

ANKARA ÜNİVERSİTESİ  
FENBİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

GEÇİŞ METALİ KATKILI L10-FePt MANYETİK İNCE FİLMİNDE  
MANYETİZASYON DİNAMİKLERİNİN İNCELENMESİ

Çağrı BEŞE

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA  
2024

Her hakkı saklıdır

## ÖZET

Doktora Tezi

### GEÇİŞ METALİ KATKILI L10-FePt MANYETİK İNCE FİLMİNDE MANYETİZASYON DİNAMİKLERİNİN İNCELENMESİ

Çağrı BEŞE

Ankara Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

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

Manyetik ince filmlerde manyetizasyonun ultra hızlı şekilde manipüle edilebilme olasılığı hem temel bilim açısından hem de manyetik kayıt teknolojisi ve spintronik gibi teknolojik uygulamalar açısından heyecan verici sonuçlar doğurmaktadır. Bu nedenle farklı manyetik malzemelerin ultra hızlı manyetizasyon süreçlerinin deneysel olarak incelenmesi bu iki alana da katkı verecektir. Bu tez çalışmasında, gösterdiği yüksek manyetik anizotropi nedeniyle manyetik kayıt teknoloji için ilgi çekici bir malzeme olan FePt ince filmlerinin ultra hızlı manyetizasyon süreçleri araştırılmıştır. FePt, üretim koşullarına ve uygulanan ısı işleme bağlı olarak  $L1_0$  ve A1 adı verilen iki farklı faza sahip olabilir.  $L1_0$  fazının manyetik anizotropisi yüksek iken, A1 fazı düşük manyetik anizotropiye sahiptir. Bu tez çalışması kapsamında, bu iki fazın manyetizasyon dinamiklerinin karşılaştırılması için ultra hızlı zaman çözünürlüklü manyeto optik Kerr etkisi (TR-MOKE) yöntemi kullanılmıştır.

Bu amaçla, Si alttaş üzerine biriktirilen 240 nm kalınlığındaki Cu katkılı FePt ince filmleri üretilmiş, yapısal, kimyasal ve manyetik karakterizasyonları, x-ışını kırınımı, taramalı elektron mikroskopu ve titreşimli örnek manyetometrisi ile incelenmiştir. Bu tez kapsamında gerçekleştirilen TR-MOKE çalışmaları, kristal yapıdaki düzensizliğin ultrahızlı demanyetizasyon dinamikleri üzerinde büyük etki oluşturduğunu göstermiştir. A1 fazında deneysel olarak tespit edilen demanyetizasyon süresinin ( $\tau_m$ ), literatürde verilen  $L1_0$  düzenli yapının demanyetizasyon süresine kıyasla yaklaşık üç kat daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Bu durum, Fermi enerjisi etrafındaki durum yoğunluğunun azalmasıyla ilişkili olan A1 fazının zayıf spin-yörünge çiftlenimi ilgili olabilir. Ayrıca, A1 fazının  $L1_0$ 'a göre gösterdiği düşük Gilbert sönümlemesi de A1 fazındaki bu davranışlardan sorumlu olabilir. Bu çalışma, manyetik ince filmlerde kristal yapı düzensizliğinin, üç sıcaklık modelindeki (3TM) sistemler arasındaki ısı transferlerini etkileyebileceğini göstermektedir.

**Ağustos 2024, 99 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** İnce film, manyetik faz geçişi, ultrahızlı zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi (TR-MOKE), ultrahızlı manyetizasyon/demanyetizasyon dinamikleri, üç sıcaklık modeli (3TM), mikroskobik üç sıcaklık modeli (M3TM)

## ABSTRACT

PhD Thesis

INVESTIGATION OF MAGNETISATION DYNAMICS L10-FePt MAGNETIC THIN FILMS  
DOPED WITH TRANSITION METALS

Çağrı BEŞE

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

Supervisor: Prof. Dr. H. Gül YAĞLIOĞLU  
Co-Supervisor: Prof. Dr. Eyüp DUMAN

The possibility of ultrafast manipulation of magnetisation in magnetic thin films has exciting implications for both fundamental science and technological applications such as magnetic recording technology and spintronics. Therefore, experimental investigation of ultrafast magnetisation processes of different magnetic materials will contribute to both of these fields. In this thesis, the ultrafast magnetisation processes of FePt thin films, which is an interesting material for magnetic recording technology due to its high magnetic anisotropy, were investigated. FePt can have two different phases called  $L1_0$  and A1 depending on the production conditions and heat treatment applied. While the magnetic anisotropy of the  $L1_0$  phase is high, the A1 phase has low magnetic anisotropy. In this thesis, the ultrafast time-resolved magneto-optical Kerr effect (TR-MOKE) method was used to compare the magnetisation dynamics of these two phases.

For this purpose, 240 nm thick Cu-doped FePt thin films deposited on Si substrate were fabricated and their structural, chemical and magnetic characterisations were investigated by x-ray diffraction, scanning electron microscopy and vibrating sample magnetometry. TR-MOKE studies carried out within the scope of this thesis have shown that the disorder in the crystal structure has a great effect on ultrafast demagnetisation dynamics. It is observed that the experimentally determined demagnetisation time ( $\tau_m$ ) in the A1 phase is about three times higher compared to that of the  $L1_0$  ordered structure given in the literature. This may be related to the weak spin-orbit coupling of the A1 phase, which is associated with the decrease of the density of states around the Fermi energy. Moreover, the low Gilbert damping of the A1 phase with respect to  $L1_0$  may also be responsible for these behaviours in the A1 phase. This study shows that crystal structure disorder in magnetic thin films can affect the heat transfers between systems in the three temperature model (3TM).

**August 2024, 99 pages**

**Key Words:** Thin film, Magnetic phase transition, Ultrafast Time Resolved Magneto Optic Kerr Effect (TR-MOKE), Ultrafast magnetization/demagnetization Dynamics, Three Temperature Model (3TM), Microscopic three temperature model (M3TM)

## TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasını yapabilmem için bana imkan sağlayan, iyi bir araştırmacı olmam için beni yönlendiren, bilgi ve birikimi ile beni destekleyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. H. Gül YAĞLIOĞLU'na,

Yine benim için tüm imkanları zorlayan, yüksek öğrenim hayatım boyunca bilgi ve tecrübesi ile bana yol gösterici olan eş danışman hocam Sayın Prof. Dr. Eyüp DUMAN'a,

Türkiye'de ilk kez bir TR-MOKE deney düzeneğini beraber hayata geçirdiğimiz ve gece gündüz çalıştığımız kıymetli laboratuvar arkadaşlarım Tuğçe BOZDAĞ, Metin ARSLAN ve Ziya TABAK'a,

Bilgi ve tecrübelerini paylaşmanın yanı sıra, bana SNTG (Süperiletkenlik ve Nanoteknoloji Grubu) laboratuvarının kapılarını açan, çalışmalarımı destekleyen saygı değer hocalarım Prof. Dr. Şadan ÖZCAN, Prof. Dr. Abdullah CEYLAN, Doç. Dr. Telem ŞİMŞEK, Dr. Öğr. Üyesi M. Burak KAYNAR ve SNTG grubuna,

Örnek üretiminde TARLA (Türk Hızlandırıcı ve Işınım Laboratuvarı) bünyesinde bulunan laboratuvarda çalışma imkânı sağlayan Sayın Doç. Dr. Burak BİLKİ ve TARLA'ya,

Laboratuvarda benimle gece gündüz çalışan, tüm süreçlerde yanımda olan, her zaman desteğini yanımda hissettiğim sevgili eşim Damla BEŞE'ye ve aileme sonsuz teşekkür ederim.

Çağrı BEŞE  
Ankara, Ağustos 2024

## İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
ETİK.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT .....	iii
TEŞEKKÜR .....	iv
SİMGELER DİZİNİ .....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	xi
1. GİRİŞ .....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	4
2.1 Manyetizma ve Manyetik Özellikler .....	4
2.2 Işığın Madde ile Etkileşimi ve Sıcaklık Modelleri.....	11
2.3 Doğrusal Olmayan Optik (Nonlinear Optics).....	19
2.3.1 İkinci harmonik üretimi .....	21
2.4 Manyeto Optik Kerr Etkisi .....	23
2.4.1 Zaman çözünürlüklü manyeto optik Kerr etkisi.....	29
2.5 FePt Yapısı ve Özellikleri.....	33
3. DENEYSEL YÖNTEMLER .....	40
3.1 RF Magnetron Saçtırma Sistemi .....	40
3.1.1 Tavlama işlemi .....	43
3.1.2 Taramalı elektron mikroskobu (SEM) .....	46
3.1.3 Manyetik alana bağlı manyetizasyonun ölçülmesi.....	49
3.1.4 X-ışını kırınım metresi .....	51
3.1.5 LASER çapının ve akısının belirlenmesi .....	54
3.2 TR-MOKE Deney Düzenegi.....	55
3.2.1 Demet bölücüler .....	60
3.2.2 BBO kristal .....	60
3.2.3 KG3 filtre .....	61
3.2.4 Geri yansıtıcı ayna (retroreflektör) .....	62
3.2.5 ND (Neutral Density) filtre .....	63
3.2.6 Wollaston prizması.....	64
3.2.7 Glan-Thompson kutuplayıcı .....	65

<b>3.2.8 Yarım dalga plakası.....</b>	<b>65</b>
<b>3.2.9 Dengeli algılayıcı (balanced detector) .....</b>	<b>66</b>
<b>3.2.10 Lock-in amplifier.....</b>	<b>67</b>
<b>3.2.11 Boxcar.....</b>	<b>68</b>
<b>4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR .....</b>	<b>69</b>
<b>4.1 Örneklerin Üretilmesi.....</b>	<b>69</b>
<b>4.2 Sem İncelemesi .....</b>	<b>70</b>
<b>4.3 Isıl İşlemler .....</b>	<b>75</b>
<b>4.4 Manyetizasyon Ölçümleri.....</b>	<b>76</b>
<b>4.5 X-ışını Analizi .....</b>	<b>78</b>
<b>4.6 TR-MOKE Deneyleri.....</b>	<b>79</b>
<b>5. SONUÇ.....</b>	<b>92</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>93</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>99</b>

## SİMGELER DİZİNİ

T	Tesla
G	Gauss
K	Kelvin
nm	nanometre
Å	Angström
km/s	kilometre/saniye
s	saniye
$C_s$	Spin sisteminin öz ısısı
$C_l$	Örgü sisteminin öz ısısı
$C_e$	Elektron sisteminin öz ısısı
$T_C$	Curie sıcaklığı
$\theta_d$	Debye sıcaklığı
ns	nanosaniye
ps	pikosaniye
fs	femtosaniye
$\mu\text{j}$	mikrojoule

### **Kısaltmalar**

MO	Manyeto-Optik
MOKE	Manyeto-Optik Kerr Etkisi
TR-MOKE	Zaman Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi
PPMS	Fiziksel Özellikler Ölçüm Sistemi
VSM	Titreşimli Örnek Manyetometresi
XRD	X-ışını Kırınımı
3TM	Üç Sıcaklık Modeli
2TM	İki Sıcaklık Modeli
EDX	Enerji dağılımlı X-ışını
BSD	Geri saçılma dedektörü

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Farklı manyetik malzemelerin manyetik duygunlukları (Bertotti 1998) .....	5
Şekil 2.2 Manyetik duyarlılığın düzen geçisine göre değişimine örnekler (Mugiraneza ve Hallas 2022).....	7
Şekil 2.3 H manyetik alanı etkisinde spin (S), yörünge (L) ve toplam (J) açısıl momentum vektörleri (Beiser 2003).....	10
Şekil 2.4 Üç sıcaklık modeline göre önerilen sistemler (Kirilyuk vd. 2010).....	14
Şekil 2.5 LASER darbesi, elektron, örgü ve spin sistemlerinin sıcaklık değişimleri (Fatti vd. 2010).....	15
Şekil 2.6 Elliott-Yafet spin-flip saçılmasında fonon emisyonu (Koopmans vd. 2010)...	16
Şekil 2.7 Tip I ve Tip II manyetizasyon dinamikleri (Koopmans vd. 2010) .....	17
Şekil 2.8 a) İkinci harmonik üretimi geometrisi, b) ikinci harmonik üretiminde enerji seviyeleri diyagramı .....	22
Şekil 2.9 Doğrusal olmayan frekans çevrimi ile LASER dalgaboyunun değiştirilmesi (Fox, 2010).....	22
Şekil 2.10 Optik Kerr etkisine dayanan Kerr geçidi .....	25
Şekil 2.11 Enine-MOKE deney düzeneği .....	28
Şekil 2.12 MOKE geometrileri .....	29
Şekil 2.13 Manyetizasyon dinamiklerinde karakteristik zamanlar (Barman ve Haldar, 2014) .....	30
Şekil 2.14 TR-MOKE şematik gösterimi (Liu vd. 2022).....	31
Şekil 2.15 Ultra hızlı manyetizasyon dinamiklerinde mekanizmaların sıralaması (Barman ve Haldar, 2014) .....	32
Şekil 2.16 FePt Faz Diyagramı (Entel vd. 2010) .....	34
Şekil 2.17 FePt kristal yapısı (Hsiao 2016).....	35
Şekil 2.18 FePt X-ışını deseni a)L10 yapısında, b)fcc yapıda (Hsiao 2016).....	36
Şekil 2.19 Farklı sıcaklıklarda 1 saat süreyle tavlanan FePt film örnekleri (Takahashi vd. 2002) .....	37
Şekil 2.20 Farklı sıcaklıklarda 1 saat süreyle tavlanan (FePt) <sub>96</sub> Cu <sub>4</sub> film örnekleri (Takahashi vd. 2002) .....	38
Şekil 2.21 FePt ve (FePt) <sub>96</sub> Cu <sub>4</sub> filmlerine ait manyetizasyonlar (Takahashi vd. 2002) .....	39
Şekil 3.1 RF magnetron saçtırma sistemi (Bosco vd. 2012).....	41
Şekil 3.2 Kuartz kapatma sistemi.....	44
Şekil 3.3 Kuartz tüpe hapsedilmiş örnekler .....	45
Şekil 3.4 Stuart Scientific üretimi fırın .....	46

Şekil 3.5 Taramalı elektron mikroskobu yapısı (Nanoscience Instruments, 2024).....	47
Şekil 3.6 Taramalı elektron mikroskobu .....	49
Şekil 3.7 Fiziksel özellikler ölçüm sistemi (PPMS).....	50
Şekil 3.8 Titreşimli örnek manyetometresi (VSM).....	51
Şekil 3.9 Uygulanan farklı gerilimler için molibden x-ışını spektrumu .....	53
Şekil 3.10 Bragg Yasası.....	54
Şekil 3.11 Knife edge yöntemi .....	55
Şekil 3.12 TR-MOKE deney düzeneği .....	57
Şekil 3.13 TR-MOKE deney düzeneği şematik gösterimi.....	58
Şekil 3.14 Plaka demet bölücü .....	60
Şekil 3.15 BBO kristal ve kristal tutucusu .....	61
Şekil 3.16 KG3 filtrenin dalgaboyu tepkisi (Newport, 2024).....	61
Şekil 3.17 KG3 filtre .....	62
Şekil 3.18 Retroreflektör (Newport, 2024) .....	63
Şekil 3.19 ND filtre örnekleri (Thorlabs, 2024).....	64
Şekil 3.20 Wollaston prizması yapısı .....	64
Şekil 3.21 Glan-Thompson kutuplayıcı (MeetOptics, 2024).....	65
Şekil 3.22 Yarım dalga plakası .....	66
Şekil 3.23 Dengeli algılayıcı basit yapısı.....	66
Şekil 3.24 Newport, 2307 dengeli algılayıcı .....	67
Şekil 3.25 SR810 DSP Lock-in yükselteç.....	68
Şekil 3.26 SR280 kasasına entegre SR250 modüllü Boxcar.....	68
Şekil 4.1 Katkılı FePt üretiminde kullanılan hedef.....	69
Şekil 4.2 Si alttaş üzerine 10 dk 50W güçte kaplanan Cu katkılı FePt örneği.....	70
Şekil 4.3 Si alttaş üzerine 10 dk 30W güçte kaplanan Cu katkılı FePt örneği.....	71
Şekil 4.4 Si alttaş üzerine 10 dk 50W güçte kaplanan Pd katkılı FePt örneği .....	71
Şekil 4.5 $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ ince film örneğine ait kalınlık ölçümü.....	73
Şekil 4.6 $Fe_{47}Pt_{40}Cu_{13}$ ince film örneğine ait kalınlık ölçümü .....	73
Şekil 4.7 $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$ ince film örneğine ait kalınlık ölçümü.....	74
Şekil 4.8 $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ ince film örneğine ait a) SE ve b) BSD görüntüsü .....	74
Şekil 4.9 Bakır katkısıyla FePt koersif alan değişimi (Maeda vd. 2002).....	75
Şekil 4.10 $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ örneğine ait manyetizasyon ölçümleri .....	77
Şekil 4.11 $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$ örneğine ait manyetizasyon ölçümleri.....	77
Şekil 4.12 $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ örneğine ait X-ışını kırınım desenleri .....	78

Şekil 4.13 İnce film kalınlığının etkisinin 2TM ile incelenmesi.....	80
Şekil 4.14 LASER darbe süresinin etkisinin 2TM ile incelenmesi.....	81
Şekil 4.15 LASER akısının etkisinin 2TM ile incelenmesi .....	82
Şekil 4.16 Kullanılan bobin çifti (Leybold marka, 250 sarım, 5A) .....	83
Şekil 4.17 $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$ kutupsal TR-MOKE deneyi.....	83
Şekil 4.18 $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ kutupsal TR-MOKE deneyleri.....	84
Şekil 4.19 Düzensiz yapıdaki $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ ince filmi için fit edilmiş TR-MOKE sinyalleri .....	86
Şekil 4.20 LASER akısının bir fonksiyonu olarak fit sonuçlarından elde edilen $T_e$ ve $T_l$ değerlerinin zamansal değişimleri .....	91

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 FePt sisteminin oda sıcaklığında manyetik davranışı .....	34
Çizelge 4.1 Üretilen örneklerin EDX analiz ile elde edilen kimyasal kompozisyonları	72
Çizelge 4.2 Üretilen örneklerin kalınlıkları ve üretim parametreleri .....	72
Çizelge 4.3 $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$ ve $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ ince film örneklerine ait koersif alan değerleri.....	77
Çizelge 4.4 FePt için iki sıcaklık modelinde kullanılan sabitler .....	79
Çizelge 4.5 Hesaplanan LASER akı değerleri .....	85
Çizelge 4.6 A1 fazındaki $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ için deney sonuçlarının fit edilmesiyle bulunan süreler .....	87
Çizelge 4.7 A1 fazındaki FePt için elektron ve örgü rezervuar sıcaklıklarının değişimini gösteren simülasyonda kullanılan parametreler .....	89

## 1. GİRİŞ

Manyeto-optik (MO) alanı 1845'te Michael Faraday'ın "Faraday Etkisi"ni keşfi ile doğmuştur. Faraday manyetik alan içindeki kurşun-borosilikat camdan geçen doğrusal kutuplu ışığın kutupluluğunun değiştiğini ve kutuplanma düzleminde döndüğünü gözlemiştir. O tarihlerde diğer araştırmacılar da ışığın manyetik malzemelerle etkileşim yapabileceğini düşünmüşlerdir ancak bu keşfi yapmak için Faraday'ın deneysel uzmanlığı gerekmiştir. Faraday'ın keşfi yoğun bir ilgi toplamış ve kısa sürede diğer araştırmacılar tarafından da doğrulanmıştır.

Bu alandaki bir diğer kilometre taşı ise İskoç bilim adamı John Kerr'in 1876'da Manyeto-Optik Kerr Etkisi (MOKE) keşfidir. Kerr doğrusal kutuplu ışığın manyetik bir demir parçasından yansıdıktan sonra kutupluluğunda dönme olduğunu gözlemiştir.

Faraday ve Kerr'in keşifleri MO etkilere karşı artan bir ilgi yarattı ve ışığın elektromanyetik doğasına ışık tutmuş oldular ve bu daha önce düşünülmemiş bir olguydu. Takip eden yıllarda birçok bilim insanının Kerr ve Faraday etkilerini destekleyen ve ileriye taşıyan teorik ve deneysel çalışmaları olmuştur.

LASERlerin keşfi ise yeni deneysel yöntemlerin geliştirilmesinin yolunu açmıştır. Özellikle ultra hızlı LASER sistemlerinin ortaya çıkışıyla çok kısa zaman ölçeğinde gerçekleşen etkileşimleri optik yöntemlerle gözleme ve ölçme imkanı doğmuştur. Atomik ölçekte dinamikleri 1 Å mesafe boyunca 10 km/s mertebesinde bir hızla manipüle etmek için gereken zamansal çözünürlük 10 femtosaniyedir ( $10 \times 10^{-15}$  s). Atom ve moleküllerin görselleştirilmesi ve manipülasyonu, nükleer hareket mertebesinde sürelerle sahip LASER darbeleri gerektirir. LASER teknolojisindeki hızlı gelişmeler, birkaç femtosaniye ile onlarca attosaniye ( $10 \times 10^{-18}$  s) arasında değişen darbelerin üretilmesini mümkün kılmıştır (Zewail ve Thomas 2010). Bu tür darbeler, atomların ve elektronların doğrudan incelenmesini ve manipüle edilmesini mümkün kılmakta olup, bilim ve teknolojinin sınırlarını daha önce hiç erişilemeyeceği düşünülen bölgelere genişletmektedir. Bunlardan biri de ultrahızlı manyetizasyon dinamikleridir ve bu tez çalışmasında da

femtosaniye mertebesinde darbe süresine sahip bir LASER sistemi ile ferromanyetik ince filmlerde demanyetizasyon dinamikleri incelenmiştir.

1996 yılında Beaurepaire ve arkadaşları manyetik düzenlenmenin ilk kez optik bir uyarım ile pikosaniye (ps) altı zaman skalasında değiştirilebildiğini gösterdikleri bir makale yayınlamışlardır (Beaurepaire vd. 1996). Bu makalede, femtosaniye darbe süresine sahip bir LASER kaynağı ile Ni ince filmini uyarıldığında, ilk ps içinde malzemenin mıknatıslanmasının azaldığını ve sonrasında mıknatıslanmanın birkaç ps içinde hızlı bir şekilde geri döndüğü gözlemlenmiştir. Bu makalenin yayınlanmasından sonra, manyetik düzenlenmenin ne kadar hızlı manipüle edilebileceği, gözlenen demanyetizasyon ve remanyetizasyon süreçlerinde hangi dinamiklerin rol oynadığı veya açısız momentum için hangi dağılım kanalının ultra hızlı demanyetizasyon süreçlerine yol açtığı gibi temel bilimler açısından önemli sorular, yapılan teorik ve deneysel çalışmaların motivasyonunu oluşturmuştur. Yapılan teorik ve deneysel çalışmalara rağmen ultra hızlı manyetizasyon dinamiklerini tanımlamak için hala tatmin edici ve bilim çevrelerinde tam olarak kabul gören bir model henüz oluşturulabilmiş değildir. Ayrıntıları bu tezin ikinci bölümünde verilecek olan, Koopmans ve arkadaşları tarafından önerilen mikroskobik üç sıcaklık modeline göre manyetik bir malzemede elektron, örgü ve spin birbiriyle etkileşim içinde bulunan üç ayrı alt sistem olarak bulunur (Koopmans vd. 2005). Özellikle örgü, açısız momentum dağılımı için bir kanal olarak görülür. Bu modelde ultra hızlı demanyetizasyon için mikroskobik mekanizma Elliot-Yafet spin-flip elektron-fonon saçılması olarak verilir. Bununla birlikte bu model ultra hızlı demanyetizasyon süreçlerini açıklamak için tek başına yeterli görülmemektedir.

Temel bilim açısından kritik olan bu soruların cevaplarını bulmaya yönelik çalışmaların özellikle manyetik kayıt teknolojisi ve spintronik uygulamaları açısından da önemli bir yeri vardır. Manyetizasyonun ultra hızlı şekilde manipüle edilebilme olasılığı, özellikle manyetik kayıt teknolojisinde günümüzde nanosaniye (ns) mertebelerinde bulunan kayıt hızını ps ve altına çekme potansiyeline sahiptir.

Hem temel bilim açısından hem de teknolojik uygulamalar penceresinden bakıldığında, yeni tür malzemelerin ultra hızlı demanyetizasyon süreçlerinin deneysel olarak

incelenmesi bu iki alana da katkı verecektir. Bu nedenle bu tez çalışmasında, gösterdiği yüksek manyetik anizotropi nedeniyle manyetik kayıt teknoloji için ilgi çekici bir malzeme olan FePt ince filmlerinin ultra hızlı manyetizasyon süreçleri araştırılmıştır. FePt üretim koşullarına ve uygulanan ısı işleme bağlı olarak  $L1_0$  ve A1 adı verilen iki farklı faza sahip olabilir.  $L1_0$  fazı manyetik anizotropisi yüksek iken, A1 fazı ise düşük manyetik anizotropiye sahiptir. Bu tez çalışması kapsamında bu iki fazın manyetizasyon dinamiklerinin karşılaştırılması için ultra hızlı zaman çözünürlüklü manyeto optik Kerr etkisi yöntemi kullanılmıştır.

## 2. KURAMSAL TEMELLER

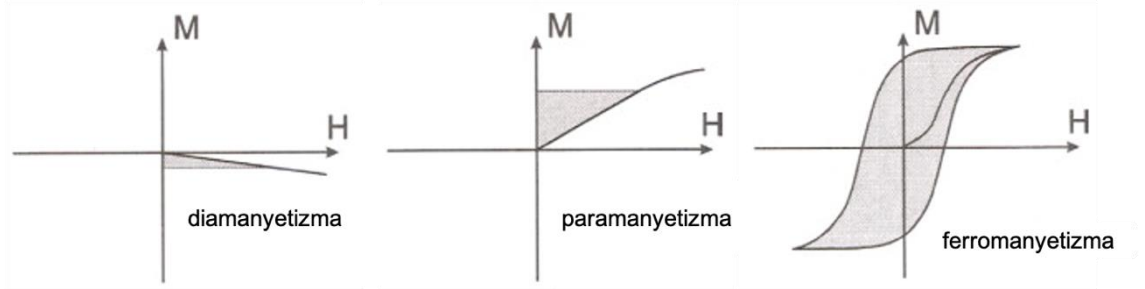
Ultra hızlı manyetizasyon dinamikleri sadece manyetik sistemin uyarılması ile değil, tüm serbestlik dereceleri arasındaki enerji transferleri ile belirlenebilir. Malzemenin LASER uyarımına tepkisini açıklayabilmek için alt sistemler arasındaki çiftlenimleri veya etkileşimleri anlamak gerekir. Bunun için de tüm yapının sıcaklık dinamiği hakkında bilgi edinilmesi gerekir. Ultra hızlı LASER ile metalin etkileşimi, ultra hızlı manyetizasyon ve manyetik presesyon teorileriyle açıklanır. Ferromanyetizmanın temelleri, LASER ile ferromanyetik malzemenin etkileşimi, optik temeller ve çalışılan malzemenin karakteristiği bu bölümde incelenecektir.

### 2.1 Manyetizma ve Manyetik Özellikler

Manyetizmanın temeli elektronun spin ve orbital hareketlerinin yanı sıra, elektronların birbirleriyle etkileşimine dayanır. Farklı manyetizasyon formları vardır ve bunları tanımlamanın bir yolu, malzemenin manyetik alana gösterdiği tepkidir. Manyetizasyonun temeli elektron olduğundan, tüm maddeler manyetiktir. Sadece bazı maddeler diğerlerine göre daha manyetiktir. Yeni sentezlenen malzemeler için, manyetizma alanının kendisi kadar eski olan vazgeçilmez bir karakterizasyon tekniği, malzemenin manyetik duygunluğunun ( $\chi$ ) belirlenmesidir.

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}$$

Manyetik duygunluk, malzemenin manyetizasyonu ( $\mathbf{M}$ ) ile uygulanan manyetik alan ( $\mathbf{H}$ ) arasındaki ilişkiyi verir.



Şekil 2.1 Farklı manyetik malzemelerin manyetik duygunlukları (Bertotti 1998)

Şekil 2.1’de de görüldüğü üzere diamanyetiklerde manyetik duygunluk negatif, paramanyetiklerde pozitifdir.

Farklı manyetizma türlerini mikroskopik olarak anlamak istersek elektronların atom çevresindeki hareketlerinden kaynaklanan orbital manyetik momentine ve elektronların içsel bir özelliği olan spine bakmak gerekir. Diamanyetik malzemelerde tüm elektronlar çiftlenmiştir, bu nedenle bu malzemeler net bir manyetik dipole sahip değildir. Ancak bu malzemeler güçlü bir dış manyetik alana konulduklarında, manyetik alan elektron yörüngelerinde bir sapma meydana getirir ve bu bir manyetik dipol indükler. İndüklenen bu manyetik dipol Lenz yasasına göre kendisini oluşturan etkiye zıt yönde yönelir ve bu nedenle diamanyetik malzemeler manyetik alan tarafından itilir. Bu durum Şekil 2.1’deki negatif manyetik alınganlığı açıklar. Diamanyetik etki her türlü malzemede gözlenir ancak çok zayıftır. Bir malzeme diamanyetizma yanında başka tür bir manyetik düzenlenme gösterirse diamanyetik özellik baskılanır yani ihmal edilebilir. Paramanyetik malzemeler ise çiftlenmemiş elektronlara sahip olduklarından manyetik dipol momentine sahiptirler. Bununla birlikte termal enerji manyetik momentlerin düzenlenmesine engel olur ve dış alanın yokluğunda net bir manyetik momente sahip değildir. Ancak bir dış manyetik alan uygulanırsa, manyetik alan manyetik momentlerin manyetik alan yönünde yönelmesini sağlar ve net bir manyetik dipol momenti oluşur ve artan manyetik alan ile Şekil 2.1’de paramanyetik malzemeler için verilen manyetik alınganlığın artışı da böylece anlaşılabilir.

Ferromanyetik malzemeler ise çiftlenmemiş elektronlara sahiptirler ve paramanyetik malzemelerin aksine, manyetik düzenlenmeyi, dış bir manyetik alan olmadığında bile

uzun süreli korurlar. Şekil 2.1'deki gibi ferromanyetiklerde uygulanan manyetik alanla manyetizasyon arasında doğrusal bir ilişki yoktur ve histeresis gözlenir. Bir ferromanyetiğin manyetizasyonu ancak Curie sıcaklığı olarak tanımlanan bir düzenlenme sıcaklığının üzerine çıktığında yok edilebilir (O'Handley 2000). Curie sıcaklığının üzerinde ferromanyetikler paramanyetik özellik göstermeye başlarlar ve manyetik duygunlukları Curie-Weiss yasasına uyar.

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_{CW}}$$

Burada  $\theta_{CW}$  Curie-Weiss sıcaklığıdır ve yaklaşık olarak Curie sıcaklığına ( $T_C$ ) eşittir. C, Curie sabitidir ve SI birim sisteminde birimi  $m^3.K.mol^{-1}$ 'dir. Curie sabiti direkt olarak çiftlenmemiş elektron sayısı ile ilişkilidir ve belirlenirse iyon başına manyetik moment, Bohr magnetonu ( $\mu_B$ ), cinsinden hesaplanabilir.

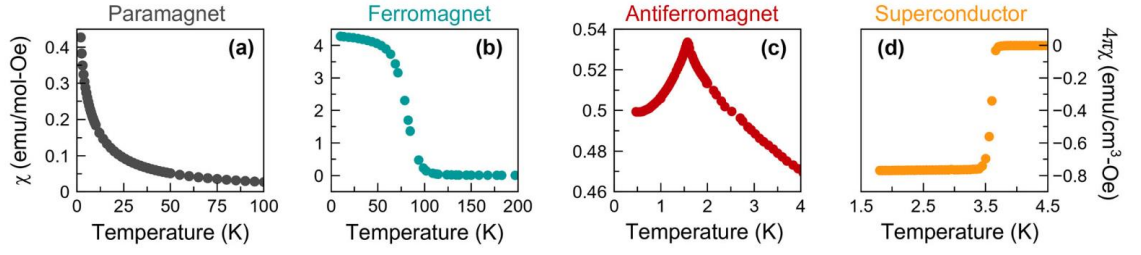
$$\mu_{etkin} = \sqrt{8C} \mu_B$$

Curie-Weiss sıcaklığının büyüklüğü moleküler alanın gücü ile ilişkilidir ve iyonlar arasındaki manyetik bağlantıların gücüne işaret eder (Mugiraneza ve Hallas 2022).

$\mu_{etkin}$  söz konusu iyon için hesaplanan değerle doğrudan karşılaştırılabilir.

$$\mu_{hesaplanan} = g_j \sqrt{J(J + 1)} \mu_B$$

Hesaplanan değer toplam açısal momentuma (J) ve g-tensörüne ( $g_j$ ) bağlıdır.



Şekil 2.2 Manyetik duyarlılığın düzen geçişine göre değişimine örnekler (Mugiraneza ve Hallas 2022)

Şekil 2.2’de (a) grafiğinde seyreltik manyetik momentlere sahip malzemeler en düşük sıcaklıklara kadar paramanyetik kalabildiği  $\text{SrMn}_{1/2}\text{Te}_{3/2}\text{O}_6$ ’daki seyreltik  $\text{Mn}^{+2}$  momentleri örnek verilmiş; (d) grafiğinde süperiletkenlerde düzen geçişi,  $\text{PbTaSe}_2$  için gösterilmiş ve süperiletken durumlardaki mükemmel diyamanyetik perdeleme nedeniyle duyarlılıkta ani bir düşüş gözlenmektedir. Şekil 2.2’de (b) grafiğinde 96 K Curie sıcaklığına sahip olan  $\text{Ni}_{0.68}\text{Rh}_{0.32}$  alaşımının Curie sıcaklığı yakınında sıcaklık azaldıkça manyetik duygunluğunun aniden arttığı, (c) grafiğinde ise antiferromanyetik özellik gösteren  $\text{Gd}_2\text{Pt}_2\text{O}_7$ ’nin manyetik duygunluğunda, Neel sıcaklığı olan 1.6 K’de keskin bir pik görünmektedir. Bu da bir ferromanyetik malzemenin sıcaklığa bağlı manyetik duygunluk ölçümü ile nasıl ayırt edilebileceğini gösterir. Genellikle ferromanyetiklerde Curie sıcaklığı yüksektir ve bu sıcaklığın üstünde rastgele manyetizasyona sahiptirler. Weiss da ferromanyetiklerin bu özelliklerine dayanarak, ferromanyetiklerin bir iç manyetik alana sahip olduklarını ileri sürmüştür. Bu moleküler alanın ( $H_m$ ) sıcaklık dalgalanmalarına karşı manyetik momentleri yönlendirdiğini düşünmüştür. Her bir spin üzerinde etkili olan bu moleküler alan, diğer spinler tarafından üretilen bir ortalama alana atfedilir. Moleküler alanın fiziksel kökeni, 1928’de Heisenberg tarafından gösterilene kadar anlaşılamamıştır. Heisenberg modelinde moleküler alanın kuantum mekaniksel değişim kuvvetlerinden kaynaklandığını göstermiştir. “Değiş-tokuş” (exchange) terimi şu nedenle ortaya çıkmıştır:

İki atom bitişik olduğunda, elektron-1’in proton-1 etrafında ve elektron-2’nin proton-2 etrafında hareket ettiğini düşünebiliriz. Ancak elektronlar ayırt edilemezler ve bu iki elektronun aralarında yer değiştirmesi olasılığını da göz önünde bulundurmalıyız. Bu nedenle elektron-1 proton-2’nin etrafında, elektron-2 de proton-1’in etrafında hareket

ediyor olabilir. Bu yorum nedeniyle iki atomun toplam enerji ifadesine ek bir terim olarak değiş-tokuş enerjisinin eklenmesi gerekir. Elektronların bu değişimi çok yüksek bir frekansta, örneğin Hidrojen atomunda saniyede  $10^{18}$  kez gerçekleşir. Değiş-tokuş enerjisi birçok molekülün ve birçok katı maddedeki kovalent bağın toplam enerjisinin önemli bir bölümünü oluşturur. Heisenberg bunun ferromanyetizmada da belirleyici bir rol oynadığını göstermişti. Eğer i ve j atomlarının spin açisal momentumları, sırasıyla  $\mathbf{S}_i h/2\pi$  ve  $\mathbf{S}_j h/2\pi$  ise, aralarındaki değişim enerjisi;

$$E_x = -2J_{ex}\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j = -2J\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j \cos \varphi$$

Şeklinde verilir.  $J_{ex}$  değiş-tokuş integralidir ve değiş-tokuş etkisini hesaplarırken ortaya çıkar.  $\varphi$  ise spinler arasındaki açıdır ve spinler paralel olduğunda  $\cos \varphi = 1$  olacağından  $J_{ex}$  pozitif olur ve  $E_x$  minimum değerini alır; spinler antiparalel olduğunda ise  $\cos \varphi = -1$  olacağından  $E_x$  maksimum değerini alır. Ferromanyetizma komşu atomlardaki spinlerin hizalanmasından kaynaklanır ve bu nedenle değiş-tokuş integralinin pozitif olması ferromanyetizmanın oluşması için gerekli bir koşuldur. Bu aynı zamanda nadir bir durumdur, çünkü  $J_{ex}$  hidrojen molekülünde olduğu gibi genellikle negatiftir.

