

75020

NiMn, NiMnPt ve CrFe Alaşım İnce Filmlerinde
Elektron Spin Rezonans (ESR) ve Direnç Ölçümleri

DOKTORA TEZİ

Bilim Uzm. : MUSTAFA ÖZDEMİR

75020

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 7 Mayıs 1998

Tezin Savunulduğu Tarih : 13 Temmuz 1998

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Yıldırhan Öner

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Bekir AKTAŞ

Prof. Dr. Enver NAKHMEDOV

Prof. Dr. Sevim AKYÜZ

Doç. Dr. Fatma TEPEHAN

TEMMUZ 1998

ÖNSÖZ

Doktora tezimin hazırlanması sırasında beni daima destekleyen, yönlendiren ve beni teşvik eden tez Hocam Prof. Dr. Yıldırhan ÖNER'e teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca bana her zaman, her türlü yardım ve desteklerini esirgemeyen değerli Hocam Prof. Dr. Bekir AKTAŞ'a saygılarımı, muhabbetlerimi sunar ve kendilerine teşekkürü bir borç bilirim.

Marmara Üniversitesi Fizik Bölüm Başkanı Hocam sayın Prof. Dr. Ömer Asım SAÇLI'ya bana maddi ve manevi destek ve teşviklerinden dolayı teşekkür ederim.

Örnekleri hazırlamalarından dolayı Karaelmas Üniversitesinden Doç. Dr. Atilla Kılıç, JAPONYA Keio Üniversitesinden T. Sato ve T. Ando'ya da teşekkürlerimi iletirim.

TÜRKPETROL VAKFI tarafından 1 yıl süre ile tez çalışması vb. giderler için bursla desteklendim. Bu desteklerinden dolayı vakıf yöneticilerine ve özellikle Prof. Dr. Zikri Altuna teşekkür ederim.

Doktora çalışmam TÜBİTAK- Temel Bilimler Araştırma grubu tarafından (TBAG-1365 nolu proje kapsamında) alet alımları için 9,385 USD ve İ.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından da 150 milyon TL ile sıvı Helyum ve sarf malzemesi alımları için desteklenmiştir.

Mustafa ÖZDEMİR

Mayıs, 1998

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ	ii
ŞEKİLLER LİSTESİ	iii
TABLolar LİSTESİ	xv
ÖZET	xvi
SUMMARY	xvii
BÖLÜM 1 GİRİŞ	1
BÖLÜM 2 KURAMSAL TEMELLER	8
2.1 SPİN DALGA REZONANSI	8
2.1.1 Spin Dalgaları	8
2.1.2 Manyetik Rezonans	10
2.1.3 Mıknatıslanma İçin Genel Hareket Denklemi	12
2.1.4 Tek Tabakalı Filmlerde Spin Dalga Rezonansı (SDR)	14
2.1.5 Model	16
2.1.5.1. Zeeman Enerji Yoğunluğu	18
2.1.5.2 Mıknatıslanmayı Giderici (Demanyetization)	
Anizotropi Enerji Yoğunluğu	19
2.1.5.3 Hacımsal manyetik Kristal Anizotropi	
(Bulk Anizotropi) Enerji Yoğunluğu	19
2.1.5.4 Geometrik (Oblique) Anizotropi Enerji Yoğunluğu	20
2.1.5.5 Değiş-Tokuş (Exchange) Enerji Yoğunluğu	23
2.1.5.6 Dinamik Alınganlık ve Rezonans Bağıntısı	25
2.1.5.7 Dağınım Bağıntısının Türetilmesi	32
2.1.5.8 Rezonans Çizgi Genlikleri	34
2.1.5.9 Tek Tabakalı Filmlerde Sınır şartları	37
2.2. FERROMANYETİK MALZEMELERDE	
ELEKTRİKSEL DİRENÇ	44
2.2.1 Ferromanyetik Malzemelerde Elektron-Fonon Saçılmaları	45
2.2.2 Ferromanyetik Malzemelerde Elektron-Magnon	
Saçılmaları	49
2.2.3 Spin-Düzensizlik Saçılmaları	51
2.2.4 Dirençte Kondo Minimumu	53
2.2.5 İki-düzeyli sistem manyeto-dirence Katkısı	55

2.2.6 Manyeto-dirence Manyetik safsızlıkların etkisi	56
2.2.7. Curie Sıcaklığı Cıvarında (Kritik Noktada)	
Direncin Sıcaklık Bağımlılığı	59
2.3 Yerleşikleşme	61
2.3.1 Yerleşikleşmenin nitel analizi	61
2.3.2 Yerleşikleşmenin nicel analizi	70
2.3.2.1 Direncin Sıcaklığa bağımlılığı	70
2.3.2.2 Manyeto-direnç	73
2.3.3 Manyeto-direnç Stoner çoğaltma faktörünün etkisi	78
2.3.4 Süperiletken dalgalanmalar	81
2.4 Elektron-elektron etkileşmesi	84
2.4.1 Özdirenç	84
2.4.2 Manyeto-direnç	85
BÖLÜM 3 DENEYSEL TEKNİKLER	92
3.1 Örneklerin Hazırlanması	92
3.1.1 Flash (Püskürtmeli) Evaporasyon Tekniği	93
3.1.2 Elektron-Demeti Buharlaştırma (Elektron-Beam Evaporasyon) Tekniği	93
3.2 Ölçüm Teknikleri	93
3.2.1 ESR Tekniği	94
3.2.2 Direnç Ölçüm Tekniği	95
3.2.2.1 ac. Direnç Ölçüm Tekniği	96
3.2.2.2 dc. Direnç Ölçüm Tekniği	102
BÖLÜM 4 DENEYSEL BULGULAR VE ANALİZLERİ	104
4.1. SPİN DALGA REZONANS (SDR) İNCELEMELERİ	104
4.1.1 Amorf $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ Filmleri	105
4.1.2 Amorf $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ Filmi	123
4.1.3 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ Filmleri	137
4.1.3.1 300 Å lük Film	137
4.1.3.2 600 Å lük Film(Geometrik Anizotropi)	148
4.1.3.3 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ Alaşım Filmlerinde Kalınlık İncelemesi	161
4.2 FERROMANYETİK ALAŞIM FİLMLERİNDE DİRENÇ ve MANYETO-DİRENÇ ANALİZLERİ	176
4.2.1 $\text{Cr}_{100-x}\text{Fe}_x$ Amorf Alaşım Filmlerinde Direnç ve Manyeto-Direnç Analizleri	176
4.2.2 $\text{Ni}_{72}\text{Mn}_{28}$, $\text{Ni}_{72-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ ve $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ Amorf Alaşım Filmlerinde Direnç ve Manyeto-Direnç Analizleri	190
BÖLÜM 5 SONUÇ VE TARTIŞMA	201
KAYNAKLAR	208

ŞEKİLLER LİSTESİ

Sayfa No

- Şekil 1.1 NiMn alaşımlarının konsantrasyona bağlı faz diyagramı; Burada Ferromanyetik fazı (FM), Reentrant, ferro-spin-glass (FSG), Normal spin-glass (SG) ve Paramanyetik fazı (PM) göstermektedir(Abdul-Razzaq vd., 1987) 3
- Şekil 2.1 Manyetik ince film, kullanılan eksen takımı ve manyetik vektörlerin birbirlerine göre durumları. Burada Θ_H ve θ sırasıyla dış manyetik alanın ve denge mıknatıslanmasının z-ekseni ile yaptığı polar açıları gösterirken φ ve φ_H da aynı vektörlerin sırasıyla azimut açılarını göstermektedirler. Ayrıca geometrik anizotropi enerji yoğunluğunun kolay ekseninin z-ekseni ile yaptığı açı θ_g , xy düzleminde x-ekseni ile yaptığı açı φ_g ile gösterilmektedir. 17
- Şekil 2.2 Alttaş üzerine belli bir açı ile gelen metal buharı demetinin Geometrik anizotropi oluşturması; 21
- Şekil 2.3 Bulk ve yüzey modlarının yüzey anizotropi parametrelerinin büyüklüğüne göre film içindeki davranışları. Mükemmel çivileme durumunda dalganın genliği yüzeyde sıfırken kısmi çivileme durumunda sonlu bir değere sahiptir. Yani sinüzoidal dalgalar etkin olarak daha kalın bir film yüzeyinde mükemmel çivileme durumundan elde edilecek dalgalarda alacakları duruma karşı gelirler 36
- Şekil 2.4 L kalınlığındaki bir ince filmde presesyon hareketi yapan komşu spinlerin a) sıfırncı mod ($n=0$); ve b) birinci mod ($n=1$) daki konfigürasyonları. Presesyon genliği sıfırncı modda değişmezken, birinci modda spinden- spine değişerek bir dalga görünümü arzeder(spin waves) 42
- Şekil 2.5 a) Bulk modların $k_n L$ değerleri için (2.55) ve (2.56) denklemlerinin grafiksel çözümleri. b) Yüzey modlarının $k_n L$ değerleri için (2.57) ve (2.58) denklemlerinin grafiksel çözümü. 43
- Şekil 2.6 $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$ durumuna geri saçılma mekanizmasının diyagramatik gösterimi 62

Şekil 2.7 Düzensiz bir sistemdeki elektron saçılması . Şekil, reel uzayda 0 konumundan 0 konumuna zıt yönde gelen dalga paketlerinin girişimini temsil etmektedir.	65
Şekil 2.8 Zayıf veya sıfır spin-yörünge etkileşmesinin varlığında, direncin (a) sıcaklıkla, (b) manyetik alanla değişimini göstermektedir.	66
Şekil 2.9 Orta şiddette spin-yörünge etkileşmesinin varlığında direncin (a) sıcaklıkla (b) manyetik alanla değişimini göstermektedir.	66
Şekil 2.10 Kuvvetli spin-yörünge etkileşmesinin varlığında direncin (a) sıcaklıkla (b) manyetik alanla değişimini göstermektedir. Manyeto-direncin pozitif olduğu görülmektedir.	69
Şekil 2.11 Sonlu bir spin-yörünge etkileşmesi varlığında direncin sıcaklıkla değişimi. Yerleşikleşme nedeniyle, direnç düşük sıcaklıklarda $+1/2\tau_i^{-1/2}$, yüksek sıcaklıklarda $-\tau_i^{-1/2}$ ile değişmektedir.	75
Şekil 2.11 $f_3(x)$ fonksiyonunun x ile değişimi.	76
Şekil 2.12 (a) Zayıf, (b) orta şiddette, (c) kuvvetli spin-yörünge etkileşmesinin varlığında manyeto direnç.	80
Şekil 2.13 g'nin β ile değişimi;	83
Şekil 2.14 Elektron-elektron etkileşmesi nedeniyle manyeto-direnç; (spin polarizasyonuna bağlı terim)	91
Şekil 3.1 Elektron-Demeti Buharlaştırma tekniği ile film hazırlama sisteminin blok diyagramı;	94
Şekil 3.2 ESR spektrometresinin Blok diyagramı	97
Şekil 3.3 Deneylerimizde kullanılan Lake-Shore firmasından alınan ticari cryostatın blok diyagramı	98
Şekil 3.4 Kontrollü Daldırma Tekniği (KDT) ile çalışan ve kendi tasarımıımız olan cryostatın blok diyagramı;	99
Şekil 3.5 Direnç ölçümlerinde kullanılan örnek tutucu ve Karbon-Glass sıcaklık algılayıcısının pozisyonları;	100
Şekil 3.6 Karbon-Glass termometresinin sertifikalı sıcaklık direnç davranışı;	100
Şekil 3.7 Deneyde kullanılan ac köprüsünün ölçüm sisteminin gürültü düzeyi;	100
Şekil 3.8 Deneyde kullanılan ac direnc ölçüm sisteminin blok diyagramı;	101
Şekil 3.9 Deneyde kullanılan dc tekniği ölçüm sisteminin gürültü düzeyi;	102
Şekil 3.10 dc Ölçüm tekniği ile direnç ölçüm sisteminin devre diyagramı;	103

- Şekil 4.1 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında farklı θ_H değerlerinde dış manyetik alanın H , fonksiyonu olarak SDR spektrumları; Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir. 108
- Şekil 4.2 $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında farklı θ_H değerlerinde dış manyetik alanın H , fonksiyonu olarak SDR spektrumları; Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir. 109
- Şekil 4.3 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminde $T=300\text{K}$ sıcaklığında Rezonans alanlarının H_R , θ_H 'ın fonksiyonu olarak değişimi; Burada θ_H uygulanan dış manyetik alanın film normali ile yaptığı açıyı göstermektedir. Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel noktalar ise deneysel rezonans alan değerleri göstermektedir. 110
- Şekil 4.4 $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filminde $T=300\text{K}$ sıcaklığında Rezonans alanlarının H_R , θ_H 'ın fonksiyonu olarak değişimi; Burada θ_H uygulanan dış manyetik alanın film normali ile yaptığı açıyı göstermektedir. Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel noktalar ise deneysel rezonans alan değerleri göstermektedir. 111
- Şekil 4.5 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminin farklı sıcaklıklarda dik ve paralel geometrilerde SDR spektrumları; Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik spektrumu, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarının göstermektedir. 112
- Şekil 4.6 $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filminin farklı sıcaklıklarda dik ve paralel geometrilerdeki SDR spektrumları; Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik spektrumu, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarının göstermektedir. 113
- Şekil 4.7 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde Tek-doğrultulu (Unidirectional) Anizotropinin ($H_{\text{Tek-Doğ.}}$) sıcaklıkla değişimi; Pt katkılı örnekte oda sıcaklığından itibaren anizotropi indüklenmesine rağmen, katkısız örnekte $T \approx 100\text{K}$ civarında indüklenmektedir. 114
- Şekil 4.8 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde tepeden-tepeye çizgi genişliğinin (ΔH_{p-p}) dik ve paralel pozisyonlar için sıcaklığın fonksiyonu olarak değişimi; Burada sürekli çizgi paralel pozisyon için simülasyon sonucu elde edilen değişimi göstermektedir. 115

- Şekil 4.9 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde Değiş-Tokuş (exchange stiffness) etkileşme enerji parametresinin sıcaklıkla değişimi; $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminde D'nin değerinin sıcaklıkla değişimine dikkat edilirse 150K civarında bir minimumdan geçtikten sonra azalan sıcaklıkla çok hızlı bir biçimde artmaktadır. Pt katkılı örnekte ise bu davranış nerdeyse ortadan kalkmıştır. 116
- Şekil 4.10 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde etkin manyetik anizotropi ($2K_{\text{etkin}}/M_o$) yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi; Pt katkılı filmin etkin manyetik anizotropisinin sıcaklıkla değişimine dikkat edecek olursak $T=150\text{K}$ civarında işaret değişmektedir. Bu da bize hacimsal (bulk) anizotropi katsayılarının büyüklüğünün demanyetizasyon alanını yendiğini göstermektedir. 119
- Şekil 4.11 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde yüzey anizotropi enerji yoğunluğu parametresinin sıcaklıkla değişimi; $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminde yüzey anizotropi enerji yoğunluğunun sıcaklıkla değişimine dikkat edilirse $\approx 150\text{K}$ civarında bir minimumdan geçtikten sonra asıcaklık düştükçe çok daha hızlı bir biçimde negatif olarak artmaktadır. 120
- Şekil 4.12 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde dik ve paralel geometri için Rezonans alan (H_R) değerlerinin sıcaklıkla değişimi; Düşük sıcaklıklara inildikçe dik ve paralel pozisyonda rezonans alanları düşük alanlara doğru kaymaktadır. Bu durumda tek-doğrultulu anizotropinin bir tezahürüdür. 121
- Şekil 4.13 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın fonksiyonu olarak değişimi; Burada düz çizgi modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel rezonans alanlarını göstermektedir. 124
- Şekil 4.14 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında farklı θ_H değerlerinde dış manyetik alanın H, fonksiyonu olarak SDR spektrumları; Kesikli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir. 125
- Şekil 4.15 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminde (a) Dik ve paralel geometri için Rezonans alanlarının H_R sıcaklıkla değişimi; Düşük sıcaklıklara inildikçe dik ve paralel pozisyonda rezonans alanları düşük alanlara doğru kaymaktadır.(b) Tek-doğrultulu (Unidirectional) Anizotropinin ($H_{\text{Tek-Doğ.}}$) sıcaklıkla değişimi; 126

- Şekil 4.16 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminde (a) D değiş-tokuş (exchange) enerji parametresinin sıcaklıkla değişimi; Bu parametrenin sıcaklıkla değişimine dikkat edecek olursak $T=150\text{K}$ civarında bir minimumdan geçmekte ve daha düşük sıcaklıklarda hızlı bir biçimde artmaktadır. (b) Yüzey çivileme (pinning) parametresinin sıcaklıkla değişimi; 127
- Şekil 4.17 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminde etkin manyetik anizotropi ($2K_{\text{etkin}}/M_0$) yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi; Bu davranışa dikkat edilirse, filmin etkin manyetik anizotropi $T \approx 100\text{K}$ 'ya kadar nerdeyse lineer olarak artarken bu sıcaklıktan sonra sabit kalmaktadır. 128
- Şekil 4.18 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}$ filminin seçilmiş bazı sıcaklıklarda dik ve paralel geometrilerdeki SDR spektrumları; Kesikli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir. 135
- Şekil 4.19 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ amorf alaşım filminde tepeden-tepeye çizgi genişliğinin (ΔH_{p-p}) dik ve paralel pozisyonlar için sıcaklığın fonksiyonu olarak değişimi; Burada sürekli çizgi paralel pozisyon için simülasyon sonucu elde edilen değişimi göstermektedir. 136
- Şekil 4.20 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ ince filmi için 4K 'da dik ve paralel pozisyon için SDR spektrumları; Alanlı soğutma (AS) durumu için görülmektedir. Burada r-AS alanlı soğutma durumunda azalırken alınan SDR spektrumu; n-AS alan artan yönde alınan SDR spektrumunu göstermektedir. 141
- Şekil 4.21 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ ince filmi için seçilmiş bazı sıcaklıklarda dik geometrideki SDR spektrumları; Kesikli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir. 142
- Şekil 4.22 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerleri için SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 143
- Şekil 4.23 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=40\text{K}$ sıcaklığında dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerleri için SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 144

Şekil 4.24 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ ince filminde $T=40\text{K}$ ve $T=300\text{K}$ sıcaklığında Rezonans alanlarının H_R , dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın fonksiyonu olarak değişimi; Burada θ_H uygulanan dış manyetik alanın film normali ile yaptığı açıyı göstermektedir. Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel noktalar ise deneysel rezonans alan değerleri göstermektedir. Ayrıca ana hacımsal (bulk) mod 1. yüzey modun Rezonans alanlarının farklarının açıyla değişimi; $T=40\text{K}$ sıcaklığı için * sembolleri ile gösterilmiştir. 145

Şekil 4.25 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım ince filminin D değiş-tokuş (exchange) enerji parametresinin sıcaklıkla değişimi; Bu parametrenin sıcaklıkla değişimine dikkat ederseniz $T=100\text{K}$ civarında oldukça derin bir minimumdan geçmekte ve daha düşük sıcaklıklara inildikçe hızlı bir biçimde artmaktadır. Ayrıca diğer ekseninde Normalize yüzey çivileme (pinning) parametresinin ($k_p^2 L/A$) sıcaklıkla değişimi; 146

Şekil 4.26 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım ince filmi için Tek-doğrultulu (unidirectional) ($H_{\text{Tek-doğ.}}$) anizotropinin ve Etkin manyetik anizotropi ($2K_{\text{etkin}}/M_0$)'nin sıcaklıkla değişimi; Burada dikkat edilirse Tek-doğrultulu anizotropi azalan sıcaklıkla üstel olarak artmaktadır. 147

Şekil 4.27 $L=600 \text{ \AA}$ kalınlığındaki $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin x-ışını kırınımı spektrumu; 152

Şekil 4.28 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında izotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 153

Şekil 4.29 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında anizotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 154

Şekil 4.30 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=195\text{K}$ sıcaklığında izotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 155

- Şekil 4.31** $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=195\text{K}$ sıcaklığında anizotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 156
- Şekil 4.32** $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=80\text{K}$ sıcaklığında izotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 157
- Şekil 4.33** $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=80\text{K}$ sıcaklığında anizotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 158
- Şekil 4.34** $L=600 \text{ \AA}$ kalınlığındaki $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminde $T=300\text{K}$ ve $T=195\text{K}$ 'daki ($\varphi=120^\circ$) anizotropik ve ($\varphi = 30^\circ$) izotropik düzlemdeki Rezonans alanlarının (H_R), dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H) ile değişimi; Burada Δ sembolleri modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel içi dolu noktalar ise deneysel rezonans alan değerlerini göstermektedir. 159
- Şekil 4.35** $L=600 \text{ \AA}$ kalınlığındaki $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminde $T=300\text{K}$ ve $T=80\text{K}$ 'daki ($\varphi=120^\circ$) anizotropik düzlemdeki Rezonans alanlarının (H_R), dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H) ile değişimi; Burada Δ sembolleri modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel içi dolu noktalar ise deneysel rezonans alan değerlerini göstermektedir. 160
- Şekil 4.36** $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin $T=300\text{K}$ 'da farklı kalınlıklardaki SDR spektrumları; Burada $L=300, 600, \text{ ve } 1000 \text{ \AA}$ 'lük kalınlıkları için sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumları göstermektedir. 164
- Şekil 4.37** $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin $T=250\text{K}$ 'da farklı kalınlıklardaki SDR spektrumları; Burada $L=300, 600, \text{ ve } 1000 \text{ \AA}$ 'lük kalınlıkları için sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumları göstermektedir. 165

- Şekil 4.38 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin $T=200\text{K}$ 'da farklı kalınlıklardaki SDR spektrumları; Burada $L=300, 600, \text{ ve } 1000 \text{ \AA}$ 'lük kalınlıkları için sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumları göstermektedir. 166
- Şekil 4.39 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin $T=150\text{K}$ 'da farklı kalınlıklardaki SDR spektrumları; Burada $L=300, \text{ ve } 600 \text{ \AA}$ 'lük kalınlıkları için sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumları göstermektedir. 167
- Şekil 4.40 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşımlarının $L=3700 \text{ \AA}$ kalınlığındaki filmi için değişik sıcaklıklarda SDR spektrumları; 168
- Şekil 4.41 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşımlarının $L=1000 \text{ \AA}$ kalınlığındaki filmi için değişik sıcaklıklarda SDR spektrumları; Burada sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 169
- Şekil 4.42 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşımlarının $L=600 \text{ \AA}$ kalınlığındaki filmi için değişik sıcaklıklarda SDR spektrumları; Burada sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 170
- Şekil 4.43 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşımının $L=300 \text{ \AA}$ kalınlığındaki ince filmi için değişik sıcaklıklarda SDR spektrumları; Burada sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir. 171
- Şekil 4.44 Farklı kalınlıklardaki polikristal $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinde Değiş-tokuş (exchange) parametresi D 'nin ($D=2A/M_o$) sıcaklıkla değişimi; Burada $+ L=1000 \text{ \AA}, \circ L=600 \text{ \AA}$ ve $\star L=300 \text{ \AA}$ 'lük filme karşılık gelmektedir. Grafiğe dikkat edilecek olursa D , azalan sıcaklıkla $\approx 175\text{K}$ civarında hafif bir maksimumdan, $\approx 100\text{K}$ civarında ise derin bir minimumdan geçtikten sonra hızla artmaktadır. 172
- Şekil 4.45 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmi $L=1000, 600, 300 \text{ \AA}$ 'lük filmler için Yüzey anizotropi parametrelerinin (k_1^s/M_o) sıcaklıkla değişimi; $T=150\text{K}$ 'ya kadar sıcaklığa bağlı olarak lineer bir artış varken 150K 'nın altında sıcaklıkla artışın karakteri değişmektedir. 173
- Şekil 4.46 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin Yüzey anizotropi parametrelerinin (k_1^s/M_o) farklı sıcaklıklarda kalınlığa bağlı değişimi; 174
- Şekil 4.47 Polikristal $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinde çizgi genişliğinin (ΔH_{p-p}) farklı kalınlıklarda sıcaklığa bağlı değişimi; 175

Şekil 4.48 $\text{Cr}_{82.4}\text{Fe}_{17.6}$ amorf alaşım filminin direncinin sıcaklığa bağlı grafiği; Geçiş sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda $T^{1/2}$ 'ye göre grafiği iç grafik olarak verildi.	183
Şekil 4.49 $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ amorf alaşım filminin direncinin sıcaklığa bağlı grafiği; Geçiş sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda $T^{1/2}$ 'ye göre grafiği iç grafik olarak verildi.	184
Şekil 4.50 CrFe amorf alaşım filmlerinin dirençlerinin türevlerinin sıcaklıkla değişimi ; $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ için en-küçük kareler yöntemi ile elde edilen teorik davranış;	185
Şekil 4.51 $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ amorf alaşım filminin manyeto-dirençlerinin bazı sıcaklıklarda manyetik alana bağlı davranışları; Burada deneyle teoriden hesaplanan değerler üst üste verilmiştir.	186
Şekil 4.52 $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ amorf alaşım filminin manyeto-dirençlerinin yerleşikleşme teorisine uyarlanmasıyla elde edilen saçılma parametrelerinin sıcaklığa bağlı davranışları;	187
Şekil 4.53 $\text{Cr}_{82.4}\text{Fe}_{17.6}$ amorf alaşım filminde gözlenen direnç dalgalanmasının farklı sıcaklıklardaki zamanla değişimleri;	188
Şekil 4.54 $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ amorf alaşım filminde gözlenen direnç dalgalanmasının farklı sıcaklıklardaki zamanla değişimleri;	189
Şekil 4.55 $\text{Ni}_{72}\text{Mn}_{28}$ amorf alaşım filminin manyeto-direnç verilerinin deneysel ve teorik davranışı; Burada deneysel davranış noktaları Zayıf yerleşikleşme teorisinden hesaplanan teorik davranış ise sürekli çizgi ile gösterilmektedir.	192
Şekil 4.56 $\text{Ni}_{68}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_4$ amorf alaşım filminin manyeto-direnç verilerinin deneysel ve teorik davranışı; Burada deneysel davranış noktaları Zayıf yerleşikleşme teorisinden hesaplanan teorik davranış ise sürekli çizgi ile gösterilmektedir.	193
Şekil 4.57 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_{10}$ amorf alaşım filminin manyeto-direnç verilerinin deneysel ve teorik davranışı; Burada deneysel davranış noktaları Zayıf yerleşikleşme teorisinden hesaplanan teorik davranış ise sürekli çizgi ile gösterilmektedir.	194
Şekil 4.58 $\text{Ni}_{100-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ amorf alaşım filminin manyeto-direnç verilerinin deneysel verilerin zayıf yerleşikleşme teorisi ile uyarlanarak elde edilen inelastik saçılma parametresinin sıcaklıkla değişimi;	195
Şekil 4.59 $\text{Ni}_{100-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ amorf alaşım filmlerinde spin-örgü saçılma alanının (H_{so}) konsantrasyonla değişimi;	196

Şekil 4.60 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_{10}$ amorf alaşım filminin a) Direncinin sıcaklığa bağlı değişimi; b) $T_{min} = 50\text{K}$ sıcaklığının üzerinde T^2 'ye göre grafiği;	197
Şekil 4.61 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ amorf alaşım filminin a) Direncinin sıcaklığa bağlı değişimi; b) T_{min} 'in üzerinde sıcaklıklarda sıcaklığa uyarlanmış davranışı;	199
Şekil 4.62 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ amorf alaşım filminin sıcaklığa bağlı direnç davranışı; Grafiklerde 1. 2. ve 3. tur'un hepsinde direnç minimumundan sonra direncin sıcaklık bağımlılığı farklı karakter göstermektedir.	200



TABLÖLAR LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 4-1 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ amorf alaşım filmlerinde oda sıcaklığında rezonans alanlarının açıya göre modelden uyarlanarak elde edilen parametrelerinin değerleri;	122
Tablo 4-2 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ Alaşım filmi için simulasyondan elde edilen değerler;	131
Tablo 4-3 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin Rezonans alanlarının açıya göre uyarlanarak elde edilen parametrelerinin değerleri	140
Tablo 4-4 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin Rezonans alanlarının açıya göre uyarlanarak elde edilen parametrelerinin değerleri	151
Tablo 4-5 $\text{Cr}_{0.824}\text{Fe}_{0.176}$ ve $\text{Cr}_{0.74}\text{Fe}_{0.26}$ amorf alaşım filmlerinin $T=300\text{K}'da$ direnç değerleri ve B katsayıları	178
Tablo 4-6 $\text{Cr}_{0.74}\text{Fe}_{0.26}$ amorf alaşım filminin $\gamma_{\text{etkin}}=\gamma/(1-I)^2$ değerleri	182

SUMMARY

Electron Spin Resonance (ESR) and Resistivity Measurements on NiMn, NiMnPt and CrFe Alloys Thin Films

Electrical and magnetic properties of $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$, $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$, $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$, $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$, $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x$ and $\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ alloys film with various thicknesses have been investigated as a function of temperature from 4K up to 300K. Electron Spin Resonance (ESR) method has been used to study the flush evaporated amorphous $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$, $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$, $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ and e-beam grown polycrystalline $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ films. Transport properties of binary $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x$ and ternary $\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ amorphous alloys have been studied by applying dc and ac resistivity measurement techniques. A theoretical model has been developed to analyse the experimental data. It has been found that while the surface anisotropy almost remains unchanged the effective bulk anisotropy is increased with decreasing film thickness. The Pt impurity has highly induced the exchange anisotropy and increased the canting temperature.

The bulk forms of above alloys exhibit unusual physical behavior such as displaced magnetic hysteresis loop, onset of strong irreversibilities in magnetization, an asymmetric magnetoresistance, a minimum in the resistivity curves, a triple-peaked structure in the low-field susceptibility and shifts in the electron spin resonance curves toward the negative fields upon cooling the sample in an external field, etc. These peculiar behavior are hardly understood in bulk form of these alloys. All of these behavior have been attributed to a new kind magnetic anisotropy, namely, exchange anisotropy. It is sometime called as uni-directional anisotropy since the direction of the effective magnetic field due to this anisotropy is always induced along the local magnetization vector during the cooling process. Moreover this anisotropy field is independent of the crystalline axes. It is claimed that these anisotropies arise from the competition between the antiferromagnetic interactions of nearest Mn-Mn neighbors and the ferromagnetic interactions of Ni-Mn and Ni-Mn pairs. Indeed, the coexistence of such competition leads to the frustration phenomenon and cause the Dzialoshinskii-Moria (D-M) type unidirectional anisotropy field observed in many other magnetic system.

It has also been shown that these properties are changed if one use thin films instead of bulk sample of the same alloy. Electron Spin Resonance (ESR) has

proven to be most sensitive and precise technique to get signal from very small magnetic systems. The order of accuracy of magnetic parameters deduced by this method is not affected from the size of the sample under investigation as generally occurred in many other techniques. Therefore in order to derive the magnetic parameters Electron Spin Resonance (ESR) measurements have been carried out on amorphous $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$, $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$, $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ and polycrystalline $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ films of various thicknesses in the temperature range 4K-300K. The ESR spectra from all samples have been recorded at room temperature for the different angle between the applied dc magnetic field vector and film normal. But at lower temperature the angular dependent spectra have been recorded only for $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ films. Low-temperature ESR studies of $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$, $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ and $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ films have been done only for parallel geometry (where the dc applied magnetic field lies in the surface of the films) and perpendicular geometry (where the magnetic field perpendicular to the surface).

ESR experiments were carried out by an x-band ESR spectrometer employing 100kHz field modulation to get the field derivative ESR spectra as a function of dc magnetic field. A continuous helium gas flow cryostat was used to cool the samples down to 4 K and to control the temperature. The thin film samples were cut 2x1 mm in dimensions and put in the cavity by using a goniometer to rotate the sample around the vertical axis which is perpendicular to dc magnetic field of the electromagnet. The spectra were stored into a personal computer in order to analyse them through a convenient theoretical model as will be described below. At room temperatures, most of the ESR spectra exhibited multi-peak absorption lines which are regularly ordered from the left to the right when the angle between the external field and film normal is smaller than a critical value which is varied from sample to sample. The amplitudes of these lines increase from the lower field to the higher field side. The separation of these peaks from each other increases as the angle decreases. The resonance field values decrease with increasing angle. The character of angular variation of the field for resonance depends on physical structure of the sample. The number of the resonance peaks regularly increases with film thickness of the same alloy. The relative intensity of the resonance peak at highest field also increases as one goes from thickest to thinnest film of the same alloy. All of these are found to be some expected behavior of Spin Wave Resonance (SWR) spectra from ferromagnetic thin films. The angular dependence (shape anisotropy) comes from demagnetizing field due to magnetic north and south poles at opposite surface of the ferromagnetic films. For polycrystalline or amorphous samples this demagnetizing field is expected to be symmetric with respect to the film normal. However, for $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ film asymmetric behaviour has been observed and this behavior was attributed to an oblique (geometric) anisotropy arising from the film growth procedure.

The aspects of the ESR spectra for almost all of these samples seemed to be dramatically temperature dependent. At low temperature the resonance curves shift to lower fields. The lines become broader at lower temperatures. For some samples these peaks are overlapped and give a very broad single line due to this broadening effect. Also the spectra for all samples showed very strong magnetic hysteresis effects at lower temperatures. That is the future of the absorption lines depend on the sweep direction of the external dc field. When the spectrum is taken with the increasing field direction the lower field portion of any absorption

line is totally disappeared while it is reappeared again when the field is swept from higher to lower values. Some spectra have been taken after cooling the sample in an external magnetic field (FC case). It has been seen that when the measurement field is parallel to the cooling field (n-FC case) the resonance curve is shifted to lower field with respect to that of zero field cooling case. On the other hand the resonance curves were shifted to higher field when the measurement field is applied in opposite direction of the cooling field (r-FC case). The absolute values of these shifts in field for both cases are equal to each other. All of these behavior have been attributed to the uni-directional exchange anisotropy induced at lower temperatures.

Resistivity measurements on flush evaporated amorphous $\text{Cr}_{82.4}\text{Fe}_{17.6}$, $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ and $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$, $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_{10}$ films were carried out by using four point ac and dc techniques between 1.5-300 K. For high precision measurements Keithly-220 model current source and Keithly-196 model multimeter, Scientific Instrument-830 model lock-in amplifier, Hewlett Packard ac amplifier, an inductive voltage divider and isolation transformer have been used. A conventional and a home made helium flow-cryostat were used to cool the sample. Temperature was controlled in 0.1 K accuracy by using Lake-Shore 321 model temperature controller employing Si-diodes and calibrated carbon glass resistor as temperature sensors. A computer program has been written and all the measurements have been controlled by a computer to store the data for theoretical analysis. The resistivity of both of amorphous $\text{Cr}_{82.4}\text{Fe}_{17.6}$ and $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ films first increase slowly with decreasing temperature down to 43 K, passing through a local maximum exhibit a sharp decrease in a very narrow temperature range and then start to increase monotonically with decreasing temperature. At the same time some small oscillations in the resistivity curves have been observed below this transition temperature. This resistivity versus temperature curve showed hysteresis effect with temperature. This minima was also seen in resistivity curves of $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ and $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_{10}$ films. But the hysteresis effect is observed below the temperature corresponding the resistivity minima in this case. The shape of these hysteresis loops is changed after in a few cycle in the temperature below this temperature. The overall magnitude of the resistivities of all the samples above are much greater than expected.

The magnetic parameters of the samples have been deduced from the analysis of the data by a theoretical model described below. The overall behavior of high temperature ESR spectra were seen to be well explained by using a classical spin wave resonance (SWR) theory based on the classical Landau-Lifshitz equation of motion for magnetization with Bloch-type damping term. The ESR peaks in higher fields attributed to the surface modes while the remaining ones at lower fields were assumed to correspond to bulk SWR modes. As well known the distances between bulk modes are a rough measure of the exchange interaction among the neighboring spins while the distance of the surface mode to uniform Kittel's mode is related to the surface anisotropy parameters. In order to explain the low temperature properties of the ESR spectra the magnetic systems have been modeled by adding various anisotropy terms to the magnetic free energy as follows

$$E_T = E_Z + E_d + E_b + E_{exc} + E_g \quad (1)$$

By choosing the z axis of reference coordinate system to be parallel to the film normal these term can be explained as follows: In Eq.1 the first term is usual Zeeman energy of a magnetic moment M in an effective magnetic field and given as

$$E_Z = -M_o H [\sin(\theta) \sin(\theta_H) \sin(\varphi - \varphi_H) + \cos(\theta) \cos(\theta_H)]$$

The second term correspond to the self energy of magnetostatic system and can be written as

$$E_d = -2\pi M_o^2 \sin(\theta)$$

where θ is the angle between magnetization vector M and the film normal. The third term arises from any kind of bulk anisotropy energy density including uniaxial (K_1) biaxial term (K_2), higher order term (K_3) and was assumed to be as

$$E_b = K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) + K_3 \sin^6(\theta)$$

The fourth term represent the exchange anisotropy having both uniaxial and biaxial component and also both rigid and dynamic components. The last term in Eq.1 come from the geometric(oblique) anisotropy and simply assumed to be as

$$E_g = K_g \left[\sin(\theta) \left(\cos(2\theta_g) + \sin^2(\theta_g) \sin^2(\varphi_g) \right) - \frac{K_g}{2} \sin(2\theta) \sin(2\theta_g) \cos(\varphi_g) \right]$$

where θ , φ and θ_H , φ_H and θ_g , are the polar angles of the magnetization M_o , applied field H and geometric anisotropy field respectively. The equilibrium values of θ and φ follow from $\partial E_T / \partial \theta = 0$ and $\partial E_T / \partial \varphi = 0$.

Under the influence of an alternating field h with a frequency ω and a dc field H the resonance relation has been derived from the classical energy density function by using the Landau-Lifshitz dynamic equation of motion for magnetization as

$$\frac{dM}{dt} = \gamma (\nabla \cdot E_T + M \times \frac{2A}{M_o^2} \nabla^2 M + M \times h) + \frac{M_{x,y}}{T_2} \quad (2)$$

where γ is the gyromagnetic ratio, $\nabla \cdot E_T = -\hat{\varphi} \partial E_T / \partial \theta + \hat{\theta} (1/\sin(\theta)) \partial E_T / \partial \varphi$ is the torque due to the energy density E in spherical coordinates. The second term arises from the exchange interaction between the spins and characterized by the parameter D ($=2A/M_o$, where A is called as exchange stiffness). The last term was included to account for the any relaxation of dynamic magnetization with characteristic time T_2 . This differential equation has been solved by trying following spin wave functions for n^{th} mode

$$m_\varphi^n(z, t) = m_\varphi^o \exp i(\omega t \pm k_n z)$$

$$m_\theta^n(z, t) = m_\theta^o \exp i(\omega t \pm k_n z)$$

and following dispersion relation has been obtained for spin waves with wave vector k_n and characteristic frequency ω_n^o for n^{th} spin wave mode along z direction in a thin film as

$$\left(\frac{\omega_n^o}{\gamma}\right)^2 = \left(Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta^2}\right) \left(Dk_n^2 + \frac{1}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \varphi^2}\right) - \left(\frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta \partial \varphi}\right)^2 + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (3)$$

On the other hand, the power absorption from the rf field of frequency ω in a unit volume of a magnetic sample has been obtained by using the well known expression

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} \omega \chi_2 h_1^2 \quad (4)$$

where h_1 is the amplitude of the magnetic field component of rf field, χ_2 is the imaginary part of the high frequency susceptibility χ ($\chi = \chi_1 - \chi_2$) which is defined as

$$\chi = \frac{m_x}{h_x} = \left(\frac{m_\varphi}{h_\varphi} \right)_{\varphi=\pi/2} \quad (5)$$

For $\varphi = \pi/2$ the contribution to the susceptibility from each mode (for instance n^{th} mode) was obtained to be

$$\chi_2^n = \frac{4\pi M_o (Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2}) \frac{2\omega}{\gamma^2 T_2}}{\left[\left(\frac{\omega_n}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 - 4\omega^2 / \gamma^4 T_2^2} \quad (6)$$

In addition to the inhomogeneous magnetization near the surface regions, we assumed an uniaxial surface anisotropy energy

$$E_s = -k_{1,2}^s \cos^2(\theta)$$

and used it in famous Rado-Weertman general exchange boundary condition to deduce an expression

$$\tan(k_n L) = \frac{k_n (P_1^s + P_2^s)}{k_n^2 - P_1^s P_2^s} \quad (7)$$

for bulk modes corresponding real values of wave vector and

$$\tanh(k_n L) = -\frac{k_n(P_1^s + P_2^s)}{k_n^2 + P_1^s P_2^s} \quad (8)$$

for the surface modes to complex values of wave vector. Here L is the film thickness and P_i^s are the surface spin pinning parameters which were determined by the expression

$$P_i^s L = \frac{L}{M_o} \partial_n M + \frac{2k_i^s L}{DM_o} \cos(2\theta) \quad (9)$$

The solution of Eq.9 for k was substituted in Eq.8 to obtain the contribution from nt mode to the microwave absorption in SWR spectra.

The magneto-resistivity data were analyzed by using Baxter's expression

$$\left[\frac{\delta \rho}{\rho^2} \right]_{WL} = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2\sqrt{1-\gamma}} \left[f_3\left(\frac{B}{B_-}\right) - f_3\left(\frac{B}{B_+}\right) \right] - f_3\left(\frac{B}{B_2}\right) \\ - \sqrt{\frac{4B_{so}}{3B}} \left(\frac{1}{\sqrt{1-\gamma}} (t_- - t_+) + \sqrt{t_-} \sqrt{t_+ + 1} \right) \end{array} \right\} \quad (10)$$

to account for the combined effects of Zeeman splitting and spin-orbit scattering together with magnetic spin-flip scattering. The terms in Eq.11 are explained as follows

$$\begin{aligned} t &= \frac{3B_\phi}{4(B_{so} - B_s)} \\ t_{\pm} &= t + \frac{1}{2}(1 \pm \sqrt{1 - \gamma}) \\ B_{\pm} &= B_\phi + \frac{2}{3}(B_{so} - B_s)(1 \pm \sqrt{1 - \gamma}) + 2B_s, \\ B_2 &= B_i + \frac{2}{3}B_s + \frac{4}{3}B_{so}, \quad B_\phi = B_i + 2B_s, \quad \gamma = \left[\frac{3g^* \mu_B B}{8eD(B_{so} - B_s)} \right]^2, \end{aligned}$$

where D is the electronic diffusivity. The characteristic fields are related to characteristic electron scattering times through relations of the type

$$B_x = \hbar/4eD\tau_x$$

where $x=i$, so , and s refer to the inelastic, spin-orbit, and magnetic spin-flip scattering times respectively. Here $f_3(x)$ is the Kawabata function for 3D disordered system.

Several computer programs have been written to redrive the theoretical data for comparison to the corresponding experimental ones in order to analyse both SWR and resistivity data and to deduce physical parameters, namely, effective magneto-crystalline bulk (K_1) and surface anisotropies, line-width ($1/T_2$), spectroscopic splitting factor, uni-directional (H_{exc} , exchange) bulk and surface (Q and k_1^s , k_2^s , k^s) anisotropies, exchange stiffness parameter (D), electronic scattering such as inelastic, spin-orbit, spin flip, the characteristic temperature for resistivity minima, canting temperatures for above samples. Quite satisfactory agreements have been obtained between the experimental data and theoretical SWR data at higher temperatures. However, we were not able to analyze the ESR spectra due to very broad lines, which are associated with the frustration of spins at lower temperatures. The frustration manifests itself at higher temperatures for $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ than for $Ni_{76}Mn_{24}$ and becomes more severe with Pt impurities.

The induced exchange bulk anisotropy, (H_{exc}), which is created during cooling of the sample was found to rotate freely towards the applied field, especially for amorphous samples. It should be remembered that this anisotropy field is quite rigid at low temperature for bulk samples of the same alloys. But the absolute value has been significantly increased in thin film cases. The temperature behaviour of this anisotropy is in agreement with the exponential law ($\exp(-\alpha/T)$) for almost all samples. The temperature behaviour of this exchange bulk anisotropy reflects itself on film surfaces as to be surface anisotropy which has been attributed to the D-M interactions. The uni-directional anisotropy induced at both surface seemed to be practically the same. It has also been seen that there is a remarkable contribution to this surface anisotropy from inhomogeneous magnetisation. Actually, it is almost impossible to make exact determination of this anisotropy due to inevitable field treatment effects during experimental processes.

Magneto crystalline and the shape anisotropy component to the effective bulk anisotropy energy exhibited strong temperature dependence. The main contribution is from demagnetising field. The qualitative behavior is similar for both crystalline and amorphous samples. However the Pt dopant found to highly effected the temperature dependence, that is, this anisotropy changed its sign from negative to positive below 150 K when the sufficient amount of Pt has been doped. The positivity of this anisotropy is a sign for strong easy axis (hard plane) magneto-crystalline anisotropy. Magnetocrystalline anisotropy was also found to overdominate the other components at low temperatures with Pt doped samples. Moreover, for the film with nominal thicknesses so called oblique anisotropy has

been induced depending on the film preparation condition for e-beam growth samples. The order of this anisotropy is comparable, even stronger, to any magneto-crystalline anisotropy. From the temperature behaviour of the bulk anisotropy constants, we have concluded that magnetic structures of almost all samples consist of mainly 180° domains lying in the film surface, in accordance with the TEM study on polycrystalline counterparts given in the literature. The Pt impurities also change drastically the domain structure. Pure magnetic anisotropy component can not be determined unless the magnetisation data from any independent measurement technique is provided..

The surface anisotropy field for almost all samples showed a uniaxial character with hard axis (the easy plane) oriented along the film normal. The symmetric boundary condition has been observed for all samples but Pt doped ones. A weak linear temperature dependence down to 100 K have been observed for surface anisotropy energy. The absolute values of this anisotropy starts to rapidly increase below this temperature. It has also been seen that the surface anisotropy weakly depend on the film thickness so that its values can be taken to be the same for each sample of the same alloys. Therefore the magnetic structure of thinner films (below 300 Å) is primarily controlled by only the surface anisotropy. It is also found that the Pt impurities strongly modifies the surface structure, exhibiting a very complex symmetry in the surface field. However, the resonance parameters for the surfaces of both samples can be described quite well by asymmetric surface condition. The origine of this anisotropy was found to be as D-M interactions.

The values of exchange interaction parameter D was obtained in a quite good accuracy as a function of temperature. The monotonically increasing D - T curve passes through a broad maxima at about 150 K and a minima at about 100 K and then rapidly increases with decreasing temperature. No correlation was observed between film thickness and the stiffness parameter. But the magnitude of this parameter at a certain temperature is highly affected by physical structure and composition of the alloys. We have also obtained a very close connection between the stiffness constants and the surface anisotropy constants.

Finally, magneto resistivity data from CrFe and NiMnPt amorphous alloys have been successfully analyzed by using Anderson's Weak Localization model at relatively higher temperature range. Below 50 K for CrFe samples Stoner enhancement factor has been considered besides WL model. The parameters, inelastic τ_i and spin-flip scattering rate τ_s , have been determined as a function of temperature. Also Pt concentration dependence of τ_{so} was obtained for NiMnPt samples. Taking into account the local spin fluctuation effects besides the strong spin-orbit effects, we have seen that the electrical transport mechanism for the CrFe, NiMnPt systems can be explained only by the localization. . At low temperatures, local spin fluctuations found to play a predominant role on the temperature behaviour of the resistivity in agreement with prediction of the model of Bergmann and Beckmann.

In conclusions; all films exhibit a very strong spin disorder at a microscopic scale at low temperatures and this frustration of the spins which manifest itself in the broadening of SWR lines, rapid change of magnetic parameters like surface anisotropy, bulk energy, effective exchange interaction parameter and unidirectional anisotropy energy. This common effect revealed that magnetic state of the system is controlled by D-M interaction. As for the resistivity data, the

spin-orbit scattering and spin-flip scattering due to the local spin fluctuations must be strong, yielding antilocalization. Therefore, the elastic and all the inelastic scattering processes cannot be treated independently. Our conclusion is in disagreement with the work of Altounian who have analyzed their data for the $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}\text{Zr}_2$ system by considering the resistivity due to the local spin fluctuations to be simply additive.



BÖLÜM 1

GİRİŞ

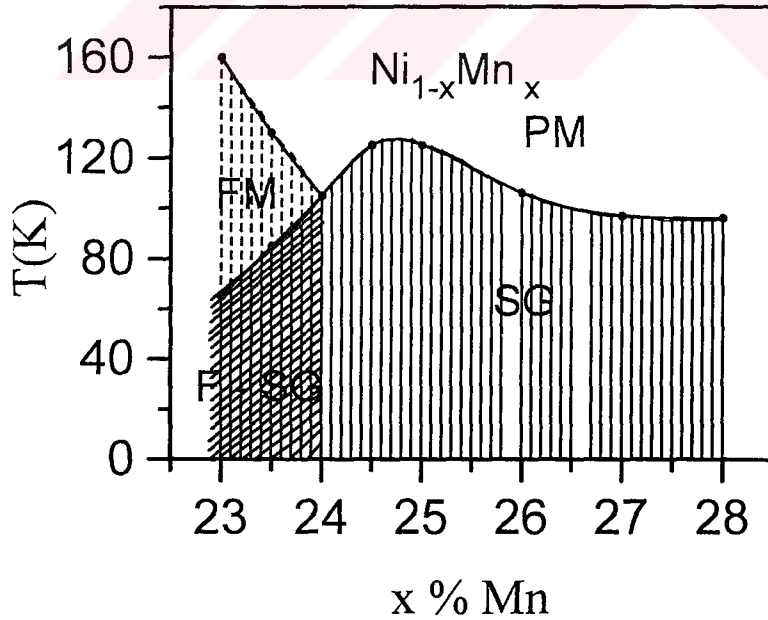
Diyamanyetizma, paramanyetizma, ferromanyetizma, ve antiferromanyetizma gibi klasik manyetik fazların dışında spin-camı denilen yeni bir manyetik fazın varlığı konusundaki çalışmalar güncelliğini sürdürmektedir. Spin camı özelliği taşıyan malzemelerin manyetik ve elektrik özellikleri sıcaklıkla karmaşık davranışlar sergilerler. Bu davranışlardan en çarpıcı olanlardan birisi, örnek yüksek sıcaklıklardan itibaren dış bir manyetik alan içinde düşük sıcaklıklara kadar soğutulup (AS) manyetik histerezis ölçümleri alındığında bu eğrilerin soğutma alanının tersi yönünde bütünüyle negatif alanlara kaymasıdır. Halbuki sıfır alanda soğutulup (SAS) ölçüm alındığında bu histerezis eğrilerinin çizgi genişliğinde beklenenden büyük olduğu görülür. Diğer taraftan hem AS ve hemde SAS durumları için, bu tür manyetik sistemlerin düşük sıcaklıklardaki mıknatıslanmaları kararlı olmayıp kendilerine özgü bir zaman (durulma zamanı τ) içinde daha kararlı durumlara ulaştığı gözlenmektedir. Bu tür davranışlar Elektron Spin Rezonans (ESR) spektrumlarında da kendilerini göstermektedir (Aktaş ve dig., 1993(a), (b); Öner ve dig., 1990,1992; Senoussi, 1983, 1985). AS durumunda alınan spektrumlar negatif alanlara kaymaktadır (Aktaş ve dig., 1993(c), Öner ve dig., 1994(a); Senoussi ve dig., 1983). SAS durumundaki spektrumlarda ise beklenilenin çok üzerinde çizgi genişlemesi ortaya çıkmaktadır.

Yukarıda sözü edilen davranışları sergileyen çok sayıda ikili manyetik alaşım mevcuttur (Abdul-Razzaq ve dig., 1984, 1987(a)). Üzerinde en çok çalışılan

sistemlere örnek olarak Ni_xMn_{100-x} ve Cr_xFe_{100-x} alaşımları verilebilir. Bunlardan Ni_xMn_{100-x} alaşımlarının elektriksel ve manyetik özellikleri Mn konsantrasyonuna bağlı olarak çeşitlilik gösterir (Şekil 1.1). Bu sistemde Mn'nın atomik konsantrasyonu 13'ün altında ferromanyetik; 13-25 aralığında "reentrant" ; 25 ve daha yüksek Mn konsantrasyon bölgesinde ise spin- camı özellikleri sergilerler. "Reentrant" fazında bu malzemeler azalan sıcaklıkla ardışık faz geçişi gösterirler. Yüksek sıcaklıklarda paramanyetik olan reentrant örnekler Curie sıcaklığında (T_c) ferromanyetik + spin camı karışımı bir faza ve bunun ardından T_f diye adlandırılan donma sıcaklığında spin camı fazına geçerler (Abdul-Razzaq ve dig., 1987(b); Kouvel ve dig., 1987 , Kouvel 1960; Durusoy ve Öner 1990, Aitken ve dig. 1981). Düşük sıcaklıklarda gözlenen fazın doğası bu gün en fazla tartışılan konulardan biridir. Düşük sıcaklıklardaki bu karmaşık davranışın sıcaklıkla birlikte indüklenen değiş-tokuş (exchange) anizotropisinden kaynaklandığı iddia edilmektedir. Yani, örnek yüksek sıcaklıklardan itibaren düşük sıcaklıklara soğutulduğunda, tek-doğrultulu yeni bir manyetik anizotropi indüklenmektedir (Kouvel ve dig., 1959). Son yıllarda yapılan birçok araştırma, anizotropinin sıcaklıkla dinamik davranışını anlamaya yöneliktir. Örneğin, vektör mıknatıslanma (Öner ve dig.,1994 (b); Kouvel ve dig., 1989), ac ve dc manyetik duygunluk (Sato ve dig., 1990), ESR vb. gibi ölçümler bu anizotropinin düşük sıcaklıklarda elastik, yüksek sıcaklıklarda kayıplı (dissipative) dönmeler yaptığını göstermiştir. Ayrıca, manyetik olmayan Pt atomlarının düşük oranlarda katkılanmasıyla tek doğrultulu anizotropinin büyüklüğünün arttığı ve dinamik davranışının daha da karmaşık bir hal aldığı bulunmuştur (Aktaş ve dig., 1993, Öner ve dig., 1992). Son olarak yapılan ESR (Electron Spin Resonance) (Aktaş ve dig., 1993) ve nötron saçılma deneyleri (Sato ve dig., 1993) bu iddialara bir açıklık getirmiştir. Hatta son yıllarda bazı araştırmacılar, yaptıkları nötron saçılması deneylerinden elde ettikleri bilgilerin ışığında, düşük sıcaklıklarda spinlerin uzun erişimli helis şeklinde bir yapılanmaya gittiklerini ortaya atmışlardır (Ando ve dig., 1996).

Bu tür ikili sistemlerin polikristal ve hacımsal (bulk) örnekleri üzerinde çok sayıda çalışmalar olmasına karşın, amorf yapıları üzerinde yeterli çalışma yapılmamıştır. Tek kristal örneklerde yukarıda sözü edilen tek doğrultulu anizotropinin yönelimden bağımsız olduğu gösterilmiştir (Rusov ve dig., 1969). Bu bulgu

yukarıda sözü edilen manyetik özelliklerin kristal yapıdan etkilenmediği fikrini akla getirmektedir. Dolayısıyla bu tür alaşımların amorf yapısında benzer çalışmaların yapılması oldukça ilginç olmalıdır. Bu yüzden $\text{Ni}_x\text{Mn}_{100-x}$ sisteminin hem amorf fazında ve hem de polikristal örneklerinde çalışmayı uygun bulduk. Diğer taraftan fiziksel özelliklerin örneklerin film veya bulk olmalarına göre de değişebileceği görülmüştür. Özellikle iletkenlik ve manyetik anizotropi parametrelerinin film kalınlıklarından etkilenmeleri söz konusudur. Ayrıca ferromanyetik olmayan katkı atomlarının bile manyetik anizotropiyi indükleyebilmeleri konunun başka bazı yönlerinin de araştırılması gereğini ortaya koymuştur. Konu araştırma teknikleri açısından çok geniş bir alanı kapsamaktadır. Ancak konuyu tümüyle aydınlatamasa bile, bu alandaki araştırmalara önemli katkılar sağlayacağı düşüncesi ile, NiMn ve CrFe örneklerinin (özellikle ince filmlerinin) transport ve Ferromanyetik Rezonans (FMR) özelliklerinin incelenmesinin önemli olduğunu gördük. O nedenle bu çalışmada sıcaklığın, film kalınlığının ve Pt katkılamanın fiziksel parametreler üzerindeki etkileri araştırıldı.



-Şekil 1.1 NiMn alaşımlarının konsantrasyona bağlı faz diyagramı; Burada Ferromanyetik fazı (FM), Reentrant, ferro-spin-glass (FSG), Normal spin-glass (SG) ve Paramanyetik fazı (PM) göstermektedir (Abdul-Razzaq vd., 1987)

Kullanılan tekniklerden özellikle FMR manyetik parametrelere son derece duyarlı ve güçlü bir teknik olup çok ince filmlerden bile sinyal alıp analiz etme imkanı sunabilmektedir. Bu tür örneklerde dc mıknatıslanma ölçümleri örneklerin hacımsal büyüklüklerine bağlı olduğundan, ince film örnekler üzerinde yüksek duyarlılıkta sonuç elde etmek bir hayli zordur. Halbuki Elektron Spin Rezonans (ESR veya ferromanyetik örnekler için FMR) tekniği ile elde edilen özgün (intrinsic) parametrelerin doğruluk derecesi örneklerin hacımsal büyüklüklerinden bağımsızdır. Dolayısıyla ESR ferromanyetik ince filmlerin manyetik durumunu belirlemede kullanılan en güçlü tekniklerden biri olarak karşımıza çıkmaktadır.

Ferromanyetik örneklerden alınan sinyaller ince film durumlarında ardışık olarak sıralanmış çoklu soğurma piklerinden oluşan Spin Dalga Rezonansı (SDR) spektrumları olarak ortaya çıkarlar. O nedenle analizlerinden sağlıklı bir sonuç alınabilmesi için soğurma çizgileri yeterince dar örnekler seçilmelidir. Çünkü çizgi genişliği çok büyük olan örneklerde SDR modlarını birbirlerinden ayırt etmek oldukça zordur. Literatürde yarı -eğri genişliği oldukça küçük olan Fe-Ni alaşımı (permalloy)'un yanında Fe, Ni, Co gibi saf ferromanyetik metaller ve Fe-Pd, Fe-Pt, Fe-Cr, Ni-Pd, Ni-Cu, Ni-Co, Cr-Te, gibi ikili alaşımlarla Fe-Ni-Co, Mn-Cr-Sb vb. gibi üçlü metalik alaşımlardan hazırlanmış ince filmlerinde de çok sayıda SDR çalışmalarına rastlanmaktadır (Kouvel ve dig., 1986; Vittoria ve dig., 1976; Wigen ve dig., 1975 Puzskarskii, ve dig. 1979; Fraitova, ve dig.. 1984 1983 (a), (b), Frait ve dig., 1985). Eğri genişliklerine manyetik düzensizliklerden katkı geldiğinden çizgi genişliği analizleri önemli bilgiler verirler. Özellikle spin camları vb. örnekler söz konusu olduğunda manyetik donmanın SDR piklerinin şekli üzerinde çok belirgin etkileri kendilerini gösterirler. FMR tekniği bu yönüyle de çalışmamızda vazgeçilemez bir araştırma tekniğidir.

Bu araştırmada başvurulmuş transport ölçüm tekniğine gelince; Amorf fazda iletkenlik elektronlarının ortalama serbest yolları kristal fazdakine kıyasla bir kaç mertebe daha küçük olduğundan ($\approx 10 \text{ \AA}$) bu malzemelerin dirençleri oldukça büyüktür. Diğer taraftan transport özellikler mikroskopik ölçekteki manyetik değişimlere de oldukça duyarlıdır. Dolayısıyla bu tür örneklerin dirençlerinin sıcaklıkla davranışı mikroskopik eşeldeki manyetik yapıyı açıklığa kavuşturacak güçlü bir araç olarak karşımıza çıkmaktadır. Son olarak manyetik olmayan Pt

atomları katkılayarak elektronların ortalama serbest yolları değiştirilerek manyetik özelliklerle transport özellikleri arasında sağlanan ilişki incelenmiştir. Manyetik durumu ortaya koymak için ise, ESR (Elektron Spin Rezonans) ölçümleri yapılmıştır. Ölçüm sonuçlarının analizi için kuramsal bir model geliştirildi. Değişik yüzey ve hacim anizotropileri ile birlikte değiş-tokuş etkileşimleri ve dinamik mıknatıslanma için sönüm terimlerini de içeren bu model sınır koşulları dikkate alınarak çözüldü. Geliştirilen özel bir algoritma kullanılarak yazılan bilgisayar programları ile kuramsal spektrumlar elde edildi. Böylece deneysel sonuçlara uyum kuramsal spektrumların parametreleri örneklerin manyetik özelliklerini karakterize eden değerler olarak seçildi.

İkinci bölümün 1. alt kısmında, SDR için geliştirilen kuramsal model olabildiğince özetlenerek sunuldu., 2. alt kısmında amorf ferromanyetik sistemlerde direncin davranışını analiz etmek için literatürden alınan modeller özetlenerek sunuldu. Üçüncü bölümde ince film hazırlama, ESR, ve alternatif akım (ac) ve doğru akım (dc) direnç ölçüm teknikleri gibi deneysel yöntemler anlatıldı. Kullanılan ölçüm sistemleri hakkında genel bilgiler verildi. Dördüncü bölümde, deneysel sonuçlar ve bunların analizleri tez hacminin izin verdiği oranda olabildiğince ayrıntılı bir biçimde izah edildi. İncelenen örnekler ve yapılan çalışmalar kısaca şöyle özetlenebilir:

i) $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ amorf ince filmleri üzerinde, $T=4-300\text{K}$ sıcaklık aralığında ESR ölçümleri yapıldı . Deneysel spektrumlara kuramsal uyarlamalar yapılarak, örneklerin manyetik durumlarına ışık tutacak bazı fiziksel parametrelerden, hacimsal manyetik anizotropi, yüzey anizotropisi, çizgi genişliği ve manyetik sertlik ("exchange stiffness") katsayılarının sıcaklıkla davranışları elde edildi. Manyetik olmayan Pt atomlarının hacimsal ve yüzey anizotropi parametreleri üzerindeki rolü incelendi. Düşük sıcaklıklarda ESR soğurma piklerinin çizgi genişliğinin çok fazla olduğu ve bu çizgi genişlemesinin spin bunalımından (frustration) kaynaklandığı görüldü. Ayrıca spin bunalımı olayının Pt katkılı örnekte katkısız örnektekinden daha yüksek sıcaklıklarda ortaya çıktığı ve bunalım oranının Pt katkılanmasıyla arttığı görüldü. Diğer taraftan düşük sıcaklıklarda indüklenen tek doğrultulu anizotropinin sıcaklık bağımlılığı her iki örnek için de aynı olduğu ve üstel azalma ($e^{-\alpha/T}$) yasasına uyduğu saptandı. Bu paralellik değiş-tokuş

(exchange) parametresi D 'nin sıcaklık davranışında da gözlemlendi. Her iki örnekte de D parametresinin sıcaklıkla değişim eğrisi bir minimum değerden geçmektedir, ancak bu minimum $Ni_{76}Mn_{24}$ alaşım filmi için 100K civarında, $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ alaşım filmi için ise 150K civarındadır.

ii) Amorf $Ni_{62}Mn_{38}$ 'lik örnekte SDR ve elektriksel direnç ölçümleri yapıldı. Bunalımlı düzeylerdeki spinlerin dalgalanmasının Mn konsantrasyonunun artmasıyla arttığı gözlemlendi. Yerel spin dalgalanmaları (Local spin fluctuation-LSF) kendilerini elektriksel dirençte gösterdi. Yerel spin dalgalanmalarının bu durumdaki hızının 10^{-10} - 10^{-15} Hz arasında değiştiği ve bir çok farklı mekanizmalardan kaynaklanmakta olan saçılma terimleri ile karşılaştırılabilir olduğu ortaya kondu. Ayrıca bu tür amorf ferromanyetik alaşımlarında LSF etkisinden kaynaklanan direnç minimumunun varlığı tartışıldı. Öte yandan bunalımlı düzeydeki spinlerin dalgalanmaları ESR spektrumlarında çizgi genişlemesi biçiminde ortaya çıktı. Mn konsantrasyonuna paralel olarak manyetik düzensizliğin artması nedeniyle sistem üzerinde iki farklı yapının söz konusu olduğu ortaya konuldu. Bu çalışma ile bu tür amorf alaşımlarda ortaya çıkan direnç minimumunun kaynağının Kondo etkisinden mi veya lokal spin dalgalanmalarından mı kaynaklandığı sorunu açıklanmağa çalışıldı.

iii) Polikristal $Ni_{77}Mn_{23}$ sisteminin 300Å kalınlığındaki ince filmi üzerinde SDR çalışmaları yapıldı. Değiş-tokuş etkileşme terimi ve diğer anizotropi parametrelerinin spin-cami bölgesinde önemli oranda arttığı gözlemlendi. Ayrıca, tüm sıcaklık aralığında yüzey anizotropi enerjisinin sistemin manyetik davranışı üzerinde başat bir rol oynadığı görüldü.

iv) Polikristal $Ni_{77}Mn_{23}$ sisteminin 600 Å kalınlığındaki filmlerinde geometrik anizotropi olayı SDR tekniği ile incelendi. Bu kalınlık bölgesine düşen filmler için çok büyük önem ifade eden geometrik anizotropinin tamamen film hazırlama tekniğine bağlı olarak ortaya çıktığı belirlendi. Bu tür filmler için sözkonusu etkinin sistemin kuramsal modeli yapılırken hiç bir zaman gözardı edilmemesi gereği vurgulandı.

v) Kalınlık etkilerini araştırmak için, polikristal $Ni_{77}Mn_{23}$ alaşımının aynı şartlarda 50, 100, 300, 600, 1000 ve 3700 Å gibi değişik kalınlıklardaki filmleri hazırlandı. Manyetik parametrelerin sıcaklıkla değişimleri FMR yöntemi ile

araştırıldı. SDR spektrumlarının kendileri, etkin anizotropi parametreleri ve çizgi genişlikleri kalınlığa sıkı biçimde bağlı iken, değiş-tokuş parametresinin kalınlıktan nerdeyse bağımsız olduğu görüldü.

vi) $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x$ ($x=0.176, 0.26$) amorf ince filmleri üzerinde, $T=2-150\text{K}$ sıcaklık aralığında ve yüksek manyetik alanlara kadar ($H = 120\text{kG}$) direnç ve manyetik-direnç ölçümleri yapıldı . Yerleşiklenme etkisinin bu tür örneklerde de mevcut olduğu ilk kez ortaya kondu. Ayrıca, bu örnekte, $T<50\text{K}$ altındaki sıcaklıklarda dirençte bir histeri gözlemlendi.

vii) $\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ ($x=0, 4, 10$) ve $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ amorf ince filmleri üzerinde $T=4-150\text{K}$ sıcaklık aralığında direnç ve $H=0-120\text{ kG}$ aralığında manyeto-direnç ölçümleri yapıldı. Direnç üzerinde etkin mekanizmanın yerleşikleşme olayı olduğu ortaya kondu. Deneysel veriler Anderson yerleşikleşme kuramına uyarlanarak spin-spin ve spin-örgü etkileşme durulma zamanlarının sıcaklıkla davranışı elde edildi.

Son olarak beşinci bölümde elde edilen sonuçların ortak bir tartışması yapıldı.

BÖLÜM 2

KURAMSAL TEMELLER

2.1 SPİN DALGA REZONANSI

2.1.1 Spin Dalgaları

Spin dalga rezonansı ferromanyetik veya antiferromanyetik malzemelerde gözlenebilen bir olaydır. Bilindiği gibi manyetizma genelde diyamanyetizma, paramanyetizma ve ferromanyetizma (veya antiferromanyetizma) olarak üç ana gruba ayrılır. Diyamanyetizma uygulanan bir dış alanın indüklediği ve alana ters yönde ortaya çıkan orbital katkı sonucu kendini gösterir. Bu tür maddelerde manyetik duygunluk diğer manyetizma türlerine göre çok küçüktür. Paramanyetizma ise çekirdek veya elektronik manyetik momentlerin dış alana paralel olma eğiliminden kaynaklanır. Manyetik duygunluk pozitif olmakla birlikte ferromanyetik maddelerinkine göre çok zayıftır. Bu tür manyetizmada spinler arası etkileşimler paramanyetik bölgede sıcaklığın bozucu etkilerini yenecek kadar şiddetli olmadığından bir spin düzenlenmesi gözlenmez. Bu çalışmada kullanılan malzemelerin de dahil olduğu ferromanyetik (veya antiferromanyetik) maddelerde ise spinler arası etkileşimler sıcaklığın bozucu etkilerine baskın geldiğinden bir dış alan yokken bile

spinler arasında kendiliğinden bir düzenlenme sözkonusudur. Bu tür malzemelerde spinler arası etkileşmeler spinlerin birbirlerine göre olan yönelimlerine bağlıdır ve N tane spinden oluşan bir sistem için bu etkileşme enerjisi U, aşağıdaki gibi ifade edilir (Kittel, 1996):

$$U = -2J \sum_{p=1}^N S_p \cdot S_{p+1} \quad (2.1)$$

Burada sadece en yakın komşu spinler arasındaki exchange etkileşmeleri dikkate alınmıştır. Aradaki etkileşme sabiti J nin işaretine bağlı olarak minimum enerji spinlerin paralel veya antiparalel olmaları durumuna karşı gelir. Yani pozitif J için spinler paralel olmaya çalışarak ferromanyetik düzenlenmeyi verirken, J nin negatif olması antiparalel yönelmeye neden olarak antiferromanyetik düzenlenmeyi verirler.

Spinler arası bu etkileşmeler yeterince güçlü olduğu için komşu spinlerin birbirlerine göre olan yönelimleri zayıf bir dış etki ile kolayca terslenemez. Ancak, (2.1)'den de görüleceği gibi, verilen zayıf bir enerji spinlerin yönelimlerinde küçük oranda sapmalara neden olabilir. Klasik vektör modeli öngörülerek ele alınabilecek spinlerin yönelimlerindeki bu sapmalar- bir ekin tarlasındaki bitki saplarının rüzgarın etkisiyle değişik miktarda eğilmeleri sonucu bir dalga oluşturmaları gibi spin dalgalarının ortaya çıkmasına neden olur. Bu dalgaların sınır şartlarına bağlı olarak kısa veya uzun dalga boylu olmalarına göre enerjileri değişir. Gerçekte bu dalgalar kuantize olurlar ve bu kuantumlar magnon diye adlandırılırlar. Sözü edilen bu quazi parçacıkların enerjilerine eşit bir enerji verildiğinde sistem bu enerjiyi soğurarak bir magnon oluşturur ve bu olaya rezonans olayı denir. Sistem üzerine bir dış manyetik alan uygulanırsa yukarıda verilen exchange enerjisine ilave olarak magnonlar Zeeman etkileşmesinden doğan bir manyetik enerji de kazanırlar. Dolayısıyla dış alan taranarak magnonların enerjileri dış uyarıcının enerjisine eşit kılınarak herhangi bir ESR

spinler arasında kendiliğinden bir düzenlenme sözkonusudur. Bu tür malzemelerde spinler arası etkileşmeler spinlerin birbirlerine göre olan yönelimlerine bağlıdır ve N tane spinden oluşan bir sistem için bu etkileşme enerjisi U, aşağıdaki gibi ifade edilir (Kittel, 1996):

$$U = -2J \sum_{p=1}^N S_p \cdot S_{p+1} \quad (2.1)$$

Burada sadece en yakın komşu spinler arasındaki exchange etkileşmeleri dikkate alınmıştır. Aradaki etkileşme sabiti J nin işaretine bağlı olarak minimum enerji spinlerin paralel veya antiparalel olmaları durumuna karşı gelir. Yani pozitif J için spinler paralel olmaya çalışarak ferromanyetik düzenlenmeyi verirken, J nin negatif olması antiparalel yönelmeye neden olarak antiferromanyetik düzenlenmeyi verirler.

Spinler arası bu etkileşmeler yeterince güçlü olduğu için komşu spinlerin birbirlerine göre olan yönelimleri zayıf bir dış etki ile kolayca terslenemez. Ancak, (2.1)'den de görüleceği gibi, verilen zayıf bir enerji spinlerin yönelimlerinde küçük oranda sapmalara neden olabilir. Klasik vektör modeli öngörülerek ele alınabilecek spinlerin yönelimlerindeki bu sapmalar- bir ekin tarlasındaki bitki saplarının rüzgarın etkisiyle değişik miktarda eğilmeleri sonucu bir dalga oluşturmaları gibi spin dalgalarının ortaya çıkmasına neden olur. Bu dalgaların sınır şartlarına bağlı olarak kısa veya uzun dalga boylu olmalarına göre enerjileri değişir. Gerçekte bu dalgalar kuantize olurlar ve bu kuantumlar magnon diye adlandırılırlar. Sözü edilen bu quazi parçacıkların enerjilerine eşit bir enerji verildiğinde sistem bu enerjiyi soğurarak bir magnon oluşturur ve bu olaya rezonans olayı denir. Sistem üzerine bir dış manyetik alan uygulanırsa yukarıda verilen exchange enerjisine ilave olarak magnonlar Zeeman etkileşmesinden doğan bir manyetik enerji de kazanırlar. Dolayısıyla dış alan taranarak magnonların enerjileri dış uyarıcının enerjisine eşit kılınarak herhangi bir ESR

$$\chi = \chi_1 - i\chi_2 \quad (2.2)$$

biçiminde tanımlanır. Burada χ_1 ve χ_2 sırasıyla manyetik duygunluğun gerçekte ve imajiner bileşenlerini gösterirler (Weertman ve dig. 1958, Artman 1957 Ament ve Rado 1955; Teale ve Pelegriani 1986; Soohoo 1960). Manyetik duygunluğun her iki bileşeni de sistemin manyetik parametrelerinin ve alternatif manyetik alanın frekansının ve genliğinin fonksiyonudurlar.

Diğer taraftan alternatif alanların iletkenler içerisinde nüfuz etmesi δ (skin-depth) diye bir parametre ile karakterize edilir. Normal iletkenler için mikrodalga frekans bölgesinde δ 'nın büyüklüğü $\approx 10^{-4}$ mertebesinde. Bu çalışmada kullandığımız filmlerimizi en fazla $\approx 0.2 \times 10^{-4}$ cm kadar bir kalınlığa sahiptir. Dolayısıyla elektromanyetik dalga filmin bir yüzünden diğer yüzüne geçene kadar pek büyük bir sönüme uğramaz (Frait ve MacFaden 1965; Rado 1958). Bu durumda incelenen örneğin birim hacim başına mikrodalgadan soğurduğu güç iyi bir yaklaşımla (Slichter, 1963)

$$\langle p \rangle = \frac{1}{2} \omega \chi_2 h_1^2 \quad (2.3)$$

biçiminde verilir. Burada ω mikrodalga frekansını h_1 de mikrodalganın manyetik alan bileşeninin genliğini göstermektedir. İnce filmlerde manyetik alanın mikrodalga bileşeni film içinde yaklaşık olarak homojen kabul edilebileceğinden örneğin soğuracağı toplam güç yukarıdaki ifadenin örnek hacmi üzerinden yapılacak integralinden elde edilir. Yani

$$\langle P \rangle = \int_V \langle P \rangle dV = \frac{1}{2} \omega h_1^2 \int_V \chi_2 dV \quad (2.4)$$

Görüldüğü gibi soğrulan güç ifadesi yalnızca manyetik duygunluğun imajiner bileşenini içermektedir. Manyetik duygunluk ise örnek boyunca değişik değerler alabilir. Bu durum spin dalgalarının bir sonucudur ve ileriki bölümlerde ayrıntılı olarak anlatılacaktır.

Film skin depth parametresine göre kalın olduğu durumlarda hem mikrodalga alanının manyetik alan bileşeni film içinde değişir ve hem de soğurulan enerjiye manyetik duygunluğun her iki bileşeninden de katkı gelir. Ancak bu çalışmadaki örnekler yeterince ince olduğundan (2.4) bağıntısı bu şekliyle yeterlidir.

2.1.3. Mıknatıslanma İçin Genel Hareket Denklemi

Makroskopik mıknatıslanma M birim hacimdeki tüm manyetik momentlerin vektörel toplamından ibarettir. Yani $M = \sum_i \mu_i$ biçimindedir. Manyetik momentlerin özdeş oldukları durumda spektroskopik yarıma faktörü γ tüm spinler için aynı olur. Dolayısıyla H etkin manyetik alanı içindeki M mıknatıslanma vektörüne etki eden tork çok iyi bilindiği gibi

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H \quad (2.5)$$

denklemleri ile verilir. Burada sadece dış alanla olan etkileşme dikkate alınmıştır.

Ancak gerçek sistemde spinler arası manyetik etkileşmeler ile spin -örgü etkileşmeleri gibi daha birçok yerel etkileşme söz konusudur ve bu etkileşmeler de (2.5)'in sağına eklenmelidirler. Bu etkileşmeler kabaca fenomenologik olarak çeşitli biçimlerde verilen ve sönümü temsil eden terimlerle ifade edilirler. Bunlardan en yaygın olarak kullanılanlar:

(i)- Landau-Lifshitz tipi sönüm terimi (Heinrich ve dig., 1985);

$$-\frac{\lambda}{M_o^2} M_x M_x H_{\text{etkin}} \quad (2.6)$$

(ii)- Gilbert tipi sönüm terimi (Frai ve dig., 1985);

$$-\frac{\alpha}{M_o^2} M_x \frac{dM}{dt} \quad (2.7)$$

(iii)- Bloch-Bloembergen tipi sönüm terimi (Bloembergen , 1950)

$$-\frac{M_{x,y}}{T_2} - \frac{(M_z - M_o)}{T_1} \quad (2.8)$$

biçimindedir. Burada λ , α , T_1 ve T_2 sönüm parametreleri durulma zamanını karakterize ederler ve dolayısıyla rezonans eğrisinin çizgi genişliği üzerinde etkilidirler. Her üç tür sönüm terimi de soğurma enerjisinde yaklaşık olarak aynı etkiyi

gösterirler. Dolayısıyla amaca göre herhangi birisi kullanılabilir. Matematiksel işlem bakımından en kolayı Bloch tipi sönüm terimi olduğundan bundan böyle bu terim tercih edilecektir.

Spin-örgü durulma zamanı T_1 (boyuna durulma zamanı) uyarılmış düzeydeki elektronların tekrar taban enerji düzeyine geçmeleri için geçen süredir. T_2 ise spin-spin etkileşmesi olup enine durulma zamanına karşı gelmektedir. Ferromanyetik örnekler için spin-spin durulma zamanı magnon-magnon etkileşmelerini içerir. Ferromanyetik örneklerde spinler birbirlerine çok yakın olduğu için manyetik karakterli spin-spin etkileşmesi oldukça şiddetlidir. İlk bakışta bu etkinin eğri genişliğinde kendisini şiddetli bir biçimde göstermesi beklenir. Halbuki ferromanyetik örneklerde soğurma eğrisi oldukça dardır. Örneğin Yittrium Iron Garnet (YIG) tek kristali için çizgi genişliği 1 Gauss civarındadır (Wigen ve dig., 1984). Bunun nedeni spinler arası exchange etkileşmesidir. Bu son etkileşme elektriksel karakterli olup manyetik etkileşmelerle kıyaslanamayacak kadar şiddetli olduğundan bu etkileşme çizgilerde bir daralmaya neden olarak spin-spin etkileşmelerinden kaynaklanan genişlemeyi bastırırlar. Bu olaya **exchange narrowing** denir

2.1.4 Tek Tabakalı Filmlerde Spin Dalga Rezonansı (SDR)

Yukarıdaki hareket denklemlerinde sadece manyetik etkileşmeler dikkate alınmıştır. Halbuki ferromanyetik örneklerde değiş -tokuş (exchange) etkileşmeleri çok daha şiddetlidir. Komşu spinlerin görelî yönelimindeki küçük değişimler için bile manyetik etkileşmelerle kıyaslanacak düzeyde büyük enerjiye gerek duyulur. Görelî yönelimlerdeki bu değişimler makroskopik mıknatıslanmada bir gradient doğurur. Bu gradyent ile ilişkili enerjiden türetilen tork, Bloch tipi sönüm terimi ile birlikte, (2.5)'e eklenerek hareket denklemi için aşağıdaki bağıntı elde edilir:

$$\frac{dM}{dt} = \gamma \left(\tau + M \times h + M \times \frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 M \right) + \frac{M_{x,y}}{T_2} \quad (2.9)$$

(2.5)'deki etkin manyetik alan için burada exchange etkileşmesi dışındaki tüm manyetik etkileşmeleri gösteren enerjinin küresel koordinatlardaki gradyenti kullanılmıştır (Maksymowicz ve dig., 1983). Burada gradyent ifadesi kısaca

$$\tau = -\varphi \frac{\partial E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta} + \theta \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi}$$

şeklinde tanımlanmıştır. Gradyent ifadesi içindeki semboller Şekil 2.1 de görülmektedir. Şekilde L kalınlığında ferromanyetik ince bir filme göre seçilen bir eksen takımında ifade edilen ve örnek üzerine uygulanan değişik alanların ve mıknatıslanma vektörünün görelî yönelimleri sergilenmiştir. Şekilde görülen θ_H , θ , θ_g , sırasıyla manyetik alanın (H), mıknatıslanmanın (M) ve geometrik anizotropi alanının (K_g) z-ekseni ile yaptıkları açılardır. φ_g , φ_H , ve φ 'ler ise sözü edilen alanların azimut açılarıdır). Bu sistem için soğurma ifadesini ve rezonans alan bağıntısı gelecek bölümlerde türetilenektir. Bunun için yukarıdaki tork denklemi çözülerek manyetik sistemin rezonans bağıntısı ($\omega_{o,n} \propto (H, H_{\text{Tek-Doğ.}}, 4\pi M, K_1, K_2, K_3, K_g, k_{s1}, k_{s2}, D, \theta_g, \varphi_g, \Theta_H)$) ve manyetik alınganlık ifadesi (χ_2) manyetik parametrelerin fonksiyonu olarak elde edilecektir.

