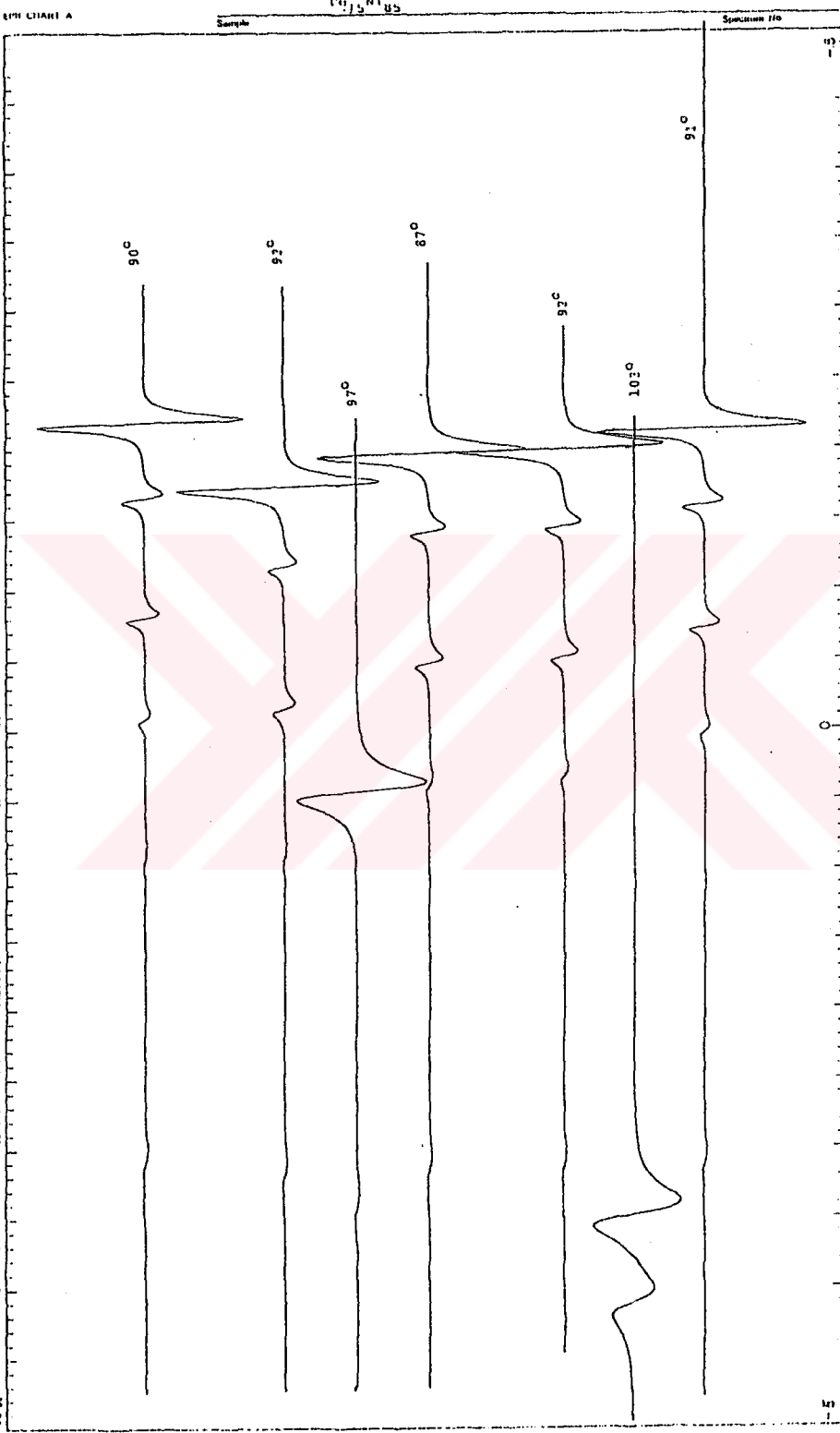
Sınır şartlarının SDR spektrumu üzerindeki etkisini incelemek üzere bu kez $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filmi her iki yüzeyden saf nikkelle kaplandı. Saf nikkelin kendi spektrumu çalıştığımız alan bölgesinin dışında kaldığından gözlenmemiştir. Bundan dolayı $Fe_{15}Ni_{85}$ spektrumuna ek bir katkı getirmez.

Alaşımın her iki yüzeyindeki spinlerle, kaplamanın iç yüzeyindeki nikel spinleri arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi alaşım filminin yüzeyinde pining şartını oluşturur. Böylece elde edilen SDR spektrumları, Şekil 4.6. ve Şekil 4.7. de verilmiştir. Yüzey anizotropisinin önemi, bu spektrumların kaplamasız örneğin spektrumları (Şekil 4.1. ve Şekil 4.2.) ile karşılaştırılarak görülebilir.

Spektrumlar bu kez daha net, yarı eğri genişlikleri daha küçük ve çizgi sayısı daha fazladır. Hatta örneğin henüz doyuma ulaşmadığı 0.5 T alan değerinde bile küçük bir rezonans çizgisi gözlemlendi. Deneysel rezonans alan değerleri ve daha önce sözü edilen bilgisayar programıyla bunlara uyarlanarak elde edilen kuramsal rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi Şekil 4.8.'de verildi. Görüldüğü gibi deneysel ve kuramsal değerler iyi bir uyum içindedir.

H.Ü. FİZİK MÜHENDİSLİĞİ
BÖLÜMÜ

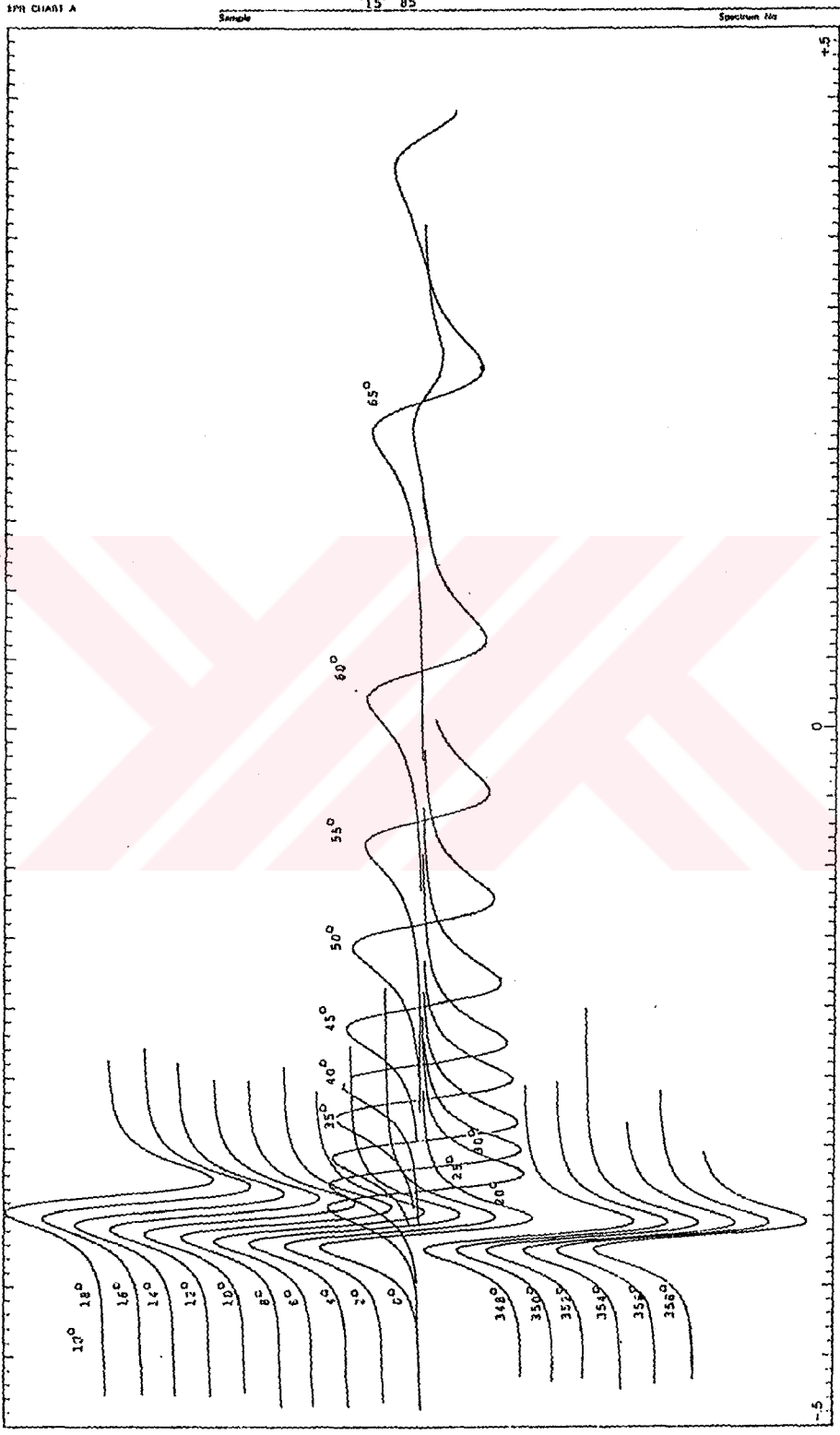
1 F -30 Teme Çapı: 0.5x10⁻⁴ m 32 Mikrodalga Gücü: mW Operatör:
23-1-1974 Modülasyon Amplitüdü: Receiver Gain: Mikrodalga Frekansı: GHz
0.5 T Çapı Teme: 2 m Modülasyon Frekansı: Hz Temperature: 300 K Modülasyon Frekansı: GHz
400 Hz Çapı Teme: 2 m Modülasyon Frekansı: Hz Temperature: 300 K Modülasyon Frekansı: GHz



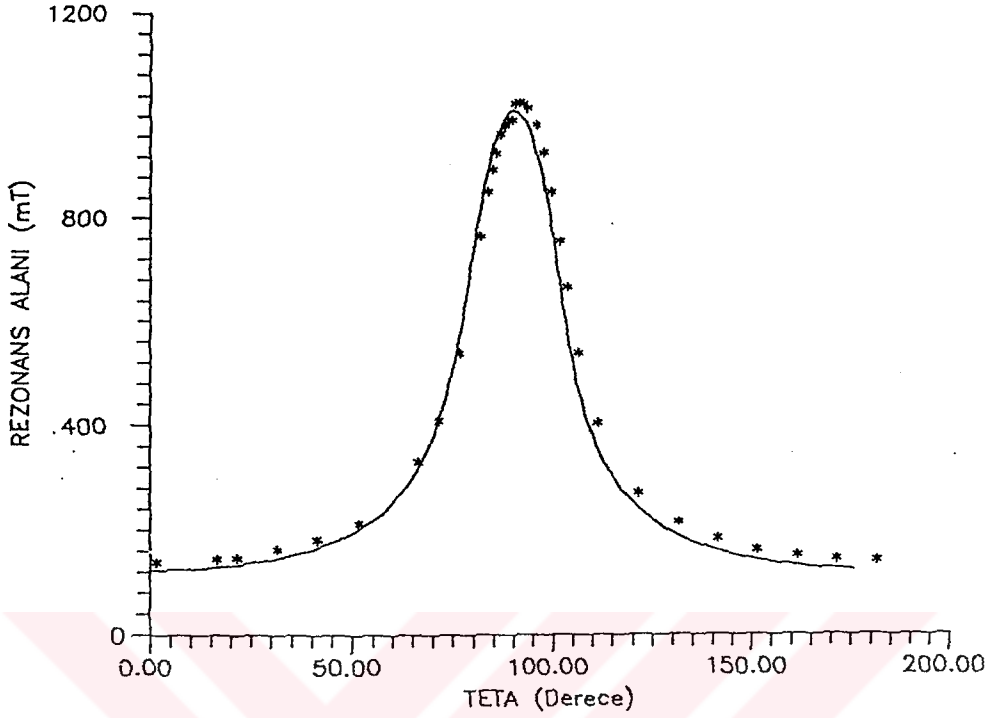
Şekil 4.7. Saf nikel ile her iki yüzeyden kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ ince filminin çeşitli açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları.

