

**YÜKSEK GERİLİM APARATLARINDA ELEKTRO-OPTİK
METODLA AKIM VE GERİLİM ÖLÇÜMLERİ**

Hüseyin YILMAZ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
(ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ)**

**T.C. YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU
BİLİMSEL ARAŞTIRMA VE TEKNOLOJİ GELİŞTİRME KURUMU**

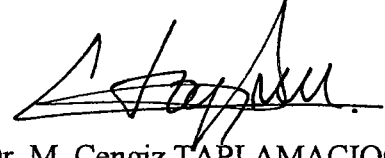
126035

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

126035

**Nisan 2002
ANKARA**

Hüseyin YILMAZ tarafından hazırlanan YÜKSEK GERİLİM APARATLARINDA ELEKTRO-OPTİK METODLA AKIM VE GERİLİM ÖLÇÜMLERİ adlı tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.



Prof. Dr. M. Cengiz TAPLAMACIOĞLU

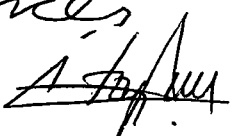
Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından Elektrik-Elektronik Mühendisliği Ana Bilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan

Prof. Dr. M. Sezai Dinçer S. Dinçer

Üye

Prof. Dr. M. Cengiz TAPLAMACIOĞLU 

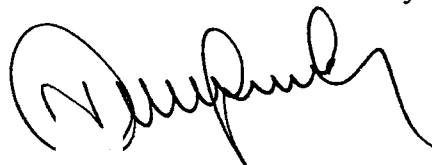
Üye

Y. Doç. Dr. Cem Nuhioğlu C. Nuhioğlu

Üye

Üye

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	iii
TEŞEKKÜR.....	v
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	vi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. GÜÇ SİSTEMLERİNDE KULLANILAN GELENEKSEL METOD İLE KAÇAK AKIM ÖLÇÜMLERİ.....	6
2.1 Kaçak Akımın Riskleri.....	6
2.2 Topraklama Sistemleri.....	7
2.3 Kaçak Akımın Tespiti.....	9
3. ELEKTRO-OPTİK GERİLİM VE AKIM HİSSEDİCİLERİ (SENSÖRLERİ)	11
3.1 Elektro-Optik Gerilim Hissedicileri.....	11
3.1.1 Pockels hücreleri.....	12
3.1.2 Kerr hücreleri.....	13
3.1.3 Pockels hissedici kullanarak yüksek gerilim ölçümü.....	14
3.1.3.1 Elektro-optik modülasyon prensibi.....	14
3.1.3.2 Deney seti ve ölçüm sistemi.....	16
3.1.3.3 Gerilim ölçümleri.....	17
3.2 Elektro-Optik Akım Hissedicileri.....	18
3.2.1 Manyeto-optik etki.....	20
3.2.2 Faraday hissedicileri.....	21
3.2.2.1 Faraday etkisi kullanılmış bir optik akım hissedicisi.....	21
3.2.3 Fiber optik ile ısı etkisi kullanılarak akım ölçümü.....	25
3.2.3.1 Sıcaklık değişimli optik faz kayması.....	39

3.2.3.2	Tek modlu fiberde faz değişimleri.....	40
3.2.3.3	İnterferometrik akım hissedicisi.....	42
3.2.4	Yığın-cam optik akım hissedicileri.....	44
3.2.4.1	Kare şeklinde malzeme kullanılan optik akım hissedici.....	44
3.2.4.2	Üçgen şeklinde malzeme kullanılan optik akım hissedici.....	45
3.2.4.3	Halka şeklinde malzeme kullanılan optik akım hissedici.....	46
3.2.4.4	Açılabilir hissedici elemanı kullanılan optik akım hissedici.....	46
4.	FİBER OPTİK HİSSEDİCİLER, POLARİZASYON, OPTİK DEDEKTÖRLER, LAZER KAYNAKLARI VE İNTERFEROMETRELER.....	48
4.1	Fiber Optik Hissediciler.....	48
4.1.1	Optik yayılma.....	49
4.1.2	Zayıflama.....	51
4.1.3	Fiber optik malzemeler.....	53
4.1.4	Tek modlu (single mode, SM) fiberler.....	55
4.2	Polarizasyon.....	59
4.2.1	Polarize ve doğal ışık.....	59
4.2.1.1	Doğrusal polarizeli ışık.....	59
4.2.1.2	Dairesel polarizeli ışık.....	60
4.3	Optik Dedektörler.....	67
4.4	Lazer Kaynakları.....	72
4.4.1	Lazer teorisi.....	74
4.4.1.1	Enerji seviyeleri ve geçişler.....	75
4.4.1.2	Rezonatörler.....	76
4.4.2	Lazerlerin sınıflandırılması.....	78
4.4.3	He-Ne lazer.....	79
4.4.4	Yarıiletken lazerler.....	80
4.5	İnterferometreler.....	83
4.5.1	Giriş.....	83
4.5.2	Genel prensipler.....	83
4.5.3	Optik yorum.....	87

4.5.4	İki kollu interferometre.....	87
4.5.5	Doğrusal polarimetre (fark interferometresi).....	91
5.	DENEYSEL ÇALIŞMA.....	94
5.1.	Giriş.....	94
5.2.	Deneyde Kullanılan Malzemeler.....	96
5.2.1.	Optik monte elemanları.....	96
5.2.2.	Lazer kaynağı.....	98
5.2.3.	Polarizör.....	99
5.2.4.	Işın ayırıcı.....	99
5.2.5.	Ayna.....	100
5.2.6.	Fiber optik.....	101
5.2.7.	Odaklayıcı lens takımları.....	102
5.2.8.	Dedektör.....	103
5.2.9.	Bobin.....	104
5.2.10.	Mikroskop objektifleri.....	105
5.3.	Ön Hazırlıklar.....	105
5.4.	Test Düzenekinin Hazırlanması.....	107
5.5.	Ölçümler.....	110
5.5.1.	DC kaçak akım ölçümleri.....	110
5.5.2.	AC kaçak akım ölçümleri.....	112
6.	SONUÇ VE ÖNERİLER.....	114
	KAYNAKLAR.....	116
	ÖZGEÇMİŞ.....	121

**YÜKSEK GERİLİM APARATLARINDA ELEKTRO-OPTİK
METODLA AKIM VE GERİLİM ÖLÇÜMLERİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Hüseyin YILMAZ

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Nisan 2002

ÖZET

Güç sistemlerinde, yüksek gerilim ölçümleri elektromanyetik gerilim transformatörleri, yüksek akım ölçümleri ise akım transformatörleri ile yapılmaktadır. Son yıllarda elektrik enerjisindeki yüksek güç talebi bu cihazlarda yalıtım seviyesinin artması sonucunu ortaya çıkarmıştır. Bu nedenle gerilim ve akım transformatörlerinin boyutları da artmıştır.

Klasik akım ve gerilim transformatörlerinin başlıca dezavantajları; yalıtım maliyetleri, boyutları, ağırlıkları, dar frekans aralıkları, şebekede istenilmeyen sinyal bozulmalarına neden olmaları, histerisis kayıpları, kısmi deşarjlar, arklara sebep olmaları ve manyetik doyuma çabuk ulaşmalarıdır. Bu nedenle, yeni geliştirilen teknolojilerde optik ölçüm teknikleri hızla kullanılmaya başlanmıştır. Optik malzemelerin dielektrik yapıları, küçük boyutları ve hafifliği, geniş frekans aralığında doğrusal tepki vermesi, elektromanyetik girişimlerden etkilenmemesi gibi avantajlarıyla belirtilen problemlerin çözümüne alternatif olmuşlardır.

Elektro-optik alanda, gerilim ölçümlerinde en çok kullanılan teknikler Pockels ve Kerr ölçüm metodları, akım ölçümlerinde ise Faraday etkisi en yaygın

kullanılan tekniktir. Bu çalışmada hissedici (sensör) olarak kullanılan BGO (Bizmut Germanyum Oksit) ve BSO (Bizmut Silikon Oksit) gibi kristallerin yanısıra, fiber optik elemanlarının gerek manyetik alan ve gerekse elektrik alan içinde gösterdikleri davranışlar, teorik ve deneysel çalışmalar örnek verilerek incelenmiştir. İnterferometrelerin hissedici sistemlerinde kullanılmaya başlanmasına örnek olması açısından, çalışmamızda interferometre kullanılarak AC ve DC küçük (kaçak) akımlarla ilgili test düzeneği hazırlanmış ve ölçümler gerçekleştirilmiştir.



Bilim Kodu : 608.02.07
Anahtar Kelimeler : Optik akım hissedicileri, Akım ölçümü, Fiber optikler, İnterferometreler
Sayfa Adedi : 121
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. M. Cengiz TAPLAMACIOĞLU

**CURRENT AND VOLTAGE MEASUREMENT FOR HIGH VOLTAGE
EQUIPMENTS BY ELECTRO-OPTIC METHODS
(M.Sc. Thesis)**

Hüseyin YILMAZ

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

April 2002

ABSTRACT

In power systems high voltage is measured by electromagnetic voltage transformers, and high current is measured by current transformers. Increasing demand of high capacity of electrical power systems has created higher isolation levels on these devices in recent years. Thus, size of voltage and current transformer has increased.

Main disadvantages of conventional current and voltage transformers are; insulation cost, size, weight, poor frequency response, signal distortion on the network, hysteresis losses, partial discharge and vulnerability to magnetic saturation effects. Recent improvements on measurement techniques increase the usage of optical methods. The advantages of electro-optical methods are; their dielectric structure, very small sizes and lightness, linear response at wide frequency range. Also, they are non corrupted by electro-magnetic interference. Therefore, they have been an alternative solution of above mentioned problems.

In electro-optic field, Pockels and Kerr effects are widely used for voltage measurement, and Faraday effect is widely used for current measurement. In this study, beside BGO (Bismuth Germanium Oxide) and BSO (Bismuth Silicon Oxide) that are used for sensor body, optical fiber's behavior and response to

magnetic and electric field has been inspected by obtained theoretical and experimental results. Interferometer measurement techniques have been examined and a new sensing system is constructed. By using this interferometer set-up, AC and DC leakage currents have been measured in the range of 10-100 μ A and 35-50 mA respectively.



Science Code : 608.02.07

Key Words : Optical current sensors, Current measurement, Optical fibers, Interferometers

Page Number : 121

Adviser : Prof. Dr. M. Cengiz TAPLAMACIOĞLU

**T.C. YÖKTEKİLERİN KARARLI
KURULUŞUNA GÖNDERİLMİŞTİR**

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren danışman hocam Prof. Dr. M. Cengiz Taplamacıoğlu'na, test, cihaz ve laboratuvar imkanları sunan ve çalışmalarımı destekleyen ASELSAN A.Ş. Mikroelektronik, Güdüm ve Elektro-Optik Grubu'na ve desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen aileme sonsuz teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca bu çalışmamın sonuçlanmasında emeği geçen herkese sonsuz teşekkür ederim.



ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge		Sayfa
Çizelge 3.1.	Fiber parametreleri.....	41
Çizelge 4.1.	Çeşitli fiber optiklerin karakteristikleri	51
Çizelge 4.2.	Birkaç cam fiber için yayılım kayıpları	54
Çizelge 4.3.	Elektrik alan bileşenlerinin değerleri	61
Çizelge 4.4.	Fiber optik için sıcaklık ve gerilme sabitleri.....	86



ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil		Sayfa
Şekil 1.1.	Faraday rotasyon hissedici temel düzeneği	3
Şekil 2.1.	Topraklama sistemlerinin kodlanması.....	8
Şekil 2.2.	Kaçak akımın tespitinde primer sekonder farkı.....	10
Şekil 2.3.	Akımın sıfırdan farklı olduğu durumda devrenin açılması...	10
Şekil 3.1.	Boyuna optik modülatör	15
Şekil 3.2.	Çok dilimli pockels ölçüm sistemi	16
Şekil 3.3.	Kerr hücresi	21
Şekil 3.4.	DC akım ölçme düzeneği.....	25
Şekil 3.5.	Sistemin DC cevabı.....	25
Şekil 3.6.	80µm çaplı A (polietilen), B (silis), C (kauçuk) malzemelerinin sinüsoidal sıcaklıkta merkezlerindeki maksimum sıcaklık.....	29
Şekil 3.7.	Merkezdeki sıcaklığın sıcaklık artışa oranının 80µm'lik A (polietilen), B (silis), C (kauçuk) malzemelerinde zamana bağlı değişimi.....	30
Şekil 3.8.	80µm çaplı A (polietilen), B (silis), C (kauçuk) malzemeleri için sıcaklık değişim oranları	31
Şekil 3.9.	Kaplamasız 80µm çaplı bir fiber için 0.01°C ve 0.001°C genliklerinde deniz seviyesi basınçta normalize faz kayması ile sinüsoidal sıcaklık değişimi faz kayması karşılaştırılması	35
Şekil 3.10.	125µm kalınlığında bir kaplamaya sahip fiber ile kaplamasız bir fiberin normalize faz kayması karşılaştırılması.....	36
Şekil 3.11.	(A)40µm ve (B)80µm çaplı kaplamasız silis fiberler için normalize ısı frekans kayması	37
Şekil 3.12.	(A)40µm ve (B)80µm çaplı kaplamasız silis fiberler için normalize ısı frekans kayması	38
Şekil 3.13.	Mach Zehnder interferometresi	40
Şekil 3.14.	Manyeto-gerilim hissedici	43

Şekil 3.15.	Isıtmalı hissedici	43
Şekil 3.16.	Frekansın fonksiyonu olarak manyeto-gerilim hissedicinin duyarlılığı (rad/A).....	43
Şekil 3.17.	Isıtmalı akım hissedici için sürülen frekansın fonksiyonu olarak interferometrenin normalize edilmiş AC cevabı (rad/A ²).....	44
Şekil 3.18.	Kare hissedici.....	45
Şekil 3.19.	Üçgen hissedici.....	45
Şekil 3.20.	Halka şekilli hissedici.....	46
Şekil 3.21.	Açılabilir hissedici.....	47
Şekil 4.1.	Fiber çeşitleri.....	48
Şekil 4.2.	(a) Toplam yansımayı sağlayan optik fiberden yayılan ışık (b) Optik fiberden yayılan ışık.....	49
Şekil 4.3.	Cam fiber için soğurma katsayısı belirleme şematığı	53
Şekil 4.4.	(a) Çok modlu cam fiberler için spektral zayıflama (b) Çok modlu plastik fiberler için spektral zayıflama.....	53
Şekil 4.5.	Siliste kullanılan farklı katkılara ait kırılma indisleri.....	55
Şekil 4.6.	P _q durumunda doğrusal polarize olmuş ışık	60
Şekil 4.7.	Sağ polarizasyonlu ışık için polarizasyon çizimi	62
Şekil 4.8.	Polaroid H levhası	64
Şekil 4.9.	Doğrusal polarizörün davranışı	65
Şekil 4.10.	Doğrusal polarizör üzerine düşen polarize olmamış ışık	66
Şekil 4.11.	Golay pnömatik kızılötesi dedektör	68
Şekil 4.12.	Yakut ve Helyum-Neon lazerin basitleştirilmiş yapısı.....	73
Şekil 4.13.	Enerji seviyeleri (a) elektronik geçiş (b) titreşimsel geçiş (c) rotasyonel geçiş.....	75
Şekil 4.14.	CO ₂ molekülünün titreşimsel modları (a) simetrik gerilme (b) bükülme (c) asimetrik gerilme.....	76

Şekil 4.15.	Kararlı rezonatör tarafından üretilen düşük dereceden lazer modları.....	78
Şekil 4.16.	He-Ne lazerin enerji seviyeleri.....	79
Şekil 4.17.	Helyum-Neon lazerin iç yapısı.....	80
Şekil 4.18.	Lazer diyotun çalışması (a) ileri yönde akım birleşmeyi sağlar (b) uyarılmış yayılma.....	82
Şekil 4.19.	Yönlendirilmiş yarıiletken enerji seviyesi yapısı.....	83
Şekil 4.20.	İki kollu fiber optik interferometre (a) Mach-Zehnder düzeneği (b) Michelson düzeneği	87
Şekil 4.21.	Temel polarimetrik hissedici	92
Şekil 5.1.	Optik monte elemanları (a) x-y-z ayar tablası (b) çevirme ve kaydırma tablaları (c) ve (d) eğim tablaları	96
	(e) kendinden merkezli tutucu (f) çubuk tutucu (g) çubuklar (h) optik tırnak.....	97
Şekil 5.2.	He-Ne lazer.....	98
Şekil 5.3.	Doğrusal polarizör.....	99
Şekil 5.4.	Işın ayırıcı.....	100
Şekil 5.5.	Ayna (a) arkadan görünüş (b) yansıtma yapan yüzey.....	100
Şekil 5.6.	(a) interferometrenin referans kolunda bulunan fiber optik..	101
	(b) interferometrenin ölçüm kolunda bulunan fiber optik.....	102
Şekil 5.7.	Odaklayıcı lens takımı.....	103
Şekil 5.8.	Silikon dedektör.....	104
Şekil 5.9.	Bobin.....	104
Şekil 5.10.	Mikroskop objektifleri.....	105

Şekil 5.11.	Kaçak akım test düzeneği (1) lazer, (2) ışın ayırıcı, (3) ayna, (4) polarizör, (5) mikroskop objektifi, (6) fiber optik (7) lens takımı (8) dedektör.....	108
Şekil 5.12.	Test düzeneğinin çizimi.....	109
Şekil 5.13.	(a) 36 mA’de elde edilen dalga şekli.....	110
	(b) 37 mA’de elde edilen dalga şekli.....	111
Şekil 5.14.	35 mA’dan 50 mA’e kadar ölçülen gerilim değerleri.....	111
Şekil 5.15.	(a) 10 μ A’de elde edilen dalga şekli	112
	(b) 20 μ A’de elde edilen dalga şekli	113
Şekil 5.16.	10 μ A’dan 100 μ A’e kadar elde edilen gerilim değerleri.....	113

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
a	Fiberin çekirdek çapı
α	Fiber için zayıflatma veya soğurma sabiti
b	Sıcaklığa bağlı Kerr sabiti
B	Manyetik akı yoğunluğu
C	Sıcaklığa bağlı Cotton-Mouton sabiti
D	Dedektörün minimum algılama gücü
Db	Desibel
dl	Hissedici içindeki ışının yolu
Δn	İndüklenmiş kırılma indisi değişimi
E	Elektrik alan şiddeti
F	Lorentz kuvveti
Φ_N	Dedektörün gürültü eşdeğer gücü
H	Manyetik alan vektörü
I	Elektrik akımı
l	Hücrenin uzunluğu
λ	Gelen ışığın dalga boyu
φ	Kritik açı
M	Mıknatıslanma
N_c	Bobinin sarım sayısı
n_0	Pockels kristalinin kırılma indisi
n_1	Çekirdeğin kırılma indisi
n_2	Kabuğun kırılma indisi
P	Güç
r	Elektro-optik katsayı

Γ	Faz gecikmesi
ρ	Direnç
δ	Faz kayması
T	Geçirgenlik
V	Verdet sabiti

Kısaltmalar

BGO	Bizmut Germanyum Oksit
EMI	Elektromanyetik girişim
GI	Dereceli indis
GRIN	Dereceli indis fiber
MQW	Çoklu kuantum kuyusu
N. A.	Nümerik açıklık
PE	Koruma iletkeni
PM	Polarizasyon korumalı
SI	Adım indisi
SM	Tek mod

1. GİRİŞ

Enerji sistemlerinde kullanılan cihazların güvenilir olması çok önemlidir. Çünkü, enerji hatlarındaki kısa süreli bozulmalar ve kesilmeler bile ciddi problemlere sebep olabilmektedir. Bu nedenle enerji hatlarının ve devre kesicilerin izlenmesinde kullanılan hissediciler (sensörler) (boşluk, gaz veya yağ tankları veya sargılar arası güç transformatörlerinde kullanılan hissediciler gibi) ulaşılması güç olan yerlere yerleştirilmiş olsalar bile, periyodik olarak bakımlarının yapılması gereklidir. Çoğu durumda hissedicinin pasif olması ve az güç tüketmesi istenir. Hissedici ve kontrol sisteminin yüksek elektriksel yalıtımı diğer önemli bir gerekliliktir. Bu durum, elektrikli hissedicilerin pahalı ve hacimce büyük olması sonucunu ortaya çıkarmaktadır. Ayrıca, enerji santrallerinde ve şalt sahalarında çevrenin elektromanyetik gürültülü olması nedeniyle, hissedicilerin ve sinyal iletiminde kullanılan hatların, elektromanyetik etkiden çok az etkilenmeleri ve hatta korunmaları gereklidir.

Yüksek gerilim hatlarında parafodurlara ve devre kesicilere seri olarak bağlanan ve kaçak akım ölçmede kullanılan ampermetre ve anahtarlar yerine, taşınabilir kaçak akım dedektörleri geliştirilmiştir. Bu teknikle kesiciler ve parafodurlar yakınında ölçüm yapma imkanı doğmuştur (Shirakawa et al., 1988).

Bir parafodurun en önde gelen fonksiyonu iletim ve dağıtım ekipmanlarını yüksek gerilimden korumak ve yıldırım veya anahtarlama dalgalanmalarını soğurmaktır. Parafodurdan, yüksek gerilim etkisini ve sıcaklık yükselmesini hata devam ettiği sürece önlemesi ve bunu gerçekleştirirken de elektriksel özelliklerinin bozulmaması beklenir. En son teknolojiye kullanılan çinko oksit bir parafodurda bile zamanla kaçak akımda artma gözlenir ve bu durum uygulanan gerilim veya ortam sıcaklığı arttığında daha da artar. Sonuç olarak akımdaki bu artıştan dolayı ısıl kararsızlık meydana gelir ve parafodur zamanla arızalanır. Bu nedenle parafodurlardaki hata akımlarını, yani kaçak akımları doğru bir şekilde ölçmek yüksek gerilim uygulamalarında önemli hale gelmiştir.

Cihazları ve kullanan kişileri elektrik şokundan korumak için cihazlar içinde kullanılan devre kesicilerin önemini artırmıştır. Ayrıca, kaçak akım ölçüm prensibi temel olarak, hattan geçen akım ile nötr hattından geçen akım arasındaki farkın algılanması prensibine dayanmaktadır. Normal koşullar altında devrede, giren akım ile o devreden ayrılan akımın birbirine eşit olması gerekmektedir. Ancak, hata durumunda bu iki akım arasında bir fark oluşmaktadır. Bu fark akımı insan güvenliği için belirlenen akım limitini (30 mA) aştığı takdirde, röle devreyi kesmektedir (Martinez, 1998).

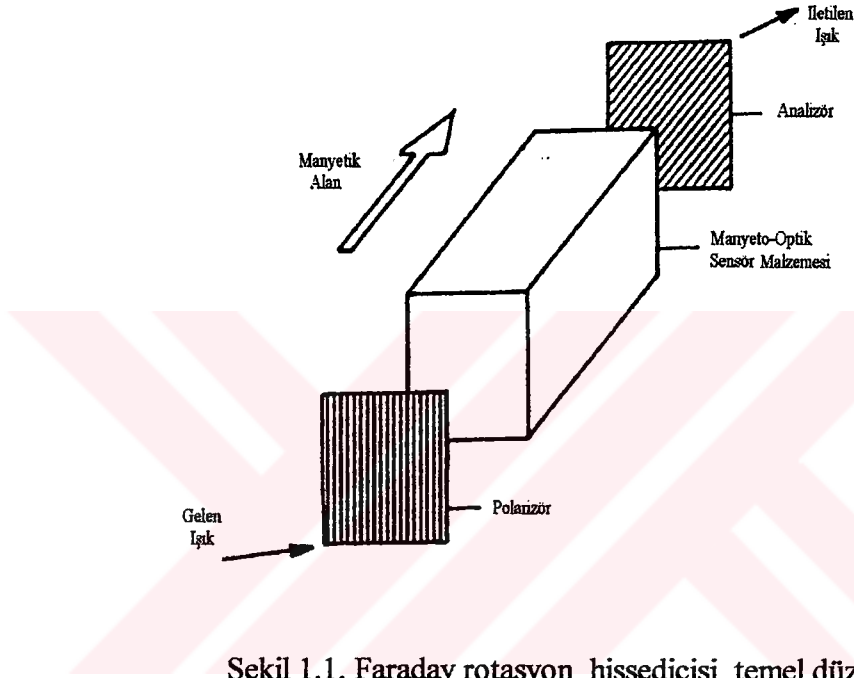
Yüksek gerilim devrelerinde akım ölçme akım transformatörleri ile yapılmaktadır. Bu tür cihazların ölçüm prensibi birinci sargıdaki yüksek potansiyel ile ikinci sargıdaki düşük potansiyel arasındaki indüktif kuplajdan kaynaklanmaktadır. Bu tür cihazların en büyük dezavantajları; yüksek yalıtım masrafları, boyutları, ağırlıkları, dar frekans tepkileri, doğrusal olmamaları, histerisis kayıpları, kısmi ark problemleri ve manyetik saturasyon etkisine maruz kalmaları sayılabilir. Bu tür problemlerin üzerinden gelmek için son 30 yılda manyeto-optik Faraday etkisi üzerine yoğun araştırmalar yapılmıştır. Faraday etkisi manyetik etki altındaki optik malzeme içinden geçen ışığın polarizasyonunu değiştirmektedir.

Fiber optik hissediciler, hissedicilerden beklenen birçok özellikleri sağlamakla birlikte, ve üzerinde birçok araştırma ve geliştirmeler olsa da, uygulamada nadir rastlanılmaktadır. Güç sistemlerinde kullanılan optik hissedicileri şu başlıklar altında toplamak mümkündür (Iwansson et al., 1999):

- i. Optik akım transformatörleri,
- ii. Optik manyetik alan hissedicileri,
- iii. Optik elektrik alan hissedicileri,
- iv. Optik sıcaklık hissedicileri.

Fiber optik akım hissedicileri için yapılan tasarımların çoğu manyeto-optik özellikli cihazlardır. Akım geçen iletkeninin etrafındaki manyetik alan tespit edilerek akım belirlenebilir. Bu tespit, Faraday etkisinden faydalanılarak fiber optikler ile de

yapılabilir. Şekil 1.1’de standart olarak Faraday rotasyonu düzeni gösterilmiştir. Burada, polarizasyon durumunun (SOP, State of Polarization) kontrol edilebilmesi önemlidir. Tasarımına bağlı olarak, polarizasyon durumu, sıcaklık değişiminden kaynaklanan kırılma indeksi değişiminden ve titreşimlerden etkilenmektedir.



Şekil 1.1. Faraday rotasyon hissedicisi temel düzeneği

Optik akım hissedicileri dört grup altında toparlanmıştır:

Bunlardan ilk grup fiber optik akım hissedicileri, ikincisi kristal yapılu optik malzemeli akım hissedicileri, karma akım hissedicileri ve optik manyetik alan akım hissedicileridir. Fiber optik akım hissedicileri yapıcı basit olmalarından dolayı kullanımları açısından çok avantajlıdır. En önemli problemleri de hassasiyeti ve kararlılığı azaltan, kırılma indeksi değişimine sahip olmalarıdır. Fiber optiklerdeki kırılma indeksi değişimi problemi kristalize yapılu optik elemanlar ile giderilmeye çalışılmasına karşılık, faz gecikmesi problemleri ile de karşılaşmıştır. Fakat optik akım hissedicilerinin yukarıda bahsedilen problemlerine karşılık geleneksel akım hissedicilerinden çok daha üstün özelliklere sahip oldukları görülmüştür (Wang et al., 1998).

Fiber optik malzemelerde karşılaşılan kırılma indeksi değişimi problemini çözmek için üç metod üzerinde çalışılmıştır. Bunlardan birincisinde bükme ve tavlama metodu ile problem çözülmeye çalışılmıştır (Day et al., 1985; Urich and Simon, 1979). Hem bükme hem de tavlama metodu ile sıcaklık kararlılığı sağlanmıştır (Rose et al., 1996). Bunun yanısıra saf camdan yapılan fiber optiğin Faraday etkisi kullanılan akım algılamalarında, kırılma indeksi değişimi etkisinin çok azaldığı da görülmüştür. Sıcaklık bağımlılığının $0.01/^{\circ}\text{C}$ olduğu raporlanmıştır (Kurosawa, 1996; Yoshida et al., 1996).

Kristalize optik malzemelerdeki optik problemleri çözmek için de üç yaklaşım bulunmaktadır. Bunlardan birincisi genişletilmiş çift kareleme şeması, ikincisi polarizasyon korumalı tabakalar yöntemi ve üçüncüsü ise yeni kelepçe yöntemidir. Birinci yöntemde üçüncü kenardan yansıyan ışığın yönünün değiştirilmesiyle optik yola daha yakın olması ve elektromanyetik girişim (EMI) etkisinin genişletilmesi sağlanmıştır (Li, 1996). p- ve s- polarizasyonlar arasındaki gecikme problemi polarizasyon koruyucu tabakanın geliştirilmesiyle çözülmeye çalışılmıştır. Bunun için iki metod üzerinde çalışılmıştır. Bu metodlardan birisi çok tabakalı dielektrik kaplamadır (Rochford et al., 1994). İkincisi ise tekli orta tabaka tasarımıdır (Wang, 1997). Kelepçe metodunda akım taşıyan devreyi kesmeden ölçüm yapılabilmesinin yanında parçalı optik yollarda da yenilik sağlanmıştır (Song et al., 1995). Tüm bunların yanında son yıllarda yeni akım hissedicileri de geliştirilmiştir. Bunlardan ilk bilineni ısı lens kuplajlı manyeto-optik etkili olanıdır. Bu hissedicinin çalışma prensibi Faraday etkisinden oldukça farklıdır. Bu hissediciyi manyetik alan etkili akım hissedicileri sınıfında incelemek mümkündür. Fiber optik hissediciler kullanımda diğer optik malzemelere göre daha ön sırada yer almaktadırlar (Yuan and Chen, 1996).

Bu tez araştırmasında yüksek kalitede, polarizasyon korumalı ve tek modlu fiber kullanılmıştır. Fiber optik diğer malzemelere göre daha ucuz olması ve kullanım kolaylığı sağlaması açısından tercih edilmiştir. Burada, optik fiberlerin bazı avantajlarına ve duyarlı oldukları fiziksel ve kimyasal olaylara kısaca değinilmiştir. Bunlar; (1) manyetik alan, (2) elektrik alan, (3) titreşim, (4) yerdeğiştirme, (5) hız,

(6) ivmelenme, (7) ısı, (8) basınç, (9) kimyasal konsantrasyon, (10) PH değeri'dir. Tüm optik fiberler, ışık şiddetinin, dalga boyunun veya frekansın değişmesi, faz gecikmesi ve klavuz ışığın polarizasyon durumunun değişmesi prensiplerine göre çalışmaktadır. Bunlar arasında interferometrik algılama ile ölçülen faz modülasyonu ve polarizasyon değişimi en duyarlı ve en doğrusal sonucu veren bir metoddur. Bu nedenle bu tez araştırmasında Mach-Zehnder tipi fiber optik interferometre yapılmış ve kullanılmıştır.

Elektrik akımını algılamada kullanılan fiber optik uygulamaları birçok metod ile geliştirilmiştir. Bunlar;

1. Manyetik alan kullanılarak Faraday etkisi üretmek,
2. Fibreri bükerek "manyeto-hareket" kuvvetten faydalanmak,
3. Fiberin üzerine bir madde yapıştırarak fiberin uzama ve kısılmasıyla "manyeto-gerilim" özelliğinden faydalanmak,
4. Isı etkisi kullanılarak fiberin uzunluğunun ve kırılma indeksinin değiştirilmesidir.

Fiberin ısı duyarlılığı yüksek olduğundan dolayı ($107 \text{ rad}/^\circ\text{C}/\text{m}$) birçok çalışmada Faraday etkisinin yanında bu özelliğinden de faydalanılmıştır. Bu nedenle bu çalışmada alüminyum kaplı tek modlu fiber optiğin ısı özelliklerine de kısaca değinilmiştir. Kaçak akım ölçmede, bu özelliğin ileriki çalışmalarda kullanılması düşünülmektedir. Daha önce yapılan çalışmalarda fiber optiklerin tek kolunun kullanılması, ısı değişiminin akımın karesiyle orantılı olması sonucunu ortaya çıkarmıştır. Bu da düşük akımlarda hassasiyetin azalmasına neden olmuştur (Shyu and Wang, 1994). Isı etkisinin daha iyi sonuç vermesi için interferometrenin iki koluna da akımı ileten fiber optik malzemenin kullanılması düşünülmektedir. Bu çalışmada fiber optik hissedicilerin Faraday etkisi incelenmiştir.

2. GÜÇ SİSTEMLERİNDE KULLANILAN GELENEKSEL METOD İLE KAÇAK AKIM ÖLÇÜMLERİ

2.1 Kaçak Akımın Riskleri

Elektrik akımının aktığı tesisler her zaman bazı riskleri de beraberlerinde getirirler. Zayıf yalıtım malzemeleri, hatalı iletkenler, veya cihazların doğru olarak kullanılmamaları malzemelerin hasar görmelerine, yangınlara ve insanların yaralanmalarına sebep olurlar.

Kısa devre ve aşırı yüklere karşı klasik olarak yapılan termik ve manyetik korumalar otomatik sigortalar sayesinde gerçekleştirilir. Fakat otomatik sigortalar pek çok kazaya neden olan toprak kaçak akımları gibi düşük değerlerdeki akımları algılayamazlar.

Bu nedenle;

1. Kısa devre,
2. Aşırı yük,
3. Toprak kaçak akımı,

gibi hatalar meydana gelmektedir. Toprak kaçak akımı da;

1. Kablo yalıtımının zayıflaması,
2. Yüzeyden akan akımlar (su veya toz nedeni ile oluşan),
3. Fazın şaseye teması ile oluşan kaçak akımlarından meydana gelmektedir. Bu hatalar da yangın çıkmasına, elektrik çarpmalarına ve yüklerin zarar görmesine sebep olmaktadır.

Yangın riski özellikle toprak kaçak akımından kaynaklanmaktadır. Kablonun yalıtkanının zayıflaması, hasarlanması, hatalı montaj ve bunlara benzer nedenlerden dolayı gerilim altındaki bir iletkenin toprağa bir temas sonucu akan akımdır.

Toprak kaçak akımı yalıtım yüzeylerinin kirlenmesi sonucu da oluşabilir. Örneğin bir cihaza ait giriş terminalinin ıslandığını düşünelim, zaman içerisinde mevcut ıslaklıktan dolayı bir nem oluşacak ve bu nem gerilim altındaki iletken den topraklanmış metal gövdeye doğru bir akım akmasına neden olacaktır.

Elektrik çarpmalarında ana parametrelerden biri temas gerilimidir (V_t). Normal koşullar altında gerilim limiti 50 V'tur. Nemli bir ortamda ise gerilim limiti 12 – 25 V arasında olmaktadır (Schneider Elektrik semineri). Temas iki şekilde olmaktadır.

1. Doğrudan temas: Kişinin doğrudan canlı bir iletkene veya elektrik malzemesinin canlı kısmına dokunması durumudur. Böyle bir durumda kişinin maruz kalacağı gerilim faz gerilimidir.
2. Dolaylı temas: Kişinin, bir hata sonucu enerjili hale gelen bir cihazın gövdesine dokunması durumudur. Bu durumda temas gerilimi akımın miktarına, topraklama direncine ve akımın kaynağa döndüğü yola göre değişir. Bu yüzden riskler topraklama sistemlerine göre farklıdır.

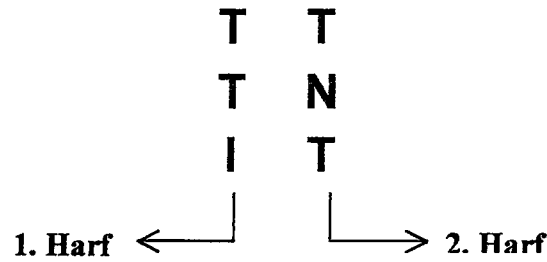
2.2 Topraklama Sistemleri

Bir tesisatın topraklama sistemi demek canlı iletkenlerin ve yüklerin korumasız iletken kısımlarının toprağa göre bağlantı metodlarıdır (Schneider Elektrik Semineri).

Topraklama sistemleri “nötr bağlantı sistemleri” diye adlandırılır ve tesisatlarda üç ayrı şekilde uygulanabilir. Normalde enerji altında olmayan iletken kısımlar da her zaman binanın toprak elektroduna bağlanırlar. Eğer binada topraklama elektrodu yoksa bu kısımlar nötr iletkenine bağlanırlar.

