

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

OPTİK ALANLARININ KOHERENTLİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ

Selma HALAVURTA

YÜKSEK LİSANS TEZİ

DANIŞMAN
Doç. Dr. Rafiq ABDULLAYEV

EYLÜL-2008
KARS

T.C. Kafkas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Selma HALAVURTA'nın Doç.Dr.Rafig ABDULLAYEV danışmanlığında yüksek lisans tezi olarak hazırladığı "Optik Alanlarının Koherentlik Özellilerinin İncelenmesi" adlı bu çalışma, yapılan tez savunması sınavı sonunda jüri tarafından Lisansüstü Eğitim Yönetmeliği uyarınca değerlendirilerek oy ile kabul edilmiştir.

.... /..... /2008

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

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.

Koherentlik (uyumluluk) ışığın incelenmesi gereken noktalarından biridir ve bu tezde uyumluluk araştırılarak, yarıklasik dalga kanunlarıyla fotonların koherentliği, korelasyon fonksiyonları incelenmiştir.

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'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

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

Kars-2008

Selma HALAVURTA

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ	1
1.1 Işık Dalgalarının Girişimi.....	3
1.2 Kısmi Koherentlik.....	11
1.3 Uyumluluk Süresi ve Uzunluğu.....	14
1.4 Kısmi Koherent Işık.....	17
1.5 Analitik Sinyal Tanımı.....	20
1.6 Kısmi Koherent Işığın İstatistiği.....	23
1.7 Birinci Dereceden Koherentlik.....	30
1.7.1 Young Deneyi ve Birinci Dereceden Koherentlik Fonksiyonu.....	30
1.7.2 Birinci Dereceden Koherentlik Fonksiyonu ve Girişim Saçaklarının Görünümü.....	32
2. FOTOELEKTRİK DAĞILIMLARIN İSTATİSTİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ	34
2.1 Sabit Şiddetler.....	34
2.2 Poisson Dağılımı.....	35
2.3 Rastgele Şiddetler.....	38
2.4 Küçük Zaman Aralıkları için Fotosayı Dağılımları.....	40
2.5 Işımanın Fotosayı Dağılımlarından Şiddetin ve Enerjinin Dağılım Fonksiyonlarının Bulunması.....	42
3. FOTOELEKTRİK SAYIMIN YARIKLASİK TEORİSİ	47
3.1 Rastgele Dalga Alanları.....	47
3.2 Fotosayıların Yarıklasik Teorisinin Kısmi Koherentliğe Uygulanması (Bir Dedektör.....	48
3.3 Birkaç Dedektör.....	52

4. FOTOSAYI DAĞILIMLARIN İSTATİSTİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN HESAPLANMASI VE ÖLÇÜLMESİ.....	57
4.1 Fotosayı Dağılımların İstatistiksel Hesaplanması.....	57
4.2 Fotosayı Dağılımların Deneysel Olarak İncelenmesi.....	62
4.3 Twiss Deneyi ve 2.Dereceden Korelasyon Fonksiyonu	65
4.4 Yüksek Dereceden Koherentlik.....	67
4.5 Işık Şiddeti İnterferometresi Deneyinin Açıklanması.....	68
5. SONUÇLAR.....	71
KAYNAKLAR.....	72
ÖZGEÇMİŞ.....	74

ÖZET

Bu tez çalışmasında klasik dalga teorisinin temelini oluşturan girişime değinilerek uzay ve zaman koherentliği açıklanmıştır.

Girişim deseniyle görünme fonksiyonu arasındaki bağıntı saptanarak birinci dereceden otokorelasyon ve karşılıklı korelasyon fonksiyonları tanımlanmıştır. Analitik sinyalin tanımı teorik olarak verilerek ışık alanının istatistiksel özelliklerinin incelenmesi amacıyla kullanılan fotosayı dağılımlarının istatistiksel karakteristikleri genel olarak ele alınmıştır.

Bu karakteristikler özel durumlar için üretim eşiğinin altında ve üstünde çalışan bir modlu lazer kaynakları için hesaplanmıştır. İstatistiksel olarak elde edilen veriler deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Fotosayı dağılımlarının varyansının korelasyon fonksiyonuna bağlı olup olmadığı araştırılmıştır.

Işığın fotosayı istatistiğinde enerji, şiddet ve alan dağılımlarını elde etme yolları açıklanmış ve hesaplanmıştır.

Birinci ve daha yüksek derecede korelasyon fonksiyonları tanımlanmıştır.

Fotonların korelasyonlarının ikinci dereceden korelasyon fonksiyonu ile verildiği saptanmıştır.

Fotonların gruplaşmasında uygun şartları ortaya koymak için yapılmış deneylerden elde edilen sonuçlarla teorik sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Koherentlik, girişim, korelasyon fonksiyonları, varyans, analitik sinyal, fotoelektron, lazer, Poisson Dağılımı.

ABSTRACT

In this thesis, space and time coherence were explained by studying the interference which forms the base of classic wave theory.

The correlation between interference and visibility function was determined. The first degree auto correlation and mutual correlation were defined.

The statistical characteristics of photo count radiation, which is used to investigate the statistical features of light field, were studied as by theoretically defining the analogical signal.

These characteristics were calculated for the single mode laser sources which function below and above the threshold of production. The data obtained statistically were compared to experimental data. The relationship between the variance of photo count radiation and correlation function is investigated.

In the photo count statistic of light, the ways of obtaining the intensity and field distribution of energy were explained and calculated.

The first and higher degree correlation functions were defined.

It was determined that the correlations of photons were given by the second degree correlations.

The theoretical results were compared to the experimental resolution which were obtained from the experiments which were achieved from the experiments which were done to group photon and provide the necessary conditions.

Key Words: Coherence, interference, correlation functions, variance, analytic signal, photoelectron, laser, Poisson Distribution.

SİMGELER DİZİNİ

Simgeler

I	Işık şiddeti
c	Işık hızı
r_u	Uyumluluk uzunluğu
λ	Dalga boyu
\vec{E}	Alan vektörü
τ_u	Uyumluluk süresi
σ	Varyans
v	Görünme fonksiyonu
Γ	Koherentlik fonksiyonu
h	Plank sabiti
δ	Dirak Delta fonksiyonu
U	Enerji
γ'	Koherentlik derecesini de gösteren fonksiyon
$V(t, r)$	Uzay ve zamana bağlı dalga alanı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.1	Girişim Modeli.....	4
Şekil 1.1.2	Girişim Deneyi.....	9
Şekil 1.2.1	Michelson İnterferometresi.....	13
Şekil 1.4.1	Çift Yarıktaki Girişim Deneyi.....	18
Şekil 1.6.1	Lazer Işığı ile Çift Yarıktan Girişimin İncelenmesi.....	29
Şekil 1.7.1	Young Deneyinin Basit Yapısı.....	30
Şekil 2.1	Fotosayı Ölçümü için Kullanılan Dedektör.....	34
Şekil 4.2.1	Lazer Işınının İstatistiksel Özelliklerinin Belirlenmesi için Kullanılan Deneysel Düzenin Blok Şeması.....	62
Şekil 4.2.2	$\langle n = 1,5 \rangle$ için Tek Modlu Lazer Işınının Fotosayı Dağılımı.....	64
Şekil 4.3.1	Fotonların Korelasyonunun İncelenmesi için Kullanılan Deneyin Basit Düzenineği.....	65
Şekil 4.3.2	γ^2 'nin θ 'ya göre değişimi.....	66

1. GİRİŞ

Işığın koherentliği ve buna bağlı olarak girişim desenlerinin oluşması, elektromagnetik dalgaların ve fotonların varlığının bilinmediği zamanlardan önce bile klasik dalga yaklaşımı ile açıklanabiliyordu. Son yıllarda bilim ve teknolojiye ulaşılan buluşlar, optik alanlarla maddenin etkileşmesi olayı lazeri daha üst düzeye yükseltti. Deneysel anlamda lazerler gibi yeni tip ışın kaynaklarının keşfi ve tek fotonları bile kaydedebilen hızlı elektron alıcılarının yapılması ve bunlara dayanan fotosayıların korelasyonu tekniğinin geliştirilmesi ışığın kısmi koherentlik teorisinin gelişmesini tetikledi[1]. Teorik alanda kısmi koherentliğin kuantum teorisi gelişmeye başladı. Klasik, yarıklasik ve kuantum teorileri arasındaki benzerlikler ve farklılıklar ortaya konuldu. Yarıklasik teoriye göre klasik ışık dalgaları atom ve molekül toplulukları ile etkileşir, bu yaklaşımda atom ve moleküllerin yapısı farklı kuantum durumlarının doluşu dikkate alınır. Kuantum yaklaşımında ise hem ışının kendisinin hem de maddesel ortamın kuantumlanması yer almaktadır. Klasik ve yarıklasik yaklaşımlarda ışığın sadece dalga özellikleri dikkate alınır, kuantum yaklaşımında ışığın parçacık (kuantum) özellikleri dikkate alınmalıdır. Bu ise ışın ve ışık dalgaları optiğinden doğal olarak kuantum optik olarak adlandırılan optiğe geçiş anlamına gelir. Bu optiğin en önemli kavramlarından biri ışık dalgasının atomu gibi ortaya çıkan foton veya ışık alanının kuantumudur. Işığın madde ile etkileşmesinin birçok problemlerinin yarıklasik yaklaşımda derinden araştırılmasının mümkün olduğunun altını çizelim. Örneğin başlangıçta ilkelerin tamamen farklı olmasına rağmen koherentliğin yarıklasik ve kuantum teorilerinden elde edilen birçok sonuçları birbirine o kadar yakın ve uyumludurlar ki uygulama için bunların hangisinin seçileceği bilim araştırmacılarını tereddüte düşürür. Bunları göz önüne alarak sunulan bu tezde; klasik dalga teorisine göre girişim olayı ve koherentlik tanımlanarak girişim deseninin oluşmasının girişim teriminin varlığından ortaya çıktığı gösterilecek, kısmen koherent ışığın yarıklasik teorisi ele alınacak, otokorelasyon ve karşılıklı korelasyon fonksiyonlarının uygun olarak zaman ve uzay koherentliğinin incelenmesi için önemli bir ölçü olduğu gösterilecektir.

Işık şiddetlerinin korelasyonunun fotonların korelasyonu olduğu ve bunun fotonların gruplaşmasına bağlı olduğu saptanıp, fotosayı dağılımları ve bunların karakteristikleri ele alınıp, üretim eşiğinin altında ve üstünde çalışan lazerler için fotosayı dağılımları hesaplanacak; fotosayı dağılımlarından optik alanın şiddet, enerji ve diğer dağılım momentleri hesaplanarak alınan teorik sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırılacak, fotosayı dağılımlarının varyansı ile korelasyon fonksiyonları arasındaki bağıntı saptanıp ikinci dereceden korelasyonun (fotonların korelasyonunun) oluşmasının fotonların gruplaşmasına bağlı olduğu gösterilerek bunun için gereken şartlar belirlenecektir.

1.1 Işık Dalgalarının Girişimi

Süper pozisyon ilkesine göre; her ışın kendi öz etkisini gösterir. Birkaç seyircinin aynı zamanda aynı bir yarıktan bakarak çeşitli eşyaları görmesi gerçeği de bununla açıklanmaktadır. Aksi halde, yani, kesişen ışık demetleri birbirini etkileseydi görüntüler bozulurdu. Söylediklerimiz matematiksel olarak şu demektir: Uzayın belirli bir noktasında iki ışık kaynağı tarafından oluşturulan alan vektörü olan \vec{E} , bu kaynaklardan her birinin ayrı ayrı o noktadaki alan vektörlerinin vektörel toplamına eşittir.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (1.1.1)$$

Toplam titreşimin

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (1.1.2)$$

olduğu açıktır. Girişim olayı, nicelikçe ışık şiddeti ile belirtilir. Işık şiddeti genliğin karesi ile orantılı bir büyüklük olduğundan, sonraki tüm ifadelerde ışık şiddeti yerine genliğin karesi ile orantılı büyüklüğü düşüneceğiz. Böylece, (1.1.2) ifadesinden toplam titreşimin şiddeti için

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (1.1.3)$$

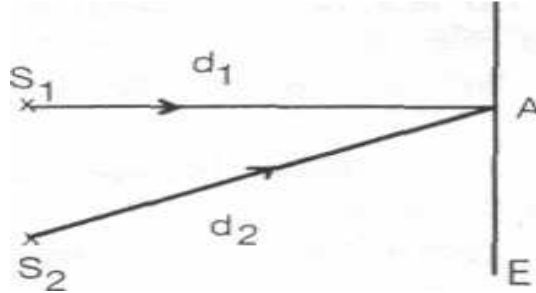
ifadesi yazılır. Burada I_1 ve I_2 toplanan titreşimlerin şiddetleridir. Işık dalgaları enine olduğuna göre onların girişiminde birleşen dalgaların kutuplanmasının önemi vardır, buna göre de ışık dalgalarının elektrik vektörlerinin titreşim doğrultularını belirtmeliyiz. Problemi iki durum için çözeceğiz. Özel olan 1.durumda sadelik için titreşimlerin aynı doğrultu üzerinde, 2.durumda ise istenilen doğrultularda yer aldıklarını göz önüne alacağız[2].

1.Durum (Özel durum): Toplanan titreşimlerin elektrik alan vektörleri aynı doğrultuya sahip olsunlar. İstenilen seyir noktasındaki fazlar farkı sabit olan dalgalara uyumlu

dalgalar denir. Bu tanımdan görüldüğü gibi, aynı periyot ve frekanslı monokromatik titreşimler, aynı zamanda uyumlu titreşimlerdir.

$$\bar{I} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (1.1.4)$$

ifadesinden görüldüğü gibi toplanan titreşimlerin toplam şiddeti, titreşimlerin genliklerine bağlı olduğu gibi fazlar farkına da bağlıdır. Demek ki dalgaların girişiminin incelenmesi meselesi bizi, üst üste gelme noktalarında fazlar farkının tayini meselesine götürür. Şimdi aynı frekanslı monokromatik dalgalar yayan S_1 ve S_2 kaynaklarını göz önüne alalım. Şekil 1.1.1'de seyir ekranının şekil düzlemine dik yer aldığını kabul edelim.



Şekil 1.1.1 Girişim Modeli[1].

Kaynakların yaydığı dalgaların seyir ekranı üzerindeki belirli bir A noktasında kesiştiklerini ve her iki dalgada elektrik vektörlerinin şekil düzlemine dik olan titreşimlerini göz önüne alalım. S_1 ve S_2 kaynaklardan sırasıyla d_1 ve d_2 uzaklıklarında yer alan

$$E_1 = E_{01} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} d_1 + \alpha_1\right)$$

(1.1.5)

$$E_2 = E_{02} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} d_2 + \alpha_2\right)$$

A noktasında dalgalar sırasıyla (1.1.5)'deki gibi ifade edilir. Burada, E_{01} ve E_{02} , A noktasında sırasıyla 1. ve 2. kaynakların yaydığı titreşimlerin genlikleridir. Sade bir hal için $E_{01} = E_{02}$ olduğunu kabul edelim. Bu durumda A noktasındaki toplam titreşim

$$E = E_1 + E_2 = 2E_{01} \cos\left[\frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1) - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}\right] \cos\left[\omega t - \frac{\pi}{\lambda}(d_2 + d_1) + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right] =$$

$$E_0 \cos\left[\omega t - \frac{\pi}{\lambda}(d_2 + d_1) + \frac{\alpha}{2}\right] \quad (1.1.6)$$

olur. Burada

$$E_0 = 2E_{01} \left[\frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1) - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} \right] \quad (1.1.7)$$

ve $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ 'dir. Böylece, iki uyumlu titreşimin toplamıyla elde edilen (1.1.6) ifadesinin genliğinin, (1.1.7) ifadesi ile belirtilmiş titreşimi verdiği anlaşılır. Genlik bilindiğine göre, şiddet aşağıdaki ifade ile bulunur.

$$I = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\epsilon} E_{01}^2 \cos^2\left[\frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1) - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}\right] \quad (1.1.8)$$

Burada c ışığın boşlukta yayılma hızı, ϵ ise ekran çevresindeki ortamın dielektrik katsayısıdır.

Üst üste gelen dalgalar uyumlu olduğundan $\alpha_2 - \alpha_1$ sabittir. (1.1.8) ifadesinden görüldüğü gibi, ekranın değişik noktalarındaki şiddet, kaynakların ekrandaki o noktaya olan uzaklığına bağlı olacaktır. Sade bir durum için başlangıç faz farkını sıfır kabul edelim. Böyle bir kabul, ekranda şiddetin dağılımına hiçbir etki etmeyip, yalnız girişim desenini tümüyle S_1 ve S_2 kaynaklarına nazaran belirli bir miktar kaymasına sebep olur. Böylece $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$ olduğunda,

$$I = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\epsilon} E_{01}^2 \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) \quad (1.1.9)$$

olur. Bu ifade ile ekranın istenilen noktasındaki yol farkına bağlı olarak dalgaların toplam şiddeti bulunur. Şimdi (1.1.9) ifadesinden yararlanarak ekran üzerindeki ışık şiddetinin dağılımını değişik durumlar için bulalım:

$$I = I_{maks} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\epsilon} E_{01}^2 \quad (1.1.10)$$

olur.

1. Yol farkı (Δd) ile, faz farkı ($\Delta\Phi$) arasındaki

$$\Delta\Phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)(d_2 - d_1) \quad (1.1.11)$$

bağıntısından faydalanıldığında maksimum şartı için faz farkı,

$$\Delta\Phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)m\lambda = 2m\pi \quad (1.1.12)$$

olur. Demek ki üst üste gelen dalgaların yol farkının, dalga boyunun tamsayı değerlerine eşit olduğu noktalarda, dalgaların yaptığı titreşimler aynı fazlı olduğundan, bu noktalarda toplam dalga şiddeti maksimumdur.

2. Yol farkı,

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2}(2m + 1) = (d_2 - d_1) \quad (1.1.13)$$

olsa; bu durumda, faz farkının

$$\Delta\Phi = (2m + 1)\pi \quad (1.1.14)$$

olduğu noktalarda (1.1.9) ifadesinden görüldüğü gibi, $I=0$ olur. O halde, üst üste gelen dalgaların yol farkı, yarım dalga boyunun tek sayı değerlerine eşit olduğu noktalarda, bu dalgalar tarafından meydana getirilen titreşimler zıt fazlı olduğundan, böyle noktalardaki toplam şiddet (genlikler eşit olduğunda) sıfıra eşit olur.

Ekranın her noktası için o noktaya karşılık gelen ve bu nokta için sabit olan yol (yahut faz) farkı vardır. Bu durumda şiddetin değeri zamanla değişmez. Zamana bağlı olarak değişmeyen ve şiddetin maksimum ve minimumlarının sıralandığı böyle bir olaya girişim olayı ve bu desene de girişim deseni denir. Sadelik için biz üst üste binen dalgaların genliklerini eşit kabul etmiştik fakat E_{01} genliği E_{02} den farklı olsa bu durumda (1.1.5) ifadelerindeki $\alpha_2 = \alpha_1 = 0$ alınsa vektör modelinden faydalanarak toplam genlik,

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(d_2 - d_1)\right] \quad (1.1.15)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade düzenlenirse toplam dalganın şiddeti şöyle bulunur.

