

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FENBİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ZAMAN ÇÖZÜNÜRLÜKLÜ MANYETO-OPTİK KERR ETKİSİ DENEY
DÜZENİĞİNİN KURULMASI VE MANYETİK İNCE FİMLERİN MANYETO
OPTİK DİNAMİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Ziya TABAK

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ANKARA
2019**

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Ziya TABAK tarafından hazırlanan “Zaman Çözünürlüklü Manyeto-Optik Kerr Etkisi Deney Düzenineğinin Kurulması ve Manyetik İnce Filmlerin Manyeto Optik Dinamiklerinin İncelenmesi” adlı tez çalışması 03/12/2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Halime Gül YAĞLIOĞLU
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Eş Danışman : Doç. Dr. Eyüp DUMAN
Ankara Üniversitesi Enerji Mühendisliği Anabilim Dalı

Jüri Üyeleri:

Başkan : Prof. Dr. Hakan ALTAN
Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

Üye : Doç. Dr. Şinasi Barış EMRE
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Üye : Prof. Dr. Halime Gül YAĞLIOĞLU
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Özlem YILDIRIM
Enstitü Müdürü

ETİK

Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez içindeki bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, bilgilerin üretilmesi aşamasında bilimsel etiğe uygun davrandığımı, yararlandığım bütün kaynakları atıf yaparak belirttiğimi beyan ederim.

03.12.2019



Ziya TABAK

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ZAMAN ÇÖZÜNÜRLÜKLÜ MANYETO-OPTİK KERR ETKİSİ DENEY DÜZENEGİNİN KURULMASI VE MANYETİK İNCE FİMLERİN MANYETO OPTİK DİNAMİKLERİNİN İNCELENMESİ

Ziya TABAK

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. H. Gül YAĞLIOĞLU

Bu tez çalışmasının amacı, manyetik ince filmlerin manyeto optik dinamiklerinin incelenmesi için ultra hızlı zaman çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) deney düzeneğinin kurulması ve seçilen bir referans örneği ile bu düzeneğin test edilmesidir. TR-MOKE deney düzeneğinde, örnek üzerine uygulanan bir manyetik alanın varlığında örneğe bir pompa ışını gönderilerek örneğin manyetizasyon veya demanyetizasyon durumu değiştirilir. Örneğin manyetizasyon durumundaki bu değişim, örnekten yansıtılan daha düşük enerji akısına sahip doğrusal kutuplu bir gözlem ışınının kutupluluğunda değişiklik meydana getirir. Gözlem demetinin kutupluluğunda meydana gelen değişimin, pompa ve gözlem demetleri arasındaki zaman farkına (yol farkına) bağlı olarak kaydedilmesi manyetizasyon dinamikleri hakkında bilgi verir.

TR-MOKE deney düzeneğini kurmak için Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümünde bulunan Optik Malzemeler Araştırma Grubunun laboratuvarındaki femtosaniye lazer-yenilenebilir yükselteç sistemi kullanılmıştır. Femtosaniye lazer-yükselteç sistemi 800 nm dalga boyunda ve yaklaşık 2 mJ darbe enerjisine sahip, yaklaşık 50 fs süreli darbeler üretmektedir. Kurulan TR-MOKE deney düzeneğinin test edilmesi için literatürde daha önce manyeto optik dinamikleri çalışılmış bir örnek olan CoPt ince filmi tercih edilmiştir. İlk olarak laboratuvarında daha önce kurulmuş olan statik MOKE deney düzeneği kullanılarak manyetik histerisizlik grafiği ölçülmüş ve referans örneğinin (CoPt) manyeto optik tepki gösterdiği kanıtlanmıştır. Yapılan bu ölçümler ile manyetik malzemenin kolay eksenine doğrultusunda uygulanan dış manyetik alan yönü ve büyüklüğü belirlenmiştir. Daha sonra da bu tez kapsamında kurulan TR-MOKE deney düzeneği ile malzemenin demanyetizasyon dinamikleri ölçülmüştür. TR-MOKE deneyinde, uygulanan dış alan ile örnek yüzeyine 800 nm dalga boyunda pompa ışığı ve 400 nm dalga boyunda gözlem ışığı gönderilmiştir. Pompa ve gözlem demetleri arasındaki zaman farkına bağlı olarak kaydedilen MOKE sinyalleri (TR-MOKE sinyalleri) literatürdeki benzer CoPt ince film örnekleri ile yapılan deney sonuçları ile karşılaştırılmış ve deney düzeneğinin doğru çalıştığı gösterilmiştir.

Aralık 2019, 61 sayfa

Anahtar Kelimeler: İnce Film, Manyetik Faz Geçişi, Manyeto optik

ABSTRACT

Master Thesis

SETTING UP THE TIME RESOLVED MAGNETO-OPTIC KERR EFFECT EXPERIMENTS AND INVESTIGATION OF MAGNETO-OPTIC DYNAMICS OF MAGNETIC THIN FILMS

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of PhysicsEngineering

Supervisor: Prof.Dr.H.Gül YAĞLIOĞLU

The aim of this thesis is to set up an ultra-fast time resolved Magneto Optical Kerr Effect (TR-MOKE) experiments for the investigation of the magneto optical dynamics of magnetic thin films and to test this setup with a selected reference sample. In the TR-MOKE test experiment, a pump beam is sent to the sample to change the state of magnetization or demagnetization of the sample with the presence of applied magnetic field on the sample. Altering magnetisation status of the sample creates a change in polarization of linearly polarized probe beam with lower fluence reflected from the sample. Recording the change in the polarization of the probe beam depending on the time difference (path difference) between pump and probe beam provides information about the magnetization dynamics.

Femtosecond laser-regenerative amplifier system was used in the laboratory of the Optical Materials Research Group at the Engineering Physics Department of the Faculty of Engineering of Ankara University to set up the TR-MOKE experimental setup. The femtosecond laser-amplifier system produces pulses at about 50 fs duration at a wavelength of 800 nm and a pulse energy about 2 mJ. In order to test the TR-MOKE experimental setup, CoPt thin films were chosen as reference samples that magneto optical dynamics are previously studied in the literature,. Firstly, magnetic hysteresis graph was measured by using static MOKE experiment which was set up in the laboratory previously and the measurements proved that the reference sample shows magneto optic response. With these measurements, the direction and magnitude of the external magnetic field applied to the easy axis of the magnetic material were determined. Then, the demagnetization dynamics of the material was measured with the TR-MOKE experiment that was setup within the scope of this thesis. In TR-MOKE experiment, 800 nm wavelength pump light and 400 nm wavelength probe light were sent to the sample surface with the applied external field. The recorded MOKE signals (TR-MOKE signals) with respect to the time difference between the pump and probe beams were compared with the results of experiments with similar CoPt thin film samples in the literature and the test setup was shown to work correctly.

December 2019, 61 pages

Key Words: Thin Film, Magnetic Phase Transition, Magneto optic

TEŞEKKÜR

Birlikte çalışmaya başladığım günden itibaren bilgilerimi ve tecrübelerini esirgmeden paylaşan, araştırmalarımaya yön veren, tez çalışmalarımın yürütülmesi sırasında ilgisini ve desteğini esirgemeyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Halime Gül YAĞLIOĞLU'na (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı), eş danışman hocam Sayın Doç. Dr. Eyüp DUMAN'a (Ankara Üniversitesi Enerji Mühendisliği Anabilim Dalı), deneylerin kurulmasında ve çalışma ile ilgili önemli bilgileri ile beni tecrübelendiren Metin ARSLAN'a (Roketsan A.Ş.), çalışma sırasında yardımlarını esirgemeyen Elif YILDIZ'a , Ahmet KARATAY'a ve Asilcan ÜNLÜ'ye (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı), çalışmanın manyetik konularında yardımını esirgemeyen Tuğçe BOZDAĞ'a, Çağrı BEŞE' ye (Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı) ve Optik Malzemeler Araştırma Grubundaki diğer tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim. Çalışmalarım boyunca bana manevi destek, mutluluk ve motivasyon vererek hep yanımda olan Hilal KAPLAN'a ve aileme şükranlarımı sunarım.

Bu tez çalışması, “FeAl ince filminde ultrahızlı manyetizasyon ve demanyetizasyon dinamiklerinin incelenmesi (117R017-TÜBİTAK)” konulu proje tarafından desteklenmiştir. Desteklerinden dolayı TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Ziya TABAK
Ankara, Aralık 2019

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

ETİK.....	i
ÖZET	ii
ABSTRACT.....	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	3
2.1 Manyetizma	3
2.2 Manyetik Malzemelerin Sınıflandırılması	3
2.2.1 Diyamanyetizma	4
2.2.2 Paramanyetizma.....	5
2.2.3 Ferromanyetizma	7
2.3 Manyeto -Optik Kerr Etkisi.....	13
2.3.1 Kutupsal manyeto optik kerr etkisi.....	13
2.3.2 Boyuna manyeto optik kerr etkisi	14
2.3.3 Enine manyeto optik kerr düzeneği.....	15
2.3.4 Manyeto optik kerr etkisi teorisi	17
2.4 Zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi (TR-MOKE)	26
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	30
3.1 Manyetik malzemenin hazırlanışı ve parametreleri	30
3.2 Deneyde kullanılan optik araçlar	30
3.2.1 Demet bölücü:.....	30
3.2.2 KG3 filtre:.....	31
3.2.3 Retro reflektör	33
3.2.4 Geciktirme düzlemi:.....	33
3.2.5 Kutuplayıcı	34
3.2.6 Yarım dalga plakası	34
3.2.7 İkinci Harmonik kristali (BBO).....	35

3.2.8 Dengeli detektör	35
3.2.9 Işığın iki kutupluluğuna ayıran prizma (wollaston).....	37
3.2.10 Ortalama alan ve dijital çeviren sinyal arayüzü (BOXCAR).....	38
3.3 Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) Deney Düzenekleri.....	39
3.3.1 Birinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği	40
3.3.2 İkinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği	42
3.3.3 Üçüncü zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği	44
3.4 Statik Manyeto Optik Kerr Etkisi Düzeneği	46
4. BULGULAR VE YORUM	48
4.1 Statik Manyeto Optik Kerr Deney Düzeneği İle Elde Edilen Bulgular	48
4.1.1 Statik Manyeto Optik Kerr Etkisi Deneyine Pompanın Etkisi.....	49
4.2 Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi.....	52
5. SONUÇLAR	57
KAYNAKLAR	59
ÖZGEÇMİŞ.....	61

SİMGELER DİZİNİ

w	watt
fs	Femtosaniye
G	Gauss
nm	Nanometre
mm	milimetre
hz	hertz

Kısaltmalar

mo	Manyeto Optik
Tr-moke	Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi
M	Mıknatıslanma
Moke	Manyeto Optik Kerr Etkisi
A	Ayna
Y	Yarık
DB	Demet Bölücü
YDP	Yarım Dalga Plakası
K	Kutuplayıcı
ÇDP	Çeyrek Dalga Plakası
M	Mercek
DK	Doğrusal Kutuplayıcı
BBO	Beta-Baryum Borat
WP	Wollaston Prizması
KKM	Kalın Kenarlı Mercek

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Diamanyetik malzeme için mıknatıslanmanın manyetik alanla ve sıcaklıkla değişiminin şematik gösterimi	5
Şekil 2.2 Paramanyetik malzemede dış manyetik alan yok iken manyetik momentlerin düzensiz yapısının şematik gösterimi.....	5
Şekil 2.3 Paramanyetik malzemeye dış bir manyetik alan uygulandığında manyetik momentlerin uygulanan dış alan yönünde yönelimini gösteren şematik gösterim	6
Şekil 2.4 Ferromanyetik malzemelerin manyetik alan ile yönelimleri	9
Şekil 2.5 Ferromanyetik bir malzeme için mıknatıslanma'nın sıcaklığa bağlı olarak değişimi. Malzeme Curie sıcaklığında ferromanyetik durumdan paramanyetik duruma geçer.....	9
Şekil 2.6 Ferromanyetik bir malzeme için histeresis eğrisi	11
Şekil 2.7 Burada T_2 sıcaklığı T_1 sıcaklığına göre daha büyüktür. Bu nedenle T_2 sıcaklığının doyma mıknatıslanması düşük olur	12
Şekil 2.8 Spinlerin yönelimleri	12
Şekil 2.9 Kerr dönmesinin karmaşık olarak ifade edilmesi.	14
Şekil 2.10 Boyuna MOKE için deneysel gösterim	15
Şekil 2.11 Mıknatıslanma pozitif yönde uygulanırsa Kerr katkısı ve gelen p-kutuplu ışık aynı yönde olur ancak yansıyan ışık gelen ışığa göre genliği fazla olur.	15
Şekil 2.12 Mıknatıslanma negatif yönde olursa Kerr katkısı ile p-kutuplu ışığın katkısı ters ve yansıyan ışığın genliği gelen ışığın genliğine göre küçük olur.	16
Şekil 2.13 MOKE da elektrik alan bileşenleri ve manyetik alan yönelimleri. (Ali,1999).	17
Şekil 2.14 Belirsiz bir mıknatıslanma yönündeki manyetik ortam ve manyetik olmayan ortamın gösterimi	17
Şekil 2.15 Keyfi mıknatıslanmaya sahip olan ve belirli kalınlıkta bulunan bir ortam ile gelme ve alt taşa ait olan manyetik olmayan bölgeler için belirtilmiş şekil.....	19
Şekil 2.16 lazer atmalarına göre manyetizmadaki etkileşimlerin skalaları.....	27
Şekil 2.17 1996 yılında Beaurepaire ve arkadaşları tarafından incelenen malzemedeki ölçülen Kerr sinyali (E. Beaurepaire,1996)	27
Şekil 2.18 Üç sıcaklık teorisinde bulunan birbirleri ile etkileşmiş sistemler	28
Şekil 3.1 Demet bölücünün şematik gösterimi 1, gelen ışık; 2, geçen ışık ve 3,yansıyan ışık	31
Şekil 3.2 KG3 filtrenin dalga boyuna göre geçirim yüzdesi.....	32

Şekil 3.3 Kg3 filtresi	32
Şekil 3.4 Retro reflektörün şematik olarak gösterimi.	33
Şekil 3.5 Motorize doğrusal düzlem, tek yönlü hareket etme kabiliyeti.....	34
Şekil 3.6 balans detektörün devre yapısı gösterilmektedir	35
Şekil 3.7 dalga boylarına göre kullanılan detektörün duyarlılık değerleri.....	36
Şekil 3.8 Dengeli detektör (NEWPORT model 2307).....	37
Şekil 3.9 Kutuplu gelen ışığı birbirine dik iki farklı kutuplulukta çıkaran prizma	38
Şekil 3.10 Analog sinyalleri temizleyerek dijitale çeviren ara yüz (Boxcar)	39
Şekil 3.11 Birinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği, ikinci harmonik üretimi (SHG)	40
Şekil 3.12 Birinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği.	41
Şekil 3.13 İkinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği, ikinci harmonik üretimi düzeneği (SHG).....	42
Şekil 3.14 İkinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deneyi.	43
Şekil 3.15 Üçüncü zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği, ikinci harmonik üretimi (SHG)	45
Şekil 3.16 Üçüncü zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği	45
Şekil 3.17 Statik Moke Deney Düzeneği (S-MOKE).....	46
Şekil 4.1 Statik Manyeto Optik Kerr Etkisi (S-MOKE) histerisis eğrisi.	49
Şekil 4.2 Üçüncü deney düzeneğinde elde edilen 400 nm lik dalga boyundaki gözlem ışığının CoPt örneği üzerindeki +/- 600 G manyetik alan etkisindeki sinyal genliğinin değişimi.....	50
Şekil 4.3 Üçüncü deney düzeneğinde elde edilen,400 nm gözlem ışığı ve 800 nm pompa ışığının CoPt örneği üzerindeki +/- 600 G manyetik alan etkisi altındaki sinyal genliğinin değişimi	51
Şekil 4.4Beşinci deney düzeneğinde elde edilen, 400 nm gözlem ışığı ve 800 nm pompa ışığı etkisi altındaki örneğin zamansal olarak değişimi ve t_0 noktasındaki pompa ve gözlem ışığının etkileşimi (el ile tarama).....	53
Şekil 4.5 Beşinci deney düzeneğinde elde edilen, 400 nm gözlem ışığı ve 800 nm pompa ışığı etkisi altındaki örneğin zamansal olarak değişimi ve t_0 noktasındaki pompa ve gözlem ışığının etkileşimi	54
Şekil 4.6 Beşinci deney düzeneğinde elde edilen, 400 nm gözlem ışığı ve 800 nm pompa ışığı etkisi altındaki örneğin zamansal olarak değişimi ve t_0 noktasındaki pompa ve gözlem ışığının 600 G ve -600 G etkileşimi	55

1. GİRİŞ

Ultra-kısa darbeli lazer kaynağı teknolojisinin var oluşu, malzemelerdeki dinamiklerinin araştırılmasını ve denge dışı etkilerin çalışılmasını sağlamaktadır. Günümüzde onlarca ya da birkaç femtosaniye lazer atımı yapabilen lazer kaynakları ticari ve araştırma temelli olarak kullanılmaktadır. Femtosaniye darbeli lazer kaynakları bilimsel araştırmalar kapsamında oldukça yaygın kullanılmaktadır. Ultra-hızlı lazerler, malzemelerde meydana gelen ultra hızlı dinamikleri inceleme imkânı sağlamaktadır. Bu tür çalışmalarda başarıya ulaşabilmek için yaygın olarak kullanılan tekniklerden birisi pompa-gözlem (pump-probe) tekniğidir. Bu teknikte, femtosaniye lazer kaynağından gelen pompa ışın darbeleri malzeme üzerinde geçici bir etki oluşturur (transient effect) ve aynı femtosaniye lazer kaynağından üretilen gözlem ışını darbeleri ise malzemede pompa darbelerinin etkilerini gözlemlmek için kullanılır. Pompa ve gözlem darbeleri arasındaki zaman farkı artırılarak pompa darbelerinin oluşturduğu etkilerin ne kadar süre ile gözlem darbelerini etkilediği yani oluşturulan geçici etkinin ömrü ölçülür.

Manyetik düzenlenmenin ultra hızlı lazerler ile etkileşimi (ultrahızlı manyetizasyon) hem temel fizik açısından hem de teknolojik uygulama alanları açısından son yılların popüler araştırma konuları arasındadır (Kirilyuk vd. 2010). Manyetik depolama, spintronik gibi hızlı manyetik anahtarlamının kullanıldığı teknolojilerin geliştirilmesi için ultra-hızlı manyetizasyon dinamiklerinin anlaşılması oldukça önemli bir rol oynamaktadır. İlk olarak 1996 da Beaupaire v.d.' nin 60 fs' lik bir lazer darbesi ile Ni ince filmde gözlemledikleri demanyetizasyon (manyetik düzenlenmenin yok olması) ile beraber, manyetizasyonun ultra-hızlı lazer darbeleri ile etkileşimi ve kontrol edilebilme imkanı deneyciler için ilginç ve zorlu bir araştırma alanı haline gelmiştir (Beaupaire v.d. 1996). Ayrıca, femtosaniye darbeli lazerlerin kullanımı, manyetik sistemlerde manyetik düzenleniminden sorumlu olan değiş-tokuş etkileşmelerinin zaman skalalarının incelenmesine de olanak sağlamıştır. Ancak, bu konuda özellikle ultra-hızlı manyetizasyon süreçlerinde spin ve yörünge açısal momentumunun elektronik ve örgü sistemlerinin çiftlenimleri (coupling) henüz tam olarak anlaşılammıştır. Bu eksikliğin giderilmesi için son yıllarda ultra-hızlı pompa gözlem spektroskopisi tekniği değişik manyetik malzemeler için kullanılmaya başlanmıştır.

Bilindiği gibi termodinamiksel yaklaşımda spin-yörünge etkileşmeleri 1-10 ps zaman skalalarında, geleneksel olarak manyetizasyonu çevirmek için kullanılan manyetik alan darbeleri ile oluşturulan manyetik alan yönündeki spin presesyon hareketleri ise 10-100 ps mertebelerinde gerçekleşmektedir (Kirilyuk vd. 2010). Femtosaniye darbeli lazerlerle yapılan ultra-hızlı zaman çözünlüklü pompa gözlem spektroskopisi deneyleri, bu sürelerden çok daha hızlı (darbe süresi kadar kısa) gerçekleşen dinamikleri de ölçmeye olanak sağlamaktadır. Zaman çözünlüklü manyeto optik Kerr etkisi (Time Resolved Magneto Optic Kerr Effect ‘TR-MOKE’) yöntemi ultra-hızlı manyetizasyon / demanyetizasyon dinamiklerini ölçmek için kullanılan ultra-hızlı pompa gözlem spektroskopisi tekniğinin özel bir halidir.