Şekil 2.1’de topraklama sistemlerinin kodlanması gösterilmiştir. Burada birinci harf kaynağın toprağa göre durumu belirtmektedir. T harfi toprağa direkt olarak bağlantıyı, I harfi ayırık yada bir direnç üzerinden topraklanmayı göstermektedir. İkinci harf ise sistemdeki cihazların toprağa göre durumunu göstermektedir. T harfi toprağa direkt bağlantıyı, N nötr’e direkt bağlantıyı göstermektedir. Bu kodlamada

ek olarak kullanılan harfler de mevcuttur. Örneğin TN sistem için S harfi koruma iletkeninin (PE), nötrden (N) veya topraklanmış canlı iletkeninden ayrı (Ph) olduğunu göstermektedir. C harfi nötr ve koruma iletkeninin ortak (PEN) olduğunu göstermektedir. Bu sistemlerin çalışma prensibinde faz dengesizliğinden yararlanılmaktadır.



Şekil 2.1. Topraklama sistemlerinin kodlanması

Kullanılan topraklama sistemleri aşağıdaki başlıklar altında toplanabilir:

i) TT topraklama sistemi

TT sistemde kaynak (trafonun yıldız noktası) topraklanmıştır. Sisteme bağlı olan cihazların gövdeleri kaynaktan bağımsız olarak topraklanmıştır. Bununla birlikte eğer trafo ile tesisat aynı bina içerisinde ise aynı topraklama elektroduna kaynak ve gövdeler bağlanabilmektedir.

ii) TN topraklama sistemi

TN topraklama sisteminde trafonun yıldız noktası direkt olarak topraklama elektroduna bağlıdır. Tesisatta yer alan yüklerin normalde gerilim altında olmayan iletken kısımları PE iletkeni ile aynı topraklama elektroduna bağlanmıştır. Trafonun yıldız noktası veya nötr iletkeni tesisatın başında topraklama elektroduna bağlanmıştır. Malzemelerin normalde gerilim altında olmayan kısımları tesisatın baş tarafında nötr iletkenine bağlanmış olan PE koruma iletkenine bağlanmıştır (Schneider Elektrik Semineri).

iii) TNS topraklama sistemi

TNS sistemde N (nötr) ve PE (koruma iletkeni) ayrıktır. Trafonun yıldız noktası veya nötr iletkeni tesisatın başında topraklama elektroduna bağlanmıştır. Malzemelerin normalde gerilim altında olmayan kısımları tesisatın baş tarafında nötr iletkenine bağlanmış olan PE koruma iletkenine bağlanmıştır.

iv) TNC topraklama sistemi

TNC topraklama sisteminde nötr (N) ve koruma iletkeni (PE) ortaktır. Trafonun yıldız noktası topraklanmıştır. Malzemelerin normalde gerilim altında olmayan kısımları nötr iletkenine bağlanmıştır.

v) TNCS topraklama sistemi

TNC sisteminden sonra TNS sistemi uygulanabilir. Bu sistem boyunca N ve PE iletkenleri ortaktır.

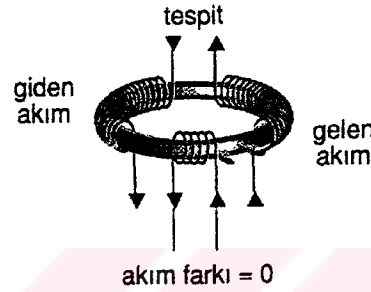
vi) IT topraklama sistemi

Bu sistemde trafonun yıldız noktası toprak elektroduna bağlı değildir. Yüklerin normalde gerilim altında olmayan iletken kısımları bir topraklama elektrodu ile topraklanmış olan PE iletkenine bağlıdır.

2.3 Kaçak Akımın Tespiti

Kaçak akımın tespiti şu şekilde olmaktadır. Primer sarımları, korunacak devrenin fazı ve nötrü olan bir akım trafosu kullanılır. Şekil 2.2’de gösterildiği gibi sarım yönü, yük ve nötr akımları birbirini nötr edecek şekildedir. Kaçak akımın ortaya çıkması bu dengeyi bozar ve sekonder sarımda kaçak akım olarak bilinen bir akım yaratır.

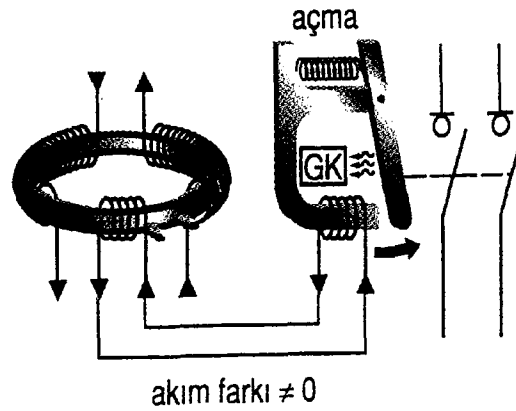
Elektrik sinyalini önceden ayarlanmış bir açma eşiğiyle veya diğer bir deyişle duyarlılık sınırıyla karşılaştırılan elektromekanik bir röle kullanılır. Bu röle Şekil 2.3’de gösterilmiştir. Sabit bir mıknatıs, bir açma mekanizmasına bağlı döner bir plakayı kapalı konumda (off) tutar. Bunun tam karşısında, kaçak akım tarafından beslenen bir elektromıknatıs ve gergin bir yay, plakanın açılması üzerinde ortak bir etkiye sahiptir.



Şekil 2.2. Kaçak akımın tespitinde primer sekonder farkı

Sabit mıknatısın, direnci (gereken sistem duyarlılığına göre belirlenmiştir) yay ve elektromıknatısın direncinden büyük olduğu sürece devre kapalı kalır.

Kaçak akım, sabit mıknatısın etkisini yok edecek kadar yükseldiğinde, yay plakanın dönmesine ve ardından arızalı devrenin açma mekanizmasına çarpmasına neden olur.



Şekil 2.3. Akımın sıfırdan farklı olduğu durumda devrenin açılması

3. ELEKTRO-OPTİK GERİLİM VE AKIM HİSSEDİCİLERİ (SENSÖRLERİ)

3.1. Elektro-Optik Gerilim Hissedicileri

Temel olarak hissediciler aşağıdaki etkileri gösterirler:

- i. Doğrusal elektro-optik etki – “Pockels hücreleri”,
- ii. Dörtlü (quadratic) elektro-optik etki – “Kerr hücreleri”,
- iii. Elektron soğurulması ile optik geçirgenliğin değişmesi prensibine göre çalışan hissedici,
- iv. Sıvı kristallerin hizalanmasındaki değişimler nedeniyle optik geçirgenliğin değişmesi – “Franz-Keldysh etkisi veya tek frekanslılık”.

Elektrik alanı, bazı maddeler içinde doğrusal kırılma indisi değişiminin artmasını sağlar. Buna elektro-optik etki denir. Doğrusal kırılma indisi değişimi polarize edilmiş ışıktaki farklı bileşenlerin farklı hızlarda gitmesine neden olur. Kerr ve Pockels hücreleri ile yapılan alan ölçümleri polarizasyondaki değişmeyi gösterecek şekilde farklı bileşenlerdeki faz kaymalarını belirler. Kerr etkisi kutupsal moleküllü sıvılarda, Pockels etkisi merkeze göre simetrik yapıya sahip olmayan kristallerde görülmektedir. Kerr hücrelerinde faz kayması, elektrik alana paralel ve dik olan polarize bileşenler arasında indüklenir. Elektrik alan, ışığın yayılma yönüne dik olmalıdır. Pockel hücrelerinde elektrik alan ışığın yayılma yönüne dik veya paralel olabilir. Pockel etkisinin gerilme özelliğinden dolayı faz, kristalin eksenine göre polarizasyon vektörünün dönmesine ve ışığın yönüne bağlı olarak kayar. Elektrik alana karşı gösterdikleri doğrusal karakteristiktan dolayı Pockels hücreleri, zayıf elektrik alan uygulamalarında Kerr hücrelerine göre daha hassastırlar. Büyük faz kaymaları bir interferometre olmadan basit bir analizör ile gözlemlenebilir.

3.1.1. Pockels hücreleri

Bazı simetrik kristallerde yalnızca üç adet katsayı bulunmaktadır. $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) ve $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{12}$ kristalleri alan olmadığında kırılma indisi değişimleri yoktur. $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), KH_2PO_4 (KDP), LiNbO_3 , LiTaO_3 ve kuvars doğal olarak kırılma indisi değişimi gösterirler (Ernesta, 1998). Elektrik alanı şiddeti (E) ve faz kayması (δ) arasındaki bağıntı:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l n_0^3 r E. \quad (3.1)$$

Burada, λ gelen ışığın dalga boyu, n_0 pockel kristalin kırılma indisi (KH_2PO_4 için 1.5), r elektro-optik katsayı (KH_2PO_4 için $r \approx 25 \times 10^{-12} \text{m/V}$), l hücrenin boyunu göstermektedir. Eğer hücrenin boyu 10mm alınırsa $3 \times 10^5 \text{ V/m}$ 'lik bir elektrik alan içerisinde faz kayması $\pi/2$ olur.

Ölçme sistemi lazer ışık kaynağı, polarizör, kristal ve analizörden oluşmaktadır. Polarizör ile analizör arasında yer alan $\pi/4$ 'lük bir düzlem, $\pi/2$ 'lik ek bir faz kaymasına neden olur. Analizörden ayrılan ışığın şiddeti;

$$I = \frac{I_0}{2} (1 + \sin 2\theta) \quad (3.2)$$

$\theta = \pm 45^\circ$ lik açıda (polarizöre paralel veya dik analizörün rotasyonu) maksimum yoğunluk değişimi elde edilir. Hissedici iki elektrod arasına yerleştirilir ve elektrik alanın bir bileşenini ölçer. Bir elipsoid Pockels kristali uygun yönlerde üç ışıma elektrik alanları ölçülebilecek şekilde geçirir. Kristalin üç dik eksenini, en yüksek kristal simetrisinin dik kristalografik eksenleri boyunca yönlendirir. Tekrenkli ışık kaynağından yayılan ışın kristalografik yönde polarize olur (Iwansson et al., 1999).

Küresel hissediciler elektrik alanın bozulmasını azaltır. Pockels hücreleri birçok uygulamada kullanılmaktadır. Ölçüm ucu olarak tümleşik devrelerde yüksek gerilim ölçümleri için kullanılır. 1 GHz'in üstündeki frekanslarda kullanılabilir.

3.1.2. Kerr hücreleri

Kerr hücreleri yüksek gerilim ve yüksek gerilim darbelerini ölçmede uzun süredir kullanılmaktadır (Iwansson et al., 1999). Benzin, su, aseton, klorobenzen, ve nitrobenzen gibi polar sıvılar Kerr hücrelerinde kullanılmaktadır. Polarize olmuş ışığın elektrik akım şiddetine bağlı paralel ve dik bileşenleri arasındaki faz farkı

$$\delta = 2\pi\lambda bE^2 \quad (3.3)$$

Burada, b sıcaklığa bağlı Kerr sabiti b (nitrobenzen için $1 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-2}$), l hücrenin uzunluğunu göstermektedir. Hücrenin uzunluğu 50mm olursa $3 \times 10^6 \text{ V/m}$ 'lik elektrik alanda faz kayması π olur.

Elektrik alanına -45° açıyla giren lazer ışını polarize olur ve Kerr hücresinden geçen ışın polarizöre göre 90° açıyla analizöre gelir.

Polarizör ve analizörün çıkışındaki yoğunluk ilişkisi:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (3.4)$$

verilir.

Tipik Kerr hücreleri uygulamaları 10^5 - 10^7 V/m ve 100MHz'e kadar Elektrik alanı uygulamalarını kapsar (Iwansson et al., 1999).

3.1.3. Pockels hissedici kullanarak yüksek gerilim ölçümü

Normal olarak mevcut optik gerilim hissediciler potansiyel değeri 5 kV un üzerini direk olarak ölçemezler. Burada yeni bir optik yüksek gerilim tekniği ile 500 kV seviyesine kadar gerilimi direk olarak ölçen bir optik gerilim transformatörünün tasarımı ve uygulaması anlatılmıştır. Çok-parçalı (multi segmented) Pockels hissedicisi tasarlanmıştır. Hissedici üzerinde elektrik alan dağılımı bir yük simülasyon nümerik metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Bu optik gerilim transformatörü, yüksek kaliteli bir gerilim bölücüsüyle paralel olarak laboratuvar ortamında test edilmiş, dalga şekilleri ve performansları karşılaştırılmıştır.

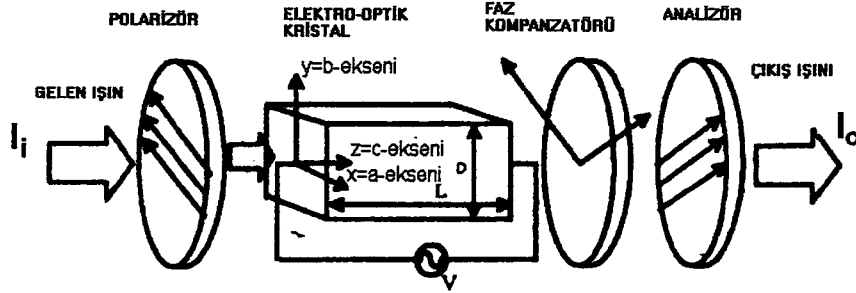
3.1.3.1. Elektro-optik modülasyon prensibi

Bazı malzemelerin optik kırılma indisleri, üzerlerine elektrik alanı uygulandığında değişir. Kırılma indisi uygulanan elektrik alanı (E) cinsinden bir güç serisi şeklinde açıklanabilir.

$$n = n_0 + aE + bE^2 + \dots \quad (3.5)$$

Burada n_0 elektrik alanı uygulanmadığındaki doğal kırılma indisi, “a” ve “b” ise elektro-optik etkinin katsayılarıdır. Eş.3.5’in sağ tarafındaki elektrik alanın doğrusal bağımlılığı Pockels etkisi , üçüncü terim karesel (ikinci dereceden bağımlılık) olup Kerr etkisi olarak tanımlanır. Daha yüksek dereceden (E^3 ve üzeri) terimler ise kırılma indisine (n) az etki ettiklerinden dolayı ihmal edilebilir.

Optik modulatörde uygulanan elektrik alan ve ışık hüzmesinin yönü birbirlerine paralel veya dik olabilir. Bu iki durum boyuna (longitudinal) veya enine (transversal) modülasyon şeklinde isimlendirilirler. Kristale uygulanan gerilimi ölçmek için boyuna modülasyonun avantajı elektrik alanı ışığın yayılma yönünde integrali biçiminde olup, potansiyel farkına eşittir. Boyuna bir optik modülasyonlu optik hissedici sistemi basitçe Şekil 3.1’de görüldüğü gibidir.



Şekil 3.1. Boyuna optik modülatör

Burada da polarizör ve analizör polarizasyon yönleri birbirlerine diktir. Bu durumda tanıştırılan ve birbirlerine göre dik olan çıkış ışını arasındaki faz gecikmesi (Γ);

$$\Gamma = (2\pi/\lambda) \Delta n \times L \quad (3.6)$$

olup burada λ boşluktaki ışığın dalga boyu, Δn indüklenmiş kırılma indisi değişimi ve L ise hissedicinin uzunluğudur.

Elektrik alanı z eksenine (polarizasyon veya c -ekseni) boyunca uygulandığından $E_x = E_y = 0$, $E_z = |E| = E$ 'ye eşittir (Taplamacioğlu et al., 1999). Burada kullanılan optik kristal 43m grubundan ve boyuna bir modülatör olduğundan, $V = E \times L$ olarak dikkate alınıp gerilim Γ 'nin π 'ye ulaştığı durumundaki değeri aşağıdaki değere eşit olacaktır.

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_o^3 r} \quad (3.7)$$

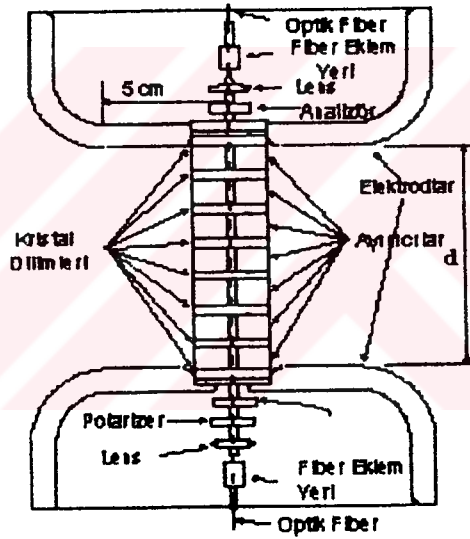
Kompanzasyon (quarter-wave) plakası toplam faz gecikmesi n ilave olarak $\pi/4$ 'lük bir gecikme indüklediğinden, iletilen ışığın yoğunluğu (T), çıkış ve giriş ışık yoğunlukları arasındaki oran olup uygulanan $V(t)$ geriliminin fonksiyonu cinsinden;

$$T = I_o / I = \sin^2[\pi/4 + (1/2)\pi (V(t)/V_\pi)] \quad (3.8)$$

tanımlanır. Kullanılan He-Ne lazer ($\lambda=632.8$ nm) ve tek parça BGO ($\text{Bi}_{14}\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) Kristali ($n_0= 2.098$ ve $r=1.03 \times 10^{-12}$ m/V) için maksimum modülasyon gerilimi $V_{\text{mMAX}}= V_{\pi/2} = 17.1$ kV olur. Bu sonuç yüzlerce kilovolt seviyesinde direk olarak ölçülmek istenen gerilim değeri için oldukça küçüktür (Taplamacıoğlu et al., 1999).

3.1.3.2. Deney seti ve ölçüm sistemi

Boyuna modülasyonlu hissedici sisteminin hassasiyetini düşürmek, hissedici tepkisinde ölçülen değerle doğrusallık sağlamak için kristaller Şekil 3.2'de görülen ve hiç bir elektro-optik etkisi olmayan aralayıcılar (spacers) yerleştirilmişlerdir.



Şekil 3.2. Çok dilimli pockels ölçüm sistemi

Cihaz içerisinde hissedici elemanları dilim şeklinde BGO (Bilium-Germanium Oxide) kristallerden olup, aralıkları ortası delik dielektrik malzeme (PTFE) ile sabitlenmiş ve kristallerin eksenı boyunca homojen elektrik alanı elde etmek için kenarları ovalleştirilmiş paralel yüzlü prınç elektrod sistemi içerisine yerleştirilmiştir. Uygulanan yüksek gerilim altında atlama gerilimini arttırmak ve elektrod aralığını azaltmak için hissedici sistemine 1 atmosfer (760 Torr) basınçta SF_6 gazı doldurulmuştur. Hissedici sistemi çelik masa, elektrodlar ve alüminyum bir

üst levhadan olup silindir şeklinde bir akrilik fanus (chamber) içerisine yerleştirilmiştir.

Üst levha etrafına korona deşarjını bastırarak bir toroidal metal halka yerleştirilmiştir. Sekiz Pockels kristali aralarında toplam $d=110$ mm olacak şekilde yerleştirilmiştir. Bir He-Ne lazeri ışık kaynağı olarak seçilmiş ve geniş çoklu fiber optik kablolar (girişe $200\mu\text{m}$ ve çıkışa $480\mu\text{m}$) ile bir fotoçoğaltıcı optik link için kullanılmıştır. Fotoçoğaltıcı tüpünde elde edilen sinyaller çok hızlı ve kaydedici bir osiloskoptan izlenmiştir. Optik odaklama mikroskop lensler ile yapılmış ve optik bağlantılarda fiber birleştirici bilezikler (sleeves) kullanılmıştır.

Mevcut sistemdeki V_π değeri;

$$V_\pi = \frac{\lambda \left[nd_1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} (n-1)d_2 \right]}{2n_0^3 r n d_1} \quad (3.9)$$

olacaktır. Sistemde $d=110$ mm, $d_1=1$ mm, $\lambda=632.5$ nm, $\epsilon_2=\epsilon_0$, $n=8$, $\epsilon_1=16\epsilon_0$, $n_0=2.098$ ve $r=1.03 \times 10^{-12}$ m/V olduğundan. hesaplanan V_π değeri tek bir BGO kristalin yaklaşık 200 katıdır.

3.1.3.3. Gerilim ölçümleri

Hissedici sisteminin elektriksel karakteristiğinin detaylıca çıkarılması açısından DC, AC ve yıldırım darbe olmak üzere üç tip gerilim dalga şekli uygulanmıştır. DC gerilim ise 50-250 kV aralığında ve bir saatten uzun bir süre ile sisteme uygulanarak kaydedilmiştir.

AC gerilim testi optik hissediciye kapalı tip bir test transformatöründen 50 Hz frekans ve 50 kV ile 250 kV gerilim aralığında kademeli arttırılarak uygulanmıştır.

Gaz izoleli kapalı cihazların hızlı anahtarlama durumlarında dolaşan dalgalar haricinde yıldırım darbe gerilimleri güç sistemlerinde gözlenen en hızlı geçici (transient) dalga şekilleridir. Bu tür gerilimin yükselme zamanı 1-1.2 μ s ve kuyruk eğrisinin yarı değerine düşme zamanı 48-50 μ s'dir. Bu dalga şeklinde hissedicinin karakteristiğini hesaplamak önemli olduğundan 50 kV ile 400 kV değerleri arasında darbe gerilimi sisteme uygulanmış ve dalga şekilleri osiloskoba kaydedilmiştir.

3.2. Elektro-Optik Akım Hissedicileri

Temel elektrik akım ölçüm metodu birim zamanda geçen yük sayısını hesaplamaktadır. Gerilim ölçümlerinde olduğu gibi akım da benzer metodlarla ölçülebilir. Ohm yasası , bilinen bir direnç üzerinden geçen akım ile üzerine düşen gerilim arasında bir bağıntıdır. Doğru akımı ölçmek için bilinen en eski metod Lorentz kuvveti ile manyetik alandaki yüklü parçacıkların kuvvetidir.

$$\vec{F} = q(\vec{V} \times \vec{B}) \quad (3.10)$$

Elektrik akımının manyetik alanı artırıcı etkisi bulunur ve birçok manyetik alan hissedicisi akım hissedicisi olarak kullanılabilir. Hall etkisi ve yarıiletken manyetik direnç Lorentz kuvvetini ölçmektedir. Manyetik-optik ve manyetik-gerilimli hissediciler, hissedicilerin optik özelliklerini veya boyutlarını değiştirir. Manyetik rezonans ölçüm uçları, nükleer veya elektron enerji seviyelerini elektrik alanına bağlı olarak böler. Alternatif akımdan kaynaklanan alternatif manyetik alanlar manyetik akının değişmesine neden olur. Manyetik alan H (A/m) ve manyetik akı yoğunluğu (B) ile gösterilirse aralarındaki bağıntı:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ Vs/Am}) \quad (3.11)$$

şeklinde tanımlanır. Elektrik akımı (I) ile oluşan manyetik alan arasındaki bağıntı Eş. 3.12'de verilmektedir. Bir yol boyunca I akımı taşıyan manyetik alanın integrali:

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = I \quad (3.12)$$

ile tanımlanır.

Manyetik alan şiddeti iletkenin r kadar uzaklıkta:

$$H = I / 2\pi r \quad (3.13)$$

şeklinde. Birim uzunlukta n sarımlı bir bobinin içindeki akım “I” ise manyetik alan şiddeti cinsinden:

$$H = I\pi / n \quad (3.14)$$

ile tanımlanır .

Manyetik özellikli bir madde manyetik alan içine girdiğinde $\mu = (\mu - 1)H$ değerinde mıknatıslanır. Burada $(\mu - 1) = \chi$ manyetik duyarlılıktır. Ferro-manyetik maddeler yüksek hassasiyettedirler. Paramanyetik maddelerin duyarlılığı (hassasiyeti) sıfırdan biraz büyük, diamanyetik maddelerin ise sıfırdan biraz küçüktür.

Mıknatıslanma $M = (\mu - 1)H = \chi H$ ile tanımlanır. M ve H zayıf manyetik alanlarda doğrusallık gösterirler. Kuvvetli alanlarda M doyuma girer. Bu nedenle ferromanyetik çekirdekli birçok akım hissedici sıfır alan dedektörü yani akım karşılaştırmalarında kullanılır.

Akı, yüzeydeki manyetik alanın integrali olarak tanımlanır:

$$\Phi = \int \vec{B} d\vec{a} \text{ (weber)} \quad (3.15)$$

ve çeşitli uygulamalarda bir boşluk içine yerleştirilen ve etrafında akım taşıyan manyetik çekirdek, manyetik alanı artırmada kullanılır. Boşlukta akı korunumu gereği manyetik alan;

$$H_g = \frac{\mu I}{d(\mu - 1) + 2\pi r} \quad (3.16)$$

ile tanımlanmıştır (Iwansson et al., 1999).

3.2.1. Manyeto-optik etki

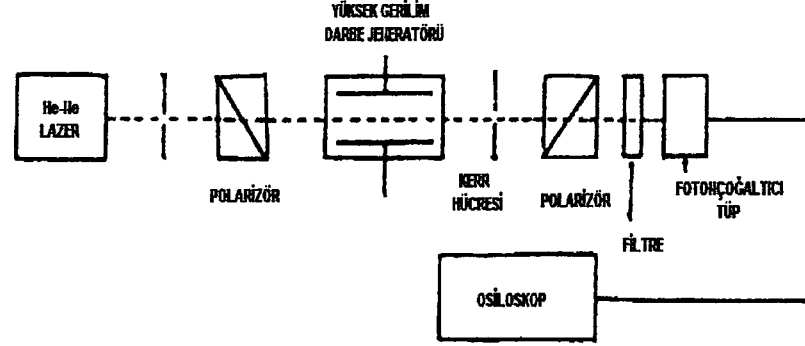
Manyetik alan içindeki maddelerin optik özelliklerini değiştiren üç etki aşağıda verilmektedir:

- i. Faraday etkisi – polarize ışığın polarizasyon rotasyonu,
- ii. Cotton-Mouton etkisi – alan indüklemeli kırılma indisi değişimi,
- iii. Manyeto-optik “Kerr” etkisi – manyetik maddeden yansıyan polarize ışığın polarizasyonunun manyetizmaya bağlı olarak dönmesi.

Faraday etkisi çoğunlukla akım ölçmede kullanılır. Anizotropik molekülli sıvılar Cotton-Mouton etkisi gösterirler. Manyetik alana dik ve paralel ışık bileşenleri arasında indüklenen faz farkı, uygulanan manyetik alanın karesiyle orantılıdır. L uzunluğundaki Cotton-Mouton hücresinden geçen ışık dalgası için manyetik alan H ise faz kayması;

$$\delta = 2\pi\lambda CH^2 \quad (3.17)$$

dir. Burada C sıcaklığa bağlı Cotton-Mouton sabitidir (nitrobenzin için $C=4 \times 10^{-14}$ m/A²). Manyetik alan 4×10^7 A/m, $l=10$ mm ise faz kayması π olur. Faz kaymasını ölçmek için Şekil 3.3’deki polarizör analizör test düzeneği kurulabilir. Cotton-Mouton etkisi gösteren birçok sıvı aynı zamanda Kerr etkisi de göstermektedir (Iwansson et al, 1999).



Şekil 3.3. Kerr hücresi

3.2.2. Faraday hissedicileri

Optik aktif maddeler, doğrusal polarizeli ışığın polarizasyonunu döndürür. Aktif olmayan izotropik maddeler manyetik alan etkisiyle ışın alan vektörüne paralel olacak şekilde döner. Yayılma yönüne paralel olan alan bileşenindeki dönme, şu vektör çarpımıyla açıklanır:

$$\alpha = V \int \vec{H} d\vec{l} \quad (3.18)$$

Burada, α dönme açısı, H manyetik alan vektörü, $d\vec{l}$ hissedici içindeki ışının yolu V maddenin Verdet sabitidir (MacDougall et al., 1992).

3.2.2.1 Faraday etkisi kullanılmış bir optik akım hissedici

Işık kaynağı olarak GaAlAs LED kullanılmıştır. Işık polarizörden geçerek Faraday etkisi gösteren çift yoğunluklu DEDF 785258 no.lu cama gelmektedir. Optik camdan geçen ışık iki bobin ile modüle edilir. Bobinlerden biri canlı uca ve yüke, diğeri ise cansız olana ve yüke bağlanır. Işık ışın ayırıcından geçer ve zayıflatması aynı ve birbirlerine dik iki polarizörde analiz edilirler. Eğer akım 30 mA'den büyük ise iki fotodedektör ve elektronik bir devre hata akımını üretir. Eğer her iki bobindeki akım eşitse polarizasyon açısı değişmez. Polarizörlerden biri, gelen ışığın yatayı ile $+45^\circ$

açı yapacak şekilde diğeri ise buna dik konumda yerleştirilir. Burada Faraday etkisi iki hipotezle açıklanmıştır: Birisi Zeeman etkisi, diğeri ise Larmor teoremidir (Martinez et al., 1998).

Jone'un hesaplaması kullanılarak optik sistem şöyle tariflenebilir:

$$E_{out}=A.F.P.E_{in} \quad (3.19)$$

$$\begin{bmatrix} E_{-45^\circ} \\ E_{+45^\circ} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A & -B \\ B & A^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

Burada "A" analizörü, "F" Faraday malzemesini, "P" ise polarizörü göstermektedir. E_x ve E_y elektrik alan genliklerini göstermektedir. E_{-45° ve E_{+45° , -45° ve $+45^\circ$ deki elektrik alan genliklerini göstermektedir. A ve B ise malzemeye bağlı parametreler olup şu şekilde ifade edilebilirler:

$$A = \cos \frac{\alpha}{2} + j \sin \frac{\alpha}{2} \cos \chi$$

$$B = \sin \frac{\alpha}{2} \sin \chi$$

$$\alpha = \sqrt{\delta^2 + (2\theta)^2}$$

$$\tan \chi = \frac{2\theta}{\delta}$$

Burada θ Faraday malzemesinden kaynaklanan dönme açısı, δ malzemenin doğrusal kırılma indisi değişim değeridir. Kırılma indisi değişimi tüm malzemelerde olmasına rağmen malzemenin hızlı ve yavaş eksenlerini analizörün ileten ekseninin yatayı ile hizalandırılır ise bu etki azaltılmış olur.

$+45^\circ$ ve -45° de ortogonal çıkış büyüklükleri Eş. 3.20 ve Eş. 3.21'den şöyle çıkarılabilir:

$$S_{-45^\circ/+45^\circ} = \frac{I_o}{2} \left[1 \pm \frac{(2\theta \sin \sqrt{\delta^2 + (2\theta)^2})}{\sqrt{\delta^2 + (2\theta)^2}} \right] \quad (3.21)$$

Polarizasyon dönme açısını ölçmek için iki metod kullanılabilir. Bunlardan biri radyometrik (farkın toplama oranı: Δ/Σ), diğeri de AC/DC (rms/ortalama değer). Buradan sistemin çıkışı şu şekilde yaklaşık olarak hesaplanabilir:

$$S_{\Delta/\Sigma} = S_{ac/dc} = 2\theta$$

İki bobin, Faraday etkisi oluşturacak şekilde birbirine zıt iki manyetik alan oluştururlar.

$$\int_0^l B dl = \mu_0 i N (\sqrt{l^2 + a^2} - a) \quad (3.22)$$

burada l uzunluk (m), a bobinin yarıçapı (m), μ_0 boşluğun geçirgenliği ($4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$), N birim uzunluk başına sarım sayısı, i bobinden geçen akımı göstermektedir.

Sistemin transfer fonksiyonu şu şekilde yazılabilir:

$$V_{out} = GV \int_0^{l_1} B_1 dl - \int_0^{l_2} B_2 dl \quad (3.23)$$

Burada V_{out} (V) sistemin çıkış voltajı, B_1 ve B_2 ise her bir bobin tarafından üretilen alan, l_1 ve l_2 ise her bir bobinin uzunluğu (m), G (sabit) algılama devresinin kazancını göstermektedir.

Eş. 3.22 ve Eş. 3.23 kullanılarak transfer fonksiyonu Eş. 3.24’de gösterildiği gibi indirgenebilir.

$$V_{out} = GV\mu_0(\sqrt{l^2 + a^2} - a)(N_1i_1 - N_2i_2) \quad (3.24)$$

Sistemin çözünürlüğü ise, minimum algılanabilen akım cinsinden;

$$i_{min} = V_{TNO}/20V\mu_0lN \quad (3.25)$$

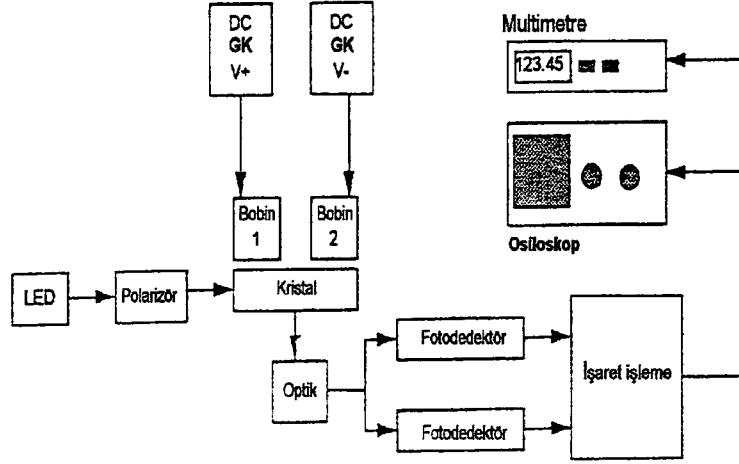
Burada V_{TNO} (V_{rms}) çıkıştaki toplam gürültüdür.

Bir SPICE simülasyonu ile sistemdeki gürültü 9.83 mV_{rms} veya 1 kHz ’de $170 \text{ mV (Hz)}^{-1/2}$ olarak belirlenir. Bu gürültü Eş. 3.24’e göre minimum akımı 1 Hz band genişliğinde 3.3 mA olarak verir. Sistemin duyarlılığı V sabiti $11.0185 \text{ rad (T m)}^{-1}$ iken fark akımı için 51.2 mV A^{-1} olarak hesaplanır.

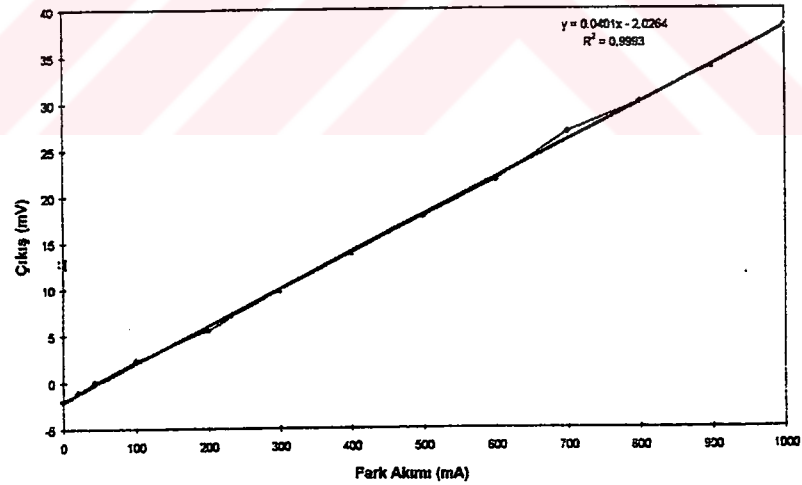
Fotodedektörlerden birinin çıkışı S polarizasyonuna, diğeri ise P polarizasyonuna karşılık gelmektedir. Devrenin ön yükselteç bölümünün iki amacı vardır. Birisi ışın ayırıcının geçirgenliği ile fotodedektörün kazancı arasındaki yükselen farkı kompanze etmek, diğeri ise doğrusal olmayan etkileri azaltmak için sinyali yeteri kadar yükseltmektir. Kazanç ayarı (G) her iki yükselteç için 13.8 ve 10 değerlerine ayarlanmıştır. İki sinyal Excalibur yükselteçleri (TLE 2027CP) kullanılarak eklenir ve çevrilir, daha sonra geri beslemede yer alan AD734 çarpan toplama devresine verilir. Elektromanyetik davranış, FEA yazılım PC-Opera 2D kullanılarak incelenmiştir.

Şekil 3.4’de ise sistemin DC tepkisi araştırılmıştır. Bobinlerden geçen akımı sınırlamak için bobinlere seri 10 ohm ’luk direnç bağlanmıştır. Bobinlerden birisindeki akım 1 A ’de sabitlenmiş, diğeri ise 0 ile 1000 mA arasında değişecek şekilde ayarlanmıştır. Çıkış voltajına karşılık bobinlerdeki fark akımını gösteren deney sonucunu Şekil 3.5’de gösterilmektedir. Sistem çözünürlüğü 6.2 mA olup eşik akımı 10 mA ’dır. Benzer deney AC tepki için de yapılmıştır. Deney

yine doğrusal bir tepki vermiştir. Frekans tepkisi, teorik olarak hesaplanan dar bir aralığa karşın 100 kHz olarak hesaplanmıştır (Martinez et al., 1998).