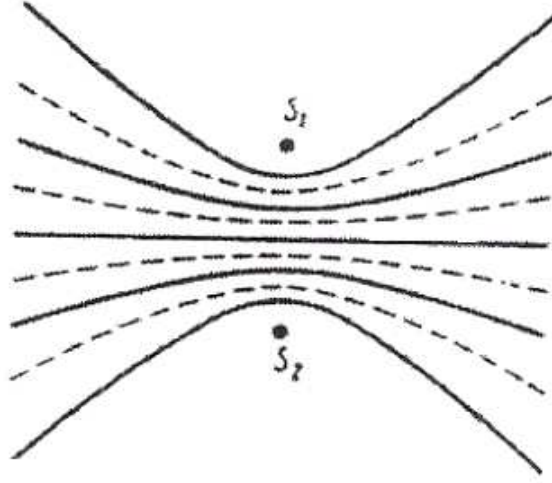
$$I = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon} E_0^2 = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon} [(E_{01} + E_{02})^2 - 4E_{01}E_{02} \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1)] \quad (1.1.16)$$

$$= \frac{cn}{8\pi} [(E_{01} - E_{02})^2 + 4E_{01}E_{02} \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1)]$$

(1.1.16) ifadesinden görüldüğü gibi, maksimum ve minimumlara rastlayan yerlerde şiddet, uygun olarak sırasıyla, $(E_{01} + E_{02})^2$ ve $(E_{01} - E_{02})^2$ ile orantılıdır. Yani genliklerin eşit olma halinin dışında minimumlar tam karanlık olmamaktadır. Bir başka deyişle; girişimi meydana getiren koherent dalgaların genliklerinin eşit olup olmaması, girişim manzarasının durumuna etki eder. Genliklerin eşit olduğu durumda minimumlar da tam karanlık olacağından, girişim manzarası çok net olur. Genlikler farklı olduğunda ise girişim manzarası, şiddeti

$$\frac{cn}{8\pi} (E_{01} - E_{02})^2 \quad (1.1.17)$$

olan fon üzerinde eşit aydınlanmış olur ve bu sebepten girişimin seyri nispeten zorlaşır. Genlikler farkı büyüdükçe, fonun şiddeti girişim maksimumlarının şiddetine yaklaşır ve bu sebepten pratik olarak ekranın eşit aydınlanacağı gayet açıktır. Demek ki girişim manzarasının görülebilmesi için bu işe katılan dalgaların koherentliği ve onların elektrik vektörlerinin karşılıklı dik olmamaları şartı yanında, toplanan dalga genliklerinin de birbirinden çok farklı olmaması esas şartlardan biridir. Şimdi sırasıyla maksimum ve minimum şiddetlerin oluştuğu noktalardan geçen yüzeylerin (eşdeğer yüzeylerin) geometrik yerlerini inceleyelim.



Şekil 1.1.2 Girişim Deseni[3].

(1.1.9) ifadesinden görüldüğü gibi, gerek maksimum şartı olan;

$$d_2 - d_1 = m\lambda \quad (1.1.18)$$

gerekse minimum şartı olan;

$$d_2 - d_1 = (2m + 1)\frac{\lambda}{2} \quad (1.1.19)$$

ile belirtilen noktalar için

$$d_2 - d_1 = \text{sabit} \quad (1.1.20)$$

olur. Geometriden bildiğimiz gibi bu; odakları S_1 ve S_2 olan Şekil 1.1.2'de verilen hiperbol ailesi denklemdir. Yani şiddetin her belirli bir değerine (Şekildeki her eğri, eş şiddet eğrisidir) bir dönme hiperbol yüzeyi uyar. Böyle yüzeylerin şekil düzlemi ile

kesiti, sürekli çizgiler maksimumları ve süreksizler ise minimumları göstermek üzere Şekil 1.1.2'de gösterilmiştir.

2.Durum (Genel durum): Biz, sadelik için üst üste binen uyumlu dalgaların elektrik alan vektörlerinin aynı doğrultu üzerinde titreştiklerini kabul etmiştik. Böyle kabul etmemiz bizi şaşırtmamalıdır. Girişim olayının oluşması göreceğimiz gibi vektörlerin karşılıklı dik olmayan tüm yöneliminde mümkündür. Bunu belirtmek amacıyla daha genel hale bakalım. Gözlem noktasında dalgaların elektrik alan vektörleri \vec{E}_1 ve \vec{E}_2 olduğunda, toplam dalga'nın ortalama şiddeti E^2 ile orantılı olur. Yani; toplam genlik (1.1.1)'deki gibi olduğundan ortalama şiddet aşağıdaki gibi belirlenir.

$$\overline{E^2} = \overline{E_1^2} + \overline{E_2^2} + 2\overline{(\vec{E}_1 \vec{E}_2)} \quad (1.1.21)$$

Burada $(\vec{E}_1 \vec{E}_2)$ terimi skaler çarpımı ifade etmektedir. Görüldüğü gibi, yalnız

$$\overline{(\vec{E}_1 \vec{E}_2)} = 0 \quad (1.1.22)$$

şartı yerine getirildiğinde

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 \quad (1.1.23)$$

olur.

(1.1.4) denklemi ile ifade edilen toplam titreşim şiddetinin ortalama değeri, birleşen titreşimlerin şiddetleri toplamından farklı olursa böyle titreşim yayan kaynaklara uyumlu kaynaklar, oluşan titreşimlere de uyumlu titreşimler denir. Titreşimlerin genlik vektörün skaler çarpımının zamana göre ortalama değeri sıfıra eşit olduğunda, girişim deseni oluşmaz. İki vektörün skaler çarpımının ortalama değerinin sıfıra eşit olması, bu vektörlerin her an karşılıklı dik olduklarını gösterir. O halde, uzayın bütün noktalarında her an \vec{E}_1 ve \vec{E}_2 vektörleri birbirine dik olursa girişim yapılamaz. Böylece sonuç olarak şunu söyleyebiliriz: Uzayın belirli bir bölgesinde girişim yapılması için üst üste binen uyumlu dalgaların elektrik alan vektörleri, gözlenen bölgede karşılıklı dik

olmamalıdır yani, skaler çarpımı sıfırdan farklı olmalıdır. Böylece, girişimin meydana gelmesi için aşağıdaki üç şart yerine getirilmelidir:

1. Dalgalar uyumlu olmalı
2. Dalgaların genlikleri birbirinden çok farklı olmamalı
3. Dalgaların elektrik alan vektörleri karşılıklı dik olmamalı

Bu son maddenin ışığın kutuplanması ile ilgili olduğu gözden kaçırılmamalıdır. Şimdi daha da merak edilen bir probleme bakalım. (1.1.10) ifadesinden görüldüğü gibi,

$$I_{maka} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\epsilon} E_{01}^2 = 4 \frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon} E_{01}^2 = 4I_1 \quad (1.1.24)$$

yani, girişim sonucu olarak dalgaların üst üste binme noktasında toplam şiddet, kaynakların şiddetleri toplamı olan $2I_1$ 'den iki kez büyüktür. Dolayısıyla, sanki enerjinin korunum kanununa aykırı olarak $2I_1$ değerinde bir enerji eklendi. Burada garip bir durum yoktur. Gerçekten de, girişim desenine tümüyle dikkat edilirse, minimuma karşılık gelen noktalarda toplam enerjinin $2I_1$ değil, sıfıra eşit olduğu görülür. Böylece, girişim olayında da enerjinin korunumu kanunu geçerlidir. Sadece söz konusu olan, enerjinin ekran üzerine dağılımı olayında, bir bölgede enerji $4I_1$ olurken, diğer bir bölgede sıfır olmaktadır. Dolayısıyla enerji, ekran üzerinde farklı yoğunluklarla dağılmış olur.

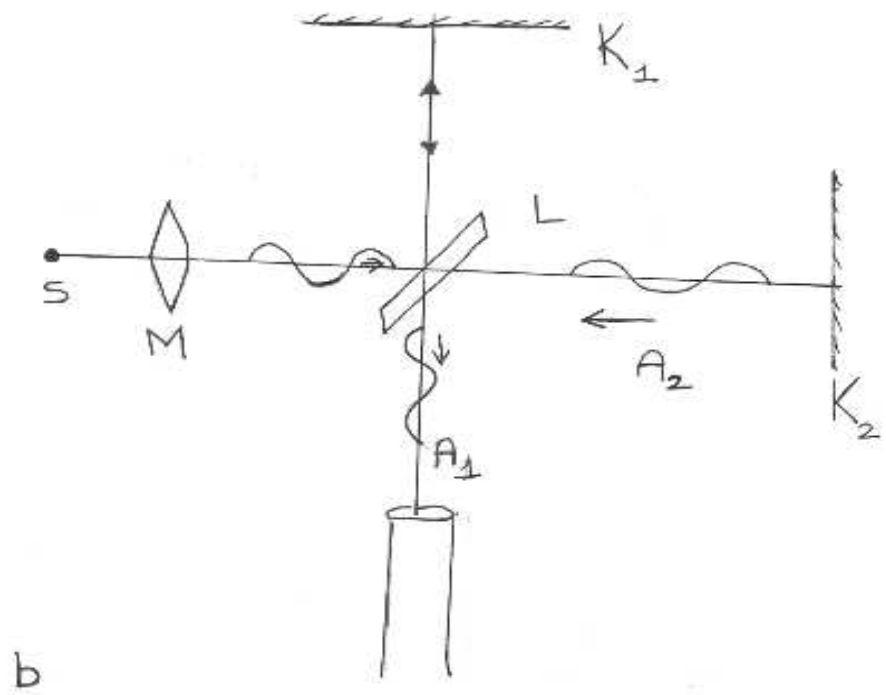
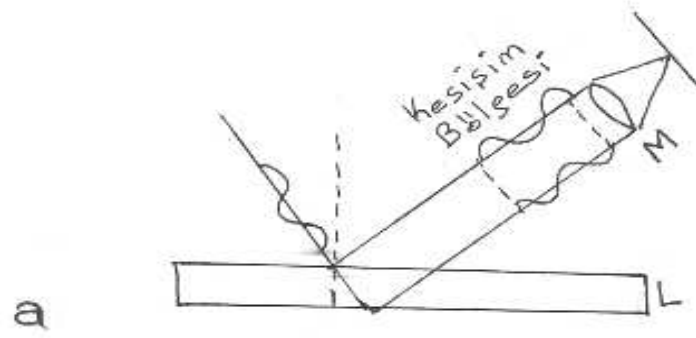
1.2 Kısmi Koherentlik

Koherentlik: İki dalğanın birbirlerine göre fazlarının zamanla sabit olmasıdır. Koherentlik görünür ışık için çok zordur çünkü görünür ışık çok sayıda bağımsız atom tarafından gelişi güzel yayınlanmaktadır[4].

Işığın tek renk olmayışı ışımaya işlemine bağlıdır. Bilindiği gibi ışımaya, sonlu uzunluklu sinüsoidal parçalar şeklinde yapılır. Bu parçaların uzunlukları sonlu olduğunda atom ışınması, tek renk değil, karışık olur. Karışık ışımının frekans bant genişliği, sinüsoidal parçaların uzunluğu (eni) ile ters orantılı ve tayfı süreklidir. Aynı bir atomun çeşitli anlarda yayınladığı sinüsoidal parçalar birbiri ile uyumlu olmadığından onlar üst üste geldiğinde girişim oluşturulamaz. Girişim için atomun yayınladığı belirli bir sinüsoidal

parçasını kırılma ya da yansıma yolu ile ikileştirip onların yeniden üst üste gelmesi sağlanır. Ana parçadan oluşmuş çift kardeş parçalar tümü ile ya da kısmen üst üste geldikleri (Şekil 1.2.1.a'da kısmen üst üste binme imkanı belirtilmiştir) halde bunlar arasında tam ya da kısmi uyumluluk olduğunda girişim oluşur.

Söylediğimizi bir deney ile açıklayalım. Söz konusu deneyde S noktasal kaynak merceğin odağına yerleştirilmiştir. Mercekten çıkan paralel ışın demeti K_1 ve K_2 aynaları ile L yarı saydam levhadan oluşur ve Michelson İnterferometresi denilen sisteme girer (Şekil 1.2.1). Bu ışın L levhası yüzeyinde kısmen yansır, kısmen kırılır. Işının yansıyan kısmı K_1 aynasına gelip ondan geri yansiyarak L levhasına gelir. Bu ışın levhada kısmen yansır, kısmen kırılarak gözlemciye taraf yayılır (Şekil 1.2.1.a'da A_1 ışını). L levhasından kısmen kırılarak geçen ilk ışın ise K_2 aynasından yansiyarak L levhasına geri döner. Buradan yansiyarak gözlem noktasına ulaşır (Şekil 1.2.1.b'de A_2 ışını). Böylece, Michelson İnterferometresi denilen bu optik sistemde bir ışın parçası, iki çift parça oluşturur. Yol farkı ile ilgili olarak bu parçalar seyir noktasına aynı anda ya da birbirine nazaran kısmen gecikerek gelebilir. Bu iki şarttan herhangi birinin oluşmasına bağlı olarak kardeş parçalar tamamen ya da kısmen üst üste binerler.



Şekil 1.2.1.a.b Michelson İnterferometresi[2].

Her iki halde girişim oluşur. Girişim deseni, üst üste binen dalgaların yol farkı ile ilgilidir. Kolayca görülebilir ki girişim; yol farkının istenilen değerinde değil, kaynağın özelliği ile ilgili olarak sıfırdan başlayarak belirli değerlerde oluşabilir. Kaynaktan gelen A parçasını dikkate alalım. Sonlu uzunluklu bu ışına parçası interferometrede ikileşecektir. K_1 ve K_2 aynalarının L levhasına kadar olan uzaklıkları eşit olursa onlardan yansiyarak gelen A_1 ve A_2 ışık parçaları gözlemciye aynı anda ulaşacaktır. Aynalardan birini hareket ettirerek A_1 ve A_2 dalga parçaları arasındaki yol farkını değiştirebiliriz. Mesela, K_2 aynasını uzaklaştırsak A_2 parçası A_1 'e gecikeceğinden ışınlar kısmen üst üste biner. Kısmen üst üste binme ise girişim deseninin kalitesini bozar. Üst üste binme bölgesi küçüldükçe girişim deseninin kalitesi daha da bozular. Bellidir ki, ortamın yaydığı dalga parçasının boyu büyük oldukça, A_1 ve A_2 dalga parçalarının üst üste binme bölgesi genişler. Demek ki girişim deseninin kalitesi, atom ışınması özelliği ile de ilgilidir. Tabi ki atom tek renk yani boyu sonsuz olan sinüsoidal dalga yaysaydı, yol farkının istenilen değerinde yüksek kaliteli girişim deseni elde edilirdi. Atomun bir ışına işlemi için gereken zamanın τ olduğunu düşünelim. Parçaların birbirine nazaran gecikmesini ise Δt ile işaret edelim. Tabiki $\Delta t = 0$ olursa parçalar aynı anda gözlemciye ulaşacağından girişim deseni iyi görünür. $\Delta t < \tau$ olduğu durumda ise üst üste binme kısmen olur. O halde girişim deseninin kalitesi, $\tau - \Delta t$ değeri ile ilgili olur. Dalga parçalarının kısmen üst üste binmesi sonucu olarak girişim deseni meydana geldiğinden ve bu desenin kalitesi de, üst üste binme bölgesinin eni ile ilgili olduğundan, deseni oluşturan ışınlar (dalga parçaları) kısmen uyumlu (kısmi koherent) olarak adlandırılırlar. Bu uyumluluk, girişimi oluşturan dalgaların ışına süresi ile ilgili olduğunda böyle uyumluluğa, zaman uyumluluğu (zaman koherentliği) denir. Girişim deseninin kalitesi üst üste binen dalgaların uyumluluk derecesi ile ilgilidir[5] .

1.3 Uyumluluk Süresi ve Uzunluğu

Kısmi uyumluluğu karakterize etmek için τ_u uyumluluk süresi ya da ona eşdeğer olan r_u uyumluluk uzunluğu denilen büyüklükler kullanılır. Bu iki elaman arasında belli ki aşağıdaki ilişki vardır:

$$r_u = c\tau_u \quad (1.3.1)$$

Uyumluluk süresi yayınlanan sinüsoidal parçasının devam (ışıma) süresi, uyumluluğun uzunluğu ise bu parçanın uzay uzunluğudur. Uyumluluk süresinin, spektral aralığın $\Delta\nu$ eni ile çok sade olan ilişkisi aşağıdaki gibidir.

$$\tau_u = \Delta t = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.3.2)$$

Bu ifadeyi esas alarak, uyumluluk süresine eşit bir sürede dalgaların yayılma mesafesi yani, uyumluluk uzunluğu

$$r_u = c\tau_u = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.3.3)$$

olarak bulunabilir. Burada c ışığın boşluktaki hızıdır.

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1.3.4)$$

olduğundan ,

$$|\Delta\lambda| = \frac{c\Delta\nu}{\nu^2} = \Delta\nu \frac{\lambda^2}{c} \quad (1.3.5)$$

bulunur. Verilmiş spektral aralığın ortalama dalga boyu λ_0 ile işaret edilirse;

$$r_u = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$$

(1.3.6)

$$\tau_u = \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda}$$

bulunur. Lazer kaynaklardan gelen ışınlar için uyumluluk uzaklığı, kilometre ve daha büyük olduğu halde, lazer olmayan kaynaklarda bu uzaklık santimetre mertebesinde veya bundan küçük olur. Söylenenler esas alınır; girişim olması için, yol farkı üzerine koyulan sınır şartının uyumluluk uzunluğu ile ilgili olduğu görülür. Girişim oluşturabilecek ışınlar arasındaki yol farkı uyumluluk uzunluğuna eşit ya da ondan büyük ($\Delta d \geq r_u$) olursa girişim oluşamaz. Seyir olunacak derecede girişim deseni oluşması için ışınların yol farkı uyumluluk uzunluğundan küçük olmalıdır. Yani, $\Delta d < r_u$ olmalıdır. Yüksek kaliteli girişim deseni elde etmek için girişimi oluşturan ışınların yol farkı uyumluluk uzunluğundan çok küçük olmalıdır. Yani,

$$\Delta d \ll r_u \quad (1.3.7)$$

olmalıdır. Yol farkının uyumluluk uzunluğu ile ilişkisi bilinince girişim deseninin kalitesinin (iyi görünme yeteneğinin) yol farkı ile olan ilgisi bulunur. Bu ilgi uyumluluk süresini ve uzunluğunu deneyle bulmaya da imkan verir. Bu metodun anlamı: Yol farkının girişimi oluşturabilen sınır (en büyük) değerini yani,

$$\Delta d = c \cdot \tau_u = r_u \quad (1.3.8)$$

değerini bulmaktan ibarettir. Yol farkının deneyle bulunan bu limit değeri bilinince uyumluluk uzunluğu bulunmuş olur. Bu, uyumluluk süresini hesaplamaya olanak sağlar.

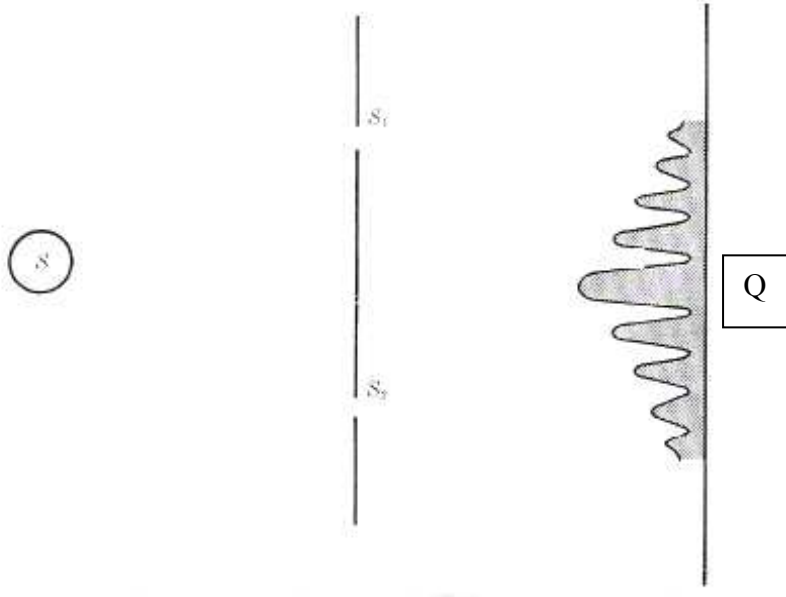
Michelson, kadmiyum tayfinin kırmızı ($\lambda = 654 \text{ nm}$) çizgisi için kendi adını taşıyan interferometre ile Şekil 1.2.1.b’de yaptığı deneylerle, yol farkının $\Delta d \cong 30 \text{ cm}$ değerine kadar girişim oluşabileceğini göstermiştir. Böyle bir deney tek renk ışığa yapan lazer kaynak kullanarak tekrarlanırsa uyumluluk uzunluğunun kilometreye eşit ve ondan büyük olduğu anlaşılır[4].

