

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**$\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ HEUSLER ALAŞIMLARININ
MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
BELİRLENMESİ**

Tolgahan ÖZMEN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE

2012

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

$\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ HEUSLER ALAŞIMLARININ
MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
BELİRLENMESİ

Tolgahan ÖZMEN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR

GEBZE
2012



YÜKSEK LİSANS TEZİ JÜRİ ONAY SAYFASI

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ..2012/01/2012 tarih ve ..2012/03... sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 17/02/2012 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Tolgahan ÖZMEN'in tez çalışması Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR

ÜYE

: Doç. Dr. Yusuf YERLİ

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Numan AKDOĞAN

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../20... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

**TEZİN BAŞLIĞI : $\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ HEUSLER ALAŞIMLARININ
MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİ**

TEZİN YAZARI : TOLGAHAN ÖZMEN

Son zamanlarda spin transfer olgusunun keşfi, sadece ilginç fizik içermesinden değil aynı zamanda manyetoelektronik cihazlara uygulanabilirliğinden ötürü önemli ölçüde çok araştırma aktivitesini teşvik etmiştir. Bu açıdan bakıldığında, Heusler alaşımları MRAM gibi potansiyel kullanım alanları için bilimsel ve teknolojik ilgi çekmiştir.

Bu çalışmanın amacı, magnetron saçırma tekniğiyle farklı kalınlıklarda Si/SiO₂ alttaş üzerine büyütülen $\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ (x: 0.25, 0.5, 0.75 ve 1) Heusler alaşım ince filmlerin manyetik özelliklerinin belirlenmesidir. İlk olarak, oda sıcaklığında ferromanyetik rezonans (FMR) ve titreştirmeli manyetometre (VSM) teknikleriyle $\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ ince filmlerin özelliklerinin kalınlığa bağımlılığı araştırıldı. FMR tekniği spektroskopik yarıma faktörü g ve efektif mıknatıslanma gibi manyetik parametreleri belirlemek için kullanıldı. Daha sonra, 50 nm kalınlıklı filmler kristal yapı ve tavlama etkisinin manyetik özellikler üzerine etkisini araştırmak için çeşitli sıcaklıklarda tavlandı. Örneklerin yapısal özellikleri X-ışını difraksiyonu (XRD) ve X-ışını fotoelektron spektroskopisi (XPS) ile karakterize edildi.

FMR verilerini yorumlamak için uygun bir program yazıldı ve bu yazılan program kullanılarak efektif mıknatıslanmanın yüzey anizotropi sabitlerine (K_{s1} ve K_{s2}) bağlı olduğu anlaşılmıştır. Yani film kalınlığı ne kadar artarsa efektif mıknatıslanma da o kadar düşer. Tavlama işleminin sonucunda $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ ve $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ ince filmlerinin 400 ve 500 C^o de B2 yapısına sahip olurken, Co_2MnSn ve $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ince filmlerin hiçbir tavlama sıcaklığı değerinde B2 yapısına sahip olmadıkları görülmüştür.

Anahtar Kelimeler : Heusler alaşımı, MRAM, FMR, Spintronik

SUMMARY

**THESIS TITLE : DETERMINING OF MAGNETIC PROPERTIES OF
Co₂MnAl_{1-x}Sn_x HEUSLER ALLOY**

AUTHOR : TOLGAHAN ÖZMEN

Recently discovered spin transfer phenomenon has stimulated considerable research activity not only because of the interesting physics involved but also due to its potential to magnetoelectronics devices. From the point of view, Heusler alloys have attracted scientific and technological interest for their potential use as MRAM.

The goal of this work is to determine magnetic properties of Co₂MnAl_{1-x}Sn_x (x: 0.25, 0.5, 0.75 and 1) Heusler alloy thin films with different thickness were grown on Si/SiO₂ substrates by magnetron sputtering technique. At first, the thickness dependence of magnetic properties of the Co₂MnAl_{1-x}Sn_x thin films were investigated by ferromagnetic resonance (FMR) and vibrating magnetometer (VSM) techniques at room temperature. FMR technique was used to determine the magnetic parameter such as spectroscopic splitting factor g and effective magnetization. Later the films with 50 nm thickness were annealed at various temperatures in order to study the effect of annealing on magnetic properties and crystal structure. The structural properties of samples were characterized by X-ray diffraction (XRD) and X-ray photoelectron spectroscopy (XPS).

To interpret the FMR data, a convenient program was written and by using this self-written program, it is clear that effective magnetizations depend on the surface anisotropy constants (K_{s1} and K_{s2}). That is, the more the thickness of film increases, the more effective magnetization decreases. As a result of annealing process, it have been showed that while Co₂MnAl_{0.25}Sn_{0.75} and Co₂MnAl_{0.5}Sn_{0.5} thin films possess B2 structure at 400 and 500 C^o, Co₂MnSn and Co₂MnAl_{0.75}Sn_{0.25} thin films never have B2 structure at any annealing temperature value.

Key words : Heusler alloy, MRAM, FMR, Spintronic

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam esnasında, ne zaman başım sıkışsa tüm samimiyetiyle yardımını ve desteğini benden esirgemeyen, sürekli beni yönlendiren değerli danışman hocam Sayın Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR' e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Tezde incelenen örneklerin yorumlanmasında büyük katkıları olan Dr. Resul YILGIN' a, oluşturdukları arkadaşça ortam için GYTE Fizik Bölümünün tüm araştırma görevlileri ve lisansüstü öğrencilerine, bugünlere gelmemde maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman eksik etmeyen çok kıymetli anneme, babama ve ağabeyim Aziz ÖZMEN' e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca bu tez çalışmasında, Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK)' na yapmış oldukları desteklerden ötürü (Spin RAM' ler için nano yapıların spin dinamiğinin incelenmesi, Proje No: 107T648) teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

Sayfa

ÖZET	
SUMMARY	
TEŞEKKÜR	
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	
ŞEKİLLER DİZİNİ	
TABLolar DİZİNİ	
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	4
2.1 Heusler Alaşımaları	4
2.1.1 Heusler Alaşımalarının Yapısal ve Manyetik Özellikleri	4
2.1.2 Endüstriyel Uygulamalar İçin Heusler Alaşımaları	7
3. TEORİK İNCELEME	9
3.1 Miknatıslanma İçin Hareket Denklemi	9
3.1.1 Genel Hareket Denklemi	9
3.2 Spin Dalga Rezonansı	10
3.2.1 Spin Dalgaları	10
3.2.2 Miknatıslanma İçin Genel Hareket Denklemi	11
3.2.3 Tek Tabakalı Filmlerde Spin Dalga Rezonansı (SDR)	12
3.2.4 Dinamik Alınganlık ve Rezonans Bağlılığı	13
3.2.5 Rezonans Çizgi Genlikleri	17
3.2.6 Tek Tabakalı Filmlerde Sınır Şartları	18
4. ÖRNEKLERİN HAZIRLANMASI VE YAPISAL ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ	23
4.1 Örneklerin Hazırlanması	23
4.2 Magnetron Saçtırma (Sputter) Sistemi	23
4.3 XRD Ölçümleri	24
4.4 X-Işınları Fotoelektron Spektroskopisi (XPS)	25
4.5 Elektron Spin Rezonans Spektrometresi (ESR)	25
4.6 Miknatıslanma Ölçümleri	26
5. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA	27

5.1 XPS Ölçümleri	27
5.2 XRD Ölçümleri	28
5.3 DC Mıknatıslanma Ölçümleri	31
5.4 FMR Ölçümleri	34
5.4.1 Kalınlığa Bağlı Spektrumlar	35
5.4.2 Tavlama Sıcaklığına Bağlı Spektrumlar	44
5.5 Rezonans Alanların Açıyla Değişimi	49
6. SONUÇ VE YORUM	54
KAYNAKLAR	56
ÖZGEÇMİŞ	60

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Kısaltma

MRAM	: Magnetic Random Access Memory
GMR	: Giant Magneto Resistance
TMR	: Tunneling Magneto Resistance
MTJ	: Magnetic Tunnel Junction
XRD	: X-ray Diffraction
VSM	: Vibrating Sample Magnetometer
NMR	: Spin Echo Nuclear Magnetic Resonance
SAPW	: non-Self-Consistent Spherical Augmented Plane Wave
ASW	: Self-Consistent Augmented Spherical
cip	: current-in-plane
cpp	: current-perpendicular-to-plane
γ	: Giromanyetik oran
μ_0	: Boşluğun Manyetik Geçirgenliği
H_{eff}	: Efektif Manyetik Alan
α	: Gilbert Sönüm Parametresi
T_1	: Spin-örgü Durulma Zamanı
T_2	: Spin-spin Durulma Zamanı
K_{eff}	: Efektif Anizotropi Sabiti
M_s	: Doyum Miknatıslanması
SDR	: Spin Dalga Rezonansı
K_{s1}	: Birinci Yüzey Anizotropi Katsayısı
K_{s2}	: İkinci Yüzey Anizotropi Katsayısı
G	: Gauss
K	: Kelvin
μ_B	: Bohr Magnetonu
χ	: Manyetik Duygunluk
OOP	: out-of-plane
FMR	: Ferromanyetik Rezonans
XPS	: X-Işınları Fotoelektron Spektroskopisi
ESR	: Elektron Spin Rezonans

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>		<u>Sayfa</u>
2.1	Periyodik tablo. Çok sayıdaki tam Heusler materyallerinin renk uyumuna göre farklı element kombinasyonları ile oluşturulabilir [43]	4
2.2	Yarı ve tam Heusler yapılarının birim hücresinin temsili gösterimi	5
3.1	Mıknatıslanma vektörünün manyetik alan etrafındaki sönümsüz yalpalama hareketinin temsili gösterimi	10
3.2	Düzgün bir sıra halindeki spin düzeni	10
3.3	L kalınlıklı örnek ince filmdeki dc-ac manyetik alanın ve mıknatıslanmanın koordinat sistemindeki gösterimi	13
3.4	L kalınlığındaki ince filmde presesyon hareketi yapan komşu spinlerin a-sıfıncı mod ($n=0$) ve b-birinci ($n=1$) mod temsili gösterimi. Presesyon genliği sıfıncı moda değişmez iken birinci modda spin dalgaları oluşur	19
3.5	a) Bulk modların $k_n L$ değerleri için denklem 3.42, 3.43 ve 3.44' ün grafiksel çözümleri. b) Yüzey modlarının $k_n L$ değerleri için 3.45, 3.46 ve 3.47 denklemlerinin grafiksel çözümleri [69]	22
4.1	$Co_2MnAl_{1-x}Sn_x$ Heusler alaşım ince filmlerin yapısının şematik gösterimi	23
4.2	Magnetron saçtırma (sputter) tekniğinin deneysel gösterimi [74]	24
4.3	Elektron spin rezonans spektrometresi şeması	26
5.1	Büyütülen Co_2MnSn filmin XPS sonucu	27
5.2	$Co_2MnAl_{0.75}Sn_{0.25}$ hedef kullanılarak büyütülen filmin XPS sonucu	28
5.3	Büyütülen $Co_2MnAl_{0.25}Sn_{0.75}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı X-ray sonuçları	29
5.4	Büyütülen $Co_2MnAl_{0.5}Sn_{0.5}$ filmin tavlama	30

	sıcaklığına bağlı X-ray sonuçları	
5.5	Büyütülen $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı X-ray sonuçları	30
5.6	Büyütülen Co_2MnSn filmin tavlama sıcaklığına bağlı X-ray sonuçları	31
5.7	$\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı doyum mıknatıslanma değişimi	32
5.8	$\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı doyum mıknatıslanma değişimi	32
5.9	$\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı doyum mıknatıslanma değişimi	33
5.10	Co_2MnSn filmin tavlama sıcaklığına göre doyum mıknatıslanma değişimi	34
5.11	Tipik bir ESR spektrumu	35
5.12	140 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonda deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu	36
5.13	80 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonu için deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu	37
5.14	5nm' den 40 nm' ye kadar $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu	38
5.15	$\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ ince filmlerin etkin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimi	39
5.16	60 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu	39
5.17	$\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ ince filmlerin etkin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimi	40
5.18	$\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ince filmlerin mıknatıslanma,	41

	Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimi	
5.19	Co ₂ MnSn ince filmlerin etkin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimi	41
5.20	30 nm kalınlıklı Co ₂ MnAl _{0.75} Sn _{0.25} filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu	42
5.21	140 nm kalınlıklı Co ₂ MnAl _{0.75} Sn _{0.25} filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu	43
5.22	20 nm kalınlıklı Co ₂ MnSn filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu	43
5.23	140 nm kalınlıklı Co ₂ MnSn filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu	44
5.24	50 nm kalınlıklı Co ₂ MnAl _{0.25} Sn _{0.75} filmin tavlama sıcaklığı değişimi ile OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için deneysel ve teorik spektrumları	45
5.25	50 nm kalınlıklı Co ₂ MnAl _{0.5} Sn _{0.5} filmin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi ile OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu	46
5.26	50 nm kalınlıklı Co ₂ MnAl _{0.75} Sn _{0.25} filmin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi ile OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu	47
5.27	50 nm kalınlıklı Co ₂ MnSn filmin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi ile OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda deneysel ve teorik spektrumu	48
5.28	50 nm kalınlıklı Co ₂ MnAl _{0.25} Sn _{0.75} örneğin çeşitli tavlama sıcaklıklarındaki örnekler için OOP	51

	geometride alınmış FMR spektrumların açığa bağlı rezonans alanlarının değişimi	
5.29	50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ örneğin çeşitli tavlama sıcaklıklarındaki örnekler için OOP geometride alınmış FMR spektrumların açığa bağlı rezonans alanlarının değişimi	52
5.30	500 C°' de tavllanmış 50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ince filmin OOP geometride alınmış FMR spektrumların açığa bağlı rezonans alanlarının değişimi	52
5.31	500 C°' de tavllanmış 50 nm kalınlıklı Co_2MnSn ince filmin OOP geometride alınmış FMR spektrumların açığa bağlı rezonans alanlarının değişimi	53
6.1	Etkin mıknatıslanmanın $\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ ince filmlerinde x konsantrasyonuna bağlı değişimi	55

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo</u>		<u>Sayfa</u>
5.1	50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$, $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$, $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ve Co_2MnSn filmlerin tavlama sıcaklığına bağlı olarak deneysel sonuçlarla teorik sonuçların fit edilmesi sonucu bulunan parametre değerleri	48-49

1. GİRİŞ

Heusler alaşımlarının tarihi 1903 yılında Friedrich Heusler' in Cu-Mn-Al alaşımındaki elementlerin hiçbirinin ferromanyetik olmamasına rağmen alaşımın ferromanyetik olmasını keşfetmesiyle başlar [1-3]. Uzun bir süre alaşımın kristal yapısı ve bileşimi muallakta kaldı fakat 1929' da Potter [4]' in Cu-Mn-Al alaşımları üzerine yaptığı X-ray ölçümleri alaşımların kristal yapısının fcc süperörgülerden olduğunu göstermiştir. Daha sonraları Bradley ve Rodgers [5] da Cu-Mn-Al sistemi üzerine detaylı X-ray ölçümleri yapmışlardır. Günümüzde Heusler alaşımları yarı ve tam Heusler olmak üzere iki kısımda incelenir. Yarı ve tam Heusler alaşımlar sırasıyla XYZ ve X₂YZ ile formalize edilir. X ve Y geçiş metal grubu elementleri iken Z ana grup elementleridir. Bazı durumlarda Y nadir toprak elementi ya da alkalın (toprak alkali metal) olabilir, örneğin Co₂MnSi' da olduğu gibi [6]. Yarı ve tam Heusler alaşımlar sırasıyla C1b ve L21 yapıları ile karakterize edilir. Bu alaşım ailesi içinde yarı-metalik davranış gösteren grupların olması, bu grupları spintronik uygulamalar için ideal malzeme yapmaktadır.

1988' de Grünberg [7] ve Fert [8] tarafından birbirlerinden bağımsız olarak keşfedilen dev magneto-direnç (GMR) spintronik alanının miladı olarak kabul edilir. Spintronik, elektronun yüküne ek olarak spinini de kontrol ederek spin-tabanlı cihazların geliştirilmesine yönelik olup çok sistemli bir alandır ve katı hal bilim adamları için yeni bir araştırma alanıdır. Magneto-dirence dayalı spin-tünelleme problemine yönelik öncü çalışmalar 1970' lerde P. M. Tedrow ve R. Meservey [9], M. Jullire [10], S. Maekawa ve U. Gaefvert [11] tarafından gerçekteştirildi. Bundan yaklaşık yirmi yıl sonra ilk büyük magneto-direnç, oda sıcaklığında manyetik tünel eklemlerde (MTJ) J. S. Moodera [12] ve T. Miyazaki [13] tarafından gözlemlendi. Tünelleme magneto-direnç (TMR) ilk olarak manyetik tünel eklemlerde (MTJ) gözlemlenmiştir. TMR dev magneto-direnç (GMR)' den farklı olarak ara tabakalar manyetik olmayan iletken malzemeler yerine yalıtkan bir ara yüzey ile manyetik tabakalar ayrılmıştır ki bu da spin-polarize tünellemenin bir sonucudur [14]. Her iki magneto-dirençte spin polarizasyonu ile ilintilidir. Dolayısıyla bazı Heusler alaşımlarının spin polarizasyonları hesaplandıktan sonra birçok bilim adamı spintronik uygulamalara da bu malzemelerin özellikle manyetik rastgele erişim belleği (MRAM) yapımında kullanılabilirliğinin hesabını yapmaya başladılar [15-

19]. Bu belleklerde manyetik davranışın araştırılmasında Gilbert Sönüm parametresi önemli bir rol oynamaktadır ve son zamanlarda bunun üzerine güncel araştırmalar yapılmıştır [20-24]. Bundan dolayı son zamanlarda Heusler alaşımlarının manyetik özelliklerini belirlemek için yoğun bir şekilde deneysel çalışmalar yapıldı [25, 26].

Slonczewski [27] ve Berger [28] tarafından 1996' da spin enjeksiyonu ile mıknatıslanma yönü dönümü (spin-injection magnetization switching) ilk teorik olarak hesaplandı ve spin vana (spin valve) sistemlerde manyetik alan olmadan ferromanyetik tabakanın mıknatıslanmasının yüzeye dik geçen akımın etkisiyle ters döneceği kurgusuyla yeni tür manyetik veri depolama sistemlerinde kullanacağı öngörüldü. Bu teorik hesaplardan birkaç yıl sonra, bazı gruplar bunu deneysel olarak doğruladılar ve GMR-tabanlı cihazlarda bunun ilk çalışmalarını başlattılar [29-33]. Sonraları spin dönümü manyetik tünel eklem (MTJ)'lerde de gözlemlendi [34, 35]. MTJ' ler büyük tünelleme magneto-direnç oranı ve küçük spin transfer dönümü akımına sahip oldukları için GMR yapılarına nispeten spintronik cihazlar için daha uygundur.

Kübler ve meslektaşları [36] Co_2MnAl ve Co_2MnSn alaşımlarının Fermi enerji (E_f) düzeyinde yarı-metalikliğinin farkına vardılar. Heusler alaşımları içinde yarı-metalik ferromagnetler Fermi enerji (E_f) seviyesinde 100% spin polarizasyonu sergilemelerinin hesaplanması, bu malzemeleri spintronik uygulamalar için ideal aday yapmaktadır [37]. Bu noktada spintronik uygulamalar için yüksek Curie sıcaklığı da önemli bir parametre olarak karşımıza çıkar. Bundan dolayı $L2_1$ yapılı yarı-metalik özellik gösteren bir çok Heusler alaşımları çok ilgi çekmişlerdir. Bu alaşımların bazıları yüksek Curie sıcaklıklarına sahiptirler ve teoriye göre Fermi enerji (E_f)' sinde yüksek spin polarizasyonu sergilerler [38, 39]. Yapılan hesaplamalar kristal yapı bozukluklarının spin polarizasyonunu azalttığını ortaya koymuştur [40]. Bu da incelenen örneklerin kristal yapıları hassas bir şekilde kontrol edilmesinin gerekliliğini ortaya koyar.

Bu tez çalışmasında, spine dayalı cihazların yapımında kullanılan yarı-metalik ferromanyetik Heusler alaşımlardan olan $\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ ($x:0.25,0.5,0.75,1$) Heusler alaşımının manyetik özellikleri deneysel olarak araştırıldı. İlk olarak, SiO_2 alttaşı üzerine farklı kalınlıklarda büyütüldüler ve bazı kalınlıktaki örnekler farklı

sıcaklıklarda tavlandı. Daha sonra manyetik bir malzemeyi karakterize etmek için kullanılan en yaygın yöntemlerden biri olan ferromanyetik rezonans tekniği ile incelendi. Ayrıca alaşımların kristal yapı tayini için tavlama sıcaklıklarına bağlı olarak XRD ölçümleri yapıldı. Son olarak, örneklerin doyum mıknatıslanmaları örnek titreştirici magnetometre (VSM) cihazı ile belirlendi ve gerekli yorumlar yapıldı.

