

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

FeCo MANYETİK İNCE FİLMLERİNDE SPİN DİNAMİKLERİNİN
ARAŞTIRILMASI

Tuğçe BOZDAĞ

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA
2026

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Doktora Tezi

FeCo MANYETİK İNCE FİLMLERİNDE SPİN DİNAMİKLERİNİN ARAŞTIRILMASI

Tuğçe BOZDAĞ

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. H. Gül YAĞLIOĞLU
Eş Danışman: Prof. Dr. Eyüp DUMAN

Manyetik malzemelerde ultrahızlı lazer darbeleriyle uyarım sonrasında, ilk birkaç yüz femtosaniye içinde mıknatıslanmanın ani bir şekilde azalması gözlenir; bu olgu ultrahızlı demanyetizasyon olarak bilinmektedir. Manyetik malzemelerin ultra hızlı spin dinamikleri üzerine yapılan çalışmaların yetersizliğinden dolayı literatürde ilk kez $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ alaşımlarının ultra hızlı spin dinamikleri bu tez kapsamında araştırılmış ve yorumlanmıştır. Bu bağlamda FeCo alaşımları yüksek manyetik momentleri, düşük Gilbert sönümlleme faktörleri, ayarlanabilir Curie sıcaklıkları ve kompozisyona bağlı spin-yörünge çiftleniminin dayanımları nedeniyle önemli bir araştırma potansiyeli sunmaktadır.

Bu tez çalışmasında, co-sputter yöntemiyle $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$, $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ ve $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ ince filmleri üretilmiştir. İnce filmlerin yapısal, manyetik, morfolojik ve kimyasal özellikleri sırasıyla GI-XRD, VSM ve SEM-EDX teknikleriyle karakterize edilmiştir. Kompozisyonun demanyetizasyon verimliliği ve zaman ölçekleri üzerindeki etkisi ise, ultrahızlı pompa-gözlem spektroskopisine dayalı zaman-çözünürlüklü manyeto-optik Kerr etkisi (TR-MOKE) tekniği ile incelenmiştir. Deneysel TR-MOKE verilerinin üç sıcaklık modelinin (3TM) analitik çözümünden elde edilen FeCo ince filmlerinin demanyetizasyon süresinin 300 ile 500 fs arasında değiştiği bulunmuştur. Bu değerler, diğer geçiş metalleriyle karşılaştırıldığında daha yavaştır. Bu gözlem, incelenen FeCo ince filmlerinin düşük Gilbert sönümlleme katsayısına atfedilmiştir. Ayrıca τ_m ve τ_e değerleri, artan lazer akısı ile birlikte artmıştır. Bu iki gözlemden, FeCo ince filmlerinde ultra hızlı demanyetizasyondan sorumlu temel mekanizmanın ağırlıklı olarak spin-flip süreci tarafından yönetildiği sonucuna varılmıştır. Ayrıca, deneysel sonuçlar ve bunların teorik analizleri, FeCo ince filmlerinin kompozisyonunun değiştirilmesinin ultrahızlı demanyetizasyon zaman profilini yalnızca hafifçe etkilediğini, ancak ultrahızlı anahtarlama uygulamaları için önemli parametrelerden biri olan demanyetizasyon verimliliğini önemli ölçüde değiştirdiğini ortaya koymuştur. Bu nedenle, incelenen ince filmler arasında $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ 'in ultrahızlı anahtarlama uygulamalarında kullanılma potansiyeline sahip olduğu sonucuna varılabilir.

Mart 2026, 126 Sayfa

Anahtar Kelimeler: İnce Film, Manyetik Saçtırma, Femtomanyetizma, Spin Dinamikleri, Ultrahızlı Zaman Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE), Üç Sıcaklık Modeli (3TM), Elliott-Yafet Mekanizması

ABSTRACT

PhD Thesis

INVESTIGATION OF SPIN DYNAMICS IN FeCo MAGNETIC THIN FILMS

Tuğçe BOZDAĞ

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Science
Department of Engineering Physics

Supervisor: Prof. Dr. H. Gül YAĞLIOĞLU

Co-Supervisor: Prof. Dr. Eyüp DUMAN

In magnetic materials, after excitation with ultrafast laser pulses, a sudden decrease in magnetization is observed within the first few hundred femtoseconds; this phenomenon is known as ultrafast demagnetization. Due to the scarcity of studies on the ultrafast spin dynamics of magnetic materials, the ultrafast spin dynamics of $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ alloys are investigated and interpreted for the first time in the literature within the scope of this thesis. In this context, FeCo alloys offer significant research potential due to their high magnetic moments, low Gilbert damping factors, tunable Curie temperatures, and the strength of composition-dependent spin-orbit coupling strengths.

In this thesis, $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$, $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$, and $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ thin films were produced by the co-sputter method. The structural, magnetic, morphological, and chemical properties of the thin films were characterized by GI-XRD, VSM, and SEM-EDX techniques, respectively. The effect of composition on demagnetization efficiency and time scales was investigated using the time-resolution magneto-optical Kerr effect (TR-MOKE) technique based on ultrafast pump-observation spectroscopy. The demagnetization time of FeCo thin films obtained from the analytical solution of the three-temperature model (3TM) of the experimental TR-MOKE data was found to range between 300 and 500 fs. These values are slower compared to other transition metals. This observation was attributed to the low Gilbert extinction coefficient of the studied FeCo thin films. Furthermore, the τ_m and τ_e values increased with increasing laser fluence. From these two observations, it was concluded that the fundamental mechanism responsible for ultrafast demagnetization in FeCo thin films is predominantly governed by the spin-flip process. Furthermore, experimental results and their theoretical analyses revealed that changing the composition of FeCo thin films only slightly affected the ultrafast demagnetization time profile, but significantly altered the demagnetization efficiency, which is one of the important parameters for ultrafast switching applications. Therefore, it can be concluded that among the thin films studied, $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ has the potential to be used in ultrafast switching applications.

March 2026, 126 Pages

Key Words: Thin film, Magnetron Sputtering, Femtomagnetism, Spin Dynamics, Ultrafast Time Resolved Magneto Optic Kerr Effect (TR-MOKE), Three Temperature Model (3TM), Elliott-Yafet Mechanism

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmamın her aşamasında bilimsel rehberlikleri, yapıcı eleştirileri ve değerli katkılarıyla bana yol gösteren bu tezin tamamlanmasına büyük destek sağlayan danışmanım Prof. Dr. Halime Gül YAĞLIOĞLU ve eş danışmanım Prof. Dr. Eyüp DUMAN hocalarıma,

Tez çalışmalarım süresince değerli bilgi ve deneyimleriyle bana yol gösteren, araştırmamın şekillenmesinde önemli rol oynayan tez izleme komitemde bulunan Prof. Dr. Şinasi Barış EMRE ve Doç Dr. Seda AKSOY hocalarıma,

Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği İleri Optik Malzemeler Araştırma Laboratuvarında sürdürdüğüm deneysel çalışmalarım süresince bilgilerini, desteklerini hiç esirgemeyen her daim yardımcı olan Doç. Dr. Ahmet KARATAY, Doç. Dr. Elif AKHÜSEYİN YILDIZ, Doç. Dr. Yasemin PEPE hocalarıma ve çalışma arkadaşım Dr.Metin ARSLAN'a,

Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Prof. Dr. İlker DİNÇER Manyetik Malzemeler Araştırma Laboratuvarında yürüttüğüm çalışmalarım boyunca destek olan çalışma arkadaşım Araş. Gör. Eyüp KAVAK'a,

Doktora eğitimimin her aşamasında desteğini hiç esirgemeyen, yeri geldiğinde moral ve motivasyon kaynağım hem nişanlım hem çalışma arkadaşım Araş. Gör. Dr. Bekir Asilcan ÜNLÜ' ye,

Tüm eğitim-öğretim hayatım boyunca her daim yanımda olan her zaman beni destekleyen güzel aileme,

En içten teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım.

Tuğçe BOZDAĞ
Ankara, Mart 2026

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

ETİK.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	8
2.1 Manyeto-Optik Etki.....	8
2.1.1 Manyeto-optik faraday etkisi (MOFE)	11
2.1.2 Manyeto-optik kerr etkisi (MOKE)	12
2.2 Manyetizasyon-Demanyetizasyon Dinamiklerinin Zaman Ölçekleri	15
2.3 Ultrahızlı Manyetizasyon Dinamikleri.....	17
2.4 Presesyonel Manyetizasyon Hareket Denklemleri.....	20
2.5 Presesyonel Manyetizasyon Dinamikleri	25
2.6 Üç-Sıcaklık Modeli.....	27
2.7 Ultrahızlı Manyetizasyon Dinamikleri için Mikroskopik Mekanizmalar	33
2.7.1 Demanyetizasyon süresinin sönümlenme sabitine bağlılığı	33
2.7.2 Elliott-Yafet spin-flip mekanizması.....	35
2.7.3 Spin süper-difüzyonlu taşıma	36
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	38
3.1 $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ İnce Film Kaplama Prosedürü.....	38
3.1.1 Magnetron saçtırma yöntemi.....	41
3.2 Grazing-Indicence X-Işını Difraktometresi (GI-XRD).....	44
3.3 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM)	47
3.4 Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Entegreli Enerji Dağılım X-Işını Spektrometresi (EDX)	49
3.5 Statik Manyeto-Optik Kerr Etkisi (S-MOKE).....	52

3.6 Zaman-Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) Deney Düzenneği.....	53
4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR.....	65
4.1 Fe _x Co _(1-x) İnce Filmlerinin SEM-EDX Analiz Sonuçları	65
4.2 Fe _x Co _(1-x) İnce Filmin Manyetik Karakterizasyon Analizleri (VSM Analizi)....	70
4.3 Grazing-İndicence X-Işını Difraktometresi (GI-XRD).....	71
4.4 Fe ₃₀ Co ₇₀ İnce Filminin TR-MOKE Deneysel Verileri	72
4.5 Fe ₄₀ Co ₆₀ İnce Filminin TR-MOKE Deneyleri	74
4.6 Fe ₅₀ Co ₅₀ İnce Filminin TR-MOKE Deneyleri	76
4.7 Deneysel Verilerin Analitik Çözümü ve 3TM Modeline Göre Alt Sistemlerin Sıcaklık Tayini	78
4.8 Fe ₃₀ Co ₇₀ Deneysel Verilerin Analitik Çözümü ve 3TM Modeline Alt Sistemlerin Sıcaklık Tayini.....	85
4.9 Fe ₄₀ Co ₆₀ Deneysel Verilerin Analitik Çözümü ve 3TM Modeline Alt Sistemlerin Sıcaklık Tayini.....	86
4.10 Fe ₅₀ Co ₅₀ Deneysel Verilerin Analitik Çözümü ve 3TM Modeline Alt Sistemlerin Sıcaklık Tayini.....	87
5. SONUÇ.....	89
KAYNAKLAR	92
EKLER.....	100
ÖZGEÇMİŞ.....	125

SİMGELER DİZİNİ

Oe	Oersted
H	Harici Manyetik Alan
Hz	Hertz
M	Mıknatıslanma
M _s	Doyum Mıknatıslanması
T	Sıcaklık
T _c	Curie Sıcaklığı
χ	Manyetik Alınganlık
fs	Femtosaniye
ps	Pikosaniye
ns	Nanosaniye
μ s	Mikrosaniye
μ j	Mikrojoule
THz	Terahertz

Kısaltmalar

MO	Manyeto-Optik
MOKE	Manyeto-Optik Kerr Etkisi
MOFE	Manyeto-Optik Faraday Etkisi
S-MOKE	Statik- Manyeto-Optik Kerr Etkisi
TR-MOKE	Zaman Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi
FM	Ferromanyetik Malzemeler
VSM	Titreşimli Örnek Manyetometresi
SEM	Taramalı Elektron Mikroskobu
EDX	Enerji Dağılımlı X-Işını Spektroskopisi
GR-XRD	Grazing Incidence X-Işını Kırınımometresi
3TM	Üç Sıcaklık Modeli (Three Temperature Model)
M3TM	Mikroskobik Üç Sıcaklık Modeli

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1 60 fs lazer darbesi ile uyarıldıktan sonra zamanın bir fonksiyonu olarak Ni ince filmi için yapılan TR-MOKE ölçümünü göstermektedir	4
Şekil 1.2 Fe-Co alaşım sisteminin klasik ikili faz diyagramı.....	6
Şekil 2.1 Manyeto-Optik etkilerin şematik gösterimi a) Faraday b) Kerr Etkisi	9
Şekil 2.2 Manyeto-Optik Faraday etkisi şematik gösterimi	12
Şekil 2.3 MOKE’de manyetik bir malzemedeki yansıyan ışının karmaşık kutupluluk dönüşümünü temsil ederDoğrusal kutupluluktan eliptik kutupluluğa dönüş, Kerr açısı (θ_k) ve eliptiklik (e) ile gösterilmektedir	13
Şekil 2.4 Üç farklı konfigürasyonda Manyeto-Optik Kerr Etkisi şematik gösterimi ve bunların dielektrik tensörleri.....	14
Şekil 2.5 Manyetizasyon dinamiklerinin karakteristik zaman ölçekleri	16
Şekil 2.6 Ultrahızlı manyetizasyon dinamiklerinde meydana gelen bir dizi mekanizmaların şematik gösterimi	17
Şekil 2.7 Ultrahızlı lazer uyarımından sonra ultrahızlı elektron-spin-örgü(lattice) etkileşimlerinin şematik zaman çizelgesi.....	18
Şekil 2.8 Etkin manyetik alan Heff tarafından uyarıldıktan sonra mıknatıslanma dinamiklerinin presesyon hareketinin şematik gösterimi	22
Şekil 2.9 Kutupsal (polar) TR-MOKE konfigürasyonundan elde edilen (açık sinyaller) tipik manyetik presesyon sinyal değişimi	26
Şekil 2.10 Optik olarak pump-probe deneylerinde anizotropi alan darbesi.....	27
Şekil 2.11 a) Elektron-Spin-Örgü ‘nün kendi aralarında etkileşimi ifade eden Üç sıcaklık modelinin şematik gösterimi. b) Bir lazer darbesi ile pompalandıktan sonra elektron durum yoğunluğu I. optik bir uyarımdan hemen sonra dengesiz dağılım, II. ısı dengesine ulaşım “sıcak” elektron dağılımı ve III. elektron sıcaklığını soğutmak için örgü ya da spin ile saçılma işleminden sonraki dağılımı gösterir	28
Şekil 2.12 a) Üç-Sıcaklık modeli ’nde fs lazer darbesiyle uyarımın etkileri. b) Nikel örneği için pump fluence ‘i 2.5 mJ/cm^2 , üç-sıcaklık modelinin sayısal çözümünü göstermektedir (Dalla Longa vd. 2007)	31
Şekil 2.13 Elliott-Yafet Spin-Flip saçılmasının şematik gösterimi.....	36
Şekil 2.14 Ni ve Fe manyetik momentlerinin paralel ve antiparalel olduğu durumda manyetizasyon demanyetizasyon değişimleri	37
Şekil 3.1 PVD Midas 2T-4M model ince film biriktirme sistemi.....	39
Şekil 3.2 Co-sputter yöntemi ile DC-Co (mor renk oluşum) ve DC-Fe (mavi renk oluşum) plazma oluşumu	39
Şekil 3.3 Üretilen $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince film örneği	41
Şekil 3.4 Saçtırma sisteminin şematik diyagramıdır.....	42

Şekil 3.5 Parçacıkların çarpışması ve momentum transferi (m: kütle, v: hız)	43
Şekil 3.6 Bragg kırınım yasası şematik görünümü	46
Şekil 3.7 MicroSense EV9 MODEL VSM cihazı.....	49
Şekil 3.8 Taramalı Elektron Mikroskobunun şematik görseli	51
Şekil 3.9 ZEISS EVO40 marka taramalı elektron mikroskobu (SEM)	52
Şekil 3.10 TR-MOKE deney düzeneğinin kurulu olduğu ve deneylerin gerçekleştirildiği optik masa	56
Şekil 3.11 TR-MOKE deney düzeneğinde kullanılan elektronikler	58
Şekil 3.12 TR-MOKE deney düzeneğinin şematik görünümü	58
Şekil 3.13 a) Dengeli dedektör b) Yarım dağla plakası ve Wollaston prizması	59
Şekil 3.14 TR-MOKE deney düzeneğinin şematik görünümü	60
Şekil 3.15 a) Optik masada pompa ve probe darbeleri dar açılı iken t_0 konumu bulma çalışması b) pompa ve probun üst üste çakıştığı durumda ikincil harmonik üretimi (karanlık oda).....	61
Şekil 3.16 Optik masada pompa ve gözlem darbeleri geniş açılı iken t_0 konumu bulma çalışması.....	62
Şekil 3.17 TR-MOKE Deney düzeneğinde kullanılan a) Harici manyetik alan kaynağı-Elektromıknatıs ve b) Akım kontrolcüsü	63
Şekil 3.18 TR-MOKE deneyleri için kullanılan LABView arayüz programı örnek bir görüntüsü.....	64
Şekil 4.1 Si/SiO ₂ alttaş üzerine kaplanan co-sputter 1 (Fe ₃₀ Co ₇₀) ince filmine ait 200 ve 1000 kat büyütmeden alınan SE-BSE görüntüleri	66
Şekil 4.2 Element haritalama analizi: co-sputter 1. film için sadece 10 dk ölçüm alınarak film yüzeyinde Fe ve Co elementlerinin dağılımını gösteren haritalama sonucu	66
Şekil 4.3 Si/SiO ₂ alttaş üzerine kaplanan co-sputter 2 (Fe ₄₀ Co ₆₀) ince filmine ait SE-BSE görüntüleri. 2 farklı bölgeden ve bir noktadan SE-BSE ve EDX analizi yapıldı. Tüm analizler birbiri ile uyumludur	67
Şekil 4.4 Element haritalama analizi: co-sputter 2. film için sadece 10 dk ölçüm alınarak film yüzeyinde Fe ve Co elementlerinin dağılımını gösteren haritalama sonucu	67
Şekil 4.5 Si/SiO ₂ alttaş üzerine kaplanan Co-sputter 3 ince filmine ait SE-BSE görüntüleri.....	68
Şekil 4.6 Fe ₃₀ Co ₇₀ ince filmine ait 1 bölgenin EDX analiz sonuçları verilmektedir. Diğer bölgelerden yapılan analizler birbiri ile uyumludur	69
Şekil 4.7 Fe ₃₀ Co ₇₀ filmine ait 1 noktadan alınan EDX analiz sonucu. Bölgesel alınan EDX sonuçları ile uyumludur a) 1000 kat büyütmeden alınan noktanın konumu b) Fe ve Co içeriğine ek Si ve O atomları dahil c) b 'deki skalanın genişletilmiş ve sadece Fe ve Co atomlarını içermektedir.....	69

Şekil 4.8 Fe ₄₀ Co ₆₀ film ait bir bölgeden alınan EDX analizi sonucu. Diğer bölgelerden ve noktadan yapılan analizler birbiri ile uyumludur	69
Şekil 4.9 Fe ₅₀ Co ₅₀ filmine ait EDX analizi sonucu verilmektedir. Diğer bölgelerden ve noktadan yapılan analizler birbiri ile uyumludur	70
Şekil 4.10 İncelenen ince filmlerin oda koşullarında düzlem içi (in-plane) (mavi dolu daire) ve düzlem dışı (Out-of-Plane) (kırmızı açık daire) geometrilerle ölçülen manyetik alana bağlı mıknatıslanma davranışını temsil eden M(H) histerisiz eğrisi sonuçları a) Fe ₃₀ Co ₇₀ b) Fe ₄₀ Co ₆₀ c) Fe ₅₀ Co ₅₀	70
Şekil 4.11 Oda sıcaklığında ölçülen ince filmlerin GI-XRD spektrumları	72
Şekil 4.12 Fe ₃₀ Co ₇₀ ince filminin pompa lazer gücü 140 mW sabit tutulup farklı manyetik alanlarda TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması	73
Şekil 4.13 Fe ₃₀ Co ₇₀ ince filmine 800 Oe harici manyetik alan uygulanarak farklı pompa lazer güçlerinde alınan TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması	74
Şekil 4.14 Fe ₄₀ Co ₆₀ ince filminin pompa lazer gücü 160 mW sabit tutulup farklı manyetik alanlarda TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması	75
Şekil 4.15 Fe ₄₀ Co ₆₀ ince filmine 800 Oe harici manyetik alan uygulanarak farklı pompa lazer güçlerinde alınan TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması	76
Şekil 4.16 Fe ₅₀ Co ₅₀ ince filminin pompa lazer gücü 140 mW sabit tutulup farklı manyetik alanlarda TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması	77
Şekil 4.17 Fe ₅₀ Co ₅₀ ince filmine 800 Oe harici manyetik alan uygulanarak farklı pompa lazer güçlerinde alınan TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması	78
Şekil 4.18 İncelenen ince filmlerin TR-MOKE sonuçları. Noktalı veriler deneysel sonuçları, kesintisiz çizgiler, Denklem 2.22'de verilen analitik çözümü yapılarak elde edilmiştir	79
Şekil 4.19 İncelenen ince filmler için, Denklem 2.22'de verilen analitik çözümü yapılarak elde edilen, τ_m ve τ_e değerlerinin pompa lazer akısına bağlılığı	80
Şekil 4.20 Üst panelde incelenen ince filmler için 7,7 mJ/cm ² akı değeri için TR-MOKE verilerinin elektron, spin ve örgü alt sistemlerinin zamansal değişimleri ve 3TM ile uyumlu sonuçları gösterilmektedir. Alt paneldeki düz çizgiler, deneysel verilerin denklem 2.22 ile verilen analitik çözümün sonuçlarını göstermektedir	84
Şekil 4.21 Üst panel: Fe ₃₀ Co ₇₀ ince filmde verilen farklı akı değerleri için elektron (T_e), spin (T_s) ve örgü (T_l) alt sistemlerinin sıcaklıklarının zamansal değişimi	86
Şekil 4.22 Üst panel: Fe ₄₀ Co ₆₀ ince filmde verilen farklı akı değerleri için elektron (T_e), spin (T_s) ve örgü (T_l) alt sistemlerinin sıcaklıklarının zamansal değişimi	87
Şekil 4.23 Üst panel: Fe ₅₀ Co ₅₀ ince filmde verilen farklı akı değerleri için elektron (T_e), spin (T_s) ve örgü (T_l) alt sistemlerinin sıcaklıklarının zamansal değişimi	88

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince filminin üretim parametreleri ^0C	40
Çizelge 3.2 Cr kaplama için üretim parametreleri	40
Çizelge 4.1 Co-sputter yöntemiyle üretilen filmlerin EDX analizi sonuçları.....	68
Çizelge 4.2 Simülasyonda kullanılan parametreler.....	83
Çizelge 4.3 3TM denklemlerinin nümerik olarak çözümünden elde edilen parametreler verilmiştir	84



1. GİRİŞ

Manyetik malzemeler, femtosaniye lazer darbeleriyle uyarıldığında genellikle birkaç yüz femtosaniye içerisinde mıknatıslanma özelliklerini kaybederler. Bu olgu, ultra hızlı demanyetizasyon olarak tanımlanır. Ultra hızlı demanyetizasyonun zamana bağlı dinamikleri, gerek altında yatan temel fiziğin bilimsel önemi açısından, gerek ise ultra hızlı veri depolama, ultra hızlı anahtarlama, işleme, spin-transfer tork cihazlar ve spintronik gibi potansiyel uygulamaları nedeniyle büyük ilgi görmektedir (Eric Beaurepaire vd. 1996; G. Zhang vd. 2001; Bert Koopmans, Ruigrok, vd. 2005). Ultra hızlı optik teknikler, ultra hızlı demanyetizasyonun zamana bağlı dinamiklerini pikosaniye altı zaman ölçeğinde incelemeyi mümkün kılmaktadır (Kirilyuk vd. 2010; B Koopmans vd. 2010). Son yıllardaki önemli araştırmalara rağmen, ultra hızlı demanyetizasyon süreçlerinin ardındaki mikroskobik mekanizmalar henüz tam olarak anlaşılamamıştır (Roth vd. 2012). Lazerle indüklenen manyetik düzen kaybının, ilgili zaman ölçekleri içinde spin sisteminden açısal momentum transferi yoluyla nasıl meydana geldiği konusunda çok sayıda çalışma yapılmıştır (Walowski ve Münzenberg 2016; Fähnle vd. 2018; Huang vd. 2020; Mukhopadhyay vd. 2023). Manyetik malzemelerde ultra hızlı demanyetizasyon sırasında açısal momentumun korunumunu yorumlamak için çeşitli teorik modeller (ya da mekanizmalar) geliştirilmiştir (Battiato vd. 2010; X. Chen vd. 2025). Bu modeller iki ana gruba ayrılabilir. İlk grup, lazer darbesi tarafından tetiklenen lokal olmayan taşıma olaylarını, örneğin spin-polarize sıcak elektronların süper-difüzyon akışını (Battiato vd. 2010; Vodungbo vd. 2012) veya ısı akımlarını (Pan vd. 2018), manyetik düzenlenmenin ortadan kalkmasının temel itici güçleri olarak vurgulamaktadır. Buna karşılık, ikinci grup, lazer darbeleriyle uyarılan elektronların fononlar, magnonlar ve örgü kusurlarıyla açısal momentumun esnek olmayan etkileşimleri yoluyla dağıtıldığı lokal spin-flip saçılma olaylarına dayanmaktadır (Bert Koopmans, Ruigrok, vd. 2005; Cinchetti vd. 2006; B Koopmans vd. 2010; Schellekens vd. 2013).

Bu bağlamda, elektron-örgü ve elektron-spin etkileşim süreçleri, femtosaniye lazer darbeleriyle elektronların uyarılmasının ardından ps ve ps altındaki zaman ölçeklerinde açısal momentum dağılımının birincil kanalını oluşturur (G. Zhang vd. 2001; Bert

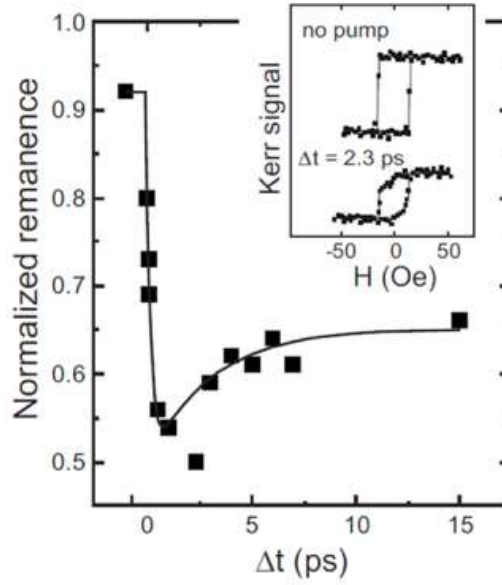
Koopmans, Ruigrok, vd. 2005; Cinchetti vd. 2006). Ek olarak, bu alanda yapılan bazı çalışmalar, örgü sistemine spin açısal momentum transferinin destekleyicisi olarak malzemeye bağlı spin-yörünge çiftleniminin (Spin-Orbit Coupling- SOC) kritik rolünü vurgulamaktadır (Gómez-Abal ve Hübner 2003; Stamm vd. 2007; Stamenova vd. 2016; Z. Chen vd. 2024).

Alternatif olarak, lazer darbesi, elektronları Fermi seviyesine yakın bir noktadan yüksek enerjili denge dışı durumlara uyaran ultra hızlı bir ısı kaynağı olarak ele alınıp, ultra hızlı demanyetizasyon süreçleri termodinamiksel olarak modellenmektedir (Schellekens vd. 2013; Walowski ve Münzenberg 2016). Üç-sıcaklık modeli (3TM) olarak adlandırılan bu modelde, sıcak elektronların enerjilerini elektron-spin, elektron-örgü ve spin-örgü etkileşimleri aracılığıyla kaybetmeleri, mıknatıslanmanın zamansal değişimini ortaya çıkarır (Eric Beaurepaire vd. 1996). Malzemedeki atomların Fermi seviyesine yakın elektron durum yoğunlukları ve malzemeye gelen lazer demetinin akısı, uyarılan elektronların ulaşabilecekleri maksimum sıcaklığını belirler. Bu sıcaklık seviyesi, spin dinamiklerini ve açısal momentum transferinin verimliliğini etkilemektedir (Atxitia vd. 2010; B Koopmans vd. 2010; Schellekens vd. 2013; Walowski ve Münzenberg 2016).

Vaterlous ve arkadaşları, yaptıkları öncü çalışmalarında, lazer ile uyarılan ferromanyetik gadolinyum (Gd) numunesinde spin-örgü enerji aktarımının $\sim 100 \pm 80$ ps içinde gerçekleştiğini tahmin ettiler. Bu çalışmada, spin-yörünge (spin-orbit) etkileşimlerinin, elektronların kristal örgü içerisinde hareket ederken sahip oldukları spin ve açısal momentum düzenini bozduğu, bu bozunmanın ise zamanla elektronların başlangıçtaki spin polarizasyonlarını kaybetmelerine yol açtığını ifade etmişlerdir. Deneysel sonuçlar teorik tahminlerle birlikte analiz edildiğinde, lazer ısıtmasının sebep olduğu demanyetizasyonun, 0.1 ile 1 ns arasındaki tipik bir zaman ölçeğinde gerçekleştiği ve spin-örgü etkileşmesinden kaynaklandığı sonucuna varmışlardır (Vaterlaus vd. 1991; Vaterlaus vd. 1992).

Ultrahızlı demanyetizasyon konsepti, literatürde ilk olarak, 1996 yılında Beaurepaire ve arkadaşlarının “ferromanyetik Ni ince filminin ultra hızlı spin dinamikleri” adlı

alışması ve yaptıkları ultra hızlı zaman özünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) deneyi ile kayıtlara geçmiştir. Grubun bu çalışmasında, 60 fs lazer darbeleri kullanarak 100 nm MgF_2 alt-tabaka üzerine kaplanan 22 nm Ni filminin manyetizasyonunun ilk pikosaniye içinde hızla düştüğü ve 0-5 ps aralığndaki gecikmelerde farklı elektron ve spin dinamiklerinin gözlemlendiğı belirlenmiştir. Ayrıca bu çalışmadaki deney sonuçları, birbirleri ile etkileşen üç sıcaklık rezervuarı (elektron, spin ve örgü) içeren bir model (üç sıcaklık modeli, 3TM) ile açıklanmıştır (Eric Beaurepaire vd. 1996). Yapılan bu çalışmada, elektron sıcaklığının zamanla keskin bir pik yaptıktan sonra 1 ps ‘lik üstel-benzeri bir bozulma gösterdiğini, spin sıcaklığının maximum değerine yaklaşık 2 ps’de ulaştığını gözlemlediler. Dolayısıyla, ilk birkaç ps boyunca dinamiklerin farklı olduğı sonucuna ulaştılar. T_s spin sıcaklığı olmak üzere, mıknatıslanma $M=M(T_s)$ sıcaklığına bağı olduğı için mıknatıslanmada ayrıca hızlı bir düşüş olduğunu gözlemlediler. TR-MOKE deneyleri ile elde edilen mıknatıslanmanın zamana bağı olarak değışimi, $M_r(\Delta t)$, Şekil 1.1’ de gösterilmektedir. Şekilde görüldüğü üzere, filmin manyetizasyonu lazer darbesinin filme gelmesini takip eden ilk 2 ps içerisinde hızla düşer ve daha sonra daha yavaş bir biçimde mıknatıslanma geri dönmeye başlar. Ölçülen mıknatıslanmada meydana gelen düşüş, daha önce yayınlanan sonuçlardan şaşırtıcı bir biçimde daha hızlı olup, spin sıcaklığında hızlı bir artışa işaret etmektedir. Ayrıca deneysel sonuçlara göre, elektronların uyarılması ile demanyetizasyon arasında 50 fs’ ye kadar olası bir gecikme olduğı da belirtilmiştir (Eric Beaurepaire vd. 1996)



Şekil 1.1 60 fs lazer darbesi ile uyarıldıktan sonra zamanın bir fonksiyonu olarak Ni ince filmi için yapılan TR-MOKE ölçümünü göstermektedir (Eric Beaurepaire vd. 1996)

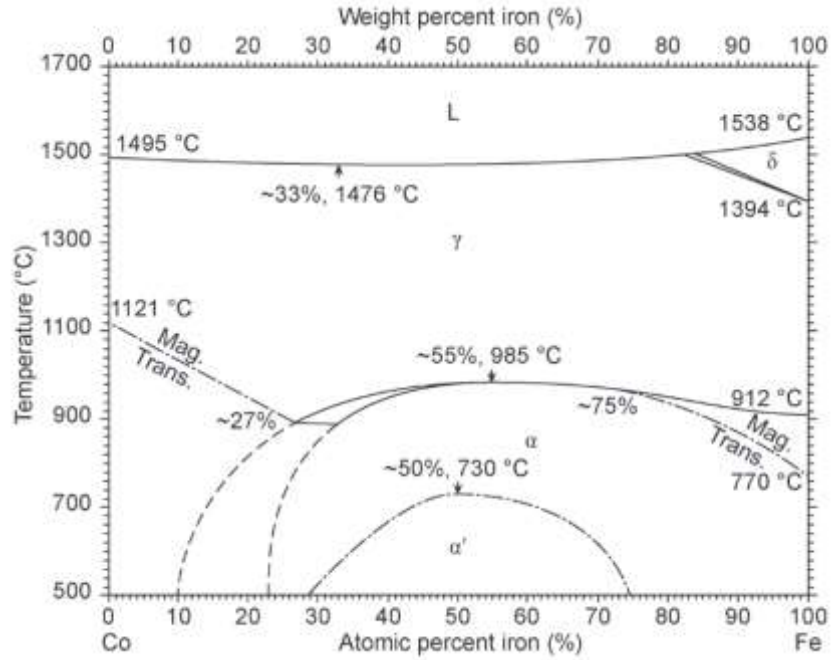
İçteki grafikte (Kerr Sinyali-H(Oe)), pompa darbesi yokluğunda (no pump) ve pompa ile gözlem darbeleri arasında $\Delta t = 2.3$ ps gecikme olduğu durumda elde edilen histerisis grafiğini göstermektedir

Ultrahızlı lazer darbeleri ile tetiklenen ultrahızlı manyetizasyon-demanyetizasyon dinamiklerini mikroskobik bir bakış açısı ile açıklamak adına çeşitli hipotezler öne sürülüp tartışılmıştır (Bert Koopmans, Ruigrok, vd. 2005; J. Y. Bigot ve Vomir 2013). Burada amaç, açısal momentumun son derece kısa zaman ölçeklerinde elektronlar, onların spinleri ve kristal örgü arasında hangi mekanizmalar aracılığıyla yeniden dağıtılabildiğini ve bu yeniden dağılım sürecinin nasıl gerçekleştiğini daha ayrıntılı bir biçimde anlamaktır. Aslında, manyetizasyon açısal momentumdur ve temel fizikte bir sistem içinde açısal momentum korunumludur (Stamm vd. 2007; Z. Chen vd. 2024).

Çeşitli manyetik malzemeler üzerinde yürütülen çok sayıda deneysel çalışmaya rağmen, yalnızca ultra hızlı demanyetizasyonun ardındaki mekanizmayı anlamak için değil, aynı zamanda çeşitli uygulama alanları için uygun malzeme seçimini belirlemek için de farklı manyetik malzemelerin ultrahızlı mıknatıslanma dinamikleri üzerine daha fazla araştırma yapmaya ihtiyaç vardır (Radu vd. 2009; Atxitia vd. 2010; Mizukami vd. 2010; Wüstenberg vd. 2011; Kimling vd. 2014; W. Zhang vd. 2019; Arslan vd. 2022; Mukhopadhyay vd. 2023). Bu bağlamda, ferromanyetik özellik gösteren FeCo

alaşımları, yüksek manyetik momentleri (Mukhopadhyay vd. 2023), düşük Gilbert sönümlleme faktörleri (Mankovsky vd. 2013; Schoen vd. 2016; Mandal vd. 2018), ayarlanabilir Curie sıcaklıkları (Ren vd. 2008) ve kompozisyona bağlı orta düzeyde (ne çok güçlü ne de çok zayıf) spin-yörünge etkileşimi nedeniyle Spin dinamiklerini araştırma olanağı sunmaktadır (Kimling vd. 2014; W. Zhang vd. 2019). FeCo ince film alaşımlarının manyetik özelliklerinin anlaşılmasında önemli ilerlemeler kaydedilmiş olsa da (Shikada vd. 2009; Kuschel vd. 2012; Mandal vd. 2018; Arslan vd. 2022) ultrahızlı, manyetizasyon dinamiklerini açıklayan çalışmalar sınırlıdır (Bardos 1969; Dalla Longa vd. 2007; Shikada vd. 2009). Ayrıca, Fe:Co oranına bağlı olarak elektronik ve spin dinamikleri arasındaki etkileşimin, manyetizasyon ve demanyetizasyon dinamikleri üzerine etkileri yeterince çalışılmamış ve anlaşılmamıştır (Ren vd. 2008; Jakobsson vd. 2013; Kanada vd. 2017). FeCo alaşımları, gösterdikleri manyetik özellikler (yüksek doyum mıknatıslanması, düşük koersif alan gibi) ve bu özelliklerin kompozisyon ve ısı işlem ile kontrol edilebilmesi nedeniyle manyetik cihazlarda kullanılabilme potansiyeline sahiptir ve bu nedenle bilimsel araştırmalara konu olmaktadır (Lin vd. 2011; Mohanta vd. 2021). Bu tür malzemelerin manyetik cihazlarda kullanılabilmesi için ultrahızlı spin dinamiklerinin araştırılması ve kontrol edilebilmesi gerekmektedir. Literatürde, FeCo ince filmleri üzerine ultrahızlı spin dinamikleri ile ilgili yapılan herhangi bir çalışma bulunmadığından bu tez çalışması literatüre büyük bir katkı sağlayacaktır.

FeCo Alaşımlarının Yapısal ve Manyetik Özellikleri: Şekil 1.2’de verilen FeCo faz diyagramına göre, FeCo alaşımındaki Fe konsantrasyonu %29-75 arasında olduğunda, FeCo alaşımları α' fazı olarak adlandırılan düzenli hacim merkezli kübik (bcc) yapıya sahiptir (Torchio vd. 2013). Bu düzenli bcc yapıda FeCo alaşımı yumuşak ferromanyetik malzemelerin tüm özelliklerini sergilemektedir (Torchio vd. 2013). Şekil 1.2 ‘deki FeCo faz diyagramına baktığımızda, Fe ve Co’nun eş atomlu kompozisyonun kritik sıcaklığı T_c , yaklaşık 730 °C ‘de düzenli(α')- düzensiz(α) geçiş sergilemektedir ve düzenli α' fazı, stokiometrik bileşimin her iki tarafında önemli bir aralıkta bulunmaktadır (Nishizawa ve Ishida 1984; Torchio vd. 2013).



Şekil 1.2 Fe-Co alaşım sisteminin klasik ikili faz diyagramı (Nishizawa ve Ishida 1984)

FeCo alaşımları, yumuşak manyetik malzemelerin özelliklerini taşıdıklarından dolayı ayrıca geniş çalışma alanına sahiptir. Manyetik sensörler, manyetik yazma kafaları, motorlar, jeneratörler gibi ticari olarak ve geniş çapta kullanılırlar (Gonçalves vd. 2023; Gayathri ve Subbulekshmi 2025). Yüksek Curie sıcaklığına (~ 1250 K), yüksek doyum manyetizasyon değerine (~ 2.45 T, Fe-Co alaşımları, bilinen en yüksek doyum mıknatıslanmasına sahip malzemelerden biridir), düşük zorlayıcı alan (ince film, 100-300 Oe), düşük histerisiz kayıpları, düşük Eddy akım kayıpları, yüksek elektriksel geçirgenlik, termal kararlılık gibi özelliklere sahiptir (de Freitas 1986; MacLaren vd. 1999; Cooke vd. 2000; Yang vd. 2022; Gonçalves vd. 2023). Diğer bir ifadeyle, FeCo alaşımları çok büyük doyum mıknatıslanma değerine sahip olmalarına karşın kübik kristal yapısından dolayı son derece küçük manyetik anizotropinin neden olduğu çok küçük bir zorlayıcı alan değerine sahiptir (Hasegawa vd. 2017).

Yumuşak manyetik malzemeler spin valfleri (spin valves), manyetik tünel eklemleri (magnetic tunnel junction- MTJs, spin enjektörler (spin injectors) ve manyetik kayıt yazma kafaları gibi cihazlarda olası uygulamaları nedeniyle de ilgi görmektedir (Gustavsson vd. 2001; Bonell vd. 2012; Shiota vd. 2012; Hu vd. 2021) . Bu tür spintronik ve bellek (hafıza) cihazlarının performansı, cihaz imalatında kullanılan

alaşımın manyetik sönümlenme parametresine (magnetic damping parameter) büyük ölçüde bağlıdır (Jean-Yves Bigot vd. 2009). Manyetik kayıt veya yüksek frekanslı spintronik malzemelerin üretilmesi söz konusu olduğunda, yüksek M_s , yüksek geçirgenlik, termal kararlılık ve yüksek özdirence sahip olması gereklidir (Vas' ko vd. 2004; Oogane vd. 2006). Bu bağlamda, FeCo alaşımları bu özelliklerin çoğuna sahip oldukları için gelecek vaat eden ferromanyetik bir malzemedir (Kuschel vd. 2012; Mandal vd. 2018).

Bu tez çalışması, femtosaniye lazer uyarımlarını takiben $Fe_xCo_{(1-x)}$ ince filmlerinin ultra hızlı manyetizasyon dinamikleri üzerinde stokiyometrik varyasyonun etkisini araştırmayı amaçlamaktadır. Bu nedenle, bu çalışmada, kompozisyonel ayarlamaların demanyetizasyonun verimliliğini ve zaman ölçeklerini nasıl etkilediğini ortaya koymak için grubumuz tarafından Doç. Dr. Eyüp Duman' ın yürütücülüğünü yaptığı, Prof. Dr. H. Gül Yağlıoğlu' nun araştırmacı olduğu 'FeAl İnce Filminde Ultrahızlı Manyetizasyon ve Demanyetizasyon Dinamiklerinin İncelenmesi' başlıklı TÜBİTAK 1001 projesi kapsamında Ankara Üniversitesi İleri Optik Malzemeler Araştırma Laboratuvarı 'nda kurulan Zaman-Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) deneysel tekniği kullanılmıştır (Arslan vd. 2022) . Deneysel sonuçlar, FeCo ince filmlerin kompozisyonundaki değişikliklerin elektron, spin ve örgü arasındaki enerji alışverişini nasıl etkilediğini vurgulayarak 3TM çerçevesinde yorumlanmıştır.

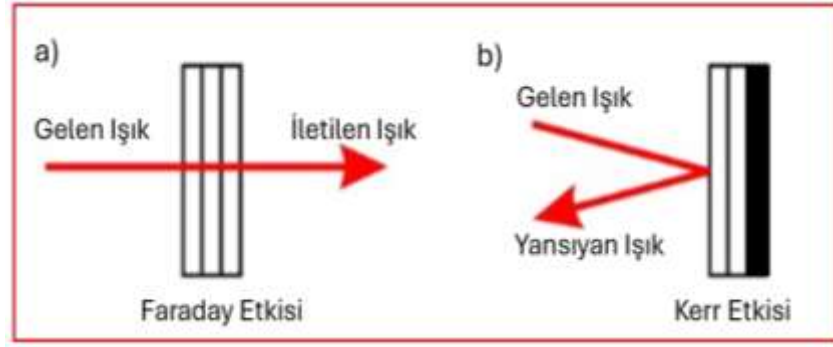
2. KURAMSAL TEMELLER

Ultra hızlı manyetizasyon dinamikleri, manyetik malzemelerin ultra hızlı lazer darbeleri ile uyarımı sonucu farklı zaman skalalarında meydana gelen manyetizasyon, demanyetizasyon dinamiklerini inceleyen yeni bir araştırma konusudur. Tezin bu bölümünde, manyetizasyon-demanyetizasyon dinamiklerinin mikroskobik orijini anlamaya yönelik gerekli kuramsal temeller anlatılmaktadır.

2.1 Manyeto-Optik Etki

Manyeto-Optik (MO) etki, ışık ile manyetik bir malzeme arasındaki etkileşimi ifade eder. Bu etki, bir yandan ışığın elektromanyetik teorisinin öngörülerini doğrularken, diğer yandan da maddenin davranışını açıklayan klasik fizik yaklaşımlarının yanı sıra kuantum teorisinin temel prensiplerine yönelik önemli deneysel kanıtlar sunmaktadır. Manyeto-optik etkilere dayanan deneysel teknikler kullanılarak, ince filmlerin ve çok katmanlı yapıların manyetik özellikleri incelenebildiği gibi, manyetizasyonun ışık ile manipüle edilebildiği de gösterilebilir. Manyetik bir malzeme ile etkileşen ışığın kutupluluğunda, malzemenin mıknatıslanması ile orantılı olarak bir değişim meydana gelir. Kutuplulukta meydana gelen bu değişimin ölçülmesi manyeto-optik deneylerin yapılmasına olanak sağlar (Pershan 1967; Ebert 1996).

Manyeto-optik etkiler iki ana kategoride ele alınmaktadır. Bunlar, şekil 2.1’de gösterildiği gibi Manyeto-Optik Faraday Etkisi (MOFE) ve Manyeto-Optik Kerr Etkisi (MOKE) ’dir (L.-Y. Chen vd. 1997; Tse ve MacDonald 2010; Haider 2017).



Şekil 2.1 Manyeto-Optik etkilerin şematik gösterimi a) Faraday b) Kerr Etkisi

MOKE, ışığın manyetik malzeme ile etkileşime girdikten sonra yansıyan ışının kutupluluğundaki değişimi ifade ederken, MOFE, ışığın saydam (geçirgen) manyetik malzemeden iletildikten sonra ışığın kutupluluğundaki değişimi ifade eder. Bu nedenle, yansıyan veya iletilen bir lazer ışının kutupluluğunda meydana gelen dönme ölçülerek malzemelerin manyetiklik durumları incelenebilmektedir (Wang vd. 1997; Mansuripur 2000; Perez-Garrido vd. 2023).

Manyeto-optik etkinin makroskobik özellikleri, ışık ve mıknatıslanma arasında bir etkileşimin olduğu ortamın dielektrik sabiti tensörü ϵ ile iyi bir şekilde açıklanmaktadır (Qiu ve Bader 2000). Doğrusal kutuplu ışığın kutupluluğunda gözlenen değişim, ışığın elektrik alan vektörünün dielektrik tensörü ϵ tarafından nasıl yönlendirildiğiyle ilişkilendirilebilir ve bu etkileşimin matematiksel ifadesi denklem 2.1’de ayrıntılı biçimde sunulmaktadır;

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{xy} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{xz} & \epsilon_{yz} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad 2.1$$

Denklem 2.1’de gösterildiği üzere, izotropik ve manyetik özellik göstermeyen bir malzeme ele alındığında, söz konusu dielektrik tensörün köşegen üzerinde yer alan bileşenlerinin birbirine eşit olduğu ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$) ve köşegen dışında kalan bileşenlerin ise sıfır değerine sahip olduğu kabul edilir. Bununla birlikte, izotropik manyetik malzemeler için köşegen dışı terimler, mıknatıslanma vektörü (M) ile ilişkilidir (Zak vd. 1990).