Şekil 3.4. DC akım ölçme düzeneği



Şekil 3.5. Sistemin DC cevabı

3.2.3 Fiber optik ile ısı etkisi kullanılarak akım ölçümü

Tek modlu fiber optik hissedicilerde zamana bağlı olarak ısı ile faz kayması hesaplanmıştır. Zamana bağlı, harici ısı değişiminin fiber içinde dağılımı Green fonksiyonu kullanılarak gösterilmiştir. Isı transfer mekanizması dikkate alınarak,

doğrusal, adım veya sinüsoidal ısı dağılımındaki analitik ifadeler, standart difransiyel denklemler ile ifade edilmiştir. Bu ifadeler ile, ısı etkisinin sonsuz uzunluktaki eş indise sahip fiberdeki faz değişimi tahmin edilmiştir. Yapılan çalışmalar göstermiştir ki, belli bir ısı karakteristiğe sahip esnek plastik madde ile kılıflanmış fiberlerde ısı faz değişimi az olmaktadır (Huges and Priest, 1980).

Dış baskılar fiber çekirdeğinin geometrisinin ve kırılma indisinin değişmesine sebep olarak faz değişimine neden olmaktadır. Faz değişiminin büyüklüğü, fiber içindeki malzemenin foto-elastik ve elastik özelliğinden faydalanılarak tahmin edilebilir. Diğer bir metod ise cam fiberdeki optik yayılımdaki değişimdir. Çıkış sinyaliindeki değişim, çekirdeğin ısıdan etkilenmesiyle oluşmaktadır. Fiber içinde oluşan dahili ısı değişimi, interferometrik paternde sadece geri planda kalan gürültü seviyesini etkilemektedir. İnterferometrenin test kolu zamanla değişen ısıya maruz bırakıldığında, kırılma indisi ve geometrideki değişimden faz değişmektedir. Bu değişim interferometredeki görüntüde zamana bağlı olarak değişmektedir.

Öncelikle ısı etkinin dağılımı, optik klavuzdaki sıcaklık dağılımı ile açıklanmaya çalışılacaktır. Bunun sonrasında ısı etkisinin mekanik olarak fiberde meydana getirdiği değişiklik incelenmiştir.

Fiber içindeki ısı değişimini gösteren analitik ifadeler, fiberin sonsuz uzunlukta silindir bir yapıya sahip olduğu düşünülerek elde edilmiştir. İnterferometrenin test kolundaki ısıl etki optik yola dik olan her kesitte sabit kabul edilmiştir. Her dairesel pozisyondaki faz değişimi ise, fiber eksen boyunca eşit kabul edilmiştir. Green fonksiyonu yaklaşımı zamanla değişen ısıl etki için genel olarak uygun bir yaklaşımdır. Diferansiyel denklemler ise harici değişimleri sınırlandırmak ve bilinen fonksiyonlar cinsinden tüm ısıl değişimin karakteristiğini ifade etmek için uygun bir yaklaşımdır.

İnterferometrik fiber optik hissedicilerin maruz kaldığı ısı türleri sinusoidal, adım ve doğrusal olarak üçe ayrılmıştır (Huges and Priest, 1980).

Analitik yaklaşım;

A. Harici etkili ısıl değişimler

Düzenli bir sıcaklıktaki herhangi bir malzeme, zamanla değişen sıcak akım içerisine konulursa malzemede fiziksel değişiklikler olacaktır. Eğer bu malzeme bir interferometrenin test kolu olarak düşünülürse, girişim deseninde dinamik değişiklikler olacaktır. Girişim desenindeki değişimin hızı ve büyüklüğü, fiberin ilk sıcaklığı ile akımdan kaynaklanan sıcaklığı arasındaki farka, akışkan sıcaklıktaki zamana bağlı değişime ve kompozit fiberin fiziksel karakteristiğine bağlıdır.

Eğer fiber ile akışkan arasındaki ısı transferi, ısıl iletim terimleri cinsinden ifade edilirse, ısıl dağılım difüzyon denklemleri çözümünden bulunabilir.

$$\nabla^2 T = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.26)$$

Burada,

T: sıcaklık,

α : $K/\rho c_p$ dir.

K sembolü ısıl iletimi ve ρc_p ise birim hacimdeki belirli sıcaklığı ifade etmektedir. α 'nın birimi cm^2/sn 'dir. Optik klavuz her yönde serbestçe genişlemeye izin vermektedir. Akışkan sıcaklığı fiber eksenini boyunca simetrik ve silindire paralel koordinatlardan bağımsız kabul edilmiştir. Bu nedenle çözümler sadece dairesel koordinat ve zamanın fonksiyonu olacaktır.

B. Standart difransiyel denklemler

Yukarıdaki formülü üç değişik ısıl değişime göre düşünelim. Zamana bağlı değişimler için, ilk sıcaklık ($T_0(r,t)$, $t < 0$) sabit ve eş dağılımlı kabul edilmiştir.

Bağımlı değişkenin $\theta = T - T_{\text{yüzey}}$ 'ye dönüştürülmesiyle, dahili sıcaklık yüzey sıcaklığı cinsinden difüzyon denklemi ile bulunabilir.

$$\nabla^2 T = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial T_{\text{yüzey}}}{\partial t} \right) \quad (3.27)$$

1. Sinüsoidal ısı değişimi:

Silindirik koordinatlarda ısı difüzyon denklemi şöyle yazılabilir.

$$\theta = \theta_i I_0(\lambda r) \exp(i\omega t) \quad (3.28)$$

Bu formül, yüzeyinde sinüsoidal sıcaklık değişimi olan a yarıçaplı sonsuz uzunlukta katı bir silindir için geçerlidir. θ_i sabiti ilk durumdan belirlenmiştir. Bessel fonksiyonundaki λ terimi sıcaklık salımının ω açısal frekansı ile ilgilidir.

$$\lambda = \left(\frac{i\omega}{\alpha} \right)^{1/2} \quad (3.29)$$

Burada

$i = (-1)^{1/2}$ dir.

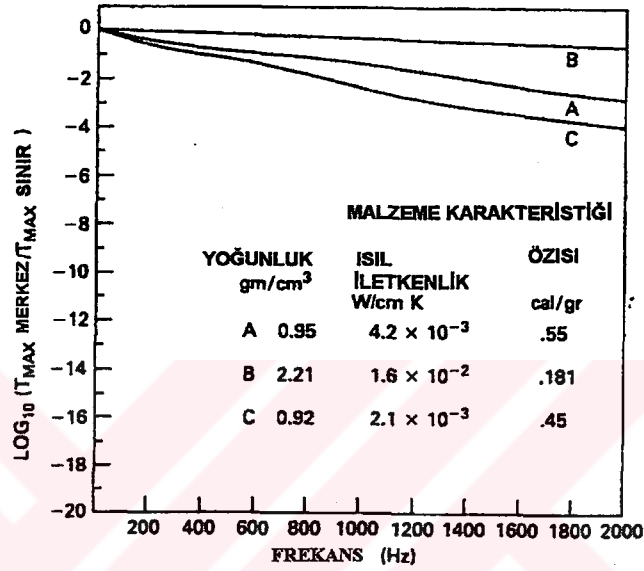
Yüzeyin çevre ile sürekli aynı sıcaklıkta olduğu sınır durumlarında Eş. 3.27 için sıcaklık cinsinden çözüm,

$$T = T_A \left[\frac{ber_0^2(\omega/\alpha)^{1/2} r + bei_0^2(\omega/\alpha)^{1/2} r}{ber_0^2(\omega/\alpha)^{1/2} a + bei_0^2(\omega/\alpha)^{1/2} a} \right] \cos(\omega t + \phi) \quad (3.30)$$

Burada

$$\phi = \tan^{-1} x \frac{ber_0(\omega/\alpha)^{1/2} a bei_0(\omega/\alpha)^{1/2} r - ber_0(\omega/\alpha)^{1/2} r bei_0(\omega/\alpha)^{1/2} a}{ber_0(\omega/\alpha)^{1/2} a ber_0(\omega/\alpha)^{1/2} r + bei_0(\omega/\alpha)^{1/2} a bei_0(\omega/\alpha)^{1/2} r} \quad (3.31)$$

ve T_A sıcaklık değişiminin büyüklüğüdür. β ve β_i sembolleri sıfırıncı dereceden Kelvin fonksiyonlarıdır (Huges and Priest, 1980).



Şekil 3.6. 80µm çaplı A (polietilen), B (silis), C (kauçuk) malzemelerinin sinüsoidal sıcaklıkta merkezlerindeki maksimum sıcaklık

Eş. 3.30 Şekil 3.6'da grafiksel olarak silindirin merkezindeki sıcaklığın silisin, yapışkan kauçuğun ve polietilenin sıcaklığına oranı olarak 0-2000Hz frekans aralığındaki 80 µm çaplı fiber için gösterilmiştir. α ne kadar küçük olursa ısıl etkinin ışığı fazı üzerindeki etkisi de o kadar azalmaktadır. Silindir içindeki ısıl değişimler aynı periyotta olmasına rağmen, gecikmeler yüzeyden kaynaklanmaktadır. Bu gecikmeler Eş. 3.30'da ϕ ile ifade edilmiştir. Fiberin çapı arttıkça sıcaklık değişimi azalmaktadır.

2. Doğrusal sıcaklık değişimi:

Doğrusal olarak değişen bir sıcaklığa maruz kalan fiber için difüzyon denklemi şu şekildedir.

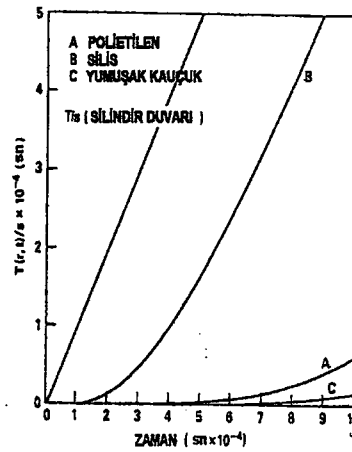
$$\theta = \theta' \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_0(\lambda_n r) [1 - \exp(-\alpha \lambda_n^2 t)] \quad (3.32)$$

Sıcaklık fonksiyonu θ' standart terimini içermektedir ve burada s , yüzeydeki sıcaklığın değişim hızıdır. Akışkanın ilk sıcaklığı ise $T_{akışkan}$ dır. Köşeli parantez içindeki terim, fiberin geçiş durumundan kararlı bir hale geldiği durumdur. λ_n fiberin ısı ve geometrik yapısını göstermektedir. $t=0$ ve $r=a$ için $\theta=0$ sınır durumu uygulandığında sıcaklık,

$$T(r,t) = T_{akışkan} + st - \sum \frac{2sa^2}{\alpha} \frac{J_0(B_n r/a)}{J_1(B_n) B_n^3} \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha B_n^2}{a^2} t\right) \right] \quad (3.33)$$

olup burada B_n , J_0 Bessel fonksiyonunun bir değişkenidir.

Eş. 3.33'ün $r=0$ için fiberin yüzeyindeki artan sıcaklık değişimine oranı, Şekil 3.7'de gösterilmiştir. 0-1 mili saniye için bağımsız değişken t zamandır. Silindirin merkezindeki sıcaklık yüzey sıcaklığının gerisindedir.



Şekil 3.7. Merkezdeki sıcaklığın sıcaklık artışa oranının 80µm'lik A (polietilen), B (silis), C (kauçuk) malzemelerinde zamana bağlı değişimi

Doğrusal sıcaklık değişimi başlangıçta düzenli olmayan, ama ısı alışverişi sonrasında fiberdeki ve yüzeydeki sıcaklık değişimine göre sabit bir eğime sahiptir.

3. Adım sıcaklık değişimi:

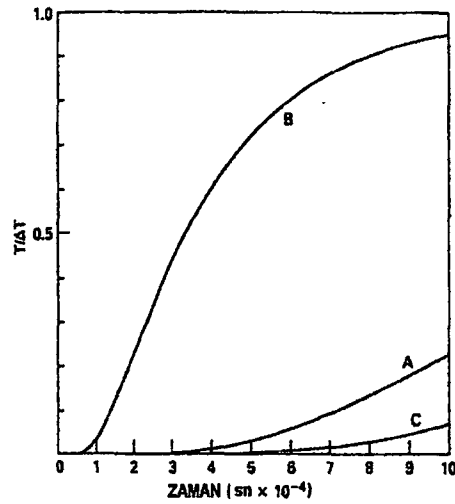
Fiber yüzeyindeki sıcaklığın adım değişimi için şu eşitlik yazılabilir.

$$\theta = \theta_i \sum_{n=1} a_n J_0(\lambda_n r) \exp(-\alpha \lambda_n^2 t) \quad (3.34)$$

Bu eşitliği yüzeydeki adım değişimi ΔT için yazacak olursak

$$T = T_0(r,0) + \Delta T \left[1 - 2 \sum_{n=1} \frac{J_0(B_n r / a)}{B_n J_1(B_n)} \exp\left(-\frac{\alpha B_n^2 t}{a^2}\right) \right] \quad (3.35)$$

Eş. 3.35 adım değişimine göre normalize edilerek çizilmiştir. Başlangıç sıcaklığı 0 dereceye ayarlanmıştır. Grafikten silindirin merkezindeki sıcaklığın yüzey sıcaklığına ulaşması için gereken zaman görülmektedir.



Şekil 3.8. 80µm çaplı A (polietilen), B (silis), C (kauçuk) malzemeleri için sıcaklık değişim oranları

İnterferometrik fiber optik hissedicideki adım sıcaklık artışı r yarıçapı boyunca sıcaklıkta düzgün olmayan bir değişme üretirler (Huges and Priest, 1980). Geçiş periyodundan sonra sabit sıcaklığın etkisi interferometrenin fazını sabit miktarda kaydırmaktadır. Bu durum sıcaklıktaki doğrusal değişimin tersidir. Doğrusal sıcaklık değişimin olduğu interferometrede faz sabit olarak değişmektedir.

C. Green fonksiyonu yaklaşımı:

Difüzyon denklemi Green fonksiyonları ile kolayca ifade edilebilir.

$$\nabla^2 G(\bar{r}, t; \bar{r}', t') + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial}{\partial t} G(\bar{r}, t; \bar{r}', t') = \frac{\delta(\bar{r} - \bar{r}') \delta(t - t')}{r} \quad (3.36)$$

ve sınır durumu

$$G(a, 0; \bar{r}', t') = 0 \quad (3.37)$$

olup silindirin yarıçapı a olarak alınmıştır. Silindir içindeki sıcaklık $T(r, t)$,

$$T(r, t) = \int_0^t dt \int_s \bar{ds} \cdot \nabla G T_{akışkan}(t) \quad (3.38)$$

dir ve burada $T_{akışkan}(t)$ yüzey sıcaklığıdır. Burada $T(r, 0) = 0$ olarak kabul edilmiştir.

Eş. 3.36 Bessel fonksiyonunun toplamı olarak gösterilebilir:

$$G(\bar{r}, t; \bar{r}', t') = -\frac{\alpha \theta(t - t')}{N_n} \sum_{n=1} \exp[\alpha K_n^2 (t' - t)] x J_0(K_n r) J_0(K_n r') \quad (3.39)$$

burada;

$$N_n = 2\pi \int_0^a r dr J_0(K_n r) J_0(K_n r') = \pi a^2 J_1(K_n a) \quad (3.40)$$

eşitliği Helmholtz adım fonksiyonudur. $K_n a$, J_0 'ın sıfırlarıdır. Eş. 3.38 ve Eş. 3.39 eşitlikleri birleştirip yüzey integrali uygulanınca;

$$\begin{aligned} T(r,t) &= \int_0^t T_{akışk}(t') \alpha dt' 2\pi a \sum_{n=1} \frac{J_1(K_n a) J_0(K_n r)}{N_n} x \exp[\alpha K_n^2 (t' - t)] \\ &= \int_0^t dt' \sum_n r^{-1} \frac{2}{a K_n} \frac{J_0(K_n r)}{J_1(K_n a)} x \exp - \frac{(t-t')}{\tau_n} T_{akışk}(t') \end{aligned} \quad (3.41)$$

$$\text{ile } \tau_n^{-1} = \alpha K_n^2$$

eğer $t > \tau_0^{-1}$ ise integralin alt sınırı $-\infty$ olur.

$T(r,t)$ sonucu yüzeyin tüm ısı geçmişiine bağlıdır. Nümerik hesaplamalar için $T(r,t)$ 'yi şöyle ifade edebiliriz:

$$\begin{aligned} T(r,t) &= \sum_n T_n(r,t) \\ \frac{\partial T_n}{\partial t} &= \frac{1}{\tau_n} \left[\frac{2J_0(K_n r)}{a K_n J_1(K_n a)} T_{akışk}(t) - T_n(t) \right] \end{aligned} \quad (3.42)$$

Bu eşitliği çözmek için $t < 0$, $T=0$, ve $t > 0$, $T=\Delta T$ durumlarını bilmek gerekir. Eş. 3.41'e göre sıcaklık şöyle yazılabilir.

$$T(r,t) = \Delta T \left[1 - \sum_{n=1} \frac{2J_0(K_n r)}{a K_n J_1(a K_n)} e^{-t/\tau_n} \right] \quad (3.43)$$

Eğer zaman aralığı $\tau_0/100$ 'den büyük düşünülüyor ise Eş. 3.43'ü yedi terimde tutmak yeterli olacaktır.

Optik fazın sığağa göre bağımlılığından harici sıcaklık değişimlerinden kaynaklanan ısı faz kayması hesaplanabilir.

Klavuz boyunca yayılan ışığın optik fazı (ϕ) şu şekilde ifade edilebilir:

$$\phi = knl \quad (3.44)$$

Burada;

k : boşluktaki dalga vektörünün büyüklüğüdür,

n : klavuzun kırılma indisidir,

l : ışığın izlediği yolun geometrik uzunluğudur.

Burada l uzunluğu fiberin boyu ile aynı kabul edilmiştir (N.Lagakos et al., 1981).

İnterferometrenin test kolu bir sıcaklık değişimine maruz bırakıldığında, optik faz hem ısı indüklenmeden, hem de geometrik değişiklikten etkilenecektir.

Sıcaklığa göre optik faz kayması şu şekilde ifade edilebilir:

$$\frac{d\phi}{dT} = knl \left[\frac{1}{n} \left(\frac{1}{k} \frac{\partial kn}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial T} + \frac{\partial n}{\partial T} \right) + \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial T} \right] + \text{ısı gerilme} \quad (3.45)$$

burada,

a : klavuzun yarıçapı,

T : sıcaklıktır.

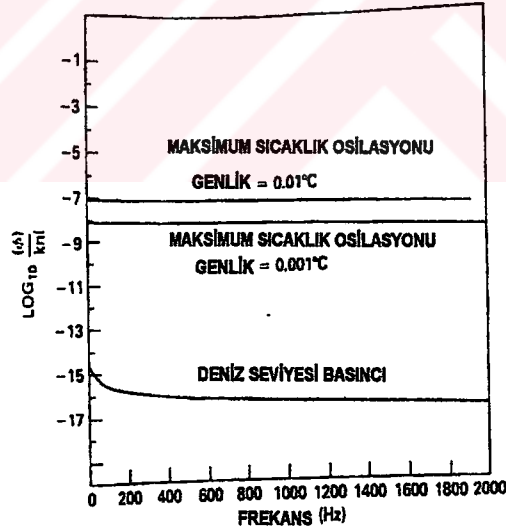
Birinci terim klavuzun yarıçap değişimine göre kırılma indisindeki değişimi göstermektedir. İkinci terim, r yarıçapında sıcaklıktaki değişimi göre kırılma indisindeki değişimi göstermektedir. Sonraki terim klavuzdan kaynaklanan ısı gerilmedir. Son terim ise fiberin eksen boyunca olan doğrusal genişlemedir. $(\partial a / \partial T) / a$ ve $(\partial l / \partial T) / l$ terimleri doğrusal genişleme katsayısı olan ε 'a eşitlenmiştir. ε 'nın denkleme eklenmesiyle faz kayması şöyle yazılabilir:

$$\frac{d\phi}{dT} = knl \left[\frac{1}{n} \left(\frac{a\varepsilon}{k} \frac{\partial kn}{\partial a} + \frac{\partial n}{\partial T} \right) + \varepsilon \right] + \text{ısı genişleme} \quad (3.46)$$

Klavuzun ısı genleşme katsayısından daha büyük olmayan kılıf malzemesiyle kılıflanmış fiberler için sıcaklık bağımlı faz değişimi için de bu formül kullanılabilir. Isıl sebepten oluşan genleşme bazı kauçuklar için ihmal edilebilir. Büyük genleşme katsayısına sahip kılıflar için sıcaklıktaki artışlar neticesinde faz değişimi söz konusu olmaktadır.

Çıplak silisin fazı üzerindeki ısı etkiler için sadece sıcaklık dağılımını incelemek yeterli olacaktır. $(a/k)\partial n/\partial a = (a/k)(\partial n/\partial v)(\partial v/\partial a)$ (v burada frekans parametresidir) için hesaplanmış değer $8 \times 10^{-11}/^{\circ}\text{C}$ 'dir. Isıl genişlemeden dolayı meydana gelen maksimum artış 2×10^{-9} 'dur (Huges and Priest, 1980). Burada baskın olan terim $1/n \cdot dn/dT = 8 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ 'dir. Sıcaklığa göre kırılma indisi değişimi, diğer terimlerdeki değişmeye göre daha fazla olduğu görülmektedir.

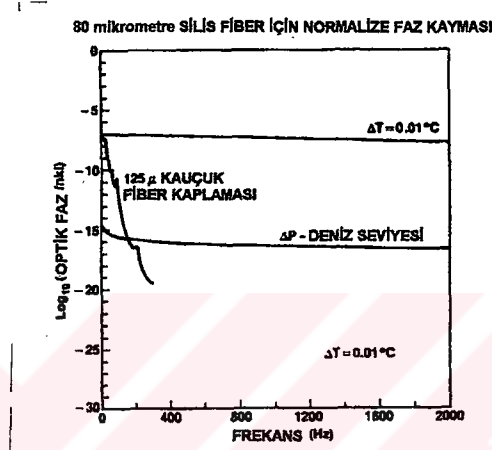
A. Sinüsoidal sıcaklık değişiminden indüklenen faz kayması:



Şekil 3.9. Kaplamasız 80µm çaplı bir fiber için 0.01°C ve 0.001°C genliklerinde deniz seviyesi basınçta normalize faz kayması ile sinusoidal sıcaklık değişimi faz kayması karşılaştırılması

Şekil 3.9'da 0.01°C ile 0.001°C arasında büyüklüğü değişen sıcaklığa karşı, optik faz değişimi ve deniz seviyesi basıncında meydana gelen mekanik faz indüklemesi

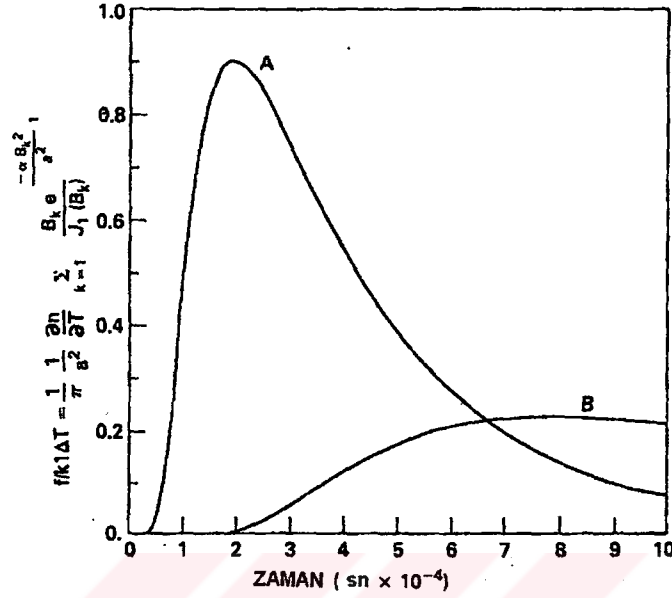
karşılaştırılmıştır. Deniz seviyesinde basınçtan meydana gelen faz değişimi sıcaklıktan dolayı meydana gelenden 8 defa daha küçük bir değere sahiptir. Kaplama kalınlığı 125 μm olan bir fiberde faz değişimi 9 misli daha düşmektedir. Bu nedenle seçilen fiberin çekirdek kaplamasının malzemesi ve kalınlığı önemlidir.



Şekil 3.10. 125 μm kalınlığında bir kaplamaya sahip fiber ile kaplamasız bir fiberin normalize faz kayması karşılaştırılması

B. Adım sıcaklık değişiminden indüklenen faz değişimi:

ΔT adım sıcaklık değişimi için görünen frekans kayması ile $k\Delta T$ arasındaki karakteristik Şekil 3.11’de gösterilmiştir. Burada k , optik dalga numarası, l fiberin uzunluğu ve frekans kayması ω fazının zamana bağlı türevidir. A eğrisi, 40 μm çapındaki silis fiber için frekans kaymasına karşılık $k\Delta T$ ’yi göstermektedir. B eğrisi, 80 μm çapındaki silis fiber için frekans kayması/ $k\Delta T$ ’yi göstermektedir. Şekilden görüldüğü gibi fiberin çapını artırdıkça adım sıcaklık değişimi ile maksimum frekans kayması ile $k\Delta T$ arasındaki zaman aralığı artmaktadır. Frekans kaymasındaki değişim fiberin çapının karesiyle ters orantılıdır.



Şekil 3.11. (A)40μm ve (B)80μm çaplı kaplamasız silis fiberler için normalize ısı frekans kayması

Zamana bağlı frekans değişimi şöyle ifade edilebilir,

$$f = \frac{2l}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\Delta T}{a^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n \exp(-\alpha B_n^2 t)}{J_1(B_n)} \quad (3.47)$$

Bu eşitlikde sadece $\partial n / \partial T$ dikkate alınmıştır. Diğer terimler bu terimin yanında ihmal edilmiştir. Toplamdaki terim, üslü olanlar dahil, zamana bağlı olarak frekans kaymasının davranışını göstermektedir. Fiberin merkezindeki zamana bağlı değişimlerin toplamı Şekil 3.11’de gösterilmiştir. Silindirin merkezindeki maksimum frekans kayması,

$$f = 8.7 \times 10^{-7} \frac{1}{\lambda} \frac{\Delta T}{a^2} \quad (3.48)$$

Örneğin, 0.01°C’lik değişme, 1 km’lik bir fiber, 0.004 cm çap ve 6.3×10^{-5} cm optik dalga boyu dikkate alındığında; maksimum frekans kayması 8.6×10^5 Hz’dir. Frekans

kayması 0'dan maksimuma ve maksimumdan 0'a değişirken gözlenmiştir. Tek modlu fiber ile frekans değişimi 5 milisaniye içinde oluşmuştur. Frekanstaki büyüklük ve zaman azalması kaplama malzemesine bağlıdır. Yukarıda dikkate alınan fiberde 0.08 cm kaplama kullanılarak, frekans kayması büyüklüğü 4 misli azalmış ve 1 milisaniyelik periyotta 86 Hz'e inmiştir.

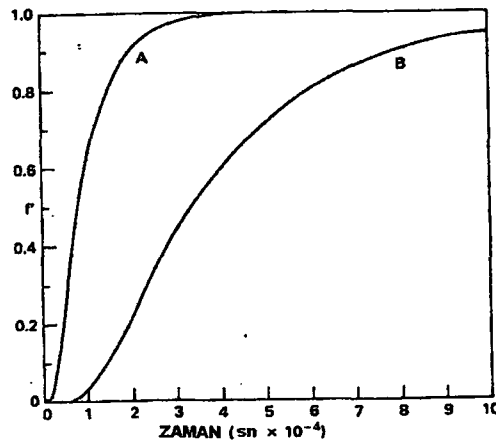
C. Doğrusal Sıcaklık değişiminden indüklenen faz değişimi:

Doğrusal değişen (pozitif eğim) sıcaklık için, zamana bağlı olarak frekans kayması Şekil 3.12'de gösterilmiştir. A ve B eğrileri frekans kayması ifadesindeki parantez içi terimleri 40µm ve 80µm çaplı fiberler için göstermektedir.

$$f = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} s \left[1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(B_n r/a)}{B_n J_1(B_n)} \exp\left(-\frac{\alpha B_n^2 t}{a^2}\right) \right] \quad (3.49)$$

olup geçiş durumundan sonra olan frekans kayması şu ifade ile açıklanabilir.

$$f = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} s \quad (3.50)$$



Şekil 3.12. (A)40µm ve (B)80µm çaplı kaplamasız silis fiberler için normalize ısı frekans kayması

Aynı malzeme ile daha büyük çaplı fiberler, sabit frekans kayması durumuna yani maksimum frekans kaymasına daha uzun sürede ulaşır. Adım sıcaklık değişimine göre doğrusal değişimli sıcaklık tekrar sıfıra dönmemektedir. Hem de frekans kayması geçiş durumundan sonra maksimum değerine ulaşabilmektedir. Saniyede 0.01°C 'lik bir artışa maruz kalan ve 6.3×10^{-5} cm dalga boyunda ışık uygulanan 1 km'lik bir fiberdeki frekans kayması 175 Hz olacaktır. Burada kauçuk kaplama sadece maksimum değere ulaşma zamanını artıracaktır.

Sonuçta, faz değişimi görülen bu tür fiberlerin sıcaklığa oldukça duyarlı olduğu görülmüştür. Fiberlerin boyu ile çok ilgili olan bu duyarlılık uygulamalardaki küçük yapısıyla, daha duyarlı hale gelmektedirler. Silisden daha küçük $\partial n / \partial T$ değerine sahip malzemeler seçilmesiyle ısı etki azaltılabilir (Hughes et al., 1980).

3.2.3.1 Sıcaklık değişimli optik faz kayması

Biri çıplak, diğeri kaplanmış ısıya duyarlı 2 adet ITT ürünü tek modlu fiberle faz kayması incelenmiştir. Bu fiberlerin çekirdekleri silistir. Fiberlerden biri öncelikle silikon ile daha sonra polyester plastik ile kaplanmıştır.

Şekil 3.13'de statik sıcaklık indüklenmesiyle oluşan faz kaymasının Mach-Zehnder tipi interferometre ile ölçümü gösterilmiştir. İnterferometrenin algılama kolunda 1.5 m'lik ve referans kolunda ise 1.1 m'lik ITT ürünü tek modlu fiber kullanılmıştır. Algılama kolunun 0.91 m'lik kısmı sığağa maruz bırakılmıştır. He-Ne laser ($\lambda=632.8\text{nm}$) kaynağındaki ışık, ışın bölücüden geçtikten sonra hem referans hem de algılama koluna 10X mikroskop lensleri ile toplanmıştır. Interferometrenin her iki kolundan çıkan ışıklar ise yine 10X mikroskop lensler ile ışın bölücünün üzerine girişim oluşturmak amacıyla düşürülmüştür. Üst üste gelen bu ışınlar bir dedektör üzerinde toplanmıştır. Bu durumda her ısı değişikliği için meydana gelen saçak sayılarını tespit etmek mümkün olmuştur. Algılama kolundaki sıcaklık 0.91 m uzunluğundaki silindirik sıcak bölme ile kontrol edilmiştir. Fiber sıcak bölmenin içerisindeki içi su dolu bir tüpün içerisinde bırakılmıştır. Bu cam tüp sıcak bir tel ile

sarılmış ve yalıtılmıştır. Sıcak bölmenin sıcaklığı oransal sıcaklık kontrolörü ve ısı direnci ile kontrol edilmiştir. Sıcak bölme $30 \pm 4^\circ\text{C}$ 'den itibaren 1.4°C/saat hızla soğutularak veriler alınmıştır. Çıplak ve kaplanmış fiber için faz kayması şu şekilde bulunmuştur (Lagakos et al., 1981):

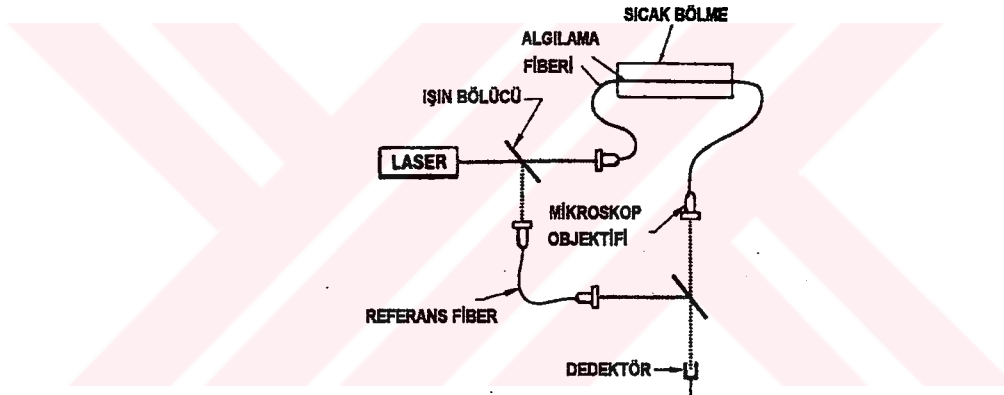
$$(\Delta\phi/\phi\Delta T)_{\text{çıplak fiber}} = 0.68 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$$

$$(\Delta\phi/\phi\Delta T)_{\text{kaplanmış fiber}} = 1.80 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$$

Bu sonuçlar aşağıda sonuçları verilen formüller ile uyumludur.

$$(\Delta\phi/\phi\Delta T)_{\text{çıplak fiber}} = 0.70 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$$

$$(\Delta\phi/\phi\Delta T)_{\text{kaplanmış fiber}} = 1.64 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$$



Şekil 3.13. Mach Zehnder interferometresi

3.2.3.2 Tek modlu fiberde faz değişimleri

Tek modlu bir fiber içerisinde yayılan ışığın faz kayması, fiberin geometrisine ve kırılma indisi profiline göre elde edilebilir. Kırılma indisindeki ve geometrideki dalgalanma faz kaymasında da $(\partial\phi)$ dalgalanmaya neden olmaktadır. Buna neden olan etken de sıcaklıktaki ve fiber içindeki gerilmedir.

Optik fazdaki dalgalanmaların nedenlerinden biri sıcaklıktaki ufak değişimlerdir. Eğer bir fiber bobin şeklinde sarılır ise oldukça hassas bir termometre vazifesini görebilmektedir. Aynı zamanda gerilim ölçer olarak da kullanılabilir. Fiber optik kızılötesi ışık ile aydınlatıldığında ise, faz kayması radyometre olarak

kullanılabilmektedir. Ölçme tekniklerinde kullanılan faz kaymasının en önemli avantajı, elektromanyetik etkiden etkilenmemesidir. Fiberin uzunluğu arttıkça duyarlılık artmaktadır. Ancak ışık kaynağının frekansındaki dalgalanmalar da artacaktır. Diğer taraftan tek modlu fiberlerin kullanıldığı haberleşme sistemlerinde faz kayması negatif bir rol oynamaktadır. Piyasadan temin edilen He-Ne laserler ile ölçülebilen minimum sıcaklık 10^{-5} K olmuştur (Musha et al., 1982).