2. GENEL BİLGİLER

2.1 Heusler Alaşımları

2.1.1 Heusler Alaşımlarının Yapısal ve Manyetik Özellikleri

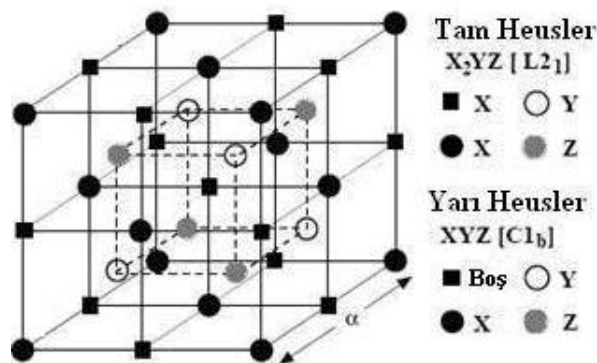
Heusler alaşımları üçlü intermetalik bileşimlerdir. Yarı (semi veya half) ve tam (full) Heusler olmak üzere ikiye ayrılırlar. Stokiyometrik bileşimleri yarı Heusler alaşımları için XYZ, tam Heusler alaşımları için X_2YZ ' dir ve sırasıyla $C1_b$ ve $L2_1$ yapıları ile karakterize edilir. X ve Y elementleri periyodik tabloda geçiş metalleri grubunda iken Z ise ana grup elementleridir. Mn elementi çoğu Heusler yapılarında Y pozisyonlarında yer alırken çok nadiren de olsa X pozisyonlarını doldurduğu da farz edilir. Şimdiye kadar bu tarz sadece iki sistem deneysel olarak çalışılmıştır ve bunlarda: Mn_2VAl [41] ve Mn_2VGa [42]' dur. Şekil 2.1' den çoğu tam Heusler bileşiklerinin oluşma kombinasyonları görülebilir.

X_2YZ Heusler Alaşımları

H 2.20																	He
Li 0.98	Be 1.57											B 2.04	C 2.55	N 3.04	O 3.44	F 3.98	Ne
Na 0.93	Mg 1.31											Al 1.61	Si 1.90	P 2.19	S 2.58	Cl 3.16	Ar
K 0.82	Ca 1.00	Sc 1.36	Ti 1.54	V 1.63	Cr 1.66	Mn 1.55	Fe 1.83	Co 1.88	Ni 1.91	Cu 1.90	Zn 1.65	Ga 1.81	Ge 2.01	As 2.18	Se 2.55	Br 2.96	Kr 3.00
Rb 0.82	Sr 0.95	Y 1.22	Zr 1.33	Nb 1.60	Mo 2.16	Tc 1.90	Ru 2.20	Rh 2.28	Pd 2.20	Ag 1.93	Cd 1.69	In 1.78	Sn 1.96	Sb 2.05	Te 2.10	I 2.66	Xe 2.60
Cs 0.79	Ba 0.89	Hf 1.30	Ta 1.50	W 1.70	Re 1.90	Os 2.20	Ir 2.20	Pt 2.20	Au 2.40	Hg 1.90	Tl 1.80	Pb 1.80	Bi 1.90	Po 2.00	At 2.20	Rn	
Fr 0.70	Ra 0.90																
		La 1.10	Ce 1.12	Pr 1.13	Nd 1.14	Pm 1.13	Sm 1.17	Eu 1.20	Gd 1.20	Tb 1.10	Dy 1.22	Ho 1.23	Er 1.24	Tm 1.25	Yb 1.10	Lu 1.27	
		Ac 1.10	Th 1.30	Pa 1.50	U 1.70	Np 1.30	Pu 1.28	Am 1.13	Cm 1.28	Bk 1.30	Cf 1.30	Es 1.30	Fm 1.30	Md 1.30	No 1.30	Lr 1.30	

Şekil 2.1 Periyodik tablo. Çok sayıdaki tam Heusler materyallerinin renk uyumuna göre farklı element kombinasyonları ile oluşturulabilir [43].

Birim hücresi X tomu için (000) ve $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$, Y atomu için $(\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4})$ ve Z atomu için $(\frac{3}{4}\frac{3}{4}\frac{3}{4})$ pozisyonlarıyla dolu olmakla birlikte içiçe geçmiş dörtlü fcc alt örgüden oluşur. Yarı Heusler alaşımları için $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$ pozisyonları boştur. Şekil 2.2' den yarı ve tam Heusler yapıları daha iyi anlaşılabilir. Esasen Heusler yapıları iki bileşenli B2 bileşiklerinin XY ve XZ' nin düzenli bileşimlerinden meydana geldiği bulunmuştur. Örnek olarak CoMn ve CoAl Co₂MnAl' u oluşturur. İki bileşikte CsCl tipi kristal yapıya sahip olabilir. Böylece B2 yapısını oluşturan bileşiklerin yeteneği yeni yeni Heusler bileşiklerinin oluşmasının bir ölçüsüdür.



Şekil 2.2 Yarı ve tam Heusler yapılarının birim hücresinin temsili gösterimi.

L₂₁ kristal yapıya düzenli (order) yapı denilirken, B2 yapıda Y atomu ile Z atomları birbirleriyle yer değiştirebilgi için kısmen düzenli (partially disorder) yapı olarak adlandırılır. Tüm atomların birbiriyle karışması durumunda ise A2 olarak bilinen yapı oluşur. Esasında yarı ve tam Heusler alaşımlarının düzensizlikleri ayrı ayrı incelenmesi daha sağlıklı olacaktır çünkü manyetik özelliklerin oluşumu bileşimin stokiyometrisine bağlı olduğu kadar düzensizliğe de kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Heusler yapılarının atomik yerleşimleri ile ilgili daha detaylı bir çalışma referans [44]' dan takip edilebilir. Elektronik yapı ve buna bağlı olarak fiziksel özellikler kristal örgü içinde atomların dağılımına ve düzenine bağlı olduğu için alaşımların özelliklerini anlamak ve bunu deneysel ve teorik sonuçlarla karşılaştırmak için detaylı bir kristal yapı analizi de yapılması esastır. Bu analizi yapabilmeyen en basit deneysel yollardan biri güçlü (powder) XRD ölçümleridir. XRD ölçümleriyle örneğin hem yapısı hem de saflığı kontrol edilebilir. Diğer bir yol NMR (spin echo nuclear magnetic resonance) yöntemidir ve bu yöntem daha kullanışlıdır. Bu metolla

rezonans frekansının ölçülmesiyle aktif atomların yerel çevreleri araştırılabilir ve sonuç olarak yerel hyperfine manyetik alanların durumu açığa kavuşturulur. Böylece aktif atomların ilk komşu kabuklarının doğası açığa çıkar [45-47]. Bunlara ek olarak diğer bir yol da Mössbauer spektroskopisi gösterilebilir.

Heusler alaşımları çok ilginç manyetik özelliklere sahiptirler. Alaşımların ailesinde gezgin (itinerant) ve yerelleşmiş manyetizma, antiferromanyetizma, helimanyetizma ve Pauli paramanyetizması veya ağır-fermiyonik (heavy-fermionic) davranış gibi çok çeşitli fenomenlerin bir bölümü çalışılabilir [48-51]. Çoğu Heusler alaşımları ferromanyetiktir ve uygulanan zayıf bir alanla doyuma ulaşırlar. Eğer tam Heusler yapılarında manyetik moment Mn (Mangan) atomları tarafından taşınıyorsa manyetik moment değeri çoğunlukla yaklaşık $4\mu_B$ civarında gözlenir. 3d (X) ve sp (Z) atomlarının Heusler alaşımlarının manyetik ve diğer özellikleri üzerindeki rolü dörtlü Heusler alaşımlarına yaygın bir şekilde uygulanmıştır [48].

Çoğu Heusler alaşımları ferromanyetik olmasına rağmen bazıları antiferromanyetik düzene sahip olanlar da vardır. Özellikle 3d elementi içeren bu bileşiklerin manyetik momenti sadece Y pozisyonlarındaki Mn atomları tarafından taşınır. Deneysel olarak antiferromanyetik düzen hem yarı ($C1_b$ yapılarında) hem de tam Heusler ($L2_1$ ve B2 yapılarında) alaşımlarda gözlemlenir. Tam Heusler alaşımlarında Mn-Mn atomları arasındaki mesafe antiferromanyetizmayı oluşturacak düzeydedir fakat yarı Heusler alaşımların da ise Mn-Mn atomları arasına X ve Z atomlarının yerleşmesiyle antiferromanyetik düzenin oluştuğu düşünülür. Ayrıca antiferromanyetizma dışında $CoMnSb$, Mn_2VAl ve Mn_2VGa alaşımlarının ferrimanyetik özellik gösterdiği gözlemlenmiştir [48].

Heusler alaşımları için bant yapı hesapları 1980'lerin başlarında Ishida ve meslektaşları tarafından başlatıldı. Yazarlar Ni_2MnSn , $PdMnSn$ [52] ve Cu_2MnAl [53] alaşımlarının elektronik yapısını çalışmak için tutarlı olmayan küresel genişletilmiş düzlem dalga (non-self-consistent spherical augmented plane wave (SAPW)) metodunu uyguladılar. 1983' de Kübler ve meslektaşları tutarlı olan genişletilmiş küresel dalga (self-consistent augmented spherical (ASW)) metodunu kullanarak birkaç Heusler alaşımlarında manyetik momentin çiftlenimi ve oluşumu üzerine ayrıntılı bir çalışma yayınladılar. Aynı yıl içinde de Groot ve meslektaşları

[37] NiMnSb ve PtMnSb yarı Heusler bileşiklerinde yarı-metalik (half-metallic) ferromanyetizmayı keşfettiler. O zamandan beri bant yapı hesaplarının temelinde bu sistemlerin elektronik ve manyetik özellikleri üzeri çalışmak için çok efor tahsis edildi.

Heusler alaşımlarında ferromanyetik davranışın orijini oldukça karışıktır. Bu açıdan bakıldığında Kübler ve meslektaşlarının geçiş metalleri ve alaşımlarında ki yerleşmiş manyetik momentlerin oluşumu üzerine yaptıkları sistematik hesapların sonucunda mıknatıslanmanın Mn atomlarıyla sınırlı olduğudur [36]. Yerleşmiş manyetik momentin karakteri, Mn atomlarının sadece bir spin yöneliminin d durumlarını desteklediği anlamına gelen Mn' nin d durumlarının büyük değiş-tokuş (exchange) yarılmasından ileri gelir.

Kristal yapı düzensizliklerinin spin polarize üzerine etkileri de bant yapı hesaplarıyla desteklenmiştir. Bu bağlamda ilk çalışma, Ebert ve Schütz tarafından yarı Heusler MnPtSb alaşımı üzerine yapılmıştır [54].

2.1.2 Endüstriyel Uygulamalar İçin Heusler Alaşımları

Spintronik, büyüyen ve gelişen bilgi teknolojisinde devrimini devam ettiren disiplinlerden biridir. Günümüzde spintronik cihazlar küçük olmasına rağmen bilgi depolama yoğunluğu çok büyüktür. Ultra hızlı ve büyük veri depolama yoğunluğu için artan talepler, nano boyutlu cihazları ticaretleştirmek için yeni konseptlerin gelişimine ihtiyaç duyulmaktadır. Geçen 50 yıl içinde, manyetik momentlerin yönünü değiştirmek veya uyarmanın tek yolu manyetik alan kullanmaktı fakat bu da cihaza zarar vermektedir. Sorun şudur ki, cihazların boyutu küçüldüğünde ve süperparamanyetik limite yaklaşıldığında manyetik momentleri termal kışkırtmalara maruz kalmalarını önlemek için daha fazla manyetik anizotropilere ihtiyaç duyulmaktadır. Yani daha çok daha fazla manyetik alan gereklidir. Spin dönümünü gerçekleştirmenin yeni bir yolu da, spin enjeksiyonu ile mıknatıslanma yönü dönümü olayıdır ki bu da manyetik rastgele erişim hafıza elemanlarının yükselişinde anahtar rol oynar. Bu olgu muhtemelen yakın gelecekte teknolojik gelişmelere bir ışık tutacaktır. Ancak spintronik alanındaki gelişmeler yeni materyal sistemlerinin

keşfine bağlı olarak devam etmektedir. Son yıllarda birçok firma seçkin araştırmaların sonuçlarını ve buna bağlı olarak Heusler alaşımlarının çeşitli uygulamalar için ayarlanabilir özelliklerini dikkate almıştır. Bundan dolayı gün geçtikçe sayıları artarak devam eden bir çok şirket, kendilerini Heusler alaşımlarının içinde bulmuştur ve yeni ürünler geliştirmektedirler.

Günümüzde Heusler bileşikleri başlıca manyetik kayıt cihazları üzerine araştırılmaktadır [55-59]. Okuma kafalarında kullanılan yüzeye paralel geçen akım (current-in-plane (cip)) geometrisi yerini son zamanlarda yüzeye dik geçen akıma (current-perpendicular-to-plane (cpp)) bırakmıştır [60]. Cpp-GMR' lar düşük dirence sahip olmalarından ötürü yüksek veri oranı sağladıklarından ötürü gelecek jenerasyon için muazzam bir adaydır. Ancak geleneksel 3d metal tabanlı cpp-GMR sensörleri için düşük genlik pratik uygulamalar için bir engeldir. Yüksek bias akımları yeterli çıkışı elde etmek için gereklidir. Bundan dolayı uygun akım yoğunluğunda daha fazla çıkış elde etmek için MR oranını arttırmak önemlidir. Toshiba, alt spin valf konfügrasyonu için 6.7% değerinde MR oranı sağlayan Co_2MnGe elektrodlu ve Ru_2CuSn ara yüzeyli bir cpp-GMR cihazı dizayn etmiştir [55]. Ayrıca Seagate teknoloji de manyetik Heusler tabakaları kullanarak spin transfer tork etki (ST-RAM) tabanlı bir hafıza hücresi icat etmiştir [61]. Bunların dışında Toshiba Heusler alaşımlarını yarıiletken spin enjektör cihazlarının geliştirilmesi yönünde için de çalışmalarını sürdürmektedir [62, 63].

Spintroniğin dışında şirketler termoelektrik elementler içine yarı Heusler bileşikler katkılarak (incorporation) da farklı özellik taşıyan malzemeler üretmeye çalışmaktadırlar. Bu kapsamda NiSn tabanlı malzemeler n-tipi termoelektrik uygulamalar için uygun birer adaydırlar. Çünkü zehirli olmayan elementlerden oluşur, kolay üretilir ve işlenir. İlk-prensip hesaplarına dayanarak Toyota 773K' de 0.96 ZT değerinde Y-Sb katkılı (co-doped) yeni bir $\text{Ti}_{0.5}\text{Zr}_{0.25}\text{Hf}_{0.25}\text{NiSn}$ malzemesini başarılı bir şekilde tasarlamıştır [64].

3. TEORİK İNCELEME

3.1 Mıknatıslanma İçin Hareket Denklemleri

3.1.1 Genel Hareket Denklemi

Ferromanyetik malzemelerde toplam mıknatıslanma M , birim hacimdeki manyetik momentlerin toplamına eşittir ve aşağıdaki gibi verilir.

$$\vec{M} = \sum_i \frac{\vec{\mu}_i}{V} \quad (3.1)$$

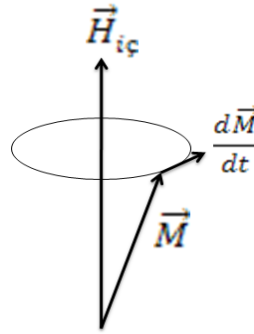
Klasik anlamda sabit dış bir manyetik alana konulan manyetik momente etki eden tork, manyetik momentle dış alanın vektörel çarpımına eşittir. Diğer bir ifadeyle manyetik moment dış alan etrafında yalpalama hareketi yapar. Aynı zamanda yine klasik mekanik çerçevesi içinde açısal momentum değişimi torka neden olduğu bilinmektedir. Bir ferromanyetin içindeki manyetik akı anizotropi alanı ve demanyetizasyon alanı gibi etkilerden dolayı dış manyetik alandan farklıdır. Tüm bu bilgiler ışığı altında makroskobik mıknatıslanma için hareket denklemi,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \mu_0 \vec{H}_{i\check{c}}] \quad (3.2)$$

şeklinde verilir [67]. Burada γ giromanyetik oran, μ_0 boşluğun manyetik geçirgenliği olarak adlandırılır. Denklem 3.2 mıknatıslanma vektörü ile skaler çarpılıp düzenlenirse,

$$\frac{1}{2} \frac{d\vec{M}^2}{dt} = \gamma \mu_0 \vec{M} \cdot [\vec{M} \times \vec{H}_{i\check{c}}] = 0 \quad (3.3)$$

elde edilir. Bunun anlamı mıknatıslanmanın sabit olduğu ve mıknatıslanma vektörünün, manyetik alan etrafında yalpalama (presesyon) hareketi yaptığını söyler.



Şekil 3.1 Miknatıslanma vektörünün manyetik alan etrafındaki sönümsüz yalpalama hareketinin temsili gösterimi.

Yukarıda elde edilen ifadelerde sönüm (damping) gibi gerçek sistemler için kullanılan terimler hesaba katılmamıştır. Şekil 3.1’ de ideal bir sistem için miknatıslanma vektörünün alan etrafındaki salınım hareketi verilmektedir.

3.2 Spin Dalga Rezonansı

3.2.1 Spin Dalgaları

Spin dalga rezonansı ferromanyetik ve antiferromanyetik malzemelerde gözlemlenir. Ferromanyetik ve antiferromanyetik malzemelerde spinler arası etkileşmeler sıcaklığın bozucu etkisine karşı baskın olduğundan bir dış alan olmaksızın malzeme içerisinde spinler arasında kendiliğinden bir düzen vardır. Spinler arası etkileşmeler bu tür malzemelerde spinlerin yönelimlerine bağlıdır.



Şekil 3.2 Düzgün bir sıra halindeki spin düzeni.

Şekil 3.2' den de görüleceği üzere zincirdeki bir spinin dönüşü sonucunda hareket bir dalga şeklinde komşu spinlere iletilir. Dalga yapısındaki bu elementer uyarılmaya mangon denir. Spin dalgaları “sanki parçacıklar (quasi particle)” sınıfına girer [65]. Bir ekin tarlasındaki bitki saplarının rüzgarın etkisiyle değişik miktarlarda eğilmeleri gibi bir analogi yardımıyla spin dalga yapısı daha iyi idrak edilebilir. Böylece dalgaların sınır şartlarına bağlı olarak uzun veya kısa dalga boylu olmalarına göre enerjileri değişir. Sahip olunan enerji değerinde bir enerji verildiğinde sistem bu enerjiyi soğurarak rezonans olayı oluşur. Dolayısıyla dış alan taranarak magnonların enerjileri dış uyarıne eşitlenerek spin dalga rezonansı gözlenebilir.

3.2.2 Mıknatıslanma İçin Genel Hareket Denklemi

Mıknatıslanma için genel hareket denklemi denklem 3.2' de verilmiştir. Fakat görüldüğü üzere bu terim ideal bir sistem için geçerlidir. Gerçek bir sistem için bu ifade geçerlidir fakat eksiktir çünkü gerçek sistemde spinler arası manyetik etkileşmeler ile spin-örgü etkileşmeleri gibi birçok yerel etkileşme vardır. Bu etkileşmeler hesaba katılmalıdır ki daha anlamlı bir ifadeye ulaşılabilsin. Sönümü temsil eden bu terimlerin en yaygınları;

1- Landau-Lifshthitz tipi sönüm terimi:

$$-\frac{\lambda}{M_0^2} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{ef} \quad (3.4)$$

2- Gilbert tipi sönüm terimi:

$$-\frac{\alpha}{M_0^2} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (3.5)$$

3- Bloch-Bloembergen tipi sönüm terimi:

$$-\frac{M_{x,y}}{T_2} - \frac{(M_z - M_0)}{T_1} \quad (3.6)$$

Bunlardır [67]. λ , α , T_1 ve T_2 parametreleri durulma zamanını karakterize eder yani rezonans eğrisinin çizgi genişliği üzerinde etkilidirler. Matematiksel bakımdan üçüncü sönüm terimi uygun görüldüğünden bu terim tercih edilmiştir.

Uyarılmış düzeydeki atomların tekrar taban duruma düşmesindeki geçen süre spin-örgü durulma zamanı T_1 ile tayin edilir. T_2 ise spin-spin etkileşmesidir ve enine durulma zamanına karşılık gelir. Ferromanyetik örneklerde T_2 zamanı magnon-magnon etkileşmelerini içerir. Spinler ferromanyetik örneklerde birbirlerine çok yakın oldukları için spin-spin etkileşmeleri çok kuvvetlidir.

3.2.3 Tek Tabakalı Filmlerde Spin Dalga Rezonansı (SDR)

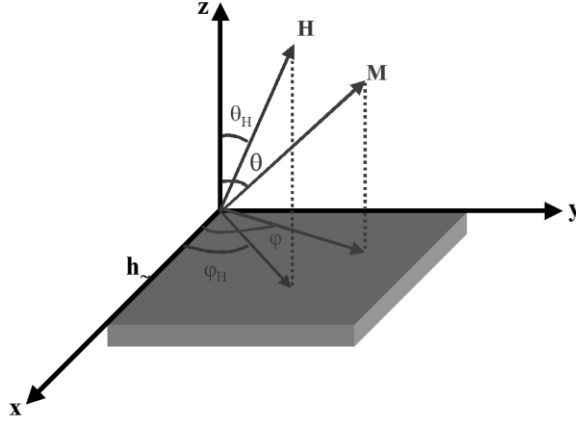
Dikkat edileceği üzere yukarıdaki hareket denklemlerinde sadece manyetik etkileşmelere yer verilmiştir. Esasında değiş-tokuş etkileşmeleri ferromanyetik örneklerde çok daha şiddetlidir. Spinlerin nispi yönelimlerdeki küçük değişimler bile manyetik etkileşmelerle kıyaslanacak düzeyde büyük enerjiler gerektirir. Nispi yönelimlerdeki bu değişimler makroskobik mıknatıslanmada bir gradyent ortaya çıkarır. Böylece gradyent ile bağıntılı enerjiden üretilen tork, Bloch tipi sönüm terimi de hesaba katılarak,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \left(\hat{t} + \vec{M} \times \vec{h} + \vec{M} \times \frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 \vec{M} \right) + \frac{\vec{M}_{x,y}}{T_2} \quad (3.7)$$

bağıntısı hareket denklemleri olarak karşımıza çıkar. Denklem 3.2' deki etkin manyetik alan için değiş-tokuş etkileşmesi dışındaki tüm manyetik etkileşmeleri gösteren enerjinin gradyenti küresel koordinatlarda ki ifadesi kullanılmıştır [66].