1.4 Kısmi Koherent Işık

Geometri ya da ışın optiği, görüntülerin oluşumunu yeterli tanımlamasına rağmen biliyoruz ki, bazı optik olaylarının açıklanması için ışığın dalga özelliği daha önemlidir. Örneğin bu özellikler Şekil 1.4.1’de gösterilen klasik çift yarık deneyleri gibi girişim ya da kırınım deneylerini anlamak için esastır. Bilinen ve görülen girişim deneyleri kısmi koherent (uyumlu) ışık görüntüsünü kabul etmek için uygun bir başlangıç noktasıdır. Standart klasik dalga teorisinin temelinde, S_1 ve S_2 yarıklarından etkilenen bir dalga, çeşitli Q gözlem noktalarında ışınların yol farkına bağlı olarak girişime uğrar ve şiddetler oranına bağlı olarak toplam şiddet sifira kadar azalabilir. Şiddetlerin böyle keskin azalması belirli faz bağıntılarından kaynaklanır. Bu koşullar altında bu iki ışın koherenttir (uyumludur) diyebiliriz fakat, net girişimin görüntüsü ele aldığımız S ışık kaynağı için gerekli şartlar oluşturulmadığından gerçekleşmez. Örneğin ekrana gelen ışının açısı gerektiği kadar küçük olmazsa ya da kaynak ekrana doğru artan açıyla yaklaştırılırsa, girişim deseni yavaş yavaş kaybolmaya başlar yani, maksimum ve minimum şiddetler söylenenden daha az olur. Bu girişimde görünüşün keskinliğinin nicel ölçüsü olarak Michelson’un

$$v = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.4.1)$$

şeklinde tanımladığı görünme fonksiyonu olarak adlandırılan bir nicelik kullanılır.



Şekil 1.4.1 Çift yarıқта girişim deneyi[6].

S kaynağından gelen ışık S_1 ve S_2 yarıklarından geçerek girişim deseni meydana getirir. Çift yarıktan gelen dalgaların Q noktasında oluşturduğu şiddet; ışık kaynağının tabiatı ve deneyin geometrisi süperpozisyon ilkesi ile ifade edilir.

Kaynak görüntüye yaklaştıkça ν görünürlüğü azaldığı görülür. Sonuçta, kaynak görüntüye çok yakın duruma gelirse, örnek girişim tamamen yıkılmaya eğilimli olur ve ν gözden kaybolur. İkinci durumdaki davranış, yarıkların orjinal konumundaki iki bağımsız termik kaynağa veya yarıkların özdeş olmayışı durumuna benzerlik gösterir. Diğer bir deyişle, S kaynağı yaklaşınca yarıklardan gelen ışınlar sanki iki farklı termik kaynak gibi davranır.

Yani, bir kaynağın birbirinden uzak iki noktasına yerleşen elementer radyasyon kaynakları bile bağımsız olarak uyumsuz ışık yayabilir. Kaynak ekrana çok yaklaştığında ya da kaynak ve yarıklar iki bağımsız termik kaynakla yer değiştirdiğinde; girişim örneğinde iki kaynak arasındaki bağımsızlığa bağlı olarak görüntünün kaybolması oldukça mantıklıdır. Fotografik bir gözlemin içerdiği zaman süresinde, yaklaşık 10^{-9} saniyede birçok optik titreşim gerçekleştiğinden (optik frekanslar $\gamma \cong 10^{15}$ Hz düzeyinde olduğundan) bu süre fazların bağımsız olması için yeterlidir. Böyle bir durumda iki ışık sinyalinin koherent olmadığını söyleyebiliriz.

Bu iki durum arasında yaygın olarak kısmi koherent olan bir durum oluşur. S kaynağı yarıklara ne çok uzak ne de çok yakın olduğunda, kısmi koherentlikten söz edebiliriz. Kısmi koherentliğin tanımı ilk iki örnek için yeterli olmakla beraber genel bir gereksinimdir ve sınır durumlarda dahi uygulanabilir. Kısmi koherentlik klasik model çerçevesinde verilir ve bu modelin kuantum model için genelleştirilmesi en önemli hedeftir. Yine, Şekil 1.4.1'e dönelim. S_1 ve S_2 yarıkları üzerinde ya da sonuç olarak Q noktasında gözlenen S ışık kaynağının, tüm atomik radyatörlerin karmaşık bir süperpozisyonu olarak ortaya çıktığı söylenebilir. Her atomik radyatörün davranışının detaylı bilgisi (her bir anda bu sürecin nasıl oluştuğunun bilinmesi) gerekir fakat, bazı basit soruların açıklanabilmesi için atomlar hakkında sınırlı bilgilerin olması yeterlidir. Örneğin, S_1 noktasındaki ortalama şiddetin her atomik radyatörün ortalama şiddetine bağlı olduğu farz edilebilir ki, çoğu zaman bunların eşit ortalama şiddete sahip olduğu düşünülebilir. Eğer problem sadece şiddetlerin ortalama değeri ile sınırlanmazsa istatistiksel yaklaşım uygulanır ve alanların istatistiksel yazılışı kullanılır çünkü bu alanlar çok sayıda makroskopik kaynaklarla oluşturulur. Matematiksel konuşmak gerekirse kısmi koherent ışık modeli olarak skolastik süreci (rastgele süreçler teorisini) seçebiliriz yani, ışık dalgası rastgele değişen bir alandır ve her birinin gerçekleşmesi klasik dalga denkleminde uyar. Alanın tüm gerçekleştirmeler üzerinden ortalaması, gözlenen ortalama değerlerini verir. Alanın tüm değerleri ışığı oluşturan kaynak tarafından verilir. İlerde göreceğimiz gibi istatistiksel yazılım hem lazer hem de ısı radyasyonları için uygulanabilir. Her bir kaynak tipi için uygun istatistiksel model seçildiğinde istenilen kaynağa uygulanabilir. Kısmi koherentliğe rastgele süreçlerin kararlı teorisinin uygulanması gelenekseldir. Ortalama nicelikler zamana göre ortalama ile bulunur. Sonra Ergodic Hipotez'i kullanılarak bu sonuçlar ışık alanlarının ortalamasına eşitlenir. Biz ilk başta ışık alan topluluğuna göre ortalamaları kullanacağız. Bu ortalama bir taraftan kararlı Ergodic süreçlerden bağımsız (bilindiği gibi bunlarda ortalama değer tanımına göre başlangıç zamanından bağımsızdır), öte yandan kuantum teorisinde istatistiksel yazılışa daha uygundur. İstatistiksel yaklaşım sadece çift yarık deneyinde ve ışığın genel özelliklerinin incelenmesinde kullanılabilir. Bilindiği gibi ışık enine dalgalardır ve her bir dalga kutuplanmanın iki farklı değerine sahiptir. Kutuplanmış ışık lineer veya dairesel polarizasyonun iki bileşenini verirse kesin belirlenebilir. Daha geniş yaklaşımda istenilen kutuplanmış dalgayı, eliptik kutuplanmış dalga olarak ele

alabiliriz. Isı-ışık kaynağının başka bir sınır durumu olarak tüm polarizasyonları aynı olasılıkları içerir ve böylece kutuplanmamış olur.

Böyle bir ışık (polarize olmamış) bazı metallere yansıdığı ya da bazı kristallerden geçtiğinde belli bir kutuplanma derecesi elde edilerek kısmi kutuplanmış ışığa dönüşür. Kısmi koherentlik ve kısmi kutuplanma birbirine çok benzer. Buna göre biz sadece kısmi koherent ışığın skaler teorisini ele alacağız. Bu sonuç aynı zamanda kısmi kutuplanmış ışığa da uygulanabilir.

1.5 Analitik Sinyal Tanımı

Ele aldığımız elektromagnetik alan; daha kesin söylersek onun skaler analogu, benzeri zaman ve uzayın gerçek fonksiyonları ile verilir. Bunu $V^{(r)}(r,t)$ ile gösterelim. Şimdilik $V^{(r)}(t)$ fonksiyonunun davranışını herhangi bir r noktasında göz önüne alalım ve buna uygun olan $V^{(r)}(t)$ gerçek fonksiyonunu ele alalım. Bazı durumlarda dalga alanı $V^{(r)}(t)$ 'nin kendisi bizi ilgilendirmez. Birçok fiziksel olay, $V^{(r)}(t)$ fonksiyonunun teğeti veya ortalama şiddetiyle belirlenir. Ortalama şiddet

$$\frac{1}{2} \{V^{(r)}(t)\}^2 \quad (1.5.1)$$

değeri, zaman aralığındaki ortalama 10^{-9} s ile değerlendirilir.

Bu zaman aralığı tipik optik periyotlara göre 10^{-15} s den büyük fakat, teğet eğrisine göre küçük olmalıdır.

Fotografik emilsiyonlar, fotosayaçlar ve başka fotoemilsiyon süreçleri gerçekten de böyle ortalama ışık şiddetlerine tepki göstermektedir.

İlk kez Gabor tarafından (1.5.1) terimindeki yüksek frekans unsurlarını yok etmek için küçük zaman aralığında ortalamasını bulmaksızın matematiksel bir yöntem uygulanabileceği önerildi[6].

Bu yöntemi anlatmak için idealleştirilmiş bir örnek ele alalım. Yeterince küçük zaman aralığı için

$$V^{(r)}(t) = 2A \cos 2\pi \bar{v}t \quad (1.5.2)$$

burada ortalama şiddet A^2 , dalga alanının eşleniğinin kendisi ile çarpımı yani $V^*(t) V(t)$ ile bulunur. Burada

$$V(t) = A \exp(-i2\pi \bar{v}t) \quad (1.5.3)$$

pozitif frekanslı kompleksi olur ve

$$V^{(r)}(t) = 2 \operatorname{Re}\{V(t)\} \quad (1.5.4)$$

ile verilir. Böylece $V(t)$ ve $V^*(t)$ nicelikleri kullanılarak alanın gereken fiziki karakteristiklerini hemen hemen hesaplamak mümkündür. Eğer $V^{(r)}(t)$ fonksiyonu daha genel bir biçime sahipse aşağıdaki basamakları takip eder. $V^{(r)}(t)$ skaler alan gerçektir olduğundan bunun Fourier Dönüşümü

$$\tilde{V}^{(r)}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{2\pi i v t} V^{(r)}(t) dt \quad (1.5.5)$$

olarak bulunur ve buradan

$$\tilde{V}^{(r)}(-v) \cong \tilde{V}^{(r)*}(v) \quad (1.5.6)$$

olduğu görülür. Böylece (1.5.6) ifadesi, $\tilde{V}^{(r)}(v)$ fonksiyonunu tüm $v \geq 0$ değerlerinde tanımlamaya olanak sağlar. Böylece $V^{(r)}(t)$ gerçektir sinyali $V(t)$ analitik sinyale karşılık gelir.

$$V(t) \equiv \int_0^{\infty} e^{-2\pi i v t} \tilde{V}^{(r)}(v) dv \equiv \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i v t} \tilde{V}(v) dv \quad (1.5.7)$$

ifadesi ile verilen analitik sinyal karşılık gelir. Burada $\nu > 0$ da

$$\tilde{V}^{(r)}(\nu) = \tilde{V}(\nu) \quad (1.5.8)$$

ve $\nu < 0$ da $\tilde{V}(\nu) = 0$ olur. Tanıma göre $V(t)$ yalnızca frekansın pozitif değerini içerir. Gerçek sinyal analitik sinyalden (1.5.4) ifadesinin yardımıyla elde edilir.

$$V(t + ir) \equiv \int_0^{\infty} e^{-2\pi\nu(i\ell-r)} \tilde{V}^{(r)}(\nu) d\nu \quad (1.5.9)$$

ifadesinde $V(t)$ fonksiyonunun gerçek ve sanal kısımları birbirine Helbert Dönüşümü ile bağlıdır. Böylece,

$$V^{(i)}(t) = \frac{1}{\pi} \wp \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V^{(r)}(t')}{t' - t} dt' \quad (1.5.10)$$

$$V^{(r)}(t) = -\frac{1}{\pi} \wp \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V^{(i)}(t')}{t' - t} dt' \quad (1.5.11)$$

olur. Burada

$$V(t) = \frac{1}{2} [V^{(r)}(t) + iV^{(i)}(t)] \quad (1.5.12)$$

ve \wp , integralin baş değerlerinin $t = t'$ noktasında alındığını göstermektedir. (1.5.10) ve (1.5.11) ifadeleri $\varepsilon(\nu) = \pm 1$, $\nu \geq 0$ değeri için

$$\tilde{V}(\nu) \equiv \varepsilon(\nu) \tilde{V}^{(r)}(\nu) \quad (1.5.13)$$

ifadesine eşdeğerdir. Daha sonra göreceğimiz gibi kuantum teorisinde analitik sinyalin kullanılması çok daha uygundur ve onun kullanılması klasik ve kuantum teoriler arasında ilişki kurmaya yarar. Analitik sinyal ve onun gerçek kısmı uzay ve zamanın

fonksiyonlarıdır. Dalga denklemi lineerdir ve buna göre süperpozisyon prensibi uygulanabilir.

Şekil 1.4.1'deki çift yarık deneyinde Q noktasındaki toplam genlik ayrı ayrı genliklerin lineer toplamı olarak hesaplanabilir. Bu da S_1 ve S_2 yarıklarından gelen iki dalganın genliklerinin toplamıdır (lineer kombinasyonudur). S_1 ve S_2 yarıklarındaki ışık alanlarının sabit olma yaklaşımında Q noktasındaki alan,

$$V(Q,t) = K_1V(S_1,t-t_1) + K_2V(S_2,t-t_2) \quad (1.5.14)$$

şeklinde ifade edilir. Burada K_1 ve K_2 zamana bağlı olmayan katsayılarıdır. Bunlar hakkında daha geniş bilgi ilerde verilecektir.

t_1 ve t_2 uygun olarak (ışık hızlı dalganın) S_1Q ve S_2Q yolunu kat etme süreleridir. Yukarıda gösterdiğimiz gibi (r,t) , I şiddetini hesaplırsak

$$I(r,t) = V^*(r,t)V(r,t) \quad (1.5.15)$$

elde edilebilir. Buradan Q noktasındaki şiddetin t zamanında $(1-t)$ 'nin karesinin mutlak değerine eşit olduğundan aşağıdaki değer ortaya çıkar:

$$\begin{aligned} I(Q,t) &= K_1^* K_1 V^*(S_1,t-t_1)V(S_1,t-t_1) + K_2^* K_2 V^*(S_2,t-t_2)V(S_2,t-t_2) + \\ &K_1^* K_2 V^*(S_1,t-t_1)V(S_2,t-t_2) + K_2^* K_1 V^*(S_2,t-t_2)V(S_1,t-t_1) = \\ &K_1^* K_1 V^*(S_1,t-t_1)V(S_1,t-t_1) + K_2^* K_2 V^*(S_2,t-t_2)V(S_2,t-t_2) + \\ &2 \operatorname{Re}\{K_1^* K_2 V^*(S_1,t-t_1)V(S_2,t-t_2)\} \end{aligned} \quad (1.5.16)$$

1.6 Kısmi Koherent Işığın İstatistiği

Yukarıda görüldüğü gibi ısı kaynaklarının ışınması çok sayıda atomların rastgele katkılarının süperpozisyonu olarak düşünülebilir. Her atomdan gelen katkı zaman içinde değişir ve atomun kaynak içindeki yerine bağlıdır. Matematik açıdan bu dalgalar istatistiksel değişkenler ya da fruktasyon (değişen alan) olarak ele alınır. Kaynağın özelliğine göre faz, genlik, frekans (biri, ikisi ya da üçü birden) değişebilir. Prensip

olarak bu süreç radyo alıcılarda oluşan ısısal sesler gibi oluşur. Ele aldığımız konudan farklı olarak radyo alıcılarda bu seslerin ortaya çıkaracağı frekansları direkt gözlemek mümkündür. Böylece, $V(r,t)$ skaler genlikleri bir istatistiksel topluluk oluşturur. Bizi ilgilendiren fiziksel niceliklerin istatistiksel ortalama yolu ile bulunabileceği ise açıktır. Pratik açıdan birçok durumlarda kararlı istatistiksel topluluğu hesap etmek mümkündür. Bu ise ortalama değerlerin zaman başlangıcından bağımsız olması anlamına gelir[5].

$$\langle V^*(r_1, \tau_1 + t)V(r_2, \tau_2 + t) \rangle = \langle V^*(r_1, \tau_1)V(r_2, \tau_2) \rangle \quad (1.6.1)$$

kararlı olma özelliği (1.6.1) ifadesine götürür. Buradan görüldüğü gibi ortalama değer t 'den bağımsızdır. Şiddet,

$$\langle I(Q, t) \rangle = \langle I(Q) \rangle = K_1^* K_1 \langle I(S_1) \rangle + K_2^* K_2 \langle I(S_2) \rangle + 2 \operatorname{Re} \{ K_1 K_2^* \langle V^*(S_2, t - t_2)V(S_1, t - t_1) \rangle \} \quad (1.6.2)$$

olarak yazılabilir. Bu eşitliğin esas özelliklerini ortaya koymak için yarıkların aynı olduğunu kabul ederek Huygens'in belli yaklaşımını kullanalım. Daha sonra göreceğimiz gibi K_1, K_2 ve $K_1 K_2^*$; $K_1 K_2^* \approx |K_1|^2 \approx |K_2|^2 \equiv K^2$ şeklinde gerçek olur.

Bu şartta $t = t_2$ kabul ederek

$$\langle I(Q) \rangle = K^2 \{ \langle I(S_1) \rangle + \langle I(S_2) \rangle + 2 \operatorname{Re} \langle V^*(S_2, 0)V(S_1, t - t_1) \rangle \} \quad (1.6.3)$$

elde ederiz. Temel öneme sahip olan bir fonksiyonu dahil edersek

$$\Gamma_{ij}(\tau) \equiv \langle V^*(r_j, 0)V(r_i, \tau) \rangle \quad (1.6.4)$$

yazabiliriz.

$r_i = r_j$ olduğunda Γ fonksiyonu $V(r_i, t)$ sinyalinin otokorelasyon (aynı yerde ışımaya yapan) fonksiyonunu gösterir.

$$\Gamma_{ii}(\tau) = \langle V^*(r_i, 0)V(r_i, \tau) \rangle \quad (1.6.5)$$

$r_i \neq r_j$ ise iki sinyalin karşılıklı korelasyon fonksiyonunu verir. Bu durumda $\Gamma_{ij}(\tau)$ ya karşılıklı koherentlik fonksiyonu denir. Eğer $I_1 = \Gamma_{11}(0)$ ve $I_2 = \Gamma_{22}(0)$ yazarsak bu eşitlik (1.6.3) ;

$$\langle I(Q) \rangle = K^2 \{I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} \Gamma_{12}(t_2 - t_1)\} \quad (1.6.6)$$

şekline dönüşür. Bu durumda,

$$\operatorname{Re} \Gamma_{ij}(\tau) \leq |\Gamma_{ij}(\tau)| \leq (I_i I_j)^{1/2} \quad (1.6.7)$$

olmalıdır.

