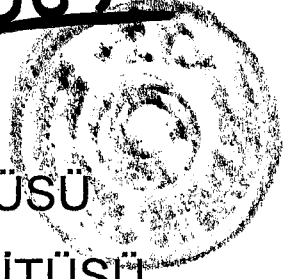


171067



T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ISIL MERCEKLERDE MEYDANA GELEN
KIRILMA İNDİSİ VE SICAKLIK DEĞİŞİMİ
HARİTALARININ İNTERFEROMETRİK
YÖNTEMLERLE BELİRLENMESİ

Sündüs YERDELEN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

171067

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. F. Necati ECEVİT

GEBZE

2005



**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ
ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS JÜRİ ONAY FORMU



Sündüs YERDELEN'ın tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun **20.06.2005** Tarih ve **2005 / 22** sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından **FİZİK** Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Doç. Dr. Necati ECEVİT

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Hasan ASLAN

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Erhan DEMİRBAŞ

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun **25.07.2005**
..... Tarih ve **2005 / 26** sayılı kararı.

İMZA MÜHÜR

ÖZET

He-Ne lazer ışını ile ısıtılarak oluşturulan ısıl mercek etkisindeki termokonvektif akışlar Michelson ve Mach-Zehnder interferometrik düzenekleri kullanılarak deneysel olarak gözlenmiştir. Faz değişimi haritasını hesaplamak için Hızlı Fourier Dönüşümü (FFT) ve yeni bir yöntem olan Sürekli Dalgacık Dönüşümü (CWT) kullanılmış ve kırılma indisi değişim haritası çıkartılmıştır. Bu yöntemlerin, girişim görüntülerinden faz değişimin belirlenmesi için, mükemmel bir kesinlik sağladığı ve hesaplama için ise hızlı ve sağlam birer teknik olduğu gösterilmiştir. Sayısal simülasyonlar yapılarak yöntemlerin doğruluğu tartışılmıştır. Deneysel olarak elde edilen faz değişim haritasından, kırılma indisi ve sıcaklık değişimi haritaları sayısal değerleriyle gösterilmiştir. Bu teknikler farklı dış etkilere maruz kalmış saydam cisimlere de uygulanabilmesi açısından kullanışlıdır.

SUMMARY

Thermoconvective flows in the thermal lens effect that is obtained by heating with He-Ne Laser beam was observed experimentally by using Michelson and Mach-Zender Interferometric setups. Fast Fourier Transform (FFT) and Continuous Wavelet Transform (CWT), which is a new method has been used to calculate the maps of phase and refractive index changes. It has been shown that these methods provide a complete accuracy and are very fast and reliable techniques. The accuracy of the methods was discussed by making numeric simulations. The maps of refractive index and temperature changes have been given with numeric values from phase distribution map obtained experimentally. These techniques are practical to apply transparent object that is exposed to external effect as well.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın başlamasında ve yürütülmesinde desteğini esirgemeyen, çalışmamı görüş ve önerileriyle yönlendiren, yakın ilgi ve desteğiyle beni yüreklendiren değerli bilim adamı, hocam ve danışmanım Sn. Doç. Dr. F. Necati ECEVİT'e saygı ve şükranlarımı sunmayı bir borç biliyorum.

Laboratuar çalışmaları da dahil olmak üzere, tezimin her aşamasında teorik bilgileriyle ve tecrübeleriyle bana destek olduğu için ve hiçbir fedakarlıktan kaçınmadan, bütün iyi niyeti ile uzaktayken bile her zaman yanımda olan değerli arkadaşım, elektronik mühendisi, Sn.Dr..Zehra SARAÇ'a teşekkürlerimi sunuyorum.

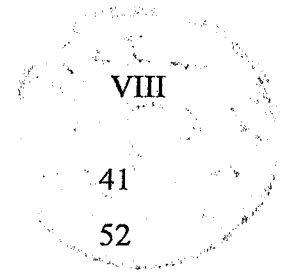
Yüksek lisansa başlamadan önce karar aşamasında, beni doğru bir şekilde yönlendiren ve sonraki aşamalarda hiçbir zaman dostluğunu ve desteğini esirgemeyen sevgili arkadaşım Sn. Zerrin KAYA ÇEVİLİK'e ve yüksek lisans eğitimim boyunca pozitif enerjisi ile motivasyonumun kaynağı, iyi bir sınıf, ev ve iş arkadaşı olan Sn. Zekiye KARAKAYA'ya ve tezimin yazım aşamasında, bana mutlu ve huzurlu bir çalışma ortamı sağlayan değerli oda arkadaşlarıma sevgi ve teşekkürlerimi sunuyorum.

Ayrıca alanımla ilgili bilimsel altyapının oluşmasında, bilimsel düşünme ve araştırma yeteneğimin gelişmesine olan katkılarından dolayı, Fizik bölümündeki tüm hocalarıma şükranlarımı ve saygılarımı sunuyorum.

Tezimi ithaf ettiğim değerli aileme ise bugüne kadar yetişmemde ve çalışmalarımın en iyi şekilde devam etmesi için gerekli tüm hususlarda hiçbir maddi ve manevi özveriden kaçınmadıkları için minnet ve sevgilerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	IV
SUMMARY	V
TEŞEKKÜR	VI
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VII
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ	X
TABLolar DİZİNİ	XIV
1. GİRİŞ	1
2. GİRİŞİMİN TEORİSİ	3
2.1. Işığın Doğası	3
2.2. Superpozisyon ve Faz	8
2.3. İnterferometre	10
2.3.1. Michelson İnterferometresi	13
2.3.2. Mach-Zender İnterferometresi	14
2.4. Gerçek İnterferometreler	15
2.4.1. Kontrast ya da Netlik (visibility)	15
2.4.2. Işık Kaynağı ve Eşfazlılık	16
3. SIVILARDA KIRILMA İNDİSİ VE SICAKLIK İLİŞKİSİ	18
3.1. Kırılma İndisi	18
3.2. Kırılma İndisinin Yoğunlukla ve Sıcaklıkla Değişimi	19
4. SAYISAL GÖRÜNTÜ İŞLEME	23
4.1. Görüntü Alma	23
4.2. Fourier Dönüşümü	23
4.3. Dalgacık Dönüşümü	26
5. DENEYSEL ÇALIŞMA	29
5.1 FFT ve CWT Teknikleriyle Analiz Yönteminin Karşılaştırmalı Bir Simülasyonu	29
5.2. Deneyin Yapılışı	39
5.2.1. Sıvı Hücre	39
5.2.2. Michelson İnterferometresi Deney Düzenegi	40



5.2.2.1. Deney ve Analiz	41
5.2.3. Mach-Zender İnterferometresi Deney Düzenegi	52
5.2.3.1 Deney ve Analiz	54
6. DEĞERLENDİRME VE SONUÇ	63
KAYNAKLAR	65
ÖZGEÇMİŞ	67



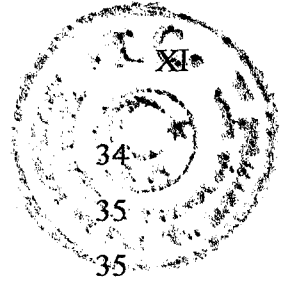
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

FFT:	Fast Fourier Transform
CWT:	Continuous Wavelet Transform
TL:	Thermal Lens
x :	Konum
p :	İmpuls
h :	Planck sabiti
m :	Kütle
c :	Işık hızı
ω :	Açısal frekans
γ :	Frekans
H :	Elektriksel alan
E :	Manyetik alan
I :	Işık şiddeti
t :	Zaman
ε :	Dielektrik sabiti
λ :	Dalga boyu
P :	Polarizasyon vektörü
k :	Dalga sayısı
ϕ :	Faz
L :	Optik yol
n :	Kırılma indisi
μ :	Manyetik geçirgenlik
v :	Hız
ρ :	Yoğunluk
e :	Kalınlık
b :	Örnek sayısı
a :	Skala
T :	Sıcaklık
x,y,z :	Koordinatlar



ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Elektromanyetik alan olarak ışık	4
2.2. Deneylerimizde sadece elektrikalan şiddetini(E) gözlemlemeye ihtiyacımız vardır	5
2.3. Genlik ve dalga boyu	5
2.4. Polarizasyon vektörünün belirlenmesi	6
2.5. Dalganın zaman ve konuma bağlı grafikleri	7
2.6. Fazın (ϕ) belirlenmesi	9
2.7. Bir interferometrenin optik döngü diyagramı.	11
2.8. Girişim deseni	13
2.9. Michelson interferometresi	13
2.10. Mach-Zender İnterferometresi	14
2.11. 1.çıkıştaki $I_{01} = 0,2I_0$ ve $I_{02} = 0,8I_0$ şiddetindeki sinyal	15
2.12. Birinci çıkışta $I_{01} = 0,2I_0$ ve $I_{02} = 0,4I_0$ şiddetindeki sinyalin uyumsuz birleşmesi ve ideal olmayan bir ışın bölücü kullanılmasıyla elde edilen sonuç	16
2.13. Heisenberg'in belirsizlik ilkesine göre fotonları mümkün olan en küçük faz hücresinden yayılan ışık eşfazlıdır	17
2.14. Emisyon bant genişliği $\Delta\omega$ olan ışık	17
3.1. Sıvı hücrede lazer ışını etkisiyle oluşan dairesel akış	22
5.1. Referans ızgara görüntüsü	29
5.2. Üç boyutlu faz değişimi grafiği	30
5.3. Numune ızgara görüntüsü	30
5.4. Referans görüntüsünün bir satırının Fourier dönüşümü	31
5.5. Numune görüntüsünün bir satırının Fourier dönüşümü	31
5.6. Simülasyon referans görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü	33
5.7. Simülasyon numune görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü	33
5.8. Simülasyon referans görüntüsünden FFT ile elde edilen faz	34



5.9. Simülasyon referans görüntüsünden CWT ile elde edilen faz	34
5.10. Simülasyon numune görüntüsünden FFT ile elde edilen faz	35
5.11. Simülasyon numune görüntüsünden CWT ile elde edilen faz	35
5.12. Simülasyon görüntülerden FFT ile elde edilen bir eksen de unwrap edilmiş faz farkı	36
5.13. Simülasyon görüntülerden CWT ile elde edilen bir eksen de unwrap edilmiş faz farkı	36
5.14. Simülasyon görüntülerden FFT ile elde edilen iki eksen de unwrap edilmiş faz farkı	37
5.15. Simülasyon görüntülerden CWT ile elde edilen iki eksen de faz farkı	37
5.16. Simülasyon görüntülerden FFT ile elde edilen faz farkının yüzey eğrileri	38
5.17. Simülasyon görüntülerden CWT ile elde edilen faz farkının yüzey eğrileri	38
5.18. Nile blue, ethanol çözeltisinin soğurma spektrumu	39
5.19. Michelson interferometresi deney düzeneğinin şematik gösterimi	40
5.20. Michelson interferometresinin deney düzeneği fotoğrafı	40
5.21. Michelson interferometresi ile elde edilen, ısıtılmamış, referans ızgara deseni	42
5.22. Michelson interferometresi ile elde edilen 10 dakika ısıtılmış numune ızgara deseni	42
5.23. Michelson interferometresi ile elde edilen referans görüntüsünün bir satırının Fourier dönüşümü	43
5.24. Michelson interferometresi ile elde edilen numune görüntüsünün bir satırının genlik frekans spektrumu	43
5.25. Michelson interferometresi ile elde edilen referans görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü	44
5.26. Michelson interferometresi ile elde edilen numune görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü	44
5.27. Michelson interferometresi ile oluşturulan referans görüntüsünden FFT ile elde edilen faz	45



5.28. Michelson interferometresi ile oluşturulan referans görüntüsünden CWT ile elde edilen faz	45
5.29. Michelson interferometresi ile oluşturulan umune görüntüsünden FFT ile elde edilen faz	46
5.30. Michelson interferometresi ile oluşturulan umune görüntüsünden CWT ile elde edilen faz	47
5.31. Michelson interferometresi deneyinden FFT ile elde edilen, sıcaklık farkından kaynaklanan 3 boyutlu faz farkı haritası	47
5.32. Michelson interferometresi deneyinden CWT ile elde edilen, sıcaklık farkından kaynaklanan 3 boyutlu faz farkı haritası	48
5.33. Michelson interferometresi deneyinde hücrede meydana gelen kırılma indisi değişiminin FFT ile elde edilen 3 boyutlu grafiği	49
5.34. Michelson interferometresi deneyinde hücrede meydana gelen kırılma indisi değişiminin CWT ile elde edilen 3 boyutlu grafiği	50
5.35. Michelson interferometresi deneyinden FFT ile elde edilen kırılma indisi değişiminin 2 boyutlu grafiği	50
5.36. Michelson interferometresi deneyinden CWT ile elde edilen kırılma indisi değişiminin 2 boyutlu grafiği	51
5.37. Michelson interferometresi deneyinde, sıvıda meydana gelen izotermik hareketler	51
5.38. Michelson interferometresi deneyinde, sıvıda meydana gelen izotermik hareketler	52
5.39. Mach-Zender interferometresi deney düzeneğinin şematik gösterimi	53
5.40. Mach-Zender interferometresinin deney düzeneği fotoğrafı	53
5.41. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen ısıtılmamış hücreden alınmış referans ızgara deseni	54
5.42. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen, 20 dakika ısıtılmış hücreden alınmış numune ızgara deseni	55
5.43. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen referans görüntünün bir satırının fourier dönüşümü	55
5.44. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen numune görüntüsünün bir satırının Fourier dönüşümü	56



- 5.45. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen referans görüntüsünün bir satirinin Dalgacık dönüşümü 57
- 5.46. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen numune görüntüsünün bir satirinin dalgacık dönüşümü 57
- 5.47. Mach-Zender interferometresi ile oluşturulan referans görüntüsünün FFT ile elde edilen fazı. 57
- 5.48. Mach-Zender interferometresi ile oluşturulan referans görüntüsünün CWT ile elde edilen fazı 58
- 5.49. Mach-Zender interferometresi ile oluşturulan umune görüntüsünün FFT ile elde edilen fazı 58
- 5.50. Mach-Zender interferometresi ile oluşturulan numune görüntüsünün CWT ile elde edilen fazı 59
- 5.51. Mach-Zender interferometresinden FFT ile elde edilen, sıcaklık farkından kaynaklanan 3 boyutlu faz farkı haritası 59
- 5.52. Mach-Zender interferometresinden CWT ile elde edilen, sıcaklık farkından kaynaklanan 3 boyutlu faz farkı haritası 60
- 5.53. Mach-Zender interferometresiyle yapılan deneyde, hücrede meydana gelen kırılma indisi değişiminin FFT ile elde edilen 2 boyutlu grafiği 61
- 5.54. Mach-Zender interferometresiyle yapılan deneyde hücrede meydana gelen kırılma indisi değişiminin CWT ile elde edilen 2 boyutlu grafiği 61
- 5.55. Mach-Zender interferometresiyle yapılan deneyde, sıvıda meydana gelen izotermal hareketler 62
- 5.56. Mach-Zender interferometresiyle yapılan deneyde, sıvıda meydana gelen izotermal hareketler 62

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo</u>	<u>Sayfa</u>
3.1. $\lambda = 589.29$ dalga boyunda çeşitli ortamların kırılma indisi.	19
3.2. Çeşitli akışkanlarda kırılma indisleri, kırılma indislerinin sıcaklığa bağlı gradyanı ve Lorenz-lorentz katsayıları.	21
5.1. Deneysel ölçümlerin sayısal sonuçları.	52



1. GİRİŞ

Isıl mercek etkisi ile bir sıvı maddenin ısı ve optik özelliklerinin ölçümü önemli bir fototermal olaydır. Bu sayede maddenin kırılma indisi, sıcaklık değişimi ve soğurma gibi özellikleri gözlenebilir. Isıl mercek etkisi optiksel ve kimyasal yöntemlerle araştırılmaktadır [1]. Bu çalışmada kullanılan interferometrik metot ile hem kırılma indisi değişimi hem sıcaklık haritası hem de Marangoni etkisi [2,3] aynı anda gözlenebilmektedir. Oysa diğer yöntemlerde bu yapılamaz. Bundan dolayı yapılan bu çalışma oldukça önemlidir.

Bir ısı mercek oluşturmak için sıvılar çeşitli boyalarla katkılanır. Katkılanan boya ısıtma işlemini gerçekleştirecek ışık kaynağının dalga boyuna göre belirlenir. Bu şekilde elde edilen bir ısı mercek ışığı soğurur ve ısınır. Bu sıcaklık artışı sıvı içerisinde bazı hareketlere neden olur. Sıvı ısındıkça yoğunluğu azalır ve yüzey gerilimi, yoğunluk azalınca artar. Yüzey gerilimi arttıkça enerjiyi yukarı doğru çeker. Ancak aynı zamanda sıvının buharlaşması soğumayı başlatır ve buharlaşma oranının düşmesine neden olur. Sonra yerçekiminin etkisiyle, sıvı aşağı doğru akar ve bu süreç sürekli tekrarlanır. Dolayısı ile bu tür bir işleme maruz kalmış sıvılarda Marangoni etkisi denen olay ortaya çıkar ve bir konveksiyon(bir gaz ya da sıvının ısınarak yükselmesine başka bir yerde soğuyup ağırlaşarak aşağı inmesi) akımı oluşur [4].

Sıvılarda meydana gelen kırılma indisi değişiminin ölçülmesi için çeşitli interferometrik yöntemler kullanılır. Bu çalışmada tercih edilenler ise Michelson ve Mach-Zender interferometreleridir. İnterferometreden elde edilen girişim desenlerinin analizleri için Hızlı Fourier dönüşümü (FFT) ve yeni bir teknik olan Sürekli Dalgacık dönüşümü (CWT) kullanılır. Bu teknikleri diğer analiz yöntemlerinden ayıran en önemli özellikler faz dağılımını çok kesin bir şekilde elde edebilmeleri ve işlemlerin çok hızlı olmasıdır. Bilgisayar ortamında kaydedilen 2 boyutlu girişim desenleri mutlaka bir miktar gürültü içermektedirler. Bu teknikler gürültülü verilerin analizinde bile oldukça başarılı sonuçlar verebilirler. FFT ve CWT ile girişim deseninden faz haritaları elde edilebilir. Bu faz haritaları şekil olarak kırılma indisi ve sıcaklık değişimi haritalarıyla aynıdır. Ayrıca bu haritalar sıvı içerisindeki termokonvektif akış hareketlerini de göstermektedir.

Tezin ikinci bölümünde genel olarak ışığın yapısı ve girişim olaylarından bahsedildikten sonra deneylerde kullanılan Michelson ve Mach-Zender İnterferometreleri anlatılmıştır. Üçüncü bölümde ise kırılma indisinin ne olduğu ve sıvılarda kırılma indisinin sıcaklıkla nasıl değiştiği teorik olarak incelenmiştir. Dördüncü bölümde sinyal işleme algoritmaları (FFT ve CWT yöntemleri) teorik olarak açıklanmıştır.

Beşinci bölümde öncelikle FFT ve CWT yöntemlerinin tam ve kesin sonuç verdiğini göstermek için bilgisayar ortamında bir simülasyon yapılmış ve her iki yöntem karşılaştırılmıştır. Daha sonra bu teknikler deneysel olarak elde edilen girişim desenlerine uygulanarak faz dağılımı elde edilmiştir. Bu faz dağılımıyla elde edilen kırılma indisi ve sıcaklık değişimi haritaları verilmiştir. Altıncı bölümde ise FFT ve CWT ile elde edilen sonuçlar değerlendirilmiştir.