Şekil 3.3 L kalınlığına sahip ferromanyetik filme göre seçilen eksen takımında mıknatıslanmanın ve uygulanan alanların göreceli yönelimleri gösterilmiştir. Θ_H , θ ve ϕ sırasıyla manyetik alanın ve mıknatıslanmanın z-ekseni ile yaptıkları açılarıdır. ϕ_H ve ϕ ise mıknatıslanma ve alanın iz düşümlerinin x-ekseniyle yaptıkları açılarıdır. Dolayısıyla sistemin rezonans bağıntısı, $\omega_H \propto (H, H_{\text{Tek-Doğ}}, 4\pi M, K_1, K_2, K_{s1}, K_{s2},$

Θ_H , φ_H , Θ , φ) ve alınganlık (χ_2) manyetik parametrelerin fonksiyonu olarak bulunabilir.



Şekil 3.3 L kalınlıklı örnek ince filmdeki dc-ac manyetik alanın ve mıknatıslanmanın koordinat sistemindeki gösterimi.

3.2.4 Toplam Enerji, Dinamik Alınganlık ve Rezonans Bağıntısı

Toplam enerji ifadesi aşağıdaki gibidir:

$$E_T = E_Z + E_D \quad (3.8)$$

Eşitliğin sağındaki ilk terim Zeman enerjisini, ikinci terim demagnetizasyon enerjisini göstermektedir.

Dinamik mıknatıslanmanın $m_\theta(z,t)$ ve $m_\varphi(z,t)$ bileşenleri,

$$\begin{aligned} \frac{dm_\theta}{dt} = & -\gamma \frac{1}{M_0 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} m_\theta - \gamma \frac{1}{M_0 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} m_\varphi - \\ & \gamma \frac{2A}{M_0} \nabla^2 m_\varphi - \frac{m_\varphi}{T_2} + (\vec{M} \times \vec{h})_\theta \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\frac{dm_\varphi}{dt} = -\gamma \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} m_\theta + \gamma \frac{1}{M_0 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} m_\varphi + \gamma \frac{2A}{M_0} \nabla^2 m_\theta - \frac{m_\theta}{T_2} + (\vec{M} \times \vec{h})_\varphi \quad (3.10)$$

şeklindedir [67].

Mikrodalga alanı,

$$\vec{h}(t) = (\vec{h}_\theta + \vec{h}_\varphi) e^{i(\omega t)} \quad (3.11)$$

düzlem dalga olduğu için $m_\theta(z,t)$ ve $m_\varphi(z,t)$ terimleri için,

$$m_\theta(z,t) = \sum_{n=0}^{\infty} m_\theta^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) e^{i(\omega t)} \quad (3.12)$$

$$m_\varphi(z,t) = \sum_{n=0}^{\infty} m_\varphi^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) e^{i(\omega t)} \quad (3.13)$$

düzlem dalga çözümleri verilebilir [67]. Statik manyetik alan yanında mikrodalğanın manyetik alan bileşeni çok küçük olduğundan bu ifadelerde, $m_\theta(z,t)$ ve $m_\varphi(z,t)$ bileşenlerinin doyum mıknatıslanması, M_0 , $m_\theta(z,t)$ ve $m_\varphi(z,t)$, M_0 yanında çok küçüktür. Denklem 3.9 ve 3.10 kullanılıp gerekli düzenlemeler yapılarak genlikler ve n . mod için manyetik duygunluk gerekli hesaplamalardan sonra,

$$\sum_{n=0} m_\theta^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \times \Delta_n = M_0 h_\varphi \left[\frac{1}{M_0 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} - \frac{1}{\gamma T_2} \right] - M_0 h_\theta \left[D k_n^2 + \frac{1}{M_0 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \right] - M_0 h_\varphi \quad (3.14)$$

$$\sum_{n=0} m_\varphi^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \times \Delta_n = M_0 h_\theta \left[\frac{1}{M_0 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} + \frac{1}{\gamma T_2} \right] - M_0 h_\varphi \left[D k_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] + M_0 h_\theta \quad (3.15)$$

bağıntıları elde edilir ve bu denklemler $m_\theta(z,t)$ ve $m_\varphi(z,t)$ büyüklüklerine göre yeniden yazılacak olursa,

$$\sum_{n=0} m_\theta^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \times \Delta_n = M_0 h_\varphi \left[\frac{1}{M_0 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} - \frac{1}{\gamma T_2} \right] - M_0 h_\varphi i(\omega / \gamma) \quad (3.16)$$

$$\sum_{n=0} m_\varphi^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) \times \Delta_n = -M_0 h_\varphi \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] - M_0 h_\theta i(\omega / \gamma) \quad (3.17)$$

$$\sum_{n=0} \Delta_n \times m_\varphi^{0,n} \int_0^L \sin(k_n Z + \phi_n) \times \sin(k_m Z + \phi_m) dZ = -M_0 h_\varphi \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] \times \int_0^L \sin(k_m Z + \phi_m) dZ \quad (3.18)$$

$$m_\varphi^{0,n} = - \frac{M_0 h_\varphi \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] \int_0^L \sin(k_n Z + \phi_n) dZ}{\Delta_n \int_0^L \sin^2(k_n Z + \phi_n) dZ} \quad (3.19)$$

$$\chi_n = \frac{1}{h_\varphi} \int_0^L m_\varphi^{0,n} \sin(k_n Z + \phi_n) dZ = -I_n \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] M_0 / \Delta_n \quad (3.20)$$

formunda yazılabilir. Böylece genlikler için,

$$I_n = \frac{\left[\int_0^L \sin(k_n Z + \phi_n) dZ \right]^2}{\int_0^L \sin^2(k_n Z + \phi_n) dZ} \quad (3.21)$$

ifadeleri bulunmuş olur. Burada Δ ,

$$\Delta_n = \left[-\frac{i\omega}{\gamma} + \frac{1}{M_0 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} + \frac{1}{\gamma T_2} \right] \left[-\frac{i\omega}{\gamma} + \frac{1}{M_0 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} - \frac{1}{\gamma T_2} \right] - \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] \left[Dk_k^2 + \frac{1}{M_0 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \right] \quad (3.22)$$

şeklinde kısaltılmış katsayılar determinantını göstermektedir.

Kompleks manyetik duyunluk ise,

$$\chi = \frac{m \cdot h}{h^2} = \frac{m_\varphi h_\varphi + m_\theta h_\theta}{h_\varphi^2 + h_\theta^2} \quad (3.23)$$

şeklinde tanımlanabilir [67]. $\varphi = \frac{\pi}{2}$ alınırsa alınganlık,

$$\chi = \frac{m_x}{h_x} = \left(\frac{m_\varphi}{h_\varphi} \right)_{\varphi=\pi/2} = \chi - i\chi_2 \quad (3.24)$$

formuna indirgenir. O halde denklem 3.19 3.20' de yerine yazılırsa,

$$\chi^n = I_n \frac{4\pi M_0 \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] \left[\left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + \frac{2i\omega}{\gamma^2 T_2} \right]}{\left[\left(\frac{\omega_{0,n}}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 + \frac{4\omega^4}{\gamma^4 T_2^2}} \quad (3.25)$$

elde edilir. Bu ifade elde edilirken mıknatıslanmanın genliklerini veren kesrin pay ve paydaları Δ 'nın kompleks konjügesi ile çarpılmıştır. Paydada ki terim,

$$\Delta_n = \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{0,n}}{\gamma} \right)^2 - \frac{2i\omega}{\gamma^2 T_2} \quad (3.26)$$

şeklinde olup ω_0

$$\left(\frac{\omega_{0,n}}{\gamma}\right)^2 = \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \right] - \left[\frac{1}{M_0 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right]^2 + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (3.27)$$

Şeklindedir [67]. Denklemden görüldüğü üzere ω_0 mikrodalga frekansına eşit olduğunda duygunluk maksimum olur. Dolayısıyla ω_0 rezonans frekansı olarak ta anılır. Bunların sonucunda manyetik alan veya mikrodalga frekansı ω taranarak rezonans olayı gözlenir. Soğurma ifadesinde kullanılacak ifade ise bu alinganlığın kompleks kısmıdır ve genel denklem,

$$\chi_2^n = I_n \frac{4\pi M_0 \left[Dk_n^2 + \frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right] \frac{2\omega}{\gamma^2 T_2}}{\left[\left(\frac{\omega_{0,n}}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 + \frac{4\omega^4}{\gamma^4 T_2^2}} \quad (3.28)$$

olarak bulunur [68]. Burada I_n şiddet çarpanı olup spin dalgasının film kalınlığı üzerinden integralinin karesi ile orantılıdır. Daha detaylı çalışma literatürde verilmiştir [69].

3.2.5 Rezonans Çizgi Genlikleri

Spin dalga rezonans çizgi genlikleri mod numaralarına bağlı olarak değişmektedir. Spektrumdaki n. moda karşı gelen çizginin relatif genliği,

$$I_n = \frac{\left[\int_{z=0}^{z=L} m_\varphi^n dz \right]^2}{\int_{z=0}^{z=L} [m_\varphi^n]^2 dz} \quad (3.29)$$

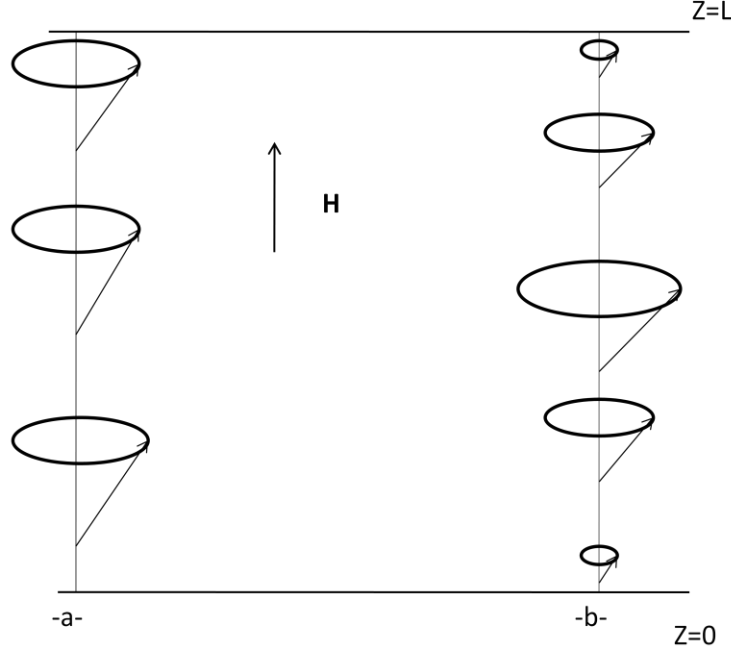
formülü ile hesaplanır [67]. Miknatıslanmanın enine bileşenine tüm modlardan katkı gelir [70].

3.2.6 Tek Tabakalı Filmlerde Sınır Şartları

Bir film yüzeyindeki atomların spinleri, iç taraftaki atomların spinlerinden genel olarak daha farklı bir anizotropi alanı görürler. Buna bağlı olarak yüzeydeki spinler yüzey anizotropi alanına paralel olma eğilimindedirler. Eğer yüzey anizotropi alanı sonsuz olduğu düşünülürse bu kuantum mekaniğindeki sonsuz potansiyel kuyusundaki elektronun davranışının benzeridir. Yüzey anizotropi alanının sonsuz olması ve film normalinin kolay yada zor eksene karılık gelmesi durumuna göre yüzeydeki spinler şekil 3.4' deki gibi yüzey normaline paralel yada dik olmaya çalışırlar. Bu şekildeki davranış ‘‘Surface Spin Pinning’’ modeli ile açıklanır. Bununla birlikte mıknatıslanmanın yüzeye doğru gittikçe değerinin değişmesinden dolayı bir anizotropinin olduğunu varsayan ‘‘Surface Inhomogenety’’ modeli de vardır [71]. Dolayısıyla film yüzeyindeki mıknatıslanma bileşenleri sıfır olmaz. Genel anlamda yüzey şartları, yüzey anizotropi enerjisi ile belirlenir. İnce filmlerde bu enerji için,

$$E_s^S = -k_{1,i}^S \cos^2(\theta) - k_{2,i}^S \cos^4(\theta) \quad (3.30)$$

ifadesi kullanılır [72, 68]. Burada $k_{1,n}^S$ tek eksensel yüzey anizotropi enerji yoğunluğunu, n indisleri ise n=1 1. yüzey n=2 2. yüzey anizotropi parametresini gösterirler. Pozitif k^S , ler kolay eksen tipi anizotropiye negatif k^S , ler ise zor eksen tipi anizotropiye karşılık gelirler.



Şekil 3.4 L kalınlığındaki ince filmde presesyon hareketi yapan komşu spinlerin a-sıfırncı mod ($n=0$) ve b-birinci ($n=1$) mod temsili gösterimi. Presesyon genliği sıfırncı moda değişmez iken birinci modda spin dalgaları oluşur.

Mikrodalga mıknatıslanmasının film yüzey bölgelerindeki davranışını ise filmin yüzeyinde M_z 'nin farklılaşması ve buna paralel olarak demagnezıtasyon alanının yüzeylerde buldan farklı değer almasına neden olur. Dolayısıyla bulk bölgesindeki spinlerin rezonans durumunda, yüzey bölgesinin spinleri rezonans dışı olurlar, yani yüzeyde mikrodalga mıknatıslanması sıfır olur. Bu da pinning parametresine bir katkı sağlar. Yüzey koşulları mıknatıslanmanın genel hareket denkleminin yüzey bölgesinde seçilen çok ince bir tabaka üzerinden integrali alınarak bulunabilir. Böylece,

$$\int_V \left[\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \vec{M} \times \vec{H} - \frac{\vec{m}_{\theta, \varphi}}{\gamma T_2} \right] dV = \frac{2A}{M_0^2} \vec{M} \times \int_S \frac{\partial \vec{M}}{\partial n} \cdot d\vec{S} \quad (3.31)$$

bulunur [63]. Hacim üzerinden alınan integralin sol tarafı $\lim_{V \rightarrow 0}$ için sıfıra gider. Fakat $\partial M / \partial n$ sıfır olmadıkça sağ taraf sıfırdan farklıdır. Bu yüzden sağ taraftaki terimi dengelemek için genel tork ifadesine başka bir tork ifadesi daha eklemek gerekir. Bu da yüzey torkudur. Bu yüzey torku mıknatıslanmanın yüzey bölgesinde değişmiş olmasından kaynaklanabileceği gibi yüzey anizotropi enerjisinden de kaynaklanabilir. Yüzey anizotropiden kaynaklanan bu tork,

$$\vec{T}^s = -\frac{\vec{M}}{M_0} \times \vec{\nabla} E^s \quad (3.32)$$

biçiminde yazılabilir. Mıknatıslanmanın yüzey bölgesindeki homojensizliği de dikkate alınarak yukarıdaki yüzey koşulu göz önünde

$$\delta \vec{T}^s = \delta \left(-\frac{\vec{M}}{M_0} \times \vec{\nabla} E^s \right) \quad (3.33)$$

bulundurulması gerekir. Gerekli işlemlerin sonucunda ,

$$\partial_n m_\theta + Q m_\theta = 0 \quad (3.34)$$

$$\partial_n m_\varphi + P m_\varphi = 0 \quad (3.35)$$

ifadeleri bulunur [73, 66]. Burada ∂_n film normaline göre yüzeyden dışarıya doğru dik türevi göstermektedir. Bu durumda yüzey çivileme (pinning) parametreleri olarak tanımlanan P ve Q lar,

$$Q_{1,2} = \frac{1}{DM_0} \times \left[\frac{\partial^2 E_s}{\partial \theta^2} - D \partial_n M \right] \quad (3.36)$$

$$P_{1,2} = \frac{1}{DM_0} \times \left[\frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta)} \frac{\partial E_s}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_s}{D \varphi^2} - D \partial_n M \right] \quad (3.37)$$

bağıntıları ile verilir [73]. Q ve P' lerin indisleri yüzeylerin numaralarıdır. Mıknatıslanmanın enine bileşenlerinin açık formu denklem 3.36 ve 3.37 bağıntılarında yerine konarak bulk modlara ait spin dalgalarının dalga vektörleri için yeni bağıntılara ulaşılır. Birinci yüzeyde z sıfırken ikinci yüzeyde z film kalınlığı olan L' ye eşittir. Dolayısıyla mıknatıslanmanın z' ye bağımlılığını veren denklem 3.37' de z' nin birinci ve ikinci yüzeydeki değerleri kullanıldığında dalga vektörü ve faz açıları için,

$$\tan(\phi_n) = \frac{k_n}{Q_1} \quad (3.38)$$

$$\tan(k_n L + \phi_n) = -\frac{k_n}{Q_2} \quad (3.39)$$

ifadeleri yazılabilir [69]. Bu iki denklemin birleşmesi ile k_n dalga vektörleri,

$$\tan(k_n L) = \frac{k_n(Q_1 + Q_2)}{k_n^2 - Q_1 Q_2} \quad (3.40)$$

olarak bulunur [69]. Bu denklemlerin çözümünden k ve faz açıları bulunur. Yüzey çivileme parametrelerinin çok çeşitli değerleri kullanılarak yapılan analizler, bu denklemlerin dalga vektörleri için ya gerçel yada tamamen imajineri çözümler verdiğini göstermiştir. Gerçel çözümler sinüzoidal bulk modlara karşı gelirken imajiner çözümler ise yüzeyden başlayarak film içine doğru üstel olarak zayıflayan hiperbolik fonksiyonlara karşı gelirler ve bu çözümlerle ifade edilen fonksiyonlar yüzey modları olarak isimlendirilirler. Böylece yukarıdaki bağıntılarda k yerine konjugesi konulursa yüzey modları,

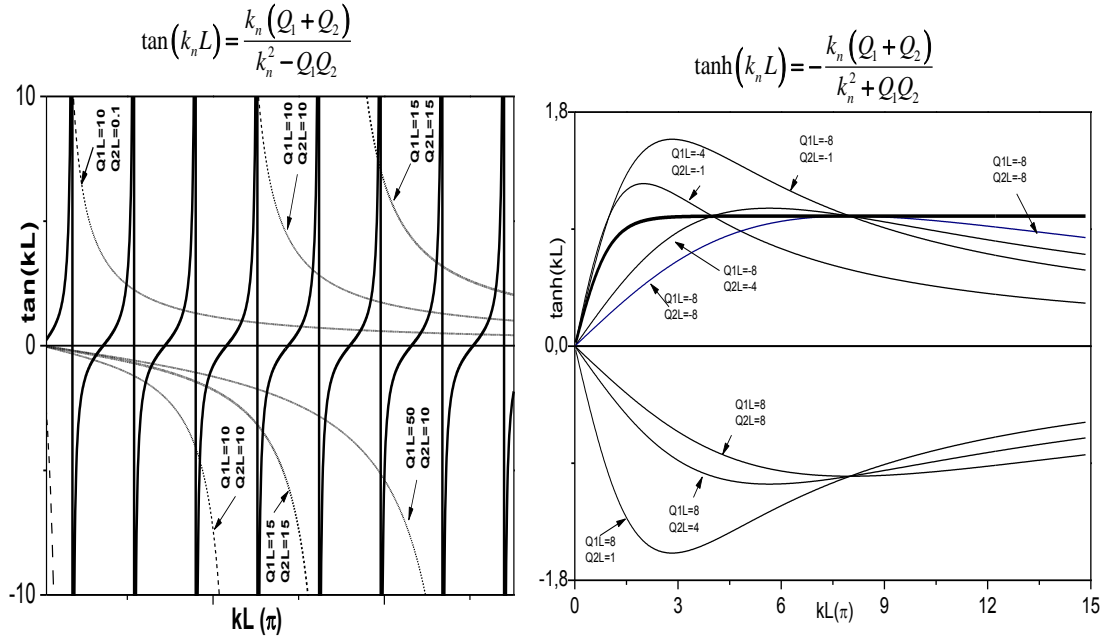
$$\tanh(\phi_n) = \frac{k_n}{Q_1} \quad (3.41)$$

$$\tanh(k_n L + \phi_n) = \frac{k_n}{Q_2} \quad (3.42)$$

şeklini alırlar [69]. Bu iki denklemin birleşmesinden yüzey modların k_n dalga vektörleri için,

$$\tanh(k_n L) = -\frac{k_n(Q_1 + Q_2)}{k_n^2 + Q_1 Q_2} \quad (3.43)$$

eşitliğine ulaşılır ve bu çözümler denklem 3.38, 3.39, 3.40, 3.41, 3.42 ve 3.43 ifadelerinin sağ ve sol taraflarını temsil eden eğrilerinin kesişme noktalarına karşı gelirler.

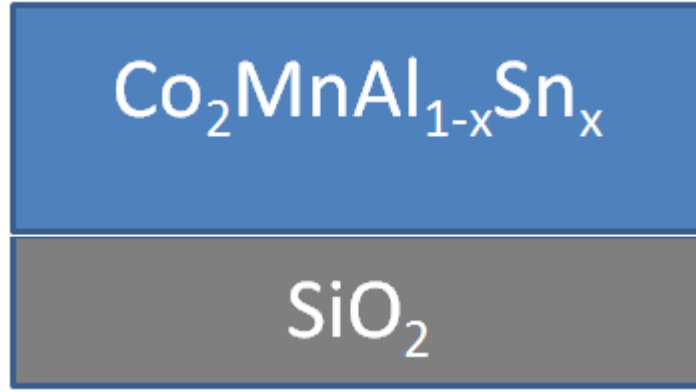


Şekil 3.5 a) Bulk modların $k_n L$ değerleri için denklem 3.42, 3.43 ve 3.44' ün grafiksel çözümleri. b) Yüzey modlarının $k_n L$ değerleri için 3.45, 3.46 ve 3.47 denklemlerinin grafiksel çözümleri [69].

