

**T.C.**  
**KAFKAS ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

**LAZER IŞIMASININ İSTATİSTİK ÖZELLİKLERİNİN**  
**İNCELENMESİ**

**Numan ŞARLI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**DANIŞMAN**  
**Doç. Dr. Rafiq ABDULLAYEV**

**HAZİRAN-2008**  
**KARS**

T.C. Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Numan ŞARLI'nın Doç.Dr.Rafig ABDULLAYEV danışmanlığında yüksek lisans tezi olarak hazırladığı "Lazer Işımasının İstatistiksel Özelliklerinin İncelenmesi" adlı bu çalışma, yapılan tez savunması sınavı sonunda jüri tarafından Lisansüstü Eğitim Yönetmeliği uyarınca değerlendirilerek **oy birliği** ile kabul edilmiştir.

06/05/2008

<b>Adı ve Soyadı</b>	<b>imza</b>
<b>Başkan : Doç.Dr. Rafig ABDULLAYEV</b>	.....
<b>Üye : Doç.Dr. Mevlüt KARABULUT</b>	.....
<b>Üye : Yrd.Doç.Dr. Nizami MUSTAFA</b>	.....

Bu tezin kabulü, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun ....../..../2008 gün ve ..../..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Prof.Dr. Vahit ALIŞOĞLU  
Enstitü Müdürü

## ÖNSÖZ

Bu tez Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında yüksek lisans tezi olarak hazırlanmıştır.

Lazer koherent ışımalar sonucunda oluşmaktadır. Bundan dolayı koherentlik özelliklerinin ve bu özellikleri belirleyen süreçlerin matematiksel tanımlaması olan korelasyon fonksiyonlarının araştırılması, bu süreçlerin doğasının anlaşılması için büyük önem taşımaktadır.

Bu tez çalışmasında lazer ışımalarının istatistik özellikleri teorik olarak ele alınmıştır ve bu özelliklerin lazer ışımalarının koherentlik özellikleri üzerine etkileri incelenmiştir. Elde edilen teorik sonuçlar deneysel sonuçlarla karşılaştırılarak tartışılmıştır.

Tez çalışmamda büyük emeği geçen, yoğun çalışmalarından bana zaman ayırarak derin bilgilerinden faydalanma fırsatı veren, öğrencisi olmaktan her zaman gurur duyduğum, değerli bilim adamı, sayın Doç.Dr.Rafiq ABDULLAYEV en içten teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım esnasında ve tezin hazırlanması sürecinde yine katkılarını esirgemeyen bölüm hocalarıma teşekkürlerimi sunarım.

Kars, 2008

Numan ŞARLI

## İÇİNDEKİLER

<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	i
<b>ÖZET</b> .....	iii
<b>ABSTRACT</b> .....	iv
<b>SİMGELER DİZİNİ</b> .....	v
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b> .....	vi
<b>ÇİZELGELER DİZİNİ</b> .....	vii
<b>1. GİRİŞ</b> .....	1
1.1. Titreşimlerin Koherentliği ve Girişim .....	2
1.2. Koherentliğin Uzunluğu ve Zamanı.....	13
<b>2. BİRİNCİ ve İKİNCİ DERECEDEKİ KOHERENTLİK</b> .....	18
2.1. Young Deneyi ve I.Dereceden Koherentlik Fonksiyonu .....	18
2.2. 1.Dereceden Koherentlik Fonksiyonu ve Girişim Saçaklarının Görünümü.....	19
2.3. Madde ve Işın Etkileşimi(Quantum Teorisi .....	20
2.4. Çok Renkli Alanın Kompleks Gösterimi .....	20
2.5. Brown-Twiss Deneyi ve 2.Dereceden Koherentlik Fonksiyonu .....	24
<b>3. YÜKSEK DERECEDEKİ KOHERENTLİK</b> .....	26
3.1. Fotosayı Dalgalanmaları.....	27
3.2. Denge Olan Foton Gazının Dalgalanmaları.....	28
3.3. Lazer Demetinde Fotosayı Dağılımları .....	29
3.4. Bir Modlu Lazer Işınımında Fotosayı Dalgalanmaları .....	31
3.5. Fotosayıların Dalgalanmaları ile Şiddetlerin Girişiminin Açıklaması.....	32
<b>4. OPTİK GERİ BESLEME</b> .....	33
4.1. Lazer Modları.....	35
4.2. Eksenel Modlar .....	35
4.3. Enine Modlar .....	38
4.4. Mod İşlemi.....	41
4.5. Tek Mod İşlemi.....	42

<b>5. EKSENEL MOD ÜRETEN LAZERİN KOHERENTLİĞİ</b> .....	43
5.1. Eksenel Mod Üreten Lazerin Korelasyon Fonksiyonları .....	43
5.2 Lazerin Mod Yapısının Koherentlik Özelliklerine Etkisi .....	47
<b>6. SONUÇ</b> .....	53
<b>KAYNAKLAR</b> .....	55
<b>ÖZGEÇMİŞ</b> .....	57

## ÖZET

Bu tez çalışmasında, lazer ışımalarının karakteristik özelliklerinden olan girişim, koherentlik, mod yapısı ve bunların matematiksel ifadesi olan korelasyon fonksiyonları incelenmiştir.

Atomların yapmış olduğu ışımalar kesikli rasgele bir süreçtir. Bundan dolayı bu süreçlerin davranışlarının belirlenmesi istatistiksel yaklaşımlarla mümkün olmaktadır. Bu istatistiksel yaklaşımlarla lazer ışımalarının karakteristik özellikleri incelenmiştir.

Lazer gibi koherent ışımaların şiddetleri elektrik alanın karesiyle orantılıdır. Bu orantı dikkate alınarak lazer ışımalarının girişim özelliklerinin matematiksel tanımlaması yapılmıştır. Ayrıca koherent olmayan ışımaların girişim özelliklerinin matematiksel tanımlanması fotosayı dağılımları dikkate alınarak yapılmıştır.

Son olarak, lazer ışımalarının mod yapısı ve bunun lazer ışımalarının koherentlik özelliklerine etkisi incelenmiştir. İstatistiksel yaklaşımla elde edilen teorik sonuçlarla deneysel sonuçlar karşılaştırılarak tartışılmıştır.

**2008, 67 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Lazer, koherentlik, girişim, laser mode yapısı, korelasyon fonksiyonları.

## ABSTRACT

In this thesis, the characteristic properties of laser radiation such as interference, coherence, mode structure and their mathematical definition called correlation functions have been investigated.

The radiation of atoms is a random process therefore, determining the behaviour of these process is possible with statistical approach. Hence, we have studied the characteristic properties of laser radiation with a statistical approach.

The intensity of coherent radiation like laser is proportional with the square of the electric field. Using this relation, a mathematical description of interference properties of laser radiation has been given. The mathematical description of interference properties of incoherence radiation was also given by considering the photocount distribution.

Finally, we have investigated the mode structure of laser radiation and its effect on the coherence properties. The theoretical results obtained by statistical approach were compared with experimental results.

**2008, 67 pages**

**Key Words:** Laser, coherence, interference, laser mode structure, correlation functions,

## SİMGELER DİZİNİ

$E$	Elektrik alan
$I$	Işık şiddeti
$\lambda$	Dalga boyu
$c$	Işık hızı
$\Delta$	Dalgalar arasındaki yol farkı
$\gamma(t), \Gamma(t)$	Korelasyon fonksiyonu
$V$	Görünme fonksiyonu
$\tau$	Titreşim süresi
$\delta\nu$	Modlar arası frekans farkı
$N$	Mod sayısı
$L$	Rezonatör uzunluğu
TEM	Rezonatör modları
$Q$	Rezonatör verimi
$\tau_{koh}$	Koherentlik süresi
$\langle \dots \rangle$	Ortalama değer
$\omega_n$	Açısal frekans
$\Omega$	Modlar arası açısal frekans farkı



## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.1. Girişimin oluşması .....	4
Şekil 1.1.2. Young girişim deneyi .....	6
Şekil 1.1.3. Lazer ışığıyla iki yarıktan girişimin incelenmesi.....	9
Şekil 1.1.4. İki ışının etkileşmesinden ortaya çıkan durumlar .....	10
Şekil 1.1.5. $Re F(t)$ ve $ f(v) ^2$ fonksiyonlarının grafikleri .....	12
Şekil 1.2.1. Tesadüfi module olmuş titreşimlere örnekler .....	13
Şekil 1.2.2. Harmonik osilatörün (optik elektronların) titreşimlerinin ortalama zaman süreleri .....	15
Şekil 2.1.1. Young deneyinin basit yapısı.....	18
Şekil 2.5.1. Brown-Twiss deney düzeneği.....	24
Şekil 2.5.2. $\gamma^{(2)}$ büyüklüğünün $\theta$ 'ye göre değişimi.....	25
Şekil 3.3.1. $P_n$ olasılığının bir modlu ve sabit şiddetli lazer demeti için grafiği.....	30
Şekil 4.1. Bazı sık kullanılan rezonatör ayna şekilleri.....	34
Şekil 4.2.1. Lazer modları.....	37
Şekil 4.2.2. He-Ne lazerinde oluşan aksenal modlar.....	37
Şekil 4.3.1. Modların TEM gösterimi .....	39
Şekil 4.3.2. Bir lazer rezonatöründe TEM <sub>00</sub> modu.....	41
Şekil 5.1.1. Mod sayısı $N = 3$ olan ışınının korelasyon fonksiyonunun grafiği.....	46
Şekil 5.1.2. Mod sayısı $N = 5$ olan ışınının korelasyon fonksiyonunun grafiği.....	46
Şekil 5.1.3. Mod sayısı $N = 7$ olan ışınının korelasyon fonksiyonunun grafiği.....	46
Şekil 5.2.1. Zaman korelasyon fonksiyonunun ölçülmesi için kullanılan deney düzeneğinin blok-şeması.....	47
Şekil 5.2.2. Mod sayısı $N = 5$ olan ışınının deneysel olarak elde edilen korelasyon fonksiyonunun grafiği.....	49
Şekil 5.2.3. Mod sayısı $N = 5$ olan bir ışınının , teorik ve hesaplanan korelasyon fonksiyonları.....	51

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<b>Çizelge 5.1.1.</b> Mod sayısı $N = 5$ olan bir ışınımın hesaplanan korelasyon fonksiyon değerleri .....	51
---	----

## 1.GİRİŞ

Geometrik optikte açıklanamayan birçok konu fizikçiler tarafından incelenmektedir. Bunlar içinde Newton halkaları ve aydınlanmanın farklı maksimal ve minimal değerlerine uygun gelerek tekrarlanan çizgiler(girişim desenleri) vardır. Bu çizgiler ışık enerjisinin uzayda dağılımından ortaya çıkmaktadır. Böyle olayların açıklaması Fresnel ve Young gibi birçok bilim insanları tarafından ışığın dalga teorisine göre yapılmıştır. Lazer ışığının bulunması ve fotosayı yöntemlerinin geliştirilmesi, ışığın dalga modeline göre açıklanan girişim olaylarının, ışığın parçacık modeline göre de açıklanabilmesine ve kuantum optiğin temelini oluşturan kısmen koherent ışığın istatistiksel korelasyon teorisinin gelişmesine neden oldu[1]. Yapılan tez çalışmasında bu teoriye göre, eksenel mod üreten lazerin istatistiksel özellikleri incelenerek lazerin mod yapısının koherentlik özelliklerine etkisi incelenecektir. İlk olarak, girişim olaylarındaki temel kavramlar verilerek bunların ele alınan ışının koherentliği arasındaki ilişki ortaya konacak. Sonra, zaman ve uzay koherentliğinin açıklanabilmesi için otokorelasyon ve karşılıklı korelasyon fonksiyonları tanımlanacak ve bunların girişim deseninin görünme fonksiyonu ile ilişkisi, lazerlerin mod yapısı ve bu yapının eksenel mod üreten lazerin otokorelasyon fonksiyonuna etkisi teorik olarak incelenerek, fotosayı yöntemiyle elde edilen deneysel otokorelasyon fonksiyonları ile grafiksel olarak karşılaştırılacaktır. Son olarak, teorik ve deneysel olarak elde edilen korelasyon fonksiyonları arasındaki benzerlikler ve farklılıklar ortaya konulacak. Farklılıkların nedenleri tartışılarak, eksenel mod üreten lazerin istatistiksel özellikleri, korelasyon teorisine göre incelenecektir.

## 1.1. Titreşimlerin Koherentliği ve Girişim

Uzayın herhangi bir P noktasında aynı zamanda iki tane genel olarak monokromatik olmayan  $\vec{E}_1$  ve  $\vec{E}_2$  elektromanyetik dalga ele alalım. Süper pozisyon ilkesine göre toplam dalga vektörü  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$  olacaktır. Alıcı düzenekler ışığın şiddetine duyarlı olduğundan ve  $I \approx E^2$  olduğundan aşağıdaki eşitlik elde edilir[2].

$$E^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2\vec{E}_1 \vec{E}_2 \quad (1.1.1)$$

Eğer ışık enerji seli ölçülmek istenirse genel olarak ölçüm cihazlarının çok büyük olan eylemsizliğinin dikkate alınması gerekir. Buna göre atomun uyarılmış düzeyde kalma süresi mertebesinde olan süreçlerin eylemsiz ölçülmesi mümkün değildir. Bundan dolayı ışık şiddetleri ortalama değerleriyle ifade edilirler. Buna göre ortalama değerleri  $\langle \dots \rangle$  ile gösterirsek (1.1.1) ifadesi yerine (1.1.2)'yi alabiliriz.

$$\langle E^2 \rangle = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle \quad (1.1.2)$$

Böylece, ortalama toplam enerjinin  $\langle E^2 \rangle$  ölçülmesinde  $\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle$  çarpımının (girişim terimi) ortalamasına göre iki farklı durumla karşılaşırız.

$$\begin{aligned} 1. \quad \langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle = 0 \quad & \text{ise} \quad \langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle \quad \text{ve} \quad I = I_1 + I_2 \\ 2. \quad \langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle \neq 0 \quad & \text{ise} \quad \langle E^2 \rangle \neq \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle \quad \text{ve} \quad I \neq I_1 + I_2 \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

1. durumda toplam şiddet ayrı ayrı kaynakların oluşturduğu şiddetlerin toplamıdır ve girişim olayı yoktur.

2. durumda toplam şiddet şiddetlerin toplamına eşit değil ve girişim olayı vardır. O

halde  $\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2 \rangle \neq 0$  girişimin oluşması için gerekli şarttır. Burada enerjistik

karakteristiklerin toplanabilirliğinin bozulması enerjinin korunumu kanununun bozulması olmayıp sadece enerji selinin uzayda dağılımından kaynaklanmaktadır.

Şimdi bazı özel durumların örneğin; iki farklı frekanslı monokromatik dalgaların süper pozisyonunun toplanması veya birbirine dik yönde kutuplanmış iki monokromatik

dalganın süper pozisyonunun toplanması durumlarını ele alacağız; her iki durumda sadece  $\vec{E}_1 \vec{E}_2 = 0$  çarpımı sıfır olur.

Buna göre, istenilen şekilde monokromatik olmayan elektromanyetik dalga ele alacağız. Monokromatik dalga,  $E = \text{Re } E_0 \exp[i(\omega t - \varphi)] = E_0 \cos(\omega t - \varphi)$  olarak yazılır. Burada  $E_0$ ,  $\omega$ ,  $\varphi$  zamandan bağımsız sabitlerdir. İstenilen elektromanyetik dalgada genlik  $E_0$  ve faz  $\varphi$  zamana göre değişebilir. Eğer titreşimler tesadüfen kesilirse veya ortalama süresinde bunların fazı kaotik(rastgele) değişirse, deney sırasında toplam şiddet  $I = I_1 + I_2$  olduğu gözlenecek yani, girişim terimi olmayacaktır. Gerçektende;

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{t'} \int_0^{t'} E^2 dt = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + \left\langle 2 \vec{E}_1 \vec{E}_2 \right\rangle \frac{1}{t'} \int_0^{t'} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) dt \quad (1.1.4)$$

olduğundan  $t'$  ortalama süresinde  $\varphi_1$  ve  $\varphi_2$  çok değiştiklerinden  $\int_0^{t'} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) dt = 0$

olur ve girişim terimi olmaz. Bu nedenle girişimin oluşması için gerekli şartın değişmesi gerekir. Öyle ki girişim oluşması için  $(\varphi_1 - \varphi_2)$  faz farkının ortalama süresince değerini koruması gerekir. Buna göre titreşimlerin koherentliği kavramı için bunların gözlem süresince faz farkının sabit olması olarak tanımlanır.

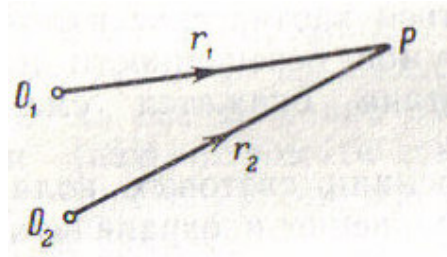
Girişim, olası salınımların harmonik olmayarak ve her bir titreşim fazının zamanla değiştiği bununla beraber her bir titreşim fazının zamanın fonksiyonu olduğu fakat faz farkının sabit olduğu durumlarda girişim olayı oluşur. Yani,

$$\varphi_1 = \varphi_1(t), \varphi_2 = \varphi_2(t), \varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \text{sabit} \quad (1.1.5)$$

olur. Böylece incelenen titreşimlerin koherentlik gerek şartı için bunların fazların korelasyonu gerekir. Bu temel şart (1.1.5) ifadesinin gerçekleşmesi araştırıldığı zaman elektromanyetik dalganın zaman ve uzaya göre periyodik olmasına dikkat edilir. Buna göre girişim gözlenen bölge ciddi lokallaşmışsa, tesadüfi faz değişmesi ortalama zaman süresince girişim teriminin kaybolmasına neden olur.

Işık dalgalarının girişimi deneyleri yapılırken genliklerin yönlerinin doğru seçilmesi ve girişim deseninin görünme açısının sınırlandırılması önemlidir. Bu şartlar sağlandığında, girişim olayı kaybolabilir. İstenilen iki harmonik titreşimin her zaman koherent olacağı açıktır. Bu titreşimlerin girişim verebilenlerini monokromatik dalgalar

oluşturur. Girişim veren frekanslarının eşit olması ( $\omega_1 = \omega_2$ ) ve  $\vec{E}_2$  ve  $\vec{E}_1$  birbirine dik olmaması ek şart olarak (1.1.5) gerek şartının yeterli olmasını sağlayan ek şarttır. Fakat  $\omega_1 \neq \omega_2$  yani  $\omega_1 - \omega_2 = \omega$  ve  $|\delta\omega| \ll \omega_1$ ,  $|\delta\omega| \ll \omega_2$  olduğunda da sabit olmayan girişim deseni (çarpma) gözlenebilir. Aynı zamanda birbirine dik olan fakat fazları bağlı iki titreşimde toplanarak, toplam dalganın eliptik veya düzlemsel kutuplanmasını oluşturur. Modern literatür de sık sık zaman ve uzay koherentliği kavramları kullanılır. Zaman koherentliği incelenen ışının monokromatik derecesiyle, uzay koherentliği ise deneyin geometrisiyle ilişkilendirilmektedir. İleride bunların üzerinde ayrıntılı olarak durulacaktır. Aşağıda girişimin oluşması (girişim terimi  $\neq 0$ ) için gerek şartı günümüzde yaygın olarak kullanılan kavramlarla açıklayalım.



Şekil1.1.1. Girişimin oluşması[2].