2. GİRİŞİMİN TEORİSİ

2.1. Işığın Doğası

Işık insan yaşamı için oldukça büyüleyici bir öneme sahiptir. Bu nedenle insanların uzun yıllardan beri ışığın doğasını açığa çıkarmaya çalışmaları bir rastlantı değildir. Onu görebiliriz, sıcaklığını hissedebiliriz ama dokunamayız. Eski Yunan filozofları ışığın bir kaynaktan çıkan ve vardığı noktadaki cisimleri kaplayan son derece iyi bir toz çeşidi olduğunu düşünmüşlerdi, ayrıca ışığın parçacıklardan meydana geldiğine inanmışlardı. Zamanla dalga ve ışık kavramları anlaşılmaya başladı ve ışığın aslında parçacıklardan oluşmadığı fakat radyo dalgalarıyla aynı özelliği gösteren bir elektromanyetik ışın olduğu kanıtlandı. Tek farklılığın dalga boyları olduğu bulundu. Diyebiliriz ki ışığın karakteristiği gözlemcinin deneyi kurma şekli ile anlam kazanıyor. Eğer araştırmacı parçacıklar için bir düzenek kurmuşsa ışık parçacıklarının özelliklerini belirleyebilir. Eğer düzenek dalga özelliğini gözlemlemek için kurulursa, ışık bir dalga olarak görülür. Bizim yanıtlamak istediğimiz soru: ışık gerçekte tam olarak nedir? Işığın bu ikilemi sadece modern kuantum mekaniği kullanılarak anlaşılabilir. Heisenberg'in ünlü belirsizlik ilkesine göre hiçbir olayın konumunu ve impulsunu p aynı anda bilmek mümkün değildir [5].

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{1}{2} \hbar \quad (2.1)$$

Örneğin, bir araştırmacı ışığın parçacık karakterini incelemek istiyorsa çok küçük bir impuls p_x belirsizliğini seçmiş olacak ve dolayısıyla x belirsizliği çok büyük olacaktır. Bu belirsizlikler deney düzeneğinden kaynaklanmaz. Bu ışığın her zaman araştırmacının ölçmek istediği özel karaktere sahip olduğu anlamına gelir. Biz istediğimizde ışığın herhangi bir karakterini açığa çıkarabiliriz. Parçacıklarla da çalışsak, dalga boyuyla da çalışsak sonuç aynıdır ve Einstein'in ünlü formülü de bunu gösteriyor.

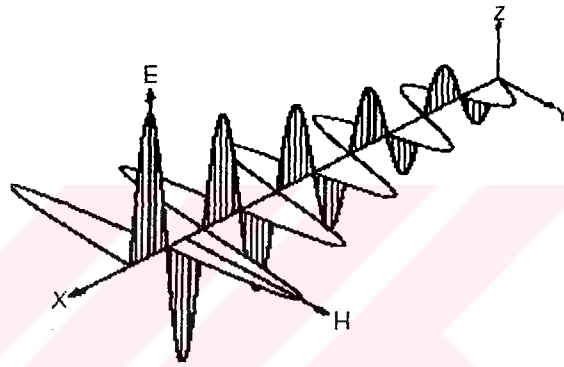
$$E = m.c^2 = \hbar.\omega \quad (2.2)$$

Bu eşitlik, c hızı ile hareket eden, m kütleli bir parçacığın enerjisi E 'nin Planck sabiti $\hbar=1.054 \times 10^{-34}$ ve açısal frekansı $\omega = 2\pi\gamma$ olan dalganınkiyle uyum gösterdiğini ortaya koymuştur.

Biz deneysel çalışmalarımızda ışığın dalga özelliğini kullanacağız ve ışığı bir elektromanyetik dalga olarak tanımlayacağız. Radyo dalgası, x-ışını dalgası veya ışık dalgası gibi bütün ışık çeşitleri bir elektrik alan $\vec{E}$ ve bir manyetik alan $\vec{H}$ 'nin kombinasyonundan oluşur. Her iki alan birbirini sarar ve ayrılmaz. Maxwell bu gözlemi elektrik alanı tanımlayan dört eşitliğinden biriyle şöyle formülize etmiştir:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.3)$$

Bu eşitliğe göre elektrik alandaki bir değişim manyetik alanla bağlantılıdır.



Şekil 2.1. Elektromanyetik alan olarak ışık.

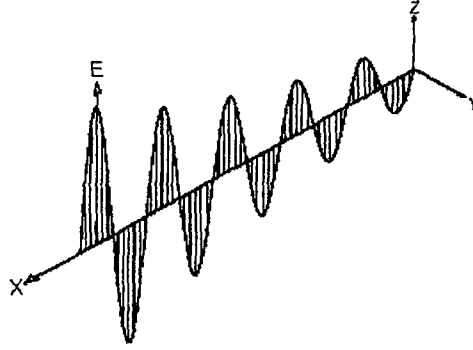
Bu eşitlik, simetrik olduğu için bir fiziksel durum elektrik alan ya da manyetik alan kullanılarak tanımlanabilir. Genellikle elektrik alanın kullanıldığı tanımlamalar tercih edilir çünkü daha sonra bir türev alma işlemiyle buradan manyetik alan elde edilebilir. Işığın bir elektromanyetik ışın olarak kullanıldığı deneylerde sadece elektrik alanı hesaplamak yeterlidir çünkü ışık şiddeti:

$$I = \frac{c \cdot \epsilon}{4\pi} |\vec{E}|^2, \text{ dir.} \quad (2.4)$$

Ayrıca gözle veya bir dedektörle algılanılabilecek bir değere sahiptir. Burada ortamdaki ışığın hızı c ve ϵ ise dielektrik sabitidir. Biz aynı ortamdaki şiddetleri karşılaştırırken;

$$I = |\vec{E}|^2 \quad (2.5)$$

bağıntısını kullanmamız yeterli olacaktır.

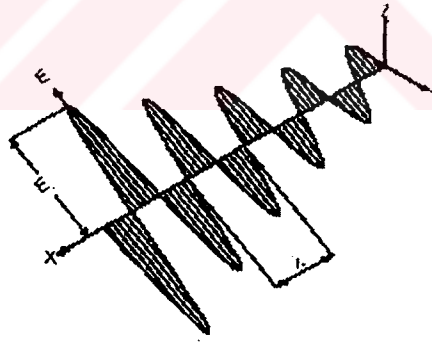


Şekil 2.2. Deneylerimizde sadece elektrik alan şiddetini (E) gözlemlemeye ihtiyacımız vardır.

Eğer bir harmonik periyodik fonksiyon ışığın alan şiddetine bağlıysa deneysel sonuçlar elektromanyetik ışın teorisiyle uyuşur. Sinüs ve kosinüs fonksiyonları bunun en sade şeklidir. Fonksiyon tanımlanırken bir E_0 genliği ve bir λ dalga boyu kullanılmalıdır. Daha sonraki açıklamalarımızda daha ayrıntılı ve açıklayıcı olmamız için:

$$E_x = E_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right) \quad (2.6)$$

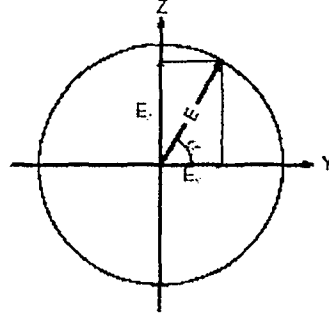
Bağıntısıyla başlayalım.



Şekil 2.3. Genlik ve dalga boyu.

Yukarıdaki şekilde ışık dalgası artık şekil 2.3.'deki gibi Z ekseninde değil de Z ve Y eksenleriyle belli açılar yaparak salınıyor. X eksenine ise dalganın yayılma doğrultusudur. Dalgayı tam olarak tanımlayabilmemiz için hala E_x alan şiddetinin yayılma doğrultusunu bilmemiz gerekmektedir. Bu elektrik alan şiddeti X eksenine dik olarak titreşir fakat Y ve Z eksenleriyle ilgili bilgi vermek zorundayız. Bu ise bizi polarizasyon ve polarizasyon doğrultusu terimlerine yöneltir. Şekil 2.1 ve şekil 2.2.'de polarizasyon doğrultusu Z, şekil 2.3.'de farklı bir doğrultuda olan lineer

polarize ışık gösterilmiştir. Şekil 2.4.'de tanımlanan polarizasyon vektörüne P diyeceğiz ve burada polarizasyonu anlamak için ışık dalgasına X doğrultusundan bakmak zorundayız [5].



Şekil 2.4. Polarizasyon vektörünün belirlenmesi.

X doğrultusunda ilerleyen ve Y eksenini ile α açısı yaparak E_0 elektrik alan genliğiyle salınım yapan bir dalgayı gözlemleyebiliriz. E_0 genliği, Z ve Y doğrultularında titreşen bileşenlere ayrılır. Şimdi E_0 genliğinin ayrı bileşenlerden oluştuğunu belirtmek için E_0 yerine $\vec{E}_0$ yazarız.

$$\vec{E}_0 = (E_0^Y)^2 + (E_0^Z)^2 = (E_0^Y \cdot \hat{e}_Y + E_0^Z \cdot \hat{e}_Z)^2 \quad (2.7)$$

Burada $\hat{e}_Z = (0,1)$, $\hat{e}_Y = (1,0)$, ZY düzlemindeki Z ve Y doğrultusundaki birim vektörlerdir. Karakteristik olarak $|\hat{e}|=1$ ve skaler çarpım $\hat{e}_Z \cdot \hat{e}_Y = 0$ 'dır.(2.6) denkleminde

$$E_X(Y,Z) = (E_0^Y \cdot \hat{e}_Y + E_0^Z \cdot \hat{e}_Z) \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right) \quad (2.8)$$

bağıntısını genelleştirebiliriz. Bu noktada süperpozisyon (üst üste binme) gibi temel bir klasik dalga teorisine geçiş yapabiliriz.

Biz örneğimizde dalgayı şekil 2.4.'te gösterildiği gibi örneğin, biri Z doğrultusunda diğeri Y doğrultusunda salınan iki ayrı dalgaya böldük. Şimdi dalgamız bu iki farklı dalganın üst üste binmesiyle oluşmuştur diyebiliriz. Girişim kelimesi aynı zamanda süperpozisyon anlamına gelir. Bu bağlamda dalgamız iki ayrı dalganın girişiminden meydana gelmiştir. Bu bir interferometrenin işlevinin temelini

oluşturur. İnterferometreye böyle bir giriş yaptıktan sonra polarizasyon vektörüne geri dönelim.

Polarizasyon vektörü P aynı zamanda E_0 elektrik alanının salınım doğrultusunda olan bir birim vektördür.

$$\hat{P} = \frac{\hat{E}_0}{|\hat{E}_0|} = \frac{E_0^Y}{E_0} \cdot \hat{e}_Y + \frac{E_0^Z}{E_0} \cdot \hat{e}_Z, \quad (2.9)$$

veya

$$\hat{P} = \left(\frac{E_0^Y}{E_0}, \frac{E_0^Z}{E_0} \right). \quad (2.10)$$

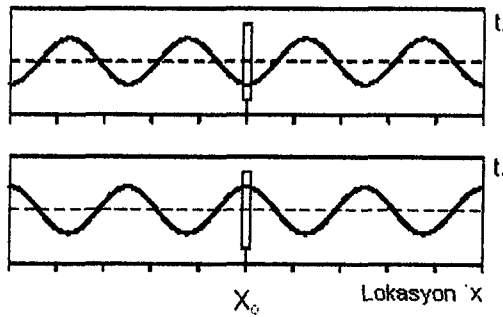
Herhangi bir polarizasyon doğrultusundaki bir dalganın denklemi:

$$\hat{E}_x(Y, Z) = (E_Y, E_Z) \cdot \sin(k \cdot x) \quad (2.11)$$

olur. Buradaki k dalga sayısıdır.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Şimdiye kadar dalgadan bir yer fonksiyonu olarak bahsettik. Bu Michelson interferometresi gibi birçok interferometre için yeterlidir..



Şekil 2.5. Dalganın zaman ve konuma bağlı grafikleri.

Zaman veya konum açısından yapılan incelemelerden sonra elde edilen iki denklemin birbirine eşit olduğu bulunmuştur.



$$\frac{E}{E_0} = \sin[2\pi\gamma(t - t_0)] = \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(x - x_0)\right]$$

Buradan:

$$\gamma \cdot (t - t_0) = \frac{1}{\lambda}(x - x_0)$$

ya da

$$\gamma \cdot \lambda = \frac{(x - x_0)}{(t - t_0)} = c \quad \text{olur.}$$

Buradan aynı zamanda bir dalganın hızı, frekansı ve dalga boyu arasındaki bağıntıyı da bulmuş olduk. Bunu açısal frekans $\omega = 2\pi \cdot \gamma$ ile ilişkilendirirsek:

$$\omega = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot c = k \cdot c$$

bağıntısını elde ederiz.

Bir ışık dalgasının alan şiddetinin zamansal ve konumsal durumunu bir sinüs fonksiyonunun içine alarak genelleştirirsek,

$$\hat{E}_x(Y, Z) = (E_Y \cdot E_Z) \cdot \sin(k(x - x_0) + \omega(t - t_0))$$

olur. kx_0 ve ωt_0 terimlerini bir sabit sembolün içine dahil edersek,

$$\hat{E}_x(Y, Z) = (E_Y, E_Z) \cdot \sin(k \cdot x + \omega t + \phi) \quad (2.13)$$

denklemini bulmuş oluruz [5].

2.2. Superpozisyon ve Faz

Faz iki ya da daha fazla dalganın ilişkisi hakkında bilgi içerir. Şimdi dalgaların aynı ışık kaynağından çıktığını varsayalım. Işık dalgaları emisyon işlemi ile şekillenir ve her bir foton veya dalga için bir emisyon prosedürü vardır. Böyle işlemler sürekli aydınlatan ışık kaynakları için daima geçerlidir. Emisyon prosedürleri istatistiksel olarak ışık kaynağının türüne göre dağılır. Böylece faz da istatistiksel olarak dağılır. Bir lazer kaynağının yaydığı ışın aynı frekans veya dalga boyundadır. Bu tür ışık monokromatik olarak adlandırılır. Eğer faz (ϕ) gelişigüzel dağılırsa bu ışığa, uyumsuz ışık denir. Bu durum ampul gibi termal ışık kaynaklarında görülür. Eşfazlı (koharent) ışık kaynağını anlamak için yayınlanan dalga veya fotonların karakteristiklerinin sınıflandırılması gerekir. Dalgalar

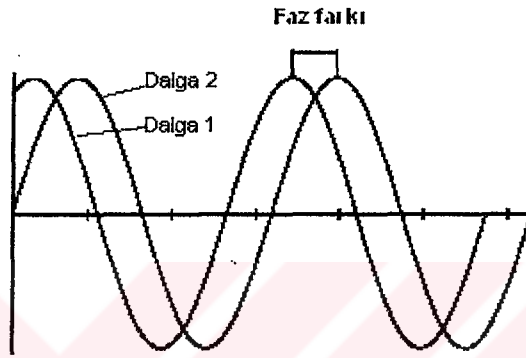
(fotonlar) önce frekanslarına (dalga boylarına) göre sonrada fazlarına göre sınıflandırılır. Sınıflandırılmış her bir gruba faz hücresi diyebiliriz. Eğer bütün fotonlar aynı faz hücresinin içerisindeyse ışık tamamen eşfazlıdır



ϕ simgesi faz olarak da adlandırılır. Denklem (2.13)'de $x=0$ ve $t=0$ yazarsak alan şiddeti için:

$$\hat{E}(Y,Z) = (E_Y, E_Z) \cdot \sin(\phi) \quad (2.14)$$

bağıntısını buluruz ve böylece genliğin ilk değerini belirleriz.



Şekil 2.6. Fazın (ϕ) belirlenmesi.

Şekil 2.6.'daki örneğe göre; aralarındaki faz farkı ϕ olan iki dalga oluşturduğumuzu varsayalım. Buradan süperpozisyonla veya bu iki temel dalganın girişimiyle üçüncü bir dalganın oluşması beklenir. Bu iki dalganın toplamıyla üçüncü dalganın oluşumunu formülize edecek olursak:

$$\begin{aligned} 1. \text{ dalga} \quad & \hat{E}_1(Y,Z) = (E_Y, E_Z) \cdot \sin(k \cdot x + \omega \cdot t + \phi) \\ 2. \text{ dalga} \quad & \hat{E}_2(Y,Z) = (E_Y, E_Z) \cdot \sin(k \cdot x + \omega \cdot t) \\ 3. \text{ dalga} \quad & \hat{E}_3(Y,Z) = \hat{E}_1(Y,Z) + \hat{E}_2(Y,Z) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Şimdi farklı frekanslardaki (dalga boylarındaki) ve fazlardaki çok sayıda dalganın karışımını hayal etmek ve süperpozisyon veya girişim deneylerini algılamak daha kolay hale gelir. Bu nedenle mümkün olduğu kadar sabit fazlı dar bir emisyon spektrumuna sahip bir kaynak seçilir. Lazerler buna bir örnektir [5].

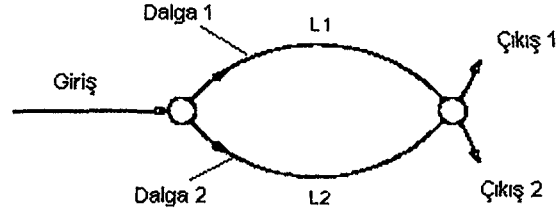
2.3. İnterferometre

İnterferometreler genellikle hassas ölçümlerde kullanılan cihazlardır. Çalışma esasları “girişim ve eşfazlılık” prensiplerine dayanır. Sistemde meydana getirilen girişim çizgilerinin değerlendirilmesi ile ortamdaki yoğunluk, sıcaklık, derişiklik, gerilme gibi etkilerin değişimi incelenebilir. Bunlarda gölge yöntemlerinden farklı olarak, ışığın sapması ve kırınım olayları önemsizdir [6].

Daha öncede bahsedildiği gibi iki kaynaktan gelen ışığın bir ekran üzerinde girişim yapabilmesi için kaynaklar arasındaki $(\phi_1 - \phi_2)$ faz farkı zamanla sabit olmalıdır. Işık kaynakları ise ancak 10^{-8} saniyeden küçük zaman aralığında, toplam polarizasyonu sabit kalabilmektedir. Bu yüzden iki farklı kaynaktan gelen ışıklar pratikte girişim meydana getiremezler. İnterferometrelerde genellikle tek kaynaktan çıkan ışık ikiye ayrılıp farklı yollardan geçtikten sonra, tekrar üst üste getirilir. Bu yollardan biri üzerindeki optik yol farkının meydana getirdiği faz farkı, inceleme düzleminde girişim çizgilerini oluşturur. Optik yol farkı da sıcaklık, basınç, gerilme ve yoğunluk gibi çeşitli etkenler ile değişebildiğinden, oluşan bu girişim çizgilerinden bu etkenler değerlendirilebilir [6].

İnterferometreler pratikte birincisi “dalga cephesinin bölünmesi” diğeri “genlik bölünmesi” olmak üzere iki ana grupta toplanabilir. Dalga cephesinin bölünmesi esasına dayanan interferometrelere bir örnek olarak, “Yaung Deneyi”ni verebiliriz. Çizgisel bir kaynaktan çıkan ışık karşısında bir düzlemde açılan 2 çizgisel yarıktan geçerek 2 silindirik dalga halinde yayılır ve bir ekran üzerinde girişim çizgilerini oluşturur.

Genlik bölünmesi esasına dayanan interferometrelerde ışık bir ışın bölücü yardımı ile ikiye ayrılır. Farklı yollardan giden ışıklar tekrar birleştirilir. Farklı yollardan giderken meydana gelen optik yol farkı, birleşme esnasında girişimlere neden olur. Bu prensibe göre çalışan birçok interferometre vardır. Bizim deneylerimizde kullandığımız Michelson İnterferometresi ve Match-Zender İnterferometresi bu tür interferometrelere örnektir. Bu tür bir interferometrenin optik döngü diyagramı şekil 2.7.’deki gibidir.