Bu şart I_1 / I_2 değeri için $\langle I(Q) \rangle \geq 0$ olması gereğinden ortaya çıkar ve aynı zamanda Schwarz eşitsizliğinin bir sonucudur. Eğer,

$$\gamma_{ij}(\tau) = \frac{\Gamma_{ij}(\tau)}{(I_i I_j)^{1/2}} \quad (1.6.8)$$

böyle bir ifade ortaya koyarsak,

$$\operatorname{Re} \gamma_{ij}(\tau) \leq |\gamma_{ij}(\tau)| \leq 1 \quad (1.6.9)$$

olacaktır ve son olarak (1.6.3) ifadesi,

$$\langle I(Q) \rangle = K^2 \{I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \operatorname{Re} \gamma_{12}(t_2 - t_1)\} \quad (1.6.10)$$

olarak gösterilebilir. Öyle bir birim sistemi seçelim ki ışık hızı $c=1$ olsun. Bu durumda $t_j = s_j$ olması açıktır. Burada s_j , S_j 'den Q 'ya kadar olan uzaklıktır. İlk olarak Zernike tarafından elde edilen bu ifade, kısmi koherent kararlı (zamandan bağımsız)

optik alanlar için genel girişim kanunu olarak bilinir. γ_{12} niceliğinin anlamını belirlemek için değişimler içermeyen monokromatik bir ışık olduğunu düşünelim. Bu ideal durum

$$V(S_j, t - t_j) = |A_j| \exp[-2\pi i \nu(t - t_j)] \quad (1.6.11)$$

ile verilsin.(1.6.4) ve (1.6.8) ifadelerinden

$$\gamma_{12j}(t_2 - t_1) = \exp[-2\pi i \nu(t_2 - t_1)] \quad (1.6.12)$$

elde edilebilir. Bu özel durumda,

$$I = K^2 \{I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos[2\pi \nu(t_2 - t_1)]\} \quad (1.6.13)$$

olur. Bu ifade çift yarıktaki oluşan ideal bir girişim desenine uygundur. Hatta herhangi bir Q noktasında cosinüs terimi 0'a eşit olsa bile, koherentliğini koruyacaktır. Bir basamak daha atarsak, farzedelim ki ışık yaklaşık monokromatik olarak $\Delta \nu$ frekans aralığının yani ışık merkezi $\tilde{\nu}$ frekansından çok çok küçük olan $\Delta \nu$ frekans bandına sahip ve $\Delta \nu / \tilde{\nu} \ll 1$ olsun. Bu yaklaşımla,

$$\gamma_{12j}(t_2 - t_1) = |\gamma_{12}(t_2 - t_1)| \exp[-2\pi i \bar{\nu}(t_2 - t_1)] \quad (1.6.14)$$

yazılabilir. Burada $|\gamma_{12}|$ teğet eğrisinin yavaş değiştiği dikkate alınır.(1.6.10)'dan

$$I = K^2 \{I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} |\gamma_{12}(t_2 - t_1)| \cos[2\pi \bar{\nu}(t_2 - t_1)]\} \quad (1.6.15)$$

olur. Büyük sayıdaki periyotlarda bu eşitlik girişim desenini ifade eder. Şiddetin maksimum ve minimum durumu cosinüs değerlerine maksimumda +1, minimumda -1 denk gelir. Böylece yukarıda tanımladığımız girişim deseninin görünme fonksiyonu

$$v = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2(I_1 I_2)^{1/2} |\gamma_{12}(t_2 - t_1)|}{I_1 + I_2} \quad (1.6.16)$$

olarak tanımlanabilir[7].

$I_1 = I_2$ özel durumunda

$$v = |\gamma_{12}(t_2 - t_1)| \quad (1.6.17)$$

olur. Ele aldığımız bu durumda $|\gamma_{12}|$ görünme fonksiyonu v ile özdeşdir. Eğer $|\gamma_{12}| = 1$ olursa koherent dalga görünme fonksiyonu maksimum, eğer $|\gamma_{12}| = 0$ ise girişim bantları kaybolur ve ışığın koherent olmadığını gösterir. Son olarak $0 < |\gamma_{12}| < 1$ ise girişim desen bantları kısmi koherent ışığa uygun olarak alınır. Yani ışımaya kısmi koherenttir. (1.6.10) formülüne uygun gelen genel durumda şiddetin dağılımı sinüsoidal karaktere sahip olmasa bile $|\gamma_{12}|$, dalga alanlarının koherentliğinin bir ölçüsü olarak düşünülebilir. $\gamma_{12} = 1$ ise $V(S_1, \tau)$ ve $V^*(S_2, 0)$ dalgaları (1.6.15) formülünden de görüldüğü gibi birbirine tam bağlıdır ve onları koherent olarak adlandırabiliriz. $\gamma_{12} = 0$ ise dalgalar birbirine bağlı değil ve koherent olmayan olarak adlandırılır. Son olarak $0 < |\gamma_{12}| < 1$ ise alan kısmi koherent olarak adlandırılır.

Böylece bütün durumlarda $\gamma_{12}(\tau)$ doğal olarak kompleks koherentlik derecesi $|\gamma_{12}(\tau)|$ ise koherentlik derecesi olarak tanımlanır. $\Gamma_{12}(\tau)$ karşılıklı koherentlik fonksiyonunun (1.5.7) anlamında analitik sinyal olduğunu söyleyebiliriz. Bu özellik ele aldığımız istatistiksel topluluğun kararlı olmasının sonucu olarak karşımıza çıkar. Gerçekten de

$$\begin{aligned} \Gamma_{12}(\tau) &= \langle V_2^*(t) V_1(t + \tau) \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \exp\{-2\pi i[v_1(t + \tau) - v_2 t]\} \langle \tilde{V}_2^*(v_2) \tilde{V}_1(v_1) \rangle dv_1 dv_2 \\ &= \int_0^\infty \int_0^\infty \exp\{-2\pi i[v_1 \tau + t(v_1 - v_2)]\} \langle \tilde{V}_2^*(v_2) \tilde{V}_1(v_1) \rangle dv_1 dv_2 \quad (1.6.18) \end{aligned}$$

Kararlılık (1.6.18) ifadesinin t 'ye bağlı olmadığını gösterir ve integral altındaki ortalama değer

$$\langle \tilde{V}_2^*(v_2)\tilde{V}_1(v_1) \rangle = \delta(v_1 - v_2)\tilde{\Gamma}_{12}(v_1) \quad (1.6.19)$$

aşağıdaki özelliğe sahip olmalıdır.

$$\Gamma_{12}(\tau) = \int_0^{\infty} e^{-2\pi\nu\tau}\tilde{\Gamma}_{12}(\nu)d\nu \quad (1.6.20)$$

Burada $\delta(\nu)$, Dirac Delta Fonksiyonudur. Burada $\Gamma_{12}(\tau)$ 'nin analitik sinyal olduğu açıktır. Kararlı olmayan toplulukta eğer (1.6.18)'deki orta değer zamandan bağımsız ise veya bu duruma özdeş olan (1.6.19) geçerli ise $\Gamma_{12}(\tau)$ yine analitik sinyal olabilir.

Quazi monokromatik ışık halinde $\Delta\gamma \ll \tilde{\gamma}$ ve görünme fonksiyonunu ölçme yolu ile $|\gamma_{12}(\tau)|$ koherentlik derecesini bulmak mümkündür. Aslında $\tilde{\Gamma}_{12}(\gamma)$ fiziksel açıdan ilgi çeken niceliktir ve $|\gamma_{12}(\tau)|$ fonksiyonuna değil de $\gamma_{12}(\tau)$ 'a Fourier Dönüşümü ile bağlıdır. Buna bağlı olarak ortaya şöyle bir soru çıkar: Ölçülebilen $|\gamma_{12}|$,

$$\gamma_{12}(\tau) = \exp[i\varphi_{12}(\tau)]|\gamma_{12}(\tau)| \quad (1.6.21)$$

niceliğinin belirlenmesinde nasıl kullanılabilir? Faz problemi olarak bilinen bu problem Nussenzueig, Mehta, Kano ve Wolf tarafından çalışıldı. $\gamma_{12}(\tau)$ normalleştirilmiş karşılıklı koherent fonksiyonu olduğundan analitik sinyal olacaktır. Bu özellik $\varphi_{12}(\tau)$ faz fonksiyonunun bulunmasında kullanılabilir.

Örneğin $\gamma_{12}(\tau)$ alt yarı düzlemde kompleks τ sıfırlara sahip değil ise

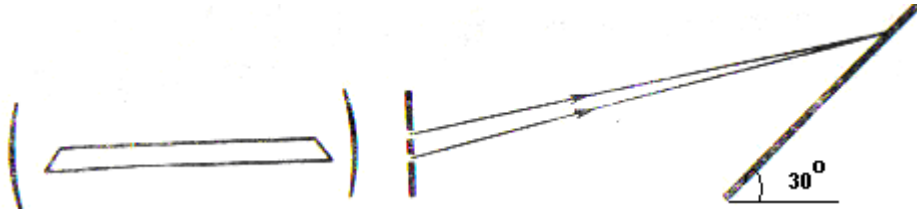
$$\ln \gamma_{12}(\tau) = \ln|\gamma_{12}(\tau)| + i\varphi_{12}(\tau) \quad (1.6.22)$$

yazılabilir. Alt yarı düzlemde analitik kalacaktır ve buna göre de analitik sinyaldir. Son ifadedeki gerçek ve sanal kısımları Helbert Dönüşümü ile alakalandırabiliriz ve $\varphi_{12}(\gamma)$ 'yi integral yakınsak ise,

$$\varphi_{12}(\tau) = \frac{1}{\pi} \wp \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln|\gamma_{12}(\tau')|}{\tau' - \tau} d\tau' \quad (1.6.23)$$

şeklinde yazabiliriz[8].

Işık dalgalarının çift yarıktan kararlı girişim desenini ek tedbirler almadan, yarıklar lazer ışını ile aydınlatılarak elde edilebilir (Şekil 1.6.1).



Şekil 1.6.1 Lazer ışığıyla çift yarıktan girişimin incelenmesi[7].

Girişim deseninin böyle net görünmesi ışımının kendiliğinden değil, uyarılmış salmadan oluşundan kaynaklanır. Bu durumda ışıma yapan altınlar birbirlerine faza göre bağlı olduğundan genellikle ışımının koherent olmasını belirler. Bu durumda girişim deseni saçaklarının eni yaklaşık 15-20 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 ışımının geçmesine olanak sağlayan ek yarığın kullanılması; ışık selinin keskin azalmasına, buna bağlı olarak deneyin yapılmasının zorlaşmasına sebep olur.

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 karakteristiğinde, (1.4.1) şeklinde tanımlanan ve görünme fonksiyonu denilen bir nicelik kullanılır. Bu

fonksiyonu bulmak için I_{\max} ve I_{\min} ölçülür ve (1.4.1) 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 sinüsoidal fonksiyonla gösterilebilir. Bu durumda $I_{\min} = 0$ ve $v = 1$ olur

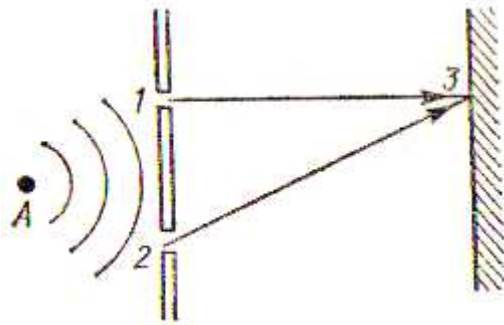
Yukarıda bahsettiğimiz gibi koherent olmayan ($v=0$) ve koherent olan ($v=1$) ışınımla beraber bunlar arasında olan durumlarda kalitesi daha düşük olan girişim desenleri de ($I_{\min} \neq 0$) gözlenebilir. Bu durumda görünme fonksiyonu sıfırdan büyük ama 1'den küçüktür ($0 < v < 1$). Bu duruma uygun olan kaynaklar; kısmi koherent kaynaklar olarak adlandırılır.

1.7 Birinci Dereceden Koherentlik

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[3].

1.7.1 Young Deneyi ve Birinci Dereceden Koherentlik Fonksiyonu

Young deneyinin basit yapısı Şekil 1.7.1'de verilmiştir.



Şekil 1.7.1 Young deneyinin basit yapısı[8]

A kaynağından çıkan ışık 1. ve 2.deliklerden geçerek ekran dedektör'ün üst noktasında kaydedilir. Kolaylık için gelen ışığın polarize olduğunu kabul ederiz. Buna göre ışık alanı (V)'nin bir bileşenini ele almamız yeterli olacaktır. 1, 2, 3 noktalarındaki alanların vektörlerini V_1, V_2, V_3 olarak tanımlarsak, 1. ve 2.delikten gelen ışığın 3 noktasına gelme süreleri θ_1 ve θ_2 olsun. Buna göre;

$$V(t) = V_1(t - \theta_1) + V_2(t - \theta_2) \quad (1.7.1.1)$$

3.noktadaki I ışık şiddeti $V_3^* V_3$ çarpımının gözlem süresinde ortalamasıyla elde edilir. $V_3^* V_3$ çarpımı zamanla hem düzenli hem de rastgele olarak değişime uğrar. Bu değişimler ise ışık alanının istatistiksel özellikleri olarak tanımlanır ve ışık alanının koherentliğini belirler.

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

$$I = [\langle V_1(t - \theta_1) \rangle + \langle V_2(t - \theta_2) \rangle]^* [\langle V_1(t - \theta_1) \rangle + \langle V_2(t - \theta_2) \rangle] \quad (1.7.1.2)$$

olur buradan,

$$I_i = \langle V_i^*(t - \theta_i) \rangle \langle V_i(t - \theta_i) \rangle = \langle V_i^*(t) V_i(t) \rangle, i = 1, 2, 3 \dots n \text{ ve } n \in \mathbb{Z}^+ \quad (1.7.1.3)$$

ile verilir.

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

$$\begin{aligned} \langle V_1(t - \theta_1) V_2^*(t - \theta_2) + V_1^*(t - \theta_1) V_2(t - \theta_2) \rangle &= \langle V_1(t + \theta) V_2^*(t) + V_1^*(t + \theta) V_2(t) \rangle \\ &= 2\text{Re} \left\{ \langle V_1(t + \theta) V_2^*(t) \rangle \right\} \end{aligned} \quad (1.7.1.4)$$

olur. (1.7.1.3) ve (1.7.1.4) ifadeleri kullanılarak (1.7.1.2)'yi

$$I = I_1 + I_2 + 2\text{Re} \left\{ \langle V_1(t + \theta) V_2^*(t) \rangle \right\} \quad (1.7.1.5)$$

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

$$\gamma^{(1)} = \frac{\langle V_1(t + \theta)V_2^*(t) \rangle}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad (1.7.1.6)$$

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 [4].

1.7.2 Birinci 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,

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.7.2.1)$$

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

Burada φ kompleks $|\gamma^{(1)}|$ 'in açısıdır. Burada (1.7.5), aşağıdaki gibi yazılabilir[9]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma^{(1)}| \cdot \cos \varphi \quad (1.7.2.2)$$

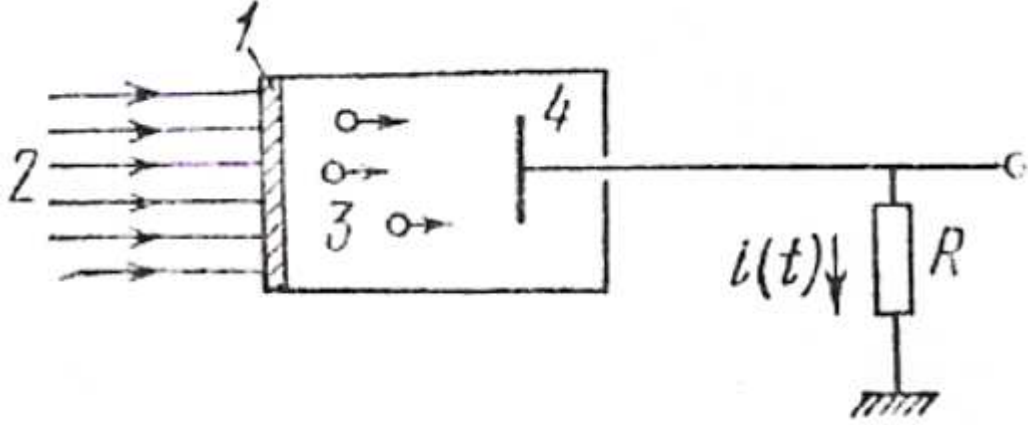
$$= \frac{1}{2\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma^{(1)}(\tau) \exp[iUt] d\tau \quad (1.7.2.3)$$

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. FOTOELEKTRİK DAĞILIMLARIN İSTATİSTİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ

Bundan önceki bölümde kısmi koherent alanların istatistik yazılımını öğrendik. Şimdi ise kısmi koherent alanın istatistiğini öğrenmek için kullanılan fotoelektrik ölçümleri ele alacağız.



Şekil 2.1 Foto Sayı Ölçümü İçin Kullanılan Dedektör[8].

1. Katot (ışığa duyarlı yüzey)
 2. Gelen ışığın radyasyonu
 3. Fotoelektronlar
 4. Anot
- $i(t)$: Çıkış akımı, R : Yük direnci

Foto katodu ışık kaynağı ile aydınlatıldığı zaman fotoelektron akımının istatistiğini ele alalım. Yani katottan verilen T zaman aralığında çıkan n fotoelektrona $P(n)$ dağılımını uygulayalım. Fotoelektrik dedektörün basit şeması Şekil 2.1'de verilmektedir. İlerde göreceğimiz gibi bu durumda $P(n)$ fotosayı dağılımı gelen ışığın şiddetinin istatistiğine bağlıdır ve deneysel olarak ölçülen $P(n)$ dağılımlarından ışık demetinin şiddetinin istatistiği bulunabilir. Bu olgu çağdaş istatistiksel optikte geniş olarak kullanılmaktadır.

2.1 Sabit Şiddetler

İşığın dedekte olunması için bu ışınımınla maddenin karşılıklı etkileşmesini kullanan birkaç yöntem vardır. Bunlar arasında ışığın fotolevha (fotografik) ile kaydedilmesi ve

fotoelektrik dedektörler de vardır. Önce fotoelektrik alıcı ile eylemsiz dedekte olmasını ele alalım. İlk Einstein'in gösterdiği gibi fotoelektrik süreç kuantum doğasına sahiptir ve bu olayın açıklanması elektromanyetik alanın parçacık (foton) özelliklerine dayanmaktadır. Bunun sonucunda fotoemiyon süreci istatistiksel kanunlarla açıklanabilir. Yarıklasik yaklaşımdan gelen elektromagnetik dalganın fotoemiyonu istatistiğini değiştirdiğini dūřünebiliriz. şöyle ki, ışık şiddetinin artması fotoemiyonun ortalama hızının artmasına neden olur. Gelen ışığın şiddetinin fotoemiyon olasılığı ve bu nedenle fotosayılarla (nicel bağıntısını) kuantum mekaniğinde bilinen kararlı olmayan Perturbasyon teorisi ile hesaplanabilir. Beklenen dūřüncelerle de uyum sağlarlar. Fotoelektrik sayaç üzerine $I(t)$ şiddetli ışık gelsin. Bu durumda bir sayımın dt zaman aralığında oluşmasının dp diferansiyel olasılığı

$$dp(t) = \alpha I(t)dt = \alpha V^*(t)V(t)dt \quad (2.1.1.)$$

ile belirlenir. Burada α dedektörün duyarlılığını gösteren bir katsayıdır ve dedektörün yüzölçümüne ve gelen ışığın spektral (renk, dalga boyu) karakteristiğine bağlıdır. Önce $I(t)$ şiddetini fluktasyonlara (dalgalanma, değişim) uğramadığını farzedelim. Doğal olarak farklı zaman aralıklarındaki sayım olasılıklarının bağımsız olduğunu kabul edelim. Bunları ve (2.1.1)'i dikkate alarak bu durumda verilen zaman aralığı için fotosayıların genel dağılımını türetebiliriz.