Bu tez çalışmasında, TR-MOKE deney sistemi kurulup, deney sonuçlarının doğruluğu literatürde daha önce çalışılmış bir referans malzemesi ile yapılan ölçümler vasıtasıyla test edilmiştir. Tezin ilk kısımlarında TR-MOKE deney düzeneği ve manyetik malzemelerdeki değişebilen ultra-hızlı dinamikler ile ilgili teorik bilgiler ve bunları oluştururken deney düzeneklerinden yüksek verim almak için gerekli bilgiler verilmiştir. Tezin daha sonraki bölümlerinde oluşturulan ve çalışılan yapılar deneysel olarak anlatılmıştır. Kurulan deney düzeneklerindeki kullanılan araç gereç ve kullanılan temel sistemler için bilgiler verilmiştir. Tezin son bölümlerinde ise kurulan deney düzeneklerinin ve bu deney düzeneklerinden elde edilen bulgular ve sonuçlar ile ilgili belirtmeler yapılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Manyetizma

Manyetizma ile ilgili ilk gözlemler üç bin yıldan daha fazla süre önce Yunanlılar tarafından yapılmıştır. Gözlenen manyetik olayların bilinen ilk örneği doğal olarak bulunan magnetite mineralinin, metal parçalarını çekebilmesidir. Bu ilginç özelliği gösteren ve demir oksit içeren taşlar mıknatıs olarak adlandırılmıştır. Mıknatıs olarak adlandırılan bu malzemenin bilinen ilk uygulaması ise milattan sonra (MS) Çinliler tarafından kullanılan pusula olmuştur. Daha sonraki çalışmalarda en büyük keşifler den birisi William tarafından yapılmıştır ve pusula ibresinin dünyanın manyetik kutbunu gösterdiği keşfedilmiştir.

Manyetizma kelimesi ise mıknatısları, manyetik alanları ve manyetik malzemelerin manyetik alan içindeki davranışlarını belirtmek için kullanılır. Bu kelime mıknatıslanmış malzemelerin ve mıknatısların yapılarının nasıl oluştuğunu gösteren bir bilim dalının adıdır. Mıknatıslanma ise, malzemenin manyetik durumunu gösteren niceliktir. Mıknatıslanma vektörünün büyüklüğü malzemenin birim hacimdeki manyetik momenti olarak adlandırılır. Manyetizma kaynağı, elektronların buldukları yörüngelerdeki yaptıkları hareketlerdir (Guimares vd. 1998; Addison Wiley,1972).

2.2 Manyetik Malzemelerin Sınıflandırılması

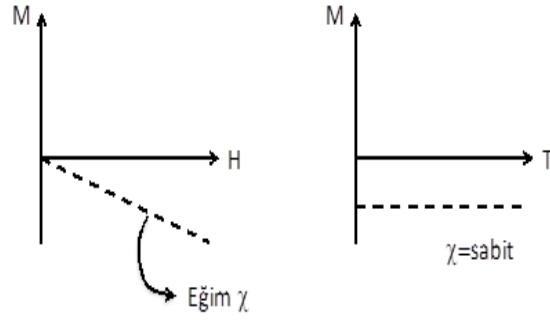
Manyetik malzemeleri sınıflandırmada malzemelerin manyetik özellikleri dikkate alınır. Malzemelerin manyetik özellikleri, atomların son yörüngelerinde ve tam dolu olmayan orbitallerinde yer alan elektron spinlerinin etkileşiminden kaynaklanır. Bu etkileşimden dolayı manyetik malzemeler özelliklerine göre diyamanyetizma, paramanyetizma, ferromanyetizma olarak gruplandırılır.

Manyetik alınganlık (χ), dış manyetik alanın değişmesi ile birlikte malzemenin mıknatıslanmasında ortaya çıkan değişimdir. Bir malzemedeki manyetik alan, uygulanan dış alana ve malzemenin manyetizasyonuna bağlıdır. Burada belirttiğimiz

toplam alan $B=B_a + B_m$ olarak ifade edilir. Bu formülde manyetik malzemenin oluşturduğu alan $B_m = \mu_0.M$, dış alan ise $B_a = \mu_0.H$ olarak ifade edilir. Dolayısıyla $B = \mu_0(H+M)$ şeklindeki bir gösterim ile yazılabilir. Burada manyetik alınganlık $M=\chi.H$ olarak ifade edilir. Manyetik alınganlık negatif değere sahip ise malzeme diyamanyetik bir malzeme olarak adlandırılırken, manyetik alınganlık pozitif bir değere sahip ise malzeme paramanyetik ya da ferromanyetik olarak sınıflandırılır. Malzemelerin sahip olduğu manyetik momentlerin düzenlenimi ferromanyetik ya da paramanyetik malzemelerde farklılık göstermektedir (Addison Wiley 1972).

2.2.1 Diyamanyetizma

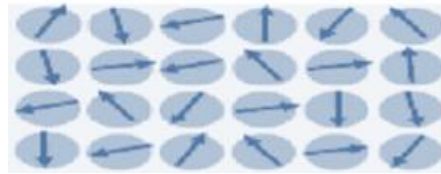
Klasik olarak atomik orbitalde kapalı bir yörüngede dolanan elektronun hareketi bir akım halkası olarak görülebilir. Bu durumda elektronun bu hareketi bir manyetik momente yol açar. Dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında manyetik alan oluşan manyetik momente bir dönme momenti uygular. Buna göre manyetik moment manyetik alan etrafında Larmor frekansı ile bir presesyon hareketi yapar. Bu hareketin oluşturduğu manyetik moment ise elektronun çekirdekten uzaklığının karesinin zaman ortalaması ile orantılıdır. Oluşan bu manyetik moment çok zayıftır. Tam dolu yörüngelere sahip malzemelerde manyetizma klasik olarak bu şekilde anlaşılabilir. Bu tür malzemelere dışarıdan manyetik alan uygulandığında Lenz yasasına göre oluşan manyetik alınganlık kendisini oluşturan etkiye ters yönde oluşacağından diyamanyetik malzemeler negatif manyetik alınganlığa sahip malzemelerdir (Şekil 2.1). Bu etki sıcaklıktan bağımsızdır ve her sıcaklıkta diyamanyetik katkı aynı mıknatıslanma değerini verir (Şekil 2.1). Bakır, gümüş, altın ve soy elementler diyamanyetik malzemelere örnek verilebilir (Addison Wiley 1972). Diyamanyetizma olayı tüm malzemelerde gözlenen bir olay olsa da, eğer malzeme paramanyetizma ya da ferromanyetizma gibi daha farklı ve diyamanyetizmaya göre çok daha güçlü olan manyetik özelliklere sahipse, diyamanyetizma etkisi ihmal edilebilecek kadar küçük olur.



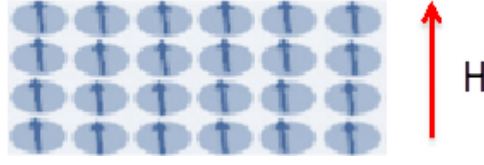
Şekil 2.1 Diamanyetik malzeme için mıknatıslanmanın manyetik alanla ve sıcaklıkla değişiminin şematik gösterimi

2.2.2 Paramanyetizma

Paramanyetik malzemelerin sahip oldukları her bir atomun bir manyetik momenti bulunur, ancak bu manyetik momentler malzemenin içinde bulunan örgüde rastgele yönlerde yönelmişlerdir. Malzemenin manyetik momenti hem elektronların yörünge hareketinden hem de tam dolu yörüngelerde bulunmayan elektronların spinlerinin toplamından kaynaklanır. Malzeme içinde bulunan bu manyetik momentlerin rastgele yöneliminden dolayı, malzemeye dışardan bir manyetik alan uygulanmadığında malzemenin mıknatıslanması sıfırdır. Paramanyetik bir malzemeye dışardan bir manyetik alan uygulandığı zaman malzeme içindeki rastgele yönelmiş manyetik momentler uygulanan alan ile aynı yönde bir yönelim gerçekleştirir ve bu momentlerin hepsinin aynı yöne dönmesi sonucu toplam bir mıknatıslanma oluşur. (Guimares vd. 1998).



Şekil 2.2 Paramanyetik malzemede dış manyetik alan yok iken manyetik momentlerin düzensiz yapısının şematik gösterimi



Şekil 2.3 Paramanyetik malzemeye dış bir manyetik alan uygulandığında da manyetik momentlerin uygulanan dış alan yönünde yönelimini gösteren şematik gösterim

Birim hacimde her biri μ manyetik momentine sahip N atomu bulunan bir sistemde, dışarıdan H manyetik alanı uygulandığında, μ manyetik momentini ile H manyetik alanın etkileşmesi sonucunda aşağıdaki etkileşme enerjisi oluşmaktadır.

$$E_{pH} = -\mu \cdot H \cdot \cos\theta \quad (2.1)$$

Burada θ manyetik moment ile dış manyetik alan arasındaki açıdır. N atomlu ve ısısal dengede bulunan bir sistemde bir atomun E_p enerjisine sahip olma olasılığı Boltzmann dağılımı ile verilir. Manyetik alan doğrultusundaki toplam manyetik moment ise 2.1 ifadesinin integralinin alınması ile elde edilebilir. Böylece mıknatıslanma Langevin fonksiyonu ile verilir.

$$M = N \cdot \mu \cdot L(x) \quad (2.2)$$

Burada

$$x = \mu \cdot H / k_B \cdot T \quad (2.3)$$

iken , μ tek bir atomun manyetik momentini, N toplam atom sayısı, k_B Boltzmann sabiti ve T sıcaklıktır. $L(x)$ ile gösterilen Langevin fonksiyonu ise

$$L(x) = \coth(x) - 1/x \quad (2.4)$$

olarak tanımlanır. $x \ll 1$ olduğunda olduğu durumda yani zayıf alan yada yüksek sıcaklıklarda Langevin fonksiyonunun içindeki $\coth(x)$ terimi

$$\coth(x) = 1/x + x/3 - x^3/45 \quad (2.5)$$

şeklinde seriye açılabilir. Böylece $x \ll 1$ değerinde Langevin fonksiyonu

$$L(x) = 1/x + x/3 - 1/x \approx x/3 \quad (2.6)$$

değerine sahip olur. Buradan da mıknatıslanma değeri;

$$M = N \cdot \mu \cdot \mu \cdot H / 3 \cdot k_B \cdot T = N \cdot \mu^2 \cdot H / 3 \cdot k_B \cdot T = C \cdot H / T \quad (2.7)$$

Elde edilir. Buradaki "C" değerine Curie sabiti denir ve

$$C = N \cdot \mu^2 / 3 \cdot k_B \quad (2.8)$$

ile verilir. Denklem 2.8 ise Cuire yasası olarak adlandırılır.

Deneysel olarak bir çok paramanyetik malzeme Denklem 2.8 ile verilen ifadeye uygun bir davranış sergilerler. Ancak bazı paramanyetik malzemelerin manyetik alınganlığı sıcaklıkla

$$\chi = C / (T - \Theta) \quad (2.9)$$

şeklinde bir değişim gösterir. Burada, Θ paramanyetik Cuire sıcaklığı olarak bilinir. Bu ifade Cuire-Weiss yasası olarak bilinir ve Weiss bu yasaya manyetik momentlerin birbirleriyle etkileşmediklerini ancak moleküler alan adı verilen ve malzeme içinde oluşan bir alan ile etkileştikleri varsayımını kullanarak ulaşmıştır. Bu yaklaşıma moleküler alan yaklaşımı adı verilmektedir.

2.2.3 Ferromanyetizma

Curie Weiss yasasına göre sistem Θ sıcaklığının altında bulunduğu kendiliğinden bir mıknatıslanmaya sahip olmalıdır. Weiss moleküler alan yaklaşımını bu tür kendiliğinden bir iç mıknatıslanma özelliği gösteren malzemelere uygulanabileceğini göstermiştir. Ferromanyetik malzemeler olarak adlandırılan bu tür malzemeler manyetik

bir alanın yokluğunda dahi iç mıknatıslanma özelliği gösteren kalıcı manyetik momente sahip olan malzemelerdir. Weiss' in öne sürdüğü moleküler alan yaklaşımına göre malzeme içinde oluşan moleküler alanın büyüklüğü

$$H_m = \gamma M \quad (2.10)$$

olarak verilir. Burada γ 'ya moleküler alan sabiti adı verilir. Malzemeye dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında malzemeye etki eden toplam alan

$$H_t = H + H_m \quad (2.11)$$

olacaktır. Buna göre malzemenin manyetik alınganlığı

$$\chi = M/H_t \quad (2.12)$$

ile verilecektir. Toplam manyetik alan yerine konur ve Cuire yasası kullanılacak olursa ferromanyetik malzemeler için

$$\chi = C/T - T_c \quad (2.13)$$

denklemini elde edilir. Burada T_c sıcaklığına Cuire sıcaklığı adı verilir ve ferromanyetik malzeme bu sıcaklığa sahip olduğunda paramanyetik duruma geçiş yapar.

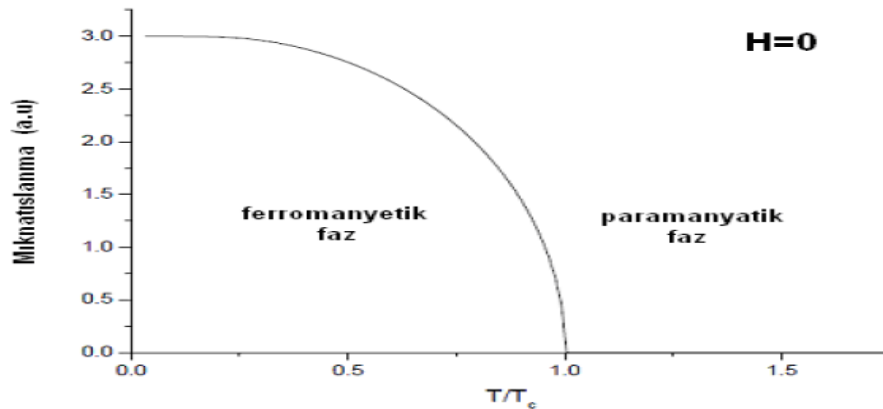
Ferromanyetik malzemelerde kendiliğinden mıknatıslanma tam dolu olmayan yörüngelerde bulunan eşleşmemiş elektronların manyetik momentlerinden kaynaklanır. Ferromanyetizmaya katkı sadece en dış kabukta bulunan çiftlenmemiş elektronlardan gelir. Bu tür malzemeler en dış kabukta bulunan çiftlenmemiş elektronların spin manyetik momentleri ile yörünge manyetik momentlerinin çiftleniminden dolayı kristal içinde farklı kristalografik yönlerde farklı manyetik özellik gösterirler. Periyodik cetvelde bulunan Fe, Co, Ni gibi belirli elementler ferromanyetik özellik gösterir. Şekil

2.5’ de ferromanyetik bir malzemeye dışardan bir alan uygulandığında dipollerin yönelimini göstermektedir (Andrew Nelson,2009).



Şekil 2.4 Ferromanyetik malzemelerin manyetik alan ile yönelimleri

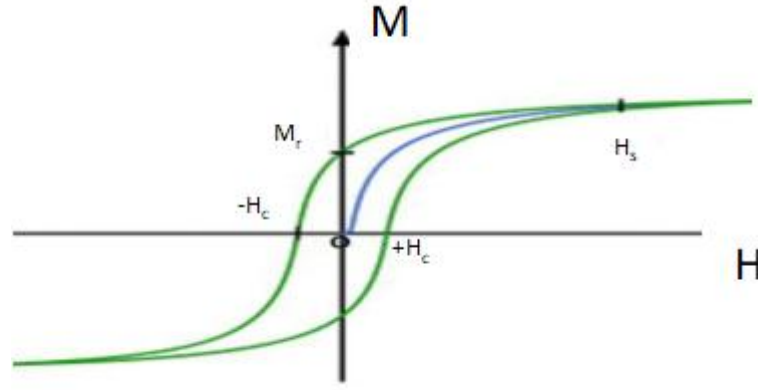
Ferromanyetik bir malzemenin mıknatıslanmasının sıcaklıkla değişimi şekil 2.5’ de gösterilmektedir. Ferromanyetizma’ nın en temel özelliği spinlerin kendi aralarında yaptıkları değiş-tokuş etkileşimlerinden kaynaklı spinlerin doğal olarak düzenli olmasıdır. Bu doğal olan düzenli yapı yalnızca sistemin Curie sıcaklığının altında olduğu durumlarda geçerlidir. Sistemin sıcaklığı Curie sıcaklığından yüksek olduğu durumda ise ferromanyetik malzeme paramanyetik bir özellik gösterir (Guimares vd. 1998). Ferromanyetik malzemeler için momentlerin düzenlenme yapısı sıcaklık arttıkça azalır, yani bu malzemedeki momentlerin düzensizliği Cruie sıcaklığına ulaştığında başlar. Mıknatıslanması sıfıra yakın olduğunda ve sonrasında ferromanyetik malzemeler paramanyetik gibi davranır (Guimares vd. 1998).



Şekil 2.5 Ferromanyetik bir malzeme için mıknatıslanma'nın sıcaklığa bağlı olarak değişimi. Malzeme Cruie sıcaklığında ferromanyetik durumdan paramanyetik duruma geçer

2.2.3.1 Ferromanyetik histerisis

Ferromanyetik bir malzemeye manyetik alan uygulandığında malzeme içindeki manyetik momentler alan yönünde döndürülür. Böylece malzeme alan yokken sıfır mıknatıslanmaya sahip iken manyetik alanın artırılması ile mıknatıslanması da artar. Genellikle bu artış çizgisel değildir. Ferromanyetik bir malzemenin mıknatıslanmasının uygulanan dış manyetik alan ile değişimi şematik olarak şekil 2.6'da verilmiştir. Buradan görüldüğü gibi manyetik alan belli bir değere ulaştığında (Şekil 2.6'da H_s değeri) malzemenin mıknatıslanma değeri alabileceği maksimum değere sahip olmuştur. Dış manyetik alanın H_s değerine karşılık gelen mıknatıslanma değerine ferromanyetik malzeme için doyum mıknatıslanması denir. Doyum mıknatıslanmasına sahip ferromanyetik malzemedeki manyetik alan tekrar sıfır değerine ulaşmak amacıyla azaltıldığında ise malzeme aynı yolu izleyerek başlangıç konumundaki sıfır mıknatıslanma değerine ulaşmaz. Manyetik alan sıfırlandığında dahi ferromanyetik malzeme bir mıknatıslanma değerine sahiptir. Şekil 2.6'da gösterilen M_r değeri kalıcı mıknatıslanma değeridir. M_r , uygulanan dış manyetik alanın doyum değerinden sıfıra azaltıldığında malzemenin iç mıknatıslanmasıdır. Bu şekilden görüldüğü gibi M_r için iki farklı değer vardır, bu değerlerin her ikisi aynı büyüklükte ve zıt yönlüdür. İlk değer, mıknatıslanmanın belirli bir yönde doyurulması ve daha sonra uygulanan alanın sıfıra indirilmesi ile elde edilir. Zıt yönde uygulanan alanın büyüklüğü arttırıldığında, histerisis eğrisini tamamlamak için süreç ters çevrilmiş ve önceki durumuna göre zıt yönde malzeme mıknatıslanmıştır. Bu yüzden eğer zıt yönlerde malzeme yeterli güçte bir alana maruz kaldıysa mıknatıslanma değişebilir.



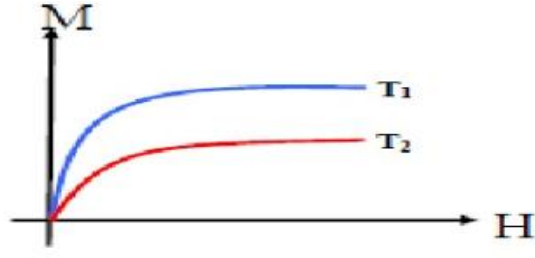
Şekil 2.6 Ferromanyetik bir malzeme için histerisis eğrisi

İkinci önemli değer H_c ' dir. Bu değer malzemenin zorlayıcı alan değeridir. Bu malzemenin iç mıknatıslanmasını sıfırlamak için dışarıdan uygulanması gereken manyetik alanın büyüklüğüdür. Histerisis eğrisinde manyetik alanın her bir yönü için iki zorlayıcı alan değeri vardır. Zorlayıcı alan ve kalıcı mıknatıslanma değerleri ile beraber malzemenin histerisis eğrisi benzersizdir ve malzemeye bağlıdır (Nelson,2009).

2.2.3.2 Doyma mıknatıslanması

Doyma mıknatıslanması, malzemede oluşabilecek en büyük mıknatıslanmadır. Mıknatıslanmanın en büyük değeri, malzemedeki manyetik momentlerin tümünün paralel ve aynı yönde olmasıyla gerçekleşir. Manyetik momentlerin birbirlerine paralel olarak yönlendirilmesi ile bu yüzden mıknatıslanma daha da artmaz. Doyma mıknatıslanması sıcaklık ile ters orantılı olup, sıcaklık arttığında düşer. İkisi arasındaki ters orantının nedeni malzemede oluşan ısısal titreşimlerin malzemedeki manyetik momentleri değiştirmesidir. Bu özellik en temel olarak ferromanyetik malzemelerde gözlenir.

