

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

LAZER IŞIN KALİTESİ VE IŞIN GÜCÜ ÖLÇÜM
SİSTEMLERİNİN GELİŞTİRİLMESİ VE KARAKTERİZASYONU

BÜŞRA METE
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2017

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

LAZER IŞIN KALİTESİ VE IŞIN GÜCÜ
ÖLÇÜM SİSTEMLERİNİN
GELİŞTİRİLMESİ VE
KARAKTERİZASYONU

BÜŞRA METE
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
PROF. DR. FEVZİ NECATİ ECEVİT

GEBZE
2017

T.R.
GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

DEVELOPMENT AND
CHARACTERIZATION OF LASER BEAM
QUALITY AND BEAM POWER
MEASUREMENT SYSTEMS

BÜŞRA METE
A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF
MASTER OF SCIENCE
DEPARTMENT OF PHYSICS

THESIS SUPERVISOR
PROF. DR. FEVZİ NECATİ ECEVİT

GEBZE
2017

GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 18/01/2017 tarih ve 2017/04 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 13/02/2017 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Büşra METE'nin tez çalışması FİZİK Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Prof. Dr. Necati ECEVİT

ÜYE

: Prof. Dr. Savaş BERBER

ÜYE

: Doç. Dr. İsmail Hakkı, TAYYAR

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

...../...../..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Lazer ışınının karakterize edilmesi, kullanıldığı uygulamaya göre oldukça önemlidir. Lazer ışınının odaklanabilirliği veya kalitesi hakkında M^2 değeri ile bilgi sahibi olunabilir. Ayrıca, bir lazerin performansını kontrol etmenin en temel yöntemi, çıkış gücünü ölçmektir. Bu etkenler, bir lazerin, bir işlemi gerçekleştirme kabiliyetini doğrudan etkiler.

Bu tez, içerisinde üç ana çalışmayı barındırmaktadır. Birinci çalışmada ISO 11146.1 standardı baz alınarak M^2 ölçümlerinin gerçekleştirilebileceği bir hareket sistemi ve bu hareket sistemi üzerine yerleştirilen ticari ışın profil kafaları ile ölçülen değerleri okuyabilecek bir yazılımın geliştirilmesi ile otomatize M^2 ölçüm sisteminin kurulmasıdır.

İkinci çalışmada, %1 belirsizlik değerinden daha iyi olabilecek optik güç ölçüm sisteminin kurulmasıdır. Bu kapsamda yapılan kalorimetre cihazı, düşük lazer güçlerini ölçmek için tasarlanmıştır.

Üçüncü çalışmada güç bölme yönteminde kullanılan UV fused silica bir camın geçirgenlik ve yansıma ölçümleri yapılmıştır.

Çalışmaların sonunda, lazer ışınının kalitesi ve gücü hakkında kendi kurduğumuz sistemlerin yardımı ile bilgi sahibi olunmuş ve bunun üzerine çalışmalar yapılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Lazer, ışın profili, ışın kalite faktörü, gausiyen ışınlar, güç ölçümü, kalorimetre.

SUMMARY

The characterization of the laser beam is very important due to the application in which it is used. The focusing to ability or quality of the laser beam can be informed with the value of M^2 . Also, the most fundamental method of checking the performance of a laser beam is to measure its power output. These factors directly affect a laser's ability to perform a process.

This thesis has three main activities. First work an automated M^2 measurement system was established by developing a software that can read the values by a motion system that M^2 measurements can be performed and commercial beam profile heads placed on this motion system. The developed M^2 measurement system is based on the ISO 11146.1 standard.

Second work is the establishment of an optical power measurement system, which could be better than the 1% uncertainty value. This calorimeter device is designed to measure low laser powers.

Third work , UV fused silica used in the power partition method, was used to measure the permeability and reflection of a glass.

At the end of the work, we have been informed about the quality and power of the laser beam with our own systems and have worked on it.

Key Words: Laser, beam profile, beam quality factor, Gaussian beams, power measurements, calorimeter.

TEŞEKKÜR

Başta, yüksek lisans eğitimimde ve akademik hayatımda desteğini ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyip bilgisi ile bu çalışmanın oluşmasının yolunu açan, çalışmalarımda her zaman destek olan ve bana sabır gösteren, örnek aldığım hocam Dr. Cengiz BİRLİKSEVEN'e,

Bilgi ve önerileriyle bana yön gösteren, destek olan, danışman hocam Prof. Dr. F. Necati ECEVİT'e,

Bütün çalışmam boyunca yanımda olan, bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan değerli çalışma arkadaşlarım Çağrı ŞENEL, Doç. Dr. Haji AHMEDOV, Doç. Dr. Ramiz HAMİD, Cihangir ERDOĞAN, Dr. Ersoy ŞAHİN, Mehmet ÇELİK, Demet ÇAKRAK, Fazilet GENÇ, Hava CAN'a,

Hayatımın her anında benden desteklerini esirgemeyen, ilgi ve sevgilerini her zaman hissettiğim sevgili annem Necla BEREKET, sevgili babam Meftun BEREKET ve canım kardeşime hep yanımda oldukları ve bana güvendikleri için,

ve lisans dönemimden bu yana her çalışmamı can-ı gönülden destekleyen, bana güvenen ve yanımda olan sevgili eşim Emre METE'ye sabrından dolayı en içten teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
TABLolar DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ	1
1.1. Tezin amacı, katkısı ve içeriği	2
2. IŞIK HAKKINDA TEMEL BİLGİLER	3
3. LAZER HAKKINDA TEMEL BİLGİLER	6
3.1. Lazere Genel Bakış	6
3.2. Einstein Katsayıları ve Işığın Madde ile Etkileşimi	7
3.2.1. Soğurma	7
3.2.2. Kendiliğinden Işıma	8
3.2.3. Uyarılmış Işıma	9
3.3. Nüfus Tersinmesi	9
3.4. Lazer Sistemleri	10
3.4.1. İki Seviyeli Sistem	10
3.4.2. Üç Seviyeli Lazer Sistemi	11
3.4.3. Dört Seviyeli Lazer Sistemi	12
4. UZAYSAL ALANDA LAZER IŞIN TANIMI	14
4.1. Lazer Işınının Uzaysal Profili	14
4.1.1. Işın Profiline Türetilmesi	14
4.2. Gausiyen Işımlar	18
4.2.1. Gausiyen Işımların Parlaklık Profili	22

4.2.2. Gausiyen Işın Demetinin Dağılması	23
4.2.3. Gausiyen Işın Demetinin Faz Cepheleri	24
4.3. Kartezyen Koordinatlarda Hermit Gausiyen Işınlar	26
4.4. Silindirik Koordinatta Laguerre-Gausiyen Işınlar	31
4.5. Gaussiyen Işınlar ve Işın Kalite Faktörü	33
4.6. Işın Kalite Faktörünün Standart Ölçümü	36
4.7. Lazer Işın Kalitesi Ölçüm Sistemleri	37
4.7.1. Lazer Işınının Faz Ölçümü, Shack-Hartmann Sensörü	37
4.7.2. Taramalı M^2 Ölçüm Sistemleri	39
4.7.3. Kamera Tabanlı M^2 Ölçüm Sistemleri	40
5. LAZER GÜÇ ÖLÇÜMÜ	42
6. DENEYSEL ÇALIŞMALAR	46
6.1. Lazer M^2 Ölçümlerinde Tekrarlanabilirlik Çalışması	46
6.2. Lazer Işın Güç Ölçümleri	63
6.2.1. UV Fused Silika Camda Işın Bölme Oranı Ölçümleri	63
6.2.2. Düşük Güç Lazer Kalorimetre İmalatı ve Kalibrasyonu	66
7. SONUÇLAR	73
KAYNAKLAR	74
ÖZGEÇMİŞ	76
EKLER	77

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler ve</u>	<u>Açıklamalar</u>
<u>Kısaltmalar</u>	
c	: Işık hızı
μ_0	: Serbest uzayın manyetik geçirgenliği
ε_0	: Serbest uzayın elektriksel geçirgenliği
\mathbf{E}	: Elektrik alan vektörü
\mathbf{H}	: Manyetik alan vektörü
E	: Enerji/Enerji Seviyesi
ν	: Frekans
∇	: Gradyant operatörü
n	: Ortamın kırılma indisi
λ	: Ortamın dalga boyu
λ_0	: Boşluktaki dalga boyu
h	: Planck sabiti
t	: Zaman
k	: Dalga sayısı
ω	: Açısal frekans
ϕ	: Faz sabiti
μ_r	: Ortamın kısmi manyetik geçirgenliği
ε_r	: Ortamın kısmi elektriksel geçirgenliği
E_0	: Dalga genliği
A_{21}	: Kendiliğinden geçiş oranı
B_{21}	: Einstein sabiti
N_2	: İkinci enerji seviyesindeki atom sayısı
N_1	: Birinci enerji seviyesindeki atom sayısı
\vec{D}	: Elektrik akı yoğunluğu
\vec{B}	: Manyetik akı yoğunluğu
\vec{P}	: Polarizasyon (kutuplanma) yoğunluğu
\vec{M}	: Mıknatıslanma (magnetizasyon) yoğunluğu
$\phi(z)$: Guoy faz kayması
z_R	: Rayleigh uzunluğu

- $R(z)$: Lazer ışın demetinin eğrilik yarıçapı
 $W_{x,y}^2$: İkinci derece momentler
 M^2 : Işın kalite faktörü

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil No:</u>	<u>Sayfa</u>
2.1: Elektromanyetik spektrum.	3
2.2: Elektromanyetik dalga, elektrik vektörü E , manyetik vektör H , dik olarak ilerleme yönü.	5
3.1: a) Pompa, b) Rezonatör, c) Lazer Ortamı, d) Lazer.	6
3.2: Soğurma olayı.	8
3.3: Kendiliğinden ışıma (rastgele ışıma).	8
3.4: Uyarılmış ışıma.	9
3.5: İki seviyeli pompalama şeması.	11
3.6: Üç seviyeli pompalama şeması.	11
3.7: Dört seviyeli pompalama şeması.	12
4.1: z-yönünde yayılan Gausiyen küresel ışın demeti.	23
4.2: Demet beli $z=0$ 'da olan, iki lazer ışın demeti.	24
4.3: Gausiyen bir ışın demetinin dalga cephesi eğrilik yarıçapı ve z ilişkisi.	26
4.4: Çeşitli Hermit-Gausiyen lazer ışın modları için yoğunluk dağılımları.	31
4.5: Çeşitli Laguerre-Gausiyen lazer ışın modları için yoğunluk dağılımları.	32
4.6: Işın kalite faktörü, ışın yarıçapı, sapma açısı, Rayleigh uzunluğu.	35
4.7: Işın kalite faktörünün belirlenmesi ve çeşitli konumlarda ışın yarıçapı ölçülmesi için optik kurulum.	36
4.8: Ölçülen ışın yarıçap ve ışın kalite faktörünün yazılım görüntüsü	37
4.9: Shack-Hartmann dalga cephesi sensörünün yapısı.	38
4.10: Taramalı yarık (slit) Işın profili ölçüm kafası.	40
4.11: HeNe lazerin X,Y profili.	40
5.1: NIST lazer güç kalibrasyon sistemi.	43
6.1: M^2 ölçüm sisteminin şematik gösterimi.	47
6.2: CCD kamera ile alınan örnek bir ışın profili ölçümü.	47
6.3: X eksenli çap ölçümleri ve uydurulmuş hiperbolik eğri.	49
6.4: x eksenini için MATLAB ölçüm sonuçları.	50

6.5:	y eksenli φ ölçümleri ve uydurulmuş hiperbolik eğri.	50
6.6:	y eksenli için MATLAB ölçüm sonuçları.	51
6.7:	Revize edilen M^2 ölçüm sisteminin şematik gösterimi.	51
6.8:	M^2 ölçümü için kullanılan yazılımın ekran görüntüsü	52
6.9:	Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ile 20 cm'de alınan ölçüm ekranı.	52
6.10:	Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ile 40 cm'de alınan ölçüm ekranı.	53
6.11:	Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ile 60 cm'de alınan ölçüm ekranı.	53
6.12:	Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ile 80 cm'de alınan ölçüm ekranı.	54
6.13:	Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ölçüm tekrar grafiği	55
6.14:	BP209-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ile lazer ışımına 20 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.	55
6.15:	BP209-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ile lazer ışımına 40 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.	56
6.16:	BP209-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ile lazer ışımına 60 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.	56
6.17:	BP209-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ile lazer ışımına 80 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.	56
6.18:	BP209-VIS/M kamera tabanlı ışın analizör kafası ölçüm tekrar grafiği	57
6.19:	BP106-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ile lazer ışımına 20 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.	58
6.20:	BP106-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ile lazer ışımına 40 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.	58
6.21:	BP106-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ile lazer ışımına 60 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.	58
6.22:	BP106-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ile lazer ışımına 80 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.	59
6.23:	BP106-VIS/M kamera tabanlı ışın analizör kafası ölçüm tekrar grafiği	60

6.24:	Üç cihazdan alınan ışın çapı verilerinin karşılaştırılması.	60
6.25:	Ölçüm yazılım arayüzü.	61
6.26:	Kamera yazılımı ile alınan ham görüntü.	61
6.27:	Ham verinin normalize görüntüsü.	62
6.28:	Datalar sonucu oluşturulan lazere 40 cm uzaklıktaki ışın profili.	62
6.29:	Ölçüm düzeneği, paralel eksen.	63
6.30:	Ölçüm düzeneği, dik eksen.	63
6.31:	1064 nm dalgaboyunda havadan geliş açısına göre fused silica yüzeyin literatürdeki fresnel yansıma grafiği.	64
6.32:	Ölçümlerde kullanılan 1 watt gücündeki 1064 nm dalgaboyunda Nd:YAG lazerle alınan sonuçlar.	65
6.33:	Kalorimetre ısınma ve soğunma eğrileri.	67
6.34:	Güç değerleri ve hata miktarları.	69
6.35:	Isıtma ve soğuma verisi.	70
6.36:	Kalorimetre düzeneği.	71
6.37:	Kalorimetre ısıtma ve soğuma eğrilerinin elde edildiği yazılımın arayüzü.	72

TABLolar DİZİNİ

<u>Tablo No:</u>	<u>Sayfa</u>
5.1: Belirsizlik kaynakları.	39
6.1: Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ölçüm tekrar verileri.	54
6.2: BP209-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ölçüm tekrar verileri.	57
6.3 BP106N-VIS/M Scanslit ışın analizör kafası ölçüm tekrar verileri.	59
6.4 Güç Ölçüm Sonuçları.	65
6.5 Farklı ısıtma güçlerinde soğuma katsayıları, ortalamaları ve standart sapmaları	67
6.6: Isınma eğrilerinden elde edilen mc çarpımı, ortalamaları ve standart Sapmaları.	68
6.7: Sonuçlar, ortalamalar ve standart sapmalar.	68

1. GİRİŞ

Lazer, 1958 yılında keşfinden bu yana eşfazlılık, yüksek oranda tek renklilik (monokromatiklik) ve yüksek güçlere ulaşabilme kabiliyeti sayesinde bilim, askeriye, sağlık, haberleşme ve endüstri gibi bir çok alanda kullanılmaktadır. Lazerin günlük hayattaki ilk kullanımı, 1974 yılında süpermarketlerde barkod okuyucu olarak kullanılmasıyla olmuştur. 1982 yılında hayatımıza giren lazer disk okuyucu ve kompakt disk çalarlar diğer ilk lazer donanımlı cihazlardır.

Bilim insanları, lazer teknolojisini insanların sağlık problemlerini çözmede de kullanmışlardır. Deri hastalıkları, lazerin tıpta en çok kullanıldığı branşlardandır. Bunun dışında, göz hastalıkları, sindirim sistemi, kadın hastalıkları, üroloji, kardiyoloji, diş hekimliği, beyin cerrahisi, kulak burun boğaz ve ortopedi alanlarında da lazerden faydalanılmaktadır.

Lazerin bilimsel alanda kullanımı da çeşitli şekillerde karşımıza çıkmaktadır. Lazer bileşenlerinin dizaynı sayesinde, lazer ışığının spektral saflığı diğer ışık kaynaklarının saflığından daha iyidir. Bu durum lazeri spektroskopi için çok kullanışlı kaynaklardan biri haline getirmiştir. Lazer, bilimsel alanda raman spektroskopisi, uyarım kaynağı olarak ve atomik emisyon spektroskopisinin bir türü olan lazerle uyarılmış kırılım spektroskopisi, atmosferik uzaktan algılama sistemi, ısı işlem, lazer soğutma, fotokimya, lazer tarayıcı, mikroskopi, lineer olmayan optik olayların incelenmesi, holografik teknikler, jeoloji, sismoloji, atmosferik fizik ve uzaktan algılama uygulamalarına lazer tabanlı lidar teknolojisinin uygulanması, astronomide yapay lazer kılavuz yıldızlarının oluşturulması ve adaptif optik teleskoplar için referans nesne olarak ve daha bir çok alanda kullanılmaktadır.

Lazerin askeriyede kullanımı ise, hedef ve uzaklık tayini, savunma için alınan karşı önlemlerde, haberleşmede ve yönlendirilmiş enerji silahlarıyla karşımıza çıkmaktadır.

Bütün bu kullanım alanlarında lazerin görevini etkin olarak yapabilmesi, lazer ışın özelliklerinin çok iyi bir şekilde karakterize edilmesiyle mümkün olur. Karakterizasyon gereksinimini yerine getirmek için bu tez kapsamında lazer ışın kalitesi ve lazer güç ölçümü tanımlanmış ve bu doğrultuda yapılan deneysel çalışmalar anlatılmıştır.

1.1. Tezin Amacı, Katkısı ve İÇeriği

Yukarıda belirtildiği gibi lazerler günümüzde birçok alanda kullanılmaktadır. Kullanıldığı alanların gittikçe yaygınlaşması, lazer ışınının karakterize edilmesini gerekli kılmaktadır. Bu kapsamda, bu tezde lazer ışınının özelliklerini karakterize etme ve bu işlemler için gerek duyulan sistemlerin kurulması üzerine çalışmalar yapılmıştır.

Lazer ışın kalitesi ve lazer g ölçümü ile ilgili sistemler kurulup, bu sistemlerden alınan sonuçlar doğrultusunda kullanılan lazer ışını hakkında daha fazla bilgiye sahip olunmasıyla, lazerinkullanılacak alana yönelik çalışmayı kolaylaştırması hedeflenmiştir.

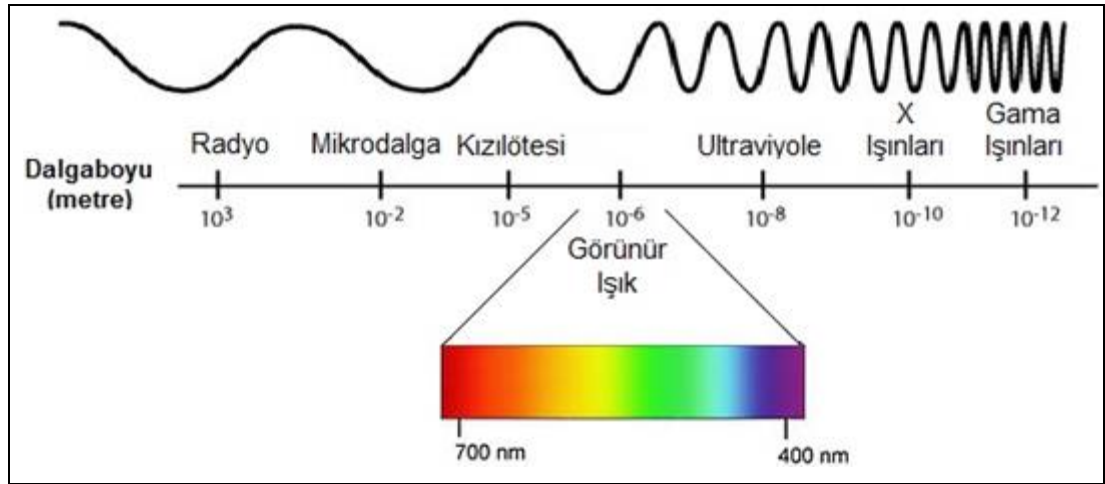
Bu tez kapsamında, öncelikle ikinci bölümde elektromagnetik dalgalar ve ışık hakkında genel bilgi verilmiştir. nc bölümde ise lazerlerin çalışma prensibi, üç seviyeli ve dört seviyeli lazer sistemleri incelenmiş ve Einstein katsayıları ile ışığın madde ile etkileşimi anlatılmıştır. Dördüncü bölümde, uzaysal alanda lazer ışın tanımı başlığı altında, gausiyen ışınlar genel olarak değerlendirilmiş, modlarına göre Hermite-Gausiyen ve Laguerre-Gausiyen olarak adlandırılan ışınlar tanımlanmış ve ışın kalite faktörünün tanımına ve ölçümüne geniş yer verilmiştir. Beşinci bölümde lazer g ölçümü hakkında genel bilgilereve altıncı bölümde lazer M^2 lmleri ve g ölçümleri için yapılan deneysel çalışmalara yer verilmiştir. Son bölümde ise elde edilen sonuçlar anlatılarak ek dosyalar ve kodlar ek olarak eklenmiştir.

2. IŞIK HAKKINDA TEMEL BİLGİLER

17. yüzyılda, Hooke ve Huygens ışık için dalga teorisini, Newton ise tanecik teorisini geliştirmiştir. Young, Malus, Euler ve diğerlerinin bu alandaki çalışmaları da dalga teorisine destek vermiştir. 1864 yılında Maxwell, elektromanyetizma denklemlerinin genel halini ortaya koymuş ve enine elektromanyetik dalgaların (TEM) varlığını göstermiştir. Bu dalgaların serbest uzayda ilerleme hızı aşağıdaki eşitlik ile verilmiştir.

$$c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (2.1)$$

Burada μ_0 ve ϵ_0 sırası ile serbest uzayın manyetik ve elektriksel geçirgenlikleridir.



Şekil 2.1: Elektromanyetik spektrum.

Maxwell teorisi, geniş bir frekans aralığında (dalgaboyunda), elektromanyetik dalgaların üretilme olasılığını destekler. Hertz, 1887 yılında bir indüksiyon makarasının boşalmasıyla kıvılcım aralığı boyunca yerleştirilmiş titreşen elektrik ve manyetik alanları oluşturarak, 10 m civarındaki dalga boyu olan elektromanyetik dalga elde etmiştir. Yukarıdaki elektromanyetik spektrumda da görüleceği üzere, görünür ışık elektromanyetik spektrumun çok küçük bir parçasıdır. 19 yüzyıl boyunca, dalga teorisi kabul edilen tek ışık teorisi olmuştur. Ancak ışığın dalga teorisi, girişim ve

kırınım olaylarını açıklayabiliyorken, ışığın soğurulması ve fotoelektrik etki gibi enerjinin değiş tokuş edildiği durumlara uygulandığında tamamen başarısız olmaktadır. Fotoelektrik etki, aydınlatılmış metal bir yüzeyden elektronların yayılmasıdır ve Einstein tarafından 1905 yılında açıklanmıştır. Einstein enerjinin doğru orantılı yayılmayıp belli bölgelerde yoğunlaştığını ve parçacık gibi davranarak ilerlediğini öne sürmüő ve bu parçacıklara ‘foton’ adını vermiştir [Hawkes, 1995].

Einstein’ın foton teorisi, Planck’ın sıcak cisimlerden ışığın yayılması çalışmasına öncülük etmiştir. Planck’ın çalışmasında ışık enerjisinin bir minimum enerji biriminin katları halinde yayıldığı gözlenmiştir. Bu birim, radyasyonun dalga boyuna bağlıdır ve

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.2)$$

bir quantum olarak adlandırılır.

Einstein parçacık olarak uzayda hareket eden enerji yoğunluğu varsayımı durumunda dalga çözümünün hariç tutulduğunu ifade etmiş ve böylece ışığın çifte doğası ile karşı karşıya gelmiştir. Bu iki teori birbiri ile tamamlayıcıdır. Özellikle ışığın enerji değişimini içeren deneylerde parçacık (foton, quantum) doğası, girişim ve kırınım içeren deneylerde ise dalga doğası hakim olmuştur [Wilson and Hawkes, 2000].

Işık, uzayda ilerleyen zamanla değişen elektrik ve manyetik alanların bileşkesi ile karakterize edilen bir elektromanyetik dalga olarak tanımlanmaktadır. Maxwell, her iki alanı aynı kısmi diferansiyel denklemde göstermiştir.

$$\nabla^2(E, H) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E, H) \quad (2.3)$$

Denklem (2.3) Maxwell dalga denklemi olarak adlandırılır. Bu denklem, alanlardaki değişmelerin, uzayda c ışık hızı ile ilerlediğini söyler. Alanların titreşim frekansı ν , ve boşluktaki dalga boyları λ_0 ise, dalga hızı aşağıdaki denklemle verilir.

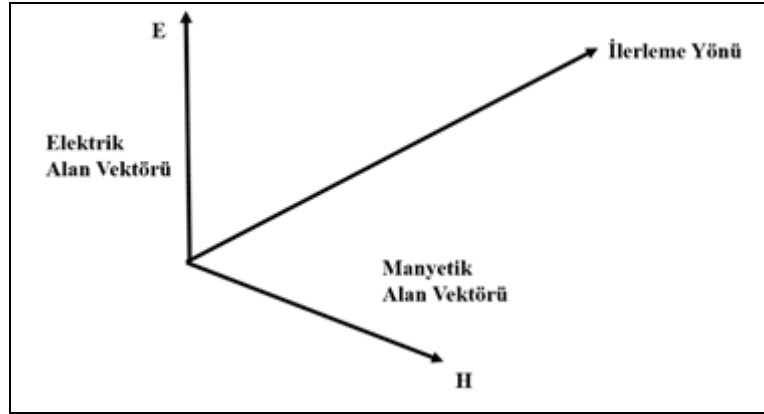
$$c = \nu \lambda_0 \quad (2.4)$$

Diğer ortamlarda ilerleme hızı ise denklem (2.5)'te gösterilmiştir.

$$v = \frac{c}{n} = v\lambda = v \frac{\lambda_0}{n} \quad (2.5)$$

n , ortamın kırıcılık indisi, λ ise ışığın ortamdaki dalga boyudur. n , ortamın kısmi manyetik geçirgenliği (μ_r) ve elektriksel geçirgenliği (ϵ_r) cinsinden denklem (2.6) ile açıklanır.

$$n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \quad (2.6)$$



Şekil 2.2: Elektromanyetik dalganın, elektrik alan E , manyetik alan H vektörleri ve dalga ilerleme yönü.

Şekil 2.2'de elektrik ve manyetik alanların biri diğerine ve her ikisinde ilerleme yönüne dik olarak titreştiği gösterilmiştir. Bu ışık dalgalarının enine dalgalar olması anlamına gelir. En basit dalgalar, sinüzoidal dalgalardır ve denklem (2.7) ile verilir.

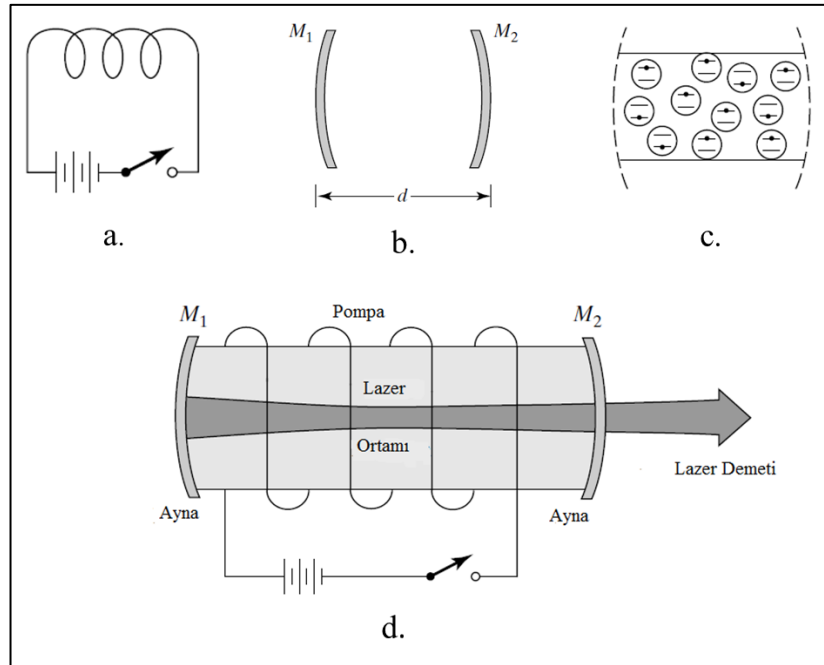
$$E(x, t) = E_0 \cos(\omega t - kx + \phi) \quad (2.7)$$

Burada E elektrik alanının, t anında x noktasındaki değerini, E_0 dalganın genliğini, ω açısal frekansı ($\omega = 2\pi\nu$), k dalga sayısını ($k = 2\pi/\lambda$) ve ϕ faz sabitini gösterir. ($\omega t - kx + \phi$) dalganın fazıdır [Wilson and Hawkes, 2000].

3. LAZER HAKKINDA TEMEL BİLGİLER

3.1. Lazere Genel Bakış

Lazer, geçmiş 50 yıl içinde geliştirilen en önemli optik alettir. 1960'lı yıllarda keşfedilmesinden bu yana, bir çok alanda kullanılmıştır. Bu sayede optiği bilim ve teknolojiye en hızlı gelişen alanlardan biri haline getirmiştir. Özellikle son 10 yıldaki gelişmeler, lazerlerin askeri, sivil ve sağlık sektörlerinde teknolojik altyapıyı geliştirmede çok büyük katkılara sahip olduğunu kanıtlar niteliktedir [Pedrotti et al.,2007]. Lazer kelimesi, “**l**ight **a**mplification by the **s**timulated **e**mission of **r**adiation” (uyarılmış ışının yayınıyla ışığın yükseltilmesi) teriminin baş harflerinden oluşmaktadır. Buradaki önemli kelimeler, yükseltme ve uyarılmış yayındır. Bir lazer sistemi (elektriksel ve optik kaynaklı) pompalanan enerjiyi yoğun, yüksek derecede yönlendirilmiş, hemen hemen monokromatik (tek renkli) elektromanyetik enerjiye dönüştürür. Dış enerji kaynağı veya pompa, bir kazanç ortamı ve bir optik rezonatör olmak üzere 3 temel elemandan oluşmaktadır.