Heisenberg modeli spinler arası değiş-tokuş etkileşimini açıklasa da Fe,Co, Ni gibi atomlarda manyetik momentlerin  $\mu_B$  cinsinden tam sayı olmayan değerlerini açıklayamaz. Bu durumda geçiş metalleriindeki rastgele manyetizasyonu açıklamak için Stoner modeline başvurulur. Yarı-dolu 3d orbitaline sahip atomlarda, 3d orbitalindeki elektronlar hem kimyasal hem de elektriksel iletkenlikte rol alırlar. Şimdiye kadar örgü noktalarında yerleşmiş manyetik momentler üzerinde yoğunlaştı. Ancak metallerdeki iletim elektronları delokalizedir ve tüm sistem üzerinde serbestçe hareket edebilirler. Stoner teorisi bu serbest elektronları da göz önüne alarak atom başına manyetik momentin tam sayı olmayan değerlerini de açıklamaktadır. Ayrıca demir, kobalt ve nikelin belirli alaşımlardaki manyetik moment değerlerini de açıklar.

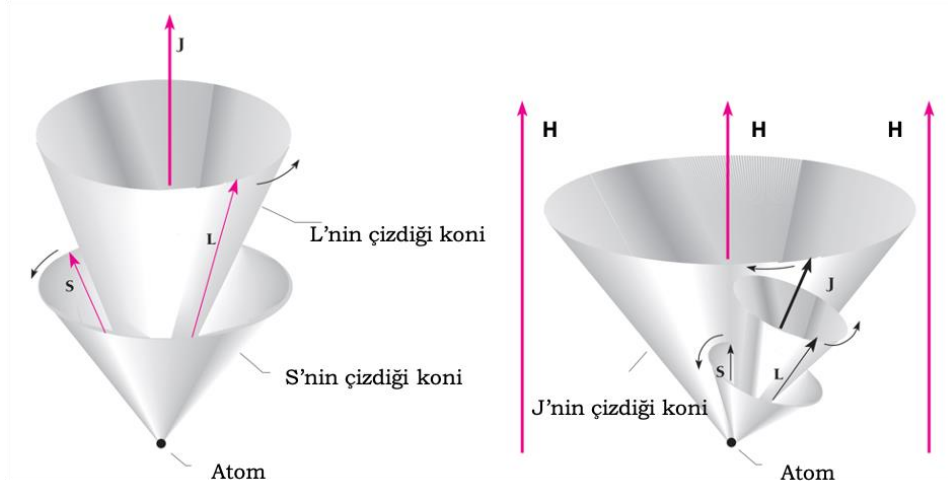
İzotropik sistemlerden farklı olarak manyetizasyon ölçümleri katı içinde belirgin bir tercihli manyetizasyon yönü ( $\mathbf{M}$ ) ortaya koymaktadır. Bu da büyük oranda malzemeye

bağlı olarak sistemin simetrisi ile yakından ilişkili olan manyetik anizotropiye işaret etmektedir. Manyetik anizotropi gösteren bir malzemede, kristal yapının bir yönünde uygulanan manyetik alanla manyetizasyonu doyuma ulaştırmak için çok küçük alan yeterli olurken (kolay eksen), diğer yönde doyuma ulaştırmak için daha yüksek manyetik alan uygulanması gerekir (zor eksen). Bu malzemenin kristal yapısına da bağlı olduğundan manyeto-kristal anizotropi olarak da isimlendirilir. Manyeto-kristal anizotropi spin-yörünge etkileşiminden veya bir diğer deyimle spin-yörünge iftleniminden kaynaklanmaktadır.

Spin-spin etkileşimi güçlü bir etkileşimdir ancak komşu iki spin arasındaki açıya bağlıdır ve kristal örgüye göre spin ekseninin yönüne bağlı değildir. Bu nedenle spin-spin etkileşimi kristal anizotropisine katkıda bulunmaz.

Yörünge-rg etkileşimi de güçlüdür ancak orbital manyetik momentler neredeyse tamamen bastırılmıştır. Yörüngelerin yönelimleri kristal örgüye çok güçlü bir şekilde bağlıdır ve çok büyük alanlar bile bunu değiştiremez.

Her bir elektronun yörünge ile spini arasındaki iftlenimde ise dış alan uygulandığında elektronun yörünge hareketi hizalanma ve alan yönünde yönlenme eğilimindedir. Ancak yörünge örgü ile güçlü bir şekilde çiftlenmiş olduğundan spin ekseninin uygulanan alan yönünde dönmesine direnç gösterir.



Şekil 2.3  $\mathbf{H}$  manyetik alanı etkisinde spin ( $\mathbf{S}$ ), yörünge ( $\mathbf{L}$ ) ve toplam ( $\mathbf{J}$ ) açısal momentum vektörleri (Beiser 2003)

Uygulanan  $\mathbf{H}$  dış manyetik alanı altında bir manyetik dipolün manyeto-statik enerjisi;

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}$$

ile tanımlanır. Elektronun yörünge açısal momentini ( $\mathbf{L}$ ) ile spin yönelimi paralel olduğunda enerjik olarak tercihli yönelim bulunur. Bu tercihli yönelim ayrıca manyetik kolay eksendir. Bir alanın spin sistemini kolay eksenden zor eksene döndürmesi için gereken enerjiye anizotropi enerjisi denir ve spin-yörünge çiftleniminin üstesinden gelmek için gereken enerjidir. Manyeto-kristal anizotropi enerjisi spin-yörünge Hamiltonyeni ile verilir. (Miura ve Okabayashi 2022)

$$\widehat{H}_{SO} = \sum_I \xi_I \widehat{\mathbf{L}} \widehat{\mathbf{S}}$$

Burada  $\widehat{\mathbf{L}} = (\widehat{L}_x \widehat{L}_y \widehat{L}_z)$  ve  $\widehat{\mathbf{S}} = (\widehat{S}_x \widehat{S}_y \widehat{S}_z)$  sırasıyla açısal momentum ve spin açısal momentum operatörleri;  $I$ , atomik konum indeksi;  $\xi_I$  ise spin-yörünge çiftlenim sabitidir.

Elektron spin ve açısal momentuma sahip olmasının bir sonucu olarak uygulanan dış manyetik alan nedeniyle jromanyetik bir hareket yapar. Eğer herhangi bir kayıp yoksa sönüm de yoktur ve manyetizasyon vektörü, uygulanan alan etrafında salınım yapar. Hiçbir zaman da manyetizasyon vektörü alana paralel olamaz. Deneysel olarak böyle bir durum gözlenmemektedir. Bu nedenle jromanyetik hareket için alan yönünde bir sönüm terimi eklenmelidir. Böylece basit sarkaçta hareketin zamanla sönümlenmesinde olduğu gibi jromanyetik hareket de zamanla zayıflar ve spin manyetik alan yönünde yönelir. Bu jromanyetik hareket Landau-Lifshitz-Gilbert denklemi ile gösterilir. (Miyazaki ve Jin 2012)

$$\frac{d\hat{m}}{dt} = \gamma \hat{m} \times \widehat{H_{eff}} + \alpha \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt}$$

Denklemden  $\hat{m}$ , spin;  $H_{eff}$  spine etki eden etkin alan;  $\gamma$  ve  $\alpha$  jromanyetik sabit ve Gilbert sönüm sabitidir. Gilbert sönüm sabiti  $\alpha = \frac{G}{\gamma} M_s$  denklemi ile verilir ve boyutsuzdur. Denklemden G de yine Gilbert sönüm sabiti olarak verilir ancak frekans boyutundadır;  $M_s$  ise doyum manyetizasyonudur.

## 2.2 Işığın Madde ile Etkileşimi ve Sıcaklık Modelleri

Manyeto-optik etki, ışık ile manyetik madde ya da ortamın etkileşimini tanımlar. Işık demeti manyetik bir maddeye düşürüldüğünde, ışık ve maddenin etkileşimi sonucu yansıyan ya da geçen ışığın polarizasyonu, şiddeti ya da faz özellikleri değişerek modüle edilebilir. LASER kaynaklı demanyetizasyon ve spin yönlendirme üzerine yapılan son deneyler, mıknatıslanmayı manipüle etmek için bir araç olarak ultra hızlı LASERleri kullanmak ve bir pikosaniye veya daha kısa zaman ölçeklerine erişilebilmektedir. Bununla birlikte tüm bu durumlarda gözlenen manyetik uyarım, optik soğurmanın ardından hızlı bir sıcaklık artışının sonucudur. Spin uyarımının bu termal kökeni, potansiyel uygulamaları önemli ölçüde sınırlar çünkü tekrarlama frekansı soğutma süresi ile sınırlıdır. (Kimel vd. 2005) Termal etkileri azaltmak için de uyarım süresini kısaltmak gerekir ve bu nedenle femtosaniye LASER darbe süresine sahip LASERler ile çalışılır.

Böyle bir foto-manyetik uyarıma, çok anlık ve LASER darbe genişliğine bağlı olarak, tez çalışmasında olduğu gibi 50-60 fs zamanlarda gerçekleşebilmektedir.

İlk LASER indüklemeli manyetizasyon dinamiği deneylerinden bu yana, demanyetizasyon mekanizmasının anlaşılmasının oldukça karmaşık olduğu görülmüştür. Çünkü farklı durulma ya da gevşeme zamanlarına sahip sistemlerin birbirleriyle etkileşimleri söz konusudur. Eğer katı madde yapısında optik uyarımla etkileşen tek bir sistem olsaydı, yapıda tek bir sıcaklık söz konusu olurdu ve tüm alt sistemler çok hızlı bir şekilde termal dengeye ulaşırdı. Bu durum “Tek Sıcaklık Modeli” (One Temperature Model – 1TM) olarak adlandırılır ve  $S(z,t)$  ile gösterilen optik girdinin de eklendiği bir ısı denklemi şeklinde ifade edilir.

$$C \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = -\kappa \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} + S(z, t)$$

Ancak ultra hızlı LASERlerle metaller üzerinde yapılan ilk çalışmalarda 50-300 fs civarlarında LASER darbeleri kullanılarak zaman çözünürlüklü spektroskopi çalışmaları yapılmış ve LASER etkisiyle dengesiz elektron dağılımı oluşturulduğu ve örgü sıcaklığının neredeyse hiç değişmediği gözlenmiştir. Daha sonra birkaç pikosaniyelik bir zaman ölçeğinde elektronların, elektron-fonon etkileşimlerinin birkaç fonon salınım periyoduna eşit bir sürede elektron ve örgü alt sistemleri arasındaki fazla enerjinin dengeli bir dağılımına neden olmasıyla, yükselen bir sıcaklıkta dengeye ulaştığı gözlemlenmiştir. Son olarak, ısı değişiminin baskın olduğu daha yavaş bir gevşeme süreci sistemi ortam sıcaklığına geri döndürmüştür (Allen 1987). Bu da 1TM'nin yavaş ısınma durumunda çalıştığı ancak ultra kısa optik uyarımlar sonucu oluşan enerji soğurmasını ifade edemediği yeni bir problem yaratır; optik uyarımla sisteme giren enerjinin dağılımında, 1TM'de tanımlanmamış enerji transfer mekanizmalarının olduğunu gösterir. Yeni problemde LASER ile metalin etkileşiminin anlaşılması ve gerçekleşen olayın fiziksel temellere oturtulması gereklidir. Bunun için “İki Sıcaklık Modeli” (2TM) tanımlanmış ve birçok deneysel çalışma ile de gösterilmiştir. Bu modele göre elektronun ısı kapasitesi  $C_e = \gamma T_e$  şeklinde tanımlanır ve burada  $T_e$  elektron sıcaklığı,  $\gamma$  da elektron ısı kapasitesi sabiti olarak tanımlanır. Bu tanımlamada elektron sisteminin sıcaklığı Fermi

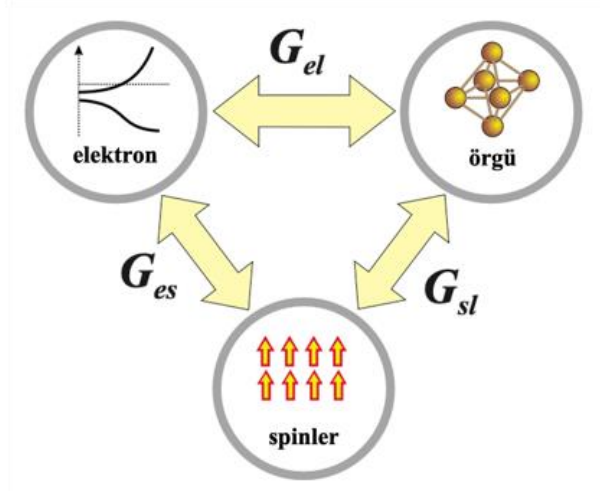
sıcaklığından ( $T_F$ ) çok daha düşük olduğu varsayımı yapılmaktadır ve  $T_e$  sıcaklığını  $0 < T_e < T_F$  şeklinde sınırlamaktadır (Ashcroft ve Mermin 1976). Elektronun ısı iletkenliği  $k_e = (T_e/T_l)k_{eq}(T_l)$  şeklinde ifade edilir ve  $k_{eq}$ , elektron ve fononların termal dengede olduğu durumdaki elektron ısı iletkenliğidir.  $T_l$  ise örgü sisteminin sıcaklığıdır. Bu veriler ışığında 2TM iki diferansiyel denklem önerir.

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla[k_e(T_e)\nabla T_e] - G(T_e - T_l) + S(z, t)$$

$$C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = G(T_e - T_l)$$

Verilen denklemlerde  $S(z, t)$ , LASER kaynağından gelen terim;  $C_l$  örgü ısı kapasitesi;  $G$  elektron-örgü sistemleri arasındaki çiftlenimi ifade eder. (Jiang ve Tsai 2005).

İki sıcaklık modeli de ferromanyetik bir malzeme söz konusu olduğunda manyetik düzenin çok kısa zamanlarda nasıl değiştiğini açıklamakta yetersiz kalmıştır ve momentum korunumu için açısal momentum transferi izah edilmelidir. Manyetik bir sistemin ultra hızlı bir uyarıya tepkisi farklı olacaktır. Curie sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklarda ferromanyetik malzeme paramanyetik özellik göstermeye başlar ve makroskopik olarak artık düzenli değildir. Malzeme soğuduğunda ise tekrar düzenli ferromanyetik yapıya dönmektedir. 1996'da Beaurepaire nikel ince filmi ile gerçekleştirdiği zaman çözünürlüklü manyeto-optik Kerr etkisi deneyi ile büyük bir sürpriz yaratmış ve manyetik düzen kaybının ultra hızlı zamanlarda gözlenebildiğini 100 femtosaniyeden daha kısa LASER darbeleri ile göstermiştir. (Beaurepaire vd. 1996) Bu deneysel başarı ve ilerlemenin ardından altta yatan mikroskobik mekanizmayı tanımlama zorluğu ortaya çıkmıştır. Beaurepaire ve arkadaşları, elektron, spin ve örgü alt sistemleri arasındaki etkileşimleri tanımlayan bir "Üç Sıcaklık Modeli" (Three Temperature Model – 3TM) ortaya koymuştur. Birbirinden farklı kaynakları ve etkileri olan, birbirinden ayrı ama etkileşim halinde olan bu üç sistemin tanımı Agranat ve arkadaşları tarafından 1984 yılındaki çalışmalarında önerilmiştir, ancak ultra hızlı demanyetizasyon dinamiklerinin incelenmesi LASER teknolojisiyle yıllar sonra açıklanmaya çalışılmıştır.



Şekil 2.4 Üç sıcaklık modeline göre önerilen sistemler (Kirilyuk vd. 2010)

Şekil 2.4'te de gösterilen bu üç sistem arasındaki, spin-örgü ve elektron-fonon etkileşimi gibi bazı olası etkileşim kanallarının bilindiği düşünülmekte ancak elektron-spin çiftlenimi günümüz araştırmalarının konusu olmaya devam etmektedir. Üç sıcaklık modeli, üç sistemin sıcaklığının zamana göre değişimini üç diferansiyel denklemlerle tanımlar.

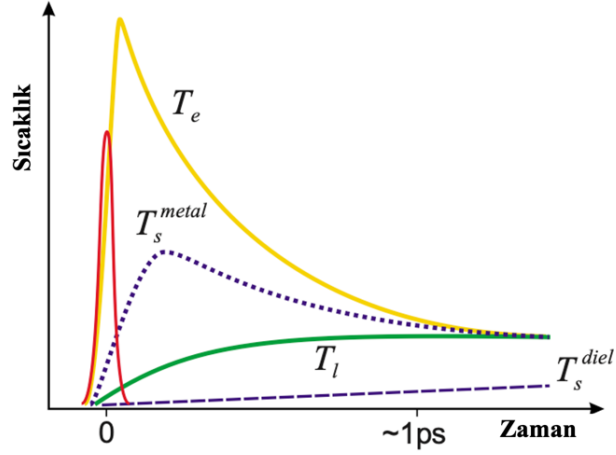
$$\frac{C_e d(T_e)}{dt} = -G_{el}(T_e - T_l) - G_{es}(T_e - T_s) + P(t)$$

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

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

Burada  $G_{ij}$  terimi  $i$  ve  $s$  sistemleri ya da rezervuarları arasındaki çiftlenimi,  $T_i$  terimi ilgili sistemin sıcaklığını,  $C_i$  terimi ısı kapasitesini,  $P(t)$  ise sisteme optik girdiyi ifade eder.  $G_{ij}$  katsayısı belirlendiğinde etkileşimin ne kadar güçlü olduğu anlaşılır ancak etkileşimin doğası ile ilgili bilgi vermez.  $C_i$  ısı kapasitelerine bağlı olarak etkin sıcaklık farklarının ne kadar fazla olabileceği anlaşılır. Örneğin elektron sisteminin ısı kapasitesi örgü sisteminin ısı kapasitesinden bir ila iki mertebe küçükse, elektron sisteminin sıcaklığı  $T_e$

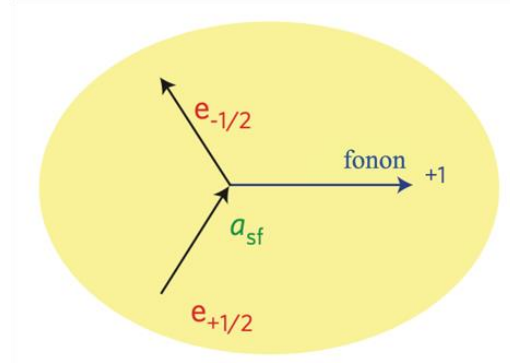
uyarımdan sonraki birkaç 10 fs sonra birkaç bin Kelvin'e ulaşabilirken; örgü sisteminin sıcaklığı termal denge sağlandıktan sonra bile soğuk kalabilir. Femtosaniye zaman ölçeğinde gelen bir LASER darbesinin ardından, elektron ve örgü sistemlerinin sıcaklık değişimleri ve spin sisteminin güçlü çiftlenim olan metaller ile zayıf çiftlenime sahip olan dielektriklerdeki değişimleri Şekil 2.5'te verilmiştir.



Şekil 2.5 LASER darbesi, elektron, örgü ve spin sistemlerinin sıcaklık değişimleri (Fatti vd. 2010)

Optik uyarım yüksek frekanslı olduğundan, böyle bir elektromanyetik uyarıma ilk olarak ancak elektronlar tepki verebilir ve gelen optik uyarımı elektron sistemi soğurarak enerji kazanır. Elektron sisteminin uyarılması ilk birkaç femtosaniyede gerçekleşir ve yüksek enerjili sıcak elektronlar (hot electrons) oluşur. Sıcak elektronlar ise elektron-deşik (hole) çiftleri oluştururlar. Elektron sisteminin yapısına bağlı olarak  $T_e$  yüksek sıcaklıklarda, 50 ila 500 fs içerisinde, dengelenir. Dengelenen elektronik uyarımlar, metaller için 100fs-1ps zaman aralığında gerçekleşen elektron-fonon etkileşimi ile fononları uyarır ve fonon dalgaları ile örgü sistemini ısıtarak  $T_l$  sıcaklığını artırır. Böylece bir pikosaniyenin sonunda elektron ve örgü sistemleri birbirleriyle termal dengeye ulaşırlar. Optik olarak uyarılmış sıcak elektronlar örgüye enerjilerini 0.5-1 ps zaman aralığında aktarırken, demanyetizasyon esas olarak elektrondan veya örgüden spin sistemine açısal momentum transferi ile tanımlanır. Bununla birlikte, 3TM açısal momentum transferine ilişkin hususları dikkate almamaktadır. Zhang ve Hübner spin ve yörünge momentumları arasında ultra hızlı transfer için bir kanal önermiş, ancak örgü serbestlik derecesini dahil

etmemiştir (Zhang ve Hübner 2000). Açısal momentumun dağılması Koopmans ve arkadaşları tarafından ele alınmış ve bir fononun emisyonu veya soğurulması üzerine spinini terslemesini (spin-flip) tanımlayan Elliott-Yafet tipi saçılmaya dayanan mikroskopik bir modelle açıklanmıştır. (Koopmans vd. 2005) Elektronun emisyon ya da soğurma sırasında spininin terslenmesi olasılığı  $a_{sf}$  terimi ile tanımlanır.



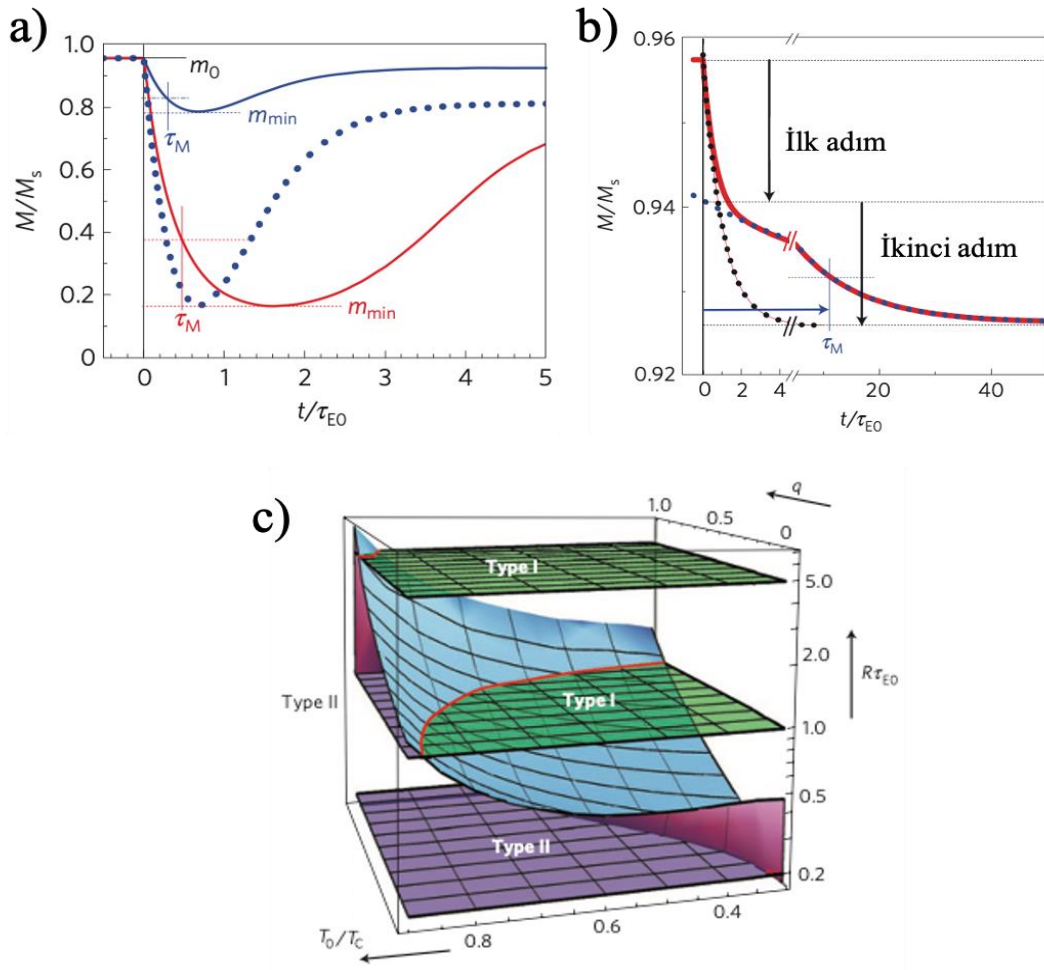
Şekil 2.6 Elliott-Yafet spin-flip saçılmasında fonon emisyonu (Koopmans vd. 2010)

Koopmans ve arkadaşları mikroskopik uygulamalarında, homojen olmayan ısınma ve elektronik ısı difüzyonu ile sonlu film kalınlığı yaklaşımı yaparak “Mikroskopik Üç Sıcaklık Modeli” (M3TM) önermişlerdir. Bu öneriye göre manyetizasyon dinamiğini açıklayan bir diferansiyel denklem türetmişlerdir.

$$\frac{dm}{dt} = Rm \frac{T_l}{T_C} \left( 1 - m \coth \left( \frac{mT_C}{T_e} \right) \right)$$

Denklemden  $m = M/M_s$  manyetizasyonun sıfır sıcaklıktaki değerine oranı;  $T_C$  ise Curie sıcaklığıdır. R terimi malzemeye özgü bir ölçeklendirme faktörü sağlar ve birimi  $s^{-1}$ 'dir. R'nin ilgili manyetik parametrelere olan bağıllığı  $R \propto a_{sf} T_C^2 / \mu_{at}$  şeklindedir ve  $\mu_{at}$  atomik manyetik momenti ifade eder. Diferansiyel denklemdeki diğer terimler 3TM'de tanımlanan terimlerle aynıdır, aynı notasyon kullanılmıştır. Bu denklemde açısal momentumun korunumu ve transferinin hesaba katıldığı bildirilmiştir. Bu modele göre manyetizasyon için enerji sağlayan elektron sistemindeki fazla enerji iken, örgü ile etkileşim açısal momentum için dağıtıcı bir kanal sağlar. (Koopmans vd. 2009)

Şekil 2.7’de büyük R değeri limitinde iki farklı örnek için manyetizasyonun zamana bağlı değişimleri görülmektedir. Şekil 2.7.c’de görüldüğü gibi Tip I dinamiğinde elektron ve fonon dengesine ulaşılmadan demanyetizasyon tamamlanır. Düşük LASER şiddetlerinde Şekil 2.7.a’daki gibi (mavi düz çizgi) hızlı demanyetizasyon gözlenir, ardından elektron-fonon dengesine ulaşıldığı  $\tau_E$  zamanından sonra tekrar manyetize olur. Deneyler sabit LASER akısında (fluence) ortam sıcaklığının ( $T_0$ ) fonksiyonu olarak yapıldığında, Curie sıcaklığı ( $T_C$ ) yakınında demanyetizasyonun yavaşladığı görülmüştür. Sabit  $T_0$  sıcaklığında daha yüksek LASER akılarında deney yapıldığında ise demanyetizasyonun güçlendiği ancak sürecin yavaşladığı Şekil 2.7.a’da görülmektedir (kırmızı çizgi yüksek LASER akısını; kesikli mavi çizgi ise kırmızı çizgiye göre daha hızlı demanyetize olduğunu anlaşılabilmesi için kırmızı çizginin en düşük verisine göre ölçeklendirilmiş olan düşük LASER akısını temsil eder.)



Şekil 2.7 Tip I ve Tip II manyetizasyon dinamikleri (Koopmans vd. 2010)

Küçük R değerleri limitinde ise manyetizasyon dinamikleri değişir ve Tip II dinamiği gözlenir. Bu dinamikte demanyetizasyon etkisi, elektron-fonon dengesinin sağlanması sırasında spin sisteminin tam bir termal dengeye ulaşması için yeterli değildir. Elektron sisteminin yüksek sıcaklığı demanyetizasyonun daha etkili olmasını sağlar ve bu nedenle ilk olarak manyetizasyonda hızlı bir düşüş gözlenir (Şekil 2.7.b’de siyah noktalı çizgi); ancak  $t \approx \tau_E$  zamanı civarında daha yavaş bir demanyetizasyon hızına geçildiği gözlenmektedir. LASER ısıtmasının hemen ardından spin sistemi, ısınmış elektron sisteminin sıcaklığıyla termal dengeyi kurmaya çalışır ancak elektron-fonon dengelenmesinden sonra spin sistemi daha orta derece sıcaklıkla denge kurmaya devam edecektir. Her iki mekanizma için de mıknatıslanmadaki ilk düşüşün zaman ölçeği manyetik olmayan  $\tau_E$ ’ye eşittir ve bu sırada mıknatıslanma daha hızlı ilerler (Şekil 2.7.a’daki mavi noktalı çizgi). Bu teoriye göre, M3TM için verilen diferansiyel denklemde R teriminin açık ifadesinde bulunan  $T_C/\mu_{at}$  oranının belirleyici olduğu görülmektedir. Benzer  $a_{sf}$  değerine sahip malzemelerde düşük  $T_C/\mu_{at}$  değerinin yavaş demanyetizasyona neden olacak ve iki basamaklı (Tip II) demanyetizasyon dinamiği gösterme eğiliminde olacaktır.

2TM denklemini temel alarak, o modeldeki iki diferansiyel denkleme ek bir diferansiyel denklemin eklenmesiyle M3TM bağlı üç diferansiyel denklemle ifade edilir.

$$C_e(T_e) \frac{dT_e}{dt} = \nabla_z[\kappa \nabla_z T_e] - g_{el}(T_l - T_e)$$

$$C_l(T_l) \frac{dT_l}{dt} = g_{el}(T_e - T_l)$$

$$\frac{dm}{dt} = Rm \frac{T_l}{T_C} \left( 1 - m \coth \left( \frac{mT_C}{T_e} \right) \right)$$

Bu denklemlerde  $\nabla_z$ , z’ye göre türevi;  $\kappa$  elektronik ısı iletkenliği ifade eder.  $T_e$ ,  $T_l$  ve m ise film yüzeyine dik eksen olan z’nin fonksiyonlarıdır.

$$R = \frac{8a_{sf} g_{el} k_B T_C^2 V_{at}}{\left( \frac{\mu_{at}}{\mu_B} \right) E_D^2}$$

R için verilen ifadeye  $V_{at}$  atomik hacim,  $k_B$  ise Boltzmann sabitidir (Koopmans 2009).

### 2.3 Doğrusal Olmayan Optik (Nonlinear Optics)

Bu tez kapsamında ileriki bölümlerde anlatıldığı gibi, 800 nm dalga boyuna sahip Ti:Safir LASER yükselteç çıkışı ikinci dereceden doğrusal olmayan optik prensipler ile (ikinci harmonik üretimi) çalışan bir kristal yardımı ile 400 nm dalga boyuna çevrilmiştir. Bu sebeple bu bölümde doğrusal olmayan optik ve ikinci harmonik üretimi ile ilgili kuramsal temellerden bahsedilmiştir.

Yüksek şiddetli LASER ışınlarının malzemeler ile etkileşimlerini, malzemelerinin optik özelliklerini değiştirmelerini inceleyen bilim dalına doğrusal olmayan optik adı verilir. Doğrusal olmayan optik alanı, 1960'da Maiman'ın çalışan ilk LASERi tanıtmasından çok kısa bir süre sonra, Franken vd. tarafından 1961'de ikinci harmonik üretimi (second harmonic generation) ile başlar. "Doğrusal olmayan" kavramı, malzemenin ışığın elektrik alanına tepkisinin ışığın elektrik alanıyla doğrusal olmamasından kaynaklanmaktadır. İkinci harmonik üretimiyle üretilen ışığın şiddeti, uygulanan LASER ışığının şiddetinin karesiyle artma eğilimindedir. Doğrusal olmayan kavramının daha detaylı açıklaması için, malzeme üzerine etki eden ışığın elektrik alanının büyüklüğü  $\mathbf{E}(t)$  ile malzemenin birim hacimdeki dipol momenti veya kutuplanması  $\mathbf{P}(t)$  arasındaki bağımlılık düşünülmelidir. Klasik optikte kutuplanma, elektrik alanın büyüklüğü ile doğru orantılıdır. Malzemelerin optik özellikleri  $\epsilon_r$  dielektrik sabitinin gerçek ve sanal kısımları ile tanımlanır. Dielektrik sabiti, ortamın polarizasyonundan türetilir.

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

$$= \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$$

Doğrusal optikte polarizasyon ( $\mathbf{P}$ ) ve elektrik alan ( $\mathbf{E}$ ) arasında doğrusal bir ilişki vardır ve bu ilişki şöyle verilir:

$$\mathbf{P}(t) = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}(t)$$

Bu denklemde orantı sabiti  $\chi$  doğrusal alınganlık terimi,  $\varepsilon_0$  terimi ise boş uzayın manyetik geçirgenliğidir. Buradan  $\varepsilon_r$  ile  $\chi$  arasındaki ilişkinin:

$$\varepsilon_r = 1 + \chi$$

olduğu görülür. Doğrusal olmayan optikte ise malzemede yüksek şiddetli LASER ışını ile oluşturulan kutuplanma aşağıdaki denklemle verilir.

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(t) &= \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(t) + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t) + \dots] \\ &\equiv \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots \end{aligned}$$

$\chi^{(2)}$  ve  $\chi^{(3)}$  terimleri sırasıyla ikinci ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan optik alınganlıklardır. Doğrusal olmayan dielektrik sabiti ( $\varepsilon_r^{NL}$ ) ise;

$$\begin{aligned} \varepsilon_r^{NL} &= 1 + \chi^{NL} \\ &= 1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)} E + \chi^{(3)} E^2 + \dots \end{aligned}$$

Şeklinde verilir.  $\mathbf{P}^{(2)}(t)$  ve  $\mathbf{P}^{(3)}(t)$  terimleri de sırasıyla ikinci dereceden ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan kutuplanmalardır (Boyd, 2003).

Doğrusal olmayan optik etkiyi tanımlamanın en yaygın yolu, polarizasyonu  $\mathbf{P}(t)$ , uygulanan elektrik alanın büyüklüğü  $E(t)$  cinsinden ifade etmektir. Polarizasyonun doğrusal olmayan optikte anahtar rol oynamasının nedeni, zamanla değişen polarizasyonun elektromanyetik alanın yeni bileşenlerinin oluşmasının kaynağı olmasındandır. Örneğin doğrusal olmayan optik ortamda dalga denklemi;

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2}$$

şeklindedir ve denklemdeki n doğrusal kırma indisi, c ise ışığın boşluktaki hızıdır. Bu denklem, doğrusal olmayan tepkiyle ilişkili  $\mathbf{P}^{NL}$  polarizasyonunun  $\mathbf{E}$  elektrik alanını yönlendirdiği homojen olmayan bir dalga denklemi olarak yorumlanabilir.  $\partial^2 \mathbf{P}^{NL} / \partial t^2$

terimi ortamı oluşturan yüklerin hızlanmalarının (ivmelerinin) ölçüsüdür; denklem yüklü parçacığın hızlanmasının elektromanyetik yayılım yapacağını ifade eden Larmor teoremiyle uyumludur.

### 2.3.1 İkinci harmonik üretimi

İkinci harmonik üretimi, yüksek şiddetli LASER ışınları ile malzemeler arasında gerçekleşen ikinci dereceden doğrusal olmayan optik etkileşimlerin bir örneğidir. İkinci dereceden alınganlığı  $\chi^{(2)}$  olan kristale gelen LASERin elektrik alanı aşağıdaki gibi ifade edilir.