H.Ü. FİZİK MÜHENDİSLİĞİ
BÖLÜMÜ

G.4.T. .30 0.5x10⁻⁴ 300 R. 0.1 F
SDR NİSİN 0.1 F
Scale Time .30 sec Microscan Amplitude 300 R. Receiver Gain 0.1 F
Scan Time .30 sec Microscan Amplitude 300 R. Receiver Gain 0.1 F
Microscan Frequency 0.1 F
Microscan Power 0.1 F
Date



Şekil 4.6. Saf nikel ile her iki yüzeyden kaplanmış Fe₁₅Ni₈₅ ince filminin çeşitli açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları. Açılar ilgili spektrumun üzerinde belirtilmiştir.



Şekil 4.8. Her iki tarafı nikel ile kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filminin birinci moda karşı gelen rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi. Modelden deneye uyarlanarak elde edilen değerler sürekli çizgiyle gösterilmiştir.

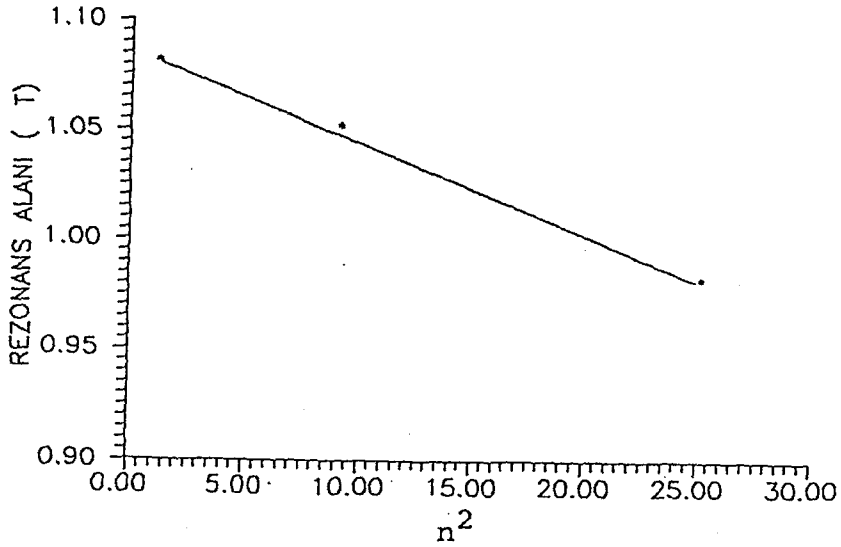
Uyarlama sonucu mıknatıslanma ve spektroskopik yarıma faktörü için sırasıyla 0.7614 T ve 2.154 değerleri bulundu. Bu sonuç cam üzerine büyütülen örnekten bulunan sonuçlara (0.7622 ve 2.155) oldukça yakındır. Değişik modlara karşı gelen rezonans alanlarının mod numarasının karesi (n^2)'ne göre grafiği Şekil 4.9.'da verildi. Bu grafiğin eğiminden $D(\pi/L)^2$ (0.062) parametresi bulundu.

4.4. $Fe_{10}Ni_{90}$ Alaşımı ile Kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ Alaşım Filmi

Bu kez kaplama olarak çok ince bir $Fe_{10}Ni_{90}$ alaşım tabakası kullanıldı. $Fe_{10}Ni_{90}$ alaşımı tabakası ince olduğundan vereceği spektrum asıl örneğin spektrumu yanında gözlenemeyecek kadar zayıf kalır. Bununla beraber yüzey şartlarında değişimler oluşturacağı açıktır. Bu örnekten çeşitli açılarda alınan spektrumlar Şekil 4.10. ve 4.11.'de görülmektedir. Bu spektrumların saf nikel kaplamalı olan örneğinkilerden önemli ölçüde bir farkı gözlenmemiştir. Bu spektrumlardan elde edilen rezonans alan değerleri ile bunlara uyarlanarak modelden bulunan değerlerin açıyla değişimleri Şekil 4.12.'de verildi. Görüldüğü gibi burada da tatmin edici bir uyum vardır. Bu uyarlama sonucu M_0 ve g için sırasıyla 0.7682 T ve 2.132 değerleri bulundu. Bu daha önce bulunan sonuçlarla uyumludur.

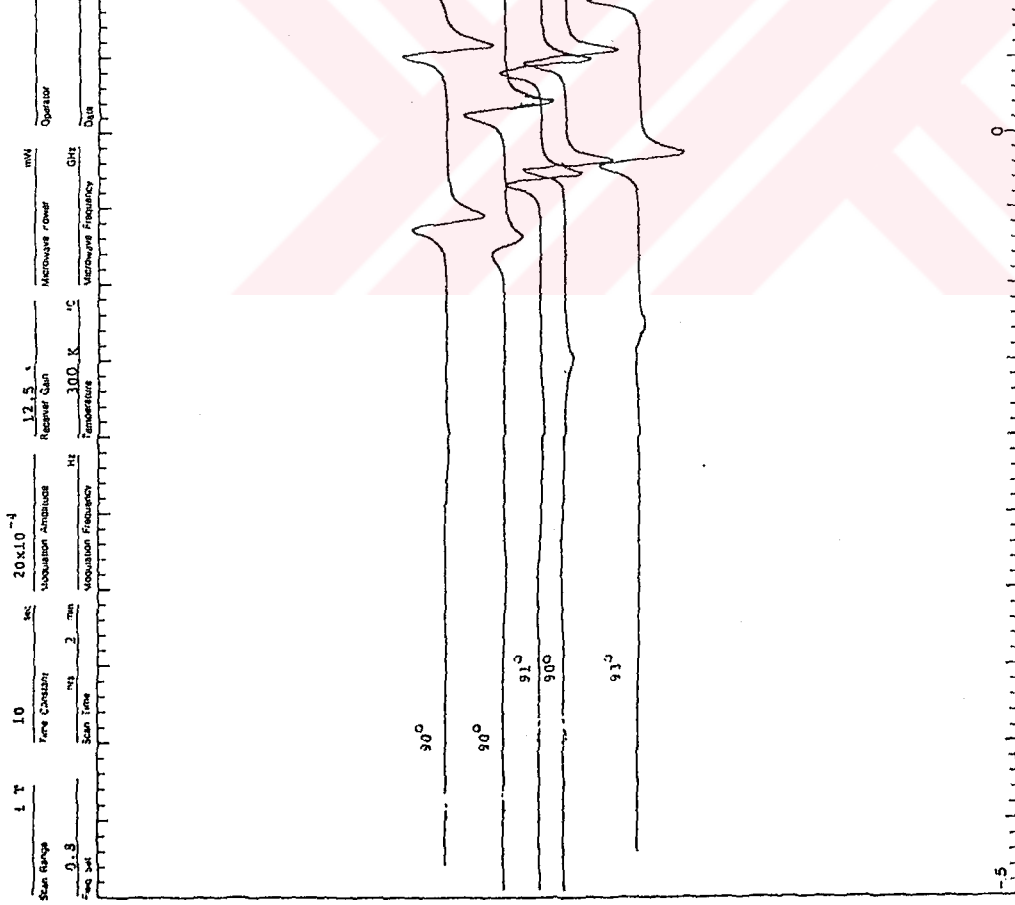
4.5. Au-Fe Alaşım Filmi

Son olarak, yüzdelerini tam olarak belirleyemediğimiz ancak %20 ile %30 arasında atomik oranda demir içeren Au-Fe alaşımının, farklı iki sıcaklıkta, dik ve paralel pozisyon için kaydedilen "Spin Dalga Rezonansı" spektrumları Şekil 4.13.'de verildi.



Şekil 4.9. Her iki tarafı nikel ile kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşımı filminin deneysel rezonans alanlarının n^2 'ye karşı grafiği.

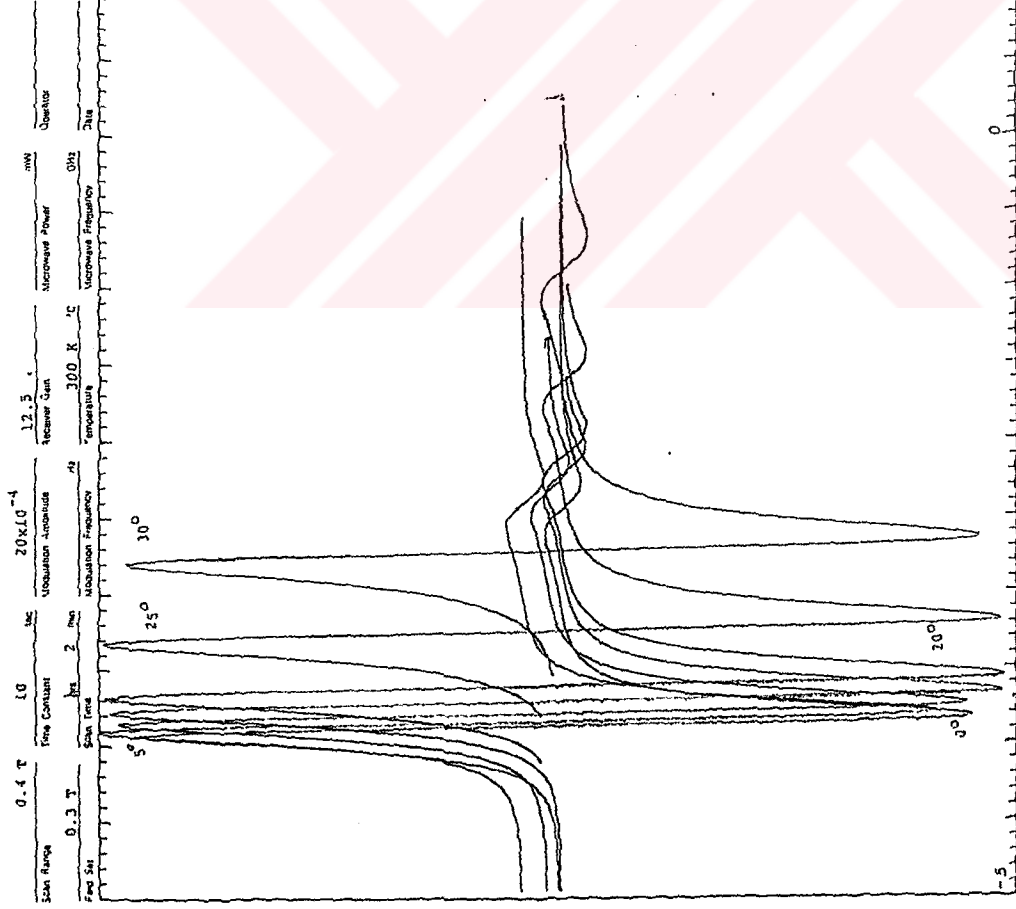
Au-Fe spektrumlarının yarı eğri genişlikleri, Fe-Ni alaşımınkilere göre çok daha büyüktür. Düşük sıcaklıktaki spektrumların rezonans alan değerleri daha dış bölgelere kaymıştır. Bu da M 'in sıcaklık düştükçe büyüdüğünü göstermektedir. 90 K'de açığa bağlı olarak kaydedilen spektrumların rezonans alanları Şekil 4.14.'de verilmiştir. Deneysel sonuçlara uygun teorik rezonans alanlarının grafiği Şekil.4.14.'de grafik üzerinde sürekli çizgilerle gösterilmiştir. Burada da görüldüğü gibi 1.mod için uyum gayet iyidir. Ancak diğer modların rezonans çizgi şekilleri ara açılarda belirsiz bir şekil aldığından



Şekil 4.10. Fe₁₀Ni₉₀ alaşımı ile heriki yüzeyden kaplanmış Fe₁₅Ni₉₀ alaşımı ince filminin çeşitli açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları. Açılar ilgili spektrumun üzerinde gösterilmiştir.