Şekil 3.1: a) Pompalama kaynağı, b) Lazer rezonatörü, c) Lazer aktif ortamı, d) Lazer.

Pompa; optik, elektriksel, kimyasal ve termal enerji kaynağı olabilen, lazerin kazanç ortamında nüfus tersinmesi oluşturan bir dış enerji kaynağıdır. Rezonatör; iki karşılıklı aynadan oluşur ve aynalardan biri %100 yansıtıcı iken diğerinin yansıtıcılığı lazer ışığının çıkışına izin vermesi için %100'den biraz daha azdır. Rezonatör, lazer ortamında fotonları ileriye ve geriye yönlendiren optiksel “geri besleme” aletidir. Lazer ortamı veya kazanç ortamı; nüfus terslemesi ve uyarılmış yayılım ışığın yükseltilmesini sağlamak için beraber çalışır [Pedrotti et al.,2007]. Bu ortamın en önemli özelliği, lazer atomlarının iki enerji seviyesi arasında nüfus tersinmesi gerçekleştirmesidir. Nüfus tersinmesini anlayabilmek için, ışığın madde ile etkileşimini anlayabilmek gerekir.

3.2. Einstein Katsayıları ve Işık Madde İle Etkileşimi

1916 yılında, Einstein atomik spektral çizgide meydana gelen üç işlem önermiştir. Bu işlemler, soğurma, kendiliğinden ışımaya ve uyarılmış ışımadır. Her biri Einstein katsayısı ile ilişkilidir. Bu katsayılar söz konusu işlemin oluşumunun olasılığını ölçmektedir [Web 1, 2014].

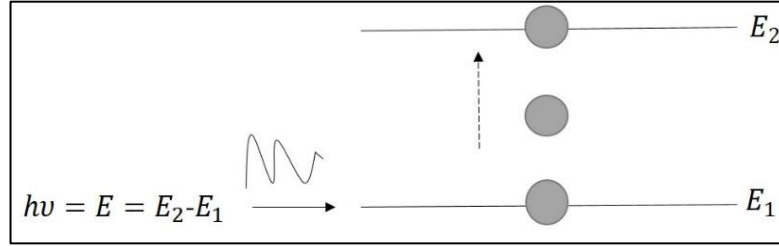
3.2.1. Soğurma

Bir atoma, frekansı ν olan, elektro manyetik dalga (foton) çarptığında, dalganın sahip olduğu enerji atom tarafından soğurulur. Düşük enerji seviyesindeki atom, foton soğurarak bir üst enerji seviyesine çıkar böylece atomun enerji seviyesinde artışa sebep olur. Atom her fotonu değil, sadece enerjisi iki enerji düzeyi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan fotonları soğurur. Bu işlem, Einstein katsayısı B_{12} ($J^{-1}m^3s^{-2}$) ile ifade edilir. Birim zamanda taban durumundaki atomların (n_1) yoğunluklarındaki değişiklik aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$\left(\frac{dn_1}{dt}\right) = -B_{12}n_1\rho(\nu) \quad (3.1)$$

$$\rho(\nu) = 8\pi h\nu^3/c^3 \quad (3.2)$$

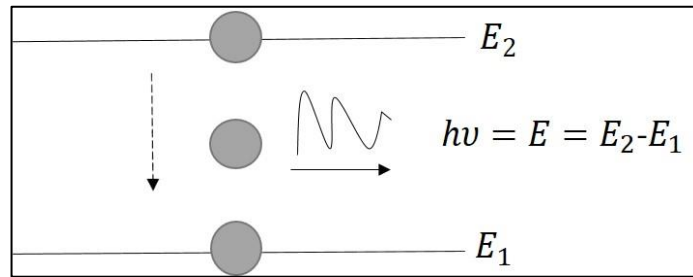
- E = Fotonun Enerjisi
- E_2 = Yüksek Seviyedeki Enerji
- E_1 = Taban Seviyedeki Enerji
- h = Planck Sabiti (6.62×10^{-34} Js/Molekül)
- ν = Lazer ışığının frekansı



Şekil 3.2: Soğurma.

3.2.2. Kendiliğinden Işıma

Yüksek enerji seviyesinde bulunan bir atomun, kendiliğinden foton yayarak düşük seviyeli atom haline geçmesidir. Yayılma genişgüzel şekilde olmaktadır.



Şekil 3.3: Kendiliğinden ışıma.

Bu işlem, Einstein katsayısı A_{21} (s^{-1}) ile tanımlanır. Enerji-zaman belirsizlik kuralı ile, geçiş spektral çizgi genişliği denilen dar bir frekans aralığındaki fotonları üretir. E_2 seviyesindeki atomların yoğunluk sayısındaki değişim aşağıdaki şekilde tanımlanır.

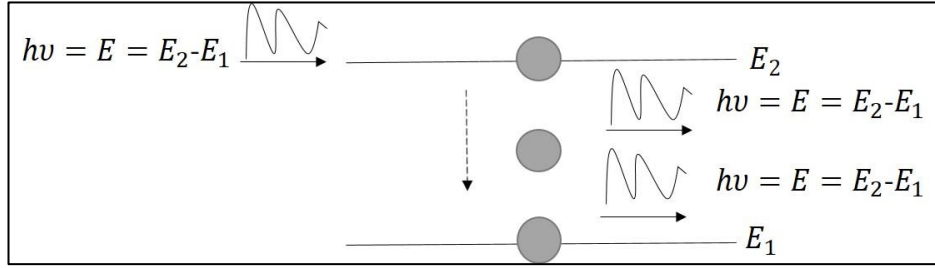
$$\left(\frac{dn_2}{dt}\right) = -A_{21}n_2 \quad (3.3)$$

Aynı işlem, taban seviyesinin nüfusunun artmasıyla sonuçlanır.

$$\left(\frac{dn_1}{dt}\right) = A_{21}n_2 \quad (3.4)$$

3.2.3. Uyarılmış Işıma

Yüksek enerji seviyesinde bulunan atom, foton zorlanması ile düşük seviyeli atomun bulunduğu seviyeye iner. Uyarılmış atom, küçük bir elektrik dipol gibi davranır ve sağlanan dış alan ile salınır. Bu salınımın sonuçlarından biri, elektronların daha düşük enerji seviyesine bozunmalarıdır. Fotondan kaynaklı elektromanyetik alanın oluşmasıyla, aynı faza ve aynı yöne sahip bir foton daha açığa çıkar buna uyarılmış foton denir ve bu olay uyarılmış ışıma olarak adlandırılır. Termodinamik görüşe göre, bu işlem negatif soğurmadır [Web 1, 2014].



Şekil 3.4: Uyarılmış ışıma.

Bu işlem, Einstein katsayısı B_{21} ($J^{-1}m^3s^{-2}$) ile tanımlanır. Birim zamanda taban durumundaki atomların yoğunluk sayısındaki değişim aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$\left(\frac{dn_1}{dt}\right) = B_{21}n_2\rho(\nu) \quad (3.5)$$

3.3. Nüfus Tersinmesi

Lazerin temeli, atom enerji düzeyleri arasındaki elektron geçişleri ile oluşan ışık fotonlarına dayanmaktadır. Her atomun belirli bir iç enerjisi vardır. Minimum enerji prensibine göre bunu en düşük enerji konumunda tutma eğilimindedir. Bu minimum enerjili olduğu duruma o atomun ‘taban enerji seviyesi’ denir (E_1 enerji seviyesi). Atomun bu konumdan daha yüksek enerjili olduğu konumlarda olabilir. Bu

konumlardaki atoma ‘uyarılmış atom’, buldukları seviyeyede ‘uyarılmış enerji seviyesi’ denir (E_2 enerji seviyesi). Burada atomun elektronları bir alt enerji seviyesinden, bir üst enerji seviyesine çıkarlar ve atomun enerji seviyesi bu şekilde yükselir. Ayrıca E_2 ve E_1 arasındaki geçişten lazer ışığı elde edebilmek için atomların E_2 seviyesinde kalma süreleri, E_1 seviyesindeki kalma sürelerinden uzun olmalıdır. Ancak bu şekilde E_2 seviyesinde bulunan atomların sayısı daima artmış olur. Nüfusun tanımı, verilen seviyedeki birim hacim başına düşen atom sayısına ‘o seviyenin nüfusu’ şeklinde yapılabilir. Termal dengedeki atomlardan oluşan bir sisteme ışık düşürüldüğünde, taban durumunda bulunan atomların sayısı uyarılmış atomlarda bulunanlardan çok daha fazla olduğundan genellikle net bir soğurma enerjisi söz konusudur. Bu durumda, normal olarak foton soğurabilecek E_1 enerji düzeyindeki atom sayısı, foton yayımlayabilecek E_2 , E_3 enerji düzeylerindeki atom sayısından çok daha fazladır. Durum böyle olmakla birlikte, uyarılmış bir durumdaki atom sayısı taban durumundakinden daha fazla olacak şekilde sistem tersine çevrilebilirse, net olarak foton yayınlanması elde edilebilir. Böyle bir durumun oluşturulmasına nüfus tersinmesi denir.

Nüfus tersinmesinde, en azından yüksek enerji seviyelerinden biri, düşük enerji seviyelerinden daha fazla atoma sahip olmalıdır. Öyleyse, lazerler termal dengede çalıştırılmazlar. Üst enerji seviyelerine pompalama ile nüfuslandırılırlar. Nüfus tersinmesi sonucu foton yayarak çalışırlar [Web 2,2014].

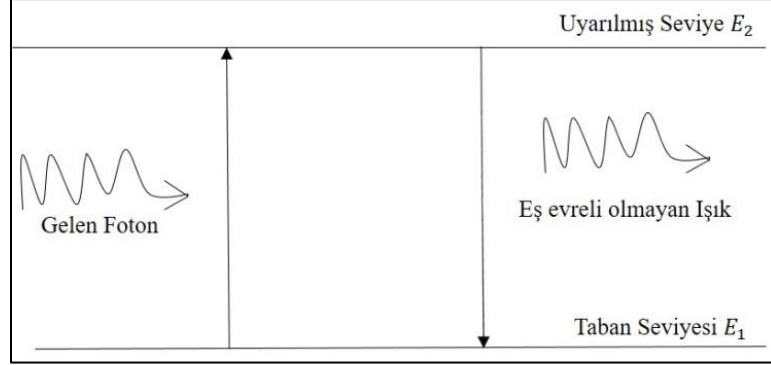
Tersinme denmesinin sebebi, birçok tanıdık ve genel fiziksel sistemde bu mümkün değildir. Lazer biliminde bu durum önem taşır. Çünkü standart bir lazerin çalışabilmesi için nüfus tersinmesi gerekli bir adımdır.

3.4. Lazer Sistemleri

3.4.1. İki Seviyeli Sistem

İki seviyeli sistem, taban enerji seviyesi ve uyarılmış enerji seviyesi olmak üzere iki enerji seviyesini içermektedir. Atom, foton enerjisini soğurur ve taban seviyesinden uyarılmış seviyeye çıkar. Bu durumda, uyarılmış ışımının gerçekleşmesi oldukça zordur. Çünkü elektron kendiliğinden taban enerji seviyesine geri döner (10^{-8}). Uyarılmış ışımının gerçekleşmesi için zaman yoktur. Bu nedenle iki seviyeli

pompalama düzeneğinde sadece kendiliğinden ışıma gerçekleşir. Ayrıca aynı sebepten dolayı, uyarılmış seviyedeki atom yoğunluğu (n_2), her zaman taban seviyesindeki (n_1) atomların yoğunluğundan azdır.

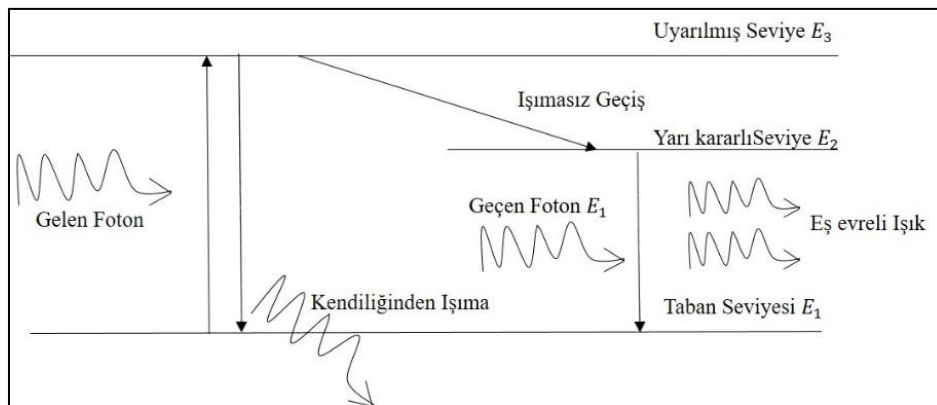


Şekil 3.5: İki seviyeli pompalama şeması.

Böylece elektron etkin uyarım yapabilmesi için uyarılmış seviyede daha fazla kalması gerekir. Taban durumu ve uyarılmış seviye arasında bir enerji seviyesi daha tanımlamak bu problemi çözer. Bu seviyeye yarı kararlı seviye denir. Yarı kararlı seviye, taban seviyesi ile uyarılmış seviye arasındaki enerji seviyesidir. Bu seviye, uyarılmış seviyeden daha kararlıdır ve elektron bu seviyede yaklaşık 10^{-3} - 10^{-2} saniye kalır ve bu süre kendiliğinden ışıma için yeterlidir.

3.4.2. Üç Seviyeli Lazer Sistemi

Bu lazer sistemi, taban enerji seviyesi, uyarılmış enerji seviyesi ve yarı kararlı seviye (taban seviye ve uyarılmış seviye arasında) den oluşur.

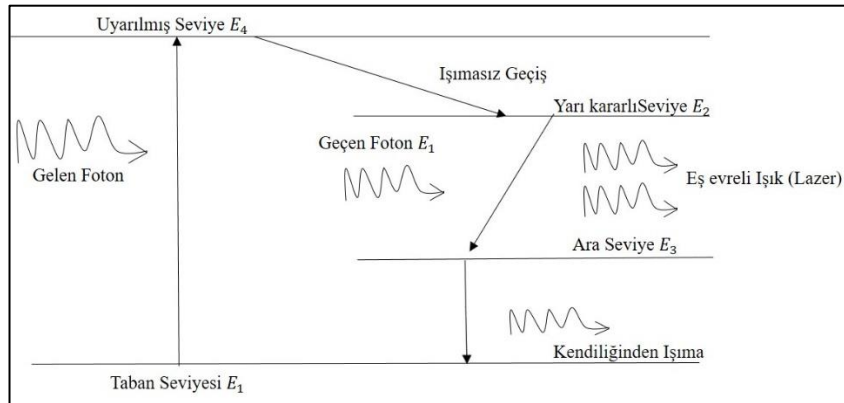


Şekil 3.6: Üç seviyeli pompalama şeması.

Şekil 3.6’da, taban enerji seviyesindeki (E_1) atom, foton enerjisini soğurur ve uyarılmış seviyeye (E_3) çıkar. Kısa bir süre içinde (kendiliğinden) atom yarı kararlı seviyeye (E_2) iner (Diğerine nispeten daha fazla burada kalır 10^{-3} - 10^{-2}). Bu süre nüfus tersinmesinin oluşması ve lazer ışığının yükseltilmesi için yeterlidir. Yarı kararlı durumdaki atom taban seviyesine iki eşfazlı lazer ışınının emisyonu ile taban seviyesine döner. İki eş fazlı ışın, diğer iki uyarılmış atomu uyarır ve dört haline gelir. Dört ışın sekiz olur her defasında ışık yükseltilerek devam eder. Ruby lazer ve Nd:YAG gibi katıhal lazerleri örnek verilebilir. Optik pompalama ile bu lazerde nüfus terslenmesi başarılıdır. Etkin bir şekilde uyarılmış ışımaya başarılmasına rağmen, birçok kez kendiliğinden ışımaya maruz kalır. Bu sebeple, uyarılmış ışınların sayısı diğer atomları uyarmak yerine uyarılmış soğurmaya sebep olur böylece lazer eylemi bozunur ve sonuç olarak durur. Lazer sürekli olmayan atımlı formunda olur.

3.4.3. Dört Seviyeli Lazer Sistemi

Bu lazer sistemi, taban enerji seviyesi, uyarılmış enerji seviyesi, yarı kararlı seviye ve ara seviye (taban seviyesi ve yarı kararlı seviye arasında) olmak üzere dört enerji seviyesi içerir.



Şekil 3.7: Dört Seviyeli Pompalama Şeması.

Şekil 3.7’de, taban seviyesindeki atom (E_1), foton enerjisini soğurur ve uyarılmış seviye (E_4)’e zıplar. Kısa bir süre içinde (kendiliğinden) atom yarı kararlı seviyeye döner (Diğerine nispeten daha fazla burada kalır 10^{-3} - 10^{-2}). Bu sürede, nüfus tersinmesi yarı kararlı seviye ve taban seviyesi arasında başarılmaz. Çünkü bu durum yarı kararlı seviye ve ara seviye arasında gerçekleşir. Bu ara enerji seviyesi (E_2)

pratikte boştur ve yarı kararlı seviye (E_3) tamamıyla doludur. Böylece nüfus terslenmesi etkin bir şekilde başarılır ve E_3 'ten E_2 'ye geçiş eş evreli ışımaya emisyonu tarafından meydana gelir. Sonuç olarak, atom E_2 seviyesinden taban seviyeye kendiliğinden ışımaya ile gider. HeNe lazer, CO₂ lazer ve gaz lazerleri örnek verilebilir. Bu metodun avantajı; kendiliğinden ışımayaın az olması, pompalama için daha az enerjiye ihtiyaç duyulmasıdır.

Lazer ışığı, çıkış gücüne ve dalga boyuna bağlı olarak farklı özellikler gösterir. Lazer ışığının bir çoğu tek renklidir, yani monokromatiktir. Bütün dalgaların birbiriyle tam uyumlu olması sebebiyle lazer ışığı eş evrelidir. Dağılmaz olması ve yön verilebilir olması diğer özelliklerindedir.

4. UZAYSAL ALANDA LAZER IŞIN TANIMI

Odaklama optiğinin (focusing optic) odak düzleminde, lazer ışınının yoğunluk dağılımı önemlidir. Bu yoğunluk dağılımı, gelen lazer ışınının başlangıç yoğunluğu ve bu ışının dalga cephesi profili tarafından belirlenir. Odak düzleminde yoğunluk dağılımına ek olarak, odak düzleminin yakınındaki yoğunluk dağılımı da ayrıca önemlidir. Gausiyen ve yassı (flat-top) yoğunluk profiline sahip basit bir lazer ışını için, odak düzlemine yakın yoğunluk dağılımı analitik olarak tanımlanabiliyorken, rastgele (arbitrary) ışın profiline sahip lazer ışınları için bu durum kolay olmamaktadır.

Araştırmacılar, basit bir ölçü kullanarak lazer ışını karakterize etmeyi denemişler ve bu deneme ile, özellikle odak düzleminin yakınındaki, bir lazer ışınının yayılma özelliğini tanımlayabilen ışın kalite faktörünü bulmuşlardır. Bu faktör ile lazer ışınının en küçük odak noktası boyutuna nasıl ulaşabileceği hesaplanmaktadır.

4.1. Lazer Işınının Uzaysal Profili

Bu kısımda, lazer ışınının elektrik alan denklemi türetilecektir. Türetilen elektrik alan, ışın modu olarak tanımlanan özel bir dağılıma sahiptir ve bu durum çoğunlukla lazerin iç ısınma soğuma mekanizmaları ve geometrisi tarafından belirlenir. Lazer ışın modları, Hermite-Gausiyen modlar ve Laguerre-Gausiyen denklemleri ile ifade edilebilir. Hermite-Gausiyen ve Laguerre Gausiyen denklemleri, Maxwell parabolik dalga denkleminin özel çözümleridir.

4.1.1. Işın Profiline Türetilmesi

Lazer ışını, yük ve akımın olmadığı ortamda yayılırsa, Gausiyen birimlerde Maxwell denklemleri aşağıdaki gibi olur.

$$\nabla_x \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (4.1)$$

$$\nabla_x \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0 \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.4)$$

\vec{E} ve \vec{H} elektrik ve manyetik alanlardır. Buna ek olarak, \vec{D} ve \vec{B} elektrik ve manyetik akı yoğunluklarıdır ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} \quad (4.5)$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \quad (4.6)$$

Polarizasyon (kutuplanma, \vec{P}) ve mıknatıslanma (magnetizasyon, \vec{M}) yoğunlukları

$$\vec{P} = \chi\vec{E} \text{ ve } \vec{M} = \eta\vec{H} \quad (4.7)$$

eşitlikleri ile verilir. Bu eşitlikler kullanılarak elektriksel ve manyetik akı yoğunlukları

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} \text{ ve } \vec{B} = \mu\vec{H} \quad (4.8)$$

şeklinde tanımlanır. Burada ε ve μ sırası ile elektriksel ve manyetik geçirgenliklerdir. Eğer iki ortam arasında ortak yüzey varsa, \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} ve \vec{B} bu arayüzde sürekli olmalıdır. Bu süreklilik, ortamın arayüzeyinde süreklilik durumu olarak bilinir. \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} ve \vec{B} sürekli olması durumu,

$$\hat{n}x(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0, \hat{n}x(\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (4.9)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0, \hat{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (4.10)$$

eşitlikleri söz konusu olacaktır.

(4.5) ve (4.6) denklemleri kullanılarak ve (4.1) ile (4.2) denklemleri gradyant operatörü ile (∇x) çarpılması sonucu, elektrik ve manyetik alanlara ait aşağıdaki eşitlikler elde edilir.

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y, z, t) \quad (4.11)$$

$$\nabla_x \nabla_x \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \nabla_x \vec{M} \right] \quad (4.12)$$

$$\nabla_x \nabla_x \vec{H} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \left[\nabla_x \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial t^2} \right] \quad (4.13)$$

Elektrik ve manyetik alanlar, zamansal (temporal) alanda ω frekansına sahip, harmonik osilatör gibi davrandığından, $\frac{\partial}{\partial t}$ yerine $-i\omega$ konulabilir. $k = \frac{\omega}{c}$ (c ışık hızı) ilişkisi kullanılarak, denklem (4.12) ve (4.13) aşağıdaki şekli alır.

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(x, y, z) \quad (4.14)$$

$$\nabla_x \nabla_x \vec{E}(\vec{r}) - k^2 \vec{E}(\vec{r}) = 4\pi \left[k^2 \vec{P}(\vec{r}) + ik \nabla_x \vec{M}(\vec{r}) \right] \quad (4.15)$$

$$\nabla_x \nabla_x \vec{H}(\vec{r}) - k^2 \vec{H}(\vec{r}) = 4\pi \left[-ik \nabla_x \vec{P}(\vec{r}) + k^2 \vec{M}(\vec{r}) \right] \quad (4.16)$$

Elektrik alanın serbest uzayda (vakum), ilerlediğini varsayarsak, polarizasyon ve mıknatıslanma yoğunlukları sıfır olur. Bu durumda, (4.15) ve (4.16) denklemlerinin sağ tarafı sıfır olacağından sonuç olarak aşağıdaki eşitlikler elde edilmiş olunur.

$$\nabla_x \nabla_x \vec{E}(\vec{r}) - k^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (4.17)$$

$$\nabla_x \nabla_x \vec{H}(\vec{r}) - k^2 \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (4.18)$$

BAC-CAB vektör özdeşliği kuralı kullanılarak denklem (4.17) elektrik alan için çözüldüğünde, aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\nabla \nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}) - \nabla \cdot \nabla \vec{E} - k^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (4.19)$$

Manyetik alanın büyüklüğü dışında ki tüm özellikleri elektrik alan ile aynı olacağından sadece elektrik alan dikkate alınır. Yük ve akımın olmadığı ortam göz önüne alındığından, elektrik alanın sapması sıfırdır ($\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0$). Sonuç olarak, elde edilen, elektrik alan ifadesi aşağıdaki denklemde verilmiştir.

$$\nabla \cdot \vec{E} + k^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (4.20)$$

Serbest uzayda, elektrik alanın yayılımını ifade eden dalga denkleminin genel hali böylelikle türetilmiştir. Bu çözüm, tek bir düzlemde kutuplanmış elektrik alan için geçerlidir. Bir çok durumda, Kartezyen koordinatlarda z yönünde ilerleyen elektrik alan, tek yönde (Kartezyen koordinatlarda x veya y yönü gibi) doğrusal polarizedir. Yukarıdaki dalga denkleminin çözümü, x polarize ve z yönünde ilerleyen bir elektrik alan için aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\vec{E}(\vec{r}) = \hat{i}E(x, y, z)e^{ikz} \quad (4.21)$$

Denklem (4.21), denklem (4.20) de yerine konularak, (4.22) denklemi elde edilir.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \hat{i}E(x, y, z)e^{ikz} + \hat{i}k^2 E(x, y, z)e^{ikz} = 0 \quad (4.22)$$

Denklem (4.22), homojen *Helmholtz denklemi* olarak adlandırılır. Bu denklem, kaynaktan bağımsız (ortamda yük ve akımın olmadığı) uzayda elektromagnetik dalganın ilerlemesini tanımlar. Denklem z değişkenine göre türevi alınarak, denklem (4.23) ve (4.24) elde edilir.

$$\frac{\partial}{\partial z} E(x, y, z)e^{ikz} = ikE(x, y, z)e^{ikz} + \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} e^{ikz} \quad (4.23)$$

ve

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} E(x, y, z) e^{ikz} &= -k^2 E(x, y, z) e^{ikz} \\ &+ 2ik \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} e^{ikz} + \frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial z^2} e^{ikz} \end{aligned} \quad (4.24)$$

Birçok durumda, dalganın ilerleme yönünde (z yönü), elektrik alan büyüklüğü yavaşça değişir. Bu yavaş değişim, aşağıdaki yaklaşımın yapılmasını mümkün kılar (yavaş bir şekilde değişen yaklaşım):

$$\left| \frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll 2 \left| \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} \right| \quad (4.25)$$

Denklem (4.22) bu şart kullanılarak tekrar düzenlenirse, denklem aşağıdaki şekli alır. Bu denklem *Maxwell parabolik dalga denklemi* olarak adlandırılır.

$$\frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} = 0 \quad (4.26)$$

Denklem (4.26), kartezyen koordinat sisteminde, z yönünde doğrusal polarize elektrik alanının nasıl ilerlediğini tanımlar [Duarte, 2010].

4.2. Gausiyen Işımlar

Maxwell parabolik dalga denklemi'nin en kolay çözümü,

$$E(x, y, z) = E_0 \quad (4.27)$$

ifadesidir. Bu denkleme, zaman ve z eksenini ilerlemesi de eklenerek düzlem dalga çözümü aşağıdaki gibi elde edilir.

$$E(x, y, z, t) = E_0 e^{i(kz - \omega t + \phi)} \quad (4.28)$$

Maxwell parabolik dalga denkleminin diğer bir çözümü için, aşağıdaki şekilde tahmini bir çözüm de gösterilmiştir.

$$E(x, y, z) = E_0 e^{i\left\{p(z) + \left[\frac{k(x^2 + y^2)}{2q(z)}\right]\right\}} = E_0 e^{i\left\{p(z) + \left[\frac{kp^2}{2q(z)}\right]\right\}} \quad (4.29)$$

Denklem (4.29), E , ρ ve z ' ye bağılı olduğundan, z eksenine göre simetrik simetriye sahip olur ve artık bu eşitlikte silindirik koordinatlar kullanılmıştır. Denklem (4.29), Maxwell parabolik dalga denkleminde yerine yazıldığında, dalga denklemi

$$\frac{2ikE}{q} - \frac{k^2}{q^2} \rho^2 E - 2kE \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{k^2}{q^2} \rho^2 E \frac{\partial q}{\partial z} = 0 \quad (4.30)$$

formunu alır. Bu denklem (ρ^2) 'nin üsleri cinsinden yeniden düzenlenirse,

$$\left[\left(\frac{2ik}{q} - 2k \frac{\partial p}{\partial z} \right) (\rho^2)^0 + \left(\frac{k^2}{q^2} \frac{\partial q}{\partial z} - \frac{k^2}{q^2} \right) (\rho^2)^1 \right] E = 0 \quad (4.31)$$

elde edilir ve bu ifade bütün ρ 'lar için çözüm olacaksa, (ρ^2) 'nin bir üssünü çarpan her faktör ayrı ayrı sıfır olmalıdır. $(\rho^2)^0$ ve $(\rho^2)^1$ 'in katsayıları sıfıra eşitlendiğinde,

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{i}{q} \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = 1 \quad (4.33)$$

elde edilir ve denklem (4.33) denkleminin integrali alınarak aşağıdaki ifadeye ulaşılır.

$$q(z) = q(0) + z \quad (4.34)$$

$q(z)$ genelde kompleks bir fonksiyondur. z -koordinatı elbette gerçektir (gerçel), bu sebeple $q(0)$ kompleks olmalıdır. $q(0)$ 'ın gerçek ve sanal kısımları, Gausiyen demetlerinin birini diğerinden ayıran parametrelerinin ikisidir. q uzunluk boyutuna sahip olduğundan, $q(0)$ 'ın gerçek ve sanal kısımları, z_{0R} ve z_{0I} olarak alındığında, $q(0) = z_{0R} + iz_{0I}$ olur. $z=0$ düzlemini, $q(z)$ 'nin sanal olduğu düzlem olarak seçmek uygun olur.