Herhangi bir P noktası ve bu noktadan  $O_1P = r_1$ ,  $O_2P = r_2$  uzaklığında bulunan ve aynı  $\omega$  frekansına sahip olan iki kaynağın verdiği titreşimlerin toplamını ele alalım. Birinci kaynağın yaydığı dalgalar  $E_{10} = E_{10}(t)e^{i\omega t}$ ,  $E_{20} = E_{20}e^{i\omega t}$  şeklinde kompleks gösterilebilir. Eğer her iki dalga bir  $n$  kırılma sabiti ve dispersiyon olmayan ortamda yayılırsa bu titreşimlerin P noktasına göre gecikmesi  $O_1O_2$  noktalarına göre ,

$$\Delta t_1 = r_1/u, \Delta t_2 = r_2/u \quad (1.1.6)$$

zamanları ile hesaplanabilir.

Titreşimlerin P noktasındaki toplam şiddeti kompleks sayılar için mevcut kuralları uygulanarak aşağıdaki gibi elde edilir.

$$I = \langle \{E_{10}(t - \Delta t_1) + E_{20}(t - \Delta t_2)\} \{E_{10}(t - \Delta t_1) + E_{20}(t - \Delta t_2)\} \rangle \quad (1.1.7)$$

Bu ifadede  $\Delta t = \Delta t_2 - \Delta t_1$  yazarak ve kompleks olmayan çevirmelerden sonra ,

$$I = \langle E_{10} E_{10}^* \rangle + \langle E_{20} E_{20}^* \rangle + 2 \operatorname{Re} \langle E_{10}(t + \Delta t) E_{20}^*(t) \rangle \quad (1.1.8)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadedeki ilk iki terim kaynakların yaydığı enerji sönmesini girişim terimi ise kaynakların enerjilerinin etkileşimini gösterir. Buradaki,

$$\langle E_{10}(t + \Delta t) E_{20}^*(t) \rangle \quad (1.1.9)$$

terimi korelasyon fonksiyonu olarak adlandırılır. Bu terimi normallaştırmak için (1.1.9) ifadesi  $\sqrt{I_1} \sqrt{I_2}$  'ye bölünür. Elde edilen yeni fonksiyonda,  $\gamma_{12}(t)$  koherentliğin kompleks derecesi olarak adlandırılır. Böylece P noktasındaki etkileşen iki ışık demetinin toplam şiddeti için (1.1.8) ifadesi,

$$I(P) = I_1(P) + I_2(P) + 2 \operatorname{Re} \sqrt{I_1(P) I_2(P)} \gamma_{12}(t) \quad (1.1.10)$$

şeklin de yazılabilir[3].

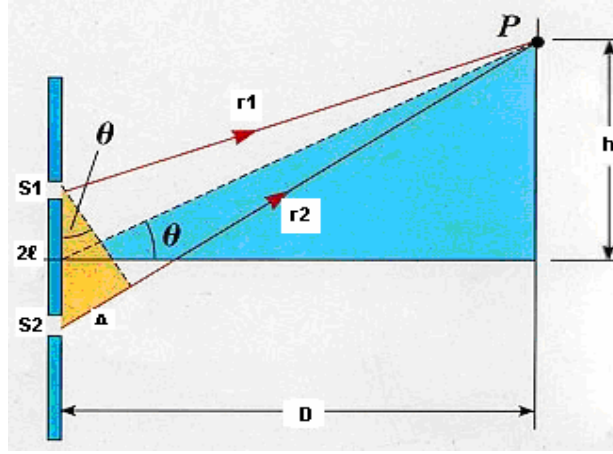
$\gamma_{12}(\Delta t)$  koherentlik derecesinin farklı durumlar için hesaplanmasıyla alınan girişim deseninin kalitesini(görünmesini) değerlendirmek mümkündür. Bunun tersi deneysel girişim deseninin karakterine göre  $\gamma_{12}(\Delta t)$  niceliğini de değerlendirmek mümkün olur. şimdi bu bağıntıyı daha ayrıntılı ele alalım.

Eğer  $\vec{E}_1$  ve  $\vec{E}_2$  dalgaları bağımsız kaynaklarla oluşturulursa koherentlik derecesi  $\gamma(t) = 0$  olur ve P noktasındaki toplam şiddet, şiddetlerin toplamına eşit olur.

Başka bir sınır durumunda, iki monokromatik dalga girişiminde, bileşen harmonik titreşimlerin oluşturduğu koherentlik derecesi 1'e eşittir. Titreşim fazlarının tesadüfi değişmesinin fiziksel nedeni dikkate alınmayarak önceki gibi sinüsel idealaştırmayı ele alarak olguları inceleyelim. Bu durumda istenilen elektromanyetik dalgaların süper pozisyonu durumunda gözlenen daha karmaşık olayların sonuçlarının bu yaklaşıma ne kadar uygun olduğunu değerlendirelim.

$\vec{E}_1$  ve  $\vec{E}_2$  alanına sahip olan monokromatik dalgalar yayan  $S_1$  ve  $S_2$  kaynaklarını ele alalım(Şekil1.1.2). Bu şekilde  $S_1$  ve  $S_2$  kaynakları yerine aynı kaynaktan gelerek şeffaf ekran üzerinde iki delik olan paralel iki dar yarık ta seçilebilir.

Yapacağımız hesaplamalar bu kaynakların koherent olup olmadığını gösterecektir. Kolaylık olması için  $S_1$  ve  $S_2$  kaynaklarının aynı  $\vec{E}_0$  genlikli düzlemsel dalga yayınladığını varsayalım.



Şekil1.1.2 Young girişim deneyi.

Bu varsayım  $D \ll 2\ell$  olduğunda geçerli olduğuna dikkat edelim. Buna göre titreşimler aynı yönlüdür. Problemi skaler problem olarak çözebiliriz. Bu durumda,

$E_1 = \text{Re } E_0 \exp[i(\omega t - kr_1)]$  ve  $E_2 = \text{Re } E_0 \exp[i(\omega t - kr_2)]$  olduğundan toplam alan,

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2} \cos \left[ \omega t - \frac{k(r_1 + r_2)}{2} \right] \quad (1.1.11)$$

olarak yazılabilir. Yol farkı  $\Delta = r_2 - r_1$  olduğu şekilden görülür. (1.1.11) ifadesinden

toplam titreşimin genliği,  $E = 2E_0 \cos \frac{k\Delta}{2}$  olduğu görülür. Işık şiddeti  $I$  genliğin

karesiyle orantılı olduğundan ,

$$I = 4E_0^2 \cos^2 \frac{k\Delta}{2} = 2E_0^2 (1 + \cos k\Delta) = 2E_0^2 \left( 1 + \cos \frac{2\pi\Delta}{\lambda} \right) \quad (1.1.12)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadeyi inceleyerek  $\Delta$ 'nin hangi değerler için maksimal ve minimal değerler alabileceğini bulabiliriz.

$$k\Delta = \begin{cases} \mp 2m\pi \Rightarrow I_{\max} = 4E_0^2 \\ (2m+1)\pi \Rightarrow I_{\min} = 0 \end{cases}$$



Burada  $m=1,2,3,\dots,n$  gibi tamsayılar olup girişim mertebesi olarak adlandırılır. Şiddetin eksremum değerleri başka şekilde de yazılabilir.

1. maksimal şart;

$$\Delta = m\lambda = 2m \frac{\lambda}{2} \text{ yani, yol farkı } \Delta \text{ 'nin çift tam sayıda yarım dalga olduğunda,}$$

2. minimal şart;

$$\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \text{ yani yol farkı } \Delta \text{ 'nin tek sayı olduğunda elde edilebilir.}$$

Ele aldığımız durum  $\vec{E}_2$  ve  $\vec{E}_1$  dalgalarının boşlukta ( $n=1$ ,  $\lambda = \lambda_0$ ) yayıldığı en basit duruma uygundur. Eğer birinci dalga  $n_1$  ve ikinci dalga  $n_2$  kırınım katsayılı ortamda yayılırsa o zaman optik yol farkı ( $r_i$ ,  $n_i$  çarpımlarının farkı) kullanılır. Bu durumda girişim veren titreşimlerin faz farkı, aşağıdaki gibi olur.

$$\Delta\varphi = 2\pi\left(\frac{r_2}{\lambda_2} - \frac{r_1}{\lambda_1}\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(r_2n_2 - r_1n_1) \quad (1.1.13)$$

Eğer optik yol farkı sıfır,  $\Delta\varphi=0$  yani  $r_2n_2 = r_1n_1$  ise maksimum şiddet gözlenir. Toplayıcı görüntü alındığı zaman ek yol farkı oluşturmadığına göre bu ilkeye göre çalışır. Fakat merceğin dalga optiği pozisyonunun yaptığı odaklama işlemi basit değil, bunun için farklı enerji dağılımını gösteren ikincil dalgaların girişimini dikkate almak gerekir. Bunun yanında ışığın kırınımı olayı da dikkate alınır. Simetri ekseninden P noktasına kadar olan  $h$  uzaklığına göre ekrandaki şiddetin bağıntısını ele alalım. Buna göre de ekranda sabit kalan girişim deseninin nasıl olduğunu değerlendirelim.  $D \gg 2\ell$  olduğuna göre şekilden,

$$\frac{\Delta}{2\ell} = \frac{h}{D} \quad \text{veya} \quad \Delta = \frac{2\ell h}{D} \quad (1.1.14)$$

olduğu görülür. Böylece,  $I = 2E_0^2 \left(1 + \cos \frac{4\pi\ell h}{D\lambda}\right)$  olur ve ekranda ışık şiddetinin değiştiği ve böylece birbirinin ardışığı olan karanlık ve aydınlık ışık bantlarının oluştuğu görülecektir. Bu bantların genişliğinin aynı olduğu,  $h$  bant genişliğini hesaplayalım. (1.1.14)'de  $\delta = m\lambda$  yazarsak  $h = \frac{mD\lambda}{2\ell}$  ve iki maksimum arasındaki mesafe veya bant genişliğini  $\delta h = \frac{D\lambda}{2\ell}$  alırız. Örnek olarak  $D \approx 1\text{ m}$ ,  $\lambda = 500\text{ nm}$ ,  $2\ell = 0.5\text{ mm}$ , yazarak  $\delta h \approx 0.1\text{ cm}$  olarak elde ederiz.

Bu girişim desenleri gözle bile iyi görülebilir. Fakat deneylerde istenilen ışık kaynağıyla şeffaf olmayan ekrandaki iki delikten gelen iki ışık demetinin sabit desenini almak her zaman mümkün olmayabilir. Herhangi bir ışık kaynağında kısa bir süre uyarılmış durumda kaotik ışınım yapan çok sayıda koherent olmayan ışınım vardır. Kendiliğinden yayılan ışınım olarak adlandırılan bu tesadüfi süreçlerinde yayılan sinüzoidal kırıkları arasında, ışınların arasında ışınların fazları arasında herhangi bir korelasyon olması mümkün değildir. Ekranda gözlediğimiz desen(ekranın eşit aydınlanması) iki monokromatik olamayan dalga için yapılan hesaplamalarla uyum göstermez.

Bununla beraber hiçbir şey yapmadan iki delikten geçen lazer ışınının sabit girişim deseni oluşturduğu gözlenir. Bu deney bu durum için sinüzoidal idealaştırmanın mümkün olduğunu ve lazerin uzay koherent bir kaynak olduğunu ispat eder. Lazer üretim mekanizmasına giriş yapmadan sadece bu ışık kaynağında belirleyicinin kendiliğinden değil uyarılmış ışınımın belirleyici olduğunu söyleyebiliriz. Bu ise ışıma yapan atomların faza göre koherent olduğunu gösterir. Bu olayı deneysel olarak gözlemek için  $0,63\mu\text{m}$  (spektrumun kırmızı bölgesi) dalga boylu He-Ne lazeri kullanılır. Saydam tabaka üzerine metal tabaka yerleştirilmesiyle elde edilen ayna üzerinde aralarında  $0,3\text{mm}$  uzaklık bulunan birbirine paralel iki yarık oluşturulur(metalik dış tabaka oyularak) oluşturulan yarıklar lazer ışımına dik yerleştirilerek ve aynanın yerini bu düzlem üzerinde değiştirerek girişim deseninin gözlenmesi için optimal şartlar elde edilir. Bu deneyde hiçbir odaklayıcı optiğe ihtiyaç yoktur. Işıkların ekran yüzeyine  $30^\circ$  açıyla düşmesi için lazer ekrandan  $5-6\text{ cm}$  uzağa yerleştirilir.



Şekil1.1.3. Lazer ışığıyla iki yarıktan girişimin incelenmesi[2].

Bu durumda girişim deseni saçaklarının eni yaklaşık  $15-20\text{m}$  'de gözlenir. Önceden böyle deneyler sadece kaynağın açısal boyutlarına ek yarıklar kullanarak çok

küçültülerek yapılıyordu. Bu yöntem Young tarafından ışığın dalga boyunun ölçülmesinde kullanılmıştır. Yarıklardan koherent ışınının geçmesine olanak sağlayan ek yarığın kullanılması ışık selinin keskin azalmasına buna bağlı olarak deneyin yapılmasını zorlaştırmaktadır.

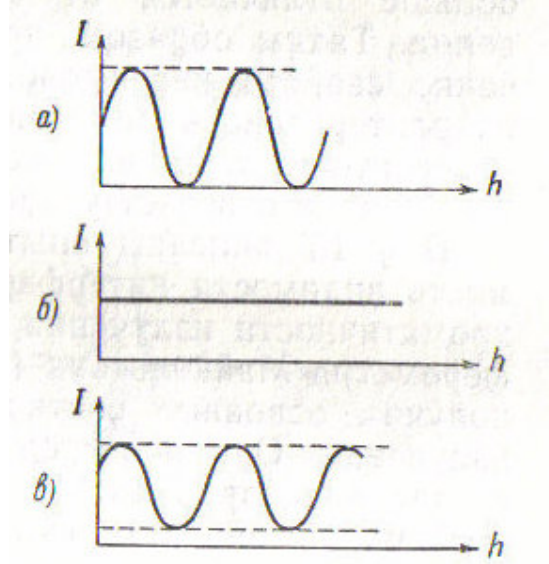
Bununla beraber adi (lineer olmayan) kaynakların kullanılması ekranda gözlenen aydınlanmanın periyodik değişmesi sırasında aydınlanmanın tam sıfır olmadığı ( $I_{\min} \neq 0$ ) gözlenir. Girişim deseninin kalitesinin nicel karakteristiği;

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.1.15)$$

şeklinde tanımlanan ve görünme fonksiyonu denilen bir nicelik kullanılır. Bu fonksiyonu bulmak için  $I_{\max}$  ve  $I_{\min}$  ölçülür ve (1.1.15) ile hesaplanır. Daha önce ele aldığımız iki sınır durumu için bu niceliğin değerleri şunlardır;

1. İki yarık koherent olmayan bir kaynakla aydınlatıldığında girişim saçakları gözlenmez. Yani  $I_{\max} = I_{\min}$  ve  $V = 0$  olur.
2. Yarıklar koherent kaynaklarla (örneğin lazer) aydınlatılırsa girişim deseni elde edilir ve ışık şiddeti sinüzoidal fonksiyonla gösterilebilir. Bu durumda  $I_{\min} = 0$  ve  $V = 1$  olur

Yukarıda bahsettiğimiz gibi koherent olmayan ( $V=0$ ) ve koherent olan ( $V=1$ ) ışınımla beraber bunlar arasında olan durumlarda kalitesi daha düşük olan girişim desenleri de ( $I_{\min} \neq 0$ ) gözlenebilir. Bu durumda görünme fonksiyonu sıfırdan büyük ama 1'den küçüktür ( $0 < V < 1$ ). Bu duruma uygun olan kaynaklar kısmen koherent kaynaklar olarak adlandırılır. İleri de daha ayrıntılı ele alınacaktır. Aşağıdaki şekillerde iki ışınının etkileşmesinden ortaya çıkan üç temel durum gösterilmiştir.



Şekil 1.1.4. iki ışının etkileşmesinden ortaya çıkan durumlar[2].

Sonuçların karşılaştırılmasını kolaylaştırmak için girişim deseninin görünüm fonksiyonu ile daha önce bahsedilen koherentlik derecesi arasındaki ilişkiyi inceleyelim. (1.1.10) ifadesini kullanarak toplam dalganın  $I(P)_{\max}$  ve  $I(P)_{\min}$  şiddetlerini aşağıdaki gibi yazabiliriz[4].

$$I(P)_{\max} = I_1(P) + I_2(P) + 2\sqrt{I_1(P)I_2(P)}|\gamma_{12}(\Delta t)|$$

$$I(P)_{\min} = I_1(P) + I_2(P) - 2\sqrt{I_1(P)I_2(P)}|\gamma_{12}(\Delta t)|$$

Genelde  $I_1(P)_{\max} = I_2(P)_{\min}$  olduğu gözlenir. Çünkü özdeş iki ışık kaynağı ve  $|r_2 - r_1|, r_1 < r_2$  olarak seçilir. Bu durumda,

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = |\gamma_{12}(\Delta t)| \quad (1.1.16)$$

Bu ifade girişim deseninin deneysel olarak ölçülen ve hesaplanan görülme fonksiyonu ile iki kaynağın hesaplanmış ve değerlendirilmiş koherentlik derecesini karşılaştırma olanağı sağlar. Böylece kompleks  $|\gamma_{12}(\Delta t)|$  fonksiyonunun modülü girişim deseninin görünmesini belirler. Daha önce bahsettiğimiz gibi optikte daha çok monokromatik dalgalar değil sinüzoid parçalardan oluşan dalga paketleri gözlenir. Bu titreşimlerin devam ettiği  $\tau$  zaman aralığı küçük oldukça dalga kendisini oluşturan monokromatik dalgalardan farklı özelliklere sahip olmaktadır. Bu durumda quazimonokromatik

dalgalar daha çok önem taşımaktadır. Böyle dalgalar için yukarıda ele aldığımız terimlerde kısmen koherent terimler olarak tanımlanır ve bunların verdiği girişim deseni görme fonksiyonu  $0 < V < 1$  şartına uymaktadır.

