**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

# FEMTOSANİYE LAZERLERİN METALLERLE ETKİLEŞİMLERİNDE DALGAKILAVUZU DAVRANIŞLARININ İNCELENMESİ

**DOKTORA TEZİ**

**Abdullah Kamuran TÜRKOĞLU**

**Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Fizik Mühendisliği Programı**

**ARALIK 2012**

**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

# FEMTOSANİYE LAZERLERİN METALLERLE ETKİLEŞİMLERİNDE DALGAKILAVUZU DAVRANIŞLARININ İNCELENMESİ

**DOKTORA TEZİ**

**Abdullah Kamuran TÜRKOĞLU**
**(509962022)**

**Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Fizik Mühendisliği Programı**

**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Selçuk AKTÜRK**

**ARALIK 2012**

İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 509962022 numaralı Doktora Öğrencisi **Abdullah Kamuran TÜRKOĞLU**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı **"FEMTOSANİYE LAZERLERİN METALLERLE ETKİLEŞİMLERİNDE DALGAKILAVUZU DAVRANIŞLARININ İNCELENMESİ"** başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

| | | |
|---|---|---|
| **Tez Danışmanı :** | **Doç. Dr. Selçuk AKTÜRK**<br>İstanbul Teknik Üniversitesi | ..... |
| **Jüri Üyeleri :** | **Prof. Dr. Fatma Z. TEPEHAN**<br>İstanbul Teknik Üniversitesi | ..... |
| | **Prof. Dr. Ata MUGAN**<br>İstanbul Teknik Üniversitesi | ..... |
| | **Doç. Dr. Alper KİRAZ**<br>Koç Üniversitesi | ..... |
| | **Doç. Dr. Özdal BOYRAZ**<br>İstanbul Şehir Üniversitesi | ..... |

**Teslim Tarihi :** **15 Ağustos 2012**
**Savunma Tarihi :** **14 Aralık 2012**

***Dilay 'a,***

## ÖNSÖZ

Öncelikle, bu tez çalışmasının tasarlanıp, tamamlanmasına dek her aşamasında sabırla yol gösteren ve yardımcı olan tez danışmanım Sn Doç. Dr. Selçuk Aktürk 'e teşekkürlerimi sunarım.

Doktora tez çalışmamı tamamlamam için her türlü desteği sürekli göstermiş olan, TÜBİTAK UME eski müdürü Sn M. Sermet Süer ve müdür yardımcısı Sn Dr. Şakir Baytaroğlu'na teşekkürü bir borç bilirim.

Deneysel açıdan büyük bir grup çalışması gerektiren bu çalışmayı yaparken yardımlarını esirgemeyen başta Sn Tansu Ersoy olmak üzere, tüm İTÜ Fizik Bölümü Ultrahızlı ve Doğrusal Olmayan Optik Grubu üyelerine çok teşekkür ederim.

Çalışmalarımıza laboratuvar ortamı sağlamış olan İTÜ Makina Fakültesi Bölümü Başkanı Sn Prof. Dr. Ata Mugan ve profil ölçümlerimizi yapılabilir kılan Sn Prof. Dr. Fatma Z. Tepehan'a teşekkür ederim.

Bu çalışma 110T330 no'lu TÜBİTAK ve TÜBA GEBİP proje destekleri ile gerçekleştirilmiştir. Karakterizasyon ölçümlerinin birçok aşamasında emeği geçen İTÜ Fizik Bölümü İnce Film Laboratuvarı, İTÜ Malzeme Bilimleri Bölümü SEM Laboratuvarı ve Bilkent Üniversitesi UNAM ilgili çalışanlarına ayrıca teşekkür ederim.

Son olarak, bu tezi geç de olsa bitirmemi can-ı gönülden isteyip, daima destek olan aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Aralık 2012

A. Kamuran Türkoğlu
(Başuzman Araştırmacı)

**İÇİNDEKİLER**

**Sayfa**

**ÖNSÖZ** ..... **vii**
**İÇİNDEKİLER** ..... **ix**
**KISALTMALAR** ..... **xi**
**ÇİZELGE LİSTESİ** ..... **xiii**
**ŞEKİL LİSTESİ** ..... **xv**
**ÖZET** ..... **xvii**
**SUMMARY** ..... **xix**
**1. GİRİŞ** ..... **1**
1.1 Tezin Amacı ..... 1
1.2 Literatür Araştırması ..... 2
1.3 Hipotez ..... 6
**2. FEMTOSANİYE LAZER MİKROİŞLEME** ..... **7**
**3. DALGAKILAVUZU TEORİSİ** ..... **13**
3.1 Silindirik Dalgakılavuzlarında Dalga Eşitlikleri ..... 13
3.2 Silindirik Dalgakılavuzunda Modlar ..... 19
3.3 Dalgakılavuzu Modlarının Elektrik Alanları ..... 21
3.4 Mod-Eşleme ..... 26
3.5 Kayıplar ve Zayıflama ..... 28
**4. ŞEKİLLENDİRİLMİŞ HUZMELER** ..... **31**
4.1 Gauss Huzmeleri ..... 32
4.2 Bessel Huzmeleri ..... 33
4.2.1 Bessel huzmelerinin üretilmesi ..... 35
4.2.2 Bessel huzmelerinin metal dalgakılavuzunda ilerlemesi ..... 37
**5. DAĞLAMA İŞLEMİNİN DALGAKILAVUZU YÖNTEMİYLE MODELLENMESİ** ..... **41**
5.1 Dalgakılavuzu Modeli ..... 42
5.2 Darbe Sayısı Değişiminin Etkisi ..... 48
5.3 Huzme Enerjisinin İlerlemeye Etkisi ..... 49
5.4 Gelen Huzme Boyutlarının Etkisi ..... 50
5.5 Dalgaboyu Değişiminin Etkisi ..... 51
**6. DENEYSEL YAKLAŞIM** ..... **53**
6.1 Femtosaniye Lazer Optik Düzeneği ..... 54
6.2 Numune Hazırlama ..... 55
6.3 Görüntü Analizleri ..... 57
6.4 Replika Yöntemi ile Derinlik Ölçümü ..... 60
6.5 Profilometre Ölçümleri ..... 62
6.6 Dağlama Eşiği ..... 64
6.6.1 Dağlama oranı ..... 65
6.6.2 Dağlama eşiği seviyesinin belirlenmesi ..... 70
6.7 Saçılma Katsayısının Belirlenmesi ..... 76
**7. DENEY SONUÇLARININ DEĞERLENDİRİLMESİ** ..... **79**

7.1 Kovuk Profilinin Belirlenmesi ..... 79
7.2 Darbe Sayısının Etkisi ..... 82
7.3 Uygulanan Enerji Seviyesinin Etkisi ..... 86
7.4 Gelen Huzme Boyutunun Etkisi ..... 90
**8. BESSEL VE GAUSS HUZMELERİNİN KARŞILAŞTIRILMASI ..... 93**
**9. SONUÇLAR ..... 97**
**KAYNAKLAR ..... 101**
**EKLER ..... 109**
**ÖZGEÇMİŞ ..... 115**

## KISALTMALAR

$a$ : Dalgakılavuzu yarıçapı
$A$ : Dağlama eşiği katı
$\alpha$ : Mod zayıflama sabiti
$\beta$ : Mod faz sabiti
$\beta_{Ax}$ : Bessel yarı-koni açısı
$c$ : Işık hızı
$\varepsilon$ : Elektriksel geçirgenlik sabiti
$F$ : Enerji yoğunluğu
**fs** : Femtosaniye
$I_o$ : Tepe Şiddeti
$I_{th}$ : Dağlama eşik şiddeti değeri
$J_n$ : Birinci tip Bessel fonksiyonu
$k$ : Dalga vektörü
$k_r$ : Radyal dalga vektörü
$K_n$ : İkinci tip Bessel fonksiyonu
$\lambda$ : Dalgaboyu
$\mu_0$ : Manyetik geçirgenlik sabiti
$\mu_s$ : Saçılma katsayısı
**µm** : Mikrometre
$\eta_{nm}$ : Mod-eşleme verimi
$\gamma_{nm}$ : Mod ilerleme katsayısı
**ns** : Nanosaniye
**ps** : Pikosaniye
$r_0$ : Kovuk yarıçapı
$t_p$ : Darbe süresi
$\theta$ : Faz sabiti
$\theta_{Ax}$ : Aksikon taban açısı
$u_{nm}$ : Mod katsayısı
$v_n$ : Kompleks kırılma indisi
$\omega$ : Dalga açısal frekansı
$\omega_0$ : Gauss huzmesi yarıçapı
$\omega_{in}$ : Eğrilik yarıçapı
$Z_R$ : Rayleigh mesafesi

**Al** : Aluminyum
**Cu** : Bakır
**FWHM** : Yarı Bant Genişliği
**İTÜ** : İstanbul Teknik Üniversitesi
**SEM** : Taramalı Elektron Mikroskobu
**TÜBA** : Türkiye Bilimler Akademisi
**TÜBİTAK** : Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu
**UME** : Ulusal Metroloji Enstitüsü
**UNAM** : Ulusal Nanoteknoloji Araştırma Merkezi

## ÇİZELGE LİSTESİ

**Sayfa**

**Çizelge 3.1 :** Dalga vektörü $u_{nm}$ sabitleri ..... 19
**Çizelge 6.1 :** Konik mercek bilgileri..... 55
**Çizelge A.1:** Temel elektromanyetik nicelikler ve birimleri ..... 111
**Çizelge C.1:** Saf aluminyum ve bakırın bazı fiziksel özellikleri..... 113
**Çizelge C.2:** Aluminyum alaşımlarının bazı fiziksel özellikleri ..... 113

## ŞEKİL LİSTESİ

**Sayfa**

**Şekil 1.1 :** İnce kenarlı mercekle aluminyumda farklı şiddetlerde dağlama..... 7
**Şekil 2.1 :** Dağlamada lazer-metal etkileşimi..... 10
**Şekil 3.1 :** Silindirik dalgakılavuzunda koordinatlar..... 14
**Şekil 3.2 :** Birinci tip $J_n$ Bessel fonksiyonları..... 18
**Şekil 3.3 :** Bazı $TE_{0m}$ dairesel modları şiddet dağılımları, alan çizgileri ve üç boyutlu şiddet profil gösterimleri. ..... 22
**Şekil 3.4 :** Bazı $TM_{0m}$ dairesel modları şiddet dağılımları, alan çizgileri ve üç boyutlu şiddet profil gösterimleri. ..... 23
**Şekil 3.5 :** Bazı karmaşık EH hibrit mod şiddet dağışımları ve üç boyutlu şiddet profil gösterimleri. ..... 24
**Şekil 3.6 :** Temel ilk üç $EH_{1m}$ hibrit modları şiddet dağılımları, alan çizgileri ve üç boyutlu şiddet profil gösterimleri. ..... 25
**Şekil 3.7 :** Gauss tipi huzme için mod-eşleme katsayıları. ..... 27
**Şekil 3.8 :** Bessel tipi huzme için mod-eşleme katsayıları. ..... 27
**Şekil 3.9 :** Boş kılavuz için optik geometrisi. ..... 28
**Şekil 3.10 :** Mod zayıflama oranları. ..... 29
**Şekil 4.1 :** Gauss fonksiyonu (a) ve üç boyutlu dağılımı (b)..... 32
**Şekil 4.2 :** Gauss fonksiyonunun ince kenarlı mercekle odaklanması..... 32
**Şekil 4.3 :** Gauss ve Bessel huzmelerinin dalga formları. ..... 33
**Şekil 4.4 :** 1º Konik mercek odaklaması..... 34
**Şekil 4.5 :** Merkezi bessel huzmesi şiddeti ve odak derinliğinin değişimi. ..... 34
**Şekil 4.6 :** Konik mercek ile Bessel huzmesi oluşturulması..... 35
**Şekil 4.7 :** Bessel huzmesi kesiti ve aluminyumda oluşturduğu dağlama görüntüsü. 38
**Şekil 4.8 :** 'Aksikon' ile odaklanan lazer huzmesinin fotoaralıktan geçişi..... 38
**Şekil 4.9 :** Fotoaralık sonrası açılma. ..... 39
**Şekil 4.10 :** Yatay profillerin karşılaştırılması..... 39
**Şekil 5.1 :** Gauss huzmeleri için dağlama yarıçapının huzme şiddetine bağımlılığı. 42
**Şekil 5.2 :** Gauss huzmelerinin bakırda teorik ilerleme mesafesi analizi.. ..... 45
**Şekil 5.3 :** Bessel huzmelerinin şiddetlerine göre teorik ilerleme mesafesi analizi... 45
**Şekil 5.4 :** Gauss tipi huzmenin bakırda sönümlü ilerleme kesiti.. ..... 46
**Şekil 5.5 :** Bessel tipi huzmenin sönümlü ilerleme kesiti. ..... 46
**Şekil 5.6 :** Gauss tipi huzme deliğinin 3-boyutlu gösterimi. ..... 47
**Şekil 5.7 :** Aluminyumda darbe sayısının ilerlemeye etkisi ..... 48
**Şekil 5.8 :** Aluminyum ve Bakır'da farklı eşik şiddeti katları için ideal ilerleme hesaplamaları..... 49
**Şekil 5.9 :** Farklı eğrilik çaplı huzmelerin ilerleme hesaplamaları ($I=1.5xI_{th}$) ..... 50
**Şekil 5.10 :** Dalgaboyunun ilerlemeye etkisi. ..... 51
**Şekil 6.1 :** Femtosaniye lazerle metal işleme optik düzeneği. ..... 53
**Şekil 6.2 :** Femtosaniye lazer huzmesi profili yakın alan görüntüsü. ..... 54
**Şekil 6.3 :** Üç aşamalı parlatılmış aluminyum yüzeyi görüntüleri.
(a) başlangıç, (b) ilk parlatma, (c) pasta işlemi sonrası ..... 56

**Şekil 6.4 :** Aluminyumda Gauss huzmesi ile oluşan dağlama kovuğu. ..... 57
**Şekil 6.5 :** 100(üst) ve 1000(alt) darbe ile aşındırılmış aluminyum SEM görüntüsü. 57
**Şekil 6.6 :** Aluminyumda derin bir dağlama deliği kenarında birikinti. ..... 58
**Şekil 6.7 :** Kovuk etrafında nanoboyutlu kümelenme.. ..... 59
**Şekil 6.8 :** Silinebilir atomik buhar kümeleri. ..... 59
**Şekil 6.9 :** Replika üzerinde mesafe ölçümü ..... 60
**Şekil 6.10 :** Aluminyumda bir Bessel huzmesi deliği (a) ve replikası (b). ..... 61
**Şekil 6.11 :** Replika yöntemi ile elde edilmiş açılı negatif derinlik görüntüleri ..... 61
**Şekil 6.12 :** Yüzey profilometresi ile aluminyum yüzeyde Bessel halkaları ölçümü. 62
**Şekil 6.13 :** Bakırda 46 μm derinlikli ve 101 μm çaplı profil ölçümü ($I=1.33xI_{th}$) ... 63
**Şekil 6.14 :** Delik profili yakın gösterimi ..... 63
**Şekil 6.15 :** Aluminyumda dağlama oranının uygulanan şiddete göre değişimi ..... 66
**Şekil 6.16 :** Aluminyumda dağlama oranının darbe sayısına göre değişimi ..... 67
**Şekil 6.17 :** Aluminyumda dağlama oranının derinliğe göre değişimi ..... 68
**Şekil 6.18 :** Bakırda dağlama oranının darbe sayısına göre değişimi ..... 69
**Şekil 6.19 :** Dağlama eşiğinin belirlenmesi ..... 70
**Şekil 6.20 :** Eşik dağlama değerinin grafiksel belirlenmesi ..... 71
**Şekil 6.21 :** Aluminyumda eşik dağlama değerinin belirlenmesi (f=200 mm) ..... 72
**Şekil 6.22 :** Aluminyumda eşik dağlama değerinin belirlenmesi (f=125 mm) ..... 73
**Şekil 6.23 :** Bakırda eşik şiddeti değerinin belirlenmesi (f=250 mm) ..... 74
**Şekil 6.24 :** Aluminyumda konik mercek dağlaması (#1000 darbe)
(a) 25 mW, (b) 100 mW ..... 75
**Şekil 6.25 :** Bakırda eşik dağlama değerinin belirlenmesi (Konik mercek) ..... 75
**Şekil 6.26 :** 0.1 mm kalınlıklı bakır numunede açılan geçen delik görüntüleri.
f=200 mm, P=125 mW (a) üstten görünüm (b) alttan görünüm ..... 77
**Şekil 6.27 :** Bakırda açılan deliklerin boyutları ve huzme geçirme oranı değişimi. .. 78
**Şekil 7.1 :** Bakırda (a) *A*=3.5 şiddetli 2500 darbe ve (b) *A*=1.4 şiddetli 15000 darbe
ile açılan kovuk profilleri ..... 79
**Şekil 7.2 :** Gauss tipi huzmenin bakırda sönümlü ilerlemesi ($I=2.0xI_{th}$). ..... 80
**Şekil 7.3 :** *A*=1.4 şiddeti için hesaplanmış üç boyutlu kovuk profili ..... 81
**Şekil 7.4 :** Aluminyumda kovuk derinliğinin darbe sayısı ile değişimi ..... 82
**Şekil 7.5 :** Bakırda darbe sayısına göre dağlama derinliği değişimi
(Mavi: saçılma kayıpları dahil, Kırmızı: saçılma kayıpları hariç) ..... 83
**Şekil 7.6 :** Kovuk derinliğinin darbe sayısı ile değişimi ..... 84
**Şekil 7.7 :** Kovuk derinliğinin darbe sayısı ile değişimi hesaplaması ..... 85
**Şekil 7.8 :** Bakırda farklı eşik şiddetleri için ilerleme. ..... 86
**Şekil 7.9 :** Bakırda farklı şiddetlerde açılan deliklerin mikroskop görüntüleri ..... 87
**Şekil 7.10 :** 250 mm odaklı Gauss huzmesinin bakır ve aluminyumda ilerlemesi. ... 88
**Şekil 7.11 :** Bakırda farklı şiddette açılmış deliklerin yarıçap analizi (f=250 mm) ... 89
**Şekil 7.12 :** Aluminyumda farklı şiddetli ve boyutlu huzmelerin derinlik analizi .... 90
**Şekil 7.13 :** Farklı boyutlu huzmelerin ilerleme analizi ($I=1.5xI_{th}$) ..... 91
**Şekil 7.14 :** Aluminyumda farklı boyutlu huzmelerin derinlik analizi ..... 91
**Şekil 7.15 :** Farklı odaklamalar için ilerleme derinliği değişimi
(a) Kuramsal, (b) Deneysel. ..... 92
**Şekil 8.1 :** Gauss ve Bessel huzmelerinin bakırda dağlama derinlikleri ..... 93
**Şekil 8.2 :** Gauss ve Bessel huzmelerinin bakırda dağlama yarıçapları ..... 94
**Şekil B.1 :** Dielektrik sabitinin dalgaboyuyla değişimi. (a) Aluminyum (b) Bakır. 112

# FEMTOSANİYE LAZERLERİN METALLERLE ETKİLEŞİMLERİNDE DALGAKILAVUZU DAVRANIŞLARININ İNCELENMESİ

## ÖZET

Günümüzde metallerin işlenmesinde ultrahızlı lazer huzmeleri kullanılarak çok düşük boyut hassasiyetlerine erişilebilmektedir. Bu tip lazerlerde daha yüksek optik güç değerleri elde edildiğinden daha hızlı ve etkin dağlama işlemi yapılabilmektedir. Özellikle femtosaniye lazerlerin darbe süreleri, metallerin ısıl difüzyon sürelerinden çok daha kısa olduğundan, lazer-madde etkileşimi sırasındaki ısınma ve kayıplar azaltılabilmekte, yüksek kaliteli ve tekrarlanabilir mikro-işleme sağlanabilmektedir. Bu üstünlükler, femtosaniye lazerlerin mikroişlemede yaygın kullanımını sağlamış, uygulama alanı çeşitliliğini artırmıştır.

Lazerle malzemelerin işlenmesi esnasında fiziksel olarak uzamsal ve zamansal çok fazla sayıda karmaşık olay meydana gelmektedir. Bu bağlamda yüksek enerjili lazer huzmelerinin metal malzemeler içerisindeki ilerleyişinin belirlenebilmesi, etkin ışık-madde etkileşimlerine yönelik, modelleme ve deneysel çalışmalarınının yapılmasını gerektirmektedir.

Bu tez çalışmasında; lazer huzmeleriyle dağlama işleminde metalde ne geometride bir kovuk oluşturulduğunun önceden belirlenebilmesi için, femtosaniye lazer huzmeleri ile metallerin işlenmesi dinamiği, dalgakılavuzu davranışı etkileri hesaba katılarak, kuramsal ve deneysel olarak araştırılmıştır. Burada, literatürde mevcut çalışmaların ötesinde, metallerin lazerle dağlanması işlemiyle oluşturulan kovukların içi boş dar optik dalgakılavuzları gibi etkidikleri gösterilmektedir. Bunun için, birçok lazer darbesiyle dağlama işlem süreci bir pertürbasyon yaklaşımı ile modellenmiştir. Her gelen darbe, oluşturulan kovukta ilerlerken zayıflamakla birlikte, tabana ulaştığında hala eşik şiddeti değerini aşıyorsa kovuk derinliğinin ilerlemesine kendi katkısını yapacaktır. Dağlama işlemi ve derinliği, kovuk dibine ulaşan huzmelerin şiddeti, artık dağlama eşiği altına düşüyor olduğunda sonlanacaktır. Eşik değere inilinceye kadar etkiyen her lazer darbesinde, metal içerisinde oluşturulmakta olan kovuk, sanki bir dalgakılavuzu gibi davranarak katkısını sağlayacaktır.

Bu bağlamdaki kuramsal çalışmalarda Gauss ve Bessel tipi lazer huzmelerinin, silindirik dalgakılavuzu içerisindeki karakteristik mod profili, eşleme ve zayıflama özellikleri modellenerek, metaller içerisindeki ilerleyişi sayısal olarak hesaplanmıştır. Bunun için silindirik boşluklu metal dalgakılavuzlarının desteklediği modlar bulunmuş, dalgaboyu ve kılavuz yarıçaplarına göre ilerleme sabitleri elde edilmiştir. Farklı huzme formları ve dalgakılavuzu modları için hesaplanılan eşlenme katsayılarından kılavuz içerisinde hareket edebilecekleri mesafeler hesaplanmıştır. Geliştirilen dalgakılavuzu modeli kullanılarak, metalde oluşturulacak silindirik kovukların üç boyutlu modellemesi analitik olarak gerçekleştirilmiştir.

Geliştirilen modelin uygulanabilirliğini görmek üzere, hesaplamalara karşılık gelen deneyler gerçekleştirilmiştir. Deneysel çalışmalarda, merceklerle odaklanarak metal numuneler üzerine yönlendirilen darbeli femtosaniye lazer huzmelerinin deneysel ölçüm sonuçları elde edilerek, hesaplanan teorik bulgularla karşılaştırılmıştır. Bunun için, darbeli Yb-Cam femtosaniye lazer kullanılarak metal numuneler üzerinde kovuklar oluşturulmuştur. Lazerin dışarıdan tetiklenebilmesi, farklı sayıda darbelerin gönderilmesini sağlamıştır. Işık yoluna yerleştirilen polarizör ve dalga plakası optiği kullanılarak istenilen şiddette huzmeler elde edilmiştir. Lazer huzmesi, ince kenarlı ve konik merceklerle şekillendirilerek Gauss ve Bessel tipi huzme formları oluşturulmuştur. Saf bakır ve alaşım aluminyum numuneler, üç boyutta kontrole olanak tanıyan hareket istasyonuna monte edilerek, lazer huzmelerinin metalde istenilen noktalarda kovuklar oluşturması sağlanmıştır. Kovuklar, önce optik mikroskop, daha sonra taramalı elektron mikroskobu ile incelenerek dağlama eşik enerjisi değeri araştırılmıştır. Daha iyi tekrarlanabilir deneysel sonuçlar için, metal yüzeylerinde elmas zımpara ve pasta ile parlatılması ön-işlemi gerçekleştirilmiştir. Kovuk profiline ait derinlik ve çap değerleri, yüzey profilometresi ile alınan tekrarlı ölçümlerle elde edilmiştir.

Ölçümler sonucunda erişilen deney sonuçlarının hesaplamalarla benzerliği, teorik dalgakılavuzu modelimizi doğrulamaktadır. Her lazer darbesinin derinlik oluşumuna katkısı ve farklı odaklama seçenekleriyle oluşan huzme şiddetlerinin etkileri kuramsal olarak modellenebilmiştir. Saydam ortamlarda çok düzgün ilerleyebilen Bessel lazer huzmesinin, metal içerisinde etrafındaki girişim halkalarının soğurulmasından dolayı kısa bir mesafe sonra zayıflaması beklenirken, metal içinde ilerleme mesafesinin önemli ölçüde arttığı belirlenmiştir. Soğurma nedeniyle oluşan zayıflama hesaplarına, saçılma ek kayıplarının da eklenmesi deneysel verilerle çok daha iyi uyumu sağlamıştır.

Femtosaniye lazerle dağlama işlemiyle metallerde oluşturulan kovukların, geriden gelen lazer darbeleri için etkin bir dalgakılavuzu oluşturduğu gösterilmiştir. Farklı rejimlerdeki sonuçların karşılaştırılmasından, geliştirilen kuramsal dalgakılavuzu modeliyle dağlama eşiğine yakın enerjilerde lazerle mikroişleme sonucu elde edilen kovuk geometrilerinin etkin olarak hesaplanabildiği görülmüştür. Dalgakılavuzu etkilerine dayalı modelleme, dağlama işleminin detaylı anlaşılmasının ötesinde, işlem sonucu beklenen çıktıların tahmininde de kolay ve hızlı bir yol önermektedir.

## INVESTIGATION OF WAVEGUIDE BEHAVIOR IN THE INTERACTION OF FEMTOSECOND LASERS WITH METALS

## SUMMARY

Ultrashort-pulsed lasers allow very high processing quality and repeatability in precision material processing. Sub-picosecond pulse durations of these lasers are much shorter than the heat diffusion time in metals; which brings about advantages such as minimal collateral damage and high precision in ablation. Moreover, efficient and rapid ablations are easily obtained by their high peak powers of femtosecond lasers due to their low pulse periods. Those features have made a great impact on the popularity of femtosecond laser usage recently while increasing the number and variety of the applications.

However, light-matter interactions during laser material processing involve complicated dynamics and therefore require detailed modelling. In this thesis, dynamics of femtosecond-laser drilling of metals is investigated both theoretically and experimentally, by taking the waveguide-like behaviors into account which has not considered in this field previously. Apart from the available literature, the drilling of metals by consecutive femtosecond pulses is modelled by an iterative waveguide approach to reveal the ablated hole geometry. The hole evolution is handled theoretically within the framework where each pulse propagated to the bottom whose energy exceeding the ablation threshold must contribute to the final hole depth. The subsequent pulses with lower energies shall have no effect on the hole shape, thereby finalizing the ablation. The ablation scheme can be improved by including absorption and scattering effects to our waveguide model. Corresponding experiments are performed to check and strengthen the validity of prescribed theory.

Waveguide properties can be exploited to understand and simulate the processes in action during femtosecond-laser drilling of metals. In order to model the optical properties of laser beam in cavities, the theory of light propagation in cylindrical metallic waveguides need to be reviewed first, while including modal analysis and calculation of propagation constants. The analysis of hybrid modes becomes simpler for the case of waveguide radii which is much larger than the laser wavelength. In general, the components of the electric field inside a cylindrical waveguide is expressed in terms of different orders of the Bessel function of the first kind. This is beacuse, when a linearly polarized Gaussian beam is incident to the cavity, only hybrid modes are excited.

The propagation of a laser beam through a cylindrical waveguide mainly depends on the incoming beam properties, its coupling to the guide and the guiding material itself. The relevant attenuation and phase constants were formulated. Losses in metallic waveguides occur mainly due to the partially absorbed electric fields at the sidewalls. The power coupling efficiency for each mode was calculated. Intensity variation of the wave through the hole was estimated by calculating the total loss contributed by all available excited modes inside.

Effect of the laser ablation was considered from the waveguide point of view. When a laser beam is incident on a metal surface, it generates a hole with radius determined by the region in which intensity is above the threshold. High surface quality cylindrical structures generated in metals during femtosecond laser ablation also calls for taking into account the waveguide-like behaviors. Due to their high reflectivities, metallic cavities can guide light, with attenuation determined by absorptions. In particular, it was shown that cylindrical holes generated during laser ablation of metals act like hollow optical waveguides.

A theoretical perturbation approach was presented to estimate ablation profiles, depths and aspect ratios. Since laser drilling of metals is generally achieved by a large number of consecutive pulses, we consider that each pulse is first guided within the cavity formed thus far, attenuated in the tapered cavity formed by the previous ones and finally, makes its own contribution to ablation at the cavity end. The pulse attenuates as it propagates while reduced intensity generates a hole with smaller radius. Since the attenuation constant is proportional to the inverse cube of the hole radius, it becomes stronger as the hole gets deeper. When the pulse fluence inside the cavity falls down to the threshold value, it is completely absorbed, hence the ablation process stops while the maximum depth is reached. After that, increasing the number of pulses further will have no effect on the hole depth.

An advanced waveguide theory was used to calculate attenuation constants and to perform iterative MatLab calculations in order to model pulse-by-pulse ablation. This beaviour was investigated for both Gaussian and Bessel type beam waveforms. Aluminum and copper were used as sample media both in our theoretical calculations and in experiments in order to understand the effect of losses in the waveguides.

The effect of the number of pulses and input intensity on hole depth was analyzed first. Due to the attenuation in the waveguide, when the intensity falls below to the threshold, the hole depth reaches its maximum value and stays the same regardless of the number of later-coming pulses. In addition, increasing input intensity also increases the maximum depth, as expected. It is because, threshold value will be reached deeper in the cavity at higher intensity, also as the input intensity increases, the initial hole diameter also increases and hence losses decrease.

Achievable depths for different intensities were calculated for aluminum and copper. The results show that near the ablation threshold, the increase in the hole radius dominates the rise of hole depth, while for higher intensities, the depth dependence tends to be linear. It was also noted that lower ohmic losses for copper yields significantly deeper structures.

The effect of the input beam size was also studied. Propagation distance through the metals were calculated for different radii of the incoming beam. As expected, beam size has a very strong effect on cavity length, due to inverse-cubic dependence of losses on cavity radius.

Corresponding experiments were performed to compare the results with the theoretical findings of the model. A Yb:Glass femtosecond laser, operating at 1030 nm central wavelength was employed as the source. External triggering of the laser enabled us to apply series of pulses with adjustable numbers. The laser power level impinging on the sample was changed by means of external optics. As sample media, pure copper and industrial grade aluminum alloys were used. Surface of samples were initially polished with diamond powder. The threshold levels were

initially checked by optical microscope and then by scanning electron microscopy. More accurate threshold values were determined by means of an asymptotic approach in various depth vs intensity studies.

Surface profilometer was used to measure the cavity depths and profiles after ablation. Upon analyzing the effect of number of pulses on the hole depth for a fixed intensity value, the results were found to be consistent with the main result of the waveguide approach; ablation depth does not increase after a certain level, due to attenuation.

Next, experiments were performed to analyze the effect of the beam intensity on the maximum depth. The dependence of the maximum hole depth on the input beam size was investigated. Lenses of different focal lengths were employed in the beam line in order to ablate different holes in aluminum. In changing lenses, laser power was adjusted to get same fluence value on the target sample.

On the analysis of former theoretical calculations and the initial results by experimental approach, qualitatively similar ablation behaviors are observed. The discrepancies between can be attributed to several factors. First, attenuation is obviously further increased due to the scattering by the generated nanostructures in the cavity walls, as it was revealed in microscopy studies. So, although the initial theoretical model with only absorption losses predicted significantly deeper structures at the beginning, a better agreement was achieved upon also including the scattering losses caused by nanostructures formed on the cavity walls. Also, in most of the calculations, dielectric constant of the aluminum was taken as the pure material by using the Lorentz-Drude model, whereas the experimental sample was a commercial alloy.

Calculated cross sectional profile of the ablated hole was seen to be confirmed by the experimental profiler results. Hole depths calculations for different number of pulses indicated that ablation stops after a certain distance of propagation. Experimental findings validate this result that ablation stops at a fixed depth regardless of the exceeding number of pulses. Similar qualitative agreements between theory and experiments can also be noted for beam size dependence. Verified results show that, waveguide behavior in metals is essential to consider in femtosecond-laser drilling of these materials.

In conclusion, theoretical and experimental results on the analysis of waveguide behaviors during femtosecond laser ablation of metals were presented in this study. It was shown that the waveguide behavior can explain many of the ablation characteristics, including the effects of number of pulses, ablated material, incident intensity and focused beam width. Mechanisms such as evolution of the depth per pulse and the propagation of incoming pulse energy in different focusing configurations can be modelled to the practical applications.

Theoretical results that are based on mode analysis of cylindrical hollow metal waveguides and iterative approach for modelling the ablation; yielded a good qualitative matching with experiments, thus supported our model. Quantitative agreements were further improved by taking the scattering losses into account. The waveguide behaviour was seen to be particularly effective at fluences close to the ablation threshold. Results show that the presented waveguide behavior in metals is not only essential for complete understanding of the interaction of femtosecond laser pulses with metals during laser ablation, but they also provide a simplified and fast way for estimation of process outcomes.

# 1. GİRİŞ

Günümüz cihaz yapım teknolojisindeki genel yönelim daha düşük boyutlarda daha yüksek performansla çalışabilecek aygıtların hassasiyetle üretilmesi üzerinedir. Bu ilgi, mikron-altı boyutlarda uygulanabilir tasarım ve tekrarlanabilir işleme çalışmalarını gerektirmektedir. Bu bağlamda, lazerlerin dahil olduğu metal mikroişleme alanında etkin lazer ışını kullanımına yönelik uygulamalarda daha düşük boyut ve yüksek hassasiyet kontrolü için, yeni ve etkin ışık-madde etkileşimi modellemeleri ve geliştirilmiş optik çalışmaları yapılması gereklidir.

## 1.1 Tezin Amacı

Bu tez çalışmasında, femtosaniye lazer huzmeleri ile metallerin dağlanmasındaki etkileşim ve ilerleyiş, optik dalgakılavuzları açısından ele alınmaktadır. Huzmelerin metal içerinde saçılması ve boş silindirik dalgakılavuzlarında iletimi modellenerek, kuramsal hesaplamalar ile deneysel ölçüm verilerinin karşılaştırılması gerçekleştirilmiştir. Lazer dağlamasıyla oluşturulan deliklerin, lazer darbeleri için etkin bir dalgakılavuzu oluşturduğunun ve geliştirilen dalgakılavuzu etkilerine dayalı modellemenin, dağlama işleminin anlaşılmasında ve işlem sonucu beklenen çıktıların tahmininde kolaylık getirdiğinin gösterilmesi amaçlanmaktadır.

Çalışma kapsamında, öncelikle metalik kavitelerin optik özellikleri; mod analizleri yapılarak ve yayılım sabitleri hesaplanarak incelenmektedir. Burada, darbeli lazerle dağlama işlemi; her gelen darbenin açılmış kovukta saçılıp zayıflayarak ilerlediği ve delik sonunda ilerlemeye bireysel katkısını yaptığı yeni bir dalgakılavuzu yaklaşımı ile verilmektedir. İkinci kısımda, geliştirilen bu teorik modeli sınamak üzere femtosaniye lazerle metal numuneler üzerinde yapılan delik açılması deneyleri ve ilgili profil ölçüm sonuçları sunulmaktadır. Son kısımda ise model ile öngörülen hesaplama değerleri ile deneysel ölçüm sonuçları karşılaştırılarak, darbeli femtosaniye lazer huzmelerinin metaller içerisindeki davranışı belirlenmeye çalışılmaktadır.

## 1.2 Literatür Araştırması

1854 yılında J. Tyndall, kılavuzlanan dalga optiğinin temeli olan tam iç yansımayı su-hava arayüzeyi için göstermiştir [1]. Gerçek anlamda dalgakılavuzu kavramı ilk olarak 1897'de Lord Rayleigh tarafından içi boş iletken metaller incelenirken ele alınmıştır [2]. 1961 yılında Snitzer, elektromanyetik alanların farklı malzemelerden silindirik dalgakılavuzları içerinde ilerlemesinin genel çözümlerini sunmuştur [3]. Boş metal dalgakılavuzlarının silindirik koordinatlardaki iletim teorisi ise 1964'te Marcatili ve Schmeltzer tarafından Maxwell eşitlikleri çözülerek verilmiştir [4]. Teorik olarak bu konuda ilk ve yoğun olarak sonsuz uzunluktaki dikdörtgensel kılavuzlar çalışılmıştır [5]. Metalik boş dalgakılavuzlarında iletimin teorik analizleri; $EH_{nm}$ modları için düşük, $TE_{on}$ modları için yüksek ve $TM_{on}$ modları için çok yüksek zayıflatmalar olacağına işaret etmektedir. İçeriye eklenecek dielektrik kaplamanın ise $EH_{nm}$ mod zayıflatmasını oldukça azaltabileceği belirtilmiştir [6]. Aynı prensiple, ışığın bir cam tüpün içinde kılavuzlanılarak iletilebileceği görülerek, fiberoptiğin temeli atılmıştır. Bu kılavuz, camın 0.3 ile 2.5 μm dalgaboyları arası tayfsal geçirgenliği ve taşıyabileceği maksimum güç ile sınırlıydı. Bu nedenle içi boş, metal kaplı dalga kılavuzları önerilmiş, böylece hem uzun dalgaboylu kızılötesi hem de yüksek güçlü, karbondioksit lazeri gibi ışınımların taşınabileceği, düşük giriş kayıpları ve düşük ışın saçılmasının sağlanabileceği görülmüştür [7]. Bu tip kılavuzların ucunda Fresnel yansıma kayıpları da olmamaktadır. Deneysel olarak aslında, bu modellemeye dayanan hesaplardan daha fazla kayıpların olduğu görülmüş, Miyagi bu yapılardaki geniş çaplı kıvrılma kayıplarını hesaba dahil etmiştir [8].