4. ÖRNEKLERİN HAZIRLANMASI VE YAPISAL ÖLÇÜM YÖNTEMLERİ

4.1 Örneklerin Hazırlanması

$\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ (x : 0.25, 0.5, 0.75 ve 1.0) konsantrasyonlarında 50nm kalınlıklarında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Malzeme Mühendisliğinde bulunan DC magnetron saçtırma (sputter) sistemi ile oda sıcaklığında kalınlığa bağlı 10-140 nm filmler büyütüldü. Bunun yanında 50 nm kalınlığında büyütülen filmler de 200, 300, 400, 500 ve 600°C’ de 1 saat boyunca vakum altında tavlansak hazırlandılar. Büyütülme sırasında oda (chamber) sabit vakumda ($\sim 10^{-9}$ Pa) kaldı.



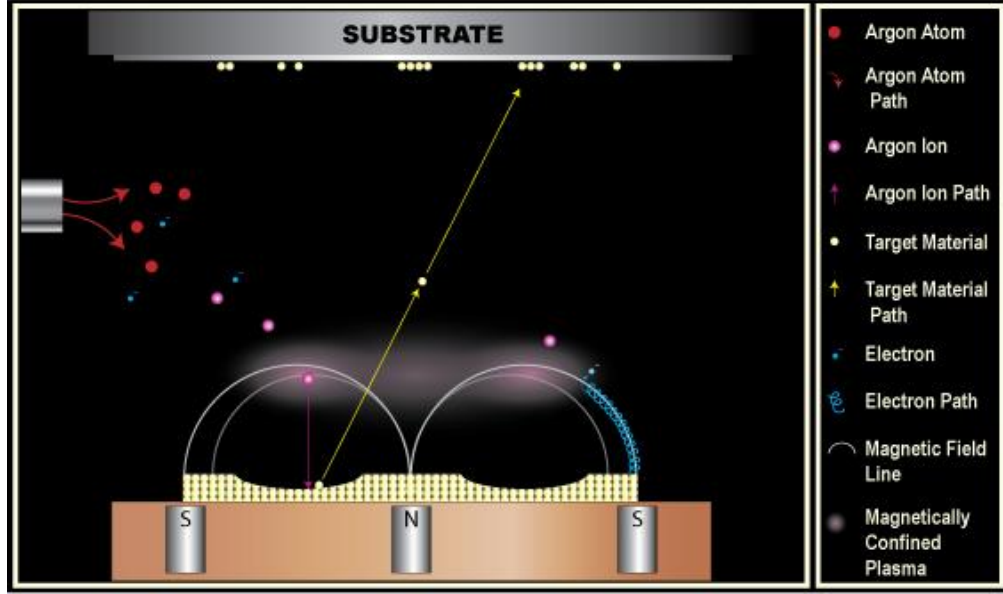
Şekil 4.1 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ Heusler alaşım ince filmlerin yapısının şematik gösterimi.

Filmler büyütülürken alttaş olarak SiO_2 kullanıldı.

4.2 Magnetron Saçtırma (Sputter) Sistemi

Magnetron saçtırma sistemi ince film kaplama yöntemlerinden biridir. Sistem temel olarak, kaplama sırasında düşük basınç altında iyonize olmuş olan soy gazlardan Ar gazı ile elektrik alan altında plazma haline gelmiş olan örnek hedefe (target) hızlıca çarparak atomların kopmasına sebep olur. Kopan atomların alttaş üzerine

yapışmaları ile ince film tabakası oluşmaya başlar. Bu süreç vakum içinde gerçekleştirilir ve istenilen kaplama kalınlığı saniye zaman aralığı içerisinde tayin edilir. Şekil 4.2’ de sistemin deneysel gösterimi mevcuttur. İyonize olmuş atomların hedef (target) malzemeden kopardıkları atomların rastgele saçılmalarını önlemek için hedefin alt tarafına magnetler yerleştirilir.



Şekil 4.2 Magnetron saçtırma (sputter) tekniğinin deneysel gösterimi [74].

4.3 XRD Ölçümleri

Büyütülen örneklerin kristal yapılarını tayin etmek için tavlama sıcaklıklarına bağlı olarak XRD ölçümleri gerçekleştirildi. SiO₂ üzerine büyütülen çoklukristal (polycrystal) örnekler sadece out-of-plane düzlemde 2θ ölçümleri gerçekleştirildi. Tek kristal örnekler için ise epitaksiyel (epitaxial) büyümelerde Heusler alaşımların L₂₁ yapısında büyümelerin gerçekleşip gerçekleşmediğini kontrol etmek için de in-plane ölçümleri yapıldı.

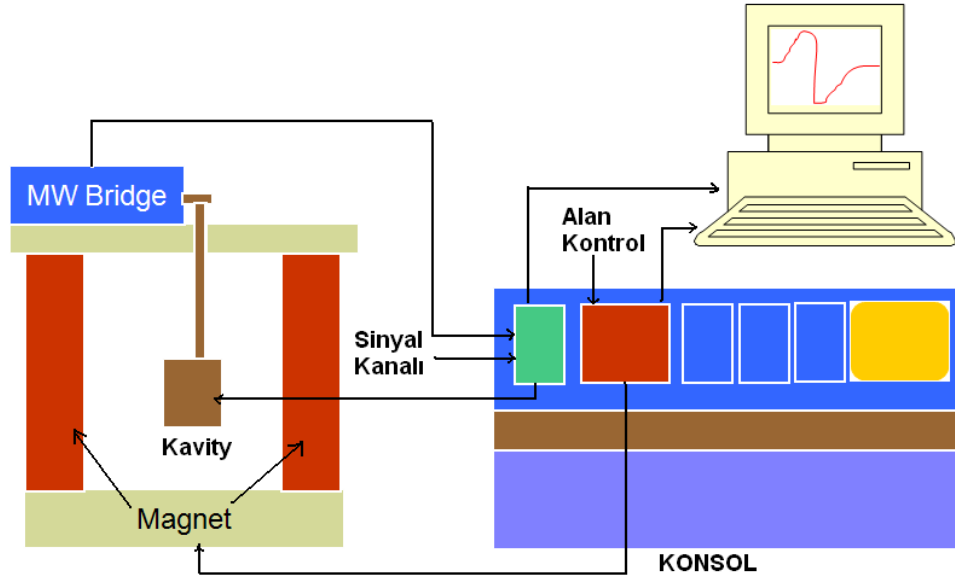
4.4 X-Işınları Fotoelektron Spektroskopisi (XPS)

XPS, atom numarası 3 ve 3' ten büyük malzemelerin orijinal halinin veya iyileştirilmiş halinin yüzey kimyasını incelemek için kullanılır. Temel olarak bir yüzey analiz yöntemi olan XPS, yüzey atomlarının iç kabuklarındaki enerji seviyelerinde bulunan elektronların fotoelektrik olay sonucu uyarılması mantığı ile açıklanır. İç kabuklardan uyarılan ve fotoelektron adı verilen elektronların kinetik enerjilerinden yola çıkarak bağlanma enerjileri hesap edilip, spektrumlar elde edilir. Tipik bir XPS cihazı X-ışını kaynağı, oluşan fotoelektronların sayımı için bir enerji analizörü ve bir elektron detektöründen oluşur. XPS' nde incelenen örnekler, fotoelektronların deteksiyonu ve analizi için yüksek vakumlu bir bölümde tutulur. XPS uygulama alanları aşağıdaki gibi sıralanabilir:

1. Yüzey üzerindeki bir yada daha fazla tabakanın kalınlıklarının belirlenmesi
2. Numune yüzeyindeki kirlilik oranının belirlenmesi
3. Numune yüzeyinin 1-12 nm derinliğindeki elementlerin miktarının belirlenmesi
4. Bir yada daha fazla elektron durumlarının bağlanma enerjilerinin hesaplanması
5. Elektronik yük yoğunluğu hesapları

4.5 Elektron Spin Rezonans Spektrometresi (ESR)

Ferromanyetik rezonans ölçümlerinin gerçekleştirildiği ESR cihazının (x-band-9.8 GHz) şematik gösterimi Şekil 4.3' de verilmiştir. Örnekler 1×2 mm boyutunda kesilerek kuvars (quartz) cam tutucunun ucuna yerleştirilmek suretiyle dışarıdan uygulanan manyetik alanın film normali ile yaptığı açının fonksiyonu olarak elde edilen spektrumlar kaydedildi. Elde edilen deneysel sonuçlar da yazılan bilgisayar programıyla elde edilen teorik spektrumlar, rezonans alanların ve çizgi genişliklerin açısıyla davranışları karşılaştırıldılar.



Şekil 4.3 Elektron spin rezonans spektrometresi şeması.

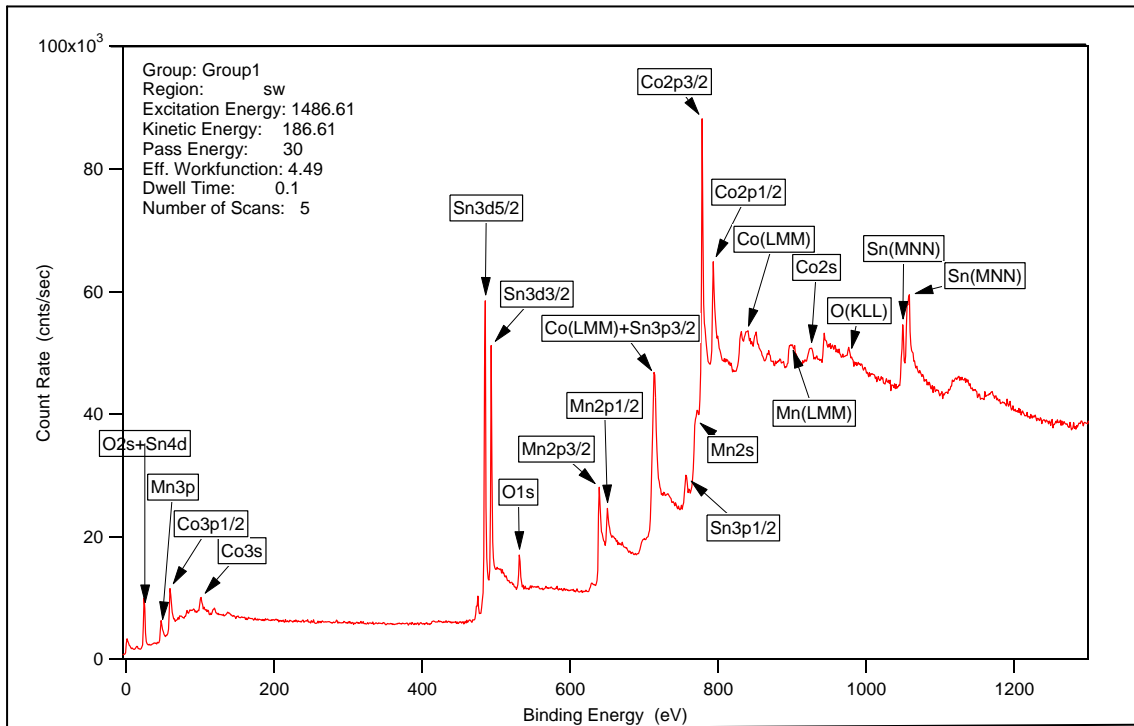
4.6 Mıknatıslanma Ölçümleri

Geniş sıcaklık aralığında (düşük sıcaklıktan oda sıcaklığı aralığında) mıknatıslanma ölçümü yapabilme imkanı veren PPMS (Physical Properties Measurement System)- VSM (Vibrating Sample Magnetometer) cihazı ile incelenen örneklerin mıknatıslanmaları belirlenmiştir.

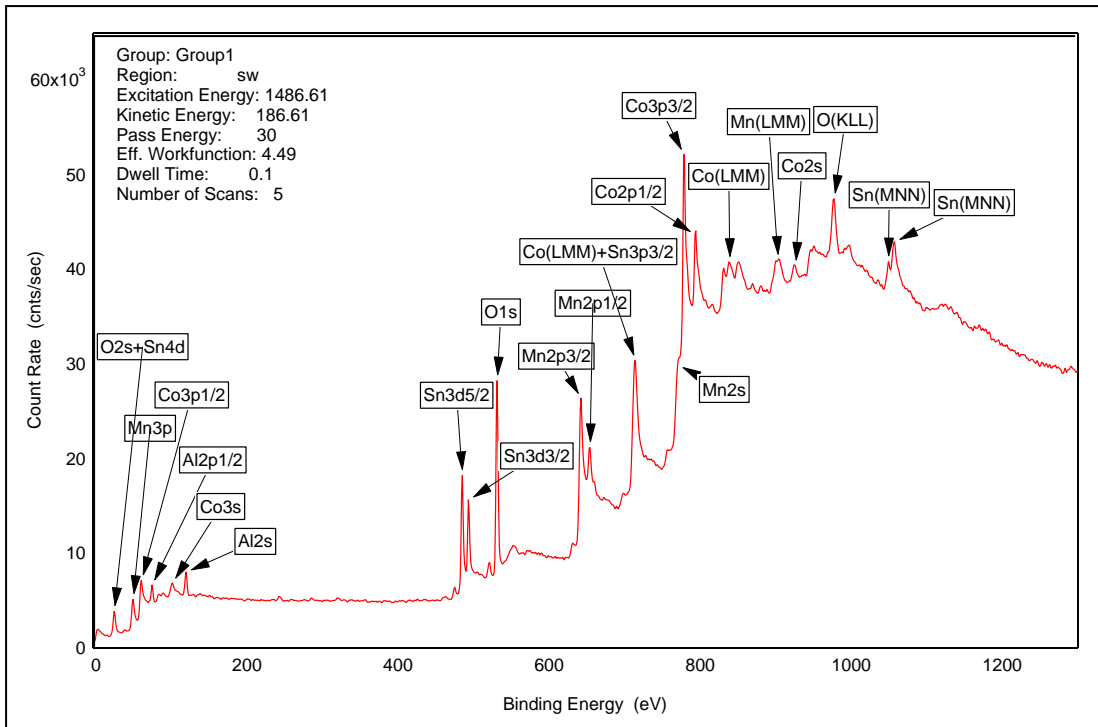
5. DENEYSEL BULGULAR VE TARTIŞMA

5.1 XPS Ölçümleri

$\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ ince filmler ($x=0.25, 0.50, 0.75$ ve 1) olacak şekilde ayarlanan hedeflerden saçtırma örnek büyütme tekniği ile büyütüldüler. Hedefler UHV (Ultra High Vacuum) şartlarına hazır hale getirmek için ilk olarak yüksek saflıkta esoton ile ultrasonik karıştırıcıda 5 dakika boyunca temizlendi, bunun ardından yine yüksek saflıkta ethanol ile ultrasonik karıştırıcıda 5 dakika daha temizlenerek, el sürülmeden seri bir şekilde vakum sistemindeki yükleme bölümüne yerleştirildi. Örnekler SiO_2 alttaş üzerine büyütüldü. Alttaşlar da 15 dakika boyunca aseton ile ultrasonik karıştırıcıda temizlenerek azot gazı ile kurutularak sistemin alttaş yükleme kısmına yerleştirildiler. Daha sonra seçilen Co_2MnSn ve $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ince filmler kontrol amaçlı olarak XPS ile büyütülen malzemelerdeki atomların oranlarına bakıldı. Şekil 5.1 ve 2 XPS sonuçlarından bu iki örneğin filmleri büyüdüğü görüldü.



Şekil 5.1 Büyütülen Co_2MnSn filmin XPS sonucu.



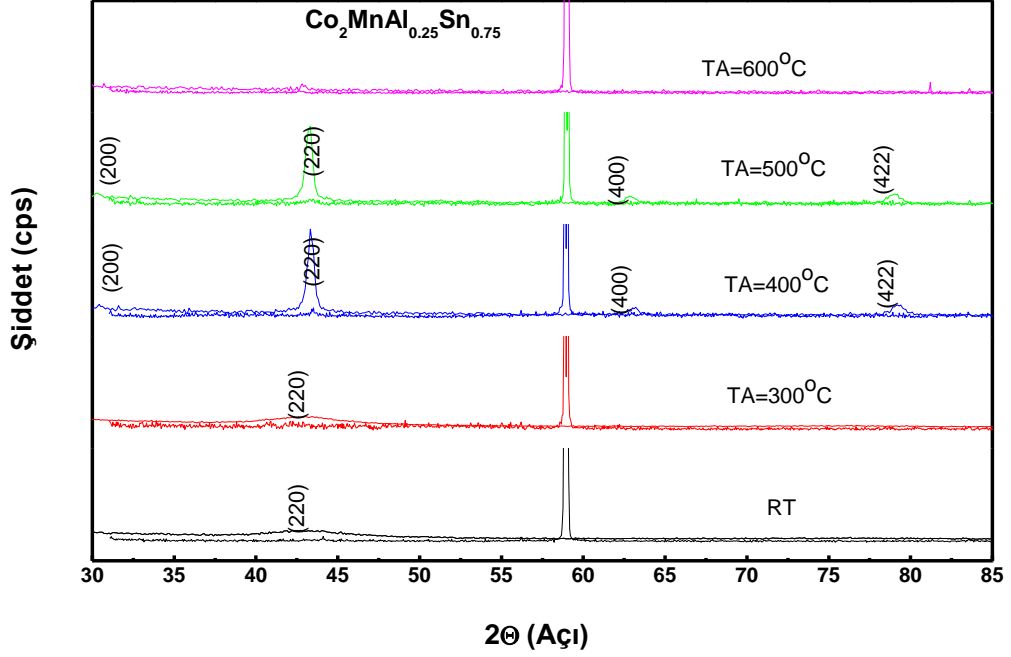
Şekil 5.2 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ hedef kullanılarak büyütülen filmin XPS sonucu.

5.2 XRD Ölçümleri

Şekil 5.3, 4, 5 ve 6 sırasıyla $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$, $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$, $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ve Co_2MnSn Heusler alaşım ince filmlerin çeşitli tavlama sıcaklıklarında tavllanmış örneklerin X-ray sonuçlarını göstermektedir. Tavlama işlemi ile Co, Mn ve Al (Sn) atomları arasındaki kristal yapı arttırılıp daha düzenli bir yapı oluşturulması amaçlanmıştır. X-ray sonuçlarını gösteren şekillerdeki tüm X-ray sonuçları ikili sonuçlardan oluştuğu görülmektedir. Bunu sebebi pik elde edilen düzlemlere ait piklerin daha belirgin olarak gözükmesini sağlamak için o piklere göre örneğin yerinin mükemmelleştirilmesiyle alınan X-ray sonucunu gösterir. Tüm bu şekillerde yaklaşık 58° civarında gözükken keskin pik Si alttaştan gelmektedir.

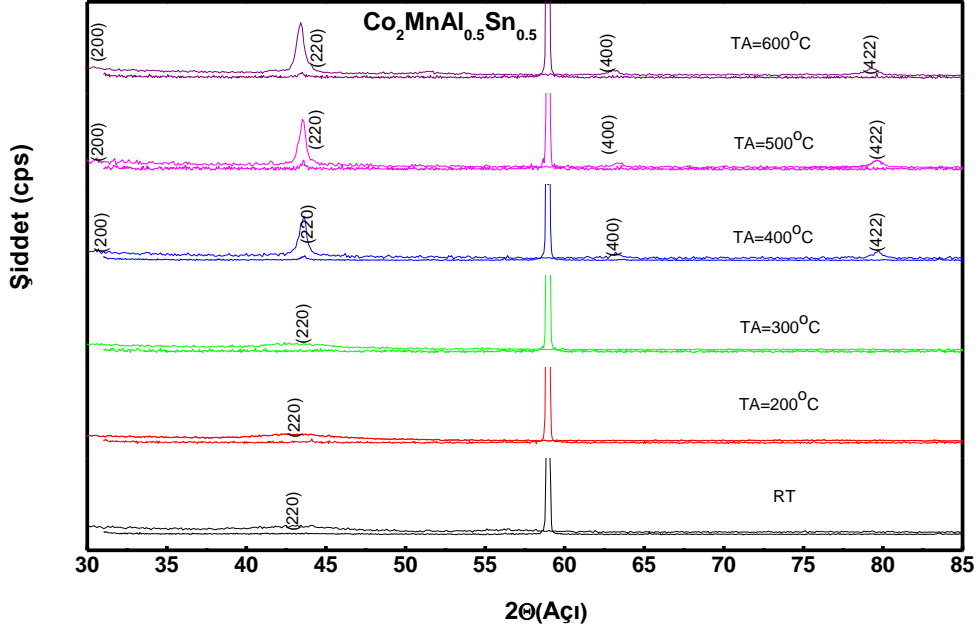
Şekil 5.3' de verilen $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmde net olarak (220) piki görülmektedir. Bu da A2 tipi düzensiz yapıyı göstermektedir. 400 ve 500 $^\circ\text{C}$ de tavllanmış örneklerde B2 tipi yapı yani Mn atomları ile Al (Sn) atomları arasındaki gösteren (200) piki gözlenmektedir. 600 $^\circ\text{C}$ de tavlama işleminin yapıldığı örnekte ise film bozulmakta (220) pikin şiddeti de oldukça zayıflamaktadır. Aynı şekilde

şekil 5.4' de $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmler için X-ray sonuçlarını göstermektedir. Tavlama sıcaklığına bağlı olarak bu örneklerinde düzenli yapıya geçişleri artmakta ve 400 C° tavlama sıcaklığının altında A2 yapıyı gösterirken bu sıcaklığın üstünde B2 tipi kristal yapıyı göstermektedir.