Çizelge 3.1. Fiber parametreleri

Bölge	Çıplak fiber	Hitrel kılıflı fiber	Alüminyum kılıflı fiber
En iç			
Malzeme	SiO ₂	SiO ₂	SiO ₂
Dış çap(μm)	4.5	85.0	60.0
Isıl difüzyon(cm ² /sec)	0.00452	0.00452	0.00452
Isıl iletkenlik(cal/sec cm ^{°C})	0.00191	0.00191	0.00191
Yoğunluk(gm/cm ³)	2.2	2.2	2.2
Isı kapasitesi(cal/g ^{°C})	0.192	0.192	0.192
Doğrusal genişleme kat sayısı(10 ⁻⁷ /°C)	5.5	5.5	5.5
Youngs modülü(10 ¹⁰ dyn/cm ²)	72.45	72.45	72.45
Poisson oranı	0.17	0.17	0.17
Orta			
Malzeme	SiO ₂ &5% B ₂ O ₃	Silikon	SiO ₂ &5%B ₂ O ₃
Dış çap(μm)	30.0	250.0	125.0
Isıl difüzyon(cm ² /sec)	0.00452	0.0012	0.00452
Isıl iletkenlik(cal/sec cm ^{°C})	0.00191	0.0006	0.00191
Yoğunluk(gm/cm ³)	2.2	1.25	2.2
Isı kapasitesi(cal/g ^{°C})	0.192	0.4	0.192
Doğrusal genişleme kat sayısı(10 ⁻⁷ /°C)	10.2	1500.0	10.2
Youngs modülü(10 ¹⁰ dyn/cm ²)	65.14	0.0035	65.14
Poisson oranı	0.149	0.4995	0.149
En dış			
Malzeme	SiO ₂	Hitrel	Alüminyum
Dış çap(μm)	85.0	500.0	165.0
Isıl difüzyon(cm ² /sec)	0.00452	0.0012	0.98
Isıl iletkenlik(cal/sec cm ^{°C})	0.00191	0.0006	0.57
Yoğunluk(gm/cm ³)	2.2	1.25	2.702
Isı kapasitesi(cal/g ^{°C})	0.192	0.4	0.215
Doğrusal genişleme kat sayısı(10 ⁻⁷ /°C)	5.5	2100.0	250.0
Youngs modülü(10 ¹⁰ dyn/cm ²)	72.45	0.21	70.0
Poisson oranı	0.17	0.4896	0.355

3.2.3.3 İnterferometrik akım hissedici

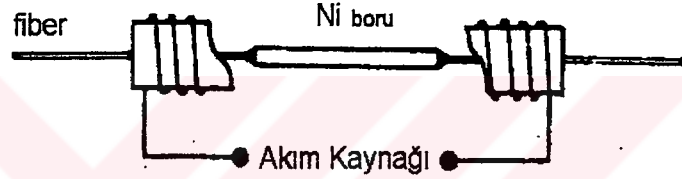
Akım hissedicileri, hem tek modlu fiberden hem de çok modlu fiberlerden yapılmıştır. Tek modlu fiberlerde, hem tek fiber hem de iki fiberin kullanıldığı sistemler mevcuttur. Faraday etkisi kullanılarak 0.2-2000A arasında ölçüm yapılabilmektedir. Çok modlu fiberler genelde 5-2000mA arasındaki alternatif akımları ölçmek için kullanılmışlardır (Dandridge et al., 1981). Tek modlu fiber kullanılan Mach-Zehnder interferometresi AC akım ölçmek için kullanılmış ve 1 A ile 10^{-9} A arasındaki akım ölçülmeye çalışılmıştır. İnterferometre sisteminde akımı faz kaymasına çeviren iki farklı yaklaşım kullanılmıştır. Bunlar:

- (a) Fiberin kaplamasından geçirilen akımdan elde edilen I^2R ısınmasıyla fiberin ısıtılması,
- (b) Akımın etkisiyle meydana gelen manyetik alanın fibere yapışmış manyeto-gerilim malzemesini etkilemesiyle.

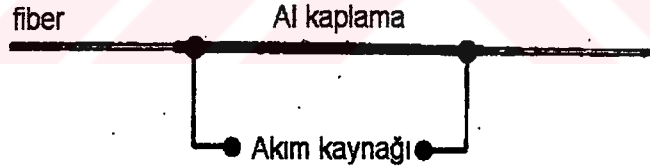
Bu iki hissedici Şekil 3.14'de gösterilmiştir. İlk şekilde fibere 0.1 mm kalınlığında nikel yapıştırılmıştır. Fiber uzunluğu 10 cm'dir. Bu hissedici üzerinden ölçülecek akımın geçtiği bir bobinin içerisine konulmuştur. Bobin direnci yaklaşık olarak 5Ω 'dur. İkinci şekilde fiber $2\mu\text{m}$ kalınlığında alüminyum ile kaplanmıştır. Bu kaplama 10 cm uzunluğunda olup direnci 3Ω 'dur. Ölçülmek istenen akım doğrudan alüminyum kaplamadan geçmektedir. Manyetogerilim etkisiyle faz kayması yaklaşık 10^{-6} rad tespit edilmiştir. Burada He-Ne laser yerine HLP 1400 tek mod GaAlAs laser kullanılmıştır. Şekil 3.16'da frekansa karşılık manyeto-gerilim etkisi gösterilmiştir. 0.1 ile 10 kHz arasında akım hissedicinin cevabı doğrusal bulunmuştur. 10 kHz'de cihazın duyarlılığı yaklaşık olarak 7×10^{-9} A / metre olarak tespit edilmiştir. Eğer daha uzun fiber ve daha itinalı sarılmış bir bobin kullanılırsa; hassasiyet 10^{-12} A mertebesine inebilmektedir.

Alternatif akımın I^2R cevabında iki bileşen vardır. Birincisi sürülen frekansın iki katına kadar olan düşük frekanslarda baskın olan AC bileşen, ikincisi yüksek

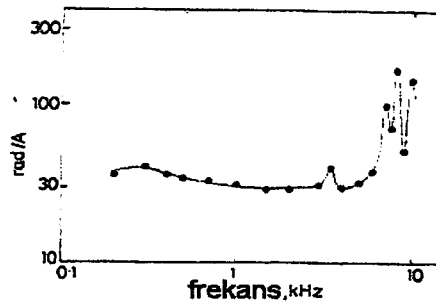
frekanslarda baskın olan DC bileşendir. Her iki terim de akımın karesiyle orantılıdır. AC frekansın doğrusal cevabı Şekil 3.17’de gösterilmiştir. 10 Hz’de 5×10^{-6} A/metre’dir. Şekilde akımın karesiyle görülen orantı frekans arttıkça azalmaktadır. Yüksek frekanslarda giriş sinyalinin ortalama RMS değeri üretilmektedir. Düşük frekanslarda (0.1Hz) DC terimi algılamak mümkün olmamıştır. Büyük akımları, AC bileşeni fibere paralel yapılan şönt ile ölçmek mümkün olmuştur. Bu hissedicinin avantajı kullanılan yükün saf rezistif yük olmasıdır. 5Ω ’dan daha küçük değerler ile ölçüm hassasiyeti 7×10^{-9} A/m’ye kadar artırılmıştır (Dandridge et al., 1981).



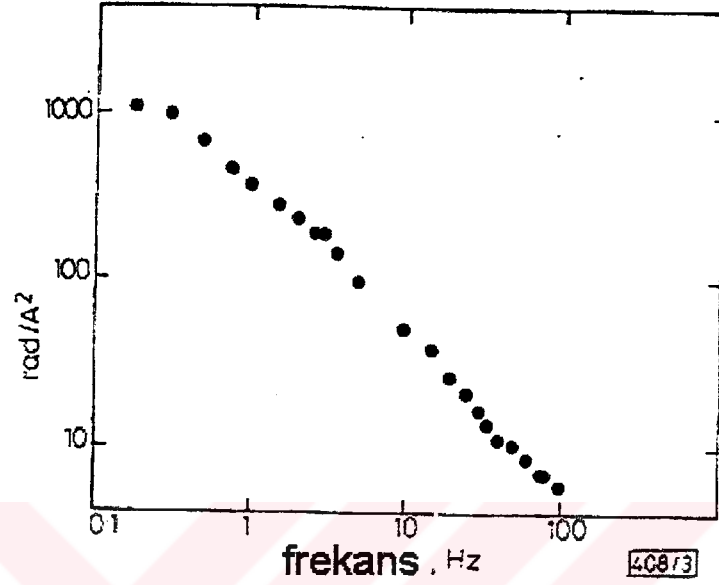
Şekil 3.14. Manyeto-gerilim hissedici



Şekil 3.15. Isıtmalı hissedici



Şekil 3.16. Frekansın fonksiyonu olarak manyeto-gerilim hissedicinin duyarlılığı (rad/A)



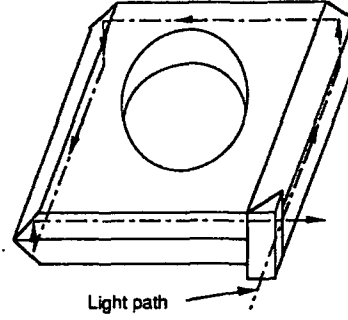
Şekil 3.17. Isıtmalı akım hissedici için sürülen frekansın fonksiyonu olarak interferometrenin normalize edilmiş AC cevabı (rad/A^2)

3.2.4 Yığın-cam optik akım hissedicileri

Yüksek “Verdet” sabit katsayılı yığın-camlar optik akım hissedicisi olarak farklı modlarda kullanılmaktadır. Çift dörtlü (dual-quadrature) ve kritik yansıma açıları kullanılarak iç yansımalarından kaynaklanan fark, faz kaymasının neden olduğu zorlukların üzerinden gelmek için çalışmalar yapılmaktadır (Fisher et al., 1997).

3.2.4.1 Dört köşeli malzeme kullanılan optik akım hissedicisi

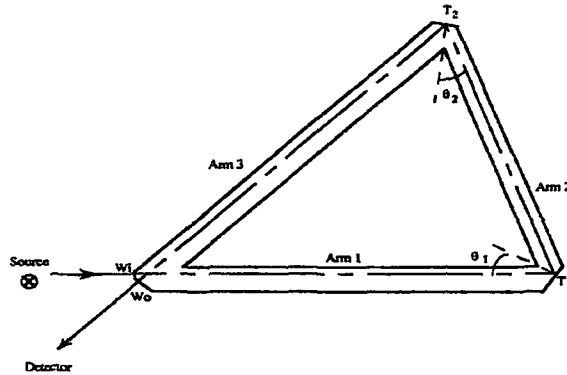
Şekil 3.18’de, dört kenarlı bir kare hissedicisini gösterilmiştir. Işık bu kapalı yoldan geçerken, polarizasyon durumu da korunmuş olmaktadır. Polarizasyon korunumu şu şekilde olmaktadır: ışığın birinci yansımasında X^0 kadar bir faz farkı oluşmaktadır; ikinci yansımada yansıtıcı, birinciye göre 90° lik bir açı ile durmaktadır, bu durumda $-X^0$ bir faz farkı indüklenir. Bu durumda iki dik polarize ışık arasındaki faz farkı sıfır olur (Ning and Jackson, 1993; Arce-Diego et al., 1997).



Şekil 3.18. Kare hissedici

3.2.4.2 Üçgen şeklinde malzeme kullanılan optik akım hissedici

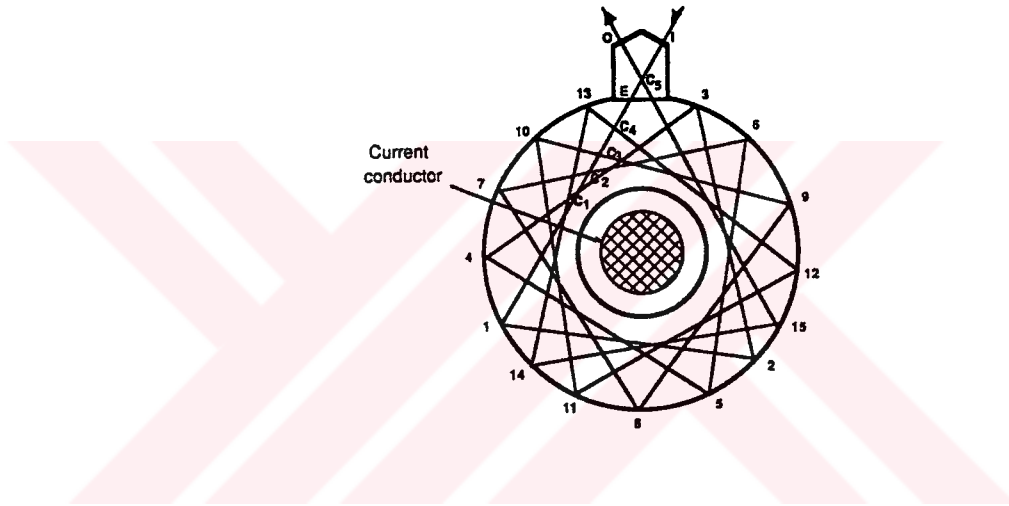
Fresnel'in denklemlerine göre ışığın polarizasyon durumu, kritik açı ile yansıtıldığında korunabilmektedir. Sensor elemanı, içinde yayılan ışığın kritik açıda yansımaları sağlayacak biçimde Şekil 3.19'deki üçgen şeklinde tasarlanmıştır. T_1 ve T_2 köşelerindeki geliş açıları θ_1 veya θ_2 , kritik açıya (θ_c) eşit olursa ortogonal yansımalar birim değerde olmaktadır. Böylece Faraday rotasyonu Verdet sabiti ile hesaplanabilmektedir. Kare şeklinde olanlar ile mukayese edildiğinde üçgen olanlar daha kolay ve daha ucuz üretilebilmektedir. Burada dikkat edilmesi gereken yansıtıcı iki yüzeyin çok iyi parlatılmasıdır. Çünkü açı toleransları düşük olduğundan, kritik açıda ışığın yansımalarından emin olmak gerekir. Bu hissedicinin duyarlılığı 2.3×10^{-5} rad/A, çözünürlüğü $20 \text{ mA/Hz}^{1/2}$ ve frekans aralığı DC seviyeden 10 kHz'e kadardır (Udd, 1992).



Şekil 3.19. Üçgen hissedici

3.2.4.3 Halka şeklinde malzeme kullanılan optik akım hissedici

Optik döngü sayısı artırılırsa, N_1 , hissedicinin duyarlılığı da artacaktır. Bu prensipten hareketle halka şeklinde bir hissedici tasarlanmıştır. Bu yeni hissedici Şekil 3.20’de gösterildiği gibi tek bir cam bloktan halka şeklinde kenarları parlatılmış ve çatı prizmaya sahiptir. Bu hissedicinin çözünürlüğü $1A/Hz^{1/2}$ ve frekans aralığı 10 Hz’den 10^4 Hz’e kadardır (Ning and Jackson, 1993).



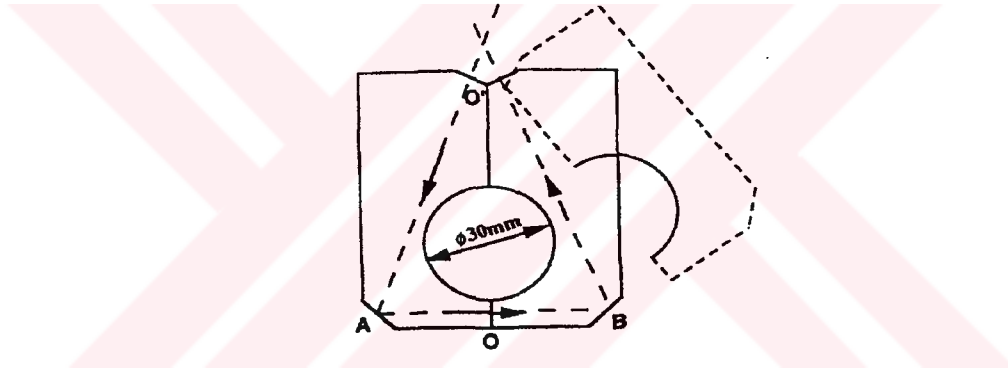
Şekil 3.20. Halka şekilli hissedici

3.2.4.4. Açılabilir hissedici elemanı kullanılan optik akım hissedici

Hissedici elemanı, Şekil 3.21’de gösterildiği gibi “Verdet” sabiti aynı olan iki yığın-camdan oluşmuştur. Doğrusal polarize olmuş ışık hissedicisinin birinci parçasına gelir ve A yüzeyinden kritik açı ile yansır. Bu yansımadan sonra iki parçanın kesim yerinden dik açı ile geçer ve B yüzeyinden kritik açı ile tekrar yansıyarak ikinci parçanın çıkış yüzeyinden geçerek döngüyü tamamlamış olur. Bu ölçüm akımı kesmeden yapılmıştır.

Üçgen şeklindeki hissedici ile kıyaslandığında bu açılabilir hissedici birçok ilave özelliğe sahiptir. Hissedicinin iki ayrı parçadan meydana gelmesi, A ve B yüzeylerinde kritik açıların ayarlanmasını sağlar. Bu nedenle A ve B yüzeylerinin

parlatma toleransı daha geniştir. Eğer ışığın dalga boyu değişirse, mesela biraz daha uzun bir dalga boyuna sahip ışık ise; kırılma indisi azalacak ve dolayısıyla kritik açı artacaktır. Bu iki parçayı ayarlayarak hissedicisinin küçük bir dalgaboyunda çalışması sağlanabilir. Ucuz üretilir, tanısanabilir olmasının yanısıra her iki parçanın belirli bir dalga boyunda mekanik olarak ayarlanabilir olması diğer hissediciler yanında üstün bir konuma sahip olmasını sağlamıştır. Bu hissedicinin duyarlılığı 2.21×10^{-5} rad/A, çözünürlüğü $7.2 \text{ mA/Hz}^{1/2}$ ve frekans aralığı DC seviyeden 10 k Hz'e kadardır. 1 ile 1500 A arası ölçüm yapılabilmektedir (Ning and Jackson, 1993).



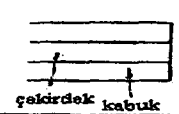
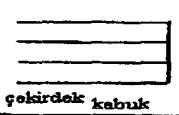
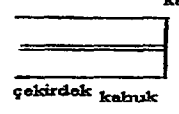
Şekil 3.21. Açılabilir hissedici

4. FİBER OPTİK HİSSEDİCİLER, POLARİZASYON, OPTİK DEDEKTÖRLER, LAZER KAYNAKLARI VE İNTERFEROMETRELER

4.1. Fiber Optik Hissediciler

Fiber optikler, dielektrik ortamda ve fiber duvarlarındaki sınır kısıtlama durumları dikkate alınarak çözülen Maxwell denklemleri ile açıklanır. 1970 yılında düşük kayıplı, 20 dB/km ($0.85 \mu\text{m}$), cam fiber üretilmiş ve her yıl bu kayıplar azaltılarak 1976 yılında 0.2 dB/km ($1.55 \mu\text{m}$), 1984 yılında 0.157 dB/km ($1.55 \mu\text{m}$), 1986 yılında 0.154 dB/km ($1.55 \mu\text{m}$) değerine ulaşılmıştır. Bu değer teorik olarak hesaplanan 0.13 dB/km ($1.55 \mu\text{m}$) değerine oldukça yakındır. Optik fiberlerin geliştirilmelerindeki amaçlar şöylece sıralanabilir;

- i. Az kayıp,
- ii. Geniş band genişliği,
- iii. Karşılaşılan özel durumlara göre fiberlerin dayanıklı olması,
- iv. Ucuz olmalarıdır.

Tip	Yapı	Bant genişliği
A adım indeks (SI)	 çekirdeğin kırılma indeksi sabit	$\approx 50 \text{ MHz-km}$
Graded indeks (GI)	 çekirdeğin kırılma indeksi değişken	$\approx 0.5-3 \text{ GHz-km}$
Tek mod (SM)	 çekirdeğin çapı çok küçük ve kırılma indeksi kabuğa göre çok az farklı	$> 10 \text{ GHz-km}$

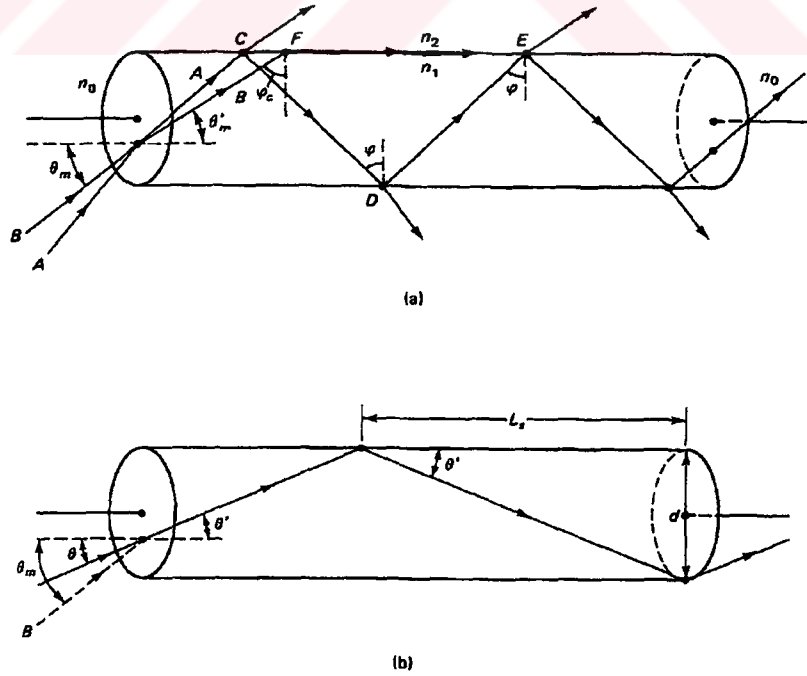
Şekil 4.1. Fiber Çeşitleri

Fiberler kabaca üç gruba ayrılabilirler: adım indisli (SI), dereceli indisli (GI) ve tek modlu (SM) tipi gibi. Bu fiberler Şekil 4.1’de gösterilmiştir.

4.1.1 Optik yayılma

Şekil 4.2’de gösterildiği gibi fiberin kendi kırılma indisine n_1 diyelim. Çevresindeki kılıfın kırılma indisi ise n_2 olsun. Sol yüzeyden giren A ışını orada kırılmaya uğrayarak C noktasına iletilir ve burada bir kısmı tekrar kırılır, bir kısmı da iç yansımaya uğrar. İç yansımaya uğrayan ışının genliğinde azalma olarak yoluna devam eder ve D noktasına, oradan E’ye ve bu şekilde yoluna devam eder. Ardarda olan yansımalar sonucunda ışın enerji kaybına uğrar. A ışını bu davranışı itibariyle tam yansımaya uğramamıştır. Tam yansıma yapabilmesi için geliş açısının (φ) kritik açıdan küçük olması gerekmektedir.

$$\varphi < \varphi_c = \sin^{-1} (n_2/n_1) \quad (4.1)$$



Şekil 4.2. (a) Toplam yansımayı sağlayan optik fiberden yayılan ışık

(b) Optik fiberden yayılan ışık

Diğer taraftan B ışını θ_m 'den küçük bir açı ile fibere girmektedir. Bu açıyla gelen ışınlar tam yansımayı gerçekleştirebilmektedirler. Böylece ışın en az kayıba uğrayarak iletebilmektedir. θ_m açısıyla gelen B ışını fiberin F noktasına çarparak yüzeye paralel olacak şekilde kırılır. Bu açıdan küçük olarak fibere giren ışınlar toplam iç yansımaya uğrayacaktır. Bu ışınlar kayıba uğramadan fiber içinde ilerlerler. Bununla beraber, fiberin şeffaflığına bağlı olarak meydana gelen soğurma neticesinde kayıplar olabilir. B ışını aynı zamanda toplam iç yansımayı sağlayan koninin eğimli yüzeyini oluşturmaktadır. $n_0 \sin \theta_m = n_1 \sin \theta'_m$ ve F noktası $\sin \varphi_c = n_2/n_1$ dir. Geometri kullanılarak $\theta'_m = 90^\circ - \varphi_c$, $\sin^2 \varphi_c + \cos^2 \varphi_c = 1$ olup, bu bağntılar nümerik açıklığı (N.A.) vermektedir.

$$\text{N.A.} \equiv n_0 \sin \theta_m = n_1 \cos \varphi_c = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (4.2)$$

Eğer $n_0 = 1$ olursa, nümerik açıklık meridyen ışınların en büyük koniğinin yarım açısının sinüsüne eşittir. Anlaşılacağı üzere n_0 1'den büyük olmadıkça nümerik açıklık 1'den büyük olamaz. 0.6 değerindeki nümerik açıklık 74° 'ye karşılık gelmektedir.

Şekil 4.2 (b)'de başarılı iki yansıma arasındaki atlama mesafesi $L_s = d \cot \theta'$ dir.

Burada d fiberin çapıdır.

$$L_s = d \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_0 \sin \theta} \right)^2 - 1} \quad (4.3)$$

Örneğin, $n_0 = 1$, $n_1 = 1.60$, $\theta = 30^\circ$ ve $d = 50 \mu\text{m}$ olursa Eş. 4.3, L_s değerini $152 \mu\text{m}$ verecektir. Dolayısıyla 1 metre fiberdeki yansıma sayısı $1/L_s = 6580$ olacaktır. Birçok yansıma olurken fiberin uzunluğu boyunca yansımaların toplam iç yansıma kuralına uygun olması gerekmektedir. Yüzey çizikleri ve pürüzlülüğü ile, yüzeyin kirli, tozlu ve yağlı olması ışığın sönmelenmesine neden olmaktadır. Eğer her yansımada % 0.1 ışık kaybı olsa, 1 metrelik kablo boyunca bu zayıflama 720 kat

fazla olacaktır. Dolayısıyla, fiberin optik kalitesini korumak için; fiberi plastik veya cam ile kaplamak gerekmektedir. Buna kabuk (cladding) denilmektedir. Kabuğun çok iyi bir saydamlığa sahip olmasına gerek yoktur. Ancak fiberin çekirdeği ile uyumlu olması gerekir. Mesela, kabuğun kırılma indisi n_2 ($n_2 < n_1$) kritik açı ve nümerik açıklığı etkilemektedir.

Çizelge 4.1. Çeşitli fiber optiklerin karakteristikleri

Çekirdek/kabuk	n_0	n_1	n_2	φ_c	θ_{max}	N. A.	$1/L_s$
Cam/hava	1	1.50	1.0	41.8	90.0	1	8944
Plastik/plastik	1	1.49	1.39	68.9	32.5	0.54	3866
Cam/plastik	1	1.46	1.40	73.5	24.5	0.41	2962
Cam/cam	1	1.48	1.46	80.6	14.0	0.24	1657

Burada kabuğun kalınlığı da; fiberler arasında oluşacak karşılıklı etkileşim olayının oluşmasını önlemesi açısından önemlidir. Fiberlerin çekirdeğinin n_1 kırılma indisine sahip homojen yapılı olması beklenmektedir. Işık, içlerinde birçok toplam iç yansımaya uğrayarak yayılmaktadır. Bu tür fiberler, kırılma indislerinin çekirdek ve kabuk arasında kesikli olarak değişmesi nedeniyle basamak indisli fiberler olarak adlandırılmaktadır. Eğer bu fiberler birçok ışığın yayılmasına müsaade ediyorsa çok modlu fiberler olarak adlandırılır. Eğer fiberler sadece tek ışığın yayılmasına izin veriyorsa bu tür fiberler de tek modlu fiberler olarak adlandırılmaktadır. Diğer bir fiber türü de dereceli indis fiberlerdir. Bu fiberlerde kırılma indisi yarıçapın fonksiyonu olarak sürekli değişmektedir (Pedrotti, 1993).

4.1.2 Zayıflama

Fiberde yayılan ışığın şiddeti dahili ve harici olarak adlandırılan çeşitli mekanizmalara bağlı olarak belli kayıplara uğramaktadır. Optik dalga boyundan daha büyük boyutlarda olan heterojen yapılar, fiber malzemesinin karışımından veya

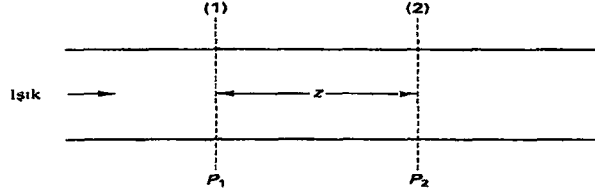
çekirdek ile kabuk arasındaki arayüzdeki bozukluktan kaynaklanabilmektedir. Aynı zamanda keskin bükümler veya küçük sayılabilecek büküm yerleri toplam iç yansımayı tam gerçekleştiremediğinden buralarda yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan kayıplar olacaktır. Diğer bir harici kayıp ise fiberin içinde veya dışında ışığın birleşmesidir. Soğurmadan kaynaklanan iç kayıplar, çekirdek malzemesinden, artık kirlilikten veya Rayleigh saçılması denilen mikroskopik heterojenlikten kaynaklanmaktadır. Silis çekirdekli fiberler moleküler geçirgenlik bandında ışığı soğurmaktadır. En çok soğurma mor ötesinde olmaktadır. Yine moleküler yapıdan dolayı kızıl ötesi bantda da soğurma olmaktadır. Hem mor ötesi bantdan hem de kızıl ötesi bantdan görünür dalga boyuna doğru ilerledikçe soğurma azalmaktadır. Demir (Fe), bakır (Cu), kobalt (Co), nikel (Ni), manganez (Mn), krom (Cr) ve vanadyum (V) gibi geçişli metal iyonlar ve özellikle hidroksil (OH) iyonu soğurmaya katkıda bulunmaktadır. Rayleigh saçılması $1/\lambda^4$ karakteristiğine bağlı olarak çekirdeğin kırılma indisine ve yoğunluğuna göre, yer yer değişmektedir. Işığın L boyundaki bir fiberdeki kayıpları, ışığın yayılımı cinsinden aşağıdaki eşitlik ile ifade edilebilir:

$$I = I_0 e^{-\alpha L} \quad (4.4)$$

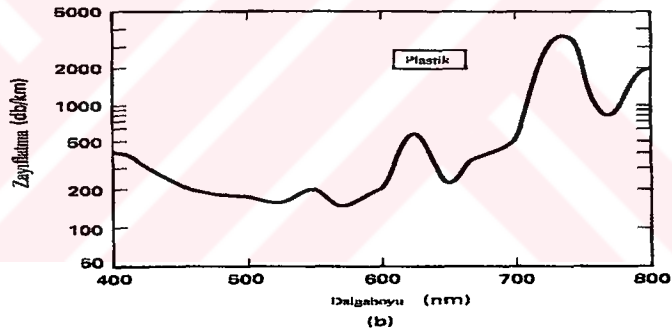
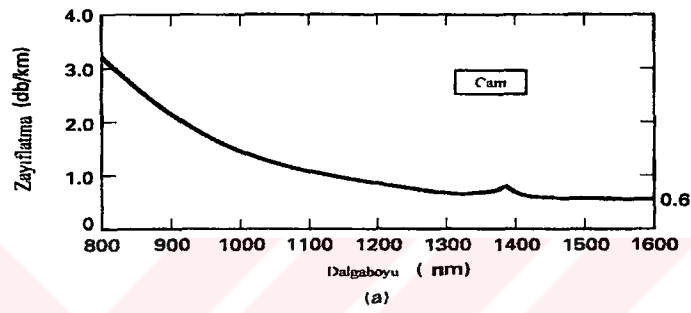
Burada α fiber için zayıflatma veya soğurma sabitini ifade etmektedir. α aynı zamanda dalga boyunun bir fonksiyonudur. Optik fiberler için soğurma sabiti desibel (db) cinsinden ifade edilirse,

$$\alpha_{db} \equiv 10 \log_{10} (P_1 / P_2) \quad (4.5)$$

olup, burada P_1 ve P_2 Şekil 4.3'de gösterilen (1) ve (2)'nci kesmelerdeki ışığın güç seviyesini ifade etmektedir. z değeri genelde 1 km olarak alınmaktadır. Şekil 4.4'te cam ve plastik fiberler arasındaki soğurma değerleri karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.3. Cam fiber için soğurma katsayısı belirleme şematiği



Şekil 4.4. (a) Çok modlu cam fiberler için spektral zayıflatma

(b) Çok modlu plastik fiberler için spektral zayıflatma

4.1.3 Fiber optik malzemeler

Bir fiber optik seçilirken düşük kayıplı olması tercih edilir. Düşük kayıplı fiberler ise oldukça saydamdır. Bunun yanında fiberlerin, işlenebilir olması, mekanik dayanıklılığa sahip olması, iletim için uygun kırılma indisine sahip olması, güvenilir kalabilmesi ve bu özelliklerin uzun zaman geçerli kalabilmesi istenir. Bazı cam malzemelerde, yayılan ışığın kayıpları Çizelge 4.1'de gösterilmiştir. Çizelge 4.1 göstermektedir ki; silis (SiO_2) cam diğer malzemelere göre daha az kayıplıdır. Fiber optikler temel olarak GeO_2 veya P_2O_5 ile güçlendirilmiş silis camdan yapılmaktadır. Örnek olarak, GeO_2 veya P_2O_5 kırılma indisini artırırken, B_2O_3 veya F kırılma indisini azaltmaktadır.

Çizelge 4.2. Birkaç cam fiber için yayılım kayıpları

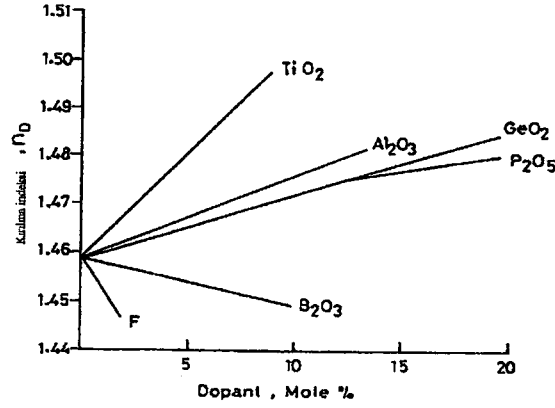
Yayılma Kayıpları (dB/km)	633 nm	800 nm	1060 nm
Corning kod 7940 (silis)	4.8	1.9	0.6
Corning kod 8361	8.5	3.3	1.1
Bausch ve Lomb 517-645	7.7	3.0	1.0
Schott F-2	47.5	18.6	6.0

Sıradan camlardan veya plastikten de fiber üretilmekle birlikte, bunların kayıpları çok fazla olmaktadır. Silisin kırılma indisi 1.458'dir. Bu ışığın geçtiği en düşük kırılma indisine sahip ortamlardan birisidir. Silis kullanıldığında çoğu zaman kırılma indisini değiştirmek gerekir. Kırılma indisini değiştirmek için kullanılan maddelere, katkı maddeleri adı verilir. Katkıda şu özellikler bulunmalıdır:

1. Yüksek saflıkta ve kolayca temin edilebilir olmalıdır,
2. Kolayca sıvılaştırılabilir olmalıdır,
3. Silis ile kolayca cam haline gelebilmeli ve istenilen kırılma indisini verebilmelidir,
4. Sınırlandıktan sonra , sıcaklık genişleme sabiti silisin genişleme sabitine yakın olmalıdır,
5. Sınırlanırken kararlı özelliklere sahip olmalıdır.

Genellikle silisin kırılma indisini artırmak için GeO_2 , P_2O_5 , TiO_2 ve Al_2O_3 ; azaltmak için B_2O_3 ve F kullanılır (Pedrotti, 1993).

Az kayıplı fiberler genelde 1.3 μm ile 1.6 μm dalga boyları aralığında kullanılmaktadır. Az kayıp için genelde de GeO_2 ve F kullanılmaktadır (Hiroshi, 1996).



Şekil 4.5. Silisde kullanılan farklı katkılara ait kırılma indisleri

4.1.4 Tek modlu (single mode, SM) fiberler

Dereceli indis (GI) fiberler üzerine yapılan araştırmalar ve deneysel üretimler optik fiberlerdeki gelişmeye öncü olmuşlardır. SM fiberlerin çekirdeği 10 μm 'den azdır. Ancak, teknolojiye ilerleme SM fiberlerin üretilebilirliğini kolaylaştırmıştır. GI fiberlerin uzunluk arttıkça band karakteristiğinin ne olacağı tahmin edilemeyebilir. Bu durum GI fiberler düşünüldüğünde, SM fiberlerin üretimi daha başarılı olup kullanımda tercih edilmektedir. SM fiberlerin avantajları şunlardır:

1. GI fiberlere göre daha geniş band genişliğine sahiptirler,
2. Band genişliği SM fiberlerde mesafe ile ters orantılı olarak değişmektedir,
3. Az bir katkı malzemesinin kullanılmasıyla SM fiberler daha az kayıplı hale gelebilmekte ve üretimleri kolay olmaktadır.

SM fiberlerin en önemli özelliği İletim kayıplarını en aza indirmektir. Normal tasarımda, silis fiberin yayılması 1.3 μm 'de sıfırdır. Bununla birlikte, optik fiberlerdeki kayıplar 1.55 μm 'de en azdır. Bu nedenle fiber optik haberleşme 1.55 μm 'de yoğunlaşmıştır (Palais, 1988).

a) SM fiber yapısı ve iletim kayıpları

Optik fiberler için bilinen formül, tek modlu fiber için şu şekildedir:

$$V = \frac{2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{\lambda} \leq 2.405 \quad (4.6)$$

a : fiberin çekirdek çapı,

n_1 : çekirdeğin kırılma indisi,

n_2 : kabuğun kırılma indisidir.