Şekil 2.7. Bir interferometrenin optik döngü diyagramı.

İnterferometrenin girişinden gelen ışın iki demete ayrılır. Birinci dalga L1, diğer ikinci dalga ise L2 yolunu izler. İki dalga bir karıştırıcının içinde birleşir ve bu karıştırıcı iki çıkışa sahiptir. Şu anda sadece bir çıkışı ele alacağız. Daha sonra ikinci çıkışın da buna simetrik olduğunu göreceğiz. Şimdi L1 ve L2 yollarını takip ederek 1. çıkışa gelen 1. ve 2. dalgaların süperpozisyonu olan 3. dalgayı hesaplamak zorundayız. Çözümün genel geçerliliğini tehlikeye atmadan elektrik alan şiddetinin sadece Y doğrultusunda titreştiğini varsayabiliriz. Dalganın yayılma doğrultusunu ise X olarak belirledik.

$$\begin{aligned}
 1. \text{ dalga} & \quad E_1 = E_{01} \cdot \sin(k \cdot L_1 + \omega \cdot t) \\
 2. \text{ dalga} & \quad E_2 = E_{02} \cdot \sin(k \cdot L_2 + \omega \cdot t) \\
 3. \text{ dalga} & \quad E_3 = E_1 + E_2
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Bir ekran veya fotodetektör birinci çıkışa yerleştirilir. İnsan gözü veya fotodetektör elektrik alan şiddetini kaydedemez, sadece alan şiddeti ile bağıntılı olan ışık şiddetini kaydedebilir.

$$I = E^2 \tag{2.17}$$

$$I = (E_{01} \cdot \sin(k \cdot L_1 + \omega \cdot t) + E_{02} \cdot \sin(k \cdot L_2 + \omega \cdot t))^2$$

$$I = E_{01}^2 \cdot \sin^2(k \cdot L_1 + \omega \cdot t) + 2E_{01} \cdot E_{02} \cdot \sin(k \cdot L_1 + \omega \cdot t) \cdot \sin(k \cdot L_2 + \omega \cdot t) + E_{02}^2 \cdot \sin^2(k \cdot L_2 + \omega \cdot t)$$

Bağıntıyı sadeleştirmek için, $2 \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta = \cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)$ denklemini kullanırsak,

$$\begin{aligned}
 I &= E_{01}^2 \cdot \sin^2(k \cdot L_1 + \omega \cdot t) \\
 &+ E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos(k \cdot (L_1 - L_2)) \\
 &+ E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos(k \cdot (L_1 + L_2) + 2\omega \cdot t) \\
 &+ E_{02}^2 \cdot \sin^2(k \cdot L_2 + \omega \cdot t)
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

olur. Gözle veya detektörle algılayabildiğimiz bu ışık şiddeti 4 terimden oluşuyor. Burada sadece ikinci terim zamana bağlı değil ve diğer terimler ise ω frekansı ile salınırlar. ω 'yı tanımlamak için, $\omega = 2\pi\gamma = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ bağıntısını kullanırız. Işığın frekansı γ 'dir ve λ dalga boyu ile c hızına sahiptir. Örneğin; dalga boyu 633nm olan bir Helyum-Neon lazer için ışık hızı $c = 3 \cdot 10^8$ m/s değerini kullanırsak γ frekansı,

$$\gamma = \frac{3 \cdot 10^8}{633 \cdot 10^{-9}} = 4,7 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

olarak hesaplanır. İlk ve son terimler bu frekansla salınırken 3. terim bunun 2 katı ile salınır. $\sin^2$ terimi 0 ile 1 arasında değişir, bu nedenle zamana göre ortalama değeri $\frac{1}{2}$ 'dir. $\cos$ terimi ise -1 ve +1 arasında değiştiğinden zamana göre ortalama değeri sıfırdır. Dolayısıyla I şiddeti :

$$I = \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \cos(k \cdot \Delta L) \quad (2.19)$$

$$\Delta L = L_1 - L_2 \quad (2.20)$$

Cosinüs 1 değerini aldığı anda I maksimum olur, -1 değerini aldığı anda ise I minimumdur.

$$I_{\max} = \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 + E_{01} E_{02} = \frac{1}{2} (E_{01} + E_{02})^2 \quad (2.21)$$

$$I_{\min} = \frac{1}{2} E_{01}^2 + \frac{1}{2} E_{02}^2 - E_{01} E_{02} = \frac{1}{2} (E_{01} - E_{02})^2 \quad (2.22)$$

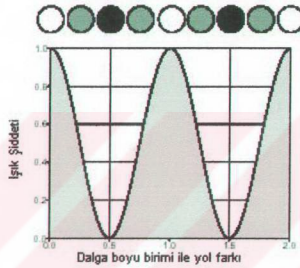
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ olduğunu ve bununda sabit bir λ dalga boyu ile sabit olduğunu hatırlayalım.

1. çıkıştaki ışık şiddeti sadece L_1 ve L_2 yolları farkına eşittir. Eğer her iki yol da aynı uzunluğa sahipse bu iki dalganın yapıcı girişimi meydana gelir ve ışık şiddeti maksimum olarak gözlenir. Eğer yol farkı $\frac{\lambda}{2}$ ise ,

$$k \cdot \Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

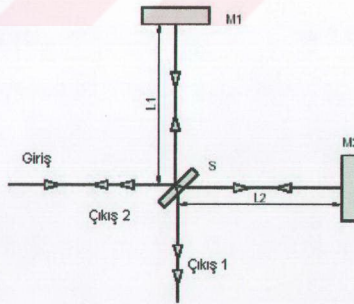
olur. Bu da kosinüsün değerini -1 yapar ve çıkıştaki I ışık şiddeti minimum olur. Bu noktada ışık şiddetini E_{01} ve E_{02} olarak eşit bölersek dalgaların yıkıcı girişimi meydana gelir ve ışık şiddeti sıfır olur. 633nm dalga boyundaki He-Ne lazeriyle yapılan deneyde bir dalga diğerine göre $\frac{\lambda}{2}$ kadar ötelenmiş olabilir. Bu 1.çıkıştaki aydınlıktan karanlığa geçiş uzunluğudur.

$$\frac{\lambda}{2} = 316,5 \text{ nm} = 0,000000316 \text{ mm}$$



Şekil 2.8. Girişim deseni.

2.3.1. Michelson İnterferometresi



Şekil 2.9. Michelson interferometresi

Girişe bir ışık kaynağından gelen ışın bir S ışın bölücü düzlemi ile iki kola ayrılır. Bu ışınlardan biri M1 diğeri M2 aynasına çarpar ve aynalardan yansiyarak S

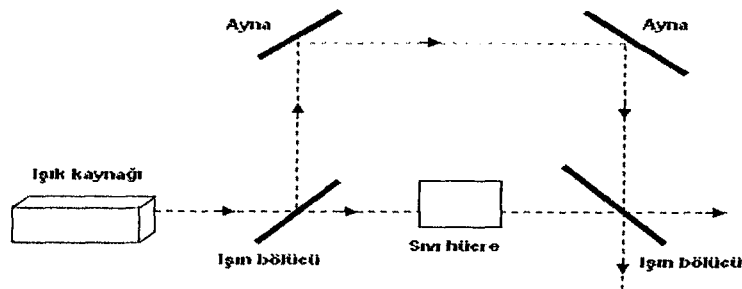
ışın bölücü düzleminde yeniden bir araya gelirler. Burada ışın tekrar ışın bölücünün özelliğine bağlı olarak ikiye bölünür ve biri çıkış 1 diğeri de çıkış 2 yolunu takip eder. Michelson interferometresinde çıkış 2 ışık kaynağı doğrultusundadır ve pratik olarak bu çıkışa bir fotodetektör veya ekran konulmaz. Bu nedenle sadece çıkış birdeki dalga olayını ele alacağız. Işın bölücüden gidip gelen ışınların optik yolları arasında bir fark varsa, ekranda girişim çizgileri görülecektir. Bu yol farkı, belirli sayıda girişime neden olur. Ayrılan ışınlar arasında bir yol farkı yoksa teorik olarak girişim çizgileri yoktur. Eğer ışıklardan biri hava içinden diğeri kırılma indisi $n > 1$ olan l boyundaki saydam bir ortamdan geçirilirse, optik yollar farklı olur. İki ışın arasındaki optik yol farkı $(n-1)2l$ değerinde olacaktır (bir giderken bir de aynadan yansıdığında ortam içinden iki kere geçtiği için $2l$ alınmıştır). İki girişim çizgisi arasında λ ışık dalga boyu kadar açıklık olduğundan,

$$N = \frac{(n-1)2l}{\lambda} \quad (2.23)$$

değerinde girişim çizgileri meydana gelir. Bu girişim çizgileri sayısından l, λ bilinirken ortamın n kırılma indisi veya n, λ bilinirken ince cisimlerin l kalınlığı ölçülebilir [7].

2.3.2. Mach-Zehnder İnterferometresi

Bu interferometre, ısı transferi ve aerodinamik araştırmalarda çok sık kullanılır. Nesne ışıını ile referans ışını arasında bir mesafe olması, incelenecek cismin buraya kolaylıkla yerleştirilebilmesi ve nesne ışınının cisim içinden sadece bir kere geçmesi sonucu net bir görüntünün elde edilmesi nedeniyle bu interferometre diğerlerine göre daha çok tercih edilir [6].



Şekil 2.10. Mach-Zehnder İnterferometresi

Şematik olarak bir Mach-Zehnder interferometresi şekil 2.10'da görülmektedir. Tek dalga boyulu ışık kaynağından çıkan ışın (eskiden filtre edilmiş Hg buharlı lambalar kullanılmaktaydı, günümüzde sürekli dalga lazerleri kullanılmaktadır), bir mercek ile paralel hale getirilir. Bu paralel genişletilmiş ışık bir ışın bölücüde, referans ve cisim ışınları (genellikle %50,%50 şiddetlerinde) olmak üzere, ikiye ayrılır. Bu ışınlardan biri saydam bir deney tesisatı içinden diğeri ise havadan geçip ikinci bir ışın bölücüde birleşerek ekran üzerine düşer ve burada girişim deseni oluşturur [6].

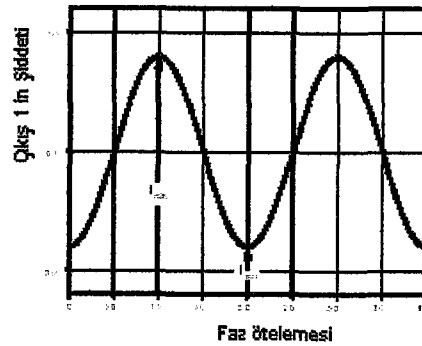
2.4. Gerçek İnterferometreler

Şimdiye kadar ideal ışık kaynaklarına ve optik bileşenlere sahip olduğumuzu varsaydık. Aslında pratikteki interferometreler bu unsurlarla karakterize edilmiştir. Zamanla optik aletler gelişmiş, karanlık ve aydınlık çizgilerin kontrastı maksimize edilmeye çalışılmıştır.

2.4.1. Kontrast ya da Netlik(visibility)

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.24)$$

İfadesi kontrast için bir skala tanımlar.



Şekil 2.11. 1.çıkıştaki $I_{01} = 0,2I_0$ ve $I_{02} = 0,8I_0$ şiddetindeki sinyal.

Örneğin, eğer ışın bölücünün özelliğine bağlı olarak kontrast tam olarak 1 değilse girişim deseni şekil 2.11'deki gibi olur. Kontrast için;

$$I_{\max} = \frac{1}{2}I_{01} + \frac{1}{2}I_{02} + \sqrt{I_{01} \cdot I_{02}} \quad (2.25)$$

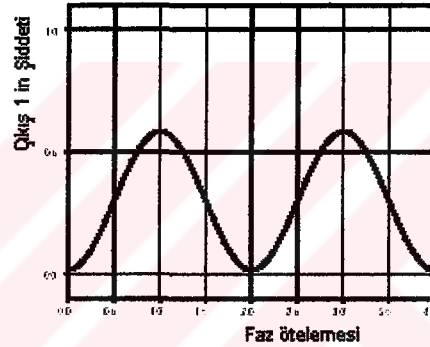
ve

$$I_{\min} = \frac{1}{2}I_{01} + \frac{1}{2}I_{02} - \sqrt{I_{01} \cdot I_{02}} \quad (2.26)$$

bağıntılarını kullanarak,

$$V = \frac{2\sqrt{I_{01} \cdot I_{02}}}{I_{01} + I_{02}} = \frac{2\sqrt{I_{01} \cdot I_{02}}}{I_0} \quad (2.27)$$

elde ederiz. Şekil 2.8'de kontrast $V=1$, şekil 2.11'de ise $V=0,8$ 'dir. Eğer ayarlar düzgün yapılmamışsa veya girişen iki ışın %100 üst üste gelmemişse kontrastta düşüş meydana gelir. Bu durumda $I_{01} + I_{02} < I_0$ olur.



Şekil 2.12. Birinci çıkışta $I_{01} = 0,2I_0$ ve $I_{02} = 0,4I_0$ şiddetindeki sinyalin uyumsuz birleşmesi ve ideal olmayan bir ışın bölücü kullanılmasıyla elde edilen sonuç.

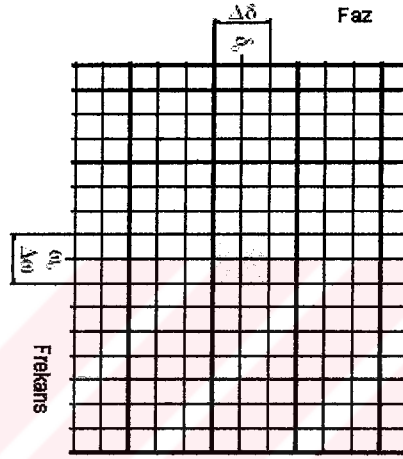
2.4.2. Işık Kaynağı ve Eşfazlılık

Şimdiye kadar ışık kaynağının keskin bir ω frekansına sahip olduğunu varsaydık fakat pratikte böyle değildir. Bu nedenle biz girişimin oluşumunun üzerinde ışık kaynağının spektral emisyonunun etkilerini incelemek istiyoruz. Enerjisini ısıyan bir cismin sıcaklığından alan ışın termal ışın olarak adlandırılır ve ısıyan katılar (metal, kömür v.s.) veya basınçlı gazlar tarafından yayılır fakat ısıma ortamın sıcaklığının verdiği enerji olmadan da olabilir. Bu tür ısımada küçük bir mekanizma dışında ısıyan cismin sıcaklığı değişmez. Bu yolla üretilen ışığa “soğuk ışık” denir. Emisyon tipi uyarılmış elektron veya atom ve moleküllerin titreşim



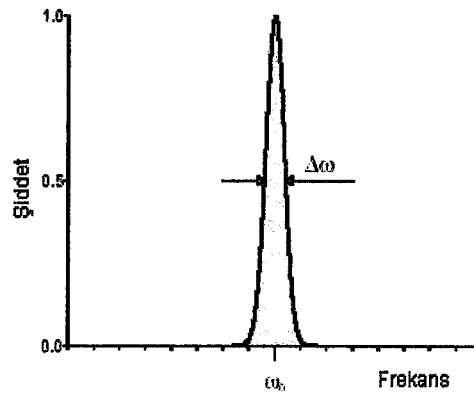
durumlarına bağlıdır. Işığın bu mekanizmaya göre yayan ışık kaynağı modern teknolojinin önemli bir öğesidir. Ampulün bir sıcak kaynak olmasına karşın floresan lamba ve monitörler de lazerler gibi soğuk ışık kaynağıdır [5].

Klasik optikte eğer ışık girişim olayını gerçekleştirebilirse, bu ışık eşfazlı olarak tanımlanır. Eşfazlılık terimi Kuantum Optiği olarak tanımlanan foton istatistiğiyle daha detaylı hale gelmiştir. Kuantum optiği, aynı faz hücresinden doğan fotonların eşfazlı olduğunu söyler. Bu hücreler aynı frekansa ve faza sahiptir. Eğer dalgalar aynı fazdaysa monokromatik ışık eşfazlıdır.



Şekil 2.13. Heisenberg'in belirsizlik ilkesine göre fotonları mümkün olan en küçük faz hücresinden yayılan ışık eşfazlıdır

Klasik optik; "ışık bir girişim deseni oluşturabiliyorsa eşfazlıdır" der. $\Delta\omega$ emisyon çizgisi genişliği ne kadar dar olursa gözlenen kontrast o kadar yüksek olur. Açıkça görülüyor ki girişim deseninin kontrastı ile ışık kaynağının çizgi genişliği arasında bir ilişki vardır[5].



Şekil 2.14. Emisyon bant genişliği $\Delta\omega$ olan ışık.



3. SIVILARDA KIRILMA İNDİSİ İLE SICAKLIK İLİŞKİSİ

3.1. Kırılma İndisi

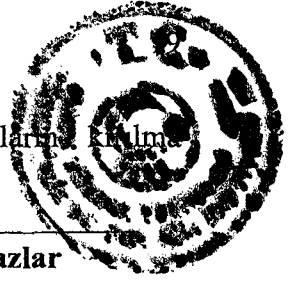
Maxwell'in teorik bağıntılarından faydalanarak boşlukta elektromanyetik dalga için verilen $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$ yayılma hızı benzer şekilde herhangi bir saydam ortam içindeki dalga hareketinin hızı $v = 1/\sqrt{\epsilon \cdot \mu}$ şeklinde yazılabilir. Burada ϵ ve μ sırasıyla ortamın dielektrik ve manyetik geçirgenlik katsayılarıdır. Bu katsayılara göre ortamın mutlak kırılma indisi:

$$n = \frac{c}{v} \quad (3.1)$$

şeklinde tanımlanır [6].

Periyodik ortamların büyük çoğunluğunda, ortamın manyetik özelliklerinin v hızı üzerine etkisi çok küçüktür, bu nedenle $\mu = \mu_0$ alınabilir. Diğer taraftan ışığın frekansı, kırılma indisi üzerine etki eder.

Bazı saydam ortamlardaki kırılma indisi değerleri $\lambda = 589,29 \text{ nm}$ olan ışık dalga boyu için tablo 3.1'de görülmektedir.



Tablo 3.1. $\lambda = 589,29 \text{ nm}$ dalga boyunda çeşitli ortamların kırılma indisleri [6].

0 °C Sıcaklıkta ve 1 bar basınçtaki gazlar	
Hava	1,000293
Helium	1,000036
Hidrojen	1,000132
Karbondioksit	1,00045
20 °C Sıcaklıkta sıvılar	
Benzen	1,501
Su	1,333
Etanol	1,361
Karbontetraklorür	1,461
Karbondisülfid	1,628
Oda sıcaklığındaki katılar	
Elmas	2,419
Kehlibar	1,55
Sodyumklorid	1,50

3.2. Kırılma İndisinin Yoğunlukla ve Sıcaklıkla Değişimi

Schlieren, gölge olayları, interferometre ve holografi gibi bazı optik ölçme metotları çeşitli kırılma indislerini ölçen prensiplere göre çalışır. Bu yüzden kullanılan ortamlarda kırılma indisi ile ortamların yoğunluk, sıcaklık gibi fiziksel özellikleri arasındaki bağıntılar bilinmelidir. Homojen ortamlarda kırılma indisi termodinamik halin bir fonksiyonudur [6].

$$\frac{1}{\rho} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = C(\lambda) = \text{sabit} \quad (3.2)$$

şeklinde formülleştirilen Lorenz-Lorentz bağıntısına göre, saydam homojen bir ortamın kırılma indisi, sabit dalga boyulu ışık için öncelikle ρ ortamın yoğunluğunun bir fonksiyonudur. Yoğunluk ise erime noktasının üzerinde, su hariç bütün sıvılar için sıcaklıkla ters orantılı olarak lineer bir değişim gösterir.