Bunun sonucunda, $z_{0R} = 0$ olur ve $q(0) = iz_{0I}$ biçimini alır. $z=0$ için, x ve y sonsuza gittiğinde, alan genliğinin sınırsız büyümemesi için, $q(0)$ 'ın sanal bileşeninin negatif olması gerektiğini ifade eder.

$$q(z) = z - iz_0 \quad (4.35)$$

$q(0)$ 'ın gerçel (gerçel) kısmının $z=0$ düzleminin konumu ile ilişkili olduğu bu ifadelerden anlaşıldı. Denklem (4.35), denklem (4.33)'da kullanılarak p çözümünü tekrar ele alalım.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{i}{z - iz_0} \quad (4.36)$$

Bu ifadenin integrali alınıp, çözüm ile biraz oynandığında,

$$e^{ip(z)} = \sqrt{\frac{z_0^2}{z_0^2 + z^2}} e^{-i\left(\frac{\tan^{-1}z}{z_0}\right)} \quad (4.37)$$

elde edilir. Gausiyen ışın çözümünü elde edebilmek için, denklem (4.35) ve (4.37), denklem (4.31)' de yerine yazılır ve bulunan ifade analiz edilmeden önce, kolay yorumlanabilmesi için $q(z)$ 'yi aşağıdaki formda yazıyoruz.

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + \frac{\lambda}{\pi\omega(z)^2} \quad (4.38)$$

Burada $R(z)$ ve $\omega(z)$ gerçel fonksiyonlardır. R dalga cephesinin eğrilik yarıçapı ve $\omega(z)$ ise demetin enine boyutları ile ilgilidir. $\omega(z)$, demetin nokta büyüklüğü olarak adlandırılır. $q(z)$ parametresi çoğunlukla demetin kompleks eğrilik yarıçapı olarak adlandırılır. Buna göre elektrik alan ifadesi aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$E(\rho, z) = E_0 e^{ip(z)} e^{ik\rho^2/2R(z)} e^{-\rho^2/w^2(z)} \quad (4.39)$$

$R(z)$ ve $\omega(z)$ ifadelerini elde edebilmek için denklem (4.35)'te verilen $q(z)$ ifadesini de (4.38) ifadesinde kullanalım.

$$\frac{1}{z - iz_0} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi\omega^2(z)} \quad (4.40)$$

Bu denklemin sol tarafı işlemden geçirilirse,

$$\frac{1}{z - iz_0} \left(\frac{z + iz_0}{z + iz_0} \right) = \frac{z}{z^2 + z_0^2} + i \frac{z}{z^2 + z_0^2} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)} \quad (4.41)$$

şeklinde ifade edilir. Denklemin gerçel (gerçek) ve sanal kısımları eşitlenirse, eğrilik yarıçapı ve ışın genişlemesi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) \quad (4.42)$$

$$\omega^2(z) = \frac{\lambda z_0}{\pi} \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \quad (4.43)$$

ω_0 , olarak gösterilen ışın beli (beam waist) yani minimum nokta büyüklüğünün, $z=0$ 'daki değeri, $\omega(0) = \omega_0 = \sqrt{\lambda z_0 / \pi}$ ile verilmektedir, böylece Rayleigh uzunluğu z_0 aşağıdaki gibi elde edilir.

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (4.44)$$

Bu ifade (4.43) denkleminde kullanılırsa, (4.45) eşitliği elde edilir. Nokta büyüklüğü ve Guoy faz kayması aşağıdaki ifadelerle gösterilir.

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \quad (4.45)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (4.46)$$

$$\phi(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (4.47)$$

Buna göre elektrik alan , denklem (4.37), aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$e^{ip(z)} = \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-itan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right)} \quad (4.48)$$

(4.29) tahmininde bu değer yerine konulup, zaman ve z eksenleri ilerlemesi de eklenerek dalga çözümleri aşağıdaki gibi elde edilir.

$$E = E_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right) e^{-\rho^2/\omega^2(z)} e^{ik\rho^2/2R(z)} e^{-itan^{-1}(z/z_0)} e^{i(kz-\omega t+\phi)} \quad (4.49)$$

Burada $R(z)$, z_0 ve $\omega(z)$ sırası ile (4.42), (4.44) ve (4.46) denklemleri ile verilir. Eğer genlik E_0 , faz sabiti ϕ , dalga boyu λ , demet belindeki nokta büyüklüğü ω_0 ve demet belinin yeri ($z=0$ düzlemi) biliniyorsa, Denklem (4.49) ile verilen z -yönünde ilerleyen demet kesin olarak tanımlanır. Bunun tersine, z -yönünde ilerleyen bir düzlem dalga sadece E_0 , ϕ ve λ ile parametrik olarak yazılır [Pedrotti et al.,2007].

4.2.1. Gausiyen Işınların Parlaklık Profili

(4.49) denklemi kullanılarak, kompleks elektrik alan vektörü \tilde{E} 'nin büyüklüğünün karesi alındığında, harmonik bir elektromanyetik dalganın parlaklığı bulunabilir. O halde,

$$I(\rho, z) = I_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 e^{-2\rho^2/\omega^2(z)} \quad (4.50)$$

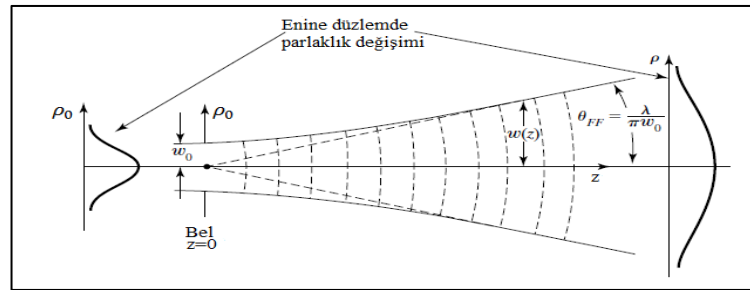
elde edilir. I_0 , demet belinin merkezindeki maksimum parlaklıktır. Yani, $I_0 = I(\rho = 0, z = 0)$ anlamına gelir. z eksenini (ışın demetinin merkezi) boyunca parlaklık aşağıdaki şekilde gösterilebilir.

$$I(\rho = 0, z) = I_0 \left(\frac{z_0^2}{z^2 + z_0^2} \right) \quad (4.51)$$

Eksensel parlaklık (4.50) denklemi, lazerin ışın belinden daha uzaktaki eksen noktasında, eksensel parlaklığın daha az olduğunu ifade etmektedir. Bu durum aynı zamanda, ışın belinden uzak olan noktalarda daha geniş olan ışın demetleri ile tutarlı bir davranıştır. Işın demetinin bu genişlemesini anlayabilmek için, denklem (4.51) iyi bir şekilde anlaşılmalıdır. Verilen bir z noktasında, ışın demetinin merkezinden enine ρ uzaklığındaki $I(\rho, z)$ parlaklığının, eksensel $I(\rho = 0, z)$ parlaklığı ile,

$$\frac{I(\rho, z)}{I(\rho = 0, z)} = e^{-2\rho^2/\omega^2(z)} \quad (4.52)$$

ilişkili olduğu görülür. Eksenden enine uzaklık nokta büyüklüğüne eşit olduğunda, yani $\rho = \omega(z)$ olduğu durum için, parlaklık eksen üzerindeki değerinden, $\frac{1}{e^2} \cong 0.135$ çarpanı kadar azalır. Denklem (4.46)'ya göre, $\omega(z)$ nokta büyüklüğü, z^2 arttıkça artar ve Şekil 4.1'de gösterilen demetin genişlemesinin açıklamasıdır. Bu sebeple nokta büyüklüğü parametresi $\omega(z)$ ile tanımlanan Gaussiyen ışın demetinin enine boyutu, lazer ışını ilerledikçe değişir. $\omega(z)$ 'nin lazer ışın demetinin yarıçapını (çapını değil) gösterdiğine dikkat edilmelidir.



Şekil 4.1: z- yönünde yayılan Gaussiyen küresel ışın demeti. Lazer ışın belindeki ($z=0$) $\omega(z)$ nokta büyüklüğü ω_0 olarak tanımlanmıştır. Demet ıraksaması yarı açısı $\theta_{FF} = \lambda/(\pi\omega_0)$ sadece uzak alanda geçerlidir. Demet sağa doğru yayıldıkça enine parlaklıktaki değişime dikkat edilmelidir.

4.2.2. Gaussiyen Işın Demetinin Dağılması

Gaussiyen ışın demetinin, ışın belinden uzaklaştıkça nasıl dağıldığı, denklem (4.46) ile farklı enine düzlemlerdeki nokta büyüklükleri bulunarak incelenebilir.

$$\omega(z = 0) = \omega_0 \quad \text{Işın belinde nokta büyüklüğü} \quad (4.53)$$

$$\omega(z = z_0) = \sqrt{2} \omega_0 \quad z=z_0 \text{ 'da nokta büyüklüğü} \quad (4.54)$$

$$\omega(z \gg z_0) = \frac{\omega_0 z}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} z \quad \text{Uzak alanda nokta büyüklüğü } z \gg z_0 \quad (4.55)$$

Uzak alan ($z \gg z_0$), nokta büyüklüğünün son şeklini elde etmek için denklem (4.44) kullanılmıştır. Uzak alan terimi sadece z/z_0 değerinin sonsuza gittiği limitte

geçerlidir. Pratikte uzak alan ifadeleri, ışın belinden olan z uzaklığı, Rayleigh uzunluğu z_0 'ın 20-40 katı olduğunda kullanılabilir. Uzak alanda nokta büyüklüğü, z ile doğrusal arttığından Şekil 4.2'de gösterilen uzak alan sapma açısı θ_{FF} aşağıdaki gibi ifade edilir.

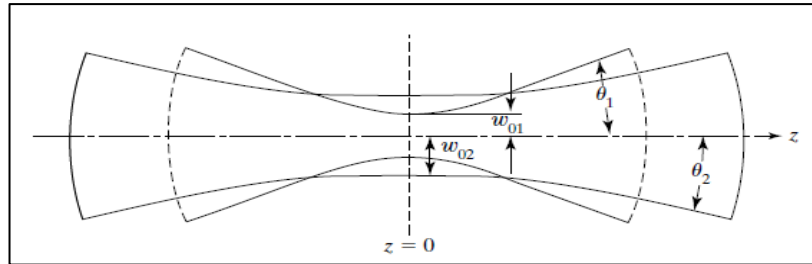
$$\theta_{FF} \approx \tan \theta_{FF} = \frac{\omega(z \gg z_0)}{z} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad (4.56)$$

Denklem (4.56)'ya göre, ışın beli çapı küçük olan bir ışın, daha büyük ışın beline sahip ışın demetinden daha hızlı dağılır. Denklem (4.56) kısa dalga boylu Gausiyen ışın demetlerinin, uzun dalga boylu demetlerden daha az yayılma eğiliminde olduğunu göstermektedir [Pedrotti et al.,2007].

4.2.3. Gausiyen Işın Demetinin Faz Cepheleri

Şekil 4.2'de, bir Gausiyen ışının dalga cephesi yapısı gösterilmiştir. Küresel bir dalga için, sabit fazlı yüzeyler aşağıdaki basit ilişki ile verilmektedir.

$$kr = \text{sabit} \quad \text{Küresel dalga} \quad (4.57)$$



Şekil 4.2: Demet beli $z=0$ 'da olan, iki lazer ışın demeti. Işın belinde, daha küçük nokta büyüklüğü olan demet, ışın belinde daha büyük nokta büyüklüğüne sahip demete göre daha hızlı dağılır.

Bu ilişki, sabitin aldığı farklı değerler için, farklı yarıçap değerlerinde aynı merkezli küresel yüzeyler tanımlamaktadır. Bu yüzeyleri, z -ekseni yakınındaki Gausiyen ışın demetleriyle karşılaştırabiliriz. Öncelikle sabit daz yüzeylerini, lazer ışın belinden uzak ve z -eksenine yakın yerlerde, yani $\rho \ll |z|$ olan yerlerde aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$kr = k(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} = k(\rho^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} = kz(1 + \frac{\rho^2}{z^2})^{\frac{1}{2}} \approx kz(1 + \frac{\rho^2}{2z^2}) \quad (4.58)$$

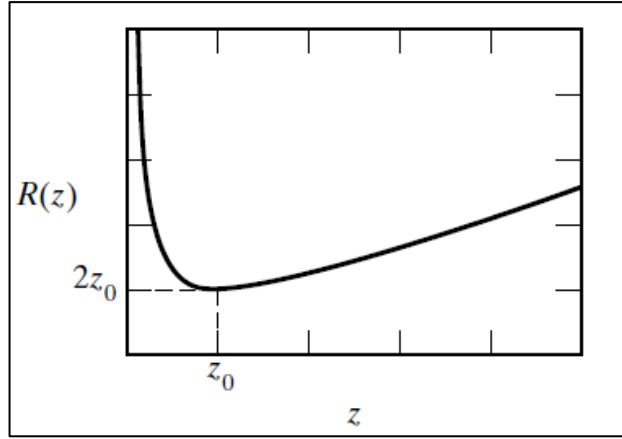
Bu yaklaşık eşitliğin elde edilmesi için, Taylor açılımı yapıldı. Yaklaşım mertebesinin geçerliliğini etkilemeden, son ifadedeki $\rho^2/2z^2$ terimini $\rho^2/2r^2$ ile yer değiştirilebilir. Sonuçta küresel dalganın faz cephelerini tanımlayan aşağıdaki ifade elde edilir:

$$kr \approx kz + \frac{k\rho^2}{2r} \approx \text{sabit} \quad (4.59)$$

Buna göre Guoy faz kayması da eklendiğinde Gausiyen ışını,

$$kz + \frac{k\rho^2}{2R(z)} - \tan^{-1}(z/z_0) = \text{sabit} \quad (4.60)$$

şartını sağlayan faz cephelerine sahiptir. Bu ilişkinin solunda bulunan en küçük üçüncü terim, ihmal edildiğinde, $R(z)$ 'nin gerçekten Gausiyen ışın demetinin faz cephelerinin eğrilik yarıçapı rolü oynadığı çıkarılır. Bu çıkarım, tespitin sadece demet eksenini yakınında kabul edilebilir olduğunu açıkça gösterir. Fakat lazer ışın demeti tarafından taşınan gücün büyük çoğunluğu eksen yakınına yoğunlaştığından $R(z)$ fonksiyonunu *lazer ışın demetinin eğrilik yarıçapı* olarak ifade etmek uygun olur. Buna istinaden Şekil 4.1, 4.2 ve 4.3'ün önerdiği gibi küresel dalgaların tersine, Gausiyen ışın demetinin dalga cephesinin eğriliğinin merkezi, ışın demeti z- eksenini boyunca yayıldıkça değişir. Gausiyen ışın demetinin dalga cephelerinin eğrilik yarıçapını ifade eden denklem (4.42)'nin grafiği Şekil 4.3'te gösterilmiştir.



Şekil 4.3: Gausiyen bir ışın demetinin dalga cephesi eğrilik yarıçapı $R(z)$. $z = 0$ ve $z = \infty$ 'da $R(z) = \infty$ olur. Dalga cephesi minimum eğrilik yarıçapı $z=z_0$ 'da oluşur ve $R(z) = 2z_0$ değerine sahiptir.

Işın belinde dalga cephesi sonsuz bir eğrilik yarıçapına sahiptir. Yani bu dalga cephesinin ışın belinde düzlemsel olduğu anlamına gelir. Işın belinden uzağa (veya ışın beline doğru) yayılan dalga cephesleri, minimum eğrilik yarıçapı $z = \pm z_0$ 'da olmak üzere, azalmış eğrilik yarıçaplarına sahiptir. Uzak alanda ($z \gg z_0$) faz cephesi tekrar düzlemsel olmaktadır [Pedrotti et al.,2007].

4.3. Kartezyen Koordinatlarda Hermit- Gausiyen Işınlr

Bölüm 4.1 'de doğrusal olarak kutuplanmış (polarize) elektrik alanın ilerlemesini tanımlayan denklem türetilmişti. Bu kısımda, elektrik alan dağılımı, kartezyen sınır şartları ile Maxwell parabolik dalga denkleminin (4.26) bir çözümü olarak türetilecektir. Kartezyen koordinatta dalga denkleminin çözümü, Hermit-Gausiyen fonksiyon formuna sahiptir. Böylece lazer ışın modu, kartezyen koordinatta Hermit-Gausiyen mod olarak ifade edilebilir. En düşük Hermit-Gaussiyen mod, Gaussiyendir (Bölüm 4.2) ve genellikle düşük güçlü lazer sistemlerinde görülmektedir.

Kartezyen kordinatta, Hermit-Gaussiyen ışın modunu tanımlayalım. Denklem (4.26)'nın kartezyen koordinatlardaki çözümü 1961 yılında Fox ve Li tarafından bulunmuştu. Bu kapsamda, aşağıdaki forma sahip paraksial denklem deneme çözümü varsayarak denklem çözüm aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$E_0(x, y, z) = A(z)e^{\left[-ik\frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} \quad (4.61)$$

$A(z)$, z koordinatında elektrik alan dağılımıdır. $q(z)$, elektrik alanın dalga cephesinin yarıçapı için genel bir ifadedir. x ve y koordinatlarında elektrik alan dağılımının sabit olduğunu varsayalım. Eğer $q(z)$ kompleks değerli ise, $q(z)$ aşağıda ifade edildiği gibi gerçel ve sanal kısımlarıyla ifade edilebilir.

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{q_r(z)} - i \frac{1}{q_i(z)} \quad (4.62)$$

Bu denklem, Denklem (4.61)'de yerine konularak, sonuç aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$E_0(x, y, z) = A(z) e^{\left[-ik \frac{x^2+y^2}{2q_r(z)}\right]} e^{\left[-k \frac{x^2+y^2}{2q_i(z)}\right]} \quad (4.63)$$

Bu denklemin gerçel (gerçel) kısmı, elektrik alan dağılımının büyüklüğünü tanımlarken, sanal kısmı uzaysal faz veya dalga cephesi profilini verir. Gausiyen ışın profili gibi özel durumlarda, $q_i(z)$, Gausiyen ışınının yarıçapını (radius) belirler ve ifade aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$q_i(z) = \frac{\pi \omega^2(z)}{\lambda} \quad (4.64)$$

$\omega(z)$ Gausiyen ışın profilinin yarıçapıdır.

Denklem (4.61) için $\frac{\partial}{\partial x}$, $\frac{\partial}{\partial y}$, $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$, $\frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ve $\frac{\partial}{\partial z}$ türevlerini hesaplayalım.

$$\frac{\partial E_0}{\partial x} = -ik \frac{x}{q(z)} A(z) e^{\left[-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} \quad (4.65)$$

$$\frac{\partial E_0}{\partial y} = -ik \frac{y}{q(z)} A(z) e^{\left[-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} \quad (4.66)$$

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} = -ik \frac{A(z)}{q(z)} e^{\left[-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} - k^2 \frac{x^2}{q^2(z)} A(z) e^{\left[-i-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} \quad (4.67)$$

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial y^2} = -ik \frac{A(z)}{q(z)} e^{\left[-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} - k^2 \frac{x^2}{q^2(z)} A(z) e^{\left[-i-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} \quad (4.68)$$

$$\frac{\partial E_0}{\partial z} = \frac{dA(z)}{dz} e^{\left[-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} + ikA(z) \frac{x^2 + y^2}{2q^2(z)} \frac{dq(z)}{dz} e^{\left[-ik \frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right]} \quad (4.69)$$

Bu denklemler, Maxwell parabolik dalga denkleminde yerine konularak aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\left[k^2 \left(\frac{dq(z)}{dz} - 1 \right) \frac{x^2 + y^2}{q^2(z)} - \frac{2ik}{q(z)} \left(\frac{q(z)}{A(z)} \frac{dA(z)}{dz} + 1 \right) \right] A(z) = 0 \quad (4.70)$$

Herhangi bir koşulda, yukarıdaki denklemi karşılayabilmek için, Denklem (4.70)'ün sol kısmındaki parantez içerisindeki ifadeler sıfır olmalıdır.

$$\frac{dq(z)}{dz} = 1, \quad \frac{q(z)}{A(z)} \frac{dA(z)}{dz} = -1 \quad (4.71)$$

$$\frac{dA(z)}{A(z)} = -\frac{dz}{q(z)} = -\frac{dq(z)}{q(z)} \frac{dz}{dq(z)} = -\frac{dq(z)}{q(z)} \quad (4.72)$$

Bu denklemin integrali alınarak aşağıdaki ilişki elde edilir:

$$q(z) = q(z_0) + z - z_0, \quad \frac{A(z)}{A(z_0)} = \frac{q(z_0)}{q(z)} \quad (4.73)$$

Elektrik alanın x ve y yönlerinde bir dağılıma sahip olduğunu düşünelim. Bu durumda, elektrik alanı değişkenlerine ayırıp yazmak uygun olacaktır.

$$E_0(x, y, z) = E_{mn}(x, y, z) = A(z)E_m(x)E_n(y) = A[q(z)]E_m(x)E_n(y) \quad (4.74)$$

Elektrik alan, sadece x-z düzleminde düşünülürse,

$$E(x, z) = A[q(z)]x E_m(x) e^{\left[-ik \frac{x^2}{2q(z)}\right]} \quad (4.75)$$

Elektrik alandan türetilerek,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x) &= A[q(z)] \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_m(x) e^{\left[-ik \frac{x^2}{2q(z)}\right]} \\
&+ 2A[q(z)] \frac{\partial}{\partial x} E_m(x) \left[-ik \frac{x}{q(z)}\right] e^{\left[-ik \frac{x^2}{2q(z)}\right]} \\
&+ A[q(z)] E_m(x) \left[-ik \frac{x}{q(z)}\right] e^{\left[-ik \frac{x^2}{2q(z)}\right]} \\
&+ A[q(z)] E_m(x) \left[-k^2 \frac{x^2}{q^2(z)}\right] e^{\left[-ik \frac{x^2}{2q(z)}\right]}
\end{aligned} \tag{4.76}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial z} E(x, z) &= \frac{d}{dq} A[q(z)] E_m(x) e^{\left[-ik \frac{x^2}{2q(z)}\right]} \\
&+ A[q(z)] E_m(x) \left[ik \frac{x^2}{2q^2(z)}\right] e^{\left[-ik \frac{x^2}{2q(z)}\right]}
\end{aligned} \tag{4.77}$$

elde edilir. Maxwell parabolik dalga denkleminde yukarıdaki türev ifadeleri yerleştirilirse, parabolik denklem aşağıdaki formu alır.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_m(x) - 2ik \frac{x}{q(z)} \frac{\partial}{\partial x} E_m(x) \\
+ ik \left[\frac{2}{A[q(z)]} \frac{d}{dq} A[q(z)] - \frac{1}{q(z)} \right] E_m(x) = 0
\end{aligned} \tag{4.78}$$

Kompleks ışın parametresi ifadesinin yalnızca sanal kısmını dikkate alalım. (bu durumda elektrik alanın düzleme paralel olduğu varsayılır).

$$\frac{1}{q(z)} = -i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \tag{4.79}$$

Kompleks ışın parametresi (4.78) ifadesine yerleştirilir ve aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\begin{aligned} \frac{w^2(z)}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_m(x) - 2x \frac{\partial}{\partial x} E_m(x) \\ + ik \frac{w^2(z)}{2} \left[\frac{2}{A[q(z)]} \frac{d}{dq} A[q(z)] - \frac{1}{q(z)} \right] E_m(x) = 0 \end{aligned} \quad (4.80)$$

Yukarıdaki denklemde $\frac{\sqrt{2x}}{w(z)} = u$ değişimini yapalım.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial u^2} E_m(u) - 2u \frac{\partial}{\partial u} E_m(u) \\ + ik \frac{w^2(z)}{2} \left[\frac{2}{A[q(z)]} \frac{d}{dq} A[q(z)] - \frac{1}{q(z)} \right] E_m(u) = 0 \end{aligned} \quad (4.81)$$

Denklem (4.81) Hermite polinomlar $H_m(x)$, için diferansiyel denkleme benzer bir denklemdir.

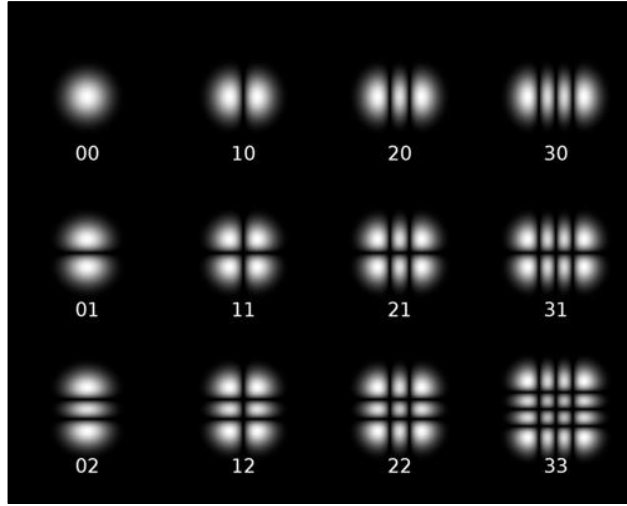
$$\frac{d^2 H_m(x)}{dx^2} - 2x \frac{dH_m(x)}{dx} + 2mH_m(x) = 0 \quad (4.82)$$

Böylece, elektrik alan dağılımının Hermit polinom formuna sahip olduğu görülmektedir.

$$E_m(x, z) = A[q(z)] H_m \left(\frac{\sqrt{2x}}{w(z)} \right) e \left[-ik \frac{x^2}{2q(z)} \right] \quad (4.83)$$

Aynı yol ile, y yönündeki elektrik alan dağılımı da hesaplanabilir. y yönünde elektrik alan dağılımı denklem (4.84)'da verilmiştir.

$$E_n(y, z) = A[q(z)] x H_n \left(\frac{\sqrt{2y}}{w(z)} \right) x \exp \left[-ik \frac{y^2}{2q(z)} \right] \quad (4.84)$$



Şekil 4.4: Çeşitli Hermit-Gausiyen lazer ışın modları için yoğunluk dağılımları.

Böylece, genel olarak, x ve y yönündeki elektrik alan dağılımı;

$$E_{mn}(x, y, z) = A[q(z)]H_m\left(\frac{\sqrt{2x}}{w(z)}\right)H_n\left(\frac{\sqrt{2y}}{w(z)}\right)e\left[-ik\frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right] \quad (4.85)$$

ile verilir. Düşük dereceli (order) bazı Hermite polinomları aşağıda verilmiştir.

$$H_0(x) = 1, H_1(x) = x, H_2(x) = 4x^2 - 2, H_3(x) = 8x^3 - 12x \quad (4.86)$$

Şekil 4.4’de kartezyen koordinat sisteminde, düşük dereceli Hermite-Gausiyen modlar gösterilmiştir. En düşük ışın modunun ($m=n=0$) yoğunluk dağılımı Gausiyendir ve Gausiyen yoğunluk profili TEM₀₀ mod olarak yada temel mod olarak adlandırılmaktadır.

4.4. Silindirik Koordinatta Laguerre-Gausiyen Işın Modu

Dairesel olarak simetrik sınır koşulları ile, Maxwell parabolik dalga denklemini silindirik koordinatlarda çözülebilir. Silindirik koordinatlarda dalga denkleminin çözümü, Laguerre fonksiyonunun bir formuna sahip olduğundan bu çözüm Laguerre-Gaussian ışın modu olarak adlandırılır. Silindirik koordinatlarda, z yönünde elektrik alanın ilerlemesi, denklem (4.87) ile ifade edilir.

$$\frac{\partial^2 E(r, \phi, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E(r, \phi, z)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E(r, \phi, z)}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E(r, \phi, z)}{\partial z^2} + k^2 E(r, \phi, z) = 0 \quad (4.87)$$

(4.87) diferansiyel denklemi, Laguerre polinomların formuna sahiptir. Diferansiyel denkleme çözüm, denklem (4.88)'de verilmiştir.

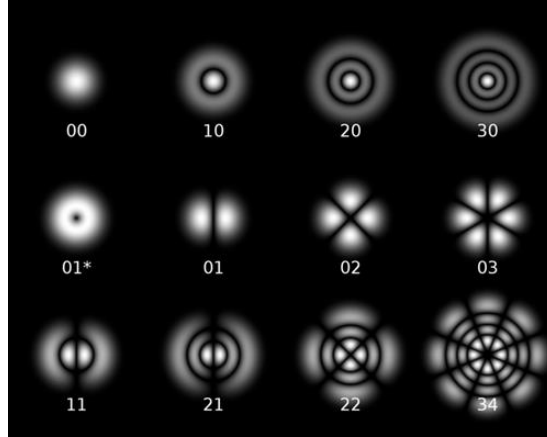
$$E_{mn}(r, \phi, z) = E_0 \left(\frac{\sqrt{2}r(z)}{w(z)} \right)^n x L_m^n \left(\frac{2r^2(z)}{w^2(z)} \right) x \begin{cases} \cos(m\phi) \\ \sin(m\phi) \end{cases} e^{\left(\frac{-r^2(z)}{w^2(z)} \right)} \quad (4.88)$$

Bazı düşük dereceli Laguerre polinomları aşağıda verilmiştir:

$$L_0^l(x) = 1, \quad L_1^l(x) = l + 1 - x, \quad (4.89)$$

$$L_2^1(x) = (l + 1)(l + 2)/(2 - (l + 2)x + x^2/2), \quad (4.90)$$

$$L_3^1(x) = (l + 1)(l + 2)(l + 3)/6 - (l + 2)(l + 3)x/2 + ((l + 3)x^2)/2 - x^3/6 \quad (4.91)$$



Şekil 4.5: Çeşitli Laguerre- Gausiyan lazer ışın modlarının yoğunluk dağılımları.

Şekil 4.5'de silindirik koordinatlarda, düşük seviyeli bazı Laguerre-Gausiyan ışın modları gösterilmiştir.