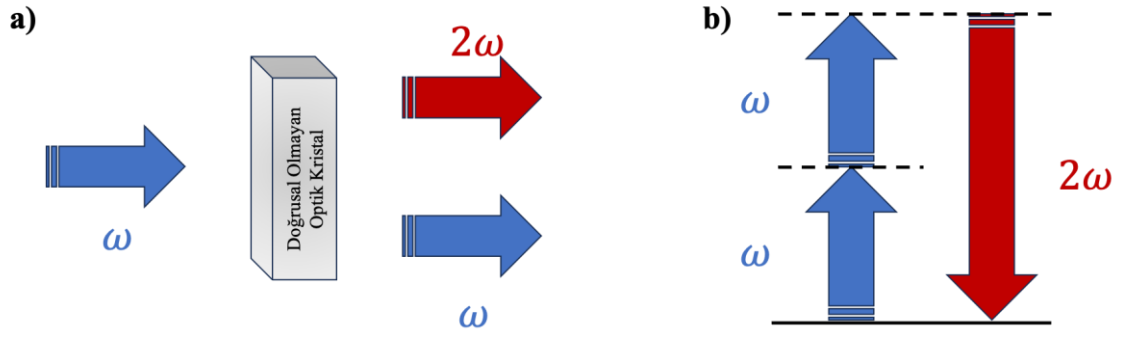
$$\mathbf{E}(t) = E e^{-i\omega t} + sbt.$$

Böyle bir kristalde oluşturulan doğrusal olmayan polarizasyon ise aşağıdaki denklemle gösterilir.

$$\mathbf{P}^{(2)}(t) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)}EE^* + (\varepsilon_0\chi^{(2)}E^2e^{-i2\omega t} + sbt.)$$

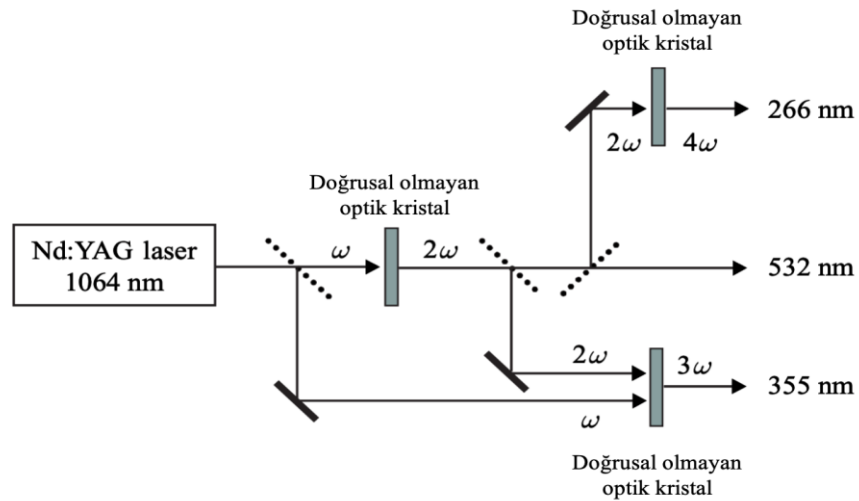
Görüldüğü üzere ikinci dereceden polarizasyon ilk terimde frekans terimi içermezken, ikinci terimde  $2\omega$  frekansını içerir. Doğrusal olmayan optik ortam için verilen dalga denkleminde göre,  $2\omega$  terimi ikinci harmonik frekansında ışının üretildiğini gösterir. Bu denkleminde ilk terim elektromanyetik yayılım üretilmesini değil, doğrusal olmayan kristal boyunca statik bir elektrik alanının yaratıldığı optik düzeltme (optical rectification) olarak bilinen bir sürece yol açar.

Uygun deneysel koşullar altında,  $\omega$  frekansında gelen ışının büyük bir kısmı  $2\omega$  frekansında ikinci harmonik ışınmasına dönüştürülür. Bu süreç Şekil 2.8'de şematize edilmiştir.



Şekil 2.8 a) İkinci harmonik üretimi geometrisi, b) ikinci harmonik üretiminde enerji seviyeleri diyagramı

İkinci harmonik üretimi, çeşitli frekans bileşenleri arasındaki foton alışverişi etkileşimi göz önünde bulundurularak görselleştirilebilir. Şekil 2.8.b'deki gibi tek bir kuantum-mekanik işlemde  $\omega$  frekanslı iki foton yok edilir (soğurulur) ve aynı anda  $2\omega$  frekanslı bir foton yaratılır. Şekil 2.8.b'deki düz çizgi atomun temel durumunu, kesikli çizgiler ise sanal seviyeler olarak bilinen seviyeleri temsil etmektedir. Bu seviyeler serbest atomun enerji öz seviyeleri olmayıp, atomun enerji öz durumlarından birinin ve ışınım alanının bir veya daha fazla fotonunun birleşik enerjisini temsil eder. İkinci harmonik üretiminin en yaygın kullanımı, sabit çıkış frekansına sahip bir LASERin çıkış frekansının değiştirilmesidir. Örneğin Şekil 2.9'da şematize edildiği gibi yakın kızılötesi bölgede  $1,06 \mu\text{m}$  çıkış dalgaboyuna sahip Nd:YAG LASERinin çıkışı, ikinci harmonik üretimiyle görünür bölgede  $0,53 \mu\text{m}$  dalgaboyuna çevrilebilir.



Şekil 2.9 Doğrusal olmayan frekans çevrimi ile LASER dalgaboyunun değiştirilmesi (Fox, 2010)

## 2.4 Manyeto Optik Kerr Etkisi

Optik Kerr etkisi, malzemeler ile etkileşen ışının elektrik alanının etkisi ile malzemelerin kırılma indisinde değişim meydana gelmesidir. Kullanılan ışın yüksek şiddete sahip bir LASER ışını ise, kırılma indisinde meydana gelen değişimler üçüncü dereceden doğrusal olmayan optik olaylar ile açıklanabilir.

Üçüncü dereceden doğrusal olmayan süreçte, doğrusal olmayan ortama gelen  $\omega$  frekansında tek bir ışın vardır ve doğrusal olmayan etkileşim, gelen LASER ışını ile aynı frekansta üçüncü dereceden bir polarizasyon üretir.

Bu durumda faz eşleşme problemi oluşmaz çünkü doğrusal olmayan polarizasyon etki eden alanlarla aynı frekanstadır ve dolayısıyla tüm alanlar tüm ortam boyunca aynı fazdadır. Optik girdilerin frekansları  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$  ve  $\omega_3 = \omega$  ise bu frekansların toplamı  $\omega_4$ 'tür.

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$$

Bu eşitliğin sağ tarafı pozitif ya da negatif olabilir, çünkü  $\cos\omega t = (e^{+i\omega t} + e^{-i\omega t})/2$  olduğundan hem negatif hem de pozitif terimi içerir. Dört fotonun da frekansları aynı olduğundan, optik Kerr etkisi bazen dejenere dört dalga karışımı (degenerate four-wave mixing) olarak isimlendirilir. Yüksek şiddetli LASER ışınları kullanıldığında optik Kerr etkisinin ana sonuçlarından biri, kırılma indisinin ışının şiddetine bağlı olmaya başlamasıdır. Bu, ışık tarafından üretilen dielektrik sabitinin değişimi hesaplanarak görülebilir. Dielektrik sabitinin,  $\chi^{(2)} = 0$  olan doğrusal olmayan ortamdaki değeri:

$$\varepsilon_r^{NL} = 1 + \chi^{(1)} + \chi^{(3)}E^2$$

olarak bulunur ve dielektrik sabiti doğrusal ve doğrusal olmayan kısımlarına ayrılabilir.

$$\varepsilon_r^{NL} = \varepsilon_r + \Delta\varepsilon$$

Burada, daha önce gösterildiği gibi doğrusal kısım  $\varepsilon_r = 1 + \chi^{(1)}$  iken, doğrusal olmayan kısım  $\Delta\varepsilon = \chi^{(3)}E^2$  ile verilir. Soğurmanın olmadığı ortamda kırma indisi  $n$ , bağlı geçirgenliğin kareköküne eşittir.

$$n = (\varepsilon_r + \Delta\varepsilon)^{1/2} = \sqrt{\varepsilon_r} + \frac{\Delta\varepsilon}{2\sqrt{\varepsilon_r}} \equiv n_0 + \Delta n$$

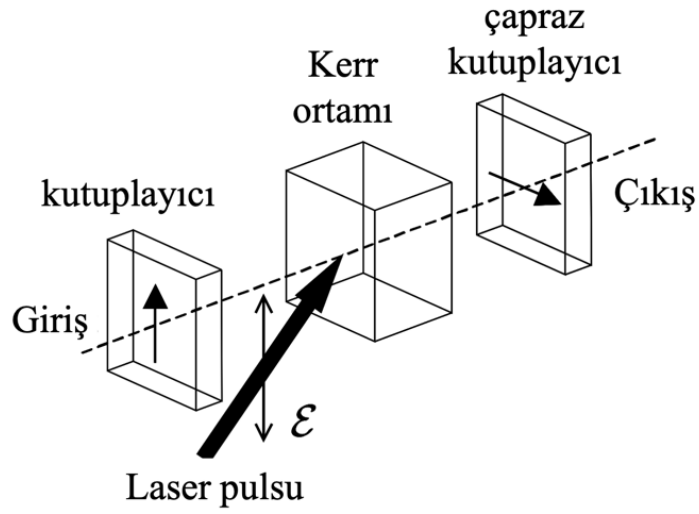
Yukarıdaki denklemde  $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_r$  olduğu varsayılmıştır ve bu durumda kırma indisinin doğrusal kısmı  $n_0 = \sqrt{\varepsilon_r}$  ve doğrusal olmayan kısmı  $\Delta n$  bulunmuştur. Kırma indisi düzenlendiğinde;

$$n = n_0 + \frac{\chi^{(3)}E^2}{2n_0} = n_0 + \frac{\chi^{(3)}}{n_0^2 c \varepsilon_0} I$$

İfadesi elde edilir. Burada  $I$ , maazeme ile etkileşen LASER ışığın şiddetini ifade etmektedir ve elektrik alanın karesiyle orantılı olduğu bilindiğinden dolayı  $E^2$  terimi yerine  $I$  terimi yazılmıştır. Bu durumda ışığın şiddetine bağlı olarak kırma indisi ifade edilebilir.

$$n(I) = n_0 + n_2 I$$

Yeni denklemdeki  $n_2$  terimi  $\chi^{(3)}/n_0^2 c \varepsilon_0$  yerine yazılmıştır ve  $n_2$  doğrudan  $\chi^{(3)}$  ile orantılıdır, bu üçüncü dereceden doğrusal olmayan ifade kırma indisinin şiddete bağlılığını gösterir. Şekil 2.10'da bir Kerr geçidi görseli bulunmaktadır ve burada çift kırılma, optik Kerr etkisi yoluyla şiddetli bir LASER darbesi tarafından tetiklenir. Bu nedenle geçit yalnızca LASER darbesi kristale çarparken ışık iletir. Mod kilitli (mode-locked) bir LASERden ultra hızlı bir darbesi kullanarak, bu düzenlemeyi çok hızlı (örneğin 1 ps) bir optik kapı (shutter) üretmek için kullanmak mümkündür (Fox, 2010).



Şekil 2.10 Optik Kerr etkisine dayanan Kerr geçidi

Bir kutuplayıcıya gelen kutupsuz LASER ışınının elektrik alanı kutuplayıcının kutuplanma doğrultusunda kutuplandıktan sonra, ilk kutuplayıcıya göre  $90^\circ$  açı yapacak şekilde duran ikinci kutuplayıcıya geldiğinde çıkışta LASER ışının şiddetinin sıfır olması beklenir. Ancak iki kutuplayıcı arasında bir Kerr ortamı bulunduğunda, Kerr ortamının gösterdiği optik anizotropi nedeniyle ışık şiddetiyle değişken kırma indisi göstermesi sonucu Kerr ortamından geçen ışında ilk kutuplayıcının kutuplama doğrultusundan farklı doğrultuda da bir kutupluluk oluşur. Bunun sonucunda da ikinci kutuplayıcıdan geçecek ışının şiddeti sıfırdan farklı olur.

Elektromanyetik yayınının manyetik olarak kutuplanmış madde ile etkileşimine manyeto-optik etki denir. Bu etki ışığın elektromanyetik teorisinin açıklanmasında ve elektromanyetizma tarihinde anahtar olmuştur. Elektronun spin hareketi ve spin-yörünge çiftlenimi gibi maddenin kuantum teorilerinin incelenmesi ve teorilerin deneyle desteklenmesini sağlamıştır. Bu tez çalışmasında kullanılan manyeto-optik Kerr etkisinde, bir yönde manyetize olmuş malzeme, üzerine düşürülen LASER ışınına karşı çift kırıcı özellik gösterir ve böylece malzemenin üzerinden yansıyan LASER ışınının kutupluluğunda değişime sebep olur. Bu değişim malzemenin mıknatıslanma özellikleri ile ilişkili olduğundan bu yöntem kullanılarak malzemelerin manyetizasyonunun belirlenmesi mümkün olur.

Polarizasyon (kutupluluk), ışığın dalga özelliğini kanıtlayan en önemli tanımlamalardan biridir ve ilerleyen elektromanyetik dalganın elektrik alanının salınım doğrultusunun bir göstergesidir. Işık, enine yayılan bir elektromanyetik dalga olduğundan doğrusal, eliptik ya da dairesel kutuplu olabilir. Doğrusal kutuplu bir ışık, yayılma doğrultusuna dik olarak salınan  $\mathbf{E}$  elektrik alanına sahiptir. Işığın elektrik alanı, ışığın yayılma doğrultusuna dik düzlemde bir elips oluşturacak şekilde salınım yapıyorsa eliptik kutuplu, bir daire oluşturacak şekilde salınım yapıyorsa dairesel kutupludur. Aynı zamanda doğrusal kutuplu bir ışık, dairesel kutuplu iki bileşenin süperpozisyonu olarak da görülebilir; bunlar sağ-dairesel kutuplu (right-circularly polarized – RCP) ve sol-dairesel kutuplu (left-circularly polarized – LCP) olan ve  $E_L = E_R = E/2$  genliklerine sahip bileşenlerdir. Öte yandan doğrusal kutuplu iki ışının süperpozisyonu, aralarında faz farkı varsa, genlikleri birbirinden farklı olduğunda eliptik kutuplu ışığı, genlikleri aynı olduğunda ise dairesel kutuplu ışığı oluşturabilir.

Bu tanımlamalara göre dairesel kutuplu iki ışığın süperpozisyonunda doğrusal kutuplu bir ışık içindeki LCP elektrik alan bileşeni elektronları pozitif sabit yük merkezleri etrafında sol dairesel yönde harekete zorlarken, RCP bileşeni ise sağ dairesel yönde harekete zorlar. Dairesel yörüngenin yarıçapı elektrona etki eden kuvvetlerin dengesiyle belirlenir; burada elektron ile pozitif yük merkezi çiftinin dönen bir elektrik dipolü oluşturmasıyla üzerine etkiyen geri çağırıcı  $F_a = -kr$  kuvveti söz konusudur. Dış manyetik alan uygulanmadığı durumda, elektronların sağ dairesel ve sol dairesel yörüngelerinin yarıçapları ( $r_{L,R}$ ) aynı olur ve aşağıdaki gibi bulunur.

$$eE_{L,R} + kr_{L,R} = m\omega^2 r_{L,R}$$

$$r_{L,R} = \frac{eE/2m}{(\omega^2 - \omega_0^2)}$$

Burada  $\omega$  yayınının açısal frekansı,  $m$  elektronun kütlesi,  $e$  elektronun yükü,  $\omega_0^2 = k/m$  ve malzemeye bağlı bir sabittir ( $\omega > \omega_0$ ). Elektrik dipol momenti,  $P_i$ , yörünge yarıçapı ile orantılı olduğundan ( $P_i = eR$ ), birim hacimdeki dipol moment sayısı  $N$  ile gösterildiğinde, dielektrik sabiti şöyle ifade edilir:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left( 1 + \frac{Ne^2/2m\varepsilon_0}{\omega^2 - \omega_0^2} \right)$$

$n^2 = \varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$  ( $\mu_r = 1$ ) olduğu göz önünde bulundurulduğunda dielektrik sabitleri arasında ve sol ile sağ dairesel kutuplu elektromanyetik bileşenlerin gördükleri kırılma indisleri arasında fark yoktur. Bu durumdan farklı olarak, dalganın yayılma doğrultusu boyunca bir manyetik alan uygulandığında ek olarak etki edecek Lorentz kuvvetleri, sol ve sağ yönlü dairesel hareket yapan elektronlara farklı şekilde etki eder. Bunun sonucunda da iki dairesel yörüngenin yarıçapları farklılaşır. Bu durumda yarıçaplar için denklemler aşağıdaki gibi olur.

$$eE_{L,R} + kr_{L,R} \pm e\omega r_{L,R}B = m\omega^2 r_{L,R}$$

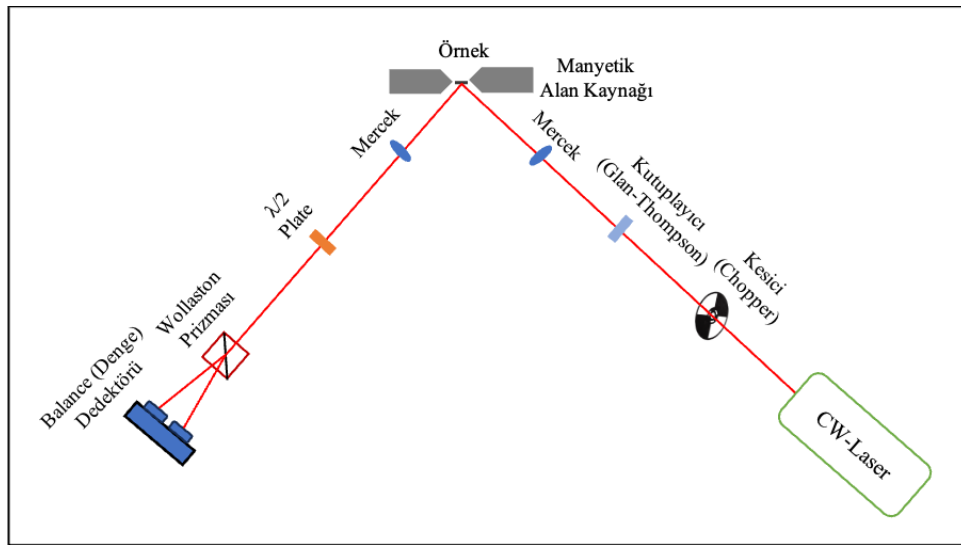
$$r_{L,R} = \frac{eE/2m}{(\omega^2 - \omega_0^2 \mp \omega B e/m)}$$

Sonuç olarak sağ ve sol dairesel kutuplu dalgalara karşılık gelen dielektrik sabitleri ve gördükleri kırılma indisleri  $n_L$  ve  $n_R$  farklı olur, dolayısıyla dalgaların yayılma hızları da farklı olur. Buna bağlı olarak da  $L$  uzunluğunda bir ortamdan geçen iki dairesel kutuplu ışık arasında faz farkı oluşur, bu faz farkı da  $\Delta\theta = (\omega L/c)(n_L - n_R)$  olacaktır. Ortamdan çıkışta iki dairesel kutuplu bileşenin toplanmasıyla, kutuplanma yönü başlangıç yönünden  $\theta = \Delta\theta/2$  açısıyla dönmüş doğrusal kutuplu bir dalga elde edilir. Basit bir bilimsel açıklama ile elde edilen bu ilişki, manyeto-optiğin doğuşunu temsil eden gözlem olan Faraday Etkisinin temelini oluşturmaktadır. Faraday bir ortamdan geçen ışığın kutupluluğunda, Kerr ise yansıyan ışığın kutupluluğunda dönme olduğunu gözlemiştir.

Ferromanyetikler söz konusu olduğunda yukarıdaki denklemdaki  $B$  terimi toplam manyetik alanla,  $B = B_0^*(1 + \chi)$ , değiştirilmelidir; burada  $B_0 = \mu_0 H'$ 'i ifade eder ve vakumdaki manyetik indüksiyondur. Manyetik alınganlık da  $\chi = \mu_0 M/B_0$  ile gösterilir, burada  $M$  ise manyetizasyondur. Ferromanyetiklerde  $\chi \gg 1$  olduğundan  $B = B_0^* \chi = \mu_0 M$  olur. Buna göre kutuplanmanın dönme miktarı ortamın  $L$  uzunluğu ve  $M$

manyetizasyonu ile orantılıdır (Haider, 2017). Dolayısı ile, manyetik bir malzeme üzerinden yansıyan LASER ışınının kutupluluğundaki dönme miktarı ölçülerek malzemenin manyetizasyonu hakkında bilgi edilebilir. Bu yöntem Manyeto Optik Kerr Etkisi (MOKE) adı verilir.

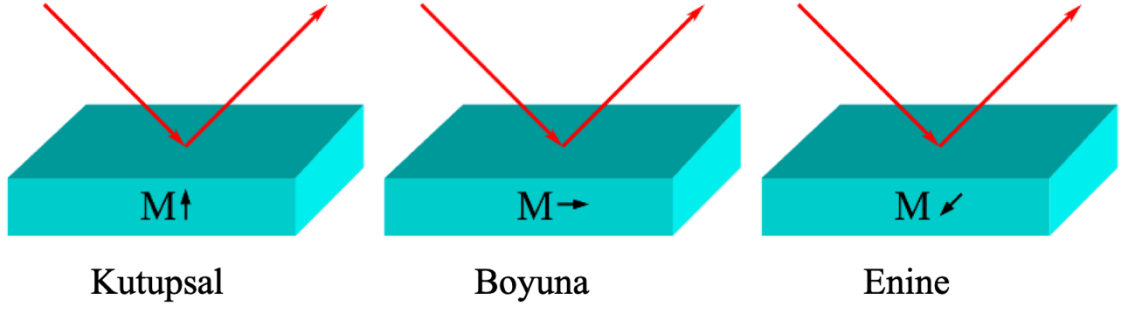
Örnek olarak bir MOKE deney düzeneği Şekil 2.11’de şematik olarak verilmiştir. Burada kutuplayıcıdan geçerek belirli bir kutuplulukta gelen LASER ışını örnek üzerine düşürülmektedir. İncelenen örneğe manyetik alan uygulanarak mıknatıslanması sağlanmaktadır. Mıknatıslanan örneğe gelen LASER ışınının kutupluluğu, örneğin mıknatıslanmasıyla orantılı olacak şekilde dönmektedir. Örnekten yansıyan ışınlar bir Wollaston prizmasından geçirilerek yatay ve düşey kutuplu bileşenler birbirinden ayrılır ve bir dengeli algılayıcının iki girişine düşürülür. Bu iki bileşen arasındaki şiddet farkı, örnekten yansıyan LASER ışınının kutupluluğundaki dönme ile orantılı olup, malzemenin mıknatıslanmasının bir ölçütüdür.



Şekil 2.11 Enine-MOKE deney düzeneği

Bir MOKE düzeneği, malzemenin manyetizasyonu ve uygulanan manyetik alan yönüne göre Şekil 2.12’de görüldüğü gibi farklı geometrilerde kurulabilir. Örnek yüzeyine dik manyetik alan uygulanarak, yüzeye dik bir mıknatıslanma oluşturulan geometri kutupsal-MOKE (Polar-MOKE); örnek yüzeyine paralel olarak manyetik alan uygulanarak ışık

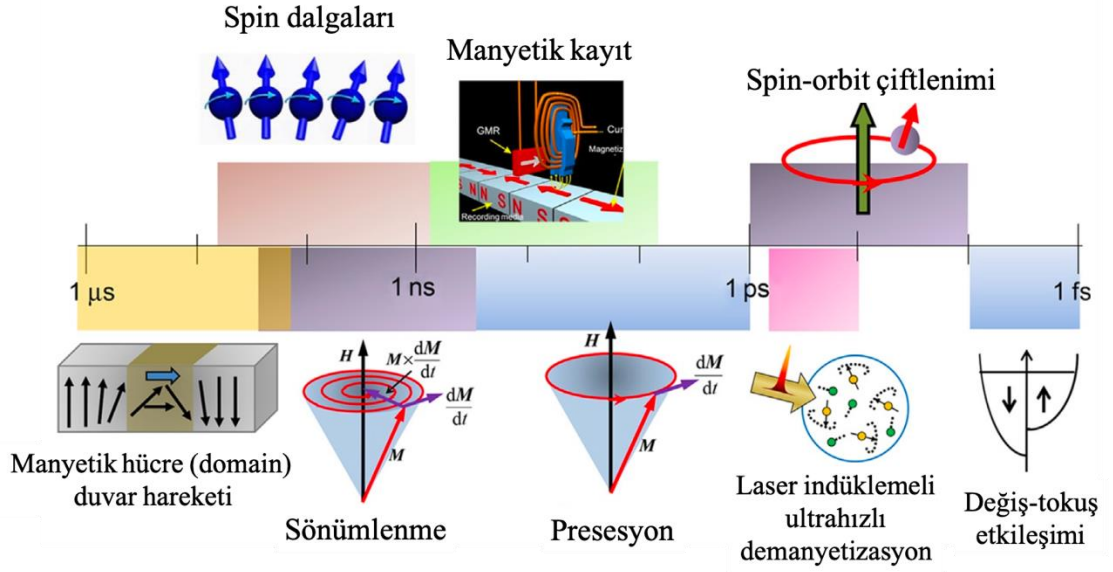
mıknatıslanma doğrultusunda gelip yansıdığında, yani ışığın geliş düzlemi (plane of incidence) ile mıknatıslanma birbirine paralel olduğu geometri boyuna-MOKE (Longitudinal-MOKE); ışığın geliş düzlemi ile örneğin mıknatıslanma doğrultusu birbirine dik olduğu geometri ise enine-MOKE (Transverse-MOKE) olarak isimlendirilir.



Şekil 2.12 MOKE geometrileri

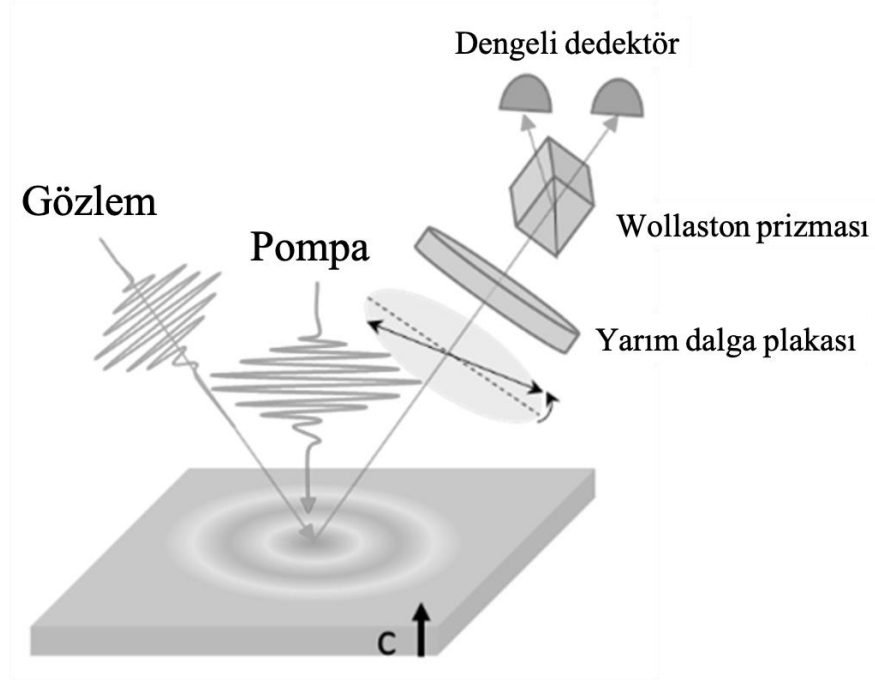
#### 2.4.1 Zaman çözünürlüklü manyeto optik Kerr etkisi

Manyetizasyon dinamikleri geniş bir zaman ölçeğinde gerçekleşirler ve Şekil 2.13'te farklı manyetizasyon süreçlerinin karakteristik zamanları şematize edilmiştir. En hızlı dinamik, değiş-tokuş etkileşimleridir ve 10 fs civarı sürelerde gerçekleşir. LASER indüklemeli ultrahızlı demanyetizasyon ilk birkaç yüz fs zaman skalalarında gerçekleşirken, remanyetizasyon süreci ise ultrahızlı demanyetizasyonu takip eden 1-10 ps zaman aralığında gerçekleşir. Spinlerin terslenmesine dayanan manyetik kayıt ise birkaç 10 ps ile ns zamanları arasında olmaktadır. Manyetik presesyon süreci birkaç ps ile birkaç yüz ps arasında olabilirken, presesyona bağlı olarak gerçekleşen sönümlenme ise nanosaniyeye yakın zamanlardan başlayarak onlarca ns sürebilmektedir.



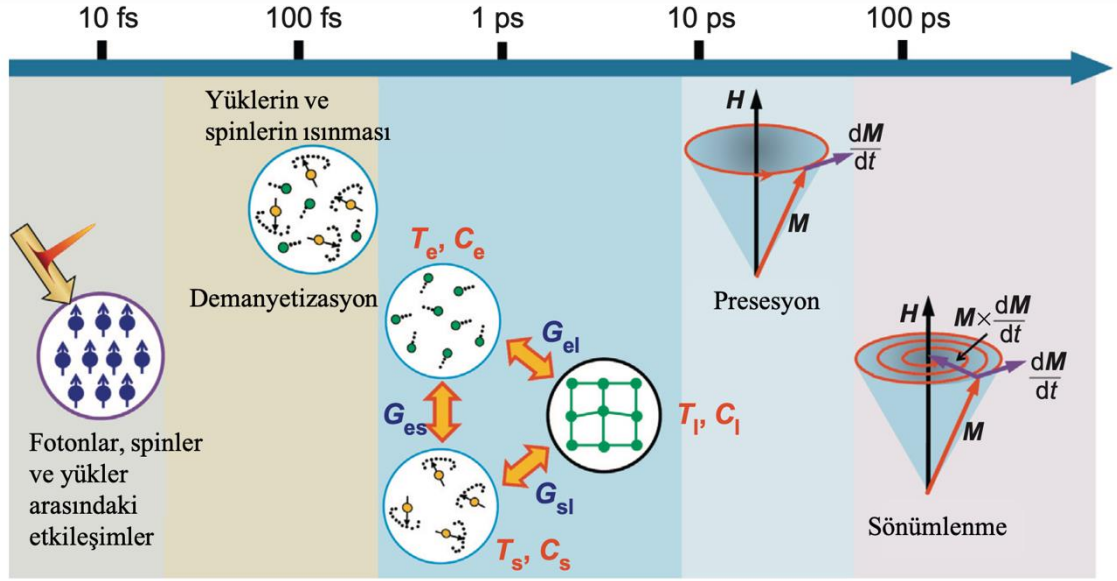
Şekil 2.13 Manyetizasyon dinamiklerinde karakteristik zamanlar (Barman ve Haldar, 2014)

Çok kısa zaman ölçeklerinde gerçekleşen bu olayların deneysel olarak gözlenebilmesi için manyeto-optik Kerr etkisinin zamana bağlı olarak incelenebilmesi gerekir. Bu yöntemde de ultra hızlı zaman çözünürlüklü manyeto-optik Kerr etkisi (ultrafast Time-Resolved Magneto-Optical Kerr Effect – TR-MOKE) denir. Bu yöntemin şematik gösterimi Şekil 2.14’te verilmiştir ve yöntemde yüksek şiddetli bir pompa (pump) ışını ile düşük şiddette gözlem (probe) ışını kullanılır. Pompa ışını genellikle 800 nm dalgaboyunda iken, gözlem ışını 400 nm olarak tercih edilir. Yüksek şiddetli pompa ışını malzeme üzerinde optik etkiyi yaratır, malzemenin manyetizasyonunda oluşturulan bu etki gözlem ışınının polarizasyonunda bir dönme meydana getirir. Polarizasyondaki bu dönme miktarı malzemenin manyetizasyonu ile doğrudan orantılı olduğundan, dönme miktarının belirlenmesi sayesinde malzemenin manyetizasyonu ölçülebilir. Pompa ve gözlem ışınları aynı kaynaktan, eş fazlı olarak, aynı tekrarlama frekansı ile gelmektedir. Malzeme yüzeyine gelene kadar aldıkları yollar eşitlenerek, örnek yüzeyine eş zamanlı ulaşmaları sağlanır. Bu iki demetin örnek üzerinde aynı noktada üst üste gelmeleri gerekir. Böylece gözlem ışını sadece pompa ışınının malzemeyi etkilediği bölge ile etkileşime girecektir.



Şekil 2.14 TR-MOKE şematik gösterimi (Liu vd. 2022)

Işınlardan biri bir geciktirme düzlemine yerleştirilen geri yansıtıcı ayna vasıtası ile yansıtılarak malzeme yüzeyine gönderilir. Bu geciktirme düzleminin hareket ettirilmesi ile pompa ve gözlem ışınları arasında yol farkı, dolayısıyla zaman farkı yaratılmış olur. Bu da malzeme yüzeyine pompa ışını vurmada önce, vurduğu anda ve vurduktan çok kısa süre sonraki manyetizasyonlar hakkında bilgi edinilebilmesini sağlar. Ne kadar kısa zamanların ölçülebileceği, geciktirme düzleminin ne kadar küçük mesafelerde hareket ettirilebildiğine ve ışık kaynağı olarak kullanılan darbeli LASERin darbe süresine bağlıdır. LASER darbe süresi, ölçüm hassasiyetini belirler ve darbe süresinden daha kısa sürede gerçekleşen olayları gözlemlemek mümkün olmaz. Bu nedenle ancak femtosaniye zaman ölçeğinde darbe süresine sahip LASER ışınları kullanılarak manyetizasyon dinamikleri incelenebilir. Malzemenin bu kadar kısa zaman ölçeklerinde manyetizasyonunun değiştirilebilmesi ve bunun incelenebilmesinden dolayı, çok kısa darbe süresine sahip bir LASER ile indüklenen manyetizasyon süreçleri ultrahızlı manyetizasyon ya da demanyetizasyon olarak tanımlanır. Ultrahızlı LASERin manyetik malzeme ile etkileşmesi sonrası gerçekleşen manyetizasyon dinamikleri Şekil 2.15'te gösterilmiştir. Bu etkileşimlerin temelleri detaylı “2.2 Işığın Maddeyle Etkileşimi ve Sıcaklık Modelleri” bölümünde açıklanmıştır.



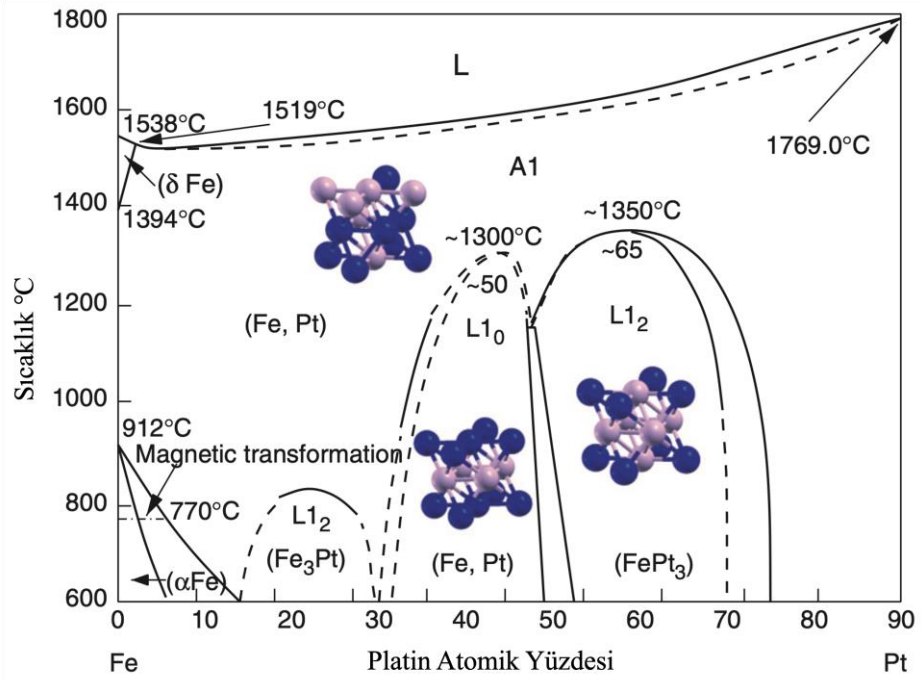
Şekil 2.15 Ultra hızlı manyetizasyon dinamiklerinde mekanizmaların sıralaması (Barman ve Haldar, 2014)

Metalik ferromanyetikler, manyetizmalarının değişken karakteri nedeniyle anlaşılması karmaşık sistemlerdir. Aynı zamanda, metalik manyetik malzemeler güç transformatörleri ve sensörlerden, veri depolama ve spintronik alanına kadar çok sayıda uygulamada kullanılmaktadır. Bu nedenle pikosaniye altı manyetizasyon dinamiklerinin deneysel çalışmalarının demir (Kampfrath vd. 2002 ve Carpeno vd. 2008), nikel (Beaurepaire vd. 1996) veya gadolinyum örnekleri gibi "basit" sistemlerle başlamış olması şaşırtıcı değildir. Bazı ilerlemelere rağmen sonuçlar hem teorik hem de deneysel olarak hala tartışılmaktadır (Kirilyuk vd. 2010). LASER darbelerinin manyetizasyona etkisinin zaman çözünürlüklü ilk çalışmaları Fe ve Ni ile pikosaniye LASER kullanılarak yapılmıştır. Ancak bu çalışmalarda manyetik etkiler gözlenememiştir. (Agranat vd. 1988 ve Vaterlaus vd. 1990) Daha sonra, mıknatıslanmanın bir belirteci olarak zaman çözünürlüklü spin-polarize foto emisyonu kullanan Vaterlaus vd. Gd filmlerindeki spin-örgü gevşeme süresini  $100 \pm 80$  ps olarak tahmin etmeyi başarmışlardır (Vaterlaus vd. 1991).