Kırılma indisi $n = 1$ için bu bağıntı Gladstone –Dale denklemi ile

$$2(n-1)/3\rho = c \quad (3.3)$$

veya

$$\rho = (n-1)/c_1 \quad (c_1 = 3c/2) \quad (3.4)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklem özellikle gazlar için çok kullanışlıdır. c_1 , Gladstone-Dale sabiti olarak adlandırılır ve ışık dalga boyu ile az değişir. Bazen referans bir sıcaklıktaki n_0 , kırılma indisi yardımı ile yeniden yazılabilen aynı denklem,

$$n-1 = (n_0-1)\rho/\rho_0 \quad (3.5)$$

daha kullanışlı olabilir.

İnterferometrik ve holografik yöntemlerde kırılma indisinin ölçülmesi doğrudan doğruya sıcaklık dağılımını verir. Sıvılarda kırılma indisinin sıcaklıkla değişimleri hassas deneyler ile ölçülebilir. Bir karşılaştırma bakımından çeşitli akışkanlarda bu değişimler Tablo 3.2’de gösterilmiştir.

Tablo 3.2. Çeşitli akışkanlarda kırılma indisleri, kırılma indislerinin sıcaklığa bağlı gradyanı ve Lorenz-lorentz katsayıları [6]

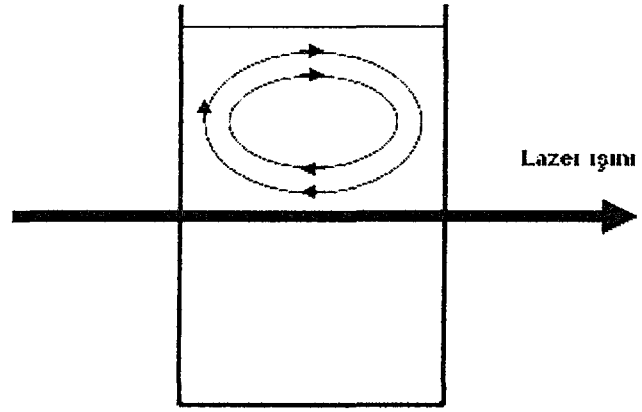
20°C sıcaklık, 760 mmHg basınçtaki gazlar

	$\lambda = 546,1 \text{ nm}$ (Hg buharı lambası)			$\lambda = 632,8 \text{ nm}$ (He-Ne lazeri)		
	n	dn/dT (1/°K)	C (m ³ /kg)	n	dn/dT (1/°K)	C (m ³ /kg)
Hava	1,0002724	$0,920 \times 10^{-6}$	$0,1508 \times 10^{-3}$	1,0002710	$0,927 \times 10^{-6}$	$0,1504 \times 10^{-3}$
Azot	1,0002700	$0,953 \times 10^{-6}$	$0,1092 \times 10^{-3}$	1,0002781	$0,940 \times 10^{-6}$	$0,1080 \times 10^{-3}$
Oksijen	1,0002531	$0,864 \times 10^{-6}$	$0,1250 \times 10^{-3}$	1,0002516	$0,858 \times 10^{-6}$	$0,1204 \times 10^{-3}$
Karbondioksit	1,0004197	$1,402 \times 10^{-6}$	$0,1522 \times 10^{-3}$	1,0004174	$1,424 \times 10^{-6}$	$0,1494 \times 10^{-3}$
Argon	1,0002970	$0,897 \times 10^{-6}$	$0,1050 \times 10^{-3}$	1,0002918	$0,894 \times 10^{-6}$	$0,1052 \times 10^{-3}$
Neon	1,0002554	$0,803 \times 10^{-6}$	$0,2095 \times 10^{-3}$	1,0002357	$0,798 \times 10^{-6}$	$0,2064 \times 10^{-3}$

25°C sıcaklıkta sıvılar

	n	dn/dT (1/°K)	C (m ³ /kg)	n	dn/dT (1/°K)	C (m ³ /kg)
Su	1,3341	$1,00 \times 10^{-4}$	—	1,3314	$0,990 \times 10^{-4}$	—
Metilalkol	1,3260	$4,03 \times 10^{-4}$	—	1,3253	$4,000 \times 10^{-4}$	—
Etilalkol	1,3612	$4,05 \times 10^{-4}$	—	1,3582	$4,000 \times 10^{-4}$	—
Isopropilalkol	1,3757	$4,15 \times 10^{-4}$	—	1,3726	$4,150 \times 10^{-4}$	—
Benzol	1,5030	$0,42 \times 10^{-4}$	—	1,4950	$0,400 \times 10^{-4}$	—
Toluen	1,4956	$0,55 \times 10^{-4}$	—	1,4901	$0,550 \times 10^{-4}$	—
Nitrometan	1,5579	$4,58 \times 10^{-4}$	—	1,5458	$4,680 \times 10^{-4}$	—
n-Heksan	1,3742	$5,43 \times 10^{-4}$	—	1,3711	$5,400 \times 10^{-4}$	—
n-Heksan	1,4200	$5,18 \times 10^{-4}$	—	1,4224	$5,120 \times 10^{-4}$	—
Aseton	1,3570	$5,31 \times 10^{-4}$	—	1,3542	$5,310 \times 10^{-4}$	—
Kloroform	1,4477	$5,08 \times 10^{-4}$	—	1,4435	$5,080 \times 10^{-4}$	—
Karbon tetraklorür	1,4613	$5,09 \times 10^{-4}$	—	1,4547	$5,090 \times 10^{-4}$	—
Karbon disülfür	1,6347	$7,59 \times 10^{-4}$	—	1,6185	$7,06 \times 10^{-4}$	—

Soğurucu madde içeren bir hücre ışık ışınının yoluna yerleştirildiğinde belli şartlar altında bir sıcaklık artışına maruz kalır. Numunenin kırılma indisi sıcaklıkla değiştiği için bir kırılma indisi gradyenti üretilir ve ısıl mercek (TL) adı verilen mercek benzeri optik bir element ortaya çıkar. Bir lazer ışını TL”den yatay ekseninde geçtiğinde lazerin geçtiği bölgede sıvı ışığı soğurduğu için sıcaklığında artış meydana gelir. Sıcaklığı artan sıvı yüzey geriliminin etkisi ile yukarı çekilir. Yüzeydeki sıvının buharlaşmasından dolayı serbest yüzeye yakın olan bölgede soğuma meydana gelir. Soğuyan sıvı ise yoğunluğu arttığı için ağırlaşır ve yerçekimi etkisi ile hareket ederek aşağı doğru çekilir. Bu şekilde sıvının üst kısmında dairesel bir döngü meydana gelir. Bu olay Marangoni etkisi olarak bilinir.



Şekil 3.1: Sıvı hücrede lazer ışını etkisiyle oluşan dairesel akış.

4. SAYISAL GÖRÜNTÜ İŞLEME

4.1. Görüntü Alma

Bir görüntü işleme prosedürünü ele almadan önce görüntü sayısal olarak bilgisayarda tanımlanmalıdır. Sayısal bilgisayarlar siyah beyaz bir görüntüyü 0 ve 1 sayıları şeklinde ifade etme olanağı sağlar. Fakat çoğu görüntü bu kadar yüksek kontrasta sahip değildir. Bu durumda pratikte daha çok bilinen bir tanımlama kullanılır. Bir görüntü piksel serilerinden oluşmuş olarak ele alınır ve her piksele bir numara verilir. Sayısal işlemlerin daha kolay taşınması amacıyla bu pikseller kare veya dikdörtgen şeklindedir. Bir piksel alanı üzerine düşen görüntünün renk ortalamasını alır. Piksel boyutu küçüldükçe alan daralacağından ortalama renk gerçeğe daha yakın olur. Bir görüntü içerisindeki detayların ne kadar net görüneceği piksel sayısına bağlıdır. Eğer görüntü bilgisayara kaydedilirken az sayıda piksel kullanılmışsa görüntü kalitesi düşer, cisim bulanık görüntülenir ve detaylar kaybolur. Bu işleme çözünürlük denir ve uzaysal çözünürlük görüntüyü net olarak tanımlamak için gerekli olan piksel sayısı anlamına gelir [7].

Görüntü ebatlarını ve şiddetini tanımlamak için kullanılan rakamlar genellikle 2'nin kuvvetidir. Çünkü kamera ve bilgisayar elektroniği çift tabanlı aritmetiğe bağlı olarak çalışır. Bilgisayar hafızası 0 ve 1 den oluşan gruplardan oluşmaktadır. Her 0 ve 1 iki tabanlı bir veri veya bit olarak kaydedilir. 8 bit 1 byte olarak tanımlanır. İki tabanlı sistemde, 8 bit 1 ile 255 arasında değişen 256 sayısal değer içerebilir çünkü 2'nin 8. kuvveti 256'dır. Gri ölçekle görüntülenen bir görüntü için şiddeti en büyük değeri temsil eden en parlak beyaz renkle, şiddeti en küçük değeri temsil eden siyah renk arasında değişen 256 gri tonu vardır. Günümüzde 32 bit ve bundan daha iyi gri seviyelere sahip olan kameralar da vardır. Fakat saçak analizi uygulamalarında kullanılan TV-kameralarda veri 8 bit ile sınırlandırılır [8].

4.2. Fourier Dönüşümü

Fourier'in, fonksiyonları sinüs ve kosinüsün bir lineer kombinasyonu olarak temsil etmesi, hem diferansiyel denklemlerin analitik ve sayısal çözümlerinde hem

de haberleşme işaretlerinin analizi ve düzeltilmesinde yaygın olarak kullanılır. Fourier ve Dalgacık analizi arasında çok güçlü bağlar vardır.

Fourier dönüşümü, zaman domenindeki bir işaretin frekans domeninde ifade edilmesini sağlar. O zaman sinyalin frekans içeriği incelenebilir. Çünkü dönüştürülen fonksiyonun Fourier katsayıları, her frekans değerinde sinüs ve kosinüs fonksiyonlarının toplamını temsil eder. Ters Fourier dönüşümü de, verinin frekans domeninden zaman domenine dönüştürülmesini sağlar [9].

Bir fonksiyonu örneklerle yaklaşık olarak temsil etmek ve Fourier integralini ayrık Fourier dönüşümü ile temsil etmek için, mertebesi örnek sayısı n 'e eşit olan bir matris kullanılır. Bir $n \times n$ matrisini bir vektörle çarpmak, n^2 mertebesinde aritmetik işleme neden olduğu için, örnek sayısı arttığında problem hızla daha karmaşık bir hale gelir. Ama eğer örnekler düzgün yerleştirilmişse, o zaman Fourier matrisi birkaç matrisin çarpımı şeklinde çarpanlara ayrılabilir ve sonuçta oluşan bu çarpanlar, toplam $n \log n$ mertebesinde aritmetik işleme neden olacak şekilde bir vektöre uygulanabilir. Bu hızlı Fourier dönüşümü (FFT) diye isimlendirilir [9].

Kamera ile elde edilen 576×768 'lik bir görüntünün FFT ile analizini yapıp fazını bulmak için önce denklem 1'e göre satır satır Fourier dönüşümü alınır.

$$F(x, k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \cdot e^{-2\pi i k y} \cdot dy \quad (4.1)$$

Burada $f(x, y)$ Fourier dönüşümü alınacak satırdır.

Elde edilen $F(x, k)$ fonksiyonu gürültüyü elimine etmek için bir filtre ile çarpılır.

$$S(x, k) = F(x, k) * H(k) \quad (4.2)$$

Burada filtre transfer fonksiyonu $H(k)$ 'dir. Daha sonra elde edilen filtrelenmiş işaretin ters Fourier dönüşümü alınır.

$$s(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x, k) \cdot e^{2\pi i k x} \cdot dk \quad (4.3)$$

Bu fonksiyonun fazı

$$\phi(x, y) = \arctan\left(\frac{\text{Im}(s(x, y))}{\text{Re}(s(x, y))}\right) \quad (4.4)$$

denklemleri ile elde edilir ve faz unwrap edilir. Burada $\text{Im}(s(x, y))$, $s(x, y)$ 'in sanal ve $\text{Re}(s(x, y))$ 'de reel kısmıdır.

Unwrap işlemi ile $\phi(x, y)$ 'nin artarda iki elemanı arasında verilen atlama toleransından daha büyük bir atlama olursa, faz'a $\pm 2\pi$ eklenerek düzeltilir.

Elde edilen ϕ fazı hem x hem de y eksenine göre unwrap edilir. Bu işlem nesneden alınan referans ve numune görüntülerinin her ikisi içinde yapılır. Elde edilen unwrap fazlar arasındaki farktan (denklem 4.5) kırılma indeksindeki değişiklik hesap edilir.

$$\Delta\phi''(x, y) = \phi''_o(x, y) - \phi''_r(x, y) \quad (4.5)$$

Burada $\phi''_o(x, y)$, nesneden ve $\phi''_r(x, y)$, referans ızgara desenlerinden elde edilen unwrap fazlardır.

Bir sıvı hücre içerisindeki kırılma indisi değişiminin faz ile ilişkisi Michelson interferometresi için ;

$$\Delta\phi''(x, y, t) = \frac{4\pi [n(x, y, t) - n_0] e}{\lambda} \quad (4.6)$$

bağıntısı ile bulunur. Faz farkı bilgisine ulaştıktan sonra, bu veri denklem (4.6)'da yerine yazılırsa kırılma indisi değişimi,

$$\Delta n = \frac{\Delta u \phi''(x, y) \cdot \lambda}{4\pi \cdot e} \quad (4.7)$$

ifadesi ile elde edilebilir.

4.3. Dalgacık Dönüşümü

Dalgacık dönüşümü, işlenen veriyi farklı ölçekteki dalgacıkların toplamı şeklinde yazmaktır.

Dalgacıklar, belirli matematiksel ihtiyaçları karşılayan ve verileri temsil etmede kullanılan fonksiyonlardır. Dalgacık algoritmaları, veriyi farklı ölçek veya çözünürlüklerde işler. Eğer geniş bir pencereden bir işarete bakarsak, büyük özellikleri fark ederiz. Benzer şekilde, küçük bir pencereden bir işarete bakarsak, küçük özellikleri fark ederiz [9].

Dalgacıkları ilginç ve aynı zamanda yararlı kılan bu özelliktir. Bilim adamları yıllarca çok sayıda kısa ve düzensiz dalgalara sahip olan işaretleri yaklaşık olarak temsil etmesi için, Fourier analizinin temelini oluşturan sinüs ve kosinüs fonksiyonlarından çok daha uygun fonksiyonlar aramışlardır. Tanımlara göre bu fonksiyonlar sonsuza doğru uzanırlar. O yüzden bu fonksiyonlar sivri uçları yaklaşık olarak temsil etme konusunda çok yetersiz kalırlar. Ama dalgacık analiziyle, sonlu tanım bölgelerinde düzgün olarak bulunan, yaklaşık olarak temsil edilmiş fonksiyonlar kullanılabilir. Dalgacıklar sivri süreksizliklere sahip olan veriyi yaklaşık olarak temsil etmek için oldukça uygunlardır.

Dalgacık analizinde amaç, “analiz eden dalgacık” veya “ana dalgacık” diye isimlendirilen bir dalgacık örnek fonksiyonunu elde etmektir. Zaman analizi, örnek dalgacığın daraltılmış, yüksek frekans versiyonu ile yapılır. Buna karşılık frekans analizi ise, aynı dalgacığın genişletilmiş, düşük frekans versiyonu ile yapılır. Orijinal işaret veya fonksiyon, dalgacık açılımı (dalgacık fonksiyonlarının lineer kombinasyonundaki katsayıları kullanarak) cinsinden temsil edilebildiği için, veri işlemleri yalnız karşı gelen dalgacık katsayılarını kullanarak yapılabilir. İlave olarak eğer veriye uygun dalgacıklar seçilirse veya bir başlangıç değerinin altında kalan katsayılar atılırsa, veri kısmen temsil edilmiş olur. Bu kısmi kodlama, veri sıkıştırma alanında dalgacıkları mükemmel bir araç yapar [9].



Dalgacıkların kullanıldığı uygulamalı alanlar astronomi, ses bilimi, nükleer mühendisliği, alt-band kodlama, işaret ve görüntü işlemleri, nörofizyoloji, müzik, manyetik rezonans görüntüleme, konuşmayı ayırt etme, optik, fraktallar, türbülans, depremin önceden tahmini, radar, insan görüşü ve kısmi türevli diferansiyel denklemleri çözme gibi teorik matematik uygulamalarıdır.

Bu metotla kamera ile elde edilen görüntünün sürekli dalgacık dönüşümü alınmak istendiğinde, bir boyutlu dalgacık dönüşümü (bkz denklem (4.8)) görüntünün bütün satırlarına uygulanır.

$$S(x, a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \cdot M\left(\frac{y-b}{a}\right) dy \quad (4.8)$$

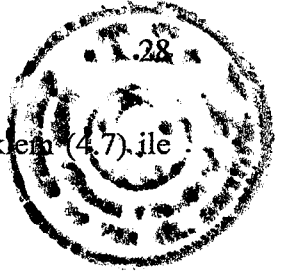
Burada $f(x, y)$, dalgacık dönüşümü alınacak satırdır. $M\left(\frac{y-b}{a}\right)$ ise b kayma, a skala parametrelerine sahip Morlet dalgacıdır ve denklem(4.9) ile verilir.

$$M\left(\frac{y-b}{a}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y-b)^2}{2a^2}\right) \cdot \exp(jw_0\left(\frac{y-b}{a}\right)) \quad (4.9)$$

Dalgacık dönüşümü alınmış sinyalin her skala ve kayma parametrelerindeki maksimum şiddetleri bulunur. Bu şiddetlerin yer aldığı her a_i değeri için dalgacık dönüşümü alınmış işaretin fazı denklem (4.10)'e göre bulunur.

$$\phi(x, y) = \arctan\left(\frac{\text{Im}(S(x, a_i, b))}{\text{Re}(S(x, a_i, b))}\right) \quad (4.10)$$

Burada $\text{Im}(S(x, a_i, b))$, $S(x, a_i, b)$ 'in sanal ve $\text{Re}(S(x, a_i, b))$ 'de reel kısmıdır. Bu faz hem yatay hem de dikey eksenlere göre unwrap edilir. Bu işlem nesneden alınan referans ve numune görüntülerinin her ikisi içinde satır satır yapılır. Elde edilen unwrap fazlar arasındaki farktan (bak denklem(4.5)), kırılma indeksindeki değişiklik elde edilir. Burada $\phi^u_o(x, y)$, nesneden ve $\phi^u_r(x, y)$, referanstan elde edilen unwrap



fazlardır. Unwrap edilmiş bu faz farkını kullanarak kırılma indisi denklemi (4.7) ile hesaplanır.





5. DENEYSEL ÇALIŞMA

5.1 FFT ve CWT Teknikleriyle Analiz Yöntemlerinin Karşılaştırmalı Bir Simülasyonu

Bu bölümde Fourier dönüşümü ve Dalgacık dönüşümü teknikleri bir simülasyon oluşturularak karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir. Deneysel çalışmaların analizi öncesinde, bilgisayar ortamında yapılan bu simülasyon analizinin tutarlılığı bize yaptığımız çalışmanın ne kadar doğru sonuç verdiğini gösterecektir.

