

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

BOYA KATKILI NEMATİK SIVI
KRİSTALLERDE OPTİK NONLINEARİTENİN
KIRINIM AĞI DİFRAKSİYONU YÖNTEMİ İLE
İNCELENMESİ

721297

Sait Eren SAN
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. Necati ECEVİT

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

GEBZE

2002

121297

Sait Eren SAN 'ın tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 28.11.2002 tarih ve 2002.140 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRI

ÜYE
(Tez Danışmanı)

: Prof. Dr. Necati Tercit

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Dmitri DVORNIKOV

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Anatolii Simionel

ÜYE

: Prof. Dr. M. Hasanoğlu

ÜYE

: Prof. Dr. Zafer Ziya Öztürk

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 31.12.2002 tarih ve 2002.143 sayılı kararı.

İmza / Mühür

Prof. Dr. Adem KILIÇ
GYTE Mühendislik ve Fen Bil.
Enstitüsü Müdürü

ÖZET

Çeşitli bilimsel ve endüstriyel uygulamaya konu olan boya katkı sıvı kristaller lazer indüklemeli kırınım ağı analizi ile incelenerek, optimum kırınım verimi sağlayacak konfigürasyonun ve malzemenin elde edilmesine yönelik araştırmalar gerçekleştirilmiştir.

Bu çalışmada boya torku kökenli kırınım ağı oluşum mekanizması baz alınarak, kırmızı He-Ne lazerine uygun anthraquinone türevi katkı boya % 1 w/w oranında E7 kodlu nematik sıvı kristale katkılanmış, optimum şartlar altında % 20 seviyesinde kırınım ağı difraksiyonu verimine ulaşmıştır. Orijinal halinde, uygulanan dc voltaj'ın etkisini içermeyen boya torku modeli modifiye edilerek dc destekli ışık indüklemeli moleküler yönelimin ve dolayısıyla kırınım ağı oluşumunun mekanizması irdelenmiş ve 632 nm He-Ne lazerlerle holografik kayıt amaçlı kullanıma elverişli olarak tasarlanmış ve oluşturulmuş sıvı kristal sistemin optik karakterizasyonu ve performans analizi gerçekleştirilmiştir.

SUMMARY

Dye doped nematic liquid crystals, which is subject for various scientific and industrial applications, has been investigated by laser induced grating analysis and related research has been carried out for attainment of optimum configuration and material satisfying best diffraction efficiency in the frame of available usage of 632 nm He-Ne laser.

In this study, an anthraquinone derivative dye is used as 1% w/w in E7 coded nematic liquid crystal and 20 % diffraction efficiency is received under optimum circumstances. Dye torque model, which does not include the contribution of the applied dc voltage in its original form, has been reconcerned with the effect of voltage and comments are presented about the formation mechanism of grating. Optical characterization and performance analyses of our novel liquid crystal system, which is appropriate for Holographic recording applications, has been carried out as well during this research.

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam süresince karşılaştığım sorunlarda faydalı tavsiyelerde bulunup, kıymetli stratejiler veren ve her tür desteği sağlayan hocam Doç. Dr. F. Necati Ecevit'e teşekkürlerimi sunarım.

Geç saatlere kadar kalarak, deneysel çalışmalarda yardımlarını esirgemeyen değerli arkadaşlarım Oğuz Köysal'a ve Mustafa Okutan'a katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Farklı zamanlarda temin ettikleri ilginç fikirler ve değerlendirmelerle çalışmama destek veren, Murat Durak'a, Dr. Dmitri Dvarnikov'a, Dr. Ramiz Hamid'e, Fikret Yıldız'a, Dr. Gene Carlisle'e, Dr. Andrzej Miniewicz'e, Dr. Shintson'a, Murat Avşar'a, Duygu Önal'a, Resul Yılğın'a, Ümit Y. Akçadağ'a, Orhan Sakarya'ya, Dr. Cem Özdoğan'a, Doç. Dr. Serhat Özder'e, Dr. Mustafa Büyükata'ya, Abuzer Yaman'a, Dr. Sinan Fank'a, Okan Ganioglu'na, Murat Aksulu'ya ve Yakup Hameş'e teşekkür ederim.

Tüm çalışmalarımnda destek veren babama, anneme, abimlere ve eşime şükranlarımı sunar beraber oynadığımız oyunlarla bilimsel çalışmalar hakkında ilk fikirleri ve dilekleri veren teyzem Sebahat Uğurlu'yu rahmetle anarım.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

Sayfa

ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xiv
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvii
1. GİRİŞ	1
1.1. SK'lerin Uygulama Alanları ve Tez Çalışmasının Potansiyel Kullanımı	1
1.2. Gerçekleştirilen Çalışmanın Ana Hatları	3
2. SIVI KRİSTALLER	4
2.1. Sıvı kristallerin Sınıflandırılması	5
2.1.1. Termotropik Sıvı Kristaller	6
2.1.1.1. Nematik Sıvı Kristaller	7
2.1.1.2. Kolesterik Sıvı Kristaller	8
2.1.1.3. Simektik Sıvı Kristaller	9
2.1.2. Lyotropik Sıvı Kristaller	13
2.2. Sıvı Kristallerin Fiziksel Özellikleri	14
2.2.1. Sıvı Kristallerin Optik Özellikleri	14
2.2.2. Sıvı Kristallerin Magnetik ve Elektriksel Özellikleri	16
2.3. Sıvı Kristallerin Esneklik ve Akışkanlık Özellikleri	16
2.4. Esnek Şekil Değişimleri	18
2.5. Düzen Parametresi, Faz Geçişi ve Serbest Enerji	22
2.6. Uzun ve Kısa Erişimli Düzen	23
2.7. Moleküler Etkileşim ve Faz Geçişi	23
2.8. Uygulanan Bir Dış Alan Olması Durumunda Serbest Enerji	24
2.9. Nematik Sıvı Kristallerle İlgili Teoriler	26
2.9.1. Elastik Süreklilik Teorisi	26
2.9.1.1. Elastik Sabitler, Serbest Enerjiler ve Moleküler Alanlar	28

2.9.1.2. Serbest Enerji ve Elektrik ve Magnetik Alanlardaki Torklar	30
2.9.2. Alan İndüklü Doğrultu Eksenî Yönlendirme Etkileri	31
2.9.2.1. Akışkan Çiftlenimi Olmaksızın Alan İndüklü Yönelim	31
2.9.2.2. Akışkan Çiftlenimli Yönelim	33
2.10. Nematik SK'lerin Yüzeylerdeki Moleküler Yönelimleri	34
3. NEMATİK SIVI KRİSTALLERDE OPTİK NONLİNEERİTE VE MOLEKÜLLERİN LAZERLE ETKİLEŞİM MEKANİZMALARI	37
3.1. Işık Saçılmaları	37
3.1.1. Işık Saçılmasının Genel Elektromagnetik Formalizmi	38
3.1.2. SK'lerde Işık Saçılması Çalışmalarının Önemi ve Niteliği	40
3.2. SK'lerde Nonlinear Optik Etkiler	41
3.2.1. Nonlinear Optik	42
3.2.2. Fiziksel Açıklamalar	43
3.2.3. Nonlinear Duygunluk ve Işık Şiddetine Bağlı Kırılma İndisi	46
3.2.4. Nonlinear Polarizasyon ve Kırılma İndisi	46
3.2.5. Çiftlenmiş Maxwell Dalga Denklemleri	49
3.2.6. SK'lerde Gözlemlenen Nonlinear Optik Olaylar	51
3.2.6.1. Neredeyse Dejenere ve Sönümlü Dalga Karışımı	51
3.2.6.2. Optik Faz Konjugasyonu	55
3.2.6.3. Termal Saçılma Tahrikli SSOPC	55
3.2.6.4. Yönelimsel Saçılma Tahrikli SSOPC	56
3.2.6.5. Termal, Yoğunluk ve Diğer Nonlinear Mekanizmalar	58
3.2.6.6. Sinüzoidal Optik Şiddet İndüklemeli Yoğunluk ve Sıcaklık Değişimleri	61
3.3. SK'lerde Moleküler Yönlendirme Işığın Etkisi	66
3.3.1. Optik Tork	67
3.3.1.1. Küçük Yönlendirimler	73
3.3.2. Boya Torku; Janossy Etkisi	77
3.3.3. Fotoizomerasyon	80
3.3.4. SK'lerdeki Fotorefraktif Benzeri Etkinin Gözlenmesi ve Analizi	81
3.3.5. Boya Katkılı Fotorefraktif SK'de Dinamik Kırınım Ağı Oluşturulması	83
4. DENEYSEL	88
4.1. Ölçümlerde Kullanılan Numunelerin Hazırlanması	88

4.2. Sıvı Kristallerde Foto İndüklemeli Kırınım Ağı Oluşumu	90
4.3. SK Numuneye Holografik Olarak Görüntü Depolanması	109
5. SONUÇ	113
5.1. Sistemin Performansı	113
5.2. Sistemimizdeki Kırınım Ağı Oluşumu Mekanizması	114
5.3. Öneriler	116
KAYNAKLAR	118
ÖZGEÇMİŞ	123



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

SK	: Sıvı kristal
SKG	: Sıvı kristal gösterge
He-Ne	: Helyum - Neon
dc	: Direk akım
ac	: Alternatif akım
T_m	: Erime sıcaklığı
T_c	: Temizlenme sıcaklığı
R	: Alkil
X	: Merkez Grubu
R'	: Alkiloksi
n	: Direktör
ζ	: Helis adımı
λ	: Dalga boyu
$\epsilon_{//}$	: Dielektrik sabitinin paralel bileşeni
$\epsilon_{\perp}$	: Dielektrik sabitinin dik bileşeni
$\Delta\epsilon$	: Dielektrik anizotropisi
$n_{//}$	: Kırılma indisinin paralel bileşeni
$n_{\perp}$	: Kırılma indisinin dik bileşeni
Δn	: Optik anizotropi
χ	: Magnetik duygunculuk
M	: Magnetizasyon
H	: Magnetik alan
Q	: Makroskopik düzen parametresi
$\chi_{//}$	: Magnetik duygunluğun paralel bileşeni
$\chi_{\perp}$	: Magnetik duygunluğun dik bileşeni
$\Delta\chi$	: Diamagnetik anizotropi
E	: Elektrik alan
d	: Hücre kalınlığı
S	: Düzen parametresi
$d\Omega$	: Katı aç

$f(\theta)$	: Yönelimsel dağılım fonksiyonu
θ	: Moleküllerin direktör eksenini ile yaptığı açı
P_2	: İkinci dereceden Legendre polinomu
a	: Maddeye özgü bir potansiyel sabiti
V	: Molar hacim
k_B	: Boltzman sabiti
T_{max}	: Maksimum sıcaklık değeri
$n(r)$	: Direktör alanı
F	: Serbest enerji
K_{ii}	: Esneklik sabitleri
v	: Akış hızı
p	: Basınç
ρ	: Yoğunluk
σ_{ij}	: Gerilme tensörü
Γ	: Döndürme momenti; Tork
γ	: Viskozite
N	: Direktörün akış sırasındaki dönme hızı
A	: Hız gradyenti
ω	: Açısal hız
α	: Leslie katsayıları
α_G	: Parodi katsayısı
η	: Miesowicz katsayıları
E_{akt}	: Aktivasyon enerjisi
W	: Etkileşim enerjisi
T	: Sıcaklık
f	: Lagrange denklemi
D	: Deplesman akımı
σ	: İletkenlik
U_E	: Elektrik enerji yoğunluğu terimi
U_m	: Magnetik enerji yoğunluğu terimi
P	: Lineer kutuplaşma
I	: Atalet momenti
ϕ_{LS}	: SK ve katı yüzey arasındaki yüzey enerjisi

ϕ_s	: Katı yüzey enerjisi
ϕ_L	: SK yüzey enerjisi
W_a	: Yapışma enerjisi
ϕ_c	: Kritik yüzey enerjisi
$\delta\epsilon(r,t)$	: Dielektrik dalgalanmaları
dV	: Hacim elemanı
δP	: Polarizasyon dalgalanmaları
τ	: Sönüm süresi (sabiti)
S	: Entropi
SSOPC	: Kendinden başlangıçlı optik faz konjugasyonu
$\overline{\chi}$	: Magnetik duygululuk tensörü
ΔS	: Entropi dalgalanması
C_p	: Sabit basınçta spesifik ısı
I	: Işık şiddeti
n_2	: Nonlineer tepkiyi karakterize eden metaryel parametresi
L	: Ortamın uzunluğudur
ψ	: Faz kayması
n_o	: Sıradan kırılma indisi
n_e	: Sıra dışı kırılma indisi
P_L	: Lineer polarizasyon
P_{NL}	: Nonlineer polarizasyonu
g	: Eksponansiyel kazanç katsayısı
v	: Ses hızı
λ_t	: Termal iletkenlik
α	: Soğurma katsayısı
$D_{//}$	: Termal yayılım sabiti (paralel bileşen)
$D_{\perp}$	: Termal yayılım sabiti (dik bileşen)
$\alpha_2(T)$	: Termal nonlinearite katsayısı
Λ_{th}	: Karakteristik termal düfüzyon uzunluğu
Γ_{op}	: Optik tork
Γ_{el}	: Elastik tork
Γ_{fo}	: Akış-yönelimsel çiftlenime ait tork

h	: Moleküler alan
Γ_K	: Elastik tork
β_0	: Oblik geliş açısı
A^2	: Işık şiddeti ile orantılı sabit parametre
η_{boya}	: Boyanın karakteristik parametresi
D_e	: eksite durum rotasyonel yayılım sabiti
D_g	: Zemin durum rotasyonel yayılım sabiti
N_d	: Birim hacimdeki boya moleküllerinin toplam sayısı
N_h	: Birim hacimdeki ev sahibi moleküllerinin toplam sayısı
m	: Optik şiddet modülasyon faktörü
q	: Kırınım ağı dalga vektörü
5CB	: Bir nematik SK ismi (Merck firmasının kodu)
E7	: Bir nematik SK ismi (Merck firmasının kodu)
ITO	: Indium Tin Oxide
Λ	: Kırınım ağı aralığı
U	: SK numuneye holografik olarak kaydedilen harf
ξ	: Katkı boyanın karakteristik parametresinin dielektrik anizotropi ile çarpımı
* PZT	: Piezoelektrik malzeme

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Sıvı Kristal Özellik Gösteren Malzemenin Moleküllerinin Sıcaklığa Bağımlı Durumu	4
2.2. Sıvı Kristallerin Sınıflandırılması	6
2.3. Tipik Bir Sıvı Kristal Molekülün Kimyasal Yapısı	7
2.4. Nematik Sıvı Kristal	7
2.5. Nematik Sıvı Kristal (Üç Boyutta)	8
2.6. Kolesterik Sıvı Kristal	8
2.7. Simektik Sıvı Kristaller	10
2.8. Simektik Ara Fazların Sıcaklığa Bağlı Değişimi	11
2.9. Termotropik SK'lerde Sıcaklık Değişimine Bağlı Olarak Gerçekleşebilen SK Faz Geçişleri	12
2.10. Lyotropik Fazda Konsantrasyona Bağlı Faz Geçişleri	13
2.11. Sıvı Kristallerde Dielektrik Anizotropi.	15
2.12. Sıvı Kristal Ortamdaki Polarize Işığın Davranışı	15
2.13. a) Eğilme, b) Burulma, c) Bükülme, Türü Esnek Şekil Değişimleri	19
2.14. Leslie Katsayıları İle Varsayılan Yaklaşık Moleküler Geometri Arasındaki İlişki	22
2.15. Esnek Şekil Değişimlerinde Doğrultu Yönleniminin Şematik Gösterimi	27
2.16. Yüzey Gerilimi İle Moleküler Yönelimin Şematik Gösterimi, $\perp$ ve $//$ Sırasıyla Moleküllerin Yüzeye Göre Dik ve Paralel Yönlenimi Temsil Etmektedir	35
2.17. SK Moleküllerin Substrate Yüzeyindeki Yöneliminde Yaptığı Açık	35
3.1. r' da Konuşlanan Hacim Elemanından Işık Saçılması	39
3.2. Çiftkırıcı Ortamdaki Nonlineer Optiğin Gösterimi	44
3.3. Fotorefraktif Malzemelerde İndüklenmiş Kırılma İndisi Girişiminin Uzaysal Olarak Optik Şiddet Girişimine Göre Kayması	52
3.4. Değişik Frekanstaki İki Lazerin Oluşturduğu Girişim Deseninin Hareketi	52
3.5. İki Eşit Frekanslı Kısa Lazer Palsıyla Üretilen; Yolla Hareket Eden Zaman Bağımlı İndis Kırınım Ağı	54

3.6. Planar Yönelmeli Bir Nematik SK Hücrede Sıradan (o) Dalga Olarak İlerleyen Optik Alanın Şematik Çizimi. Şn Doğrultu Ekseninin Yönelimsel Dalgalanmasıdır. n İse Pertürbe Edilmiş Direktör Eksenidir	57
3.7. Kızıl Ötesi Foto Soğurmayla Zemin Elektronik Durumundaki Titreşimsel ve Rotasyonel Eksitasyonlar ve Görünür Bölgedeki Foto Soğurmayla Elektronik Durumların Eksitasyonu.	59
3.8. (a) Tek Foton Soğurulması, (b) İki Foton Soğurulması, (c) Çoklu Foton Soğurulması	60
3.9. İki Koherent Lazer Tarafından Oluşturulan Sinüzoidal Işık Şiddeti Kırınım Ağı	62
3.10. SK'lerdeki Lazer İndüklemeli Kırılma İndisi Değişiminin İncelenmesi Amaçlı Deney Düzeneği	63
3.11. 'Self Focusing' Deneyi	67
3.12. Pompalama-Prop Yöntemi İle Moleküler Yönelimin Analizi.	68
3.13. Trans-Cis İzomerasyon Prosesinin Şematik Gösterimi.	80
3.14. SK Numuneden Kırınımın Uzaysal Koordinatlarının Gösterimi.	82
3.15. Nematik SK 'lerde Gelen Optik Şiddet Dağılımıyla İndüklenen İletkenlik Değişimi, Oluşan Uzaysal Yüklerin ve Alanların Dağılımı ve Doğrultu Yönelim Mekanizması	85
4.1. Hücrelerin Hazırlanış Aşamaları	89
4.2. Farklı Renklerdeki Yansıtma Plakalarının Dalga Boylarına Göre Yansıtma Özellikleri	92
4.3. Spektral Karakterizasyon Düzeneği	93
4.4. Çalışmamızda Kullanılan Boya Katkılı SK Sistemin Spektroskopik Karakteristiği	94
4.5. Üstteki Fotoğrafta Düzeneğin Uzaktan Görünümü Altta İse Numunenin Üzerinde Pompalama Lazerleri ve Prop Lazerinin Çakışması Olayı, Oluşan Difraksiyon Spotları İle Beraber Gösterilmektedir	95
4.6. Deney Düzeneğinin Şematik Gösterimi; M: Ayna; BS: Demet Bölücü, P:Polarizör, F: Nötral Densite Filtre, N: Numune, θ : Çakışma Açısı, D:Detektör	96

4.7. a) E7 kodlu Nematik Sıvı Kristal; b) Anthraquinone Boya (Disperse Blue 14; İçin Kimyasal Formüller. { a)'daki Moleküler Boyut Bilgileri A° Cinsindendir}	98
4.8. Boya ve SK Molekülleri Karışımının Uygulanan Voltajında Yardımıyla Aydınlık ve Karanlık Noktalarda Farklı Yönlenim Sergilemesinin Şematik Gösterimi	99
4.9. Şeklin Solunda Kırınım Ağı Üzerinden Kendinden Difraksiyon Sağında İse Prop Lazerinin Difraksiyonu Görülmektedir	100
4.10. Kırınım Ağı Aralığının Lazerlerin Çakışma Açısına Bağımlılığı	101
4.11. Difraksiyon Sinyalinin Kırınım Ağı Aralığına Bağımlılığı.	102
4.12. Lazer indüklemeli Foto İletkenlik Ölçüm Düzenegi. DL: Iraksak Mercek, EA: Empedans Analizörü, PC:Bilgisayar	104
4.13. Fotoiletkenliğin Farklı Lazer Şiddetlerinde Voltaja Bağımlılığı	105
4.14. Numuneden Geçen 0 ncı Mertebe Pompalama ve 1 nci Mertebe Kendinden Difraksiyon Spotlarının Uygulanan Voltaja Bağımlılığı	106
4.15. 1 nci Mertebeden Kendinden Difraksiyon Sinyalinin Farklı Pompalama Işık Şiddetlerinde Voltaja Bağımlılığı	107
4.16. 8,5 mW'lık Lazer Demetlerinin Çakışmasıyla Oluşan Kırınım Ağından Difraksiyona Uğrayan Birinci Mertebeden Kendinden Difraksiyon Sinyalinin Voltaja Bağımlılığı	108
4.17. Holografik Kayıt Düzenegi	110
4.18. Nesnenin Boya Katkılı SK Numune Üzerine Kaydedilmesi	111
4.19. SK Numuneye Holografik Olarak Kaydedilen "U" nun Okunması	111

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Sıvı Kristal Fazların Moleküler Bilgileri	13
3.1. Bazı Nematik SK'lerin Tipik Fiziksel Değerleri	66
3.2. 100 µm Kalınlığında Hemcotropik Yönelimli Değişik Boyalarla Katkılı Nematik SK filmin ~10mW Mertebesindeki Lazerle 1V dc Voltajı Altında Şekil 3.23.'deki Deneysel Geometride $\beta=0$ Durumunda Tek Demet İçin Foto-İndüklemeli Akım Değerleri	87

1. GİRİŞ

1888 yılında Avusturyalı botanikçi Friedrich Reinitzer ısıtıcıya bağlamış olduğu kolesterol benzoate adlı organik malzemeyi mikroskopla incelerken; numunenin sıcaklığını artırdığında $145,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'den sonra, ileride SK (Sıvı Kristal) faz olarak isimlendirilecek olan bulanık bir sıvıya dönüştüğünü sıcaklığın daha da artırılmasıyla $178,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'den sonra bu bulanık sıvının normal temiz sıvı hale dönüştüğünü gözlemlemiştir. Aslında 1850'lerde W. Heintz isimli bir kimyacı da doğal yağlarla çalışırken Reinitzer'in raporladığı davranışın benzerini görmüştü ve malzemenin iki erime noktası olduğunu varsaymıştı. Ancak iki farklı erime noktasının malzemenin SK davranışı nedeniyle olduğunu anlaması nedeniyle keşif Reinitzer'a atfedilmiştir. Yeni fazın ismi ise; SK'lerin hem sıvı hem de katıların pek çok özelliğini taşıması nedeniyle, 'yumuşak kristal', 'yüzen kristal' ve 'kristalimsi sıvı' gibi denemelerden sonra Otto Lehmann isimli fizikçi tarafından 'Sıvı Kristal' olarak konulmuştur [1]. SK'ler sıvılar gibi akmakta, katılar gibi polarize ışıkla etkileşime girmekte ve daha başka ortak özellikleri sergilemektedir. Malzemenin keşfedilmesini takiben bilim adamları tarafından ayrıntılı olarak 2nci dünya savaşının sonuna dek sürdürülen araştırmalarla SK'ler hakkında her şeyin incelendiği düşünüldükten yavaşlayan araştırmalar 1950'lerde tekrar ivme kazandı ve 1968 yılında ilk SK göstergenin geliştirilmesiyle sansasyonik önem kazanan araştırmalar pek çok bilim dalında değişik amaçlara yönelik olarak sürmektedir.

1.1. SK'lerin Uygulama Alanları ve Tez Çalışmasının Potansiyel Kullanımı

Termotropik SK'ler Fizik, Kimya, Uzay bilimleri, Mühendislik dalları, Biyoloji vs. branşlarda sürdürülen temel araştırmaların konularındandır, ayrıca dijital saat, hesap makinesi ve benzer gösterge ekipmanında, bilgisayar monitörlerinde, televizyon ekranlarında, opak-şeffaf modülasyonlu camlarda ve daha pek çok endüstriyel ve askeri amaçlı uygulamada kullanılmaktadır. Bu sayılan uygulamalarda genelde nematik ve simektik alt fazlar kullanılmaktadır. Kolesterik SK'ler ise sıcaklık hassasiyetli cihazlarda, tıbbi uygulamalarda, sensör kullanımlarında, sıcaklık ölçüm çalışmalarında, kozmetikte, dekorasyonda, tahribatsız muayene yöntemlerinde

yaygın kullanım uygulamalarına sahiptir. Lyotropik SK'ler canlı malzemelerde bulunmaktadır ve bazı hastalıkların oluşmasının nedenlerinin araştırılmasına konu olmaktadır. Lyotropikler yaşayan dokularda, proteinlerde, hücre zarında, sinirlerde, kaslarda bulunmuştur. Bu tür SK'lerin endüstriyel uygulamaları ise yiyecek sanayiinde, sabun, merhem, deterjan, vs. malzemelerde bulunmaktadır. Ayrıca SK'ler görsel özelliği sayesinde bilimsel kavramların ve teknolojik prensiplerin anlatılmasında iyi bir eğitim aracı olarak da kullanılmaktadır. Bilimsel araştırmalarda ve Endüstriyel uygulamalarda önem taşıyan SK malzemelerin karakterizasyonuna ve cihaz uygulamalarına yönelik çalışmalar literatürde bu moleküllerin keşfinden beri yer almaktadır. SK özellik gösteren malzemeler teknolojik uygulamalarının yanı sıra gösterdikleri ilginç etkiler ve sıra dışı moleküler yapıları nedeniyle bilimsel olarak da hem deneysel çalışmalara hem de kapsamlı teorik araştırmalara konu olmaktadır. Bu araştırma etkinliklerinin önemli bir kısmı optik çalışmaları içermektedir. SK moleküller ile Elektromagnetik dalganın etkileşimi farklı deney düzenekleriyle incelenmiş ve çeşitli sonuçlara ulaşılmıştır. Özellikle lazer teknolojisindeki gelişim SK moleküllerin nonlinear optik özelliklerinin farklı deney düzenekleriyle incelenebilmesine ve bu sayede söz konusu malzemelerin hem potansiyel uygulama alanlarının genişlemesine hem de teorik olarak içsel yapılarının daha fazla anlaşılabilmesine imkan sağlamıştır.

SK'lerin en kritik uygulama alanlarından bir tanesi de gerçel zamanlı holografi ve optik veri depolanması uygulamalarıdır. Bu uygulamalarda malzemenin sergilediği optik nonlinear karakter ve malzemenin maruz bırakıldığı etkiler kritik önem taşımaktadır. Moleküllerin lazerle etkileşimi kapsamında gerçekleştirilen çalışmalar sonrasında; farklı moleküler mekanizmalar çerçevesinde gerçekleşen optik etkili moleküler yönelim için gerekli eşik değerin, nematik SK'lere az miktarda boya katkılanmasıyla (~%1) kayda değer şekilde düştüğünü ortaya koymuştur [2]. Bu konudaki mevcut literatür genelde yeşil ve mavi lazerlerle bu lazerlerin soğurma bandındaki katkı boyalarla yapılan çalışmaları içermektedir. Bizim çalışmamız daha yaygın ve hesaplı olan kırmızı He-Ne lazerlerin bu tür uygulamalarda kullanılabilmesine imkan sağlayan sonuçlar çıkarılmasına imkan sağlayacak niteliktedir [3]. Gerçekleştirdiğimiz çalışmayla mavi boyayla katkılanmış nematik SK malzeme üzerinde oluşturulan lazer indüklemeli kırınım ağı ile moleküllerin yönlendirimi ve bu yönlendirimden kaynaklanan kırınım incelenmiştir. Tezin 2.

bölümünde SK'ler hakkında genel bilgi verilmiş, 3. bölümde ise SK'lerin nonlinear optik özelliklerine dair bilgi sunulmuş ve lazerlerin karşılaştırılmasıyla kırınım ağı oluşturulmasına dair farklı lazerlerle ve numunelerle gerçekleştirilen çalışmalar mevcut literatür kapsamında anlatılmıştır. 4. bölümde yaptığımız deneyler ve elde ettiğimiz sonuçlar sunularak sahip olduğumuz literatürde benzeri olmayan yeni bir SK sistem orijinal ölçüm konfigürasyonumuzla birlikte sunulmuştur. Gerçek zamanlı holografide istikbal vaat edici özelliği nedeniyle benzer sistemler üzerinde çalışmalar sürdürülmektedir. 4. bölümde sunulan deneysel verilerin sistemimizin performansı ve özellikleri yönünden yararlı bilgiler taşıdığı görüşündeyiz. Ayrıca, kırınım ağı oluşumunun mekanizması, üzerinde tartışmalar süren konulardan birisidir. Çalışmamızda gözlemlediğimiz kırınım ağının formasyon mekanizması hakkında kendi yorumumuz mevcut literatür çerçevesinde gerçekleştirilmiş ve 5. bölümde sunulmuştur.

1.2. Gerçekleştirilen Çalışmanın Ana Hatları

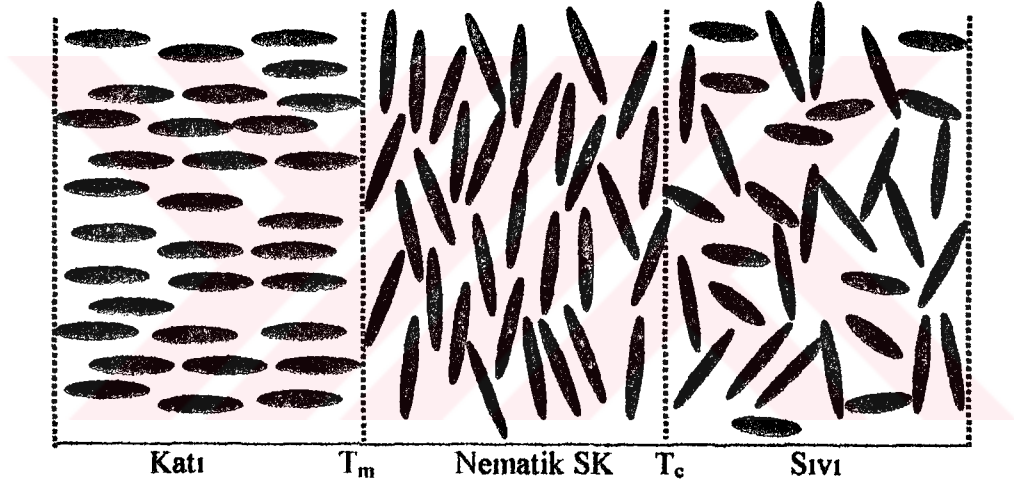
Bu tez çalışması gerek uygulamaları gerekse fiziksel ve kimyasal özelliklerindeki ilginç farklılıklar nedeniyle uzun zamandır ilgi odağı olan SK'ler hakkında kapsamlı bilgi içermektedir. Ayrıca SK moleküllerin ışıkla etkileşim mekanizmalarına dair güncel literatüre ayrıntılı ve açıklayıcı şekilde yer verilmiştir. Mevcut literatürün ışığında oluşturduğumuz SK sistemin “nasıl yapılır” bilgi düzeyi ve karakterizasyon özellikleri hem deneysel hem de teorik olarak irdelenmiştir.

Kurmuş olduğumuz deney düzenekleri ve sistem tanıtılarak, elde edilen deney sonuçlarının analizi çerçevesinde kırınım ağı formasyonunun mekanizması ve sistemin performansı hakkındaki bilgiler ve yorumlar tez çalışmasının temel kapsamını teşkil etmektedir.

Potansiyel uygulama alanları sebebiyle sürdürüleceğini tahmin ettiğimiz benzer çalışmalara ışık tutmak amacıyla, 5. bölümün öneriler kısmında bu konudaki çalışmalara katılmak isteyen araştırmacılar için çeşitli tavsiyeler ve fikirler de sıralanmıştır.

2. SIVI KRİSTALLER

Madde geleneksel olarak katı, sıvı ve gaz olarak sınıflandırılmaktadır. Katı fazda moleküller veya atomlar belirgin örgü pozisyonlarında küçük titreşimler gerçekleştirmekte ancak dönmemektedir. Sıvı fazda, nispeten moleküllerin dönüş serbestliği vardır ancak uzun erişimli düzen yoktur. Gazlarda ise parçacıklar sıkıştırıldıkları hacim içerisinde serbestçe hareket etmektedir. Normal katıların erimesi, örgünün tamamen dağılmasına ve parçacıkların dönüş serbestliğine kavuşmasına neden olmaktadır, erime sonrası oluşan sıvı fazda, moleküller konum ve yönelim yönünden kısa erişimli ilişkilere sahiptir.



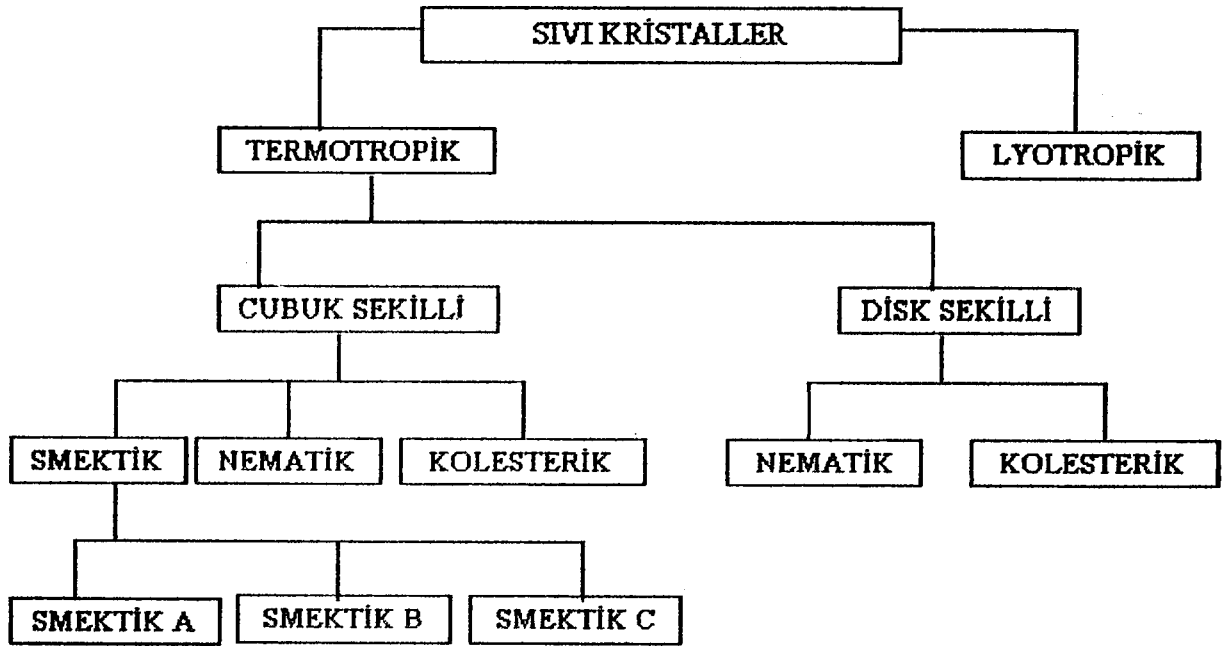
Şekil 2.1. Sıvı Kristal Özellik Gösteren Malzemenin Moleküllerinin Sıcaklığa Bağımlı Durumu.

SK'ler ileri derecede anizotropik sıvılardır ve izotropik özellikli sıvılarla, katılar arasında bir faz olarak sınıflandırılmaktadır. Bu fazda uzun erişimli yönelimsel düzen söz konusudur ve bu düzen sebebiyle bazı katı benzeri özellikler ortaya çıkmakta ancak çekim kuvvetleri genellikle akışı önleyebilecek kuvvette olmamaktadır. Akış bakımından katıya benzeyen durumlar olabilse de bu durumlarda da başka sıvı özellikleri gözlenmektedir. Fiziksel özelliklerindeki ikilem sebebiyle SK olarak isimlendirilen bu tür metaryellerin geniş sıcaklık aralıklarında belirgin faz değişimleri gözlenmektedir [4].

SK moleküllerin yönelimsel düzenlerindeki beraberlik kısmidir ve moleküller arasındaki kuvvetler de zayıf olduğundan; moleküller dış etkilere karşı yüksek hassasiyet gösterirler. Bu nedenle SKler sıcaklık, basınç, elektrik veya magnetik alan gibi dış etkileri izlemek için muhtelif sensör uygulamalarında kullanılabilmektedir.

2.1. Sıvı Kristallerin Sınıflandırılması

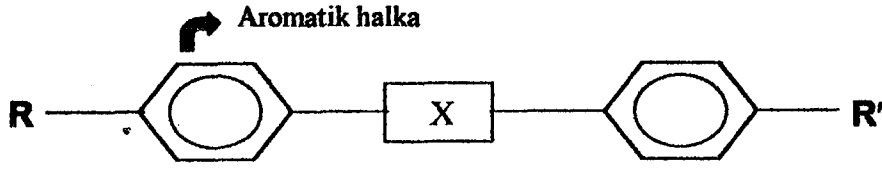
SK'lerin kendine özgü durumunu anlamak için kristalin (katıların) erime noktasında karşılaşılan durumu gözden geçirmek yerinde olacaktır. Kristallerde moleküllerin kütle merkezleri, üç boyutlu periyodik örgü içinde düzenli olarak yerleşmişlerdir. Moleküllerin pozisyonundaki bu düzen sebebiyle bu tür yapılardan elde edilen X-ışını kırınım desenleri keskin Bragg yansımaları göstermektedir. Kristaller eridiğinde, uzun erişimli konumsal düzenin ortadan kalkması sonrası oluşan kısa erişimli konumsal düzeni temsil eden difüz (dağınık) yansımalar gösteren X-ışını desenleri gözlenmektedir. Böyle bir ortam her doğrultuda aynı fiziksel özellikleri göstermesi nedeniyle izotropik karakterdedir. Moleküllerin çubuk biçimli olduğunu düşünürsek konumsal düzenin yanı sıra moleküllerin yönelimlerinden kaynaklanan uzun erişimli bir yönelimsel düzen de söz konusudur. Böyle bir kristalin erime noktasında (T_m) konumsal düzenin ortadan kalkmasına rağmen, moleküllerin yönelimsel düzeni mevcut kalabilmektedir. Bu düzenden dolayı ortam akışkan nitelikte olmakla beraber anizotropik özellik göstermektedir. Biraz daha ısıtma sonrası her tür simetri ve yönelim düzeninin ortadan kalkması ile madde tümüyle sıvı faza geçmiş olur. SK faz gösteren maddeler erime noktasında kristal yapıyı kaybedip bulanık görünümlü bir sıvıya dönüşmektedir. Bu halin çapraz polarizörler arasında incelenmesi SK'lerin kuvvetli çiftkırıcı özellik taşıdıklarını göstermektedir. Sıcaklığın daha da artırılmasıyla ikinci bir faz geçiş noktasına ulaşılır ki bu geçiş noktası da durulanma sıcaklığı (T_c) olarak isimlendirilmektedir. Erime ve durulanma sıcaklıkları SK fazın termodinamik olarak kararlı olduğu sıcaklık bölgesini tanımlar. SK'ler oluşum sebeplerine göre termotropik ve lyotropik olmak üzere iki ana kısma ayrılırlar. Termotropikler çubuksu veya disk biçimindeki moleküllerden oluşmaktadır, lyotropikler ise amfibilik nitelikli uzun zincirli moleküllerdir. Şekil 2.2.'deki şemada SK'lerin sınıflandırılması gösterilmektedir [5, 6, 7, 8, 9].



Şekil 2.2. Sıvı Kristallerin Sınıflandırılması

2.1.1. Termotropik Sıvı Kristaller

Bazı organik maddeler ısıtılma neticesinde kristal yapıdan izotropik sıvıya geçerken tek basamaklı geçiş yerine ara fazlar içeren basamaklı geçiş gerçekleştirirler. Ara fazlar sıcaklık veya basınç etkileriyle ortaya çıkmaktadır. Söz konusu ara fazları gösteren organik veya organo-metalik bileşikler Termotropik SK'ler olarak isimlendirilir. Termotropik SK'lerin birtakım ortak özellikleri vardır. Bunlar; moleküllerin çubuksu yapıda olması, molekülün uzun eksenini boyunca yer alan aromatik halkalar nedeniyle molekülün rigid bir yapı sergilemesi, molekül yapılarında polar gruplar ve kalıcı dipoller bulunması ve genelde molekül eksenini boyunca kuvvetli dipoller molekül uçlarında ise zayıf polar grupların bulunmasıdır.



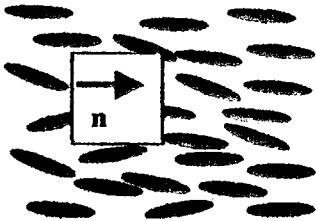
R = Alkil
X = Merkez Grubu
R' = Alkiloksi

Şekil 2.3. Tipik bir sıvı kristal molekülün kimyasal yapısı.

Tipik bir termotropik SK'in moleküler yapısı Şekil 2.3'teki şemada gösterilmektedir. Termotropik SK'ler sıcaklık değişimine bağlı olarak farklı yapısal özellikler sergilemektedirler. Bu ara fazlardan aşağıda bahsedilmektedir [4-10].

2.1.1.1.Nematik Sıvı Kristaller

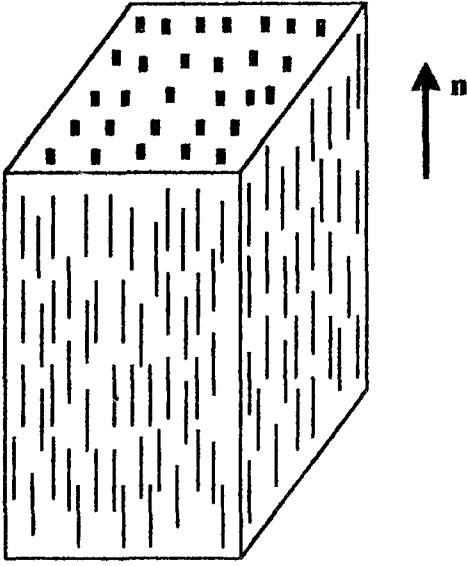
Bu türde uzun erişimli bir yönelimsel düzen söz konusudur. Moleküllerin yönelimi doğrultu olarak isimlendirilen bir n vektörü ile temsil edilmektedir.



Nematik düzende moleküller birbirine göre paralel yönelime sahip olmakla beraber birbirlerine göre rölatif hareketlerinde serbesttirler, böylelikle sıvı özellikleri söz konusu olmaktadır.

Şekil 2.4. Nematik Sıvı Kristal.

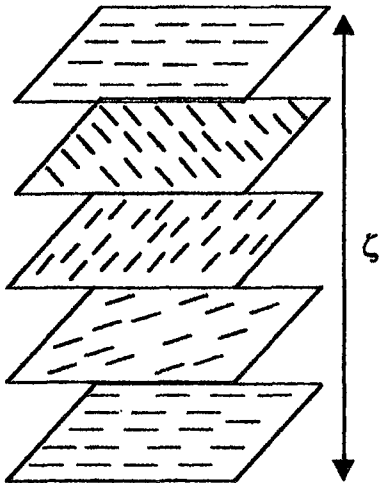
Nematik fazda moleküller üç yönde hareket edebilir ve uzun eksenleri etrafında dönebilirler. Moleküller konumsal bir düzene sahip olmayıp rast gele dizilmişlerdir. Dolayısıyla sıvılara oldukça benzemektedirler ancak yönelimsel düzene sahip olmaları onları diğer sıvılardan ayırt etmektedir. Moleküllerin üç boyutta konuşlanma hali aşağıdaki Şekil 2.5.'te gösterilmektedir.



Şekil 2.5. Nematik Sıvı Kristal (Üç Boyutta).

2.1.1.2. Kolesterik Sıvı Kristaller

Bu tür SK'ler genel olarak kolestrol türevlerinde gözlemlendiğinden bu adı almıştır. Kolesterik SK bir ortamda moleküllerin doğrultu boyunca yönelimleri söz konusu olmakla beraber doğrultu, ortam içerisinde sabit kalmayarak helisel bir dönüş sergilemektedir. Şekil 2.6.'da kolesterik SK'lerin yapısı sunulmaktadır.