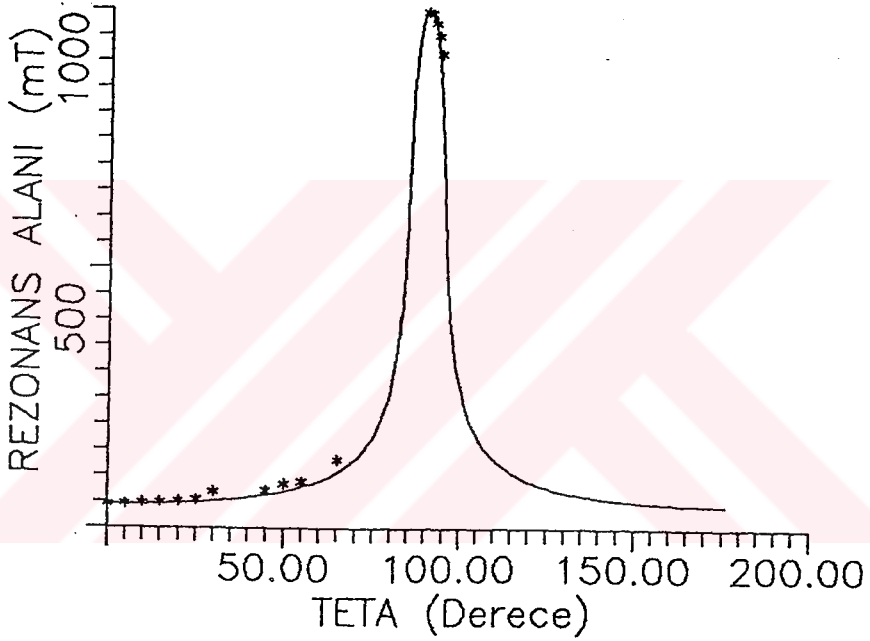
H.Ü. FIZİK MÜHENDİSLİĞİ
BÖLÜMÜ

Fe₁₀Ni₉₀ alaşımını ile her iki taraftan kaplandı.
Sırasıyla



Sekil 4.11. Fe₁₀Ni₉₀ alaşımını ile her iki yüzeyden kaplanmış Fe₁₀Ni₉₀ alaşımını ince filminin çeşitli açılarda kaydedilmiş SDR spektrumları.
Açılar ilgili spektrumun üzerinde gösterilmiştir.

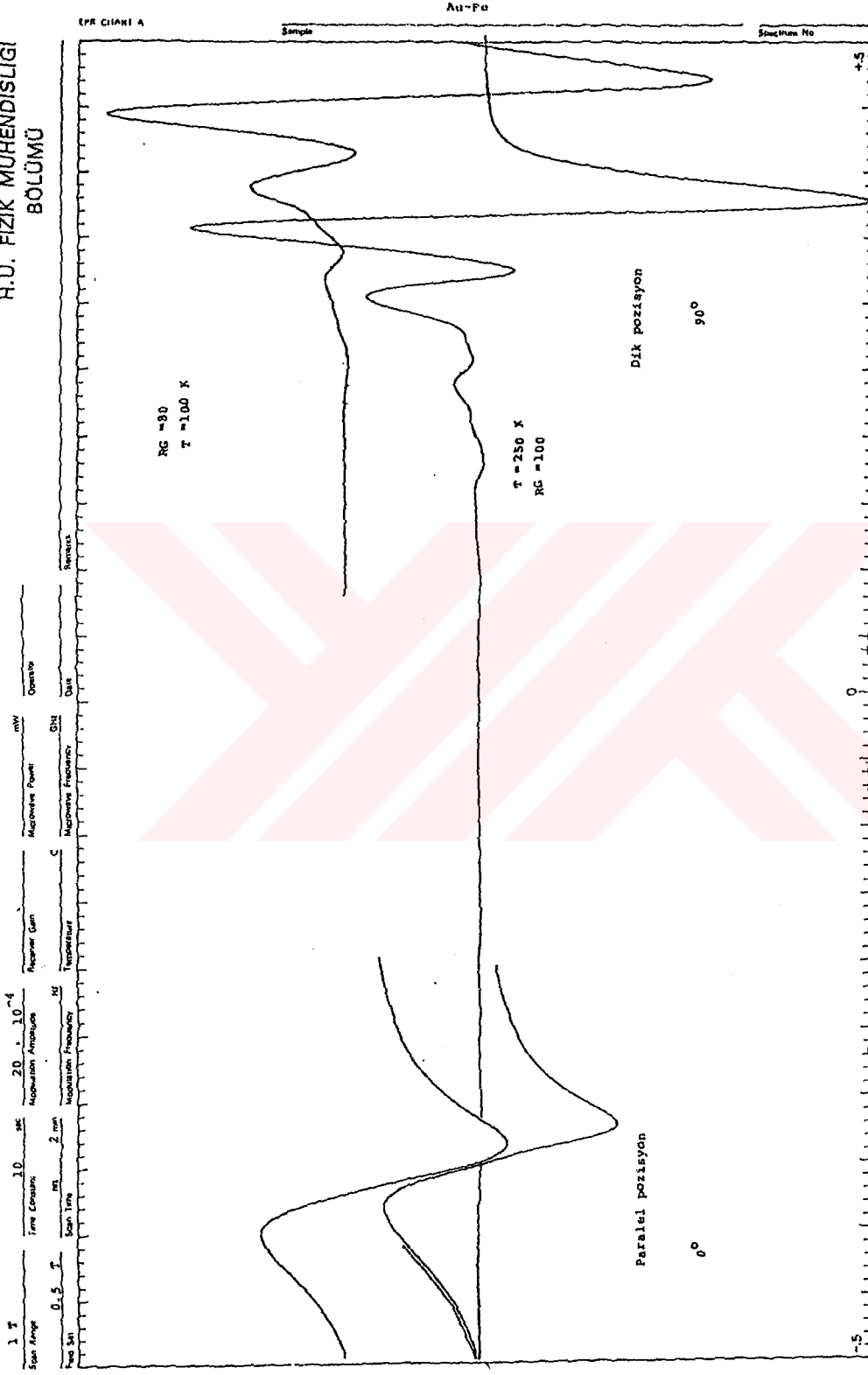
bunlara karşı gelen deneysel değerler Şekil 4.14.'de verilmemiştir. Açı 90° 'den 86° 'ye indiğinde 5.modun rezonans alan değeri çok hızlı bir şekilde sıfır alan bölgesine doğru kaymaktadır. Halbuki, bu alanlarda örnek henüz doyuma gidemediğinden rezonans gözlemek teorik olarak da mümkün değildir.



Şekil 4.12. $Fe_{10}Ni_{90}$ alaşımı ile her iki tarafı kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filminin 1. moduna karşı gelen rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi. Sürekli çizgi modelden hesaplanan değerleri göstermektedir.

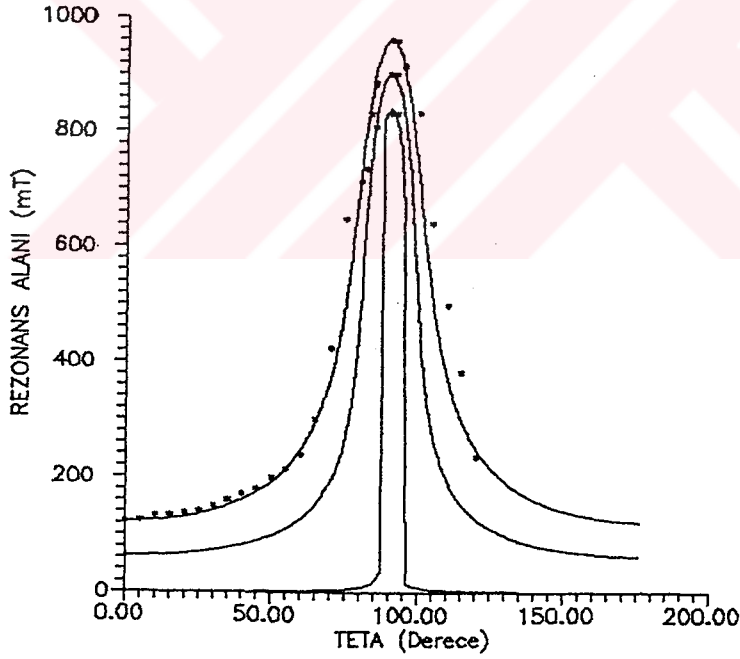
Doyum mıknatıslanma değeri M_0 , spektroskopik yarıлма faktörü g ve değiş-tokuş etkileşim parametresi D 'nin

H.Ü. FİZİK MÜHENDİSLİĞİ
BÖLÜMÜ



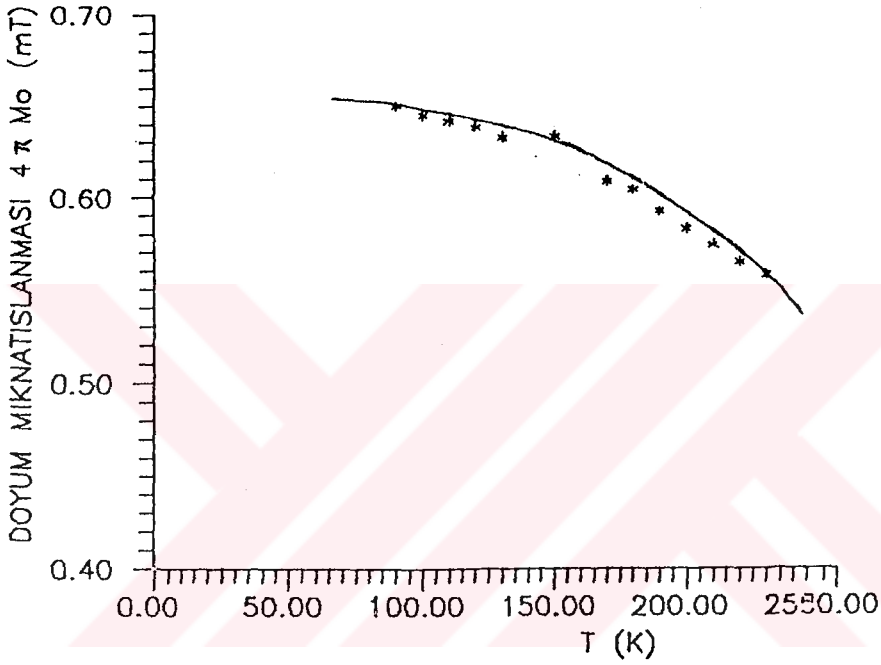
Şekil 4.13. Cam alttaş üzerine hazırlanmış Au-Fe alaşım ince filminin iki ayrı sıcaklık için dik ve paralel pozisyon için kaydedilmiş SDR spektrumları. Açık ve sıcaklıklar ilgili spektrum üzerinde verilmiştir.

sıcaklıkla değişimleri Şekil 4.15., 4.16., 4.18.'de verildi. D'yi bulmak için rezonans alanlarının çeşitli sıcaklıklar için n^2 'ye karşı grafikleri (Şekil 4.17.) çizildi. Bunların eğiminden $D(\pi/L)^2$ bulundu. Şekil 4.15.'de de görüldüğü gibi M'in sıcaklıkla değişimi tipik ferromagnetik davranış göstermektedir. Değiş-tokuş etkileşme parametresinin ($D=2A/M_0$) davranışı'da M'in davranışına paralellik göstermektedir (Şekil 4.18.). A büyüdükçe örnek daha çok ferromagnetik özellik kazandığından doyum mıknatıslanma değerinin sıcaklığın bozucu etkisine karşı direnmesinin kuvvetleneceği açıktır.