2.1.5 Model

Ferromanyetik örnekler aşağıdaki enerji yoğunluğu ifadesi ile modellenenabilir:

$$E_{\text{Toplam}} = E_z + E_d + E_{\text{ani}} + E_{\text{exc}} + E_{\text{Tek-Doğ.}} + E_{\text{mag-ela.}} + E_{\text{dom.}} + E_g + \dots \quad (2.10)$$

Burada;

E_z : Zeeman etkileşme enerji yoğunluğunu;

E_{ani} : Hacımsal manyeto-kristalline anizotropi enerji yoğunluğunu;

E_d : Mıknatıslanmayı giderici alandan kaynaklanan enerji yoğunluğunu ;

E_{exc} : Değiş-tokuş enerjisini;

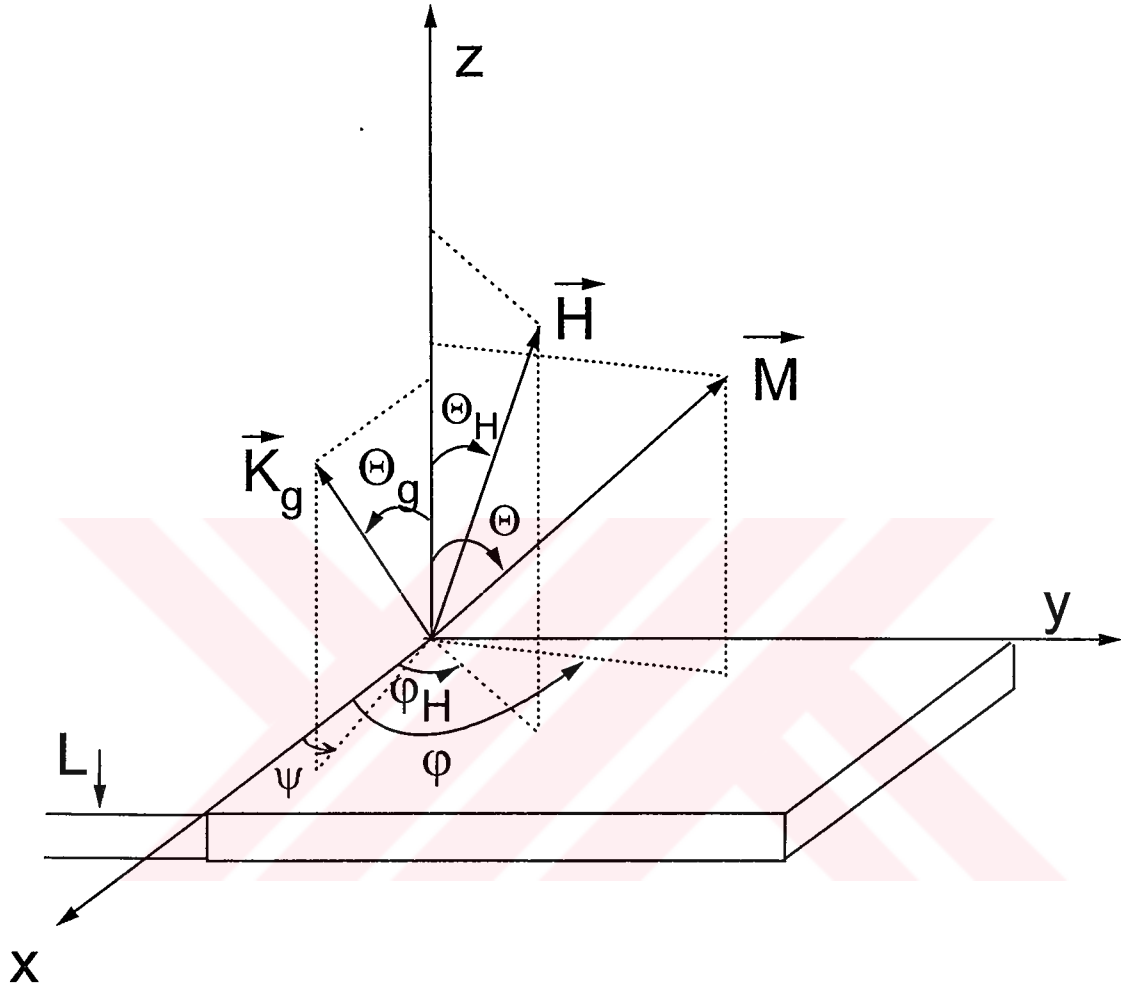
$E_{\text{Tek-Doğ.}}$: Tek-doğrultulu (Unidirectional) değiş -tokuş anizotropi enerji yoğunluğunu;

$E_{\text{mag-ela}}$: Manyeto-elastik enerji yoğunluğunu;

E_{domain} : Manyetik domainler arasındaki manyeto-statik enerji yoğunluğunu

ve

E_g de geometrik anizotropi enerji yoğunluğunu gösterirler. Denklem (2.9)'da verilen tork denklemindeki ikinci terim olan değiş-tokuş dışında diğer terimler yönelime bağlıdır. Yukarıda en genel olarak ifade edilen manyetik enerji terimlerinden çalışılan örneklerimizde basat olanlarına kısaca değinelim.



Şekil 2.1 Manyetik ince film, kullanılan eksen takımı ve manyetik vektörlerin birbirlerine göre durumları. Burada Θ_H ve θ sırasıyla dış manyetik alanın ve denge mıknatıslanmasının z -ekseni ile yaptığı polar açıları gösterirken φ ve φ_H da aynı vektörlerin sırasıyla azimut açılarını göstermektedirler. Ayrıca geometrik anizotropi enerji yoğunluğunun kolay ekseninin z -ekseni ile yaptığı açı θ_g , xy düzleminde x -ekseni ile yaptığı açı ψ ile gösterilmektedir.

2.1.5.1. Zeeman Enerji Yoğunluğu

Mıknatıslanma vektörü ile uygulanan sabit manyetik alan H , vektörünün skaler çarpımıyla, yani $M \cdot H$ biçiminde tanımlanır. M ve H vektörlerinin x, y, z bileşenleri birim vektörleri cinsinden

$$M_x = M \sin(\theta) \cos(\varphi) \hat{i}$$

$$M_y = M \sin(\theta) \sin(\varphi) \hat{j}$$

$$M_z = M \cos(\theta) \hat{k}$$

$$H_x = H \sin(\theta_H) \cos(\varphi_H) \hat{i}$$

$$H_y = H \sin(\theta_H) \sin(\varphi_H) \hat{j}$$

$$H_z = H \cos(\theta_H) \hat{k}$$

biçiminde verildiğinden bunların skaler çarpımından ibaret olan Zeeman enerji yoğunluğunun açısal bağımlılığı

$$E_z = -MH [\sin(\theta) \sin(\theta_H) \sin(\varphi - \varphi_H) + \cos(\theta) \cos(\theta_H)] \quad (2.11)$$

biçiminde elde edilir. Burada i, j, k sırasıyla x, y ve z doğrultusundaki birim vektörlerdir.

2.1.5.2 Mıknatıslanmayı Giderici (Demanyetization)

Anizotropi Enerji Yoğunluğu

Şekil 2.1 deki örnek geometrisine göre ince filmler için geometrik faktör ($N_x+N_y+N_z=4\pi$) N_x ve $N_y=0$ ve $N_z=4\pi$ dir. Mıknatıslanmadan kaynaklanan ve mıknatıslanmaya ters yönde ortaya çıkan makroskopik manyetik alan $H_z=-4\pi M$ biçiminde verilir. Dolayısıyla bu alanı verecek enerji yoğunluğu da basitçe ;

$$E_d = -2\pi M^2 \sin^2(\theta) \quad (2.12)$$

olarak yazılır (Kittel, 1946). Görüldüğü gibi bu enerji azimut açısından bağımsızdır.

2.1.5.3 Hacımsal Manyetik Kristal Anizotropi (Bulk Anizotropi) Enerji Yoğunluğu

Bu anizotropi enerji yoğunluğu spin-orbit etkileşmesi yüzünden ortaya çıkar. Dolayısıyla malzemenin kristal simetrisini yansıtır. Çalıştığımız örnekler polikristal ve amorf ince film olduğundan örnek üzerinden ortalaması alınan bu enerjinin sıfır olması beklenir. Ancak gene de film düzlemine dik olan doğrultu bir ayrıcalığa sahip olmalıdır. Filmin büyümesi sırasında yüzey gerilmi ve daha başka birçok nedenden dolayı eksensel (axial) simetriye sahip ve çoğu örneklerde

$$E_b = +K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) + K_3 \sin^6(\theta) + \dots \quad (2.13)$$

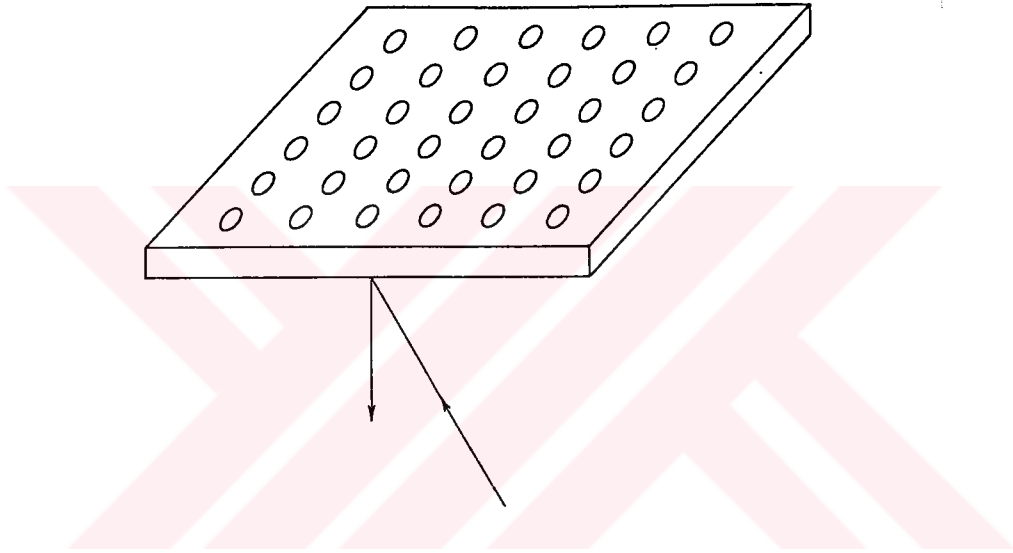
biçiminde ifade edilebilecek bir anizotropi enerjisi ortaya çıkar. Burada K_1 , K_2 , K_3 sırasıyla tek eksensel (uniaxial), çift eksensel (bi-axial) ve üç eksensel (three axial) hacımsal anizotropi katsayılarıdır.

2.1.5.4 Geometrik (Oblique) Anizotropi Enerji Yoğunluğu:

Geometrik anizotropi, filmin hazırlanma tekniğinden kaynaklanır. Film hazırlama sisteminde malzemenin ergimesiyle çıkan buhar demetinin yönü alttaşın normali ile belli bir açı yapıyorsa, filmi oluşturan kristalcikler zinciri tercihli bir yönde büyürler. Bu kristalciklerin geometrik şekillerine bağlı olarak yerel demanyetizasyon anizotropi enerjisi ortaya çıkabileceği gibi, kristalciklerin yüzeylerinde indüklenen yüzey anizotropileri de yerel anizotropilere katkıda bulunurlar. Yerel kristalciklerin geometrik yüzeylerinin filme göre yönelimleri buhar demetinin doğrultusu tarafından tayin edildiğinden sözkonusu anizotropi için tercihli bir yön ortaya çıkar. Manyetik filmlerde tek-eksenli (uniaxial) doğrultuda bir anizotropinin oluşabileceğine ilişkin literatürdeki bazı çalışmalarda rastlanmaktadır (Knorr ve dig. 1959; Smith, 1959).

Yapılan araştırmalar sonucu alttaş üzerinde belli bir yönde ortaya çıkan anizotropinin esasen bir geometrik etki olduğu ortaya konulmuştur (Smith ve dig., 1960). Bu durum Şekil 2.2 de tasvir edilmiştir. Başlangıçta alttaş üzerine gelen metal buharı içindeki atomlar rastgele bir dağılım gösterir. Alttaşın yüzeyinde çeşitli bölgelerde çekirdekleşmeler başlar. Giderek büyüyen bu çekirdekler alttaş üzerinde öbekler şeklinde filmin büyümesine neden olur. Bu kristal öbekleri buhar demeti yönünde büyümeye meyilli olduğundan öbeklerin buhar demetine paralel olarak eğilmiş lifciklerin oluşmasına neden olur. Bu lifcikler kaba bir yaklaşıklıkla

bozuk elipsoidler olarak modellenebilirler. Bu arada demet tarafındaki bir lifcik diğer tarafta kalan lifciğı buhar demetine göre perdeler. Böylece filmde lifcikler arasında başlangıçta boşluklar oluşur. Bu boşluk ve lifciklerin şekli demanyetizasyon alanlarının yerel değerlerinin ortalama değerden sapmasına neden olur. Lifciklerin yerel demanyetizasyon faktörleri lif eksenlerine paralel olma eğilimindedir. Bunun sonucu olarak buhar demeti yönünde ortalama bir anizotropi alanı ortaya çıkar.



Şekil 2.2 Alttaş üzerine belli bir açı ile gelen metal buharı demetinin Geometrik anizotropi oluşturmaı;

Film kalınlaştıkça anizotropi alanı azalır ve kristalin büyümesi yüzey üzerinde daha homojen hale gelir. Geometrik anizotropi enerjisinden türetilen anizotropi alanının yönünü gösteren birim vektörler (Şekil 2.1)

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_x^m &= \sin(\theta) \cos(\varphi) \hat{\mathbf{i}} \\ \mathbf{e}_y^m &= \sin(\theta) \sin(\varphi) \hat{\mathbf{j}} \\ \mathbf{e}_z^m &= \cos(\theta) \hat{\mathbf{k}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_x^g &= \sin(\theta_g) \cos(\varphi_g), \\ \mathbf{e}_y^g &= \sin(\theta_g) \sin(\varphi_g) \\ \mathbf{e}_z^g &= \cos(\theta_g) \end{aligned} \tag{2.14}$$

biçiminde seçilebilir. Mıknatıslanma ile geometrik anizotropi alanı arasındaki açı β

$$\cos(\beta) = \mathbf{e}_m \cdot \mathbf{e}_g \tag{2.15}$$

ifadesinden bulunabilir. Yani (2.14) ifadesi (2.15)'de kullanılarak

$$\begin{aligned} \cos(\beta) &= (\sin(\theta_g) \sin(\theta) \cos(\varphi) \cos(\varphi_g) + \sin(\theta_g) \sin(\theta) \sin(\varphi) \sin(\varphi_g) \\ &\quad + \cos(\theta_g) \cos(\theta)) \end{aligned}$$

bulunur. Geometrik anizotropi enerjisinin β ya bağımlılığının

$$E_g = -K_g \cos^2(\beta) \quad (2.16)$$

biçiminde olduğu kabul edilirse (2.10) ifadesindeki anizotropi enerjisi basitçe $\varphi_g = 0$ için

$$E_g = K_g \left[\sin^2(\theta) \left(\cos(2\theta_g) + \sin^2(\theta_g) \sin^2(\varphi) \right) - \frac{1}{2} \sin(2\theta) \sin(2\theta_g) \cos(\varphi) \right] \quad (2.17)$$

şekline girer. Burada θ_g lifciklerin uzun eksenlerini normale yaptığı açıdır. β ise mıknatıslanma ile geometrik anizotropi vektörü arasındaki açıdır.

2.1.5.5 Değiş-Tokuş (Exchange) Enerji

Yoğunluğu:

(2.9) denklemindeki $\nabla^2 M$ 'li terim exchange (değiş-tokuş) etkileşmesinden kaynaklanan tork'u ifade etmektedir. Ferromanyetik sistemler için değiş-tokuş etkileşmesine karşı gelen makroskopik alan

$$\mathbf{B}_{exc} = -\frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 \mathbf{M} = \frac{2A}{M_0^2} \left[\frac{1}{a} \partial_n \mathbf{M} \right] \quad (2.18)$$

biçimindedir. Bu ifade kısaca şöyle elde edilir: Bir manyetik sistemdeki j. spin üzerine diğer komşu spinler tarafından uygulanan alanlar aşağıdaki gibi bulunabilir. Komşu spinlerin birbirlerine göre yönelimlerindeki sapmalar çok küçük ise j. noktadaki spinin değeri i. spininki cinsinden Taylor açılımı ile şöyle yazılabilir:

$$S_j = \sum_i S_i + \sum_i \{ (r_j - r_i) \cdot \nabla \} S_i + \frac{1}{2} \sum_i (r_j - r_i) \cdot \nabla^2 S_i + \dots \quad (2.19)$$

i numaralı spini bir simetri merkezi kabul edersek ikinci terimin değeri, zıt taraflardaki komşu spinlerin katkılarının zıt işaretli olmalarından dolayı, sıfır olur. Eğer komşu iki spin arasındaki exchange etkileşme parametresi J ise en yakın komşuluk yaklaşımı ile denklem (2.19) kullanılarak exchange hamiltoniyeni, H_{exc} (Wigen, 1984) için;

$$H_{exc} = -2zJ \sum_i S_i^2 - J \sum_{i,j} S_i \cdot \{ (r_j - r_i) \cdot \nabla \}^2 S_j + \dots \quad (2.20)$$

ifadesi elde edilir. Burada z en yakın komşuluklarının sayısını göstermektedir. (2.20) ifadesinde 1. terim temel ve sabit enerji düzeyini göstermektedir ve spin

dinamiğine herhangi bir katkı getirmez. O halde denklem (2.20) denklem (2.18) ile karşılaştırılarak kübik yapıda (a, komşu atomlar arası uzaklık olmak üzere) makroskopik değiş-tokuş etkileşme parametresinin (exchange stiffness) $A=zJS^2/a$ olduğu görülür.

2.1.5.6 Dinamik Alınganlık ve Rezonans Bağıntısı

Şimdi, Denklem (2.10)'da verilen serbest enerjiyi kullanıp tork denklemlerini (Denklem (2.9)) polar koordinatlarda çözerek rezonans ifadesini ve χ_2 ifadesini analitik olarak elde etmeğe çalışalım. Denklem (2.9)'da ∇E_{Toplam} ifadesi küresel koordinatlarda

$$\nabla E_{\text{Toplam}} = -e_\theta \frac{\partial E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta} + e_\phi \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial E_{\text{Toplam}}}{\partial \phi} \quad (2.21)$$

biçiminde yazılabilir. Çok küçük bir rf mikrodalga alanı etkisiyle mıknatıslanmanın φ_d ve θ_d parametreleri ile verilen statik denge yönelimleri etrafında $\delta\varphi = \varphi - \varphi_d$ ve $\delta\theta = \theta - \theta_d$ ile tanımlanabilecek küçük sapmalar meydana gelir. Dolayısıyla yukarıdaki ifade, mıknatıslanmanın denge yönelimi civarında polar açıların sonsuz küçük diferansiyellerine göre seriye açılıp birinci mertebeden terimlerden daha yukarı mertebedekiler ihmal edilerek,

$$\begin{aligned} \nabla E_{\text{Toplam}} = & -e_{\theta} \left[\frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial^2 \theta} \delta\theta + \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta \partial \varphi} \delta\varphi \right] \\ & e_{\varphi} \left[\frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} \delta\theta + \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial^2 \varphi} \delta\varphi \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

şeklinde yazılabilir. Açıların diferansiyelleri matematiksel olarak

$$\delta\varphi = \frac{m_{\varphi}}{M_o \sin(\theta)} \quad \delta\theta = \frac{m_{\theta}}{M_o}$$

biçimindedirler. Burada $m_{\theta}(z,t)$ ve $m_{\varphi}(z,t)$ mıknatıslanmanın dinamik bileşenlerini göstermektedir. Açıların bu diferansiyel değerleri denklem (2.22)'de yerine konulursa

$$\begin{aligned} \nabla E_{\text{Toplam}} = & -e_{\theta} \left[\frac{m_{\theta}}{M_o} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial^2 \theta} + \frac{m_{\varphi}}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta \partial \varphi} \right] \\ & + e_{\varphi} \left[\frac{m_{\theta}}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} + \frac{m_{\varphi}}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial^2 \varphi} \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

denklemini edilir. Yukarıda geçen ∇E_{Toplam} ifadesi tork denkleminde yerine konulursa; dinamik mıknatıslanmanın $m_{\theta}(z,t)$ ve $m_{\varphi}(z,t)$ bileşenleri için

$$\frac{dm_\theta}{dt} = -\gamma \frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta \partial \varphi} m_\theta - \gamma \frac{1}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi^2} m_\varphi - \gamma \frac{2A}{M_o} \nabla^2 m_\varphi - \frac{m_\varphi}{T_2} \quad (2.24)$$

$$\frac{dm_\varphi}{dt} = \gamma \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta^2} m_\theta + \gamma \frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} m_\varphi + \gamma \frac{2A}{M_o} \nabla^2 m_\theta - \frac{m_\theta}{T_2} \quad (2.25)$$

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

$$h(t) = (h_\theta + h_\varphi) e^{i(\omega t)} \quad (2.26)$$

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

$$\begin{aligned} m_\varphi(z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} m_\varphi^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) e^{i(\omega t)} \\ m_\theta(z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} m_\theta^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) e^{i(\omega t)} \end{aligned} \quad (2.27)$$

biçiminde düzlem dalga çözümleri önerilebilir. Burada n ve k_n sırasıyla mod numarası ve dalga sayılarını gösterir. Mikrodalğanın magnetik alan bileşeni statik

magnetik alan yanında çok küçük olduğundan, bu ifadelerde $m_\theta(z,t)$ ve $m_\varphi(z,t)$ bileşenlerinin büyüklükleri doyum mıknatıslanması, M_o , yanında çok küçük kalır ($m_\theta(z,t)$ ve $m_\varphi(z,t) \ll M_o$) . (2.26) ve (2.27) ile verilen çözümler kullanılarak $m^{0,n}_\theta$ ve $m^{0,n}_\varphi$ genlikleri için denklem (2.24) ve (2.25)'den

$$\begin{aligned} \frac{i\omega}{\gamma} \sum_{n=0} m^{o,n}_\varphi \sin(k_n Z + \phi_n) &= -Dk_n^2 \sum_{n=0} m^{o,n}_\theta \sin(k_n Z + \phi_n) \\ &+ \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta^2} \sum_{n=0} m^{o,n}_\theta \sin(k_n Z + \phi_n) \\ &+ \frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta \partial \varphi} \sum_{n=0} m^{o,n}_\varphi \sin(k_n Z + \phi_n) - M_o h_\theta \\ &- \frac{\sum_{n=0} m^{o,n}_\varphi \sin(k_n Z + \phi_n)}{\gamma T_2} \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \frac{i\omega}{\gamma} \sum_{n=0} m^{o,n}_\theta \sin(k_n Z + \phi_n) &= -Dk_n^2 \sum_{n=0} m^{o,n}_\varphi \sin(k_n Z + \phi_n) \\ &- \frac{1}{M_o^2 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi^2} \sum_{n=0} m^{o,n}_\varphi \sin(k_n Z + \phi_n) \\ &- \frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta \partial \varphi} \sum_{n=0} m^{o,n}_\theta \sin(k_n Z + \phi_n) + M_o h_\varphi \\ &- \frac{\sum_{n=0} m^{o,n}_\theta \sin(k_n Z + \phi_n)}{\gamma T_2} \end{aligned} \quad (2.29)$$

bağıntıları elde edilir. Lineer olan bu denklem takımı basit matematiksel düzenlemelerle, $m^{0,n}_\theta$ ve $m^{0,n}_\varphi$ büyüklüklerine göre yeniden

$$M_o h_\varphi = \left[-\frac{i\omega}{\gamma} + \frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} + \frac{1}{\gamma T_2} \right] \sum_{n=0} m_{\theta}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \\ + \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi^2} \right] \sum_{n=0} m_{\varphi}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n)$$

$$M_o h_\theta = \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta^2} \right] \sum_{n=0} m_{\theta}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \\ + \left[-\frac{i\omega}{\gamma} + \frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} - \frac{1}{\gamma T_2} \right] \sum_{n=0} m_{\varphi}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n)$$

biçiminde yazılabilir. Böylece genlikler için

$$\sum_{n=0} m_{\theta}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) = \begin{bmatrix} M_o h_\varphi \left[\frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} - \frac{1}{\gamma T_2} \right] \\ -M_o h_\theta \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi^2} \right] \\ -M_o h_\varphi i(\omega/\gamma) \end{bmatrix} / \Delta \quad (2.30)$$

$$\sum_{n=0} m_{\varphi}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) = \begin{bmatrix} M_o h_\theta \left[\frac{1}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} + \frac{1}{\gamma T_2} \right] \\ -M_o h_\varphi \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta^2} \right] \\ +M_o h_\theta i(\omega/\gamma) \end{bmatrix} / \Delta \quad (2.31)$$

ifadeleri elde edilir. Burada Δ

$$\begin{aligned}
M_o h_\varphi &= \left[-\frac{i\omega}{\gamma} + \frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} + \frac{1}{\gamma T_2} \right] \sum_{n=0} m_{\theta}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \\
&\quad + \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi^2} \right] \sum_{n=0} m_{\varphi}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \\
M_o h_\theta &= \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta^2} \right] \sum_{n=0} m_{\theta}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \\
&\quad + \left[-\frac{i\omega}{\gamma} + \frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} - \frac{1}{\gamma T_2} \right] \sum_{n=0} m_{\varphi}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n)
\end{aligned}$$

biçiminde yazılabilir. Böylece genlikler için

$$\sum_{n=0} m_{\theta}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) = \left[\begin{array}{c} M_o h_\varphi \left[\frac{1}{M_o \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} - \frac{1}{\gamma T_2} \right] \\ -M_o h_\theta \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi^2} \right] \\ -M_o h_\varphi i(\omega/\gamma) \end{array} \right] / \Delta \quad (2.30)$$

$$\sum_{n=0} m_{\varphi}^{o,n} \sin(k_n Z + \phi_n) = \left[\begin{array}{c} M_o h_\theta \left[\frac{1}{M_o \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi \partial \theta} + \frac{1}{\gamma T_2} \right] \\ -M_o h_\varphi \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta^2} \right] \\ +M_o h_\theta i(\omega/\gamma) \end{array} \right] / \Delta \quad (2.31)$$

ifadeleri elde edilir. Burada Δ

biçiminde tanımlayabiliriz. (2.30) ve (2.31) ifadelerinin her iki tarafı $\sin(k_m Z + \varphi_m)$ (φ_n faz açısıdır) çarpanı ile çarpıp Z üzerinden integralini alırsak,

$$\chi^n = I_n \frac{4\pi M_o \left(Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right) \left(\left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + \frac{2i\omega}{\gamma^2 T_2} \right)}{\left[\left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 - \frac{4\omega^2}{\gamma^4 T_2^2}} \quad (2.34)$$

elde edilir. Burada I_n genlik çarpanını göstermektedir. Bu ifade elde edilirken mıknatıslanmanın genliklerini veren kesirin pay ve paydaları Δ nın kompleks konjugesi ile çarpılmıştır. Paydadaki terim

$$\Delta = \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega_o}{\gamma} \right)^2 - \frac{2i\omega}{\gamma^2 T_2} \quad (2.35)$$

biçiminde olup burada ω_o

$$\left[\frac{\omega_o}{\gamma} \right]^2 = \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta^2} \right] \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_o \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi^2} \right] - \left(\frac{1}{M_o \sin \theta} \frac{\partial^2 E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (2.36)$$

kısaltmasını temsil etmektedir. Görüldüğü gibi sistemin manyetik parametrelerine bağlı olarak değişebilen ω_o , mikrodalga frekansına (ω) ya eşit olduğunda duygunluk maksimum değerini alır. Bu nedenle ω_o 'a rezonans frekansı da denir. O halde magnetik alan veya mikrodalga frekansı, ω , taranarak rezonans olayı gözlenir. Soğurma ifadesinde kullanılacak ifade bu alınganlığın kompleks kısmıdır ve (2.34) denkleminde

$$\chi_2^n = I_n \frac{4\pi M_o \left(Dk_n^2 + \frac{1}{M_o} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right) \frac{2\omega}{\gamma^2 T_2}}{\left[\left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 - 4\omega^2 / \gamma^4 T_2^2} \quad (2.37)$$

olarak bulunur (Öner ve dig.,1996).

Burada I_n şiddet çarpanı olup spin dalgasının film kalınlığı üzerinden integralinin karesi ile orantılıdır. Ayrıntılı bir tartışması literatürde verilmiştir (Aktaş ve Özdemir., 1994) . χ bağıntısındaki dalga vektörü yüzey anisotropi enerjileri ile belirlenir ve literatürde verilen yöntemle hesaplanır.

2.1.5.7 Dağınım Bağıntısının Türetilmesi

Dış manyetik alanın yönü değiştikçe mıknatıslanmanın denge yönelimi de değişir. Yani, uygulanan alanın her yönü ve değeri için θ ve φ büyüklüğü değişir. Bundan dolayı her Θ_H ve H değerleri için θ ve φ hesaplanmalıdır. Bu nedenle sistemin denge durumu için

$$\frac{\partial E_{\text{Toplam}}}{\partial \theta} = 0 \text{ ve } \frac{\partial E_{\text{Toplam}}}{\partial \varphi} = 0 \quad (2.38)$$

denklemleri yazılarak denge açıları bulunmalıdır. Denge ifadelerindeki türevler alınarak, denge açıları için

$$\begin{aligned} & -M_o \cdot [H + H_{\text{Tek-Doğ.}}] [\cos(\theta) \sin(\theta_H) \cos(\varphi - \varphi_H) + \sin(\theta) \cos(\theta_H)] - 2\pi M_o^2 \sin(2\theta) \\ & + K_1 \sin(2\theta) + 2K_2 \sin^2(\theta) \sin(2\theta) + 3K_3 \sin^4(\theta) \sin(2\theta) \\ & + K_g [\sin(2\theta) [\cos(2\theta_g) + \sin^2(\theta_g) \sin^2(\varphi)] - \cos(2\theta) \sin(2\theta_g) \cos(\varphi)] = 0 \\ & M_o \cdot [H + H_{\text{Tek-Doğ.}}] \sin(\theta) \sin(\theta_H) \sin(\varphi - \varphi_H) \\ & + K_g \left(\sin^2(\theta) \sin^2(\theta_g) \sin(2\varphi) + \frac{1}{2} \sin(2\theta) \sin(2\theta_g) \sin(\varphi) \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.39)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemler (2.36) ifadesinde kullanılarak.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega_{o,n}}{\gamma} \right)^2 &= \left(\begin{aligned} & [H + H_{\text{Tek-Doğ.}}] [\cos(\theta) \cos(\theta_H) + \sin(\theta) \sin(\theta_H) \cos(\varphi - \varphi_H)] \\ & + 2 \frac{K_{\text{eff}}}{M_o} \cos(2\theta) - \left(2 \frac{K_2}{M_o} + 3 \frac{K_3}{M_o} \right) \cos(4\theta) + \left(\frac{3K_3}{2M_o} \right) \cos(2\theta) \cos(4\theta) \\ & + 2 \frac{K_g}{M_o} [\cos(2\theta) (\cos(2\theta_g) + \sin^2(\theta_g) \sin^2(\varphi)) + \sin(2\theta) \sin(2\theta_g) \cos(\varphi)] \\ & + Dk_n^2 \end{aligned} \right) \\ & \times \left(\begin{aligned} & [H + H_{\text{Tek-Doğ.}}] \frac{\sin(\theta_H)}{\sin(\theta)} \cos(\varphi - \varphi_H) + 2 \frac{K_g}{M_o} [\sin^2(\theta_g) \cos(2\varphi) \\ & + \frac{1}{2} \frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta)} \sin(2\theta_g) \cos(\varphi)] + Dk_n^2 \end{aligned} \right)^2 \\ & - \left(\begin{aligned} & [H + H_{\text{Tek-Doğ.}}] \frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta)} \sin(\theta_H) \sin(\varphi - \varphi_H) \\ & + 2 \frac{K_g}{M_o} \left[\cos(\theta) \sin^2(\theta_g) \sin(2\varphi) + \frac{1}{2} \frac{\cos(2\theta)}{\sin(\theta)} \sin(2\theta_g) \sin(\varphi) \right] \end{aligned} \right)^2 \\ & + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \end{aligned} \quad (2.40)$$

rezonans ifadesi için analitik bir bağıntıya ulaşılır. Bu ifadede özel bir durum olarak geometrik ve klasik hacimsel anizotropi enerji yoğunluklarını temsil eden parametrelerden $K_g=0$ ve $K_3=0$ alınıp $\varphi=\varphi_H=\pi/2$ durumu yöneliminde (2.40) dispersiyon bağıntısı;

$$\left(\frac{\omega_{o,n}}{\gamma}\right)^2 = \left([H + H_{\text{Tek-Doğ.}}] \cos(\theta - \theta_H) + 2\frac{K_{\text{eff}}}{M_o} \cos^2(\theta) + 2\frac{K_2}{M_o} \cos^2(\theta) \cos(2\theta) + Dk_n^2 \right) \cdot \left([H + H_{\text{Tek-Doğ.}}] \cos(\theta - \theta_H) + 2\frac{K_{\text{eff}}}{M_o} \cos(2\theta) + 2\frac{K_2}{M_o} \cos(4\theta) + Dk_n^2 \right) + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (2-41)$$

biçiminde basitleştirilebilir (Öner ve dig.,1996).

2.1.5.8 Rezonans Çizgi Genlikleri

SDR spektrumlarında çizgi genlikleri mod numaralarına bağlı olarak değişmektedir. Spektrumdaki n. moda karşı gelen çizginin relatif genliği, I_n daha öncede belirtildiği gibi

$$I_n = \frac{\left[\int_{z=0}^{z=L} m_{\varphi}^n dz \right]^2}{\int_{z=0}^{z=L} [m_{\varphi}^n]^2 dz} \quad (2.41)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanır. Bu ifade basit olarak aşağıdaki gibi türetilebilir: Mıknatıslanmanın enine bileşenine uyarılan tüm modlardan katkı gelir. Bu (2.30) ve (2.31) denkleminin her iki tarafını $\sin(k_n Z + \phi_n)$ ile çarpıp yukarıdaki işlemleri yaparsak genlik çarpanı için

$$I_n = \frac{\left[\int_0^L \sin(k_n Z + \phi_n) dZ \right]^2}{\int_0^L \sin(k_m Z + \phi_m) \sin(k_n Z + \phi_n) dZ} \quad \text{hacımsal modlar için}$$

$$I_n = \frac{\left[\int_0^L \sinh(k_n Z + \phi_n) dZ \right]^2}{\int_0^L \sinh(k_m Z + \phi_m) \sinh(k_n Z + \phi_n) dZ} \quad \text{yüzey modlar için}$$

ifadeleri elde edilir. Bu integral alındığında bulk modların şiddetleri I_n için

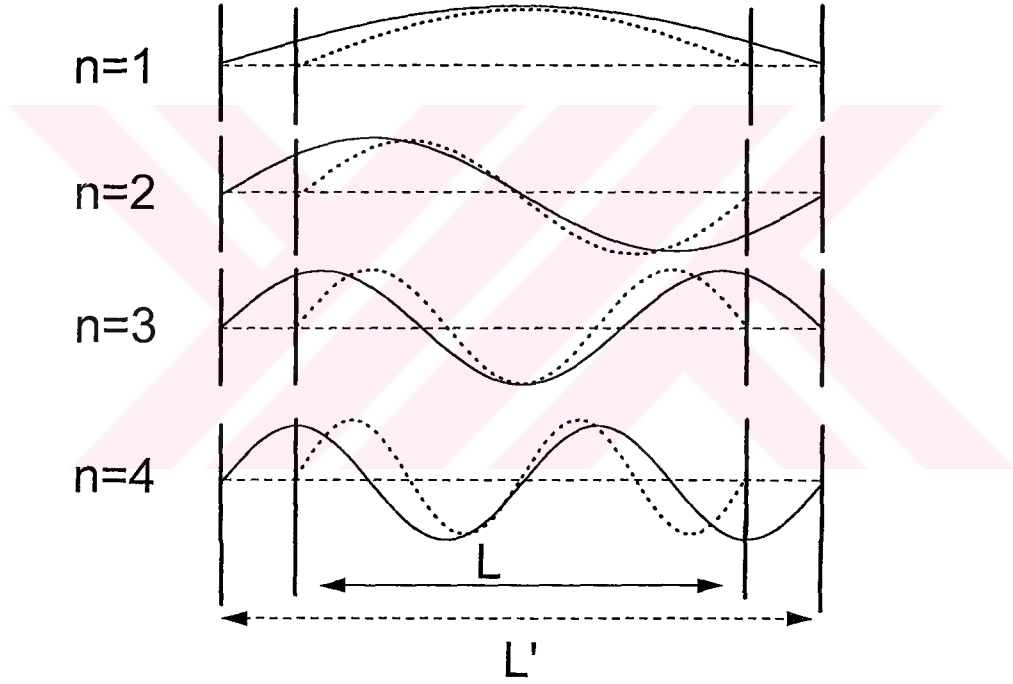
$$I_n = \frac{[\cos(\phi_n + k_n L) - \cos(\phi_n)]^2 / k_n^2}{[-\sin(2\phi_n + 2k_n L) + \sin(2\phi_n)] / 4k_n - L/2} \quad (2.44)$$

bağıntısı elde edilir.

Aynı işlemler yüzey modları içinde yapılırsa

$$I_n = \frac{[e^{\phi_n} [e^{k_n L} - 1] / 2k_n + e^{-\phi_n} [e^{-k_n L} - 1] / 2k_n]^2}{e^{2\phi_n} [e^{2k_n L} - 1] / 8k_n + e^{-2\phi_n} [1 - e^{-2k_n L}] / 8k_n - L/2} \quad (2.46)$$

bağıntısı elde edilir. Burada ϕ'_n ler iki spin arasındaki faz açısıdır ve yüzey koşullarından hesaplanır.



Şekil 2.3 Bulk ve yüzey modlarının yüzey anizotropi parametrelerinin büyüklüğüne göre film içindeki davranışları. Mükemmel çivileme durumunda dalga'nın genliği yüzeyde sıfırken kısmi çivileme durumunda sonlu bir değere sahiptir. Yani sinüzoidal dalgalar etkin olarak daha kalın bir film yüzeyinde mükemmel çivileme durumundan elde edilecek dalgalarda alacakları duruma karşı gelirler

2.1.5.9 Tek Tabakalı Filmlerde Sınır Şartları

Genel olarak film yüzeyindeki atomların spinleri, filmin içindeki elektronların spinlerinden daha farklı bir anizotropi alanı görürler. Dolayısıyla bu spinler yüzey anizotropi alanına paralel olarak yönelme eğiliminde olurlar. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması, Kuantum mekaniğindeki sonsuz potansiyel kuyusundaki elektronun davranışına veya iki ucu sıkı bağlı bir sicim probleminin benzeridir. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması durumunda ve film normalinin kolay (easy) ya da zor (hard) eksene karşılık gelmesi durumuna göre film yüzeyindeki spinler Şekil 2.4'deki gibi yüzey normaline dik ya da paralel olmaya çalışırlar. Spinlerin bu biçimdeki davranışını açıklayan model "Surface Spin Pinning Modeli" olarak adlandırılır (Puszkarski, 1979). Ayrıca böyle sistemler için "Surface Inhomogeneity Model" diye bilinen manyetizasyonun yüzeye doğru gittikçe değerinin değişiminden kaynaklanan bir anizotropinin olduğunu da vurgulamak gerekir (Puszkarski, 1979). Dolayısıyla film yüzeyindeki mıknatıslanma bileşenleri m_φ^0 , m_θ^0 sıfır olmaz. Genel olarak yüzey şartları, yüzey anizotropi enerjisi ile belirlenir. İnce filmlerde bu enerji için çoğunlukla fenomenolojik olarak

$$E_s^s = -k_{1,i}^s \cos^2(\theta) - k_{2,i}^s \cos^4(\theta) \quad (2.47)$$

biçiminde verilen bir ifade kullanılır (Rado ve dig., 1978, 1954, 1986; Öner ve dig., 1996). Burada $k_{1,i}^s$ uniaxial yüzey anizotropi enerji yoğunluğu; $k_{2,i}^s$ biaxial yüzey anizotropi enerji yoğunluğunu ve i indisleri ise $i=1$ 1. yüzey $i=2$ ise 2. yüzey anizotropi parametresini gösterirler. Pozitif k^s 'ler kolay eksen (hard plane) tipi anizotropiye negatif k^s 'ler ise zor-eksen (easy plane) tipi anizotropiye karşı gelirler.

Şimdi mikrodalga mıknatıslanmasının film yüzey bölgelerindeki davranışını dikkate alalım. M_0 'ın film yüzeyinde farklılaşmasına ve buna paralel olarak demanyetizasyon alanının yüzeylerde bulkdan daha farklı değer almasına neden olur. Bu yüzden bulk bölgesindeki spinlerin rezonans'a karşı gelen dış alanda, yüzey bölgesinin spinleri rezonans dışı olurlar. Yani yüzeyde mikrodalga mıknatıslanması, $m=0$ olur. Bu olay çivileme (pinning) parametresine bir katkı getirir. Yüzey koşulları mıknatıslanmanın genel hareket denkleminin yüzey bölgesinde seçilen çok ince bir tabaka üzerinden integrali alınarak bulunabilir. Bunun için (2.9) denkleminde Stokes teoremi yardımı ile

$$\int_V \left(\frac{1}{\gamma} \frac{\partial M}{\partial t} - M \times H - \frac{\mathbf{m}_{\theta,\phi}}{\gamma T_2} \right) dV = \frac{2A}{M_0^2} \int_S M \frac{\partial M}{\partial n} \cdot dS \quad (2.48)$$

elde edilir (Aktaş ve Özdemir, 1994). Burada V seçilen ince tabakanın hacmini S de yüzeyini göstermektedirler. Hacim üzerinden alınan integralin sol tarafı $\lim V \rightarrow 0'$ için sıfıra gider. Halbuki, $\frac{\partial M}{\partial n}$ sıfır olmadıkça sağ taraf sıfırdan farklıdır. Bu yüzden sağdaki terimi dengelemek için genel tork ifadesine bir yüzey tork'u eklemek gerekir. Bu tork yüzey anizotropi enerjisinden kaynaklanabileceği gibi mıknatıslanmanın yüzey bölgesinde değişmiş olmasından da kaynaklanabilir. Yüzey anizotropiden kaynaklanan bu tork

$$T_{yüz} = -\frac{M}{M_0} x \nabla E^s \quad (2.49)$$

veya

$$T_{\text{yüz}} = -e_{\phi} \frac{\partial E^s}{\partial \theta} + e_{\theta} \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial E^s}{\partial \varphi} \quad (2.50)$$

biçiminde yazılabilir (Maksymowicz , 1986 ;Wigen, 1984). Mıknatıslanmanın yüzey bölgesindeki inhomojensizliği de dikkate alınarak yukarıdaki yüzey koşulu

$$\begin{aligned} \frac{2A}{M_o} (\partial_n M)_{\varphi} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E_s}{\partial \varphi} &= 0 \\ \frac{2A}{M_o} (\partial_n M)_{\theta} + \frac{\partial E_s}{\partial \theta} &= 0 \end{aligned} \quad (2.51)$$

denklemlerine dönüşür (Maksymowicz , 1986). Böylece mıknatıslanmanın toplam değeri yukarıda (2.51) yerine konularak;

$$\begin{aligned} \partial_n m_{\theta} + Q m_{\theta} &= 0 \\ \partial_n m_{\phi} + P m_{\phi} &= 0 \end{aligned} \quad (2.52)$$

ifadeleri bulunur (Maksymowicz ve dig.,1983, 1985). Burada ∂_n film normaline göre yüzeyden dışarıya doğru dik türevi göstermektedir Bu durumda yüzey pining parametreleri olarak adlandırılan Q ve P'ler

$$Q_{1,2} = -\frac{1}{DM_o} \times \left[\frac{\partial^2 E_s}{\partial \theta^2} - D \partial_n M \right] \quad (2.53)$$

$$P_{1,2} = -\frac{1}{DM_o} \times \left[\frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta)} \frac{\partial E_s}{\partial \theta} - D \partial_n M \right] \quad (2.54)$$

bağıntıları ile verilirler (Maksymowicz , ve dig., 1985, 1986). P ve Q ların indisleri ilgili yüzeylerin numaralarıdır. Mıknatıslanmanın enine bileşenlerinin açık formu (2.52) bağıntılarında yerine koyarak bulk modlara ait spin dalgalarının dalga vektörleri için yeni bağıntılara ulaşılır. Birinci yüzeyde z sıfırken ikinci yüzeyde z nin değeri film kalınlığı olan L ye eşittir. Dolayısıyla mıknatıslanmanın z ye bağımlılığını veren Denklem (2.54) de z'nin birinci ve ikinci yüzeydeki değerleri kullanıldığında dalga vektörü ve faz açıları için

$$\tan(\phi_n) = \frac{k_n^s}{Q_1} \quad (2.55)$$

$$\tan(k_n L + \phi_n) = -\frac{k_n^s}{Q_2}$$

ifadeleri yazılabilir (Aktaş ve Özdemir, 1994). Bu iki denklemin birleştirilmesi ile k_n dalga vektörleri için

$$\tan(k_n L) = \frac{k_n(Q_1 + Q_2)}{k_n^2 - Q_1 Q_2} \quad (2.56)$$

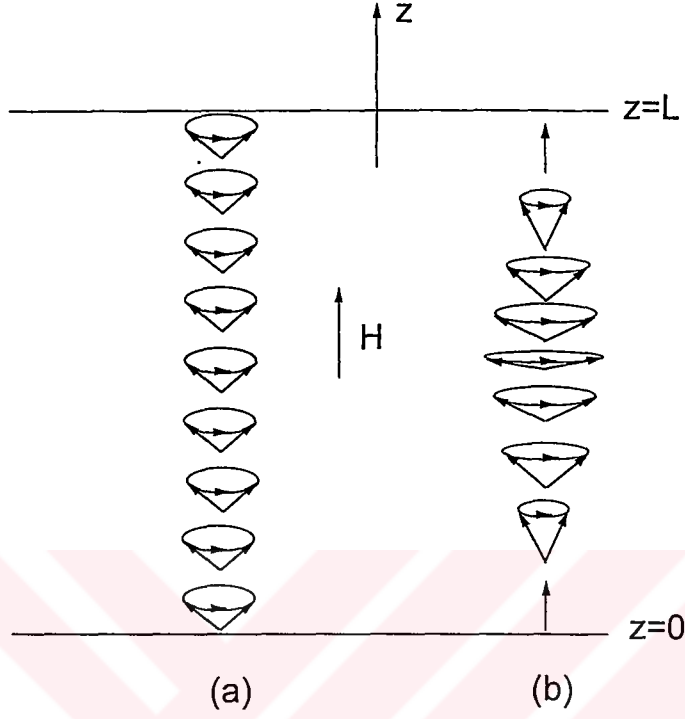
ifadesi bulunur (Aktaş ve Özdemir, 1994). Bu denklemlerin çözümünden k ve faz açıları bulunur. Yüzey pining parametrelerinin çok çeşitli değerleri kullanılarak yapılan analizler, bu denklemlerin dalga vektörleri için ya gerçel ve ya tümüyle imajineri çözümler verdiğini göstermiştir. Gerçel çözümler sinüzoidal bulk modlara karşı gelirken imajiner çözümler yüzeyden başlayarak film içine doğru üstel olarak zayıflayan hiperbolik fonksiyonlara karşı gelirler ve bu çözümlerle temsil edilen fonksiyonlar yüzey modları olarak adlandırılırlar. Dolayısıyla yukarıdaki ifadelerde k yerine ik konursa yüzey modlar için

$$\begin{aligned} \tanh(\phi_n) &= \frac{k_n^s}{Q_1} \\ \tanh(k_n L + \phi_n) &= \frac{k_n^s}{Q_2} \end{aligned} \quad (2.57)$$

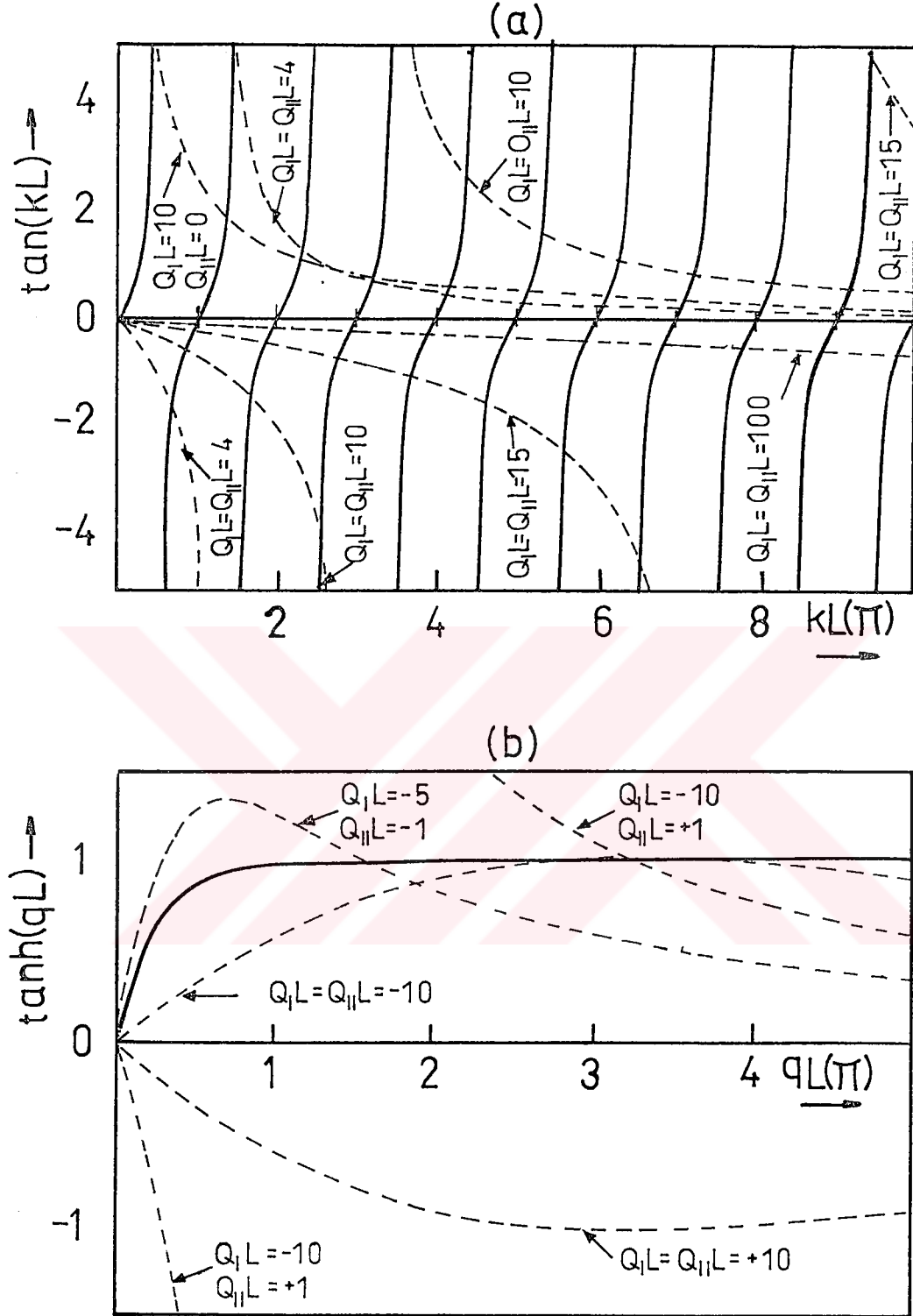
ifadeleri elde edilir (Aktaş ve Özdemir, 1994). Bu iki denklemin birleştirilmesinden yüzey modların k_n dalga vektörleri için

$$\tanh(k_n L) = \frac{k_n^s + (Q_1 + Q_2)}{k_n^s + Q_1 Q_2} \quad (2.58)$$

eşitliklerine ulaşılır. (2.56) ve (2.58) ifadelerinin bulk ve yüzey modlar için grafiksel çözümlerinin neler olduğu Şekil 2.5’de açıkça görülmektedir. Çözümler (2.55), (2.56), (2.57) ve (2.58) ifadelerinin sağ ve sol taraflarını temsil eden eğrilerinin kesişme noktalarına karşı gelirler.



Şekil 2.4 L kalınlığındaki bir ince filmde presesyon hareketi yapan komşu spinlerin a) sıfırıncı mod ($n=0$); ve b) birinci mod ($n=1$) daki konfigürasyonları. Presesyon genliği sıfırıncı modda değişmezken, birinci modda spinden- spine değişerek bir dalga görünümü arzeder (spin waves)



Şekil 2.5 a) Bulk modların $k_n L$ değerleri için (2.55) ve (2.56) denklemlerinin grafiksel çözümleri. b) Yüzey modlarının $k_n L$ değerleri için (2.57) ve (2.58) denklemlerinin grafiksel çözümü.

2. 2. FERROMANYETİK MALZEMELERDE ELEKTRİKSEL DİRENÇ ve MANYETO-DİRENÇ

Manyetik malzemelerdeki saçılma mekanizmalarının belirlenmesinde direnç ve manyetodirenç ölçme tekniği çok kullanılan tekniklerden biridir. Son yıllarda, düzensiz metalik sistemlerin iletkenlik özelliklerini anlamak üzere bir çok modeller önerilmiştir. Bunların başlıcaları şunlardır: Zayıf yerleşikleşme (weak-lokalizasyon), Coulomb elektron-elektron, spin-dalgalanması (spin-fluctuation), spin-düzensizlik saçılması (spin-disorder), Spin-yarılması (spin-spillitting), spin-örgü saçılması, manyetik safsızlıklardan saçılma vb. gibi.

Metallerde iletkenlik mekanizmasından sorumlu elektronlar, fononlardan, safsızlık atomlarından veya kristal kusurlarından saçılırlar. Birinci mertebeden bir yaklaşım yapıldığında saçılmaların ilk ikisi direnç'e lineer bir katkı verir ve

$$\rho(T) = \rho_o + \rho_p(T)$$

ifadesi ile tasvir edilir (Campbell ve Fert, 1982, İngeç 1991, Dorleijn 1976). Burada ρ_o artık (residual) direnç ve $\rho_p(T)$, T sıcaklığındaki saf metalin direncidir. Bu Mattheissen kuralı olarak bilinir. Bu kuraldan sapmalar küçüktür ve genel olarak Fermi yüzeyi üzerinden fonon saçılmalarının ve safsızlıkların durulma zamanı anizotropisindeki farklılaşması olarak açıklanır (Dugdale ve dig., 1967). Bunların yanı sıra metallerde veya metalik alaşımlarda birkaç etki aynı anda ortaya çıkmaktadır.

Metallerde, iletkenlik sıcaklık değişimine, manyetik alana ve uygulanan elektrik alana bağlıdır. Ayrıca bu sıcaklık değişimi, elektrik alan ve manyetik alanla

etkileşmeleri iyonik örgü (latis), örgü kusurları (defect) bir dinamik dengenin sonucu elektronların birbirleriyle çarpışmalarına neden olur. Bu durumda elektronlar enerjilerini ve momentumlarını kaybeder. Bunun sonucu, malzemenin direncinde değişimler meydana gelir. Bu değişimler dış parametrenin etkisine bağlı olarak incelenerek iletkenliğin mekanizmaları hakkında bilgi edinilir.

Amorf ferromanyetik veya manyetik olmayan malzemelerin bir çoğunda ve düşük sıcaklıklar bölgesinde, azalan sıcaklıkla direncin bir direnç minimumundan sonra artması sıkça rastlanan deneysel bir gerçektir. Böyle bir direnç artışı belli bir sıcaklıkta direnç minimumu vermektedir. Manyetik olsun veya olmasın, direnç minimumu veren malzemelerin hemen hemen tümünde geçiş metalleri mevcuttur. Bu göz önünde tutulması gereken önemli bir özelliktir. Direnç minimumunun orjinine ilişkin tartışmalar günümüzde halâ sürmektedir. Amorf malzemelerde direnç minimumu ilk kez Hasegawa ve Tsui, (1970, 1971) tarafından Cr, Mn, Fe ve Co safsızlık atomları içeren amorf PdSi sistemlerinde gözlenmiştir.

2.2.1 Ferromanyetik Malzemelerde Elektron-Fonon Saçılmaları

Amorf alaşımlar çok yüksek öz dirence sahiptirler ($\rho > 100 \mu\Omega.cm$) ve büyüklüğü sıcaklıkla çok az ($\% \pm 10$) değişmektedir. Amorf metallerin elektron transport özellikleri sıvı metallerinkine çok benzemektedir. Bu benzerlikten yararlanarak, ilk kez Ziman (Howson ve Gallagher 1988, Mahan, 1987) tarafından sıvı metallerin transport özelliklerini açıklamak üzere geliştirilen bir model, amorf metallere de uygulanmıştır (Öner ve dig., 1994). İletkenlik elektronlarının düzensiz örgü noktalarından saçılmaları dikkate alınarak, düzensiz geçiş -metallerinin sıcaklığa ve konsantrasyona bağlı direnci için

$$\rho_{yap} = \frac{30\pi^3 \hbar^3}{me^2 k_F^2 E_F \Omega} \sin^2 [\eta_2(E_F)] \times \left\{ 1 + [S_0(2k_F) - 1] e^{-2[W_k(T) - W(0)]} \right\} \quad (2.59)$$

ifadesi elde edilmiştir (Ratnamala ve Majumdar, 1985). Burada k_F ve E_F , sırasıyla Fermi dalga vektörü ve Fermi enerjisidir; Ω , atomik hacimdir; $\eta_2(E_F)$, $l=2$ E_F fermi enerjisinde kısmi dalgaların faz kaymasıdır. $S_0(2k_F)$, 0K'deki yapı faktörüdür. $S_T(2k_F)$ direncin sıcaklığa bağımlılığını veren terimdir. Bu faktör, bir çok araştırmacı tarafından hesaplanmıştır (Öner, 1994, Cote ve dig., 1977; Vonsovsky ve dig. 1989). Kırınım modeline dayalı olarak yaptıkları hesaplamalar sonucunda, herhangi bir T sıcaklığında yapı faktörü $S_T(k)$ 'yi

$$S_T(k)=1+[S_E(k)-1]e^{-2W_k(T)} \quad (2.60)$$

olarak elde etmişlerdir. $W(T)$ herhangi bir T sıcaklığındaki Debye-Waller faktörüdür. Debye yaklaşımı

$$W_k(T)=W_k(0)+4W_k(0) \left[\frac{T}{\Theta_D} \right]^2 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{zdz}{e^z-1} \quad (2.61)$$

ile verilir. Burada

$$W_k(0)=\frac{3\hbar^2 k^2}{8Mk_B \Theta_D} \quad (2.62)$$

ile verilir. M , atomik kütledir. k_B ise, Boltzman katsayısıdır. (2.59) ifadesindeki "yap" indisi, dirence yapısal bozukluğun getirdiği katkıyı temsil etmek üzere kullanılmaktadır. $W_{2k_F}(T)$ ve $W_{2k_F}(0)$ faktörleri, $W_k(T)$ ve $W_k(0)$ parametrelerinin $k=2k_F$ 'deki değerini göstermektedir. Yani,

$$W(0)=W_{2k_F}(0)=\frac{3\hbar^2 k_F^2}{2Mk_B\Theta_D} \quad (2.64)$$

Denklem (2.59) ve (2.64)'den, direncin sıcaklık faktörü

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$$

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} = 2 \left[\frac{1-S_T(2k_F)}{S_T(2k_F)} \right] \frac{\partial W(T)}{\partial T} = 8 \left[\frac{1-S_T(2k_F)}{S_T(2k_F)} \right] \frac{W(0)}{T} \quad (2.65)$$

$$x \left[2 \left[\frac{T}{\Theta_D} \right]^2 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{z dz}{e^z - 1} - \frac{1}{e^{\Theta_D/T} - 1} \right]$$

elde edilir. α 'nın değeri, $S_T(2k_F) > 1$ veya $S_T(2k_F) < 1$ oluşuna göre, sırasıyla negatif veya pozitif olabilir.. Ya da, $2k_F$ değeri $S_T(k)$ 'nin ilk maksimumuna karşı gelen k değeri civarında yer alırsa, α 'nın değerinin negatif olması beklenir. Aksi halde α (her zaman) pozitiftir.

Düşük ve normal sıcaklık limitinde, (2.61)

$$W(T) = \begin{cases} W(0) - 4W(0) \frac{\pi^2}{6} \left[\frac{T}{\Theta_D} \right]^2; & T \ll \Theta_D \\ W(0) + 4W(0) \left[\frac{T}{\Theta_D} \right]; & T \geq \Theta_D \end{cases} \quad (2.66)$$

ifadesine indirgenir. $W(0)$ 'ın değeri, $\Theta_D \cong 300K$, $M \cong 8 \times 10^{-23}$ g, $E_F = 10$ eV değerleri

$$W(0) = \frac{3\hbar^2 k_F^2}{2M k_B \Theta_D}$$

ifadesinde yerine konursa, 0.13 olarak elde edilir (Ratnamala ve Majumdar, 1985). Böylece, $W(0) \ll 1$ olduğu göz önüne alınırsa, ve Denklem (2.59) ve (2.66) birleştirilirse ve üstel terimler kuvvet serilerine açılırsa, ρ 'nun asimtotik ifadesi

$$\rho(T) = \begin{cases} C \{ S_o(2k_F) + \left(\frac{2\pi}{3} \right) \frac{W(0)}{3} [1 - S_o(2k_F)] T^2 \}; & T \ll \Theta_D \\ C \{ S_o(2k_F) - 2W(0) [1 - S_o(2k_F)] + \frac{8W(0)}{\Theta_D} \times [1 - S_o(2k_F)] T \}; & T \geq \Theta_D \end{cases} \quad (2.67)$$

elde edilir. Burada C sabiti,

$$C = \frac{30\pi^3 \hbar^3}{me^2 k_F^2 E_F \Omega} \sin^2 [\eta_2(E_F)] \quad (2.68)$$

biçiminde tanımlanmaktadır. Sonuç olarak bu modele göre elektron-fonon saçılmalarından kaynaklanan elektriksel direnç düşük sıcaklıklarda T^2 ile ve yüksek sıcaklıklarda ise T ile lineer arttığı görülmektedir. Elektron-fonon etkileşmelerinin dirence getirdiği katkı $\approx 3 \mu\Omega\text{cm}$ mertebesinde dir.

2. 2.2 Ferromanyetik Malzemelerde Elektron-Magnon Saçılmaları

Ferromanyetik metalik camların elektriksel direncine, elektron- magnon saçılmalarından da anlamlı bir katkı gelmesi beklenir. Richter ve dig.(1988), düzensiz-spin (spin-disorder) modeline göre, amorf Heisenberg ferromanyetleri için spin-dalga yaklaşımı kullanılarak $\rho_{mag}(T)$ 'nin düşük sıcaklıklardaki büyüklüğünü

$$\frac{\rho_{mag}(T)}{\rho_{mag}(0)} = 1 + \frac{\Omega_C}{(2\pi)^2 S} \Gamma^{(3/2)} \xi^{(3/2)} \left[\frac{k_B T}{D} \right]^{3/2} + \frac{1}{J_S(2k_F)} \left[\frac{\pi^2}{3S} \left[\frac{k_B T}{D} \right]^2 - \int_0^{2k_F} \frac{dk k^3 S(K) (\hbar\omega/k_B T)}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)(1 - e^{-\hbar\omega/k_B T})} \right] \quad (2.69)$$

olarak elde etmiştir.

$$\rho_{\text{mag}}(0) = \frac{2\Omega_C}{3\hbar^3} \left[\left[\frac{\Omega}{N_e e} m S J_{sd} \right] J_s(2k_F) \right]$$

Burada Ω_C ve Ω sırasıyla atomik ve örnek hacımlarıdır. S , yerel manyetik momentini ve N_e , elektron sayısını göstermektedir. D ile ω_k arasında, $\hbar\omega_k = Dk^2$ dağılım bağıntısı vardır ve D , spin-dalga "Stiffness" katsayısını göstermektedir. Γ ve ξ , sırasıyla gama ve Rieman zeta fonksiyonlarıdır. J_{sd} , s-d değiş-tokuş etkileşme çiftlenim enerji katsayısıdır. Burada J_s

$$J_s = \int_0^{2k_F} k^3 S(k) dk$$

ile verilmektedir. Daha kapalı bir formda

$$\frac{\rho_{\text{mag}}(T)}{\rho_{\text{mag}}(0)} = 1 + BT^{3/2} + AT^2 + C$$

biçiminde yazılabilir. Denklem (2.69)'daki ikinci terim (B), birbirine zıt yönde yarışan ve $T^{3/2}$ ile değişen iki terimin toplamıdır. Birincisi uyumlu olmayan "incoherent" elektron-magnon saçılmalarından (bu saçılmada elektron momentumu korunuyor) geliyor ve artan sıcaklıkla artıyor, diğeri elektronların rastgele dağılan yerleşik momentlerden elastik saçılmalardan geliyor ve artan sıcaklıkla azalıyor.

Üçüncü terim (A), uyumlu "coherent" spin-dalga terimidir. Yani uyumlu (coherent) elektron-magnon saçılmalarına karşı gelmektedir (Bergman, 1978). Dördüncü terim (C), yapıdaki düzensizlikten ortaya çıkmaktadır ve elektronların uzun dalga boylu magnonlardan "coherent" saçılmalarının, düzensizliklerin yerli yerine çakılmasıyla (quenched) önemli bir değişime uğramadığını gösteren küçük bir düzeltme terimidir. Denklem (2.69)'un önemli diğer bir özelliğide, $\rho_{mag}(0)$ ve $T^{3/2}$ 'lü terimlerinin, amorf ferromanyetler için sonlu bir değere sahip olmasına karşın, kristal ferromanyetlerde sıfıra gitmesidir (Kötzler ve dig. 1994; Öner ve dig., 1997, Kaiser 1992).

2. 2.3 Spin-Düzensizlik (Spin-Disorder) Saçılmaları

Spin düzensizlik saçılmaları iletkenlik bandında yerleşmiş yerel momentlerden kaynaklanmaktadır. Yerel (local) spinler ile iletkenlik bandındaki spinler arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi sırasıyla J ve S'dir. Bu durumda $\Gamma \cdot J$ spin düzensizlik saçılmasını verecektir (Öner ve dig., 1994, Albers ve MacLachlan 1993). Düzen sıcaklığının üzerinde sıcaklıktan bağımsız paramanyetik direnç

$$\rho_M = \frac{k_F(m\Gamma)^2}{4\pi e^2 z \hbar^3} J(J+1) \quad (2.70)$$

biçiminde verilir. k_F Fermi yüzeyindeki elektronların dalga vektörü, z atom başına iletkenlik elektronlarının sayısı, Paramanyetik direnç "non-spin-flip" terimi ve "spin-flip" teriminin toplamlarından ibarettir. "Non - spin - flip" terimi $S_z J_z$ etkileşmeleriyle ilişkili ve J^2 ile orantılıdır. "Spin-flip" terimi $s^- J^+ + s^+ J^-$ etkileşmeleriyle ilişkili ve J ile orantılıdır. Direnç, T_c kritik sıcaklık civarında spin-spin corelasyon fonksiyonuna bağlıdır. T sıcaklığı düşecek olursa "spin-flip"

ve "non-spin-flip" saçılmaları donmaya başlayacaktır ve bunun sonucu olarak yukarıda belirtilen terimlerin etkileri azalacaktır. Paramanyetik direnç

$$\rho_m = \frac{\rho_M}{J(J+1)} [J - \langle J \rangle] [J+1 + \langle J \rangle] \quad (2.71)$$

ifadesi ile verilir. Sonuç olarak, düşük sıcaklardaki manyetik saçılmalar sadece elektron-magnon saçılmalarından meydana gelir. Bir çok bilim adamı bu saçılmanın ifadesini düşük sıcaklıklarda hesaplamışlardır. Şayet fermi yüzeyindeki spin $\uparrow$ ve spin $\downarrow$ iletkenlik elektronları aynı durulma zamanının özdeş küreler olarak kabul edilirse, dirençe gelecek olan katkı T^2 ile orantılıdır (Campbell ve dig., 1982)

Yukarıdaki ifade de verilen ρ_M terimi;

$$\rho_m = \frac{\pi^3 N J m \Gamma^2}{32 e^2 z \hbar E_F^3} \left(\frac{\mu_e}{m} \right)^2 (kT)^2 \quad (2.72)$$

(Campbell ve dig., 1982) alınarak direnç ifadesi yukarıdaki gibi bulunur. Buradaki μ_e magnonların etkin kütlesidir ve $\mu_e = \frac{\hbar^2}{2D}$ biçiminde verilmektedir. Bu ifadede görüldüğü gibi direnç T^2 ile değişmektedir (Öner ve dig., 1997).

2. 2.4 Dirençte Kondo Minimumu

Seyreltik alaşımlarda yerleşikleşmiş manyetik momentlerin varlığı ve onların iletkenlik elektronları ile çiftlenmeleri elektriksel iletkenlikte çok önemlidir. Alaşım içinde manyetik safsızlıklar saçılma merkezleri gibi rol oynar. Şayet safsızlıklar alaşım içinde çok başat veya örgü bozuklukları varsa, o zaman düşük sıcaklıklarda ki saçılmalar elektriksel dirence en büyük katkı getirecektir. Azalan sıcaklıkla direncin düzenli olarak azalmasına karşı sistemde manyetik olmayan saçılmalar sıcaklıktan bağımsız bir direnç terimi meydana getirir ve bu terim artık direnç olarak bilinir. Bununla beraber manyetik alaşımlarda artık direnç 1930'lu yıllardan beri bilinmektedir. Direncin düzgün olarak azalması beklenirken manyetik safsızlıkların iletkenliğine çok zayıf bağlı olarak yaklaşık $\approx 10K$ civarında pek fazla derin olmayan sığ bir direnç minimumu ortaya çıkar (Öner 1994, Ashcroft ve Mermin 1975).

Manyetik safsızlık içeren alaşım örneklerde direnç minimumu genel olarak Kondo etkisinden kaynaklanır. Amorf manyetik alaşım örneklerindeki direnç minimumu ise Kondo tipi olmayan değiş-tokuş (exchange) saçılmaları veya manyetik olmayan saçılmalarından kaynaklandığı iddia edilmektedir. Fakat bu tür örneklerin bazılarında hâlâ Kondo etkisinden kaynaklandığına ilişkin iddialar mevcuttur (Öner ve dig., 1997, 1994). Kondo tipi direnç minimumu çok derişik ferromanyetik malzemelerde de gözlenmektedir. Bu tür ferromanyetik malzemelerde zayıf çiftlenim kuran yerleşik momentlerin olması ve bunlarında Kondo saçılmalarına neden olması direnç minimumunun kaynağıdır. Kondo tipi alaşım sistemi için maksimum "spin-flip" saçılması teorik olarak Kondo tarafından gösterildi. "Spin-flip" saçılmalarında tek elektron saçılması için $1/\tau_s$ ifadesi

$$1/\tau_s \propto [\ln (T_K/T) + \pi^2 S(S+1)]^{-1} \quad (2.73)$$

olarak elde edilir. (Peters ve dig., 1987). Kondo ikinci Born-yaklaşımını kullanarak spine bağlı direncin

$$R_{\text{spin}}=R_M [1+JC \ln (T/T_K)] \quad (2.74)$$

biçiminde verilebileceğini gösterdi. Burada C alaşımın manyetik safsızlık konsantrasyonu, J lokal değiş-tokuş etkileşmesi terimini, T_K Kondo sıcaklığını göstermektedir. J negatif ise düşük sıcaklıklarda dirençte artış görülür.

Kondo tipi minimumlar dış manyetik alana oldukça duyarlıdır. Kondo minimumunun özellikleri aşağıdaki biçimde özetlenebilir.

a) Direnç minimumunun gözlemlendiği T_{min} sıcaklığı safsızlık konsantrasyonu olan C ile, $C^{1/5}$ biçiminde değişmektedir. $\Delta\rho=\rho(0)-\rho(T_{\text{min}})$ direnç derinliği C safsızlık konsantrasyonu ile orantılıdır. Dolayısıyla $\rho(0)$ 'ın kendisinde C ile orantılı olduğundan görece direnç derinliği konsantrasyondan bağımsızdır.

b) Direnç artışı T_{min} sıcaklığının altında logaritmiktir ve çok düşük sıcaklıklarda sabit bir değere ulaşmaktadır. Direnç T_{min} sıcaklığının altında $-BC \ln(T/T_K)$ biçiminde artmaktadır.

c) Negatif manyeto-direnç gösterir.

d) Kondo minimumu dış manyetik alan uygulandığında ortadan kalkar.

Düşük sıcaklıklardaki logaritmik davranıştan sapma spin dengelenmesi (kompensasyonu) ile giderilmiştir. Spin dengelenmesi (kompensasyonu) kavramında etkin yerel moment azalan sıcaklıkla azalmakta ve $T=0$ 'da sıfır olmaktadır. Bu iddia Haman tarafından (Haman ve dig., 1967) kullanılarak analitik direnç ifadesi

$$\frac{2\Delta\rho}{\rho} = \left[1 - \frac{\ln(T/T_K)}{[\ln^2(T/T_K) + s(s+1)\pi^2]^{1/2}} \right] \quad (2.75)$$

olarak elde edildi. T_K 'nın değeri direnç verilerinin uyarlanmasıyla elde edilir. Etkin s-d değiş-tokuş etkileşmesi

$$T_K = D e^{(-n(EF)|J_{etkin}|)^{-1}} \quad (2.76)$$

olarak elde edilir. Burada T_K Kondo sıcaklığını, $D = k_B T_K$ iletkenlik band genişliğini göstermektedir. (2.75) ve (2.76) denklemleri krom içeren Ni-Pd-P ve Ni-Pd-B alaşımlarının direnç verileri anali edilirse değiş-tokuş etkileşme terimi 0.2 -0.6 eV arasında bulunur (Öner ve dig., 1994; Hasegawa ve dig., 1970; Hasegawa ve dig., 1971, Roshko ve dig. 1977)

2.2.5 İki-Düzeyleli Sistem Manyeto-Dirence Katkısı

Cochran ve grubu 1975 yılında birçok amorf malzemede, dirençteki logaritmik artışın dış alandan bağımsız olduğunu gözlemişlerdir. Bildiğimiz gibi Kondo tipi minimumlar dış alana çok duyarlıdır. Bu araştırma grubu, NiP amorf alaşımlarının manyetik momentlerini yitirdiklerini ve böylece gözlenen direnç minimumunun Kondo olayı ile açıklanamıyacağını göstermişlerdir. Aynı araştırma grubu, Anderson 'un metalik camlardaki ısı sığasının sıcaklıkla lineer artışını açıklamak üzere ileri sürdüğü iki-düzeyleli sistem fikrini, amorf malzeme-

lerdeki transport olayına uyarlanarak; direncin sıcaklığa bağımlılığını

$$\rho_S = \frac{m}{\hbar e^2 N} (NV_c)^3 e^{-2\lambda} \ln \left[\left(\frac{kT}{D} \right)^2 + \left(\frac{\Delta}{D} \right)^2 \right] \quad (2.77)$$

biçiminde gösterdi. Burada N Fermi enerjisi civarındaki durum yoğunluğunu, n birim hacim başına elektron sayısını; D elektron band genişliğini ve Δ iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkını göstermektedir. Burada Δ ile λ arasında $2\lambda = \hbar\omega e^{-\lambda}$ bağıntısı ile verilmektedir. Burada $\hbar\omega_o$, sıfır noktası enerjisi olup, 10K civarındadır. λ ise, $\lambda = \left(\frac{M\Delta}{2\hbar^2} \right)^{1/2} x$ ile verilir. x , iki minimumlu potansiyel çukurundaki iki minimum arasındaki mesafedir. Özdirencin büyüklüğü için $10^{-4} \Omega.cm$ alınırsa, $NV_c \approx 1$ elde edilir. $N=1$ (eVatom) $^{-1}$ ve $n \approx 10^{23}$ olduğu gözönünde tutulur ve λ 'nın tüm izinli değerleri üzerinden toplam yapılırsa,

$$\rho_T^S \approx -10^{-4} fe^{-2\lambda} \ln (k^2 T^2 + \Delta^2) \quad \Omega.cm$$

elde edilir (Babic ve dig. 1978, Öner ve dig. 1994, Cochrane ve Storm-Olsen 1977, 1984, 1986, Fert ve Asomoza 1979). $fe^{-\lambda} \geq 10^{-3}$ ve $\Delta \leq 1K$ değerleri için, deneysel bulgulara yakın kuramsal değerler elde edilmektedir.

2.2.6 Manyeto-Dirence Manyetik Safsızlıkların Etkisi

Manyetik safsızlıklar düzensiz sistemlerde manyetodirence iki farklı yolla katkıda bulunur. Bunlardan birincisi "spin-flip" saçılması; "spin-flip" saçılması iletkenlik elektronlarının uyumlu (coherent) geri saçılmaları tepkisinde fazlarında

bozulmalar meydana getirir. Bu manyetik safsızlıklardan kaynaklanan uyumlu (coherent) geri saçılmalar manyetodirence kuantum katkısına neden olur. Fermi'nin altın kuralı esas alarak "spin-flip" saçılma hızı (scattering rate) için karakteristik alan olan H_s

$$H_s = \frac{\hbar}{4eD\tau_s} = c \frac{\pi}{2eD} N(E_F) \Omega J^2 S(S+1) \quad (2.78)$$

ifadesi elde edilir. Burada Ω atomik hacmin ortalaması, c manyetik safsızlıkların atomik konsantrasyonu ve değiş-Tokuş integrali J (exchange) $N(E_F)$ Fermi yüzeyindeki durum yoğunluğu, S manyetik safsızlıkların spinini göstermektedir. Katkı kaynaklarından ikincisi; Single-site manyetik saçılmaların sıcaklığa ve dış manyetik alana bağımlılıktan kaynaklanmaktadır. Safsızlık spinlerinin izin verdiği düzeyler artan alanla yavaş yavaş donmaktadır. Manyeto-dirence getireceği katkı Beal-Monod ve Weiner (Baxter ve dig., 1989) tarafından hesaplanarak verilmiştir. Bu katkı manyeto-dirence ikinci mertebeden değiş-tokuş integralini (J) içermektedir ve

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{\text{mag}} = kJ^2 A(\alpha) \quad (2.79)$$

biçiminde verilmektedir. Burada

$$k = \frac{c}{\rho} \frac{3}{2} \frac{\pi m \Omega}{\hbar e^2 \epsilon_F}$$

$$A(\alpha) = 4\langle S_Z \rangle^2 + \langle S_Z \rangle \left[\coth(\alpha/2) - \frac{\alpha/2}{\sinh^2 \alpha/2} \right]$$

$$\alpha = \frac{g\mu_B H}{k_B T}$$

$$\langle S_Z \rangle = \frac{\mu}{g\mu_B n} = SB_s(S\alpha)$$

Burada $B_s(S\alpha)$ Brillouin fonksiyonunu, Ω alaşımın atomik hacmini, c safsızlıkların konsantrasyonunu göstermektedir. Yukarıda verilen ifadeye bağlı olarak manyeto-direnç düşük alanlarda $-H^2$ ile orantılıdır. Yüksek alanlarda ise doyuma ulaşmaktadır. Bu sonuç malzeme için $(\frac{\delta\rho}{\rho_{mag}})$ ve "spin-flip" saçılma alanı olan H_s alanının belirlenmesinde çok önemlidir. Ayrıca bu ifadelerde de görüldüğü gibi değiş-tokuş integrali (exchange) cJ^2 ile orantılıdır.