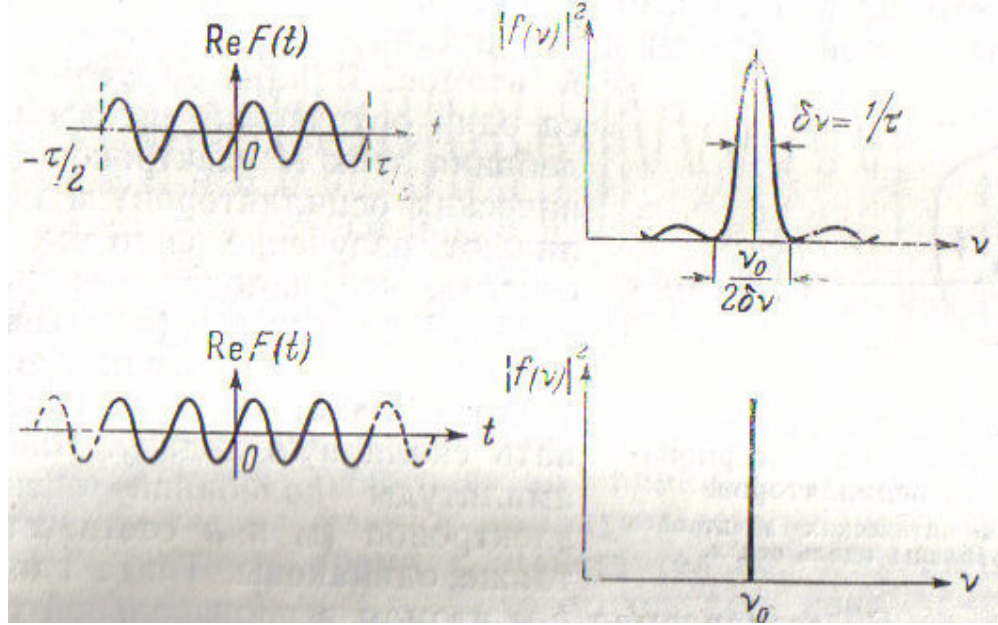
Şimdi quazimonokromatik ışınım için temel ifadeleri inceleyelim. Bu temel ifadeler Fourier teoreminden ortaya çıkarılır. Bu teoriye göre, sonlu ve integrallenebilen  $F(t)$  fonksiyonunu aşağıdaki gibi gösterebiliriz.

$$F(t) = \int_0^{\infty} f(\nu) \exp(i2\pi\nu t) d\nu \quad (1.1.17)$$

Burada  $f(\nu) = \int_0^{\infty} F(t) \exp(-2\pi\nu t) dt$  ile verilir. Bu durumda  $|f(\nu)|^2$  titreşimlerin enerjisinin frekansa göre dağılımıdır. En basit durum için  $F(t)$  titreşimlerin sinüzoid parçası olduğunda (1.1.17) ifadesinin hangi sonuçlar verdiğini araştıralım. Bunun için  $F(t) = f_0 \exp(-2\pi\nu_0 t)$ ,  $-\tau/2 < t < \tau/2$  ve  $|t| > \tau/2$  ( $\tau$  titreşimlerin süresi) olduğunda  $F(t) = 0$  olsun. Bu durum için titreşimlerin enerjisinin frekansa göre dağılımını hesaplayalım.

$$\begin{aligned} f(\nu) &= f_0 \int_0^{\infty} \exp[-2\pi(\nu - \nu_0)t] dt \\ &= f_0 \left[ \frac{\sin \pi(\nu - \nu_0)\tau}{\pi(\nu - \nu_0)\tau} \right] \tau \\ \Rightarrow |f(\nu)|^2 &= f_0^2 \left[ \frac{\sin \pi(\nu - \nu_0)\tau}{\pi(\nu - \nu_0)\tau} \right]^2 \tau^2 \end{aligned} \quad (1.1.18)$$

ifadesi elde edilir. Şekil 1.1.5'te  $\text{Re } F(t)$  ve  $|f(\nu)|^2$  fonksiyonlarının grafikleri ve karşılaştırma için tam monokromatik titreşimlerin  $\text{Re } F(t)$  ve  $|f(\nu)|^2$  grafikleri aşağıda verilmiştir. Sonucu titreşimler için frekans dağılımı  $\nu = \nu_0$  yazılarak elde edilir.



Şekil1.1.5.  $\text{Re } F(t)$  ve  $|f(\nu)|^2$  fonksiyonlarının grafikleri[3].

Sinüzoid için  $|f(\nu)|^2$  grafiği  $\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$  fonksiyonunun bilinen grafiğiyle aynıdır. Bu dağılımın frekans ( $\delta\nu$ ) biriminde dağılım genişliği (ordinatın maksimum değerinin yarısına denk gelen noktalar arası uzaklık) bulunur. Bulunan bu değerle  $\tau$  arasında,

$$\delta\nu = \frac{1}{\tau} \quad (1.1.19)$$

bağıntısı elde edilir. Bu ilişki quazimonokromatik dalga teorisi için temel teşkil eder. Spektral çizgi genişliğinin farklı doğası olmasına rağmen  $\pi$  katsayısı mertebesindeki kesinlikle tüm spektral çizgi türleri için aynıdır. İleriki konularda spektral çizgi genişlemesine neden olan temel fiziksel süreçler nitel olarak ele alınacaktır. İstenilen yaklaşımla titreşimleri koherent olamayan atomların ihmal edilemeyecek kadar çok sayıda olduğu da açıktır. Buna için böyle sistemlerde fiziksel olayların açıklanması için istatistik yöntemlerin kullanılması çok yararlı olacaktır.

## 1.2. Koherentliğin Uzunluğu ve Zamanı

Işık dalgalarının ışınmasına bağlı olan fiziksel süreçlerin incelenmesi için uzayın herhangi bir bölgesinde  $N$  tane atom topluluğu ve her atomun bir optik elektronu olsun, bu  $N$  tane elektronun titreşimi (bu titreşimler harmonik osilatör gibi düşünülebilir.) sistemin ışınımını belirler ve titreşimlerin yönlerinin aynı olduğunu varsayalım (bu sınırlama daha sonra kaldırılacaktır). Böylece skaler bir problem ortaya çıkar. Optik elektronların titreşimlerinin frekans ve genliklerinin de ( $\omega$  ve  $a$ ) aynı olduğunu varsayalım. Bu durumda  $k$ . atomun  $z$  ekseninde herhangi bir  $a$  noktasındaki değeri aşağıdaki eşitlikle verilir[5].

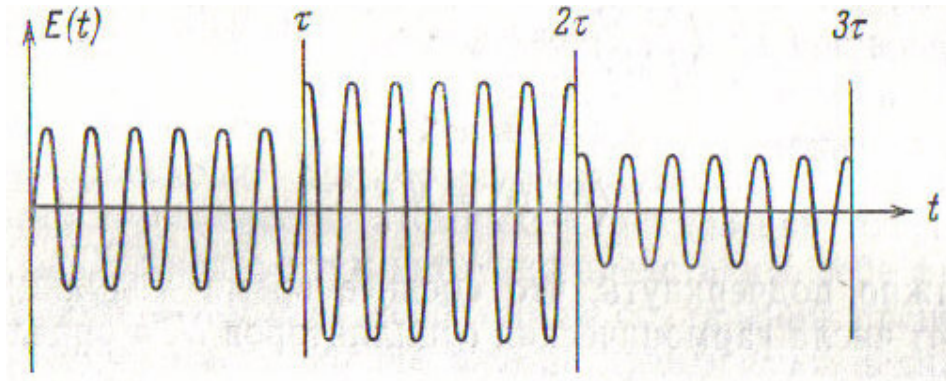
$$E = \text{Re } a \exp[i(\omega t - \varphi_k)] = a \cos(\omega t - \varphi_k) \quad (1.2.1)$$

Süper pozisyon prensibine göre bu noktadaki toplam alan  $E = \sum_{k=1}^N E_k$  olacaktır.

Görüldüğü gibi bu alanda değişken olacak ve belirli bir periyodik fonksiyonla ifade edilebilecektir. bu fonksiyonun genliği  $E_0(t)$ , fazı  $\varphi(t)$  ve belirli bir  $\tau$  zaman aralığında sabit olan modüle edilmiş veya quazimonokromatik dalgaya uygun geldiğini varsayalım. Buna göre genlik,

$$E = E_0(t) \cos(\omega t - \varphi(t)) \quad (1.2.2)$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitliğin anlamını basit olarak açıklayalım; titreşimlerin  $\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$  zamanlarında tüm elektronların titreşimlerinin fazlarının aynı zamanda rasgele değiştiğini düşünelim, bu durumda toplam titreşim Şekil1.2.1'deki grafikteki gibi gösterilebilir.



Şekil1.2.1. Tesadüfi module olmuş titreşimlere örnekler[5].

$t$  ve  $t + \tau$  zamanlarında rasgele  $\varphi_k$  fazlı tamamen bağımsız ve yukarıda ele aldığımız  $E(t)$  fonksiyonu yani quazimonokromatik dalga genliği, sadece  $\tau$  zaman aralığında sabit kalacaktır. Bu durumda  $\tau$  zaman aralığı quazimookromatik dalganın genlik ve fazının modülasyon zamanı olarak rol oynar. Böylece toplam alan için yazdığımız (1.2.2) ifadesinin ele aldığımız idealaştırılmış sürece uygun geldiği açıktır.

Optik elektronların titreşimlerinin faz değişimlerinin farklı zamandaki değişiminin yazılması daha karmaşık olmaktadır. Fakat bu durumda da bu sürecin gelişimini izlemek mümkündür. Örneğin, öncekiyle  $\tau/N$  kadar bir sürede sadece bir titreşim fazı değişmiş olsun, toplam titreşimin belirli derecede değişimi sadece  $\tau$  zamanında birikeceği açıktır. Gerçekten eğer  $\Delta t = n\tau/N$  ' ye (burada  $n=1,2,3\dots Z^+$ ) zaman dahil edersek  $\Delta t \ll \tau$  (dolayısı ile  $n \ll N$ ) olduğunda toplam titreşimin faz ve genlik değişimi küçük olacak çünkü bu sürece atomların küçük bir kısmı katılmaktadır. Buna göre modülasyon sürecinin ortalama değeri anlamında olan  $\tau$  kendi değerini korur.  $\Delta t < \tau$  ortalama zaman süresinde toplam titreşimin genliği  $E$  ve fazı az değişecek,  $t$ ,  $t + \tau$  zamanları ise  $E_0(t)$  ve  $\varphi(t)$  rastgele değişimlerini belirler. Bu yaklaşımı  $\varphi(t)$  rastgele faz değişimlerinin istenilen durum için genelleştirebiliriz çünkü her bir fazın ortalama değişimini  $\tau/N$  süresinde gerçekleşmiş olduğunu düşünebiliriz. Bu durumda yukarıdaki idealaştırma modeli geçerlidir. Böylece  $\tau$  süresince faz ve genliği değişmeyen (1.2.2) eşitliğindeki gibi quazimonokromatik dalga söz konusu olacaktır. Ele aldığımız bu modeli enerji açısından incelediğimizde toplam titreşimin genliğinin karesinin ortalama değeri  $\langle E^2(t) \rangle$  hesaplanmalıdır. Bu değer  $\{Na^2\}$  ye eşit olduğu bulunmuştur (Yani  $\langle E^2(t) \rangle = Na^2$ ). Bu eşitliği aşağıdaki biçimde de ifade edebiliriz.

Eğer,  $E = \sum_{k=1}^N E_k = E_0(t) \cos(\omega t - \varphi(t))$ ,  $N$  titreşimin toplanma teoremine göre

$$E^2 = Na^2 + 2a^2 \sum_{i \neq j} \cos(\varphi_k - \varphi_j) \quad (1.2.3)$$

Bu ifadenin büyük bir zaman aralığında ortalamasını bularak, yani çok sayıda ölçümler yaparak,

$$\sum_{i \neq j} \cos(\varphi_k - \varphi_j) = 0 \quad (1.2.4)$$

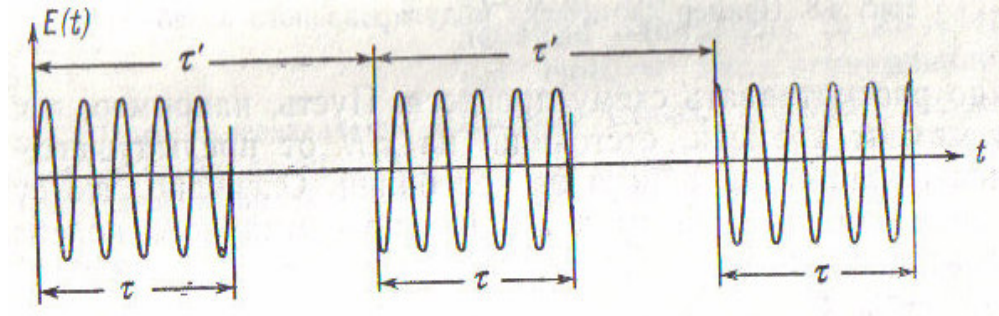


Bu durumda istediğimiz,

$$\langle E^2(t) \rangle = Na^2 \quad (1.2.5)$$

elde ederiz.

Modülasyonun ortalama zamanı  $\tau$ 'nin, osilatörlerin  $N$ 'ye bağlı olmadığı ve sadece tek bir titreşimin yapıldığı zaman aralığına bağlı olduğuna dikkat edelim. Bu önemli durum varsayacağımız kaynak modeli kesinleştirildiği zaman daha açık görülecektir. Ele aldığımız fiziksel süreçlerin daha açık olmasını görmek için modelimizi biraz daha genişletelim.



Şekil 1.2.2. Harmonik osilatörün (optik elektronların) titreşimlerinin ortalama zaman süreleri [5].

Her bir harmonik osilatörün (optik elektronların) titreşimlerinin ortalama zaman süresi  $\tau$  olan “flaş”lardan birbiri ardınca  $\tau'$  ( $\tau' > \tau$ ) sürelerinde tekrarlanan ve her bir “flaş”tan bir diğerine  $\phi_k$  kadar tesadüfi değiştiğini varsayalım. Bu durumda toplam titreşim için yine (1.2.2) eşitliği geçerlidir. Fakat  $\langle E^2(t) \rangle$  hesaplanırken  $\tau$  ve  $\tau'$  arasındaki ilişkinin dikkate alınması gerekmektedir. Burada basit bir düşünce bize yardımcı olabilir.  $N$  sayıda atom olduğundan her bir atom süresi  $\tau$  olan  $N/\tau$  süreli “flaş” bulunacaktır. Buna göre bağımsız osilatörlerin ışınımlarının şiddetini toplarsak,

$$\langle E^2(t) \rangle = Na^2 \frac{\tau}{\tau'} \quad (1.2.6)$$

elde edilir. Dahil ettiğimiz  $\tau$  ve  $\tau'$  parametreleri bu niceliklerin ortalama değeri anlamında ve ışık kaynağındaki fiziksel süreçlerle belirlenir. Kaynağın ışınmasını karakterize eden temel süreçler karakteristik ortalama zamanı  $\tau_{ışma}$  sürecinde ve

karakteristik ortalama zamanı  $\tau_{\text{çarpma}}$  olan atomlarla çarpışma sürecinde gerçekleşen optik elektronların enerji bandı ile belirlenir. Çarpışmalar atomların hem uyarılmasına hem de onların beklenen ışımaya süresinden önce ışımaya yapmalarına neden olabilir. Işıma süresinin kısalması örneğin ışımaya yapan gazın yoğunluğunun büyük olduğu ve bundan dolayı atomların çarpışma olasılıklarının fazla olduğu ( $\tau_{\text{çarpma}} \ll \tau_{\text{ışımaya}}$ ) durumlarda ortaya çıkar. Bununla beraber çarpışma olasılığının ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu ve atomların ışımaya sürelerinin tamamen  $\tau_{\text{ışımaya}}$  ile belirlendiği bir fiziksel deney süreçlerinin de olabilmesi mümkündür. (yani (1.2.6)'de  $\tau = \tau_{\text{ışımaya}}$ ) böyle bir durum örneğin atom demetlerinin çapraz elektron demetleriyle veya ışıkla uyarılması ile elde edilen ışımaya zamanında ortaya çıkıyor.

Atomların hareket yönüne dik yönde gözlenen bu zayıf ışımaya bazı spektroskopik incelemelerde de gözlemlenir ve kullanılır. Daha sıklıkla karşılaşılan bir başka durumda düşük basınçlı gaz boşalma plazmasının ışımada  $\tau_{\text{çarpma}} \ll \tau_{\text{ışımaya}}$  eşitsizliği gerçekleşebilir. Fakat atomların rastgele termal hareketi mutlaka quazimonokromatik dalganın  $E_0(t)$  genliği ve  $\varphi(t)$  fazının sabit olabileceği ortalama zaman süresinin azalmasına neden olacaktır. Bu durumda ışık kaynağında gerçekleşen fiziksel süreçler, quazimonokromatik dalganın faz ve genliğinin sabit kalabileceği zaman aralığının en küçük değerini belirlemektedir. Bu zaman aralığına koherentlik zamanı denir ve  $\tau_{\text{koh}}$  ile gösterilir. Adi kaynaklar için (lazer olmayan)  $\tau_{\text{koh}} \approx 10^{-9} - 10^{-10}$  mertebesindedir ve bir başka bir fiziksel niceliğin, koherentlik uzunluğunun da değerini tayin eder. Yani koherentlik uzunluğu  $L_{\text{koh}} = c\tau_{\text{koh}}$  ile ifade edilir.  $L_{\text{koh}}$  koherentlik uzunluğu dalganın faz ve genliğinin sabit kalarak yayıldığı mesafeyi tanımlar. Buradan adi kaynaklar için koherentlik uzunluğu  $L_{\text{koh}}$ , 3-30cm aralığında ve en fazla 1m olacağı görülmektedir.

Girişim olayında yol farkı  $\Delta < c\tau_{\text{koh}}$  olduğunda sinüzoidal idealizasyon ve buna bağlı girişim deseninin oluşması mümkündür. Bu temel sonuç aynı zamanda koherentlik uzunluğunun ölçülmesinde de kullanılmaktadır.

Yukarıdaki değerlendirmelerde ( $c\tau_{\text{koh}} \approx 3-30\text{cm}$ ) adi kaynaklar (düşük basınçlı gaz boşalma plazması) için yapılmış deneylerin sonuçlarıyla uyumludur. Fakat lazerle

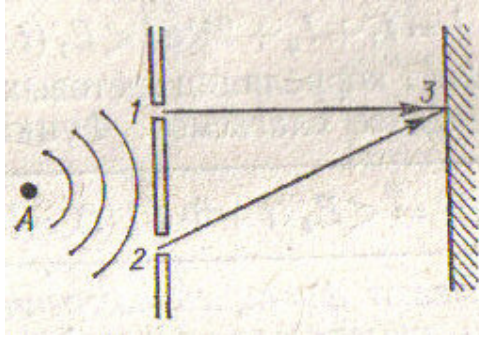
uyumlu değildir. Çünkü ele aldığımız istatistik modellemeye uygun olan lazer üretimi kendiliğinden ışımaya değil, uyarılmış ışımaya dayanmaktadır. He-Ne lazerini kullanarak yollar farkı 10m'den büyük olan durumlarda gözlenebilen kaliteli girişim desenleri elde edilebilmektedir. Burada tanımlanan koherentlik uzunluğu elektronikte de kullanılır. Devrelerdeki bazı teknik uyumsuzluk ve yetersizlikler ihmal ederek  $\tau_{koh}$  değeri, radyo dalga üreticileri için 100 saat mertebesinde olur. bu ise koherentlik uzunluğunun  $c\tau_{koh} \approx 3.10^{11}$ km uzunluğuna karşılık gelir. Bu uzunluk güneş sisteminin ölçülerinden çok büyüktür bu nedenle verilen girişimin boyut sınırının olmadığı gösterir.

## 2. BİRİNCİ ve İKİNCİ DERECEDEKİ KOHERENTLİK

Girişim deneylerinde alanın farklı uzay-zaman noktalarında ışık salınımlarının karşılıklı korelasyonları incelenir. Daha basit olması için alanın iki noktası ele alınır. Bu durum klasik Young deneyi ile uyum sağlar[6].

### 2.1. Young Deneyi ve I.Dereceden Koherentlik Fonksiyonu

Young deneyinin basit yapısı şekilde verilmiştir.



Şekil2.1.1. Young deneyinin basit yapısı[5].

A kaynağından çıkan ışık 1. ve 2. deliklerden geçerek ekran-dedektör'ün üst noktasında kaydedilir. Kolaylık için gelen ışığı polarize olduğunu kabul ederiz. Buna göre ışık alan vektörü ( $\vec{E}$ )'nin bir bileşenini ele almamız yeterli olacaktır. 1.,2,3 noktalarındaki alan vektörlerini  $E_1, E_2, E_3$  olarak tanımlarsak, 1. ve 2. delikten gelen ışığın 3 noktasına gelme süreleri  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  olsun. Buna göre

$$E_3(t) = E_1(t - \theta_1) + E_2(t - \theta_2) \quad (2.1.1)$$

3. noktadaki I ışık şiddeti  $E_3^* E_3$  çarpımının gözlem süresinde ortalamasıyla elde edilir.  $E_3^* E_3$  çarpımı zamanla hem düzenli hem de tesadüfi olarak değişime uğrar. Bu değişimler ise ışık alanının istatistik özellikleri olarak tanımlanır ve ışık alanının koherentliğini belirler.