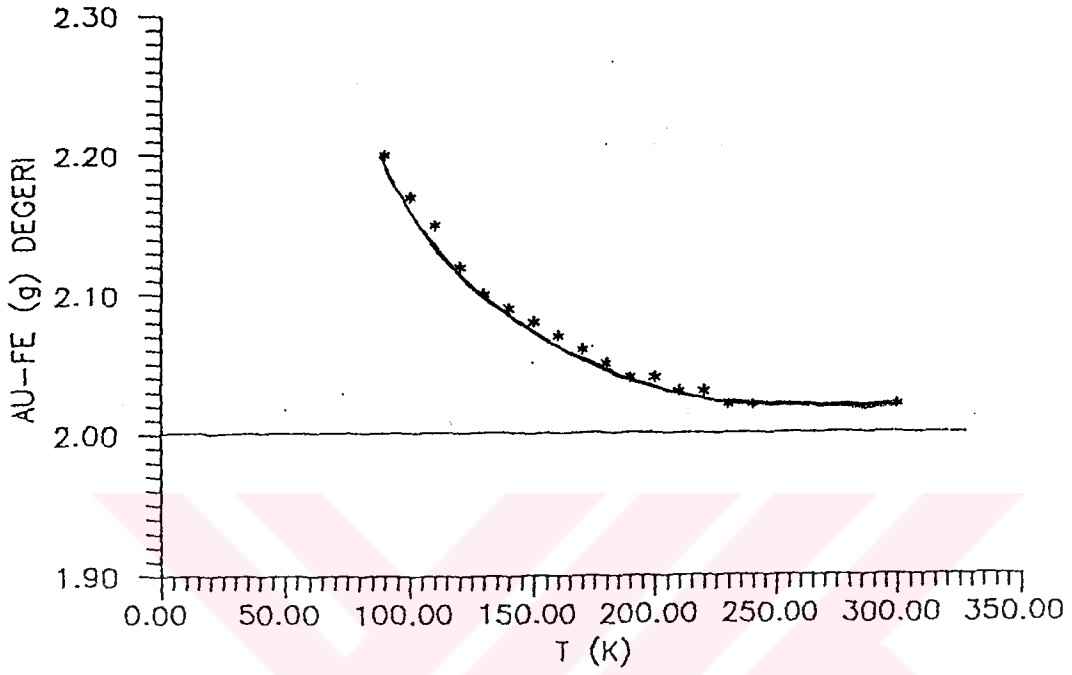


Şekil 4.14. Au-Fe alaşımında çeşitli modlara ait rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi. Sürekli çizgiler modelden deneye uyarlanarak bulunan değerleri göstermektedir.

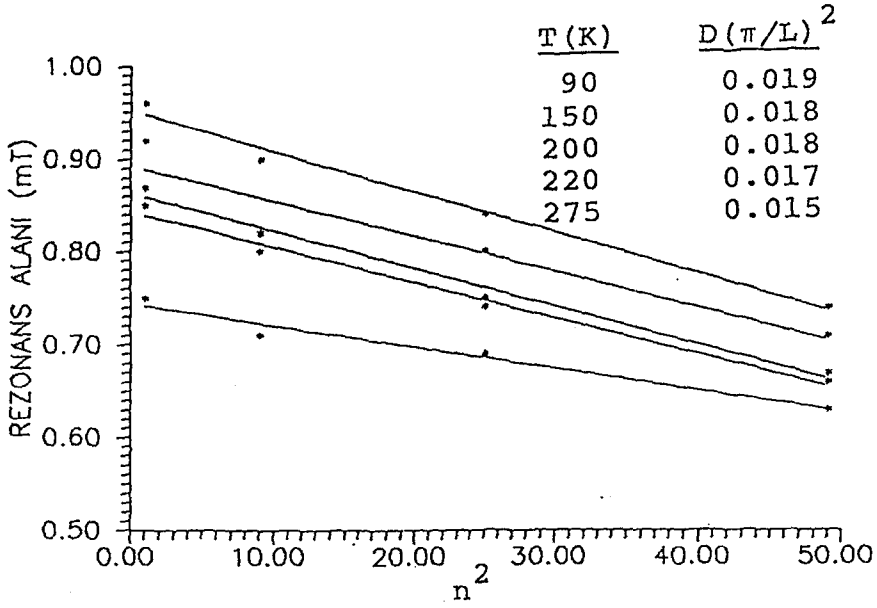
Şekil 4.16.'ya göre g artan sıcaklıkla küçülme ve belli bir sıcaklıktan sonra sabit bir değer almaktadır. Dolayısıyla sıcaklık düştükçe hem A hemde g büyümektedir. Bu A ile g arasında bir ilişki olduğunu gösterir.



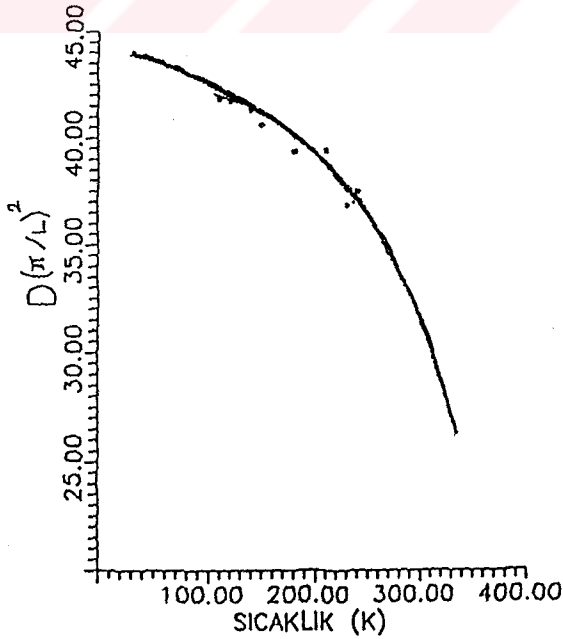
Şekil 4.15. Au-Fe alaşımı için SDR spektrumlarından elde edilen doyum mıknatıslanma değerlerinin sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.16. Au-Fe alaşımı için SDR spektrumlarından elde edilen deneysel spektroskopik yarıлма faktörünün (g) sıcaklıkla değişimi.



Şekil 4.17. Çeşitli sıcaklıklar için rezonans alanlarının mod numarası n 'in karesine göre grafikleri. Sürekli çizgiler deneysel değerleri en iyi temsil edebilen doğrulardır. Bunların eğimi $D(\pi/L)^2$ parametresini verir.



Şekil 4.18. Au-Fe alaşımı için Şekil 4.17. deki eğrilerden elde edilen $D(\pi/L)^2$ değerlerinin sıcaklıkla değişimi.

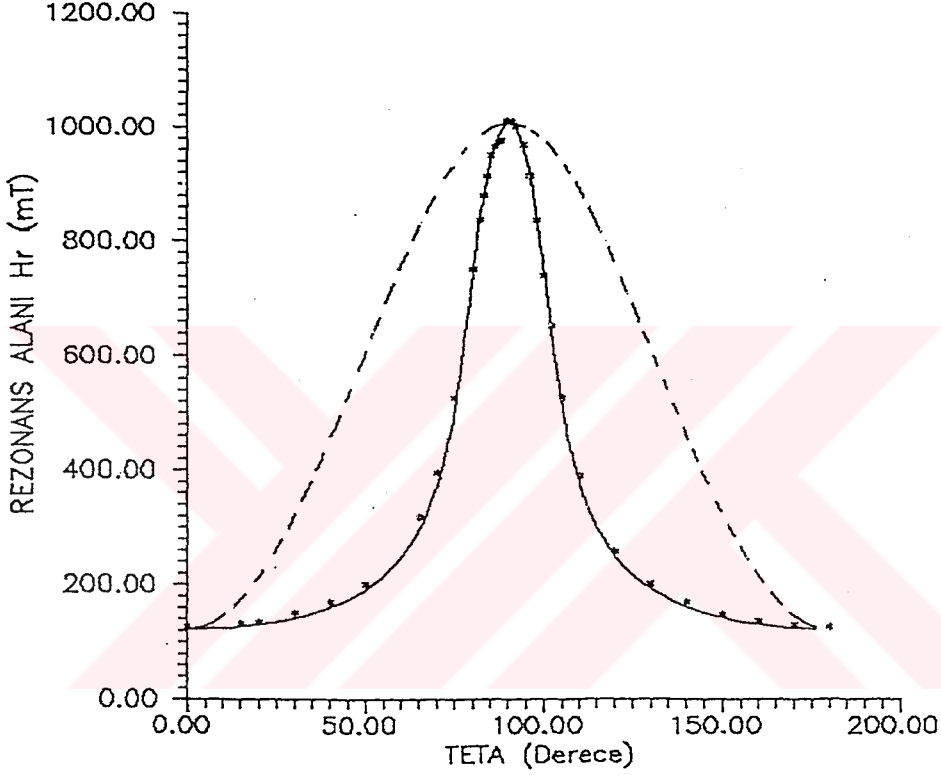
5. SONUÇ ve YORUM

Bu çalışmada amacımız, öncelikle ferromagnetik ince filmlerde deneysel SDR spektrumu gözleyebilmektir. Bu başarıldı. Ancak spektrumların davranışı, film hazırlama koşullarına sıkı sıkıya bağlıdır. Bazı durumlarda yalnız 1.moda karşı gelen tek bir rezonans çizgisi gözlenirken, bazılarında ise daha yüksek numaralı modlara karşı gelen rezonans çizgileri gözlenmiştir. Modelin öngördüğüne göre, artan film kalınlığı ile aynı alan bölgesinde yüzlerce rezonans çizgisi gözlenebilmelidir. Ancak, bizim örneklerde en kalın film 2000 Å dır. Ayrıca metalik alaşım ince filmlerde, yüzey akımlarının rolü gözardı edilemez. Yüzey akımları nedeniyle mikrodalga alanının şiddeti film içinde homojen olmamakta ve bunun bir sonucu olarak rezonans alan değerleri değişmektedir. X-bandında çalışan bir spektrometre ile, daha yüksek alanlara gidemediğimizden bu örneklere ait daha yüksek modları gözleyemedik. Q-band spektrometresi ile, geniş bir alan bölgesinde daha yüksek modların rezonans alan değerlerini saptamak mümkün olabilirdi. O yüzden çalışmamızda doyum mıknatıslanma değeri daha düşük olan alaşımları seçtik.

5.1. Modelle Deneyden Elde Edilen Sonuçların Karşılaştırılması

Modelimizin 0. modun rezonans alan değerleri için verdiği değerler, Şekil 5.1. de görüldüğü gibi

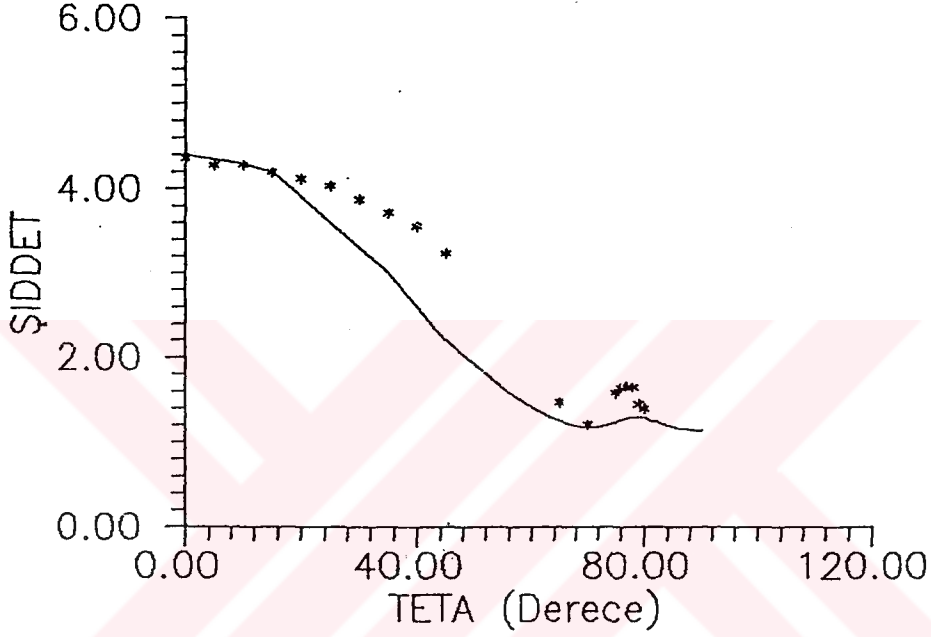
deneysel değerlere çok yakındır. Şekil 5.1.'de yıldızlar deneysel değerleri, sürekli çizgi bizim modelin verdiği değerleri, kesikli çizgi ise Bloembergen(1950) ifadesinden elde edilen değerleri



Şekil 5.1. Rezonans alan değerlerinin açıyla değişimi. Burada açı, film yüzeyi ile dışarıdan uygulanan magnetik alan arasındaki açıdır. Yıldızlar deneysel verileri, sürekli çizgi modelden elde edilen değerleri, kesikli çizgi ise Bloembergen tarafından önerilen rezonans alan değerlerinin açıyla değişimine ait noktaları göstermektedir.

göstermektedir. Ara açı değerlerinde Bloembergen ifadesinden elde edilen değerlerin, deneysel

değerlerden tümüyle uzaklaştığı görülmektedir. Bu hal Bloembergen'in ifadeyi türetirken doyum mıknatıslanma değerinin, her zaman uygulanan alana paralel olduğunu kabul etmesindedir.