## 2.5 FePt Yapısı ve Özellikleri

Bilişim teknolojilerinin ilerlemesine paralel olarak artan beklentileri karşılamak için yüksek manyetokristaline ( $K_u$ ) sahip manyetik malzemeler ilgi odağı olmuştur. Örneğin manyetik kayıt ortamında, bit boyutu birkaç nanometreye düştüğünde, spin durumlarının termal dalgalanmalara karşı daha kararlı olması için daha yüksek  $K_u$  değerine sahip malzemeler gereklidir. Ayrıca bu malzemeler spintronik uygulamalarında da büyük bir potansiyel göstermektedir. FePt alaşımları da tetragonal  $L1_0$  yapısında (uzay grubu  $P4/mmm$ ), 3d ve 5d yörüngelerindeki elektronlar dolayısıyla gösterdiği yüksek manyetik anizotropi ( $K_u \sim 4 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ ) nedeniyle dikkat çeken sistemlerdir. 3d ve 5d ferromanyetikler yüksek spin-yörünge çiftlenimleri nedeniyle yüksek manyetik anizotropi gösterirler. FePt  $L1_0$  fazı yüksek yoğunluklu bilgi depolama (data storage) ve kalıcı mıknatıslar gibi özel kullanım alanları olması dolayısıyla ilgi çekmektedir. Ayrıca  $L1_0$  yapısında yüksek doyum mıknatıslanmasına ( $M_s \sim 1100 \text{ emu/cm}^3$ ) sahiptir ve korozyona karşı da oldukça dirençlidir. Dağınık  $L1_0$  parçacıklarının kendi kendine organize olmuş manyetik dizilerinin ise yüksek sıcaklıkta süperparamanyetik olması beklenmektedir. Bu nedenle, 1Tbit/in<sup>2</sup> kadar yüksek yoğunluklara sahip gelecekteki termal olarak kararlı manyetik kayıt ortamları için potansiyel aday olarak düşünülmektedirler. Yığın (bulk) halinde maliyetlerinin yüksek olması,  $L1_0$  bazlı sabit mıknatısların kullanım alanlarını manyetik mikro-elektromekanik sistemler veya diş hekimliğinde protezleri ağız boşluğunda tutmak için manyetik ataşmanlar olarak kullanılmaları gibi çok özel uygulamalarla sınırlar (Hsiao 2016).

Şekil 2.16'da verilen FePt faz diyagramında Pt konsantrasyonunun %35 ila %55 arasında olduğu stokiometriye  $L1_0$  fazında ( $\gamma_2$  fazı), daha yüksek Pt oranında  $\text{Fe}_3\text{Pt}$   $L1_2$  kübik yapısında ( $\gamma_1$  fazı); daha düşük Pt konsantrasyonunda ise  $\text{FePt}_3$   $Pm3m$  uzay grubunda  $L1_2$  yapısında ( $\gamma_3$  fazı) bulunmaktadır. Bu yapıların oluştuğu sıcaklıkların çok üstündeki sıcaklıklarda ise kararsız ve kimyasal olarak düzensiz olan  $\gamma$  fazı bulunur. Çizelge 2.1'de FePt sisteminin kompozisyona bağlı olarak, düzenli ve düzensiz yapılarda gösterdiği manyetik özellikler listelenmiştir.

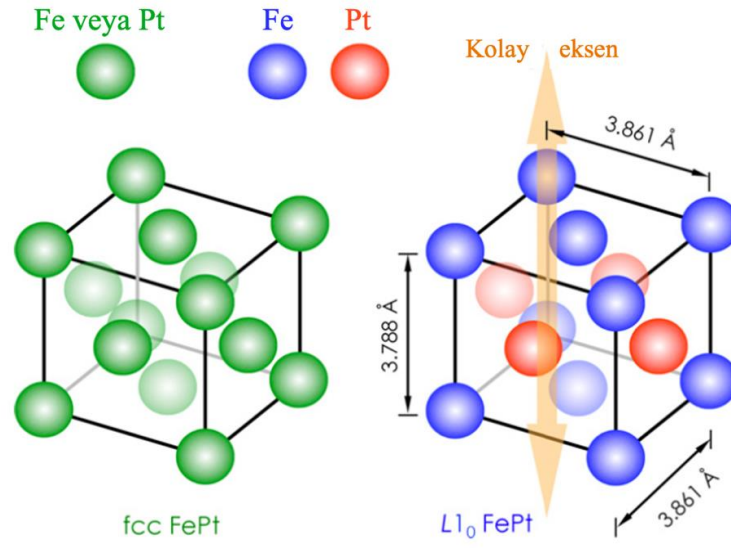


Şekil 2.16 FePt Faz Diyagramı (Entel vd. 2010)

Çizelge 2.1 FePt sisteminin oda sıcaklığında manyetik davranışı

	$Fe_3Pt$	$FePt$	$FePt_3$
<i>Düzensiz</i>	Paramanyetik	Ferromanyetik	Ferromanyetik
<i>Düzenli</i>	Ferromanyetik	Ferromanyetik	Paramanyetik

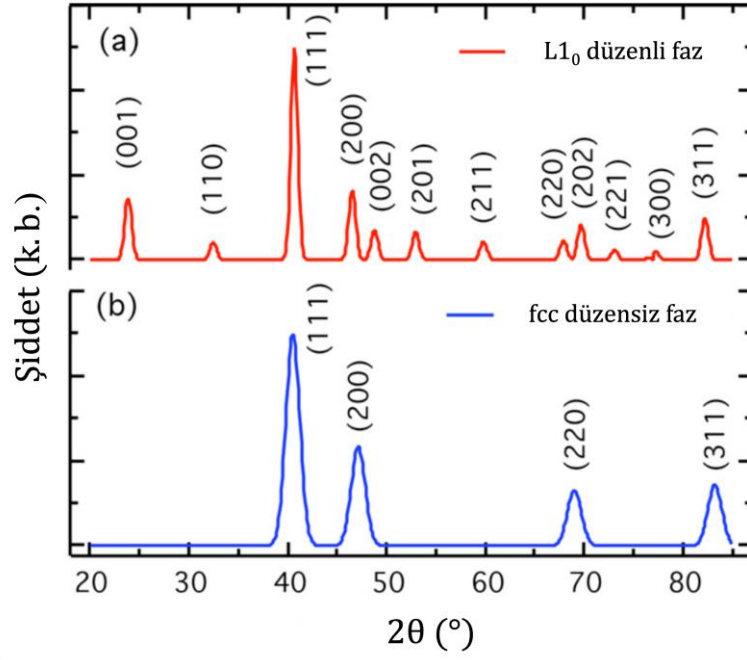
$L1_0$  fazı Şekil 2.17'de görüldüğü gibi basit bir kristal yapı gibi görünse de yapının oluşturulması hassas üretim prosedürleri gerektirir. Bu yapının oluşturulması için farklı yöntemler kullanılmaktadır ancak yaygın uygulanan yöntemlere göre öncelikle A1 yapıda FePt üretilerek, A1 yapısından istenilen  $L1_0$  yapısına geçiş için uygun parametrelerde tavlama (sinterleme) yapılır. A1 düzensiz yapısında FePt yüzey merkezli kübik (fcc: face centered cubic) yapıdadır ancak kübik yapının köşelerinde Fe atomu olabileceği gibi Pt atomu da bulunabilir. Düzenli  $L1_0$  yapısında ise yüzey merkezli tetragonal (fct: face centered tetragonal) kristal yapısı vardır ve yapının köşelerinde Fe atomları bulunurken, yüzey merkezlerine Pt atomları yerleşmiştir (Gutfleisch vd. 2005).



Şekil 2.17 FePt kristal yapısı (Hsiao 2016)

Tez çalışmasında olduğu gibi ince film formunda  $L1_0$  FePt fazı elde edilmek istendiğinde ise ısıtılmış alttaş (substrate) üzerine doğrudan kaplama yapılabildiği gibi kaplama sonrasında da tavlama yapılarak yapı oluşturulabilir. Düzensiz yapıdan düzenli yapıya geçiş sıcaklığı ise; örneğin konsantrasyonu, film kalınlığı ve kullanılan alttaş gibi farklı parametrelere bağlıdır. Ayrıca geçiş sıcaklığının uygulanacağı süre de en önemli parametrelerden biridir ve oluşacak yapıdaki tanecik (grain) boyutunu etkilemektedir.

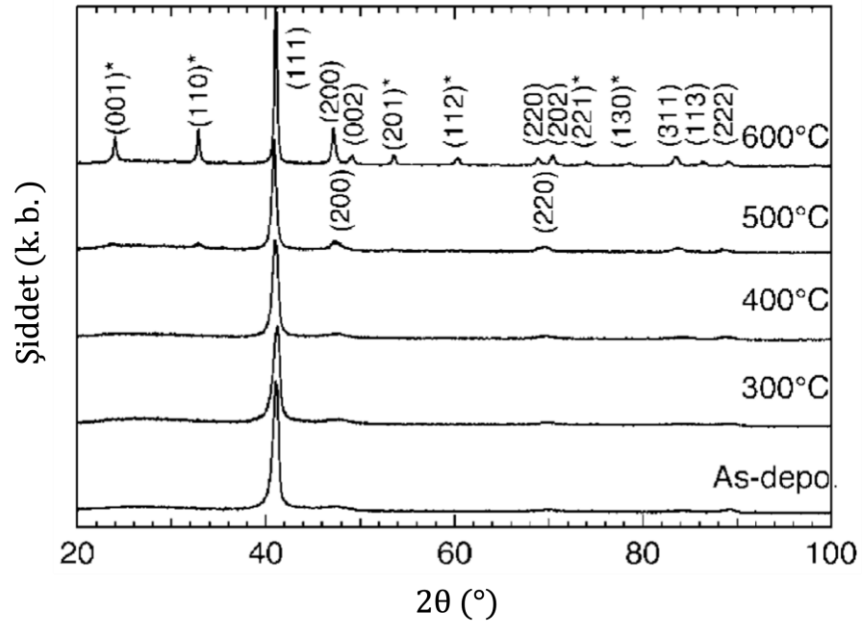
İnce film formunda  $L1_0$  FePt malzemenin kimyasal düzeninin karakterizasyonu için hem doğrudan sonuç vermesi hem de ulaşılabilirliği nedeniyle en yaygın kullanılan yöntem X-ışını kırınım metresidir (XRD: X-ray Diffractometry). Şekil 2.18’de düzenli  $L1_0$  yapıdaki ve düzensiz fcc yapıdaki FePt örneğine ait X-ışını kırınım deseni verilmiştir. Ayrıca desende gözlenen piklerin hangi kristal düzlemine ait olduğu da verilmiştir.



Şekil 2.18 FePt X-ışını deseni a)L<sub>10</sub> yapısında, b)fcc yapıda (Hsiao 2016)

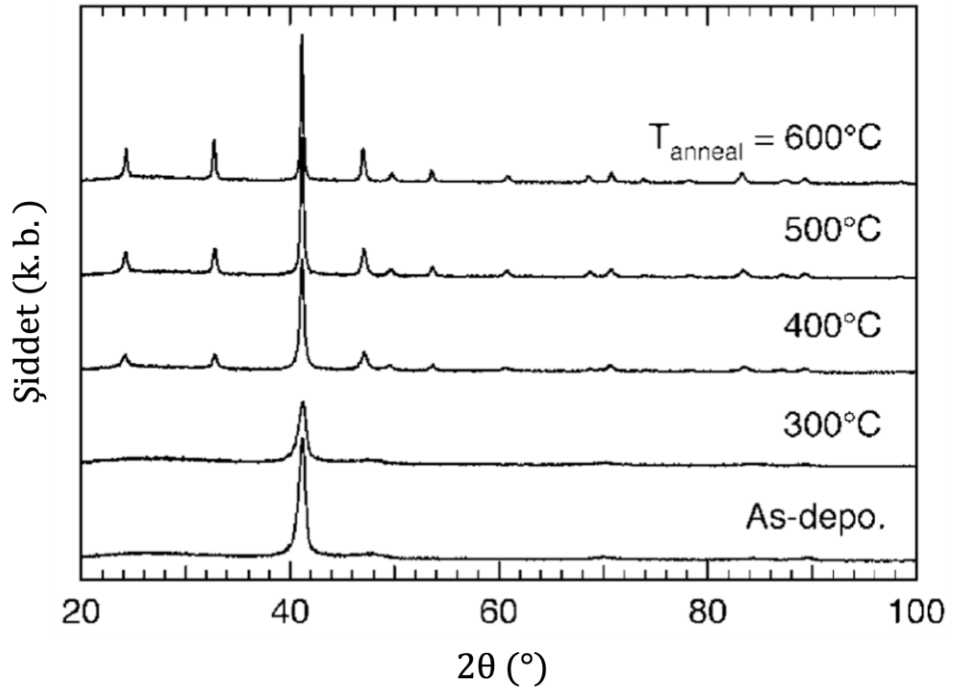
X-ışını deseninden de görüldüğü üzere düzenli yapının elde edilmesi ile kristalografik simetri azalır ve düzensiz yapıda gözlenen piklere ek yeni pikler gözlenir. (001), (110), (201) pikleri gibi bu ek pikler, süper örgü pikleri olarak isimlendirilirler. Düzensiz yapıda gözlenen pikler ise, (111) ve (200) gibi, temel piklerdir. L<sub>10</sub> düzenlemesi için birim hücrenin kübikten tetragonale değişmesi temel piklerin bölünmesine yol açar. Düzenli yapının ne kadar yüksek oranda oluşacağı, yapının düzenlenmesi için uygulanacak sıcaklığın yüksekliğine ve sıcaklığın uygulanma süresine bağlıdır. Literatür incelendiğinde 400°C ve üzeri sıcaklıklarda FePt yapısının düzenlenmeye başladığı ve L<sub>10</sub> yapısının oluşmaya başladığı anlaşılmıştır. Takahashi vd. FePt ince filmini %4 oranında Cu ile katkılayarak kristal yapı ve manyetizasyon değişimlerini incelemiştir. Şekil 2.19’da FePt ve Şekil 2.20’de Cu katkılı FePt ince filminin ısı işlem uygulanmamış düzensiz yapısına ait X-ışını deseni ile 300°C’den 600°C’ye kadar değişen sıcaklıklarda X-ışını desenleri verilmiştir. Bu çalışmada sıcaklık artışına bağlı olarak 400°C’den sonra L<sub>10</sub> yapısının, örneğin yapısında git gide arttığı gözlenmiştir. Ancak düzenli yapının oluşması için uygulanan sıcaklık arttıkça ya da sıcaklık süresi arttıkça malzemedeki manyetik bölgelerin (domain) genişlediği de bilinmektedir. Bu da özellikle manyetik bilgi depolama uygulamaları için istenmeyen bir durumdur, çünkü depolama kapasitesinin de düşeceği anlamına gelmektedir. Malzemenin daha düşük sıcaklıklarda düzenlenmesini

sağlamak, manyetik bölgelerin de daha küçük kalmasını sağlayacaktır. Literatürde FePt yapısına Cu, Ag, Au gibi farklı elementlerle katkılar yapıldığında, daha düşük tavlama sıcaklıklarında düzenli yapının oluşmaya başladığını gösteren farklı çalışmalar bulunmaktadır. Şekil 2.19'da 400°C'de düzenli yapıya ait x-ışını pikleri henüz gözlenmiyorken, Şekil 2.20'de Cu katkılı örnekte gözlenebilmektedir. Katkısız FePt örneğinde düzenli yapı pikleri ancak tavlama sıcaklığı 600°C'ye ulaştığında gözlenebilmektedir.



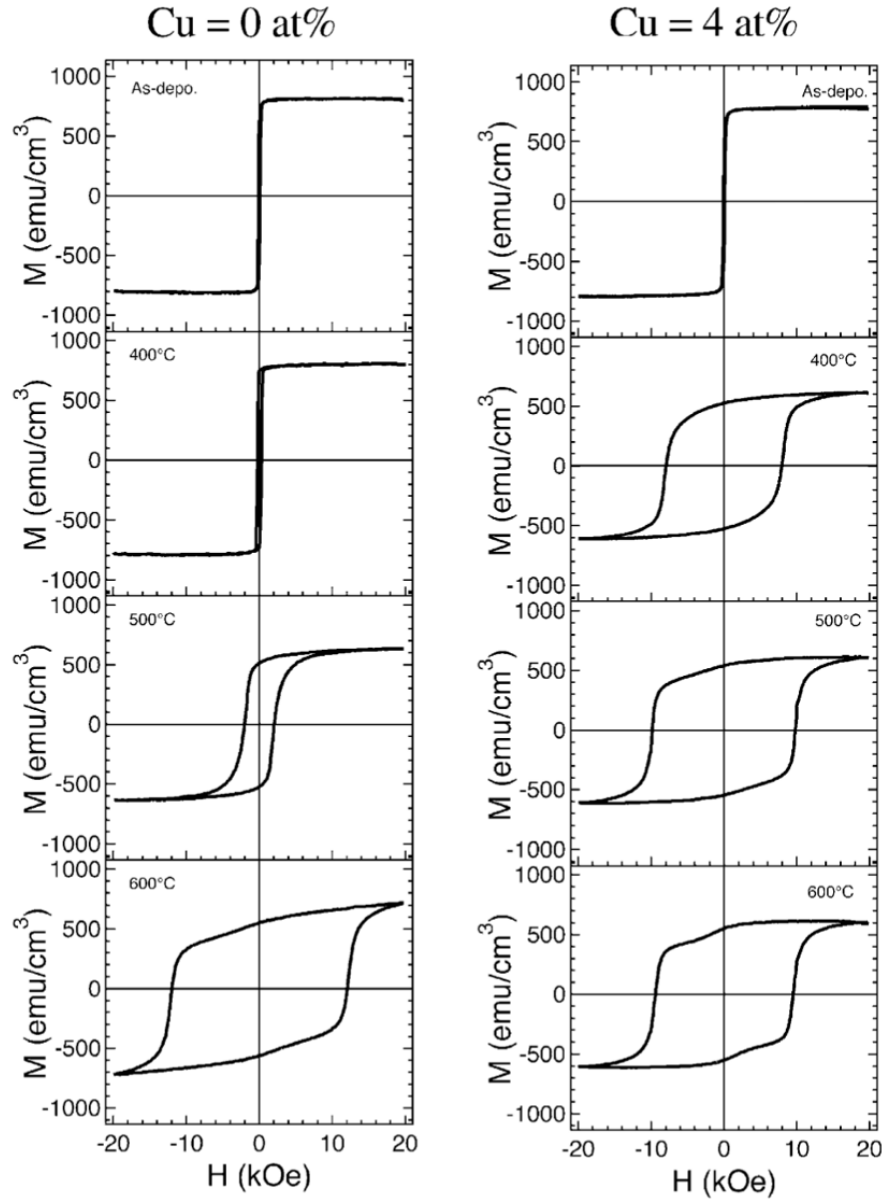
Şekil 2.19 Farklı sıcaklıklarda 1 saat süreyle tavlanan FePt film örnekleri (Takahashi vd. 2002)

Bu amaç doğrultusunda Şekil 2.20'de bakır katkılı yapıya ait x-ışını kırınım deseni ve Şekil 2.21'de ise manyetik alana bağlı manyetizasyon eğrileri verilmiştir.



Şekil 2.20 Farklı sıcaklıklarda 1 saat süreyle tavlanan  $(\text{FePt})_{96}\text{Cu}_4$  film örnekleri (Takahashi vd. 2002)

Yapıya bakırın girmesi ile özellikle  $400^\circ\text{C}$ 'de tavlanan filmin x-ışını deseninde düzenli yapıya ait piklerin şiddetinin artarak daha belirginleştiği gözlenmiştir, bu da bakır katkısının yapının düzenlenmesini kolaylaştırdığını göstermiştir. Bu durum manyetizasyon grafiklerinde daha çarpıcı şekilde gözlenmiştir. FePt düzenli yapısı oluştuğunda manyetik alana bağlı mıknatıslanma ölçümlerinde gözlenen histeresis eğrisinde zorlayıcı alanın veya koersif alanın (coercive field) arttığı bilinmektedir. Şekil 2.21'de literatürdeki FePt ve  $(\text{FePt})_{96}\text{Cu}_4$  fimlerine ait manyetizasyon ölçümleri gösterilmektedir. Bu grafiklerde  $400^\circ\text{C}$ 'de tavlanan örnekler incelendiğinde FePt örneğinin koersif alanı 0.3 kOe,  $(\text{FePt})_{96}\text{Cu}_4$  örneğinin ise 7.8 kOe olduğu görülmektedir. Bu da aynı sıcaklıkta ve aynı sürede tavlanan iki örnekte Cu katkısı ile yüksek manyetik anizotropi gösteren düzenli yapının oluşmasının kolaylaştığının bir diğer göstergesidir.



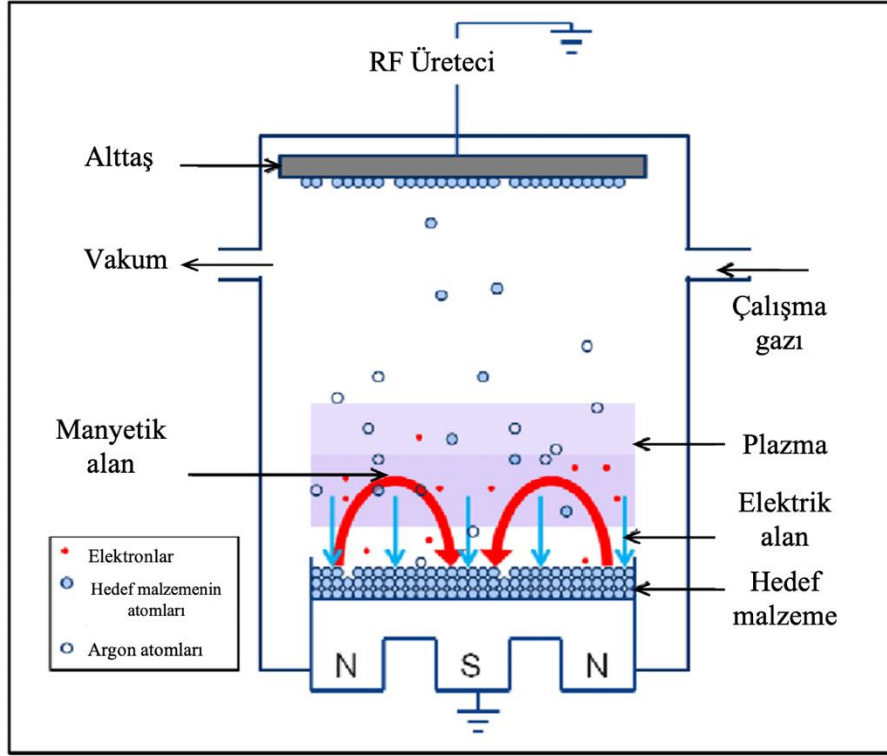
Şekil 2.21 FePt ve  $(\text{FePt})_{96}\text{Cu}_4$  filmlerine ait manyetizasyonlar (Takahashi vd. 2002)

### **3. DENEYSEL YÖNTEMLER**

Bu başlık altında tez çalışmasında incelenen örneğin üretilmesinin yanı sıra örneğin karakterizasyonunda kullanılan yöntemler açıklanacaktır. Sırası ile bu bölüm, örnek üretimi, üretilen örneğin kompozisyonunun ve homojenliğinin belirlenmesi, düzenli yapının oluşturulması, kristal yapının belirlenmesi, manyetik özelliklerin incelenmesi ve ultra hızlı demanyetizasyon dinamiklerinin incelenmesinde kullanılan deney sistemlerine dair ayrıntılar verilecektir.

#### **3.1 RF Magnetron Saçtırma Sistemi**

Saçtırma biriktirme yöntemi, hızlandırılan iyonların kaplama malzemesine çarptırılarak buharlaştırılması sonucunda oluşan buharın alttaş üzerinde birikerek ince film oluşturması yöntemidir. Bu işlem Şekil 3.1’de gösterilen izole bir çelik kazan içerisinde gerçekleştirilir, böylece sistemin dış atmosferle ısı ve parçacık yalıtımı sağlanır. Kullanılan kazan duvarlarında oluşturulan açıklıklara vakum pompası, elektrik bağlantıları, basınç sensörleri bağlantıları yapılır. Bu bağlantıların yapıldığı bölgelerden bir vakum kaçağı olmaması için de uygun contalar kullanılarak bağlantılar yapılır. Bu bağlantı noktalarında tercih edilen contalar sistemin vakum performansını doğrudan etkiler. Ayrıca çeşitli sistemlerde kaplama sırasında alttaşın döndürülerek kaplamanın daha homojen olmasını sağlayan elektrik motorları ve alttaş sıcaklığını kontrol etmeyi sağlayan ısıtıcı bağlantıları da bulunabilir.



Şekil 3.1 RF magnetron saçtırma sistemi (Bosco vd. 2012)

Kaplama sisteminde kaplanacak malzemenin türüne göre farklı magnetron tabancaları ve termal ısıtma sistemleri bulunabilir. Aynı sistem içerisinde doğru akımla (DC) çalışan magnetron tabancası kullanılabileceği gibi radyo frekansıyla (RF) çalışan tabancalar da kullanılabilir. Burada dikkat edilmesi gereken, hedef malzemenin iletkenliği ve manyetik özellikleridir.

Temel olarak bir fiziksel buhar biriktirme sisteminde katı yapıda bulunan hedef malzemenin atomları saçtırılarak alttaş üzerinde birikmeleri ve bir film tabakası oluşturmaları sağlanır. Bunun için öncelikle kazanın içi çok düşük basınç değerlerine ulaşana kadar vakumlanarak, içinde filmi kirletebilecek farklı gaz atomları sistemden uzaklaştırılır. Ardından alttaş üzerinde hedef malzemenin biriktirebilmesi için uygun ortam oluşturma süreci başlar. Hedef malzemenin atomlarının saçtırılması için, hedef malzeme ile kimyasal tepkimeye girmeyecek atomlar kullanılmalıdır; bu nedenle de sistemde bir soygaz olan argon kullanılır. Argon aynı zamanda soygazlar içerisinde yüksek atom numarasına sahip olması nedeniyle büyük de bir atom olduğundan dolayı, hedefi argon ile bombardımana maruz bırakarak saçtırmak daha makul bir seçenektir.

Ancak argon soygaz olduğu için tüm yörüngeleri tam doludur ve nötrdür. Uygulanacak elektrik alan ile saptırılabilmeleri için argon atomlarının iyonlaştırılması gerekir. Bu da atmosferde hali hazırda bulunan iyonların ve elektronların elektrik alanla hızlandırılarak argon atomlarına çarpıtılması ile argonun son yörüngesindeki elektronların koparılması sayesinde olur ve böylece iyonlaştırılmış argon atomları elde edilir. Kullanılan yüksek frekanslı RF dalgalarının salınımları bu iyonlaşmayı artırır ve örneğin bir DC üretece göre daha enerjik ve kontrol edilebilir bir plazma oluşturulabilmesini sağlar. Plazma ise bu enerjik argon atomlarının hedef malzemeyi dövmesi ile saçılan hedef malzeme atomları ve argon atomlarından oluşur. Plazmanın oluşturulmasında uygulanan yüksek frekanslı RF dalgaların yanı sıra, ortamdaki argon gazı miktarı dolayısıyla kazan içi basıncı da önemlidir. Kazan bir taraftan vakumlanırken, diğer taraftan argon gazı ile beslenir; bu bir havuz problemi gibidir. Plazmanın düzgün şekilde oluşması ve bu sayede düzgün bir kaplamanın yapılabilmesi için argon gazı akış hızı ve vakum pompalarının çalışma hızı ya da pompalar önündeki vakum kapısının açıklığı ayarlanmalıdır.

Argon gazı akış hızı gereğinden yüksek olursa, kazan iç basıncı artar ve kazan içinde argon atomu yoğunluğu artmış olur. Bu da saçıtılan hedef malzeme atomlarının, argon atomlarıyla tekrar tekrar çarpışarak, nihai varacakları nokta olan alttaşa ulaşmalarını zorlaştırır. Aynı zamanda saçılan malzemenin alttaş dışında kazanın her yerine saçılmasına neden olur. Bu da hedef malzemenin daha az bir kısmının film oluşumuna katkı vermesine ve kazanın gereğinden fazla hedef malzeme ile kirlenmesine neden olur. Aynı zamanda alttaş üzerinde istenilen film kalınlığına ulaşılabilmesi için daha uzun süre kaplama yapmayı gerektirir. Bu nedenle iç basınç, plazmanın ancak oluşabileceği kadar yüksek ama gereksiz malzeme harcanmasını ve hızlı kaplama yapılabilmesini sağlayacak kadar da düşük olmalıdır.

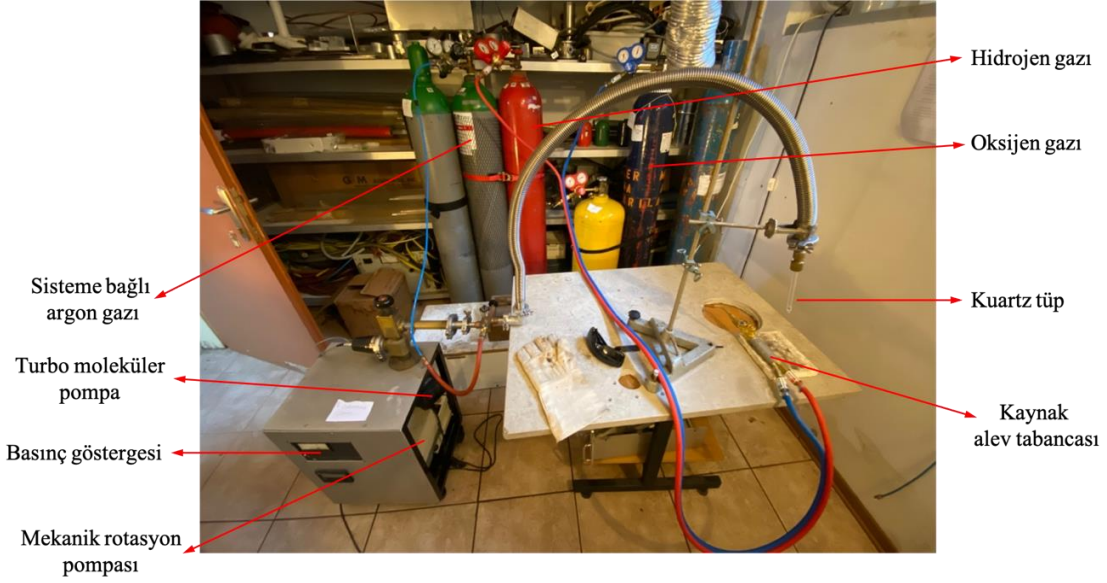
Uygun gaz akışının ve vakum hızının sağlandığı sistemde, uygun RF güç değeri de belirlenmelidir. Bu güç değeri de kaplama hızını etkilemesinin yanı sıra, eş zamanlı başka bir hedef malzeme ile de kaplama yapılıyorsa, oluşacak filmin kompozisyonunu da etkiler. Bu güç genellikle birkaç yüz Watt (W) olabildiği gibi, kW mertebesinde de olabilir. Uygun güç belirlendikten sonra alttaş üzerindeki kaplamanın kontrol edilebilmesini, istenmeyen kaplamanın oluşmasını engelleyen kapak açılır ve hedef

malzeme alttaşa ulaşmaya ve birikmeye başlar. Hedef malzeme atomları, hedeften alttaşa ulaşana kadar baş aşağı duran bir koni şeklinde yayılırlar. Bunun sonucunda da hedefin tam karşısı daha hızlı kaplanacaktır. Kaplamanın homojen olması, filmin her noktada aynı kalınlıkta oluşması için mümkünse alttaş motorize bir sistemle ayarlanan hızda döndürülür. Kaplama kalınlığı bazı sistemlerde bulunan kristal kalınlık monitörü ile takip edilir. Bunun için kazan içinde rezonans frekansı bilinen bir kristal bulunur ve bu kristalin yüzeyi de hedef malzeme ile kaplanır. Hedef malzemenin yoğunluğu bilindiği durumda, kristalin rezonans frekansı değişiminden yararlanarak kaplama kalınlığı da belirlenebilir. Bu şekilde istenilen film kalınlığına ulaşıldığında, alttaş önündeki kapak kapatılır ve RF üreticinin gücü yavaş yavaş düşürülerek sistemi durdurma sürecine geçilir.

### **3.1.1 Tavlama işlemi**

Çalışma kapsamında hedeflenen kristal yapının elde edilebilmesi için örneklere ısıtma işlemi uygulanması gerekmektedir. Yüksek oranda demir içeren ince film örnekler hava atmosferinde ısıtıldıklarında çok kolay oksitlenebileceğinden bu durumu engellemek için, bir soygaz olan argon gazı atmosferinde ısıtma işlemi uygulanmıştır. Argon soygaz olması dolayısıyla örnek ile herhangi bir kimyasal tepkimeye girmeyeceğinden tercih edilmiştir. Örnekler kuartz cam bir tüpün içerisine yerleştirilir, çünkü kuartz yüksek sıcaklıklara dayanabilmektedir. Şekil 3.2’de gösterilen sistem, bir ucu kapalı kuartz cam tüpün içindeki oksijenin vakumlanarak çıkarılması ve bunun yerine argon gazıyla doldurulması için kullanılan sisteme ait görseldir. Kuartz tüp vanalı vakum hattı ile pompalara bağlanır. Öncelikle yüksek basınçlarda çalışabilen mekanik rotasyon pompası ile basınç  $10^{-2}$  mbar’ın altına kadar düşürülür. Turbo-moleküler pompa genellikle 0,1 mbar’dan daha yüksek basınçlarda çalıştırıldığında, dakikada on binlerce devir yapan pompa bıçakları zarar görebilir; bu sebepten dolayı basınç mekanik pompayla düşürüldükten sonra turbo moleküler pompa çalıştırılır. Turbo-moleküler pompanın da çalışması ile sistemin basıncı kısa sürede  $10^{-4}$  mbar seviyesine kadar düşürülebilir. Böylece kuartz içerisindeki hava vakumlanarak oksijen sistemden çıkarılmaya çalışılır. Ancak yine de sistemde oksijen molekülleri kalmış olabileceğinden, sistem içerisine argon gazı verilerek tekrar vakumlama yapılır. Böylece sisteme verilen argon gazının yanında kalan oksijen molekülleri de vakumlanmaya çalışılır. Burada önemli olan argon gazı sisteme

verilmeden önce turbo-moleküler pompa kapatılmalı ve bıçaklarının zarar görmemesi için yavaşlaması beklenmelidir.



Şekil 3.2 Kuartz kapatma sistemi

İşlem birkaç kez tekrarlandıktan sonra son kez tüp içine argon gazı verilir ve çok kısa süre vakumlanarak tüpün iç basıncının atmosfere göre negatif basınçta kalması sağlanır. Ardından tüm vanalar ve gaz bağlantıları kapatılabilir.

Kuartz tüp vakumlanarak argon gazıyla doldurulduğuna göre sıra tüpün ağzını kapatarak mühürleme işlemiyle sızdırmazlığını sağlamaya gelmiştir. Bunun için oksijen ve hidrojen gazları ile bir kaynak tabancası kullanılır, tabancaya iki gaz hattının da bağlantısı yapılmıştır. Oksijen ve hidrojen gazlarının akışları tabanca üzerindeki vanalarla ayarlanabilir. Hidrojen gazı az miktarda verilerek, tabanca ucundan çıkan gaz çakmak yardımıyla yakılır. Ardından elde edilen alevın kalorisini artırmak ve kuartzı eritecek sıcaklıklara ulaşabilmek için oksijen gazı vanası da yavaşça açılır. Uygun kalitede alev edildikten sonra kuartz camın kapatılmak istenen ucuna yakın bölgeye alev farklı açılardan doğrultularak, negatif basınç sayesinde kuartzın içine çökmesi sağlanır. Bu şekilde kuartzın bir ucu boğulduktan sonra, yavaş yavaş eritilip çevrilerek kuartzın ucu tamamen kapatılır ve sistemden ayrılır. Bu şekilde kuartz tüp içinde argon atmosferinde kapatılmış örnekler Şekil 3.3'te görülmektedir.