Manyetik saçılmalar ve spin-yörünge (orbit) etkileşmesinin olmadığı bir sistemde, $\Delta R = -R^2 \Delta\sigma$ negatiftir. Şayet spin-yörünge etkileşmesi kuvvetli ise ΔR pozitiftir. Şayet manyetik saçılmalar yeterince kuvvetli ise bu durumda ΔR küçük olmalıdır.

Zayıf (weak) yerleşikleşme (localisation) manyetik safsızlıkların özelliklerinin incelenmesini sağlar. Çünkü manyetik saçılmalar sonucu elektron dalgalarında faz kayması (out of faz) oluşur. Bu faz dışı dalgalarla elektron dalgaları arasında girişim meydana gelmektedir. Bu faz dışı (out of faz) dalgaların girişimi sıcaklığın fonksiyonu olarak manyetik saçılma zamanı değişir ve bunun sonucu olarak manyeto-direnç değişimi meydana gelir. Bu konuyu ayrıntılı olarak bir sonraki bölümde incelenecektir.

2.2.7. Curie Sıcaklığı Civarında (Kritik Noktada) Direncin Sıcaklık Bağımlılığı

Deneysel bulgulardan basitçe faz geçişi, herhangi bir dış etki ile sistemin davranışındaki süreksizliği veya davranışındaki kesikliliği olarak tanımlanır. Yani, faz geçişleri kritik nokta civarında hep benzer davranış sergilerler. Faz geçişinin bir kritik nokta civarındaki davranışını izah edecek en temel kavram bir düzen parametresidir. Bu düzen parametresinin büyüklüğü ve tipi kritik noktanın her iki tarafında ölçümler yapılarak belirlenir. Düzen parametresinin özelliği ile ilgili, bir örnek olarak, katı-sıvı faz geçişlerinde düzen parametresi sıvının yoğunluğu-kritik yoğunluğu, $\rho - \rho_c$ 'dir. Sıvı fazı buhar fazıyla temas ettiğinde, düzen parametresi sıvı fazda pozitif, gaz fazında negatif olmak üzere iki değer alır. Termodinamikte 1.tür ve 2.tür faz geçişi olmak üzere iki tür faz geçişi mevcuttur. İkinci tür faz geçişlerine, ferromanyetik-paramanyetik, iletken-süperiletkenlik, akışkanlık-süper-akışkanlık vb. gibi faz geçişlerini örnek olarak vermek mümkündür. Maddeler faz geçişleri civarında ölçülen parametrelerin (direnç, ısı kapasitesi, manyetik alınganlık vb. gibi)'de keskin değişimler ortaya çıkar (Kadanoff ve dig., 1967, Kraftmakher ve dig., 1974, Heller ve dig., 1967).

Ferromanyetik metallerin ferromanyetik paramanyetik faz geçiş sıcaklığı olarak bilinen Curie sıcaklığı civarında, dirençlerinin eğim değiştirdiği uzun yıllardan beri bilinmektedir. İlk kez Mott (1936), saf Ni'deki bu eğim değişikliğine, spin $\uparrow$ direncinin manyetik düzene girmesiyle, azalma eğilimine girmesini neden olarak göstermiştir. Daha sonraki çalışmalar (Kraftmakher ve dig., 1974, Heller ve dig., 1967), düzensiz spin saçılmalarıyla dirençteki eğim değişikliğine çok daha genel açıklamalar getirilmiştir. 3d Ferromanyetik geçiş elementlerinin direnci, diğer manyetik olmayan 4d ve 5d geçiş elementlerinin dirençleriyle karşılaştırıldığında, T_c 'daki sıcaklıklarda, manyetik saçılmalara sıcaklıktan bağımsız net bir katkının geldiği görülmektedir. Bu katkı, T_c 'nin altına inildikçe düzenli bir şekilde azalmaktadır. T_c civarındaki direnç değişimi için direncin sıcaklığa göre türevi faz geçişi, civarında hesaplanarak T_C bulunur. Direncin sıcaklığa göre türevi Curie

sıcaklığı civarında

$$\frac{d\rho}{dT} = \begin{cases} A' + B'\tau^{-\alpha'} & \mu\Omega.\text{cm/K} \quad T < T_C \\ A + B\tau^\alpha & \mu\Omega.\text{cm/K} \quad T > T_C \end{cases}$$

(Burada $\tau = (T - T_C)/T_C$ biçiminde verilir) ifadesi ile verilir. Bu ifade, direncin sıcaklığa göre türev verilerine uyarlanarak parametreler belirlenir (Kraftmakher ve dig., 1974, Heller ve dig., 1967). Bu uyarlama işlemi sırasında ifadede görülen A, B, T_C , α parametreleri en küçük kareler yöntemi ile elde edilir.

2.3 YERLEŞİKLEŞME

2.3.1 Yerleşikleşmenin Nitel Analizi

Şekil 2.6'da şematik olarak gösterilen bir saçılma tipini gözönünde tutalım. Elektronların $|\vec{k}\rangle$ durumundan $|\vec{k}\rangle$ durumuna farklı iki yoldan ardışık n adet elastik saçılmanın ardından ulaştığını varsayalım. Yani, elektronlar $\vec{k} \rightarrow \vec{k}'_1 \rightarrow \vec{k}'_2 \dots \rightarrow \vec{k}$ veya $\vec{k} \rightarrow \vec{k}''_1 \rightarrow \vec{k}''_2 \dots \rightarrow \vec{k}$ ara durumlarından elastik saçılmalar yaparak $-\vec{k}$ durumuna geçmektedir. Her iki prosesin oluşması eşit olasılıkla mümkündür. Burada $\Delta\vec{k}$ ($\vec{k}'_1 - \vec{k} = (-\vec{k}) - \vec{k}'_3$, vb.) her iki proses için de aynıdır. Başka bir deyişle, $\vec{k}$ durumundan $-\vec{k}$ durumuna saçılma olasılık genliği her iki proses için de aynı olup $\prod_i V_{\Delta\vec{k}_i}$ ile orantılıdır. Burada $V_{\Delta\vec{k}_i}$ iki ardışık durum arasında saçılma potansiyeli matris elamanlarıdır.

Geri saçılma olasılığı

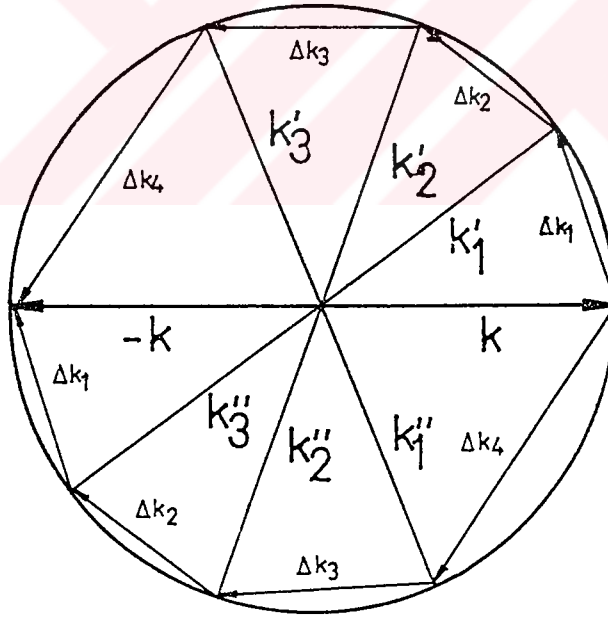
$$|A' + A''|^2 = |A|^2 + |A'|^2 + |A'A''^* + A'^*A''| \quad (2.81)$$

ve

$$|A| = |A^*| \quad (2.82)$$

olarak yazılır. Ancak, yüksek sıcaklıklarda elastik olmayan (inelastic) saçılmalar elastik saçılmalara karışacak ve saçılma genlikleri arasındaki faz uyumu bozulacaktır. Yukarıda parantez içinde verilen çapraz terimler sıfıra gidecektir. Böylece saçılma genliği sadece $|A'|^2 + |A^*|^2$ ile verilir. Geri saçılma olayı Fermi enerjisi civarındaki girilebilir durumlar arasında meydana gelen diğer saçılma olayları yanında ihmal edilebilir.

Aksine, düşük sıcaklıklarda, elastik olmayan saçılmalar azalacağından, A' ve A'' saçılma genlikleri faz uyumluluklarını sürdürecektir ve neticede girişim terimi başat terim olacaktır. Böylece geri saçılma prosesi anlam kazanacaktır. Hatta öyle ki; iki boyutlu sistemlerde ardışık saçılmaların sayısı patlayacağından bu terim ıraksayacaktır.



Şekil 2.6 $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$ durumuna geri saçılma mekanizmasının diyagramatik gösterimi

Kuantik girişim etkisi aşağıki şekilde yarı nicel olarak ele alınabilir. $|\vec{k}\rangle$ durumundan $|\vec{k}'_1\rangle$ durumuna elastik saçılma olasılık genliği $e^{i\delta_1}/\sqrt{Z}$ ile verilir. $e^{i\delta_1}$ terimi esas itibariyle $V_{\Delta k_1}/|V_{\Delta k_1}|$ ile verilmektedir ve Z , $|\vec{k}'_1\rangle$ tipindeki girilebilir durumların sayısına eşittir. İkinci ara durum için genlik $e^{i(\delta_1+\delta_2)/Z}$ e eşittir ve sonuç olarak $|\vec{k}\rangle$ durumu için genlik $e^{i\Sigma\delta_n/Z^{n/2}}$ ile verilir. İkinci proses eşit olasılıkla meydana geldiğinden aynı genliğe sahiptir. Girişim terimi

$$A'A''^* + A'^*A'' = 2Z^{-n} \quad (2.83)$$

olarak elde edilir. Ara durumların mümkün tüm kombinezonları üzerinden toplam alınırsa,

$$1/2Z^{n-1} \times 2Z^{-n} = Z^{-1} \quad (2.84)$$

şiddeti elde edilir. Yukarıda sözünü ettiğimiz saçılma tipi için girilebilir ara durumların sayısı, Fermi yüzeyinin komşuluğunda $\pi\hbar/\tau$ dilminde bulunan durumların sayısına eşittir (τ^{-1} elastik saçılmaların frekansıdır). İki boyutta bu sayı

$$\frac{2\pi^2 k_F}{1} \times \frac{1}{2\pi^2} = \frac{k_F}{1} \text{ a eşittir.}$$

Ayrıca, girişim etkisi sadece $|\vec{k}\rangle$ son durumu için değil, en son komşuluklar $|\vec{k}+\vec{q}\rangle$ durumları için de mevcuttur (Bergmann, 1984(a); Bieri, 1985). İki boyutta n tane ara durumların ve böylece $t = n\tau$ süresi için $|\vec{k}\rangle$ etrafında gözönünde tutulacak yüzeyin π/Dt olduğunu gösterilmiştir. Burada $D = 1/3v_F^2\tau$ dur ve difüzyon uzunluğu olarak tanımlanır. Tüm son ve ara durumlar üzerinden toplama

yapılırsa girişim terimlerine ilişkin şiddet için

$$I_{\text{coh}} = Z^{-1} = \frac{\sigma}{\pi k_F l t} \quad (2.85)$$

elde edilir. $t = n\tau$ 'dır. Böylece, $|\vec{k}\rangle$ durumundaki bir elektronun uyarılmasına karşı gelen ve $e^{-t/\tau}$ şeklinde durulan akıma karşı uyumlu geri saçılmalarla indüklenen ve $1/t$ ile azalan zıt yönde bir akım yansıması cevap verir.

Uyarılmış $|\vec{k}\rangle$ durumlarının akıma katkısı, $t = \tau$ ve $t = \tau_i$ arasındaki zaman dilmi üzerinden integrasyon alınarak

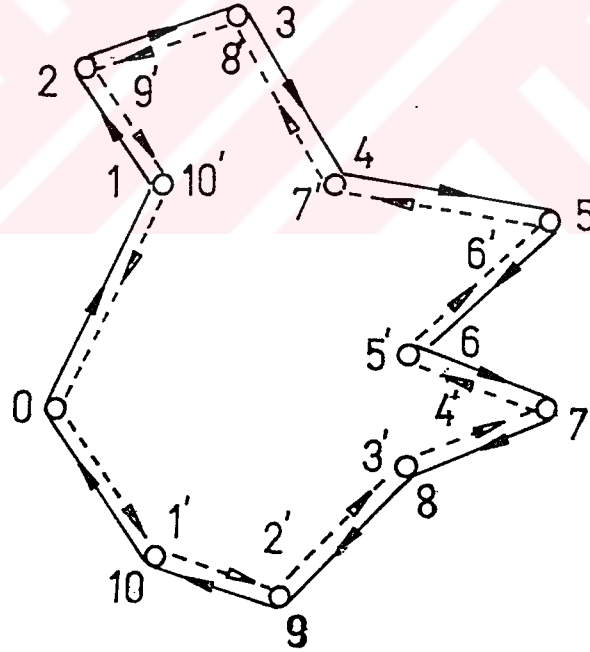
$$k\tau \left(1 - \left[\frac{1}{\pi k_F l} \right] \ln \frac{\tau_i}{\tau} \right) \quad (2.86)$$

olarak bulunur. Burada τ_i^{-1} , uyumluluk etkisini sınırlayan elastik olmayan çarpışmaların frekansıdır. $|\vec{k}\rangle$ 'nın akıma katkısı köşeli parantez içinde verilen faktör nispetinde azalacaktır ve dolayısıyla iletkenlik aynı nispette düşecektir. Buradan, iki boyutta iletkenliğe getirilecek kuvantum düzeltmesi

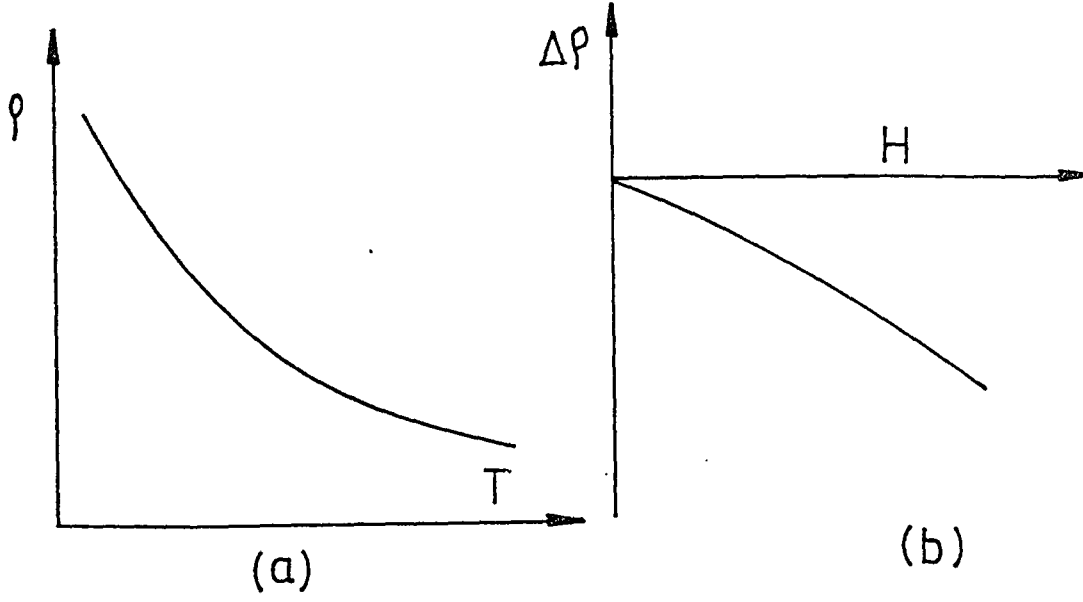
$$\Delta G = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \frac{\tau_i}{\tau} \quad (2.87)$$

elde edilir. Elbette, aynı tip sonuç diyagramatik perturbasyon teorisi kullanılarak daha kesin bir tarzda elde edilebilir.

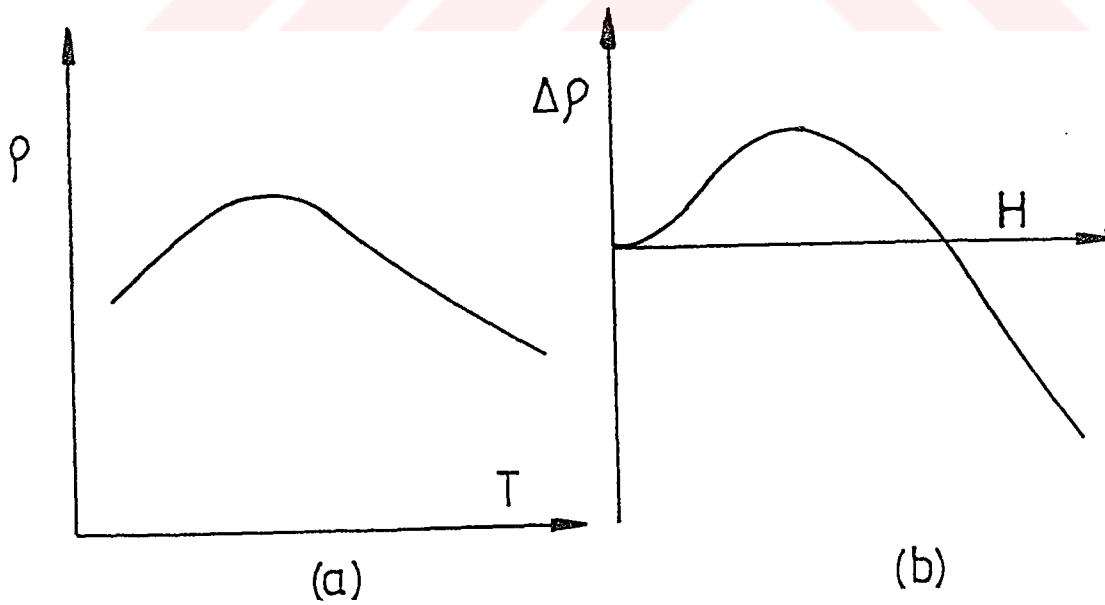
Momentum uzayında verilen quantik girişim görüntüsü gerçek konfigürasyon uzayına da tasvir edilebilir. Şekil 2.7'de görüldüğü gibi, 0 atomun'a gelen bir dalga paketini gözönünde tutalım. 0 atomundan saçılma, zıt yönde ve şekil üzerinde de gösterilen belli bir çerçeve boyunca atom'dan atom'a elastik saçılan 2 kısmi dalga verecektir. 0' etrafında bir faz uyumu ve bunun bir sonucu olarak yapıcı bir girişim meydana gelir. Başka bir deyişle 0 etrafında elektron yerleşikleşir ve böylece direnç artar. Dirence katkı yalnızca küçük çerçevelerden gelecektir. Sıcaklık arttıkça, elastik olmayan saçılmalar artacak ve dirence katkısı olan çerçevelerin sayısı azalacak ve direnç düşecektir. Dirençteki bu düşme iki boyutta $\ln \tau_i$ şeklinde, üç boyutta ise $\sqrt{\tau_i^{-1}}$ şeklinde olmaktadır.



Şekil 2.7 Düzensiz bir sistemdeki elektron saçılması . Şekil, reel uzayda 0 konumundan 0 konumuna zıt yönde gelen dalga paketlerinin girişimini temsil etmektedir.



Şekil 2.8 Zayıf veya sıfır spin-yörünge etkileşmesinin varlığında, direncin (a) sıcaklıkla, (b) manyetik alanla değişimini göstermektedir.



Şekil 2.9 Orta şiddette spin-yörünge etkileşmesinin varlığında direncin (a) sıcaklıkla (b) manyetik alanla değişimini göstermektedir.

Yerleşikleşme teorisinin nicel analizine geçmeden önce manyetik alanın, spin-yörünge etkileşmesinin ve manyetik safsızlık atomlarının yerleşikleşme üzerindeki etkisinin nitel analizini vermeye devam edelim. Dış bir manyetik alan, yukarıda sözü edilen iki proses arasındaki simetriyi bozar ve girişim etkisini zayıflatır. Uygulanan bu alan, iki kısmi dalga arasında $e\phi/\hbar$ faz kayması verir. Burada ϕ niceliği, çerçeveden geçen manyetik akıdır. Söz konusu çerçeve, $t=n\tau$ kadar zaman sonra (n , ardışık ara durumların sayısıdır.) πDt yüzeyine genişler. En büyük faz olan 2π ye ulaşıldığında, yıkıcı ve yapıcı girişimler dengeye ulaşır ve girişim terimi yok olur. Yerleşikleşmenin yok olması $t_H=\hbar/4eDH$ kadar bir süre gerektirir. Geri saçılmanın katkısı τ ve t_H süreleri arasında integre edilecektir ($n > t_H/\tau$ sahip çerçevelerin katkısı artık olmayacaktır). Manyetik alanın neden olduğu yerleşikleşmeyi giderici bu olay, yerleşikleşmeye neden olan proseslerin sayısı azaldığından negatif manyeto- direnç verir. Sonlu bir sıcaklıkta, manyetik alanın etkisi elastik olmayan saçılmaların etkisine ilave olacak, ancak t_H süresi "inelastic" saçılma süresi τ_i 'yi aşmadıkça ($H < \hbar/4eD\tau_i$ olarak kaldıkça), manyeto-direnç zayıf olacaktır.

Benzer şekilde, spin-yörünge etkisi de, girişim yapan geri saçılmalar arasındaki simetriyi kırar. Manyetik alan halinin aksine, girişimi ortadan kaldırmayacak, yerleşikleşme üzerinde etkisi negatif olacaktır. Bu nedenle, çoğu kez bu etkiye antiyerleşikleşme (antilocalisation) adı verilmektedir. Manyetik alanın uygulanmasıyla ve elastik olmayan saçılmaların olmasıyla, spin-yörünge etkileşmesinin negatif etkisi azalacak ve bu kez yukarıda söylenen yerleşikleşmeyi öldürmenin aksine yerleşikleşmeye zemin hazırlayacaktır. Bu durumda, spin-yörünge etkileşmesinin büyüklüğüne göre farklı davranış bölgeleri elde edilecektir.

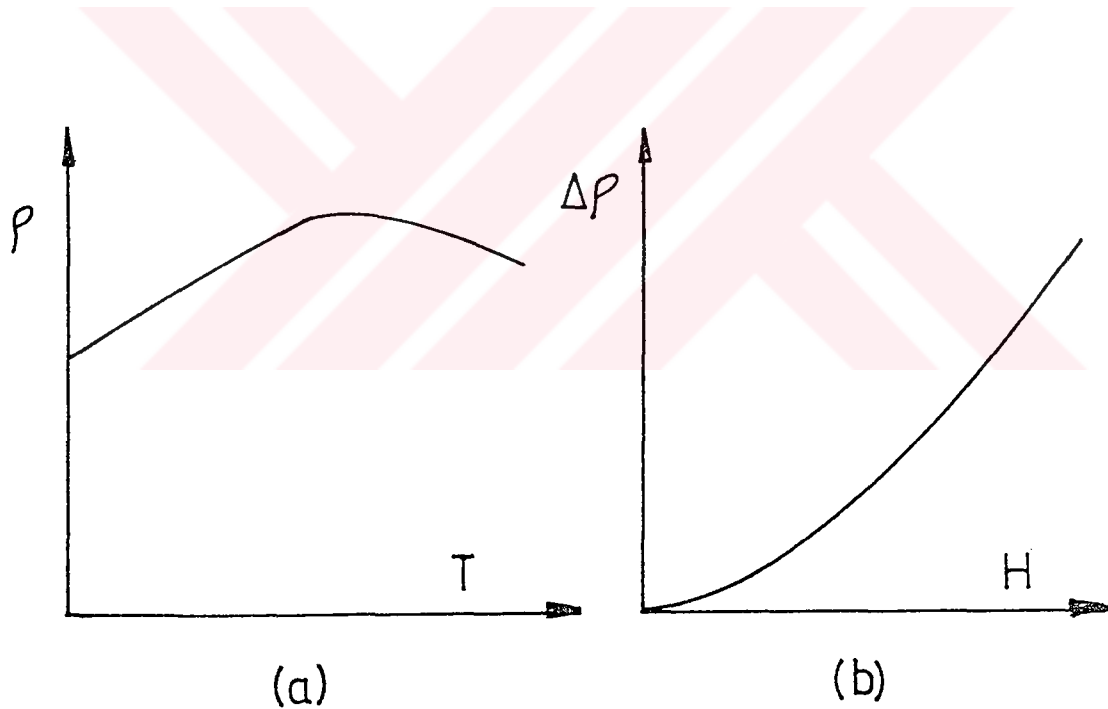
i)- Spin-yörünge etkileşmesi çok zayıf ise ($\tau_{so} \gg \tau_i$, τ_{so} spin-yörünge saçılma zamanıdır.), bu etkileşmenin pratik olarak yerleşikleşme üzerindeki etkisi ihmal edilebilir. Bu durumda, bir önceki paragrafta sözü edilen davranış beklenir:

- Sıfır manyetik alanda, sıcaklık arttıkça τ_i azalır. $\rho(T)$ düşer. Bir yerde, gittikçe boyutları küçülen çerçevelerin yerleşikleşmeye olan katkısı azalır (**Şekil 2.8a**).

- Manyetik alan uygulandığında, saçılan kısmi dalga çiftleri arasında oluşan faz kayması yapıcı girişimleri ortadan kaldırır ve negatif manyetorezistans elde edilir (Şekil 2.8b).
- ii)- Spin-yörünge çiftlenimi çok büyük ise ($\tau_{so} \ll \tau_i$), girişimler esas itibarıyla yıkıcıdır.
 - Sıfır alanda, sıcaklık arttıkça τ_i azalır. ancak, gittikçe boyutları küçülen çerçevelerin direnç üzerindeki antiyerleşikleşme etkisi azalacağından $\rho(T)$ artar (Şekil 2.9a).
 - Manyetik alan kısmi dalga çiftleri arasında faz bozulmasına neden olacağından yıkıcı girişimler ortadan kalkar ve pozitif manyeto-direnç gözlenir (Şekil 2.9b).
- iii)- Spin-yörünge etkileşmesi ara bir değer alıyorsa ($\tau_i \geq \tau_{so}$), spin - yörünge saçılmalarının meydana geldiği büyük boyuttaki çerçevelerde girişimler yıkıcı olacaktır. Aksine, küçük boyuttaki çerçevelerde spin-yörünge etkileşmesi etkin olamayacağından bu çerçevelerde yapıcı girişimler kalmaya devam edecektir .
 - Sıfır alanda, sıcaklık T arttıkça, τ_i azalır. Büyük boyuttaki çerçevelerde antiyerleşikleşme ortadan kalkması nedeniyle, direnç $\rho(T)$ de önce bir artış, ardından küçük boyuttaki çerçevelerdeki yerleşikleşmenin kalkması nedeniyle (τ_i^{-1} çarpışma frekansı τ_i^{-1} aşmaya başladığında) bir azalma gözlenir(Şekil 2.10a).
 - Manyetik alan önce büyük boyuttaki çerçevelerdeki yıkıcı girişimleri ve daha sonra küçük boyuttaki çerçevedeki yapıcı girişimleri ortadan kaldırdığından, düşük alanlarda pozitif ve yüksek alanlarda negatif manyeto-direnç gözlenir (Şekil 2.10b).

Manyetik safsızlık atomlarından saçılmanın yerleşikleşme üzerinde olan etkisine bir göz atalım. Manyetik iyonlarla iletkenlik elektronlar arasındaki etkileşme $J\vec{S}.\vec{s}$ formunda verilir. Burada $\vec{S}$ ve $\vec{s}$, sırasıyla manyetik iyon ve elektronların spinlerini göstermektedir. J ise, değiş-tokuş etkileşme integralini temsil etmektedir. "Spin-flip" etkileşmeleri nedeniyle, geri saçılan kısmi dalga çiftleri τ_s süresi

içinde faz uyumlarını kaybedeceklerdir. Böylece yerleşikleşmeye sadece, "spin-flip" etkileşmelerinin yer alma olasılığının düşük kaldığı çerçevelerden katkı gelecektir. Sonlu bir sıcaklıkta τ_i ve τ_s karakteristik zamanları saçılma mekanizmasında rol oynayacaktır. Çok düşük sıcaklıklarda ($\tau_i > \tau_s$), saçılmadan sorumlu tek mekanizma manyetik iyonlardan olan saçılmalardır. Başka bir deyişle, $t_H > \tau_s$ oldukça (yani, $H < \hbar/4eD\tau_s$ kaldıkça), manyetorezistans sıfır kalacaktır. Bu özellikten yararlanarak τ_s zamanı bulunabilir. Ancak, saçılma olayına katılan tüm etkileşme terimleri $H_n = \frac{\hbar}{4eD\tau_n}$ ile temsil edilir. τ_n karakteristik saçılma frekanslarını göstermektedir. Çalışmaların çoğunda bu saçılma karakteristik zamanlarının elde edilmesi amaçlanır (Millis ve Lee 1984, Bieri 1985, Öner ve dig. 1997, Poon ve dig. 1984).



Şekil 2.10 Kuvvetli spin-yörünge etkileşmesinin varlığında direncin (a) sıcaklıkla (b) manyetik alanla değişimini göstermektedir. Manyeto-direncin pozitif olduğu görülmektedir.

2.3.2 Yerleşikleşmenin Nicel Analizi

Zayıf yerleşikleşme rejiminde perturbasyon hesapları yaparak analitik hesaplar yapmak mümkündür. Klasik transport katsayılarına kuvantum düzeltmeleri elde etmek üzere Green fonksiyonu diagramatik teknikleri kullanılmıştır. Perturbasyon parametresi boyutsuz ($\hbar/E_F\tau$) dirençtir. Bu kısımda, perturbasyondan elde edilen sonuçlar ve 3-boyutlu sistemlere uygulanabilirliği verilecektir.

2.3.2.1 Direncin Sıcaklığa Bağımlılığı

Etkileşmeyen bir elektron gazı için, spin-yörünge etkileşmesi ve manyetik iyonlardan etkileşmenin gözönünde tutulduğu daha genel bir durum için iletkenlik

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{e^2}{\hbar} \int G_R^2 G_A^2 \left(\frac{V_F^2}{d} \nu \right) \Gamma_{\alpha\beta\beta\alpha} d^d q d\xi \quad (2.88)$$

ve

ν = durum yoğunluğu; α, β = spin indisleri

şeklinde verilir (Hikami ve diğ., 1980; Bieri, 1985). Burada, $\Gamma_{\alpha\beta\beta\alpha}$ terimi aşağıda verilmiştir:

$$\Gamma_{\alpha\beta\beta\alpha} = \frac{1}{\pi\nu\tau^2} \left(\frac{1}{Dq^2 - i\omega + \frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_{so}^z}} - \frac{1}{2} \frac{1}{Dq^2 - i\omega + \frac{1}{\tau_b}} + \frac{1}{2} \frac{1}{Dq^2 - i\omega + \frac{1}{\tau_c}} \right) \quad (2.89)$$

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{1}{\tau_{so}^z} + \frac{2}{\tau_{so}^x} + \frac{2}{\tau_s^x}$$

$$\frac{1}{\tau_b} = \frac{1}{\tau_s^z} + \frac{4}{\tau_s^x} \quad (2.90)$$

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_s^z} + \frac{4}{\tau_{so}^x}$$

Üç hal ele alınabilir : ortogonal hal ($\frac{1}{\tau_{so}} = \frac{1}{\tau_s} = 0$ olduğu, yani; spin-örgü ve manyetik saçılmaların olmadığı varsayılacaktır.); çok kuvvetli manyetik saçılmalarla karakterize edilen birleşik (unitary) hal ve kuvvetli spin yörünge etkileşmesinin olduğu ve manyetik etkileşmelerin olduğu basitleştirilmiş hal (Bergmann, 1982; Abraham ve dig.,1982; Markeiwich ve dig., 1981; Raffy ve Liebowitz,1984 Raffy ve dig. 1983; Bieri, 1985).

Elastik olmayan (inelastic) saçılma uzunluğu $l_i = \sqrt{D\tau_i}$ kesim parametresi olarak (cut off) alınarak Denklem (2.88) iki boyutta çözülürse integrasyon

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{\alpha e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln \left(\frac{\tau_i}{\tau} \right) \quad (2.91)$$

elde edilir. α büyüklüğü ortogonal, birleşik ve basitleştirilmiş haller için sırasıyla 1, 0 ve 1/2 ye eşittir.

3 Boyutta klasik iletkenliğe getirilen kuvantum düzeltmesi aşağıdaki ifade ile verilir:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 = \frac{3e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\left(\frac{4}{L_{so}} + \frac{1}{L_T^2} \right)^{1/2} - \left(\frac{4}{L_{so}^2} + \frac{1}{L_0^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{3L_T} + \frac{1}{3L_0} \right] \quad (2.92)$$

Burada,

$$\begin{aligned} L_{so}^2 &= \frac{4}{3} l_e l_{so} & l_e &= V_F \tau \\ L_T^2 &= \frac{4}{3} l_e l_i & l_{so} &= V_F \tau_{so} \\ L_T^2 &= \frac{4}{3} l_e l_i & l_i &= V_F \tau_i \\ L_o^2 &= \frac{4}{3} l_e l_s & l_s &= V_F \tau_s \end{aligned} \quad (2.93)$$

biçiminde verilir.

Manyetik saçılmaların yokluğunda, aşağıda verilen iki limit durumla karşı karşıyayız:

-yüksek sıcaklık veya zayıf spin-örgü etkileşmesi ($\tau_{so} \gg \tau_i$)

$$\frac{\Delta\sigma}{\rho^2} = -\Delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\frac{\tau_i^{-1}}{D} \right]^{1/2} \quad (2.94)$$

ifadesi elde edilir. Direnç negatif katsayıya sahip olup $\tau_i^{-1/2}$ ile değişir. (Şekil 2.11).

- düşük sıcaklık veya kuvvetli spin-yörünge etkileşmesi ($\tau_{so} \ll \tau_i$)

$$\frac{\Delta\sigma}{\rho^2} = -\Delta\sigma = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left[\frac{\tau_i^{-1}}{D} \right]^{1/2} \quad (2.95)$$

ifadesi elde edilir. Direnç pozitif katsayıya sahip olup $\tau_i^{-1/2}$ ile değişir. (Şekil 2.11).

2.3.2.2. Manyeto-Direnç

İki boyutlu sistemlerde, manyetik alan yüzeye dikse (enine manyeto-direnç), $\Gamma_{\alpha\beta\beta\alpha}$ terimi

$$\int \Gamma_{\alpha\beta\beta\alpha}(\tau, \tau') d\tau = \frac{eH}{\hbar} \frac{1}{\pi^2 \tau^2} \sum_{n=0}^{n_o} \left(\frac{(\frac{1}{\tau_o} - \frac{1}{\tau_{so}} + \frac{1}{\tau_s})\tau}{a_n + \frac{1}{\tau_a}} - \frac{1}{2} \frac{1}{a_n + \frac{1}{\tau_b}} + \frac{1}{2} \frac{1}{a_n + \frac{1}{\tau_c}} \right) \quad (2.96)$$

ve $a_n = \frac{4eD}{\hbar} (n + \frac{1}{2}) - i\omega + \frac{1}{\tau_e}$ olarak elde edilir (Hikami ve dig., 1980; Bieri, 1985)

Burada, manyeto-direnç ifadesi

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar} \right)^{1/2} \left[\frac{3}{2} f_2 \left(\frac{H}{H_{so}} \right) - \frac{1}{2} \left(f_2 \frac{H}{H_i} \right) \right] \quad (2.97)$$

ve

$$f_2(x) = \ln(x) + \Psi\left(\frac{1}{2} + x\right)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} f_2 \simeq \frac{x^2}{24} \dots; & \text{eğer } x \ll 1 \\ f_2 \simeq \ln(x) \dots; & \text{eğer } x \gg 1 \end{array} \right\} \quad (2.98)$$

olarak elde edilir. Ψ digamma fonksiyonudur. Burada H_i , H_{so} ve H_s

$$H_i = \frac{\hbar}{4eD} \tau_i^{-1} \quad \tau_i = \tau_\varepsilon^{-1} + \tau_s^{-1} \quad (2.99)$$

$$H_{so} = \frac{\hbar}{4eD} \tau_i^{*-1} - 1 = H_i + H_o \quad \tau_i^{*-1} = \tau_\varepsilon^{-1} + 2\tau_{so}^{-1}$$

biçiminde tanımlanır.

3- Boyutta manyeto-direnç (Kawabata , 1980; Fukuyama , 1981; Altshuler ve dig., 1980a,b) izotropiktir ve

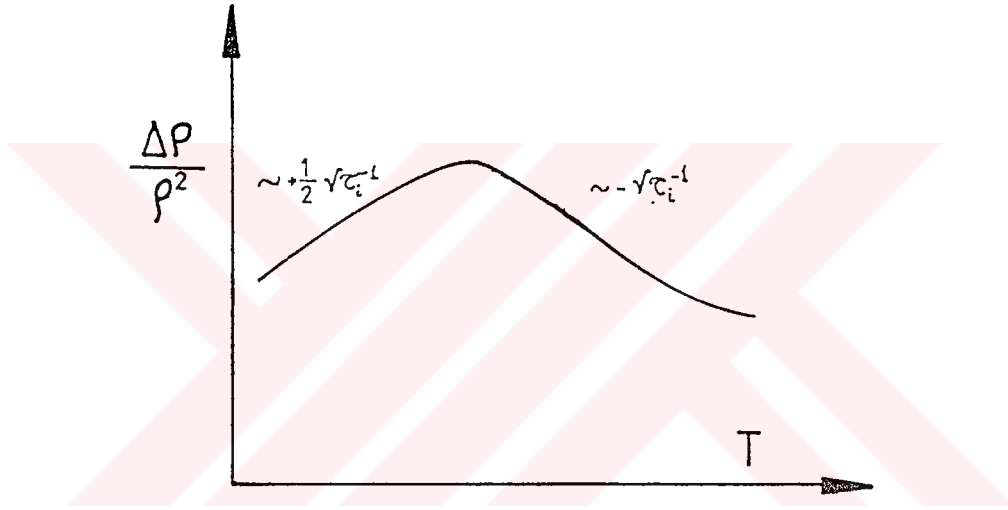
$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar}\right)^{1/2} \left[\frac{3}{2} f_3\left(\frac{H}{H_{so}}\right) - \frac{1}{2} f_3\left(\frac{H}{H_i}\right) \right] \quad (2.100)$$

ve

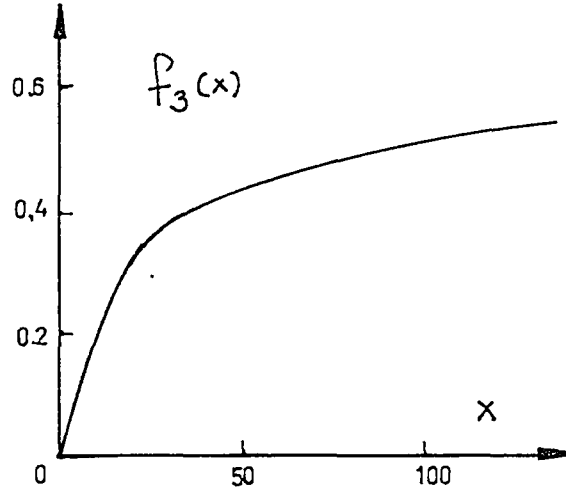
$$f_3(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ 2 \left[(n+x+1)^{1/2} - (n-x)^{1/2} \right] - \left(\frac{1}{n+\frac{1}{2}+x} \right)^{1/2} \right\} \quad (2.101)$$

ifadesiyle verilir. (Şekil 2.12). Burada

$$\left\{ \begin{array}{ll} f_3 \simeq \frac{x^{3/2}}{48} & \text{eğer } x \ll 1 \\ f_3 \simeq 0.605 & \text{eğer } x \gg 1 \end{array} \right\} \quad (2.102)$$



Şekil 2.11 Sonlu bir spin-yörünge etkileşmesi varlığında direncin sıcaklıkla değişimi. Yerleşikleşme nedeniyle, direnç düşük sıcaklıklarda $+1/2\tau_i^{-1/2}$, yüksek sıcaklıklarda $-\tau_i^{-1/2}$ ile değişmektedir.



Şekil 2.12 $f_3(x)$ fonksiyonunun x ile değişimi.

Manyetik saçılmaların yokluğunda spin-örgü etkileşmesinin şiddetine bağlı olarak üç farklı hal için Denklem (2.100) ifadesini ırdeleyebiliriz:

i) - Zayıf spin-yörünge etkileşmesinin varlığında, yani; $H_i \simeq H_{so}$ olması halinde,

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar}\right)^{1/2} f_3\left(\frac{H}{H_i}\right) \quad (2.103)$$

elde edilir.

$$\text{Düşük alanlarda : } \Delta\sigma \simeq \frac{e^2}{96\pi^2\hbar} \left(\frac{e}{\hbar}\right)^{1/2} H_i^{-3/2} H^2$$

$$\text{Yüksek alanlarda : } \Delta\sigma \simeq 0.605 \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar}\right)^{1/2}$$

Manyeto-direnç negatiftir. Düşük alanlarda $-H^2$ ile yüksek alanlarda $-\sqrt{H}$ ile değişmektedir (Şekil 2.13); H^2 'e göre değişim eğrisinin eğiminden H_i 'yi hesaplamak mümkündür. Bu büyüklükten elastik olmayan τ_i saçılma zamanı elde edilir.

- ii) - Kuvvetli spin-yörünge etkileşmesinin varlığında, laboratuvarlarda erişilebilen alan bölgesinde, τ_{so}^{-1} çok büyük olması nedeniyle H 'ın büyüklüğü H_{so} yanında küçük kalır. Bu durumda $f_3(\frac{H}{H_{so}})$ terimi ihmal edilebilir ve

$$\Delta\sigma = - \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar}\right)^{1/2} f_3\left(\frac{H}{H_i}\right)$$

elde edilir.

Düşük alanlarda: $\Delta\sigma \simeq -\frac{e^2}{192\pi^2\hbar} \left(\frac{e}{\hbar}\right)^{1/2} H_i^{-3/2} H^2$

Yüksek alanlarda: $\Delta\sigma \simeq -0.605 \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar}\right)^{1/2}$ bulunur.

Manyeto-direnç pozitifdir; düşük alanlarda H^2 ile yüksek alanlarda $+\sqrt{H}$ ile artar (Şekil 2.13). Benzer şekilde τ_i zamanı manyetodirenç eğrisinin düşük alanlardaki H^2 'ye göre değişim eğrisinin eğiminden hesaplanır. Eğrinin eğimi bir önceki halin yarısına eşittir.

Spin-yörünge etkileşmesi orta büyüklükte olması halinde : Yeteri kadar düşük sıcaklıklarda, $\tau_{so}^{-1} > \tau_i^{-1}$ dir; böylece, manyetik alan arttıkça, $f_3(\frac{H}{H_i})$ terimi başat olmaya başlar ve böylece, manyetik direnç çok düşük alanlarda $+H^2$ ile yüksek alanlarda $+\sqrt{H}$ ile artar (ii)'de verilen ifadeler geçerli olur).

Daha yüksek alanlarda $f_3(\frac{H}{H_{so}})$ terimi anlamlı olmaya başlar daha sonra en etkin terim olur; manyeto-direnç bir maksimumdan geçer ve negatif olur.

Sıcaklık arttıkça, manyeto-direnç $+\sqrt{H}$ ile değişen bölgesi daha düşük alanlara kayacak ve sonra kaybolacak; $+H^2$ ile değişen bölgesi de daha sonra kaybolur, ve $\tau_{so}^{-1} < \tau_i^{-1}$ olduğu sıcaklıklarda, manyeto-direnç tamamen negatif olur ve yukarıda zayıf spin-yörünge etkileşmesi için verilen ifadeler bu bölge için de geçerli olur, yani; manyetik direnç düşük alanlarda H^2 ile yüksek alanlarda $\sqrt{H}$ ile azalır.

2.3.3 Manyeto-Dirence Stoner Çoğaltma Faktörünün Etkisi

Zayıf yerleşikleşme, kuvvetli bir spin-yörünge etkileşmesi ve normal Zeeman yarılması olması halinde olaylar birlikte ele alınınca manyeto-direnç ifadesi,

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar}\right)^{1/2} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{1-\gamma}} \left[F_3\left(\frac{H}{H_-}\right) - F_3\left(\frac{H}{H_+}\right) \right] - F_3\left(\frac{H}{H_2}\right) - \beta F_3\left(\frac{H}{H_i}\right) \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{4H_{so}}{3H}} \left[\frac{1}{\sqrt{1-\gamma}} (\sqrt{t_+} - \sqrt{t_-}) + (-\sqrt{t_+ + 1} + \sqrt{t}) \right] \right\} \quad (2.104)$$

şeklinde bir katkı getirir (Fukuyama ve Hoshino 1981, Trudeau ve Cochrane 1990). Burada

$$H_{\pm} = H_{\phi} + \frac{2}{3}(H_{so} - H_s)(1 \pm \sqrt{1-\gamma}) + 2H_s$$

$$H_2 = H_i + \frac{2}{3}H_s + \frac{4}{3}H_{so} \qquad H_{\phi} = H_i + 2H_s$$

$$t = \frac{3H_{\phi}}{4(H_{so} - H_s)}; \qquad t_{\pm} = t + \frac{1}{2}(1 \pm \sqrt{1-\gamma}) \quad (2.105)$$

$$\gamma = \left(\frac{3g^*\mu_B H}{8eD(H_{so} - H_s)} \right)^2; \qquad A = (eDH\tau_{s,o}/\hbar);$$

ve

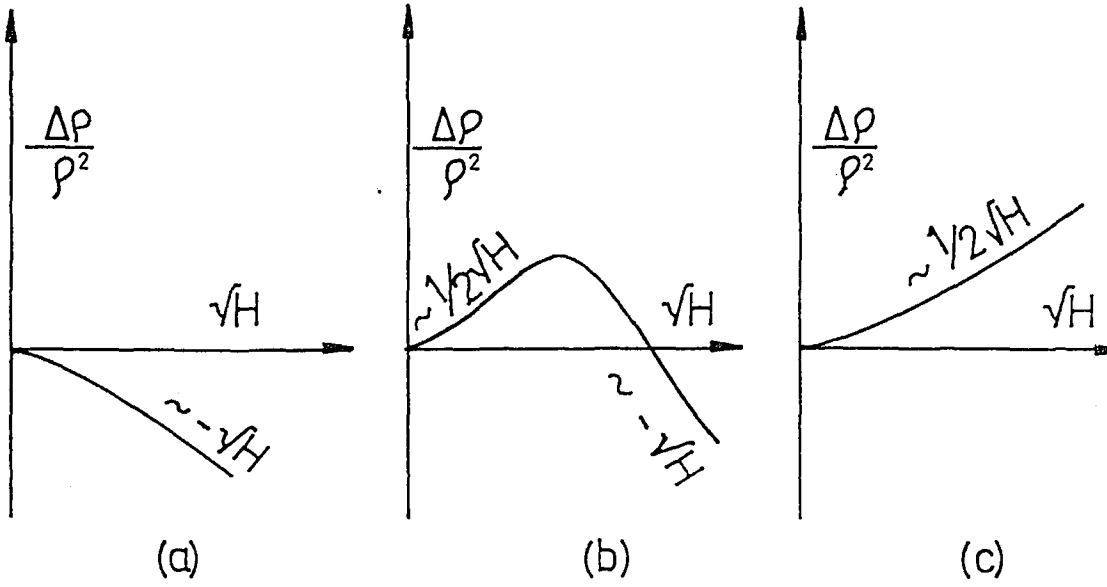
$$F_3(x) = \sum_{n=0}^{\infty} [2(n+1+\frac{1}{x})^{1/2} - 2(n+\frac{1}{x})^{1/2} - (n+\frac{1}{2}+\frac{1}{x})^{-1/2}]$$

$$H_x = \frac{\hbar}{4eD\tau_x}$$

Burada $x=i$, s ve s indisleridir ve sırasıyla inelastik, spin-yörünge ve manyetik "spin-flip" saçılma zamanlarına ve D difüzyon katsayısına karşı gelmektedir. $(1-\gamma)^{1/2}$ terimi bazı alan değerlerinde ve bazı saçılma terimi değerlerinde beklendiği gibi karmaşık olabilir. Bu durumda γ içeren terimlerin hepsi karmaşık bir katkı içermektedir. Ancak iletkenlik gerçek kalmaktadır. Zeeman spin saçılma etkisi γ terimi içindedir. γ terimi sıfır alınarak yukarıdaki manyeto-direnç ifadesi Altshuler ve Aronov ifadesine dönüşür. β katsayısı manyetodirence süperiletkenlik dalgalanmalarından ileri gelen Maki-Thompson katkısını göstermektedir.

Sonuç olarak, yerleşikleşme olayına dayalı olarak, manyeto-direnç hem negatif hemde pozitif olabilmektedir. Üç temel uzunluk eşeli mevcuttur: Akı (flux) quantum uzunluğu $L_H = \sqrt{\hbar c / 2eH}$, spin-yörünge difüzyon uzunluğu $[L_{so} = (D\tau_{so})^{1/2}]$ ve Thouless elastik olmayan uzunluk $L_{Th} = (D\tau_i)^{1/2}$. Manyeto-direncin pozitif veya negatif olması bu üç uzunluğun birbirine göre büyüklüğüne bağlıdır. Kuvvetli spin-yörünge etkileşmesi olması halinde pozitif manyeto-direnç elde edilmektedir. Dış alanın sıfır olması durumunda ise, direnç sıcaklıkla $\sqrt{T}$ ile artmaktadır.

Difüzyon katsayısı D , hız-hız korelasyon fonksiyonunun zaman integralinden elde edilebilir.



Şekil 2.13 (a) Zayıf, (b) orta şiddette, (c) kuvvetli spin-yörünge etkileşmesinin varlığında manyeto direnç.

$$R = \frac{1}{3} \int_0^\infty dt \langle \vec{v}(t) \cdot \vec{v}(0) \rangle = D \quad (2.106)$$

Burada ortalama Fermi yüzeyi üzerinden alınmıştır. Tüm doğrultulardaki başlangıç hızları $\vec{v}(0)$ 'dır. Klasik transport teorisinden

$$\langle \vec{v}(t) \cdot \vec{v}(0) \rangle \propto e^{-t/\tau}$$

ile ilişkilidir. Burada τ iki çarpışma arasındaki ortalama serbest zamandır. Bundan dolayı Difüzyon sabiti açıkça

$$D = \frac{1}{3} v_l^2 \tau = \frac{1}{3} v_l l \quad (2.107)$$

Burada l ortalama serbest yoldur (Chakravarty ve dig. 1986). ve $l = v_l \tau$ ile verilir. $D^{-1} = \tau (\hbar k_F / m)^2 / 2$ formunda da yazılabilir. Burada D difüzyon sabitini τ ise relaxasyon zaman sabitini göstermektedir.

2.3.4 Süperiletken Dalgalanmalar

Süperiletken alaşımlarda, kritik sıcaklık T_c 'nin üstündeki sıcaklıklarda, elektronların süperiletken dalgalanmalarla saçılması yerleşikleşmeye ilaveten dirence katkıları getirecektir (Lopes dos Santos ve dig. 1985). Dalgalanmaların etkisi süperiletken faz geçiş sıcaklığı T_c civarında daha belirginleşecek ve hatta bu etki çok daha yüksek sıcaklıklara kadar devam edecektir. Ancak, bu etkileşme terimini magnetik alana karşı oldukça duyarlı olduğunu da belirtmeliyiz.

T_c sıcaklığına çok yakın olmayan bir T sıcaklığında, Maki-Thomson (Cooper kanalı) diyagramı ile verilen süperiletken dalgalanmaların katkısı (Larkin ve dig., 1980; Bieri, 1985, Vonsovsky ve Katnelson 1989)

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \beta(T, H) f_2\left(\frac{H}{H_i}\right) \quad 2 - \text{boyutta} \quad (2.108)$$

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\beta(T, H)f_3\left(\frac{H}{H_i}\right) \quad 3 - \text{boyutta} \quad (2.109)$$

olarak verilir.

$\beta(T, H)$ katsayısı genel olarak sıcaklık ve uygulanan manyetik alanla değişen $g(T, H)$ etkileşme sabitine bağlıdır. Özellikle, verilen bir T için, $g(T, H)$ (ve böylece $\beta(T, H)$) H arttıkça azalır (Bieri, 1985). g ve β için iki basit limit hal mevcuttur.

- i)- Fazla yüksek olmayan alanlar ve çok düşük sıcaklıklarda ($\frac{H}{T} \ll \frac{\pi k}{2De}$), g ve β sadece sıcaklığın fonksiyonudur. $g(T)$

$$g(T) = - \left(\ln \frac{T}{T_c} \right)^{-1} \quad (2.110)$$

olarak elde edilir. $\beta(T)$ 'nın $g(T)$ 'ye bağımlılığı Larkin ve dig.(1980) tarafından hesaplanarak altta belirtilen limitler içinde aşağıdaki gibi verilir (Şekil 2.14):

$$- T, T_c \text{'eye yaklaştığı zaman, } -g(T) \gg 1 \text{ ve } \beta = -g(T) \frac{\pi^2}{4}$$

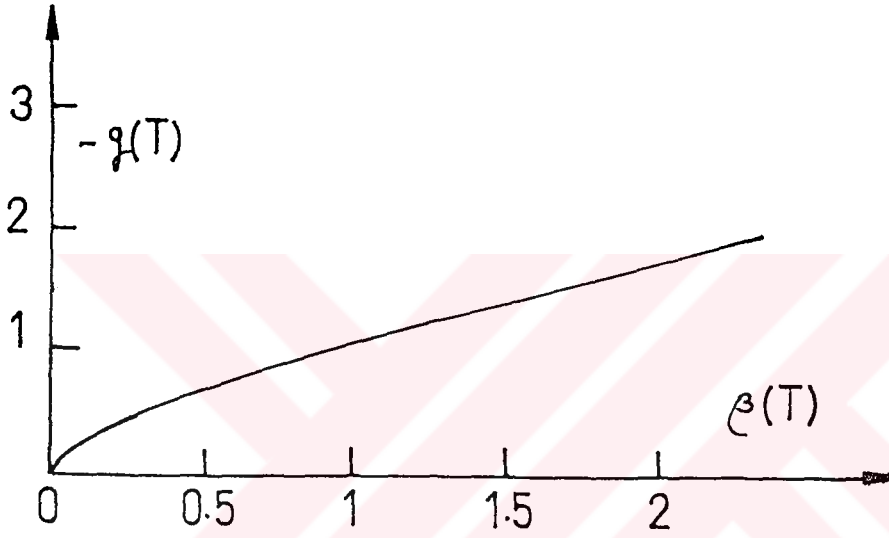
$$-T \gg T_c \text{ olduğu zaman, } |g| \ll 1 \text{ ve } \beta = g^2(T) \frac{\pi^2}{6}$$

Burada, β 'nın her zaman pozitif olduğunu belirtmeliyiz.

- ii)- Kıyasla daha yüksek alanlarda, g (ve dolayısıyla β) artık sıcaklığa bağlı olmayıp sadece manyetik alana aşağıda verilen şekilde bağlı olacaktır:

$$g^{-1} = \ln \left(\frac{\pi k T_c}{eDH} \right) - \ln \gamma \quad (2.111)$$

burada $\ln \gamma$ 0.577 mertebesindedir.



Şekil 2.14 g 'nin β ile değişimi.

.2 ve 3-boyutta, zayıf yerleşileşme ile birlikte süperiletken dalgalanmaların etkisi birlikte ele alındığında, sonuç olarak

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\left[\frac{3}{2} f_2 \left(\frac{H}{H_{so}} \right) - \left(\frac{1}{2} + \beta(T, H) \right) f_2 \left(\frac{H}{H_i} \right) \right] \right] \quad 2 - \text{boyutta}$$

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left(\frac{eH}{\hbar} \right)^{1/2} \left[\left[\frac{3}{2} f_3 \left(\frac{H}{H_{so}} \right) - \left(\frac{1}{2} + \beta(T, H) \right) f_3 \left(\frac{H}{H_i} \right) \right] \right] \quad 3 - \text{boyutta} \quad (2.112)$$

3-boyutta, β 'ya olan bağımlılık nedeniyle manyeto-direnç $+\sqrt{H}$ değişim eğrisinin eğiminin farklı sıcaklıklarda aynı olmayacağına dikkat edilmelidir.

2.4 Elektron-Elektron Etkileşmesi

Yerleşikleşme teorisinde, elektronlar tek tek ele alındı. Aslında, iletkenliğe diğer bir kuvantik düzeltme getirecek elektronlar arası "Coulomb" tipi bir etkileşimde mevcuttur. Düzensizliğin zayıf olması koşulunda, bu düzeltme, yerleşikleşme etkisinden gelen düzeltmelere ilave olacaktır. Dış bir manyetik alanın varlığında, bu etkileşmeler manyeto-direnç iki tür katkı verecektir; biri elektronların yörüngesel hareketinden, diğeri ise Zeeman spin yarılmassından. Bu iki durum aşağıda ayrı ayrı ele alınacaktır.

2.4.1 Özdirenç

Hesaplamalar standart diagramatik tekniği kullanılarak yapılır. Burada, Cooper kanalında (yani, etkileşen iki elektronun momentleri toplamı küçüktür) yer alan etkileşme etkileri dikkate alınmamıştır. Birinci mertebeden Coulomb etkileşmesinin perturbasyon etkisi gözönüne alınarak, saçılma kanalı veya parçacık-deşik kanalı (yani, etkileşmeye giren iki elektronun momentleri farkı küçüktür.) içinde yer alan etkileşmeler aşağıda verilen katkıları getirir (Altshuler ve dig., 1980(a), (b), Lee ve dig., 1985; Fukuyama ve Hoshino 1981, Fukuyama 1986, Bieri, 1985, Beutleş ve dig. 1988, Rammer ve Smith 1986):

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left(2 - \frac{3}{2}\right) \ln\left(\frac{kT\tau}{\hbar}\right) \quad 2 - \text{boyutta} \quad (2.113)$$

$$\Delta\sigma = 1.3 \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left(\frac{4}{3} - \frac{3}{2}F\right) \left(\frac{kT}{2\hbar D}\right)^{1/2} \quad 3 - \text{boyutta.} \quad (2.114)$$

Burada F , $v(q)$ etkileşmesinin Fermi yüzeyi üzerinden Ω katı açısı üstünde alınmış ortalamasıdır. Yani,

$$F = \frac{\int d\Omega V(2k_F \sin \frac{\theta}{2})}{\int d\Omega V(0)} \quad (2.115)$$

dır. F 'in değeri sıfır ile bir arasında değişir. 3-Boyutta, aynen yerleşikleşmede olduğu gibi direncin $\sqrt{T}$ ile değişmesi beklenir. Ancak, daha sonra yapılan bir çok çalışmada F faktörü yerine $\tilde{F}$ faktörü konmaktadır (Lee ve dig.,1985; Bieri, 1985). $F \ll 1$ olması halinde $\tilde{F} \rightarrow F$.

2.4.2 Manyeto-Direnç

i)- Yörüngesel etki: Yörüngesel düzeltme parçacık-parçacık kanalı veya Cooper kanalındaki etkileşmelerden gelmektedir. İki boyutta (Bieri , 1985),

$$\Delta\sigma = -g(T) \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \phi_2\left(\frac{H}{E_{EO}}\right) \quad (2.116)$$

ve

$$H_{EO} = \frac{\pi kT}{2eD} \quad (2.117)$$

ile verilir. ϕ 'nin asimtotik değerleri

$$\left\{ \begin{array}{ll} \phi_2(x) \simeq 0.33x^2 & x \ll 1 \\ \phi_2(x) \simeq \ln x & x \gg 1 \end{array} \right\} \quad (2.118)$$

olarak elde edilir. 3-boyutta ise, iletkenlik ifadesi

$$\Delta\sigma = -g(T) \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\frac{eH}{\hbar} \right]^{1/2} \phi_3\left(\frac{H}{H_{EO}}\right) \quad (2.119)$$

olarak elde edilir. Burada ϕ_3 'ün asimtotik değerleri

$$\left\{ \begin{array}{ll} \phi_3(x) \simeq 0.33x^{3/2} & x \ll 1 \\ \phi_3(x) \simeq 1.9 & x \gg 1 \end{array} \right\} \quad (2.120)$$

olarak elde edilir. Daha önce de belirttiğimiz gibi g pozitif ve negatif olabilir. Düşük alanlarda ($\frac{H}{T} \ll \frac{\pi k}{2De}$), sadece sıcaklığın fonksiyonu, yüksek alanlarda ise; hem T hem de H 'in fonksiyonudur. Ancak, çok yüksek alanlarda artık sadece H 'in fonksiyonudur. 3-Boyutta, yörüngesel etkiden kaynaklanan magnetik direnç $\pm H^2$ ile başlar ve $\pm \sqrt{H}$ ile devam eder ve en nihayet sıfıra yönelecek. Çünkü çok yüksek alanlarda g sadece H ile değişmekte ve H arttıkça azalmaktadır. Bundan başka, karakteristik alan $\frac{\pi k T}{2De}$ (H^2 değişiminden $\sqrt{H}$ değişimine geçiş alanını karakterize etmektedir.) genellikle çok yüksek olduğundan laboratuvar ortamındaki alan ve sıcaklıklar bölgesinde katkısı oldukça zayıf kalmaktadır.

- ii)- Spin yarılmasının (Spin splitting) etkisi: Dış bir magnetik alanın varlığında, elektronik enerji düzeyleri spin-yukarı ve spin-aşağı alt seviyelerine yarılır. Spin-aşağı elektronlarının iletkenliğine spin-yukarı elektronlarına getirdiği Hartree düzeltmesi (Bieri, 1985, Altshuler ve dig., 1980(a), (b) , Öner ve dig. 1997b) $\sigma_{\uparrow\downarrow}$

$$\sigma_{\uparrow\downarrow} = F \frac{4e^2 D}{\pi \hbar} \int_0^\infty d\Omega \left[\frac{\partial}{\partial \Omega} \left(\Omega N \left(\frac{\Omega}{k} T \right) + \frac{1}{2} \right) f_{\uparrow\downarrow} \right] \quad (2.121)$$

ve

$$f_{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{d} \int \frac{dq}{(2\pi)^d} \frac{Dq^2}{[-i(\Omega + g\mu_B H) + Dq^2]^3} \quad (2-122)$$

elde edilir.

$$N(\omega) = \frac{1}{e^{\omega} - 1} \quad (2.123)$$

dır. Benzer şekilde, spin-aşağı elektronlar için $\sigma_{\downarrow\uparrow}$ Hartree düzeltmesi hesaplanabilir. Sadece, $g\mu_B H$ terimi $-g\mu_B H$ terimi ile yerdeğiştirir. $f_{\uparrow\downarrow}$ terimi değişmeden kalır. İntegrasyon $\vec{q}$ ve Ω üzerinden yapılabilir ve dış bir alanın varlığında iletkenliğe toplam katkı aşağıdaki gibi verilir:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma'(T) + \Delta\sigma''(H, T) \quad (2.124)$$

ve

$$\Delta\sigma'(T) = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} (2 - F) \ln\left(\frac{kT\tau}{\hbar}\right) \quad 2 - \text{boyutta} \quad (2.125)$$

$$\Delta\sigma'(T) = 1.3 \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left(\frac{4}{3} - \frac{1}{2}F\right) \left[\frac{kT}{2\hbar D}\right]^{1/2} \quad 3\text{-boyutta} \quad (2.126)$$

ve

$$\Delta\sigma''(H, T) - \Delta\sigma''(0, T) = -\frac{e^2 F}{4\pi^2 \hbar} \psi_2\left(\frac{H}{H_{ES}}\right) \quad 2 - \text{boyutta} \quad (2.127)$$

ve

$$H_{ES} = \frac{kT}{g\mu_B} \quad (2.128)$$

$$\psi_2(x) = \int_0^\infty d\Omega \frac{d^2}{d\Omega^2} [\Omega N(\Omega)] \ln\left(1 - \frac{x^2}{\Omega^2}\right) \quad (2.129)$$

Burada $\psi_2(x)$ 'in asimtotik değeri ise

$$\left\{ \begin{array}{ll} \psi_2(x) = 0.08x^2 & x \ll 1 \\ \psi_2(x) = \ln\left(\frac{x}{1.3}\right) & x \gg 1 \end{array} \right\} \quad (2.130)$$

ile verilir. Yukarıda verilen ifadeler 3-boyutlu sistemler için genişletilebilir:

$$\Delta\sigma''(H, T) - \Delta\sigma''(0, T) = -\frac{e^2 F}{4\pi^2 \hbar} \left[\frac{kT}{2\hbar D} \right]^{1/2} \psi_3\left(\frac{H}{H_{ES}}\right) \quad 3\text{-boyutta} \quad (2.131)$$

Burada,

$$\psi_3(x) = \int_0^\infty d\Omega \frac{d^2}{d\Omega^2} [\Omega N(\Omega) [\Omega + x^{1/2} + |\Omega - x|^{1/2} - 2\sqrt{\Omega}]] \quad (2.132)$$

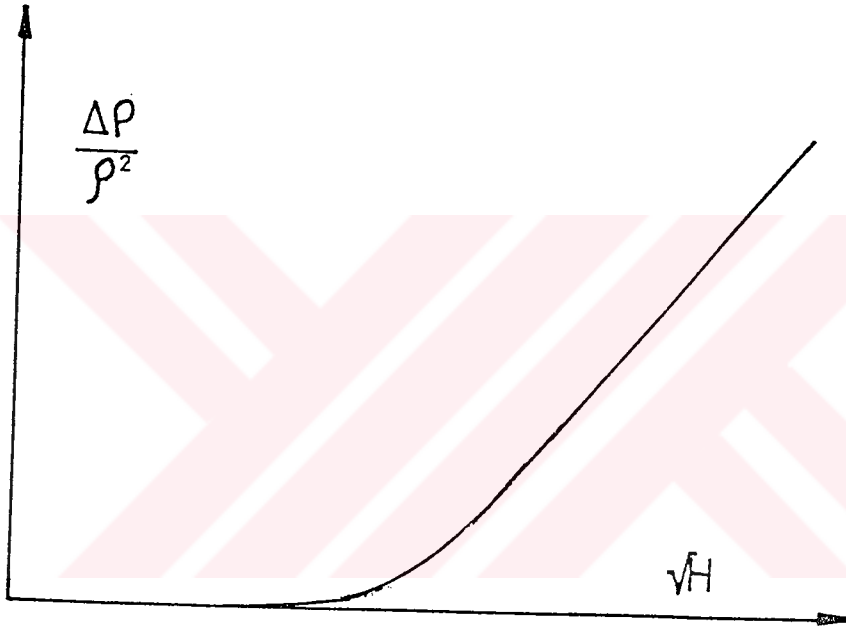
ψ 'nin asimtotik değerleri benzer şekilde bulunabilir (Kumar ve dig. 1993, Lin ve Wu 1993).

$$\left\{ \begin{array}{ll} \psi_3(x) \simeq 0.053x^2 & x \ll 1 \\ \psi_3(x) \simeq \sqrt{x} - 1.3 & x \gg 1 \end{array} \right\} \quad (2.133)$$

Aşağıda verilen şu saptamalar yapılabilir:

- Elektronların spin yarılmasına ilişkin manyeto-direnç her zaman pozitiftir; düşük alanlarda ($\frac{H}{T} \ll \frac{k}{g\mu_B}$) H^2 ve daha yüksek alanlarda $\sqrt{H}$ ile artar (Şekil 2.15). Fakat karakteristik alanı çok yüksek olduğundan (4.2K'da 3T mertebesindedir), labotatuvar koşularında en düşük sıcaklık ve en yüksek alanlar için bile etkisi çok zayıftır.
- Yüksek alanlar için ($\frac{H}{H_{ES}}$) $\psi_3(x)$ ifadesinde gözüken 1.3 sabiti basitçe sıfır alandaki düzeltme terimini gösterir.
- Yüksek alanlar limitinde ($\frac{H}{H_{ES}}$), $\Delta\sigma''$ sıcaklıktan bağımsız olur; etkileşmelerin sıcaklığa bağımlılığı sadece manyeto-direnç ifadelerindeki $\sqrt{T}$ 'nin katsayı ile belirlenir. Bu terim her zaman pozitiftir. Halbuki sıfır alan için bu katsayı pozitif veya negatif olabilir.

- Manyeto-direnç, özellikle 2-boyutta, yerleşikleşme etkisini elektron - elektron etkileşmesinden ayırt etme olanağı verir. Çünkü, spin yarılmasına ilişkin olan terim alan yöneliminden bağımsızdır ($\Delta\sigma$ yerleşikleşmesi elektronların yörünge hareketine bağlıdır ve böylece filmin düzlemine dik manyetik alana sadece duyarlıdır).



Şekil 2.15 Elektron-elektron etkileşmesi nedeniyle manyeto-direnç;
(spin polarizasyonuna bağlı terim)

BÖLÜM 3

DENEYSEL TEKNİKLER

3.1 Örneklerin Hazırlanması

% 99.99 oranında saf Fe, Cr, Mn, Ni ve Pt vb. gibi metallere hazırlanacak alaşımların konsantrasyonlarına göre, 1 μg hassasiyetle tartılan bileşenlerden gerekli olan miktarda alınarak quartz tüp içerisine konuldu. Bundan sonra potanın bulunduğu quartz tüp vakuma alınıp, 0.3 Atm Argon gazı atmosferinde kapatıldı. Daha sonra rf (induction) fırınında ani olarak eritilerek istenen alaşımlar elde edildi. İnce filmlerin hazırlanmasında bu alaşımlar kullanıldı.

Direnç ve ESR ölçümlerinde kullanılan filmler için alttaşı olarak kullanılan quartz camlar elmas kesici ile 1-5x10 mm² boyutlarında kesildi . Bu işlemden sonra distile su (de-iyonize) ile ultrasonik temizleyicide yıkandı ve sırasıyla aseton ve izopropil alkol banyosundan geçirildiler. Daha sonra alttaşlar basınçlı azot gazı ile kurutuldu. Son hazırlık işlemi olarak alttaşlar fırında 90°C sıcaklıkta 1 saat süreyle ısıtılarak temizleme işlemi tamamlandı.

3.1.1 Flash (Püskürtmeli) Evaporasyon Tekniği

Alaşımilar sert bir eğe ile rendelenerek çok ince toz haline getirildi. Tungsten potadan oluşan elektrotlara 200 A'lik AC akım kaynağı bağlanarak 2000-2500°C sıcaklığına kadar ısıtıldı. Toz haline getirilmiş alaşım malzemeler toz tutucuya yerleştirilerek küçük parçalar halinde pota üzerine yavaşça püskürtüldü. Böylece ani olarak buharlaşan tozlar alttaş üzerinde yoğunlaşarak filmler meydana getirdi. Bu sırada sistemin basıncı 10^{-6} Torr düzeyinde tutuldu.

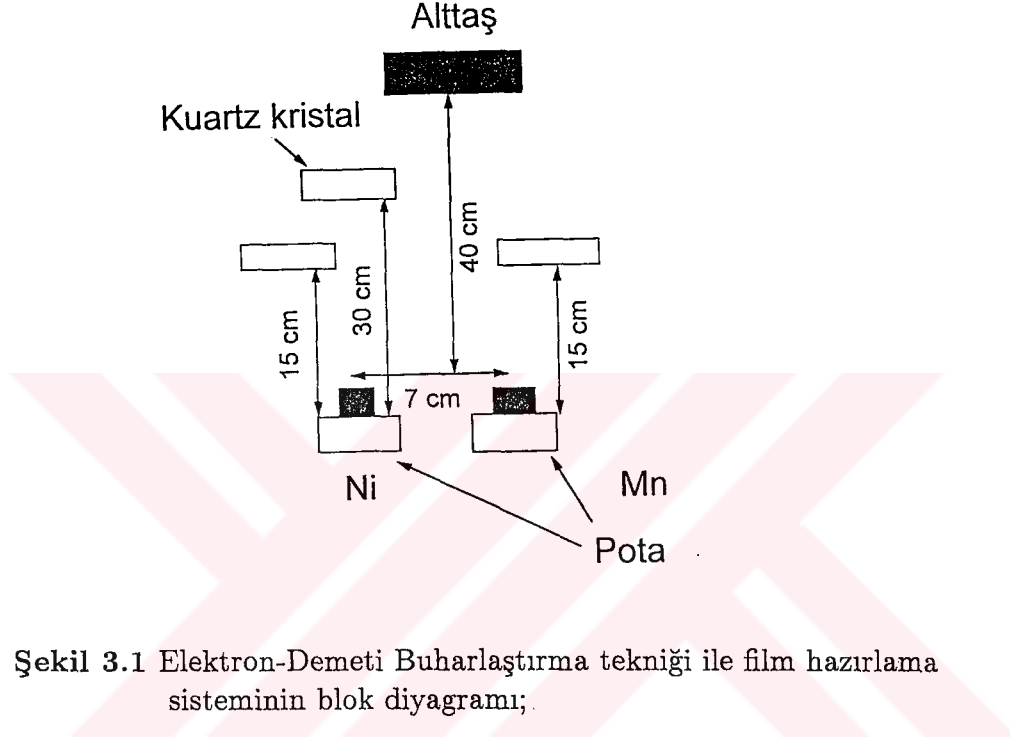
3.1.2 Elektron-Demeti Buharlaştırma (Elektron-Beam Evaporasyon) Tekniği

1×10^{-8} Torr'luk bir vakum içinde (Şekil 3.1'de görüldüğü gibi) değişik poatalardaki alaşım bilşenleri elektronlarla bombardıman edilerek istenen oranda buharlaştırıldı. Böylece koparılan atomlar quartz camlar üzerinde alaşım filmler oluşturdu. Film kalınlıkları quartz monitörle kontrol edildi. Uygun elektron akımı ve buharlaştırma süresi seçilerek istenen kalınlıkta filmler hazırlandı. Elektron-Demeti Buharlaştırma sisteminin blok diyagramı Şekil 3.1 de verilmiştir.

3.2 Ölçüm Teknikleri

Hazırlanan filmler üzerinde ESR, ac. ve dc. direnç ve magnetodirenç ölçümleri yapıldı . Her ölçüm tekniğine ait özellikler aşağıda alt bölümler halinde özet olarak verilmektedir. İnce filmleri hazırlanan örneklerin bazıları üzerinde ESR

spektrometresi ile SDR spektrumları alınarak filmin magnetik parametrelerinin sıcaklık ve açı bağımlılığı analiz edildi. Direnç ölçümleri için bilgisayarla otomatizasyon programları tamamen bizim tarafımızdan yazıldı.



3.2.1 ESR tekniği

Deneylerimizde Bruker EMX spektrometresi kullanıldı . Bu spektrometrenin blok diyagramı Şekil 3.2 de verilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi bu spektrometre başlıca şu kısımlardan oluşmaktadır: a) Mikrodalga üretici (kaynak sistemi): Mikrodalga kaynak sisteminin temel elemanı katı hal diyodudur. b) Dalga klavuzları ve kavite klavuz sistemi: Deneylerimizde TE_{102} modunda titreşen dikdörtgen prizmatik biçimdeki bir kavite kullanıldı . Bilindiği gibi,

ESR deneylerindeki temel etkileşmenin türü magnetiktir. Dolayısıyla, örneğin bulunduğu konumda mikrodalganın magnetik alan bileşeninin maksimum ve elektrik alan bileşeninin de minimum olması istenir. Bu nedenlerden dolayı , TE₁₀₂ modunda titreşen bir kavite kullanılması durumunda örneğin hacmi oldukça küçük tutularak kavitenin tam ortasına yerleştirilmelidir. Kavite içindeki mikrodalganın bir kısmı örnek tarafından soğurulurken diğer bir kısımda kavite duvarları tarafından soğurulur. c) **Elektromagnet** : Böyle bir sistemle, rezonans olayı için gerekli olan statik magnetik alan oluşturulur. Bu sistemin temel elemanları bir çift elektromıknatıs ve bunları besleyen güç kaynağından ibaretir. Doğru akım kaynağının beslediği bu elektromıknatıs ile 0-22 kG arasında değişen değerlerde magnetik alan elde edilebilir. Elektromıknatısın oluşturduğu magnetik alan mıknatısın kutuplarından biri üzerine konmuş Hall probu ile kontrol edilir. Özellikle yüksek magnetik alanlarda ortaya çıkan ısınmayı önlemek için, sistem su ile sürekli olarak soğutulur. d) **Rezonans sinyalinin algılayan "dedektör ve modülasyon sistemi"**: Örnek tarafından soğurulan mikrodalga enerjisi bu sistemle ölçülür. Statik magnetik alan ve mikrodalga frekans değerleri rezonans bölgesinin dışında iken, mikrodalga enerjisi kaviteden yansıyarak kristal dedektöre gider. Bu dedektör, üzerine düşen mikrodalga gücünün karekökü ile orantılı olarak çıkış akımı verir. Bu sinyalin türevi magnetik alana bağlı olarak kaydediciye verilir.