McLeod, 1954 yılında çizgi formunda odak huzmesi yaratabilen konik formlu ‘aksikon’ merceklerini tanımlamıştır [9]. 1987 yılında Durnin, 59 mm merkezi çaplı kırmızı He-Ne Bessel huzmesinin 3.5 mm yarıçaplı delikten geçtikten sonra 85 cm ilerlerken aykırı düzlemdeki şiddetini koruduğunu deneysel olarak göstermiştir [10]. Böylece serbest-uzay Helmholtz eşitliğinin, yayılımdan bağımsız, yani kırınımsız, bazı çözümleri olduğu ve ilgili elektriksel alan büyüklüklerinin Bessel fonksiyonları ile orantılı olduğu anlaşılmıştır. Düşük seviyelerdeki Bessel ifadelerine yönelik olan bu çalışmanın teorisi çok daha önce Stratton tarafından verilmişti [11]. Bir konik yüzeyi kaplayan dalga vektörlerinin düzlemsel dalgalarının girişimi ile, aykırı düzlem dağılımlarının gidiş yönünde sabit kaldığı, kırınıma uğramayan eşsiz Bessel

huzmelerinin yaratılması üzerine araştırmalar yapılmaya başlanmıştır [12]. Çünkü ilerledikçe şiddetini kaybetmeyen optik bir sinyal birçok fiziksel uygulama için tercih sebebi olacaktır. Fakat pratikte elde edilebilen Bessel huzmeler kırınımsız olamadığından, onlar için az-kırınımlı tanımı daha doğru olacaktır [13]. Bu tür yoğun şiddetli merkezi huzmeli ışınlar mercek ve halka [14], hologram [15] ve aksikon mercek [16] kullanılarak üretilebilmiştir.

Uzun odak derinliği esnekliği sağlayan aksikon mercekleri öncelikle akustik alanında ultrasonda hemen uygulama alanı bulmuştur [17-18]. Işık ta ses gibi kırınıma uğradığından, Bessel huzmeleri tıpta optik tomoğrafide üç-boyutlu görüntüleme [19], [20] ve kornea ameliyatlarında [21], ayrıca metrolojide [22] kullanılmaya başlanmıştır. Yüksek seviye Bessel oluşumları, atomik fizik alanında optik tuzaklama [23] ve atomların uzun mesafelere taşınabilmesi uygulamalarını getirmektedir [24]. İçi boş kılavuzlar ise terahertz teknolojide kullanılarak biyomedikal görüntüleme ve iz gazlarının belirlenmesi gibi enstrümentasyonal analiz çalışmalarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

Lazerleme dağlama çalışmalarına bir çeşit yoğunlaştırılmış ısı kaynağı olarak kullanılan $CO_2$ sürekli lazerleri ile başlanmıştır. 1964 yılında mod kilitlemeli lazerlerin geliştirilmesi, çok kısa süreli ve yüksek enerjili lazer darbe gruplarının oluşturulabilmesini sağlamıştır [25]. Femtosaniye lazer darbesi 1980 yılında geliştirilerek [26], başlangıçta hızlı işlemleri ölçmek amacıyla lazer tabanlı spektroskopik çalışmalarda silika gibi saydam malzemeler üzerinde kullanılmıştır [27]. Farklı darbe süreli ultrahızlı lazerler kullanılarak yapılan araştırmalar sonucu [28], ultrahızlı lazerlerde ısının etkidiği alanın daha dar olduğu ve böylece işleme hassasiyetinin ve kalitesinin arttığı görülmüştür. Darbe süreleri kısaldıkça delme hızı ve verimi azalmasına rağmen [29], darbeli femtosaniye lazerlerin değişen darbe genişlikleriyle çok yüksek enerji seviyelerine erişilebileceği görülmüş, gümüş filmlerin dağlanmasında mikron-altı boyutlarda deliklerin açılabileceği gösterilmiştir [30].

Mikro-işlemede lazerlerin kullanılmaya başlanması ile kullanılan lazer huzmesi niteliğinin önemi artmıştır. Femtosaniye lazerlerin saniyenin milyarda birinden daha kısa süreli olan darbeleri, metallerin ısıl difüzyon sürelerinden çok az olduğundan daha az hasarlı, yüksek hassasiyetli ve tekrarlanabilirlikte işlemlerin yapılmasına olanak sağlamıştır [31-33]. Dağlama eşik seviyesine yakın şiddetlerin kullanılması

ve işlemin belirleyici yapısı sayesinde, lazer ışığının kırınım limitleri altındaki boyutlarda yapılar üretilebilmektedir [34-36]. Femtosaniye lazerle dağlama, mikron-altı hassas işlemenin [37 , 38] yanısıra, yüzey temizleme, ince film depolama, üç boyutlu optik veri depolanması [39], hassas metroloji [40] gibi birçok teknolojik uygulamada ve özellikle cerrahi tıp alanında [41] aktif olarak kullanılmaya başlanmıştır.

Femtosaniye lazerle metal işleme süresince meydana gelen ışık-madde etkileşimleri çok karmaşık dinamikler içermektedir. Doğrusal olmayan bu dinamiklerin farklı tarafları, etkidikleri parametreler bakımından araştırma konusudur. Lazerle dağlama işleminde, işlenen malzemenin fiziksel özellikleri ötesinde, işlemenin kalitesine etki eden lazerin enerjisi, dalgaboyu, darbe genişliği ve sıklığı gibi faktörler önem kazanmıştır [42]. Metallerdeki elektronlar tarafından lazer enerjisinin soğurulması ve takipeden kristaldeki ısınma, difüzyon modelleri kullanılarak araştırılmıştır [43].

Femtosaniye lazerlerle darbe süresi azaldıkça bu rejimdeki madde-ışık etkileşimlerinin klasik tanımlardan farklı olduğu anlaşılmıştır. Temel dağlama mekanizmasının; çoklu-foton soğurumu ve *Joule* ısıtması (ya da ters *bremsstrahlung*) etkisiyle serbest elektronların ısınması yoluyla lazer ışınının soğurulması ve termal difüzyon sonrası elektron enerjisinin kristale geçmesi şeklinde gerçekleştiği düşünülmektedir [44 , 45]. Negatif ısıl etkiler en aza indirgenerek hassas dağlama oluşturmak üzere, farklı zaman aralığı seviyelerinde gerçekleştirilen bu işlemlerde darbe frekansı ve aralığı da değiştirilerek etkiyen faktörler araştırılmaktadır [46]. Yüksek ısıl iletkenlikleri nedeniyle, metallerdeki darbeler arası sıcaklık değişimleri kHz rejimi frekanslar için gözardı edilebilir. Metallerin dağlama işlemlerinde, düşük frekanslarda parçacık örtme etkisi ve yüksek tekrarlama oranlarında ısıl birikim etkisi belirtilmiştir [47]. Lazer polarizasyonunun etkisi eşik değerinin çok üzeri durumlar için değerlendirilmiş, değişken polarizasyonlu darbelerle daha temiz ve dik profilli dağlamalara erişilebildiği bildirilmiştir [48].

Konik merceklerin lazerle işlemede kullanılabilirliği vurgulanmıştır [49]. Kılavuzlama etkisi silikonun derin delinmesi deneylerinde bir ilerleme oran modeliyle öngörülmüş olmakla birlikte, ayrıntılı mod analizi ve tam dalgakılavuzu davranışı çalışılmamıştır [50]. Doğrudan belirtilmese de, yüksek enerji ve frekanslı fiber lazerlerle yeni gerçekleştirilen deneylerde bu tip kılavuzlama etkisi görülmektedir [51 , 52].

Bu alanda en fazla yönelinerek araştırılan dağlama şekli, fazla sayıdaki ardışık lazer darbeleriyle oluşturulan delme işlemidir. Bu işlemin, etkiyen lazer huzmesi şiddetinin eşik değeri civarında ve çok fazla olduğu iki ayrı seviyede ele alınması yararlı olacaktır. Yüksek enerjili rejim özellikle kalın metallerin kesilmesi için uygundur. Deneysel çalışmalarla 1 mm kalınlıklı çelikten geçen yüksek kaliteli [53] ve mikron-altı boyutlarda kontrollü nano-deliklerin [54] açılabileceği gösterilmiştir.

Ardışık lazer darbeleriyle yaratılan birikinti ile lazerin tetiklediği kırılımın desteklendiği ve dağlama eşiğinin düşürüldüğü [55], böylece daha derin delindikçe kovuk çapının da genişlediği belirlenmiştir [56]. Odaklanmış huzmelerin eteklerindeki huzmenin şiddetinin düşmesi nedeniyle kovuk içi duvarlarının düşük enerjili rejimlerde görülen nanoyapılardan yoksun olduğu görülmüştür [53].

Nanosaniyelik darbe sürelerinde ısı iletimi ve dağlama profilinde oluşan geometrik etkileri hesaplamak üzere, basit bir analitik hesaplama modeli geliştirilmiştir [57]. Aluminyumda açılan dağlama deliklerinin profillerine yönelik, içbükey yüzeylerin daha çabuk ısındığı, derinliğin yumuşak sonlanışı yerine merkezi uçlu dip şeklini aldığı belirtilmiştir. Bu tür geometrik etkiler uzun darbe sürelerinde daha belirginleşmektedir. Silikondaki kovuk şekli görüntüleme çalışmaları, delme işleminin belli bir derinlikten sonra, darbe sayısı artırılsa da artmadığını göstermektedir [51].

Delme mekanizması dağlama eşiğine yakın değerlerdeki düşük rejimde farklılık göstermektedir. Lazer huzmesinin enerjisi zayıfladığında ilerleme katsayılarının çok değiştiği ve dağlama oranının azaldığı bulunmuştur [47]. Önemli olarak, metallerdeki dağlama eşiği hava kırılımı eşiğinden bir seviye kadar daha az olduğundan [56], eşik değerini düşüren darbeler arası birikinti etkisi yokolur. Bakırda gösterildiği üzere, darbe uzunluğu arttıkça duvarlara yapışan eriyik artmaktadır, öte yandan yüksek enerjili rejimlerdeki davranışa zıt olarak, kovuk çapı da derinlikle artış göstermektedir [58].

Lazerle işlemedeki dalgakılavuzu davranışı yeni olarak, mikronaltı delik boyutları için Maxwell geçiş eşitlikleri çözümleri kullanılarak teorik olarak araştırılmaya başlanmış, dalgaboyu delik çapından küçük olduğunda doğrusal polarize huzmelerin dairesel değil eliptik mod profilleri olacağı vurgulanmıştır [59]. Kovuk duvarlarının iletime ve gelen diğer darbelere etki edebileceği, gelen ile kovuk dibine erişen

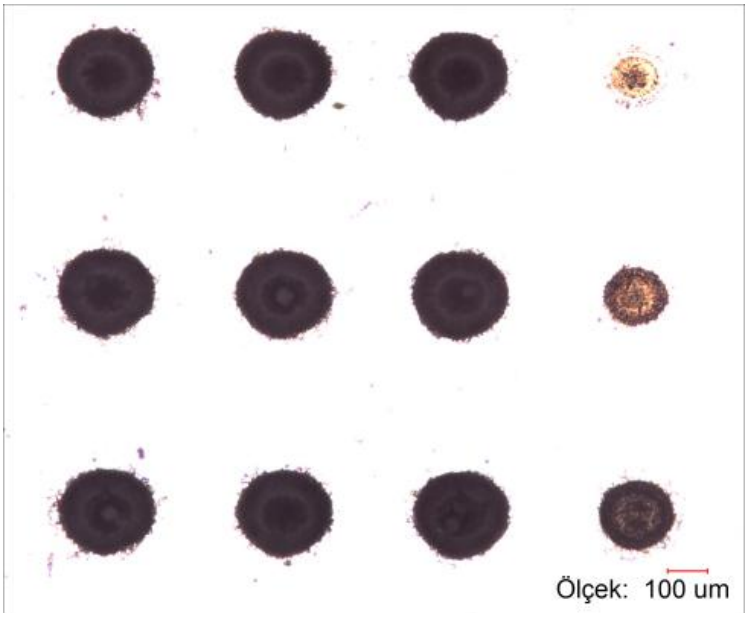
dalgaların birbirinden farklı olabileceği değerlendirilmektedir. Ancak temelde ilerlemedeki huzme profili değişiminin analiz edildiği bu model, sadece delik girişi şeklini ele aldığından, derinlik ve genişlik hesaplamaları için yeterli değildir. Boş metal delik içerisinde lazer ışığının ilerlemesine yönelik kavite duvarlarının çoklu Fresnel yansıtmalarınının hesaba katıldığı ışın modellerine yönelinmektedir [60]. Bu tür iç yansımalar, belli darbe sayılı rejimlere ait derinlik profillerindeki deformasyonların nedenleri olarak araştırılmaktadır [61].

### 1.3 Hipotez

Lazerle malzeme işleme uygulamalarında, günümüzde yeni nesil femtosaniye darbeli ultrahızlı lazerler ve özel huzme şekillendirilmesi kullanılarak daha hassas işlemelere ve farklı uygulamalara erişmek olasıdır. Saniyenin katrilyonda biri mertebesinde darbe sürelerine sahip femtosaniye lazerler, yüksek optik güç değerlerine erişerek hızlı ve etkin dağlama oluşturmaktadırlar. Bu lazerler, darbe sürelerinin son derece kısa olmasından dolayı ısının madde içinde yayılmasına zaman bırakmadan ve odak çevresine hiç zarar vermeden mikron boyutlarında hassas işleme yapabilmektedirler.

Bu konuda, geleneksel Gauss ve şekillendirilmiş Bessel huzmelerinin metallerdeki ilerlemesinin hesaplanması, lazer-metal etkileşimlerinin araştırılması ve bunların deneysel çalışmalarla desteklenmesine ihtiyaç vardır [62]. Bilinen etkileşimlerin ötesinde, metallerin femtosaniye lazerle dağlanması sonucu oluşturulan silindirik kovuklarda, dalgakılavuzu etkilerinin de hesaba katılması gerekmektedir. Çünkü lazer huzmeleri, yüksek iç yansıtmalı metalik kovuklarda, soğurulma ve saçılma nedeniyle zayıflatılsalar da, kılavuzlanabilirler. Darbeli lazerle işleme sonucu oluşturulan silindirik kovukların formu ve boyutları, metal ile lazer huzmesi arasındaki etkileşimlere dayalı olarak tahmin edilebilir.

Bu tez çalışmasında, şekillendirilmiş lazer huzmelerinin metaller içerisinde ilerlemesine yönelik temel dalga optiğine dayalı yeni bir dalgakılavuzu yaklaşımıyla hesaplama modeli geliştirilerek. Zayıflatma, iç yansıma ve saçılma etkileri dahil edilen bu model ile hesaplanılan kuramsal sonuçlar, bakır ve aluminyumun femtosaniye lazerle dağlanması ile elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmaktadır (Şekil 1.1). Dağlama eşiğine yakın değerlerde, mikroişlemeyle metallerde oluşturulan kovukların sonradan gelen lazer darbeleri için etkin bir dalgakılavuzu oluşturduğu, deneysel doğrulamalarla ortaya koyulmaktadır [63].




**Şekil 1.1 :** İnce kenarlı mercekle aluminyumda farklı şiddetlerde dağlama.

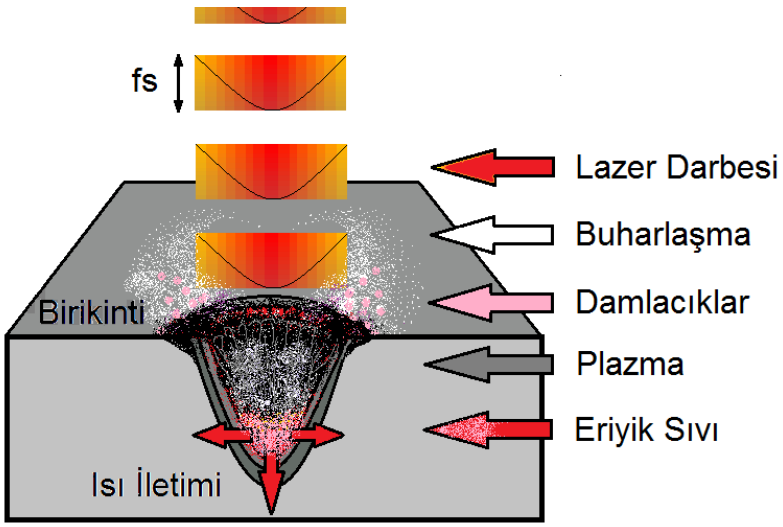
## 2. FEMTOSANİYE LAZER MİKROİŞLEME

Malzeme işleme uygulamalarında yaygın olarak kullanılan mikro ve nano saniye atımlı $CO_2$ ve Nd:YAG lazerlerin oluşturabilecekleri en küçük boyut yaklaşık 20-30 μm ile sınırlı kalmaktadır. Ayrıca dağlanan parçacıklarla plazma oluşması sırasında ısının huzmenin temas ettiği bölgeler dışına yayılması, işlenen bölge çevresine zarar vermekte ve yüksek hassasiyet gerektiren uygulamalar için problem olabilmektedir. Mod-kilitleme ve darbe yükseltmesi yöntemleriyle geliştirilen [64], yüksek enerjili pikosaniye ve altı süreli atımlar üretebilen ultrahızlı lazerlerin [28] çok daha yüksek hassasiyetlerde ve üstün kalitede malzeme işleyebildikleri görülmektedir [65, 66]. Uzun süreli atımlara göre, femtosaniye lazerle mikroişlemede, düşük enerjili kısa sürelere bağlı olarak, negatif etkilerin çok daha az olduğu bilinmektedir [67]. Femtosaniye lazerlerin [68], $t_p$=$10^{-13}$ s civarında kısa atımları vardır ve bu darbe genişlikleri çoğu metalin ısıl difüzyon sürelerinden azdır. Bu nedenle huzme metale etkirken, ısı madde içine yayılmaya zaman bulamaz ve dağlamadaki negatif ısıl etkiler indirgenmiş olur. Femtosaniye lazerlerin kısa darbe sürelerinden dolayı, bu süreye orantılı ısıl difüzyon mesafeleri $L_{th} \approx 2(\kappa t_p)^{1/2}$ değeri; 1 μm 'nin altında olur [69]. Bu kısa ısıl etkime mesafesi ise odak çevresine hiç zarar vermeden, işlemedeki hassasiyeti artırarak, mikron ve hatta nanometre boyutlarda hassas işleme kontrolünü sağlar [70]. Bu özellik, en aza indirgenmiş 'yan-etki' demektir. Ayrıca eğer huzme enerjisi dağlama eşiğine yakın seviyelerde ise, neredeyse kırınım-limiti-altı seviyelerinde düşük boyutlar elde edilebilir [34]. Birim süredeki enerji olarak ifade edilen güç tanımından yola çıkıldığında ise, çok kısa darbe sürelerinden dolayı femtosaniye lazerlerle nasıl çok yüksek optik değerlerinin erişildiği anlaşılabilir. Bu durum, ultrahızlı lazerlere hızlı dağlama ve etkin mikro-işleme kazandırmıştır. Darbeli femtosaniye lazerler, bu özelliklerinden dolayı, tıbbi uygulamalarda [71], hatta göz ameliyatlarında kornea'yı kesmek için kullanılmaya başlanmıştır [72].

Lazer kullanılarak metalde delik açılması işlemi, içiçe ve çok kısa sürede gerçekleşen termo-mekaniksel bir süreçler dizisidir. Lazerle dağlama ile katı metal malzemenin yoğun ışınıma maruziyeti sonucu; soğurulma, iyonizasyon, ısınma, erime,

buharlaşma ve aşınma gibi birçok farklı fiziksel süreç gerçekleşir. Enerjinin metale difüzyonu, ısınma ve faz geçişleri gibi birçok özellik süreç içerisinde de değişiklik gösterdiğinden oldukça karmaşık yapıdadır.

Bir lazer darbesiyle bir metalden bir elektronun kaldırılabilmesi için, öncelikle o atomu kristale bağlayan enerjiden daha fazlasının iletilmesi gerekir. Genel olarak lazerle dağlamada, etkiyen lazerin enerjisinin metale transferi sonucu, ısınan kısmın eriyerek buharlaşması ile bir faz değişimi meydana gelir. Bunun için öncelikle, etkiyen lazer huzmesinin enerjisi malzeme tarafından soğurulur ve serbest elektronlar yaratılır. Bu elektronlar lazer tarafından hızlandırılarak çarpışma ile yeni serbest elektronlar üretilir. İletim bandındaki serbest taşıyıcı konumundaki elektronlar enerji soğurup, hızla bant aralığını geçtiklerinde o bölgeden enerjinin transferini sağlarlar. Elektronlar, bu şekilde değerlik elektronlarının hızla iletim bandına iyonizasyonunu sağlayarak, ısıl difüzyonun gerçekleştiği bölgede yerel bir "sıcak plazma" oluştururlar. Plazma oluşması özellikle femtosaniyeden geniş darbe süreli lazerlerde daha baskın olarak gelişir. Malzeme örgüsüne enerji transferini sağlayan bu plazma yoğunluğu arttıkça serbest-taşıyıcı soğurumu artar, malzeme üzerinde odaklanan noktada ısıl enerji artışı olur. Bu ısı, metaldeki atom ve moleküllere elektron-fonon eşlenmesi ile iletilir. Isıl difüzyon süresinden daha kısa sürede gerçekleşen bu artış, malzeme erime sıcaklığı seviyesini aşacak kadar ısıtma yaratabilecek yeterince lazer enerjisi malzemeye iletildikten sonra, malzeme yoğunluğunda değişime ve erimeye neden olarak, bölgesel "mikroişleme" sağlanmış olur [73].




**Şekil 2.1 :** Dağlamada lazer-metal etkileşimi.

Femtosaniye atımlı lazerler, mikro ve nano-saniye lazerlere göre elektron yayılımının atom ve iyonlara göre daha baskın olduğu elektronik uyarma mekanizmalarının varolduğu farklı süreçlere neden olurlar. Mikroişleme sırasında, hem yüksek enerjili hem de kısa atım süreli olan femtosaniye lazer ile metal etkileşimleri yüksek derecede doğrusal olmayan optik işlemler içerir. Buradaki doğrusal olmayan çoklu-foton soğurması, lazer enerjisinin kristale transferi ve ısınması işlemlerinden çok daha kısa bir sürede gerçekleşir [32]. Atım süresi daha kısa olduğundan bant yapısı değişikliği ve parçacıkların koparılması gibi işlemler, darbe süresince lazer ışını soğurulduktan, hatta atım tamamlandıktan sonra devam edebilir. Elektronlar, gelen darbe süresince birkaç eV'luk (elektronlar için 1 eV ≈ 11600 K) enerjiyi birkaç femtosaniye süresinde hemen soğurabilirken [74], elektronlardan iyonlara enerji transferi ve ısının yayılması ancak pikosaniye seviyelerinde gerçekleşir. Bu aşamada dağlanan malzeme ani olarak buharlaşamaz, aşırı ısınmış bir sıvı durumuna geçer. Yüksek şiddetli femtosaniye lazerle dağlamada, metale ait sıvı ve buhar damlacıklarının yüksek basınç altında karışımı şeklindeki bu durum, 'faz patlaması' olarak adlandırılır [75].

Lazerle dağlamada ‘kalite’ unsuru denildiğinde, hızlı işlem sonrası en az artık ve ısıl hasarın bırakıldığı, homojen profilli kovuk yapısı, çatlaksız temiz yüzey ve dik delik duvarların varlığı anlaşılır. İşlemin özellikleri delme hızı, erişilebilen ilerleme derinliği, genişlik açma hassasiyeti ve delik duvarı dikliği gibi parametrelerle belirlenir. Bu parametrelerin büyüklükleri, uygulanan yöntemin yanısıra kullanılan metalin yüzey yapısı, sertliği, kırılma indisi ve diğer mekanik özelliklerine bağlıdır. Ancak uygulanan ışınımın dalgaboyu, darbe genişliği, darbe sayısı ve enerji akısı parametreleri değiştirilerek istenilen derinlik ve dağlama hızı seçilebilir. Özellikle gelen ışının genişliği, yoğunluğu, geliş açısı, ışın homojenliği ve polarizasyonu gibi özellikler optik olarak kolayca ayarlanarak bunlar sağlanılabilir. Bu bağlamda, dağlama işleminin kalitesini belirleyen parametrelere etki eden faktörlerin ve onların değişiminin belirlenmesi önemli bir araştırma konusu olmaktadır.

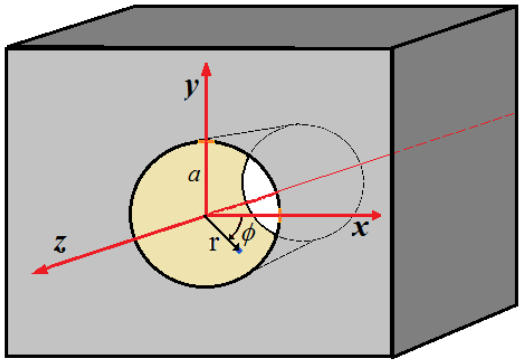
# 3. DALGAKILAVUZU TEORİSİ

Elektromanyetik tayf, gama ışınlarından uzak kızılötesi bölgeye ve radyo dalgalarına uzanan çok geniş bir dalgaboyu aralığını kapsar. Bu aralıkta yayılan ışık, dalgaboyu çeşitliliği, kolay şekillendirilebilmesi, hapsedilebilmesi ve çok farklı tip dedektörlerle algılanabilmesi gibi üstün özellikleriyle yoğun araştırma konusu olmaktadır. Lazer ve yarıiletken teknolojisinin yaygınlaşması günümüzde ışığa; iletişim, görüntüleme, tıbbi teşhis/tedavi ve malzeme işleme gibi yeni uygulama alanları sağlamıştır. Yerine göre hem parçacık hem dalga özellikleri taşıyabilen ışık, temel elektromanyetik dalga formudur. Işığın hava ve malzemeler içerisinde ilerlemesi, uzaktan algılanması mikrodalga, akustik gibi branşlarda da benzeri uygulamalara esin kaynağı olmaktadır.

Bir boş (*hollow*) dalgakılavuzunda içteki $n_0$ kırılma indisi, çeperin kırılma indisinden küçük olur. İçi boş silindirik kılavuzlar, yüksek güçlü lazerlerin az kayıpla iletimi için en iyi alternatif olup, tıbbi müdahale, spektroskopik analiz ve radyometrik sıcaklık ölçüm uygulamalarında yaygın olarak kullanılmaktadırlar. Bir dezavantajları, kıvrılma durumlarındaki hassasiyetleridir.

## 3.1 Silindirik Dalgakılavuzlarında Dalga Eşitlikleri

Lazer ışığının, dağlama sonucu metal içerisindeki kovuklarla etkileşimi modeli, silindirik metal dalgakılavuzları içerinde elektromanyetik dalgaların ilerlemesi teorisine dayanır. Bir dalgakılavuzu içerisinde belli bir dalgaboyundaki o dalganın ilerlediği kararlı şekli, yayılım modu olarak ifade edilir. Yani bir dalgaboyundaki o moda ait dalgalar dalgakılavuzu içerisinde, tamamiyle aynı kesitteki şekil ve kompleks büyüklüğünü koruyarak ilerlerler. Dalgakılavuzu mod profilleri öncelikle dalgaboyuna bağlıdırlar fakat kılavuz geometrisine ve ilgili kırılma indisine göre de değişirler. Büyük geometrili ve yüksek indis kontrastlı kılavuzlar daha fazla mod tutarlar. Silindirik kılavuzların yarıçapları, gelen huzmenin $\lambda$ dalgaboyuna göre, $\lambda/4n_0$ 'dan daha küçük olduğunda ise aktif mod salınımını desteklemedikleri belirtilmektedir [76].




**Şekil 3.1 :** Silindirik dalgakılavuzunda koordinatlar.

İçi boş metal dalgakılavuzu ve fiberoptik sistemler için radyal simetri sağlayan silindirik dalgakılavuzları geçerlidir. İdeal ileten sonsuz kalınlıklı yan duvarlar, kayıpsız, manyetik olmayan ($\mu = \mu_0$) ve net yüksüz iç kısıma sahip olduğunu varsayabileceğimiz bir dalgakılavuzundaki elektrik ve manyetik alan ifadeleri genel olarak sırasıyla *Faraday* ve *Ampere* eşitlikleri ile verilir [77];

$$\nabla xE = -\frac{\partial B}{\partial t} = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \tag{3.1}$$

$$\nabla xH = \frac{\partial D}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \tag{3.2}$$

Bu eşitliklerde, $\mu$ manyetik geçirgenlik, $\varepsilon$ ise elektriksel geçirgenliği ifade eden dielektrik sabiti olmak üzere $E$; elektriksel ve $H$; manyetik alanlar, yerdeğiştirme vektörü $D=\varepsilon E$ ve $B=\mu H$ üzerinden ifade edilmiştir.

Genel olarak silindirik koordinatlarda verilen herhangi bir vektör için $\nabla \times \nabla \times E = \nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E$ eşitliği geçerlidir ve buradan elektriksel alan için rotasyon formulü (3.1) ve (3.2) eşitlikleri kullanılarak şu şekilde tanımlanır;

$$\nabla \times (\nabla \times E) = \nabla \times (-\mu \frac{\partial H}{\partial t}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times H) = -\mu \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}) \tag{3.3}$$

$$\nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = -\mu\varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \tag{3.4}$$

İçi boş, yüksüz ve kayıpsız ($\sigma$=0) bir silindirik dalgakılavuzundaki elektromanyetik dalga için, serbest uzay Maxwell eşitlikleri, zamana bağlı homojen dalga eşitliğinde birleştirilebilir;

$$\nabla^2 E - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \tag{3.5}$$

Eşitlik (3.5)'i sağlayan homojen ve harmonik değişimli *E* elektriksel alanı, zamana bağlı olarak, $\omega$ açısal frekanslı bir monokromatik dalgayı tanımlamak üzere silindirik koordinatlarda genel olarak şu şekilde yazılabilir [78];

$$E(r,\phi,z,t) = E_0(r,\phi,z)\cdot e^{-i\omega t} \tag{3.6}$$

Buradaki $E_0(r,\phi,z)$ ifadesi radyal, açısal ve gidiş yönünde vektörel bileşenlere sahiptir;

$$E_0(r,\phi,z) = E_r r + E_\phi \phi + E_z z \tag{3.7}$$

Elektriksel alan *E*'nin üssel zaman bağımlılığı açılarak, (3.5) Helmholtz eşitliği frekans rejiminde şu şekilde yazılabilir;

$$\nabla^2 \widetilde{E} + \omega^2 \mu\varepsilon \widetilde{E} = 0 \tag{3.8}$$

Dalga sayısı $\beta = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ olarak tanımlanıp, (3.8) ifadesi açıldığında şu şekli alır;

$$\nabla^2 \widetilde{E} + \beta^2 \widetilde{E} = \nabla(\nabla\cdot\widetilde{E}) - \nabla\times\nabla\times E + \beta^2\widetilde{E} = 0 \tag{3.9}$$

(3.9) eşitliğinin çözülebilmesi için, silindirik koordinatlardaki (3.7) ile verilen bileşenler üzerinden ayrı ayrı sağlanması gereklidir;

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E_r}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_r}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_r}{\partial z^2} - \frac{E_r}{r^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial E_\phi}{\partial \phi} + \beta^2 E_r = 0 \tag{3.10}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E_\phi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_\phi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_\phi}{\partial z^2} - \frac{E_\phi}{r^2} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial E_r}{\partial \phi} + \beta^2 E_\phi = 0 \tag{3.11}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E_z}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \beta^2 E_z = 0 \tag{3.12}$$

Öte yandan, *z* ekseni ilerleme yönündeki $E_z$ elektriksel alan ifadesi doğrusallık gözetilerek, 'değişkenlerin ayırımı' prensibi ile yeniden tanımlanabilir;

$$E_z(r,\phi,z) = \Gamma(r)\cdot\Phi(\phi)\cdot Z(z) \tag{3.13}$$

Bu durumda $E_z$ için (3.12) eşitliği kolayca açılabilir;

$$\Phi(\phi)Z(z)\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Gamma(r)}{\partial r}\right) + \Gamma(r)Z(z)\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Phi(\phi)}{\partial\phi^2} + \Gamma(r)\Phi(\phi)\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + \beta^2\Gamma(r)\Phi(\phi)Z(z) = 0 \tag{3.14}$$

(3.14) eşitliği terimleri $E_z(r,\phi,z)=\Gamma(r)\cdot\Phi(\phi)\cdot Z(z)$ ile bölündüğünde karakteristik dalga eşitliği elde edilmiş olur;

$$\frac{1}{\Gamma(r)r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Gamma(r)}{\partial r}\right)+\frac{1}{\Phi(\phi)r^2}\frac{\partial^2\Phi(\phi)}{\partial\phi^2}+\frac{1}{Z(z)}\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2}+\beta^2=0 \qquad \textbf{(3.15)}$$

Eşitlik (3.15)'in ilk terimi sadece radyal eksen *r*'nin bir fonksiyonudur. İkinci terim radyal *r* ve açısal $\theta$ eksenlerine, üçüncü terim ise sadece *z* eksenine bağlı olup, son terim ise bir sabittir. İlerleme eksenine bağlı üçüncü terim, çözümü kolaylaştırmak üzere sabit bir $-\beta_z^2$ değerine eşit tanımlanabilir;

$$\frac{1}{Z(z)}\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2}=-\beta_z^{\,2} \qquad \textbf{(3.16)}$$

Bu durumda (3.15) eşitliği, radyal ve açısal eksenlere bağımlı iki terime indirgenir;

$$\frac{r}{\Gamma(r)}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Gamma(r)}{\partial r}\right)+\frac{1}{\Phi(\phi)}\frac{\partial^2\Phi(\phi)}{\partial\phi^2}+r^2(\beta^2-\beta_z^{\,2})=0 \qquad \textbf{(3.17)}$$

Aynı şekilde, aşağıdaki (3.18) eşitliği ile açısal terimin sabit tanımı yapılabilir;

$$\frac{1}{\Phi(\phi)}\frac{\partial^2\Phi(\phi)}{\partial\phi^2}=-m^2 \qquad \textbf{(3.18)}$$

Son durumda, Helmholtz diferansiyel eşitliği sadece radyal eksen üzerinden ifade edilebilir olur;

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Gamma(r)}{\partial r}\right)+\left((r\beta_r)^2-m^2\right)\Gamma(r)=0 \qquad \textbf{(3.19)}$$

Burada, $\beta_r^{\,2}=\beta^2-\beta_z^{\,2}$ ile yeni bir radyal dalga vektörü tanımlanmıştır. Böylece, (3.16), (3.18) ve (3.19) diferansiyel eşitlikleri, elektriksel alanın üç bileşeninin temel karakteristik eşitliklerini oluşturur ve bu bağımsız eşitlikler artık homojen formlarda yazılabilir;

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2}+\beta_z^{\,2}Z(z)=0 \qquad \textbf{(3.20)}$$

$$\frac{\partial^2\Phi(\phi)}{\partial\phi^2}+m^2\Phi(\phi)=0 \qquad \textbf{(3.21)}$$

$$r^2\frac{\partial^2\Gamma(r)}{\partial r^2}+r\frac{\partial\Gamma(r)}{\partial r}+\left((r\beta_r)^2-m^2\right)\Gamma(r)=0 \qquad \textbf{(3.22)}$$

(3.20) eşitliği ile verilen sıradan diferansiyel eşitliğin çözümleri ile, elektriksel alanın *z* ilerleme yönündeki genel formulasyonu şöyle ifade edilebilir;

$$Z(z) = A_1 e^{i\beta_z z} + B_1 e^{-i\beta_z z} \tag{3.23}$$

Eşitlik (3.21) ile verilen açısal bileşen ise tek frekansta salınım yapan harmonik bir yapıdadır;

$$\Phi(\phi) = A_2 \cos(m\phi) + B_2 \sin(m\phi) \tag{3.24}$$

$\Phi(\phi)$ ve $\partial\Phi/\partial\phi$'nin $2\pi$ periyotla sürekli olacağı bu ifadede, *m* bir tam sayıdır.

Üçüncü bileşen olan radyal eksen için, (3.22) diferansiyel eşitliğinin çözümleri oldukça önemlidir. Genel olarak,

$$r^2 \frac{\partial^2 f_r}{\partial r^2} + r \frac{\partial f_r}{\partial r} + (r^2 - n^2) f_r = 0 \tag{3.25}$$

şeklinde verilen bir diferansiyel eşitliğin çözümleri, *n* fonksiyon seviyesi olmak üzere; Bessel fonksiyonları üzerinden $f_{rB}(r) = c_1 J_n(r) + c_2 Y_n(r)$ formunda ya da Hankel fonksiyonları üzerinden $f_{rH}(r) = c_3 H_n^{(1)}(r) + c_4 H_n^{(2)}(r)$ formunda verilir [79]. Burada $J_n(r)$ birinci tip, $Y_n(r)$ ise ikinci tip Bessel fonksiyonlarıdır.