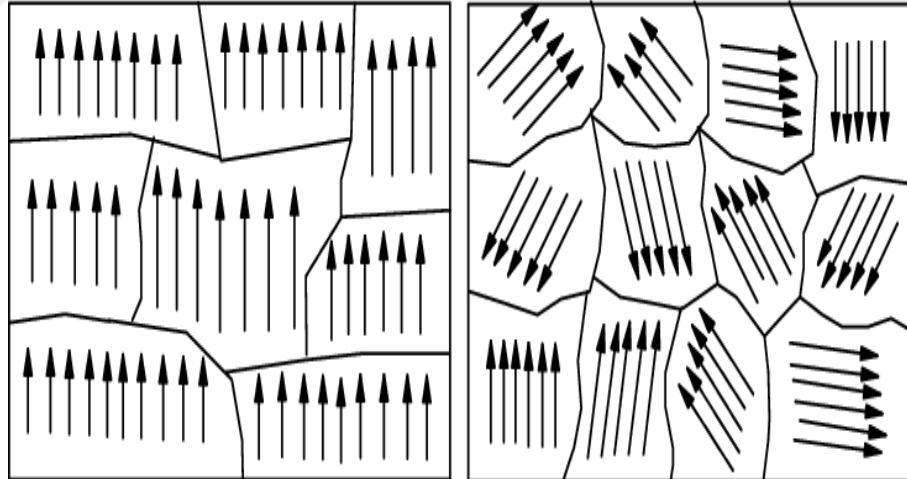
Ferromanyetik malzemeler için, uygulanan iki farklı sıcaklığa göre malzemenin manyetik alan ile mıknatıslanmasının değişimi Şekil 2.7' de gösterilmektedir.



Şekil 2.7 Burada T_2 sıcaklığı T_1 sıcaklığına göre daha büyüktür. Bu nedenle T_2 sıcaklığının doyma mıknatıslanması düşük olur

2.2.3.3 Mıknatıslanma ve domainler

Atomik bir seviyede, atomlar açısız orbital momentumu ve atomların değerlik kabuğundaki eşleşmemiş elektronların doğal spinlerinden kaynaklanan bir manyetik momente sahiptir. Katıların manyetik davranışları, atomların manyetik momentlerinin komşu atomları manyetik momentleri ile nasıl etkilediğine ve bu manyetik momentlerin uygulanmış dış bir manyetik alana nasıl tepki verdiklerine bağlıdır.



Şekil 2.8 Spinlerin yönelimleri

Ferromanyetik malzemeler komşu atomlar arasında değiş-tokuş çiftlenimi vardır. Bu etki kuantum mekaniksel içsel bir özelliktir. Tüm komşu atomların manyetik dipolleri aynı yönde yöneldiğinde elektronlar arası Coulomb itmesi en aza iner. Bu eşleşmenin sonucu olarak, manyetik momentlerin düzenlendiği bölge domain olarak adlandırılır.

Domainler ferromanyetik malzemelerde kendiliğinden şekillenir. Manyetik bir malzeme dış bir manyetik alana maruz kalmadığında belirli yönü tercih etmez ve makroskobik olarak net mıknatıslanma yaklaşık sıfır olacaktır (Şekil 2.8). Ancak dış bir manyetik alana maruz kalırsa, malzemenin domain yapısı değişecektir. Domainler dış alanın yönünde düzenlenmiş olacaktır. Dış alan yeterli güçte olduğunda, malzeme içindeki tüm manyetik dipoller dış alan yönünde düzenlenir ve malzemenin manyetik doyuma ulaştığı söylenir (Serway, 1996). Ferromanyetik malzemelerdeki bu domain yapılarından oluşan mıknatıslanma Manyeto Optik Kerr etkisi ile ölçülebilir ve domain yapıları da Manyeto Optik Kerr Mikroskobu ile gözlemlenebilir (Serway, 1996).

2.3 Manyeto -Optik Kerr Etkisi

Manyeto Optik Kerr Etkisi (MOKE) genel olarak, ferromanyetik bir malzemedен yansıyan ışığın kutupluluğunda veya şiddetinde meydana gelen değişimdir. Mıknatıslanma vektörünün, örnek düzlemine ve ışığın geliş düzlemine göre üç tane farklı özelliklerde Kerr etkisi bulunur (Hubert ve Schäfer, 1998).

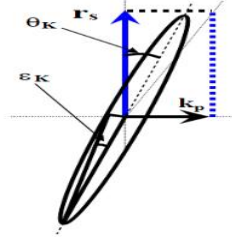
- Boyuna Manyeto Optik Kerr Etkisi
- Enine Manyeto Optik Kerr Etkisi
- Kutupsal Manyeto Optik Kerr Etkisi

2.3.1 Kutupsal manyeto optik kerr etkisi

Mıknatıslanma vektörü yansıma düzlemine dik ve gelme düzlemine paralel olduğunda, bu etki kutupsal MOKE etkisi olarak adlandırılır. Basit olarak açıklanırsa, polar şekilde deneyler yapıldığı zaman gelme açısı genellikle normale yakın kullanılır. Manyetik bir örneğe gelen s-kutuplu ışık, örnekten yansıdıktan sonra iki bileşene ayrılır. İlk bileşen r_s genliğindeki normal bileşen, diğeri ise p-kutupluluğundan gelen kerr etkisidir (k_p). Polar kutuplulukta ışık yüzeyin normaline dik geldiğinde yani gelme açısı 0 olduğunda Kerr katkısından gelen değer en büyüktür ve kutupluluğun s veya p olmasından bağımsızdır. r_s (normal bileşen) ve k_p (p-kutupluluk katkısı) bileşeni örnekten yansıyan ışığın

kutupluluğunu eliptik olarak çevirir. Bu çevrilmede eliptiğin ana eksenini Kerr dönmesinin açısı olan Kerr açısı ve Kerr'in sahip olduğu eliptiklik ile döndürülüyor. r_s , k_p 'ye göre çok büyük olduğunda Kerr dönmesinin karmaşık ifadelerle yazılımı şu şekilde ifade edilmektedir (Atkinson ve Lissberger, 1992).

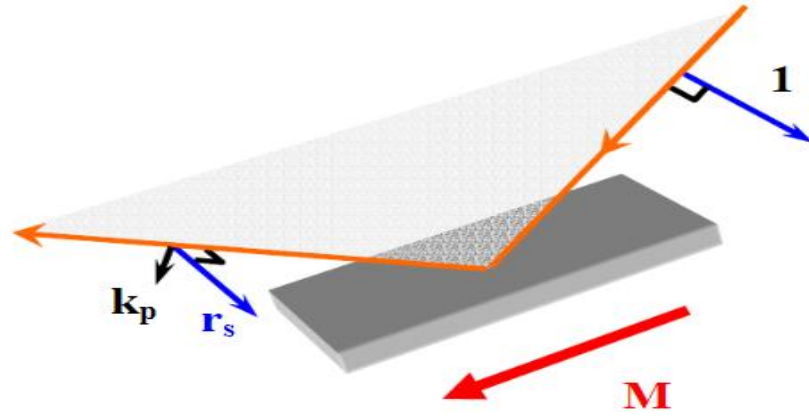
$$\theta_K = \theta_K + i\varepsilon_K = \frac{k_p}{r_s} \quad (2.14)$$



Şekil 2.9 Kerr dönmesinin karmaşık olarak ifade edilmesi.

2.3.2 Boyuna manyeto optik Kerr etkisi

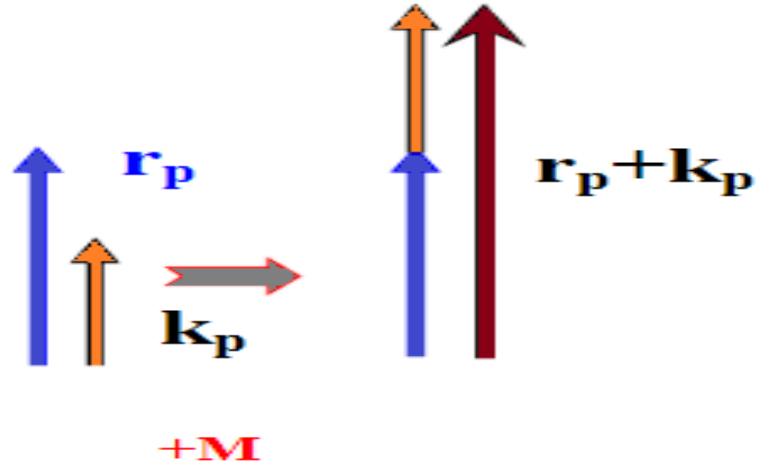
Boyuna etkide, mıknatıslanma vektörü hem yansıma yüzeyine hem de gelme düzlemine paraleldir. Boyuna düzende yansıma yüzeyinde belli bir açı ile yansıyan ışığı içerir ve kutuplu MOKE' a göre normale yakın değildir. Aynı durumda, yüzeye gelen doğrusal ışık mıknatıslanmanın bileşenleri ile doğru orantılı olarak kutupluluktaki değişim ile eliptik olarak kutuplanır, yani gelme ve yansıma düzlemine paraleldir. Bu eliptik olarak kutuplanan ışık birinci dereceden birbirine dik iki E alan vektörlerine sahiptir, Kerr sabiti (k) ve yansıma (r) sabitinin standart Fresnel genlik sabiti olarak adlandırılır. Kerr sabiti genel olarak yansıma katsayısından daha küçüktür.



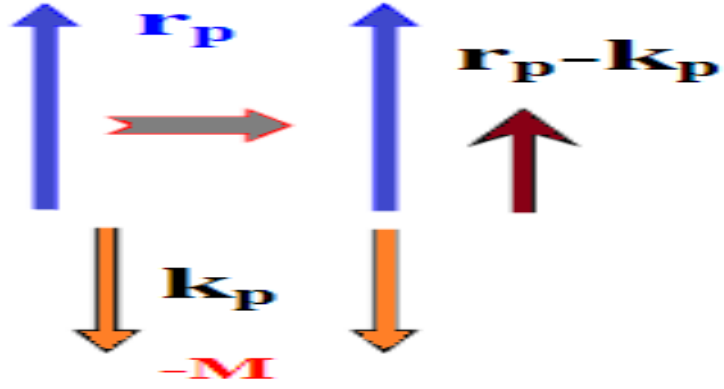
Şekil 2.10 Boyuna moke için deneysel gösterim

2.3.3 Enine manyeto optik kerr düzeneği

Enine MOKE' da mıknatıslanma ışığın gelme düzlemine dik veya örnek yüzeyine paralel olacaktır. Bundan dolayı, p-kutuplu ışıkta, kerr dönmesi oluşumu ve yansıyan ışığın genliğinde değişim meydana gelir. Mıknatıslanmanın yönüne bağlı olarak enine MOKE' da yansıyan ışığın değişim şöyledir.

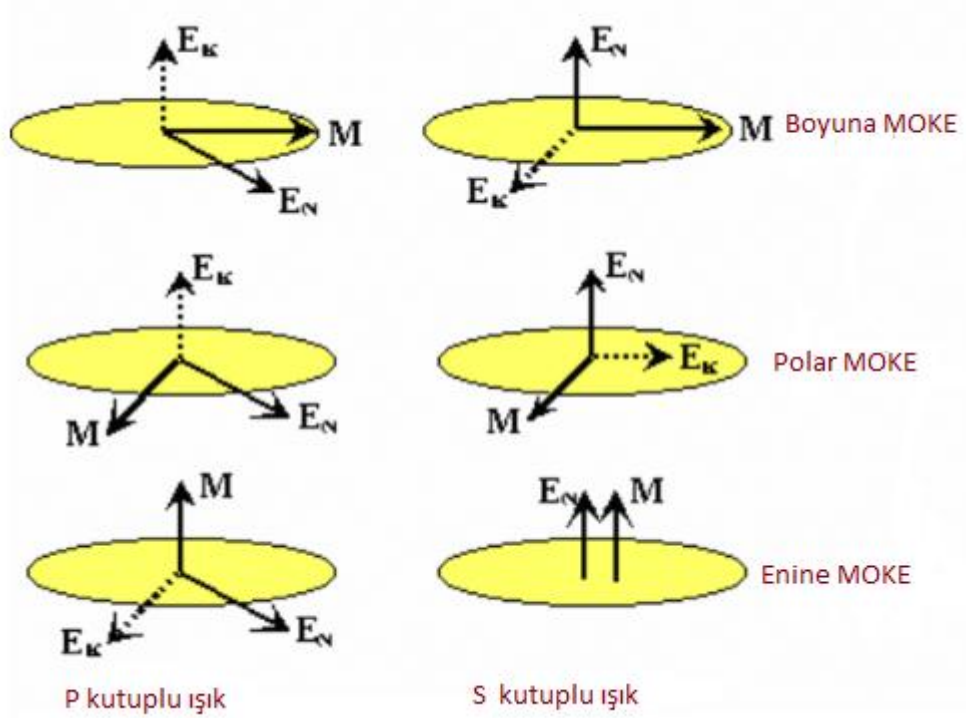


Şekil 2.11 Mıknatıslanma pozitif yönde uygulanırsa kerr katkısı ve gelen p-kutuplu ışık aynı yönde olur ancak yansıyan ışık gelen ışığa göre genliği fazla olur.



Şekil 2.12 Miknatıslanma negatif yönde olursa kerr katkısı ile p-kutuplu ışığın katkısı ters ve yansıyan ışığın genliği gelen ışığın genliğine göre küçük olur.

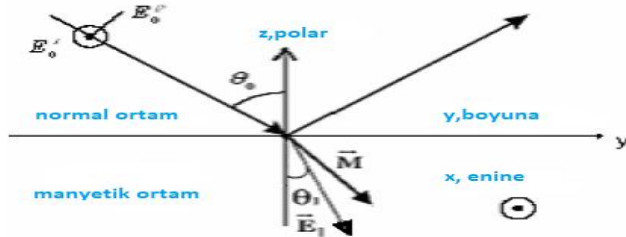
Şekil 2.13 de gösterildiği gibi, lorentz kuvvetinden $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ den faydalanarak, manyeto-optik kerr in üç farklı yönteminde oluşan yansıyan ışığıdaki değişimler gösterilmektedir. Kutuplu olarak gelen ışığıdaki elektrik alan, elektronların geliş doğrultusuna paralel bir şekilde titreşen bir şekilde bulunur. Bunun ile birlikte oluşan yansıyan ışığıda E_n normal bileşen meydana gelir. Normal birleşene ek olarak ise lorentz kuvvetinden kaynaklı bir kerr E_K meydana gelir. Burada lorentz kuvvetinden gelen elektrik alan bileşeni normal olan elektrik alan bileşenine ve miknatıslanmanın yönüne diktir. Bu iki bileşenin bileşkesi miknatıslanmanın yönünden gelen etki ile kerr dönmesi meydana getirir(Fowles, 1968).



Şekil 2.13 MOKE da elektrik alan bileşenleri ve manyetik alan yönelimleri (Ali 1999).

2.3.4 Manyeto optik kerr etkisi teorisi

Manyeto optik etkilerin hesaplarını yapmak için birçok yöntem bulunmaktadır (Argyres, 1955). Ancak bu yöntemler oldukça karmaşık ifadeler ve yapılar sahiptirler. Bu ifadelerin yanı sıra manyeto optik kerr etkisini açıklamak için basit ve anlaşılır olan teori bulunmaktadır (You ve Shin, 1996, 1998, 1999).



Şekil 2.14 Belirsiz bir mıknatıslanma yönündeki manyetik ortam ve manyetik olmayan ortamın gösterimi

İlk durumunda, çoklu olan yansımaların göz ardı edildiği kalın olan manyetik filmleri inceleyelim. Gelen ışık 2.14' de görüldüğü gibi manyetik olmayan bir ortamdan manyetik olan bir ortama geçtiğinde bu ışığın dielektrik tensörü(ϵ) şu formül ile ifade edilebilir(You ve Shin, 1996, 1998, 1999).

$$\epsilon = \epsilon_{xx} \begin{bmatrix} 1 & -iQm_z & -iQm_y \\ iQm_z & 1 & -iQm_x \\ -iQm_y & iQm_x & 1 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

Yukarıda verilen dielektrik tensörü ifadesinde, Q ifadesi malzemeye ait olan manyeto optik sabit olarak verilir. Yani bu Q ifadesi voigts sabiti olarak da adlandırılabilir. Ve bu formül şu şekilde ifade edilir(You ve Shin, 1996, 1998, 1999).

$$Q = i \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \quad (2.16)$$

m_x , m_y ve m_z , bu ifadeler mıknatıslanma vektörünün her bir yöndeki bileşeninin kosinüs bileşenleridir. Yukarıda belirttiğimiz dielektrik tensörü ifadesi Maxwell denklemlerinden yararlanarak çözüldüğünde, manyeto optik etkinin frensel yansıma yöntemi ile aşağıda ifade edilen matris ile belirtilir(You ve Shin, 1996, 1998, 1999).

$$\mathfrak{R} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

Bu matriste, belirtilen her bir matris ifadesi r nin alt indisleri ile belirtilir. Bu ifadeler sırası ile ($r_{pp} = \frac{E_p^r}{E_p^i}$, $r_{sp} = \frac{E_s^r}{E_p^i}$, $r_{ps} = \frac{E_p^r}{E_s^i}$, $r_{ss} = \frac{E_s^r}{E_s^i}$) bu frensel yansıma yöntemi ile ifade edilen terimler. Gelen polarize elektrik alanının, yansıma ile değişen polarize elektrik alana oranını belirtmektedir (Zak vd., 1990; You ve Shin, 1998).

Frensel yansıma yöntemi ile belirtilen, yukarıdaki ifadeler daha açık yazılırsa şu formüllere dönüşürler.

$$r_{pp} = \frac{n_1 \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1} - \frac{i 2 n_0 n_1 \cos \theta_0 \sin \theta_1 m_x Q}{n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1} \quad (2.18)$$

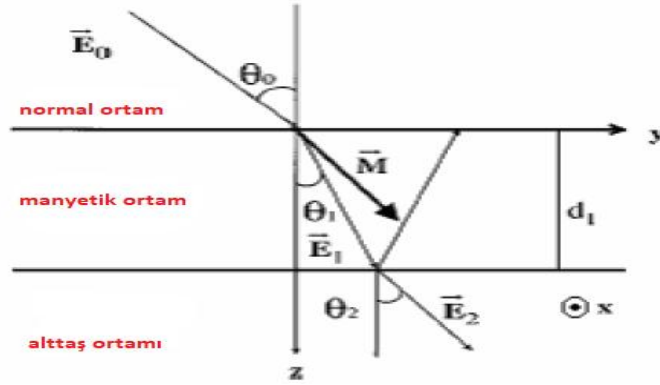
$$r_{sp} = \frac{i n_0 n_1 \cos \theta_0 (m_z \cos \theta_1 + m_y \sin \theta_1) Q}{(n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1)(n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1) \cos \theta_1} \quad (2.19)$$

$$r_{ss} = \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1} \quad (2.20)$$

$$r_{ps} = \frac{i n_0 n_1 \cos \theta_0 (m_z \cos \theta_1 - m_y \sin \theta_1) Q}{(n_1 \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_1)(n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1) \cos \theta_1} \quad (2.21)$$

Bu ifadelerde, θ_0 terimi ışığın örnek üzerine geliş açısıdır. n_0 ferromanyetik malzeme üzerinde bulunan manyetik olmayan ortam için belirtilen kırılma indisi katsayısıdır. n_1 ise malzeme üzerindeki manyetik olan ortam için belirtilen kırılma indisi katsayısıdır. Formüllerde belirtilen bir diğer açı ise yansıma açısı olan θ_1 açısıdır. Bu açı gelen ışığın açısından yararlanarak ve snell yasası ile hesaplanır.

Bir diğer yandan, manyetik malzeme ve alt taşın kaynaklanan çoklu yansımaları da hesaba katılacağı ince manyetik filmleri dikkate alalım. Ve bu fazla katmanlı olan yansımaların çözümleri oldukça işi zorlaştırır.



Şekil 2.15 Keyfi mıknatıslanmaya sahip olan ve belirli kalınlıkta bulunan bir ortam ile gelme ve alt taşta ait olan manyetik olmayan bölgeler için belirtilmiş şekil.