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_{xx} \begin{bmatrix} 1 & -iQm_z & Qm_y \\ iQm_z & 1 & -iQm_x \\ -iQm_y & iQm_x & 1 \end{bmatrix} \quad 2.2$$

Bu ifadede Q, manyeto-optik sabiti temsil ederken, $m_i = M_i/|M|$ biçiminde tanımlanan terim ise manyetizasyon vektörünün birimlendirilmiş bileşenini ifade etmektedir. Tensörde ortaya çıkan bu sıfır olmayan köşegen dışı terimler, ışığın sağ ve sol dairesel polarizasyon modlarında farklı büyüklükte polarizasyon değişimlerine yol açarak manyeto-optik etkinin gözlenmesini sağlar. Manyeto-Optik sabiti, $Q = Q_k + ie$ ile verilen, kutupluluğun kompleks dönme açısına yol açar. Bu döngünün gerçel kısmı Kerr dönmesi, sanal kısmı eliptik durumu ifade eder. Q değişkeni bazı durumlarda, kompleks geçirgenlik tensörünün bileşenleri olarak da sunulur (X. Zhang vd. 1981; Bernardini vd. 1997; Kliger ve Lewis 2012).

Denge durumunda Q_k , manyetik malzemelerdeki mıknatıslık durumları hakkında bilgi içermektedir. Manyetik malzemelerin mıknatıslanma durumları için, titreşimli örnek manyetometresi (VSM), alternatif gradian manyetometresi (AGM), süperiletken kuantum girişim (SQUID) cihazı gibi ölçümlere ek olarak manyetik histerisiz döngülerini ölçmek için MOKE ve MOFE alternatif bir yöntemleri benimsenmektedir. MOKE ve MOFE tek katmanlı ferromanyetik tabakalar da dahil olmak üzere nanomalzemelerin manyetik özelliklerini ölçmek için güçlü teknikler olduğu kanıtlanmıştır.

Manyeto-optik etkiler ışığın kutupluluğu vasıtası ile ölçülür. Işın, üretildiği kaynağa bağlı olarak kutuplanmamış, doğrusal veya dairesel kutuplu olabilir. Elektrik alan vektörü E, dalga yayılımına tek bir doğrultuda salınım yaptığında, ışın doğrusal polarize olur. Dalga yayılımı sırasında elektrik alan vektörü dönerse dalga dairesel/eliptik polarize olur (Zak vd. 1991). MOKE ve MOFE etkilerinin her ikisi de benzer mikroskobik orijinden kaynaklanmaktadır ve benzer formalizasyon kullanılarak açıklanmaktadır. Tanım gereği, doğrusal olarak kutuplanmış ışın, eşit genliğe sahip sağ ve sol dairesel kutuplu iki dalganın toplamına ayrışabilir. Ortamın mıknatıslanması, bu iki dalganın farklı hızlarda yayılmasına ve farklı soğurma oranlarına maruz kalmasına

yol açar. Farklı hızlarda gelen ışının kutuplanma eksenini dönecek ve farklı soğurmaya maruz kalan ışının kutuplanmasını doğrusaldan eliptik hale değiştirecektir. Manyeto-optik alanındaki diğer önemli etkileşimler arasında, bir malzemenin sağ ve sol dairesel polarizasyona sahip ışığı farklı şekilde soğurduğunu gösteren Manyetik Dairesel Dikroizm (Magnetic Circular Dichroism-MCD) ile, özellikle küçük saçılma açıları altında manyetik yapıların özelliklerini incelemeye olanak tanıyan Küçük Açıda Manyetik Saçılma (Magnetic Small Angle Scattering-SAS) etkileri de yer almaktadır. MCD, mıknatıslanmış bir numunede indüklenen sağ ve sol dairesel kutuplu ışının diferansiyel soğurmasını tanımlar. SAS tekniğinde, malzemeye gönderilen doğrusal polarize ışık, manyetik saçılma olayının gerçekleşmesine neden olan belirli bir manyetik domain yapısına sahip malzeme üzerine odaklanarak bu yapının özelliklerinin ayrıntılı biçimde incelenmesini sağlar (Bader vd. 1986).

Bahsedilen tüm manyeto-optik etkilerde, karmaşık kırılma indisinin mıknatıslanma ile bir bağılılığından söz edilebilir. Bu manyeto-optik etkiler bir sonraki bölümde detaylı özetlenmiştir.

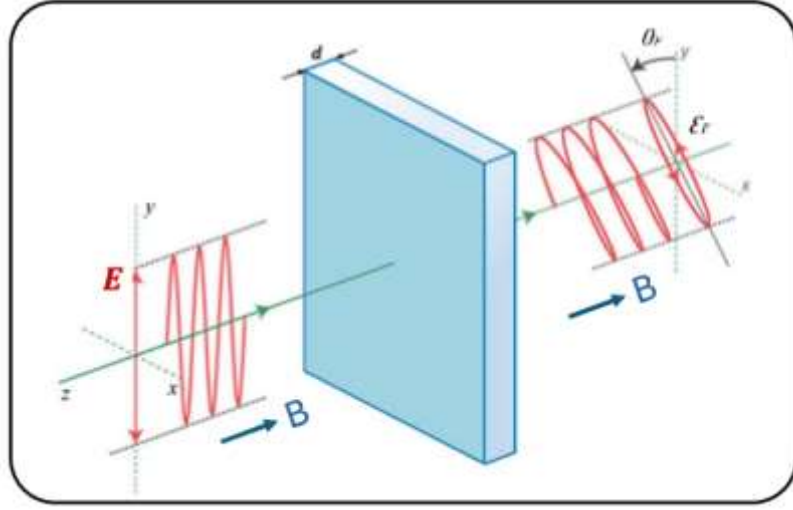
2.1.1 Manyeto-optik faraday etkisi (MOFE)

İlk başarılı manyeto-optik deneyleri 1845 yılında Michael Faraday tarafından gerçekleştirilmiştir (Faraday 1964). Faraday yaptığı çalışmada, doğrusal olarak polarize edilmiş bir ışının kutupluluğunun, ışının yayılma yönüne paralel bir manyetik alana yerleştirilmiş bir malzemeden geçirildiğinde kutupluluğunun döndüğünü keşfetti (şekil 2.2).

Faraday etkisi daha önce bahsedildiği gibi doğrusal kutuplu ışın, sağ ve sol dairesel kutuplu ışının toplamına ayrıştırılabilir. Bileşenlerin her biri, manyetik bir malzemeden iletilirken farklı kırılma indisi maruz kalır. Bu iki dairesel kutuplu dalga için kompleks kırılma indisleri $n_{\pm}$, ışığın numune boyunca yayılmasını tanımlamaktadır. Burada $\pm$ ışının dalga vektörüne (k) göre foton salınımının sağ ve sol daireselliğine atıfta bulunmaktadır.

$$n_{\pm} = 1 - (\delta_0 \pm \Delta\delta) + i(\beta_0 \pm \Delta\beta)$$

2.3



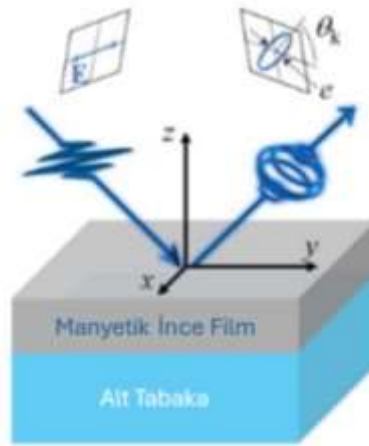
Şekil 2.2 Manyeto-Optik Faraday etkisi şematik gösterimi

Numunenin yüzeyinin ışığın yayılmasına dik olduğu bu özel durumda şekil 2.2 'de gösterildiği gibi örneğin mıknatıslanması (M) k'ya paraleldir. Denklem 2.3 'te $\Delta\delta$ ve $\Delta\beta$ sırasıyla Faraday dönmesi ve eliptikliği tanımlayan, malzemenin iç manyeto-optik özellikleridir (şekil 2.2'de θ_F ve ϵ_F). $\Delta\delta$, Işığın eski fazına geri dönmesine (dephasing) karşılık gelirken, $\Delta\beta$ soğurmayı tanımlamaktadır. Mıknatıslanmış ferromanyetik bir malzemede her iki bileşen de sıfırdan farklı olduğu için, dairesel polarizasyonlu dalgalardan biri malzeme içinde diğerine göre daha yüksek bir hızla ilerlediğinde bir faz farkı (dephasing) oluşur; bu durum yalnızca fazın azalmasına yol açmakla kalmaz, aynı zamanda daha hızlı ilerleyen dalga ile ışığın kutupluluk ekseninin dönmeye neden olur. Dairesel olarak kutuplanmış iki dalga kutupluluğu doğrusal kutuplu durumdan eliptik kutuplu hale değiştirir (Faraday 1964).

2.1.2 Manyeto-optik kerr etkisi (MOKE)

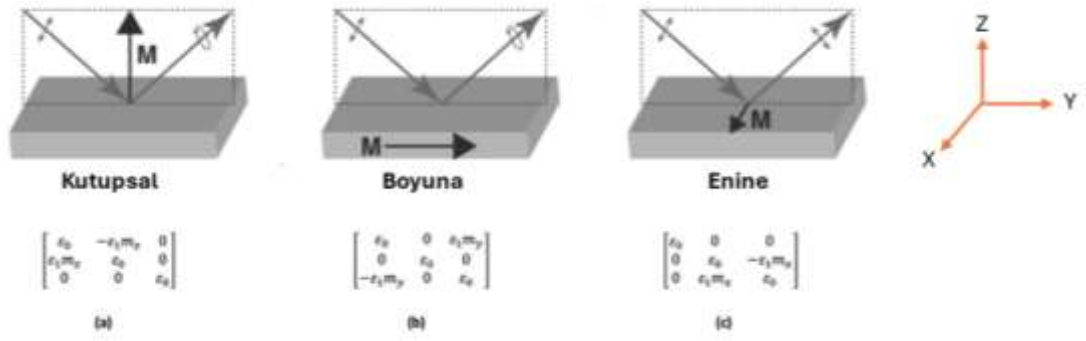
Manyeto-Optik Kerr Etkisi (MOKE) bir malzemenin manyetik özellikleri hakkında doğrudan optik ölçümler vasıtasıyla bilgi elde etmemizi sağlar. Manyeto-Optik Kerr Etkisi ilk olarak 1877 yıllarında John Kerr 'in çalıştığı ve öne sürdüğü çalışmada, manyetik bir malzemedan yansıyan ışığın polarizasyon durumunun değiştiği bir süreci

ifade eder (Kerr 1877). MOKE (Magneto-Optic Kerr Effect) olayı, mıknatıslanmış bir malzeme içerisindeki sağ ve sol dairesel polarize ışığın malzeme ile farklı biçimlerde etkileşime girmesi sonucu ortaya çıkar; bu farklı etkileşimler, yansıyan ışığın kutupluluk durumunda değişikliklere yol açar. Doğrusal kutuplu ışın, sağ ve sol dairesel polarize ışığın eşit oranlarda toplamı olarak belirtilir ve her bir dairesel polarizasyon türü, manyetik bir malzeme ile etkileşime girdiğinde farklı bir faz kayması ve soğurmaya maruz kalır. Bu aşamanın sonucunda, şekil 2.3'te gösterildiği gibi, doğrusal polarize ışık saydam olmayan, mıknatıslanmış bir manyetik malzeme üzerine düştüğünde yansır ve bu yansıma sırasında ışığın kutupluluk durumu değişir; doğrusal kutupluluktan eliptik kutupluluğa dönüşerek, malzemenin manyetik özellikleriyle etkileşimin bir göstergesi hâline gelir.



Şekil 2.3 MOKE’de manyetik bir malzemedan yansıyan ışının karmaşık kutupluluk dönüşümünü temsil ederDoğrusal kutupluluktan eliptik kutupluluğa dönüş, Kerr açısı (θ_K) ve eliptiklik (e) ile gösterilmektedir

Malzemelerin mıknatıslanma yönelimine bağlı olarak üç farklı MOKE konfigürasyonu bulunmaktadır (Şekil 2.4). Bunlar kutupsal (polar), boyuna (longitudinal) ve enine (transverse) konfigürasyonlardır. Şekil 2.4’te gösterilen üç ana MOKE konfigürasyonda xy düzlemi ışığın geliş düzlemini belirtmektedir.



Şekil 2.4 Üç farklı konfigürasyonda Manyeto-Optik Kerr Etkisi şematik gösterimi ve bunların dielektrik tensörleri

Köşegen dışı elemanlar mıknatıslanma ile orantılıdır. a) Kutupsal (polar) b) Boyuna (longitudinal) c) Enine (transverse) MOKE (Loughran vd. 2018)

Şekil 2.4 ‘de belirtilen konfigürasyonlar için;

- a) Kutupsal (Polar) MOKE: Mıknatıslanma (M), örnek düzlemine dik ve ışığın geliş düzlemine paralel olarak yönlendirilir.
- b) Boylamasına (Longitudinal) MOKE: Mıknatıslanma (M), örnek düzlemine ve ışığın geliş düzlemine paralel olarak yönlendirilir.
- c) Enine (Transverse) MOKE: Mıknatıslanma (M), örnek düzlemine paralel fakat ışığın geliş düzlemine dik olarak yönlendirilir.

Kutupsal-MOKE ve boyuna-MOKE ‘da mıknatıslanma hakkında bilgi sahibi olmak için bir kutupluluk analizi gereklidir. Aksine, enine-MOKE durumunda, mıknatıslanma, ışığın geliş düzlemine dik bir yönde gerçekleştiği için, yansıyan ışığın kutupluluk durumunda herhangi bir değişiklik meydana gelmez; bu nedenle ışığın polarizasyonu, malzemenin mıknatıslanma yönünden bağımsız olarak orijinal doğrusal biçiminde kalır. Burada, P-kutuplu ışının yansıtıcılığı, manyetizasyonun genliği ve yönü hakkında bilgi verir.

MOKE ölçümleri manyetik malzemenin mıknatıslanması hakkında bilgi verirken malzemeye gelen yüksek şiddetteki lazer ışınlarının malzemede oluşturdukları geçici

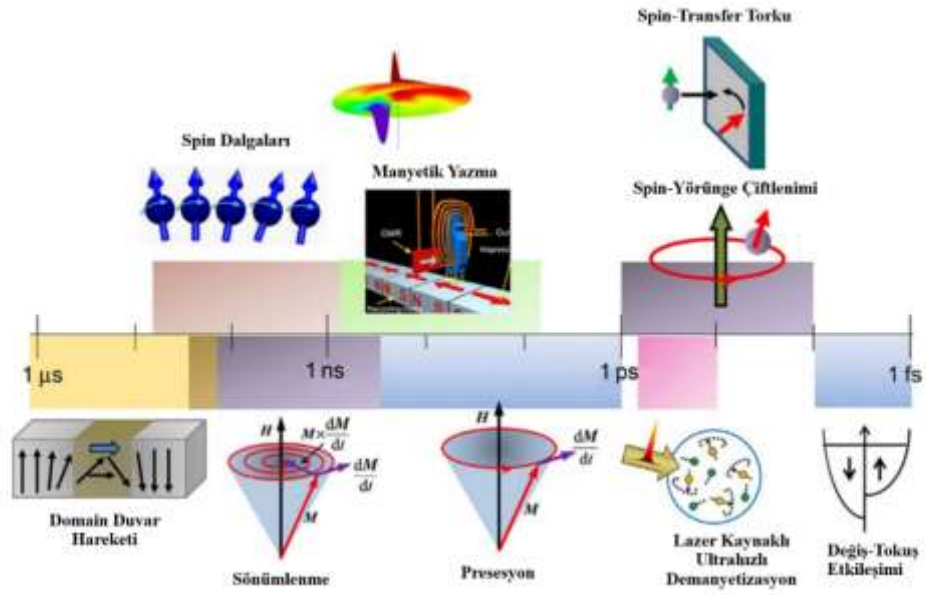
mıknatıslanma değişimlerinin hızları hakkında bilgi vermemektedir. Bu ölçümler için zaman çözünürlüklü MOKE ölçümleri kullanılmış olup, bu konu hakkındaki kuramsal ve deneysel bilgiler aşağıdaki kesimlerde verilmektedir. Bu tez çalışması kapsamında boyuna-MOKE geometrisi kullanılarak deneyler gerçekleştirilmiştir (Qiu ve Bader 2000).

2.2 Manyetizasyon-Demanyetizasyon Dinamiklerinin Zaman Ölçekleri

Manyetizasyon-demanyetizasyon dinamikleri, elektron-fonon etkileşimlerinden kaynaklı geniş bir zaman ölçeğinde değişebilmektedir. Ferromanyetik malzemelerin manyetik durumda kalma süresi veya manyetik geçişlerin hızı, yeni ve daha üstün manyetik özelliklere sahip malzemelerin geliştirilmesi, manyetik malzemelerin ps-altı lazer darbeleriyle etkileşimi, modern manyetizma ve optiğin birleşimiyle heyecan verici bir araştırma konusu haline gelmiştir (Ju vd. 1998; Bali vd. 2014).

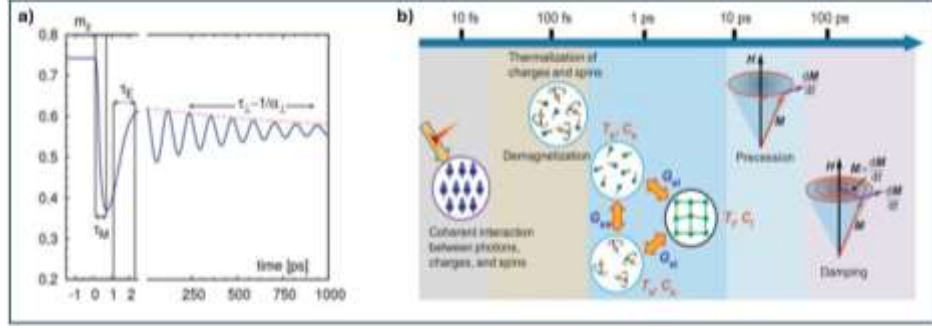
Şekil 2.5, farklı manyetizasyon süreçlerini ve bu süreçlerin gerçekleştiği karakteristik zaman ölçeklerini birlikte göstermektedir; böylece malzeme içindeki manyetik tepkilerin zamanla nasıl değiştii ve hangi dinamiklerin hangi zaman dilimlerinde etkili olduğu daha net bir şekilde anlaşılmaktadır. Zaman ölçekleri (τ), Heisenberg bağlantısı ($\tau=h/E$) aracılığıyla ve etkileşim enerjileri (E) tarafından belirlenmektedir (C Kittel 1951). Burada, en hızlı manyetizasyon süreci, yalnızca yaklaşık 10 femtosaniye (fs) gibi son derece kısa bir süre içinde gerçekleşen temel değiş-tokuş etkileşimleri (fundamental exchange interaction) olarak tanımlanmaktadır. Bunun yanı sıra, spin-yörünge çiftlenimi (spin-orbit coupling) ve spin-transfer torku gibi diğer manyetik etkileşimler yaklaşık 10 fs ile 1 pikosaniye (ps) arasında gerçekleşmektedir; bu sayede farklı manyetik dinamiklerin hızları ve etkileri birbirinden ayrılabilir. Lazer kaynaklı (lazer darbelerinin etkisi ile) ultrahızlı demanyetizasyon, birkaç yüz fs içinde gerçekleşmektedir. Ultrahızlı demanyetizasyonun ardından hızlı yeniden mıknatıslanma süresi, 1-10 ps ölçeğinde gerçekleşmektedir. Spinin tersine çevrilmesi yoluyla yapılan manyetik yazma birkaç ps ile birkaç yüz ps arasında bir zaman ölçeğine sahip iken, girdap çekirdeği değişimi (vortex core switching) birkaç 10 ps'den ns 'ye kadar olan zaman ölçeğinde gerçekleşmektedir. Manyetizasyon presasyonu birkaç ps ile birkaç 100

ps arasında gerçekleşirken, manyetizasyon presesyonu ile ilişkili sönümlenme (damping) alt-ns 'den onlarca ns zaman ölçeğine kadar gerçekleşmektedir. Ferromanyetik malzemelerde oluşan spin dalgaları, sönümlenmeden önce oldukça uzun bir zaman aralığı boyunca yayılabilir; bu süre, malzemenin özelliklerine bağlı olarak birkaç yüz pikosaniyeden (ps) onlarca nanosaniyeye (ns) kadar uzayabilmekte ve böylece manyetik yapıların dinamik davranışlarının daha geniş zaman ölçeklerinde incelenmesine olanak sağlamaktadır. En yavaş süreç birkaç ns'den yüzlerce μ s zaman ölçeğine sahip domain duvarı hareketidir.



Şekil 2.5 Manyetizasyon dinamiklerinin karakteristik zaman ölçekleri (Barman ve Sinha 2018)

Farklı manyetik süreçler için zaman ölçekleri, manyetizasyonu manipüle etmek için iki yöntem olarak ultrahızlı lazer darbesinin ve manyetik alanın zaman ölçekleri ile karşılaştırılır. Ultrahızlı lazerlerin geliştirilmesi, ps-altı zaman ölçeklerinde bu denli hızlı süreçlerin dinamiklerine erişim sağlanmasına önemli ölçüde katkıda bulunmuştur (Jean-Yves Bigot vd. 2009; Kirilyuk vd. 2010; Mathias vd. 2012).



Şekil 2.6 Ultrahızlı manyetizasyon dinamiklerinde meydana gelen bir dizi mekanizmaların şematik gösterimi

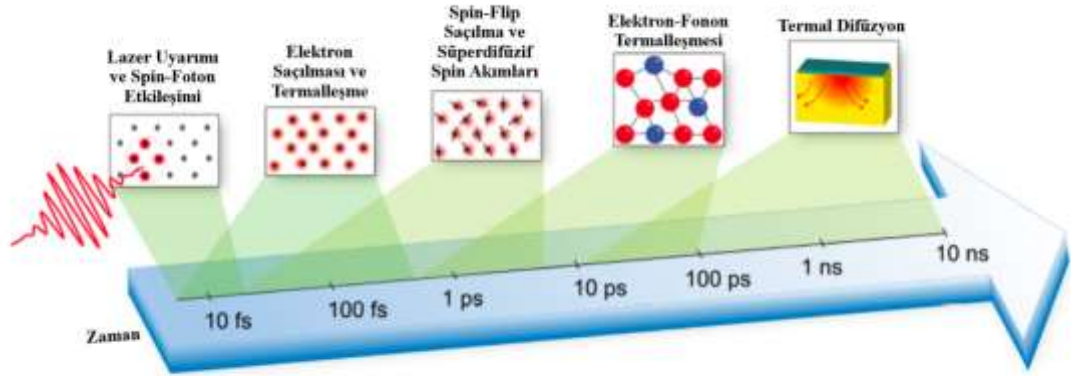
a) fs lazer uyarımı ile demanyatizasyon-manyetizasyon değişim grafiği b) a 'da grafikte meydana gelen fiziksel olgular (Atxitia ve Chubykalo-Fesenko 2011)

Manyetik bir malzemenin ultrahızlı lazer ile etkileşmesi literatürde elektron, spin ve örgü alt sistemleri ve bunların arasındaki enerji transferleri ile açıklanmaya çalışılmaktadır. Şekil 2.6a 'da gösterilen lazer kaynaklı ultrahızlı demagnetizasyon süreci elektron, spin ve örgü alt sistemlerinin birbirleriyle etkileşimi ile tasvir edilen ve Baurepaire ve arkadaşları tarafından önerilen 'üç sıcaklık modeli' ile açıklanmaktadır (E Baurepaire vd. 2004). Bu teoriye göre her bir sistem için bir sıcaklık tanımlanır ve her bir sistemin sıcaklığındaki dış etken vasıtası ile meydana gelen artışın geri dönüşü (relaxation), birbirleri arasındaki etkileşime bağlıdır (Şekil 2.6b). Bilindiği gibi optik sistemlerde optik enerji geldiğinde ilk önce elektronlar uyarılabilir ve birkaç femtosaniye zaman ölçeğinde elektron-elektron etkileşimleri nedeniyle elektron alt sisteminin sıcaklığı (T_e) artar ve sonunda termal olarak bir dengeye ulaşır. Bir sonraki evrede, sıcak elektronlar enerjilerini örgü ile etkileşim nedeniyle örgüye aktararak kaybederler ve sistem birkaç pikosaniye zaman ölçeği içinde yeni bir dengeye ulaşır. Optik sistemlerde süreç bu şekildedir. Fakat, manyetik bir sistem söz konusu olduğunda bu sürece ek olarak spin sisteminin de dahil edilmesi gerekmektedir.

2.3 Ultrahızlı Manyetizasyon Dinamikleri

Bilim insanları, ultra kısa süreli bir lazer darbesinin, yapısında düzenli bir şekilde manyetik özellikler taşıyan ve ferromanyetik olarak bilinen bir malzemeyle karşılaştığında veya etkileşime girdiğinde malzeme üzerinde hangi etkileri ortaya

çıkartabileceğini anlamaya yönelik olarak derinlemesine bir ilgi ve araştırma göstermektedirler. Bu araştırma konularındaki ilk çalışmalar, 1996 yılında Beaurepaire ve arkadaşlarının öncü olduğu çalışmada bir Nikel ince filminin, 60 fs altı darbeleri lazer ışını ile ince film uyarıldıktan sonra 1 ps altı zaman ölçeğinde demanyetize olabileceğini gözlemlenmiştir. Tüm temel ferromanyetik geçiş metalleri (Fe, Co, Ni) ve bunların çeşitli alaşımları üzerine yapılan bir dizi çalışma, Beaurepaire ve arkadaşlarının yapmış olduğu bu çalışmayı doğrulamıştır. Burada sorgulanan temel soru şudur: Toplam açısal momentumun korunduğu bilindiği hâlde, bir sistemin manyetik momentinin nasıl bu denli kısa bir zaman ölçeğinde sönmülenebildiği açıklanmalıdır. Lazerle uyarma gerçekleşmeden önce sistemdeki açısal momentum, büyük ölçüde yönleri belirli bir doğrultuda hizalanmış elektron spinleri tarafından taşınır. Dolayısıyla, manyetik düzenin bozulmasını ve sistemin yeniden dengeye ulaşmasını sağlayabilmek için, bu açısal momentumun mutlaka başka bir serbestlik derecesine, örneğin elektronların yörünge hareketine, örgü titreşimlerine (fononlara) veya daha geniş ölçekte kristal yapının diğer kolektif modlarına (serbestlik derecelerine) aktarılması gerekmektedir.



Şekil 2.7 Ultrahızlı lazer uyarımından sonra ultrahızlı elektron-spin-örgü(lattice) etkileşimlerinin şematik zaman çizelgesi (Mathias vd. 2012)

Şekil 2.7’de, bir ferromanyetik malzeme ultra kısa lazer darbeleriyle ışınlandığında gözlemlenen bir dizi olayı göstermektedir. Bu süreçte rol oynayan temel mekanizma, sistem içindeki farklı serbestlik dereceleri arasında gerçekleşen açısal momentum aktarımının ayrıntılı biçimde ele alınmasıyla anlaşılabilir. Femtosaniye zaman ölçeğindeki bir lazer darbesi bir ferromanyetik malzemeye etkileşime girdiğinde,

birbirini izleyen çok sayıda fiziksel olay ortaya çıkar. İlk aşamada, lazer ışığının oluşturduğu foton alanı, malzeme içindeki elektronların spin serbestlik dereceleriyle etkileşime girer ve bu etkileşim sonucunda lazer ışığının açısal momentumu, darbenin ilk yaklaşık 50 femtosaniye içerisinde doğrusal olmayan bir şekilde değişikliğe uğrar. Lazer uyarımı sonrasında oluşan elektronik dağılım başlangıçta dengelenmiş (termalize olmuş) değildir. Elektron-elektron saçılmaları aracılığıyla birçok elektron Fermi seviyesinin üzerine çıkarak daha yüksek enerji durumlarına geçer. Bu yüksek enerjiye itilmiş, kısa süreli olarak termal dengeden uzak bulunan elektron popülasyonuna ise literatürde genellikle “sıcak elektronlar” adı verilir. Bu süre içinde elektronik sıcaklık yüksek sıcaklıklara kadar yükselebilmektedir. Bundan kısa bir süre sonra, sıcak elektronlar elektron-magnon etkileşimi ile spinleri uyardıkça spin popülasyonunun termalizasyonu meydana gelir, yani başlangıçta düzensiz olan spin sistemi zamanla belirli bir sıcaklıkta kararlı bir dağılıma ulaşır, denge durumuna gelir. Sonuç olarak, yüklerin (charges)(τ_e) ve spinlerin (τ_s) kararlı duruma gelme süreleri arasında bir fark vardır. Yüklerin ve spinlerin kararlı duruma gelme süreçleri boyunca, elektronik dalga fonksiyonu, uyarma ile ilgili olarak faz hafızasını kaybeder. Bu süreç sonunda ferromanyetik malzeme demanyetize olur. Ancak bu kadar hızlı gerçekleşen demanyetizasyonun hangi fiziksel mekanizmayla ortaya çıktığı konusu, günümüzde hâlâ araştırmacılar arasında tartışılmaya devam etmektedir. Farklı modeller açısal momentumun hangi serbestlik dereceleri arasında aktarıldığı ve sürecin tam olarak nasıl ilerlediği konusunda farklı açıklamalar sunsa da mekanizma kesin olarak netleşmiş değildir.

Manyetizmanın büyük bir kısmı, elektronların uyarılmasını takiben kararlı duruma gelmesi sırasında, Stoner çiftlerinin Nikel veya Cobalt gibi ferromanyetik metallerde uyarıldığına inanılmaktadır. Bu nedenle, ultra hızlı demanyetizasyon üzerine yayınlanan makalelerin çoğu, ultra hızlı spin-flip saçılımının demanyetizasyon için önemli rol oynadığını belirtir. Saçılma mekanizmalarından birisi, bir elektronun safsızlık merkezinin ve fononların etkisinden dolayı spinlerin çevrildiğini ve bir fonon yaydığını veya soğurulduğunu belirten Elliott-Yafet tipi saçılma değildir. Sistemde gerçekleşebilen diğer saçılma mekanizmaları arasında elektron-magnon etkileşimiyle oluşan spin-flip süreçleri, Coulomb değişim etkileşiminin yol açtığı spin-flip saçılmaları ve relativistik

elektromanyetik radyasyon kaynaklı spin-flip olayları yer alır. Bununla birlikte, birkaç makalede, Stoner çiftlerinin uyarılması, spin-yörünge çiftlenimi ve terahertz (THz) emisyonunun elektromanyetik alanla etkileşim gibi diğer fiziksel mekanizmaların ultra hızlı demanyetizasyondan sorumlu olduğu iddia edilmektedir. Buna ek olarak, son yıllarda yapılan bazı çalışmalar, femtosaniye sürelerde manyetizasyon-demanyetizasyon dinamiklerinde spin-flip süreçlerinin yerine, spinlerin süper difüzyon yoluyla taşınmasının önemli bir etkiye sahip olduğunu göstermektedir.

Demanyetizasyon sonrasında sistemdeki taşıyıcılar ve spinler zamanla dengeye doğru gevşemeye başlar. Bu gevşeme iki farklı zaman ölçeğinde gerçekleşir; dolayısıyla hem yansıtma (Fermi seviyesinin üzerindeki taşıyıcı yoğunluğuna bağlıdır) hem de manyetik düzen üstel biçimde iki aşamalı olarak azalır. İlk ve daha hızlı gevşeme sürecinde sürecinde (τ_1), elektronlar ve spinler kristal örgüyle enerji alışverişine girer. Bu etkileşim elektron-fonon etkileşimiyle sağlanır. Bu τ_1 süresi, elektron-fonon etkileşiminin gücüne ve elektronlar ile fononların özgül ısı kapasitesine bağlıdır; tipik olarak birkaç pikosaniye ile onlarca pikosaniye arasında gözlemlenir. Gevşeme süresi ayrıca lazer uyarımının şiddetine ve bir dereceye kadar malzemenin manyetokristal anizotropisine de bağlıdır. Bu zaman aralığında, özgül ısı ve sıcaklık benzeri termodinamik büyüklükler etkili olmaya başlar.

2.4 Presesyonel Manyetizasyon Hareket Denklemleri

Ferromanyetik malzemeler için manyetik momentin presesyon hareketi Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) denklemi tarafından tanımlanmaktadır (Landau ve Lifshitz 1935). LLG Denklemi, bir atomun veya bir atom topluluğunun manyetik momentinin dış manyetik alanlara nasıl tepki verdiğini modellemek için hem klasik fizik hem de kuantum mekaniği kavramlarını bir araya getirir. Kısacası, manyetik malzemelerdeki spinlerin davranışındaki karmaşıklıkları yansıtır. Denklemin kendisi, Landau ve Lifshitz tarafından önerilen orijinal denklemin bir modifikasyonudur ve Gilbert'in eklemesi ile enerji dağılımını hesaba katan bir sönümlenme terimi ekleyerek daha eksiksiz bir açıklama sağlar (Gilbert 2004).

Mıknatıslanma vektörlerinin manyetik alanlarla etkileşimi, presesyonal bir hareket etmesiyle mıknatıslanma yönünde bir değişime yol açabilir. Bu nedenle, mıknatıslanma vektörlerinin dinamiklerini açıklamak için manyetizma fenomenin daha iyi anlaşılmasına katkı sağlar. İlk olarak, tek bir spin hareketi dış manyetik alan (H) ile açıklanmaktadır. H dış manyetik alandaki bir spin vektörü $S = \frac{\mu}{\mu_s}$ için, spin manyetik momenti μ üzerine etki eden bir $T = -|\gamma|(S \times H)$ torku etki eder. Burada γ , jromanyetik oran olarak adlandırılır ve bir manyetik torka tepkisini belirler. Ayrıca manyetik momentin açısal momentuma oranı olarak tanımlanır.

Açısal momentum temel korunum yasasına göre, açısal momentumun zamanla değişimi torka eşittir;

$$\frac{dS}{dt} = -|\gamma|(S \times H) \quad 2.4$$

$$\gamma = \frac{2\pi g \mu_B}{h} \quad 2.5$$

Burada γ , jromanyetik oran, g , Lande faktörü (g -faktör, splitting faktörü) olarak tanımlanır. μ_B Bohr magnetonu ($\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J.T}^{-1}$) ve h ise Planck sabiti ($h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$) 'dir.

Ferromanyetik malzemelerde spin vektörü yerine μ_0 atomik manyetik momenti ile $M = \mu_0 \langle S \rangle$ mıknatıslanma vektörü dikkate alınmalıdır. Toplam manyetizasyon (mıknatıslanma) vektörü M ile ilişkili bir sistemin toplam açısal momentumu;

$$L = -\frac{M}{|\gamma|} \quad 2.6$$

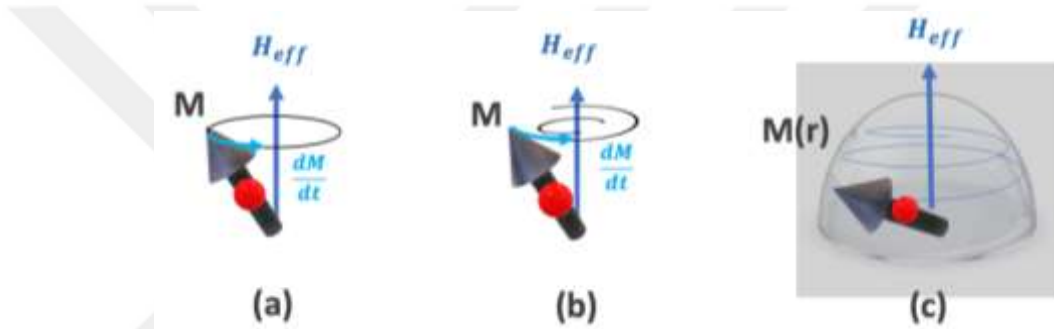
Bu durumda denklem 2.4;

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma|(M \times H) \quad 2.7$$

Dış manyetik alana ek olarak spinler, manyeto-kristal anizotropi, şekil anizotropisi ve değiş-tokuş alanından (exchange field) da etkilenebilir. Bu durumda tüm etkileşimler dikkate alınmalıdır. Bu durumda etkin manyetik alan H_{eff} denklem 2.8 ‘de belirtilen katkıları içerir;

$$H_{eff} = H + H_{ani} + H_{ex} + H_{dm} + \dots \quad 2.8$$

Burada H uygulanan dış alanı, H_{ani} anizotropi alanı, H_{ex} değişim alanı ve H_{dm} demanyetizasyon alanını belirtir. Tüm bu terimler malzemeye bağlıdır.



Şekil 2.8 Etkin manyetik alan H_{eff} tarafından uyarıldıktan sonra mıknatıslanma dinamiklerinin presesyon hareketinin şematik gösterimi

a) Damping (sönümlenme) terimi olmadan, b) Spiral bir yörüngede hareket ettikten sonra M ve H_{eff} 'in nihai hızlanmasına yol açan sönümlenme terimi dahil, c) Langevin alanı ve dalgalanmalar (ξ) dahil

H_{eff} 'i toplam manyetik alan olarak düşünürsek, Landau ve Lifshitz 'in adını taşıyan toplam manyetizasyon vektörünün hareketi için denklem şu şekildedir;

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma|(M \times H_{eff}) \quad 2.9$$

Bu denklem, H_{eff} etrafındaki toplam mıknatıslanma vektörünün presesyonunu ifade eder. Denge durumunda, M , H_{eff} 'e paralel olduğu için tork yoktur.

Denklem 2.7 gösteriyor ki, denklem 2.8 ‘de yer alan etkin alanlardan herhangi birinin, sistemin tepki süresinden daha kısa bir zaman ölçeğinde, dış bir uyarının (manyetik alan

veya lazer darbesi gibi) bozulması durumunda, toplam mıknatıslanma vektörünün, şekil 2.8 'de gösterildiği gibi yeni etkin alan H_{eff} etrafında dönmeye başlayacağını gösterir. Fakat denklem 2.9 'da bir sönümlenme terimi (a damping term) de ayrıca yer almalıdır. Bu enerji tüketen terim, sonunda M 'yi H_{eff} 'e paralel hale getirene kadar toplam manyetizasyon vektörünün hareketini yavaşlatan genelleştirilmiş hız (velocity) $(-\frac{dM}{dt})$ ile orantılıdır (şekil 2.8.b)). Bu sönümlü presesyon dinamikleri, LLG hareket denklemini vermektedir.

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma|(M \times H_{eff}) + \frac{\alpha}{M_{sat}} \left(M \times \frac{dM}{dt} \right) \quad 2.10$$

Burada, α , Gilbert sönümlenme katsayısıdır ve birimsiz bir parametredir. Ek bilgi olarak, ps zaman ölçeğinde meydana gelen tüm presesyonel ve sönümlenme sürecini görselleştirmek için, yaklaşık 10^{-12} s çözünürlüğe sahip bir manyeto-optik pompa-gözlem deney düzeneği kullanılabilir.

Hem LL hem de LLG denklemi yalnızca mıknatıslanma uzunluğunun korunduğu mıknatıslanma dinamiklerini tanımlar. Bununla birlikte sonlu bir sıcaklığın etkileri aşağıda verilen Langevin alanı ve dalgalanma $\xi(t)$ dahil olmak üzere LL denklemine (şekil 2.8.c) dahil edilmelidir (Landau ve Lifshitz 1935; Gilbert 2004).

$$\langle \xi_\alpha(t) \xi_\beta(t) \rangle = \frac{2k_B \lambda T}{\gamma \mu_s} \delta_{\alpha\beta} \delta(t - t') \quad 2.11$$

Burada α ve β Kartezyen bileşenlerdir, $\alpha, \beta = x, y, z$ 'dir. k_B , Boltzman sabitidir ve T ise spinlerin çiftlenim (coupled) olduğu sıcaklığı, μ_s atomik manyetik momenti belirtir. LL denkleminde bu terimin dikkate alınması, ferromagnetler için tüm sıcaklık aralığı için geçerli olan ve T_c 'nin üzerindeki ve altındaki sıcaklıkların doğru bir hesabını veren Landau-Lifshitz-Bloch (LLB) denklemine götürür. LLB denklemlerinin türetilmesi ilk önce iyi tanımlanmış bir mikroskobik modelden ve birkaç yaklaşımdan başlar. Daha sonra, denklem 2.10 aşağıdaki LLB denklemini verir.

$$\frac{dM}{dt} = \gamma m \times H_{eff} - \gamma \alpha_{\parallel} \frac{m(m.H_{eff})}{m^2} + \gamma \alpha_{\perp} \frac{m(m.H_{eff})}{m^2} \quad 2.12$$

Yukarıdaki denkleme göre, boyutsuz olan boyuna ve enine sönümleme (damping) parametrelerine sırasıyla $\alpha_{\parallel}$ ve $\alpha_{\perp}$ 'ya ait ve etkin alan H_{eff} 'e bağlıdır. Ferromanyetik malzemeler için aşağıdaki parametreler ile verilir;

$$\alpha_{\parallel} = 2\lambda \frac{T}{3T_c} \quad 2.13$$

$$\alpha_{\perp} = \lambda \left(1 - \frac{T}{3T_c}\right) \quad 2.14$$

Burada $T < T_c$ olduğunda $\alpha_{\parallel} \neq \alpha_{\perp}$

Benzer şekilde;

$T > T_c$ olduğunda $\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp}$ geçerlidir.

Değişen bir mıknatıslanma genliğini de içeren bu modeldeki etkin alan şu şekilde verilir;

$$T < T_c \text{ için } H_{eff} = H + H_{anisotropy} + H_{exch} + \frac{1}{2\chi_{\parallel}} \left(1 - \frac{M^2}{M_e^2}\right) \quad 2.15$$

$$T > T_c \text{ için } H_{eff} = H + H_{anisotropy} + H_{exch} + \frac{1}{\chi_{\parallel}} \left(1 - \frac{3T_c M^2}{5(T - T_c) M_e^2}\right) M \quad 2.16$$

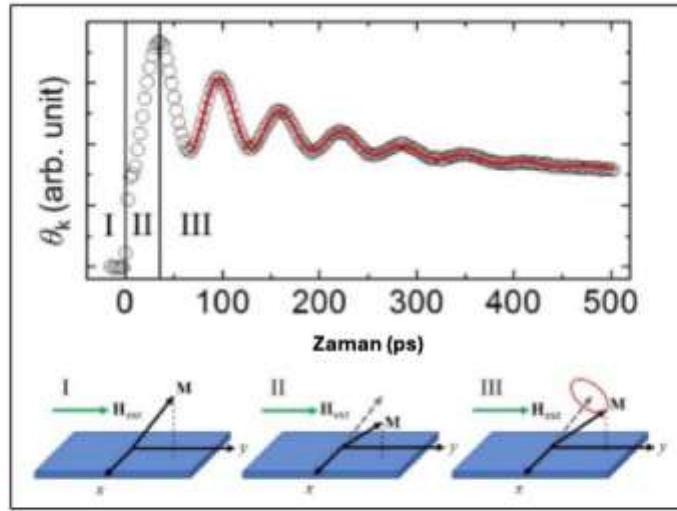
Burada, $H_{anisotropy}$ anizotropi alanı, H_{ex} homojen olmayan değişim alanı'dır.

M mıknatıslanması boyunca hareket eden boylamasına alan, hem uzunlamasına alınganlık, hem de alanın olmadığı denge manyetizasyonu (M_e) ile tanımlanır.

2.5 Presesyonel Manyetizasyon Dinamikleri

Temel olguların ötesinde, lazer uyarımlarıyla tetiklenen bu ultrahızlı demanyetizasyon, LLG denkleminin yönettiği manyetizasyon dinamiklerini, özellikle de spin presesyonunu ortaya çıkarır. Bu tüm optiksel olarak, pompa-gözlem tekniği ile ilgili ileri araştırmalar, MOKE'nin bir uzantısı olarak bilinen TR-MOKE 'dan elde edilebilmektedir.

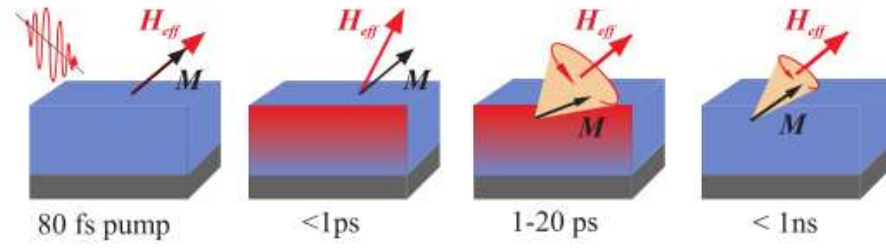
TR-MOKE ile ölçülen spin presesyon hareketinin zamansal değişimi şekil 2.9 'da gösterildiği gibi genellikle üç ayrı bölgeden oluşur. Başlangıç durumunda, mıknatıslanma M denge konumundadır ve minimum enerji yönünü belirleyen etkin alan (H_{eff}) ile paralel durumdadır. Ardından, pompa ışını manyetik malzemeye vurduğunda malzemeye enerji verir, dolayısıyla onu ısıtır ve termal olarak manyetikliği bozmasına (demanyetize olmasına) neden olur. Isınmadan dolayı malzemenin hem doyum manyetizasyonu (M_s) hem de manyetik anizotropi azalır ve bu da H_{eff} 'te bir değişikliğe neden olur. Sonrasında, malzeme soğudukça, doyum mıknatıslanma değeri M_s ve manyetik anizotropi, minimum enerji doğrultusuna yani ilk denge yönüne doğru yeniden hizalanma eğilimi göstererek başlangıç değerlerine yaklaşır. Bu noktada M , H_{eff} ile hizalanamaz ve mıknatıslanma M üzerine etki eden bir tork'la sonuçlanır. Bu tork, denklem 2.10 'da verildiği gibi LLG denkleminin ortaya koyduğu şekilde, denge doğrultusu etrafında sönümlü presesyon hareketini başlatır.



Şekil 2.9 Kutupsal (polar) TR-MOKE konfigürasyonundan elde edilen (açık sinyaller) tipik manyetik presesyon sinyal değişimi

Şekil 2.9'u açıklamak gerekirse; bölge I'de H_{eff} boyunca bir dış manyetik alan (H_{ext}) tarafından eğilen mıknatıslanma (M) ile dengededir. Lazer uyarımlarının yol açtığı ısınma sonrasında hem manyetik anizotropi hem de doyum mıknatıslanması azalır; bu durum Bölge II'de minimum enerji doğrultusunda bir kaymaya neden olur. Ardından, M_s zamanla eski değerine dönmeye çalışır; ancak M ile H_{eff} arasındaki açı, Bölge III'te görüldüğü üzere presesyon hareketini ortaya çıkarır. Düz çizgi (yaklaşık 400-500 ps 'de), termal bir arka plana sahip zayıflayan bir sinüzoidde uygun olduğunu gösterir. I ve III bölgelerde H_{eff} , gri kesikli çizgi ile gösterildiği gibi denge yönünü işaret etmektedir.