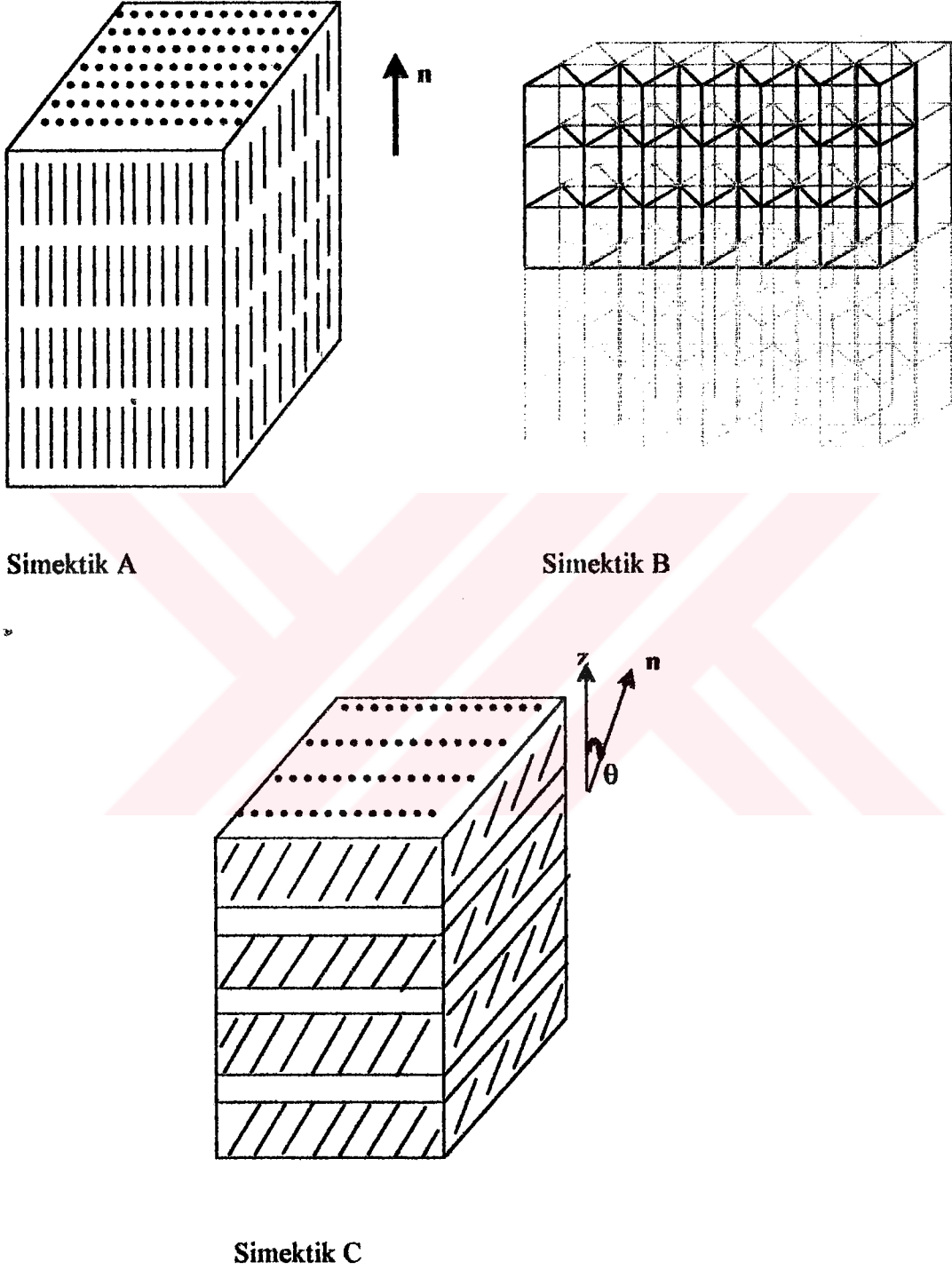
Kolesterik fazda, madde her biri nematik benzeri yapıya sahip tabakalardan oluşmaktadır, fakat her bir tabakadaki moleküller normale göre yönelim değişimi göstermektedir. Moleküllerin tabakalar arası geçişi mümkündür ve moleküllerdeki yönelim değişimi madde boyunca helisel burulma göstermektedir. Aynı yönelim tutunu tamamlayan tabakalar arasındaki mesafe, helis adımı (ζ), olarak isimlendirilmektedir.

Şekil 2.6. Kolesterik Sıvı Kristal.

Kolesterik SK'ler ilginç renk etkileri sergilemektedir. Eğer λ dalga boyu ışık katmanlar üzerine dik olarak gelirse $\zeta = n \cdot \lambda$ (n = tamsayı, ζ = 'pitch' mesafesi (*helis adımı*) olmak şartıyla Bragg yansıması gerçekleşmektedir. ζ mesafesinin sıcaklığa bağlı olduğu göz önüne alınırsa bu tür malzemelerin sıcaklık sensörü olarak kullanılabilirliği dikkat çekmektedir. Helis adımının, sıcaklıkla değişmesi gün ışığında 0.01 C°'lik monokromatik ışıktaki ise 0.001 C°'lik sıcaklık farklılıklarının kolesterik SK maddelerle ayırt edilebilmesine imkan sağlamaktadır. Kolesterik SK'lerin bu özelliğinden faydalanılmakta, elektronik devrelerin veya mikro yapıların kusurlarının belirlenmesinde, şok dalgalarının uçakların yüzeylerindeki etkilerinin incelemesinde ve hastalıklı dokuların teşhisinde bu malzemelerden yararlanılmaktadır.

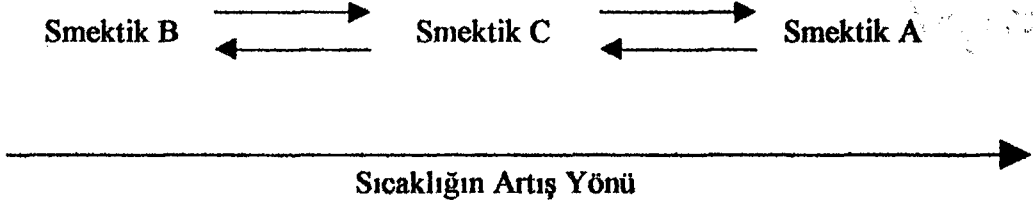
2.1.1.3. Simektik Sıvı Kristaller

Bu fazda moleküller için yönelim düzenine ek olarak konumsal düzen de söz konusudur. Ortam içinde moleküllerin tabakalı bir yerleşim sergiledikleri gözlenmektedir, dolayısıyla moleküllerin kendi etraflarında dönmeleri serbest olmakla birlikte tabakalar arasındaki geçişleri yoktur. Bu fazda Tabaka düzlemlerinin birbiri üzerinden serbestçe hareket edebildikleri varsayılmaktadır. { A, B, C, ...I } ile simgelenen dokuz farklı tipte Simektik alt sınıf kategorize edilmiştir. Bu kategorizasyon X-ışını kırınım deneyleri ve Polarize Mikroskop gözlemleri ile gerçekleştirilmiştir. Simektik A'da moleküller tabaka düzlemine dik olacak şekilde yönelmişlerdir. Simektik C'de ise moleküllerin yönelimi tabaka düzlemiyle açı yapmaktadır. Simektik B fazı ise hekzagonal bir paketleme düzeni göstermektedir. Simektik B fazının bazı özellikleri SK'den çok katı kristale benzemektedir [10].



Şekil 2.7. Simektik Sıvı Kristaller.

Şayet bir SK malzeme her üç Simektik fazda da bulunabiliyorsa ara fazların sıcaklığa göre değişimi aşağıdaki gibidir.



Şekil 2.8. Smektik Ara Fazların Sıcaklığa Bağlı Değişimi

Termotropik SK'ler, Polarize Mikroskopla incelendiklerinde, sıcaklık değişimine bağlı olarak faz geçişleri gözlenebilmektedir. Değişik fazların sergiledikleri karakteristik desenler ve bu fazların moleküler yapıları Çizelge 2.1.'de gösterilmektedir. Termotropik SK özelliği göstermekte olan bir madde kristal haldeyken ısıtılmaya başlanınca erime noktasında bulanık bir sıvıya dönüşür. Isıtma işlemine devam edilince izotropik sıvı özelliği göstereceği başka bir geçiş noktasından geçmektedir. Termotropik SK'ler hal değişimleri sırasında tek basamaklı geçiş yerine, ara fazlar içeren kademeli geçişler sergilemektedirler. Sıcaklığı artması sırasında geçirilen faz kademeleri sıcaklığın azaltılması durumunda aynı sırayla geri yönde işlemektedir. Termotropik SK'lerde sıcaklık değişimine bağlı olarak gerçekleşebilen SK faz geçişleri Şekil 2.9'da şematik olarak gösterilmektedir.



Şekil 2.9. Termotropik SK'lerde Sıcaklık Değişimine Bağlı Olarak Gerçekleşebilen SK Faz Geçişleri.

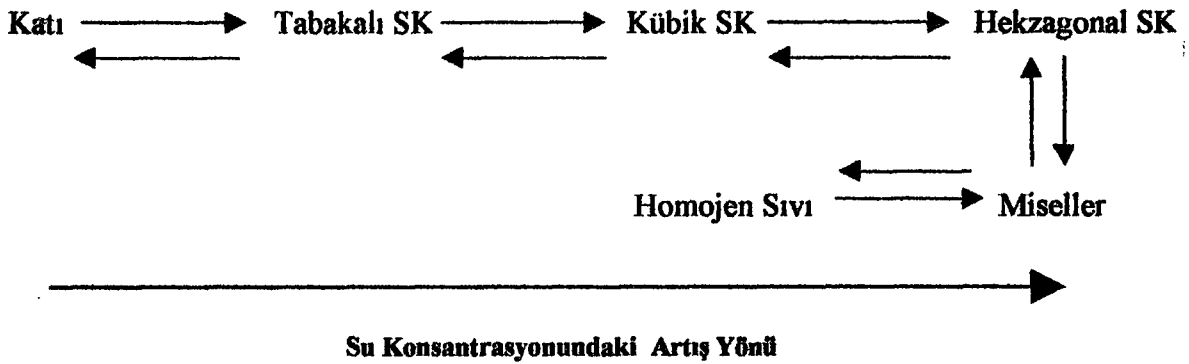
Görüldüğü gibi Nematik ve Kolesterik fazlar arasında bir geçiş bulunmamaktadır. Bazı SK malzemelerin faz geçişlerinde, yukarıdaki şemada gösterilen ara faz kademelerinden bir kısmını atlamaları da mümkündür.

Çizelge 2.1. Sıvı Kristal Fazların Moleküler Bilgileri.

Sınıf	Optik Özellikler	Karakteristik Desen	Molekül Yapısı
Nematik	Tek Eksenli	Planer İpliksi, Mermerimsi	Moleküllerin uzun eksenleri birbirine paralel
Kolesterik	Tek Eksenli Optikçe Aktif	Fokal Konik	Düzlemlerde Nematik paketlenme
Simektik A	Tek Eksenli	Fokal Konik, Kırık Fokal Konik, Fan Yapı	Tabakalı yapı, moleküller tabaka düzlemine dik
Simektik B	Tek Eksenli	Mozaik, Basamaklı damlacıklar, Planer	Tabakalı yapı, moleküller tabakalarda hegzagonal paketlenme
Simektik C	Çift Eksenli	Kırık fokal konik, Planer	Tabakalı yapı, moleküller tabaka normaline dik

2.1.2 Lyotropik Sıvı Kristaller

Lyotropik SK'ler bir veya birkaç bileşiğin karışımından oluşmaktadır ve bu grupta faz değişimine sebebiyet veren etken konsantrasyondur. Mesela, Amfibilik bir molekül ve sudan oluşan bir sistem, su konsantrasyonuna bağlı olarak belirli Lyotropik SK fazlar göstermektedir. Fazların oluşum sırası yoğunluk takibi ile gözlenebilir. Karışımdaki su konsantrasyonunun artmasına bağlı olarak ortaya çıkan fazların oluşum sırası Şekil 2.10.'daki gibidir [10].



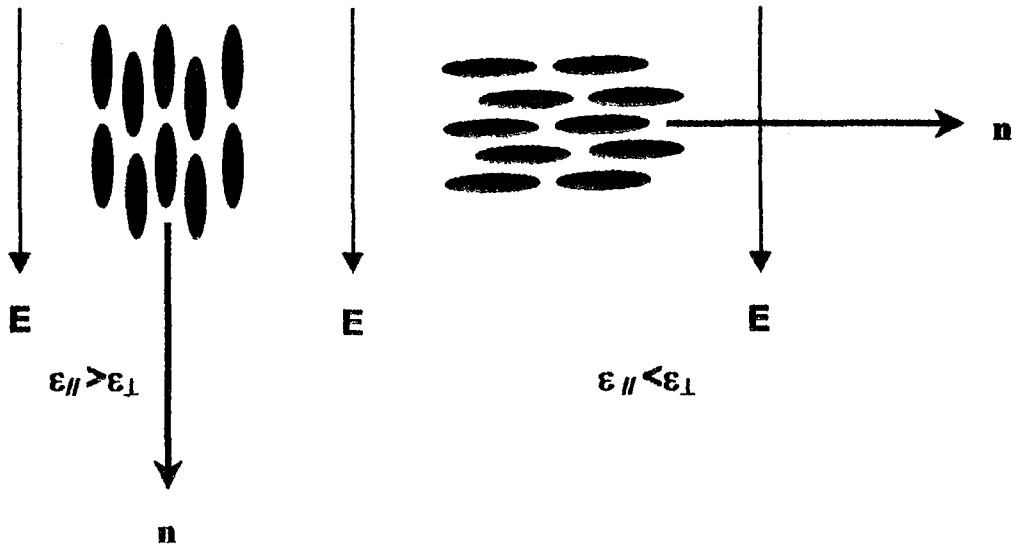
Şekil 2.10. Lyotropik Fazda Konsantrasyona Bağlı Faz Geçişleri.

2.2: Sıvı Kristallerin Fiziksel Özellikleri

Lazer teknolojisindeki ilerlemeler sonrasında, metaryellerin optik özelliklerinde ışıqla meydana gelen değışiklikler kolaylıkla incelenabilmektedir. SKler sıradan olmayan özellikleriyle optik yönden ilginç metaryellerdir. Bu malzemelerde, moleküler yönelim mertebesi ve ortalama moleküler yönelim dış etkilerle değışebilir. Bu etkiler mekanik gerginlik, manyetik veya elektrik alan gibi parametrelerdir. SKler ileri seviyede çiftkırıcı maddelerdir ve yüksek elektrooptik ve magnetooptik katsayılara sahiptirler [4,7].

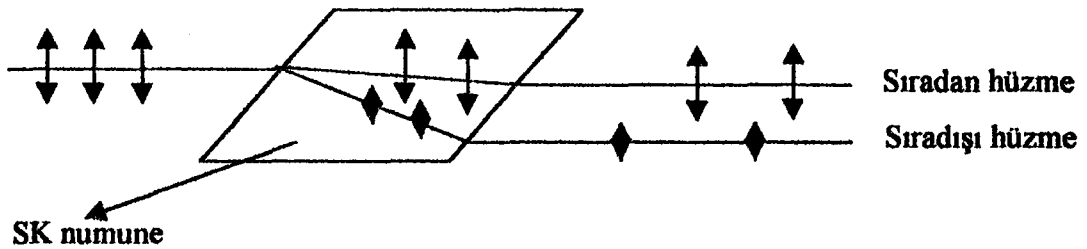
2.2.1. Sıvı Kristallerin Optik Özellikleri

Nematik SK Ortam çift kırıcı özelliktedir, doğrultu ve buna dik yönde ölçülen kırılma indisleri arasında belirgin bir fark ortaya çıkmaktadır. Böyle bir madde sıvılara ait akışkanlık özelliklerine sahip olmakta ancak elektrik, magnetik ve optik özellikleriyle anizotropi göstermektedir. Nematik SK'lerin optik özellikleri elektrik ve magnetik alan gibi dış etkilere karşı son derece hassastır ve sahip olunan moleküler yönelim uygulanan bir elektrik alanla değışebilmekte bu da az önce bahsedilen anizotropiden ileri gelmektedir. Nematik SK üzerine bir dış Elektrik alan uygulandığı zaman, ortamdaki esneklik kuvvetleri molekülleri önceki konumlarını muhafaza etmeye zorlamaktadır. Bu zorlamayı yenmek için Elektrik alanın bir eşik değeri söz konusudur. Normal olarak kalıcı veya indüklenmeli elektriksel dipole sahip olan moleküller hangi fazda olursa olsunlar uygulanan bir alan boyunca yönelmek eğilimindedirler. Sıvılarda moleküllerin düzensiz hareketleri alan boyunca yönelme şansını ortadan kaldırırken katılarda moleküller arası bağ kuvvetli olduğundan yönelimin gerçekleşmesi zordur. SK ortamdaki moleküller ise uygulanan dış alana karşı tepki göstermektedirler. Dielektrik sabiti uygulanan alan ile SK madde arasındaki etkileşmenin ölçüsüdür. $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ ortamın dielektrik anizotropisidir $\epsilon_{\parallel}$ ve $\epsilon_{\perp}$ ise sırasıyla elektrik alana paralel ve dik yönde ölçülen dielektrik sabitlerdir. $\Delta\epsilon > 0$ ise doğrultu elektrik alana paralel $\Delta\epsilon < 0$ ise alana dik olarak yönelir. Bu durum Şekil 2.11.'de gösterilmektedir.



Şekil 2.11. Sıvı Kristallerde Dielektrik Anizotropi.

Yukarıdaki şekilde açıklanan durumun çiftkırıcılık (birefringe) olayının başka bir yansıması olduğunu anlamak için kırılma indisiyle dielektrik sabiti arasındaki ilişkiyi hatırlamak kafi. Polarize bir ışık hüzmesi SK'e girdiği zaman iki hüzmeye ayrılır, bu hüzmeler de düzlem polarizedir. Elektrik alan vektörleri dik yönelimlerde ve SK ortamında farklı hızlarda yayılmaktadırlar, dolayısıyla da iki farklı kırılma indisi olmaktadır.



Şekil 2.12. Sıvı Kristal Ortamdaki Polarize Işığın Davranışı.

Optik Anizotropi, $\Delta n = n_{||} - n_{\perp}$, olarak da adlandırılan çifte kırınım SKlerin karakterizasyonunda önemli rol oynamaktadır. Şayet optik aksise paralel yayılan hüzmelerin kırılma indisi diğer bileşenden daha büyükse Optik Anizotropi pozitif, $\Delta n > 0$, tam tersi durumda ise negatiftir, $\Delta n < 0$ [5].

2.2.2. Sıvı Kristallerin Magnetik ve Elektriksel Özellikleri

Madde, magnetik alan içindeki davranışına göre temel olarak paramagnetik veya diamagnetik olarak sınıflandırılmaktadır. Fiziksel olarak dış magnetik alanın madde üzerindeki etkisi magnetik duyunluk (χ) olarak isimlendirilen parametre ile tanımlanmaktadır. $\chi = \delta M / \delta H$ ifadesinde M: magnetizasyon ve H: magnetik alan'dır. Herhangi bir anizotropik materyel için, mesela katı kristal veya SK, χ yönelime bağlıdır ve dolayısıyla iki farklı magnetik anizotropiden bahsedilebilmektedir. Bu noktada başka bir nicelik diamagnetik anizotropi olarak tarif edilebilir. $\Delta\chi = \chi_{//} - \chi_{\perp}$, diamagnetik anizotropinin işareti optik anizotropi ile aynıdır. Paralellik ve diklik dış magnetik alanın yönelim referansına göredir. SK'ler NMR ölçümleriyle magnetik anizotropi işaretinin belirlenmesi ve polarizasyon mikroskobu ile de 'birefringence' (çift kırıcılık) incelenmesine göre sınıflandırılabilir [5].

2.3. Sıvı Kristallerin Esneklik ve Akışkanlık Özellikleri

Moleküler bazda incelendiği vakit çubuk veya disk şekilli olarak tanımlanabilen SK'ler bir etkiye maruz kaldıklarında; hem moleküller üzerinde bir döndürme kuvvetiyle hem de bunu dengeleme yönünde reaksiyon gösteren viskoz kuvvetlerle karşılaşılır. Bu iki kuvvet moleküllerin titreşmesine veya dalgalanmasına sebep olmaktadır. Söz konusu titreşim ve dalgalanma hareketlerinin neden olduğu şekil değişimlerine esneklik şekil değişimleri denmekte ve esneklik sabitleri ile eğilme, bükülme, burulma türü hareketler nicel olarak ifade edilebilmektedir. Tıpkı yayın enerjisini yay sabiti cinsinden ifade etmek mümkün olduğu gibi; esneklik limitlerinin aşıldığı deformasyon durumu hariç; benzer bir analogi ile esneklik sabitleri cinsinden SK ortamın serbest enerjisini yazmak da mümkündür. SK ortamı incelerken esneklik özelliklerinin yanı sıra akışkanlık özellikleri de ortaya çıkmaktadır. Ortamın akışkanlığı moleküllerin yönelimleri ile yakından ilişkili olup moleküler yönelim düzen parametresi olarak bilinen parametre bu konudaki çalışmaların önemli kriterlerinden biridir. Modelleme çalışmaları esnasında çubuk veya disk şeklindeki moleküller genel olarak silindirik ve biaksial çubuklarla modellenmeye çalışılmıştır. Bu moleküllerin uzun eksenlerinin paralel

olduğu bir eksen boyunca ortalama olarak yönlendiği ancak termal çalkalanmalarla yönelimsel düzenin farklı mertebelerde olduğu bilinmektedir. Moleküllerin uzun erişimli yönelim düzenleri S ile temsil edilen bir düzen parametresi ile tanımlanmıştır. Düzen parametresinin belirlenmesine ve dış etkilere bağımlı değişimlerine yönelik hem deneysel hem de simülasyon çalışmaları literatürde yaygındır. Gerçekleştirilen deneysel çalışmalar ; optik kırılma indisi ölçümü, NMR (Nükleer Magnetik Rezonans), Raman saçılması, ESR (Elektron Spin Rezonans), X-ışınları saçılması ve benzeri deneyleri içermektedir. Sırasıyla katı ve sıvı hale karşılık gelen tam düzenli $S=1$ ve tam düzensiz $S=0$ durumları, SK fazda sızaklığa bağımlı olarak 1 ve 0 arasında değişmektedir. S parametresini analitik olarak ifade edilmesi için bir tek molekülden hareket edilirse, Moleküllerin $d\Omega$ katı açısında doğrultu boyunca yönelme olasılığını $f(\theta)$ yönelimsel dağılım fonksiyonu ile tanımlayarak, silindirik simetriden dolayı sadece θ bağımlılığı ile ilgilenilmekte ve nematik fazdaki tek bir molekül için n , $-n$ doğrultuları eşdeğer alınarak S parametresi aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir [4].

$$S = \int \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) f(\theta) d\Omega = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2 \theta - 1 \rangle \quad (2.1)$$

Dikkat edilirse 2.1. numaralı denklemde $\theta = 0$ ve $\theta = \pi$ için $\cos\theta = \pm 1$ ve dolayısıyla $S=1$ ' dir. Bu durum moleküllerin tümünün aynı doğrultuda olduğu kristal hale karşılık gelmektedir, $\langle \cos\theta \rangle = 1/3$ ise $S=0$ 'dır ve moleküllerin gelişigüzel yönelim dağılımı sergilediği izotropik sıvı halde durum budur. $\theta = \pi/2$ ise fiziksel olarak anlamsız olan doğrultuya dik yönelim anlamını taşımaktadır. Nematik SK fazda S değeri 0.8-0.3 arasında sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. S düzen parametresi faz geçişlerinde önem taşımaktadır. Moleküler düzen sıcaklığın fonksiyonudur ve sıcaklık arttıkça moleküler düzenlenme derecesi azalmaktadır. Faz geçişleri hakkında çeşitli teoriler geliştirilmiştir, N-I faz geçişi için magnetik uygunluğun anizotropik kısmını seçen de Gennes, ortamın serbest enerji ifadesinin düzen parametresinin kuvvetleri cinsinden seri açılımını öngörmektedir. Diğer yandan Marier-Saupe tarafından geliştirilen ortalama alan teorisinde iki anizotrop molekül arasındaki etkileşmenin dipol-dipol ve dispersiyon (van der Waals) kuvvetlerinden ileri geldiği ve bu etkileşmelerin nematik moleküllerin yönelimleri üzerinde etkili olan bileşenin $P_2(\cos\theta_i)$ ikinci dereceden Legendre polinomu ile

orantılı olduğu kabul edilerek, S düzen parametresinin aşağıdaki şekilde yazılabileceği belirtilmektedir.

$$S = \frac{1}{2} \langle (3 \cos^2 \theta_i - 1) \rangle = \langle P_2(\cos \theta_i) \rangle \quad (2.2)$$

θ_i i ninci molekülün moleküler eksenle yaptığı açıyı belirtmekte ve S'nin sıfırdan farklı olduğu maksimum sıcaklık değeri için

$$T_{\max} = \frac{a}{4.4876 k_B V^2} \quad (2.3)$$

ifadesi ile tanımlanmaktadır. a maddeye özgü bir potansiyel sabiti, V molar hacim değeri, k_B Boltzman sabitidir. $T_{\max}$ için $S=0.43$ değerini almakta ve bu değer deneysel çalışmaların aynı sıcaklık için $S=0.3$ değeri ile uyum içindedir [4].

2.4. Esnek Şekil Değişimleri

SK' lerde ortamın makroskopik özellikleri hakkında bilgi elde etmeye yönelik çeşitli ölçümler gerçekleştirilmektedir. Bu ölçümlerden bir tanesi de Işık Saçılması deneyleridir. Moleküler boyutun (~ 2 nm) olduğu göz önüne alınırsa; mertebesi daha büyük olan (~ 600 nm) dalga boylu görünür ışıqla gerçekleştirilecek ölçümlerle ortamın ancak süreklilik özellikleri hakkında bilgi elde edilebileceği ortaya çıkmaktadır. Ayrıca SK ortamın her hangi bir bölgesindeki moleküllerin bölgesel yönelimleri molekül boyutlarına nispeten daha uzun erişimli olduğundan, SK ortamı sürekli bir ortam statüsünde değerlendirmek gerçekçi bir yaklaşım olacaktır. Yapılan çalışmalar yönelimsel farklılıkların $1 \mu\text{m}$ mertebesinde ortaya çıktığını ve bu mesafenin $\sim 2 - 3$ nm' lik molekül boyutlarına göre belirgin şekilde büyük olduğunu ortaya koyarak süreklilik yaklaşımını teyit etmektedir. [1,4]

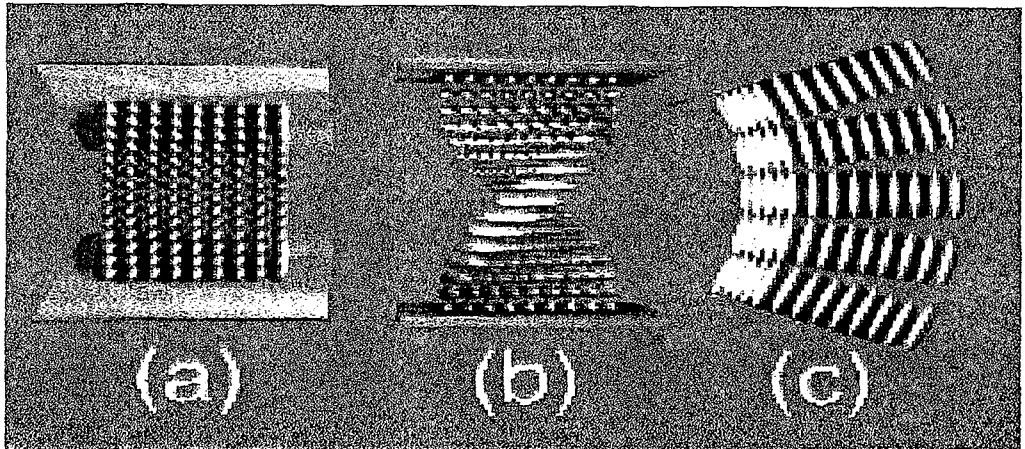
Nematik SK' lerde yönelimsel düzen doğrultu eksenine göre silindirik olarak simetriktr. Çok sayıda molekülden oluşan nematik bir SK ortam içinde küçük bir uzay bölgesini göz önüne alarak uzun menzilli düzenin bu bölge içinde hala mevcut olduğu varsayılarak, tüm makroskopik ortamın böylesine küçük bölgelerden oluştuğu fikrinden hareketle , her bölge için yönelimsel doğrultu tanımlanmakta ve makroskopik ortamdaki yönelimsel düzen de bir $n(r)$ doğrultu alanı ile temsil edilmektedir. Süreklilik teorisinde, ilk önce SK ortamın denge halinde olduğu kabul

edilir. Nematik SK ortam içindeki bütün bölgesel yönelim doğrultularının birbirine paralel olarak dizilmeleri, denge halini yani maksimum serbest enerji halini temsil etmektedir. Bununla birlikte bir dış alanın uygulanması, SK maddenin içine sıkıştırıldığı hacmin sınırları ile etkileşimi, termal etkiler nedeniyle ortam içerisindeki yerel doğrultular değişebilecektir. Bunun analitik açıklaması dn_α/dx_β denge hali için sıfır, ancak sistem bozukluğunda ise sıfırdan farklı olmaktadır. Burada x uzaysal değişken ve $\beta=1,2,3$ kartezyen koordinat sisteminde üç eksen boyunca olan bileşenleri temsil etmektedir. O halde dn_α/dx_β bozulma (distorsiyon) parametresi olarak düşünülebilir. Bu durumda $dn_\alpha/dx_\beta = 0$ hali düzgün yönelimin olduğu denge halidir.

Serbest enerjiyi yazarsak,

$$F_d = F_0 + \Delta F \quad (2.4)$$

Bu ifadede $\Delta F > 0$ perturbasyon terimi denge halinde ortadan kalkmaktadır. F_d 'yi belirlemek amacıyla dn_α/dx_β 'yi serbest enerjinin minimum olduğu denge konumu civarında kuvvet serileri cinsinden yazdığımızda, sıfırdan farklı en küçük terimlerin dn_α/dx_β 'nin kuadratik formuna sahip terimler olduğu görülür. Ayrıca n ve $-n$ fiziksel olarak eşdeğer olduğundan F_d , n_α 'nin karesi ile orantılı bir skaler nicelik olarak karşımıza çıkmaktadır. F_d teriminin $n(r)$ doğrultu alanındaki bozulmalarla ilişkisi olması nedeniyle SK ortamda meydana gelebilecek başlıca şekil değişimlerinin tanımlanması gerekmektedir. SK nematik bir ortamda gözlenebilen esnek şekil değişimleri ilk kez Frank tarafından yapılan adlandırmayla eğilme; burulma; ve bükülme türü şekil değişimleri olup n/z olmak üzere xyz koordinat sistemindeki bileşenleri (dn_α/dx_β) aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır.



Şekil 2.13. a) eğilme, b) burulma, c) bükülme, türü esnek şekil değişimleri

Nematik SK ortamın serbest enerjisi ortam içerisindeki esnek şekil değişimleri cinsinden aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$F_v = \frac{1}{2} K_1 [\nabla \cdot \hat{n}]^2 + \frac{1}{2} K_2 [\hat{n} \cdot (\nabla \times \hat{n})]^2 + \frac{1}{2} K_3 |\hat{n} \times (\nabla \times \hat{n})|^2 \quad (2.5)$$

Eğilme

Burulma

Bükülme

2.5. bağıntısı daha önce de belirtilen anolojik yaklaşımla, bir yayın potansiyel enerjisi ifadesine benzemektedir. K_{ii} esneklik sabitlerinin de Gennes ve ortalama alan teorilerinin öne sürdüğü görüşlere uygun olarak sıcaklığın artması halinde azaldığı ve S düzen parametresinin karesi ile orantılı bir şekilde değişim sergilediği bilinmektedir. Moleküllerin yönelimlerindeki düzen mertebesinde kaynaklanan anizotropik özellik nedeniyle ortamın akış hareketleri ve moleküllerin yönelimleri birbirleriyle ilişkilidir. Bu durum normal sıvılarda olmayan değişik bir akışkanlık türünün ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Akış esnasında SK ortamda doğrultu etrafında kendini gösteren bir tür salınım veya dalgalanma hareketi gözlenmektedir. Ortamın viskoz karakterinin belirlenebilmesi için sözü edilen titreşim modlarının, v akış hızı ve moleküllerin n vektörü ile verilen statik yönelim konumlarının daha önceden saptanması gerekmektedir. SK akışkanı sürekli bir ortam olarak göz önüne aldığımızda (yani akışkanın herhangi küçük bir hacim elemanın çok sayıda molekülden oluştuğunu varsayarak) akışkanın hareket halini, v akışkan hızı, p basıncı, ρ yoğunluğu ve n doğrultu ile temsil edebiliriz. Bu durumda SK ortamın yoğunluğunu her nokta için sabit kabul ederek (ρ =sabit) ve akışkanın sıkıştırılmaz olduğu varsayılarak $\nabla \cdot v = 0$ akışkanın hareket denklemi için genel olarak $\rho(dv_j/dt) = \delta\sigma_{ij}/\delta x_j$ ifadesi yazılabilir. Burada σ_{ij} nematik SK için oluşturulan esnek şekil değişimlerini içeren bir gerilme tensörüdür.

Leslie, Parodi ve Miesowicz' in [11, 12] yürüttüğü çalışmalar sonrasında, SK ortam üzerine etkiyen bir dış kuvvet; reaksiyon gösteren viskoz kuvvetlerle dengelenmeye çalışılmakta ve n doğrultusu üzerine aşağıdaki şekilde bir döndürme momenti etkimektedir.

$$\Gamma_{vis} = -m[\gamma_1 N + \gamma_2 A \cdot n] \quad (2.6)$$

2.6. denkleminde γ 'lar viskozite terimleridir ve γ_1 rotasyonel viskozite olarak adlandırılmaktadır. Doğrultunun akış sırasındaki dönme hızını belirten N , akışkan'ın açısal hızı $\omega = \nabla \times v/2$ olmak üzere (2.7) denkleminde verilmektedir.

$$N = (dn/dt) - \omega \times n \quad (2.7)$$

2.6.'daki A ise hız gradyentidir.

$$A_{ij} = [(\delta v_i / \delta x_j) + (\delta v_j / \delta x_i)] / 2 \quad (2.8)$$

SK ortamdaki viskoz kuvvetlerin etkileri Leslie katsayıları olarak bilinen ve α ile temsil edilen katsayılar cinsinden ifade edilmektedir. γ_1 ve γ_2 bu katsayılar cinsinden aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \alpha_3 - \alpha_2 \\ \gamma_2 &= \alpha_2 + \alpha_3 = \alpha_5 + \alpha_6 \end{aligned} \quad (2.9)$$

2.9.'daki α_G Parodi tarafından aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır.

$$\alpha_G = \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_5 \quad (2.10)$$

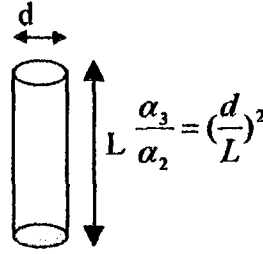
Miesowicz tarafından incelenmiş olan bir başka akış hareketi de doğrultu n , akış hızı v ve ∇v hız gradyenti ile SK ortamdaki makaslanma akış hareketinin üç farklı akış boyutunda Leslie katsayıları cinsinden aşağıdaki şekilede yazılabilmesidir.

$$\begin{aligned} \eta_1 &= (-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5) / 2 \\ \eta_2 &= (\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6) / 2 \\ \eta_3 &= \alpha_4 / 2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Sonuç olarak SK ortamda eğilme, burulma ve eğilme türü esnek şekil değişimlerine bağlı olarak gözlenen üç viskozite katsayısı Miesowicz ve Leslie viskozite katsayıları cinsinden aşağıdaki ifadelerle tanımlanır.

$$\begin{aligned} \eta_{\text{eğilme}} &= \gamma_1 - \alpha_3 / \eta_2 \\ \eta_{\text{burulma}} &= \gamma_1 \\ \eta_{\text{bükülme}} &= \gamma_1 - \alpha_2 / \eta_1 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Nematik SK' ler için akış hareketlerini inceleyen moleküler teorilerde, moleküllerin silindirik yapıda olduğu varsayılarak gerçekleştirilen yaklaşımlarda Leslie katsayıları ile varsayılan yaklaşık moleküler geometri arasında Şekil 2.18.'de ifade edilen şekilde bir ilişki geçerlidir.



Şekil 2.14. Leslie Katsayıları İle Varsayılan Yaklaşık Moleküler Geometri Arasındaki İlişki.

Ayrıca γ_1 rotasyonel viskozitesinin S düzen parametresi ve E_{akt} aktivasyon enerjisine bağlı olarak 2.13.'deki gibi verileceği bilinmektedir [4, 11, 12].

$$\gamma_1 \approx S.e^{(E_{akt}/k_B.T)} \quad (2.13)$$

2.5. Düzen Parametresi, Faz Geçişi ve Serbest Enerji

Genel anlamda ele alırsak, SK fazları birbirinden tamamen farklı iki sınıfa ayırabiliriz: düzenli ve düzensiz. Düzenli fazlarda SK'in fiziksel özelliklerini açıklamak için gerekli teorik çatı, katılardakine daha yakındır; buna genellikle süreklilik teorisi denir. Bu teoride, çok çeşitli tipik katı madde terim ve tanımları (elastik sabit, bükülme enerjisi, dönme momenti v.s.) sıkça kullanılır. SK'le ilgili ilginç gerçek ise, bu tip düzenli fazlarda bile bazı tipik sıvı özelliklerini taşımalarıdır. Sıvılar gibi aktıklarından tam bir tanımlarının yapılabilmesi için hidrodinamik teorilere gerek duyulur. Bir sonraki bölümde bu konulara daha ayrıntılı olarak değinilmiştir. Düzensiz ya da izotropik fazlarda SK'lerin davranışları anizotropik moleküllerin oluşturduğu sıradan sıvı davranışlarıyla benzerlik gösterir. Bu yüzden de, anizotropik sıvılarla ilgili teorilerle açıklanabilirler. Fakat yine de çok önemli bir fark vardır. İzotropik-nematik faz geçiş sıcaklığı yanında sıvı kristaller geçiş öncesi etkiler sergilerler. Genelde moleküller dış alanlara karşı çok hassaslaşır ve tepkileri son derece yavaşlar. Bundan sonraki birkaç bölümde, düzenli ve düzensiz SK'le ilgili açıklamaların temelini oluşturan düzen parametresi, kısa ve uzun erişimli düzen, faz geçişi gibi temel bazı kavramlar açıklanacaktır.

2.6. Uzun ve Kısa Erişimli Düzen

Düzen parametresi ve onun değişik biçimleri, tüm sistem üzerinden bir ortalamadır ve bu nedenle uzun erişimli yönelimsel düzen için bir ölçüm sağlarlar. Moleküler eksenin doğrultu eksen yönelim yönünden sapması ne kadar küçükse S 'nin bire yakınlığı da o kadar fazla olur. Diğer kristal materyallerde olduğu gibi, kusursuz dizilmiş bir sıvı kristalde de $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1$ ve $S=1$ 'dir; diğer yandan, bayağı sıvılar veya SK'in izotropik fazları gibi kusursuz bir gelişigüzel sistemde; $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$ ve $S=0$ 'dır. SK ile sıradan (bayağı) anizotropik ve izotropik sıvılar arasındaki fark şudur; izotropik fazda kısa erişimli düzenler görülebilir; yani kısa aralıklarla arda arda dizilmiş moleküller moleküller arası etkileşimler tarafından korrele edilmiştir. Bu moleküler etkileşimler, nematik fazda ortaya çıkanlardan arta kalanlar olarak değerlendirilebilir. Şu çok açıktır ki; izotropik SK, faz geçiş sıcaklığına ne kadar yakınsa, kısa erişimli düzen ve bu düzenin fiziki parametrelerdeki belirginliği de o kadar güçlü olur. İzotropik fazdaki kısa erişimli düzen, SK'in dış kaynaklı alanlara (elektrik, magnetik,optik) tepkisinde çok ilginç kritik davranışlar ortaya çıkarır. Bu bölümün başında da ortaya koyulduğu gibi, SK'in fiziki ve optik özellikleri iki tipe ayrılabilir: a) düzenli faza ait olan, uzun erişimli düzen ile nitelenmiş ve kristalimsi fiziksel özellikler, b) kısa erişimli düzenin görüldüğü düzensiz faz ait özellikler. Sıcaklık, değişik yönlerden faz geçiş sıcaklığı T_c 'ye yaklaştığında bütün bu düzen parametreleri ciddi anlamda bağılıklar gösterir.

2.7. Moleküler Etkileşim ve Faz Geçişi

Prensipte, SK molekülün elektronik yapısı bilindiği takdirde çeşitli termodinamik özellikler ortaya çıkarılabilir. Bu, istatistiksel kuantum kimyasında nadiren gerçekleşen ve yapıldığında da nicel ve şüpheye yer bırakmayacak şekilde gerçekleşen bir iştir. Moleküler yapıları SK mezofazlarının ortaya çıkmasıyla ilişkilendiren, genellikle deneysel olarak elde edilmiş bazı güvenilir örnekler vardır. Yapılan gözlemler, SK üretmek için uzatılmış moleküller kullanılması gerektiğini göstermektedir. Bu en iyi şu örnekle açıklanmaktadır; ncB ($n= 1,2,3,...$). $n \leq 4$ için,

madde nematik bir faz sergilemez. $n = 5, 6, 7$ için, madde nematik bir menzile sahiptir. $n > 8$ için, simetrik faz görülmeye başlar. Bir diğer güvenilir gözleme göre de nematik-izotropik faz geçiş derecesi T_c , nematik fazın termal sabitliğine iyi bir göstergedir; T_c ne kadar yüksekse, nematik fazın termal sabitliği de o kadar büyük olur. Bu anlamda, terminal gruplarda veya kenar zincirde atom grupları olarak kullanılan kimyasal grupların tipi önemli bir rol oynar, atom grubunun kutuplaşmasındaki artış durumunda T_c 'de de artış görülür. Son derece karmaşık olan bu gibi moleküler yapı bazlı yaklaşımlar, moleküler elektronik yapıdaki ve varolan moleküller arası etkileşimdeki değişkenlikler nedeniyle son derece çelişkili tahminlere neden olmaktadır. Faz geçişini ve faz geçiş sıcaklığı çevresindeki düzen parametresinin davranışını açıklamak için daha basit bazı fiziksel modeller kullanılmıştır. Maier ve Saupe tarafından nematik faz için basit fakat son derece başarılı bir yaklaşım ortaya konulmuştur. Coulomb etkileşimleri ile birbirleriyle korrele edilen (uzun erişimli bir düzen parametresi ile açıklanmıştır) SK moleküller, kırılmaz çubuklar olarak kabul edildi. DeGennes izotropik faz için kısa erişimli düzen parametresine dayanan Landau tipi bir faz geçiş teorisi buldu [4].

2.8. Uygulanan Bir Dış Alan Olması Durumunda Serbest Enerji

Dış uygulamalı bir alan olması durumunda (örnek: dc veya düşük frekanslı elektrik, magnetik veya optik elektrik alanı) buna karşılık gelen bir etkileşim teriminin serbest enerjiye eklenmesi gerekir. Uygulanan magnetik alan H ile bileşen enerji:

$$F_{\text{int}} = - \int_0^H M dH \quad (2.14)$$

burada

$$M_\alpha = \sum_\beta \chi_{\alpha\beta} H_\beta \quad (2.15)$$

Burada verilen magnetizasyon'dur. Böylece

$$F_{\text{int}} = - \frac{1}{2} \sum_\alpha \chi_{\alpha\beta}^m H_\beta H_\alpha \quad (2.16)$$

ortaya çıkar, F_{int} 'i aşağıdaki şekilde yazabiliriz

$$F_{\text{int}} = -\frac{1}{2} \chi_{\perp}^m \sum_{\alpha} H_{\alpha} H_{\alpha} - \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} \Delta \chi^m n_{\alpha} n_{\beta} H_{\alpha} H_{\beta} \quad (2.17)$$

Formül 2.17.'nin sağ tarafındaki ilk terim moleküllerin yöneliminden bağımsız olduğundan, sabit F_0 'ya dahil edilebilir. Diğer yandan, ikinci terim moleküllerin yönelimine bağlıdır ve düzen parametresi eşitliği kullanılarak 2.17.'yi aşağıdaki şekilde yazabiliriz [4]

$$F_{\text{int}}'' = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} Q_{\alpha, \beta} H_{\alpha} H_{\beta} \quad (2.18)$$

Bu nedenle izotropik fazdaki bir sıvı kristalin dış uygulamalı magnetik alan altında toplam serbest enerjisi aşağıdaki formül ile verilmiştir:

$$F = F_0' + \frac{1}{2} A(T) \sum_{\alpha, \beta} Q_{\alpha \beta} Q_{\beta \alpha} + \frac{1}{3} B(T) \sum_{\alpha, \beta, \gamma} Q_{\alpha \beta} Q_{\beta \gamma} Q_{\gamma \alpha} - \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} Q_{\alpha \beta} H_{\alpha} H_{\beta} \quad (2.19)$$

Problemi net olarak çözmeden magnetik etkileşim teriminden (döneminden) daha düşük bir enerji durumu magnetik alan yönündeki molekül dizilerine karşılık geldiği sonucunu çıkarabiliriz. Benzer bir yaklaşımla serbest enerjiye elektrik etkileşim katkısı aşağıdaki formülle verilmiştir (mks birimiyle):

$$F_{\text{int}}^E = -\frac{1}{2} \int_0^E D \cdot E = -\frac{1}{2} \epsilon_{\perp} E^2 - \frac{1}{2} \Delta \epsilon (\hat{n} \cdot E)^2 \quad (2.20)$$

Bu nedenle, yönelimsel bağıllık terimi:

$$F^E = -\frac{1}{2} \Delta \epsilon (\hat{n} \cdot E)^2 = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha \beta} Q_{\alpha \beta} E_{\alpha} E_{\beta} \quad (2.21)$$

olur. İzotropik faz, moleküler yöneliminin uygulamalı optik alan kısa şiddetli lazer vuruşundan. Hem tepki süresinin hem de indüklenmiş (elektrik akımına uğramış) düzenli Q'nun sıcaklık yöresine kritik biçimde bağımlı olduğu gösterilmektedir; ikisi de T_c yanında çok büyük değişiklik gösterir $(T-T_c)^{-1}$. İzotropik fazdaki Q parametresinin T_c yanındaki bu kritik düşüşü, daha önceki bölümde anlatılmış olan nematik fazdaki düzenli S parametresinin sergilediği düşme davranışına benzer. Sıvı kristallerde görülen en belirgin düzenli↔düzensiz geçiş olan, nematik ↔ izotropik faz geçişi yanında, simetik-A↔simetik-C gibi aynı ilginçlikte başka faz geçişleri de vardır.