Şekil 2.15’de keyfi olarak mıknatıslanmış manyetik ortamda ve d kalınlığa sahip olan bu ortam, iki manyetik olmayan ortam arasında bulunmaktadır. Manyetik olmaya ortamlar ilk ışığın geldiği hava ortamı, diğeri ise alt taşın bulunduğu ortamdır. Burada ise fresnel yansıma yönteminden yola çıkarak oluşan bir kutupluluğa sahip olan gelen

ışık ve yansıyarak diğer değişen kutupluluk için r alt indislikteki katsayılar şu şekilde ifade edilir(You ve Shin, 1996, 1998, 1999).

$$r_{pp} = \frac{n_s \cos \theta_0 - n_0 \cos \theta_2}{n_s \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_2} + \frac{4\pi n_0 d_1 \cos \theta_0 (n_s^2 \cos^2 \theta_1 - n_1^2 \cos^2 \theta_2)}{\lambda (n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_0)^2} \quad (2.22)$$

$$r_{sp} = \frac{4\pi n_0 n_1 Q d_1 \cos \theta_0 (m_z n_1 \cos \theta_2 + m_y n_s \sin \theta_1)}{\lambda (n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2)(n_0 \cos \theta_2 + n_s \cos \theta_0)} \quad (2.23)$$

$$r_{ss} = \frac{n_0 \cos \theta_0 - n_s \cos \theta_2}{n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2} + \frac{4\pi n_0 d_1 \cos \theta_0 (n_1^2 \cos^2 \theta_1 - n_s^2 \cos^2 \theta_2)}{\lambda (n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2)^2} \quad (2.24)$$

$$r_{ps} = \frac{4\pi n_0 n_s Q d_1 \cos \theta_0 (m_z n_1 \cos \theta_2 - m_y n_s \sin \theta_1)}{\lambda (n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_2)(n_0 \cos \theta_0 + n_s \cos \theta_0)} \quad (2.25)$$

Yukarıdaki ifadede belirtilmiş n_0 , n_1 , n_s manyetik olmayan hava ve alt taş ortamlarının kırılma indisleridir. θ_1 ve θ_2 ise bu manyetik olmayan ortamların karmaşık olarak kırılma açılarını ifade eder. Böylece yukarıda verilen tüm frensel yansıma katsayıları kalın manyetik olan ortam ve manyetik olan ince ortam için verilir. Bu ifadelerden yararlanarak karmaşık olarak ifade edilen kerr etkileri şu şekilde belirtilir. λ gelen ışığın dalga boyu (Schmitte, 2002),

$$\Theta_K^p = \theta_K^p + i\varepsilon_K^p = r_{sp}/r_{pp} \quad (2.26)$$

$$\Theta_K^s = \theta_K^s + i\varepsilon_K^s = r_{ps}/r_{ss} \quad (2.27)$$

Bu ifadeler farklı olan kutuplulukteki ışıklar için belirtilir. P kutuplu olarak belirtilen ifade üstel olarak terimlerin üstünde belirtilir, aynı şekilde s kutuplu ışık için ise de üstel olarak terimlerde belirtilmiştir. Bu ifadelerde θ_K ve ε_K terimleri Kerr dönmesini ve eliptikliği belirtmektedir.

Yukarıdaki belirttiğimiz ifadeleri kullanarak kalın olan ve ince olan filmlerin boyuna ve polar türdeki basit durumlarını ifade edebiliriz. İlk olarak kalın olan filmlerde polar manyeto optik türü kullanılarak ve p kutuplu olan bir ışık kullanılarak yukarıda

belirttiğimiz fresnel yansıma katsayılarını kerr etkisi olarak belirtilen formülde yerine yazdığımızda (You ve Shin, 1996, 1998, 1999),

$$\left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right)^{pol} = \frac{i n_0 n_1 \cos \theta_0 Q}{(n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1)(n_0 \cos \theta_0 - n_1 \cos \theta_1)} \quad (2.28)$$

Bu ifade elde edilir. Bu ifadede karmaşık olarak görülen payda kısmı çözümlendiğinde, denklemin payda kısmı şu duruma gelir,

$$(n_1^2 - n_0^2) \cos \theta_0 \cos \theta_1 + n_0 n_1 (\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta_1) \quad (2.29)$$

Bu ifadede trigonometrik olan ifadelerden ve snell yasasından yararlanılarak bu terim daha basit bir hal almıştır. Bu kolaylıklardan yararlanılarak kalın bir fil için polar durumda ki kerr etkisi şu şekilde olur.

$$(\theta_K^p)^{pol} = \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right)^{pol} = \frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_1)} \cdot \frac{i n_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)} \quad (2.30)$$

Bu formüldeki terimlerde, $\frac{i n_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}$ gösterilmiş bu ifade normal olarak gelişteki polar türün sahip olduğu kerr etkisi. Normal gelme noktasından belirli bir açı yaprak gelen p kutupluluğa sahip olan dalga için, kerr etkisini tanımlamak iki faktör ile gerçekleşir. İlki

$\frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_1)}$, bu terim kırılma ve gele açılarının basit olarak ifade edildiği bir terimdir.

Buradaki temel terim ise $\frac{i n_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)}$ dir. Bu terim ile belirli olmayan manyetik alan sahip olan ortamın manyeto optik özellikleri için bilgi vermesini gerçekleştirir.

Yukarıda yapılan p kutuplu ışık için kerr etkisi ifadesi, s kutuplu olan ışık için de yapıldığında şu ifadeyi verir.

$$(\theta_K^s)^{pol} \equiv \left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right)^{pol} = \frac{-\cos\theta_0}{\cos(\theta_0-\theta_1)} \cdot \frac{in_0n_1Q}{(n_1^2-n_0^2)} \quad (2.31)$$

P kutuplu kerr etkisi ile s kutuplu kerr etkisi arasındaki neredeyse bir fark yoktur, oluşan tek fark kırılma ve geliş açılarının oluşturduğu ifade de negatif bir işaret olmasıdır.

Boyuna manyeto optik türünde, kalın bir film için, p kutuplu olan dalgadaki gibi yapılan işlemler uygulandığında boyuna manyeto optik türündeki s ve p kutuplu ışığın karmaşık olan kerr etkisi şu ifadeler ile belirtilir(You ve Shin, 1996).

$$(\theta_K^p)^{long} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right)^{long} = \frac{\cos\theta_0 \tan\theta_1}{\cos(\theta_0+\theta_1)} \cdot \frac{in_0n_1Q}{(n_1^2-n_0^2)} \quad (2.32)$$

$$(\theta_K^s)^{long} \equiv \left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right)^{long} = \frac{\cos\theta_0 \tan\theta_1}{\cos(\theta_0-\theta_1)} \cdot \frac{in_0n_1Q}{(n_1^2-n_0^2)} \quad (2.33)$$

Boyuna mo türünde elde edilen bu ifadeler polar mo türündeki s ve p kutuplu dalgalar için elde edilen ifadeler benzerdir, bu formüllerdeki terimlerden ilki $\frac{\cos\theta_0 \tan\theta_1}{\cos(\theta_0 \mp \theta_1)}$, optik olan bileşenlerin benzer olarak ifade edildiği bir terimdir. Polar mo türünde olduğu gibi temel terim olan $\frac{in_0n_1Q}{(n_1^2-n_0^2)}$ bu ifadedir. Bu ifade normal geliş açısı için polar etkisi terimidir.

Polar mo türünde ($m_x=m_y=0$ ve $m_z=1$) olan mıknatıslanma vektörleri katkısı, boyuna mo türünde ($m_y=1, m_x=m_z=0$) mıknatıslanma vektör katkısı bu şekildedir. Gelme düzlemine dik olan mıknatıslanma vektöründen katkı olmadığı ve gelme düzlemine paralel olan vektörden mıknatıslanma faydası olduğu için, m_x yok sayılır ve sadece m_y ile m_z hesaplamaya katılır. Geliş düzlemine dik mıknatıslanma bileşeninden katkı gelmediği ve geliş düzlemine paralel bileşenden mıknatıslanma katkısı geldiği için, m_x ihmal edilir ve sadece m_y ile m_z hesaba katılır. Belirsiz olan mıknatıslanma doğrultusu ve normalle açı oluşturarak gelmiş ışık için, yukarıdaki polar ve boyuna MO da oluşan kerr etkilerinden faydalanarak şu ifadeler elde edilir.

$$\theta_K^p \equiv \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \frac{\cos\theta_0(m_z + m_y \tan\theta_1)}{\cos(\theta_0 + \theta_1)} \cdot \frac{i n_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)} \quad (2.34)$$

$$\theta_K^s \equiv \frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \frac{\cos\theta_0(m_z - m_y \tan\theta_1)}{\cos(\theta_0 - \theta_1)} \cdot \frac{i n_0 n_1 Q}{(n_1^2 - n_0^2)} \quad (2.35)$$

Bu ifadelerden de görüldüğü şekilde Kerr etkisi iki terimin çarpımıdır. İlk olan terim, ortamın optik bileşenlerinin ve mıknatıslanma yönünün bir ifadesidir. Temel olan terim de, normal geliş düzlemindeki polar Kerr etkisinin terimidir.

İnce olan manyetik filmlerde, dalga boyu, manyetik film üzerindeki belirsiz manyetik alanı olan manyetik ortamın kalınlığından, ortamın kırılma indisinden oldukça fazla büyük olduğu için, p kutuplu olan bir ışık polar mo türünde kullanıldığında, ve denklem kalın olan filmler gibi çözüldüğünde şu ifade oluşur.

$$(\theta_K^p)^{pol} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right)^{pol} = \frac{4\pi n_0 n_1 Q d_1 \cos\theta_0 n_1 \cos\theta_2}{\lambda(n_0 \cos\theta_0 + n_s \cos\theta_2)(n_s \cos\theta_0 - n_0 \cos\theta_2)} \quad (2.36)$$

Bu ifade, ince filmler için var olan fresnel yansıma yönteminden elde edilen denklemi, manyeto optik etkinin olduğu denklemde yerine koyarak elde edilir. Bu ifadenin karmaşık olarak görünen payda kısmını çözümlenip basitleştirirsek,

$$\lambda(n_0 \cos\theta_0 + n_s \cos\theta_2)(n_s \cos\theta_0 - n_0 \cos\theta_2) = \lambda(n_s^2 - n_0^2) \cos(\theta_0 + \theta_2) \quad (2.37)$$

ifadenin payda kısmı bu şekli alır. Bu terimi yukarıdaki terimin yerine koyduğumuzda, yukarıda karmaşık olarak görülen ifade daha basit bir ifade olarak şu ifade elde edilir.

$$(\theta_K^p)^{pol} = \frac{\cos\theta_0}{\cos(\theta_0 + \theta_2)} \cos\theta_2 \theta_n \quad (2.38)$$

Oluşan bu ifade de θ_n , ince bir film için polar mo türünün kerr etkisidir. Bu polar kerr etkisi açık formül olarak yazıldığında şu terim ile ifade edilir.

$\Theta_n \equiv \frac{4\pi n_0 n_1^2 d_1 Q}{\lambda(n_s^2 - n_0^2)}$, bu ifade polar kerr etkisidir.

P kutuplu ışık için yapılan ince filmlerdeki polar kutupluluk etkisindeki aynı formülleri ve gidiş yolu kullanılarak s kutuplu olan ışığın polar kerr etkisi de bulunur. Ve bu etki sırasıyla su ifadelere ve denklemlere sahip olur.(You ve Shin, 1996)

$$(\theta_K^s)^{pol} \equiv \left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}}\right)^{pol} = \frac{4\pi n_0 n_1 Q d_1 \cos\theta_0 n_1 \cos\theta_2}{\lambda(n_0 \cos\theta_2 + n_s \cos\theta_0)(n_0 \cos\theta_0 - n_s \cos\theta_2)} \quad (2.39)$$

Bu ilk ifade s kutuplu olan dalga için kerr etkisinin formülünde, belirtilen ifadeler yerine ince filmler için kullanılan fresnel yansıma yönteminin katsayıları yazılır. Bu ifade de p kutuplu ışık için yapılan işlemler s kutuplu ışık içinde yapılarak yukarıdaki denklem basitleşerek şu denklem ile ifade edilir.

$$(\theta_K^s)^{pol} = \frac{-\cos\theta_0}{\cos(\theta_0 - \theta_2)} \cos\theta_2 \Theta_n \quad (2.40)$$

Bu denklem ise s kutuplu olan ışık için polar kerr etkisi denklemidir.

İnce filmlerde kerr etkisi, boyuna mo türünde yani sadece m_y yönünün etkisi dahilinde de şöyle ifade edilir.

$$(\theta_K^p)^{long} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right)^{long} = \frac{4\pi n_0 n_1 n_s d_1 \cos\theta_0 \sin\theta_1 Q}{\lambda(n_0 \cos\theta_0 + n_s \cos\theta_2)(n_s \cos\theta_0 - n_0 \cos\theta_2)} \quad (2.41)$$

$$(\theta_K^s)^{long} \equiv \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}}\right)^{long} = \frac{4\pi n_0 n_1 n_s d_1 \cos\theta_0 \sin\theta_1 Q}{\lambda(n_0 \cos\theta_2 + n_s \cos\theta_0)(n_0 \cos\theta_0 - n_s \cos\theta_2)} \quad (2.42)$$

Belirtilen bu iki ifade p ve s kutuplu olan dalgaların kerr etkisinin formülünde, ince filmlerin fresnel yansıma yönteminden elde edilen katsayılar kerr etkisi formülünde yazıldığında yukarıdaki ifadeler elde edilir. Bu iki ifadeyi paydalarını çözümlenerek ve

daha sonra sadeleştirilmiş paydaları bu denklemlerde yerine yazarak, bu denklemler daha basitleştirilmiştir ve şu şekilde ifade edilir:

$$(\theta_K^p)^{\text{long}} = \frac{\cos\theta_0}{\cos(\theta_0+\theta_2)} \frac{\sin^2\theta_1}{\sin\theta_2} \Theta_n \quad (2.43)$$

$$(\theta_K^s)^{\text{long}} = \frac{\cos\theta_0}{\cos(\theta_0-\theta_2)} \frac{\sin^2\theta_1}{\sin\theta_2} \Theta_n \quad (2.44)$$

Bu ifadelerden yola çıkarak, ince manyetik filmlerdeki manyeto optik kerr etki, kalın olan filmlerdeki ile benzer olan iki fonksiyonun çarpımı ile elde edilir. Bu ifadelerde de görüldüğü gibi ilk terim optik parametrelerden gelen ifade olarak belirtilir, temel olan terim ise Θ_n ince filmler için normal gelme açısındaki polar kerr etkisi terimidir.

Ancak belirsiz olarak mıknatıslan yönüne sahip olan ve normalle arasında açı yaparak gelmiş olan ışık için, ince olan filmler için kerr etkilerinin ifadeleri şu şekildedir.

$$\theta_K^p = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \frac{\cos\theta_0}{\cos(\theta_0+\theta_2)} \left[m_y \frac{\sin^2\theta_1}{\sin\theta_2} + m_z \cos\theta_2 \right] \Theta_n \quad (2.45)$$

$$\theta_K^s = \frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \frac{\cos\theta_0}{\cos(\theta_0+\theta_1)} \left[m_y \frac{\sin^2\theta_1}{\sin\theta_2} + m_z \cos\theta_2 \right] \Theta_n \quad (2.46)$$

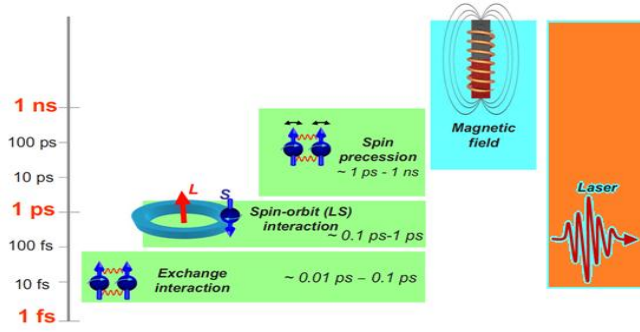
Manyetik olan malzemenin mıknatıslanması sadece gelme düzlemine paralel olan mıknatıslanma bileşenlerin den etki geleceğinden dolayı, m_x yok sayılır ve yalnızca m_y ile m_z hesaba katılmıştır (You ve Shin, 1996).

Belirsiz olarak mıknatıslanma yönüne sahip olan, ince ve kalın filmlerin manyeto optik kerr etkisi yukarıdaki formüller ile açıklanabilir.

2.4 Zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi (TR-MOKE)

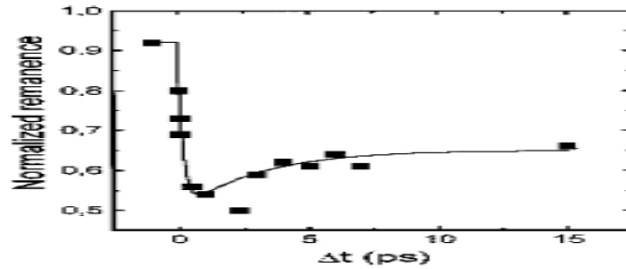
Belirli koşullar altında manyetik seviyelerini sabit tutma yetenekleri olan malzemeler manyetik kaydetme teknolojisinin gelişmesine sebep olmuştur. Teknolojinin sürekli ilerleyişi daha hızlı etkileşim ve daha fazla yoğunlukta manyetik veri depolamayı gerektirmektedir. Femtosaniye lazer ile uyarılmış mıknatıslanma yada femto mıknatıslanma daha hızlı manyetik depolama cihazları için yeni bir yol açmıştır. Ancak, hızlı mıknatıslanma değişimlerini gözlemlemek deneysel ve teorik olarak büyük bir zorluktur. Statik manyeto optik kerr etkisi (MOKE) yöntemi, ferromanyetik malzemelerdeki değişiklikleri çalışmak için güçlü bir yöntemdir. Ancak, basit ve bilinen bir yöntem olan statik MOKE yöntemi, sürekli dalga veren bir ışın kaynağını kullanır ve bir malzemenin ultra hızlı mıknatıslanma dinamiklerini anlamak için kullanılamaz. Ultra hızlı mıknatıslanma dinamikleri, ancak femtosaniye optik darbeleri ile yapılan zaman çözünürlüklü MOKE (TR-MOKE) deneyleri ile ölçülüp, yorumlanabilir. Bu nedenle deneysel araştırmaların temeli Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr etkisine dayanmıştır. Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr yaklaşımında örnek üzerine gelen femtosaniye lazer darbelerinin örnekte oluşturduğu zamana bağlı değişim örnekte optik Kerr etkisi oluşturur. Oluşan bu etki, örnek üzerinden yansıyan düşük akıya sahip gözlem ışınının kutupluluğunda Kerr dönmesine sebep olur. Gözlem demetinin kutupluluğundaki dönme, optik sinyal olarak ölçülebilir. Pompa ile gözlem demetleri arasındaki zaman farkı (yol farkı) değiştirilerek ölçülen Kerr dönmeleri malzemedeki pompa etkisi ile oluşturulan değişimlerin ömürleri (zaman dinamikleri) hakkında bilgi verir. Bu nedenle, zaman çözünürlüklü manyeto optik Kerr etkisi, malzemedeki denge dışı manyetik etkilerin ve malzemedeki dinamiklerin araştırılmasına yol açar. Günümüzde, bu etkiyi sağlayan onlarca yada birkaç femtosaniye sürelerine sahip darbeler şeklinde ışınım veren lazer kaynakları bulunur. Bu kaynaklar kullanılarak ps sürelerinden çok kısa sürelerde gerçekleşen manyetik olaylar hakkında bilgi edinilebilir. Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr etkisinin kullanılması ferromanyetik malzemelerin ultra-hızlı dinamiklerinde oldukça etkilidir. Femtosaniye darbeleri lazerlerin bu teknik ile kullanımı, manyetik malzemelerdeki manyetik düzenleniminden sorumlu olan değiş-tokuş etkileşmelerinin zamanlarının nasıl değiştiğine gözlemlemeye olanak sağlamıştır. Bilindiği gibi termodinamiksel bakış

açısında spin-yörünge etkileşimleri 1-10 ps zaman mertebelerinde, geleneksel olarak manyetizasyonu çevirmek için kullanılan manyetik alanın varlığında manyetik alan yönündeki spin presesyon hareketleri ise 10-100 ps mertebelerinde gerçekleşmektedir (Kirilyuk vd, 2010).