(3.22) eşitliğinin duran mod genel çözümleri, birinci tip Bessel fonksiyonlarının kombinasyonu ile verilir;

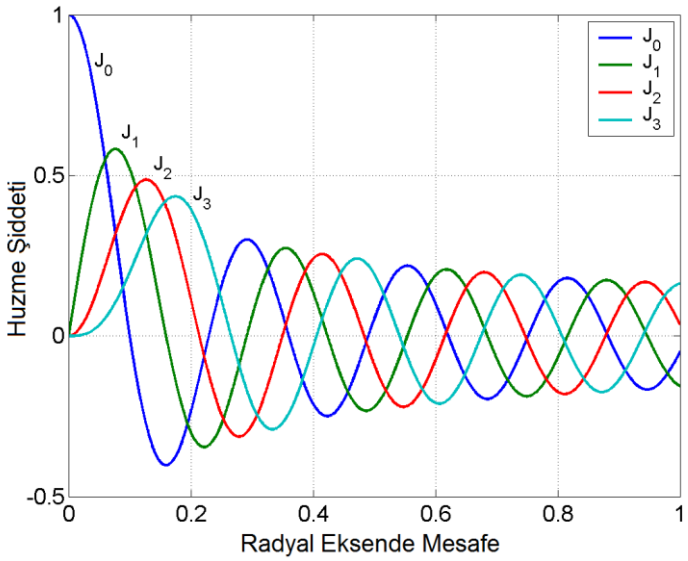
$$\Gamma(r) = C_1 J_n(r) + C_2 Y_n(r) \tag{3.26}$$

Genel olarak Bessel fonksiyonları matematikte sonsuz bir üssel seri toplamı üzerinden tanımlıdır [80];

$$J_0(r) = 1 - \frac{\frac{1}{4}r^2}{(1!)^2} + \frac{\left(\frac{1}{4}r^2\right)^2}{(2!)^2} - \frac{\left(\frac{1}{4}r^2\right)^3}{(3!)^2} + ..... = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\left(\frac{1}{4}r^2\right)^k}{(k!)^2} \tag{3.27}$$

Buradan, birinci tip en düşük seviyeli Bessel fonksiyonu olan $J_0$, bir integral olarak ifade edilebilir;

$$J_0(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(r \sin\phi) d\phi \tag{3.28}$$




**Şekil 3.2 :** Birinci tip $J_n$ Bessel fonksiyonları.

Şekil 3.2'de gösterilen Bessel fonksiyonları sönümlenen sinüs dalgaları formuna sahiptir ve sıfır eksenini yarı-periyodik olarak sürekli keserler. Bessel fonksiyonları arasında en etkin olan sıfır dereceli $J_0$, merkezi parlak şiddet profili verecektir.

Dalgakılavuzu içerisinde kayıpsız bölgede tanımlı periyodik bir dalga formu için (3.23) ve (3.26) ifadelerindeki sonsuza giden 2. terimlerin yeralmaması gereklidir [79]. Bu çözümlemeler sonunda, homojen $E$ elektrik alanının, zamana ve $z$ ilerleyiş yönüne bağlı olarak silindirik koordinatlardaki genel çözümü, birinci tip Bessel fonksiyonuna bağlı olarak şu şekilde yazılabilir [78];

$$E(r,\phi,z,t) = E_0(r,\phi,z)e^{-i\omega t} = \Gamma(r)\Phi(\phi)Z(z)e^{-iwt} = J_n(kr)\sin(n\phi+\theta_0)e^{i(\gamma z-wt)} \quad \textbf{(3.29)}$$

İfadedeki, $\phi$ ; radyal açı, $\theta_0$ ise eğri kılavuzlar için faz sabitidir. Eksenel yayılma katsayısı; $\gamma = \alpha + j\beta$ kompleks olarak belirlenmektedir. Kompleks kırılma indisi, elektriksel geçirgenlik sabiti üzerinden $\nu_n^2 = \varepsilon/\varepsilon_0$ ile tanımlıdır. Eşitlik (3.29) ile verilen genel form kullanılarak, dalgakılavuzu içerisinde ($r<a$) ilerleyebilen alan bileşenlerinin tümünün kesin çözümleri, radyal eksende simetrik olan birinci tip Bessel fonksiyonları üzerinden tanımlanabilir. Görüleceği üzere $k$=0 için bu eşitlik, bilinen düzlem dalga çözümü ile özdeş olur.

Eşitlik (3.29) dalga ifadesindeki sabit değerler, dalgakılavuzu geometrisi sınır koşullarından belirlenebilir. Bessel ifadesinin sönümlenmesi gereken $r=a$ çeper mesafelerinde, $J_n(u_{nm}) = J_n(k_{nm}a) = 0$ olmalıdır. Burada, $n$ ve $m$ alt mod indisleri ile tanımlı; $u_{nm}=k_{nm}.a$ değerleri, dalgakılavuzu duvarlarında, alanı sonlandıran normalize

mod yayılma sabitleridir. Aykırı düzlemdeki sınırlardaki mod çözümleri de manyetik alanın türevinin sürekliliğini gerektirir. Burada $\partial J_0(r)/\partial r=-J_1(r)$ olduğundan $u_{0m}'= u_{1m}$ olarak eşitlenir. Alanların tüm teğet bileşen ifadeleri eşlenirken, kılavuz yarıçapı lazer dalgaboyundan çok büyük olduğundan;

$k = 2\pi/\lambda \gg |\upsilon|u_{nm}/a$ ve $|(\gamma/k) - 1| \ll 1$ yaklaşımı ifadeleri gözönüne alınarak, $u_{nm}$ rezonans frekans değerleri analitik olarak belirlenebilir ve bu durumda mod çözümlerinin hesaplamaları oldukça kolaylaşır [4].

Elektrik ve manyetik alanların tamamiyle kılavuz içinde yeraldığı düşünüldüğünde, ilerleyen modun indisleri *n* ve *m* olmak üzere; aykırı düzlemdeki alan ifadesinin faz sabitleri $u_{nm}$ değerleri, $J_{n-1}(u_{nm}) = 0$ eşitliğinin *m*. köküne karşılık gelen özdeğerlerdir [81]. Düşük dereceli modların $u_{nm}$ sabiti küçük olur. Örneğin $u_{11}$=2.405 ve $u_{22}$=7.016 gibi sayısal olarak belirlendiği [4] $u_{nm}$ sabitlerinin bir kısmının değerleri Çizelge 3.1'de verilmektedir.

**Çizelge 3.1 :** Dalga vektörü $u_{nm}$ sabitleri.

| | $u_{nm}$ | | | |
|---|---|---|---|---|
| | *m*=1 | *m*=2 | *m*=3 | *m*=4 |
| $u_{1m}$ | 2.405 | 5.520 | 8.654 | 11.796 |
| $u_{0m}, u_{2m}$ | 3.832 | 7.016 | 10.173 | 13.324 |
| $u_{3m}$ | 5.136 | 8.417 | 11.620 | 14.796 |
| $u_{4m}$ | 6.380 | 9.761 | 13.015 | 16.223 |

### 3.2 Silindirik Dalgakılavuzunda Modlar

*z* ekseni ilerleme yönündeki bir silindirik dalgakılavuzunda temel olarak üç mod tipi yayılabilir [3];

*i.*$E_\phi$, $H_r$, $H_z$ alan bileşenleriyle dikey elektrik *TE* modu,

ii.$H_\phi$, $E_r$, $E_z$ alan bileşenleriyle dikey manyetik *TM* modu,

iii.Tüm elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin yeraldığı *EH* hibrit modları.

Bunlar arasında hangi modun daha baskın olarak ilerleyeceğinde ise dalgaboyu ve *a* yarıçapının büyüklüğü önemli rol oynamaktadır.

Silindirik dalgakılavuzu içerisinde desteklenen modların alan ifadeleri, aykırı düzlemdeki dalga vektörleri kullanılarak bessel fonksiyonları üzerinden genel olarak şu şekilde yazılabilir [4];

i. $TE_{0m}$ modları elektrik ve manyetik alan genel ifadeleri ($E_z=0$);

$$E_{\phi 0m} = J_1(k_i r)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.30}$$

$$H_{r0m} = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} J_1(k_i r)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.31}$$

$$H_{z0m} = -i\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{u_{0m}}{ka} J_0(k_i r)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.32}$$

ii. $TM_{0m}$ modları elektrik ve manyetik alan ifadeleri ($H_z=0$);

$$E_{r0m} = J_1(k_i r)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.33}$$

$$E_{z0m} = i\frac{u_{0m}}{ka} J_0(k_i r)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.34}$$

$$H_{\phi 0m} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} J_1(k_i r)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.35}$$

iii. $EH_{nm}$ Hibrit modları ($n\neq 0$) genel elektriksel ve manyetik alan ifadeleri;

$$E_{znm} = -i\frac{u_{nm}}{ka} J_n(k_i r)\cdot \sin n(\phi+\theta)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.36}$$

$$E_{rnm} = [J_{n-1}(k_i r) + \frac{iu_{nm}}{2kr}\sqrt{v^2-1}\cdot J_n(k_i r)]\cdot \sin n(\phi+\theta)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.37}$$

$$E_{\phi nm} = [J_{n-1}(k_i r) + \frac{iu_{nm}^{\ 2}}{2nka}\sqrt{v^2-1}\cdot J'_n(k_i r)]\cdot \cos n(\phi+\theta)e^{i(\gamma z-\omega t)} \tag{3.38}$$

$$H_{\phi nm} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_{rnm} \tag{3.39}$$

$$H_{rnm} = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_{\phi nm} \tag{3.40}$$

$$H_{znm} = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_{znm}\cot n(\phi+\theta) \tag{3.41}$$

Eşitliklerde; $n$ ve $m$ ilerleyen modun derecesini tanımlayan sayılar, $u_{nm}$; $J_{n-1}(u_{nm}) = 0$ eşitliğinin $m$. kökü, $a$ silindirik kılavuzun yarıçapı, $\upsilon$ ise hesaplamalarda oldukça belirleyici olan kompleks kırılma indisidir. Eksenel mod yayılma katsayısı; $\gamma$, mod ilerleme dalga vektörü; $k_i$'ye, serbest uzay dalga vektörü; $k$ üzerinden $k_i^2=k^2-\gamma^2$ ifadesiyle bağlıdır ve kompleks bir sayıdır. Hesaplamalarda mod ilerleme dalga vektörü; $k_i$, yaklaşık olarak şu şekilde alınırsa, hesaplama kolaylaşmaktadır [4];

$$k_i \approx \frac{u_{nm}}{a}\left(1 - i\frac{\nu_n}{ka}\right) \tag{3.42}$$

Verilen eşitlikteki; $n$. seviye için normalize kırılma indisi; $\upsilon_n$, $TE_{0m}$, $TM_{0m}$ ve $EH_{nm}$ modları için ayrı ayrı tanımlanmıştır;

$$TE_{0m} \Rightarrow \nu_n = \frac{1}{\sqrt{\nu^2 - 1}}),\ \ TM_{0m} \Rightarrow \nu_n = \frac{\nu^2}{\sqrt{\nu^2 - 1}}),\ \ EH_{nm} \Rightarrow \nu_n = \frac{\frac{1}{2}(\nu^2 + 1)}{\sqrt{\nu^2 - 1}}) \tag{3.43}$$

Hibrit alan ifadelerindeki radyal profilin $z$ eksenli yayılma yönünden bağımsız olması, Bessel huzmesinin açılmadan ilerlediğinin göstergesidir. Bu konu, 4.2.2. bölümünde incelenmektedir.

### 3.3 Dalgakılavuzu Modlarının Elektrik Alanları

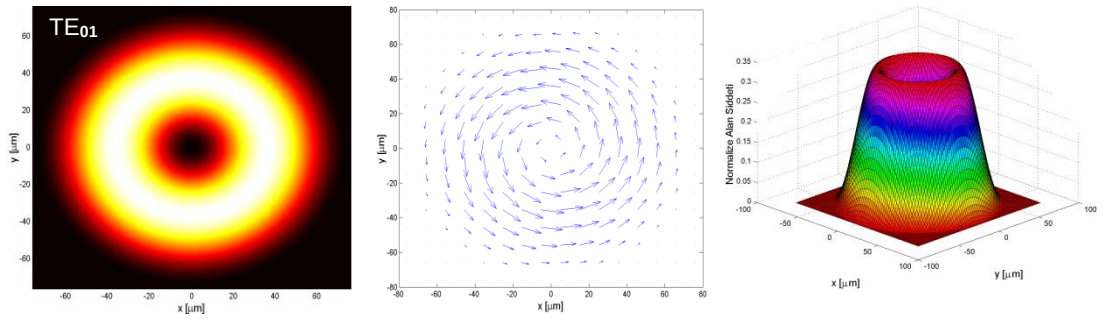
Alan ifadelerinin simülasyon ve hesaplamalarında kullanılan ANSYS, Comsol, QuickField ve EMFlex gibi bazı farklı ticari yazılımlar mevcuttur [82, 83]. Bu çalışmada Maxwell eşitliliği çözümlerinin MatLab kodları yazılarak hesaplandığı özgün bir hesaplama kütüphanesi geliştirilmiştir. Onlarca alt rutinden oluşan bu hızlı hesaplama sistemi, modelin istenilen aşamasında kontrolüne, eklerle geliştirilmesine ve görselleştirilmesine olanak tanımıştır.

Genel olarak, silindirik dalgakılavuzu içerisindeki elektriksel alanın $E_r$ radyal bileşeni en düşük seviyeli Bessel olan $J_0(u_{nm}r/a)$ üzerinden ifade edilir. Böylece sınır koşullarında, elektriksel alan büyüklüğü kılavuzun çeperlerine doğru gidildikçe, azalarak yokolur.

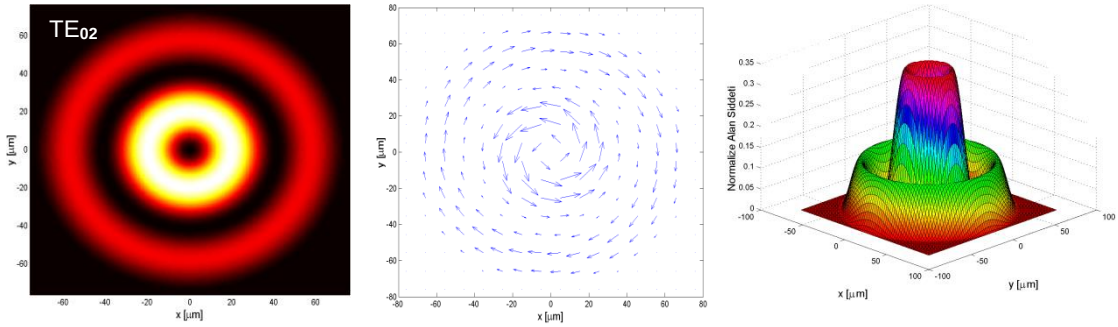
En düşük seviyeli $n=0$ için modlar aykırı düzlemde ya $TE_{0m}$ elektrik ya da $TM_{0m}$ manyetiktir. $TE_{0m}$ modlarının alan çizgileri $z$ ilerleme ekseninde merkezlenen dikey içiçe halkalar şeklinde olur. Manyetik alan çizgileri ise $z$ eksenini içeren düzlemler üzerindedir.

Alan dağılımları, huzmenin etkiyeceği silindirik kovuk yarıçapının büyüklüğüne göre değişiklik gösterir [84]. Bunlar arasındaki merkezinde boşluk bulunduran baskın $TE_{01}$ modu, açısal doğrusal polarize vektörel alana sahiptir [85].

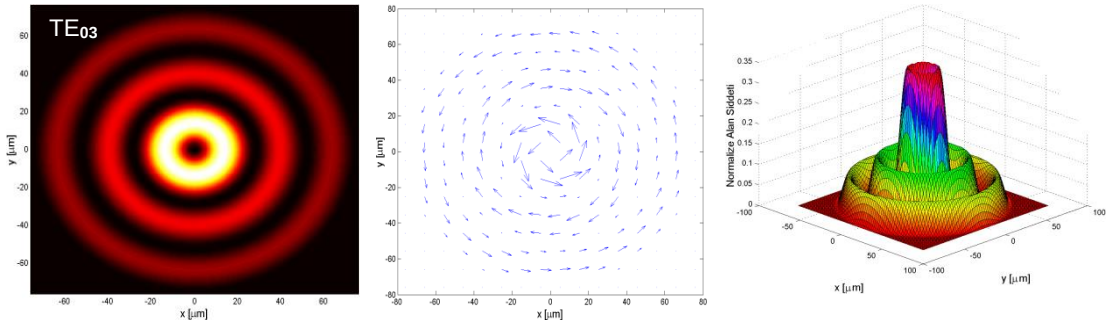
Şekil 3.3'de, 76 µm yarıçaplı dairesel bir bakır dalgakılavuzundaki 1030 nm dalgaboylu huzmeye ait ilk üç mod olan $m$ = 1, 2 ve 3 için hesaplanılan $TE_{0m}$ modlarının kesitleri, alan çizgileri ve üç boyutlu dağılımları verilmektedir. Ortadaki yönlü alan çizgileri, alan tarafından yaratılan vektörel değişimi ve açısal şiddetini göstermektedir.




**(a)** $TE_{01}$



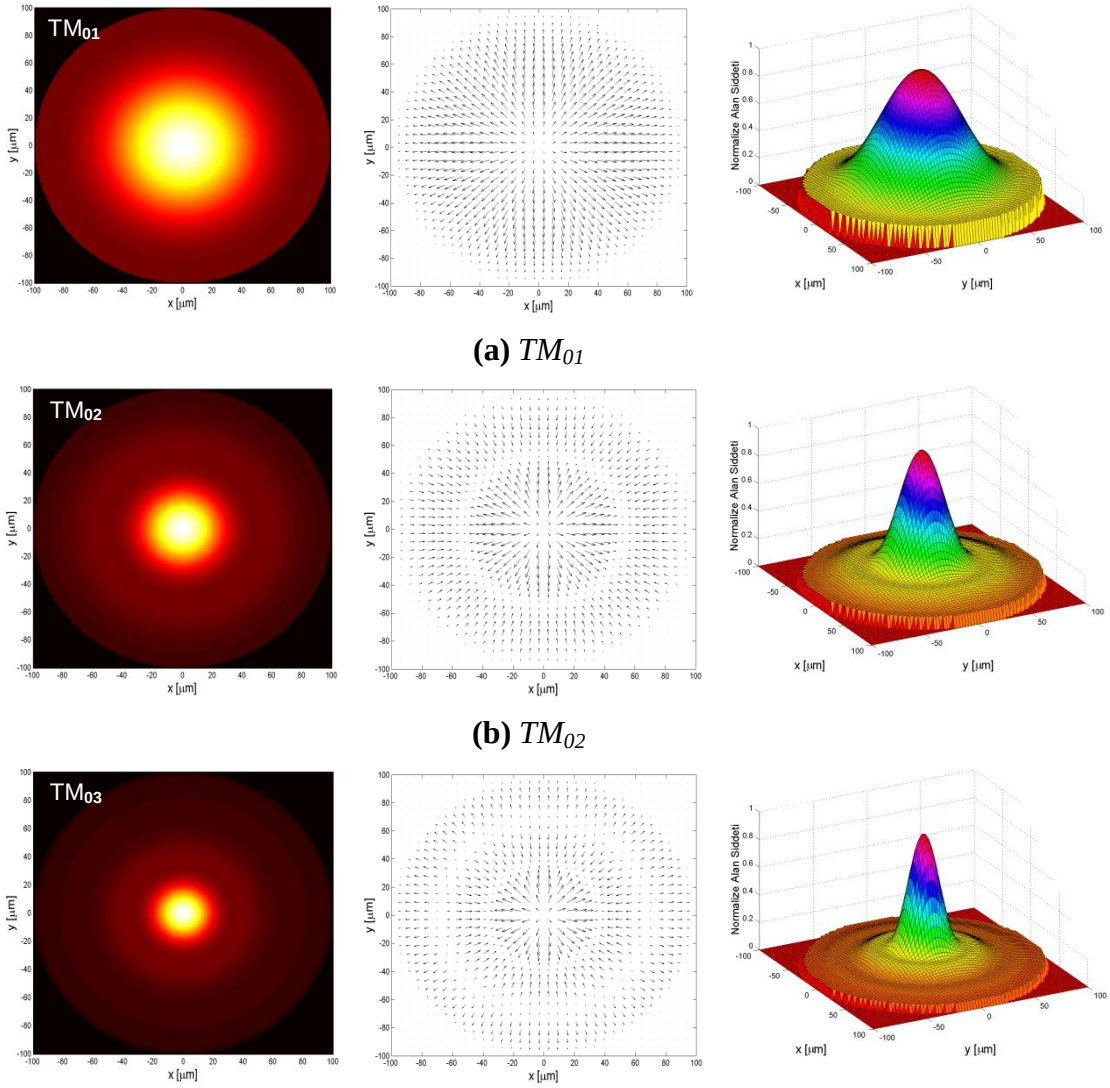

**(b)** $TE_{02}$




**(c)** $TE_{03}$

**Şekil 3.3 :** Bazı $TE_{0m}$ dairesel modları şiddet dağılımları, alan çizgileri ve üç boyutlu şiddet profil gösterimleri.

$TM_{0m}$ modlarının manyetik alan çizgileri $z$ ekseninde merkezlenen dikey içiçe halkalar şeklinde ve elektrik alan çizgileri ise radyal düzlemler üzerindedir [86]. 100 µm yarıçaplı dairesel bir bakır dalgakılavuzunda hesaplanılan dairesel $m$ = 1, 2 ve 3 için $TM_{0m}$ modu alanı dağılımları Şekil 3.4'te verilmektedir.




**(a)** $TM_{01}$

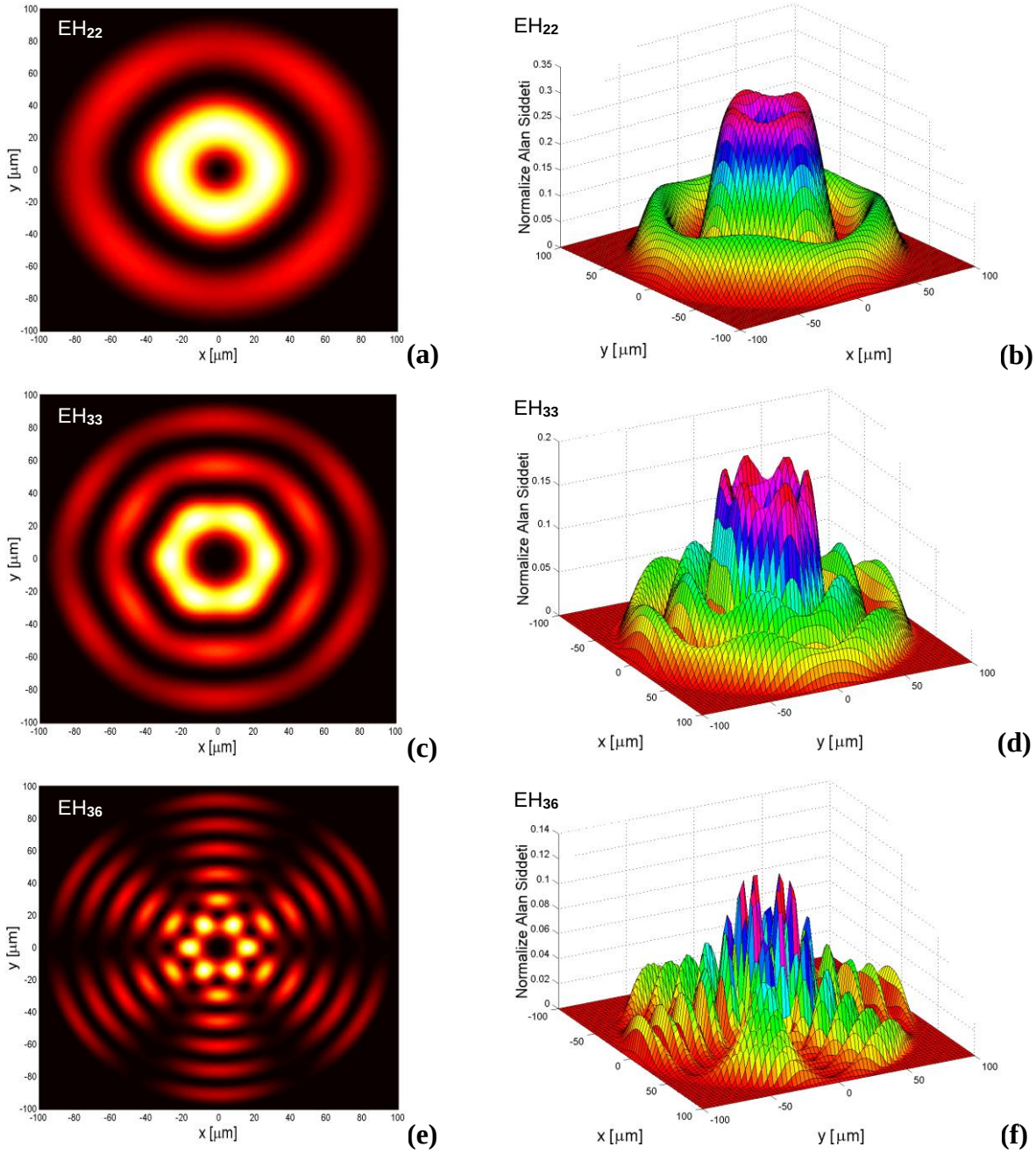
**(b)** $TM_{02}$

**(c)** $TM_{03}$

**Şekil 3.4 :** Bazı $TM_{0m}$ dairesel modları şiddet dağılımları, alan çizgileri ve üç boyutlu şiddet profil gösterimleri.

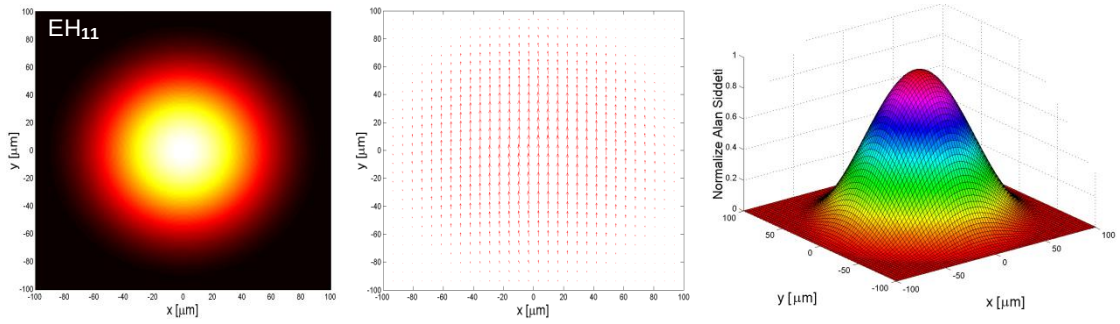
Doğrusal polarize bir Gauss huzmesi silindirik boş bir kavite içerisine düştüğünde, sadece $EH_{1m}$ hibrit modları en az kayıpla ilerler. Örneğin, Brewster camlı lazerler gibi doğrusal polarize alanlarda $EH$ hibrit modları öncelikle iletilmektedir. $EH_{nm}$ modları, $n \neq 0$ indisleri için üç boyutlu hem elektrik ve hem de manyetik alan içeren hibrit modlardır.

Mod indisleri eksen boyunca yeralan minimumların sayısını göstermekte olup, *n* çevresel ve *m* ise radyal değişimlerin sayısını verir. Bu şekilde hesaplanılan, $n \neq 1$ için bazı karmaşık hibrit mod elektriksel alan dağılımları karşılaştırma amaçlı Şekil 3.5'te verilmektedir. Buradaki mod verileri, 1030 nm dalgaboyundan yeterince büyük olması için seçilen bakırdaki 100 μm delik yarıçapı için elde edilmiştir.

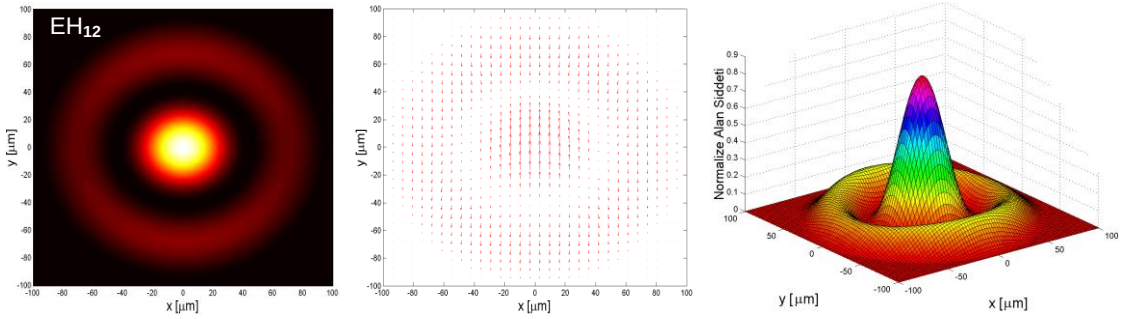



**Şekil 3.5 :** Bazı karmaşık *EH* hibrit mod şiddet dağılımları ve üç boyutlu şiddet profili gösterimleri.

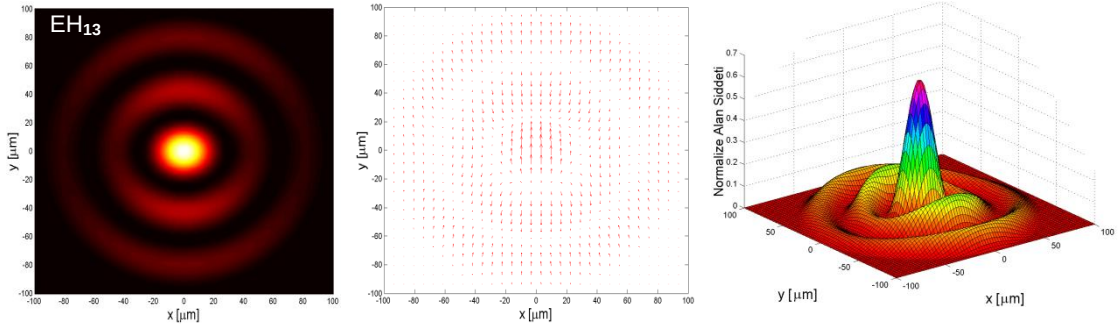
Bir Gauss huzmesi, içi boş bir silindirik dalgakılavuzuna odaklandığında sadece $n$=1 olan $EH_{nm}$ hibrit modları desteklenir. $EH_{nm}$ hibrit modlarının merkezi huzmeleri, $EH_{11}$'den $EH_{1m}$'e doğru gidildikçe zayıflar [87]. Bu bağlamda fiberoptikteki tek modlu kablolarda iletilen doğrusal polarize $EH_{11}$ modu, merkezi yoğunluklu ve dönüşsel simetrik yapısıyla temel moddur. 1030 nm dalgaboyu ve $r_0$ = 100 μm için bakırda hesaplanılan ilk üç temel $EH$ mod alan dağılımları normalize olarak Şekil 3.6'da gösterilmektedir.




**(a)** $EH_{11}$




**(b)** $EH_{12}$




**(c)** $EH_{13}$

**Şekil 3.6 :** Temel ilk üç $EH_{1m}$ hibrit modları şiddet dağılımları, alan çizgileri ve üç boyutlu şiddet profil gösterimleri.

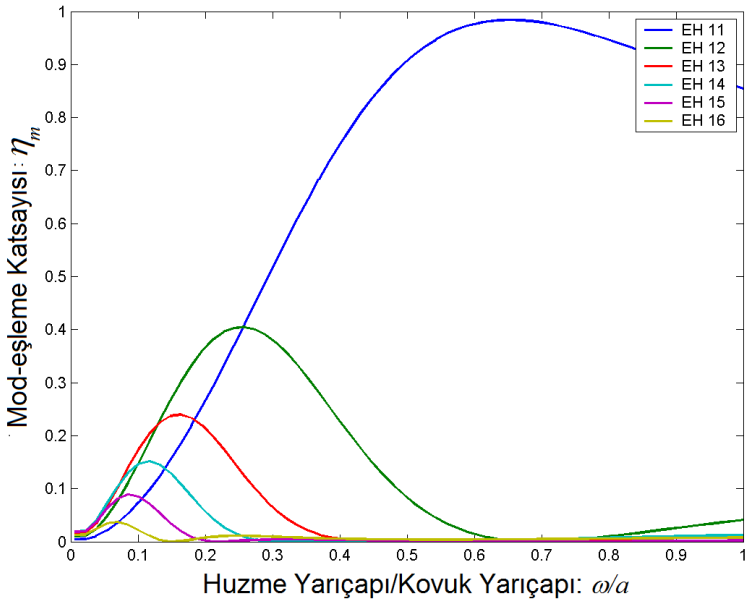
### 3.4 Mod-Eşleme

İçi boş dalgakılavuzlarında lazer huzmelerinin ilerleyişi, gelen ışının yapısına ve giriş koşullarına bağlıdır. Tercih edilen kızılötesi lazerin dalgaboyu uzunluğu ve belirlenen dalgakılavuzu yarıçap büyüklükleri karşılaştırıldığında, mod-eşleme (*coupling*) hesaplamalarında klasik geometrik optik kuralları geçerli olmayacaktır. Eğer elektriksel alanın serbest uzaydaki dalgaboyu, silindirik kılavuzun iç çapından çok küçük ise, dalga tercihen dış ortamda değil çoğunlukla kılavuz içerisinde ve bazen çeperlerden yansıyarak ilerleyecektir. Ama bu durumda kırınımdan dolayı kayıplar olacaktır. Dalgakılavuzu içerisinde farklı enerji seviyelerindeki birden fazla modun aynı anda ilerleyebileceği düşünüldüğünde, her modun ne oranda kılavuz içerisinde yeralabileceğinin hesaplanması gereklidir. İdeal mod-eşleme için genlik, faz ve polarizasyon durumlarının her birinin ayrı ayrı eşlenmesi gereklidir.

En düşük kayıba sahip temel $EH_{1m}$ moduna eşlenebilecek giriş huzme özelliklerini belirleyebilmek önemlidir. Bu bağlamda, $r_0$ huzme eğrilik yarıçaplı $TEM_{00}$ Gauss huzmesinin ( $\approx E_0 e^{-r^2/r_\circ^2}$) her bir $EH_{1m}$ moduna eşleme verimi, yarıçapı $a$ olan silindirik kılavuzdaki örtüşme integralleri üzerinden hesaplanılabilir [87]. Bu eşitlik, verilen $\omega/a$ huzmesi ile kılavuz boyut oranı için eşlenebilecek güç miktarını tanımlar;

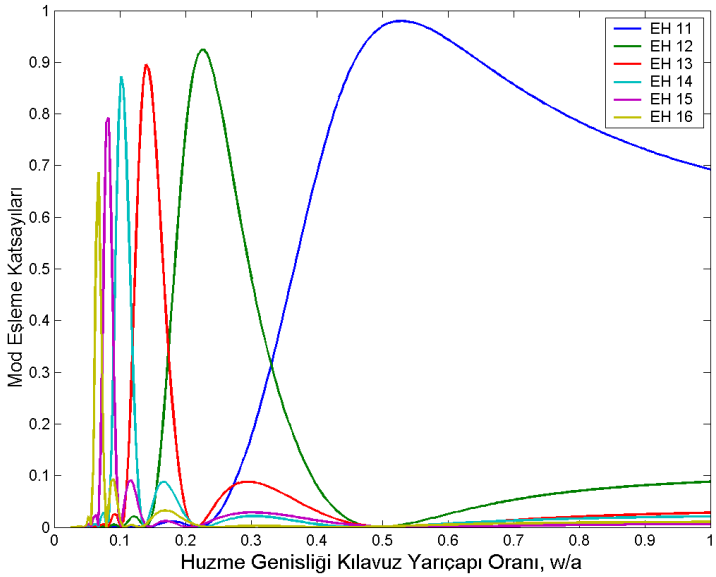
$$\eta_m = \frac{\left[\int_0^a e^{(-r^2/r_0^2)} J_0(u_{nm}\frac{r}{a}) r dr\right]^2}{\left[\int_0^\infty e^{(-2r^2/r_0^2)} r dr \int_0^a J_0{}^2(u_{nm}\frac{r}{a}) r dr\right]} \qquad \textbf{(3.44)}$$

Metalik kavitelerde lazer darbelerinin ilerlemesi desteklenilen modların özelliklerine bağlıdır. $TEM_{00}$ lazer huzmesi profili için enerjinin büyük kısmı en düşük seviyeli $EH_{11}$ hibrit moduna eşlenir. Örneğin, dağlama eşik değerinin $A$=3 katı büyüklüğünde gelen bir huzmenin en düşük seviyeli modlarının güç eşleme katsayıları sırasıyla 55, 0.2 ve % 5 olacaktır. Daha yüksek seviyeli modların kayıpları da daha fazla olacağından, katkıları azalacaktır. Bu nedenle, hesaplamalarda 10. seviyeye kadar modlar dahil edilse de, dalgakılavuzu tek modlu gibi düşünülebilir. Desteklenen $EH_{1m}$ modları arasında, $n_0 < 2{,}2$ için en düşük kayıba sahip olan $EH_{11}$ modu en büyük eşleme katsayısına da sahip olur.




**Şekil 3.7 :** Gauss tipi huzme için mod-eşleme katsayıları.

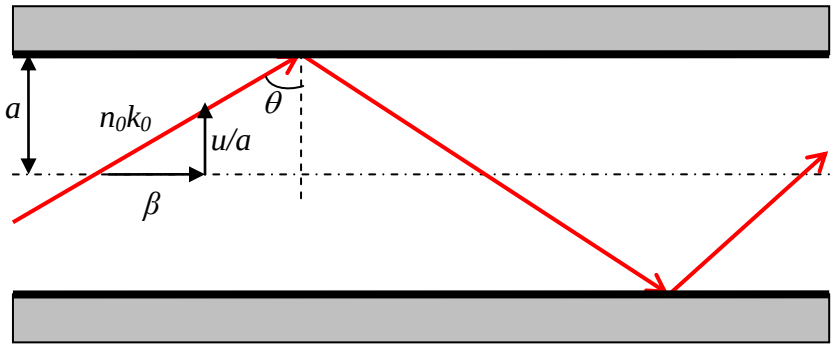
Bu şekilde hesaplanan Gauss tipi huzme için hesaplanılan mod eşleme katsayıları Şekil 3.7'de verilmektedir. Temel $EH_{11}$ modu için huzme genişliğinin kılavuz deliği yarıçapına oranı yaklaşık $\omega/a$ = 0.64 olduğunda optimum eşlemenin sağlandığı anlaşılmaktadır. Bessel tipi huzmeler için hesaplamalar huzme genişliği $\omega/a$ oranının 0.5 seviyelerinde optimum eşlemeye işaret etmektedir. Aynı şekilde aksikon ile oluşturulabilen bir Bessel huzmesinin mod eşleme katsayıları da hesaplanılabilir. Bessel huzmeler için elde edilen mod eşleme durumları karmaşıktır (Şekil 3.8).




**Şekil 3.8 :** Bessel tipi huzme için mod-eşleme katsayıları.

### 3.5 Kayıplar ve Zayıflama

Bir dalgakılavuzunda lazer huzmesinin ilerlemesi, genel olarak gelen ışığın optik özellikleri, onun kılavuza nasıl eşleme yaptığına ve kılavuz malzemesine bağlı olacaktır. Bir Gauss huzmesi kendinden çok daha geniş boyutlu boş bir dalgakılavuzuna odaklandığında, kovuk duvarları lazer huzme profilini çok değiştiremez ve aykırı düzlemdeki elektrik alan ifadeleri etkin olur [59]. Metalik dalgakılavuzlarındaki kayıplar genel olarak elektriksel alanların çeperlerde yokolmayıp, çeper duvarlarına geçmesi ve soğurulması nedeniyle oluşur.