4.5. Gaussiyen Işıklar Ve Işın Kalite Faktörü

Lazer ışınının uzayda genişlemesi ışın kalite faktörü birimi ile tanımlanır. Bu birim ışığın uzaysa nasıl genişlediğini açıkladığına göre, lazer ışınının elektrik alanının uzayda nasıl ilerlediğini hesaplamak bu faktörün elde edilmesini sağlayacaktır. Bu amaçla paraksiyel ışınlar için geliştirilen ABCD matris optiğini kullanacağız. Herhangi bir z_1 noktasında Gaussiyen tipte ışınlar için elektrik alanın aşağıdaki şekilde verildiğini görmüştük.

$$E_1(x_1, y_1, z_1) = A(z_1)e^{\left[-ik\frac{x_1^2+y_1^2}{2q(z_1)}\right]} \quad (4.92)$$

$$\frac{1}{q(z_1)} = \frac{1}{R(z_1)} - i\frac{\lambda}{\pi w_1^2(z_1)} \quad (4.93)$$

Işın beli (waist), ($z_1 = z_0$) düzleminde eğrilik yarıçapı sonsuzdur. Buna göre q parametresi ışın beli düzleminde aşağıdaki şekildedir.

$$\frac{1}{q(z_0)} = -i\frac{\lambda}{\pi \langle w_0^2 \rangle} \quad (4.94)$$

z_0 mesafesinden z mesafesine ışığın ilerlemesi q kompleks parametresinin aşağıdaki ABCD matrisi ile tanımlanan ilerleme formu ile ifade edilir.

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.95)$$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{q(z_0)C + D}{q(z_0)A + B}$$

$q(z)$ ifadesini aşağıdaki gibi tekrar yazalım.

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi \langle \omega^2(z) \rangle} = \frac{1}{z + \frac{z_R^2}{z}} - i\frac{\lambda}{\pi \langle \omega_0^2 \rangle [1 + (1 + (z/z_R))^2]} \quad (4.96)$$

Denklem (4.96) denkleminin türetilmesinde Rayleigh uzunluğunun ($z_R = \pi\langle\omega_0^2\rangle/\lambda$) tanımı kullanılmıştır. (4.95) ve (4.96) denklemlerinden yararlanarak ışın genişlemesi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\langle\omega^2(z)\rangle = \langle\omega_0^2\rangle \left[1 + \frac{(z - z_0)^2}{z_R^2} \right] \quad (4.97)$$

Denklem (4.97) tüm lazer ışın modlarını kapsayan genel bir ifadedir. Örneğin, Hermite Gausiyen ışın modu için (4.97) denklemi x ve y bileşenler için iki ayrı denklem halinde aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\omega_{x,m}^2(z) = W_{0x}^2 + (2m + 1)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 W_{0x}^2} (z - z_0)^2 \quad (4.98)$$

$$\omega_{y,n}^2(z) = W_{0y}^2 + (2n + 1)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 W_{0y}^2} (z - z_0)^2 \quad (4.99)$$

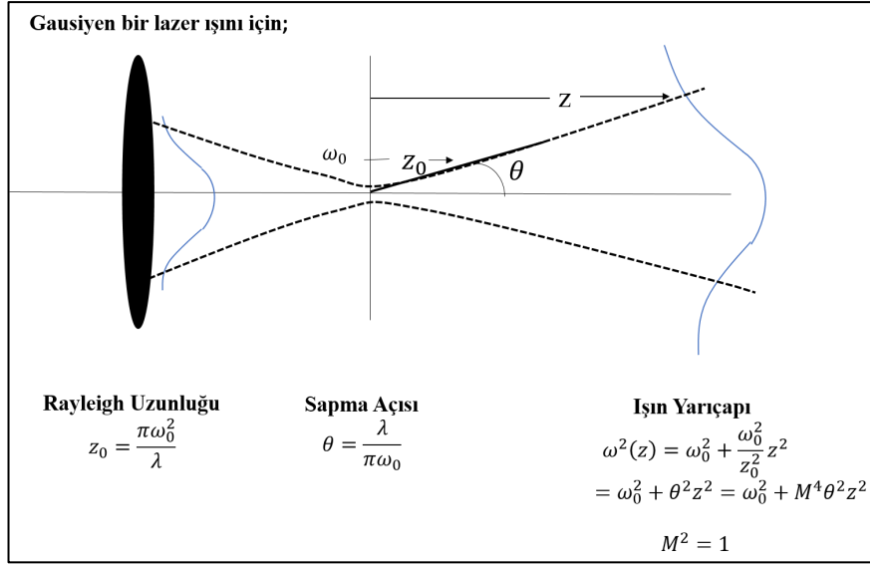
Laguerre-Gausiyen ışın modu için ise (4.97) denklemi aşağıdaki gibi yazılır.

$$\omega_{p,l}^2(z) = W_{0,pl}^2 + (2p + l + 1)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 W_{0,pl}^2} (z - z_0)^2 \quad (4.100)$$

Yukarıdaki denklemlerde kullanılan, W_{0x}^2 , W_{0y}^2 ve $W_{0,pl}^2$ sırasıyla $(2m + 1)\omega_0^2$, $(2n + 1)\omega_0^2$ ve $(2p + l + 1)\omega_0^2$ olarak tanımlanmıştır.

Buna ek olarak, gerçek lazer ışınları bu temel modlardan bağımsız, rastgele (arbitrary) ışın profiline sahip olabilir. Bu durumda, ışın yarıçapını mesafeye göre aşağıdaki gibi genellemek uygun olur.

$$\omega^2(z) = W^2 + M^4 \frac{\lambda^2}{\pi^2 W^2} (z - z_0)^2 \quad (4.101)$$



Şekil 4.6: Işın kalite faktörü, ışın yarıçapı, ıraksama açısı (sapma açısı) ve Rayleigh uzunluğu.

M^2 ışın kalite faktörüdür. Denklem (4.99) ve denklem (4.100)'den, Hermite-Gausiyen ve Laguerre-Gausiyen ışın modları için, ışın kalite faktörleri, $(2m + 1)$, $(2n + 1)$ ve $(2p + l + 1)$ ile verilir. (4.101) denkleminde aşağıdaki gibi bir tanıma ulaşabiliriz.

$$[W^2 \theta^2] = M^4 \frac{\lambda^2}{\pi^2} \quad (4.102)$$

θ , şekil 4.6'da gösterilen ıraksama açısıdır.

$$W_0 \theta_0 = W \theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi} = \frac{W^2}{Z_0} \quad (4.103)$$

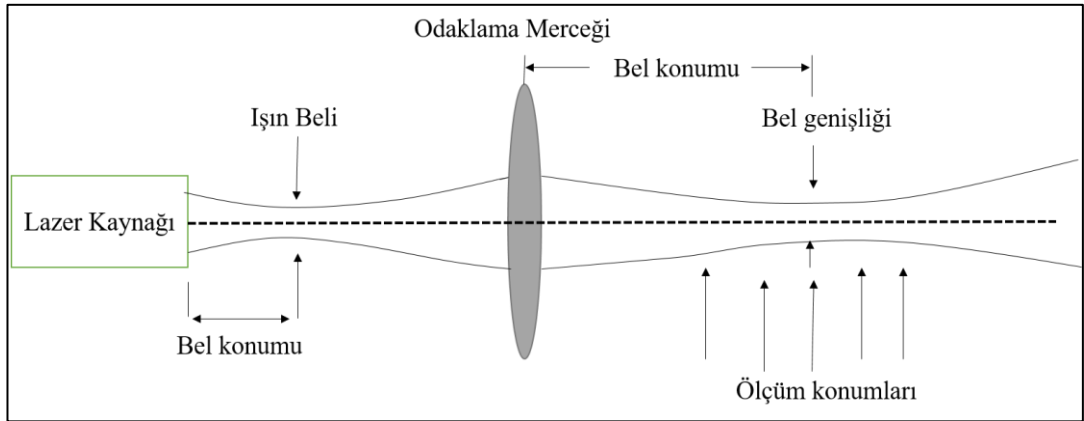
Rayleigh uzunluğunun $Z_{x,y}$ olduğu ışın belinde, ikinci derece momentler $W_{x,y}^2$ kullanılarak, rastgele lazer ışın profili için denklem (4.103) kullanılarak ışın kalite faktörü aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$M_x^2 = \frac{\pi W_x^2}{Z_x \lambda} \quad (4.104)$$

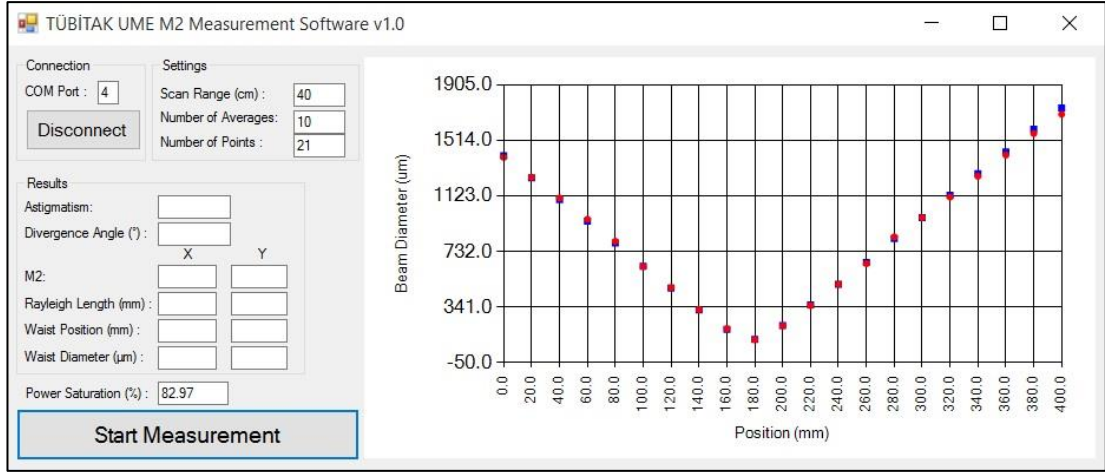
$$M_y^2 = \frac{\pi W_y^2}{Z_y \lambda} \quad (4.105)$$

4.6. Işın Kalite Faktörünün Standart Ölçümü

DeneySEL olarak ışın kalite faktörünün belirlenmesi için, öncelikle ışın yarıçapının ölçülmesi gerekmektedir. Şekil 4.7’de görüldüğü gibi, M^2 ‘de temel olarak, gelen lazer ışını uzun odak uzaklığına sahip bir optik ile odaklanır. Odak düzleminin yakınındaki çeşitli düzlemlerdeki görüntüler, bir CCD kamera tarafından kaydedilir ve daha sonra kaydedilen görüntülerden hesaplanan ışın yarıçapları elde edilir. Daha sonra, ölçülen görüntülerden ve çeşitli düzlemlerdeki ışın yarıçaplarından, ışın beli ve Rayleigh uzunluğu hesaplanabilir. Işın beli ve Rayleigh uzunluğu hesaplandıktan sonra, ışın kalite faktörü tekrar denklem (4.104) ve denklem (105) kullanılarak hesaplanır. Şekil 4.8 M^2 ölçümleri için kullandığımız, bir motorize hareket sistemi kontrolü içeren ölçüm yazılımından alınan görüntüyü göstermektedir. Burada M^2 hesabı için, farklı noktalarda ölçülen yarıçaplar açıkça görülmektedir. Ölçülen yarıçap değerlerinden, ışın kalite faktörü (M^2) hesaplanır.



Şekil 4.7: Işın kalite faktörünün belirlenmesi ve çeşitli pozisyonlarda (konumlarda) ışın yarıçapı ölçülmesi için optik kurulum.



Şekil 4.8: Ölçülen ışın yarıçap ve ışın kalite faktörlerinin yazılım görüntüsü.

Yukarıda sıkça lazer ışın çapı kavramından bahsettik. Bir lazer ışınının çapı olarak, lazerin %100 gücünün içerisine girdiği çap düşünülseydi, lazer ışın çapı sonsuz olacaktı. Lazerler kuantumun doğası gereği, %100 güç içeren bir ışın çapına sahip değildir. Bu nedenle lazer ışın çapı tanıma bağlı bir kavramdır ve farklı tanımlar söz konusudur. Lazer ışın kalitesi ölçümü ile ilgili temel ISO standartlarında bulunmaktadır. Bu standartlarda lazer ışın çapı ikinci momentlerle tanımlanmıştır. ISO-11146-1 standardı hakkında bilgi Ek A' da verilmiştir.

4.7. Lazer Işın Kalitesi Ölçüm Sistemleri

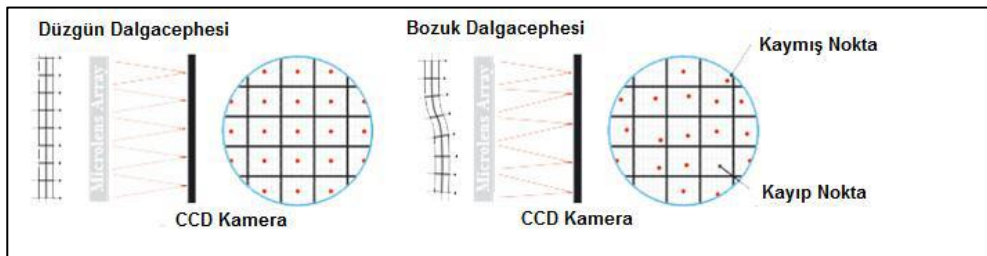
Günümüzde lazerler hemen hemen her alanda karşımıza çıkmaktadır. Her bir uygulamada, farklı özelliklerdeki lazerlere ihtiyaç duyulur. Dolayısıyla bir lazerin kullanılacağı uygulamaya uygunluğunun belirlenebilmesi için karakterize edilmesi gerekir. Lazerin karakterizasyonu için dalgaboyu, güç, dalga cephesi, M^2 ve ışın profili ölçümlerine gerek vardır. Dalgaboyu ve güç diğer parametrelere göre kolaylıkla ölçülebilir. Dalga cephesi, M^2 ve ışın profili ölçümleri daha zahmetlidir.

4.7.1. Lazer Işınının Faz Ölçümü, Shack-Hartmann Sensörü

Lazer ışını elektromanyetik bir dalgadır. Tüm dalgalar, alan şiddeti ve dalga fazı ile tanımlıdır. Alan şiddeti çeşitli CCD tabanlı sistemlerle ve bıçak kenarı genişliği metodu veya bu metodun daha geliştirilmiş çeşitleriyle (taramalı delik, taramalı yarık

vs.) ölçülmektedir. Bu dağılım, xy düzleminde elektrik alan şiddet dağılım haritasını çıkarır. xy düzlemindeki her noktada elektrik alanın fazını bulduğumuz anda, elektromanyetik alanı tam olarak tanımlamış oluruz. Bu şiddet ve faz dağılımı elektrik alanın uzayda nasıl ilerleyeceğini hesaplamak için kullanılabilir. Bu hesaplama yöntemi, Huygens Kirchoff kırınımı hesaplamalarını içerir. Konu tez kapsamında değerlendirilmemiştir. Lazer dalga cephesi (faz) ölçümlerinde en yaygın olarak kullanılan Shack-Hartmann dalga cephesi sensörüdür. Bu teknik, optik elemanların ve kompleks optik sistemlerin karakterizasyonunda veya ayarlarının optimizasyonunda, göz kusurlarının teşhisinde, optik elemanların yüzey profilinin çıkarılmasında, yüksek güçlü lazerler ile yapılan uygulamalarda, deforme olan optik elemanlardan yansıyan ışığın dalga cephesi analizinde, atmosferik bazı etkilerden kaynaklanan bozulmaların analizinde kullanılır.

Shack-Hartmann dalga cephesi tekniği, soğuk savaş döneminde Amerikan Hava Kuvvetleri'nin yörüngedeki uyduları yer bazlı teleskoplar ile dünyadan görüntülemek istemeleri sebebiyle 1971 yılında geliştirilmiştir. Teleskoplarla alınan görüntüler, atmosferik türbülans vb. sebeplerle istenilen kaliteye sahip değildi. Bu görüntülerin düzeltilmesi için atmosferin neden olduğu dalga cephesi bozulmalarının algılanması ve bu bozulmaların giderilmesi gerekiyordu. Bu amaçla Hartmann ekran testi uygulandı. Hartmann ekranı deliklerden oluşuyordu, gelen ışık bu deliklerden geçerek ekran arkasında noktalar oluşturuyordu, fakat ışık miktarını büyük oranda azaltıyordu. Işık çok zayıf olduğundan dalga cephesinin yapısı algılanamıyordu. Bu problemin çözümü için Shack, delik dizisi yerine mercek dizisi kullanmayı önerdi. Mercekler sayesinde daha fazla ışık girişi sağlandığından dalga cephesinin algılanması mümkün oldu.



Şekil 4.9: Shack Hartmann dalga cephesi sensörünün yapısı.

Şekil 4.9'da görüldüğü gibi, Shack Hartmann dalga cephesi sensörü, aynı çapa ve odak uzaklığına sahip bir mercek dizisi ve bir CCD kameradan oluşmaktadır. Merceklerin

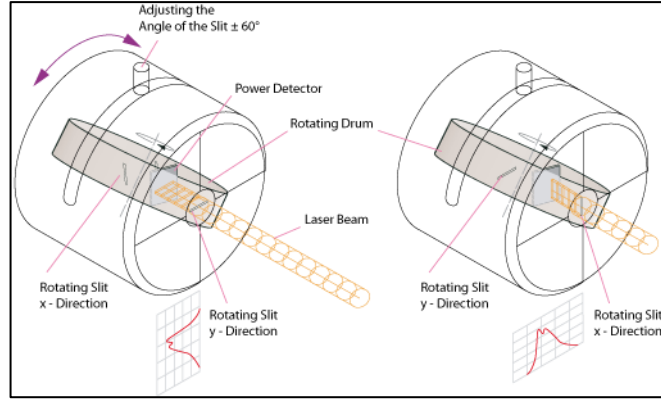
odağına CCD kamera konularak, kameraya düşen noktaların pozisyonları kaydedilir. Önce düzgün dalga cephesine sahip bir ışık gönderilir ve noktaların pozisyonları kaydedilir daha sonra ölçülmek istenilen ışık gönderilir ve yeni nokta pozisyonları kaydedilir. Kayma miktarından dalga cephesinin her bir noktaya karşılık gelen eğimi hesaplanır. Bu hesaplanan sonuç fit edilerek dalga cephesinin yapısı elde edilir.

Shack-Hartmann dalga cephesi sensörünün kullanılacağı uygulamaya göre dikkatlice belirlenmesi gereken bir kaç tasarım parametresi vardır. Bu parametreler, 1) Mercek sayısı veya çapı, 2) Dinamik aralık, 3) Ölçüm hassasiyeti, 4) Mercek dizisinin odak uzaklığıdır. Sensörün mercek sayısı arttırıldığında, ölçüm hassasiyeti de artacaktır. Daha fazla mercek CCD üzerinde oluşan nokta sayısı artar ve dolayısıyla daha fazla noktada eğim ölçülür. Ancak her bir merceğe karşılık gelen CCD'deki bölge küçüldüğü için dinamik aralık küçülür. Aynı zamanda kırınım etkileride görülmeye başlanır. Eğer odak uzaklığı sabitse, büyük dalga cephesi eğimi, büyük nokta kaymaları meydana getirir. Odak uzaklığı küçük olmazsa, merceklerden gelen noktalar CCD kamera üzerinde başka bir merceğe karşılık gelen bölgeye düşebilir ya da iki nokta üst üste gelebilir. Bu hataları farketmek ve düzeltmek güç olabilir bu da dalga sensörünün dinamik aralığını sınırlar. Böyle bir durumda odak uzaklığının küçük olması dinamik aralığı arttırır.

Dalga cephesinin şekli genellikle yerel eğim verilerine bir polinom fit edilerek belirlenir. Bu amaçla en sık kullanılan ortogonal polinomlar, optik kusurlarla aynı forma sahip terimlerden oluştuğu için Zernike polinomlarıdır.

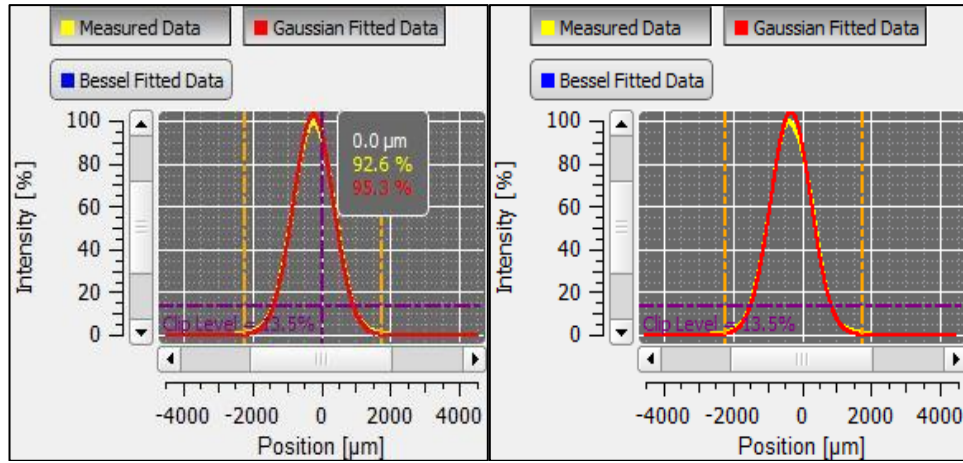
4.7.2. Taramalı M^2 Ölçüm Sistemleri

Lazer ışın şiddet dağılımını elektronik olarak ölçmenin en eski yöntemlerinden biri, mekanik bir tarama cihazı kullanmaktır. Bu cihaz genellikle, dedektörün önünde hareket eden, bıçak kenarı (knife edge) veya yarık (slit) veya küçük delik (pinhole) ten oluşur. Bu cihazlar, düşük güçlü lazer ışınlarında az veya hiç zayıflatma olmadan doğrudan kullanılabilir, çünkü ışının yalnızca küçük bir kısmı dedektör üzerine gelmektedir.



Şekil 4.10: Taramalı yarık (slit) ışın profili ölçüm kafası.

Şekil 4.10’da görüldüğü gibi dönen davul üzerinde iki tane yarık vardır. Yalnızca lazer ışınının yarıklardan geçen kısmı dedektöre ulaşır. Dedektör ışının pozisyonunu ve yoğunluğunu kaydeder. Davul bir tur dönmesini tamamladığında ışın profili oluşturulur. Bazı ışın profili ölçüm kafaları tutucularının içinde döndürülebilir. Aşağıda HeNe lazeri ile alınan ışın profili ölçümleri gösterilmiştir.



Şekil 4.11:HeNe lazerin X,Y profili.

4.7.3. Kamera Tabanlı M^2 Ölçüm Sistemleri

Görünür ve yakın kızılötesi tayfsal bölgede, CMOS ve CCD kameralar, ışın profili ölçüm cihazlarında yaygın olarak kullanılmaktadır. CMOS cihazları, CCD’ler den daha ucuzdur fakat CCD’ler genellikle daha iyi doğrusallığa ve daha düşük gürültüye sahiptir. CCD ve CMOS kameralar 5 μm boyutunda bir çözünürlüğe (piksel boyutu) sahiptir ve bu sebeple ışın çapı, 50 μm kadar küçük olabilir. Aktif alan, birkaç

milimetreye kadar boyutlara sahip olabilir ve böylece çok geniş ışınlar işlenebilir. Farklı dalga boyu bölgelerinde, farklı sensörler kullanılır. Silikon tabanlı sensörler, 1 veya 1 µm'ye kadar olan görünür ve yakın kızılötesi tayf bölgesindeki dalga boyları için iyi bir seçimdir. InGaAs tabanlı dedektörler, 1.7 µm'ye kadar kullanılabilir.

Kamera sensörünün uzaysal çözünürlüğü, oldukça önemlidir. Silikon sensörlerle, 10 µm'nin altında piksel boyutları mümkündür, bu da 50 µm kadar küçük çaplı ışın çaplarını bile ölçmeye olanak tanır. Piksel sayısı da önemlidir. Büyük piksel sayısı, daha geniş bir aralıktaki ışın çaplarını ölçmeye imkan tanır. Çoğu kameranın doyum ışın seviyesi çok düşük olduğundan, lazer ışını kameraya çarpmadan önce ışın zayıflatıcı ile zayıflatılmalıdır.

Kaydedilen ışın profili bir bilgisayar ekranında, ışın yarıçapı, ışın pozisyonu, ışın eliptikliği ve diğer istatistiksel bilgiler görüntülenebilir.

5. LAZER GÜÇ ÖLÇÜMÜ

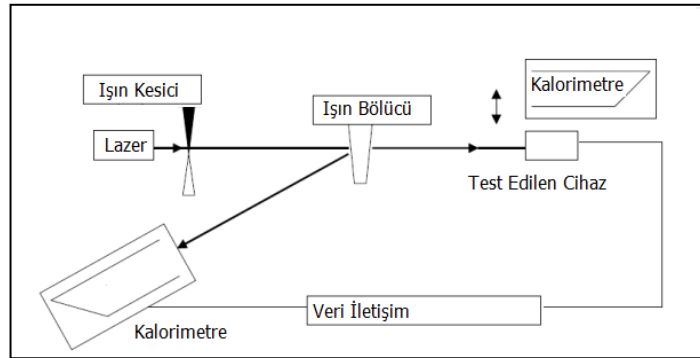
Bir lazerin performansını kontrol etmekte kullanılan en önemli yöntemlerden biri kuşkusuz lazer çıkış gücü veya enerjisinin ölçümüdür. Lazer çıkış gücü ölçümü, lazer yapımından sistem entegrasyonuna kadar ve en sonunda müşteri sunumuna kadar sürekli kontrol edilmesi gereken parametrelerden birisidir. Lazer gücü özellikle endüstriyel, tıbbi, ve askeri uygulamalarda dikkatle kontrol edilmelidir. Lazer güç ölçüm sistemleri genelde iki temel elemandan oluşur. Bunlardan ilki ölçüm kafası (sensör), diğeri ise sinyal değerlendirme birimidir (meter). Öncelikle sensör lazer karşısına konulur ve sensör lazer gücü ile orantılı elektriksel bir sinyal üretir. Ölçüm birimi, elektriksel sinyali okur, düzeltmeler, ortalamalar ve filtreler uygulayarak ölçüm sonucunu kullanıcıya sunar.

Güç ölçümü, *doğrudan lazer güç ölçümü* ve *ışın bölme yöntemi* kullanılarak iki farklı yöntem ile gerçekleştirilir. Piroelektrik sensörler, termopil sensörler ve foto dedektör sensörler kullanılarak güç ölçümü yapılabilir. Piroelektrik sensörler daha çok atımlı lazerler için kullanılır. Lazer tekrarlama frekansını ve lazer tepe gücü ölçümlerini gerçekleştirir. Ortalama güç bu değerden hesaplanır. Bu sensörler özellikle frekansı 10 kHz'den düşük, darbeli lazerlerin atım enerjilerinin ölçümünde kullanılır. Oldukça yüksek atım enerji değerleri piroelektrik sensörlerle ölçülmektedir. Termopil sensörler, pek çok lazer tipi için uygun bir güç ölçme sensörüdür. Bu sensörde yüzey üzerine gelen radyasyon yüzey kaplaması tarafından emilerek ısıya çevrilir. Bu ısı, su soğutması veya hava soğutması yardımı ile, oda sıcaklığında tutulan bir ısı havuzuna (heat sink) akar. Emici yüzey ve ısı havuzu arasındaki sıcaklık farkı, doğrudan lazer gücünün bir ölçüsü olarak kullanılır. Emici yüzey ve ısı havuzu arasındaki sıcaklık farkı termo çift etkisi ile ölçülür. Dolayısı ile ölçüm doğrudan sıcaklık farkını algılar. Termopiller geniş bir güç aralığında çalışırlar ve foto diyotlar gibi doyum (saturation) problemleride yoktur. Termopillerin kullanılabilceği spektral aralık tamamen yüzey kaplamasına bağlıdır. Genelde kullanılan kaplamalar, UV bölgeden IR bölgeye kadar düz bir davranış gösterirler. Bu sensörlerin en önemli sorunu cevap zamanlarıdır. Bu zaman düşük güç ölçüm sistemlerinde birkaç saniye, yüksek güç ölçüm sistemlerinde ise bir dakika mertebelerinde olabilir. Termopiller atımlı lazer uygulamalarında tepe güç ölçümü için de kullanılabilir, fakat bu ölçümlerde güvenilirlikleri daha azdır. Atımlı lazer uygulamalarında, termopil çıkışının, atım uzunluğu boyunca entegrasyon

alınır ve daha sonra bu değer Joule cinsinden enerji değerine çevrilebilir. Bu işlem atım uzunluğu bir mili saniyeden büyük darbeli lazerlerde kullanılabilir. Foto dedektör sensörler, üzerine düşen fotonlarla akım üreten sensörlerdir. Elde edilen akım miktarı sensör yüzeyine gelen foton sayısı ile doğrudan ilgilidir. Bu sensörler genelde 1 miliwatt üzerindeki güçlerde doyuma uğrarlar. Dolayısı ile 1 miliwatt üzeri güçlerde bu sensörler, güç azaltıcı elemanlarla birlikte kullanılır. Foto diyot sensörlerin önemli üstünlüğü hızlarındadır. Fotodiyotla da ölçümü yapılamayan çok yüksek frekanslı darbeli lazerlerde ancak ortalama güç ölçümü yapılır.

Piyasada satılan lazer güç ve enerji ölçen sensörler, çoğunlukla NIST (National Institute of Standards and Technology) izlenebilir çalışma standartları ile kalibre edilmiştir ve cihazla beraber kalibrasyon veya test sertifikası verilmektedir. Malesef bu sertifikalarda, yalnızca toplam belirsizlik belirtilir ve bu belirsizliğin hangi kaynaklardan geldiğine dair bir bilgi bulunmaz. NIST izlenebilir lazer güç ölçüm standartları, altın standartlar ve çalışma standartları olarak adlandırılır. Müşteri cihaz kalibrasyonları çalışma standartları ile gerçekleştirilir. Çalışma standartları ise NIST kalibreli altın standartlar ile periyodik zamanlarda tekrar kontrol ve kalibre edilirler. NIST kalibreli altın standartlar, belli aralıklarda tekrar NIST'e yollanarak kalibrasyonları yenilenir.