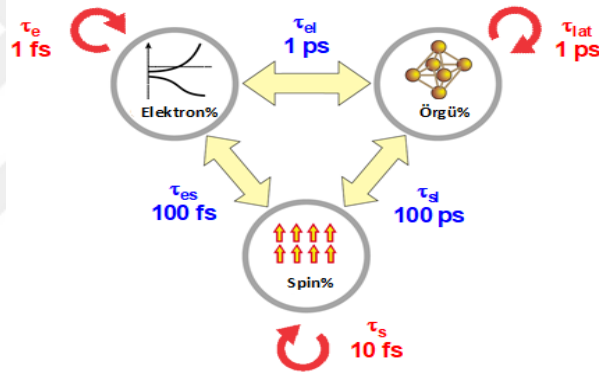
Şekil 2.16 lazer atımlarına göre manyetizmadaki etkileşimlerin skalaları

1996 da ki Beaurepaire ve arkadaşlarının ilk zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi ile yapığı çalışmada elde edilen veri Şekil 2.17'de gösterilmektedir. Bu çalışmada incelenen örneklerin ultra hızlı dinamiklerinde ilk piko saniyelerde örneğin mıknatıslanmasında azalma, daha sonraki piko saniyeler mertebelerinde ise örneğin mıknatıslanmasında artış gözlenmiş ve mıknatıslanma sabitlenmiştir. Bu sonuç ile birlikte zaman çözünürlüklü manyeto optik etkilerinin incelenmesi önem kazanmıştır. Buradan yola çıkarak manyetik seviyelerin ultra hızlı etkileri ile ilgilenen ilk ve en yaygın teknoloji manyetik veri depolama olmuştur (E. Beaurepaire,1996).



Şekil 2.17 1996 yılında Beaurepaire ve arkadaşları tarafından incelenen malzemedeki ölçülen kerr sinyali (E. Beaurepaire,1996)

Manyetik bir malzeme femtosaniye lazer darbesi ile uyarıldığında meydana gelen manyetik olayları klasik yapıda açıklayan 1 ps' nin üzerindeki zaman mertebelerinde gerçekleşen termodinamiksel yaklaşım Şekil 2.18' de gösterilmiştir. Manyetik malzeme, spin-yörünge etkileşmesinin zaman mertebesinden (1-10 ps) kısa bir lazer darbesi ile uyarıldığında, manyetik anizotropi 1 ps' den daha hızlı bir şekilde zamana bağlı duruma gelmektedir. Bu durum ile ultra hızlı manyetizasyon dinamiklerinin anlaşılması zor bir problem olmuştur. Bu sürecin fiziksel özelliği günümüzde açıklanabilmiş değildir. Bu konuda literatürde oldukça kısıtlı çalışma mevcuttur. Bunun için ileri sürülen teoride birbirleriyle etkileşen üç farklı olay göz önüne alınmıştır. Bu teoriye üç sıcaklık modeli adı verilmiştir ve teorideki birbirleri ile etkileşen sistemler Şekil 2.18'de gösterildiği gibi elektronlar, örgü fononları ve spinlerdir (Agranat vd.1984).



Şekil 2.18 Üç sıcaklık teorisinde bulunan birbirleri ile etkileşmiş sistemler

Üç sıcaklık teorisindeki var olan her bir sistemin zamanla kendi sönmelenmeleri etkileşimlerin birbirleri arasındaki etkileşim süresinden çok daha hızlıdır. Bu üç sıcaklık teorisinde her sistemin kendilerine özgü sıcaklıkları bulunmaktadır. Optik bir darbe bu sistemler içinde sadece elektronları uyarabilir ve manyetik sistem çok kısa yani birkaç femtosaniye süresinde elektron-elektron etkileşimi ile termal dengeye ulaşır. Daha sonra, lazer darbesi ile uyarılan elektronların yaptığı etkileşimden kaynaklı olarak ısınan elektronlar enerjilerini örgüye aktadır ve soğuyarak yeni bir denge durumuna ulaşır. Optik sistemlerde bu süreç oldukça iyi bilinmekteyken manyetik sistemlerde bu sürece ek olarak spin sisteminin de eklenmesi gerekmektedir. Fakat birbirleri ile etkileşimde bulunan elektron ve örgü sistemlerinin spin sistemi ile etkileşimi anlaşılmamıştır. Şekil

2.18'de belirtilmiş olan spin sisteminde diğer iki etkileşim sistemine enerji transferi yapması gereklidir. Spin sisteminin diğer sistemler ile çok hızlı gerçekleştirdiği enerji transferi yani spin-yörünge, spin-örgü ve spin-elektron etkileşimlerindeki zaman skalalarının belirlenmesi çok önemlidir. Bu ultra-hızlı dinamiklerin etkilendiği femtosaniye lazer darbesinin kullanıldığı Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) deneyinde kullanılan pompa-gözlem tekniği bu zaman skalalarının belirlenmesi için önemli bir yöntemdir (E. Beaupaire,1996).



3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1 Manyetik malzemenin hazırlanışı ve parametreleri

Bu tez çalışmasında kullanılan CoPt çok katlı örnekleri Swiss Federal Laboratories for Materials Science and Technology araştırma merkezinde bulunan AJA Orion 8 dc magnetron saçırma cihazında kobalt (Co) ve platin (Pt) hedefler kullanılarak üretilmiştir. Üretim sırasında iki hedefe de 20 W'lık güç uygulanmıştır. İnce filmler Si üzerine SiO₂ kaplanmış alttaşlar üzerine büyütülmüştür. İlk olarak alttaşın üzerine 5 nm'lik bir Pt tabakası büyütülmüş ve bunu üzerine 0.4 nm'lik bir Co tabakası kaplanmıştır. Daha sonra bu tabakanın üstüne 0.7 nm'lik bir Pt tabaka daha kaplanmıştır. Bu şekilde 5 kat film büyütülmüş ve en üste oksitlenmeye karşı koruması için 3 nm'lik bir son Pt tabakası kaplanmıştır. Tüm üretim süresi 1.7 µbar Ar atmosferi altında gerçekleştirilmiştir.

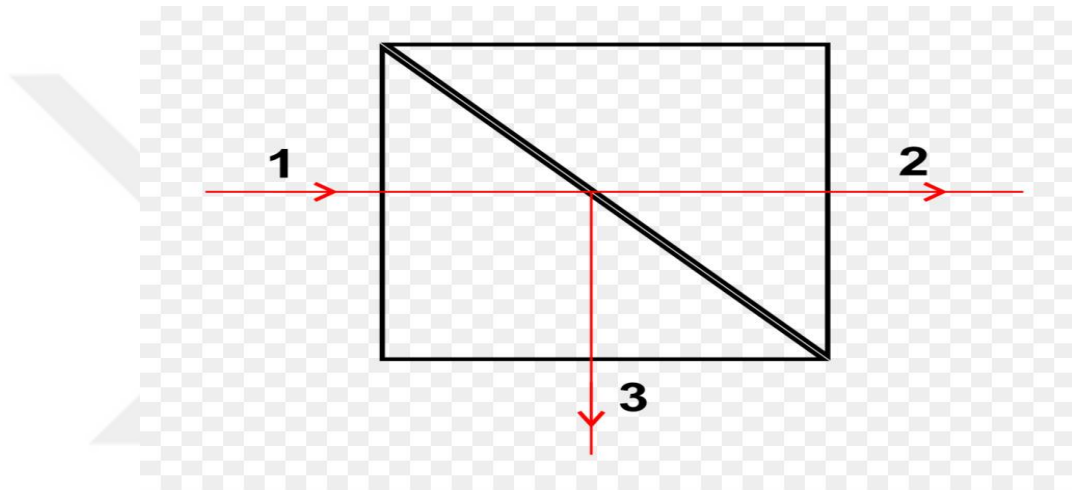
3.2 Deneyde kullanılan optik araçlar

Bu bölümde S-MOKE ve TR-MOKE deney düzeneklerinin kurulması için kullanılan optik araçlar hakkında bilgi verilmiştir.

3.2.1 Demet bölücü

Bir demet bölücü, Şekil 3.1'de gösterildiği gibi gelen ışığın dalga boyu, polarizasyon veya yoğunluğuna göre iki veya daha fazla ışınlara bölmek için kullanılan optik aksamdır. Standart demet bölücüler, kutuplaşma durumunun önemli olmadığı uygulamalarda polarize edilmemiş ışık kaynakları ile birlikte kullanılır. Bu demet bölücüler, polarize edilmemiş ışığı, belirli bir yansıma / geçirme oranında ayırmak için tasarlanmışlardır. Demet bölücülerin diğer modellerinde (polarize demet bölücüler), geçen ve yansıyan ışınlar, P veya S polarize ışınlar (veya tersi) ayrılacak şekilde tasarlanmışlardır. Polarize demet bölücüler ayrıca optik yalıtım ve diğer polarizasyon ayırma uygulamaları için de kullanılır. Yoğunluk demet bölücüler ise, üzerine gelen

ışığı belirli bir yansımaya-geçme katsayısına göre bölmektedir, ancak bunu yaparken gelen ışığın kendi kutupluluk durumu ve dalga boyu korunmuştur. Bu demet bölücülerde ışık kutuplu geldiğinde gerekli kutupluluğu koruyabilen uygulamalarda sıklıkla kullanılmaktadır. Bir diğer yaygın olan demet bölücü türü ışığı dalga boylarına ayıran iki renkli demet bölücüleridir. Kullandığımız deney düzeneğinde demet bölücülerin tek bir ışık yolundan gelen ışığı pompa ve gözlem ışığına ayırmada kullanılmıştır. Ayrıca yüksek şiddette gelen pompa ışığını 90/10 ve 70/30 oranında azaltmak için yoğunluk demet bölücülerini kullanılmıştır.

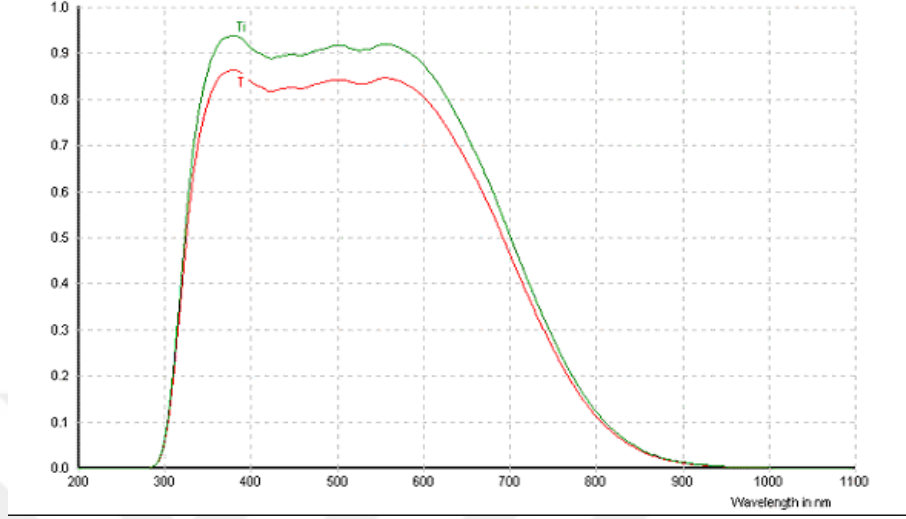


Şekil 3.1 Demet bölücünün şematik gösterimi 1, gelen ışık; 2, geçen ışık ve 3, yansıyan ışık

3.2.2 KG3 filtre

KG3 ısı emici cam filtreler, Şekil 3.2’de, Schott filtre camları firması tarafından üretilmiş ve 2.45 cm çapında kızılötesi dalga boylarını soğurabilen bir filtredir. Isı emen filtreler, optik bir sistem aracılığıyla iletilen ısıyı azaltabilen filtrelerdir. Şekil 3.2’de belirtildiği gibi görünür dalga boyu bölgelerinde yüksek oranda geçirgenliğe sahip ve kızılötesi dalga boyu tayfını soğururlar, bu durum bu filtreyi kısa geçiş filtresi olarak avantajlı kılar. Deney düzeneğinde bu filtrenin (Şekil 3.3) kullanılma amacı, yapılan deney sırasında örnek üzerine gelen 800 nm dalga boylu ışığın detektör içine saçılmasını önlemektir. Bir diğer yandan BBO kristalinde oluşturulan ikinci harmonik

400 nm dalga boylu olan ışığın içindeki 800 nm dalga boylu sızan ışık bu filtre ile engellenmiştir (<https://www.schott.com>).



Şekil 3.2 KG3 filtrenin dalga boyuna göre geçirim yüzdesi.



Şekil 3.3 Kg3 filtresi

3.2.3 Retro reflektör

Şekil 3.4' de gösterildiği gibi geniş banda sahip olan çukur bir tutucuda sabitlenmiş üç ön yüzeyli düz aynalardan oluşan bir optik aksamdır. Bu geometri, gelme açısından bağımsız olarak gelen ışığın paralel olarak çıkmasını sağlar. Katı cam Retro reflektörlerden farklı olarak aynalı Retro reflektörlerde, optik yol tamamen havada olduğundan, çalışılan dalga boyu aralığını sınırlayan yansıma önleyici kaplamalar bulunmamaktadır ve bu nedenle aynalı Retro reflektörler daha verimli olur. Bu Retro reflektörlerin çapları 24.5 mm veya 63.5 mm sahip olabilirler. Bir ışık Retro reflektörün içindeki ilk düzleme gelip yansıdığında, bir sonraki yüzeye ters çevrilerek gelmiştir ve en son olarak son yüzeyden gelen ışığa paralel olarak çıkar. Bu deneyde kullanılmış olan Retro reflektör düzlem aynaları gümüş kaplama olan geniş bölgedeki dalga boylarına uygun bir Retro reflektördür. Deneyde kullanılmasının amacı, pompa ve gözlem ışınları arasındaki yol farkını (dolayısı ile zaman farkını) gidermek veya artırmaktır (<https://www.newport.com>).



Şekil 3.4 Retro reflektörün şematik olarak gösterimi.

3.2.4 Geciktirme düzlemi

Bu gecikme düzlemi, mikrometre mertebesinde hareket edebilen oldukça hassas bir kontrol sistemi olup şekil 3.5'de gösterilmiştir. Bu deneyde kullanılmasının amacı,

üzerine yerleştirilen Retro reflektörü çok hassas olarak hareket ettirmek, pompa ve gözlem ışınları arasındaki yol farkını (dolayısı ile zaman farkını) artırmak veya azaltmaktır. Bu düzlemin hareketi bilgisayar ve bilgisayar tarafından kontrol edilebilen XPS sürücüsü ile sağlanmıştır (<https://www.newport.com>).



Şekil 3.5 Motorize doğrusal düzlem, tek yönlü hareket etme kabiliyeti.

3.2.5 Kutuplayıcı

Gelen ışığın oluşturduğu kutupluluk bileşenlerinden sadece birini geçirebilen, diğer bileşeni geçirmeyen optik bir aksamdır. Kutuplayıcılar, yarım dalga plakası ile kullanılarak geçen ışığın enerjisinin deneydeki istenilen değerlere ayarlanması için bir düzenek oluşturmuştur.

3.2.6 Yarım dalga plakası

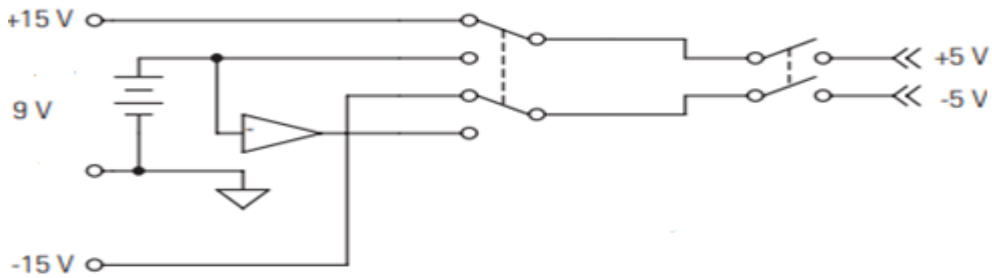
Yarım dalga plakası gelen ışığın kutupluluk bileşenleri arasındaki faz farkını 90 derece yaparak ışığın kutupluluğunu değiştirebilen, yani kutupluluk döndürücü olarak da bilinen bir optik aksamdır. Yarım dalga plakası çift kırıcılığa sahip olması sayesinde, gelen ışığın kutupluluğu ile yarım dalga plakasının optik eksenindeki açıya bağlı olarak çıkan ışığın kutupluluğunu döndürebilir.

3.2.7 İkinci Harmonik kristali (BBO)

İkinci harmonik kristali olarak literatürde ve uygulama olarak çok yaygın olarak bilinen ve ikinci dereceden doğrusal olmayan optik tepkisi oldukça kuvvetli ve hasar eşik değeri de yüksek olan, ikinci harmonik kristal için BBO (beta baryum borat) kristali kullanılmıştır. Deneyde kullanılan kristallerin boyutları, 5x5x5 mm ve 5x5x3 mm' dir. BBO kristali dalga boyu ayarlanabilir lazer kaynakları içinde çok verimli bir kristaldir. BBO kristalleri örneğin ultra-hızlı Ti:Safir lazerin dalga boylarını değiştiren Optik Parametrik Yükselteçlerde (OPA) gelen ışının ikinci, üçüncü ve dördüncü harmoniklerini (SHG, 3HG, 4HG) almak için kullanılabilir. SHG verimi oldukça yüksek ve bir kristaldir. Bu kristal için ikinci harmonik üretim skalası yaklaşık 189 nm dalga boylu ışıktan başlayarak 3500 nm dalga boylu ışığa kadar gidebilir. Bu tezde ikinci harmonik kristal ile gözlem yolunda 800 nm gelen dalga boylu ışık 400 nm dalga boyuna düşürülmüştür (<http://www.gamdan.com>).

3.2.8 Dengeli detektör

Newport model 2307 dengeli dedektör iç devresi Şekil 3.6' da gösterildiği gibi sahip olduğu kazanç ortamı tarafından beslenen iki foto diyottan oluşur. Koruma kasasının dışındaki siyah tuş ile dedektörün sahip olduğu kazanç miktarı değiştirilebilmektedir. Üç kademe kazanç seviyesi bulunmaktadır. İlki düşük kazanç ortamı yaklaşık değeri (2×10^3 v/a), ikinci orta kazanç ortamı yaklaşık (10^5 v/a), son olan kazanç ortamı yüksek kazanç ortamı (2×10^6 v/a). Bu dedektörün yükselteç tasarımı iyileştirildiğinden dolayı kazanç ayarlarının her biri en düşük seviyede güç tüketir ve minimum gürültü oluşturur.

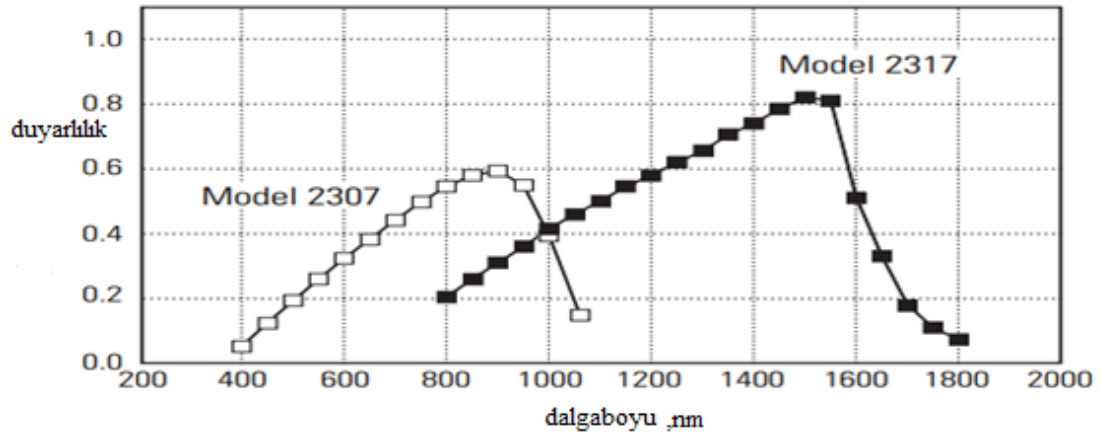


Şekil 3.6 balans detektörün devre yapısı gösterilmektedir

Bu dengeli detektörün çalışma güç aralığı bir kaç nano-watt' dan en fazla 2 ile 5 mW' a kadar olabilir. Detektörün hasar eşik değeri yaklaşık 10 mW' tır. Detektöre gelen optik bir sinyalin voltaj çıkış değerini şu formül ile ölçülebilir (<https://www.newport.com>).

$$V_{\text{çıkış}} = (P_{\text{giriş}} + P_{\text{çıkış}}) \times R \times G \quad (3.1)$$

Bu formülde $P_{\text{giriş}}$, $P_{\text{çıkış}}$ detektörün sağ ve sol algılayıcılarından gelen optik sinyal değerleridir. R duyarlılık değeri, dalga boyuna bağlı olarak Şekil 3.7 de verilmektedir. G ise detektörün kazanç değeridir. Bu tezde gözlem ışığının yolundan gelen 400 nm dalga boylu ışık optik aksamından geçerek dengeli detektörden önce Wollaston prizmasına gelmektedir. Bu prizmada iki farklı kutupluluğa ayrılarak çıkan ışınlar dengeli detektörün iki algılayıcısına girmektedir. Detektörün iki algılayıcısı arasındaki voltaj farkı, osiloskop (Tektronix) ve ortalama alıcı sistem (BOXCAR) ile gözlemlenmektedir (<https://www.newport.com>).