Şekil 5.2. SDR spektrumunun birinci moduna karşı gelen rezonans çizgisinin şiddetinin açıyla değişimi. Modelden elde edilen değerler sürekli çizgi ile verilmektedir. Yıldız işaretlileri ise, deneysel değerlere karşı gelmektedir.

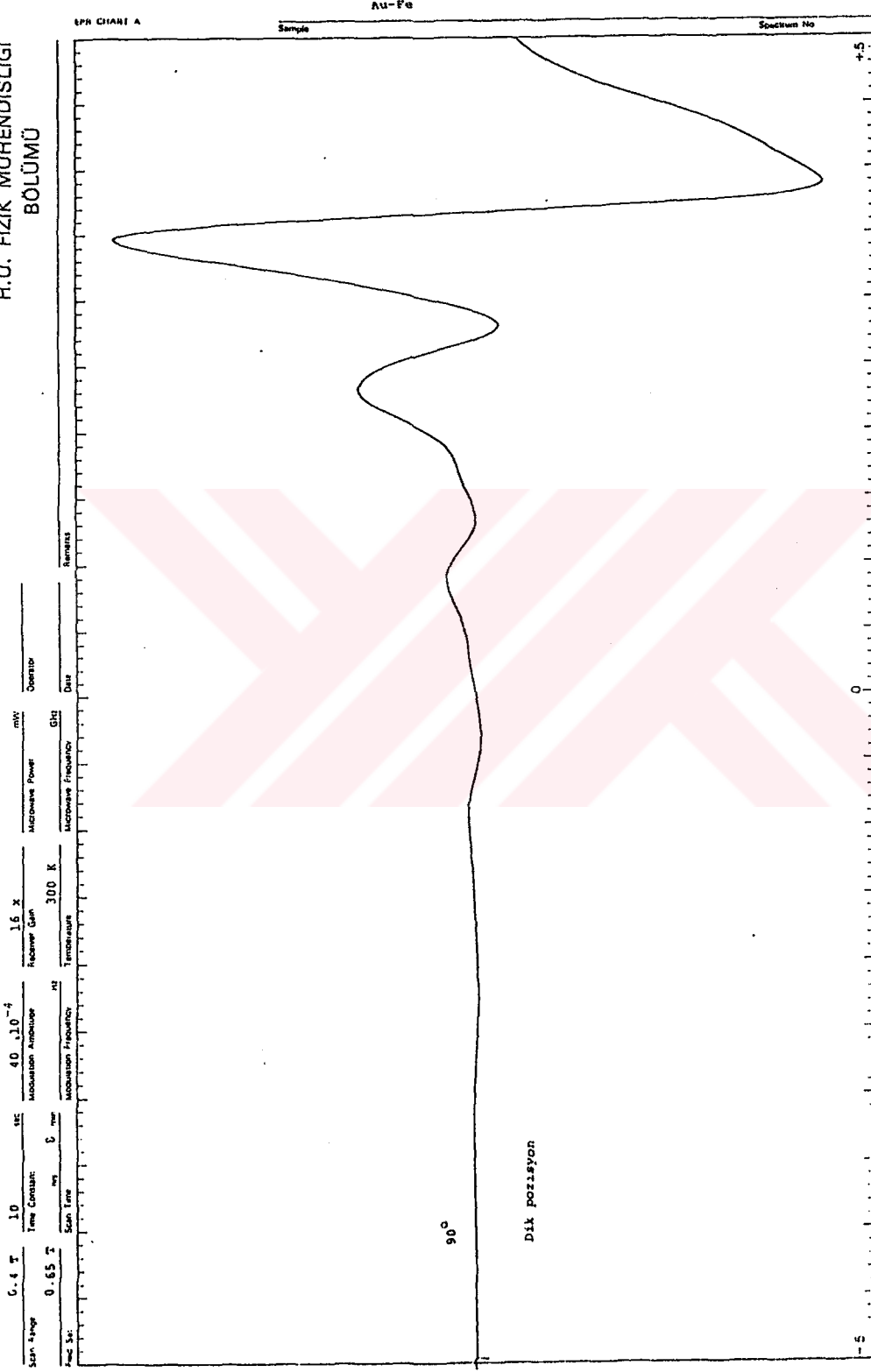
Diğer modlar için uyum o kadar iyi değildir. Örneğin mıknatıslanmasının homojen olmaması ve her iki yüzeydeki yüzey anizotropisinin özdeş kılınamaması ya da, küçük olması gibi nedenler, spektruma çift numaralı modlardan da katkı gelmesine ve modelin bu haliyle uygulandığında deneysel sonuçlardan nispeten sapmasına neden olmaktadır.

Şekil 5.2.'de de görüldüğü gibi, şiddet değerleri için deneyden ve modelden elde edilen değerlerin açıyla davranışı nitel olarak çok benzerdir. Şiddetin mutlak değerlerindeki farklılıklar yüzey şartlarının açıyla değişiminden kaynaklanmaktadır.

Doyum mıknatıslanma değeri, değiş-tokuş etkileşme parametresi ve spektroskopik yarıлма faktörü için SDR tekniğinin ideal olduğu söylenebilir. Özellikle çok sayıda SDR çizgisi gözleendiğinde bu parametrelerin sıcaklığa göre davranışı büyük bir başarı ile incelenebilir.

5.2. Simulasyon

Daha önce sözü edilen nedenlerden dolayı model bu haliyle deneysel spektrumların aynısını veremez. Özellikle örneğin hazırlanma koşullarının SDR spektrumlarının karakterinde önemli değişikliklere neden olması bizi modelle deney arasında nicel olarak tam bir uyum aramaktan caydırmıştır. Bununla beraber, modelin öngördüğü spektrumların deneysel spektrumları nitel olarak ne ölçüde karşılayabileceğini araştırmak için bilgisayarla simulasyon yaptık. Deneysel spektrumlardan elde edilen parametreleri (M, g, D) girdi olarak kullanan bir bilgisayar programı hazırlandı. Bu program Bloch tipi sönüm içeren denklemlerin çözümlerini kullanarak μ_2 'yi uygulanan alan ve açının fonksiyonu olarak hesaplamaktadır.

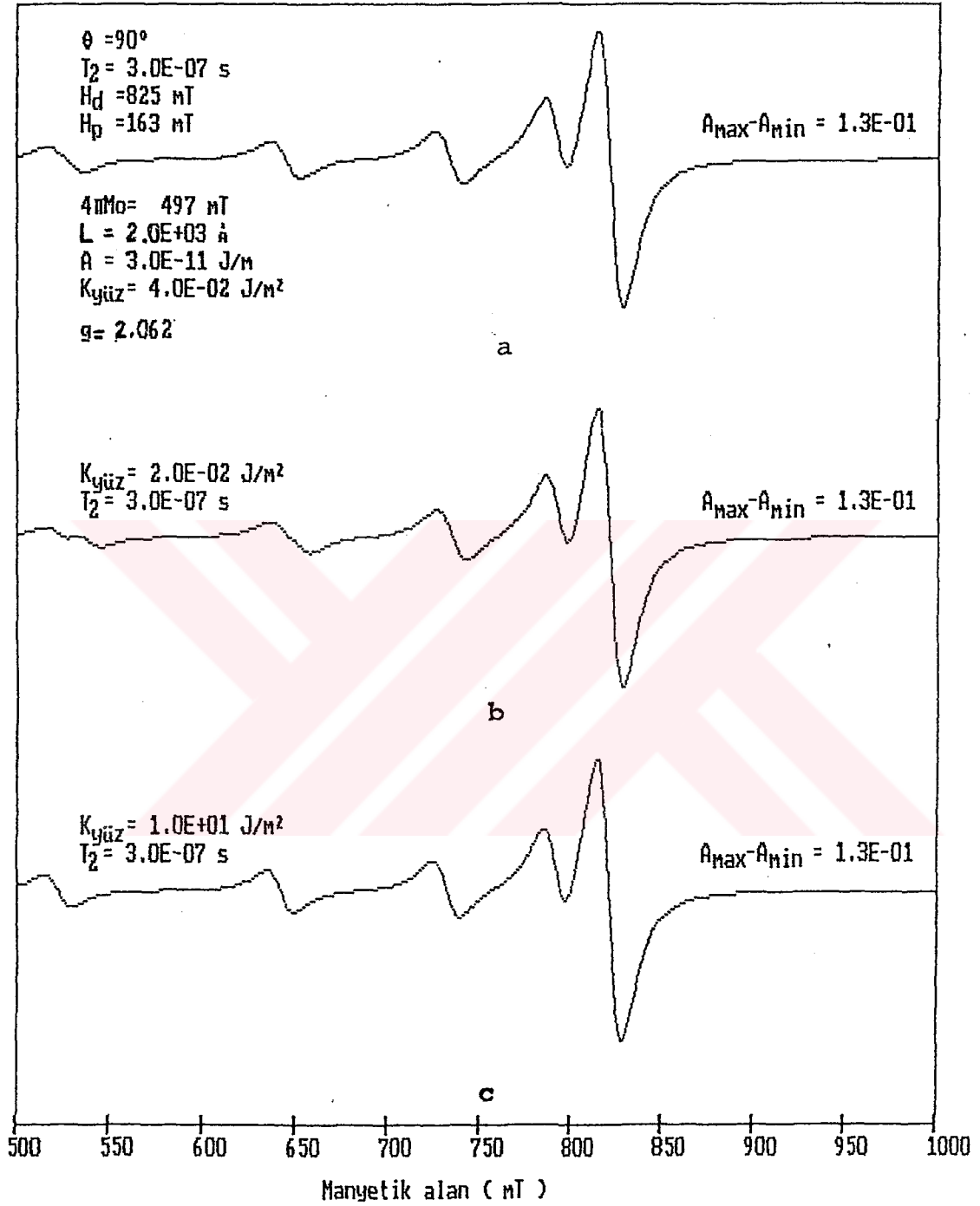


Şekil 5.3. Au-Fe alaşımı için 300 K de dik geometri için elde edilen SDR spektrumu.

Böylece dik geometri için simülasyondan elde edilen spektrumlarla (Şekil 5.4.) bunların benzetildiği deneysel spektrumlar (Şekil 5.3.) verildi.

Yüzeydeki spinlerin "surface spin pining" şartını tam olarak sağladığı durum için (yüzey anizotropi parametresinin değeri sonsuz) hesaplanan teorik spektrum deneysel spektruma o kadar iyi uymamaktadır (Şekil 5.4.c). Ancak yüzey anizotropi değerinin sonlu değerleri için simülasyondan bulunan spektrumlar Şekil 5.4. a ve b'de de görüldüğü gibi deneysel spektrumla oldukça benzerlik göstermektedir. Özellikle yüzey anizotropi parametresi küçüldükçe, yüksek numaralı modlara karşı gelen rezonans eğrileri daha da genişleyip zayıflamakta ve deneysel davranışa uyum sağlamaktadır. Aynı şekilde rezonans eğrilerinin birbirlerine göre uzaklıkları da iyi bir uyum içindedir. Şurası da unutulmamalıdır ki hareket denklemleri çözülürken Bloch tipi sönüm esas alınmıştır. Belki diğer sönüm türleri, daha iyi bir uyum sağlayabilirdi.