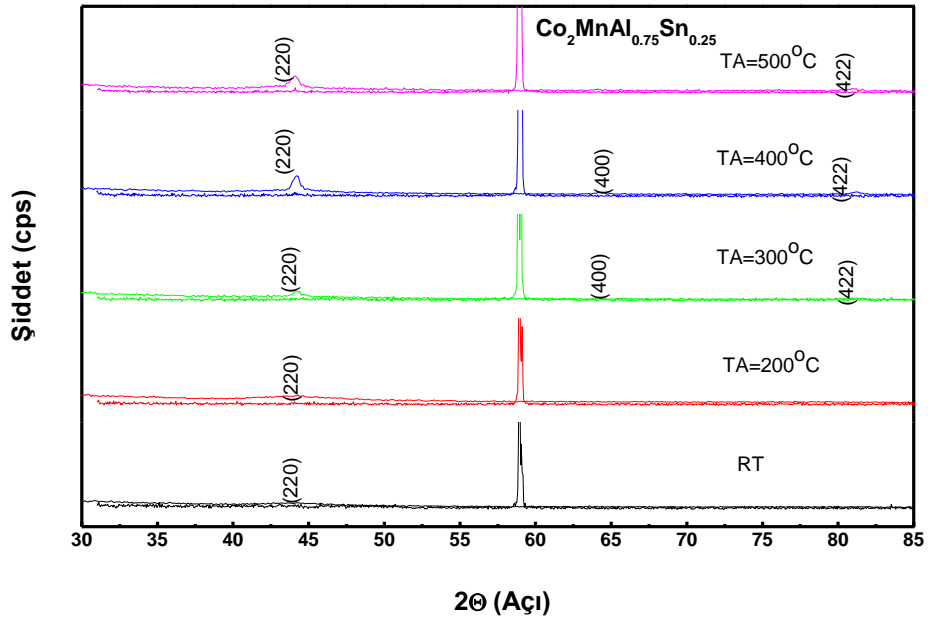


Şekil 5.3 Büyütülen $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı X-ray sonuçları.

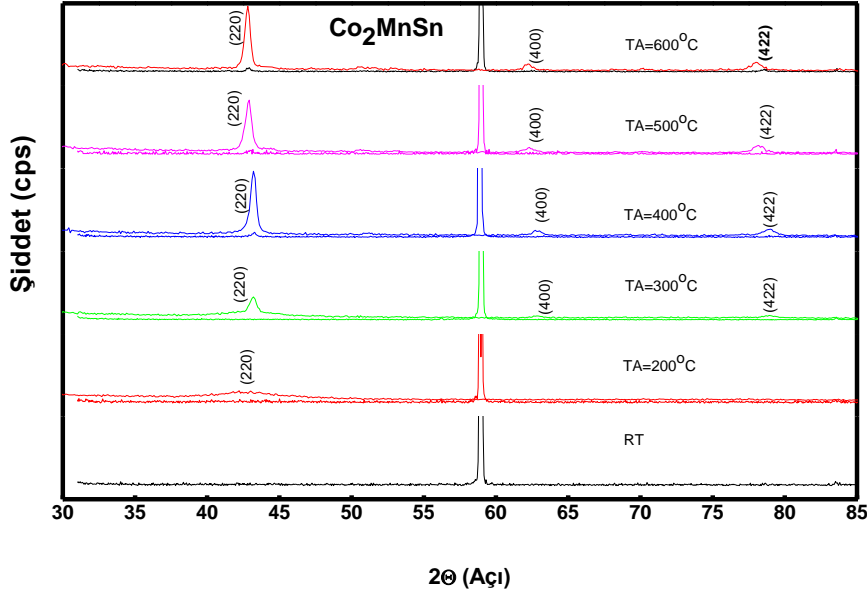
Şekil 5.5 ve 6' da $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ve Co_2MnSn örnekleri için tavlama sıcaklığı herhangi bir (200) piki gözlenmemiştir. Sadece A2 tipi yapıyı gösteren (220) piki gözlenmiştir. Bu da Co, Mn ve Al (Sn) atomlarının birbirleriyle karışık bir yapı oluşturdukları ve hangisinin kristal yapı içinde nerede oturduğunun belli olmadığı anlamına gelmektedir.



Şekil 5.4 Büyütülen $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı X-ray sonuçları.



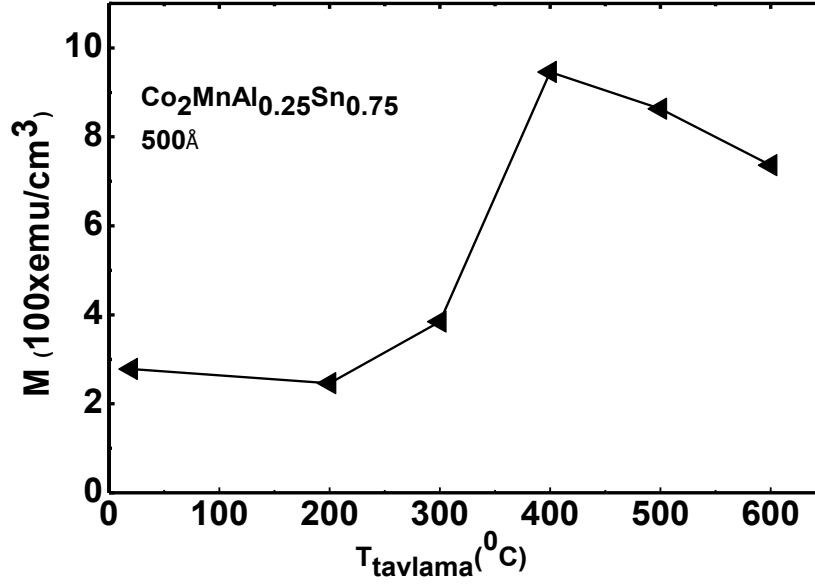
Şekil 5.5 Büyütülen $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı X-ray sonuçları.



Şekil 5.6 Büyütülen Co_2MnSn filmin tavlama sıcaklığına bağlı X-ray sonuçları.

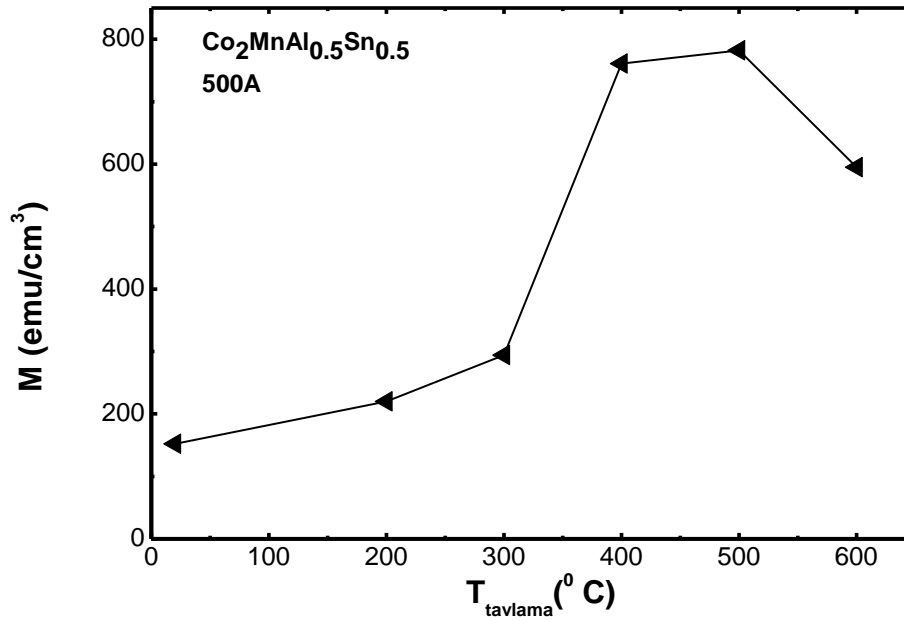
5.3 DC Miknatıslanma Ölçümleri

Büyütülen örneklerin doyum miknatıslanma değerlerini bulmak için örnek titreştirici magnetometre aracılığı ile oda sıcaklığında miknatıslanma ölçümleri yapıldı. Tavlama sıcaklığına bağlı olarak doyum miknatıslanma değerlerinin davranışları Şekil 5.7, 8, 9 ve 10' da görülmektedir. Tavlama sıcaklıkları arttıkça örneklerdeki kristal yapıdaki düzen arttığından doyum miknatıslanma değerleri de artmakta ve 400 C° de maksimuma ulaşmaktadır. Sadece $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ için bu sıcaklık 500 C° değerindedir.

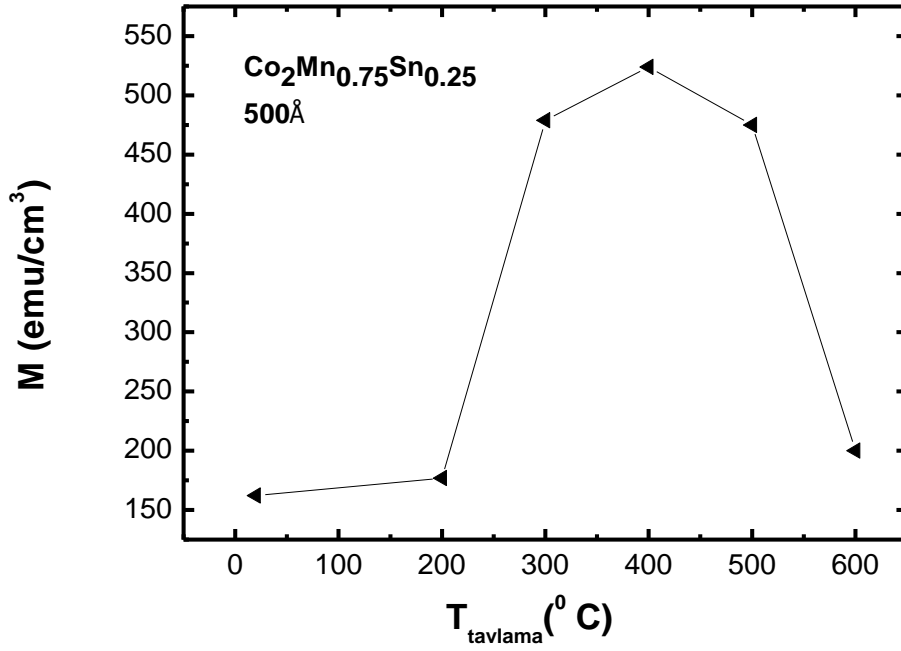


Şekil 5.7 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı doyum mıknatıslanma değişimi.

Şekil 5. 7 ve 8’ de verilen $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ ve $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmler 400 ve 500 C^o lik tavlama sıcaklıklarında B2 türü kristal yapı özelliği gösterdiklerinden doyum mıknatıslanma değerleri diğer $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ve Co_2MnSn filmlerin doyum mıknatıslanma değerlerinden yüksek olduğu gözlemlendi.

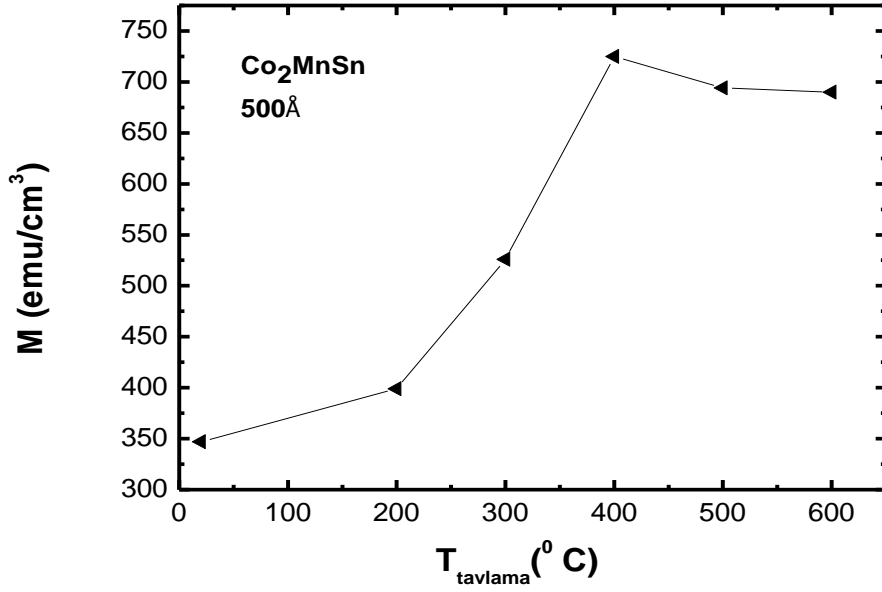


Şekil 5.8 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı doyum mıknatıslanma değişimi.



Şekil 5.9 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı doyum mıknatıslanma değişimi.

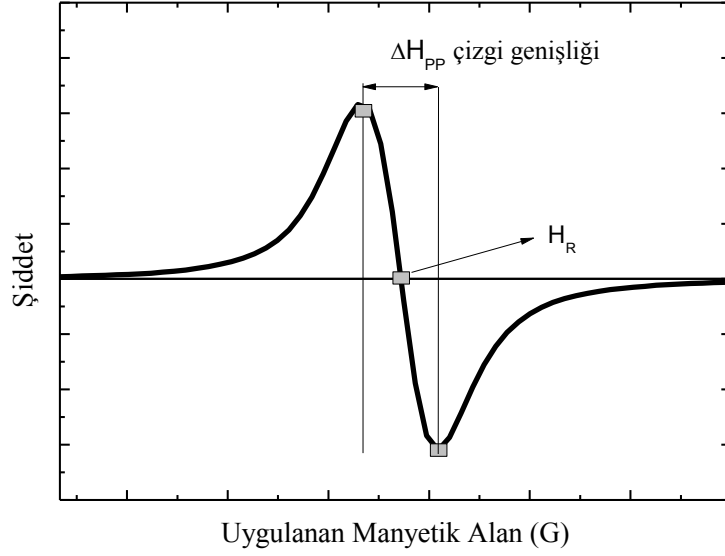
Şekil 5.9’ da verilen $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ filmlerden 600 C^o’ de tavlanan örneğin yüksek sıcaklıkta bozunuma uğramasından dolayı yapı iyice bozulmuş bu da mıknatıslanmanın azalmasına neden olmuştur. Şekil 5.10’ da ise Co_2MnSn ince filmin tavlama sıcaklığına göre doyum mıknatıslanmasının değişimi verilmektedir. Maksimum doyum mıknatıslanma değerine 400 C^o’ de 720 emu/cc’ ye ulaşmasına rağmen bulk hali olan 820 emu/cc [75] altında kalmaktadır. Çünkü mıknatıslanma belirgin bir şekilde azalmaya başlamaktadır.



Şekil 5.10 Co₂MnSn filmin tavlama sıcaklığına göre doyum mıknatıslanma değişimi.

5.4 FMR Ölçümleri

SiO₂ üzerine büyütülen Co₂MnAl_{1-x}Sn_x örnekler poly (çoklu) kristal olarak büyümeleri beklendiği için in-plane (İP) ölçümlerinde bir anizotropi olmayacağından out-of-plane (OOP) geometride FMR ölçümleri yapılmıştır. Örnekler çeşitli kalınlıklarda büyütülerek FMR ölçümleri yapılmış ve sonrasında 50 nm kalınlığındaki filmler çeşitli sıcaklıklarda tavlansarak FMR ölçümleri ayrıca yapılmıştır. FMR ölçümleri sonucunda örneklerin yüzey şartlarına bağlı olarak spin dalga modları gözlenmiş ve bundan ötürü spin dalga rezonans şartlarına göre analizleri gerçekleştirilmiştir.

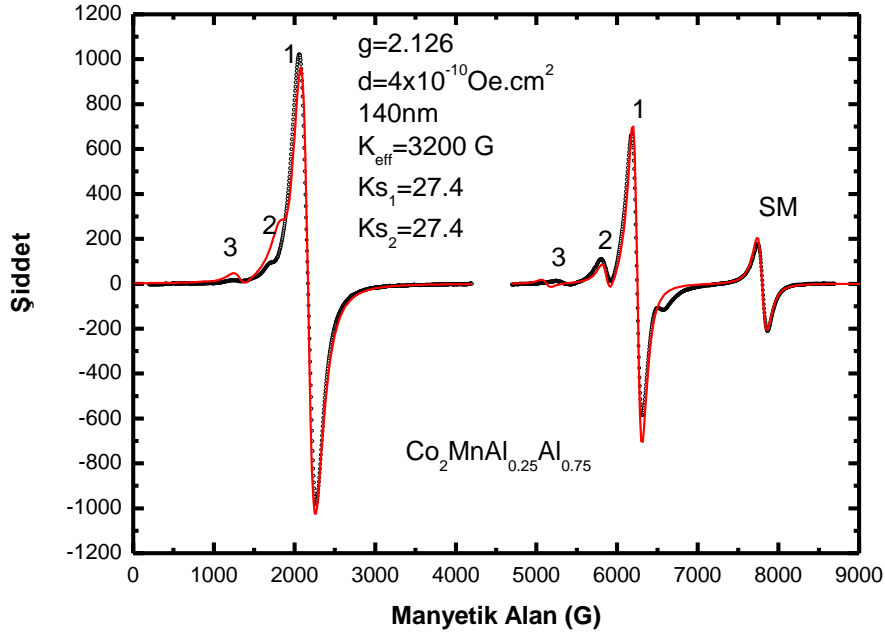


Şekil 5.11 Tipik bir ESR spektrumu.

Şekil 5.11' de H_R spektruma ait rezonans alanını göstermektedir.

5.4.1 Kalınlığa Bağlı Spektrumlar

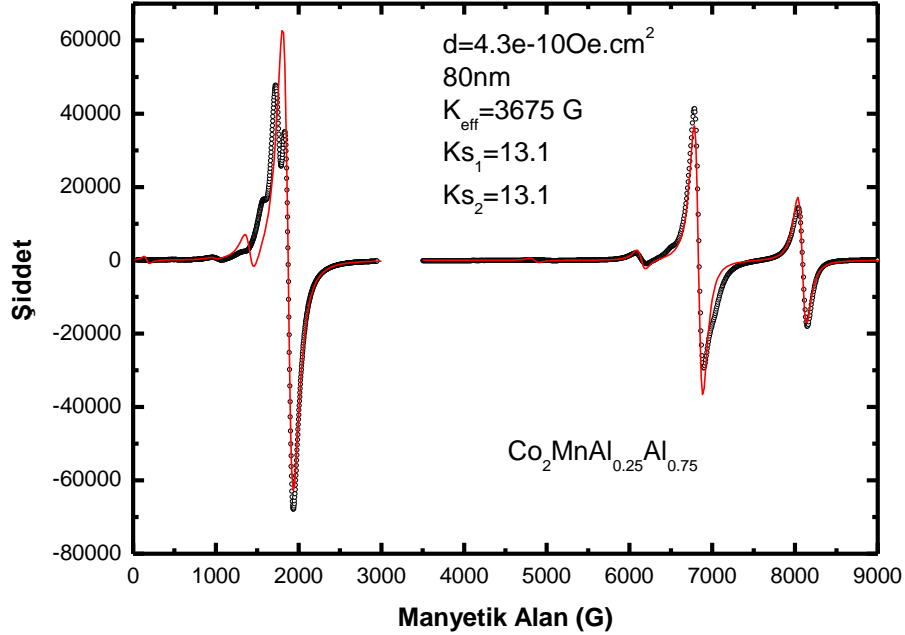
Şekil 5.12 140 nm kalınlığındaki $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ ince filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu göstermektedir. Spektrumlar şekilden de görüleceği üzere çoklu piklerden oluşmaktadır. Siyah renkli ve noktalı spektrumlar deneysel sonuçları gösterirken kırmızı renkli düz çizgiler de teorik olarak elde edilen spektrumları göstermektedir.



Şekil 5.12 140 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonda deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu.