2.9. Nematik Sıvı Kristallerle İlgili Teoriler

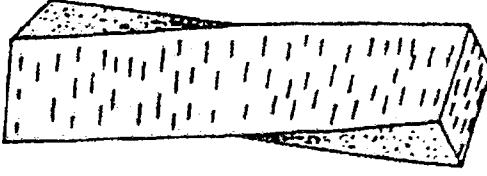
SK'in sınıflandırılması bölümünde kısaca değinilen nematik SK'lerden bu bölümde ayrıntılı olarak bahsedilecektir. Nematikler, üzerinde en çok çalışma yapılmış olan SK'lerdir. Aynı zamanda en çok kullanılan SK'ler de yine nematiklerdir. Şu bir gerçektir ki; SK'lerin ikilemli doğasını, akıcılık ve kristal yapı, en iyi biçimde nematikler ortaya koyarlar. Sıvımsı özelliklerini anlatmak için hidrodinamik yaklaşımı ele almak gerekir. Diğer yandan kristal yapıları, katılara ve kristallere ait teorik formülleri gerektirmektedir. Optik özellikleri üzerinde çalışmak için de elektronik yapı ve özelliklerini incelememiz gerekir

2.9.1. Elastik Süreklilik Teorisi

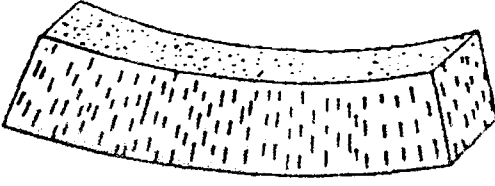
Son birkaç yıldır bir çok araştırmacı tarafından ortaya konulmuş ve sadeleştirilmiş olan 'elastik süreklilik teorisinde' nematikler şekil olarak temelde kristal biçiminde gösterilmişlerdir. Böylelikle, bir örnek için moleküllerin doğrultu eksen n ile tanımlanan yön boyunca ortalama olarak yönlendiği tek bir kristal olarak kabul mümkündür. Kristal tek eksenlidir ve tensörel bir düzen parametresi ile tarif edilmektedir.

$$S_{\alpha\beta} = S(T)(n_\alpha n_\beta - \frac{1}{3}\delta_{\alpha\beta}) \quad (2.22)$$

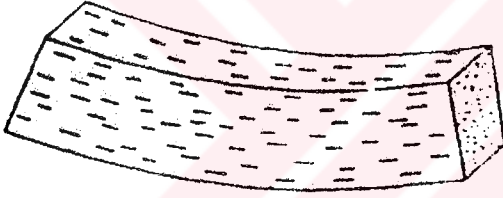
Dış uygulamalı alanlar, sınır yüzeylerinden gelen zorlamalar gerilmeler sonucu doğrultu eksen saptırılmış olacak ve düzen parametresi de uzaysal olarak değişecektir. Düzen parametresinde hangi önemli varyasyonun görüleceğiyle ilgili belirleyici uzunluk, çoğu durumda moleküler boyuttan daha geniştir. Moleküler boyut 10 armstrong mertebesindeyken, Şekil 2.24.a-c'de verilmiş olan sapmalar için belirleyici uzunluk 1µm mertebesinde dir. Bu şartlar altında, diğer benzer sistemlerde de olduğu gibi süreklilik teorisi geçerlidir. Bu nedenle, süreklilik teorisinin ilk prensibi moleküler yapıların detaylarını hesaba katmamaktır. SK moleküller sert çubuklar gibi görülmüştür: sergiledikleri kollektif davranışlarının hepsi de doğrultu eksen $n(r)$ ile açıklanabilir.



Burulma
(a)



Egilme
(b)



Bükülme
(c)

Şekil.2.15. Esnek Şekil Değişimlerinde Doğrultu Yönleniminin Şematik Gösterimi:

Yukarıdaki şekilde düzen parametresinin uzaysal varyasyonu

$$S_{\alpha\beta}(r) = S(T)[(n_{\alpha}(r)n_{\beta}(r) - \frac{1}{3}\delta_{\alpha\beta})] \quad (2.23)$$

ile açıklanmaktadır. Diğer bir deyişle uzaysal sapmaya uğramış nematik kristaldeki lokal optik özellikler halen tek eksenli kristal özellikleridir, aynı kalmıştır; sadece n 'in yönelimi uzaysal değişikliğe uğramıştır. Nematiklerin n 'e ve $-n$ 'e karşılık gelen durumları ayırt edilebilir değildir. Başka bir deyişle, moleküller tek, tek kalıcı dipollere sahip olsalar bile (aslında çoğu SK moleküller sahiptir) toplu olarak net dipol momenti son derece küçük olacak şekilde dizilidirler; yani, n 'in temsil ettiği molekül yığınının aşağısında ne kadar dipol varsa yukarısında da o kadar vardır.

2.9.1.1. Elastik Sabitler, Serbest Enerjiler ve Moleküler Alanlar

Dış bir müdahale alanı uygulanması durumunda, nematik kristal, tıpkı herhangi bir katı gibi deformasyona uğrayacaktır. Fakat yine de önemli bir fark vardır. Şekil.1a'da "burulma" deformasyona uğramış tek ucu sabit bir katıyı gösteren çok güzel bir örnek verilmektedir. Sıradan katılarda bu durum, bükülmeye bağlı gerilmeyle birlikte ,moleküllerin yerinin değiştiği gerçeğinden doğan çok büyük gerilmelere neden olacaktır. Diğer yandan, SK'lerde meydana gelen moleküllerin akıcılığına bağlı bu gibi ikili deformasyonlar, moleküllere, dönme momenti yönünde bir rota getirir; moleküllerin yerçekimi merkezinde herhangi bir yer değişimi söz konusu değildir ve böylece, ortaya çıkan elastik enerji oldukça küçük olur. Benzer olarak, şekil 1b ve c'de gösterilen ve doğrultu eksen $n(r)$ 'de değişiklikler oluşturan "eğilme" ve "bükülme" gibi diğer deformasyon çeşitleri, sıradan katılarda görülen benzerlerine oranla çok daha az elastik enerji değişikliğine uğrayacaktır. Şekil (1a-c)'de, eğilme ve bükülme deformasyonlarının SK akışına meydan verdiği fakat burulma deformasyonda bunun görülmediği açıkça belli olmaktadır. 5nci kısımda akış ve doğrultu eksen deformasyonu arasındaki çiftlenime geri döneceğiz. Burulma, eğilme ve bükülme, nematik kristallerde görülen en önemli üç doğrultu eksen deformasyonudur. $n(r)$ 'de meydana gelen uzaysal değişimlere karşılık olarak deformasyon enerjilerinde görülen temel parametreler, çeşitli uzaysal türevlerdir ($n(r)$ 'nin eğriliği gibi: $\nabla \times n(r)$, $\nabla \cdot n(r)$ vs.). İlk olarak Frank tarafından geliştirilen teorik formüller izlenerek, bu deformasyonlarla ilgili serbest enerji yoğunlukları (hacim başına düşen enerji birimiyle) şu şekilde verilmiştir:

$$F_1 = \frac{1}{2} K_1 (\nabla \cdot \hat{n})^2 \quad \text{Eğilme} \quad (2.24)$$

$$F_2 = \frac{1}{2} K_2 (\hat{n} \cdot \nabla \times \hat{n})^2 \quad \text{Burulma} \quad (2.25)$$

$$F_3 = \frac{1}{2} K_3 (\hat{n} \times (\nabla \times \hat{n}))^2 \quad \text{Bükülme} \quad (2.26)$$

Burada K_1 , K_2 ve K_3 sırasıyla Frank elastik sabitleridir. Genelde bu üç elastik sabit büyüklük olarak birbirlerinden farklıdır ve 10^{-6} dyn mertebesinde. MBBA için (p-mtoksibenzilidin-p'-butilanilin), K_1 , K_2 ve K_3 sırasıyla 5.8×10^{-7} dyn, 3.4×10^{-7} dyn ve 7×10^{-7} dyn'dir. Moleküllerin sert çubuk şeklinin bir sonucu olarak hemen, hemen

bütün nematikler için K_3 en geniş olandır. Genelde, dış uygulamalı bir alan birden fazla deformasyon şekline neden olur. Deformasyonun her üç şekli de oluşmuşsa, toplam distorsiyon (bozulma) serbest enerji yoğunluğu şu şekilde verilir:

$$F_d = \frac{1}{2} K_1 (\nabla \cdot \hat{n}) + \frac{1}{2} K_2 (\hat{n} \cdot \nabla \times \hat{n})^2 + \frac{1}{2} K_3 (\hat{n} \times \nabla \times \hat{n})^2 \quad (2.27)$$

Bu ifade ve ortaya çıkan hareket denklemleri ve analizler, sıkça kullanılan varsayımla tek-sabit ortalama olarak basitleştirilebilir ($K_1=K_2=K_3=K$). Bu durumda, formül (2.5) aşağıdaki şekle dönüşür.

$$F_d = \frac{1}{2} K [(\nabla \cdot \hat{n})^2 + (\nabla \times \hat{n})^2] \quad (2.28)$$

2.5. numaralı denklem veya onun basitleşmiş versiyonu doğrultu eksen vektör alanı $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ 'nin nematik kristal yığınınındaki deformasyonunu açıklar. Tam bir tanım, nematik SK'lerin hücre sınırındaki yüzey etkileşimi enerjisini de içermelidir. Böylelikle, sistemin toplam enerji yoğunluğu;

$$F_d' = F_d + F_{\text{yüzey}} \quad (2.29)$$

olur. Burada yüzey enerji terimi yüzey etkinlik işlemlerine bağlıdır. Diğer bir deyişle, nematik SK'in denge konfigürasyonu sistemin toplam serbest enerjisinin minimize olmasıyla elde edilmiştir, $F_{\text{total}} = \int F_d' dV$. Dış alanlar (elektrik, magnetik veya optik) uygulandığında, buna karşılık gelen serbest enerji terimleri toplam serbest enerji ifadesine eklenmelidir. SK moleküllerinin sınıra sıkıca tutunmuş olduğu ve uygulanan sarsım alanlarına tepki vermediği, "sert-sınır" (hard-boundary) denen durumda, yüzey enerjisi sabit olarak kabul edilebilir ve böylelikle nematik kristallerde görülen alandan kaynaklanmakta olan etkileri açıklayan dinamik denklemlere girmez. Diğer yandan, moleküller şayet sınıra sıkıca tutunmamışlarsa ki buna "yumuşak-sınır" durumu denir, uygulanman alan hücre sınırlarındaki moleküllerin yönelimini bozacaktır. Bu durumda, yüzey enerji terimlerinde, alan kaynaklı etkilerin dinamikleri için nicel bir tanım getirilmelidir. Yüzey enerji etkileşimlerinin, optik alan kaynaklı etki olayını karma dizilmiş nematik SK hücresinde ele alan iyi bir hesabını Barbero'da bulabilirsiniz [4]. Serbest enerjiyi gösteren formül (2.56)'da, Lagrange denklemi kullanılarak f denen benzer moleküler alanları elde edilebilir. Uzaysal kordinat komponenti şeklinde

$$f_\alpha = \frac{-\partial F}{\partial n_\beta} + \sum_\beta \frac{\partial}{\partial x_\beta} \frac{\partial F}{\partial g_{\beta\alpha}} \quad (2.30)$$

elde edilir. Burada

$$g_{\beta\alpha} = \frac{\partial n_{\beta}}{\partial x_{\alpha}} \quad \alpha, \beta = x, y, z \quad (2.31)$$

Daha da açık bir şekilde, formül (2.59) eğilme, burulma ve bükülme deformasyonlarıyla toplam moleküler alan birlikteliği için,

$$f = f_1 + f_2 + f_3 \quad (2.32)$$

denklemini verir. Burada,

$$\text{Eğilme : } f_1 = K_1 \nabla(\nabla \cdot \hat{n}) \quad (2.33)$$

$$\text{Burulma : } f_2 = -K_2 [A \nabla \times \hat{n} + \nabla \times (A \hat{n})] \quad (2.34)$$

$$\text{Bükülme : } f_3 = K_3 [B \times (\nabla \times \hat{n}) + \nabla \times (\hat{n} \times B)] \quad (2.35)$$

olur. Burada $A = \hat{n} \cdot (\nabla \times \hat{n})$ ve $B = \hat{n} \times (\nabla \times \hat{n})$ ' dir [4,5].

2.9.1.2. Serbest Enerji ve Elektrik, Magnetik Alanlardaki Torklar

Bu bölümde nematik SK'lerin uygulanan alanlarla (elektrik veya magnetik) etkileşimlerini ele alacağız ve tartışmamızı sadece dielektrik ve diamagnetik etkileşimlerle sınırlı tutacağız. Genel uygulanmış (dc, düşük frekans veya optik) bir E elektrik alanı için deplasman vektörü D aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$D = \epsilon_{\perp} E + (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp})(\hat{n} \cdot E) \hat{n} \quad (2.36)$$

Bu nedenle etkileşim enerjisi yoğunluğu:

$$u_E = - \int_0^E D \cdot E = - \frac{1}{2} \epsilon_{\perp} (E \cdot E) - \frac{\Delta \epsilon}{2} (\hat{n} \cdot E)^2 \quad (2.37)$$

olur. 2.74'ün sağ tarafındaki ilk terimin doğrultu eksenin yöneliminden bağımsız olduğuna dikkat ediniz. Bu nedenle doğrultu eksenin deformasyon enerjisinde hesaba katılmamış olabilir. Buna göre bir elektrik alanın uygulanmasıyla ortaya çıkan serbest enerji yoğunluğu (SI biriminde) aşağıdaki şekilde verilmiştir:

$$F_E = - \frac{\Delta \epsilon}{2} (\hat{n} \cdot E)^2 \quad (2.38)$$

Önceki bölümde ele alınan moleküler alanlara benzer olarak

$$\begin{aligned} \Gamma_E &= D \times E \\ &= \Delta \epsilon (\hat{n} \cdot E) (\hat{n} \times E) \end{aligned} \quad (2.39)$$

ile verilmiş; "elektrik alanında moleküler bir tork" olduğu düşünülebilir. Magnetik alanla ilgili benzer yaklaşımlar

$$\begin{aligned}
 U_m &= - \int_0^M B.dM \\
 &= \frac{1}{2\mu_0} \chi^m B^2 - \frac{1}{2\mu_0} \Delta\chi^m (B.\hat{n})^2
 \end{aligned}
 \tag{2.40}$$

ile verilen bir magnetik enerji yoğunluğu terimini (U_m),

$$F_m = \frac{1}{2\mu_0} \Delta\chi^m (B.\hat{n})^2 \tag{2.41}$$

ile verilen magnetik serbest enerji yoğunluğunu (F_m) (doğrultu eksen yönelimiyle ilintili) ve

$$\begin{aligned}
 \Gamma_H &= M \times H \\
 &= \Delta\chi^m (\hat{n}.H)(\hat{n} \times H)
 \end{aligned}
 \tag{2.42}$$

ile verilen magnetik tork yoğunluğunu ortaya çıkarır. Bu elektrik ve magnetik torklar, SK'lerdeki alan kaynaklı etkilerde başrolü oynar.

2.9.2. Alan İndüklü Doğrultu Ekseni Yönlenim Etkileri

Şimdi doğrultu eksenin harici bir statik veya düşük frekanslı alan tarafından yeniden yönlendirilme sürecini ele alacağız. Manyetik alanın karmaşık lokal alan etkileri ve diğer elektriksel olaylarla (iletkenlik gibi) ilgili olmadığını varsayacağız. Burada, manyetik alan için elde edilen sonuçların elektrik alan karşılığı $\Delta\chi^m H^2$ 'nin yerine $\Delta\epsilon E^2$ konarak da elde edilir.

2.9.2.1. Akışkan Çiftlenimi Olmaksızın Alan İndüklü Yönelim

Aşağıdaki örnek viskozite katsayısı γ_1 ' in alan indüklü yönelimsel etkilerde nasıl öne çıktığını göstermektedir. Düzlemsel bir örnek üzerindeki harici alan H 'den kaynaklanan saf "burulma" deformasyonu olduğunu varsayınız. " θ = deformasyon açısı" olsun. Böylece doğrultu ekseni $n = (\cos\theta, \sin\theta, 0)$ ile temsil edilebilir. Bu ve bundan önceki denklemlerle serbest enerji ve elastik tork sırasıyla şöyle olur:

$$F_2 = \frac{K_2}{2} \left(\frac{\partial\theta}{\partial z} \right)^2 \tag{2.43}$$

$$\Gamma = K_2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \hat{z} \tag{2.44}$$

Viskozite torku da aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$\Gamma_{vis} = -\gamma_1 \frac{d\theta}{dt} \quad (2.45)$$

Harici alan H tarafından sarf edilen tork da aşağıdaki gibi olur:

$$\Gamma_{ext} = \Delta\chi^m H^2 \sin \theta \cos \theta \quad (2.46)$$

Böylece tork balans denklemi bize:

$$\gamma_1 \frac{d\theta}{dt} = K_2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \Delta\chi^m H^2 \sin \theta \cos \theta \quad (2.47)$$

denklemini verir. Denge durumunda, $\gamma_1 (d\theta / dt) = 0$ 'dır ve (2.47)

$$K_2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \Delta\chi^m H^2 \sin \theta \cos \theta = 0 \quad (2.48)$$

halini alır. Bu denklemin ilginç bir sonucu da Freedericksz geçiştir. Kritik alan H_F 'den daha az bir alan gücü için $\theta = 0$ 'dır. $H > H_F$ durumunda yönelim görülür. H_F aşağıdaki formül ile ifade edilir:

$$H_F = \left(\frac{\pi}{d}\right) \left(\frac{K}{\Delta\chi^m}\right)^{1/2} \quad (2.49)$$

Burada yönelimin sert sınır durumuna (kuvvetli yüzey yapışkanlığı şartı) uyduğu varsayılır (örnek: $z=d$ ve $z=0$ durumunda $\theta = 0$ 'dır) H_F 'in hemen üzerindeki H için θ aşağıdaki gibidir:

$$\theta = \theta_0 \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \quad (2.50)$$

Burada

$$\theta_0 \sim 2 \frac{(H - H_F)^{1/2}}{H_F} \quad (2.51)$$

H'ın H_F 'den 0'a kadar olan değerinden ani biçimde düşüş göstermesi durumunda (2.47)

$$\gamma_1 \frac{d\theta}{dt} = K_2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (2.52)$$

olur. Eğer $\theta(z,t) = \theta_0(t) \sin(\pi z / d)$ yazarsak

$$\dot{\theta} = \frac{-\pi^2 k_2}{d^2 \gamma_1} \theta \quad (2.53)$$

elde edilir ve bu diferansiyel denklem çözümlenirse,

$$\theta_0(t) = \theta_0 e^{-t/\tau} \quad (2.54)$$

elde edilir. Burada relaksasyon zaman sabiti τ

$$\tau = \frac{\gamma_1 d^2}{\pi^2 k_2} \quad (2.55)$$

şeklindedir.

2.9.2.2. Akışkan Çiftlenimli Yönelim

Sıvı akışının eşlik ettiği alan indüklü doğrultu eksen yönelimi, çok fazla fiziksel parametre içerdiğinden ötürü oldukça karmaşıktır. Hemeotropik olarak dizilmiş bir nematik SK filme elektrik veya manyetik bir alanın “x” yönünde etkidiğini düşünün. ϕ doğrultu ekseninin orijinal dizilme yönü olan z ekseninden sapma açısı olsun. $z=0$ ve $z=d$ ’eki iki hücre duvarında sert sınır olduğunu varsayın. x yönündeki akış z’ye bağımlıdır. Aşağıda ilgili parametrelerdir verilmektedir:

$$\text{Doğrultu eksen:} \quad \hat{n} = (\sin \phi, 0, \cos \phi) \quad (2.56)$$

$$\text{Hız alanı:} \quad v = (v(z), 0, 0) \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} \text{Serbest enerjiler:} \quad F &= \frac{1}{2} K_1 (\nabla \cdot \hat{n})^2 + \frac{1}{2} K_3 (\hat{n} \times \nabla \times \hat{n})^2 \\ &= \frac{1}{2} K_1 \sin^2 \phi \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} K_3 \cos^2 \phi \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.58)$$

$$\text{Elastik torklar:} = [K_1 \sin^2 \phi + K_3 \cos^2 \phi] \frac{d^2 \phi}{dz^2} + [(K_1 - K_3) \sin \phi \cos \phi] \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \quad (2.59)$$

$$\text{Alan indüklü tork:} = \epsilon_0 \Delta \epsilon E^2 \sin \phi \cos \phi \quad (2.60)$$

$$\text{Döngüsel viskoz torku:} = \gamma_1 \frac{d\phi}{dt} \quad (2.61)$$

$$\text{Akış yönelimsel viskoz tork:} = \frac{dv}{dz} [\alpha_2 \sin^2 \phi - \alpha_3 \cos^2 \phi] \quad (2.62)$$

Hareket denklemi; içeren moleküllerin atalet momentiyle (I) beraber bu torkları da hesaba katarak 2.63.’deki şekilde yazılmaktadır,

$$\begin{aligned} I \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \gamma_1 \frac{d\phi}{dt} &= [K_1 \sin^2 \phi + K_3 \cos^2 \phi] \frac{d^2 \phi}{dz^2} \\ &+ [(K_1 - K_3) \sin \phi \cos \phi] \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 + (\alpha_2 \sin^2 \phi - \alpha_3 \cos^2 \phi) \frac{dv}{dz} + \epsilon_0 \Delta \epsilon E^2 \sin \phi \cos \phi \end{aligned} \quad (2.63)$$

Denklem, çeşitli deneysel durumlar için çözülebilir.

2.10. Nematik SK'lerin Yüzeylerdeki Moleküler Yönelimleri

Moleküllerin hücre içerisinde yönelimi başlı başına bir araştırma konusudur ve hem deneysel hem de teorik olarak kapsamlı araştırmalara konu olmuştur. Nematik SK'lerde moleküler yönelimde belirleyici olan faktörler aşağıdaki şekilde sınıflandırılabilir.

1-) Hidrojen bağı, Van de Waals bağı, dipol diopol etkileşimi gibi SK moleküller arasında olan veya cam yüzeyle olan etkileşimler.

2-) Yüzey topolojisi ve SK moleküllerin anizotropik elastiklikleri arasındaki mekanik etkileşimler.

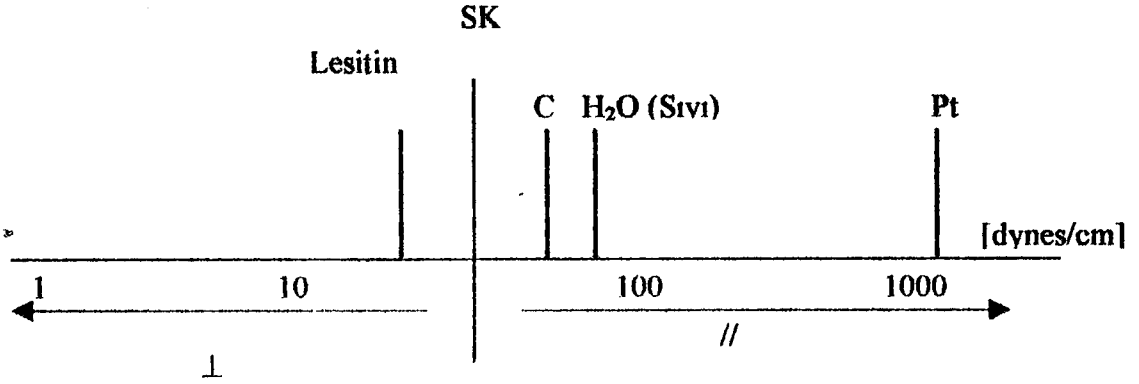
SK ve katı yüzey arasındaki yüzey enerjisi ϕ_{LS} ise aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$\phi_{LS} = \phi_s + \phi_L - W_a \quad (2.64)$$

Burada ϕ_s ve ϕ_L sırasıyla katı ve SK arasındaki birim alan başına serbest enerjidir ve W_a yapısına enerjisini temsil etmektedir. ϕ_s , kritik yüzey enerjisi ϕ_c ile değiştirilerek SK yüzey yönelimi ilişkilendirilmiştir. Moleküllerin kısa eksen boyunca olan etkileşim uzun eksen boyunca olana göre daha kuvvetlidir. Böylelikle

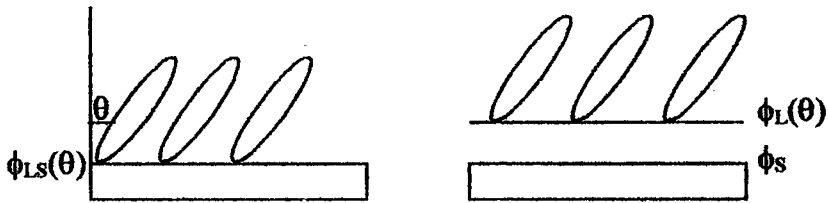
- (a) Substrate (cam) yüzeyinin yüzey enerjisi nispeten düşük olunca SK moleküller arasındaki moleküler kuvvetler yüzeye olana nispeten daha kuvvetli olur, dolayısıyla nematik moleküller uzun eksenleri yüzeye dik olacak şekilde yönlendirilerek moleküller arası kuvvetleri maksimize ederler.
- (b) Katı yüzeyin kritik yüzey gerilimi SK'inkinden daha büyükse yüzeydeki kuvvet baskınlık kazanır. Böylelikle yüzey serbest enerjisi minimize olarak SK moleküller yüzeye paralel olarak yönlendirilir.

Bu durum karbon veya lesitin kaplı yüzeylerdeki karşılaştırma amaçlı gözlemlerle incelenmiştir ve yüzey gerilimi ile yönelim arasındaki ilişki Şekil 2.26.'da gösterilmektedir.



Şekil 2.16. Yüzey Gerilimi ile Moleküler Yönelimin Şematik Gösterimi. $\perp$ ve $//$ Sırasıyla Moleküllerin Yüzeye Göre Dik ve Paralel Yönlenimi Temsil Etmektedir.

Yönelim mekanizmasında fizikokimyasal etkileşimler baskın faktördür geometrik etkiler ise ikincil faktörlerdir ve ancak planar yönelimin yönünü belirlemektedir. Hemeotropik ve planar yönelimler ϕ_L ve ϕ_C 'nin bağlı büyüklükleriyle belirlenmektedir. Farkları $\Delta\phi = \phi_L - \phi_C$ SK moleküllerin yüzeyde yönelimlerinin belirleyici ölçüsüdür ve şayet $\Delta\phi > 0$ ise hemeotropik yönelim $\Delta\phi < 0$ ise planar yönelim gerçekleşir. Porte yönlenmeyi yüzey enerjisi çerçevesinde incelemiştir ve θ açısı SK'de doğrultunun substrate'ın normali ile yaptığı açı olmak üzere ϕ_{LS} , ϕ_L , W_a , θ 'nın fonksiyonu olarak Şekil 2.17.'nin kullanımıyla yazılabilmektedir.



Şekil 2.17. SK Moleküllerin Substrate Yüzeyindeki Yöneliminde Yaptığı Açı

Substrate'in yüzeyi için,

$$\phi_{LS}(\theta) = \phi_S + \phi_L(\theta) - W_a(\theta) \quad (2.65)$$

Burada ϕ_s yüzeyin yüzey gerilimi ve $W_a(\theta)$ yapışma enerjisidir. $W_a(\theta)$, 2.66. denklemi ile ifade edilebilir.

$$W_a(\theta) = 2\sqrt{\phi_L(\theta)\phi_s} \quad (2.66)$$

Dolayısıyla

$$\begin{aligned} \phi_{LS}(\theta) &= \phi_s + \phi_L(\theta) - 2\sqrt{\phi_L(\theta)\phi_s} \\ &= (\sqrt{\phi_s} - \sqrt{\phi_L(\theta)})^2 \end{aligned} \quad (2.67)$$

SK molekülleri $\phi_{LS}(\theta)$ minimize olursa yönlenir. Böylelikle 2.68. denklemi elde edilir.

$$\frac{\partial \phi_{LS}(\theta)}{\partial \theta} = \frac{\partial \phi_L(\theta)}{\partial \theta} \left[1 - \sqrt{\frac{\phi_s}{\phi_L(\theta)}} \right] = 0 \quad (2.68)$$

$\phi_{LS}(\theta)$ 'yı minimize eden açı kararlı bir eğim açısı sağlar. ϕ_L ve θ arasındaki ilişkiyi incelemek için $\phi_{LS}(\theta)$ 'ya bağlı aşağıdaki durumlar söz konusudur [6].

- 1-) $(\phi_s < \phi_L(0))$; $\theta=0$ $\phi_{LS}(\theta)$ 'yı minimize eder ve hemeotropik yönelim sağlar.
- 2-) $\phi_L(0) < \phi_s < \phi_L(\pi/2)$; $\phi_s = \phi_L(\theta)$ $\phi_{LS}(\theta)$ 'yı minimize ederek eğimli yönelim sağlar.
- 3-) $(\phi_L(\pi/2) < \phi_s)$; $\theta=\pi/2$ $\phi_{LS}(\theta)$ 'yı minimize eder ve planar yönelim sağlar.

3. NEMATİK SIVI KRİSTALLERDE OPTİK NONLİNEERİTE VE MOLEKÜLLERİN LAZERLE ETKİLEŞİM MEKANİZMALARI

Elektromagnetik dalganın madde ile etkileşimi uzun süreler boyunca üzerinde çalışılmış konulardan biridir. Bir ışık demeti madde üzerine düştüğünde ışığın elektriksel alanı maddenin elektron bulutlarıyla etkileşir ve gerek gelen ışığın kırılması gerekse ikincil ışık veya ışın yayımları ayrı, ayrı veya beraber olarak gerçekleşebilir. Saçılan dalganın özellikleri, üzerinden saçılma gerçekleşen ortamın moleküler yapısı tarafından belirleneceğinden Elektromagnetik teori ve Kinetik Teori bilgilerinin kullanımıyla sistemin moleküler yapısı hakkında bilgi elde edilebilmektedir.

3.1. Işık Saçılmaları

Sıvı ve gazlardaki saçılma olayları genelde ya Raman ya da Rayleigh saçılmasıdır. Raman saçılmasında saçılan ışığın dalgaboyu gelen ışığıkinden farklıdır Rayleigh saçılmasında ise dalgaboyu farklılığı pek yoktur. SK'ler ise çubuk şekilli yapıya sahip olduklarından, SK ortamdan saçılmanın sebebi çubuk şekilli moleküllerin yönelimlerdeki dalgalanmadır ve etkin ışık saçılması olayları gözlenmektedir. Işık ve SK arasındaki etkileşimin incelenmesinde karşılaşılan birincil aşama ışığın SK ortam üzerinden saçılmasıdır. Dolayısıyla deneysel olarak kolaylıkla gözlemlenen ve analizi ile değişik bilgiler elde edilebilen bu olaya genel hatları ile değinmek yerinde olacak; hem SK'lerin moleküler davranışlarının anlaşılması hem de optik nonlineerite ve fotorefraktif etkilerin mekanizmaları hakkında bilgi sağlayacaktır. Moleküllerin ışığı saçma yeteneklerinin doğrultu ekseninin yönelimlerine, dalgalanmalarına ve uygulanan alanlara bağlı olduğu bilinmektedir. SK'lerdeki ışık saçılma olayları lineer ve nonlineer olmak üzere iki kategoride sınıflandırılabilir. SK'lerdeki ışık saçılmalarının analizinde optik dielektrik sabitlerinin ve bunlardaki dalgalanmaların kullanılması gerekmektedir. Böylelikle moleküllerin yönelimsel dalgalanmalarının incelenmesi mümkün olmaktadır. Lineer bölgede SK in özellikleri kullanılan ışıktan etkilenmemekte ve sonuçta saçılan ışık uzaysal veya zamansal frekans spektrumu ile malzemenin fiziksel özellikleri hakkında bilgi sağlamaktadır. Nonlineer optik bölgede ise gelen ışık SK in

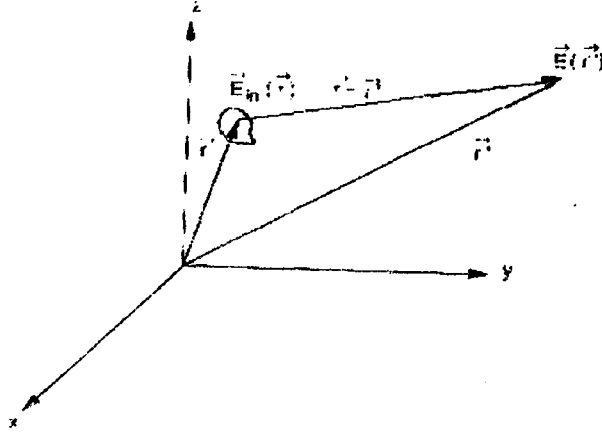
özellikleriyle kuvvetlice karşılıklı olarak etkileşmekte ve SK in özelliklerini modife etmektedir. Bu durumda saçılan ışığın analizi bu güçlü etkileşimleri yansıtmaktadır. Nonlineer saçılmanın pratik ve deneysel amaçlı açıklanması, ışığın içinden geçtiği ortamla kuvvetli etkileşimi sonucu ortamın dielektrik sabitini dolayısıyla da kırılma indisini değiştirerekten geçmesidir [1].

3.1.1. Işık Saçılmasının Genel Elektromagnetik Formalizmi

Işık saçılmasına optik dielektrik sabitlerinin $\delta\epsilon(r,t)$ dalgalanmaları sebep olmaktadır. İzotropik sıvılarda $\delta\epsilon(r,t)$ çoğunlukla sıcaklıktaki dalgalanmalardan kaynaklanan yoğunluk değişimleri nedeniyledir. SK'lerin sıralı fazlarında (Nematik gibi) $\delta\epsilon(r,t)$ 'ye önemli bir katkı da doğrultu yönelimindeki hareketlerden gelmektedir. Dolayısıyla SK'lerde İzotropik sıvılara göre 10^6 kat daha yüksek saçılma gerçekleşmektedir. $\delta\epsilon(r,t)$ dalgalanmalarının sonucu olarak gelen ışık saçılacaktır. Saçılan ışığın yönü, polarizasyonu ve spektrumu optik-geometrik konfigürasyona bağlıdır. Tek eksenli SK benzeri bir ortam için dielektrik sabiti tensörü aşağıdaki şekilde yazılabilmektedir.

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon_{\perp} \epsilon_{\alpha\beta} + (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) n_{\alpha} n_{\beta} \quad (3.1)$$

n_{α} ve n_{β} optik eksen boyunca olan bir n birim vektörünün bileşenleridir. (SK'lerde n doğrultu eksenidir). $\epsilon_{\alpha\beta}$ 'daki dalgalanmalar yoğunluk ve sıcaklık değişimlerinden ve moleküllerin yönelimsel düzenindeki çalkalanmalardan kaynaklanmaktadır. SK'lerdeki ışık saçılması ilk kez de Gennes tarafından elektromagnetik teorenin kullanımıyla ve $\Delta\epsilon$ 'nin küçük olması yaklaşımıyla açıklanmıştır.



Şekil 3.1 r' da Konuşlanan Hacim Elemanından Işık Saçılması

Şekil 3.1.'de gösterildiği gibi orijinden r uzaklığında konuşlandırılmış bir dV hacim elemanını ele alarak, bu hacme gelen $E_{gel} = E \cdot \exp[i(k_i \cdot r - \omega t)]$ alanıyla bu pozisyona indüklenen δP polarizasyonu (birim hacim başına denk gelen dipol moment) aşağıdaki şekilde ilişkilendirilebilir.

$$\begin{aligned} \delta P &= \epsilon_0 \chi \cdot E_{gel} \\ &= \delta \epsilon \cdot E_{gel} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Burada $\delta \epsilon$ dielektrik sabiti tensöründeki değişim saçılan alana katkıda bulunmaktadır.

$$E(r') = \frac{\omega^2}{c^2 R} [\exp i(k_f \cdot R - \omega t)] \cdot P_w(r) \quad (3.3)$$

burada $P_w(r)$ $R = r' - r$ yönüne dik olan δP bileşenidir. Uzak alan bölgesinde $r' - r \gg \lambda$ bir r pozisyonunda saçılan toplam E_{scatt} hacim üzerinden gerçekleştirilen integrallerle elde edilir. Saçılan alanın polarizasyon vektörünü f ile ve dalga vektörünü k_f ile gösterirsek

$$\vec{E}_{scatt} = E_{scatt} \cdot \hat{f} \exp i(\vec{k}_f \cdot \vec{r}' - \omega t) \quad (3.4)$$

elde edilir ve

$$\hat{f} \cdot \vec{E}_{scatt} = \frac{\omega^2 E}{c^2 R} \exp(i\vec{k}_f \cdot \vec{r}') \int_{hac} [\hat{f} \delta \epsilon \cdot \hat{i}] \exp -i(\vec{q} \cdot \vec{r}) dV \quad (3.5)$$

(3.5)'de $q = k_f - k_i$ olup saçılmanın büyüklüğü α_{fi} ile verilmektedir.

$$\hat{f} \cdot \vec{E}_{scatt} = \alpha_{fi} \left[\frac{E}{R} \exp(i\vec{k}_f \cdot \vec{r}') \right] \quad (3.6)$$

$$\alpha_f = \frac{w^2}{c^2} \int_{hac} \delta\epsilon_f(\vec{r}) \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) dV \quad (3.7)$$

Burada $\delta\epsilon_f(r)=f.\delta\epsilon_i$ 'dir.

$$\delta\epsilon_f(\vec{q}) = \frac{1}{V} \int_{hac} \delta\epsilon_f(\vec{r}) \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) dV \quad (3.8)$$

yazaraktan

$$\alpha_f = \frac{w^2}{c^2} V \delta\epsilon_f(\vec{q}) \quad (3.9)$$

elde edilmektedir. $d\sigma/d\Omega$ diferansiyel saçılma kesit alanı (katı açı başına) $|\alpha_f|$ 'nin termal ortalamasıyla verilir [4].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \langle |\alpha_f|^2 \rangle \quad (3.10)$$

Dalgalanmaların sıcaklığa bağımlı olması nedeniyle termal ortalama kullanılmaktadır.

3.1.2. SK'lerde Işık Saçılması Çalışmalarının Önemi ve Niteliği

SK malzemelerin fiziksel özelliklerinin belirlenmesine yönelik araştırmalar yıllardır sürmekte ve konunun uygulamayla olan ilgisi nedeniyle pek çok değişik ölçüm düzeneği ile incelenen bu malzemeler hem moleküler yapıları yönünden hem de mümkün uygulama alanları açısından incelenmeye devam edilmektedir. SK' ler değişik teknolojik uygulamaların yanı sıra sensör olarak da kullanılabilir. Nematik SK' lerde moleküllerin yönelimsel düzenlerindeki çalkalanma güçlü ışık saçılmalarına sebep olmaktadır. Aslında bu malzemelerin çıplak gözle bile bulanık bir görünüm sergilemeleri ışık saçılması etkisindendir. Ortamın anizotropik yapısı, dielektrik sabitinin moleküllerin düzenlenme biçimlerine bağlı olarak değişiklik göstermesi ortam sıcaklığına bağlı olarak önemli değişiklikler sergileyen viskoelastik özelliklerle yakından ilişkilidir, dinamik ve statik olarak incelenebilecek ışık saçılması deneyleriyle SK ortamı karakterize eden esneklik sabitleri, viskozite katsayıları gibi maddesel sabitler ölçülebilmektedir. Görünür ışığın SK' lerdeki saçılması normal akışkanlarınkinden 10^6 kez daha büyük olmasının nedeni moleküllerin ortalama yönelim doğrultusunu belirleyen n doğrultusunun yönelimsel dalgalanmalarından dolayıdır. SK ortamın polarizabilitesi anizotropik olduğundan doğrultu

dalgalanmalarının optik dielektrik permitivitesi üzerindeki değişimleri söz konusu ışık saçılmasının nedenini oluşturmaktadır. Statik saçılda SK ortam üzerine gelen lazer ışığı saçılardan geçmekte ve farklı açılarda detektörden alınan sinyalin değerlendirilmesiyle açıya bağımlı saçılma deseni elde edilebilmektedir. Dinamik saçılda ise dedektörden elde edilen gürültü sinyali Fourier dönüşümüne tabi tutularak pikler elde edilmekte ve bu piklerin band genişliklerinden gidilerek elastik sabitler belirlenebilmektedir [1, 11, 12].

3.2. SK'lerde Nonlineer Optik Etkiler

SK'lerin fiziksel yapısı; moleküler yapı, moleküler yönelim, sıcaklık, yoğunluk, elektronik seviye yoğunluğu ve benzeri fiziksel özellikler; lineer optik proseslerde optik alandan etkilenmemekte, tam tersine optik alan'ın şiddet, faz, yayılma yönü gibi özellikleri SK'in fiziksel özelliklerinden etkilenmektedir. Nonlineer proseslerde ise SK optik alandan etkilenmektedir. Bu durumun en belirgin hali nonlineer proseslerde kırılma indisinin değişmesidir. SK' in optik özelliklerinin dışardan uygulanan alanla kontrol edilebilmesi sayesinde pek çok elektro optik uygulama gerçekleştirilebilmektedir. SK'ler aynı zamanda; sıcaklık, moleküler yönelim, yoğunluk, elektronik yapı, vs. fiziksel özellikleri yönünden ileri derecede nonlineer malzemelerdir [14]. Moleküler yönelim, yoğunluk, elektronik yapı vs. fiziksel özellikler Optik Alanla kolaylıkla bozulabilmektedir. Bu tür malzemelerde moleküler kuvvetler nispeten zayıf olduğundan düşük alan şiddetlerinde bile nonlineer özellikler gözlemek mümkün olmaktadır. SK' lerde nonlineer optik etkilere ilişkin çalışmaların çoğu lazer etkili kırılma indisi değişimlerini içermektedir. Kırılma indisinde meydana gelen değişim ve lazer demetinin ışık şiddeti arasındaki ilişki aşağıdaki denklemde görüldüğü gibidir [5, 14].

$$\delta n = n_2 I \quad (3.11)$$

Burada I : Işık şiddeti ve n_2 :Nonlineer tepkiyi karakterize eden metaryel parametresidir. Lazer ışığından kaynaklanan δn aşağıda ifade edilen bir faz kaymasına sebebiyet vermektedir.

$$\delta \psi = (2\pi / \lambda) \int_0^L \delta n dz \quad (3.12)$$

Bu denklemde L : Ortamın uzunluğudur. Faz kayması enterferometrik veya polarimetrik tekniklerle ölçülebilmektedir. Ortamın nonlinear optik tepkisi, materyal polarizasyonu P ve Optik Alan E cinsinden aşağıdaki şekilde seri açılımıyla karakterize edilebilmektedir.

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots \quad (3.13)$$

Basit izotropik ortamda $\delta n = 2\pi\chi^{(3)}|E|^2/n$ ilişkisi, n:lineer kırılma indisi için geçerlidir. SK mezofazlarda lazer etkili moleküler reoryantasyon, büyük moleküler anisotropiden dolayı, çok büyük δn değerine neden olmaktadır. Böylelikle cw lazerleri ile bile nonlinear optik etkilerin gözlenmesi mümkün olabilmektedir. Pek çok uygulama için büyük n_2 'nin yanı sıra hızlı tepki de gerekmektedir. Ancak genel olarak yüksek nonlineariteye sahip olan ortamların tepki zamanı uzundur. SK'lerde gözlemlenen nonlinear optik olayların ayrıntısına girmeden nonlinear optik hakkında genel bilgi sunmak yerinde olacaktır.

3.2.1. Nonlinear Optik

Lazer teknolojisindeki ilerlemelere paralel olarak nonlinear optik alanında da kapsamlı ve ses getiren araştırmalar uzun yıllardır süre gelmektedir. Konunun taşıdığı bilimsel ve entelektüel önemin yanı sıra optik nonlinearite gösteren malzemelerin potansiyel uygulama alanları bu konudaki çalışmaları ivmelendirmiştir. Nonlinear Optik konusundaki ilerlemeler, lazer teknolojisinin ilerlemesine ve gelişmesine paralel olarak sürmektedir. 'Optical Second Harmonic Generasyon' Franken et al. (1961) tarafından keşfedilmesiyle nonlinear optik sansasyonel etki oluşturmuş ve o günden sonra bu konudaki çalışmalar önem kazanarak sürmüştür. Bu tür malzemeler üzerinde lazer kullanımıyla gösterge amaçlı uygulamalar, bilgi depolama amaçlı kullanım, iletişim ve hesaplama amaçlı uygulamalar nonlinear optik özellik gösteren malzemelerin üzerindeki araştırmaları zorlayan teknolojik etkenlerdir. Katı, Sıvı, Gaz veya SK fazdaki maddenin atom veya molekülleriyle etkileşen ışık veya ısıyım moleküler yapıda farklılaşma meydana getirerek nonlinear etkiler oluşturabilmektedir. Yaygın uygulama imkanları olan bu etkilerin kullanılmasıyla 'tunable' lazerler ve çeşitli cihazlar yapılmaktadır. 'Second Harmonic generasyon', frekans dağıtımının toplam veya çıkarılması, Parametrik prosesler, 'stimulated Raman Saçılma' nonlinear optik tekniklerden bazılarıdır. Bu

tekniklerin kullanımıyla UV-FIR aralığında yeterince şiddete sahip kohorent ışık kaynakları yapılmıştır [47].