Simülasyona diğer bir örnek de, her iki taraftan demir ile kaplanmış $Fe_{15}Ni_{85}$ alaşım filminden elde edilen deneysel spektrumlar için Şekil 5.5.-5.8.'de verilmiştir. Burada hem dik ve hem de paralel geometri durumundaki spektrumlar karşılaştırıldı. Simülasyondan elde edilen spektrumların hemen altında her mod için filmde oluşan spin dalgalarının şekli küçük dikdörtgen çerçeveler içinde çizdirildi. Deneysel spektrumlardan elde edilen uygun M, g ve D

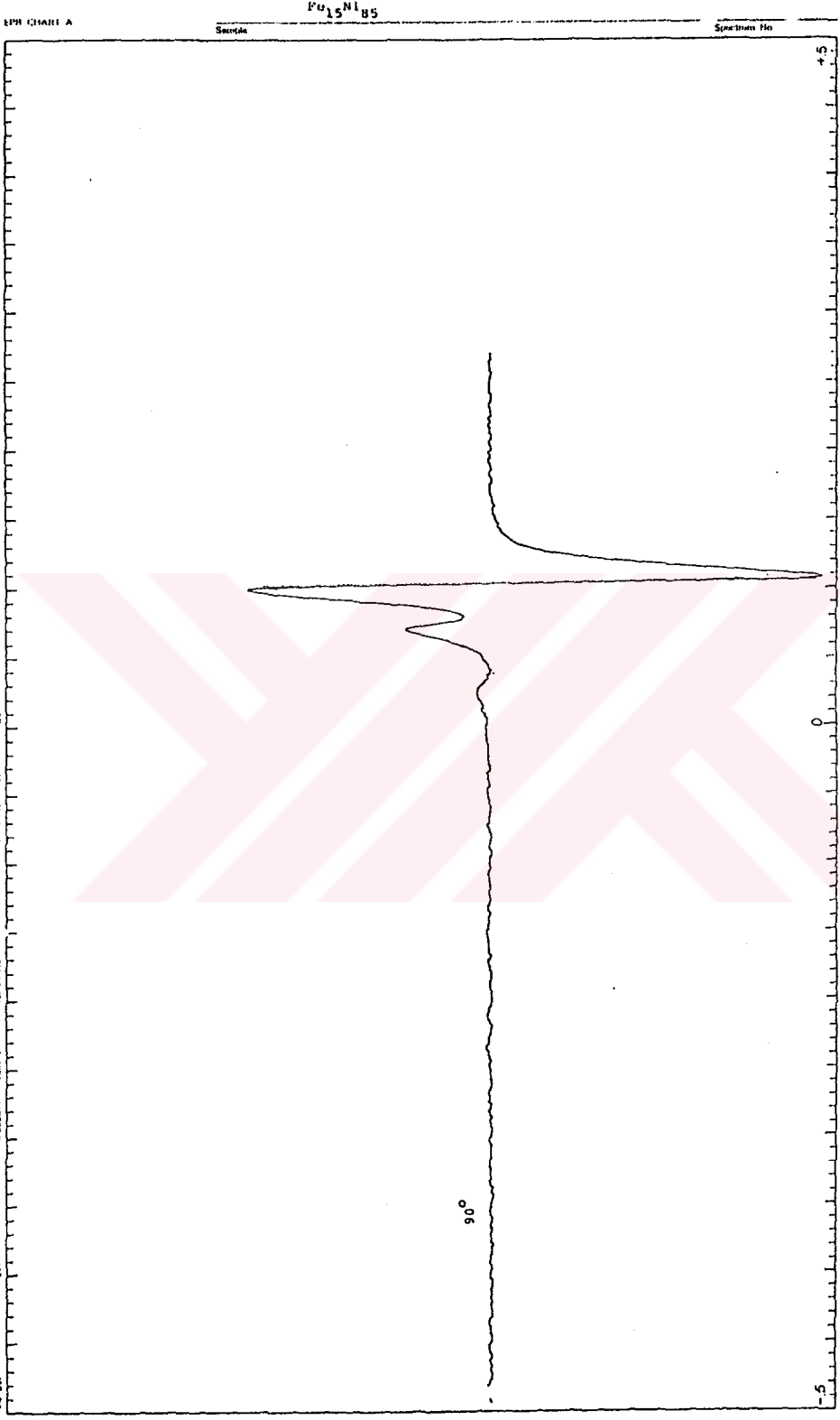


Şekil 5.4. Yüzey anizotropisinin farklı üç değeri için simulasyon yoluyla elde edilen SDR spektrumları. Parametreler ilgili spektrumun üzerinde verilmiştir.

H.Ü. FİZİK MÜHENDİSLİĞİ

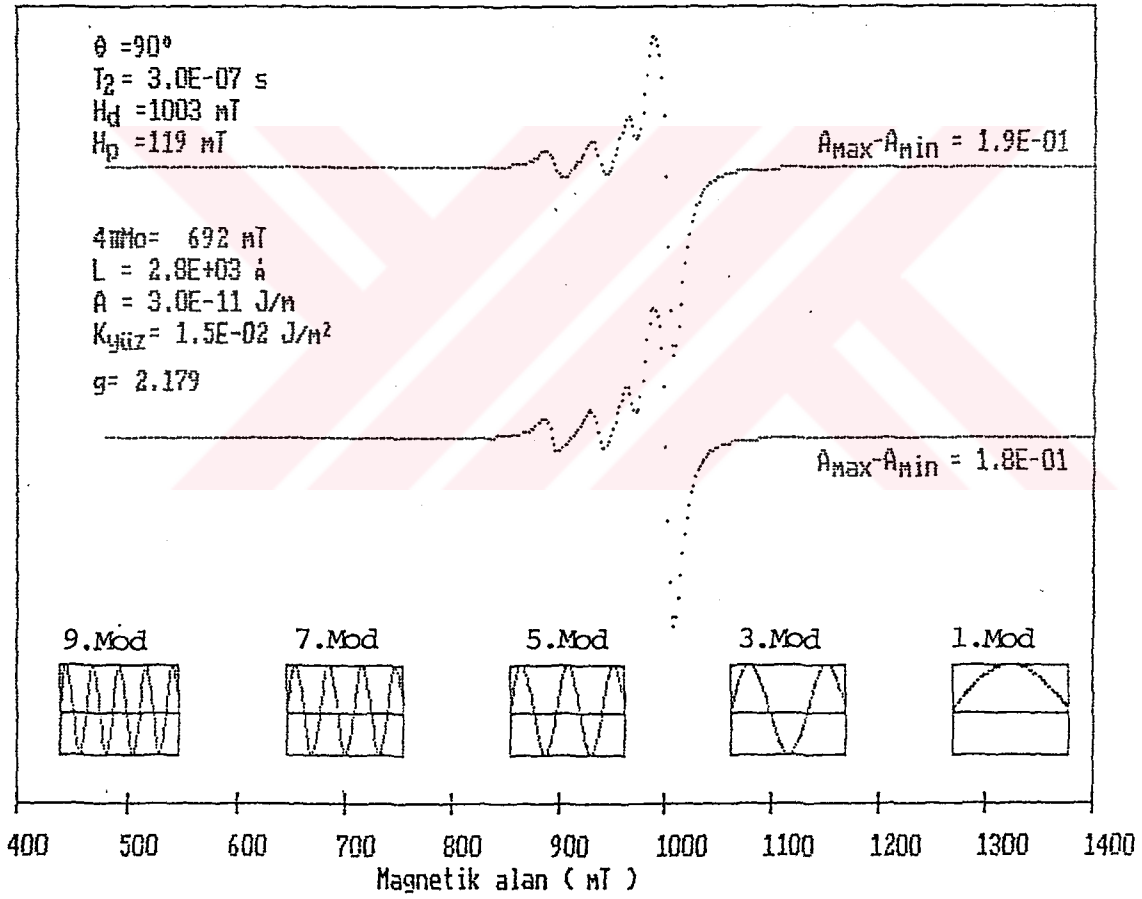
Fer-115 per. i.i. katraktan kaplandı. BÖLÜMÜ

Scan Number 1 T 0.3 sec 50 Modulation Amplitude 10^{-4} 400 Receiver Gain 300 K. Microwave Power 400 mW Operator
0.9 T Scan Time 2 sec 2 Microwave Frequency 300 K. Temperature 300 K. Date



Şekil 5.5. Saf demirle iki yüzeyden kaplanmış Fe_{115} alaşım filminin dik geometri için kaydedilen deneysel SDR spektrumu.

parametreleri kullanılarak bu spektrumların benzerini en iyi biçimde verebilecek teorik spektrumlar elde edilinceye kadar T_2 parametresi değiştirildi. Böylece elde edilen teorik ve deneysel spektrumların iyi bir uyum içinde olduğu görülmektedir. Özellikle paralel pozisyon için, ana çizgi (1. mod)'nin biçimindeki bozukluk ve diğer modlar istenen uyum içindedir.



Şekil 5.6. Yüzey anizotropisinin farklı iki değeri için simulasyondan elde edilen SDR spektrumları. Dikdörtgen çerçeveler içinde çeşitli modlar için, filmde oluşan spin dalgaları görülmektedir.