Ortalamaları  $\langle \dots \rangle$  ile gösterirsek söz konusu ortalama,

$$I = \left[ \langle E_1(t - \theta_1) \rangle + \langle E_2(t - \theta_2) \rangle \right]^* \left[ \langle E_1(t - \theta_1) \rangle + \langle E_2(t - \theta_2) \rangle \right] \quad (2.1.2)$$

olur buradan,

$$I_i = \langle E_i^*(t - \theta_i) \rangle \langle E_i(t - \theta_i) \rangle = \langle E_i^*(t) E_i(t) \rangle, i = 1, 2, 3, \dots, n \text{ ve } n \in \mathbb{Z}^+ \quad (2.1.3)$$

ile verilir.

Buradan  $\theta_2 - \theta_1 = \theta$  yazarak,

$$\begin{aligned} \langle E_1(t - \theta_1) E_2^*(t - \theta_2) + E_1^*(t - \theta_1) E_2(t - \theta_2) \rangle &= \langle E_1(t + \theta) E_2^*(t) + E_1^*(t + \theta) E_2(t) \rangle \\ &= 2 \operatorname{Re} \left\{ \langle E_1(t + \theta) E_2^*(t) \rangle \right\} \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

olur. (2.1.3) ve (2.1.4) ifadeleri kullanılarak (2.1.2)'yi

$$I = I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ \langle E_1(t + \theta) E_2^*(t) \rangle \right\} \quad (2.1.5)$$

şeklinde yazarız. Buradaki son terim ışık salınımlarının korelasyon terimi olarak adlandırılır ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\gamma^{(1)} = \frac{\langle E_1(t + \theta) E_2^*(t) \rangle}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad (2.1.6)$$

Bu ifade birinci dereceden korelasyon fonksiyonu olarak adlandırılır.  $|\gamma^{(1)}| = 0$  girişim oluşmamasını,  $|\gamma^{(1)}| = 1$  tam koherent durumları temsil eder. Aralık durumu yani  $0 < |\gamma^{(1)}| < 1$  ise kısmen koherent olan durumları temsil eder[7].

## 2.2. 1.Dereceden Koherentlik Fonksiyonu ve Girişim Saçaklarının Görünümü

Ekran dedektörde ele aldığımız noktanın yakınında aydınlık ve karanlık saçakların merkezinde ışık şiddetleri uygun olarak  $I_{\max}$  ve  $I_{\min}$  olsun, söz konusu noktanın yakınındaki saçakların görünümü,

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.1.6)$$

ile belirlenir.  $V$ 'yi ölçerek  $|\gamma^{(1)}|$ 'yi bulabiliriz.  $\operatorname{Re}\{\gamma\} = |\gamma| \cdot \cos \varphi$  şeklinde gösterelim.

Burada  $\varphi$  kompleks  $|\gamma^{(1)}|$ 'in açısıdır. burada (2.1.5), aşağıdaki gibi yazılabilir[8].

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} |\gamma^{(1)}| \cos \varphi \quad (2.1.7)$$

### 2.3. Madde ve Işın Etkileşimi(Quantum Teorisi)

Gerçek bir fiziksel kaynaktan çıkan ışık uzayda tek bir noktadan yayılmaz ve monokromatik değildir. Gerçek kaynaktan üretilen dalga alanının hem fazı hem de genliği düzensiz dalgalanmalara maruz kalırlar. Belirli bir koherentlik zamanı içinde radyasyonun faz ve genliği nispeten sabit kalır. Bu nedenle monokromatik olarak kabul edilir. Gözlenen zaman dilimi koherentlik zamanına kıyasla uzun olduğu için, dalgalanmaların etkisi belirgin olur. özellikle girişimde, dalga hareketinin ayırıcı özelliği olarak ortaya çıkar. Sadece farklı uzunlukta, çapraz yollarda ışıklarda gözlenir( $L_{koh} = \tau_{koh} \cdot c$ ).

### 2.4. Çok Renkli Alanın Kompleks Gösterimi

Öncelikle konuyla ilgili matematiksel ifadeleri inceleyelim. Görülebilir(uygun) optik alanın Fourier transformu ile temsil edilebileceğini varsayalım[9].

$$E^r(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) \exp[-i\omega t] d\omega \quad (2.4.1)$$

$E^r(t)$  ifadesi reel olması gerektiğinden,

$$E(-\omega) = E^*(\omega) \quad (2.4.2)$$

Buna bağlı olarak, 1 eşitliğindeki integral pozitif frekanslar üzerinden yeniden ifade edilebilir.

$$E^r(t) = \int_0^{+\infty} \{E(\omega) \exp[-i\omega t] + E^*(\omega) \exp[-i\omega t]\} d\omega \quad (2.4.3)$$

(2.4.3) eşitliğini basitleştirirsek,

$$E(\omega) = \frac{1}{2} a(\omega) \exp[i\phi(\omega)] \quad (2.4.4)$$

burada  $a(\omega)$  ve  $\phi(\omega)$  reeldir. O halde uygun optik alan reel monokromatik alanın kompleks ve faz gösteriminin genelleştirilmesi formunda ifade edilebilir.

$$E^r(t) = \int_0^{+\infty} a(\omega) \cos\{i[\phi(\omega - \omega t)]\} d\omega \quad (2.4.5)$$

Genelleştirmeyi tamamlamak için, Denis Gabor yaklaşımından faydalanabiliriz.

$$\begin{aligned}
 E(t) &= \int_0^{+\infty} a(\omega) \cos\{i[\phi(\omega - \omega t)]\} d\omega \\
 &= 2 \int_0^{+\infty} E(\omega) \exp[-i\omega t] d\omega
 \end{aligned} \tag{2.4.6}$$

Kompleks analitik sinyali  $E^r(t) = \text{Re}[E(t)]$  şeklinde gözlenebilir alana benzetebiliriz veya analitik sinyal tanımını çok büyük kolaylık sağlar ve çok renkli optik alanın enerji ve yoğunluklarının ortalama niteliklerinde kompleks niceliğin kullanımına olanak sağlar. Optikteki bir çok önemli uygulamalarda, spektral genlik sadece bazı  $\langle \omega \rangle$  ortalama frekanslarına göre küçük olan  $\Delta\omega$  spektral genişliğinde fark edilebilir değerlere sahip olacaktır. Bu nedenle ortalama monokromatikliğin zaman modülasyonu ile ilgili analitik sinyali elde etmek için çok kullanışlıdır[3].

$$E(\omega) = a(t) \exp\{i[\phi(t) - \langle \omega \rangle t]\} \tag{2.4.7}$$

Eşitlik (2.4.6)'yı kullanarak,

$$\begin{aligned}
 a(t) \exp[i\phi(t)] &= 2 \int_0^{+\infty} E(\omega) \exp[-i(\omega - \langle \omega \rangle)t] d\omega \\
 &= \int_{-\langle \omega \rangle}^{\infty} E(\omega) \exp[-i\omega t] d\omega
 \end{aligned} \tag{2.4.8}$$

ifadesi elde edilir.

Burada  $E(\omega) = 2E(\omega + \langle \omega \rangle)$  varsayılarak,  $E(\omega)$ , sadece  $\omega = \langle \omega \rangle$  yaklaşık değerinde gözlenebilir olacaktır. (2.4.1) ve (2.4.6) eşitliklerini kullanarak, Parseval formülünü kolayca kurabiliriz.

$$\begin{aligned}
 \int_{-\infty}^{\infty} [E^{(r)}(t)]^2 dt &= \int_{-\infty}^{\infty} [E^{(i)}(t)]^2 dt \\
 &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |E^{(i)}(t)|^2 dt \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) E(\omega') \exp[-i(\omega + \omega')t] d\omega d\omega' dt \\
 &= 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |E(\omega)|^2 d\omega
 \end{aligned}$$

$$= 4\pi \int_{-\infty}^{\infty} |E(\omega)|^2 d\omega \quad (2.4.9)$$

Böylece bütün  $t$  değerleri için tanımlanan alanı pratik olarak ele alabiliriz. Alan veya sadece  $-T \leq t \leq T$  arasındaki bazı sonlu zaman içinde tanımlanan alanın gözlenmesi mümkündür. Herhangi bir sonucun bütün durumların da,  $T$ ,  $\frac{2\pi}{\Delta\omega}$  ve  $\frac{2\pi}{\langle\omega\rangle}$  fiziksel zaman ifadelerinden çok büyüktür. Öyle ki  $T \rightarrow \infty$  idealaştırmasını yapabiliriz. Kararlılık için (2.4.10) eşitliğindeki alanın ortalama enerjisinin zamanı gereklidir.

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_T^{\infty} [E^r(t)]^2 dt \quad (2.4.10)$$

(2.4.10) eşitliği sonlu olmalıdır. Bu nedenle sabit alan fonksiyonu integral karesi değildir. Böyle fonksiyonların analiz problemi matematik literatür'ün de en çok tartışılan konudur. Bununla beraber, uygulamalı fizikte bu ayrımın sadece optik alanla ilgili kısmı ile ilgilenilir. Bunun için Fourier dönüşümlerini ve olasılığını kullanırız.

Ortalama zaman yoğunluğu veya spektral yoğunluk koherentlik etkisinin analizinde önemli bir faktördür ve (2.4.11) eşitliği ile orantılıdır.

$$\begin{aligned} |E(\omega)|^2 &= \left[ \frac{1}{4\pi} \right]^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\omega(t' - t)] E(t') E^*(t) dt dt' \\ &= \left[ \frac{1}{4\pi} \right]^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\omega\tau] E(t' + \tau) E^*(t) dt d\tau \end{aligned} \quad (2.4.11)$$

Bu eşitliği dikkate alarak alanın 1.dereceden zaman korelasyon fonksiyonlarının mantıklı tanımlamasını yapabiliriz[10].

$$\begin{aligned} \Gamma^{(1)}(\tau) &= \langle E(t + \tau) E^*(t) \rangle \\ &\equiv \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{\infty} E(t + \tau) E^*(t) dt \end{aligned} \quad (2.4.12)$$

bu durumda (2.4.11) eşitliği aşağıdaki gibi olur.

$$|E(\omega)|^2 = \left[ \frac{T}{8\pi^2} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \langle E(t' + \tau) E^*(t) \rangle \exp[i\omega\tau] d\tau$$



$$= \left[ \frac{T}{8\pi^2} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) \exp[i\omega\tau] d\tau \quad (2.4.13)$$

buradan normalleştirilmiş spektral yoğunluk gücü (dağılımı) aşağıdaki gibi tanımlanır.

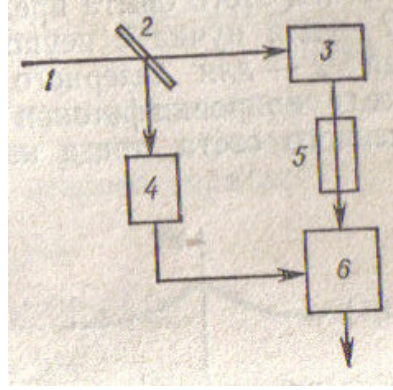
$$\begin{aligned} F(\omega) &= |E(\omega)|^2 \left[ \int_{-\infty}^{\infty} |E(\omega)|^2 d\omega \right]^{-1} \\ &= \frac{1}{2\pi} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \langle E(t+\tau) E^*(t) \exp[i\omega\tau] d\tau \right] [\langle |E(t)|^2 \rangle]^{-1} \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma^{(1)}(\tau) \exp[i\omega\tau] d\tau \end{aligned} \quad (2.4.14)$$

Bu normalleştirilmiş korelasyon fonksiyonu genelde alanın 1.dereceden zaman koherentliğinin kompleks derecesi olarak adlandırılır.

1.dereceden koherentlik fonksiyonuna bağlı olan Young girişim deneyi klasik optik açısından daha kolay açıklanabilir. Öyle ki bu deney sonuçları foton yaklaşımı kullanılmadan bile açıklanabilir. Bununla beraber, foton yaklaşımı ile de açıklanabilir[11]. Yani olay fiziksel olarak ayrılmayan alternatifler için olasılık genliklerinin kuantum mekanik girişimi şeklinde de açıklanabilir.

## 2.5. Brown-Twiss Deneyi ve 2.Dereceden Korelasyon Fonksiyonu

1950 yılında H.Brown ve R.Twiss tarafından yapılan başka bir girişim deneyini ele alalım. Young deneyinden farklı olarak bu deneyde ışık şiddetlerinin dalgalanmaları (ışık demetlerindeki fotosayılarının dalgalanmaları) direkt olarak elde edilen sonuçları etkiler. Burada kullanılan Brown ve Twiss'in hazırladığı deney düzeneği şiddetlerin interferometresi olarak adlandırılabilir. Bunun basit şeması Şekil 2.5.1'de verilmiştir [12].



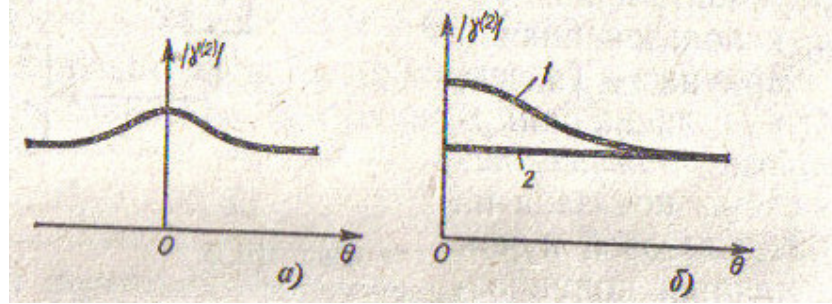
Şekil2.5.1. Brown-Twiss deney düzeneği[12].

Işık demeti(1) yarı şeffaf aynasından(2) ikiye ayrılır. İkincil demetlerden her biri kendi yolundaki fotoçoğaltıcıya gelir(3 veya 4) ve bunların çıkışındaki sinyaller (6) kollektörüne gelir ve önce sinyaller çarpılır sonra ise  $I_1$  ve  $I_2$  ikincil ışık demetlerinin şiddetlerinin ortalaması bulunur. Böylece  $\langle I_1 I_2 \rangle = \langle E_1^* E_2^* E_1 E_2 \rangle$  değeri elde edilir.

Karşılaştırmak gerekirse Young deneyinde  $\langle E_1 E_2^* \rangle$  değeri ölçülür, interferometrenin kollarının birine yerleştirilen (5) numaralı eleman kollardaki sinyallerin birinin diğerine göre gecikmesini sağlar. Böylece interferometre,

$$\begin{aligned} \gamma^{(2)} &= \frac{\langle I_1(t+\theta) I_2(t) \rangle}{I_1 I_2} \\ &= \frac{\langle E_1^*(t+\theta) E_2^*(t) E_2(t) E_1(t+\theta) \rangle}{I_1 I_2} \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

(2.5.1) fonksiyonu ile zaman gecikmesinin  $\theta$ 'ye göre ölçülmesine olanak sağlar. Buradaki  $\gamma^{(2)}$  2.dereceden koherentlik fonksiyonu olarak adlandırılır. Deneysel sonuçlara göre  $\langle I_1(t+\theta)I_2(t) \rangle = \langle n_1(t+\theta)n_2(t) \rangle$  olduğu görülür[13]. Burada  $n_1$  ve  $n_2$  ikincil ışık demetlerindeki fotonların yoğunluğudur. Burada  $\theta=0$  olduğunda Şekil2.5.2'de gösterildiği gibi  $\gamma^{(2)}$  büyüklüğünün ani bir sıçrama yaptığı görülür.



Şekil2.5.2.  $\gamma^{(2)}$  büyüklüğünün  $\theta$ 'ye göre değişimi[15].

Bu sıçrama fotonların interferometreye tek tek gelmediğini ve çiftlerle bağlı bir şekilde geldiğini yani fotonların guruplaşma eğiliminde olduğunu göstermektedir. Bunun sonucunda, fotonların sayısının dalgalanmalarının karşılıklı korelasyon eğiliminde olduğu açıkça görülmektedir[14].

Q.Arekki, E.Gatti, A.Sona 1966 yılında yüksek koherentlik derecesi olan lazer demeti ve kaotik yapısı olan uygun ışık demetiyle H.Bown ve R.Twiss girişim deneyini yaptılar. Deneyin sonuçları Şekil2.5.2'de verilmiştir[15]. Burada (a)-düzensiz olmayan yapıyı alan için, (b-2)-koherent ışığa uygun ışık demeti içindir. Şekilde görüldüğü gibi guruplaşma etkisi kaotik ışık için gözlenir. Koherent ışık için ise bu etki yoktur. Yani fotosayısında korelasyon yoktur. Böylece fotonların guruplaşma etkisi ışık demetlerinin koherentlik derecesine bağlı olduğu sonucuna varılır.

### 3.YÜKSEK DERECEDEDEN KOHERENTLİK

Yukarıda bahsedildiği gibi, Young deneyi gibi girişim deneylerinde ışık dalgalarının iki uzay-zaman noktasında ortaya çıktığı bilinir. Bu noktalar  $(\vec{r}_1, t_1)$  ve  $(\vec{r}_2, t_2)$ 'dir. Bu durumda 1.dereceden korelasyon fonksiyonu,

$$\gamma^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2) = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1, t_1) E^*(\vec{r}_2, t_2) \rangle}{\left[ \langle |E(\vec{r}_1, t_1)|^2 \rangle \langle |E(\vec{r}_2, t_2)|^2 \rangle \right]^{1/2}} \quad (3.1)$$

şeklinde yazılabilir. Klasik girişim deneylerinin çoğunda 1.dereceden koherentlik fonksiyonu girişim etkilerinin değerini belirler. Bundan daha 'ince' girişim deneyleri, şiddet dalgalanmalarını ortaya koyar ve bu durum 2.dereceden koherentlik fonksiyonları ile açıklanır[16]. Bu deneylerde ışık titreşimleri 4-uzay-zaman noktasında incelenir.

Genel olarak 2.dereceden koherentlik fonksiyonu  $\gamma^{(2)}$ ,

$$\gamma^{(2)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2; \vec{r}_3, t_3; \vec{r}_4, t_4),$$

$$\gamma^{(2)} = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1, t_1) E^*(\vec{r}_2, t_2) E(\vec{r}_3, t_3) E(\vec{r}_4, t_4) \rangle}{\left[ \langle |E(\vec{r}_1, t_1)|^2 \rangle \langle |E(\vec{r}_2, t_2)|^2 \rangle \langle |E(\vec{r}_3, t_3)|^2 \rangle \langle |E(\vec{r}_4, t_4)|^2 \rangle \right]^{1/2}} \quad (3.2)$$

ile gösterilir. Brown-Twiss deneyi de böyle girişim deneyleri gibidir. Fakat bu deneyde 2.dereceden korelasyon fonksiyonunun özel bir durumu olan,

$$\gamma^{(2)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2; \vec{r}_2, t_2; \vec{r}_1, t_1 \dots) = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1, t_1) E^*(\vec{r}_2, t_2) E(\vec{r}_2, t_2) E(\vec{r}_1, t_1) \rangle}{\langle |E(\vec{r}_1, t_1)|^2 \rangle \langle |E(\vec{r}_2, t_2)|^2 \rangle} \quad (3.3)$$

durumu ölçülmüştür[13]. Teorik olarak  $n$ .dereceden koherentliğin incelenmesi mümkündür. Bunun için herhangi bir yöntemle eş zamanlı olarak  $n$  ışık demetinin kaydedilmesi sağlanmalıdır. Buna uygun koherentlik fonksiyonu,

$$\gamma^{(n)}(\vec{r}_1, t_1; \dots; \vec{r}_n, t_n; \vec{r}_{n+1}, t_{n+1}; \vec{r}_{n+2}, t_{n+2} \dots; \vec{r}_{2n}, t_{2n})$$

$$\gamma^{(n)} = \frac{\left\langle E^*(\vec{r}_1, t_1) \dots E^*(\vec{r}_n, t_n) E^*(\vec{r}_{n+1}, t_{n+1}) \dots E^*(\vec{r}_{2n}, t_{2n}) \right\rangle}{\left\langle \left| E(\vec{r}_1, t_1) \right|^2 \right\rangle \dots \left\langle \left| E(\vec{r}_{2n}, t_{2n}) \right|^2 \right\rangle} \quad (3.4)$$

şeklinde yazılabilir[17]. Şiddetin girişimi ve 2. ve daha yüksek dereceden koherentliğin incelenmesi klasik girişim problemlerinin kapsamının genişlemesine neden olmuştur. Öte yandan böyle araştırmalar son on yıl içinde fotosayı tekniğinin gelişmesi nedeniyle artmıştır. Ayrıca bu tekniğin gelişimi ışığın koherentlik özelliklerini ölçmenin yeni bir yöntemi olan şiddet dalgalanmaları spektroskopisi olarak adlandırılan yeni bir yöntemin oluşmasını sağlamıştır[6].