2.2 Poisson Dağılımı

$dp(t')$, t' 'den $t' + dt'$ 'e kadar zaman aralığında bir sayımın gelme olasılığı ise $[1 - dp(t')]$ bu sayımın olmama olasılığıdır. Bu durumda tüm t' 'den $t+T$ 'ye kadar olan zaman aralığında olayların bağımsız olmasından dolayı hiçbir sayımın gerçekteşmemesi olasılığı olasılıkların çarpımı ile belirlenir ve sembolik olarak

$$\prod_t^{t+T} [1 - dp(t')] \rightarrow \exp \left[- \int_t^{t+T} dp(t') \right] \quad (2.2.1.)$$

şeklinde gösterilebilir. Soldaki çarpımın kesin değeri ifadenin sağındakilerle belirlenir. Böylece gösterilen zaman aralığında sayının olmama ihtimali

$$p_0(0, T+t, t) = \exp\left[-\alpha \int_t^{t+T} I(t') dt'\right] \quad (2.2.2)$$

olacağı açıktır. Bu sonucun şiddetin değişmemesi durumunda alındığının altını bir kere daha çizelim. Benzer şekilde $t, t+T$ zaman aralığında bir sayının gerçekleşme olasılığı $p_0(0, T+t, t)$ 'dir.

$$\sum_i dp(t'') \prod_t^{t+T} [1 - dp(t')] \rightarrow \int_t^{t+T} dp(t'') \exp\left[-\int_t^{t+T} dp(t')\right] \quad (2.2.3)$$

ifadesi kullanılarak,

$$p_0(1, T+t, t) = \alpha \int_t^{t+T} I(t') dt' \exp\left[-\alpha \int_t^{t+T} I(t') dt'\right] \quad (2.2.4)$$

şeklinde yazılabilir. Benzer şekilde düşünerek şiddetin sabit olduğu durumda $I(t'), t, t+T$ zaman aralığında n sayıda fotoelektronların gelme ihtimali

$$p_0(n, T+t, t) = \frac{1}{n!} \left(\alpha \int_t^{t+T} I(t') dt' \right)^n \exp\left[-\alpha \int_t^{t+T} I(t') dt'\right] \quad (2.2.5)$$

ile verilir. Buna Poisson Dağılımı denir. Bu formül sabit şiddetli elektromagnetik alan kaynağının (örneğin ideal lazerin) fotosayı dağılımına uygun gelir. Eğer

$$\mu \equiv \alpha \int_t^{t+T} I(t') dt' \quad (2.2.6)$$

işaretlersek (2.2.5)

$$p_0(n, T+t, t) \equiv p_0(n, \mu) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (2.2.7)$$

şeklinde yazılabilir. Son ifadeyi kullanarak Poisson Dağılımı'nın bazı klasik özelliklerini gösterebiliriz.

\bar{n} : Sayıların ortalama değeri

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{\infty} n p_0(n, \mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n}{(n-1)!} e^{-\mu} = \mu \quad (2.2.8)$$

dir.

$\overline{n^2}$: Sayıların karesinin ortalaması

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 p_0(n, \mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n \mu^n}{(n-1)!} e^{-\mu} = \sum_{n=0}^{\infty} [(n-1) + 1] \frac{\mu^n}{(n-1)!} e^{-\mu} = \mu^2 + \mu \quad (2.2.9)$$

şeklindedir.

Her bir dağılımın önemli karakteristiklerinden birisi onun

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n^2 - 2n\bar{n} + (\bar{n})^2} \\ &= \overline{n^2} - 2\bar{n}\bar{n} + \bar{n}^2 \\ &= \overline{n^2} - 2\bar{n}^2 + \bar{n}^2 \\ &= \overline{n^2} - \bar{n}^2 \\ \sigma^2 &= \overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n^2} - (\bar{n})^2 \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

şeklinde tanımlanan varyansdır ve n fruktasyonlarının \bar{n} (ortalama değerinin) etrafında nasıl gerçekleştiğini (nasıl saptığını) gösterir. Yapacağımız deneylerde gelen fotonların sayısı \bar{n} den büyük veya küçük olabilir. Yani $\Delta n_k = n_k - \bar{n}$ 'dir ama bu değer değişimlerin ölçümü olamaz çünkü; $\overline{\Delta n} = \overline{(n_k - \bar{n})} = \bar{n} - \bar{n} = 0$ olduğundan bu sapmanın

ortalama değerinde her zaman pozitif olan $(n_k - \bar{n})^2$ niceliği kullanılır ve bu (2.2.10) ile gösterilir.

Poisson Dağılım'ı için (2.2.8) ve (2.2.9)'dan

$$\sigma^2 = \mu^2 + \mu - \mu^2 = \mu = \bar{n} \quad (2.2.11)$$

elde edilir.

Dağılımın özelliklerini karakteristik fonksiyon aracılığı ile de yazabiliriz. Poisson Dağılımı için aşağıdaki şekildedir:

$$C_0(s, \mu) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} e^{ins} P_0(n, \mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{ins} \mu^n}{n!} e^{-\mu} = \exp[(e^{is} - 1)\mu] \quad (2.2.12)$$

Bu karakteristik fonksiyon P, n, μ dağılımı hakkındaki tüm bilgileri ihtiva eder. Örneğin, (2.2.12)'e göre türev alarak ve burada $s=0$ yazarak dağılımın bütün momentleri bulunabilir.

2.3 Rastgele Şiddetler

Kısmi koherent ışığın araştırılmasında $V(t)$ dalga alanını ve bu nedenle de $I(t)$ şiddetini rastgele değişkenler olarak ele aldık. $I(t)$ 'nin bu özelliğini dikkate almak için fotosayıların $P(n, T+t, t)$ Poisson Dağılımları'nın uygun olan şiddet dağılımlarına göre ortalamasının (dağılımların) hesaplanması gerekmektedir. Moment ve başka niceliklerinin hesaplanmasında şiddet yalnız bir kombinasyona girer. Bunu

$$U = \int_t^{T+t} I(t') dt' \quad (2.3.1)$$

ile işaretleyelim. Işınımın enerjisini (2.3.1) ile işaretleyelim. $I(t')$ rastgele karakter olduğundan U değerinin kendisi de $p(U)$ dağılımına sahip olan bir rastgele süreçtir (U 'nun rastgele olmasına dikkat edelim). Fotosayıların genel dağılımı

$$P(n, T+t, t) \equiv \int_0^{\infty} \frac{(\alpha U)^n}{n!} e^{-\alpha U} p(U) dU \quad (2.3.2)$$

olur ve artık Poisson Dağılımı'na uygun gelmez. Mandel tarafından (2.3.1) olarak verilmiştir.

Fotosayılardan genelleştirilmiş dağılımının türev fonksiyonu,

$$Q(\lambda, T+t, t) = \sum_{n=0}^{\infty} (1-\lambda)^n P(n, T+t, t) = \int_0^{\infty} e^{-\lambda \alpha U} p(U) dU \quad (2.3.3)$$

ile verilir. Görüldüğü gibi bu fonksiyon $p(U)$ 'ya Laplas (Laplace) dönüşümü ile bağlıdır.

Q fonksiyonunu $\lambda=1$ noktası civarında seriye ayırırsak

$$P(n, T+t, t) = \frac{1}{n!} (-1)^n \frac{\partial^n}{\partial \lambda^n} Q(\lambda, T+t, t) \Big|_{\lambda=1} \quad (2.3.4)$$

olur. Eğer bu fonksiyon $\lambda=0$ civarında seriye alırsak

$$n(n-1)\dots(n-k) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1)\dots(n-k) P(n, T+t, t)$$

$$= (-1)^k \frac{\partial^k}{\partial \lambda^k} Q(\lambda, T+t, t) \Big|_{\lambda=0} \quad (2.3.5)$$

olur. Burada k , pozitif tam sayılardır ve (2.3.5) ifadesi “faktöriyel momentler” olarak adlandırılır. Bu durumda fotosayı dağılımının karakteristik fonksiyonu

$$C(s, T+t, t) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} e^{isn} P(n, T+t, t) \quad (2.3.6)$$

Fotosayı dağılımlarının kendisi ise Fourier Dağılımı'ndan

$$P(n, T+t, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-isn} C(s, T+t, t) ds \quad (2.3.7)$$

bulunur.

Sıfır civarında çoğu sayıda türev alınma işlemi sonucunda momentler

$$\overline{n^k} \equiv \sum_{n=0}^{\infty} n^k P(n, T+t, t) = \left(-i \frac{\partial}{\partial s} \right)^k C(s, T+t, t) \Big|_{s=0} \quad (2.3.8)$$

bu ifadeyle hesaplanabilir. (2.3.3) ve (2.3.4) ifadeleri basit olmasına rağmen U ve P(U) dağılımı türetilmiş niceliklerdir. Kısaca fiziksel anlamda U niceliği V(t) dalga alanına sahiptir ve bizi en çok ilgilendiren onun istatistiğinin bulunmasıdır.

P(U) dağılımının araştırılmasında fiziksel uygulamasını göz önüne alalım. Eğer T bu aralıkta yeterince küçükse I(t)'yi sabit alalım ($I(t) \cong I$). Bu durumun ışığın kaynağının doğasına bağlı olduğu açıktır. Örneğin öyle sentezlenmiş ısı kaynakları var ki bunlar için yaklaşım $T \leq 10^{-4}$ s civarında geçerlidir. I yaklaşık sabit ise

$$U = \int_t^{T+t} I(t) dt = IT \quad (2.3.9)$$

olur. Böylece U niceliğinin P(U) dağılımı, I niceliğinin P(I) dağılımına uygun olduğu ortaya çıkar. P(I) hakkında daha geniş bilgiye sahip olduğumuzdan bu modeli ilerde ele alacağız[11].

2.4 Küçük Zaman Aralıkları için Fotosayı Dağılımları

Fotosayı teorisinde şiddetin değişimine bağlı olan etkileri daha açık tanımlamak için ilk önce

$$P(n, T) = \int_0^{\infty} \frac{(\alpha IT)^n}{n!} e^{-\alpha IT} p(I) dI \quad (2.4.1)$$

ilişkisinin geçerli olduğu durumları ele alalım. Eğer I dağılımının P(I) olan bir değişken olduğunu kabul edersek fotosayı dağılımının ifadesi (2.3.3)'ü, (2.4.1) şeklinde yazabiliriz. Burada görüldüğü gibi T'ye olan önemsiz bağıllık yazılmaz. P(n,T) genelleştirilmiş dağılımının genel özelliklerinden en önemlisi varyansın artımına neden olan sayıların gruplaşması olayıdır. Eğer P(I) dağılımı gereken tüm momentumlara sahip ise (ki fiziksel açıdan böyle olduğu açıktır) sayıların ortalama değeri

$$\begin{aligned}
\bar{n} &= \sum_{n=0}^{\infty} nP(n,T) = \int_0^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n(\alpha IT)^n}{n!} e^{-\alpha IT} p(I) dI \\
&= \int_0^{\infty} e^{-\alpha IT} p(I) dI \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha IT)^n}{(n-1)!} \\
&= \int_0^{\infty} e^{-\alpha IT} (\alpha IT) p(I) dI \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\alpha IT)^{n-1}}{(n-1)!} \\
&= \int_0^{\infty} (\alpha IT) e^{-\alpha IT} p(I) e^{\alpha IT} dI \\
&= \alpha T \int_0^{\infty} I p(I) dI = \alpha T \langle I \rangle
\end{aligned} \tag{2.4.2}$$

olarak bulunabilir.

Şiddetin istenilen değerlerde momentleri ise

$$\langle I^n \rangle \equiv \int_0^{\infty} I^n p(I) dI \tag{2.4.3}$$

olarak bulunur. Benzer şekilde n sayısının karesinin ortalaması

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P(n, T) = \int_0^{\infty} [\alpha^2 T^2 + \alpha T I] p(I) dI = \alpha^2 T^2 \langle I^2 \rangle + \alpha T \langle I \rangle \quad (2.4.4)$$

yazabiliriz. Burada varyansın değerini;

$$\sigma^2 = \overline{n^2} - (\overline{n})^2 = \alpha T \langle I \rangle + \alpha^2 T^2 [\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2] \quad (2.4.5)$$

olarak bulabiliriz. Buradan görüldüğü gibi varyans eğer, P(I) dağılımı Dirac Delta Fonksiyon'u değil ise her zaman n ortalamadan büyük olacaktır.

2.5 Işımanın Fotosayı Dağılımlarından Şiddetin ve Enerjinin Dağılım Fonksiyonlarının Bulunması

Fotosayı dağılımları P(n,T)'nin ölçülebildiği durumlarda kaynağın enerji, ışık şiddeti ve dalga alanının dağılımlarını bulmak fiziksel açıdan çok daha ilgi çekicidir. Bunu göstermek için aşağıdaki integrali ele alalım

$$F(x) = \int_0^{\infty} e^{ixU} P(U) e^{-\alpha U} dU \quad (2.5.1)$$

$F(x)$ fonksiyonu karakteristik fonksiyonumuzdur. Yukarıdaki integralin Fourier Dönüşümü

$$P(U) = \frac{e^{\alpha U}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(x) e^{-ixU} dx \quad (2.5.2)$$

dir. Eşitlik (2.5.1)'den üstel e^{ixU} fonksiyonunu seriye ayırıp işlemi devam ettirirsek

$$F(x) = \int_0^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{ixU}{n!} \right)^n P(U) e^{-\alpha U} dU \quad (2.5.3)$$

$$F(x) = \sum_{n=0}^{\infty} (ix)^n \int_0^{\infty} \frac{(\alpha U)^n}{n!} P(U) e^{-\alpha U} dU \quad (2.5.4)$$

eşitlikleri elde edilir. Eşitlik (2.5.1) ve (2.5.4) birleştirildiğinde

$$F(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{ix}{\alpha} \right)^n P(n, T) \quad (2.5.5)$$

elde edilir. Eşitlik (2.5.5) deneysel olarak ölçülebilen $P(n, T)$ fotosayı dağılımlarından kaynağın U enerjisine bağlı $P(U)$ dağılım fonksiyonu hesaplanır. Hesaplamalar yoluyla kaynağın rastgele değişen I şiddetinin $P(I)$ dağılım fonksiyonunu da elde edebiliriz. Sayım zaman aralığı (T), koherentlik zamanı τ_K 'dan küçük değerlerinde ışık şiddetini sabit kabul edersek ($T \ll \tau_K$),

$$U = I.T \quad (2.5.6)$$

olarak yazıldığında, $P(U)$ enerji dağılımı ile $P(I)$ şiddet dağılımı uyumlu olacaktır. Enerji (U) ve ışık şiddeti (I) dağılım fonksiyonlarının, $P(U)$ ve $P(I)$ türev fonksiyonları olduklarından bir başka fiziksel anlama sahip olan $V^{(t)}(t)$ dalga alanının istatistiği, hesaplamamız için daha önemlidir. Kompleks analitik sinyal $V(t)$ kavramını kullanarak alıcı düzeneklerin ölçtükleri ışığın ortalama şiddeti $I(t)$, aşağıdaki gibi yazılır[12]:

$$I(t) = V^*(t)V(t) \quad (2.5.7)$$

Kararlı haldeki monokromatik ışın ($\Delta v \ll \nu_0$) için $V(t)$ sinyalinin fazlarının bağımsız olması halinde,

$$P(V^{(t)}, V^{(i)}) = P(I) \quad (2.5.8)$$

olduğu bilinir.

Buradan $I = V^{(r)2} + V^{(i)2}$ olduğu dikkate alınarak $P(V^{(r)})$ olasılık yoğunluğu

$$P(V^{(r)}) = \frac{1}{\pi} \int_{V^{(r)}}^{\infty} \frac{P(I)dI}{(I - V^{(r)2})^{1/2}} \quad (2.5.9)$$

olduğundan integral alma yöntemiyle hesaplanır[10]. Ele aldığımız $F(x)$ fonksiyonunun $P(U)$ dağılımının karakteristik fonksiyonuna bağlı bir fonksiyon olduğu da açıkça görülmektedir. Örnek olarak, sık sık gözlenen ve yukarıda da ele aldığımız bazı $P(n,T)$ fotosayı dağılımlarına göre $T \ll \tau_k$ şartında ışığın $P(U)$, $P(I)$ ve $P(V^{(r)})$ dağılımlarını hesaplayalım. Deneylerde sık sık rastlanılan $P(n,T)$ fotosayı dağılımının Bose-Einstein istatistiğine uygun değişmesi halinde,

$$P(n,T) = \frac{\langle n \rangle^n}{(\langle n \rangle + 1)^{n+1}} \quad (2.5.10)$$

olur. Eşitlik (2.5.10)'u eşitlik (2.5.5)'de yerine yazarsak

$$\begin{aligned} F(x) &= \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{ix}{\alpha} \right)^n \frac{\langle n \rangle^n}{(\langle n \rangle + 1)^{n+1}} \\ &= \frac{1}{\langle n \rangle + 1} \sum \left(\frac{ix \langle n \rangle}{\alpha (\langle n \rangle + 1)} \right)^n \\ &= \frac{1}{\langle n \rangle + 1} \cdot \frac{1}{1 - \frac{i \langle n \rangle x}{\alpha (\langle n \rangle + 1)}} \\ &= \left(\langle n \rangle + 1 - \frac{i \langle n \rangle x}{\alpha} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (2.5.11)$$

olarak hesaplanır. Bu sonucu eşitlik (2.5.2)'de yerine yazdığımızda,

$$P(U) = \frac{1}{\langle U \rangle} \exp\left(-\frac{U}{\langle U \rangle}\right) \quad (2.5.12)$$

ifadesine ulaşılır.

Yukarıdaki eşitlikte $\langle U \rangle = \frac{\langle n \rangle}{\alpha}$ olduğu açıkça görülür. $T \langle \tau_K \rangle$ için ise eşitlik (2.5.7)

yeniden düzenlenerek,

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) \quad (2.5.13)$$

olduğu görülür. Buradan

$$\langle I \rangle = \frac{\langle U \rangle}{T} = \frac{\langle n \rangle}{\alpha T} \quad (2.5.14)$$

olur. Eğer ışık lineer kutuplanmışsa, eşitlik (2.5.9) ve (2.5.13) ifadelerinden ışık alanının dağılımı,

$$P(V)^{(r)} = \left(\pi \langle I \rangle^{-1/2}\right) \exp\left(-\frac{V^{(r)2}}{\langle I \rangle}\right) \quad (2.5.15)$$

olarak bulunur. Eşitlik (2.5.15) ifadesi gösterir ki, $V^{(r)}$ niceliğinin olasılık dağılımının yoğunluğu orta değeri sıfır ve varyansı $\frac{1}{2} \langle I \rangle$ olan Gaussian Dağılımı'dır.