Bu durumda pratikte kullanılan değerler yerine yazılırsa;

$$\lambda = 1.3 \mu\text{m}$$

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} = 0.3\% \quad (4.7)$$

$$2a = 8.5 \mu\text{m}$$

olur. Elektromanyetik alan ve enerji dağılımı aşağıdaki eşitlik ile açıklanabilir;

$$\begin{aligned} E(r) &= A \frac{J_0(ur/a)}{J_0(u)} & 0 \leq r \leq a \\ &= A \frac{K_0(wr/a)}{K_0(w)} & r \geq a \end{aligned} \quad (4.8)$$

burada,

$$u = a(k^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (4.9)$$

$$w = a(\beta^2 - k^2 n_2^2)^{1/2} \quad (4.10)$$

$$v^2 = u^2 + w^2 = a^2 k^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (4.11)$$

$$k = 2\pi/\lambda \quad (4.12)$$

$$\beta = k \left[n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2) \left(1 - \frac{u^2}{v^2} \right) \right]^{1/2} \quad (4.13)$$

$$A = \frac{1}{\sqrt{\pi} a} \frac{1}{\sqrt{J_1^2(u)/J_0^2(u) + K_1^2(w)/K_0^2(w)}} \quad (4.14)$$

olur. Güç dağılımı ise şöyle açıklanabilir:

$$P \propto \int 2\pi r E^2(r) dr \quad (4.15)$$

Eş. 4.15'e göre, SM fiberlerin güç dağılımı çıkartılabilir. Bu da enerjinin büyük bir kısmının kabuk tarafından taşındığını göstermektedir. Kabuk üretilirken ham maddenin saflığı ve H₂ ve OH⁻ iyonlarının kabuktaki difüzyonu dikkate alınmalıdır (Pedrotti, 1993).

b) Polarizasyon-korumalı (PM) fiberler

Polarizasyon korumalı fiberler, doğrusal polarizasyonun kararlı durumunu koruyan tek modlu fiberlerdir. Bu polarizasyon tutma, yeteneği çok yüksek kırılma olan (β_i) indisinden kaynaklanmaktadır. Bu kırılma indisi değişimi çevresel koşullar nedeniyle ortaya çıkan kırılma indisi değişiminden çok büyüktür ($\beta_i \gg \beta_e$). Yüksek kırılma indisi, çekirdek asimetrisinden veya çekirdek üzerine yapılan asimetrik stres dağılımı ile oluşturulmaktadır. Çekirdeğe eliptik form verilerek veya çekirdek etrafına çubuk veya stres oluşturularak bu kırılma indisi değişimi elde edilmektedir. PM fiberler, kararlı haberleşme sistemlerinde, fiber-optik hissedicilerde, fiber-optik jiroskoplarda, ve tümleşik optik uygulamalarında avantajlı ve kullanışlıdır. Girişim uzunluğu, doğrusal polarizasyonun derecesi, polarizasyon durumu, söndürme oranı,

polarizasyon koruma parametresi ile fiberin geometrik ve polarizasyon eksenlerinin yanlış hizalanması, PM fiberlerin kalitesini belirlemek için kullanılan bazı parametrelerdir. Polarizasyon korumalı fiberler, tek modlu fiberlerin özelliklerini taşımakla beraber; doğrusal polarizasyonu korurlar. PM fiberler kırılma indisi değişen çekirdeğe sahiptirler. Yani, çekirdek malzemesi eşyönlü değildir. Çekirdeğin kırılma indisi, birbirine dik eksenler boyunca değişmektedir. Polarize olmuş ışık PM fibere girdiğinde, polarizasyon düzlemleri ayrı yollar boyunca birleşmeden fiberin içinde ilerlerler. Söndürme oranı (η) ve polarizasyonu tutma parametresi (h) çevresel etkilere duyarlıdır. Dahili kırılma indisi değişimi β_i , birbirine dik polarizasyon bileşenlerinin yayılma sabitleri arasındaki farktır. Bu genellikle girişim uzunluğu (L_p) ile karakterize edilir.

$$L_p = 2 (\pi/\beta_i) = \lambda/\Delta n_p \quad (4.16)$$

Burada;

λ : ışığın boşluktaki dalga boyu,

Δn_p : faz indisi farkıdır.

Rastgele çevresel koşullar, polarize iki bileşenin çapraz birleşmesine neden olur. Söndürme oranı (η);

$$\eta = \frac{I_x}{I_x + I_y} = \frac{1}{2} \{ [1 - \exp(-2hl)] \} \quad (4.17)$$

Burada;

I_x : x polarizasyon bileşkesi

I_y : y polarizasyon bileşkesi

h : polarizasyon tutma parametresi

4.2. Polarizasyon

4.2.1 Polarize ve doğal ışık

Pozitif z ekseninde düzlemsel yayılan polarizeli tek dalga boyu bir ışık düşürsek böyle bir dalganın eşitliği;

$$E(z,t) = E_{ox} \cos(kz - \omega t + \phi_x) \hat{x} + E_{oy} \cos(kz - \omega t + \phi_y) \hat{y} \quad (4.18)$$

olup, burada $E_{ox} > 0$ ve ϕ_x sırasıyla elektrik alanın x bileşeninin genliği ve başlangıç fazıdır. $E_{oy} > 0$ ve ϕ_y ise sırasıyla elektrik alanın y bileşeninin genliği ve başlangıç fazıdır (Collet, 1993). Fiziksel olarak iki başlangıç fazı arasındaki fark, $e = (\phi_y - \phi_x)$ 'dir. Sonuç olarak ϕ_x 'i sıfıra eşitlersek ve aşağıdaki ifadeyi kullanırsak;

$$E(z,t) = E_{ox} \cos(kz - \omega t) \hat{x} + E_{oy} \cos(kz - \omega t + e) \hat{y} \quad (4.19)$$

olup, dalganın genel eşitliği elde edilir.

4.2.1.1 Doğrusal polarizeli ışık

a) Birbirleri ile aynı fazda olan elemanlar

$e = 2p\pi$ m durumunda m (0, +1, -+2, ...) gibi bir tamsayıdır. Elektrik alan vektörü bu durumda şöyle yazılabilir:

$$E(z,t) = (E_{ox} \hat{x} + E_{oy} \hat{y}) \cos(kz - \omega t) \quad (4.20)$$

Bu ifade de aşağıdaki gibi yazılabilir:

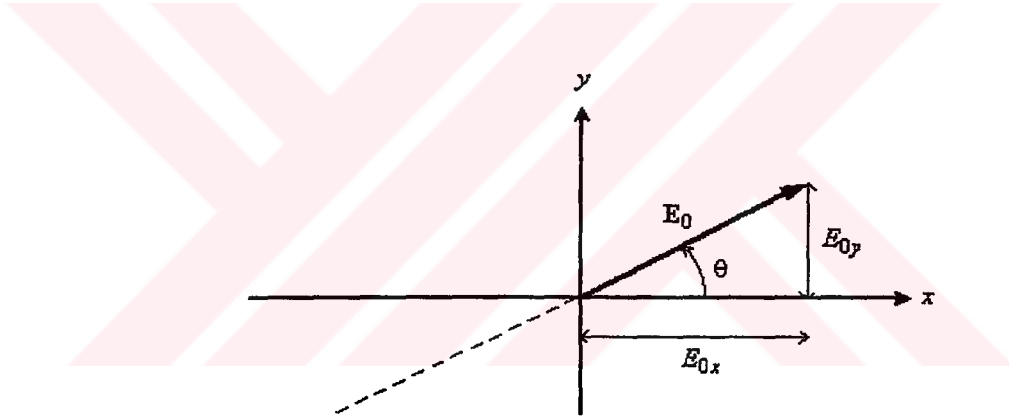
$$E(z,t) = E_o \cos(kz - \omega t) \quad (4.21)$$

$$E_o = E_{ox} \hat{x} + E_{oy} \hat{y} \quad (4.22)$$

Eş. 4.21'den görüldüğü üzere elektrik alanın $E(z,t)$ herhangi bir z değeri E_0 yönü doğrultusundaki hat boyunca ileri geri osilasyon yapar. Bu hat Şekil 4.6'da gösterilmiştir. Bu hattın x eksenine ile pozitif bir açı yaptığını düşünelim. Bu durumda Şekil 4.6'dan hareketle,

$$\theta = \arctan(E_{oy} / E_{ox}) \quad (4.23)$$

olur. Bundan sonra elektrik alan vektörü P_q (x eksenine ile θ kadar açı yapan ışın) durumunda olan ışık kaynağı alınacaktır.



Şekil 4.6. P_q durumunda doğrusal polarize olmuş ışık

Elektrik alan vektörünün büyüklüğü bu durumda zaman ile değişmektedir (Collett, 1993).

4.2.1.2 Dairesel polarizeli ışık

a) Sağ-dairesel polarizeli ışık

Sağ polarizasyonlu ışık için,

$$\begin{aligned} \varepsilon &= -(\pi / 2) + 2\pi m, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ E_{ox} &= E_{oy} = E_o \end{aligned} \quad (4.24)$$

Eş. 4.19'dan elektrik alanı şu şekilde yazılabilir;

$$E(z, t) = E_o \cos(kz - \omega t) \hat{x} + E_o \cos(kz - \omega t + \pi / 2) \hat{y} \quad (4.25)$$

bu formül basitleştirilirse;

$$E(z, t) = E_o \cos(kz - \omega t) \hat{x} + E_o \sin(kz - \omega t) \hat{y} \quad (4.26)$$

Bu formülün neden sağ-polarize ışığı gösterdiğini görmek için $z=0$ düzleminde bir alan düşünürsek ve orijindeki alana dikkatimizi yoğunlaştırsak Eş. 4.26'dan,

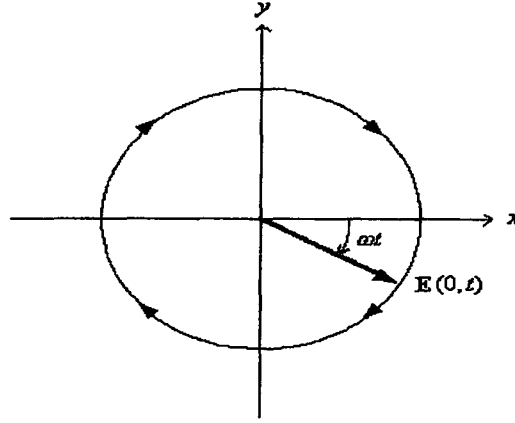
$$E(0, t) = E_o \cos(\omega t) \hat{x} - E_o \sin(\omega t) \hat{y} \quad (4.27)$$

olur. Dört kere çeyrek döngü ile boşluk verilen bu alanın değerleri, Çizelge 4.3'de verilmiştir. ωt radyan cinsindedir.

Çizelge 4.3. Elektrik alan bileşenlerinin değerleri

ωt , in rad	$E_x(0, t)$	$E_y(0, t)$
0	E_0	0
$P/2$	0	$-E_0$
P	$-E_0$	0
$3p/2$	0	E_0

Eş. 4.27'den görüleceği üzere, elektrik alan vektörünün $E(0, t)$ yönü, x-y düzleminde zamana bağlı olarak E_0 yarıçapında bir daire çizer. Çizelge 4.3'den görüleceği üzere, vektör saat yönünde dönüyor ve hareketi de pozitif z eksenini boyunca sağa doğru oluyor. Bu durum Şekil 4.7'de gösterilmiştir. Bu nedenlerden dolayı, ışık hakkında sağ dairesel polarize olmuş denilmektedir. Bu polarizasyon durumuna "R (right)" durumu denilebilir.



Şekil 4.7. Sağ polarizasyonlu ışık için polarizasyon çizimi

b) Eliptik polarizeli ışık

Eğer ışık tamamen polarize olmuş ve doğrusal ya da dairesel polarizasyona uğramamış ise, o zaman eliptik polarizasyona uğramıştır. Eş. 4.19'dan hareketle elektrik alanın x ve y vektörel bileşenleri aşağıdaki eşitlikte verilmiştir.

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(kz - \omega t),$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon).$$

(4.28)

z ve t'nin tüm değerleri için aşağıdaki ifade

$$\left[\frac{E_x(z, t)}{E_{0x}} \right]^2 + \left[\frac{E_y(z, t)}{E_{0y}} \right]^2 - 2 \left[\frac{E_x(z, t)}{E_{0x}} \right] \left[\frac{E_y(z, t)}{E_{0y}} \right] \cos \varepsilon = \sin^2 \varepsilon$$

(4.29)

tanımlanmıştır.

Şimdi elips polarizasyonun neye benzediğini bulmaya çalışalım. Büyük genliğin olduğu yönü temel yön olarak seçelim. Eğer $E_{0x} > E_{0y}$ ise x eksenini temel yöndür. A açısı elipsin iki eksenindeki açı olsun. Eşitlik şu şekilde yazılabilir,

$$\tan \alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \varepsilon}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (4.30)$$

Bunda, üç farklı durum söz konusu olmaktadır.

Durum 1: x temel yöndür, $E_{0x} > E_{0y}$;

Durum 2: y temel yöndür, $E_{0y} > E_{0x}$;

Durum 3: Bileşke temel yöndür, $E_{0x} = E_{0y}$.

c) Polarize olmamış (doğal) ışık

Polarizasyon durumu bir dalgadan diğerine göre değişmektedir.

Bunu matematiksel olarak elde etmenin yolu, elektrik alan vektörünü dik bileşenlerine ayırmak ile mümkün olabilmektedir.

$$\mathbf{E}(z,t) = E_x(z,t)\hat{x} + E_y(z,t)\hat{y} \quad (4.31)$$

$E_x(z,t)$ ve $E_y(z,t)$ değerleri dalga paketinden dalga paketine hızla değişmektedir.

Madem tercih edilen bir yön yoktur, o halde;

$$\langle E_x^2(z,t) \rangle = \langle E_y^2(z,t) \rangle \quad (4.32)$$

$$\langle E_x(z,t)E_y(z,t) \rangle = 0 \quad (4.33)$$

Optik malzeme çıkışındaki aydınlatma ise şu eşitlik ile ifade edilir;

$$\begin{aligned} I &= c\varepsilon_0 \langle \mathbf{E}(z,t) \cdot \mathbf{E}(z,t) \rangle, \\ &= c\varepsilon_0 \langle E_x^2(z,t) \rangle + c\varepsilon_0 \langle E_y^2(z,t) \rangle. \end{aligned} \quad (4.34)$$

Eş. 4.32'den ve Eş. 4.33'den polarize olmamış ışık için x ve y bileşenlerindeki aydınlatma yarım olacaktır:

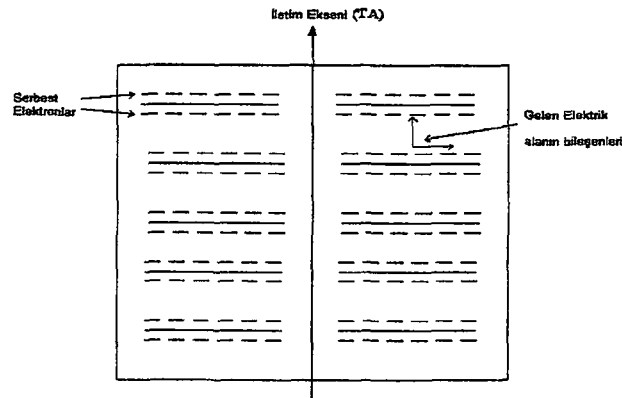
$$\frac{1}{2}I = c\epsilon_0 \langle E_x^2(z, t) \rangle \quad (4.35)$$

$$\frac{1}{2}I = c\epsilon_0 \langle E_y^2(z, t) \rangle \quad (4.36)$$

d) Doğrusal polarizör

i) Genel yapısı:

Doğrusal polarizör herhangi bir tip ışığı doğrusal polarizeli ışığa çeviren cihazdır. Bu bölümde ışık üzerindeki soğurma, etkileri ve çok yaygın olarak kullanılan H polarizörleri üzerinde yoğunlaşmıştır. H-levhası şöyle yapılır: Bir levha polivinil alkol ile ısıtıldığında ve bir yönde inceltildiğinde hidrokarbon molekülleri hizalanır. Levha iyodince zengin mürekkebin içine batırılır. İyodin plastiğe emdirilir ve uzun polimerik moleküller düzgün bir zincir oluşur. İyodin ile birleşen elektronların iletimi zincir boyunca serbest hareket eder. Elektronlar zincire dik hareket etmezler. Şekil 4.9'da H levhası gösterilmiştir.



Şekil 4.8. Polaroid H levhası

Bu şekilde, uzun moleküller içindeki serbest elektronlar yatay yönde kolayca hareket edebilmekte ancak dik yönde hareket edememektedirler. Bir elektrik alanı levhaya çarptığında zincire paralel olan bileşen serbest elektronları hareket ettirir ve onları tamamen soğurur. Zincire dik gelen bileşen soğurulmaz ve levhadan doğrudan geçer. Sonuç olarak, zincire dik olan yöne, iletim eksenini (TA) denir.

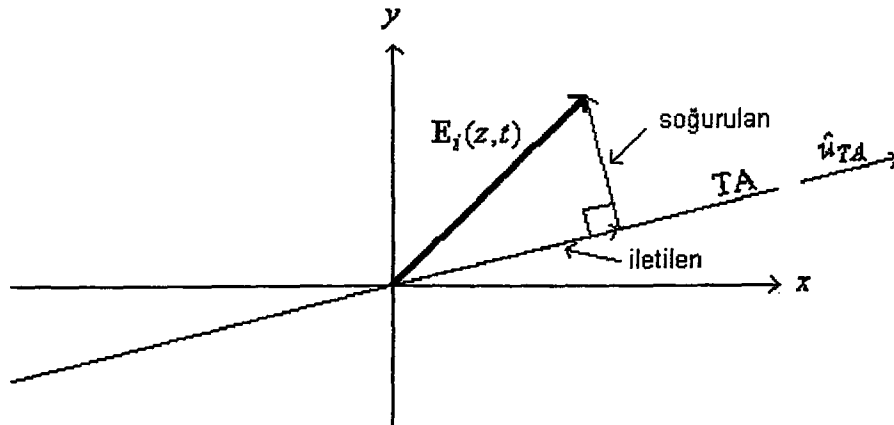
ii) Davranışı

Pozitif z yönünde yayılan bir ışığın ve z 'in sabit olduğu düzlemde doğrusal polarizöre geldiğini düşünelim. $E_i(z, t)$ ile gösterilen alana gelen elektrik alan vektörünü, birim vektör tarafından polarizörün iletim eksenini yönünde kabul edelim; burada

$$E_t(z, t) = [E_i(z, t) \cdot \hat{u}_{TA}] \hat{u}_{TA} \quad (4.37)$$

olup, gelen alan iki dik bileşene ayrılmaktadır. Bir bileşen iletim eksenine paralel ve diğer bileşen bu eksene diktir. Polarizör ilkinin iletirken ikincisini soğurmaktadır.

Burada $\hat{u}_{TA}$ polarizörün iletim eksenini yönündeki birim vektördür. Eş. 4.37'de elektrik alan polarizörün iletim eksenini boyunca daima doğrusal iletilmektedir (Collett, 1993).



Şekil 4.9. Doğrusal polarizörün davranışı

iii) Doğrusal polarizör üzerindeki polarize olmayan ışık

Şekil 4.10'da doğrusal polarizör üzerine düşen doğal ışık gösterilmiştir.

Bu durumda elektrik alanı;

$$\mathbf{E}_i(z,t) = E_x(z,t)\hat{x} + E_y(z,t)\hat{y} \quad (4.38)$$

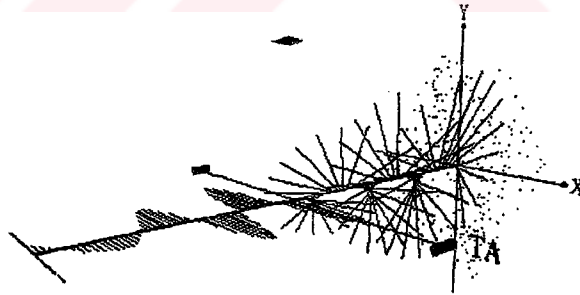
eşitliği ile tanımlanır.

Burada x ve y bileşenleri aşağıdaki eşitliklere uymaktadır.

$$\frac{1}{2} I_i = c \epsilon_0 \langle E_x^2(z,t) \rangle = c \epsilon_0 \langle E_y^2(z,t) \rangle \quad (4.39)$$

$$\langle E_x(z,t) E_y(z,t) \rangle = 0 \quad (4.40)$$

ve I_i gelen ışığın yoğunluğudur.



Şekil 4.10. Doğrusal polarizör üzerine düşen polarize olmamış ışık

Eş. 4.37 ve Eş. 4.38'den iletilen elektrik alan şöyle yazılabilir.

$$\mathbf{E}_t(z,t) = [E_x(z,t) \cos \phi + E_y(z,t) \sin \phi] \hat{z}_\phi \quad (4.41)$$

İletilen yoğunluk;

$$I_t = c \epsilon_0 \langle \mathbf{E}_t(z, t) \cdot \mathbf{E}_t(z, t) \rangle$$

$$= c \epsilon_0 \left\langle E_x^2(z, t) \right\rangle \cos^2 \phi + c \epsilon_0 \left\langle E_y^2(z, t) \right\rangle \sin^2 \phi + 2c \epsilon_0 \left\langle E_x(z, t) E_y(z, t) \right\rangle \sin \phi \cos \phi \quad (4.42)$$

olup, Eş. 4.39 ve Eş. 4.40'dan yukarıdaki denklemler sadeleştirilirse;

$$I_t = (0.5) I_i \quad (4.43)$$

bulunur.

4.3 Optik Dedektörler

Işın enerjisini ölçülebilen bir fiziksel enerjiye çeviren her cihaza optik dedektör denir. En yaygın dedektör gözdür. Dedektörleri aşağıdaki şekilde gruplandırabiliriz:

A. Isıl dedektörler:

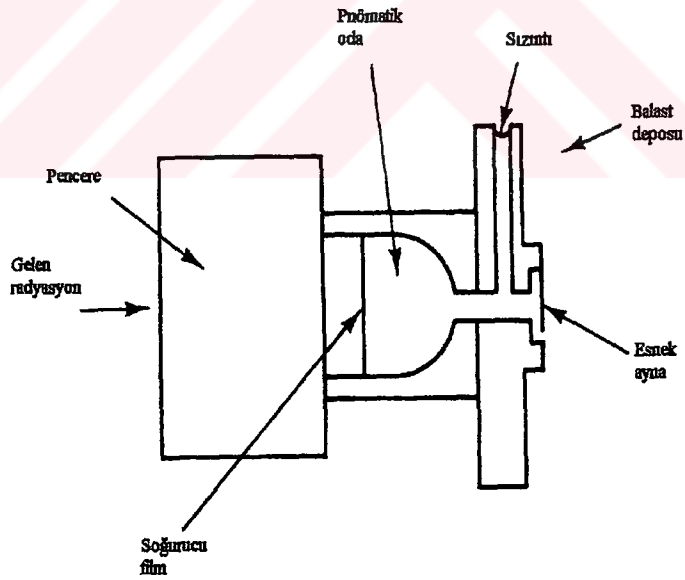
1. Termokupl ve termopil,
2. Bolometre ve termistör,
3. Piroelektrik,
4. Pnömatik veya Golay.

B. Kuantum Dedektörler:

1. Foton yayıcı-fototüp ve fotoçoğaltıcı,
2. Fotoiletken,
3. Fotogerilim,
4. Fotografik.

Isıl dedektörlerin öncelikli ölçülebilir cevabı yükselen sıcaklıktır. Alıcı genelde, bütün dalga boylarını soğuran karartılmış metal bir levhadır. Bu tür cihazlarda, birbirinden farklı iki metal veya yarıiletken arasındaki bağlantıdaki sıcaklık artması

bir gerilim üretir, buna termokuplre denir. Bu şekilde seri bağlanmış bağlantılardan oluşmuş cihazlara termopil denir. Isıl dedektörler, sıcaklık değişimine dirençteki değişimle cevap verirler. Bu tür cihazlar, algılayıcı elemanı metal ise bolometre, yarıiletken ise termistör denir. Tipik olarak, iki karartılmış algılayıcı eleman köprü devrenin komşu kollarında kullanılır. Bu kollardan biri geliş ışığına maruz kalmaktadır. Devrede oluşan dengesizlikten dolayı, galvonometrede sapma veya akımda değişim olmaktadır. Piroelektrik dedektörlerde, sıcaklık, piroelektrik özelliği gösteren lityum tantal veya triglisin sülfat gibi belli malzemelerin yüzeyinde yüklerde bir değişmeye neden olur. Bazı dedektörlerde kapasitör gibi davranır, ve sıcaklık değiştikçe kapasitesi de değişmektedir. Golay hücre, gazın ısıl basıncını ölçmektedir. Karartılmış doku tarafından soğurulan ısı, gaz dolu odacığa iletilir. Bir sapma aynası tarafından gazdaki basınç artışı optik olarak algılanır. Golay dedektör Şekil 4.11’de gösterilmiştir.



Şekil 4.11. Golay pnömatik kızılötesi dedektör

Isıl dedektörler genelde geliş ışın enerjisindeki değişimleri yavaş bir algılamayla karakterize ederler (Pedrotti, 1993). Eğer bir dedektörün giriş sinyalindeki darbe gibi değişimleri izlemesi isteniyorsa, ısıl dedektörler, kuvantum dedektörler kadar istenildiği ölçüde hızlı olamazlar. Buradaki hız, zaman sabiti ile tanımlanmaktadır.

Bu, girişteki bir değişmeden sonra, çıkışın dengeye tekrar ulaşmasına kadar geçen zamandır. Dolayısıyla, kuvantum dedektörleri yüksek frekanslardaki cevabı daha iyidir. Kuvantum dedektörlerinin, ısı dedektörlerin aksine radyasyondaki fotonların geliş hızına göre cevap vermektedirler. Fotonlar dedektör malzemesindeki elektronları harekete geçirmektedir. Aydınlatılan bir yüzeyden elektronların serbest kalmasıyla ölçüm yapan cihazlara fotonyayıcı dedektörler denir. Fotonlara duyarlı yüzeyler, genelde gelen fotonları soğurarak yüzeyden enerji oluşturacak şekilde elektron kopmasını sağlayan alkali metaller içerir. Eğer kopan elektronlar boş bir tüp içindeki pozitif beslemeli anod tarafından toplanırsa, dış devreye akım sürülmesine sebep olur ve bu tür dedektörlere diyot-fototüp denir. Sinyal dahili olarak ikinci elektron yayıcı tarafından yükseltilirse, bu dedektöre fotoçoğaltıcı denir. Bu durumda, öncelikle foto elektronlar hızlandırılır, ardarda çarpımlar sonucunda, akım artar ve çığ elektronlar her elektrona karşılık bir çıkış üretirler. Yükseltmenin diğer yolu, gaz doldurmalı fotohücre kullanmaktır. Bu, artık gazların iyonizasyonu tarafından elektron üretilmesine izin verir. Enerjik fotonların ($\lambda < 550 \text{ nm}$) olması durumunda, foton yayıcı dedektörleri duyarlılığı, her bir fotonu saymaya müsade etmektedir. Bu tip dedektörler, morötesi ve görünür dalga boylarında oldukça duyarlı bir hassasiyete sahiptir. Kızılötesi aralığında ($\lambda > 1 \mu\text{m}$), foton yayıcılar çalışmazlar ve fotoiletken dedektörler kullanılır. Bu dedektörlerde, ince film içerisinde fotonlar soğutulur veya yığın malzemeler elektron boşluğu çiftleri üretirler. Hem negatif hem de pozitif yükler, numunenin elektriksel iletkenliğini artırır. Aydınlatma olmadan, yönlendirme gerilimi yüksek dirence sahip bu malzemeden küçük bir akım üretir. Aydınlatma durumunda, ve ekstra serbest yükler, malzemeyi düşük dirençli hale getirirerek foto akım üretilmesini sağlarlar. CdS (kadmiyum sülfür) ve CdSe (kadmiyum selenyum) yarıiletken bileşikler, genellikle görünür ve yakın kızıl ötesi bölgede kullanılır. Yakın kızıl ötesi bölgenin sonlarındaki kısımlarında PbS (kurşun sülfür) ($0.8'$ den $3 \mu\text{m}'$ ye) ve PbSe (kurşun selenyum) ($1'$ den $5 \mu\text{m}'$ ye) daha çok kullanılırlar. Fotogerilim dedektörler'in en çok kullanılanları p-n bağlantılı olan yarıiletken dedektörlerdir. Bu cihaz pozitif yüklerle zengin p tipi ile negatif yüklerle zengin n tipi arasındaki bir bağlantıdan oluşmaktadır. Katkı , ya fazla (n tipi) ya da eksik (p tipi) iletken elektron sağlamak için yarıletkene eklenen küçük miktarda

karışım içerir. Bu malzemelerin arasında kalan dar bir bölgede eşit akım sonucunda elektrik alanı oluşur. Fotonlar, birleşme yerine yakın bir yerde soğurulduğunda, elektron delik çiftleri, alan tarafından ayrılarak voltajda değişmeye neden olurlar. Buna fotogerilim etki denir. Güneş pilleri ve foto grafik ışık ölçerler, bu dedektörlerin en bilinenleridir. 1 ile 8 μm arasındaki bölgede, PbS, PbSe ve PbTe yarıiletken bileşikleri geniş fotogerilim etkiye sahiptirler ve bolometre ile termokuplerden'lerden daha hassastırlar. Diğer dedektörlerle birlikte çalıştırıldığında daha geniş bir dalgaboyu aralığında ölçüm yapılabilmektedir. Foto-gerilim dedektörler, daha hassas çalışmaları için soğutulurlar. İki boyutlu diziler veya foto diyot panelleri görüntüyü algırlarlar. Her bir foto diyot veya Metal Oksit yarıiletken (MOS) malzemeler, geliş ışınını çıkışa bir piksel olarak aktarır. Silikon yonga üzerine ayrı ayrı yerleştirilen malzemeler, uygulanan kapı gerilimi tarafından foton indüklenerek depolanır. Her bir piksel tarafından depolanan yük, elektronik görüntünün elde edilmesi için taranır. Tarama ve okuma, bu tür cihazların satırları boyunca olan yük transferi tarafından (CCD, charge-coupled devices) veya yarıiletken malzemeye enjekte edilen yükler (CID, charge-injection devices) tarafından mümkün kılınır. Ardı ardına okunan depolanmış yükler, orjinal ışığın yayılımında, x-y koordinatlarında görüntüyü oluşturmak için elektronik olarak birleştirilirler. En yaygın kullanılan dedektör fotografik film veya tabakadır. Bu tür fotografik emülsiyonlar, 1.2 μm civarındaki yakın kızıl ötesi ile X-ışını bölgesine kadar olan aralıkta ölçüme izin vermektedir. Algılayıcı malzeme gümüş kristallerinden oluşan bir emülsiyondur. Gelen bir foton, atomunun valans elektronuna enerji verir. Halide iyonu daha sonra gümüş iyonu ile bileşik oluşturarak nötr gümüş atomu oluşturur. Gelişmeden önce, emülsiyon tam görünmeyen bir görüntü oluşturur. İndirgenmiş gümüş atomlarının dağılımı gelen ışığa göre belirlenir. Daha sonra tam belli olmayan görüntü yükseltilir. Sonuç kimyasal olay, daha çok serbest elektrona izin veren indirgenme işleminin devamını sağlar. Gümüş atomların yoğunluğu ve filmin görünürlüğü, ışığa bağlıdır. Diğer dedektörlerden farklı olarak foto grafik film, düşük ışık entegrasyonunda avantajlıdır (Pedrotti, 1993). Belirli bir dedektör üzerindeki spektrum aralığı bilgisi için gerçek duyarlılığı bilmek gerekir. Bu da dedektörün tepkisidir ve çıkışın girişe oranıdır.

$$S=\text{çıkış/giriş} \quad (4.44)$$

olup, burada çıkış ve giriş enerjiyi göstermektedir.

Giriş, yayılım veya yayılım akısı olabilir. Çıkış, daima gerilim veya akımdır. Dedektörün faydalı olabilecek karakteristik karşılığı için, cihazın kullanım aralığı kapsamında sabit olmalıdır. Diğer bir deyişle, dedektör, beraber kullanıldığı yükseltici ve devreler ile birlikte, çıkışın girişe oranına doğrusal bir cevap vermesi gerekir. Genelde çıkış, dalga boyundan bağımsızdır. Cevabın eğrisine göre dalgaboyu, ticari dedektörler ile sağlanabilir. Cevap, dalgaboyunun fonksiyonu olduğu zaman dedektöre seçici denir. Seçici olmayan dedektörlerin cevabı, yayılım akısına bağlıdır. Alıcı olarak kullanılan kararmış şerit kullanılan ısı dedektörler, seçici olmayabilirler. Fakat, bu cihazların giriş penceresi, seçici özellikte yapılabilir. Dedektörün algılaması, minimum algılama gücüne karşılık gelmektedir. Buna dedektörün gürültü eşdeğer gücü (Φ_N) denir.

$$D=1/\Phi_N \quad (4.45)$$

Burada D minimum algılama gücünü göstermektedir.

Dedektörün minimum algılama gücü, çalışması sırasındaki gürültü ile sınırlandırılmıştır. Gürültü, sinyal ve çıkış ile ilgili olup girişteki sinyalden bağımsızdır. Fotonların istatistiksel dalgalanmasını (yayılım gürültüsü) ve akım taşıyıcıların ısı çalkalanması (Johnson gürültüsü) gibi dedektörün iç yapısından kaynaklanan bir çok gürültü kaynağı bulunmaktadır. Yalın bir yükseltme, eğer sinyal ve gürültü arasındaki fark ayırt edilemiyor ise faydalı değildir (Pedrotti, 1993).

4.4 Lazer Kaynakları

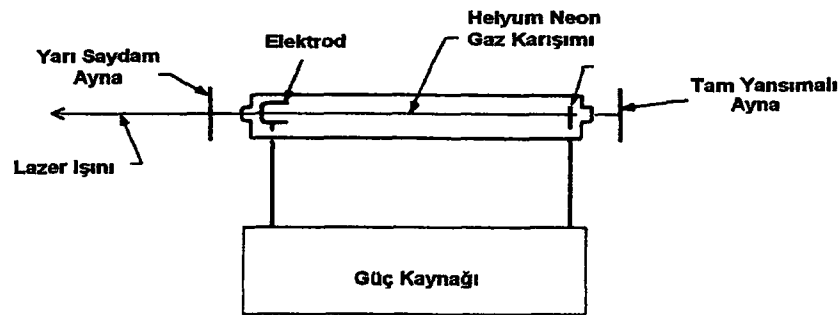
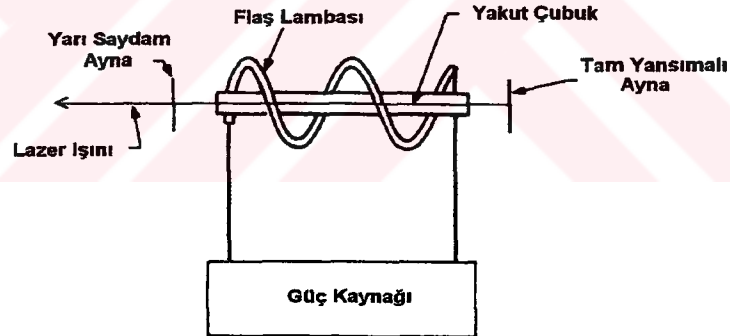
Pratik anlamda düşünüldüğünde lazer görünür, kızılötesi ve morötesi kararlı ışık yayan monokromatik ışık kaynağıdır. Sürekli ışındaki güç miliwatt'lar seviyesinden kilowatt'lar seviyesine kadar değişebilmektedir. Megawatt'lar seviyesindeki lazerler ise askeri amaçlar için kullanılmaktadır. Darbeli lazerler, darbe esnasında yüksek tepe güçlerine ulaşabilmektedirler. Darbeli lazerlerin ortalama güçleri ise sürekli olanlar ile hemen hemen aynıdır. Lazer cihazların kullanım aralığı geniştir. Lazerin ortamı veya lazer ışın yayan malzeme; gaz, sıvı, cam, kristal veya yarıiletken kristal olabilmektedir. Genişliği ise, bir tuz tanesinden orta büyüklükte bir bina kadar olabilmektedir. Her lazer, dar ışınlı monokromatik kararlı ışık üretememektedir. Yarı iletken lazer diyotlar 20° ile 40° açıyla dağılarak yayılmaktadırlar. Sıvı boya lazerler, kullanılan optik malzemeler bağlı olarak geniş aralıkta dar ışınlı ışık üretebilmektedirler.

Lazer üç anahtar elemandan oluşmaktadır. Biri lazerin üretildiği ortamdır, ikincisi lazerin yayılması için gereken enerjiyi veren güç kaynağı ve üçüncüsü ise lazeri yayılması için toplayan optik boşluktur. Optik boşluğa rezonatör denilmektedir. Bu üç eleman çeşitli formlarda olabilmektedir. Şekil 4.12'de, yakut ve Helyum-Neon lazer içerisindeki elemanlar gösterilmiştir. Diğer ışık kaynaklarında olduğu gibi, lazerler de giriş enerjisini verimli bir şekilde çıkışa aktaramazlar. Verim 0.01'den yüzde 30'un üzerindeki değerlere kadar olmaktadır. Bu düşük verimlilik genellikle yüksek güçlü lazerlerde soğutma problemini ve darbe genişliği sınırlamasını ortaya çıkarmaktadır. Lazerlerin çalışma karakteristikleri optik boşluk gibi yapısal elemanlara bağlıdır. Lazerin diğer ışık kaynaklarından farkı tanımında belirtildiği gibi kararlı yapıya sahip, dar ışınlı ışık olmasıdır. Birçok gaz ve katı hal lazerleri ışığı miliradyan mertebelerinde saçılacak şekilde yaymaktadırlar. Işının dağılması, lazerin tipine ve kullanılan optik malzemelere bağlıdır. Lazer, ışığın gücünü dar bir alanda tutmaya çalışmaktadır. 1 miliwatt'lık bir He-Ne lazerin şiddeti, açık havada güneş ışığının şiddeti ile aynıdır. Onlarca watt gücündeki sürekli lazerler ile tepe darbesi güçlü darbeli lazerler gibi yüksek güçlü lazerler yoğunlaştırıldığında delme, kaynak veya kesme işlerinde kullanılabilmektedirler.