İnterferogram olarak da adlandırılan, iki ışınlı bir interferometreden elde edilen girişim deseninin çıkış şiddeti

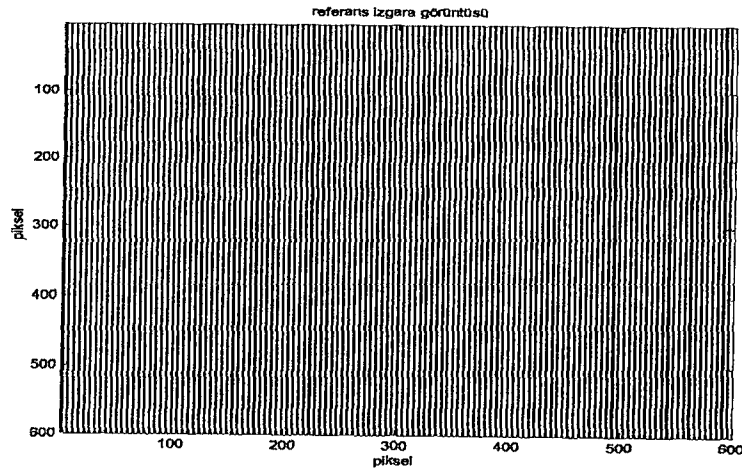
$$I = I_0 (1 + \gamma \cos \phi) \quad (5.1)$$

bağıntısı ile ifade edilir [5]. Burada γ hem ızgara görünürlüğüne hem de kaynak eşfazlılığını tanımlayan bir fonksiyondur. ϕ ise girişim deseninin oluşturan ışınlar arasındaki sabit faz farkıdır.

Kolaylık olması açısından bilgisayar ortamında ızgara desenini,

$$I(x, y) = 1 + 0.5 \cos mx \quad (5.2)$$

şeklinde bir sinüzoidal fonksiyon olarak tanımlayabiliriz. x ekseninde $m=1,28$ rad/piksel kadar taşıyıcı frekansa sahip olan bu ızgara deseni referans görüntüsünü temsil etmektedir.

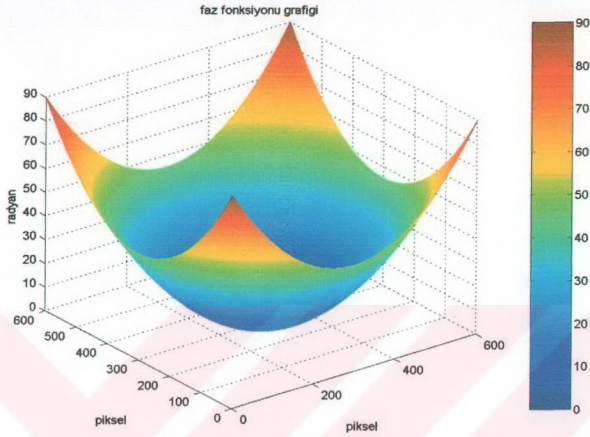


Şekil 5.1. Referans ızgara görüntüsü

Sıcaklık değişiminden dolayı sıvının meydana getirdiği faz kayması ise

$$\phi(x, y) = 0.0005 \cdot ((x - 300)^2 + ((y - 300)^2)) \quad (5.3)$$

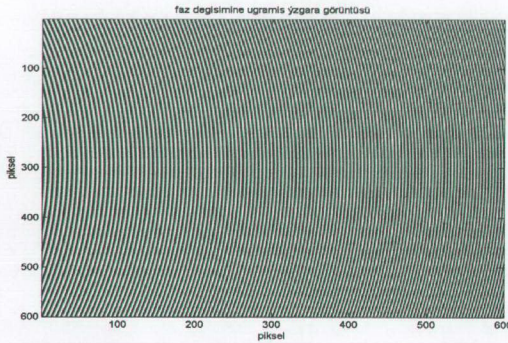
Fonksiyonu ile tanımlandı.



Şekil 5.2. Üç boyutlu faz değişimi grafiği

Elde edilen bu üç boyutlu faz fonksiyonu referans ızgara fonksiyonunun fazına eklendiğinde faz kaymasına uğramış ızgara deseni oluşturulmuş oldu ve bu görüntü numune ızgara desenini temsil etmektedir.

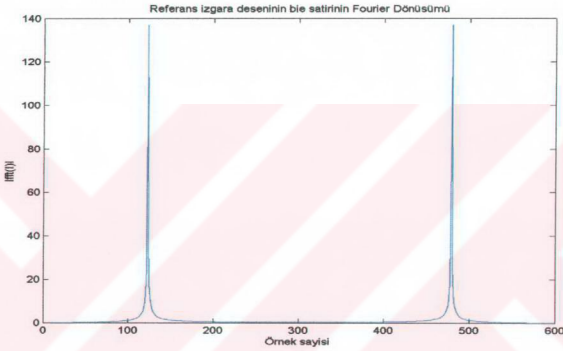
$$I(x, y) = 1 + 0.5 \cos(mx + \phi(x, y)) \quad (5.4)$$



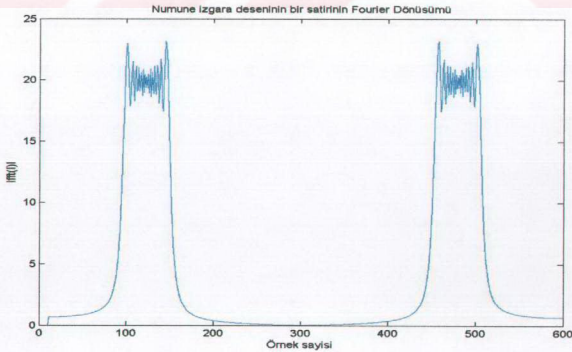
Şekil 5.3. Numune ızgara görüntüsü

Böylece 600x600 piksel ebatlarında bir referans görüntüsü bir de faz değişimine uğramış numune görüntüsü elde edildi. Şimdi deneysel ortamdaki verileri temsil eden bu veriler kullanılarak karşılaştırmalı olarak Fourier ve Dalgacık dönüşüm yöntemleriyle analiz işlemi gerçekleştirilecektir.

Öncelikle referans ızgara deseninin taşıyıcı frekansı x ekseninde olduğu için bir satırın Fourier dönüşümü yapıldı. Elde edilen frekans spektrumundan temel frekans bileşeni seçilirken uygun aralık belirlenerek bu frekansın sağ ve solu sıfıra eşitlendi.



Şekil 5.4. Referans görüntüsünün bir satırının Fourier dönüşümü.

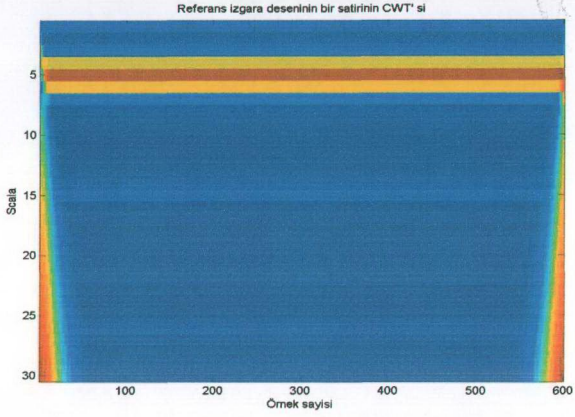


Şekil 5.5. Numune görüntüsünün bir satırının Fourier dönüşümü.

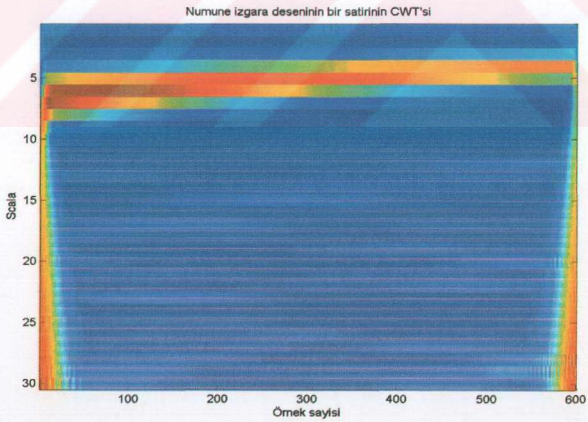
FFT ile analiz yapılırken her bir satırın x eksenine göre Fourier dönüşümü alındıktan sonra yukarıda belirlenen taşıyıcı frekansa göre filtreleme yapıldı ve yine her satıra ters Fourier dönüşümü uygulandı. Buradan faz bulunduktan sonra x ve y eksenlerinde unwrap işlemi yapıldı ve numune fazından referans fazı çıkartıldı.

CWT ile analiz yaparken ise bir satıra ait FFT ile belirlenen temel bileşen ana dalgacığı inşa etmek için kullanıldı. Görüntülerin bir satırının dalgacık dönüşümü alınarak uygun skala 15 olarak belirlendikten sonra kenar etkilerini yok etmek amacıyla görüntüler soldan 6 ve sağdan 3 sütun kesildi. Her satırın dalgacık dönüşümü yapıldı ve fazlar bulundu. Bulunan fazlar x ve y eksenlerine göre unwrap esildikten sonra numune fazından referans fazı çıkartıldı.

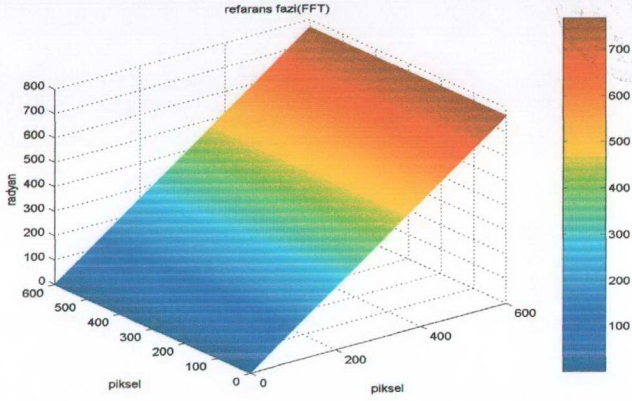
Üç boyutlu grafikler incelenirken, faz farkı değerinin maviden kırmızıya doğru artarak değiştiği görülür.



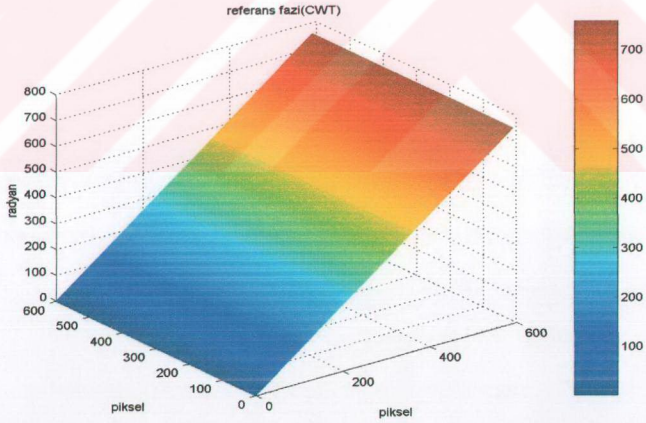
Şekil 5.6: Simülasyon referans görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü.



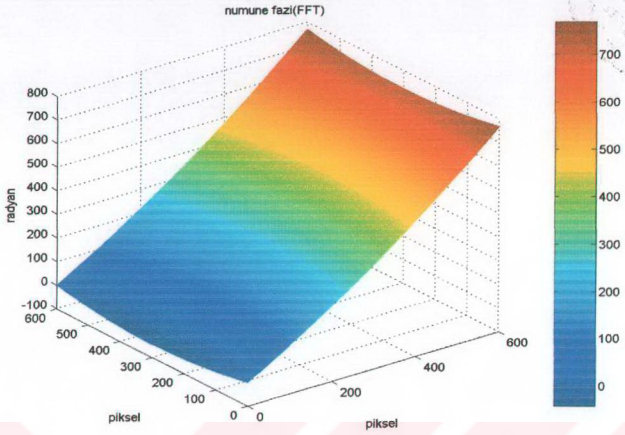
Şekil 5.7: Simülasyon numune görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü.



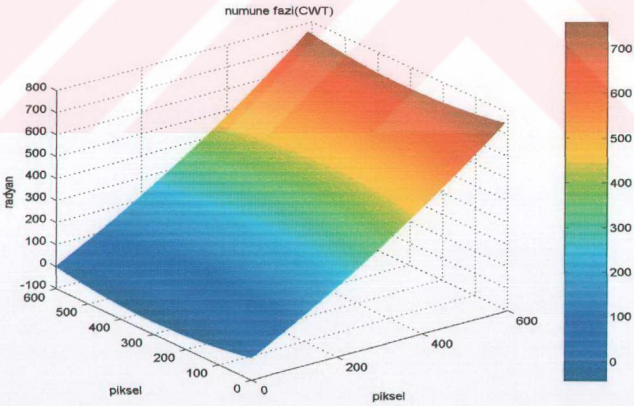
Şekil 5.8. Simülasyon referans görüntüsünden FFT ile elde edilen faz.



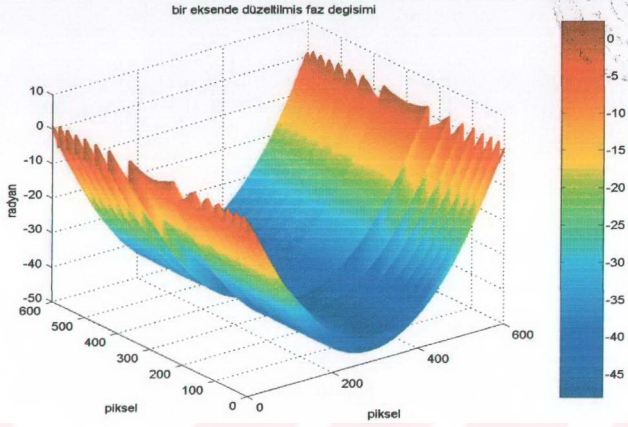
Şekil 5.9. Simülasyon referans görüntüsünden CWT ile elde edilen faz.



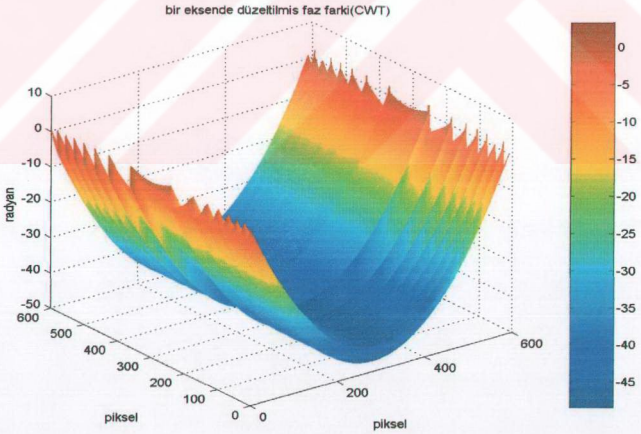
Şekil 5.10. Simülasyon numune görüntüsünden FFT ile elde edilen faz.



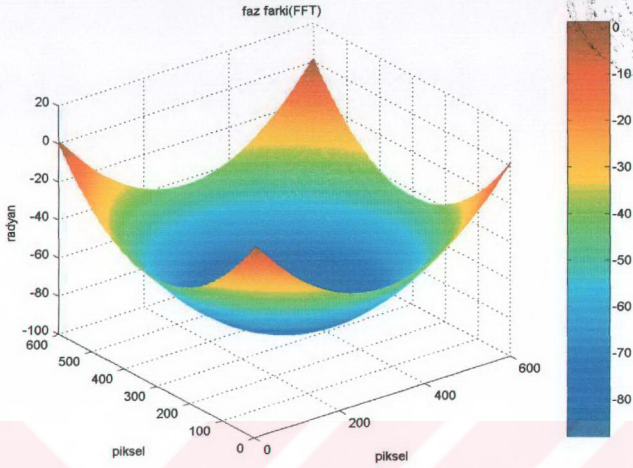
Şekil 5.11. Simülasyon numune görüntüsünden CWT ile elde edilen faz.



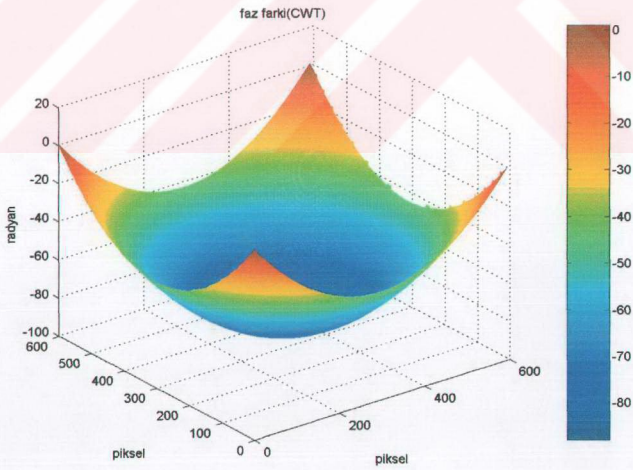
Şekil 5.12. Simülasyon görüntülerden FFT ile elde edilen bir ekseninde unwrap edilmiş faz farkı.



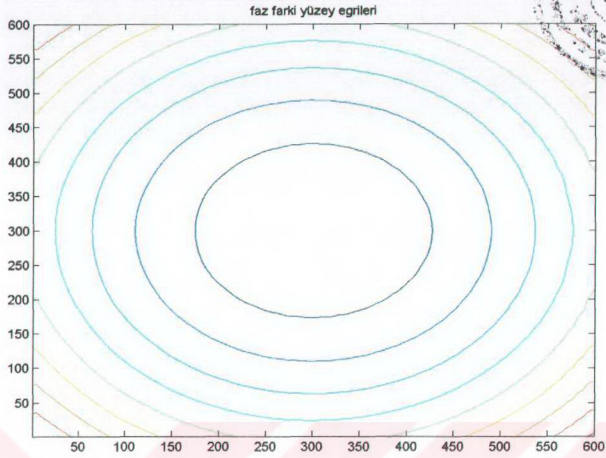
Şekil 5.13. Simülasyon görüntülerden CWT ile elde edilen bir ekseninde unwrap edilmiş faz farkı.



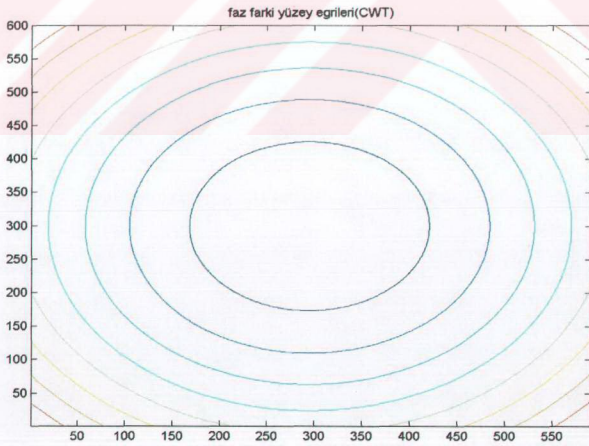
Şekil 5.14. Simülasyon görüntülerden FFT ile elde edilen iki eksende unwrap edilmiş faz farkı.



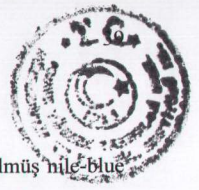
Şekil 5.15. Simülasyon görüntülerden CWT ile elde edilen iki eksende unwrap edilmiş faz farkı.



Şekil 5.16. Simülasyon görüntülerden FFT ile elde edilen faz farkının yüzey eğrileri.



Şekil 5.17. Simülasyon görüntülerden CWT ile elde edilen faz farkının yüzey eğrileri.