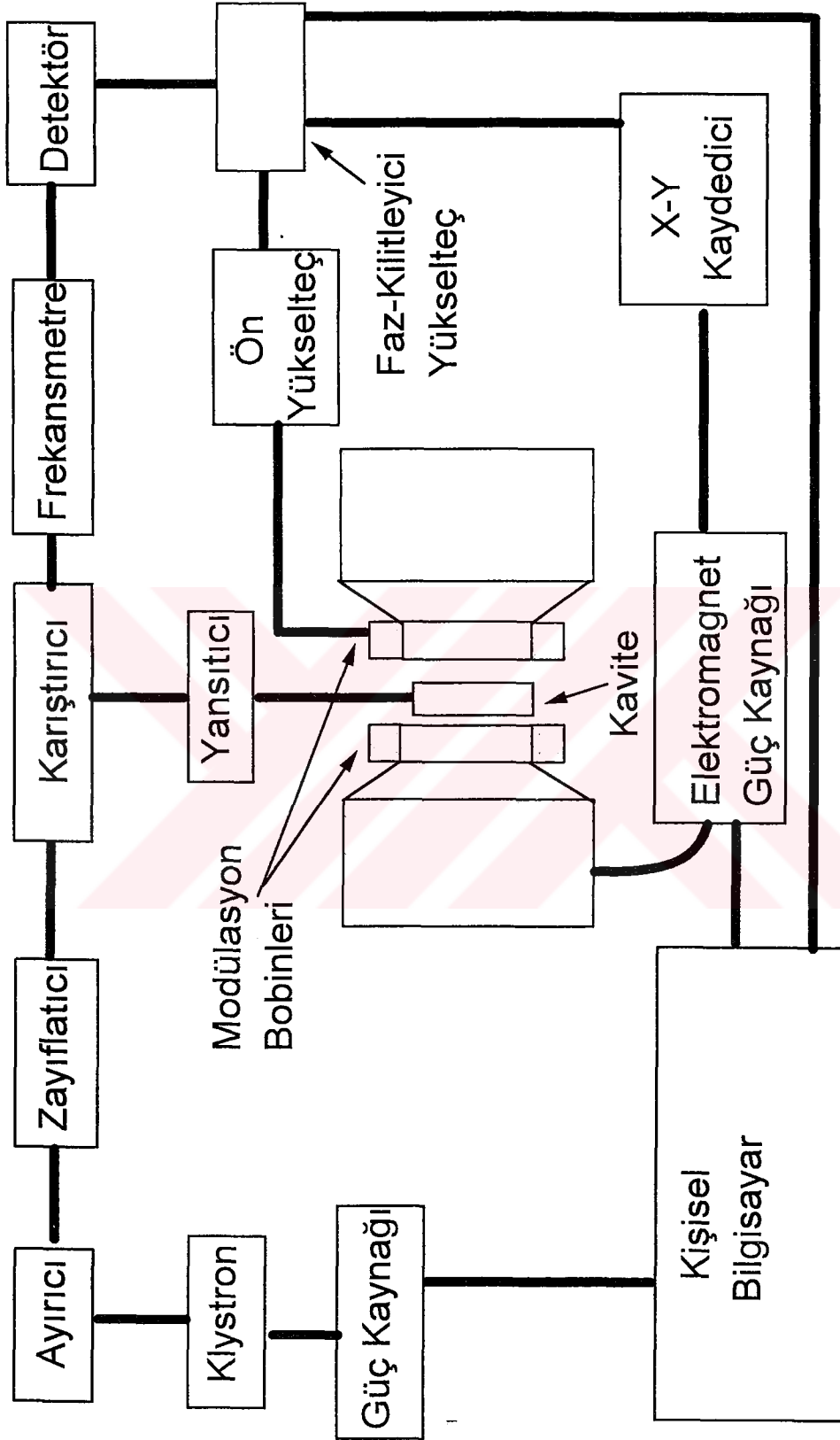
3.2.2 Direnç Ölçüm Tekniği

Direnç ölçümleri için iki farklı krostat kullanıldı. Bunlardan birisi ticari Lake-Shore firmasına ait VT-100 Continous Flow Cryostat (Sıvı helyum üfleli), ikincisi ise tamamen kendi tasarımı olan (home-made) Kontrollu Daldırma Tekniği (KDT) ile çalışan kryostatır. VT-100 cryostatında Si diyot termometresi ile Karbon-Glass termometre aynı anda kullanılarak örneğin sıcaklığı 0.01 K hassasiyetle ölçüldü. Kendi tasarımı olan cryostat ta ise sıcaklık sadece Karbon-Glass termometre ile ölçüldü ve hassasiyeti 0.001K oranında gerçekleşti. Bu

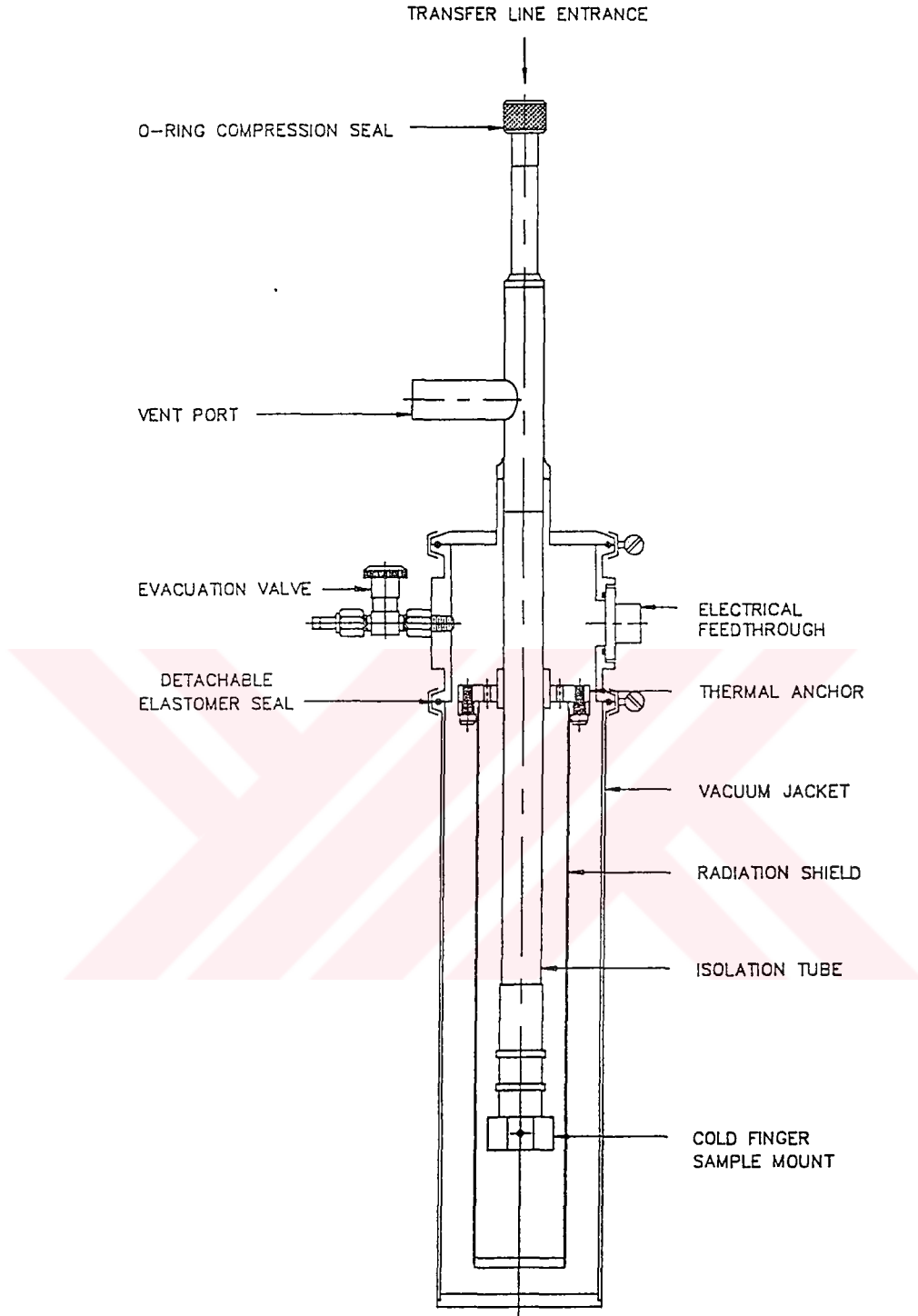
cryostatların şematik diyagramları Şekil 3.3 ve Şekil 3.4’de verilmiştir. Örnekleri bağladığımız örnek tutucu ise Şekil 3.5’de gösterilmiştir. Karbon Glass termometrenin sertifikalı Sıcaklık-Direnç davranışı ise Şekil 3.6’da görülmektedir. Biz ilk deneme ölçümlerimizden sonraki ölçümlerimizi helyum sarfiyatının çok az olduğu kendi tasarımıımızı kullanarak yaptık.

3.2.2.1 ac. Direnç Ölçüm Tekniği

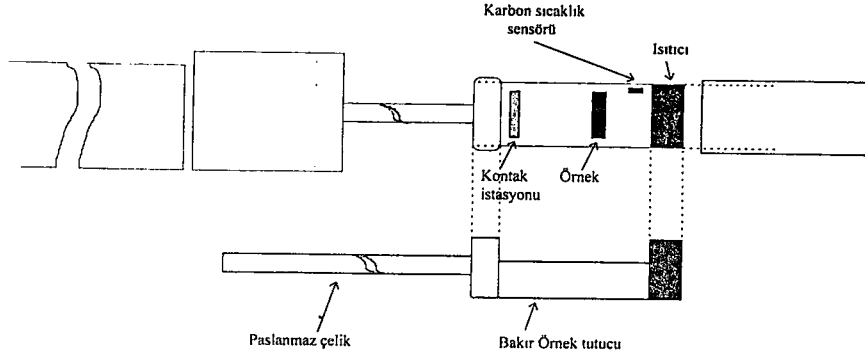
Çok küçük değişimleri gözliyelemek için direnç ölçmenin en kullanışlı yolu ac-köprü tekniğidir. Bu ölçüm sistemindeki hassasiyetin en önemli nedeni kontak dirençlerinin etkisinin ve kontak noktalarında oluşan ısısal elektrik voltajlarının sıfırlanmasından kaynaklanmaktadır. ac direnç ölçme sisteminin gürültü düzeyi Şekil 3.7 ’de gosterilmistir. Direnç ölçümleri için ac direnç köprü devresi Şekil 3.8’de verilen diyagrama uygun olarak kuruldu. Bu sistemle voltaj ölçümleri 10^{-6} ’da 1 hassasiyetle gerçekleştirildi. Devremizde kullanılan akım kaynağı en fazla 0-1 mA sağlayabilmekte ve geniş bir frekans aralığında (0-5kHz) çalışabilmektedir.



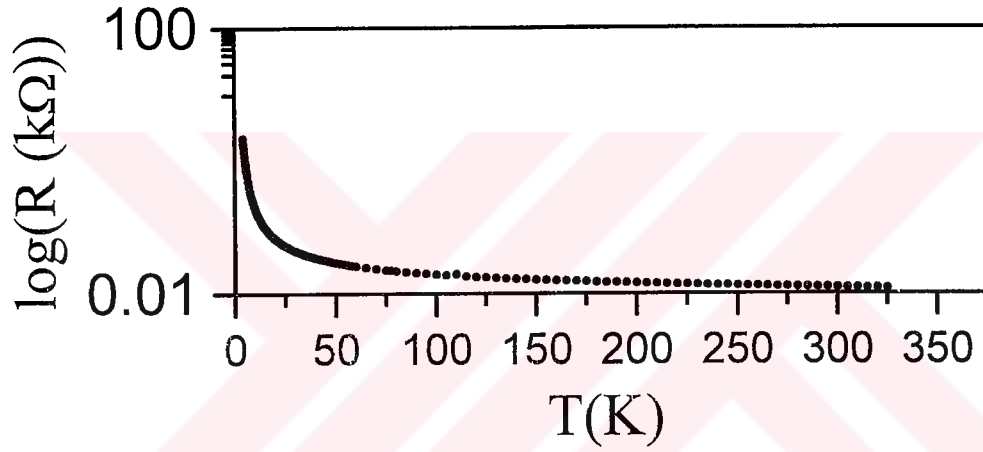
Şekil 3.2 ESR spektrometresinin Blok diyagramı



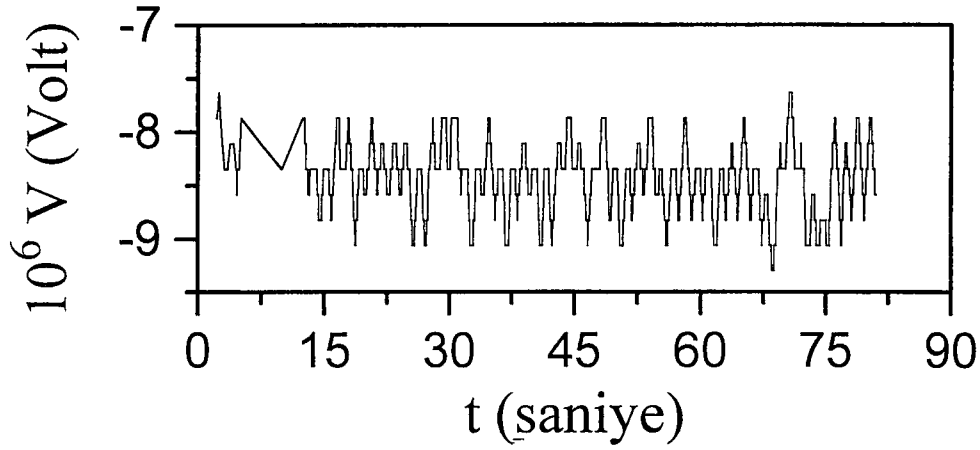
Şekil 3.3 Deneylerimizde kullanılan Lake-Shore firmasından alınan ticari cryostatın blok diyagramı



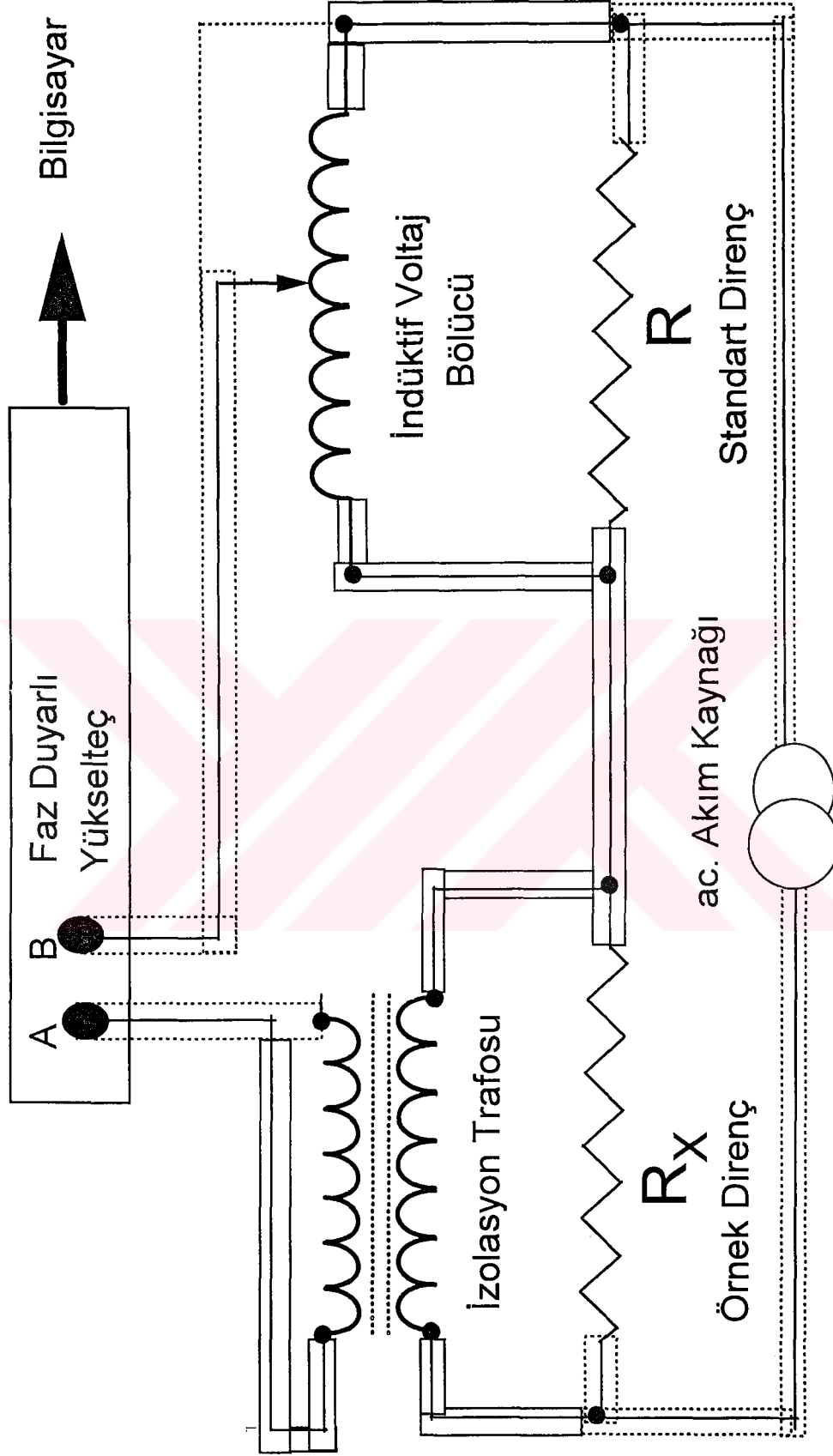
Şekil 3.5 Direnç ölçümlerinde kullanılan örnek tutucu ve Karbon-Glass sıcaklık algılayıcısının pozisyonları;



Şekil 3.6 Karbon-Glass termometresinin sertifikalı sıcaklık direnç davranışı;



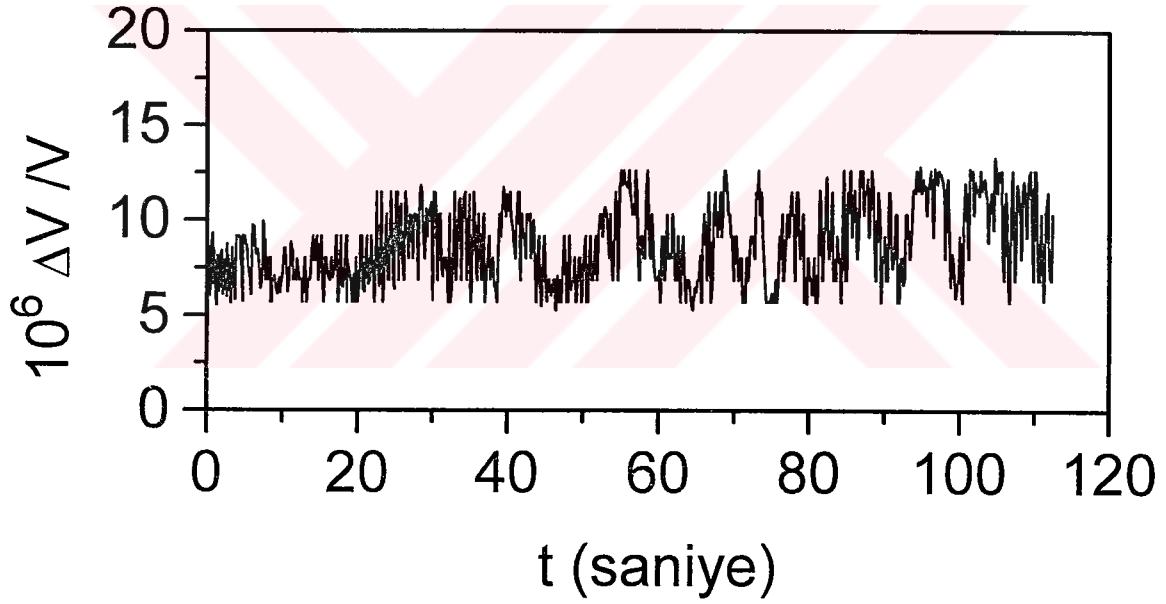
Şekil 3.7 Deneyde kullanılan ac köprüsünün ölçüm sisteminin gürültü düzeyi;



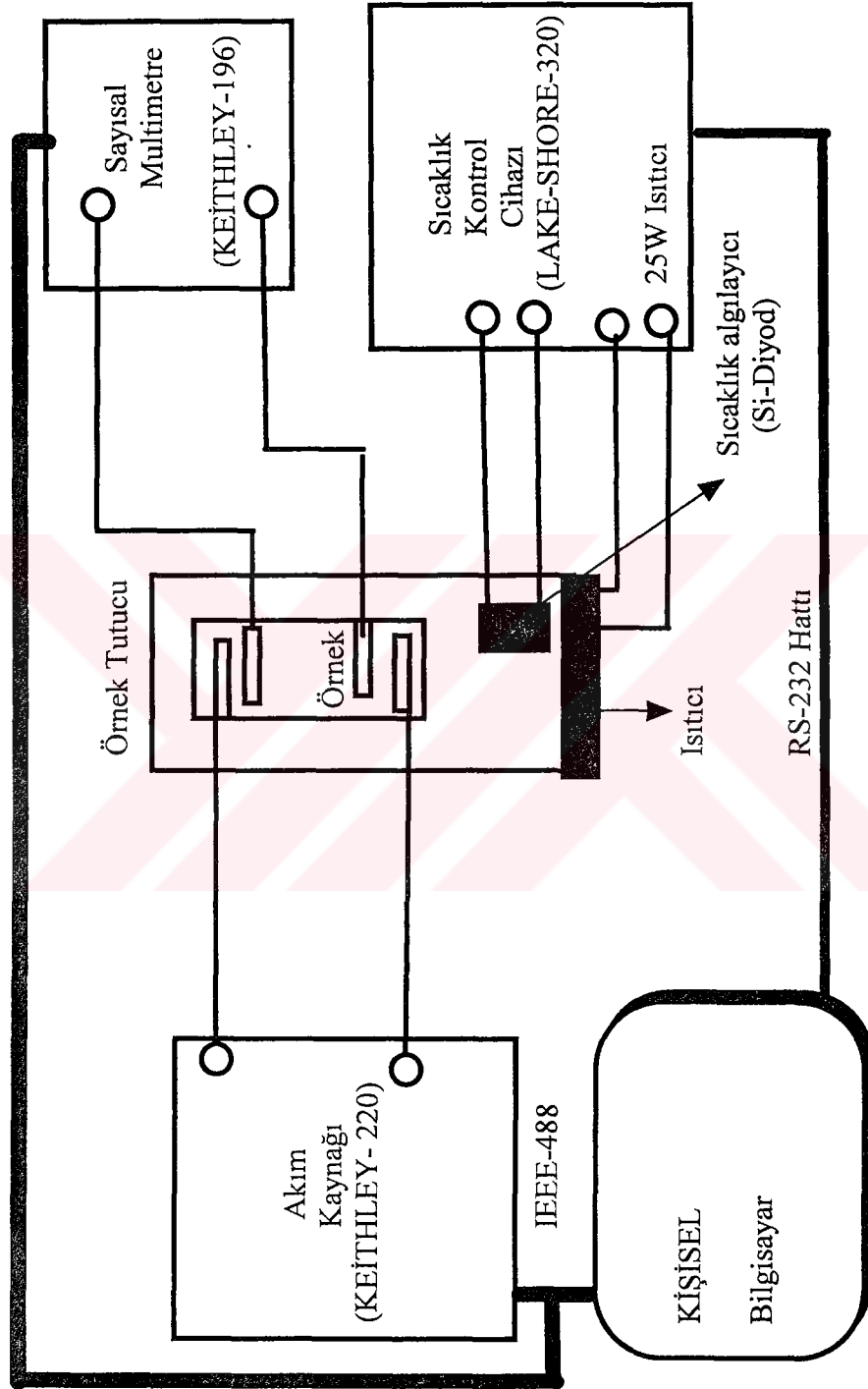
Şekil 3.8 Deneyde kullanılan ac direnc ölçüm sisteminin blok diyagramı

3.2.2.2 dc. Direnç Ölçüm Tekniği

Dc direnç ölçümleri dört nokta yöntemiyle gerçekleştirildi. Deneylerde Keithley 220 sabit akım kaynağı kullanıldı . Ölçümlerde kullanılan akım kaynağının duyarlılığı 10^{-9} A düzeyindedir. Voltaj ölçümü için 100 nV voltaj değişimlerine duyarlı Keithley 196 Sayısal Multimetre (DMM)'den yararlanıldı . Ölçüm sisteminin gürültü düzeyi Şekil 3.9'da genel devre diyagramı ise Şekil 3.10'de ve verilmiştir



Şekil 3.9 Deneyde kullanılan dc tekniği ölçüm sisteminin gürültü düzeyi



Şekil 3.10 dc Ölçüm tekniği ile direnç ölçüm sisteminin devre diyagramı

BÖLÜM 4

DENEYSEL BULGULAR VE ANALİZLERİ

4.1 SPİN DALGA REZONANS (SDR) İNCELEMELERİ

Bu bölümde, NiMn alaşım filmlerinde yapılan deneysel spin dalga rezonansı (SDR) çalışmaları verildi. $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$, $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$, $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ ve $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filmleri üzerinde Spin Dalga Rezonans (SDR) ölçümleri yapıldı. NiMn amorf ve polikristal alaşım filmlerinin ESR spektrumlarının davranışına bakıldı. Film kalınlıklarının ve konsantrasyonun manyetik parametreler üzerindeki etkisi araştırıldı. Yapılan deney ve sonuçları ayrıntılı bir biçimde incelenerek alt bölümler halinde verildi. Spin Dalga Rezonansı film yöneliminin ve sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü. Alınan SDR spektrumlarında çoklu piklerden oluşan Spin Dalga Modları (SDM) gözlemlendi. Bu spektrumların yönelim ve sıcaklığa bağımlılıkları araştırıldı ve manyetik parametreler (Bölüm 2’de verilen modelle) elde edildi. Filmlerin manyetik parametrelerine sıcaklık, kalınlık ve bazı katkı metallerinin etkisi araştırıldı. Örneğin manyetik durumunu karakterize eden tüm parametreler (D , $K_{1,2,3}$, $k_{1,2}^s$, H_A , $4\pi M$ vb.) olabildiğince yüksek bir duyarlılıkla elde edildi. Bu örneklerden elde edilen sonuçlar ayrı ayrı alt bölümlerde detaylı olarak sunuldu.

4.1.1 Amorf $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve, $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ Filmleri

$\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ alaşımlarının amorf filmleri ani buharlaştırma tekniği ile hazırlandı . Hazırlanan filmlerin ESR spektrumları oda sıcaklığında alındı. Manyetik olmayan Pt atomlarının manyetik yapı üzerindeki etkisi araştırıldı. $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinin spektrumlarının yönelime bağlı olan davranışları sırasıyla Şekil 4.1 ve 2 de verildi. Bu grafiklerde noktalar deneysel değerleri kesikli çizgiler ise modelden deneysel spektrumlara en iyi uyarlama işlemi yapılarak elde edilen teorik spektrumları göstermektedirler. Grafiklerde netliği sağlamak için kuramsal spektrumların sıfır seviyesi ilgili deneysel spektruma göre bir miktar aşağıya kaydırılmıştır. Kuramsal spektrumlarla deneysel olanlar arasındaki uyum kabul edilebilir düzeydedir. Bu şekillerden de görüldüğü gibi, manyetik alanın film normali ile yaptığı açı yeterince küçük olduğunda oda sıcaklığında alınan ESR spektrumları çoklu rezonans piklerinden oluşmaktadır. Bunlardan en yüksek alanda ortaya çıkan ikisi bazı açılarda yüzey modlara karşı gelen pikler olduğu teorik analiz sonucu bulunmuştur. Diğerlerinin ise hacımsal (bulk) modlara karşı gelen pikler olduğu belirlenmiştir. Dik pozisyon-da görülen yüzey piklerine dikkat edilecek olursa, pikler 35° ye kadar görülmekte ve şiddetleri açıyla hızlı bir şekil artmaktadır. Diğer taraftan hacim modlarının şiddetleri artan açı ile zayıflamakta ve bu kritik açıda sıfıra gitmektedirler. Bu açıda maksimum değerini alan yüzey pikleri ise spektrumun yegane pikini oluşturmaktadırlar. Diğer bir ifade ile, bu kritik açı değerinde yüzey moduna karşı gelen pikler uniform (pinlenmemiş yüzey şartına karşı gelen homojen veya diğer bir deyişle Kittel) moduna dönüşmektedirler. Açı daha da büyüyünce tekrar yüzey "pinning" parametresi sıfırdan farklı bir değer almakta ve bundan sonra az sayıda da olsa bulk modları tekrar ortaya çıkmaktadırlar. Ayrıca hem yüzey ve hem de hacim modlarına karşı gelen piklerin rezonans alanları artan açı ile düşük alanlara doğru kaymaktadırlar. Bu yönelim bağımlılığı düşük açılarda çok daha belirgindir. Spektrumların açıyla değişimleri uyarlama yapılarak iki haimsal (bulk) mod arasındaki uzaklıktan D (değiş- tokuş)

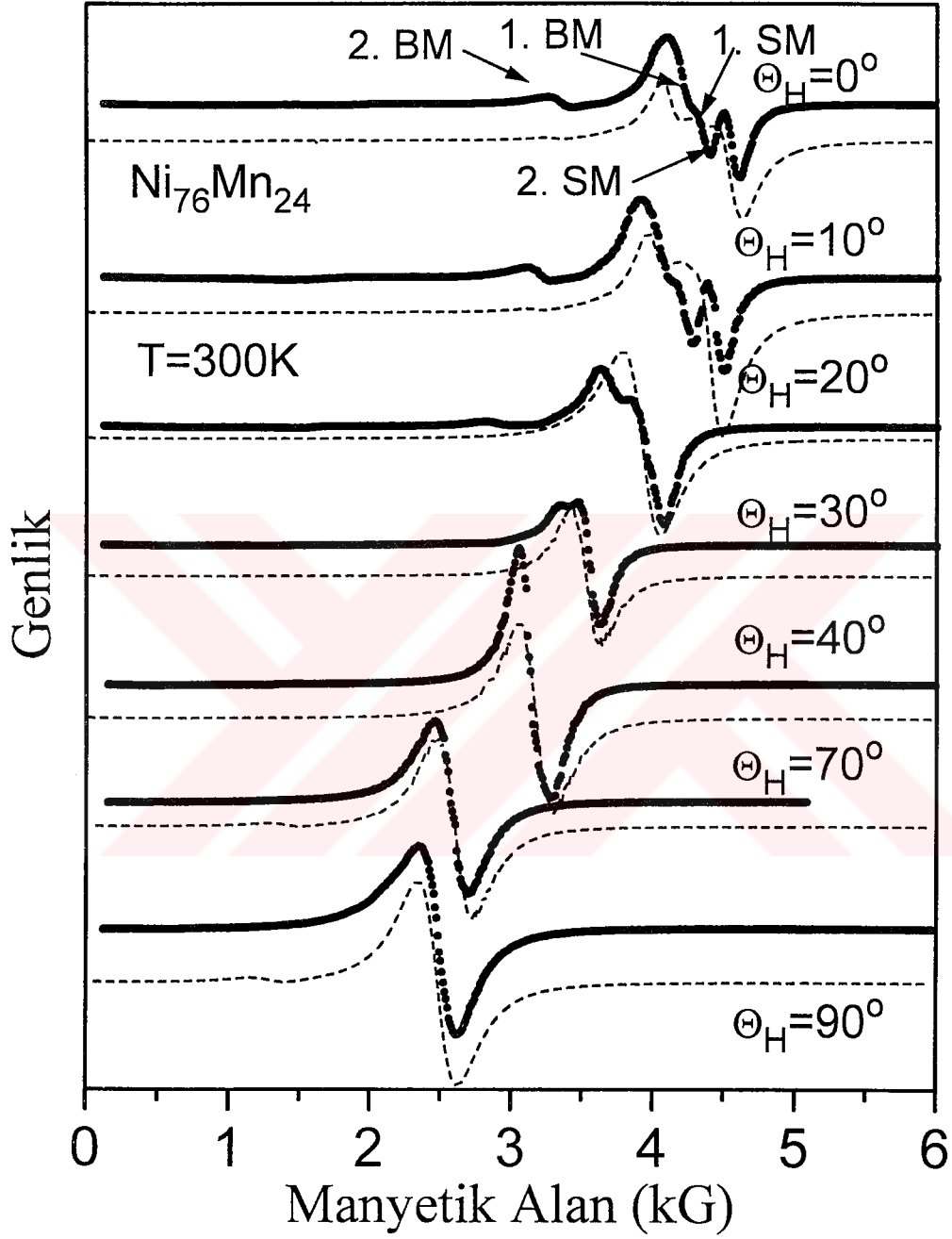
parametresi tam olarak belirlendi. D belirlendikten sonra yüzey modlarının yerleri spektrumlarda şiddet oranları dikkate alınarak ayarlandı . **Şekil 4.1**'ye dikkat edilirse birinci yüzey modla birinci bulk modlarının rezonans alanları birbirlerine oldukça yakındır. Bu bulgu birinci yüzey anizotropi parametresinin çok küçük olduğunun bir işaretidir. Birinci yüzeyin anizotropi parametresi, $k_{s,1}$ ikinci yüzeyinkinden çok daha küçüktür (**Tablo 4-1**). Yüzey modlarının hacim modlarına olan uzaklıkları platin katkılanmış örnekte çok daha fazladır.

Şekil 4.3 ve **Şekil 4.4** $Ni_{76}Mn_{24}$ ve $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ filmlerinin SDR spektrumlarının yüzey ve bulk modlarına ait rezonans alanlarının (H_R) oda sıcaklığında açıyla değişimini göstermektedirler. Burada, noktalar deneysel değerleri kesikli çizgiler ise modelden hesaplanan değerleri göstermektedirler. Deneysel H_R değerleri SDR spektrumlarının (taban baseline çizgisini) kestiği alan değerleri olarak ölçülmüştür. Şekillerde karışıklığı önlemek için yalnızca iki yüzey modu ile iki hacim modunun rezonans alanlarının açıyla değişimi verilmiştir. Ayrıca $Ni_{76}Mn_{24}$ filmi için **Şekil 4.3** yüksek alandan başlayarak düşük alanlara doğru sıralanan modlar, düşey ve kesikli bir çizgi ile belirtilen, kritik açıdan sonra hacim modlarına karşı gelirler ve bu açıdan sonra yüzey modlarından söz edilemez. Bu şekillere bakıldığında deneyle model arasında iyi bir uyum olduğu söylenebilir. Parametreler deneysel sonuçlara uygun değerleri verecek şekilde en küçük kareler yöntemi kullanılarak yazılan bir bilgisayar programıyla hesaplandı . **Bölüm 2**'de anlatılan modelle elde edilen parametrelerin oda sıcaklığındaki değerleri **Tablo 4.1** 'de verilmiştir. $Ni_{76}Mn_{24}$ filmi için yüzey modlara karşı gelen pikler dik pozisyonda görülmekte ve paralel pozisyonda görülmemektedir. Bu davranış yüzey anizotropisinin zor eksen (kolay yüzey) karakterinde olduğunun göstergesidir. **Şekil 4.4** de verilen $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ filminin rezonans alanlarının açıyla değişiminden görüldüğü gibi, yüzey modlar, her iki pozisyonda da (dik veya paralel durumda) ortaya çıkmaktadır. Buradaki deneysel değerlere tam uyum sağlayabilmemiz için filmin yüzeyindeki mıknatıslanmanın dik türevini göstermekte olan $\partial_n M/M_s$ parametresine sıfırdan farklı bir değer vermemiz gerekmiştir. Böylece deneysel rezonans alanlarının modelden elde edilen değerlere uyumu sağlanabilmektedir. Bu örnekte her iki durumda da yüzey pikinin ortaya çıkışı yüzey şartlarının fiziksel temeli ile ilişkilidir. Filmin bir yüzeyi alttaşa çok

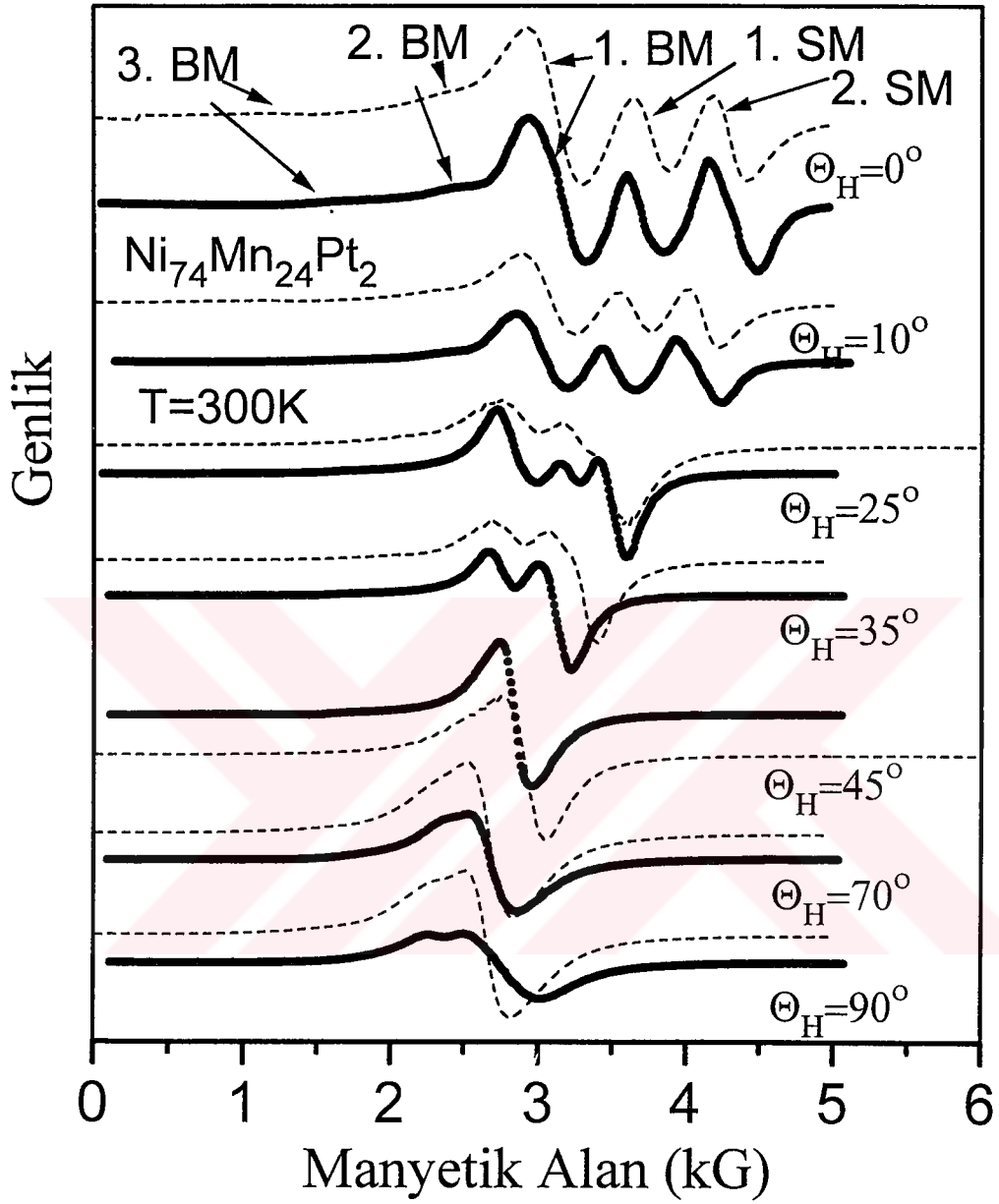
sıkı bir biçimde bağlı iken diğer yüzeyi ise serbest uzaya açıktır. Bunun sonucu olarak asimetrik yüzey çivileme "pinning" koşullarının ortaya çıkmasını beklemek normaldir. Filmin hazırlanmasına bağlı olarak filmin bir yüzeyindeki manyetik yapı ile diğer yüzeyindeki yapının farklı olması beklenir. Bu tür nedenler filmin her iki yüzeyinde farklı yüzey "pinning" çivileme parametrelerinin doğmasına neden olabilir. Bu asimetrik yüzey koşulları bir uygun modelle açıklanabilir.

Tablo 4.1 de verilen manyetik parametreler hakkında özetle şunlar söylenebilir. g faktörüne karşı gelen değer platin katkılı örnekte biraz daha büyüktür. Bu fark çok önemli değildir. Miknatıslanmadan kaynaklanan demanyetizasyon ve manyetik etkileşmelerden kaynaklanan hacimsel manyetik anizotropilerin bileşiminden oluşan etkin anizotropi değerleri ise katkısız örnekte çok daha büyüktür. Katkılı örnekte tek doğrultulu anizotropi de ortaya çıkmaktadır. Değiş-tokuş etkileşme parametresi platin katkısıyla bir miktar azalmıştır. manyetik olmayan katkının bu parametreyi düşürmesi beklenen bir olgudur. Ayrıca yüzey anizotropi parametresi platin katkısıyla azalmıştır. Yüzey anizotropiye katkı getiren ve yüksek mertebeli terimleri temsil eden parametrelere gelince platinli örnekte yüksek mertebeli terimlerin değeri sıfırdan farklıdır. Yani yüzey anizotropisi yalnızca tek eksenli olmayıp çift eksenli bir simetriye sahiptir.

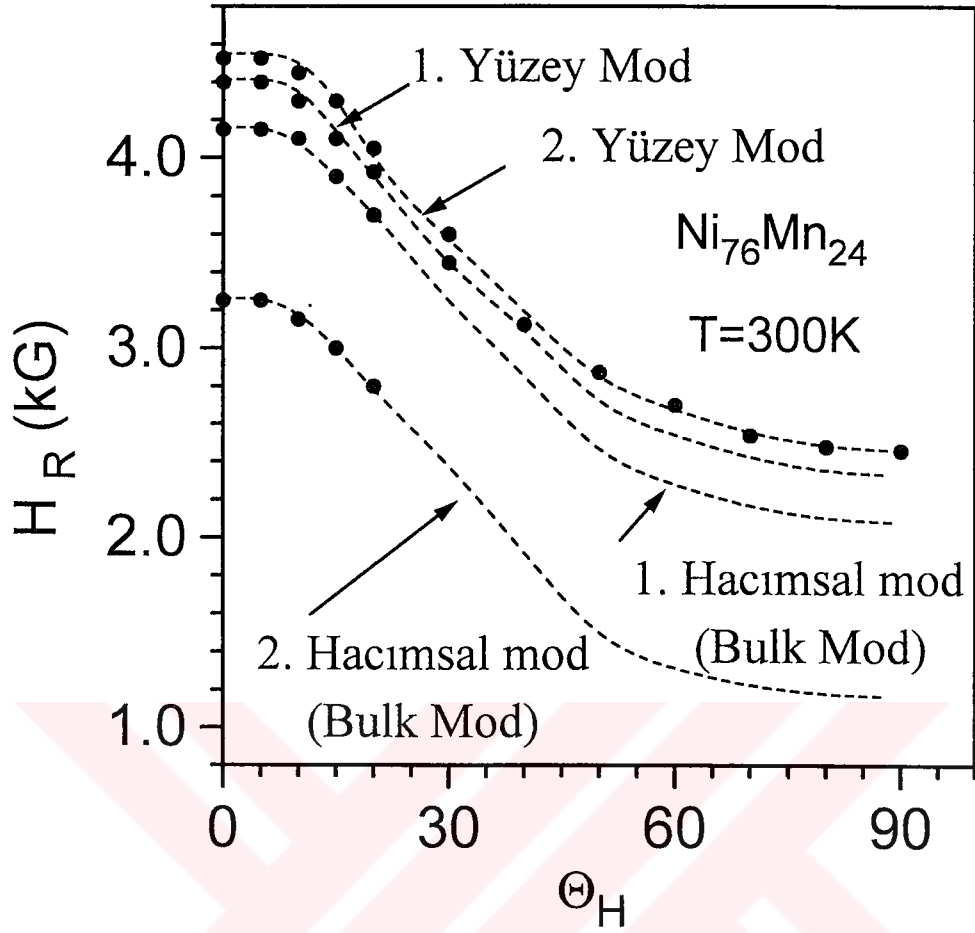
Şekil 4.5 ve Şekil 4.6 , uygulanan alanın yalnızca dik ve paralel yönelimleri için, sırasıyla $Ni_{76}Mn_{24}$ ve $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ filmlerinden seçilen bazı sıcaklıklarda alınan SDR spektrumlarını göstermektedirler. Spektrumlar modelle analiz edilirken uygulanan manyetik alanın dik ve paralel yönelimlerine ait spektrumlar birlikte değerlendirilerek parametrelerin olabildiğince doğru olarak belirlenmesi sağlanmıştır. Analiz esnasında dik yönetime ait spektrumlar için kullanılan parametreler paralel yönelimler için de kullanılmıştır. Ancak spektrumun daha iyi uyumunu sağlamak için gerektiğinde çizgi genişliklerinin farklı değerler almasına izin verilmiştir. Kuramsal analizlerin tümünde spektrometrenin kazancındaki değişimler dikkate alınarak SDR piklerinin şiddetleri normalize edilmiştir.



Şekil 4.1 Ni₇₆Mn₂₄ filminin T=300K sıcaklığında farklı θ_H değerlerinde dış manyetik alanın H, fonksiyonu olarak SDR spektrumları; Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik spektrumları, daireli noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir.

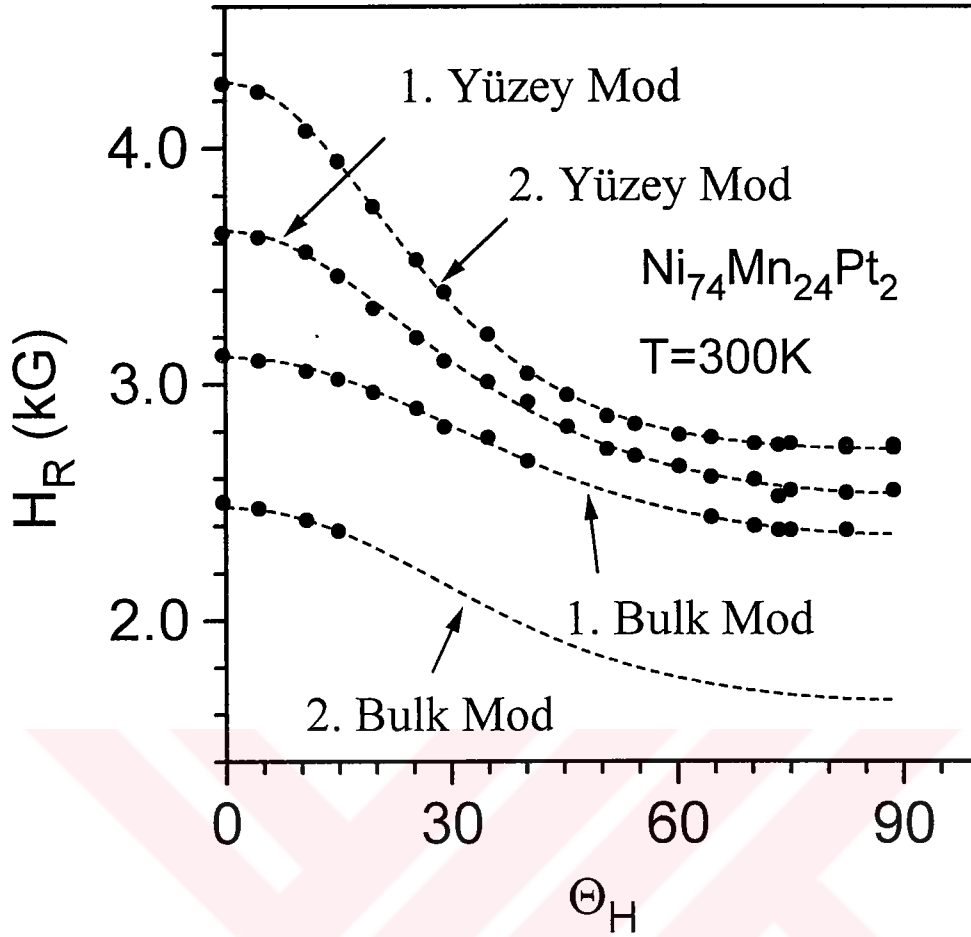


Şekil 4.2 Ni₇₄Mn₂₄Pt₂ filminin T=300K sıcaklığında farklı θ_H değerlerinde dış manyetik alanın H, fonksiyonu olarak SDR spektrumları; Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik spektrumları, daireler ise deneysel spektrumunu göstermektedir.



Şekil 4.3 $Ni_{76}Mn_{24}$ filminde $T=300K$ sıcaklığında Rezonans alanlarının H_R , θ_H 'ın fonksiyonu olarak değişimi; Burada θ_H uygulanan dış manyetik alanın film normali ile yaptığı açığı göstermektedir. Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel noktalar ise deneysel rezonans alan değerleri göstermektedir.

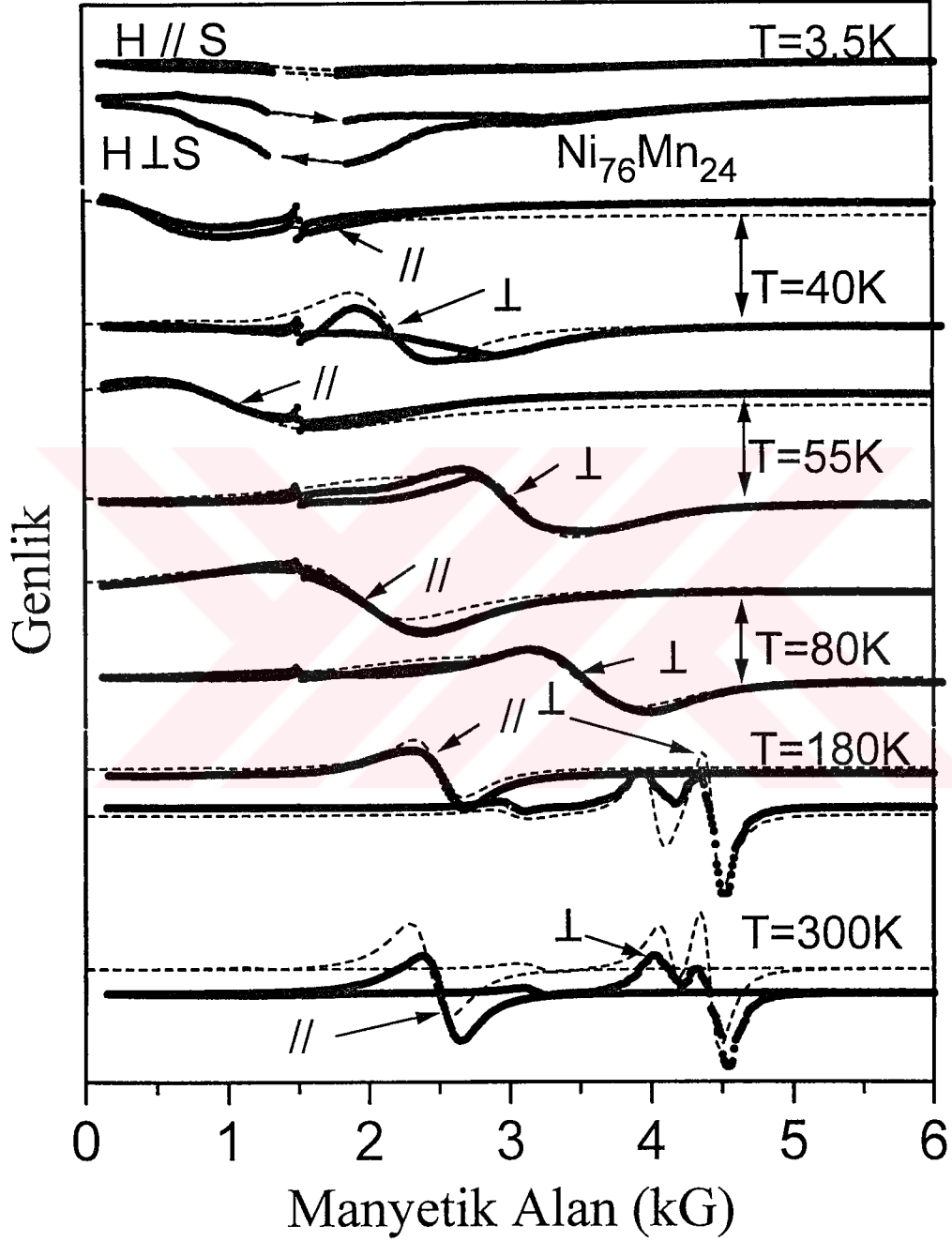
Şekil 4.5 Şekil 4.6 şekillere dikkat edilecek olursa spektrumlar azalan sıcaklıkla düşük alanlara doğru kaymaktadırlar. Bu davranış tek-doğrultulu (unidirectional) anizotropinin sıcaklıkla artıyor olmasından kaynaklanmaktadır. Şekil 4.7'de, dik ve paralel pozisyonadaki rezonans alan değerlerinin sıcaklığa bağlı davranışını göstermektedir. Dikkat edilirse, $Ni_{76}Mn_{24}$ filmi için dik ve paralel pozisyon rezonans alan değerlerinin sıcaklık düştükçe düşük alanlara kaymaktadır. Bu kayma tek-doğrultulu (unidirectional) anizotropisinin büyümesinden kaynaklanmaktadır.



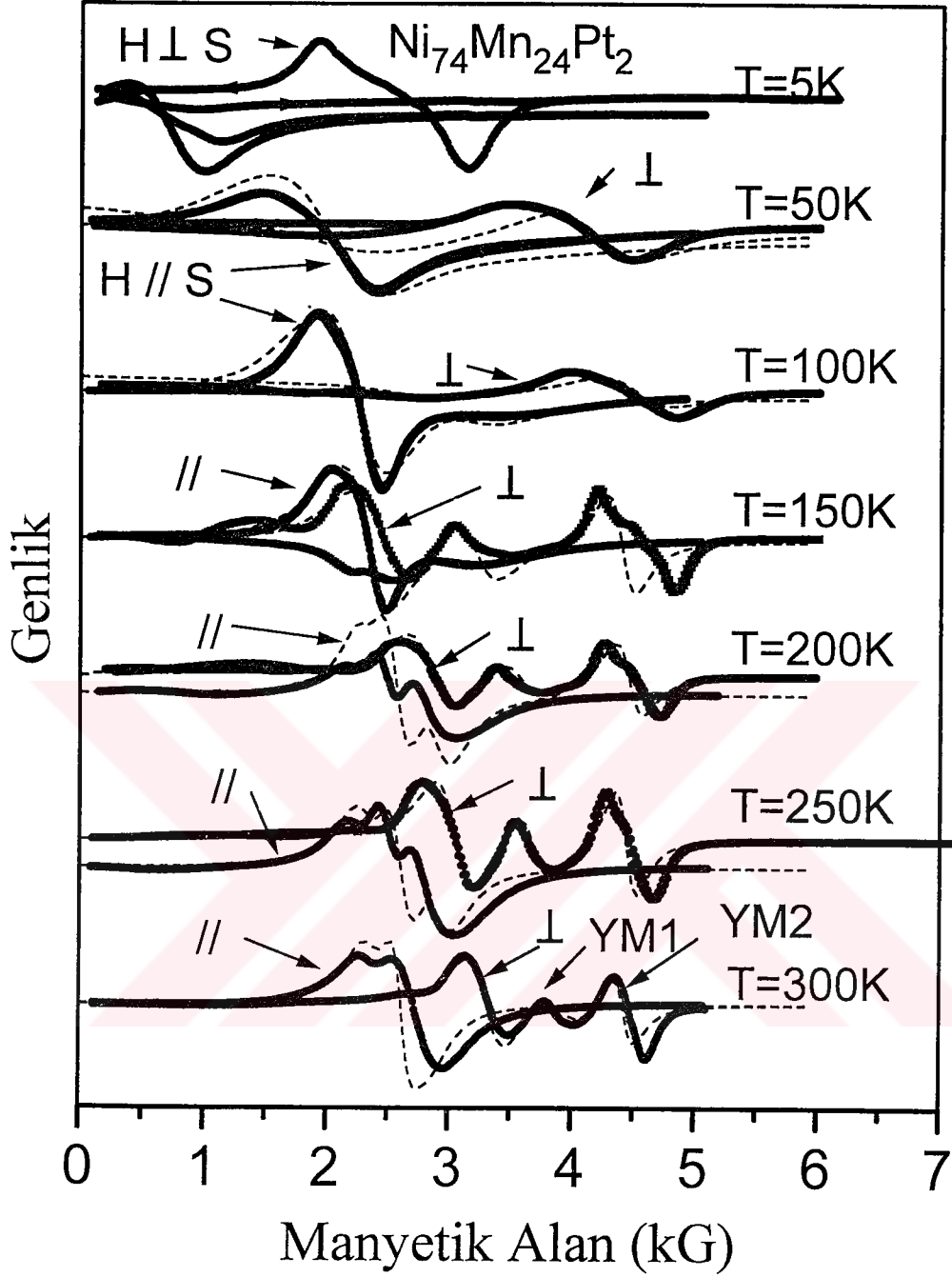
Şekil 4.4 $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filminde $T=300\text{K}$ sıcaklığında Rezonans alanlarının H_R , θ_H 'in fonksiyonu olarak değişimi; Burada θ_H uygulanan dış manyetik alanın film normali ile yaptığı açıyı göstermektedir. Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel noktalar ise deneysel rezonans alan değerleri göstermektedir.

Spektrumların sıcaklığa göre uyarılma işlemlerini yaparken düşük sıcaklıklara doğru indiğimizde her doğrultuda ek bir alan dış alana eklenmesi gerekmektedir. Bu etki filmin yöneliminden bağımsız olarak ve her zaman mıknatıslanma yönünde ortaya çıkmaktadır. Bu etkinin davranışı üstel bir değişim göstermektedir ve $H_{\text{Tek-doğ.}} = H_o e^{-T/T_o}$ biçiminde tasvir edilebileceği görülmüştür (Şekil 4.8). Teorik modelden elde edilen değerlere üstel benzetişim yaptığımızda $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filmi için $H_o = 7.66$ kG ve $T_o = 30\text{K}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmi için ise $H_o = 2.18$ kG ve $T_o = 100\text{K}$ değerleri elde edilmiştir. Şekilden görüleceği gibi bu alan $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filminde 200K gibi yüksek sıcaklıkta başlarken $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminde 100K 'da itibaren ortaya çıkmaktadır. Tek-doğrultulu değiş-tokuş alanının nedenini spin bunalımına

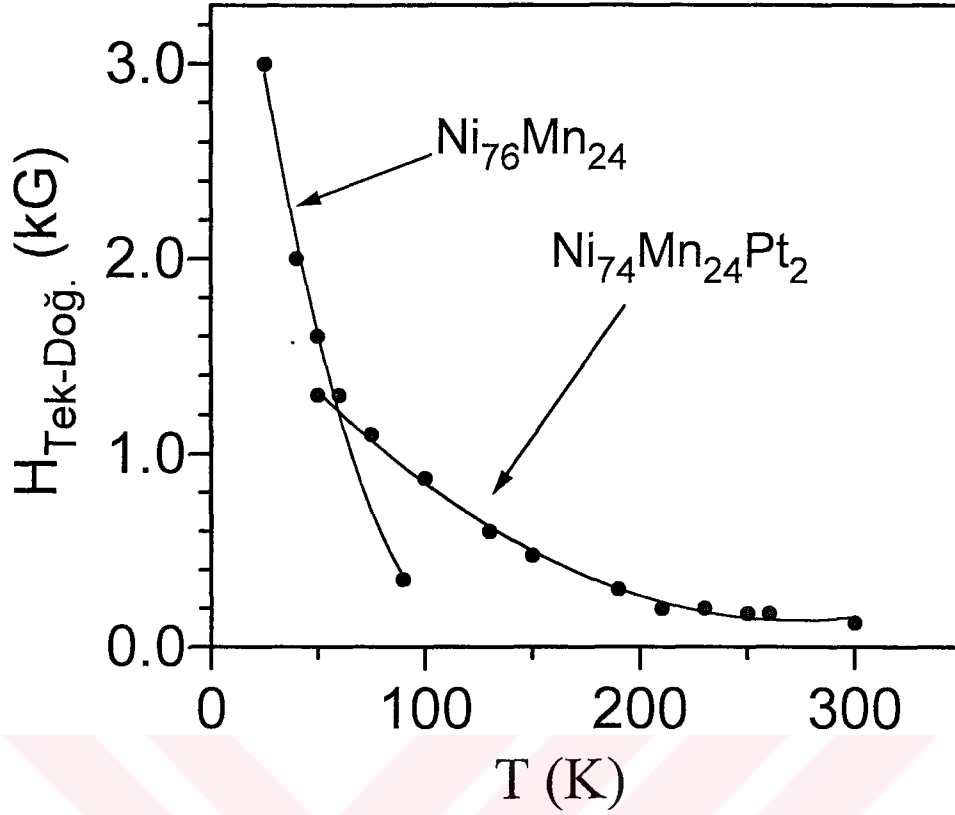
(frustration) bağlanmaktadır. Pt safsızlıkları bu tür alaşımlarda düzensizliği arttırdığından dolayı spin bunalımı çok daha yüksek sıcaklıklara kaymaktadır.



Şekil 4.5 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminin farklı sıcaklıklarda dik ve paralel geometrilerde SDR spektrumları; Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik spektrumu, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarının göstermektedir.

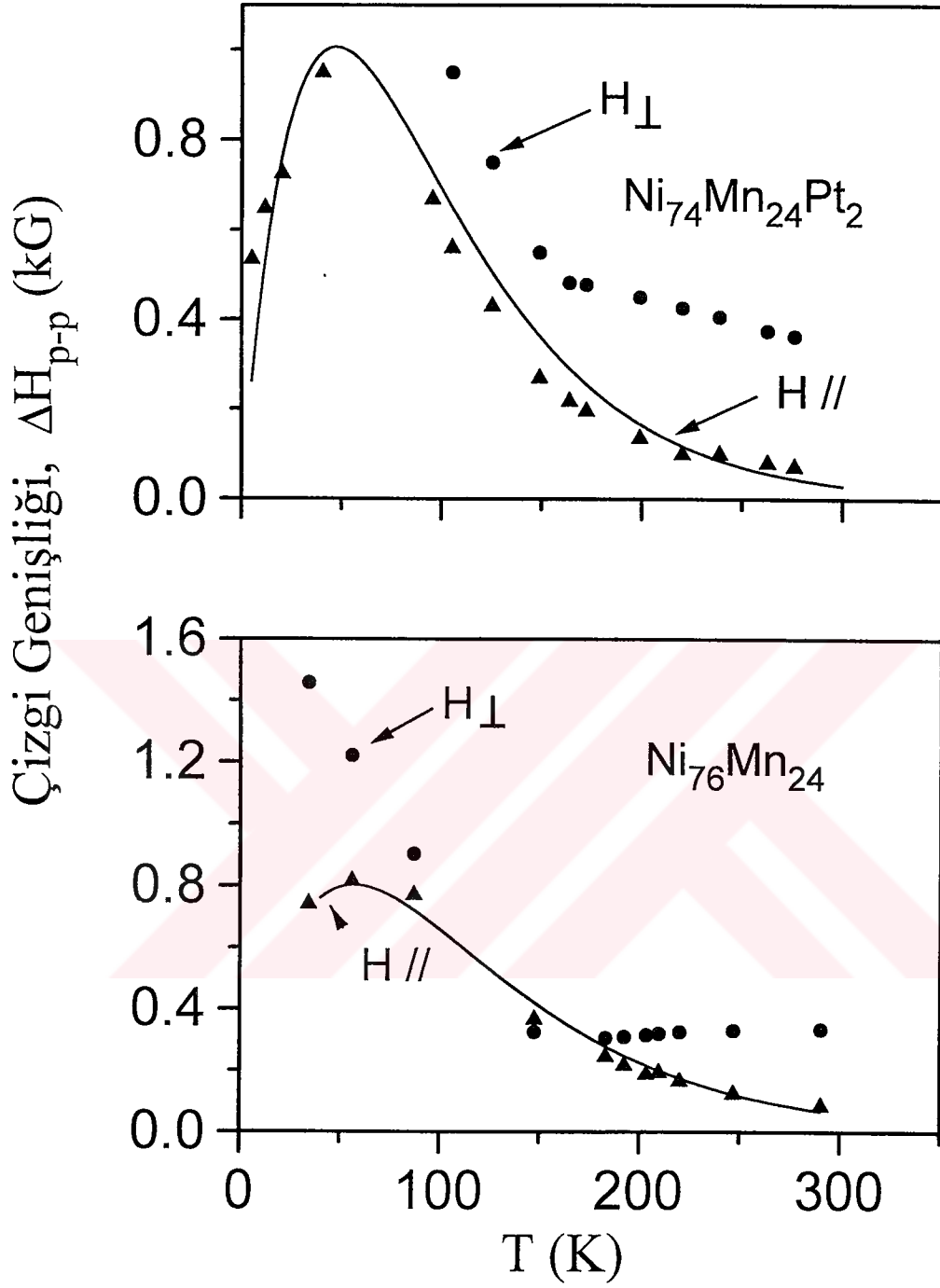


Şekil 4.6 $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filminin farklı sıcaklıklarda dik ve paralel geometrilerdeki SDR spektrumları; Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik spektrumu, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarının göstermektedir.

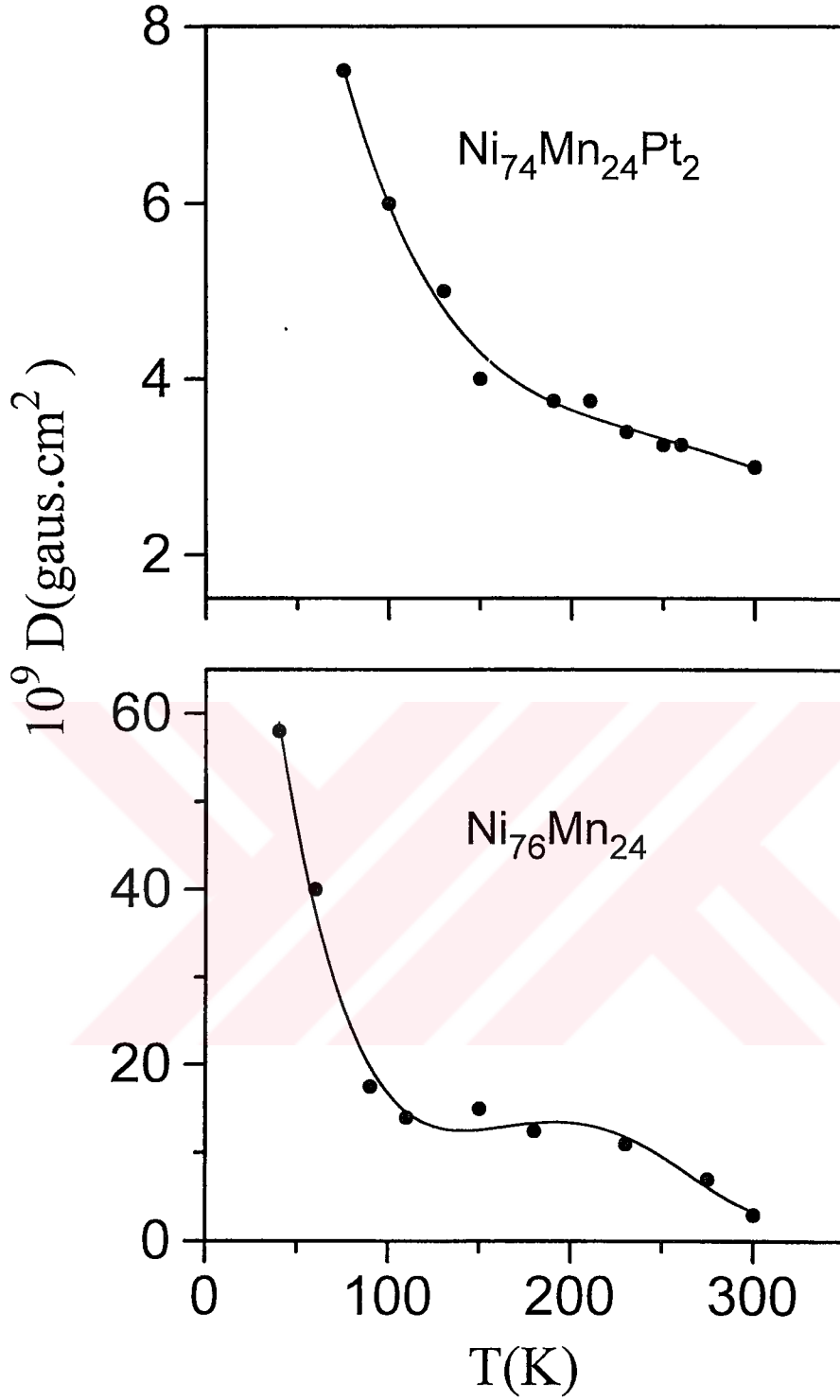


Şekil 4.7 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde Tek-doğrultulu (Unidirectional) Anizotropinin ($H_{\text{Tek-Doğ.}}$) sıcaklıkla değişimi; Pt katkılı örnekte oda sıcaklığından itibaren anizotropi indüklenmesine rağmen, katkısız örnekte $T \approx 100\text{K}$ civarında indüklenmektedir.

Deneyisel spektrumlardan çizgi genişlikleri $\Delta H(T)$ T'nin fonksiyonu olarak görülmektedir (Şekil 4.9). Grafiklerde $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ ana rezonans pikinin çizgi genişliğinin (pikten-pike) $\Delta H_{//}$ ve $\Delta H_{\perp}$ 'ın sıcaklığa göre davranışını göstermektedir. Sıcaklık düştükçe dik pozisyonda spektrumların çizgi genişliği belli bir sıcaklığa kadar azalmakta ve daha düşük sıcaklıklarda yeniden ve çok hızlı bir şekilde artmaktadır. Çok daha dikkat çeken bir nokta ise düşük sıcaklıklarda spektrumların histeri göstermeleridir. Yani spektrumların dış manyetik alanın artan veya azalan yönüne göre çizdirilmesi farklı sonuçlar vermektedir. Hatta sıcaklık çok daha düşürüldüğünde iyice genişleyen çizgiler nedeniyle neredeyse pikler kaybolmaktadırlar. Eğri genişliğinde bu denli artışlar manyetik düzensizliklerden kaynaklanıyor olmalıdır ve tek doğrultulu anizotropinin azalan sıcaklıkla artması ile uyum içindedir.



Şekil 4.8 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde tepeden-tepeye çizgi genişliğinin (ΔH_{p-p}) dik ve paralel pozisyonlar için sıcaklığın fonksiyonu olarak değişimi; Burada sürekli çizgi paralel pozisyon için simulasyon sonucu elde edilen değişimi göstermektedir.



Şekil 4.9 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde Değiş-Tokuş (exchange stiffness) etkileşme enerji parametresinin sıcaklıkla değişimi; $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminde D 'nin değerinin sıcaklıkla değişimine dikkat edilirse 150K civarında bir minimumdan geçtikten sonra azalan sıcaklıkla çok hızlı bir biçimde artmaktadır. Pt katkılı örnekte ise bu davranış nerdeyse ortadan kalkmıştır.

Çizgi genişliğinin bu davranışı Continentino (Continentino ve dig., 1983)'nın hesaplamasıyla bir benzerlik göstermektedir. Continentino kullandığı etkileşme Hamiltoniyeni $H=J(s.\sigma)+A.sx\sigma$ formundadır. Burada s rezonans spininin işareti σ ise iki düzeyli manyetik sistemi tasvir (TLS) etmektedir. J ve A ortalama çiftlenim sabitlerini göstermektedir. Bu hamiltoniyen çizgi genişliğine iki katkı içerir. Bu katkı enine ve boyuna bileşenlerinden ibarettir. Çizgi genişliğinin boyuna bileşeninin

$$\Delta H=H_i^*Te^{(-T/T_o)}$$

ifadesi ile verilir. Burada

$$H_i^* = \frac{2\pi SA^2 n_o k_B}{\gamma \hbar N_o V_o}$$

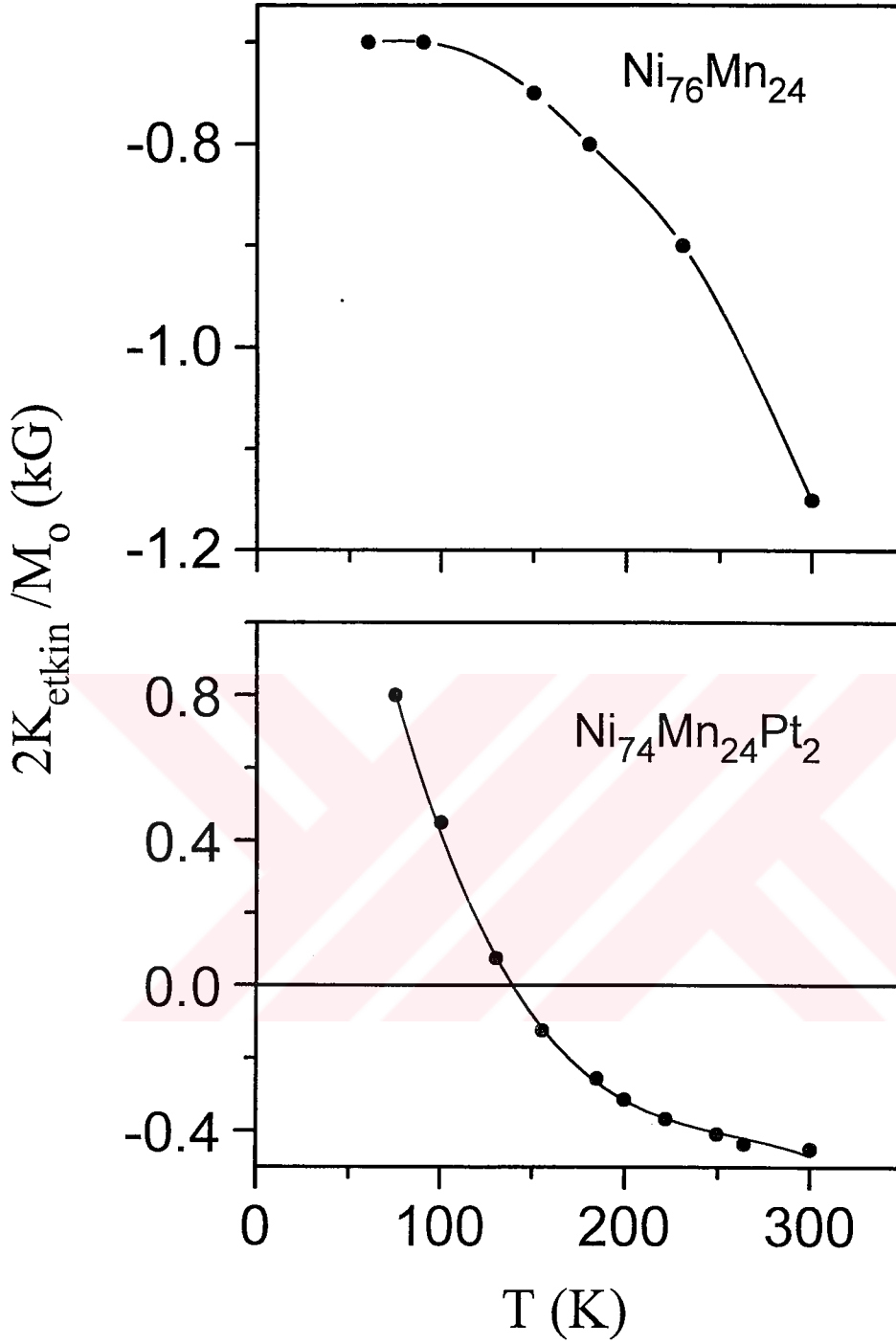
biçiminde tanımlanır. H_i^* ve T_o parametreleri en-küçük kareler yöntemiyle yukarıdaki ifadeden türetilmiştir. Bu parametrelerin değerleri $Ni_{76}Mn_{24}$ için $H_i^*=0.038$ kG/K ve $T_o=56K$ ve $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ için ise $H_i^*=0.058$ kG/K ve $T_o=47K$ olarak elde edilmiştir. Dikkat edilecek olunursa H_i^* değeri $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ filmi için $Ni_{76}Mn_{24}$ filminden daha büyüktür. H_i^* ifadesi doğrudan anizotropik etkileşme terimi olan A ile orantılı olmasından kaynaklanmaktadır.

Şekil 4.10 deki grafik $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ ne $Ni_{76}Mn_{24}$ filminde değiş - tokuş etkileşmesinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Sıcaklık düştükçe değiş-tokuş etkileşme enerjisi hızlı bir biçimde artmaktadır. Burada da değiş- tokuş parametresinin sıcaklıkla değişimi Nötron diffraksiyon yöntemiyle belirlenen davranışla

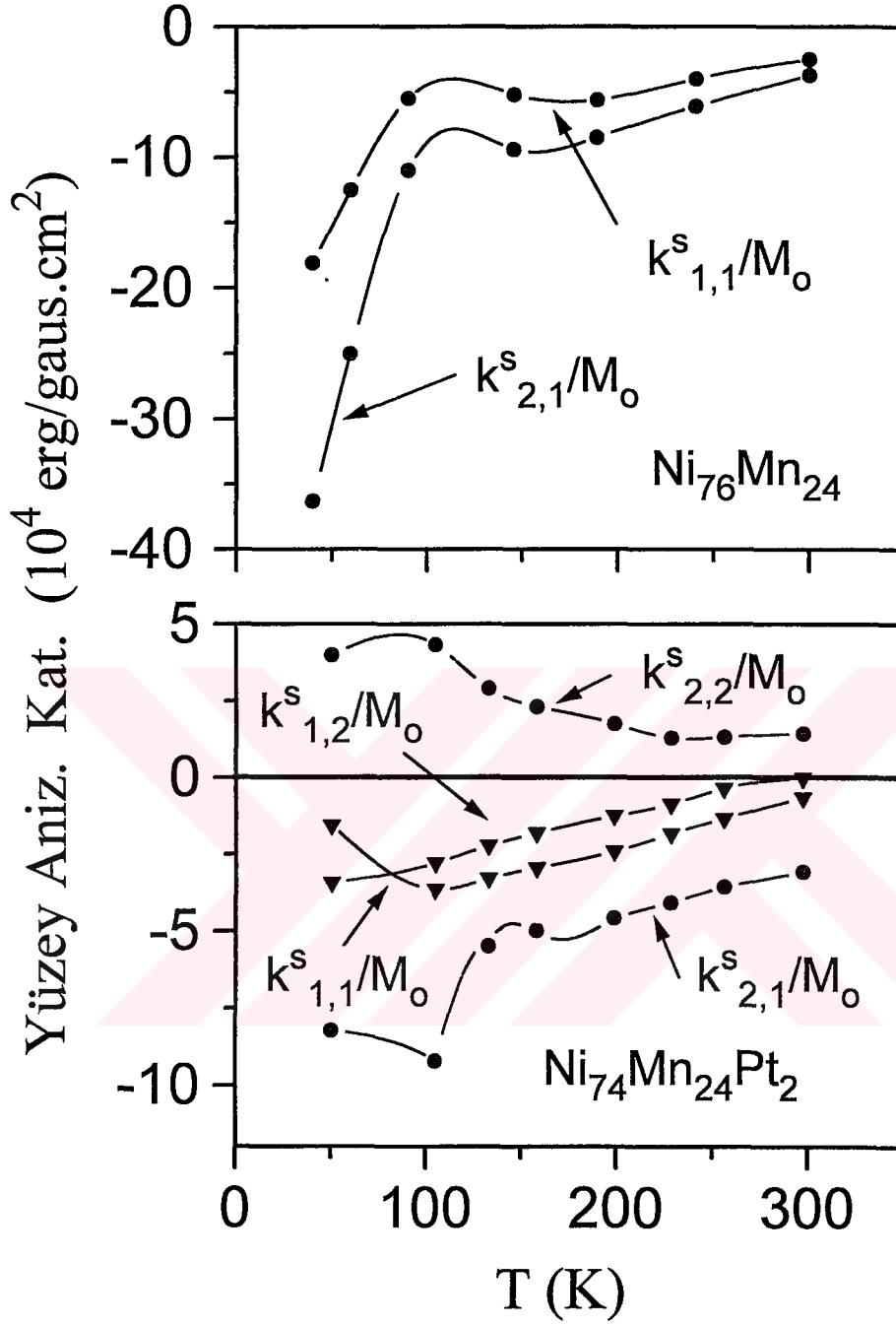
benzerlik sergilemektedir (Hennion ve dig., 1984, 1995). Şekil 4.9 incelenecek olursa Pt katkılanması değiş -tokuş etkileşmesinin değerini yaklaşık on kat azaltmıştır. Ayrıca Pt katkılanmamış filmde değiş -tokuş etkileşmesinin sıcaklığa göre çizdirilen eğrisinde gözüken minimum Pt katkılındığında oldukça yayvanlaşıyor, ve nerdeyse bu minimum ortadan kalkıyor. Oda sıcaklığındaki D değerleri $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ için $3 \times 10^{-9} \text{ Gaus.cm}^2$ ($\sim 386 \text{ meV } \text{\AA}^2$) ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ için de $2.4 \times 10^{-9} \text{ Gaus.cm}^2$ ($\sim 307 \text{ meV } \text{\AA}^2$) olarak bulunmuştur. D'nin değeri polikristal Ni için $528 \text{ meV } \text{\AA}^2$ civarında iken bu değerler amorf filmler için polikristal filmlere göre hemen hemen 4 defa daha büyüktür (Hennion ve dig., 1984).

Şekil 4.11 de, $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ile $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmleri için modelden bulunan etkin hacim anizotropilerinin ve mıknatıslanma değerlerinin sıcaklıkla değişimlerini göstermektedir. Burada $K_{\text{etkin}} = K_1 + K_2 - 2\pi M^2$ biçiminde tanımlanmıştır. Literatürde $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinin mıknatıslanmaları için oda sıcaklığında verilen değerler sırasıyla 5500 G ve 3500 G'dur (Kılıç ve dig., 1995). Doyum mıknatıslanma değeri $T=4-300\text{K}$ sıcaklık aralığında aşağı yukarı sadece % 5 oranında değişmektedir. Bu sonuca göre, en büyük değişim hacimsal anizotropinin sıcaklıkla değişiminden kaynaklanmaktadır. Dik pozisyonda (filmin yüzeyinin normaliyle mıknatıslanma arasındaki açının $\theta = 0$ olduğunda) mıknatıslanmayı giderici alan $H_D = 4\pi M$ iken manyetik anizotropi, $H_A = K_1 + K_2$ biçimindedir ve işareti negatiftir.