Şekil 3.3 Kuartz tüpe hapsedilmiş örnekler

Bu şekilde kapatılan örneklerin uygulanacak ısı işlem nedeniyle oksitlenmesi engellenmiş olacaktır. Örneklerin düzenli yapıya geçmesi için gerekli ısı işlem ise Şekil 3.4'te gösterilen Stuart Scientific marka dijital sıcaklık kontrollü fırın kullanılarak yapılmıştır. Dijital sıcaklık kontrolü sayesinde fırının istenilen sıcaklığa çıkış süresi ve o sıcaklıkta kalma süresi ayarlanabilmekte ve 1200°C'ye kadar istenilen sıcaklıkta ısıtılabilir.



Şekil 3.4 Stuart Scientific üretimi fırın

Burada anlatılan ve çalışmada kullanılan kuartz kapatma sistemi ve fırın Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nde Süperiletkenlik ve Nanoteknoloji Grubu Laboratuvarı'nda bulunmaktadır.

### 3.1.2 Taramalı elektron mikroskobu (SEM)

Üretilen örneklerin homojenliği, kompozisyonu, ince film örnekler için film kalınlığı gibi parametreler çalışmanın istenilen yönde olduğunu doğrulamak için önceliklidir. Üretilen her örnek için bu parametreler taramalı elektron mikroskobu ile belirlenebilir. Şekil 3.5'te gösterilen taramalı elektron mikroskobu katı cisim yüzeylerini incelemek için tasarlanmıştır. Sistemde bulunan elektron tabancası ile üretilen elektronlar hızlandırılarak kinetik enerji kazandırılır. Hızlandırma gerilimi olarak tanımlanan ve kilovolt (kV) mertebesinde olan bu gerilim değiştirilerek elektronların örnek yüzeyinden içeri penetrasyon derinliği ayarlanarak yüzeyden daha alt katmanlardan da veri alınması sağlanabilir. Hızlandırılan elektronlar anot plakasına doğru hareket eder, anot plakası elektronların bir demet oluşturmasını sağlar. Anottan çıkan elektronlar, yoğunlaştırıcı



yüzeyi üzerinde taranmasını sağlar. Taranan ışın numuneye çarparak ikincil elektronlar, geri saçılan elektronlar ve karakteristik X-ışınları dahil olmak üzere çeşitli sinyaller üretir. Bu sinyaller daha sonra uygun algılayıcılar tarafından algılanır (Zhou vd. 2007).

**Geri saçılan elektron dedektörü (Backscattered electron detector – BSD):** Bu algılayıcı elastik olarak saçılan elektronları tespit eder. Bu elektronların enerjisi daha yüksektir ve numune yüzeyinin altından kaynaklanır. Bu nedenle bir BSD görüntüsünün çözünürlüğü, bir ikincil elektron dedektörü (SED) ile elde edilen bir görüntüye kıyasla daha kötü olacaktır. BSD kullanımını daha düşük vakum seviyelerine izin vererek numune hazırlama gereksinimlerini azaltır ve ışın hasarını en aza indirir. Geri saçılan elektronların miktarı ve yönü numunenin bileşimi ve topografyasına bağlı olarak değişir. Geri saçılan elektron görüntüsünün kontrastı, numune malzemesinin atom numarası (Z), birincil ışının hızlanma gerilimi ve birincil ışına göre numune açısı (tilt) dahil olmak üzere birçok faktöre bağlıdır. Yüksek Z değerine sahip elementlerden oluşan malzemeler, düşük Z değerine sahip elementlere kıyasla daha fazla geri saçılan elektron verir. BSD görüntüleri, farklı kompozisyonlara sahip fazları hızlı bir şekilde tanımlamak için kullanılabilir.

**İkincil elektron dedektörü (Secondary electron detector – SED):** Taramalı elektron mikroskobu için bir ikincil elektron dedektörü (SED), malzemedan bağımsız çözünürlüğe sahip görüntüler sunar. SED görüntüleri, numune yüzeyine yakın olarak üretilen inelastik olarak saçılan elektronların görselleştirilmesine olanak tanır ve mümkün olan en iyi çözünürlükle topografik bilgi sağlar. SED görüntülerinden hiçbir malzeme bileşimi bilgisi elde edilemez.

**Enerji dağılımlı x-ışını dedektörü (Energy dispersive x-ray detector – EDX):** EDX, SEM görüntülemesi sırasında numuneden yayılan karakteristik X ışınlarını kullanır. Mikrometre ölçeğinde element bileşimini tanımlamak için hızlı, doğru ve tahribatsız bir yöntemdir. Karakteristik x-ışınları, elektron demeti içinde bir örnek atomunun iç kabuk elektronunu yerinden oynattığında ve dış kabuk elektronuyla yer değiştirdiğinde yayılır. Her elementin dış ve iç elektron kabukları arasında özgün bir enerji farkı olduğundan, tespit edilen x-ışınları, elementin kimliğiyle ilişkilendirilebilen belirli enerjilerdedir. EDX

verileri bir noktada, bir çizgi boyunca veya bir alan üzerinde elde edilerek haritalanabilir (Williams ve Carter 2009).

Analizde kullanılan Şekil 3.6'daki sistem Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü laboratuvarında bulunmaktadır.



Şekil 3.6 Taramalı elektron mikroskobu

### 3.1.3 Manyetik alana bağlı manyetizasyonun ölçülmesi

Üretilen örneklerin manyetik özelliklerinin incelenmesi için fiziksel özellikler ölçüm sistemi (Physical Properties Measurement System – PPMS) kullanılmıştır. Bu sistem titreşimli örnek manyetometresinden (Vibrating Sample Magnetometer – VSM) farklı olarak kapalı bir sistemdir ve ortam şartlarından etkilenmeden ölçüm yapabilmesi dolayısıyla daha doğru ve daha düşük sinyal gürültüsü ile analiz yapmak mümkündür. Şekil 3.7'de görülen Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nde Süperiletkenlik ve Nanoteknoloji Grubu Laboratuvarı'nda bulunan sistem ile malzemelerin manyetik özelliklerinin yanı sıra elektriksel ve termal özellikleri de incelenebilmektedir.



Şekil 3.7 Fiziksel özellikler ölçüm sistemi (PPMS)

Sistem içerisinde bulunan elektromıknatıslarla  $\pm 9$  T manyetik alan oluşturularak manyetik alana bağlı ölçüm yapılabilmektedir. Ayrıca tüm ölçümler oda sıcaklığında yapılabildiği gibi, sıvı helyum soğutma ile düşük sıcaklıklarda, -1,9 K ile 300 K arasında da yapılabilmektedir.

Manyetik özelliklerin incelenmesi için aynı zamanda Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nde bulunan Manyetik Malzemeler Araştırma Grubu laboratuvarındaki VSM de kullanılmıştır. Şekil 3.8'de görüldüğü gibi bu sistem PPMS'in aksine açık bir sistemdir. Bir VSM'in çalışma prensibi, mıknatıslanmış bir numune bir bobin yakınında titreştirildiğinde bobindeki akı değişimine neden olmasına dayanır. Bu sistemde numune manyetik olmayan bir çubuğun ucuna tutturulur, çubuğun diğer ucunda ise bir mekanik titreştirici bulunur. Titreşen numunenin değişken manyetik alanı, algılama bobinlerinde değişken bir elektromotor kuvveti oluşturur; bu kuvvetin büyüklüğü numunenin manyetik momenti ile orantılıdır (Cullity ve Graham 2007). Bu elektromotor kuvveti bir lock-in yükselteç ile yükseltilir. Yükseltecin gürültüyü değil de doğru sinyali yükseltmesi için mekanik titreştirici frekansı yükselteci tetiklemek için kullanılır.



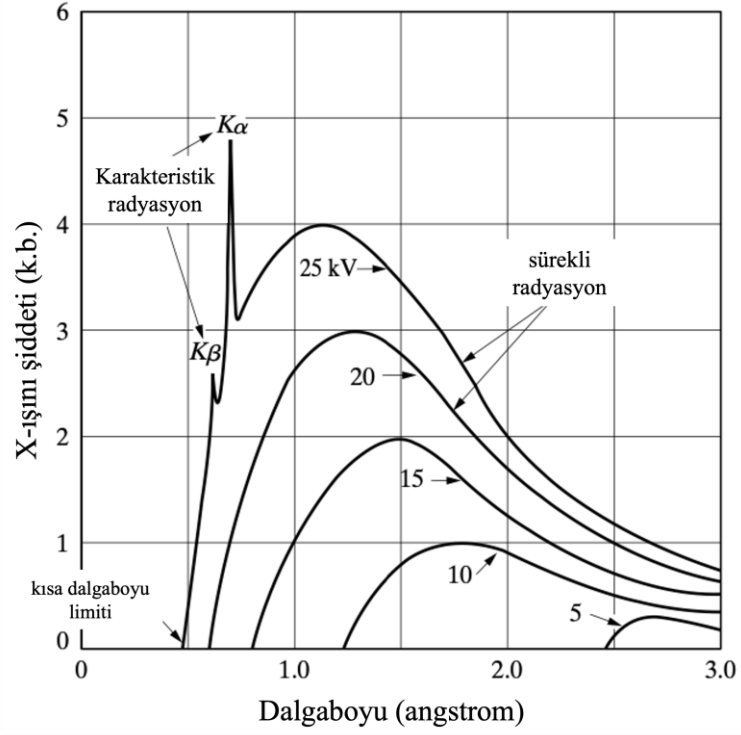
Şekil 3.8 Titreşimli örnek manyetometresi (VSM)

### 3.1.4 X-ışını kırınım metresi

X-ışınları 1895'te Alman fizikçi Röntgen tarafından keşfedilmiş ve zamanında doğası bilinmediği için de x-ışını olarak isimlendirilmiştir. 1912'de kristallerde x-ışını kırınımının keşfedilmesi ile doğası anlaşılmış ve maddenin yapısının incelenebileceği anlaşılmıştır. X-ışını kırınımı yöntemi malzemeye zarar vermeden, atom veya molekül düzeyinde malzemenin yapısının anlaşılmasına olanak sağlamıştır. Kristal ve kısmen kristal yapıların analizinde kullanıldığı gibi kristal olmayan yapılarda da kullanılabilir. Kırınımında kullanılan x-ışınlarının dalgaboyları 0,5-2,5 Å aralığındadır. Bu ışınlar bir numuneden saçıldıklarında girişim meydana gelir ve bunun sonucunda yüksek şiddetli ve düşük şiddetli bölgelerin olduğu bir desen oluşur.

X-ışınları yeterli kinetik enerjiye sahip yüklü parçacıkların ani yavaşlamasıyla oluşur, elektronlar genellikle bu amaç için kullanılırlar. Bir x-ışını tüpünün içerisinde elektron kaynağı ve iki metal elektrot bulunur. Bu elektrotlar arasına yüksek gerilim uygulanır ve elektronlar hızla anoda hareket ederler. Anot aynı zamanda hedef olarak da tanımlanır ve yüksek hızlı elektronlar tarafından dövülür. X-ışınları elektronların hedefe çarpmasıyla

oluşur ve bu çarpma etkisiyle hedef de ısındığından dolayı, yüksek gerilimle çalışan x-ışını tüplerinde soğutma kullanılması gerekir. Ancak görece daha düşük gerilimlerde çalışan, masa üstü x-ışını cihazlarında soğutmaya ihtiyaç duyulmaz. Hedefe çarpan elektronların yüzde 1'den azı x-ışını oluşmasına neden olurken, geri kalanı hedefi ısıtır. Elektronların çarpması sonrası hedeften yayılan ışınlar analiz edildiğinde farklı dalgalıboylarında ve farklı şiddetlerde ışınların birleşimi olduğu görülür. Şekil 3.9'da verildiği gibi uygulanan hızlandırma gerilimiyle değişen bir spektrum oluşur. Spektrumdan da görüldüğü gibi belli bir dalgalıboyu değerine kadar şiddet sıfırdır, bu değere kısa dalgalıboyu limiti denir (short-wavelength limit-  $\lambda_{SWL}$ ). Şiddet bu limit değerden sonra hızla artar, daha sonra yavaş yavaş azalır ve uzun dalgalıboyu tarafında keskin bir limit yoktur. Uygulanan gerilim artırıldığında spektrumdaki tüm dalgalıboylarının şiddeti artar, aynı zamanda kısa dalgalıboyu limiti de kayar. Şekil 3.9'da 20 kV ve altındaki hızlandırma gerilimlerine ait eğrilere bakıldığında, düzgün oldukları ve keskin pikler içermedikleri görülür; bu tip eğrilere polikromatik, sürekli veya beyaz radyasyon denir. Beyaz ışık gibi, farklı dalgalıboyları içerdiğinden dolayı bu şekilde isimlendirilmiştir. Beyaz radyasyon aynı zamanda frenleme radyasyonu anlamına gelen "Bremsstrahlung" olarak da isimlendirilir, çünkü elektronun yavaşlamasından kaynaklanmaktadır. Sürekli spektrumlar elektronların ani yavaşlamalarından kaynaklanmaktadır ancak her elektron aynı şekilde yavaşlamamaktadır. Bazıları ilk çarpmanın ardından tüm enerjilerini aktarıp dururken, diğerleri ise hedefin atomları tarafından bir o tarafa bir bu tarafa savrulur ve hepsi bitene kadar toplam kinetik enerjilerinin bir kısmını kaybederler. Bir çarpışmada duran elektronlar, en yüksek enerjili fotonları üretirler. X-ışını tüpündeki gerilim kritik ir değerine çıktığında ise, hedef metalin karakteristiğine bağlı olarak, keskin ve şiddetli bir pik oluştuğu gözlenir. Çok dar bir pik olduğundan dolayı, dalgalıboyları da kullanılan metale özgüdür ve karakteristik çizgiler olarak tanımlanır. Bu çizgiler K, L, M şeklinde isimlendirilir ve dalgalıboyu göre değişirler ve tamamı metalin karakteristik çizgileri olarak tanımlanır. Molibden örneğinde 0,7 Å dalgalıboyundaki K çizgileri x-ışını kırınımında en kullanışlı olanıdır (Cullity ve Stock, 2014).

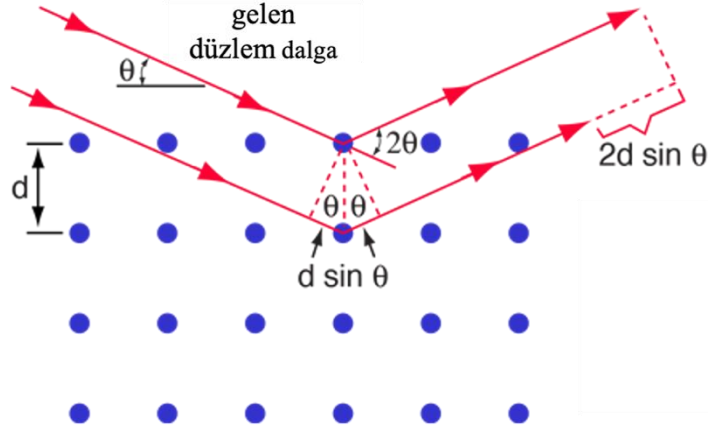


Şekil 3.9 Uygulanan farklı gerilimler için molibden x-ışını spektrumu

Hedefin elektron bombardımanına tutulmasıyla elde edilen karakteristik x-ışınları, numunenin yapısının belirlenmesinde kullanılır. X-ışını demeti numune üzerine düşürülür ve saçılan ışınların şiddeti, yansıma açısının fonksiyonu olarak ölçülür. Gelen ışın ile yansıyan ışın arasındaki açı  $2\theta$ 'dir. En basit yapıda, Şekil 3.10'da olduğu gibi birbirinden  $d$  kadar uzakta bulunan tabakalar halinde yük merkezlerinin bulunduğu bir yapıda, yapıcı girişimin oluşma şartı:

$$n\lambda = 2d \sin \theta$$

olacaktır ve bu da Bragg Yasası olarak bilinir. Burada  $n$  pozitif ve tam sayı olan değişkendir;  $\lambda$ , x-ışını dalgaboyudur;  $\theta$ , saçılma açısının yarısıdır.



Şekil 3.10 Bragg Yasası

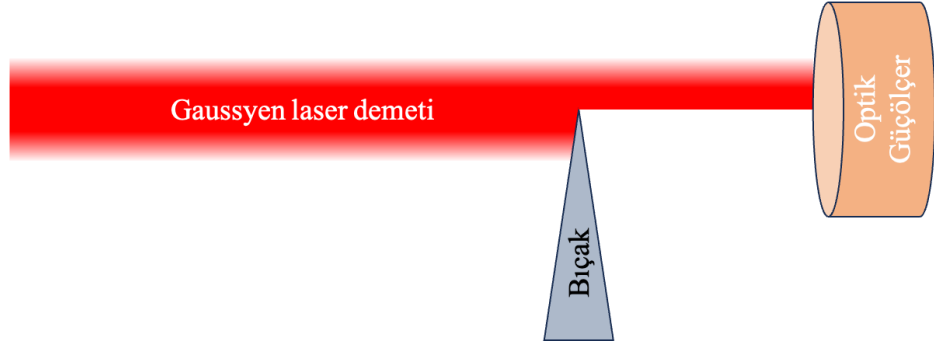
Yansıma açısının fonksiyonu olarak ölçülen yansıyan ışın şiddetleri ile bir x-ışını spektrumu elde edilir. Bu spektrumda şiddetli piklerin gözlemlendiği konumlardan yararlanarak atomlar arası mesafeler, kristal yapısı, parçacık boyutu gibi bilgiler elde edilir.

Tez çalışmasında ise Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nde Süperiletkenlik ve Nanoteknoloji Grubu Laboratuvarı'nda bulunan Rigaku marka, bakır hedefli XRD sistemi kullanılmıştır.

### 3.1.5 LASER çapının ve akısının belirlenmesi

Buçak kenarı (Knife edge) yöntemi, LASER demetinin çapını ölçmek için sıkça kullanılan bir yöntemdir ve Şekil 3.11'de şematize edilmiştir. Bu yöntemde LASERin yayılma doğrultusuna dik şekilde mikrometre ile kaydırılabilen bir bıçak ve LASERin gücünü ölçecek şekilde yerleştirilmiş bir optik güç-ölçer bulunur. Öncelikle bıçağın LASERin önünü kesmeyecek kadar geride olduğu bir konumda LASERin gücü ölçülür. Daha sonra bıçak ilerletilerek LASERin önü kesilmeye başlanır ve optik güç-ölçerde ölçülen güç düşmeye başlar. Baştaki gücünün %90'ına düştüğü andaki bıçak konumu ( $X_{90}$ ) ve %10'una düştüğü andaki bıçak konumu ( $X_{10}$ ) bıçağı ilerleten mikrometre üzerinden ölçülür. Gaussyen bir LASER demeti için, demetin yarıçapı olan  $\omega_0$  ise yaklaşık olarak aşağıdaki denklemle bulunabilir (Khosrofian ve Garetz 1983).

$$|X_{10} - X_{90}| = 1,28 \times \omega_0$$



Şekil 3.11 Knife edge yöntemi

Bu yöntemle bulunan  $\omega_0$  ile LASER akısı (LASER fluence) ise Gaussyen bir LASER için aşağıdaki denklemle hesaplanır.

$$\text{LASER Akısı} = \frac{\text{Ortalama Güç}}{\text{Tekrarlama Frekansı} \times (\text{Demet Alanı}/2)}$$

Bu denklemde ortalama güç, optik güç ölçerle Watt cinsinden ölçülen LASER gücüdür; tekrarlama frekansı ise LASERin frekansıdır. Demet alanı da  $\pi\omega_0^2$  şeklinde hesaplanır. Örneğin 80 mW gücünde ve 1 kHz tekrarlama frekansına sahip Gaussyen LASER darbesi için demet yarıçapı  $\omega_0 = 0,6$  mm ölçülmüş ve LASER akısı ( $\emptyset$ ) aşağıda hesaplanmıştır.

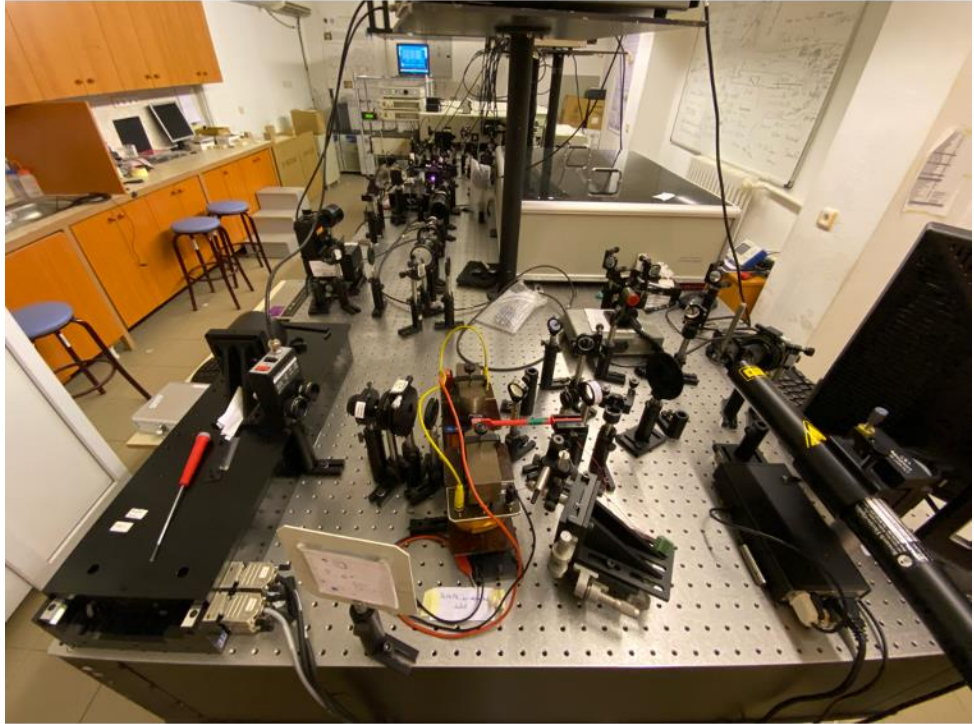
$$\emptyset = 2 \times \frac{80 \text{ mW}}{1000 \text{ Hz} \times \pi \times (0,06 \text{ cm})^2} = 14,15 \text{ mJ/cm}^2$$

### 3.2 TR-MOKE Deney Düzenegi

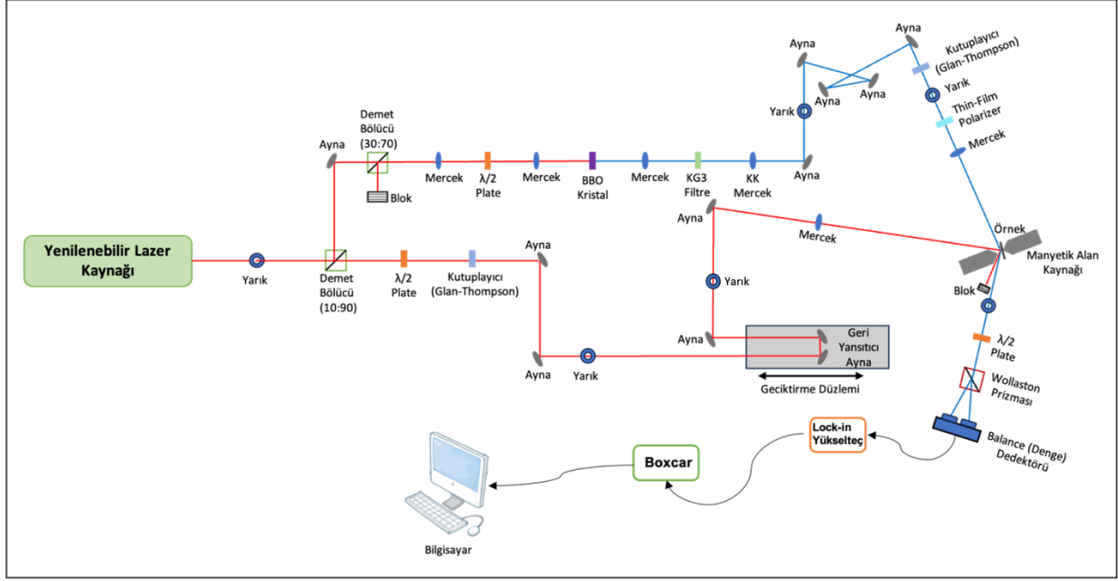
Zaman çözünürlüklü manyeto-optik Kerr etkisinin gözlenebilmesi için Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nde Optik Malzeme Araştırma Grubu Laboratuvarı'nda bulunan Spectra Physics Femtosaniye LASER Yükselteç Sistemi kullanılmıştır. Sistem bir Ti:Sapphire LASERidir, 1 kHz çıkış frekansına, 3 mJ darbe enerjisine ve 800 nm çıkış dalgaboyuna sahiptir; darbe süresi ise 35 fs'den pikosaniye

mertebesine kadar değiştirilebilmektedir. Şekil 3.12’de verilen deney düzeneğinde ise darbe süresi 70 fs olarak ayarlanmıştır. Şekil 3.13’te ise TR-MOKE deney düzeneği Şematize edilmiştir.

Bu deney düzeneğinde LASER kaynağından gelen demet ilk olarak bir yarıktan geğirilmiştir, daha sonra aynalarla yönlendirilmiştir. Dzenekteki yarıklar, LASER demetinin yolunda bir bozulma ya da kayma olduğu durumda yolu tekrar düzeltmek için referans olarak kullanılmıştır. İlk yarıktan sonra demet, bir demet bölücüye yönlendirilmiştir ve burada 800 nm dalgaboyundaki demetin optik güç olarak yüzde 90’ı geğirilirken, %10’u yansıtılmıştır. Güçlü olan kısmı pompa demeti olarak kullanılmıştır. Zayıf demet ise tekrar 70:30’luk bir demet bölücüden geçirilerek, yüzde 10 olan Őiddetin yüzde 30’u gözlem (probe) ışınını oluşturacak Şekilde yönlendirilmiştir; kalan yüzde 70’lik kısım ise bir blok ile kesilmiştir. Bu durumda kaynaktan gelen LASER gücünün %90’ı pompa demetini oluştururken, %3’ gözlem demetini oluşturmuştur. Böylece pompa gözlem ışınına göre 30 kat Şiddetli olmaktadır. Ancak bu noktadan sonra iki demetin de Şiddetleri birer yarım dalga plakası ve Glan-Thompson kutuplayıcı ile değiştirilecektir. Örneğin pompa yolunda demet bölücünden sonra gelen yarım dalga plakası ile ışığın kutupluluğu vrilebilmekte ve arkasına yerleştirilen Glan-Thompson kutuplayıcının geçmesine izin verdiği kutuplanma yönüne göre de geçecek ışığın Şiddeti ayarlanabilmektedir. Gözlem demeti yolundaki Glan-Thompson kutuplayıcı ise çalışma dalgaboyu aralığından dolayı, gözlem ışınının dalgaboyunun 400 nm olduğu bölgeye yerleştirilmiştir. LASER demetlerinin Şiddet ayarı yapılırken, ışığın kutuplanma yönünün değişmeden Şiddetinin değişmesi için sadece yarım dalga plakasının açısı değiştirilir, kutuplayıcı sabit açıda tutulur.



Şekil 3.12 TR-MOKE deney düzeneği



Şekil 3.13 TR-MOKE deney düzeneği şematik gösterimi

Deney düzeneğinde kullanılan mercekler, demetlerin sabit çapta ilerlemesinde (ışığın kolime edilmesinde) ve çaplarının istenilen ölçülere getirilmesinde kullanılmıştır. Gözlem ışını yolundaki BBO (Beta Barium Borate) kristal, ikinci harmonik üretimiyle 800 nm dalgaboyunda gelen ışık demetinden, faz eşleşmesi ile frekansın iki katına çıkarılması ve bunun sonucunda dalgaboyunun yarıya indirilmesi ile 400 nm dalgaboylu demetin elde edilmesi için kullanılmıştır. Yine de BBO kristalden sızan 800 nm dalgaboylu demet olma ihtimaline karşı kristalin arkasına bir KG3 filtre yerleştirilerek, 800 nm dalgaboyundaki ışığın geçmesi engellenerek filtrelenmiş ve sadece 400 nm dalga boyunda ışıktan oluşa bir demet elde edilmiştir. Örnek yüzeyine ulaşana kadar gözlem ışınının kutupluluğu ve çapı uygun şekilde ayarlanmıştır.

Pompa demeti ise şiddeti ayarlandıktan sonra bilgisayar kontrollü, motorize bir geciktirme düzleminden yansıtılarak pompa ve gözlem ışınları arasındaki yol farkının ayarlanabilmesi ve bu sayede zaman çözünürlüklü ölçüm alınabilmesi sağlanmıştır. Geciktirme düzleminden sonra aynalarla örnek üzerine yönlendirilen demetin çapı, örnek üzerine düşen akıyı artırmak için son kez bir ince kenarlı mercekten geçirilerek küçültülmüştür.

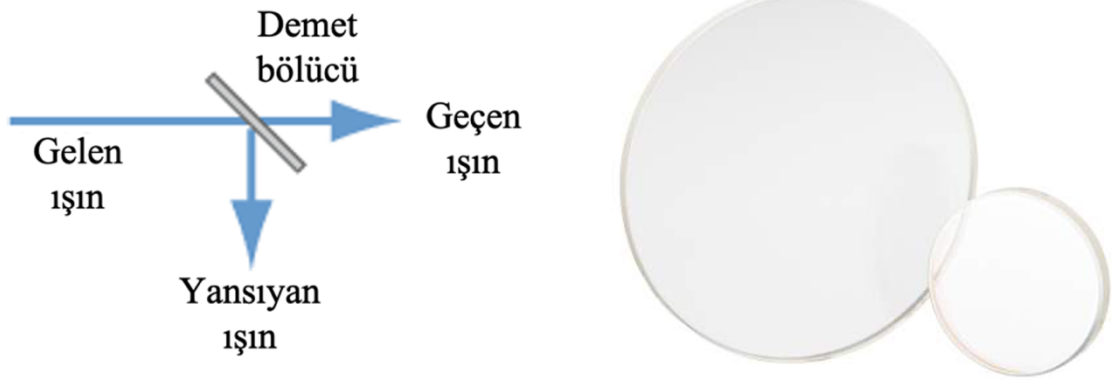
Pompa ışını ve gözlem ışını örnek üzerinde üst üste gelecek şekilde ve LASER kaynağından numuneye ulaşana kadar aldıkları yollar eşit olacak şekilde düzenek kurulmuştur. Örnek üzerinden yansıyan pompa ışınının dengeli algılayıcıya ulaşmaması için yansdıktan sonra bloklanmıştır. Gözlem ışını ise örnekten yansdıktan sonra bir yarım dalga plakasından ve bir Wollaston prizmasından geçirilerek dengeli algılayıcıya yönlendirilmiştir. Wollaston prizması gelen ışığı kutuplanma doğrultularına göre s ve p olarak ikiye ayırmaktadır. Işığın gelip yansıdığı düzleme paralel kutuplanmaya sahip ışık p-polarizasyon, dik kutuplanmaya sahip ışık ise s-kutuplanma olarak tanımlanır; burada “p” harfi “paralel” kelimesinden, “s” ise Almanca’da dik anlamına gelen “senkrecht” kelimesinden gelmektedir. Wollaston prizmasından önceki yarım dalga plakası s ve p polarizasyonlarının şiddetlerini eşitlemek ve bu sayede herhangi bir uyarı yokken dengeli detektörden elde edilen sinyalin sıfırlanması için kullanılır. Ardından örneğe uygulanacak manyetik alan ile örnek mıknatıslandığında başta eşit olan s ve p şiddetleri arasındaki denge bozulacak ve sıfırdan farklı bir sinyal elde edilebilecektir.

Dengeli algılayıcının doyumuna ulaşmadan gelen LASER demetinin tamamını elektriksel sinyale dönüştürülebilmesi için algılayıcıdan önce uygun soğurucu ND (Neutral Density) filtreler yerleştirilir; bu noktada hem algılayıcının doyumuna ulaşmasını engelleyecek hem de sinyali engellemeyecek uygun filtreler seçilmiştir. Ancak sinyal yine de çok düşük olduğundan dolayı bir Lock-in Yükselteç ile sinyal yükseltmek zorundadır. Yükseltecin LASERle eş fazlı olan sinyalleri yükseltebilmesi için LASER üreticinin çıkış sinyali, yükselteci tetiklemesi için kullanılmıştır. Aynı şekilde LASER sinyali Boxcar ve sinyali gözlemekte kullanılan osiloskobu da tetiklemekte kullanılmıştır. Lock-in yükselteçte yükseltilecek sinyal bir Boxcar sistemine yönlendirilmiştir. Çünkü yükseltilecek sinyalin belirli bölgelerinde manyetik alan etkisiyle sinyal değişimi daha yüksektir ve Boxcar da ayarlanabilir zaman aralıklarında bir kapı oluşturarak, sinyalin sadece belirli bir bölgesinin toplanması ve ortalamasının alınmasını sağlamaktadır. Boxcar ile ortalaması alınan veriler bilgisayarda Labview ile yazılan programda toplanır. Program sayesinde geciktirme düzleminin konumu ve hangi adımlarla konumun değiştirileceği, mıknatıslara uygulanacak manyetik alan değeri bilgileri girilir ve deney başlatıldığında bu girdilere göre deney verileri toplanır.

Deney düzeneğinde kullanılan elemanlar ve özellikleri aşağıda alt başlıklarda verilmiştir.

### 3.2.1 Demet bölücüler

Demet bölücüler gelen ışık demetini optik güçleri aynı veya farklı olabilecek şekilde ikiye veya bazen daha fazlasına bölen optik araçlardır. Farklı tiplerde demet bölücüler vardır, bunlardan en yaygın olarak kullanılanları plaka ve küp demet bölücülerdir. Şekil 3.14'te bir plaka demet bölücüsü görülmektedir.



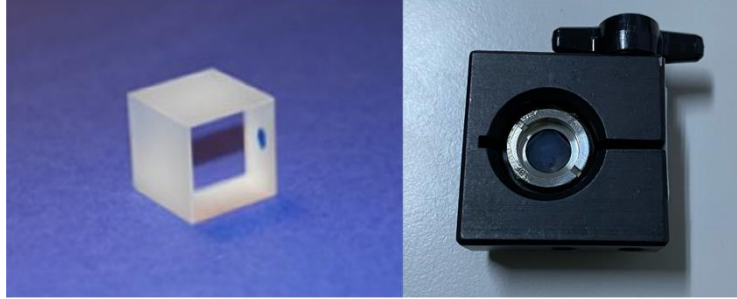
Şekil 3.14 Plaka demet bölücüsü

Seçilen demet bölücüsünün tipine göre, örneğin Şekil 3.12'deki gibi bir plaka demet bölücüsüne gelen ışığın optik güce göre bir kısmı plakadan yansıtılırken, kalan kısmı ise plakadan geçer. Örneğin 90:10'luk bir demet bölücüsü plakada gelen demetin optik gücünün %90'ı yansıtılırken, %10'u geçirilir. Seçilen plakaya göre değişen oranlarda yansıyan ışığın ya da geçen ışığın şiddetinde %2 ile %5 civarı sapmalar olabilir. Bu da demet bölücüsü camın ya da üzerindeki kaplamanın soğurması ve "ghosting" olarak adlandırılan gelen ışığın plakanın içine girdikten sonra ikinci yüzeyinden yansyarak farklı bir yöne sapmasından kaynaklı kayıplar nedeniyle olur.

### 3.2.2 BBO kristal

BBO kristal veya uzun ismiyle Beta Baryum Borat kristal, ikincel dereceden doğrusal olmayan optik özellik gösteren bir kristaldir. Şekil 3.15'te gösterilen bu kristaller doğrusal

olmayan optik süreçlerle ikinci harmonik ışının oluşturulmasında yani frekans çevriminde kullanılırlar.