### 3.1. Fotosayı Dalgalanmaları

$\hbar\omega$  enerjisiyle karakterize olunan bir seviyedeki fotonların sayısı  $n$  olsun,  $\langle n \rangle$  ise bu seviyedeki fotonların ortalaması olsun, buradaki ortalama ya herhangi bir zamanda çok sayıda aynı seviyeler için yada birden fazla zamanlardaki bir seviye için olduğu düşünülmektedir. Fotosayısının dalgalanmaları farkının karesinin ortalaması veya varyans aşağıdaki gibi yazılabilir[18].

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle (\langle n \rangle - n)^2 \rangle \quad (3.1.1)$$

Burada,

$$(\langle n \rangle - n)^2 = \langle n \rangle^2 - 2n\langle n \rangle + n^2$$

olduğundan,

$$\begin{aligned} \langle \Delta n^2 \rangle &= \langle n \rangle^2 - 2\langle n \rangle \langle n \rangle + \langle n^2 \rangle \\ &= \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 \end{aligned} \quad (3.1.2)$$

olur. Belirli bir seviyede  $n$  fotonun olasılığını  $w_n$  ile gösterelim.  $w_n$  ile birlikte  $\langle n \rangle$  ve  $\langle n^2 \rangle$  ve bunlara bağlı olan  $\langle \Delta n^2 \rangle$  terimlerini bulabiliriz.

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n w_n \quad (3.1.3)$$

$$\langle n^2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 w_n \quad (3.1.4)$$

Işık demetinin ikiye ayrıldığını düşünelim. Bu demet bileşenleri için bizi ilgilendiren nicelikleri  $\langle n_1 \rangle$ ,  $\langle \Delta n_1^2 \rangle$ ,  $\langle n_2 \rangle$ ,  $\langle \Delta n_2^2 \rangle$  olarak tanımlayalım. Bu demetlerin süper pozisyonu için yani ilk demet için bu nicelikler  $\langle n \rangle$ ,  $\langle \Delta n \rangle$  olsun,

$$\langle n \rangle = \langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle \quad (3.1.5)$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta n^2 \rangle &= \langle (\Delta n_1 + \Delta n_2)^2 \rangle \\ &= \langle \Delta n_1^2 \rangle + \langle \Delta n_2^2 \rangle + 2\langle \Delta n_1 \rangle \langle \Delta n_2 \rangle \end{aligned}$$

eğer  $\langle \Delta n_1 \rangle \langle \Delta n_2 \rangle = 0$  olursa, bu demektir ki demetteki fotonların sayısının dalgalanmaları birbiriyle koherent değil yani demetin bir kısmındaki fotonlar diğer kısmına göre bağımsız olarak dağılmıştır. Eğer  $\langle \Delta n_1 \rangle \langle \Delta n_2 \rangle \neq 0$  olursa, fotosayısının dalgalanmalarının korelasyonda olduğu söylenir.

### 3.2. Dengede Olan Foton Gazının Dalgalanmaları

$T$  sıcaklığın da dengede olan foton gazı için  $w_n$  dağılımı aşağıdaki eşitlikteki gibi ifade edilebilir.

$$\begin{aligned} w_n &= \frac{\exp\left(-\frac{\hbar\omega_n}{kT}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_n}{kT}\right)} \\ &= e^{\left(-\frac{\hbar\omega_n}{kT}\right)} \left(1 - e^{\left(-\frac{\hbar\omega_n}{kT}\right)}\right) \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

Buradan fotonların ortalama sayısının,

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_n/kT) - 1} \quad (3.2.2)$$

şeklin de elde ederiz. Buradan üstel fonksiyonun tersini alırsak,

$$\exp\left(-\frac{\hbar\omega_n}{kT}\right) = \frac{\langle n \rangle}{(1 + \langle n \rangle)} \quad (3.2.3)$$

ifadesini elde ederiz. Bunu (3.2.1)'de yerine yazarsak,

$$w_n = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{n+1}} \quad (3.2.4)$$

ifadesini elde ederiz. (3.2.1), (3.2.4) ve (3.2.2) ifadelerini kullanarak,

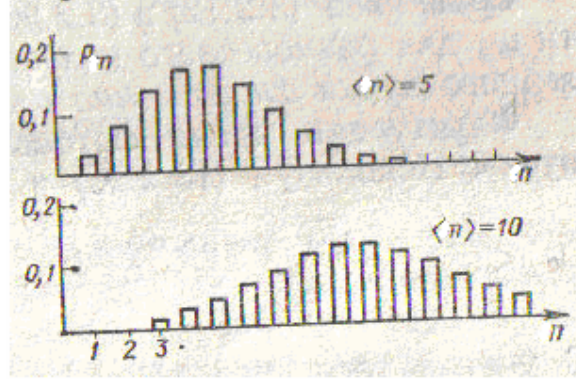
$$\begin{aligned} \langle n^2 \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \omega_n = 1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}} \frac{d^2}{d(\hbar\omega/kT)^2} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\hbar\omega/kT} \\ &= \frac{[\exp(\hbar\omega/kT) + 1]}{[\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^2} \\ &= \langle n \rangle + 2\langle n \rangle^2 \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

(3.2.5)'yi (3.1.2)'de yerine yazarsak, dengede olan foton gazı için aşağıdaki ifadeyi elde ederiz.

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2 \quad (3.2.6)$$

### 3.3. Lazer Demetinde Fotosayı Dalgalanmaları

Farklı (dengede olmayan) ışık demetleri örneğin, lazer demetleri için  $w_n$  olasılıklarını bulmak için fotosayı yöntemi olarak adlandırılan deneysel yöntem kullanılır. Bu yöntemin prensiplerine göre, incelenen ışık demeti fotodedektör rolü oynayan fotoemittere gönderilir. Bu fotoemitter uygun bir elektron devresine bağlanır. Buradaki sayaç fotodedektörde oluşan fotoelektron emisyonunu oluşturur. Fotodedektöre gelen ışığın gelme süresini kontrol eden bir anahtar yerleştirilmiştir. Örneğin anahtar  $T$  zaman aralığında açılır ve sayaç bu zaman aralığında  $n$  sayıda foton gelişimi kaydeder. Belirli bir süre sonra anahtar yeniden açılır ve fotosayım süreci tekrarlanır. Bu işlem mümkün olduğu kadar tekrarlanır ve her bir durumda anahtar aynı  $T$  zaman aralığı kadar açık tutulur ve sürekli olarak sayılan fotosayıları kaydedilir. Bunun sonucunda gözlem süresi  $T$ 'de  $n$  fotoelektronun kaydedilmesinin  $P_n$  olasılığı bulunabilir. Bu olasılık ışık demetinin istatistik özellikleri hakkında istediğimiz bir çok bilgiyi barındırması bakımından çok önemlidir[19].



**Şekil3.3.1.**  $P_n$  olasılığının bir modlu ve sabit şiddetli lazer demeti için alınmış iki durum gösterilmektedir. (a)'daki dağılım  $T$  ölçüm süresindeki ortalama fotosayısı ( $\langle n \rangle = 5$ ) olan ışık demeti için, b) ise  $\langle n \rangle = 10$  olan ışık demeti için elde edilmiştir[15].

Her iki dağılım hesaplarının Poisson dağılımına (3.3.1) uygun şekilde olduğu görülmüştür.

$$P_m(T) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} \quad (3.3.1)$$

$P_m(T)$  incelenen demetteki foton seviyelerinin nüfus dağılımını göstermektedir. Böylece fotosayı deneyleri bir modlu lazer ışınımının Poisson dağılımına uygun olarak oluştuğunu göstermektedir.

$$w_n = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} \quad (3.3.2)$$

Bu deneylerin sonuçları, teorik sonuçlar uyum içindedir. Glauber elde ettiği sonuçlar göstermiştir ki ideal bir modlu lazer, üretim eşliğinin çok üzerinde olan koherent durum olarak adlandırılan durumlarda üretim yapar; bu durumlardaki fotonlar gerçekte Poisson dağılımına göre dağılacaktır. Bu durumda alan klasik sinüsel dalgaya çok yakın olacaktır. Quantum optiğin ortaya koyduğu sonuçlara göre, ideal ışık dalgasında bile fotonların sayısının dalgalanmalarının olduğunu göstermektedir. (3.2.4) ve (3.3.2) ifadelerinin karşılaştırılmasıyla dengedeki ışınımın ve bir modlu lazer ışınımının  $w_n$  olasılıklarının birbiriyle önemli derecede farklılıklara sahip oldukları görülecektir[20].



### 3.4. Bir Modlu Lazer Işınımında Fotosayı Dalgalanmaları

Yukarıda elde edilen (3.3.2) ve (3.1.4) ifadelerini kullanarak,

$$\langle n^2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} + \sum_{n=2}^{\infty} n \frac{\langle n \rangle^n}{(n-2)!} e^{-\langle n \rangle} \quad (3.4.1)$$

ifadesini elde ederiz. Buradaki birinci terim  $\sum_{n=0}^{\infty} n w_n = \langle n \rangle$ 'dir. ikinci terimdeki toplam indisini  $m = n - 2$  olarak değiştirirsek,

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} n \frac{\langle n \rangle^{m+2}}{m!} e^{-\langle n \rangle} &= \langle n \rangle^2 \sum_{m=0}^{\infty} n \frac{\langle n \rangle^m}{(m)!} e^{-\langle n \rangle} \\ &= \langle n \rangle^2 \sum_{m=0}^{\infty} w_m \\ &= \langle n \rangle^2 \end{aligned}$$

şeklinde yazabiliriz. Bu sonuçları dikkate alarak (3.4.1) ifadesi,

$$\langle n^2 \rangle = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2 \quad (3.4.2)$$

ifadesine dönüşür. Fotosayısının dalgalanmalarının,  $\langle \Delta n^2 \rangle$  değeriyle belirlenmesi için (3.4.2)'yi (3.1.2)'de yerine yazarak, bir modlu lazer demeti için,

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle \quad (3.4.3)$$

olur. Daha önceden de bahsedildiği gibi dengedeki ışınım için  $\langle \Delta n^2 \rangle$  varyansı,  $\langle n \rangle$  ve  $\langle n \rangle^2$  bileşenlerinden oluşur. Böylece  $\langle n \rangle^2$  teriminin fotonların gruplaşmasından sorumlu olan terim olduğu açıkça görülmektedir.

### 3.5. Fotosayılarının Dalgalanmaları ile Şiddetlerin Girişiminin Açıklaması

İlk olarak dengedeki foton gazını ele alalım. (3.4.2) ve (3.1.5) ifadelerini kullanarak,

$$\begin{aligned}\langle \Delta n^2 \rangle &= \langle n^2 \rangle + \langle n \rangle^2 \\ &= (\langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle) + (\langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle)^2 \\ &= \langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle + \langle n_1 \rangle^2 + \langle n_2 \rangle^2 + 2\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle \\ &= \langle \Delta n_1^2 \rangle + \langle \Delta n_2^2 \rangle + 2\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle\end{aligned}\quad (3.5.1)$$

eşitliğini elde ederiz. Böylece dengedeki foton gazında fotosayılarının dalgalanmalarında korelasyon bulunduğu görülmektedir. Buradan yeterli derecede kaotik (düzensiz) ışık demetlerinde de fotosayılarının dalgalanmalarının korelasyona sahip olduğu sonucuna varırız. Şekil2.5.2.b' deki birinci eğri, fotonların gruplaşma etkisinin varlığını göstermektedir. Buradan foton gruplaşmasının ışık demetindeki fotosayılarının dalgalanmalarının korelasyonunun bir sonucu olduğu açıktır.

Şimdi ise, bir modlu lazer demetini ele alalım. (3.4.3) ve (3.1.5) ifadelerini kullanarak,

$$\begin{aligned}\langle \Delta n^2 \rangle &= \langle n \rangle \\ &= \langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle \\ &= \langle \Delta n_1^2 \rangle + \langle \Delta n_2^2 \rangle\end{aligned}\quad (3.5.2)$$

ifadesini elde ederiz. Bu dikkate alarak,

$$\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle = 0 \quad (3.5.3)$$

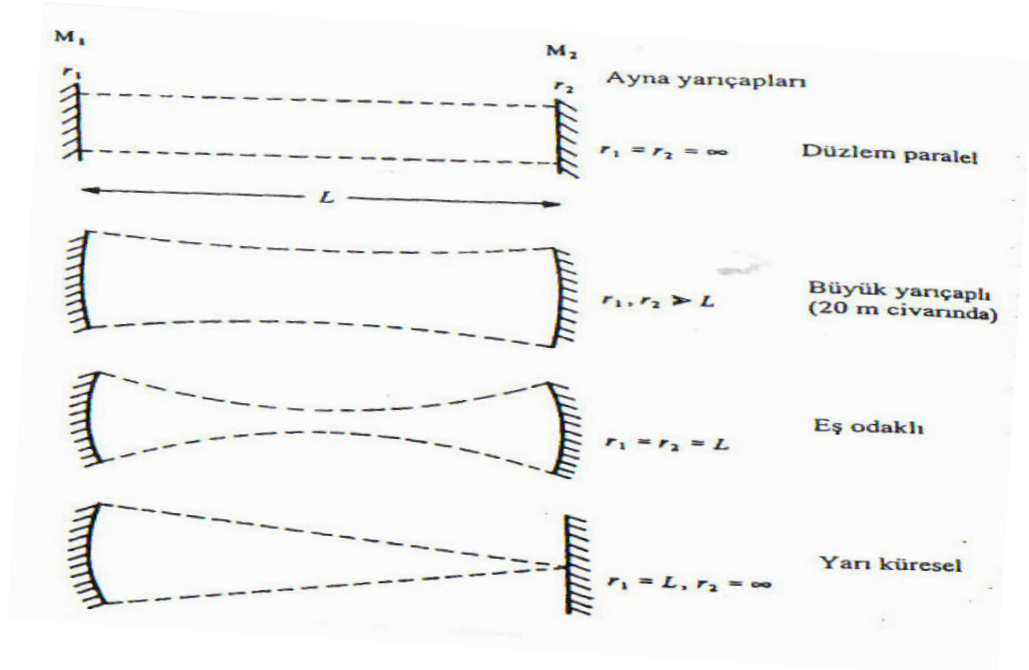
sonucuna varırız[18]. Böylece, bir modlu lazer demetinde fotosayı dalgalanmalarının birbiriyle korelasyonunun olmadığını görürüz. Bu ise Şekil2.5.2'deki ikinci eğride gösterilmektedir.

#### 4. OPTİK GERİ BESLEME

Lazer, bir yükselticiden çok bir titreşiciye benzer. Bir elektronik titreşiciye, yükseltici bir pozitif geri besleme sağlanarak özel bir frekansa ayarlanır ve sistem açıldığında girişte görülen uygun frekansın herhangi bir elektriksel sinyal şiddetlenir. Şiddetlenmiş çıkış girişe beslenir ve tekrar kuvvetlendirilir ve bu işlem böyle devam ettirilir. Bir kararlı çıkış kolay ve çabucak elde edilir. Bununla birlikte, yükseltici yüksek gerilimlerde doyuma ulaşacağı için besleme geriliminden büyük bir çıkış elde edilemez.

Lazerde pozitif geri besleme, optiksel bir rezonatör (bir Fabry-Perot rezonatörü) oluşturacak şekilde bir çift aynanın arasına kazanç ortamının yerleştirilmesiyle elde edilir. Başlangıç ivmelendirilmesi ile, salınan fotonun sistemin ekseni boyunca ilerlediği uygun enerji seviyeleri arasındaki herhangi bir kendiliğinden geçişle sağlanır. Sinyal ortam boyunca ilerlerken şiddetlenir ve aynadan geri beslenir. Doyma, ortam tarafından sağlanan kazancın bir tam döngü sırasında oluşan kayıplarla eşitlenmesi durumunda elde edilir. Birçok aktif ortamın birim uzunluk başına kazancı oldukça küçüktür ve bir döngüdeki ışık demeti çok küçük bir kazanç elde eder. Bununla birlikte, çoklu geçişlerde yükseltme oldukça köklüdür. Burada rezonatör içindeki radyasyonun mükemmel doğrultulmuş bir demet halinde, iki düzlem paralel ayna arasında ileri geri hareket ettiğini varsayıyoruz. Bununla birlikte, kırınım etkileri sebebiyle sonlu boyda aynalarla mükemmel olarak düzeltilmiş bir demetin devamlı oluşumunu sağlamak mümkün olmaz. Bazı radyasyonlar aynaların kenarının ötesine doğru yayılırlar. Bu yapının kırınım kayıpları, konkav aynalar kullanılarak giderilebilir. Pratikte çok sayıda ayna eğrilikleri ve şekilleri, kullanılan lazer tipine uyumlu olacak şekilde kullanılır[21].

Farklı ayna sistemlerinin ayrıntılı analizi kırınım teorisinin oldukça etraflı uygulanmasını gerektirir ki bu konumuzun dışındadır. Bununla beraber basit geometrik optik teknikleri kullanılarak böyle bir analizin sonuçlarını kestirmek kolaydır. Bir ışık demetini içinde alıkoyan, başlangıçta eksenle küçük bir açı yapacak şekilde eğilmiş ayna düzeneğinin rezonatör içinde kullanılmasının faydalı olacağı söylenebilir. Böyle rezonatörler kararlı olarak bilinirler.



**Şekil 4.1.** Bazı sık kullanılan rezonatör ayna şekilleri(noktalı çizgiler her bir durumda mod hacminin genişliğini belirtmektedir)[21].

Çokça kullanılan ayna düzenekleri Şekil 4.1.'de gösterilmiştir. Hepsi kendine has olumlu ve olumsuz yanlara sahiptir. Örneğin düzlem paralel ayna, şekillenimi ayarlanması en zordur. Çünkü aynalar bu sistemde %100 paralel yapılamaz ve bu durumda optik demet birkaç turdan sonra sistemden ayrılır. Diğer yandan radyasyon demeti, demetin rezonatör içine odaklanamaması sebebiyle lazer ortamını maksimum bir şekilde kullanacaktır(bu durumda geniş mod hacmi olduğu söylenir). Sonuçta aynalar  $\lambda/100$  şartını sağlayacak şekilde düzlükte olmalıdırlar. Düzlem paralel duruma zıt olarak, konfokal şekillenim ayarlaması nispeten kolay bir düzendir. Fakat kullanılacak aktif ortam sınırlıdır(mod hacmi küçüktür). Gaz lazerlerinde, maksimum güç çıkışı isteniyorsa, büyük yarıçaplı rezonatör kullanılır. Eğer tek faz işlem(maksimum demet ahengi) isteniyorsa, bu durumda yarı küresel sistemi kullanırız.