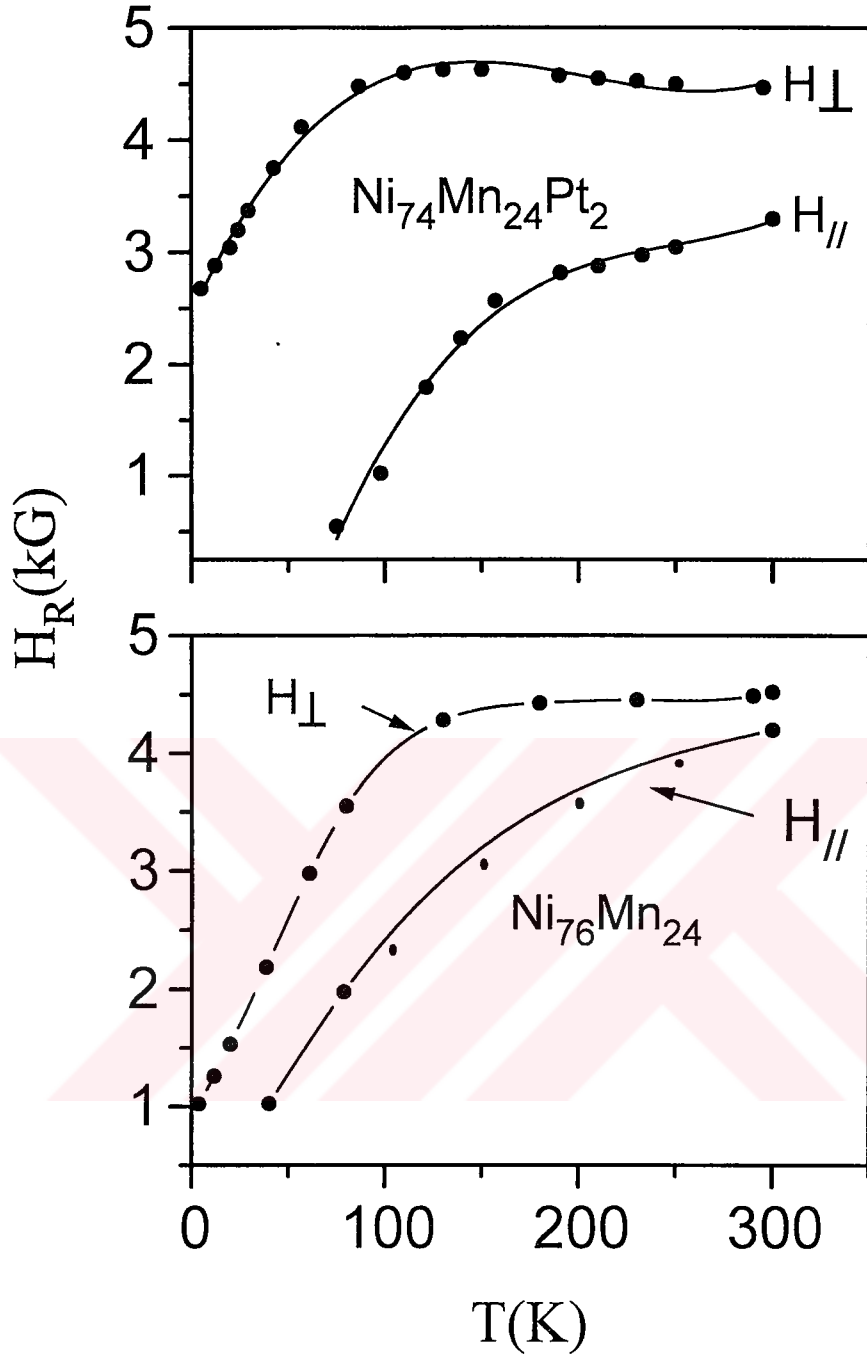
Şekil 4.12 de, grafiği $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ile $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde yüzey anizotropi parametrelerinin sıcaklıkla değişimlerini göstermektedir. Yüzey anizotropi parametrelerinin sıcaklıkla değişimleri değiş -tokuş parametresi D'nin sıcaklıkla değişimine benzer bir davranış sergilemektedirler. Bu parametreler $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filmi için $T \sim 100 \text{ K}$ 'nın üzerinde nerdeyse homojen ve yavaş bir artış göstermektedirler. D parametresi ve yüzey anizotropi parametreleri $T \sim 100\text{K}$ civarında çok hızlı bir şekilde artmaktadır. Bu davranış da bize değiş -tokuş enerjisi yoğunluğu ile yüzey anizotropi parametreleri arasında bir ilişki olduğunu ima etmektedir. Bu olay manyetik bunalmın (frustration) etkisinin yüzeyler üzerindeki yansıması olarak izah edilebilir. Ayrıca iki yüzey anizotropisinin birbirlerinden çok azda olsa farklı olması alttaşı'nın yapısından dolayı film yüzeyindeki manyeto-elastik gerilmelerine verilmektedir. Yüzey anizotropi katsayılarının negatif işaretli



Şekil 4.10 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde etkin manyetik anizotropi ($2K_{\text{aktif}}/M_o$) yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi; Pt katkılı filmin etkin manyetik anizotropisinin sıcaklıkla değişimine dikkat edecek olursak $T=150\text{K}$ civarında işaret değişmektedir. Bu da bize hacimsal (bulk) anizotropi katsayılarının büyüklüğünün demanyetizasyon alanını yendiğini göstermektedir.



Şekil 4.11 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde yüzey anizotropi enerji yoğunluğu parametresinin sıcaklıkla değişimi; $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ filminde yüzey anizotropi enerji yoğunluğunun sıcaklıkla değişimine dikkat edilirse $\approx 150\text{K}$ civarında bir minimumdan geçtikten sonra asıcaklık düştükçe çok daha hızlı bir biçimde negatif olarak artmaktadır.



Şekil 4.12 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filmlerinde dik ve paralel geometri için Rezonans alan (H_R) değerlerinin sıcaklıkla değişimi; Düşük sıcaklıklara inildikçe dik ve paralel pozisyonda rezonans alanları düşük alanlara doğru kaymaktadır. Bu durumda tek-doğrultulu anizotropinin bir tezahürüdür.

olması anizotropinin tek-eksenli karaktere sahip olup zor- eksenin film normaline paralel olması anlamına gelir. Bu örnekte yüzey anizotropi parametresinin izotropik bileşeni ihmal edilecek kadar küçüktür. $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ filminde en iyi kuramsal spektrumları elde edebilmek için yüzey anizotropi enerjisinin 2. mertebeden olan katkılarının da dikkate alınması gerekmiştir. Şekil 4.12 de Pt katkılı film için diğer parametrelerin yanında 2. mertebeden yüzey anizotropinin sıcaklıkla değişimi de görülmektedir.

Tablo 4.1 $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ and $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ amorf alaşım filmlerinin $T=300\text{K}$ 'da en-küçük kareler yöntemi ile uyarlamayla elde edilmiş değerleri

Samples	ω/γ (kG)	$2K_{eff}/M_0$ (kG)	H_{exc} (kG)	D (G.cm ²) $\times 10^{-9}$	$k_{1,1}^s/M_0$ (erg/G.cm ²) $\times 10^{-3}$	$k_{1,2}^s/M_0$ (erg/G.cm ²) $\times 10^{-5}$	$k_{2,1}^s/M_0$ (erg/G.cm ²) $\times 10^{-4}$	$k_{2,2}^s/M_0$ (erg/G.cm ²) $\times 10^{-4}$
$\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$	3.00	-1.15	—	3.00	-0.25	-	-3.66	-
$\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$	2.90	-0.45	0.20	2.39	-0.05	-9.57	-3.07	1.44

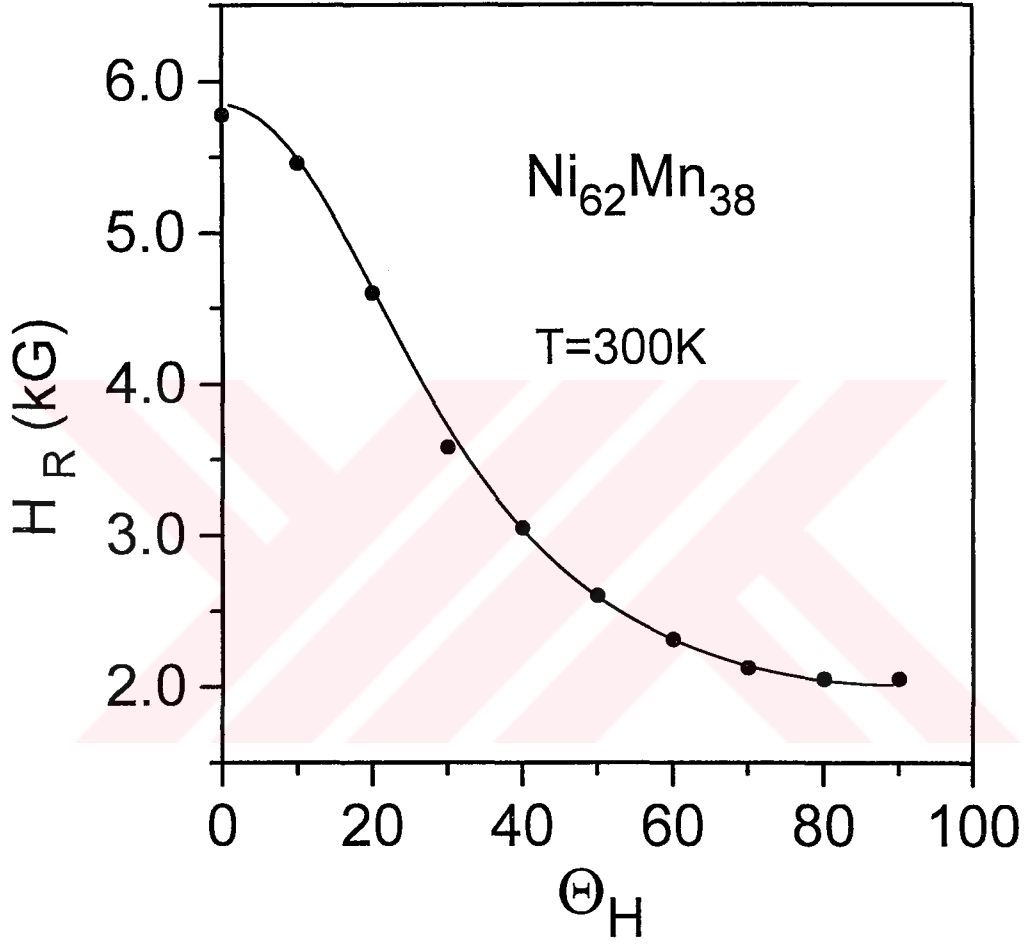
4.1.2 Amorf $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ Filmi

Bu amorf alaşımanın en önemli özelliği manyetik alan içinde iki farklı olayın aynı anda ortaya çıkması olmuştur. Bu davranışlardan birisi normal Spin Dalga Rezonansı (SDR), diğeri ise 3kG manyetik alan civarında ortaya çıkan rezonans modlarıdır. Bu mod bilinen Spin Dalga Rezonans Modlarına göre yönelime çok sıkı bir bağımlılık göstermemektedir. Bu ikincil modu daha yakından incelediğimizde, azalan sıcaklıkla bu modun şiddetinin belli bir sıcaklığa kadar arttığını ve daha düşük sıcaklıklara inildiğinde çizgi genişliğinin artması nedeniyle genliğin azaldığını görürüz(Bkz.Şekil 4.13). Burada sürekli çizgilerle modelden hesaplanan SDR spektrumları göstermektedir. Bu sıcaklıktaki spektrumlar modelden hesaplanırken sadece çizgi genişliği ΔH her açıda farklı alınmıştır. Diğer tüm değerler rezonans alan değerlerinin uyarlama yapılarak elde edilen değerlerle aynıdır. İkincil modun açıya çok zayıf bir biçimde bağlı oluşu sistemin birbirleriyle zayıf olarak çiftleşen çok sayıda küçük manyetik taneciklerden (clusters) oluştuğu fikrini akla getirmektedir. Bozuk bir yapıda ortaya çıkan SDR modları uzun erimli etkileşmelerin sonucu olan ferromanyetik etkileşmelerden kaynaklanırken, ikincil modların süper paramanyetik bir davranışın sonucu gibi ortaya çıkması sistemin manyetik yapısının oldukça karmaşık olduğunu göstermektedir. Dik ve paralel pozisyonlarda alınan soğurma spektrumları kullanılarak en-iyi benzetişim yöntemi ile filmin manyetik parametrelerinin sıcaklıkla davranışı elde edildi.

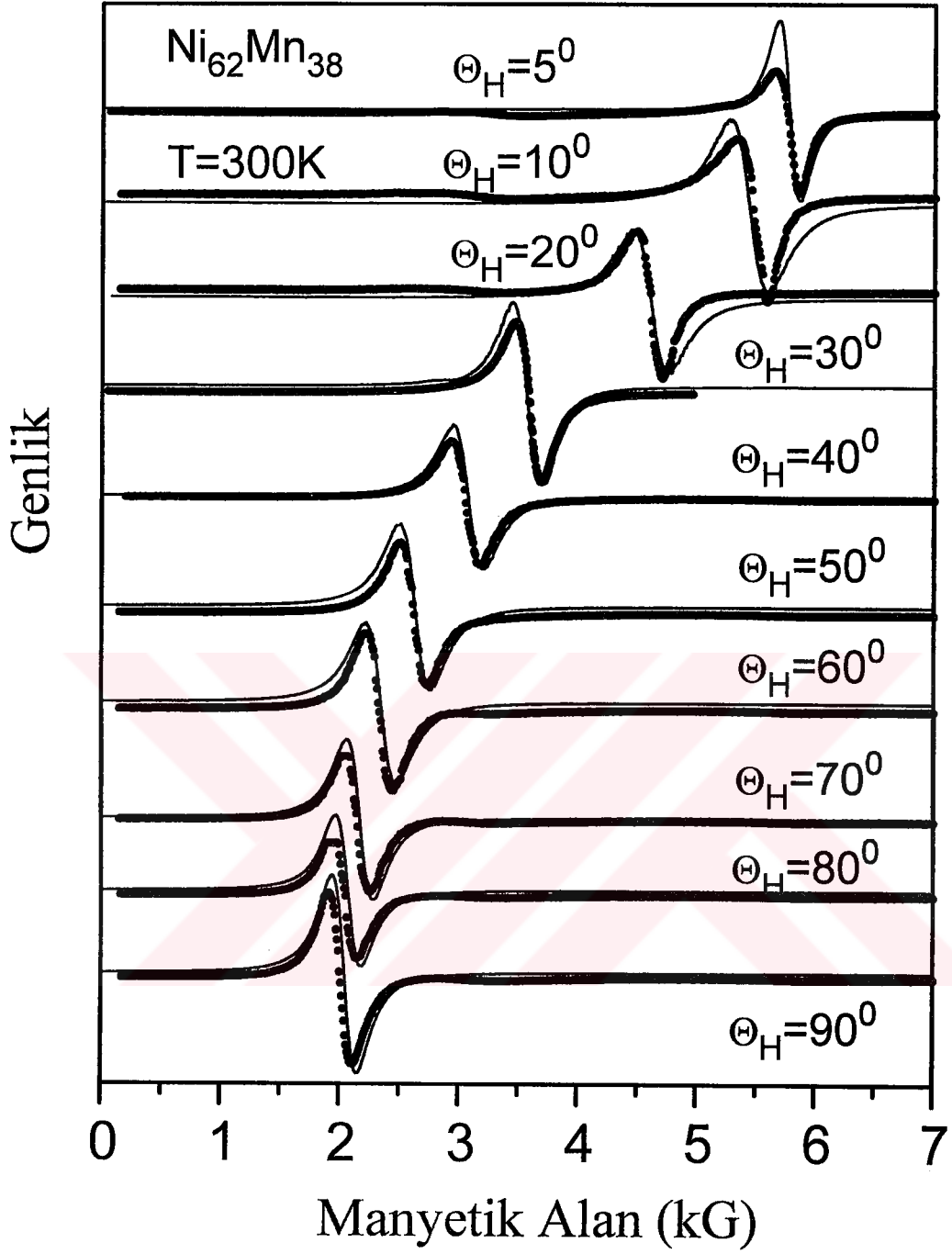
$T=300\text{K}$ da kaydedilen SDR spektrumlarından elde edilen rezonans alan değerlerinin açıyla değişimleri Şekil 4.14 de verildi. Burada sürekli çizgi modelden hesaplanan değerleri, yıldızlar ise deneysel rezonans alan değerlerini göstermektedirler. Kuramsal değerler en küçük kareler yöntemi ile dağınım bağıntısından hesaplandı. Bu uyarlama işlemi sonucu bulunan gyro-manyetik oran (γ), etkin hacimsal (bulk) anizotropi ($2K_{\text{etkin}}/M_o$), değiş- tokuş etkileşmesi (D), yüzey çivileme (pinning) ($Q_s L$), çizgi genişliği ($\Delta H_{p-p}=1/\gamma T_2$) gibi parametrelerin değerleri Tablo 4.2'de verildi.

Şekil 4.15'de seçilmiş bazı sıcaklıklarda deneysel ve teorik SDR spektrumları dik ve paralel pozisyon için üst üste çizdirilmiştir. Bu spektrumlara dikkat

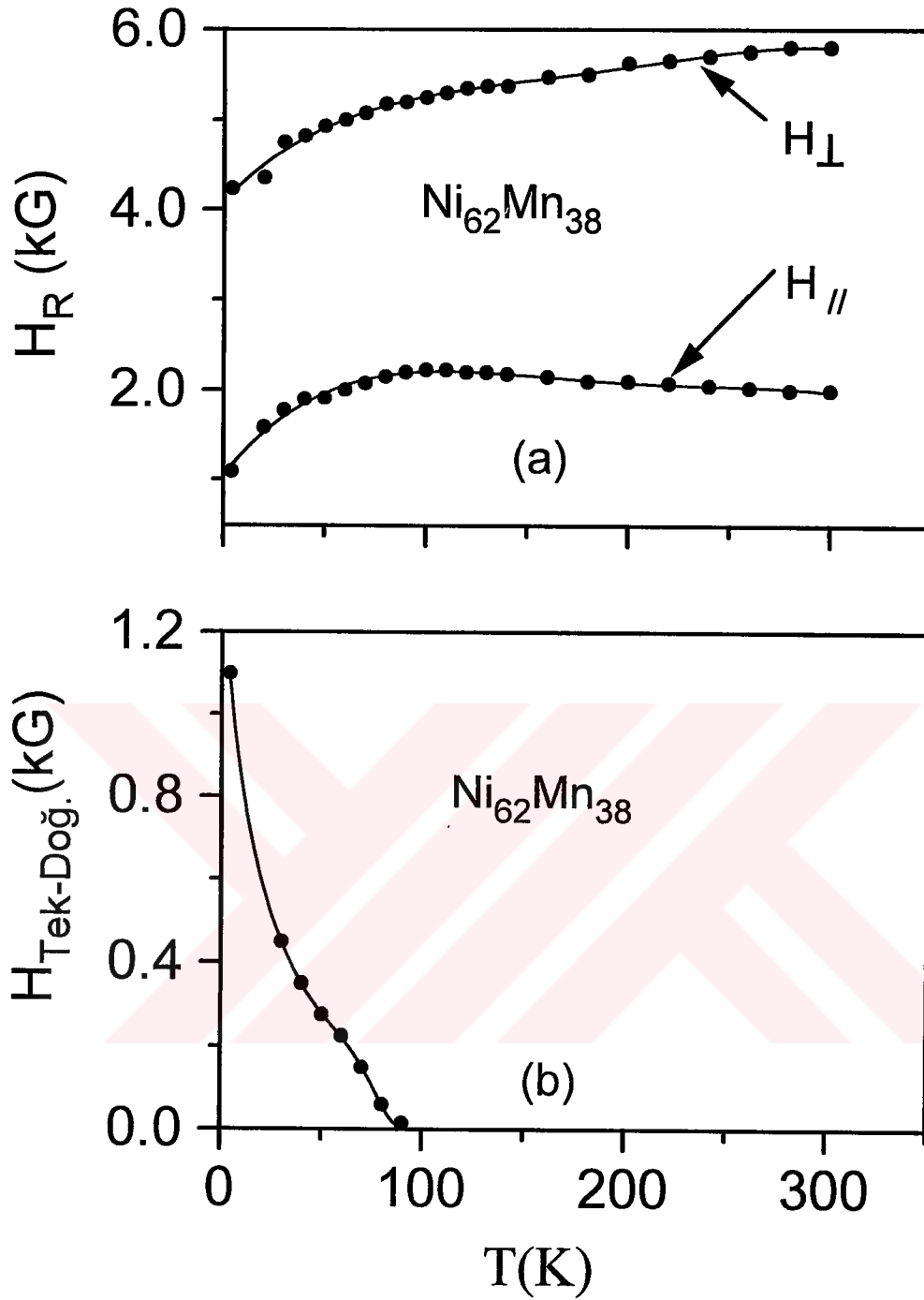
edilecek olursa 3kG civarında SDR modlarına ek olarak yeni rezonans modları ortaya çıkmıştır. Bu yeni modların şiddetleri 200K altında artarken 100K'nın altında ise çizgi genişlemesi nedeniyle azalmaktadır.



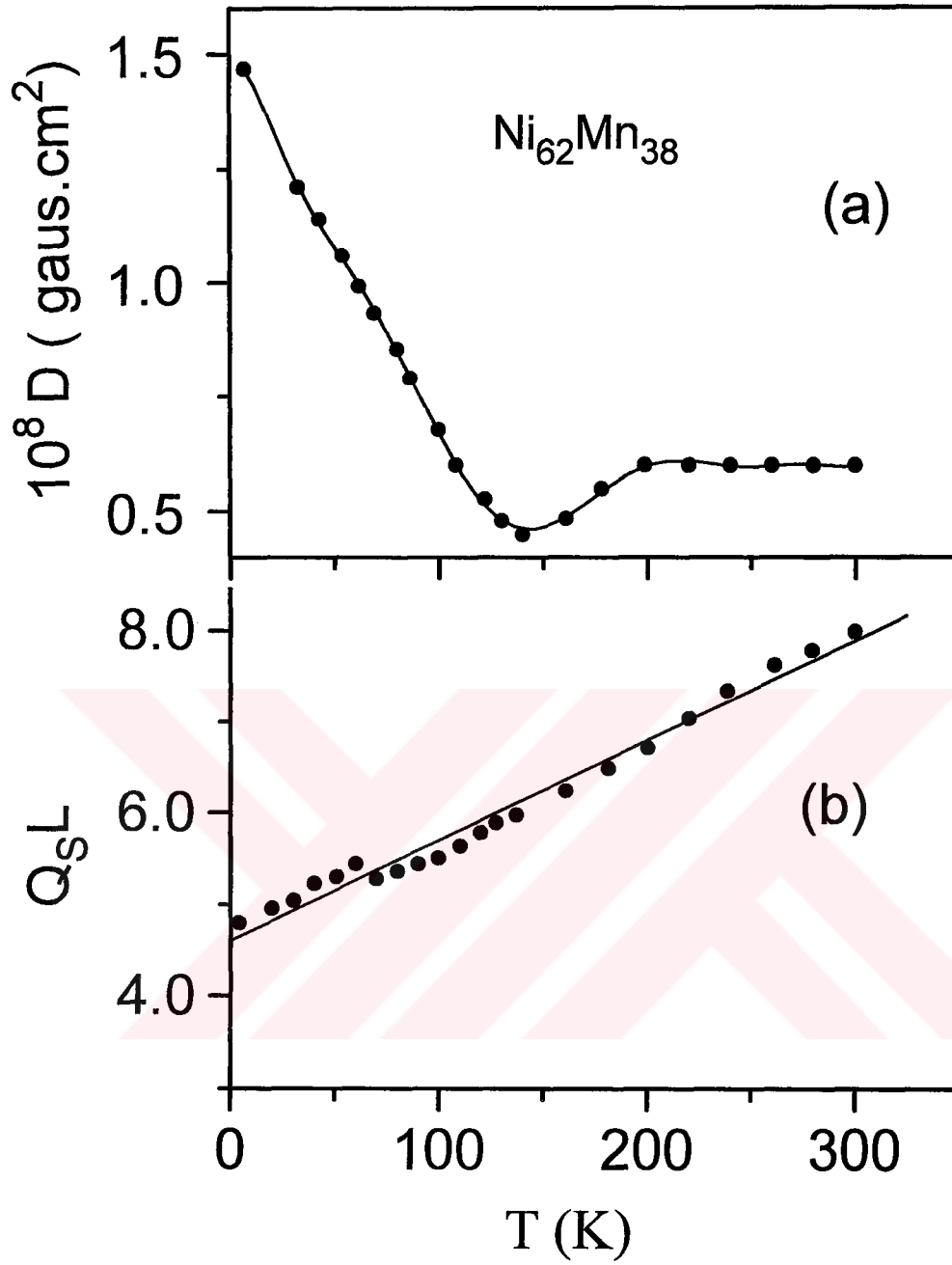
Şekil 4.13 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın fonksiyonu olarak değişimi; Burada düz çizgi modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel rezonans alanlarını göstermektedir.



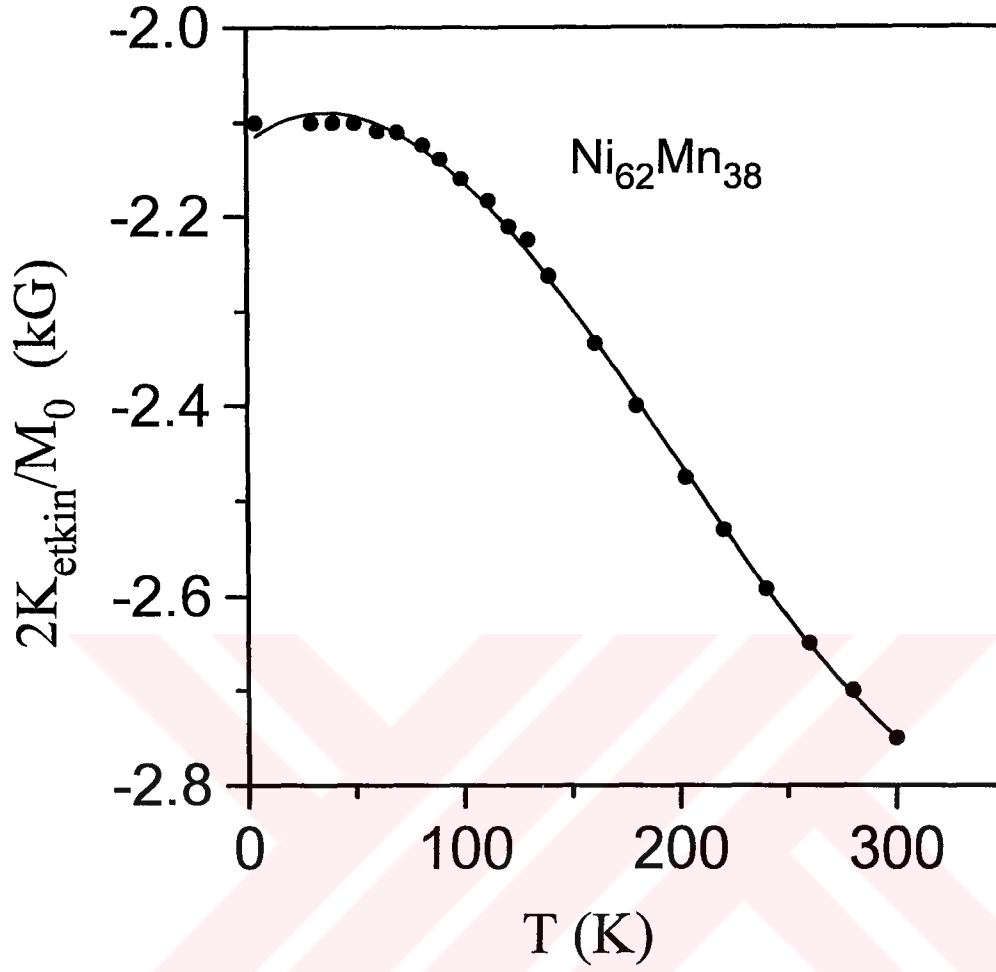
Şekil 4.14 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında farklı θ_H değerlerinde dış manyetik alanın H , fonksiyonu olarak SDR spektrumları; Kesikli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir.



Şekil 4.15 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminde (a) Dik ve paralel geometri için Rezonans alanlarının H_R sıcaklıkla değişimi; Düşük sıcaklıklara inildikçe dik ve paralel pozisyonda rezonans alanları düşük alanlara doğru kaymaktadır.(b) Tek-doğrultulu (Unidirectional) Anizotropinin ($H_{\text{Tek-Doğ.}}$) sıcaklıkla değişimi;



Şekil 4.16 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminde (a) D değiş-tokuş (exchange) enerji parametresinin sıcaklıkla değişimi; Bu parametrenin sıcaklıkla değişimine dikkat edecek olursak $T=150\text{K}$ civarında bir minimumdan geçmekte ve daha düşük sıcaklıklarda hızlı bir biçimde artmaktadır. (b) Yüzey çivileme (pinning) parametresinin sıcaklıkla değişimi;



Şekil 4.17 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminde etkin manyetik anizotropi ($2K_{\text{etkin}}/M_0$) yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi; Bu davranışa dikkat edilirse, filmin etkin manyetik anizotropi $T \approx 100\text{K}$ 'ya kadar nerdeyse lineer olarak artarken bu sıcaklıktan sonra sabit kalmaktadır.

Dik ve paralel pozisyon için rezonans alanlarının sıcaklıkla değişimi Şekil 4.16(a)'da görülmektedir. Ferromanyetik örnekler için beklendiği gibi dik geometride alınan spektrumların rezonans değerleri paralel geometride alınan spektrumlarınkilerden daha büyüktür. Bu fark normal ferromanyetik örneklerde mıknatıslanmadan kaynaklanır. Ancak hacimsel anizotropinin de buna bir katkısı söz konusudur. O halde mıknatıslanma ile bu iki geometriye ait rezonans alanları arasındaki farkın yüksek sıcaklıklarda mıknatıslanma ile birlikte azalmalıdır. Halbuki bu şekle dikkat edilecek olursa rezonans alanları arasındaki farkın yüksek sıcaklıklarda daha da arttığı görülür. Ayrıca 90 K altındaki sıcaklıklarda hem dik ve hem de paralel pozisyon için rezonans alan değerlerinin düşük alanlara doğru kaymaktadır. Bu olay bilindiği gibi reentrant malzemeler için tek-doğrultulu (unidirectional) değiş-tokuş anizotropisinden kaynaklanmaktadır. Bu anizotropinin sıcaklığa bağımlılığının analizi Bölüm 2.1.1'de sözü edilen model çerçevesinde yapıldı ve sonuçlar Şekil 4.16(b)'de verildi. Görüldüğü gibi bu anizotropi sıcaklıkla üstel bir artış göstermektedir. Burada $H_0=1.28$ kG ve $T_0=29$ K bulunmuştur. Benzer davranışın NiMn ve NiMnPt alaşım filmlerinde de gözlemlendiği hatırlanmalıdır.

Değiş-tokuş katsayısının sıcaklık bağımlılığı Şekil 4.17(a)'da gösterilmiştir. Bu parametre'nin hesaplanmasında en yüksek alanda ortaya çıkan komşu iki mod arasındaki uzaklık dikkate alınmıştır. Bu grafiğe dikkat edecek olursak D nin değeri 200 K sıcaklığına kadar neredeyse sabit kalmaktadır. D'nin değeri $T=140$ K civarında belirgin bir minimumdan geçmekte ve daha düşük sıcaklıklarda ise keskin bir artış göstermektedir. Bu davranışın NiMn alaşım sistemi için karakteristik bir özellik olduğu söylenebilir. Değiş-tokuş etkileşme parametresi (D)'nin oda sıcaklığındaki değeri 5.45×10^{-9} gauss.cm² dir. Birbirinden tümüyle farklı olan nötron difraksiyonu ve ESR tekniklerinden D parametresi için elde edilen değerlerin benzer davranış sergilediği gerçeği dikkat çekicidir. Şimdi, D'nin sayısal değerlerini farklı konsantrasyonlar ve kristal yapılarına bağlı olarak karşılaştıralım. Bu değer oda sıcaklığında Ni₇₆Mn₂₄ örneği için 3×10^{-9} gauss.cm², ve Ni₇₄Mn₂₄Pt₂ örneği için ise 2.4×10^{-9} gauss.cm² dir. Polikristal Ni₇₇Mn₂₃ alaşım örnekleri için ise bu değerler aşağı yukarı 4 kez daha küçüktür yani $D=3.5 \times 10^{-10}$ gauss.cm²

dir. Halbuki $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filmi için bulunan değer diğer alaşımlar için bulunan değerlerden oldukça büyüktür. Burada D' 'nin artması Mn konsantrasyonunun artmasıyla beklenen azalmanın tersine bir davranıştır. O halde bu artış sistemdeki yapısal düzensizliğin (disorder) artmasından kaynaklanmalıdır.

Etkin hacim anizotropisinin, $2K_{\text{etkin}}/M_o$, modelden elde edilmiş değerlerinin sıcaklıkla davranışı Şekil 4.17(b)'de görülmektedir. Görüldüğü gibi bu değerler 70K'e kadar azalan sıcaklıkla azalmakta ve daha düşük sıcaklıklarda sabit kalmaktadır. Bu sıcaklık bölgesinde bu parametrenin işareti negatif kalmaktadır. Bu anizotropi içinde mıknatıslanmanın katkısı negatif olduğundan yüksek sıcaklıklarda negatif olarak etkin anizotropinin büyümesi gerçekte demanyetizasyon alanının dışındaki katkıların yüksek sıcaklıklarda azaldığını gösterir. Bu da gene reentrant örnekler için beklenebilecek bir sonuçtur.

Yüzey "pinning" çivileme katsayısının sıcaklıkla değişimi Şekil 4.18'de gösterilmiştir. Grafiğe dikkat edecek olursak azalan sıcaklıkla yüzey anizotropi parametresi çizgisel olarak azalmaktadır. Burada spin "pinning" çivileme parametresinin izotropik bileşeninin baskın olduğu görülmektedir. Bu etki muhtemelen film yüzey tabakasındaki mıknatıslanmayla filmin içindeki mıknatıslanmanın farkının ΔM 'in çok büyük olmasından kaynaklanmaktadır. Buradan filmin mıknatıslanmanın düzensiz bir dağılım gösterdiği sonucu çıkarılabilir. Bu durum manyetik düzensizliğin sembolü haline gelmiş reentrant malzemeler için beklenen bir sonuç olmalıdır.

Diğer taraftan mıknatıslanmanın film boyunca düzgün olmayışının çizgi genişliği üzerinde bir etkisinin olması beklenir. Yani düşük sıcaklıklardaki çizgi genişliğinin artması Dzialoshinskii-Moria (DM) tipi bir anizotropi nedeniyle. Çizgi genişliğinin dik ve paralel pozisyonundaki değerlerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.19'da verilmiştir. Paralel geometri için çizgi genişliğinin azalan sıcaklıkla artmaktadır. Bu artış $T=150\text{K}$ 'ya kadar daha düşük sıcaklıklarda ise çok hızlı olmaktadır. Çizgi genişliği eğrisi $T=40\text{K}$ civarında keskin bir maksimumdan geçmektedir. Çok daha düşük sıcaklıkla çizgi genişliği çok hızlı bir biçimde azalmaktadır. Çizgi genişliğinin $\Delta H_{p-p}=A+B.T.\exp(-T/T_c)$ ifadesi ile tasvir edilebileceği görülmüştür. DeneySEL sonuçlar en küçük kareler yöntemiyle analiz edilerek yukarıdaki fenomenolojik ifadede gözüken parametreler için $A=182$ gauss,

$B=24$ gaus/K ve $T_c=37K$ değerleri bulundu. Bu üstel davranışın detayı bir önceki kısımda tartışıldı. Dik pozisyonla ilgili değerlerin sıcaklıkla davranışına bakılacak olursa, çizgi genişliği çok düşük sıcaklıklarda aşırı derecede arttığı görülür. Bu sonuç $Ni_{76}Mn_{24}$ ve $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ filmleri için gözlenen davranışa benzerdir. Benzer davranışlar, hacımsal (bulk) örnekler için Aktaş ve dig.(1993) polikristal örnekleri için Mozurkewich ve dig.(1984), Leslie ve Pelecky (1992), amorf metalik cam örnekler için de Malozemoff ve dig.(1980), (1981) gibi farklı yapılarda da gözlenmiştir.

Tablo 4.2 $Ni_{62}Mn_{38}$ Alaşım filmi için simulasyondan elde edilen değerler

ω/γ	$2K_{etkin}/M_o$	$10^9 D$	$Q_s L$
(kG)	(kG)	(G.cm ²)	(ergG.cm ²)
3.15 ± 0.05	-2.75 ± 0.05	5.45 ± 0.05	8 ± 1

Film gelişi güzel olarak yönelmiş bir çok manyetik küme (cluster)'den meydana gelmiştir. Bu kümecikler birbirleri ile manyeto-statik enerjiyi minimize edecek biçimde yönelmeye çalışırlar. Bu kümeciklerin (cluster) herbiri dev bir manyetik moment gibi ele alınabilir. Diğer taraftan sistem topyekün olarak ferromanyetik bir sisteminkini andıran genel bir davranış sergiler. Her bir kümecik "cluster" ayrı ayrı paramanyetik momentler gibi davranır. Ancak kümecikler "clusterlar" arası etkileşmeler kümecikler içindeki spinler arası etkileşmeye kıyasla çok zayıf olduğundan, Her bir kümecğin gördüğü etkin manyetik alanı dışarıdan uygulanan alandan farklıdır. Çünkü yerel manyetik momentler çevresindeki en yakın momentlerin manyetik alanlarından etkilenirler. Diğer bir deyişle, kümeciklerin oluşturduğu bu alan, belirli bir kümecik üzerinde mıknatıslanmayı giderici (demagnetizig field) bir alan olarak kendini gösterir.

Şekil 4.13'den de görüldüğü gibi, SDR modları ile paramanyetik rezonans

modlarının şiddetlerinin düşük sıcaklıklarda azalmaları Yerel Spin Dalgalanmalarından (Local Spin Fluctuations) kaynaklanmaktadır. Gerçekte, her kümecik Ni-Ni atomları ve Ni-Mn atomları arasındaki ferromanyetik ve Mn-Mn arasındaki antiferromanyetik çiftlenimler nedeniyle bazı manyetik merkezler bunalıma (frustration) uğrayacaktır. Bu manyetik merkezlerin salınım frekansı yerel çevre atomlarına bağlıdır. Bu dalgalanma aynı zamanda sıcaklığa da bağlıdır. Sıcaklık azalırken $T_{\min}$ 'nin altında spinler doyum mıknatıslanma doğrultusuna dik bileşenlerinin zaman ortalaması sıfıra gidecektir. Spinlerin mıknatıslanma doğrultusuna dik düzlem üzerindeki bileşenlerinin zaman ortalamasının sıfıra gittiği sıcaklığa, sönme (canting) sıcaklığı adı verilir. Campbell ve arkadaşları (1986) yüksek sıcaklıklarda AuFe spin-camında ESR ölçümleri yaparak DM anizotropisinin varlığını gözlemlemişlerdir. Bu deneysel bulguları izah etmek için basit bir model önermişlerdi. Bu modele göre, bir dış alan uygulandığında, Değiş-Tokuş enerjisi spin hareketinin dolanımını bozacaktır. Bu durumda, sistem belli bir sıcaklık ve alan içinde bir durumdan başka daha kararlı bir duruma yerleşene kadar bunalım içinde kalacaktır. Bununla beraber sistemdeki bu bunalım mertebesi azalan sıcaklıkla artmaktadır. ESR ölçümleri teknik olarak bize spin dinamiğine çok küçük bir zaman penceresinden ($1 \approx \times 10^{-10}$) bakmamıza imkan vermektedir. Bundan dolayı yüksek sıcaklıklarda ESR tekniğinde DM anizotropisinin dinamik yapısı kendisini spektrumlarda belli eder. ESR ölçümleri sonucunda değiş-tokuş enerjisindeki düşük sıcaklıklardaki artış, yerel spin dalgalanmaları (LSF) üzerinde etkili olur. Sıcaklık azaldıkça yerel spin dalgalanmalarının (LSF) frekansı artmaktadır. Spinlerin dik bileşenleri DM anizotropisinden kaynaklanmaktadır. Yerel spin dalgalanmalarının (LSF) dolanım frekansı bu anizotropinin büyüklüğüne bağlıdır. Yani, ESR ölçümlerinden hesaplanan DM anizotropisinin ölçüm zamanı üzerinden ortalama değeri, statik ölçümlerden (tork mıknatıslanma ve statik mıknatıslanma ölçüm teknikleri) bulunan değerinden daha küçüktür. Tek-doğrultulu değiş-tokuş (unidirectional) anizotropisi sıcaklıkla üstel olarak değişmektedir. Bu anizotropi alanı yüksek sıcaklıklarda statik ölçüm tekniklerinin ölçüm belirsizlikleri içinde algılanamamaktadır. Soğurma piklerinin şiddetlerinin azalan sıcaklıkla azalması yerel spin dalgalanmalarının (LSF) dolanım frekanslarının artışından kaynaklanmaktadır. Bu durum spinlerin

dalgalanmalarının frekansının ESR spektrometresinin mikrodalga frekansından (10^{-10} s ESR spektrometresinin X-bandının karakteristik frekansıdır) çok daha fazla olmasından kaynaklanmaktadır. Bergman 1995 yılındaki bir çalışmasında değiş-tokuş etkileşmesine bağlı olarak Stoner çoğaltma faktörünün yerel spin dalgalanmalarından (LSF) kaynaklandığını göstermiştir. Yerel spin dalgalanmaları zamanları (LSF) elektronların saçılma zamanları ile karşılaştırılabilecek mertebede olduklarında, yerel spin dalgalanmaları iletkenlik elektronlarında faz kaymalarına neden olur. Bundan dolayı direnç ölçüm tekniği yerel spin dalgalanmalarının etkisini incelemekte çok önemli ve kullanışlı bir tekniktir. Yerel spin dalgalanmalarının etkisi ile direnç üzerinde Şekil 4.61 de de görüldüğü gibi 50K civarında bir direnç minimumu ortaya çıkmıştır. Bu direnç minimumu sıcaklığı spinlerin mıknatıslanma doğrultusundaki bileşenlerinin sönme sıcaklığı ile ilişkilidir. Çünkü tek-doğrultulu anizotropi de kendisini 50K civarında ve bu sıcaklığın altında kendini göstermektedir. Benzer olarak dikkat edilecek olursa direncin direnç minimumu altındaki artışı ESR tekniği ile belirlenmiş olan D değiş-tokuş katsayısının artışıyla ilişkilidir.

Bu çalışmanın deneysel tartışmalarını sırasıyla şöyle sıralayabiliriz.

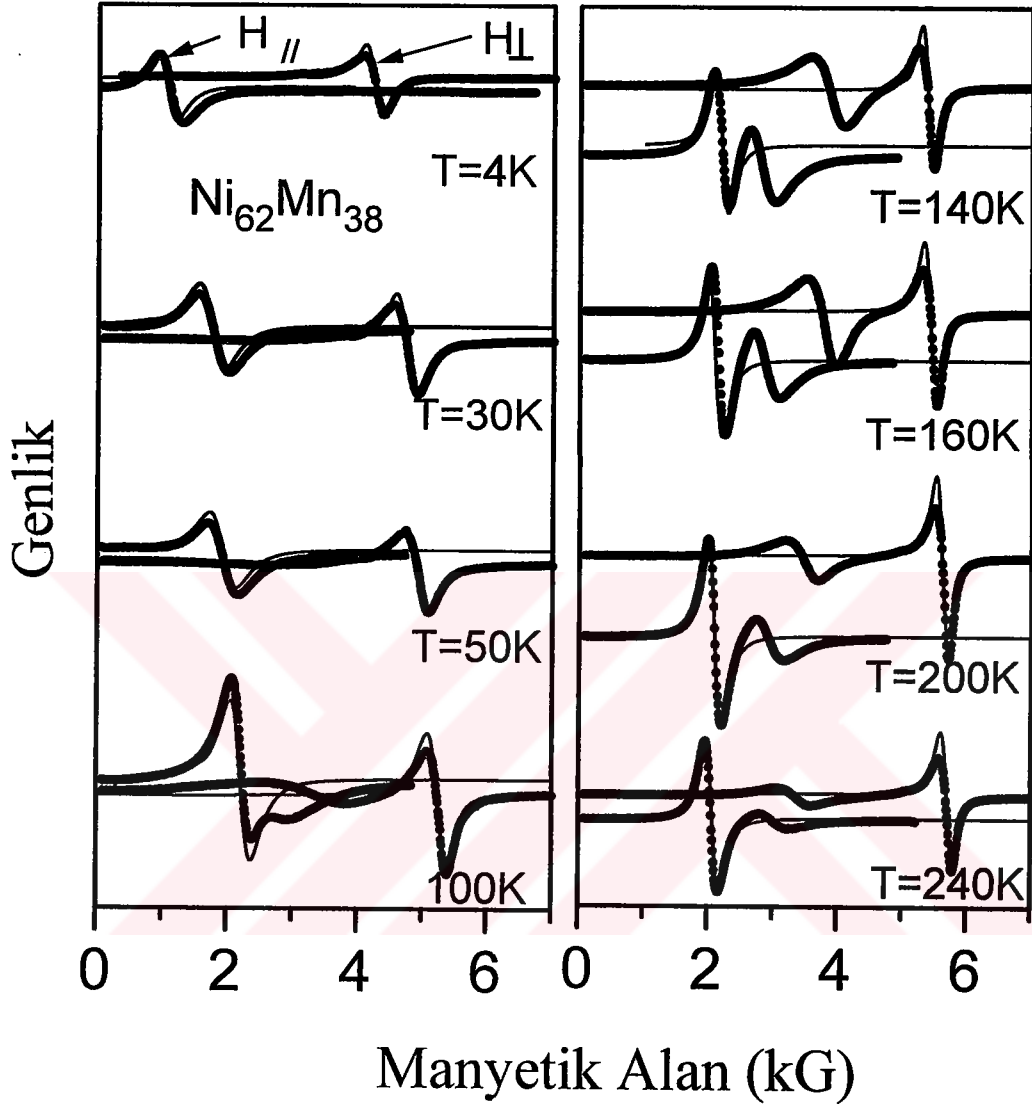
a) Deneysel sonuçlarımıza bakacak olursak, paramanyetik bölgelerden kaynaklanan soğurma pikinin normal SDR piklerinden çok zayıf bir açısal bağımlılığının olduğu görülmektedir. Açıya zayıf bağımlılık bize örneğimizin çok büyük manyetik momentlere sahip kümeciklerden (clusterlardan) oluşmuş süperparamanyetik bir yapıya sahip olduğunu gösterir. Kümecikler (clusterlar) çok küçük olduğundan, içlerindeki mıknatıslanma kuvvetli ferromanyetik değiş-tokuş etkileşme enerjisinden dolayı düzenli bir dağılıma sahiptir. Bu filmin en önemli özelliği; komşu kümecikler (clusterlar) arasındaki ferromanyetik değiş-tokuş çiftlenimi, kümeciklerin (clusterin) içindeki değiş-tokuş etkileşmelerin çok daha zayıf olmasıdır. Kümecikler (clusterlar) arasındaki etkileşme manyetostatik kaynaklıdır.

b) Değiş-tokuş enerji yoğunluğu (D), düşük sıcaklıklarda çok belirgin bir şekilde azalan sıcaklıkla artmaktadır. D'nin sıcaklık bağımlılığı davranış olarak daha önceki yapılmış çalışmalarla benzerlik göstermektedir. Bunlar sırasıyla $Ni_{76}Mn_{24}$ ve $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ amorf örneklerinin yanında $Ni_{77}Mn_{23}$ poli-kristal

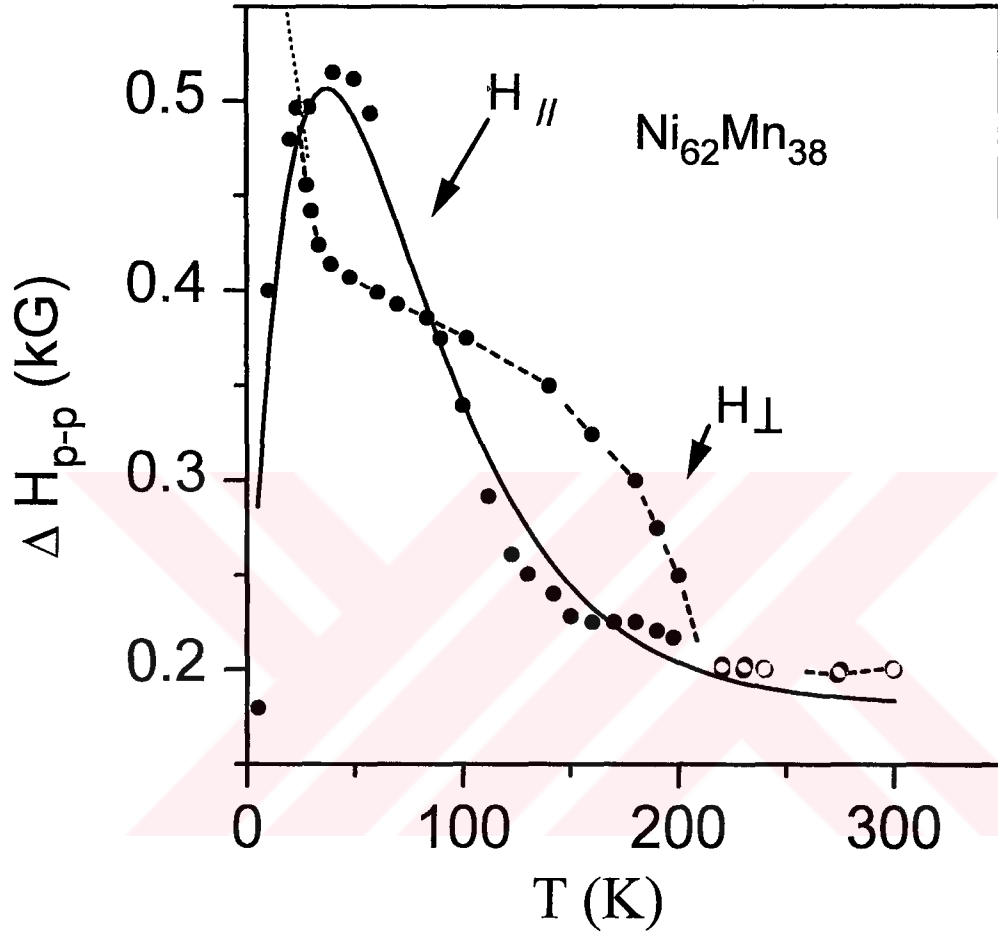
alaşımlarında da D'nin sıcaklık davranışı aynı karakteri göstermektedir (Özdemir ve dig., 1995 ve 1996; Öner ve dig., 1996). D'nin bu davranışı benzer sistemler için çok farklı bir teknik olan Notrön inelastik saçılma ölçümlerinden belirlenen davranışla çok büyük bir benzerlik göstermektedir (Hennion ve dig., 1983; ve Campbell ve dig., 1986). Sonuç olarak D'nin davranışından görülmektedirki, azalan sıcaklıkla D deki ani artış NiMn sistemi için karakteristik bir özelliktir.

c) Bu sonuçlar bize düşük sıcaklıklardaki direnç artışının Yerel spin dalgalanmalarından (LSF) kaynaklandığını göstermektedir. Direnç ölçüm sonuçları bu fikri desteklemektedir. Ayrıca ESR spektrumlarındaki çizgi şiddetlerinin azalan sıcaklıkla zayıflaması da LSF lardan kaynaklandığı fikrini desteklemektedir.





Şekil 4.18 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filminin seçilmiş bazı sıcaklıklarda dik ve paralel geometrilerdeki SDR spektrumları; Kesikli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir.



Şekil 4.19 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ amorf alaşım filminde tepeden-tepeye çizgi genişliğinin (ΔH_{p-p}) dik ve paralel pozisyonlar için sıcaklığın fonksiyonu olarak değişimi; Burada sürekli çizgi paralel pozisyon için simulasyon sonucu elde edilen değişimi göstermektedir.

4.1.3 Ni₇₇Mn₂₃ Filmleri

4.1.3.1 300 Å lük Film

Bu örnek önce örnek düzlemine dik (dik geometri) veya paralel (paralel geometri) ve 4kG şiddetinde bir dış manyetik alanda soğutulduktan (AS (FC) durumu) sonra dik ve paralel pozisyon için SDR spektrumu alındı (Bkz. Şekil 4.20). Şekilde görüldüğü gibi, her iki geometri için de, ölçüm alanı soğutma alanına paralel (n-AS (FC) durumu) olduğunda alınan spektrumlarının rezonans alanları ile zıt (r-AS (FC) durumu) olduğunda alınankilerin rezonans alanları arasında 150 G'luk bir fark vardır. Bu asimetrik davranış spin-glass (camı) fazının belirgin bir özelliğidir. Burada n-AS (FC) ve r-AS durumlarına karşı gelen rezonans alanları arasındaki farklılık indüklenmiş (induced) makroskopik tek-doğrultulu (unidirectional) değiş-tokuş anizotropisinden kaynaklanmaktadır. İndüklenmiş tek-doğrultulu değiş-tokuş anizotropisi daha önce de belirttiğimiz gibi örneğin yöneliminden bağımsızdır. Bu anizotropi alanı her zaman soğutma alanı veya uygulanan alan doğrultusunca indüklenir. Diğer taraftan, gene beklendiği gibi dik ve paralel durumdaki SDR spektrumlarının rezonans çizgilerinin göreceli konumlarında mıknatıslanmayı giderici (demanyetization) alanından kaynaklanan kaymalar söz konusudur.

300 Å lük Ni₇₇Mn₂₃ filminin SDR spektrumlarının sıcaklıkla değişimi ve bu deneysel spektrumlara karşı gelen teorik spektrumlar Şekil 4.21'de üst üste görülmektedir. Spektrumlar düşük alanlarda bir hacımsal (bulk) piki ve buna ilaveten yüksek alanlarda ortaya çıkan bir yüzey pikini içermektedir. Yüzey ve hacim modlarına karşı gelen pikler her sıcaklıkta ortaya çıkmaktadırlar. Bu şekle dikkat edilecek olunursa 150K ile 250 K arasında hacımsal modun şiddetinin arttığı ve aynı zamanda çizgi genişliğinin daraldığı görülür. Bunun yanında hacımsal modun düşük sıcaklıklarda daha düşük alanlara kaydığı ve çizgi genişliğinin 150 K'nın altında çok hızlı bir biçimde arttığı da farkedilir. Ayrıca sıcaklık düştükçe hacımsal pik ile yüzey piki arasındaki ayrılma da artmaktadır. Bu

davranış yüzey anizotropi enerji yoğunluğu k^s ve değiş-tokuş etkileşme enerji yoğunluğu D 'nin sıcaklıkla artmasından kaynaklanmaktadır.

SDR spektrumlarının oda sıcaklığında açısal bağımlılığı Şekil 4.22'da verilmiştir. Görüldüğü gibi, hacımsal modun relatif şiddeti artan açı değerleri ile hızlı bir şekilde azalmakta ve çizgi genişliği de artmaktadır. Uygulanan manyetik alan dik doğrultudan paralele doğru döndürüldükçe hacımsal modun rezonans alanı değerleri pek fazla değişmemektedir. Yüzey modun rezonans alanı ise çok hızlı bir biçimde düşük alanlara doğru kaymakta ve 40° civarında hacımsal moda dönüşmektedir. İkinci mod ise artan açıyla zayıflayarak bu kritik açıda tümüyle kaybolmaktadır. Açının 40° den 90° ye kadar olan değerlerinde SDR spektrumu tek bir moda (hacımsal mod) sahip olmakta ve yüzey mod görülmemektedir. Yani yüzey enerjisinin durumuna göre SDR spektrumlarında çoğu kez 45° üzerinde yüzey mod görülmez. Grafikten çıkarılabilecek bir diğer önemli sonuç ta dik geometrideki çizgilerin paralel geometridekilerden daha geniş olmalarıdır.

SDR spektrumlarının $T=40K$ sıcaklığındaki açıyla değişimi Şekil 4.23'de görülmektedir. Hacımsal ve yüzey modun relatif şiddetleri bu sıcaklıkta çok hızlı bir şekilde azalmakta ve çizgi genişliği ise oldukça büyük ölçüde artmaktadır. Şekil 4.24'ise 40 ve 300 K sıcaklıklarında ana modun rezonans alanlarının açıyla değişimini göstermektedir. Aynı zamanda bu grafik üzerinde $T=40K$ 'da ana mod ile ikinci mod (yüzey modun) arasındaki alan farkı çizdirilmiştir. Burada sürekli çizgi ile gösterilen modelden hesaplanan değişimi ifade etmektedir. SDR teorisinden de beklediğimiz gibi, bulk mod açı büyüdükçe zayıflamakta ve 45° tamamen yok olmakta ve yüzey mod Kittel moduna dönüşmektedir. Yani $\theta = 45^\circ$ civarında yüzey mod birinci mertebeden ana hacımsal moda dönüşmektedir. Daha büyük açılarda ise ($\theta > 45^\circ$ durumunda) yüzey mod kaybolmakta ve bulk mod olarak kendini göstermektedir. Bu iki sıcaklık için uyarlamayla elde edilen sonuçlar Tablo 4.3'de verilmiştir.

Değiş-tokuş parametresi ve yüzey anizotropi parametresinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.25'de verilmiştir. Bu iki parametrenin büyüklüğü SDR spektrumlarında bulk ve yüzey modların relatif şiddetleri ve pozisyonlarında çok önemli rol oynamaktadırlar. Şekilden de görüldüğü gibi 150K sıcaklığının altında değiş-tokuş parametresi sıcaklığın azalmasıyla çok keskin bir biçimde artmaktadır. Bu

parametrenin değeri 150K civarında çok geniş bir maksimumdan ve 90K civarında ise bir minimumdan geçmektedir. 90K'nın altındaki ise bu parametrenin değerindeki artışlar çok daha hızlı olmaktadır. Bu davranışın benzer konsantrasyonlu NiMn alaşımının için nötron difraksiyon tekniği ile bulunan sonuçlarla uyum içindedir. Paralel pozisyonda yüksek mertebeli hacımsal modların rezonans alanları negatif alanlara doğru kaydığı için pozitif alan bölgesinde uyarılamamaktadırlar.

Yüzey anizotropi parametresinin değerlerinin mutlak büyüklükleri azalan sıcaklıkla lineer bir biçimde artmaktadır. şekilde sürekli çizgi yüzey anizotropi parametresinin

$$k(T)=k_{so}(1-\frac{T}{T_b})$$

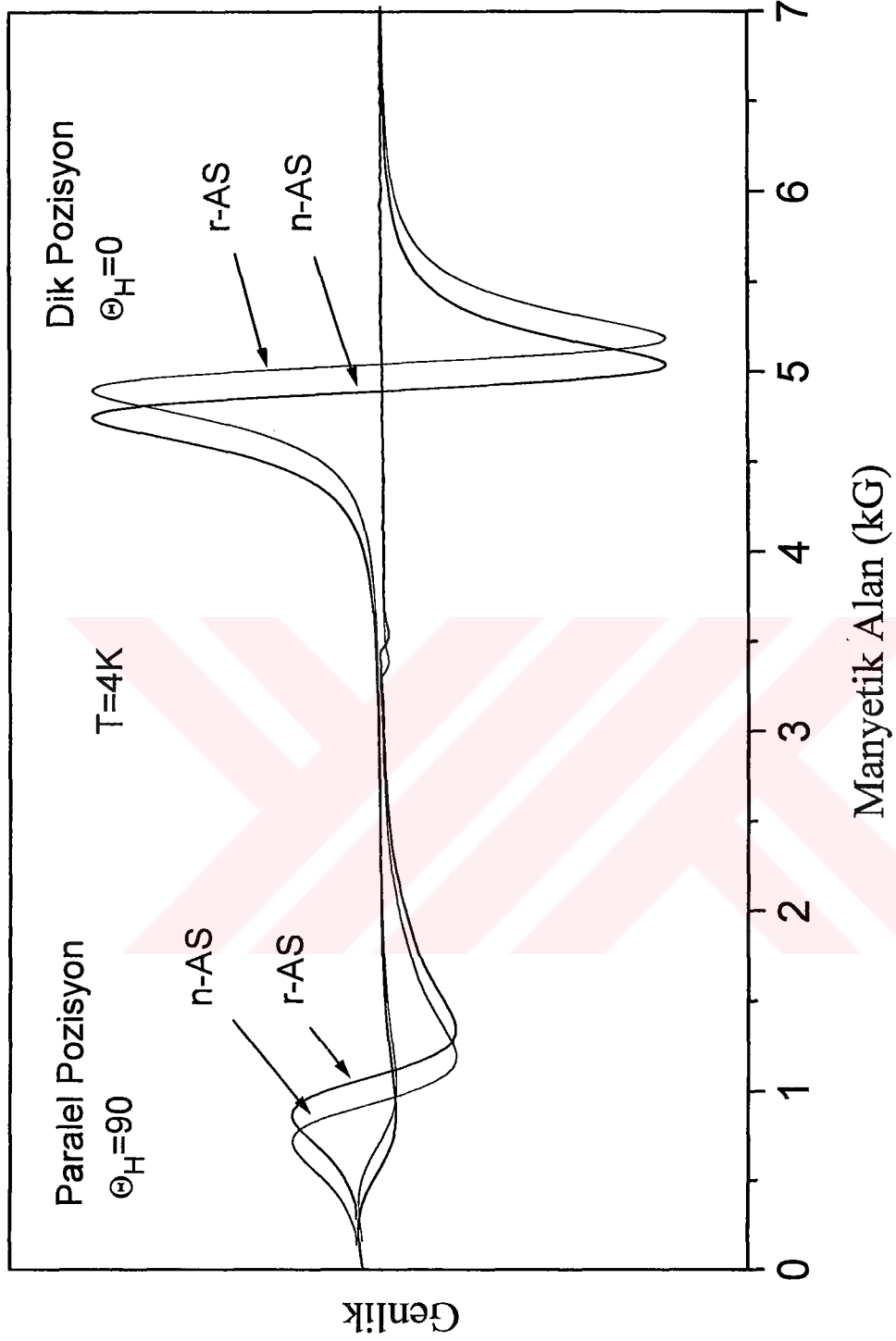
ifadesine fit edilmiş değerlerini göstermektedir. Böylece T_b (blocking) sıcaklığı ($=450K$) ve anizotropi parametresinin sıfır derece Kelvindeki değeri, k_{so} ($=0.1 \text{ erg/cm}^2$) belirlendi.. Bloking sıcaklığı, T_b , malzemenin 450K'in üzerine kadar ısıtılması halinde bile manyetik özelliklerinin bozulmayacağı sıcaklık demektir. Yani film manyetik geçmişini bu sıcaklığa kadar hatırlıyor demektir. Bulk modun şiddetinin büyüklüğü yüzey anizotropisinin büyüklüğünün mutlak değeriyle orantılı olarak artar. $T=150K$ civarında bulk modun şiddeti çok belirgin bir biçimde ortaya çıkmaktadır. Bulk modun çizgi genişliği 150K'nın altında spinlerin donmasından (frusturasyondan) dolayı çok genişlemektedir. Bulk mod spin-glass fazı bölgesinde çizgi genişliğinin artmasından dolayı kaybolmaktadır. Değiş-tokuş parametresinin T_{min} civarındaki minimumunun, spinlerin donmasıyla ilişkili olduğu görülmektedir. Bu davranış bize değiş-tokuş enerji yoğunluğu ile yüzey anizotropi enerji yoğunluğu arasındaki ilişkiyi gözardı edemeyeceğimizi göstermektedir.

Tek-doğrultulu değiş-tokuş enerji yoğunluğunun ve etkin hacımsal anizotropi yoğunluklarının sıcaklıkla değişimi Şekil 4.26'de gösterilmektedir. Tek-doğrultulu

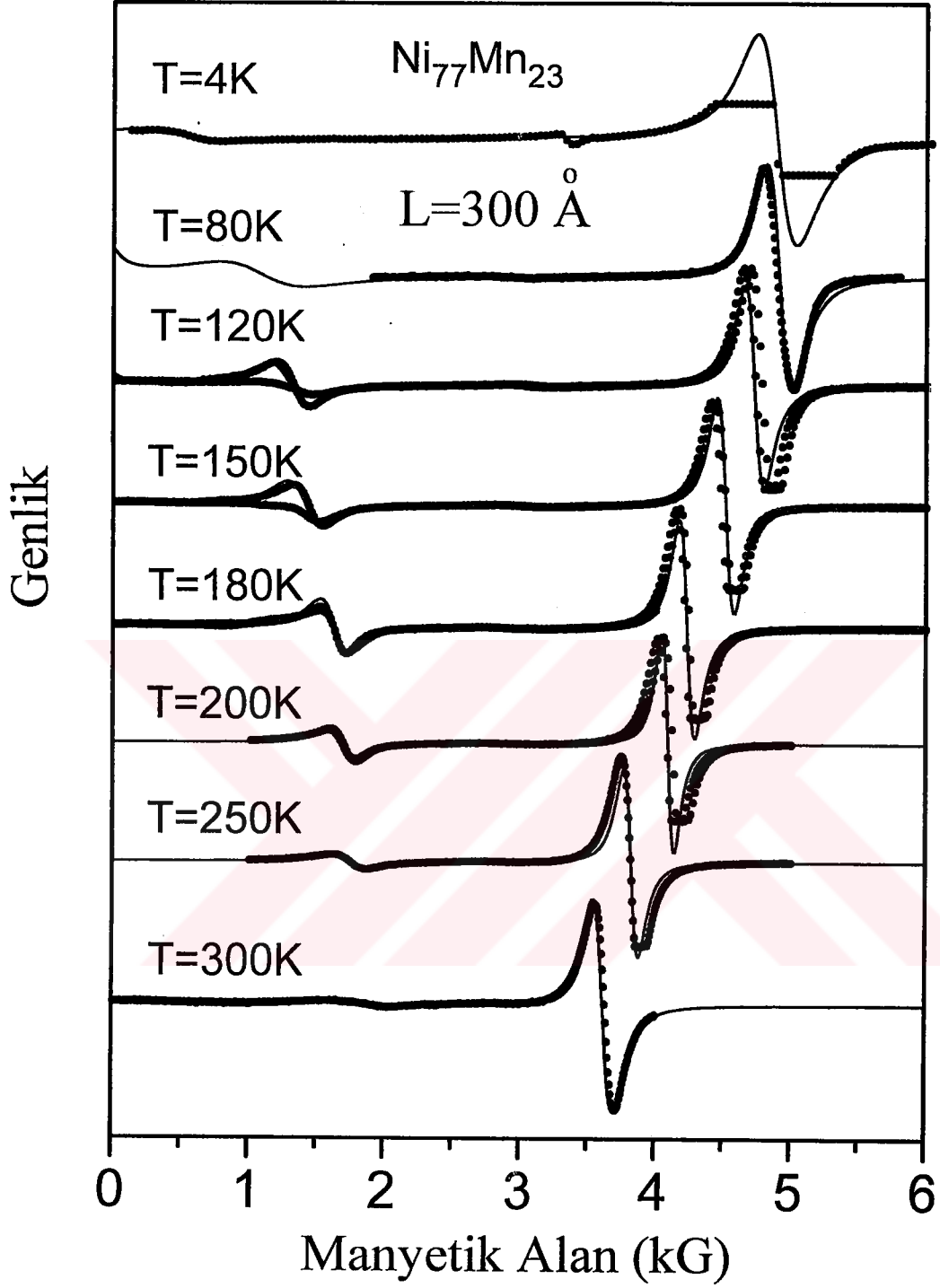
değiş-tokuş enerji yoğunluğu 250 K sıcaklığından itibaren ortaya çıkmakta ve üstel olarak azalan sıcaklıkla artmaktadır. Tek doğrultulu değiş-tokuş anizotropisinin tümüyle dinamik karakter sergilemesinin nedeni Dzialoshinsky-Moria (DM) anizotropisinin yaşam süresinin oldukça küçük olmasıdır. n-AS ve r-AS durumları için rezonans alan değerleri arasında herhangi bir farkın olmaması veya dc manyetik histeri eğrilerindeki yatay kaymanın oldukça küçük olması DM anizotropisinin statik ölçümlerden elde edilmesini zorlaştırmıştır. $2K_{\text{etkin}}/M_o$ parametresi sistemin tüm manyetik enerjisinden kaynaklanan etkin manyetik anizotropileri karakterize etmektedir. Etkin manyetik anizotropinin sıcaklıkla değişimi grafikten de görüldüğü gibi 130K'e kadar azalan sıcaklıkla düzgün bir artış göstermektedir. Daha düşük sıcaklıklarda ise yani 100K'nın altında bir plato davranışı görülmektedir. Sıcaklık azalırken $2K_{\text{etkin}}/M_o$ 'nin hızlı bir şekilde artışı (300K'nın hemen altında) mıknatıslanmayı giderici alanın etkisinden kaynaklanmaktadır. Etkin manyetik anizotropi 100K'nın altında grafikte de görüldüğü gibi doyuma gitmektedir.

Tablo 4-3 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin Rezonans alanlarının açığa göre uyarlanarak elde edilen parametrelerinin değerleri

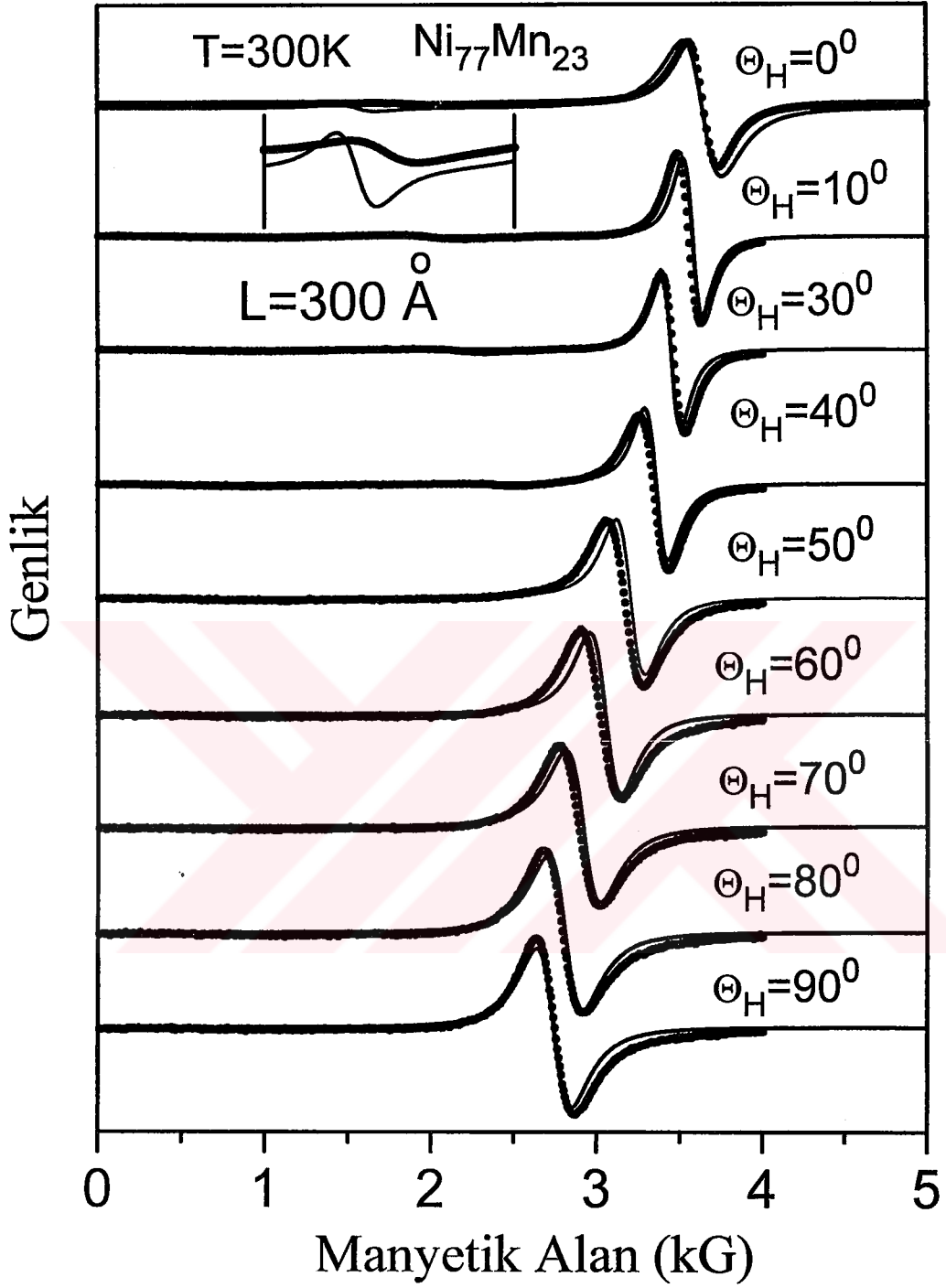
	ω/γ (kG)	$2K_{\text{etkin}}/M_o$ (kG)	$H_{\text{Tek_doğ.}}$ (kG)	$10^{10}D$ (G.cm ²)	$k_{1,1}^2 L/A$
T=300K	2.90 ± 0.03	-0.10 ± 0.01	-	3.65 ± 0.04	-4.90 ± 0.01
T=40K	2.90 ± 0.03	-0.90 ± 0.01	0.90 ± 0.01	5.00 ± 0.04	-9.50 ± 0.01



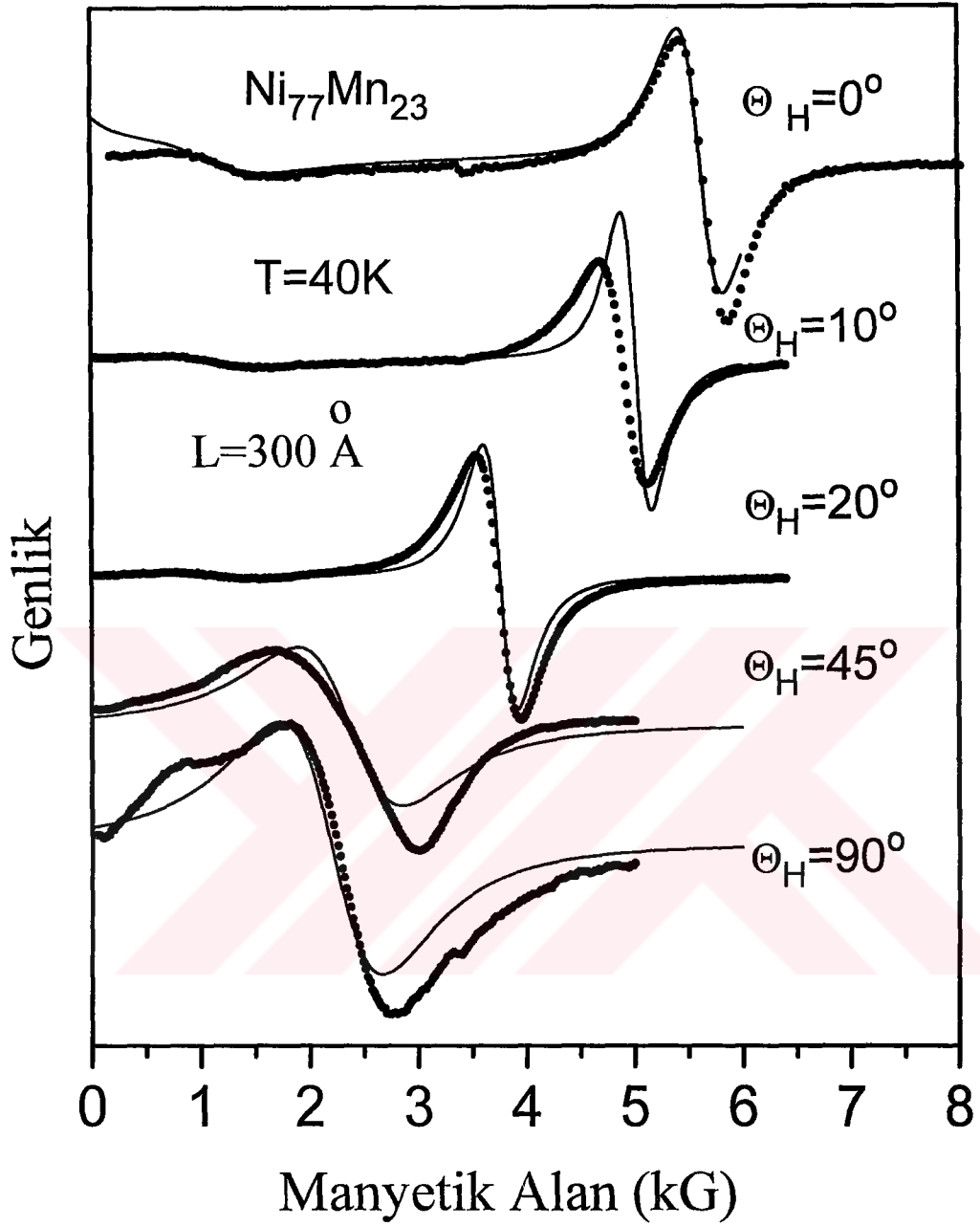
Şekil 4.20 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ ince filmi için 4K'da dik ve paralel pozisyon için SDR spektrumları; Alanlı soğutma (AS) durumu için görülmektedir. Burada r-AS alanlı soğutma durumunda azalırken alınan SDR spektrumu; n-AS alanı artan yönde alınan SDR spektrumunu göstermektedir.



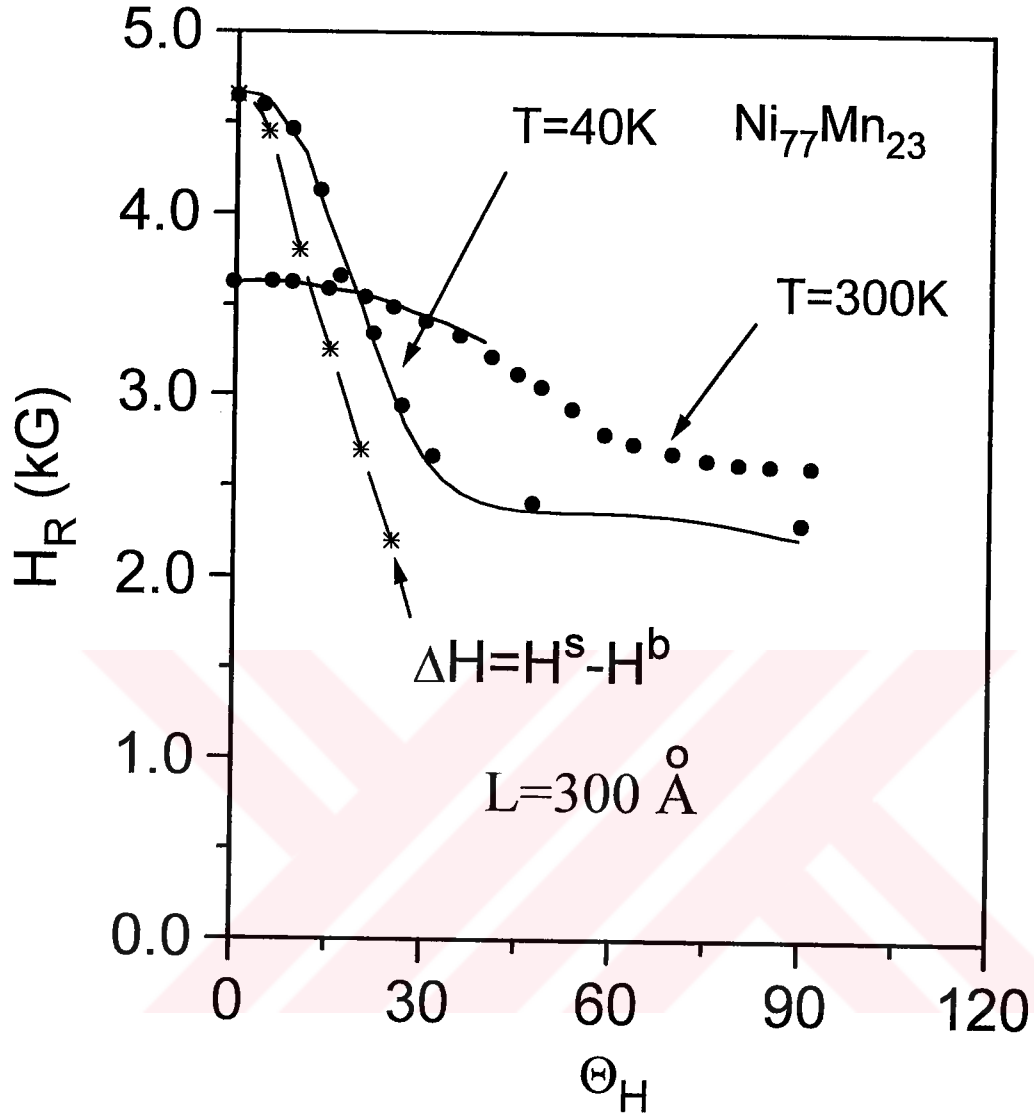
Şekil 4.21 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ ince filmi için seçilmiş bazı sıcaklıklarda dik geometrideki SDR spektrumları; Kesikli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumu göstermektedir.