Şiddetli pompa-lazer darbesinin soğurulması sadece mıknatıslama genliğinin azalmasına sebep olmakla kalmaz, aynı zamanda sistemin kolay eksenini değiştirir ve manyetizasyon presesyonunu tetikler. Anizotropi alan darbesi, manyetizasyon presesyonunu başlatan ani sıcaklık artışından ps sürede tanımlanır. Anizotropi alan darbesi şekil 2.10 'da gösterilmiştir.



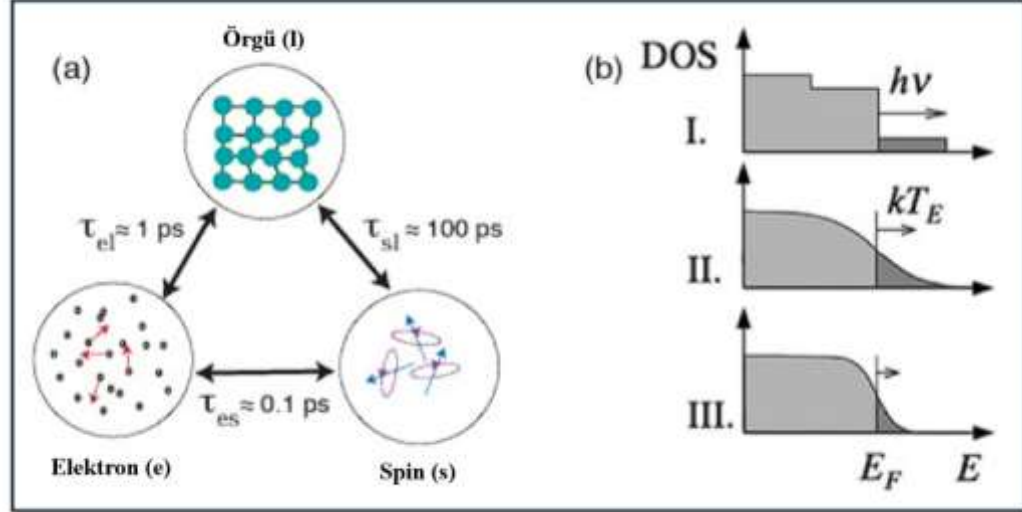
Şekil 2.10 Optik olarak pump-probe deneylerinde anizotropi alan darbesi

Şiddetli lazer darbesinin soğrulması (absorbsiyonu), pompa lazer demeti numuneye vurduğunda numunenin sıcaklığını kısacası arttıracaktır. Bu sıcaklık artışı, malzemenin anizotropisini ve dolayısıyla malzemenin kolay eksen yönünü değiştirir ve manyetizasyon vektörü kolay eksen etrafında dönmeye başlar. Bununla birlikte, termal olarak indüklenen anizotropi yalnızca birkaç ps’de değişir ve bundan sonra kolay eksen, pompa darbesi numuneyi tetiklemeden önceki yöne döndürür. Kısacası, dengede olmayan mıknatıslanma, etkin manyetik alanla hizalanamaz ve onun etrafında dönmeye yani presesyon yapmaya başlar. Manyetik sönümlenme (magnetic damping), mıknatıslanmanın etkin alanla hizalandığı zaman ölçeğini belirler. Bu nedenle, mıknatıslanma presesyonu, sabit etkin manyetik alan tarafından belirlenir ve aynı zamanda yalnızca mıknatıslanma presesyonunu tetikleyen anizotropi alan darbesi ile değil aynı zamanda mıknatıslanma torkunun açılma açısını belirler (Krauß vd. 2009).

2.6 Üç-Sıcaklık Modeli

Manyetik sistemleri, elektron-spin-örgü olmak üzere üç alt sisteme ayırarak ultra hızlı manyetizasyon dinamiklerini daha iyi anlayabiliriz. Bu üç alt sistem Şekil 2.11.a ‘da belirtildiği gibi dinamiklerin süreçlerini izlediğimizde farklı zaman ölçeklerinde farklı rollere sahip olduğu görülmektedir. Elektronlar doğrudan bir lazer darbesi ile tepkimeye girdiğinde fermi seviyesinin altındaki seviyeleri dolduran elektronlar, lazer foton enerjisine (1.5eV) eşit enerji ile dolu olmayan seviyelere optik olarak uyarılır. Uyarılan elektronlara sıcak elektron adı verilir. Sıcak elektron oluşumunu, elektronlar arasında bir termal enerji dağılımına ulaşılmasını sağlayan elektron-elektron saçılma olayı takip eder. Elektron sıcaklığı, Fermi-Dirac istatistiğiyle tanımlanan elektronik dağılım fonksiyonunun biçiminden elde edilebilir. Elektronlar, spin ve örgü ile

karşılaştırıldığında, birbirlerine göre termodinamik dengede olsalar da aslında öyle değildir.



Şekil 2.11 a) Elektron-Spin-Örgü 'nün kendi aralarında etkileşimi ifade eden Üç sıcaklık modelinin şematik gösterimi. b) Bir lazer darbesi ile pompalandıktan sonra elektron durum yoğunluğu I. optik bir uyarımdan hemen sonra dengesiz dağılım, II. ısıl dengesine ulaşm "sıcak" elektron dağılımı ve III. elektron sıcaklığını soğutmak için örgü ya da spin ile saçılma işleminden sonraki dağılımı gösterir

Üç sıcaklık modeli, manyetik malzemelerin üç ayrı termal rezervuara ayrılabilceğini varsayar; elektron-spin-örgü (Dalla Longa vd. 2007). Tüm rezervuarlar, belirtilen zaman ölçeklerinde birbirleriyle etkileşime girerler. Elektronları soğutmak için, elektron-örgü gevşeme süresi (relaxation time) adı verilen ve ps zaman ölçeğinde meydana gelen elektron-fonon saçılması takiben örgü ile etkileşime girer. Elektronların hareketine bağlı serbestlik derecesi, spinlerle ilgili serbestlik derecesiyle de etkileşim içindedir. Ancak bu etkileşime neden olan temel mikroskopik süreç henüz yeterince anlaşılmamıştır. Yine de genel kabul, bu tür olayların temelinde spin-yörünge etkileşiminin bulunduğunu göstermektedir. Spinlerin toplu davranışının bir göstergesi olan manyetizasyon dikkate alındığında, demanyetizasyon süresi, elektron ve spinler arasındaki birkaç yüz femtosaniyelik gevşeme süresini (τ_{es}) yaklaşık olarak yansıtır. Spinlerin örgü yapısıyla etkileşime girmesi de mümkündür, fakat spin-örgü gevşemesinin gerçekleşmesi yüzlerce pikosaniyeyi bulduğundan bu mekanizma demanyetizasyon sürecini açıklamak için fazla ağır işler. 1 ns'den daha uzun zaman

dilimlerinde ise sistemdeki fazla enerji, çevreye -örneğin hava veya alttaş ortamına- aktarılır ve böylece tüm alt sistemlerin sıcaklığı başlangıç seviyelerine doğru azalır.

Beaurepaire ve grubu, dinamikleri tanımlayan en basit matematiksel ifadelerde elektronların ve fononların sıcaklığını tanımlayarak, elektronların ve örgü 'nün farklı eşleşmiş ısı rezervuarları olduğunu varsayarak iki sıcaklık modeline dayalı bir fenomenolojik üç sıcaklık modelini (3TM) ortaya koydu (Eric Beaurepaire vd. 1996). Bu modele göre üçüncü rezervuar olarak, spin serbestlik derecesini ekleyerek şekil 2.11.a 'da gösterildiği gibi elektron(e), spin(s) ve örgü(l) arasındaki etkileşimi tanımladılar. Kısacası, üç-sıcaklık modeli, manyetik olmayan malzemelerde ultrahızlı lazer uyarımlarını analiz etmek için kullanılan standart bir yöntem olan iki sıcaklık modelinin bir uzantısıdır (Eric Beaurepaire vd. 1996; J-Y Bigot 1996). Öncelikle iki sıcaklık modeli ile electron sıcaklığı (T_e) ve örgü sıcaklığı (T_l) dinamiklerini açıklar:

$$C_e(T_e) \cdot \frac{\partial T_e}{\partial t} = G_{el}(T_l - T_e) + P(r, t) \quad 2.17$$

$$C_l(T_l) \cdot \frac{\partial T_l}{\partial t} = G_{el}(T_e - T_l) + \kappa \nabla^2 T_l(r, t) \quad 2.18$$

Burada, G_{xy} çiftlenim sabiti (coupling constant- etkileşim terimi veya bağlanma sabiti) olarak tanımlanır. C_e ve C_l sırasıyla elektronların ısı kapasitesi (the heat capacities of electron) ve örgünün ısı kapasitesini ifade eder. $P(r,t)$ ise lazer darbesinin enerjisi değeridir. Ayrıca $\kappa \nabla^2 T_l$, Isının örgü yoluyla yayılmasını tanımlar.

İki-sıcaklık modelinin genişletilmesi ile elde edilen üç-sıcaklık modeli, spin sıcaklığı (T_s) ve ek çiftlenim sabitleri G_{es} , G_{sl} 'yi içermektedir. Bu durumda, sistemin sıcaklığının zamana bağlı olarak değişimi aşağıdaki belirtilen diferansiyel denklemler ile açıklanmaktadır.

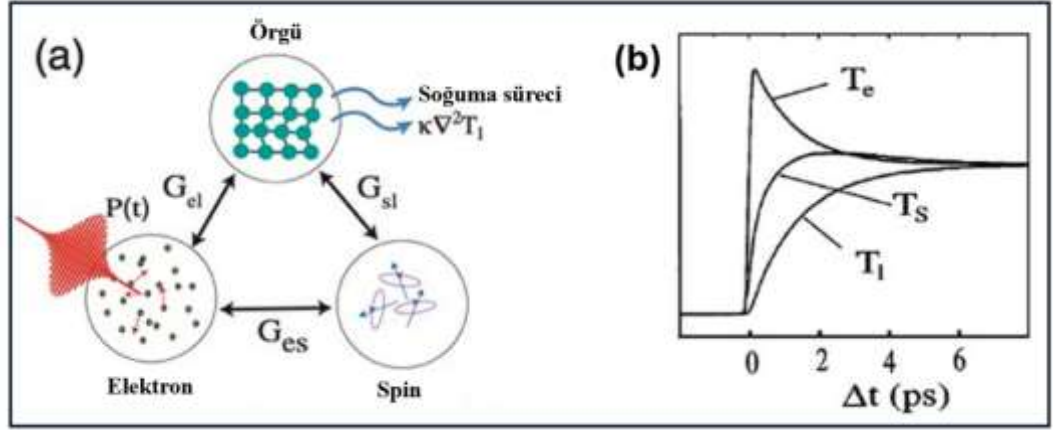
$$C_e \frac{dT_e}{dt} = -G_{el}(T_e - T_l) - G_{es}(T_e - T_s) + P(t) \quad 2.19$$

$$C_s \frac{dT_s}{dt} = -G_{es}(T_s - T_e) - G_{sl}(T_s - T_l) \quad 2.20$$

$$C_l \frac{dT_l}{dt} = -G_{el}(T_l - T_e) - G_{sl}(T_l - T_s) \quad 2.21$$

Burada $P(t)$ malzeme yüzeyine gönderilen lazer demetinin uyarım enerjisini belirtir. C_e , C_s , C_l sırasıyla elektron, spin, örgü'ün ısı kapasitesini, T_e , T_s , T_l , sırasıyla elektron, spin, örgü alt sistemlerinin sıcaklıklarını ifade eder. Ayrıca, elektron-spin (electron-spin), spin-örgü (spin-lattice) ve elektron-örgü (elektron-lattice ya da elektron-phonon) arasındaki her bir sistemin kendi aralarındaki etkileşimin ne kadar etkin ve güçlü olduğunu gösteren çiftlenim sabiti (coupling constant) dediğimiz sabitleri sırasıyla G_{es} , G_{sl} , G_{el} olarak tanımlanır. Bu çiftlenim sabitleri, alt sistemler arasındaki enerji dağılım oranını belirlemektedir. Bu nedenle, verilen genel dinamikler, fenomenolojik olarak bir dizi diferansiyel denklemler ile tanımlanır (denklem 2.19, 2.20 ve 2.21). Spinler hem elektronlarla hem de örgü ile sürekli bir ısı alışverişi gerçekleştirerek zamanla termal olarak ortak bir denge sıcaklığına ulaşırlar. Bu enerji alışverişi süreci, doğal olarak örgünün sıcaklığında da bir değişime yol açar. Manyetokristalin anizotropide meydana gelen son derece hızlı değişim ise sistem üzerinde anlık ve güçlü bir etki oluşturarak, tıpkı kısa süreli bir manyetik darbe alanıymış gibi davranır. Bu ani etkinin sonucunda manyetizasyon vektörü kararsız hâle gelir ve kendi eksenini etrafında presesyon olarak adlandırılan salınım hareketine başlamasına neden olur (Vaterlaus vd. 1992).

Daha uzun zaman aralıklarına yayılan sönümlenme süreci, elektronların ve örgünün taşıdığı ısıнын çevreye -örneğin alttaş materyaline- yavaş yavaş yayılmasıyla ilişkilidir. Bu ısı difüzyon süreci devam ettikçe sistemdeki fazla enerji dış ortama aktarılır ve böylece hem elektronik hem de örgü sıcaklığı giderek düşer. Bu zaman ölçeğinde, manyetizasyon vektörünün gerçekleştirdiği presesyon hareketi de giderek enerjisini kaybeder; sonunda salınımlar zayıflar ve salınım genliği azalır ve manyetizasyon kararlı hâline geri dönerek tamamen sönümlenir. Bu mekanizmalar Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) formülleri (denklem 2.10) ile tanımlanmaktadır (bölüm 2.4'te anlatılmıştır).



Şekil 2.12 a) Üç-Sıcaklık modeli 'nde fs lazer darbesiyle uyarımın etkileri. b) Nikel örneği için pump fluence 'i 2.5 mJ/cm^2 , üç-sıcaklık modelinin sayısal çözümünü göstermektedir (Dalla Longa vd. 2007)

Femtosaniye lazer darbesi ile uyarım neredeyse anında elektronlar tarafından soğrulur. Ardından ısı, üç sistem arasında yeniden dağıtılır. Lazer uyarımdan sonra farklı rezervuarlar arasındaki değişimi şekil 2.12.a 'da şematik olarak gösterilmiştir. Burada, elektronik sistem ilk önce bir lazer darbesiyle uyarılır, $P(t)$. Sıcak elektronlar daha sonra G_{el} , G_{es} çiftlenim sabitleri ile spin ve örgü sistemine enerji aktararak soğurlar. Spin ve örgü çiftlenim sabiti G_{sl} ile birbirine bağlanabilir. Son olarak, her üç alt sistemin de sıcaklıkları $\kappa \nabla^2 T_l$ ısı aktarımı yoluyla ortam sıcaklığına düşer. Bu süreci tanımlayan denklem 2.9-2.11 denklemleri sayısal olarak çözülerek, şekil 2.12b 'de gösterilen elektron, spin ve örgü alt sistemlerinin sıcaklıklarının zamanla değişimi (sıcaklık dinamikleri) elde edilebilir. Bu diferansiyel denklem sisteminin sayısal çözümü, düşük akı (fluence) limitlerinde pompa akısı ile demanyetizasyon genliği arasındaki doğrusallık gibi demanyetizasyon dinamiğinin birçok özelliğini açıklamaktadır.

Belirli varsayımlar altında, üç-sıcaklık modelinin denklemleri analitik olarak çözülebilir. Bu modelin, elektron, örgü ve spin alt sistemlerinin zamanla değişen sıcaklıklarını tanımlayan analitik çözümü;

$$\frac{\Delta M}{M} = \left[\left(\frac{A_1}{(t/\tau_0 + 1)^{1/2}} - \frac{(A_2 \tau_E - A_1 \tau_M) e^{\frac{-t}{\tau_M}}}{\tau_E - \tau_M} - \tau_E \frac{(A_1 - A_2) e^{\frac{-t}{\tau_E}}}{\tau_E - \tau_M} \right) \theta(t) + A_3 \delta(t) \right] * \Gamma(t) \quad 2.22$$

Burada, τ_M , gözlemlenen demanyetizasyon süresi, τ_E manyetizasyonu geri kazanma süresi yani elektron-örgü arasında ısısal olarak kararlı duruma gelme süresi, τ_0 darbe süresidir. M manyetik malzemenin mıknatıslanmasını, A_1 katsayısı, elektron, spin ve örgü sisteminin kendine ait sıcaklıklarının denge durumuna gelmesinden hemen sonra malzemenin mıknatıslanma değeridir. A_2 Katsayısı ise lazer darbesinin soğurulmasından sonraki elektronun kendi sıcaklığıyla doğru orantılı olan bir sabittir. A_3 katsayısı ise, pompa ve probe demetinin üst üste çakıştığı esnadaki optiksel süreçleri belirtir. $\theta(t)$ Adım fonksiyonunu, $\delta_{(t)}$ dirac fonksiyonunu, $*$ konvolüsyon çarpımını ve $\Gamma_{(t)}$ Gauss profiline sahip lazer darbesini temsil etmektedir.

Üç sıcaklık modelinin analitik çözümü, demanyetizasyon dinamiğinin genel bir şeklini tanımlandığı gibi üstel ifadeler fenomenolojik olarak tanımlanan deneysel demanyetizasyon verilerinin nedenini açıklar. Deneysel veriler göz önüne alındığında düşük akı değerlerinde spinin ısı kapasitesi ihmal edilebilir bir değerdir. Ayrıca, elektronun ve örgünün ısı kapasitesi yine düşük akı değerlerinde sabite yakındır. Spin dinamikleri için diferansiyel oran denklemi aşağıdaki gibidir;

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{T_e - T_s}{\tau_{M,e}} + \frac{T_l - T_s}{\tau_{M,t}} \quad 2.23$$

$$\frac{1}{\tau_M} = \frac{1}{\tau_{M,e}} + \frac{1}{\tau_{M,t}} \quad 2.24$$

Manyetizasyon, spin sıcaklığında doğrusaldır. Denklem 2.24'te gözlemlenen demanyetizasyon süresine elektron ve örgüden katkı geldiğini ifade etmektedir.

Bununla birlikte, üç sıcaklık modeli, lazerle tetiklenen demanyetizasyon sürecinde rol oynayan mikroskobik süreçleri tam olarak açıklamak için yetersiz kalır. Bu nedenle, manyetik yapıdaki davranışları doğru biçimde yorumlayabilmek için sistemdeki açıl momentumun korunumu yeniden göz önünde bulundurulmalıdır. Demanyetizasyon prosesi sırasında spinlere ne olduğunu açıklamak için bazı mekanizmalar önerilip bir sonraki bölümlerde tartışılmaktadır.

2.7 Ultrahızlı Manyetizasyon Dinamikleri için Mikroskobik Mekanizmalar

Üç-sıcaklık modeli, temel fizikte, elektron, spin ve örgü dinamiklerinin herhangi bir mikroskobik resmini dikkate almaz. Lazer kaynaklı demanyetizasyon olayını tanımlayan eksiksiz bir teori elektron, spin ve örgü sistemlerinin kendi aralarındaki etkileşmelerini içermektedir. Fakat, bu tür bilgiler ile ultrahızlı demanyetizasyon dinamikleri hakkında literatürdeki bilgiler henüz yetersizdir.

Ultrahızlı lazerle indüklenen demanyetizasyon olgusunu açıklamak adına önerilen bir diğer güçlü mekanizmalardan olan spin-flip eşliğinde elektron-fonon saçılmalarıdır. Bu süreç, Elliott-Yafet türü mekanizmalarla doğrudan ilişkilidir. Elliott-Yafet tipi mekanizması elektron saçılım süreci ile spin-flip olasılığının arttırılmasını tanımlar. Spin-yörünge çiftlenimi nedeniyle, iki elektronik spin durumu ($|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$) bu şekilde iken bundan dolayı kuantum sayıları etkin değildir, bu durumlar her iki spin durumunun lineer birleşimidir. Fononlar ya da malzemedeki safsızlıkların neden olduğu elektronlar arası saçılmalar, spinlerin yön değiştirmesine sebep olabilmektedir. Koopmans'ın çalışmasında yerel açısal momentumun korunabilmesi için bir fononun soğurulması ya da yayılmasını temel alan bir yaklaşım benimserler. Bu modele göre, spinlere elektron-örgü etkileşimi üzerinden pikosaniye mertebesinde gerçekleşebilen bir gevşeme yolu sunar. Eğer bu kadar hızlı işleyen bir gevşeme mekanizması mevcut değilse, spinlerin yalnızca nanosaniye ölçeğinde gerçekleşen yavaş spin-örgü etkileşimleriyle rahatlayabileceği anlaşılır. Böyle bir mikroskobik bakış açısıyla, bir lazer darbesiyle uyarımın ardından ortaya çıkabilecek birçok dinamik süreçler öngörülebilir.

2.7.1 Demanyetizasyon süresinin sönümlenme sabitine bağlılığı

Koopmans, demanyetizasyon süresini (τ_m), Gilbert sönümlenme sabiti (α) ve Curie Sıcaklığı (T_c) gibi iki ölçülebilir parametrenin bir fonksiyonu olarak çözümler;

$$\tau_M = F \left(\frac{T}{T_c} \right) \frac{1}{4} \frac{\hbar}{k_B T_c} \frac{1}{\alpha} \quad 2.25$$

Burada $F\left(\frac{T}{T_c}\right)$ ön-faktör, sıcaklığa bağlı bir fonksiyondur ve düşük akı limitlerinde 1'e eşittir, k_B ise Boltzmann sabiti'dir.

Nadir toprak elementleri, yalnızca sönümlenme sabitlerini içeren yavaş dinamiklere katkıda bulunur, ancak demanyetizasyon içeren hızlı dinamiklere yeterli katkıda bulunmaz.

İki tip demanyetizasyon dinamiği: Koopmans, spin dinamikleri için yaptığı çalışmalarda eksiksiz bir model ortaya koymak amacıyla üç-sıcaklık modelini Elliott-Yafet tipi mekanizmayla bağdaştırdı. Demanyetizasyon dinamiklerinin iki kategoride tanımlayabileceğini öngördüler; Tip I ve Tip II dinamiği (B Koopmans vd. 2010).

Tip I dinamiğinde; demanyetizasyon (elektron-spin gevşeme süresi), elektron-örgü gevşeme süresinden ($\tau_{el} \sim ps$) daha hızlı ($\tau_m \sim 0.1 ps$) gerçekleşir. Ferromanyetik geçiş metalleri (Fe, Co ve Ni) ortam koşullarında bu davranışa sahiptir (B Koopmans vd. 2010).

Tip II dinamiğinde; spin-flip saçılımının düşük verimliliğe sahip olduğu durumlarda ortaya çıkar. Sonuç olarak demanyetizasyon süresi ($\tau_m > ps$), electron-örgü gevşeme süresinden daha yavaştır (B Koopmans vd. 2010).

Elektronlar ve spinler, demanyetizasyon tanımlanmadan önce henüz dengede olmadıklarından, manyetizasyon, daha uzun zaman gecikmesinde bile daha da azabilir, bu da iki aşamalı demanyetizasyon dinamiği ile sonuçlanır (Roth vd. 2012).

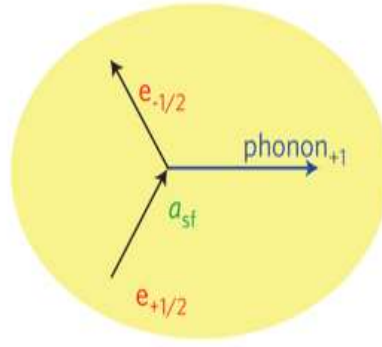
Tip II dinamikleri ise Curie sıcaklığına yakın olan nadir toprak metali (Gd) ve geçiş metallerinde (Fe, Co ve Ni) öngörülmektedir. Model Gd için uzun demanyetizasyon süresini açıklar (B Koopmans vd. 2010).

Bu iki tip dinamiği birbirinden ayırt ediciliği, $\frac{T}{\mu_{at}}$ oranı ile verilir. Burada, T_c , Curie sıcaklığını ve μ_{at} , atom başına düşen yerel manyetik momenttir. Burada μ_{at} , spin-flip saçılımı verimliliğini kontrol eder.

2.7.2 Elliott-Yafet spin-flip mekanizması

Ultrahızlı Demanyetizasyon dinamiklerini araştırmak için, Koopmans ve arkadaşları Elliott-Yafet tipi elektron-fonon saçılma olaylarını dikkate almayı önerdi (Elliott 1954; Bert Koopmans, Ruigrok, vd. 2005). Bir elektron bir fotonla çarpışınca spinin tersine çevrilme olasılığı $\alpha_{s,f}$ 'dir.

Bu model, açısız momentumun doğrudan spinden örgüye aktarıldığını varsayar (Beuneu ve Monod 1978). Daha sonra, başka bir araştırmada Koopmans, üç sıcaklık modelini Elliott-Yafet mekanizmasıyla birleştiren başka bir model önerdiler, bu model mikroskobik üç sıcaklık modeli (M3TM) 'dir (Bert Koopmans, Kicken, vd. 2005; Chimata vd. 2012). Bu M3TM modelinde, Elliott-Yafet türü spin-flip olasılıkları, ab initio hesaplamalar kullanılarak değerlendirilmektedir. Bu sırada, Essert ve arkadaşları (Essert ve Schneider 2011), elektron-fonon kaynaklı spin-flip saçılmalarının, ultrahızlı demanyetizasyonu gözlemlerle tam olarak açıklamak için yeterli olmadığı sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca, bant yapısındaki dinamiksel değişiklikler önemli olduğu için M3TM'de yer almazlar. Bu son sonuçlar Elliott-Yafet Spin-Flip saçılma fenomeninin, deneysel olarak gözlemlenen manyetikliği giderme oranı tek başına açıklanamayacağı sonucuna varılır (Elliott 1954).



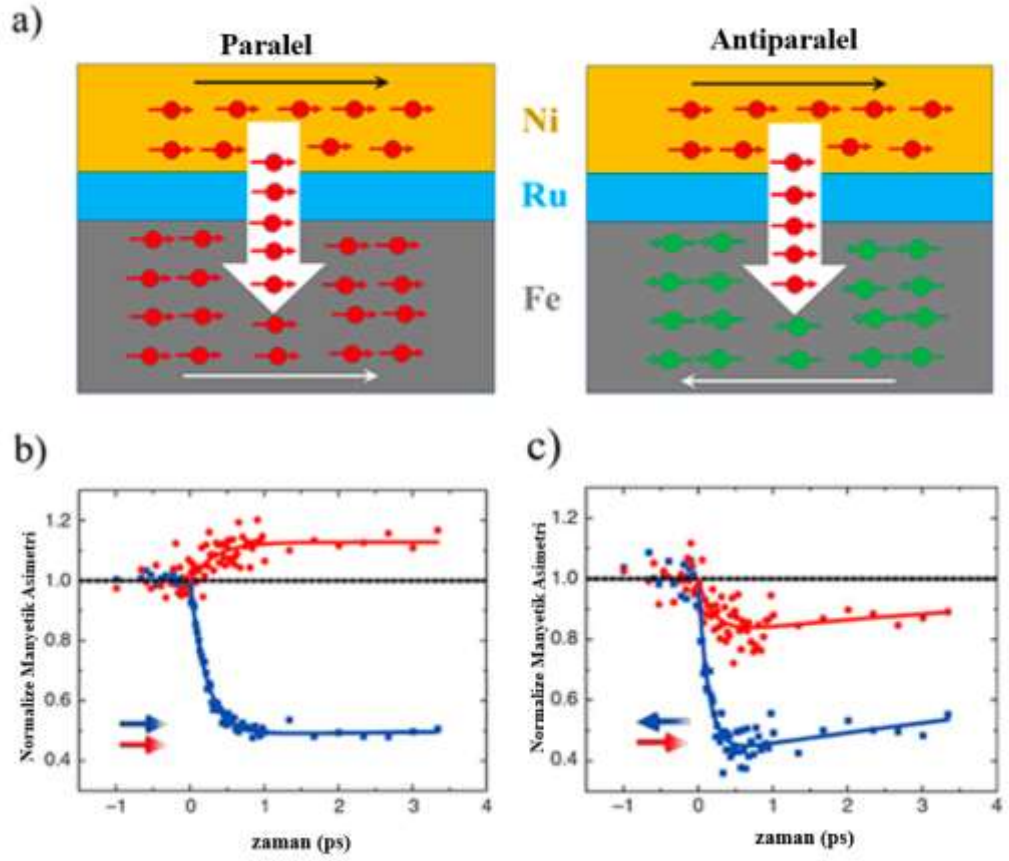
Şekil 2.13 Elliott-Yafet Spin-Flip saçılmasının şemayik gösterimi

Elektron, açısal momentum hesaba katarak bir fonon emisyon yapınca spinini değiştirir (B Koopmans vd. 2010).

2.7.3 Spin süper-difüzyonlu taşıma

2010 yılında Battiato ve çalışma arkadaşları, ultrahızlı demanyetizasyon davranışını açıklamak amacıyla, sıcak elektronların spinlerine bağlı taşınmasına dayanan 'spin süper-difüzyonlu taşıma' adlı yeni bir mekanizma önerdiler (Battiato vd. 2010) . Bu araştırmada, bir Ni/Al çift tabakası ile tek bir Ni örneğinin teorik demanyetizasyon profilleri, lazer uyarımlarının yol açtığı farklı süreçleri incelemek için karşılaştırıldı. Modelin temel hedefi, Al tabakasının gerçekten uyarılıp uyarılmadığını belirlemektir. Çalışma, spin çoğunluğu (spin-up) elektronlarının uyarılmış bölgeden, spin azınlığı (spin-down) elektronlarına kıyasla daha hızlı ayrıldığını ve bunun femtosaniye ölçeğinde spin akımlarının oluşmasına yol açtığını ortaya konuldu. Uyarılmış bölgedeki demanyetizasyon ise, spin çoğunluğu elektronlarının sayısındaki ani düşüşün bir sonucudur.

Ultrahızlı Spin dinamikleri üzerine başka ilginç çalışmalar Rudolf ve arkadaşları tarafından Ni/Ru/Fe üçlü tabakası kullanılarak araştırıldı (Rudolf vd. 2012). Ni ve Fe katmanlarının manyetizasyonu paralel veya antiparalel olabilir (şekil 2.14.a).



Şekil 2.14 Ni ve Fe manyetik momentlerinin paralel ve antiparalel olduğu durumda manyetizasyon demanyetizasyon değişimleri (Rudolf vd. 2012)

Ni ve Fe'nin manyetizasyonu paralel ise, şekil 2.14.b'de gösterildiği gibi Ni tabakasının manyetizasyonu azalırken yani Ni'in demanyetizasyonu ile Fe'inki artar. Şekil 2.15.c'de gösterildiği gibi antiparalel oldukları durumda hem Ni hem de Fe katmanlarının mıknatıslanması azalır. Femtosaniye zaman ölçeğindeki bu iki sistem için sonuçlar, ardından Fe ve Ni katmanları arasında spin super-difüzyon taşıma ile uyum içinde olan, optic olarak indüklenen demanyetizasyonun ardından Fe ve Ni katmanları arasında super-difüzyon spin akım üretilmesi sonucuna varılır. Öte yandan, Schellekens ve arkadaşları, bir Ni/Al₂O₃ filminin pompa demeti önde iken ve geri de iken ölçümlerini karşılaştırarak, yalıtkan alttaş üzerindeki ferromanyetik filmlerin demanyetizasyon sürecinde spin aktarımının ihmal edilebilir düzeyde olduğunu ortaya koydular. Bu nedenle, spin akımı, ferromanyetik Ni filmlerinde meydana gelen demanyetizasyon sürecinde belirleyici başlıca etken olarak görülmemektedir (Schellekens vd. 2013).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Tezin bu bölümünde, $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince filmlerin manyetik saçırma yöntemi kullanılarak nasıl üretildiği, üretilen ince filmlerin yapısal özelliklerini araştırmak için Grazing Incidence X-ışını kırınım metresi (GI-XRD), morfolojik yapısı ve kimyasal kompozisyonlarını belirlemek için taramalı elektron mikroskobu (SEM) ve enerji dağılımlı X-ışını spektroskopisi (EDX), manyetik özellikleri belirlemek için titreşimli örnek manyetometresi (VSM) ile karakterizasyon çalışmaları anlatılmaktadır. Daha sonra, $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ferromanyetik ince filmlerin zamana bağlı Spin dinamiklerini incelemek için TÜBİTAK-1001 projesi kapsamında laboratuvarımızda kurmuş olduğumuz ultra hızlı Zaman-Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) deney düzeneği ve bu düzenekte ne tür çalışmalar yapıldığı anlatılmaktadır. Ayrıca Elde edilen verilerin teorik arıtları için kullanılan 3TM modelinden söz edilmiştir.

3.1 $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ İnce Film Kaplama Prosedürü

$\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince filmlerin bölümümüz Prof. Dr. İlker Dinçer Manyetik Malzemeler Araştırma Laboratuvarı bünyesinde bulunan Vaksis PVD Midas 2T-4M Magnetron Saçırma model cihazı kullanılarak ince film üretimleri gerçekleştirilmiştir (şekil 3.1). Üretim parametreleri tablo 3.1 'de verildiği gibi, co-sputter yöntemiyle 5 cm çapında demir (Fe) ve kobalt (Co) hedefler kullanılarak (%99 saflıkta her iki target) Si/SiO₂ alttaş üzerine vakum ortamında üç farklı kompozisyonda $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince filmleri için üretilmiştir (şekil 3.2). Bu yöntem ile her üç filmde oda koşullarında, kaplama basıncı 17.8 mTorr, Argon akışı 46 sccm ve alttaş döndürme hızı 10 rpm 'de sabit tutulmuştur. Co hedefin DC gücü 40W 'da sabit tutulup Fe hedefin DC gücü 40W'dan 70W 'a kadar değiştirilerek üretimler gerçekleştirilmiştir. Bu üretilen ince filmler kolay oksitlendikleri için bu oksitlenmeleri önlemek amacıyla cihazın vakumu kırılmadan tablo 3.2 'de verildiği gibi, DC-sputter yöntemiyle oda koşullarında argon akış hızı 80 sccm, kaplama basıncı 5.6 mTorr, 25 W DC gücü ve 10 rpm alttaş döndürme hızında 1 dakika boyunca çok ince bir Crom (Cr) kaplaması uygulanmıştır. Üretilen ince filmlerin örneği şekil 3.3 'de gösterilmektedir. Magnetron saçırma yönteminin temel fiziksel prensibi bölüm 3.1.1 'de anlatılmaktadır.



Şekil 3.1 PVD Midas 2T-4M model ince film biriktirme sistemi



Şekil 3.2 Co-sputter yöntemi ile DC-Co (mor renk oluşum) ve DC-Fe (mavi renk oluşum) plazma oluşumu

Çizelge 3.1 Fe_xCo_(1-x) ince filminin üretim parametreleri °C

İnce filmler	Argon akış hızı (sccm)	DC-Co Güç (W)	DC-Fe Güç (W)	Kaplama basıncı (mTorr)	Alttaş Döndürme Hızı (rpm)	Sıcaklık (°C)	Kaplama süresi (dk)
co-sputter 1	46	40	40	17.8	10	24	20
co-sputter 2	46	40	60	17.9	10	24	20
co-sputter 3	46	40	70	17.5	10	24	20

Çizelge 3.2 Cr kaplama için üretim parametreleri

	Argon akış hızı (sccm)	Güç (W)	Kaplama basıncı (mTorr)	Alttaş Döndürme Hızı(rpm)	Sıcaklık (°C)	Kaplama süresi (dk)
Cr (Krom)	80	25	5.6	10	24	1



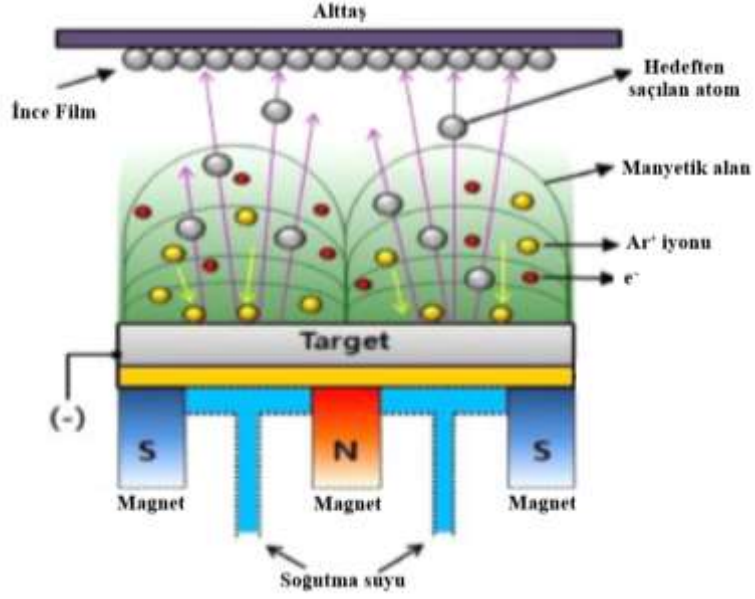
Şekil 3.3 Üretilen $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince film örneği

3.1.1 Magnetron saçtırma yöntemi

Magnetron saçtırma, kompozisyon, kalınlık ve fiziksel özelliklerinin hassas bir şekilde kontrol edilerek ince filmlerin veya çok katmanlı yapıların biriktirilmesini sağlayan bir fiziksel buhar biriktirme (Physical Vapor Deposition- PVD) yöntemidir (Rossnagel vd. 1990; Depla ve Mahieu 2008; Gudmundsson 2020).

Bu yöntem şekil 3.4 'te gösterildiği gibi temel olarak 3 adımda gerçekleştirilmektedir:

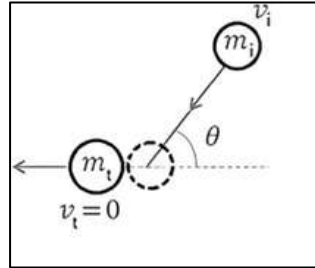
1. Soygaz ortamında bir hedef malzeme (target olarak adlandırılabilir) kaynağından biriktirilecek atomların koparılması,
2. Plazma yoluyla koparılan atomların bir alttaşa (Si, Si/SiO₂ fused silika, MgO vb) aktarımı,
3. Atomların alttaş (alt-tabaka) üzerinde biriktirilmesi ve film büyümesi.



Şekil 3.4 Saçtırma sisteminin şematik diyagramıdır

Magnetron saçtırma sisteminde biriktirme işleminin gerçekleştirildiği bir vakum odası bulunmaktadır. Vakum odası içinde hedef malzeme bir katot üzerine monte edilir. Hedef malzeme (target), alttaş üzerine ince bir film tabakası olarak üretilmesi istenen malzeme olarak tanımlanmaktadır. İnce filmin yüzeyine büyütülmesi istenen bir alttaş (SiO , MgO vb) hedef malzemeye yakın bir şekilde konumlandırılmalıdır. Vakum odası ise, saçtırma sürecini olumsuz etkileyebilecek gazların ve istenmeyen partiküllerin uzaklaştırılması amacıyla düşük basınca düşürülerek tahliye edilir. Vakum odası daha sonra inert bir gaz olan argon (Ar) ile doldurulur. Argonun tercih edilme nedeni, soygaz olması nedeniyle hedef malzeme ile kimyasal reaksiyona girme eğiliminin düşük olmasıdır. Saçtırma işlemi, hedef malzemenin yerleştirildiği katoda yüksek voltaj uygulanmasıyla başlatılır. Uygulanan bu voltaj, vakum odasındaki argon (Ar) gazını iyonlaştırarak plazma oluşumuna neden olur. Oluşan plazma, pozitif yüklü iyonlar (Ar^+) ve serbest elektronlardan oluşur ve hedef ile alttaş arasındaki bölgeyi doldurur. Magnetron etkisini sağlamak amacıyla, hedef malzemenin altına yerleştirilen kalıcı mıknatıslar kullanılarak bir manyetik alan oluşturulur. Bu manyetik alan, elektronları hedef yüzeyi yakınında hapsederek iyonlaşma olasılığını artırır ve böylece saçtırma verimini yükseltir. Plazmadaki pozitif yüklü argon iyonları, elektrik alan etkisiyle hedef malzeme yüzeyine doğru hızlanır ve yüzey atomlarıyla çarpışır. Bu çarpışmalar sırasında gerçekleşen momentum transferi sonucunda hedef atomları yüzeyden koparılır ve alttaş üzerine

taşıyarak ince film oluşumu gerçekleşir (temsili örnek Şekil 3.5’te gösterilmiştir). Momentum transferi, elde edilen ince filmin mikro yapısını, yoğunluğunu ve genel özelliklerini belirleyen önemli bir faktördür. (Belkind ve Jansen 1998).



Şekil 3.5 Parçacıkların çarpışması ve momentum transferi (m: kütle, v: hız)

Momentum transferinin çok düşük veya çok yüksek olması, üretilen ince filmde kusurların oluşmasına ve homojenliğin bozulmasına neden olabilir. Bu nedenle, istenilen film özelliklerinin elde edilebilmesi için momentum transferinin optimize edilmesi ve gaz basıncı ile altta sıcaklığı gibi saçırma parametrelerinin dikkatli bir şekilde kontrol edilmesi gerekmektedir (Jung vd. 2004). Altta, filmin istenilen özelliğe sahip olması (belirli bir kristal yapı oluşması vb.) için sıcaklık uygulanabilir. Saçırma süresi veya biriktirme hızı istenilen film kalınlığını elde etmek için saçırma işlemi sırasında kontrol edilebilmektedir. Ayrıca filmin kalınlığı, biriktirme hızı, saçırma gücü, gaz basıncı ve hedef malzeme ile altta arasındaki mesafe gibi etkenlere bağlıdır. Filmin homojenitesi ve kompozisyonu için altta döndürme veya hedef altta konfigürasyonunu hareket ettirme gibi çeşitli teknikler kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında üretilen tüm ince filmlerde, aynı koşullarda optimizasyon sağlamak amacıyla altta tutucusu 10 rpm’de sabit hızla döndürülmüştür. Ek olarak, saçırma işleminin gücü ve gaz basıncının kontrol edilmesi üretilen filmin kompozisyonunu ve stokiyometrisini etkilemektedir (Gudmundsson 2020).

Magnetron saçırma yönteminin temel çalışma prensibine dayanan ince film biriktirme işlemlerinde, genel olarak iki farklı yöntem bilinmektedir. Doğru akım-DC magnetron saçırma (Direct Current Magnetron Sputtering) ve radyo frekansı-RF magnetron saçırma (Radio Frequency Magnetron Sputtering). Hem DC magnetron saçırma hem de RF magnetron saçırma yöntemi kendi avantajlarına ve uygulamalarına sahiptir.

Hangi yöntemi kullanmamız gerektiği, istenilen biriktirme hızı, film özelliği, hedef malzeme ve alttaş gereksinimleri gibi etkenlere bağlıdır (Gudmundsson 2020). Aralarındaki farkları anlatmak gerekirse; DC Magnetron saçtırmada, hedef katot ile anot arasında potansiyel fark yaratmak için bir DC güç kaynağı kullanılır. Bu potansiyel fark sayesinde, Ar^+ iyonlarını hedef malzemeye doğru hızlandırarak hedef malzemeden atomların koparılmasına ve saçtırılmasına neden olur. RF Magnetron saçtırmada ise hedef elektroda bir RF güç kaynağı bağlanır ve belirli bir frekansta (tipik olarak 13.56 Mhz) RF voltajı üretir ve bunu hedefe uygular. DC Magnetron saçtırma tipik olarak RF Magnetron saçtırmaya kıyasla daha yüksek bir saçtırma hızına ve daha yüksek biriktirme oranına sahiptir. Bunun nedeni, DC gücün daha yüksek iyon enerjileri üretebilmesi ve hedef malzemenin daha verimli saçtırılmasına yol açabilmektedir. RF saçtırmadaki düşük iyon enerjileri, belirli hassas alt taşlar veya malzemeler için avantajlı olabilecek daha nazik bir saçtırma işlemiyle sonuçlanmaktadır. DC magnetron saçtırma, genellikle daha yüksek iyon enerjileri nedeniyle daha enerjik ve daha yoğun bir plazma üretir; bu durum, alttaş üzerinde daha yüksek iyonlaşma düzeyine ve daha belirgin iyon bombardımanı etkilerine yol açar. DC magnetron saçtırma genellikle metalik ince filmlerin üretiminde tercih edilirken, RF magnetron saçtırma ise yalıtkan, yarı iletken veya sıcaklığa duyarlı malzemelerin ince film üretimi için kullanılmaktadır (Nyaiesh ve Holland 1981; Kurdesau vd. 2006). DC Magnetron saçtırmada işlem sırasında üretilen daha yüksek güç ve ısı nedeniyle hedefin aktif olarak soğutulması gerekir. Su soğutma sistemleri, ısıyı hedeften uzaklaştırmak için yaygın olarak kullanılmaktadır. RF magnetron saçtırmada, DC saçtırmaya kıyasla genellikle daha az ısı üretilir; bu durum, hedefi soğutma ihtiyacını azaltır (Rossnagel vd. 1990; Depla vd. 2010).