NIST lazer güç ölçüm birincil standartları olarak soğutmalı radyometre veya lazer kalorimetreleri kullanır. Bu cihazlar doğrudan emilen enerjiyi ısıya dönüştürürler. Cihazlarda bulunan elektrik ısıtıcı sayesinde, ısı enerjisi elektriksel olarak oluşturulabilir. Lazerden gelen ısınma etkisi ile, elektriksel ısı karşılaştırılır ve doğrudan elektrik Watt birimine bağlı ısı miktarı ölçülmüş olur. NIST düşük güç lazer ışın ölçümlerinde %0.5 ile %1 ($k=2$ faktörü için) arasında belirsizlik vermektedir. NIST'te kullanılan düşük lazer güç kalibrasyon düzeneği Şekil 5.1. de görülebilir.



Şekil 5.1: NIST Düşük Güçlü Lazer Kalibrasyon Sistemi.

Yukarıdaki sistemde, lazer ışını kalibreli bir ışın bölücü ile müşteri cihazına ve NIST kalorimetresine düşürülmektedir. Ölçüm doğrudan karşılaştırma prensibi ile yapılmaktadır. Aşağıda 30 mW lazer gücünde kalibre edilen bir müşteri cihazı için NIST ölçüm değerleri verilmiştir.

Tablo 5.1: Belirsizlik kaynakları.

Dalga Boyu	Giriş Gücü	Ölçüm Sayısı N	Standart Sapma	Kalibrasyon Faktörü	Genişletilmiş Belirsizlik (%)
1064	29.7 mW	4	%0.39	1.0035	± 0.96
		B tipi belirsizlik		A tipi belirsizlik	
		δi (%)		Sr (%)	N (ölçüm sayısı)
Belirsizlik Kaynakları					
Standart Kalorimetre					
Işın gücü ve elektrik güç eşitsizliği		0.15			
Soğurum		0.01			
Elektronik		0.10	0.10		30
Isıtıcı Telleri		0.01			
Pencere Geçirgenliği		0.11	0.02		6
Ölçümler					
Giriş Zamanı		0.05			
Lazer güç kayması		0.50			
Standart kalorimetre değer		0.50	0.26		8
Transfer standart ölçümleri			0.39		4

Genişletilmiş belirsizlik 0.96, $k=2$, güvenilirlik düzeyi %95. Bu genişletilmiş belirsizlik değeri hesaplanırken B tipi belirsizlikler $\sqrt{3}$ ile bölünür. A Tipi belirsizlikler ise ilgili ölçüm sayısına bölünür. Tüm bu sayıların kareleri alınarak toplanır. Elde edilen değer karekökü alınır.

NIST lazer güç kalibrasyonu NIST kalorimetreler ile müşteri cihazının karşılaştırılması ile yapılır. Yukarıdaki listelenen belirsizlik kaynaklarından standart kalorimetre başlığı altında verilenler, NIST lazer kalorimetresinin belirsizlikleridir.

Yukarıda ölçümü verilen cihaz oldukça kaliteli bir cihazdır ve muhtemelen bir kalorimetredir. Diğer güç ölçüm kafalarında hatalar çok daha büyüktür ve piyasada satılan optik güç ölçer sensörlerin belirsizlikleri %3-%5 arasındadır. Bu belirsizlik değerleri, ölçüm hatalarından daha çok, ölçüm sensörlerinin yapılarından kaynaklanmaktadır. Ölçüm sensörlerinin doğrusallığındaki (linearity) hatalar, yüzeyin her parçasında farklı davranış (uniformity), tekrarlanabilirlik problemleri, dalga boyu bağımlı davranış ve davranışta dalgalanmalar (spectral responsivity), ortam sıcaklığı etkileri vs. gibi etmenler belirsizlik değerlerini artırırlar. Bu etkiler her sensör tipinde aynı düzeyde belirsizlik katkıları vermezler. Örneğin termopil sensörlerde, 1064 nm dalga boyunda belirsizliğe en büyük katkı, yüzey davranışı farklılığından, fotodedektörlerde en büyük belirsizlik katkısı ise dalgaboyu bağımlı davranıştaki hatalardan gelmektedir.

Işın bölme oranı yöntemi ile güç ölçümünde temel belirsizlik kaynakları, lazer güç kararlılığı belirsizliği, ışın bölücü açısı ayarı ve güç ölçerden gelen belirsizliklerdir. Açısı ayarındaki 1 derece sapmanın (45 derece için) toplam ölçülebilen güç miktarına getirdiği belirsizlik Şekil 3.2'teki grafikten yaklaşık olarak tahmin edilebilir. p polarizasyonu için bu oran %0.2 civarında, s polarizasyonu için bu oran %0.3 civarındadır. Bu hatalar birbirinin etkisini azaltacak yönde gelişir. Dolayısıyla s ve p polarizasyonları için toplam belirsizlik %0.1 civarındadır. Ölçümler ikinci ışın bölücünün çıkışında veya yansıma ekseninde yapılacağından bu belirsizlik iki ile çarpılmalıdır. Dolayısıyla 45 derece civarında, gelen lazer ışınının, ışın bölücüye düşme açısında yapılacak 1 derece hata yaklaşık %0.2 ek ölçüm belirsizliği getirecektir. Lazer güç kararlılığı ise, güç ölçümünden önce, kısa dönem ve uzun dönem güç kararlılığı ölçülerek belirlenir. Bu değerlerin getirdiği belirsizlik için, ölçüm teknisyeninin düzeltici yönde yapacağı bir müdahale olanağı yoktur. Kararlılık ölçümlerinden gelen belirsizlik doğrudan ölçüm belirsizliğine ilave edilir. Yukarıdaki tartışmadan da görüleceği gibi ışın bölücü açısından kaynaklı hata azdır ve asıl hatalar lazer güç kararlılığı ve ölçüm dedektöründen kaynaklanmaktadır.

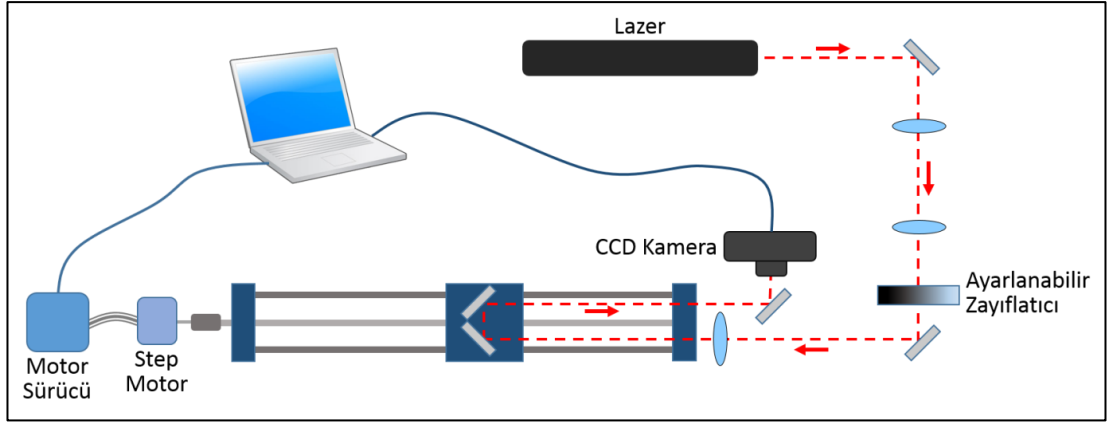
6. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

Deneysel çalışmalarda, ölçümlerin doğruluğu, hassasiyeti ve tekrarlanabilirliği amaçlanmıştır. M^2 ölçümlerinin doğruluğu, birden fazla M^2 ölçüm sistemi kullanılarak değerlendirilmiştir. Tezimizde, ölçümlerin elektrik birimlerine izlenebilirliğini sağlamak üzere, 1 watt ile 5 watt arasındaki güçlerin ölçümü için bir kalorimetre sistemi geliştirilmiştir. Daha yüksek güç ölçümleri için, ışın bölme yöntemi kullanılmaktadır. Güç ölçümü için geliştirilen primer kalorimetrenin kalibrasyonları yapılmış ve belirsizlik değeri atanmıştır. Bu sayede, primer kalorimetre doğrudan lazer gücü ölçümünde kullanılmaya başlanmıştır.

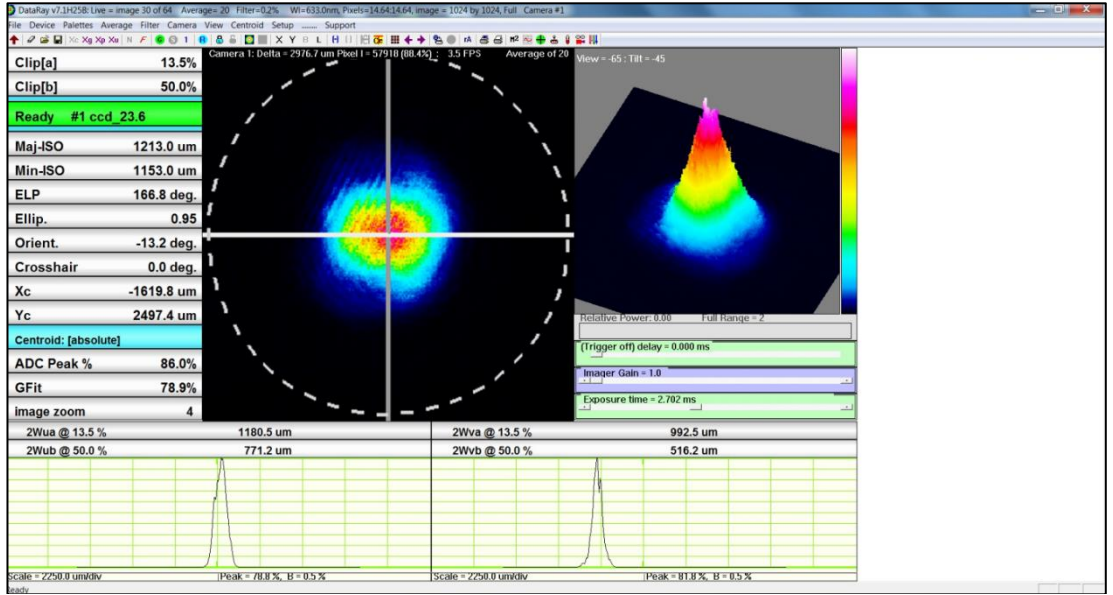
6.1. Lazer M^2 Ölçümlerinde Tekrarlanabilirlik Çalışması

Tez kapsamında, M^2 ölçümleri için kullanılan ticari cihazların dışında, TÜBİTAK UME (Ulusal Metroloji Enstitüsü) Zaman Frekans Dalga boyu laboratuvarında M^2 ölçüm sistemi hareket düzeneği kurulmuş ve gerekli yazılımları yapılmıştır. Alınan sonuçlar ile diğer cihazlardan alınan sonuçlar karşılaştırılmıştır. Yine tek düzlemde M^2 ölçümü için, yalnızca Shack-Hartmann dalga cephesi sensörü kullanılarak dalga cephesi ve intensity ölçümleri yapılmış, M^2 ölçümlerinin mesafeden bağımsız değerleri elde edilmiştir. Kullanılan Shack-Hartmann sensörün çözünürlüğünün düşük olması sebebiyle (29x29) mercek dizisi, alınan verinin değerleri diğer sensörlerle elde edilen değerden daha fazladır.

Kurulan M^2 ölçüm sistemi, motor sürücü, adım motoru, hareketli tabla, ayarlanabilir zayıflatıcı, mercekler, aynalar ve bir CCD kameradan oluşmaktadır. Lazer ışını, ışın profili ölçüm çözünürlüğünün artırılması amacıyla bir teleskop ile genişletildikten sonra CCD kameranın doyumuna ulaşmaması için bir ayarlanabilir zayıflatıcıdan geçirilmiştir. Hareketli tabla, bilgisayar ile kontrol edilen kendi yaptığımız motor sürücü kullanılarak 1.8° adımlı bir adım motoru ile hareket ettirilmiştir. Kullandığımız tabla, adım motorun bir adımında $10 \mu\text{m}$ hareket etmektedir. Lazer ışını bir mercekten geçirildikten sonra hareketli tablalardan geri yansıtılarak ışın profili ölçümü için CCD kameraya düşürülmüştür. CCD kamera bilgisayara bağlanmış ve tabla farklı pozisyonlardayken ışın profili ölçümleri yapılarak kaydedilmiştir.



Şekil 6.1: M^2 ölçüm sisteminin şematik gösterimi.



Şekil 6.2: CCD kamera ile alınan örnek bir ışın profili ölçümü.

ISO 11146.1 standardı, ışın beli pozisyonu z_0 , minimum ışın çapı $d_{\sigma 0}$, ıraksama açısı θ_σ , Rayleigh mesafesi z_R ve M^2 parametrelerinin, deneysel olarak z yayılma eksenini boyunca yapılan ışın çapı d_σ ölçümlerine aşağıdaki hiperbolik eğrinin uydurulması yöntemi ile hesaplanması gerektiğini belirtir. Monte Carlo küçük kareler metoduna göre hesaplamalar yapılmıştır.

Aşağıda verilen formüllerde bu metod baz alınarak yazılmıştır.

$$d_\sigma(z) = f(z, a, b, c) = \sqrt{a + bz + cz^2} \quad (6.1)$$

Denklem (6.1) formuna uygun genel hiperbolik yayılma fonksiyonu aşağıdaki formülle tanımlanabilir.

$$d_{\sigma}^2(z) = d_0^2 + M^4 \left(\frac{4\lambda}{\pi d_{\sigma 0}} \right)^2 (z - z_0)^2 \quad (6.2)$$

Bu denklemde verilen değerlerin aşağıdaki gibi hesaplanabileceği gösterilebilir.

$$z_0 = \frac{d_{\sigma 3}^2(z_1^2 - z_2^2) + d_{\sigma 1}^2(z_2^2 - z_3^2) + d_{\sigma 2}^2(z_3^2 - z_1^2)}{2[d_{\sigma 3}^2(z_1 - z_2) + d_{\sigma 1}^2(z_2 - z_3) + d_{\sigma 2}^2(z_3 - z_1)]} \quad (6.3)$$

$$d_{\sigma 0} = \sqrt{\frac{d_{\sigma 2}^2(z_1 - z_0)^2 - d_{\sigma 1}^2(z_2 - z_0)^2}{(z_1 - z_0)^2 - (z_2 - z_0)^2}} \quad (6.4)$$

$$M^2 = \sqrt{\frac{d_{\sigma 0}^2(d_{\sigma 1}^2 - d_{\sigma 0}^2)}{\left(\frac{4\lambda}{\pi}\right)^2 (z_1 - z_0)^2}} \quad (6.5)$$

Bu değerlerden yola çıkarakta iraksama açısı (divergence angle) ve Rayleigh uzunluğu aşağıdaki formüllerle elde edilir.

$$\theta_{\sigma} = \frac{4\lambda M^2}{\pi d_{\sigma 0}} \quad (6.6)$$

$$z_R = \frac{\pi d_{\sigma 0}^2}{4\lambda M^2} \quad (6.7)$$

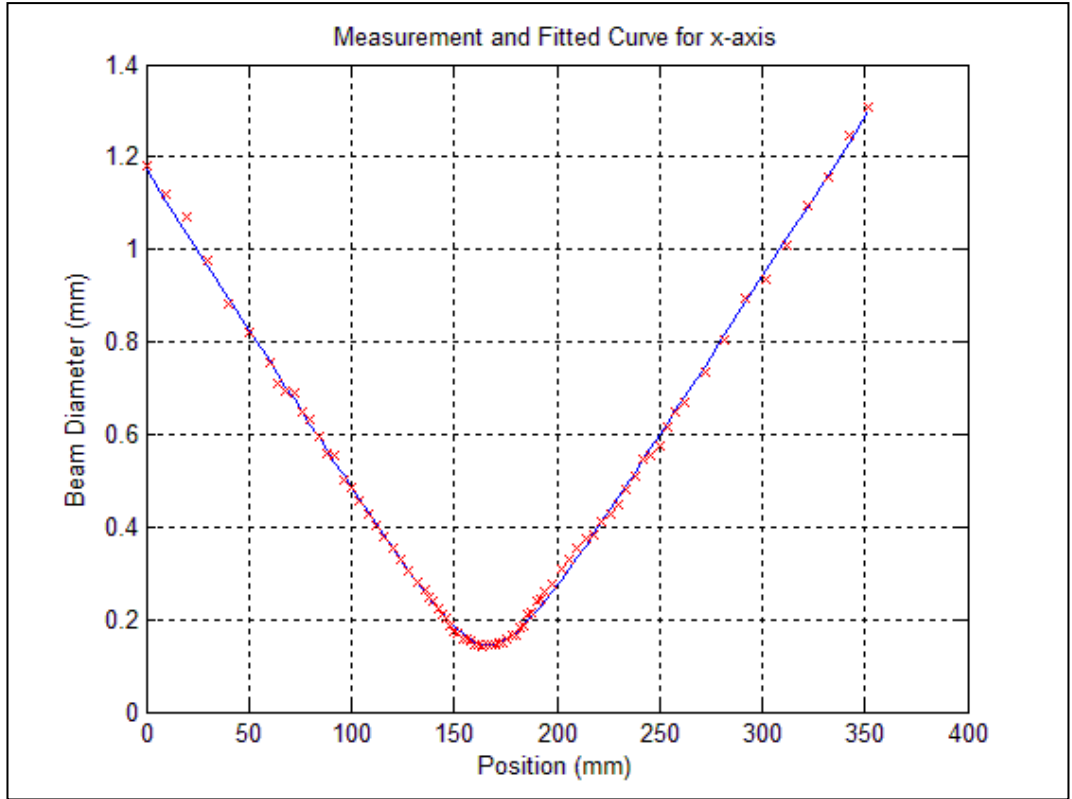
Denklem (6.1) ve denklem (6.2) karşılaştırıldığında, hiperbolik yaklaşım katsayıları, a, b, c katsayıları için aşağıdaki sonuçlara ulaşılabilir.

$$c = \frac{d_{\sigma 0}^2}{z_R^2} \quad (6.8)$$

$$b = -\frac{2d_{\sigma 0}^2 z_0}{z_R^2} \quad (6.9)$$

$$a = \frac{d_{\sigma 0}^2(z_0^2 + z_R^2)}{z_R^2} \quad (6.10)$$

Denklem (6.2) üç bilinmeyen içermektedir. Elimizde çok daha fazla sayıda veri olduğundan, bu bilinmeyenleri en küçük kareler metodu ile elde etmek gerekir. İlk olarak, üç deneysel $z_i, d_{\sigma i}$ veri ile başlangıç a,b,c değerleri elde edilir. Elde edilen a, b, c değerleri en küçük kareler metodu (least square curve fitting) için başlangıç tahmin değerleri olarak kullanılır.



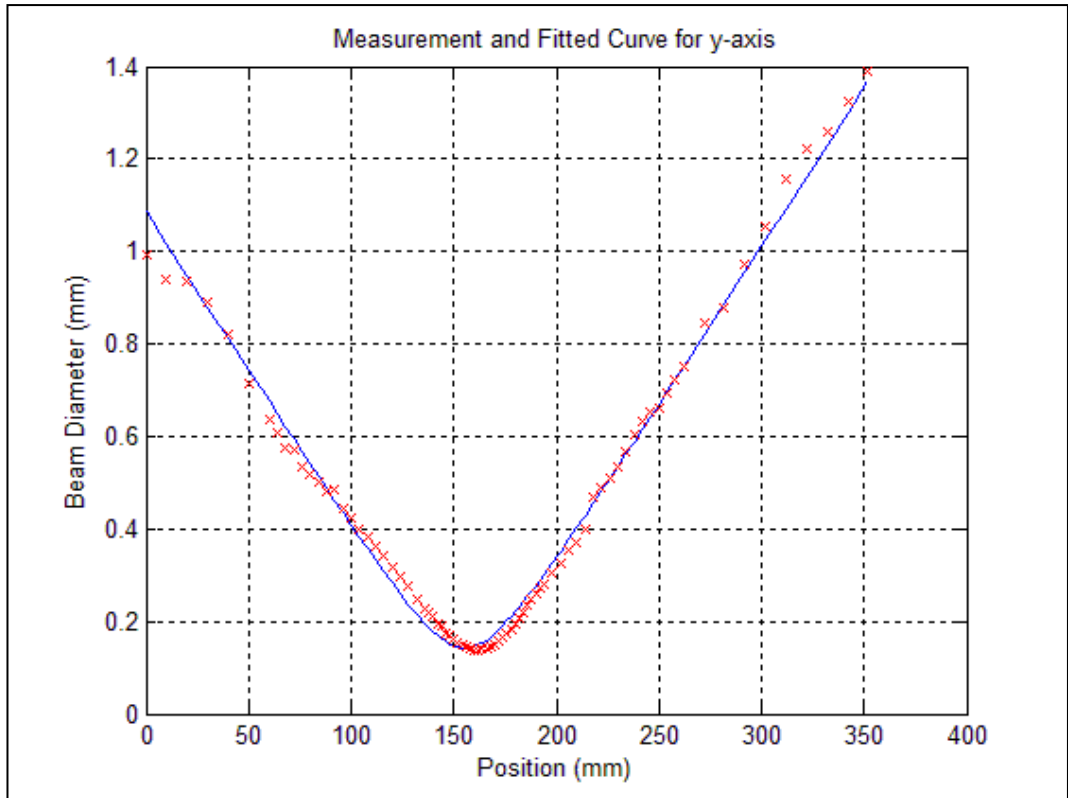
Şekil 6.3: x eksenli çap ölçümleri ve uydurulmuş hiperbolik eğri.

```

Initial guessed Laser Beam Parameters
Spot position z0 = 167.747
Spot size dSigma = 0.121515
Rayleigh Range zR = 17.2196
Divergence Angle divAngle = 0.00705679
Beam M2 Parameter M2 = 1.06429
*****
Initial guessed hyperbolic coefficients
Hyperbola a = 1.41604
Hyperbola b = -0.016707
Hyperbola c = 4.97983e-005
*****
LS Calculated hyperbolic coefficients
Hyperbola a_fitted = 1.37088
Hyperbola b_fitted = -0.0162024
Hyperbola c_fitted = 4.86095e-005
*****
LS Calculated Lazer Beam Parameters
Spot position fitted z0_fit = 166.658
Spot size fitted dSigma_fit = 0.144057
Rayleigh Range fitted zR_fit = 20.6621
Divergence Angle fitted divAngle_fit = 0.00697205
Beam M2 Parameter fitted M2_fit = 1.24658
*****

```

Şekil 6.4. x eksenini için MATLAB ölçüm sonuçları.



Şekil 6.5: y eksenini çap ölçümleri ve uydurulmuş hiperbolik eğri.

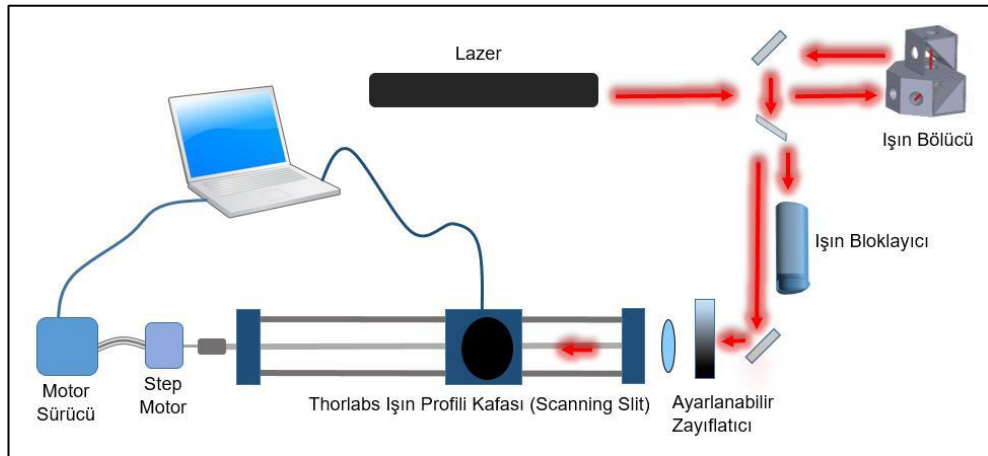
```

Initial guessed Laser Beam Parameters
Spot position z0 = 147.158
Spot size dSigma = 0.159555
Rayleigh Range zR = 23.6784
Divergence Angle divAngle = 0.00673841
Beam M2 Parameter M2 = 1.33442
*****
Initial guessed hyperbolic coefficients
Hyperbola a = 1.00875
Hyperbola b = -0.0133638
Hyperbola c = 4.54062e-005
*****
LS Calculated hyperbolic coefficients
Hyperbola a_fitted = 1.17794
Hyperbola b_fitted = -0.0148937
Hyperbola c_fitted = 4.78959e-005
*****
LS Calculated Laser Beam Parameters
Spot position fitted z0_fit = 155.48
Spot size fitted dSigma_fit = 0.141782
Rayleigh Range fitted zR_fit = 20.4867
Divergence Angle fitted divAngle_fit = 0.00692068
Beam M2 Parameter fitted M2_fit = 1.21785

```

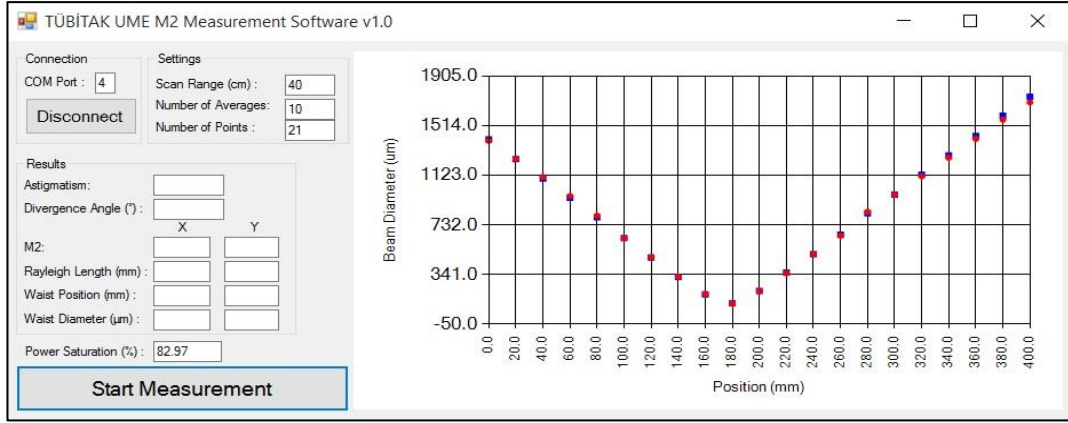
Şekil 6.6: y eksenini için MATLAB ölçüm sonuçları.

İlk denemelerde alınan sonuçlarda, CCD kamera olarak DataRay cihazının kullanılması ve hareketli tablanın milindeki problem yüzünden M^2 değerleri cihaz ölçümlerine göre fazla çıkmış bu sebeple, sistem tekrar revize edilmiştir. DataRay yerine Thorlabs ışın profil kafası (scanning slit) kullanılmış ve mil düzeltilmiştir.



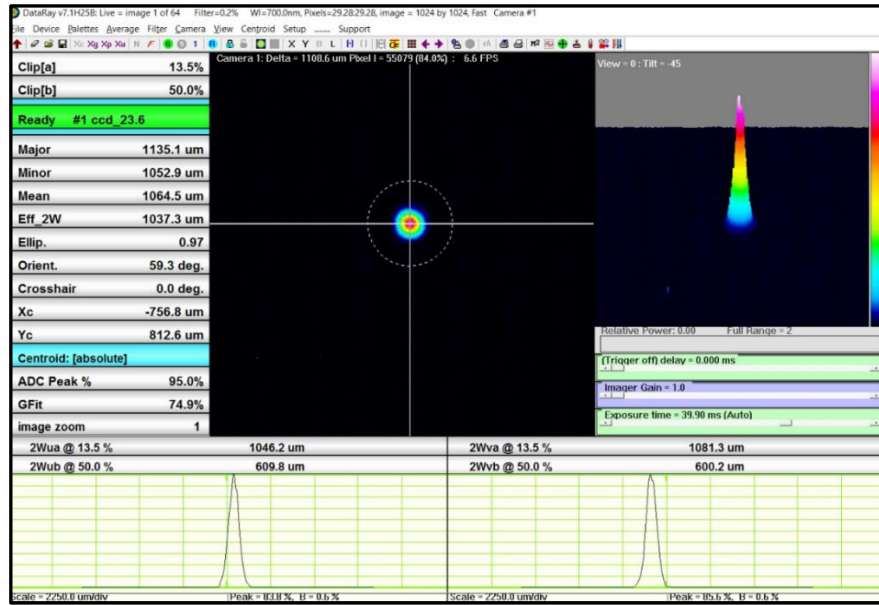
Şekil 6.7: Revize edilen M^2 ölçüm sisteminin şematik gösterimi.

Yukarıdaki sistemde, thorlabs cihazının ışın profil kafasına ek olarak ışın bölücülerin yer aldığı (beam dump) kullanılmıştır. Bu sayede lazer ışınının gücünün azaltılması hedeflenmiştir. Bu ölçümlerin tamamen yazılım kontrollü olarak yapılmasına yönelik geliştirilen M^2 programının ön yüzü Şekil 6.8 da verilmiştir.