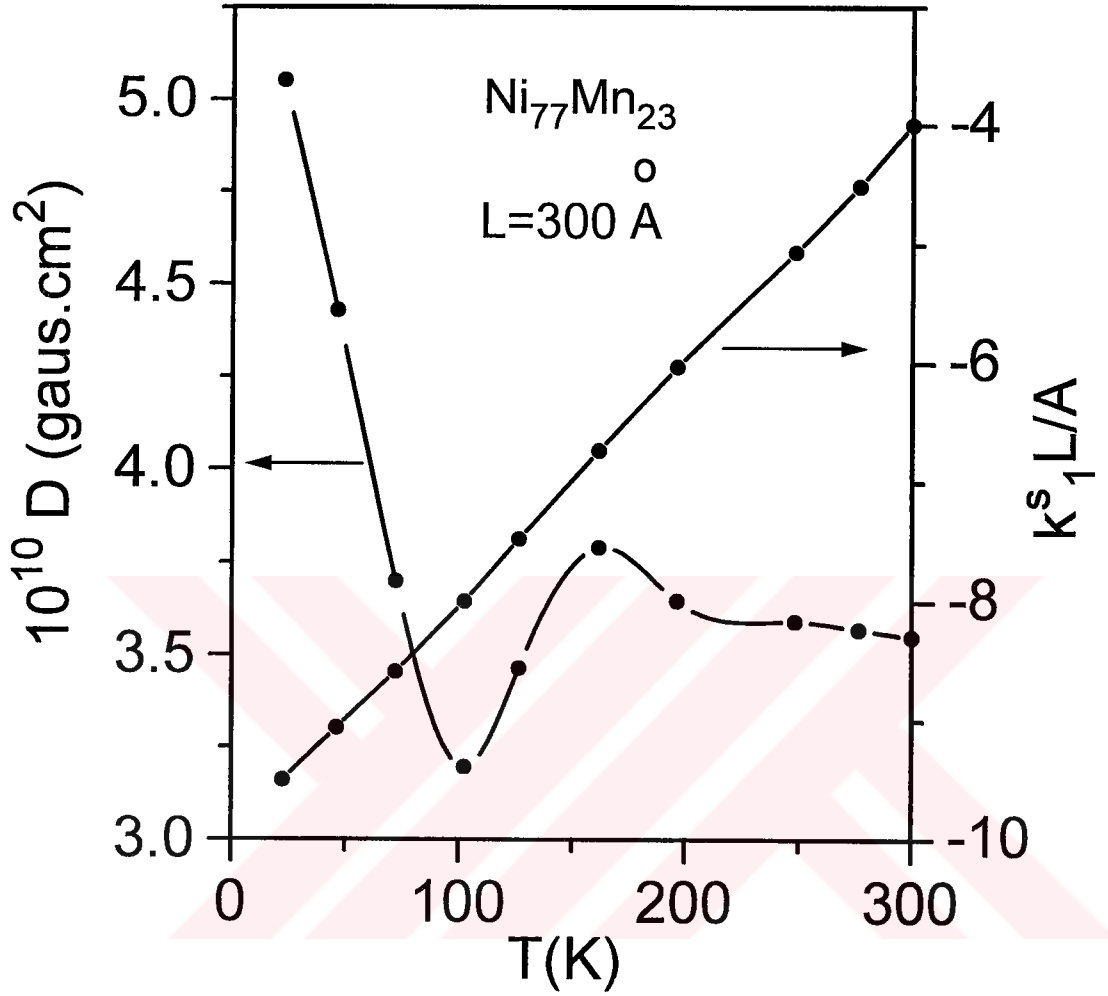
Şekil 4.22 Ni₇₇Mn₂₃ alaşım filminin T=300K sıcaklığında dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerleri için SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, daireli noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



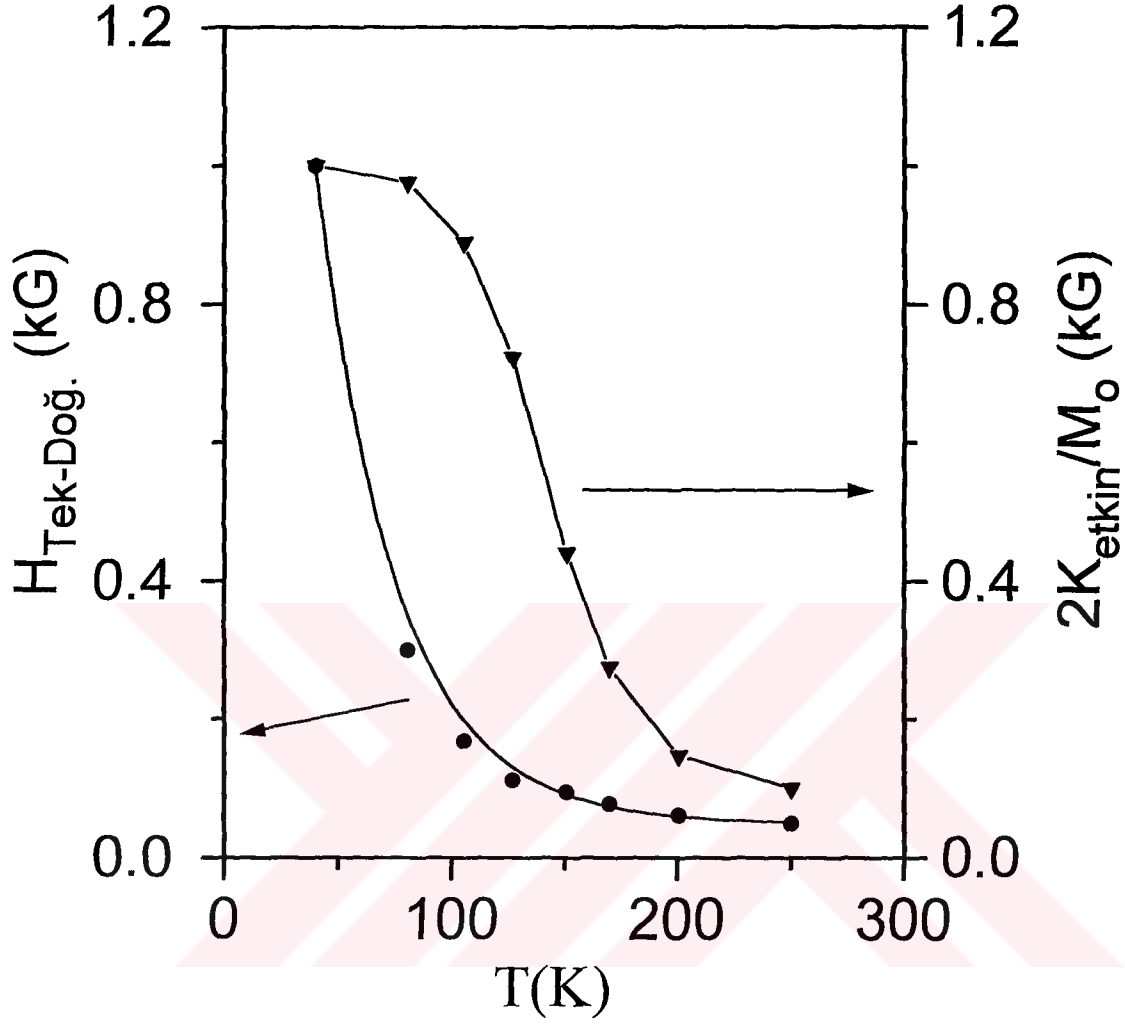
Şekil 4.23 Ni₇₇Mn₂₃ alaşım filminin T=40K sıcaklığında dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerleri için SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



Şekil 4.24 $Ni_{77}Mn_{23}$ ince filminde $T=40K$ ve $T=300K$ sıcaklığında Rezonans alanlarının H_R , dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın fonksiyonu olarak değişimi; Burada θ_H uygulanan dış manyetik alanın film normali ile yaptığı açıyı göstermektedir. Kesikli çizgiler modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel noktalar ise deneysel rezonans alan değerleri göstermektedir. Ayrıca ana hacımsal (bulk) mod 1. yüzey modun Rezonans alanlarının farklarının açıyla değişimi; $T=40K$ sıcaklığı için * sembolleri ile gösterilmiştir.



Şekil 4.25 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım ince filminin D değiş-tokuş (exchange) enerji parametresinin sıcaklıkla değişimi; Bu parametrenin sıcaklıkla değişimine dikkat edecek olursak $T=100\text{K}$ civarında oldukça derin bir minimumdan geçmekte ve daha düşük sıcaklıklara inildikçe hızlı bir biçimde artmaktadır. Ayrıca diğer ekseninde Normalize yüzey çivileme (pinning) parametresinin ($k_s^1 L/A$) sıcaklıkla değişimi;



Şekil 4.26 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım ince filmi için Tek-doğrultulu (unidirectionl) ($H_{\text{Tek-doğ.}}$) anizotropinin ve Etkin manyetik anizotropi ($2K_{\text{ekin}}/M_o$)'nin sıcaklıkla değişimi; Burada dikkat edilirse Tek-doğrultulu anizotropi azalan sıcaklıkla üstel olarak artmaktadır.

4.1.3.2 600 Å'lük Film (Geometrik Anizotropi)

600 Å'lük $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ filmleri elektron-demet buharlaştırma tekniği ile quartz alttaş üzerine hazırlandı. X-ışını-kırınımı grafiği Şekil 4.27'de verilmiştir. Bu grafikten de görüldüğü gibi filmimiz polikristal özellik göstermektedir. Daha önce anlatıldığı gibi spektrumlar alındı ve kuramsal analizler yapılarak manyetik parametreler türetildi. Ancak bu kez geometrik anizotropi terimi ilave edilmezse deneylerin kuramsal spektrumlara fit etmediği görüldü bu yüzden geometrik anizotropi bu örnek için ayrıntılı bir biçimde araştırıldı. Manyetik alanın yz ve xz düzleminde film normali ile yaptığı açı ile asimetrik bir davranış göstermesi SDR spektrumlarını iki özel düzlemde kaydetme zorunluluğunu getirdi. Öyleki deneme ve yanılma yöntemi ile rezonans alanının değerlerinin film normaline göre olan açıyla en fazla ve en az değiştiği iki düzlem bulundu. Sonra bu iki düzlemde spektrumlar kaydedildi.

Şekil 4.28 ve Şekil 4.29 her iki düzlemde ve oda sıcaklığında alınan spektrumların açıyla değişimini göstermektedirler. Görüldüğü gibi spektrumlarda başat olan iki modun şiddetleri artan açı ile azalmaktadırlar. Ancak bu kez rezonans alanının en büyük değeri dik geometriye karşı gelmemektedir. Ayrıca bu iki düzlemde çizgilerin açıya bağımlılıkları birbirinden farklıdır. Açıya bağımlılığın sıkı olduğu düzlem anizotropik (PII) diğeri de izotropik (PI) düzlem diye adlandırılacaktır. Homojen düzgün polikristal manyetik filmlerde bu iki düzlem arasında özdeşlik beklenir, yani iki düzlem arasında herhangi bir farklılık olmamalıdır. SDR spektrumlarındaki bu asimetrik davranış, polikristal NiMn filminde beklenilmeyen bir etkileşmenin işaretidir. Bu asimetrik davranış Şekil 4.30, 31, 32, 33 'de de görüldüğü gibi düşük sıcaklıklarda da devam etmektedir. Ancak spektrumların daha düşük sıcaklıklardaki davranışı oda sıcaklığındaki davranışlarından oldukça farklıdır. Görüldüğü gibi, iki ana pikin aralarındaki uzaklıklar azalan sıcaklıkla artmaktadır. Bununla birlikte bir spektruma ait tüm piklerin alandaki konumlarının alçak sıcaklıklarda düşük alanlara doğru kaydığı da gözlenmektedir. Rezonans alanlarının azalan sıcaklıkla daha düşük alanlara kayması, yukarıda da anlatıldığı gibi, bu konsantrasyondaki NiMn

alaşımları için spin-cam (spin-glass) özelliklerinden kaynaklanmaktadır. Düşük sıcaklıklarda SDR spektrumlarındaki yüzey piki yarılmaktadır. Yüzey piklerinin relatif şiddetleri devamlı olarak düşük sıcaklıklarda azalmaktadır.

En şiddetli iki pikin rezonans alanlarının her iki düzlemdeki açısal değişimi Şekil 4.34'de 195 K için verilmiştir. Burada noktasal işaretler deneysel değerleri üçgenle işaretlenmiş veriler ise modelden hesaplanmış değerleri göstermektedir. Bu eğrilere dikkat edecek olursak 90° 'ye göre her iki düzlemde de simetrik olmadıkları aşikar olarak görülmektedir. Bu anizotropi (geometrik anizotropi) sıcaklığa bağlıdır. Bunun sıcaklık bağımlılığı Şekil 4.35'da açıkça görülmektedir. Bu grafikte aynı düzlemde rezonans alanlarının açısal bağımlılığı iki farklı sıcaklıkta görülmektedir. Düşük sıcaklıklarda rezonans alanlarının açıyla değişimi oda sıcaklığındakinden çok farklı ve keskin bir davranış göstermektedir. Bu farklılık kısmen mıknatıslanmadaki değişimden kısmen de geometrik anizotropinin sıcaklık bağımlılığından kaynaklanmaktadır. Şekil 4.35'den rezonans alanlarının açıyla değişimine bakılacak olursa, film normaline göre olan asimetrinin yüksek sıcaklıklarda daha belirgin olduğu görülür. Burada verilen deneysel spektrumlar önceki bölümlerde de detaylı bir şekilde izah edilen modellerle analiz edildi. Deneysel ve teorik sonuçlar Şekil 4.28, 29, 30, 31, 32, 33 de verilmiştir. Analiz sonucu elde edilen parametre değerleri $T=300, 195, 80K$ için Tablo 4.4'de verilmiştir. Yukarıda belirtilen şekillere dikkat edilecek olursa deneyle model arasında çok güzel bir uyum olduğu görülür. Deneyle model arasındaki bazı sıcaklık ve açılarda görülmekte olan küçük uyumsuzluklar, deneysel hatalardan veya modelimizin tam mukemmel olmayışından kaynaklanmaktadır. Hatırlanacağı gibi basit olsun diye burada geometrik ve bulk anizotropi enerjilerinin daha yüksek mertebeli terimlerini ihmal ettik. Deneyle modelin çok daha iyi bir uyumunu sağlayabilmek için 4. ve 6. mertebeden (yüksek mertebeden) katkıların da dikkate alınması gerekirdi. Bu kadarlık uyum bile bu örneğin manyetik özelliklerinin fiziği hakkında önemli bilgiler elde edebilmemizi sağlamıştır.

Tablo 4.4'de de görüleceği gibi sistemin manyetik özellikleri sıcaklıkla belirgin bir biçimde değişmektedir. Sıcaklık azaldıkça etkin anizotropi $2K_{etkin}/M_0$ artmaktadır. Bu anizotropide mıknatıslanmayı giderici alan olan $-4\pi M_0$ parametresi düşük sıcaklıklarda daha baskın olmaktadır. Sıcaklık arttıkça mıknatıslanma ve

etkin anizotropi enerji yoğunluğu azalmaktadır. Bulk anizotropi enerji yoğunluğu parametresinin sıcaklığa zayıf bir biçimde bağlı olması beklenmektedir.

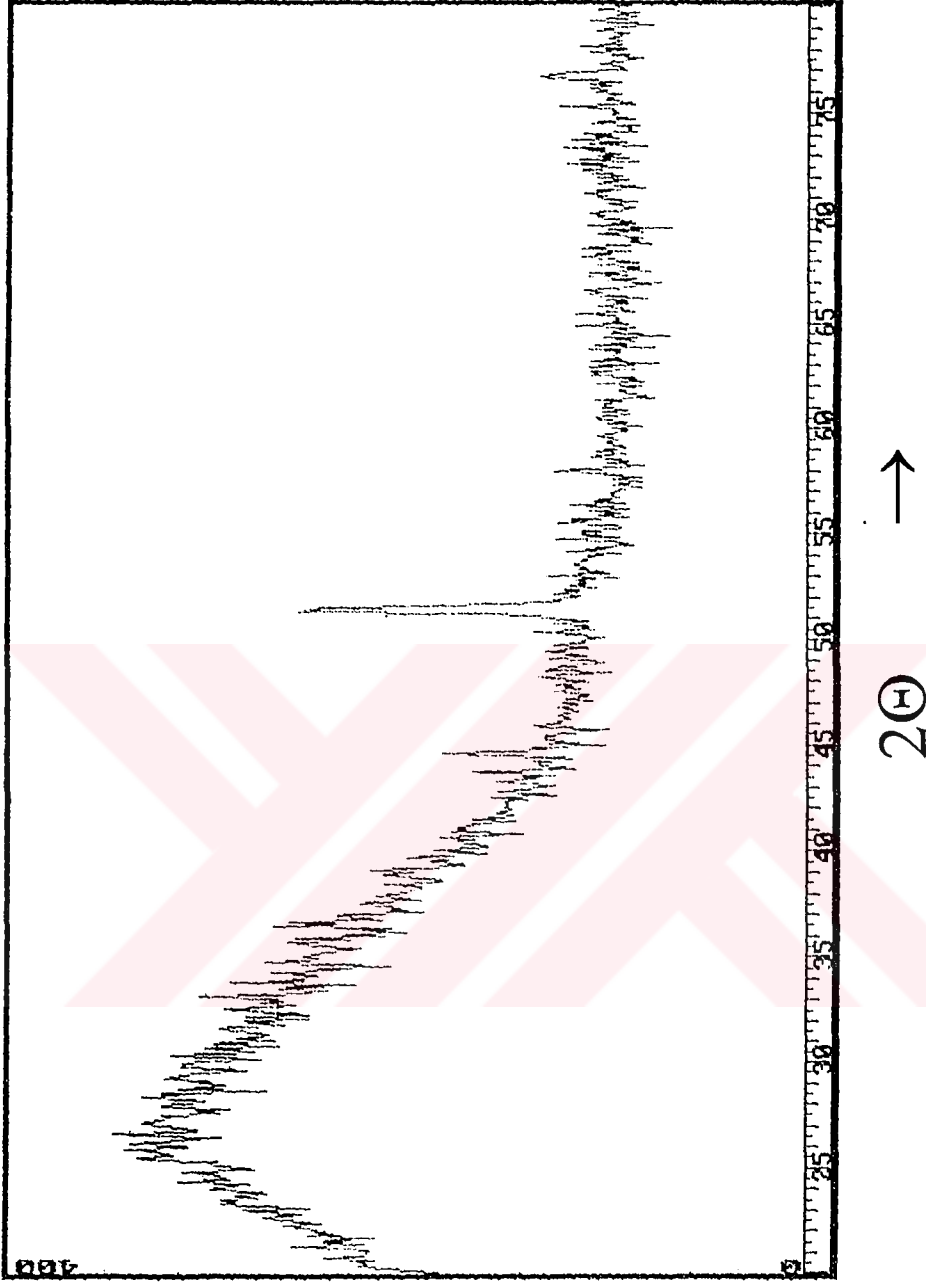
Diğer önemli bir nokta da mıknatıslanmayla geometrik anizotropi enerjisi arasında çok kuvvetli bir ilişkin görülmesidir. Geometrik anizotropi ile mıknatıslanma arasındaki bu kuvvetli ilişki, bize bu iki parametrenin benzer fiziksel orjinli olduğunu göstermektedir. Etkin hacımsal (bulk) anizotropi içinde baskın terim olan mıknatıslanmayı giderici alan, filmin makroskopik şeklinden dolayı ortaya çıkmaktadır. Geometrik anizotropi enerji ise, filmin hazırlanması esnasında yerel mikroskopik taneciklerin yüzeye yapışmasındaki şekillenimden kaynaklanmaktadır. Her tanecik kendisinin doyum mıknatıslanmasına karşı gelen mıknatıslanmayı giderici alana sahiptir. Bu taneciklerin şekilleri ve filme göre yönelimleri anizotropiye yerel bir katkı getirirler. Bu mikroskopik tanecikler herhangi bir nedenle filme göre tercihli bir yönelime sahip olurlarsa ortalama anizotropiye katkıları sıfırdan farklı olur ve bu tercihli yön geometrik anizotropi alanının yönünü belirler. Bu doğrultu film normaline göre 20 ila 30 derece arasında bir bölgeye düşmektedir. Mıknatıslanmayı giderici alanla geometrik anizotropi arasındaki görülen ilişki geometrik anizotropi yorumuyla uyumludur.

Tabloda verilen değerlerden değiş-tokuş etkileşme parametresi D 'nin çok zayıf bir sıcaklık bağımlılığı görülmektedir. D 'nin sıcaklık bağımlılığı azalan sıcaklıkla $T=120K$ civarında bir maksimumdan geçmektedir Daha sonra ise D tekrar düşmekte ve sıcaklık daha da düşürüldüğünde çok hızlı bir şekilde artmaktadır. $120K$ değeri bu örnek için donma sıcaklığına karşı gelmekte ve film bu sıcaklığın altında spin-cam özelliği göstermektedir. Değiş-tokuş etkileşme parametresi çok düşük sıcaklıklarda aynı alaşımın bulk örneğine nazaran sıcaklıkla çok daha hızlı bir artış göstermektedir. Bizim ESR tekniği ile gördüğümüz davranışla literatürde çok farklı bir teknik olan Notron diffraksiyon tekniği ile elde edilen ve gözlenen davranış arasında çok büyük bir benzerlik vardır. D nin sıcaklık bağımlılığının bu biçimde olması mantıklı görülmektedir. Yüzey anizotropi parametrelerinin $80 K$ daki değeri oda sıcaklığındaki değerlerine göre aşağı yukarı 4 kez daha yüksektir. Filmde herhangi bir manyeto-kristal yüzey anizotropi enerji katkısı çok belirgin bir biçimde gözlenmemiştir. Yüzey anizotropisine en büyük katkı filmin yüzeyindeki spinler arasındaki değiş-tokuş anizotropisinden

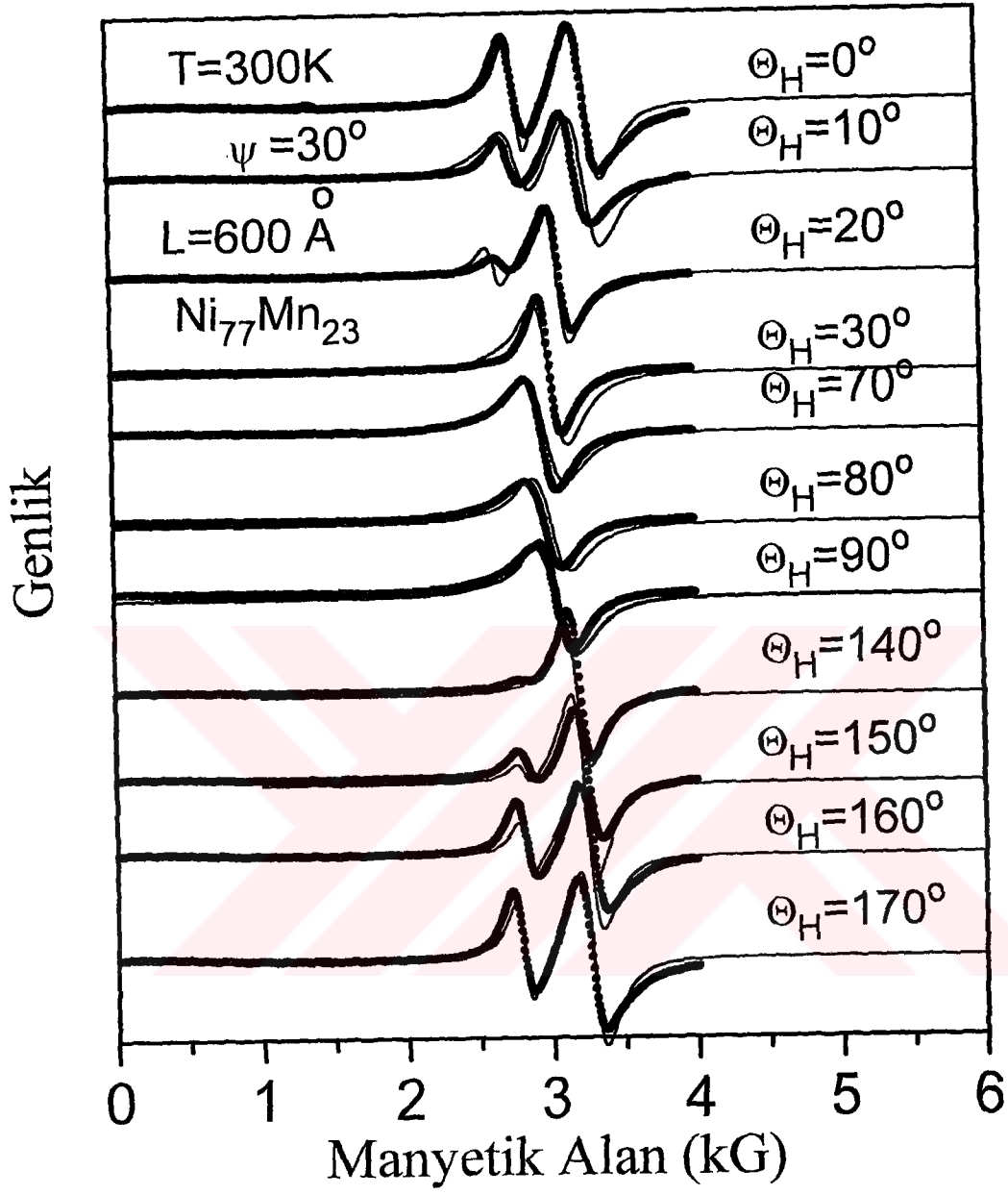
gelmektedir. Tek-doğrultulu değiş -tokuş anizotropisinde de benzer sıcaklık davranışı gözlenmektedir. Düşük sıcaklıklardaki geometrik anizotropinin artması kısmen tek tek taneciklerin yüzeylerindeki artan yüzey değiş -tokuş anizotropisinden kaynaklanmaktadır denebilir.

Tablo 4-4 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin Rezonans alanlarının açığa göre uyarlanarak elde edilen parametrelerinin değerleri

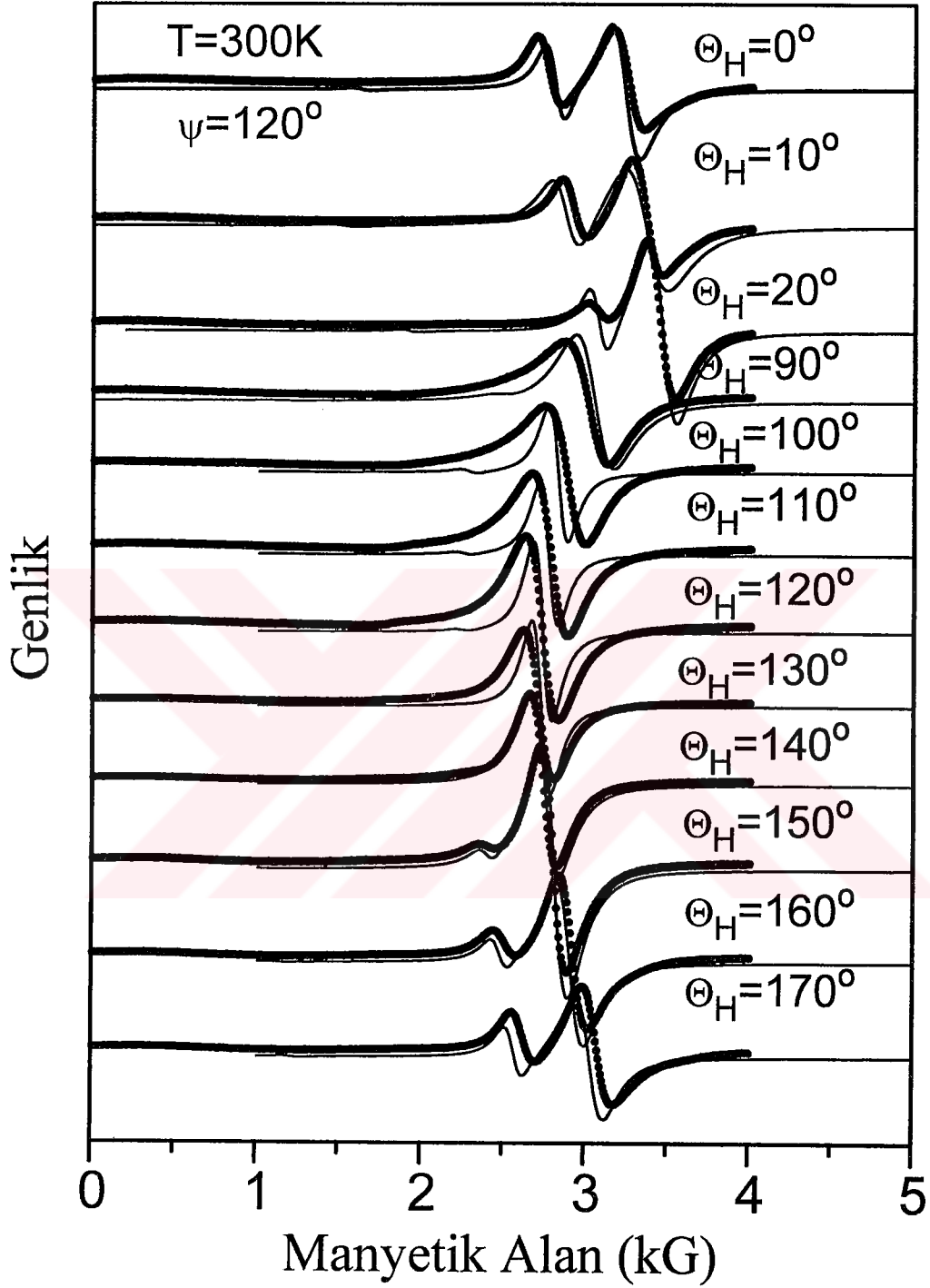
T (K)	$2K_{\text{etkin}}/M_o$ (kG)	$2\frac{K_g}{M_o}$ (kG)	ΔH_{p-p} (kG)	$10^{10}D$ (G.cm ²)	$2\frac{k_{1,1}^s L}{DM_o}$	$2\frac{k_{2,1}^s L}{DM_o}$	$H_{\text{Tek-doğ.}}$ (kG)
300	-0.06 ± 0.05	0.80 ± 0.05	0.12 ± 0.001	3.5 ± 0.2	-4.5 ± 0.5	-4.5 ± 0.5	-
195	-1.00 ± 0.05	1.70 ± 0.05	0.11 ± 0.001	5.0 ± 0.2	-11.0 ± 0.5	-12.0 ± 0.5	-0.15 ± 0.05
80	-2.00 ± 0.05	3.00 ± 0.05	0.14 ± 0.001	4.0 ± 0.2	-18.0 ± 0.5	-18.0 ± 0.5	-0.55 ± 0.05



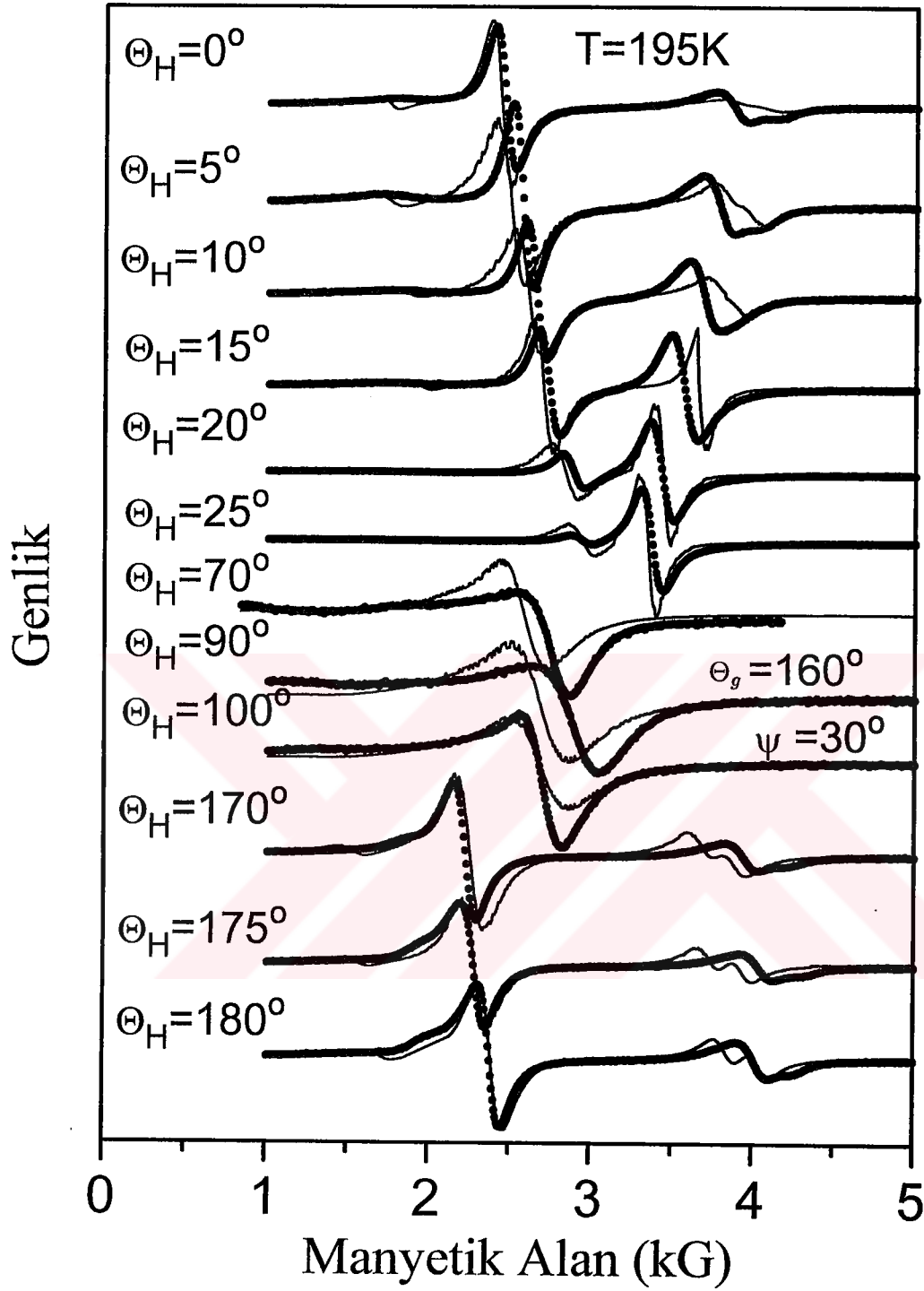
Şekil 4.27 $L=600 \text{ \AA}$ kalınlığındaki $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin x-ışını kırınımı spektrumu;



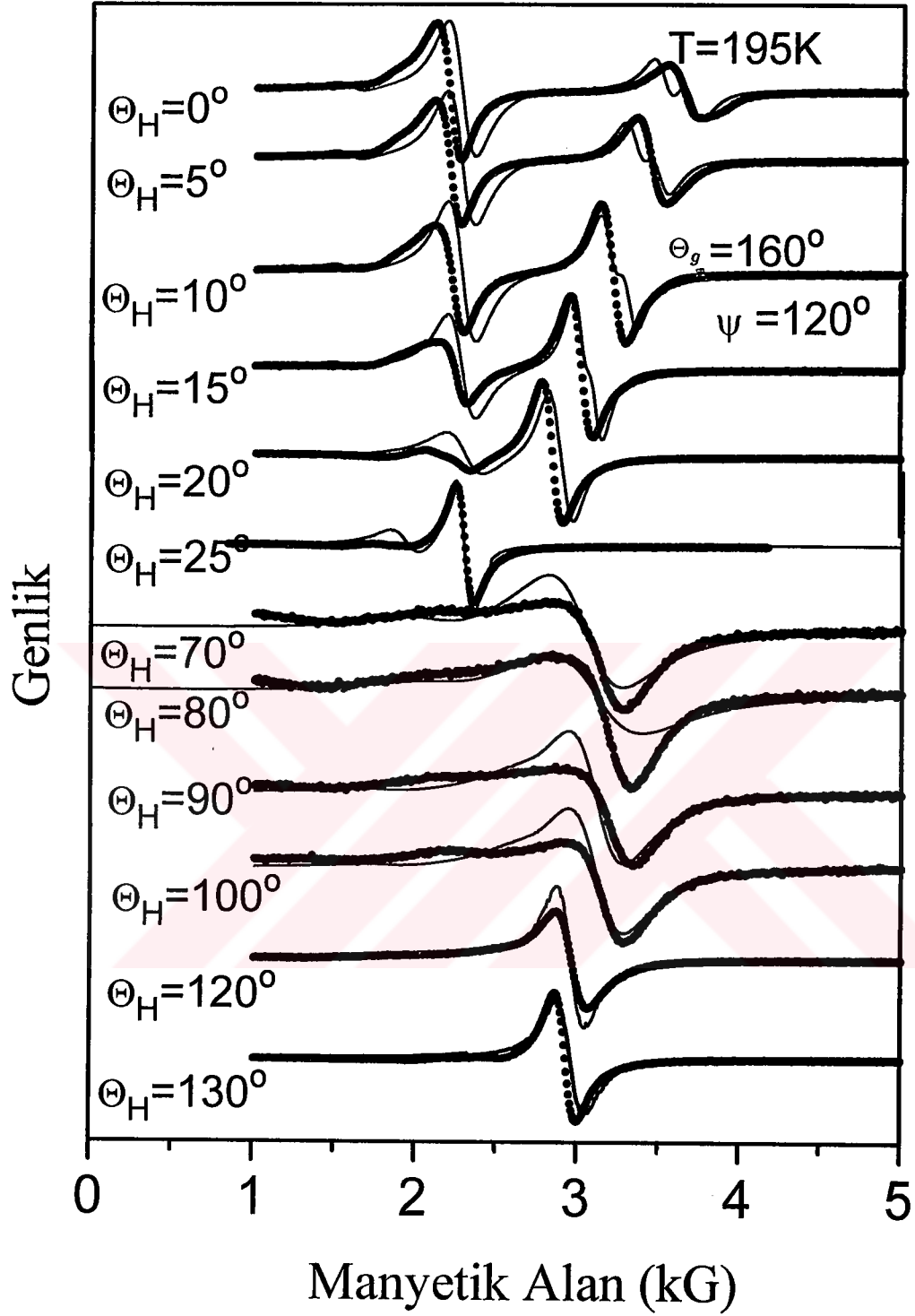
Şekil 4.28 $Ni_{77}Mn_{23}$ alaşım filminin $T=300K$ sıcaklığında izotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesele noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



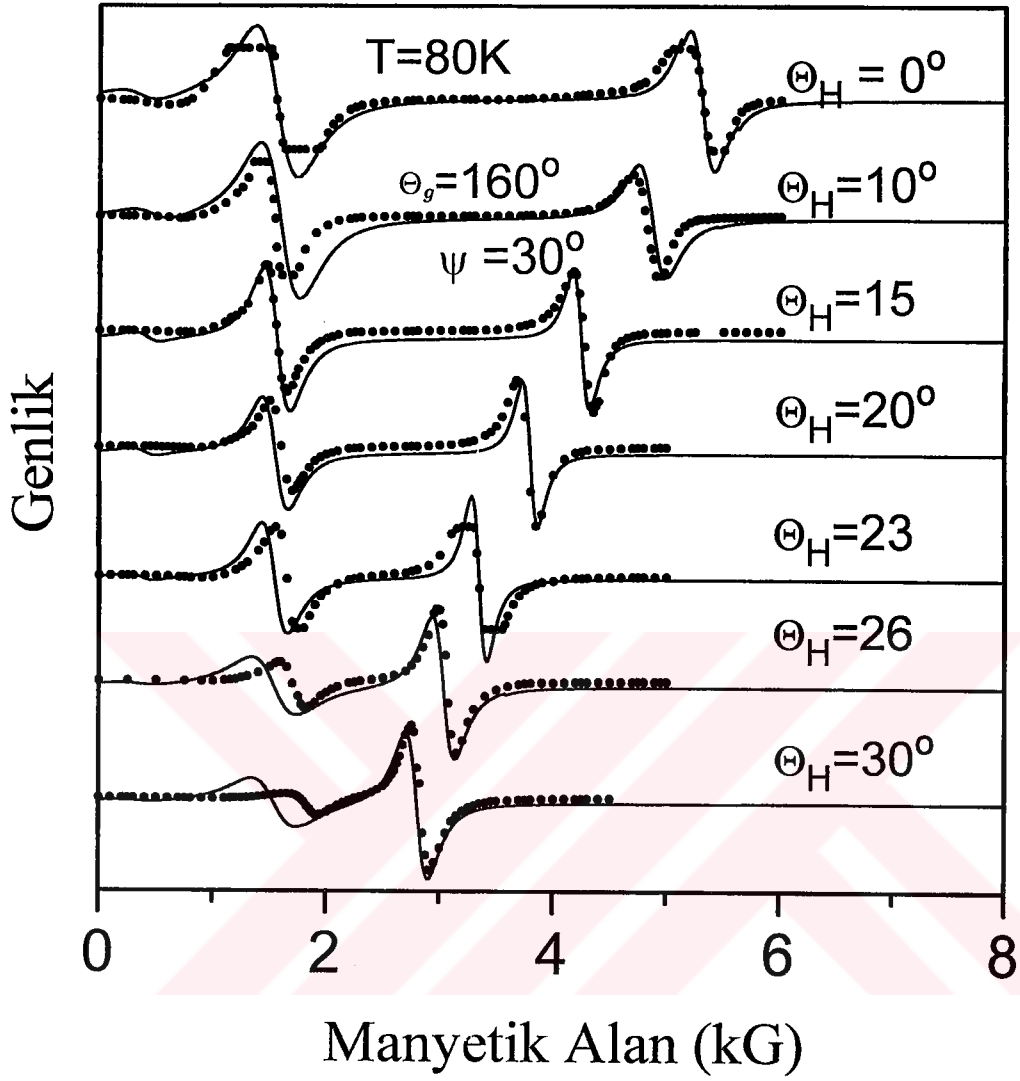
Şekil 4.29 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=300\text{K}$ sıcaklığında anizotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



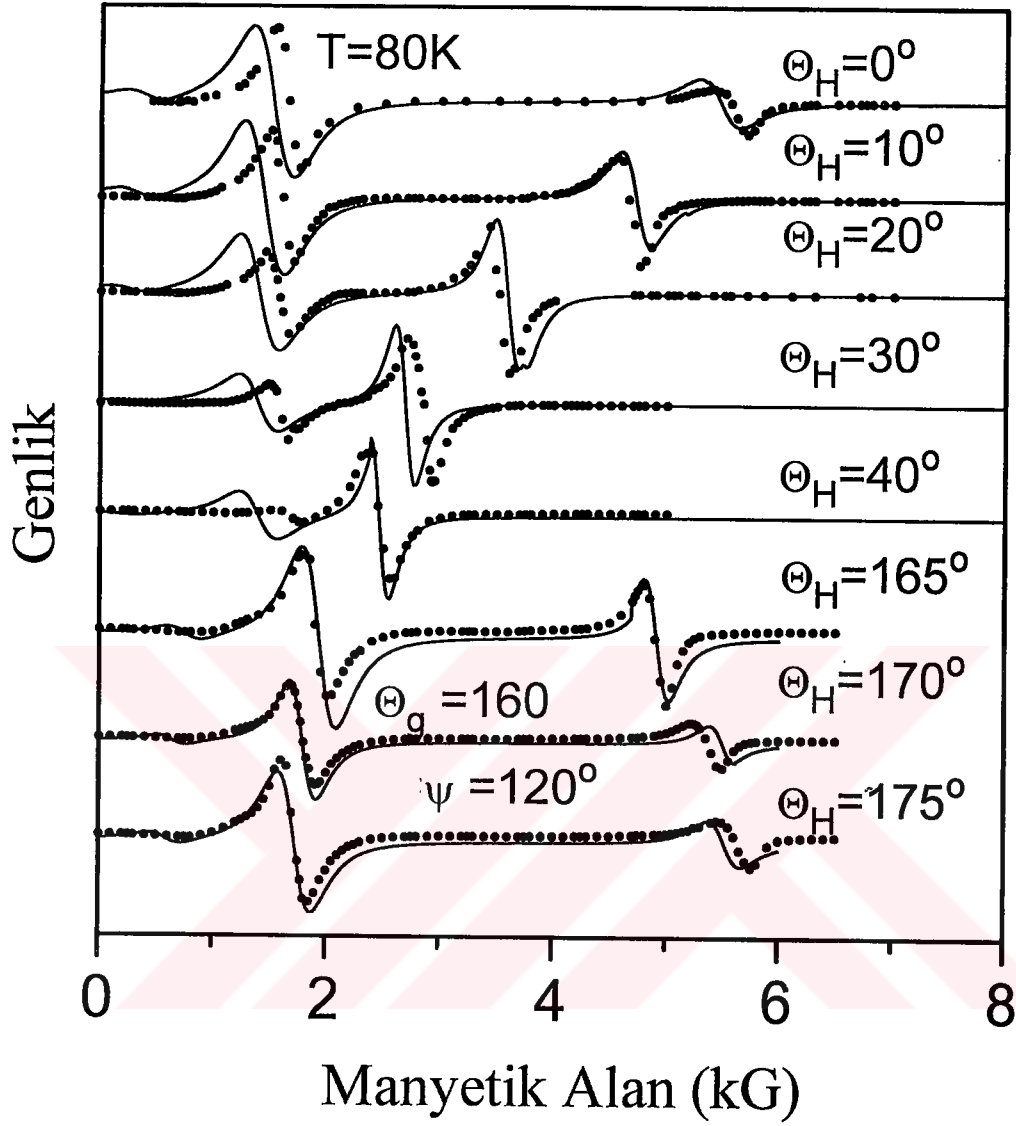
Şekil 4.30 $Ni_{77}Mn_{23}$ alaşım filminin $T=195K$ sıcaklığında izotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



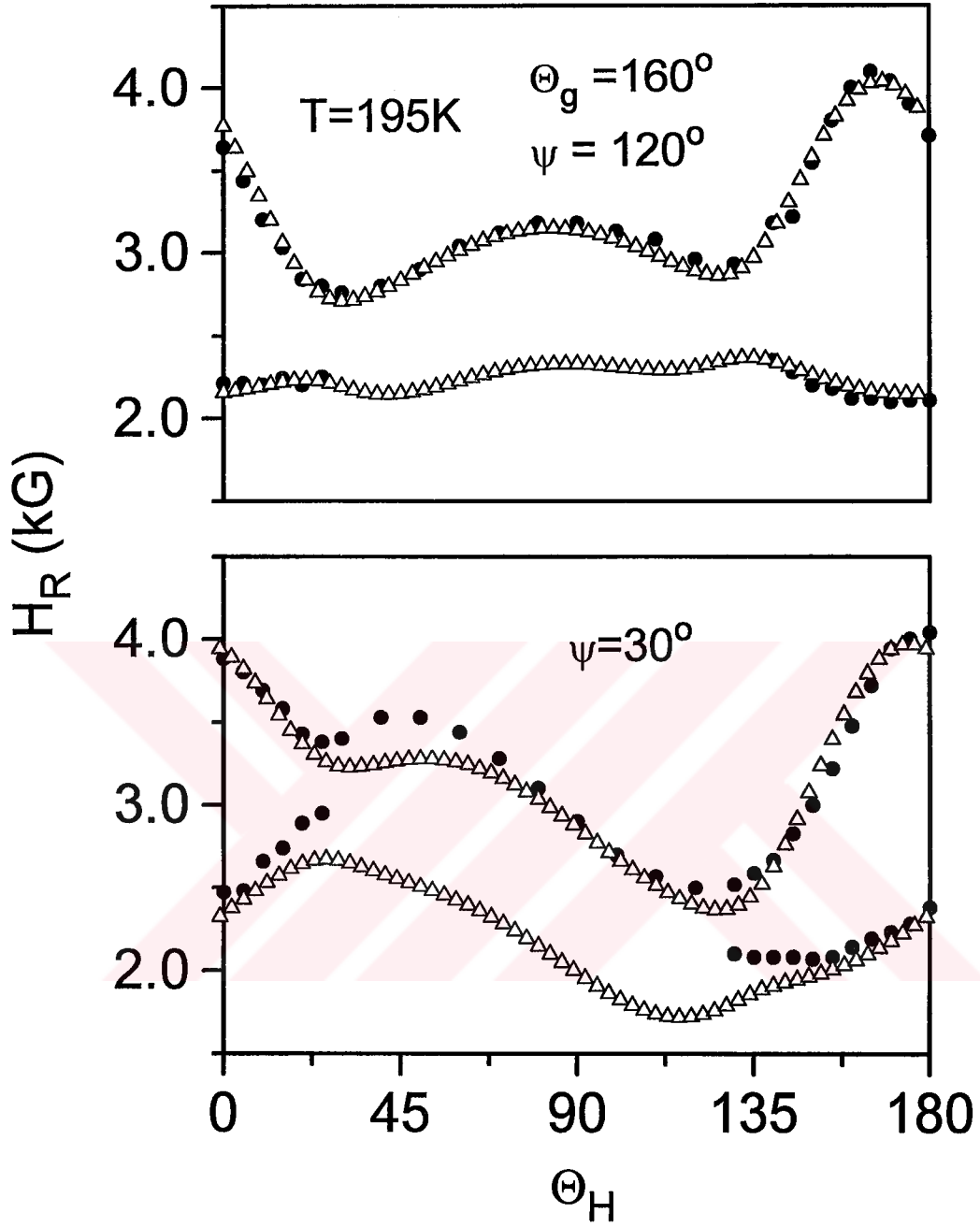
Şekil 4.31 $Ni_{77}Mn_{23}$ alaşım filminin $T=195K$ sıcaklığında anizotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



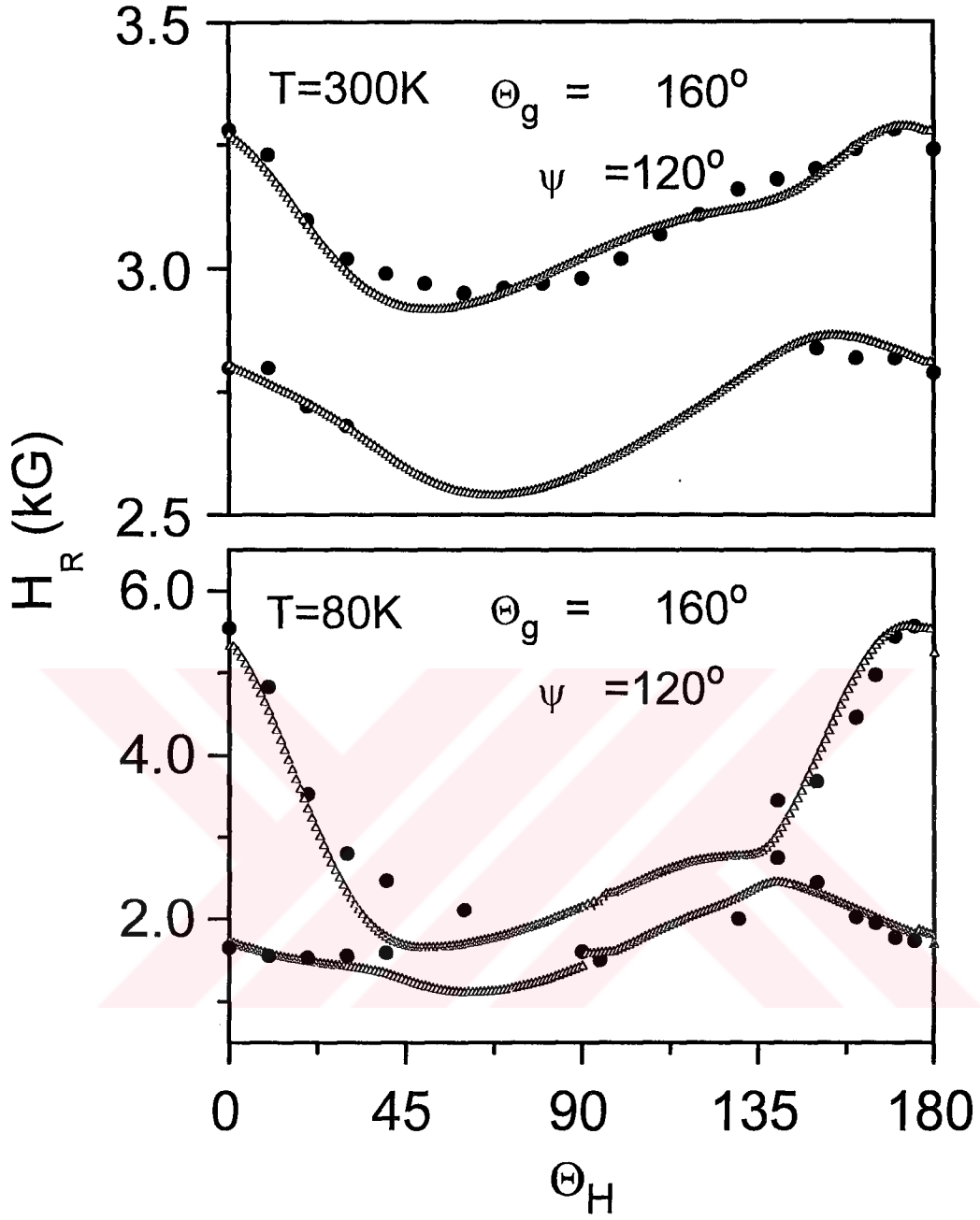
Şekil 4.32 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=80\text{K}$ sıcaklığında izotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'in seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



Şekil 4.33 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminin $T=80\text{K}$ sıcaklığında anizotropik yönelim için dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H)'ın seçilmiş bazı değerlerinde SDR spektrumları; Burada düz çizgi kuramsal modelden hesaplanan teorik davranışı, dairesel noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



Şekil 4.34 $L=600 \text{ \AA}$ kalınlığındaki $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminde $T=300K$ ve $T=195K$ 'daki ($\varphi=120^\circ$) anizotropik ve ($\varphi=30^\circ$) izotropik düzlemdeki Rezonans alanlarının (H_R), dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H) ile değişimi; Burada $\triangle$ sembolleri modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel içi dolu noktalar ise deneysel rezonans alan değerlerini göstermektedir..



Şekil 4.35 $L=600 \text{ \AA}$ kalınlığındaki $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filminde $T=300\text{K}$ ve $T=80\text{K}$ 'daki ($\varphi=120^\circ$) anizotropik düzlemdeki Rezonans alanlarının (H_R), dış manyetik alanın uygulanma açısı (θ_H) ile değişimi; Burada Δ sembolleri modelden hesaplanan teorik değerleri, dairesel içi dolu noktalar ise deneysel rezonans alan değerlerini göstermektedir.

4.1.3.3 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ Alaşım Filmlerinde Kalınlık İncelemesi

Bu bölümde poli-kristal $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşımlarında film kalınlığının manyetik parametreler üzerindeki etkileri araştırıldı. Örnekler SDR tekniği ile incelenerek analiz edildi. Elektron demet buharlaştırma yöntemi ile farklı kalınlıklarda (50, 100, 300, 600, 1000 ve 3700 Å) $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ filmleri hazırlandı. Fazla yer kaplamaları ve karmaşık bir görüntü vermelerini önlemek için alınan ESR spektrumlarından bazıları seçilerek bu bölümde sunuldu.

Şekil 4.36-39 dik geometri için seçilmiş bazı sıcaklıklardaki spektrumların kalınlıkla nasıl değiştiğini göstermektedirler. Şekillerde noktalar deneysel spektrumları sürekli çizgiler ise modelden hesaplanan kuramsal değerlere karşı gelmektedir. Grafiklere dikkat edilecek olursa, modelden de bekleneneği gibi, film kalınlığı arttıkça spektrumlardaki spin dalga modlarının (SDM) sayıları artmakta ve bu modlar birbirlerine daha fazla yaklaşmaktadırlar. ESR spektrumlarının kalınlığa bu tür bağımlılıkları bu piklerin SDR pikleri olduğunun kesin kanıtını oluşturmaktadırlar. Gerçekte bu filmlerin yüksek frekans çalışmaları da bu piklerin SDR spektrumlarını oluşturdıklarını desteklemektedirler. Dolayısıyla yeterince yüksek sıcaklıklarda manyetik düzensizliğe rağmen uzun dalga boylu spin dalgalarının uyarılması ferromanyetik fazın daha baskın olduğunun bir işaretidir. Spektrumlardaki en yüksek alandaki soğurma piki yüzey moda karşı gelmektedir. Diğer pikler ise bulk modlara karşı gelirler.

Bu grafiklerden görüldüğü gibi, sıcaklık azaldıkça bulk modların rezonans alanları düşük alan değerlerine yüzey modların rezonans alanları ise magnetik anizotropi ve diğer parametrelerin etkilerine bağlı olarak yüksek alanlara kaymaktadır. Bu etki çok düşük sıcaklıklarda daha da belirgin bir hal almaktadır. 1000 Angstrom kalınlığındaki filmin kural dışı gibi gözüken davranışı önceki bölümlerde anlatılan geometrik anizotropi nedeniyledir. Bu filmde geometrik anizotropinin filme göre yönelimi daha farklıdır. Ancak burada bunun ayrıntısına girmeyeceğiz.

Sıcaklığa bağımlılığı daha ayrıntılı olarak incelemek için Şekil 4.40 - 42 de $L=3700$ Å, 1000 Å , 600 Å 'lük filmlerin dik pozisyonundaki SDR spektrumlarının

tekrar verildi. Her üç film için de azalan sıcaklıkla piklerin birbirlerinden uzaklaştıkları görülmektedir. Bu davranış değiş-tokuş etkileşmesinin arttığını göstermektedir. Ayrıca bulk modlara karşı gelen piklerin düşük sıcaklıklarda sola kayarak çizgi genişlemesi ve hatta histeri etkisi sergiledikleri açıkça görülmektedir. Bu olay etkin anizotropinin ve dolayısıyla magnetik bunalımın artmasının açık bir işaretidir. Diğer taraftan tüm örnekler için yüzey moda karşı gelen pik azalan sıcaklıkla yüksek alanlara kaymaktadır. Bu durum yüzey anizotropi parametresinin büyüklüğünün azalan sıcaklıkla önemli oranda arttığını göstermektedir. Ayrıca incelenen tüm filmlerde dik geometride yüzey piklerinin çıkması bu anizotropinin söz konusu alaşımların yapısal (özgün- intrensic) bir özelliği olduğunu göstermektedir. Yukarıdaki spektrumlar önceki bölümlerde anlatılan kuramsal modelle analiz edilerek manyetik parametreler ve kuramsal spektrumlar türetilmiştir. Bu spektrumlar deneysel olanların üzerinde yukarıda anlatılan şekillerde sürekli çizgilerle gösterilmiştir.

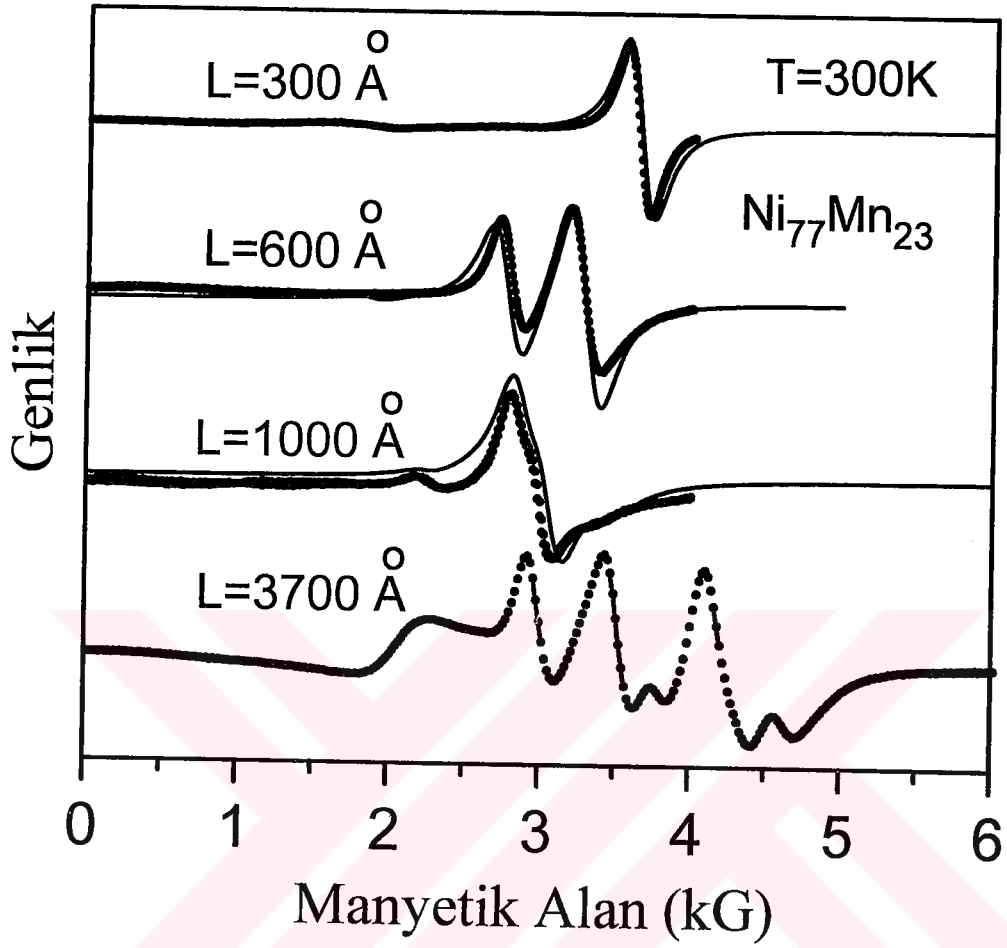
Şekil 4.44 farklı kalınlıklardaki filmler için söz konusu model kullanılarak türetilen değiş-tokuş parametresi (D)'nin sıcaklıkla davranışını göstermektedir. Görüldüğü gibi D'nin sıcaklığa bağlı davranışı genel olarak NiMn alaşımları için amorf olsun veya polikristal olsun hep aynı karakterdedir. Ancak amorf örneklerde sıcaklığa göre bu davranışı sergileyen eğrilerde 100 K civarında ortaya çıkan sığ minimum polikristal örneklerin eğrisinde oldukça belirgin bir çukur halini almaktadır. D'nin sıcaklığa bağlı davranışı amorf ve polikristal filmler için karakter bakımından benzer olmasına karşın değeri polikristal filmlerde ≈ 10 kat daha küçülmektedir.

Şekil 4.45 polikristal 300, 600, 1000 Å'lük $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ filmlerinde yüzey anizotropi parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimi görülmektedir. Bu grafikten de görüldüğü gibi yüzey anizotropi parametresinin mutlak değerleri polikristal filmler için azalan sıcaklıkla doğrusal bir biçimde artmaktadır. Bu doğrusal artış $\approx 150\text{K}$ 'in altında aniden hızlanmaktadır. Bu davranış tüm filmler için birbirlerinin benzeridir. Hatırlanacağı gibi bu sıcaklık bölgesinde değiş-tokuş parametresi küçük bir maksimumdan geçmektedir. Ayrıca SDR çizgileri de genişlemeye başlamaktadır. Bütün bu olaylar spin bunalımına neden olan değiş-tokuş anizotropisi ile ilgili olmalıdır.

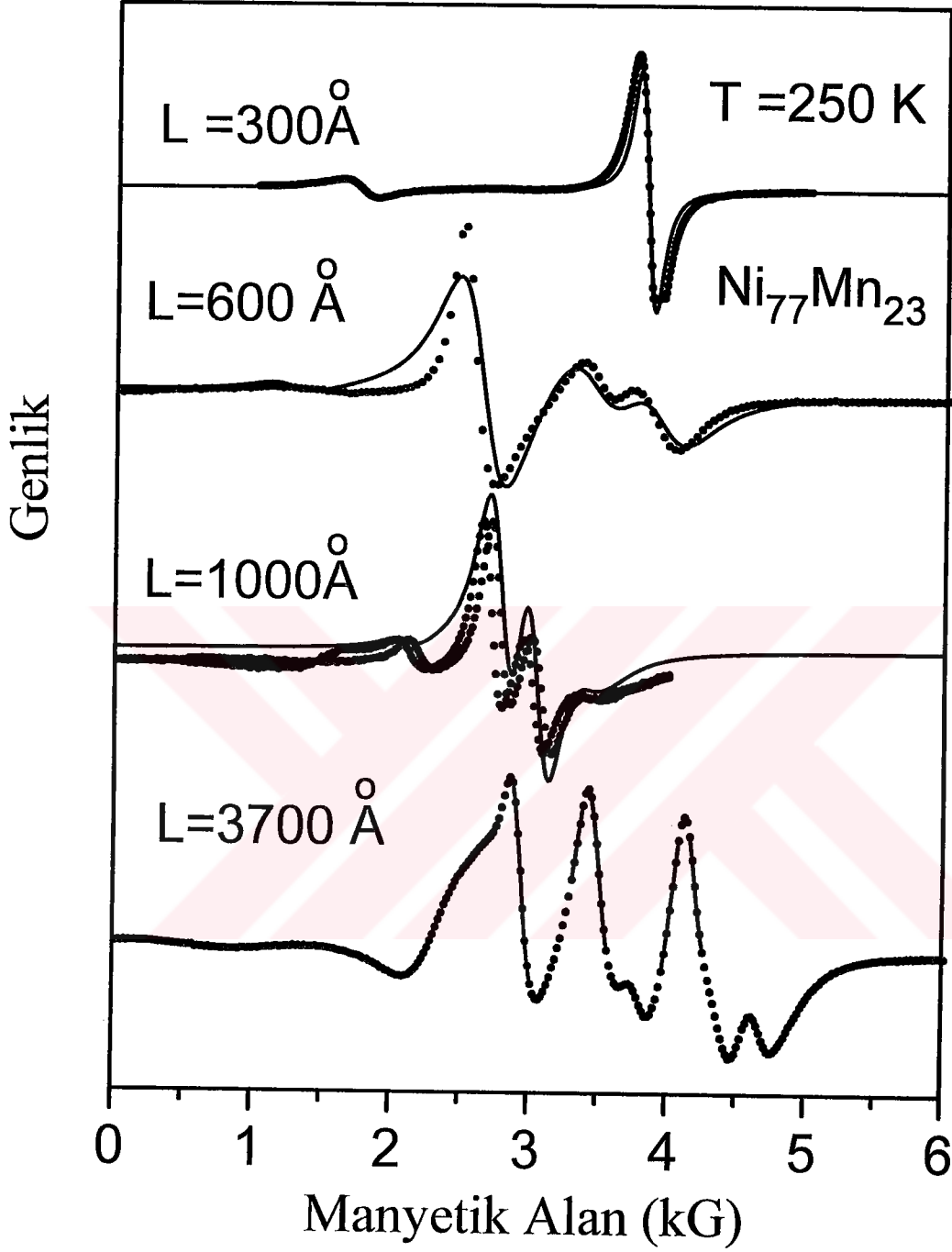
Şekil 4.46 $T=75, 150$ ve 250K ve 300K sıcaklık değerlerinde yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimleri sergilemektedir. Görüldüğü gibi oda sıcaklığı civarında yüzey anizotropi parametresinin kalınlığa bağımlılığı çok zayıf iken düşük sıcaklıklara inildikçe bu bağımlılık artmaktadır. Bu sonuçlar Rado'nun iddia ettiği teorik sonuçlarla çelişir gözükmemektedir. Ancak Rado'nun kuramsal hesaplamaları oda sıcaklığı için elde ettiğimiz değerlerle uyumludur. Düşük sıcaklıklara inildikçe uyumsuzluk artmaktadır.

Şekil 4.47 'de $L=1000 \text{ \AA}$, $600 \text{ \AA}$ ve $300 \text{ \AA}$ 'lük kalınlıklı filmlerin dik ve paralel geometri için SDR spektrumlarındaki en yüksek alanda ortaya çıkan modların çizgi genişliklerinin (ΔH) sıcaklığa bağlı değişimleri görülmektedir. Dik geometrideki çizgi genişliğinin ($\Delta H_{\perp}$) belli bir sıcaklığa kadar azalmasına rağmen daha düşük sıcaklıklarda yeniden ve çok hızlı bir biçimde arttığı görülmektedir. Paralel geometrideki çizgi genişliğinin ($\Delta H_{//}$) ise sıcaklığa bağlı davranışları tüm filmler için aynı karakterde olmakla birlikte farklı sıcaklıklarda bir maksimumdan geçmektedirler. Ancak bu maksimumun olduğu sıcaklık film kalınlığındaki azalma ile birlikte düşük değerlere kaymaktadır.

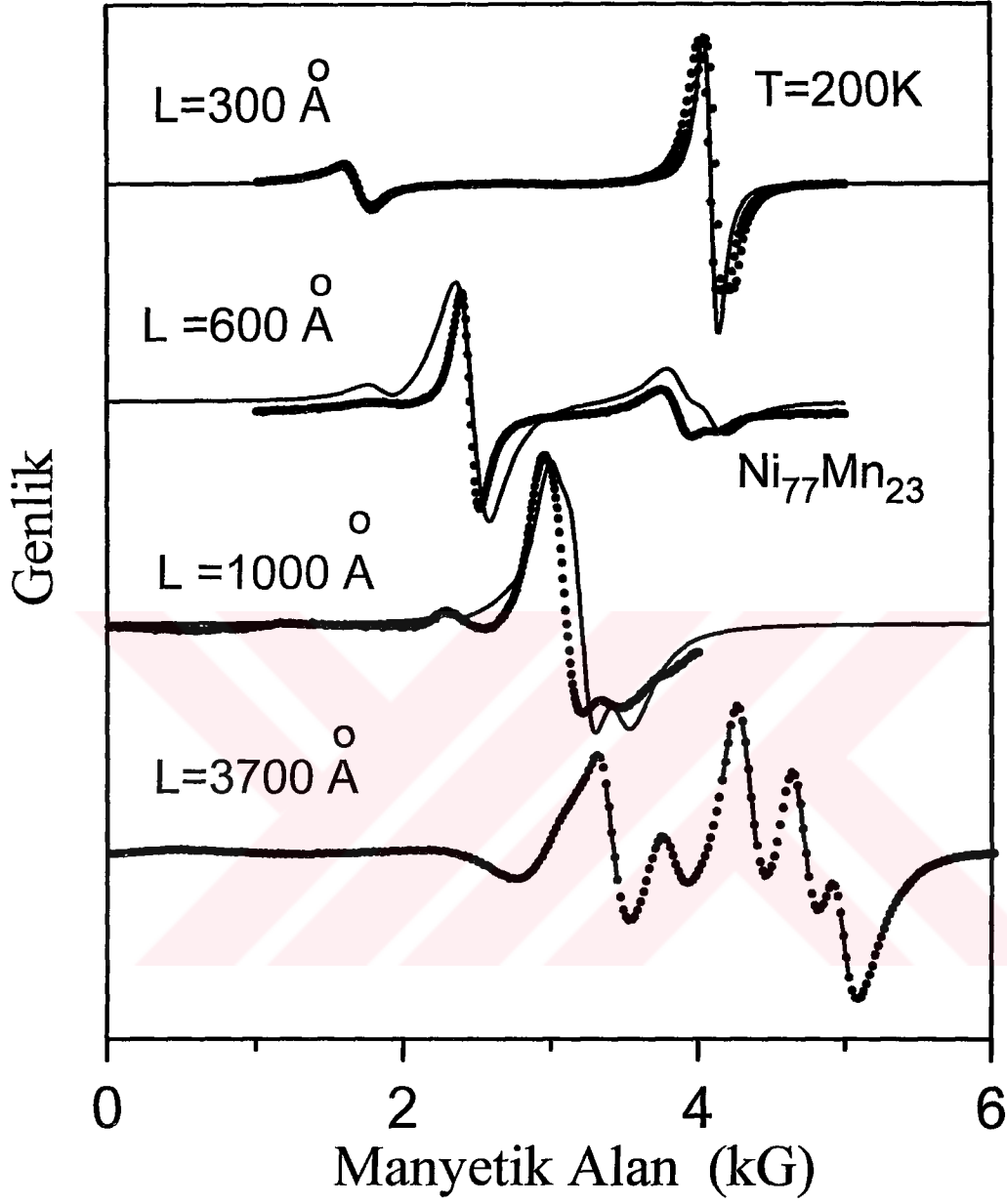
Kalan parametrelerden tek doğrultulu anizotropi ve etkin manyetik anizotropinin sıcaklıkla değişimleri daha önce $300 \text{ \AA}$ kalınlıklı film için anlatılana benzerdir.



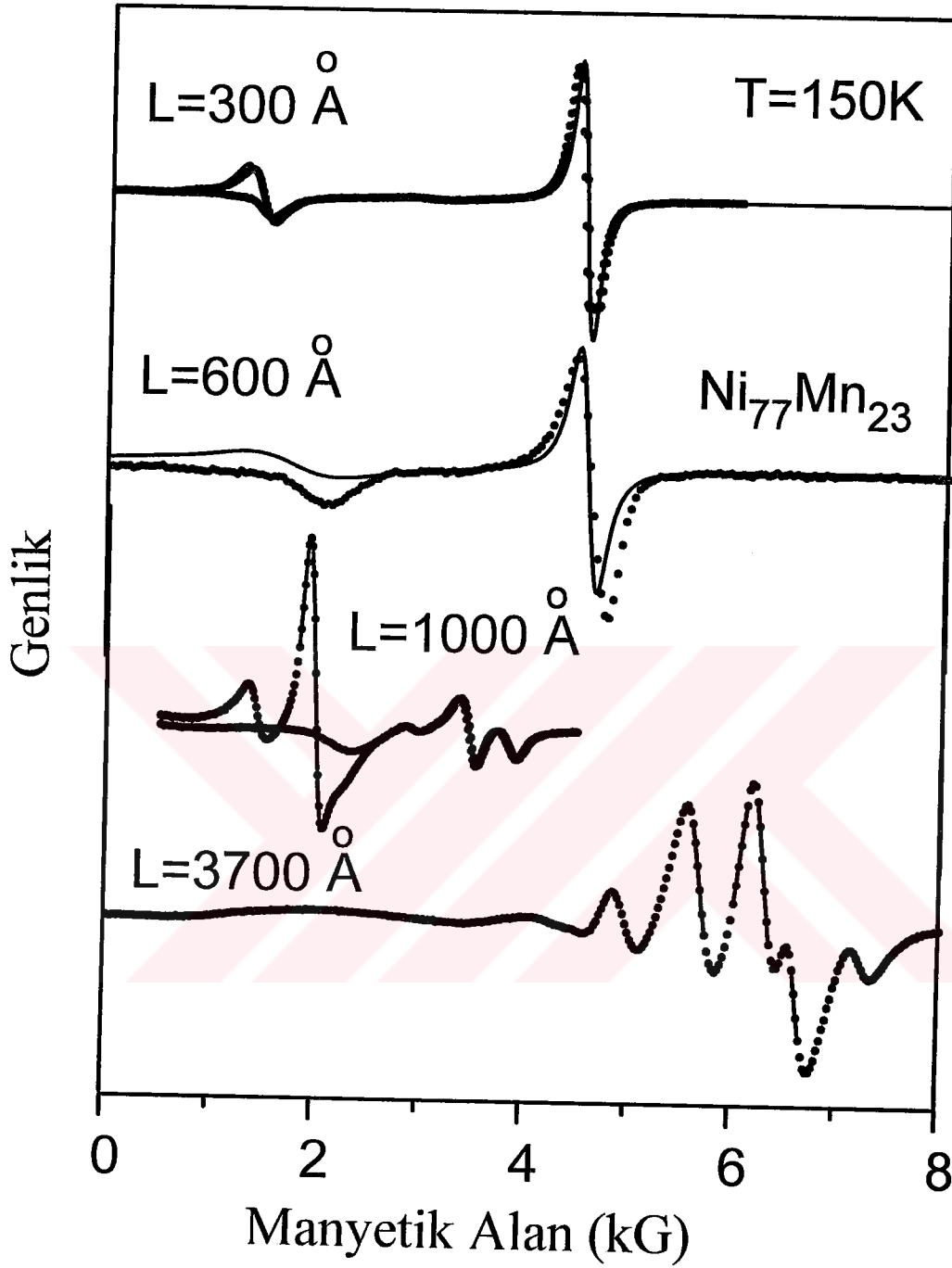
Şekil 4.36 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin $T=300\text{K}$ 'da farklı kalınlıklardaki SDR spektrumları; Burada $L=300, 600, \text{ ve } 1000 \text{ Å}$ 'lük kalınlıkları için sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumları göstermektedir.



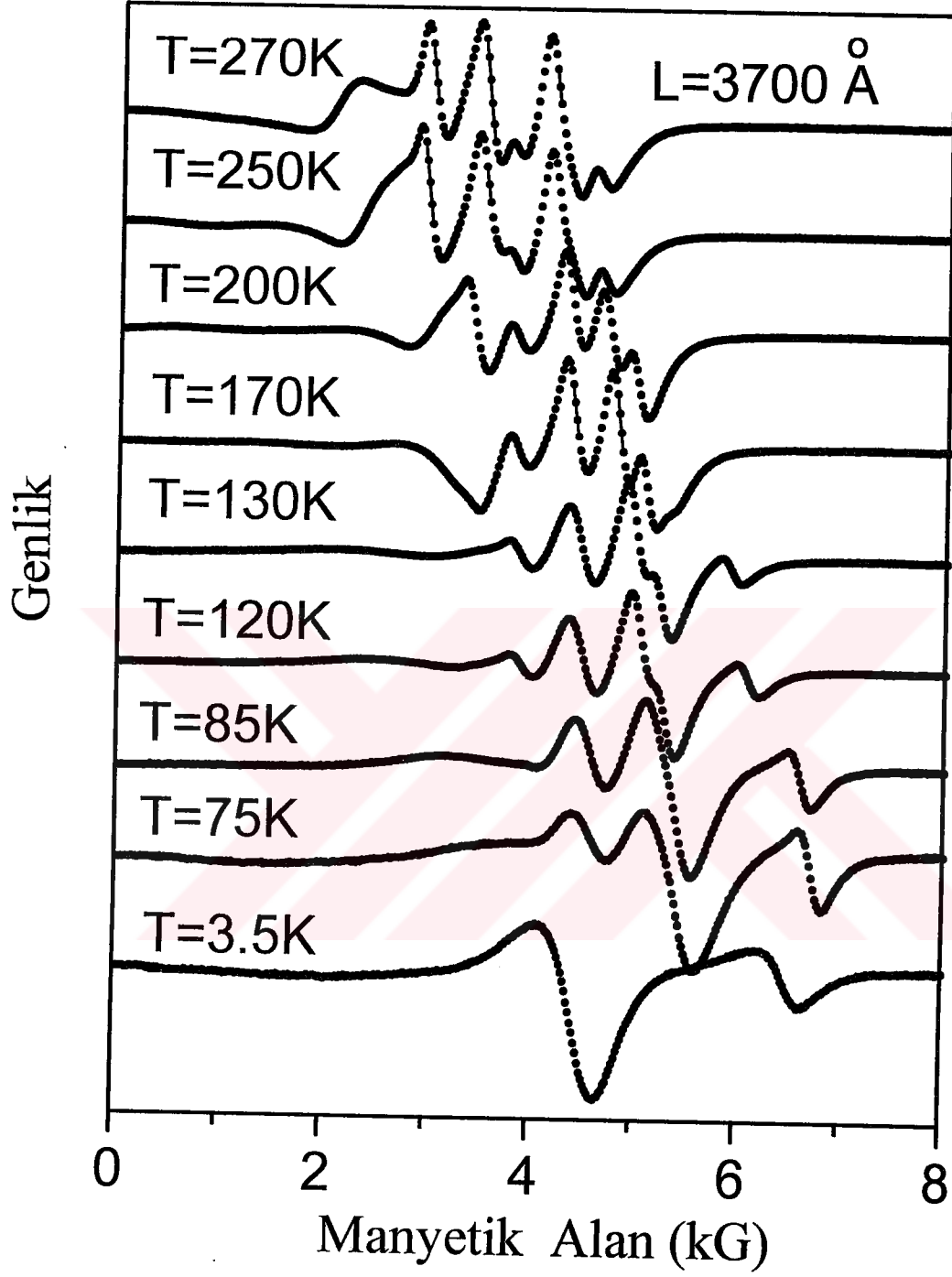
Şekil 4.37 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin $T=250\text{K}$ 'da farklı kalınlıklardaki SDR spektrumları; Burada $L=300$, 600 , ve 1000 Å 'lük kalınlıkları için sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, daireli noktalar ise deneysel spektrumları göstermektedir.