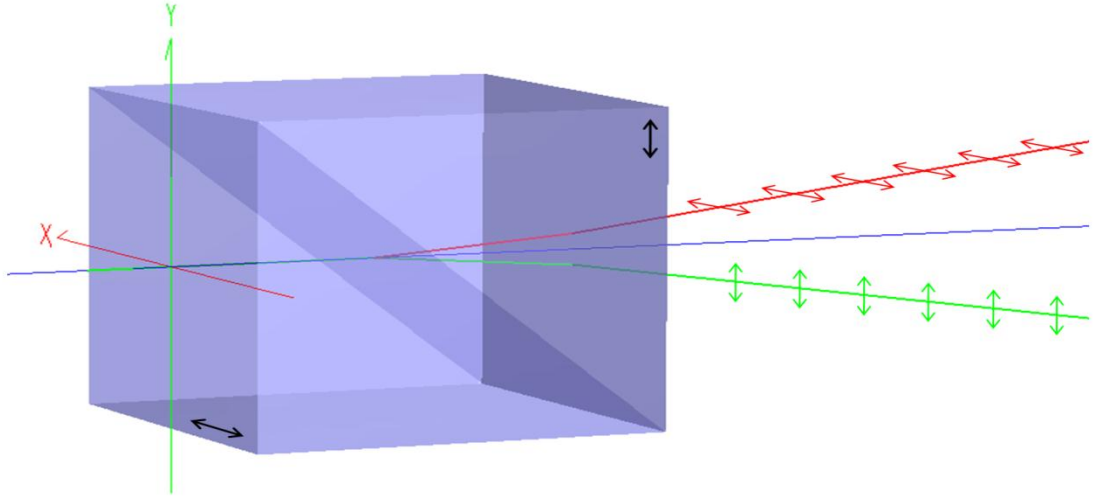
Şekil 3.7 dalga boylarına göre kullanılan detektörün duyarlılık değerleri



Şekil 3.8 Dengeli detektör (NEWPORT model 2307)

3.2.9 Işığın iki kutupluluğuna ayıran prizma (wollaston)

Wollaston prizması çok geniş dalga boyu aralığında üzerine düşen ışını birbirine dik iki bileşene ayırarak her iki bileşenin de kullanılmasına olanak sağlayan bir prizmadır. Bu tezde Newport firmasına ait Wollaston prizması kullanılmıştır. Bu prizma birbirine dik düzgün seçilmiş iki Kalsit prizmadan üretilmiştir, yani Şekil 3.9 da belirtildiği gibi, kübik şekilde birbirine arada hava olacak şekilde yapıştırılmıştır. Prizmaların optik eksenleri hem birbirlerinin optik eksenine hem de ışının ilerleme doğrultusuna dik olacak şekilde ayarlanmıştır. Böylece kristal eksen yöneliminin iki prizma ara kesitinde aniden değişmesi sağlanmıştır. Prizmanın hipotenüsüne gelen S kutuplu bir ışın Kalsit kristalin iki kırılma indisi arasındaki fark kadar bir kırılma indisi düşüşüne maruz kalacaktır. Öte yandan P kutuplu bir ışın ise aynı miktarda bir kırılma indisi artışına maruz kalacaktır. Bu nedenle S ve P kutupluluğuna sahip ışınlar farklı kırılarak farklı yönlere yönelecekler ve kristali aralarında bir açı olacak şekilde terk edeceklerdir. Bu tez kapsamında kullanılan kristalden çıkan iki farklı kutuplu ışın arasında yaklaşık 20 derecelik bir açı vardır. Bu prizmanın, tezdeki kullanılma amacı, prizmaya gelen 400 nm gözlem ışığının birbirine dik iki farklı kutupluluğunun ayrıştırılarak dengeli detektöre gönderilmesidir (<https://www.newport.com>).



Şekil 3.9 Kutuplu gelen ışığı birbirine dik iki farklı kutuplulukta çıkaran prizma

3.2.10 Ortalama alan ve dijitale çeviren sinyal arayüzü (BOXCAR)

Dedektörden gelen analog sinyallerin sinyal/gürültü oranlarını iyileştirmek ve bu sinyalleri dijitale çevirerek bilgisayara göndermek için Şekil 3.10 de gösterilmiş olan Boxcar isimli elektronik bir ara yüz kullanılmaktadır. Bu sistem, ayarlanabilen kapı sinyali bulunduran, ortalama alan, yükseltici olan ve bilgisayar ile kontrol edilebilen bir sistemdir. Kapı sinyali, lazer den gelip bu sistem üzerine bağlanan bir tetikleme sinyali ile belirlenir ve bu tetikleme sinyali ile kapı sinyalinin ne zaman açılacağı belli olur. Sistem kendisine kapı sinyali ulaştığında girişine bağlanan giriş sinyalleri algılamaya başlar ve ayarlanan kapı süresi boyunca sinyalleri algılayarak ortalamasını alır. Oluşan bu kapı sinyali ile dedektörden Boxcar' a gönderilen giriş sinyali arasında belirli bir yol farkı oluşabilir, yani kapı dedektör sinyaline göre önce veya daha geç gelebilir. Bunu görebilmek için iki sinyalin çıkışları bu sistem üzerindeki çıkışlardan osiloskopa bağlanıp kontrol edebilir. Bu aradaki zaman farkı Boxcar sisteminin kendi üzerinde bulunan kapı sinyali geciktirme ayarları ile sifıra indirilir. Bu ayarlamalar ile lazer tarafından tetiklenen bu sistemde sistemin sahip olduğu kapı, lazer sinyali geldiğinde açılır ve lazer sinyali gittiğinde kapanır. Ölçüm alınan sinyalde gürültü oranının düşük olması oldukça önemlidir. Sistemdeki bu gürültüyü yok etmek için Boxcar' ın kapısının açık kaldığı süre dedektörden gelen sinyalin gürültü teşkil eden kuyruğu kapı dışında kalacak şekilde ayarlanmıştır. Gürültünün daha da azaltılabilmesi için deney esnasında

belirlenen bir optimum sayıda sinyalin ortalamasının alınması sağlanmıştır sayıda gelen sinyalin ortalaması alınmıştır.



Şekil 3.10 Analog sinyalleri temizleyerek dijitalle çeviren ara yüz (Boxcar)

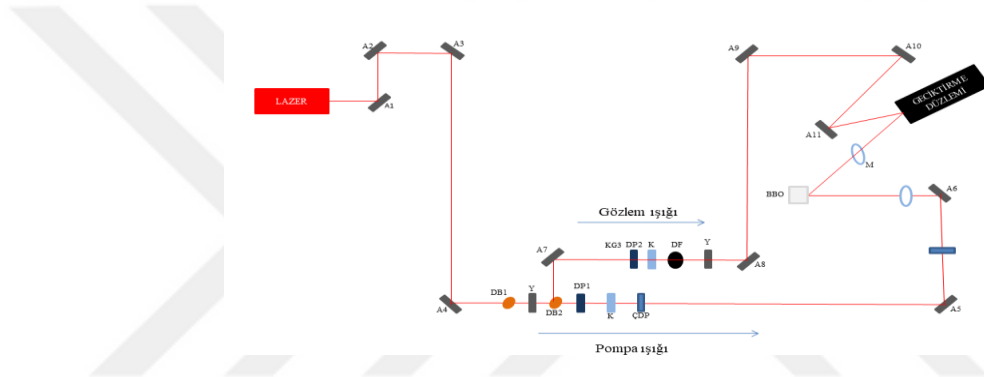
3.3 Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) Deney Düzenekleri

Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Deney düzeneği kurulması konusunda tecrübemiz olmadığı için doğru konfigürasyonu bulmak adına birden fazla düzenek kurulmuştur. Her bir düzenekte karşılaşılan sorunlar bir sonraki düzenekte çözüme kavuşturulmuştur. Bu şekilde yapılan çalışmalardan sonra ölçüm alınabilen düzenek oluşturulmuştur. Kurulan düzeneklerde deneyin sonucunu etkileyen etkenler, pompa ve gözlem ışık yolları arasındaki yol farkı (zaman farkı), bu yol farkına bağlı olarak iki ışığın oluşturduğu ikinci harmonik üretimi, ikinci harmonik üretiminin elde edildiği konum (iki ışık arasındaki yol farkının sıfır olduğu yer), gecikme düzleminde ilerleyen pompa veya gözlem ışığının gecikme düzleminde kaynaklı paralelliğinin bozulması ve son olarak pompa veya gözlem ışığının sahip oldukları güç veya enerjilerinin değişimleri olarak özetlenebilir. Tüm bu etkilerin optimum şekilde aynı anda ayarlanabilmesi için farklı TR-MOKE deney düzenekleri kurulmuştur ve denenmiştir. Burada bu düzeneklerin sadece üç tanesinden ve sorunların nasıl çözüldüğünden bahsedilecektir.

Deney düzenekleri ortalama darbe enerjisi yaklaşık 2 mJ olan yaklaşık 40 fs' lik darbe süresine sahip, tekrarlama frekansı 1 KHz ve dalga boyu 800 nm olan Spitfire marka femtosaniye lazer-yenilenebilir yükselteç sistemini kullanacak şekilde kurulmuştur.

3.3.1 Birinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği

Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi deneyi kurulmadan önce pompa ve gözlem demetleri arasındaki yolların eşitlenmesi gerekmektedir. Bilindiği gibi ışık havada 100 fs' lik bir sürede yaklaşık 0.03 mm' lik yol almaktadır. Darbe süresinin 40 fs olduğu göz önüne alınırsa iki demet arasındaki 0.03 mm' lik bir yol farkında iki demetten gelen lazer darbelerinin birbiri ile etkileşmeyeceği anlaşılabilir. Bu nedenle iki demet arasındaki yol farkının çok hassas bir şekilde ayarlanması gerekmektedir. Bunun için bu tezde ikinci harmonik üretimi (SHG) yönteminden yararlanılmıştır (Şekil 3.11).



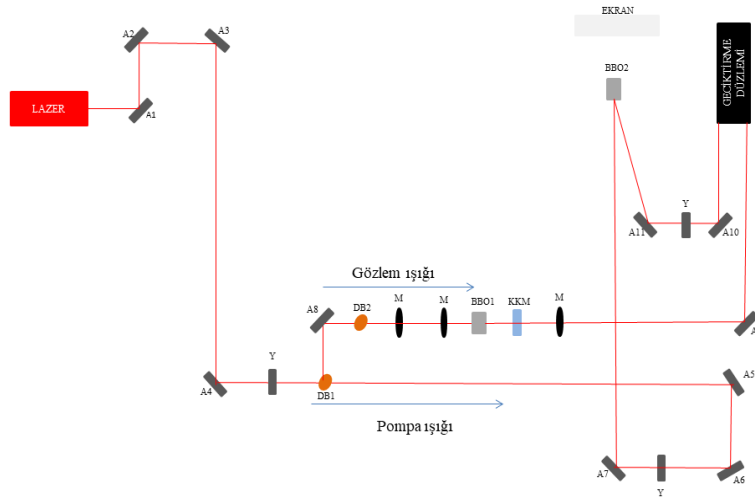
Şekil 3.11 Birinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği, ikinci harmonik üretimi (SHG)

Şekil 3.11'deki ikinci harmonik oluşturma deney düzeneğinde, dalga boyu 800 nm olan lazer ışını deney sistemine gelmeden önce konum ayarları iyi yapılabilmesi için A1, A2, A3 ve A4 aynalarından yansıtılarak deney sistemine gönderilmiştir. Lazer sisteminin enerjisini düşürmek ve sistemi monitör etmek için DB1 demet bölücü ile %10' u ayrılırken, %90'ın pompa yoluna gönderilmiştir. Bu demet bölücüdün sonra ışığın yolunu ayarlamak için gerekli yarıklardan birisi (Y) kullanılmıştır. Daha sonra ışığı pompa yoluna ve gözlem yoluna ayırmak ve gücü değiştirmek için demet bölücü kullanılmıştır (DB2), bu demet bölücü ışığın %70'ni pompa yoluna %30' unu gözlem yoluna ayırmıştır. Hem pompa hem de gözlem yolunda demet bölücüdün çıkan ışığın enerjisini (gücünü) ayarlayabilmek için yarım dalga plakası yani kutupluluk döndürücüsü (DP) ve kutuplayıcı (K) kullanılmıştır. İstenen enerji elde edildikten sonra ışığın kutupluluğunu değiştirip eliptik kutuplu yapmak için pompa yolunda çeyrek dalga plakası (ÇDP) kullanılmıştır. Buradan çıkan ışık A5 ve A6 aynaları ile BBO kristalin

üretimi deney düzeneğindeki ile aynı şekilde gönderilmiştir. İkinci harmonik oluşumu (SHG) deney düzeneği her deney kurulumu yapılmadan önce kurularak pompa ve gözlem demetlerinin yolları SHG sinyalinin görülmesi yardımı ile eşitlenmiştir.

Şekil 3.11’de kurulan ikinci harmonik üretimi deneyinde pompa ve gözlem demetlerinin arasındaki açının oldukça fazla olduğu, bu nedenle pompa ve gözlem darbelerinin BBO kristal üzerinde hem zamansal hem de uzaysal olarak üst üste gelmelerinin oldukça zor olduğu saptanmıştır. Bu zorluğun giderilebilmesi pompa ve gözlem demetleri arasındaki açıyı daha kolay ayarlayabilen için farklı bir deney düzeneğinin kurulmasına karar verilmiştir. Bu sebeple ikinci Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi deney düzeneği kurulmuştur.

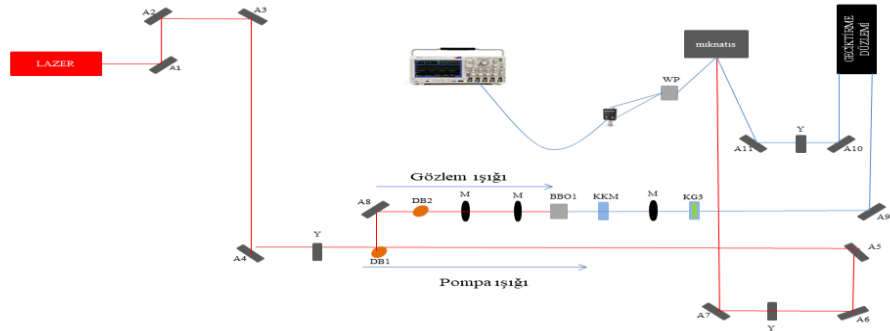
3.3.2 İkinci Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi Deney Düzeneği



Şekil 3.13 İkinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği, ikinci harmonik üretimi düzeneği (SHG)

800 nm dalga boylu lazer ışığı ilk A1-A4 aynaları vasıtası ile sisteme gönderilmiştir. A4 aynasından yansıyan ışık lazer ışığı referans olarak kullanılan bir yarıktan (Y) geçirilmiştir. Yarıktan geçen lazer ışığı %90 geçiren ve %10 yansıtan demet bölücüdün geçirilmiştir ve lazer ışığı gücünün veya enerjisinin %90' ı pompa yoluna gönderilmiştir. Pompa yolundaki 800 nm dalga boylu lazer ışığı A5, A6 ve A7

aynalarından geçerek olarak ikinci harmonik kristalin (BBO) üzerine gönderilmiştir. Demet bölücünden (DB1) yansıtılan lazer ışığı ayna (A8) ile gözlem ışığı yoluna gönderilmiştir. Bu aynadan yansıyan ışık ikinci demet bölücüye (DB2) gönderilmiştir. Demet bölücüde ışığın %70'i gözlem ışığı yoluna gönderilmiş %30'u engellenmiştir. %70 oranında geçen ışık, odak uzunlukları 308 mm ve 100 mm olan iki merceğe gönderilmiştir. Bu mercekler ile ışık ilk mercekte odaklanıp daha sonraki merceğin sanal odağı ile çakıştırılarak ışığın çapı BBO kristalinin kenarlarındaki yansımanın engellenebilmesi için küçültülerek paralel hale getirilmiştir. Daha sonra demet çapı küçülen 800 nm deki lazer ışığı ikinci harmonik kristale gönderilmiştir. İkinci harmonik kristalden çıkan ışının demet çapını tekrar büyütme için bu ışın kalın kenarlı merceğe gönderilmiştir. Kalın kenarda büyüyen ışık çapı önündeki ince kenarlı merceğin sanal odağı ile üst üste getirilmiş ve paralel olması sağlanmıştır. Paralel olan ışın A9 aynası ile gecikme düzlemine gönderilmiştir. Gecikme düzleminden çıkan gözlem ışını ile pompa ışını arasındaki açının ayarlanabilmesi için A10 ve A11 aynaları kullanılmıştır. Şekil 3.13'de kristal üstünde üst üste gelen pompa ve gözlem demetleri ile ikinci harmonik oluşturulmaya çalışılmıştır.



Şekil 3.14 İkinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deneyi.

Şekil 3.14'deki İkinci zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeninde, Şekil 3.13'deki kurulmuş olan ikinci harmonik üretiminde kullanılan BBO kristali gözlem demeti üzerine taşınmış ve arkasına KG3 fitresi yerleştirilmiştir. Gözlem yolunda ışık BBO kristal üzerinde 800 nm dalga boyunun ikinci harmoniğine yani 400 nm dalga boyuna dönüştürülmüştür. Pompa ile gözlem demetlerinin birleştiği yere miknatıs içinde bulunan CoPt örnek yerleştirilmiştir. Miknatıs da uygulanan alan ile birlikte örnekten yansıyan ışık, ışığı iki kutupluluğa ayıran (Wollaston) prizmasına

gönderilmiştir, iki kutupluluğa ayrılan ışığın her bir kutupluluk bileşeni, iki farklı girişi olan dengeli detektöre (balanced detector) gönderilmiştir. Detektörde algılanmış sinyaller osiloskop a gönderilerek ölçümler bulunmaya çalışılmıştır.

Şekil 3.13’de kurulan ikinci harmonik üretimi deneyinde BBO kristal üzerinde gözlem ışığı ve pompa ışığı arasındaki açı küçük olacak şekilde ayarlanmıştır. Pompa ve gözlem ışığı arasındaki yol farkı gecikme düzlemi ile hassas olarak giderilmiştir. İki ışık arasındaki yol farkının giderilmesinden ve iki demetin uzaysal olarak kristal üzerinde çakıştırılabilmesinden dolayı pompa ve gözlem ışığının BBO kristal üzerindeki ortaklaşa ürettikleri ikinci harmonik sinyali gözlemlenebilmiştir. Ancak, Şekil 3.14’de verilen TR-MOKE düzeneğine gelindiğinde bir başka problem ile karşılaşmıştır. CoPt örneğinden gelen manyeto optik Kerr sinyalleri çok küçük olduğu için gözlem ışınından gelen darbeler geri yansıtıcı (Retro reflektör) kaydırılarak geciktirildiğinde sinyal kaybolmaktadır. Bu da gözlem ışınındaki çok küçük kaymaların bile sistemi olumsuz etkilediği anlamına gelmektedir. Bu sorunu gidermek için pompa ve gözlem darbeleri arasındaki görece zaman farkının gözlem demetini geciktirerek değil de pompa demetini zamanda öne alarak (az yol alması sağlanarak) ayarlanması gerektiği kanaatine varılmıştır. Bunun için geciktirme düzleminin pompa demeti yoluna alınması kararlaştırılmıştır. Bu nedenle Üçüncü Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi deney düzeneği kurulmuştur.

3.3.3 Üçüncü zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği

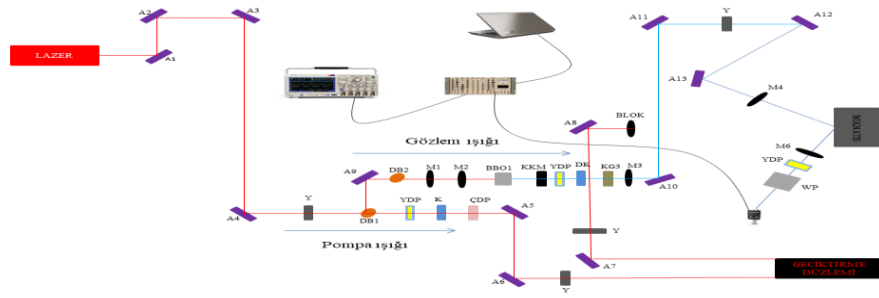
Şekil 3.15 ve şekil 3.16, üçüncü zaman çözünürlüklü manyeto optik Kerr etkisi deney düzeneklerini göstermektedir.

belirlenmiştir. Ayrıca, gecikme düzlemindeki Retro Reflektörden kaynaklı kayma giderilmiştir.