Yüksek manyetik alanda (grafikte sağda gösterilen) elde edilen spektrum dik pozisyonu, düşük alanda (grafikte solda gösterilen) elde edilen spektrumda paralel pozisyonu göstermektedir. Dik pozisyonda demagnetizasyon alanı maksimum olduğu için rezonans alanı da numunenin mıknatıslanması kadar yüksek alana iterek rezonans alanı ötelenmiş olur. Buna karşın paralel pozisyonda ise düşük alanda rezonans spektrumu oluşur. 140 nm kalınlıklı örneğin dik pozisyonunun en sağdaki pike yüzey piki (surface mode (SM)) karşılık gelir. Solundaki pikler ise spin wave pikleri olup sırasıyla, birinci bulk, ikinci bulk ve üçüncü bulk mod olarak isimlendirilir. Bu örnek için örneğin birinci ve ikinci yüzeylerine ait yüzey şartları aynı özellik gösterdiği için fit edilirken K_{s1} ve K_{s2} yüzey anizotropi parametreleri eşit alınmıştır. Manyetik alan uygulandığında filmin içindeki spinlerin yüzeye ait spinlerden farklı bir etki görmesinden dolayı yüzey pikleri oluşur. Çünkü iç kısma ait spinler hem birbirleri ile Exchange hem de iç kısımlara doğru gidildikçe birbirleriyle komşu etkileşimi söz konusudur. Buna karşın, yüzeydeki ve yüzeye yakın spinler serbest kaldıkları için yüzeye çakılı gibidirler. Bundan dolayı dik pozisyonda, manyetik alan yüzeye dik geldiğinde bulk spinlerin manyetik alan içindeki davranışı

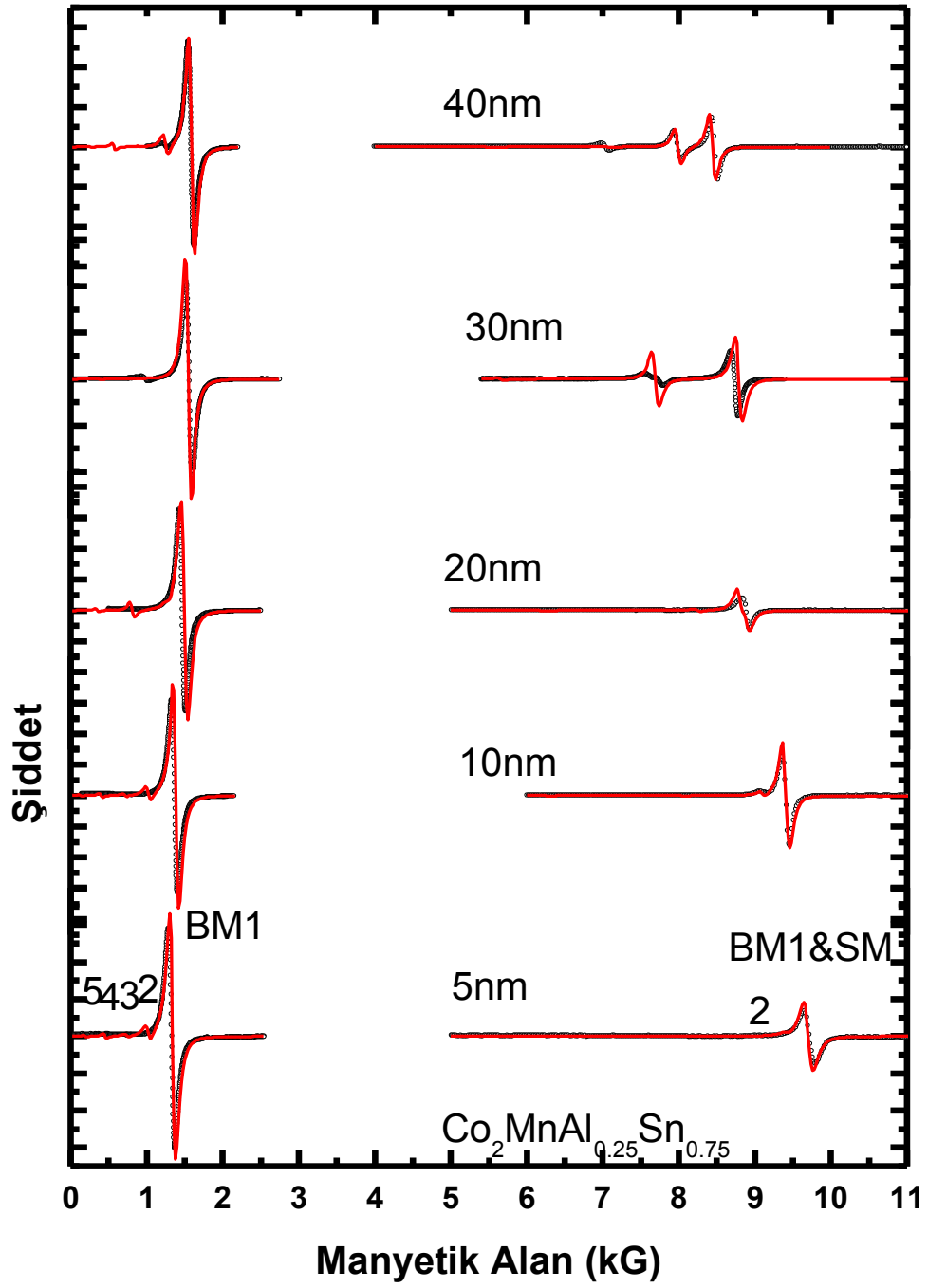
bir dalga görünümünde olup spin dalgaları adını alır. Yüzey pikleri de bunlardan bağımsız olarak alandan farklı etkilenecek değişik alanda rezonans görürler.



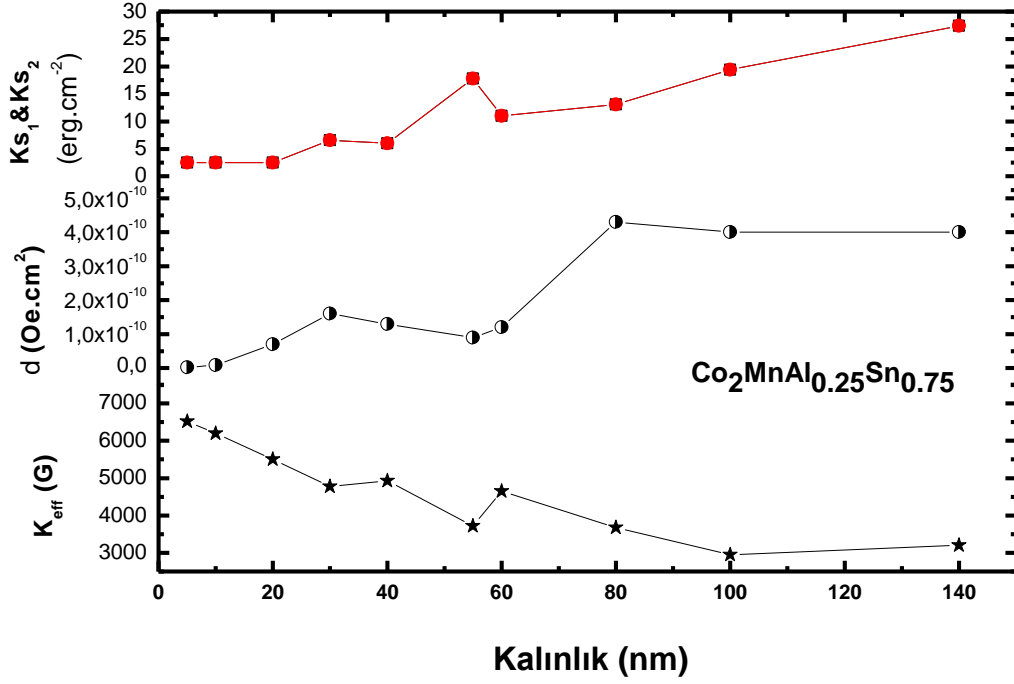
Şekil 5.13 80 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonu için deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu.

Bu örnekler için Landau g değeri 2.126 bulunmuştur ve fit edebilmek için $K_{eff} = 4\pi M_{eff}$ olarak alınmıştır. Ayrıca etkin Exchange parametresi d ise 140 nm için $4 \cdot 10^{-10}$ ve 80 nm için $4.3 \cdot 10^{-10}$ Oe.cm² olarak hesaplanmıştır.

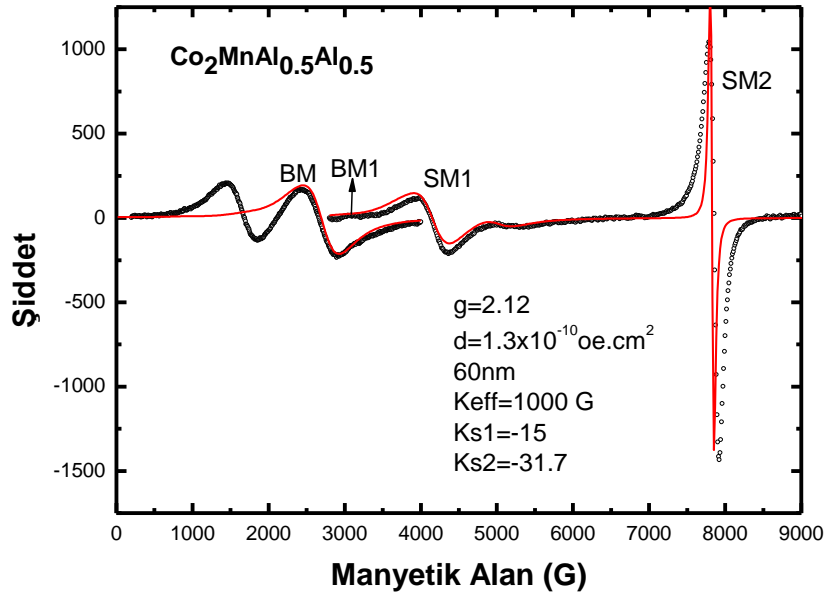
Şekil 5.14 de 5nm den 40 nm' ye kadar ince film örneklerin deneysel spektrum ve fitleri görülmektedir. Şekil 5. 15' de ise tüm bu konsantrasyondaki örneklerin kalınlığa bağlı elde edilen parametreleri özetlenmiştir. Dikkat edilirse kalınlığın azalmasıyla etkin mıknatıslanma arttığı görülür. Bu bulk mıknatıslanmanın ince filmlerde etkisini hissettirmeye başladığının kanıtıdır. Film kalınlaştıkça yüzey anizotropisi artmakta ve böylece etkin mıknatıslanmanın azalmasına neden olur.



Şekil 5.14 5nm' den 40 nm' ye kadar $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu.



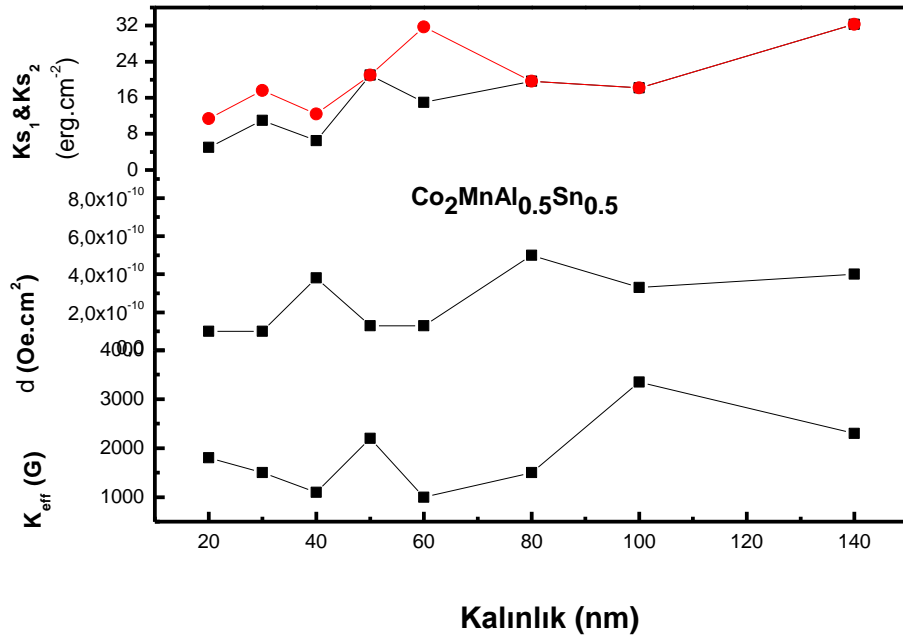
Şekil 5.15 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ ince filmlerin etkin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimi.



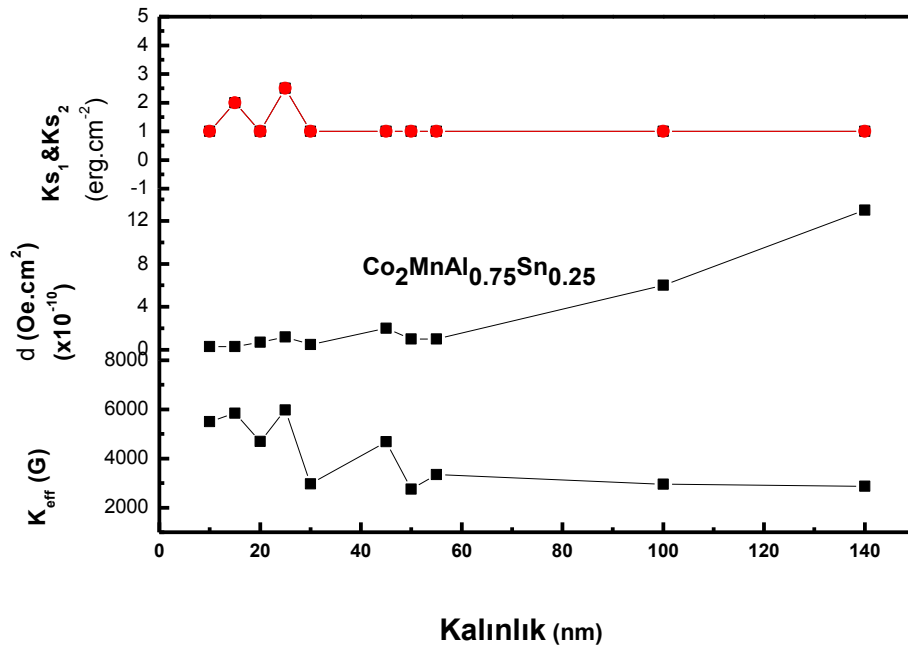
Şekil 5.16 60 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu.

Şekil 5.16 çeşitli kalınlıklarda büyütülmüş ve fit yapılmış $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ konsantrasyonlu ince filmin seçilmiş 60 nm kalınlığındaki OOP geometride dik ve paralel pozisyonu için deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu göstermektedir. Bu örnek için birinci ve ikinci yüzey şartların farklı olmasından farklı yüzey anizotropi parametresi kullanılarak fit edilebildi. Paralel pozisyonun en solundaki yani bulk modun solundaki geniş pik spin wave modlardan değil, dipolar etkileşmeden kaynaklanmaktadır. Yine bu örnek için g-değeri 2.12 bulunmuştur.

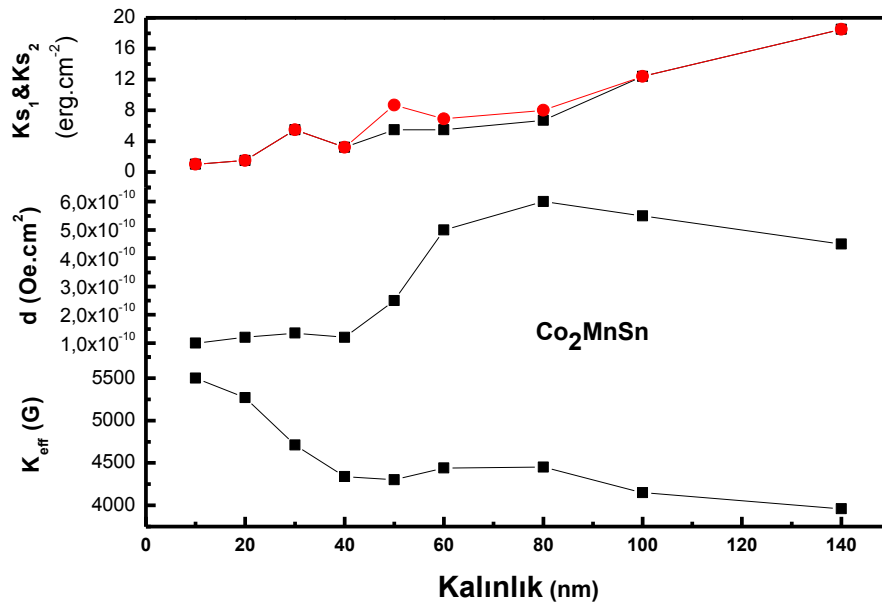
Şekil 5.17 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ ince filmlerin kalınlığa bağlı olarak etkin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin değişimi görülmektedir. Bu örnekler için de kalınlık arttıkça etkin mıknatıslanmanın azaldığı söylenebilir. Fakat bazı örneklerin yüzey anizotropi parametrelerindeki azalma bulk mıknatıslanmanın katkısını artırarak etkin mıknatıslanma değerini artırmaktadır. Esasen bu her iki yüzeyden de bir miktar yüzey spinlerinin etkili olduğu bölge ile ilintilidir. Bu alan arttıkça yüzey anizotropisi artmakta ve bulk kısımdan gelen katkı azalmaktadır.



Şekil 5.17 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ ince filmlerin etkin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimi.



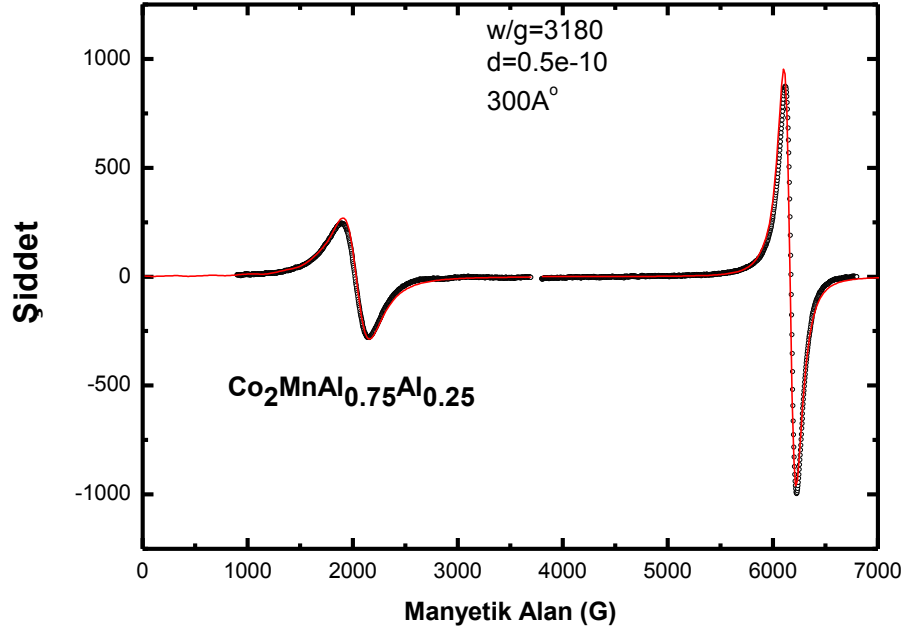
Şekil 5.18 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ince filmlerin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimi.



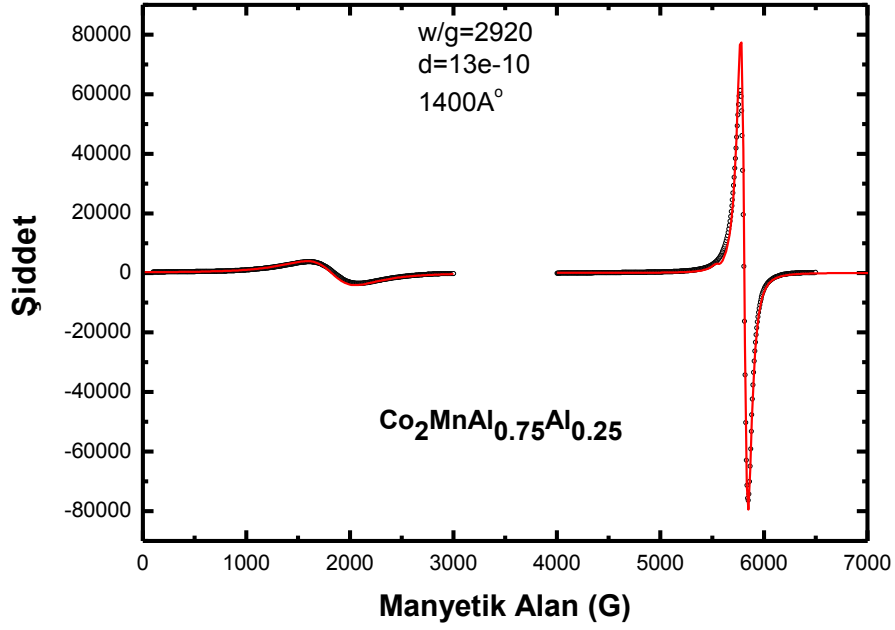
Şekil 5.19 Co_2MnSn ince filmlerin etkin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerinin kalınlığa bağlı değişimi.

Şekil 5.18 ve 19 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ve Co_2MnAl ince filmlerin etkin mıknatıslanma, Exchange ve yüzey anizotropi parametrelerin kalınlığa bağlı değişimini göstermektedir. $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ ve $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ konsantrasyonlu örnekler ile benzer davranışı sergilemektedirler. Spektroskopik yarıma faktörü g $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ için 2.1 ve Co_2MnSn için ise 2.12 bulunmuştur.

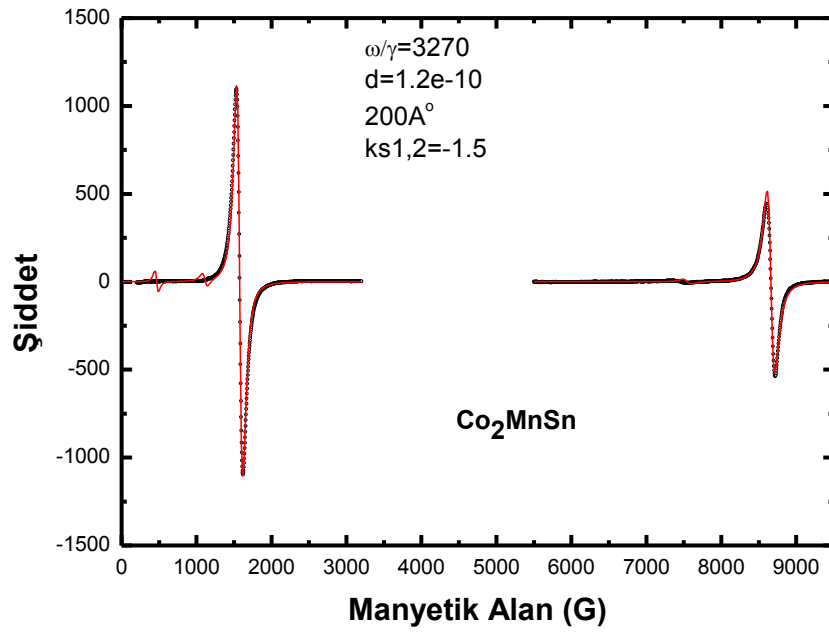
Şekil 5. 20 ve 21 $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ için Şekil 5.22 ve 23 Co_2MnSn OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumları göstermektedir.