3.2.2. Fiziksel Açıklamalar

Nonlinear etkilerin teorik olarak incelenmesine Maxwell denklemlerinden çıkartılan temel dalga denklemiyle başlamak yerinde olacaktır,

$$\left[\nabla \times (\nabla \times) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E(r, t) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P(r, t) \quad (3.14)$$

$$\nabla \cdot E(r, t) = -4\pi \nabla \cdot P(r, t) \quad (3.15)$$

Düşük alanlarda P (Polarizasyon) ve E (Elektrik Alan) lineer olaak ilişkilidir, ancak genelde $P=f(E)$, E'nin nonlinear bir fonksiyonudur. $f(E)$ ' nin bilindiği ve tanımlandığı durumlarda 3.14. numaralı denklem rahatlıkla çözülebilmektedir ve Nonlinear Optik özellik tamamen açıktır. Fakat genelde durum bu değildir ve optik nonlinearite konularında çalışanların temel teorik güçlüğü $f(E)$ 'nin doğru olarak tanımlanabilmesidir. χ (nonlinear susseptibilite) ve P (dielektrik polarizasyon) parametrelerine sahip bir ortam, χ^k = k nıncı dereceden susseptibilite tensörü olmak kaydıyla, E Elektrik alanına maruz bırakıldığında, uygulanan alan cinsinden P'nin açılımı 3.16. numaralı denklemdeki gibidir;

$$P = \epsilon_0 (x^{(1)}E + x^{(2)}E^2 + x^{(3)}E^3 + \dots) \quad (3.16)$$

Nonlinear ortam üzerine yönelen EM dalga aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$E = E_1 \cos(w_1 t - k_1 z) + E_2 \cos(w_2 t - k_2 z) \quad (3.17)$$

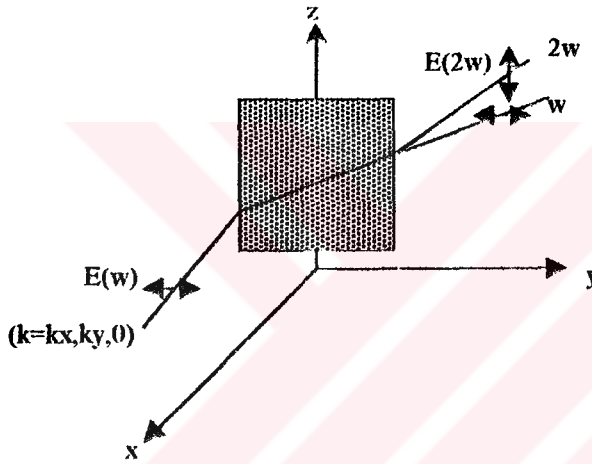
Örnek verme amacıyla $x^{(2)}E^2$ terimini açarsak,

$$\begin{aligned} P &= \epsilon_0 x^{(2)} E^2 \\ &= \epsilon_0 x^{(2)} E^2 [E_1^2 \cos^2 w_1 t + E_2^2 \cos^2 w_2 t + 2E_1 E_2 \cos w_1 t \cdot \cos w_2 t] \\ &= \epsilon_0 x^{(2)} E^2 \left\{ \frac{1}{2} (E_1^2 + E_2^2) + \frac{1}{2} E_1^2 \cos 2w_1 t + \frac{1}{2} E_2^2 \cos 2w_2 t + \right. \\ &\quad \left. E_1 E_2 [\cos(w_1 + w_2)t + \cos(w_1 - w_2)t] \right\} \end{aligned} \quad (3.18)$$

3.18. numaralı denklem, DC polarizasyonunu, $2w_1$ ve $2w_2$ ile 'second harmonics'deki AC bileşenlerini ve $w_{1\pm w_2}$ ile de toplam veya fark frekansları bileşenlerini temsil etmektedir. 2 nci dereceden terimi tensör olarak yazarsak,

$$P_i = \epsilon_0 \sum_{j,k=1}^3 x_{i,j,k}^{(2)} E_j E_k \quad (j, k = 1, 2, 3) \text{ ve } (P_i; i=x, y, z), \quad P = \{P_x, P_y, P_z\} \quad (3.19)$$

Burada $\chi_{i,j,k}$ Nonlinear malzemenin simetri özelliklerine bağlı bir temsördür. 3.19. numaralı denklemden görüldüğü gibi 'induced' Polarizasyon $\chi_{i,j,k}$ tensörünün bileşenleri ve gelen Elektrik Alanın bileşenleri ile belirlenmektedir. Bu noktada; P'nin yönünün E_1 ve E_2 'nin yönünden farklı olduğuna dikkat çekmekte fayda var. Atom veya Molekülde oluşan dış etkili nonlinear polarizasyon $w = w_1 \pm w_2$ frekanslarında yeni dalgaların kaynağı olmakta, bu dalgalar $v_{ph} = w/k = c/n(w)$ faz hızıyla ve $E = \{E_x, E_y, 0\}$ alanı ile Şekil 3.2.'de gösterildiği gibi Nonlinear ortama gelmekte ve $P = \{0, 0, P_z(2w)\}$ polarizasyonunu oluşturmaktadır.



Şekil 3.2. Çiftkırıncı Ortamdaki Nonlinear Optiğin Gösterimi.

$E = \{E_x, E_y, 0\}$ gelen Elektromagnetik dalga; $P_i = \epsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk} E_j E_k$ bağıntısına göre

$P_z = \{0, 0, \epsilon_0 \chi_{zyx} E_x E_y\}$ polarizasyonunu oluşturmaktadır. Farklı konumlardaki atomların mikroskobik katkıları makroskopik bir dalga ifadesinde toplanır. Bu faz çakışma şartı,

$$k(w_1 \pm w_2) = k(w_1) + k(w_2) \quad (3.20)$$

olarak yazılabilmektedir. Bu ifade üç fotonun momentum korunumu olarak algılanabilir. Faz çakışma şartı 3.20.'ye göre şayet üç vektör arasındaki açılar çok büyükse görünen ışık demetlerinin çakışma bölgesi çok küçük olur ve frekans yayılması düşer. Maksimum çakışma, $k_1 // k_2 // k_3$ olduğu durumdadır ve bu durumda $c/n = w/k$ $w_3 = w_1 \pm w_2$. n_1, n_2, n_3 kırılma indisleri için

$$n_3 w_3 = n_1 w_1 \pm n_2 w_2 \text{ ise } n_3 = n_1 = n_2 \quad (3.21)$$

3.21. şartının geçerliliği kırılma indisinin $n(\lambda)$, dalga boyuna bağımlılığının ihmal edildiği durumda geçerlidir. Bu durum dispersif etkinin ihmal edildiği gaz ve buharda söz konusudur $n \sim 1$. Dispersif ortamdaki faz çakışması ise çiftkırıcı kristallerde sağlanabilir. Bu tür kristallerde n_o ve n_e ile temsil edilen iki farklı kırılma indisi mevcuttur. n_o yayılma istikametine bağımlı değildir, n_e ise E ve k 'nın yönlerine bağlıdır. Kırılma indisleri elipsoid indeks olarak adlandırılan bir dielektrik duygunluk tensörü ile dolaylı olarak temsil edilmektedir.

$$\frac{1}{\epsilon_0} \left[\frac{x^2}{1 + \chi_{xx}} + \frac{y^2}{1 + \chi_{yy}} + \frac{z^2}{1 + \chi_{zz}} \right] = \hat{R}$$

$$|\hat{R}| = 1$$

$$1 + \chi_{xx} = \epsilon_{ik}$$
(3.22)

Eğer yayılma yönünü k , ve k vektörüyle optik eksen arasındaki açıyı da θ ile tanımlarsak, Elektromagnetik dalganın $E = E_0 \cos(\omega t - kr)$ yönettiği n_o ve n_e için, n_o sabit kalmakta $n_e(\theta)$ ise aşağıdaki bağıntıya göre değişmektedir.

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(\theta = \frac{1}{2} \pi)}$$
(3.23)

$n_e \geq n_o$ durumu pozitif çift kırıcı ve $n_e \leq n_o$ durumu ise negatif çift kırıcı olarak isimlendirilmekte ve faz çakışması şartını 3.21. sağlayan (1:e,2:e,3:o) benzeri, bir dalganın sıradan diğer dalganın ise sıra dışı olduğu çeşitli $w_3 = w_1 + w_2$, w_1 , w_2 kombinasyonları oluşmaktadır. Literatürdeki tarihi ve teknik önemi nedeniyle, Nonlineer optik hakkında bilgi verilirken örnek olarak ikincil harmonik yayılıma değinilmesi uygundur. $w_1 = w_2 = w$ faz çakışması durumunda $k(2w) = 2k(w)$ ise $V_{ph}(2w) = V_{ph}(w)$ olur. Bunun anlamı gelen ve SH dalganın faz hızlarının eşit olduğudur. Bu durum optik aksise karşı θ_p belirli yönü boyunca $n_e(2w) = n_o(w)$ olduğu durumda elde edilebilmektedir. Gelen dalga θ_p boyunca yayılırsa $P(2w, r)$ 'ın yerel katkıları faz uyumlu olarak toplanır ve $2w$ frekansındaki makroskopik SH dalga gelişir. SH dalganın polarizasyon yönü ana dalganın kine diktir. $\theta = 90^\circ$ durumunda faz çakışması sağlandığında SH ve ana dalga kristalde 'colinear' olarak yayılmaktadır, ancak $\theta \neq 90^\circ$ durumunda sıradışı dalganın akış gücü; k_e yayılma yönünde farklılık göstermekte, böylelikle çakışma bölgesi tüm demetlerde azalmaktadır. Muhtemel bir faz farklılığının SH dalganın şiddetini nasıl etkileyeceğini tahmin edersek $n(w) \neq n(2w)$ faz çakışmama

durumu, $P = \epsilon_0 (\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots)$ 'den $P(2w)$ nonlinear polarizasyonu $E_0 \cos(wt - k(w)r)$ için,

$$P(2w, r) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_{\text{eff}}^2 E_0^2 [1 + \cos(2wt - 2k(w)r)] \quad (3.24)$$

$E(2w)$ genliğindeki nonlinear polarizasyon $v(2w) = 2w/k(2w)$ faz hızıyla kristal boyunca yayılmaktadır ve $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ nonlinear malzemeye ve yayılma istikametine göre değişmektedir. [47, 48]

3.2.3. Nonlinear Duygunluk ve Işık Şiddetine Bağlı Kırılma İndisi

Eğer bir malzemenin fiziksel özellikleri optik alan tarafından kolaylıkla perturbe edilebiliyorsa indüklenen polarizasyon P , uygulanan alan E 'ye lineer olarak bağlı değildir. Çoğu sistemde nonlinear polarizasyona sebep olan prosesler elektronik geçişlerle bağlantılıdır ve bu durumda kuvantum mekaniği ile bu tür prosesler açıklanabilmektedir. Pek çok sistemde ise klasik yaklaşımlarla açıklamalarda bulunmak mümkün olmaktadır. SK'lerde termal ve yoğunluk etkilerini, moleküler yönelimleri, akışları ve elektrostriktif etkileri klasik mekanik ve elektromagnetik teori ile açıklamak mümkündür [5, 14].

3.2.4. Nonlinear Polarizasyon ve Kırılma İndisi

Bir malzemede oluşan optik özellikler, optik alanla indüklenen polarizasyon P 'den oluşur. Genelde toplam polarizasyon P aşağıdaki şekilde yazılabilmektedir.

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (3.25)$$

Burada P_L ve P_{NL} sırasıyla lineer ve nonlinear polarizasyonu temsil etmektedir. Polarizasyonun nonlinear kısmının da içerildiği dalga denklemini yazarsak,

$$\nabla^2 E_i - \mu_i \epsilon_i \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}^{(i)}}{\partial t^2} \quad (3.26)$$

Nonlinear polarizasyon etkisinin kırılma indisinde bir değişiklik formunda gözüktüğü durum için E_i 'nin üçüncü kuvvetine bağlı P_{NL} ele alınırsa

$$\vec{P}_{NL} = \chi_{NL} < E_i^2 > \vec{E}_i \quad (3.27)$$

$\vec{E}_i(\vec{r}, t)$ ve $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$ için düzlem dalga formunu kabul ederek

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = E e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (3.28)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = P_{NL} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (3.29)$$

ve 3.27. numaralı denklemi 3.26.'de kullanarak

$$\nabla^2 E_i - \mu_i \epsilon_i \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \quad (3.30)$$

elde edilmektedir. 3.30. numaralı denklemde

$$\mu_i \epsilon_i = \mu_i \epsilon_i + \mu_0 \chi_{NL} \langle E_i^2 \rangle \quad (3.31)$$

Manyetik olmayan malzemeler için $\mu_i = \mu_i = \mu_0$ olduğunu kabul ederek, bu eşitlikten etkin optik dielektrik sabitini çıkarırsak

$$\epsilon' = \epsilon_i + \chi_{NL} \langle E_i^2 \rangle \quad (3.32)$$

Bu aşamadan sonra etkin kırılma indisi n yazılırsa

$$n^2 = \frac{\mu_i \epsilon_i}{\mu_0 \epsilon_0} = n_0^2 + \frac{\chi_{NL} \langle E_i^2 \rangle}{\epsilon_0} \quad (3.33)$$

$\chi_{NL} \langle E \rangle^2 / \epsilon_0 \ll n_0^2$ tipik durum yaklaşıklığıyla n aşağıdaki şekilde yazılabilmektedir.

$$n \cong n_0 + n_2 \langle E \rangle^2 \quad (3.34)$$

Burada

$$n_2(E) = \frac{\chi_{NL}}{2\epsilon_0 n_0} \quad (3.35)$$

olup nonlinear katsayı olarak bilinmektedir. Elektromagnetik dalganın genlik terimi, optik şiddet ile

$$I_{op} = \frac{\epsilon_0 n c}{2} \langle |E|^2 \rangle \quad (3.36)$$

şeklinde ilişkilidir ve 3.34. numaralı denklem

$$n_2(E) = n_2(I) \left(\frac{n_0 \epsilon_0 c}{2} \right) \quad (3.37)$$

ifadesi ile birlikte aşağıdaki şekilde yazılabilmektedir.

$$n = n_0 + n_2(I) I_{op} \quad (3.38)$$

SI birimlerinde $\epsilon_0 c / 2$ faktörü $1/753$ 'e karşılık gelmektedir.

Nonlineer optiğe elektromanyetik yaklaşımda, bütün kuvantum mekaniksel kısımlar (elektronik geçişler, sönümler, enerji seviyesi popülasyon değişimleri, vs.) açıkça ele alınmamıştır. Bir ortamın uygulanan bir elektromagnetik alana cevabı

$$P(r;t) = f(E(r,t), E(r',t')) \quad (3.39)$$

formunda olan bir fonksiyonel bağıntıyla ifade edilmektedir. Uzay zaman noktasında (r,t) nonlineer cevap sadece aynı uzay zaman noktasında uygulanan alanların aksiyonundan değil, farklı bir uzay zaman noktasındaki alanlarınkinden dolayıdır. Diğer bir deyişle, elektromagnetik alana verilen tepki uzay ve zamanın lokal olmayan fonksiyonudur. $P(r,t)$ 'nin daha açık bir formu, bazı kolaylaştırıcı kabuller ve yaklaşımlarla elde edilebilmektedir. Sık sık yapılan bir yaklaşıklık sonuçtaki polarizasyonun alanlarda bir güç serisi olarak ifade edilmesidir.

$$P(r;t) = P^{(1)}(r,t) + P^{(2)}(r,t) + P^{(3)}(r,t) + \dots \quad (3.40)$$

İlk terim lineer polarizasyon terimidir ve,

$$P^{(1)}(r,t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\chi}^{(1)}(r-r', t-t') \cdot E(r', t') d^3r' dt' \quad (3.41)$$

ile verilir. Burada $\overline{\chi}$ ve E arasında bir tensör operasyonunu gerçekleşmektedir. χ ikinci dereceden ve E birinci dereceden bir tensördür. Fourier transformundan sonra

$$P(k; \omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(k; \omega) \cdot E(k; \omega) \quad (3.42)$$

elde edilir. Aynı şekilde, ikinci dereceden polarizasyon terimi $P_{(r,t)}^{(2)}$ şöyle yazılabilir.

$$P^{(2)}(r,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(2)}(r-r', t-t'; r-r'', t-t'') \cdot E(r', t') \times E(r'', t'') dr' dr'' dt' dt'' \quad (3.43)$$

Burada $\chi^{(2)}$ üçüncü dereceden bir tensördür. Fourier transformasyonundan sonra aşağıdaki denklem elde edilmektedir.

$$P^{(2)}(k, \omega) = \chi^{(2)}(k, k', k''; \omega, \omega', \omega'') \cdot E(k', \omega') E(k'', \omega'') \quad (3.44)$$

Benzer şekilde

$$P^{(3)}(r,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(3)}(r-r', t-t'; r-r'', t-t''; r-r''', t-t''') \cdot E(r', t') E(r'', t'') E(r''', t''') dr' dr'' dr''' dt' dt'' dt''' \quad (3.45)$$

$\chi^{(3)}$ dördüncü dereceden bir tensördür ve Fourier transformasyonundan sonra aşağıdaki şekle dönüşür.

$$P^{(3)}(k, w) = \chi^{(2)}(k, k', k'', k'''; w, w', w'', w''') \cdot E(k', w') E(k'', w'') E(k''', w''') \quad (3.46)$$

$P^{(n)}$; $\chi^{(n)}$ için aynı şekilde devam etmektedir.

Eğer n^{ci} dereceden nonlinear duygunluk r 'dan bağımsız ise fourier transformu da k 'dan bağımsız olacaktır. Bu anlamda nonlinear cevaba lokal denir. Eğer ortamın cevabı da anlık ise $P^{(2)}$, $P^{(3)}$ ve bunun gibi nonlinear polarizasyonlar için olan ifadeler E 'nin basit tensör çarpanları olmaktadır.

$$P^{(2)}(t) = \chi^{(2)} \cdot E(t)E(t) \quad (3.47)$$

ve

$$P^{(3)}(t) = \chi^{(3)} \cdot E(t)E(t)E(t) \quad (3.48)$$

3.2.5. Çiftlenmiş Maxwell Dalga Denklemleri

Bir nonlinear ortamın içinde çeşitli optik alanların etkileşimi Maxwell denklemleriyle açıklanabilmektedir ve n -dalga karışım prosesleri için n tane çiftlenmiş Maxwell denklemi vardır. Nonlinear ortama herhangi bir dalma derinliğindeki optik elektrik alanlar için olan çözümler, gelen alan şiddetinin başlangıç sınır koşullarına, fazlarına ve sınır koşullarına bağlıdır. Denklemleri çözebilmek için çeşitli yaklaşımlar yapılmaktadır. Genellikle geçerli olan bir yaklaşım yavaşça değişen zarf yaklaşımıdır. Toplam elektrik alanının belirli bir frekans bileşeni, E_j , hızlı bir osilatör terimi, $\exp[i(k_j \cdot r - w_j t)]$, ve daha yavaş bir skaladaki bir büyüklük genliğinin $A_j(r, t)$ çarpımıyla temsil edilmektedir. Bundan dolayı,

$$E_j = \frac{1}{2} [A_j(r, t) \exp[i(k_j \cdot r - w_j t)] + c.c.] \quad j=1;..n \quad (3.49)$$

Burada n frekans bileşenlerinin sayısıdır. Etkileşen n tane alan genellikle n tane farklı yönde ilerlemekle beraber etkileşim ve ilerlemeleri incelenirken genelde z yönü olarak seçilen bir referans yön tanımlanmaktadır. Yavaşça değişen zarf yaklaşımı (SVEA) aşağıdaki eşitsizliklerle ifade edilebilmektedir.

$$\left| \frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2} \right| \ll \left| k_j \frac{\partial A_j}{\partial z} \right| \quad (3.50)$$

$$\left| \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} \right| \ll \left| w_j \frac{\partial A_j}{\partial t} \right| \quad (3.51)$$

Bu yaklaşıma karşılık gelen nonlinear polarizasyon vektör bileşenleri aşağıdaki şekildedir.

$$P_{NL}^{(j)} = \frac{1}{2} [P_j(r, t) e^{i(k_j r - \omega_j t)} + c.c.] \quad (3.52)$$

Yani toplam nonlinear polarizasyon $P_{NL} = \sum_j P_{NL}^{(j)}$ şeklindedir.

3.26. numaralı denklemi tekrar yazarak

$$\nabla^2 E - \mu \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (3.53)$$

3.53. numaralı denklemde 3.49. ve 3.52. denklemlerinin kullanırsak

$$\nabla_{\perp}^2 A_j + 2ik_j \frac{\partial A_j}{\partial z} + 2i\mu_0 \epsilon \omega \frac{\partial A_j}{\partial t} = -\mu_0 \omega^2 P_j^{NL} \exp i\Delta k_j z \quad (3.54)$$

elde edilir. Burada $\Delta k_j = k_j^p - k_j$, j ninci dalga için dalga vektörü uyumsuz eşleşmesidir. Üç boyutlu ∇^2 enine (transvers) $\nabla_{\perp}$ terimine ve boyuna $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ terimine ayrılırsa $k_j = \omega_j / v_j$ ifadesi kullanarak 3.55. numaralı denklem elde edilir.

$$\nabla_{\perp}^2 A_j + 2ik_j \left(\frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{1}{v_j} \frac{\partial A_j}{\partial t} \right) = -\mu_0 \omega^2 P_j^{NL} \exp i\Delta k_j z \quad (3.55)$$

Şayet (z,t) koordinat sistemini transformasyona tabi tutarak z yönünde v_j hızıyla hareket eden (z',t') koordinat sistemini oluşturursak

$$z = z' \quad t' = t - \frac{z}{v_j} \quad (3.56)$$

3.55. numaralı denklem aşağıdaki şekle dönüşür.

$$\nabla_{\perp}^2 A_j + 2ik_j \frac{\partial A_j}{\partial z} = -\mu_0 \omega^2 P_j^{NL} \exp i\Delta k_j z \quad (3.57)$$

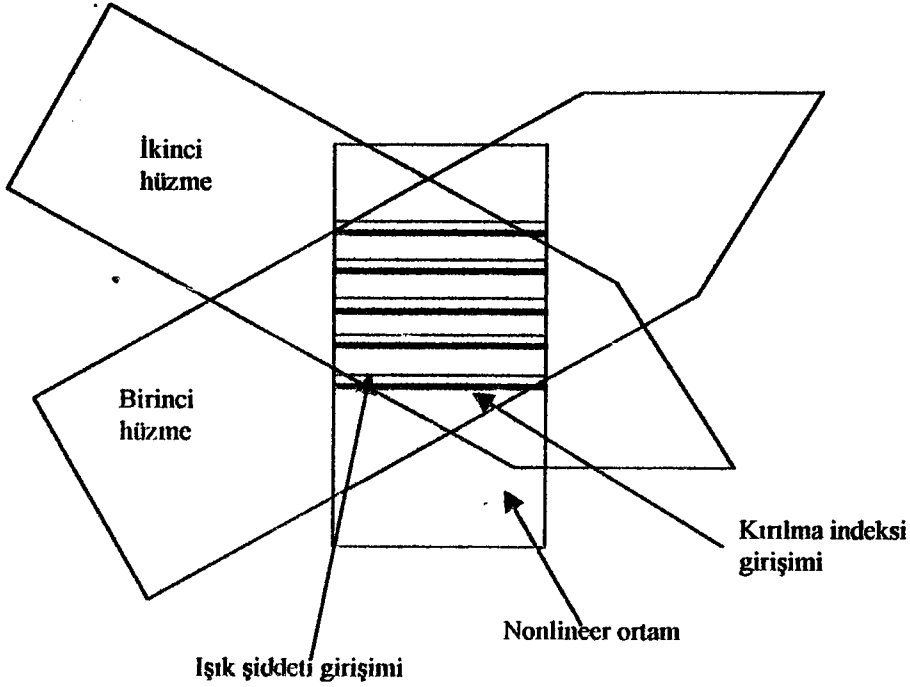
Burada etkileşen dalgalar için $j=1,2 \dots z=z'$ kullanılmıştır ve durağan durum varsayılarak zaman bağımlılığı göz önüne alınmamıştır. Aslında bazı deneylerde özellikle de 'pulsed' lazer kullanılanlarda bu doğru bir yaklaşım değildir ve tüm Maxwell denklemine göre düzeltme gerekmektedir [5].

3.2.6. SK'lerde Gözlemlenen Nonlinear Optik Olaylar

Şu ana kadar tartışılan nonlinear polarizasyon aracılığıyla oluşan, değişik mekanizmalara sahip çeşitli nonlinear optik olaylar vardır. SK'lerin, izotropik haricindeki fazlarında nonlinear optik olayların çoğu gözlenmiştir. Bu olaylardan bazıları salt bilimsel kaygılarla incelenirken; bazıları da teşhis amaçlı araçlarda veya pratik cihazlarda uygulama alanı bulan etkilere sahiptir. Kullanılan temel mekanizmalarla uyumlu olarak gözlenen bu etkiler aşağıdaki genel başlıklar altında bir araya getirilerek gruplandırılmıştır. Bu olayların belli başlıcalarını incelersek,

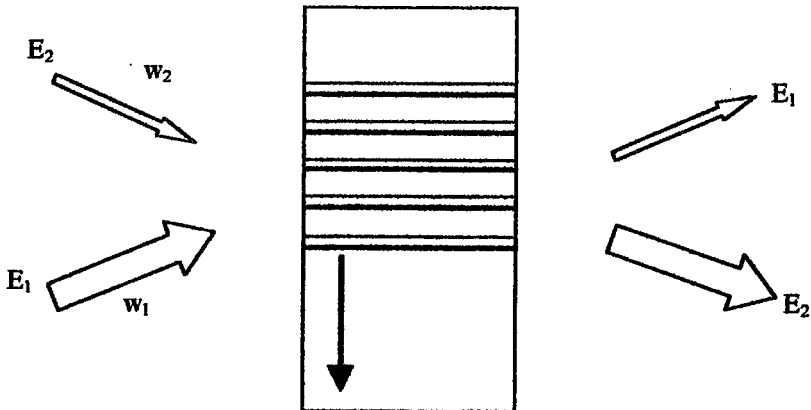
3.2.6.1. Neredeyse Dejenere ve Sönümlü Dalga Karışımı

Lazer indüklenmiş nonlinear polarizasyonlar dielektrik sabitindeki değişiklikleri oluşturmaktadır. Eğer bu dielektrik sabiti değişimleri verilen ışık şiddeti girişiyle uzaysal olarak çakışırsa, malzemelerin lokal nonlinearliğe sahip olduğu söylenir. Bazı durumlarda, indüklenen dielektrik sabiti değişimleri uzaysal olarak optik şiddetten kaymıştır; yani dielektrik sabiti ve ışık şiddeti girişim fonksiyonu arasında bir ϕ faz kayması vardır (Şekil 3.3.).



Şekil 3.3. Fotorefraktif Malzemelerde İndüklenmiş Kırılma İndisi Girişiminin Uzaysal Olarak Optik Şiddet Girişimine Göre Kayması.

Şayet girişen iki E_1 ve E_2 dalgasının frekansları eşit değilse (yani $\omega_2 = \omega_1 + \Omega$) bu durumda nonlinear ortamda E_1 ve E_2 tarafından oluşan ışık şiddeti girişimi zamanla hareket etmektedir (Şekil 3.4.). Ortamın sonlu cevap zamanı τ 'dan dolayı indüklenmiş indis değişimi kaynaklı girişim durgun durumda gecikecektir. Böylelikle ışık şiddeti girişimi ve indis girişimi arasında bir ϕ faz kayması oluşacaktır.



Şekil 3.4. Değişik Frekanstaki İki Lazerin Oluşturduğu Girişim Deseninin Hareketi

Faz kaymasının büyüklüğü ve işareti; çeşitli optik, geometrik ve malzeme parametrelerine bağlıdır. Dalga karışımı prosesinde bir ϕ 'ın olmasının üzerinde gerçekleştirilen incelemede toplam ışık şiddeti aşağıdaki şekilde oluşturulabilir.

$$I_{total} \propto (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2)^* = |E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1 E_2^* + E_2 E_1^* \quad (3.58)$$

İndüklenmiş indeks girişim fonksiyonu ise aşağıdaki şekildedir.

$$\Delta n \approx \Delta n_0 + n_2 (E_1 E_2^* e^{i\phi} + E_2 E_1^* e^{-i\phi}) \quad (3.59)$$

Burada Δn_0 statik ışık şiddetlerinin ($|E_1|^2 + |E_2|^2$) neden olduğu statik indeks değişimidir. İndüklenmiş indis değişiminden E_1 ve E_2 dalgalarının saçılmasını ele alırsak; $E_1^* E_2 E_1 e^{i\phi}$, $E_1 E_2^* E_2 e^{i\phi}$ ve benzer formda olan üçüncü dereceden nonlinear polarizasyon terimleriyle ilgilenilebilir. Şayet olay iki dalgayla sınırlandırılırsa karşılık gelen çiftlenmiş iki dalga karışım eşitlikleri için dalgaların genlik terimleri 3.57. numaralı denklemden transvers Laplas terimini ihmal ederek aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\frac{dA_1}{dz} = ig[|A_1|^2 + |A_2|^2]A_1 + ig(A_2^* A_1) e^{i\phi} A_2 \quad (3.60)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = ig[|A_1|^2 + |A_2|^2]A_2 + ig(A_1^* A_2) e^{-i\phi} A_1 \quad (3.61)$$

Burada $g = \mu_0 \omega^2 \chi_{xxx} / 4$ olup ϕ faz kaymasının bu iki dalga eşleşmelerine etkisi eğer bu eşitlikler dalganın I_1 , I_2 ışık şiddetleri ve ϕ_1 , ϕ_2 fazları ile ifade edilirse daha açık şekilde görülebilmektedir.

$$\begin{aligned} I_{1,2} &= \frac{\epsilon_0 \hbar c}{2} \langle E^2 \rangle = \frac{\epsilon_0 \hbar c}{2} \frac{1}{2} A_1 A_1^* \\ &= \frac{\epsilon_0 \hbar c}{4} |A_1|^2 \end{aligned} \quad (3.62)$$

ve

$$A_1 = |A_1| e^{i\phi_1} \quad (3.63)$$

$$A_2 = |A_2| e^{i\phi_2} \quad (3.64)$$

Kompleks çiftlenmiş dalga denklemleri iki tane reel değişkenli denklem olur. Işık şiddetleri için

$$\frac{dI_1}{dz} = -4g' \sin \phi I_1 I_2 \quad (3.65)$$

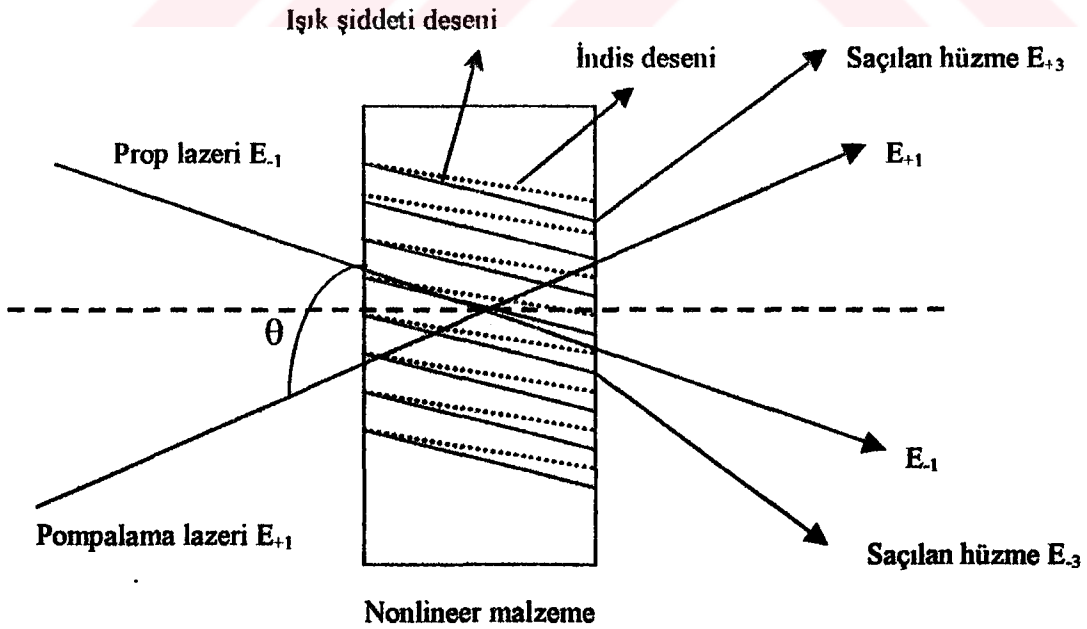
$$\frac{dI_2}{dz} = +4g' \sin \phi I_1 I_2 \quad (3.66)$$

Fazlar için

$$\frac{d\phi_1}{dz} = g'[(I_1 + I_2) + I_2] \quad (3.67)$$

$$\frac{d\phi_2}{dz} = g'[(I_2 + I_1) + I_1] \quad (3.68)$$

elde edilmektedir. Burada $g' = 4g/\varepsilon_0 nc$ 'dir. Bu eşitliklerden eğer $\sin\phi$ sıfır değilse, E_1 ve E_2 dalgaları arasında bir enerji akışı olduğu görülebilmektedir. Lokal nonlinearliğe sahip olan malzemelerde (yani faz kayması $\phi=0$) yanal difraksiyonlar gelen iki dalganın enerji değiş tokuşu için bir metot sağlar. Zamansal olarak lokal olmayan nonlinearlikler, eğer ortamın cevabı anlık değilse doğal olarak oluşacaktır ve eğer kısa lazer pısları kullanılırsa genel olarak açıkça gösterilecektir. İndüklenmiş kırılma indisi değişimlerinin geciken karşılığından dolayı, yoğunluk ve indis kırınım ağı fonksiyonu arasında zamana bağılı bir faz kayması oluşacaktır (Şekil 3.5.). Bundan dolayı gelen demetler arasında zamana bağılı bir enerji değiş tokuş prosesi vardır. Genellikle proses şu şekilde gerçekleşmektedir. Enerji akışı daha güçlü olan demetden daha zayıf olana doğrudur. Böyle zaman bağımlı dalga karışım prosesleri sayısal yöntemlerle çözümlenebilmektedir.



Şekil 3.5. İki Eşit Frekanslı Kısa Lazer Palsıyla Üretilen; Yolla Hareket Eden Zaman Bağımlı İndis Kırınım Ağı.

Zamansal ve uzaysal olarak kayan kırınım ağı etkileri uyarılan saçılma proseslerinde doğal olarak bulunmaktadır. Örnek vermek gerekirse; sık sık çalışılan proseslerden bir tanesi uyarılmış saçılma. Burada gelen optik alan E_1 (w_1 frekanslı) bir koherent geriye ilerleyen dalga olan E_2 'yi $w_2=w_1-w_s$ frekanslı, (w_s ortamın ikinci frekansdır), olarak üretmektedir [5, 14, 15, 16, 18].

3.2.6.2. Optik Faz Konjugasyonu

Bir nonlinear optik malzemede optik dalga karışım etkisiyle faz-konjugasyonlu kopyasını üreten tek bir gelen lazer demetinde, kendinden başlangıçlı optik faz konjugasyonu (SSOPC) temel olarak ilginç ve aynı zamanda da kullanışlı bir prosestir. Genellikle pompa lazer demetinden gelen dalga, koherent sinyal olarak saçılan gürültü olarak (örneğin, bir kristaldeki saçıcılardan, anlık Brillouin saçılmasından dolayı) kaynaklanır. Bu gürültü sinyali pompa demetiyle etkileşir ve böylelikle büyüyerek güçlü koherent bir sinyal haline gelir. Bu olay çok güçlü pals lazerlerin bulunduğu Tahrikli Brillouin saçılmalarında ve düşük güçlü CW lazerlerin bulunduğu fotorefraktif malzemelerde gözlenir.

3.2.6.3. Termal Saçılma Tahrikli SSOPC

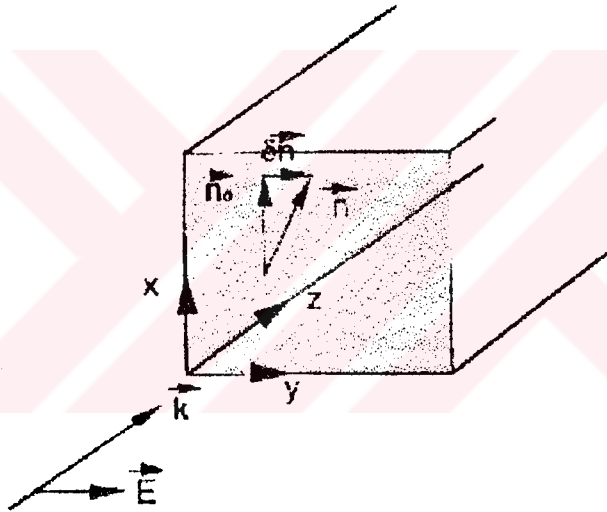
Bir Nematik SK'de kendinden pompalı faz konjugasyonunun gözlenmesi yakın geçmişte iki grup tarafından rapor edilmiştir. Khoo ve arkadaşları [18] tarafından rapor edilen proseste giriş demeti ortamdan iki kere geçer, ilkinde (K_1 yönünde) E_1 elektrik alanı ile ve sonra numunenin arkasındaki optik sistemden yansıma üzerine (K_2 yönü boyunca) yansıyan E_2 alanı ile geçmektedir. E_1 ve E_2 alanlarının eş fazlı olmaları gerekli değildir. Faz konjuge bir sinyal üretmek için gerekli olan mekanizma aşağıdaki şekildedir. Gelen demet E_1 'e göre eş fazlı olan (K_3 yönü boyunca) bir gürültü kaynak alanı E_3 'ü üretir. Buna göre E_1 ve E_3 arasında girişim oluşabilir ve bir indis kırınım ağı oluşturabilirler. Bu deneyde planar yönelimli n doğrultu ekseninin şeklin düzlemine normal olduğu (yani E_1, E_2, E_3 ve E_4 birbirine paralel), nematik SK film için indeks kırınım ağı, sıcaklık bağımlı sıra dışı kırılma indisi $n_c(t)$ 'ye bağımlıdır. Benzer olarak yansıyan E_2 alanı koherent gürültüsü olan E_4 ile girişecek ve bir indis aralığı üretecektir. Genelde iki gelen E_1 ve E_2 alanlarından saçılan E_3 ve E_4 gürültüsü çeşitli zamansal ve uzaysal frekans bileşenlerini içerir.

Khoo va arkadaşlarının yanı sıra Antipov ve Dvoryaninov [19] da SSOPC etkisinin benzer gözlemlerini yayınlamışlardır. Onların deneyinde milimetre mertebesinde nispeten kalın SK hücre iki elektrot arasına yerleştirilerekten düşük frekanslı ac voltajı altında etki gözlenmiştir. Kendinden başlangıçlı faz konjugasyon prosesinin gözlenen dinamiği termal kırınım ağı yapılanma zamanının yanı sıra optik nonlineerlik ve saçılan gürültü büyüklüğüyle yürütülmektedir. Prosesin başlangıç zamanı gürültü büyüklüğüne ve yapılanma zamanı termal kırınım ağı cevap zamanına bağlıdır. Başlangıç zamanı ve yapılanma zamanının her ikisi de giriş pompa gücü artarken kısalmaktadır. Maksimuma ulaşmak için sinyalin alacağı toplam zaman 0.5 ms kadar kısa olabilir. Yaklaşık 800 mW'lık bir pompa gücünde yapılanma ve başlangıç zamanlarının bu kısalması numune sıcaklığının T_c 'e doğru artırıldığı zaman da gözlenmiştir. Kendisinden başlangıçlı faz konjugasyon etkisindeki proses termal indis değişimi yoluyla sönümlü iki demet çiftlenimidir. Faz konjugasyon etkisi leke gürültü kaynağından kaynaklandığından, kendisinden başlangıçlı faz konjugasyon prosesinin dinamiğinde leke gürültüsünün etkisinin teorisi SK durumunu incelemek için modifiye edilebilir. Saçılma gürültüsü, düzensiz ortamlarda faz konjugasyonu oluşumunda ve bunun yanı sıra faz konjugasyonu ve holografide getirdiği sınırlamalar yönünden önem taşımaktadır [5].

3.2.6.4. Yönelimsel Saçılma Tahrikli SSOPC

Daha önce tartışılan termal tahrikli dalga karışım etkisi, nematik SK'lerin geniş band aralığındaki çift kırıcılığından dolayı geniş bir spektral aralıktaki uygulamalar için kullanılabilir. Prosesi optimize etmek için gereken absorpsiyon sabiti uygun boya katkısıyla düzenlenebilir [15]. Ana dezavantajı etkinliğin faz geçiş sıcaklığı T_c 'nin yakınlığına oldukça bağlı olması ve kararlı sıcaklık kontrol sistemi gerektirmesidir. Lazer indüklemeli nematik eksen yönelim etkileri ise faz sıcaklığına böyle bir yakınlık gerektirmemektedir. Dahası, yönelim dalgalanmaları doğal olarak sıradan ve sıra dışı dalgalanmalar arasında etkin çiftlenim sağlar. Nematik SK'lerde lazer tahrikli moleküler yönelimler yoluyla e-o (sıra dışı, sıradan) dalga karışım süreci gürültü başlangıçlı demet amplifikasyonu ve faz konjugasyonu etkilerine benzemektedir. Bu durumda gelen demetlerden saçılan gürültü, yönelimsel dalgalanmalar kaynaklı nematik çift kırıcılığıyla dikine polarizasyonlu saçılan dalgaları arttırmaktadır. Mesela, bir lineer giriş lazerinin (o dalgası) planar yönelmeli

bir nematik filme normal olarak geldiği Şekil 3.6'deki etkileşim geometrisini ele alalım. Δn yönelim dalgalanmalarından dolayı, saçılan gürültü sıra dışı bir dalga bileşenine sahip olacaktır. Gelen ve saçılan dalgalar koherent olduğundan, girişim gerçekleşebilir ve dalganın ilerleme yönünde hareketli bir kırınım ağı üretilir. Hareketli kırınım ağına, üretilen e dalgası (w_e) ve giriş o dalgası (w_o) arasındaki $\Omega = w_o - w_e$ frekans farkı sebep olmaktadır. Kırınım ağı sabiti $|q| = (w/c)(n_e - n_o)$ ile verilir. Lazerinin giriş süresinin, kırınım ağlarının yönelimsel relaksasyon zamanıyla karşılaştırılmasına bağımlı olarak proses hareketli veya durağan rejimde gerçekleşir. Yönelimsel relaksasyon zamanı $\tau \sim \gamma / Kq^2$ ifadesiyle verilir. Burada K elastik sabit ve γ viskozitedir.



Şekil 3.6. Planar yönelmeli bir nematik SK hücrede sıradan (o) dalga olarak ilerleyen optik alanın şematik çizimi. δn doğrultu ekseninin yönelimsel dalgalanmasıdır. n ise pertürbe edilmiş doğrultu eksenidir.

Lazer indüklemeli doğrultu eksen yönelmesi δn_y 'yi veren eşitliği ele alalım

$$\gamma \frac{\partial n_y}{\partial t} - K_2 \frac{\partial^2 \delta n_y}{\partial z^2} = \frac{\Delta \epsilon}{16\pi} (E_x E_y^* + E_x^* E_y) \quad (3.69)$$

Burada γ viskozite katsayısıdır, K_2 elastik sabittir, δn_y ise doğrultu eksen dalgalanmalarını temsil etmektedir. Optik dielektrik anizotropi ise $\Delta \epsilon$ ile temsil edilmektedir ve $\Delta \epsilon = \epsilon_{//} - \epsilon_{\perp}$ şeklinde verilebilir. E_x gelen elektrik alanın büyüklüğü E_y ise saçılan kesişim-polarize dalganın büyüklüğüdür. Gelen ve saçılan dalgaların çiftlenimi, denge durumunda çiftlenmiş dalga eşitlikleriyle verilmektedir.