3.2 Grazing-Indicence X-Işını Difraktometresi (GI-XRD)

X-ışını difraktometresi (XRD), malzemelerin örgü parametreleri, tanecik boyutu, faz bileşimi, tercihli yönelimi vb. kristalografik yapısını belirlemek için analitik olarak kullanılan bir tekniktir. Klasik XRD cihazları genellikle, dönen bir anot veya kapalı bir X-ışını tüp kaynağı içerir. X-ışını kaynağı, belirli bir enerjiye veya dalga boyuna sahip bir X-ışını demeti yayınlar. Bu tür cihazlarda en yaygın kullanılan X-ışını dalga boyu, bakır hedefli X-ışını tüpleri için bakırın (Cu) K-alfa ($K-\alpha$) hattına karşılık gelen 1.54

Angstrom ($\text{\AA}$) civarındadır. K- α , atomların içsel enerji seviyeleri arasındaki elektronların geçişleriyle oluşan karakteristik X-ışını yayılımını ifade etmektedir. Bu geçiş sırasında yayınlanan fotonun o enerjisi ölçülmek istenilen elemente özgüdür. Bu sebeple, K- α önemlidir ve element analizinde kullanılır. Öncelikle bir X-ışını difraktometresinin çalışma prensibi olarak altında yatan temel fizik yasası, Bragg yasası olarak bilinmektedir. Bragg yasası, X-ışını difraktometresinden elde edilen kırınım verilerinin yorumlanması ve analizinde temel bir rol oynar; bu sayede malzemelerin kristalografik özellikleri, faz bileşimi ve diğer yapısal özellikleri belirlenebilir. X-ışınlarının kristal örgü üzerine geliş açısı ile kristal düzlemleri arasındaki mesafe (d-aralığı) arasındaki ilişkiyi tanımlayarak, buna bağlı olarak oluşan kırınım açısını açıklar (Şekil 3.6) (Jauncey 1924; Pope 1997). Matematiksel olarak denklem 3.1 'de verildiği şekilde ifade edilir:

$$n\lambda = 2d\sin(\theta) \quad 3.1$$

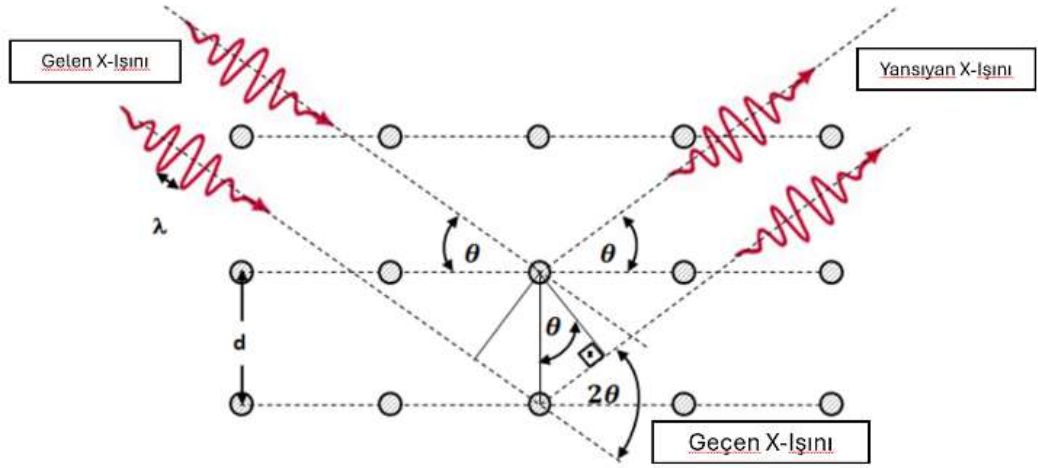
Bu denklemde;

n : kırınım mertebesi

λ : gelen X-ışınlarının dalga boyu

d : ardışık iki kristal örgü düzlemleri arasındaki mesafe

θ : gelen X-ışını ile kristal örgü düzlemleri arasındaki açıdır (Bragg açısı olarak da bilinmektedir)



Şekil 3.6 Bragg kırınım yasası şematik görünümü

Bragg yasasına göre, ardışık kristal düzlemlerinden saçılan X-ışınları arasındaki yol farkı, X-ışını dalga boyunun tam katları olduğunda yapıcı girişim oluşur. Bu durum kırınıma bağlı sinyalin belirli açılarda artmasına neden olur. Kırınıma uğrayan X-ışınlarının algılandığı açı (θ) ölçülerek ve X-ışını dalga boyu (λ) bilindiğinde, Bragg yasası kullanılarak kristal örgü düzlemleri arasındaki mesafe (d) hesaplanabilir. Farklı açılarda ölçülen kırınıma uğrayan X-ışınlarının şiddet değerlerinin maksimuma ulaştığı tepe noktalarından oluşan kırınım deseni, analizi yapılan malzemenin kristal yapısı ve örgü (lattice) parametreleri hakkında bilgi sağlar (Pope 1997).

GI-XRD yönteminde ise, gelen X-ışınları ince film yüzeyine grazing açısı olarak adlandırılan çok küçük bir geliş açısıyla, tipik olarak 0.1 ile 3 derece arasında yönlendirilir. Bu grazing açısı, X-ışınlarının sadece numune yüzeyi veya yüzeye yakın katmanları ile etkileşime girmesi için tercih edilir. Küçük geliş açısı (grazing incidence) geometrisinde, X-ışınları yüzeye çok küçük bir açıyla gönderildiğinden, ışınların malzeme içindeki nüfuz derinliği sınırlı olur ve etkileşim büyük ölçüde yüzeye yakın bölgelerde gerçekleşir. Bu geometri, ölçümün yüzey duyarlılığını artırarak yöntemi özellikle ince filmler ve arayüzlerin incelenmesi için uygun hale getirir. GI-XRD yöntemi, ince film kristalografisi, epitaksiyel büyüme ve arayüz etkileri gibi yapısal özelliklere karşı yüksek duyarlılık sağlar; ayrıca küçük geliş açısı sayesinde alttaşın katkısını büyük ölçüde bastırarak yüzeye özgü bilgilerin elde edilmesine olanak tanır. Kırınım sürecinde, gelen X-ışınları numunenin yüzeye yakın bölgesindeki kristal örgü

düzlemleriyle etkileşime girerek kırınımına uğrar. Bragg yasasına göre (daha önce açıklandığı gibi), bu kırınım, saçılan dalgalar arasında yapıcı girişim koşulu sağlandığında gerçekleşir. Kırınımına uğrayan X-ışınları, incelenen örneğe göre uygun konumlandırılmış bir dedektör tarafından belirli açılarda algılanır. Elde edilen bu veriler, kaydedilebilir ve analiz edilebilir bir kırınım deseni oluşturarak malzemenin yapısal özelliklerinin belirlenmesine olanak sağlar. Kırınım deseni, örnek yüzeyine yakın bölgelerdeki kristal düzlemlere karşılık gelen yüksek şiddetli tepe noktalarından oluşur. Bu tepe noktalarının konumları ve şiddetleri analiz edilerek, yüzeye yakın bölgenin kristal yapısı, yönelimi ve örgü (lattice) parametreleri hakkında önemli bilgiler elde edilir. Verilerin yorumlanması aşamasında ise GI-XRD ölçümlerinden elde edilen kırınım deseni, genellikle özel yazılımlar ve veritabanları kullanılarak analiz edilir. Bu yazılımlar, ölçülen kırınım desenlerini referans verilerle karşılaştırarak kristal yapı, faz bileşimi ve yüzeye yakın bölgenin diğer yapısal özelliklerinin belirlenmesine olanak sağlar.

Bu tez çalışmasında incelenen ince filmlerin GI-XRD ölçümleri, Malvern Panalytical X'Pert MPD PW3040 model X-ışını difraktometresi kullanılarak yansıma geometrisinde ve oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. Ölçümlerde, Cu K- α radyasyonu ($\lambda = 1,5419 \text{ \AA}$) tercih edilmiştir. Tarama, $0,0036^\circ/\text{s}$ tarama hızı ve $0,02^\circ$ adım boyutu ile $35^\circ - 55^\circ$ aralığında gerçekleştirildi. Sonuçlar Araştırma ve Bulgular (4. Bölüm) 'de tartışılmaktadır.

3.3 Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM)

Titreşimli örnek manyetometresi (VSM), manyetik alan ve sıcaklığın bir fonksiyonu olarak manyetik malzemelerin manyetik özelliklerini hassas bir şekilde ölçmek ve belirlemek amacıyla kullanılan çok yönlü bir cihazdır (Foner 1959). VSM ile malzemelerin manyetizasyonunu ölçmenin temelinde, değişen manyetik alanın bir elektrik alanı indüklediğini ifade eden Faraday indüksiyon yasası yer almaktadır (Sears 1963; Charles Kittel ve McEuen 2018). Bu indüklenen elektrik alan ölçülebilir olup, değişen manyetik alan hakkında önemli bilgiler sağlar. Bu nedenle, manyetik

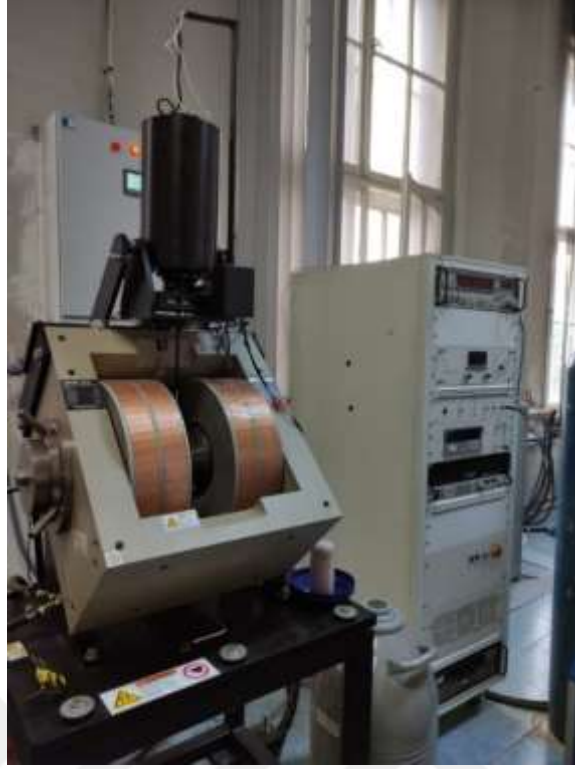
malzemelerin mıknatıslanma davranışlarını incelemek amacıyla VSM analizi bilimsel çalışmalarda yaygın olarak kullanılmaktadır.

VSM'nin çalışma prensibini daha doğru ifade etmek gerekirse; numune, uygulanan manyetik alan altında mıknatıslanır ve belirli bir frekansta titreştirilir. Mıknatıslanmış numunenin oluşturduğu manyetik dipol alanı, titreşim nedeniyle zamanla değişen bir manyetik akı oluşturur. Bu değişim, alıcı bobinlerde Faraday indüksiyon yasasına göre bir gerilim indükler. İndüklenen gerilim, numunenin manyetizasyonu ile doğru orantılıdır. Bu zayıf sinyal, trans-empedans ve lock-in yükselticiler kullanılarak hassas bir şekilde ölçülür. VSM sistemi, çeşitli elektronik bileşenler aracılığıyla bir bilgisayara bağlanarak yazılım üzerinden kontrol edilir ve ölçümler izlenir. Bu yazılım sayesinde, numunenin manyetizasyon miktarı ve manyetizasyonun uygulanan manyetik alanın şiddetine bağlı değişimi belirlenir. Elde edilen veriler, manyetizasyon (M) ile uygulanan manyetik alan (H) arasındaki ilişkiyi gösteren bir histerezis eğrisi oluşturur. Bu eğri üzerinden doyum mıknatıslanması (saturation magnetization), artık mıknatıslanma (remanent magnetization) ve koersivite (zorlayıcı alan, coercivity) gibi önemli manyetik parametreler elde edilir. Ayrıca VSM sistemleri, yalnızca sabit sıcaklıkta manyetik alana bağlı ölçümler değil, aynı zamanda sabit manyetik alan altında sıcaklığa bağlı manyetizasyon ölçümleri de yapabilmektedir. Bu sayede numunenin manyetik davranışı sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenebilir ve özellikle ferromanyetik malzemeler için Curie sıcaklığı gibi karakteristik değerler belirlenebilir (Sanzone vd. 2021).

Klasik bir VSM cihazı;

- Sıvı soğutmalı elektromıknatıs ve güç kaynağı
- Titreşim uyarıcı ve numune tutucu
- Sensör bobinleri
- Kontrol ünitesi
- Lock-in amplifier
- Güçmetre
- Bilgisayardaki yazılım arayüzü

gibi bileşenlere sahiptir.



Şekil 3.7 MicroSense EV9 MODEL VSM cihazı

Bu tez çalışmasında üretilen, $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince filmlerinin karakteristik manyetik özelliklerini belirlemek için şekil 3.7 de gösterilen Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü Prof. Dr. İlker Dinçer Manyetik Malzemeler Araştırma Laboratuvarında bulunan MicroSense EV9 MODEL Titreşimli Örnek Manyetometresi (VSM) ile analizler gerçekleştirilmiş olup, elde edilen sonuçlar araştırma-bulgular kısmında detaylı olarak verilmektedir. Bu cihazda ± 2 Tesla (T) büyüklüğünde manyetik alan uygulanabilmektedir.

3.4 Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Entegreli Enerji Dağılım X-Işını Spektrometresi (EDX)

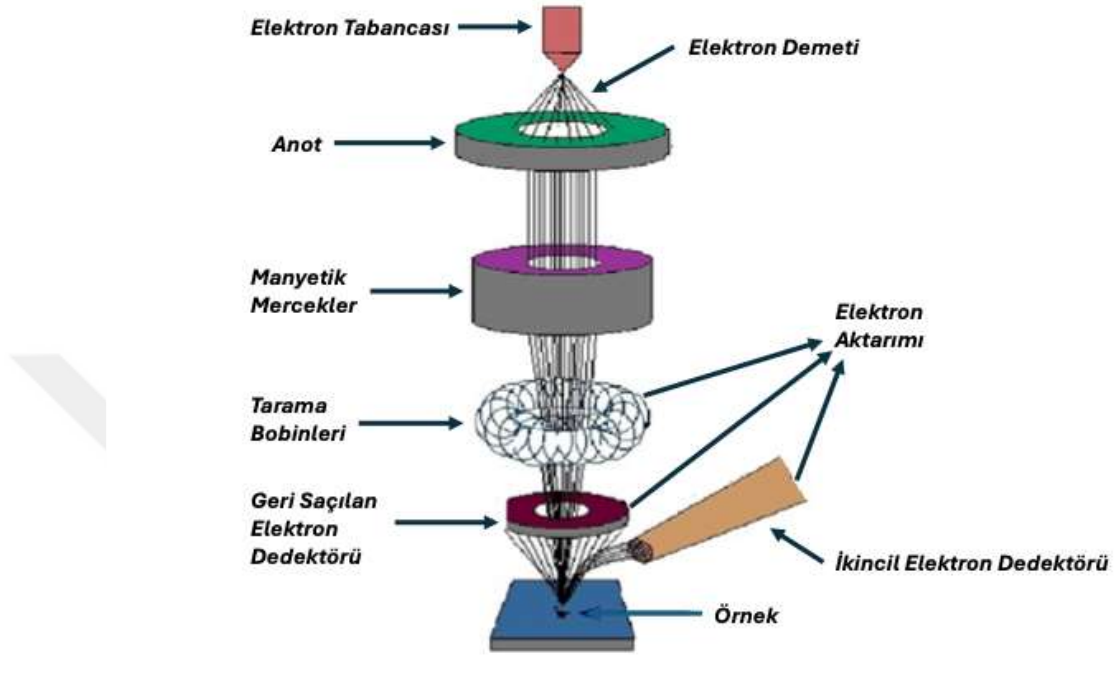
Taramalı elektron mikroskobu (Scanning Electron Microscopy-SEM), bir numunenin yüzeyini analiz etmek için odaklanmış bir elektron demeti kullanılan yüksek çözünürlüklü, güçlü bir görüntüleme tekniğidir (Lee 1993; Goldstein vd. 2017) (Egerton 2005). Elektron kaynağı olarak SEM’de, bir elektron tabancası tarafından üretilen yüksek enerjili bir elektron demeti kullanılır. En yaygın olarak kullanılan elektron

kaynağı, ısıtılmış bir tungsten filamanı veya yüksek voltaj uygulandığında elektron yayan bir alan emisyon tabancasıdır (field emission gun-FEG). Elektron demeti oluşumu için, elektron tabancası ile numune arasına yüksek voltaj uygulanarak elektron demeti numuneye doğru hızlandırılır. Küçük bir spot boyutu elde etmek için demet, elektromanyetik mercekler kullanılarak odaklanır. Numunenin görüntülenmesi sırasında, elektron demeti elektromanyetik tarama bobinleri yardımıyla numune yüzeyi üzerinde belirli bir desen boyunca sistematik olarak gezdirilir. Elektron demeti, yatay doğrultuda ileri-geri hareket ederken, dikey yönde kademeli olarak kaydırılarak numune yüzeyinin tamamını taratılır. Elektron demeti numuneye çarptığında, numunenin yüzeyi hakkında bilgi sağlayan çeşitli etkileşimler meydana gelir. Bu etkileşimler İkincil Elektronlar (Secondary Electrons- SE), Geri Saçılan Elektronlar (Back Scattered Electrons- BSE) ve X-Işınları (X-Rays) 'dır.

- **İkincil Elektronlar (SE):** Bunlar düşük enerjili elektronlardır. Birincil elektron demetinin neden olduğu uyarılma yoluyla numune yüzeyinden yayılır. Numunenin yüzey özellikleri hakkında topografik bilgi sağlarlar ve SEM görüntüsünü oluşturmak için kullanılırlar.
- **Geri Saçılan Elektronlar (BSE):** Yüksek enerjili birincil elektronlar, numunenin atom çekirdeğinden geri saçılırlar. BSE'ler, numune hakkında kompozisyon bilgisi taşır ve SEM görüntüsünde kontrast oluşturmak için kullanılırlar.
- **X-Işınları:** Yüksek enerjili birincil elektronlar, numunedeki atomlarla etkileşime girdiğinde karakteristik X-ışınlarının yayılmasına neden olur. Bu X-ışınları, numunenin elementel bileşimi hakkında bilgi sağlar.

SEM cihazlarında görüntü oluşumu, farklı dedektörler aracılığıyla gerçekleştirilir. Bu dedektörler, elektron demetinin numune ile etkileşimi sonucunda ortaya çıkan çeşitli sinyalleri toplar ve analiz eder. Her dedektör, farklı türde sinyallere duyarlıdır. İkincil elektron dedektörü, numune yüzeyinden yayılan düşük enerjili ikincil elektronları toplayarak yüksek çözünürlüklü yüzey morfolojisi hakkında bilgi sağlar. Ayrıca, X-ışını spektrometresi (EDS/EDX), numune tarafından yayılan karakteristik X-ışınlarını tespit ederek elementel analiz yapılmasını sağlar. Dedektörler tarafından toplanan bu

sinyaller yükseltilir, işlenir ve görüntüye dönüştürülür. Ortaya çıkan görüntü bilgisayar ekranında görüntülenerek analiz ve yorumlaması yapılır.



Şekil 3.8 Taramalı Elektron Mikroskobunun şematik görseli

SEM'e entegreli Elektron Dağılımlı X-Işını Spektroskopisi (Electron Dispersive X-ray Spectroscopy-EDX veya EDS): Enerji dağılımlı X-ışını spektroskopisi, numunelerin elementel bileşimini ve bu elementlerin dağılımını analiz etmek, ayrıca element haritalaması yapmak amacıyla SEM'e entegre olarak kullanılan bir tekniktir. EDX'te X-ışını üretimi, SEM'in birincil elektron demetinin numune ile etkileşime girmesiyle gerçekleşir. Bu etkileşim sonucunda numunedeki atomlar uyarılır veya iyonlaşır. Uyarılmış ya da iyonlaşmış atomlar, daha düşük enerji seviyelerine dönerken karakteristik X-ışınları yayarlar. Bu X-ışınlarının enerjisi, numunede bulunan her element için ayırt edici bir özelliktir. Bu karakteristik X-ışınlarının tespitinde, enerji dağılımlı X-ışını dedektörü olarak adlandırılan katı hâl dedektörleri kullanılır. Bu dedektörler, numune tarafından yayılan X-ışınlarının enerjisini ölçer. Numuneden yayılan X-ışınları dedektöre ulaştığında, enerjileriyle orantılı elektrik sinyalleri oluşturur. Bu sinyaller elektrik darbelerine dönüştürülerek genliklerine göre kaydedilir.

Elde edilen darbeler analiz edilerek bir X-ışını spektrumu oluşturulur ve bu spektrum üzerinden elementel analiz gerçekleştirilir.



Şekil 3.9 ZEISS EVO40 marka taramalı elektron mikroskobu (SEM)

Bu tez çalışması kapsamında üretilen FeCo ince filmlerinin kimyasal ve morfolojik özelliklerini belirlemek için Ankara üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü bünyesinde bulunan ZEISS EVO40 model SEM-EDX cihazı ile her 3 film için hem bölgesel hem noktasal analizler gerçekleştirilmiş olup elemental analiz ile sonuçlar desteklenmiştir. Sonuçlar araştırma bulgular kısmında detaylı olarak verilmektedir.

3.5 Statik Manyeto-Optik Kerr Etkisi (S-MOKE)

Statik Manyeto-Optik Kerr Etkisi (S-MOKE), manyetik malzemenin mıknatıslanmasını optik olarak ölçmeye yarayan bir yöntemdir. Bu yöntemde, manyetik alan altındaki bir manyetik malzemeye belirli bir kutuplulukta sürekli ışınım veren düşük güçlü bir lazer ışını gönderilir. Örnekten yansıyan lazer ışınının kutupluluğundaki değişim, örneğe uygulanan manyetik alanın büyüklüğüne bağlı olarak kaydedilir. Yansıyan ışının kutupluluğunda meydana gelen değişimi ölçmek için örnekten yansıyan ışın bir

Woolaston prizmasından geçirilerek bir dengeli dedektöre gönderilir. Prizmadan çıkan yatay ve düşey kutuplu bileşenler dengeli dedektörün iki ayrı algılayıcısına gönderilir. Dengeli dedektör, algılayıcılarının ölçtüğü sinyallerin farkını alır. Manyetik alana bağlı olarak ölçülen bu sinyal, malzemenin mıknatıslanmasını verir. Bu yöntemde genellikle örneğin mıknatıslanmasını değiştirmeyecek, HE-Ne gibi düşük güçlü sürekli ışınım veren bir lazer kaynağı kullanılır.

S-MOKE analizi malzemelerin manyetik alan altındaki değişimlerini statik olarak incelerken bu değişimlerin zamana bağlı nasıl geliştiği hakkında herhangi bir bilgi vermemektedir. Bu sebepten dolayı zamana bağlı değişimleri gözlemleyebilmek için pompa-gözlem spektroskopisine dayalı femtosaniye lazer darbeleriyle tetiklenen Zaman-Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi tekniğinin kullanılması gerekmektedir. Bu tez çalışmasının ana amacı $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince filmlerinin spin dinamiklerinin nasıl gerçekleştiğini araştırmak olduğu için femtosaniye lazer darbeleriyle tetiklenen Zaman-Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) tekniği kullanılmaktadır. TR-MOKE tekniği kısaca manyetik alan altındaki malzemeye yüksek şiddetli pompa lazer darbesi gönderilir ve malzemenin kırılma indisinde bir değişim yaratılır, düşük şiddette ayrıca bir gözlem lazer darbesi gönderilerek bu değişimin S-MOKE yöntemi ile pompa ve gözlem darbeleri arasındaki zaman farkına bağlı olarak bu değişimin algılanması sağlanır. TR-MOKE ile ilgili daha detaylı bilgiler bölüm 3.6 'da verilmektedir.

3.6 Zaman-Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) Deney Düzenegi

Statik-MOKE analizi ile ultra hızlı spin dinamikleri hakkında bilgi elde edilemediğinden, bu spin dinamiklerini araştırmak için zamana bağlı bir değişim ve/veya bir etki gözlemlenmesi gerektiğinden bir önceki bölümde bahsedilmişti. Bu bağlamda tez kapsamında TR-MOKE tekniği kullanılmış ve sonuçlar yorumlanmıştır. Bu teknik için klasik He-Ne lazerleri gibi sürekli ışınım veren lazerler kullanılmamakta, yüksek şiddetli ultra-hızlı darbeli lazerlere ihtiyaç duyulmaktadır. Öncelikle TR-MOKE tekniğinde sinyalin gürültüye oranının yüksek olması için sinyallerin ortalamasını

almak gerektiğinden darbe frekansının tercihen yüksek tekrarlama frekansına (kHz ~ MHz seviyelerine) sahip olması istenir. Ancak, MHz tekrarlama frekanslarında, lazer darbesinden kaynaklı ısının dağılması ve örneğin soğuması tamamlanmadan yeni darbe geleceği için termal birikim sorunları ortaya çıkar ve bu da ortam sıcaklığının sürekli artmasına neden olur. Bu durumun malzemeye zarar verme olasılığı yüksektir. Bu nedenle, MHz tekrarlama frekansı ile çalışan bir lazer kaynağı yerine kHz aralığında tekrarlama frekansına sahip bir lazer kaynağı tercih edilir.

Bu tez kapsamında Şekil 3.10 'da gösterilen İleri Optik Malzemeler Araştırma Laboratuvarımızda bulunan femtosaniye darbeli lazer sistemi olan Spectra-Physics firmasına ait ultra hızlı osilatör (Tsunami) ve yenilenebilir Ti:Safir yükselteç (Spitfire) sistemi kullanılmıştır. Bu sistem birbirleri ile bağlantılı lazer sistemlerinden oluşmaktadır. 40 fs darbe süresine sahip darbeler Tsunami osilatörü tarafından üretilmektedir. Tsunami osilatörü Milenia olarak isimlendirilen bir pompa lazeri ile pompalanmaktadır. Millenia lazeri içerisindeki Nd:YVO₄ kristali, 808 nm dalga boyuna sahip diyot lazer ile da pompalanır ve 1064 nm dalga boyunda bir emisyon verir. LBO kristali ile bu demet 532 nm dalga boyuna çevrilir ve Tsunami'ye gönderilir. Tsunami osilatörü Ti:safir kristalini aktif ortam olarak kullanır. Milenia' dan gelen 532 nm dalga boyuna sahip demet ile pompalanan aktif ortamdan 690-1080 nm dalga boyu aralığında ayarlanabilen bir demet elde edilebilir. Bu dalga boyu aralığından seçilen 800 nm dalga boyuna sahip lazer çıkışı doğrusal olmayan optik yöntemler ile 40 fs darbe süresine sahip olacak şekilde ayarlanır. Bu darbeler, Spitfire isimli yenilenebilir yükselteç için tohum (seed) lazer olarak kullanılır. Yenilenebilir yükselteç sistemini pomplamak için Empower isimli bir lazer kullanılır. Diyot lazer tarafından pompalanan Nd:YLF aktif ortamına sahip bu lazer 1053 nm dalga boyunda emisyon yapmaktadır. 1053 nm dalga boyu LBO kristali ile frekansı ikiye katlanmak suretiyle 527 nm dalgaboyuna çevrilir. Devamında sürekli dalga demeti Q-anahtarlamaya maruz bırakılarak 100-350 ns atma süresine sahip bir demete çevrilir.

Spitfire yenilenebilir Ti:Safir yükselteç, Empower tarafından pomplanan ve Tsunami lazeri ile uyarılmış emisyon yoluyla tohum lazerinin yükseltildiği Ti:Sapphire aktif ortamına sahiptir. Ancak yüksek şiddette bir demet bu kristalin içine girdiğinde

kendiliğinden odaklanmaya maruz kalabilmektedir. Kendiliğinden odaklanma yüksek şiddette bir demetin içinden geçtiği ortamın kırılma indisini modifiye ettiği bir doğrusal olmayan optik bir etkidir. Bu etkinin sonucunda demet odaklanabilir ve ortama zarar verebilir. Sistemde hasar oluşturmamak için demetin şiddetinin sınırlandırılması gerekmektedir. Bu sebeple Tsunami' den gelen 40 fs darbe süresine sahip lazer demetinin darbe süresi kırınım ağı ve aynalar yardımı ile genişletilir. Genişletilen tohum lazeri, Empower tarafından pompalanan Ti:Sapphire kristali içinde uyarılmış emisyonuna sebep olur. Bu uyarılmış emisyon kavite içerisine alınarak yükseltilir. Yeterli yükseltme elde edildikten sonra kavite dışına alınan demet kırınım ağı ve aynalar vasıtası ile tekrar sıkıştırılarak 40 fs darbe süresine geri döndürülür ve yükselteç dışına gönderilir.

Laboratuvar altyapısında bulunan Spectra-Physics firmasına ait Spitfire Ti:Sapphire Yükselteç (Amplifier) lazer sistemi 40 fs darbe süresine, 800 nm çıkış dalga boyuna, 1 KHz tekrarlama frekansına ve 3 mJ çıkış enerjisine sahiptir. Bu lazer sistemi ile grubumuz tarafından daha önce yürütölüp tamamlanmış olan TUBİTAK-1001 projesi (Arslan vd. 2022) kapsamında kurulumunu gerçekleştirdiğimiz ve bu tez kapsamında revize edilen TR-MOKE deney düzeneği kullanılmıştır. Bu tez çalışmaları esnasında lazerin kararlılığı ortamdaki nem ve sıcaklık değişimlerinden etkilediği için sinyalin gürültüye oranını iyileştirmek adına bu tez çalışmasında otomasyon programında ve optik yol kurulumunda birtakım düzenlemeler yapılmıştır.



Şekil 3.10 TR-MOKE deney düzeneğinin kurulu olduğu ve deneylerin gerçekleştirildiği optik masa

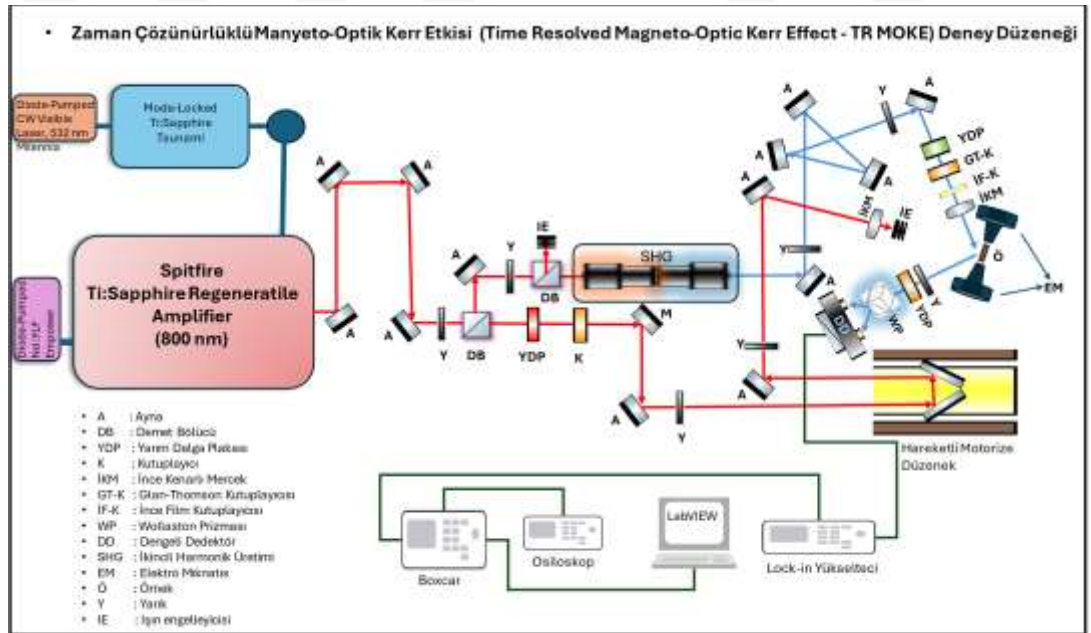
TR-MOKE deney düzeneğindeki (şekil 3.10, şekil 3.13 ve şekil 3.14) ışın yolu şu şekilde açıklanabilir: Yüksek şiddetli Spitfire yükselteç çıkışı, demet bölücü vasıtası ile iki ışına ayrılır. Yüksek şiddete sahip ışın TR-MOKE deney düzeneğinde pompa (pump) ışını olarak kullanılırken, nispeten düşük şiddete sahip ışın gözlem (probe) ışını olarak işlev görür. Pompa demetinin dalga boyu 800 nm olarak kullanılırken, gözlem demeti demet bölücünden yansıdıktan sonra ikinci dereceden doğrusal olmayan optik özelliğe sahip bir kristal (nonlinear crystal, Beta-Barium-Borate/BBO) vasıtası ile 800 nm ‘nin ikincil harmoniği olan 400 nm dalga boylu ışına çevrilerek kullanılır. Kristalden çıkan 800 nm ışını bloke etmek için 400 nm’ yi geçirir IR dalga boylarını kesen bir KG3 filtresi kullanılır. 400 nm dalga boyuna dönüştürülen gözlem demetinin kutupluluğu, yarım dalga plakası ve kutuplayıcı yardımıyla S-polarize (örnek düzlemine paralel polarize) olacak şekilde ayarlanarak birtakım optikler (ince/kalın kenarlı mercek/mercek grubu, aynalar, filtre) aracılığıyla örnek yüzeyine düşürülür. Pompa ışını ise yine aynı şekilde demet bölücünden geçtikten sonra örnek yüzeyine gelmeden önce S-polarize olarak ayarlanır.

Pompa ışını örnekten yansıdıktan sonra bir demet durdurucu ile bloklanırken, örnekten yansıyan gözlem demeti kutupluluğunda meydana gelen değişimi gözlemlemek için analizöre gönderilir. Analizör, yarım dalga plakası, wollaston prizması ve dengeli dedektörden (Balanced Detector-BD) oluşmaktadır (Şekil 3.13). Dengeli dedektörün görevi iki aktif alanına gelen iki ışının sinyal farkını vermektir. Örnek üzerinde fiziksel olarak üst üste gelen pompa ve gözlem darbelerinin aralarındaki faz gecikmesi (zamansal gecikme) örneğe gelmeden önce pompa yoluna konan hareket düzeneği üzerindeki geri yansıtıcı aynanın hareket ettirilmesi ile sağlanır. Yarım dalga plakası, pompa etkisi yokken dedektördeki sinyali sıfırlayacak şekilde ayarlanır. Pompa etkisi ile dedektörde meydana gelen sıfırdan farklı sinyal malzemede meydana gelen Manyeto-Optik Kerr Etkisinin bir sonucudur. Bu sinyal, farklı pompa-gözlem zaman gecikmelerinde (hareket düzeneğinin farkı konumlarında) kaydedilir. Deneyler örnek üzerindeki manyetik alan büyüklüğü değiştirilerek tekrarlanır.

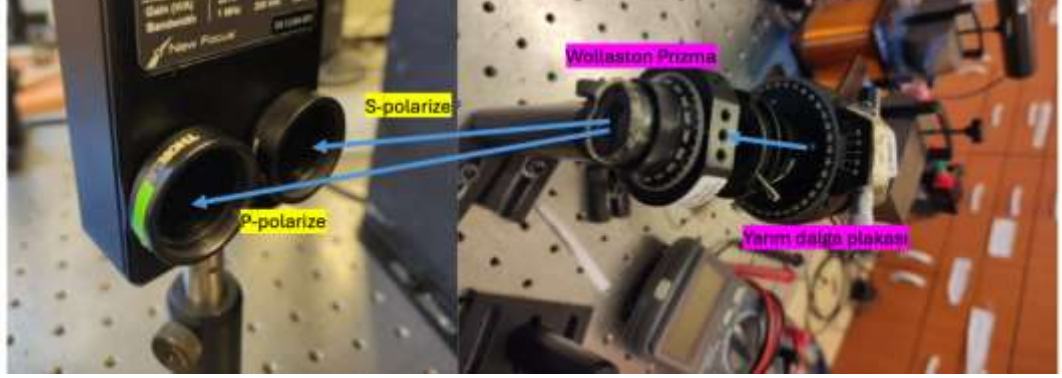
Deney düzeneğinde kullanılan tüm ekipmanlar yazılan bir program vasıtası ile bilgisayar kontrollü hale getirilmiştir. Program, elektromagnete akım göndererek örnek üzerinde istenilen değerde manyetik alan oluşturmak, Hall probe ile oluşturulan manyetik alanın istenilen değerde sabit kalmasını sağlamak için geri besleme yaparak akımı sürekli ayarlamak, motorize hareket düzeneğini arzu edilen zaman gecikmesi pozisyonlarına götürerek her adımda sinyalin toplanması için hareket düzeneğini geçici olarak durdurmak, dengeli dedektörden alınan sinyallerin Lock-in yükselteç yardımı ile bilgisayara aktarılmasını sağlamak gibi fonksiyonlara sahiptir. Tüm bu çalışmalar yapılarak TR-MOKE deney düzeneği kurulmuş ve ölçümler referans malzeme (CoPt ince filmi ile) ile doğrulanmıştır.



Şekil 3.11 TR-MOKE deney düzeneğinde kullanılan elektronikler

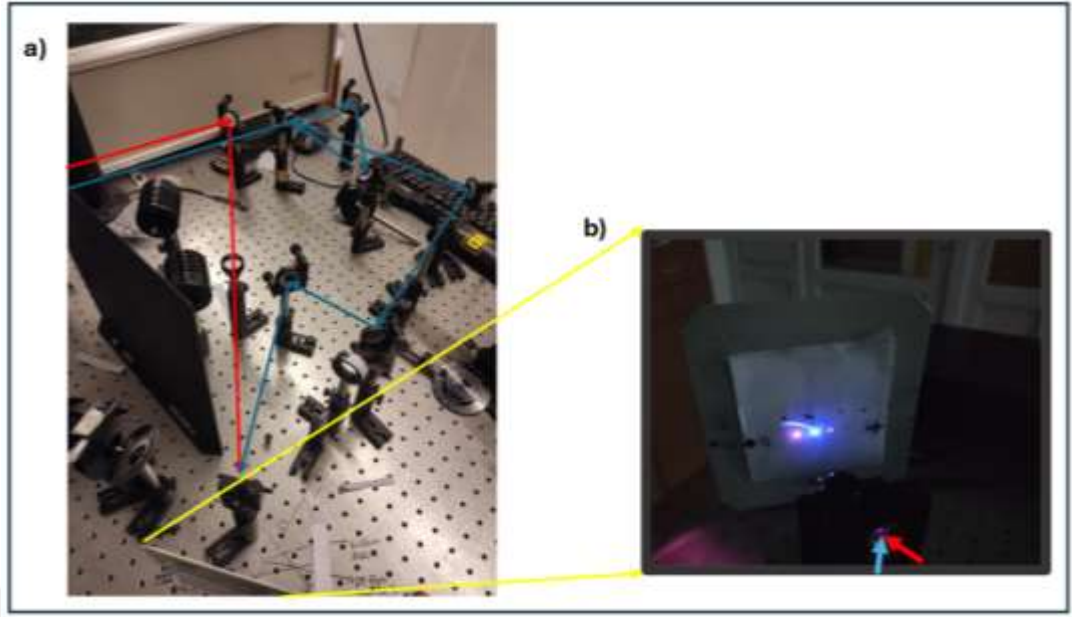


Şekil 3.12 TR-MOKE deney düzeneğinin şematik görünümü (pompa darbesi bloklı iken gözlem darbesinin yansıtılmış halidir)



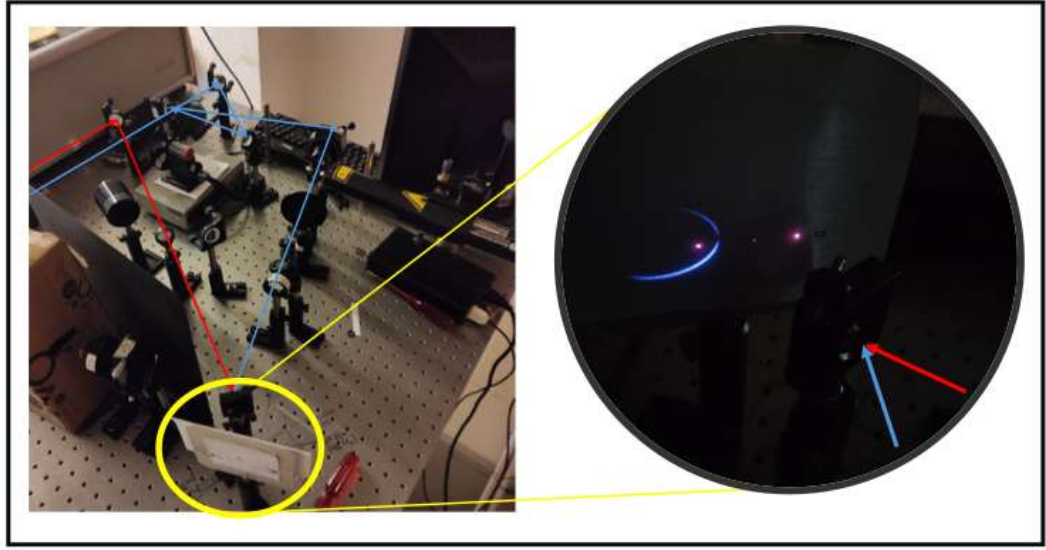
Şekil 3.13 a) Dengeli dedektör b) Yarım dalgı plakası ve Wollaston prizması

Şekil 3.14 'te gösterildiği gibi eğer pompa ışını örnek üzerine probe ışını ile aynı anda gelirse hem zamansal hem uzaysal olarak, örnekten yansıyan demetin kutupluluğunda bir değişim olacağı için o sıfır sinyalinden artık farklı bir sinyal değeri elde edilir. Burada dedektörün verdiği sıfırdan farklı olan sinyal malzemenin manyetizasyonuna bağlı, manyetik anizotropisi ile orantılı bir sinyaldir. Gerek lazerin kararsızlığından gerek ise deney sistemindeki diğer ekipmanlardan kaynaklı gürültüler olduğundan gözlenmesi gereken düşük sinyal gürültünün içerisinde kaybolabilir. Sinyalin gürültüye oranını artırmak için manyetik alan artı iken sinyal kaydedilir, manyetik alan ters çevrilerek sinyal tekrar kaydedilir. Bu iki durum arasındaki fark deney sinyali olarak alınır.



Şekil 3.15 a) Optik masada pompa ve probe darbeleri dar açılı iken t_0 konumu bulma çalışması b) pompa ve probun üst üste çakıştığı durumda ikincil harmonik üretimi (karanlık oda)

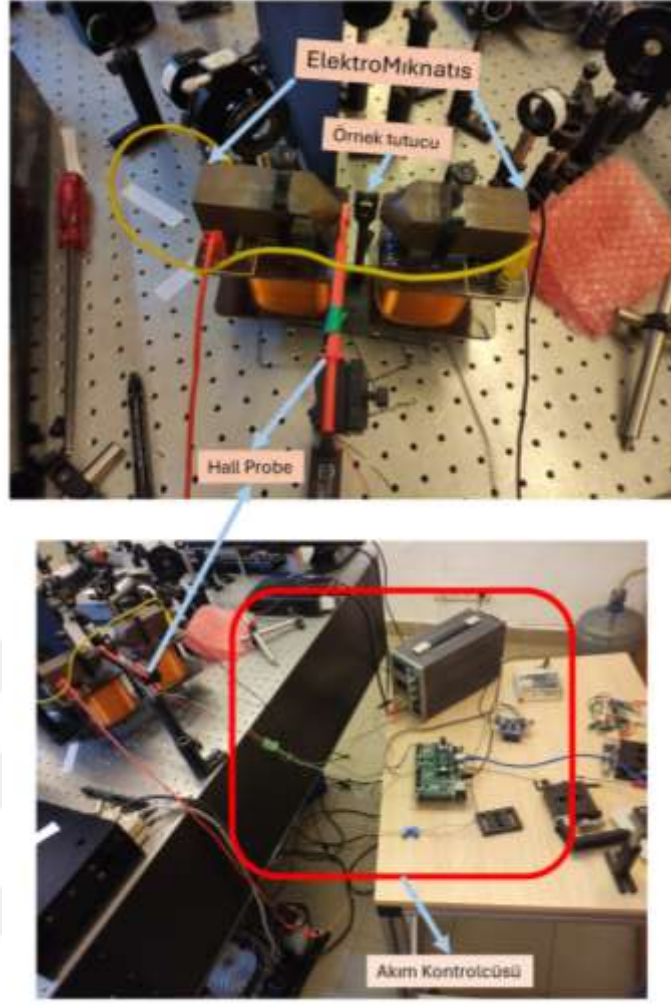
Şekil 3.16 Pompa ve gözlem demetini çakıştırma işlemi için ayarlanabilir (flip) aynayı bloke edip gözlem ışını geniş açılı bir şekilde ikincil harmonik üreten kristale gönderildi. Burada da t_0 konumunu bulmak için, gerekli ikincil harmonik üreten kristalin özel açısı ayarlandı ve konumu hareketli motorize düzenek (retroreflektör) üzerinde işaretlendi. Şekil 3.16’da gösterilen odanın ışığı kapalıyken t_0 konumu daha belirgindir (yuvarlak içerisinde, orta noktaki mavi ışın).



Şekil 3.16 Optik masada pompa ve gözlem darbeleri geniş açılı iken t_0 konumu bulma çalışması

Deney çalışmalarında manyetik alan kaynağı olarak şekil 3.17.a 'da gösterildiği gibi bir elektromıknatıs kullanıldı. Bu elektromıknatısın bobinlerinden akım geçirilerek uçları arasında manyetik alan oluşturulmuştur. Oluşturulan manyetik alanın istenilen değerde olması için akım kontrolcüsü ve Hall sensörü kullanıldı. Bilgisayar yazılımıyla hazırlanan gerçek zamanlı bilgisayar programı ile Hall sensöründen okunan manyetik alan değeri kontrol edilmiştir. Bunu yapabilmek için sensörden okunan değer (gerçek değer) ile istenilen değer (referans değeri) arasındaki farka göre akım kontrolcüsünden elektromıknatısın bobinlerine akım gönderildi. Tüm ayarlamalardan sonra istenilen manyetik alan hassas bir şekilde uygulanmıştır.

Dış bozucu etkilerin manyetik alan üzerinde oluşturabileceği dalgalanmalara karşı, kontrol sisteminin geçici rejim yanıtı ve kararlılık performansı osiloskop aracılığıyla manyetik alan sinyali üzerinden izlenmiştir. Elde edilen osiloskop verileri, kontrolcünün referans manyetik alan değerini yüksek doğruluk ve düşük sapma ile sürdürebildiğini göstermiştir.