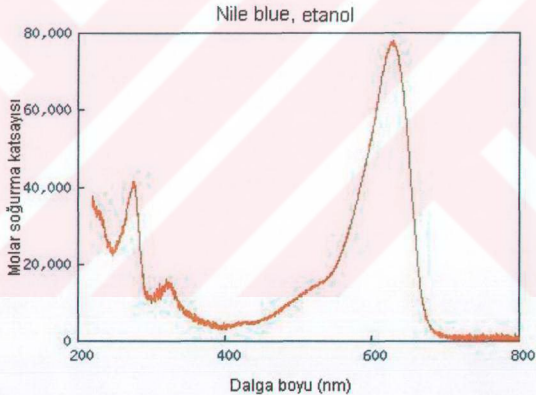


5.2. Deneyin Yapılışı

Bu bölümde farklı interferometreler kullanılarak etanolde çözölmüş nile-blue boyasıyla hazırlanmış solüsyonun kırılma indisindeki değışimin tayinin Fourier dönüşümü ve Dalgacık dönüşümü yöntemleriyle laboratuvar ortamında nasıl gerçekteştiği anlatılmaktadır.

5.2.1. Sıvı Hücre

Kimyasal formölü $C_{20}H_{20}N_3OCl$ olan nile-blue adlı organik boyanın molekül ağırlığı 353.861 gr'dır. Bu toz halindeki boyadan uygun miktarda alınarak etanolde bir çözelti hazırlanmıştır. Bu çözeltinin molaritesi $3 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-6}$ M arasındadır. Şekil 5.18'de nile- blue, etanol çözeltisinin soğurma spektrumu gösterilmektedir.



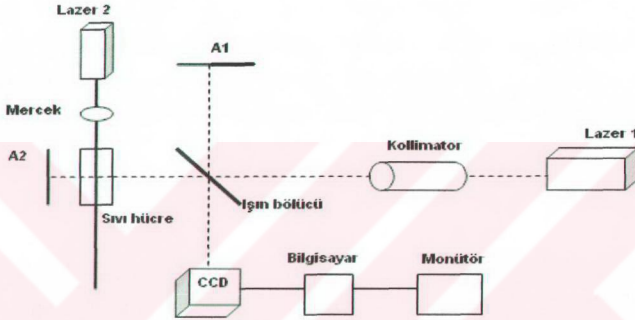
Şekil 5.18. Nile blue, etanol çözeltisinin soğurma spektrumu [10].

Deneyde ısıtma işlemi için HeNe lazeri kullanıldığı için kırmızı ışıktaki soğurganlığının yüksek oluşundan dolayı nile-blue boyası tercih edilmiştir. Bu boya sayesinde hücreye giren ışık, sıvı tarafından şiddetle soğurulacak ve sıvının ısınmasına neden olacaktır.

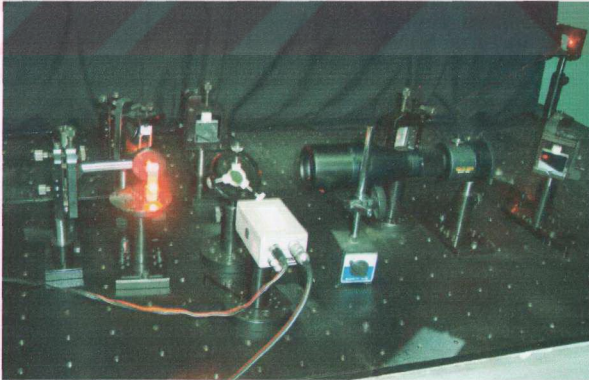
Deneyde kullanılan küvet adı verilen cam hücrenin kalınlığı ve genişliği 1'er cm'dir ve 4 ml'lik hacme sahiptir. Etanol uçucu bir madde olduğu için deney sürecindeki kayıpları engellemek için hücrenin kapağı tam olarak kapalı olmalıdır

5.2.2. Michelson İnterferometresi Deney Düzenegİ

Izgara deseni oluşturmak için kurulan Michelson interferometresinin şematik görüntüsü şekil.5.19'de gösterilmiştir.



Şekil 5.19. Michelson interferometresi deney düzenegİnİn şematik gösterimİ.



Şekil 5.20. Michelson interferometresinİn deney düzenegİ fotoğrafı.

İnterferometrede kullanılan HeCd lazerin dalga boyu 442 nm ve şiddeti 50mW'tır. Fakat bu ışın çeşitli aşamalardan geçerek sıvı hücreye ulaştığı için hücre üzerine düşen lazer ışığının şiddeti yaklaşık $1 \mu W$ 'tır.

Lazerlerden çıkan ışının çapı 2 ile 5 mm arasında olduğu için bu ışın bazen bütün deney bölgesini aydınlatamaz. Böyle durumlarda ışını açmak için ışın genişleticiler kullanılır. Işık aynı zamanda bir pinhollden geçtiği için uzaysal olarak filtre edilmiş de olur. Bu deneyde bu işlemler için bir uzaysal filtre ve kollimator kullanılmıştır. Uzaysal filtrede $2 \mu m$ ve $4 \mu m$ 'lik pinholller kullanıldı.

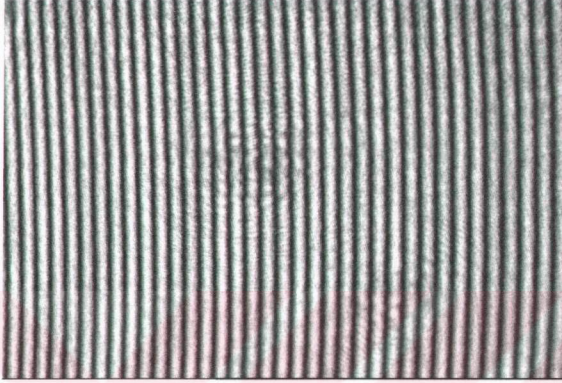
Işık kaynağından çıkan tek bir ışıdan referans ve cisim ışınlarını elde etmek için ışın bölücü (%50 geçiren, %50 yansıtan) kullanıldı. Şekil 5.20.'deki düzenekle elde edilen girişim deseni CCD kamera üzerine düşürüldü. Kullanılan kamera en fazla 768x576x8 bit piksel çözünürlüğe sahiptir ve görüntülerin bilgisayara aktarılması için elverişlidir. Bluebottle [11] sisteminde bilgisayardan alınan görüntüler bilgisayara Bitmap dosyası olarak kaydedilmiştir ve analiz işlemleri Matlab© paket programı kullanılmıştır.

5.2.2.1. Deney ve Analiz

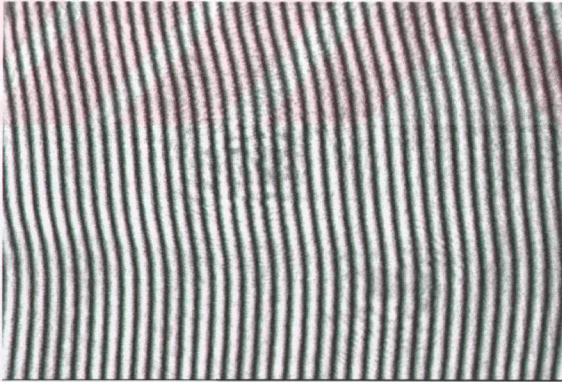
Şekil 5.20'de gösterilen düzence kurularak dış ortamdaki titreşimleri minimize etmek ve gürültüyü azaltmak için masa ile yer arasında yalıtkan malzemeler kullanılmıştır. İnterferometrenin kollarından birine yerleştirilen sıvı hücre ısıtılmadan önce bir ızgara görüntüsü elde edilmiştir ve referans görüntü olarak adlandırdığımız bu görüntü CCD kamera ile bilgisayara aktarılmıştır. Daha sonra, sıvı hücre 50mW şiddetindeki HeNe lazerle ısıtıldı. Isıtan lazer ışığı interferometre ışınına dik olacak şekilde hücre üzerinde aynı noktaya düşürüldü ve bir mercekle yardımıyla ışın çapı küçültülerek hücre içine odaklandı. Bu nokta hücrenin orta kısmından bir miktar daha aşağıdadır. Şekil 5.22'ye göre bakılacak olursa ısıtma işlemini gerçekleştiren lazerin geçişi soldan sağa doğrudur.

Deney esnasında, ısıtma işlemi kesintisiz olarak devam etti ve çeşitli zamanlarda görüntüler alındı. Analiz işlemi için 10 dakika sonra alınan bir görüntü numune görüntüsü adı altında yine Bitmap dosyası olarak kaydedildi.

Görüntüler alınırken CCD kameraya objektif takılmadığından görüntüler ekrana ters olarak düşmüş ve kaydedilmiştir. Bu nedenle Sonuçlar yorumlanırken bu husus göz önünde bulundurulmalıdır.



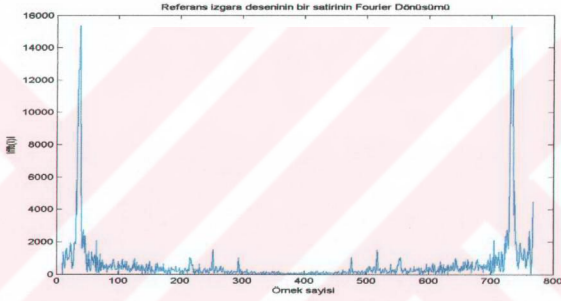
Şekil 5.21. Michelson interferometresi ile elde edilen, ısıtılmamış, referans ızgara deseni.



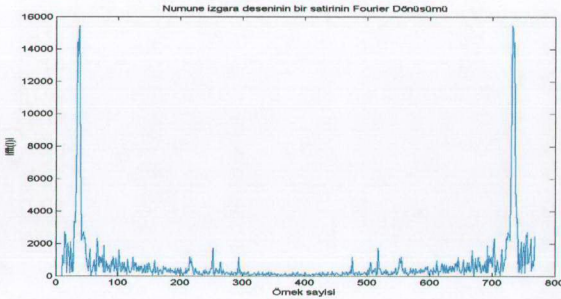
Şekil 5.22. Michelson interferometresi ile elde edilen 10 dakika ısıtılmış numune ızgara deseni.

Sonuçların analizi için Fourier ve Dalgacık dönüşümü yöntemleri kullanıldı ve elde edilen sonuçlar aşağıda karşılaştırmalı olarak verilmektedir.

Fourier tekniğine göre analiz yapılırken referans görüntüsü ve ısıtılmış hücreyle alınan numune görüntünün bir satırının x eksenine göre Fourier dönüşümü alınarak bir satıra ait frekans genlik spektrumu elde edildi. Buradan birinci temel frekansa sahip bileşen taşıyıcı frekans olarak seçildikten sonra bütün satırların Fourier dönüşümü alındı. Tespit edilen temel frekansa göre filtre işlemi yapıldıktan sonra bütün satırların yine x eksenine göre Ters Fourier dönüşümü alındı. Buradan bulunan faza x ve y eksenlerine göre unwrap işlemi uygulandı ve böylece her iki görüntünün de ayrı ayrı fazı bulunmuş oldu.

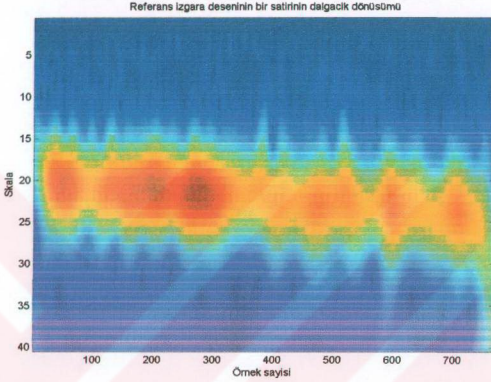


Şekil 5.23. Michelson interferometresi ile elde edilen referans görüntüsünün bir satırının Fourier dönüşümü.

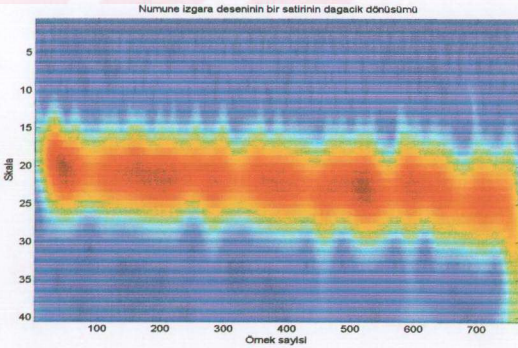


Şekil 5.24. Michelson interferometresi ile elde edilen numune görüntüsünün bir satırının genlik frekans spektrumu.

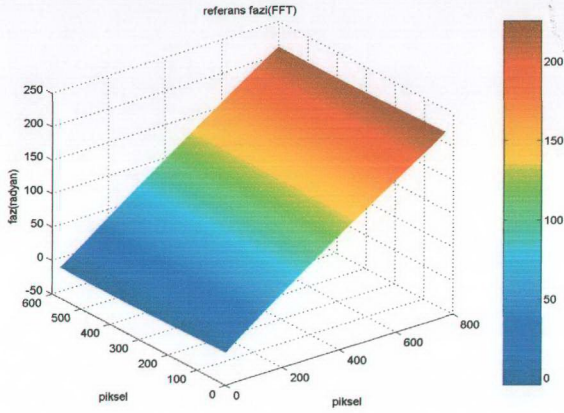
Dalgacık dönüşümü tekniğine göre analiz yapılırken ise ana dalgacık girişim deseninin temel ızgara frekansından inşa edildi. Temel frekans ise girişim deseninin bir satırına ait 1 boyutlu FFT' sinden elde edildi. Daha sonra ızgaranın bir satırının CWT' si alınarak uygun skala belirlendi ve her satırın CWT' si alındı. CWT alınırken kenar etkilerini yok etmek amacıyla sol taraftan 20 ve sağ taraftan 13 sütun kesildi. Buradan faz bulunduktan sonra x ve y eksenlerine göre unwrap işlemi yapıldı ve unwrap edilmiş referans fazından numune fazı çıkartılarak faz farkı elde edildi.



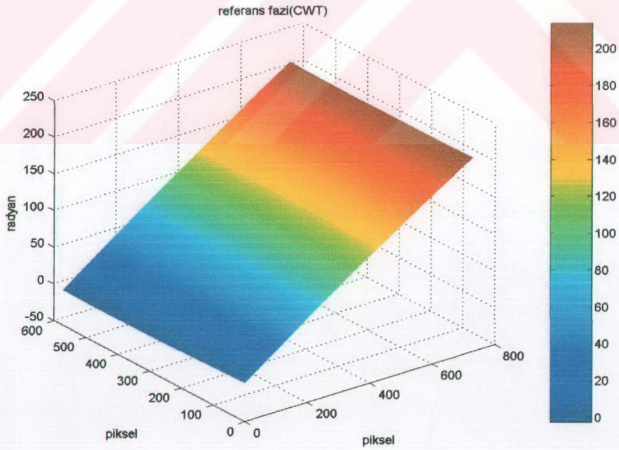
Şekil 5.25. Michelson interferometresi ile elde edilen referans görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü.



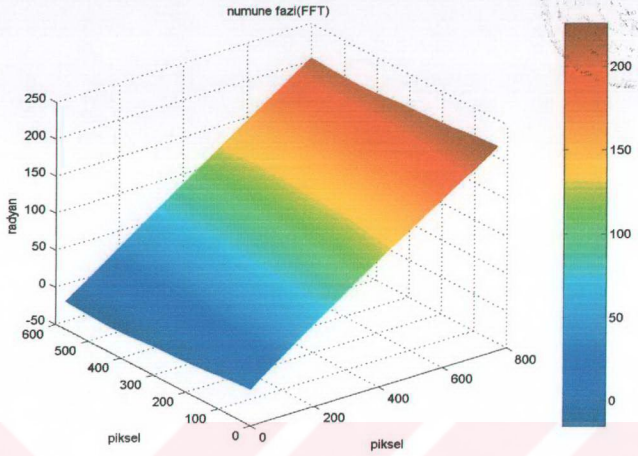
Şekil 5.26. Michelson interferometresi ile elde edilen numune görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü.



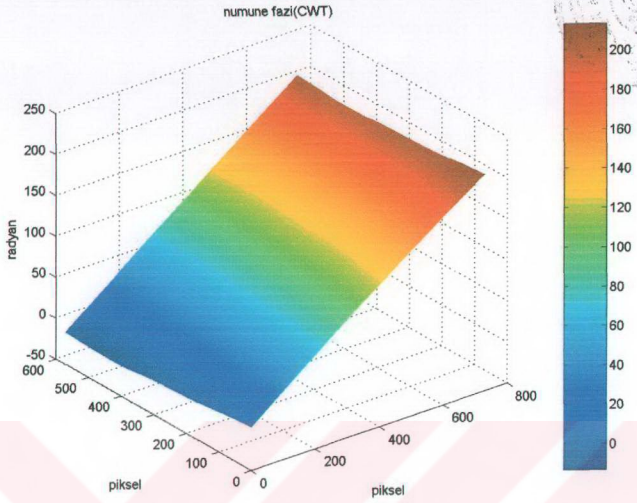
Şekil 5.27. Michelson interferometresi ile oluşturulan referans görüntüsünden FFT ile elde edilen faz.



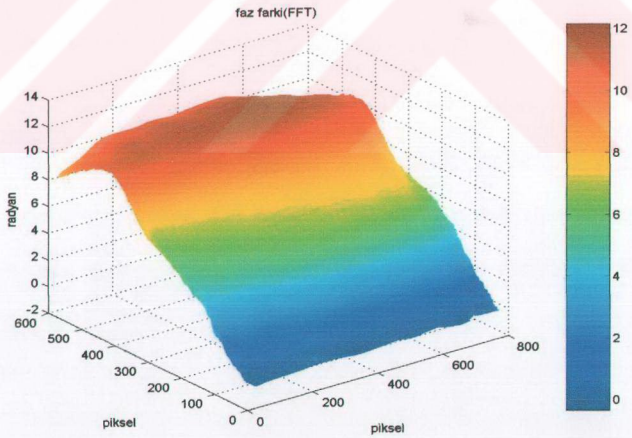
Şekil 5.28. Michelson interferometresi ile oluşturulan referans görüntüsünden CWT ile elde edilen faz.



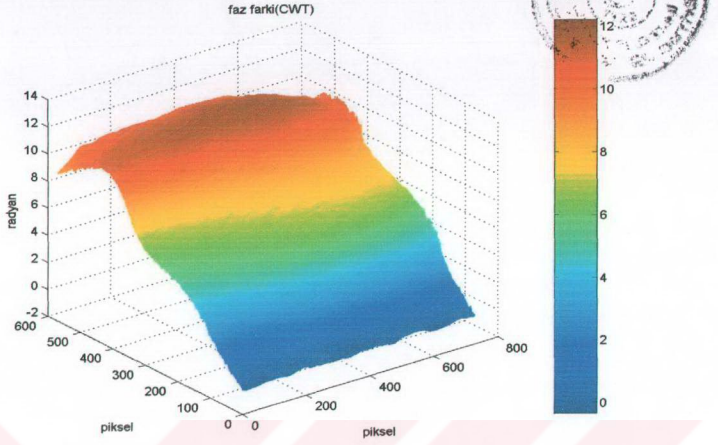
Şekil 5.29. Michelson interferometresi ile oluşturulan numune görüntüsünden FFT ile elde edilen faz.



Şekil 5.30. Michelson interferometresi ile oluşturulan numune görüntüsünden CWT ile elde edilen faz



Şekil 5.31. Michelson interferometresi deneyinden FFT ile elde edilen, sıcaklık farkından kaynaklanan 3 boyutlu faz farkı haritası.



Şekil 5.32. Michelson interferometresi deneyinden CWT ile elde edilen, sıcaklık farkından kaynaklanan 3 boyutlu faz farkı haritası.