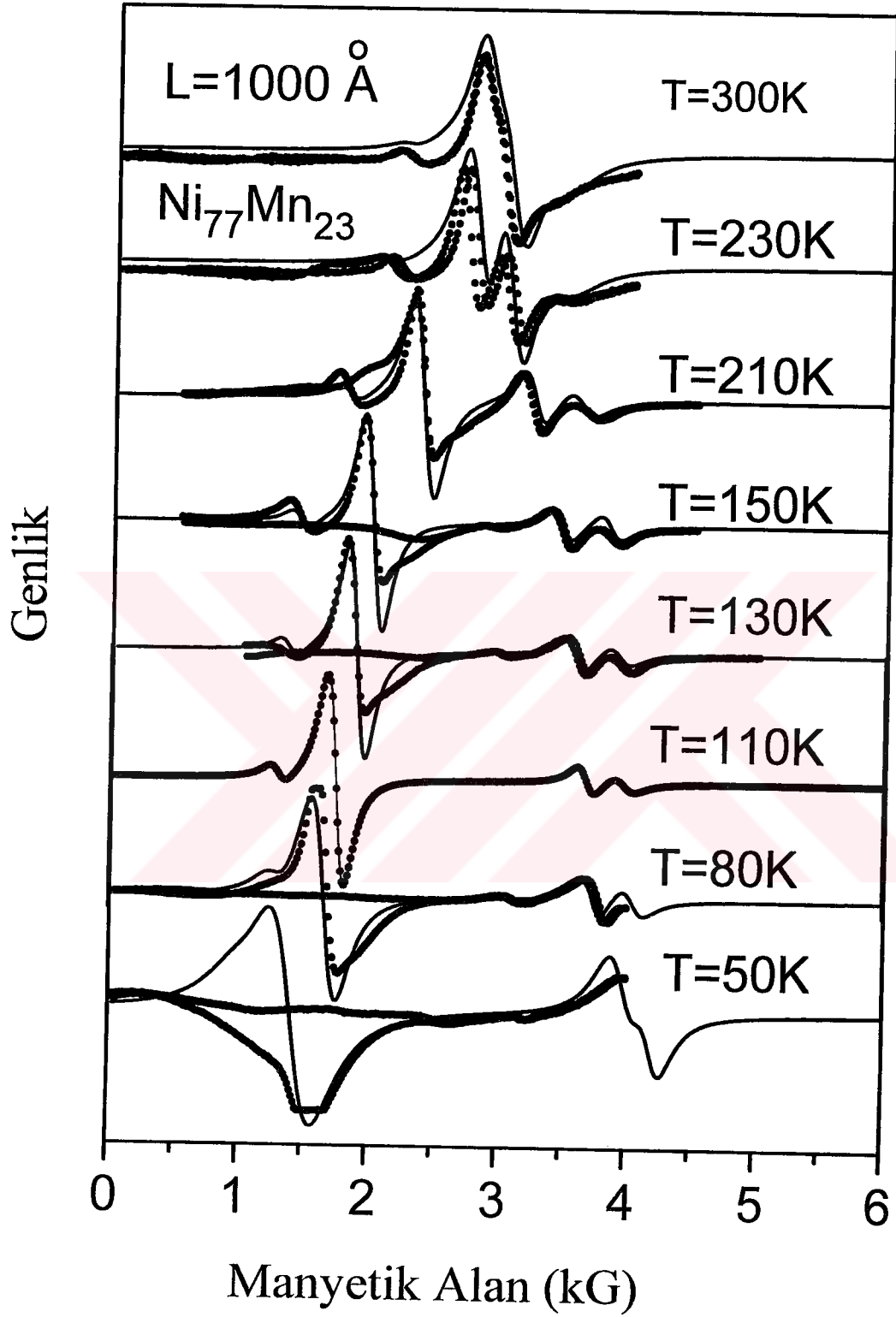
Şekil 4.38 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin $T=200\text{K}$ 'da farklı kalınlıklardaki SDR spektrumları; Burada $L=300, 600$, ve 1000 Å 'lük kalınlıkları için sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesel noktalar ise deneysel spektrumları göstermektedir.



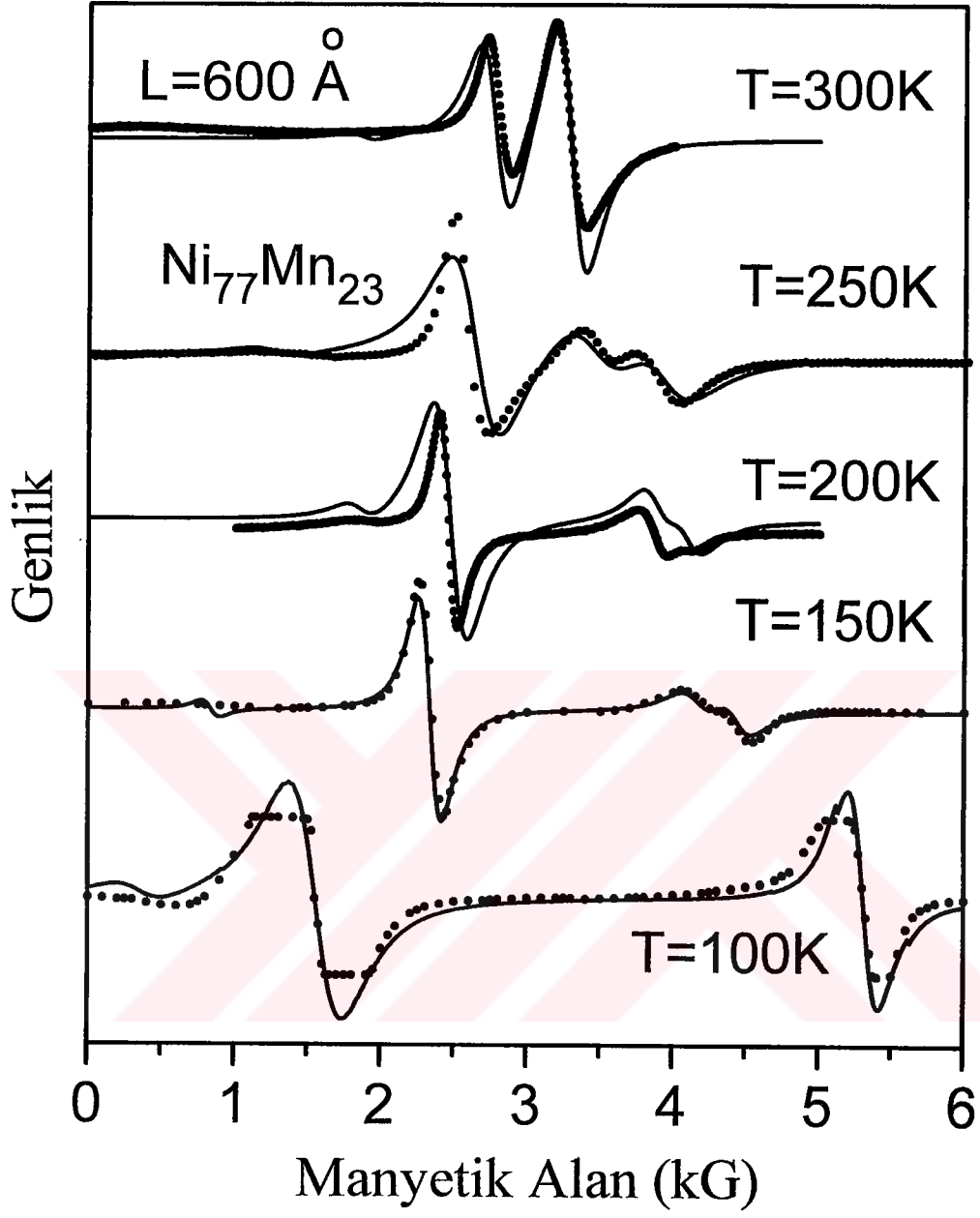
Şekil 4.39 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin $T=150\text{K}$ 'da farklı kalınlıklardaki SDR spektrumları; Burada $L=300$, ve 600 Å 'lük kalınlıkları için sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, dairesele noktalar ise deneysel spektrumları göstermektedir.



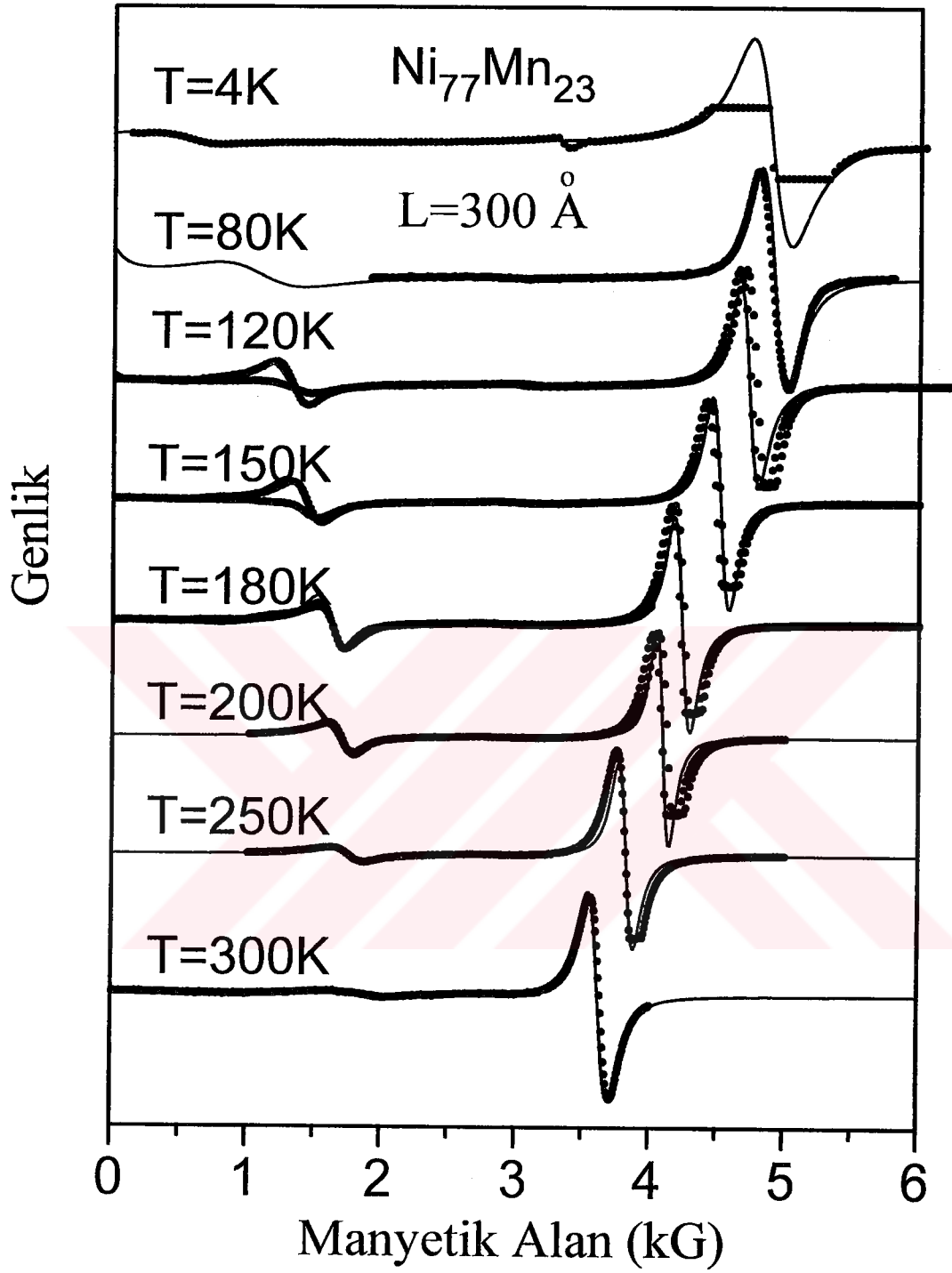
Şekil 4.40 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşımlarının $L=3700 \text{ \AA}$ kalınlığındaki filmi için değişik sıcaklıklarda SDR spektrumları;



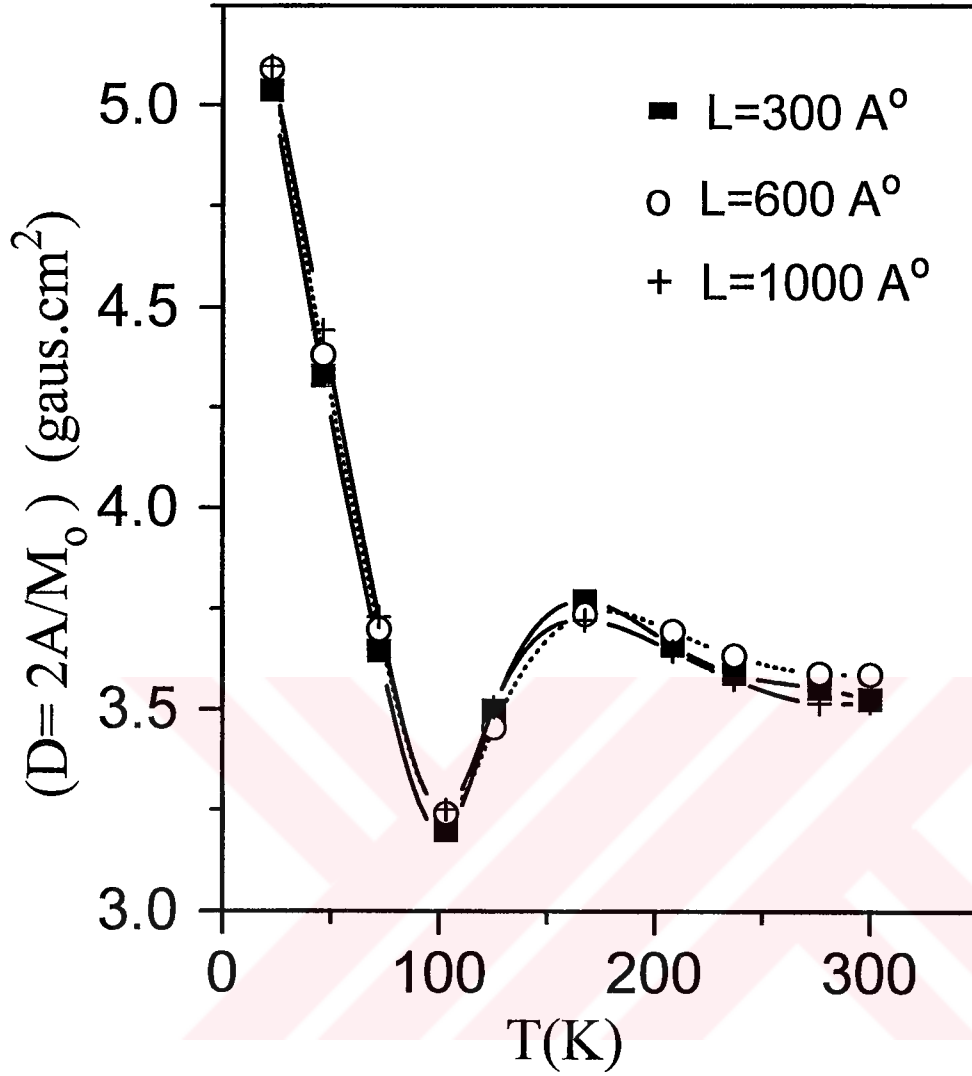
Şekil 4.41 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşımlarının $L=1000 \text{ \AA}$ kalınlığındaki filmi için değişik sıcaklıklarda SDR spektrumları; Burada sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



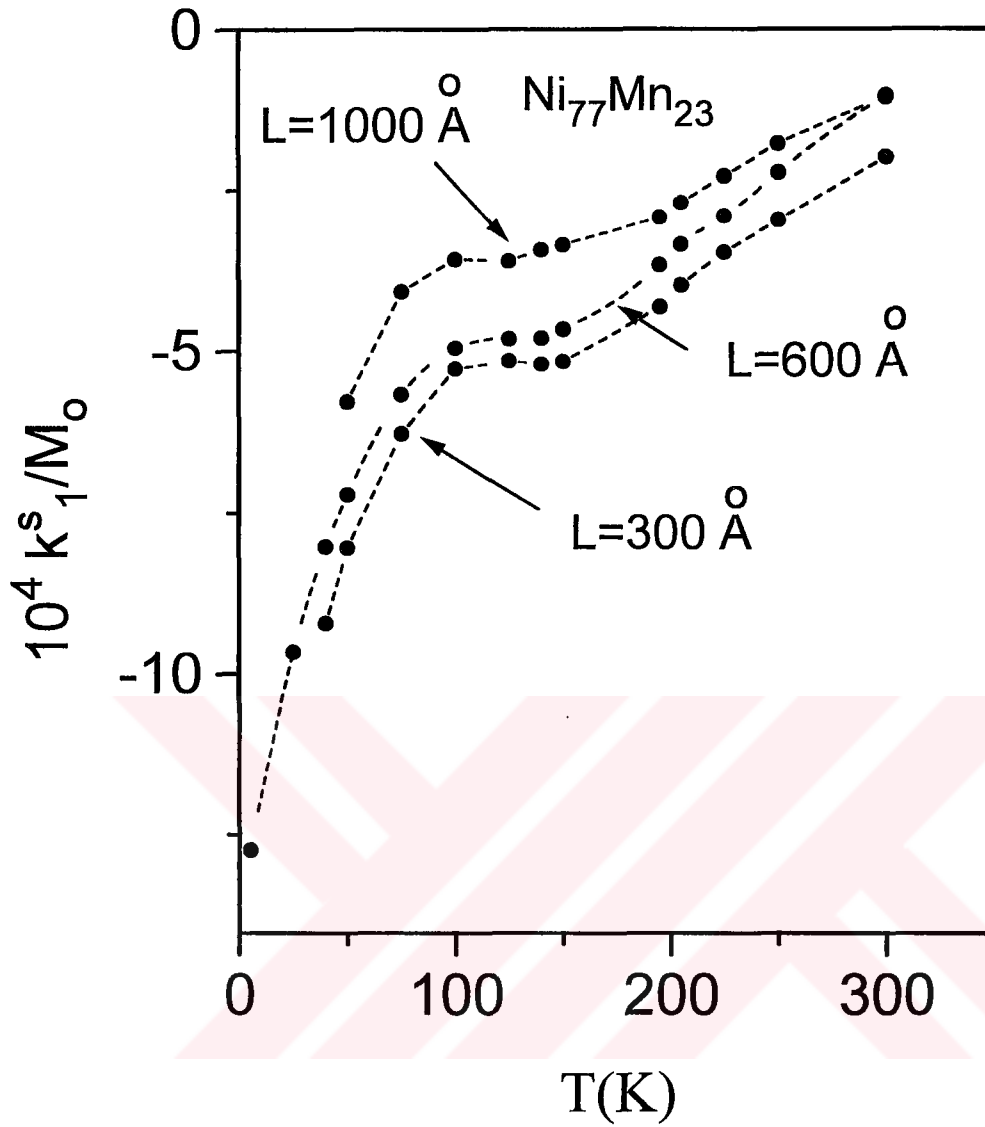
Şekil 4.42 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşımlarının $L=600 \text{ \AA}$ kalınlığındaki filmi için, değişik sıcaklıklarda SDR spektrumları; Burada sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



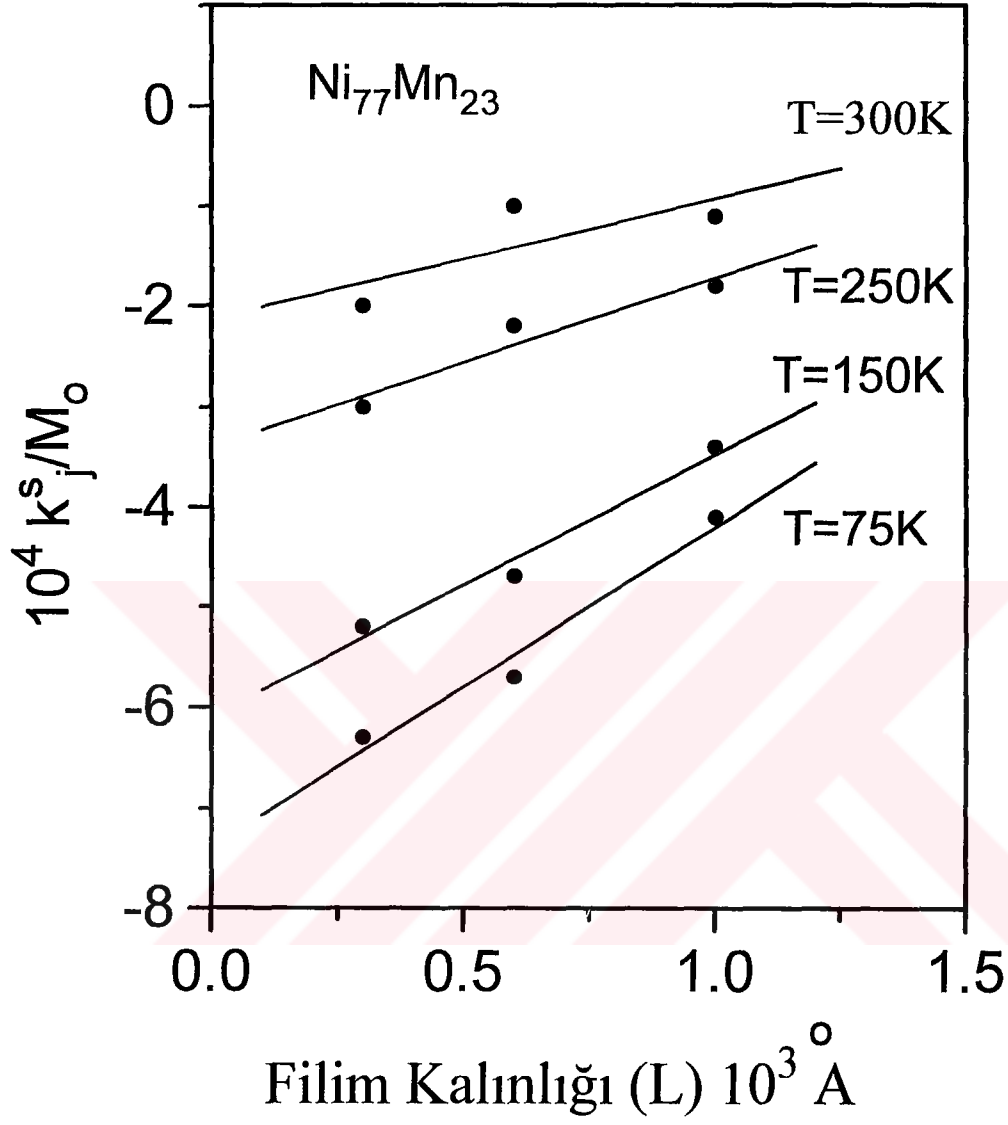
Şekil 4.43 Ni₇₇Mn₂₃ alaşımının L=300 Å kalınlığındaki ince filmi için değişik sıcaklıklarda SDR spektrumları; Burada sürekli çizgiler kuramsal modelden hesaplanan teorik spektrumları, noktalar ise deneysel SDR spektrumlarını göstermektedir.



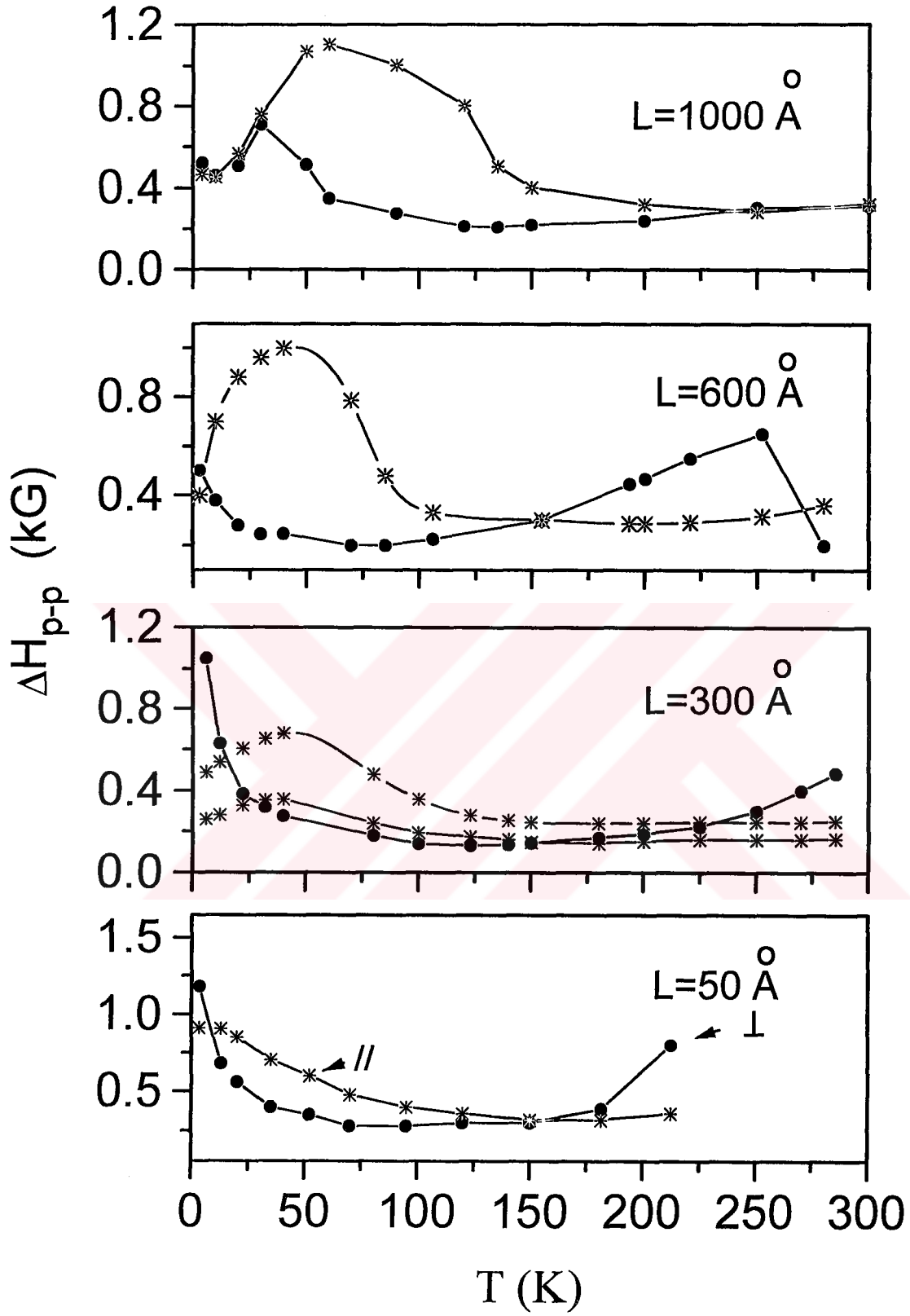
Şekil 4.44 Farklı kalınlıklardaki polikristal $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinde Değiş-tokuş (exchange) parametresi D 'nin ($D=2A/M_o$) sıcaklıkla değişimi; Burada $+$ $L=1000 \text{ Å}$, $\circ$ $L=600 \text{ Å}$ ve $\blacksquare$ $L=300 \text{ Å}$ 'lük filme karşılık gelmektedir. Grafiğe dikkat edilecek olursa D , azalan sıcaklıkla $\approx 175\text{K}$ civarında hafif bir maksimumdan, $\approx 100\text{K}$ civarında ise derin bir minimumdan geçtikten sonra hızla artmaktadır.



Şekil 4.45 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmi $L=1000, 600, 300 \text{ Å}$ 'lük filmler için Yüzey anizotropi parametrelerinin (k_1^s/M_o) sıcaklıkla değişimi; $T=150\text{K}$ 'ya kadar sıcaklığa bağlı olarak lineer bir artış varken 150K 'nın altında sıcaklıkla artışı karakteri değişmektedir.



Şekil 4.46 $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinin Yüzey anizotropi parametrelerinin (k_1^s / M_o) farklı sıcaklıklarda kalınlığa bağlı değişimi;



Şekil 4.47 Polikristal $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ alaşım filmlerinde çizgi genişliğinin (ΔH_{p-p}) farklı kalınlıklarda sıcaklığa bağlı değişimi;

4.2 FERROMANYETİK ALAŞIM FİMLERİNDE DİRENÇ ve MANYETO-DİRENÇ ANALİZLERİ

4.2.1 $\text{Cr}_{100-x}\text{Fe}_x$ Amorf Alaşım Filmlerinde Direnç ve Manyeto-Direnç Analizleri

Çalışmanın bu bölümünde, $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ alaşım filmlerinin 4.2K-300K sıcaklık aralığında ve 0-120kG'luk manyetik alan bölgesinde manyetik-direnç ölçümleri analiz edildi. Deneysel veriler zayıf yerleşikleşme modeline (Bakınız Bölüm-2.3) dayalı olarak incelenmek üzere bir bilgisayar programı yazıldı. Elde edilen neticeler aşağıda etraflıca verilmektedir. Direnç ölçümleri ac ($f=282.3$ Hz) ve dc direnç ölçüm tekniği kullanılarak yapıldı.

Şekil 4.48 ve Şekil 4.49 sırasıyla $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ ve $\text{Cr}_{82.4}\text{Fe}_{17.6}$ alaşım filmlerinin dirençlerinin sıcaklığa bağlı davranışı verilmektedir. Burada direnç değerleri $T=273\text{K}$ 'deki değerlere göre normalize edilmiştir. Şekil 4.48-49'de iç grafik olarak direnç maksimumundan sonraki, yani; yüksek sıcaklıklardaki sıcaklık bağımlılığı ($\sqrt{T}$ ile değişimi) görülmektedir. Grafikten de görüldüğü gibi, sıcaklık azaldıkça direncin düzenli biçimde arttığı görülmektedir. Direncin sıcaklıkla değişiminde $T=44\text{K}$ civarında bir direnç "anomalisi" görülmektedir. $T=1.5\text{K}$ 'ya inildikten sonra aynı şartlarda sıcaklık arttırılarak ölçüm tekrarlandı. Bunun sonucu olarak dirençte sıcaklıkla bir histerezis etkisi görüldü. $T=44\text{K}$ daki bu davranışın Curie sıcaklığına (T_C) karşı geldiği görüldü. Bu iddia örneklerin mıknatıslanma ölçüm sonuçları ile de desteklenmektedir (Öner ve dig., 1996, Storm-Olsen ve dig. 1985). Artan sıcaklıkla direncin davranışı, azalan sıcaklık davranışına benzerlik göstermektedir. Ayrıca, örnek T_C 'nin altında manyetik olarak oldukça düzensiz (direnç osilasyonları ve mıknatıslanma anomalilerinin

ortaya çıkması gibi) görülmektedir. Curie sıcaklığını direnç verilerine bakarak oldukça hassas bir biçimde belirlemek mümkündür. Şekil 4.50 'de, $\text{Cr}_{82.4}\text{Fe}_{17.6}$ alaşım filminin normalize edilmiş direncinin türevinin sıcaklıkla değişimi görülmektedir. Ayrıca, 150K civarında ikinci bir direnç minimumu da gözlemlendi, ancak; bu minimum bir kaç sıcaklık döngüsünden sonra ortadan kalktı.

Direncin sıcaklığa göre türevinin Curie sıcaklığı, T_c civarındaki sıcaklıklarda davranışı analiz edildi. Şekil 4.50'de bu sıcaklık davranışı görülmektedir. Direncin sıcaklığa göre türevi

$$\frac{d\rho}{dT} = \begin{cases} A' + B'\tau^{-\alpha'} & \mu\Omega.\text{cm}/\text{K} \quad T < T_C \\ A + B\tau^\alpha & \mu\Omega.\text{cm}/\text{K} \quad T > T_C \end{cases}$$

(Burada $\tau = (T - T_C)/T_C$ biçiminde verildi.) ifadesi ile verilmektedir (Kraftmakher ve dig., 1974). Uyarılama işlemlerinde en küçük kareler yöntemi kullanıldı ve A, B, T_C , α parametreleri elde edildi. Bu parametrelerin (A , A' , $B=B'$, T_C ve $\alpha=\alpha'$) büyüklükleri T_C 'nin her iki tarafı için ayrı ayrı hesaplandı. Sonuçta, aşağıdaki ifade de görüldüğü gibi,

$$\frac{d\rho}{dT} = \begin{cases} 0.63 - 0.75\tau^{0.18} & \mu\Omega.\text{cm}/\text{K} \quad T < T_C \\ 1.09 - 0.75\tau^{0.18} & \mu\Omega.\text{cm}/\text{K} \quad T > T_C \end{cases}$$

değerleri elde edildi. B teriminin T_C 'nin altındaki B' değeri ile aynı olması parametrelerin doğru belirlenmesi açısından çok önemlidir. Curie sıcaklığı $T_C = 43.8\text{K}$ olarak elde edildi. Bu değer literatürde Fe kristali için verilen değerlere oldukça yakındır (Kraftmakher ve dig., 1974).

Bu tür malzemelerde, direncin sıcaklığa bağlı histerezis etkisi ilk kez bizim tarafımızdan gözlemlendi. Muhtemelen film bir çok ardışık enerji minimumlarına sahip olan sistem gibi davranmaktadır. Sistemin sahip olduğu serbest elektronlar bu enerji minimumlarını aşmak için azalan sıcaklıkla daha az bir enerji farkı gerektirirken yükselen sıcaklıkta ise daha yüksek bir enerji farkına ihtiyaç duyulmaktadır. Direnç davranışındaki histerezis etkisinin nedeni muhtemelen bu enerji farkından kaynaklanmaktadır. Azalan sıcaklıkla donan spinlerin sayıları artacağından makroskopik olarak sistemin direncinin artması beklenir. Ayrıca sistemde spinlerin donması (spin frozen) rastgele olacaktır.

Direncin T_{max} sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda sıcaklığın karekökü ile lineer değiştiği görüldü. Literatürde düşük sıcaklıklarda direncin sıcaklığa karekök ile bağlı olmasını en iyi şekilde izah eden mümkün iki model mevcuttur. Bunlardan birisi yerleşikleşme teorisi (Abrahams ve dig., 1979 Bergman ve dig., 1984, Werner ve dig. 1982); diğeri ise, elektron-elektron (e-e) etkileşmesi teorisidir (Altshuler ve dig., 1979, Ramakrishnan ve dig., 1985). Bu iki teoride direncin sıcaklık bağımlılığı için benzer davranışlar önermektedir. Ancak, e-e teorisi dirence getireceği katkı çok düşük sıcaklıklarda (aşağı-yukarı 15-20K'nin altında) kendisini göstermektedir. Halbuki, bütün örneklerde $\sqrt{T}$ bağımlılığı çok daha yüksek sıcaklıklardan itibaren görülmektedir. Sonuç olarak, söz konusu bizim örnekler için dirence gelen katkının e-e etkileşmelerinden değil, yerleşikleşme etkisinden kaynaklandığı söylenebilir.

Tablo 4-5 $Cr_{0.824}Fe_{0.176}$ ve $Cr_{0.74}Fe_{0.26}$ amorf alaşım filmlerinin $T=300K'$ 'da direnç değerleri ve B katsayıları

Örnek	$\rho(273K)$	10^3B
	$(\mu\Omega cm)$	$B = -\Delta(\rho/\rho_0)\sqrt{T}$
$Cr_{0.824}Fe_{0.176}$	725	2.45
$Cr_{0.74}Fe_{0.26}$	1350	5.30

CrFe alaşım filmlerinin dirençlerinin direnç maksimumunun üzerindeki direnç değerlerinin $\sqrt{T}$ 'ye bağımlılığına lineer uyarlama yapıldı. Uyarlama parametreleri Tablo 4.5'de verilmektedir. şekil 4.48, ve 49 'de görüldüğü gibi, artan Fe konsantrasyonu ile direncin yüzde değişiminin artmaktadır.

şekil 4.51'de $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ alaşım filminin çeşitli sıcaklıklardaki manyeto- direnç davranışları, manyetik alanın fonksiyonu olarak verilmektedir. Ferromanyetik bölgede (veya süperparamanyetik bölgede), $\Delta\rho/\rho$ düşük alanlarda ilk önce hızlı bir biçimde artmakta ve bir maksimumdan geçmekte ve daha sonra (d elektronlarından kaynaklanan spinlerin alan yönünde yöneliminden kaynaklanmaktadır) tekrar azalmaktadır. Bu azalma mıknatıslanma davranışlarıyla da iyi bir uyum içindedir (Öner ve dig., 1996; Mitchler ve dig. 1993, Jen ve Chang 1993). Manyetik alan daha arttırıldığında manyetodirenç hızlı bir biçimde tekrar artmaya başlanmaktadır. Manyeto dirençteki bu artış zayıf yerleşikleşme (weak localization) etkisinin kendisini belli etmeye başladığının bir işaretidir.

Bu tür alaşımlarda yerleşikleşme teorisine göre kuvvetli spin- yörünge (orbit) etkileşmesinin etkisinin büyüklüğüne bağlı olarak hem negatif manyeto direnç verirler ve hemde pozitif manyetodirenç verirler. Ancak elektron-elektron etkileşmesi teorisine göre ise pozitif manyetodirenç verirler. Diğer bir deyişle, bir amorf alaşım manyetik momentlere sahip atomlardan oluşmakta ise, sistemde oluşan zayıf yerleşikleşme magnonlar tarafından yokedilmektedir. Ancak son yıllardaki bazı çalışmalar manyeto direnç üzerinde değiş- tokuş çoğaltma etkisinin baskın rol oynadığını göstermektedir. Bu etkilerin her ikisinde aynı zamanda (zayıf yerleşikleşme ve elektron-elektron etkileşmesi) değişik yollarla manyetodirenç üzerinde rol oynayabilir. Bu etkileri ilk kez Trudeau ve Cochrane (1988) tarafından özel olarak amorf paramanyetik alaşımlar (Fe-Zr) üzerinde gözlenmiştir (Jen ve Chang 1993). Ayrıca, kuvvetli spin-yörünge (orbit) etkileşmelerinin yanında manyetodirence elektron-elektron etkileşmelerinin belirgin bir katkı vermiyeceğini Bieri (1984) tarafından gösterilmiştir. Bölüm-2-3'de verilen (Denk- 2.104) manyetodirenç ifadesi kullanılarak ve bir bilgisayar programı yazılarak $\Delta\rho/\rho$ 'nun manyetik alanla değiş imi eğrilerinin kuramsal uyarlamaları yapıldı. $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ amorf filmi için $0 \leq H \leq 120 \text{ kG}$ ve $4.2 \text{ K} \leq T \leq 120\text{K}$ sıcaklık aralığında alınan manyeto-direnç

verileri analiz edildi. Böylece, örneğe ilişkin B_i , B_{so} ve B_s değerleri hesaplandı. Kuramsal benzetişimden yararlanarak spin-yörünge (orbit) saçılma zamanı $\tau_{so} \approx 8 \times 10^{-15}$ s elde edildi. Benzer şekilde, τ_i ve τ_s parametrelerinin sıcaklığa bağımlılığı elde edildi. Şekil 4.52’de bu parametrelerin sıcaklığa bağımlılığı görülmektedir. Ferromanyetik (veya Süperparamanyetik bölgede) deneysel verilere en iyi benzetişimi sağlayabilmek için γ ifadesi yerine $\gamma_{etkin} = \gamma/(1 - I)^2$ ifadesi kullanıldı. Burada, $1/(1 - I)$ terimi Stoner çoğaltma (enhancement) faktörü olarak bilinmektedir. Benzetişim sonucunda elde edilen γ_{etkin} değerleri Tablo 4.6’da verildi.

$\Delta\rho/\rho$ ’nun teorik ifadesinde görülen iletkenlik elektronlarının karakteristik saçılma alan parametreleri B_x (B_i , B_{so} , ve B_s) değerleri elde edildi. Aşağıdaki

$$B_x \tau_x = \frac{\hbar e \rho N}{4} \quad \frac{1}{\rho} = N e^2 D$$

ifadeleri kullanılarak karakteristik manyetik alanlara karşı gelen karakteristik zamanlar hesaplandı. Burada ρ öz direnci, N her iki spin doğrultusu için Fermi enerjisindeki durum yoğunluğunu göstermektedir. D difüzyon katsayısını, (tüm örnekler için ve her sıcaklıkta aynı büyüklükte ve $D \approx 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ mertebesinde) göstermektedir. Literatürde diğer geçiş metalleri için D ’nin büyüklüğü bu civarda alınmıştır (Baxter ve dig., 1989). Spin-yörünge (orbit) saçılma zamanı, τ_{so} , manyeto-direncin sıfıra gittiği kritik alan değerinden belirlenmelidir. Fakat; CrFe filimleri için magnetodirenç çok yüksek alanlarda ($\approx 12 \text{T}$) halâ artmaya devam etmektedir. τ_{so} ’ın çok büyük olmasının nedeni Fe düzeylerindeki kuvvetli spin-yörünge (orbit) saçılmalarına verilebilir. İnelastik saçılma zamanı τ_i ’ye dikkat edilecek olursa tüm ölçülen sıcaklık aralığında hemen hemen sabit kalmaktadır. İnelastik saçılma terimi $\tau_i \approx 10^{-12}$ s geçiş metali sistemleri için bulunan değerlerle aynı mertebededir (Bieri ve dig., 1984, Trudeau ve dig., 1988, Olivier ve dig.

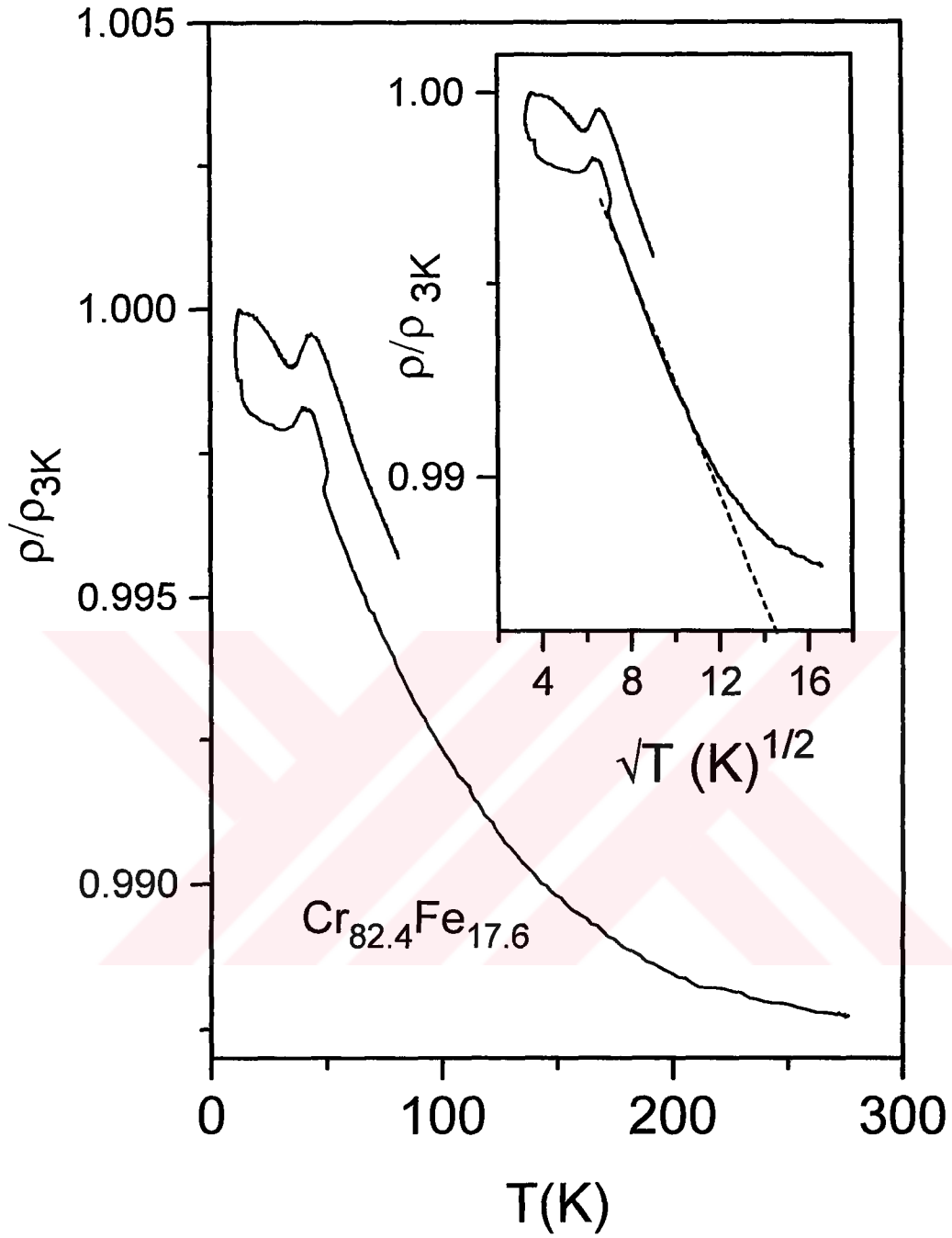
1986, Poon ve dig., 1984, Howson ve dig., 1986). İnelastik saçılmalar, sistemdeki elektron-fonon saçılmaları mekanizmalarından kaynaklanmaktadır ve düşük sıcaklıklarda da hemen hemen aynı mertebede kalmaktadır. Belirlenen bu sonuçlar CrFe sistemi için oldukça kabul edilebilir görülmektedir. Aynı zamanda bu sonuçlar CrFe sisteminin çok kuvvetli bir düzensiz yapıya sahip olduğunu ve sistemdeki yerleşikleşme olayının oda sıcaklığına kadar ortaya çıktığını göstermektedir. Spin saçılma zamanı, τ_s , sıcaklığın 50K'ya kadar lineer azalmasıyla lineer olarak azalmaktadır. τ_s esas olarak $T=50K$ 'nın altında spin dalgalanmalarından kaynaklanan bir sıcaklık bağımlılığı göstermektedir. Çok daha düşük sıcaklıklarda değiş-tokuş çoğaltma faktörünü analizlerimizde dikkate almamız gerekmektedir. Bergmann ve Beckmann (1995) zayıf yerleşikleşmenin incelenmesinde yerel spin dalgalanmalarının önemli bir etkisi olduğunu göstermişlerdir. Bu yazarlar değiş-tokuş etkileşmesine bağlı olarak Stoner faktörünün spin saçılmalarını çoğaltıcı bir rol oynadığını göstermişlerdir. Bu dalgalanmalar, spin-yörünge (orbit) saçılması mekanizmalarının ortaya koyduğu yerleşikleşmeyi yok edici bir etki (de-localization)'dir. Bu durumda mıknatıslanmanın artmasıyla dirençte bir artış gözlenmesini bekleriz. Bu davranış, Öner (1996) tarafından CrFe sistemi için gösterilmiştir. Bu sonuçlar bize çok yüksek oranda düzensiz olan CrFe sistemimiz ferromanyetik bölgesinde de yerleşikleşme ve yerleşikleşmeyi yok edici etkinin aynı anda var olduğunu göstermektedir.

Diğer taraftan bu örnekler üzerinde gürültü ölçümleri yapıldı. Elde edilen sonuçlar Şekil 4.53 ve Şekil 4.54 grafiklerinde görülmektedir. $Cr_{74}Fe_{26}$ örneği için gürültü düzeyi $T=15K$ civarında maksimumdur. Benzer davranışlar $Cr_{82.4}Fe_{17.6}$ örnekleri içinde gözlenmektedir. Ferromanyetik-paramanyetik faz geçiş sıcaklığı civarında çok büyük direnç osilasyonları ortaya çıkmaktadır. Bunun nedeni, Curie sıcaklığı civarında film bir kaç benzer "cluster"lara bölünmektedir. Bu "cluster"lar birbirleri ile zayıf çiftlenimler yapmaktadır. Zayıf çiftlenim yapmış spinlerin spin dalga modları ısısal olarak uyarılabilir. Muhtemelen bu sistemlerde ortaya çıkan direnç osilasyonları, uyarılan spin dalgalarının iletkenlik elektronlarını module etmesinden kaynaklanmaktadır. Bununla beraber, sadece iletkenlik elektronlarının ortalama serbest yolları "cluster"

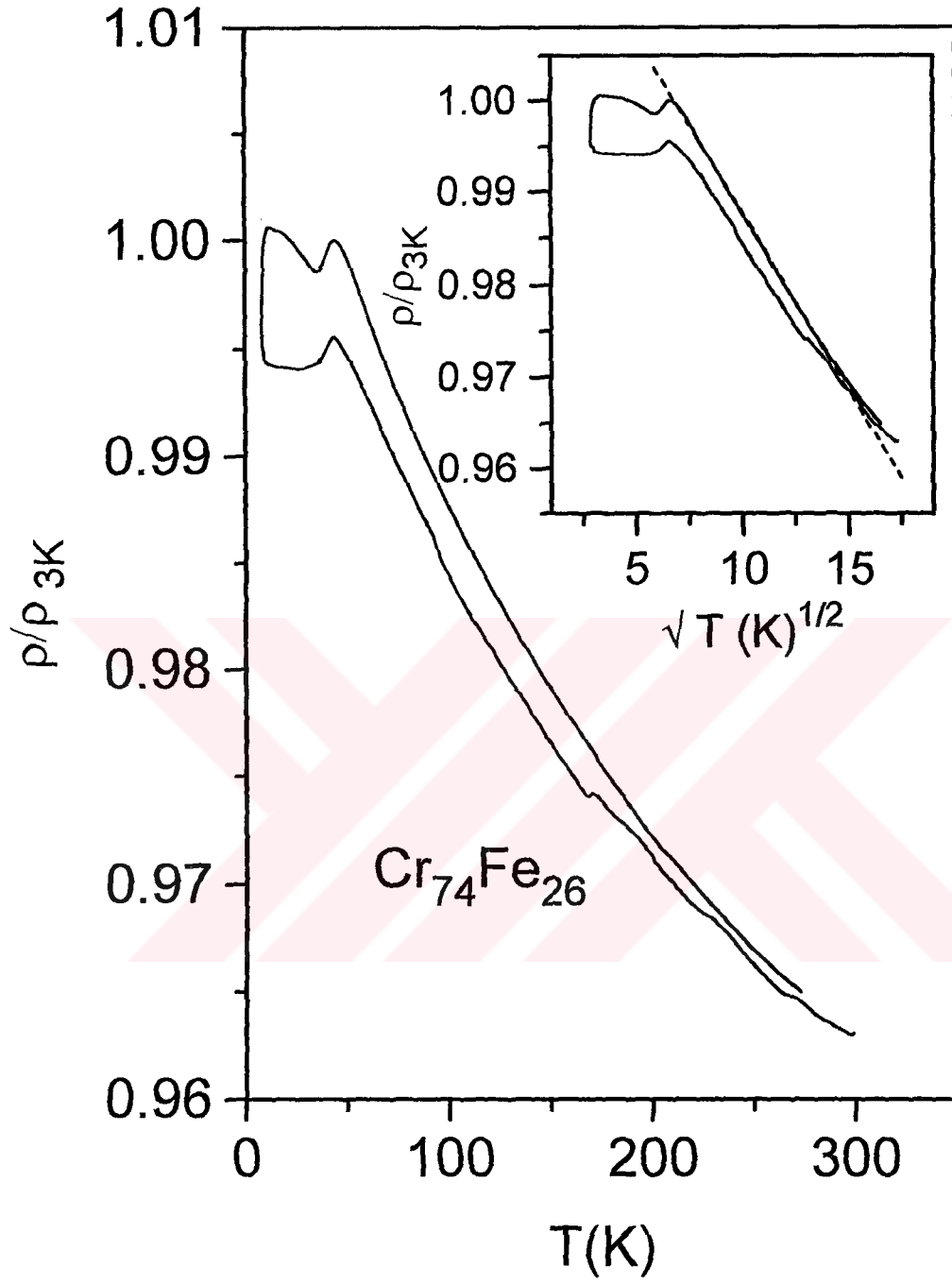
boyutları ile karşılaştırılabilir boyutlarda olduğunda, elektron - yerel spin dalgaları etkileşmesinde ortaya çıkmaktadır.

Tablo 4.6 $\text{Cr}_{0.74}\text{Fe}_{0.26}$ amorf alaşım filminin $\gamma_{\text{etkin}}=\gamma/(1-I)^2$ değerleri

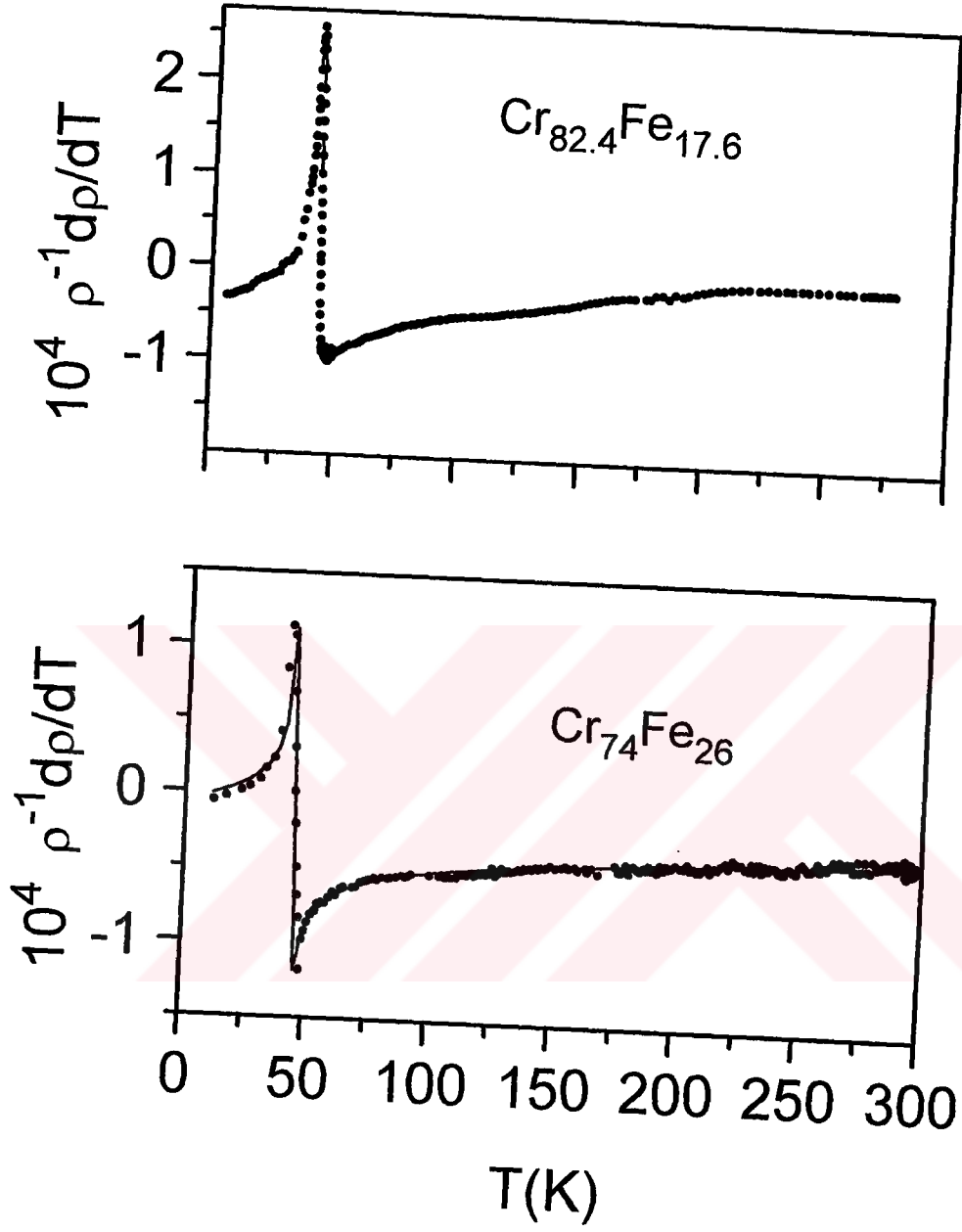
T(K)	2	4	30	95	120
$1/(1-I)^2$	12	12	2.8	1	1



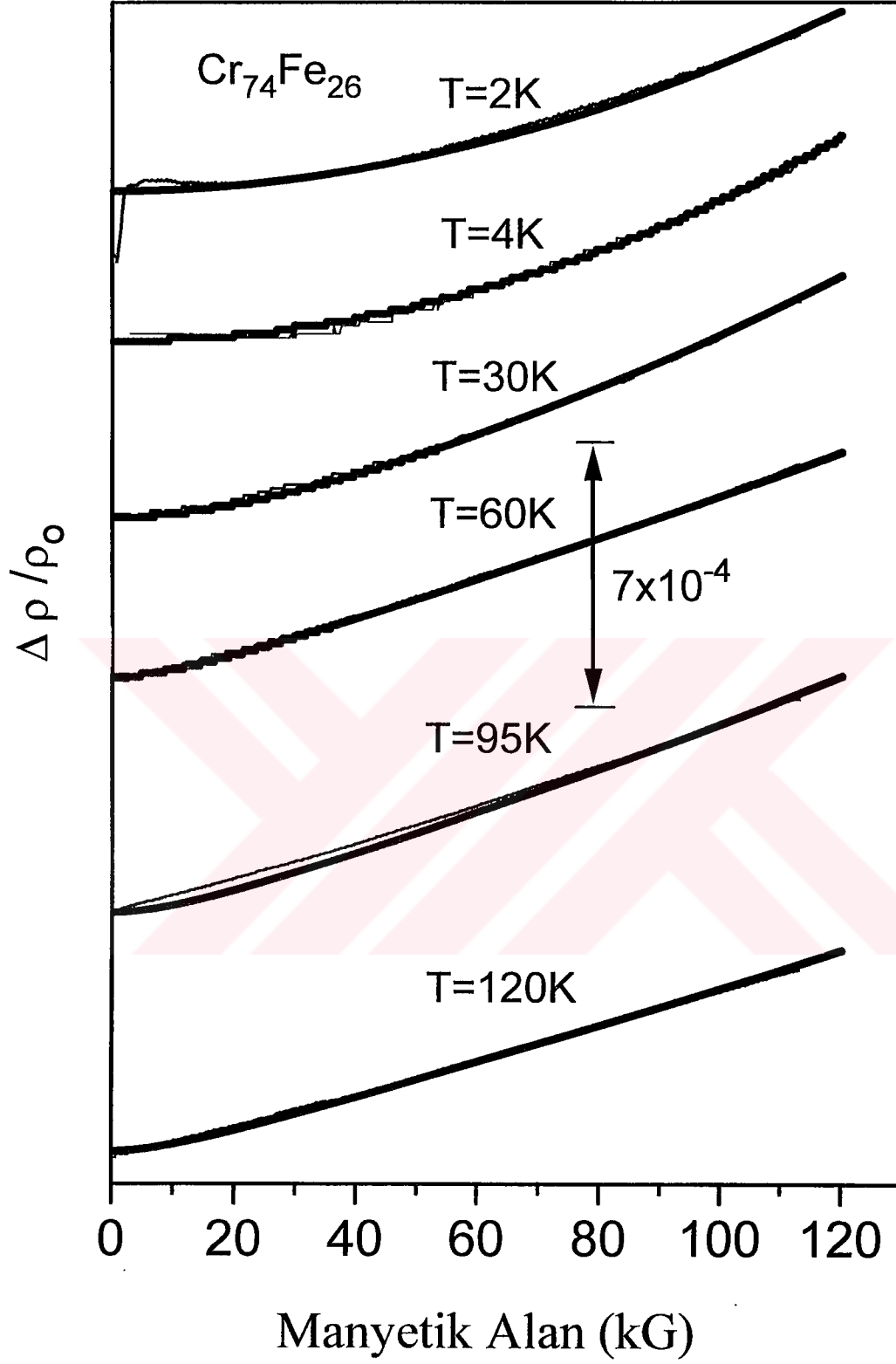
Şekil 4.48 $\text{Cr}_{82.4}\text{Fe}_{17.6}$ amorf alaşım filminin direncinin sıcaklığa bağlı grafiği; Geçiş sıcaklığını üzerindeki sıcaklıklarda $T^{1/2}$ 'ye göre grafiği iç grafik olarak verildi.



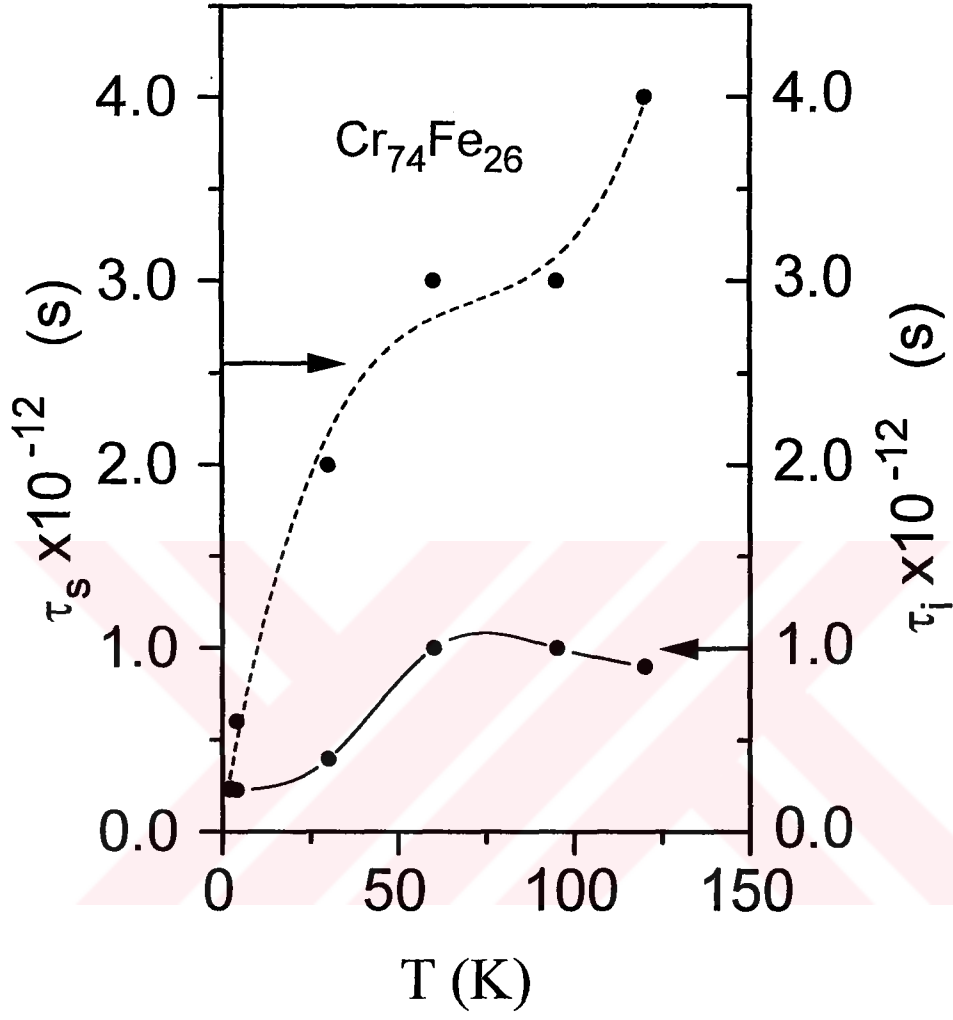
Şekil 4.49 $Cr_{74}Fe_{26}$ amorf alaşım filminin direncinin sıcaklığa bağlı grafiği; Geçiş sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda $T^{1/2}$ 'ye göre grafiği iç grafik olarak verildi.



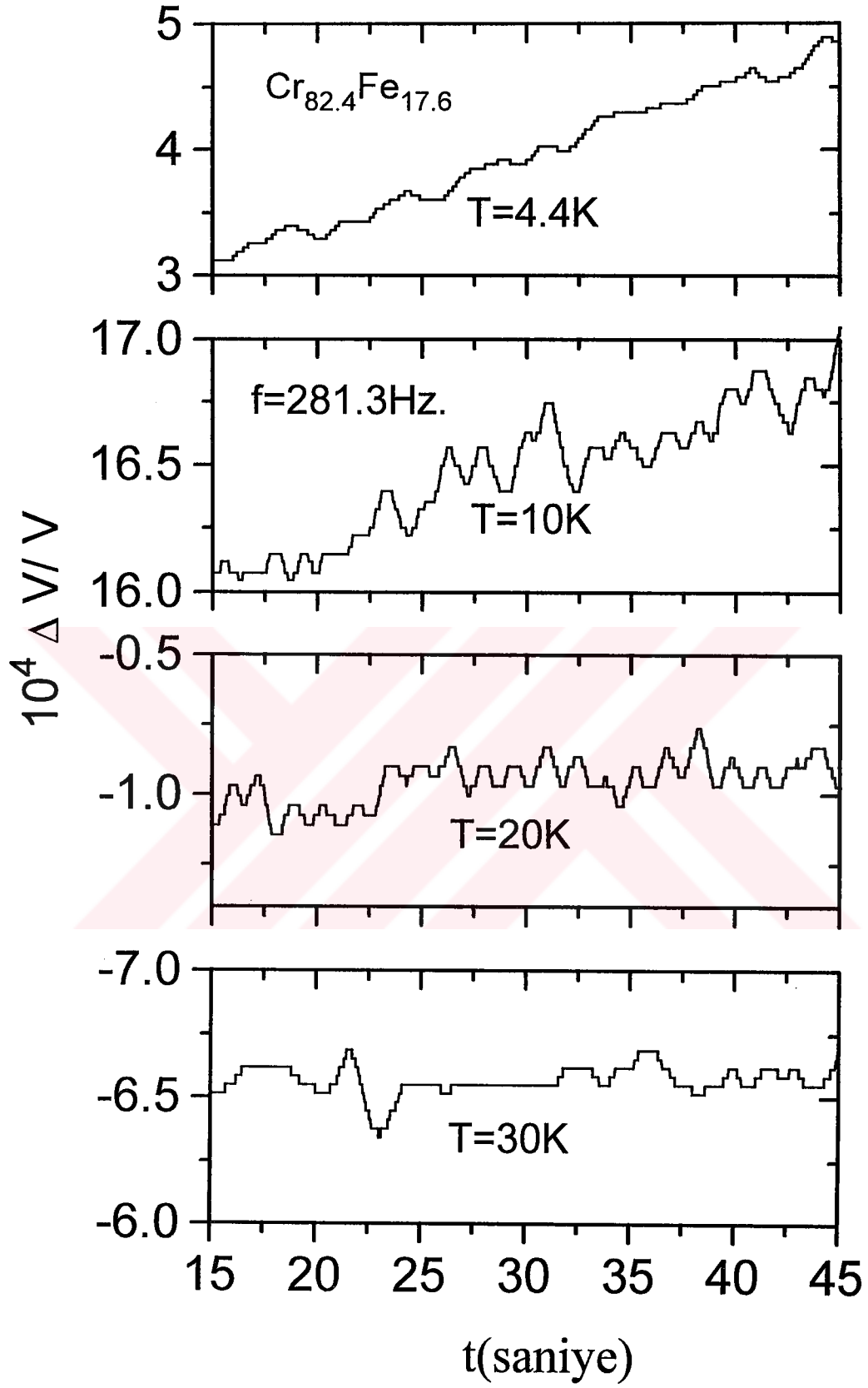
Şekil 4.50 CrFe amorf alaşım filmlerinin dirençlerinin türevlerinin sıcaklıkla değişimi ; $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ için en-küçük kareler yöntemi ile elde edilen teorik davranış;



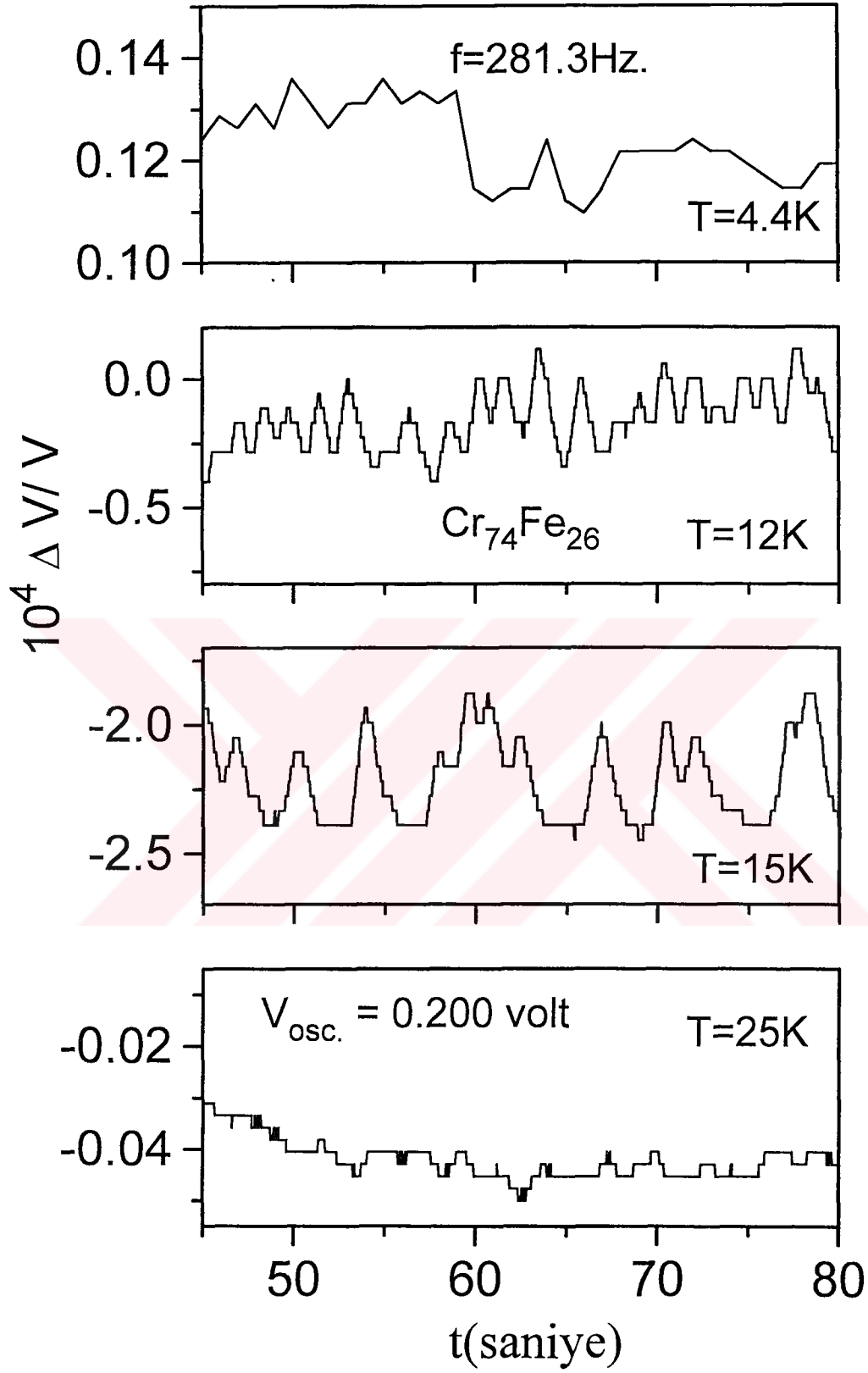
Şekil 4.51 $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ amorf alaşım filminin manyeto-dirençlerinin bazı sıcaklıklarda manyetik alana bağlı davranışları; Burada deneyle teoriden hesaplanan değerler üst üste verilmiştir.



Şekil 4.52 Cr₇₄Fe₂₆ amorf alaşım filminin manyeto-dirençlerinin yerleşikleşme teorisine uyarlanmasıyla elde edilen saçılma parametrelerinin sıcaklığa bağlı davranışları;



Şekil 4.53 $\text{Cr}_{82.4}\text{Fe}_{17.6}$ amorf alaşım filminde gözlenen direnç dalgalanmasının farklı sıcaklıklardaki zamanla değişimleri;



Şekil 4.54 $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ amorf alaşım filminde gözlenen direnç dalgalanmasının farklı sıcaklıklardaki zamanla değişimleri;

4.2.2 $\text{Ni}_{72}\text{Mn}_{28}$, $\text{Ni}_{72-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ ve $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ Amorf Alaşım Filmlerinde Direnç ve Manyeto-Direnç Analizleri

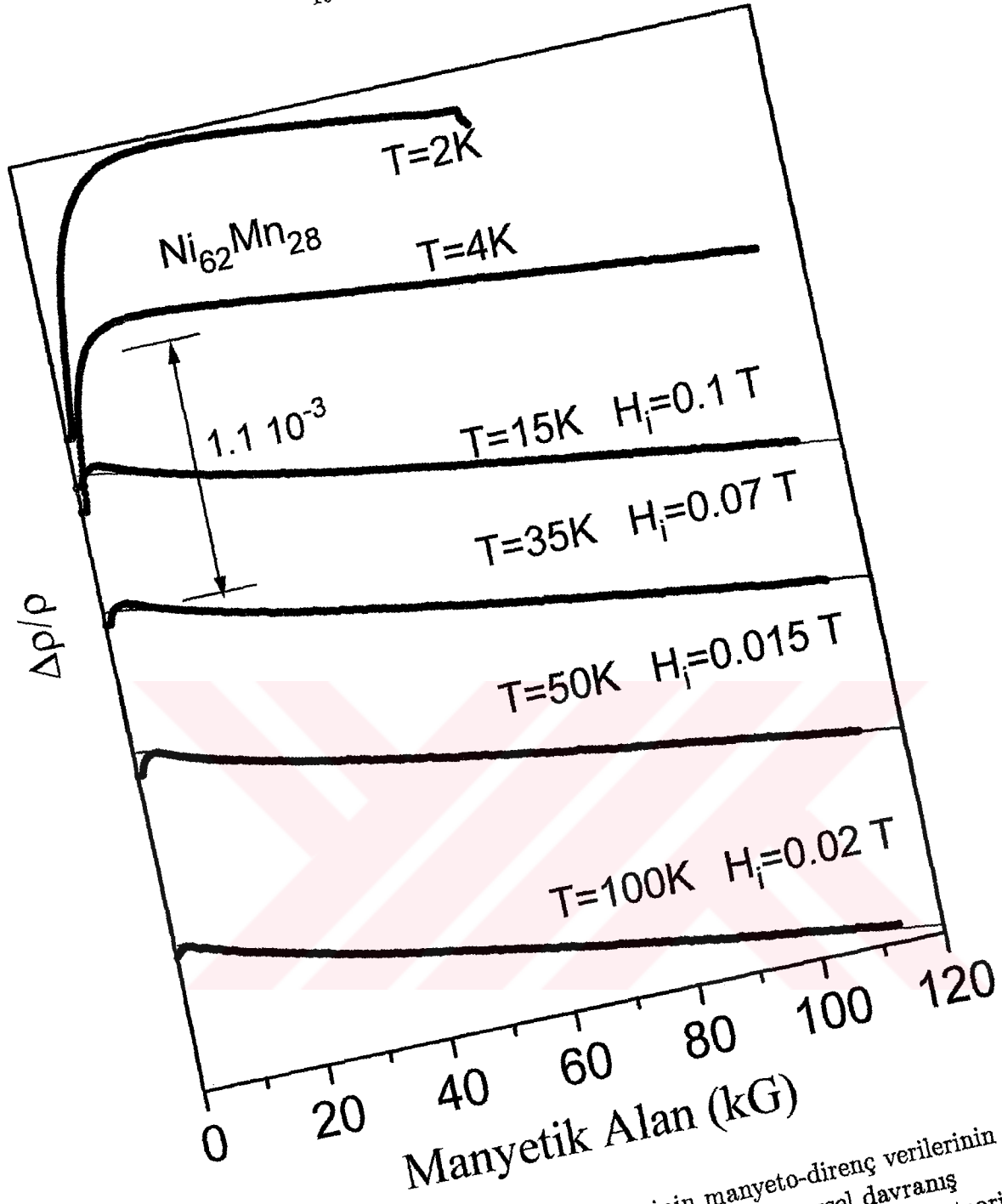
$\text{Ni}_{72}\text{Mn}_{28}$, $\text{Ni}_{68}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_4$, $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_{10}$ amorf alaşım filmleri

$\text{Ni}_{72}\text{Mn}_{28}$, $\text{Ni}_{68}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_4$, $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_{10}$ örnekleri üzerinde $T=2-125\text{K}$ sıcaklık ve $H=0-120\text{KG}$ manyetik alan aralığında alınan manyeto-direnç ölçümleri Anderson yerleşikleşme teorisi ile analiz edildi. Şekil 4.55, 56 ve 57’de, $\text{Ni}_{100-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ örnekleri üzerinde çeşitli sıcaklıklarda alınmış manyetik-direnç eğrileri ve bunların yerleşikleşme teorisi kullanılarak deneye uyarlanmış değerleri üst üste görülmektedir. $\text{Ni}_{72}\text{Mn}_{28}$ filminde düşük sıcaklıklarda ve düşük alanlarda manyetodirençte gözlenen ani artış, spin-yörünge etkileşmesinden kaynaklanmaktadır. Bu etki Smith (1951) etkisi olarak bilinmektedir. Genel olarak, bu tür örneklerin manyetik-dirençin yüksek alanlardaki izotropik bileşeni negatif manyetodirenç verir. Yüksek alanlara gidildikçe, spin dalgalanmalarının bir düzene girmesi nedeniyle negatif bir manyetodirenç beklenir. Nitekim gözlenen davranış bunu göstermektedir. Artan sıcaklıkla bu etki daha da artacaktır ve neticede daha büyük negatif manyeto- direnç gözlenecektir. Bu örneklerle manyetik olmayan Pt atomları katkılıandığında çok farklı manyeto- direnç davranışları ortaya çıkmaktadır. Eğriler iyi incelendiğinde negatif manyeto-dirençin top yekün olarak Pt katkılanmasıyla en az 10 kat daha arttığı görülmektedir. Bu davranışı spin dalgalanmalarına bağlamak artık mümkün değildir. Pt atomları kristal yapıdaki amorf-laşma derecesini daha da artırmakta ve yerleşikleşme etkisi kendini hissettirmektedir. Nitekim, bu örneklerin direnç eğrileri de çok farklı davranışlar sergilemektedir; ara sıcaklıklarda bir maksimum gözlenmektedir ve daha yüksek sıcaklıklarda ise, ikinci bir minimum gözlenmektedir (Kılıç ve dig., 1995). Gözlenen bu ikinci minimum Curie sıcaklığı T_c civarında yer almaktadır. Bu minimum Fert (1977) tarafından uyumlu (coherent) değiş-tokuş saçılmalarından kaynaklandığı iddia edilmektedir. Uyumlu (coherent) değiş-tokuş saçılmalarına göre; şayet spin yönelimleri arasında birbirleri üzerinde bir değiş-tokuş etkileşmesi varsa, komşu manyetik iyonlar arasındaki değiş-tokuş etkileşmesinden dolayı saçılan elektron

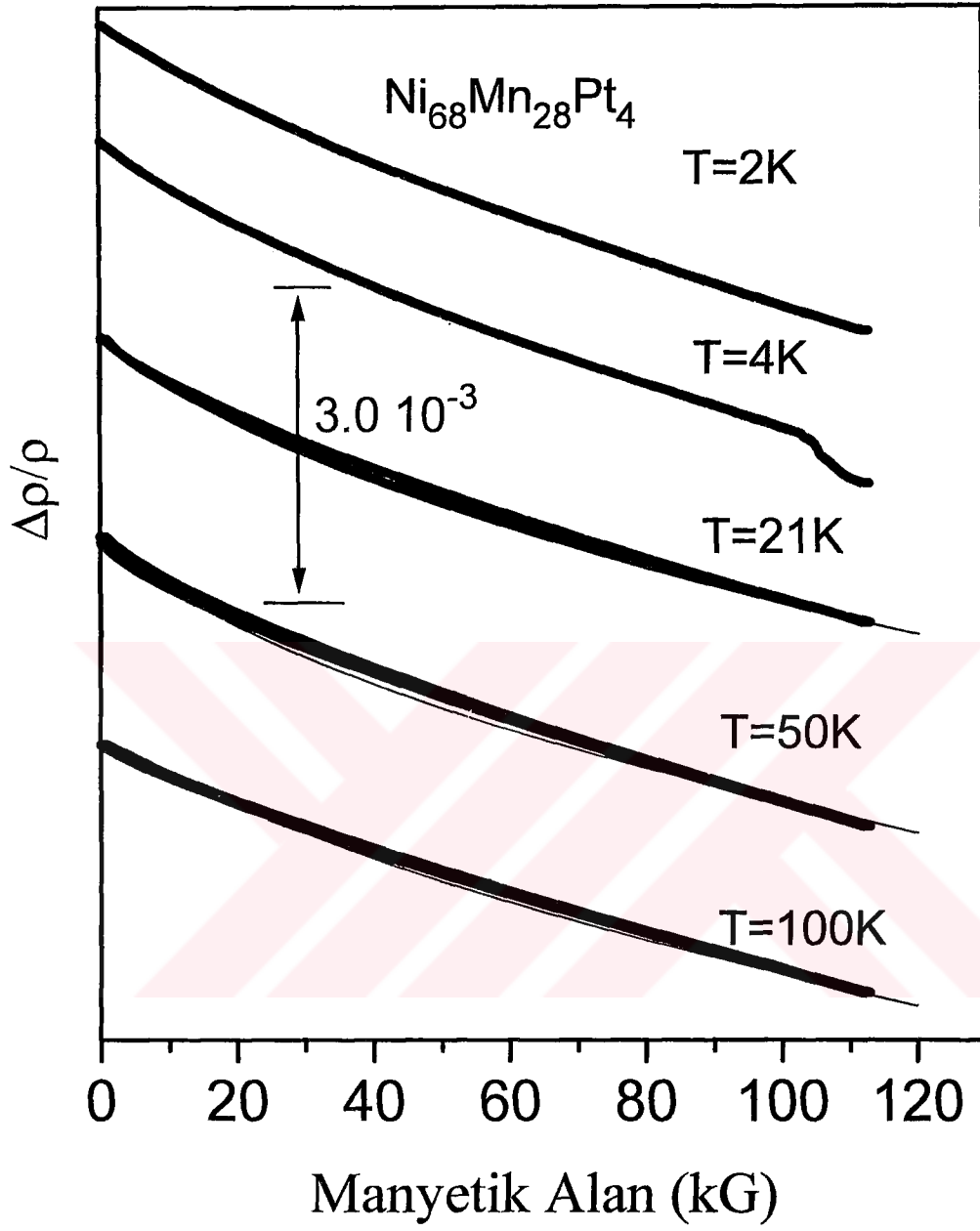
dalgaları arasında bir girişim meydana getirir. Bu girişim etkisi sonuçta direnç üzerinde kendini belli eder (Öner ve dig., 1995). Yukarıda kısaca sözü edilen nedenler gözönünde tutularak, manyeto-direnç eğrileri yerleşikleşme teorisi esas alınarak analiz edilmiştir. Bu analizin sonunda elde edilen parametrelerin sıcaklıkla davranışları şöyledir:

Şekil 4.58, NiMn alaşım filmlerinde, inelastik saçılma parametresine karşı gelen manyetik alanın sıcaklığa bağlı değişimleri görülmektedir. Şekil 4.59 grafiği ise, NiMn alaşım filmlerine spin-yörünge (orbit) (H_{so}) etkileşmesi üzerinde Pt safsızlık atomlarının konsantrasyonuna bağlılığı görülmektedir. Şekil 4.58'e dikkat ettiğimizde, Pt katkılanmasıyla inelastik saçılma alanının büyüklüğü artmakta ve sıcaklık bağımlılığı karakter bakımından değişmektedir. Bu değişiklik düşük sıcaklıklarda çok daha belirgin olmaktadır. Şekil 4.59'a dikkat ettiğimizde, Pt katkılanmasıyla spin-örgü (orbit) zamanı çok büyük bir hızla artmaktadır. Elde ettiğimiz sonuçlar birlikte ele alındığında, manyetodirenç eğrileri yerleşikleşme teorisi ile başarılı bir şekilde analiz edildiği görülmektedir.