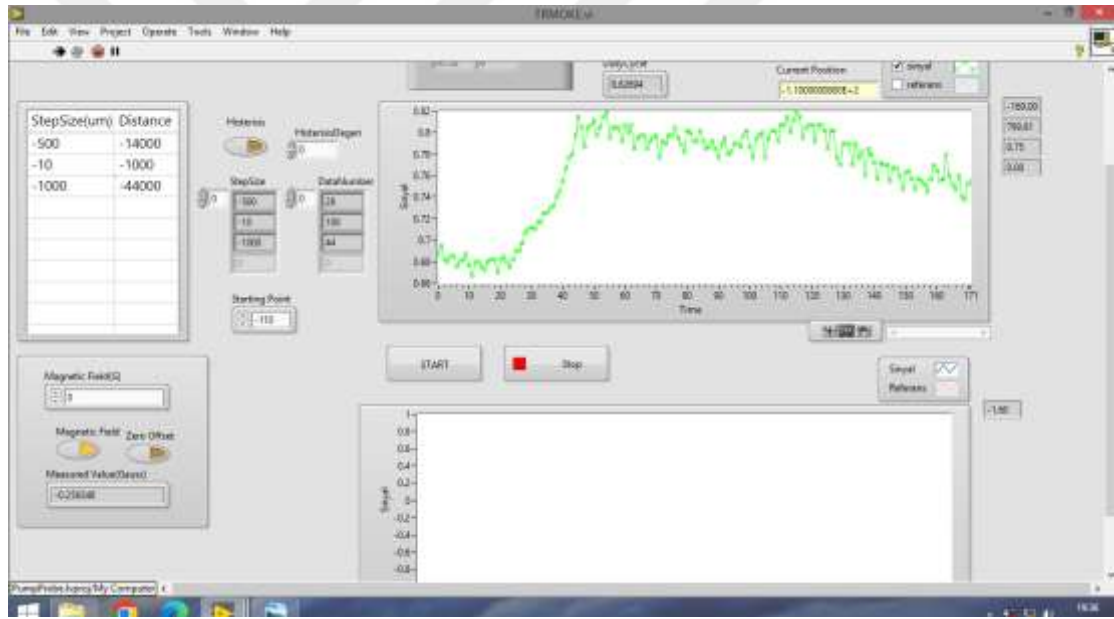


Şekil 3.17 TR-MOKE Deney düzeneğinde kullanılan a) Harici manyetik alan kaynağı- Elektromıknatis ve b) Akım kontrolcüsü

Bu tez çalışması kapsamında 3 farklı kompozisyonda üretilen FeCo ince filmlerinin TR-MOKE deneyleri için; pompa ve gözlem darbeleri örnek düzlemine dik polarize olarak gönderilmiştir. Pompa darbesi örneğin normali ile yaklaşık 6 derecelik bir açı yapacak şekilde gönderilip yansıtılırken (yansıyan pompa darbesi ışını bloke edilmiştir), probe ışını çok geniş bir açıyla yaklaşık 76 derecelik bir açıyla gönderilip yansıtılmıştır. Pompa ve gözlem darbelerinin odak çapları bıçak kenarı (knife edge) yöntemi ile ölçülmüştür (Reo 1993; De Araújo vd. 2009; Wen vd. 2009). Her bir ince filmde de manyetik alan yüzeye paralel uygulanmıştır. Pompa darbesinin darbe enerjisi akı değeri $0,5 \text{ mJ/cm}^2$ 'den 10 mJ/cm^2 'ye kadar değiştirilecek şekilde ayarlanarak, manyetik alan varken ve yokken ölçümler alınmıştır. Deneyler, manyetik alan sabit tutulurken farklı

lazer akı değerlerinde ve lazer akısı sabit tutulurken farklı manyetik alan değerlerinde gerçekleştirilmiştir.

Deneylelerdeki analog sinyali dijitalle çevirip yorumlayabilmek için araştırma grubumuzda tamamlanan bir Tübitak-1001 projesi kapsamında yazılan bilgisayar programında bazı değişiklikler yapıldı. Şekil 3.18 'de verilen arayüz programında istenilen manyetik alan değeri, motorize düzeneğin hangi hızda hangi adımlarda hareket etmesi gerektiği gibi bilgiler girdi yapılarak deneyler yapıldı. Farklı kompozisyonlarda üretilen ince filmlerin manyetizasyon dinamiklerini karşılaştırmak için her üç film için yapılan deneylerde t_0 öncesi, t_0 civarı ve t_0 sonrası geri yansıtıcı aynanın hareket adımları aynı adım parametreleri kullanılarak gerçekleştirildi.



Şekil 3.18 TR-MOKE deneyleri için kullanılan LABView arayüz programı örnek bir görüntüsü

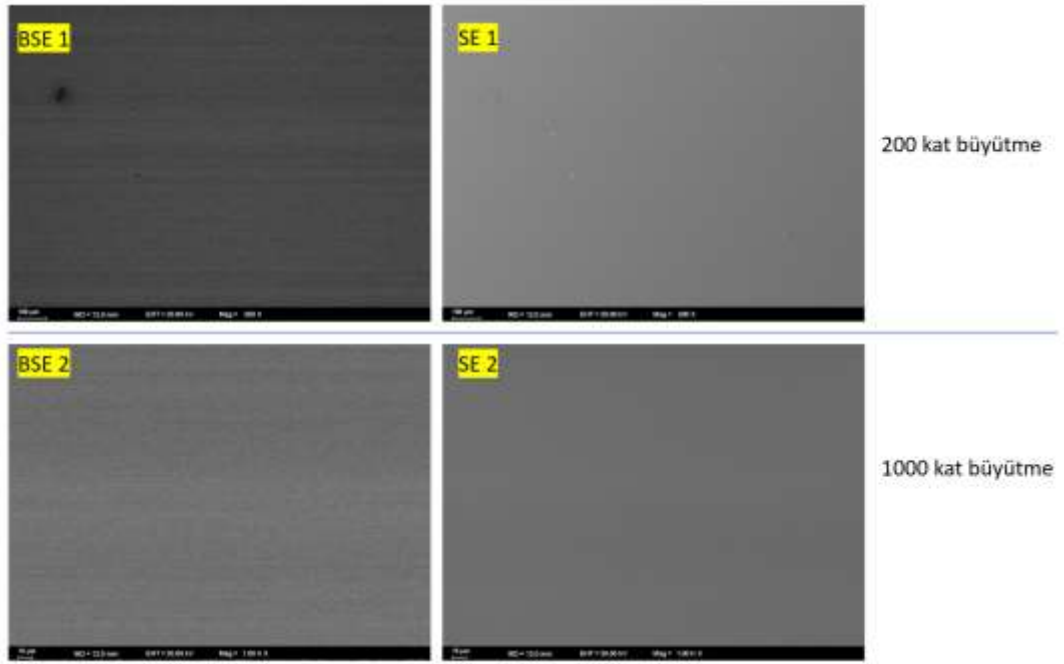
4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

Tezin bu bölümünde, co-sputter yöntemiyle Si/SiO₂ alttaş üzerine üç farklı kompozisyonda üretilen Fe₃₀Co₇₀, Fe₄₀Co₆₀ ve Fe₅₀Co₅₀ ince filmlerinin yapısal ve manyetik özellikleri, morfolojik görüntüleri ve kimyasal kompozisyonlarının analiz ölçüm sonuçları detaylı bir şekilde açıklanmaktadır. Ayrıca tezin ana amacı olan, Fe_xCo_(1-x) ince filmlerin spin dinamiklerinin zamana bağlı olarak araştırılması için yapılan TR-MOKE deneylerinin hem deneysel verileri hem de teorik arıtım (fit) sonuçları detaylı bir şekilde verilmektedir.

4.1 Fe_xCo_(1-x) İnce Filmlerinin SEM-EDX Analiz Sonuçları

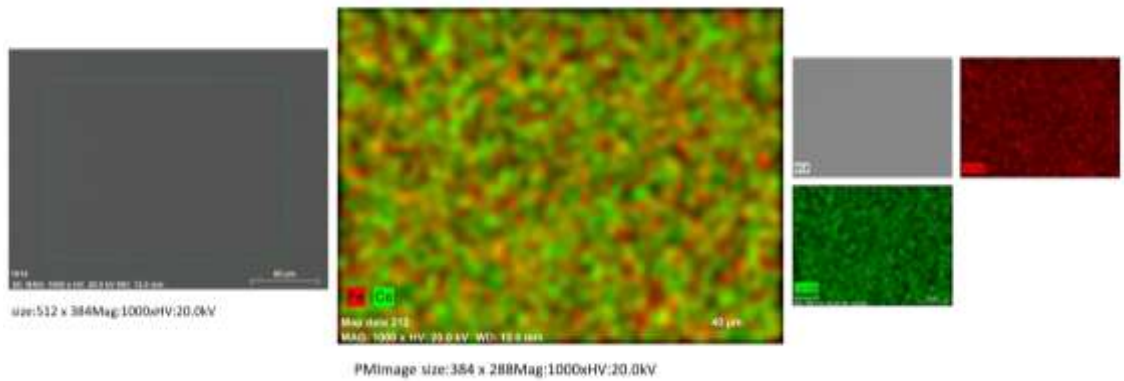
Taramalı elektron mikroskobu (SEM) kullanılarak, tez kapsamında co-sputter yöntemiyle üretilen ince filmlerin morfolojik görüntüleri ve film kompozisyonları belirlenmiştir. Her bir film için 3 farklı bölgeden bölgesel ve noktasal EDX analizleri gerçekleştirilmiştir. Şekil 4.1-4.5'te verilen SEM analiz sonuçlarına göre ikincil elektronlar (SE) ve özellikle geri saçılan elektron (BSE) görüntülerine dikkatli bakıldığında görüntülerde herhangi bir kontrast farkının bulunmadığı görülmektedir. Dolayısıyla, Fe ve Co atomlarının kimyasal bileşiminin Si/SiO₂ alttaş üzerinde homojen bir dağılım sergilediği sonucuna ulaşılmaktadır. Homojenliğin sağlandığı, yalnızca SE ve BSE görüntüleriyle değil, aynı zamanda bu üç filme uygulanan elementel haritalama analizi ile de desteklenmiştir.

Şekil 4.1'de co-sputter 1 filmine ait SEM analizinde 200 ve 1000 kat büyütme yapılarak SE ve BSE görüntüleri karşılaştırılmıştır. Görüntüler karşılaştırıldığında film yüzeyinde herhangi bir kontrast farkı gözlemlenmemektedir.



Şekil 4.1 Si/SiO₂ alttaş üzerine kaplanan co-sputter 1 (Fe₃₀Co₇₀) ince filmine ait 200 ve 1000 kat büyütmeden alınan SE-BSE görüntüleri

Şekil 4.2’de, co-sputter 1 filmine ait elementel haritalama analiz sonucu gösterilmektedir. Şekil 4.1’de elde edilen sonuçların doğruluğunun, elementel haritalama analizi ile desteklendiği Fe ve Co elementlerinin homojen bir şekilde film yüzeyinde dağıldığı görülmektedir.



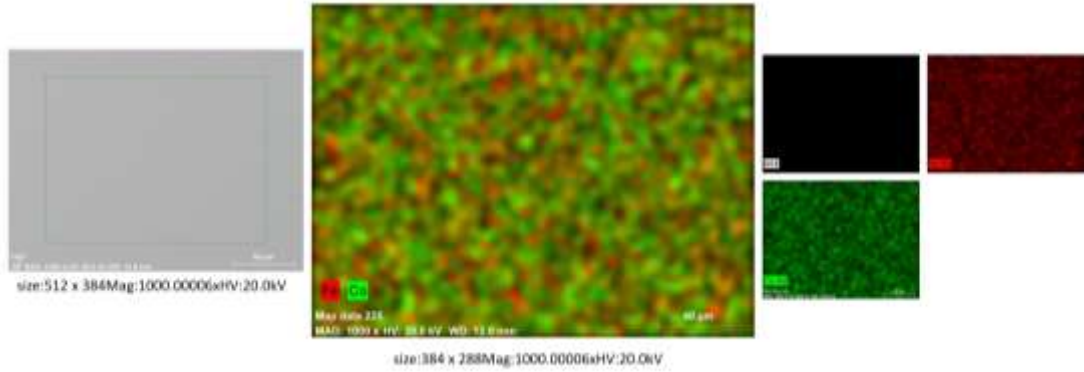
Şekil 4.2 Element haritalama analizi: co-sputter 1. film için sadece 10 dk ölçüm alınarak film yüzeyinde Fe ve Co elementlerinin dağılımını gösteren haritalama sonucu

Co-sputter 2 filmine ait SE-BSE görüntüleri Şekil 4.3’te, elementel haritalama analizi sonuçları ise Şekil 4.4’te sunulmaktadır. Burada da SE-BSE görüntülerine bakıldığında

yine benzer sonucu yani herhangi bir kontrast farkının olmadığı ve element haritalama analizi ile de Fe ve Co elementlerinin filmin yüzeyi boyunca homojen bir dağılım sergilediği sonucuna ulaşılmaktadır.



Şekil 4.3 Si/SiO₂ alttaş üzerine kaplanan co-sputter 2 (Fe₄₀Co₆₀) ince filmine ait SE-BSE görüntüleri. 2 farklı bölgeden ve bir noktadan SE-BSE ve EDX analizi yapıldı. Tüm analizler birbiri ile uyumludur



Şekil 4.4 Element haritalama analizi: co-sputter 2. film için sadece 10 dk ölçüm alınarak film yüzeyinde Fe ve Co elementlerinin dağılımını gösteren haritalama sonucu

Co-sputter 3 filmine ait şekil 4.5'te verilen SE-BSE görüntülerine bakıldığında diğer ince filmlerden elde edilen sonuçlara benzer sonuçlar elde edilmiştir. Bu görüntüler incelendiğinde de Fe ve Co elementlerinin film yüzeyi boyunca homojen dağılım sergilediği sonucuna ulaşılmaktadır.



Şekil 4.5 Si/SiO₂ alttaş üzerine kaplanan Co-sputter 3 ince filmine ait SE-BSE görüntüleri

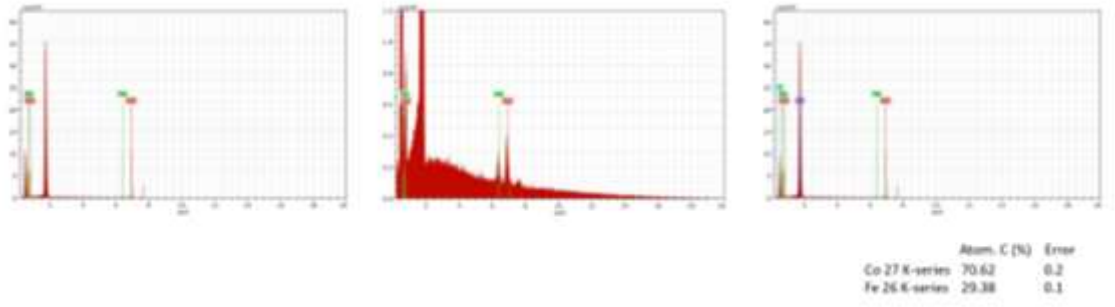
Co-sputter 1 ve co-sputter 2 ince filmlerine element haritalama analizi uygulanırken, homojenliğin sağlandığı anlaşıldığı için co-sputter 3 ince filmine haritalama analizi uygulanmamıştır.

İnce filmlerin hangi kompozisyonlarda üretildiği SEM'e entegreli EDX dedektörü ile belirlenmiştir. Çizelge 4.1'de SEM ve EDX analiz sonuçları birlikte verilmektedir.

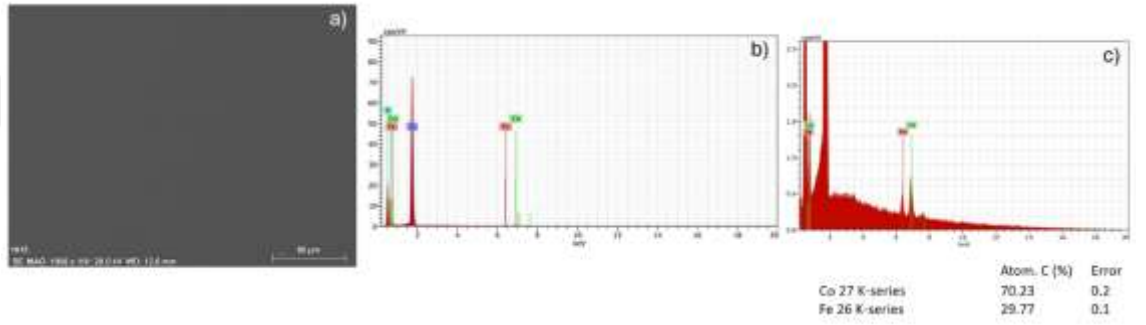
Çizelge 4.1 Co-sputter yöntemiyle üretilen filmlerin EDX analizi sonuçları

İnce Filmler	SEM Analizi	EDX analizi
co-sputter 1	Homojen	Fe ₃₀ Co ₇₀
co-sputter 2	Homojen	Fe ₄₀ Co ₆₀
co-sputter 3	Homojen	Fe ₅₀ Co ₅₀

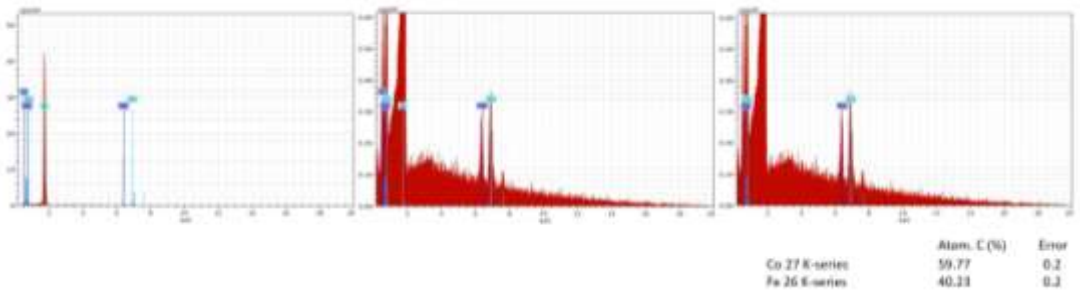
Her bir filmin EDX analizi sonuçları grafiksel olarak şekil 4.6'dan şekil 4.9'a kadar verilmektedir. Çizelge 4.1'de verildiği üzere, ince filmlerin kompozisyonları; 1 numaralı film için Fe₃₀Co₇₀, co-sputter 2 filmi için Fe₄₀Co₆₀ ve co-sputter 3 filmi için Fe₅₀Co₅₀ olarak belirlenmiştir. EDX analizlerinde de her bir ince film için 3 farklı bölgeden bölgesel ve noktasal analiz yapılarak elde edilen kompozisyon bilgileri kendi aralarında uyumludur.



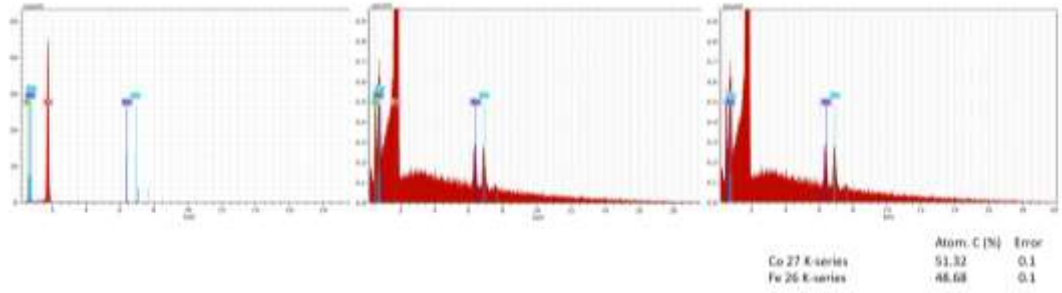
Şekil 4.6 Fe₃₀Co₇₀ ince filmine ait 1 bölgenin EDX analiz sonuçları verilmektedir. Diğer bölgelerden yapılan analizler birbiri ile uyumludur



Şekil 4.7 Fe₃₀Co₇₀ filmine ait 1 noktadan alınan EDX analiz sonucu. Bölgesel alınan EDX sonuçları ile uyumludur a) 1000 kat büyütmeden alınan noktanın konumu b) Fe ve Co içeriğine ek Si ve O atomları dahil c) b 'deki skalanın genişletilmiş ve sadece Fe ve Co atomlarını içermektedir



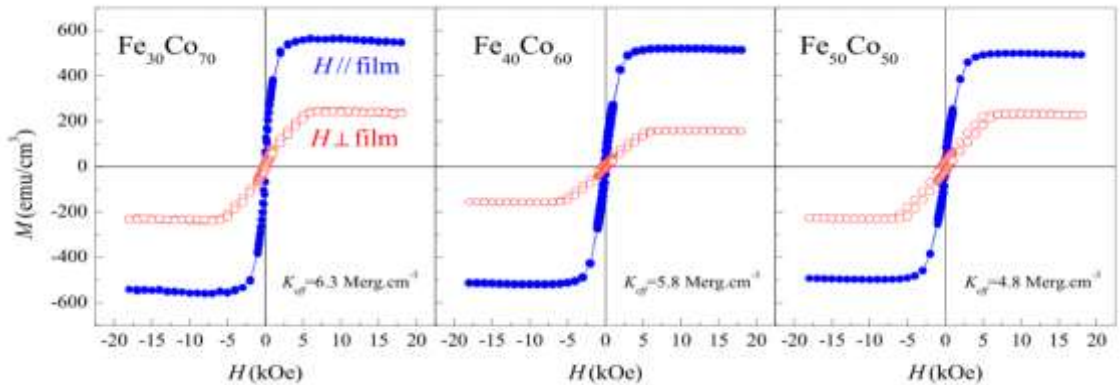
Şekil 4.8 Fe₄₀Co₆₀ film ait bir bölgeden alınan EDX analizi sonucu. Diğer bölgelerden ve noktadan yapılan analizler birbiri ile uyumludur



Şekil 4.9 Fe₅₀Co₅₀ filmine ait EDX analizi sonucu verilmektedir. Diğer bölgelerden ve noktadan yapılan analizler birbiri ile uyumludur

4.2 Fe_xCo_(1-x) İnce Filmin Manyetik Karakterizasyon Analizleri (VSM Analizi)

Şekil 4.10’da incelenen üç ince filmin oda sıcaklığındaki manyetik özellikleri, VSM analizi ile elde edilen manyetik histerezis eğrileri üzerinden gösterilmektedir. Ölçümler sırasında manyetik alan, film yüzeyine dik (out-of-plane, OOP) yönde (kırmızı daire) ve film yüzeyine paralel (in-plane, IP) yönde (mavi dolu daire) uygulanmıştır. Miknatıslanma eğrileri incelendiğinde, tüm ince film numunelerinin yumuşak manyetik karakter sergilediği ve yüzeye paralel manyetik anizotropiye sahip olduğu görülmektedir. Miknatıslanma eğrilerinden hesaplanan etkin manyetik anizotropi (K_{eff}) değerleri her bir ince film için şekil 4.10’da ayrıca belirtilmektedir. Elde edilen K_{eff} değerlerinin, Co içeriği arttıkça arttığı görülmektedir. Bu durum, Co’nun spin-yörünge etkileşiminin (spin-orbit coupling), Fe’ye kıyasla daha güçlü olmasına bağlanmaktadır.

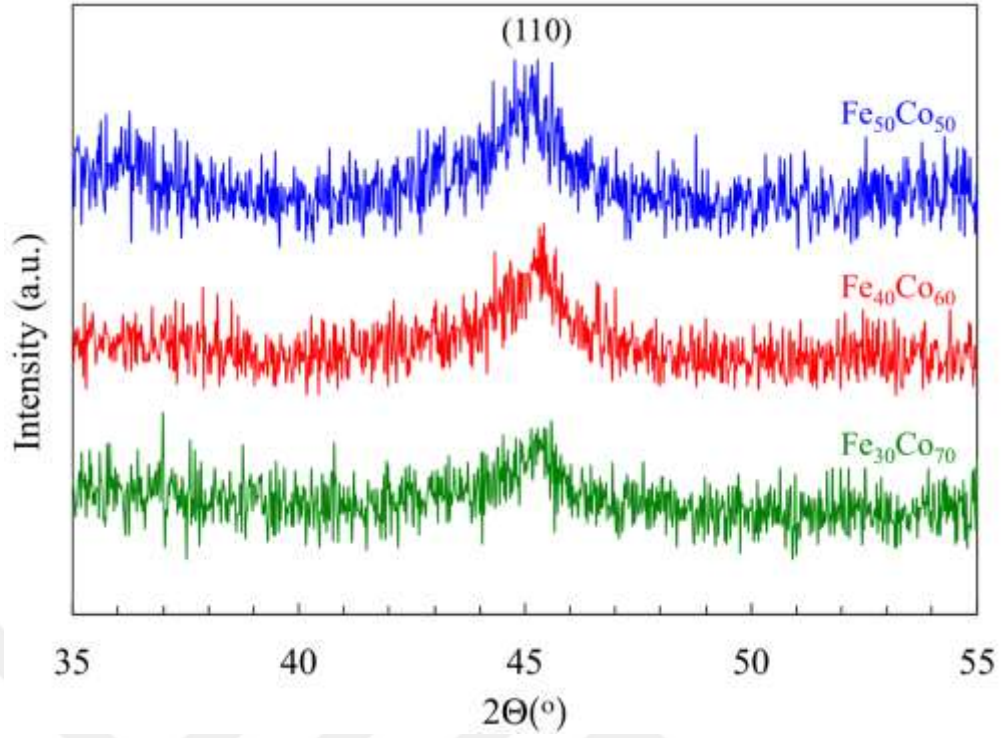


Şekil 4.10 İncelenen ince filmlerin oda koşullarında düzlem içi (in-plane) (mavi dolu daire) ve düzlem dışı (Out-of-Plane) (kırmızı açık daire) geometrilerle ölçülen manyetik alana bağlı miknatıslanma davranışını temsil eden $M(H)$ histerisiz eğrisi sonuçları a) Fe₃₀Co₇₀ b) Fe₄₀Co₆₀ c) Fe₅₀Co₅₀

Kompozisyona bağılı K_{eff} değerlerine göre, $Fe_{30}Co_{70}$ ince filmi için $K_{eff} \approx 6.3 \text{ Merg/cm}^3$ olup, bu değerin diğer filmler arasında en yüksek etkin manyetik anizotropi sabitine karşılık geldiği belirlenmiştir. Bu durum, söz konusu kompozisyonun manyetik yönelime karşı en yüksek direnci gösterdiğini ortaya koymaktadır. $Fe_{40}Co_{60}$ ince filmi için $K_{eff} \approx 5.8 \text{ Merg/cm}^3$ dür ve $Fe_{30}Co_{70}$ ince filmine göre biraz daha düşük anizotropiye sahip olduğu, yani histerisiz eğrilerinin yüzeye dikey yönde daha yavaş (kademeli) ve yüzeye paralel yönde daha kolay doyuma ulaştığı anlaşılmaktadır. $Fe_{50}Co_{50}$ ince filmi için ise $K_{eff} \approx 4.8 \text{ Merg/cm}^3$ olarak hesaplanmıştır. İnce filmler arasında en düşük anizotropi değerine sahiptir, bu filmde manyetik yönlenmenin daha kolay değiştirilebildiği sonucuna varılabilir. $Fe_{30}Co_{70}$, $Fe_{40}Co_{60}$ ve $Fe_{50}Co_{50}$ ince filmlerin kalınlıkları ise atomik kuvvet mikroskobu (AFM) ile sırasıyla, 60 nm, 75 nm, 70 nm olarak belirlendi.

4.3 Grazing-Indicence X-Işını Difraktometresi (GI-XRD)

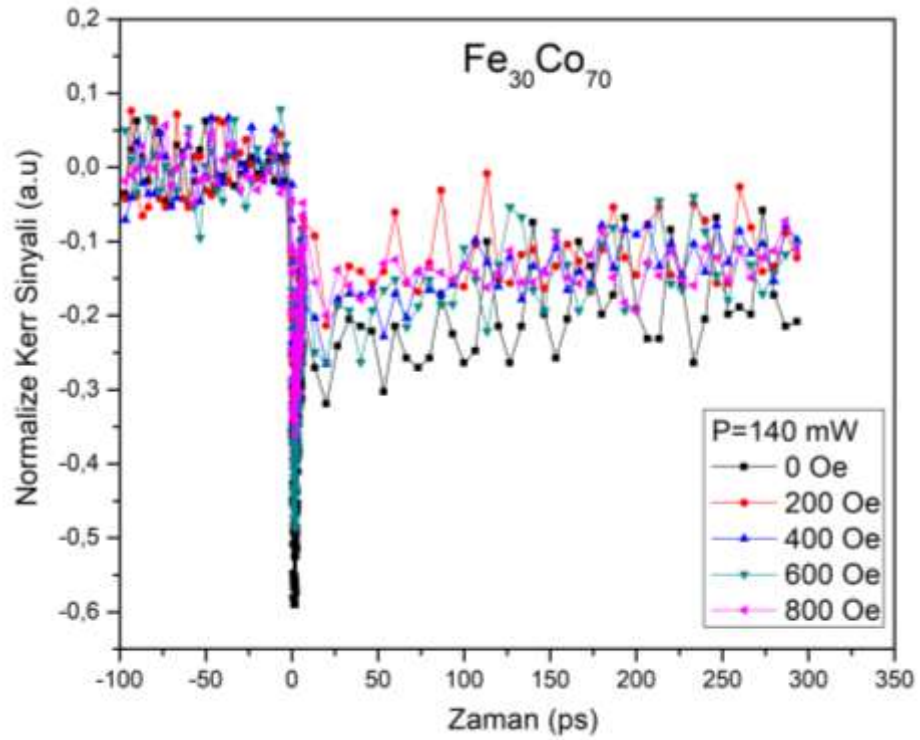
İncelenen ince filmlerin oda sıcaklığında ölçülen GI-XRD sonuçları karşılaştırmalı olarak tek bir grafikte, şekil 4.11’de verilmiştir. FeCo alaşımlarının hacim merkezli kübik (bcc) yapıya sahip olduğu ve sıkı paketlenmiş düzleminin (110) olduğu literatürde iyi bilinmektedir. İnce filmin tercih edilen yönelimi (kolay eksen yönü), yüzey enerjisini en aza indirmek için (110) düzlemidir ve bu nedenle tüm ince filmler için yaklaşık 45° ’de yalnızca (110) kırınımı gözlemlenmiştir. (110) düzlemi kullanılarak hesaplanan örgü sabiti $2,824 \text{ Å}$ ’dır ve diğer FeCo ince filmleri için literatür değerlerine çok yakındır (Mandal vd. 2018; Mohan vd. 2021). Debye-Scherrer denklemi kullanarak ince filmlerin kristalit boyutunun yaklaşık 5 nm olduğu hesaplanmıştır.



Şekil 4.11 Oda sıcaklığında ölçülen ince filmlerin GI-XRD spektrumları

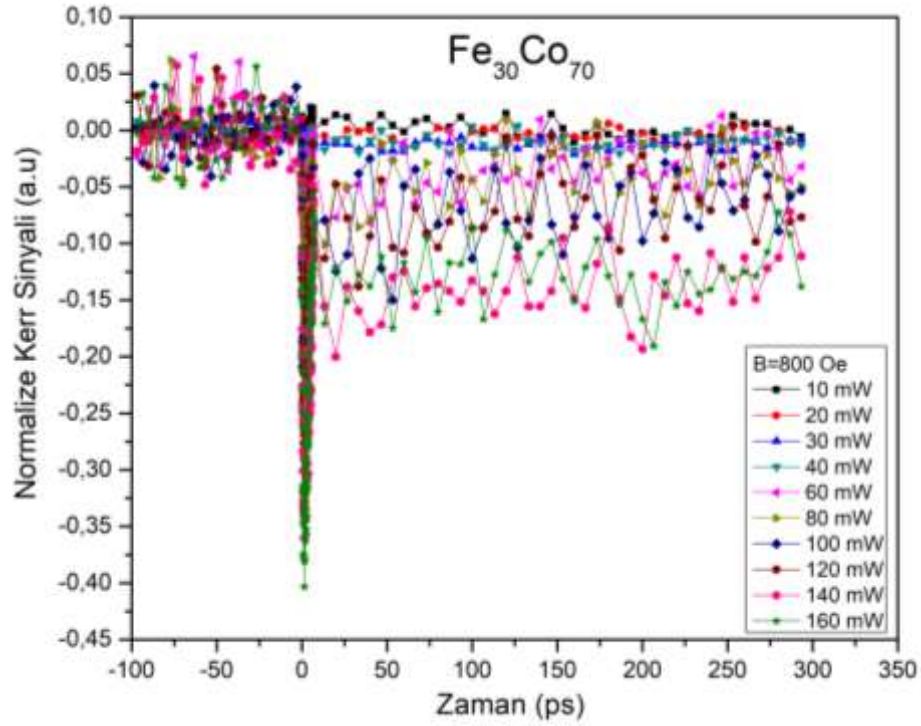
4.4 Fe₃₀Co₇₀ İnce Filminin TR-MOKE Deneysel Verileri

Fe₃₀Co₇₀ ince filmine ait TR-MOKE deneylerinde, pompa lazer gücü sabit tutulup harici manyetik alan 0, 200, 400, 600 ve 800 Oe uygulanarak, manyetik alanın etkisi araştırıldı. Şekil 4.12’de verildiği gibi pompa lazer gücü 140 mW’da sabit tutulup manyetik alan varken ve yokken alınan TR-MOKE deneysel çalışmalarından elde edilen veriler karşılaştırılmaktadır.



Şekil 4.12 $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ ince filminin pompa lazer gücü 140 mW sabit tutulup farklı manyetik alanlarda TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması

Ayrıca her bir manyetik alan değeri için manyetik alan sabit tutularak 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160 ve 200 mW olmak üzere toplam 11 farklı pompa lazer gücü uygulanarak pompa akısının spin dinamiklerine etkisi karşılaştırıldı. Şekil 4.13'te 800 Oe harici manyetik alan uygulanarak pompa lazer gücü 10 mW'dan 160 mW'a kadar değiştirilerek elde edilen TR-MOKE deneysel çalışmalarından elde edilen veriler karşılaştırılmaktadır. Pompa lazer gücü arttıkça demanyetizasyon genliğinin artmasının temel nedeni, lazerin sisteme daha fazla enerji aktarmasıdır. Fotonlar elektronlara enerji aktarır ve bu enerji, spinlerin düzenli hizalanmasını bozarak manyetik düzenin zayıflamasına yol açar. Manyetik alan, spinleri belirli bir yönde tutmaya çalışsa da yüksek lazer gücüyle gelen enerji transferi bu hizalanmayı kırar. Dolayısıyla demanyetizasyon artışı, lazer kaynaklı enerji yoğunluğunun spin sistemine aktarılmasından kaynaklanır.

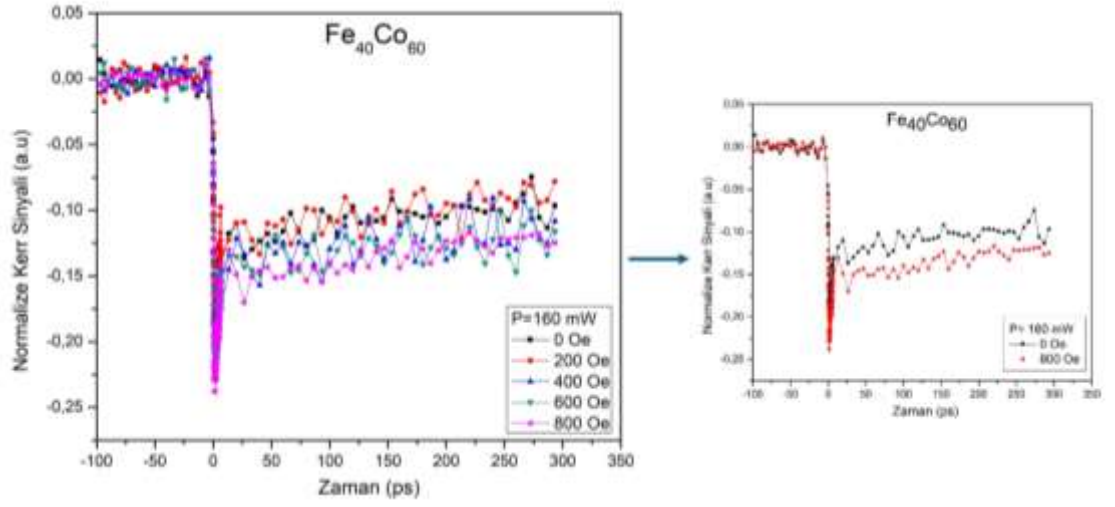


Şekil 4.13 $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ ince filmine 800 Oe harici manyetik alan uygulanarak farklı pompa lazer güçlerinde alınan TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması

$\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ ince filmine ait tüm deneysel grafikler Ekler bölümünde verilmiştir.

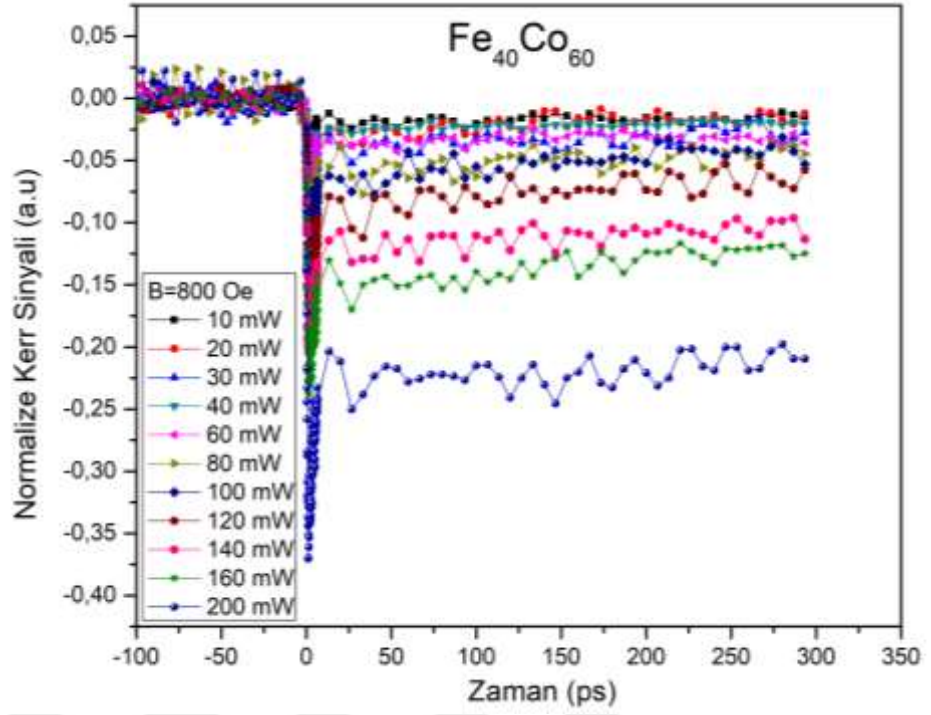
4.5 $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ İnce Filminin TR-MOKE Deneyleri

$\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ ince filmine ait TR-MOKE ölçümlerinde, $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ ince filmi üzerinde gerçekleştirilen deneylere benzer şekilde pompa lazer gücü sabit tutulmuş ve harici manyetik alan 0, 200, 400, 600 ve 800 Oe değerlerinde uygulanarak manyetik alanın etkisi incelenmiştir. Şekil 4.14’te gösterildiği üzere, pompa lazer gücü 160 mW’da sabit tutulmuş; manyetik alanın varlığında ve yokluğunda gerçekleştirilen TR-MOKE deneylerinden elde edilen veriler karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.14 $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ ince filminin pompa lazer gücü 160 mW sabit tutulup farklı manyetik alanlarda TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması. Sağdaki grafik ise pompa lazer gücü 160 mW’da manyetik alan varken ve yokken TR-MOKE deneysel sonuçların karşılaştırılması

Ayrıca, $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ ince filmiyle yapılan deneylere benzer şekilde, $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ ince filminde de her bir manyetik alan değeri sabit tutularak 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160 ve 200 mW olmak üzere toplam 11 farklı pompa lazer gücü uygulanmış ve pompa akısının spin dinamikleri üzerindeki etkisi karşılaştırılmıştır. Şekil 4.15’te verildiği gibi 800 Oe harici manyetik alan uygulanarak pompa lazer gücü 10 mW ’dan 200 mW ‘a kadar değiştirilerek elde edilen TR-MOKE deneysel çalışmalarından elde edilen veriler karşılaştırılmaktadır.

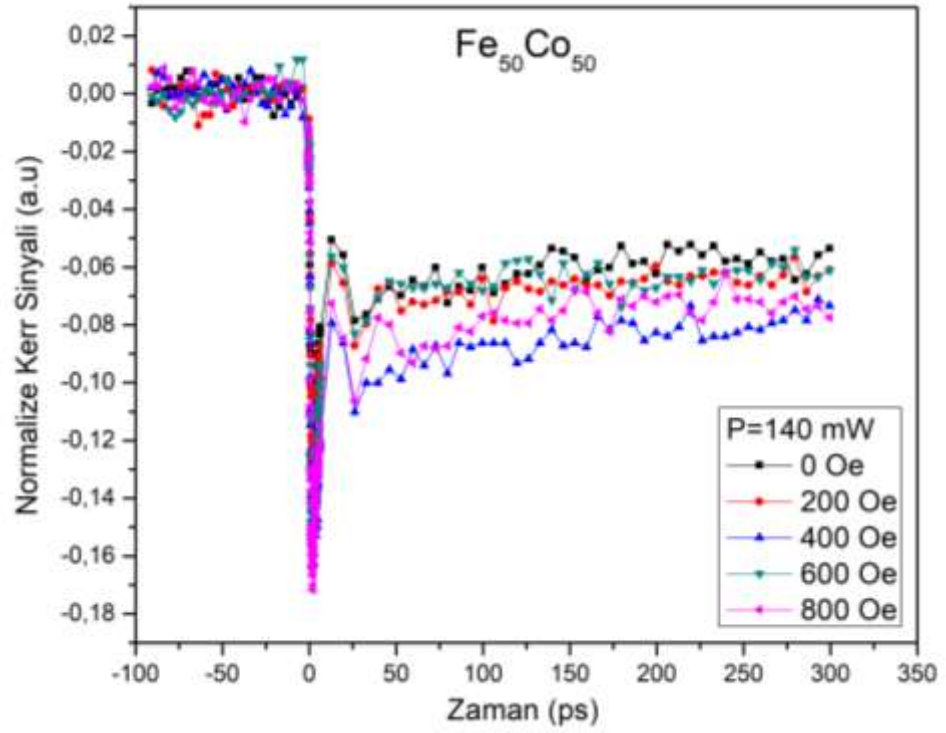


Şekil 4.15 $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ ince filmine 800 Oe harici manyetik alan uygulanarak farklı pompa lazer güçlerinde alınan TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması

$\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ ince filmine ait tüm deneysel grafikler Ekler bölümünde verilmiştir.

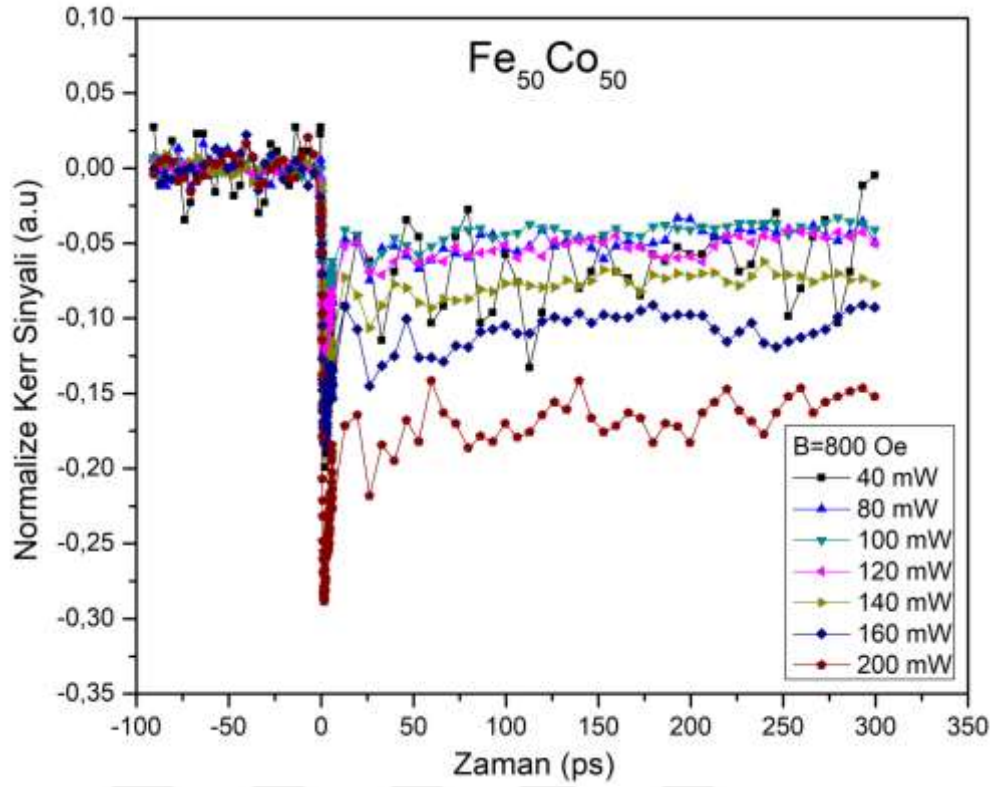
4.6 $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ İnce Filminin TR-MOKE Deneyleri

$\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ ince filmine ait TR-MOKE ölçümlerinde diğer filmler ile yapılan deneysel çalışmalara benzer şekilde pompa lazer gücü sabit tutulup harici manyetik alan 0, 200, 400, 600 ve 800 Oe uygulanarak (şekil 4.16), manyetik alanın etkisi araştırıldı. Şekil 4.16'da, pompa lazer gücünün 140 mW'da sabit tutulduğu koşullarda, manyetik alan varken ve yokken gerçekleştirilen TR-MOKE deneylerinden elde edilen veriler karşılaştırılmaktadır.



Şekil 4.16 Fe₅₀Co₅₀ ince filminin pompa lazer gücü 140 mW sabit tutulup farklı manyetik alanlarda TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması

Diğer filmlerle yapılan deneysel çalışmalara benzer şekilde, Fe₅₀Co₅₀ ince filmi sabit tutulan farklı manyetik alanlar altında incelenmiş; her bir manyetik alan değeri için 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160 ve 200 mW olmak üzere toplam 11 farklı pompa lazer gücü uygulanarak pompa akısının spin dinamikleri üzerindeki etkisi karşılaştırılmıştır. Şekil 4.17’de, 800 Oe harici manyetik alan altında pompa lazer gücü 40 mW’dan 200 mW’a kadar değiştirilerek gerçekleştirilen TR-MOKE deneylerinden elde edilen veriler karşılaştırılmaktadır.

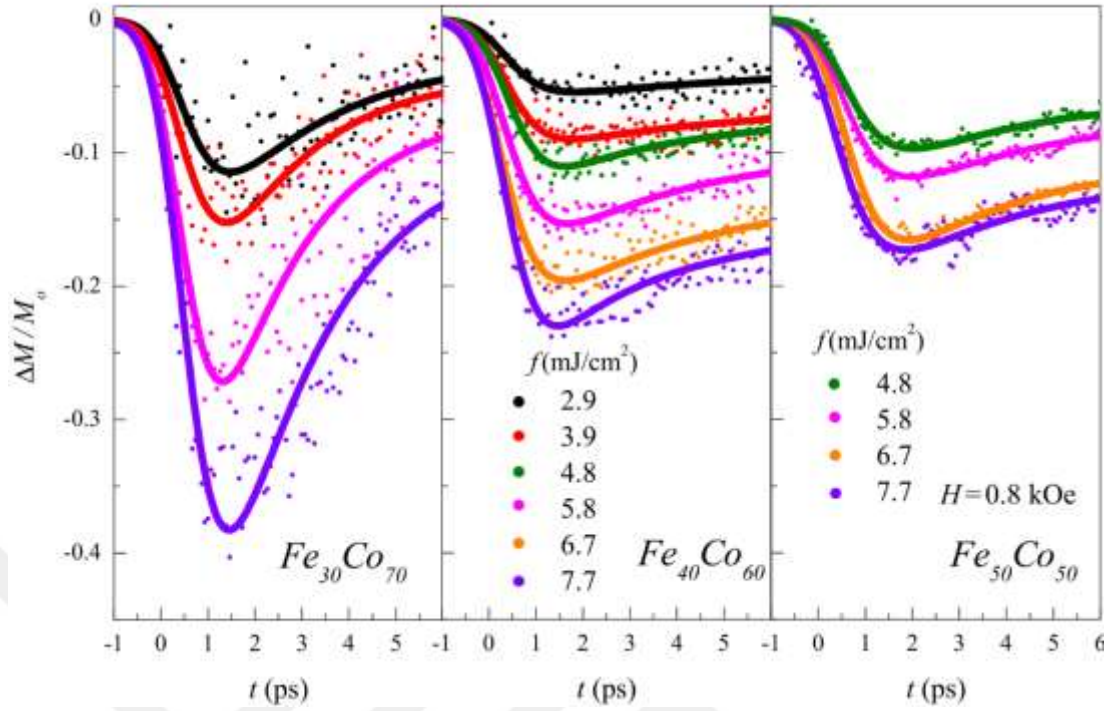


Şekil 4.17 Fe₅₀Co₅₀ ince filmine 800 Oe harici manyetik alan uygulanarak farklı pompa lazer güçlerinde alınan TR-MOKE deneysel sonuçlarının karşılaştırılması

Fe₅₀Co₅₀ ince filmine ait tüm deneysel grafikler Ekler bölümünde verilmiştir.