**Şekil 3.9 :** Boş kılavuz için optik geometrisi.

Şekil 3.9'da gösterilen boş silindirik dalgakılavuzu geometriksel optiğinde, Bölüm 3.2'de verilen bilgilere göre, kompleks mod yayılma katsayısı şu şekildedir [4];

$$\gamma \approx k\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{u_{nm}\lambda}{2\pi a}\right)^2\left(1-\frac{i\nu_n\lambda}{\pi a}\right)\right] \qquad \textbf{(3.45)}$$

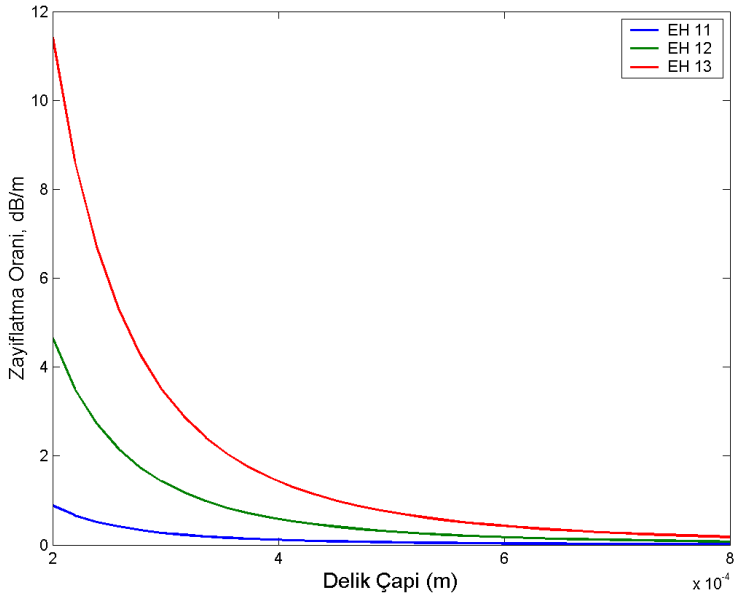
Burada; $a$ yarıçap, $u_{nm}$ aykırı düzlemdeki faz sabiti ve $k$ dalga sayısıdır. Silindirik dalgakılavuzlarında tanımlı $EH_{nm}$ hibrit modları için $\gamma = \alpha + j\beta$ ile verilen kompleks eksenel yayılma katsayısının gerçel ve imajiner bölümleri, zayıflama ve faz sabitlerini ifade etmektedir [4];

$$\alpha_{nm} = \left(\frac{u_{nm}}{2\pi}\right)\frac{\lambda^2}{a^3}\,\mathrm{Re}(\nu_n) \qquad \textbf{(3.46)}$$

$$\beta_{nm} = \frac{2\pi}{\lambda}\left\{1-\frac{1}{2}\left(\frac{u_{nm}}{2\pi}\frac{\lambda}{a}\right)^2\left[1+\mathrm{Im}\left(\frac{\nu_n\lambda}{\pi a}\right)\right]\right\} \qquad \textbf{(3.47)}$$

$u_{nm}$'in Bessel fonksiyonunun m. kökü olduğu eşitliklerde zayıflatma $\alpha$'nın, $\lambda$ lazer dalgaboyunun karesiyle doğru orantılı, $a$ kovuk yarıçapının küpüyle ters orantılıdır.

Giriş huzmelerine yönelik temel hibrit modlar için hesaplanılan mod zayıflama oranları Şekil 3.10'da verilmektedir. Burada, en düşük kayıplı $EH_{11}$ hibrit modu bileşeninin ilerlemede belirleyici role sahip olduğu açıkça görülmektedir. Her birinin zayıflama ve mod-eşleme karakteristikleri belirlenen alt modların birleşiminden, dalgakılavuzu modelimize göre huzme ilerleme hesapları yapılmıştır. Yüksek seviyeli mod şiddetlerinin hızla azaldığının anlaşıldığı bu ilerleme mekanizmasında, örneğin 6. seviyedeki modun ilerleme hesaplarına katkısının ancak 1/1000 mertebelerinde olduğu anlaşılmaktadır. Teorik ilerleme hesaplamalarında yine de 10. seviyeye kadar tüm modlar hesaplamalara dahil edilmiştir.



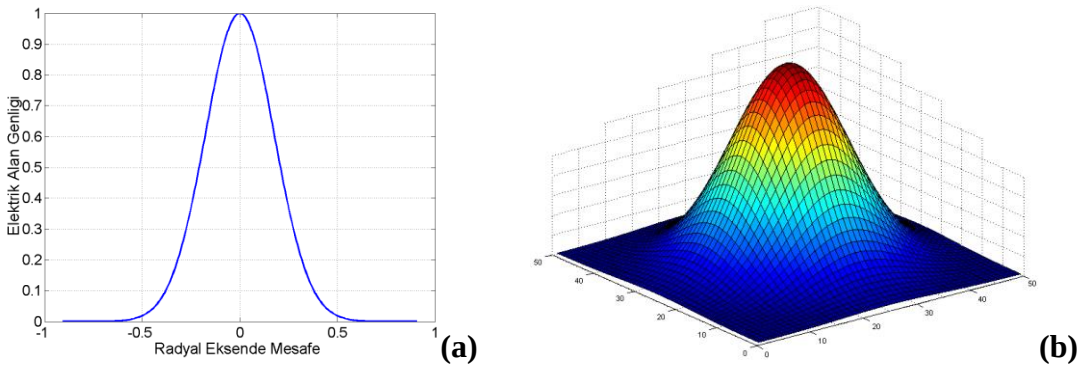

**Şekil 3.10 :** Mod zayıflama oranları.

# 4. ŞEKİLLENDİRİLMİŞ HUZMELER

Işık her zaman düzgün ışınlar şeklinde yol almayıp, nesneler ve farklı yoğunluktaki malzemeler etrafında kıvrılarak kırılır. ‘Kırınım’ ya da difraksiyon olarak adlandırılan bu olay, kırınım başlangıcında Rayleigh-Sommerfeld, yakın alanda Fresnel ve uzak alanda Fraunhofer prensibine göre açıklanır. Kırınım, ışığın dalga yapısı ile bağlantılıdır ve bir engel ile karşılaşıldığında genliğinin ve/veya fazının değişmesiyle oluşur. Sommerfeld, kırınım'ı, ışığın yansıma ve kırılması haricinde düzgün gidişinden sapması olarak tanımlamıştır. Aslında bu yayılan dalga önlerinin, engeli geçtikten sonra karşılaşması ve içiçe geçerek birleşmesiyle olmaktadır. Kırınım en belirgin olarak ses ve su gibi uzun dalgalarda görülür. Lazer huzmesinin, serbest uzayda ilerlerken açılarak yayılmasına neden olan olgu da kırınımdır.

Huzme formları, farklı geometrik yapıdaki merceklerden geçirilip kırınıma uğratılarak şekillendirilebilmektedir. İnce kenarlı merceklerle Gauss tipi ve konik merceklerle Bessel tipi huzme formu oluşturulabilmektedir. Genel olarak Gauss huzmeleri odaklandıklarında kırınım nedeniyle çok kısa bir mesafe boyunca odaklı kalırlar ve ardından huzme çapları hızlı artış gösterirler. Bu bağlamda, Bessel huzmelerinin en önemli özelliği ise teorik olarak kırınıma uğramamalarıdır. Çünkü Bessel formları, silindirik koordinatlarda ilerleme yönünde değişmeyen ışın profiline sahip, havadaki dalga eşitliği çözümleridir. Ancak Bessel huzmeleri sadece teorik olarak sonsuz bir fotoaralıkta ve sonsuz bir enerjide yaratıldıklarında sonsuz uzaklığa, saçılmadan ve bozunmadan erişirler. Pratikte ise sonlu odaklıklara sahip oldukları bilinmektedir [88]. Ticari olarak elde edilebilen konik merceklerin uç kısmının tamamiyle konik olmayıp hiperbolik yapıda olmasından dolayı, gelen ışığın çapına bağlı olarak daha uzağa odaklayabilme özelliklerinin de büyük oranda etkilendiği bilinmektedir [89].

Bessel tipi huzmelerin uzun mesafelerde odaklı kaldıkları ve yayılımlarının alan derinliğinin fazla olduğu öngörülmekte olup, bu durum deneysel tez çalışmasının bir araştırma konusudur.



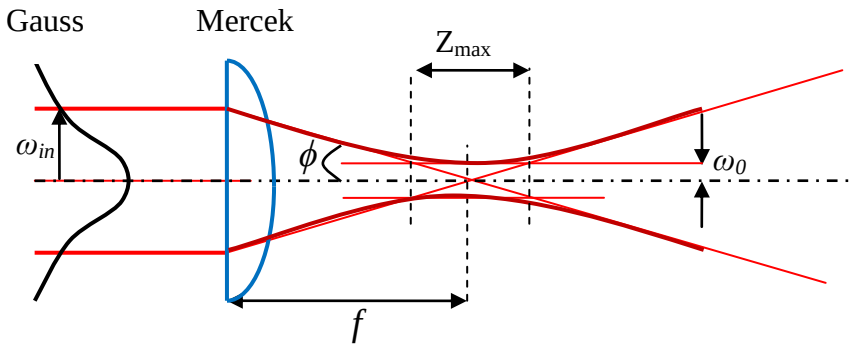

**Şekil 4.1 :** Gauss fonksiyonu (a) ve üç boyutlu dağılımı (b).

## 4.1 Gauss Huzmeleri

Serbest uzayda ışık, simetrik bir küresel dalga olarak ilerler. Bu dalganın elektriksel alan arakesiti $E(r) = E_0 e^{-r^2/\omega_0^2}$ ve şiddeti $I = I_0 e^{-2r^2/\omega_0^2}$ Gauss dağılımı formunda olacaktır (Şekil 4.1). Buradaki huzme yarıçapı $r_0$, alan profilinin *1/e* 'sindeki (şiddette *1/e*$^2$) yarı genişlik olarak alınmıştır. Bir Gauss ışını ince kenarlı mercekten geçtiğinde ışının asimptotik açısı; mercek düzleminde daraldığı arakesit yarıçapının ($\omega_0$) ve merceğin odak uzaklığının bir fonksiyonudur. Genel olarak, *z* eksenindeki gidiş mesafesine bağlı ışın yarıçapı değişimi şu şekilde verilir [90]:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2} = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R}\right)^2} \qquad \textbf{(4. 1)}$$

Eşitlikteki; $Z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ tanımı Gauss tipi ışınımların yayılımı için arakesit alanlarının, uzaklaşıldıkça karesel artışının geçerli olduğu *Rayleigh* mesafesini göstermektedir. Bir başka deyişle, Rayleigh mesafesi, Gauss tipi ışınların odak huzmelerinin $\omega_0\sqrt{2}$ değerine ulaştığı mesafe göstergesidir. *z* = *f* odak mesafesinde huzme, en düşük yarıçaplı profiline sahip olur ve daha dar odaklamak mümkün olmaz.




**Şekil 4.2 :** Gauss huzmesinin ince kenarlı mercekle odaklanması.

Gauss huzmelerin fourier transformları da Gauss dağılımlı olur. Şekil 4.2'deki Gauss huzmesinin ince kenarlı mercek odaklaması sonrası odak derinliği mesafesi; $Z_{max}$, şu şekilde verilir;

$$Z_{\max} = 1.27\lambda(f/\omega_0)^2 \quad \textbf{(4. 2)}$$

Odak genişliği yarıçapı; $\omega_{0,}$ ise buradan şu şekilde hesaplanılabilir;

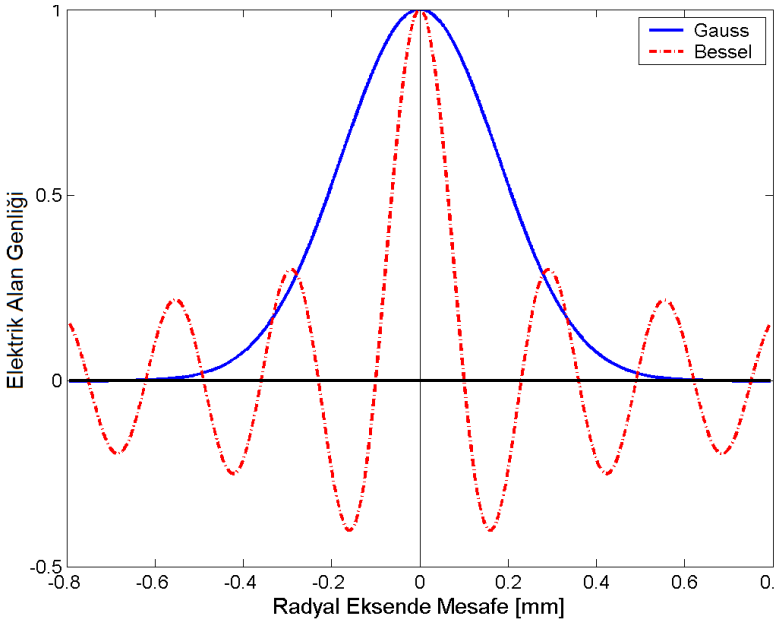
$$\omega_0 = f\lambda/\pi\omega_{in} \quad \textbf{(4.3)}$$

### 4.2 Bessel Huzmeleri

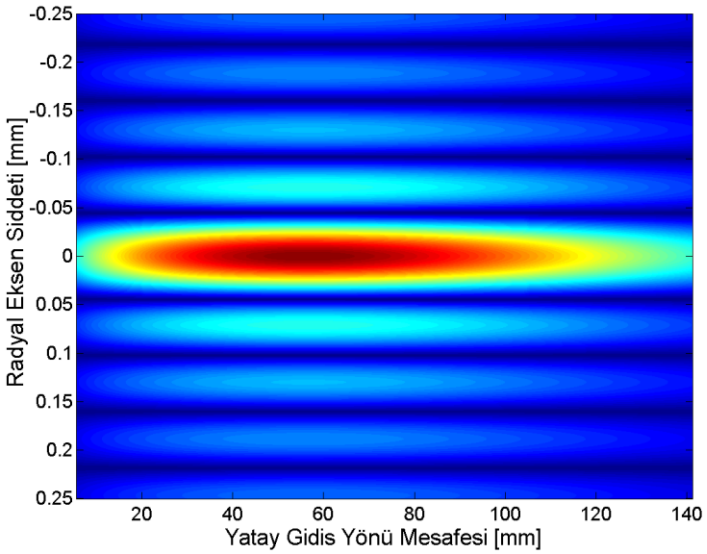
Bessel tipi huzmelerin elektriksel alanı, aykırı (*transverse*) radyal düzlemde genel olarak Bessel fonksiyonu formunda davranır. Bu nedenle, $k_r$; aykırı düzlemdeki dalga vektörü olmak üzere, Bessel huzmeleri gidiş yönü eksenine göre rotasyonel simetriktirler;

$$E(r,\phi,z) = AJ_n(k_r r)e^{ik_z z}e^{in\phi} \quad \textbf{(4. 4)}$$

Şekil 4.3'te normalize Bessel ile Gauss tipi huzmelerin radyal profilleri karşılaştırılmaktadır. Bessel huzmeleri düzlemsel dalgalar için sonsuz odak uzaklığına sahip olurlar ve ideal olarak kırınıma uğramadan ilerler. Pratikte ise tam böyle olmamakla birlikte Gauss huzmelere göre daha dar huzmeler oluşturulup ve Bessel huzmelerinin daha ileriye taşınabildiği öngörülmektedir.

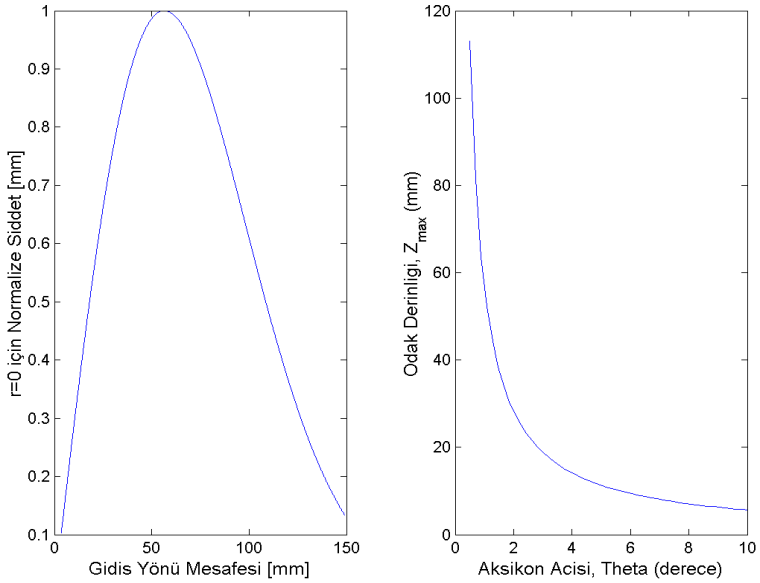



**Şekil 4.3 :** Gauss ve Bessel huzmelerinin dalga formları.




**Şekil 4.4 :** 1º Konik mercek odaklaması.

Şekil 4.4 'te, 1030 nm dalgaboyundaki bir lazer ışınının 1º taban açılı konik mercek mercekle odaklanmasıyla yaratılan Bessel huzmesinin ilerleyiş özellikleri gösterilmektedir. Aynı çapta ilerleyen huzme *z* gidiş yönü (*r = 0*) eksenine göre simetriktir ve odak mesafesinde en yüksek şiddet değerini alır. Odak mesafesi, konik mercek taban açısı arttıkça azalır. Bessel huzmesinin radyal eksendeki şiddet profili sıfır-dereceli Bessel formları ile tanımlanıp, ideal aksikon için alınabilen analitik ifade kullanılarak hesaplanılan [91] ilerleyiş özellikleri Şekil 4.5'te verilmektedir. Teoride sabit kalan merkezi huzme genişliğinin, huzme ilerledikçe pratikte de, konik mercek ile odaklandıktan sonra radyal profilini koruyarak yayıldığı görülmektedir.



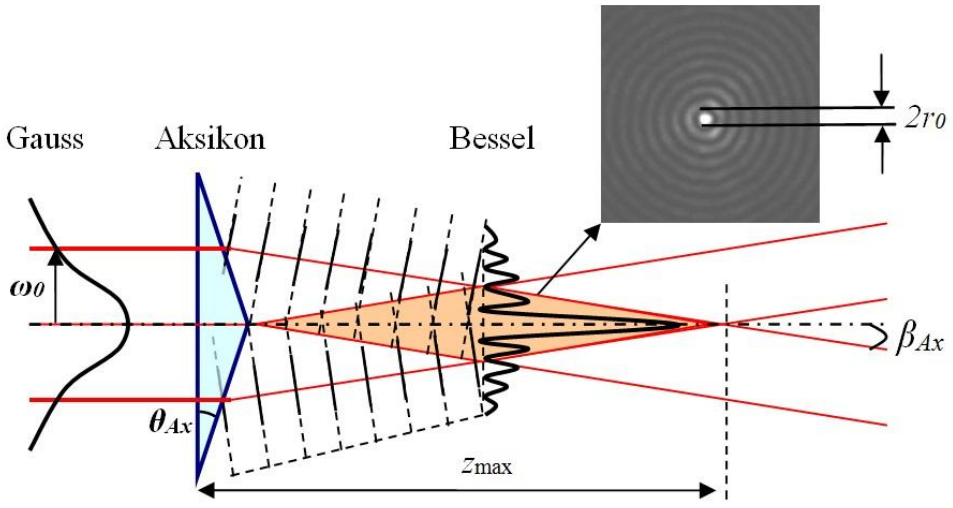

**Şekil 4.5 :** Merkezi bessel huzmesi şiddeti ve odak derinliğinin değişimi.

Bessel huzmelerinin yoğun merkezi ışını, odak çaplarının ilerleme mesafesinden bağımsız olması ve dağıtıcı bir ortamda ilerledikten sonra kendilerini yenilemeleri en ilgi çekici özellikleri olmuştur [92]. Aykırı düzlemdeki profilin herhangi bir gölgeleme ardından "kendini yenileyebilir" olması; yani huzmenin bir kısmı engellense bile, kısa bir mesafe sonra aynı tip huzmenin yeniden oluşabilmesi [93], saçılmanın yoğun olduğu malzemelerin işlenmesinde tekrar oluşum ve daha derine inebilme bakımından avantaj sağlayabilecektir.

### 4.2.1 Bessel huzmelerinin üretilmesi

Bessel huzmeleri, holografik yöntem [94], dairesel kırınım ağı ve dairesel açıklık kullanımının yanında 'aksikon' yani konik mercek kullanılarak üretilebilir. Konik formlu 'aksikon' mercekleri ile, aykırı (*transverse*) düzlem dağılımlarının gidiş yönünde sabit kaldığı, çizgi formunda ve kırınıma uğramayan Bessel huzmesi yaratılabilmektedir [9]. Konik mercek kullanımı, bu yöntemlerden en kolay ve en verimli yöntemdir [91] ve bu tez çalışmasında tercih edilmiştir.

Bessel huzmeleri en kolay olarak Gauss huzmelerinin konik mercekten geçirilmeleriyle elde edilebilir. Aksikon, esas olarak içinden geçen her alana radyal eksende doğrusal faz kayması uygulayan konik mercek elemanıdır. Konik merceğe gelen ışınının her bileşeni mercekten geçerken $k_z \Delta z$ ile orantılı bir faz farkına uğrar. Zaten oluşan halkanın optik Fourier transformu da Bessel fonksiyonuna eşdeğerdir. Ancak aksikon mercekleri kullanırken, deneysel olarak dikey düzlemde mercek ucunun merkezlenmesi ayarında hassasiyet gerekmektedir.




**Şekil 4.6 :** Konik mercek ile Bessel huzmesi oluşturulması.

Şekil 4.6'da Bessel huzmelerinin, konik yüzeyi kaplayan düzlem dalga vektörlerinin kesişmesi (enterferansı) ile oluştuğu gösterilmektedir. Bu nedenle bir Bessel huzmesinin ara kesiti, içiçe geçmiş halkalar şeklinde olur. Merkezi huzmenin tepe şiddeti, saran halkaların tepe değerlerinden fazla olsa da, her bir bessel halkasının toplamda birbirine eşdeğer enerjiler taşıdığı bilinmektedir. Teorik olarak bu dairesel simetrik halkaların sonsuz sayıda olması beklenmekle birlikte, uygulamada en düşük seviyeli Bessel fonksiyonu $J_0$, radyal mesafenin karesiyle ters orantılı olduğundan, çap büyüdükçe halka huzmelerin şiddeti azalarak, halkalar giderek yokolur.

Konik mercek ile oluşturulan bessel huzme şekilleri özellikleri kolaylıkla kontrol edilebilir. Bessel huzmesinin özelliklerini belirleyen ana faktör, ışığın konik mercekten geçtikten sonra sahip olacağı $\beta_{Ax}$ yarı-koni açısıdır. Aksikon taban açısı $\theta_{Ax}$ ve kırılma indisi odak bölgesinin aykırı düzlemdeki genişliğini, gelen hüzmenin genişliği de odak çizgisinin uzunluğunu belirler. Aksikon taban açıları seçilerek, çeşitli yarıçaplarda odak noktaları oluşturulabilir.

Burada aksikon ile oluşturulan Bessel huzmesinin yarı-koni açısı; $\beta_{Ax}$, şöyle tanımlanır [95];

$$\beta_{Ax} = \arcsin(n_{Ax} \cdot \sin\theta_{Ax}) - \theta_{Ax} \qquad \textbf{(4.5)}$$

$\beta_{Ax}$ ne kadar dar ise, o kadar uzak odak mesafeli huzme elde edileceği aşikardır. Bessel huzmesinin odaklama derinliği ifadesi ise şu şekildedir;

$$z_{\max} = \frac{\omega_0}{\tan(\beta_{Ax})} \qquad \textbf{(4.6)}$$

İlerleme yönündeki odaklama, yani maksimum huzme şiddeti değerleri konik mercekten $z_{max}/2$ mesafede yaratılır. Örneğin, 1030 nm dalgaboyuna sahip 1,05 mm çaplı lazer huzmesi ve $\theta_{Ax}$ = 1º taban açılı bk7 malzemeden yapılma bir aksikon merceğin (kırılma indisi $n_{Ax}$ = 1.5071) odak uzaklığı 29.7 mm olarak bulunur.

Bessel huzmesinin ilk merkezi harmoniğinin yarıçapı $r_{0Ax}$, şiddetin $1/e^2$ seviyesine düştüğü konumdan hesaplanılabilir;

$$\left[J_0(k_0 r \sin\beta_{Ax})\right]^2 = e^{-2} \Rightarrow 2 \cdot r_{0_{Ax}} = \frac{0{,}7655 \cdot \lambda_0}{\sin\beta_{Ax}} \qquad \textbf{(4.7)}$$

1º taban açılı aksikon örneği için ilgili yarıçap değeri, (4.7) eşitliğinden 89.1 μm olarak bulunur.

Gauss huzmesi elektrik alanının, aksikondan sonraki herhangi bir noktadaki radyal değişimi şu şekilde ifade edilebilir ($\omega_{in}$: Huzme giriş eğrilik yarıçapı);

$$E_G(r) = e^{\frac{-r^2}{\omega_0^2}} e^{\frac{-ik_0 r^2}{2\omega_{in}}} e^{i\phi(r)} \quad \textbf{(4. 8)}$$

Buradan, odaklanan Gauss huzmesinin optik eksenden $r'$ mesafedeki elektriksel alanı değişimi, aksikon ucu ile gözlem düzlemi arasındaki mesafe $z$ olmak üzere, Fresnel-Kirchhoff kırınım integraline göre hesaplanılabilir [96];

$$E(r,z) = \frac{1}{i\lambda z} e^{i\left(k_0 z - \frac{r'^2}{2z}\right)} \int J_0\left(\frac{k_0 r'}{z} r\right) \cdot e^{ik_0 \frac{r^2}{2z}} E_G(r) r dr \quad \textbf{(4.9)}$$

Odak noktasındaki, elektriksel alanın karesiyle, yani $J_n^2(k_r r)$ ile orantılı şiddet profili şu şekilde verilir [91];

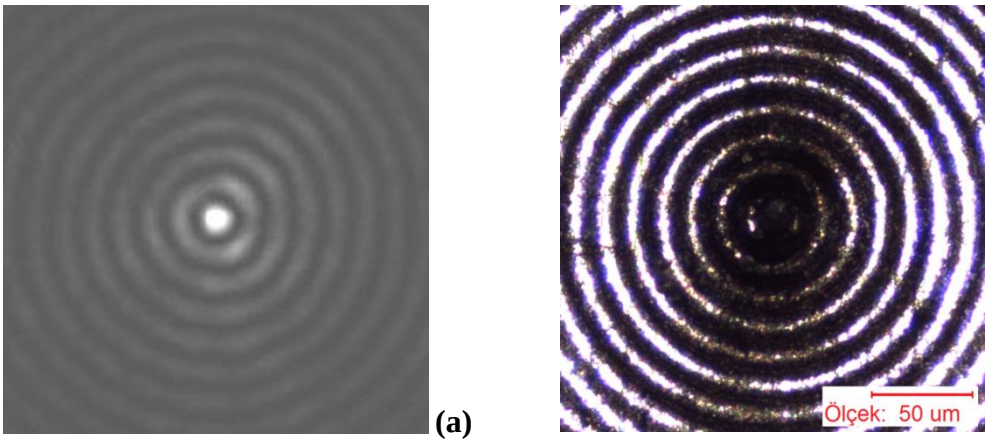
$$I(r,z) = \frac{4Pkr\sin\beta}{\omega_0} \frac{z}{z_{\max}} J_0^{\,2}(kr\sin\beta_{Ax}) \cdot e^{-\frac{2z^2}{z_{\max}^2}} \quad \textbf{(4.10)}$$

Eşitlikte $P$; huzmenin ortalama gücü, $\omega_0$; Gauss huzmesi boyutu ve $k$; dalgasayısı büyüklüğüdür. Şiddet ifadesinin, $z$ yönündeki gidiş yönündeki değişimlerden bağımsız olduğu görülmektedir.

### 4.2.2 Bessel huzmelerinin metal dalgakılavuzunda ilerlemesi

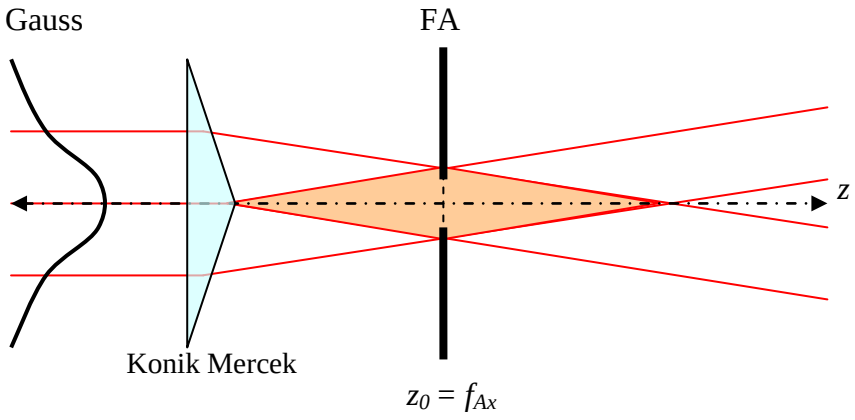
Derin odak uzaklıklarıyla Bessel huzmeleri saydam ortamlarda çok düzgün ve fazla ilerlemektedir. Ancak metal içerisinde Bessel huzmelerinin ilerleyişi, teorik hesapların bir miktar ötesinde meydana gelmekte olup, bu olay bu tez çalışmasının bir araştırma konusudur.

Bessel huzmelerinin ara kesiti, Şekil 4.7 (a) 'da gösterildiği gibi içiçe halkalar şeklinde bir görüntüye sahiptir. Halkaların her biri yeterli dağlama şiddetine sahipse, dağlama yapılan metal üzerinde Şekil 4.7 (b) 'deki gibi bu huzmenin birebir karşılığı kovuk olarak yaratılabilir. Merkezden radyal olarak uzaklaşıldıkça huzmelerin şiddeti giderek azaldığından, metalde işlenilen şekilin merkezinde en derin kovuk yeralmakta, çevreleyen halka şeklindeki deliklerin derinlikleri de giderek azalmaktadır. Bessel huzmelerinde, genelde şiddetli merkezi huzmeler etkin olarak kullanıldığından, çevreleyen halkalar metale nüfuz etmediğinde bu durumun Bessel huzmelerinin etkinliğini azalttığı düşünülmektedir.

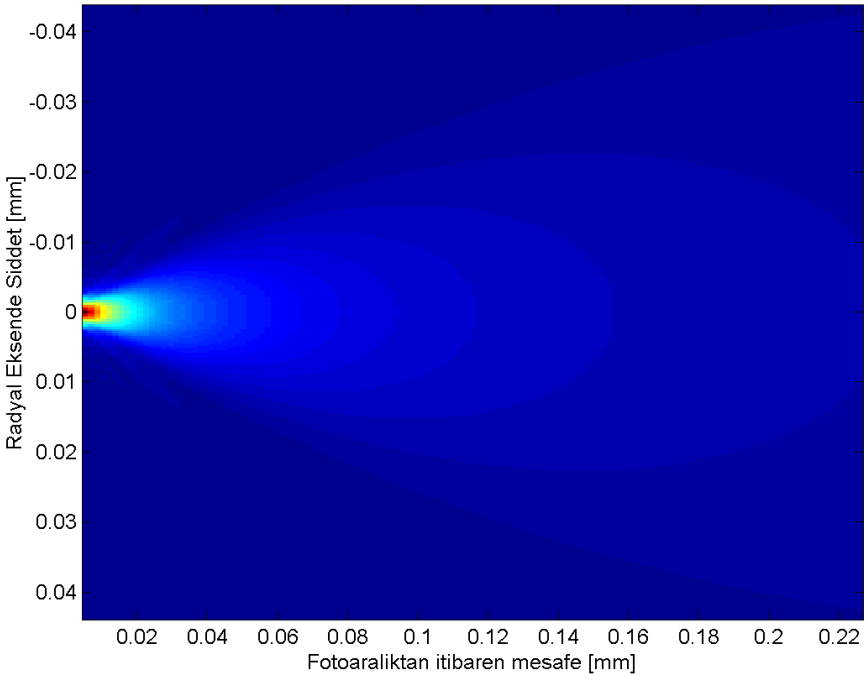



**Şekil 4.7 :** Bessel huzmesi kesiti ve aluminyumda oluşturduğu dağlama görüntüsü.

Teorik olarak, şekil 4.8'deki gibi bir Gauss lazer huzmesinin geldiği konik merceğin tam odak uzaklığına konulmuş bir FA fotoaralığı (*aperture*) için, bu aralıktan saçılan ışığın profili fotoaralık konulmamış hali ile karşılaştırmak üzere hesaplanabilir. Burada seçilen fotoaralığın yarıçapı önemli bir parametredir. Zira aksikon ile yaratılan Bessel huzmesi, gelen tüm ışınların girişimiyle oluşmaktadır ve oluşan huzmenin şiddeti fotoaralık boyutu küçüldükçe azalacaktır. Aksikon mercekten geçerek kırınıma uğrayan lazer huzmesinin elektriksel alanı için oluşacak faz farkı belirlenebilir. 10º konik mercek için, fotoaralık sonrası huzmenin radyal ve doğrusal yöndeki alan dağılımları hesaplanarak, iki boyutta yayılım profili Şekil 4.9'daki gibi bulunmuştur. Yerleştirilen fotoaralıktan geçen, konik mercekle odaklanmış düzgün Bessel huzmesinin çok kısa mesafede açılmaya başladığı görülmektedir. Bu davranış, katı metaller içerisinde lazer huzmesinin açılarak ilerleyiş şekli hakkında bilgi vermektedir.

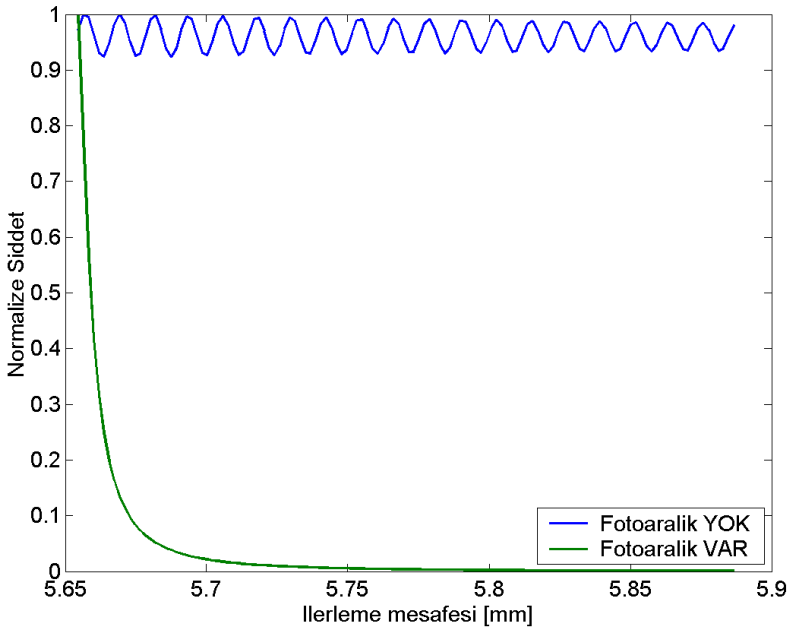



**Şekil 4.8 :** 'Aksikon' ile odaklanan lazer huzmesinin fotoaralıktan geçişi.




**Şekil 4.9 :** Fotoaralık sonrası açılma.

Bir diğer ilginç karşılaştırma, aynı *z* noktasından itibaren (*r=0*) yatay eksendeki huzme şiddeti değişimlerinin karşılaştırılması olabilir. Şekil 4.10'da 10º konik mercekle oluşturulan Bessel huzmesi şiddeti, ilerleme yönünde sabit değerde kalırken, fotoaralık konulduğunda *z* eksenli ilerleme yönünde sanki bir Gauss huzmesi gibi hızla sönümlenmektedir.




**Şekil 4.10 :** Yatay profillerin karşılaştırılması.

# 5. DAĞLAMA İŞLEMİNİN DALGAKILAVUZU YÖNTEMİYLE MODELLENMESİ

Bir lazer darbesinin metale etkimesi, huzmenin metale difüzyonu ve enerjisinin metaldeki serbest elektronlar tarafından soğurulması ve bu enerjinin elektron-fonon etkileşimleriyle kristale aktarılması ile gelişmektedir. Eşik şiddeti ($I_{th}$) üzerinde etkiyen ışınımın metaldeki ilerlemesi, delik yarıçapının lazer dalgaboyundan çok fazla olduğu boyutlarda etkin bir silindirik dalgakılavuzu modeli ile çözümlenebilir. Darbe süresi femtosaniye lazerlerde çok kısa olduğundan, lazerin etkimeye başlayacağı eşik enerjisi seviyesinin ve etkiyebileceği derinliğin sabit olduğu düşünülebilir. Teorik çalışmalarımızdaki ardışık lazer darbeleri ile delme işlemi, her bireysel darbenin, yaklaşık nüfuz etme derinliği kadar ilerleme yarattığı bir yeni pertürbasyon yaklaşımı ile modellenmiştir [97]. Bu darbe derinliği, doğrudan elektron-fonon eşlenmesi faktörüne bağlı olup, lazer enerjisinin metaldeki elektronlarca ne seviyede kristale aktarıldığının bir göstergesidir.

Modelimizde, etkiyen huzmenin oluşturulan kovuktaki dalgakılavuzunda ilerledikçe artan zayıflama katsayıları, genişleme ve ilerleme mesafeleri hesaplanarak, üç boyutlu kovuk formu çıkarılmıştır. Gelen her lazer darbesi sahip olduğu enerji seviyesi oranında toplam derinliğe bir katkı sağlayacaktır. Beklendiği üzere huzmeler, kılavuz içerisinde ilerledikçe zayıflayacak, şiddet azaldıkça daha düşük çaplı bir dağlama yaratılacaktır. Enerji seviyesi, dağlama eşiği değerinin altına indiğinde ise kovuk sonlanacaktır.