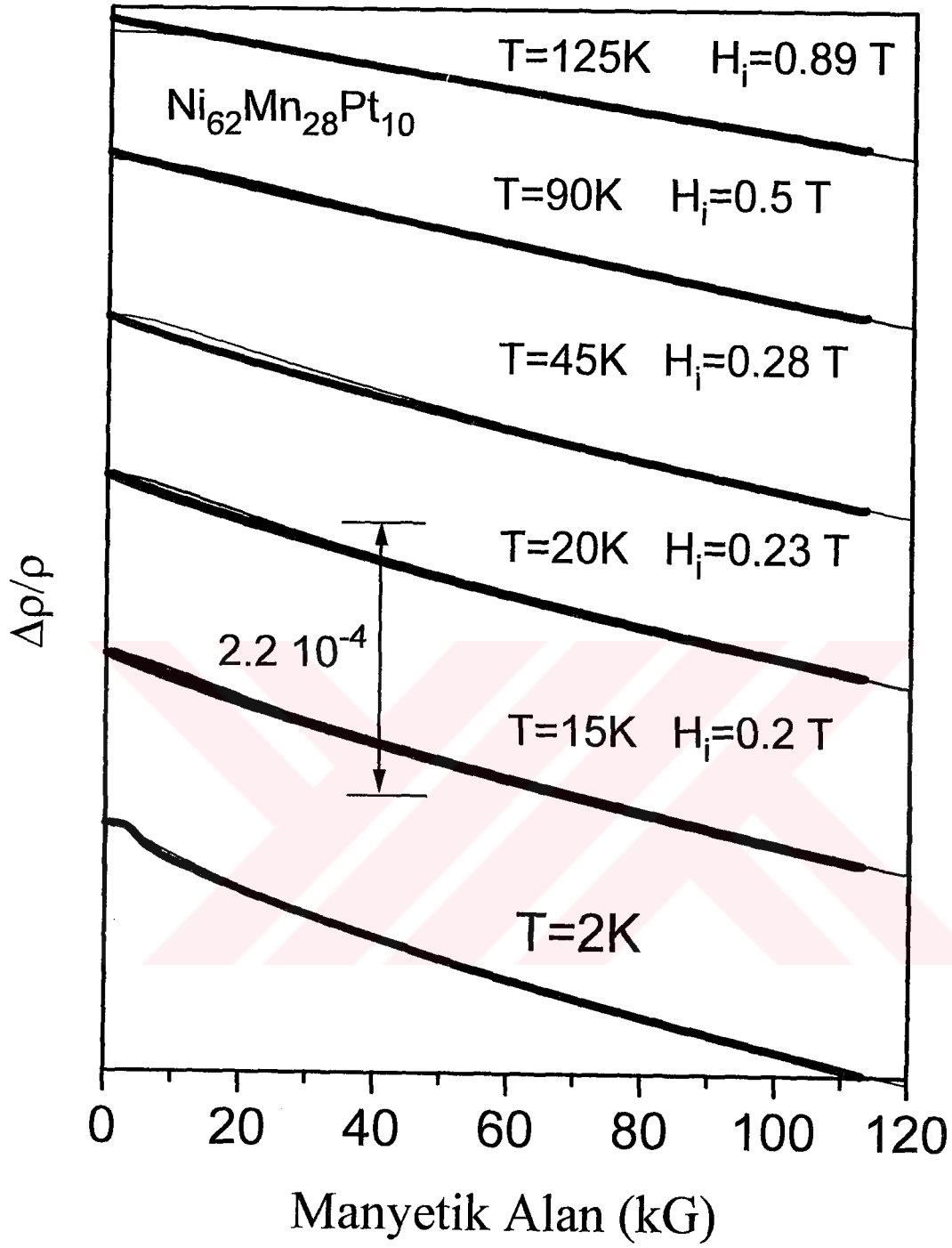
Ayrıca, üçlü $Ni_{62}Mn_{28}Pt_{10}$ amorf alaşımının elektriksel direnç ölçümleri yapıldı. Bu alaşım filminin dirençlerinin sıcaklığa göre davranışlarına bakılarak iletkenlik mekanizmaları incelendi. Şekil 4.60(a)'te, $Ni_{62}Mn_{28}Pt_{10}$ filminin elektriksel direncinin sıcaklıkla değişimi görülmektedir. Şekil 4.60(b)'te, direncin T^2 'ye karşı davranışı görülmektedir. $Ni_{62}Mn_{28}Pt_{10}$ alaşım filmi için direnç $T_{min} = 53$ K civarında bir minimumdan geçmektedir. Ayrıca bu film Curie sıcaklığı (T_c) civarında ikinci bir minimum sergilemektedir.



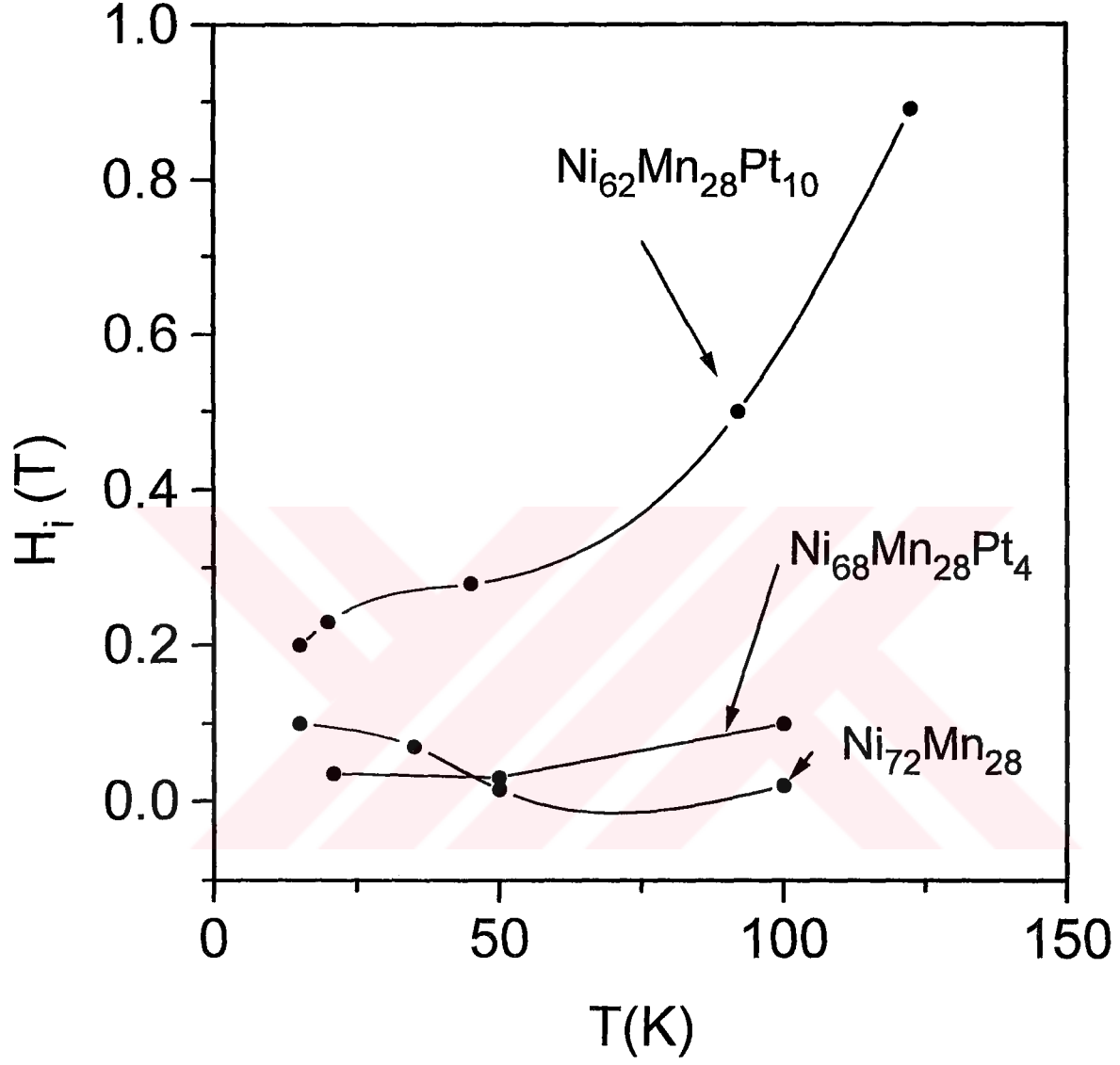
Şekil 4.55 $Ni_{62}Mn_{28}$ amorf alaşım filminin manyeto-direnç verilerinin deneysel ve teorik davranış; Burada deneysel davranış noktalarla Zayıf yerleşikleşme teorisinden hesaplanan teorik davranış ise sürekli çizgi ile gösterilmektedir.



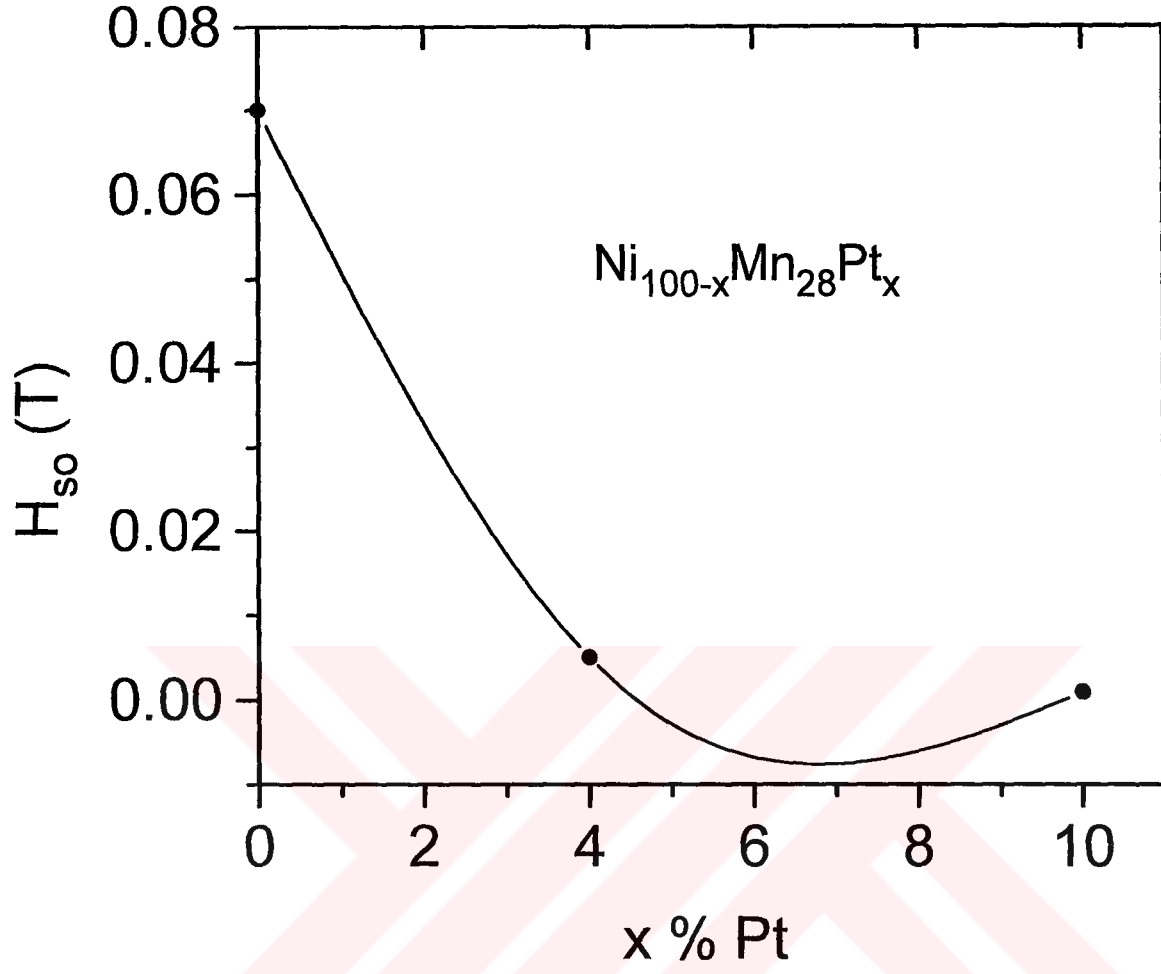
Şekil 4.56 $Ni_{68}Mn_{28}Pt_4$ amorf alaşım filminin manyeto-direnç verilerinin deneysel ve teorik davranışı; Burada deneysel davranış noktalarla Zayıf yerleşikleşme teorisinden hesaplanan teorik davranış ise sürekli çizgi ile gösterilmektedir.



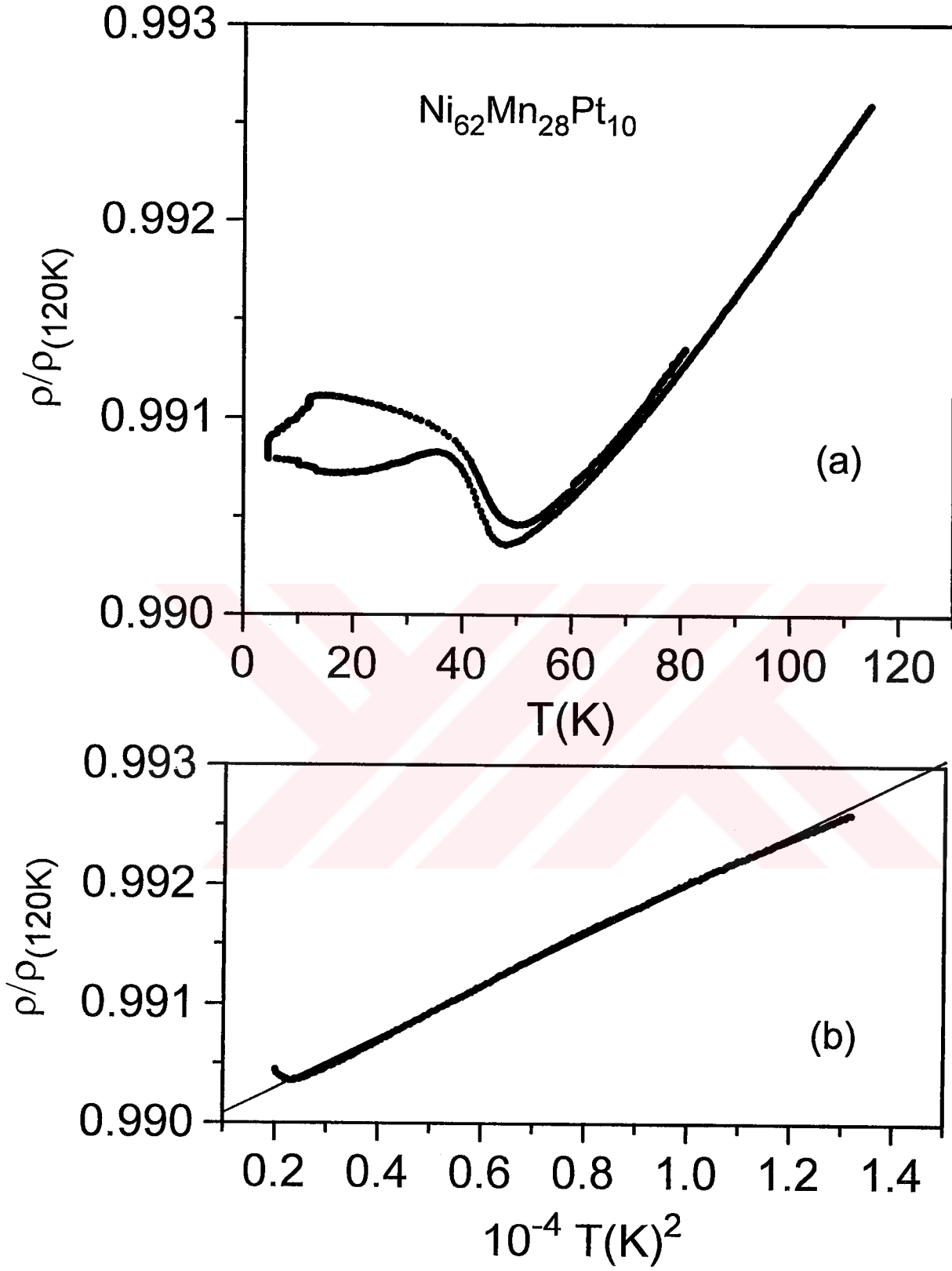
Şekil 4.57 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_{10}$ amorf alaşım filminin manyeto-direnç verilerinin deneysel ve teorik davranışı; Burada deneysel davranış noktalarla Zayıf yerleşikleşme teorisinden hesaplanan teorik davranış ise sürekli çizgi ile gösterilmektedir.



Şekil 4.58 $\text{Ni}_{100-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ amorf alaşım filminin manyeto-direnç verilerinin deneysel verilerin zayıf yerleşikleşme teorisi ile uyarlanarak elde edilen inelastik saçılma parametresinin sıcaklıkla değişimi;



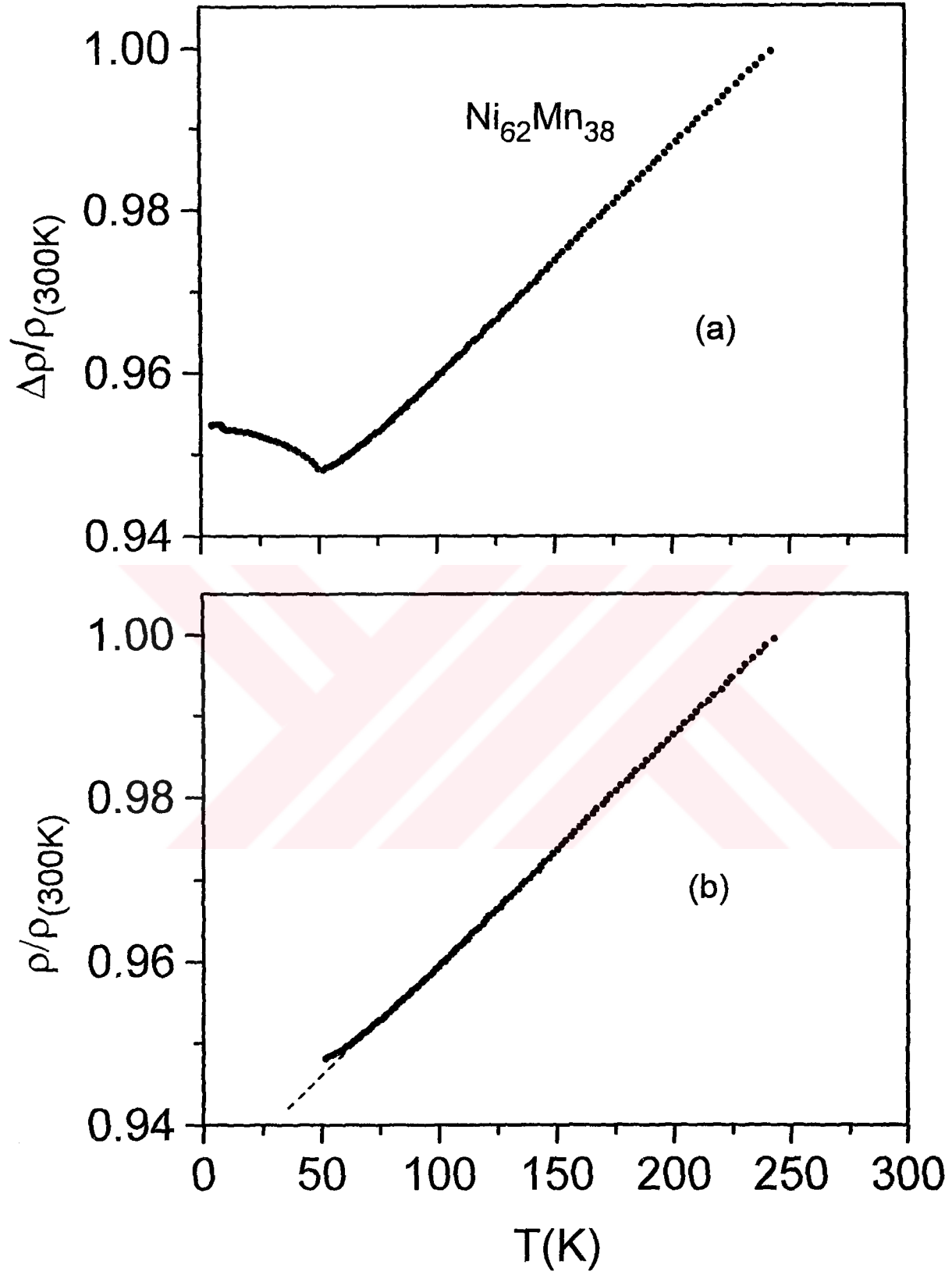
Şekil 4.59 $Ni_{100-x}Mn_{28}Pt_x$ amorf alaşım filmlerinde spin-örgü saçılma alanının (H_{so}) konsantrasyonla değişimi;



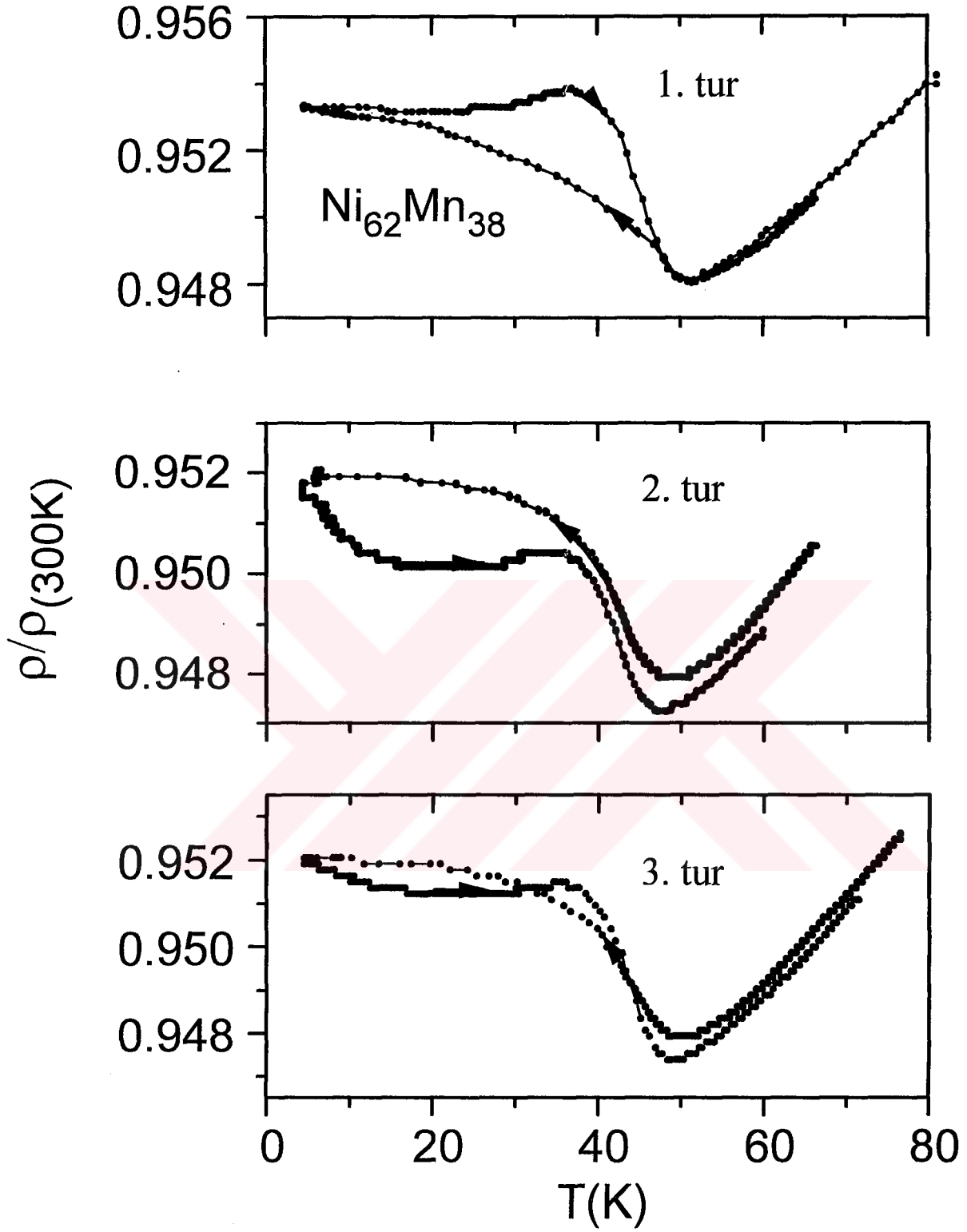
Şekil 4.60 $Ni_{62}Mn_{28}Pt_{10}$ amorf alaşım filminin a) Direncinin sıcaklığa bağlı değişimini; b) $T_{min} = 50K$ sıcaklığının üzerinde T^2 'ye göre grafiği;

Ni₆₂Mn₃₈ amorf alaşım filmi

şekil 4.61 (a)'da, Ni₆₂Mn₃₈ amorf alaşımının direncinin sıcaklıkla değişimi verilmektedir. Bu alaşım film, geniş bir sıcaklık aralığında süperparamanyetik davranış sergilemektedir. Bu durum ESR tekniği ile gösterilmiştir. Grafikte de görüldüğü gibi $T \approx 50$ K'da bir direnç minimumu görülmektedir. şekil 4.61 (b)'de ise direnç minimumunun üstündeki sıcaklıklarda direnç sıcaklıkla lineer değişmektedir. Direnç, $\rho/\rho_{(300K)} = \alpha + \beta T$ ifadesine uyarlandı ve $\alpha = 0.93$ ve $\beta = 2.7610^{-4}$ (1/K) değerleri elde edildi. Direnç minimumu üzerindeki sıcaklıklarda dirence en büyük katkının (direncin T'ye çizgisel bağımlılığından dolayı) **elektron-fonon** saçılmalarından geldiği görülmektedir. Direnç minimumunun altındaki sıcaklıklarda ise, örnek üzerinde bir kaç sıcaklık döngüsü yapıldı. Bu sıcaklık döngüsüne göre, direncin değişimi şekil 4.62 'de görülmektedir. Burada görüldüğü gibi örnek her sıcaklık turunda farklı bir davranış sergilemektedir. Direnç minimumu Kondo etkisinden kaynaklansaydı, T_{min} sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda $\ln T$ davranışı görmesi beklenirdi. Ancak, grafikten de görüldüğü gibi her sıcaklık döngüsü farklı bir davranış göstermektedir. Sonuç olarak filmin göstermiş olduğu direnç minimumu Kondo etkisinden, ziyade yerel spin dalgalanmalarından (LSF) kaynaklanmaktadır. Bu izah Saslow veParker (1986) yorumu ile de bağdaşmaktadır. Çünkü yerleşikleşmiş spinlerin presesyon frekansları azalan sıcaklıkla çok hızlı artarken, öbür yandan spinler doyum mıknatıslanması yönünde dik bileşenler (spin canted) (T_{min} sıcaklığında) kazanacaktır. Bir başka deyiş le, spinlerin görünen tesir kesitleri artacaktır. Bunun sonucu olarak da dirençte artma eğilimi görülmektedir. Azalan sıcaklıkla, bu tür spinlerin sayıları artacağından makroskopik olarak sistemin direncinin artması beklenir. Ayrıca sistemde spinlerin bunalımı olarak değerlendirilen bu durum rastgelelik gösterecektir ve bu durum kendisini direnç üzerinde belli edecektir. Yani; sistem soğurken veya ısıtılırken spinlerin bunalıma girmelerindeki rastgelelik direnç üzerinde farklı bir davranışa neden olacaktır.



Şekil 4.61 $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ amorf alaşım filminin a) Direncinin sıcaklığa bağlı değişimi; b) T_{min} 'in üzerinde sıcaklıklarda sıcaklığa uyarlanmış davranışı;



Şekil 4.62 $Ni_{62}Mn_{38}$ amorf alaşım filminin sıcaklığa bağlı direnç davranışı; Grafiklerde 1. 2. ve 3. tur'un hepsinde direnç minimumundan sonra direncin sıcaklık bağımlılığı farklı karakter göstermektedir.

BÖLÜM 5

SONUÇ VE TARTIŞMA

Çalışmada genel olarak değişik konsantrasyondaki NiMnPt alaşımlarından elde edilmiş amorf ve polikristal filmlerin elektrik ve manyetik özellikleri incelendi. Manyetik özellikleri belirlemek için ESR ve elektrik özellikleri belirlemek için de manyeto-direnç ölçümleri yapıldı. Sistemlerin fiziksel parametreleri hakkında olabildiğince fazla bilgi elde edebilmek için sözkonusu ölçümlerin çok büyük bir kısmı 4 ila 300 K sıcaklıkları arasında yapıldı. ESR verilerinin analizi için kuramsal bir model geliştirildi. Modelin deneysel verilere uygulanması gene geliştirilen bir algoritma kullanılarak bilgisayar yardımıyla yapıldı. Böylece deneysel spektrumların benzerleri kuramsal modelden yeniden türetilerek, incelenen örneklerin; değiş-tokuş etkileşmesi, tek-doğrultulu değiş-tokuş anizotropisi (uni-directional anisotropy), hacimsel ve yüzey anizotropi, mıknatıslanma ve bazı fiziksel parametreleri elde edildi. Bu parametrelerin sıcaklık, konsantrasyon, dış manyetik alan, film hazırlama koşulları ve film kalınlığı gibi değişik faktörlere bağımlılıkları araştırıldı. İletkenlik ölçümlerinden elde edilen deneysel sonuçlar da literatürde verilen değişik kuramsal ve fenomenolojik ifadeler kullanılarak yorumlandı. Sonuçların Anderson zayıf yerleşikleşme modeline iyi bir uyum sağladığı görüldü.

İncelenen örneklerin bazılarında yüksek sıcaklıklarda birbirlerinden çok iyi ayırd edilmiş (çözünmüş) SDR modları gözlenirken, diğer bazı örneklerde aşırı

manyetik bunalım doğuran güçlü exchange anizotropilerinin neden olduğu eğri genişlemeleri yüzünden asimetrik ve birbirine karışmış piklerden oluşmuş spektrumlar gözlenmiştir.

$Ni_{76}Mn_{24}$, $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ ve $Ni_{62}Mn_{38}$ filmleri amorf yapıda büyütülürken $Ni_{77}Mn_{23}$ alaşımının değişik kalınlıklardaki filmleri poli-kristal yapıda elde edildi.

SDR (SWR) tekniği ile incelenen $Ni_{76}Mn_{24}$ ve $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ amorf filmleri için elde edilen sonuçlar:

(1) Filmlerin her ikisinde de düşük sıcaklıklarda çok kuvvetli spin düzensizliği ortaya çıkmaktadır. Çünkü azalan sıcaklıkla spektrumların çizgi genişlikleri normal ferromanyetik maddelerinkine oranla beklenmedik ölçüde artmakta ve spektrumların analizleri zorlaşmaktadır. Spektrumlardaki bu bozulma Pt katkılı filmde daha yüksek sıcaklıklarda başlamaktadır. Hem dik ve hem de paralel geometri için ESR çizgilerinin genişliğinin bu davranışı Dzialoshinsky-Moria (DM) (Öner ve dig., 1996) tipi bir anizotropiye bağlanmıştır.

(2) Bu sistemlerin gözlenen en ilginç özelliklerinden biri de etkin değiş - tokuş enerji yoğunluk parametresinin (D) azalan sıcaklıkla çok hızlı bir biçimde artmasıdır. Bulgular inelastik nötron saçılmaları ile elde edilen sonuçlarla çok iyi bir uyum göstermektedir (Hennion ve dig. 1996). Bu davranış spin bunalımından (frustration) kaynaklanmaktadır. Pt safsızlık atomları D nin hem sıcaklığa bağımlılığı ve hem de büyüklüğü üzerinde önemli oranda etkili olmaktadır. D nin mutlak değeri artan Pt konsantrasyonu ile azalma göstermektedir. $Ni_{76}Mn_{24}$ örneği için D nin büyüklüğünün sıcaklığa göre çizilen eğrisi yüksek sıcaklıklarda hemen hemen sabitken sıcaklık azaldıkça ara sıcaklıklarda geniş bir minimumdan geçtikten sonra çok daha düşük sıcaklıklarda hızlı bir şekilde artmaktadır. Halbuki $Ni_{74}Mn_{24}Pt_2$ örneğinde ise D nin değeri azalan sıcaklıkla önce yavaş ve daha sonra hızlı bir şekilde artmaktadır. Hatırlanacağı gibi (Öner vd., 1996) Pt katkılanması manyetik bunalım daha yüksek sıcaklıklardan başlayarak makroskopik mıknatıslanmanın azalmasına da neden olmaktadır.

(3) Etkin hacim anizotropisi üzerinde Pt safsızlık atomlarının belirgin etkisi gözlenmiştir. Şekil 4.11 e dikkat edildiğinde, yüksek sıcaklıklarda baskın olan demanyetizasyon alanı nedeniyle negatif olan bu etkin anizotropi Pt katkılı örnek için 150 K nın altındaki sıcaklıklarda pozitif değerler almaktadır. Yani Pt

atomları ile mıknatıslanma düşerek manyetik anizotropi artmaktadır. Böylece manyetik domen konfigürasyonları Pt katkılanması ile belirgin bir biçimde etkilenmektedirler.

(4) Amorf yapıda, hacımsal tek-doğrultulu anizotropi örgüye katı bir biçimde bağımlılığını (rigidity) tamamen kaybederek mıknatıslanma ile birlikte dinamik olarak dönmektedir. Ancak bu dönmenin doğası çok düşük sıcaklıklarda elastik iken sıcaklığın artması ile birlikte giderek dissipative (yitirici) olmaktadır. Bu anizotropinin büyüklüğü ise, sıcaklıkla üstel olarak değişmektedir. Diğer taraftan bu anizotropinin düşük sıcaklıklardaki değeri Pt katkılanması ile önemli oranda azalmıştır. Ancak yüksek Pt katkılı örneklerde tek doğrultulu anizotropi oda sıcaklıklarına kadar devam ederken katkısız örnekte 100 K civarında sıfıra gitmektedir.

(5) $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ tek-eksenel karakterde olan yüzey anizotropi enerjisi Pt katkılı örnekte daha yüksek mertebeden simetri sergilemektedir. Diğer taraftan yüzey anizotropinin sıcaklığa bağımlılığı D'nin sıcaklığa bağımlılığı ile benzerlik göstermektedir. Diğer bir deyişle hem D hem de yüzey anizotropi enerjisi üzerinde aynı fiziksel olay etkili olmaktadır. Bu davranışlar Dzialoshinsky-Moria etkileşmelerine bağlanmıştır. Yani D-M etkileşmeleri hem yüzeyde ve hem de hacimde etkili olmaktadır.

Amorf $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ filmlerinden elde edilen sonuçlar:

Bu örnek için değiş-tokuş etkileşme parametresi, D, nin sıcaklıkla nitel davranışı $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ ve $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ örneklerinin davranışlarına benzerlik göstermektedir. Ancak D nin büyüklüğü bu örnekte neredeyse yarıya düşmüştür. D-T grafiğinde ortaya çıkan minimum ise daha da belirginleşmiştir. Hacımsel tek doğrultulu anizotropinin sıcaklık nitel davranışı ise $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ örneğinininki ile tümüyle aynıdır. Bu parametrenin büyüklüğü $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ örneği için yaklaşık olarak yarıya düşmüştür. Diğer taraftan 50 K ya kadar sıcaklıklardan neredeyse bağımsız olan hacımsal (bulk) etkin anizotropi parametresi, $2K_{\text{etkin}}/M_o$, artan sıcaklıkla hızlı bir şekilde daha negatif değerlere düşmektedir. Bu da demanyetizasyon alanı ile yarışan tek doğrultulu hacım anizotropisinin artan sıcaklıkla sıfıra gittiğinin bir göstergesidir. Yüzey anizotropisinin izotropik bileşeni (QL) ise sıcaklıkla doğru orantılı olarak artmaktadır. Bu bir yerde yüzeydeki spin bunalımının çözülme hızının hacımsal

spinlere göre daha hızlı olduğunu gösterir. Yani mıknatıslanmanın gradiyen-tinin bir ölçüsü olan bu parametre yüzey ve hacımdaki spinlerinin görelî donma şiddetlerinden çok fazla etkilenmektedir.

Diğer taraftan 50 K sıcaklığı altında alınan ESR spektrumlarının şiddetlerinde önemli oranda azalma görülmektedir. Özellikle paralel geometri için hem mıknatıslanmanın bu bölgede sabit olması ve hem de çizgi genişliklerinin daralmasına rağmen şiddetteki bu azalma manyetizmaya katkı getiren bazı merkezlerin bu bandda rezonansa gelmediği biçiminde yorumlanabilir. Yani yerel spin dalgalanma hızları x-bandının üzerine çıkmaktadır. Bu davranış direnç analizleri ile birlikte ele alındı ve şiddetteki bu azalmanın gerçekten de yerel spin dalgalanmalarından kaynaklandığı gösterildi (Özdemir ve dig., 1998).

Polikristal $Ni_{77}Mn_{23}$ filmlerinden elde edilen sonuçlar:

$Ni_{77}Mn_{23}$ alaşımının aynı şartlarda elektron demet buharlaştırma yöntemi ile hazırlanmış değişik kalınlıktaki filmleri ESR yöntemi ile incelendi. Manyetik enerji parametrelerinin değerleri sıcaklığın fonksiyonu olarak elde edildi. Uygulanan manyetik alan ile 300 Å kalınlıklı film normali arasındaki açı 30 dereceden küçük ve sıcaklık yaklaşık 100 K'nın üzerinde kaldıkça SDR spektrumunda iki rezonans modu gözlemlendi. Bunlardan yüksek alanda ortaya çıkan pikin yüzey mod, düşük alandakinin de hacımsal mod olduğu belirlendi. Yüzey moduna ait pikte herhangi bir sıcaklık değerinde yarıma gözlenmedi. Böylece filmin her iki yüzeyinin manyetik açıdan özdeş olduğu bulundu. Simetrik yüzey koşullarının ortaya çıkması yüzey anizotropi enerjisinin film büyütme tekniklerinden kaynaklanan dış etkenlerden etkilenmeyip malzemenin yapısal özelliği olduğunun bir kanıtını oluşturdu. Yüzey anizotropi parametresinin işareti ve büyüklüğü kolay eksen türü bir anizotropi enerjisinin olduğu gerçeğini açığa çıkardı (Özdemir ve dig., 1996).

Bu kez film kalınlığını iki katına çıkararak ESR spektrumları tekrar alındı ve sıcaklığın fonksiyonu olarak analiz edildi. x-ışınları kırınımı yöntemiyle yapılan incelemede bu filmin de polikristal yapıda olduğu gözlemlendi. Ancak bu kez ESR spektrumunda mod sayısında bir artma görüldü ve bu artış ikinci hacımsal moda verildi. Bunun yanında yüzey modununa ait soğurma pikinde de sıcaklığın değişmesiyle birlikçe çok zor farkedilebilen küçük bir yarıma gözlemlendi. Böylece

bu modun gerçekten de her iki yüzeyden kaynaklandığı ve yarılmanın yüzey enerjilerindeki çok küçük bir farktan kaynaklandığı anlaşıldı. Çok daha ilginç olanı, polikristal örneklerin manyetik anizotropi enerjileri için beklenmeyecek film normaline göre asimetric davranış gözlemlendi. Bu asimetricinin nedeninin geometrik anizotropi olduğu ve bu anizotropinin atomik buhar demetini eksen kabul eden bir simetri gösterdiği ortaya kondu. Bu tür şekil anizotropileri başlangıçta büyümenin film boyunca homojen olmayıp yüzey gerilmeleri (yüzey anizotropi enerjisi) nedeniyle bölgesel olarak çekirdeklemelerin oluştuğunu ve bu manyetik topakçıkların geometrik şekilleri buhar demetini eksen kabul eden bir simetri göstermeye eğilimli olduğundan bu taneciklerin geometrik şekilleri nedeniyle de yerel manyetik anizotropilerin ortaya çıktığı sonucuna varıldı (Özdemir ve dig., 1997).

Son olarak kalınlığın etkisini görmek için 50, 100, 300, 600, 1000 ve 3700 Å kalınlıklı örnekler ele alındı. 300 Å ün altındaki kalınlıklar için dik geometride mod sayısı bire düşerken 1000 Å ve 3700 Å kalınlıklı filmlerde bu modların sayılarının film kalınlığı ile birlikte arttığı gözlemlendi. Artan bu piklerin yüksek mertebeli hacim modlarına karşı geldiği ve yüzey modlarının rezonans alan değerlerinin ise kalınlıklardan çok fazla etkilenmediği görüldü. Yüzey anizotropi enerjisinin oda sıcaklığında tüm filmler için eşit alınabileceği ve bu anizotropinin NiMn alaşımlarına özgün olarak kolay düzlem türü olduğu ortaya kondu. Ayrıca sıcaklığa bağlı çalışmalardan tüm örneklerin reentrant olduğu ve manyetik donma sıcaklığının $T_f=120K$ civarında kabul edilebileceği gösterildi. Bu sıcaklığın altında indüklenen exchange anizotropisinin hem D ve hemde yüzey anizotropisini kuvvetle etkileyerek sıcaklığa sıkı bir bağımlılığa neden olduğu ve bu bağımlılığın ESR spektrumlarının rezonans çizgilerinin yerinde ve eğri genişliğinde kendilerini gösterdikleri anlaşıldı (Aktaş ve dig., 1998).

Direnç sonuçları

(1)- CrFe alaşım filmlerinde $T=43.8K$ civarında direnç bir "anomali" göstermektedir. Bu sıcaklığın Curie sıcaklığına karşı geldiği gösterildi. Direncin Curie sıcaklığı civarındaki türev değerlerinin sıcaklıkla davranışından kritik parametreler tayin edildi. Bu parametrelerin literatürde verilen değerlerle benzerlik gösterdiği görüldü. Düşük sıcaklıklarda CrFe sisteminde yerel spin

dalgalanmaları direncin sıcaklık bağımlılığı üzerinde baskın rol oynadığı görüldü.

(2)- CrFe alaşımı için manyeto direnç verileri Anderson zayıf yerleşikleşme modeli ile başarılı bir şekilde analiz edildi. Spin-dalgalanması (spin fluctuating scattering) ve inelastik saçılma (inelastic scattering) durulma zamanlarının sıcaklığa bağlı davranışları elde edildi. Spin-örgü saçılma zamanının yaklaşık olarak 10^{-14} s mertebesinde olduğu görüldü. Bu değer literatürde diğer geçiş elementleri için verilen değerlerle aynı mertebede olduğu görülmektedir. Diğer taraftan örnek manyetik olmasına karşı yerleşikleşmenin dirençte halen başat bir mekanizma olduğu görüldü. Bu durumun örneğin amorf yapısından yada başka bir deyişle taşıyıcı elektronların ortalama serbest yolunun birkaç Å olması nedeni ile örneğin makroskopik mıknatıslanmasından etkilenmediği biçiminde yorumlandı. Bu sonuçların Bergmann ve Beckmann'ın (1995) öngördüğü modelle uyum içinde olduğunu gördük. Aynı zamanda inelastik saçılma zamanı ile spin-dalgalanması saçılma zamanının sıcaklıkla değişimlerini belirledik. Sonuç olarak azalan sıcaklıkla saçılma zamanlarının azaldığı görüldü. Yani, spin-örgü (orbit) saçılması ve "spin-flip" saçılması etkileri yerel spin dalgalanmaları yanında oldukça kuvvetlidir. Bu etki çok kuvvetli olduğundan dolayı, sistemde var olan yerleşikleşmeyi bozan (antilocalization) etkiyi de yok ederek yerleşikleşmeye izin verebilmektedir (Öner ve dig., 1996).

(3)- NiMnPt örnekleri içinde yukarıda sözü edilen örneklerle benzer şekilde Anderson zayıf yerleşikleşme modeli esas alınarak manyeto-direnç verileri analiz edildi. İnelastik saçılma alanı sıcaklığın fonksiyonu olarak farklı konsantrasyonlar için elde edildi. İnelastik saçılma alanının karakter bakımından konsantrasyonla pek değişmediğini; ancak, azalan sıcaklıkla arttığı gözlemlendi. Ayrıca spin-örgü saçılma alanının Pt konsantrasyonu ile nasıl değiştiğini inceledik ve sonuçta artan Pt oranıyla spin-örgü saçılma alanının azaldığını gördük. $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_{10}$ örneklerinde direnç minimumu gözlemlendi. Bu direnç minimumunun Kondo minimumundan olmayıp Saslow'un (1982) önerdiği spin bunalımından kaynaklandığını önerdik.

(4)- Direnç minimumu için Kondo etkisi, Spin düzensizliğindeki donma (Spin disorder frustration), yerleşikleşme (weak localization) ve yerel spin dalgalanmaları (Local spin fluctuating) gibi mekanizmalar dikkate alındı. Ancak bu

mekanizmalardan her hangi birisinin tek başına yukarıda sözü edilen direnç minimumunu izah edemeyeceği anlaşıldı. Bunların tümünün birlikte ortak etkisinin aynı anda olma ihtimaline ağırlık verildi. Bununla birlikte, $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ örneğinde gözlenen direnç minimumu ESR çalışmaları da göz önünde tutulduğunda yerel spin dalgalanmaları mekanizmasının başat bir etki olduğu sonucuna varıldı. Bu konuda ki çalışmalar mekanizmaların izahı açısından henüz daha çalışmaya açık bir konu olduğu görüldü.



KAYNAKLAR

- Abdul-Razzaq W. and Kouvel J.S., (1984), Spin glassiness and ferromagnetism in disordered Ni-Mn : J. Appl. Phys., 55, 6 , pp.1623
- Abdul-Razzaq W. and Kouvel J.S., (1987a), Magnetic phase diagram of disordered Ni-Mn near the multicritical point: Phys.Rev.B 35, 4, pp.1764
- Abdul-Razzaq W. and Kouvel J.S., (1987b), Magnetic phase diagram of disordered Ni-Mn near the multicritical point: Phys Rev.B 35, pp.1764
- Abdul-Razzaq W. and Kouvel J.S., (1987c), Ferro-spin-glass domain model for disordered Ni-Mn: Phys Rev.B 35, pp.1768
- Abraham Dov and Rosenbaum Ralph, (1983), Localization in thin copper films : Phys. Rev. B, 27, pp.1409
- Abraham Dov and Rosenbaum. Ralph, (1982), Magnetoresistance of thin copper films: Phys. Rev. B, 27, pp.1413
- Aitken R. G., J.D.Cheung ve J.S.Kouvel, (1981), Spin-glass-like distribution of interaction fields in Ni-Cu alloys: , Phys. Rev. B, 24, 3, pp.1219
- Aktaş B., Öner Y., Durusoy H.Z., (1993a), A spin-wave resonance study on reentrant NiMn films, J.Magn.Magn.Mater, 119, pp. 339
- Aktaş B. and Öner Y., (1993b), Field-induced directional surface anisotropy in an NiMn alloy, J. Phys: Condens. Matter 5, pp.5443
- Aktaş B., (1993c), Clear evidence for field induced unidirectional exchange surface anisotropy in NiMn alloys: Sol. Stat. Comm. 87, 11, pp.1067
- Aktas B. ve Özdemir M., (1994), Simulated spin wave resonance absorption curves for ferromagnetic thin films and application to NiMn films: Physica B 199, pp.125
- Alan, G.C., 1997, Permanent Magnets In the Theory and Practice, Second Edition Magnet Centre, Sunderland Polytechnic, s. 46-48
- Albers A. and McLachlan D.S., (1993), Resistivity and magnetoresistance of amorphous $\text{Fe}_x\text{Ge}_{1-x}$ alloys near the metal-insulator transition, J.Phys. Cond.Matt., 5, pp.6067
- Altshuler B.L., Aronov A.G. ve Lee P.A., (1980a), Interaction effects in disordered fermi systems in two dimensions: Phys. Rev. Lett 44, 19, pp.1288
- Altshuler B.L., Khmel'nitskii D.E., Larkin A.I. ve Lee P.A., (1980b), Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas, Phys. Rev. B, 22, 11, pp. 5142

- Ament W.S. and Rado. G.T., (1955) Electromagnetic Effects of Spin Wave Resonance in Ferromagnetic Metals, *Phys. Rev.*, 97, 6, pp. 1558
- Ando. T, Ohta, E., and Sato T., 1996, Contribution of Pt impurities to spin configurations in reentrant spin glass NiMn, *JMMM*
- Artman J.O , (1957), Ferromagnetic Resonance in Metal Single crystals: *Physc. Rev.*, 105, 1, pp.74
- Ashcroft N.W. and Mermin. N. D., (1975), *Solid State Physics*, pp. 687
- Baber, W., (1937), The Contribution to the electrical resistance of metals from collisions between electrons: *Proc.Roy. Soc. (London)*, A158, pp.383
- Babic., E., Marohnic., Z. and Ivkov., J, (1978) Low Temperature Resistivity of FeNi80-xP14B6 Metallic Glasses, *Sol. State Commn.* 27, pp.441
- Baxter, V., Richter R., Trudeau M.L., Cochrane R.W. and Strom-Olsen J., (1989), Fitting to magnetoresistance under weak localization in three dimensions, *J. Phys. France* 50, pp.1673
- Baxter, V., Richter R., ve Strom-Olsen J., (1987), Electrical resistivity of icosahedral Mg-Al-Zn alloys: *Phys. Rev. B.*, 35, 10, pp. 4819
- Bergmann G., (1975), Measurement of the magnetic scattering time by weak localization: *Phys. Rev. Lett* 49, pp.162
- Bergmann G., and Marquardt. P., (1978), Temperature dependence of the resistivity in amorphous ferromagnetic alloys: Spin-wave contribution and resistivity minimum, *Phys. Rev. B*, 17,3, pp.1355
- Bergmann G., (1982a), Quantitative analysis of weak localization in thin Mg films by magnetoresistance measurements: *Phys. Rev. B*, 25, pp.2937
- Bergmann G., (1982b), Influence of spin-orbit coupling on weak localization : *Phys. Rev. Lett* 48, pp.1046
- Bergmann G., (1984a), Quantum corrections to the resistance in two-dimensional disordered superconductors above T_c : Al, Sn, and amorphous $\text{Bi}_{0.9}\text{Tl}_{0.1}$ films: *Phys. Rev. B*, 29, 11, pp. 6114
- Bergmann G., (1984b), Weak localisation in thin films: *Phys. Reports*, 107,1, pp.1-58
- Bergmann G., (1984c), Coulomb-anomaly of the Hall-effect in thin disordered Au-films, *Solid State Comm.*, 49, 8, pp.775
- Bergmann G., Horriar-Esser. C., (1985), Spin-orbit scattering in thin films and on surfaces measured by weak localisation: *Phys. Rev. B*, 31, 2, pp. 1161-1163
- Bergman. G., (1986), *Physics of weak localization, Localization And Interaction in disordered metals and doped semiconductors*, Edited by Finlayson D.M., pp.148-171
- Bergmann G., and Beckmann. H., (1995), Identification of local spin fluctuations by weak localization, *Phys. Rev. B*, 52, 22, pp.R15687-R15690
- Beutler D.E. and Giordano N., (1988), Localisation and electron-electron interaction effects in thin Bi wires and films, *Phys. Rev. B*, 38, 1, pp.8

- Bieri., J.B., (1985),** Phenomene de localisation a trois dimensions dans les verres metalliques, PhD Thesis , Universite De Paris-Sud Centre D'ORSAY, (PARIS)
- Bloembergen N., (1950),** On the ferromagnetic resonance in Nickel and supermalloy: Phys. Rev., 78, pp.572-580
- Campbell, I. and Fert, A., (1982),** Transport properties of ferromagnets: Ferromagnetic Materials, 3, pp.748
- Campbell I.A., Hurdequint H, and Hippert F, (1986),** Dzyoloshinsky-Moriya anisotropy in reentrant alloys: Phys. Rev. B, 33, 5, pp.3540-3542
- Chakravarty. S., Schmid. A., (1986),** Weak localisation: The quasiclassical theory of electrons in random potential: Phys. Rep. 140, 4, pp.193-236
- Choi, K.K., Tsui D.C. and Alavi K., (1987),** Dephasing time one-dimensional localization of two-dimensional electrons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures, Phys. Rev. B, 36, 14, pp. 7751
- Cochrane. R.W. Harris. R., Strom-Olsen. J.O., Zuckermann. M.J., (1975),** Magnetic and transport properties of amorphous NiY and FeY:, Phys. Rev. Lett., 35, pp.676s
- Cochran J. F., Heinrich, B. ve Arrott A.S., (1986),** Ferromagnetic resonance in a system composed of a ferromagnetic substrate and an exchange-coupled thin ferromagnetic overlay: Phys. Rev. B., 34, 11, p.7788-7801
- Cochrane. R.W.and Strom-Olsen. J.O., (1984),** Scaling behavior in amorphous and disordered metals: Phys. Rev. B, 29, 2, pp. 1088-1090
- Cochrane. R.W.and Strom-Olsen. J.O., (1977),** Temperature and magnetic field dependences of the resistivity of amorphous alloys, J. Phys. F: Metal Phys. 7, 9, pp.1811
- Cote. P.J. and Meisel, L.V., (1977),** Resistivity in amorphous and disordered crystalline alloys: Phys. Rev. Lett., 39, pp.102
- Dorleijn J.W.F., (1976),** Electrical conduction in ferromagnetic metals, Philips Res. Repts 31, pp.287-
- Derek. C., (1995),** Magnetism principles and applications, University of Nottingham, UK, p.388-389
- Deutscher G., Fukuyama H., (1982),** Anomalous magnetoresistance of thin metallic films: Phys. Rev. B, 25, pp. 4298
- Dugdale. J.S. and Basinski. Z.S., (1967),** Matthiessen's rule and anisotropic relaxation times: Phys. Rev. B, 157, pp.552
- Durusoy, H.Z. and Öner, Y., (1990)** Electrical-resistivity and ac-susceptibility measurements on Ni-Mn and Ni-Mn-Pt ternary alloys, Phys. Rev. B, 42, 10, pp.6835
- Fert A, and Asomoza R., (1979),** Transport properties of magnetic amorphous alloys, J. Appl. Phys. 50, 3, pp. 1886
- Fert, A. and Campbell, I., (1975),** Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys: J. Phys. F: Metal Phys., 6, 849-870

- Frait. Z , and MacFaden H, (1965),** Ferromagnetic Resonance in Metals. Frequency Dependence, Phys. Rev. 139, 4A, pp. A1173
- Frait Z., Fraitova D., ve Zarubova N., (1985),** Observation of FMR surface spin wave mode in bulk amorphous ferromagnets: J. Phys. Stat. Sol., **128**, p.219-222
- Fraitova., D., (1983a),** An analytical theory of FMR in bulk metals (I) : phys. Stat. Sol., (b) 120, p.341-348
- Fraitova., D., (1983b),** An analytical theory of FMR in bulk metals (II) : phys. Stat. Sol., (b) 120, p.659-665
- Fraitova., D., (1984),** An analytical theory of FMR in bulk metals (III) : phys. Stat. Sol., (b) 124, p.587-592
- Fukuyama H. and Hoshino K., (1981),** Effect of spin-orbit interaction on magnetoresistance in the weakly localized regime of three-dimensional disordered systems: J.Phys. Soc. of Japan **50**, 7, p.2131-2132
- Fukuyama. H., (1986),** Interaction effects in impure metals, Localization And Interaction in disordered metals and doped semiconductors, Edited by Finlayson D.M., 117-148
- Hasegawa R., (1975),** Temperature and compositional dependence of magnetic bubble properties of amorphous Gd-Co-Mo films, J. Appl. Phys. **46**, 12 pp. 5263-5267
- Hasegawa. R., Tsuei, C.C., (1971),** Kondo effect in amorphous Fe-Pd-Si and Co-Pd-Si alloys: Phys Rev. , B, 3 pp. 214
- Hasegawa. R., Tsuei, C.C., (1970),** s-d exchange interaction in amorphous Cr-Pd-Si and Mn-Pd-Si alloys: Phys Rev., B, 2 pp. 1631
- He. Y.Q. and Wigen P.E., (1985),** Determination of magnetic anisotropy constants for garnet films from angular dependence of FMR: Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **53**, pp. 115-120
- Heinrich, B. ve Cochran J. F., (1985),** FMR linebroadening in metals due to two-magnon scattering: J. Appl. Phys. **57**, p.3690-3692
- Heller., P., (1967),** Experimental Investigations of Critical Phenomena, Prog. in Physics, Vol. XXX, Part II, p.731-823
- Hennion. B, Hennion M, Hippart F., A.P.Murani, A.P., (1983),** Observation of ferromagnetic spin waves in a "reentrant" Ni-Mn alloy, Phys. Rev., B, 28, 9, pp.5365-5367
- Haman D.R. , (1967),** New solution for exchange scattering in dilute alloys : Phys. Rev., 158, pp. 570
- Hickey B.J., Greig D. and Howson M.A., (1987),** Localization, Coulomb interaction, and spin-orbit scattering in amorphous Cu-Ti-Au alloys, Phys. Rev. B, 36, 6, pp.3074
- Hikami S., Larkin A, and Nagaoka Y, (1980),** Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system, Prog. Theor. Phys., **63**, 2, pp.707

- Howson M.A. (1984), Incipient localization and electron-electron correlation effect in metallic glass alloys: J.Phys. F. Met.Phys. 14, L25-L31
- Howson M.A. and Gallagher B.L., (1988), The electron transport properties of metallic glasses, Phys. Rep. 170, 5, pp.265
- İngeç., İ., (1991), Alçak sıcaklıklarda geçi elementleri saf metal ve alaým filmlerin elektriksel direnci, Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi
- Jen S.U. and Chang S.A., (1993), Magnetic and transport properties of Fe-Mo and Fe-W alloys: J. Appl. Phys. 73, 10, pp. 6402-6404
- Kadanoff. L.P., Götze. W., Hamblen. D., Hecht. R., Lewis.,A.S., Palcauskas., V.V, Rayl., M., and Swift., J., (1967), Static Phenomena Near Critical Points: Theory and Experiment: Rev. of Mod. Phys., 39, 2, 395-429
- Kaiser A.B., (1992), Effect of spin fluctuatings on resistivity, Phil. Magazine B, 65, 6, pp.1197-1206
- Kawabata. A., (1980), Theory of negative magnetoresistance in three-dimensional systems: Solid State Comm., 34, p.431-432
- Kittel C., (1996), Introduction to Solid State Physics, 7. Baskı
- Kılıç A., Öner Y., Çelik H., (1995), Anisotropic electrical resistance in $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ and $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ amorphous alloys: J.Magn.Magn.Mater,146, pp.298
- Knorr T. G. ve R. W. Hoffmann, (1959), Dependence of Geometric Magnetic anisotropy in Thin Iron films: Phys.Rev., 113 4, p.1039-1046;
- Kohmoto O. ve Alexander C., Jr. , (1992), Ferromagnetic resonance in metal-evaporated audio tapes: J. Magn. Magn. Mater. 116, p.405-410
- Kouvel J.S. (1960), Exchange Anisotropy in Cu-Mn and Ag-Mn Alloys, J. Appl. Phys. 31, 5, p. 142S
- Kouvel J.S. ve Hurdequint H., (1986), Electron spin resonance in reentrant NiMn Alloys: J. Magn. Magn. Mater. 54-57, p.167-169
- Kouvel J.S., Abdul-Razzaq W. ve Ziq. K., (1987), Ferro-spin-glass domain model for disordered Ni-Mn: Phys.Rev.B 35, 4, p.1768-1775
- Kötzler, J, Thummes J., and Carloff, R., (1994), Universal collective effect in the low-temperature resistivity of concentrated amorphous spin glasses, Phys. Rev. B, 49, 9, pp. 6083
- Kraftmakher. Y.A., and Pinegina. T.Y., (1974), Anomaly in the electrical resistivity of iron at Curie point: Sov.Phys. Solid State, 16,1,pp.78-81
- Kumar. N., Baxter. D., Richter. R., and Strom-Olsen. J.O., (1987), Weak localisation in two and three dimensions: Dephasing by zero-point motion :Phys. Rev. Lett., 59, 16, pp.1853-1855
- Lee P.A. ve Ramakrishnan T.V., (1982), Magnetoresistance of weakly disordered electrons : Phys. Rev. B, 26, pp.4009-4012
- Lee P.A. ve Ramakrishnan T.V., (1985), Disordered electronic systems Rev. Mod. Phys. 57, 2, pp. 287-333

- Lee. P.A., (1985), Disordered electronic systems, Rev. Mod.Phys., 57,2, pp.287
- Leslie-Pelcky D.L., Cowen, J.A., (1992), Critical behavior of electron-spin-resonance linewidth in multilayered $\text{Cu}_{0.89}\text{Mn}_{0.11}/\text{Cu}$ spin glasses, Phys. Rev. B, 46, 14, pp.9254-9257
- Lin. J.J., and Wu. Y.C., (1993), Electron-electron interaction and weak-localization effects in Ti-Al alloys, Phys. Rev. B, 48, 8, pp.5021
- Lopes dos Santos J.M.B. and Abrahams E., (1985), Superconducting fluctuation conductivity in a magnetic field in two dimensions: Phys. Rev. B, 31, 1, pp. 172-176
- Mahan, G.D., (1984), Electron transport in solids, Phys. Rep. 110, 5-6 , pp.321 - 331
- Mahan, G.D., (1987), Quantum transport equation for electric and magnetic fields, Phys. Rep. 145, 5, pp.251-318
- MacKinnon A., (1986), The scaling theory of localization, Localization And Interaction in disordered metals and doped semiconductors, Edited by Finlayson D.M., pp.1-28
- Maissel, L.I. and Glang, R., (1970), Handbook of thin film technology: McGraw Hill Inc., pp. 1-54,1-81,2-41,2-107,13-1.
- Maksymowicz A., (1986) Spin-wave spectra of insulating films: Comparison of exact calculations and a single-wave-vector model:Phys., Rev. B 33,9,pp.6045-6053
- Maksymowicz L.J., Sendorek D. ve Zuberek R., (1985), Surface anisotropy energy of thin amorphous magnetic films of $(\text{Gd}_{1-x}\text{Co}_x)_{1-y}\text{Mo}_y$ Alloys; Experimental results: J.Magn.Magn.Mater 46 pp.295-299
- Maksymowicz L.J. ve Sendorek D.,(1983), Surface modes in magnetic thin amorphous films of GdCoMo alloys: J. Magn.Magn.Mater, 37 p.177-188
- Malozemoff A., (1986), Anisotropic magnetoresistance with cubic anisotropy and a weak ferromagnetism: A new paradigm, Phys. Rev. B, 34, 3, pp.1853
- Malozemoff A., (1987), Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces, Phys. Rev. B, 35, 7, pp. 3679
- Malozemoff A., (1988), Mechanisms of exchange anisotropy , J. Appl. Phys., 63, 8, pp.3874
- Markiewicz R.S. ve Harris L.A., (1981), Two-dimensiona resistivity of ultrathin metal films: Phys. Rev. Lett. 46,pp.1149
- Mannari, I., (1959), Electrical resistance of ferromagnetic metals: Prog. of Theoretical Physics, 22, pp.335
- Mc Lachlan D.S., (1983), Weak localization, spi-orbit, and electron-electron interaction effects in two and three dimensiona bismuth film : Phys. Rev. B, 28, pp. 6821
- Millis A.J. and Lee P.A., (1984), Spin-orbit and paramagnon effects on magnetoconductance and tunneling, Phys. Rev. B, 30, 10, pp. 6170

- Mitchler, P., Roshko, R.M. and Ruan, W., (1993) Crossover between equilibrium and nonequilibrium dynamics in a re-entrant CrFe ferromagnet, *J. Appl. Phys.*, (10), pp. 5460
- Mott, N. F. and Davis, E.A., (1971), *Electronic processes in non-crystalline materials*: Oxford University Press., 63-70.
- Öner. Y., (1981), Geçiş metallerinin galvanomagnetic ve magnetic özelliklerine safsızlıkların etkisi: Hacettepe Üniversitesi Doktora Tezi. (Ankara)
- Öner Y., Aktaş B., Apaydin F., Kaptanoğlu C., (1992), Field-induced anisotropy in the NiMn system with Pt impurities: *JMMM*, 109, 323
- Öner Y., (1994a), Ferromagnetik İnce Filmlerde Direnç ve Magnetorezistans Ölçümleri, Teknik Rapor, TBAG-1192
- Öner Y. ve Sarı H., (1994b), Rotation of anisotropy in a $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ spin-glass alloy : *Phys. Rev. B* 49 9, p.5999-6003
- Öner Y. ve Sarı H., (1994c), Rotational vector magnetization measurements on $\text{Ni}_{74}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_2$ alloy: *J.Magn.Magn.Mater*, 132, 55
- Öner Y., Kılıç A. ve Çelik H., (1995), Resistivity minimum in $\text{Ni}_{76-x}\text{Mn}_{24}\text{Pt}_x$ and $\text{Ni}_{72-x}\text{Mn}_{28}\text{Pt}_x$ amorphous alloys, *Physica B* 215, pp. 205-212
- Öner Y., Kılıç A., Özdemir. M., Çelik. H., ve Senoussi. S., (1996), Localisation in $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x$ amorphous films: *J. Phys. Condens. Matter.* 8, p.11121-11130
- Öner Y., Özdemir. M., Aktaş B., Topaçlı C., Harris E.A., Senoussi S., (1997a), The role of Pt impurities on both bulk and surface anisotropies in amorphous NiMn films: *J.Magn.Magn.Mater*, 170, pp.129-142
- Öner Y., (1997b), Electrical-resistivity noise in $\text{Ni}_{76}\text{Mn}_{24}$ amorphous film, *Phys Lett A*, 233, pp.245-250
- Öner Y., Kamer. O., ve Özdemir. M., (1997c) Amorf Ferromagnetik İnce Filmlerde Elektriksel Direnç ve Hall Etkisi, ProjeNo: TBAG-1365
- Özdemir. M., (1991), Ferromagnetik alaşımlarda Spin Dalga Rezonansı incelemeleri: Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi,
- Özdemir M., B.Aktaş, Y.Öner, T.Sato, and T. Ando, (1996), A spin-wave resonance study on reentrant $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ thin films: *J. Magn. Magn. Mater.* 164, pp. 53-60
- Özdemir M., B.Aktaş, Y.Öner, T.Sato, and T. Ando, (1997), Anomalous anisotropy of re-entrant $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ film, *J. Phys.:Condens. Matter.* 9, 6433-6445
- Peters R.P. and G. Bergmann , R.M. Mueller, (1987), Kondo Maximum of Magnetic Scattering: *Phys. Rev. Lett.*, 58,19, pp.1964
- Poon S.J., Cotts E.J. and Wong K.M., (1984), Magnetoresistance of amorphous d-band metals with high electrical resistivity: *Sol. Stat. Comm.* 52,5, pp. 519-523

- Poon S.J., Wong K.M., Drehman, A.J., (1985), Localization and electron-interaction effects in metallic glasses, *Phys. Rev. B*, 31,3, pp. 1668
- Portis A.M., (1963), Low-lying spin wave modes in ferromagnetic films: *Appl. Phys. Lett.*, 2, 4, p.69-71,
- Puszkarskii H., (1979), Theory of surface states in spin wave resonance: *Progr. Surface Science* 9, p.191-247
- Rado. G.R. (1958) , Effect of Electronic Mean Free Path on Spin -Wave Resonance in Ferromagnetic Metals, *J. appl. Phys.*, 29, 3, p.330
- Rado G. T., (1978), One-ion mechanism of magnetocrystalline surface anisotropy energy: Yttrium iron garnet: *Phys. Rev. B*, 18,11, p.6160-6163
- Rado G.T. ve Weertman J.R.,(1954), Observation of Exchange Interaction effects in ferromagnetics by spin wave resonance: *Phys. Rev.*, 94, 5, p.1386
- Rado. G.T. and Zhang L., (1986), Sings of magnetic surface anisotropy constants, *Phys. Rev. B.*, 33, 7, pp.5080
- Rado G. T., (1982), Theory of ferromagnetic resonance and static magnetization in ultrathin crystals: *Phys. Rev. B*, 26, pp.295
- Rado G.T., Walker J. C., (1982), Clarification of the different roles of surface anisotropy for thermal spi wave and FMR modes: *J. Appl. Phys.*, 53, pp.8055
- Raffy H. ve Laibowitz R.B., (1984), Low temperature properties and localization effects in amorphous thin films of W-Re: *Phys. Rev. B*, 30, pp. 5541
- Raffy H., Laibowitz R.B., Chaudhari P. ve Maekawa S., (1983), Localization and interaction effects in two-dimensioanl W-Re films: *Phys. Rev. B*, 28, pp. 6607
- Rammer. J., ve Smith H., (1986), Quantum field-theoretical methods in transport theory of metals: *Rev. of Mod. Phys.*, 58, 2, p.323-359
- Ratnamala R and Majumdar A.K., (1985), Electrical and galvanomagnetic properties of $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ metallic glasses ($13 \leq x \leq 26$) *Phys. Rev. B*, 31, 4,pp.2033-2039
- Richter. R., Baxter. D. and Strom-Olsen. J.O., (1988), Quantum Corrections to the conductivity in $\text{Mg}_{70}\text{Cu}_{30-x}\text{Au}_x$, $x=0,1,3,9$ and $\text{Mg}_{70}\text{Zn}_{30-x}\text{Au}_x$, $x=0,3$:*Materials. Scie. and Eng.*, 99, p.183-186
- Roshko R.M., Martense I and Williams G., (1977), Electric and magnetic properties of PtCr near the percolation limit: *J.Phys. F: Metal Phys.* 7,9, pp.1811-1821
- Rusov. G.I., (1969), Spin-wave resonance in epitaxial films of iron, nickel, and cobalt, *Sov. Phys. Sol.State.* 11,1, pp.96
- Sato T., Ando T., Watanabe T., Itoh S., Endoh Y. ve Furuska M., (1993), Neutron-depolarization analysis and small-angle neutron-scattering studies of the reentrant spin glass $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$, *Phys.Rev. B* 48, 9, pp. 6074
- Saslow W.M., (1982), Anisotropy-Triad Dynamics in Spin-Glasses: *Phys. Rev. Lett.* 48,7,pp.505-508

- Schulte, A., (1986), Magnetic field dependence of the conductivity in 3-dimensional $\text{Cu}_{44}\text{Ti}_{56}$ and $\text{Cu}_{39}\text{Zr}_{61}$ glasses an analysis in terms of quantum corrections, Sol. State. Comm., 60, 2, pp.99-103
- Seavey M.H., ve Tanenwald P.E., (1958), Direct observation of spin-wave resonance: Phys. Rev. Lett., 1, 5, p.168-169
- Senoussi S., (1983), Anisotropy in the zero-field-cooled states of $\text{Ni}_{79}\text{Mn}_{21}$ and $\text{Au}_{81}\text{Fe}_{19}$: irreversibility effect: Phys. Rev. Lett. 51, pp.2218
- Senoussi. S. and Öner. Y., (1985), Macroscopic anisotropy and demagnetization in reentrant magnetism: J. Appl. Phys. 57, 1, p. 3465-3466
- Senoussi. S. and Öner. Y., (1983), Manifestation of transition from a frustrated state to a ferromagnetic state in NiMn alloys: Resistivity minima: Phys. Rev. B, 28, 1, p.-455-458
- Slichter C. P., (1963), Principle of Magnetic Resonance; Harper And Row, New York
- Smith D.O., (1959), Anisotropy in permalloy films: J. Appl. Phys., 30, 264S
- Smith D.O., M.S. Cohen, and G.P. Weiss, (1960), Oblique-incidence anisotropy in evaporated permalloy films: J. Appl. Phys., 31, pp. 1755
- Soohoo R.F, (1960), General Spin-Wave Dispersion Relations, Phys. Rev., 120, 6, p 1978
- Soohoo R.F, (1961), Excitation and boundary effects in spin-wave resonance: J. Appl. Phys., 32, 3, p.148S-150S
- Soohoo R.F, (1988), Ferromagnetic and spin-wave resonance in multilayer films : J. Appl. Phys., 63, 8, p.3829
- Soohoo R.F , (1965), Magnetic Thin Films(Harper and Row, NewYork)
- Sparks M., (1970), Ferromagnetic resonance in thin films. III. Theory of mode intensities, Phys. Rev. B, 1,9, pp.3869
- Strom-Olsen. J.O., Altounian Z.,Cochrane. R.W. and Kaiser. A.B., (1985), Spin-fluctuation effects in the resistivity of Fe-Zr metallic glasses: Phys. Rev. B, 31, 9, p. 6116-6118
- Tanenwald P.E., ve Seavey M.H., (1957), Ferromagnetic Resonance in thin films of permalloy: Phys. Rev., 105, 2, p. 377-378
- Teale R.W. and Pelegrini F., (1986) Magnetic Surface anisotropy and ferromagnetic resonance in single-crystal GdAl_2 , J. Phys. F: Met. Phys. 16, pp. 621
- Trudeau. M.L., and Cochrane. R.W., (1988), Exchange-enhanced weak-localization and electron-electron interaction in amorphous paramagnetic Zr-Fe, Phys. Rev. B, 38, 8, p. 5353
- Trudeau. M.L. and Cochrane. R.W., (1990), Magnetoresistivity studies of Zr-M amorphous alloys (M=Ni, Co, and Fe): From superconductivity to ferromagnetism: Phys. Rev. B., 41, 15, p.10535-10544
- Vonsovsky. S.V. and Katsnelson., M.I, (1989), Quantum Solid-State Physics, Springer Series in Solid-State Sciences 73, Edited by Peter Fulde, pp. 388-395, pps.206-228

- 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,pp 53
- Weeber. R., ve Tanenwald P.E., (1965), Long-Range Exchange interactions from spin-wave resonance: Phys. Rev., 140, 2A, pp. A498-A506
- Weertman J.R. ve Rado., G.T., (1958) Low-Temperature Spin-Wave Resonance at 3000 and 4000 Mc/sec in Permalloy Having Nearly Zero Magnetocrystalline Anisotropy, J. Appl. Phys., 29, 3, pp. 328
- Werner T.R., Banerjee, I., Yang Q. S., Falco, C. M. and Schuller K., (1982) Localization in three -dimensional metal, Phys. Rev. B, 26, 4, pp. 2224
- Wigen P.E., (1984), Microwave properties of magnetic garnet thin films: Thin Solid Films.,114 135-186
- Wigen P.E. and Shanabarger M.R. , (1964), Linewidths in ferromagnetic thin films, J. Appl. Phys. 33,3,pp. 804
- Wigen P.E., Kooi, C.F. , Shanabarger M.R. and Rossing D.T., (1962), Dynamic pinning in thin-film spin-wave resonance, Phys. Rev. Lett. 9, 5, pp. 206

ÖZGEÇMİŞ

Mustafa Özdemir 1964 yılında Samsun'un Kozlu Köyünde doğmuş, orta öğrenimini Samsun'da tamamlamıştır. 1983 yılında girdiği Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümünü 1988 yılında bitirmiştir. Aynı yıl Fizik Mühendisliği Bölümünde Yüksek lisans ve Araştırma görevliliğine başlamıştır. 1991 Haziranında araştırma görevliliğinden istifa edip TÜBİTAK-MARMARA ARAŞTIRMA MERKEZİ Elektronik ve Yarı-İletkenler Bölümünde araştırmacı olarak çalışmaya başlayan Mustafa Özdemir doktora ise 1993 yılı kış döneminde başlamıştır. Mustafa Özdemir 1995 yılından beri Marmara Üniversitesi Fen- Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde öğretim görevlisi olarak göreve devam etmektedir. Mustafa Özdemir evli olup Ayşe Hümeysra ve Emine Fazilet adlarında iki kız çocuğu babasıdır. Doktora sırasında doktorayla ilgili yayınlardan bazılarının listesi aşağıda verilmiştir.

- 1- M. ÖZDEMİR, B. AKTAŞ, Y. ÖNER, T. SATO and T. ANDO, "A spin wave resonance study on reentrant $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ thin films", JMMM, 164, (1996) 53-60
- 2- Y. ÖNER, A. KILIÇ, M. ÖZDEMİR, H. ÇELİK, S. SENOUSSE, "Localization in $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x$ amorphous films", Journal of Physics: Condensed Matter, 8, (1996) 11121-11130
- 3- Y. ÖNER, M. ÖZDEMİR, B. AKTAŞ, C. TOPAÇLI, E.A. HARRIS, S. SENOUSSE, "The role of Pt impurities on both bulk and surface anisotropies in amorphous NiMn films", JMMM, 170, (1997) 129-142
- 4- M. ÖZDEMİR, B. AKTAŞ, Y. ÖNER, T. SATO and T. ANDO, "Anomalous anisotropy of reentrant $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ film", Journal of Physics: Condensed Matter, 9, (1997), 6433-6445
- 5- Y. ÖNER, A. KILIÇ, M. ÖZDEMİR, S. SENOUSSE, "Resistance fluctuations in amorphous $\text{Cr}_{74}\text{Fe}_{26}$ films", J.M.M.M, 185, (1998) 305-308
- 6- M. ÖZDEMİR, Y. ÖNER, B. AKTAŞ, "Evidence of superparamagnetic behaviour in an amorphous $\text{Ni}_{62}\text{Mn}_{38}$ film by ESR measurements", Physica B, 'de yayına kabul edildi. 1998'de yayınlanacak
- 7- B. AKTAŞ, M. ÖZDEMİR, Y. ÖNER, T. ANDO, "Thickness and temperature dependence of magnetic properties of $\text{Ni}_{77}\text{Mn}_{23}$ films", Phys. Rev. B'de yayına hazırlanmakta.

Ayrıca doktora çalışmalarıyla ilişkili İstatistik Fizik Günleri ve Türk Fizik Derneği Kongrelerinde olmak üzere 10 civarında konferans seminerleri vardır.