Şekil 3.16'daki zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deneyine geçildiğinde, BBO kristali gözlem ışığı yoluna alınarak gözlem demeti yolundaki 800 nm lik ışık verimli bir şekilde 400 nm ye çevrilmiştir. 400 nm ye çevrilen ışık tam olarak kristalde 400 nm ye çevrilmediği için içinden sızan 800 nm dalga boylu ışık KG3 filtre ile engellenmiştir. Daha temiz olarak gönderilen 400 nm lik ışık CoPt manyetik malzeme üzerine 200 mm lik odak uzaklığına sahip bir mercek ile odaklanmıştır. Düzlemine dik olarak yerleştirilmiş bir manyetik alan altında bulunan CoPt örnek, pompa ve gözlem demetlerinin birleştiği konuma yerleştirilmiştir.

En son kurulan bu deney düzeneği (Şekil 3.16) zaman çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi (TR-MOKE) deneylerini yapmak için kullanılmıştır. Ayrıca bu düzeneği bir sonraki kesimde anlatıldığı gibi Statik Manyeto Optik Kerr Etkisi (S-MOKE) düzeneği olarak da kullanılabilir.

3.4 Statik Manyeto Optik Kerr Etkisi Düzeneği



Şekil 3.17 Statik Moke Deney Düzeneği (S-MOKE)

Statik manyeto optik Kerr etkisi (MOKE) deney düzeneği Şekil 3.17'de gösterilmiştir. TR-MOKE düzeneği için kullanılan ve geciktirme düzleminde çıkan pompa ışığı statik MOKE deney düzeneğinde kullanılmayacağından örnek üzerine gelmeden önce bir blok yardımı ile engellenmiştir. 400 nm dalga boylu gözlem ışığı örnek üzerine

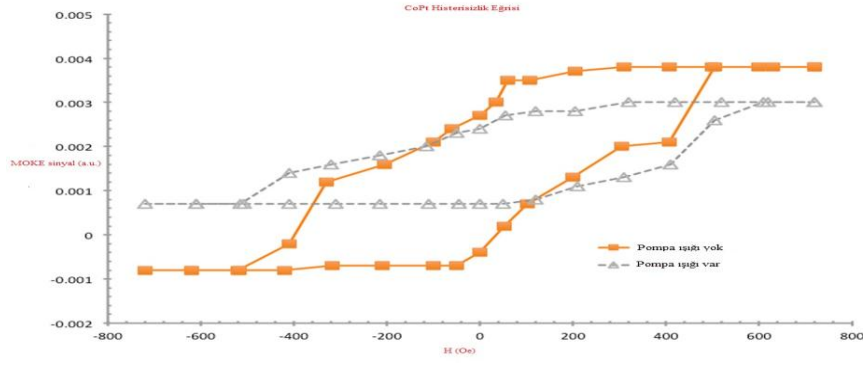
gönderilmiştir. Gönderilen bu ışık örnek üzerinden yansıtılmıştır. Yansıyan ışığın kutupluluğu yarım dalga plakası ile ayarlanarak yatay ve düşey kutupluluk bileşenlerini ayıran prizmaya (Wollaston) gönderilmiştir. Wollaston prizmasından çıkan iki farklı kutupluluktaki ışık dengeli detektöre gönderilmiştir. İlk olarak yarım dalga plakası doğrusal kutupluluk 45 derece olacak şekilde yani yatay ve düşey bileşenleri eşit olup dengeli detektörden çıkan ve bu bileşenlerin farkını veren sinyal minimum olacak şekilde ayarlanmıştır. Örnek üzerine uygulanan dış manyetik alan ± 800 G aralığında belirli aralıklar ile değiştirilmiş, her bir manyetik alan değeri için gözlem demetinde meydana gelen kutupluluk değişimini veren dengeli detektör sinyal çıkışı Boxcar ile algılanmıştır. Bu işlemlerin sonucunda histerisis eğrileri bulunmuştur.

Bu düzenekler ile yapılan deneylerden elde edilen veriler bulgular kısmında anlatılmıştır.

4. BULGULAR VE YORUM

4.1 Statik Manyeto Optik Kerr Deney Düzenegi İle Elde Edilen Bulgular

Bu tez kapsamında kurulan statik Manyeto Optik Kerr Etkisi (MOKE) Deney düzenegi Şekil 3.11 de gösterilmiştir. Elimizde bulunan CoPt örneğinin, manyetik özellik gösterip göstermediğini, hangi koşullar altında manyetik özelliği gösterdiğini ve kullanılan CoPt örnek ile ilgili deneysel parametreleri belirlemek için statik MOKE deney düzenegi kullanılmıştır. Bu deney düzenegi, kurulacak olan zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi (TR-MOKE) deney düzeneklerinde referans olarak kullanılmıştır. Statik MOKE deneyinde, TR-MOKE deneylerinden farklı olarak zamansal bir değişim amaçlanmamıştır. Normalde statik MOKE deney düzeneginde pompa ışını bloke edilerek sadece gözlem ışını ile deney yapılmaktadır. Ancak burada birinci amacımız pompa ışını yokken malzemenin histerisis eğrisini elde etmek (manyetik özellik gösterdiğini göstermek) iken, ikinci amacımız da pompa ışınının malzemenin histerisis eğrisi üzerine etkisini yani örneğin manyetizasyonun da değişiklik yapıp yapmadığını belirlemektir. Pompa ışınının bloke edilmiş ve edilmemiş durumu arasında detektöre oldukça kuvvetli bir saçılma gitmektedir. Algıladığımız sinyaller çok küçük olduğu için bu saçılmayı minimum yapmak yeterli olmamıştır. Bu nedenle pompanın etkisini yok etmek için pompa ışını bloke edilmeyip motorize hareket düzenegi ile pompa ışınının gözlem ışınından birkaç yüz ps kadar sonra gelmesi sağlanmıştır. Böylede gözlem darbeleri örneğe geldiğinde pompa darbeleri henüz örneğe ulaşmadığı için gözlem demeti pompa etkilerini taşımayacaktır. Pompa demetinin etkisini gözlemek için ise pompa ve gözlem darbelerinin örnek üzerine aynı anda geldiği durumda histerisis eğrisi ölçülmüştür. Bu belirlenmiş olan konumlar pompa ışığının zamansal olarak CoPt örnek üzerine geç geldiği, Şekil 3.16' da gösterilmiş olan pompa ve gözlem ışığının üst üste geldiği yani iki ışık arasında zaman farkının (yol farkının) sıfır olduğu konumlar olarak ayarlanmıştır.



Şekil 4.1 Statik Manyeto Optik Kerr Etkisi (S-MOKE) histerisis eğrisi.

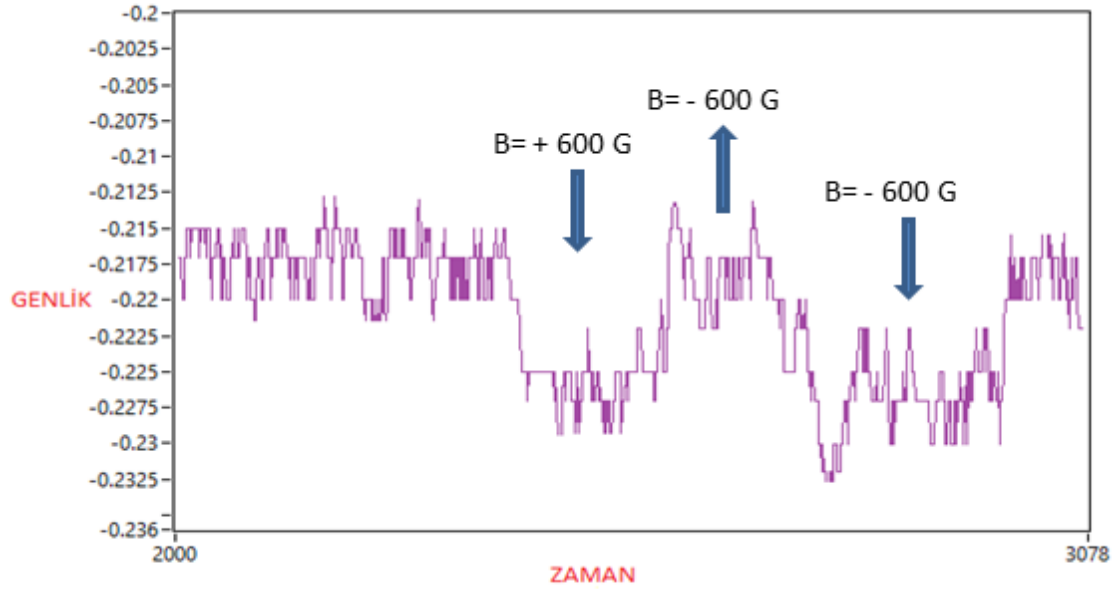
Şekil 4.1’de görüldüğü gibi pompa ışığının CoPt örnek üzerine gözlem ışığına göre geç geldiği ve ikisinin zaman farkının sıfır olduğu yani üst üste geldiği konumdaki histerisis eğrileri ölçülmüştür. Bu histerisis eğrileri yaklaşık - 800 G ile + 800 G arasındaki değerlerde dış manyetik alan etkisinde gözlemlenmiştir. Şekil 4.1’de görüldüğü gibi pompa ışığının yokluğunda histerisis eğrisindeki MOKE sinyal değişimi yaklaşık 0.005 değerlerinde gözlemlenmişken, pompa ile gözlem ışığının üst üste geldiği noktada MOKE sinyal değişimi yaklaşık 0.002 değerlerinde gözlemlenmiştir. Bu değerlere bakıldığında aradaki sinyal azalması pompa ışığının manyetik CoPt örneğinde oluşturduğu demanyetizasyon etkisi olarak yorumlanmıştır. Bu sonuç literatür ile uyumludur. (Polley vd. 2018)

4.1.1 Statik manyeto optik kerr etkisi deneyine pompanın etkisi

En son kurulan ve Şekil 3.16’ da verilen zaman çözünürlüklü manyeto optik Kerr etkisi deney düzeneği referans CoPt örneği kullanılarak test edilmiştir. CoPt örneğinin bu manyetik alanı yaklaşık olarak 400-600 G arasındadır. Bunun nedeni CoPt nin Şekil 4.1’ de gösterilen histerisis eğrisindeki doyuma erişilen manyetik alanın yaklaşık 400 - 600 G olmasıdır. Bu alan altındaki CoPt örneğe 400 nm dalga boylu ışık gönderilmiş ve örnekten yansıyan ışığın kutupluluğunun dış manyetik alan ile değişimi kontrol edilmiştir. Gözlem ışığı örnek üzerine s kutuplu (örnek düzlemine paralel) olarak gönderildiğinde manyetik alanın örnekte oluşturduğu manyeto optik Kerr etkisinden dolayı örnekten yansıyan gözlem ışığının kutupluluğunda dönme meydana gelmiştir. Yansıyan ışığın kutupluluğundaki bu değişim Wollaston prizması ve dengeli dedektör

ile gözlemlenmiştir. Işığın kutupluluğundaki küçük değişim, dengeli dedektörde bir voltaj değişikliğine sebep olmuş ve bu değişiklik ortalama alıcı BOXCAR arayüzüne ve oradan da bilgisayar ortamına alınarak incelenmiştir.

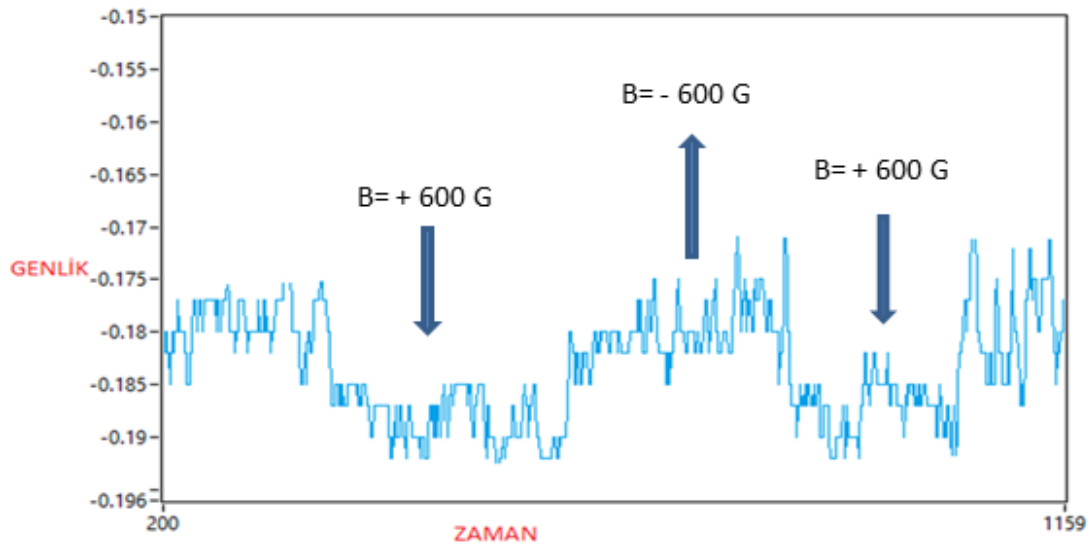
Zamana bağlı ölçümler yapılmadan önce, pompa darbelerinin örneğin manyetizasyonunu nasıl etkilediğini görmek için Şekil 3.16’ da verilen sistem ile ön deneyler yapılmıştır. Bu deneylerde zaman taraması yapılmadan pompa ile gözlem darbeleri arasındaki zaman farkı sıfır iken (geciktirme düzlemi t_0 konumunda) manyetik alan histerisis eğrisinin doyuma ulaştığı + 600G ve - 600G arasında değiştirilerek sürekli ölçüm alınmıştır. Bu ölçüm pompa darbesinin yokluğunda (Şekil 4.2) ve varlığında (Şekil 4.3) tekrarlanmıştır.



Şekil 4.2 Üçüncü deney düzeneğinde elde edilen 400 nm lik dalga boyundaki gözlem ışığının CoPt örneği üzerindeki +/- 600 G manyetik alan etkisindeki sinyal genliğinin değişimi

Şekil 4.2’deki grafikte, Şekil 3.16’da gösterilen deney düzeneğinde kullanılan CoPt manyetik malzemesine sadece gözlem ışığı gönderilmesi ile manyetik alanın 600 G arasında ters çevrilmesinin sinyalde oluşturduğu etki değişim gözlemlenmiştir. Gösterilen grafikte saniye de bir veri alan program ile toplamda 3078 veri alınmış bu alınan veriler sırasında örnek üzerindeki dış manyetik alan değiştirilmiştir. Bu grafikte

2000 saniye ye kadar olan değerler 2000 den 2400 değerine kadar olan veriler ile aynı olduğu için değişimin net görölmesi için 2000 saniye ye kadar Şekil verileri kesilmiştir. 2000 saniyeden 2400 saniyeye kadar manyetik malzemeye uygulanmış dış manyetik alan 0 G olarak ayarlanmıştır. Yaklaşık 2400 G'den sonra manyetik alan pozitif (+) yönde ve 600 G olarak uygulanmış ve genlikteki değişim 0,0075 azalmıŐtır. Yaklaşık 100 saniye de 100 veri topladıktan sonra manyetik alan değerimiz 0 G'a dıŐürölmiŐtür. Ancak manyetik malzemeniz pozitif (+) yönde uygulanan 600 G değerinde manyetik alan ile doyuma ulaştığı için 0 G'da herhangi bir değişim olmamıştır, 0 G'de 100 saniye boyunca 100 veri topladıktan sonra, dış manyetik alan negatif (-) yönde 600 G uygulandığında manyetik malzeme negatif (-) yöndeki zorlayıcı dış alan ile bir anda eski değerine dönmüştür. Malzemedeki bu dönüŐ manyetik malzemenin momentlerinin yönelimlerindeki değişimden dolayı gerçekteŐmiştir. (-) yönde yaklaşık 200 saniyede 200 veri olarak ilk konuma geri çevrilmiştir. 0 G ta manyetik malzemedeki yansıyan ışıktan okunan değer yaklaşık -0,2175 iken, + 600 G ta okunan sinyalin değeri yaklaşık - 0,225 olarak ölçölmiŐtür. İki zıt yönde uygulanan manyetik alan altında manyetik malzemenin değişimi toplamda 0,0075 olarak gözlenmiştir.



Şekil 4.3 Üçüncü deney düzeneğinde elde edilen,400 nm gözlem ışığı ve 800 nm pompa ışığının CoPt örneği üzerindeki +/- 600 G manyetik alan etkisi altındaki sinyal genliğinin değişimi

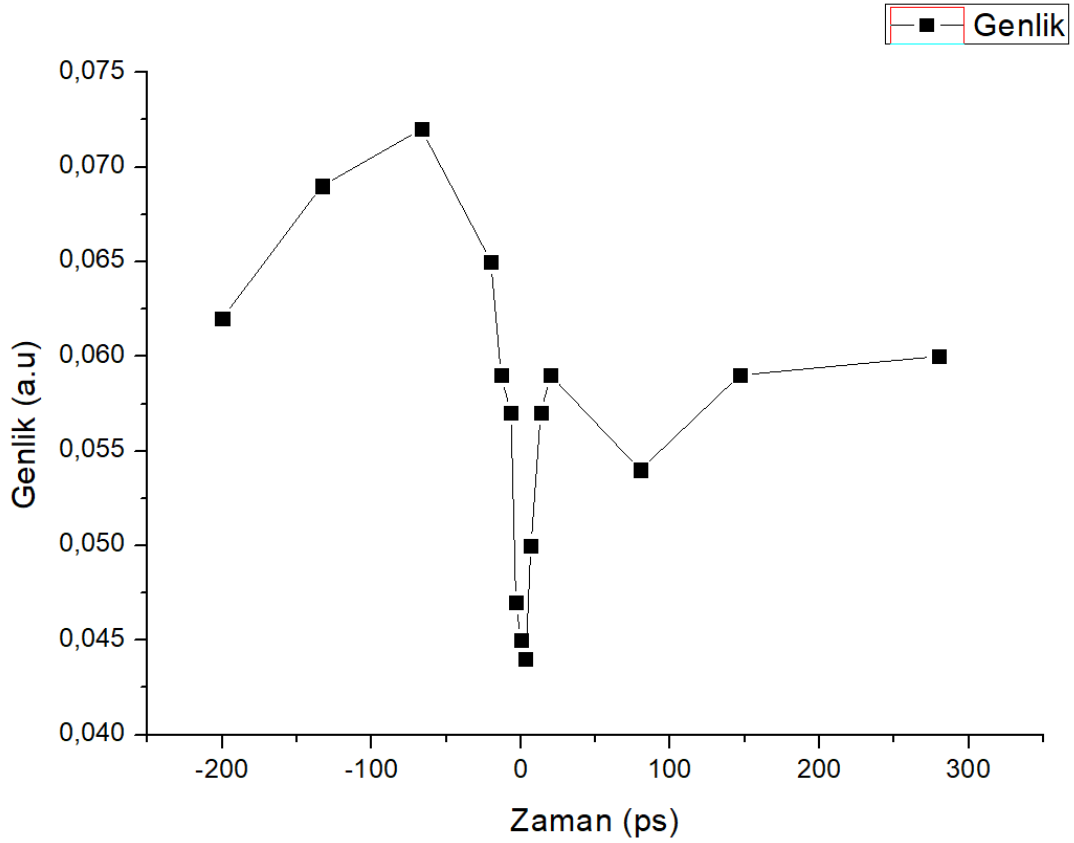
Şekil 4.3'deki grafikte ise, Şekil 3.16'daki deney düzeneğinde kullanılan CoPt manyetik malzemenin üstüne pompa ve gözlem ışığının gönderilmesi sonucu ile oluşturulmuş grafikdir. Grafik manyetik malzemenin uygulanan dış manyetik alan ve pompa ışığının etkisi ile örnekteki manyetik yapıların değişimi ölçülmüştür. Bu ölçümde manyetik malzeme üzerine gelen gözlem ışığının örnek üzerinden yansımaları ile ışığın kutupluluk değişimi incelenmiştir. Şekil 4.3'deki grafikte manyetik malzememiz üzerinden alınan sinyal değişimi saniyede bir veri olarak alınmıştır. Grafikte yatay kısım zaman dikey kısım ise sinyalin genliğini göstermektedir. Bu grafikte toplam 1159 veri alınmıştır. 0 ile 200 saniye arasında ki 200 veri, 200 den sonraki alınmış 100 veri ile aynı olduğu için sinyalde etki daha net görülmesi için kesilmiştir. 200 saniyeden yaklaşık 100 saniye kadar alınan toplam 100 veri de 0 G luk manyetik alan ve pompa ışığı uygulanmıştır. Pompa ışığı deney boyunca tüm veriler de uygulanmıştır, sadece manyetik alan değiştirilmiştir. 300 veri alınmıştır, daha sonra 200 veri için + 600 G manyetik alan malzemeye uygulanmıştır. Bu manyetik alan değişimi ile 0 G ta - 0,18 lik bir genliğe sahip olan sinyal, + 600 G ta - 0,19 bir genliğe sahip olmuştur. Yani 0 G' tan + 600 G' luk bir manyetik alan uygulanması sonucu sinyalin genliğinde 0,01 lik bir değişim gerçekleşmiştir. + 600 G ta yaklaşık 200 veri alındıktan sonra manyetik alanı - 600 G'a çevrilmiştir. + 600 G ta doyuma ulaşan manyetik malzeme - 600 G ta manyetik malzemenin yapılarında ve momentlerinde ters yöne değişim oluşturmuştur ve tekrar sinyalimiz manyetik alanın ve pompa ışığının etkisi ile -0,18 değerine dönmüştür. Pompa ve manyetik alan etkisindeki manyetik malzeme CoPt, manyetik alanın birbirine göre zıt yönde uygulanan 600 G için toplam genlik değişimi 0.01 lik çok küçük bir değişim gerçekleşmesi ile gözlemlenmiştir.