Bazen kullanılan ayna şekillenimleri kararsız rezonatör olarak kullanılır. Böyle bir rezonatörde başlangıçta küçük geliş açılarıyla ilerleyen bir demet, birkaç yansımadan sonra rezonatör optik ekseninden ayrılır. Böyle rezonatörler yüksek kayıplara sahiptirler, fakat bazı faydalı özellikleri de taşırlar. Özellikle bunlar mod hacmini iyi bir şekilde kullanırlar. Kararsız rezonatörler yüksek kayba sahip olduklarından ancak

yüksek kazançlı ortamlarda, örneğin karbondioksit ortamında, kullanılabilirler. Daha önce söylediğimiz gibi kazanç genelde küçüktür ve bu nedenle kayıpları minimumlaştırmak oldukça önemlidir. Kaybın bir kaynağı da aynalardaki soğurmadır. Bunu azaltmak için aynalara yüksek mertebeli yansıtkan ve çok katlı dielektik kaplama yapılır, metelik kaplama yapılmaz. Çok katlı katmanlarda bir cam yüzey üzerinde düşük ve yüksek kırılma indisine sahip olacak şekilde değişken dielektik maddeler bir çeşrek dalga(yani  $\lambda/4$ ) sırasıyla kullanılır. Değişken ara yüzelerde faz değişimleri olması sebebiyle bütün yansıyan dalgalar aynı fazdadır ve yapıcı şekilde etkileşirler. %99.9'dan daha fazla yansıtkanlık vermek için böyle 20'nin üzerinde katmana ihtiyaç vardır. Açık olarak, aynalar sadece dar bir dalga boyu bölgesinde verimli olacaklardır. Buna benzer bir örnek olarak kamerada istenmeyen yansımaları yok etmek için kamera merceklerinin açılması gösterilebilir.

#### **4.1. Lazer Modları**

Tarama Fabry-Perot interferometresi gibi çok yüksek çözme güçlü bir spektrometre ile bir lazerin çok sayıda ayrık frekans bileşenlerinden(çok dar spektral çizgilerinden) oluştuğu gösterilmiştir. Bu ayrık çizgilerin nasıl oluştuğunu anlamak ve lazer geçiş çizgi şekline nasıl bağlı olduğunu görmek için lazer rezonatörü içindeki ışık aynaların etkisi dikkate alınmalıdır.

#### **4.2. Eksenel Modlar**

Lazerin iki aynası bir resonant boşluk oluşturur ve duran dalga şekli, tıpkı bir yay org çubuğunda oluştuğu gibi, aynalar arasında meydana gelir. Açık rezonatörün karakteristik titreşimleri (modları) bir aynadan diğerine doğru yayılan düzlem dalgaların girişimi olarak ele alınabilir. Bunun sonucunda rezonatörde düzgün dalgalar oluşur. Resonatörün eksenini boyunca yayılan dalgaların durgun dalgalar oluşturması için aynaların arasında tam sayıda yarım dalgaların yerleşmesi gerekir, yani

$$L = p \frac{\lambda}{2}$$

olur. Burada  $p = 1,2,3\dots$  şeklinde tamsayılar ve  $L$  rezonatörün uzunluğudur. Dalga boyundan frekanslara geçiş yaparsak,

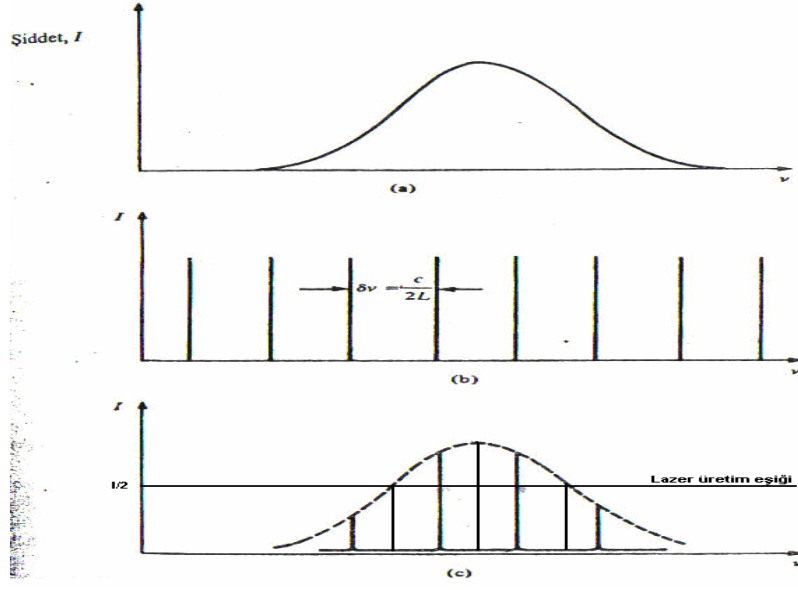
$$\nu = \frac{pc}{2L} \quad (4.2.1)$$

şartını sağlarlar. Örneğin,  $L=0.5\text{m}$  ve  $\lambda=500\text{nm}$  için  $p \cong 2 \times 10^6$  gibi oldukça yüksek bir değeri alabilir.  $p$  çok yüksek değer alabildiğinden dalga boyundaki çok küçük değişiklikler için  $p$ 'nin çok farklı değerleri oluşabilir. (4.2.1) eşitliğini sağlayan  $p$ 'nin her değeri bir aksenal mod tanımlar. (4.2.1) eşitliğinden, birbirine bitişik modlar ( $\delta p = 1$ ) arasındaki  $\delta \nu$  frekans aralığı,

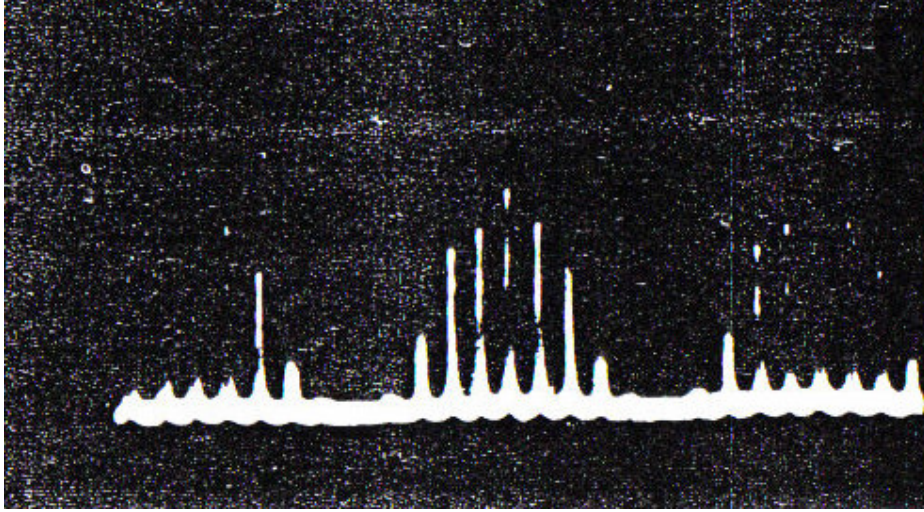
$$\delta \nu = \frac{c}{2L} \quad (4.2.2)$$

ile verilir ve böylece  $L=0.5\text{m}$  için  $\delta \nu = 300\text{MHz}$ 'dir. (4.2.2)  $p$ 'den bağımsız olduğu için birbirine yakın modların frekans aralığı kendi frekanslarına bakmaksızın aynıdır. Lazer rezonatörünün titreşim modları böylece Şekil4.2.1'de gösterildiği gibi  $c/2L$  ile birbirinden ayrılmış, her biri (4.2.1) eşitliği ile verilen çok sayıda frekansları içerecektir.

Bununla birlikte,  $p$ 'nin tam sayı değerleri aksenal rezonatör modlarının mümkün bütün değerlerini göstermesine rağmen sadece kazanç eğrisi veya lazer geçiş çizgisi içinde kalanların gerçekte titreşeceğini söyleyebiliriz. Buradan  $632.8\text{ nm}$  dalga boyunda neon tarafından yayımlanan genişletilmiş lazer geçişi (Şekil4.2.1.a)  $1.5 \times 10^9\text{Hz}$  genişliğinde olduğundan,  $0.5\text{m}$  uzunluktaki rezonatör örneğimizde 4 veya 5 modun bulunabileceğini söyleyebiliriz.(4.2.1.c ve 4.2.2) şekli optik frekans analiz edici ve silikon fotodiyot yardımıyla  $1\text{m}$  boyundaki bir He-Ne lazerinin aksenal modlarını göstermektedir.



**Şekil4.2.1.** (a) Genişletilmiş lazer geçiş çizgisi; (b) Rezonatör modları; (c) Lazer çıkışındaki ekseneel modlar[21].



**Şekil4.2.2.** He-Ne lazerinde oluşan ekseneel modlar. Mod şekli, optik frekans analiz edici lazerin kazanç eğrisi boyunca tarandığından (burada üç kez tekrarlanır) [21].

Ekseneel modların her biri lazer çıkışında tek bir noktaya katkıda bulunur. Bununla birlikte aşağıda tartışacağımız enine modlar, çok sayıda noktanın çıkış şeklinde görünmesini sağlayabilir. Eğer ekseneel modların çizgi kalınlığı ölçülürse, rezonatörü

basit bir Fabry-Perot rezonanslarının kalınlığından çok daha küçük olduğu bulunur. Rezonatörün Q kalite faktörünü ele alarak bunun sebebini anlayabiliriz. Q genel de,

$$Q = \frac{2\pi \cdot \text{rezonatörde depolanan enerji}}{\text{Bir döngüde depolanan enerji}}$$

veya,

$$Q = \frac{\text{Çizgi frekansı}}{\text{Çizgi genişliği}} = \frac{\nu}{\Delta\nu} \quad (4.2.3)$$

ile tanımlanır. Bir elektriksel titreşici için  $Q \cong 100$  civarında olabilir. Bununla birlikte bir lazer için  $Q \cong 10^8$  olabilir ve böylece  $\Delta\nu = 1\text{MHz}$ 'dir. Bu  $10^9\text{Hz}$  civarında eşdeğer değere sahip Fabry-Perot rezonatöründen çok daha dardır. Aslında lazerlerde aktif ortam titreşen modlara enerji sağlar ve böylece teorik olarak enerji dağıtılması(kayıbı) sıfır ve Q sonsuz olabilir. Pratikte bunun olmasına için vermeyen kayıplar vardır, fakat yinede 1Hz'lik frekans genişliği elde edilmiştir.

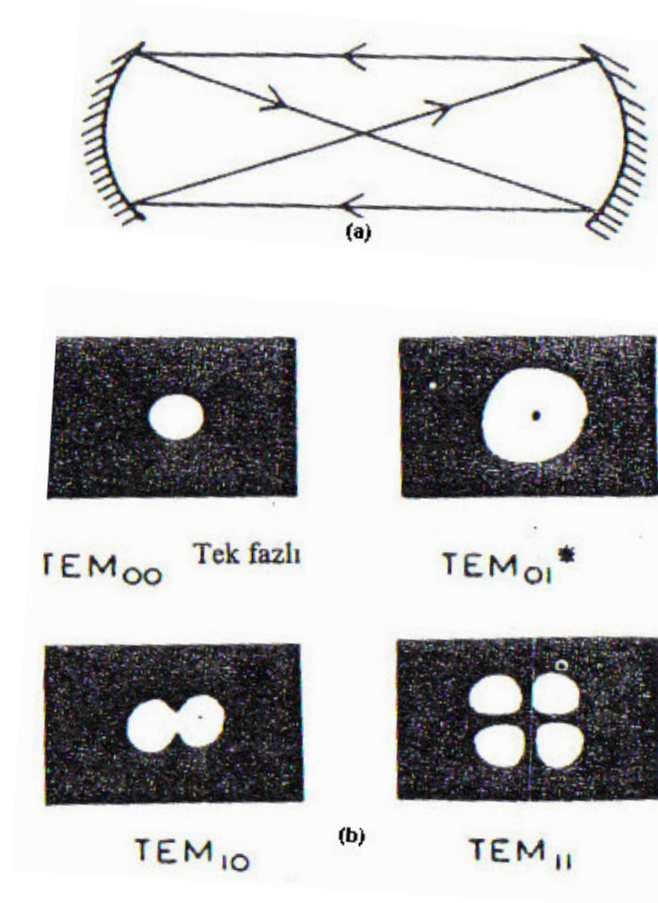
### 4.3. Enine Modlar

Eksenel modlar aynaların merkezlerini birleştiren bir çizgi üzerinde lazer rezonatörü boyunca aksel olarak hareket eden düzlem dalgalar tarafından oluşturulur. Herhangi bir gerçek lazer rezonatörü için eksenin hemen dışında ilerleyen Şekil4.3.1.a'de gösterildiği gibi kapalı yolu kapsadıktan sonra kendini tekrarlayabilen dalgalar olabilecektir. Bunlarda rezonant modların sayısını artıracaklardır; fakat ilerleme yönünün dik doğrultusunda bulunan elektromanyetik alanların bileşenlerine sahip olduklarından, enine elektromanyetik  $TEM_{qr}$  modlar olarak ifade edilirler. TEM modların tam bir analizi oldukça karmaşıktır ve burada yapılmayacaktır. Bunlar q ve r gibi iki katsayıyla karakterize edilirler. Böylece (4.3.1.b) şeklinde de gösterildiği gibi  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$ ,  $TEM_{11}$  gibi modlara sahip oluruz(q demet yatay tarandığındaki minimum sayıyı ve r ise dikey tarandığındaki sayıyı verir). Bir  $TEM_{00}$  modun da demet boyunca şiddet dağılımı gerçekte Gaussiyendir ve böylece elektrik alan değişimini,



$$E(x, y) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \quad (4.3.1)$$

olarak yazabiliriz. Burada  $x$  ve  $y, z$  yönü boyunca alınan lazer eksenine dik yönlerdir. Demetin yan taraflara doğru dağılımı  $z$  mesafesinin bir fonksiyonu olan  $w$  parametresinin değerine bağlı olarak belirlenir.  $x^2 + y^2 > w^2$  olduğunda, alan lazer ekseninden uzakta mesafeyle çok çabuk azalır.  $w$ 'nin değeri alan genişliğinin maksimum değerinin  $(w^2 = x^2 + y^2) \ 1/e$ 'sine düştüğü noktanın odak yarıçapıyla hesaplanır.(4.3.2) şekli birbirinden  $L$  kadar uzakta  $r_1$  ve  $r_2$  eğrilik yarıçaplı iki konkav ayna tarafından oluşturulan bir rezonatör içinde, konumla  $w$ 'nin tipik yer değiştirmesini gösterir.



**Şekil4.3.1.** (a) enine modların oluşmasına sebep olan ve aksenal mod olmayacak şekilde kendini tekrarlayan ışın örneği, (b) bir lazerin bazı düşük mertebeli enine modları.  $q$  ve  $r$  lazer demeti yatay ve dikey olarak tarandığında minimumların sayısını gösterir.  $TEM_{00}^*$  modu  $TEM_{01}$  ve  $TEM_{10}$  modlarının bir kombinasyonudur[21].

Böyle bir rezonatörün  $L \leq (r_1 + r_2)$  olduğunda kararlı olacağı gösterilebilir. Sabit fazlı yüzeyler aynı genel düzlemde değildirler fakat sabit alan şiddeti eğrilerine diktirler. Aynaların kendilerinin sabit fazlı yüzeyler oldukları görülebilir. Bu tesadüfi bir şey değildir, fakat sadece aynalar arasında ileri-geri ışık enerji akarken, modun kendi kendini yenilemesi gerekliliğinin doğal bir sonucudur. Rezonatör içindeki bir konumda dalga cepheleri düzlem olurlar ve aslında, bu noktaya koyularak bir ayna yarıküresel bir rezonatöre artış sağlayabilecektir. Bu noktada  $w$  da  $w_0$  en küçük değerine sahip olur.  $z$  ile  $w$ 'nin değişimi,

$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{2\lambda}{\pi w_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.3.2)$$

ile verilir. Burada  $z$  minimum demet yarıçapının konumundan hesaplanır.  $w_0$ 'ın kesin değeri kullanılan rezonatör cinsine bağlıdır.  $r_1 = r_2 = r \geq L$  olan yaklaşık eş odaklı bir rezonatör durumunda,

$$w_0^2 \cong \frac{\lambda}{2\pi} [L(2r - L)]^{1/2} \text{ veya } w_0 \cong \frac{\lambda r}{2\pi} \quad (4.3.3)$$

ile gösterilebilir. (4.3.2) ve (4.3.3) birleştirilirse,

$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{2z}{r} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.3.4)$$

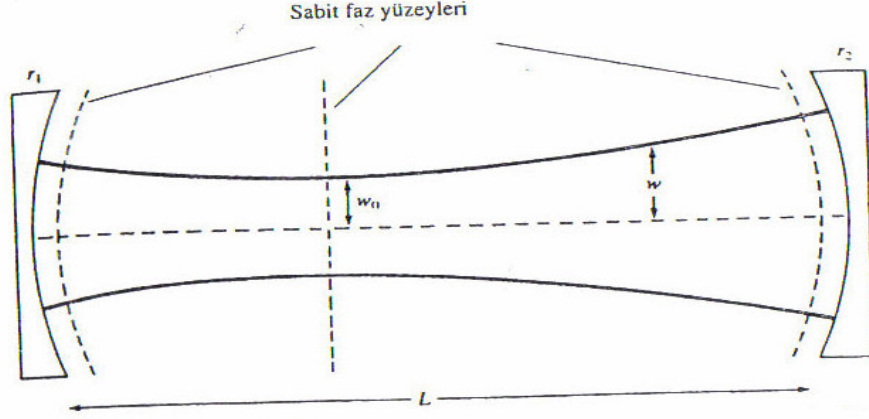
sonucu elde edilir. Bu eşitlik hem rezonatör içi ve hem de dışında geçerlidir. Lazerden oldukça uzak mesafelerde,

$$w(z) = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (4.3.5)$$

ifadesinin geçerli olduğu bulunmuştur.

TEM<sub>01</sub> ve yüksek mertebeli modlar rezonatör ekseninden TEM<sub>00</sub> moduna göre daha ötelede olacaklarından, bunlar sadece rezonatörün çıkış ağzı yeterince büyükse titreşebileceklerdir. Bu yüksek modlar, lazer rezonatörü TEM<sub>00</sub> moduna müsaade edecek şekilde daraltmayla yok edilebilirler. İlerleyen dalga cephesinin bütün parçaları aynı fazda olduklarından TEM<sub>00</sub> moduna genelde tek fazlı mod denir. Bu, yüksek mertebeli modlarında böyle değildir ve aslında faz dönmeleri yüksek mertebeli mod örneğinin teşkilini gerçekleştirirler. Sonuç olarak sadece TEM<sub>00</sub> modunda işlem gören

bir lazer en yüksek spektral saflık ve ahenk derecesine sahip olurken çok modlu işlemlerde daha yüksek güç elde edebilirler.



**Şekil4.3.2.** Bir lazer rezonatöründe  $TEM_{00}$  modu. Mod kendini öyle ayarlar ki, ayna yüzeyleri sabit fazlı yüzeyler olur.  $w$ 'nin değeri, alan alan genişliğinin maksimum değerinin  $1/e$ 'sine düştüğü noktaların odak mesafesi ile belirlenir[21].