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + k_e E_x = -\frac{w_e^2}{c^2} \Delta \epsilon \delta n_y E_y \quad (3.70)$$

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + k_o E_y = -\frac{w_o^2}{c^2} \Delta \epsilon \delta n_y E_x \quad (3.71)$$

Durgun durumda 3.70. ve 3.71.'i bir giriş e dalgası E_x ve doğrultu eksen dalgalanması δn_y için çözümlersek, E_y için aşağıdaki formda olan bir durgun durum çözümü elde edilir.

$$|E_y|^2 \sim \exp(g \cdot z) \quad (3.72)$$

Ekspansiyel kazanç katsayısı g

$$g = \frac{w_o^2}{c^2} \frac{\Delta \epsilon^2 |E_x(0)|^2}{16\pi K_2 q^2 k_e} \frac{\Omega \Gamma}{\tau^2 + \Omega^2} \quad (3.73)$$

Burada $\Omega = w_e - w_o$ 'dur. Maksimum kazanç $g_{\max}$, $\Omega = \tau$ 'da oluşur ve

$$g_{\max} = \frac{k \Delta \epsilon^2}{4cn_o n_e K_2 q^2} I \quad (3.74)$$

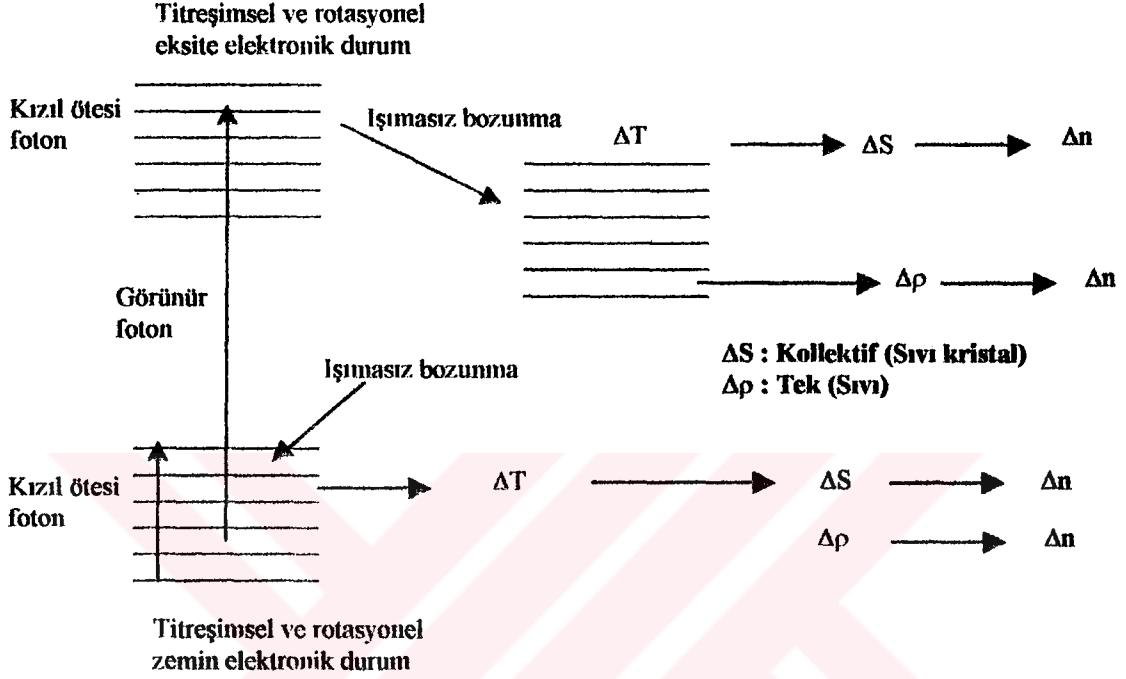
ile verilir.

$$g_{\max} \cdot d = 2,5 \cdot 10^{-4} I [W/cm^2] \quad (3.75)$$

3.2.6.5. Termal, Yoğunluk ve Diğer Nonlinear Mekanizmalar

Soğurma özelliği olan ortamlarda lazer ışığının soğurulması nedeniyle sıcaklık artışının sebep olduğu yoğunluk dalgalanmaları gerçekleşmektedir. SK' lerde de diğer malzemelerde olduğu gibi optik soğurmanın doğası dalgaboyuna bağlıdır. SK'lerin geçirgenlik spektrumundaki düşüş pikleri güçlü tek foton soğurulmalarına karşılık gelir. SK'lerin tipik lineer soğurma katsayısı α ; mor ötesi yakınlarında veya daha küçük dalga boylarında büyüktür ($\alpha \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-1}$ mertebesinde), görünür ve yakın kızıl ötesinde ise küçüktür, sırasıyla ($\alpha \ll 1 \text{ cm}^{-1}$ ve $\alpha \leq 10 \text{ cm}^{-1}$), orta kızıl ötesi ve daha uzun dalga boylarında ise oldukça büyük soğurma sabitleri ($\alpha \sim 10 - 10^2 \text{ cm}^{-1}$) söz konusudur. Şiddetli lazer ışığı altında ikili ve çoklu foton soğurmaları da gerçekleşecektir. Bu durumda tek foton durumunda soğurmayan malzemeler, şayet iki veya çoklu foton prosesi eksite duruma geçişe karşılık geliyorsa, oldukça soğurgan olabilmektedir. SK'lerde lazer indüklemeli sıcaklık ve yoğunluk değişimlerini anlamak için bu foto soğurma prosesleri moleküle enerji transfer

edilmesi olarak tasvir edilebilir. Şekil 3.7. ve Şekil 3.8. gelen fotonların SK molekülleri tarafından soğurulmasını şematik olarak göstermektedir.

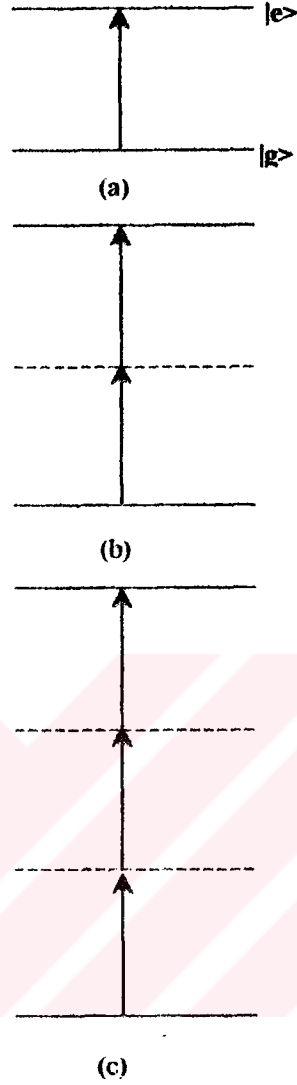


Şekil 3.7. Kızıl Ötesi Foto Soğurmayla Zemin Elektronik Durumundaki Titreşimsel ve Rotasyonel Eksitasyonlar ve Görünür Bölgedeki Foto Soğurmayla Elektronik Durumların Eksitasyonu.

Enerji yoğunluğu u 'nun değişim oranı aşağıdaki denklemle verilmektedir.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{nc\alpha E^2}{4\pi} + D\nabla^2 u - \frac{u}{\tau} \quad (3.76)$$

Eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim ışık enerjisinin soğurulma oranını vermekte, ikinci terim enerji difüzyon oranını ve üçüncü terim genelde çarpışmalar menşeli iç ve moleküller arası relaksasyon prosesleri ile termalizasyonu, yani soğurulan enerjinin ısıya dönüşümünü temsil eder.



Şekil.3.8. (a) Tek Foton Soğurulması, (b) iki Foton Soğurulması, (c) Çoklu Foton Soğurulması

SK molekülleri geniş ve karmaşıktır. Foto soğurmayı takip eden iç ve moleküller arası relaksasyon prosesleri son derece karmaşık nitelik taşımaktadır. Ama SK ve izotropik fazdaki ferdi moleküler hareketlerin piko saniye relaksasyon zamanlı çok hızlı hareket karakteristiklerine sahip oldukları bilinmektedir. Bundan dolayı foto soğurmayı müteakip soğurulan enerjinin ısıya dönüşüm termalizasyon zamanı piko saniye mertebesinde oldukça kısadır. Bundan dolayı dikkatimizi SK'lerin nano saniye ve daha uzun zaman skalalı nonlinear optik tepki zamanına

yoğunlaştırırsak termalizasyon prosesini ihmal eden bir formülasyonu benimseyebiliriz. Dolayısıyla enerji yoğunluğunun transferinin çok hızlı bir şekilde durağan hale ulaştığını kabul edebiliriz ($\partial u / \partial t \rightarrow 0$), ve difüzyon prosesi bu durumda başlamaya vakit bulamamaktadır. O zaman $u/\tau = nc\alpha E^2 / 4\pi$ alınabilir. Lazer indüklemeli sıcaklık T ve yoğunluk ρ değişimleri çiftlenmiştir. Çünkü hem T hem de ρ entropi S ve basınç P 'nin fonksiyonudurlar. Sıcaklık ve yoğunluk aşağıdaki şekilde yazılabilirler.

$$T(r,t) = T_0 + \Delta T(r,t) \quad (3.77)$$

$$\rho(r,t) = \rho_0 + \Delta \rho(r,t) \quad (3.78)$$

aşağıdaki şekilde yazılabilir [14, 18].

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\Delta \rho) + v^2 \nabla^2(\Delta \rho) + v^2 \beta_T \rho_0 \nabla^2(\Delta T) + \frac{\gamma}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2(\Delta \rho) = \frac{\gamma^e}{8\pi} \nabla^2(E^2) \quad (3.79)$$

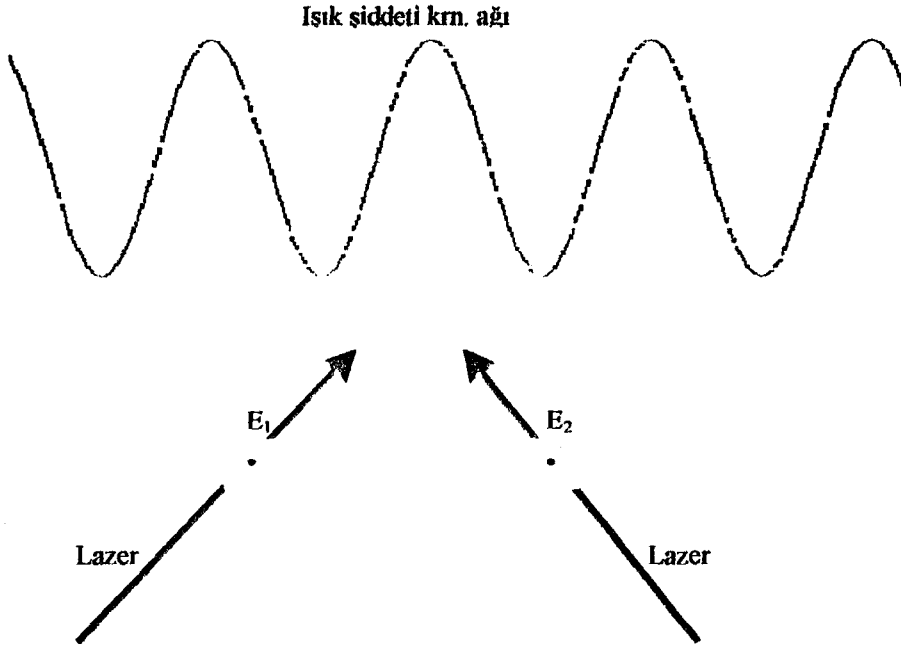
ve

$$\rho_0 C_v \frac{\partial}{\partial t}(\Delta T) - \lambda_T \nabla^2(\Delta T) - \frac{(C_p - C_v)}{\beta_T} \frac{\partial}{\partial t}(\Delta \rho) = \frac{u}{\tau} = \frac{\omega mc}{4\pi} E^2 \quad (3.80)$$

elde edilir. Burada ρ_0 SK'nin perturbe edilmemiş yoğunluğudur, γ viskozitedir, v ses hızıdır, γ^e [$\gamma^e = \rho_0 (\partial \epsilon / \partial \rho)_T$] elektrostriktif katsayıdır, C_p ve C_v spesifik ısılardır, ve λ_T termal iletkenliktir. 3.79. denklemi yoğunluk değişimi üzerinde, termal genleşme ve elektrostriktif etkileri izah etmektedir. 3.80. denklemi ise foto soğurmadan kaynaklanan sıcaklık artışı ve ısı yayılım prosesini tanımlar. Bu denklemlerdeki parametrelerin efektif değerleri; SK'nin sıcaklığı, fazı, lazer demetinin polarizasyonu, yayılım yönü, etkileşim geometrisi vs. fiziksel şartlara bağlıdır.

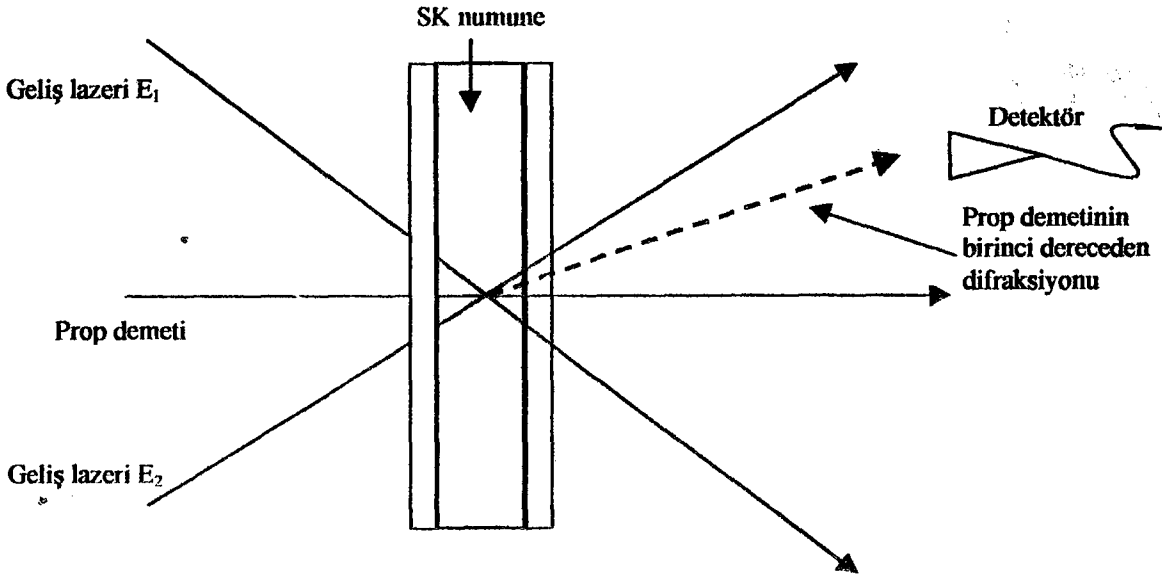
3.2.6.6. Sinüzoidal Optik Şiddet İndüklemeli Yoğunluk ve Sıcaklık Değişimleri

İki lazerin SK üzerinde uygun şartlar altında çakıştırılmasıyla optik şiddetin uzaysal olarak periyodik değiştiği kırınım ağı elde edilebilir (Şekil 3.9.). Uzaysal olarak periyodiklik sergileyen optik şiddet fonksiyonunun sonucunda kırılma indis değişimi de uzaysal olarak periyodik olacaktır.



Şekil 3.9. İki Koherent Lazer Tarafından Oluşturulan Sinüzoidal Işık Şiddeti Kırınım Ağı.

Şayet bu indeks kırınım ağı bir cw lazer vasıtasıyla incelenirse $\pm\theta$, $\pm 2\theta$... konumlarında saçılmalar gerçekleşecektir. Şekil 3.10.'da lazer indüklemeli nonlineer saçılmaların incelenmesine yönelik tipik bir deney düzeneği verilmiştir. Prop demetinden $\pm\theta$ yönünde saçılan demetler birinci dereceden, $\pm 2\theta$ yönündekiler ikinci dereceden, ve bu şekilde devam eder, saçılma olarak nitelendirilmektedir.



Şekil 3.10. SK'lerdeki Lazer İndüklemeli Kırılma Indisi Değişiminin İncelenmesi Amaçlı Deney Düzenegi.

Kırınım verimi η , saçılan ışık şiddetinin saçılma öncesi geliş şiddetine oranıdır ve aşağıdaki şekilde verilebilir [5, 14, 18].

$$\eta \sim \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda} \right) \quad (3.81)$$

Eğer Δn , indeks kırınım açısı genliği küçükse, yani, o zaman saçılma verimi

$$\eta \sim \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda} \right)^2 \quad (3.82)$$

şeklinde yazılabilir.

Eğer kırınım açısı aralığı Λ , hücre kalınlığı d ve dalga boyu λ ile, $\Lambda^2 \gg \lambda d$ şeklinde ilişkiyorsa difraksiyon Raman-Nath rejimindedir ve difraksiyona uğrayan dalga'nın özellikleri Bessel fonksiyonlarının açılımı ile verilmektedir [49].

Düzlem dalga yaklaşımıyla $E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos((k_1 - k_2) \cdot r)$ şeklinde verilebilir. E^2 'nin dc kısmı ρ ve T 'de uzaysal olarak düzenli değişimleri artırır ve huzmenin saçılmasına katkı getirmez. Dolayısıyla uzaysal olarak periyodik olan

kısımla ilgilenirsek $E^2 = 2 |E_1 E_2| \cos(q.y)$ denklemini oluşturabiliriz. Burada $q=k_1-k_2$ dir. Ayrıca $E_1=E_2=E_0$ yazarak

$$E^2 = 2E_0^2(1 + \cos q.y) \quad (3.83)$$

elde edilir. Bu duruma karşılık gelen $\Delta\rho$ ve ΔT aşağıdaki şekildedir.

$$\Delta\rho = \rho(t) \cos q.y \quad (3.84)$$

$$\Delta T = T(t) \cos q.y \quad (3.85)$$

$\rho(t)$ ve $T(t)$ yoğunluk ve sıcaklık kırınım ağlarının genlikleridir. 3.83. ve 3.85.'i 3.77. ve 3.78. denklemlerinde yerine koyarak kırınım ağı genlikleri $\rho(t)$ ve $T(t)$ çözülebilir. $t=0$ $\rho(0)=T(0)=0$ başlangıç koşulları ve (C_p-C_v) ile orantılı terimin ihmal edilmesiyle aşağıdaki sonuçlara ulaşılır. τ_p lazer palsinin aralık süresi olmak üzere (kare pals olduğu farz edilmiştir) $0 < t < \tau_p$ için

$$T(t) = \left[\frac{\alpha n E_0^2}{4\pi \rho_0 C_v \tau_R} \right] (1 - e^{(-\tau_R t)}) \quad (3.86)$$

$$\rho(t) = \left[\frac{\gamma^e E_0^2}{4\pi v^2} \right] (1 - e^{(-\tau_R t)} \cos \Omega t) - \left[\frac{\beta_T \alpha n E_0^2}{4\pi C_v \tau_R} \right] (1 - e^{(-\tau_R t)}) \quad (3.87)$$

buradaki termal bozunma sabiti

$$\tau_R = \frac{\lambda_T q^2}{\rho C_v} \quad (3.87)$$

ve Brillouin bozunma sabiti

$$\tau_B = \frac{\eta q^2}{2\rho_0} \quad (3.88)$$

Ω ses frekansı,

$$\Omega = \sqrt{q^2 v^2 - \tau_B^2} \quad (3.89)$$

karşılık gelen relaksasyon zamanları sırasıyla

$$\tau_R = \tau_R^{-1} = \frac{\rho_0 C_v}{\lambda_T q^2} \quad (3.90)$$

ve

$$\tau_B = \tau_B^{-1} = \frac{2\rho_0}{\eta q^2} \quad (3.91)$$

SK'lerde bazı parametrelerin tipik sayısal değerleri ile ilgilenirsek; $n=1,5$; $\eta=7.10^{-2}$ $\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$; $v=1540$ m.s^{-1} ; $\rho_0=10^3$ kg.m^{-3} ; $\lambda_T/\rho_0 C_v=0,79.10^{-7}\text{m}^2/\text{s}$ mertebelerinde alarak ve eğer deneyde kırınım ağı sabiti ($\Lambda=2\pi|K_1-K_2|^{-1}$) olarak $20\mu\text{m}$

kullanılırsa $\tau_R \approx 100 \mu s$ olur aynı parametreler için $\tau_B \approx 200 ns$ 'dir. Burada termal ve yoğunluk etkilerinin zaman skalaları arasındaki büyük farklılık, bu etkilerin nonlinear dinamik kırınım açısından saçılma deneylerindeki bağıl katkılarına dair fikir verecek niteliktedir. Burada önemli bir nokta da 3.87.'de verilen yoğunluk değişimi $\rho(t)$ iki farklı bileşenin toplamıdır.

$$\rho(t) = \rho^e(t) + \rho^T(t) \quad (3.92)$$

burada

$$\rho^e(t) = \frac{\gamma^e E_0^2}{4\pi\nu^2} (1 - \exp(-\tau_B t) \cos \Omega t) \quad (3.93)$$

ve

$$\rho^T(t) = \frac{-\beta_T \alpha c n E_0^2}{4\pi C_v \tau_R} (1 - e^{(-\tau_R t)}) \quad (3.94)$$

$\rho^e(t)$ elektrostriktif etkiden yani moleküllerin şiddetli elektrik alan altındaki hareketinden kaynaklanmaktadır ve Brillouin relaksasyon sabiti τ_B ve frekans Ω ile karakterize edilen γ^e ile orantılıdır. 3.83. ve 3.93.'dan görüleceği üzere γ^e bileşeni yayılan dalgaya katkıda bulunmaktadır. $\rho^T(t)$ bileşeni ise β^T ile orantılı olan termo elastik katkıdan kaynaklanmaktadır ve termal bozunma sabiti τ_R ile karakterize edilmektedir ki bu da dalgaın yayılması ile ilgisizdir [5].

Lazer indüklemeli termal ve yoğunluk değişimleri ışık şiddetine bağımlı kırılma indisi değişimlerini oluşturmakta ve bu durum optik nonlinearite olarak görülmektedir. Genel olarak T_c sıcaklığından uzakta, yoğunluk ve termal etkilerin prop kırınımındaki etkileri karşılaştırılabilir niteliktedir. Daha önce de belirtildiği gibi T_c yakınlarında termal bileşen çok daha büyüktür. Termal nonlinearitenin mutlak değerleri pek çok faktöre bağlıdır. Belli başlı faktörler, sıcaklığa bağlı olan düzen parametresiyle ilişkili indeks kırınım ağı dn/dT , soğurma katsayısı α , termal sönüm katsayısı Γ_R ve lazerle nematik numunenin etkileşim geometrisidir. Etkileşim geometrisi lazerin nokta çapı, numune kalınlığı, difüzyon sabiti ve SK'in fiziksel özelliklerine bağlıdır. Çizelge 3.1. tipik SK'ler için bu parametrelerin bazılarını içermektedir.

Çizelge 3.1. Bazı Nematik SK'lerin Tipik Fiziksel Değerleri.

Parametre	Değer	Nematik adı
Soğurma katsayısı, $\alpha[\text{cm}^{-1}]$	< 1, görünür bölgede	E7
	23, yakın kızılötesinde	E7
	40-100, kızılötesinde	E7
	69, kızılötesinde	5CB
	44, kızılötesinde	E46 (EM Kimyasal)
Düfzyon katsayısı $D=\lambda_T/\rho_0 C_v$	$D_{//}=1,95 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ $D_{\perp}=1,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$	E7 E7
Termal indeks gradyenti $dn_{\perp}/dT$ $dn_{//}/dT_{yy}$	10^{-3} K 10^{-2} K (görünür-kızılötesi) $-2 \cdot 10^{-3} \text{ K}$ -10^{-2} K (görünür-kızılötesi)	5CB (25 C°'de) 5 CB (T_c yakınında) 5CB (25 C°'de) 5 CB (T_c yakınında)

SK'lerin en çarpıcı ve önemli özelliklerinden bir tanesi de yakın UV'den kızıl ötesine kadar tüm optik spektrum boyunca sergiledikleri çiftkırıcılıktır. Çizelge 3.1.'deki görünür-kızıl ötesi spektrumundaki büyük termal indeks gradyentleri bu özelliğin bir sonucudur.

3.3. SK'lerde Moleküler Yönlenime Işık Etkisi

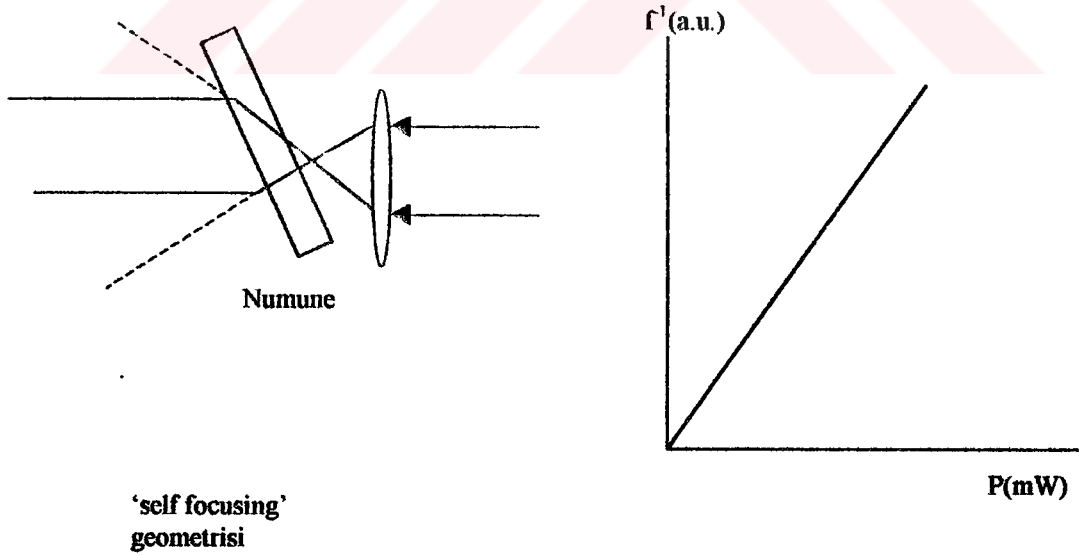
Moleküler yönelim nonlinear optik tepkinin önemli mekanizmalarından biridir. Moleküller anizotropik olduğundan optik alan moleküllerin kalıcı ve indüklenmeli dipolleri ile etkileşerek molekülleri yönlendirir. Sonuçta indüklenmeli dipollerin etkileşiminden kaynaklanan bir moleküler yönelim, alan şiddetine bağımlı moleküler polarizabilitenin değişimine sebebiyet vererek nonlinear saçılma, nonlinear çiftkırıcılık gibi etkiler getirir. Genellikle bu mekanizma nonlinear optik polarizasyonun $\chi^{(3)}$ tensörü ile ilişkilidir ve $10^{-14} - 10^{-15}$ esu mertebesinde. Işık SK'lerle değişik şekillerde etkileşimi ve dolayısıyla değişik doğrultu yönelimleri

mümkündür. Moleküler yönelimin enerji soğurulmasının indirek bir sonucu olduğu termal yönelimin tersine elektromagnetik alanın ortamla etkileşiminin direk olarak moleküler yönelim getirdiği temel mekanizmalara aşağıdaki şekilde göz atabiliriz. Bu mekanizmaların detayları hakkındaki tartışmalar hala sürmektedir [2].

- i) Işık alanından kaynaklanan direk optik tork
- ii) Boya torku
- iii) Fotoizomerasyon
- iv) Fotorefraktif etki

3.3.1. Optik Tork

Literatürde yer alan değişik deneysel gözlemler sonrasında optik alanın SK'lerle etkileşimin düşük frekanslı Elektrik alan veya Magnetik alanla benzer olduğu ortaya çıkmıştır. Doğrultu yönelimini değiştirerek kırılma indisi değişimi bir nonlineer optik etki olarak ortaya çıkmaktadır. Moleküler yönlenmeye dair deneysel çalışmalara 'self focusing' etkisinden başlarsak,

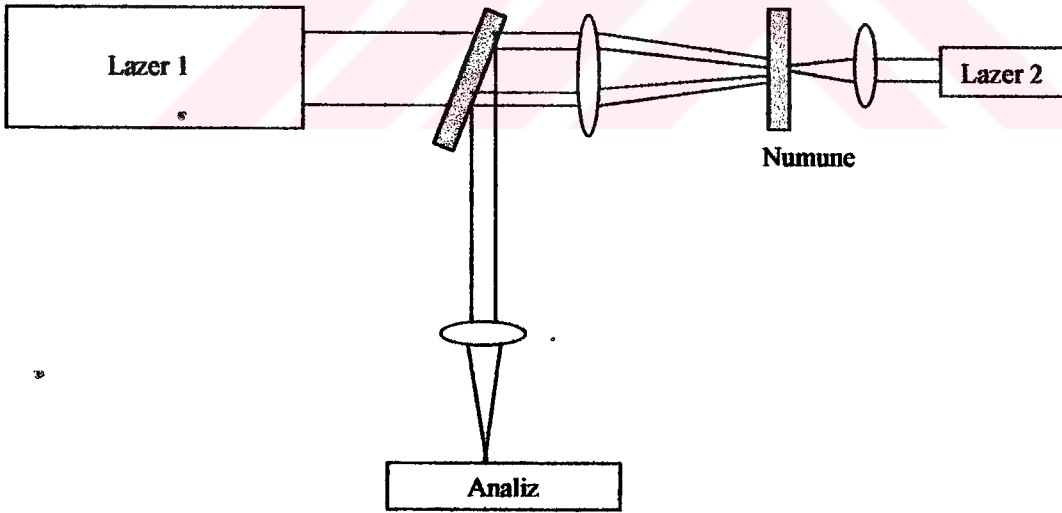


Şekil 3.11. 'Self Focusing' Deneyi

Şekil 3.11'da gösterilen düzende, bir lens vasıtasıyla ışık demeti SK numuneye odaklanmaktadır ve numuneden çıkan ışığın çapındaki değişim ölçülerek kırılma indisinin ışık şiddetine bağımlılığı gözlenmektedir. $n(I)=n_0+n_2I$, $n_2I>0$ ise kırılma indisi demetin merkezinde maksimumdur ve kenarlarda n_0 minimum değerine düşmektedir. Bunun anlamı SK'in nonlinear pozitif lens olarak davrandığı ve ışık şiddetine bağımlı odak uzunluğu f 'in ölçümüyle $f^{(-1)}(I)$, n_2 'nin belirlenebileceğidir [5]. Bu deneylerin önemli noktalarından biri, sadece sıra dışı ışık demetinde bu etkinin gözlemlenmesi sıradan demette ise herhangi bir değişim olmayıp kırılma indisinin sabit ve n_1 'e eşit olmasıdır.

$$n = \frac{n_{||}n_{\perp}}{n_{||}^2 \cos^2 \theta + n_{\perp}^2 \sin^2 \theta} \quad (3.95)$$

θ moleküler doğrultu ve dalga vektörü arasındaki açıdır ve ışık şiddeti ile değişmektedir. Optik yönelimin gözlemlendiği başka bir deney düzeneği de pompalama prop tekniği ile (Şekil 3.12) nispeten şiddetli bir demetin etkisinin diğer demet tarafından prop edilmesi esasına dayanmaktadır.



Şekil 3.12. Pompalama-Prop Yöntemi İle Moleküler Yönelimin Analizi

Doğrultu yönelimindeki herhangi bir değişim prop demetinin sıradan ve sıra dışı dalgası arasındaki faz kaymasını değiştirerek prop sinyalin şiddetini değiştirir. Faz kayması ψ , moleküler yönelimden kaynaklanan kırılma indisi değişimi ile aşağıdaki şekilde ilişkilidir.

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d n(z) dz \quad (3.96)$$

Burada d , SK numunenin kalınlığıdır. Bu deneysel gözlemlerden çıkartılan sonuç ışığın SK'ler üzerinde oluşturduğu optik torkla moleküler yönelimi değiştirdiğidir. $E=E_0 e^{-i\omega t}$ elektrik alanının indüklediği $P=\alpha E=P_0 e^{i\omega t}$ yazılabilir. Burada α moleküler polarizabilite tensörüdür. Moleküle etkiyen $\Gamma=P \times E$ torku $\Gamma(t)=(P_0 \times E_0) \cos^2 \omega t$ şeklinde yazılabilir. Topyekün hareket optik peryoda nispeten çok daha yavaştır. Dolayısıyla $\Gamma(t)$ 'in zamansal ortalamasıyla ilgilenilirse, $\langle \Gamma(t) \rangle = (1/2)(P_0 \times E_0)$. Buradan iki önemli nokta ortaya çıkmaktadır [5].

- i) Yüksek frekanslı optik alan, düşük frekanslı topyekün yönelim indükleyebilir.
- ii) Optik tork elektrik alan genliği E_0 'nın karesiyle orantılıdır. Çünkü P_0 , E_0 ile orantılıdır.

Ortamın elastik özelliği daha önce de ifade edilen Frank elastik serbest enerjisi ile aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$F_K = \frac{K_1}{2} (\nabla n)^2 + \frac{K_2}{2} (n \cdot \nabla \times n)^2 + \frac{K_3}{2} (n \times \nabla \times n)^2 \quad (3.97)$$

F_K 'nın yanı sıra F_{opt} ile gösterilen ışığın etkileşiminin katkısını ifade eden terimi de ekler ve serbest enerjiyi minimize edersek.

$$F = F_K + F_{opt} \quad (3.98)$$

Kuvvetli yüzey yapışması ile sınırlardaki, doğrultu yönelimini sabitleyen yaklaşıklıkla, $n(r) \cdot n(r) = 1$ kısıtlamasıyla, F 'in minimizasyonunu veren Euler-Lagrange denklemini yazarsak,

$$\sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \frac{\partial F}{\partial (\partial n_{\alpha} / \partial x_{\beta})} - \frac{\partial F}{\partial n_{\alpha}} = -\lambda(r) n_{\alpha} \quad \alpha = x, y, z \quad (3.99)$$

ve $\lambda(r)$, r 'in sıradan bir fonksiyonudur. Sınır şartları n 'i özel bir yönelime zorlayacaktır. Bu durumda de Gennes tarafından denenen ve moleküler alanı, dış alan yokken n 'e paralel bir h vektörü ile temsil eden formülasyonu uygularsak.

$$h_{\alpha} = \sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \frac{\partial F}{\partial (\partial n_{\alpha} / \partial x_{\beta})} - \frac{\partial F}{\partial n_{\alpha}} = -\lambda(r) n_{\alpha} \quad (3.100)$$

Moleküler alan, elektrik veya magnetik alan'ın doğrultuya uyguladığı benzer etkiyi sergilemektedir. n , h 'a paralelken tork sıfırdır. Böylelikle dengede $h = -\lambda(r)n$ 'dir. Bu tanımlamayla denge şartı aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$n \times h = 0 \quad (3.101)$$

3.101. numaralı denklem elastik torku aşağıdaki şekilde tanımlamaya imkan sağlamıştır.

$$\Gamma_K = n \times h \quad (3.102)$$

O zaman dış alan yokken, elastik torklar olmadığında denge kurulmaktadır. Tek sabit yaklaşımıyla $K_1=K_2=K_3=K$, 4 numaralı denklem

$$h = K\nabla^2 n \quad (3.103)$$

denklemine yol açar. θ 'yı doğrultu ve buna dik olan z ile olan açı olarak tanımlarsak

$$\begin{aligned} n_x &= \sin \theta(z) \\ n_z &= \cos \theta(z) \end{aligned} \quad (3.104)$$

enine doğrultuda doğrusal değişimle ilgilenilirse, yani $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$, o zaman

$$\begin{aligned} h_x &= K \{-\sin \theta(z)[d\theta/dz]^2 + \cos \theta(z)[d^2\theta/dz^2]\} \\ h_z &= K \{-\cos \theta(z)[d\theta/dz]^2 - \sin \theta(z)[d^2\theta/dz^2]\} \end{aligned} \quad (3.105)$$

elde edilir ve elastik tork

$$\Gamma_K = n \times h = (h_x n_z - h_z n_x) \hat{j} = K[d^2\theta/dz^2] \hat{j} \quad (3.106)$$

halini alır. Denge şartı $\Gamma_K = 0$, $\partial^2\theta/\partial z^2 = 0$ gerektirir ve buradan $\partial\theta/\partial z = \text{sabit}$ olduğu görülür. Bu da sınır şartları ile sabitlenmekte ve planar veya hemeotropik yönelimde bu şart $\partial\theta/\partial z = 0$ olmaktadır. SK'in yöneliminin tam olarak tanımlanması için elektromagnetik alanın etkisi de yazılmalı ve yeni denge şartı aşağıdaki şekilde olmalıdır.

$$\Gamma_K + \Gamma_{opt} = 0 \quad (3.107)$$

Elektromagnetik alan altında doğrultu alanı yeni bir denge durumuna ulaşmakta ve optik alan kesildiğinde elastik torklardan dolayı tekrar eski hale dönmektedir. Optik torku en basit yaklaşımla aşağıdaki şekilde tanımlayabiliriz.

$$\Gamma_{opt} = \frac{\partial F_{opt}}{\partial \theta} \quad (3.108)$$

F_{opt} 'i elde edebilmek için elektrik alan ve deplasman vektörü arasındaki ilişkiden başlarsak

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_{\perp} E + \Delta\epsilon(n.E)n \quad (3.109)$$

$\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ ve alanın etkileşiminin enerji yoğunluğu

$$U_E = -\frac{1}{4\pi} \int D.dE \quad (3.110)$$

şeklindedir. Elektromagnetik dalga'nın magnetik bileşeninin yönlendirme etkisi ihmal edilebilir boyuttur. $E=1/2(E_0 e^{i\omega t+c})$ alanı ile ilgilenirsek

$$F_E = -\frac{1}{16\pi} \epsilon_{ik} E_i E_k^* = -\epsilon_{\perp} \frac{|E|^2}{16\pi} - \frac{\Delta\epsilon}{16\pi} (n.E)(n.E^*) \quad (3.111)$$

denklemini elde ederiz. 3.112. numaralı denklemdeki formdaki Euler-Lagrange denklemiyle minimizasyon gerçekleştirir

$$\frac{\partial F}{\partial q^i} - \sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \frac{\partial F}{\partial (\partial q^i / \partial x_{\beta})} = 0 \quad (3.112)$$

q^i 'nin doğrultu açısı yani θ olduğu dikkate alınarak toplam enerji yoğunluğu aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$F = F_K + F_E = \frac{K_1}{2} \sin^2 \theta \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{K_3}{2} \cos^2 \theta \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \epsilon_{\perp} \frac{|E|^2}{16\pi} - \frac{\Delta\epsilon}{16\pi} (n.E)(n.E^*) \quad (3.113)$$

Burada $E = \{E_x u_x + E_z u_z\} e^{i\{(ws/c)x + kzz\} - \omega t}$, vakum dalga vektörü ise $k_0 = k_x u_x + k_z u_z$ 'dir. $k_x = w.s/c$ ve $s = \sin \beta_0$ olup β_0 dış geliş açısıdır. Bu açı deneylerde genellikle oblik geliş açısı şeklinde geçmektedir. F 'in minimizasyonu ile

$$\begin{aligned} & (K_1 \sin^2 \theta + K_3 \cos^2 \theta) \left(\frac{d^2 \theta}{dz^2} \right) - (K_3 - K_1) \sin \theta \cos \theta \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \\ & \frac{\Delta\epsilon}{16\pi} [\sin 2\theta (|E_x|^2 - |E_z|^2) + \cos 2\theta |E_x E_z^* + E_x^* E_z|] = 0 \end{aligned} \quad (3.114)$$

Çözüm için 3.114. içine $h(\theta)$ getirerek

$$(K_1 \sin^2 \theta + K_3 \cos^2 \theta) \left(\frac{d^2 \theta}{dz^2} \right) - (K_3 - K_1) \sin \theta \cos \theta \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{\Delta\epsilon}{16\pi} h(\theta) = 0 \quad (3.115)$$

elde edilir ve $h(\theta)$ 'yı aşağıdaki şekilde tanımlayarak

$$\begin{aligned} h(\theta) = \{ & \frac{g_0^2 g - s^2 (\epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel}) - g \Delta\epsilon^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - 2sg^{1/2} \Delta\epsilon (\epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel})^{1/2} \sin \theta \cos \theta}{g_0^2 g^{1/2}} \\ & A^2 \sin 2\theta \} - \left[\frac{s(\epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel})^{1/2} + g^{1/2} \Delta\epsilon \sin \theta \cos \theta}{g_0} \right] 2A^2 \cos 2\theta \end{aligned} \quad (3.116)$$

Bu denklemde $g = \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cos^2 \theta - s^2$, $g_0 = \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cos^2 \theta = \varepsilon_{\parallel} - \Delta\varepsilon \sin^2 \theta$ ve A^2 ışık şiddeti ile orantılı sabit parametre olmak üzere,

$$A^2 = \left(\frac{8\pi}{c}\right)(\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel})^{-1/2} I \cos \beta_0 \quad (3.117)$$

Normal geliş durumu için problem daha da kolaylaştırılarak

$$h(\theta) = \frac{2A^2 \sin \theta \cos \theta}{g_0^{3/2}} \varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} \quad (3.118)$$

elde edilir. $K_a = 1 - K_1/K_3$ elastik anizotropisi kullanılarak

$$(1 - K_a \sin^2 \theta) \frac{d^2 \theta}{dz^2} - K_a \sin \theta \cos \theta \left(\frac{d\theta}{dz}\right)^2 + I \frac{(\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp})^{1/2} \Delta\varepsilon \sin \theta \cos \theta}{cK_3(\varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cos^2 \theta)^{3/2}} = 0 \quad (3.119)$$

elde edilir. Bu denklemdeki ilk iki terim, $\Gamma_K = \partial F_K / \partial \theta$, elastik torku temsil etmektedir son terim ise, $\Gamma_{opt} = \partial F_{opt} / \partial \theta$, optik tork terimidir. 3.235. numaralı denklem mekanik denge eşitliğidir. $\Gamma_K + \Gamma_{opt} = 0$ ve integrasyon ile

$$(1 - K_a \sin^2 \theta) \left(\frac{d\theta}{dz}\right)^2 + f(\theta, I) = c^2 \quad (3.120)$$

elde edilir. Burada

$$f(\theta, I) = I \frac{2}{cK_3} \frac{(\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp})^{1/2}}{(\varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cos^2 \theta)^{1/2}} \quad (3.121)$$

c^2 ise θ_1, θ_2 sınır koşullarından belirlenebilecek integrasyon sabitidir. 3.120'nin integralinin alınması ile

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} \left[\frac{1 - K_a \sin^2 \theta}{c^2 - f(\theta, I)} \right]^{1/2} d\theta = d \quad (3.122)$$

denklemine ulaşılır. Burada d numunenin kalınlığıdır. Güçlü yüzey bağımlılığı durumunda hemeotropik yönelim için $\theta_1 = \theta_2 = 0$ ve planar yönelim için $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$ koşulları geçerlidir. 3.122. numaralı denklemden c^2 'yi belirledikten sonra herhangi bir ışık şiddeti için, $z=0$ düzlemi hücrenin merkezinde kabul edilerek, doğrultu dağılımını $\theta(z, t)$ bulursak

$$\int_{\theta_1}^{\theta(z)} \left[\frac{1 - K_a \sin^2 \theta'}{c^2 - f(\theta', I)} \right]^{1/2} d\theta' = z + d/2 \quad (3.123)$$

$\theta(z, I)$ fonksiyonunun bilinmesi nonlinear optik tepkinin anlaşılmasını sağlamakta ve ışığa bağımlı olarak doğrultu dağılımındaki yönelim sıra dışı kırılma indisinde

büyük değişimler meydana getirmektedir. SK'lerde yayılan sıra dışı dalganın dielektrik permitivitesi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\varepsilon[\theta(z)] = \frac{\varepsilon^2 - (\Delta\varepsilon/2)^2}{\varepsilon + (\Delta\varepsilon/2) \cos 2\theta(z)} \quad (3.124)$$

Burada $\varepsilon = (\varepsilon_{//} + \varepsilon_{\perp})/2$ ve dielektrik permitivitenin nonlinear kısmı

$$\delta\varepsilon(z, I) = \varepsilon(z, I) - \varepsilon(z, 0) \quad (3.125)$$

yani

$$\delta\varepsilon[\theta(z, I)] = \frac{\Delta\varepsilon}{2} \left[\varepsilon^2 - \left(\frac{\Delta\varepsilon}{2} \right) \right] \frac{\cos 2\theta(z, 0) - \cos 2\theta(z, I)}{[\varepsilon + (\Delta\varepsilon/2) \cos 2\theta(z, 0)][\varepsilon + (\Delta\varepsilon/2) \cos 2\theta(z, I)]} \quad (3.126)$$

şeklindedir. Burada $\theta(z, 0)$ sıfır ışık şiddetindeki eğilme açısıdır ve $\theta(z, I)$ aydınlanma altındaki dağılımdır. 3.126. numaralı denklem dielektrik permitivitesinin nonlinear kısmı için yerel bir değer vermektedir. $\delta\varepsilon$ 'nin tüm hücre üzerinden ortalamasını alarak

$$\langle \delta\varepsilon \rangle = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \delta\varepsilon(z, I) dz \quad (3.127)$$

denkleme ulaşılır, sonuç olarak kırılma indisinin nonlinear kısmını aşağıdaki şekilde elde ederiz [5].

$$\delta n = \frac{\delta\varepsilon}{2n_{\text{eff}}^0} \quad (3.128)$$

Burada $n_{\text{eff}}^0 = n(z, 0)$ sıra dışı dalganın sıfır şiddetindeki kırılma indisidir. $\delta\varepsilon$ ve δn 'in optik alana bağımlılığı 3.127. ve 3.128.'in seri açılımları ile açıklığa kavuşturulabilir. Doyum durumunun da göz önüne alınacağı haller için tam çözüm gereklidir. Doyum durumu moleküllerin alanla hemen hemen tamamen yönlenmesidir ve doyuma ulaşmak için gerekli ışık gücü 10^4 W/cm mertebesinde. Bu güce düşük şiddetli bir cw lazerin numuneye odaklanmasıyla ulaşılabilir.