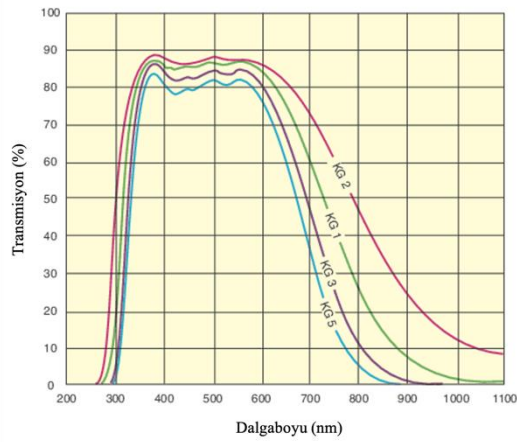


Şekil 3.15 BBO kristal ve kristal tutucusu

Deney düzeneğinin kurulumunda hem 800 nm dalga boyundaki LASER demetinden 400 nm dalga boyundaki demetin elde edilmesi için, hem de pompa ve gözlem demetleri arasındaki uzaysal ve zamansal farkın sıfır olduğu noktanın bulunması için kullanılmıştır.

### 3.2.3 KG3 filtre

KG3 filtre bir kısa dalga geçiren (shortpass) filtre olarak tanımlanan ve kızılötesi bölgedeki elektromanyetik dalganın geçişini engelleyen bir cam filtredir. Şekil 3.16'daki grafikte bu tip filtrelerin farklı dalga boylarında gelen ışığı geçirme yüzdeleri (transmisyon) verilmiştir.



Şekil 3.16 KG3 filtrenin dalgaboyu tepkisi (Newport, 2024)

Grafikten de görüldüğü gibi dalga boyu 600 nm'yi geçtikten sonra filtrenin ışığı geçirme yüzdesi hızlı bir şekilde düşmektedir. Böylece 800 nm ve üzeri bölgede, filtre gelen ışığın neredeyse %90'dan fazlasını soğurmakta ve geçirmemektedir. Bu da deney düzeneğinde gözlem demeti olarak kullanılan 400 nm dalga boyundaki ışığın içinde sızan 800 nm dalga boyunda demet varsa, bunun soğurularak filtrelenmesini sağlar.

Şekil 3.17'de görülen KG3 filtre deney düzeneğinde gözlem ışığı yolu üzerinde kullanılmıştır.



Şekil 3.17 KG3 filtre

### 3.2.4 Geri yansıtıcı ayna (retroreflektör)

Retroreflektörler temelde reflektör, yani yansıtıcılardır. Ancak sıradan bir yansıtıcıdan ya da aynadan farklı olarak ışığın geldiği doğrultuya paralel bir şekilde yansıtılmasını sağlar. Bir aynaya gelen ışık, ayna normali ile yaptığı açıya bağlı olarak yansıtılır. Retroreflektörde ise seçilen retroreflektöre bağlı olarak ışığın polarizasyonu değişmeden ve farklı açılarda ışınlar gelse de gelen ışık, geliş doğrultusuna paralel şekilde yansıtılabilir. Şekil 3.18'de sağdaki şekilde deney düzeneğinde kullanılan retroreflektör ve solda ise örnek olarak iç yapısı gösterilmiştir.



Şekil 3.18 Retroreflektör (Newport, 2024)

Bu yapıda ön yüzü düzlem şeklinde olan 3 adet ayna kullanılmıştır. Gelen ışık bir aynadan diğerine yansıtılarak gelen ve yansıyan ışığın paralelliği korunur. Bu, hareketli bir düzlem üzerine yerleştirilen retroreflektör ile ışığın aldığı yolun uzatılıp, kısaltılabilesini sağlar. Deney düzeneğinde Newport marka, UBBR2.5-1S model geniş bant, 63.5 mm bir retroreflektör geciktirme düzlemi üzerinde kullanılmıştır.

### 3.2.5 ND (Neutral Density) filtre

Optik yoğunluk, bir optik filtre tarafından sağlanan zayıflatma faktörünü, yani gelen bir ışının optik gücünü ne kadar azalttığını gösterir. Optik yoğunluk (OY) ile geçen ışık (T) arasındaki ilişki aşağıdaki denklemler ile verilir.

$$OY = \log_{10} \left( \frac{1}{T} \right)$$

$$T = 10^{-OY}$$

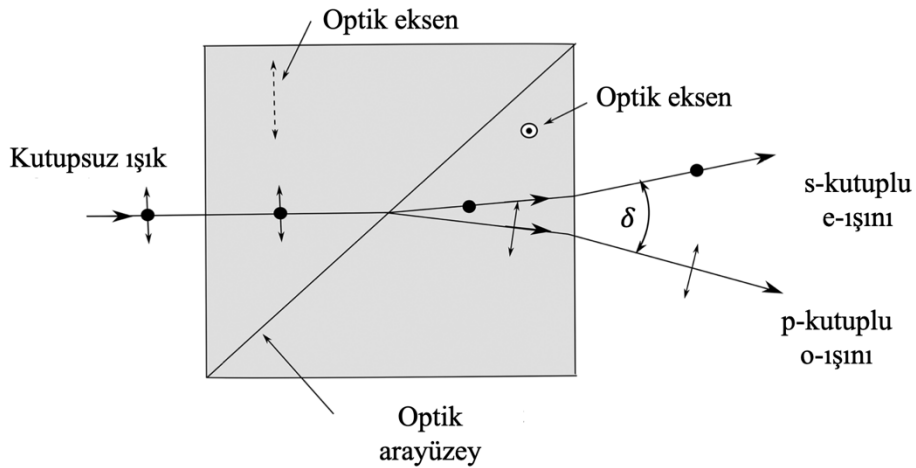
Denklemden  $T$  sıfır ile bir arasında bir değerdir. Daha yüksek optik yoğunluğa sahip bir ND filtresi seçmek, gelen ışığın daha düşük iletimine ve daha fazla soğurulmasına yol açacaktır. Daha yüksek geçirgenlik ve daha az soğurma için daha düşük bir optik yoğunluk uygun olacaktır. Örnek olarak, OY değeri 2 olan bir filtre 0,01 geçirgenlik değeriyle sonuçlanırsa, bu filtrenin ışını gelen gücün %1'ine kadar zayıflattığı anlamına gelir (Thorlabs, 2024). Deney düzeneğinde Şekil 3.19'da örnekleri gösterilen Thorlabs üretimi ND filtreler kullanılmıştır.



Şekil 3.19 ND filtre örnekleri (Thorlabs, 2024)

### 3.2.6 Wollaston prizması

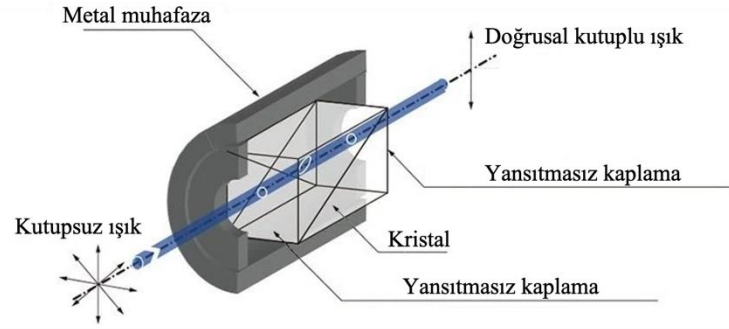
Wollaston prizması polarize bir demet bölücüdür ve Şekil 3.20’de verilen formda kalsit veya kuartzdan yapılabilir. Şekildeki o-ışını ve e-ışını, Erasmus Bartholinus (1625-1692) tarafından önerilen sıradan ışınlar (ordinary rays) ve sıra dışı ışınları (extraordinary rays) ifade eder ve bu ışınlar birbirine dik olacak şekilde doğrusal kutupludur. Bu iki ışın diyagonal ara yüzeyde birbirinden ayrılır. Kalsit içinde kırma indisleri  $n_e < n_o$  şeklinde olduğundan o-ışını yüzey normaline yaklaşır. Başlangıçta optik eksene dik kutuplulukta olan o-ışını, ara yüzeyin sağ tarafında e-ışınına dönüşmüş olur. Öte yandan kalsitte e-ışını ara yüzey normalinden uzaklaşarak kırılır. Bunun sonucu olarak birbirinden ayrılan iki ışın arasındaki açının değişimi prizmanın ara yüzeyinin açısına bağlıdır. Bu ara yüzey açısı da genellikle  $2^\circ$  ile  $45^\circ$  arasında değişmektedir (Hecht, 2016).



Şekil 3.20 Wollaston prizması yapısı

### 3.2.7 Glan-Thompson kutuplayıcı

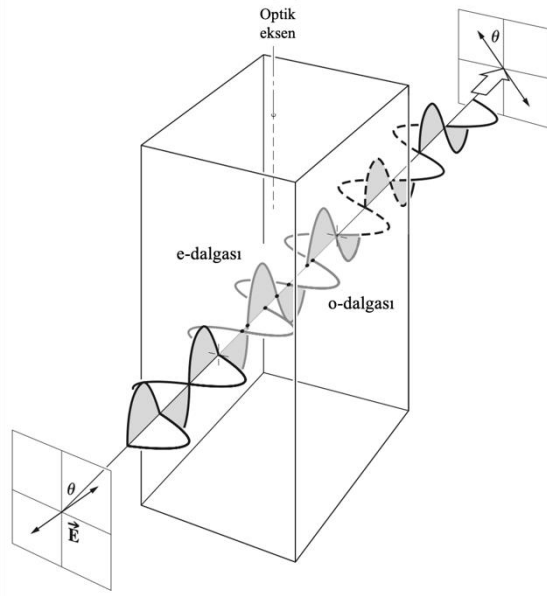
Wollaston prizmasındaki benzer şekilde birbirine yapıştırılmış iki prizmanın, ara yüzey açısının değiştirilebildiği aygıtlara Glan-Thompson kutuplayıcıları denir. Şekil 3.21’de gösterilen bu kutuplayıcılar sayesinde kutupsuz ışık, doğrusal kutuplu ışığa çevrilebilir ve kutuplayıcının optik eksen etrafında çevrilmesiyle farklı bir doğrultuda doğrusal kutuplu ışığın kristalden geçmesi sağlanabilir.



Şekil 3.21 Glan-Thompson kutuplayıcı (MeetOptics, 2024)

### 3.2.8 Yarım dalga plakası

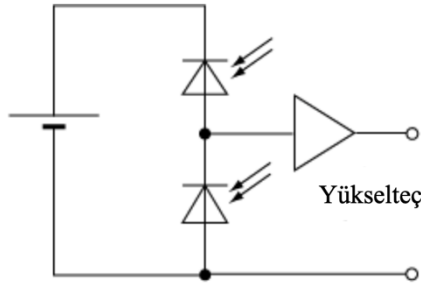
İlerleyen o ve e dalgaları arasında  $\pi$  radyan veya  $180^\circ$ ’lik bir bağıl faz farkı yaratan geciktirme plakası, yarım dalga plakası veya yarım dalga geciktirici olarak bilinir. Gelen bir doğrusal ışık demetinin titreşim düzleminin, Şekil 3.22’de gösterildiği gibi, hızlı eksen ile herhangi bir  $\theta$  açısı yaptığını varsayalım. Negatif bir materyalde e-dalgası daha hızlı ilerler ve o-dalgasına göre dalgaboyu daha uzun olur. Dalgalar plakadan çıktığında ise aralarında dalgaboyunun yarısı kadar faz kayması olur ve  $\vec{E}$  elektrik alanının doğrultusu toplamda  $2\theta$  kadar dönmüş olur. Bu nedenle bu tip plakalar polarizasyon çeviriciler olarak da adlandırılırlar (Hecht, 2016). Deney düzeneğinde de ışığın kutupluluğunun çevrilmesinde kullanılmıştır.



Şekil 3.22 Yarım dalga plakası

### 3.2.9 Dengeli algılayıcı (balanced detector)

Dengeli fotodedeksiyon (veya fark fotodedeksiyon) yöntemi, iki optik giriş sinyali arasındaki optik güçteki küçük farklılıkları tespit ederken, girişlerin ortak dalgalanmalarını büyük ölçüde ortadan kaldırmak için geliştirilmiştir. En basit formda Şekil 3.23'te verildiği gibi iki foto-diyot birbirine seri bağlıdır, bunun sonucunda ikisinin foto-akımları eşit olduğunda birbirlerini yok eder. Kullanılan ışık kaynağından ya da çevreden kaynaklı herhangi bir optik gürültü, bu dengeli detektör algılayıcı ile büyük ölçüde ortadan kaldırılır, böylece daha yüksek sinyal-gürültü oranına sahip ölçümler yapılabilir (RP Photonics AG, 2024).



Şekil 3.23 Dengeli algılayıcı basit yapısı

Deney düzeneğinde Şekil 3.24'te gösterilen Newport marka, 2307 model, 8 mm'lik silikon algılayıcı kullanılmıştır. Bu algılayıcının çalışma dalgaboyu aralığı 400-1070 nm'dir ve ayarlanabilir kazanç özelliği sayesinde sinyal yükseltmesi üç kademeli olarak ayarlanabilmektedir.



Şekil 3.24 Newport, 2307 dengeli algılayıcı

### 3.2.10 Lock-in amplifier

Lock-in yükselteçler, birkaç nanovolt kadar çok küçük AC sinyallerini tespit etmek ve ölçmek için kullanılır. Küçük sinyal binlerce kat daha büyük gürültü kaynakları tarafından gölgelendiğinde dahi doğru ölçümler yapılabilir. Lock-in yükselteçler, sinyalin bileşenini belirli bir referans frekansında ve fazında ayırtmak için faza duyarlı algılama olarak bilinen bir teknik kullanır. Referans frekans dışındaki frekanslardaki gürültü sinyalleri dışlanır ve ölçümü etkilemez (Stanford Research Systems, 2024).

Deney düzeneğinde Şekil 3.25'te gösterilen Stanford Research Systems üretimi SR810 model Lock-in yükselteç kullanılmıştır.



Şekil 3.25 SR810 DSP Lock-in yükselteç

### 3.2.11 Boxcar

SR200 Serisi Boxcar ortalama alma sistemi, hızlı analog sinyalleri almak ve analiz etmek için tasarlanmış modüler bir ölçme platformudur. Sistem, NIM (Nuclear Instrumentation Module) uyumlu bir ana bilgisayar ve sistemi bireysel gereksinimlere göre uyarlamak için seçilebilen modüllerden oluşur. SR200 serisi, 100 ps'den 150  $\mu$ s'ye kadar geçit genişliklerini, 50 kHz'ye kadar tekrarlama frekanslarını işleyebilecek kadar esnektir ve hem analog hem de dijital çıkışlara sahiptir. Düşük gürültülü girişleri ve düşük sapmalı çıkışlara sahiptir. Geçitli entegratörler ve boxcar ortalama alıcılar hızlı, tekrarlayan, analog sinyalleri iyileştirmek için tasarlanmıştır. Tipik bir uygulamada, önceden belirlenmiş genişlikteki bir zaman kapısı, sinyalle çakışacak şekilde dahili veya harici bir tetikleyiciye göre hassas bir şekilde konumlandırılır. Geçitli bir entegratör, geçit açık olduğu süre boyunca mevcut olan sinyali yükseltir ve entegre eder, diğer zamanlarda mevcut olabilecek gürültü ve paraziti ise yok sayar (Stanford Research Systems, 2024).

Deney düzeneğinde kullanılan Boxcar, Şekil 3.26'da verilmiştir.



Şekil 3.26 SR280 kasaına entegre SR250 modüllü Boxcar

## 4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

Önceki bölümde anlatılan yöntemler kullanılarak, hangi tez örneklerinin hangi parametrelerle üretildiği, karakterizasyon ve analiz sonuçları bu bölümde detaylarıyla verilecektir.

### 4.1 Örneklerin Üretilmesi

Tez çalışmasında FePt yapısının geçiş metalleriyle katkılanmasının manyetizasyon dinamiklerine etkisinin incelenmesi amaçlanmıştır. Bu amaç doğrultusunda bakır (Cu) ve paladyum (Pd) metalleriyle katkılama yapılmıştır. Bunun için FePt alaşım hedef malzemesi kullanılmıştır ve malzeme üzerinde Şekil 4.1’de görüldüğü üzere delikler bulunmaktadır. Birbirinden eşit uzaklıklarla açılmış bu deliklere Cu ve Pd peletleri preslenerek yerleştirilmiş ve bu şekilde istenilen metalle katkılama imkanı sağlanmıştır. Elde edilen hedeflerle fiziksel buharlaştırma sistemi kullanılarak ince film kaplama yapılmıştır.



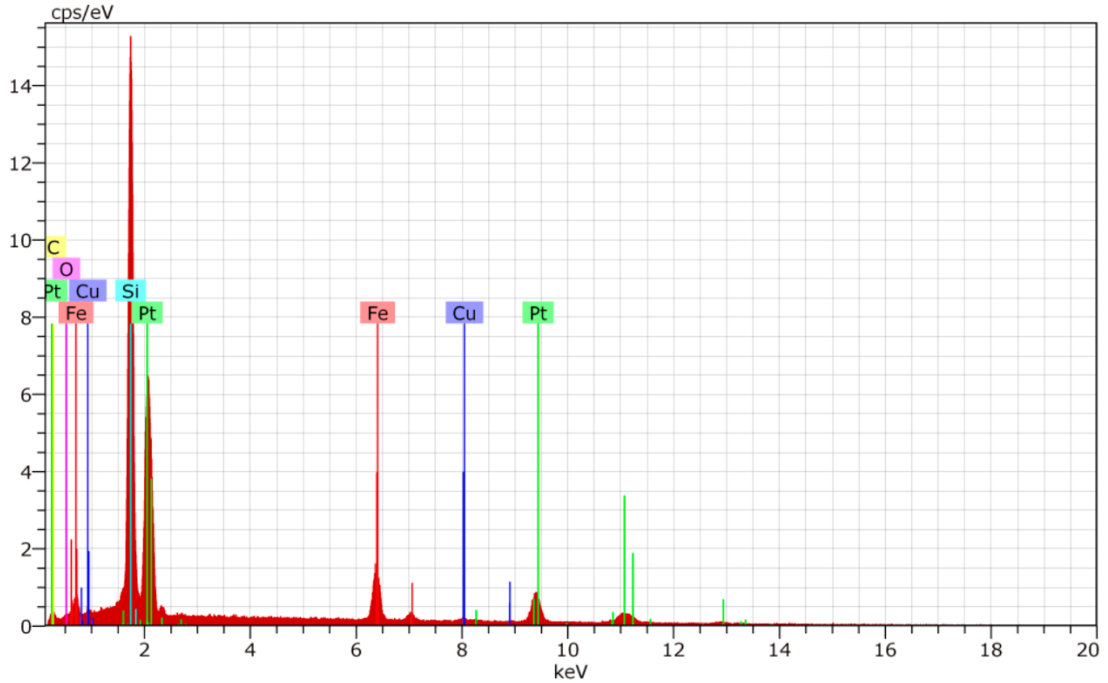
Şekil 4.1 Katkılı FePt üretiminde kullanılan hedef

İnce film örnekler Türk Hızlandırıcı ve Işınım Laboratuvarı (TARLA) bünyesinde bulunan Nanovak üretimi PVD sisteminde, RF magnetron tabancası kullanılarak üretilmiştir. Bu şekilde iki farklı kompozisyonda Cu katkılı FePt ve bir de Pd katkılı FePt üretilmiştir, alttaş olarak ise hem SiO<sub>2</sub> hem de MgO alttaşlar kullanılmıştır. Tüm

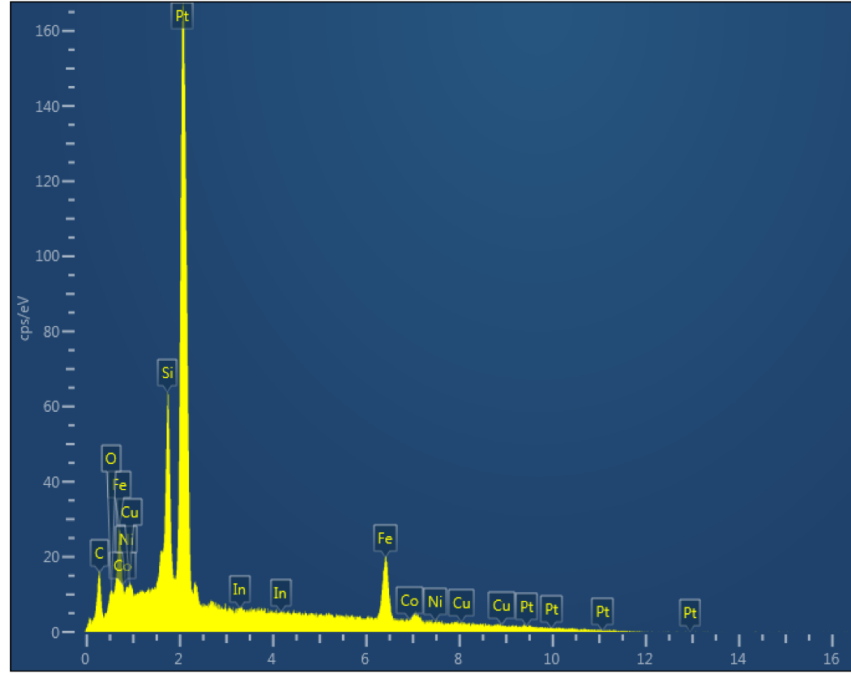
örneklerin üretiminde kaplama süresi 10 dk olarak seçilmiştir. Pd katkılı örnek üretilirken 50W RF güç uygulanmıştır. Bakırlı örneklerde ise kompozisyonu değiştirebilmek için 30W ve 50W güçlerde kaplamalar yapılmıştır. Bakır katkılı FePt örnekleri 10 dk boyunca 30W güçte üretilirken kaplama sırasındaki çalışma basıncı  $9,5 \times 10^{-3}$  mbar, 10 dk 50W güçte üretilirken ise  $1,8 \times 10^{-2}$  mbar olarak ayarlanmıştır. Paladyum katkılı filmler üretilirken ise çalışma basıncı  $1,8 \times 10^{-2}$  mbar olarak ayarlanmıştır.

## 4.2 Sem İncelemesi

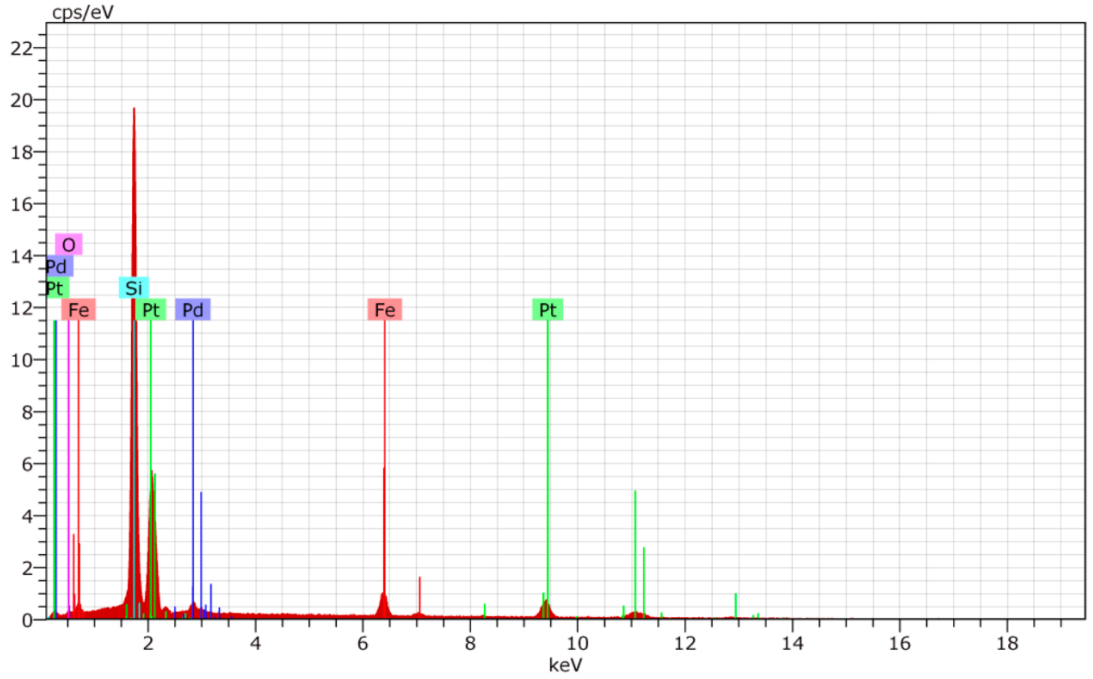
Üretilen ince film örneklerin kompozisyonları enerji dağılımlı x-ışını dedektörü ile incelenmiştir. Buna göre her örnek için elde edilen spektrum Şekil 4.2, 4.3 ve 4.4'te verilmiştir. Şekil 4.2 ve 4.4'teki spektrumlar Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü'nde, Şekil 4.3'teki spektrum ise Hacettepe Üniversitesi İleri Teknolojiler Uygulama ve Araştırma Merkezi'nde (HÜNİTEK) bulunan taramalı elektron mikroskopları ile elde edilmiştir.



Şekil 4.2 Si alttaş üzerine 10 dk 50W güçte kaplanan Cu katkılı FePt örneği



Şekil 4.3 Si alttaş üzerine 10 dk 30W güçte kaplanan Cu katkılı FePt örneği



Şekil 4.4 Si alttaş üzerine 10 dk 50W güçte kaplanan Pd katkılı FePt örneği

Bu spektrumlardan elde edilen verilere göre örneklerin kompozisyonları Çizelge 4.1'de verilmiştir.

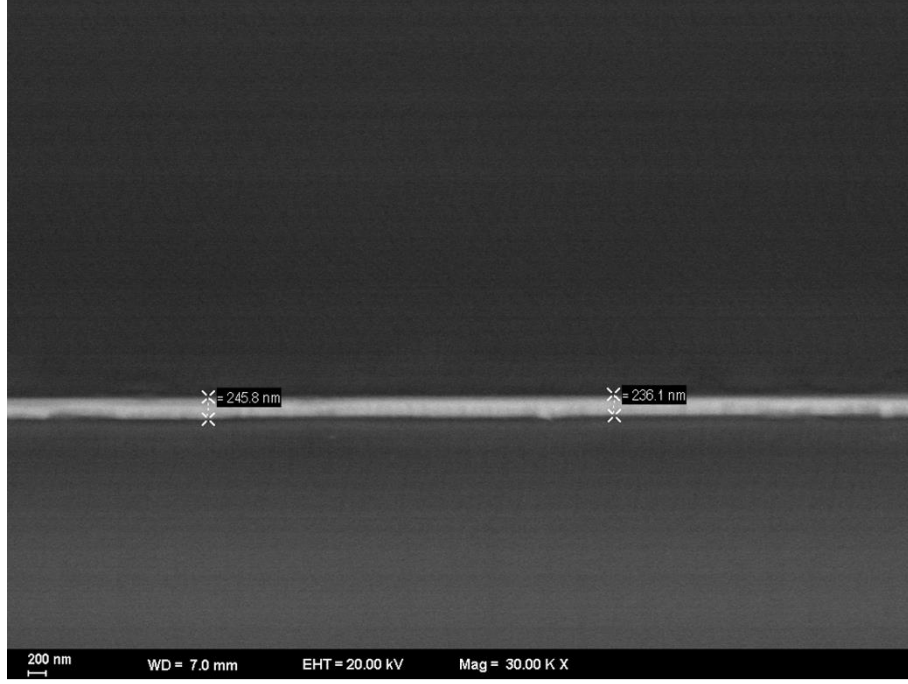
Çizelge 4.1 Üretilen örneklerin EDX analiz ile elde edilen kimyasal kompozisyonları

$Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ - 10dk 50W		$Fe_{47}Pt_{40}Cu_{13}$ - 10dk 30W		$Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$ - 10dk 50W	
Element	Atomik %	Element	Atomik %	Element	Atomik %
Fe	45,91	Fe	46,63	Fe	44,90
Cu	4,19	Cu	13,06	Pd	7,80
Pt	49,91	Pt	40,31	Pt	47,30
Toplam:	100.00	Toplam:	100.00	Toplam:	100.00

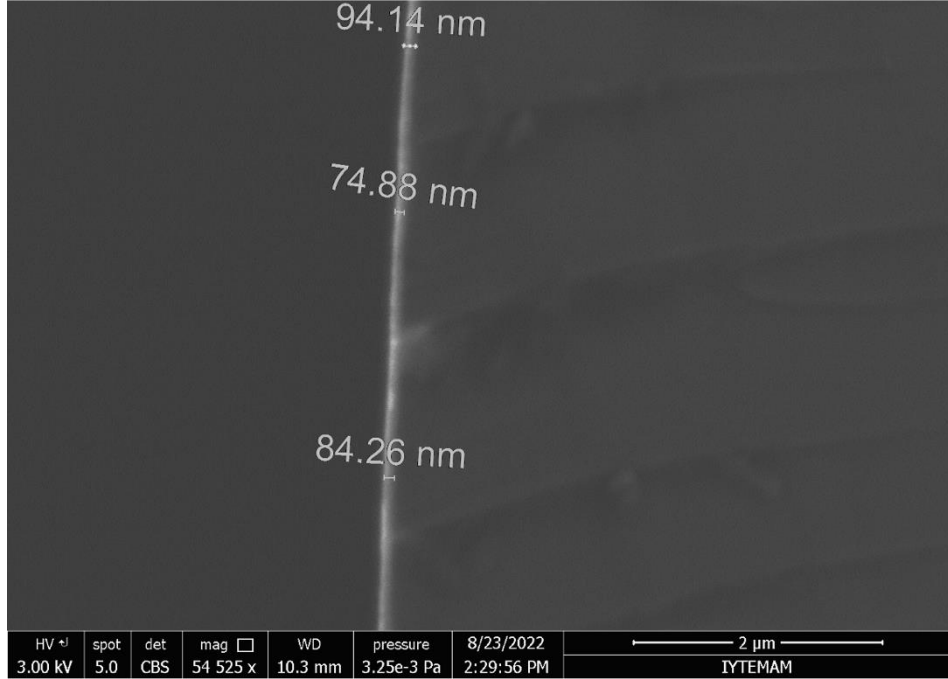
Bu veriler ışığında daha düşük güçte, aynı sürede örnek üretiminin bakır yüzdesini artırdığı gözlenmiştir.  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$ ,  $Fe_{47}Pt_{40}Cu_{13}$  ve  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  örneklerine ait kalınlık ölçümleri sırasıyla Şekil 4.5, 4.5 ve 4.7’de gösterilmiştir. Kalınlık ölçümlerinin sonuçları ise Çizelge 4.2’de verilmiştir. Şekil 4.5 ve 4.7’deki ölçümler Ankara Üniversitesi Nükleer Bilimler Enstitüsü’nde, Şekil 4.6’deki ölçüm ise İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü’nde yapılmıştır.

Çizelge 4.2 Üretilen örneklerin kalınlıkları ve üretim parametreleri

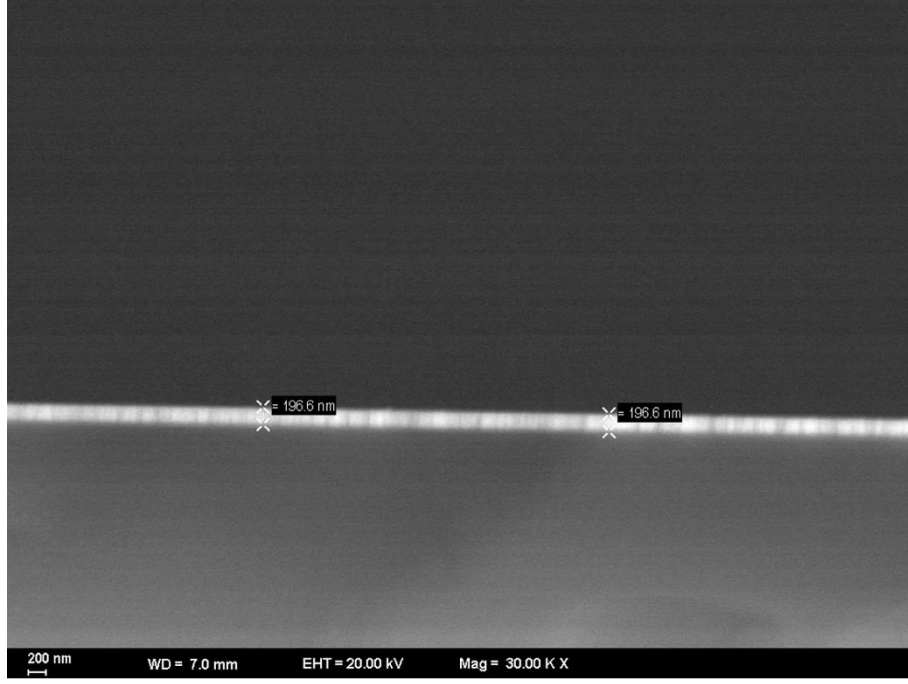
Örnek Adı	Kaplama Süresi	Kaplama sırasındaki basınç	Kaplama sırasında RF magnetrona uygulanan güç	Elde Edilen ince film kalınlığı
$Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$	10 dk	$1,8 \times 10^{-2}$ mbar	50 W	~240 nm
$Fe_{47}Pt_{40}Cu_{13}$	10 dk	$9,5 \times 10^{-3}$ mbar	30 W	~85 nm
$Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$	10 dk	$1,8 \times 10^{-2}$ mbar	50 W	~196 nm



Şekil 4.5  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ince film örneğine ait kalınlık ölçümü

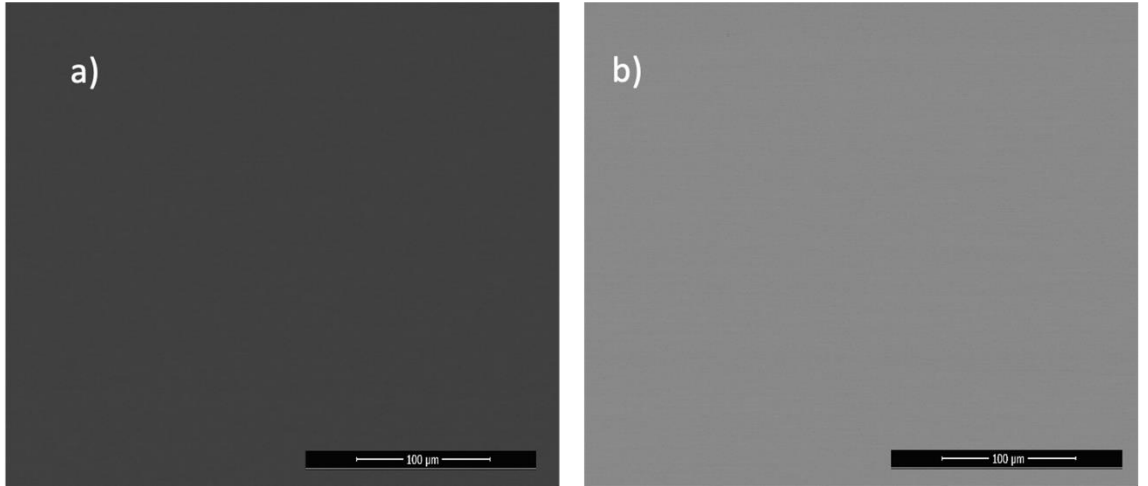


Şekil 4.6  $Fe_{47}Pt_{40}Cu_{13}$  ince film örneğine ait kalınlık ölçümü



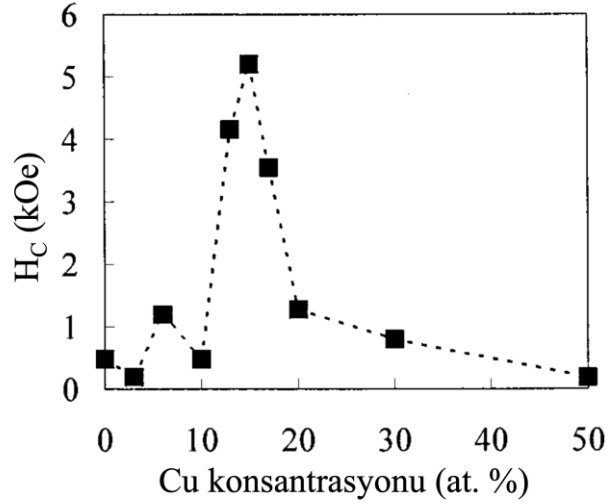
Şekil 4.7  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  ince film örneğine ait kalınlık ölçümü

$Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneğinin yüzey morfolojisi Şekil 4.8.a'da ikincil elektron görüntüsü ile verilmiştir. Şekil 4.8.b'de verilen geri saçılan elektronlardan elde edilen BSE görüntüsünde ise kontrast farkı gözlenmemiştir, bu da ince filmin kimyasal kompozisyonunun homojen olduğunu gösterir.