Lazer ışınının toplanmış ışığı, enerjisi nereye odaklanırsa oraya aktarmaktadır. Buna örnek olarak lazerler yazıcıları verebiliriz. Aynı şekilde ameliyatlarda kullanılan lazer de uygulandığı dokunun etrafını ısıtmadan ve zarara uğratmadan kullanılabilmektedirler.

Lazer ışığı genelde tek dalga boyunda olduğundan monokromatik olarak adlandırılmaktadırlar. Alışlagelen ışık kaynakları, görünür dalga boyundan kızılötesine kadar her çeşit dalga boyundaki ışığı yayabilmektedirler. Birçok uygulamada band genişliği dar tutulmaktadır. Bundan maksat tasarımcıların tek renkli optik malzeme kullanımlarını en aza indirmektir.

Yakut Lazeri



Şekil 4.12. Yakut ve Helyum-Neon lazerin basitleştirilmiş yapısı

Lazer ışınının en önemli ve tek özelliği kararlı olması, yani belli bir dalga boyunda ışık yayabilmesidir. Lazerin belirli bir dalga boyu vardır. Dalgalar birbirleri ile belli

bir fazda ilerlemektedirler. Tüm ışık kaynakları sonlu kararlı uzunluğa sahiptirler. Kullanılabilen ışık kaynaklarında bu mesafe sıfırdır. Bazı lazerlerin kararlı yapısının metrenin oranı şeklinde olması istenir. Bu tip lazerler holografi, spektroskopide kullanılmaktadır. Bazı lazerlerin diğer ışık kaynaklarına göre iki yönden avantajı vardır. Bunlar, daha yüksek güç ve uzun ömürdür. Bazı yüksek güçlü yarı iletken lazerlerin ömrü sahip oldukları yüksek güçten dolayı az olabilmektedir (Hecht, 1992).

4.4.1 Lazer teorisi

Helyum-Neon, iyon ve karbon dioksit lazerler önemli benzerliklere sahiptirler. Çünkü hepsi de elektriksel olarak tetiklenen gaz lazerlerdir. Lazer fiziği, kuantum mekaniğini, optiği, gaz dinamiğini, yarıiletken fiziğini, atom fiziğini, moleküler fiziği ve rezonatör teorisini içermektedir. Moleküller ve atomlar arasındaki enerji transferi kuantum fiziği ile yakından ilgilidir. Lazer karakteristiği, lazerin üretildiği ortama, optiklere ve optik boşluğa bağlıdır. Lazer fiziğinin diğer adı kuantum elektroniklerdir (Hecht, 1992). En önemli konu atomların ve moleküllerin enerji seviyeleridir. Belirli bir enerji seviyesi, yere veya en düşük enerji seviyesine (sıfır seviyesine) göre bulunmaktadır. Parçacıkların enerji seviyelerini değiştirmelerine geçiş denilmektedir. Bir parçacığın geçiş yapabilmesi için gerekli enerjiyi alması gerekmektedir. Tersine duruma ise azalma denilmektedir. Parçacıklar soğurdukları veya serbest bıraktıkları enerjilerini fotonlara yani elektromanyetik radyasyon paketlerine çevirirler. Işık çift yapıya sahiptir. Birincisi foton olması, ikincisi ise dalga olmasıdır. Işık üç türlü methodla ölçülebilmektedir. Işık dalgasının dalga boyu ile, dalganın osilasyon frekansı ile ve fotonların enerjisi ile ölçülmektedir. Dalga boyu genelde metrik birimler ile ölçülendirilir. Frekans ve foton enerjisi Planck bağıntısına göre birbirlerine yakın ölçümlerdir. Planck bağıntısı şöyle ifade edilir.

$$E=h\nu \quad (4.46)$$

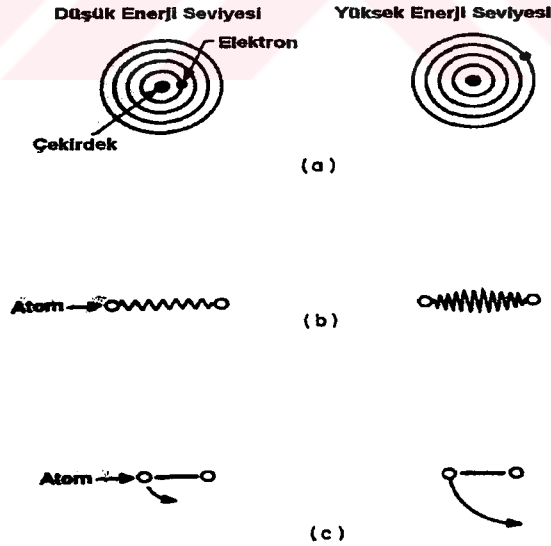
Burada, “E” enerji, “h” Planck sabiti ve “ ν ” frekansıdır. Enerji genelde elektronvolt (eV; bir elektronun 1 V doğru hareket etmesi için gereken enerjidir) cinsinden

ölçülmektedir. Frekans Hz cinsinden ölçülmektedir. Spektrokopistler genelde kızılötesi ölçümlerde cm^{-1} 'nin tersini (cm^{-1}) kullanırlar.

4.4.1.1 Enerji seviyeleri ve geçişler

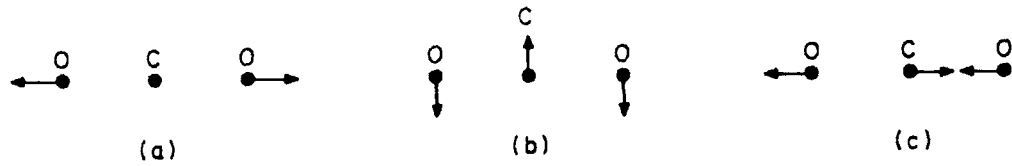
Şekil 4.13'de gösterildiği üzere üç tip enerji seviyesi mevcuttur.

1. Elektronik seviyeler parçacıklarda elektron konfigürasyonuna göre olmaktadır. Elektron geçişleri Bohr atom modelinde enerji seviyelerindeki elektronların çekirdeğin çekim alanından kurtulup bir üst enerji seviyesine çıkmasıdır. Lazer fiziğini ilgilendiren elektron geçişleri genelde en dış kabuktaki bir veya birkaç elektronvolt enerjiye sahip elektrondan kaynaklanmaktadır. Bu geçişlerden yakın kızıl ötesi, görünür ve morötesi lazerler elde edilmektedir. Çekirdeğe yakın olan ara kabuklardaki elektronlar daha çok enerjiye ihtiyaçları olduğundan uzak morötesi ve x ışınları elde edilmektedir.



Şekil 4.13. Enerji geçiş seviyeleri (a) elektronik geçiş (b) titreşimsel geçiş (c) rotasyonel geçiş

2. Titreşim seviyeleri molekül içerisinde titreşen atomlar içermektedir. Birçok titreşim şekli bulunmaktadır. Şekil 4.14’de bazıları gösterilmiştir. Titreşimsel geçişler moleküllerin bir titreşim seviyesinden diğerine hareketi sırasında olmaktadır.



Şekil 4.14. CO₂ molekülünün titreşimsel modları (a) simetrik gerilme (b) bükülme (c) asimetrik gerilme

3. Dönmeli seviyeler belirli sayıda dönen moleküllerden oluşmaktadır. Enerjiler genelde 0.001 ile 0.1 eV seviyesinde uzak kızılötesine karşılık olan enerjilerdir.

Karmaşık kuvantum-mekanik kurallar farklı durumlara veya enerji seviyelerine geçişleri hesaplamak için kullanılırlar. Elektronik, titreşimsel ve döngüsel durumlar, her ne kadar bağımsız olsalar da tek geçişle değişebilmektedirler. Atomlardaki geçişler tek bir dalga boyunu göstermektedir. Ancak boya ve karbondioksit lazerdeki gibi birkaç geçiş olursa geniş spektrumlu lazer elde edilmiş olur.

4.4.1.2 Rezonatörler

Lazer osilasyonu, lazer boşluğundaki aynalar ile yapılmaktadır. Lazer rezonatör teorisi, radyo frekans rezonansı araştırmaları sırasında ileri sürülmüştür. Fakat dalga boyundaki büyük farklılıklarından dolayı bazı önemli değişiklikler olmuştur. Çünkü lazer boşluğu, lazer dalga boyunun birçok katıdır. Dolayısıyla birçok modda osilasyon olabilir.

Tüm yönlere yansıma yapan radyo dalgalarının aksine lazer boşluğunda osilasyon modlarını sınırlamak için zıt yönlerde aynalar ile lazer boşluğu açılır. Lazer rezonatörler için birçok farklı konfigürasyon mevcuttur. En basit rezonatör fabry-perot rezonatörüdür (Hecht, 1992). Boşluğun her iki ucuna, birbirine paralel ve boşluğun eksenine dik bir çift düz ayna yerleştirilmiştir. Boşluk boyu, dalga boyunun yarısının n katına eşit olduğunda rezonans oluşur.

$$D=n\lambda/2 \quad (4.47)$$

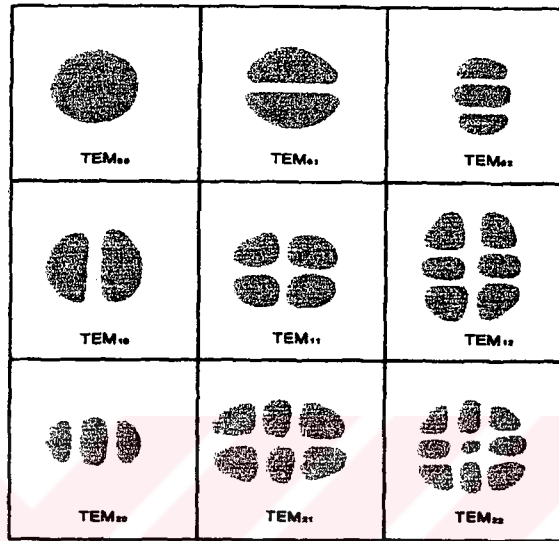
Bu ifadeden dalga boyu elde edilirse, mümkün olan osilasyonlar açıklanabilir.

$$\lambda=2D/n \quad (4.48)$$

Lazer boşluğunun, lazer dalga boyunun on binlerce veya yüz binlerce katı olmasından dolayı, bu osilasyonun çok büyük dalga boylarında olmasına izin verebilmektedir. Bununla beraber osilasyon, lazer ortamının kazanç band genişliği içinde kalan dalga boylarına ve osilasyonu sınırlandırıcı özel optik malzemelere bağlıdır. Benzer prensiplerle konkav aynalar ile hizalanması daha kolay farklı tasarımlar yapılabilmektedir (Hecht, 1992).

Lazer rezonatörler, enine ve boyuna olmak üzere iki farklı moda sahiptirler. Enine modlar ışın demetinin kesiti boyunca kendilerini belli ederler. Boyuna modlar, lazer boşluğunun kazanç band genişliği müsaade ettiği ölçüde farklı dalga boylarına karşılık gelmektedirler. Enine modlar için bazı özel terimler vardır. Işın demetinin kesitindeki iki ekseninde görülen sıfır desenin sayısına göre enine modlar sınıflandırılır. Kararlı rezonatör tarafından üretilen düşük dereceden lazer modları Şekil 4.15'dan görülmektedir. Merkezinde şiddeti en düşük olan temel mod TEM_{00} modudur. Her iki ekseninde tek sıfır desenine sahip moda ise TEM_{01} veya TEM_{10} denilir. Birçok uygulamada TEM_{00} modu tercih edilir. Diğer modların ışın demeti kaliteli olmamasına rağmen, güçlü lazerler elde edilmektedir. Farklı enine modlar çıkışa yaklaşıldığında görülebilmektedir. Birçok lazer uygulamalarında modun

cinsinden çok saçılması ve çapı ön plana çıkmaktadır. Boşluktaki optik malzemeler lazerin çapını belirlemektedir. Lazer ışın demeti oval veya dikdörtgen olmasına rağmen ışının kesiti çap olarak adlandırılmaktadır.



Şekil 4.15. Kararlı rezonatör tarafından üretilen düşük dereceden lazer modları

Saçılma öncelikle lazer boşluğundaki optik malzemelere bağlıdır. Yarıiletken lazerler hariç diğer tür lazerlerin saçılması genelde 10 miliradyanın altındadır. Birçoğunda ise 1 mradyandan civarındadır. Saçılmanın limiti kırınım limitiyle ayarlanabilir.

$$\text{Saçılma} = 1.22 (\lambda/D) \quad (4.49)$$

Buradan anlaşılıyor ki minimum saçılma delik çapı artırılarak azaltılabilir (Hecht, 1992).

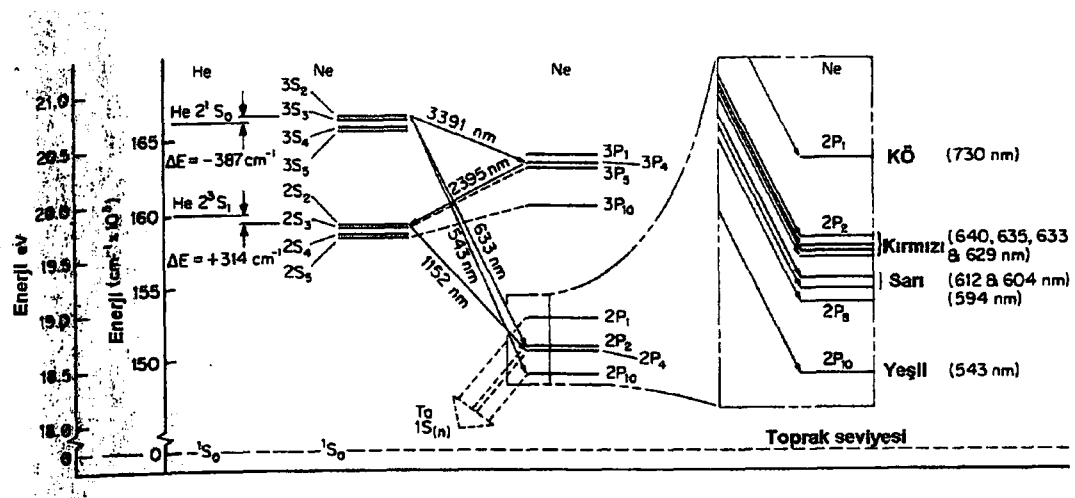
4.4.2 Lazerlerin sınıflandırılması

Lazerleri sınıflandırmak için birçok kriter mevcuttur ama bunlardan aktif ortam tipi ve uyarılma yöntemi olan iki tanesi en yararlı olanıdır (Hecht, 1992). Genelde lazerler gaz, yarıiletken ve katı hal olarak üçe ayrılmaktadır. Burada ayarlanabilir

boya lazerleri ayrı tutulmuştur. Eğer boya lazerini sınıflandırmak gerekirse sıvı lazer olarak sınıflandırılabilir.

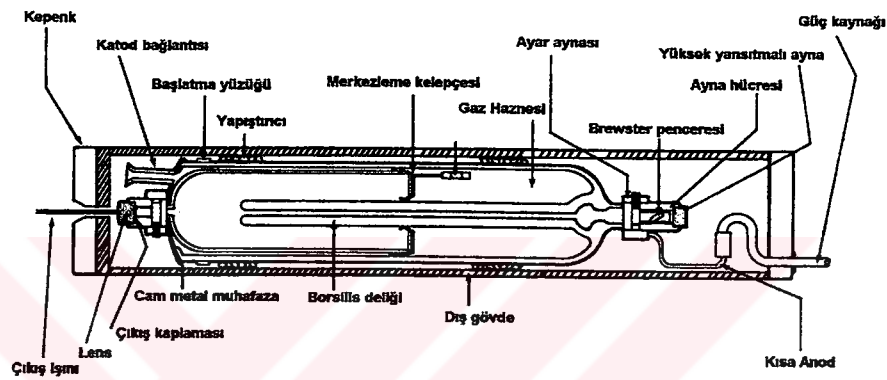
4.4.3 He-Ne laser

Aktif ortamda Helyum-Neon lazerin bulunduğu ve basınçları deşarj tüpünün çapına bağlı olarak değişen lazerlerdir. Gücü deşarj tüpünün çapının (milimetre) birkaç katı basınca sahip olduğunda en yüksek değerine ulaşır. Gaz karışımında helyum miktarı neon miktarının 5-12 katıdır. Helyum-Neon lazerindeki enerji, elektrik deşarjından kaynaklanmaktadır. Lazerin normal çalışma durumunda birkaç bin voltaj seviyelerindeki tüpünden birkaç mili amper (mA) seviyesinde akım geçer. Başlangıçta voltaj seviyesi 10 kV'tur. Elektronlar aktif ortamdan geçerken He ve Ne atomları ile çarpışarak uyarılma seviyelerini artırırılar. Enerjinin çoğu He atomları tarafından alınır. Daha sonra bu enerji Ne atomlarına aktarılır. Daha sonra Ne atomları enerjilerini kaybederek düşük enerji seviyelerine inerler. Yayılmalar bu sırada gerçekleşir. Dalga boyu, seçilen optiklere ve tüpün çalışma durumuna göre değişir.



Şekil 4.16. He-Ne lazerin enerji seviyeleri (Hecht, 1992)

borudan geçen deşarj, tüm verimi artırmak için deşarjı yoğunlaştırır. Lazerin çapını ayarlayan, ince borunun çapıdır. Bu delik aynı zamanda ışın saçılmasını ve modunu da ayarlamaktadır. Düzenli bir deşarj için elektrodların yapısal seçimi önemlidir. 1 mW'lık lazerler için dış tüpün çapı 3 cm'dir. Daha güçlü lazerler için bu çap artacaktır.



Şekil 4.17. Helyum Neon lazerin iç yapısı

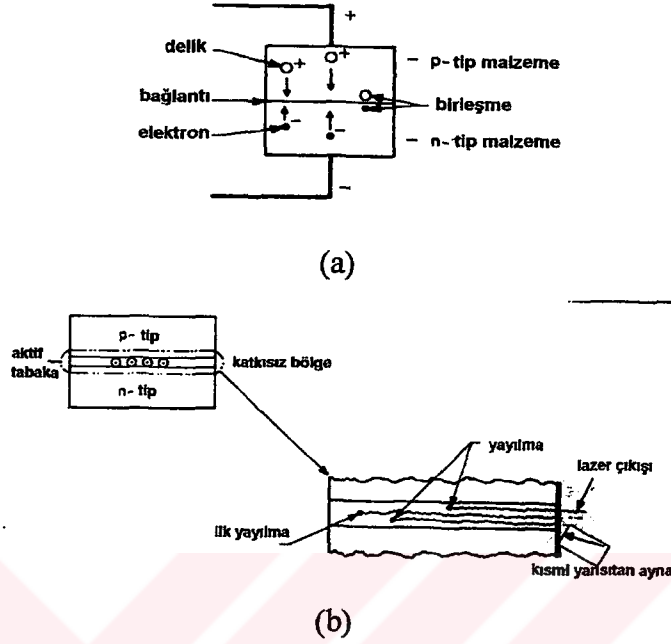
He-Ne lazerlerin camı direk olarak gövdeye sıkıca yapıştırılıp sızdırmazlığına dikkat edilmelidir. Lazer boşluğundaki camlar da metal sonlu plakalara yapıştırılırlar. Bu sayede gazdaki kayıplar, yılda 0.01 torr'un altında olmaktadır. Böylece lazerin ömrü 20000 saatden fazla olmaktadır. Bazı He-Ne lazerler, Brewster açılı pencereler ve harici boşluk aynalar ile üretilmektedirler. Fakat bunlar laboratuvar amaçlı az sayıda kullanılan lazerlerdir. Standart lazerlerde aynanın birisi tam yansıtıcı diğeri ise ışığın yüzde 1'ni ileten aynadır. Lazer boşluğu 10 cm olan lazer zayıf olanlar için, metrenin katı olanlar ise yaklaşık 50 mW olanlar içindir.

4.4.4 Yarıiletken lazerler

Akımın yarıiletken malzemenin birleşme bölgesinden geçiyle ve farklı katkıların yardımıyla akım taşıyıcıların tekrar birleşmesinden lazer yayılımı olmaktadır. Silikon ve germanyum gibi malzemelerin, ihtiyaç duyulan enerjiden yoksun olmalarından dolayı galyum arsenit veya daha fazla malzeme içeren yarıiletkenlerden diyot

lazerler elde edilmektedir. Bu diyotlar düşük akımlarda LED gibi davranmaktadırlar. Bir lazer diyot, aynı zamanda rezonans boşluğuna da ihtiyaç duymaktadır. Lazer diyotlar GaAlAs ve InGaAsP gibi doğrudan band boşluklu bileşiklerden yapılırken LED'ler dolaylı band boşluklu yarıiletken bileşiklerden yapılmaktadırlar. Lazer diyotlar her biri yüzde 1 milimetreden küçük yarıiletken bloklardan oluşmaktadır. Lazer yarıiletken tabakanın kenarından yayılmaktadır. Ancak yeni tip lazerlerde, yarıiletkenin yüzeyinden ışıma olmaktadır. Lazer diyotlar monolitik dizinlerden oluşmaktadır. Yeni lazer diyotlarda bu yapı yarıiletken levhanın üzerinde birbirine paralel doğrusal dizinlerden oluşmakta, ve bu şeritlerin kenarlarından ışıma olmaktadır. Diğer yarıiletken cihazlarda olduğu gibi, diyod lazerdeki akım, serbest elektronlar ile kristal yapının içerisine elektrik alan uygulandığında taşınır. Yarıiletken malzemenin saflığı katkı malzemeleri ile ayarlanarak akım taşıma yoğunluğu dizayn edilir. Pozitif taşıyıcı olan ve boşluk üreten katkı maddeli malzemeye p tipi, fazla elektronlarını verici katkı malzemesiyle yapılan malzemeye ise n tipi adı verilir. Bir yarıiletken malzeme iki terminale sahiptir. P ve n tipi malzemelerin bir birleşme bölgesi vardır. N terminaline negatif voltaj, ve p terminaline pozitif voltaj uygulandığında bölgesel azınlık taşıyıcılar üretilir. Buna p-n bağlantısının ileri yönlendirilmesi denir. Bu iç potansiyel bariyerlerini düşürerek, bağlantının bir tarafından diğer tarafına taşıyıcı akışı sağlanır. Bağlantı bölgesinde fazla elektronlar düşük enerji seviyesine geçerek valans bandındaki boşlukları oluştururlar. Şekil 4.18'de gösterilen bu olaya boşluk oluşumu adı verilir.

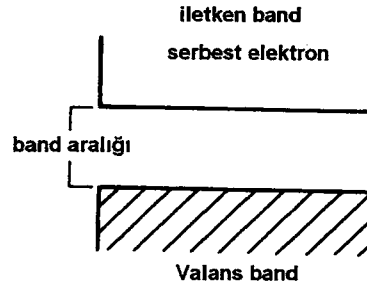
İleri yönlendirmede yarıiletkenden akım akar ve elektronlar ile boşlukların birleşiminden enerji bağlantı noktasında serbest bırakılır. Silikon diyotlarda, enerjinin çoğu ısı şeklinde açığa çıkmaktadır. Diyot lazerden elde edilecek ışıma için iki anahtar elemana ihtiyaç vardır. Bunlar; ters yoğunlaşma ve optik geri beslemedir. Diyotun bağlantısından yüksek akım geçirildiğinde ters bağlantı yoğunlaşması olmaktadır. Optik geri besleme, diyot lazer rezonatör yapısındaki yansıtıcıdan gelmektedir. Band boşlukları kristalize yapıya ve yarıiletken bileşiğin kimyasal yapısına bağlıdır. Lazer diyotun dalga boyu da bu yapılara bağlıdır.



Şekil 4.18. Lazer diyotun çalışması (a) ileri yönde akım birleşmeyi sağlar (b) uyarılmış yayılma

Şekil 4.19'da önemli yarıiletken bileşikler için normal dalga boyları verilmiştir. GaAs ve InP gibi çift bileşikler sabit band boşluğuna ve dolayısıyla sabit dalgaboyuna sahiptirler. Örneğin alüminyum gibi üçüncü bir elemanın eklenmesiyle kimyasal kafesin sabiti değişir ve farklı dalga boyunda ışık elde edilir. Bu tip karışımlar $Al_xGa_{1-x}As$ şeklinde formüllendirilir. Burada x kimyasal oranı göstermektedir. Dörtlü bileşikler, iki adet grup III elementi ve iki adet grup V elementi içerirler ($In_xAl_yGa_{1-x-y}P$). $In_xAl_yGa_{1-x-y}P$ bileşiğinde In, Al ve Ga elementleri grup III elementleridir. Bu bileşikte 3 farklı elementin sayılarına eşit 1 adet grup V elementi gerekmektedir. Pratikte belirli bileşikler kullanılmaktadır. Diğer bileşiklerin üretmek zordur.

Diyot lazerlerin en önemli problemi fazla ısı yaymasıdır. Ancak yüksek güçte lazer elde edilebilmekte ve kısa dalga boylarını da elde etmek mümkün olmaktadır. Uygulamada bazı bileşikler kullanılmaktadır. Diğer bileşiklerin üretimi hem zor olmakta hem de bazı problemler ile karşılaşmaktadır (Hecht, 1992; Svelto, 1998).



Şekil 4.19. Yönlendirilmemiş yarıiletkende enerji seviyesi yapısı

4.5 İnterferometreler

4.5.1 Giriş

Fiberin polarizasyon özelliğinden veya optik yol farkındaki değişimden faydalanılarak fiber kullanılan interferometreler tasarlanmaktadır. Bu tip interferometreler temel hissedici olarak sınıflandırılmakla birlikte ölçüm aralığı bir çok uygulamaya müsaade etmektedir. Bunlara örnek olarak sıcaklık, basınç, akışkanlık, rotasyon, manyetik alan ve gerilme gibi uygulama alanları gösterilebilir. Tek modlu fiberler lazer Doppler hız ölçer gibi geleneksel interferometre sistemleri ile uyumlu çalışarak lazer kaynağı ve saçak görüntüsü oluşturacak optikler arasında ışık klavuzu olarak kullanılmaktadır (Jackson, 1985). Bu tip sistemler ise harici olarak adlandırılmaktadır. Bunlara örnek olarak, hız ölçerleri, titreşim ölçerleri ve holografik sistemleri verebiliriz. İki veya daha fazla ışık girişim yaptığı zaman, oluşan saçakların görünebilirliği ışığın koheranı (kararlı dalga boyu) ile ilgilidir. Çok modlu fiberler ışığın koheranını tek modlu fiberler gibi muhafaza edemezler. Bu nedenle interferometre yapımında tek modlu fiberler kullanılmaktadır (Jackson, 1985).

4.5.2 Genel prensipler

Optik hissedici, ölçüm alanının etkisiyle optik sinyalde meydana gelen değişmeye neden olan cihaz olarak tanımlanabilir. Kaynağın dalga spektrumunun çok iyi

olduğunu ve λ dalgaboyundaki elektrik alanın birim bandgenişliğinde $E(\lambda)$ olduğunu varsayalım. Eğer $E(\lambda)$ 'ye karşılık gelen alan $E'(\lambda)$ olursa;

$$E'(\lambda) = T(X, \lambda) E(\lambda) \quad (4.50)$$

Burada $T(X, \lambda)$ hissedici malzemesinin yayılma matrisini tanımlamaktadır. X ise sıcaklık, basınç ve manyetik alan gibi çevresel koşulları tanımlayan bir vektördür.

T matrisi çarpanları ile ifade edilirse, her bir terim iletilen ışık üzerindeki gözlenebilir fiziksel etkileri göstermektedir.

$$T = ae^{i\phi_1} B \quad (4.51)$$

Burada a skaler iletimi, ϕ_1 faz gecikmesini ve B malzemenin kırılma indisi değişimi matrisini göstermektedir. Bu terimlerin hepsi çevresel koşullar ile ilgilidir. Çok modlu fiberlerde ışığın koheransı korunmadığından, bu fiberler sadece skaler iletim (a) terimi ile karakterize edilebilir. Tek modlu sistemlerde, algılama mekanizması a , ϕ_1 ve B parametrelerinden birine veya bunların kombinasyonuna bağlıdır. Pratikte, tek modlu fiberin iletkenliği, yalnızca zayıf çevresel hassasiyetini gösterir ve tek modlu fiberler genelde faz (interferometre) ve polarizasyon (polarimetre) modülasyonuna göre algılama yaparlar. Dolayısıyla, ışığın polarizasyon durumunun eliptikliğini ve yataylığını 2×2 matris ile tanımlayabiliriz (Malacara, 1992). Sonuç olarak, tek modlu algılama elemanının transfer fonksiyonu şu şekilde tanımlanır;

$$E' = a_0 E e^{i\phi_1} B \quad (4.52)$$

Burada a_0 , skaler sabiti (iletim) ve B Jones matrisidir. Mükemmel silindirik simetriye sahip bir fiber için B , birim matris I olur. Ancak, fiber içindeki kırılma indisi değişimi etkisini düşünmek gerekir. Doğrusal kırılma indisi değişimi fiber için;

$$B = B_1 = \begin{bmatrix} e^{i\phi_2/2} & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2/2} \end{bmatrix} \quad (4.53)$$

olur. Bu tip bir fiber iki doğrusal polarizasyon bileşeni ile karakterize edilir. ϕ_2 , fiberde yayılmadan kaynaklanan bileşenler arasındaki bağıl faz gecikmesidir. Dairesel kırılma indisi değişimli fiber için;

$$B = B_c = \begin{bmatrix} \cos \phi_3 & -\sin \phi_3 \\ \sin \phi_3 & \cos \phi_3 \end{bmatrix} \quad (4.54)$$

olup, burada $2\phi_3$ bileşenler arasındaki bağıl faz gecikmesidir. Bu durumda, fiberi ϕ_1 , ϕ_2 ve ϕ_3 olarak gösterilen üç faz sabiti ile karakterize etmek mümkündür. Bunlar, fiberin geometrisine, malzemenin özelliğine ve çevresel koşullara bağlıdır.

Bu faz duyarlılıklarından ya fiber optik malzemeye şekil verilerek, ya faz kaymasından ya da polarizasyon durumundan faydalanılır. Fiberin çevresel koşullara bağlı olan duyarlılığı ϕ_i ($i=1, 2, 3...$) ile ifade edilir.

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial X} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(n_i \frac{\partial l}{\partial X} + l \frac{\partial n_i}{\partial X} \right); \quad X = T, P, \Delta l, \dots; \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.55)$$

burada “T” sıcaklık, “P” basınç, “ Δl ” gerilme, “l” fiberin uzunluğu, “ n_1 ” fiberin kırılma indisi, “ n_2 ” iki dik polarizasyon durumu arasındaki kırılma indisi ve “ n_3 ” dik dairesel durumlar arasındaki farktır. Parantez içindeki ilk terim, fiberin fiziksel uzaması, ikinci terim kırılma indisindeki değişimlerdir. İlk temel tek modlu fiber sistemi, ışığı iki veya daha fazla fiber klavuzu yola bölen interferometredir. Işıklar daha sonra dalga boyları kararlı olacak şekilde tekrar birleşmektedir. İnterferometrenin çıkışında gözlenen ışığın şiddetinden, optik yollar arasındaki fark ϕ_1 belirlenir. Optimum performans için, birleşen ışınların polarizasyon durumları birbirine eşit olmalıdır. Genelde interferometrede ışın ikiye bölünür ve bunlardan birisi ölçüm (sinyal fiber), diğeri diğer fiberden izole edilmiş referans fiberdir.

Sıcaklık, basınç ve gerilme fiberin en çok hassas olduğu çevresel koşullardır. Çizelge 4.4. 633 nm’de 0.1 m uzunluğunda yüksek kırılma indisi değişimine sahip tek modlu fiberi göstermektedir.

Çizelge 4.4. Fiber optik için sıcaklık ve gerilme sabitleri

X	$(1/l)(\partial\phi_1/\partial X)$	$(1/l)(\partial\phi_2/\partial X)$
T	100	5 rad K ⁻¹ m ⁻¹
$\Delta l/l$	6.5×10^6	6.5×10^4 rad m ⁻¹

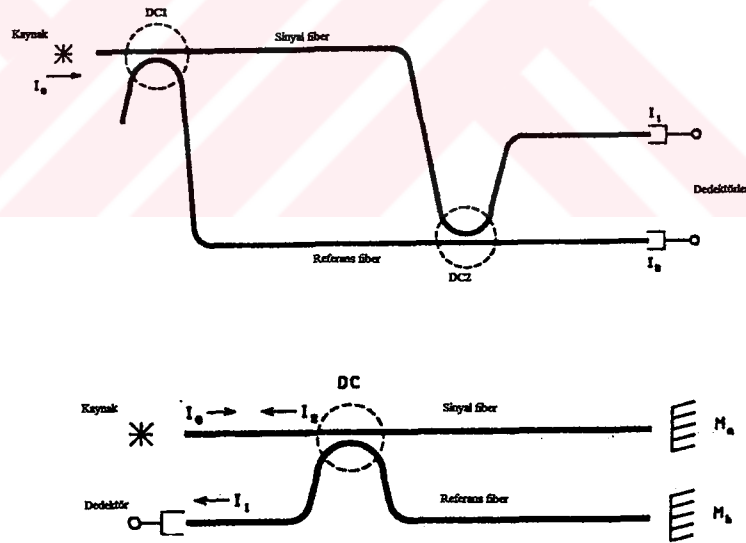
Maalesef, bu duyarlılıklar her zaman avantajlı değildir. Bir interferometrenin çıkışı periyodiktir, ve girişimin derecesi kolay elde edilemeyebilir. Bu hissedicilerin ölçümleri, genellikle transfer fonksiyonunun tek periyoduna karşılık gelmektedir. Bu, “1” dalga boyunun, optik yol farkındaki değişimidir. Dolayısıyla, ölçüm sınırlıdır. Dairesel simetriye sahip normal fiberlerde, ϕ_2 ve ϕ_3 polarizasyon parametreleri çevreye daha az duyarlıdır. Bu nedenle bu tip fiberler, polarizasyon özelliği kullanılan hissedicilerde tercih edilmezler. Bununla beraber, yüksek doğrusal kırılma indisi değişimine sahip fiberler ticari olarak kolayca bulunabilmekte ve birçok algılama uygulamalarında eliptik polarizasyon (ϕ_2) özelliğinden faydalanılarak kullanılmaktadırlar. Tablodan da anlaşılacağı gibi ϕ_2 , ϕ_1 ’e göre çevreye daha az duyarlıdır. Bu tür cihazlara polarimetrik cihazlar denir (Jackson, 1985). Etki alanı, iki klavuz dalga üzerinde de faz modülasyonuna neden olur. Fakat, iki durumda farklı duyarlılık üretir. Polarizasyon durumunda gözlenebilir bir değişmeye neden olan faz gecikmesi farkı üretilir. ϕ_1 (faz) ve ϕ_2 ’yi (polarizasyon) aynı anda tespit etmek mümkündür. Algılayıcı elemanın dairesel kırılma indisi değişimi elektrik veya manyetik alan ile kontrol edilmektedir. Bu da ışının yatay düzlemdeki polarizasyonunda bir rotasyona neden olur. Buna ϕ_3 ’ün modülasyonu denir. Dairesel kırılma indisi değişimi hissedicilerinin temelini, manyetik alana duyarlı olan Faraday rotasyonu oluşturmaktadır (Culshaw, 1989).

4.5.3 Optik yorum

Sinyal ışını, eşit optik frekanstaki referans ışını ile homodin veya farklı frekanstaki bir ışın ile karışır. İki ışınlı interferometrelere örnek olan Mach Zehnder tipi interferometre, hassas bir interferometre olup, faz (ϕ_1) ölçmektedir. Mach Zehnder tipi interferometre Şekil 4.20 (a)'da gösterilmiştir.

4.5.4 İki kollu interferometre

Şekil 4.20 (a)'da Mach-Zehnder tip interferometre gösterilmiştir. Kaynaktan gelen ışık tek modlu fiberde birleşmekte ve genlik sinyal ve referans ışınlar olarak DC1 yönlendirici birleştirici ile ikiye bölünmektedir. Klavuz ışınlar DC2'de tekrar birleşerek gözlenebilir saçak deseni I_1 ve I_2 çıkışları elde edilmektedir.