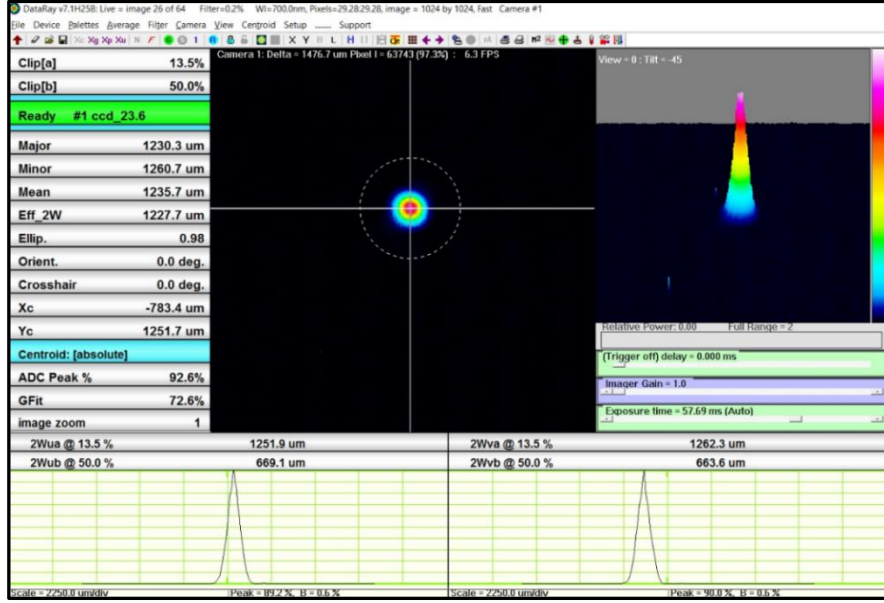


Şekil 6.8: M^2 Ölçümü için kullanılan yazılımın ekran görüntüsü.

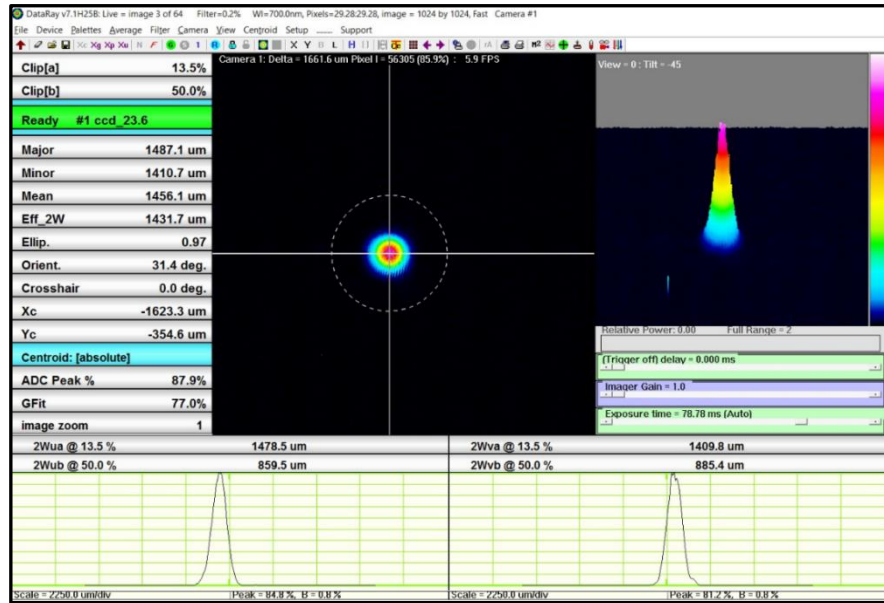
M^2 ölçümlerinde tekrarlanabilirlik çalışmalarına yönelik yapılan ölçüm sonuçları aşağıda listelenmiştir. İlk olarak DataRay kamera tabanlı ışın analizör kafası ile çap ölçüm tekrarlanabilirlik ölçümleri yapılmıştır. Sonuçlar aşağıdaki gibidir.



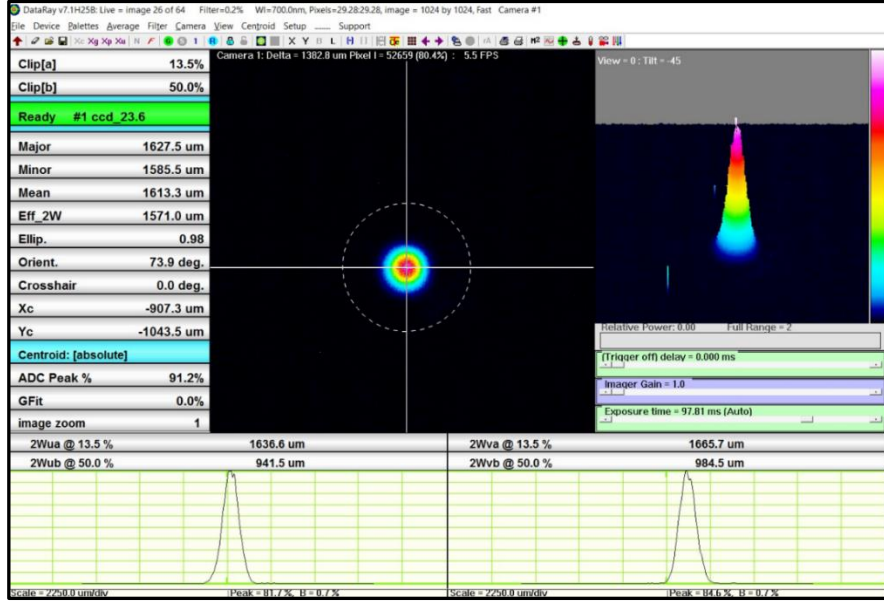
Şekil 6.9: Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ile 20 cm’de alınan ölçüm ekranı.



Şekil 6.10: Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ile 40 cm’de alınan ölçüm ekranı.



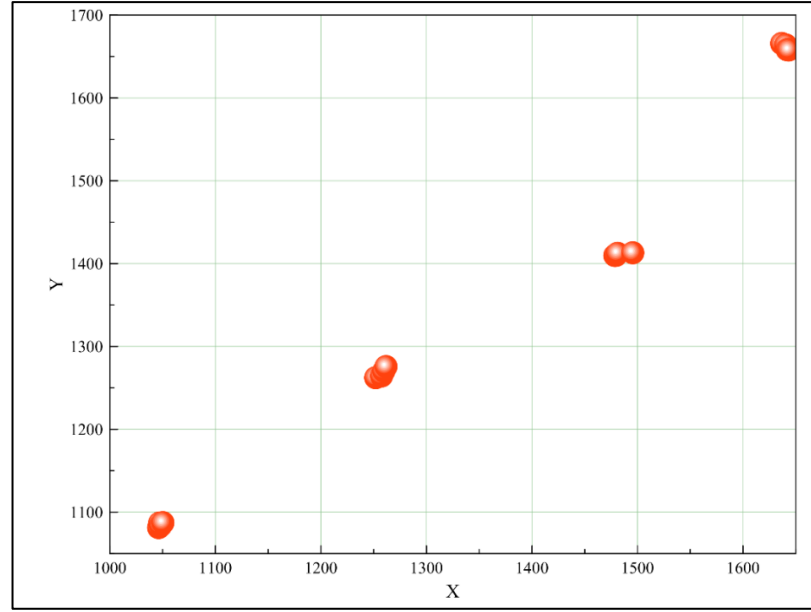
Şekil 6.11: Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ile 60 cm’de alınan ölçüm ekranı.



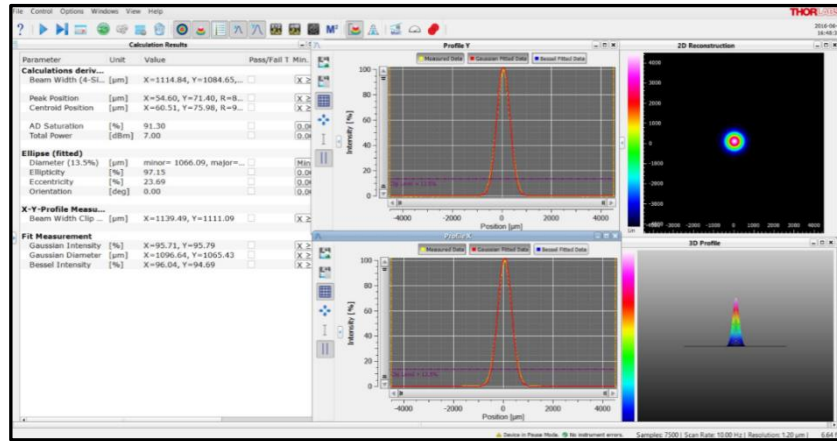
Şekil 6.12: Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ile 80 cm’de alınan ölçüm ekranı.

Tablo 6.1: Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ölçüm tekrar verileri.

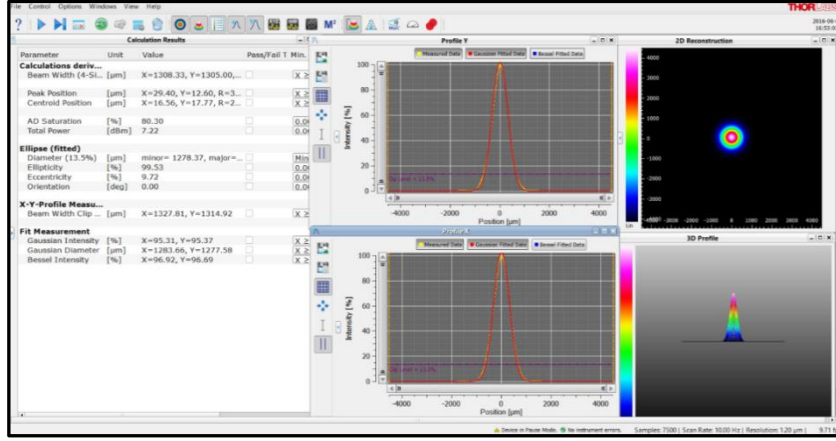
DATARAY (μm)							
20cm (1.Ölçüm)		20cm (2.Ölçüm)		20cm (3.Ölçüm)		20cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1046.2 μm	1081.3 μm	1047.2 μm	1086.9 μm	1048.2 μm	1083.7 μm	1050.3 μm	1087.3 μm
40cm (1.Ölçüm)		40cm (2.Ölçüm)		40cm (3.Ölçüm)		40cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1251.9 μm	1262.3 μm	1257.5 μm	1264.4 μm	1259.6 μm	1270.3 μm	1261.7 μm	1275.7 μm
60cm (1.Ölçüm)		60cm (2.Ölçüm)		60cm (3.Ölçüm)		60cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1478.5 μm	1409.8 μm	1479.5 μm	1409.9 μm	1481.1 μm	1412.4 μm	1495.5 μm	1413.1 μm
80cm (1.Ölçüm)		80cm (2.Ölçüm)		80cm (3.Ölçüm)		80cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1636.6 μm	1665.7 μm	1640.5 μm	1664.0 μm	1641.8 μm	1658.2 μm	1643.2 μm	1657.9 μm



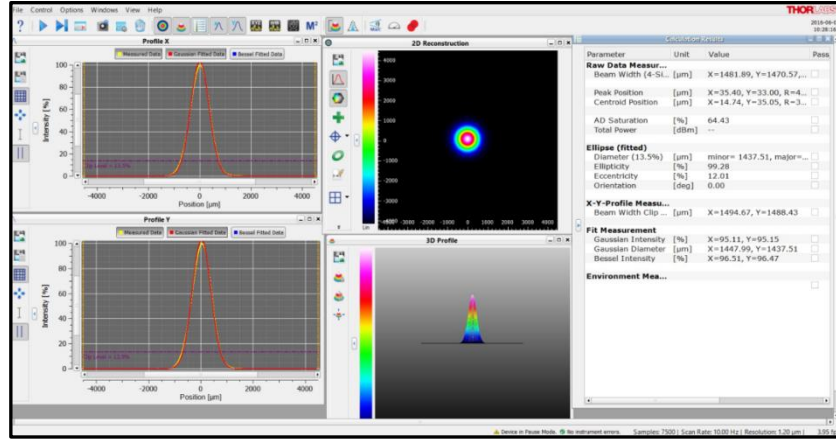
Şekil 6.13: Dataray kamera tabanlı ışın analizör kafası ölçüm tekrar grafiği. Diğer bir ölçüm cihazı olan BP209-VIS/M Scanning Slit ışın analizör kafası ile çap ölçümü yapılmıştır. Sonuçlar aşağıda verilmiştir.



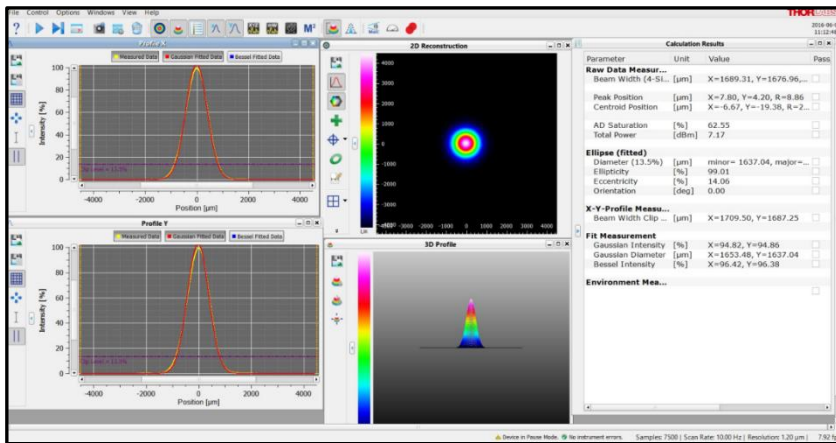
Şekil 6.14: BP209-VIS/M Scan Slit ışın analizör kafası ile lazer ışınına 20 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.



Şekil 6.15: BP209-VIS/M Scan Slit ışın analizör kafası ile lazer ışınına 40 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.



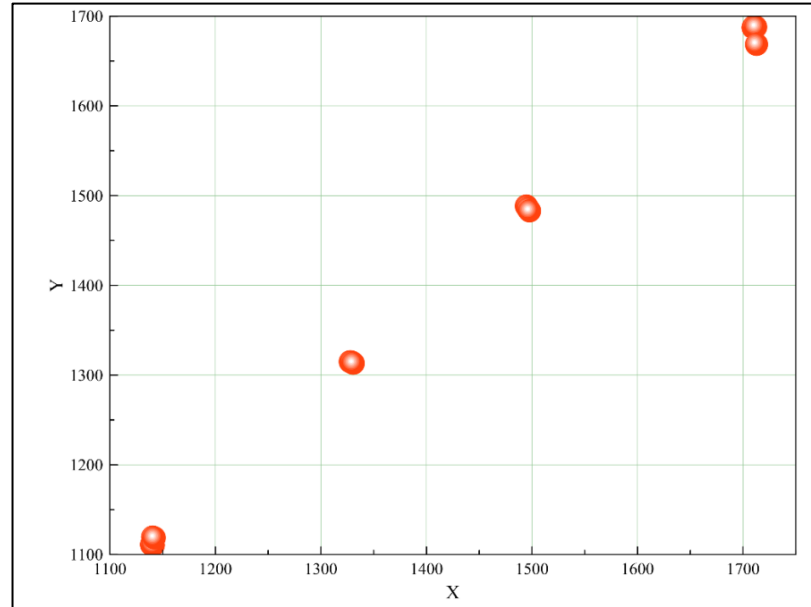
Şekil 6.16: BP209-VIS/M Scan Slit ışın analizör kafası ile lazer ışınına 60 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.



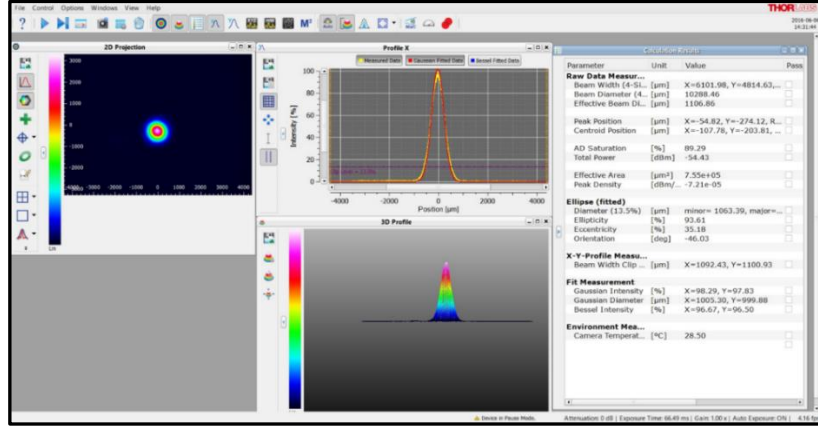
Şekil 6.17:BP209-VIS/M Scan Slit ışın analizör kafası ile lazer ışınına 80 cm uzaklıkta alınan ölçüm ekranı.

Tablo 6.2: BP209-VIS/M Scan Slit ışın analizör kafası ölçüm tekrar verileri.

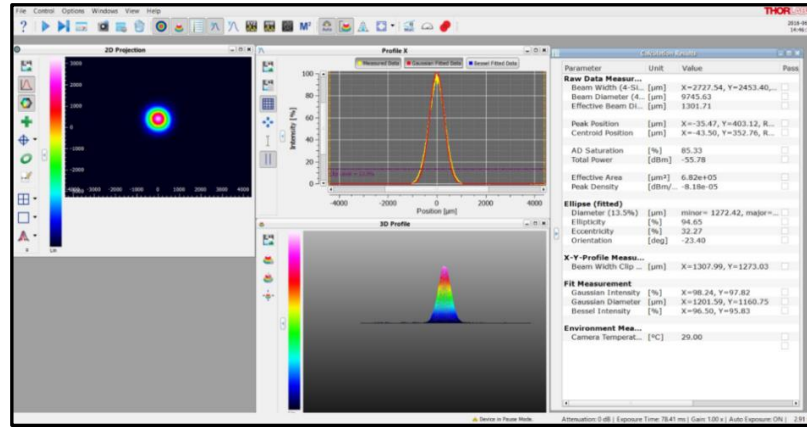
BP209-VIS/M IŞIN PROFİL KAFASI (µm)							
20cm (1.Ölçüm)		20cm (2.Ölçüm)		20cm (3.Ölçüm)		20cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1139.5 µm	1111.1µm	1140.5 µm	1119.5 µm	1141.3 µm	1110.6 µm	1142.1µm	1118.7 µm
40cm (1.Ölçüm)		40cm (2.Ölçüm)		40cm (3.Ölçüm)		40cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1327.8 µm	1314.9 µm	1328.7 µm	1314.7 µm	1329.5 µm	1314.1 µm	1330.6 µm	1313.2 µm
60cm (1.Ölçüm)		60cm (2.Ölçüm)		60cm (3.Ölçüm)		60cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1494.7 µm	1488.4 µm	1495.4µm	1487.2 µm	1496.3µm	1485.2 µm	1497.7 µm	1482.9 µm
80cm (1.Ölçüm)		80cm (2.Ölçüm)		80cm (3.Ölçüm)		80cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1709.5 µm	1687.3 µm	1710.3 µm	1688.6µm	1711.9 µm	1687.8 µm	1712.7 µm	1668.4 µm



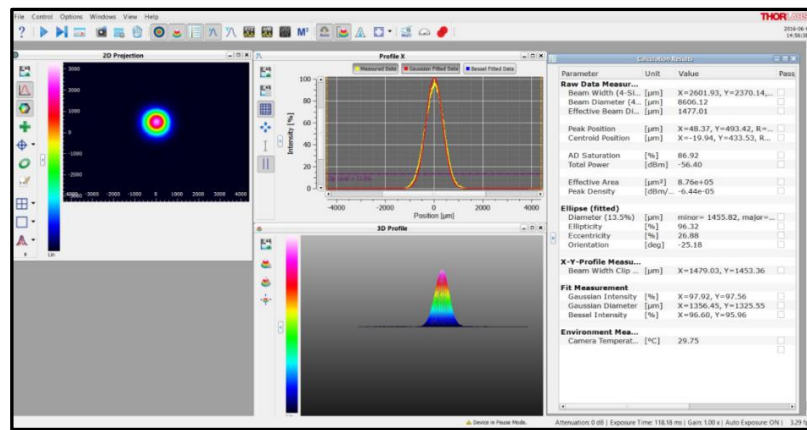
Şekil 6.18. BP209-VIS/M Scan Slit ışın analizör kafası ölçüm tekrar grafiği. Diğer bir ölçüm cihazı olan BC106N-VIS/M Scanning Slit ışın analizör kafası ile çap ölçümü yapılmıştır. Sonuçlar aşağıda verilmiştir.



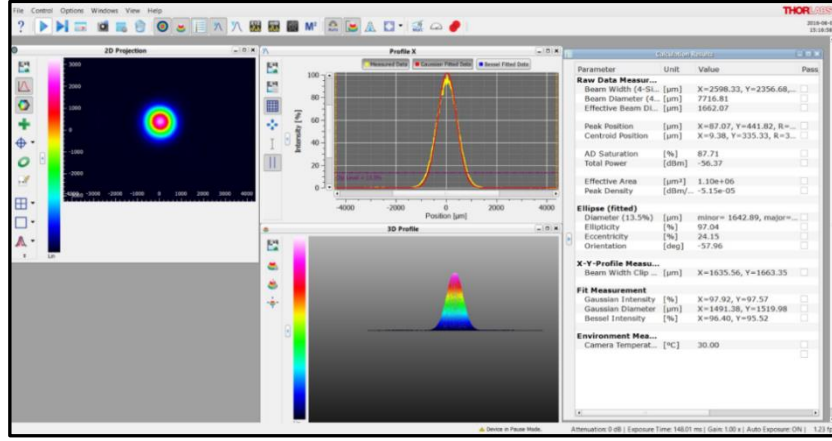
Şekil 6.19: BC106N-VIS/M Kamera tabanlı ışın analizör kafası ile Lazer Işımına 20cm Uzaklıkta Alınan Ölçüm Ekranı.



Şekil 6.20: BC106N-VIS/M Kamera tabanlı ışın analizör kafası ile Lazer Işımına 40cm Uzaklıkta Alınan Ölçüm Ekranı.



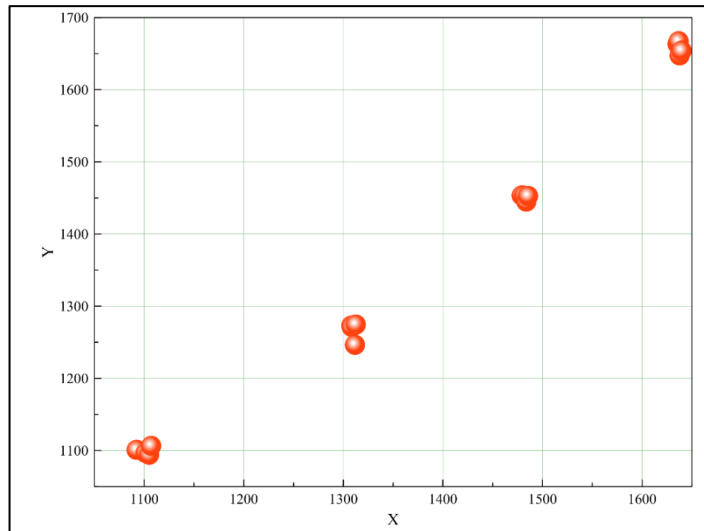
Şekil 6.21: BC106N-VIS/M Kamera tabanlı ışın analizör kafası ile Lazer Işımına 60cm Uzaklıkta Alınan Ölçüm Ekranı.



Şekil 6.22: BC106N-VIS/M Kamera tabanlı ışın analizör kafası ile Lazer Işımına 80cm Uzaklıkta Alınan Ölçüm Ekranı.

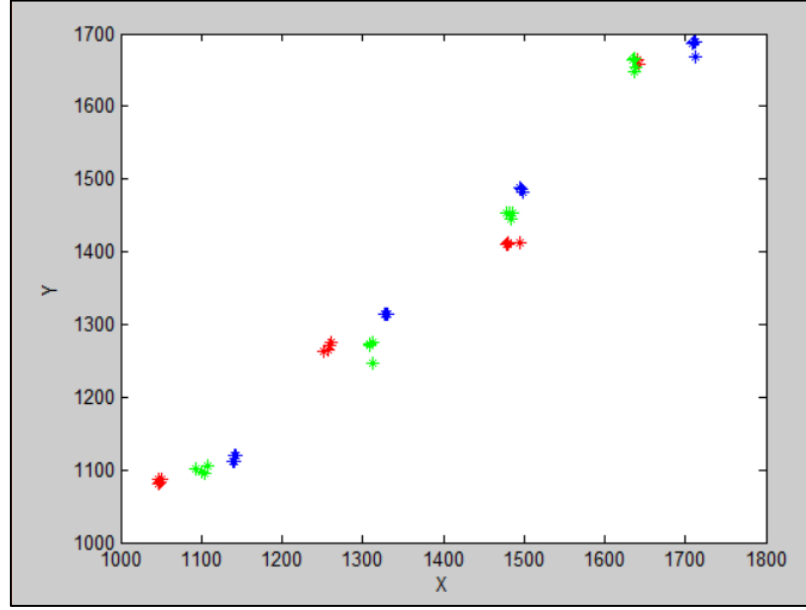
Tablo 6.3: BP106N-VIS/M Scan Slit ışın analizör kafası ölçüm tekrar verileri.

BC106N-VIS/M IŞIN PROFİL KAFASI (μm)							
20cm (1.Ölçüm)		20cm (2.Ölçüm)		20cm (3.Ölçüm)		20cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1092.4 μm	1100.9 μm	1101.3 μm	1096.7 μm	1105.0 μm	1094.1 μm	1107.0 μm	1106.4 μm
40cm (1.Ölçüm)		40cm (2.Ölçüm)		40cm (3.Ölçüm)		40cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1307.9 μm	1273.0 μm	1308.3 μm	1271.3 μm	1311.6 μm	1246.4 μm	1312.5 μm	1274.5 μm
60cm (1.Ölçüm)		60cm (2.Ölçüm)		60cm (3.Ölçüm)		60cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1479.0 μm	1453.3 μm	1481.6 μm	1453.1 μm	1483.7 μm	1444.9 μm	1485.4 μm	1452.8 μm
80cm (1.Ölçüm)		80cm (2.Ölçüm)		80cm (3.Ölçüm)		80cm (4.Ölçüm)	
X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
1635.5 μm	1663.3 μm	1636.6 μm	1667.1 μm	1637.6 μm	1647.5 μm	1639.6 μm	1654.0 μm



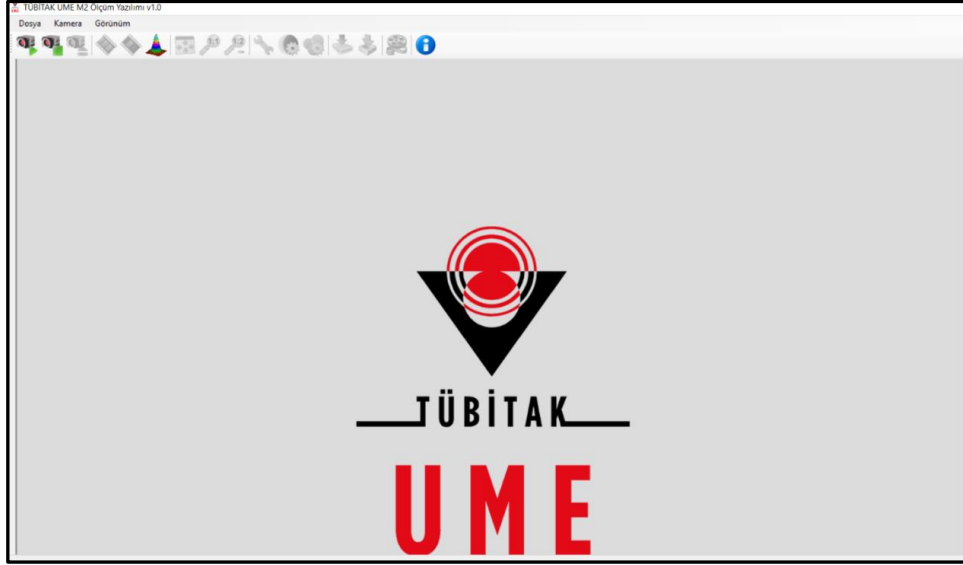
Şekil 6.23. BC106N-VIS/M Scan Slit ışın analizör kafası ölçüm tekrar grafiği.

Üç cihazdan alınan verilerin, aşağıdaki şekilde tek grafikte gösterilmiştir.

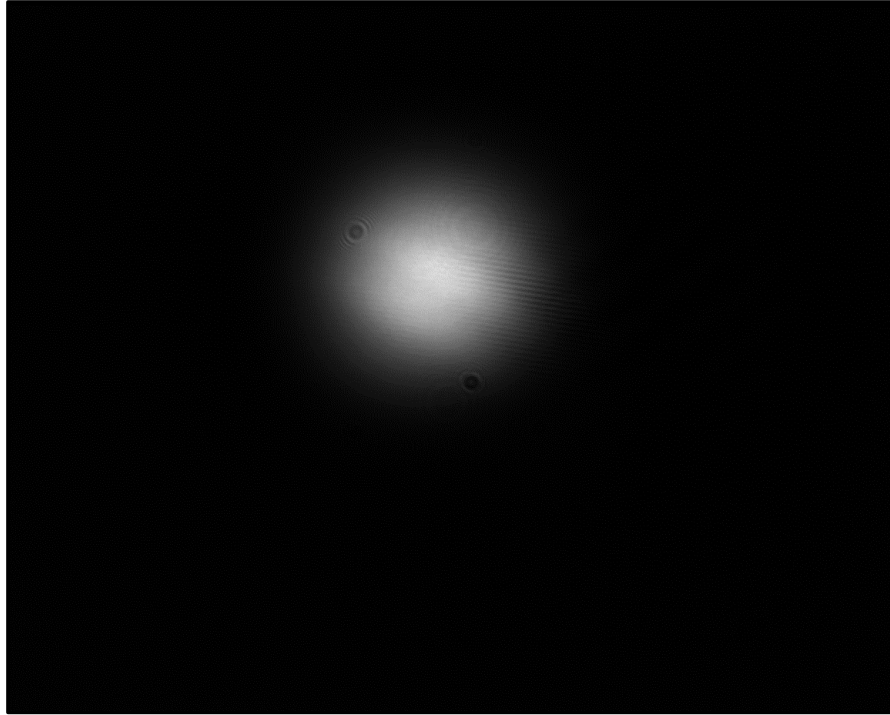


Şekil 6.24: Üç cihazdan alınan ışın çapı verilerinin karşılaştırılması.(kırmızı:dataray ile alınan ölçümler, mavi: scan slit ışın profili ile alınan ölçümler, yeşil: kamera tabanlı ışın profili ile alınan ölçümler.)