4.7 Deneysel Verilerin Analitik Çözümü ve 3TM Modeline Göre Alt Sistemlerin Sıcaklık Tayini

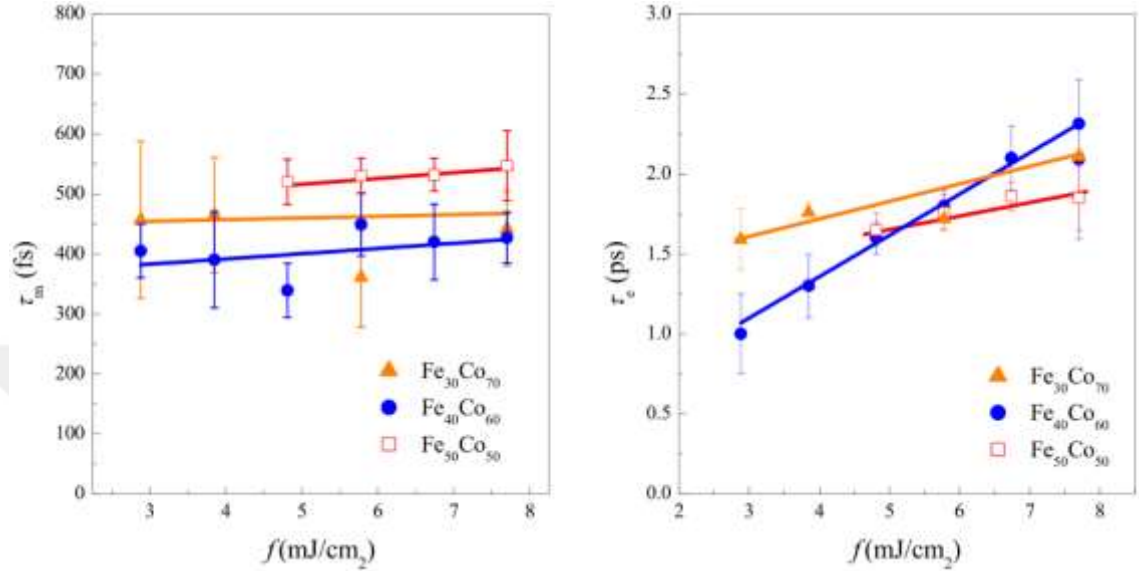
TR-MOKE deneyleri, farklı lazer akıları altında, ince film düzlemine göre küçük bir açıyla uygulanmış 80 mT'lik harici manyetik alan altında gerçekleştirilmiş ve elde edilen veriler analitik olarak çözümlenmiştir. Pompa lazer akısının 3-8 mJ/cm² aralığında olduğu deneysel sonuçlara odaklanılmıştır. Şekil 4.18'de sunulan sonuçlar, üç farklı kompozisyonda incelenen ince filmlere ait TR-MOKE deney sonuçlarını göstermektedir. İncelenen ince filmlerde fs lazer darbesi ile uyarma sonrasında ultra hızlı demanyetizasyon 1 ps içinde maksimum değerine ulaşmaktadır (Şekil 4.18). Daha sonra, 4-5 ps'lik zaman aralığında manyetizasyonda hızlı bir toparlanma gözlemlenmektedir.



Şekil 4.18 İncelenen ince filmlerin TR-MOKE sonuçları. Noktalı veriler deneysel sonuçları, kesintisiz çizgiler, Denklem 2.22'de verilen analitik çözümü yapılarak elde edilmiştir

İncelenen bu akı aralığında, her üç ince film için demanyetizasyon sürecinin tek aşamada (tek üstel bozunma ile) gerçekleştiği görülmektedir. Bu oda sıcaklığında geçiş metali ince filmleri için beklenen bir durumdur. Ek olarak, femtosaniye lazer uyarımı sırasında demanyetizasyon genliğinin (q) yalnızca akı değerleriyle değil, aynı zamanda artan Co bileşimiyle de arttığı görülmektedir. Artan Co bileşimi spin-yörünge etkileşimini (Spin-Orbit Coupling-SOC) artırdığından, bu sonuçlar SOC'nin demanyetizasyonun büyüklüğünü önemli ölçüde etkilediğini göstermektedir. Demanyetizasyon süresinin belirlenmesi amacıyla, TR-MOKE deneysel verileri, 3TM'ye dayalı fenomenolojik bir modele göre analiz edilmiş ve bu amaçla 2. bölümde detaylı olarak verilen Denklem (2.22) kullanılmıştır. Bu denklemi hatırlayacak olursak, $\theta(t)$, $\delta(t)$, $\Gamma(t)$ sırasıyla step fonksiyonu, Dirac delta fonksiyonu ve Gauss lazer darbesidir. Konvolüsyon çarpımı (convolution product) $\otimes$ sembolüyle gösterilir. Ayrıca, τ_m , demanyetizasyonun ne kadar hızlı gerçekleştiğini belirleyen demanyetizasyon süresini tanımlar. τ_e , yeniden mıknatıslanmanın ne kadar hızlı gerçekleştiğiyle ilişkili olan elektron-fonon etkileşim zaman ölçeğini tanımlamaktadır.

Denklem (2.22)'de verilen analitik çözüm kullanılarak elde edilen teorik arıtım eğrileri şekil 4.18'de düz çizgi olarak verilmiştir. Bu şekilden görüldüğü üzere, arıtım sonucu deneysel verilerle iyi bir uyum göstermektedir.



Şekil 4.19 İncelenen ince filmler için, Denklem 2.22'de verilen analitik çözümü yapılarak elde edilen, τ_m ve τ_e değerlerinin pompa lazer akısına bağılılığı

İncelenen tüm ince filmler için demanyetizasyon süresi (τ_m) ve yeniden manyetizasyon süresi (τ_e) değerleri hesaplandı. Şekil 4.19'da gösterildiği gibi demanyetizasyon süresi (τ_m) ve yeniden manyetizasyon süresi (τ_e), artan akı değerleriyle birlikte hafifçe artmaktadır. τ_m değerleri, incelenen tüm ince filmler için 300-500 fs arasındadır ve bu değerler literatür değerleriyle oldukça uyumludur (Dalla Longa vd. 2007). $\text{Co}_x\text{Fe}_{(1-x)}$ ince filmleri için elde edilen τ_m değerlerinin diğer geçiş metali ince filmlerinden daha uzun olduğu unutulmamalıdır (Huang vd. 2020; Arslan vd. 2022). Bu daha uzun τ_m değerleri, literatürde $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince filmleri için deneysel olarak araştırılan FeCo ince filmlerinin düşük Gilbert sönümlenme faktörüyle ilişkili olabilir (Jakobsson vd. 2013; Schoen vd. 2016). Gilbert sönümlenme faktörünün Co konsantrasyonuna büyük ölçüde bağlı olduğu ve ferromanyetik özellik gösteren metaller için Gilbert sönümlenme parametresi için bildirilen en düşük değer ($\alpha=1,5 \times 10^{-3}$) $\text{Co}_{0,25}\text{Fe}_{0,75}$ ince filmi için gözlemlendiği bulunmuştur. Ek olarak, en düşük sönümleme parametresine sahip $\text{Co}_{0,25}\text{Fe}_{0,75}$ ince filminin TR-MOKE tekniği ile yapılan ölçümlerde yavaş mıknatıslanma dinamikleri sergilediği belirlenmiştir (Kanada vd. 2017). Ayrıca, örgü

ile termalizasyon için zaman ölçeğinin Fe veya Co'dan 2 ila 3 kat daha uzun olduğu literatürde mevcuttur. Başka bir çalışmada, Schoen ve diğerleri de $\text{Co}_{0.25}\text{Fe}_{0.75}$ ($\alpha = 2.1 \times 10^{-3}$) için düşük içsel sönümlenme parametresi (intrinsic damping parameter) bildirmişlerdir (Shikada vd. 2009; Kanada vd. 2017). Literatürde, $\text{Co}_{0.25}\text{Fe}_{0.75}$ 'teki düşük sönümlenmenin, Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olduğu ve bunun da elektron-fonon saçılma oranını azaltmasıyla ilişkili olduğu şeklinde yorumlanmıştır. Bu deneysel sonuçlar ışığında, FeCo ince filmi için ölçülen daha yavaş mıknatıslanma dinamiklerinin, Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunun azalmasıyla ilişkili olabileceği sonucuna varabiliriz (Kuentzler 1973; Shikada vd. 2009).

Ayrıca denklem 4.1 verildiği gibi, Elliott-Yafet tipi spin flip saçılmasına dayanan mikroskobik model, τ_m ve Gilbert sönümlenme sabiti α 'nın ters orantılı olduğunu ileri sürmektedir:

$$\tau_M \propto \frac{\hbar}{4k_B T_C} \cdot \frac{1}{\alpha} \quad 4.1$$

Burada k_B , T_C sırasıyla Boltzmann sabiti ve Curie sıcaklığıdır. Ek olarak, bu teori τ_m değerlerinin artan akı değeriyle arttığını da ileri sürülmektedir. Literatürde, yakın zamanda önerilen termal olarak ısıyı koruyan üç sıcaklık modeline (heat-conserving three temperature model-HC-3TM) göre, elektron-magnon çiftlenimiyle ilişkilendirilebilen yüksek Gilbert sönümlenmesinin, elektron'dan spin alt sistemine daha güçlü ısı transferi sağladığı ve böylece daha hızlı demanyetizasyona yol açtığı bildirilmiştir (Pankratova vd. 2022; Gonçalves vd. 2023).

Yukarıda bahsedilen teorileri deneysel bulgularımızla yani uzun τ_m değerleri ve akı ile τ_m 'nin orta düzeyde artmasıyla birlikte ele aldığımızda, FeCo ince filmlerinde ultra hızlı demanyetizasyonun altında yatan mekanizmanın Elliott-Yafet tipi spin flip saçılması olabileceği şekilde yorumlanabilir.

Bu tez çalışmasında, ölçülen mıknatıslanma dinamiklerini daha derinlemesine anlamak amacıyla, elektron, spin ve örgü sıcaklıklarının zamansal değişimini (temporal

evolution) çıkarmak için verileri eşleştirmek amacıyla 3TM modeli kullanılmıştır. 3TM modeli için bölüm 2.6'da denklem 2.19, 2.20 ve 2.21'de verilen denklemler kullanılarak bu denklemlerin analitik çözümleri yapılmıştır. Bu denklemleri hatırlayacak olursak; G_{el} , G_{es} ve G_{sl} rezervuarlar arası çiftlenim parametrelerini, C_e , C_s ve C_l ise sırasıyla elektron, örgü ve spin rezervuarlarının özgül ısılarını ifade ettiğini, $P(t)$ teriminin lazer darbesinin etkisini tanımladığını ve elektron rezervuarının uyarılmasını yüksek sıcaklıklara çıkaran bir kaynak terimi görevi gördüğünü hatırlayabiliriz.

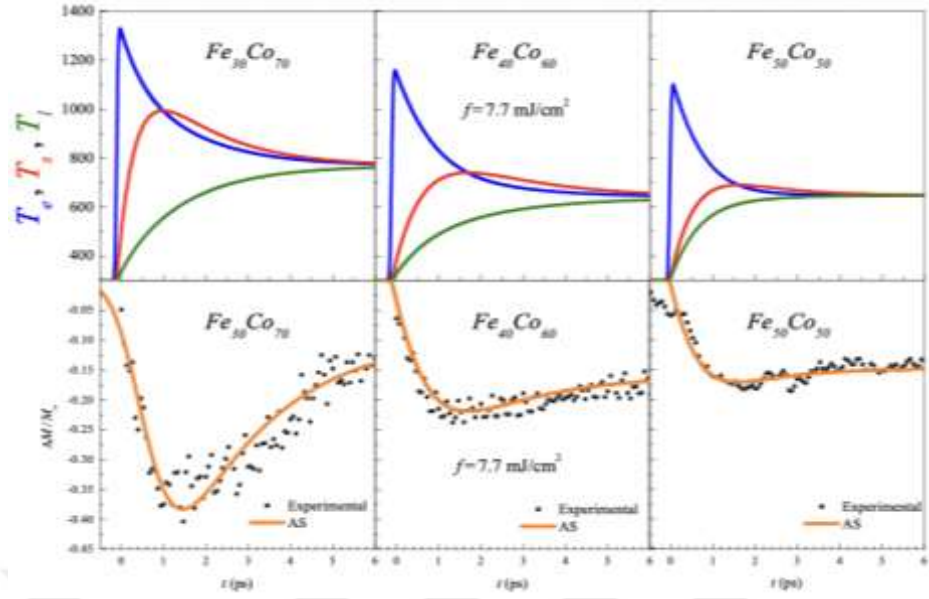
Ayrıca, TR-MOKE verilerinden G_{el} ve G_{es} bağlantı parametrelerini çıkarmak için, spin alt sistem sıcaklığı (T_s), Weiss'in ortalama alan teorisini kullanarak FeCo sisteminin mıknatıslanmasına bağlanmaktadır (Shinozaki ve Arrott 1966) . Ferromanyetik geçiş metalleri için örgü ile spin arasındaki enerji transferi elektron ve örgü arasındaki enerji transferinden çok daha küçük olduğundan, 3TM simülasyonu için yaygın bir yaklaşım olarak spin-örgü çiftlenim parametresi (G_{sl}) ihmal edilmiştir (Mukhopadhyay vd. 2023). Simülasyonlarda kullanılan parametreler çizelge 4.2 'de verilmektedir. Elektron özgül ısı kapasitesi C_e için, elektron sıcaklığına (T_e) doğrusal bağımlılık $C_e(T_e) = \gamma T_e$ olarak varsayılmıştır. Tezde kullanılan farklı Co kompozisyonlarına sahip ince filmler için γ değerinin ne olduğu kritik bir öneme sahiptir. İlk yaklaşım filmler için γ 'yi ağırlık ortalama şeklinde hesaplamaktır. Bunun için Fe ve Co için literatürde verilen γ değerleri kullanılarak film kompozisyonlarındaki Fe ve Co miktarları dikkate alınarak γ değerleri her bir film için hesaplanmış ve 3TM denklemlerinin analitik çözümü gerçekleştirilmiştir. Bu şekilde yapılan analiz sonucunda elde edilen spin alt sistem sıcaklığı (T_s)'den hesaplanan manyetizasyonun zamansal değişimi, deneysel verilerle hiçbir koşulda uyum göstermemiştir. Bu uyumsuzluğun γ değerinin ağırlıklı ortalama ile hesaplanması, literatürde ölçülen değerlerden daha yüksek γ değerlerine yol açmaktadır (Pankratova vd. 2024). Literatürde, Shinozaki ve grubu, seyreltik Fe alaşımları için farklı element katkılarının γ 'nın değişimini deneysel olarak belirlemişlerdir. Deneysel sonuçlara göre Co bileşimi ile değişen γ değerleri arasında doğrusal bir ilişki olduğunu gözlemlemişlerdir (Shinozaki ve Arrott 1966). Bu nedenle, incelenen FeCo ince filmleri için γ değerleri (Çizelge 4.2) deneysel olarak Shinozaki ve grubu tarafından elde edilen doğrusal ilişki kullanılarak hesaplanmış ve bu değerler arıtım (fit etme) sürecinde kullanılmıştır.

Elektron, spin ve örgü alt sistemlerinin sıcaklıklarının zamansal değişimleri şekil 4.20’de üst panelde verilmektedir. Ayrıca, spin alt örgü sisteminin sıcaklığından elde edilen manyetizasyonun zamanla değişimi ise $7,7 \text{ mJ/cm}^2$ akı değeri için TR-MOKE deneysel verileri ile alt panelde verilmektedir. Elde edilen sonuçların 3TM ile uyumlu olduğu bu verilerden açıkça görülmektedir. Farklı kompozisyonlarda incelenen FeCo ince filmlerinin diğer akı değerleri için elde edilen sonuçları ise bölüm 4.8, 4.9 ve 4.10 ‘da verilmektedir.

Çizelge 4.2 Simülasyonda kullanılan parametreler

İnce Fimler	$\gamma (Jm^{-3}K^{-1})$	$T_C (K)$	$C_s (Jm^{-3}K^{-1})$	$C_e (Jm^{-3}K^{-1})$
Fe ₃₀ Co ₇₀	510	1052	2×10^5	3×10^6
Fe ₄₀ Co ₆₀	537	1052	2×10^5	3×10^6
Fe ₅₀ Co ₅₀	564	1052	2×10^5	3×10^6

Şekil 4.20’de görüldüğü üzere, elektron alt sisteminin sıcaklığının, co-sputter yöntemiyle üretilen ve incelenen ince filmler arasında, verilen akı değeri için Fe₃₀Co₇₀ ince filminde en yüksek değerlere ulaştığı gözlemlenmektedir. Bu gözlem, incelenen ince filmlerin farklı γ değerleriyle ilişkili olduğu düşünülebilir. Demirin kobaltla alaşımlanması, Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunun azalmasına neden olmakta ve bu durum γ değerinde bir azalmaya yol açmaktadır (Schoen vd. 2016). Fe₃₀Co₇₀ ince filmi için γ değerinin daha düşük olması nedeniyle, daha yüksek elektron sıcaklıklarına ulaşıldığı görülmektedir. Bu durum sonucunda, Fe₃₀Co₇₀ ince filminin incelenen diğer iki ince filme kıyasla demanyetizasyon genliğinde belirgin bir artma sergilediği gözlemlenmektedir.



Şekil 4.20 Üst panelde incelenen ince filmler için $7,7 \text{ mJ/cm}^2$ akı değeri için TR-MOKE verilerinin elektron, spin ve örgü alt sistemlerinin zamansal değişimleri ve 3TM ile uyumlu sonuçları gösterilmektedir. Alt paneldeki düz çizgiler, deneysel verilerin denklem 2.22 ile verilen analitik çözümün sonuçlarını göstermektedir

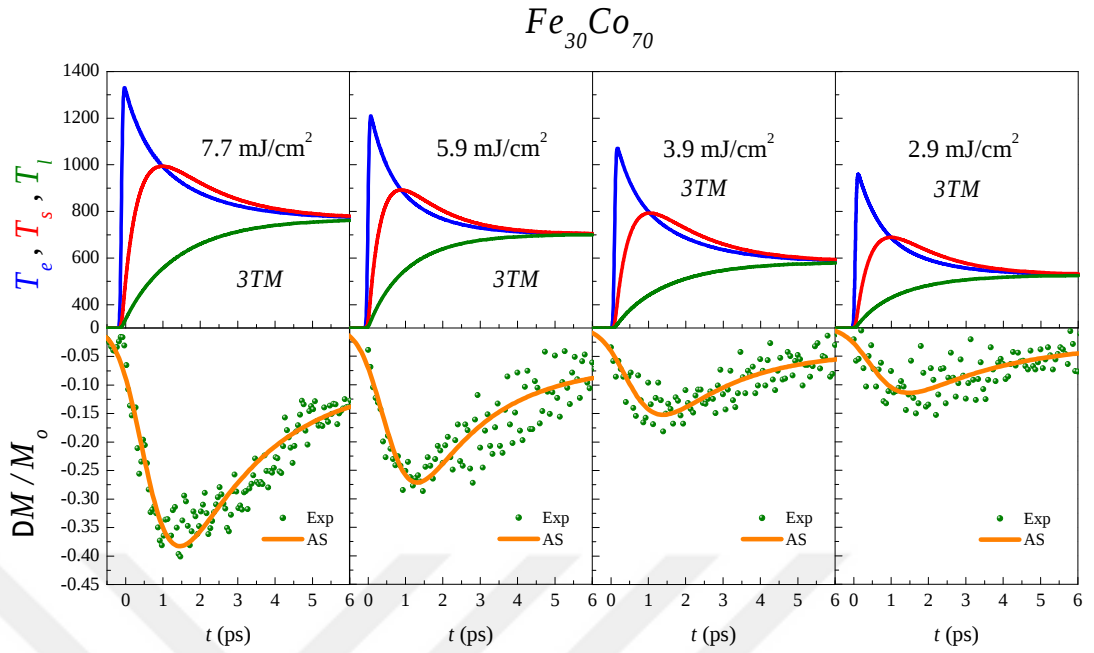
Çizelge 4.3 3TM denklemlerinin nümerik olarak çözümünden elde edilen parametreler verilmiştir

İnce filmler	$f (\text{mJ cm}^{-2})$	$G_{\text{es}} (\text{Js m}^{-3}\text{K}^{-1})$	$G_{\text{ep}} (\text{Js m}^{-3}\text{K}^{-1})$
$\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$	2.9	2.11×10^{17}	2.10×10^{17}
	3.9	2.02×10^{17}	2.50×10^{17}
	5.8	2.21×10^{17}	2.70×10^{17}
	7.7	2.31×10^{17}	2.80×10^{17}
$\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$	2.9	1.01×10^{17}	3.32×10^{17}
	3.9	1.32×10^{17}	3.28×10^{17}
	4.8	1.67×10^{17}	3.59×10^{17}
	5.8	1.69×10^{17}	3.79×10^{17}
	6.7	1.68×10^{17}	3.57×10^{17}
	7.7	1.59×10^{17}	3.66×10^{17}
$\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$	4.8	1.04×10^{17}	2.24×10^{17}
	5.8	1.01×10^{17}	2.43×10^{17}
	6.7	1.32×10^{17}	3.31×10^{17}
	7.7	1.21×10^{17}	3.52×10^{17}

3TM denklemlerinin kullanılmasıyla elde edilen G_{ep} ve G_{es} değerleri çizelge 4.3'te her bir ince film ve lazer akısına bağlı olarak verilmiştir. G_{ep} ve G_{es} değerlerinin artan akı ile artma eğiliminde olması, FeCo ince filmlerinde ultra hızlı demanyetizasyondan sorumlu temel mekanizmanın ağırlıklı olarak spin-flip süreçleri tarafından yönetildiğinin bir göstergesi olarak değerlendirilmektedir.

4.8 Fe₃₀Co₇₀ Deneysel Verilerin Analitik Çözümü ve 3TM Modeline Alt Sistemlerin Sıcaklık Tayini

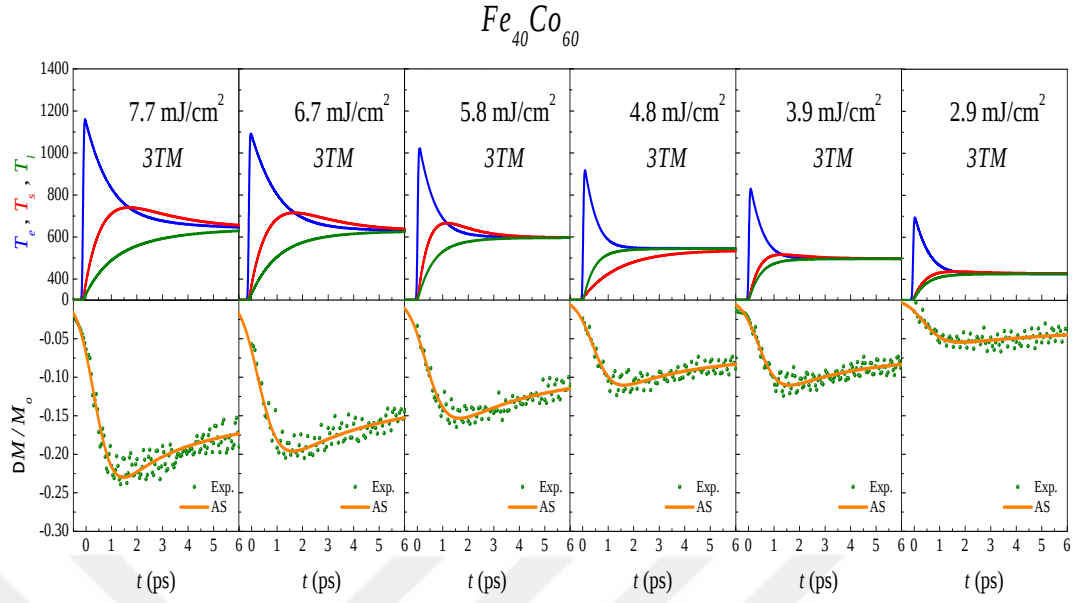
Fe₃₀Co₇₀ ince filminin ultra-hızlı manyetizasyon-demanyetizasyon dinamikleri şekil 4.21'de gösterildiği gibi farklı lazer akı değerlerinde incelenmiştir. Farklı lazer akısında elektron, spin ve örgü sıcaklıklarının zamanla nasıl değiştiği ve bunun manyetizasyon süreçleri üzerindeki etkisi gösterilmiştir. Lazer darbesi geldiğinde elektron sıcaklığı çok hızlı yükselmektedir, ardından spin sisteminin bu enerjiyi almasıyla manyetik düzen bozulmaktadır ve bundan dolayı manyetizasyon hızla azalmaktadır. Burada örgü sıcaklığı ise daha yavaş tepki vermektedir, çünkü enerji aktarımı diğer sistemlere göre daha uzun sürmektedir. Lazer akısı arttıkça demanyetizasyon genliği daha güçlü ve hızlı gerçekleşmektedir; yüksek lazer akı değerlerinde manyetizasyon neredeyse tamamen kaybolurken, düşük lazer akı değerlerinde daha sınırlı bir azalma gözlenmektedir. Bu sonuçlar, lazer darbe şiddetinin manyetik düzeni kontrol etmede kritik bir rol oynadığını ve gelecekte ultra hızlı veri depolama ile spintronik uygulamalarında kullanılabileceğini göstermektedir.



Şekil 4.21 Üst panel: $Fe_{30}Co_{70}$ ince filmde verilen farklı akı değerleri için elektron (T_e), spin (T_s) ve örgü (T_l) alt sistemlerinin sıcaklıklarının zamansal değişimi. Alt panel: TR-MOKE deneysel verilerimizin analitik çözümünden elde edilen sonuçları gösterilmektedir

4.9 $Fe_{40}Co_{60}$ Deneysel Verilerin Analitik Çözümü ve 3TM Modeline Alt Sistemlerin Sıcaklık Tayini

$Fe_{40}Co_{60}$ ince filminin ultra-hızlı manyetizasyon-demanyetizasyon dinamikleri şekil 4.22’de gösterildiği gibi yine $Fe_{30}Co_{70}$ ince filmine benzer çalışmalar yapılmış ve farklı lazer akı değerlerinde incelenmiştir. $Fe_{40}Co_{60}$ sonuçları incelendiğinde ise, lazer akısına bağlı olarak verilen tepkinin $Fe_{30}Co_{70}$ filmine kıyasla daha dengeli ve kademeli olduğu görülmektedir. Elektron, spin ve örgü sıcaklıklarının zamana bağlı değişiminde yine elektronların çok hızlı ısındığı, spinin bu enerjiyi alarak demanyetize olduğu ve örgünün daha yavaş tepki verdiği gözlenmektedir. Ancak demanyetizasyon genliği $Fe_{30}Co_{70}$ filmindeki kadar ani ve güçlü değildir; yüksek akı değerlerinde bile sistemin manyetik düzeni daha kontrollü şekilde bozulmaktadır. Bu durum, Fe oranının artmasıyla birlikte etkin manyetik anizotropinin azaldığını ve malzemenin lazer darbelerine karşı daha kararlı bir davranış sergilediğini göstermektedir. Ayrıca deneysel veriler ile modelin uyumunun geniş fluence aralıklarında test edilmesi, $Fe_{40}Co_{60}$ alaşımının dinamiklerini daha kapsamlı şekilde doğrulamaktadır.



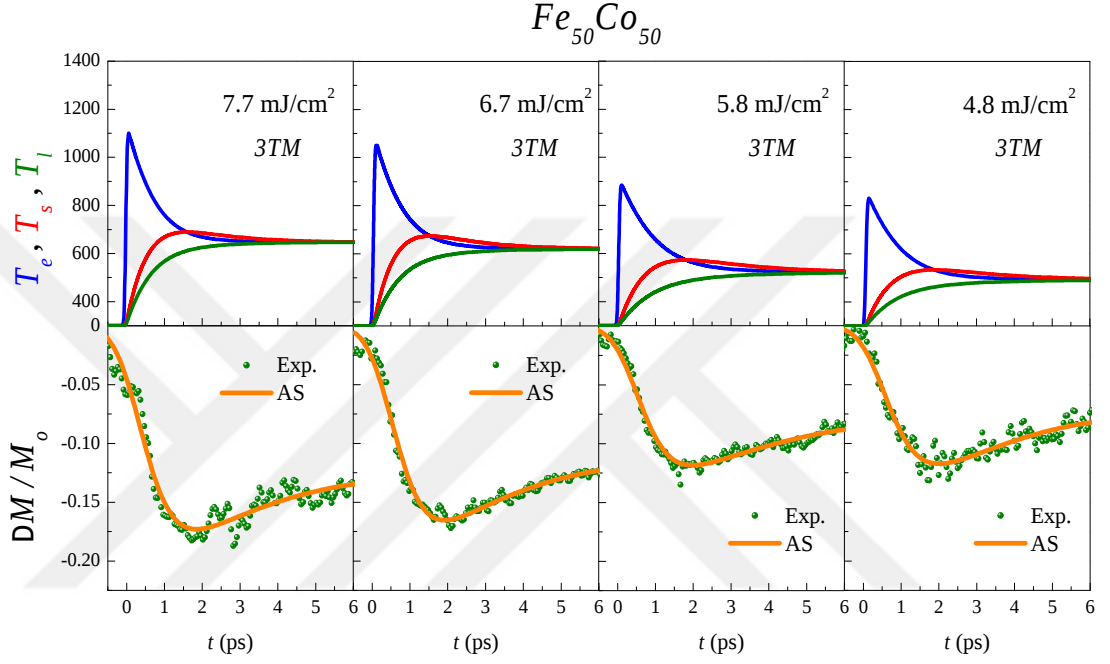
Şekil 4.22 Üst panel: $Fe_{40}Co_{60}$ ince filmde verilen farklı akı değerleri için elektron (T_e), spin (T_s) ve örgü (T_l) alt sistemlerinin sıcaklıklarının zamansal değişimi. Alt panel: TR-MOKE deneysel verilerimizin analitik çözümünden elde edilen sonuçları gösterilmektedir

4.10 $Fe_{50}Co_{50}$ Deneysel Verilerin Analitik Çözümü ve 3TM Modeline Alt Sistemlerin Sıcaklık Tayini

$Fe_{50}Co_{50}$ ince filminin ultra-hızlı manyetizasyon-demanyetizasyon dinamikleri şekil 4.23'te gösterildiği gibi diğer ince filmler ile benzer çalışmalar yapılmış ve lazer akısına bağlı olarak verilen tepkinin diğer kompozisyonlardaki ince filmlere kıyasla daha yumuşak ve kontrollü olduğu görülmektedir. Lazer darbesiyle birlikte elektron sıcaklığı çok hızlı bir şekilde yükselirken, spin sistemi bu enerjiyi soğurarak manyetizasyonda bir azalmaya yol açmaktadır. Ancak bu azalma, $Fe_{30}Co_{70}$ ve $Fe_{40}Co_{60}$ ince filmlerine kıyasla daha sınırlı kalmaktadır. Örgü sıcaklığı ise beklenildiği üzere daha yavaş bir zaman ölçeğinde artış göstermektedir.

Zamana bağlı normalize edilmiş manyetizasyon değişimi, yüksek lazer akı değerlerinde dahi demanyetizasyon genliğindeki ani bir düşüş yerine daha kademeli bir azalma sergilemektedir. Bu durum, Fe oranının artmasıyla birlikte sistemin lazer uyarımına karşı daha kararlı davrandığını ve etkin manyetik anizotropinin daha da düşük olduğunu göstermektedir. Fe miktarının artmasıyla manyetik anizotropinin azalması eğilimi,

$Fe_{50}Co_{50}$ kompozisyonunda daha da belirgin hale gelmiştir. Bu kompozisyonunda manyetizasyonun toparlanma (remanyetizasyon) süresi uzamış ve sistemin lazer sonrası yeniden dengeye ulaşma süreci daha yavaş gerçekleşmektedir. Dolayısıyla Fe oranındaki artış, hem manyetik anizotropinin azalmasına hem de yeniden mıknatıslanma dinamiklerinin gecikmesine yol açmaktadır.



Şekil 4.23 Üst panel: $Fe_{50}Co_{50}$ ince filmde verilen farklı akı değerleri için elektron (T_e), spin (T_s) ve örgü (T_l) alt sistemlerinin sıcaklıklarının zamansal değişimi. Alt panel: TR-MOKE deneysel verilerimizin analitik çözümünden elde edilen sonuçları gösterilmektedir

5. SONUÇ

Bu tez çalışmasında, co-sputter yöntemi ile $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$, $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ ve $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ ince filmleri üretilmiş ve kapsamlı bir şekilde incelenmiştir. Filmlerin morfolojik ve kimyasal özellikleri, yapısal karakteristikleri ile manyetik davranışları detaylı olarak analiz edilmiştir. Her bir kompozisyon için elde edilen veriler karşılaştırılmış, kompozisyona bağlı değişimler ortaya konulmuş ve bu değişimlerin fiziksel mekanizmalar üzerindeki etkileri yorumlanmıştır. Böylece, kompozisyon farklılıklarının FeCo ince filmlerinin ultra hızlı spin dinamikleri üzerindeki belirleyici rolü etkin bir şekilde gösterilmiştir.

Tezin ana amacı olan farklı kompozisyonlarda $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$, $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{60}$ ve $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ ince filmlerinin ultra hızlı spin dinamikleri, çeşitli pompa lazer akıları ve harici manyetik alanlar altında, ülkemizde ilk kez grubumuz tarafından kurulumu gerçekleştirilen ultra hızlı TR-MOKE tekniği kullanılarak detaylı biçimde incelenmiştir. FeCo alaşımlarına ilişkin farklı pompa lazer akılarında gerçekleştirilen deneysel ölçümler, literatürde ilk kez, hem Üç Sıcaklık Modeli (3TM) hem de bu modele dayalı fenomenolojik denklemler ile çözümlenmiş ve karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçların uyumu, demanyetizasyon ve yeniden mıknatıslanma zaman sabitleri (τ_m ve τ_e) ile elektron, spin ve örgü sıcaklıklarının (sırasıyla T_e , T_s ve T_l) zaman içindeki evrimi üzerinden ortaya konulmuştur. Bu bulgular, FeCo ince filmlerinde lazer–madde etkileşiminin mikroskobik düzeyde nasıl gerçekleştiğini açıklığa kavuştururken, aynı zamanda ultra hızlı manyetik süreçlerin anlaşılmasına yönelik literatüre özgün ve önemli bir katkı sağlamaktadır.

Elliott-Yafet tipi spin saçılmasına dayanan mikroskobik model, lazer akısı arttıkça demanyetizasyon süresi olan τ_m 'nin uzadığını göstermektedir. Bu süreç aynı zamanda Gilbert sönümleme faktörü (Gilbert damping) α ile ters orantılıdır; yani α küçük olduğunda spin-flip saçılmaları daha az baskın hale gelmektedir ve demanyetizasyon süreci yavaşlamaktadır. Bunun yanında hem τ_m hem de τ_e 'nin artan pompa akılarıyla birlikte artması, FeCo ince filmlerinde ultra hızlı demanyetizasyonda spin-flip mekanizmasının baskın rol oynadığını ortaya koymaktadır. Ölçülen τ_m değerlerinin 300-500 fs aralığında olması, diğer geçiş metallerine kıyasla daha yavaş demanyetize

olduğunu göstermektedir. Bu yavaşlık, FeCo ince filmlerinin düşük α değerine bağlanmaktadır. Düşük sönümlenme katsayısı, manyetik momentlerin daha az enerji kaybına uğradığını göstermekte olup, bu durum spin-flip süreçlerinin demanyetizasyona baskın şekilde yön verdiğini bir kez daha doğrulamaktadır. Sonuç olarak, FeCo ince filmlerinde gözlenen davranış, artan lazer akısı ile uzayan τ_m ve τ_e süreleri, düşük α değerleri ve baskın spin-flip süreci arasındaki ilişkiyi açık bir biçimde ortaya koymakta; bu da FeCo ince filmlerinde ultra hızlı demanyetizasyonun ardında yatan temel mekanizmasının Elliott-Yafet tipi spin saçılması olduğunu güçlü şekilde desteklemektedir.

İncelenen FeCo bileşimleri arasında $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ kompozisyonuna sahip ince filminin, en düşük elektron-fonon enerji transfer katsayısı (G_{ep}), en yüksek elektron sıcaklığı (T_e) ve en yüksek demanyetizasyon büyüklüğü (q) değerini sergilediği gözlemlenmiştir. Bu sonuç, $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ sistemine ait ince filmlerin femtosaniye lazer darbeleriyle manyetik olarak manipüle edilebildiğini açıkça göstermektedir. Özellikle $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ örneğinde gözlenen yüksek demanyetizasyon büyüklüğü, lazer-madde etkileşiminin manyetik düzeni ne kadar hızlı bozabileceğini ortaya koymakta ve bu malzemelerin ultra hızlı manyetizasyon-demanyetizasyonun gerektirdiği uygulamalarda kullanılabileceğini işaret etmektedir. Bu bağlamda, tez kapsamında elde edilen deneysel bulgular ve yapılan teorik analizler, literatüre önemli bir katkı sağlamaktadır. Dolayısıyla hem elektron-spin-örgü etkileşimlerinin zaman ölçeği hem de kompozisyonun bu süreçlere etkisi ortaya konulmuş; böylece FeCo ince filmlerinde manyetizasyon-demanyetizasyon olgusunun birkaç yüz femtosaniye zaman aralığında gerçekleşebileceği gösterilmiştir. Bu da gelecekte veri depolama, spintronik ve ultra hızlı manyetik anahtarlama gibi teknolojiler açısından kritik bir referans noktası oluşturmaktadır.

Özetlenecek olursa, $\text{Fe}_x\text{Co}_{(1-x)}$ ince filmlerinde kompozisyon değişiminin, ultra hızlı demanyetizasyonun zaman profili üzerinde sınırlı bir etkisi bulunurken, demanyetizasyon genliği üzerinde belirgin bir rol oynadığı görülmektedir. Özellikle Fe oranı arttıkça anizotropi azalmakta ve sistemin lazer darbelerine verdiği tepki daha kararlı hale gelmektedir. Bununla birlikte, demanyetizasyon genliğinin Fe miktarına bağlı olarak önemli ölçüde değiştiği görülmekte olup, bu parametre ultra hızlı manyetik

anahtarlama uygulamaları açısından kritik bir öneme sahiptir. Bu bağlamda, $\text{Fe}_{30}\text{Co}_{70}$ ince filmleri en yüksek demanyetizasyon genliğini sergilemesi, femtosaniye ölçeğinde gerçekleştirilebilecek ultra hızlı anahtarlama uygulamaları için en uygun adaylardan biri olarak öne çıktığını göstermektedir. Böylece elde edilen sonuçlar, FeCo ince filmlerinde kompozisyon kontrolünün, gelecekteki spintronik ve veri depolama teknolojilerinde kullanılabilecek ultra hızlı manyetik manipölasyon süreçlerinin tasarımında kilit bir parametre olduğunu göstermektedir.



KAYNAKLAR

- Arslan, M., Bese, C., Tabak, Z., Bozdog, T., Duman, E. ve Yaglioglu, H. 2022. Experimental observation of transition from type I to type II ultrafast demagnetization dynamics in chemically disordered Fe₆₀Al₄₀ thin film, driven by laser fluence. *Journal of Applied Physics*, 131(9).
- Atxitia, U. ve Chubykalo-Fesenko, O. 2011. Ultrafast magnetization dynamics rates within the Landau-Lifshitz-Bloch model. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 84(14), 144414.
- Atxitia, U., Chubykalo-Fesenko, O., Walowski, J., Mann, A. ve Münzenberg, M. 2010. Evidence for thermal mechanisms in laser-induced femtosecond spin dynamics. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 81(17), 174401.
- Bader, S., Moog, E. ve Grünberg, P. 1986. Magnetic hysteresis of epitaxially-deposited iron in the monolayer range: A Kerr effect experiment in surface magnetism. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 53(4), L295-L298.
- Bali, R., Wintz, S., Meutzner, F., Hübner, R., Boucher, R., Ünal, A. A., . . . Bauch, J. r. 2014. Printing nearly-discrete magnetic patterns using chemical disorder induced ferromagnetism. *Nano letters*, 14(2), 435-441.
- Bardos, D. 1969. Mean magnetic moments in bcc Fe–Co alloys. *Journal of Applied Physics*, 40(3), 1371-1372.
- Barman, A. ve Sinha, J. 2018. Spin dynamics and damping in ferromagnetic thin films and nanostructures. (Vol. 1). Springer.
- Battiato, M., Carva, K. ve Oppeneer, P. M. 2010. Superdiffusive spin transport as a mechanism of ultrafast demagnetization. *Physical review letters*, 105(2), 027203.
- Beaurepaire, E., Merle, J.-C., Daunois, A. ve Bigot, J.-Y. 1996. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. *Physical review letters*, 76(22), 4250.
- Beaurepaire, E., Turner, G., Harrel, S., Beard, M., Bigot, J.-Y. ve Schmuttenmaer, C. 2004. Coherent terahertz emission from ferromagnetic films excited by femtosecond laser pulses. *Applied Physics Letters*, 84(18), 3465-3467.
- Belkind, A. ve Jansen, F. 1998. Anode effects in magnetron sputtering. *Surface and Coatings Technology*, 99(1-2), 52-59.
- Bernardini, F., Fiorentini, V. ve Vanderbilt, D. 1997. Polarization-based calculation of the dielectric tensor of polar crystals. *Physical review letters*, 79(20), 3958.
- Beuneu, F. ve Monod, P. 1978. The Elliott relation in pure metals. *Physical Review B*, 18(6), 2422.
- Bigot, J.-Y. 1996. Ultrafast dynamics of electrons and spins in metals, *Summaries of Papers Presented at the Quantum Electronics and Laser Science Conference, IEEE*, 140.
- Bigot, J.-Y., Vomir, M. ve Beaurepaire, E. 2009. Coherent ultrafast magnetism induced by femtosecond laser pulses. *Nature Physics*, 5(7), 515-520.

- Bigot, J. Y. ve Vomir, M. 2013. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. *Annalen der Physik*, 525(1-2), 2-30.
- Bonell, F., Hauet, T., Andrieu, S., Bertran, F., Le Fevre, P., Calmels, L., . . . Belhadji, B. 2012. Spin-polarized electron tunneling in bcc FeCo/MgO/FeCo (001) magnetic tunnel junctions. *Physical review letters*, 108(17), 176602.
- Chen, L.-Y., Zhou, S.-M., Zheng, Y.-X., Cheng, Y., Wang, Y., Yang, Y.-M., . . . Wang, Y.-J. 1997. Method to measure spectra of both the magneto-optical Kerr and the Faraday effect. *Optical Engineering*, 36(11), 3188-3192.
- Chen, X., Adam, R., Bürgler, D. E., Wang, F., Lu, Z., Pan, L., . . . Liu, Q. 2025. Ultrafast demagnetization in ferromagnetic materials: Origins and progress. *Physics Reports*, 1102, 1-63.
- Chen, Z., Li, S., Ma, L., Zhou, J., Xie, Z., Zhou, S. ve Lai, T. 2024. Tuning ultrafast demagnetization dynamics in FePdPt ternary alloy films: the role of spin-orbit coupling. *Results in Physics*, 57, 107320.
- Chimata, R., Bergman, A., Bergqvist, L., Sanyal, B. ve Eriksson, O. 2012. Microscopic model for ultrafast remagnetization dynamics. *Physical review letters*, 109(15), 157201.
- Cinchetti, M., Sánchez Albaneda, M., Hoffmann, D., Roth, T., Wüstenberg, J.-P., Krauß, M., . . . Aeschlimann, M. 2006. Spin-Flip Processes and Ultrafast Magnetization Dynamics in Co: Unifying the Microscopic and Macroscopic View of Femtosecond Magnetism. *Physical review letters*, 97(17), 177201.
- Cooke, M., Wang, L., Watts, R., Zuberek, R., Heydon, G., Rainforth, W. ve Gehring, G. 2000. The effect of thermal treatment, composition and substrate on the texture and magnetic properties of FeCo thin films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 33(12), 1450-1459.
- Dalla Longa, F., Kohlhepp, J., De Jonge, W. ve Koopmans, B. 2007. Influence of photon angular momentum on ultrafast demagnetization in nickel. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 75(22), 224431.
- De Araújo, M. A., Silva, R., De Lima, E., Pereira, D. P. ve De Oliveira, P. C. 2009. Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis. *Applied optics*, 48(2), 393-396.
- de Freitas, P. J. P. 1986. MAGNETORESISTANCE OF COBALT IRON ALLOYS AND THIN FILMS (ORDER-DISORDER TRANSITION). Carnegie Mellon University.
- Depla, D. ve Mahieu, S. 2008. Reactive sputter deposition. (Vol. 109). Springer.
- Depla, D., Mahieu, S. ve Greene, J. 2010. Sputter deposition processes. In: *Handbook of deposition technologies for films and coatings*. Elsevier, 253-296.
- Ebert, H. 1996. Magneto-optical effects in transition metal systems. *Reports on Progress in Physics*, 59(12), 1665.
- Egerton, R. F. 2005. Physical principles of electron microscopy. (Vol. 56). Springer.