Şekil 4.8  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ince film örneğine ait a) SE ve b) BSD görüntüsü

Üretilen örneklerin kompozisyonları literatürle karşılaştırılarak değerlendirildiğinde, Maeda ve arkadaşlarının 2002’de yayınladığı çalışma dikkat çekmiştir. Bu çalışmada FePt ince filmi farklı oranlarda Cu ile katkılanarak, Cu oranına göre koersif alan ölçümleri yapılmış ve 300°C sıcaklıkta 1 saat tavlanaarak düzenli yapının oluşması sağlanan örneklerin koersif alan değişimleri Şekil 4.9’da verilmiştir.



Şekil 4.9 Bakır katkısıyla FePt koersif alan değişimi (Maeda vd. 2002)

Maeda ve arkadaşlarının yaptığı bu çalışmada bakır konsantrasyonu %10’un üzerine çıktığında FePt:Cu örneğinin koersif alanının 4-5 katına çıktığı (4-5 kOe), Cu konsantrasyonu %20 ve üzerine çıktığında ise koersif alanın tekrar 1 kOe seviyelerine düştüğü görülmektedir. Bu sonuca göre tez kapsamında üretilen  $Fe_{47}Pt_{40}Cu_{13}$  örneğinde bulunan %13 bakır konsantrasyonundan dolayı, koersif alanının  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneğinin koersif alanından yüksek olması beklenebilir. Bu durumda TR-MOKE deneylerinin yapılabilmesi için, kullanılan ferromanyetik ince filmlerin koersif alanından daha yüksek manyetik alan oluşturabilen elektromıknatısların kullanılması gerekmektedir.

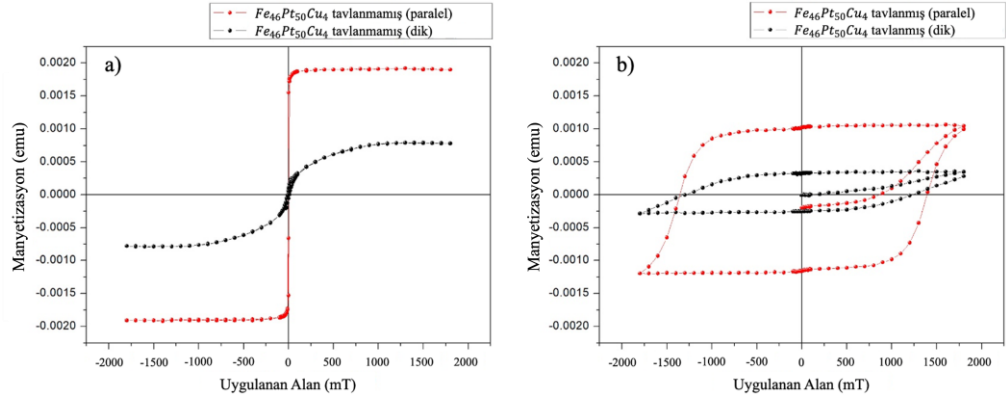
### 4.3 Isıl İşlemler

$Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ve  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  örneklerinin  $L1_0$  düzenli yapısına geçebilmesi için uygulanması gereken ısıl işlem sıcaklığı literatür taraması yapılarak belirlenmiştir. Deney düzeneğinde yüksek manyetik alan uygulanabilen bir kaynak olmadığından ve manyetik

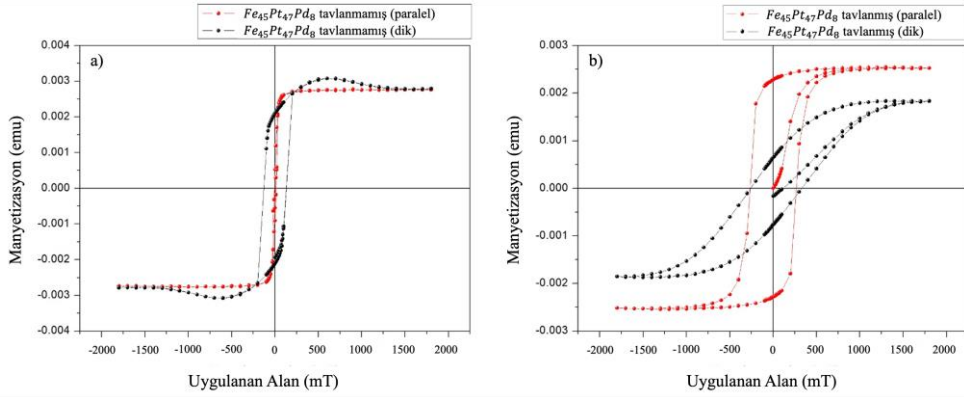
bilgi depolamada kullanılan bu tip malzemelerin manyetik hücrelerinin (domain) büyümesi istenmediğinden dolayı, bir veya birkaç dakika gibi kısa süreli ısıl işlem uygulanmak istenmiştir. Literatürde “Rapid Thermal Annealing” olarak tanımlanan bu işlemin uygulanabilmesi için gerekli cihaz laboratuvar altyapısında bulunmadığından dolayı, Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği SNTG laboratuvarı altyapısı kullanılarak, örnekler kuartz içine hapsedilerek, daha uzun süreli tavlama işlemi yapılmak zorunda kalmıştır. Koersif alanın tavlama sıcaklığı ile doğru orantılı olduğu bilinmektedir (Zha vd. 2010), bu nedenle öncelikle düzenli yapının oluşturulabileceği 400°C gibi nispeten daha düşük tavlama sıcaklığı tercih edilmiştir. Bunun sonucunda düzenli yapının oluşup oluşmadığı manyetik alana bağlı manyetizasyon ölçümleri ile incelenmiştir. Ancak PPMS ile yapılan manyetizasyon ölçümleri sonucunda yapının oluştuğuna dair izlenim edilemediğinden, koersif alanda artış gözlenmediğinden, bir sonraki örnek grubu 600°C’de 1 saat tavlannmıştır. Bu örneklerin manyetizasyon ölçümleri ve x-ışını desenleri sonraki başlıklarda verilmiştir.

#### 4.4 Manyetizasyon Ölçümleri

1 saat 600°C’de tavlanan örneklerde düzenli yapının oluşup oluşmadığının anlaşılması için VSM ile manyetik alana bağlı manyetizasyon ölçümleri yapılmıştır.  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ve  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  ince film örneklerinin, ısıl işlem uygulanmış ve uygulanmamış numuneleri ile hem örnek yüzeyine dik hem de paralel yönde manyetizasyon ölçümleri yapılmıştır. Şekil 4.10 ve 4.11’de verilen manyetizasyon ölçümlerinin tamamı oda sıcaklığında yapılmıştır.



Şekil 4.10  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneğine ait manyetizasyon ölçümleri



Şekil 4.11  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  örneğine ait manyetizasyon ölçümleri

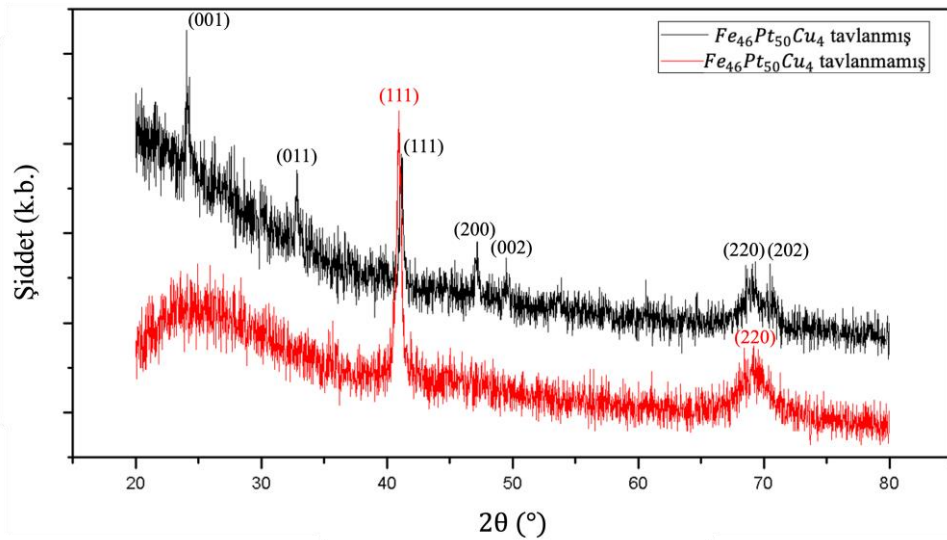
$Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  ve  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneklerinin tavllanmış ve tavlınmamış durumlarında, örnek yüzeyine dik ve paralel olarak ölçülen koersif manyetik alan ( $H_c$ ) değerleri Çizelge 4.3'te verilmiştir. Bu sonuçlara göre hem  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  örneği hem de  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneğinde ısıl işlem ile koersif alanın arttığı gözlenmiştir. Ancak özellikle  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneğinin yüzeye paralel koersif alanında çok ciddi bir artış gözlenmiş ve 4 mT değerinden 1392 mT'ya çıktığı gözlenmiştir.

Çizelge 4.3  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  ve  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ince film örneklerine ait koersif alan değerleri

	Tavlınmamış		Tavllanmış	
	Paralel (in-plane)	Dik (out of plane)	Paralel (in-plane)	Dik (out of plane)
$Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$	10 mT	100 mT	265 mT	329 mT
$Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$	4 mT	10 mT	1392 mT	1223 mT

#### 4.5 X-ışını Analizi

Manyetizasyon ölçümleri fikir veriyor olsa da düzenli yapının oluştuğunun teyit edilmesi için x-ışını kırınımı ile yapı analizi yapılması gerekmektedir. İnce film örneklerinin x-ışını kırınım desenleri x-ışını kırınım metresi ile elde edilmiştir. XRD yöntemi ince filmler için uygulandığında filmin üzerine kaplandığı alttaş nedeni ile filme ait piklerin gözlenmesi zorlaşmaktadır, çünkü x-ışınları alttaş ile de etkileşime girmektedir.  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ve  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  örneklerinin ısı işlem öncesi ve sonrası x-ışını kırınım desenleri elde edilmeye çalışılmıştır ancak paladyum katkılı örneklerin x-ışını kırınım desenlerinde pikler gözlenememiştir. Bu paladyumlu örneğin beklenen yapıda oluşmaması nedeniyle olabileceği gibi, uygulanan x-ışını kırınımı yöntemi nedeni ile de olabilir. Bu nedenle kesin kaniya varılamayan  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  örneği için de çalışmalar, tez sürecinden sonra sürdürülecektir.  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneğine ait oda sıcaklığında elde edilen x-ışını deseni ise Şekil 4.12’de verilmiştir. Şekil 4.12’de kırmızı renk ile verilen x-ışını kırınım deseninde tavlınmamış  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ince film örneğine ait 111 ve 220 kırınım pikleri görülmektedir. Siyah renkli grafikte ise 1 saat  $600^{\circ}C$ ’de tavlanan  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ince film örneğine ait x-ışını deseni görülmektedir ve tavlınmamış örnek için gözlenen piklere ek olarak 001 ve 011 süper-örgü piklerinin yanı sıra, 002 ve 202 pikleri de gözlenmektedir; bu ek piklerin düzenli  $L1_0$  yapısına ait olduğu bilinmektedir ve böylece düzenli yapının elde edildiği kanıtlanmıştır.



Şekil 4.12  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneğine ait X-ışını kırınım desenleri

Hem oluşturulan  $L1_0$  fazı hem de A1 fazındaki ince film örnekleri için elde edilen x-ışını kırınımı desenlerinden örgü parametreleri ve kristalite büyüklükleri hesaplanmıştır. A1 fazı için örgü parametresi  $a=3,81\text{\AA}$ ,  $L1_0$  fazı için  $a=3,85\text{\AA}$  ve  $c=3,68\text{\AA}$  olarak hesaplanmıştır. Buna göre  $L1_0$  fazı için  $c/a$  oranı 0,96 bulunmaktadır, bu da literatür ile uyumludur (Lukashev vd. 2012). A1 fazı için kristalite büyüklüğü 15 nm,  $L1_0$  fazı için ise 28 nm olarak bulunmuştur.  $600^\circ\text{C}$ 'de 1 saatlik ısıtmanın sonucunda kristalite boyutunun arttığı gözlenmiştir; bu sonuç literatürde aynı kompozisyon için Takahashi ve arkadaşlarının çalışması ile uyumaktadır (Takahashi vd. 2002).

#### 4.6 TR-MOKE Deneyleri

TR-MOKE deneylerine başlamadan önce incelenecek malzemeye göre değişkenlik gösterecek ölçütler belirlenmiştir. İncelenecek örneğe göre çalışılacak MOKE geometrisi, uygulanacak LASER akısı belirlenmelidir. Ayrıca, LASERin ince filmin üzerine kaplandığı alttaş ile değil de, sadece ince film ile etkileşime girmesi için gerekli film kalınlığı da belirlenebilir. FePt için çalışılacak MOKE geometrisi malzemenin gösterdiği anizotropi dolayısıyla kutupsal-MOKE olarak belirlenmiştir. Diğer değişkenler ise açık kaynaklarda bulunan, Alber ve arkadaşlarının 2021 yılında yayınladığı Python programla dilinde yazılmış modelleme ile bulunmuştur (Alber vd. 2021). Açık kaynaktaki bu modelleme nikel için örnek olarak yapılmıştır ve tez örneğinde aynı modellemenin yapılabilmesi için FePt alaşımına ait Çizelge 4.4'te verilen değerler kullanılmıştır. Buradaki değerler literatür taraması yapılarak farklı makalelerden elde edilmiş ve makaleler kaynaklarda verilmiştir (Iihama vd. 2016, Kimling vd. 2014, Giri vd. 2016, Reid vd. 2018).

Çizelge 4.4 FePt için iki sıcaklık modelinde kullanılan sabitler

	$\gamma$ ( $J.m^{-3}K^{-2}$ )	$G_{e-l}$ ( $W.m^{-3}K^{-1}$ )	$C_l$ ( $J.m^{-3}K^{-1}$ )	$K$ ( $W.m^{-1}K^{-1}$ )	$\theta_D$ (K)	$T_C$ (K)
FePt	933	$1.5 \times 10^{18}$	$3 \times 10^6$	11.5	227	750

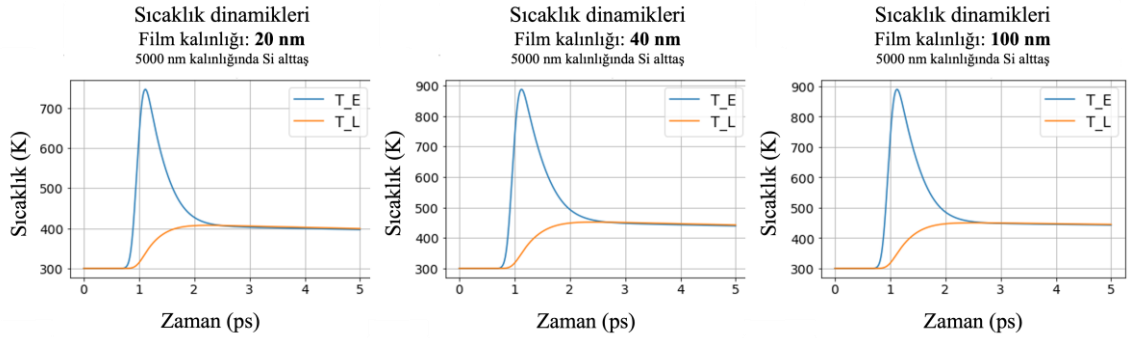
Burada  $T_c$  Curie sıcaklığını,  $\theta_d$  Debye sıcaklığını,  $K$  ısı iletkenliğini,  $C_l$  örgü sisteminin ısı sığasını,  $G_{e-l}$  elektron ve örgü sistemleri arasındaki çiftlenim sabitini,  $\gamma$  ise elektron

sisteminin sıcaklığı ve ısı sığası arasındaki orantı sabitidir.  $G_{e-l}$  ve  $\gamma$  sırasıyla aşağıdaki iki denklemlerle verilir:

$$G_{e-l} = 3\gamma\lambda \frac{\theta_D^2/2}{\hbar\pi k_B}$$

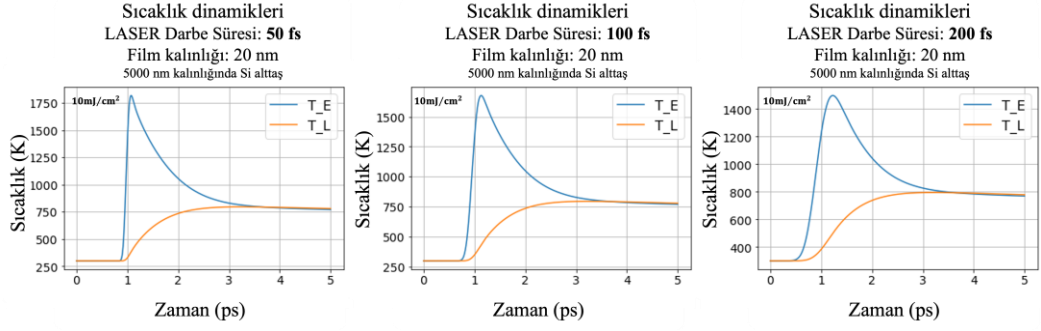
$$C_e = \gamma T_e$$

Bu denklemlerde  $C_e$  elektron sisteminin ısı sığası,  $T_e$  ise sıcaklığıdır;  $\lambda$  ise elektron-fonon kütle artış parametresi olarak tanımlanmaktadır. Bu parametrelere göre Alber ve arkadaşlarının yayınladığı simülasyona göre film kalınlığının değişiminin etkisi iki sıcaklık modeline göre Şekil 4.13'te verilmiştir. Simülasyon sonuçlarında “T\_E” elektron sistemi sıcaklığını, “T\_L” örgü sisteminin sıcaklığını ifade eder. Simülasyon sonucuna göre 20 nm kalınlığındaki filmde örgü sisteminin sıcaklığı yaklaşık 400 K oluyorken, film kalınlığı 40 nm olduğunda 450 K yakınlarına kadar çıktığı ve 100 nm kalınlıktaki filmde de yine 450 K civarında kaldığı gözlenmiştir. Buna göre, 40 nm'den kalın filmlerde kalınlığın artık sistemler arasındaki etkileşimleri değiştirmedeği anlaşılmıştır. Kalınlığın da ayrı bir değişken olarak deney sonuçlarını etkilememesi açısından film kalınlıkları 40 nm'den kalın olacak şekilde örnekler üretilmiştir.



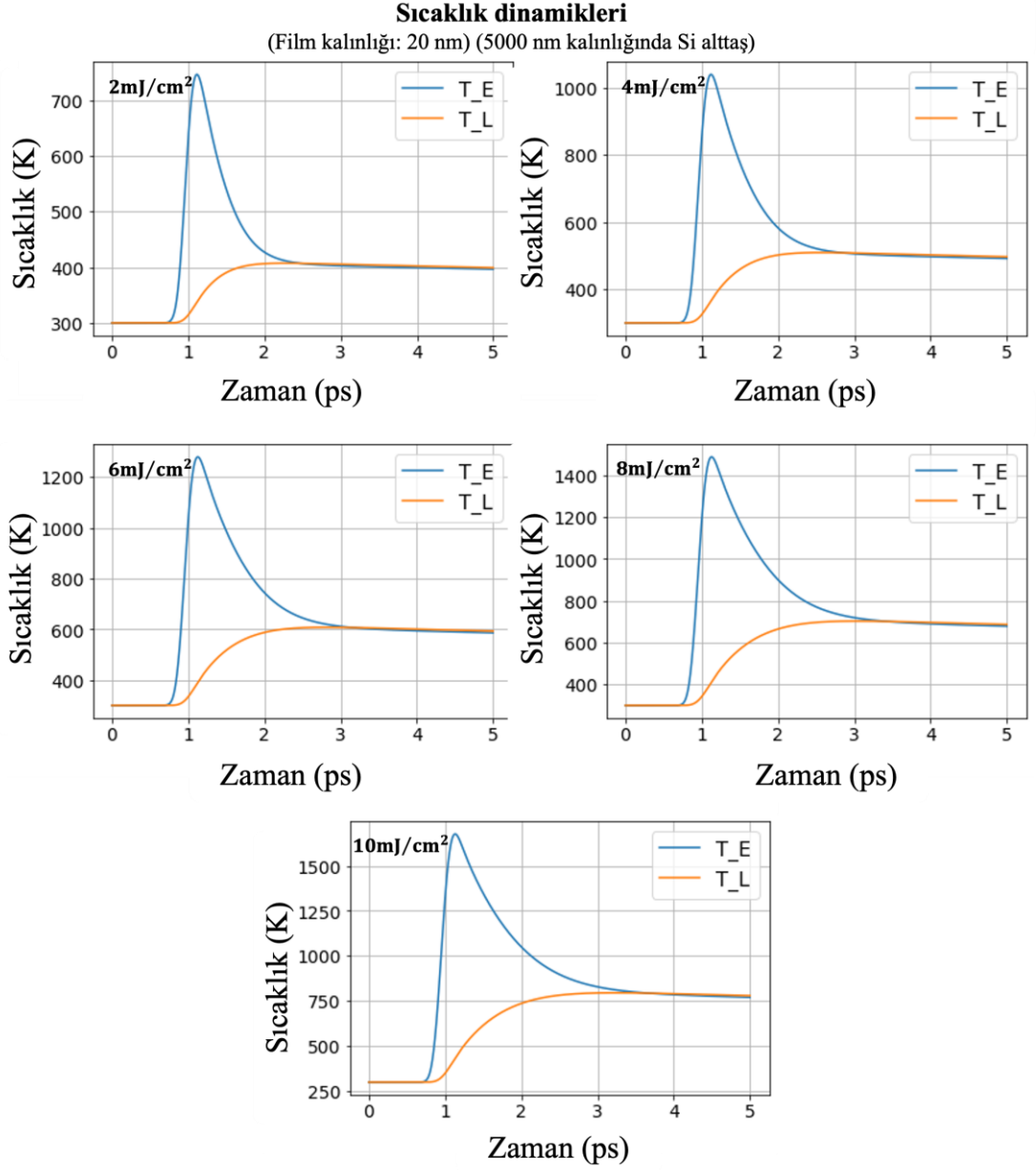
Şekil 4.13 İnce film kalınlığının etkisinin 2TM ile incelenmesi

Aynı simülasyonla LASER darbe süresinin etkisi de incelenmiş ve Şekil 4.14'te verilmiştir. Bu sonuca göre de darbe süresinin örgü sisteminin sıcaklığını etkileyebileceği ancak 50 fs ve 100 fs arasında fark olmadığı anlaşılmıştır. Hem bu nedenle hem de kullanılan LASER'in kararlı çalıştığı bir darbe süresi olması nedeniyle, LASER darbe süresi 70 fs olarak ayarlanmış ve deneyler yapılmıştır.



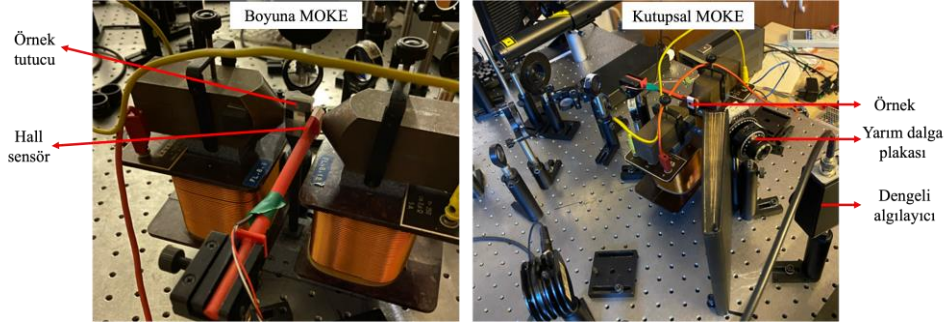
Şekil 4.14 LASER darbe süresinin etkisinin 2TM ile incelenmesi

Son olarak en önemli parametre olan LASER akısının sisteme etkisi de 2, 4, 6, 8 ve 10  $mJ/cm^2$  değerleri için simüle edildiğinde Şekil 4.15'te verilen sonuçlara ulaşılmıştır. Bu sonuçlara göre 2  $mJ/cm^2$  şiddetinde LASER akısı olduğunda elektron sisteminin sıcaklığı FePt alaşımının Curie sıcaklığı olan 750K'e çok yakın olduğu ve daha yüksek akılarda ise Curie sıcaklığının geçildiği görülmektedir. Bu LASER şiddetleri civarında çalışılabilseydi daha önce 2.2 bölümünde tanımlanan Tip-1 manyetizasyon dinamiğinden Tip-2 dinamiğine geçiş gözlenebilirdi. LASER akısındaki artış, elektron ve dolayısıyla örgü sisteminin sıcaklığını artırdığından, demanyetizasyonu da artırmaktadır. Düzenekte kullanılan manyetik alan kaynağının örnek için gerekli manyetik alanı yaratamaması nedeni ile malzeme yeterince manyetize edilemediğinden yüksek şiddetlerde çalışılarak sinyal-gürültü oranı iyileştirilmeye çalışılmıştır.



Şekil 4.15 LASER akısının etkisinin 2TM ile incelenmesi

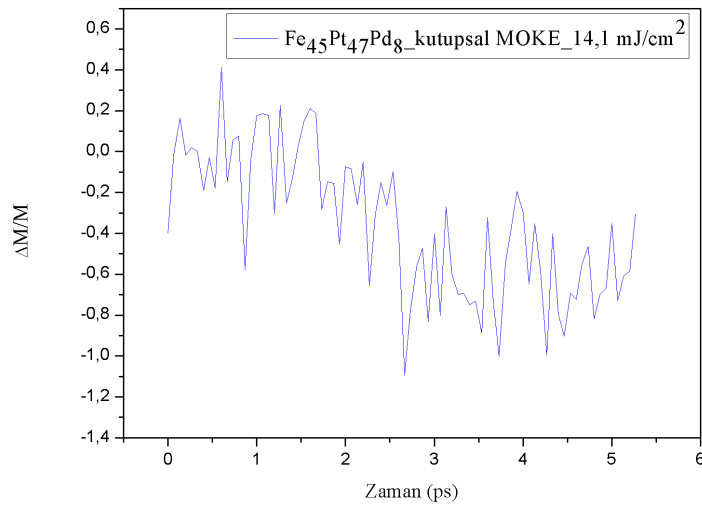
TR-MOKE deneyleri Şekil 4.16'da gösterilen bobin çifti ile oluşturulan manyetik alanın, iki demir çekirdek ile yönlendirildiği düzenekle yapılmıştır. Bu iki demir çekirdek arasına incelenecek örnek yerleştirilmiştir. Örnekler üç boyutlu yazıcı ile yazdırılan siyah renkli örnek tutucu üzerine tutturulmuştur. Bir taraftan da örneğin yanında, yine yazıcıdan bastırılan kırmızı renkli tutucuda bulunan algılayıcı ile örneğe uygulanan manyetik alan ölçülebilmektedir.



Şekil 4.16 Kullanılan bobin çifti (Leybold marka, 250 sarım, 5A)

Bu sistemle uygulanabilen en yüksek manyetik alan 95 mT olarak ölçülmüştür. Çalışılan örneklerin manyetik özellikleri düşünüldüğünde, düzenli olan  $L1_0$  yapısındaki örneklerin sahip oldukları 1,2-1,4T civarındaki koersif alanları nedeni ile mevcut manyetik alan kaynağı ile demanyetizasyon sinyali gözlenememiştir. Bu nedenle A1 fazındaki, düzensiz yapıdaki, tavlanmamış örnekler ile TR-MOKE deneylerine yoğunlaşmıştır.

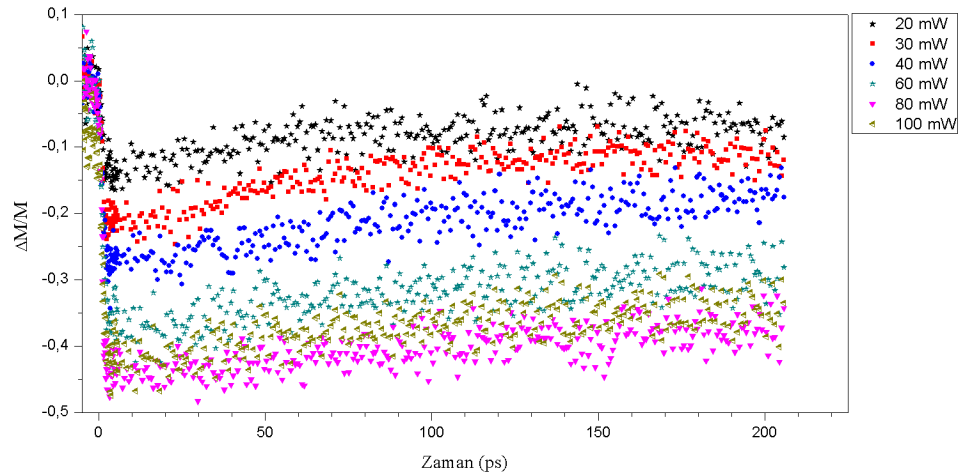
$Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  kompozisyonundaki Pd katkılı örnek ile hem örnek yüzeyine dik alan uygulanan kutupsal-MOKE geometrisinde, hem de paralel alan uygulanan boyuna-MOKE geometrilerinde denemeler yapılmıştır. Ancak Şekil 4.17’de görüldüğü gibi kutupsal-MOKE geometrisinde LASER etkisi ile oluşturulan demanyetizasyon sinyalinin gürültüden ayrıştırılarak analiz edilemeyecek kadar küçük olduğu gözlenmiştir.



Şekil 4.17  $Fe_{45}Pt_{47}Pd_8$  kutupsal TR-MOKE deneyi

Bu deneyde kullanılan pompa LASERinin akısı  $14,1 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  gibi yüksek bir değer olmasına rağmen, pompa etkisi ile  $\Delta M/M$  değerinde düşüş gözlenirse de sinyal-gürültü oranı yetersiz kalmaktadır. Burada M, manyetizasyonun en yüksek olduğu değeri;  $\Delta M$  ise pompa demeti ile demanyetize edilen örneğin manyetizasyonu ile pompa demeti gelmeden önceki manyetizasyonunun farkını ifade etmektedir. Bu nedenle ferromanyetik ince film pompa demeti etkisi ile demanyetize edildiğinde  $\Delta M$  değeri negatif olmaktadır. Pompa demeti örneğe ulaşmadan önce, elektromıknatısın oluşturduğu manyetik alan nedeniyle mıknatıslanan örneğin manyetizasyonu en yüksek değerdedir; bu nedenle de grafik sıfırdan başlamaktadır. Benzer şekilde boyuna-MOKE geometrisinde deneyler yapıldığında da sinyal-gürültü oranı iyileştirilememiştir. Bunun uygulanan manyetik alanın örneği yeterince manyetize edememesinden ve yeterince manyetize edilemeyen örneğin demanyetizasyonu sonucunda, gözlem ışınının kutupluluğunda neden olduğu dönmenin optik gürültü seviyelerine yakın olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

Tavlanmamış  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  örneği ile 95 mT manyetik alan altında yapılan TR-MOKE çalışmalarında ise daha iyi bir sinyal-gürültü oranı elde edilmiştir. Kutupsal MOKE geometrisinde, en iyi sinyal-gürültü oranının yakalanabildiği ölçüm sonuçları Şekil 4.18’de verilmiştir; ölçümlerde pompa demetinin gücü 20 mW’tan 100 mW’a kadar artırılırken, demanyetizasyonun da doğru orantılı olarak arttığı gözlenmiştir. 20 mW pompa gücünde  $\Delta M/M$  değeri yaklaşık -0,15 civarında iken, 100 mW pompa gücünde bu değer yaklaşık -0,45’e ulaşmıştır.



Şekil 4.18  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  kutupsal TR-MOKE deneyleri

Bu deneyler ise demanyetizasyon sinyalinin gürültüden ayrılabilirdiği en düşük pompa LASERi gücünden başlanarak, demanyetizasyonun doyuma ulaştığı LASER gücüne kadar farklı güçlerde gerçekleştirilmiştir. Uygulanan pompa LASER demetinin güçlerine karşılık gelen akı değerleri, bıçak kenarı (knife edge) yöntemiyle ölçülen pompa demetinin yarıçapı ( $\omega_0 = 0,6 \text{ mm}$ ) değeri için hesaplanmış ve Çizelge 4.5'te verilmiştir.

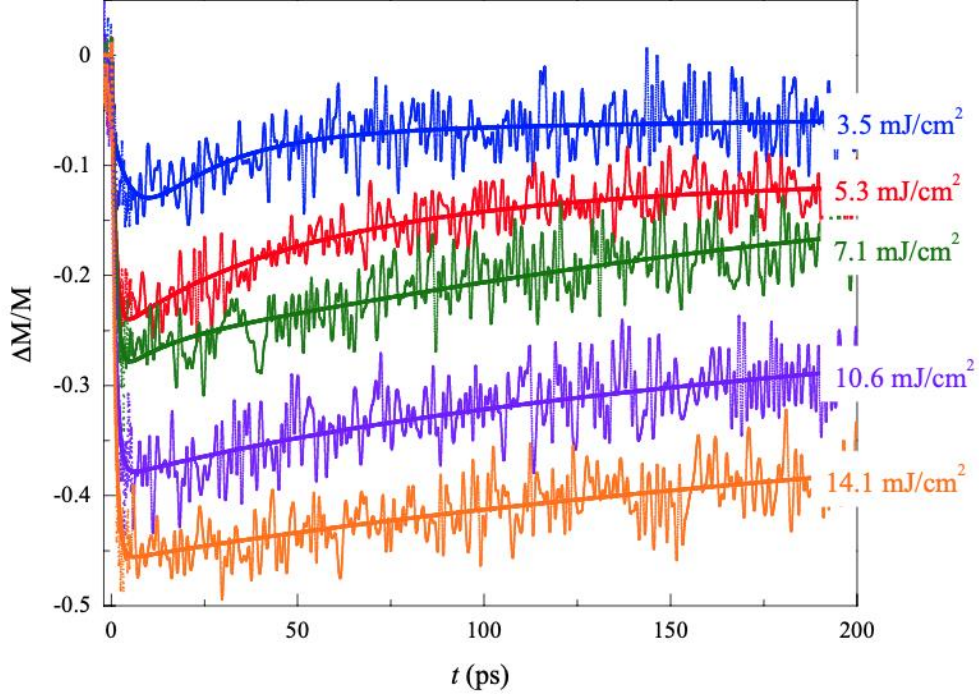
Çizelge 4.5 Hesaplanan LASER akı değerleri

Pompa demeti gücü ( $mW$ )	Pompa demeti akısı ( $mJ/cm^2$ )
20	3,5
30	5,3
40	7,1
60	10,6
80	14,1
100	17,7

Deney sonuçları incelendiğinde artan LASER akısı ile örneğin demanyetizasyonunun da arttığı gözlenmiştir ve bu da beklenen bir sonuçtur. Ancak 80 mW ve 100 mW güçleri arasında önemli bir fark oluşmamıştır, çünkü malzeme artık LASER etkisi ile daha fazla demanyetize edilememektedir. Burada uygulanan LASER akı değerleri çalışılmak istenilen değerlere göre çok yüksektir, bunun sonucunda demanyetizasyonun doyumu gözlenmiştir ve pompa demeti örneğe çarptıktan 200 ps sonra bile remanyetizasyonun tamamlanmadığı görülmektedir. Geri dönüşün ya da remanyetizasyonun tamamlanmamasının nedeni de yüksek LASER akısı nedeniyle elektron-spin ve örgü sistemlerinin sıcaklığının artması ve uzun süre boyunca Curie sıcaklığının üstünde kalmasıdır.

Deney sonuçlarından demanyetizasyon dinamiklerinin elde edilebilmesi ve yorumlanması için Şekil 4.19'da deneysel verilerin 3TM'ye benzetimi ile elde edilen eğriler gösterilmektedir. Şekilden görüldüğü üzere, pompa LASER darbeleri ps zaman ölçeğinde demanyetizasyon sürecine neden olmakta ve bunu daha uzun zaman ölçeklerinde yeniden mıknatıslanma süreci izlemektedir. Söndürme (quenching) oranı (q) olarak adlandırılan manyetik düzen kaybı, artan LASER akısı ile artmakta ve maksimum

söndürme  $14,1 \text{ mJ/cm}^2$  pompa akısı için yaklaşık % 45 olarak gözlenmektedir. Bu değer, düzenli FePt ince filmler için literatürde gözlemlenen  $q$  değerlerine kıyasla çok küçüktür.