Elektromanyetik dalga olarak ilerleyen lazer huzmesinin şiddeti, ilgili elektromanyetik alanların vektörel çapımı olarak verilir. Bu değer ise elektriksel alan değerinin karesi üzerinden ifade edilir ($c$: ışık hızı);

$$I(r,\phi,z)=\frac{1}{2}\left|\vec{E}(r,\phi,z)\times\vec{H}(r,\phi,z)\right|=\frac{1}{2}c\varepsilon_0\left|E\right|^2 \qquad \textbf{(5. 1)}$$

Buradaki elektriksel alan ifadesi, silindirik kovuk geometrisinde geçerli ve ilerleme yönünde desteklenen Eşitlik (3.36) ile verilen tüm modların birleşimini içermektedir.

Öyleyse kavitede ilerleyen huzmenin toplam elektrik alanı, o geometride geçerli tüm modların $\eta_m$ mod eşleme ve $\alpha_m$ zayıflama sabitleri gözönüne alınarak hesaplanabilir;

$$E_z \propto E\sum_m \eta_m e^{-(\alpha_m + i\beta_m)z} \quad \textbf{(5. 2)}$$

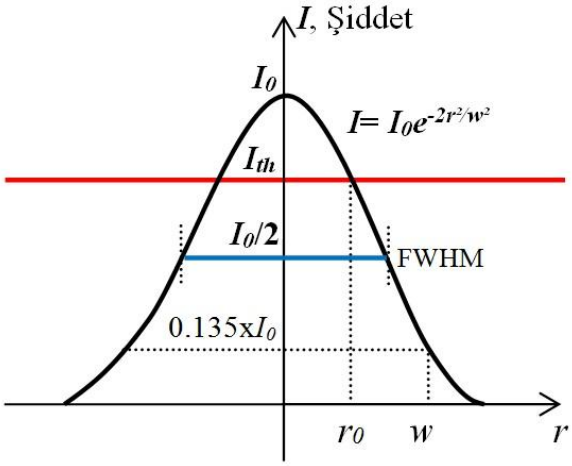
Buradan, dalgakılavuzu içerisindeki ilerleyen huzmenin şiddeti, *m*; mod indisi olmak üzere, şu şekilde ifade edilebilir;

$$I_z \propto I\sum_m \eta_m e^{-2\alpha_m z} \quad \textbf{(5.3)}$$

İfadedeki tepe değer *I*, kaviteye giren şekillendirilmiş lazer huzmesinin formunu belirler ve delme işleminin derinlik, hız ve genişleme parametrelerinin etkinliğinin belirlenmesinde birinci derecede etkilidir. Bu nedenle, dalgakılavuzu içerisinde ilerleyen lazer huzmesi, mesafeyle artan zayıflama ile giderek daralan sönümlü bir ilerleme sağlar. Buradaki her darbenin ilerleyişinde değişen yeni zayıflama sabitleri hesaplanabilir. Zayıflama sabitinin delik yarıçapının üçüncü kuvvetiyle ters orantılı olduğu düşünüldüğünde, zayıflatma etkisinin kovuk derinleştikçe neden güçlendiği anlaşılacaktır.

### 5.1 Dalgakılavuzu Modeli

Hesaplamalarımızda, etkiyen şekillendirilmiş huzme olarak Gauss ve Bessel tipi formlara ait matematiksel ifadeler ele alınmıştır. Şekil 5.1'de $I = I_0 e^{-2r^2/w^2}$ formlu bir Gauss tipi huzmenin radyal değişimi gösterilmektedir. Grafikteki $\omega$, gelen Gauss huzmesinin $1/e^2$ huzme yarıçapıdır ve $\omega$; şiddetin $1/e^2$ değerine yani % 13.5 katına düştüğü değerler arasındaki bant genişliği olarak tanımlanır.




**Şekil 5.1 :** Gauss huzmeleri için dağlama yarıçapının huzme şiddetine bağımlılığı.

FWHM olarak tanımlı 'Yarı Bant Genişliği' (*Full Width at Half Maximum*) ise şiddetin yarısına düştüğü değerler arasındaki klasik bant genişliği olup, belirtilen $\omega$ değerinden farklıdır.

Ardışık darbelerle dağlama işlemi, birçok fiziksel parametrenin karmaşık etkileşimlerini içerse de, pertürbasyon yaklaşımıyla geliştirilen etkin metalik dalgakılavuzu modeli ile ele alınabilir [97].

Verilen huzme, metal ve lazer özelliklerine bağlı sabit $I_{th}$ dağlama eşik değerinin $A$ katına ($I_0$=$A$.$I_{th}$) sahip olarak tanımlandığında, huzmenin ancak dağlama eşik şiddeti: $I_{th}$'ı aşan kısımları ($I > I_{th}$) metalde delik açmaya yeterli enerjiye sahip olacaktır. Bu değerin sağlandığı aşama ve yüzeyde açılabilecek $r_{0:}$ kovuk yarıçapı belirlenebilir;

$$I(r_0) = I_{th} = I_0 e^{-2r^2/\omega^2} = A I_{th} e^{-2r_0^2/\omega^2} \Rightarrow A = e^{2r_0^2/\omega^2} \Rightarrow r_0 = \frac{\omega}{\sqrt{2}}\sqrt{\ln(A)} \qquad \textbf{(5.4)}$$

Metale etkiyen lazer huzmesi, eşik değerini aştığındaki radyal mesafe olan $r_0$ yarıçapında metal üzerine bir delik açabilecektir. Eşitlik (5.4) ile verilen ifade, daha düşük şiddetli huzmelerde kovuk genişliğinin ne şekilde daralacağını açıklamaktadır. Kovuk genişliğini belirleyen bu tanım, dağlama eşik değerine bağlı yapıldığından, eşik dağlama değerinin ($I_{th}$) doğru olarak belirlenmesi önem kazanmaktadır. Genelde lazerin darbe süresi artırıldığında dağlama eşik değerinin azalacağı belirtilmektedir [45]. Aslında metal işleme uygulamalarında, dağlama ve hasar eşik şiddeti değerleri malzemeler için ayrı ayrı verilmektedir. Hasar eşik şiddeti malzeme yüzeyindeki ince filmin erimeye başladığı değer olup, dağlama eşik şiddeti ise malzemenin yüzeyden kaldırılmaya başlandığı biraz daha yüksek değerli olabilen şiddettir.

Darbeli femtosaniye lazerle dağlayarak delik oluşturma işleminde, aslında metal içerisinde kovuk şeklinde yüksek yansıtıcılı bir silindirik dalgakılavuzu yaratılmaktadır. Bu işlem, işlenen metalin özellikleri yanında gelen lazer huzmesinin enerjisi, formu, dalgaboyu, darbe sayısı, darbe süresi gibi birçok özelliklerine bağlıdır. Delme işlemi çok sayıdaki lazer darbesi ile yapıldığından, her gelen darbe bir önceki darbe ile derinleştirilen metal içerisindeki kılavuzda ilerlerken zayıflar ama dibe ulaştığında işlemede kendi katkısını sağlar. Metale etkiyen darbenin huzme enerjisi yoğunluğu, belli eşik değerin altına indiğinde dağlama işlemi sonlanarak maksimum derinliğe erişilir. Özellikle eşik seviyesine yakın enerji seviyelerinde dalgakılavuzu etkisinin hesaba katılması, dağlama mekanizmasının anlaşılması bakımından gereklidir.

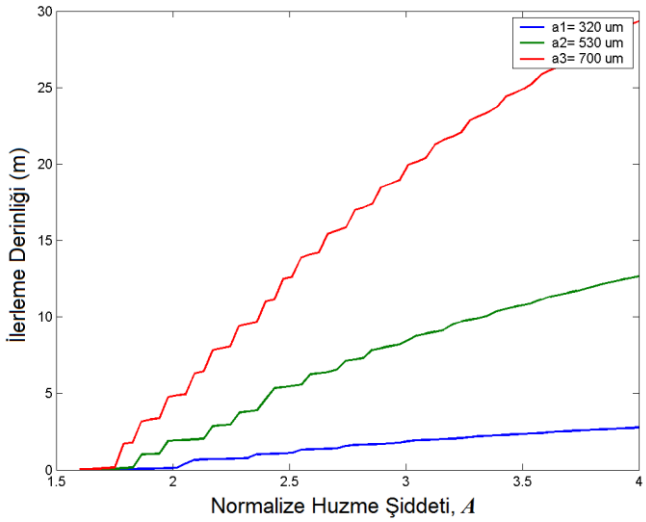
Modele göre gelen her lazer darbesi, Eşitlik (5.3) ile verilen $r_0$ yarıçaplı ve Eşitlik (5.5) ile verilen $L_z$ derinlikli bir ince diski yüzeyden dağlayıp kaldıracaktır [98];

$$\frac{\partial Z}{\partial N} = L_z = \frac{1}{\alpha^*}\ln(\frac{I_0}{I_{th}}) = \frac{1}{\alpha^*}\ln(A) \qquad \textbf{(5.5)}$$

Her darbenin oluşturacağı *z* yönündeki dağlama derinliği, huzmenin *I*: şiddet seviyesine (logaritmasına) bağlı olacaktır. İfadedeki 1/α* kayıp faktörü, maksimum derinliğe erişmek için gerekli darbe sayısının belirlenmesine yardımcı olur, ancak kovuk boyutlarının belirlenmesinde tek başına etkili değildir. Bu düşük enerjili rejimde, dağlama derinliği, optik girinimle orantılı nüfuz etme derinliği seviyesindedir ve ısıl girinim etkisi azdır. Bu bakımdan dağlama derinliği foton soğurumuyla belirlenir ve aslında ısıl difüzyon derinliğinden fazla değerdedir. Bu şekilde (5.5) eşitliği, 1 J/cm$^2$'den düşük eşik yoğunlukları için kullanılabilir. Yüksek enerjili rejimde ise optik girinim derinliğinden çok, elektron ısıl difüzyon mesafesi ifadede baskın olacaktır [99]. Bu durumda etkin girinim derinliği, lazer nüfuz etme ve elektron ısıl girinim (*penetration*) derinliklerine bağlı olur [43, 47, 50].

İlk darbenin ardından gelen darbeler ise, önceden oluşmuş delik içerisinde kılavuzlanırken, ilerleme sırasında kayıp ve saçılmalar nedeniyle zayıflayacak ve kovuk sonunda nihai derinliğe kendi bireysel katkısını yapacaktır. Her darbe için tekrarlanacak bu işlemde, huzme ilerlerken zayıfladıkça dağlama çapı ve derinliği giderek azalacaktır. Dağlama işlemi, darbenin huzme şiddeti eşik değeri seviyesine düştüğünde, sonlanacaktır. Sonuç olarak, silindirik simetriye sahip incelen bir kovuk profili oluşacaktır.

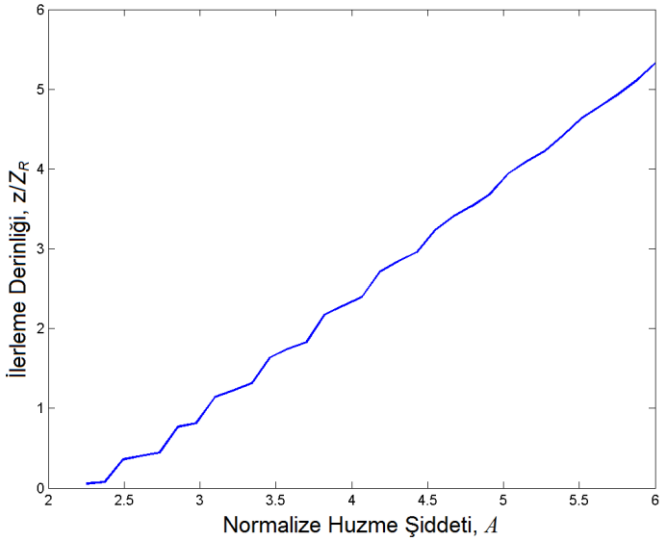
Bu bağlamda, belirtilen dalgakılavuzu yaklaşımındaki alan ifadeleri, mod-eşleme ve zayıflama bağıntıları kullanılarak farklı şiddetlerde gelecek huzmelerin ilerleme hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. İlk aşamada hesaplanan, 1030 nm dalgaboyundaki Gauss tipi huzmelerin üç farklı kılavuz genişliği için ilerleme derinliği sonuçları Şekil 5.2 'de verilmektedir. Şekilde, gelen huzme şiddeti seviyesi, $I=A\cdot I_{th}$ olacak şekilde, *A* eşik değerinin katları 1 ile 4 arasında seçilmiştir. Eşik şiddeti aşıldığında ve şiddet arttırıldıkça huzmenin daha derine ilerleyerek dağlama yaptığını, geniş boyutlu kılavuzlarda daha derine erişilebileceği görülmektedir. Burada, gelen lazer huzmesinin şiddeti seçilerek, farklı boyutlarda kovuklar oluşturabilmenin de mümkün olduğu anlaşılmaktadır.



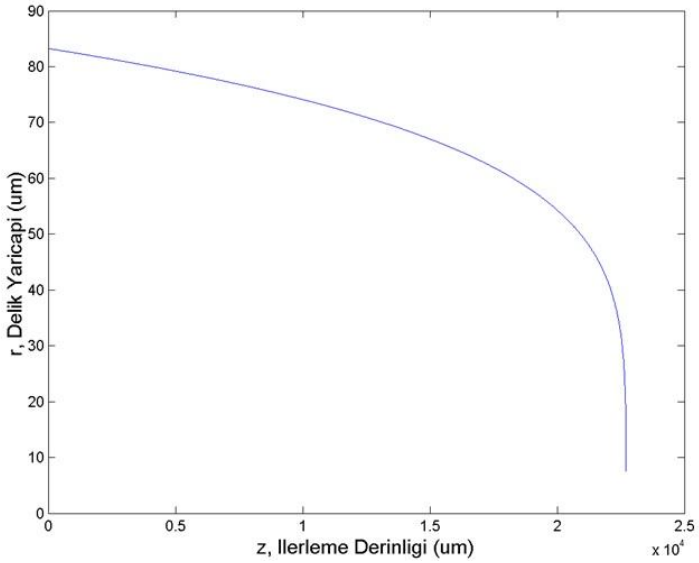

**Şekil 5.2 :** Gauss huzmelerinin bakırda teorik ilerleme mesafesi analizi.

Yukarıdaki grafikte verilen, teorik olarak hesaplanılmış ilk ilerleme mesafelerinin metreler seviyesinde olması, ilk aşamada sadece soğurma kayıpları dahil edilmiş olduğundan dolayı normaldir. Deneysel çalışmalarımızda daha çok 50-100 μm yarıçaplı kovuklar kullanılacağından ve eşik değerin iki katını aşmayan enerji seviyeleri tercih edileceğinden, bu hesaplama sonuçlarının çalışılacak rejim için cm'ler seviyesinde ilerleme derinlikleri öngördüğü ortaya çıkmaktadır.

Gauss ve Bessel tipi huzmelerin mod eşleme katsayıları farklı olduğundan ilerleme mesafeleri de farklı olacaktır. Benzeri şekilde farklı enerji seviyelerindeki Bessel huzmeleri için ilerleme derinliği mesafeleri hesaplanılarak Şekil 5.3'te verilmiştir. Buradaki ilerleme mesafeleri, karşılaştırma amaçlı 1030 nm dalgaboyundaki Rayleigh mesafesinin katları olarak verilmiştir.

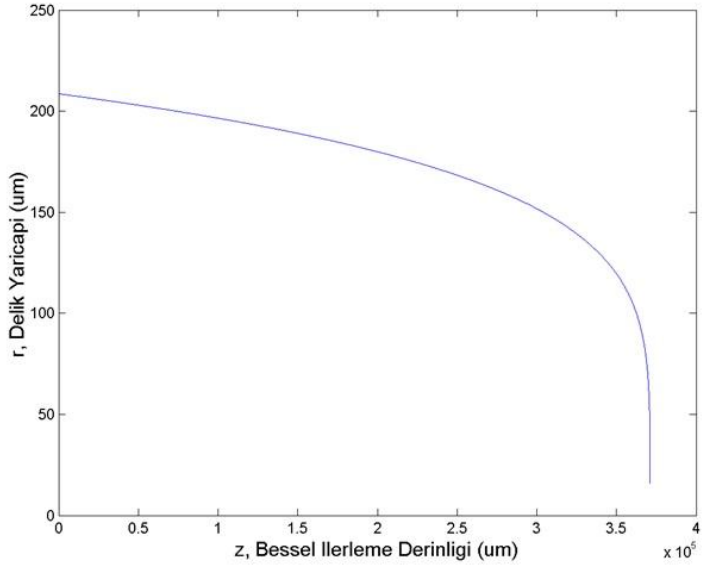



**Şekil 5.3 :** Bessel huzmelerinin şiddetlerine göre teorik ilerleme mesafesi analizi.




**Şekil 5.4 :** Gauss tipi huzmenin bakırda sönümlü ilerleme kesiti.

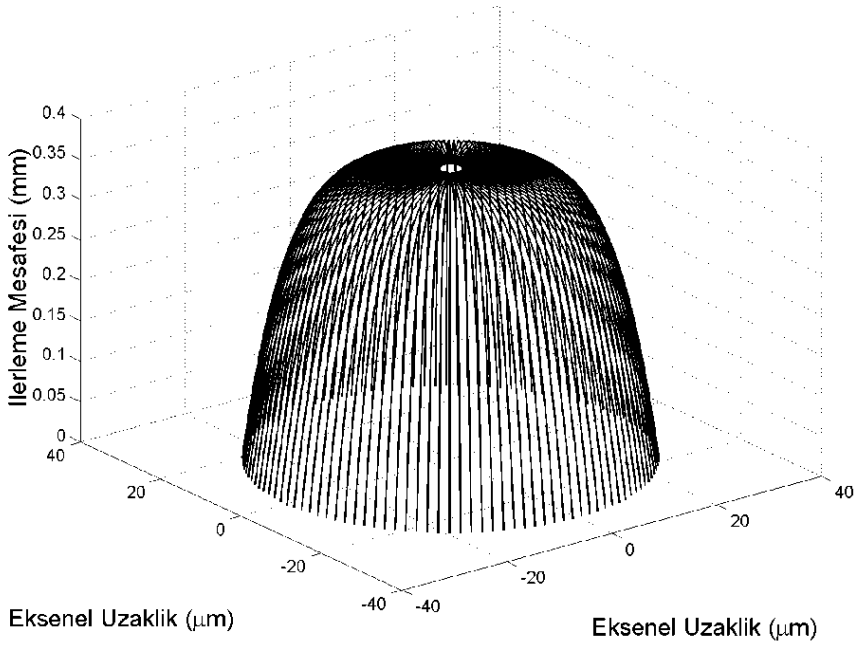
Hangi şiddetteki huzme ile ne kadar derine inilebileceği algoritması, hızlı *'bisection'* hesaplama yöntemi kullanılıp geliştirilerek, bakırın 1030 nm dalgaboyunda Şekil 5.4'te Gauss huzmesi ve Şekil 5.5'te Bessel huzmesi ile dağlanması sonucu oluşabilecek kovuk profili kesitleri elde edilmiştir. Sayısal hesaplama sonucu milimetre-altı kovuk boyutlarına ve mm seviyesinde ilerleme mesafesine sahip, düzgün kesit profilli bu grafikler, ayrıca huzmelerin kovuk diplerinin çukur şeklinde iğne uçlu olacağına da işaret etmektedir. Yuvarlak uçlu profillerin oluşturulması, Gauss ve Bessel tipi huzmeler gibi simetri merkezinde yoğunluklu yüksek enerjisini bulunduran huzme yapılarıyla gerçekleştirilen mikroişlemelerin doğal sonucudur.




**Şekil 5.5 :** Bessel tipi huzmenin sönümlü ilerleme kesiti.

Şekil 5.6'da 1030 nm dalgaboyunda ve 70 μm yarıçaplı, eşik şiddetinin 1.5 katı değerli Gauss tipi bir huzme için hesaplanan aluminyumda oluşturulabilecek üç boyutlu derinlik grafiği verilmektedir. Hesaplamalarda kullanılan dielektrik sabiti değeri Ek-B 'de verildiği üzere Lorentz-Drude modeline göre belirlenmiştir. Buna göre 1030 nm dalgaboyundaki dielektrik sabiti, aluminyum için -90.7745+ i27.0360 ve bakır için -44.8887+i3.4939 olarak alınmıştır [100].

Verilen üçboyutlu profil modellemesinde, sadece soğurma ve dirençsel kayıp etkileri gözönüne alınarak hesaplanılan bilgiler kullanılmıştır. Bu hesaplamalarda, lazer huzmesiyle malzemenin ısınması nedeniyle oluşabilecek ısıl genleşme, darbe uzunluğu femtosaniye seviyelerinde kısa olduğu için, ihmal edilmiştir. Ayrıca gelen lazer huzmesinin sahip olduğu enerjinin malzeme tarafından tamamiyle soğurulduğu varsayılmış, saçılma katsayısı henüz dahil edilmemiştir.

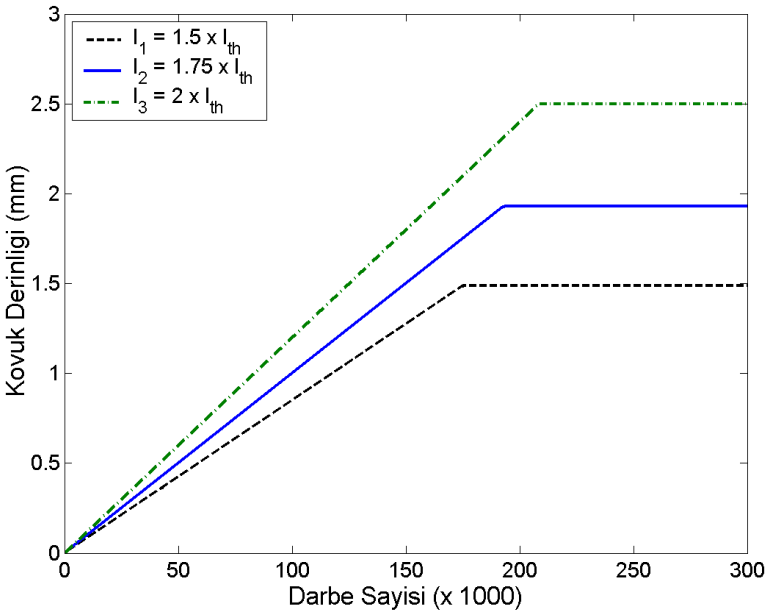



**Şekil 5.6 :** Gauss tipi huzme deliğinin 3-boyutlu gösterimi.

## 5.2 Darbe Sayısı Değişiminin Etkisi

Darbe sayısına göre lazer huzmesinin ilerleme derinliğinin değişimi araştırılması gereken bir konudur. Şekil 5.7'de eşik şiddetin 1.50, 1.75 ve 2.00 katlarında gelebilecek, 70 μm yarıçaplı ve 1030 nm dalgaboyundaki gauss tipi lazer huzmeleri için aluminyumdaki dağlama derinlikleri hesaplanmıştır. Bu hesaplamada seçilen şiddet değerlerine karşılık gelen darbe başına ilerleme mesafeleri 8.5, 10 ve 12 nm olarak alınmıştır.

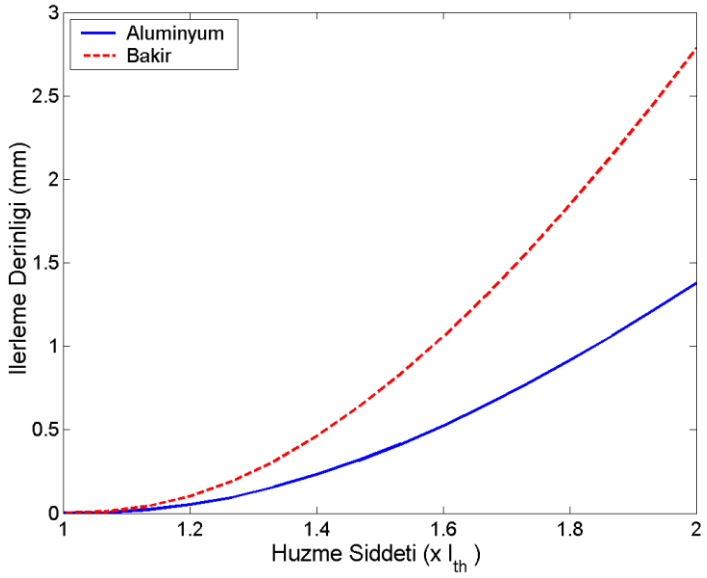
Burada, lazer huzmesi ilerledikçe zayıflamanın artması ve huzme şiddetinin düşmesi nedeniyle, şiddet eşik şiddetine düşünceye kadar kovuk derinliğinin arttığını, ancak belli bir seviyeden sonra darbe sayısı artsa da derinliğin değişmediği görülmektedir. Ayrıca tahmin edildiği üzere, giriş şiddeti arttıkça erişilebilen derinliğin artış gösterdiği açıktır. Bu artışın nedeni şöyle açıklanabilir; öncelikle yüksek enerjili gelen huzmelerde, eşik değerine inilmesi daha derinlerde olacaktır, ayrıca şiddet arttıkça kovuk çapının artması ve kayıpların azalması sözkonusudur. Grafikte, daha bu aşamada saçılma kayıpları henüz hesaplama modelinde gözönüne alınmadığından, teorik ilerleme mesafeleri ilk başta mm seviyesinde hesaplanabilmiştir.




**Şekil 5.7 :** Aluminyumda darbe sayısının ilerlemeye etkisi.

### 5.3 Huzme Enerjisinin İlerlemeye Etkisi

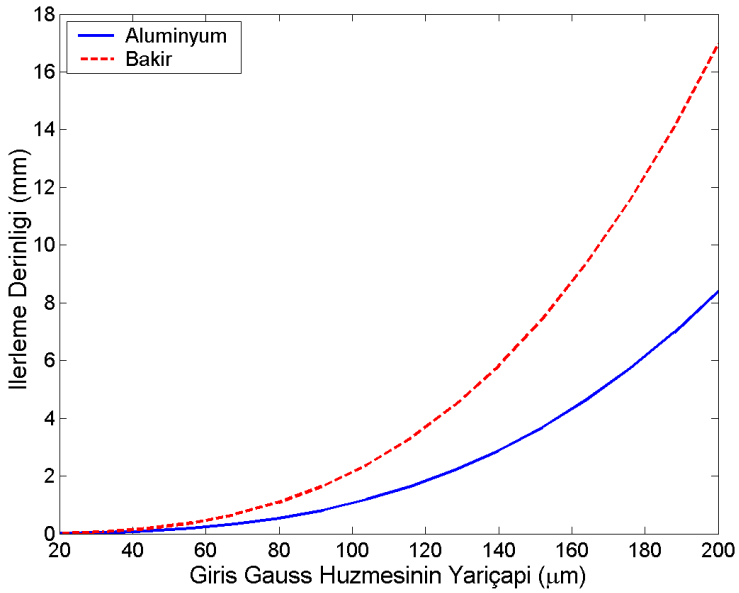
Aluminyum ve bakıra etkiyecek farklı seviyedeki huzme şiddetleri için ilk aşamada hesaplanılanan ideal ilerleme derinlikleri Şekil 5.8'de karşılaştırmalı olarak verilmektedir. 70 μm huzme yarıçapı ve 1030 nm dalgaboyu için bulunan, saçılma zayıflatmasının dahil edilmediği bu değerler, eşik dağlama değerinin iki katında 1 ile 3 mm arasında değişen teorik ilerleme mesafeleri öngörmekteydi. Artan ışın şiddeti ile derinliğin artacağı ve bakırda daha düşük olan dirençsel kayıpları nedeniyle daha derinlere inilebileceği beklenildiği gibi bulunmuş olmasına rağmen, mm boyutlarındaki ideal mesafelere metal kovuk içerisinde saçılmalar nedeniyle pratikte erişilmesi olanaklı gözükmemektedir. Bu hesaplama, eşik seviyesi üzerinde dağlamanın başlaması, ilerlemenin etkiyen huzmenin şiddetinin logaritmasına bağımlılığı ve farklı metallerdeki farklı ilerleme öngörümlerinin ifade edilmesi bakımlarından uygun bir başlangıç olarak değerlendirilmiştir.




**Şekil 5.8 :** Aluminyum ve Bakır'da farklı eşik şiddeti katları için ideal ilerleme hesaplamaları.

### 5.4 Gelen Huzme Boyutlarının Etkisi

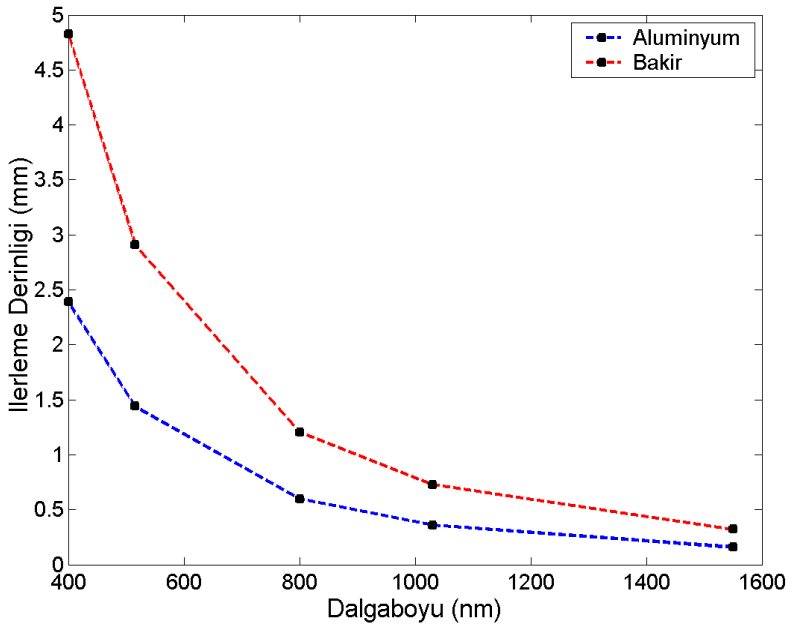
Dalgakılavuzlarında mod eşleme ve ilerleme, gelen ışının geometrisine oldukça bağlıdır. Bu tip işleme çalışmalarında etkin olan gelen lazer huzmesinin formu ve farklı eğrilik çapına ($\omega$) sahip huzmeler, çeşitli mercekler kullanılarak, kullanıcı tarafından ayarlanabilir. 1030 nm dalgaboyunda ve eşik şiddetin 1.5 katı değerde gelen huzmelerin boyutlarının metal ilerleme mesafesi değişimine etkisi Şekil 5.9'da irdelenmiştir. Burada farklı yarıçaplı huzmeye sahip Gauss tipi huzmelerin aluminyum ve bakır'da yaratabileceği derinliklerin değişimi karşılaştırmalı olarak hesaplanmıştır. İlerlerken oluşan kayıplar huzme yarıçapının üçüncü kuvvetiyle ters orantılı olarak etkimekteydi. Bu şekilde hesaplanılan ilerleme derinliğinin artan huzme boyutu ile ne oranda değişebildiği, büyük boyutlu hiç saçılmasız ideal kovuklarda araştırılmıştır. İlk hesaplamalar, 70-100 μm boyutlu kovuklarda mikrometre altı ilerlemelere işaret etmektedir.




**Şekil 5.9 :** Farklı eğrilik çaplı huzmelerin ilerleme hesaplamaları ($I=1.5xI_{th}$).

## 5.5 Dalgaboyu Değişiminin Etkisi

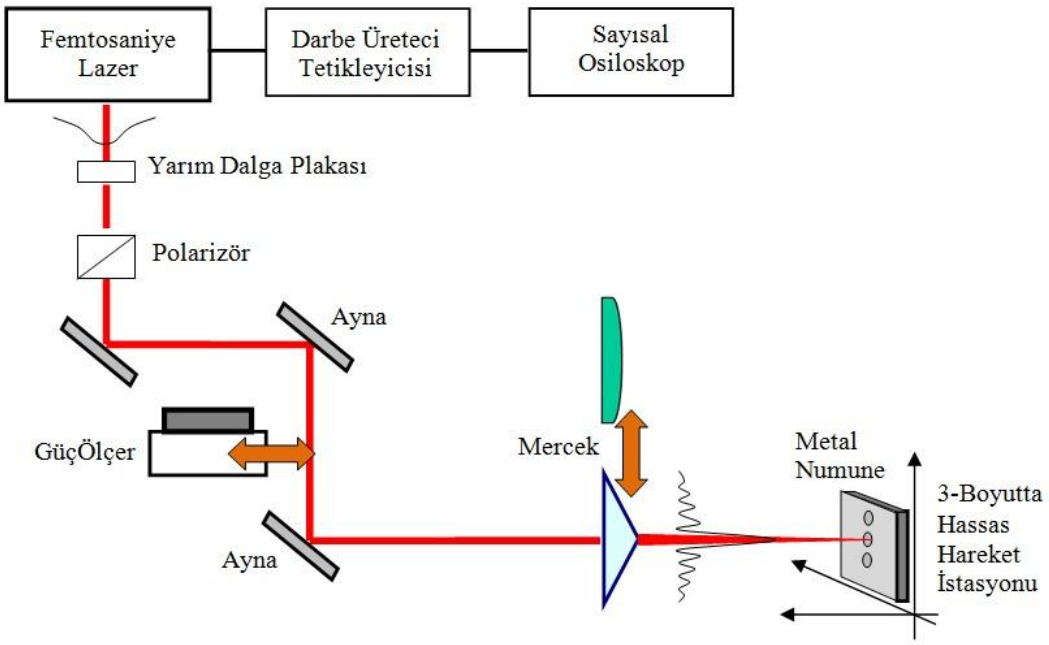
Bu tip derinlik analizlerinde diğer önemli bir parametre, kullanılan lazerin dalgaboyudur. Şekil 5.10'da yaygın olarak kullanılan 400, 515, 800, 1030 ve 1550 nm dalgaboylarında ışıyan lazerlere ait 70 μm yarıçap boyutlu huzmelerin bakır ve aluminyum üzerinde oluşturabileceği deliklerin teorik analizi grafiksel olarak gösterilmektedir. Burada bakırda daha derin deliklerin oluşturulabileceği görülmektedir. Deneysel çalışmalarımızda 1030 nm sabit lazer dalgaboyumuzu değiştirmemekle birlikte, hesaplama algoritmamız bu teorik analizi yapmaya olanak tanımış, aslında görülür ve morötesi bölgelerdeki düşük dalgaboylarında aynı şartlarda 3-5 kat daha derine inilebileceğini gösterilmiştir.




**Şekil 5.10 :** Dalgaboyunun ilerlemeye etkisi.

## 6. DENEYSEL YAKLAŞIM

İkinci aşamada, teorik modellemeyle hesaplanan metal dağlama işlemi özelliklerini araştırmak üzere karşılık gelen deneysel dağlama işlemi ve ölçümleri yapılmıştır. Femtosaniye lazer ile metal işleme deneysel çalışmalarında Şekil 6.1'de şematiği verilen optik düzenek kullanılmıştır. Bu düzenekte konik veya incekenarlı mercek kullanılarak sırasıyla Bessel ve Gauss huzmeleri oluşturulmuştur. Kullanılan femtosaniye lazer, dış tetiklenerek frekans ve darbe sayısı ayarlanmıştır. Lazer çıkışına yerleştirilen polarizör ile, lazer ortalama güç seviyesi, dağlama eşik değerinin istenilen katı değerinde ayarlanmıştır. Lazerin ortalama optik güç değeri, ışık yoluna koyulabilen termopil tabanlı ThorLabs PM100D model güç ölçer ile mW cinsinden alınmıştır. Numuneler, 1 µm hareket kabiliyetine sahip bilgisayar kontrollü üç boyutlu hareket istasyonunda, huzmenin daraldığı odak bölgesine ve ardışık ölçümlerde istenilen dikey eksendeki pozisyonlara alınarak, hassas yer değişimleri sağlanmıştır.

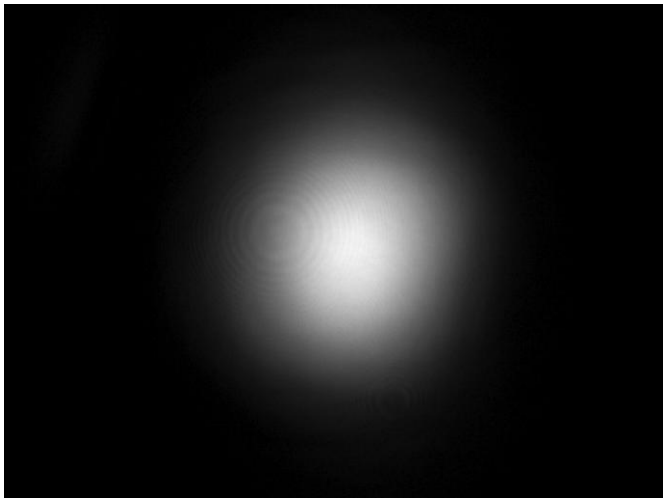



**Şekil 6.1 :** Femtosaniye lazerle metal işleme optik düzeneği.

## 6.1 Femtosaniye Lazer Optik Düzeneği

Femtosaniye lazer, 1 pikosaniye (ps), yani $10^{-12}$ s altında genişlikte darbeler üretebilen lazer tipidir. Bu tip ultrahızlı lazerlerde femtosaniye ($10^{-15}$ s) seviyelerindeki darbeler pasif mod kilitleme tekniği ile elde edilir. Deneysel çalışmalarımızda, 1030 nm dalgaboyundaki diyot pompalı Yb-Cam femtosaniye lazer tabanlı optik dağlama sistemi kullanılarak aluminyum ve bakır numuneler üzerinde delikler oluşturulmuştur. Metal numuneler, ışık yoluna ve optik masa yüzeyine dik olarak yerleştirilmiştir.