- Elliott, R. J. 1954. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors. *Physical Review*, 96(2), 266.
- Essert, S. ve Schneider, H. C. 2011. Electron-phonon scattering dynamics in ferromagnetic metals and their influence on ultrafast demagnetization processes. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 84(22), 224405.
- Fähnle, M., Haag, M., Illg, C., Müller, B., Weng, W., Tsatsoulis, T., . . . Zhang, L. 2018. Review of ultrafast demagnetization after femtosecond laser pulses: a complex interaction of light with quantum matter. *American Journal of Modern Physics*, 7(2), 68-74.
- Faraday, M. 1964. Faraday. In: *A History of Chemistry*. Springer, 99-141.
- Foner, S. 1959. Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 30(7), 548-557.
- Gayathri, S. V. ve Subbulekshmi, D. 2025. Fabrication and characterisation of Physical Vapour Deposition derived amorphous Co 17 Fe 54 Ni 29 thin film for magnetic sensing applications. *IEEE Access*.
- Gilbert, T. L. 2004. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(6), 3443-3449.
- Goldstein, J. I., Newbury, D. E., Michael, J. R., Ritchie, N. W., Scott, J. H. J. ve Joy, D. C. 2017. *Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis*. Springer.
- Gómez-Abal, R. ve Hübner, W. 2003. The role of spin-orbit coupling in optically induced ultrafast magnetic dynamics. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 15(5), S709.
- Gonçalves, S., Andrade, V., Sousa, C. T., Araújo, J. P., Belo, J. H. ve Apolinário, A. 2023. Tunable iron-cobalt thin films grown by electrodeposition. *Magnetochemistry*, 9(7), 161.
- Gudmundsson, J. T. 2020. Physics and technology of magnetron sputtering discharges. *Plasma Sources Science and Technology*, 29(11), 113001.
- Gustavsson, F., George, J., Etgens, V. H. ve Eddrief, M. 2001. Structural and transport properties of epitaxial Fe/ZnSe/FeCo magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 64(18), 184422.
- Haider, T. 2017. A review of magneto-optic effects and its application. *Int. J. Electromagn. Appl*, 7(1), 17-24.
- Hasegawa, T., Kanatani, S., Kazaana, M., Takahashi, K., Kumagai, K., Hirao, M. ve Ishio, S. 2017. Conversion of FeCo from soft to hard magnetic material by lattice engineering and nanopatterning. *Scientific reports*, 7(1), 13215.
- Hu, M., Iacocca, E. ve Hoefer, M. A. 2021. Spin-injection-generated shock waves and solitons in a ferromagnetic thin film. *IEEE Transactions on Magnetics*, 58(2), 1-5.
- Huang, D., Lattery, D. ve Wang, X. 2020. Materials engineering enabled by time-resolved magneto-optical kerr effect for spintronic applications. *ACS Applied Electronic Materials*, 3(1), 119-127.

- Jakobsson, A., Şaşıoğlu, E., Mavropoulos, P., Ležaić, M., Sanyal, B., Bihlmayer, G. ve Blügel, S. 2013. Tuning the Curie temperature of FeCo compounds by tetragonal distortion. *Applied Physics Letters*, 103(10).
- Jauncey, G. 1924. The scattering of x-rays and Bragg's law. *Proceedings of the national academy of sciences*, 10(2), 57-60.
- Ju, G., Vertikov, A., Nurmikko, A., Canady, C., Xiao, G., Farrow, R. ve Cebollada, A. 1998. Ultrafast nonequilibrium spin dynamics in a ferromagnetic thin film. *Physical Review B*, 57(2), R700.
- Jung, Y. S., Lee, D. W. ve Jeon, D. Y. 2004. Influence of dc magnetron sputtering parameters on surface morphology of indium tin oxide thin films. *Applied surface science*, 221(1-4), 136-142.
- Kanada, I., Cruce, A., Mewes, T., Wu, S., Mewes, C., Mankey, G. ve Suzuki, T. 2017. Soft magnetic properties and damping parameter of (FeCo)-Al alloy thin films. *AIP Advances*, 7(5).
- Kerr, J. 1877. XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 3(19), 321-343.
- Kimling, J., Kimling, J., Wilson, R., Hebler, B., Albrecht, M. ve Cahill, D. G. 2014. Ultrafast demagnetization of FePt: Cu thin films and the role of magnetic heat capacity. *Physical Review B*, 90(22), 224408.
- Kirilyuk, A., Kimel, A. V. ve Rasing, T. 2010. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. *Reviews of Modern Physics*, 82(3), 2731-2784.
- Kittel, C. 1951. Optical rotation by ferromagnetic substances, *Physical Review*, AMERICAN PHYSICAL SOC ONE PHYSICS ELLIPSE, COLLEGE PK, MD 20740-3844 USA, 83, 208-208.
- Kittel, C. ve McEuen, P. 2018. *Introduction to solid state physics*. John Wiley & Sons.
- Kliger, D. S. ve Lewis, J. W. 2012. *Polarized light in optics and spectroscopy*. Elsevier.
- Koopmans, B., Kicken, H., Van Kampen, M. ve De Jonge, W. 2005. Microscopic model for femtosecond magnetization dynamics. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 286, 271-275.
- Koopmans, B., Malinowski, G., Dalla Longa, F., Steiauf, D., Fähnle, M., Roth, T., . . . Aeschlimann, M. 2010. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization. *Nature materials*, 9(3), 259-265.
- Koopmans, B., Ruigrok, J., Longa, F. D. ve De Jonge, W. 2005. Unifying ultrafast magnetization dynamics. *Physical review letters*, 95(26), 267207.
- Krauß, M., Roth, T., Alebrand, S., Steil, D., Cinchetti, M., Aeschlimann, M. ve Schneider, H. C. 2009. Ultrafast demagnetization of ferromagnetic transition metals: The role of the Coulomb interaction. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 80(18), 180407.
- Kuentzler, R. 1973. Low Temperature Specific Heat of Ordered and Disordered FeCo. *physica status solidi (b)*, 58(2), 519-522.

- Kurdesau, F., Khripunov, G., Da Cunha, A., Kaelin, M. ve Tiwari, A. 2006. Comparative study of ITO layers deposited by DC and RF magnetron sputtering at room temperature. *Journal of non-crystalline solids*, 352(9-20), 1466-1470.
- Kuschel, T., Hamrle, J., Pištora, J., Saito, K., Bosu, S., Sakuraba, Y., . . . Wollschläger, J. 2012. Magnetic characterization of thin Co₅₀Fe₅₀ films by magnetooptic Kerr effect. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45(49), 495002.
- Landau, L. ve Lifshitz, E. 1935. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, 8(153), 101-114.
- Lee, R. E. 1993. Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis. (No Title).
- Lin, C., Chen, W., Tsay, J.-S., Hong, I., Chiu, C. ve Huang, H. 2011. Structures and magnetic properties of Co and CoFe films prepared by magnetron sputtering. *Thin Solid Films*, 519(23), 8379-8383.
- Loughran, T., Keatley, P., Hendry, E., Barnes, W. ve Hicken, R. 2018. Enhancing the magneto-optical Kerr effect through the use of a plasmonic antenna. *Optics express*, 26(4), 4738-4750.
- MacLaren, J., Schulthess, T., Butler, W., Sutton, R. ve McHenry, M. 1999. Electronic structure, exchange interactions, and Curie temperature of FeCo. *Journal of Applied Physics*, 85(8), 4833-4835.
- Mandal, R., Jung, J., Masuda, K., Takahashi, Y., Sakuraba, Y., Kasai, S., . . . Hono, K. 2018. Investigation of Gilbert damping of a tetragonally distorted ultrathin Fe_{0.5}Co_{0.5} epitaxial film with high magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 113(23).
- Mankovsky, S., Ködderitzsch, D., Woltersdorf, G. ve Ebert, H. 2013. First-principles calculation of the Gilbert damping parameter via the linear response formalism with application to magnetic transition metals and alloys. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 87(1), 014430.
- Mansuripur, M. 2000. The magneto-optical Kerr effect. *Optics and Photonics News*, 11(10), 34.
- Mathias, S., La-O-Vorakiat, C., Grychtol, P., Granitzka, P., Turgut, E., Shaw, J. M., . . . Eich, S. 2012. Probing the timescale of the exchange interaction in a ferromagnetic alloy. *Proceedings of the national academy of sciences*, 109(13), 4792-4797.
- Mizukami, S., Tsunegi, S., Kubota, T., Oogane, M., Watanabe, D., Naganuma, H., . . . Miyazaki, T. 2010. Ultrafast demagnetization for Ni₈₀Fe₂₀ and half-metallic Co₂MnSi heusler alloy films, *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, 200, 042017.
- Mohan, R., Ortiz, V. H., Vuong, L., Coh, S. ve Wilson, R. B. 2021. Electron-phonon scattering governs both ultrafast and precessional magnetization dynamics in Co-Fe alloys. *arXiv preprint arXiv:2107.11699*.
- Mohanta, M., Parida, S. K., Sahoo, A., Gupta, M. ve Medicherla, V. R. R. 2021. Magnetic anisotropy and magnetization reversal in cobalt-iron thin film. *Spectroscopy Letters*, 54(3), 180-187.

- Mukhopadhyay, S., Majumder, S., Panda, S. N. ve Barman, A. 2023. Investigation of ultrafast demagnetization and Gilbert damping and their correlation in different ferromagnetic thin films grown under identical conditions. *Nanotechnology*, 34(23), 235702.
- Nishizawa, T. ve Ishida, K. 1984. The Co– Fe (cobalt– iron) system. *Bulletin of Alloy Phase Diagrams*, 5(3), 250-259.
- Nyaiesh, A. ve Holland, L. 1981. The dependence of deposition rate on power input for dc and rf magnetron sputtering. *Vacuum*, 31(7), 315-317.
- Oogane, M., Wakitani, T., Yakata, S., Yilgin, R., Ando, Y., Sakuma, A. ve Miyazaki, T. 2006. Magnetic damping in ferromagnetic thin films. *Japanese journal of applied physics*, 45(5R), 3889.
- Pan, S., Hellwig, O. ve Barman, A. 2018. Controlled coexcitation of direct and indirect ultrafast demagnetization in Co/Pd multilayers with large perpendicular magnetic anisotropy. *Physical Review B*, 98(21), 214436.
- Pankratova, M., Miranda, I. P., Thonig, D., Pereiro, M., Sjöqvist, E., Delin, A., . . . Bergman, A. 2022. Heat-conserving three-temperature model for ultrafast demagnetization in nickel. *Physical Review B*, 106(17), 174407.
- Pankratova, M., Miranda, I. P., Thonig, D., Pereiro, M., Sjöqvist, E., Delin, A., . . . Bergman, A. 2024. Coupled atomistic spin-lattice simulations of ultrafast demagnetization in 3d ferromagnets. *Scientific reports*, 14(1), 8138.
- Perez-Garrido, A., Guo, P., Gasparian, V. ve Jódar, E. 2023. Polar magneto-optic Kerr and Faraday effects in finite periodic PT-symmetric systems. *Physical Review A*, 107(5), 053504.
- Pershan, P. 1967. Magneto-optical effects. *Journal of Applied Physics*, 38(3), 1482-1490.
- Pope, C. G. 1997. X-ray diffraction and the Bragg equation. *Journal of chemical education*, 74(1), 129.
- Qiu, Z. Q. ve Bader, S. D. 2000. Surface magneto-optic Kerr effect. *Review of Scientific Instruments*, 71(3), 1243-1255.
- Radu, I., Woltersdorf, G., Kiessling, M., Melnikov, A., Bovensiepen, U., Thiele, J.-U. ve Back, C. H. 2009. Laser-induced magnetization dynamics of lanthanide-doped permalloy thin films. *Physical review letters*, 102(11), 117201.
- Ren, Y., Zhao, J., Zhang, Z., Jin, Q., Hu, H. ve Zhou, S. 2008. Effect of heat sink layer on ultrafast magnetization recovery of FeCo films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(8), 085005.
- Reo, I. 1993. Position sensing of a Gaussian beam with a power meter and a knife edge.
- Rossnagel, S. M., Cuomo, J. J. ve Westwood, W. D. 1990. *Handbook of plasma processing technology: fundamentals, etching, deposition, and surface interactions*. (No Title).
- Roth, T., Schellekens, A., Alebrand, S., Schmitt, O., Steil, D., Koopmans, B., . . . Aeschlimann, M. 2012. Temperature Dependence of Laser-Induced

- Demagnetization in Ni: A Key for Identifying the Underlying Mechanism. *Physical Review X*, 2(2), 021006.
- Rudolf, D., La-O-Vorakiat, C., Battiato, M., Adam, R., Shaw, J. M., Turgut, E., . . . Nembach, H. T. 2012. Ultrafast magnetization enhancement in metallic multilayers driven by superdiffusive spin current. *Nature communications*, 3(1), 1037.
- Schellekens, A., Verhoeven, W., Vader, T. ve Koopmans, B. 2013. Investigating the contribution of superdiffusive transport to ultrafast demagnetization of ferromagnetic thin films. *Applied Physics Letters*, 102(25).
- Schoen, M. A., Thonig, D., Schneider, M. L., Silva, T., Nembach, H. T., Eriksson, O., . . . Shaw, J. M. 2016. Ultra-low magnetic damping of a metallic ferromagnet. *Nature Physics*, 12(9), 839-842.
- Sears, F. W. 1963. Faraday's law and Ampere's law. *American Journal of Physics*, 31(6), 439-443.
- Shikada, K., Ohtake, M., Kirino, F. ve Futamoto, M. 2009. Microstructure and magnetic properties of FeCo epitaxial thin films grown on MgO single-crystal substrates. *Journal of Applied Physics*, 105(7).
- Shinozaki, S. S. ve Arrott, A. 1966. Electronic Specific Heat of Dilute Alloys: Fe (Ti), Fe (V), Fe (Cr), Fe (Mn), Fe (Co), Fe (Ni), Fe (Al), Fe (Si), Fe (Mo), Fe (W), and Ag (Au). *Physical Review*, 152(2), 611.
- Shiota, Y., Nozaki, T., Bonell, F., Murakami, S., Shinjo, T. ve Suzuki, Y. 2012. Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses. *Nature materials*, 11(1), 39-43.
- Stamenova, M., Simoni, J. ve Sanvito, S. 2016. Role of spin-orbit interaction in the ultrafast demagnetization of small iron clusters. *Physical Review B*, 94(1), 014423.
- Stamm, C., Kachel, T., Pontius, N., Mitzner, R., Quast, T., Holldack, K., . . . Wietstruk, M. 2007. Femtosecond modification of electron localization and transfer of angular momentum in nickel. *Nature materials*, 6(10), 740-743.
- Torchio, R., Kvashnin, Y., Marini, C., Mathon, O., Garbarino, G., Mezouar, M., . . . Baudelet, F. 2013. Pressure-induced structural and magnetic phase transitions in ordered and disordered equiatomic fcco. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 88(18), 184412.
- Tse, W.-K. ve MacDonald, A. H. 2010. Giant Magneto-Optical Kerr Effect and Universal Faraday Effect in Thin-Film Topological Insulators. *Physical review letters*, 105(5), 057401.
- Vas'ko, V. A., Rantschler, J. O. ve Kief, M. T. 2004. Structure, stress, and magnetic properties of high saturation magnetization films of FeCo. *IEEE Transactions on Magnetism*, 40(4), 2335-2337.
- Vaterlaus, A., Beutler, T., Guarisco, D., Lutz, M. ve Meier, F. 1992. Spin-lattice relaxation in ferromagnets studied by time-resolved spin-polarized photoemission. *Physical Review B*, 46(9), 5280.

- Vaterlaus, A., Beutler, T. ve Meier, F. 1991. Spin-lattice relaxation time of ferromagnetic gadolinium determined with time-resolved spin-polarized photoemission. *Physical review letters*, 67(23), 3314.
- Vodungbo, B., Gautier, J., Lambert, G., Sardinha, A. B., Lozano, M., Sebban, S., . . . Tudu, B. 2012. Laser-induced ultrafast demagnetization in the presence of a nanoscale magnetic domain network. *Nature communications*, 3(1), 999.
- Walowski, J. ve Münzenberg, M. 2016. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. *Journal of Applied Physics*, 120(14).
- Wang, Y., Zheng, W., Zhou, S., Chen, L., Zhu, W., Qian, D., . . . Huang, J. 1997. The effect of interference on magneto-optics in magneto-optical layered structures. *Journal of Applied Physics*, 81(4), 1956-1961.
- Wen, J.-h., Jia, L.-p. ve Zhu, Y.-h. 2009. Measurement of the laser beam quality using knife-edge method, 2009 International Conference on Optical Instruments and Technology: Optoelectronic Measurement Technology and Systems, SPIE, 7511, 315-323.
- Wüstenberg, J. P., Steil, D., Alebrand, S., Roth, T., Aeschlimann, M. ve Cinchetti, M. 2011. Ultrafast magnetization dynamics in the half-metallic Heusler alloy $\text{Co}_2\text{Cr}_0.6\text{Fe}_0.4\text{Al}$. *physica status solidi (b)*, 248(10), 2330-2337.
- Yang, W., Liu, J., Yu, X., Wang, G., Zheng, Z., Guo, J., . . . Zeng, D. 2022. The preparation of high saturation magnetization and low coercivity fcco soft magnetic thin films via controlling the thickness and deposition temperature. *Materials*, 15(20), 7191.
- Zak, J., Moog, E., Liu, C. ve Bader, S. 1990. Universal approach to magneto-optics. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 89(1-2), 107-123.
- Zak, J., Moog, E., Liu, C. ve Bader, S. 1991. Magneto-optics of multilayers with arbitrary magnetization directions. *Physical Review B*, 43(8), 6423.
- Zhang, G., Hübner, W., Beaupaire, E. ve Bigot, J.-Y. 2001. Laser-induced ultrafast demagnetization: Femtomagnetism, a new frontier? Spin dynamics in confined magnetic structures I, 245-289.
- Zhang, W., Liu, Q., Yuan, Z., Xia, K., He, W., Zhan, Q.-f., . . . Cheng, Z.-h. 2019. Enhancement of ultrafast demagnetization rate and Gilbert damping driven by femtosecond laser-induced spin currents in $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ bilayers. *Physical Review B*, 100(10), 104412.
- Zhang, X., Schoenes, J. ve Wachter, P. 1981. Kerr-effect and dielectric tensor elements of magnetite (Fe_3O_4) between 0.5 and 4.3 eV. *Solid State Communications*, 39(1), 189-192.

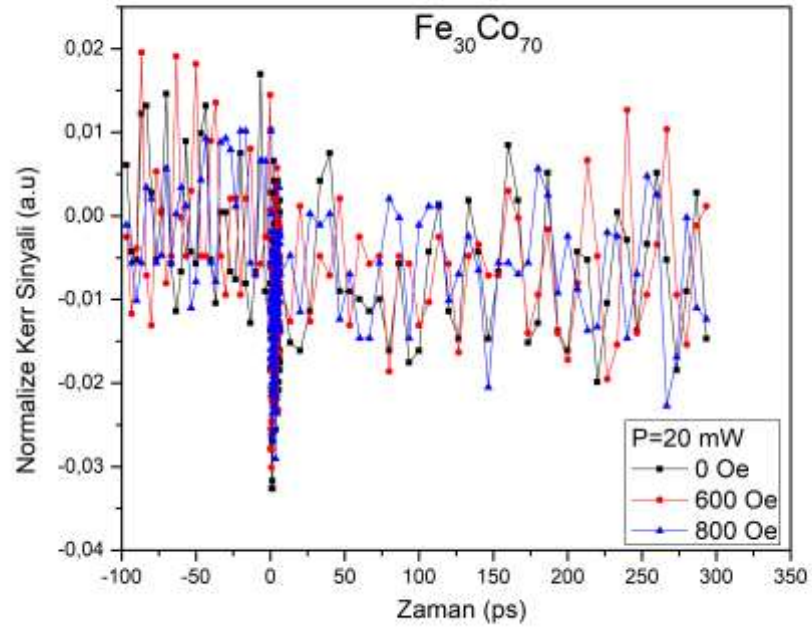
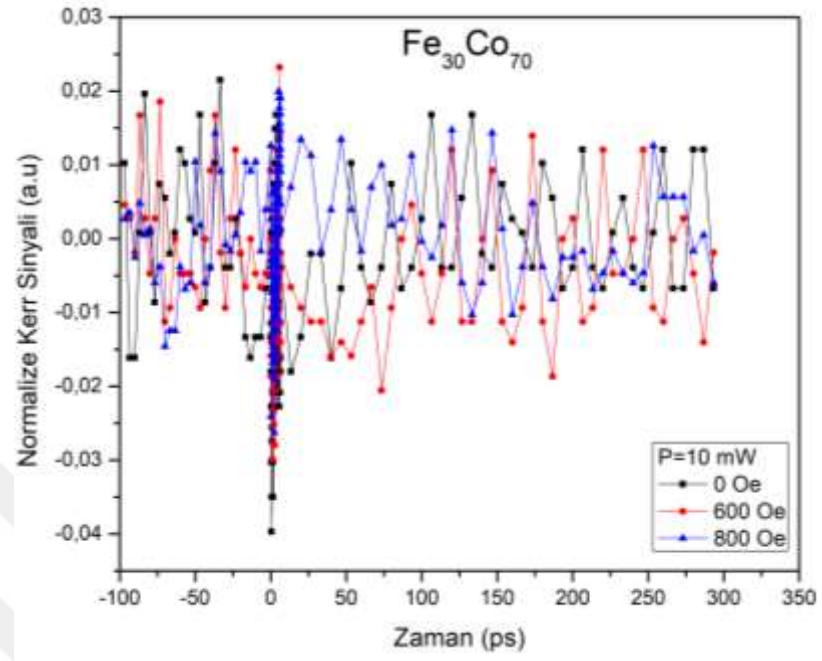
EKLER

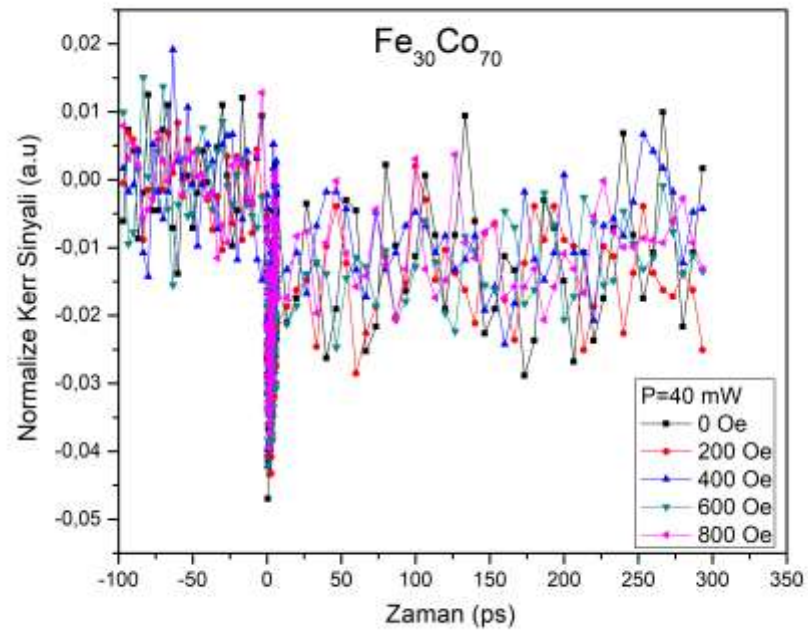
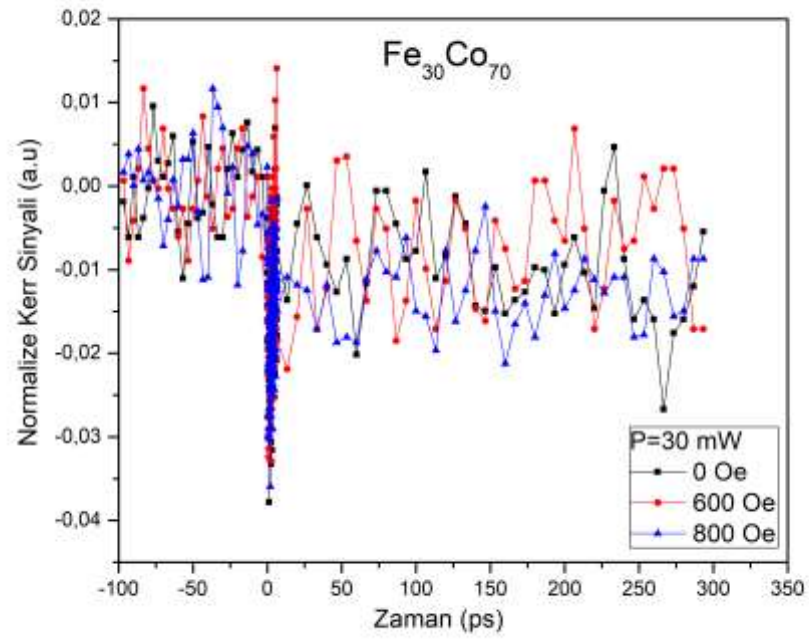
EK 1 Fe₃₀Co₇₀ ince filmlerine ait TR-MOKE deneysel grafikleri

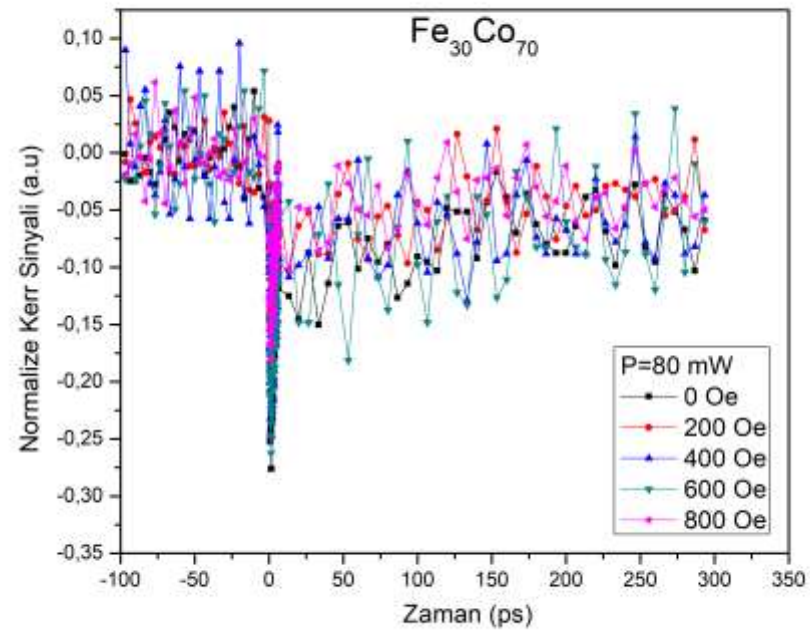
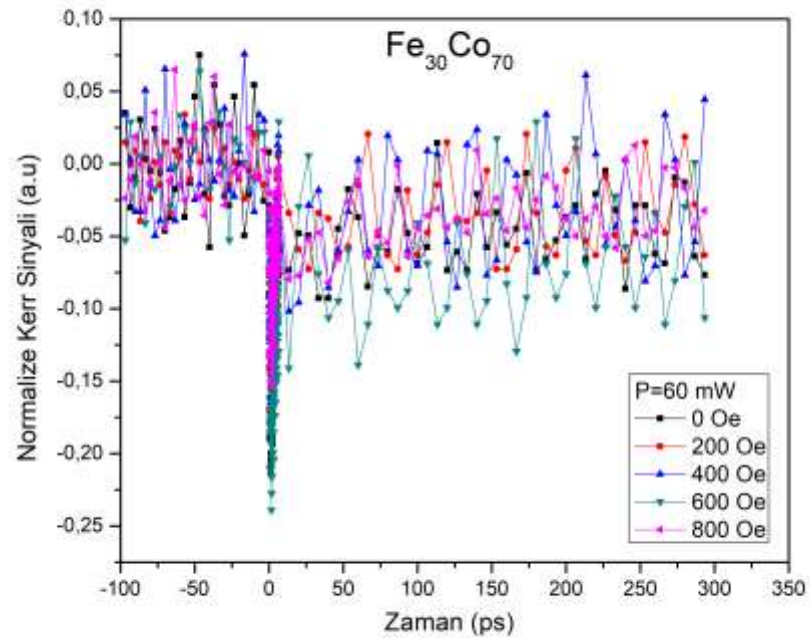
EK 2 Fe₄₀Co₆₀ ince filmlerine ait TR-MOKE deneysel grafikleri

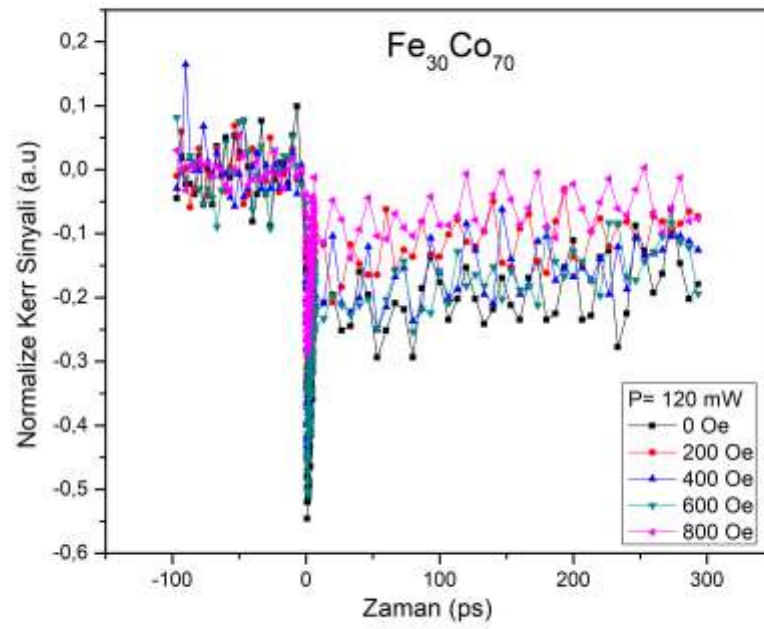
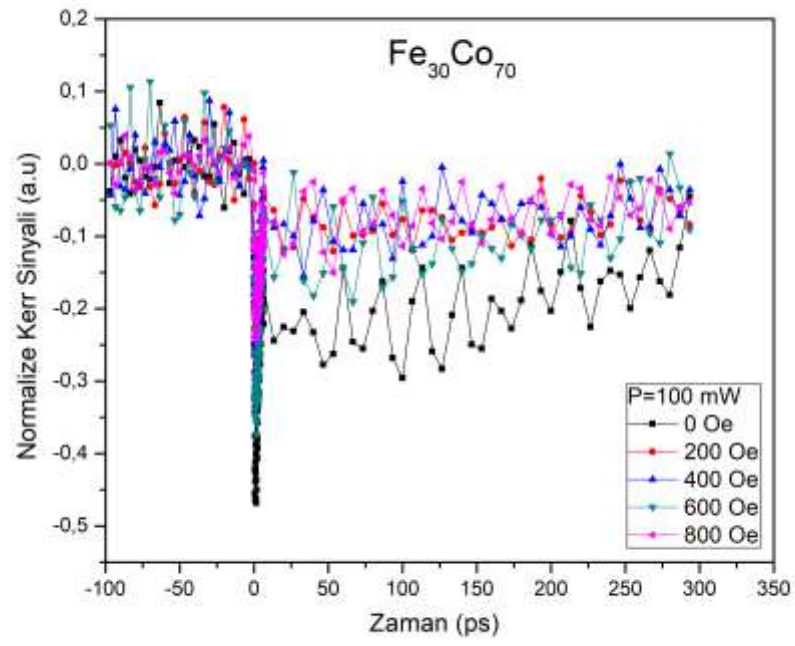
EK 3 Fe₅₀Co₅₀ ince filmlerine ait TR-MOKE deneysel grafikleri

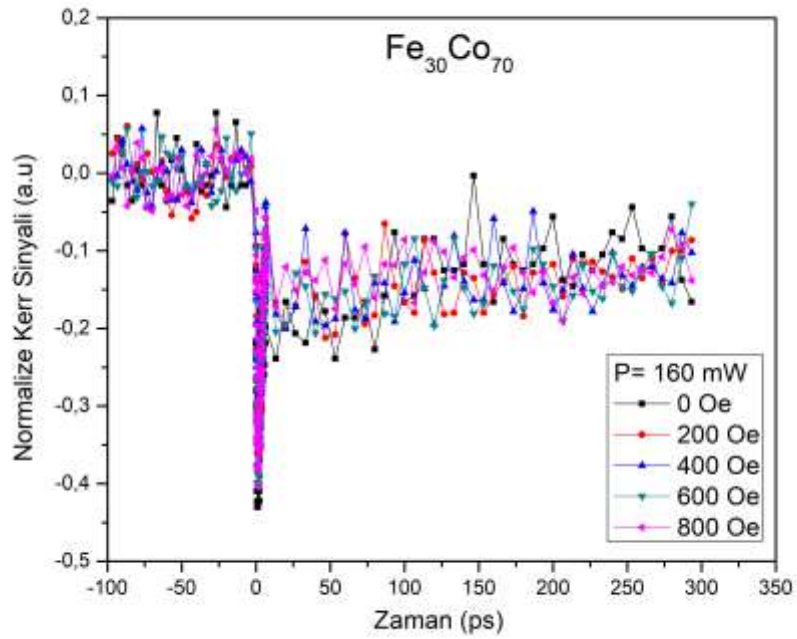
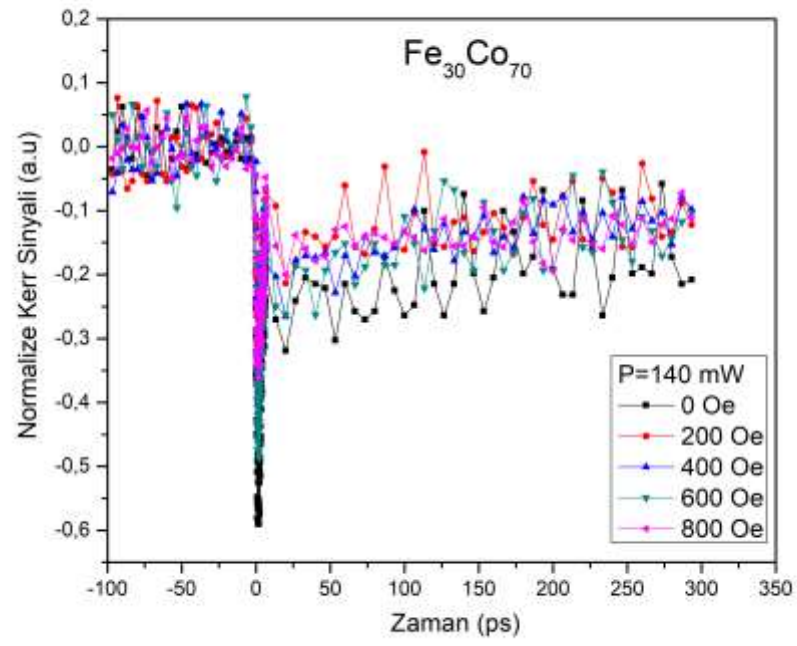
EK 1 Fe₃₀Co₇₀ ince filmlerine ait TR-MOKE deneysel grafikleri

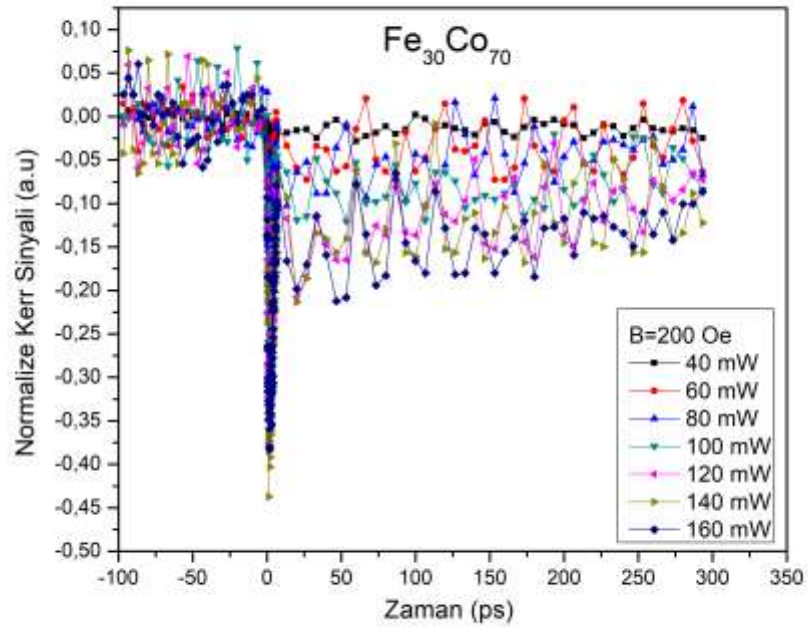
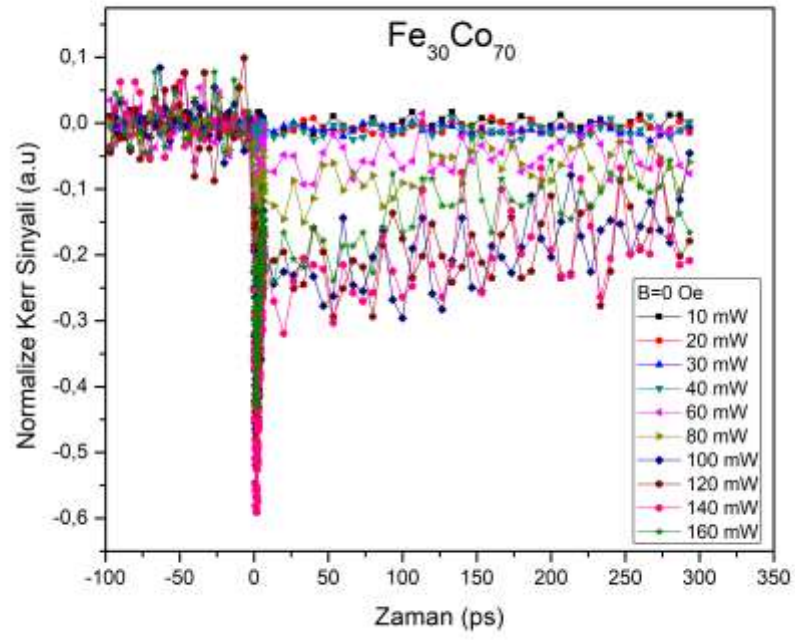


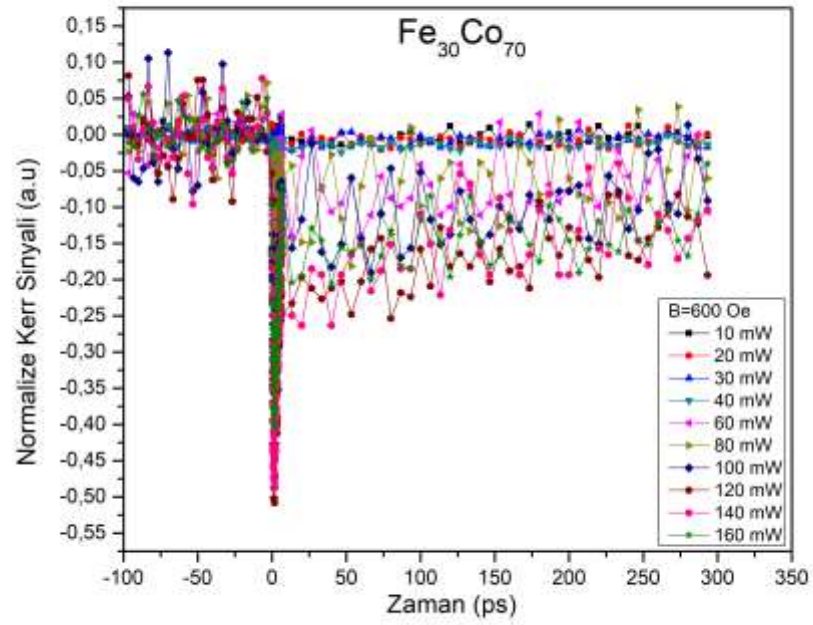
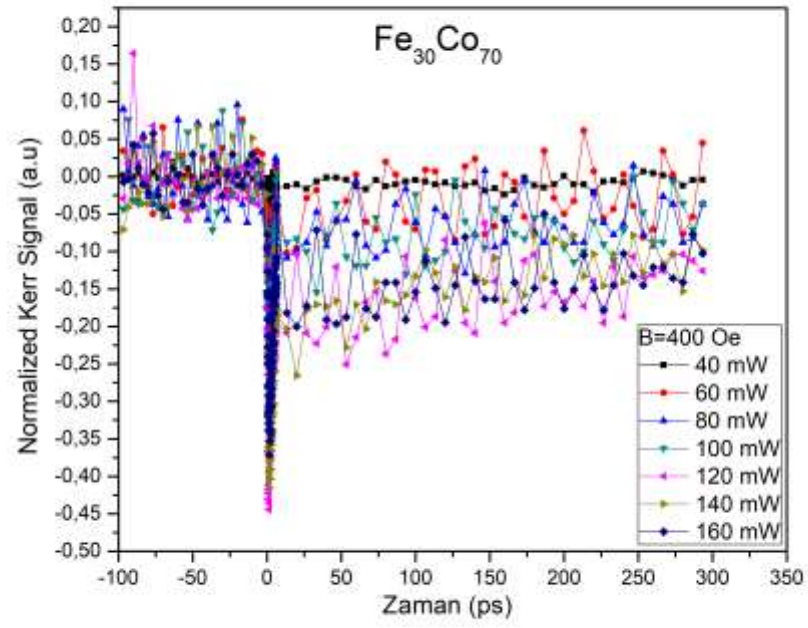


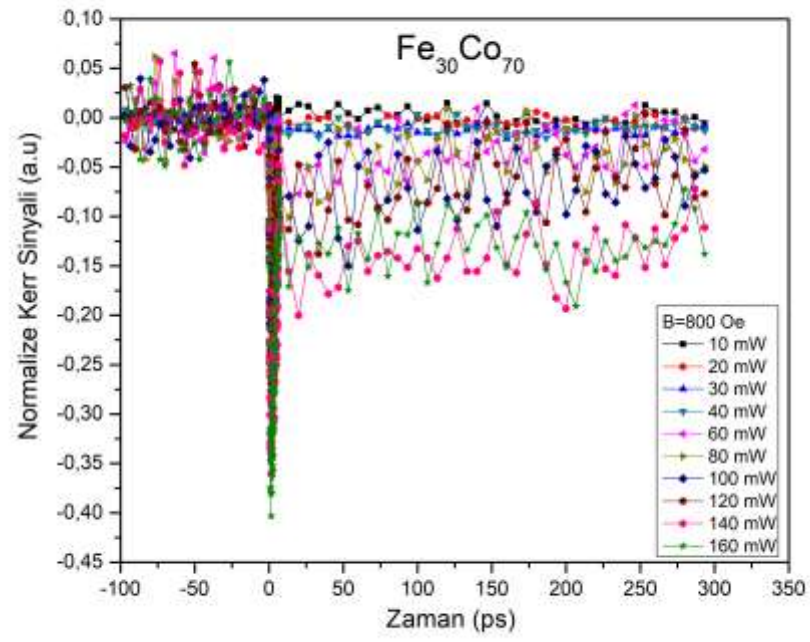




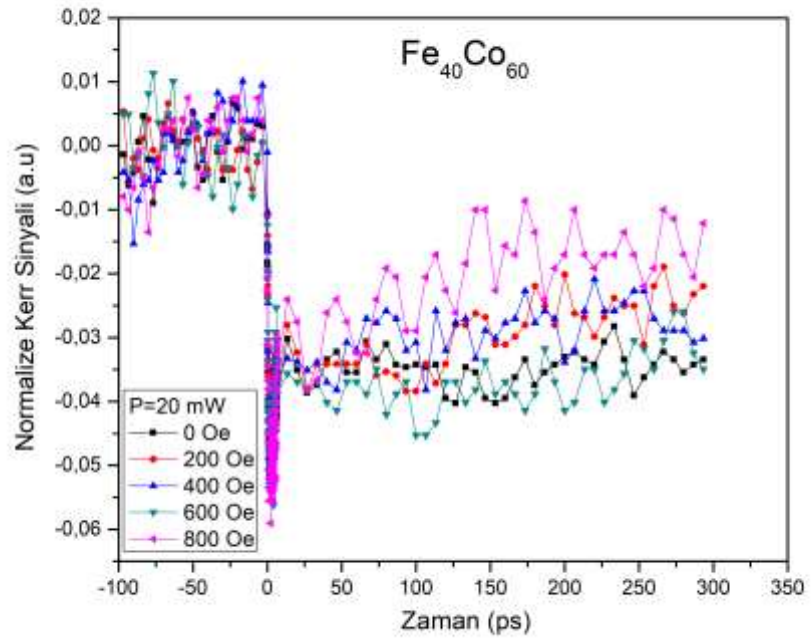
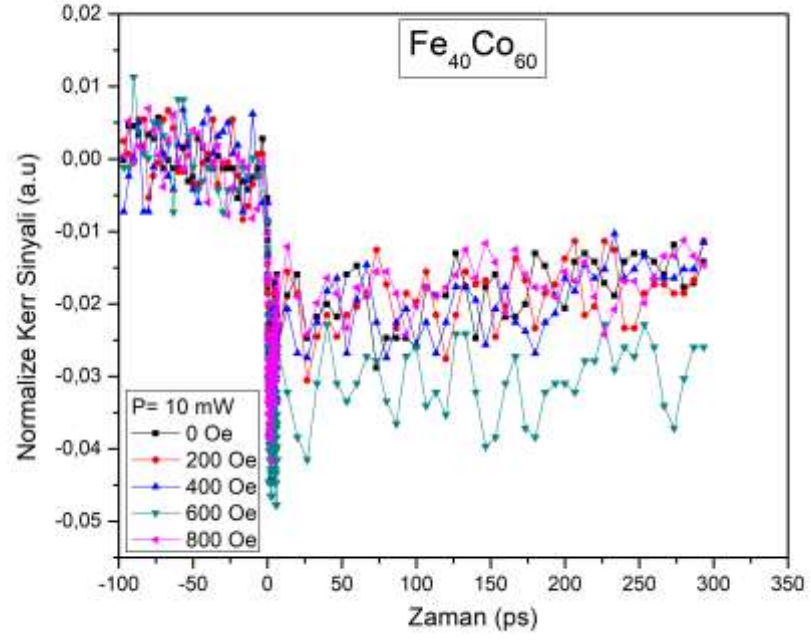