Şekil 4.19 Düzensiz yapıdaki  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ince filmi için fit edilmiş TR-MOKE sinyalleri

LASER pompalamasına bağlı ultrahızlı demanyetizasyon dinamiklerinin incelenmesi için üç sıcaklık modeline göre de deney sonuçları analiz edilmiştir. Üç alt sistem arasındaki ısı akışını tanımlayan 3 diferansiyel denklem, spin sistemi öz ısısı ihmal edilerek çözülmüştür. Bu çözüm düşük LASER şiddetleri için geçerlidir ve elektron sistemi sıcaklığı LASER uyarımıyla anlık olarak artmaktadır. Tezin 2.2 kesiminde üç sıcaklık modeli için önerilen diferansiyel denklemlerin, bu yaklaşımla elde edilen analitik çözümü aşağıda verilmektedir. TR-MOKE deney verileri bu denkleme en küçük kareler yöntemiyle Python programla dilinde yazılan bir program yardımıyla benzetişim yapılmıştır.

$$-\frac{\Delta M_z}{M_z} = \left[ \left( \frac{A_1}{(t/\tau_0 + 1)^{1/2}} - \frac{(A_2\tau_E - A_1\tau_M)e^{-t/\tau_M}}{\tau_E - \tau_M} - \frac{\tau_E(A_1 - A_2)e^{-t/\tau_E}}{\tau_E - \tau_M} \right) \Theta(t) + A_3\delta(t) \right] \otimes \Gamma(t)$$

Bu denklemde  $\Gamma(t)$  Gaussian LASER darbesini,  $\Theta(t)$  basamak fonksiyonunu ifade etmektedir.  $A_1$  sabiti; elektron, spin ve örgü arasındaki denge tekrar sağlandıktan sonraki  $-\frac{\Delta M_z}{M_z}$  değerini ifade etmektedir.  $A_2$  ve  $A_3$  sabitleri ise sırasıyla, ilk durumdaki elektron sistemi sıcaklığı artışı ve pompa-gözlem ışınlarının zamansal örtüşmesi sırasında oluşan durum doldurma (state filling) etkilerinin büyüklüğüdür.  $\tau_M$ , demanyetizasyon zamanıdır ve demanyetizasyonun ne kadar hızlı gerçekleştiğini belirler.  $\tau_E$ , elektron-fonon etkileşim zamanıdır ve yeniden manyetizasyonun (re-manyetizasyon) ne kadar hızlı gerçekleştiğini gösterir. Çözüm denkleminin ilk terimi  $(\frac{A_1}{(t/\tau_0+1)^{1/2}})$  ise ısı difüzyonu ile soğumayı tanımlar ve  $\tau_0$  zamanı ısı difüzyonu ile soğuma zamanıdır.

Çizelge 4.6’da tablo halinde verilen benzetim (fit) sonuçlarına göre  $\tau_M$  demanyetizasyon süreleri yaklaşık 1ps olarak bulunmuştur, bu da düzenli  $L1_0$ -FePt ince filmleri için literatürdeki (Zhao vd. 2010, Iihama vd. 2016, Kimling vd. 2014, Mendil vd. 2014, Becker vd. 2014, Willig vd. 2019, Liu vd. 2020, Xie vd. 2023, Mukhopadhyay vd. 2023, Chen vd. 2012, Pan vd. 2016, Petrov vd. 2019, Chen vd. 2024) değerlerden neredeyse 4 katı kadar uzundur.

Çizelge 4.6 A1 fazındaki  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  için deney sonuçlarının fit edilmesiyle bulunan süreler

Pompa demeti akısı ( $mJ/cm^2$ )	$\tau_E$ (s)	$\tau_M$ (s)	$\tau_0$ (s)
3,5	$9,504 \times 10^{-11}$	$5,401 \times 10^{-12}$	$5,464 \times 10^{-12}$
5,3	$3,281 \times 10^{-10}$	$9,996 \times 10^{-13}$	$6,775 \times 10^{-11}$
7,1	$3,939 \times 10^{-11}$	$1,040 \times 10^{-12}$	$3,127 \times 10^{-11}$
10,6	$2,260 \times 10^{-10}$	$1,008 \times 10^{-12}$	$1,894 \times 10^{-10}$
14,1	$1,325 \times 10^{-12}$	$1,325 \times 10^{-12}$	$5,545 \times 10^{-10}$
17,7	$2,105 \times 10^{-10}$	$1,028 \times 10^{-12}$	$1,645 \times 10^{-10}$

Bu farklılık A1 ve  $L1_0$  yapılarındaki FePt ince filmlerinin farklı spin-orbit çiftlenimlerine (Spin-orbit coupling veya kısaca SOC) sahip olmalarından kaynaklı olabilir. Spin-orbit çiftleniminin Gilbert sönüm sabiti ile ilişkili olduğu bilinmektedir. Koopmans tarafından

önerilen M3TM'ne göre,  $\tau_M$  ile ( $\alpha$ ) Gilbert sönüm sabiti aşağıdaki denklem ile ilişkilendirilmiştir:

$$\tau_M \propto \frac{\hbar}{k_B T_c} \cdot \frac{1}{\alpha}$$

Literatür taraması yapılarak Al FePt ince filmi için yukarıdaki denklemde  $T_c$ , Curie sıcaklığı 500 K (Vásquez Mansilla vd. 2009) ve  $\alpha$  sabiti 0,0021 (Alvarez vd. 2013) olarak alındığında,  $\tau_M$  süresi yaklaşık 0,7 ps olarak bulunmaktadır; bu da deneysel olarak ölçülen değere (1 ps) yakındır.  $L1_0$ -FePt için  $\alpha$  sabiti olarak 0,2 değeri (Lee vd. 2014) kullanıldığında ise  $\tau_M$  süresi yaklaşık 100 fs olarak bulunmaktadır. Yakın zamanda önerilen ısı korunumlu üç sıcaklık modeline (Heat-Conserving Three Temperature Model - HC3TM) göre, elektron-magnon çiftlenimi ile ilişkilendirilebilen Gilbert sönümü ne kadar yüksekse, elektronik sistemden spin alt sistemine ısı transferi o kadar güçlü olur ve böylece daha hızlı demanyetizasyona yol açılır. Dolayısıyla  $L1_0$ -FePt için  $\alpha$  sabiti değeri Al FePt için olan  $\alpha$  sabiti değerinin yaklaşık 100 katı büyük olduğundan,  $L1_0$ -FePt için literatürde gözlenen demanyetizasyon süresi bu tez kapsamında ölçülen Al FePt ince filminden neredeyse 5 kat daha hızlıdır.

Yakın zamanda yapılan deneysel bir çalışmada ise,  $Co_xFe_{1-x}$  ince filmlerinin mıknatıslanma dinamikleri ve öz (intrinsic) sönümlenme parametresi arasındaki ilişki araştırılmıştır (Mohan vd. 2021). Gilbert sönümlenme faktörünün Co konsantrasyonuna güçlü bir şekilde bağlı olduğu ve en düşük sönümlenme parametresinin  $Co_{0,25}Fe_{0,75}$  ince filmi için gözlemlendiği bulunmuştur. Ek olarak, en düşük sönümlenme parametresine sahip  $Co_{0,25}Fe_{0,75}$  ince filmi TR-MOKE tekniği ile incelendiğinde, diğer CoFe ince filmlerine göre yavaş mıknatıslanma dinamikleri sergilediği bulunmuştur. Ayrıca örgü ile termalleşme için zaman ölçeğinin Fe veya Co ince filmlerinden 2 veya 3 kat daha uzun olduğu belirlenmiştir (Mohan vd. 2021). Co konsantrasyonunun bir fonksiyonu olarak sönümlenme parametresinin incelenmesi,  $Co_{0,25}Fe_{0,75}$  için  $\alpha$ 'yı  $1,5 \times 10^{-3}$  olarak ortaya çıkarmıştır ki bu, ferromanyetik bir metal için şimdiye kadar bildirilen en düşük değerdir. Başka bir çalışmada ise, Schoen ve arkadaşları da  $Co_{0,25}Fe_{0,75}$  için düşük ( $\alpha = 2,1 \times 10^{-3}$ ) sönümlenme parametresi rapor etmişlerdir (Schoen vd. 2016).  $Co_{0,25}Fe_{0,75}$  ince filmde gözlemlenen düşük sönümlenmenin, elektron-fonon saçılma oranını azaltan

Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunun en aza indirilmesinin bir sonucu olduğu raporlanmıştır. Bu deneysel sonuçlar ışığında, FePt ince filminin A1 fazı için ölçülen yavaş miknatislanma dinamiklerinin Fermi seviyesindeki minimum durum yoğunluğu ile ilgili olabileceği sonucuna varılabilir. Giri ve arkadaşları da A1 ve L1<sub>0</sub> fazları için durum yoğunluklarını hesaplamış ve A1 fazının Fermi seviyesindeki durum yoğunluğunun L1<sub>0</sub> fazından daha düşük olduğunu göstermiştir (Giri vd. 2016).

Ayrıca, FePt ince filmin A1 fazı için, elektron  $T_e$  ve örgü  $T_l$  sıcaklıklarının, LASER darbesi ile uyarımı sonrasında zamanla değişimi Hohlfeld ve arkadaşları tarafından önerilen iki sıcaklık modeline (2TM) (Hohlfeld vd. 2000) dayalı olarak Alber ve arkadaşlarının yayınladığı NTMPy simülasyon paketi kullanılarak bu tez kapsamında gerçekleştirilmiştir (Alber vd. 2021). Bu modelde elektron ve örgü sisteminin ilişkisi aşağıdaki çiftlenimli diferansiyel denklemleriyle temsil edilmektedir:

$$C_e \frac{dT_e}{dt} = -G_{e-l}(T_e - T_l) + K_e \frac{d^2T_e}{dx^2} + P(t)$$

$$C_l \frac{dT_l}{dt} = -G_{e-l}(T_e - T_l) + K_l \frac{d^2T_l}{dx^2}$$

Burada,  $C$  ve  $K$  sırasıyla  $e$  ve  $l$  alt simgesiyle gösterildiği gibi elektronların ve örgünün ısı kapasiteleri ve termal iletkenlikleridir.  $G_{e-l}$  elektron ve örgü sistemleri arasındaki enerji alışverişi ile ilgili elektron-örgü bağlantı faktörüdür ve  $P(t)$  Gaussyen darbe başına LASER darbe gücüdür. Simülasyonda kullanılan parametreler Çizelge 4.7'de verilmiştir.

Çizelge 4.7 A1 fazındaki FePt için elektron ve örgü rezervuar sıcaklıklarının değişimini gösteren simülasyonda kullanılan parametreler

	$\Upsilon$ ( $J.m^{-3}K^{-2}$ )	$G_{e-l}$ ( $W.m^{-3}K^{-1}$ )	$C_l$ ( $J.m^{-3}K^{-1}$ )	$K_e$ ( $W.m^{-1}K^{-1}$ )	$\Theta_D$ (K)	$\lambda_{e-l}$
FePt	730	$1,2 \times 10^{18}$	$3,5 \times 10^6$	8,8	235	0,5

Elektron ve örgü öz ısısı ve  $G_{e-l}$  gibi malzemeye özgü parametrelerin belirlenmesi,  $T_e$  ve  $T_l$ 'nin zamana bağımlılığını değerlendirmek için büyük önem taşımaktadır. Malzemenin Debye sıcaklığının ( $\theta_d$ ) oda sıcaklığının altında olduğu çoğu durumda, örgü ısı kapasitesi

$C_1$  oda sıcaklığında sabit alınabilir. Serbest elektron yaklaşımı,  $C_e = \gamma T_e$  ile verilen elektronik öz ısı için doğrusal bir sıcaklık bağımlılığı öngörür. Burada  $\gamma$ , Fermi seviyesindeki elektron durum yoğunluğunun (DOS – Density of states) değerine bağlı olan elektron ısı kapasitesi sabitidir. FePt için  $\gamma$  değeri literatürde Fe ve Pt'nin ortalama değeri olarak hesaplanan  $933 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \text{K}^{-2}$  olarak verilmiştir. Ancak bu hesaplamada kimyasal düzen dikkate alınmamıştır. Deneysel bir çalışmada, Wassermann ve arkadaşları (Wassermann vd. 1995) Fe<sub>3</sub>Pt alaşımlarındaki düzenli numunenin  $\gamma$  değerlerinin düzensiz numuneninkinden yaklaşık % 20 daha büyük olduğunu bulmuşlardır, bu da ya Fermi seviyesinde daha yüksek bir DOS ile ya da düzenli örneklerde artan elektron-fonon çiftlenimi ile ilgilidir. Bu nedenle  $\gamma$  değeri A1 fazı için ortalama değerden %20 daha küçük ( $730 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \text{K}^{-2}$ ) olarak tahmin edilmiştir. Bu düşük  $\gamma$  değeri, A1 fazı için DOS'un, L1<sub>0</sub> düzenli fazından çok daha düşük olduğu gerçeğiyle tutarlıdır. Benzer şekilde, bir AB ikili alaşımında, A ve B'nin  $\theta_D$  değerlerinden ve bağıl konsantrasyonlarından (x) yola çıkarak ikili alaşımın Debye sıcaklığını veren basit bir model (Guzman vd. 2013) kullanılarak, düzensiz yapıda FePt  $\theta_D$ 'si hesaplanmıştır:

$$\frac{1}{(\theta_D^{AB})^3} = \left( \frac{x}{(\theta_D^A)^3} + \frac{1-x}{(\theta_D^B)^3} \right)$$

Burada  $\theta_D^{Fe} = 470 \text{ K}$  ve  $\theta_D^{Pt} = 240 \text{ K}$  değerleri ile hesap yapıldığında A1 fazının  $\theta_D$  değeri 235 K bulunmuştur.

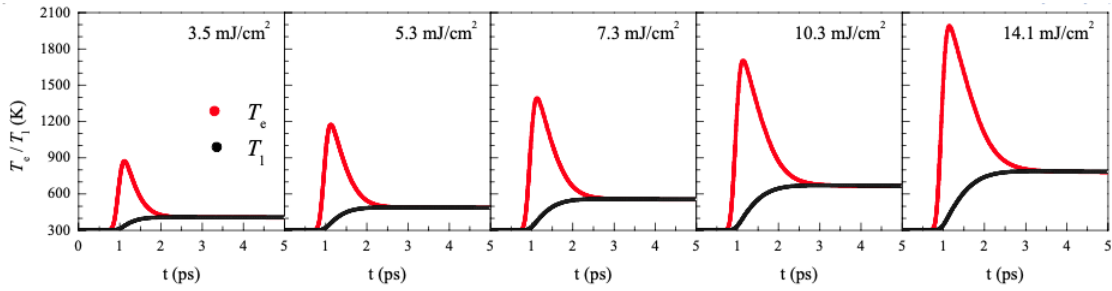
Ek olarak FePt için  $G_{e-l}$  değeri de aşağıdaki denklemle hesaplanmıştır:

$$G_{e-l} = 3\gamma \frac{\lambda_{e-l} \langle \omega^2 \rangle}{\hbar \pi k_B}$$

Bu denklemde,  $\lambda_{e-l}$  elektron fonon kütle arttırma parametresi ve  $\lambda_{e-l} \langle \omega^2 \rangle$  McMillan faktörleridir (Hohlfeld vd. 2000).  $\lambda_{e-l} \langle \omega^2 \rangle$  değeri  $\langle \omega^2 \rangle = (\theta_D)^2/2$  yaklaşımı kullanılarak elde edilmiştir (Lin vd. 2008). FePt için elektron kütle arttırma parametresi, Fe ( $\lambda_{Fe}=0,34$ ) ve Pt ( $\lambda_{Pt}=0,66$ ) elektron fonon kütle arttırma parametrelerinin ortalaması ile elde edilmiştir (Allen 1987). Çizelge 4.7'deki değerler ve yukarıdaki denklem kullanılarak A1 fazında FePt için  $G_{e-l}$  değeri  $1,2 \times 10^{18}$  olarak hesaplanmıştır. Bu değer İhama ve arkadaşlarının çalışmasında da verildiği gibi, FePt'nin A1 fazının azalan  $\gamma$

değerinden beklendiği üzere  $L1_0$ -FePt'den biraz daha düşüktür (Iihama vd. 2016). Simülasyonda alttaş olarak kullanılan Si için elektron ve örgü ısı kapasitesi, termal iletkenlik ve elektron-fonon bağlanma sabiti Alber vd. tarafından 2021'de verilmiştir.

Çizelge 4.7'de verilen parametreler kullanılarak 2TM simülasyon paketinden elde edilen  $T_e$  ve  $T_l$  değerlerinin zamansal profili LASER akısının bir fonksiyonu olarak Şekil 4.20'de gösterilmiştir. Beklendiği gibi, başlangıç elektron sıcaklığı, elektronik rezervuarda daha fazla enerji depolanmasına neden olan, artan LASER akısı ile artar. Daha sonra örgü sıcaklığı, uyarımdan sonraki ilk birkaç pikosaniye boyunca giderek artar ve birkaç pikosaniye boyunca neredeyse sabit kaldığı bir denge değerine ulaşır. Bununla birlikte, Al fazının örgü termalizasyonu için zaman ölçeği  $L1_0$ -FePt'den 2 veya 3 kat daha uzundur. Bu sonuçlar deneysel bulgularla oldukça uyumludur.



Şekil 4.20 LASER akısının bir fonksiyonu olarak fit sonuçlarından elde edilen  $T_e$  ve  $T_l$  değerlerinin zamansal değişimleri

## 5. SONUÇ

Tez çalışması kapsamında Cu katkılı FePt ince filmleri düzenli  $L1_0$  ve düzensiz A1 yapılarında elde edilmiş ve karakterizasyonları yapılmıştır. Üretilen A1 yapıdaki ince filmlerin TR-MOKE deney düzeneği kullanılarak ultrahızlı zaman çözünürlüklü demanyetizasyon özellikleri incelenmiştir. Bakır katkılı FePt'in düzensiz A1 fazı ile yapılan deneysel çalışmalar ile literatürdeki FePt  $L1_0$  fazı kıyaslandığında, A1 fazının (1ps civarı),  $L1_0$  fazına (200-300 fs) göre daha uzun demanyetizasyon sürelerine sahip olduğunu göstermiştir. Yapılan teorik hesaplamalar da deneysel sonuçlarla uyumludur ve ultra hızlı LASER pompalamasıyla indüklenen demanyetizasyon süreçlerinin incelenen filmin düzensiz doğasından etkilendiğini ortaya koymaktadır. Düzensiz fazın, düzenli faza göre, düşük elektron-fonon çiftlenimine ve Fermi enerji seviyesi etrafında düşük durum yoğunluğuna sahip olması ve bunun sonucunda düşük Gilbert sönüm parametrelerine sahip olması nedeniyle düzensiz faz için uzun demanyetizasyon süreleri ölçülmüştür. Bu bulgular, incelenen A1 fazlı FePt ince filminin demanyetizasyon dinamiklerine esas katkının Elliot-Yafet tipi saçılmadan ziyade spin-orbit çiftleniminden gelebileceğini göstermektedir. Tez çalışması ile ulaşılan bu sonuç, Koopmans ve arkadaşları tarafından önerilen, Gilbert sönüm sabitinin demanyetizasyon zamanı ile ters orantılı olduğu teorisini doğrulayarak literatüre katkıda bulunulmasını sağlamıştır.

Düzenli  $L1_0$  yapısındaki  $Fe_{46}Pt_{50}Cu_4$  ferromanyetik ince filmlerinin karakterizasyonları yapılmış olsa da yüksek koersif alana sahip olmalarından ve deney düzeneğinde kullanılan manyetik alan kaynağının örneği manyetize etmede yetersiz kalmasından dolayı TR-MOKE deneyleri yapılamamıştır. TARLA bünyesinde bulunan araştırma laboratuvarında kurulmakta olan TR-MOKE deney düzeneği ile  $L1_0$  yapıdaki FePt ince filmlerin ultrahızlı demanyetizasyon dinamiklerinin incelenmesi çalışmaları devam etmektedir. Ayrıca bakır dışında farklı geçiş metalleri ile de katkılama yapılarak bu katkılamaların demanyetizasyon dinamiklerine etkileri incelenecektir.

Bu tez çalışması Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nde bulunan Optik Malzeme Araştırma Grubu (OMAG) laboratuvarında kurulan TR-MOKE deney düzeneği ile gerçekleştirilmiştir. TÜBİTAK 1001 (117R017) projesi kapsamında kurulan deney düzeneği, tez çalışması sırasında farklı MOKE geometrilerinde de çalışılabilecek şekilde optimize edilmiştir.

## KAYNAKLAR

- Agranat, M. B., Ashitkov S. I., Granovskii A. B., and Rukman G. I. 1984. Zh. Eksp. Teor. Fiz. Sov. Phys. 86, 1376-1379.
- Agranat, M.B., Anisimov, S.I. & Makshantsev, B.I. 1988. The anomalous thermal radiation from metals produced by ultrashort laser pulses. I. Appl. Phys. B 47, 209–221 <https://doi.org/10.1007/BF00697339>.
- Alber, L., Scalera, V., Unikandanunni, V., Schick, D. and Bonetti, S. 2021. NTMpy: An open source package for solving coupled parabolic differential equations in the framework of the three-temperature model, Computer Physics Communications, Vol.265, <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2021.107990>.
- Allen, P. B. (1987). Empirical electron-phonon  $\lambda$  values from resistivity of cubic metallic elements. Physical Review B, 36(5), 2920–2923. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.36.2920>
- Álvarez, N., Alejandro, G., Gómez, J., Goovaerts, E., & Butera, A. (2013). Relaxation dynamics of ferromagnetic FePt thin films in a broad frequency range. Journal of Physics D: Applied Physics, 46(50). <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/50/505001>
- Ashcroft, N. W., and Mermin, N. D., 1976, Solid State Physics, Holt, Rinehart, and Winston, New York. <https://doi.org/10.1002/piuz.19780090109>.
- Barman, A. and Haldar, A. 2014. Solid State Physics, Volume 65, <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-800175-2.00001-7>.
- Beaurepaire, E., Merle, J.-C., Daunois, A. and Bigot, J. Y. 1996. Phys. Rev. Lett, Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel, 76, 4250.
- Becker, J., Mosendz, O., Weller, D., Kirilyuk, A., Maan, J. C., Christianen, P. C. M., ... Kimel, A. (2014). Laser induced spin precession in highly anisotropic granular L10 FePt. Applied Physics Letters, 104(15). <https://doi.org/10.1063/1.4871869>
- Beiser, A. 2003. Concepts of Modern Physics, 6th ed.
- Bertotti, G. 1998. Chapter 4: Magnetic Work and Thermodynamics, In Electromagnetism, Hysteresis in Magnetism, Academic Press.
- Bosco R, Van Den Beucken J, Leeuwenburgh S, Jansen J. 2012. Surface Engineering for Bone Implants: A Trend from Passive to Active Surfaces. Coatings. 2(3):95-119. <https://doi.org/10.3390/coatings2030095>.
- Boyd, R. W. 2007. Nonlinear Optics 3rd Edition, Academic Press.

- Carpene, E., Mancini, E., Dallera, C., Brenna, M., Puppini, E. and De Silvestri, S. 2008. Dynamics of electron-magnon interaction and ultrafast demagnetization in thin iron films, *Phys. Rev. B* 78, 174422.
- Chen, Z., Li, S., Ma, L., Zhou, J., Xie, Z., Zhou, S., & Lai, T. (2024). Tuning ultrafast demagnetization dynamics in FePdPt ternary alloy films: the role of spin-orbit coupling. *Results in Physics*, 57. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2024.107320>
- Chen, Z., Yi, M., Chen, M., Li, S., Zhou, S., & Lai, T. (2012). Spin waves and small intrinsic damping in an in-plane magnetized FePt film. *Applied Physics Letters*, 101(22). <https://doi.org/10.1063/1.4768787>
- Cullity, B.D. and Graham, C.D. 2007. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley-Blackwell, Chichester.
- Cullity B. D. and Stock, S. R. 2014. *Elements of X-ray Diffraction*, Pearson.
- Entel, P., Gruner, M. E., Rollmann, G., Hucht, A., Sahoo, S., Zayak, A. T., ... Dannenberg, A. (2008). First-principles investigations of multimetallic transition metal clusters. In *Philosophical Magazine* (Vol. 88, pp. 2725–2738). <https://doi.org/10.1080/14786430802398040>
- Fatti, N. D., Voisin, C., Achermann, M., Tzortzakis, S., Christofilos, D. and Vallée, F. 2000. Nonequilibrium electron dynamics in noble metals, *Phys. Rev. B* 61, 16956.
- Fox, M. 2010. *Optical properties of solids* (Second edition). Oxford University Press.
- Giri, A., Wee, S. H., Jain, S., Hellwig, O., & Hopkins, P. E. (2016). Influence of chemical ordering on the thermal conductivity and electronic relaxation in FePt thin films in heat assisted magnetic recording applications. *Scientific Reports*, 6. <https://doi.org/10.1038/srep32077>
- Gutfleisch, O., Lyubina, J., Müller, K. H., & Schultz, L. (2005). FePt hard magnets. *Advanced Engineering Materials*, 7(4), 208–212. <https://doi.org/10.1002/adem.200400183>
- Guzmán, J. M., Álvarez, N., Salva, H. R., Vásquez Mansilla, M., Gómez, J., & Butera, A. (2013). Abnormal temperature dependence of the coercive field in FePt thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 347, 61–67. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2013.07.037>
- Haider, T. 2017. A review of Magneto-Optic Effects and Its Application, *International Journal of Electromagnetics and Applications*, 7(1): 17-24.
- Hecht, E. 2016. *Optics*, Fifth Edition, Pearson.
- Hohlfeld, J., Wellershoff, S. S., Güdde, J., Conrad, U., Jähnke, V., & Matthias, E. (2000). Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals. *Chemical Physics*, 251(1–3), 237–258. [https://doi.org/10.1016/S0301-0104\(99\)00330-4](https://doi.org/10.1016/S0301-0104(99)00330-4)

- Hsiao, S. N. 2016. FePt Thin Films: Fundamentals and Applications, doi:10.1016/B978-0-12-803581-8.02678-3.
- Iihama, S. et al. 2016. Ultrafast demagnetization of L10 FePt and FePd ordered alloys, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 49 035002, DOI:10.1088/0022-3727/49/3/035002.
- Jiang, L. And Tsai, H. L. (2005). Improved Two-Temperature Model and Its Application in Ultrashort Laser Heating of Metal Films (DOI: 10.1115/1.2035113).
- Kampftrath, T., Ulbrich, R. G., Leuenberger, F., Münzenberg, M., Sass, B. and Felsch, W. 2002. Ultrafast magneto-optical response of iron thin films, *Phys. Rev. B* 65, 104429 – Published.
- Khosrofian, J. M., & Garetz, B. A. (1983). Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data. *Applied Optics*, 22(21), 3406. <https://doi.org/10.1364/ao.22.003406>
- Kimel, A., Kirilyuk, A., Usachev, P. et al. 2005. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses. *Nature* 435, 655–657, <https://doi.org/10.1038/nature03564>.
- Kimling, J., Kimling, J., Wilson, R. B., Hebler, B., Albrecht, M., Cahill, D. G. 2014. Ultrafast demagnetization of FePt:Cu thin films and the role of magnetic heat capacity, *Phys. Rev. B* 90, 224408, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.224408>.
- Kirilyuk, A., Kimel, A. V., & Rasing, T. (2010). Ultrafast optical manipulation of magnetic order. *Reviews of Modern Physics*, 82(3), 2731–2784. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2731>
- Koopmans, B., Malinowski, G., Dalla Longa, F. et al. 2010. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization, *Nature Mater* 9, 259–265 <https://doi.org/10.1038/nmat2593>.
- Koopmans, B., Ruigrok, J. J. M., Dalla Longa, F. and de Jonge, W. J. M. 2005. Unifying Ultrafast Magnetization Dynamics, *Phys. Rev. Lett.* 95, 267207, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.267207>.
- Lee, K. D., Song, H. S., Kim, J. W., Ko, H. S., Sohn, J. W., Park, B. G., & Shin, S. C. (2014). Gilbert damping and critical real-space trajectory of L10-ordered FePt films investigated by magnetic-field-induction and all-optical methods. *Applied Physics Express*, 7(11), 113004. <https://doi.org/10.7567/APEX.7.113004>
- Lin, Z., Zhigilei, L. V., & Celli, V. (2008). Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 77(7). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.075133>
- Liu, H., Trinh, M. T., Clements, E. M., Sapkota, D., Li, L., Romestan, Z., Bhat, S., Mapara, V., Barua, A., Carrera, S. L., Phan, M., Arena, D., Srikanth, H., Mandrus, D., Romero,

- A. H. and Karaiskaj, D. 2022. Elastically induced magnetization at ultrafast time scales in a chiral helimagnet. *Phys. Rev. B*. doi: 10.1103/PhysRevB.106.035103.
- Liu, Y., Bierbrauer, U., Seick, C., Weber, S. T., Hofherr, M., Schmidt, N. Y., ... Aeschlimann, M. (2020). Ultrafast magnetization dynamics of Mn-doped L10 FePt with spatial inhomogeneity. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 502. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166477>
- Lukashev, P. V., Horrell, N., & Sabirianov, R. F. (2012). Tailoring magnetocrystalline anisotropy of FePt by external strain. In *Journal of Applied Physics* (Vol. 111). <https://doi.org/10.1063/1.3673853>
- Maeda, T., Kai, T., Kikitsu, A., Nagase, T., Akiyama, J. 2002 Reduction of ordering temperature of an FePt-ordered alloy by addition of Cu, *Appl. Phys. Lett.* ;80 (12): 2147–2149, <https://doi.org/10.1063/1.1463213>.
- MeetOptics Labs, 2024. Glan-Thompson Polarizer, Web Sites: <https://www.meetoptics.com/polarization-optics/linear/glan-thompson-polarizer/s/optosigma/p/GTPB-06-18SN>, Erişim Tarihi: 20.04.2024.
- Mendil, J., Nieves, P., Chubykalo-Fesenko, O., Walowski, J., Santos, T., Pisana, S., & Münzenberg, M. (2014). Resolving the role of femtosecond heated electrons in ultrafast spin dynamics. *Scientific Reports*, 4. <https://doi.org/10.1038/srep03980>
- Miura, Y. and Okabayashi, J. 2022 *J. Phys.: Condens. Matter* 34 473001
- Miyazaki, T., Jin, H. (2012) *The Physics of Ferromagnetism*. Springer Heidelberg New York Dordrecht London. DOI 10.1007/978-3-642-25583-0.
- Mohan, R., Ortiz, V. H., Vuong, L., Coh, S., Wilson, R. B. (2021). Electron-phonon scattering governs both ultrafast and precessional magnetization dynamics in co-fe alloys. arXiv:2107.11699. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2107.11699>
- Moisan, N., Malinowski, G. 2014. Investigating the role of superdiffusive currents in laser induced demagnetization of ferromagnets with nanoscale magnetic domains, doi: 10.1038/srep04658.
- Mugiraneza, S., Hallas, A.M. 2022. Tutorial: a beginner's guide to interpreting magnetic susceptibility data with the Curie-Weiss law. *Commun Phys* 5, 95 <https://doi.org/10.1038/s42005-022-00853-y>.
- Mukhopadhyay, S., Majumder, S., Narayan Panda, S., & 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). <https://doi.org/10.1088/1361-6528/acc079>
- Nanoscience Instruments. 2024. Web Sites: <https://www.nanoscience.com/techniques/scanning-electron-microscopy/>, Erişim Tarihi: 14.04.2024.

- Newport, 2024. Web Sitesi: <https://www.newport.com/p/FSR-KG3>. Erişim Tarihi: 23.04.2024.
- Newport, 2024. Web Sitesi: <https://www.newport.com/f/broadband-hollow-retroreflectors>. Erişim Tarihi: 23.04.2024.
- O'Handley, R. C. 2000. Modern magnetic materials : principles and applications. Wiley.
- Oliver, G. & Lyubina, J. & Müller, K.-H & Schultz, L. 2005. FePt hard magnets. *Advanced Engineering Materials*. 7. 208- 212. 10.1002/adem.200400183.
- Pan, Q. F., Zhang, Z. Y., Wang, H. Z., Lin, X., Jin, Z. M., Cheng, Z. X., & Ma, G. H. (2016). Demagnetization dynamics of C-doped FePt film. *Wuli Xuebao/Acta Physica Sinica*, 65(12). <https://doi.org/10.7498/aps.65.127802>
- Petrov, A. V., Pasyukov, M. V., Yusupov, R. V., Nikitin, S. I., Gumarov, A. I., Yanilkin, I. V., ... Tagirov, L. R. (2019). Ultrafast magnetization dynamics in thin films of L10-ordered FePt and FePd compounds: Promising differences. *Magnetic Resonance in Solids*, 21(5). <https://doi.org/10.26907/mrsej-19503>
- Reid, A.H., Shen, X., Maldonado, P. et al. 2018. Beyond a phenomenological description of magnetostriction. *Nat Commun* 9, 388 ,<https://doi.org/10.1038/s41467-017-02730-7>.
- RP Photonics AG, 2024. Balanced Photodetection Web Sitesi: [https://www.rp-photonics.com/balanced\\_photodetection.html](https://www.rp-photonics.com/balanced_photodetection.html), Erişim Tarihi: 19.04.2024.
- Schoen, M. A. W., Thonig, D., Schneider, M. L., Silva, T. J., Nembach, H. T., Eriksson, O., ... Shaw, J. M. (2016). Ultra-low magnetic damping of a metallic ferromagnet. *Nature Physics*, 12(9), 839–842. <https://doi.org/10.1038/nphys3770>
- Stanford Research Systems, 2024. Boxcar Averager, SR200 Series. Web Sitesi: <https://www.thinksrs.com/products/boxcar.html>, Erişim Tarihi: 19.04.2024.
- Stanford Research Systems, 2024. Lock-in Amplifiers, Web Sitesi: <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/applicationnotes/AboutLIAs.pdf>, Erişim Tarihi: 19.04.2024.
- Takahashi, Y. K., Ohnuma, M., & Hono, K. (2002). Effect of Cu on the structure and magnetic properties of FePt sputtered film. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 246(1–2), 259–265. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00065-3](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00065-3)
- Thorlabs 2024. Web Sitesi: [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=266](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=266), Erişim Tarihi: 19.04.2024
- Vásquez Mansilla, M., Gómez, J., Sallica Leva, E., Castillo Gamarra, F., Asenjo Barahona, A., & Butera, A. (2009). Thickness and temperature dependence of the dynamic magnetic behavior in disordered FePt films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(18), 2941–2945. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.04.045>

- Vaterlaus, A., Beutler, T. and Meier, F. 1990. *J. Appl. Phys.* 67, 5661.
- Vaterlaus, A., Beutler, T. and Meier, F. 1991. *Phys. Rev. Lett.* 67, 3314.
- Wassermann, E. F., Schubert, N., Kästner, J., & Rellinghaus, B. (1995). Low temperature specific heat of FePt Invar alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 140–144(PART 1), 229–230. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(94\)01586-4](https://doi.org/10.1016/0304-8853(94)01586-4)
- Williams, D. B. and Carter, C. B. 2009. *Transmission Electron Microscopy*, Springer.
- Willig, L., Von Reppert, A., Deb, M., Ganss, F., Hellwig, O., & Bargheer, M. (2019). Finite-size effects in ultrafast remagnetization dynamics of FePt. *Physical Review B*, 100(22). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.224408>
- Xie, Z., Cai, Y., Tang, M., Zhou, J., Liu, J., Peng, J., ... Chen, Z. (2023). Fluence and Temperature Dependences of Laser-Induced Ultrafast Demagnetization and Recovery Dynamics in L10-FePt Thin Film. *Materials*, 16(14). <https://doi.org/10.3390/ma16145086>
- Zewail, A. H., Thomas, J. M. 2010. *4D Electron Microscopy. Imaging in Space and Time*; Imperial College Press.
- Zha, C. L., Dumas, R. K., Fang, Y. Y., Bonanni, V., Nogús, J., & Åkerman, J. (2010). Continuously graded anisotropy in single (Fe<sub>53</sub> Pt<sub>47</sub>)<sub>100-x</sub> Cux films. *Applied Physics Letters*, 97(18). <https://doi.org/10.1063/1.3505521>
- Zhang, G. P. & Hübner, W. 2000. Laser-induced ultrafast demagnetization in ferromagnetic metals. *Phys. Rev. Lett.* 85, 3025–3028.
- Zhao, J., Cui, B., Zhang, Z., Ma, B., & Jin, Q. Y. (2010). Ultrafast heating effect on transient magnetic properties of L10-FePt thin films with perpendicular anisotropy. *Thin Solid Films*, 518(10), 2830–2833. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2010.01.010>
- Zhou, W., Apkarian, R., Wang, Z. L. and Joy, D. 2007. *Fundamentals of Scanning Electron Microscopy (SEM), Scanning Microscopy for Nanotechnology*, Springer, pp. 1-40.