Lazer ışını TL'den geçtiğinde genlik ve fazında çeşitli değişimler meydana gelir. Uzaysal detektöre ulaşan girişim deseninin şiddeti, interferometredeki optik faz farkı $\Delta\phi$ 'ye bağlı olduğu için

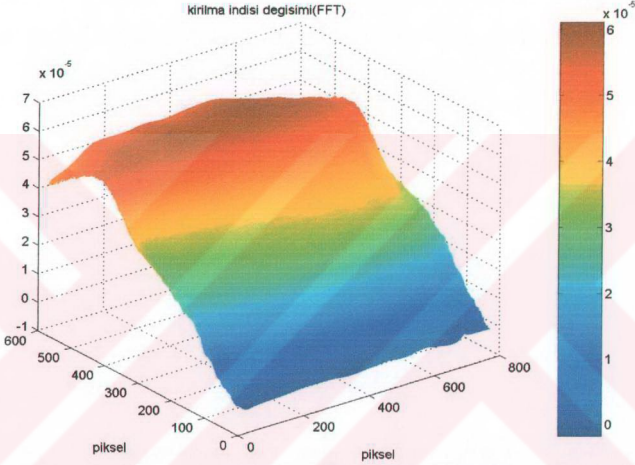
$$I(x, y, t) = I_0 [1 + \gamma \cos \Delta\phi(x, y, t)] \quad (5.5)$$

$$\Delta\phi(x, y, t) = \frac{4\pi [n(x, y, t) - n_0] e}{\lambda} \quad (5.6)$$

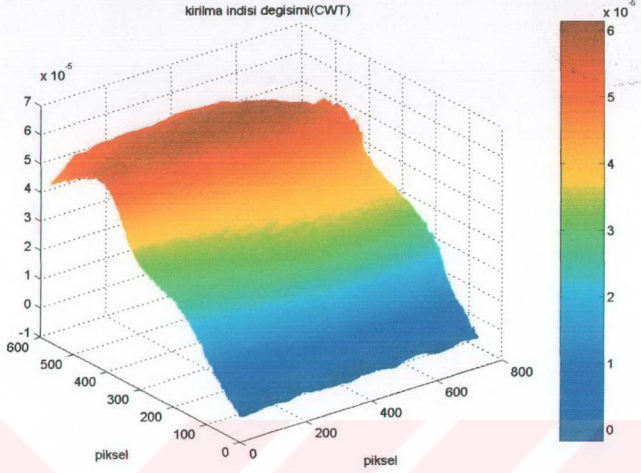
ifadelerini Michelson interferometresi için yazabiliriz [12]. Burada I_0 interferometredeki kaynağın ışık şiddeti, γ ızgaranın görünürlük fonksiyonu, e numune hücrenin kalınlığı n ve n_0 ise sırasıyla ısıtılmış ve ısıtılmamış sıvının kırılma indisleridir. $e(n - n_0) = e\Delta n$ değeri optik yol farkıdır. Dalgacık dönüşümü ve Fourier dönüşümü, fazı tayin etmek için yeterli, oldukça kullanışlı yöntemlerdir. Eşitlik (5.6)'dan kırılma indisi değişimi $\Delta n = \lambda \Delta\phi / 4\pi e$ şeklinde elde edilir. Eğer dalga boyu λ ve kalınlık e iyi bilinen sabit parametrelerse Δn rahatlıkla



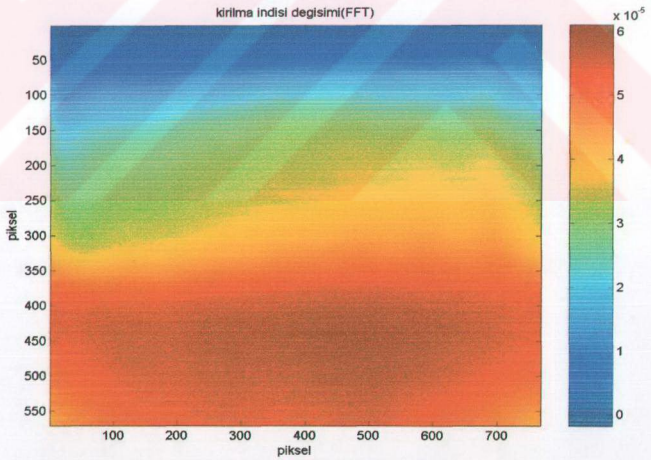
bulunabilir. Kırılma indisi ile sıcaklık arasında $\Delta n = (dn/dT) \Delta T$ gibi bir lineer bağıntı vardır ve bunu göz önüne alacak olursak, sıvı içindeki sabit sıcaklık değişimi haritası da elde edilebilir [12]. Burada dn/dT kırılma indisinin sıcaklıkla olan değişimini gösteriyor. Etanol için $dn/dT \cong -10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 'dir [13]. Dolayısıyla bu metotla elde edilecek kırılma indisi değişimi 10^{-5} mertebesinde olduğu için, uzaysal sıcaklık değişimi $10^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ mertebesinde elde edilebilir.



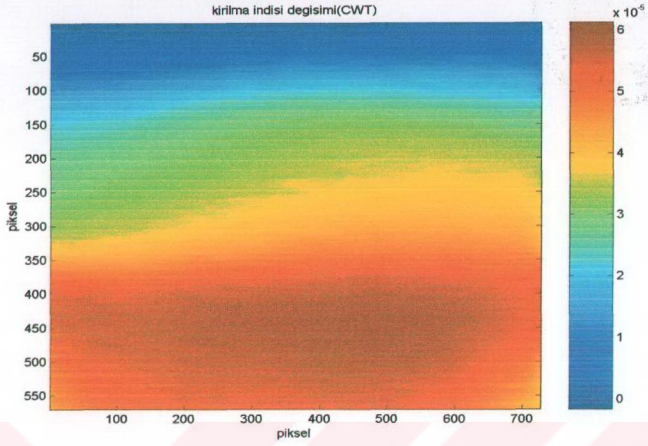
Şekil 5.33. Michelson interferometresi deneyinde hücrede meydana gelen kırılma indisi değişiminin FFT ile elde edilen 3 boyutlu grafiği.



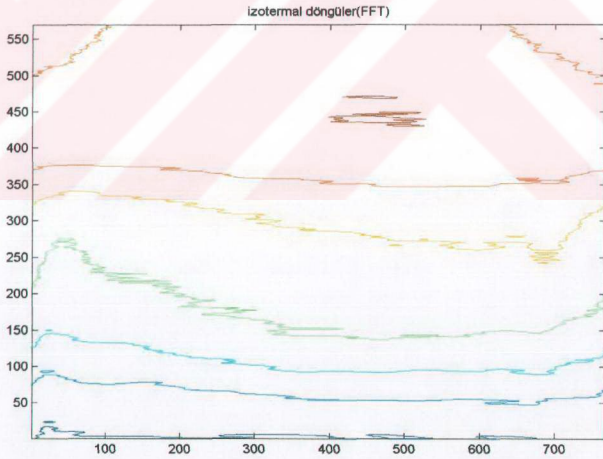
Şekil 5.34. Michelson interferometresi deneyinde ücrede meydana gelen kırılma indisi değişiminin CWT ile elde edilen 3 boyutlu grafiği.



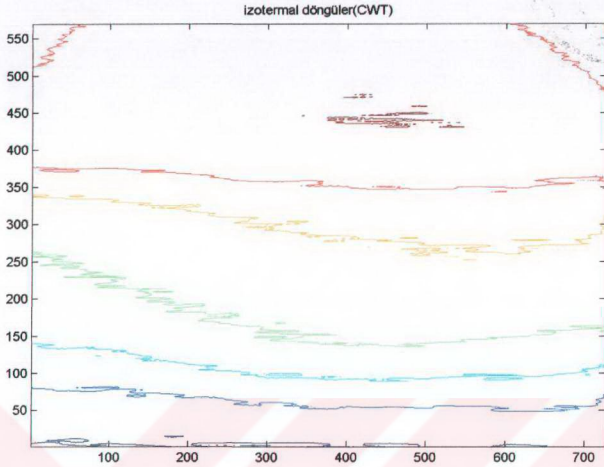
Şekil 5.35. Michelson interferometresi deneyinden FFT ile elde edilen kırılma indisi değişiminin 2 boyutlu grafiği.



Şekil 5.36. Michelson interferometresi deneyinden CWT ile elde edilen kırılma indisi değişiminin 2 boyutlu grafiğı.



Şekil 5.37. Michelson interferometresi deneyinde, sıvıda meydana gelen izotermik hareketler.



Şekil 5.38. Michelson interferometresi deneyinde, sıvıda meydana gelen izotermik hareketler.

Deneylerden elde edilen sayısal sonuçlardan birkaçı tablo 5.1'de gösterilmiştir.

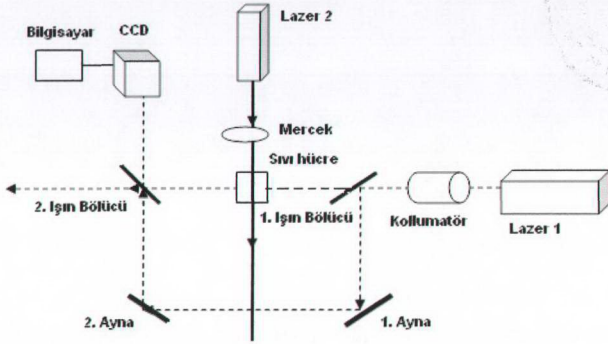
Tablo 5.1. Deneysel ölçümlerin sayısal sonuçları.

$\Delta\phi$ (rad)	Δn	$\Delta T (^{\circ}C)$
2.5	1.25×10^{-5}	0.125
6.42	3.22×10^{-5}	0.322
11.36	5.71×10^{-5}	0.571

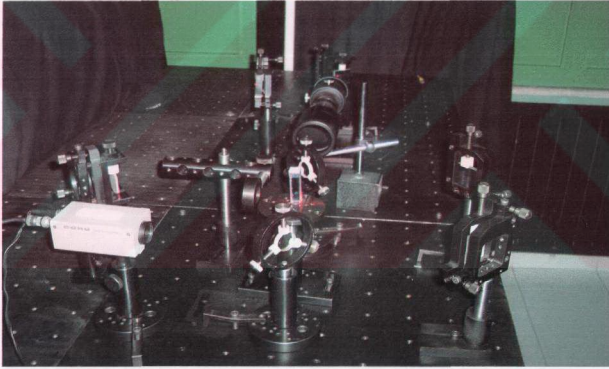
CWT faz metotla elde edilen sonuçlar kıyı etkisi giderilerek verilmiştir[14]. FFT ile elde edilen sonuçlar filtrelemenin ne kadar iyi yapıldığına bağlıdır. Oysaki CWT faz metot, gürültüyü dalgacık dönüşümü yaparken aynı anda filtrelemiş de olur (denoising) [15].

5.2.3. Mach-Zender İnterferometresi Deney Düzeneği

Bu kez ızgara desenini oluşturmak için Mach-zender interferometresi kullanıldı.



Şekil 5.39. Mach-Zehnder interferometresi deney düzeneğinin şematik gösterimi.

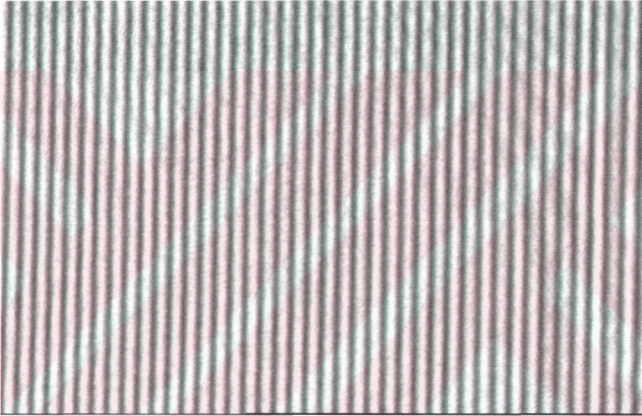


Şekil 5.40. Mach-Zehnder interferometresinin deney düzeneği fotoğrafı.

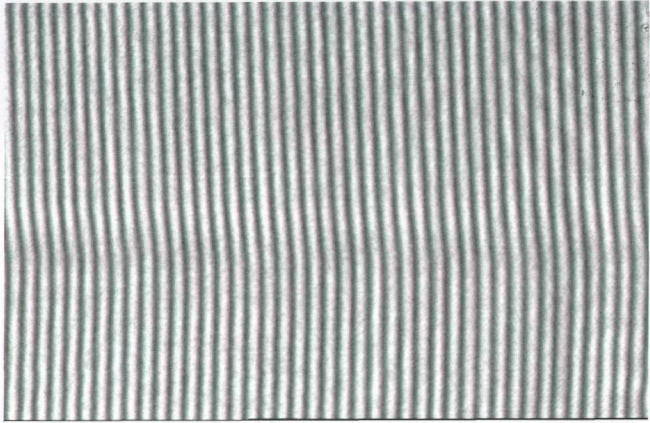
İnterferometrede ışık kaynağı olarak 1.5mW gücündeki HeNe lazer kullanıldı ve bunun dışında kullanılan malzemelerin özelliklerinde bir değişim yapılmadı.

5.2.3.1 Deney ve Analiz

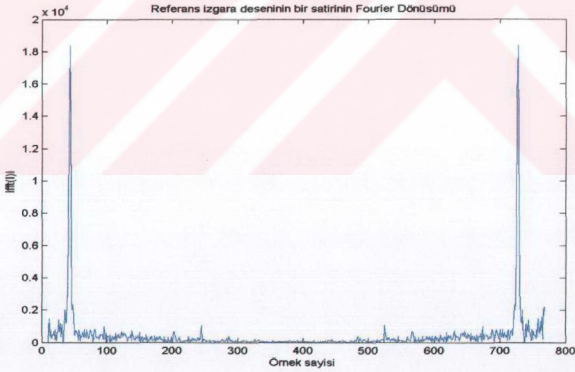
Bölüm 5.2.2. de yapılan işlemler aynen takip edilerek iki görüntü alındı. Bunlardan biri ısıtma işlemi gerçekleşmeden alındı diğeri ise hücre 20 dakika ısıtıldıktan sonra alınarak bilgisayara aktarıldı. Şekil 5.42' ye bakılacak olursa lazer ışını hücrede ilerleme doğrultusu soldan sağa doğrudur. CWT ile analiz yapılırken kenar etkilerini yok etmek için soldan 15 ve sağdan 18 sütun kesilmiştir. Analizler ise yine Fourier ve Dalgacık dönüşümü teknikleriyle karşılaştırmalı yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar aşağıda sırasıyla verilmiştir.



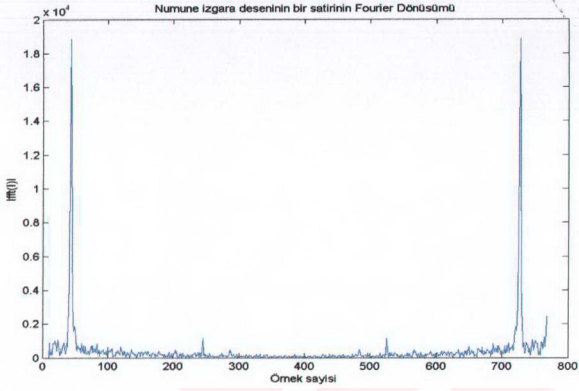
Şekil 5.41. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen ısıtılmamış hücreden alınmış referans ızgara deseni.



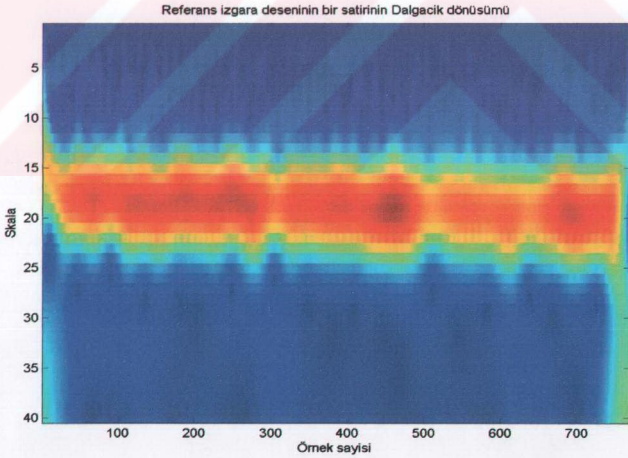
Şekil 5.42. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen, 20 dakika ısıtılmış hücreden alınmış umune ızgara deseni.



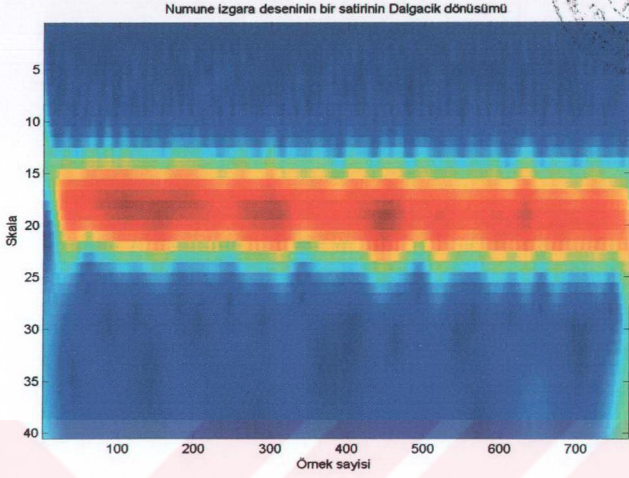
Şekil 5.43. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen eferans görüntünün bir satırının fourier dönüşümü.



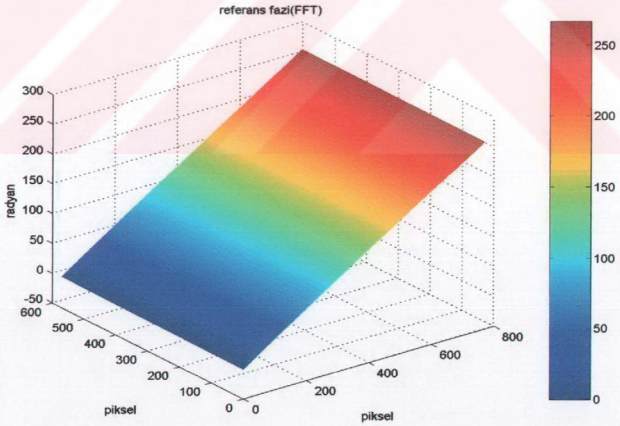
Şekil 5.44 Mach-Zender interferometresi ile elde edilen numune görüntüsünün bir satırının Fourier dönüşümü.



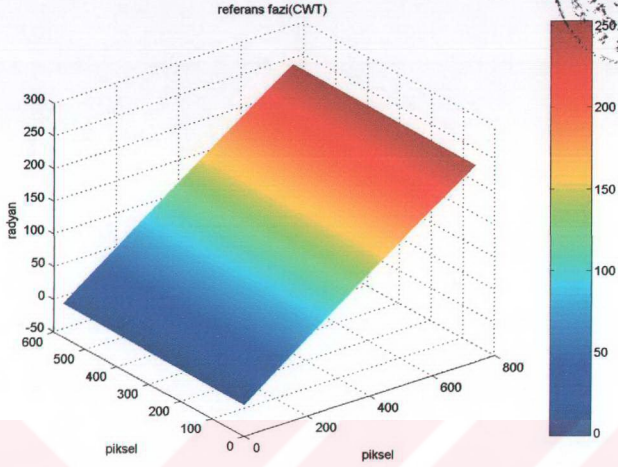
Şekil 5.45. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen referans görüntüsünün bir satırının Dalgacık dönüşümü.