3.3.1.1. Küçük Yönlenimler

Malzeme parametrelerinin nonlinear tepkide oynadığı rolü anlamak için küçük yönlenim yaklaşımında bulunarak nonlinear permitivite ifadesi elde etmek için örnek olarak $\theta_1 = \theta_2 = 0$ sınır koşullarına sahip bir hemeotropik numune ile ilgilenirsek, 3.115. numaralı denklemin $\theta \ll 1$ limitinde integrasyonu ile

$$K_3 \left(\frac{d^2 \theta}{dz^2} \right) + \frac{\Delta \varepsilon}{16\pi} \{ 2\theta (|E_x|^2 - |E_z|^2) + |E_x E_z^* + E_x^* E_z| \} = 0 \quad (3.129)$$

H(θ) parametresini kullanarak

$$K_3 \left(\frac{d^2 \theta}{dz^2} \right) + H(\theta) = 0 \quad (3.130)$$

denkleminde ulaşılır. Burada

$$H(\theta) = A^2 \frac{\Delta \varepsilon}{8\pi} \left[\frac{\varepsilon_{\perp} (\varepsilon_{\parallel} - 2s^2)}{\varepsilon_{\parallel} (\varepsilon_{\parallel} - s^2)^{1/2}} \theta - s \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right)^{1/2} \right] \quad (3.131)$$

(3.131) numaralı denklem tork denge eşitliği olarak değerlendirilebilmektedir. Yani $\Gamma_K + \Gamma_{opt} = 0$. Burada

$$\Gamma_{opt} = H(\theta) \quad (3.132)$$

3.131. numaralı denklemin çözümü

$$\theta = A^2 \frac{\Delta \varepsilon}{16\pi K_3} \sin \beta_0 \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right)^{1/2} \left[z^2 - \left(\frac{d}{2} \right)^2 \right] \quad (3.133)$$

$\Delta \varepsilon / \varepsilon_{\perp} \ll 1$ yaklaşıklığı altında ve küçük yönelimler için

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{\perp} [1 + (\Delta \varepsilon / \varepsilon_{\parallel}) \sin^2 \beta + 2\theta (\Delta \varepsilon / \varepsilon_{\parallel}) \sin \beta \cos \beta] \quad (3.134)$$

şeklindedir, son terim

$$\delta \varepsilon = 2\Delta \varepsilon \theta(z) (\varepsilon_{\perp} / \varepsilon_{\parallel}) \sin \beta \cos \beta \quad (3.135)$$

nonlinear kısmı temsil etmektedir ve β içi geliş açısıdır. Hücre kalınlığı d üzerinden ortalama alınarak

$$\langle \delta \varepsilon \rangle = A^2 \frac{\Delta \varepsilon^2}{8\pi K_3} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right)^{3/2} \frac{d^2}{6} \sin \beta_0 \sin \beta \cos \beta \quad (3.136)$$

Hemotropik yönelim için sıfır ışık şiddeti kırılma indisi $n_{eff}^0 \approx (\varepsilon_{\perp})^{1/2}$ ve $\sin \beta_0 \approx (\varepsilon_{\parallel})^{1/2} \sin \beta$ olup A^2 ve ışık şiddeti I arasındaki ilişki ile ilgilenirsek kırılma indisinin nonlinear kısmı

$$\langle \delta n \rangle = \left[\frac{\Delta \varepsilon^2}{2K_3 c \varepsilon_{\parallel}} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right)^{1/2} \frac{d^2}{6} \sin^2 \beta \cos^2 \beta \right] I \quad (3.137)$$

olur. Genel tanımlamaya göre $n = n_0 + n_2 I$ dolayısıyla;

$$n_2 = \left[\frac{\Delta \varepsilon^2}{2K_3 c \varepsilon_{\parallel}} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right)^{1/2} \frac{d^2}{6} \sin^2 \beta \cos^2 \beta \right] \quad (3.138)$$

Nematik SK'lerdeki bazı tipik parametre değerleri alınarak; $\varepsilon_{\parallel} = 3,0$, $\varepsilon_{\perp} = 2,3$, $\Delta \varepsilon = 0,7$, $K = 10^{-6}$ dyne, $d = 50 \mu m$ ve $\beta = 15$ için $n_2 = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ W}^{-1}$ mertebesindedir.

Böylesine bir nonlinear tepki kuvvetli bir nonlinear faz kaymasına $\delta\psi = 2\pi / \lambda < \delta n > d$ sebebiyet vermektedir.

$$\delta\psi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} d \left[\frac{\Delta\epsilon^2}{2K_3 c \epsilon_{||}} \left(\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{||}} \right)^{1/2} \frac{d^2}{6} \sin^2 \beta \cos^2 \beta \right] I \quad (3.139)$$

Yukarıdaki parametrelerin değerlerinin kullanımıyla $\delta\psi$, $\lambda=514,5$ nm'de π bulunmuştur. Eşik etkisi olarak bilinen duruma göz atarsak, Optik indüklemeli torktan bahsederken $\beta_0 \neq 0$ durumuyla ilgilenilmişti ama $\beta_0 = 0$ durumunda da önemli sonuçlar vardır. Polarize dielektrik için optik tork yazılırsa

$$\Gamma_{opt} = (1/4\pi)(D \times E) \quad (3.140)$$

ve nematiklerdeki elektriksel indüklenme ifadesi kullanılarak

$$D = \epsilon_{\perp} E + \Delta\epsilon(n.E)n \quad (3.141)$$

optik alanın kompleks bileşeninin de göz önüne alınmasıyla aşağıdaki denklem elde edilmektedir.

$$\Gamma_{opt} = (\Delta\epsilon / 8\pi)(n.E^*)(n \times E) \quad (3.142)$$

Bu denklemden görüldüğü gibi optik tork sadece doğrultu ve optik alan arasındaki açı $\pi/2$ 'den ve sıfırdan farklı olduğu zaman oluşmaktadır. SK'in anizotropik özelliği nedeniyle elektromagnetik dalga sıradan ve sıra dışı bileşenlerle yayılmaktadır. Sıradan dalga her zaman $n.E=0$ şartını sağlamakta dolayısıyla optik torka sebebiyet vermemektedir. Bundan dolayı sadece sıra dışı dalga optik yönlendirme indükleyebilmekte ve sonra yayılım sırasında bu yönelimden etkilenecek nonlinear optik etki oluşturmaktadır. Doğrusal polarizasyonlu bir demet hemeotropik yönelimli bir nematik numuneye $\beta_0=0$ açısıyla geldiğinde dalga vektörü n 'e paralel olduğundan $\Gamma_{opt}=0$ ve herhangi bir yönlenim gerçekleşmeyecektir. Ancak termal çalkalanmalar optik alanla çiftlenimi mümkün kılacaktır. Bu durumda ışık şiddeti eğer yeterince kuvvetliyse, başlangıçtaki yönlenim kararlılığını yitirerek yeni bir yönlenim oluşmaktadır. Küçük yönlenimler etkinlik kazanarak artacaktır ve bu eşik olayı hemeotropik numunelerde optik Freederick geçişi olarak isimlendirilmektedir. Bu olay statik magnetik veya elektrik alanla gerçekleşen Freederick geçişinin optik benzeridir. Doğrusal polarizasyona sahip hemeotropik yönelimli numunenin üstüne gelişi için ışığın $s=0$ şartı ve küçük θ için $E_x = A(\epsilon_{||})^{1/4}$ ile.

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} + \frac{\Delta\epsilon}{8\pi K_3} |E_x|^2 \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{||}} \theta = 0 \quad (3.143)$$

yazılabilir. Bu çözüm E_x bir eşik değerinin üstündeyken kararsızdır ve zaman bağımlı Euler-Lagrange denkleminin çözümüyle

$$\frac{d^2\theta}{dz^2} + \frac{\Delta\epsilon}{8\pi K_3} |E_x|^2 \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \theta = \frac{\gamma}{K_3} \frac{\partial\theta}{\partial t} \quad (3.144)$$

Burada γ viskozite katsayısıdır. $\theta(z, t) = \sum \theta_q(t) \sin[(q\pi/d)z + \pi/2]$ formundaki çözümler için $\theta_q(t)$ 'nin

$$-q^2 \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 \theta_q + \frac{\Delta\epsilon}{8\pi K_3} |E_x|^2 \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \theta_q = \frac{\gamma}{K_3} \frac{\partial\theta_q}{\partial t} \quad (3.145)$$

denkleminde uymaktadır ve çözümleri

$$\theta_q(t) = \theta_q(0) e^{\Gamma_q t} \quad (3.146)$$

şeklindedir. Burada Γ_q

$$\Gamma_q = \frac{(\Delta\epsilon/8\pi K_3)(\epsilon_{\perp}/\epsilon_{\parallel}) |E_x|^2 - q^2(\pi/d)^2}{\gamma/K_3} \quad (3.147)$$

ile verilmektedir. Bu çözüm $\Gamma_q > 0$ olduğunda, yani 3.148. ve 3.149. ile verilen eşik değerlerinin üzerinde, kararlıdır.

$$E_{th} = \left(\frac{8\pi^3 K_3 \epsilon_{\parallel}}{\Delta\epsilon d^2 \epsilon_{\perp}} \right)^{1/2} \quad (3.148)$$

$$I_{th} = \frac{c K_3}{\Delta\epsilon} \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}^{1/2}} \frac{\pi^2}{d^2} \quad (3.149)$$

Bu eşik değerinin üzerinde doğrultu dağılımı aşağıdaki şekildedir.

$$\theta(z) = \theta_M \sin[(\pi z/d) + \pi/2] \quad (3.150)$$

θ_M 'i hesaplamak için 3.151. numaralı denklem kullanılır ve burada B 3.268. ile verilmektedir.

$$\theta_M \approx \left(\frac{I/I_{th} - 1}{4B} \right) \quad (3.151)$$

$$B = \frac{1}{4} \left(1 - K_a - \frac{9\Delta\epsilon}{4\epsilon_{\parallel}} \right) \quad (3.152)$$

θ_M ifadesi eşğin üzerindeki hızlı distorsiyon artışını gösterir. Eşğin %10 üstünde bir ışık şiddeti artışı ile 30°'lik yönlenim mümkündür. Kuvvetli bağlanma durumu haricindeki durumlarda Euler-Lagrange denklemi sınırlarda değerlendirilmelidir. Planar yönelimde yüzeylerdeki serbest enerji aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\begin{aligned} F_{s1}(\theta) &= (1/2)W_{s1} \sin^2(\theta - \theta_1^*) \\ F_{s2}(\theta) &= (1/2)W_{s2} \sin^2(\theta - \theta_2^*) \end{aligned} \quad (3.153)$$

ve aşağıdaki denkleme ulaşılır.

$$L_i \{ [1 - K_a \sin^2 \theta_i] [c^2 - f(\theta_i, I)] \}^{1/2} = \pm \sin(\theta_i - \theta_1^*) \cos(\theta_i - \theta_1^*) \quad (3.154)$$

Burada θ_1^* ve θ_2^* eğim açıları, W_i bağlanma enerjisi ve L_i ekstrapolasyon uzunluğudur. Matematiksel olarak daha karmaşık olan durumda θ_1 , θ_2 ve c^2 bilinmezleri 3.122. ve 3.154. numaralı denklemlerin çözülmesiyle elde edilebilir. Böylelikle $\theta(z)$ gerçek doğrultu dağılımına ulaşılabilir [2].

3.3.2. Boya Torku; Janossy Etkisi

Optik alana maruz kalan boya katkılı Nematik SK'lerde gözlemlenen sıra dışı etkiler Janossy ve benzer çalışmalar yürüten bilim adamlarınca ortaya konmuştur. %1-2 boya katkılanmış SK'lerde optik Freederick geçişinin saf nematiklere nispeten 2 merteye daha azaldığı gözlemlenmiştir [22, 24, 25]. 1mW veya daha zayıf pompa lazerleriyle optik yönlenim sağlanabilmiştir. Deneyler sonrasında numunenin ısınmasından kaynaklanan termomekanik çiftlenimin deneyleri izah edemediği ortaya çıkmıştır. Çünkü aynı soğurma katsayısına sahip farklı boyalar değişik davranışlar sergilemiştir. Özellikle, anthraquinone boyalar etki oluştururken azo boyalar oluşturmamıştır. Dolayısıyla lazer ısıtması düşük ışık şiddetli yönlenimin sorumlusu olarak değerlendirilememiştir. Ayrıca deneysel gözlemler SK'lerde oluşan optik tork modeli ile uyum içindedir. Bunların yanı sıra, düşük boya konsantrasyonları, Δn , K gibi malzeme parametrelerini çok az etkilemekte ve bu da yönlenim için gerekli optik güçteki kayda değer azalmayı izah edememektedir. Tüm bu nedenlerden dolayı söz konusu etkiyi açıklamak için aşağıdaki şekilde yeni bir tork ortaya konmuştur [24].

$$\Gamma_{Dye} = \eta_{boya} \Gamma_{opt} \quad (3.155)$$

Burada η_{boya} boyanın karakteristik parametresidir. Optik Freederick geçişindeki 2 merteye azalma η 'nın 100 civarında olmasını getirmiştir. Boyutsuz parametre $\xi = \eta_{boya} \Delta \epsilon$ sadece boyanın yapısına bağlıdır ve tork'un aşağıdaki şekilde yazılması mümkündür.

$$\Gamma_{Dye} = (\xi / 8\pi) (n \cdot E^*) (n \times E) \quad (3.156)$$

ξ 'nin boyanın yapısına bağlı olarak pozitif ve negatif değerleri olabilmektedir. Boya katkılı numunelerdeki sıra dışı durumu açıklamak için temel başlangıç noktasını eksite boya molekülleri ve SK arasındaki etkileşim oluşturmaktadır. Boya moleküllerine etkiyen ortalama alanın zemin durumda ve eksite durumda farklı olduğu varsayılmaktadır. Marucci ve Paparo geliştirdikleri modelde ışık absorpsiyonundan kaynaklanan foto indüklemeli torku, burada tanımlanan optik torktan farklı şekilde sunmuşlardır. Moleküle etkiyen torkların dengelenmesinde fotoindüklemeli torku bir sürtünme torku olarak ifade ederek bu sürtünmenin dönen molekül ve komşu molekül arasında açısal momentum transferine sebebiyet verdiğini ortaya koymuşlardır. Düşük boya anizotropisi ve düşük ışık şiddeti limitinde fotoindüklemeli tork parametresi ξ için aşağıdaki şekilde yaklaşık bir ifade elde edilmektedir.

$$\xi = \frac{16\pi}{15} \sigma N_d S \frac{\tau_e N_h}{1 + 6D_e \tau_e} (u_{eh} - \frac{D_e}{D_g} u_{gh}) \quad (3.157)$$

Bu denklemde S ev sahibi moleküllerin düzen parametresidir, u_{eh} ve u_{gh} boya-ev sahibi yönlendirme etkileşiminin gücünü temsil eden katsayılarıdır. D_e ve D_g eksite durum ve zemin durumdaki rotasyonel yayılım sabitleridir. τ_e eksite durumun yarı ömrüdür. N_d ve N_h birim hacimdeki boya ve ev sahibi moleküllerin toplam sayısıdır ve σ soğurma kesit alanıdır. 3.157. numaralı denklem Janossy etkisindeki önemli parametreleri belirlemek için kullanışlıdır. σN_d sıra dışı ve sıradan dalgaların soğurma katsayıları ile ilişkilendirilebilmektedir.

$$\sigma N_d = \frac{c(n_e \alpha_e + 2n_o \alpha_o)}{8\pi h \nu} \quad (3.158)$$

Diğer bir parametre ise dengesizlik durumu boya dağılımının yarılanma zamanıdır.

$$\tau_d = \frac{\tau_e}{1 + 6D_e \tau_e} \quad (3.159)$$

Bir diğer önemli parametre ise Δu 'dur ve boya molekülü elektronik olarak uyarılmışken boya molekülünün çevresi ile olan moleküller arası etkileşimindeki değişimi belirler.

$$\Delta u = [u_{eh} - u_{gh} (\frac{D_e}{D_g})] N_h \quad (3.160)$$

Bu parametre ortalama alan değişimine ve yayılım sabitlerinin varyasyonuna bağlıdır ve hem boyanın hem de nematiğin yapısına göre hassastır. $\Delta u=0,1$ e.V, $\tau_d=10^{-9}$, $\alpha=100$

cm^{-1} tipik değerleri $\xi=100$ verir ve verimli boya-SK karışık numunelerin deneyleri ile uyum içindedir. Gelen ışığın elektrik alan vektörü ilk doğrultu yönelimine paralel olduğu zaman verimli kırınım ağı oluşumu ve okunması sağlanır. İlk doğrultu yönelim eksenine dik polarizasyona sahip giriş ışık demetleri ise kırınım ağı oluşturmaz. Yönelimin sönüm sabiti aşağıdaki bağıntı ile ifade edilebilmektedir.

$$\tau = \frac{\gamma}{K(q^2 + \pi^2/d^2)} \quad (3.161)$$

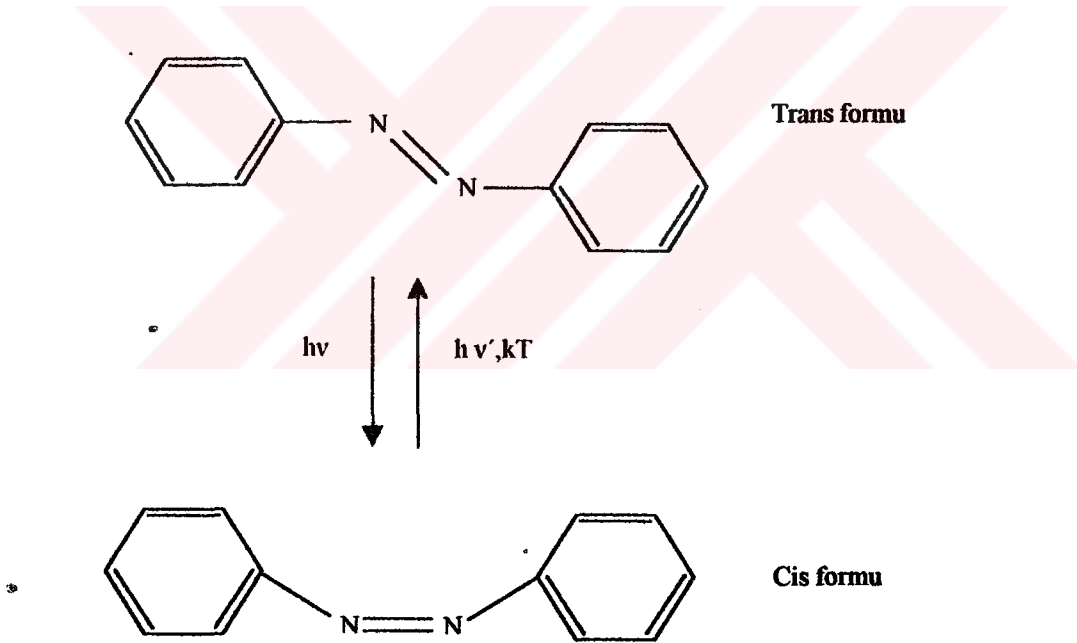
Burada γ viskozite sabiti, K elastik sabit, $q = 2\pi/\Lambda$ kırınım ağı dalga vektörü, d ise numune kalınlığıdır. Nematiklerdeki ışık indüklemeli kırılma indisi değişiminin mekanizması doğrultuların kolektif dielektrik yönelimleri ile ilişkilidir. Boya katkılanmamış nematiklerde proses ışığın elektrik alanı ve moleküllerin indüklenmiş dipol momentleri arasındaki etkileşimden kaynaklanmaktadır. Bu noktada saf optik kökenli tork aşağıdaki şekilde yazılabildiğini hatırlamak uygundur.

$$\Gamma^{opt} = \epsilon_0 \epsilon_a (n E^{opt})(n \times E^{opt}) \quad (3.162)$$

Burada n doğrultu, ϵ_a optik dielektrik anizotropisi, E^{opt} elektrik alan şiddetidir. Optik Freederickz geçişine göre $|E^{opt}| \sim 2.10^5 \text{ V/m}$ dir. Boya katkılı durumlarda, uygulanan dış elektriksel alandan da yararlanarak 2.10^1 V/m mertebesinde optik alan şiddetleriyle bile kırınım ağı oluşturulabilmiştir. Deneysel olarak boya katkılı numunelerin kullanımıyla optik Freederickz eşiğinin azaltılabileceği ortaya konmuştur. Aslında boya torku Γ^{dye} , boya moleküllerinin nematik moleküllerle etkileşimi sonrası optik tork'un artmış halidir. Boya molekülleri ve nematik moleküllerin etkileşim enerjisinin; boya molekülleri zemin durumdayken ve ışık sebebiyle uyarılmış durumdayken farklı olduğu varsayımı yapılmaktadır. Gelen ışığın boya moleküllerinin açısal momentumunu artırdığını ve moleküllerin daha az foto uyarılmaya maruz kalacak şekilde konumlanarak uzaysal durumlarını değiştirdiğini, bu durumun da nematiklerde doğrultunun dönerek yönelmesine neden olduğu açıklaması olayı basit olarak açıklamaktadır. Ancak bu teori dış elektrik alanın etkisini içermemektedir, statik bir elektrik alan altında daha verimli doğrultu yönelimi sağlanabilmektedir ve genelde de deneylerdeki durum böyledir.

3.3.3. Fotoizomerasyon

Bu mekanizmada polarize ışık nematik SK moleküller üzerine; katkılanmış azo boya moleküllerinin ışık soğurması vasıtasıyla tork uygular. SK'de çözülmüş olan azo boya molekülleri fotoindüklemeli olarak konformasyonel değişime uğramaktadır. Bu durum fotoizomerasyon olarak bilinir. Azobenzen türevleri trans ve cis formunda iki farklı geometrik izomer olarak bulunabilir. Bu iki konfigürasyon merkez bağların yönü bakımından farklıdır. Enerjik olarak daha kararlı olan trans durumunda azo grubunu aromatik halkalara bağlayan iki bağ paraleldir ve bu durum molekülün uzunlamasına bir şekle sahip olmasına neden olmaktadır. 'Metastable' cis durumunda ise 2 bağ arasındaki açı 120° 'dir ve moleküller V şeklinde düzenlenir. Bu durum Şekil 3.13.'de görülmektedir.



Şekil 3.13. Trans-Cis İzomerasyon Prosesinin Şematik Gösterimi

Bu iki izomer soğurma spektrumları yönünden de farklıdır. Ayrıca SK'deki yönelimsel düzenleri de farklıdır, yani trans formu cis formundan daha düzenlidir. Trans-cis izomerasyonu tersinir bir prosestir ve trans hali daha kararlı olup iki durum arasındaki enerji bariyeri oda sıcaklığında yaklaşık 50 kJ/mol 'dür. Fotoizomerasyonun, ışık polarizasyona hassasiyeti trans formundaki azo boya moleküllerinin yüksek derecede anizotropik şeklinden kaynaklanmaktadır. Aslında azo boya moleküllerinin geçiş dipol momentleri uzun temel eksen boyunca olup, azo

biriminin foton soğurma ve izomerasyon olasılığı, geçiş dipol momenti ve ışığın polarizasyon yönü arasındaki açının kosinüs karesi ile orantılıdır. Uyarıcı ışığın polarizasyonu yönünde yönelen moleküller en yüksek uyarılma ve izomerasyon olasılığına sahiptir. Trans izomerlerinin izotropik olarak dağıldığı durumdan başlarsak uyarıcı ışık boya moleküllerini seçicilikle eksite etmekte ve beraberinde trans-cis izomerasyonu gerçekleşmektedir. Bu durum ‘orientational hole burning’ olarak bilinir ve açısal dağılımı değiştirir. Ayrıca moleküllerin temel eksenleri izomerasyon sonrası yönelir ‘orientational redistribution’. Böylelikle trans molekülleri pompa demetinin polarizasyonuna paralel hali bırakarak sonuçta bu yöne dik olarak yönelir. Fotoizomerasyon indüklemeli moleküler yönelimin mekanizması tam olarak anlaşılamamakla beraber olayın, geçiş momentleri ışığın polarizasyonu ile çakışan moleküler osilatörlerin seçimine dayandığı açıktır. Pek çok sistemde gerçekleştirilen deneysel çalışmalar ışığa maruz bırakma sonrası boya moleküllerinin ışığın elektrik alan vektörüne dik olarak yönlendiğini ortaya koymuştur. Dolayısıyla ışık boya moleküllerine döndürücü bir tork uygulamaktadır. Şayet boya nematik SK’le karışık durumdayken bu gerçekleşirse söz konusu tork boyadan SK’in doğrultusuna aktarılır. Fotoindüklenmeli azobenzen izomerasyonu ile veri depolanması holografik kayıt ve başka nonlineer optik uygulamalar gerçekleştirilmiştir. Tüm bu uygulamalarda boya molekülleri katı bir sınıra sıkıştırılmıştır. Bu tür boyanın kullanıldığı çalışmalar literatürde yaygın olup Fotoindüklenmeli ‘dichroism’ ve optik anizotropi (çiftkırıcılık), yüksek kırınım verimine sahip holografik kaydı mümkün kılmaktadır [2, 21, 23, 26, 29, 30, 31].

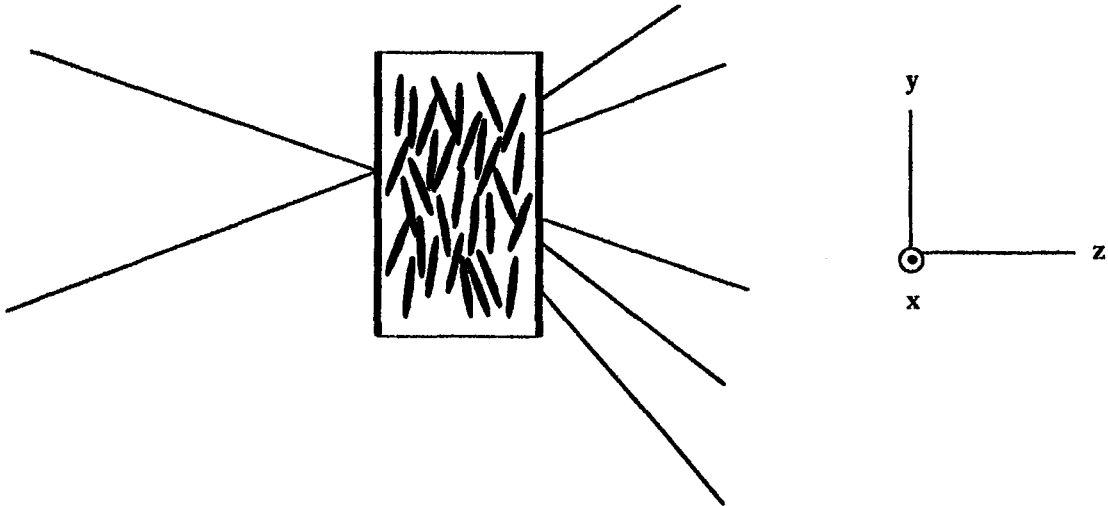
3.3.4. SK’lerdeki Fotorefraktif Benzeri Etkinin Gözlenmesi ve Analizi

Boya katkılı SK karışımlar ışık şiddetiyle kırılma indislerinin ileri seviyede değişmesi yönünden ilgi çekicidir. Işık şiddetiyle moleküller yönelmekte (Optik Freederickz etkisi) ve bu etki boya katkısıyla kolaylaşmaktadır. θ ’nın nematik doğrultu açısı olduğunu hatırlatarak kırılma indisi n ’in θ ile direk olarak ilişkili olduğunu söyleyebiliriz. Uzaysal olarak modülasyona uğratılmış kırılma indisi kırınım ağı oluşturmakta ve kırılma ağının dinamik oluşumu kendinden kırınım veya prop kırınımına sebebiyet vermektedir. Gerçekleştirilen çalışmalar, deneysel

geometri ve numune karakteristiklerine bağılı olmakla beraber, gerekli eşik E alanının $\sim 10^6$ V/m mertebesinde olduğunu ortaya koymuştur. Oluşan kırınım ağı dalga vektörü dış alana dik ve hücre duvarlarına paraleldir. Fotoiletkenlik dört aşamada gerçekleşebilmektedir.

1. Uzun ömürlü uyarılmış boya moleküllerinin oluşumu
2. Uyarılmış durumdaki boya molekülleri ile SK moleküller arasındaki etkileşim sonrasında uyarılmış durum karışım hali
3. Uyarılmış durum karışım halinin yüklü iyonlara dönüşümü
4. İyon sürüklenmesi ve/veya yayılımı

Sistemde bulunduğu bahsedilen fotoiletkenlik deneysel olarak doğrulanmıştır ve boya katkılı SK'lerdeki fotoiletkenlik ve iletkenlik özellikleri uygulanan dış alana da kuvvetli şekilde bağımlıdır. Önemli bir nokta da yerel potansiyel değişimlerinin sadece ışık aydınlatma fonksiyonuna bağımlı olan direnç değişimine değil aynı zamanda ITO-polymer-SK ara yüzeylerinin özelliklerine yalıtkan polyimide veya polyvinylalcohol katmanının direncine de bağımlı olduğudur. Dolayısıyla numunede, uygulanan dış alan nedeniyle $E_{el,z} = E_0 + E_{ph} \cos(qy)$ şeklinde bir elektrik alan ve foto taşıyıcıların difüzyonu nedeniyle de kırınım ağı vektörü y yönünde $E_{el,y} = E_{sc} \cos(qy + \phi)$ (burada ϕ uzaysal yük alanı ve ışık şiddeti deseni arasındaki faz kaymasını temsil etmektedir) şeklinde bir uzaysal yük alanı oluşacaktır. Şekil Şekil 3.14.'de SK numuneden kırınımın koordinatları gösterilmektedir.



Şekil 3.14. SK Numuneden Kırınımın Uzaysal Koordinatlarının Gösterimi

E_{ph} ve E_{sc} genlikleri, aydınlatma, yük taşıyıcı üretimi, transport özellikleri vs. parametrelerin fonksiyonudur. Sonuç olarak uzaysal olarak y 'ye bağımlı $E_{el}=(0, E_{el,y}(y), E_{el,z}(y))$ şeklinde bir elektrik alanı oluşmaktadır ve E_{el} nedeniyle de nematik üzerinde aşağıdaki şekilde bir Γ^{el} torku oluşmaktadır.

$$\Gamma^{el} = \epsilon_0 \Delta \epsilon (n \cdot E_{el}) (n \times E_{el}) \quad (3.163)$$

Burada $\Delta \epsilon$, DC dielektrik anizotropisidir. Elektrik alanla indüklenen tork $\Gamma^{el}(y)$ elastik torkla dengelenmektedir ve bu dengenin sonucunda doğrultu yönelim açısı $\theta(y)$ uzaysal olarak modüle olmaktadır. Doğrultu açısındaki modülasyon $\Delta n(y)$ 'daki modülasyonu beraberinde getirmektedir. Şayet ışık şiddetinin uzaysal modülasyonu aşağıdaki şekildeyse

$$I = I_0 (1 + \cos(qy)) \quad (3.164)$$

$q=2\pi/\Lambda$ ve malzemenin yığın türü süreklilik fotoiletkenlik özelliği gösterdiği varsayılarak, tüm numune çapında benzer nitelikli potansiyel modülasyonu beklenmektedir. Potansiyel modülasyonu boya katkılı SK direncindeki yerel değişimlerden kaynaklanmaktadır. Dikkat çekilmek istenen önemli bir nokta yalıtkan polyimide veya polyvinylalcohol katmanının bulunması boya katkılı SK'de; aydınlatmadan kaynaklanan yerel iletkenlik değişimleriyle birlikte elektrik alan modülasyonu oluşmasına sebep olmaktadır (E_{el}/z). Batkiewicz'e göre [22], bu modülasyon kırınım ağı oluşumundaki baskın mekanizmayı oluşturmaktadır. E_{sc}/y alanının rolü daha az önem taşımaktadır çünkü numuneyi eğmeksizin verimli kırınım ağı difraksiyonu gözlenmiştir ve eğer Khoo tarafından diğer SK sistemlerinde gözlemlenen E_{sc}/y kökenli kırınım ağı baskın olsaydı oblik ışık gelişi gerekli olurdu.

3.3.5. Boya Katkılı Fotorefraktif SK'de Dinamik Kırınım Ağı Oluşturulması

Nematik SK'lerde optik ve DC alan indüklemeli fotorefraktiviteden üç mekanizma sorumlu olabilir [5, 14, 15, 16, 17, 18].

1. Optik yük oluşumu $\rightarrow$ iyon sürüklenmesi $\rightarrow$ yüklerin ayrımı ve uzaysal yük alanlarının oluşumu $\rightarrow$ doğrultu ekseninin yönelimi $\rightarrow$ kırılma indisi değişimi (optik şiddet fonksiyonuna göre $\pi/2$ 'lik bir faz kaymasıyla)

2. Optik yük oluşumu $\rightarrow$ iyonik iletkenlik ve doğrultu eksen yönelimi $\rightarrow$ dielektrik ve iletkenlik anizotropileri ile uzaysal yük alanlarının oluşumu $\rightarrow$ doğrultu eksen yöneliminde artış $\rightarrow$ kırılma indisi değişimi
3. Optik yük oluşumu $\rightarrow$ malzeme akışı $\rightarrow$ hız gradyentleri ve kesme gerilmeleri $\rightarrow$ doğrultu eksen yönelimi $\rightarrow$ kırılma indisi değişimi

Aşağıdaki şekilde bir optik alan şiddeti için

$$I_{op} = I_0(1 + m \cos(q\xi)) \quad (3.165)$$

Fotorefraktif benzeri uzaysal yük alanı aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$E_{ph} = qvmk_B T[(\sigma - \sigma_d)/(2e\sigma)]\sin(q\xi) \quad (3.166)$$

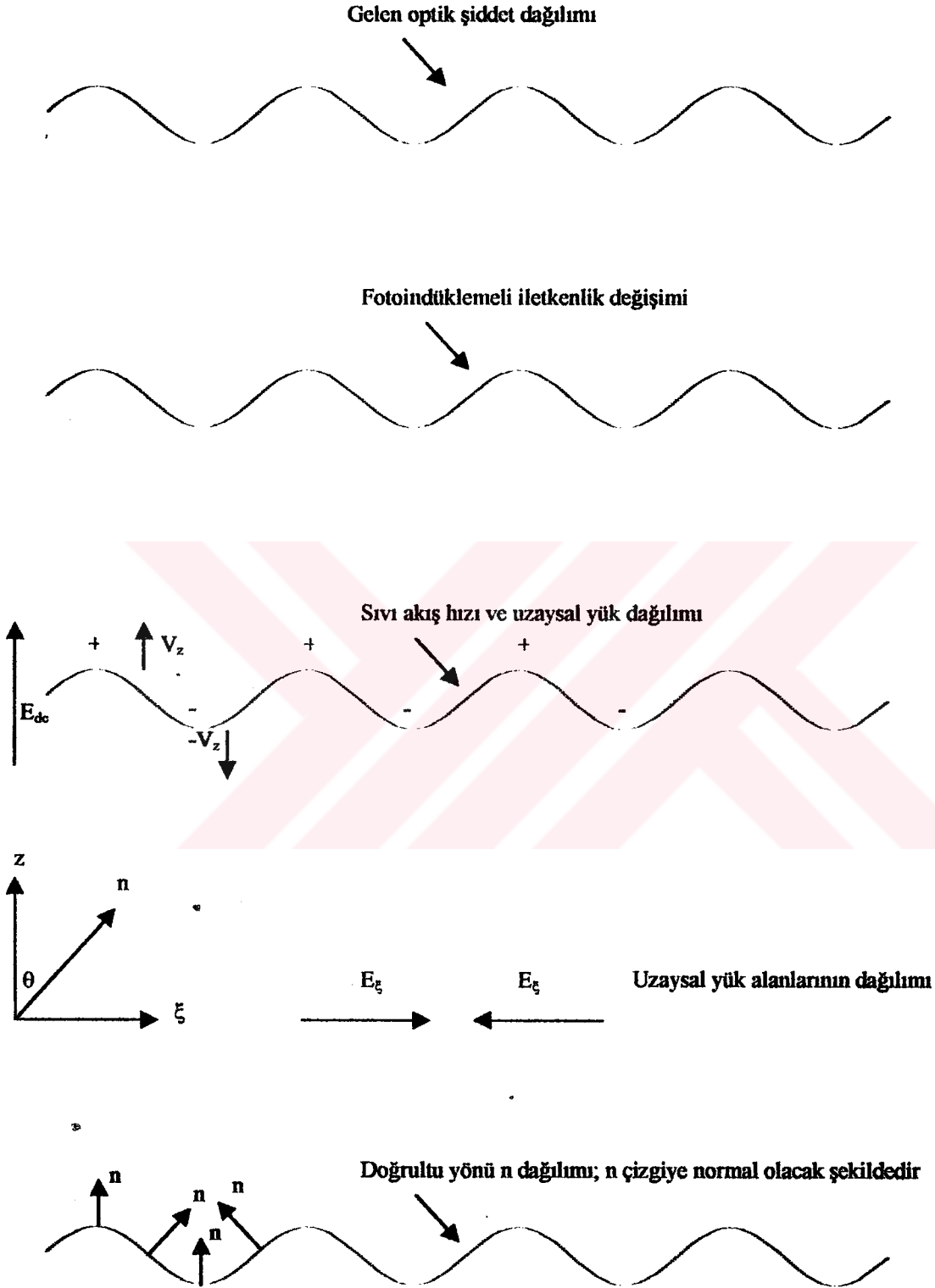
Burada k_B Boltzman sabiti, σ aydınlık durum iletkenliği, σ_d karanlık durum iletkenliği ve $v=(D^+-D^-)/(D^++D^-)$, D^+ ile D^- pozitif ve negatif yüklü iyonların difüzyon sabitleri, m optik şiddet modülasyon faktörü, $q=2\pi/\lambda_g$ kırınım ağı dalga vektörü ve ξ kırınım ağı vektörü yönündeki koordinattır. E_{ph} gelen optik şiddet fonksiyonundan $\pi/2$ faz kaymasına sahiptir. Carr-Helfrich alanları olarak bilinen uzaysal yük alanlarının diğer iki kaynağı iletkenlik ve dielektrik anizotropilerinden kaynaklanmaktadır.

$$E_{\Delta\sigma} = E_z[(\sigma_1 - \sigma_2) \sin \theta \cos \theta]/[\sigma_1 \sin^2 \theta + \sigma_2 \cos^2 \theta] \quad (3.167)$$

$$E_{\Delta\epsilon} = E_z[(\epsilon_1 - \epsilon_2) \sin \theta \cos \theta]/[\epsilon_1 \sin^2 \theta + \epsilon_2 \cos^2 \theta] \quad (3.168)$$

$E_{\Delta\sigma}$ ve $E_{\Delta\epsilon}$ uygulanan dc alanla orantılıdır.

Uzaysal yük alanlarının, iletkenlik yönünden anizotropik olan nematik filmde dc akımları sonucu Carr-Helfrich etkisi yoluyla oluşumu iyi bilinmektedir. Uzaysal olarak çeşitlilik gösteren doğrultu eksen yönelim profili ve mekanizması Şekil 3.15'de gösterilmektedir.



Şekil 3.15. Nematik SK 'lerde Gelen Optik Şiddet Dağılımıyla İndüklenen İletkenlik Değişimi, Oluşan Uzaysal Yüklerin ve Alanların Dağılımı ve Doğrultu Yönelim Mekanizması.

Şekil 3.15'de görüldüğü gibi z yönünde bir dc elektrik alanı (E_z) uygulanmaktadır. Nematik doğrultu eksenin dizilişi z yönündedir. Bu etkileşim geometrisinde, sabit durumda enine akım (z'ye dik) sıfırken uzaysal yük alanları iki yolla oluşur. Helfrich'in açıkladığı yol takip edilirse, iletkenlik anizotropisinin katkısıyla;

$$E_{\Delta\sigma} = -\frac{(\sigma_{//} - \sigma_{\perp}) \sin \theta \cos \theta}{\sigma_{//} \sin^2 \theta + \sigma_{\perp} \cos^2 \theta} E_z \quad (3.169)$$

burada: $\sigma_{//}$ = doğrultu eksen boyunca akımı, $\sigma_{\perp}$ = doğrultu eksene dik akımı göstermektedir.

Diğer yol ise dielektrik anizotropisinin katkısıdır.

$$E_{\Delta\epsilon} = -\frac{(\epsilon_{//} - \epsilon_{\perp}) \cos \theta \sin \theta}{\epsilon_{//} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta} E_z \quad (3.170)$$

burada $\epsilon_{//}$ = doğrultu eksene paralel alanda dc dielektrik sabiti, $\epsilon_{\perp}$ = doğrultu eksene dik alanda dc dielektrik sabitini temsil etmektedir. $E_{\Delta\epsilon}$ ve $E_{\Delta\sigma}$, ξ 'nin fonksiyonlarıdır çünkü θ , ξ 'a bağlıdır.

$$E_{\Delta\sigma} \sim -\frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\perp}} \theta E_z \quad (3.171)$$

$$E_{\Delta\epsilon} \sim -\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_{\perp}} \theta E_z \quad (3.172)$$

$\sigma_{//}$ ve $\sigma_{\perp}$ 'nin iletkenliklerinin ve anizotropinin ($\Delta\sigma$) optik aydınlatma yoğunluğunun fonksiyonları olduğuna dikkat ediniz. Bu uzay yük alanları optik şiddet profilini izleyen uzay yüklerinden kaynaklandığından, E alanı ile ilgili Maxwell denklemiyle sonuca varabiliriz. Burada E_z optik şiddet fonksiyonundan uzaysal olarak değiştirilmiştir. $\cos q \cdot r$, $E_{\Delta\sigma}$ ve $E_{\Delta\epsilon}$ şeklindeki optik bir şiddet modülasyon fonksiyonu da bu nedenle $\cos(q \cdot r + \phi_{sc})$ şekline dönüşecektir. Burada ϕ_{sc} = faz geçişi sapmasıdır. Eğer $\rho(r)$ uzaysal varyasyonu $\cos q \cdot r$ ise o zaman $\phi_{sc} \sim \pi/2$ olur, $E_{\Delta\sigma}$ ve $E_{\Delta\epsilon}$ da $\sin(q \cdot r)$ ile değişir. Uzaysal yükler (yük alanları aynı zamanda nematiklerdeki katkılar veya safsızlıkların foto iyonlaşması yoluyla da kurulabilir. Foto-indüklü iletkenlik değişiklikleri boya ve fullerene C₆₀ katkılanmış nematik SK filmlerde olduğu kadar katkılanmamış [14] olanlarda da gözlemlenmiştir. Fullerene C₆₀, lazer boya ve dikroik boyalar D2 de dahil olmak üzere bir çok boya üstüne çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Bu katkılar arasında (Çizelge 3.2.'de de gösterildiği üzere) absorpsiyon başına en iyi foto iyon üretimini R6G ve C60 sağlamıştır. R6G boyasında

ve fullerene C60 doplu nematik filmlerdeki çoğaltılmış foto-yük üretimi foto uyarılıma uğramış yük transferlerinin oluşumu yoluyla. Uzaysal yükler alanının bir materyal içindeki foto-indüklü iyon üretimi yoluyla da oluşabileceği, donör elektron sağlayıcı katkıları olan fotorefraktif materyallerle ilgili çalışmalardan da bilinmektedir [27].

Çizelge 3.2. 100 μm Kalınlığında Hemeotropik Yönelimli Değişik Boyalarla Katkılı Nematik SK Filmin $\sim 10\text{mW}$ Mertebesindeki Lazerle 1V dc Voltajı Altında Şekil 3.23.'deki Deneysel Geometride $\beta=0$ Durumunda Tek Demet İçin Foto-İndüklemeli Akım Değerleri.

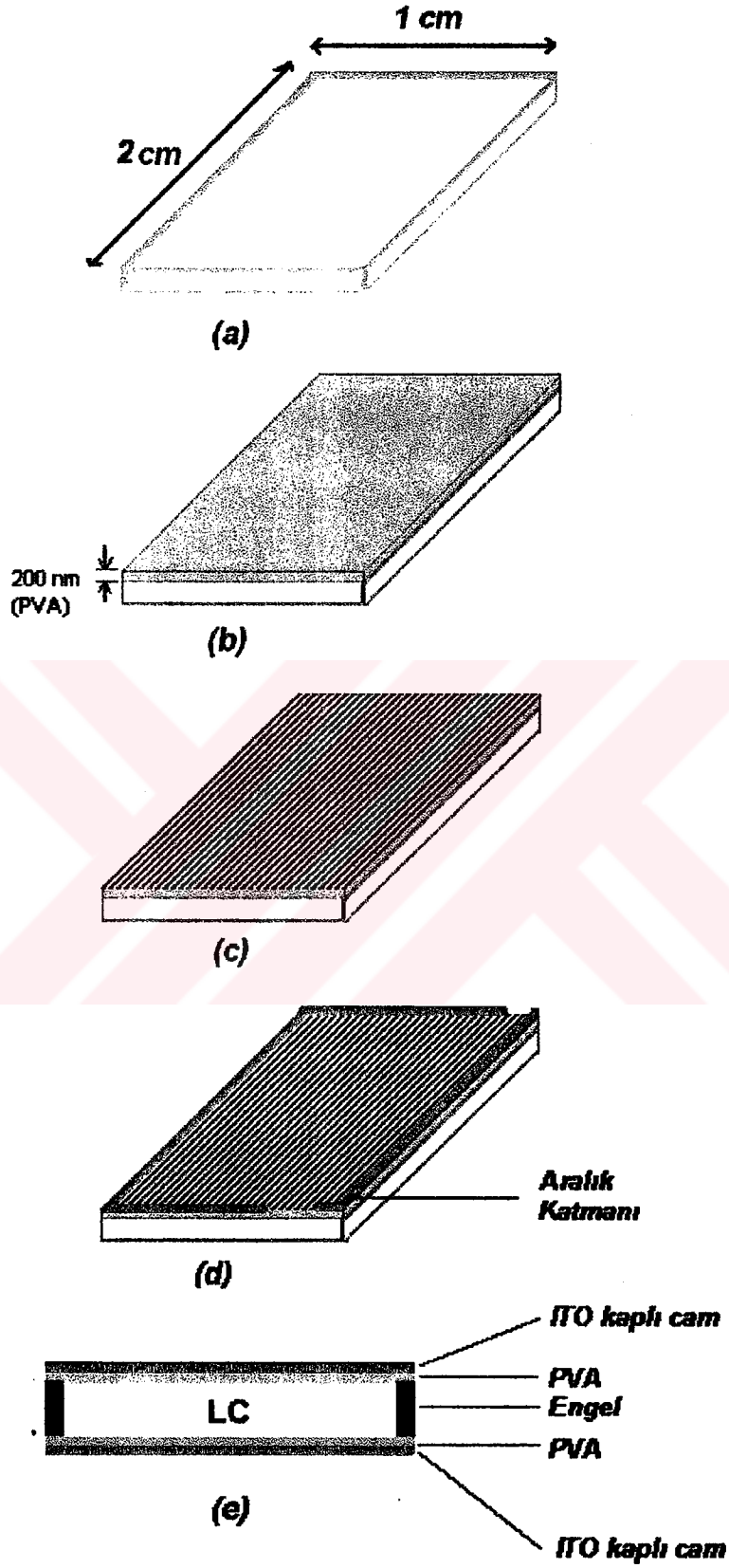
<i>Katkı maddesi</i>	<i>D2</i>	<i>R6G</i>	<i>C60</i>	<i>Katkısız</i>
$I_{\text{karanlık}}[\text{Amp}]$	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	$6,0 \cdot 10^{-8}$	$0,5 \cdot 10^{-8}$
$I_{\text{aydınlık}}[\text{Amp}]$	$4,2 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$0,5 \cdot 10^{-8}$
$\Delta I[\text{Amp}]$	$0,7 \cdot 10^{-8}$	$10,1 \cdot 10^{-8}$	$7,0 \cdot 10^{-8}$	0
$\alpha[\text{cm}^{-1}]$	373,2	101,7	30,2	0
$\Delta I / \alpha [\text{Amp.cm}]$	$1,88 \cdot 10^{-11}$	$9,93 \cdot 10^{-10}$	$2,32 \cdot 10^{-9}$	-

Sonuç olarak; dc alanının nematik SK'lerdeki nonlinear fotorefraktif benzeri elektro-optik etkilere yardım ettiğini gözlemlenmiştir. Gözlemlenen nonlinearlik durumu, saf optik etkilerle birleşen "dev nonlinearlik" denen durumdan da çok daha büyüktür. Katkılı SK sisteminde optik alan indüklü diğer geçici ve kalıcı kırınım ağı oluşumu ile karşılaştırıldığında, burada gözlemlenen dc alanı yardımcı etkiler çok daha az optik güç ve katkı konsantrasyonu gerektirmektedir (daha az soğurma kaybı). Pratik uygulamalar için bu nokta çok önemlidir. Bu yeni gözlemlenen fenomenleri ve potansiyel uygulamalarını tam olarak anlayabilmek için, nonlinear elektro-optik etkilerle ilgili fiziksel sürece dair, fotoindüklemeli akımlar ve dc alan varken iyon taşınması, çeşitli uzay yük alanları, fotouyarımlı katkılarda görülen fotokimyasal dinamikler ve nematik etkileşimleri gibi daha ayrıntılı çalışmalar üzerinde çalışılan konulardandır. Ayrıca farklı SK boya karışımları deneysel olarak incelenerek holografik uygulamalarda önem taşıyan yeni sistemlerin geliştirilmesine çalışılmaktadır.