Çalışmalarda darbe genişliği 550 fs ve maksimum enerjisi 250 μJ civarında olan Amplitude Systèmes/Fransa üretimi s-Pulse model femtosaniye lazer kullanılmıştır. Lazerin uzaysal modu 1.3 $M^2$ değeriyle $TEM_{00}$'dur. Huzme profili ThorLabs DCU223M μEye model sayısal kamera ile ölçülmüştür. Profil Şekil 6.2'de gösterildiği gibi, şiddete bağlı yarı tepe tam genişliği (FWHM) yatay eksende 0.97 mm, dikey eksende 1.13 mm olan elips olarak belirlenmiştir. Sistem, 1 kHz sabit frekansta çalıştırılmıştır. Bu tip düşük tekrarlama oranlarında, parçacık kapatması (*shielding*) ve ısıl bekletme gibi darbelerarası etkiler gözardı edilebilmektedir [52]. Lazer ayrıca dışarıdan tetiklenerek istenilen sayıda darbe serilerinin oluşturulması sağlanmıştır. Harici polarizör ve dalga plakası kullanılarak huzmenin ortalama güç seviyesi her dağlama öncesinde ayarlanmıştır. Lazer güç seviyelerinin 2 saatlik çalışma sürelerinde % 0.2 - 0.3 oranı civarında bir dalgalanmayla kararlı kaldığı görülmüştür.



**Şekil 6.2 :** Femtosaniye lazer huzmesi profili yakın alan görüntüsü.

Düzenekte ince kenarlı mercek kullanılarak oluşturulan Gauss tipi ve konik mercekle şekillendirilen Bessel tipi lazer huzmeleri çalışılmıştır. Kullanılan merceklerin ışık yolunda merkezlenmesi ve numunelerin tam odak noktasına yerleştirilmesi kızılötesi etkimeli hedefler kullanılarak hassaslıkla ayarlanmıştır. Huzmelerin numune yüzeylerine dik olarak gelmesi ve yüzey düzleminde odaklanması sağlanmıştır.

**Çizelge 6.1 :** Konik mercek bilgileri.

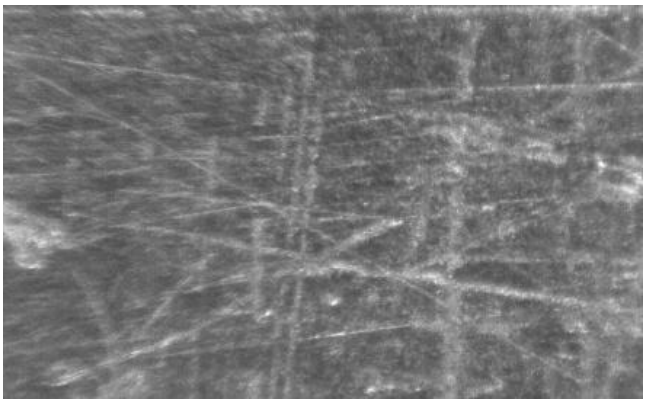
| Taban Açısı $\boldsymbol{\theta_{Ax}}$ (°) | Odak Uzaklığı $f_{Ax}$ (mm) | 1.Bessel Yarıçapı $r_0$ (μm) |
|---|---|---|
| 0.52 | 59.3 | 178.2 |
| 1.05 | 29.7 | 89.1 |
| 4.93 | 5.9 | 17.7 |

Deneylerde, Çizelge 6.1'de bilgileri verilen kaplanmamış silika camdan yapılmış 25.4 mm çapındaki aksikon mercekler kullanılmıştır. Hesaplamalarımızda 1030 nm dalgaboyu için silika camın kırılma indisi 1.450 olarak alınmıştır [101]. Aksikon taban açısı arttıkça, elde edilen merkezi Bessel huzmesinin boyutu azalarak daha dar yapılı kovuklar elde edilmiştir. Ancak aynı zamanda, bessel odak uzaklığı ve odakta kalma mesafesi de azaldığından, odaklama ayarı zorlaşmaktadır.

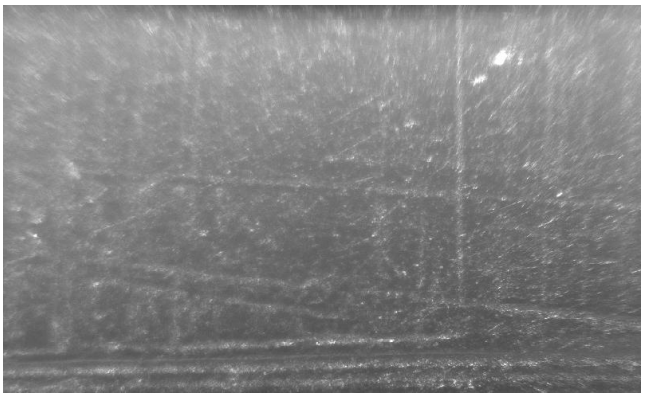
## 6.2 Numune Hazırlama

Deneylerde, analiz sonucu % 90.94 Al, % 5.13 Zn, % 2.17 Mg and % 1.30 Cu içerdiği belirlenen 7075 serisi alaşım aluminyum bloklar ve 0.1 mm kalınlıklı % 99.999 saf bakır folyo (Alfa Aesar) numuneleri kullanılmıştır. Kullanılan alaşım aluminyum numunelerin sertlik değeri Rockwell ölçeğinde 10 C olarak ölçülmüştür. Aluminyum ve bakırın bazı fiziksel özellikleri Ek-C 'de verilmektedir.

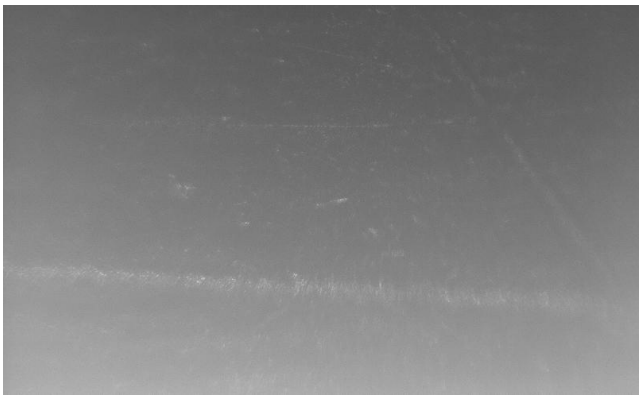
Deneysel çalışmalarda kolay temin edilebilmesi nedeniyle tercih edilen aluminyum numunelerin her ne kadar hassaslıkla işlenilse de yüzeylerinin yeterince düzgün olmadığı, taramalı elektron mikroskobu (SEM) görüntüleri ile belirlenmiştir. Daha iyi mikroskop görüntüleri alabilmek ve boyut ölçümlerini kolaştırmak amacıyla, metal numuneler mikroişleme öncesinde çok aşamalı bir mekanik parlatma işlemine tabi tutulmuştur.



**(a)**



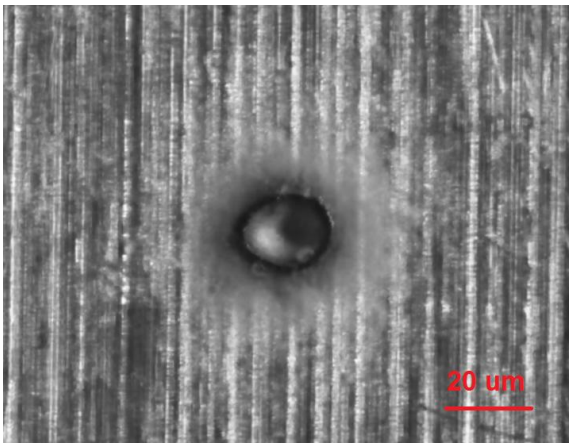
**(b)**



**(c)**

**Şekil 6.3 :** Üç aşamalı parlatılmış aluminyum yüzeyi görüntüleri.
(a) başlangıç, (b) ilk parlatma, (c) pasta işlemi sonrası.

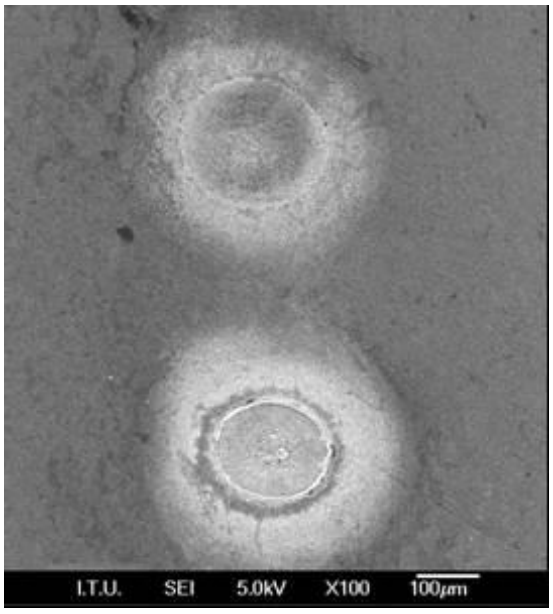
Metal numuneler yüzeyi sırasıyla 8000, 12000 ve 24000'lük SiC zımparalar üzerinde tekrarlı '*8*' figürü çizilerek parlatılmıştır. Mekanik parlatma işlemi sırasında izopropil-alkol damlatılarak yüzeyin yanması engellenmiştir. Parlatma işlemi aynı zamanda aşındırma ve yüzeyden parça koparmayı içerdiğinden, yüzeyin temiz zımpara yüzeyinde parlatılmasına özen gösterilmiştir. Yüzey en son aşamada, özel parlak kadife üzerinde elmas pasta kullanılarak hassasiyetle parlatılmıştır. Mekanik parlatma ile, 300 μm uzunluklarda ancak 20 nm'ye erişen pürüzlülük oranlarıyla, istenilen düzgünlükte yüzeyler elde edilebilmiştir.



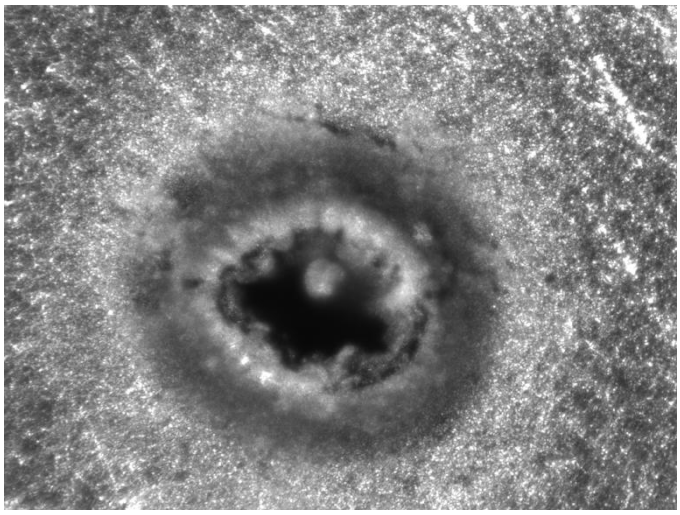

**Şekil 6.4 :** Aluminyumda Gauss huzmesi ile oluşan dağlama kovuğu.

### 6.3 Görüntü Analizleri

Metal numune yüzeylerinde açılan kovukların morfolojisi, optik ve elektron mikroskopisi teknikleriyle yakından incelenmiştir. İşlenmiş numune yüzeylerin analizi öncelikle, CCD kamera takılı Nikon Eclipse LV150L model optik mikroskop kullanılarak yapılmıştır (Şekil 6.4). Parlatma işlemi uygulanmış temiz numunelerde net SEM görüntüleri alınması ve eşik değeri belirlenmesi işlemleri kolaylaşmıştır. Metal numunelerdeki aşındırma eşiği tesbiti, Şekil 6.5'teki gibi SEM görüntü analizleriyle desteklenmiştir. Mikroskopik görüntülerin ön incelemesinde malzeme üzerinde çatlama, ayrılma ve kalkma gibi istenmeyen yan etkilere [102] rastlanmamıştır.




**Şekil 6.5 :** 100 (üst) ve 1000 (alt) darbe ile aşındırılmış aluminyum SEM görüntüsü.

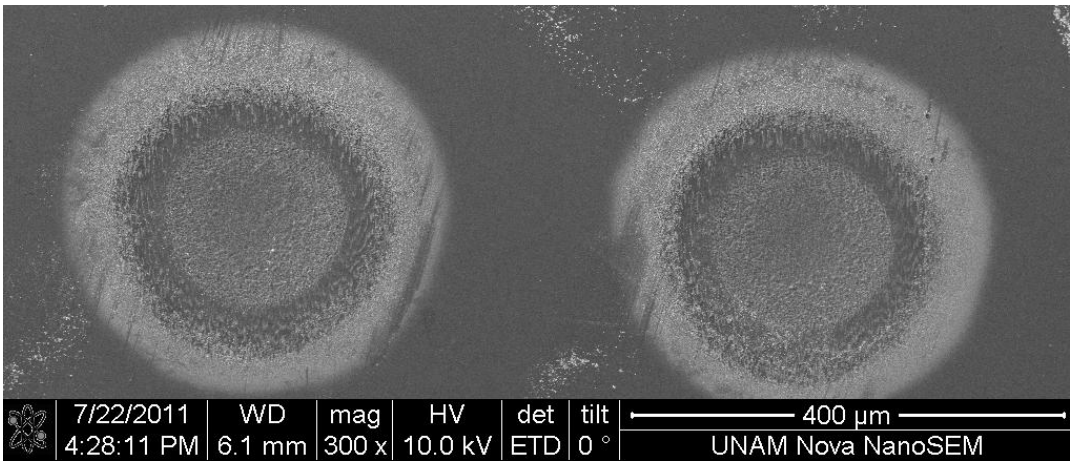


**Şekil 6.6 :** Aluminyumda derin bir dağlama deliği kenarında birikinti.

Yüksek şiddetli huzmelerle açılan deliklerin kenarlarında dağlanmış malzemenin damlacıklar oluşturabildiği, sonradan çeperlerde birikerek bazı delikleri kısmen daralttığı gözlemlenmiştir. Özellikle alaşım aluminyumda dağlama eşiği değeri üzerinde 2000 darbe sayısı aşıldığında giriş yüzeyinde yığınlar oluşmaya başladığı görülmüştür. Huzmenin etkidiği bölgede dağlanıp eriyerek buharlaşan malzemenin soğuyarak çeper boyunca depolanması ile oluşan ve birikinti (*debris*) olarak tanımlanabilecek bu yığınlar, huzme şiddetiyle artmakta, giderek kovuğun daralmasına ve yüzeyden dışarıya doğru ekstra kanal oluşmasına neden olmaktadır (Şekil 6.6). Dağlanan parçacıkların gaz moleküleriyle çarpışması ve tekrar yüzeyde depolanması sonucu da beliren bu durumun, ortam basıncı kontrol edilerek vakum ortamında giderilebileceği bilinmektedir [103].

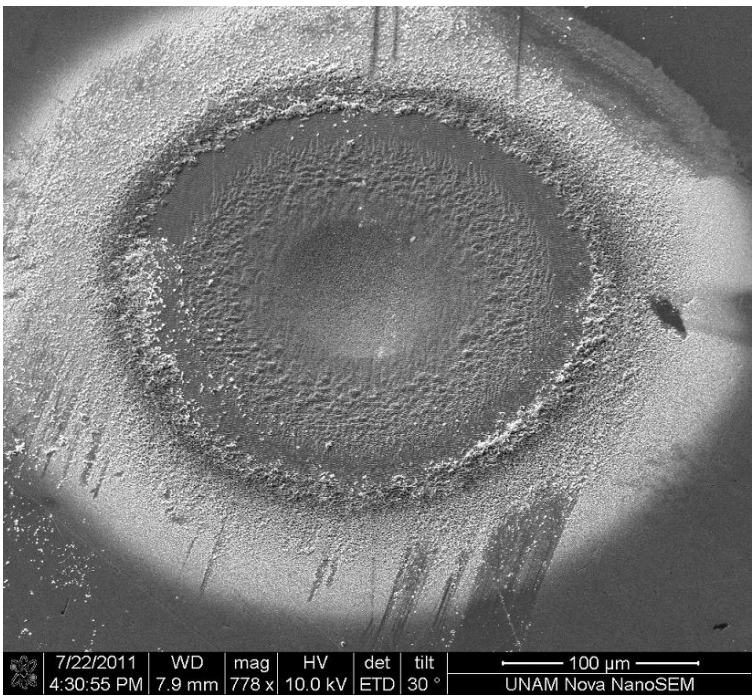
Lazerle dağlamada, numunenin özelliklerine de bağlı olarak ortaya çıkan ve madde-ışık etkileşim dinamiğinin kimyasal ve fiziksel etkilerinin birleşimi olan bu durumun, dağlama işlemi koşullarına bağlı olduğu düşünülmektedir. İyi yüzey kalitesi için arzu edilmeyen bu yığın oluşumunun, huzme şiddeti, dalgaboyu ve darbe genişliği ile değişimi incelenmiştir.

Bu gibi malzeme kümelenmesinin açılan kovuk dibinde de oluştuğu gözlemlenmiştir. Bu durum, huzmenin kovuk dibine ulaştığında zayıflayan şiddetinin o bölgedeki metali, ergime sıcaklıklarına eriştirebildiği, fakat bu şiddetin dağlama eşiğinin altında kalması nedeniyle metal damlacıklarını oradan buharlaştıramaması nedeniyle oluştuğu şeklinde açıklanmıştır.




**Şekil 6.7 :** Kovuk etrafında nanoboyutlu kümelenme.

Şekil 6.7 'de bakır numunelerde görüldüğü gibi önemli diğer bir reaksiyon, delik çevresindeki yüksek miktarda açık renkli parçacık kümelenmeleri olmuştur. Bu durumun, düşük enerjili ve 5-10 nm'lik çok ince boyutlu sıcak atomik buharların soğuyarak tekrar yüzeye yapışmasıyla oluştuğu düşünülmektedir [96]. Öte yandan, beyaz toz gibi görünen bu kısımların yüzeye çok iyi bağlanmamış olduğu, yüzeyle temasta, cımbızla tutulduğunda veya bazı durumlarda hava püskürtüldüğünde yüzeyden kolayca koptukları gözlemlenmiştir (Şekil 6.8). Aynı tip saf metale ait olduğu düşünülen bu ince parçacık bulutlarının oluşumu, tercihen atomik mikroskoplarda daha detaylı araştırma gerektirmektedir.

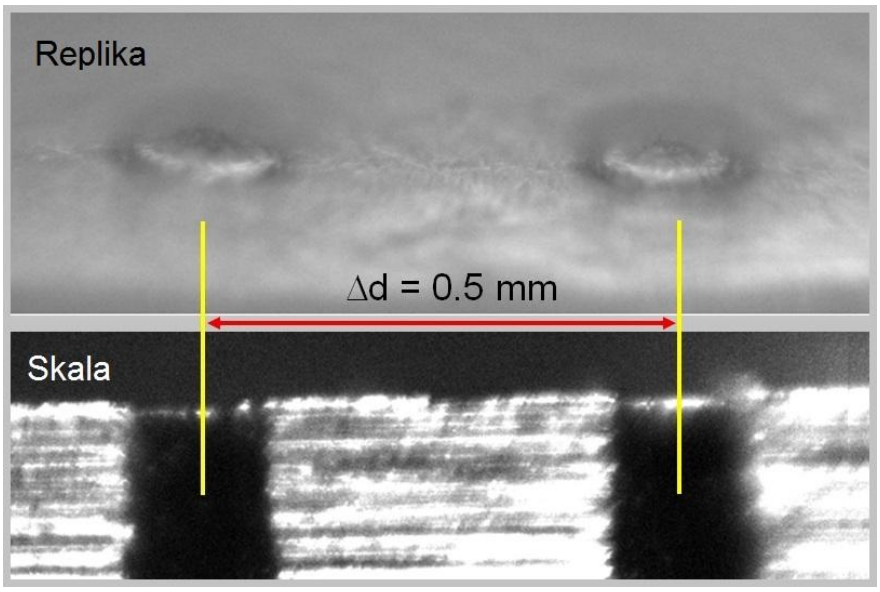



**Şekil 6.8 :** Silinebilir atomik buhar kümeleri.

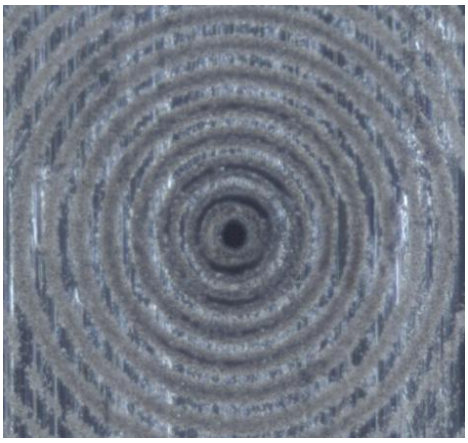
### 6.4 Replika Yöntemi ile Derinlik Ölçümleri

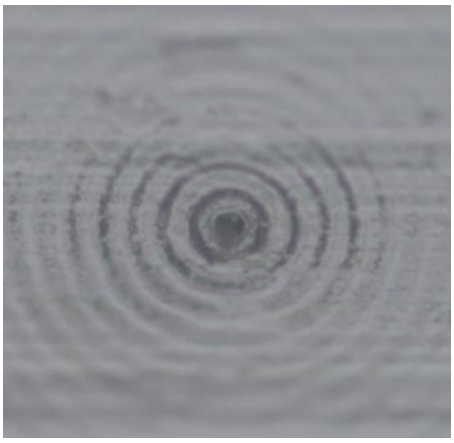
Metallerde dar lazer huzmeleri ile oluşturulan profiller iğne deliği şeklinde olduğu için bu kovukların derinliğinin doğru belirlenebilmesi analiz çalışmalarımızın kritik aşamalarından biri olmuştur. Metal üzerine işlenen kovuklar, iğne uçlu delik profilli ve dar yapıda olduklarından yüzey derinlikleri ölçümü kolay gerçekleştirilemektedir. Bu konuda, ilk başta selülozik asetat kullanılarak elde edilen metaldeki delik profilinin replikasının çıkarılması çalışılmıştır. Replika, delikli metal yüzeye 1-2 damla metil alkol damlatılıp, selülozik asetat folyonun kapatılarak, kovuk şeklinin kopyalanması ile elde edilmektedir. Düşük boyutlarda gerçekleştirilen bu çalışmalarda alınan replika şekillerinin açılı ve ölçekli mikroskop görüntülerinden gerçek boyutlar belirlenmektedir.

Şekil 6.9'da görüldüğü gibi birbirlerinden 500 μm mesafede olan yaklaşık 70 μm yarıçaplı iki Gauss huzmesi kovuğu, replikada yükselti şeklinde elde edilmektedir. Ancak replika ile derinlik ölçüm yöntemi zaman alıcı bir işlem olup, doğruluğu kovuk kesitinin düzgünlüğü ve replika işlem kalitesi ile sınırlı kalmaktadır. Ayrıca, ölçüm doğruluğu, net ve doğru görüntü yakalama başarısına bağlı olmaktadır. Çalışmalarda, birebir replikanın zaman zaman aynı hassaslıkla elde edilemediği görülmüştür.




**Şekil 6.9 :** Replika üzerinde mesafe ölçümü.

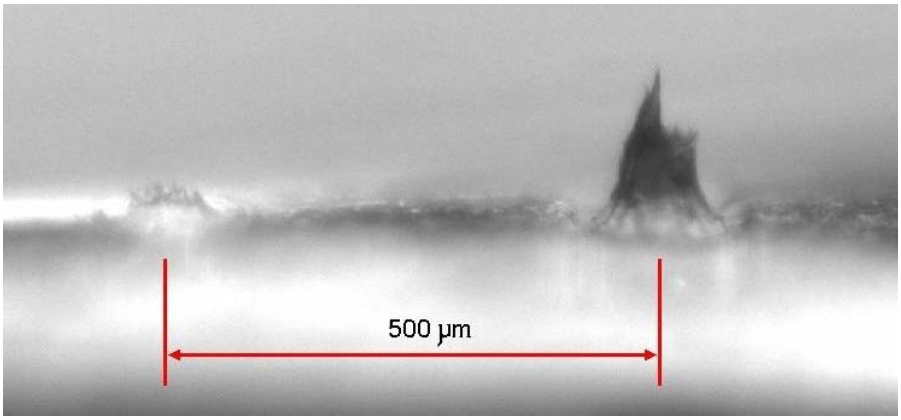

**(a)**


**(b)**

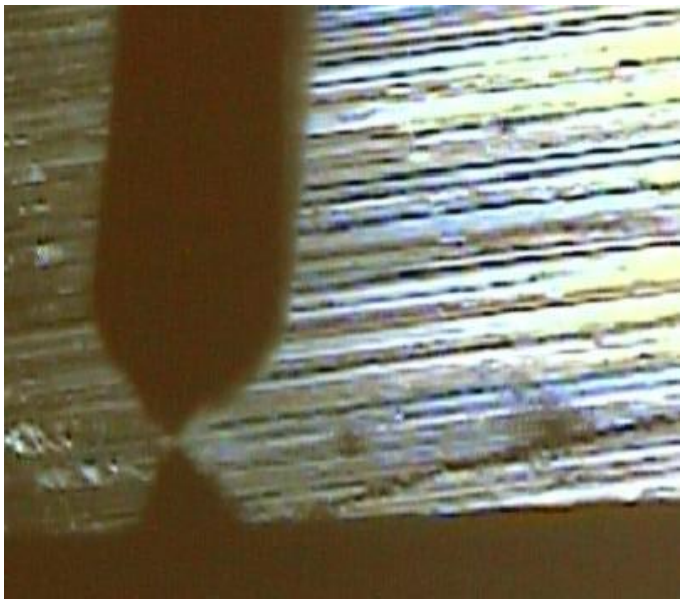
**Şekil 6.10 :** Aluminyumda bir bessel huzmesi deliği (a) ve replikası (b).

Şekil 6.10'da ise 100 mW'lık Bessel tipi huzme ile aluminyum üzerinde oluşturulan dağlama halkaları ve replika yöntemi ile elde edilmiş karşılık gelen negatif profil verilmektedir. Burada ise replika işlemi ile 3 boyutlu geniş şekillerin başarıyla ve hızla kopyalanabildiği görülmektedir. İşlem sonrası geniş replika asetatının düzlemsel düzgünlüğü sorunu nedeniyle profil boyutlarının mikroskopta belirlenmesi zaman alabilmektedir.

Eğer kovuk profili çok homojen değilse ya da çok derin ise, olması gerektiğinden farklı görüntüler elde edilebilmektedir. Özellikle düzgün olmayan dar ve uzun delik içlerinde eriyik asetatın kalabileceği sorunu değerlendirilmektedir. Örneğin Şekil 6.11'de sağda, tepe şeklindeki negatif delik profili uç yarısı alınamayan bir replika şekli verilmektedir. Çalışmalarımız, simetrik olmayan büyük boyutlu kovukların şeklini hızla kopyalamada ve elde tutmada replika yönteminin oldukça ucuz ve etkin olacağını, mevcut kovuk çalışmalarımız için daha hassas bir ölçme yönteminin tercihini ortaya koymuştur.




**Şekil 6.11 :** Replika yöntemi ile elde edilmiş açılı negatif derinlik profilleri.



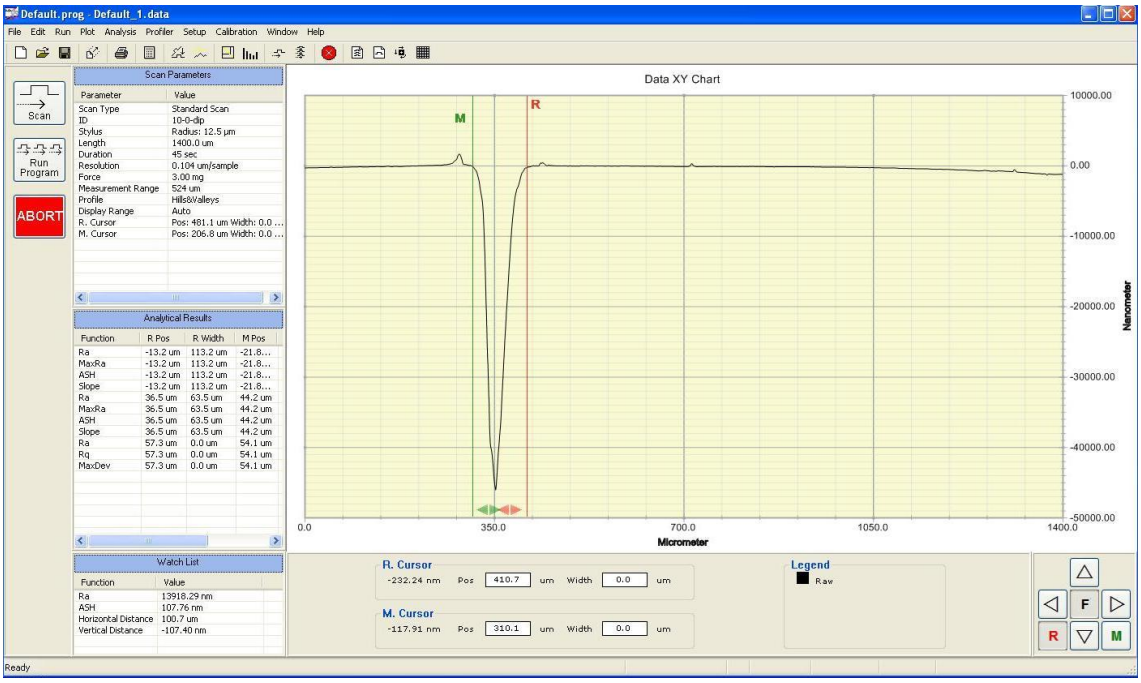
**Şekil 6.12 :** Yüzey profilometresi ile aluminyum yüzeyde bessel halkaları ölçümü.

## 6.5 Profilometre Ölçümleri

Deneylerde metal numuneler üzerine, sayıları 10 ile 100000 arasında değiştirilebilen lazer darbeleri gönderilmiştir. Alaşım aluminyum üzerinde, yüksek enerjili ve sayısı 5000'i aşan darbelerle oluşturulan deliklerin yüzeyinde birikinti nedeniyle ideal dairesel formun kaybedilebildiği belirlendiğinden, düşük enerjili 500-1000 darbeler civarında daha az darbe sayıları tercih edilmiştir.

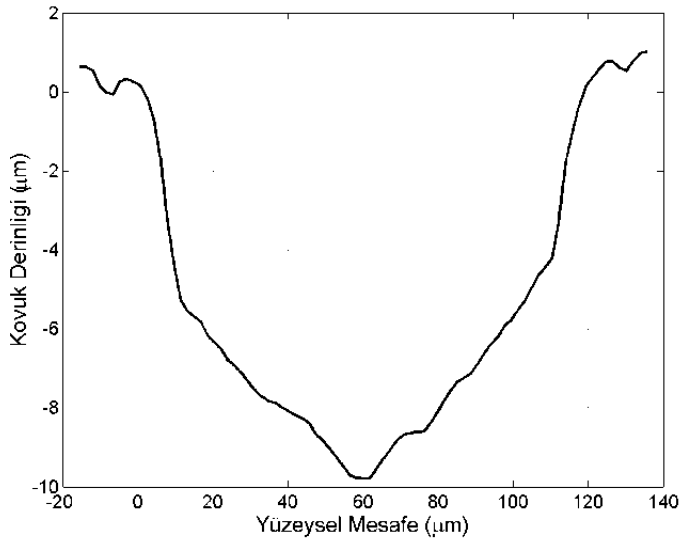
Dağlama işlemi sonrası delik çapı ve derinliği değerleri DekTak 150 model yüzey profilometresi kullanılarak ölçülmüştür (Şekil 6.12). Profilometre ölçüm sistemi maksimum 55 mm uzunluğuna kadar ölçüm yapabilmekte ve 10 nm yüksekliğindeki basamakları 0.6 nm tekrarlanabilirlikle ölçebilmektedir. Profilometrik ölçüm düzeneği çalışmalarında uzun süre almasına karşın, replika yöntemine göre daha güvenilir derinlik profili ölçümlerine erişilmiştir.

Şekil 6.13'te profilometre ile alınmış 101 μm çaplı ve 46 μm civarında derinliğe ulaşan iğne deliği şeklindeki bir kovuk gösterilmektedir. Profilometre bir eksen boyunca tarama yaptığından, gerçek delik çapından daha düşük boyutlarda taranan genişliklerde, gerçek kovuk derinliğine erişilememektedir. Bu tip delik profili ölçümleri, tekrarlanabilirlik açısından, aynı güç ve darbe sayısıyla aynı şekilde açılan, en az üç adet delik üzerinde alınan çok sayıda ölçümün ortalamaları ile elde edilmiştir.




**Şekil 6.13 :** Bakırda 46 µm derinlikli ve 101 µm çaplı profil ölçümü ($I=1.33xI_{th}$) .

Profilometre ölçümlerinin bilgisayar kontrollü veri analizi, iki boyutlu tarama bilgilerinin Excel'e aktarılarak ayrıntılı incelenmesi olanağını tanımıştır. Şekil 6.14'te bu şekilde profilometreyle belirlenen bir delik profilinin yakın gösterimi verilmektedir. Metal üzerinde kovuklar oluşturulurken, dağlanan malzeme yüzeyde ve duvarlarda soğuyup tekrar birikerek, delik etrafında halka şeklinde bir yükselti yaratabilmektedir [104]. Huzme şiddetiyle artan bu yükseltinin, açılan kovuk derinliği ile birlikte dalgakılavuzu etkisini daha artırdığı düşünülmektedir.




**Şekil 6.14 :** Delik profili yakın gösterimi.

## 6.6 Dağlama Eşiği

Dağlama işlemi, etkiyen huzme enerjisi yoğunluğunun, mevcut darbe genişliği ve ortam şartları için belirlenebilen belli bir eşik değerinin aşılmasının ardından başlamaktadır. Bu bakımdan dağlama eşiği, "malzeme yüzeyinden tek tabakasını tamamiyle kaldırılabilecek hasar etkisine sahip şiddette yüzeye gelen huzmenin enerjisi" olarak tanımlanabilir [32, 105]. Dağlama eşiğinin, 10-50 fs gibi femtosaniye rejimlerde neredeyse sabit olduğu deneysel olarak görülse de [106], aslında dağlama eşiğinin darbe genişliği ile farklılık göstererek nanosaniyelerden femtosaniye rejime geçildiğinde azaldığı [107], hatta femtosaniye lazerlerde eşik dağlama değerinin darbe genişliğinin kareköküyle orantılı olduğu belirtilmektedir [108]. Deneylerimizde sabit frekanslı ve darbe süreli lazer huzmeleri kullandığımızdan, aynı tip malzeme için dağlama eşiği değerleri sabit olarak alınmıştır.

Teorik model ile hesaplamalarımız, dağlama eşik değerlerine bağlı olarak belirlenmiş olduğundan, bunların deney sonuçları ile karşılaştırılmasında huzme enerjisi yoğunluğu eşik değerinin her farklı malzeme için hassaslıkla belirlenmesi önem kazanmıştır. Farklı güç değerlerinde yapılan dağlama ile elde edilen derinlikler ölçülerek, dağlamanın başladığı eşik enerjisi seviyesi değeri asimptotik davranıştan belirlenebilir. Aluminyum ve bakır malzemeler için farklı olan eşik değer, lazerin açtığı kovuk genişlik boyutunun şiddetle değişiminden de belirlenebilir.

Deneylerimizde ayarlanılan darbeli lazerin mW cinsinden ortalama güç ($P_{ave}$) değeri optik güçmetre ile ölçülmüştür. Ancak her ince kenarlı ve konik merceğin odak genişliği birbirinden farklı olacağından, aynı güç değerinde değişik odak uzaklıklı optik kullanıldığında karşılık gelen enerji yoğunluğu (*fluence*) farklı olmaktadır. Bu nedenle lazer ile dağlamada, lazer huzmesinin ortalama gücünden ziyade, metal yüzeyine odaklanılan $J/cm^2$ cinsinden verilen enerji akısının, yani enerji yoğunluğunun seviyesi temel olarak alınmaktadır.

Metrik olarak '*Joule*' birimiyle gösterilen, bir işi yapmak için sarfedilen enerji, belirli zamanda harcanılan toplam güce eşdeğerdir. Buradan, lazerdeki darbe başına düşen enerji; E, ölçülen ortalama güç seviyesinin tekrarlama hızına bölünmesiyle elde edilebilir;

$$\mathrm{E} = \frac{P_{ave}}{f} \qquad \textbf{(6.1)}$$

Buradan *J/cm*$^2$ cinsinden verilen enerji akısı ya da yoğunluğu, '*fluence*' *F* ile gösterilerek, enerjiye bağlı tanımı yapılabilir;

$$F = \frac{Enerji}{Alan} = \frac{\mathrm{E}}{A} \tag{6.2}$$

Öyleyse enerji, alana bağlı bir entegrasyon üzerinden hesaplanılabilir;

$$\mathrm{E} = \int F \cdot dA = \int F \cdot r \cdot dr d\theta = F(\pi r^2) \tag{6.3}$$

Huzme şiddeti elektriksel alanın karesi ile orantılıdır. $r_{0;}$ Gauss huzmesinin $1/e^2$ huzme yarıçapı iken, Gauss huzmesinin enerji yoğunluğu şöyle olur;

$$F = F_0 e^{-2r^2/r_0^2} \tag{6.4}$$

Yerine konulduğunda, önce enerji ardından enerji yoğunluğu ifadesi elde edilir;

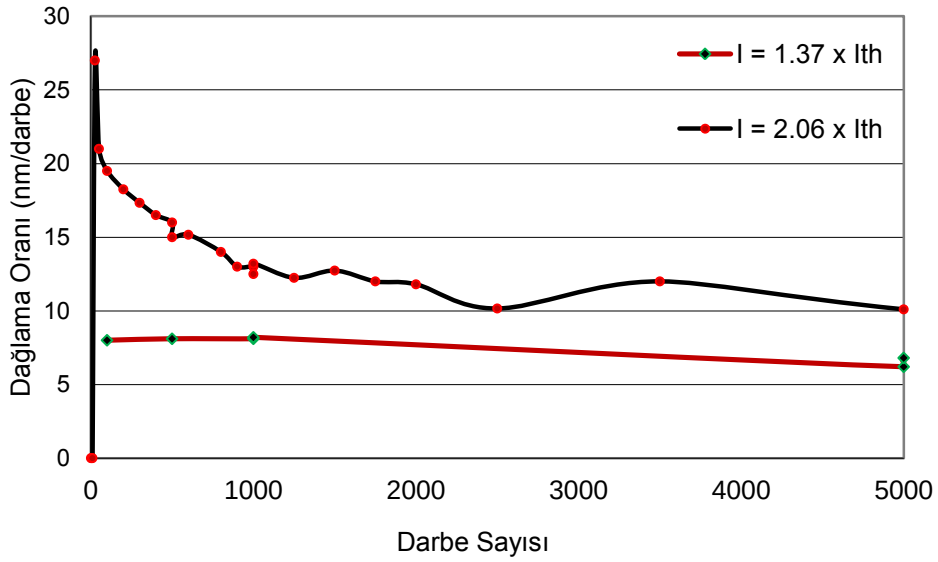
$$E = \frac{\pi \cdot r_0^2}{2} F_0 \quad \Rightarrow \quad F_0 = \frac{2}{\pi \cdot r_0^2} \mathrm{E} \tag{6.5}$$

### 6.6.1 Dağlama oranı

Deneylerde kullanılan femtosaniye lazerin dışarıdan tetiklenebilmesi, istenilen darbe sayısının seçilmesini ve ardışık darbeler ile delme işleminin istenilen anda yapılmasını sağlamıştır. Bu huzmelerin ortalama güç değeri optik düzenekte ayarlanılarak, istenilen enerji yoğunluğu seçilebilmiştir. Lazerle dağlamada darbe başına ilerlenebilecek derinlik mesafesine karşılık gelen aşındırma oranı, profilometre ile ölçülen kovuk derinliğinin, uygulanan darbe sayısına bölünmesiyle, *nm*/darbe cinsinden hesaplanmıştır.