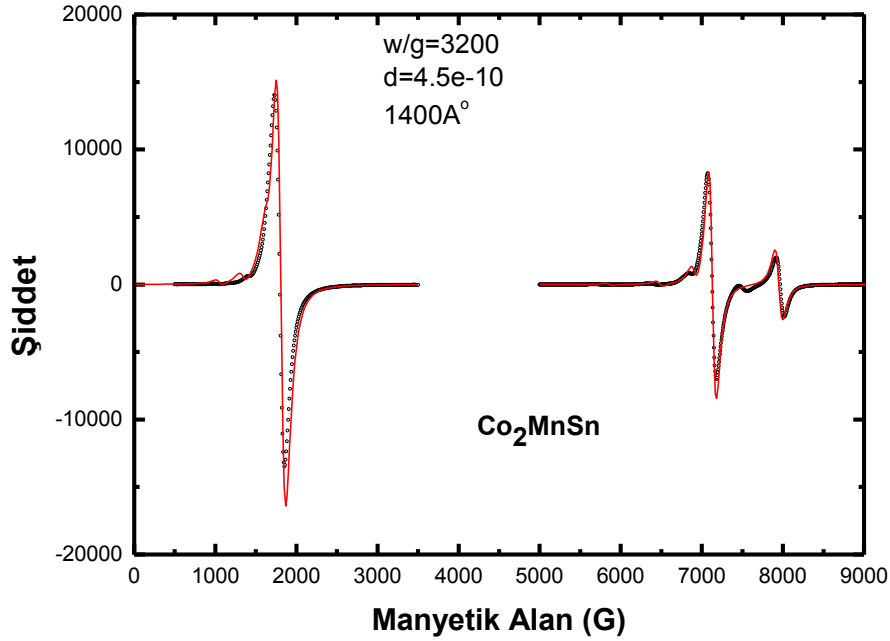
Şekil 5.20 30 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu.



Şekil 5.21 140 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu.



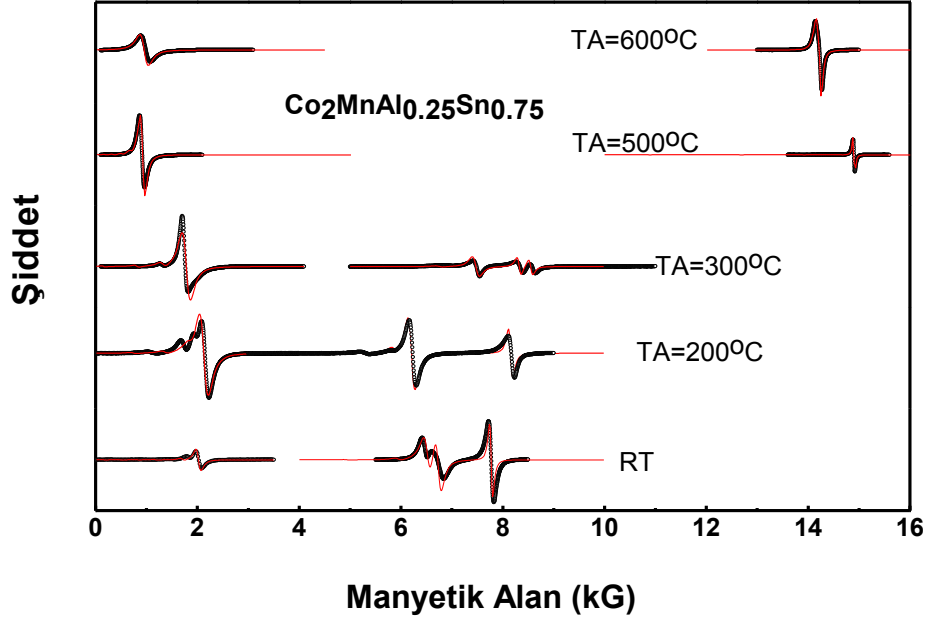
Şekil 5.22 20 nm kalınlıklı Co_2MnSn filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu.



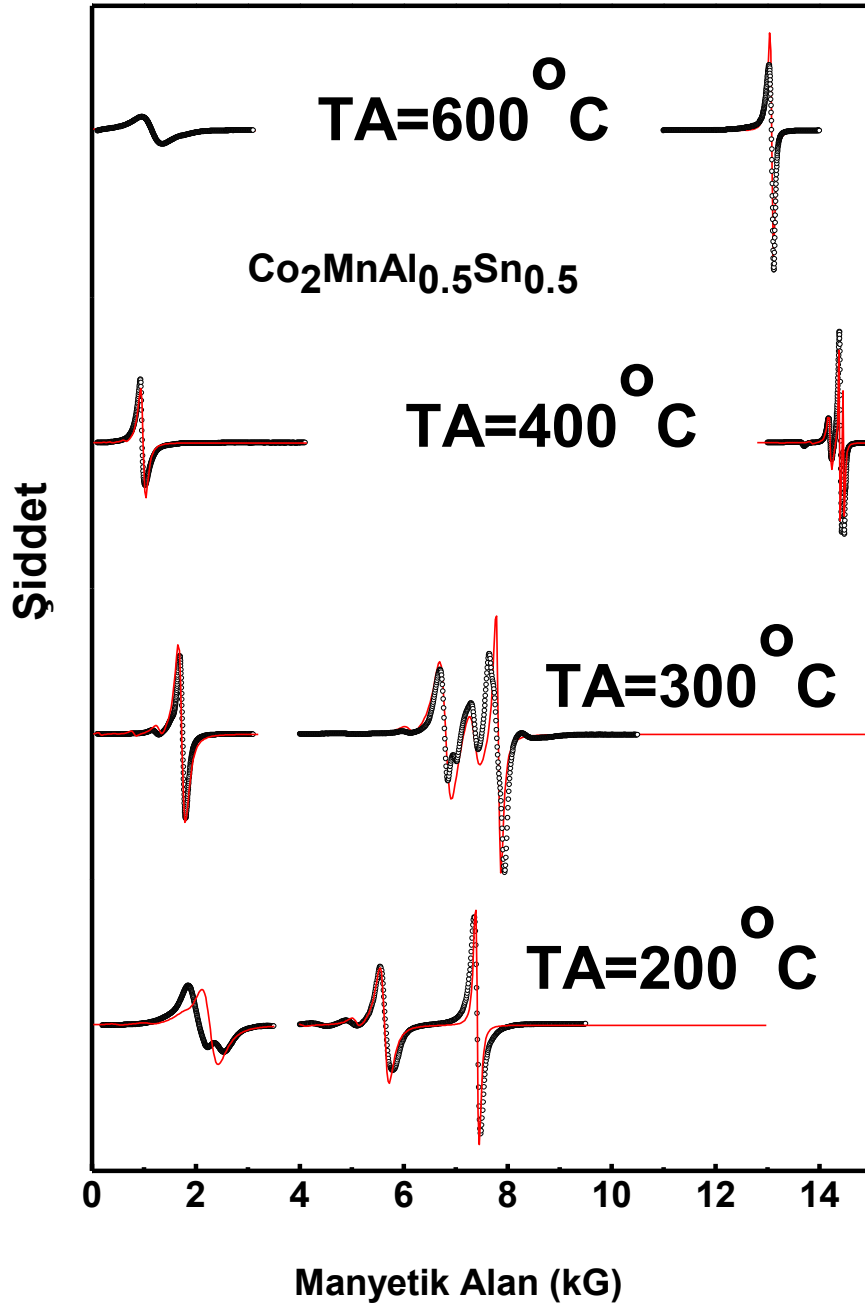
Şekil 5.23 140 nm kalınlıklı Co_2MnSn filmin OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için teorik simülasyonu ve deneysel spektrumu.

5.4.2 Tavlama Sıcaklığına Bağlı Spektrumlar

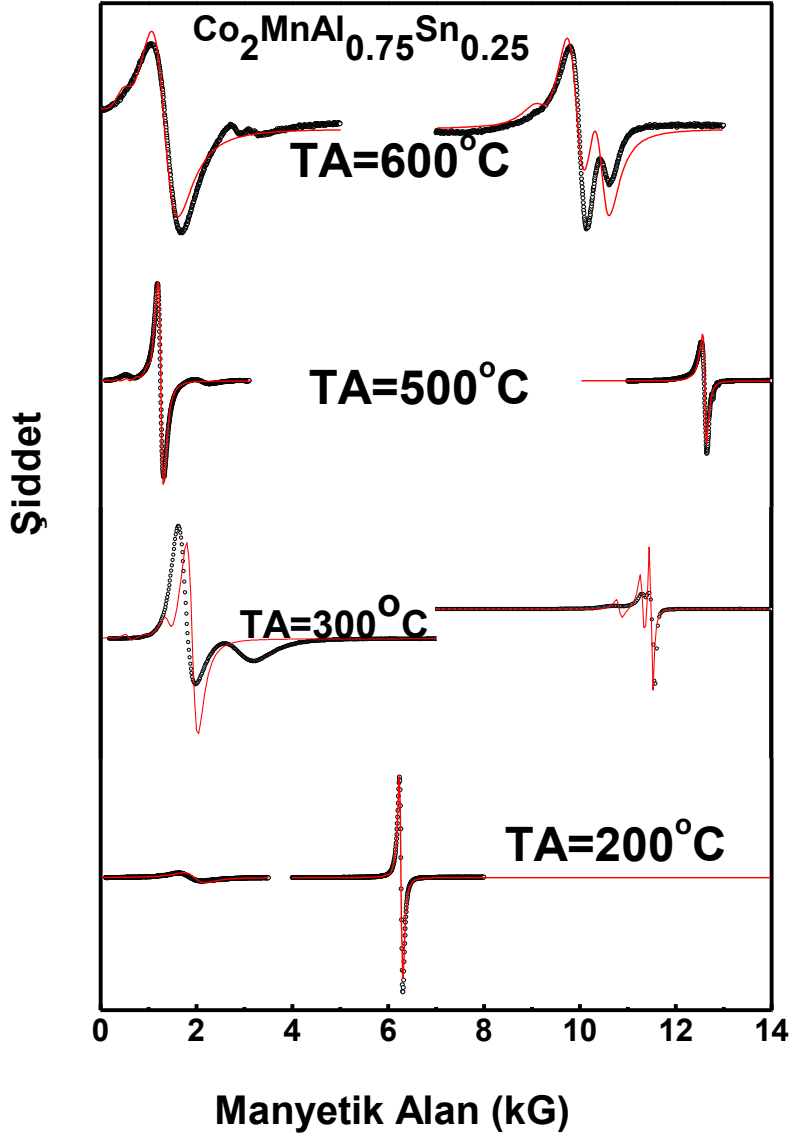
Şekil 5.24, 25, 26 ve 27 sırasıyla 50 nm kalınlığındaki $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$, $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$, $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ve Co_2MnSn filmlerin tavlama sıcaklığına bağlı OOP geometride uygulanan manyetik alanın film yüzeyine dik olmasına göre deneysel spektrum ve teorik simülasyonu göstermektedirler. Kırmızı renkli düz çizgiler teorik simülasyonu gösterirken siyah renkli kesikli çizgiler deneysel spektrumları göstermektedir. Şekillerden de görüleceği üzere teorik fit ile deneysel sonuçlar oldukça iyi uyumludur. Şiddetlerde oluşan bazı uyumsuzluklar, fit için kullanılan modelin eksikliğinden kaynaklandığı gibi örneklerin büyütülmesi sırasında oluşan kusurlarda da ileri gelebilir. Spektrumların fit edilmesi sonucu elde edilen değerler Tablo 1' de verilmiştir. Co_2MnSn için 300 ve 600 C° de tavllanmış örnek için FMR spektrumları elde edilmediğinden dolayı fit edilememiştir.



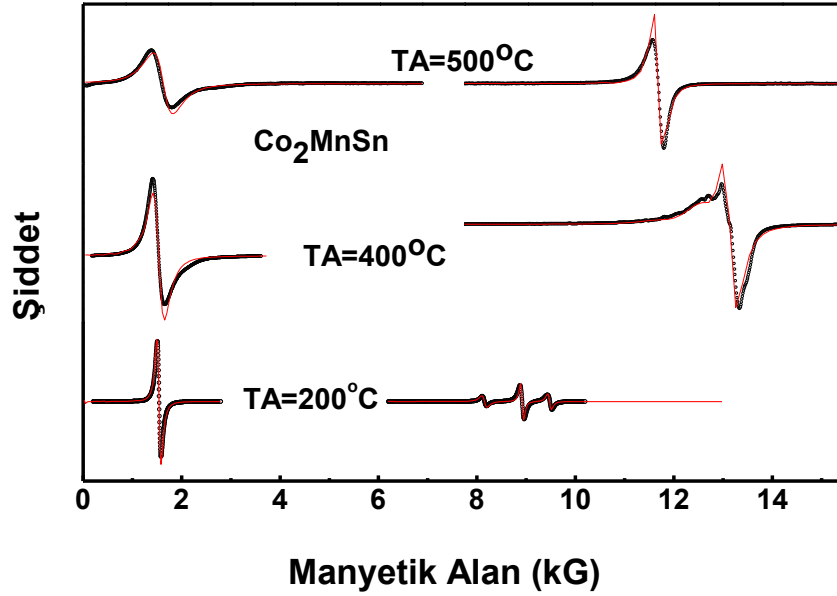
Şekil 5.24 50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ filmin tavlama sıcaklığı değişimi ile OOP geometride dik ve paralel pozisyonları için deneysel ve teorik spektrumları.



Şekil 5.25 50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi ile OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda deneysel spektrumu ve teorik simülasyonu.



Şekil 5.26 50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ filmin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi ile OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda deneysel spektrumu ve torik simülasyonu.



Şekil 5.27 50 nm kalınlıklı Co_2MnSn filmin tavlama sıcaklığına bağlı değişimi ile OOP geometride dik ve paralel pozisyonunda deneysel ve teorik spektrumu.

Tablo 5.1 50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0,25}\text{Sn}_{0,75}$, $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0,5}\text{Sn}_{0,5}$, $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}$ ve Co_2MnSn filmlerin tavlama sıcaklığına bağlı olarak deneysel sonuçlarla teorik sonuçların fit edilmesi sonucu bulunan parametre değerleri.

	$\text{Co}_2\text{MnAl}_{0,25}\text{Sn}_{0,75}$				$\text{Co}_2\text{MnAl}_{0,5}\text{Sn}_{0,5}$			
	Keff	D	Ks_1	Ks_2	Keff	D	Ks_1	Ks_2
	G	G.cm^2	erg.cm^{-3}	erg.cm^{-3}	G	G.cm^2	erg.cm^{-3}	erg.cm^{-3}
RT	3300	$1,3 \cdot 10^{-10}$	5	15	2200	$1,3 \cdot 10^{-10}$	21	21
200°C	2950	$0,9 \cdot 10^{-10}$	23	23	2400	$1,4 \cdot 10^{-10}$	17	17
300°C	4270	$1,7 \cdot 10^{-10}$	10,5	12	3800	$1,6 \cdot 10^{-10}$	8,5	12
400°C	13075	$1,7 \cdot 10^{-10}$	1	1	11160	$0,8 \cdot 10^{-10}$	6,5	8
500°C	11875	$1,6 \cdot 10^{-10}$	1	1	10960	$5,8 \cdot 10^{-10}$	2	2
600°C	11185	$0,6 \cdot 10^{-10}$	1	4,5	9760	$0,8 \cdot 10^{-10}$	1	3

	Co ₂ MnAl _{0.75} Sn _{0.25}				Co ₂ MnSn			
	K _{eff}	D	K _{s1}	K _{s2}	K _{eff}	D	K _{s1}	K _{s2}
	G	G.cm ²	erg.cm ⁻³	erg.cm ⁻³	G	G.cm ²	erg.cm ⁻³	erg.cm ⁻³
RT	2750	1,0.10 ⁻¹⁰	1	1	4300	2,5.10 ⁻¹⁰	5,5	8,7
200°C	3100	1,9.10 ⁻¹⁰	1	1	5150	4.10 ⁻¹⁰	5,4	8
300°C	9100	2,1.10 ⁻¹⁰	3,5	5	----	----	----	----
400°C	10500	0,6.10 ⁻¹⁰	3	6	12020	1,5.10 ⁻¹⁰	1	3,5
500°C	9150	1,5.10 ⁻¹⁰	1	3	11700	1,3.10 ⁻¹⁰	1	1
600°C	6450	6,0.10 ⁻¹⁰	2	5	----	----	----	----

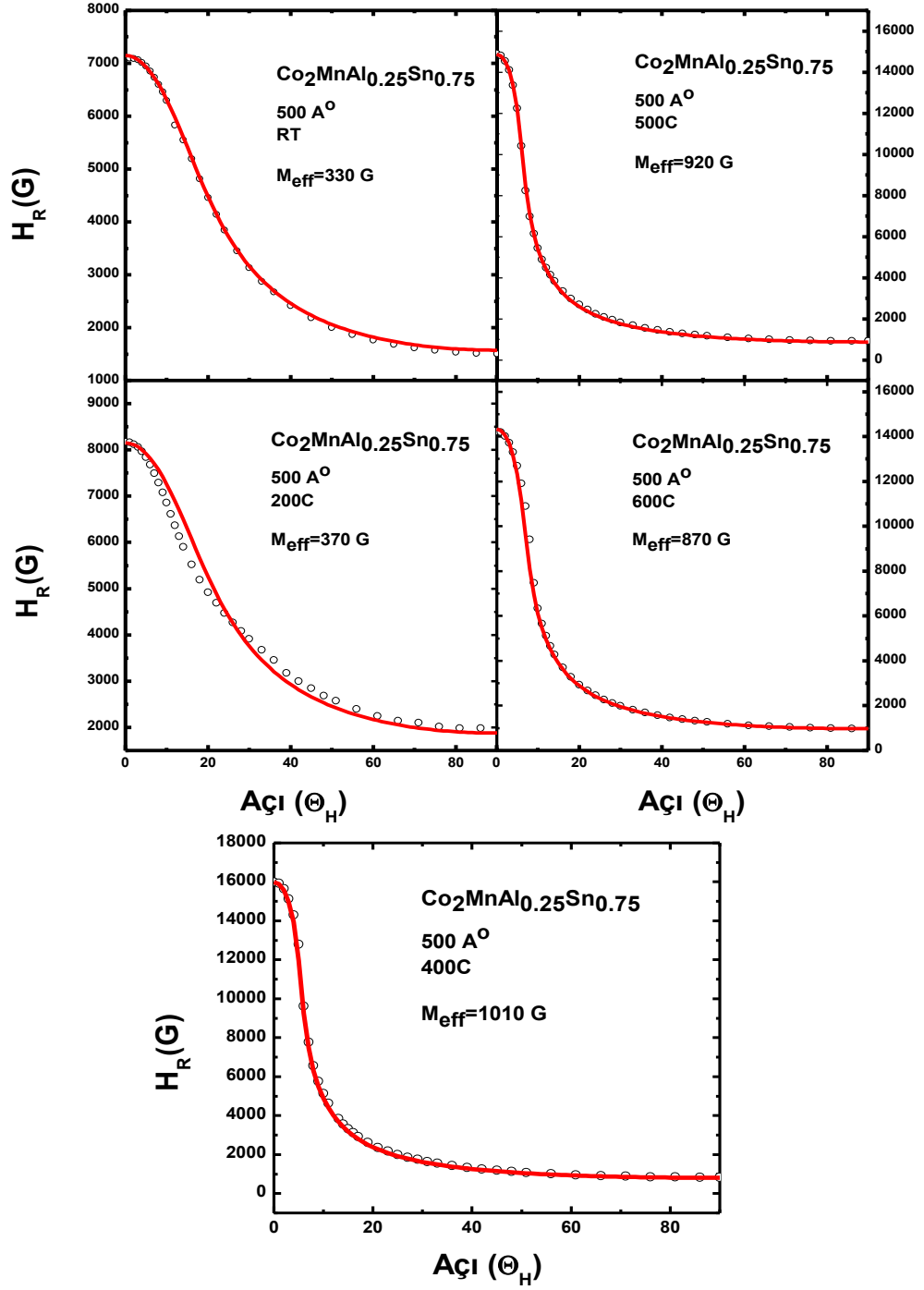
5.5 Rezonans Alanların Açıyla Değişimi

Şekil 5.28 50 nm kalınlığındaki Co₂MnAl_{0.25}Sn_{0.75} ince filmin çeşitli tavlama sıcaklıklarındaki örnekler için OOP geometride alınmış FMR spektrumlarının dışarıdan uygulanan manyetik alanın film yüzeyi ile yaptığı açıyla bağlı rezonans alanlarının değişimi göstermektedir. Teorik olarak elde edilen sonuçlar düz çizgi ile belirtilirken deneysel sonuçlar çember şeklindeki kesikli çizgiler ile belirtilmiştir. Görüleceği üzere deneysel sonuçlarla teorik sonuçlar gayet uyumlu olarak fit edilebilmişlerdir. Bir önceki bölümde deneysel spektrumları fit edebilmek için kullanılan toplam enerji ile rezonans alanları fit etmek için kullanılan teorik sonuçları bulmak kullanılan aynı enerji, demagnetizasyon enerji ile dikey anizotropi enerjisi, kullanılmıştır. Bu uyumla enerjinin yeterli olduğunu göstermektedir. X-ray sonuçları ile de uyumlu olarak 400 C^o de tavlanan örnek etkili mıknatıslanma değeri en yüksek olan örnek olarak bulunmuştur.