4. DENEYSEL

4.1. Ölçümlerde Kullanılan Numunelerin Hazırlanması

Numune hazırlanması; temel olarak iki cam plakanın arasına ince SK tabakanın sıkıştırılması işlemidir. Ancak bu işlemin çok düzgün ve kontrollü olarak gerçekleşmesi gerekmektedir. Oluşturulan hücrenin aralığı genellikle μm mertebesindeir. Hazırlanan numune ölçüm amacına göre tasarlanmakta, söz gelimi elektrik iletkenliği gerektiren ölçümlerde ve uygulamalarda cam plakalar iletken ince film ile kaplanmalı yansıtma ölçümleri için ise plakalardan bir tanesi Alüminyum benzeri yansıtıcı özellik gösteren filmlerle kaplanmalıdır. Kullanılan camın ince film karakteristiğini bozması ihtimali olan alkali iyonlarını içermemesi gereklidir. Genellikle ‘Alüminosilikate alkali-free’ adı verilen bir cam kullanılmaktadır. Hazırlanan numunenin kalitesi kullanılan camın yüzey düzgünlüğü ile yakından ilişkilidir. Ölçümlerin sağlıklı olması için yüzey parlaklığının artırılması ve düzgünlüğünün sağlanması kritik önem taşımaktadır. Şayet hazırlanan hücrenin içerisine sıkıştırılan moleküllerin uyarılması voltaj uygulayarak gerçekleşecekse, iletken elektrotların yüzeye kaplanması gerekmektedir. Kaplama iletken olmasının yanı sıra ışığı da geçirmelidir. Gerek teknolojik uygulamalarda gerekse araştırma amaçlı ölçümlerde kullanılacak hücreler için gerçekleştirilecek kaplamanın malzemesi ve kalınlığı; öz direnç ve ‘etch’ özellikleriyle ayarlanır. ITO (Indium Tin Oxide) günümüzde SK uygulamaları için en çok tercih edilen kaplama malzemesidir. ITO hem ‘electron beam evaporation’ hem de sputtering tekniği ile kaplanabilir. Kaplanan filmin kalınlığı istenen öz dirence bağlı olarak ayarlanmaktadır. SK göstergelerde ITO kaplı cam kullanılmasının çeşitli nedenleri vardır. Öncelikle geçirgenliğinin yüksek olması sayesinde kaplamanın kalınlığı, diğer benzer amaçlı kaplama malzemelerindeki (altın (Au), bakır (Cu), gümüş (Ag), çinko (Sn) ve platinyum (Pt)) gibi, kısıtlanmamaktadır, çünkü kalın kaplamalarda bile ışığı rahatlıkla geçirebilmektedir. Ayrıca ITO kaplama malzemesi hem nispeten ucuz hem de dayanıklıdır. Bunların yanı sıra ITO, SK malzemelerde çözülmemekte ve etkileşime girmemektedir. Şekil 4.1.’de SK araştırmalarında kullanılan hücrelerin hazırlanış aşamaları şematik olarak gösterilmektedir.



Şekil 4.1. Hücrelerin Hazırlanış Aşamaları

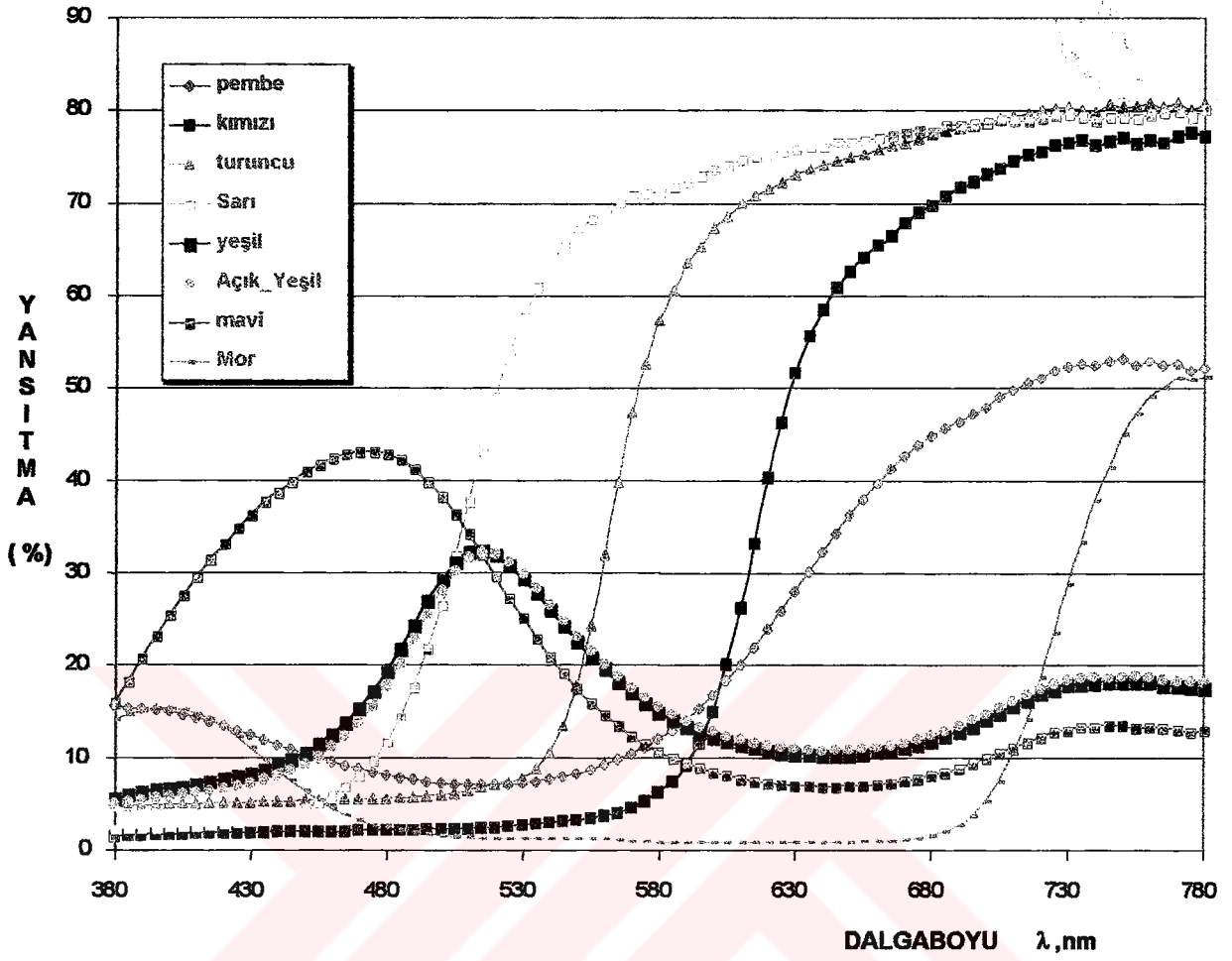
Şekil 4.1.(a)'da görüldüğü gibi numunede kullanılacak ITO kaplı camlar yaklaşık 2x1 cm boyutlarında kesilerek hazır hale getirilir, sabunlu su ile temizlenip saf su ile durulanır ve etüvde kurutulur. Hücre içerisine sıkıştırılan SK moleküllerinin yönlendirilmesi gerekmektedir. Bu amaçla SK malzemenin içerisine doldurulduğu hücrenin çeperlerine yüzey etkinlik işlemleri uygulanmalıdır. Daha önce bahsedilen planar yönelimin sağlanması için moleküllerin yerleşmesi istenen doğrultu boyunca hücrenin iç yüzeyinde mikroskopik kanallar oluşturulur. Elmas tozuna sürtmek veya bir bez parçasıyla açılması istenen kanal boyunca yüzeyin tek taraflı olarak sürtülmesi uygulanan yüzey etkinlik işlemlerinden bazılarıdır. Yüzey etkinlik işlemlerinin uygulanmasından önce ince bir 'polyimid' veya 'polyviniyl-alcohol' tabakası 'spincoater' ile yüzeye kaplanmakta ve yaklaşık 150 °C' de tabakanın kuruması sağlanmaktadır (Şekil 4.1.(b)). Polyviniyl alcohol daha yumuşak olduğundan yüzey etkinlik işlemlerinden daha kolay sonuç alınmaktadır. Bu tabaka için ideal film kalınlığı 200 nm mertebesindedir. Daha sonra kadife ile yönelim istenen doğrultu boyunca tek yönlü sürtünme gerçekleştirilir (Şekil 4.1.(c)). Cam plakaların yüzey etkinlik işlemlerine maruz bırakılması sonrası plakalar hücre haline dönüştürülmekte, hücrenin kapatılması işleminde ısıya dayanıklı ve SK malzemeye kimyasal reaksiyona girmesi olasılığı olmayan 'epoxy' kullanılmaktadır. Hücrede μm mertebesinde bırakılan aralığın (Şekil 4.1.(d)) kalınlığı amaçlanan ölçüme göre ayarlanmaktadır. Son olarak hazırlanan cam plakalar üst üste getirilerek yapıştırılır (Şekil 4.1.(e)). Günümüzde bu konuda araştırma yapan araştırmacılar için isteğe ve amaca uygun boş hücre üreten firmalar mevcuttur. SK özelliklerinin farklı kalınlıklardaki değişimi çeşitli araştırmalarda incelenmiştir. [6, 8, 9]

4.2. Sıvı Kristallerde Foto İndüklemeli Kırınım Ağı Oluşumu

SK' ler üzerinde değişik mekanizmalarla foto indüklemeli kırınım ağı oluşumu farklı malzemeler için çalışılmakta ve potansiyel teknolojik uygulamaları nedeniyle bu tür çalışmaların sonuçları ilgi odağı olmaktadır. SK'lerin transparan elektrotlar arasına sıkıştırıldığı sistemlerin yanı sıra polimer ve SK karışımları ile oluşturulan benzer amaçlı hibrit sistemler de yaygındır [32, 33, 34, 35, 36, 37]. Önceki bölümlerde de değinildiği gibi SK malzemelere katılan az miktarda boyanın

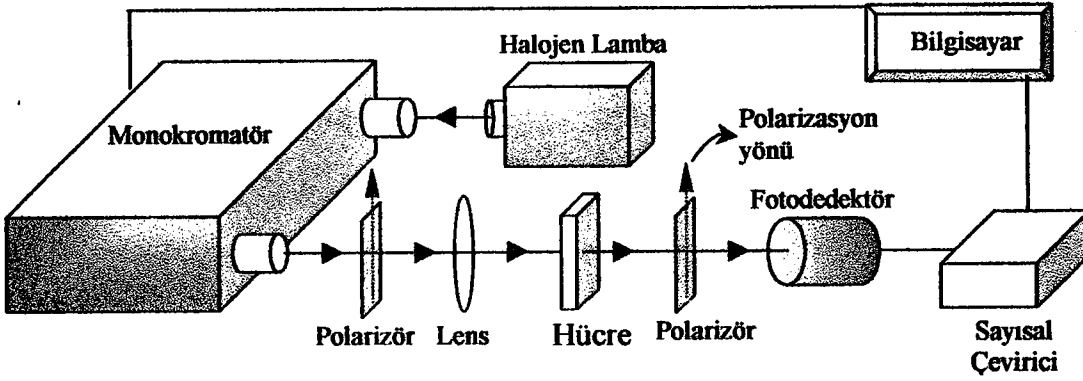
kırınım verimini ciddi şekilde artırdığı sonucuna ulaşılmıştır. Bu verim artışının nedeni farklı moleküler mekanizmalarla açıklanmakla beraber, foto indüklemeli kırınım ağı difraksiyonunun tam ve kesin bir teorisi henüz kurulamamıştır. Bahsedilen farklı mekanizmaların hangi sırayla ve hangi baskınlıkla gerçekleştiğine dair bu konu üzerinde çalışan çevrelerde farklı görüş ve yorumlar sürmektedir.

Holografik bilgi depolanmasının temel yaklaşımını oluşturması nedeni ile; gerek sürekli gerekse geçici kırınım ağı oluşumu ve bu kırınım ağından difraksiyon çalışılan deney düzeneklerinin temel karakteristiği [2, 5, 38, 39, 40]. Literatürde yer alan çalışmalarda genel olarak yeşil renkli lazerler ve bu rengin dalga boyunu soğuran katkı boyaları çalışılmıştır. Bizim çalışmamızda ise kırmızı renkli He-Ne lazeri pompalama amaçlı olarak kullanılmış ve bu lazerin dalga boyuna uygun soğurucu boya katılanmıştır. Temel optik bilgilerimizden değişik renklerin farklı algılanmasının kaynağının yansıttıkları dalga boyu olduğunu bilmekteyiz. Şekil 4.2.'de değişik renkli boyaların optik spektrumdaki yansıtma özellikleri gösterilmektedir [50]. Bu grafiklerden giderek kırmızı dalga boyunu minimum yansıtan başka bir deyişle maksimum soğuran rengin mavi olduğu gözükmemektedir. Kırmızı lazerle çalışırken mavi renkli boyanın katılanmasının sebebi budur. Katılan boyanın spektroskopik özelliklerinin yanı sıra moleküler yapısı da boyanın kullanım amacı açısından kritik önem taşımaktadır ve herhangi bir mavi boyanın bahsettiğimiz amaç kapsamında kullanılabilmesi mümkün değildir.



Şekil 4.2. Farklı Renklerdeki Yansıtma Plakalarının Dalga Boylarına Göre Yansıtma Özellikleri.

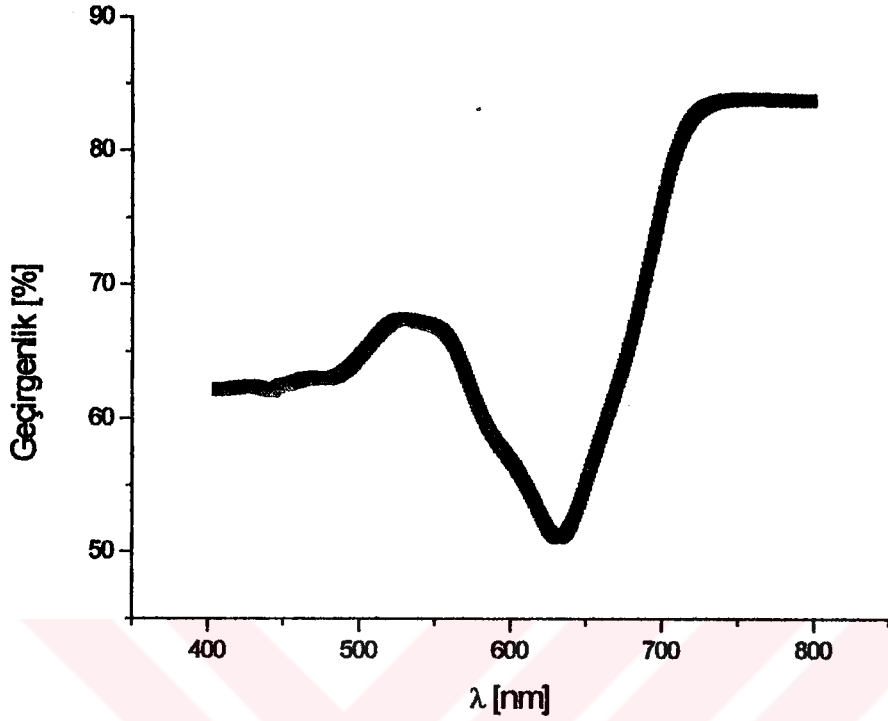
Planar yönelimli hücrenin SK-boya karışımı ile doldurulması sonrasında oluşturulan sistemin karakterizasyonuna ve performans analizine yönelik ölçümler gerçekleştirilmiştir. Oluşturulan SK sistem, spektroskopik özellikleri yönünden incelenmiştir. Şekil 4.3.'de oluşturulan SK sistemin spektral karakterizasyonunun gerçekleştirildiği düzenek gösterilmektedir.



Şekil 4.3. Spektral karakterizasyon düzeneği

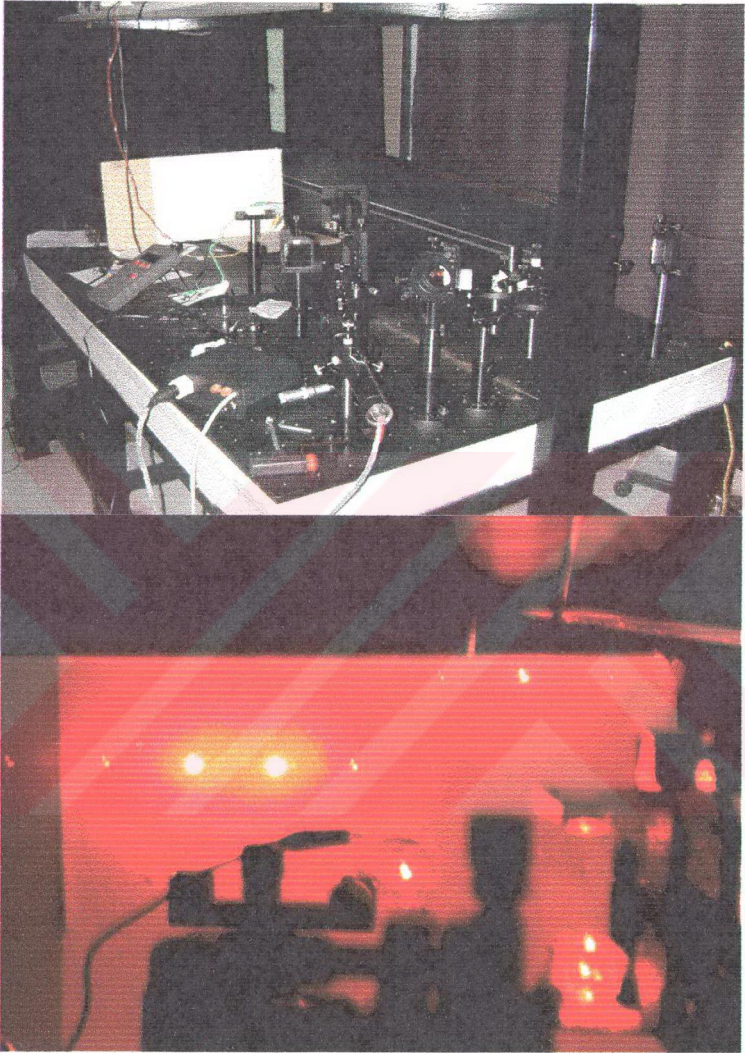
Şekil 4.3.'de gösterilen düzeneğe; moleküllerin yönlenimine paralel polarizasyonlu optik alan kullanılarak ölçüm yapılmıştır. Zaten kırınım ağı deneyinde de etkin etkileşim durumu olduğu için paralel polarizasyon koşullarda ölçümler gerçekleştirilmiştir. Işık kaynağı olarak 50 Watt'lık halojen lamba kullanılmıştır. Gelen ışığı dalga boylarına ayıran J.Y Triax 550 monokrometre 10^{-3} nm hassasiyete sahiptir. Gelen ışık şiddetini elektriksel sinyale dönüştürmek amacı ile silikon fotodedektör kullanılmış ve fotodedektörden çıkan analog sinyal, sayısal bir çevirici ile bilgisayara aktarılmıştır. Tüm ölçümler boyunca ışık ile hücre yüzeyi arasındaki geliş açısı 0° olarak ayarlanmıştır. Çalışma aralığı 425-800 nm arasında seçilerek SK hücrenin geçirgenlik spektrumu 1 nm'lik dalga boyu aralıklarıyla alınmıştır.

Katkılanan boyanın soğurma seviyesini belirlemeye yönelik veriler Şekil 4.4.'de sunulmaktadır ve bu grafikte görüldüğü gibi 632,8 nm dalga boyuna sahip kırmızı He-Ne lazerin dalga boyu planlandığı gibi, sistemin soğurma aralığına denk gelmektedir.

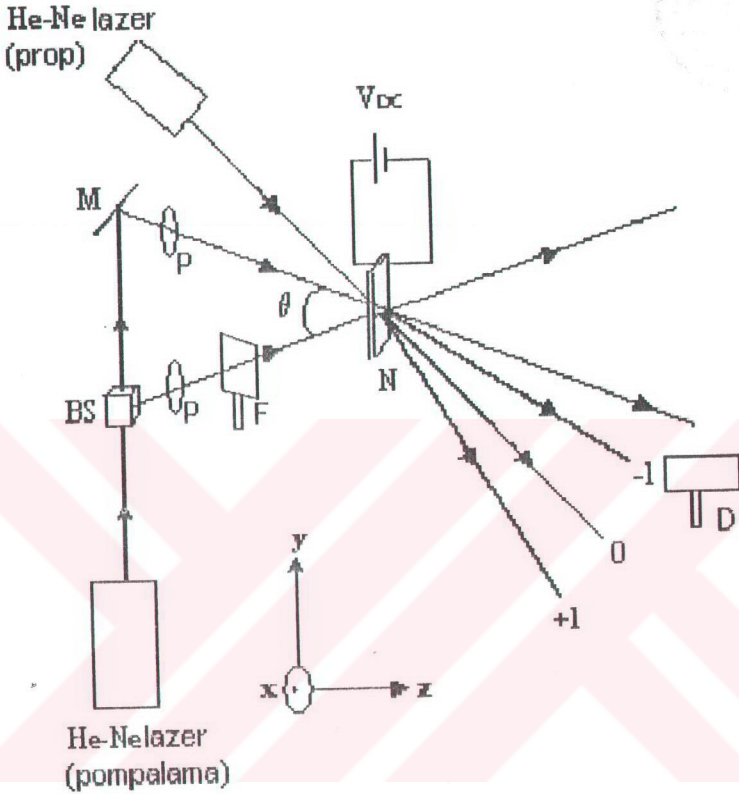


Şekil 4.4. Çalışmamızda Kullanılan Boya Katkılı SK Sistemin Spektroskopik Karakteristiği.

Şekil 4.4.'de görüldüğü gibi He-Ne lazerin karakteristik dalga boyunda minimum geçirgenlik yani maksimum soğurma gerçekleşmektedir. Kırınım ağı difraksiyonu oluşturma amacıyla tasarlanan düzeneğin Şekil 4.5.'de fotoğrafları ve Şekil 4.6.'de ise şematik görünümü gösterilmektedir. Bizim çalışmamızda kullanılan katkı boya ve optik konfigürasyon ile foto indüklemeli kırınım ağı difraksiyonu çalışmasına, gerçekleştirilen literatür araştırmaları sırasında rastlanmamıştır.



Şekil 4.5. Üstteki Fotoğrafta Düzenegın Uzaktan Görünümü Altta İse Numunenin Üzerinde Pompalama Lazerleri ve Prop Lazerinin Çakışması Olayı, Oluşan Difraksiyon Spotları İle Beraber Gösterilmektedir.

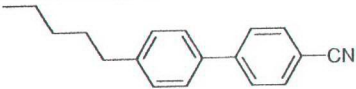
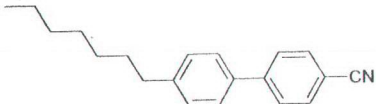
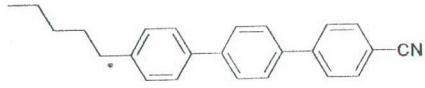
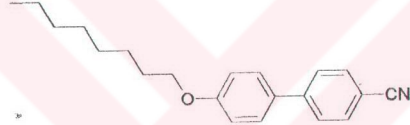


Şekil 4.6. Deney Düzenekinin Şematik Gösterimi; M: Ayna; BS: Demet Bölücü, P: Polarizör, F: Nötral densite filtre, N: Numune, θ : Çakışma açısı, D: Detektör.

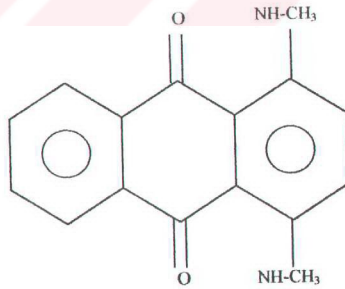
Şekil 4.6.'da görüldüğü gibi gelen lazer ışığı, demet bölücü vasıtasıyla ikiye ayrılmakta ve polarizörler sayesinde çıkan demetlerin polarizasyon kontrolü sağlanmaktadır. Kullanılan demet bölücü lazeri farklı şiddetlerde böldüğünden demetlerin optik güçleri lazer power metre ile kontrol edilmiş ve nötral densite filtrelerin kullanımıyla çıkan demetlerin aynı güçte olması sağlanmıştır. Kurulan sistemde kullanılan pompalama lazerinin gücü ayarlanabilir, böylelikle farklı lazer

şiddetlerinde ölçüm alma imkanı sağlamaktadır. Elde edilen difraksiyon sinyalinin analizi için görünür bölgede hassasiyet gösteren Silikon foto detektör kullanılmıştır.

E7 kodlu nematik SK ve anthraquinone türevi boya (% 1 w/w), 80 C°'de su banyosunda karıştırılarak 15 µm'lik planar yönelimli hücreye kapiler pipet kullanılarak enjekte edilerek doldurulmuştur. Doldurulan hücrenin doldurum aralıkları epoksi ile yapıştırılarak hava alması önlenmiştir. Epoksinin tercih edilmesinin başlıca nedeni SK'le etkileşime girmemesidir. Planar yönlenime sahip boş numune hücresi bölüm 4.1'de anlatıldığı şekilde hazırlanmış olup Shin-Tson Wu'dan temin edilmiştir. Şekil 4.7.'de hem nematik SK'i oluşturan moleküler bileşenlerin hem de kullanılan katkı boyanın kimyasal yapıları sunulmaktadır [52].

E7 kodlu SK'nin Bileşenleri	Uzunluk	Ortalama kalınlık	Maksimum kalınlık
	18.9	5.6	7.2
	21.2	5.7	7.5
	23.0	5.6	7.2
	24.1	5.3	8.1

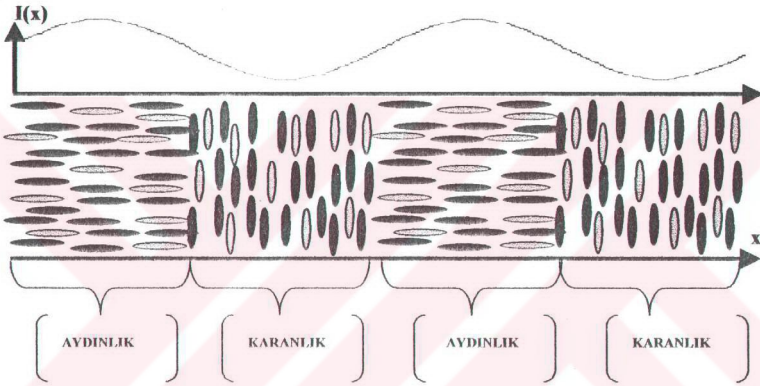
a)



b)

Şekil 4.7. a) E7 Kodlu Nematik Sıvı Kristal; B) Anthraquinone Boya (Disperse Blue 14); İçin Kimyasal Formüller. { a)'daki Moleküler Boyut Bilgileri Å⁰ cinsindendir}.

Deney düzeneği ~ 50 mW güç sağlayabilen ve gücü ayarlanabilen 632.8 nm dalga boyunda bir pompalama lazeri ve ~ 1 mW gücünde bir prop lazerinden oluşmaktadır. Pompalama lazerinin iki ayrı demete ayrılarak numune üzerinde çakıştırılmasıyla girişim deseni oluşturulmaktadır. Girişim desenindeki karanlık ve aydınlık bölgelerin periyodikliği, dc voltaj destekli molekül ışık etkileşimi göz önüne alındığında kırınım ağı oluşumu hakkında başlangıç bilgisi sağlamaktadır. SK sistemin üzerinde meydana gelen aydınlık, karanlık bölgeler dc voltajın da yardımıyla, Şekil 4.8.'de benzetimi sunulan periyodik yapıyı oluşturmaktadır.



Şekil 4.8. Boya ve SK Molekülleri Karışımının Uygulanan Voltajında Yardımıyla Aydınlık ve Karanlık Noktalarda Farklı Yönlenim Sergilemesinin Şematik Gösterimi.

Bu periyodik yapı moleküler düzeyde bir kırınım ağıdır. Gelen optik şiddet dağılımı aydınlık ve karanlık bölgelerde farklı moleküler yönlenime sebebiyet vermekte ve dolayısıyla numunenin kırılma indisi numune üzerindeki optik şiddet fonksiyonuna bağımlı olarak uzaysal olarak değişmektedir. Moleküler olarak oluşturulan kırınım ağının, kırınım ağı aralığı lazerlerin çakışma açısına bağlı olarak.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin \theta} \quad (4.1)$$

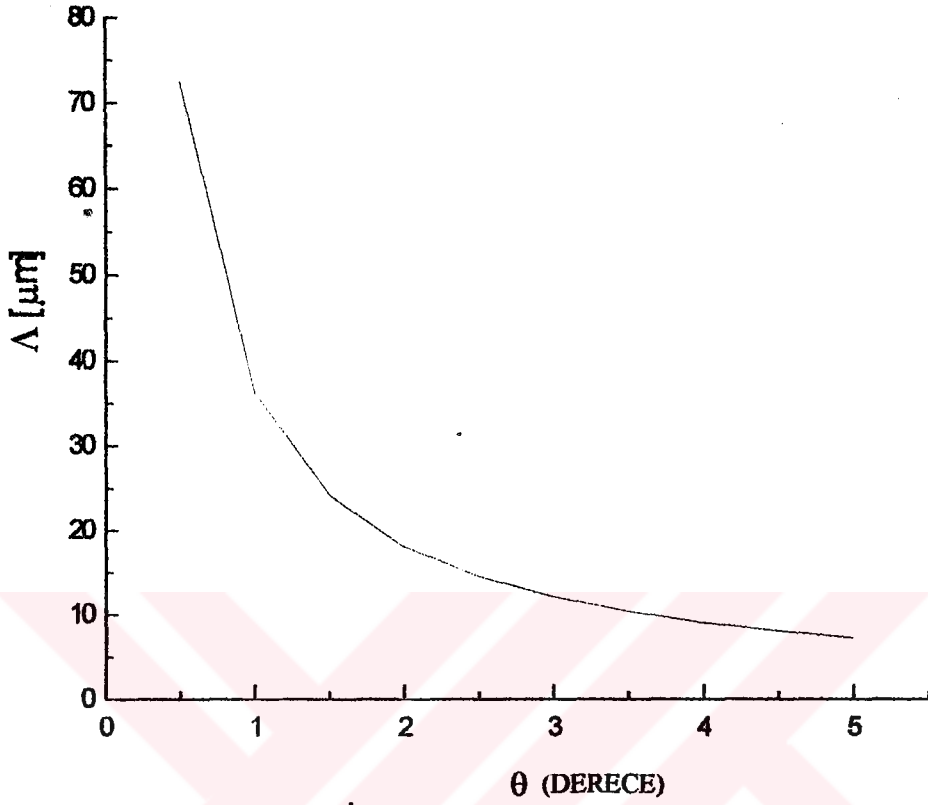
formülüyle belirlenebilmektedir.

Oluşan kırınım ağı çakışan lazerlerin yansıma gürültüsünü büyütürken kırınım ağı üzerinde difraksiyon oluşturmakta ve bu olay kendinden difraksiyon olarak bilinmektedir. Aynı şekilde şayet başka bir lazer demeti çakışan pompalama lazerlerinin kırınım ağı oluşturduğu bölgeden geçirilirse bu demet de difraksiyona uğramaktadır. Gerçekleştirdiğimiz deneylerde 1 nci ve 2 nci mertebeden difraksiyon spotları gözlemlenebilmiştir. Şekil 4.9.'da hem kendinden difraksiyon hem de prop difraksiyonunun fotoğrafları gösterilmektedir.



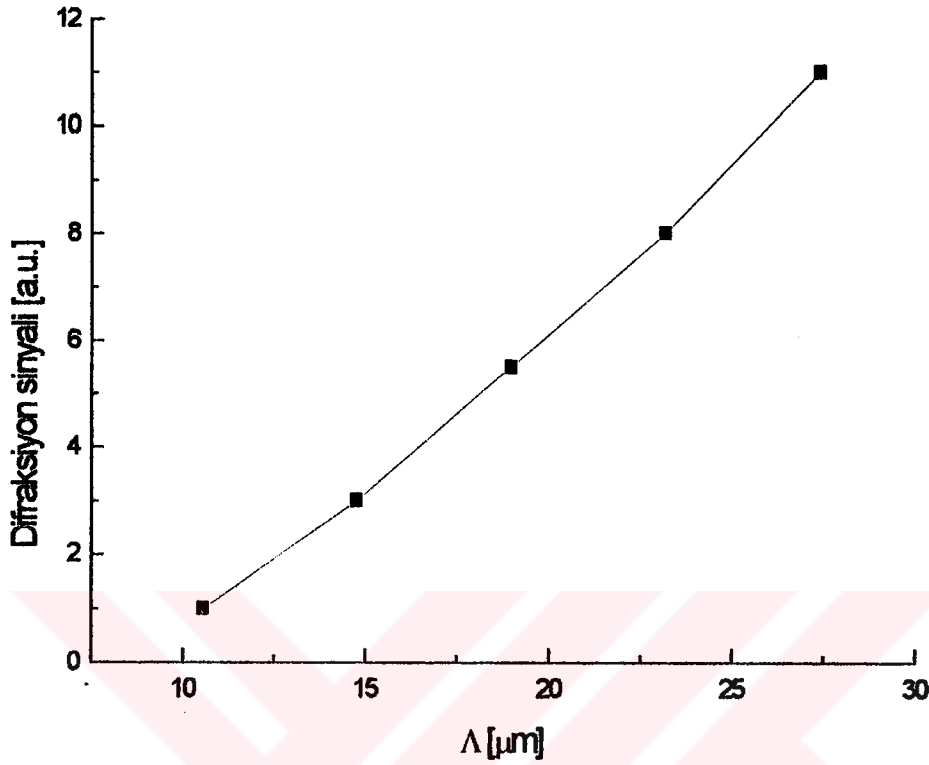
Şekil 4.9. Şeklin Solunda Kırınım Ağı Üzerinden Kendinden Difraksiyon Sağında ise Prop Lazerinin Difraksiyonu Görülmektedir.

Bu konudaki çalışmaların gözden geçirildiği bölümlerde kırınım ağı difraksiyonu olayının numune ve düzeneğin fiziksel ve fizikokimyasal parametrelerine bağlı olduğu belirtilmiştir. Ölçümü yapılan numunenin analizinde fiziksel şartlar değiştirilerek numunenin sergilediği davranış incelenmiş ve ilgili veriler bu bölümde sunulmuştur. Bu parametrelerden bir tanesi difraksiyon sinyalinin kırınım ağı aralığına bağlılığıdır ki bu parametre de lazerlerin kesişme açısına bağlıdır. Şekil 4.10.'da lazerlerin çakışma açısı ve kırınım ağı aralığı arasındaki ilişki verilmektedir.



Şekil 4.10. Kırınım Ağı Aralığının Lazerlerin Çakışma Açısına Bağımlılığı.

Şekil 4.10.'de görüldüğü gibi lazerlerin numune üzerindeki çakışma açısı kırınım ağı aralığını, Λ , belirlemektedir ve söz konusu grafikten gidilerek çakışma açısının hangi mertebede kırınım ağı aralığı oluşturacağı bulunabilmektedir. Söz gelimi 3° 'lik çakışma açısı için $\sim 12 \mu\text{m}$ 'lik kırınım ağı aralığı ulaşılmaktadır. Görüldüğü gibi çakışma açısı arttıkça kırınım ağı aralığı düşmektedir. Sistemimizde $\Lambda^2 \gg \lambda d$ olduğundan difraksiyon Raman-Nath rejiminde gerçekleşmektedir [49] ve Şekil 4.11.'de görüldüğü gibi artan kırınım ağı aralığı difraksiyon sinyalini artırmaktadır. Bu eğilim $30 \mu\text{m}$ ' ye kadar analiz edilmiştir.

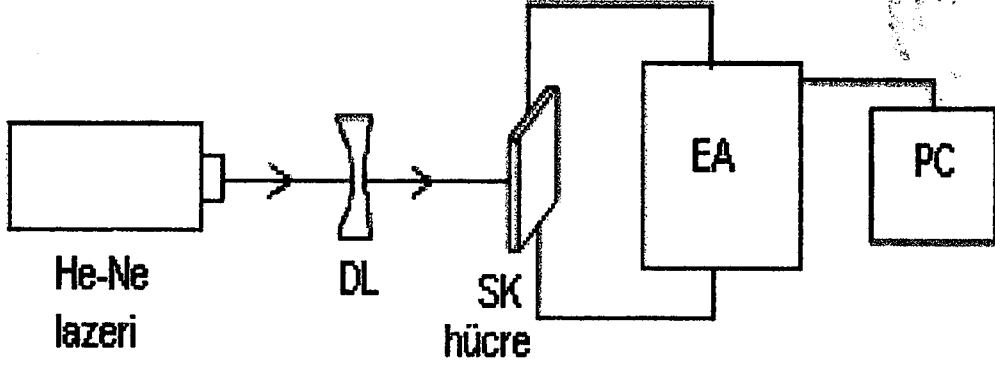


Şekil 4.11. Difraksiyon Sinyalinin Kırınım Ağı Aralığına Bağımlılığı.

SK'lerin kendine özgü pek çok fiziksel, optik ve elektro-optik özellikleri vardır ve nematikler, optik alanlar aracılığıyla doğrultu eksen yönlendirmeleriyle geniş Kerr'imsi (yani ışık indüklemeli kırılma indisi değişimi, uygulanan optik alanın karesiyle orantılı) optik nonlineeratifler sergilemektedir. Katkılanmamış soğurma özelliği olmayan filmlerde doğrultu eksen yönelimi dielektrik torkuna bağlıdır. Çalışmamıza baz teşkil eden numunenin aynısının boya katkılanmamış olanı da denendi ve bu durumda da difraksiyon sinyalleri elde edildi ancak bu sinyaller kalıcı değildi ve kısa zaman periyotlarında kaybolmaktaydı. Ayrıca boya katkılanmamış numuneden elde edilen difraksiyon verimi ~10 kat daha düşüktü.

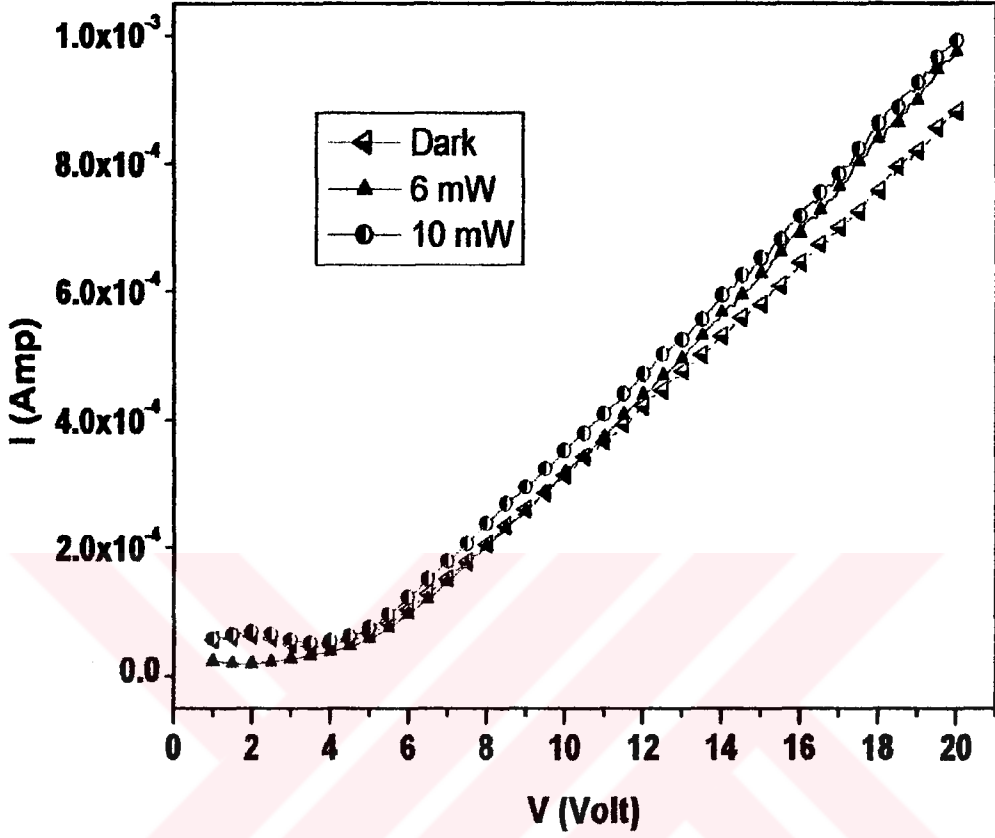
Bazı soğurucu boyalarla karıştırılmış veya fotokromik film giydirilmiş hücre pencereleri arasında kalmış nematik filmlerde fotouyarımlı katkı moleküllerinin neden olduğu intermoleküler torklar meydana çıkar. Saf optik alan indüklenme etkisinden daha etkin olan bir yönelim sürecine bunların neden olduğu bilinmektedir. İlk yapılan çalışmalar da göstermiştir ki dc magnetik alanı veya

Freederickz eşiği yanındaki düşük akımlı ac elektrik alanı optik alan indüklü etkileri artırmaktadır. Bu gibi çalışmalarda gözlemlenen nonlinear indis değişim katsayıları, örneğin birim optik yoğunluğu başına düşen indüklü kırılma indis değişimi (W/cm^2 olarak), $100 \mu\text{m}$ kalınlığındaki karışimsız film için $10^{-4} - 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{W}$ düzeyindedir. *Boya karışımlı nematik filmlerde nonlinear katsayılar bir veya iki merteye daha yüksek olur. Düşük bir dc alanı etkisindeki nematik filmlerde nonlinear ve bundan bile daha geniş optik alanla indüklenmiş ana eksen yönelim etkilerine dair gözlemler de söz konusudur; $10^{-3} \text{ cm}^2/\text{W}$ veya daha büyük nonlinear katsayılar gözlemlenmiştir. Ayrıca, iki demetli dalga karıştırma düzeneğinde, uygulanan dc alanındaki kutuplaşmaya bağlı karşılıklı iki demet arasında enerji birleşimi gözlemlenmiştir. Meydana gelen bu etkinin, uygulanan dc alanının yanı sıra optik alan tarafından üretilen foto-yüklerle indüklenen uzaysal yük alanlarından kaynaklandığı düşünülmektedir. Uzaysal yük alanının başlıca iki kaynağı vardır. Bunlardan biri yakın zaman önce Rudenko ve Sukhov tarafından nicel olarak analiz edilmiş olan ve fotorefraktif kristallerde görülen süreçlere benzer foto-indüklü iletkenlik inhomojenliğidir. Diğer sebep ise nematik SK 'lerdeki iletkenlik ve dielektrik anizotropidir, ve Carr-Helfrich etkisi olarak bilinmektedir. Uygulanan dc alanı ile birlikte ana eksenindeki küçük bir yer değiştirme (yukarıda belirtilen fotorefraktif etkinin ve/veya optik şiddetin neden olmuş olabileceği) dc uzaysal yükler oluşturmakta dolayısıyla torklar ve nematikler üzerindeki akış meydana gelmekte ve başlangıçtaki doğrultu eksen yöneliminin gücü artmaktadır. Literatürdeki deneysel gözlemlerde her iki uzaysal yük alan tipi de oluşmuştur. Biz de kırınım ağı oluşum mekanizması hakkındaki incelemelerde böylesi bir etkiyi göz önüne aldık, bu tür etkilerin kökenini teşkil eden fotoiletkenliği Şekil 4.12.'de sunulan düzenele ölçtük.