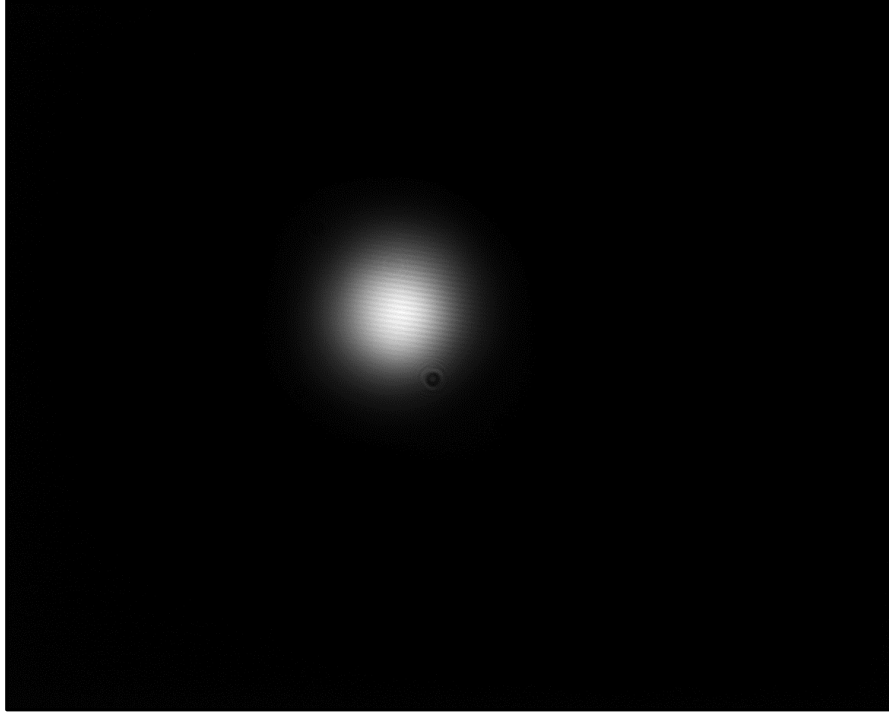
Yapılan bir diğer çalışma ise, Thorlabs DCC3240N USB 3.0 Near IR Sensor CMOS kamera lazer karakterizasyonu için devreye alınmıştır. Bu amaçla kamera ile veri iletişimi ve kamera görüntüsünden, lazer merkezi ve lazer çapını elde edecek yazılımlar hazırlanmıştır. Kamera M^2 ölçüm sistemine yerleştirilmiş ve ölçümler alınmıştır. Ölçüm yazılımının ara yüzü ve lazere 40 cm uzaklıktaki ışın profili görüntüsü aşağıda verilmiştir.



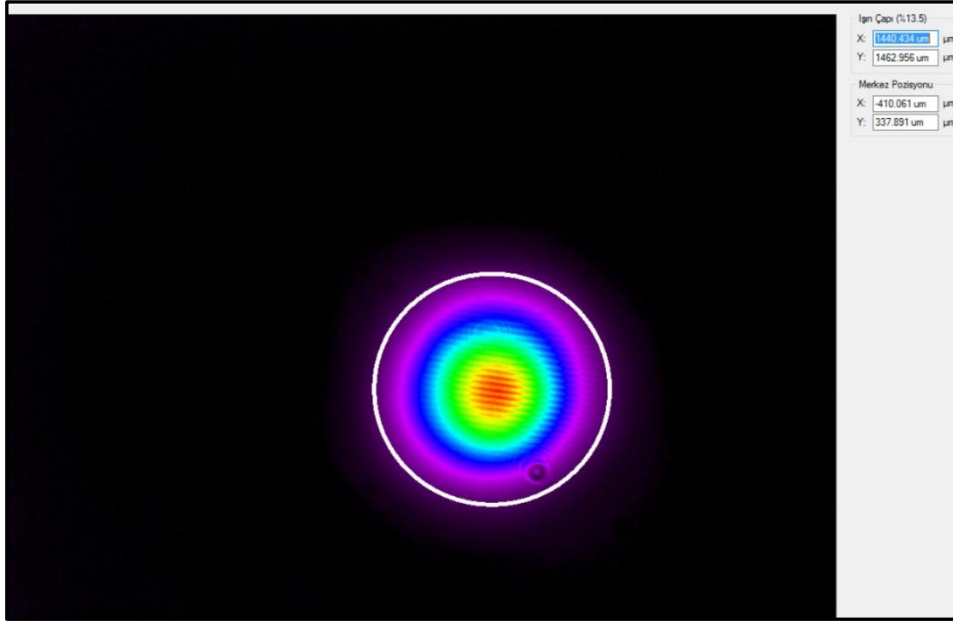
Şekil 6.25: Ölçüm yazılımı arayüzü.



Şekil 6.26: Kamera yazılımı ile alınan ham görüntü.



Şekil 6.27: Ham verinin normalize görüntüsü.

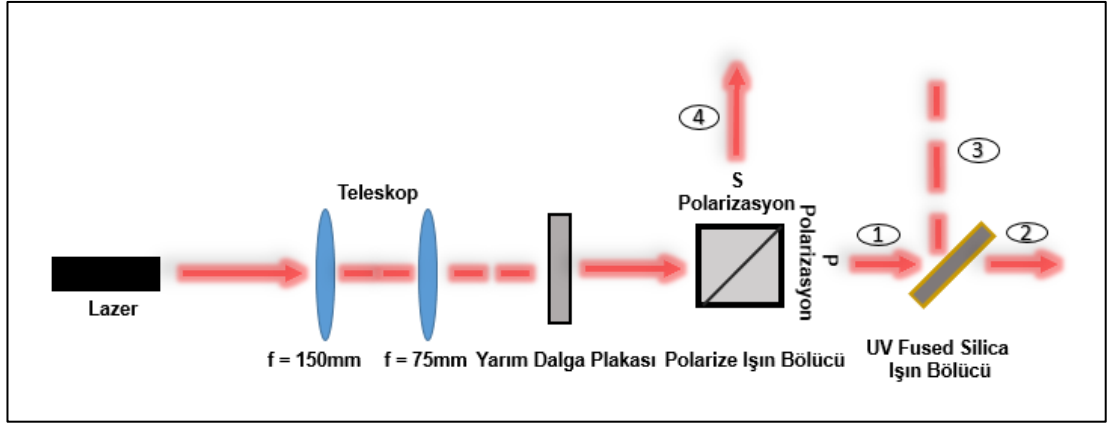


Şekil 6.28: Datalar sonucu oluşturulan lazere 40 cm uzaklıktaki ışın profili.

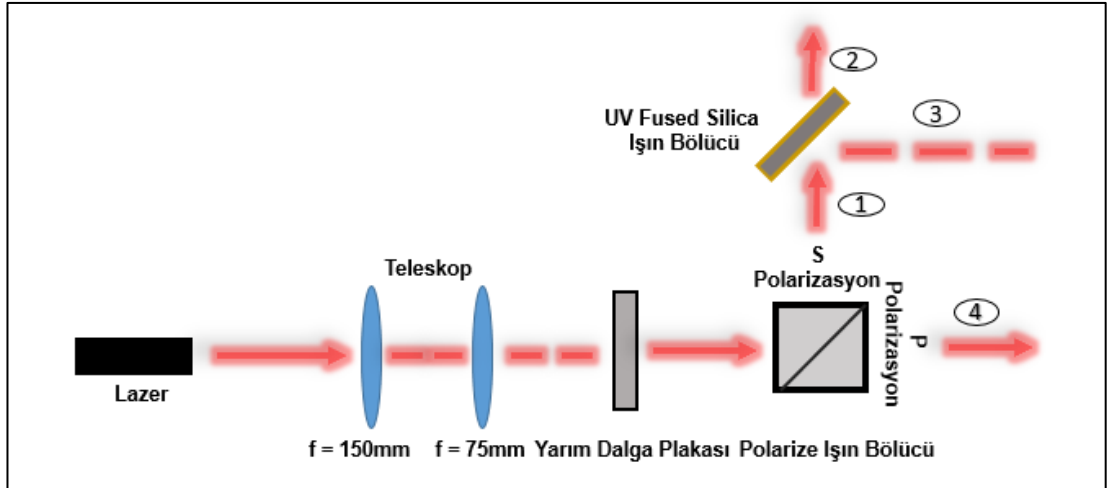
6.2. Lazer Işın Güç Ölçümleri

6.2.1. UV Fused Silica Camda Işın Bölme Oranı Ölçümü

5. bölümde, lazer ışın güç ölçümleri anlatılmıştı, bu kapsamda, yapılan ilk çalışma ışın bölme yöntemi kullanılarak güç ölçmek için yapılan çalışmalardır. Bu çalışma için 1 Watt çıkış gücünde, 1064 nm dalga boyunda sürekli dalga olan Nd:YAG lazer kullanılmıştır. Işın çapı yaklaşık olarak 1.5 mm'dir ve M^2 değeri 1.5'tan küçüktür.

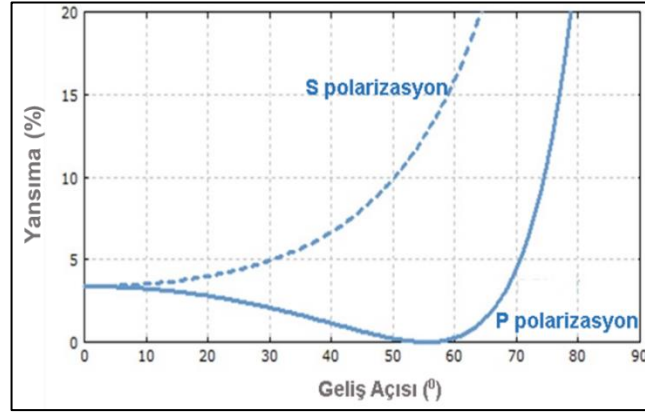


Şekil 6.29: Ölçüm düzeneği, paralel eksen.



Şekil 6.30: Ölçüm düzeneği dik eksen.

Şekil 6.29 ve 6.30'da, güç ölçümü için iki düzenek kurulmuştur. Nd:YAG lazerden çıkan ışının mesafesinin uzamasıyla büyümesinden dolayı 150 mm ve 75 mm lik mercekler ile yapılan teleskop sayesinde küçültülerek dalga plakasına gönderilmiştir. PBS103 kodlu polarize ışın bölücünün üzerine düşen ışığın gücü, dalga plakası ile maksimum güce getirilmiştir. Bu sebepten şekil 6.27'de yere paralel devam eden ışığın gücü maksimum haldeyken, dik olarak devam eden ışığın gücü minimumdur. Şekil 6.29'a göre fused silika ışın bölücüyeye gelen ışığın gücü 1 konumunda 881 mW'tır. Fused silika ışın bölücüden geçtikten sonra 2 durumundayken ki gücü 874 mW'tır. P-polarizasyonu ve s-polarizasyonunun geliş açlarına göre yansıma yüzdeleri gösterilmiştir.



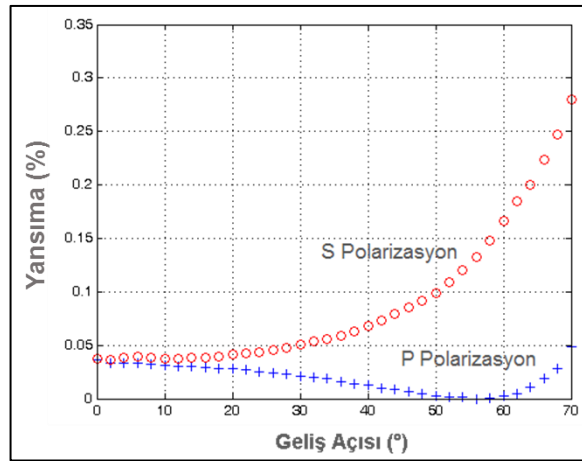
Şekil 6.31: 1064 nm dalgaboyunda, havadan geliş açısına göre fused-silika yüzeyin literatürdeki fresnel yansıma grafiği.

Fused-Silika ışın bölücü ölçüm düzeneklerinde 45° ' lik açı ile yerleştirilmiştir. Yukarıdaki grafikten alınan verilere göre toplam yansıma yüzdesi hesaplandığında, s polarizasyonu için toplam yansıma %15,7 olurken, p polarizasyonu için toplam yansıma %1,3 'tür. Güç ölçümleri, Thorlabs PM200 güç ölçüm cihazı ve Melles Griot 13PEM001 güç ölçüm cihazı ile ayrı ayrı ölçülerek tekrarlanmıştır. Alınan sonuçlar aşağıdaki tabloda gösterilmektedir.

Tablo 6.4: Güç ölçüm sonuçları.

Güç Ölçümü (mW)	THORLABS PM200				MELLES GRIOT 13PEM001			
	1	2	3	3	1	2	3	3
P polarizasyon	880 mW	866 mW	5.6 mW	5.6 mW	884 mW	871 mW	5.2 mW	5.6 mW
	876 mW	868 mW	4 mW	4 mW	880 mW	870 mW	4.5 mW	5 mW
	887 mW	872 mW	6.2 mW	6.2 mW	890 mW	880 mW	2 mW	8 mW
S polarizasyon	886 mW	756 mW	80 mW	50 mW	870 mW	752 mW	60 mW	50 mW
	900 mW	768 mW	70 mW	60 mW	820 mW	760 mW	30 mW	20 mW
	880 mW	768 mW	80 mW	40 mW	860 mW	786 mW	40 mW	50 mW

Işın bölme oranı ölçümleri, görelî ölçümlerdir ve bu yüzden ölçümde kullanılan dedektörlerin mutlak doğruluğu ölçümler için önemli değildir. Bu tür bir ölçümde en önemli belirsizlik kaynağı, ölçüm dedektörünün doğrusallığından gelen hatadır. Bu hata özellikle ölçüm dedektörünün 1 ve 3 konumları arasında önemli olacaktır. Ölçüm dedektörü belirsizliğine gelen diğer katkılardan, dalga boyu bağımlı davranış ve bu davranışta dalgalanmalar gibi etmenlerin katkısı etkisi bu ölçümlerde son derece azdır. Geliş açısına göre yansıma değerlerinin verildiği grafik, laboratuvarında yapılan ölçümler sonucunda da elde edilmiştir. Hareketli tabla üzerine konulan fused silica ışın bölücünün farklı açılarda taranması sonucunda benzer ölçüm sonucuna ulaşılmıştır. Ölçümler sonucu elde edilen grafik;



Şekil 6.32: Ölçümlerde kullanılan 1 watt gücündeki 1064 nm dalgaboyundaki Nd:YAG lazerle alınan sonuçlar, literatürdeki 1064 nm lazer için verilen grafiği doğrulamaktadır.

6.2.2. Düşük Güç Lazer Kalorimetre İmalatı ve Kalibrasyonu

Bir diğer güç ölçme yöntemi olan kalorimetre için Ek B’de anlatılan doğrusal kalorimetre kuramından faydalanarak aşağıdaki soğuma ve ısınma denklemlerine ulaşılabileceği anlatılmıştı.

$$\Delta T = \Delta T(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (6.11)$$

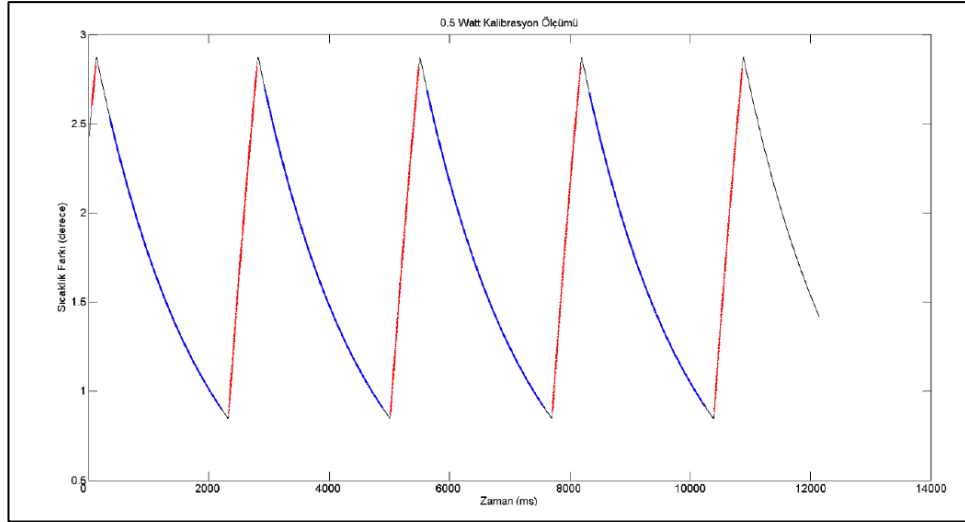
$$\Delta T = \frac{P_i \tau}{mc} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)\right) + \Delta T(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (6.12)$$

$$\Delta T = \left(\Delta T(0) - \frac{P_i \tau}{mc}\right) * \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) + \frac{P_i \tau}{mc} \quad (6.13)$$

Yukarıdaki formüllerde dikkat edilirse, soğuma denkleminde soğuma zaman sabiti ve ısınma denkleminde ise mc çarpımı bilinmeyen değerlerdir. Soğuma eğrilerinde soğuma zaman sabiti ve ısınma eğrisinden ise mc çarpımı elde edilir. Bu denklemlerde soğuma zaman sabiti τ aşağıdaki gibi tanımlanmıştır. Bu birimin tersini ise soğuma katsayısı olarak adlandıralım.

$$\frac{hA}{mc} = \frac{1}{\tau} = \text{soğuma katsayısı} \quad (6.14)$$

Düşük güç lazer kalorimetresinde 0.5 Watt, 1 Watt, 2 Watt, 2.5 Watt, 3.5 Watt, 4 Watt ve 4.5 Watt ısıtıcı güçlerinde ölçümler alınmıştır. Bu ölçümler sırasında, sıcaklık 21 derecenin altına düştüğünde ısıtıcıya güç uygulanmakta, sıcaklık 22.5 derecenin üzerine çıktığında güç kesilmektedir. Peş peşe çok sayıda ölçüm alabilmek amacı ile, elektronik kutuya bir röle birimi eklenmiş ve bu güç uygulama ve kesme işlemi otomatik olarak yapılmıştır. Aşağıda ısıtıcıya 0.5 Watt güç uygulanıp daha sonra güç uygulanması durdurularak elde edilen bir dizi ölçüm aşağıdaki tabloda verilmiştir. Grafikte siyah görülen bölgeler hesaplamalarda kullanılmayan ısınmadan soğumaya veya soğumadan ısınmaya geçiş bölgeleridir.



Şekil 6.33: Kalorimetrenin ısınma ve soğuma eğrileri.

Şekil 6.33’de verilen eğrilerde, her bir soğuma bölgesinden (mavi renkli kısımlar) soğuma zaman sabiti ve her bir ısınma bölgesinden, ısınma gücü hesabı yapılmaktadır. Böylece kalorimetrenin istatistiksel olarak değerlendirilmesine yönelik çok sayıda veri elde edilebilmektedir. Aşağıda 7 farklı deneyden elde edilen soğuma katsayıları tablo halinde sunulmuştur. Bu deneylerde farklı ısıtma güçleri kullanıldığında sistem soğuma katsayısının ısıtma gücüne bağlı olarak değişip değişmediği kontrol edilmiştir.

Tablo 6.5: Farklı ısıtma güçlerinde soğuma katsayıları, ortalamaları ve standart sapmaları.

Elektrik Güç-W	Soğuma Katsayısı ($1/\tau$)($\times 10^{-3}$)								Ortalama ($\times 10^{-3}$)	Std Sapma ($\times 10^{-3}$)
0.4997	0.5612	0.5603	0.5608	0.5603					0.5606	0.0004319
1.001	0.5507	0.5534	0.5558	0.5569	0.5592				0.5552	0.003244
2.065	0.5555	0.5578	0.5587	0.56	0.559				0.5582	0.001725
2.509	0.5585	0.5599	0.5624	0.5635	0.5645	0.5646	0.5654	0.5661	0.5631	0.002676
3.5	0.5644	0.5654	0.567	0.569	0.5693	0.5691			0.5674	0.002119
4.003	0.5618	0.5623	0.5594	0.56	0.5612				0.5609	0.001207
4.508	0.5709	0.5708	0.5708	0.5713					0.5709	0.0002661

Tüm setlerin ortalama değeri ve birleşik standart sapması aşağıdaki formülle hesaplanabilir.

$$\bar{y} = \frac{n_1 * \bar{y}_1 + n_2 * \bar{y}_2 + \dots + n_m * \bar{m}}{n_1 + n_2 + \dots + n_m} \quad (6.15)$$

$$s = \sqrt{\frac{n_1 * s_1^2 + n_1 * (\bar{y}_1 - \bar{y})^2 + n_2 * s_2^2 + n_2 * (\bar{y}_2 - \bar{y})^2 + \dots + n_1 * s_m^2 + n_m * (\bar{y}_m - \bar{y})^2}{n_1 + n_2 + \dots + n_m}} \quad (6.16)$$

Buna göre birleştirilmiş ortalama soğuma katsayısı 5.62351 e-004 ve birleştirilmiş standart sapma 2.07987e-006 olarak elde edilir. Bu standart sapma değeri ortalama etrafında yaklaşık % 0.37'lik (100 x (2.07987e-006 / 5.6203e-004) bir dağılımı göstermektedir. Elde edilen bu ortalama değer ısınma denkleminde uygulanarak ısınma eğrilerinden mc çarpımı elde edilir.

Tablo 6.6: Isınma eğrilerinden elde edilen mc çarpımı, ortalamaları ve standart sapmaları.

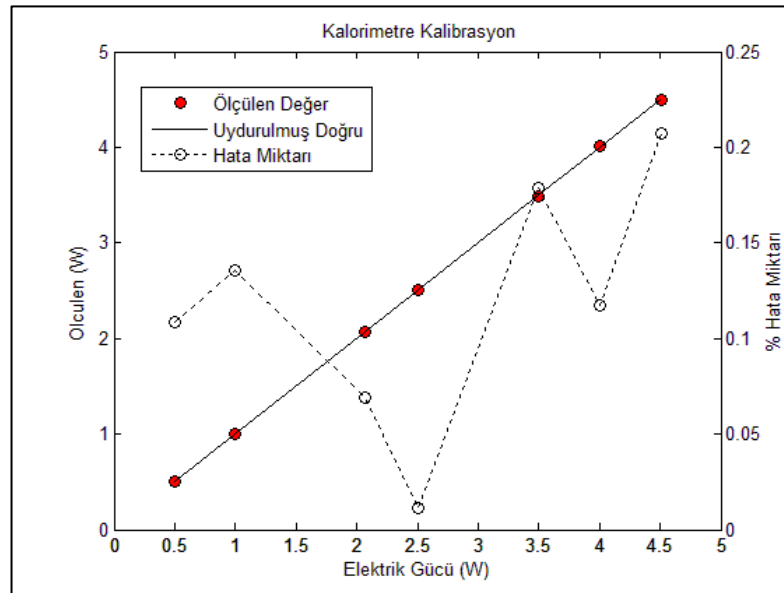
Elektrik Güç-W	Mc çarpımı (x10 ⁻³)								Ortalama (x10 ⁻³)	Std Sapma (x10 ⁻³)
0.4997	54.04	54.03	54.03	54.02					54.03	0.006793
1.001	53.96	54	54.02	54.05	54.06				54.02	0.03838
2.065	54.01	54.1	54.03	54.01	54.12				54.05	0.05106
2.509	54.08	54.14	54.01	54.14	54.07	54.07	54.13	54.13	54.1	0.04692
3.5	54.23	54.09	54.08	54.13	54.28	54.34			54.19	0.1069
4.003	54.12	54.04	54.45	53.36	54.19				54.03	0.4046
4.508	54.58	54.38	54.28	53.58					54.21	0.4329

Yukarıdaki sonuçlardan, birleştirilmiş mc ortalama, 0.054092 ve birleştirilmiş mc standart sapma 2.127545e-004 elde edilir. Elde edilen ortalama soğuma katsayısı ve ortalama mc değerinden ısıtıcıya uygulanan güç çözümleri bulunabilir. mc çarpımı değerleri ortalama değer etrafında %0.4 lük bir dağılım göstermektedir.

Tablo 6.7: Sonuçlar, ortalamaları ve standart sapmaları.

Elektrik Güç-W	Çözümler								Ort.	Std. Sapma	% Hata
0.4996	0.5001	0.5001	0.5002	0.5002					0.5002	0.0001	0.1085
1.0014	1.0038	1.0031	1.0028	1.022	1.0021				1.0028	0.0007	0.1356
2.0653	2.0684	2.065	2.0675	2.0686	2.0643				2.0668	0.0019	0.0688
2.5086	2.5093	2.5062	2.5123	2.5065	2.5095	2.5097	2.5067	2.5068	2.5084	0.0021	0.0112
3.4999	3.4913	3.5003	3.5009	3.4974	3.488	3.4842			3.4937	0.0068	0.1788
4.0032	4.0011	4.007	3.9771	4.058	3.996				4.0079	0.0302	0.1171
4.508	4.4679	4.4837	4.4925	4.5507					4.4987	0.0361	0.2069

Yukarıdan da görülebileceği gibi ısıtma gücü hata değerleri binde 2.1'den küçüktür. Buna göre kalibrasyon sonucu elde edilen soğuma katsayısı ve ortalama mc değerleri gerçek fiziksel değerlerine çok yakındır. Bu değerler yapılacak güç ölçümlerinde baz olarak alınıp ölçüm sonuçları kolayca elde edilebilir. Aşağıdaki grafikte elde edilen güç değerleri ve yüzde hata miktarları görülmektedir.



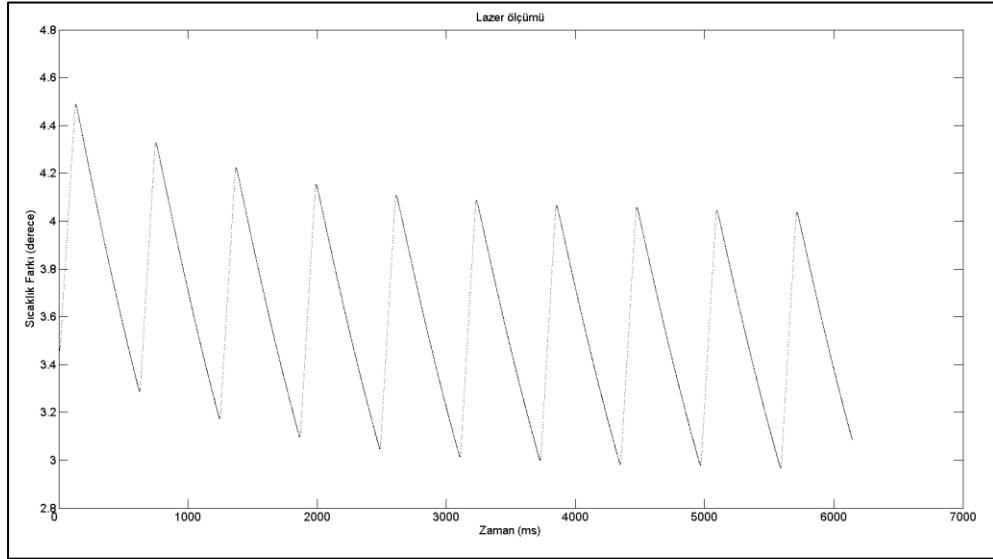
Şekil 6.34: Güç değerleri ve hata miktarları.

Lazer kalorimetresi 1 Watt civarında Nd:YAG lazerin güç ölçümünde kullanılmıştır. Sistemik bir hata olup olmadığının kontrolü için, kalorimetre ile ölçülen değerler diğer optik güç ölçerlerle de kontrol edilmiştir.

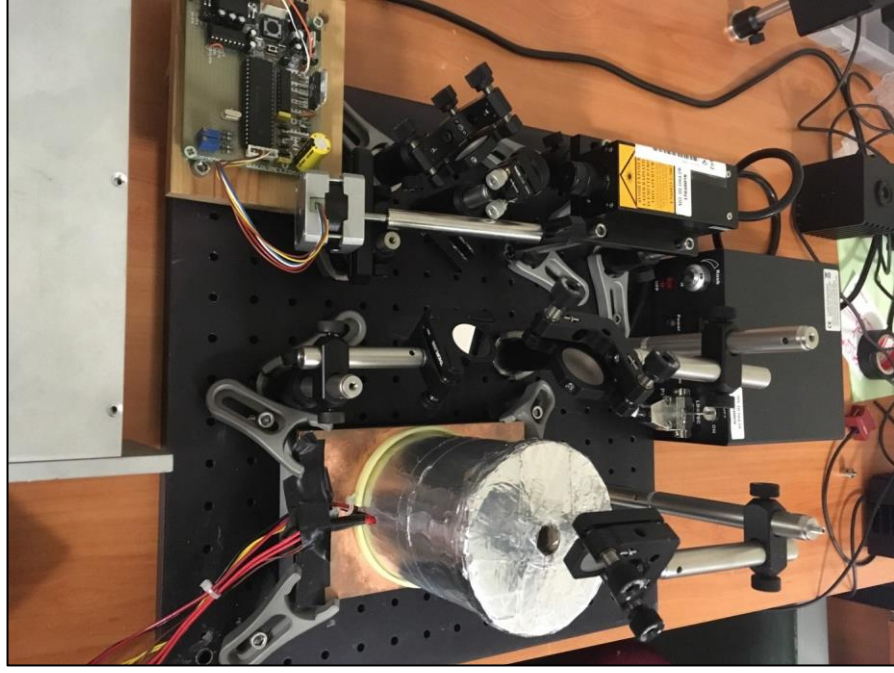
Lazer gücünün tam olarak ölçülmesi için, kalorimetre içerisine giren gücün tamamının kalorimetre tarafından emildiğinden emin olmak gereklidir. Bu amaçla kalorimetre üst açıklığını kapatacak şekilde, üstü delik yüzükler yaptırılmıştır. Her

yüzüğün delik çapı birbirinden farklıdır. Bu yüzükler en büyükten en küçüğe doğru kalorimetre üzerine kapatılır ve güç ölçümleri yapılır. Eğer iki farklı yüzük arasında güç ölçümünde fark yoksa lazer gücünün tamamı kalorimetre içerisinde emiliyor demektir.