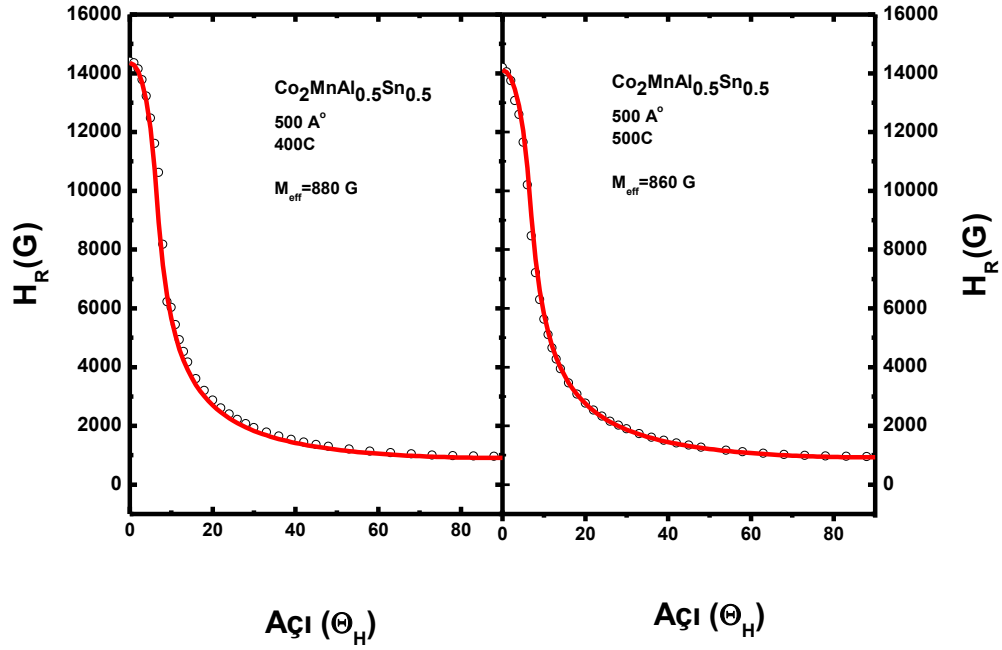
Şekil 5.29' de Co₂MnAl_{0.5}Sn_{0.5} konsantrasyonlu örnek için 400 ve 500 C^o de yapılan ölçüm sonucunun fit edilmesi sonucu elde edilen grafiği göstermektedir.

Beklendiği gibi bu örnek için de B2 kristal yapıya sahip olmalarından dolayı etkili (efektif) mıknatıslanma değerleri en yüksek bulunduğu tavlama sıcaklığı olmuştur, 730G. Bu değer $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ konsantrasyonlu örnek için 1020 G olarak bulunmuştur.

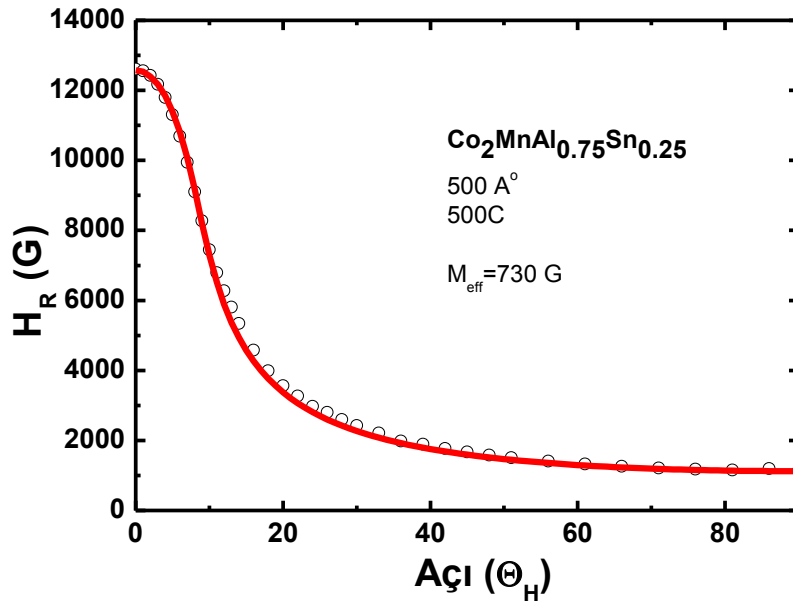
Benzer olarak $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ve Co_2MnSn örnekleri için de aynı önerilen toplam enerji kullanılarak uyumlu bir fit elde edilmiştir. Bu süre zarfında fit işlemleri için kullanılan Lande g-parametresinden yararlanıldı ve $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ve Co_2MnSn ince filmleri için sırasıyla maksimum 730 G ve 1020 G efektif mıknatıslanma bulundu.



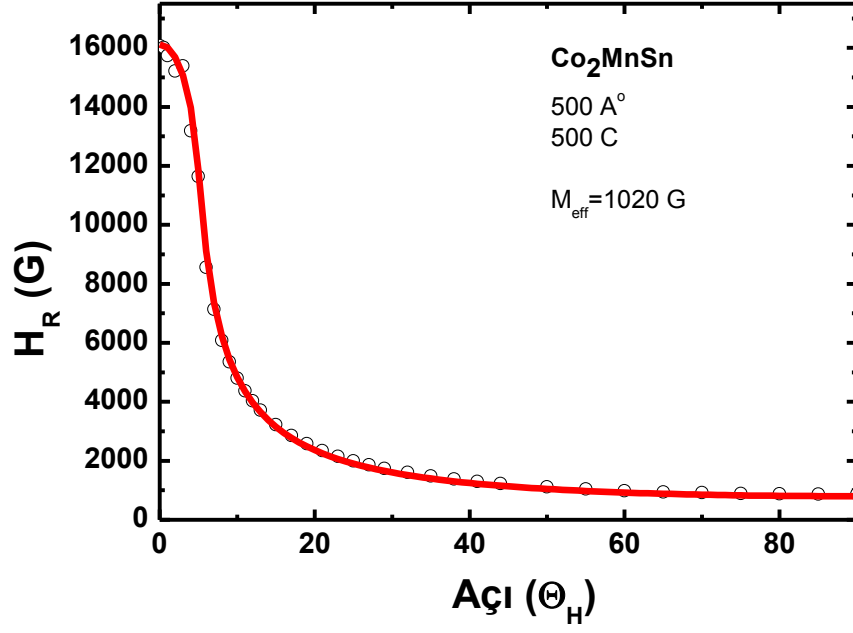
Şekil 5.28 50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ örneğın çeşitli tavlama sıcaklıklarındaki örnekler için OOP geometride alınmış FMR spektrumların açıya bağılı rezonans alanlarının değışimi.



Şekil 5.29 50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ örneğın çeşitli tavlama sıcaklıklarındaki örnekler için OOP geometride alınmış FMR spektrumların açıya bağılı rezonans alanlarının değışimi.



Şekil 5.30 500 C^o de tavlınmış 50 nm kalınlıklı $\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}$ ince filmin OOP geometride alınmış FMR spektrumların açıya bağılı rezonans alanlarının değışimi.



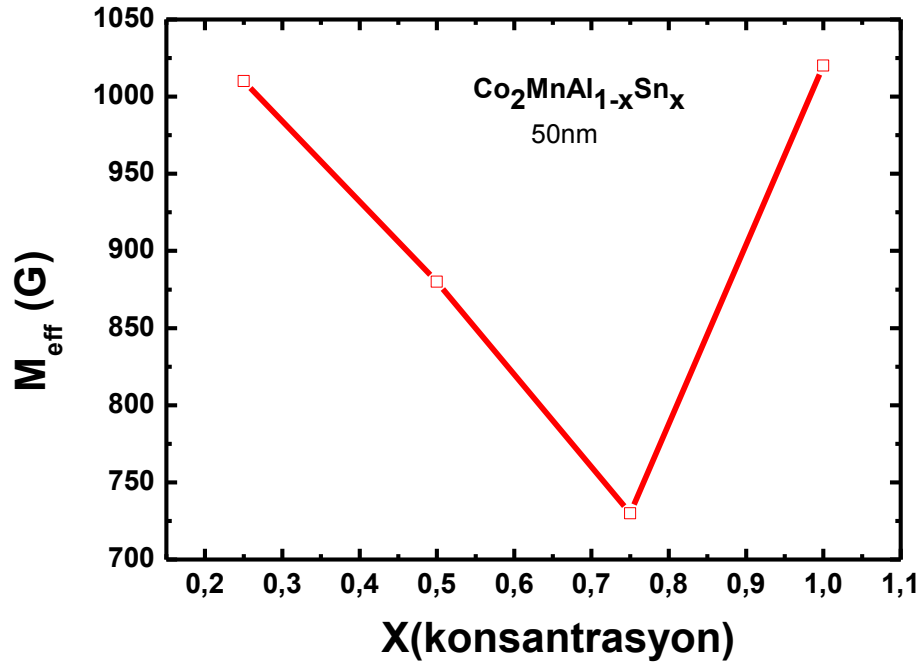
Şekil 5.31 500 C°’ de tavllanmış 50 nm kalınlıklı Co_2MnSn ince filmin OOP geometride alınmış FMR spektrumların açıya bağlı rezonans alanlarının değişimi.

6. SONUÇ VE YORUM

$\text{SiO}_2/\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ ($x:0.25, 0.5, 0.75$ ve 1) olmak üzere bu ince filmler 4 seri olarak $10 \text{ nm}'$ den başlayarak $140 \text{ nm}'$ ye kadar değişen kalınlıklarda büyütüldüler. Bu serilerin FMR ölçümlerinin içinden en uygun kalınlığa sahip olanlar seçilerek belirlenen sıcaklıklarda tavlama işlemleri yapıldı. FMR spektrumlarının çoklu piklerden meydana geldiği görüldü ve yapılan spektrum fitlerinden en güzel fit edilen kalınlık 50 nm seçildi. Filmin iki yüzeyi arasındaki farktan dolayı yüzey spinlerinin farklı alanda kalması nedeniyle dik pozisyonda spin dalga modları ve yüzey pikleri gözlemlendi. Spektroskopik yarıma faktörü g , etkin mıknatıslanma, exchange ve yüzey anizotropi parametreleri kalınlığa bağlı FMR spektrum fitlerinden tayin edildi ve örneklerin kalınlıkları arttıkça etkin mıknatıslanmanın azaldığı ve yüzey anizotropilerinin arttığı anlaşılmıştır.

Daha sonra $200, 300, 400, 500$ ve 600 C° ler de 50 nm kalınlıklı örnekler tavlansak her seriye ait filmlerin X-ray ölçümleri yapıldı. Bu ölçümlerden $\text{SiO}_2/\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.25}\text{Sn}_{0.75}$ ve $\text{SiO}_2/\text{Co}_2\text{MnAl}_{0.5}\text{Sn}_{0.5}$ filmlerinin 400 ve 500 C° de tavlansak olanları B2 tipi kristal yapıya sahip özelliği gösterirken diğerleri ise B2 tipi gösteren (200) pikine rastlanmadı. Böylelikle mıknatıslanma ölçümlerinden de görüldüğü üzere doyum mıknatıslanma değerleri B2 tipi özellik gösteren filmler için en yüksek değer gösterdiler. FMR ölçümleri ise bu filmler için OOP ölçümleri yapıldı ve açığa bağlı ölçümlerden de g -parametresi ve etkin mıknatıslanma belirlendi.

Analizlerin yapılmasında filmlerin çoklu kristal yapıya sahip olmaları, sadece demagnetizasyon enerjisi ile yüzeye dik yöndeki anizotropi etkisi enerjisi kullanılmaları yeterli olmuştur. Etkin mıknatıslanma değerleri de doyum mıknatıslanma değerleriyle örneğin yapısına bağlı olarak değişmektedir. Şekil 6.1 50 nm kalınlıklı ve 500 C° de tavlansak örneğe ait etkin mıknatıslanma değerinin konsantrasyona bağlı değişimini göstermektedir.



Şekil 6.1 Etkin mıknatıslanmanın $\text{Co}_2\text{MnAl}_{1-x}\text{Sn}_x$ ince filmlerinde x konsantrasyonuna bağlı değişimi.

KAYNAKLAR

- [1] F. Heusler, Verhandl. Deut. Physik. Ges 5, 219 (1903)
- [2] F. Heusler, Z. Angew, Chem. 17, 260 (1906)
- [3] F. Heusler, W. Starck and E. Haupt, Verhandl. Deut. Physik. Ges. 5, 220 (1903)
- [4] H. H. Potter, Proc. Phys. Soc., 41, 135 (1929)
- [5] A. J. Bradley and J. W. Rodjers, Proc. R. Soc. London Ser. A 144, 340 (1934)
- [6] L. Ritchie, G. Xiao, Y. Ji, T. Y. Chen, M. Zhang et al., Phys. Rev. B, 68: 104330 (2003)
- [7] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, Phys. Rev. B, 39: 4828 (1989)
- [8] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, N. N. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett., 61: 2472 (1988)
- [9] P. M. Tedrow and R. Meservey, Phys. Rev., B, 7: 318 (1973)
- [10] M. Julliere, Phys. Lett., 54A: 225 (1975)
- [11] S. Maekawa and U. Gaefvert, IEEE Trans. Magn. 18: 707 (1982)
- [12] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong and R. Meservey, Phys. Rev. Lett., 74: 3272 (1995)
- [13] T. Miyazaki and N. Tezuka, J. Magn. Mater., 139: L231 (1995)
- [14] E. Y. Tsybal and D. G. Pettifor, Solid State Phys., 56, 113-237 (2001)
- [15] T. Miyazaki, Trans. Magn. Soc., Japan, 67-73 (2004)
- [16] S. Ishida, T. Masaki, S. Fujii and S. Asano, S. Physica B, 245, 1 (1998)
- [17] A. Ayuela, J. Enkovaara, K. Ullakko and R. M. Nieminen, Journal of Physics: Condens. Matter, 11, 2017 (1999)
- [18] A. Deb and Y. Sakurai, J. Phys.: Condens. Matter, 12, 2997 (2000)
- [19] I. Galanakis, P. H. Dederichs and N. Papanikolaou, Phys. Rev. B, 66:174429 (2002)
- [20] R. Yilgin, M. Oogane, S. Yakata, Y. Ando and T. Miyazaki, IEEE Trans. On Magn., 41, 2799 (2005)
- [21] M. Oogane, R. Yilgin, M. Shinano, S. Yakata, Y. Sakuraba, Y. Ando and T. Miyazaki, J. Appl. Phys. 101, 09J501 (2007)
- [22] R. Yilgin, M. Oogane, Y. Ando and T. Miyazaki, J. Magn. and Magn. Matter, 310, 2322 (2007)

- [23] M. Oogane, T. Wakitani, S. Yakata, R. Yilgin, Y. Ando and T. Miyazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 45, 3889 (2006)
- [24] R. Yilgin, Y. Sakuraba, M. Oogane, S. Mizukami, Y. Ando, T. Miyazaki, *Jpn. J. Appl.*, 46, L205-2008 (2007)
- [25] M. J. Pochan, C. Yu, D. Carr and C. J. Palmstrom, *J. Magn. Mater*, 286, 340 (2005)
- [26] T. Ambrose, J. J. Krebs and G. A. Prinz, *Appl. Phys. Lett.*, 76, 3280 (2000)
- [27] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Mater*, 159: L1 (1996)
- [28] L. Berger, *Phys. Rev. B*, 54: 9353 (1996)
- [29] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.*, 80: 4281 (1998)
- [30] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie and R. A. Buhrman, *Science*, 285: 867 (1999)
- [31] K. Bussmann, G. A. Prinz, S.-F. Cheng and D. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, 75: 2476 (1999)
- [32] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers and D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.*, 84: 3149 (2000)
- [33] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffres, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef and H. Le Gall, *Appl. Phys. Lett.*, 78: 3663 (2001)
- [34] Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen and T. Valet, *Appl. Phys. Lett.*, 84: 3118 (2004)
- [35] D. G. Fuchs, N. C. Emley, I. N. Krivorotov, P. M. Braganca, E. M. Ryan, S. I. Kiselev, J. C. Sankey, D. C. Ralph, R. A. Buhrman and J. A. Katine, *Appl. Phys. Lett.*, 85: 1205 (2004)
- [36] J. Kübler, A. R. Williams and C. B. Sommers, *Phys. Rev. B*, 28: 1745 (1983)
- [37] R. A. de Groot, F. M. Müller, P. G. Van Engen and K. H. J. Buschow, *Phys. Rev. Lett.*, 50: 2024 (1983)
- [38] S. Picozzi, A. Continenza and A. J. Freeman, *Phys. Rev. B*, 66: 094421 (2002)
- [39] G. H. Fecher H. C. Kandpal, S. Wurmehl and C. Fesler, *J. Appl. Phys.*, 99: 08J106 (2006)
- [40] S. Picozzi, A. Continenza and A. J. Freeman, *Phys. Rev. B*, 69: 094423 (2004)
- [41] H. Hoh, T. Nakamichi, Y. Yamaguchi and N. Kazama, *Trans. Jpn. Inst. Met.* 24, 265 (1983)
- [42] K. H. J. Buschow and P. G. Van Engen, *J. Mag. Mater*, 25, 90 (1981)

- [43] Tanja Graf, Claudia Felser and Stuart S. P. Parkin, *Progress in Solid State Chemistry* 39, 1-50 (2011)
- [44] G. E. Bacon, J. S. Plant, *J. Phys. F. Met Phys.*, 1: 524-32 (1971)
- [45] I. A. Schaf, K. Campbell, P. Dang Le, J. Veillet, *Magn. Magn. Mater*, 36: 310 (1983)
- [46] W. Roy Van, M. Wojcik, E. Jedryka, S. Nadolski, D. Jalabert, B. Brijs, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 83: 4214 (2003)
- [47] H. Wieldraaijer, W. J. M. Jonge de, J. T. Kohlhepp, *Phys. Rev. B*, 72:155409 (2005)
- [48] P. J. Webster and K. R. A. Ziebeck, in *Alloys and Compounds of d-Elements with Main Group Elements, Part 2*, edited by H. P. J. Wijn, Landolt-Börnstein, New Series, Group 3, Vol. 19/C, ed. by H. P. J. Wijn, Springer, Berlin, 75-184 (1988)
- [49] P. J. Webster, K. R. A. Ziebeck and K.-U. Neumann in *Magn. Properties of Metals*, Landolt-Börnstein, New Series, Group 3, Vol. 32/C, ed. by H. P. J. Wijn, Springer, Berlin, 64414 (2001)
- [50] J. Pierre, R. V. Skolozdra, J. Tobola, S. Kaprzyk, C. Hordequin, M. A. Koucon, I. Karla, R. Currat and E. Lelievre-Berna, *J. Alloys Comp.*, 262-263, 101 (1997)
- [51] J. Tobola, J. Pierre, S. Kaprzyk, R. V. Skolozdra and M. A. Kouacou, *J. Phys.: Condens. Matter*, 10, 1013 (1998); J. Tobola and J. Pierre : *J. Alloys Comp.* 296, 243 (2000); J. Tobola, S. Kaprzyk and P. Pecheur: *Phys. St. Sol. (b)* 236, 531 (2003)
- [52] S. Ishida, Y. Kubo, J. Ishida and S. Asano, *Soc. Jpn.* 48, 814 (1980)
- [53] S. Ishida, J. Ishida, S. Asano and J. Yamashita, *J. Phys. Soc. Jpn* 45, 1239 (1978)
- [54] H. Ebert, G. Schütz, *J. Appl. Phys.* 69: 4627 (1991)
- [55] K. Nikolaev, P. Kolbo, T. Pokhil, X. Peng, Y. Chen, T. Ambrose, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 94: 222501 (2009)
- [56] K. Nikolaev, P. Anderson, P. Kolbo, D. Dimitrov, S. Xue, X: Peng, et. al., *J. Appl. Phys.*, 103: 07F533 (2008)
- [57] T. Mizuno, Y. Tsuchiya, T. Machita, S. Hara, D. Miyauchi, K. Shimazawa, et. al., *IEEE Trans. Mag.*, 44: 3584-7 (2008)
- [58] M. J. Carey, J. R. Childress, S. Maat, U. S. Patent, 0112095 (2008)
- [59] K. Sakamoto, K. Nishioka, K. Mitsuoka, K. Hoshino, Y. Sato, U. S. Patent, 0157465 (2010)

- [60] S. Mao, Y. Chen, F. Liu, X. Chen, B. Xu, P. Lu, et al, IEEE Trans. Magn. 42: 97 (2006)
- [61] X. Lou, U. S. Patent, 0103565 (2010)
- [62] S. N. Holmes, M. Pepper, J. Supercond Nov Magn., 16: 191-4 (2003)
- [63] C. D. Damsgaard, M. C. Hickey, S. N. Holmes, R. Fiedenhans' P, S. O. Mariager, C. S. Jacobsen, et. all, J. Appl. Phys., 105: 124502 (2009)
- [64] R. Asahi, T. Morikawa, H. Hazama, M. Matsubara, J. Phys. Condens. Matter, 20: 064227 (2008)
- [65] Mustafa Özdemir, Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi (1991)
- [66] J. L. Maksymowicz, D. Sendorek and R. Zuberck, J. Magn. Magn. Matt., 37, 177 (1983)
- [67] Mustafa Özdemir, Doktora Tezi, İTÜ (1998)
- [68] Y. Öner, A. Kılıç, M. Özdemir, H. Çelik, S. Senoussi, J. Phys. Condens. Matter, 8, 11121 (1996)
- [69] B. Aktaş and M. Özdemir, Physica B, 193, 125 (1994)
- [70] B. Aktaş, Y. Öner, Phys. Cond. Matter, 5, 5443 (1993)
- [71] H. Puszkarski, Progr. Surface Science, 9,191-247 (1979)
- [72] G. T. Rado, J. R. Weertman, J. Chem. Solids, 11, 315-333 (1959)
- [73] J. L. Maksymowicz, D. Sondorck and R. Zuberek, J. Magn Magn. Matt., 46, 295-299 (1985)
- [74] <http://www.alyssahale.com/design.htm>
- [75] P. J. Brown, K. U. Neumann, P. J. Webster and K. R. A. Ziebeck, J. Phys: Condens. Matter, 12, 1827-1835 (2000)

ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında İstanbul' un Üsküdar ilçesinde dünyaya gelen Tolgahan ÖZMEN, liseyi Eyüp Lisesi' nde tamamladı. 2008 yılında Uludağ Üniversitesi Fizik bölümünden mezun oldu ve 2009 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Anabilim dalında yüksek lisansa başladı.