$P(n, T)$ fotosayı dağılımının aşağıdaki gibi Poisson Dağılımı'na uygun olarak değiştiği durumu ele alalım.

$$P(n, T) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} \quad (2.5.16)$$

Eşitlik (2.5.16) ifadesini eşitlik (2.5.5)'te yerine yazarsak,

$$F(x) = \exp\left[-\langle n \rangle \left(\frac{ix}{\alpha} - 1\right)\right] \quad (2.5.17)$$

olduğunu buluruz. Genliği sabitleştirilmiş bir modlu lazer ışınımı için eşitlik (2.5.16) ve (2.5.5) kullanılarak P(U) dağılım fonksiyonu

$$P(U) = \delta(U - \langle U \rangle) \quad (2.5.18)$$

olarak hesaplanır. Burada δ : Dirac Fonksiyonu'dur. Işınım şiddetinin P(I) dağılım fonksiyonu da yine $T \langle \tau_K \rangle$ ve sabitleştirilmiş bir modlu lazer ışınımı için benzer şekilde

$$P(U) = \delta(I - \langle I \rangle) \quad (2.5.19)$$

olduğu görülür. Eğer ışınım alanı lineer kutuplanmış ise eşitlik (2.5.19) ve (2.5.9) ifadelerine göre

$$P(V^{(r)}) = \begin{cases} \pi^{-1} (\langle I \rangle - V^{(r)^2})^{-1/2} & |V^{(r)}|^2 \langle \langle I \rangle \rangle \text{ ise,} \\ 0 & |V^{(r)}|^2 \rangle \langle \langle I \rangle \rangle \text{ ise,} \end{cases} \quad (2.5.20)$$

olur.

Ele aldığımız örneklerde deneysel olarak ölçülebilen P(n,T) fotosayı dağılımlarına göre optik ışınımın P(U), P(I) ve P(V^(r)) dağılımlarının nasıl bulunabileceği gösterildi.

3. FOTOELETRİK SAYIMIN YARIKLASİK TEORİSİ

Bu bölümde rastgele alanları ele alalım.

3.1 Rastgele Dalga Alanları

Bu bölümde sayaç üzerine gelen herhangi iki ışık demetini göz önüne alalım. Basitlik açısından yine skaler optik dalga sahasını kullanmamız gerekir. Önceki tartışmalarımızda olduğu gibi fotosayı $P(n, T+t, t)$ dağılımlarını hesaplarken $V(r, t)$ dalga alanının rastgele değişken olduğunu kabul edeceğiz. $r!$ noktasında ideal bir nokta sayaç bulunduğunu düşünelim. Bu durum da $r!$ değişkenini yazmamız gerekmez. Sayım dağılımı kararlı olsun, böylece t' 'ye göre düşünebiliriz. Bu durumda fotosayıların genel dağılımı olan (2.3.2) eşitliği şöyle olur:

$$P(n, t) = \frac{1}{n!} \left\langle \left(\alpha \int_0^T V^*(t') V(t') dt' \right)^n \exp \left[-\alpha \int_0^T V^*(t') V(t') dt' \right] \right\rangle \quad (3.1.1)$$

Buradaki köşeli parantezler V alanlar topluluğunun ortalamasını gösterir. Bu ilişkiden hemen fotosayıların ortalama değeri;

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{\infty} n P(n, T) = \left\langle \alpha \int_0^T V^*(t') V(t') dt' \right\rangle \quad (3.1.2)$$

olur ve karelerinin ortalama değeri de

$$\begin{aligned} \overline{n^2} &= \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P(n, T) \\ &= \left\langle \alpha^2 \int_0^T \int_0^T V^*(t') V(t') V^*(t'') V(t'') dt' dt'' \right\rangle + \bar{n} \end{aligned} \quad (3.1.3)$$

olarak elde edilebilir. (3.1.3)'den de görüldüğü gibi $\overline{n^2}$ değerinin hesaplanması için

(1.6.5) ifadesi ile tanımlanan Γ karşılıklı koherentlik fonksiyonunun bilinmesi yeterlidir. Kısmi koherent ışınının girişim olaylarının araştırılması için bu korelasyon fonksiyonunun bilinmesi yeterliydi, şimdi ise dördüncü dereceden korelasyon fonksiyonunun kullanılması gerekmektedir. Daha yüksek mertebede momentleri hesaplamak yine daha yüksek derecede karşılıklı korelasyon fonksiyonlarının bilinmesini gerektirir. Önceki bölümde olduğu gibi momentleri hesaplamak için türev fonksiyonlarının kullanılması yararlıdır. Bu durumda türev fonksiyonu

$$Q(\lambda, T) = \sum_{n=0}^{\infty} (1-\lambda)^n P(n, T)$$

$$= \left\langle \exp\left[-\lambda \alpha \int_0^T V^*(t') V(t') dt'\right] \right\rangle \quad (3.1.4)$$

olur. $P(n, T)$ veya $Q(\lambda, T)$ 'nin her birinin uygun hesaplanması için $V(t')$ alanının daha yüksek dereceden korelasyon fonksiyonları gerekir.

(3.1.1) ve (3.1.4) ifadelerinde $V(t)$, rastgele kompleks fonksiyonlarının topluluğu üzerinden gerçekleşir (önceki bölümde ise yalnız U değişkenine göre yapıldı). Böyle ortalamalar birçok fiziksel ve matematiksel uygulamalarda önemlidir ve büyük literatürlerde onlara ait özellikler bulunur[13].

Gelecek bölümde özellikleri kısaca gözden geçireceğiz ve (3.1.1)'de sayılan dağılımın sistematik davranışı veya onun geliştirilen fonksiyonu için uygun skolastik yöntemin metotlarını (rastgele fonksiyonları) tanımlayacağız. Klasik skolastik yöntemlerdeki gezintimiz sadece bizim gösterdiğimiz analizler ve onun uygulamaları için olmayacak, aynı zamanda kuantum yaklaşım açısından da önemli olacaktır[14].

3.2 Fotosayıların Yarıklasik Teorisinin Kısmi Koherentliğe Uygulanması (Bir Dedektör)

Bu bölümün tartışmalarına başlarken, hesaplanan momentlere bir kez daha dönelim. (3.1.3)'e göre $\overline{n^2}$ niceliğini 4.dereceli korelasyon fonksiyonu ile ifade edebiliriz. Bu korelasyon fonksiyonlarının kesin değerleri ise istatistiğe bağlıdır. Bir ısı kaynağın

(lambda, yıldız, vb) belirsiz fazla ve Gaussian dağılımı ile ifade edilebilen ışınımını ele alalım (bu model lazer ışınımı için geçerli değildir)[15]. Bu durumda skolastik süreçler teorisinden bilindiği gibi,

$$\begin{aligned} \langle V^*(t_1)V(t_2)V^*(t_3)V(t_4) \rangle &= \langle V^*(t_1)V(t_2) \rangle \langle V^*(t_3)V(t_4) \rangle \\ &+ \langle V^*(t_1)V(t_4) \rangle \langle V^*(t_3)V(t_2) \rangle \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

yazılabilir. Böylece bizi ilgilendiren $\overline{n^2}$ niceliğinin hesaplanması için gerekli olan bir ifadeyi,

$$\begin{aligned} \langle V^*(t')V(t')V^*(t'')V(t'') \rangle &= \langle V^*(t')V(t') \rangle \langle V^*(t'')V(t'') \rangle \\ &+ \langle V^*(t')V(t'') \rangle \langle V^*(t'')V(t') \rangle \\ &\equiv \langle I(t') \rangle \langle I(t'') \rangle + |\Gamma(t' - t'')|^2 \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

olarak yazabiliriz. Burada görülen

$$\Gamma(t' - t'') = \langle V^*(t'')V(t') \rangle \quad (3.2.3)$$

r_i noktasında topluluğun otokorelasyon fonksiyonudur. Önceki bölümde bu niceliği $\Gamma_{ii}(t' - t'')$ olarak tanımlamıştık. (3.1.2) ve (3.1.3) ifadelerini kullanarak varyansı,

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \overline{n^2} - (\bar{n})^2 \\ &= \alpha^2 \int_0^T \int_0^T |\Gamma(t' - t'')|^2 dt' dt'' + \bar{n} \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

olarak bulabiliriz. Bu ifadeden görüldüğü gibi T ölçüm süresi ve Γ karşılıklı koherentlik olan aşırı hesaplamalar veya sayıların guruplaşması vardır ve bunu toplamdaki (integral) birinci terim göstermektedir. Önceki bölümde γ_{ii} işaretlediğimiz ve

$$\gamma(t' - t'') = \Gamma(t' - t'') / \Gamma(0) \quad (3.2.5)$$

ifadesi ile tanımlanan normalleştirilmiş γ fonksiyonunu dahil edelim ki (1.6.9)'a göre $|\gamma(t' - t'')| \leq 1$ şartıyla olur. Mandel'in (2.3)'de tanımladığı gibi

$$\begin{aligned} \xi(T) &= \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^T |\gamma(t' - t'')|^2 dt' dt'' \\ &= \frac{2}{T} \int_0^T (T - \tau) |\gamma(\tau)|^2 d\tau \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

ifadesini ele alalım. Buradaki $\xi(T)$ fonksiyonu zamanın ünitelerine sahiptir ve uygun bir şekilde koherent sinyalin zamanla azalmayan değişimini karakterize eder. $|\gamma(t)| \leq 1$ ilişkisinden $\xi(T) \leq 1$ olduğu anlaşılır. Bazı başlangıç durumlarında $\gamma(t) \approx 1$ ise o zaman $\xi(T) \approx T$ olur. Ne zaman $\xi(T) < T$ ise öyle bir sonlu zaman aralığı vardır ki, bu sürede ışın kısmi koherenttir. Eğer $\gamma(t)$, \mathfrak{S} karakteristiği ile zamanla sifira düşerse (örneğin, $\exp\left[-\frac{1}{2}(t/\mathfrak{S})^2\right]$ veya $e^{-t/\mathfrak{S}}$ fonksiyonlarında olduğu gibi) o zaman T için $T \gg \mathfrak{S}$, $\xi(T)$ yaklaşık sabit olur ve şu değere sahiptir.

$$\begin{aligned} \xi(T) &= \frac{2}{T} \int_0^T (T - \tau) |\gamma(\tau)|^2 d\tau \\ &\approx 2\mathfrak{S} \left(\int_0^\infty |\gamma(\mathfrak{S}\chi)|^2 d\chi \right) \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

Bu durumda $\gamma(t)$ 'nin kesin fonksiyonel biçimi önemli değildir. $\xi(T) \approx c\mathfrak{I}$ olur. Buradaki c katsayısı tertibinde olan bir sabittir. Bunları yazarken integralin yakınsak olmasının da şart olduğunun altını çizelim. Sınır değerindeki

$$\xi(\infty) = 2 \int_0^{\infty} |\gamma(\tau)|^2 d\tau \quad (3.2.8)$$

ifadesi, koherentlik zamanının mümkün ölçümünün bir göstergesidir. Mademki

$$\bar{n} = \alpha \int_0^T \langle V^*(t')V(t') \rangle dt' = \alpha T \Gamma(0) \quad (3.2.9)$$

ise varyansın sabitliğinden dolayı (3.2.4) ifadesini yeniden

$$\sigma^2 = \bar{n} \{1 + [\xi(T)/T]\bar{n}\} \quad (3.2.10)$$

olarak yazabiliriz. Buradaki $\xi(T)$ ise yukarıdaki (3.2.6) eşitliği ile tanımlanan önceki bölümde tartıştığımızla (özellikle (2.2.10) denkleminde) karşılaştırarak elde ettiğimiz varyansın, fotonların her birinden ısı dağılımı olan $T/\xi(T)$ bağımsız “zaman hücrelerini”, dağılmış olduğu durumda oluşan varyansla aynı olduğunu görmek mümkündür. Bu zaman hücrelerin ortalama doluşu veya uzlaşma parametresi $\delta = \bar{n}/[T/\xi(T)] = \bar{n}\xi(T)/T$ olarak tanımlanır. Yeterince büyük T 'lerde kararlı Gaussian topluluklar durumundaki fotosayılara uygulanırken Mandel koherentlik zamanına uygun olan bir aralıkta δ ortalama foton sayısının ısı dağılımına sahip olduğunu ve komşu aralıkların birbirinden bağımsız olduğunu öne sürdük. Bu yaklaşımda dağılımın $N = T/\xi(T)$ olduğu açıktır. Gaussian durumunda sayıların gruplaşmasının hesaplanması diğer durumlara da genelleştirilebilir[16]. İstenilen klasik dağılım Poisson Dağılımı'ndan farklı olan aşırı sayılara ve bu nedenle (3.2.10)'da olduğu gibi guruplaşmaya götürür. Bu durumda sayıların ortalama değeri H ve G sabit fonksiyonlar olmak üzere

$$\bar{n} = \alpha T[G(0) + \mu H(0)] \quad (3.2.11)$$

ve varyansı

$$\begin{aligned} \sigma^2 = \bar{n} + 2\alpha^2 \int_0^T (T - \tau) |G(\tau) + \mu H(\tau)|^2 d\tau \\ + \alpha^2 \mu \left[T^2 H^2(0) + 2 \int_0^T (T - \tau) |H(\tau)|^2 d\tau \right] \end{aligned} \quad (3.2.12)$$

ifadesi olur. Varyansın bu ifadesi her zaman T^2 ile orantılı bir terim içermektedir fakat, (3.2.10) bu durumda, koherentlik süresi sınırlı olduğundan T ile asimptotik olarak en iyi durumda doğrusal şekilde artar. Beklendiği gibi $\mu \rightarrow 0$ olduğunda her iki sonucun uyum sağladığı da açıktır.

3.3 Birkaç Dedektör

Bir dedektörde fotosayıların değişimleri ve P(n) dağılım fonksiyonlarının ölçülmesini gördük. Şimdi ise kısmi koherent ışıkla aydınlatılan iki ve daha çok sayaçta kaydolunan fotoelektronlar arasındaki korelasyonu araştıralım. Noktasal olmayan kaynaktan (sonlu boyutlu) dalga alanı $V(r, t)$, uzay ve zamanın fonksiyonu olsun. Bu durumda kaynağın farklı noktalarından gelen sinyaller arasında korelasyon olacağını düşünmek doğaldır. İki eylemsiz sayacın uygun olarak r_1 ve r_2 noktalarında olduklarını varsayalım:

$$V_i(t) = V(r_i, t) \quad (3.3.1)$$

ve

$$I_i(t) = V_i^*(t) V_i(t) \quad (3.3.2)$$

olsun. r_i noktasındaki sabit şiddete uygun gelen fotosayı dağılımları (2.2.5) ile çakışan

$$P_{0i}(n_i, T) = \frac{1}{n!} \left(\alpha_i \int_0^T I_i(t) dt \right)^{n_i} \exp \left[-\alpha_i \int_0^T I_i(t) dt \right] \quad (3.3.3)$$

ifadesi olur. Buna göre şiddet rastgele değiştiğinde karşılıklı korelasyon fonksiyonu

$$\begin{aligned} \overline{n_1 n_2} &= \sum_{n_1, n_2} n_1 n_2 \langle P_{01}(n_1, T) P_{02}(n_2, T) \rangle \\ &= \alpha_1 \alpha_2 \int_0^T \int_0^T \langle I_1(t') I_2(t'') \rangle dt' dt'' \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

şeklinde tanımlanır ve bunun değeri istatistik türüne bağlıdır. Bunu göstermek için belirsiz fazlı ve kararlı (zamandan bağımsız) Gaussian Dağılımı'na sahip olan $V(r, t)$ kompleks dalga alanını göz önüne alalım. Böyle bir dağılım uzaya ve zamana bağlı olan kompleks $S(r, t)$ fonksiyonunun karakteristik fonksiyonları ile gösterilebilir.

$$\begin{aligned} C\{S(r, t)\} &= \exp \left\{ - \iint S^*(r_1, t_1) \langle V(r_1, t_1) \right. \\ &\quad \left. \times V^*(r_2, t_2) \rangle S(r_2, t_2) d^3 r_1 d^3 r_2 dt_1 dt_2 \right\} \end{aligned} \quad (3.3.5)$$

r_1 ve r_2 noktalarındaki dedektörler için $S_i(t) = S(r_i, t)$ $i = 1, 2$ işaretlerini kabul edersek

$$C\{S_i(t)\} = \exp \left\{ - \sum_{i,j} \iint S_i^*(t_1) \langle V_i(t_1) V_j^*(t_2) \rangle S_j(t_2) dt_1 dt_2 \right\} \quad (3.3.6)$$

elde edilir. Buradan bütün karşılıklı korelasyon fonksiyonları bulunabilir. Özel bir durumda,

$$\begin{aligned} \langle V_1^*(t')V_1(t') V_2^*(t'')V_2(t'') \rangle &= \langle V_1^*(t')V_1(t') \rangle \langle V_2^*(t'')V_2(t'') \rangle \\ &+ \langle V_1^*(t')V_2(t'') \rangle \langle V_2^*(t'')V_1(t') \rangle \end{aligned} \quad (3.3.7)$$

elde edilir. Bu ifadeyi (3.3.4)'de yerine koyarsak

$$\overline{n_1 n_2} = \bar{n}_1 \bar{n}_2 + \alpha_1 \alpha_2 \int_0^T \int_0^T |\Gamma_{12}(t' - t'')|^2 dt' dt'' \quad (3.3.8)$$

elde edilir. Burada (1.6.4) ile

$$\Gamma_{12}(t' - t'') \equiv \langle V_2^*(t'')V_1(t') \rangle \quad (3.3.9)$$

(3.3.9) karşılıklı korelasyon fonksiyonunu gösterir ve

$$\bar{n}_i = \alpha_i \int_0^T \langle V_i^*(t')V_i(t') \rangle dt' \equiv \alpha_i T \Gamma_{ii}(0) \quad (3.3.10)$$

elde edilir. Normalleştirilmiş korelasyonu dahil edelim:

$$\gamma_{12}(r) = \Gamma_{12}(r) / \{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)\}^{1/2} \quad (3.3.11)$$

$$\xi_{12}(T) \equiv \frac{2}{T} \int_0^T (T-r) |\gamma_{12}(r)|^2 dr \quad (3.3.12)$$

olur. Sonuncu nicelik sinyalin karşılıklı korelasyon fonksiyonunun zamana bağlı olduğunu gösteren bir ifadedir. Bu niceliği kullandığımızda fotosayıdaki fazlalığın korelasyonu aşağıdaki şekilde verilir.

$$\overline{n_1 n_2} - \bar{n}_1 \bar{n}_2 = \bar{n}_1 \bar{n}_2 [\xi_{12}(T)/T] \quad (3.3.13)$$

Bu ise uzayda ayrılmış sayaçlarda şiddetin (dolayısıyla fotonlarda) korelasyonunun mümkün olduğunu göstermektedir. Fotosayıların karşılıklı korelasyonu zamanla beraber uzay koordinatlarını bağlayan bağıntısının incelenmesi de ilgi çekicidir. Basit olması için foton topluluğunun kararlı olması ile beraber homojen olduğunu varsayalım. Yani büyük olmayan mesafelerde uzay koordinatının, başlangıcına bağlı olmadığını gösterir. Bu durumda

$$\langle V^*(r_2, t_2) V(r_1, t_1) \rangle = \Gamma(r_1 - r_2, t_1 - t_2) \quad (3.3.14)$$

olarak yazılabilir ve böylece (3.3.10) ifadesinden

$$\bar{n}_i = \alpha_i \int_0^T \Gamma(0,0) dt' = \alpha_i T \Gamma(0,0) \quad (3.3.15)$$

elde edilir. Şöyle ki dedektörün bulunduğu yerden bağımsız olur. Eğer $r_1 - r_2 = r$ kabul edersek fotosayı fazlalığını karşılıklı koherent korelasyon fonksiyonlarını hem uzay hem zamana bağlılığını

$$\overline{n_1 n_2} - \bar{n}_1 \bar{n}_2 = \bar{n}_1 \bar{n}_2 [\xi(r, T) / T] \quad (3.3.16)$$

olarak ifade ederiz. Buradan

$$\xi(r, T) = \frac{2}{T} \int_0^T (T - \tau) |\gamma(r, \tau)|^2 d\tau \quad (3.3.17)$$

ve

$$\gamma(r, \tau) = \Gamma(r, \tau) / \Gamma(0,0) \quad (3.3.18)$$

olur.