Ölçümler başlangıcında, literatür araştırmamız ve kuramsal hesaplamalarımıza dayalı olarak lazer enerji yoğunluğu arttığında daha derin mesafelere inilebileceği tahmin ediliyordu. Öyleyse dağlama enerjisi yoğunluğu artırıldıkça dağlama oranı da doğal olarak artacaktır. Bunun yanısıra, ön çalışmalarımızda dağlama oranının, şiddetin yanısıra darbe sayısına göre de değişebildiği görülmüştür.

Dağlama oranının hangi seviyelerde olduğunu belirlemek üzere bir dizi deney yapılmıştır. İlkönce aluminyum üzerine, dağlama eşiğinin 1.37 ve 2.06 katındaki şiddetlerde 200 mm ince kenarlı mercekle şekillendirilmiş Gauss tipi huzmeler gönderilmiştir.




**Şekil 6.15 :** Aluminyumda dağlama oranının uygulanan şiddete göre değişimi.

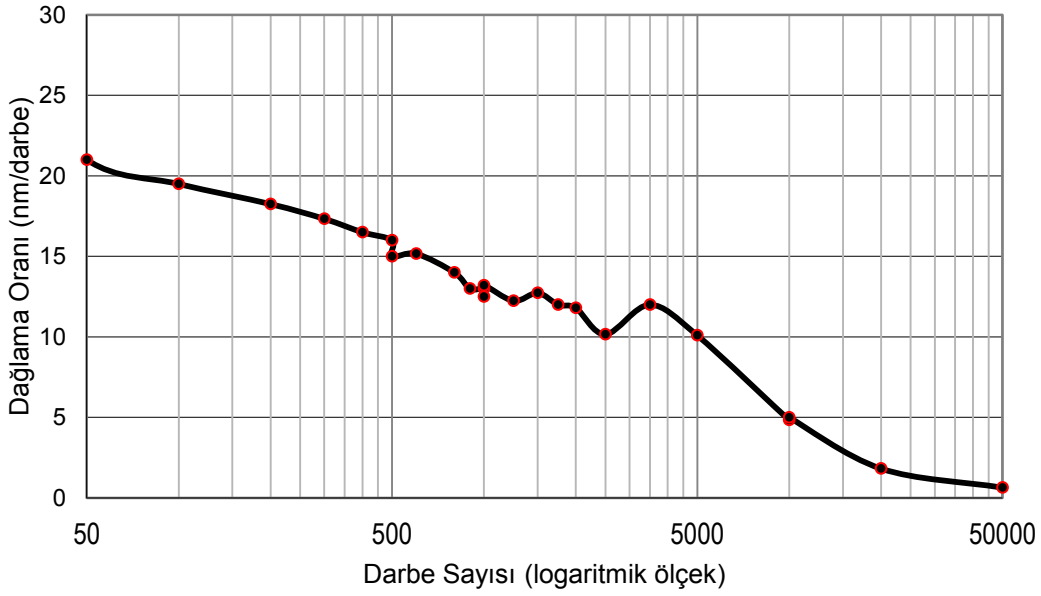
Profilometre derinlik ölçümlerinin darbe sayılarına bölünmesiyle elde edilen aluminyumdaki dağlama oranlarının uygulanan şiddet seviyesine göre değişimi Şekil 6.15'te verilmektedir. Grafikte, genel olarak darbe oranının uygulanan huzme enerjisiyle doğru orantılı olarak arttığı görülmektedir. Bu oranın düşük darbe sayılarında, en yüksek şiddette 30 nm/darbe gibi bir değer alışı dikkat çekicidir. Ancak darbe sayısı 5000'e doğru yaklaştıkça aluminyumda dağlama oranının giderek azaldığı görülmektedir.

Bu fiziksel işlemde, derinlik, enerji ve darbe sayısı ne olursa olsun aşındırma oranının daima sabit kalacağı düşünülemezdi, ancak eşik değerin 1.37 katında 2500 darbe sayısına kadar görüldüğü üzere, belirli şartlarda aşındırma oranının sabit olarak alınmasının kabul edilebileceği görülmektedir. Bu durumun birden fazla izahı olabilir; Öncelikle dağlama oranı hesabı, derinlik ölçümlerinin doğru alınmış olmasına doğrudan bağlıdır. Eğer profilometre ile bir hat boyunca alınan kesitler tam olarak çap boyunca ve maksimum derinliği belirleyecek şekilde alınmamış ise bu değerler tutarsız olacaktır. Ayrıca doğruluğu pekiştirmek amacıyla, bu ölçümlerin tekrarlı olarak açılmış deliklerde birbiriyle uyumunun, ölçümlerin standart sapması alınarak kontrol edilmesi gerekir. Bu bağlamda, SEM ve profilometre ölçümlerinde belirlendiği üzere alaşım aluminyumun fiziksel özelliklerine bağlı olarak dağlama kovuğu profillerinde bozukluklar mevcut olabilmektedir. Özellikle darbe sayısında 5000 geçildiğinde ve eşik değerin 2 katı fazlasıyla aşıldığında açılan aluminyumdaki

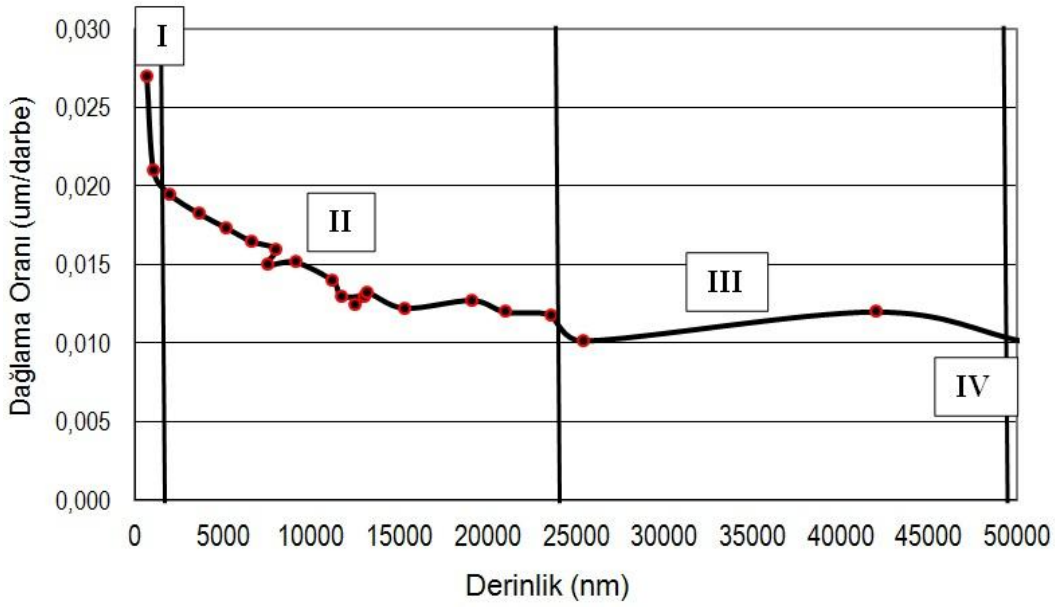
kovukların dibinde homojen olmayan malzeme birikmesi olmaktadır. Bu durumda, bozuk kesit simetrisi nedeniyle, bir şekilde ölçülen kovuk derinliği de gerçek değerinden farklı olmaktadır.

Aşındırma oranının geniş bir aralıkta değişimini incelemek üzere dağlama eşik değerinin 2.06 katında, darbe sayıları 50 ile 50000 arasında değişen çok sayıda 200 mm odaklı ince kenarlı mercekle şekillendirilmiş Gauss huzmeleri, aluminyum üzerine gönderilerek açılan kovukların derinlik ölçümleri yapılmıştır. Şekil 6.15 içerisindeki bir seri veriyi içeren ve Şekil 6.16'da tüm sonuçları toplanan bu eğilim, özellikle 5000 darbe üzerindeki zor derinlik ölçüm sonuçlarını içermesi açısından ilgi çekicidir. Zira alaşım aluminyumun 5000 gibi fazla darbe sayılarında dağlanmasında bazı delik profillerinde daralma gözlenmiştir. Bu durum, derine inerken şiddeti gittikçe azalan huzmelerin dipteki malzemeyi buharlaştırmaya değil tekrar eritmeye yetecek kadar enerjisi kaldığı, ilerlerken kovuk duvarları ile etkileşimi sonucu tekrar bozunmaya yolaçtığı şeklinde yorumlanabilir. Bu nedenle fazla darbe sayılı işlemelerde değişen ölçüm sonuçları arasında dalgalanma artmakta ve tekrarlanabilirlik azalmaktadır [109].

Şekil 6.16 'daki darbe sayısına karşı dağlama oranı verileri, kovuk derinliğine bağlı olarak Şekil 6.17'deki grafiğe aktarılmıştır. Bu grafikte, dağlama işlemi hızının huzme ilerlerken belirgin şekilde birbirinden ayrılan, farklı etkileşim rejimlerinden geçtiği anlaşılmaktadır [110].




**Şekil 6.16 :** Aluminyumda dağlama oranının darbe sayısına göre değişimi.

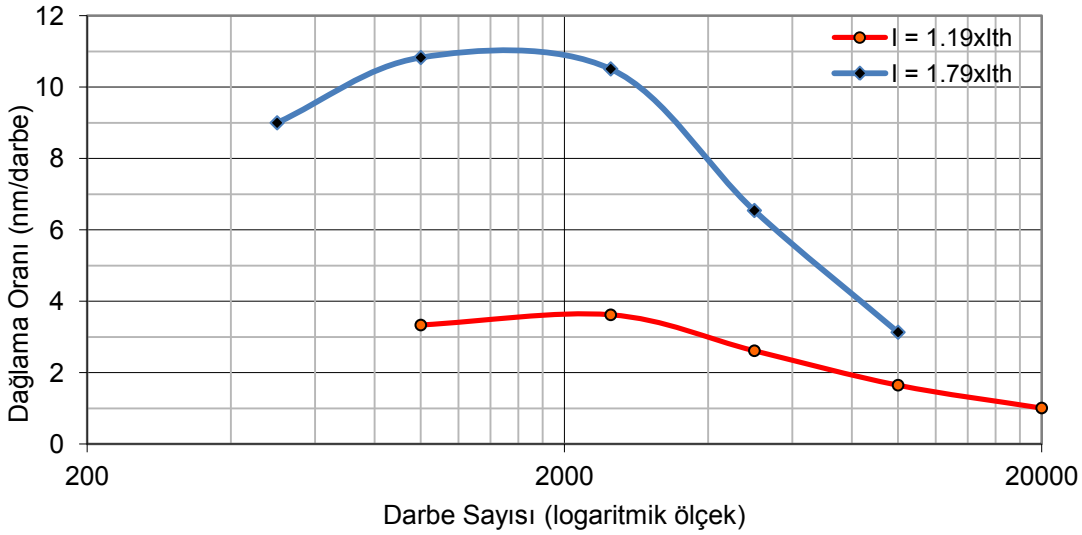



**Şekil 6.17 :** Aluminyumda dağlama oranının derinliğe göre değişimi.

Aluminyumda dağlama için elde edilen Şekil 6.17'de, I ile gösterilen ilk kısımda delme işleminin 30 nm/darbe gibi bir oranla çok hızlı başladığı görülmektedir. Daha sonraki II. fazda derin bir krater oluşturulurken, neredeyse sabit oranda azalışa geçildiği 25000 nm derinliğe kadar geniş bir derinlik aralığı vardır. Bu derinlikten sonra III. bölgede, darbe sayısı artırıldığında, derinlik artsa da dağlama oranının 10 nm/darbe civarında sabit şekilde kaldığı bulunmuştur. Düşük enerjilerde III. durağan kısım çok çabuk sonlanmaktadır. Grafikte verilen IV. son bölümde ise aluminyumda dağlama neredeyse durmakta ve bu bölgeden itibaren kararlı profil ölçümleri alınamamaktadır.

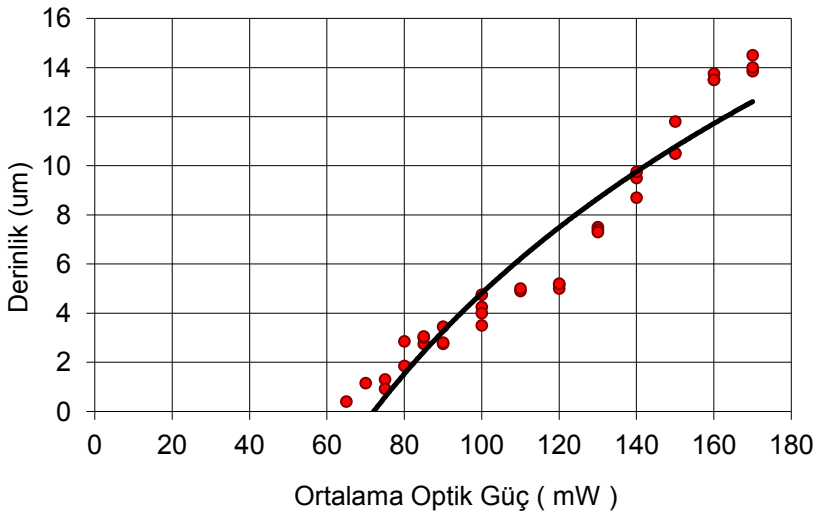
Alaşım aluminyum dağlanırken, huzmelerle daha derine inildikçe gelen darbelerin dalgakılavuzu boyunca ilerlerken, metalin kovuk iç çeperini eritmeye başladığı ancak tamamiyle buharlaştırmadığı, bu nedenle de iç kovuk çapının daralmaya başladığı gözlemlenmişti. Bu nedenle, darbe sayısı çok daha artırıldığında huzmelerin daha hızlı ilerleyememesinin bir sebebinin bu durum olduğu düşünülmektedir.

Dağlama oranı değişiminin belirlenmesi çalışmaları ayrıca bakır için de yapılmıştır. Alaşım aluminyuma göre istenmeyen birikinti oluşumu yan etkileri saf bakırda daha az görüldüğünden, derinlik ölçümleri bakır numunelerde daha kolay alınabilmiş ve tekrarlanabilir sonuçlara erişilmiştir. Çalışmalar, iki farklı enerji seviyesinin karşılaştırılmasına olanak tanımıştır.




**Şekil 6.18 :** Bakırda dağlama oranının darbe sayısına göre değişimi.

Bakırın Gauss tipi huzmeyle işlenmesi deneylerinde elde edilen dağlama oranı ve derinliği değerleri Şekil 6.18'de logaritmik olarak toplanmıştır. Farklı enerji seviyesindeki her iki eğri, düşük ve yüksek olmak üzere iki farklı logaritmik rejimde eğilime sahiptir. Bu rejimler arasındaki sınır sabit olmamakla birlikte, optik girinim derinliği ile dağlama derinliklerinin karşılaştırılmasından, enerji depolama ve dağlamanın optik girinimle belirlendiği sonucuna erişilebilir [99]. Grafiklerin logaritmik eğilimleri incelendiğinde, aşındırma oranının darbe sayısı çok arttığında azaldığı görülmektedir. Darbe sayısı arttıkça, kılavuz içerisinde ilerleyerek daha derinlere ulaşan huzmelerin başlangıçtaki dağlama oranları kadar etki yapamadıkları açıkça görülmektedir. Ayrıca 500-2000 darbe sayıları civarında maksimum hızda dağlama yapılabildiği de belirlenmiştir. Hesaplama modelimizde sabit varsaydığımız dağlama oranı değeri pratikte düşük derinliklerde daha yüksek değerlere sahip olup, sonradan sabit ortalama değerlere doğru azalmaktadır. Deneysel bulgular, derinlerde ek ve artan kayıp mekanizmalarının oluştuğunu ve delme hızını yavaşlattığını göstermektedir. Bunun bir nedeni, aşındırma başlangıcındaki düz yüzeyli malzeme yüzeyinin, dağlamayla açılan küresel kraterin alanından daha küçük olmasından dolayı, enerji yoğunluğunun dağlama yapılması başlangıcından derine inildikçe azalması ve etkisini kaybetmesi olabilir [57]. Bunun yanısıra, dalgakılavuzu olarak etkiyen kovuk derinliği boyunca yansıtmanın yanında soğurma ve saçma özelliği olan delik duvarlarının etkileri de bu davranışı etkilemektedir. Hesaplaması oldukça karmaşık olan ısıl iletimin üç boyutlu değişimi de bu etkileşimlerde etkili olan diğer bir faktördür.



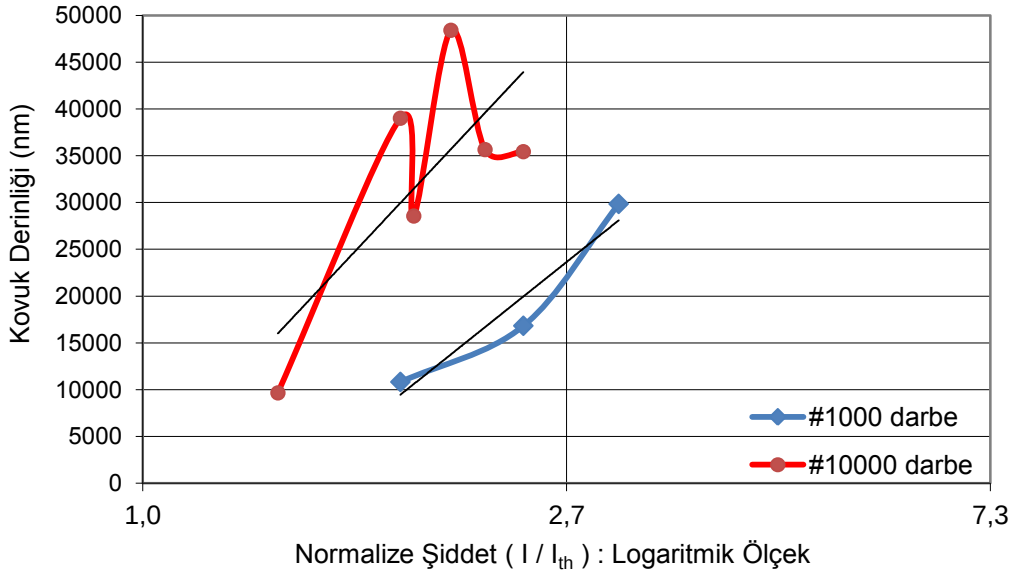

**Şekil 6.19 :** Dağlama eşiğinin belirlenmesi.

### 6.6.2 Dağlama eşiği seviyesinin belirlenmesi

Soğurmanın '*Beer-Lambert*' kuralına göre ele alındığı ve ısıl iletimin ihmal edilebildiği dalgakılavuzu modelimizde, metal içerisinde huzmenin ilerlemesi yani dağlama eğrisi, belirgin eşik değerine sahip logaritmik yapıdadır [111]. Dağlama derinliği, $L = c \cdot \ln(A)$ gibi logaritmik bir bağımlılıkla eşitlik (5.5) ile dağlama eşik değeri katı, $A$ ile ilişkilendirilmişti. Bu tür normalize katların belirlenmesi, ister mW cinsinden optik güç, ister $J/cm^2$ cinsinden enerji yoğunluğu olsun, eşik değerinin doğru belirlenmesine bağlıdır.

Bu bağlamda, şekil 6.19'da $f$=250 mm odak uzaklıklı ince kenarlı mercekle bakırda açılan kovukların ölçülen derinlikleri, ayarlanan mW cinsinden ortalama optik güç seviyelerine göre verilmektedir. Grafikten dağlamanın, lazer huzmesi ortalama güç seviyesi yaklaşık $I_{th}$ = 70 mW'a karşılık gelen eşik enerji yoğunluğu seviyeleri aşıldığında başladığı anlaşılmaktadır. Ayrıca elde edilen verilere uyarlanan logaritmik eğri, eşik aşıldıktan sonra kovuk derinliği artışının ne şekilde olduğunu göstermektedir.

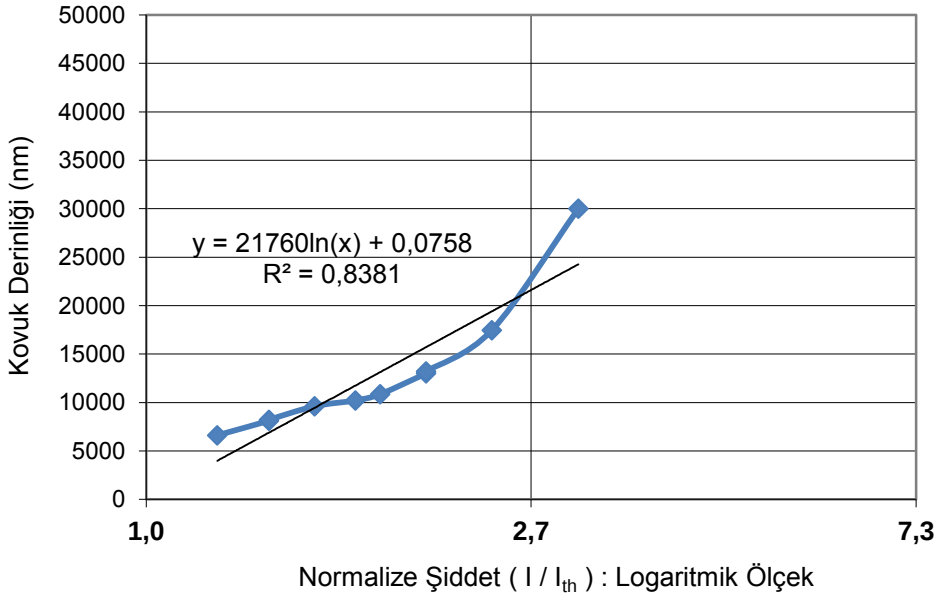
Teorik hesaplamalara paralel olarak, bu tip grafiklerde yatay eksende verilen güç/enerji seviyeleri, belirlenen eşik değeri seviyesine bölünerek, eşik değerine göre normalize ve logaritmik olarak ifade edilebilir. Eşik değeri katı seviyesine göre ilerleme ilişkisini irdelemek üzere, deneysel çalışmalarımızda aluminyum ve bakırda çok farklı enerji seviyelerinde açılan delik derinlikleri çeşitli logaritmik grafiklerde toplanmıştır.




**Şekil 6.20 :** Eşik dağlama değerinin grafiksel belirlenmesi.

Bu bağlamda eşik değerine göre normalize olarak oluşturulan Şekil 6.20, 50000 nm (=50 µm) gibi kovuk derinliklerine erişen aluminyumdaki dağlama verilerini içermektedir. Bu grafik, 1000 ve 10000 darbe sayıları için iki farklı veri eğrisini içerecek şekilde oluşturulmuştur. Grafikte her bir darbe sayılı dağlama verilerine logaritmik eğilim çizgisi eklenerek, davranışları karakterize edilmeye çalışılmıştır. Aluminyumda gerçekleştirilen bu deneylerde eşik değerinin 3 katını aşan enerji seviyelerinde 50 µm'ye ulaşan derin mesafelere erişildiğinden, değişen kovuk profili nedeniyle tutarlı ölçüm alınması zorlaşmaktadır.

Grafikte, 10000 darbe sayısında elde edilen aluminyumdaki kovuk derinlikleri ölçümlerinin istenmeyen oranda dalgalanması dikkat çekmektedir. Bu durum, aslında yatay ekseni başlangıç noktası 1'de kesmesi beklenen, uyarlanmış veri eğrisinin doğruluğunu da etkilemektedir. Grafikteki 10000 darbe eğrisi verilerinin standart sapması fazla olduğundan, 1000 darbe verileri ise istatistiksel olarak sapma belirleyecek kadar sayıca çok olmadıklarından, hassas eşik değeri belirleme işlemi için yeterli bulunmamıştır. Dağlama eşik şiddeti katı; *A*, 1 ile 4 katları arasında ve en az 5 farklı değerde olacak şekilde deneyler yapıldığında, bu tür eğilim doğrularının daha hassaslıkla elde edilebileceği ve istatistiksel açıdan daha tutarlı ve güvenilir sonuçlara erişilebileceği görülmektedir. Bu nedenle, aluminyumdaki eşik belirleme çalışmaları için çok sayıda ek deneyler yapılmıştır.

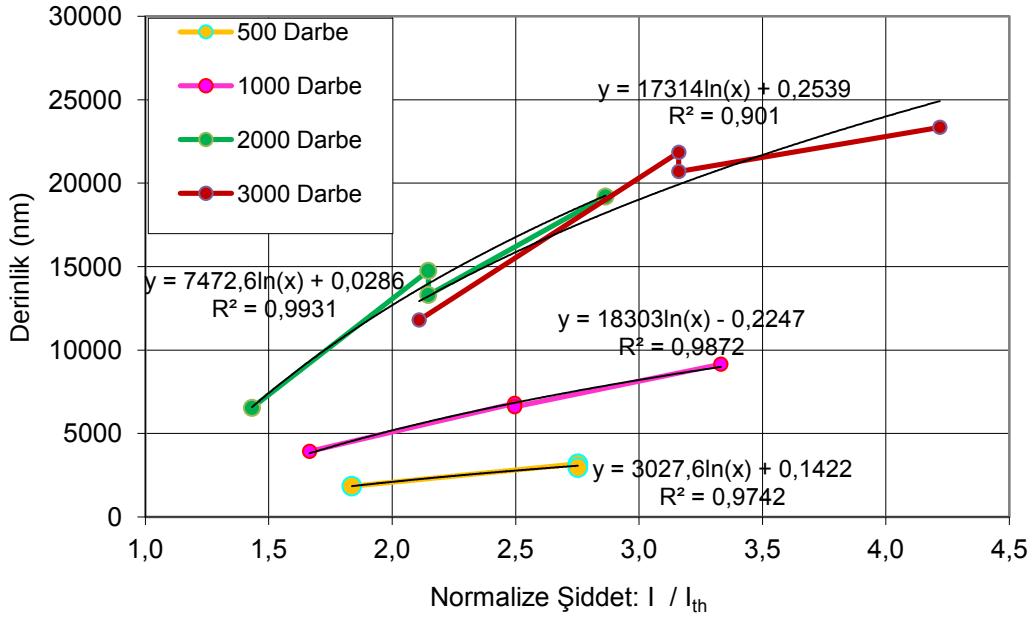



**Şekil 6.21 :** Aluminyumda eşik dağlama değerinin belirlenmesi (*f*=200 mm).

Bu bağlamda, Şekil 6.20'deki 1000 darbe sayısı için toplanan veriler, ek deneylerle artırılarak elde edilen Şekil 6.21'e uyarlanan eğri eşitliğinden, aluminyumdaki eşik şiddeti değeri belirlenmiştir. Grafikteki her bir şiddete karşılık gelen derinlik değeri için 3 adet dağlama yapılmış, her bir dağlanan kovuk en az 2 kere profilometrede taratılarak derinlik ölçümü kontrol edilmiştir. Derinlik ölçümlerinde yüzey üzerinde birikintiyle oluşabilen ek krater yüksekliği belirlenmiş olmakla birlikte, bu aşamada karşılaştırma ölçümlerine dahil edilmemiştir. Uyarlanan logaritmik eğri eşitliğinden, 200 mm odak uzaklı huzme için dağlama eşiği, 29.1 mW'a karşılık gelen enerji yoğunluğu değeri olduğu bulunmuştur.

Deneysel sonuçlarımızdan dağlama eşiğinin hassasiyetle belirlenmesi, bu değere bağlı ifade ettiğimiz kuramsal hesaplamalarımızla karşılaştırılabilmesi bakımından kritik önem taşımaktadır. Belirleme çalışmalarında dağlama etkisi yokoluncaya dek azalan farklı güç değerlerinde dağlama deneyleri yapılmıştır.

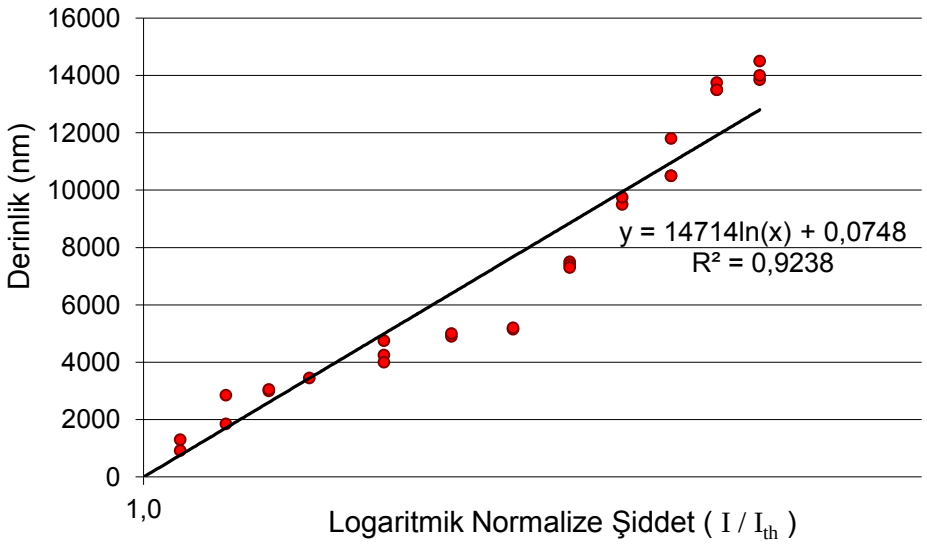
Dağlama oranı darbe sayısına göre de değişebildiğinden, dağlama eşiğinin hassaslıkla belirlenmesinde, sadece malzeme tipine göre değil, darbe sayısına göre de farklı analiz çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Ayrıca farklı mercek kullanıldığında huzme eğrilik yarıçapı ve odak genişliği ile enerji yoğunluğu değiştirildiğinden, ortalama güçten çok, $J/cm^2$ cinsinden enerji ifadeleri karşılaştırmalarda dikkate alınmıştır.




**Şekil 6.22 :** Aluminyumda eşik dağlama değerinin belirlenmesi (*f*=125 mm).

200 mm odak mesafeli ince kenarlı mercekle yapılan ölçümlerin ardından, 125 mm odak uzaklıklı mercek çalışmalarına geçilmiştir. Şekil 6.22'de verilen Gauss tipi huzme için 500, 1000, 2000 ve 3000 gibi farklı darbe sayılarında gerçekleştirilen deneylerin derinlik ölçümleri alınmış ve uyarlanan logaritmik eğrilerden 125 mm'lik Gauss huzmeleri için aluminyumda dağlama eşiği için ortalama güç değeri 11.30 mW olarak bulunmuştur. Grafikte, deneysel verilere uyarlanan eğrilerin eğiliminden farklı darbe sayıları ile eşik değerinin belirlenmesinin değişmeyeceği görülmektedir. Ancak, özellikle alaşım aluminyum gibi yumuşak metallerde 5000'den fazla darbe sayılarında gözlemlediğimiz yüzey birikintisi yan etkileri nedeniyle 500-1000 gibi darbe sayılarının seçilmesi tercih sebebi olacaktır.

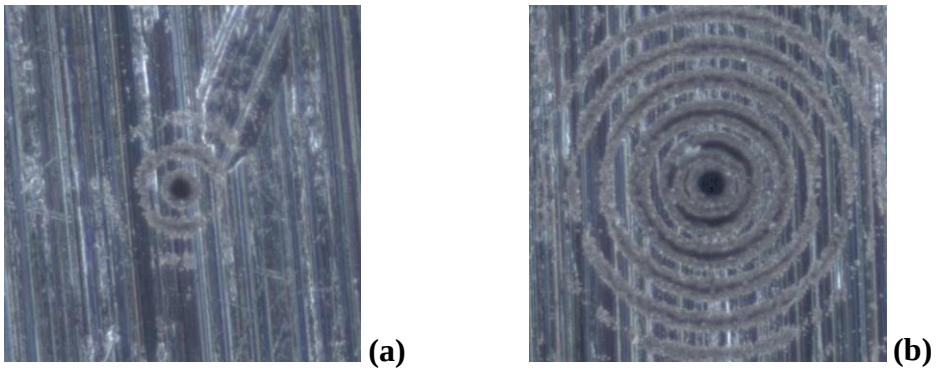
Bu bilgiler eşliğinde Şekil 6.19'daki ortalama güç verileri, elde edilen dağlama eşik güç değerine göre normalize edilerek ve logaritmik olarak Şekil 6.23'de yeniden gösterilmiştir. Grafikteki, (5.4) eşitliği ifadesi ile uyarlanan doğrunun sıfır noktasını kestiği bölgeden, *f*=250 mm odaklı ince kenarlı mercekle oluşturulan Gauss huzmeler için bakırdaki dağlama eşiği, 71.2 mW ortalama optik güç değeri eşdeğeri olarak hassasiyetle tespit edilmiştir.




**Şekil 6.23 :** Bakırda eşik şiddeti değerinin belirlenmesi (*f* = 250 mm).

Şekil 6.19'daki mW cinsinden ifade edilen ortalama güç yani optik akı değeri, belli bir yüzeye ulaşan toplam ışınımı ifade etmektedir. Oysa ilgili enerji seviyesi, yüzey alanıyla yani odak genişliğiyle değişiklik göstermektedir. Belirtildiği üzere, farklı odak uzaklıklı merceklerin odak genişlikleri de farklı olacağından, eşik değerleri için mW cinsinden ortalama güç değerinden daha çok, *J/cm*$^2$ cinsinden enerji yoğunluğu ifadesi daha uygun olacaktır.

Çalışmalarımızda, 200 mm odaklı incekenarlı mercekle oluşturulan huzme profillerinin 90 μm yarıçaplı oluşturulduğu CCD kamera ile ölçülmüştür. Aynı mercekle aluminyumda açılan kovuk derinliği verileri grafiksel olarak incelenip, eşik güç değeri tespit edilerek, karşılık gelen Gauss huzmelerinin enerji yoğunluğu değeri (*fluence*) 0.277 J/cm$^2$ olarak bulunmuştur. 775 nm dalgaboyunda ve 150 fs darbe uzunluğu için Mannion'un bakır için bulduğu yüksek 0.353 J/cm$^2$ eşik değeri ile karşılaştırıldığında bu değerin yakın olduğu görülmektedir [111]. Aluminyum yüzeyini delmede edinilen bu eşik değerinin, bozunma ve safsızlıklar gibi etkiler nedeniyle malzemenin iç (*bulk*) eşik değerinden bir miktar daha az olabileceği değerlendirilmektedir. Karşılıklı deneylerdeki lazer darbe uzunluklarının ve aluminyum numuneleri yüzeylerinin aynı olmaması nedeniyle belirlenen dağlama eşiği değerinde bir miktar fark olması doğaldır.

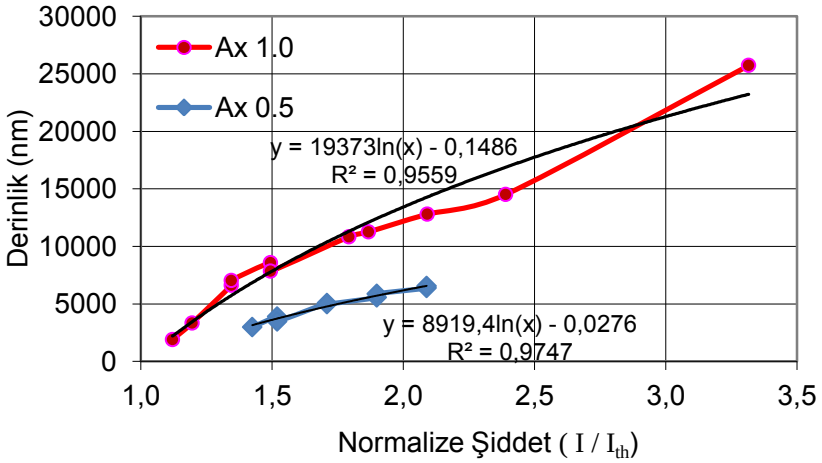



**Şekil 6.24 :** Aluminyumda konik mercek dağlaması (#1000 darbe).
(a) 25 mW, (b) 100 mW.

**Konik mercek deneyleri**

Konik mercek kullanılırken eşik değeri aşıldığında, tek bir delik yerine, içiçe geçmiş halka görüntüleri elde edilmektedir. Şekil 6.24'teki mikroskop görüntülerinde, aluminyuma uygulanan 25 mW güç için merkezi huzme ile ilk halkada dağlama eşiğinin aşılabildiği, 100 mW güç uygulandığında ise merkezi huzmeye ek olarak çevreleyen ilk beş halkanın oluşturulduğu görülmektedir.