Şekil 4.20. İki kollu fiber optik interferometre (a) Mach-Zehnder düzeneği
(b) Michelson düzeneği

Basitleştirmek amacıyla, polarizasyon etkisini ihmal edersek; Klavuz ışının polarizasyon durumunun değişmediğini varsayalım. Dedektörlerde gözlenen elektrik alanları:

$$E_1 = k_{2c} \exp(i\phi_b) k_{1c} E_0(\tau_b) + k_{2t} \exp(i\phi_a) k_{1t} E_0(\tau_a) \quad (4.56)$$

$$E_2 = k_{2t} \exp(i\phi_b) k_{1c} E_0(\tau_b) + k_{2c} \exp(i\phi_a) k_{1t} E_0(\tau_a) \quad (4.57)$$

olur. Burada a ve b sırasıyla sinyal ve referans kolları; k_{ij} , ij 'ninci yönlendirici birleştiricilerin genlik katsayılarını; t, doğrudan iletilen ışını (mesela, kaynaktan sinyal fiberine); c dolaylı (birleştiriciden) gelen ışını (kaynaktan referans kola); ϕ_a ve ϕ_b , sinyal ve referans ışınlar arasındaki faz gecikmesini; E_0 kaynağın elektrik alan genliğini; τ_a ve τ_b , kaynaktan dedektöre kadar olan sinyal ve referans kollarından olan yayılma zamanını göstermektedir. Polarizasyon etkisi ihmal edildiğinden, elektrik alan ve birleşme katsayıları skalerdir. Bununla beraber, birleşme katsayıları karmaşıktır. 2x2 ideal bir yönlendirici birleştirici için, birleşen ışınlar $\pi/2$ radyanlık ek bir faz gecikmesi meydana getirmektedir. Dolayısıyla, k_{it} gerçek olarak tanımlanabilir ve k_{ic} de sanal olur.

$$k_{1c} = i k'_{1c} \quad (4.58)$$

burada k'_{1c} gerçektir. Birinci dedektörden gözlenen ışık yayılması şu şekilde açıklanır;

$$I_1 = |E_1 \cdot E_1^*| \quad (4.59)$$

Burada parentezler ortalama zamanı ve yıldız da karmaşık eşleneği göstermektedir.

$I_1 = k'^2_{1c} k'^2_{2c} |E^2_0(\tau_b)| + k'^2_{1t} k'^2_{2t} |E^2_0(\tau_a)| + 2 \text{Re}[-k'_{1c} k'_{2c} k_{1t} k_{2t} e^{i(\phi_a - \phi_b)} |E_0(\tau_a) \cdot E^*_0(\tau_b)| |E^2_0(\tau_a)| \text{ ve } |E^2_0(\tau_b)|]$ dikkate alınarak bu sonuç basitleştirilebilir. Kaynağın koherans derecesi şöyle ifade edilebilir:

$$\gamma(\tau_a - \tau_b) = |E_0(\tau_a) \cdot E^*_0(\tau_b)| / I_0 \quad (4.60)$$

dolayısıyla

$$I_1 = I_0 [k'^2_{1c} k'^2_{2c} + k'^2_{1t} k'^2_{2t} - 2 k'_{1c} k'_{2c} k_{1t} k_{2t} \gamma \cos(\phi_a - \phi_b)] \quad (4.61)$$

ve aynı şekilde

$$I_2 = I_0 [k_{1c}^2 k_{2c}^2 + k_{1t}^2 k_{2t}^2 + 2 k_{1c} k_{2c} k_{1t} k_{2t} \gamma \cos(\phi_a - \phi_b)] \quad (4.62)$$

olur. Böylece zıt fazlarda değişen iki çıkış elde etmiş oluruz. Bu, kaynağın şiddetindeki gürültüyü kompanze etmeye yardım etmektedir. I_1 ve I_2 eşitlikleri basitleştirilecek olursa girişimin görünebilirliği (kontras):

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (4.63)$$

Burada $I_{\max}$ ve $I_{\min}$, ϕ_a kadar değiştiğinde yayılımın maksimum ve minimum değerleri göstermektedir.

$$I_1 = I_0 [1 - V \cos(\phi_a - \phi_b)] \quad (4.64)$$

$$I_2 = I_0 [1 + V \cos(\phi_a - \phi_b)] \quad (4.65)$$

Burada;

$$V = [(2k_{1c}k_{2c}k_{1t}k_{2t}) / (k_{1c}^2 k_{2c}^2 + k_{1t}^2 k_{2t}^2)] \gamma \quad (4.66)$$

Bu değer interferometrenin iki kolundan yayılan optik gücün bağlı büyüklüğüne bağlı görünebilirlik büyüklüğü olup kaynağın koherans derecesiyle orantılıdır.

Eş. 4.60'dan,

$$|\gamma(\tau)| = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \exp i [\phi(t + \tau) - \phi(t)] dt \quad (4.67)$$

γ değeri mükemmel koheransa sahip kaynak için olan birim değer ile, tamamen koheransa sahip olmayan kaynak arasında yani “sıfır” arasında uzanır. Fiber interferometreler genelde lazer kaynağı ile aydınlatılır ki bu kaynaklar uzun koherans zamanına sahiptir. Dolayısıyla;

$$\tau_c \gg \tau_a - \tau_b \quad (4.68)$$

$\gamma \approx 1$ olarak kabul edilebilir. Ancak, belirli uygulamalarda interferometrenin kısa koheranslı ışık ile aydınlatılması istenebilir (Malacara, 1992).

Maksimum görünürlük elde etmek için, referans ve sinyal klavuz ışınların güçlerinin eşit olması gerekir. Yani, $k'_{ic} = k_{it}$ olmalıdır. Örneğin, kayıpsız birleştiriciler için $k'_{ic} = k_{it} = 1/\sqrt{2}$ olması gerekir. Dolayısıyla Eş. 4.66'da $\gamma = 1$ olursa, $V = 1$ olur. Mükemmel görünürlük için girişim oluşturan ışınların polarizasyon durumlarının eşit olması gerekir. Eğer girişim durumu birbirine dik ise saçak deseni oluşmaz. Şekil 4.20 (b)'de ise yine sıkça kullanılan Michelson interferometresini göstermektedir. Bu cihazda, fiber kollarının sonu yansıtıcı olarak davranmaktadır. Burada tek bir yönlendirici birleştirici kullanılmıştır. Bu da ışının hem dağıtılmasını, hem de birleşmesini sağlamaktadır. Mach-Zehnder için yapılan benzer analizi bu interferometre için de yapabiliriz:

$$E_1 = k_c m_a \exp(i\phi_a) k_t E_0(\tau_a) + k_t m_b \exp(i\phi_b) k_c E_0(\tau_b) \quad (4.69)$$

$$E_2 = k_t m_a \exp(i\phi_a) k_t E_0(\tau_a) + k_c m_b \exp(i\phi_b) k_c E_0(\tau_b) \quad (4.70)$$

Burada k_c ve k_t yönlendirici birleştiricinin katsayıları; m_a ve m_b ise fiber sonlarındaki yansıtıcıların genlik yansıtma katsayılarıdır. Faz gecikmeleri ϕ_a ile ϕ_b ve zamanlar τ_a ve τ_b dairesel döngü içindir. Yani, birleştiriciden yansıtıcı yüzeye yayılan ışın tekrar birleştiriciye geri dönmektedir. E_2 kaynağa tekrar dönerken, dedektörde E_1 elektrik alanı ölçülmektedir. Burada da polarizasyon dikkate alınmamıştır. Mach-Zehnder analizi ile aynı olarak;

$$I_1 = I_0[1 + V \cos(\phi_a - \phi_b)] \quad (4.71)$$

$$I_1 = I_0[1 - V \cos(\phi_a - \phi_b)] \quad (4.72)$$

Burada V görünürlüktür ve şu şekilde ifade edilir:

$$V = 2 m_a m_b \gamma / (m_a + m_b) \quad (4.73)$$

Bu, birleştiricinin bölme katsayısına bağlı olmadan elde edilen saçak görünürlüğüdür. Bu değer sadece fiber sonlarındaki yansıtıcılara bağlıdır.

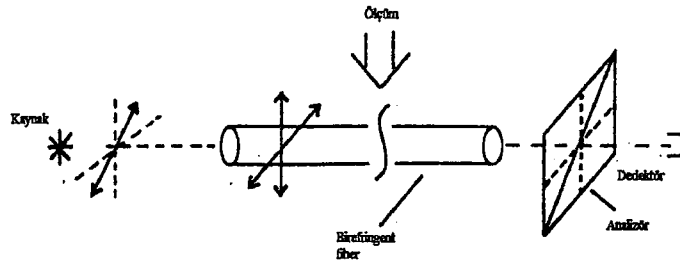
Mach-Zehnder ve Michelson interferometreleri birbirini tamamlayan iki çıkışa sahiptirler (Malacara, 1992; Briers, 1999).

4.5.5 Doğrusal polarimetre (fark interferometresi)

Şekil 4.21'de gösterilen doğrusal kırılma indisi değişimine sahip bir hissedici elemanı düşünelim. Işının bölünmesine gerek olmadığı için burada birleştirici kullanılmamıştır. Sistemin transfer fonksiyonu;

$$E_1 = A(\alpha) F E_0 \quad (4.74)$$

dir. Burada E_1 ve E_2 sırasıyla çıkış ve giriş elektrik alanlarını göstermektedir. F fiberin yayılma matrisini, $A(\alpha)$ fiberin bir ekseninin polarizasyon analizörün eksenine ile yaptığı açığı gösteren Jones matrisini göstermektedir.



Şekil 4.21. Temel polarimetrik hissedici

$$F = \begin{pmatrix} e^{i(\phi_1 + 1/2\phi_2)} & 0 \\ 0 & e^{i(\phi_1 - 1/2\phi_2)} \end{pmatrix} \quad (4.75)$$

analizör için Jones matrisi;

$$A = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (4.76)$$

çıkış formu giriş ışığının polarizasyon durumuna bağlıdır. En genel şekli ile gösterirsek;

$$E_o = \begin{pmatrix} \cos \delta \\ e^{i\beta} \sin \delta \end{pmatrix} \quad (4.77)$$

olup, δ hissedici eksenine göre polarizasyonun yatay ile yaptığı açısı; β , dik bileşenler arasındaki faz farkını göstermektedir. Çıkış aydınlığı ise aşağıdaki formül ile açıklanabilir;

$$I = 0.5I_0(1 + \cos 2\alpha \cos 2\delta)[1 + V \cos(\phi_2 - \beta)] \quad (4.78)$$

burada

$$V = \sin 2\alpha \sin 2\delta / (1 + \cos 2\alpha \cos 2\delta) \quad (4.79)$$

dir. Bu eşitliklerden de anlaşılacağı üzere iki kollu interferometrenin çıkış formu ile benzerlik görülmektedir. İdeal çalışma modu, kaynağın polarizasyonunun hissedici elemanının her iki polarizasyon bileşenini eşit derecede etkilemesiyle olur. Yani, $\delta = \pi/4$ ve çıkış polarizörünün yatay açısı hissedici elemanının bileşen eksenine ile $\pi/4$ radyanlık açı yaptığında olur. Bu şartlar altında, mükemmel bir koherans kabul edilerek, transfer fonksiyonu ile maksimum çıkış yayılımı birlikte birim görünürlülüğü oluşturmaktadır (Udd, 1991).

$$I_1 = (1/2)I_0[1 + \cos(\phi_a - \beta)] \quad (4.80)$$

Görünürlüğün birim değere ulaştığı nokta $\alpha = \pm\delta + \pi/2$ 'dir.

5. DENEYSEL ÇALIŞMA

5.1. Giriş

Optik aktif maddeler, doğrusal polarizeli ışığın polarizasyon doğrultusunu değiştirebilirler. Aktif olmayan izotropik maddeler ise manyetik alan etkisi altında kaldıklarında içinden geçen ışığın polarizasyonunu, alan vektörüne paralel olacak şekilde döndürürler. Işığın yayılma yönüne paralel olan manyetik alan bileşenine bağlı olan dönme Eş. 5.1'deki vektör çarpımıyla tanımlanır.

$$\alpha = V \int \vec{H} d\vec{l} \quad (5.1)$$

Burada, α dönme açısı, H manyetik alan vektörü, $d\vec{l}$ hissedici içindeki ışının yolu, V maddenin Verdet sabitidir. Verdet sabiti, birim uzunlukta birim alanda meydana gelen rotasyonun büyüklüğüdür. Deneyde kullanılan cam fiber optik için Verdet sabiti 4.68×10^{-6} rad/A'dır.

Fiber optikler ve hacimsel maddeler (kristaller gibi) olmak üzere iki tip Faraday hissedicisi bulunmaktadır (Iwansson et al., 1999). Her iki tip hissedici uygulamasında da lazer kaynağından çıkan ışın hissediciden geçmeden polarize edilmektedir. Manyetik alanı, yani akımı, tespit etmek için hissedicinin çıkışındaki açının dönmesi hesaplanabilir. Çoğu uygulamada bu dönme etkisi, bir interferometre sisteminde saçak oluşumu ile tespit edilmektedir. Manyetik alan etkisi olmadığında, hissedici malzemesinin ışığı polarize etmemesi istenir. Bu tip malzemeler (izotropik malzemeler) hissedici uygulamaları için tercih edilirler. Akım geçen iletkenin etrafına sarılan fiberlerden yüksek sinyaller elde edilebilir. Fiber optik uygulamalarında polarizasyonu korumak için genelde tek modlu fiberler kullanılmaktadır. Bazı hacimsel maddeler ise fiberlerden daha yüksek Verdet sabitine sahiptir. Tipik fiber optikler için 1 metredeki verdet sabiti $V=2.5 \times 10^{-4}$ deg/A'dır. Yani 2×10^5 A/m büyüklüğündeki bir manyetik alanda bu hissedici için faz kayması $\pi/4$ olur (Rochford et al., 1994).

Eğer I akımı taşıyan bir iletkenin etrafında bir döngü varsa $\oint \vec{H} d\vec{s} = I$, Eş. 5.2'de şöyle tanımlanır.

$$\alpha = VI \quad (5.2)$$

N_c sarımlı bir bobin içindeki hissedici için;

$$\alpha = VN_c I \quad (5.3)$$

elde edilir.

İnterferometrenin ölçüm kolundaki ışığın rotasyondan sonraki gücü:

$$P = (P_0/2)(1 + \sin 2\alpha) \quad (5.4)$$

Burada; P_0 lazer kaynağının gücü, α Faraday rotasyonu açısı, P ise dedektöre ulaşan lazerin gücüdür (Song et al., 1996).

Maddenin saf olmayışı, bükümler ve baskılar doğrusal kırılma indisinin değişimini indükler. Bu değişim polarizasyon korumalı fiberde oldukça azaltılmıştır. Titreşim diğer bir hata kaynağıdır. Fiber bükülerek dairesel kırılma indisi değişimi elde edilir. Verdet sabiti sıcaklık ve frekans ile de değişmektedir (Rose et al., 1996). Sıcaklık ile Verdet sabiti değişimi Eş. 5.5'de verilmiştir.

$$\frac{dV}{dT} = V \times 10^{-4} K^{-1}. \quad (5.5)$$

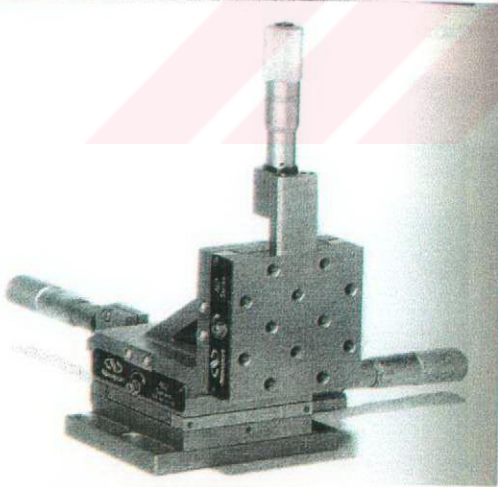
Faraday rotasyonunu ölçmedeki en temel yol, hissedicinin giriş ve çıkışına karşılıklı veya hizalanmış polarizör ve analizör yerleştirmektedir. Yüksek çözünürlük elde etmek için çeşitli tipte interferometreler kullanılabilir. Farklı iki frekanstaki ışın için

heterodin tekniği kullanılabilir (Iwansson et al., 1999). Bu metotta kurulmuş sistem, Faraday rotasyonundaki açıyı yüksek frekanslı sinyaldeki faz modülasyonuna çevirir.

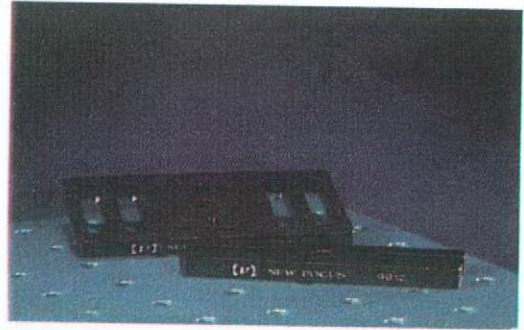
5.2 Deneyde Kullanılan Malzemeler

5.2.1 Optik monte elemanları

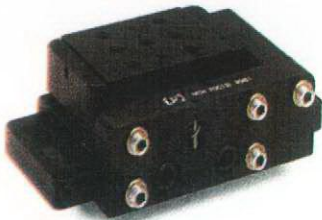
Kaçak akım ölçmek için kurulan test düzeneğinde Newport, New Focus ve Thorlabs firması ürünü optik monte elemanları kullanılmıştır. Bu monte elemanları ile deneyde kullanılan ayna, polarizör, odaklama lensleri, mikroskop objektifleri, ışın ayırıcılar, lazer kaynağı, dedektör ve fiber optikler tutturularak test düzeneği hazırlanmıştır. Bu elemanlar şunlardır; kendinden merkezli tutucu, x-y-z ayar tablaları, çevirme ve kayan tablalar, montaj dirsekleri, çeşitli boylarda çubuklar ve tutucuları, prizma tutucusu, yanlara, öne-arkaya eğim tablaları ve optik tırnaklardır. Bunlardan bazıları Şekil 5.1’de gösterilmiştir.



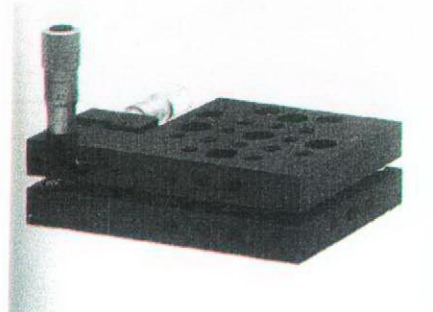
(a)



(b)



(c)



(d)



Şekil 5.1. Optik monte elemanları (a) x-y-z ayar tablası (b) çevirme ve kaydırma tablaları (c) ve (d) eğim tablaları (e) kendinden merkezli tutucu (f) çubuk tutucu (g) çubuklar (h) optik tırnak

5.2.2 Lazer kaynağı

Deneyde 2.8 mW çıkış gücüne sahip Helyum-Neon lazer kullanılmıştır. Bu lazer Zygo ürünü interferometrenin hizalanmasında kullanılmaktadır. Lazerin şekli silindirikdir. Laboratuvar uygulamalarında kullanmak için çok ideal bir lazerdir. Yeterince güçlü, iyi bir şekilde izole edilmiş ve kararlı bir lazerdir. Bu tip lazerlerin gücü boyu ile orantılı olarak 10mW'a kadar çıkmaktadır. 10mW gücünde olan lazerler genelde hologrofi uygulamalarında kullanılmaktadır. Polarize çıkışlı olanları da mevcuttur. Deneyde polarize olmayan lazer kullanılmıştır. Lazer 2.5 A çeken ve 12.5 Volt ile beslenen ve 1700 V DC yüksek gerilim çıkışına sahip bir güç kaynağı ile beslenmektedir. Işın saçılması 1.3 mrad'dır. Bu kadar ışın saçılması optik ayarlama (alignment) uygulamaları için idealdir. Lazer kafası 225 mm'dir. Bu tip lazerlerin kullanım süreleri 10000 ile 15000 saat arasında değişmektedir. 10mW civarında olan yüksek güçlü lazerlerin kullanım süreleri ise 25000 saati bulmaktadır. Deneyde kullanılan lazer polarizeli olmadığından birbirine dik bağımsız iki polarizeli ışık yaymaktadır. Toplam güç katalogda belirtilen değerler içinde kalmaktadır. Bu lazerin dalga boyu 632.8 nanometredir. TEM₀₀ modunda yayılmaktadır. Helyum-Neon lazer çok dar çizgi genişliğine ve Gaussian profiline sahip olduğundan interferometre uygulamalarında sıklıkla kullanılmaktadır. Kaçak akım test düzeneğinde de Mach-Zehnder tipi interferometre düzeneği hazırlanmıştır. Lazere yakından bakmak tehlikeli olduğundan ölçümler esnasında optik yoğunluğu (OD) 2 olan, yani ışığı 100 defa zayıflatan filtrelili gözlükler kullanılmıştır.



Şekil 5.2. He-Ne lazer

5.2.3 Polarizör

Sıradan ışıklar birbirine dik ve her yönde yayılan manyetik ve elektrik dalgaları üretirler. Bu durumda polarizasyon rastgele ve her yönde olmaktadır. Eğer bu ışığın önüne polarizör konulur ise elektromanyetik dalga istenilen yönde yayılmış olur. Eğer iki polarizör üst üste konur ve çevrilir ise polarizasyon etkisi daha iyi anlaşılmış olur. Deneyde doğrusal polarizasyon sağlayan Edmund Scientific firması ürünü, düz film tabakası kullanılmıştır. Bu polarizör uzun zincirli polimerlerin hassas bir şekilde hizalanmasından faydalanılarak yapılmıştır. Polarizörün çıkışında iyi bir renk korunumu vardır. Bu polarizörlerin geçirgenliği 632.8 nanometre dalga boyunda % 38'dir. Bu değer Perkin Elmer ürünü Lambda 2 visible spektrometre ile de doğrulanmıştır. Polarizörlerin rengi nötr gridir. Bu tip polarizörler ekranlarda ve fotoğrafçılıkta da kullanılabilir. İki polarizör zayıflatıcı olarak da kullanılabilir. İki polarizör üst üste konulduğunda zayıflatma oranı % 0.02'dir. Polarizör verimliliği % 99'un üzerindedir.

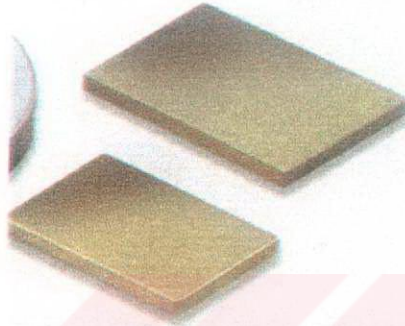


Şekil 5.3. Doğrusal polarizör

5.2.4 Işın Ayırıcı

Işın ayırıcılarında hem ön yüzeyden hem de iç yüzeyden yansımalar olmaktadır. Her ne kadar ikinci yüzeydeki yansımalar ihmal edilebilir olsa da, ışın ayırıcını uygun bir kalınlıkta seçmek ve uygun bir açıda kullanmak önemlidir. Kaçak akım ölçme test düzeneğinde 1.65 mm kalınlığında 2 adet ışın ayırıcı, 45 derece açı ile kullanılmıştır.

Deneyde kullanılan ışın ayırıcının ön yüzeyi görünür ışığı kayıpsız yansıtan bir kaplama ile kaplanmıştır. Malzemenin 632.8 nanometre dalga boyunu geçirgenliği ise % 90'dır. Arka yüzey anti yansıtımlı kaplama ile kırmızı ışığı geçirmesi için kaplanmıştır. Ön yüzeyin yansıtması ise % 80 civarındadır. Bu kaplamalar ile maksimum kazanç sağlanmaya çalışılmıştır. Cam malzeme ise Bor elementinden yapılan ve kırılma indisi 1.50 olan BK-7 tip camdır.



Şekil 5.4. Işın ayırıcı

5.2.5 Ayna

Kurulan test düzeneğinde iki adet askeri standartlarda ayna kullanılmıştır. Bu aynaların kırmızı lazeri yansıtması 45 derecede % 91'dir. Bu aynada yüksek parlaklıkta metalik kaplama yapılmıştır. Yüzey elmas ile işlenmiştir. Üzerindeki kaplama 100 nanometreden azdır. Bu nedenle istenmeyen saçılmalar önlenmiş olmaktadır.



(a)

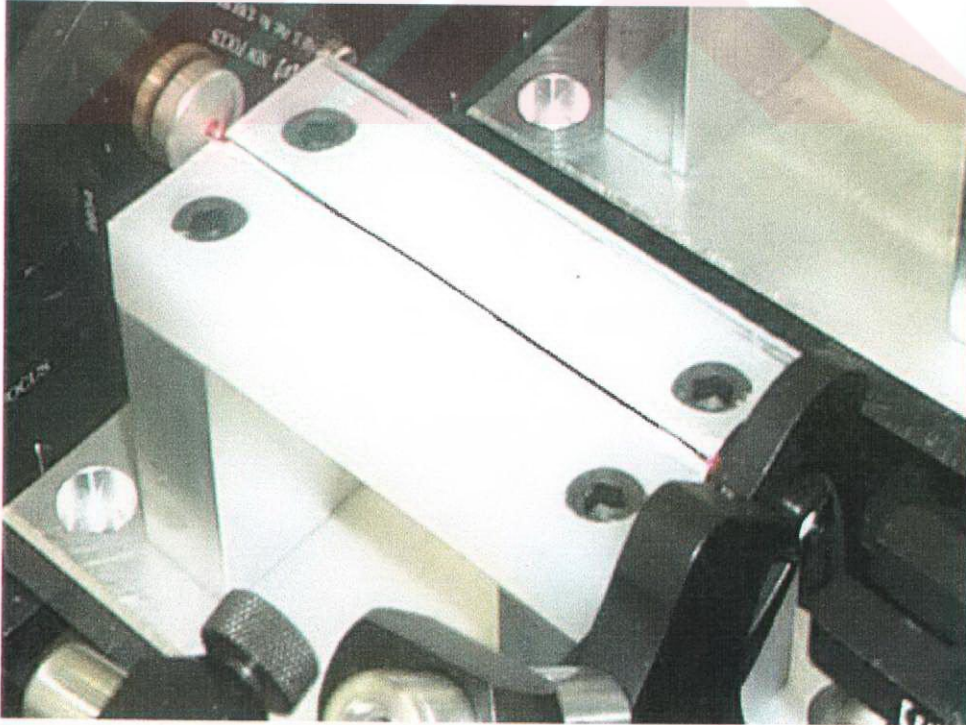


(b)

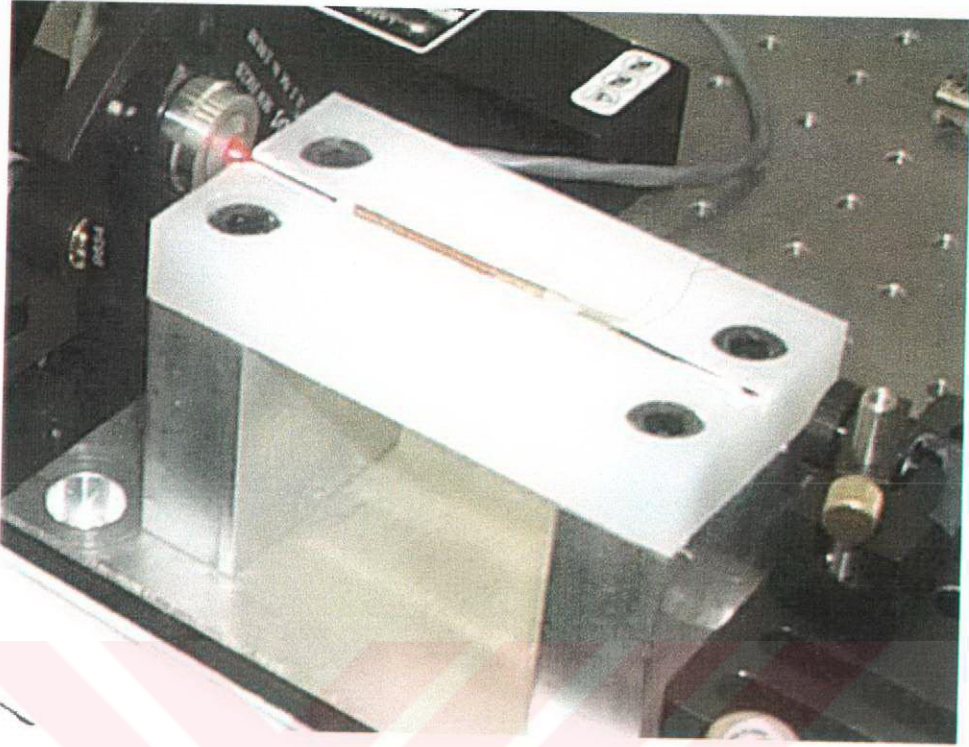
Şekil 5.5. Ayna (a) arkadan görünüş (b) yansıtma yapan yüzey

5.2.6 Fiber optik

Işığın en önemli özelliklerinden biri polarizasyondur. Işık bir ortamda yanlamasına (transverse) yayılmaktadır. Bunun anlamı elektrik ve manyetik alanların ışığın yayılma eksenine dik olarak hareket etmesidir. Elektrik alanı, yönü ve genliği zamanla değişerek yol almaktadır. Eğer bu durum aşağı yukarı belirli bir yönde olursa buna doğrusal polarizasyon denir. Deneyde kullanılan polarizasyon şekli doğrusal polarizasyondur. Işığın polarizasyon durumu içinden geçtikleri ortamdaki etkilenmektedir. Tek modlu fiberlerde polarizasyon durumu tam olarak korunamamaktadır. Kaçak akım test düzeneğinde polarizasyon prensibi kullanıldığından, polarizasyon durumunu koruyan fiber optik kullanılmıştır. Hi-Bi fiber olarak da adlandırılmaktadırlar. Bu tip fiberler kırılma indisi değişimini birkaç metod ile indüklemektedir. Deneyde Fujikura firması ürünü SM.63-P tipi fiber optik kullanılmıştır. Bu tip fiberin içersinde birbirine dik hızlı ve yavaş ilerleyen eksenler oluşmaktadır. Bu fiberin çekirdek kalınlığı 125 mikrondur.



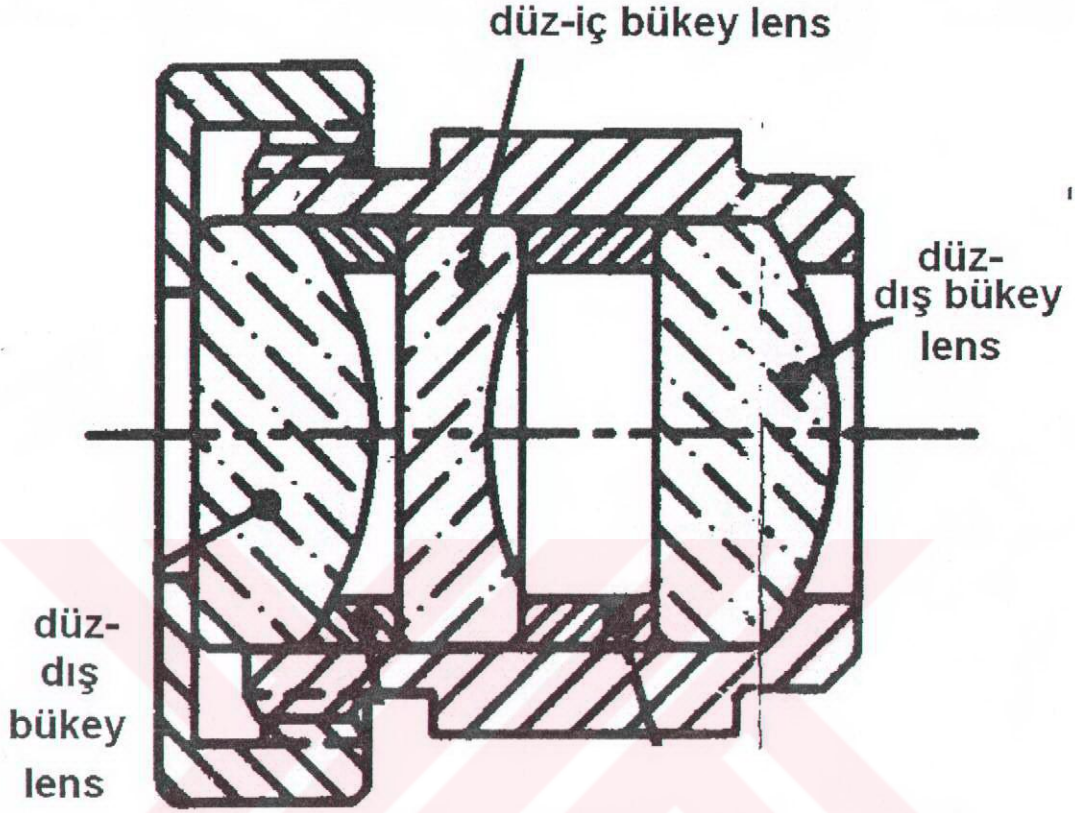
Şekil 5.6. (a) İnterferometrenin referans kolunda bulunan fiber optik



Şekil 5.6. (b) İnterferometrenin ölçüm kolunda bulunan fiber optik

5.2.7 Odaklayıcı lens takımları

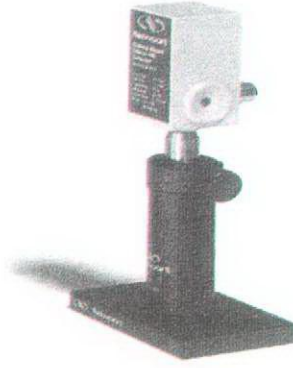
Deneyde kullanılan Mach-Zehnder tipi iki kollu interferometredeki iki adet fiberin çıkışı kolimatör lensler ile ışın ayırıcı üzerine yönlendirilmektedir. Bu lensin yapısında arasında düz konkav lens olan iki adet düz konveks lens bulunmaktadır. Işın ayraçları üzerinde, istenilen odaklama yapılabilir. İnterferometrenin bir kolu üzerindeki fiberin çıkışı, doğrudan ışın ayıracına odaklanırken, diğer koldaki lens ayna üzerine odaklama yapmaktadır. Aynadan yansıyan ışık başka bir lens takımı ile ışın ayıracına odaklanmaktadır.



Şekil 5.7. Odaklayı lens takımı

5.2.8 Dedektör

Dedektörler ısı ve fotonik olarak kabaca iki gruba ayrılabilirler. Deneyde fotonik dedektör kullanılmıştır. Görünür dalga boyunu InGaAs tipi dedektörler hissediyor olsalar da, en iyi cevabı silikon dedektörler vermektedir. Deneyde kullanılan silikon dedektörün 632.8 nanometredeki göreceli cevabı % 70'tir. Bu dedektörün maksimum cevabı verdiği dalga boyu 830 nanometredir. Newport ürünü olan silikon dedektör, BNC kablo ile osiloskoba bağlanmakta ve 3V'luk bir pil ile çalışmaktadır. Yükselme ve düşüş zamanları 350 ps'den daha azdır. 632.8 nm'de 1 Watt'lık ışığa karşı 0.28 A akım üretmektedir. Kesim frekansı 1.5 Ghz'dir. Aktif kullanım alanı 6×10^{-3} mm'dir. Karanlıkta 1 nA'den az akım üretmektedir. Eşdeğer gürültü gücü (NEP) 1×10^{-13} W/Hz^{1/2}'den düşüktür.



Şekil 5.8. Silikon dedektör

5.2.9 Bobin

Kaçak akım 300 sarımlı bir bobin üzerinden geçmektedir. Bobin üzerine fiber optik sarılmıştır. Amper-akım kuralına göre manyetik alan bobinin içerisinde oluşmaktadır. Oluşan manyetik alan bobinin içerisindeki fiber optikten geçen ışığın polarizasyon yönünü değiştirmektedir. Manyetik akı yoğunluğu, fiberin eksenine paraleldir. Deneyde kullanılan 300 sarımlı bobinin manyetik akı yoğunluğu

$$B = \mu_0 n I \quad (5.6)$$

eşitliği kullanılarak, 35 mA için yaklaşık olarak 13.2×10^{-6} A/m hesaplanır.

Burada;

$$\mu_0 : 4\pi \times 10^{-6} \text{ H/m}$$

n : sarım sayısı

I : akım (A)



Şekil 5.9. Bobin

5.2.10 Mikroskop objektifleri

Objektif lenslerinin odaklaması diğer lens takımlarına göre daha iyi olduğundan lazerden çıkan ışığın fiber optiğe aktarılmasında objektif lensler kullanılmıştır. Nikon ürünü 40X büyütmeli 2 adet mikroskop lensi kaçak akım test düzeneğinde kullanılmıştır. Küçük görüş alanı, kısa çalışma mesafesi ve yüksek nümerik açıklığı objektif lenslerin tercih edilmesindeki diğer faktörlerdir.