Lazer gücü kalorimetre içerisine belirli zaman aralıklarında düşürülmektedir. Bu amaçla elektronik kutu içerisine bir adım motor kontrolcü birimi eklenmiştir. Adım motor kontrollü bir ayna aracılığı ile lazer ışığı kalorimetre içerisine verilmekte, daha sonra ışığın kalorimetre içerisine girişi engellenmektedir. Bu işlem istenilen miktarda tekrar edilerek, bir dizi ısıtma soğuma eğrisi elde edilmektedir. Aşağıda alınan ısıtma soğuma verisi ve düzeneğin resmi görülmektedir.



Şekil 6.35: Isıtma ve soğuma verisi.



Şekil 6.36: Kalorimetre düzeneği.

Bu ısıtma soğuma eğrilerinden lazer gücü 1.1590028 Watt ölçülmüştür. Eğrilerden bulunan çözümlerin standart sapması 0.00046 Watt tır. Bu standart sapma ölçülen değerin, %0.04 (on binde dördü) ne karşılık gelmektedir. Kalibrasyon ölçümlerinden ise %0.2 (binde iki) standart sapma elde edilmişti. Kullanılması gereken standart sapma kalibrasyondan gelen standart sapmadır. Buna göre k=2 kapsam faktörü kullanıldığında ölçüm sonucu,

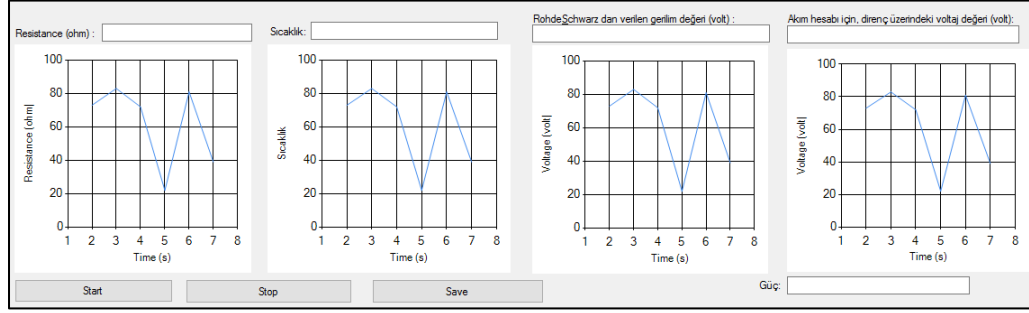
$$P = P_{ölçüm} \pm 2\sigma P_{ölçüm} = 1.15900 \pm 0.0046 \text{ Watt} \quad (6.17)$$

Ölçümleri kesin garanti altına almak amacı ile standart belirsizlik değerini biraz daha yüksek değerde alabiliriz. Bu amaçla standart belirsizlik değerini, elde edilen belirsizlik değerinin 2.5 katı alırız. Bu durumda k=2 faktörü için belirsizlik değeri ± 1 olur. Buna göre ölçüm sonucu için son değer,

$$P = P_{ölçüm} \pm \frac{P_{ölçüm}}{100} = 1.15900 \pm 0.0115 \text{ Watt} \quad (6.18)$$

olarak verilir.

Kalorimetre kalibrasyonu için kullanılan yazılımın arayüzü aşağıda verilmiştir.



Şekil 6.37: Kalorimetre ısıtma ve soğuma eğrilerinin elde edildiği yazılımın arayüzü.

7. SONUÇLAR

Tez çalışması kapsamında, lazer ışını karakterize edebilmek için ışın kalitesi ve güç gibi lazer için önemli parametreler göz önüne alınarak, çeşitli çalışmalar yapılmış ve bunlar üzerine belirli sistemler kurulmuştur.

Birinci kısımda, lazer ışınının kullanıldığı alanlar ile ilgili bilgilere yer verilmiş ve tezin içeriğinden bahsedilmiştir.

İkinci kısımda, lazer ışınının en derinine inilerek, ışık ve ışığın dalga yapısı ile ilgili kısa bir özet bilgi sunulmuştur.

Üçüncü kısımda, lazerlere giriş yapılarak, en temelden bir lazer ışınması nasıl oluşur, üç seviyeli lazer sistemleri ve dört seviyeli lazer sistemleri anlatılmış olup, dezavantajları ve avantajları tartışılmıştır.

Dördüncü kısımda, uzaysal alanda lazer ışınının tanımı yapılarak, ışın profili türetilmiş ardından Gausiyen, Hermite Gausiyen ve Laguerre Gausiyen ışınlar hakkında geniş bilgiler verilmiştir. Burdan oluşturulan alt yapı ile ışın kalite faktörü teorik ve deneysel olarak tanımlanmıştır. Ayrıca, lazer ışın kalitesi ölçüm yöntemleri hakkında da kısa bilgiler verilmiştir.

Beşinci kısımda, lazer güç ölçümü ile ilgili tanımlamalar yapılmış olup, yapılan çalışmaların kuramlarına değinilmiştir.

Son kısım olan deneysel çalışmalar kısmında, M^2 ölçümlerini gerçekleştirebilecek, bilgisayar ile kontrol edilebilen hareket sistemi kurulmuş ve bu hareket sistemi üzerine ticari ışın profili ölçüm kafaları yerleştirilmiştir. Ölçüm kafasının hareketli tabladaki hareketi ile, kafanın üzerine düşürülen lazer ışınının çap ve pozisyon bilgilerini okuyacak bir yazılım geliştirilerek, otomatize bir M^2 ölçüm sistemi geliştirilmiştir. Alınan bu çap ve pozisyon bilgilerinden MATLAB programında M^2 değerleri hesaplanmış ve ölçümlerin tekrarlanabilirliği elimizde bulunan 3 ticari ışın profili kafası ile test edilmiştir. Diğer bir çalışma, genel amaçlı bir CCD kamera ile lazer ışınının çap ölçümünü gerçekleştirecek yazılım hazırlanmıştır. Işın gücü ölçümlerinde, doğrudan ya da ışının gücünü bölerek güç ölçümleri yapılmıştır. Güç bölme yönteminde kullanılan, UV fused silica bir camın geçirgenlik ve yansıma ölçümleri yapılmıştır. Düşük belirsizlikle güç ölçmeye yönelik olarakta, 1-5 watt arası güçlerde kullanılacak bir lazer kalorimetre imal edilmiş ve kalibrasyonları yapılmıştır.

KAYNAKLAR

- Erdoğan C., (2004), “532 ve 1064 nm Dalga Boylarında Optik Frekans Standardının Oluşturulması ve Endüstriyel Uygulamaları ”, Yüksek Lisans Tezi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü.
- Wilson J., Hawkes J. F. B., (2000), “Optoelectronics“, 3rd Edition, Prentice Hall Europe.
- Hawkes J. F. B., Latimer I. D., (1995), “Lasers Theory and Practice“, 1st Edition, Prentice Hall, Inc.
- Siegman A. E., (1986), “Lasers“, 10th Edition, University Science Books.
- Born M., Wolf E., (1999), “Principles of Optics“, 7th Edition, Cambridge University Press.
- Milloni P., Eberly J. H., (1988), “Laser Physics“, 1st Edition, Wiley.
- Svelto O., (2010), “Principles of Lasers“, 5th Edition, Springer.
- Saleh B. E. A., Teich M. C., (2007), “Fundamental of Photonics“, 2nd Edition, Wiley.
- Hodgson N., Weber H., (2003), “Laser Resonators and Beam Propagation“, 2nd Edition, Springer.
- Gradshteyn Iand I. S., Ryzhik I. M., (2007), “ Table of Integrals, Series and Products“, 7th Edition, Elsevier.
- Arfken G., Weber H. J., (2003), “ Mathematical Methods for Physicists“, 5th Edition, San Diego Academic Press.
- Malacara D., (2007), “Optical Shop Testing“, 3rd Edition, Wiley.
- Tyson R. K., “Principles of Adaptive Optics“, 2nd Edition, Academic Press.
- Fox A. G., Li T., (1961), “Resonant modes in a maser interferometer“, The Bell System Technical Journal, 40, 453-488.
- Kogelnik H., Li T., (1966), “Laser beams and resonators“, Proc. IEEE, 54, 1312-1329.
- Carter W. H., (1980), “Spot size and divergence for Hermite Gaussian beam of any order“, Applied Optics, 19, 1027-1029
- Durnin J., (1987), “Exact solutions for nondiffracting beam. I. The scalar theory,” Optical Society America, 4, 651-654.

Gori F., Guattari G., Padovani C., (1987), “Bessel-Gauss Beams,” Optical Community, 64, 491-495.

Wright D., Greve P., Fleischer J., Austin L., (1992), “Laser beam width, divergence and beam propagation factor – an international standardization approach,” Opt. Quantum Electron. 24, 993-1000.

Jeong T. M., Ko D. K., Lee J., (2008), “Deformation of the focal spot of an ultrashort high-power laser pulse due to chromatic aberration by a beam expander,” Journal of the Korean Physical Society, 52, 1767-1773.

Jeong T. M., Lee J., (2009), “Accurate determination of the beam quality factor of an aberrated high-power laser pulse,” Journal of the Korean Physical Society, 55, 488-494.

Web 1, (2014), <https://prezi.com/ebzxpah6jel/lazerler-ve-calisma-prensipleri/>, (Erişim Tarihi: 06/09/2016).

Web 2, (2014), <https://www.frmtr.com/fizik-kimya/5995764-nufus-terslenmesi-osilasyon-ve-geri-besleme.html>, (Erişim Tarihi: 10/09/2016).

Web 3, (2013), <http://laseristblog.blogspot.com.tr/2013/01/gaussian-beam-size.html>, (Erişim Tarihi: 20/11/2016).

ÖZGEÇMİŞ

1990 yılında İstanbul'da doğdu. 2010 yılında başladığı Gebze Teknik Üniversite'si (GTÜ) Fen Fakültesi Fizik Bölümünü 2013 yılında bölüm birincisi olarak tamamlayarak, 2014 yılı Şubat ayında yüksek lisans eğitimine Gebze Teknik Üniversitesi (GTÜ) Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başladı. 2014 yılı Şubat ayından 2016 yılı Aralık ayına kadar TÜBİTAK UME'de yüksek lisans proje bursiyeri olarak çalıştı. Şu anda TÜBİTAK BİLGEM'de Elektro Optik ve Lazer Sistemler Laboratuvarı'nda araştırmacı olarak çalışmaktadır.

EKLER

Ek A: ISO 11146 Standardı

Bu standart, lazer ışınlarına ait ışın genişliklerinin (çap), ıraksama açılarının ve ışın yayılım oranlarının ölçülmesi ile ilgili metotları kapsar. Bu standart, 11146.1'de stigmatik ve basit astigmatik ışınlar için uygulanmıştır. Bu standart kapsamında stigmatik ışının tanımı, serbest yayılımda, bütün düzlemlerde dairesel güç dağılımına sahip olan ve bir silindirik mercekten geçtikten sonrada mercekten aynı oryantasyona veya eski oryantasyona sahip olan ışın olarak tanımlanmıştır. Basit astigmatik ışın, serbest yayılımda, azimut açısı sabit bir oryantasyona sahip olan stigmatik olmayan ışın ve silindirik ekseni, ışının ana eksenlerinden birine paralel olan silindirik mercekten geçtikten sonra oryantasyonunu koruyan ışın olarak tanımlanmıştır. Bu tezde, stigmatik ve basit astigmatik ışınların özellikleri incelenmiştir.

ISO 11146 standardının birinci kısmı olan 11146.1'nin test prensipleri, yalnızca stigmatik ve basit astigmatik ışınlar için uygundur. z konumunda (noktasında) ışının genişlemesi veya çapının belirlenmesi için, lazer ışınının şiddet dağılımı z konumunda, x-y düzleminde ölçülmelidir. Ölçülen şiddet dağılımından birinci derece ve merkezlenmiş ikinci derece momentler hesaplanır. İkinci derece momentlerden, ışın genişlikleri, $d_{\sigma x}(z)$, $d_{\sigma y}(z)$, elipsliği, ε , ve eğer uygulanabilirse ışın çapı, $d_{\sigma}(z)$, belirlenir. Odaklanan elemanın, odak düzleminde ışın çapı veya ışın genişliği ölçümlerinden sonra ıraksama açısı belirlenir. Basit astigmatik ışın için, ışın genişlikleri, $d_{\sigma x f}$ ve $d_{\sigma y f}$, odaklanan elemanın arka ana düzleminden uzakta bir odak uzaklığı, f , ölçülür. Sapma açıları, $\Theta_{\sigma x}$ ve $\Theta_{\sigma y}$ aşağıdaki bağıntı kullanılarak hesaplanır.

$$\Theta_{\sigma x} = \frac{d_{\sigma x f}}{f} \quad (\text{A1.1})$$

$$\Theta_{\sigma y} = \frac{d_{\sigma y f}}{f} \quad (\text{A1..2})$$

Stigmatik ışınlar için, ışın çapı, $d_{\sigma f}$, ölçülür ve sapma açısı, $\Theta_{\sigma y}$, aşağıdaki ilişki kullanılarak belirlenir.

$$\Theta_{\sigma} = \frac{d_{\sigma f}}{f} \quad (\text{A1.3})$$

Işın kalitesi (ışın yayılım) oranları olan M_x^2, M_y^2 veya M^2 'nin belirlenebilmesi için, ışın beli genişlikleri olan $d_{\sigma x 0}, d_{\sigma y 0}$ veya ışın beli çapı $d_{\sigma 0}$ ve ilgili ışın sapma açıları $\Theta_{\sigma x}, \Theta_{\sigma y}$ veya Θ_{σ} 'nin belirlenmesi gereklidir. Stigmatik ve basit astigmatik ışınlar için, M^2 değeri aşağıdaki ilişki kullanılarak belirlenir.

$$M^2 = \frac{\pi d_{\sigma 0} \Theta_{\sigma}}{\lambda} \quad (\text{A1.4})$$

Merceğin tam odak uzaklığında ışın çapı ölçümü yapıldığı zaman, sapma açıları hesaplanabilir. Dolayısıyla bu açılardan doğrudan M^2 faktörleri bulunabilir. Tam ışın odak düzlemini bulmak zor olduğundan, bunun yerine ışının genişlemesi bir seri düzlemde ölçülerek M^2 hesabı yapılır. Bu ölçümün nasıl yapılacağı ISO 11146.1 standardının 9. bölümünde aşağıdaki gibi anlatılmıştır.

Eğer ölçümlerde, ışın beli (waist) elde edilebiliyorsa, ışın beli konumu, ışın genişlikleri, sapma açıları ve ışın yayılım oranları, z eksenini boyunca ışın genişliğinin farklı ölçümlerine hiperbolik fit uygulanarak belirlenebilir. Böylece, z pozisyonunda en azından 10 farklı ölçüm alınmalıdır. Ölçümlerin yaklaşık olarak yarısının ışın beli (beam waist) ile ışın belinden bir Rayleigh mesafesi arasında alınması ve ölçümlerin diğer yarısında ışın belinden iki Rayleigh mesafesinden fazla mesafelerde alınmış olması gerekir.

Ölçülen verilere, genel astigmatik için bir ön test uygulanacaktır. Her ölçülen profil için, ışın genişlikleri $d_{\sigma x}, d_{\sigma y}$ ve laboratuvar sistemine göre azimut açısı ϕ hesaplanacaktır. z ilerleme mesafesi boyunca ölçülen d_{σ} çaplarına, aşağıdaki formül ifade ile hiperbolik fit uygulanabilecektir.

$$d_{\sigma}(z) = \sqrt{a + bz + cz^2} \quad (\text{A1.5})$$

a, b, c (ya da $a_x, a_y, b_x, b_y, c_x, c_y$) hiperbolünün katsayıları, uygun sayısal veya istatistiksel eğri uydurma teknikleri (curve fitting) ile belirlenecektir. Işın yayılım parametrelerinin değerleri, aşağıdaki denklemler kullanılarak elde edilir.

$$z_0 = \frac{-b}{2c} \quad (\text{A1.6})$$

$$d_{\sigma 0} = \frac{1}{2\sqrt{c}} \sqrt{4ac - b^2} \quad (\text{A1.7})$$

$$\Theta_{\sigma} = \sqrt{c} \quad (\text{A1.8})$$

$$z_R = \frac{1}{2c} \sqrt{4ac - b^2} \quad (\text{A1.9})$$

$$M^2 = \frac{\pi}{8\lambda} \sqrt{4ac - b^2} \quad (\text{A1.10})$$

Eğer ışın beli elde edilemiyorsa, aynı işlem,

$$z_{0,1} = V^2 x_2 + f \quad (\text{A1.11})$$

x_2 (veya y_2) aşağıdaki denklem kullanılarak tanımlanır.

$$x_2 = z_{0,2} - f \quad (\text{A1.12})$$

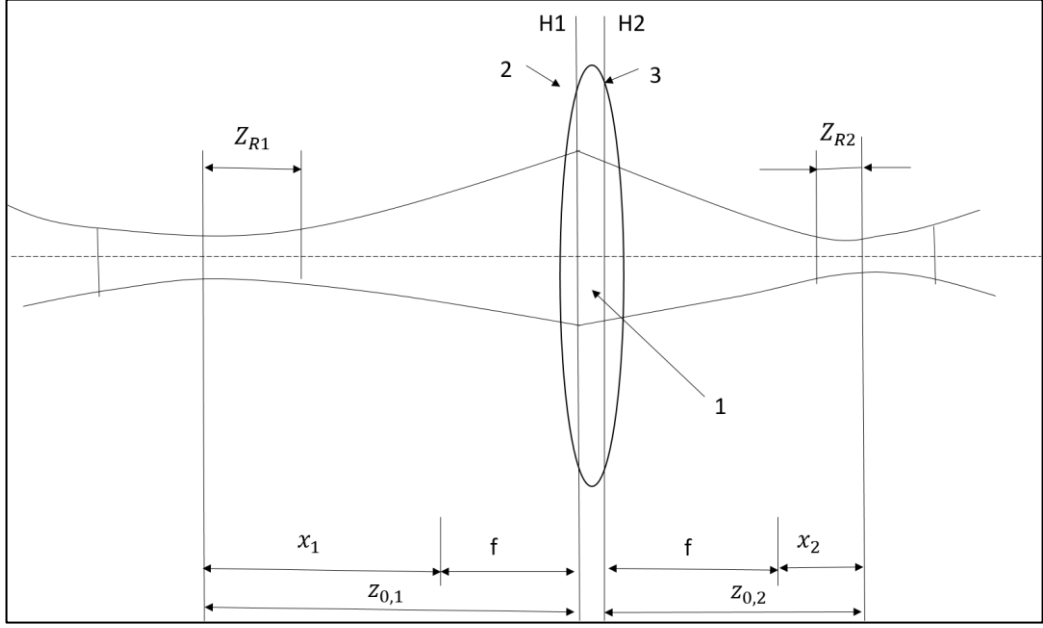
$$V = \frac{f}{\sqrt{z_{R2}^2 + x_2^3}} \quad (\text{A1.13})$$

$-f$: Merceğin odak uzaklığı.

$-z_{R2}^2$: Sanal ışın belinin Rayleigh uzunluğu.

Işın belinin çapı veya genişlikleri aşağıdaki şekilde hesaplanabilir.

$$d_{\sigma_1} = V \cdot d_{\sigma_2} \quad (A1.14)$$



Şekil A1.1: Işın beli pozisyonları (konumları) için verilen şema.

Ek B: Doğrusal Kalorimetre Kuramı

Isıl fizik problemlerinin çoğu, doğrusal olmayan diferansiyel denklemleri içerir. Bu tür problemlerin dikkatli bir analizi, bazı şartlar altında bu denklemlerin doğrusal diferansiyel denklemler ile tarif edilebilmesine olanak verebilir.

İlk olarak basit bir ısı iletim problemini ele alalım. A alanına d kalınlığına sahip bir plaka üzerine plakanın bir tarafından ışık düşürülsün ve bu ışığın tamamının blok üst yüzeyi tarafından emildiğini varsayalım. Bloğun alt ve üst yüzeyi arasındaki sıcaklık farkını da bir ısı çift (thermo couple) ile ölçtüğümüzü varsayalım. Blok üzerine düşen ışık gücü P_i ve blok içerisinde oluşan ısı enerjisi Q ile gösterilsin. Buna göre bu blok için ısı denklemi,

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = P_i - q \quad (\text{B1.1})$$

ifadesi ile verilir. q bloğun, iletim (conduction), yayınım (convection) ve ışıma (radiation) yoluyla birim zamanda kaybettiği ısıyı gösterir. Bir fiziksel sistemde ısı enerjisi yüksek sıcaklık bölgesinden düşük sıcaklık bölgesine doğru akar. Bu akış sistem sıcaklığının tamamı aynı denge değerini alıncaya kadar devam eder. Bu nedenle q ısı kaybı fonksiyonu T_2 ve T_1 parametrelerini içerir. Isı transferi problemi genelde doğrusal olmayan bir problemdir ve bu nedenle oldukça zor hesaplamaları içerir.

- Işıma yoluyla ısı iletimi, Stefan Boltzmann kanunu ile tanımlanır.

$$q_{rad} = \sigma A \varepsilon (T_2^4 - T_1^4) \quad (\text{B1.2})$$

Bu denklemde σ , Stefan-Boltzmann sabiti, A ışıma yapan cismin yüzey alanı, ε ışıma yapan yüzeyin toplam yayınım katsayısı değeridir.

- Konveksiyon yolu ile ısı iletimi ise, bir akışkan hareketi olarak tanımlanır. Bir akışkan hareketi, ekstra bir zorlamayla (forced convection) veya akışkanın sıcaklığına bağlı olarak yoğunluk değişimi ile (natural convection) oluşabilir. Genel bir kural olarak konveksiyon yolu ile ısı iletiminin oldukça detaylı matematiksel analiz gerektirdiği söylenebilir. Konveksiyon yolu ile ısı transferi, en basit

durumunda ise, T_2 sıcaklığında, akışkan ile temas eden bir yüzeyden, T_1 sıcaklığında bir akışkana ısı aktarması olarak düşünülebilir ve küçük sıcaklık farkları için ($\Delta T = T_2 - T_1$), ısı akış miktarı Newton soğurma kanunu ile açıklanabilir.

$$q_{conv} = h_{conv}A(T_2 - T_1) = h_{conv}A\Delta T \quad (B1.3)$$

Konveksiyon ısı transfer katsayısı $h_{conv}(Wm^{-2}K^{-1})$, çeşitli parametrelerin bir fonksiyonudur, fakat ΔT 'den bağımsızdır.

Üçüncü mekanizma *iletim mekanizmasıdır* ve ısının katılar ve koyu sıvılar içerisinde, mikroskobik sıcaklık difüzyonu yolu ile aktarılması olarak anlaşılabilir. Bir katı içerisinde, bir yönde ısı akışı Fourier ısı akış kanunu ile ifade edilir.

$$q_{cond} = k A \nabla T \quad (B1.4)$$

Isıl iletkenlik katsayısı $k(Wm^{-1}K^{-1})$, birim alandan, birim zamanda, birim sıcaklık Gradyenti için iletilen ısı miktarı olarak ifade edilebilir. Isı kaybı mekanizmalarını kısaca tartıştıktan sonra şimdi yeniden asıl ısı denkleminimize ve bir yönden ışığı emen bloğumuza dönebiliriz.

İlk olarak, yüzey üzerinde emilen ısının blokta oluşturduğu sıcaklık artışını hesaplayalım.

$$Q = \rho c V \Delta T \quad (B1.5)$$

Bu denklemden ρ , bloğun yoğunluğu, V , bloğun hacmi, c , bloğun yapıldığı malzemenin özgül ısısını gösterir.

Yukarıdaki denklemin zamana göre türevini alalım ve ısı denkleminimize koyalım.

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \frac{q}{\rho c V} - \frac{P_i}{\rho c V} = 0 \quad (B1.6)$$

Burada q terimi, ışıma, konveksiyon ve iletim yolu ile oluşan soğuma miktarlarının toplamıdır. Yukarıda anlatıldığı gibi, düşük sıcaklık farkları için konveksiyon ile ısı iletimi doğrusal bir eşitlik olarak kabul edilebilmesine rağmen, ışıma ve iletim

terimleri doğrusal olmayan tiptedir. Bu eşitlikleri kullanarak analitik bir çözüm yapmak çoğu durumda olanaklı değildir. Biraz daha derinlemesine bir analiz, konuyu önemli ölçüde sadeleştirebilir. Işıma yolu ile ısı transferi problemlerinde, ışıma dolayısı ile oluşan sıcaklık artışı veya azalışı, genelde ortam sıcaklığından (T_1) çok daha düşüktür (Mutlak sıcaklıklar, farklı birimlerde farklı değerlere sahip olsalar da, sıcaklık farkları her zaman aynıdır. Örneğin 20^0 bir sıcaklık artışı, 300K (27^0) ile karşılaştırıldığında oldukça küçük kabul edilebilir).

Buna göre eğer sıcaklık farkı düşük oluyorsa, ışıma ile ısı transferi (5.2), T_1 etrafında Taylor serisine açılabilir.

$$q_{rad} \approx \sigma A \varepsilon T_1^3 (T_2 - T_1) = h_{rad} A \Delta T \quad (B1.7)$$

Bu eşitlik konveksiyon yolu ile ısı transferi eşitliği ile karşılaştırılırsa, $h_{rad} = \sigma A \varepsilon T_1^3$, ışıma yolu ile ısı transfer katsayısı olarak adlandırılabilir. Konveksiyon ile ısı transferi yukarıda da belirtildiği gibi temelde doğrusaldır. İletim yolu ile ısı transferi ise, yalnızca belli geometriler için doğrusal hale getirebilir. Örneğin, bir boyutlu, izotropik ve küçük sıcaklık farkları içeren iletim yolu ile ısı transferi için, Fourier ısı transfer denkleminin integrali alınarak bir kartezyen boyut için,

$$q_{cond} = k A \frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1} = k A \frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{\Delta T}{R_T} = h_{cond} A \Delta T \quad (B1.8)$$

elde edilir. Bu eşitlikte, h_{cond} , iletim yolu ile ısı transfer katsayısı olarak adlandırılabilir. İletim yolu ile ısı transferi yalnızca belirli geometriler için geçerli olduğundan, karmaşık geometriler de yapılan kalorimetrelerde bu terimi ihmal edecek kadar küçük yapmak önemlidir.

(B1.3), (B1.7), ve (B1.8) eşitlikleri, eşitlik (B1.6) da yerine konulduğunda temel kalorimetre denklemi aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \frac{hA}{\rho c V} \Delta T - \frac{P_i}{\rho c V} = 0 \quad (B1.9)$$

Bu eşitlik doğrusal, sabit katsayılı, sıradan, birinci dereceden bir diferansiyel denklemdir.

Burada h , toplam ısı transfer katsayısı olarak tanımlanabilir.

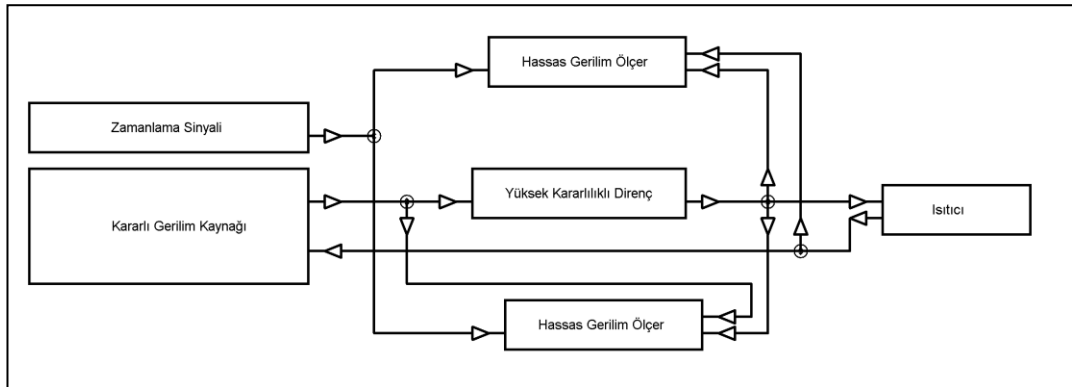
$$h = h_{rad} + h_{conv} + h_{cond} \quad (B1.10)$$

Boşalma zaman sabitinin deneysel olarak belirlenmesi; Kalorimetre üzerine periyodik olarak ısıtma ve soğuma döngüleri uyguladığımızı varsayalım. Bu durumda ısınma sırasında, sistemi tarif eden diferansiyel denklem, yukarıda elde ettiğimiz gibi

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \frac{hA}{\rho c V} \Delta T - \frac{P_i}{\rho c V} = 0 \quad (B1.11)$$

eşitliği ile, soğuma durumunda ise, sistem denklemini aşağıdaki ifade ile veririz.

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \frac{hA}{\rho c V} \Delta T = 0 \quad (B1.12)$$



Şekil B1.1: Kalorimetre deneysel düzenek.