#### 4.4. Mod İşlemi

Lazer çıkışının her zaman tamamen ahenkli, tek renkli radyasyon içermediğinden daha önce bahsetmiştik. Örneğin, çıkış sürekli veya bir atma içinde karşılıklı ahenkli olamayan pikler şeklinde olabilir ve birbirinden nispeten farklı enine ve boyuna bir çok modlardan oluşabilir. Lazerin uygulamaları ele alındığında böyle karakteristiklerin oldukça kabul edilebilir olduğunu, fakat bununla beraber, lazer çıkışının özel bazı uygulamalar için uygunluk sağlaması amacıyla geliştirilmesinin arzu edildiğini görürüz. Çıkıştaki bazı iyileştirmeler çok basit şekillerde başarılabilir. Mesela argon iyon lazerinde bir prizma veya ızgaranın optik rezonatöre konulmasıyla üretilen dalga boylarından bir tanesi seçilebilir. Prizma veya ızgara ışığı dağıtır, böylece geçirilmeden sonra sadece bir dalga boyu normal olarak uçtaki ayna üzerine düşer ve rezonatör içine geri yansır. Pratikte kolaylıkla başarılabilen çıkışın diğer iyileştirmeleri, modlar, nufus tersinmesi, eşik kazancı ve benzeri olguların açık bir şekilde anlaşılmasını gerektirir. Bazı lazer çıkışı geliştirilmesi yollarını incelem

#### 4.5. Tek Mod İşlemi

Kimyasal ve fiziksel birçok araştırma uygulamalarında en yüksek seviyedeki mümkün spektral saflık arzu edilir. Bunu tek bir enine veya boyuna moda çalışan sürekli bir lazerle gerçekleştirebiliriz. Homojen olarak genişleyen bir lazer, bir çok boyuna ve enine modu aynı anda destekleyebileceği için, tek mod işlemi, bir modun diğerlerinden kazançca üstün yapılmasıyla başarılabilir. Rezonatör içine bir delik yerleştirerek rezonatörün sadece bir tek enine modu,  $TEM_{00}$ , geçirmesi sağlanabilir. TEM modlarının yüksek mertebeli alanları  $TEM_{00}$  modundan daha çok dağıldığından uygun yarıçaplı delik diğerlerini ortadan kaldırırken  $TEM_{00}$  modu geçecektir. Böylece biri hariç bütün boyuna modlar, bitişik modlar arasındaki frekans farkı  $\delta\nu = c/2L$  lazer geçişinin çizgi genişliğinden büyük olana kadar, lazer rezonatörünün  $L$  boyunun azaltılmasıyla reddedilebileceklerdir. Böylece (4.2.1) şekli bize geçiş çizgi kalınlığı içinde, tek modun titreşebileceğini gösterir. Bu sistemin dezavantajı, lazer rezonatörünün aktif uzunluğunun güç çıkışını ciddi şekilde kısıtlayacak kadar küçük olabilmesidir. Bu lazer rezonatörünün içinde veya dışında bir Fabry-Perot rezonatörü kullanılması, üçüncü ayna teknikleri veya rezonatör içinde soğurucular kullanılması gibi tekniklerle aşılabılır. Tek dalga çıkışı sabit bir değerde tutmak için rezonatör boyutlarını katı bir yapı ve sıcaklık kontrolü veya tamamlayıcı sistemlerle kararlı tutmak zorundayız. Eğer bu yapılmazsa,  $L$  değişecek ve lazerin frekansı ve gücü değişecektir. Geçişte, lazerin işleme frekansını 1MHz'den daha iyi seviyede (veya  $1/10^9$  civarında) kararlı yapabilmek mümkündür.

## 5. EKSENEL MOD ÜRETEN LAZERİN KOHERENTLİĞİ

Lazerlerin keşfedilmesinden sonra optik radyasyonun koherentlik özelliklerinin teorik ve deneysel olarak yeniden araştırılması gereksinimi ortaya çıkmıştır. Bu yönde yapılan araştırmalar maddeyle optik ışımının karşılıklı etkileşiminin fiziksel kanunlarla açıklanabilmesine olanak sağlamıştır. Fakat bu incelemeler tek mod frekansında çalışan lazerler ve aşırı kısa pulslarla uyarılan optik kuantum jeneratörleri için yapılmaktadır. Fakat sanayi'de üretilen çoğunlukla özel önlem alınmadığından çok modlu durumda çalışırlar bu nedenle biz genellikle çok frekanslı rejimde çalışan lazerlerin koherentlik özellikleri üzerinde duracağız. Özellikle optik alanın mod yapısının ve mod sayısının koherentlik özelliklerine etkisini araştıracağız. Bu araştırmaların temelinde belli zaman süresinde ışınımın ışığa duyarlı maddeden kopardığı fotoelektronların sayılması yöntemi yer almaktadır.

### 5.1. Eksenel Mod Üreten Lazerin Korelasyon Fonksiyonu

Yukarıda bahsedildiği gibi açık resonatöre sahip olan lazer ışımında bir dizi titreşimler ortaya çıkmaktadır. Buna göre lazer ışımının çok modlu karakteri optik resonatördeki titreşimlerin çok frekanslı spektruma sahip olmasına bağlıdır. Optik resonatör veya örneğin Fabry-Perot rezonatörü  $\omega_n$  özel frekanslarına sahiptir. Eğer rezonatör uzunluğu  $L$  ise,

$$L = n \frac{\lambda_n}{2} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (5.1.1.)$$

eşitliği ile verilir[21]. Buna göre rezonatörde sonsuz sayıda durgun dalgaların oluşabileceği açıktır. (5.1.1.)'den frekans,

$$\omega_n = 2\pi n \frac{c}{2L} \quad (5.1.2.)$$

olur. Bu ifadeden, frekansın  $n$ 'ye bağlı olarak değiştiğini görürüz. Bu durumda, modların  $\omega_n$  ifadesiyle belirlendiğini açıktır. Buradan modlar arasındaki frekans aralığı,

$$\begin{aligned}
\Delta\omega_n &= \omega_{n+1} - \omega_n \\
&= 2\pi(n+1)\frac{c}{2L} - 2\pi n\frac{c}{2L} \\
&= \frac{\pi c}{4}
\end{aligned} \tag{5.1.3}$$

olduğu görülür. Buradan resonatördeki modların birbirinden eşit  $\Omega = \frac{\pi c}{4}$  uzaklıklarıyla yerleştikleri açıktır. Bunu dikkate alarak,  $\omega_n$  frekansını,

$$\omega_n = \omega_0 + \frac{1}{2}(2n+1-N)\Omega \tag{5.1.4}$$

eşitliğiyle gösterebiliriz[22]. Buradaki  $\omega_0$ , orta(merkezi) radyasyon frekansı, spektrumunun genişliği olan  $\Delta\omega = (N-1)\omega$  niceliğinden çok daha büyük olduğundan, modların genliklerinin eşit dağıldığını kabul ederek  $(a_1) = (a_2) = \dots = a$ , lazer ışımalarının  $V(t)$  analitik sinyalini,

$$V(t) = ae^{i(\omega_0 - N\Omega/2)t} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\Omega t + \varphi_n)} \tag{5.1.5}$$

ile gösteririz. Burada,  $\omega_0$  spektrumun merkezi frekansı,  $\Omega$  modlar arası çarpışma frekansı,  $N$  modlar sayısıdır. Bu durumda ışımaların korelasyon fonksiyonu aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\begin{aligned}
\Gamma(t) &= \langle V(t+\tau)V^*(t) \rangle \\
&= \left\langle ae^{i(\omega_0 - N\Omega/2)(t+\tau)} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i[n\Omega(t+\tau) + \varphi_n]} ae^{-i(\omega_0 - N\Omega/2)t} \sum_{n=0}^{N-1} e^{-i(n\Omega t + \varphi_n)} \right\rangle \\
&= \left\langle a^2 e^{i\omega_0 t - i\omega_0 t} e^{iN\Omega t/2 - iN\Omega t/2} e^{i(\omega_0 - N\Omega/2)\tau} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i-\Omega n t - i\Omega n t} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i\Omega n t} \right\rangle
\end{aligned} \tag{5.1.6}$$

Burada,

$$\begin{aligned}
\sum_{n=0}^{N-1} e^{in\Omega\tau} &= \frac{1 - e^{iN\Omega\tau}}{1 - e^{i\Omega\tau}} \\
&= \frac{e^{iN\Omega\tau/2} \sin(N\Omega\tau/2)}{e^{i\Omega\tau/2} \sin(\Omega\tau/2)}
\end{aligned} \tag{5.1.7}$$

olduğundan, korelasyon fonksiyonu  $\Gamma(t)$  için,

$$\begin{aligned}
\Gamma(\tau) &= a^2 e^{i(\omega_0 - N\Omega/2)\tau} \frac{e^{iN\Omega\tau/2} \sin(N\Omega\tau/2)}{e^{i\Omega\tau/2} \sin(\Omega\tau/2)} \\
&= a^2 e^{i(\omega_0 - \Omega/2)\tau} \frac{\sin(N\Omega\tau/2)}{\sin(\Omega\tau/2)}
\end{aligned} \tag{5.1.8.}$$

ifadesini türetebiliriz ve  $\tau = 0$  durumunda korelasyon fonksiyonu,

$$\begin{aligned}
\Gamma(0) &= a^2 e^{i(\omega_0 - \Omega/2)0} \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\sin(N\Omega\tau/2)}{\sin(\Omega\tau/2)} \\
&= a^2 N
\end{aligned} \tag{5.1.9.}$$

olduğundan, normallaştırılmış korelasyon fonksiyonu,

$$|\gamma(\tau)| = \frac{|\Gamma(\tau)|}{|\Gamma(0)|} \tag{5.1.10.}$$

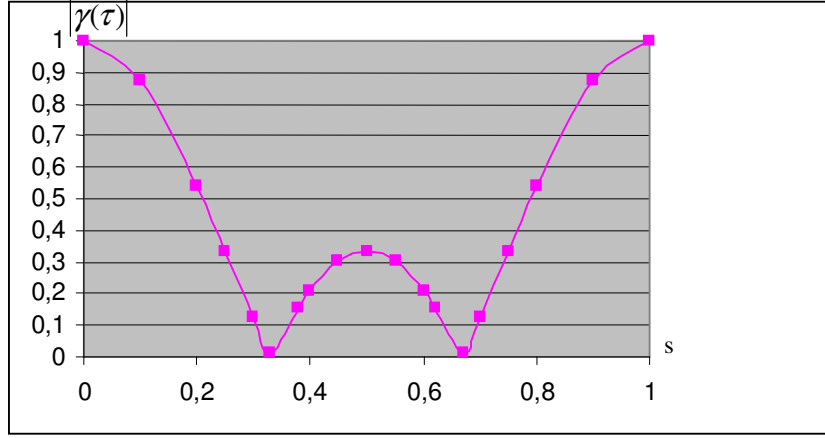
şeklin de ifade edilir,  $\Gamma(\tau)$ 'nin modülü,

$$\Gamma(\tau) = a^2 \left| \frac{\sin(N\Omega\tau/2)}{\sin(\Omega\tau/2)} \right| \tag{5.1.11.}$$

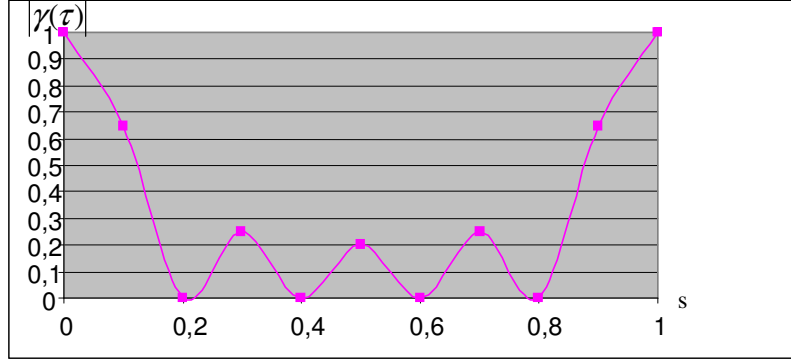
olduğundan normallaştırılmış korelasyon fonksiyonu için

$$|\gamma(\tau)| = \frac{|\Gamma(\tau)|}{|\Gamma(0)|} = \left| \frac{\sin(N\Omega\tau/2)}{N \sin(\Omega\tau/2)} \right| \tag{5.1.12.}$$

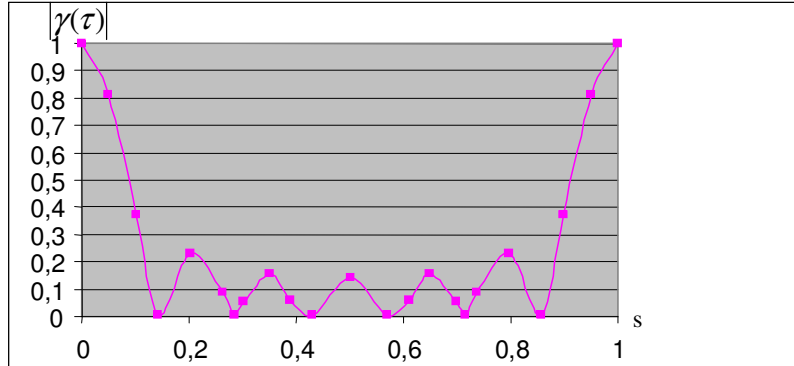
ifadesini elde ederiz[23]. Buradan  $|\gamma(\tau)|$  fonksiyonunun periyodik olduğunu görürüz eksenele mod sayısının  $N=3,5,7$  değerleri  $|\gamma(\tau)|$  korelasyon fonksiyonunun  $s = \Omega\tau/2\pi$  niceliğine bağlı olarak değişen grafikleri aşağıdaki şekillerde gösterilmiştir.



Şekil5.1.1. Mod sayısı  $N = 3$  olan ışınının korelasyon fonksiyonunun grafiği.



Şekil5.1.2. Mod sayısı  $N = 5$  olan ışınının korelasyon fonksiyonunun grafiği.



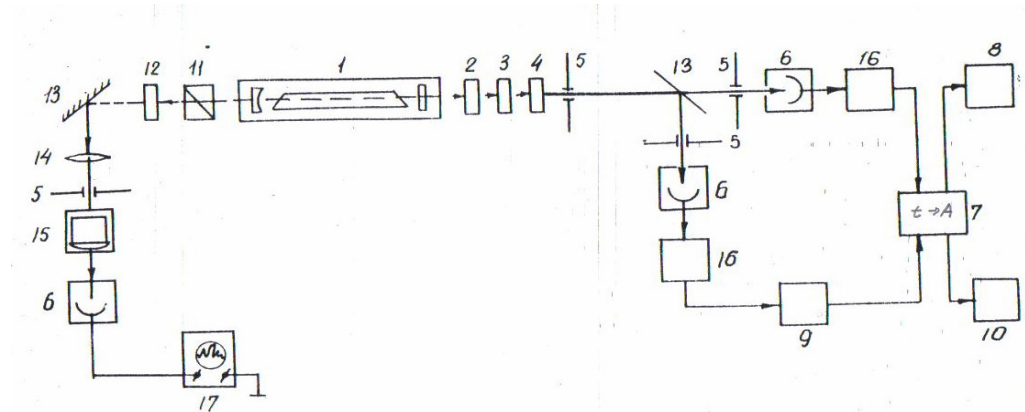
Şekil5.1.3. Mod sayısı  $N = 7$  olan ışınının korelasyon fonksiyonunun grafiği.



Grafiklerden görüldüğü gibi, korelasyon fonksiyonu genişliği modlar arası uzaklık  $\Omega$  ve üretilen mod sayısı  $N$  ile belirlenen periyodik maksimumlar serisi oluşturur. Başmaksimumlar arasında  $N - 2$  sayıda ara maksimumlar oluşur. Bu durumlar için koherentlik süresi  $\tau_k = \frac{1}{N\Omega} = \frac{4}{N\pi c} = \frac{2T}{\pi N}$  olur. Bu durumda  $N$  mod sayısının artmasıyla  $\tau_k$ 'nin azaldığı grafiklerden görülmektedir. Ayrıca  $N$  mod sayısı arttıkça baş maksimumlar daralmakta, sonraki ara maksimumlarda ise şiddetlerin baş maksimumların şiddetlerine kıyasla azalma gözlenmektedir. Genellikle  $\gamma(\tau)$  koherentlik derecesi modların genliklerine bağlıdır. Buna bağlı olarak  $\tau_k$  korelasyon zamanı da değişecektir. Fakat  $\tau_k$ 'nin mod sayısına bağlılığı korunacaktır. Grafiklerin karşılaştırılmasıyla,  $N$  mod sayısı arttıkça  $\tau_k$  koherentlik zamanı ile beraber  $V$  görünme fonksiyonu ve buna bağlı olan  $|\gamma(\tau)|$  koherentlik derecesinin de azaldığı gözlenir[24].

## 5.2. Lazerin Mod Yapısının Koherentlik Özelliklerine Etkisi

Optik alanların korelasyon özelliklerinin incelenmesi için H.Brown ve R.Twiss yöntemine dayanan ve zaman genlik çevrilmesinin kullanıldığı deneysel düzenek kullanılabilir. Bu düzeneğin basit şeması Şekil5.2.1.'de gösterilmiştir[25].

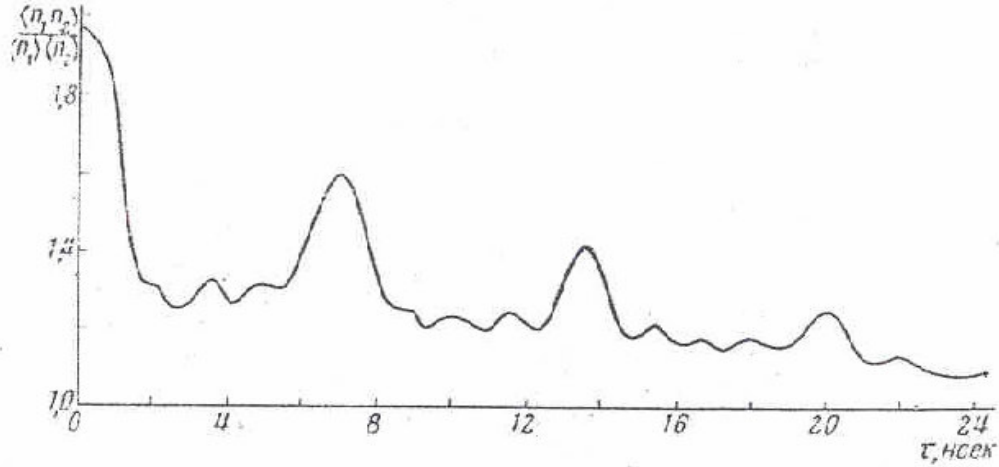


**Şekil5.2.1.** Zaman korelasyon fonksiyonunun ölçülmesi için kullanılan deney düzeneğinin blok-şeması:1-He-Ne lazer; 2-Girişim filtresi; 3-Attenüatör;4-Polarizör;5-Diafragma; 6-Fotoçoğaltıcı;7-Convertör (Zaman-genlik düzenleyicisi); 8-Çok kanallı puls analizörü; 9-Geciktirici hat; 10-Sayaç; 11-Nikolprizması;12-λ/4levhası;13-Ayna;14-Mercek;15-Tarayıcı interferometre;16-Puls düzenleyicisi;17-Osiloskop[25].

Işınının korelasyon özelliklerinin incelenmesi için iki fotoçoğaltıcının pulsları arasındaki zaman aralığını buna orantılı genlik spektrumuna çevirme ( $t \rightarrow A$ ) yöntemi uygulanır. Bu amaçla yapılmış 'start-stop' tipi zaman-genlik konvertörü ve çok kanallı analizör kullanılır. Böyle bir sistem, bu amaçla kullanılan basit çakışma sistemlerinden duyarlılığı, emniyeti, sabitliği ve tüm ölçülen zaman aralığında aynı zamanda bilgi edinme özellikleri bakımından daha büyük avantajlara sahiptir. Bu çeviricinin ayırt etme zamanı  $2.10^{-9}$ s, integral ve lineer diferansiyel lineerliliği %1'den azdır.