Basit olması için bizi ilgilendiren mesafeler için T zaman koherentliği $\xi(r, \infty)$ 'a göre küçük olsun. Bu durumda

$$\frac{\xi(r, T)}{T} \simeq |\gamma(r, 0)|^2 \quad (3.3.19)$$

yazılabilir. Bu zaman aşırı sayıların korelasyonu, sayaçların r uzayının fonksiyonu olarak koherentlik derecesi ile

$$\overline{n_1 n_2} - \bar{n}_1 \bar{n}_2 = \bar{n}_1 \bar{n}_2 |\gamma(r, 0)|^2 \quad (3.3.20)$$

şeklinde ifade edilir. Ele aldığımız örnekte (3.3.6) ile karakterize olunan Gaussian modeline uygun gelmesine rağmen (3.3.4)'de görüldü ki şiddetin korelasyonuna sahip olan istenilen topluluk için fotosayıların zaman ve uzay korelasyonu yer almaktadır.

4. FOTOSAYI DAĞILIMLARIN İSTATİSTİKSEL KARAKTERİSTİKLERİNİN HESAPLANMASI VE ÖLÇÜLMESİ

4.1 Fotosayı Dağılımların İstatistiksel Hesaplanması

İkinci bölümdeki ifadeleri, Mandel Formülü ve elde ettiğimiz uygun ifadeleri kullanarak iki özel durumda üretim eşiğinin altında ve üretim eşiğinin üstünde bir modda çalışan lazer için fotosayı karakteristiklerini hesaplayalım.

1. Üretim eşiğinin altında çalışan lazer ışığını ele alalım: Bu durumda lazer üretimde bulunmayacak fakat dar bantlı monokromatik bir ışın yayacaktır. Literatürden bilindiği gibi ışığın şiddet dağılımını üstel olarak değiştirecek yani

$$p(I) = I_0^{-1} \exp(-I / I_0) \quad (4.1.1)$$

olacaktır. Bu durumda dağılım momentleri

$$\langle I^n \rangle = \int_0^{\infty} I^n p(I) dI = \int_0^{\infty} I^n \frac{1}{I_0} e^{-\frac{I}{I_0}} dI \quad (4.1.2)$$

$\frac{I}{I_0} = x$ değişken dönüşümünü yaparsak $dI = I_0 dx$ olur ve denkleminiz

$$\begin{aligned} \langle I^n \rangle &= \int_0^{\infty} I_0^n x^n \frac{1}{I_0} e^{-x} (I_0 dx) \\ &= I_0^n \int_0^{\infty} x^n e^{-x} dx = I_0^n n! \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

gibi olur.

$\bar{n} = \langle n \rangle$ 'yi hesaplayalım.

$$\langle n \rangle = \sum_0^{\infty} n P(n) \text{ ve } P(n) = \int_0^{\infty} \frac{(\alpha I T)^n}{n!} e^{-\alpha I T} p(I) dI$$

olarak tanımlandığını biliyoruz. Bunları kullanarak

$$\langle n \rangle = \sum_0^{\infty} n \int_0^{\infty} \frac{(\alpha I T)^n}{n!} e^{-\alpha I T} p(I) dI \quad (4.1.4)$$

$$= \int_0^{\infty} p(I) e^{-\alpha I T} dI \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n(\alpha I T)^n}{n!}$$

$$= \int_0^{\infty} e^{-\alpha I T} (\alpha I T) p(I) d(I) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\alpha I T)^{n-1}}{(n-1)!}$$

$$= \int_0^{\infty} e^{-\alpha I T} (\alpha I T) p(I) d(I) e^{\alpha I T}$$

$$= \alpha T \int_0^{\infty} I p(I) dI = \alpha T \langle I \rangle \quad (4.1.5)$$

$\langle I^n \rangle = n! I_0^n$ olduğundan $\langle I \rangle = I_0$ yazarsak

$$\bar{n} = \alpha T \langle I \rangle = \alpha T I_0 \quad (4.1.6)$$

elde edilir.

Varyans için ise

$$\sigma^2 = \langle \Delta n^2 \rangle = \alpha T \langle I \rangle + \alpha^2 T^2 [\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2] \quad (4.1.7)$$

yine $\langle I \rangle = I_0$ yazarak

$$= \alpha T I_0 + \alpha^2 T^2 [2I_0^2 - I_0^2]$$

$$= \alpha T I_0 + \alpha^2 T^2 I_0^2$$

$$\sigma^2 = \langle n \rangle + \langle n^2 \rangle \quad (4.1.8)$$

olacağı açıktır.

Buradan görüldüğü gibi $\sigma^2 > \langle n \rangle$ 'dir ve varyansın Poisson Dağılım'ındaki ikinci terimi

foton gruplaşmasının olduğunu gösterir.

Son olarak bu örnek için fotosayı dağılımı aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$P(n) = \int_0^{\infty} \frac{(\alpha T I)^n}{n!} e^{-\alpha T I} p(I) dI \quad (4.1.9)$$

(4.1.1) i yerine yazarsak

$$= \int_0^{\infty} \frac{(\alpha T I)^n}{n!} e^{-\alpha T I} \frac{1}{I_0} e^{-\frac{I}{I_0}} dI$$

$$= \frac{(\alpha T)^n}{n! I_0} \int_0^{\infty} I^n e^{-\alpha T I} e^{-\frac{I}{I_0}} dI$$

$$= \frac{(\alpha T)^n}{n! I_0} \int_0^{\infty} I^n e^{-\left(\alpha T + \frac{1}{I_0}\right)I} dI$$

$$\left(\alpha T + \frac{1}{I_0}\right)I = X \text{ de\u0131\u015fen de\u0131\u015ftirmesini yaparak, } I = \frac{I_0}{\alpha T I_0 + 1} X$$

ve $dI = \frac{I_0}{\alpha T I_0 + 1} dX$ de\u011ferlerini denklemimizde yerine yazarsak

$$P(n) = \frac{(\alpha T)^n}{n! I_0} \int_0^{\infty} \frac{I_0^n}{(\alpha T I_0 + 1)^n} X^n e^{-X} \frac{I_0}{\alpha T I_0 + 1} dX$$

$$P(n) = \frac{(\alpha T I_0)^n}{n! (\alpha T I_0 + 1)^{n+1}} \int_0^{\infty} X^n e^{-X} dX$$

$$P(n) = \frac{(\alpha T I_0)^n}{n! (\alpha T I_0 + 1)^{n+1}} n!$$

$$P(n) = \frac{(\alpha T I_0)^n}{(\alpha T I_0 + 1)^{n+1}} = \frac{(\bar{n})^n}{(\bar{n} + 1)^{n+1}} \quad (4.1.10)$$

elde edilir ki bu Bose-Einstein da\u011flımı olarak adlandırılabilir.

2.Durum: \u00dcretim e\u015fi\u011inin \u00fcst\u00fcnde \u00e7alı\u015fan bir modlu lazer: Bu ışının şiddetin da\u011flım fonksiyonu Dirac Delta Fonksiyon'u ile verildi\u011i a\u00e7ıktır

$$P(I) = \delta(I - I_0) \quad (4.1.11)$$

ile verilir.

Dağılım momentleri,

$$\langle I^n \rangle = \int_0^{\infty} I^n P(I) dI = \int_0^{\infty} I^n \delta(I - I_0) dI = I_0^n \quad (4.1.12)$$

n 'in ortalaması

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n P(n) = \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} n \frac{(\alpha I T)^n}{n!} e^{-\alpha I T} p(I) dI$$

$$\langle n \rangle = \int_0^{\infty} (\alpha I T) e^{+\alpha I T} e^{-\alpha I T} p(I) dI = \alpha T \int_0^{\infty} I p(I) dI$$

$$\langle n \rangle = \alpha T \langle I \rangle \quad (4.1.13)$$

varyansa bakalım

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \alpha T \langle I \rangle + \alpha^2 T^2 (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2)$$

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \alpha T I_0 + \alpha^2 T^2 (I_0^2 - I_0^2) = \alpha T I_0 = \langle n \rangle \quad (4.1.14)$$

olduğu ve foton gruplaşmasının olmadığı görülür. Varyansın, $\langle n \rangle$ 'den büyük olduğu durumlarda fotonlar arasında bir uyumdan söz edilebilir.

Fotosayı dağılımı

$$P(n) = \int_0^{\infty} \frac{(\alpha I T)^n}{n!} e^{-\alpha I T} p(I) dI$$

$$= \int_0^{\infty} \frac{(\alpha I T)^n}{n!} e^{-\alpha I T} \delta(I - I_0) dI$$

$$P(n) = \frac{(\alpha I I_0)^n}{n!} e^{-\alpha I I_0} = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} \quad (4.1.15)$$

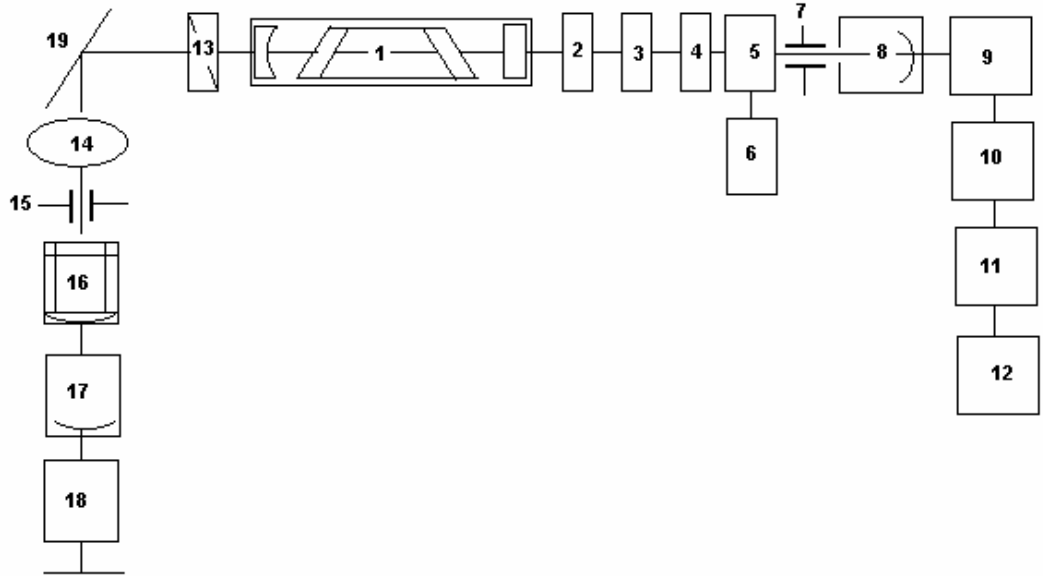
şeklinde elde edilir. Son ifadeden fotosayıların Poisson Kanunu ile dağıldığını görüyoruz. Yukarıda teorik olarak elde ettiğimiz sonuçların deneysel olarak elde edilen sonuçlarla kıyaslanması bir sonraki bölümde yapılacaktır.

Yukarıda aldığımız ifadeleri bir derece basitleştirerek elde edilen fotonların korelasyonu durumuna uygulayalım:

4.2 Fotosayı Dağılımların Deneysel Olarak İncelenmesi

Yukarıda verilen sonuçlar yarıklasik yaklaşımla elde edildi ancak, aynı sonuçlara kuantum teorisi temelinde de ulaşılması mümkündür[17].

Lazer ışınının fotosayı dağılımlarının deneysel olarak incelenmesi için kullanılan düzeneğinin blok şeması Şekil 4.2.1’de verilmiştir[18].



Şekil 4.2.1 Lazer ışınının istatistiksel özelliklerinin belirlenmesi için kullanılan deneysel düzeneğin blok şeması.(1.He-Ne lazer, 2.Girişim filtresi, 3.Attenuatör, 4.13.Polarizörler, 5.Elektrooptik modulator, 6.Function jenerator, 7.15.Silitler, 8.17.Fotoçoğaltıcılar, 9.Formalatici (Düzenleyici), 10.Converter (sayı-genlik)11.Multichannel analyzer, 12.Bilgisayar, 14.Mercek (conveks), 16. İnterferometre, 18. Osiloskop, 19. Ayna) [18].

Işık kaynağı olarak He-Ne lazeri kullanılmıştır. Lazerin mod yapısı tarayıcı interferometre ile kontrol edilebilir. Etkin koherentlik süresi $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ s düzeyinde olduğundan radyasyonun enerji dağılımı δ fonksiyon fotosayı dağılımını Poisson Dağılımı olarak kabul edilir. Fotosayımı dedekte etmek için, uygun spektral duyarlılığı ve ayırt etme hassasiyeti olan fotoçoğaltıcılar seçilmiştir. Fotoçoğaltıcılar saniyede $2 \cdot 10^6$ tane fotoelektrondan daha fazla yüklemeye dayanamadıklarından, seçim süreci $T = 10^{-6}$ s olduğunda alıcı küçük sayıda n tane fotoelektron kaydetmeye uygundur. Bu nedenle $n \leq 12$ olduğu deneylerde T sayım süresinde gelen fotoelektronların n sayısı 12'yi geçmemiştir. Olasılık dağılımlarını ölçmek için τ süresinde kayıt sayıları pulsların genliğine dönüştürülerek 256 kanallı puls analizörüne verilmiştir. Böylece, genliği ölçüm süresince gelen fotoelektronların sayısına (n) orantılı olan pulslar çok kanallı analizörün belirli kanallarında toplanırlar. Seçim süresi ve sayısı puls jeneratörü ile belirlenecek, deney süresince sırası ile yaklaşık 10^{-6} s^{-1} ve $5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ eşit olarak seçilecektir. Seçim süresinin kısa olması deneyin kısa bir sürede (~ 1 dk) yapılmasına rağmen iyi bir istatistik elde edilmesine olanak sağlar ($\sim 3 \cdot 10^5$ sn). Deney süresinin kısa olmasından dolayı lazer kaynağından başka, diğer cihazların sabitleştirilmesi için özel tedbirlerin alınmasına ihtiyaç kalmaz.

Lazer kaynağından ısı kaynağı elde etmek için, lazer ışığı taneciklerinin boyutları $\sim 90 \mu\text{m}$ olan dönen buzlu cam yüzeyine odaklanır[19]. Camın dönme hızını ve taneciklerin boyutlarını değiştirerek bu yöntemle dağılım fonksiyonu

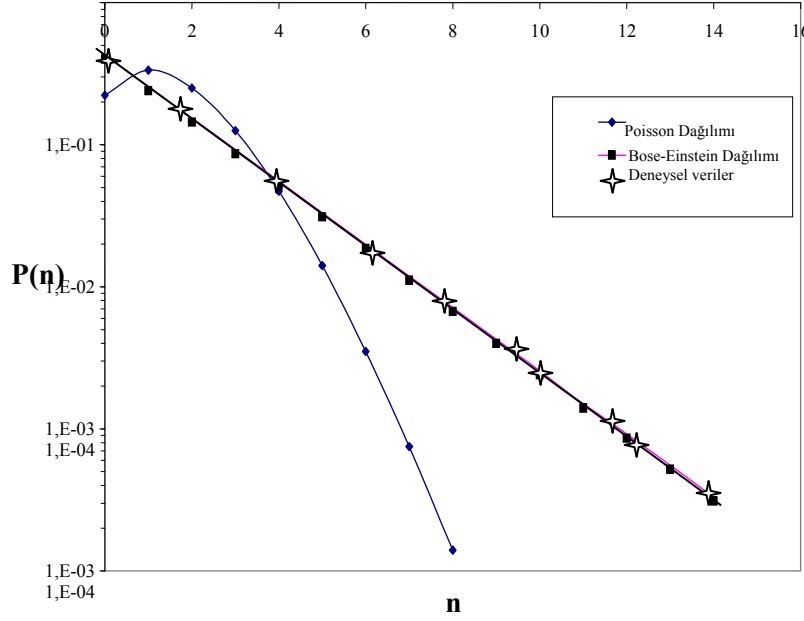
$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) \text{ ile verilen ışınım kaynağı elde edilebilir[20].}$$

Bir modlu lazer kullanılarak karşılaştırma için aynı $\langle n \rangle$ ortalama değeri için fotosayı

$$\text{dağılımları (teorik olarak) } P(n, T) = \frac{\langle n \rangle^n}{(\langle n \rangle + 1)^{n+1}}, \text{ denklemi kullanılarak Bose-Einstein}$$

$$\text{Dağılımı, } P(n, T) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} \text{ denklemi yardımıyla aynı } \langle n \rangle \text{ değeri için hesaplanmış}$$

Poisson Dağılımı'nın değerleri ve deneysel veriler Şekil 4.2.2'deki grafikte görülmektedir. Şekilden de anlaşılacağı gibi deneysel veriler ve Bose-Einstein Dağılım'ı oldukça uyumludur.



Şekil 4.2.2 Tek modlu lazer ışınının fotosayı dağılımı ($\langle n \rangle = 1,5$)

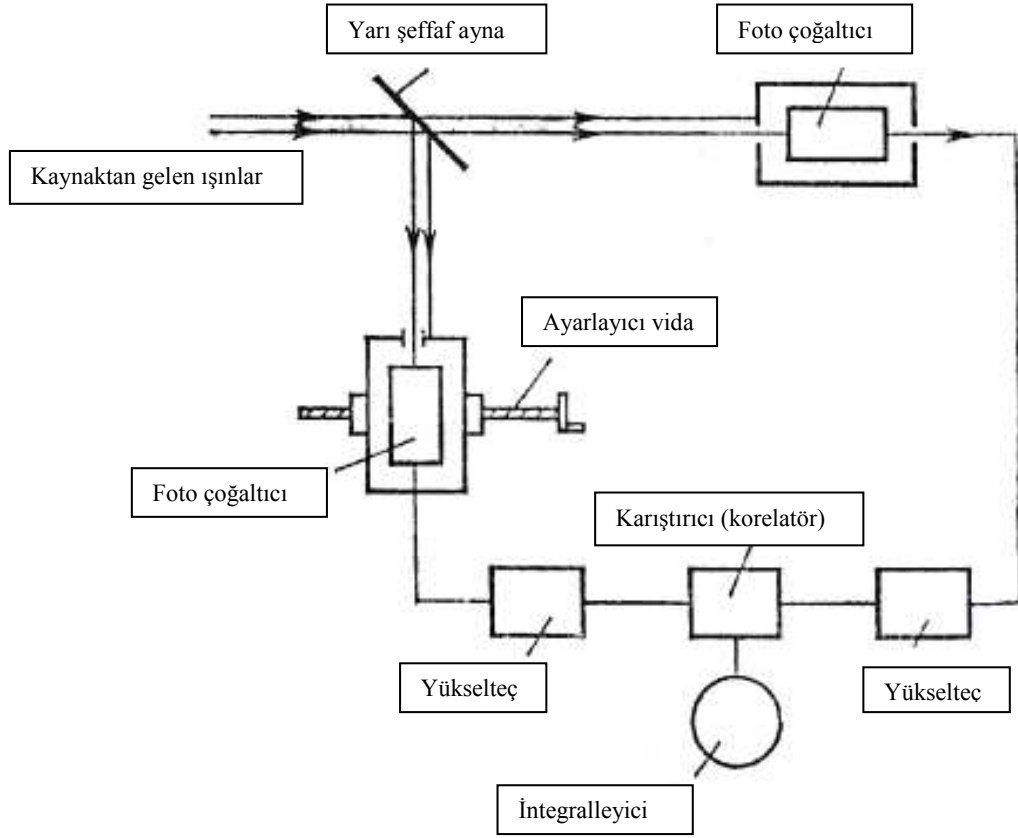
Şekil 4.2.2'den de görüldüğü gibi n 'nin küçük değerleri için deneysel ve hesaplanmış sonuçlar genellikle uyumludur ve n 'nin büyük değerlerinde ortaya çıkan farklılıklar ışınının tam olarak bir modlu olmamasından kaynaklanmasıyla açıklanabilir[21].