H.Ü. FİZİK MÜHENDİSLİĞİ
BÖLÜMÜ

0.2 T
Scan Range
0.1 T
Scan Rate

0.3
Time Constant

0.5
Modulation Amplitude

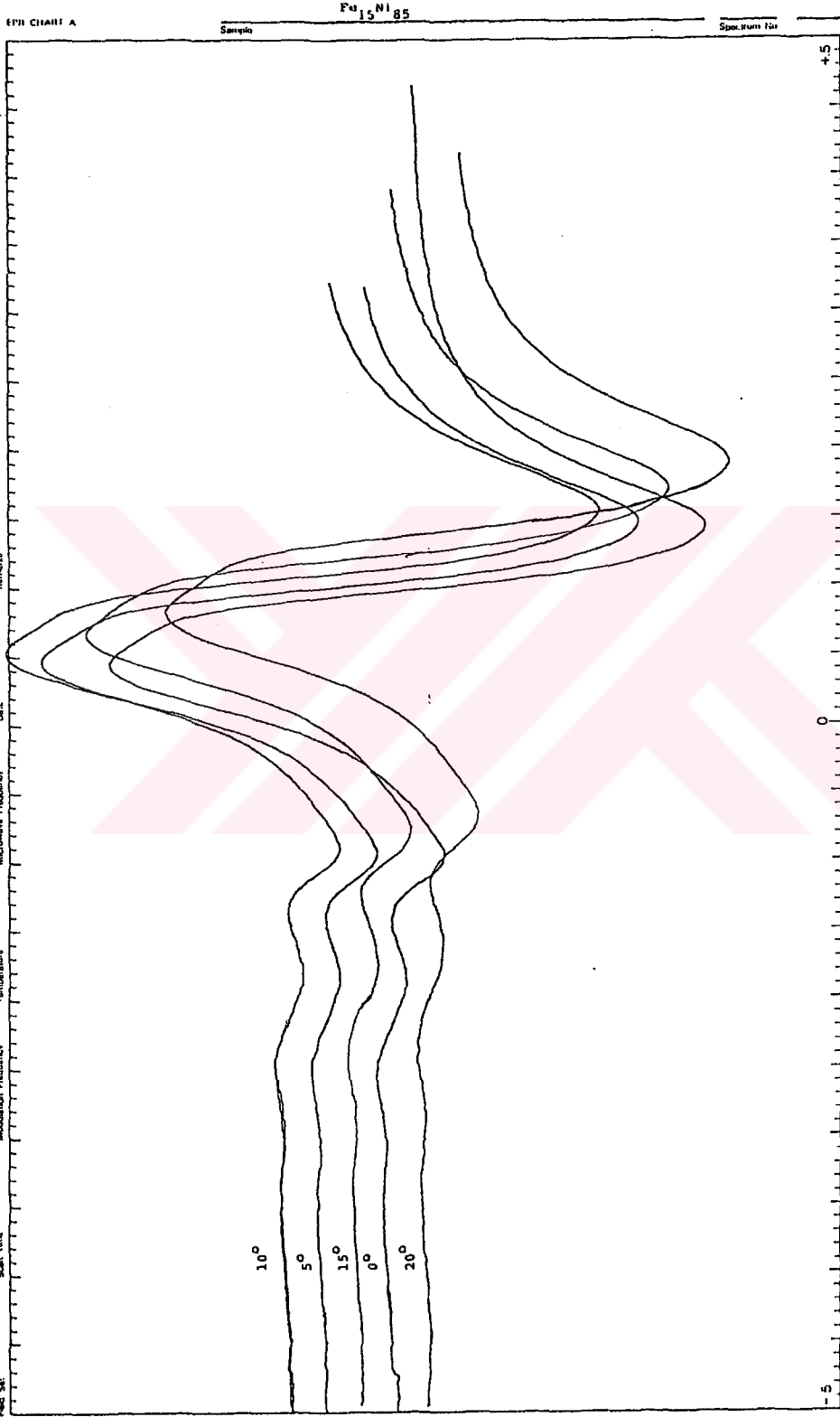
0.5×10^{-6}
Repeater Gain

200
Microwave Power
mW

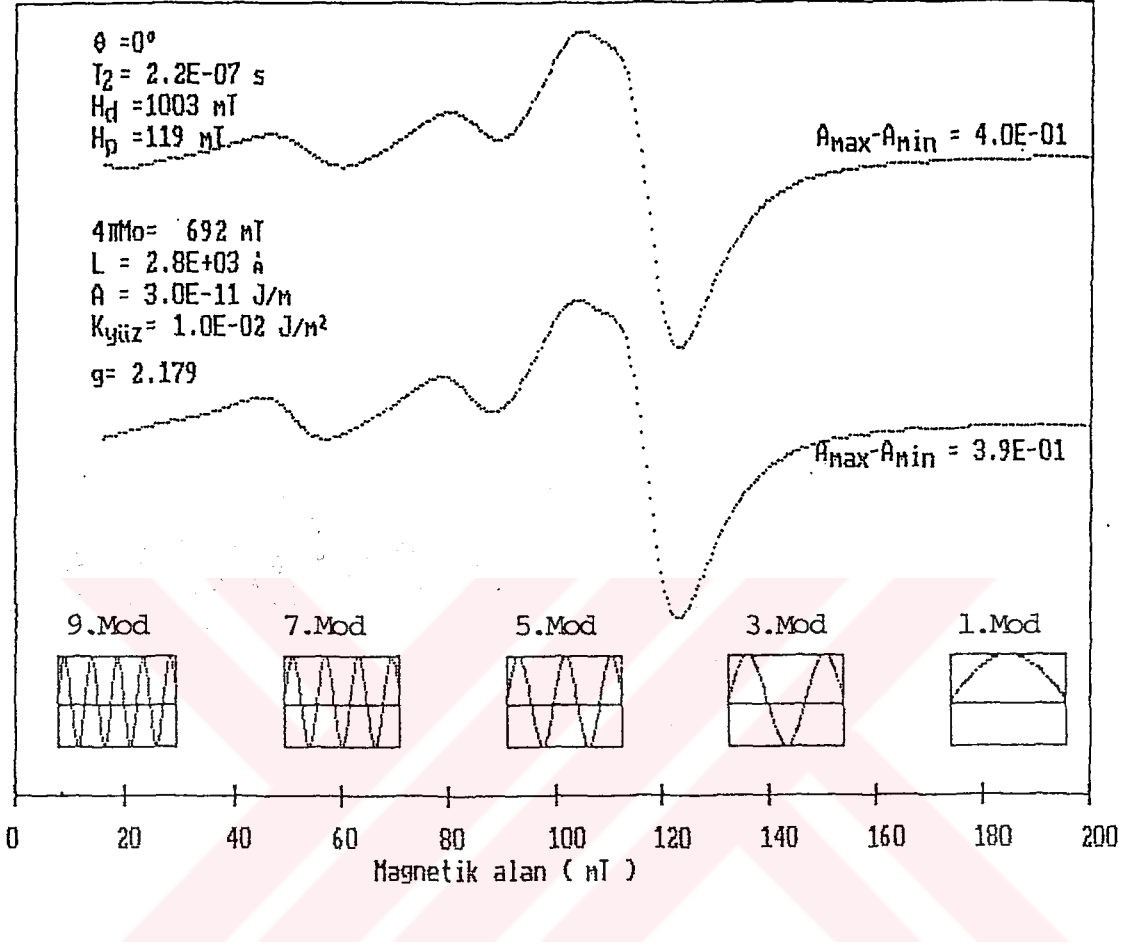
2
Modulation Frequency
Hz

300 K
Temperature
°C

Operator
Date



Şekil 5.7. Paralele pozisyonda demirle kaplanmış Fe₁₅Ni₈₅ alaşım filminin deneysel SDR spektrumları.



Şekil 5.8. Yüzev anizotropisinin farklı iki değeri için simulasyondan elde edilen SDR spektrumları.

DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ

- Ament, W. S. and Rado, G. T., 1955, Electromagnetic Effects of Spin Wave Resonance in Ferromagnetic Metals: Phys. Rev., 97, 1558-1566.
- Bloembergen, N., 1950, On the Ferromagnetic Resonance in Nickel and Supermalloy : Phys. Rev., 78, 572-580.
- Cochran, J. F., Heinrich, B. and Arrott, A. S., 1986, Ferromagnetic resonance in a system composed of a ferromagnetic substrate and an exchange-coupled thin ferromagnetic overlayer : Phys. Rev. B, 34, 7788-7801.
- Davis, J. A., 1965, Effect of Surface Pinning on the Magnetization of Thin Films : J. Appl. Phys., 36, 3520-3525.
- Davies, J. T., 1964, Effect of Nonuniform Magnetization on the Spin-Wave Spectrum in Thin Ferromagnetic Films: J. Appl. Phys., 35, 804-805.
- Frait, Z., Fraitova, D. and Zárubova, N., 1985, Observation of FMR Surface Spin Wave Mode in Bulk Amorphous Ferromagnets : Phys. Stat. Sol., 128, 219-222.

DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ (devam ediyor)

- Frait, Z., Fraitova, D. and Pust, L., 1985, Temperature Dependence of FMR surface SPin-Wave Mode of Amorphous Fe₄₀Ni₄₀B₂₀ Alloys : J. M. M. M., 54-57,
- Frait, Z., Macfaden, H., 1965, Ferromagnetic Resonance in Metals. Frequency Dependence : Phys. Rev., 139, A1173-A1180.
- Fraitova, D., 1983, An Analytical Theory of FMR in Bulk Metals(Parallel Configuration) I. Dispersion Relations : Phys. Stat. Sol., 120, 341-348.
- Fraitova, D., 1983, An Analytical Theory of FMR in Bulk Metals(Parallel Configuration) II. Penetration Depths: Phys. Stat. Sol., 120, 659-665.
- Fraitova, D., 1984, An Analytical Theory of FMR in Bulk Metals (Parallel Configuration) III. Surface Impedance : Phys. Stat. Sol., 124, 587-592.
- Heinrich, B. and Cochran J. F., 1985, FMR linebroadening in metals due to two-magnon scattering: J. Appl. Phys. 57, 3690-3692.
- Kittel, C., 1958, Excitation of Spin Wave in a Ferromagnet by a Uniform rf Field : Phys. Rev., 110, 1295-1297.

DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ (devam ediyor)

- Kittel, C. and Mitchell, A. H., 1956, Ferromagnetic Relaxation and Gyromagnetic Anomalies in Metals: Phys. Rev., 110, 1611-1612.
- Kittel, C., 1948, On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption : Phys. Rev., 73, 155-161.
- Kittel, C., 1971, Fourth Edition, Introduction to Solid State Physics : 497-611.
- Kooi, C. F., Wigen, P. E., Shanabarger, M. R. and Kerrigan, J. V., 1964, Spin-Wave Resonance in Magnetic Films on the Basis of the Surface-Spin-Pinning Model and the Volume Inhomogeneity Model : J. Appl. Phys., 35, 791-797.
- Kouvel, J. S., Hurdequint, H., 1966, Electron Spin Resonance in Reentrant Ni-Mn Alloys : J. M. M. M., 54-57, 167-169.
- Portis, A. M., 1963, Low-Lying Spin wave Modes in Ferromagnetic Films : Appl. Phys. Lett., 2, 69-71.
- Puszkarski, H., 1979, Theory of Surface States in Spin Wave Resonance : Progr. Surface Science, 9, 191-247.

. DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ (devam ediyor)

- Rado, G. T., and Weertman, J. R., 1954, Observation of Exchange Interaction Effects in Ferromagnetics by Spin Wave Resonance : Phys. Rev., 94, 1386.
- Rado, G. T., Walker, J. C., 1982, Clarification of the different roles of surface anisotropy for thermal spin Waves and FMR modes: J. Appl.Phys., 53, 8055-8057.
- Rado, G. T., 1982, Theory of Ferromagnetic resonance and static magnetization in ultra thin crystals : Phys. Rev. B, 26, 295-304.
- Rado, G. T., Weertman, J. R., 1959, SPIN-WAVE RESONANCE IN A FERROMAGNETIC METAL :, J. Chem. Solids., 11, 315-333.
- Rusov, G. I., 1969, Spin-Wave Resonance in Epitaxial Films of Iron, Nickel, and Cobalt: Sov. Phys., 11, 96-98.
- Seavey, M. H. and Tannenwald, P. E., 1958, Direct Observation of Spin-Wave Resonance : Phys. Rev. Lett., 1, 168-169.
- Slichter, C. P., 1963, Principle of Magnetic Resonance: Harper and Row. New York,

DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ (devam ediyor)

- Soochoo, R. F., 1961, Excitation and Boundary Effects in Spin-Wave Resonance : J. Appl. Phys., 32,148S-150S.
- Soochoo, R.F., 1963, General Exchange Boundary Condition and Surface Anisotropy Energy of a Ferromagnet: Phys. Rev.,131,594.
- Tannenwald, P. E. and Seavey, M. H., 1957, Ferromagnetic Resonance in Thin Films of Permalloy : Phys. Rev., 105, 377-378.
- Tannenwald, P. E. and Weber, R., 1965, Long-Range Exchange Interaction from Spin-Wave Resonance : Phys. Rev., 140, A498-A506.
- Wigen, P. E., Kooi, C. F. and Shanabarger, M. R. and Rossing, T. D., 1962, Dynamic Pinning in Thin Spin-Wave Resonance : Phys. Rev. Lett., 9, 206-208.
- Wigen, P. E., Brown, S.D. and Henry, R., 1972, Magneto-exchange Brach Repulsion in Thin Single-Crystal Disks of Yttrium Iron Garnet: Phys. Rev. Lett., B28,1272.

.DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ (devam ediyor)

Wigen, P. E., Turk, R. A., Yu, J. T., 1975, Exchange-dominatet Surface Spin Waves in Thin Yttrium-Iron-Garnet Films: Phys. Rev. Lett., B11,420.

Vittoria, C. And Lessoff, H., 1976, Strong In-Plane Angular Dependence of Spin-Wave Mode Intensities in Single crystals of Yttrium Iron Garnet Films: Phys. Rev. Lett., 37, 53.





Ek-1

```

program dm2fit;
uses
  crt, graph, hard;
label
  xx1, yyx, yx;
var
  hd, hp, bl, al, dal, cx, dcx, cl, mh, m0, w: real;
  it, t2, t, alfa, h, ix, fa, fta, dalfa, ad: real;
  halfa, ymax, b, db, ymin, ss, dhalfa, hilck, hson, st: real;
  dpayda, payda, m2, m1, dm1, dm2, mr: real;
  xminn, yminn, xmaxn, ymaxn, dmr: real;
  ksurf, deltax, fi, constant, ta, cussu, st1, tau: real;
  cd, ccx: text;
  j, x, yy, xx, i, gen, uzunluk, gd, gm: integer;
  cev: char;
  filename, x9, x1, x2, x3, x4, x5, x6, ornadi, x7,
  x8: string[35];
  xxx: array[1..15] of string[6];
  hrk, k, a, dpaydax, paydax, z, dm20: real;
  l, fh, ymax1, ymin1, fth: real;
  dm2x, alx, bx, cxx, dcxx, kl, dkl, m2x: real;
  dz, dh, delh, dk, r, m20, m2n, dp, m2p: real;
  sn, cs: real;
  xlx, ji, n, nm: integer;
  dmx: array[1..1000] of real;
  xy: array[1..100] of real;
  dm: array[1..1000, 1..2] of real;
  y: array[1..1000, 1..5] of real;
  xmin, xmax: real;
  al0, dal0, payda0, dpayda0, cx0, dcx0, b0, db0: real;
begin
  clrscr;
  for i:=1 to 1000 do
    begin
      dm[i, 1]:=0;
      dm[j, 2]:=0;
    end;
  for i:=1 to 1000 do dmx[i]:=0;
  gd:=7; gm:=0;
  writeln('teta değerini giriniz : ');
  readln(it);
  writeln('ilk alan değerini giriniz : ');
  readln(hilck);
  writeln('son alan değerini giriniz ');
  readln(hson);
  writeln('L filmin kalınlığını giriniz : ');
  readln(l);
  writeln('A stiffness katsayısını giriniz : ');
  readln(a);
  writeln('max. N mod sayısını giriniz : ');
  readln(nm);