Şekil 5.10. Mikroskop objektifleri

5.3 Ön hazırlıklar

Yüksek gerilim aparatlarında meydana gelen kaçak akımı ölçmek için uygun olan hissedicinin ucuz, hissedici uygulamalarında yaygın kullanılması ve kurulması düşünülen test düzeneğine uygun boyutlarda olması nedeniyle polarizasyon korumalı tek modlu fiber optik tercih edilmiştir.

Çalışmanın başlangıcında iki tür fiber optik temin edilmiştir. Fiber optik kablolardan biri Fujikura firmasından diğeri ise Fiberguide firmasından temin edilmiştir. Fujikura firmasından temin edilen fiberin boyutları ve miktarı deneysel çalışmaya daha uygun olduğundan bu fiber ile deneylere başlanmıştır. Bu çalışmada Fiberguide firması ürünü alüminyum kaplı fiberin çekirdek çapının 80 mikron olması, ve deneyde

kullanılan optik monte elemanlarının bu fibere uygun olmaması nedeniyle, bu fiberin daha sonraki araştırmalarda kullanılmasına karar verilmiştir. Yine üçüncü bölümde anlatılan kristal yapıli hissedicilerin pahalı ve şekil verilmesinin zor olması nedeniyle deneylerde bu hissediciler kullanılamamıştır.

Fiber optiklerin sıcaklıktan etkilenmemesi için oda sıcaklığı sabit tutulmuştur. Titreşim etkisini önlemek için yüzen optik masa üzerinde test düzeneği kurulmuştur. Etraftaki istenilmeyen ışıkları önlemek için karanlık odada çalışılmış ve ölçümler karanlık ortamda alınmıştır.

Optik bir test düzeneğinde çalışırken karşılaşılan en önemli problem hizalama problemidir. Özellikle fiber optik gibi küçük elemanlar ile çalışırken bu problem ile daha çok karşılaşılmaktadır. Bu nedenle, çalışmada optik hizalama sağlamak için çok gayret sarfedilmiştir. Fiber optik malzemeler için özel optik hizalama konnektörleri, lensleri ve tablaları yurt dışı piyasasında bulunmakla beraber çok pahalı olmaları nedeniyle kurulan test düzeneğinde kullanılamamıştır. Bu özel optik tutucuların yerine mümkün olan en yakın malzemeler kullanılmaya çalışılmış ve başarılı olunmuştur. İleriki çalışmalarda kullanmak üzere fiber optik monte elemanları temin edilmeye çalışılacaktır.

Fiber optiklerin test düzeneğinde düzgün bir şekilde tutturulması için üst tablası teflon olan 10 cm uzunluğunda bir tutucu yaptırılmıştır. Teflon tablanın ortasından bir kanal açılarak fiberlerin yerleştirilmesi sağlanmıştır. Kanallara fiber yerleştirilmeden macun konularak fiberlerin yerinden oynaması, ve bükülmesi önlenmiştir.

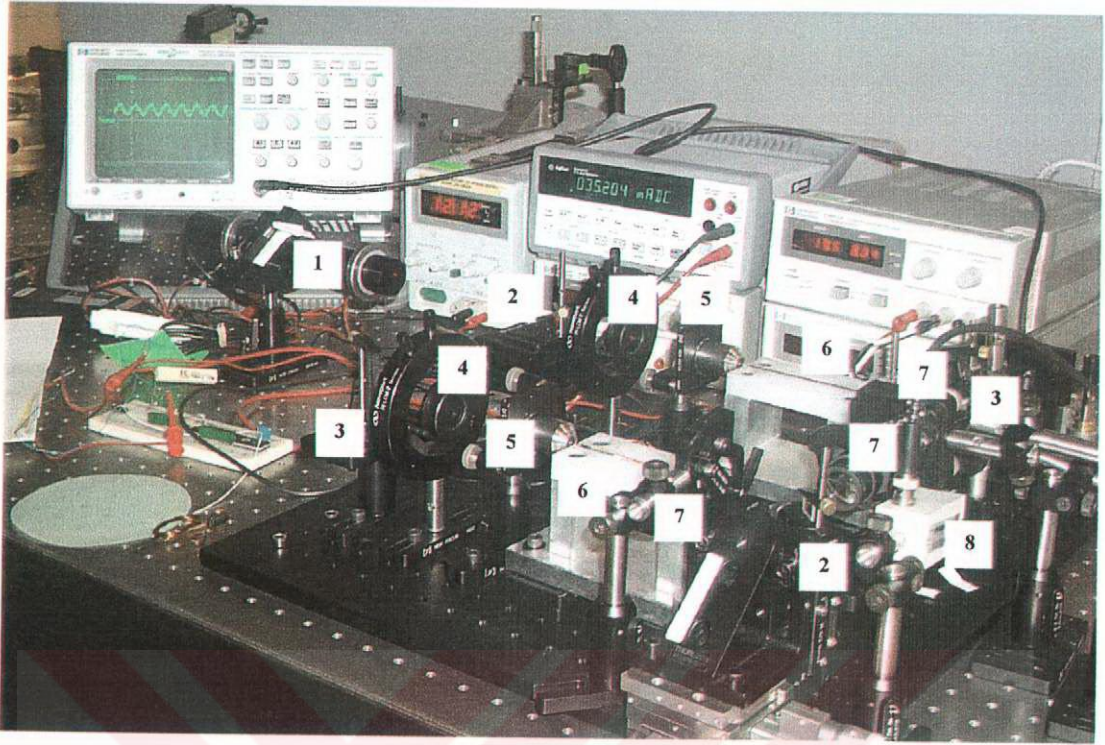
Fiber optikler özel bir alet yapılarak hassas zımpara ile zımparalanmıştır. Fiberin çekirdeğinin 125 mikron olması zımparalamayı oldukça zorlaştırmıştır. Zımparalan fiberlerin uçlarının yüzey düzgünlükleri 50X büyütmeli mikroskop ile kontrol edilmiştir.

5.4 Test Düzeneğinin Hazırlanması

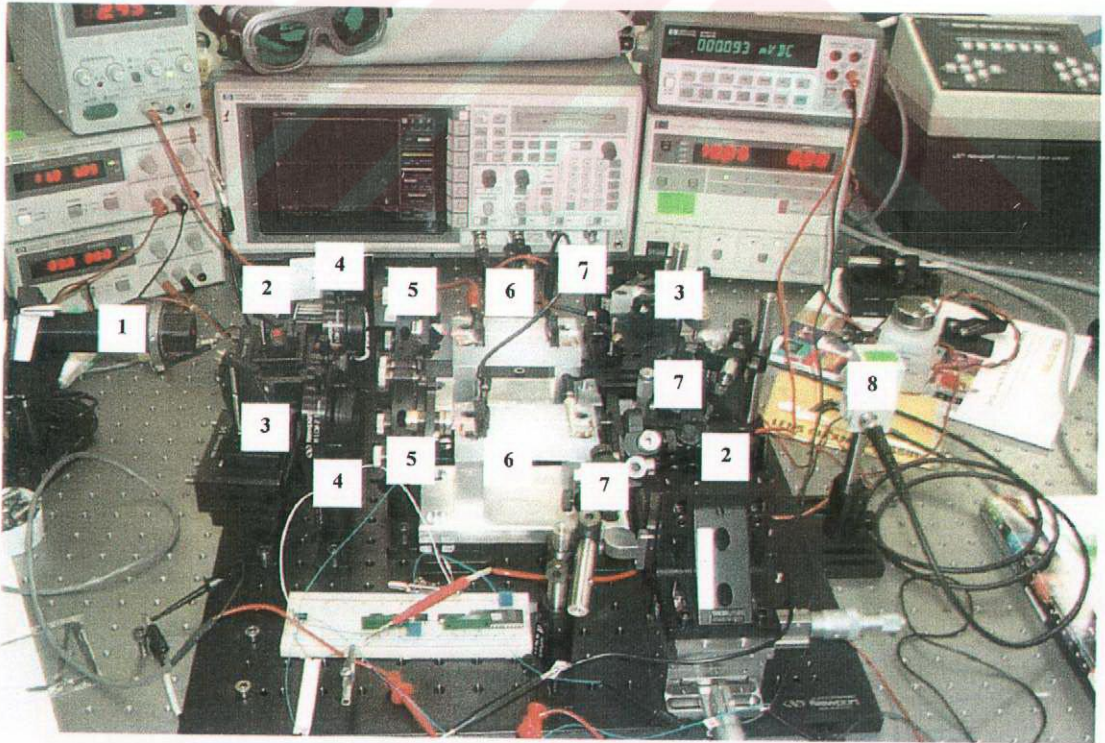
Kaçak akım ölçme test düzeneğinde Mach-Zehnder tipi interferometre sistemi kurulmuştur. Mach-Zehnder interferometresi iki koldan oluşmaktadır. Bu kolların birisi referans, diğeri ise ölçüm koludur. 100 mm uzunluğundaki eşit iki fiber optik bu kollar üzerine yerleştirilmiştir. Ölçüm kolundaki fiber optik, bir bobinin içerisine koyulmuştur. Bu bobin üzerinden ölçülecek kaçak akım sürülmüştür. Kaçak akım test düzeneği Şekil 5.11’de gösterilmiştir.

Lazer kaynağından çıkan 632.8 nm dalga boyundaki lazer ışını öncelikle ışın ayırıcıya gelmektedir. Işın ayırıcı lazer ışını ikiye bölmektedir. İkiye bölünen lazer ışınının güçleri birbirlerine eşittir. Güçlerin eşit olduğu optik güç metresi ile doğrulanmıştır.

Işın ayırıcından geçen ışın, polarizörden geçerek polarize olmakta ve interferometrenin referans koluna ulaşmaktadır. 100 mm’lik fiber optikten geçen lazer ışını kolimatör lens takımı ile ayna üzerine düşürülmektedir. Aynadan yansıyan lazer ışını başka bir kolimatör lens takımı ile ikinci ışın ayırıcına gelmekte ve buradan dedektöre yansıtılmaktadır.



(a)

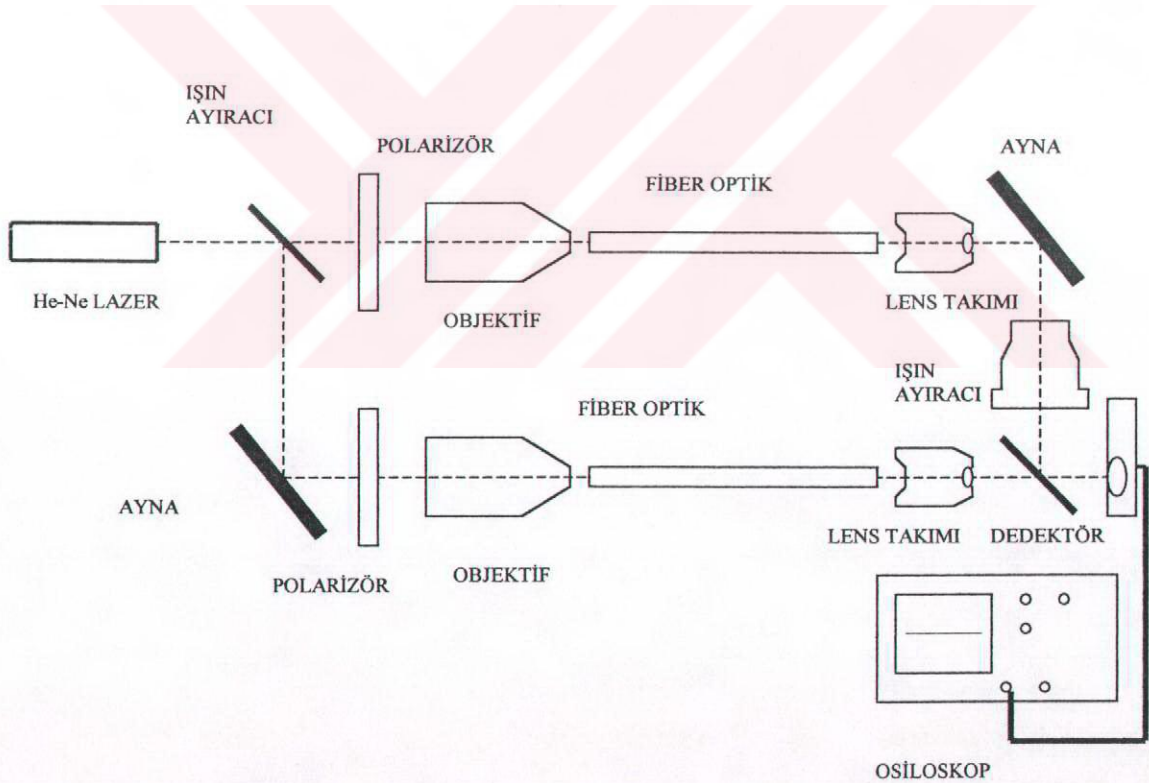


(b)

Şekil 5.11. Kaçak akım test düzeneği (1) lazer, (2) ışın ayırıcı, (3) ayna, (4) polarizör, (5) mikroskop objektifi, (6) fiber optik (7) lens takımı (8) dedektör

Birinci ışın ayırıcından yansıyan lazer ışını ise önce aynaya gelmektedir. Aynadan yansıyan lazer ışını, ikinci polarizörden geçmekte ve interferometrenin ölçüm koluna gelmektedir. Ölçüm kolundaki fiber optikten ayrılan ışık, kolimatör lens takımı ile ikinci ışın ayırıcı üzerine düşürülmektedir. Işın ayırıcından geçen lazer ışını ise dedektöre ulaşmaktadır.

İnterferometrenin referans kolundan gelen lazer ışını ile ölçüm kolundan gelen lazer ikinci ışın ayırıcında üst üste çakışmaktadır. Çakışan ışınlar birbirleri ile girişim oluşturmaktadır. Dedektör üzerinde oluşan bu girişimin büyüklüğü akım ile değişmektedir. Dolayısı ile silikon dedektörde üretilen elektriksel sinyal de akım değıştikçe değışmektedir.



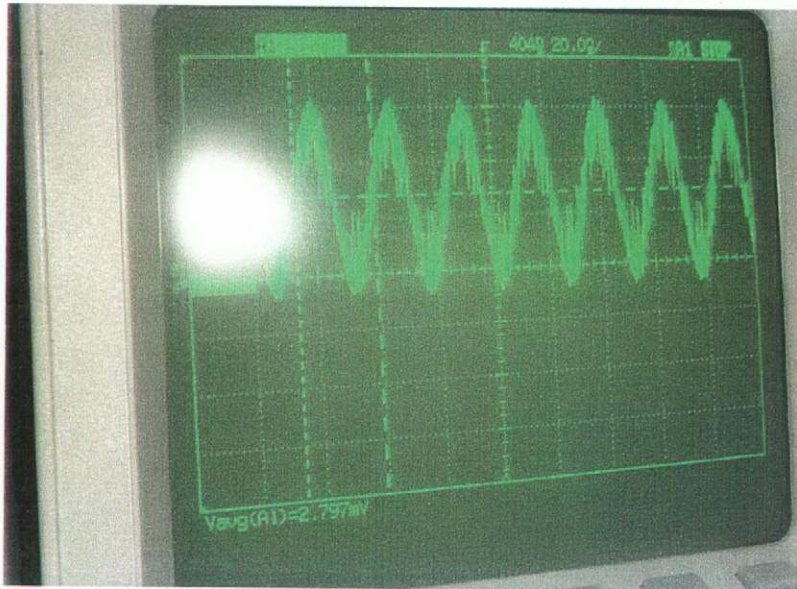
Şekil 5.12. Test düzeneğinin çizimi

5.5 Ölçümler

Kaçak akım ölçme çalışmasında hem doğru akım (DC) hem de alternatif akım (AC) ile ölçümler gerçekleştirilmiştir. Çalışmaya DC akım ile başlanmış, AC akım ölçümleri ile devam edilmiştir.

5.5.1 DC kaçak akım ölçümleri

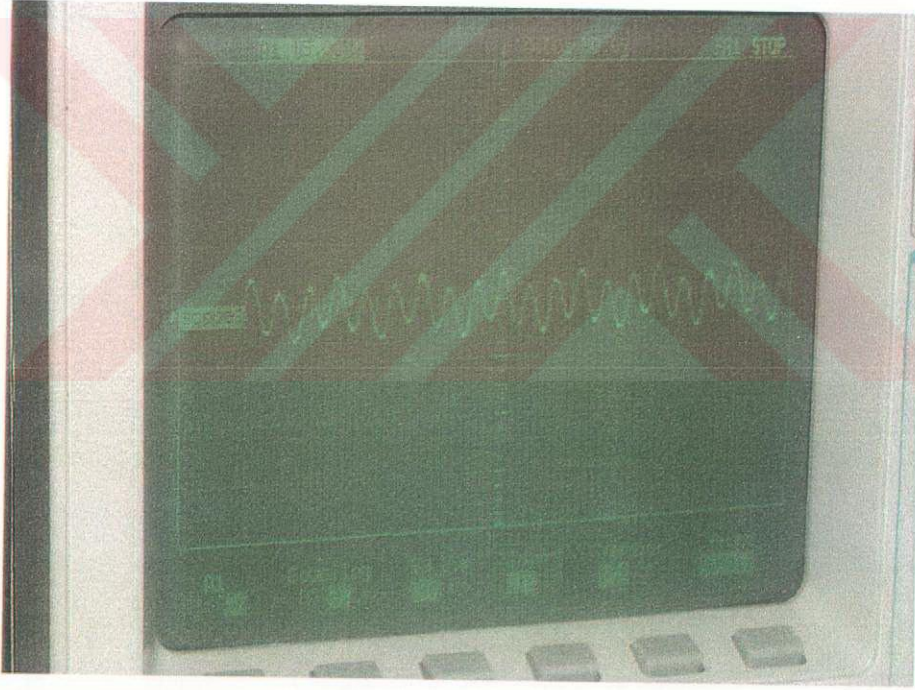
Bobine seri bağlanan 11 W'lık 300 ohm değerindeki direnç ile akım ayarı yapılmıştır. Akım seviyesi 1 mA seviyelerinden başlanarak düzenli bir şekilde artırılmıştır. 35 mA seviyesine gelindiğinde osiloskopta sinyal görülmeye başlanmıştır. Sinüs dalga şeklinin akım ile değiştiği görülmüştür. 2mV DC seviyesinin akım arttıkça belirli aralıklarla değiştiği görülmüştür. Sinüs dalganın periyodu 24 ns olarak belirlenmiştir. Bu dalga şekli girişim desenini göstermekte ve oluşan saçaklar hakkında bilgi vermektedir. Şekil 5.13 (a) ve (b)'de 36 mA ve 37 mA akım seviyelerinde elde edilen dalga şekli gösterilmiştir. 36 mA'de tepe-tepe gerilimi 6.5 mV iken 37 mA'de 6.75 mV olduğu görülmüştür. Farklı akımlarda elde edilen ortalama gerilim değerleri 35 mA'den başlamak üzere 50 mA'e kadar ölçülmüştür. Ölçülen değerler Şekil 5.14'de gösterilmiştir.



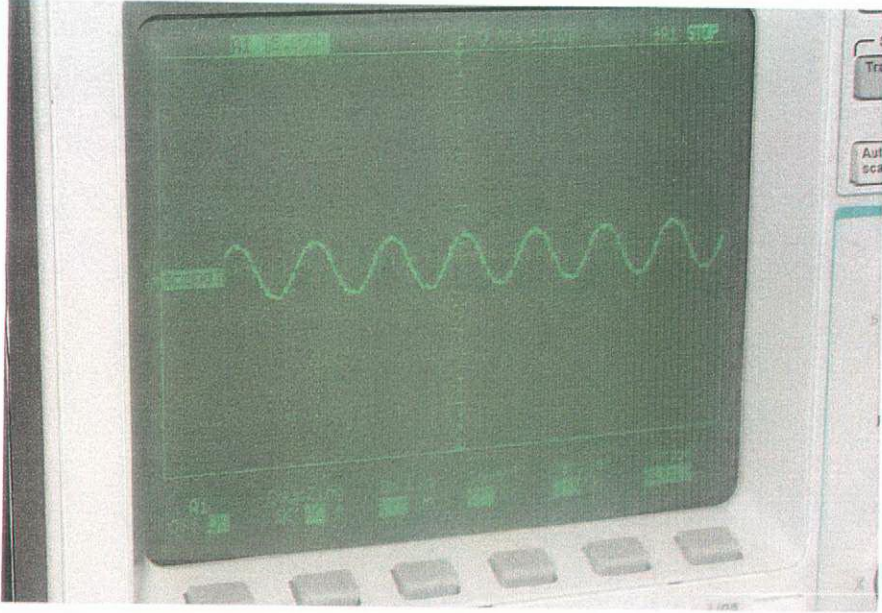
Şekil 5.13. (a) 36 mA'de elde edilen dalga şekli (2 mV/bölme, 20 ns/bölme)

5.5.2 AC kaçak akım ölçümleri

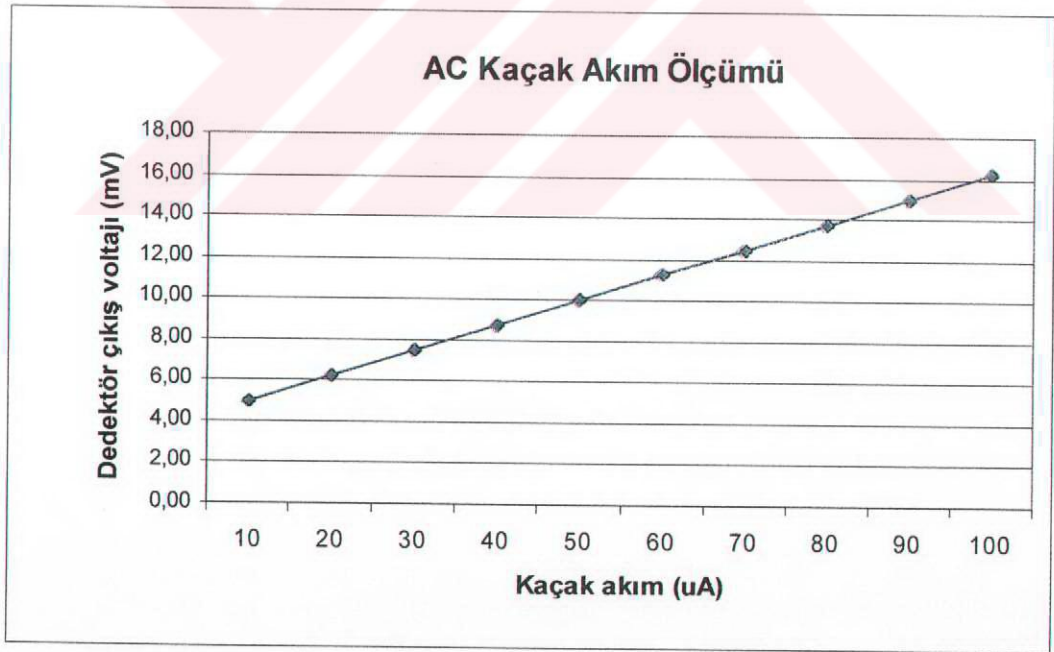
DC kaçak akım ölçümünde gözlemlendiği gibi saçak deseni osiloskopta görülmüştür. Bobine sürülen akım bir direnç ile sınırlandırılmıştır. Farklı fonksiyonlarda akım uygulanmıştır. Sinüs dalga fonksiyonu ile doğrusal bir değişim elde edilmiştir. Optik sistem cevabını, kaçak akım seviyesi $10 \mu\text{A}$ 'e ulaştığında göstermeye başlamıştır. AC akım, sisteme uygulandığında $10 \mu\text{A}$ ve $20 \mu\text{A}$ 'deki saçak dalga şekilleri Şekil 5.15 (a) ve (b)'de gösterilmiştir. $10 \mu\text{A}$ 'de tepe tepe gerilimi 5 mV iken $20 \mu\text{A}$ 'de 6.25 mV olduğu gözlenmiştir. $10 \mu\text{A}$ 'den $100 \mu\text{A}$ 'e kadar olan doğrusal grafik Şekil 5.16'de gösterilmiştir.



Şekil 5.15. (a) $10 \mu\text{A}$ 'de elde edilen dalga şekli (5 mV/bölme , 50 ns/bölme)



Şekil 5.15. (b) $20 \mu\text{A}$ 'de elde edilen dalga şekli (5 mV/bölme, 50 ns/bölme)



Şekil 5.16. $10 \mu\text{A}$ 'den $100 \mu\text{A}$ 'e kadar elde edilen gerilim değerleri

Şekil 5.16'da görüleceği üzere sistemin sinüs sinyale cevabı $12,5 \text{ mV}/\mu\text{A}$ 'dir. Doğrusal bir grafik elde edilmiştir.

6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez kapsamında yapılan deneysel çalışmada Faraday elektro-optik etkisi kullanılarak doğrusal ve duyarlı kaçak akım ölçümleri yapılmıştır. Burada anlatılan metodda kaçak akım, bobinden sürülerek manyetik bir alan oluşturulmuştur. Bobin içerisindeki fiber optik malzemenin manyetik alana duyarlılığından faydalanılarak polarize edilmiş ışığın döngüsel yönü değiştirilmiştir. İki kollu interferometre düzeneğinde yönü değişmiş olan ışık ile referans ışık birleştirilerek saçak deseni elde edilmiştir. Saçak desenindeki ışığın şiddeti silikon dedektör ile elektriksel sinyal olarak sayısal osiloskopa aktarılmıştır.

Bu metod ile doğru akım 35 mA seviyelerinde, alternatif akım ise 10 μ A seviyelerinde algılanabilmiştir. Bu seviyedeki kaçak akım ölçümleri endüstriyel uygulamalarda oldukça yeterlidir. Ancak bu sistemi daha da hassas hale getirmek mümkündür. Bunun için yapılacak çalışma da düşünülmüştür ve devam edilecektir.

Optik metod ile yapılan kaçak akım ölçümlerinin birçok avantajı bulunmaktadır. Elektromanyetik girişim etkisinden etkilenmemesi, hafif olması, az yer kaplaması, bakım gerektirmemesi, geleneksel metodlara göre daha doğrusal ölçüm alınabilmesi ve daha küçük akımları ölçebilmesi, sistemin en önemli avantajlarıdır.

Deneysel çalışmada karşılaşılan en büyük zorluk fiber optik malzemeler için tasarlanmış olan konnektör ve hassas optik malzemelerin kullanılamamış olmasıdır. Bu nedenle fiberin uç noktalarının düzgünlüğünün sağlanmasından, fibere ışığın yönlendirilmesi ve fiber çıkışlarındaki ışığın dedektöre aktarılmasına kadar büyük zorluklar ile karşılaşmıştır.

İleriki çalışmalarda bu çalışmaya paralel olarak, kaçak akım ölçme tekniğinin, fiber optiğin ısı duyarlılığı kullanılarak geliştirilmesi düşünülmektedir. Böyle bir çalışmada fiber optiğin üzerinin metal ile kaplanması düşünülmektedir. Yine iki kollu bir interferometre test düzeneği hazırlanarak iki adet fiber optik kullanılacaktır. Aynı uzunluktaki fiber optiklerin aralarında çok küçük bir direnç farkı ile (% 0.04)

belli bir direnç değeriinde kaplanması düşünölmektedir. Bu metal kaplama üzerinden geçirilen sabit yönlendirme akımı ile sistemin kazancı yükseltilmiş olacaktır. Bu akıma, ölçölecek akımın yarısı, bir elektronik devre vasıtası ile eklenip çıkartılarak fiber optiklerin farklı değerielerde ısınması sağlanacaktır. Farklı sıcaklıklara sahip fiber optikler içerisinden geçen lazer ışınının faz açısı, ısınma etkisiyle meydana gelen kırılma indisi değışimi ile değışecektir. Bu değışim interferometrenin çıkışından saçak değışimi olarak hissedilecektir. Lazer kaynağı olarak yarı iletken lazer kullanılması düşünölmektedir. Bununla birlikte, bu çalışmada, TEM₀₀ modunda kullanılan He-Ne lazerin diğeri modlarının da ileriki çalışmalarda denenmesi düşünölmektedir. kullanılan Kurulması düşünölen bu deney düzeneğı için Fiberguide firmasından alüminyum kaplı ve polarizasyon korumalı fiber optik temin edilmiştir. Aynı zamanda çıplak bir fiberin özel bir firmada istenilen bir metal ile istenilen dirençlerde kaplatılması sağlanacaktır. Fiberguide firmasından temin edilen fiber optiğinin çapının küçük olması nedeniyle fiber optik konnektör ve lenslerine ihtiyaç duyulmaktadır. Çekirdek çapının düşük olması nedeniyle daha hassas ölçüm alınacağı düşünölmektedir. Bu sistem ile 1nA'ın altındaki akımları ölçmek mümkün olabileceğı tahmin edilmektedir.

KAYNAKLAR

- Arce-Diego, J.L., Lopez-Ruisancechez, R., Lopez-Higuera, J.M., 1997, Model of an Openable Faraday-effect Hybrid-Current Optical Transducer Based on a Square Shaped Structure With Internal Mirror, **Applied Optics**, Vol.36, No. 25.
- Briers, J.D., 1999, Interferometric Optical Testing: An Interlaboratory Comparison, **J. Opt. A: Pure Applied Optic**, Vol. 1 (1999) 1-14.
- Culshaw, B. and Dakin, J., 1989, Sensor Systems and Fiber Optics, **SPIE Proceedings**.
- Dandridge, A., Tveten, A.B., and Giallorenzi, T.G., 1981, **Electronics Letter**, Vol. 17, No. 15, 523-524.
- Day., G.W., Etzel, S. M., 1985, Annealing Of Bend Induced Birefringence In Fiber Current Sensors, Tech. Digest, Int. Conf. Integrated Optics, **Optical Fiber Commun. European Conf. Optical Commun.**, Venice, 871-874.
- Edward Collett, Polarized Light Fundamental and Applications, Marcel Dekker Inc., 1993.
- Ernesta, M. M., and Raab, R. E., 1998, A new Theory Of Pockels Birefringence In Non-Magnetic Crystals, **J. Opt. A: Pure Applied Optic**, Vol. 1 (1999) 146-151.
- Fisher, N. E., Jackson, D. A. and, Woolsey, G. A., 1997, Faraday Current Sensors, and The Significance Of Subtended Angles, **Sensors and Actuators A**, 63 (1997), 119-123.

Hecht J., 1992, The Laser Guidebook, **McGraw-Hill Inc.**, Second Edition

Hiroshi, M., 1996, Handbook Of Optical Fibers And Cables, **Marcel Dekker, Inc.**

Holm, U., Sohlstrom, H., Svantesson, K., 1995, Transmission Loss Compensation For Faraday Effect Fiber Optic Sensors, Sensors And Actuators A, Vol. 46-47, 487-490.

Hughes, R., and Priest, R., 1980, Thermally Induced Optical Phase Effects In Fiber Optic Sensors, **Applied Optics**, Vol 19, No. 9, 1477-1483.

Iwansson, K., Sinapius, G., Hoornaert, W., 1999, Measuring Current, Voltage and Power, **Elsevier**.

Jackson, D. A., 1985, Monomod Fibre Optic Interferometers For Precision Measurement, **J. Phys. E.**, Vol. 18, 981.

Kurosawa, K., Yoshida, S., Sano, O., 1996, Optical Current Sensor Using The Flint Glass Fiber, Tech. Digest 11th OFS Conf. Sapporo, Japan, 146-147.

Lagakos, N., Bucaro, J. A., and Jarzynski, J., 1981, Temperature Induced Optical Phase Shifts In Fibers, **Applied Optics**, Vol. 20 No. 13, 2305-2308.

Li, H., 1996, Study On Optical System Of Optical Current Transducer For Practical Use, **Acta Photonica Sinica**, Vol. 25, No. 12, 1109-1114.

MacDougall, T. W., Lutz, D. L., and Wandmacher, R. A., 1992, Development Of A Fiber Optic Current Sensor For Power Systems, **IEEE Transactions on Power Delivery**, Vol. 7, No. 2, 848-852.

Malacara, D., 1992, Optical Shop Testing, **John Wiley and Sons, Inc.**

- Martinez, L.M., Adl, P., Rakowski, R.T., Cheshmeshdoost, A., 1998, An Optical Current Transducer For Residual, Current Sensing In The Miliampere Range, **Sensors and Actuators A**, 67 (1998) 102-108.
- Musha, T., Kamimura, J., and Nakazawa, M., 1982, **Applied Optics**, Vol. 21, No. 4, 694-698.
- Ning, Y.N. and Jackson, D.A., 1993, Review of Optical Current Sensors Using Bulk-Glass Sensing Elements, **Sensors and Actuators A**, 39 (1993) 219-224.
- Palais, J. C., 1988, Fiber Optic Communications, **Prentice-Hall**
- Pedrotti, F. L., Pedrotti, L. S., 1993, Introduction to Optics, second edittion, **Prentice Hall**.
- Pistoni, N.C., Marttinelli, M., 1993, Vibration-Insensitive For Optical Fiber Current Sensor, **Optics Letters**, Vol. 18, 314-316.
- Rochford, K. B., Rose., A.H., Deeter, M.N., Day, G. W., 1994, Faraday Effect Current Sensor With Improved Sensitivity-Bandwith Product, **SPIE**, 2360, 32-35.
- Rogers, A. J., Xu, J., Yao, J., 1994, Vibration Immunity For Optical Fiber Current Measurement, **SPIE Proc.**, 2360, 40-44.
- Rose. A. H., Ren Z. B., Day G. W., 1996, Twisting and Annealing Optical Fiber For Current Sensors, **J. Lightwave Tech**, Vol. 14, No. 11, 2492-2497.
- Shirakawa, S., Endo, F., Goto, K., Sakai, M., 1988, Maintenance of Surge Arrester by a Portable Arrester Lekage Current Detector, **IEEE Transaction on Power Delivery**, Vol.3, No.3.

Schneider Elektrik firması semineri, 2002, **Beltek**

Shyu, C.T. , Wang, L., 1994, Sensitive Linear Electric Current Measurement Using Two Metal-Coated Single-Mode Optical Fibers, **Journal of Lightwave Technology**, Vol. 12, No. 11, pp. 2040-2048.

Shyu, C.T., Wang, L., 1993, Electric Current Measurement with Enhanced Sensitivity Using Two Metal-Coated Fibers, **Journal of Modern Optics**, Vol. 40, No. 12, 2495-2499.

Song, J., McLaren, P.G., Thomson, D. J., Middleton, R.L., 1995, A Prototype Clamp On Magneto-Optical Current Transducer For Power System Metering And Relaying, **IEEE Trans. On Power Delivery**, Vol. 10, No. 4, 1764-1769.

Svelto Orazio, 1998, Principles of Lasers, **Plenum Press**, Fourth Edition

Taplamacioğlu, M. C., Santos., J. C., Hidaka, K., 1999, Optical High Voltage Measurement Using Pockels Microsingle Crystal, **Review of Scientific Instruments**, Vol.70 No.8, pp.3271-3276.

Udd E., 1992, Fiber Optic and Laser Sensors X, **Proceedings SPIE**, Vol. 1795

Udd, E., 1991, Fiber Optic Sensors, An Introduction For Engineers and Scientists, A **Wiley-Interscience Publication**, John Wiley and Sons Inc..

Urich R., and Simon A., 1979, Polarization Optics of Twisted Single-Mode Fibers, **Applied Optics**, 18, 2241-2251

Wang, Z. P., Sun, W. M., Ruan, S.L., Huang, Z. J., Kang C., Ning, Y. N., Palmer, A.W., Grattan, K.T.V., 1997, Optical Current Sensing Element With

Polarization-Preserving Coating Surfaces, **Proc. 8th. Conf. On Sensors and Their Appl.**, Glasgow, Scotland, 353-357.

Wang, Z.P., Wang, X.Z., Sun, W.M., 1998, Brief Review of Optical Current Sensors, **Optics For Information Infrastructure**, JOEL Vol. 9 Supp. 241-243.

Yoshida S., Kurusawa K., Sana O., 1996, Optical Current Sensor Using The Flint Glass Fiber, **Tech. Digest 11th OFS Conf. Sapporo**, Japan, 146-147

Yuan, S., Chen, X., 1996, A New Electric Current Sensor By Thermal Lens Coupled Magneto-Optical Effect In Ferrofluid, **SPIE**, 2895, 8-10.



ÖZGEÇMİŞ

Hüseyin YILMAZ, 1974 yılında Ankara’da doğdu. Lisans derecesini 1998 yılında Dokuz Eylül Üniversitesi’den Elektrik-Elektronik Mühendisi olarak aldı. Çalıştığı konular, elektro-optik sensörler, optik ölçüm sistemleri ve güç elektroniğidir. Halen ASELSAN A.Ş. Mikroelektronik, Güdüm ve Elektro-Optik Grubu’nda Tedarik ve Program Kalite Güvenliği Mühendisi olarak çalışmaktadır.