Böylece, yapılan teorik hesaplamalarla deneysel sonuçlar uyum içinde olmasından dolayı fotosayı yönteminin optik alanların istatistiksel özelliklerinin incelenmesi için etkin bir yöntem olduğu açıkça görülmektedir.

Bununla beraber bu yöntemin hem lineer optik kanallarda saçılma (holografi), hem de modlar arası bağıntıların yer aldığı nonlineer (modüle etme, dedekte etme) süreçlerde, ışınının mod yapısının flüktüasyon özelliklerine etkisinin daha detaylı incelenmesinde başarıyla uygulanabileceği de görülmektedir[16]. Fotosayı yöntemi ışığın modüle edilmesi yöntemi ile birleştirilerek istenilen istatistik özelliklere sahip olabilen optik kaynakların modellenmesinde de kullanılabilir[18]. Bunun bir örneğini deneysel olarak fotosayı istatistiği P ile verilen lazer ışınınını dönen buzlu camla modüle ederek fotoistatistiği Bose-Einstein Dağılımı ile verilen pseudo ısı kaynağı oluşturulduğunu gösterdik. Fotosayı yöntemi optik kanallarda ortaya çıkan additif ve multiaktif gürültülerin etkisinin incelenmesinde de etkin bir yöntem olarak uygulanabilir[22].

4.3 Twiss Deneyi ve 2.Dereceden Korelasyon Fonksiyonu

Elli'li yılların ortasında H.Brown ve R.Twiss tarafından yapılan başka bir girişim deneyini ele alalım. Young deneyinden farklı olarak bu deneyde ışık şiddetinin 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 4.3.1'de verilmiştir[23].



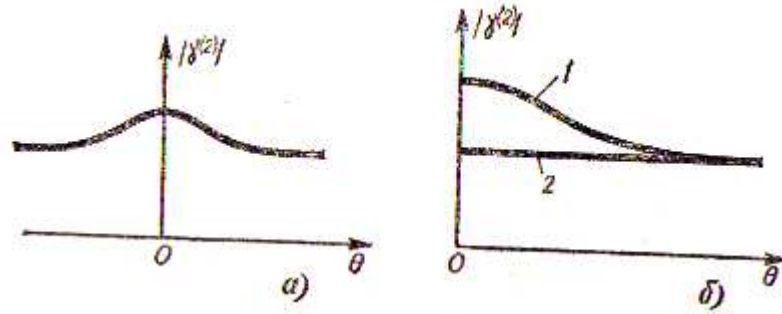
Şekil 4.3.1 Fotonların korelasyonunun incelenmesi için kullanılan deneyin basit düzeneği [23].

Işık demeti yarı şeffaf aynasından ikiye ayrılır. İkincil demetlerden her biri kendi yolundaki fotoçoğaltıcıya gelir ve bunların çıkışındaki sinyaller korelatöre gelir ve önce sinyaller çarpılır sonra I_1 ve I_2 ikincil ışık demetlerinin şiddetlerinin ortalaması bulunur. Böylece $\langle I_1 I_2 \rangle = \langle V_1^* V_2^* V_1 V_2 \rangle$ değeri elde edilir. Karşılaştırmak gerekirse

Young deneyinde $\langle V_1 V_2^* \rangle$ değeri ölçülür. İnterferometrenin kollarına yerleştirilen yükselteçler sinyallerin birinin diğerine göre gecikmesini sağlar. Böylece interferometre

$$\begin{aligned} \gamma^{(2)} &= \frac{\langle I_1(t+\theta)I_2(t) \rangle}{I_1 I_2} \\ &= \frac{\langle V_1^*(t+\theta)V_2^*(t)V_2(t)V_1(t+\theta) \rangle}{I_1 I_2} \end{aligned} \quad (4.3.1)$$

fonksiyonu ile zaman gecikmesinin θ '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[19]. Burada n_1 ve n_2 ikincil ışık demetlerindeki fotonların yoğunluğudur. Burada $\theta=0$ olduğunda Şekil 4.3.1'de gösterildiği gibi $\gamma^{(2)}$ büyüklüğünün ani bir sıçrama yaptığı görülür.



Şekil 4.3.2 $\gamma^{(2)}$ büyüklüğünün θ 'ye göre değişimi[19].

Bu sıçrama fotonların interferometreye tek tek gelmediğini ve çiftlerle bağlı bir şekilde geldiğini yani fotonların gruplaşma eğiliminde olduğunu göstermektedir. Bunun sonucunda, fotonların sayısının dalgalanmalarının karşılıklı korelasyon eğiliminde olduğu açıkça görülmektedir. Burada (a), düzgün olmayan yapıyı alan için, (b-2) koherent ışığa uygun ışık demeti içindir. Şekilde görüldüğü gibi gruplaşma etkisi kaotik ışık için gözlenir. Koherent ışık için ise bu etki yoktur. Yani fotosayısında korelasyon yoktur. Böylece fotonların gruplaşma etkisinin ışık demetlerinin koherentlik derecesine bağlı olduğu sonucuna varılır.

4.4. Yüksek Dereceden Koherentlik

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

$$\gamma^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2) = \frac{\langle V^*(\vec{r}_1, t_1)V^*(\vec{r}_2, t_2) \rangle}{\left[\langle |V(\vec{r}_1, t_1)|^2 \rangle \langle |V(\vec{r}_2, t_2)|^2 \rangle \right]^{1/2}} \quad (4.4.1)$$

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[24]. Bu deneylerde ışık titreşimleri dört uzay-zaman noktasında incelenir.

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

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

$$\gamma^{(2)} = \frac{\langle V^*(\vec{r}_1, t_1)V^*(\vec{r}_2, t_2)V(\vec{r}_3, t_3)V(\vec{r}_4, t_4) \rangle}{\left[\langle |V(\vec{r}_1, t_1)|^2 \rangle \langle |V(\vec{r}_2, t_2)|^2 \rangle \langle |V(\vec{r}_3, t_3)|^2 \rangle \langle |V(\vec{r}_4, t_4)|^2 \rangle \right]^{1/2}} \quad (4.4.2)$$

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

$$\gamma^{(2)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2; \vec{r}_2, t_2; \vec{r}_1, t_1 \dots) = \frac{\langle V^*(\vec{r}_1, t_1)V^*(\vec{r}_2, t_2)V(\vec{r}_2, t_2)V(\vec{r}_1, t_1) \rangle}{\langle |V(\vec{r}_1, t_1)|^2 \rangle \langle |V(\vec{r}_2, t_2)|^2 \rangle} \quad (4.4.3)$$

olarak ölçülmüştür[25]. Teorik olarak n . dereceden koherentliğin incelenmesi mümkündür. Bunun için herhangi bir yöntemle eş zamanlı olarak n ışık demetinin kaydedilmesi sağlanmalıdır. Buna uygun koherentlik fonksiyonu

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

$$\gamma^{(n)} = \frac{\left\langle V^*(\vec{r}_1, t_1) \dots V^*(\vec{r}_n, t_n) V^*(\vec{r}_{n+1}, t_{n+1}) \dots V^*(\vec{r}_{2n}, t_{2n}) \right\rangle}{\left\langle |V(\vec{r}_1, t_1)|^2 \right\rangle \dots \left\langle |V(\vec{r}_{2n}, t_{2n})|^2 \right\rangle} \quad (4.4.4)$$

şeklinde yazılabilir[25]. Şiddetin girişimi ve 2. ve daha yüksek dereceden koherentliğin incelenmesi klasik girişim problemlerinin kapsamının genişlemesine neden olmuştur. Öte yandan böyle araştırmalar son yıllarda fotosayı tekniğinin gelişmesiyle artmıştır. Ayrıca bu tekniğin gelişimi ışığın koherentlik özelliklerini ölçmenin yeni bir yöntemi olan şiddet dalgalanmaları spektroskopisi olarak adlandırılan yeni bir yöntemin oluşmasını sağlamıştır[26].

4.5 Işık Şiddeti İnterferometresi Deneyinin Açıklanması

İkinci dereceden korelasyon fonksiyonlarının deneysel sonuçlarının açıklanması (fotonların korelasyonu): $h\nu$ enerjili bir durumdaki fotonların sayısı n olsun. $\langle n \rangle$ ise bu durumdaki ortalama olsun. Ortalama dediğimizde ya belli bir zamanda çoğu sayıda aynı seviyeler ya da farklı zamanlarda aynı durum için yapılmaktadır. Foton sayısındaki değişimler (fruktasyonlar); ortalama kare sapma ($\langle \Delta n^2 \rangle$) veya varyansla tanımlanır.

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

$$= \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 \quad (4.5.1)$$

Aynadan gelen ışık demetini ikiye ayıralım. Her bir demete uygun gelen ortalama ve varyansları uygun olarak $\langle n_1 \rangle, \langle \Delta n_1^2 \rangle$ ve $\langle n_2 \rangle, \langle \Delta n_2^2 \rangle$ ile işaretleyelim. Böyle ayrılmış demetlerin toplanması için ise $\langle n \rangle, \langle \Delta n^2 \rangle$ 'yi aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.

$$\langle n \rangle = \langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle \quad (4.5.2)$$

olduğu açıktır. Bu durumda varyansı hesaplırsak

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle (\Delta n_1 + \Delta n_2)^2 \rangle = \langle \Delta n_1^2 \rangle + \langle \Delta n_2^2 \rangle + 2\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle \quad (4.5.3)$$

klasik dalgaların girişimi şartı, birinci dereceden korelasyon fonksiyonları ile ifade ettiğimiz klasik dalgaların girişiminin oluşması için; ışık şiddetinin ifadesinde girişim teriminin varlığının şart olması gibi ikinci dereceden korelasyon fonksiyonları ile belirlenen ve foton korelasyonu olarak adlandırılan olayda da fotonların gruplaşmasına neden olan ve son ifade de üçüncü terim olarak görülen girişim terimine ihtiyaç vardır. Bu söylenenleri grafikte görülen iki durum için, üretim eşliğinin altında ve üstünde çalışan lazere ayrı ayrı uygulayalım.

Önce üretim eşliğinin altında çalışan lazer için varyansı değerlendirelim: Yukarıda hesapladığımız gibi,

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2 \quad (4.5.4)$$

ayna ile ikiye ayrılan her iki demeti dikkate alırsak

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

$$= \langle \Delta n_1^2 \rangle + \langle \Delta n_2^2 \rangle + 2\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle$$

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle \Delta n_1^2 \rangle + \langle \Delta n_2^2 \rangle + 2\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle \quad (4.5.5)$$

(4.5.3) ve (4.5.5) ifadelerini karşılaştırdığımızda,

$$\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle = \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle \neq 0 \quad (4.5.6)$$

olduğu ortaya çıkar. Buradaki 3.terimin sıfırdan farklı olması fotonların gruplaşmasını ve foton sayılarının değişiminde korelasyonun bulunduğunu göstermektedir. Şekil 4.3.1.'deki grafikteki 1.durumuna karşılık gelir. Böylece kaotik (düzensiz) yapıya sahip olan ışık demetlerinde de fotosayıların değişimlerinde korelasyonun varolabileceği sonucuna varılır. Şekildeki 1 eğrisinin gidişi de foton gruplaşması ile açıklanabilir. Başka bir açıdan, fotonların gruplaşması olayını ışık demetindeki fotonların değişimlerinin korelasyonun sonucu olarak ortaya çıktığını söylemek mümkündür.

Şimdi ise üretim eşiğinin üstünde çalışan tek modlu lazer ışığı için korelasyonun varlığını araştıralım:

Bilindiği gibi bu durumda $\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle$ ' dir ve bu durumda varyansı hesaplırsak

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle = \langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle = \langle \Delta n_1^2 \rangle + \langle \Delta n_2^2 \rangle + 0 \quad (4.5.7)$$

bu durumu (4.5.3) ifadesi ile karşılaştırırsak;

$\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle = 0$ olduğunu ve 3. terimin bulunmadığını tespit edebiliriz. Böylece bir modlu lazer ışığında fotosayı fruktasyonlarının korelasyonunun olmadığını gördük, bu nedendir ki fotonların gruplaşma etkisi oluşmaz ve şekildeki 2 nolu eğriye karşılık gelir.

Sonuç olarak fotonların korelasyonunda $\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle = \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle \neq 0$ şartı tıpkı klasik dalga teorisindeki girişim terimi kadar önem taşıdığını söylemeliyiz.

SONUÇLAR

Sunulan bu tezde klasik dalga teorisi temelinde girişim olayı açıklanarak uzay ve zaman koherentliği gibi kavramlara değinildi. Zaman uzay koherentliğine uygun olarak birinci dereceden otokorelasyon ve karşılıklı korelasyon fonksiyonları tanımlandı. Normalleştirilmiş korelasyon fonksiyonları ile dalgaların girişim desenlerinin görünme fonksiyonu arasındaki bağıntısı saptandı. Klasik dalgaların koherentliğinin girişim teriminden kaynaklandığı gösterildi. Işık alanının istatistik özelliklerinin incelenmesi amacıyla kullanılan fotosayı dağılımlarının istatistik karekteristikleri genel olarak ele alındı ve bu karekteristikler, özel durumları olan üretim eşiğinin altında ve üstünde çalışan bir modlu lazer kaynakları için hesaplandı. Deneysel verilerle karşılaştırılarak uyum içinde olduğu ortaya konuldu. Fotosayı dağılımlarının varyansının korelasyon fonksiyonuna bağlı olduğu gösterildi. Işığın fotosayı istatistiğinden enerjisinin şiddetinin ve alan dağılımlarının elde etme yolları açıklandı ve üretim eşiğinin altında ve üstünde çalışan bir modlu lazer kaynağı için bunların her biri hesaplandı. Birinci ve daha yüksek dereceden korelasyon fonksiyonları tanımlandı. Işık kaynağının fotonların fruktasyonlarının korelasyonunu ikinci dereceden korelasyon fonksiyonları ile verildiği gösterildi. Bu korelasyon fonksiyonlarının varlığının fotonların guruplaşmasından kaynaklandığı ve varyansın ifadesindeki girişim terimine bağlı olduğu gösterildi. Buna uygun olan şartlar ortaya konularak yapılmış deneylerden elde edilen sonuçlar teorik olarak açıklandı.

KAYNAKLAR

- [1] Egorov A. , A. Reconstructim of the Experimental Autocorrelation Fonction v33,NY,p.835-341,2003
- [2] Glauber R. , J. Role of Correlation in Quantum Optics and Atom Optics. Conference Quantum Elektronik and Laser Science (QELS) technical Digest Series 2000
- [3] Glauber R. , J. Role, “One Hundred Years of Light”, Annolen der Physic., 16, 1, 2124-2137, 2007
- [4] Hanbury, Brown, R. Twiss, R.Q. ,“İnterferometry of The İntensity Fluctuation in Light” Proc.Roy.Soc. , A242, 300, 1957; A243, 291, 1957
- [5] Hanbury, Brown, R. Twiss, R.Q. , “Correlations Between Photons and Two Coherent Beam of Light” ,Nature, 177, 27-32, 1956
- [6] Gabor, D. Rew. , Mod. Phys. , “Teory of Elektron İnterference Experiments”, 28, 260-276, 1956
- [7] Glauber R. , J.Role, Phys. Rew. Lett., “Coherence and Quantum Optics”, Journ. Opt. Soc., America, 68, 699, 1978
- [8] Glauber R. , J.Role, of Correlations in Quantum Optics”, QELS, Tech. Digest Series, 1, 15, 2000
- [9] Kalitiyevski, N.I. , Wave Optics, M. Nauka, 136-140, 1971
- [10] Withingston, S. Yassin, G. Murphy., J.A., “Dialectic Analysis of Partially Coherence”, J.E.E.E. Trans., Ant. Propag., 49, 3, 1226-1234, 2001
- [11] Klauder, J.Role, Sudarshan, E.C.G. ,“Fundamentals of Quantum Optics”, ed. Sycracuse University, New York, Amsterdam, 233-285, 1968
- [12] Goca, N.I , “Optik”, Atatürk Ünivarsitesi, Erzurum, ed. Çakır, C. Aktif Yayınları, 91-127, 2000
- [13] Mandel, Rew. Lett, Wolf, E. ,“Photon Statistical and Classical Fields”, Phys. Rew.Lett, 149, 4, 1033-1046, 1966
- [14] Ghatak, A. , “Optics”, Tata Megraw-Hill Publ., New Delhi, 345-380, 1997
- [15] Mandel, L. , “Progress in Optics”, ed. E. Wolf, 216-225, Amsterdam, 1963
- [16] Ahmanov, S.A. , Dyakov,Y.E. , Chirkin, A.S.,“İstatistical Radiophysics and Optics”, Moscova,188-214, 1981
- [17] Brown , Wolf, E. , “Principle of Optics”, 3rd , ed. Oxford.,159-216, 1965

- [18] R.Abdullayev, A.Şentürk, Ş.Özkırım, İ.Küçükburşa, A.Pow. ,Eng. Prob. , “Investigation of Correlation Function for Lazer’s Having Longitudinal Modes”, N.5, P.62, 2003
- [19] Glauber R. , J.Role, “Quantum Optics and Electronics”, ed. C. Dewitt, A.Blandin, C. Cohen, Tannoudji, New York, 189, 1964
- [20] Apostol, A. , Dogariu A. , “First and Second Order statistics of Optical Fields”, Optics Lett, 29, 3, 235-37, 2004
- [21] Sotski, B.A., Optica&Spektr., “On statistical Classification of Optical Fields”, 76, 6, 882-887, 1994
- [22] Tarasov, L.V. , “Introduction in Quantum Optics”, Moscova, Nauka, 293-299, 1987
- [23] Wilson, J. , Hawkes, J.F.B. ,“Optoelektronik”, ed. Okur, İ., Değişim Yayınları, Adapazarı, 174-280, 2000
- [24] Deryugin, İ.A. , R.Abdullayev , Kurashov, V.N., Nastich, V.N.,“Çok Frekanslı Lazer Işınımının İstatistiksel Karakteristikleri”, İzvestiya, AN SSSR Fiz. Ser.XXXVII, 10, 2115, Moskova, 1973
- [25] R.Abdullayev, M.I. , Cenik Investigation of Statistical Properties of the Modulated Laser,Radiation,Bakü devlet üniversitesi haberleri,No 3, P.143 (2003)
- [26] R.Abdullayev, Cenik, M.I. İstatistiki Karakteristikaları değiştirilebilen optik menbelerin alınma metodu hakkında, Bakü Devlet üniv.haberleri,No:2, p.80,(2001)

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Selma HALAVURTA (DOLAŞIR)

Doğum Yeri: Kars

Doğum Tarihi: 12.11.1978

Medeni Hali: Evli

Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise: Kazım Karabekir Anadolu Öğretmen Lisesi

Lisans: Ondokuz Mayıs Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Bölümü Haziran 1999

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