Işık kaynağı olarak sadece eksenel titreşim tipleri  $TEM_{00q}$  üreten He-Ne lazeri(1) ( $\lambda=6328 \text{ \AA}$ ) kullanılır. Enine modların olmaması, uzak zonda optik alan dağılımlarının gözlenilmesi ile beraber, modlar arası çarpmaları kaydetmeye olanak sağlayan spektrum analizörü (16) ile kontrol edilir. Eksenel mod spektrumu ise tarayıcı-interferometre (15) ile kontrol edilir. Foton dedektörü olarak bir elektronlu duruma ayarlanmış (6) Hızlı fotoçoğaltıcısı FEU-30 kullanılır. Fotoçoğaltıcının çıkış pulsları, uzunluğa ve genliğe göre düzenlenerek zaman-genlik konvertörünün girişine verilir. Düzenleyicinin çift pulslara göre ayırma yeteneğinin 10ns'den fazla olmaması gerekir. Konvertörün çalışması, kondansatörün standart pulslarla basamaklı yüklenmesine dayanır. Konvertörün çıkışındaki sinyal AI-256-1 çok kanallı (8) analizörünün girişine aktarılır. Burada her bir  $\tau$  gecikme süresine belirli bir kanal karşılık gelir. Aygıt deney süresince değişikliklerin olmaması için ölçüm yapılmadan önce birkaç saat çalışır halde tutulur. Tam kaydetme süresi 1dk'yı geçmediğinden dolayı, pompalama kaynağı hariç, lazerin sabitleştirilmesi için başka önlemlerin alınmasına gerek kalmamıştır.

Bu düzeneğin yardımıyla  $N = 5$  eksenel mod durumu için elde edilmiş deneysel sonuçlar Şekil5.2.2.'de verilmiştir.



**Şekil5.2.2.** Mod sayısı  $N = 5$  olan ışının deneysel olarak elde edilen korelasyon fonksiyonunun grafiği (komşu modlar arasındaki fark  $\Omega = 150\text{MHz}$ 'dir)[25].

Lazerin aksel modlarının  $N = 5$  sayısında zaman korelasyon fonksiyonlarının ölçülmesi zamanı, tesadüfi çakışmalar sonunda, quazi-periyodik maksimumlar ailesin bulunduğu gözlenmiştir. Bunların baş maksimumu yaklaşık 6,8ns uzaklığında alınır. Beklenildiği gibi bu, modlar arası dövünmenin ters değerine uygun gelmektedir. Yan maksimumların dağılımı ışınımında beş aksel modun olmasından kaynaklanır, fakat teorik hesaplamalardan farklıdır. Özellikle, son baş maksimumun genişlemesi gözlenir. Bu durum, kullanılan fotoçoğaltıcının ayırt etme zamanının yeterli olmaması ve seçilen ışınım modelinin lazerin gerçek mod yapısına uygun olmamasıyla açıklanabilir. Sonraki maksimumların değerlerinin azalması ise düzeneğin aparatür etkileriyle açıklanamazlar. Önceki durumdaki gibi bu olay üretilen ışınının koherentliğinin hızlı azalmasına bağlıdır. Sonuç olarak, şiddetin spektral dağılımının korelasyon fonksiyonunun baş maksimumlarının genişlediği, yan maksimumlarında düzlediği gözlenmiştir[25].

Grafikten görüldüğü gibi teorik hesaplamalarla elde edilmiş sonuçlar ile deneysel sonuçlar karşılaştırıldığında ışınının koherentliğinin önemli ölçüde azaldığı görülmektedir ve bu fonksiyonun baş maksimumları birbirinden modlar arası çarpmanın tersine uygun gelen 6,8ns uzaklıkta yerleşirler. Aksel mod sayısı  $N = 5$  olmasından kaynaklanan üç tane ara maksimumun dağılımının teorik hesaplamalardan farklı olması, modların genlik dağılımının düzgün olmaması ve kullanılan düzeneğin aletsel ayırma gücünün yetersiz olması ile açıklanabilir. Fakat sonraki baş maksimumların değerlerinin

azalması aparatür etkileri ile açıklanamaz; önceki durumlardaki gibi bu azalma, üretilen radyasyonun koheretliğinin keskin azalmasına bağlı olabilir. Bu azalmaya enine modların neden olduğu düşünülebilir. Bu deneyde modlar arası  $\Delta\Omega \approx 30$  MHz olarak hesaplanmıştır. Fakat nicel olarak farklı enine modlar arası uzaklık  $\pm 10$  MHz mertebesindedir. Bunu dikkate alarak, şiddetlerin giderek azalması enine modlardan bağımsızdır. Bu azalmanın nedeni olarak üretilen modların fazlarına göre kısmen sinkronlaşmış olmasını ve bu nedenle radyasyonun tam kararlaşmış olmamasını ve genellikle (5.1.12) yaklaşımının yetersiz olduğunu varsaymak daha uygun görülür. Buna göre bu tip ölçmelerde, modların faz sinkronlaşmasının detaylı bir şekilde değerlendirilmesi için yeni teorik incelemelerin yapılması gerekliliği de ortaya çıkmaktadır. Modların genlik dağılımı her zaman pratik olarak düzgün olmaz. Gaz lazerleri genişlenmiş Doppler kontürüne uygundur. Nitel olarak bu süreçlerin etkisini ele almak için önce modların equidistant olduğunu kabul ederek  $N = 5$  durumu için deneylerde gözlenen durumları ele alalım.

Equidistant mod için şiddet dağılımının yapılan deneylere uygun olarak,

$$1. I_1 = I_5 = 0,2, I_2 = I_4 = 0,6, I_3 = 1$$

2.  $I_1 = 0,1451, I_2 = 0,3680, I_3 = 1, I_4 = 0,5144, I_5 = 0,2159$  değerleri için korelasyon fonksiyonları hesaplanmıştır. (Burada mod şiddetleri nispi birimlerde verilmiştir). İkinci durumdaki mod şiddetlerinin değerleri Doppler kontürüne uygun olarak seçilmiştir. Her bir durum için korelasyon fonksiyonları,

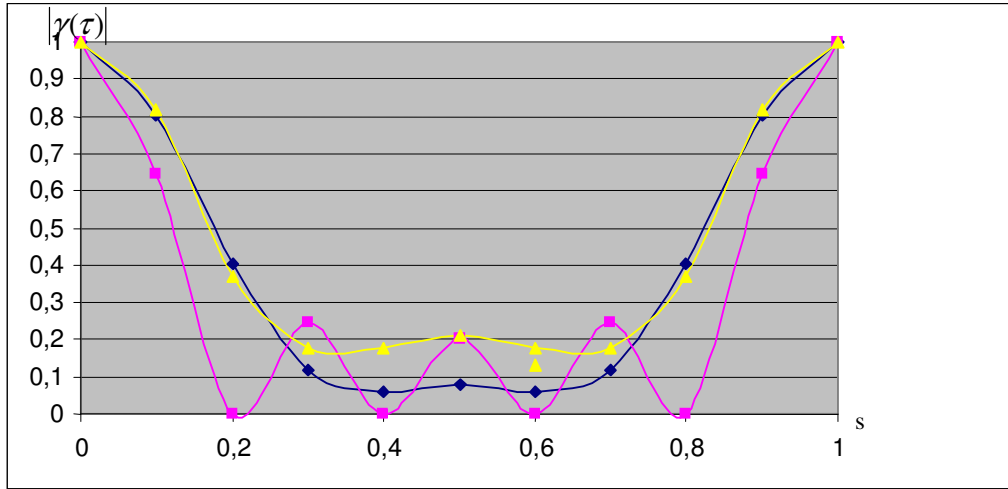
$$\gamma = \frac{\sqrt{\left[ \sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle \cos 2\pi ks \right]^2 \left[ \sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle \sin 2\pi ks \right]^2}}{\sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle} \quad (5.2.1.)$$

(5.2.1.) eşitliği ile hesaplanmıştır[25]. Buradaki  $\langle a_k^2 \rangle = I_k$  olarak alınır. Hesaplanan sonuçların çizelge ve grafikleri, aşağıdaki şekillerde gösterilmiştir. Sonuçların karşılaştırılması için aynı  $N = 5$  mod sayısı için mod düzgün dağılımına uygun olan korelasyon fonksiyonu da bu grafikte birlikte verilmiştir.

**Çizelge5.1.1.** Mod sayısı  $N = 5$  olan bir ışınının hesaplanan korelasyon fonksiyonu değerleri.

s	$ \mathcal{N}'_h $	$ \mathcal{N}'_r $	$ \mathcal{N}'_h $
0	1	1	1
0,1	0,805284	0,646893	0,817
0,2	0,402694	0	0,368
0,3	0,117251	0,247385	0,176
0,4	0,058869	0	0,177
0,5	0,076923	0,2	0,213
0,6	0,058869	0	0,177
0,7	0,117251	0,247385	0,176
0,8	0,402694	0	0,368
0,9	0,805284	0,646893	0,817
1	1	1	1

Çizelge5.1.1.'de hesaplanan değerlere göre korelasyon fonksiyonlarının grafikleri aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.



**Şekil5.2.3.** Mod sayısı  $N = 5$  olan bir ışınının ,teorik(■) ve hesaplanan(◆,▲) korelasyon fonksiyonları.

Grafiklerden görüldüğü, ele alınan modele uygun olarak şiddetlerin düzgün dağılması korelasyon fonksiyonunun baş maksimumlarının genişlemesine ve görünme fonksiyonunun azalmasına neden olur. İkinci durumda görünme fonksiyonu iki kat daha azalır. Böylece, bu modele göre deneysel olarak gözlenen bazı sonuçları baş

maksimumların genişlemesi ve ara maksimumların düzlenmesi şeklinde verilebilir. Fakat sonraki baş maksimumların giderek azalmasını ve korelasyon fonksiyonunun quaziperiyodik olmasını bu yaklaşımla açıklamak mümkün değildir.

Grafiklerden görüldüğü gibi  $N$  mod sayısı artması,  $\tau_k = \frac{2\pi}{\Omega N}$  korelasyon süresi ve her iki durumda da şiddetlerin düzgün dağılmamasına ve ara maksimumların düzlenmesine neden olur[25].

Korelasyon fonksiyonunun bu davranışını modların equidistant olmamasından kaynaklandığı düşünülebilir. Bunun böyle olup olmadığını doğrulamak için,

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle e^{-i\omega_k \tau}}{\sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle} \quad (5.2.2.)$$

ifadesini aşağıdaki gibi yazalım,

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle e^{-i(k\Omega + \Delta\Omega_k)\tau}}{\sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle} e^{i(\omega - \frac{N+1}{2}\Omega)\tau} \quad (5.2.3.)$$

olur. Buradan görüldüğü gibi, genellikle sonraki baş maksimumların değeri azalır.  $|\gamma_{12}(\tau)|$  fonksiyonunu  $\Omega\tau = 2\pi m$  ( $m=0,1,2,3,\dots$ ) noktalarında hesaplırsak,  $m$  sayılı baş maksimum için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$|\gamma_{12}(\tau)|^2 = \frac{\sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle e^{-i(k\Omega + \Delta\Omega_k)\tau}}{\left| \sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle \right|^2} e^{i(\omega - \frac{N+1}{2}\Omega)\tau} \leq \frac{\left| \sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle \right|^2}{\left| \sum_{k=1}^N \langle a_k^2 \rangle \right|^2} = 1 \quad (5.2.4.)$$

Fakat Şekil5.2.2. deneysel grafiğindeki korelasyon fonksiyonunun değişimi  $\Delta\Omega_k \cong 30$  MHz değerine uygun gelir. Bu ise  $N$  modların sürüklenmesiyle veya eksensel olmayan (enine) titreşimlerin varlığıyla açıklanamaz. Buna göre baş maksimumların azalması durumu ele aldığımız modele uygun olmaz ve bu modelle açıklanamaz. Fakat bu farklılıkların modların kısmen faz sinkronlaşmasına ve dolayısıyla lazer ışınımının kararlı olmamasına bağlı olabileceğini söyleyebiliriz. Öte yandan bu farklılığın fotoçoğaltıcıların girişine gelen foton demetlerinin kırınımına uğramasından kaynaklanabileceğini de düşünmek mümkündür.

## 6. SONUÇ

Lazer ışmasının girişim, koherentlik ve mod yapısı özellikleri ve bu özelliklerin fiziksel ve matematiksel tanımlamaları teorik olarak incelendi. son olarak mod yapısının koherentlik özellikleri üzerine etkisi teorik ve deneysel sonuçlar karşılaştırılarak değerlendirildi.

Koherent ve kısmen koherent ışınımın korelasyon fonksiyonları teorik olarak incelendi.

Koherent ışınımın korelasyon fonksiyonlarının ışınımın elektrik alanıyla, buna karşın koherent olmayan ışınımın korelasyon fonksiyonlarının fotosayı dağılımlarıyla karakterize edildiği görüldü.

Buna göre, koherent ışınımın 1. korelasyon fonksiyonları ile koherent olmayan ışınımın 2. korelasyon fonksiyonları ile tanımlanır. 2. korelasyon fonksiyonları fotonların tek tek değil çiftler halinde girişim yaptıkları yani fotonların gruplaşma eğiliminde olmasının matematiksel tanımlamasıdır.

Lazerin mod yapısına bağlı olarak, korelasyon fonksiyonunun grafiğinde iki baş maksimum olmak üzere mod sayısının iki eksiği ara maksimumlar oluşur(deneysel sonuçlara göre bir tane baş maksimum oluşur, son baş maksimum gözlenmez.).

Alan genlikleri eşit olan modların korelasyon fonksiyonlarının grafiği periyodiktir. Alan genlikleri farklı olan modların korelasyon fonksiyonlarının grafiği periyodik değildir. Mod sayısı arttıkça korelasyon fonksiyonunun periyodikliği bozulur. Baş maksimumlar genişler, ara maksimumlar daralır ve ara maksimumun grafiğinin düzlendiği görülür(deneysel olarak bu düzlenme gözlenmez ara maksimumların şiddetlerinde baş maksimumun şiddetine kıyasla giderek azalma gözlenir ve enine modlar arası uzaklık  $\pm 30$  MHz mertebesindedir. ). Buna bağlı olarak koherentlik ve görünme fonksiyonu azalır.

Teorik hesaplamalardan farklı olarak deneysel sonuçlarda ara maksimumların şiddetlerinin azalması ve son baş maksimumun gözlenmemesi enine modlardan kaynaklandığı düşünülebilirdi ancak enine modlar arası uzaklık  $\pm 10$  MHz mertebesindedir oysa deneysel olarak bu uzaklık  $\pm 30$  MHz mertebesindedir. Bundan

dolayı bu farklılıklar enine modlardan bağımsızdır. Fakat bu farklılıkların modların kısmen faz sinkronlaşmasına ve dolayısıyla lazer ışınımının kararlı olmamasına bağlı olabileceğini söyleyebiliriz. Öte yandan bu farklılığın fotoçoğaltıcıların girişine gelen foton demetlerinin kırınımına uğramasından kaynaklanabileceğini de düşünmek mümkündür.



## KAYNAKLAR

- [1] Glauber, R.J., "One Hundred Years of Light", *Annalen der Physic.*, 16, 1, 2124-2137, 2007
- [2] Goca, N., "Optik", Atatürk Üniversitesi, Erzurum, ed. Çakır, C., Aktif Yayınları, 91-127, 2000
- [3] Ghatak, A., "Optics", Tata McGraw-Hill Publ., New Delhi, 345-380, 1997
- [4] Klauder, J.R., Sudarshan, E.C.G., "Fundamentals of Quantum Optics", ed. Syracuse University, New York, Amsterdam, 233-285, 1968
- [5] Kalitievski, N.I., "Wave Optics", M., Nauka, 136-140, 1971
- [6] Glauber, R.J., "Role of Correlations in Quantum Optics", *QELS, Tech. Digest Series*, 1, 15, 2000
- [7] Withingston, S., Yassin, G., Murphy, J.A., "Dialectic Analysis of Partially Coherence", *J.E.E.E. Trans., Ant. Propag.*, 49, 3, 1226-1234, 2001
- [8] Mandel, L., Lett Wolf, E., "Photon Statistical and Classical Fields", *Phys. Rev.Lett*, 149, 4, 1033-1046, 1966
- [9] Gabor, D., *Rew. Mod. Phys.*, "Teory of Elektron İnterference Experiments", 28, 260-276, 1956
- [10] Glauber, R.J., *Phys. Rev. Lett.*, "Coherence and Quantum Optics", *Journ. Opt. Soc., America*, 68, 699, 1978
- [11] Glauber, R.J., "Quantum Optics and Electronics", ed. C. Dewitt, A.Blandin, C. Cohen, Tannoudji, New York, 189, 1964
- [12] Hanbury, Brown, R., Twiss R.Q., "Correlations Between Photons and Two Coherent Beam of Light", *Nature*, 177, 27-32, 1956
- [13] Hanbury, Brown, R., Twiss R.Q., "İnterferometry of The İntensity Fluctuation in Light" *Proc.Roy.Soc.*, A242, 300, 1957; A243, 291, 1957
- [14] Apostol, A., Dogariu A., "First and Second Order statistics of Optical Fields", *Optics Lett.*, 29, 3, 235-37, 2004
- [15] Arecchi, F.T., Berne, A., Sona, A. Burlamacchi, P."Photocount Distribution and Field Statitics", *I.E.E.E. Journ. Quant. Electr.*, 2, 241-348, 1966
- [16] Sotski, B.A., *Optica&Spektr.*, "On statistical Classification of Optical Fields", 76, 6, 882-887, 1994

- [17] Glauber, R.J., "Quantum Electronics", ed. N. Bloembergen, P. Grivet, New York, 286-302, 1965
- [18] Tarasov, L.V., "Introduction in Quantum Optics", Moscova, Nauka, 293-299, 1987
- [19] Ahmanov, S.A., Dyakov, Y.E., Chirkin, A.S., "İstatistical Radiophysics and Optics", Moskova, 188-214, 1981
- [20] Mandel, L., "Progress in Optics", ed. E. Wolf, 216-225, Amsterdam, 1963
- [21] Wilson, J., Hawkes, J.F.B., "Optoelektronik", ed. Okur, İ., Değişim Yayınları, Adapazarı, 174-280, 2000
- [22] Abdullayev, .A., Şentürk, Ş., Özkırım, İ., Küçükburşa, A., Pow.Eng.Prob., "İnvestigation of Correlation Function for Lazer's Having Longitudinal Modes", N.5, P.62, 2003
- [23] Deryugin, İ.A., Abdullayev R.A., Kurashov, V.N., Nastich, V.N., "Çok Frekanslı Lazer Işınımının İstatistiksel Karakteristikleri", İzvestiya, AN SSSR Fiz. Ser. XXXVII, 10, 2115, Moskova, 1973
- [24] Born, M., Wolf, E., "Principle of Optics", 3rd , ed. Oxford., 159-216, 1965
- [25] Deryugin, İ.A., Abdullayev R.A., Kurashov, V.N., Mirzayev, A.T., Nastich, V.N., "Birden Fazla Eksenel Mod Durumunda Çalışan Lazer Işınımının İstatistiksel Özelliklerinin Fotosayı Yöntemiyle İncelenmesi", Radioteknik&Elektronik XVII, 8, 1623, Moskova, 1972

## ÖZGEÇMİŞ

**Adı Soyadı:** Numan ŞARLI

**Doğum Yeri:** Kayseri

**Doğum Tarihi:** 25.11.1982

**Medeni Hali:** Bekar

**Yabancı Dili:** İngilizce

### **Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)**

**Lise:** Kayseri Yabancı Dil Ağırlıklı Lisesi

**Lisans:** Kafkas Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Haziran 2004

**Yüksek Lisans:** Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı  
Haziran 2008