Bu bulgular pompa darbelerinin örnekte demanyetizasyona sebep olduğunu kanıtlamıştır. Bir sonraki kesimde ise bu demanyetizasyonun ne tür zaman aralıklarında gerçekleştiğini görmek için yapılan TR-MOKE sonuçları verilmiştir.

4.2 Zaman Çözünürlüklü Manyeto Optik Kerr Etkisi

Bu ölçümlerin referansında, Şekil 3.16'daki zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deneyi ile dinamiklerdeki değişim zamansal olarak ölçülmüştür. İlk zamansal

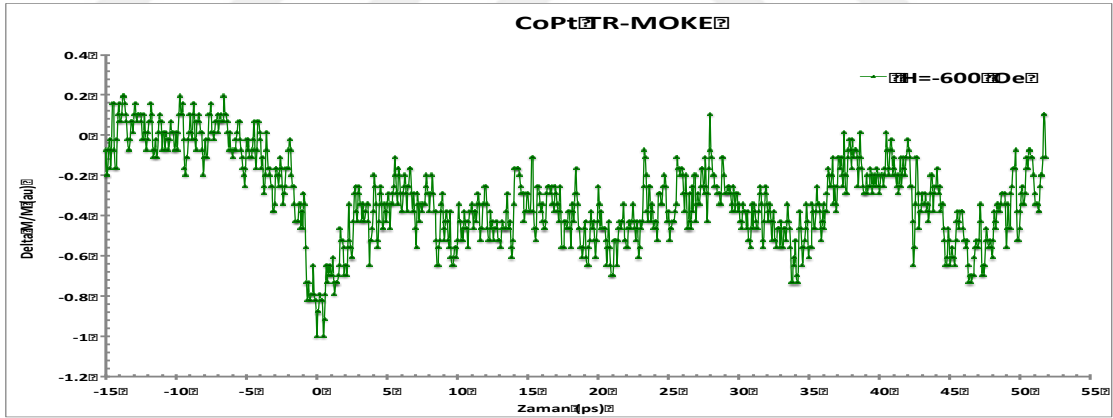
ölçüm otomasyon olarak kullanılan geciktirme düzlemini kullanmadan hassas bir mikrometre ile taranmıştır. Bu taramada gecikme düzlemi üzerinde mm mertebesinde belirlenen 15 tane ayrı noktada veri alınmıştır. Bu veriler pompa ışığı ile gözlem ışığının birbirlerine göre konumları dikkate alınarak yapılmıştır. Taramada yapılan 15 tane veride tahmin edilen t_0 (pompa ve gözlem ışığının üst üste geldiği nokta) noktasının 3 mm gerisinden yani pompa ışığının gözlem ışığına göre zamansal olarak geciktiği durumdan, - 4.2 mm yani pompa ışığının zamansal olarak örnek üzerine gözlem ışığına göre erken geldiği konuma kadar taranmıştır. Bu tarama 1 mm ve 0.5 mm lik aralıklar ile taranmış olup, bu taramalar sonucunda t_0 noktası yeniden belirlenmiştir. Bu ölçümlerde yapılan uzaklıklar ve tarama sıklıkları ps mertebesinde yazılarak Şekil 4.4'te ifade edilmiştir.



Şekil 4.4 Beşinci deney düzeneğinde elde edilen, 400 nm gözlem ışığı ve 800 nm pompa ışığı etkisi altındaki örneğin zamansal olarak değişimi ve t_0 noktasındaki pompa ve gözlem ışığının etkileşimi (el ile tarama)

Bu değişimin tespit edilmesinde kullanılan pompa ışığı yatay kutuplu ve gözlem ışığı ise dikey kutuplu olarak kullanılmıştır. Burada CoPt üzerine sabit – 600 G manyetik alan uygulanmıştır. Yapılmış olan bu deneylerde örnek üzerindeki çapına ve enerjine bağlı olan pompa ışığının akısı deneyde oldukça önemli olduğundan, pompa ışığının akısı ise 0.81 mJ/cm^2 olarak ölçülmüştür. Bu değişimde tarama yapılmadan önce dengeli dedektöre gelen iki farklı kutuplulukta olan gözlem ışığı Şekil 3.16’ daki deney düzeneğinde örnekten yansıtılmış olan ışık yolunda bulunan yarım dalga plakası ile ayarlanmış iki farklı kutupluluğun arasındaki sinyal farkı yaklaşık 0.06 olarak ortalama alıcı (Boxcar) ile ölçülmüştür. Yapılan bu hassas ayarın ardından başlangıç değerinden, t_0 sinyalinin değeri yaklaşık 0.042 mertebelerine kadar azalma göstermiştir. Bu azalma ile Şekil 4.4 de görüldüğü gibi pompa ışığının manyetik malzeme üzerindeki yaklaşık 10 ps sürelik demanyetizasyonu gözlemlenmiştir.

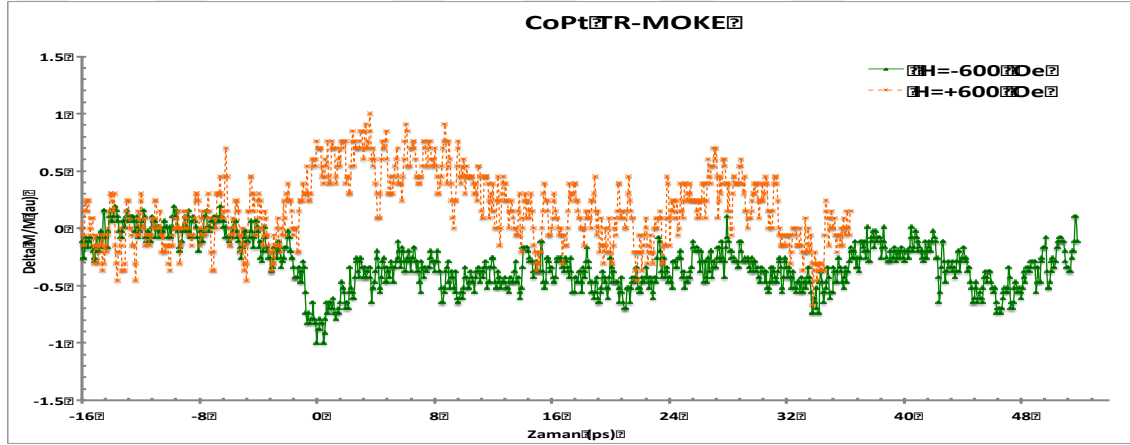
Elle tarama ile tespit edilen bu ölçümler daha hassa olan otomasyon sistemi ile taranmıştır (Şekil 4.5).



Şekil 4.5 Beşinci deney düzeneğinde elde edilen, 400 nm gözlem ışığı ve 800 nm pompa ışığı etkisi altındaki örneğin zamansal olarak değişimi ve t_0 noktasındaki pompa ve gözlem ışığının etkileşimi

Elle tarama ölçümlerin alınması ile gecikme düzlemi bilgisayar aracılığı ile kontrol edilmiştir, elle taramada belirlenen t_0 noktasını kapsayacak şekilde pompa ışığının gözlem ışığına göre zamansal olarak geciktiği ve önde geldiği yaklaşık 10 mm’ lik toplam mesafede bir tarama yapılmıştır. Bu tarama da 0.01mm yani $10\mu\text{m}$ aralıklar ile 1024 veri alınarak 10 mm mesafelik bölge taranmıştır. Burada önemli olan pompa

ışığının örnek üzerindeki akısıdır, bu akı değeri de 0.81 mJ/cm^2 olarak ölçülmüştür. Bu taramada Şekil 4.5’ de görüldüğü gibi pompa ışığının geç geldiği konumda sinyal değeri normalize edilip 0 olarak hesaplanmıştır, t_0 noktasında ise bu değer yaklaşık -0.8 değerlerine kadar düşmüş ve pompa ışığının erken geldiği konumda ise sinyal değeri -0.4 mertebelerine kadar yükselmiştir. Bu değerler, manyetik alanın negatif olarak 600 G luk değerinde sabit tutulduğunda ölçülmüştür (Şekil 4.5). Bu ölçümlerde ise kullanılan pompa ve gözlem ışığının kutuplulukları sırası ile yatay ve dikey olarak ayarlanmıştır. Bu taramada t_0 noktasındaki yaklaşık 10 ps lik zamansal olarak etkileşim Şekil 4.5’ deki gibi gözlemlenmiştir ve bu gözlemlenmiş olan etkileşim elle tarama yapılan Şekil 4.4 deki ile uyumuştur.



Şekil 4.6 Beşinci deney düzeneğinde elde edilen, 400 nm gözlem ışığı ve 800 nm pompa ışığı etkisi altındaki örneğin zamansal olarak değişimi ve t_0 noktasındaki pompa ve gözlem ışığının 600 G ve -600 G etkileşimi

Şekil 4.6’da ki ölçümde yapılan bütün deneysel işlemler Şekil 4.5’deki ölçümle aynı olarak yapılmıştır. Burada pompa ışığının akısı yine 0.81 mJ/cm^2 olarak ayarlanmıştır. Örnek üzerine uygulanan dış manyetik alan -600 G , pompa ışığının kutupluluğu yatay ve gözlem ışığının kutupluluğu dikey olarak ayarlanmıştır. Şekil 4.6’ daki ölçümde bilgisayar kontrollü hareketli düzlem t_0 noktasını kapsayacak şekilde yaklaşık 10 mm toplam mesafe ile taranmıştır. Bu taramada 10 mm mesafe 0.01 mm yani $10 \mu\text{m}$ aralıklar ile taranmıştır. Bu yapılan taramada t_0 noktasında daha geniş olarak Şekil 4.5 de gösterilmiştir. Şekil 3.21’deki deney düzeneği, aynı parametreler ile $+600 \text{ G}$ ’da taranmıştır. Dış manyetik alan değeri $+600 \text{ G}$ ’da sabit tutulmuş ve aynı -600 G ‘daki

ölçüm gibi pompa ışığının gözlem ışığına göre zamansal olarak geç geldiği ve önde geldiği mesafe 0.01 mm yani 10 μm aralıklar ile taranmıştır. Bu dış manyetik alanda şekil 4.6'da görüldüğü gibi zamansal olarak taranmış 10 mm lik alanda t_0 noktasında aynı - 600 G'daki gibi yaklaşık 10 ps lik zamansal etki gözlemlenmiştir. + 600 G'luk dış manyetik alan altında t_0 noktasındaki sinyal değişimi 0.8 olarak gözlemlenmiştir. Şekil 4.6'da görüldüğü gibi normalize edilmiş sinyal değerlerinin t_0 noktasında aynı sinyal değişimi ve zamansal etkileşimin olduğu gözlemlenmiştir. Her iki sinyalde pompa ışığının gözlem ışığına göre önde geldiği durumdaki osilasyonları uyumlu olarak ilerlediği de görülmüştür.



5. SONUÇLAR

Optiksel olarak uyarılmış ferromanyetik metallerdeki ultra-hızlı demanyetizasyon işlemi, temel olan elektron, fonon ve spin dönüşüm etkileşimleri için olan karmaşıklığından dolayı ve teknoloji deki önemli uygulamaları ile birçok araştırmacının ilgilerini önemli ölçüde çekmiştir.

Ultra-hızlı demanyetizasyon işlemlerini açıklayabilen şu ana kadarki modeller, analitik olarak ve deneysel olarak onaylanabilmesi için karmaşık olmuştur. Bundan dolayı literatürde bunları açıklamak için birçok yöntem ve deneysel uygulamalara yol açmıştır. Bu çalışmada demanyetizasyon dinamiklerinin zaman sabitlerini anlamak için ultra hızlı olan demanyetizasyon dinamiklerinin incelenmeye çalışılmıştır. Literatürde çalışmalardaki ve deneysel yöntemlerdeki hem eksik hem de tamamlanmamış fonksiyonlar giderilmeye çalışılmıştır. Manyetik malzemelerin demanyetizasyon dinamikleri için kullanılmış, ayrıca ultra hızlı eğrilerin analiz edilmeye ve uyarılmaya çalıştığı zaman aralıklarında değişiklik gösterebilirler. Bu çalışmada zaman sabitlerinin değişiklikleri için mutlak değerler beklenmiştir. Diğer modeller ile de karşılaştırmak oldukça zordur. Ultra-hızlı demanyetizasyon dinamiklerinde spinlerin oynadığı rol çok büyük olduğu için spin değişimleri için deneysel olarak yapılan çalışmalarda hala tartışmalar bulunmaktadır.

Bu çalışmada kullanılan CoPt ince film olan manyetik malzemede ultra-hızlı demanyetizasyon dinamiklerinin değişimlerini görme amaçlanmıştır. Bu çalışmada, bir optik femtosaniye darbesi tarafından uyarılan ferromanyetik metal olan CoPt deki ultra hızlı demanyetizasyon dinamiklerinin gözlemlenmesi amaçlanmıştır.

Temel olarak bu çalışmada optimum deney düzeneği elde edilene kadar farklı deney düzenekleri kurulmuştur. Pompa ve gözlem darbeleri arasındaki hassas yol farkının ayarlanması için ikinci harmonik üretiminden (SHG) yararlanılmıştır. Kurulan deney düzenekleri CoPt ferromanyetik ince filmi ile test edilmiştir. Diğer deney düzeneklerinde görülemeyen etki, statik MOKE ve TR-MOKE etkisi olarak bu deney düzeneği ile gözlenmiştir.

Bu çalışmada kurulan statik MOKE ve TR-MOKE deney düzenekleri ile gözlemlenmiş etkiler literatürde yapılan diğer çalışmalar ile karşılaştırılmış ve doğrulukları teyit edilmiştir (Polley vd. 2018, C. Bunce vd. 2010)

Bu çalışmada, literatürde daha önce yapılmış çalışmalara teknolojik olarak katkı sağlanması amaçlanmıştır(Beaurepaire vd. 1996). Dolayısı ile bu çalışmalara için kullanılan yeni malzemeler ve yöntemler günümüzde ve geçmişte oldukça önemli konular olmuştur. Bu sebeple tez çalışmasında CoPt ferromanyetik ince filmin demanyetizasyon dinamiklerin değişim özelliklerini gözlemlemek için deney düzeneklerinin kurulması, bu kurulan düzeneklerden yüksek oranda verim elde edilmesi için gerekli olan iyileştirmelerin yapılması amaçlanmıştır. Bu tez çalışması amacına ulaşması takdirde Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü Optik Araştırma Laboratuvarına yeni olarak kazandırılan deney düzeneği olacaktır. Bu kurulan deney düzeneği ile laboratuvarında yüksek lisans ve doktora çalışmasında bulunacak öğrenciler için ürüne ve bu alana katkı sağlayacak çalışmaları geliştirmek için önem kazanacaktır.

Bu tez çalışmasında, ikinci harmonik üretimi ve zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisi deney düzeneği kurularak, kullanılan manyetik malzemenin matematiksel temelleri, manyetizasyon özellikleri ve deneysel oluşumlar için önemli olan sonuçlar tartışılmıştır. Kurulan tüm deney düzeneklerinde Spitfire marka 800 nm dalga boylu, 80 fs' lik darbe süresine ve 1000 Hz'lik tekrarlama frekansına sahip femtosaniye yenilenebilir yükselteç lazer kaynağı kullanılmıştır.

Bu yüksek lisans tezi için kurulmuş olan deney düzenekleri yeni, teknolojik önemi bulunan zaman çözünürlüklü manyeto optik kerr etkisini yapabilen malzemelerin manyetizasyon dinamiklerini incelemelerini kullanılabilir hale getirilebilecek çalışmalar için Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü Optik Araştırma laboratuvarı için kazanım olarak amaçlanmıştır.

KAYNAKLAR

- Ali, M. 1999. Thesis of Doctor, The University of Sheffield.
- Argyres, P.N. 1955. Physical Review, Vol. 97: 334.
- Atkinson, R., Lissberger, P. H. 1992, Appl. Optics, 31: 6076.
- Beaurepaire, E., Maret, M., Halte, V., Merle, J.C., Dauonis, A., Bigot, J.Y. 1998. Spin Dynamics in CoPt₃ alloy film: A Magnetic Phase transition in the femtosecond time scale. Physical review B, volume 58
- Bennemann, K.H. 2004. 'Ultrafast dynamics in solids J. Phys.: Condens. Matter 16, R995.
- Bigot J.Y., Vomir, M., BEAUREPAIRE, E. 2009. Coherent ultrafast magnetism induced by femtosecond laser pulses Nature Physics, 5, 515
- Bigot, J.Y. 2001. Femtosecond magneto optical processes in metals. Dossier, 3; 1483-1504
- Bigot, J.Y., Guidoni, L., Beaurepaire E., Saeta, P.N., 2004, Femtosecond Spectro temporal Magneto-optics Phys. Rev. Lett. 93, 077401
- Brandow, A., Geiler, A., Head, P., Loura, R. Marvin, H., Zartarian. M. Magneto optical kerr effect microscopy thesis. Northeastern university.
- Eschenlohr, A., Battiato, M., Maldonado, P., Pontius, N., Kachel, T., Holldack, K., Mitzner, R., Fohl, A., Oppeneer, P.M., Stamm, C. 2013. Ultrafast spin transport as key to femtosecond demagnetization Nature Materials 12, 332.
- Fowles, G.R. 1968. Introductory to Modern Optics, Chapter 2, Holt, Rinehart and Winston, Inc. Salt Lake City.
- Gupta, R.K. Continuous Wave Magneto Optic Kerr Effect thesis. Indian institute of science education and research, Kolkata.
- Hennen, T.A. 2014. Magneto optical kerr effect microscopy. University of California.
- Hubert, A., Schafer, R. 1998, Magnetic Domains, chap. 2, Springer-Verlag, Berlin.
- Journal of physics, 15 s723.
- Ju, G., Hohlfeld, J., Bergman, B., Van De Verrdonk, R. J. M., Mryasov, O.N., Kim J.Y., Wu X., Weller D., Koopmans, B. 2004. Ultrafast Generation of Ferromagnetic Order via a Laser-Induced Phase Transformation in FeRh Thin Films Phys. Rev. Lett. 93
- Kampfrath, T., Ulbrich, R.G. 2002. Ultrafast magneto optical response of iron thin films. Physical review B, volume 65, 1004429.
- Koopmans, B. 2003. Experimental Access to femtosecond spin Dynamics.
- Koopmans, B., Kampen, M.V., Kohlhepp, J.T. 2000. Ultrafast magneto optics nickel: Magnetism or Optics. Physical review letters, volume 85.
- Lattery, D.M., Zhang, D., Zhu, J., Crowell, P., Wang, J., Wang, X. 2013. University of Minnesota.

- Nelson, A. 2009. Magneto-optical Kerr studies on thin films and Nano particles thesis. Williamsburg, VA.
- Schmising, S.E. 2013. Time resolved magneto-optical measurements of ultra fast demagnetization dynamics thesis. Universita degli Studi di Pisa.
- Shelford, L. 2009. Ultrafast Nonlinear Optical Studies of Multi layered Thin Films and Interfaces. University of Exeter
- Wilkes, J.A. 2000. The experimental ultrafast magneto-optical kerr effect thesis. Williamsburg, Virginia
- You, C.Y., Shin, S.C. 1998. Journal of Appl. Phys. Vol. 84 (1): 541.
- You, C.Y., Shin, S.C., 1999. J. Magn. Mater., 198: 573-577.
- Zhang, G.P., Hubner, W., Lefkidis, G., Bai, Y., George, T.F. 2009. Paradigm of the time resolved magneto optical kerr effect for femto second magnetism. Nature physics, 10.1038/NPHYS1315.
- Zilzawawi, B.H.H. 2013. Magneto–Optical Kerr Effect Microscopy Investigation on Permalloy Nanostructures. A thesis submitted for the degree of MSc by research, University of York.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Ziya TABAK
Doğum Yeri : Afyonkarahisar
Doğum Tarihi : 05.05.1992
Medeni Hali : Bekâr
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Kuşadası Makbule Hasan Uçar Lisesi(2010)
Lisans : Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği
Bölümü (2015)
Yüksek Lisans: Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği
Anabilim Dalı (2019)