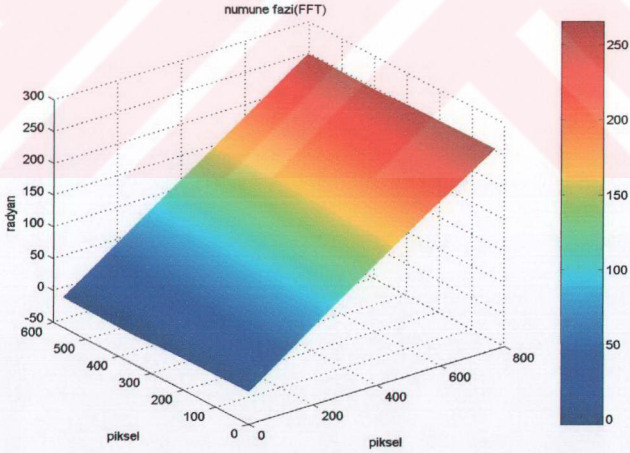
Şekil 5.46. Mach-Zender interferometresi ile elde edilen numune görüntüsünün bir satirinin dalgacık dönüşümü.



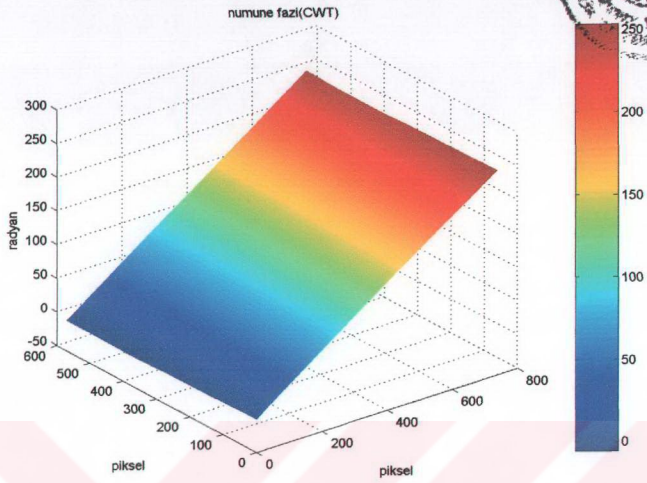
Şekil 5.47. Mach-Zender interferometresi ile oluşturulan referans görüntüsünün FFT ile elde edilen fazı.



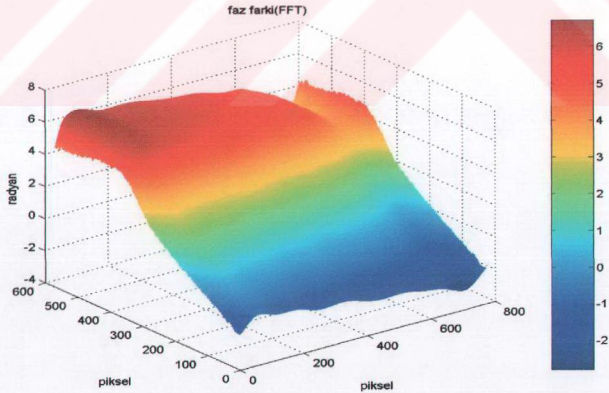
Şekil 5.48. Mach-Zender interferometresi ile oluşturulan referans görüntüsünün CWT ile elde edilen fazı.



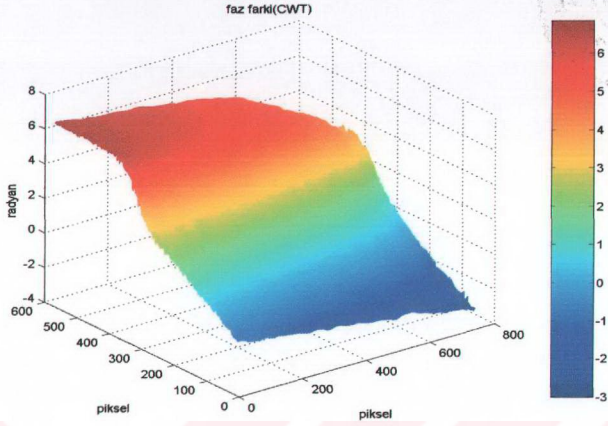
Şekil 5.49. Mach-Zender interferometresi ile oluşturulan umune görüntüsünün FFT ile elde edilen fazı.



Şekil 5.50. Mach-Zender interferometresi ile oluşturulan numune görüntüsünün CWT ile elde edilen fazı.



Şekil 5.51. Mach-Zender interferometresinden FFT ile elde edilen, sıcaklık farkından kaynaklanan 3 boyutlu faz farkı haritası.



Şekil 5.52. Mach-Zender interferometresinden CWT ile elde edilen, sıcaklık farkından kaynaklanan 3 boyutlu faz farkı haritası.

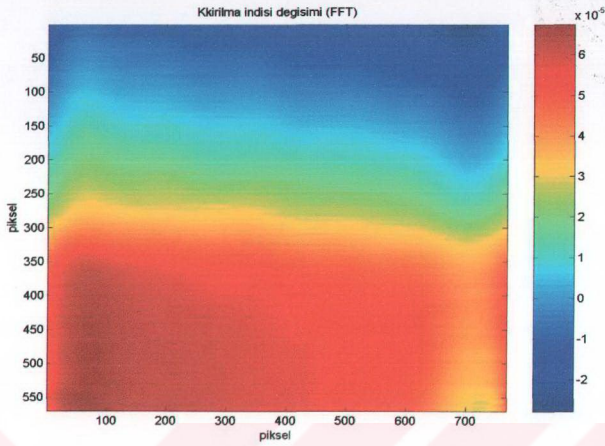
Mach-Zender interferometresi için faz farkı;

$$\Delta\phi(x, y, t) = \frac{2\pi [n(x, y, t) - n_0] e}{\lambda} \quad (5.7)$$

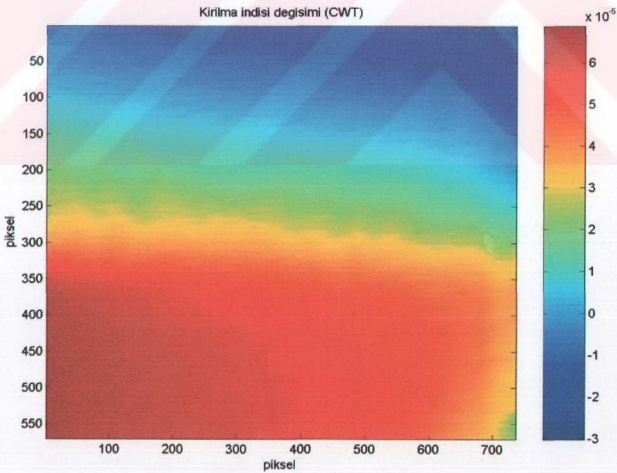
şeklinde ifade edilir. Buradan ise kırılma indisi değişimi;

$$\Delta n = \lambda \Delta\phi / 2\pi e \quad (5.8)$$

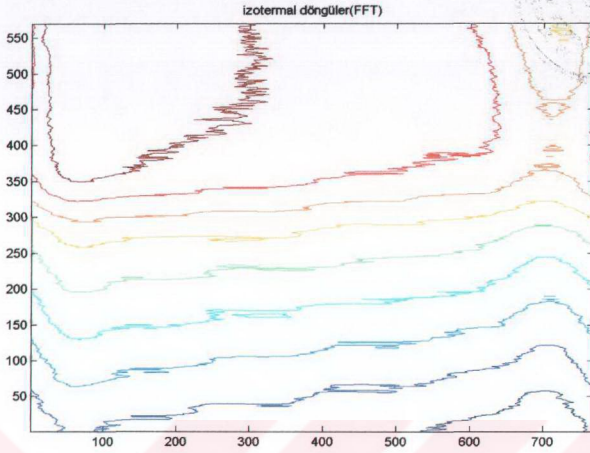
olur. Buradan da bir önceki deneyde izlenen yol takip edilerek sıcaklık değişimi de bulunur.



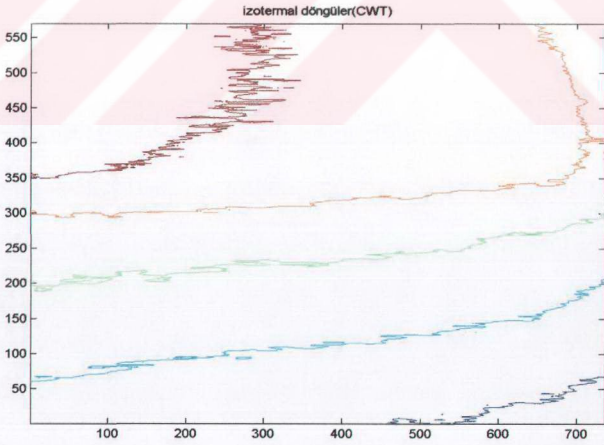
Şekil 5.53. Mach-Zender interferometresiyle yapılan deneyde, hücrede meydana gelen kırılma indisi değışiminin FFT ile elde edilen 2 boyutlu grafiğı.



Şekil 5.54. Mach-Zender interferometresiyle yapılan deneyde hücrede meydana gelen kırılma indisi değışiminin CWT ile elde edilen 2 boyutlu grafiğı.



Şekil. 5.55. Mach-Zender interferometresiyle yapılan deneyde, sıvıda meydana gelen izotermal hareketler.



Şekil 5.56. Mach-Zender interferometresiyle yapılan deneyde, sıvıda meydana gelen izotermal hareketler.

6. DEĞERLENDİRME VE SONUÇ

Bu çalışmada deneysel düzeneklerden elde edilen referans ve numune ızgara deseni örneklerinin Sürekli Dalgacık ve Fourier dönüşümü yöntemleriyle yapılan analizlerinden elde edilen faz farklarından kırılma indeksindeki değişim (ısıl mercekle etkisi) ve sıcaklık haritası elde edilmiştir. Ayrıca gerek Sürekli Dalgacık gerekse de Fourier dönüşüm yöntemlerini test etmek amacıyla simülasyon çalışmaları yapılmış ve bu çalışmalardan çok iyi sonuçlar sağlandığı görülmüştür (bakınız bölüm 5).

Burada matematiksel olarak Fast Fourier (FFT) ve Sürekli Dalgacık dönüşümleri (CWT), fiziksel bir olay olan sıvılardaki termokonveksiyon olayını açıklamak için kullanılmıştır. Deneysel sonuçlar sıvıda lazerle oluşturulan termokonvektif akışların diferansiyel faz haritalarıyla görüntülenmesini sağlamıştır. Böylece sıvılar içerisindeki kırılma indisi ve sıcaklığın nicel ölçümleri yapılabilir.

Deneysel çalışmada kullanılan soğurucu sıvı (Nile Blue etanol çözeltisi) içinde lazer (He-Ne lazer $\lambda=632\text{nm}$, 50mW) tarafından meydana getirilen ısı değişim, lazerin ilerleme doğrultusunun uzaysal eksenini boyunca değişen, ısıl merceğin sürekli serileri olarak tanımlanabilir. Bu eksen deneylerde x eksenini olarak seçildi ve y eksenine ise yerçekimi doğrultusuna denk gelir. Faz haritaları nitelik ve nicelik olarak analiz edildiğinde lazerin oluşturduğu akışa dayanan birkaç olay gözlenir.

Faz haritası lazer ışınının optik yolunun altı ve üstü olmak üzere iki bölgeye ayrılır. Alt tarafta yukarıya doğru bir ısı eğimi içeren sürekli bir faz değişimi gözlenir. Lazerden sıvı tarafından soğurulan ısı sıvı hücrenin serbest yüzeyine doğru transfer edildiği görülür. Üst bölge ise çok ilginç bir davranış görülür. İlk etapta, lazer ışınının soğurulmasından dolayı ısı değişimi, lazer ışınının etrafında gelişir. Bu sıvıda iki ısı akışının ortaya çıkmasına sebep olur, lazer ışınına takip eden eksensel akış ve lazer ışınına normal olan bir merkezcil akış. İkinci etapta lazer ışınının üst kısmında, merkezi ısınan bölgeye geri dönecek şekilde sıvı, dairesel biçimde dolar ve böylece kapalı bir konvektif hareket oluşturulur. Buradan bir sabit sıcaklık dağılımı ve akış deseni elde edilir. Bu sıcaklık dağılımı deneysel olarak bölüm 5'te gösterilen faz farkı haritalarıyla şekil olarak aynıdır.

Deney esnasında ızgara deseni en küçük sarsıntıdan bile etkilendiği için düzenek mümkün olduğunca gürültüden yalıtılmalıdır. Aynalar, ışın bölücüler ve tutucular gibi optik elemanların temizliği ve hareketsizliği sağlanmalıdır. Kullanılan teknikler belli orandaki gürültülerde bile düzgün sonuçlar verebilmektedir. Fakat analizde iki ızgara deseni kullanıldığı için bu etki iki görüntü arasında çok büyük farklılık göstermemelidir. Kayıt işlemi deneylerde 10-20 dakika aldığı için ortamın sıcaklığını sabit tutmak gerekmektedir.

Diğer yandan, sıvının konsantrasyonu ayarlanırken fazla yoğun olmamasına dikkat edilmelidir. Çünkü bu durumda interferometrenin numunenin bulunduğu kolundan gelen ışın zayıf olur ve girişim deseninin bozulmasına sebep olur. Yoğunluk az olduğunda ise bununla orantılı olarak soğurma azalacağından ısının etkisini incelemek zorlaşır. Analizler yapılırken ızgara çizgi sayısı da önemlidir. Eğer çizgi sayısı azalırsa, frekans spektrumunda bozulmalar meydana gelebilir ve bu faz bilgisinin yetersiz olmasına sebep olur. Çizgi sayısı arttığında ise örnekleme kayıpları meydana gelebilir. Örnekleme Nyquist kriterini sağlayacak şekilde yapılmalıdır.

Sonuç olarak, lazer ile ısıtılan bir sıvı hücrede meydana gelen termokonvektif akışın sinyallerin fazından elde edilebileceği görülmüştür. Mach Zender ve Michelson interferometrik teknikleri kırılma indisi değişimini ölçmek için kullanılmıştır. İnterferometrilere elde edilen referans ve nesne fringe desenlerinden FFT ve CWT metotları kullanarak faz değişim bilgileri elde edilmiştir. Bu faz bilgisi kullanılarak kırılma indisi ve sıcaklık değişimi haritaları literatürdekine uygun bir şekilde sağlanmıştır. En iyi sonuçlara filtreleme (denoising) etkisine sahip CWT faz metoduyla ulaşılmıştır.

Bu interferometrik yöntemlerle sinyal işleme için FFT ve CWT algoritmaları kullanılarak, radyasyon, manyetik alan ve basınç gibi farklı fiziksel etkilere maruz kalmış saydam cisimlerdeki kırılma indisi değişimleri de bulunabilir.

KAYNAKLAR

- [1] SELVER, R. VE UGUZ. N. : “Esnek Bölge Konfigürasyonunda Yüzey Gerilimi ile Meydana Gelen Taşınım Akışın Deneysel İncelenmesi”, Gazi Üniv. Müh. Mim. Fak. Der. Cilt:19, No:3, 295-304, 2004
- [2] VELARDE, M.G. and ZEYTOURIAN, R. K. : (2002), “Interfacial Phenomena and the Marangoni Effect”, Springer Wien New York
- [3] ROHLING, J. H., MURA, J., PEREIRA, J. R. D., PALANGANA, A. J., MEDINA, A. C., BENTO, A. N., BAESSO, M. L. : “Thermal Lens Temperature Scanning for Quantitative Measurements in Complex Fluids” , Braz. J. Phys., vol.32, no.2b, São Paulo June 2002
- [4] DA COSTA, G., PARRA, J. E., and MOSQUEDA, F.: “Laser –Induced Migration of Particles Suspended in a Matrix”, Applied Optics, vol.41, No:30, 2002
- [5] DICKMANN, K. (2003, July), “Experiment 10 Michelson Interferometer”, <<http://www.meos.com/PDF/ENP10.pdf>> (Nisan 2005)
- [6] GENÇELİ, O. F. (1989), “Optik Ölçme Metodları”, İstanbul: Teknik Üniversite Matbaası
- [7] ROBINSON, D.W. and REID, G.T. (1993), “Interferogram Analysis”, Bristol and Philadelphia, Institute of Physics Publishing
- [8] FULTIN, W. (2005), “A Few Scanning Tips”, <<http://www.scantips.com/basics1b.html>> (Nisan 2005)
- [9] AYTAÇ, U.: “Dalgacıklara Giriş”, < <http://www.mat.itu.edu.tr/unalmis/dalgacik.doc> >, (Mayıs 2005)
- [10] < <http://omlc.ogi.edu/spectra/PhotochemCAD/html/index> >, (Mayıs 2005)
- [11] < <http://bluebottle.ethz.ch> >, (Mayıs 2005)
- [12] ESCALONA, R.: “Study of Axial Absorption in Liquids By Interferometry”, J.Opt.A: Pure Appl. Opt. 5(2003)5355-5360
- [13] CALATRONI, J., MARCANO, A., ESCALONA, R., SANDOZ, P.: “Visualization and Measurement of a Stationary Thermal Lens Using Spectrally Resolved White Light Interferometry”, Opt. Commu. 138 (1997) 1-5
- [14] CHERBULIEZ, M., JACQUOT, P. and LEGA, X.C.: “Wavelet Processing of Interferometric Signals and Fringe Patterns”, SPE Vol:3813, (July 1999)

- 66
- 
- [15] **SANDOZ, P.** , “Wavelet Transform As a Processing Tool in White-Light Interferometry,” Opt. Lett. 22 14 , 1065–1067 1997
- [16] **LIU, H., CARTWRIGHT, N., BASARAN, C.,** “Sensitivity Improvement in Phase-Shifted Moire Interferometry using 1-D Continuous Wavelet Transform Image Processing”, Opt. Eng. 42(9) 2646-2652,(September 2003)
- [17] **TOMASSINI, P., GIULIETTI, A., GIZZI, L., A., GALIMBERTI, M., GIULIBETTI, D., BORGHESI, M. and WILLI, O.:** “Analysing Laser Plasma Interferograms With a Continuous Wavelet Transform Ridge Extraction Technique: The Method”, Applied Optics, vol:40, No:35, (10 December 2003
- [18] **LIEBLING, M., BERNHARD T., BACHMANN, A., H., FROEHL, L., LASSUER, T., UNSER, M., :** “Continuous Wavelet Transform Ridge Extraction for Spectral Interferometry Imaging”,
<<http://www.its.caltech.edu/~liebling/publications/liebling0501.pdf> > (Mayis 2005)
- [19] **STEEL, W. H. :** (1997) “Interferometry”, Cambridge University Press, Cambridge, New York
- [20] **WATKINS, L. R., TAN, S. M. And BARNES, T.H. :** “Determination of Interferometer Phase Distributions by use of Wavelets”, Opt. Lett. Vol.24, No.13, July 1, 1999
- [21] **CALATRONI, J., SAINZ, C. and ESCALONA, R. :** “ The Stationary Phase in Spectrally Resolved White-Light Interferometry as a Refractometry Tool” , J. Opt. A. Pure. Appl. Opt. 5-(2003) S207-S210
- [22] **CALATRONI, J., SAINZ, C. and ESCALONA, R. :** “ Double Phase Modulation in the Hybrid Spatial-Chromatic Domain As a Refractometry Tool”, Opt. Comm. 177(2000) 39-45



ÖZGEÇMİŞ

1978 yılında Kars'ta doğdu. İlk ve orta öğrenimini Kars'ta tamamladıktan sonra 1997 yılında Balıkesir Üniversitesi Fen Edebiyat fakültesi Fizik Bölümünde lisans eğitimine başladı. 2001 yılında lisans eğitimini bitirerek Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik bölümünde yüksek lisans eğitimine başladı. Çeşitli okul ve dershanelerde fizik öğretmenliği yaptıktan sonra 2004 yılından beri Kafkas Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fen Bilgisi Eğitimi Anabilim Dalında Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktadır.