Şekil 4.12. Lazer indüklemeli foto iletkenlik ölçüm düzenneği. DL: İraksak mercek, EA: Empadans analizörü, PC: Bilgisayar.

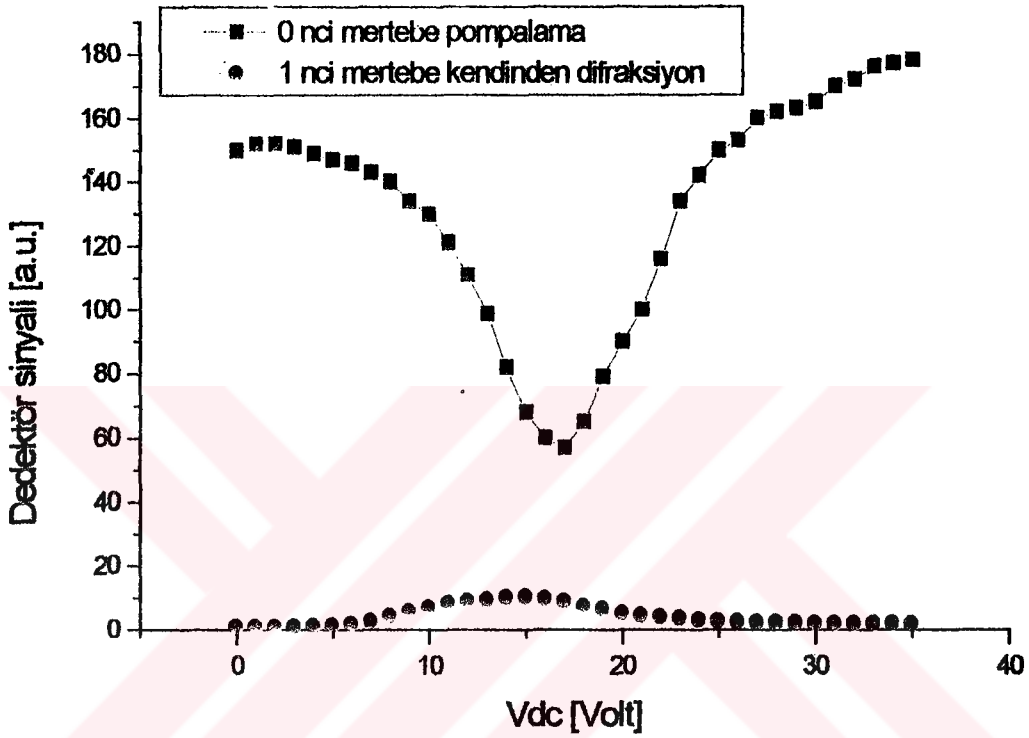
Yukarıda şeması gösterilen düzenekte, lazer polarizasyonu moleküler yönelime paralel polarizasyonda ayarlandı ve ıraksak bir mercek vasıtasıyla tüm numune yüzeyi aydınlatılarak empedans analizörü kullanımıyla fotoiletkenlik ölçümleri gerçekleştirildi. Fotoiletkenliğin uygulanan ışık şiddetine bağımlılığı Şekil 4.13’de açık olarak görülmekle beraber baskın nitelikli olmadığı değerlendirilebilmektedir.



Şekil 4.13. Fotoiletkenliğin Farklı Lazer Şiddetlerinde Voltaja Bağımlılığı

Dolayısıyla bizim katkıladığımız anthraquinone türevi boyanın sebep olduğu kırınım ağı oluşum mekanizmasına dair en makul ve kabul gören açıklama 3.3.2. nci bölümde ayrıntısı açıklanan Boya torku; Janossy etkisi temelli ve yardımcı dc voltajın, yalıtkan kaplama katmanındaki direnç farklılıklarına etkimesini de işin içine katan açıklamadır [3, 22].

1 mW seviyesindeki pompalama lazer demetlerinin χ akıştırılmasıyla oluşturulan kırınım ağından elde edilen 1 nci mertebe kendinden difraksiyon spotunun ve pompalama spotunun voltaja bağımlılığı Şekil 4.14.'de birlikte gösterilmektedir.

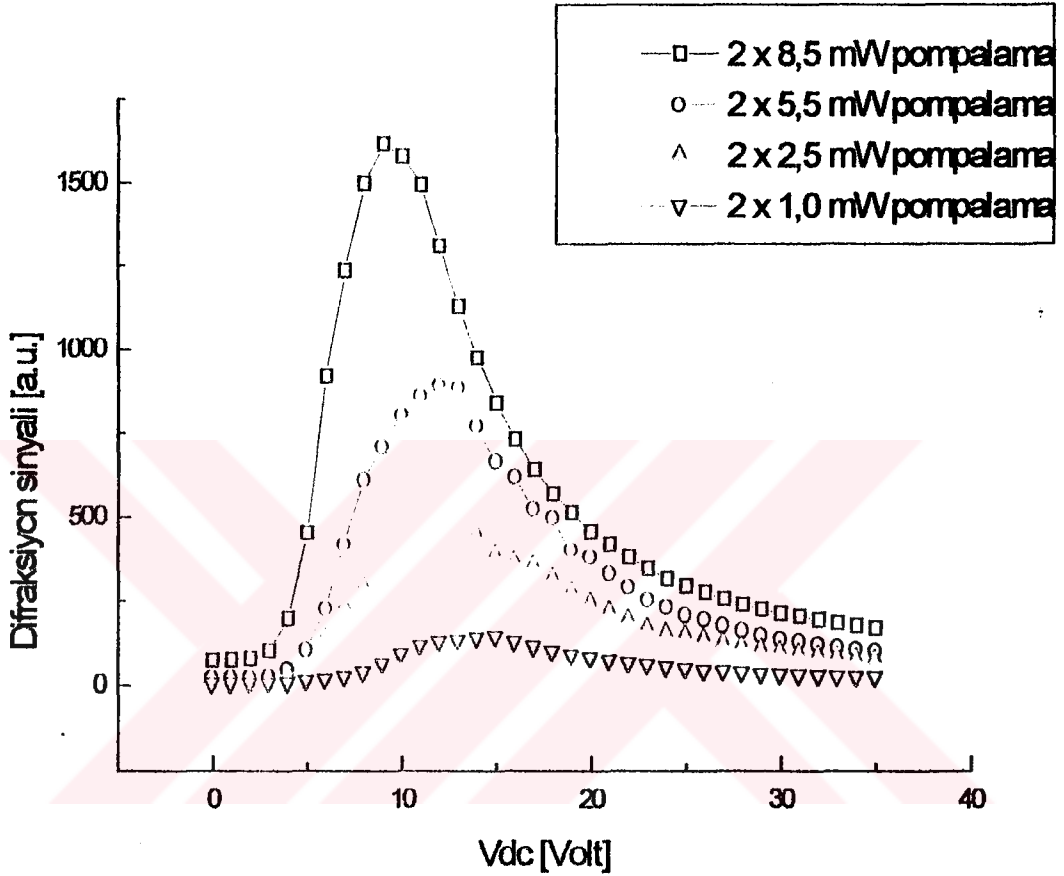


Şekil 4.14. Numuneden geçen 0 nci mertebe pompalama ve 1 nci mertebe kendinden difraksiyon spotlarının uygulanan voltaja bağımlılığı.

Şekil 4.14.'de; kırınım ağından difraksiyon gerçekleşmesi numuneden geçen pompalama spotunun gücünde düşüşe neden olmaktadır. Bunun nedeni kırınım ağını oluşturan pompalama lazeri difraksiyona uğrarken pompalama lazerindeki optik enerjinin bir kısmı difraksiyon spotuna aktarılmaktadır. Dolayısıyla pompalama lazerinin gücündeki düşüşe paralel ve eş zamanlı olarak difraksiyon sinyalinin gücü artmaktadır. Bu durum Şekil 4.14.'de açıkça görülmektedir.

Lazer indüklemeli moleküler yönlenme sonucunda oluşan kırınım ağı, uygulanan dc voltaja ve ışık şiddetine bağımlıdır. Söz konusu bağımlılık Şekil

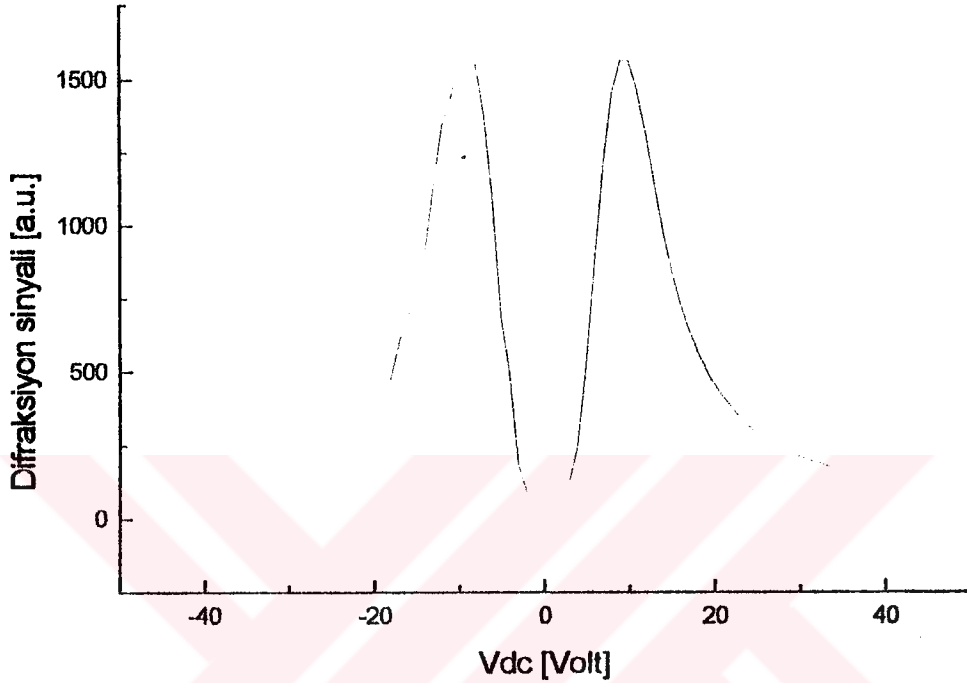
4.15.'de birinci mertebeden difraksiyon sinyalinin değişimi ile gösterilmektedir. Bu şekildeki grafikte farklı ışık şiddetlerinin değişik voltajlarda difraksiyon sinyaline etkisi gözlenmiştir.



Şekil 4.15. 1 nci Mertebeden Kendinden Difraksiyon Sinyalinin Farklı Pompalama Işık Şiddetlerinde Voltaja Bağımlılığı.

Şekil 4.15'de görüldüğü gibi ışık şiddeti arttıkça hem difraksiyon sinyalinin genliği artmakta hem de sinyalin pik yaptığı voltaj değeri düşmektedir. Bu durum lazer ve moleküller arasındaki etkileşmenin direk ve nicel bir gözlemidir. Düşük pompalama şiddetlerinde, 15 V civarında olan pik değeri artan pompalama ışık şiddetleriyle beraber daha düşük değerlere kaymaktadır. Yani en verimli difraksiyon sinyali oluşturan yönlenmeyi sağlayan voltaj gerekliliği, artan ışık şiddeti ile azalmaktadır. Başka bir deyişle pompalama ışık şiddeti arttıkça verimli yönlenim için ihtiyaç duyulan voltaj desteği azalmaktadır. Çünkü lazer indüklemeli tork yönlenme sağlamaktadır. Şekil 4.16'da ise negatif voltaj durumunu da kapsayan voltaja bağımlı

difraksiyon değişimi sunulmuştur ve aşağıda görüldüğü gibi negatif voltaj durumunda da aynı eğilim sürmektedir.



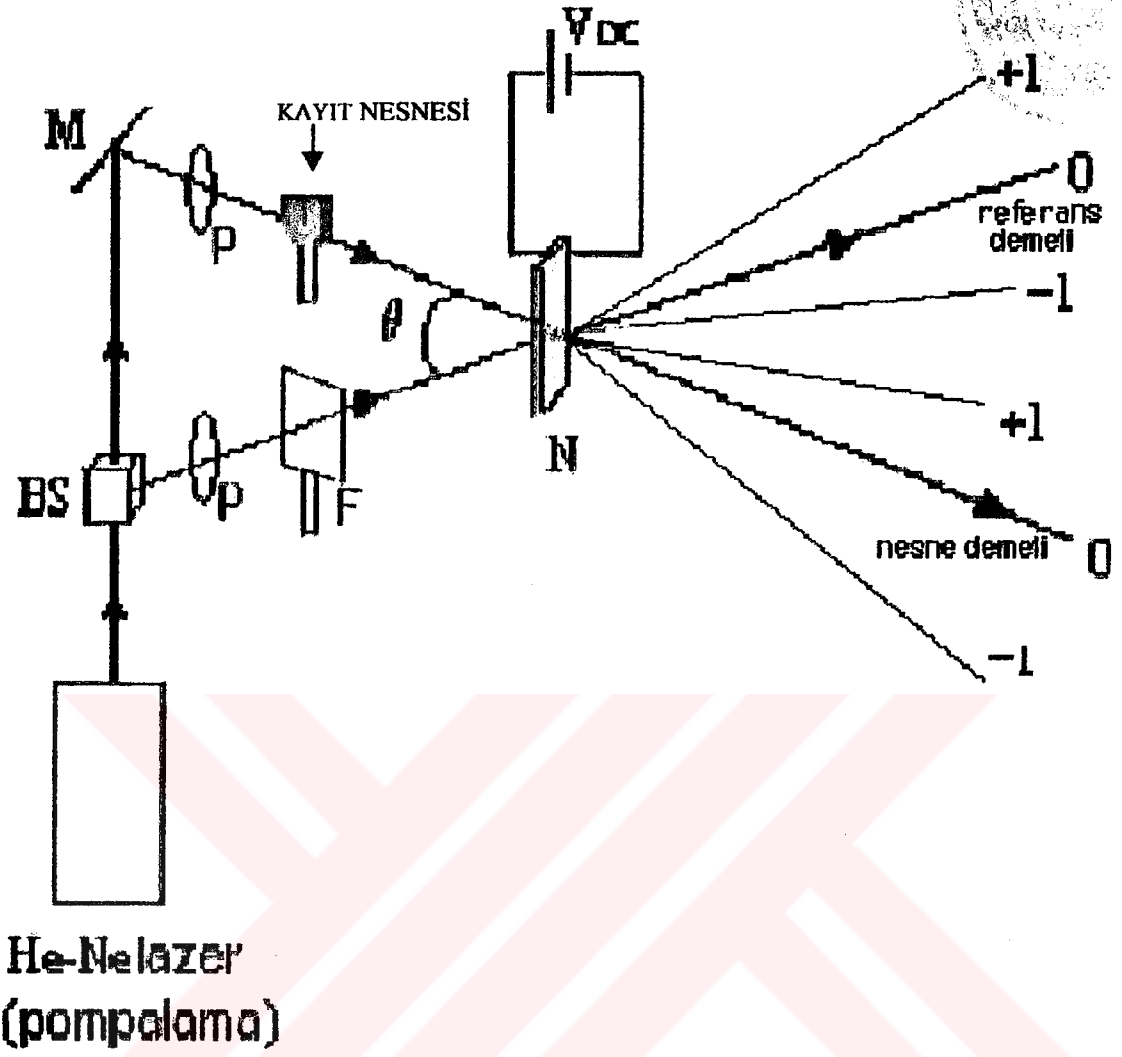
şekil 4.16. 8,5 mW'lık Lazer Demetlerinin  akışmasıyla Oluşan Kırınım Ağından Difraksiyona Uğrayan Birinci Mertebeden Kendinden Difraksiyon Sinyalinin Voltaja Bağımlılığı.

Sistemimizdeki lazer-molekül etkileşimin mekanizmasına dair bilgi elde etmek amacıyla numune eğilerek denemeler gerçekleştirilmiş ve herhangi bir değişim olmadığı gözlenmiştir. Ayrıca numune üzerinde kesilerek etkileşen lazer demetlerinin birbirine enerji aktarmadığı gözlenmiştir. Dolayısıyla baskın etkinin fotorefraktif kökenli olmadığı sonucuna ulaşılmıştır [2, 5]. Kullanılan katkı boya bir azo-boya değildir ve foto indüklenmeli trans-cis izomerizasyonuna uğramaz [21, 23], dolayısıyla moleküler yönlenimin kökeninde trans-cis izomerizasyonu olması da mümkün değildir.

4.3. SK Numuneye Holografik Olarak Görüntü Depolanması

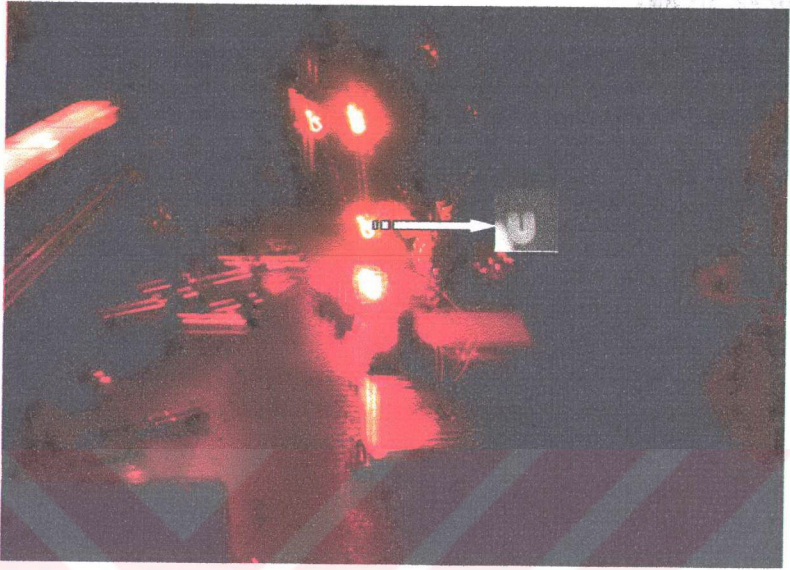
Geleneksel görüntüleme sistemlerinde görüntüden yansıyan ışık ışınma şiddet bilgisini beraberinde taşır ancak kayıt esnasında nesneden çıkan dalganın fazı hakkında bilgi taşımaz. Eğer asıl dalganın hem fazı hem de genliği yeniden oluşturulabiliyorsa üç boyutlu görüntüleme gerçekleştirilmiş demektir ve bu olay holografî olarak isimlendirilir. Holografînin temel yöntemi kayıt edilecek nesneyi aydınlatan ışık kaynağının ikiye ayrılması, nesneden geçen ve referans olarak kullanılan kaynakların daha sonra buluşturularak girişmesi ve faz bilgisinin de içerilmesidir [51].

Kırınım ağı difraksiyonu deneyleri holografik kayıt yönünden baz teşkil etmektedir. Gerçekleştirdiğimiz ölçümlerle, oluşturduğumuz özgün SK sistemin uygun optik konfigürasyon altında lazer indüklemeli kırınım ağı difraksiyonu sağladığı ortaya konmuş ve sistemin karakteristikleri ve performansı incelenmiştir [3]. Sistemimizin holografik kayıt yönünden potansiyel kullanılabilirliği de görsel olarak test edilmiştir. Bu amaç için Şekil 4.17.'de sunulan ve ayrıntıları Şekil 4.6.'ya dair açıklamalarda içerilen düzenek kullanılmıştır.



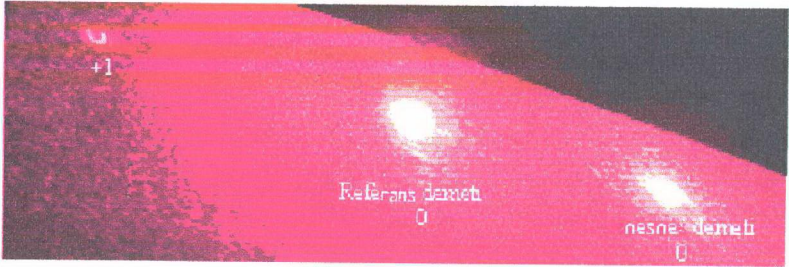
Şekil 4.17. Holografik Kayıt Düzenegi.

Yukarıdaki düzenekte çıkan lazer demetlerinden birinin önüne kayıt etmek istediğimiz nesne konmuştur. Test nesnesi olarak, boyutu lazer demetinin çapına uygun olarak ayarlanmış; $\sim 3\text{mm}$ çaplı, siyah üzerine şeffaf yazılmış “U” harfi kullanılmıştır. Bunun nedeni daha büyük boyutlu nesneleri aydınlatmak için demet lens vasıtasıyla açıldığında optik güç düşmekte ve kayıt için yeterli seviyeye ulaşamamaktadır. Şekil 4.18.’de kayıt sırasında nesnenin düzenekte nereye konulduğu ve kayıt nesnesi olarak kullanılan harf gözükmektedir.



Şekil 4.18. Nesnenin Boya Katkılı SK Numune Üzerine Kaydedilmesi.

Şekil 4.18.'deki düzeneğe, çakışan demetlerden bir tanesi "U" harfinin üzerinden geçmekte ve diğer demetle SK numunenin üzerinde çakışmaktadır. Tıpkı kırınım ağı difraksiyonun incelendiği deneydeki gibi voltajın da yardımıyla difraksiyon gerçekleşmekte ve difraksiyon spotları oluşmaktadır, ancak bir farkla oluşan difraksiyon spotunda bu kez kaydedilen "U" harfi de vardır. Şekil 4.19.'da kaydedilen "U" harfinin içinde bulunduğu difraksiyon spotu gösterilmektedir.



Şekil 4.19. SK Numuneye Holografik Olarak Kaydedilen "U"nın Okunması

Be test ile, SK numuneye kayıt işlemi küçük çapta da olsa görselleştirilmiş ve sistemimizin potansiyel olarak hem bilgi hem de görüntünün durağan ve hatta hareketli olarak depolanmasına imkan sağlayabilecek yönü ön plana çıkarılmıştır. Elbette henüz teknolojik olarak direk uygulamaya geçilmesinden uzakta olunmasına rağmen gerçekleştirilen çalışmaların ve denemelerin yönlendirilmesi açısından bu tür görsel sonuçların ümit verici olduğu görüşündeyiz.



5. SONUÇ

Mavi renkli ‘anthraquinone’ boya katkılanmış nematik SK film üzerinde lazer demetlerinin çakıştırılmasıyla oluşturulan girişim deseni ile moleküler yönlenme sağlanmış ve bu yönlenme ile moleküler kökenli kırınım ağı elde edilmiştir. Kurulan düzenekler ile kırınım ağının oluşum mekanizması ve potansiyel uygulamalarına yönelik verim analizleri gerçekleştirilmiş ve optimum şartlar altında % 20 kırınım verimi sağlayan umut verici sonuçlara ulaşılmıştır. Raman-Nath rejiminde ulaşılabilen maksimum kırınım verimi % 33 seviyesindedir [49] ve bu durum göz önüne alınırsa sistemin performansı yüksektir. Deney düzeneğinin içerdiği fiziksel parametreler incelenmiş; mavi boya katkılanması sayesinde, yaygın kırmızı lazerlerin kullanımıyla fazla optik güç gerektirmeyen koşullarda moleküler yönlenmeli kırınım ağı oluşturulabileceği gözlenmiş ve söz konusu sistemin performansı incelenmiştir. Bu tür sistemlerin, hem statik hem de dinamik olarak üç boyutlu holografik kayıt yönünden oluşturduğu potansiyel [2, 5, 6, 22, 32, 40, 41, 42, 43], çeşitli askeri uygulamalardan üç boyutlu televizyonlara kadar üzerinde çalışılan teknolojik araştırmalara baz teşkil etmektedir. Ayrıca hacim holografisine elverişli malzemeler üzerinde sürdürülen çalışmalar, üç boyutlu kayıt ortamlarını yoğun hafıza depolayıcı aygıtlar olarak son derece çekici hale getirmektedir. Hacim hologramlarının farklı dalgaboylarını Bragg yasası uyarınca farklı açılarla kırması bir tek hacim ortamına aynı anda çok sayıda hologramın depolanabilmesine imkan tanımaktadır [51].

5.1. Sistemin Performansı

Pompalama demetleri değişik açılarda çakıştırılarak sistem performansı denendi ve $\lambda \sim 12 \mu\text{m}$ kırınım ağı aralığını sağlayan 3° ’lik çakışma açısı en iyi verimi sağladı. $\lambda^2 \gg \lambda \cdot d$ olduğundan difraksiyon Raman-Nath rejiminde gerçekleşmektedir. Difraksiyon verimi; difraksiyona uğrayan gücün gelen güce oranı olarak değerlendirildi ve ölçüldü. Optimum şartlar altında, birinci dereceden prop difraksiyonu için $\sim \% 20$ difraksiyon verimi elde edildi. Sistemin karakteri uygulanan dc voltaja göre değişim gösteren difraksiyon sinyali yönünden incelendi. Şekil 4.15’de gösterildiği gibi, farklı lazer şiddetlerinde difraksiyon sinyalinin dc voltaja göre değişimi ortaya koymaktadır ki, eşik voltajı ve difraksiyonun pik değeri,

ışık şiddeti arttıkça daha düşük değerlere kaymaktadır. 2.5 mW'lık pompalamada difraksiyon sinyalinin pik değeri ~ 15 V'tur. Bunun anlamı, 15 μm 'lik ölçüm hücresi için 10^6 V/m mertebesinde alan şiddetidir. 8.5 mW'lık pompalama şiddetinin göz önüne alındığı durumda ise pik değeri ~ 9 V'a kadar gerilemektedir. Bu durum ışık-molekül etkileşim şiddetinin ışık şiddetine bağımlılığını göstermektedir.

İncelenen SK sistemin temel yeniliği kullanılan boyanın orijinalliğidir ve He-Ne lazerlerin ilgili uygulamalarda kullanılmasına imkan sağlayacak tatminkarlıkta % 20 difraksiyon verimi mertebesinde performansı optimum şartlar olan $\lambda=12$ μm , $V_{dc}=16$ V 'da ~ 2 mW seviyesindeki ışık şiddetleri için sağlamıştır [3].

5.2. Sistemimizdeki Kırınım Ağı Oluşumu Mekanizması

Kırınım ağı oluşumunda; dc voltaj uygulanmasına kesin olarak gerek vardı. Bu nedenden dolayı, sistemimizde kırınım ağı oluşumunun kökeninde termal ve/veya yoğunluk kökenli kırınım ağı mekanizmaları mümkün değildir. Ayrıca, deneyler sırasında hüzmeye karışım (beam coupling) etkisi olmadığı ve gelen demetlerin dikey eğikliğinin kırınım verimine ciddi nitelikli etkisi olmadığı gözlemlenmiş ve dolayısıyla fotorefraktif kökenli oluşum mekanizmaları da göz ardı edilmiştir [2, 22]. En makul oluşum açıklaması Jánossy tarafından öne sürülen boya torku modelidir [24, 25]. Gerçi bu model uygulanan dc alanın etkisini içermemektedir. Boya torku modelinin temel yaklaşımını SK moleküllerle uyarılmış boya molekülleri arasındaki etkileşim oluşturmaktadır. Boya molekülleri uyarılmışken ve zemin durumdayken etkiyen ortalama alanın farklı olduğu varsayılmaktadır. Bu varsayım aşağıdaki şekilde ifade edilen, modifiye edilmiş bir boya torku getirmektedir.

$$\vec{\Gamma}_{DYE} = \eta_{boya} \vec{\Gamma}_{OPT} \quad (5.1)$$

Burada Γ_{OPT} optik tork, Γ_{DYE} boya torku ve η_{boya} boyanın karakteristik parametresidir. η_{boya} sadece boyanın yapısına bağlıdır ve daha önce de değinildiği gibi Γ_{DYE} aşağıdaki şekilde yazılabilmektedir.

$$\vec{\Gamma}_{DYE} = (\xi/8\pi)(\hat{n} \cdot \vec{E})(\hat{n} \times \vec{E}) \quad (5.2)$$

Burada $\Delta\epsilon$ dielektrik anizotropi olmak üzere $\xi = \eta_{\text{boya}} \Delta\epsilon$ ve n doğrultu boyunca birim vektör, E ise elektrik alandır. Formülasyonda etkiyi voltaj kökenli ve optik kökenli olarak iki kategoride inceleyip yardımcı dc alan etkisini de benzer şekilde modele eklersek modife edilen formülasyon aşağıdaki şekilde olur.

$$\begin{aligned}\vec{\Gamma}_{DYE} &= \vec{\Gamma}_{DYE}^{VOLT.} + \vec{\Gamma}_{DYE}^{OPT.} \\ &= (\xi/8\pi)[(\hat{n} \cdot \vec{E}^{VOLT.})(\hat{n} \times \vec{E}^{VOLT.}) + (\hat{n} \cdot \vec{E}^{OPT.})(\hat{n} \times \vec{E}^{OPT.})]\end{aligned}\quad (5.3)$$

Boya moleküllerinin uyarılmış durumda olması boya moleküllerinin açısal momentumlarının pompalama lazeri ile artırıldığı anlamına gelir. Sonuç olarak SK moleküller toplam açısal momentumun korunumu yönünden kendi açısal momentumlarının minimize etmek yönünde davranış sergilerler. Bu da uygun yönlendirmeyle mümkündür. Aydınlik bölgelerdeki moleküler yönlendirme ve aydınlık-karanlık bölge periyodikliği kırınım ağını oluşturmaktadır. Elde edilen deneysel sonuçlar, anthraquinone türevi içeren boyalar için, kırınım ağı oluşumundaki mekanizmanın en makul olarak boya torku yaklaşımıyla açıklanabileceğini ortaya koymuş diğer muhtemel oluşum mekanizmaları, fotorefraktif v.s. deneylerin ışığında elimine edilmiştir [2, 21, 22, 23]. Kırınım ağı oluşumunun kesin ve tam mekanizmaları hakkındaki tartışma ve yorumlar sürmektedir. 3. bölümde bu tartışmalara dair literatür bilgisi mevcuttur. Bizce ışık şiddeti dağılımındaki modülasyon ve ITO kaplama üzerindeki yönlendirme amaçlı yalıtkan katmanın yerel direnç farklılıkları kırınım ağı oluşumunun baskın faktörlerini oluşturmaktadır [3, 22].

Kırınım ağı oluşum mekanizması hakkındaki görüşümüzü özetlersek, ışığın boya molekülleri ile etkileşerek boya moleküllerini uyarması ve bu enerjinin ev sahibi nematik moleküllere açısal momentum korunumu çerçevesinde iletilmesi nematik SK moleküllerin ışık indüklemeli yönlendirilmesine sebep olmaktadır. Yüzey etkinlik işlemine tabi tutulan yalıtkan katmanın deseni de yüzeyin yerel direnç farklılıkları vasıtasıyla uygulanan voltajın farklı yönlendirme seviyeleri oluşturmaya neden olmaktadır. Bizce bu iki faktörün bir arada değerlendirilmesi sistemimizdeki kırınım ağı oluşumunun baskın kökenini oluşturmaktadır. Deneysel gözlemler bu görüşün etkinlik kazanmasını sağlamıştır. Oluşturulan ve çalışılan sistemin performansı tatminkar ve potansiyel holografik uygulamalar için istikbal vaat edici olarak değerlendirilebilmektedir.

5.3. Öneriler

Benzer amaçlı çalışmalar gerçekleştirmeyi planlayan araştırmacılara ileriki bir aşama olarak uygun boyalar araştırılarak hem kırmızı hem de mavi ve yeşil lazerlerin soğurma bandını içeren SK sistemler oluşturmaları tavsiye edilebilir. Ayrıca SK-boya karışımının içerisine doldurulduğu hücrenin çeperlerine yapılan yüzey etkinlik işlemlerinin geliştirilmesi ve boya katkılanmasının hücre duvarlarının kaplama malzemesine yapılarak yüzey başlangıçlı ve lazer indüklemeli yönlenimin sağlanması üzerinde yoğun çalışmalar sürdürülen ilginç konulardandır. Bu konuda yapılabilecek başka bir gelişme de 'anthraquinone' bazlı mavi boya ile gerçekleştirdiğimiz çalışmayı mavi bir azo-boya ile gerçekleştirmektir. Yeşil lazer sistemlerinde yapılan çalışmalar ortaya koymuştur ki azo boya katkılı sistemler daha az destekleyici yönlenim voltajı gerektirmektedir. Hatta bazı durumlarda, bu tür boylarla destekleyici voltaj olmaksızın sadece optik-moleküler etkileşimli kırınım ağı oluşumları gözlemlenmiştir. Sürdürdüğümüz çalışma esnasında elde ettiğimiz literatürde, kırmızı He-Ne lazerinin kullanımına uygun bir azo-boyanın denenmesine rastlanmamış olup trans-cis izomerasyonu olarak bilinen ve 'anthraquinone' boyadan farklı bir yönlenim mekanizması içeren bu tür boyaların kırmızı lazer kullanımı amacıyla denenmesinin enteresan olacağı görüşündeyiz. Ayrıca şayet numune üzerinde çakıştırılan lazer demetlerinden bir tanesinin fazı zamana göre değiştirilebiliyorsa, oluşturulan kırınım ağı hareket edecektir. Başka bir deyişle aydınlık ve karanlık bölgelerin yerleri zaman içerisinde periyodik olarak değişecek ve moleküler yönlenim farklı bölgelerde oluşup sona erecektir. Bu durumu oluşturmanın yöntemlerinden bir tanesi çakışan lazer demetlerinden birinde zamana bağımlı faz farkı oluşturulmasıdır. Bu da çakışan demetlerden birinin gönderildiği aynanın voltajla titreşen Piezoelektrik malzeme (PZT) üzerine yapıştırılmasıyla sağlanabilir. Bu teknikte katı fotorefraktif kristallerde hareketli kırınım ağı denemeleri gerçekleştirilmiştir [44, 45, 46]. SK sistemler içinde; Şekil 4.6.'da gösterilen düzenekteki aynanın, M, PZT üzerine yapıştırılması sayesinde aynanın voltajla titreşmesi sağlanıp kırınım ağının hareket ettirilmesi ve PZT'nin titreşim frekansındaki değişime göre difraksiyon veriminin değişimi incelenebilir. Gerçekleştirilmesi mümkün bu tür ölçümler kırınım ağı oluşum ve sönüm süreleri



hakkında fikir verebilir ve sistemimizin dinamik holografideki potansiyel uygulanabilirliği yönünden ilgi çekici sonuçlar sağlayabilir.



KAYNAKLAR

- [1] Rıdvan Karapınar, Termotropik Sıvı Kristallerde Işık Saçılması, Ege Üniversitesi Doktora Tezi, 1994
- [2] F. Simoni, O. Francescangeli, Effects of light on molecular orientation of liquid crystals, J. Phys: Condens. Matter 11 (1999) R439-R487
- [3] S. E. San, O. Köysal, F. N. Ecevit, Molecular reorientation based grating diffraction in dye doped nematic liquid crystals with red pumping source, Opt. Commun. 212 (2002) 405-409
- [4] P. G. De Gennes and J. Prost, The Physics of Liquid Crystals, Oxford University Press. 1998
- [5] Iam-Choon Khoo, Liquid Crystals; Physical Properties and Nonlinear Optical Phenomena;, Wiley & Sons Inc., 1995
- [6] B. Bahadur, Liquid Crystals Applications and Uses, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 1995
- [7] L. M. Blinov, V. G. Chigrinov, Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials, Springer-Verlag New York Inc. 1994
- [8] Peter J. Collings and Michael Hird, Introduction to Liquid Crystals Chemistry and Physics, Taylor & Francis Ltd. 1997
- [9] Peter J. Collings & Jay S. Patel, Handbook of Liquid Crystal Research, Oxford University Press, 1997
- [10] Hakan Epik, Nematik ve Simektik Fazlarda Işık Transmisyonu, Ege Üniversitesi Y. Lisans Tezi, 1995
- [11] R. Karapınar, E. Gündüz, Light scattering measurements in nematic liquid crystals I, Tr. J. Phys. 18 (1994) 516-527
- [12] R. Karapınar, E. Gündüz, Light scattering measurements in nematic liquid crystals II, Tr. J. Phys. 20 (1996) 249-256
- [13] S. Serak, A. Kovalev, A. Agashkov, Space charge-induced reorientation in polymethyne dye-doped nematics under excitation with nanosecond laser pulses, Opt. Commun. 181 (2000) 391-399
- [14] I.C. Khoo, Orientational photorefractive effects in nematic liquid crystal films, IEEE J. Quant. Electr. 32, 3 (1996) 525-534

- [15] I.C. Khoo, Optically induced extraordinary large negative orientational nonlinearity in dye doped liquid crystal, *IEEE J. Quant. Electr.* 29, 5 (1993) 1444-1447
- [16] I.C. Khoo, M.Y. Shih, M.V. Wood, P.H. Chen, Extremely nonlinear photosensitive nematic liquid crystal film, *Synthetic Metals* 115 (2000) 145-150
- [17] I.C. Khoo, M.Y. Shih, M.V. Wood, B.D. Guenther, P.H. Chen, F. Simoni, S. S. Slussarenko, O. Francescangeli, L. Lucchetti, Dye-doped photorefractive liquid crystals for dynamic and storage holographic grating formation and spatial light modulation, *Proceedings of the IEEE* 87, 11 (1999) 1897-1911
- [18] I.C. Khoo, Optically-induced molecular reorientation in nematic liquid crystals and nonlinear optical processes in the nanoseconds regime, *IEEE J. Quant. Electr.* 23, 2 (1987) 267-272
- [19] O.L. Antipov, N.A. Dvoryaninov, V. Sheshkauskas, Parametric generation and phase conjugation of intersecting laser beams in a layer of a nematic liquid crystal containing a dye, *JETP Lett.* 53, 12 (1991) 611-614
- [20] I.C. Khoo, R. Normandin, Infrared to visible image conversion capability of a nematic liquid crystal film, *Appl. Phys. Lett.* 47, 4 (1985) 350-352
- [21] B. Saad, T.V. Galstyan, M.M. Denariez-Roberge, M. Dumont, Photoexcited azo-dye induced torque in nematic liquid crystals, *Opt. Commun.* 151 (1998) 235-240
- [22] S. Bartkiewicz, A. Januszko, A. Miniewicz, J. Parka, Dye-doped liquid crystal composite for real-time holography, *Pure Appl. Opt.* 5 (1996) 799-809
- [23] Y.J. Wang, G.O. Carlisle, Optical properties of disperse-red-1-doped nematic liquid crystal, *J. Mater. Sci: Mater. Elect.* 13 (2002) 173-178
- [24] Janossy, Molecular interpretation of the absorption-induced optical reorientation of nematic liquid crystals, *Phys. Rev. E.* 49, 4 (1994) 2957-2963
- [25] Janossy, L. Csillag, A.D. Lloyd, Temperature dependence of the optical Freedericksz transition in dyed nematic liquid crystals, *Phys. Rev. A.* 44, 12 (1991) 8410-8413

- [26] T.V. Galstyan, B. Saad, M.M. Denariez-Roberge, Excitation transfer from azo dye to nematic host during photoisomerization, *J. Chem. Phys.* 107, 22 (1997) 9319-9325
- [27] G.P. Wiederrecht, B.A. Yoon, M.R. Wasielewski, Photorefractive liquid crystals doped with electron donor and acceptor molecules, *Synthetic Metals* 84 (1997) 901-902
- [28] H.Ono, A. Hanazawa, T.Kawamura, H.Norisada, N. Kawatsuki, *J. Appl. Phys.* 86, 4 (1999) 1785-1790
- [29] S. Serak, A. Kovalev, A. Agashkov, H.F. Gleeson, S.J. Watson, V. Reshetnyak, O. Yaroshchuk, Laser-induced surface and bulk reorientation of the director in azo-dye-doped liquid crystal cells, *Opt. Commun.* 187 (2001) 235-247
- [30] A. Kovalev, T. King, S. Serak, N. Usova, A. Agashkov, Four-wave phase conjugation in liquid crystals with photoisomerizable dopants, *Opt. Commun.* 183 (2000) 503-514
- [31] T. Kosa, P. Palffy-Muhoray, Optically aligned liquid crystals: physics and applications, *Pure Appl. Opt.* 5 (1996) 595-602
- [32] A. Miniewicz, K. Komorowska, J. Vanhanen, J. Parka, Surface-assisted optical storage in a nematic liquid crystal cell via photoinduced charge-density modulation, *Organic Electronics* 2 (2001) 155-163
- [33] S. Bartkiewicz, K. Matczyszyn, A. Miniewicz, F. Kajzar, High gain of light in photoconducting polymer-nematic liquid crystal hybrid structures, *Opt. Commun.* 187 (2001) 257-261
- [34] T. Yamamoto, S. Yoneyama, O. Tsutsumi, A. Kanazawa, T. Shiono, T. Ikeda, Holographic gratings in the optically isotropic state of polymer azobenzene liquid-crystal films, *J. Appl. Phys.* 88, 5 (2000) 2215-2220
- [35] F. Simoni, G. Cipparrone, A. Mazulla, P. Pagliusi, Polymer dispersed liquid crystals: effects of photorefractivity and local heating on holographic recording, *Chem. Phys.* 245 (1999) 429-436
- [36] J. Si, T. Mitsuyu, P. Ye, Z. Li, Y. Shen, K. Hirao, Optical storage in an azobenzene-polyimide film with high glass transition temperature, *Optics Communications* 147 (1998) 313-316

- [37] L.Hui, Z. Bo, G. Qui-Huang, B. Y. Wen, C. Xiao-Fang, W. Xin-Hua, Z. Qi-Feng, A new photorefractive polymer/liquid crystal system, *Chin. Phys. Lett.*, 18, 7 (2001) 909-911
- [38] Katarzyna Komorowska, Andrzej Miniewicz, Janusz Parka, Holographic grating recording in large area photoconducting liquid crystal panels, *Synthetic Metals* 109, 1-3 (2000) 189-193
- [39] M. Sutkowski, M. Kujawska, Application of liquid crystal (LC) devices for optoelectronic reconstruction of digitally stored holograms, *Optics and Lasers in Engineering* 33 (2000) 191-201
- [40] F. Simoni, O. Francescangeli, Y. Reznikov, S. Slussarenko, Dye-doped liquid crystals as high-resolution recording media, *Opt. Lett.* 22, 8 (1997) 549-551
- [41] Tomiki Ikeda, Osamu Tsutsumi, Takeo Sasaki, Liquid crystal photonics: Optical switching and image storage by means of nematic liquid crystals and ferroelectric liquid crystals, *Synthetic Metals* 81 (1996) 289-296
- [42] A.Y.G. Fuh, C.C. Liao, K.C.Hsu, C.L. Lu, C.Y. Tsai, Dynamic studies of holographic gratings in dye-doped liquid-crystal films, *Opt. Lett.* 26, 22 (2001) 1767-1769
- [43] H. Ono, N. Kawatsuki, Real-time holograms in liquid crystals on photoconductive polymer surfaces, *Opt. Commun.* 147 (1998) 237-241
- [44] Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, J.P. Huignard, Two-beam coupling in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystals with moving grating: Theory and experiments, *J. Appl. Phys.* 58, 1 (1985) 45-57
- [45] Tony Gatlin, Nagendra Singh, Nonlinear frequency response of moving gratings in BSO, *Optics Communications* 191 (2001) 411-418
- [46] Henrik C. Pedersen, Per M. Johansen, Thomas G. Pedersen, Analytical modeling of two beam coupling during grating translation in photorefractive media, *Optics Communications* 192 (2001) 377-385
- [47] R.W. Eason & A. Miller, *Nonlinear Optics and Signal Processing*, Chapman & Hall, 1993
- [48] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy; Basic concepts and instrumentation* 2nd edition, Springer 1996
- [49] A. K. Ghatak and T. Thyagarajan, *Optical Electronics*, Cambridge University Press, 1989

- [50] F. Samedov, M. Durak, A.K. Türkoğlu, Spektrofotometrik Standart Renk Ölçümleri, IV. Uluslararası Boya, vernik, mürekkep ve yardımcı maddeler kongresi, 2001 İstanbul
- [51] E. Hecht and A. Zajac, Optics, Addison-Wesley, 1974
- [52] Merck KgaA, D-64271 Darmstadt, Germany



ÖZGEÇMİŞ

19.10.1971'de dünyaya gelen Sait Eren SAN ilk ve orta öğrenimini Ankarada tamamladı. 1988 yılında Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fizik bölümüne başlayarak 1994 yılında lisans 1996 yılında yüksek lisans derecesiyle mezun oldu. Yüksek lisans tezinde nükleer füzyon reaktörlerindeki balonsu modların optimum uzaysal konfigürasyonunun analizi üzerine çalıştı. 1996 yılında askere giderek 15nci kolordu komutanlığı Genel Sekreterliğinde 1 yıl süreyle mütercimlik yaptı. 1996 yılında Tübitak Ulusal Metroloji Enstitüsünde araştırmacı olarak göreve başlayan Sait Eren SAN; optik laboratuvarı, kütle laboratuvarı, hacim-yoğunluk laboratuvarı ve akışkanlar laboratuvarında değişik proje ve çalışmaların yürütülmesine katıldı. 2002 yılında Japonya Metroloji Enstitüsü AIST-NMIJ'de eğitim ve araştırma çalışmalarında bulundu. Çeşitli dergilerde makale ve bildirileri bulunan Sait Eren SAN halen aynı kurumda çalışmalarını sürdürmektedir.