```

```

writeln('hd alanını giriniz ');
readln(hd);
writeln('hp alanını giriniz : ');
readln(hp);
writeln('T2 değerini giriniz : ');
readln(t2);
writeln('Örneğin adını giriniz :');
readln(ornadi);
for n:=1 to 5 do
  begin
    for i:=1 to 180 do
      begin
        y[i,n]:=0;
        xy[i]:=0;
      end;
    end;
  begin
    bi:=-2*hd-hp;
    c1:=sqr(hd)-sqr(hp);
    mh:=(-bi-sqrt(sqr(bi)-4*c1))/2;
    m0:=mh/(4*pi);
    t:=it*pi/180;
    w:=sqrt(hp*(hp+mh));
    writeln('Surface anizotropi parametresini ');
    writeln(' giriniz (Ksurf) :');
    readln(ksurf);
    cussu:=2*a/Ksurf;
    writeln('Data kütüğün adını giriniz :');
    readln(filename);
    assign(ccx,filename);
    rewrite(ccx);
    st:=(hson-hilk)/500;
    h:=hilk;
    alfa:=3/180;
    for j:=1 to 500 do
      begin
        r:=0;
        repeat
          begin
            fa:=2*h*sin(alfa-t)+mh*sin(2*alfa);
            fta:=2*h*cos(t-alfa)+2*mh*cos(2*alfa);
            dalfa:=fa/fta;
            ad:=abs(dalfa);
            if ad< 0.00001 then goto xx1;
            alfa:=alfa-dalfa;
            r:=r+1;
          end;
        until r=2000;
        writeln(' alfa nın iterasyon sayısı yetersiz');
        xx1:
        halfa:=h*cos(t-alfa)-mh*sqr(sin(alfa));
        dhalfa:=cos(t-alfa);

```

```

dm2x:=0;
dm2:=0;
n:=1;
z:=0;
repeat
begin
fi:=0;
for i:=1 to 200 do
begin
ta:=(cussu/l)*((2*n-1)*pi-2*fi);
tau:=arctan(ta);
if abs(tau-fi) < 1e-4 then goto yyx;
fi:=tau;
end;
yyx:
k:=((2*n-1)*pi-2*fi)/l;
constant:=- (cos(k*l+fi)-cos(fi))/k/l;
dk:=2*a*sqr(k)/m0;
k1:=(2*n-1)*pi/l;
dk1:=2*a*sqr(k1)/m0;
a1:=halfa+mh*sqr(cos(alfa))+dk;
da1:=dhalfa;
alx:=a1-dk+dk1;
b:=halfa+dk;
bx:=halfa+dk1;
cx:=a1*b+sqr(1/t2)-sqr(w);
cxx:=alx*bx+sqr(1/t2)-sqr(w);
dcx:=da1*b+a1*dhalfa;
dcxx:=da1*bx+alx*dhalfa;
payda:=sqr(cx)+sqr(2*w/t2);
paydax:=sqr(cxx)+sqr(2*w/t2);
dpayda:=2*cx*dcx;
dpaydax:=2*dcxx*cxx;
m2:=constant*mh*a1*2*w/(t2*payda);
m2x:=mh*alx*2*w/(t2*paydax/n/pi);
dm2x:=dm2x+mh*4*w*(da1*paydax-alx*dpaydax)/
(t2*sqr(paydax))/(2*n-1)/pi;
dm2:=dm2+(constant*mh*w*2/t2*(da1*payda-
alx*dpayda)/sqr(payda));
n:=n+1;
end;
until 2*n-1=nm+2;
dm20:=0;
a10:=halfa+mh*sqr(cos(alfa));
da10:=dhalfa;
b0:=halfa;
cx0:=a10*b0+sqr(1/t2)-sqr(w);
dcx0:=da10*b0+a10*dhalfa;
payda0:=sqr(cx0)+sqr(2*w/t2);
dpayda0:=2*cx0*dcx0;
m20:=mh*a10*2*w/(t2*payda0);

```

```

        dm20:=mh*w*2/t2*(da10*payda0-a10*dpayda0)/
sqr(payda0);
        dm2:=dm2+dm20;
        dm2x:=dm2x+dm20;(*.....sıfırınıcı
mod iptal edilmiştir*)
dm[j,2]:=-dm2x;
dm[j,1]:=(-dm2-dm2x)/2;
dmx[j]:=h;
writeln(round(h),' ',dm2,' ',dm2x);
h:=hilc+st*j;
end;
assign(cd,'gecici.dat'); (*grafik çizdirme
kismi buradan başlıyor*)
h:=hilc;
xx:=trunc((hson-hilc)/11.0);
rewrite(cd);
for i:=1 to 12 do
begin
    writeln(cd,h);
    h:=h+xx;
end;
writeln(cd,'Teta=',round(it),' derece');
writeln(cd,'T2=',t2:5,' 1/ Gauss');
writeln(cd,'Hd=',round(hd),' Gauss');
writeln(cd,'Hp=',round(hp),' Gauss');
writeln(cd,'L=',l*1e+8:5,' Å ');
writeln(cd,'A=',a:5,' erg/cm');
writeln(cd,'max. mod sayisi=',nm);
writeln(cd,'Ksurf=',ksurf:5,' erg/cm^2');
writeln(cd,'MH=',mh:5,' Gauss');
close(cd);
reset(cd);
for i:=1 to 11 do begin readln(cd,xxx[i]) end;
readln(cd,x1);
readln(cd,x2);
readln(cd,x3);
readln(cd,x4);
readln(cd,x5);
readln(cd,x6);
readln(cd,x7);
readln(cd,x8);
readln(cd,x9);
ymax:=dm[1,1];
ymin:=dm[1,1];
ymax1:=dm[1,2];
ymin1:=dm[1,2];
for j:=1 to 500 do
begin;
    writeln(ccx,dmx[j],' ',dm[j,1],' ',dm[j,2]);
    if ymax < dm[j,1] then ymax:=dm[j,1];

```

```

    if ymin > dm[j,1] then ymin:=dm[j,1];
    if ymax1 < dm[j,2] then ymax1:=dm[j,2];
    if ymin1 > dm[j,2] then ymin1:=dm[j,2];
end;
x1x:=100;
uzunluk:=710;
gen:=150;
gd:=7;
gm:=0;
l:=180;
n:=1;
for j:=1 to 5 do
  begin
    z:=0;
    st1:=l/180;
    for i:=1 to 180 do
      begin
        y[i,j]:=sin((n*pi/l)*z);
        xy[i]:=z;
        z:=z+st1;
      end;
      n:=n+2;
    end;
  for n:=1 to 5 do;
  begin
    xminn:=xy[1];
    xmaxn:=xy[1];
    yminn:=y[1,n];
    ymaxn:=y[1,n];
    for i:=1 to 180 do
      begin
        if xy[i] < xminn then xminn:=xy[i];
        if xy[i] > xmaxn then xmaxn:=xy[i];
        if y[i,n] < yminn then yminn:=y[i,n];
        if y[i,n] > ymaxn then ymaxn:=y[i,n];
      end;
    end;
  for j:=1 to 5 do
    begin
      for i:=1 to 180 do y[i,j]:=(-y[i,j]-yminn)/
        (ymaxn-yminn);
      end;
      for i:=1 to 180 do xy[i]:=(xy[i]/179.0);
      x1x:=100;
      initgraph(gd,gm,'c:\utl\tbp');
      rectangle(0,0,uzunluk,gen+15+98);
      for n:=5 downto 1 do
        begin
          rectangle(x1x,180,x1x+40,250);
          for j:=1 to 179 do line(round(xy[j]*40)+x1x,
            round(y[j,n]*70)+180,round(xy[j+1]*40)+x1x,

```

```

x1x:=x1x+110;
moveto(x1x,0);
end;
gen:=100;
for i:=1 to 500 do dm[i,1]:=(dm[i,1]-ymin)/
(ymax-ymin)*gen;
for i:=1 to 500 do dm[i,2]:=(dm[i,2]-ymin1)/
(ymax1-ymin1)*gen;
x:=0;
xx:=0;
yy:=0;
outtextxy(80,10,x1);
outtextxy(80,20,x2);
outtextxy(80,30,x3);
outtextxy(80,40,x4);
outtextxy(80,50,x5);
outtextxy(80,130,x6);
outtextxy(80,140,x7);
outtextxy(80,150,x8);
outtextxy(80,160,x9);
outtextxy(330,gen+30,ornadi);
moveTo(xx,yy);
xx:=trunc((uzunluk)/11);
x:=0;
for i:=1 to 14 do
begin
  outtextxy(x,270,xxx[i]);
  x:=x+xx;
end;
moveto(0,0);
x:=0;
for i:=1 to 12 do
  begin
    outtextxy(x,260,'|');
    x:=x+xx;
  end;
moveto(0,0);
putpixel(round(((dmx[1]-hilk)/(hson-hilk))*
uzunluk),round(dm[j,1]+30),1);
for j:=1 to 499 do line(round(((dmx[j]-hilk)/
(hson-hilk))*uzunluk),round(dm[j,1]+30),
round(((dmx[j+1]-hilk)/(hson-hilk))*
uzunluk),round(dm[j+1,1]+30));
{for j:=1 to 499 do putpixel(round(((dmx[j]-hilk)/
(hson-hilk))*
}uzunluk),round(dm[j,1]+30),1);
moveto(0,250);
outtextxy(250,gen+30+150,
'H magnetik alan ( Gauss )');
cev:=readkey;
if cev='y' then hardcopy(true,1);
readln;
closegraph;
end.

```

Ek-2

```

program resonans alan degerlerini hesaplar;
uses crt;
label rr,xx,cc,zz,yy;
var
  hrk,mh,bl,cl,hd,hp,t2,a1,dal,m0,k,a,alfa:real;
  t,l,h,fh,fth,dalfa:real;
  dh,delh,dk,fa,fta,halfa,ad:real;
  dhalfa,sn,b,cs,c,w0,w,payda,m2p,it,m2:real;
  cd:text;
  n,nm,ih,ix,ni,i:integer;
  filename:string[10];
begin
  clrscr;
  writeln('hd alanini giriniz ');
  readln(hd);
  writeln('hp alanini giriniz ');
  readln(hp);
  writeln('T2 degerini giriniz ');
  readln(t2);
  writeln('A exc sabitini giriniz ');
  readln(a);
  writeln('Film kalinligini giriniz ');
  readln(l);
  nm:=9;
  bl:=-2*hd-hp;
  cl:=sqr(hd)-sqr(hp);
  mh:=(-bl-sqrt(sqr(bl)-4*c1))/2;
  m0:=mh/(4*pi);
  hrk:=hp*(hp+mh);
  n:=-1;
  for i:=1 to nm do begin;
    n:=n+2;
    writeln(n,'inci modun adını
    giriniz ');
    readln(filename);
    assign(cd,filename);
    rewrite(cd);
    dk:=(2*a/m0)*sqr(n*pi/l);
    it:=0;
    alfa:=3/180;
    h:=1000;
    repeat
      begin
        t:=it*pi/180;
        dalfa:=0;
        delh:=0;
        begin
          ih:=0;
          repeat

```



```

begin
                                                    ih:=ih+1;
                                                    h:=h-delh;
                                                    ix:=0;
                                                    repeat
begin
alfa:=alfa-dalfa;
ix:=ix+1;
fa:=2*h*sin(alfa-t)+mh*sin(2*alfa);
fta:=2*h*cos(t-alfa)+2*mh*cos(2*alfa);
dalfa:=fa/fta;
ad:=abs(dalfa);
end;
until(ad<0.00000001) or (ix=200);
halfa:=h*cos(t-alfa)-mh*sqr(sin(alfa));
dhalfa:=cos(t-alfa);
b:=dk+halfa;
a1:=halfa+mh*sqr(cos(alfa))+dk;
fh:=a1*b-hrk+sqr(1/t2);
fth:=dhalfa*(halfa+mh*sqr(cos(alfa))+dk)+
(dk+halfa)*dhalfa;
delh:=fh/fth;
dh:=abs(delh);
end;
until (dh<0.000001) or (ih=2000);
writeln(round(it),' ',round(h),' ',
n,'inci mod');
writeln(cd,round(it),' ', h);
end;
it:=it+1;
end;
until it=180;
end;
end.

```