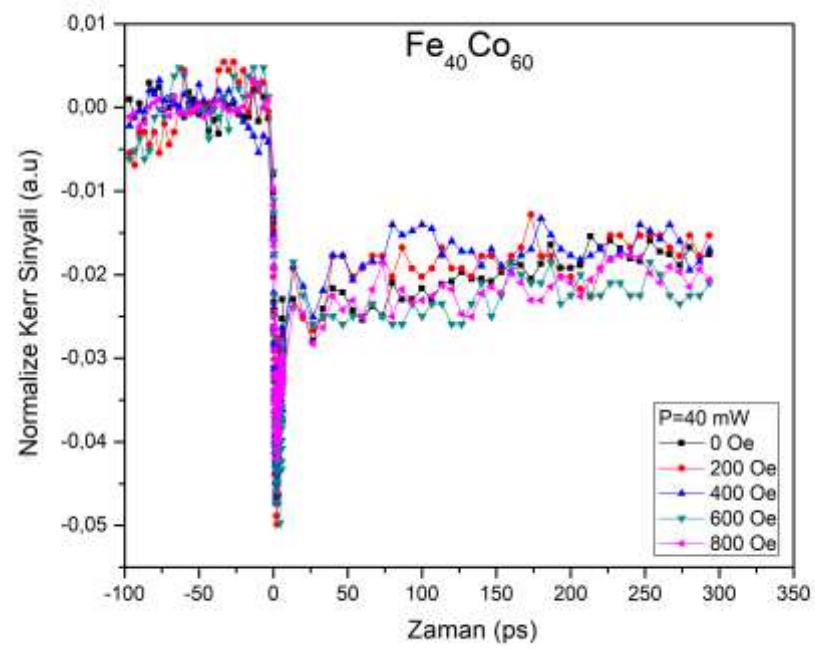
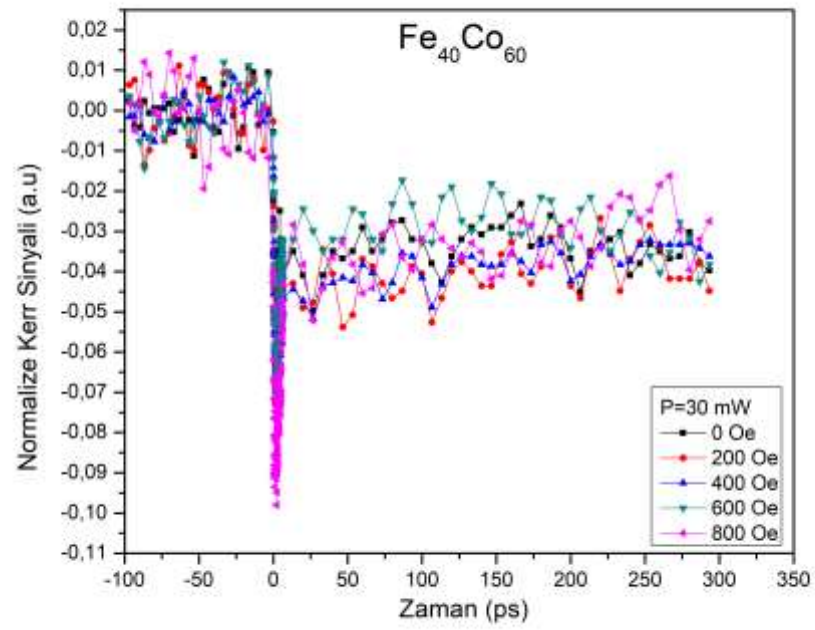


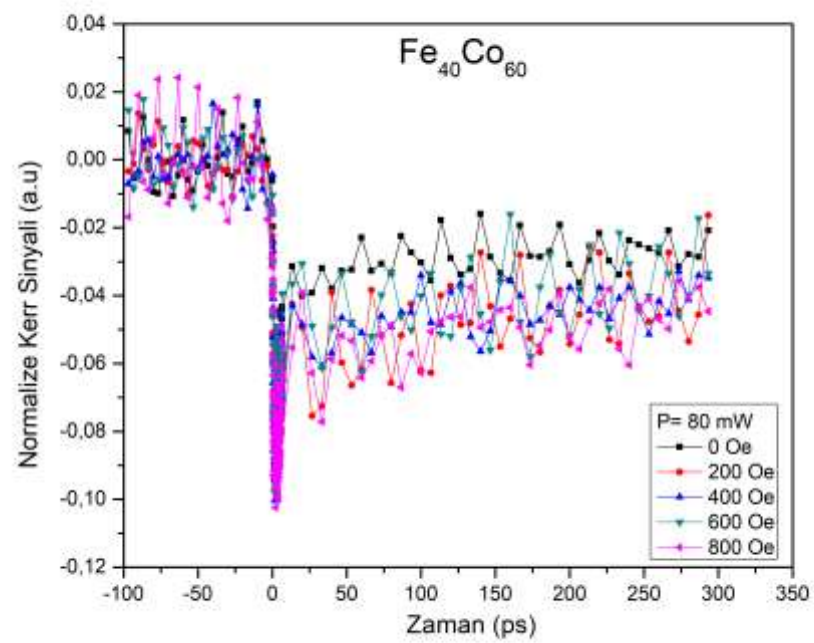
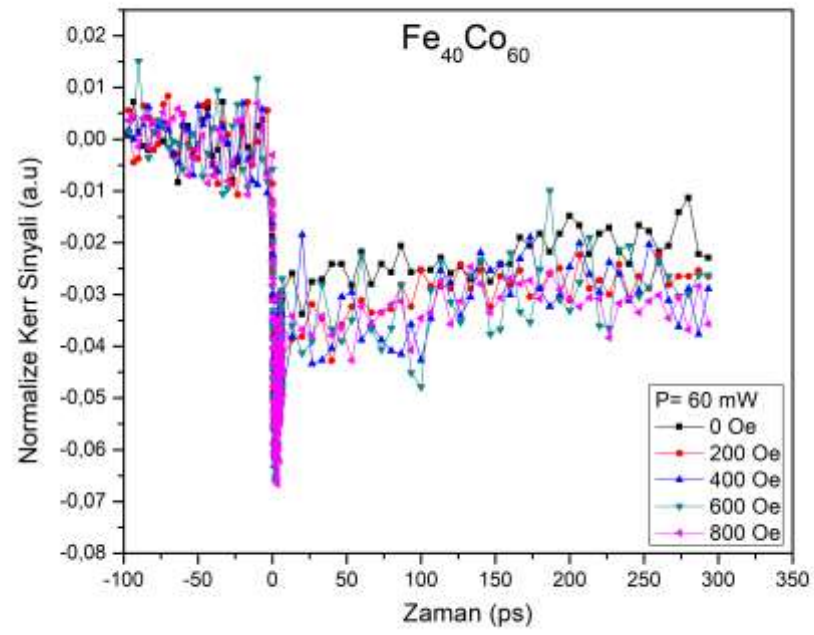


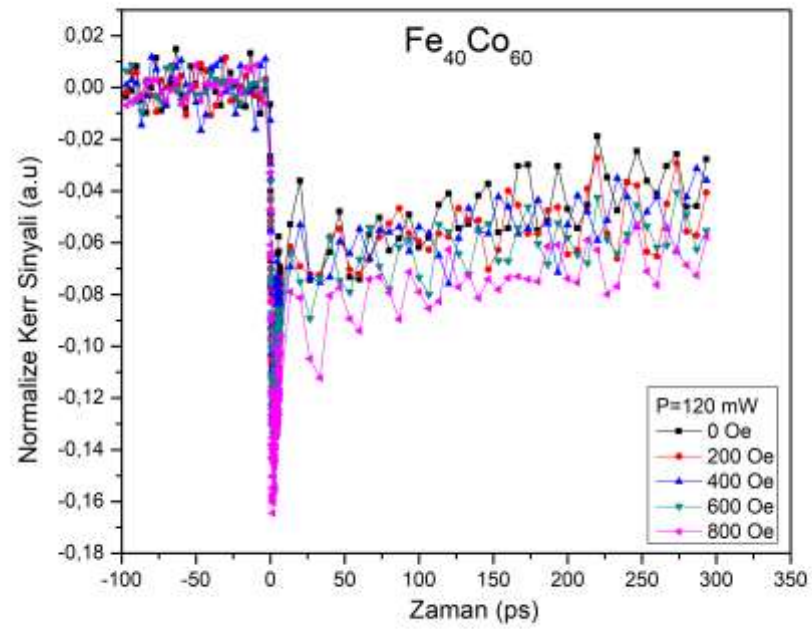
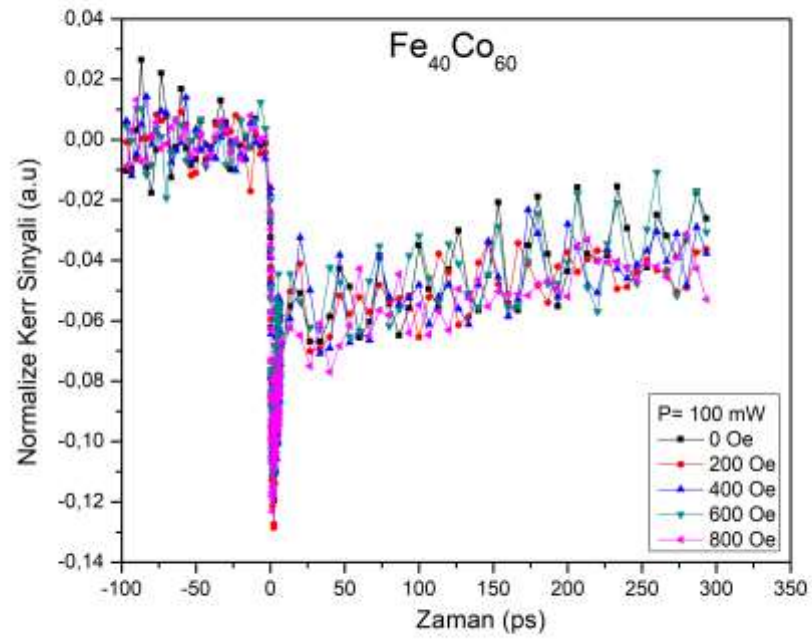


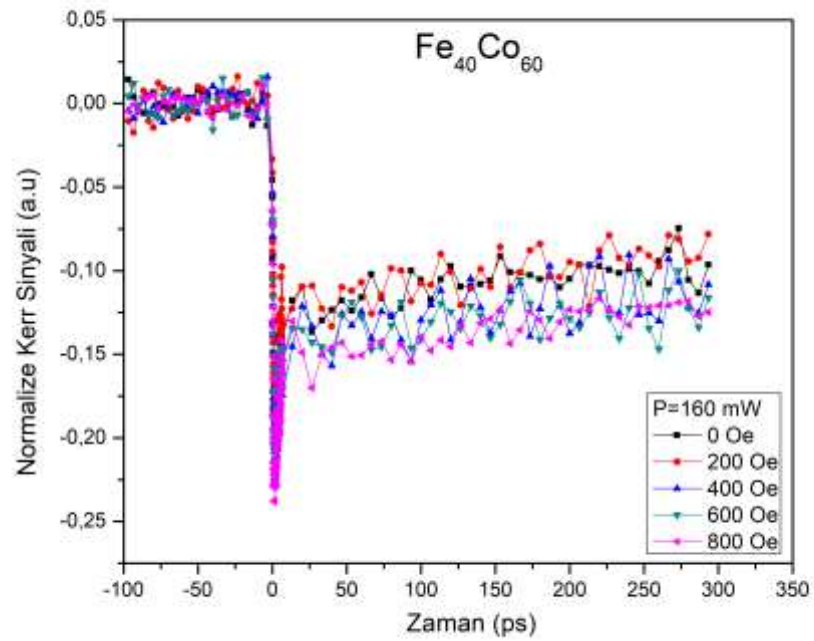
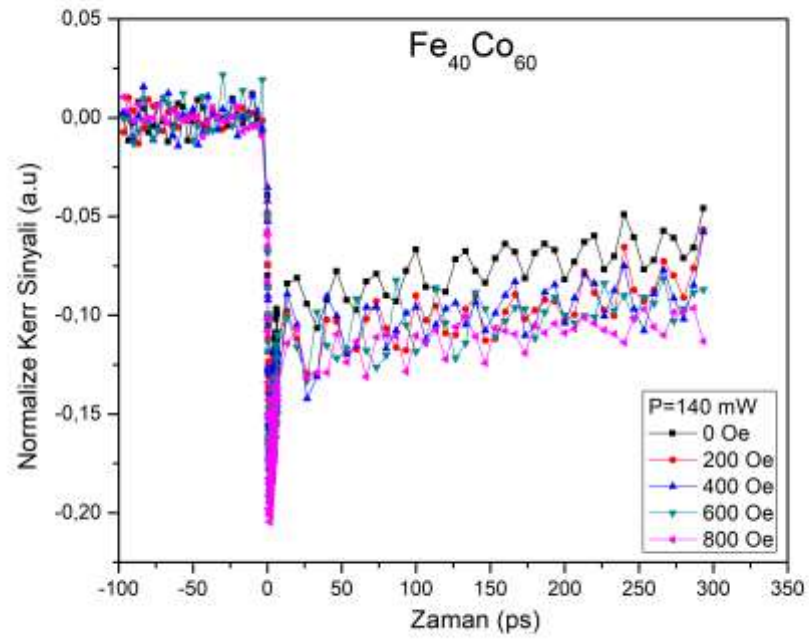
EK 2 Fe₄₀Co₆₀ ince filmlerine ait TR-MOKE deneysel grafikleri

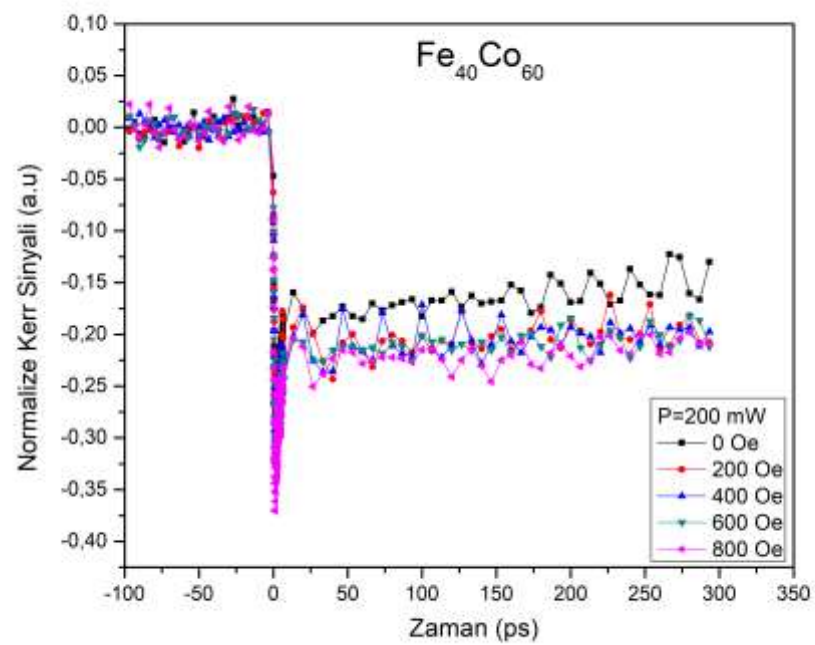
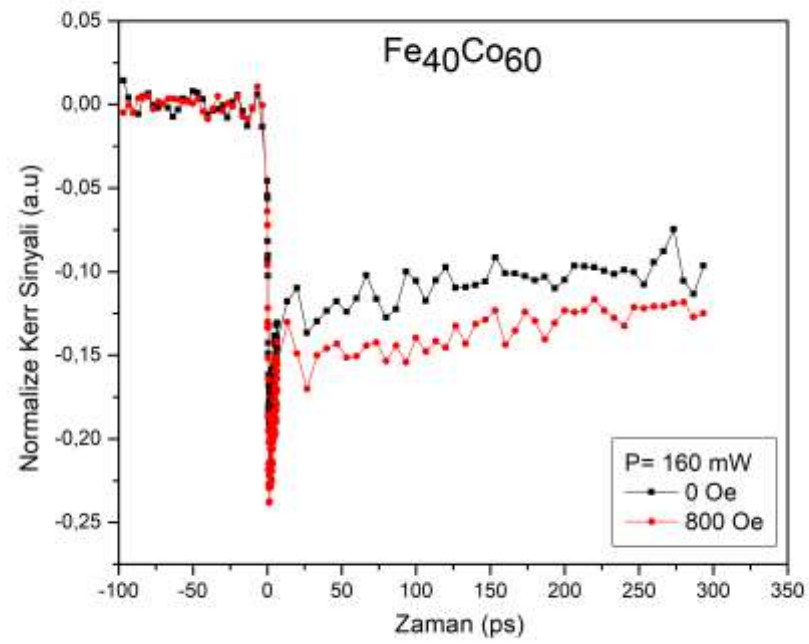


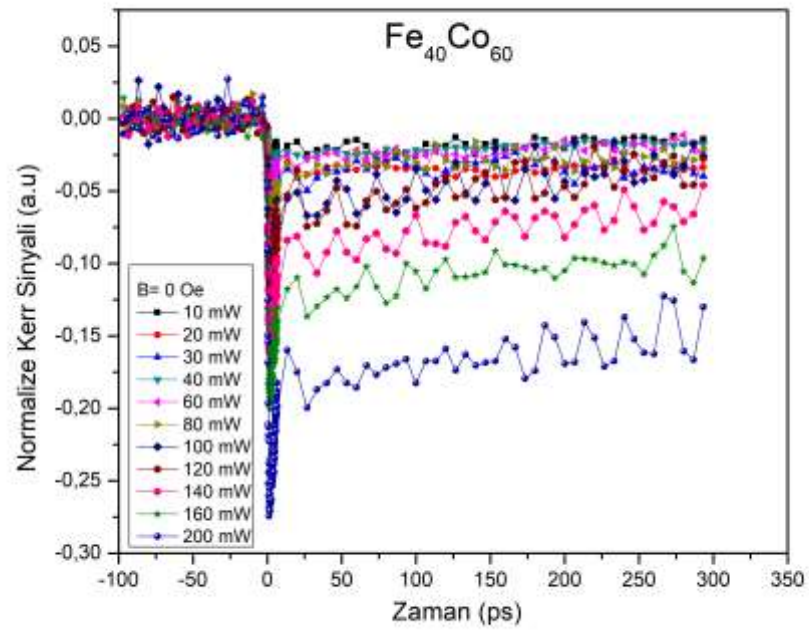
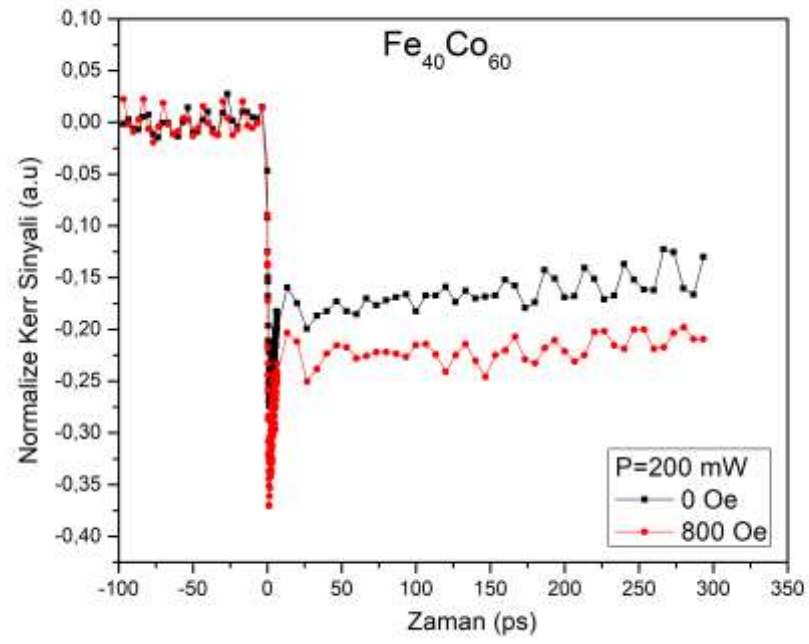


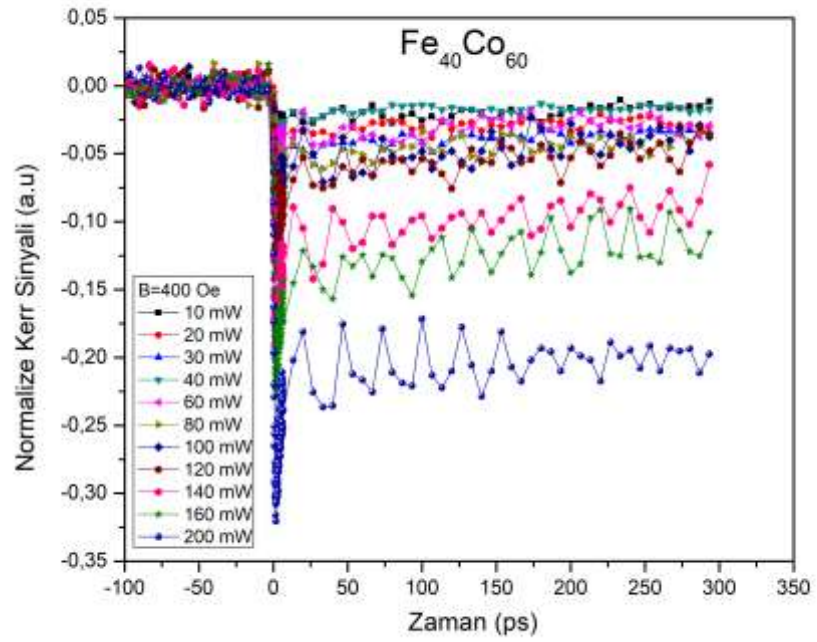
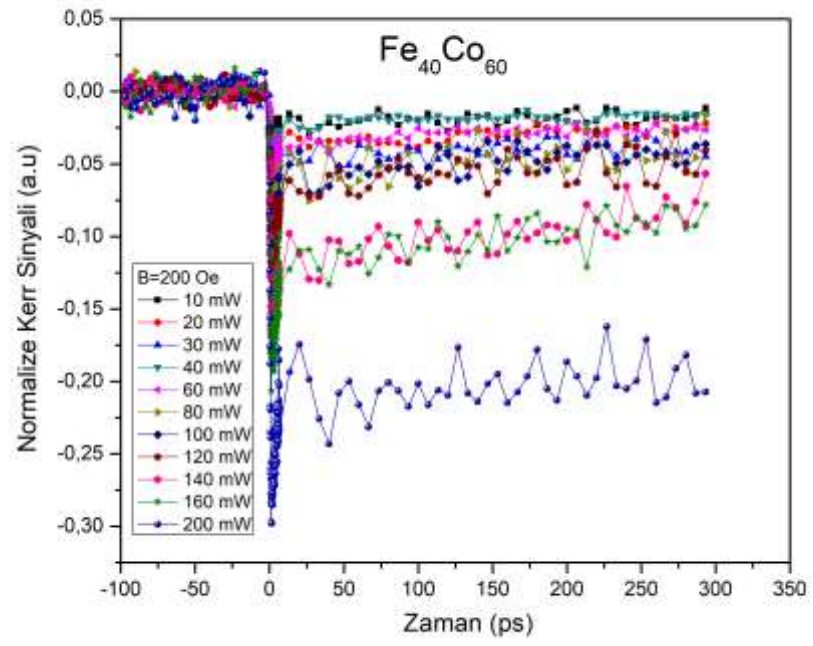


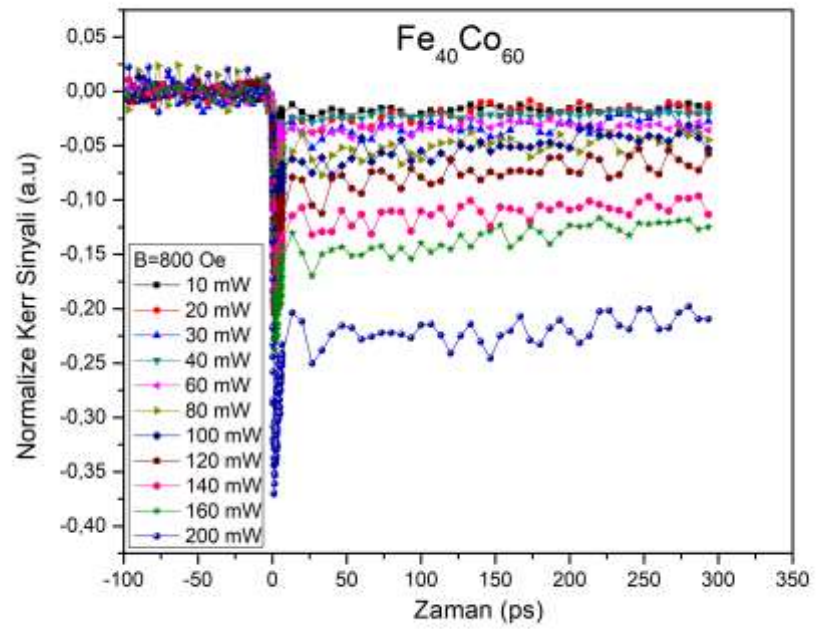
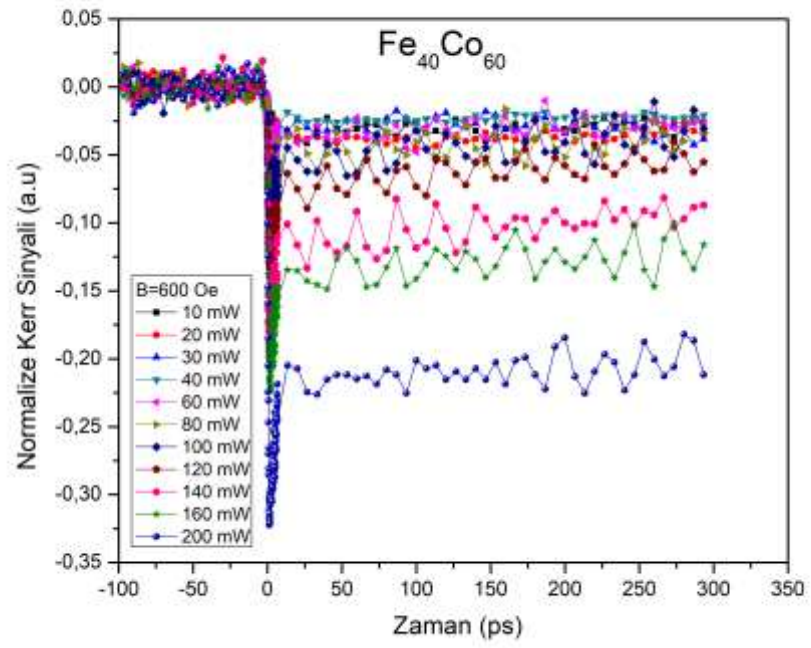




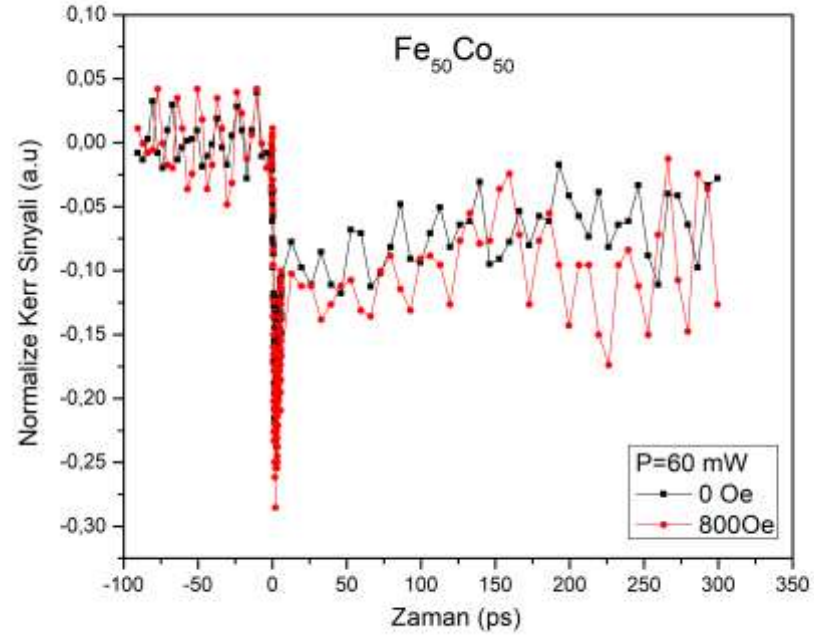
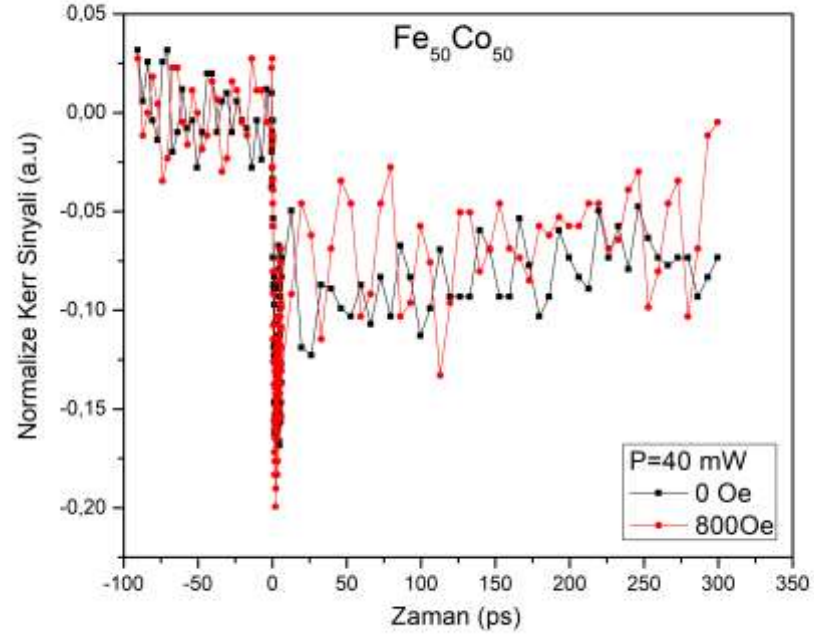


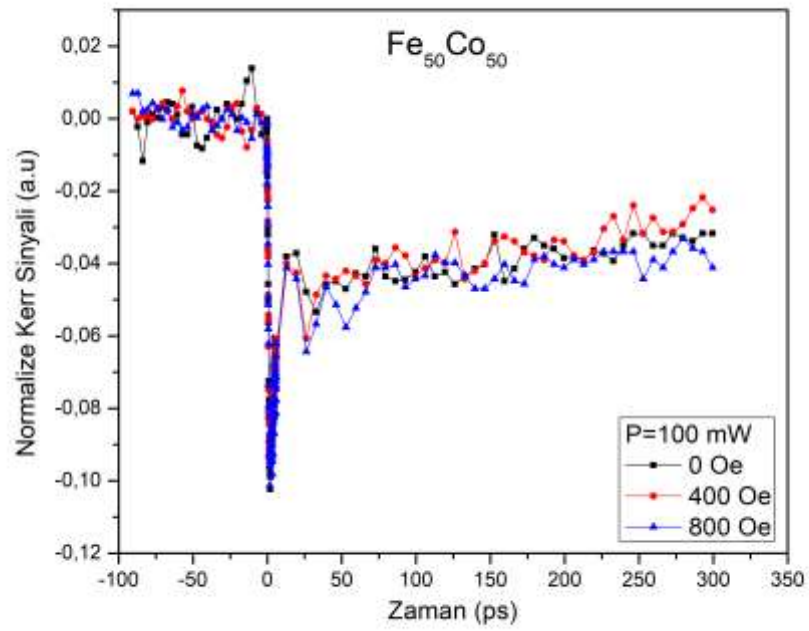
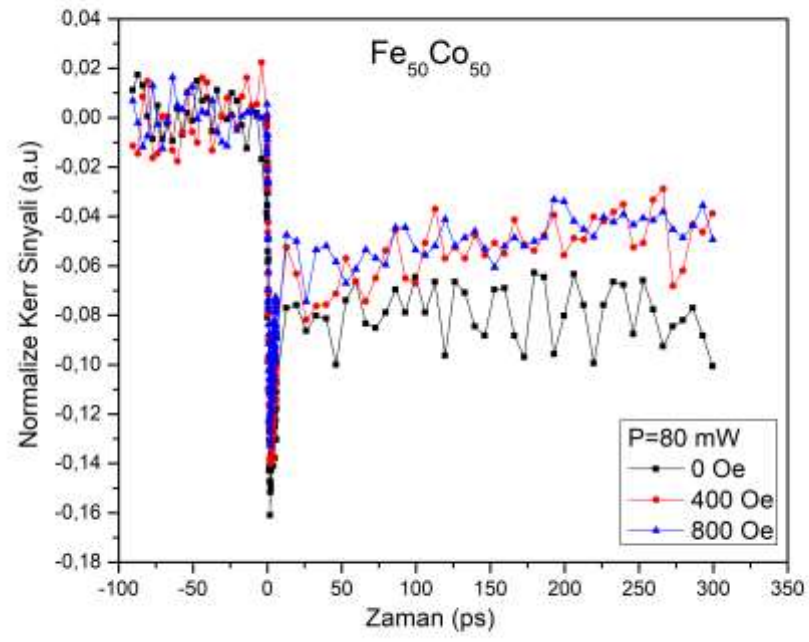


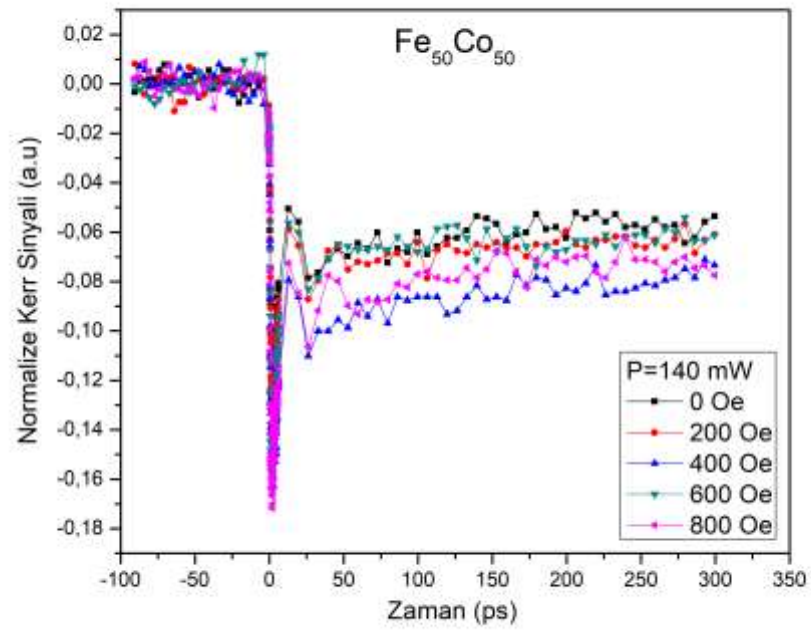
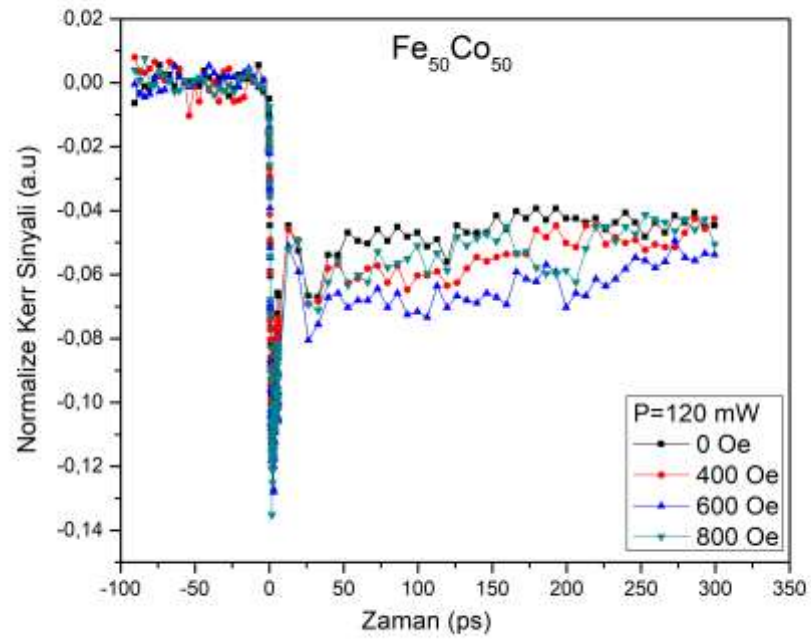


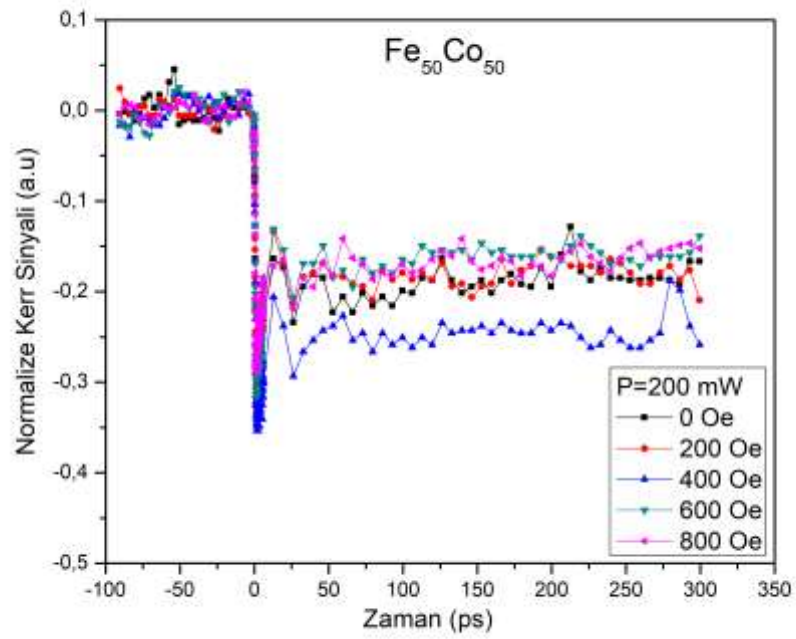
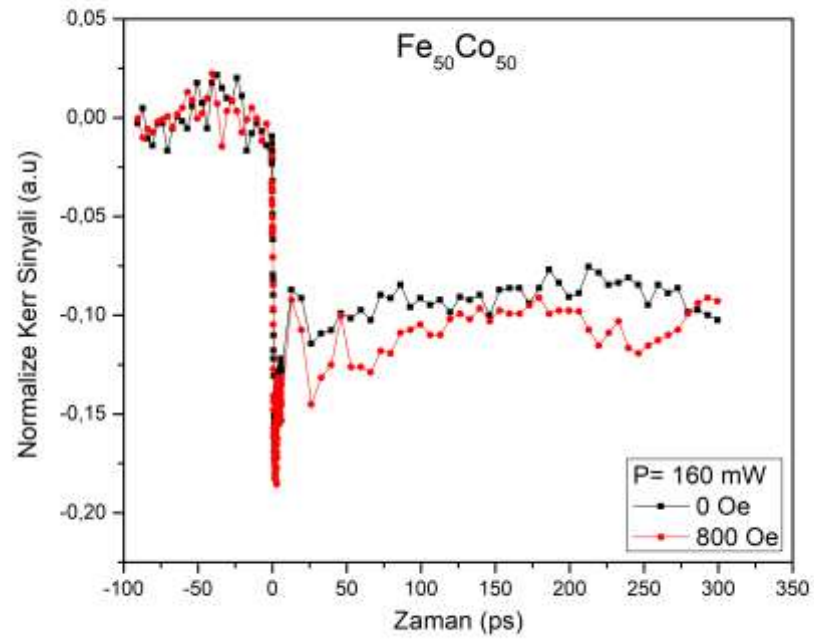


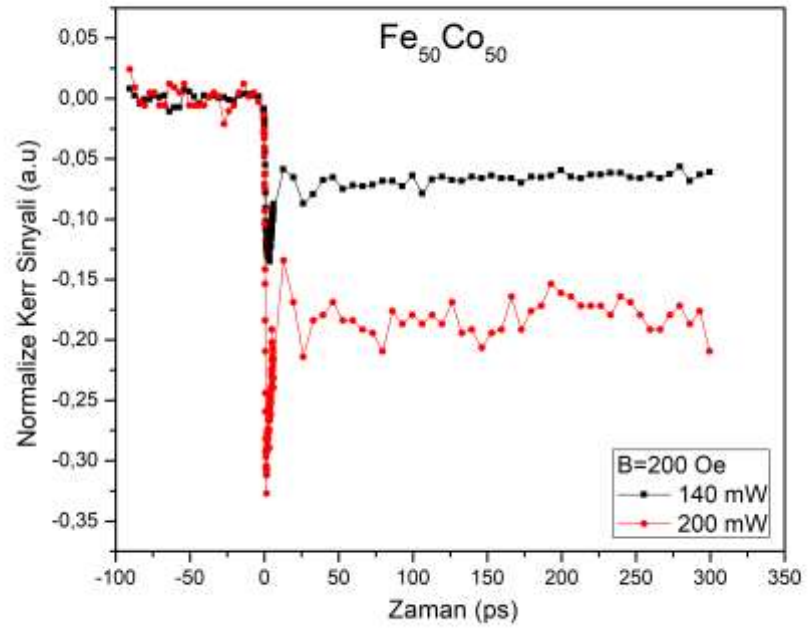
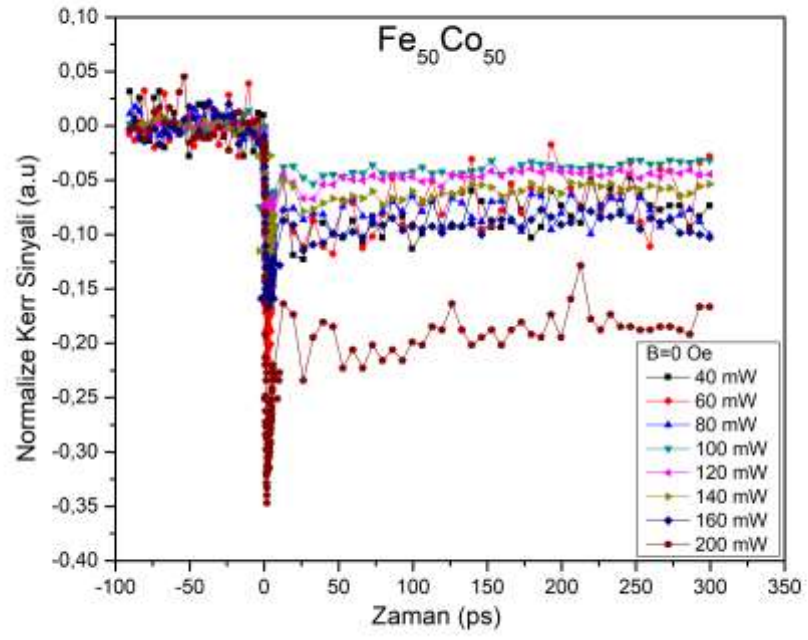
EK 3 Fe₅₀Co₅₀ ince filmlerine ait TR-MOKE deneysel grafikleri

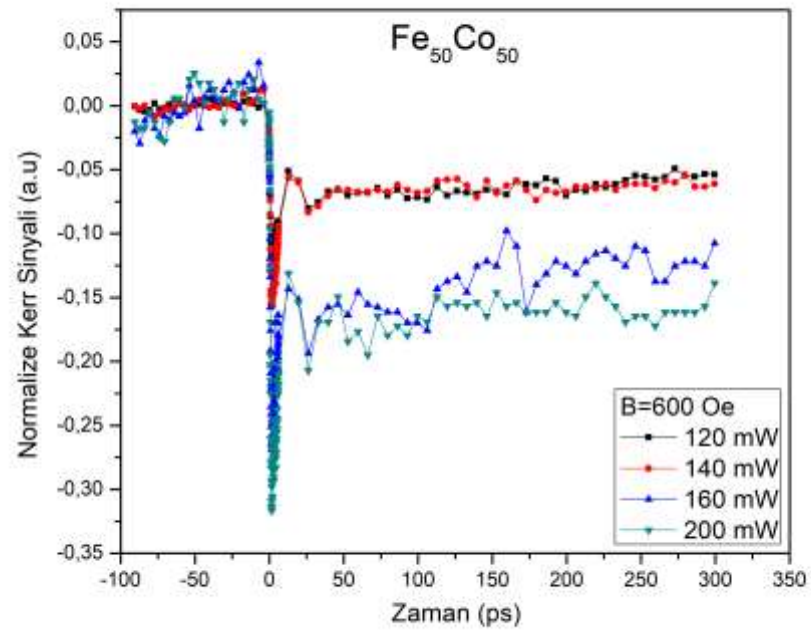
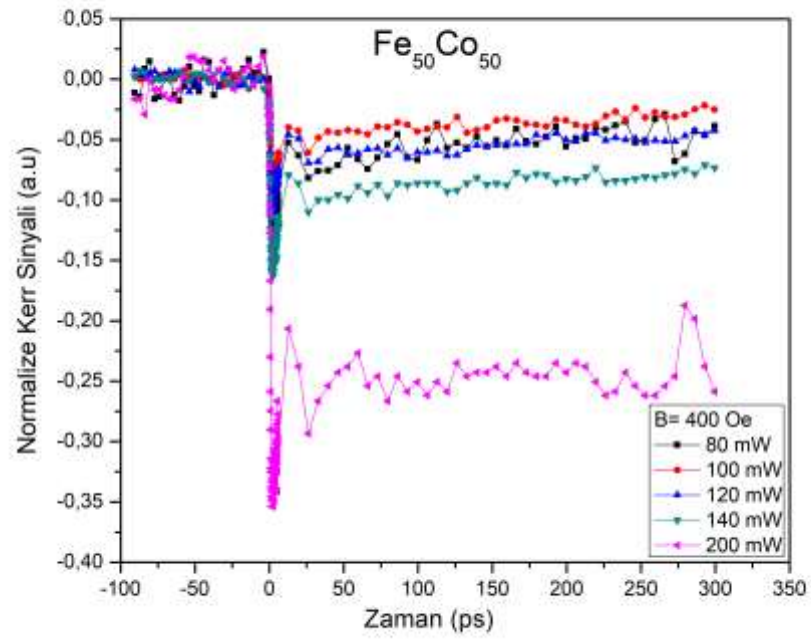


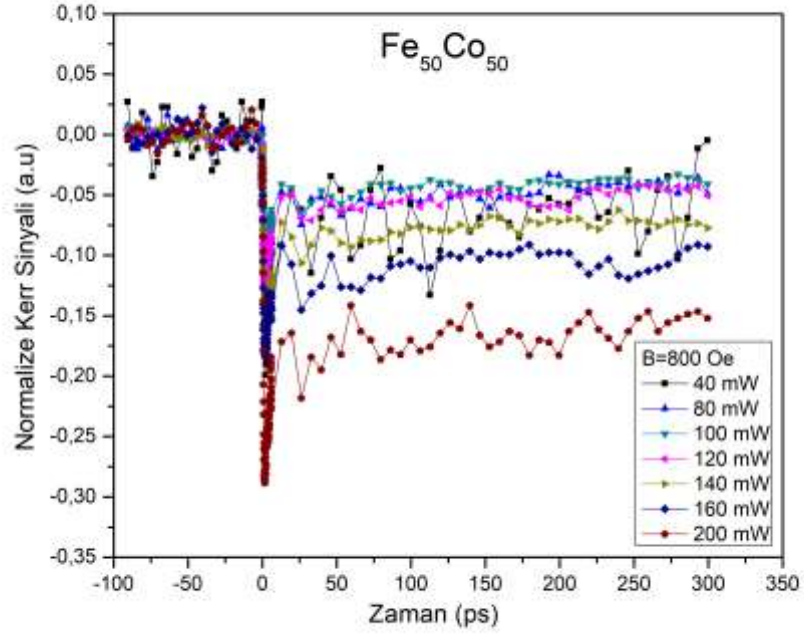












FeCo ince filmlerinin ultrahızlı spin dinamikleri için femtosaniye lazer darbeleri ile tetiklenen zaman çözünürlüklü manyeto-optik Kerr etkisi deneylerinin her bir kompozisyon için tekrarlanabilir olduğu deneysel veriler ile desteklenmiştir.