Sıralı dar ve derin vadiler içeren bu tür yapıların profilometre ile ölçümleri özel teknik ve ek süre gerektiren çalışmalar olmuştur. Genel olarak daha temiz yüzey bırakan bakır üzerindeki Bessel huzme ile dağlama işlemleri ve derinlik profili ölçümleri daha kolay olmuştur. Bu bağlamda, 0.5º ve 1.0º taban açısına sahip konik mercekler ile farklı enerjilerdeki Bessel huzmeler kullanılarak bakır folyo üzerinde delikler açılarak, dağlama eşikleri belirlenmiştir. Şekil 6.25'te grafiksel olarak gösterildiği üzere, dağlama eşiği optik güç seviyeleri 0.5º taban açılı konik mercek için 105.3 mW ve 1.0º taban açısı için 67.0 mW olarak elde edilmiştir.




**Şekil 6.25 :** Bakırda eşik dağlama değerinin belirlenmesi (Konik mercek).

## 6.7 Saçılma Katsayısının Belirlenmesi

Metal yüzeye etkiyen huzmenin dağlama etkisi, ışının optik parametreleri ve metalin genel fiziksel özellikleri yanında etkidiği bölge morfolojisine oldukça bağlıdır. Aslında lazer huzmesinin kendisi de her bir darbe ile yüzey yapısını değiştirdiğinden, sonradan gelen her darbe sanki farklı yapı ve derinlikteki bir yüzeye etkir durumdadır. Bu bağlamda farklı sayıda darbelerle oluşturulan derinlikteki yüzeylerin ve özellikle kovuk iç duvarlarının lazer huzmesini ne derece yansıttığı, bilinmesi gerekli bir konu olmuştur.

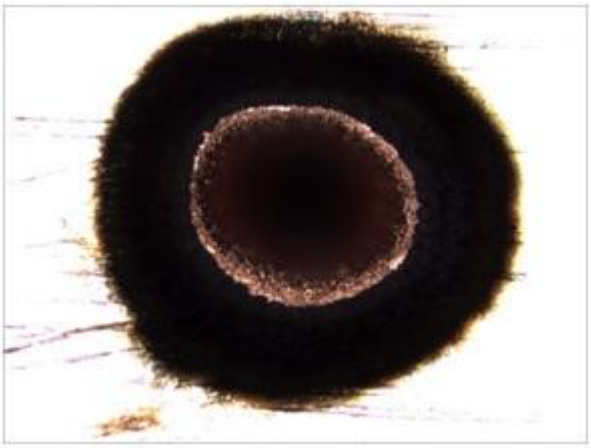
Lazerle dağlamada, metallerin ultrahızlı lazer huzmelerini dağınık yansıtma ve soğurma özellikleri henüz yeterince araştırılmamış bir alandır [112]. Aluminyum, genel olarak görülür bölgedeki düşük dalgaboylu ışıkları kızılötesi dalgaboylarına göre daha az soğurur. Bunun yanısıra metal yüzeyi parlak ise daha az ışığın soğurulmasını yani daha az etkilenilmeyi işaret eder. Gelen lazer huzmesinin ne kadar yansıyacağı polarizasyona da bağlıdır.

Derin delmelerde, dağlanan malzemenin tekrar duvara yapışarak öncelikle daralmaya ve daha sonra gelen darbelerin saçılmasına neden olduğu, bu durumun yüzey ve şekil bozukluklarına yolaçtığı düşünülmektedir [113]. İlk aşamada sadece soğurma kayıplarının gözönüne alındığı kuramsal hesaplamalarımıza, oldukça etkin olduğu deneylerimizde görülen saçılma kaynaklı zayıflatma faktörünün de hesaba katılması gerektiği görülmektedir.

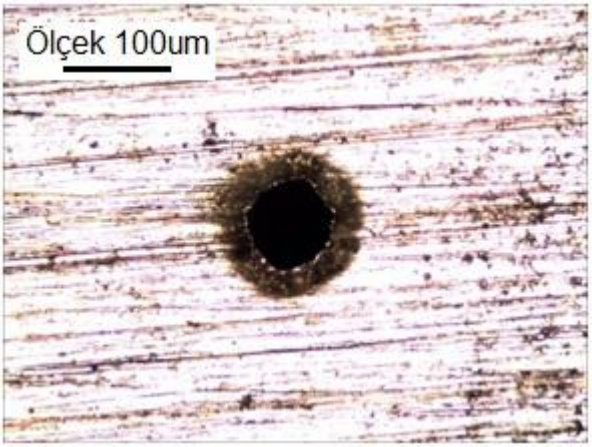
Genel olarak, metalin lazer ışınını saçarak zayıflatması nedeniyle gidiş yönündeki şiddetinin değişimi üssel Beer-Lambert kuralı ile tanımlanır;

$$I(z) = I \cdot e^{-\mu_s z} \tag{6.6}$$

Etkiyen huzme tepe şiddetinin $I$ olduğu bu ifadenin gelişimi soğurma katsayısı; $\mu_s$ 'e bağlıdır. Bu bağlamda, farklı yüzeysel özellikteki numunelerin üzerine dik gelen lazer huzmelerini ne derece zayıflatıldığının belirlenmesine yönelik oda sıcaklığında ve atmosfer basıncında deneysel olarak bir çalışma yapılmıştır.



**(a)**

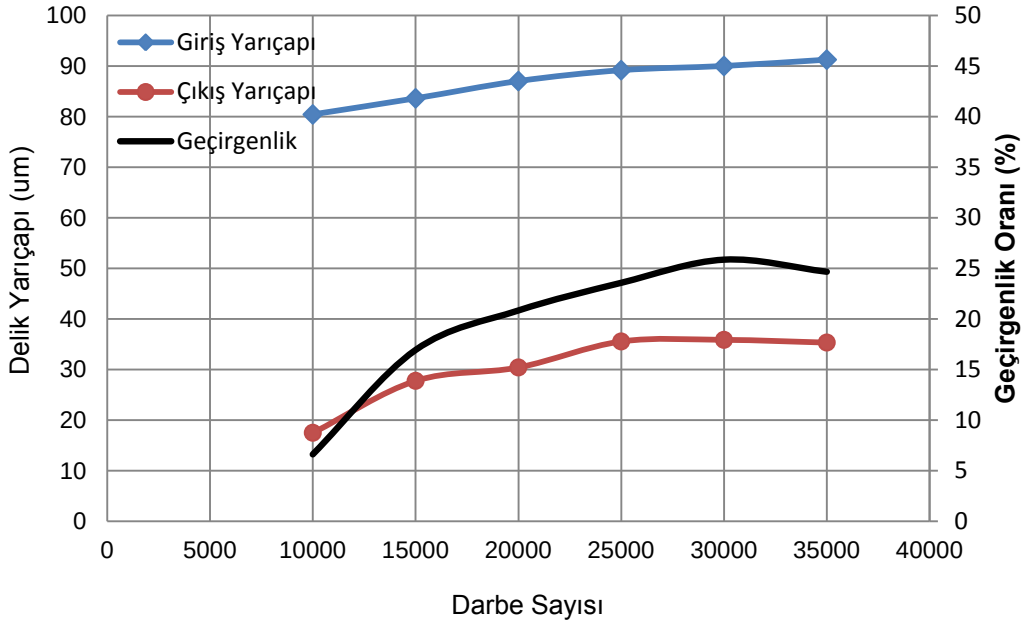



**(b)**

**Şekil 6.26 :** 0.1 mm kalınlıklı bakır numunede açılan geçen delik görüntüleri. *f* = 200 mm, P=125 mW (a) üstten görünüm (b) alttan görünüm.

Bunun için 100 μm kalınlıklı bakır folyo üzerinde, yüksek enerjili huzmeler ile tamamiyle geçen delikler açılmış, açılan deliklerin çap boyutları profilometre ile belirlenmiştir. Daha sonra aynı delikler üzerine aynı çapta fakat eşik değerin altındaki şiddetlerde huzmeler gönderilerek, huzmeyi ne derece zayıflattıkları hesaplanan geçirgenlik değerlerinden belirlenmiştir.

Örnek numune görüntüleri Şekil 6.26'da verilmektedir. Aynı ölçekte verilmiş şekil görüntülerinde, parlatma uygulanmış ön yüzeyin, alt yüzeye göre daha temiz görüntüsü dikkat çekicidir. Bu enerji değerinde açılan kovuğun 100 μm derinlikte, giriş çapının neredeyse üçte biri boyutlarına düştüğü anlaşılmaktadır. Bu kovuk profili çap verileri, ayrıca Gauss huzmeleri ile oluştulan delik duvarlarının ne derece dik olabileceği hakkında da bilgi vermektedir.




**Şekil 6.27 :** Bakırda açılan deliklerin boyutları ve huzme geçirme oranı değişimi.

Şekil 6.27'de, aynı saçılma ölçümlerindeki, farklı darbe sayılarında 200 mm mercekle oluşturulan 125 mW güç seviyesindeki Gauss tipi huzmeler ile açılan 'geçen' deliklerin ölçülen giriş ve çıkış boyutları grafiğe aktarılmıştır. Bu çalışmada 35000 darbe ile açılan tam deliğin giriş yarıçapı 91 µm ve çıkış yarıçapı 36 µm olarak ölçülmüş, bu seviyedeki geçen huzmenin gücü de ölçülerek optik geçirgenliği % 25 olarak belirlenmiştir. Geçirgenlik oranı, açılan delik üzerinde, dağlama enerjisi eşik değeri altına düşürülüp, gelen ve geçen sinyallerin optiksel gücü oranlanarak, hesaplanmıştır. Çıkış yüzeyindeki $\alpha_{nm}$ dirençsel kayıpları, gözlenilen zayıflamadan daha düşük olduğundan, onların etkisi ihmal edilmiştir. Buradan, bilinen levha kalınlığında üssel zayıflama için saçılma katsayısı; $\mu_s$, $10^4$ $m^{-1}$ olarak elde edilmiştir.

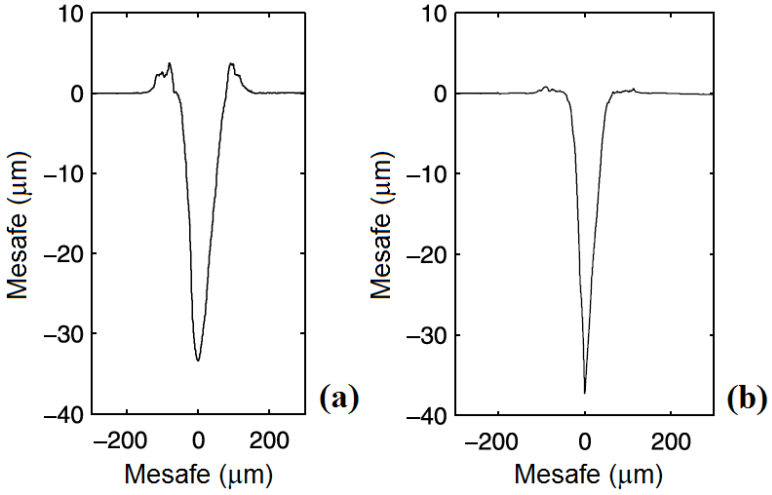
Grafikten, artan darbe sayısı ve kovuk derinliği ile geçirgenliğin yani saçılma miktarının artacağı açıkça görülmektedir. Saçılma katsayısının yüzey yapısına kuvvetle bağlı olduğunu, işlenmiş ve işlenmemiş yüzeylerin yansıtmasının farklı olacağını, işlenmiş yüzeyin dağıtıcı yansıtmasının ise bir toplama küresi kullanıldığında daha doğrulukla ölçülebileceğini belirtmek gerekir.

# 7. DENEY SONUÇLARININ DEĞERLENDİRİLMESİ

Femtosaniye lazerle mikro-işlemedeki birçok parametrenin etkilerini araştırmak üzere, elde edilen deneysel bulgular ve ölçüm sonuçları, dalgakılavuzu teorisine dayalı kurulan dağlama modeli hesaplama değerleriyle karşılaştırılmıştır. Deneysel ölçüm sonuçlarında, dağlanmış kovukların derinliği ve genişliğinin ölçüldüğü profilometre çalışmaları temel olarak alınmıştır.

## 7.1 Kovuk Profilinin Belirlenmesi

Birbirinden farklı huzme enerji seviyeleri ve darbe sayıları için bakırda elde edilen, benzeri derinliklerdeki iki ayrı profilometre ölçüm sonucu Şekil 7.1'de verilmektedir. Tahmin edildiği üzere yüksek enerji seviyelerinde daha geniş ve derin kovuk yapıları elde edilebilmektedir. Profilometre ölçümleriyle, yüksek enerji düzeylerinde yüzeyde delik başlangıcında birikintiler nedeniyle yükseltiler olabildiği belirlenmiştir. Huzme şiddetiyle artışı belirlenen bu durum, dağlanırken eriyip buharlaşan malzemenin yüzeye çıkınca aniden tekrar katı hale geçmesi sonucu oluşmaktadır [97]. Benzer huzme formu ve enerji seviyesinde aluminyumda 10 µm, bakırda ise 5 µm yükseltiye ulaşan birikinti şekilleri gözlenmiştir.

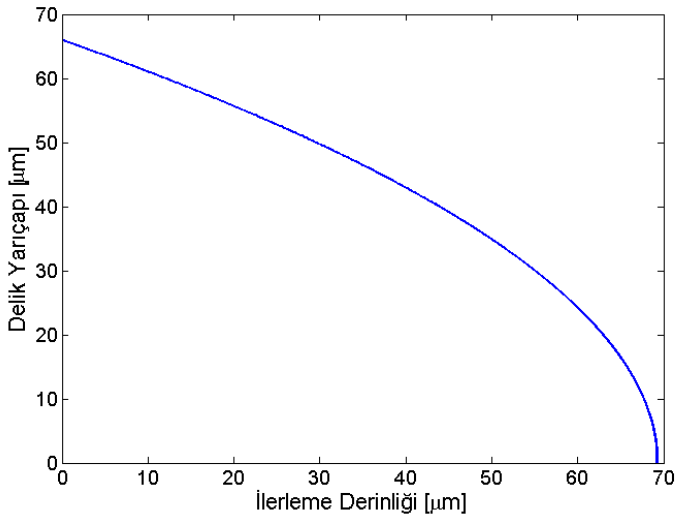



**Şekil 7.1 :** Bakırda (a) *A*=3.5 şiddetli 2500 darbe ve (b) *A*=1.4 şiddetli 15000 darbe ile açılan kovuk profilleri.

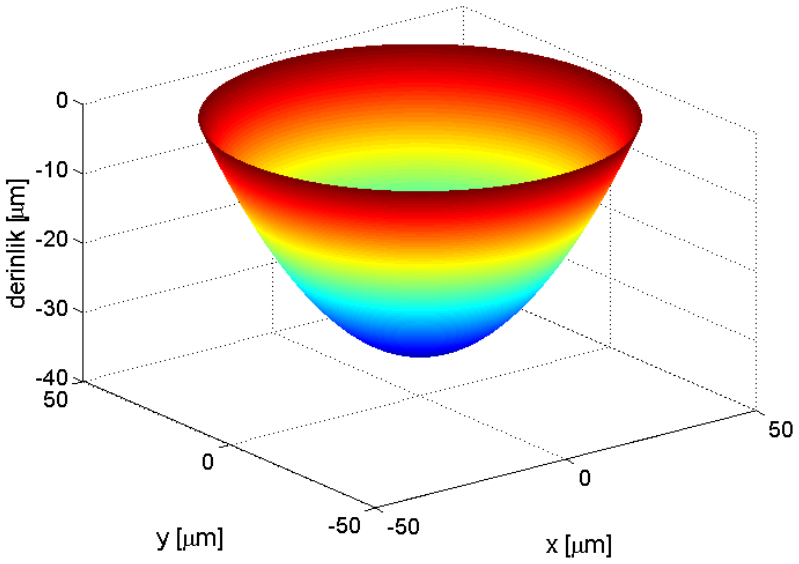
Hesaplama ve deneylerimiz genelinde dağlama eşiğine yakın düşük seviyeli enerjiler seçildiğinden, derinlik/çap oranları (*aspect ratio*) 1'den az olan yapılar elde edilmiştir. Bu tür yapılarda polarizasyon etkilerinin az olduğu bilindiğinden [105], hesaplamalarımıza dahil edilmemiştir. Çalışmalarımızda delik derinliği ve genişliğinin belirlenmesi kadar, bu değerlerden üç boyutlu kovuk dibi profilinin araştırılması da ayrı bir husus olmuştur. Bu aşamada deneysel çalışmalarla belirlenen saçılma faktörü değeri teorik modele eklenerek, delik dibi profili hesaplamaları geliştirilmiştir.

Eşik şiddetin iki katı şiddetinde bakır yüzeyine gelen Gauss tipi huzme için yeniden hesaplanılan geliştirilmiş kovuk profili kesiti Şekil 7.2'de gösterilmektedir. Saçılma zayıflatması dahil edilmeden Şekil 5.4'te hesaplanılmış ilk grafiğimize göre burada ilerleme derinliğinde kabul edilebilir seviyede düşük boyut değerlerine erişilebilmiştir. Şekilde, huzmenin soğurulması, dirençsel kayıp ve saçılma kayıpları dikkate alınarak hesaplanılan yeni kesit sonuçları deneysel çalışmalarımızda elde ettiğimiz iğne uçlu delik şekilleri ile form ve boyut açısından uyum içerisindedir.

Delik iç duvarları dik paralel duvarlar yerine deney sonuçlarında da görülen, daralarak biten bir dip şekline sahiptir. Bu tür incelme; zayıflama ve dağlama çapının azalması ile artan kayıpların ortak etkisi sonucu, derinlerde daha artmaktadır. Kovuk dibi profilinin yuvarlak ve daralan bir forma sahip olması, ortada lazer huzmesinin dikey bileşeninin ve merkezindeki dar boyutlu ve azaltılmış enerjisinin etkidiği sonucunu doğurmaktadır.




**Şekil 7.2 :** Gauss tipi huzmenin bakırda sönümlü ilerlemesi ($I=2.0xI_{th}$).

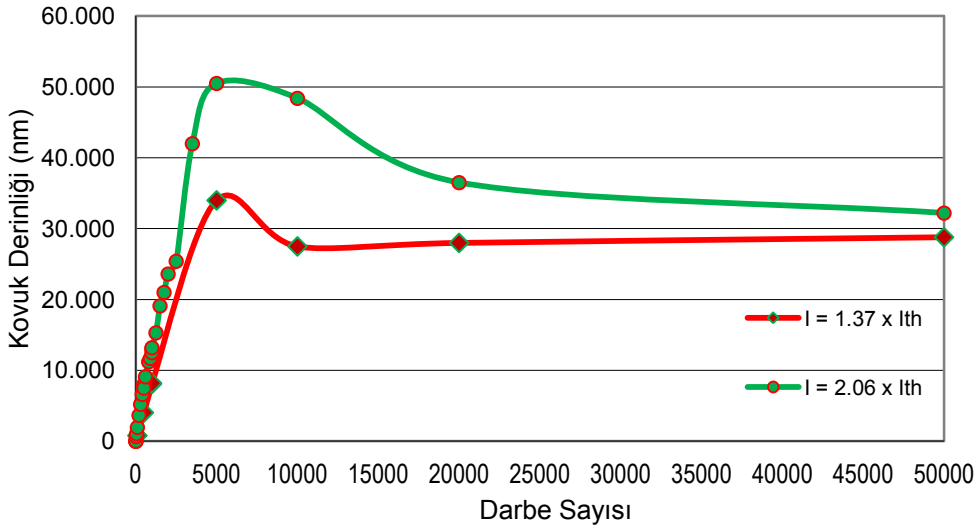



**Şekil 7.3 :** *A*=1.4 şiddeti için hesaplanmış üç boyutlu kovuk profili.

Saçılma faktörü eklenerek, bakırda eşik şiddetin 1.4 katındaki bir huzme ile oluşturulabilecek kovuğun üç boyutlu model hesaplama sonucu Şekil 7.3'de verilmektedir. Hesaplamada $\mu_s=10^4$ $m^{-1}$ ve dağlama ölçeği 20 olarak alınmıştır. Kuramsal olarak, derinlik ve genişlik bakımından bakırda ölçülen değerlere oldukça yakın model şekillerinin elde edilmesi ümit vericidir [63].

Saçılma kayıpları, ters kübik bağımlı olduğundan geniş deliklerde baskın olurken, dirençsel dalgakılavuzu kayıpları kovuk dibi inceldiğinde artış gösterdiğinden, sonuçta iğne uçlu delik dibi şekli elde edilmektedir. Şekil 6.8'deki açılı SEM görüntüsü merkezinde görüldüğü üzere, deneysel profillerin kuramsal beklentilere göre biraz daha sivri uçlara sahip olduğu genel gözlemlerimiz arasındadır. Bu tip incelen iğne uçlu kovuk dip şekilleri silikonun düşük darbe sayılı lazer huzmeleri ile dağlanması işlemlerinde de görülmektedir [61]. Bu farklılık, ısıl difüzyonun geometrik faktörlere olan bağımlılığı ve kovuk diplerindeki geniş açılarda şiddetin azalmasına da bağlanılabilir [57]. Şöyleki; odaklanan huzmenin merkezi kısmı, daha fazla enerji taşıdığından,kovuk dibinde dağlama eşiği altındaki değerlere düşse de malzemeyi eritebilme seviyesinde etkiyebilmektedir. Bu duruma, neredeyse parabolik bir geometriye sahip olan dip kısımdan merkeze doğru yansımalar da eklenince, dipte bölgesel olarak dağlama oranının artabildiği düşünülmektedir.

## 7.2 Darbe Sayısının Etkisi



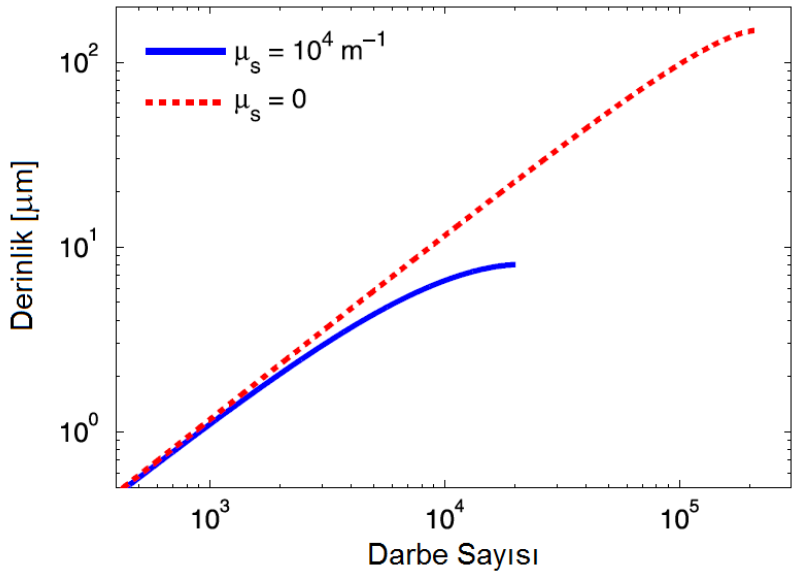

**Şekil 7.4 :** Aluminyumda kovuk derinliğinin darbe sayısı ile değişimi.

Sabit huzme enerjisi değerinde farklı darbe sayıları için kovuk derinliğinin nasıl değiştiğinin deneysel analizi yapılmıştır. 200 mm ince kenarlı mercekle yaratılan Gauss tipi huzmelerle aluminyum üzerinde oluşturulan kovuklara ait derinlik değerleri Şekil 7.4'de verilmektedir. Deney ölçümleri sonucunda, öncelikle darbe sayısı artırılsa da, hep giderek artan derinliklere erişilemeyeceği görülmüştür. Bakır için deneysel olarak açıklanmış olan bu durum [58], belli bir derinliğe erişildikten sonra aslında darbe sayısı artırılsa da derinliğin artırılamadığını doğrulamıştır. Alaşım aluminyumda özellikle düşük enerji düzeylerinde 10000 darbenin ardından dağlama oranı azalmakta, gönderilen fazla darbeler kovuk derinliğine çok fazla bir katkı sağlayamamaktadır. Bu durum, yeni gelen darbeler kovuk derinliği arttıkça ilerlerken güç kaybedip, dipte eşik değerinin altına düşerek etki edemeyecek seviyeye gelmesiyle açıklanabilir. Ayrıca bu durum, belirlenen ortalama dağlama oranı değerlerinin aslında düşük darbe sayılarında geçerli olduğuna da işaret etmektedir.

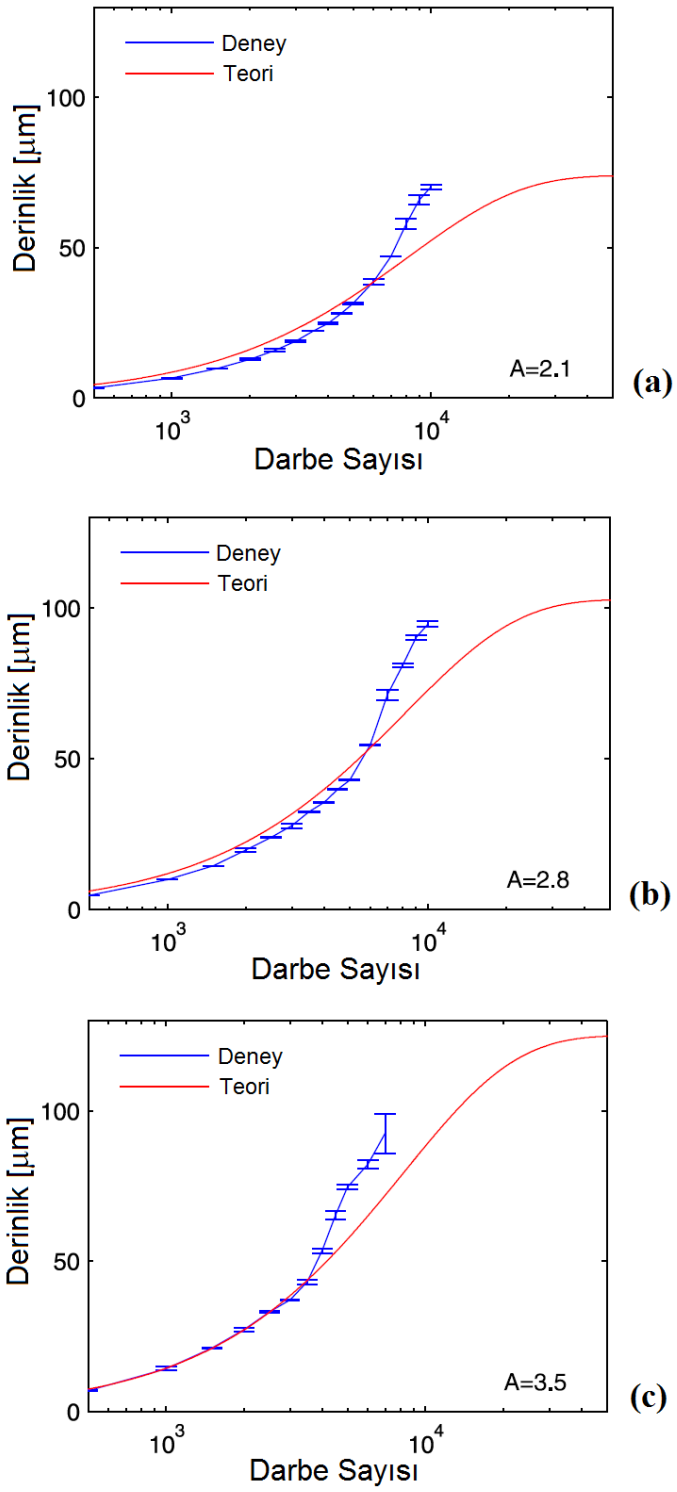
Grafik, dağlama işleminde tepe noktasına kadar artan bir kesimle ve sonrasını açıkça ayırt ederek, iki farklı rejim olduğunu göstermektedir. Aynı grafikte, etkiyen huzme enerjisi arttıkça darbe başına dağlama oranının artış gösterdiği de görülmektedir. Bu davranış, artan enerji seviyelerinin kılavuz delik boyutunu artırması ve zayıflama miktarının azalması modelimizi doğrulamaktadır.

Kuramsal hesaplamalarımızın başlangıcında öncelikle kavite çeperlerinin, sadece dirençsel kayıplara ($\alpha_{nm}$) sahip mükemmel düzgün bir yapıda olduğunu varsayılmıştı. Deneylerimiz sonrasındaki kovuk derinliği ölçüm sonuçlarımızın analizinde, ilk kuramsal hesaplamalarımızın deneysel bulgulara göre birkaç derece kadar fazla olduğu söylenebilir. Bu farklılık daha çok, elektron mikroskobu ölçümleriyle belirlendiği üzere, kovuk çeperlerinde oluşan nanometre boyutlu yapılardan ve içerisinde huzme ilerlerken kaynaklanan saçılmaların ihmali nedeniyle meydana gelmektedir. Bu nedenle, bu aşamada kuramsal dalgakılavuzu modelimizdeki güç zayıflaması ifadesine, $e^{-\mu_s z}$ formunda saçılma kayıpları etkisi dahil edilmiştir. Burada $\mu_s$ olarak belirttiğimiz kavitenin etkin saçılma katsayısı değeri bakır için deneysel olarak $\mu_s \approx 10^4$ m$^{-1}$ olarak alınmıştır.

Saçılma etkisi eklendiğindeki değişimi göstermek üzere, darbe sayısına göre dağlama derinliği hesaplaması, mükemmel düzgün duvarlar için saçılma katsayısı eklenilmeden ve gerçek çeperler için eklenilmiş haliyle Şekil 7.5'te verilmektedir. Bakırın 1030 nm dalgaboyunda dağlanmasına yönelik geçekleştirilen bu hesaplamalarda bakırın nüfuz etme (*skin-depth*) derinliği Lorentz-Drude modeline göre 12.2 nm olarak alınmıştır [114]. 25 µm'lik giriş huzme yarıçapı ve $A$=1.1 eşik şiddeti katsayısı için elde edilen grafikte artan darbe sayısıyla dağlama oranının azalarak doyuma erişildiği gözlenmektedir. Saçılma kayıpları, erişilebilen maksimum kovuk derinliği değerini önemli ölçüde azaltmaktadır.




**Şekil 7.5 :** Bakırda darbe sayısına göre dağlama derinliği değişimi.
(Mavi: saçılma kayıpları dahil, Kırmızı: saçılma kayıpları hariç).



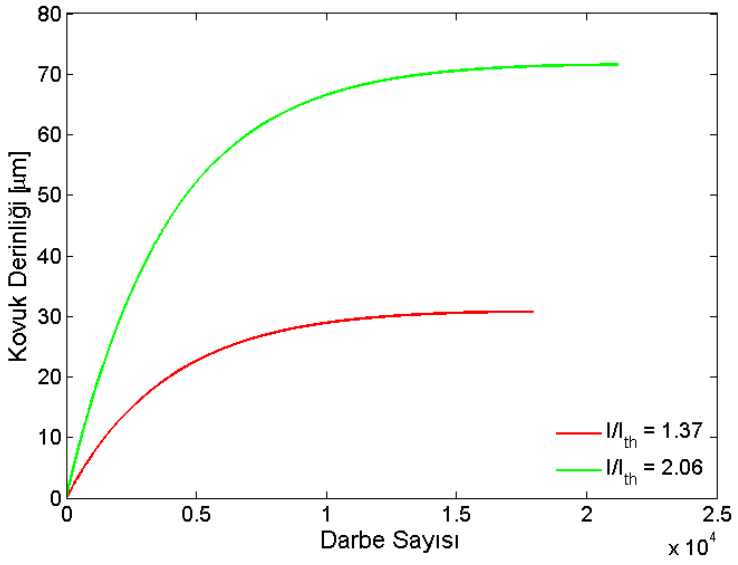

**Şekil 7.6 :** Kovuk derinliğinin darbe sayısı ile değişimi.

Saçılma katsayıları dahil edilerek geliştirilen modeli test etmek üzere, bakır üzerinde 200 mm odak uzaklıklı ince kenarlı mercekle farklı darbe sayılarında lazer huzmeleri ile kovuklar oluşturulmuştur. Bu deneyde elde edilen sonuçlar, her şiddete karşılık gelen geliştirilmiş hesaplamalarla birlikte Şekil 7.6'da verilmektedir. Saçılma kayıpları dahil edildiğinde, kuramsal dalgakılavuzu modeliyle yapılan

hesaplamaların deney sonuçları ile düşük darbe sayıları ve derinlikler için çok uyum içinde olduğu görülmektedir. Bu hesaplamalara ayrıca uyarlama parametresi ya da normalizayon faktörü eklenilmeden bu uyumun elde edilmiş olması modelin tutarlılığı hakkında fikir vermektedir. Alçak kovuklarda ve düşük darbe sayılarında grafiksel uyum açıkça görülmektedir. Uzun mesafelerde rakamsal olarak derinlik ve doyum darbe sayılarında bir miktar farklılık mevcuttur. Bu fark, kovuk dibindeki yuvarlak şekilli yapının daha derin ısıl girinime neden olmasına bağlanabilir [57].

Burada, ölçüm tekrarlanabilirliğini sınamak ve doğru sonuçlara erişmek amacıyla her seri dağlama yan yanyana üç kere tekrar edilerek, profilometre derinlik ölçümlerini değerlendilirken bu üç değerin ortalaması alınmıştır. Bu düzenleme, aynı zamanda ölçümlerin standart sapmasının belirlenip, kontrolüne de yardımcı olmuştur.

Bir sonraki aşamada, saçılma faktörü eklenerek geliştirilen kuramsal modelde, farklı şiddetlerdeki huzmelerin ilerlemesinin karşılaştırılması analizi yapılmıştır. Eşik şiddetin 1.37 ve 2.06 katlarında gelebilecek, 1030 nm dalgaboyundaki 70 μm yarıçaplı ve Gauss tipi lazer huzmeleri için aluminyumdaki dağlama derinlikleri yeniden hesaplanmıştır. Şekil 7.7'de sonuçları verilen bu hesaplama yazılımında, dağlamanın nüfuz etme derinliğini geçme derecesi 3 olarak alınmıştır. Darbe sayısı ile derinlik değişimi teorik davranışının, Şekil 7.4'te elde edilmiş deneysel grafikle uyumu ötesinde, teorik hesaplamaların sayısal olarak da deneysel ölçüm verilerine oldukça yakın olduğu görülmektedir.




**Şekil 7.7 :** Kovuk derinliğinin darbe sayısı ile değişimi hesaplaması.

Kuramsal yaklaşım ve hesaplama modeli ile elde edilen grafiğin belli bir derinlikte durma eğilimi ve ondan sonra gelen darbelerle derinliğin değişmemesi, tüm deneysel sonuçlara paraleldir. Delik derinliğinin belli bir darbe sayısı sonrası sonlanmasının, açılan kılavuz boyunca huzme ilerlerken giderek artan zayıflamanın huzme şiddetini eşik değeri altına indirmesiyle açıklanabilmesi netlik kazanmıştır.

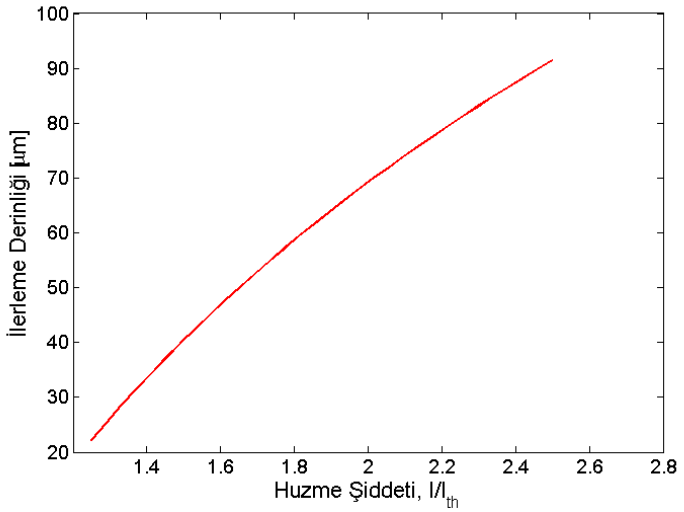
Şekil 7.7'den ayrıca, artan darbe sayısı ve erişilen derinlikle birlikte, azalan dağlama oranıyla doyum davranışının gözlendiği söylenilebilir. Tahmin edildiği üzere etkiyen huzme enerjisinin artırılmasıyla erişilebilen maksimum kovuk derinliği de artış göstermektedir. Bu durum ise başlıca iki unsura dayandırılarak açıklanabilir:

i.Yüksek enerjili huzmelerin eşik değeri altında düşmeleri daha uzun mesafeler gerektirmektedir,

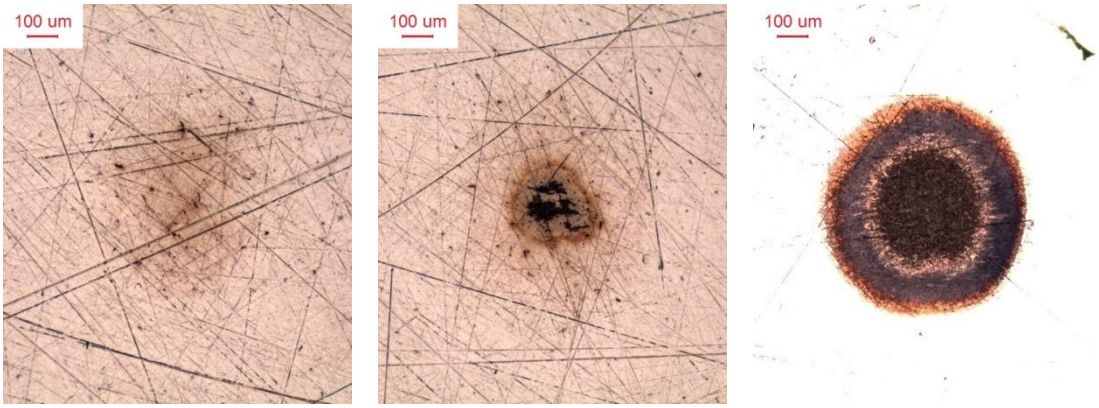
ii.Etkiyen lazer huzmesinin enerjisi arttıkça, kovuk yarıçapı artmakta, dirençsel kayıplar azalmakta ve daha derin dağlamalara erişilmektedir.

### 7.3 Uygulanan Enerji Seviyesinin Etkisi

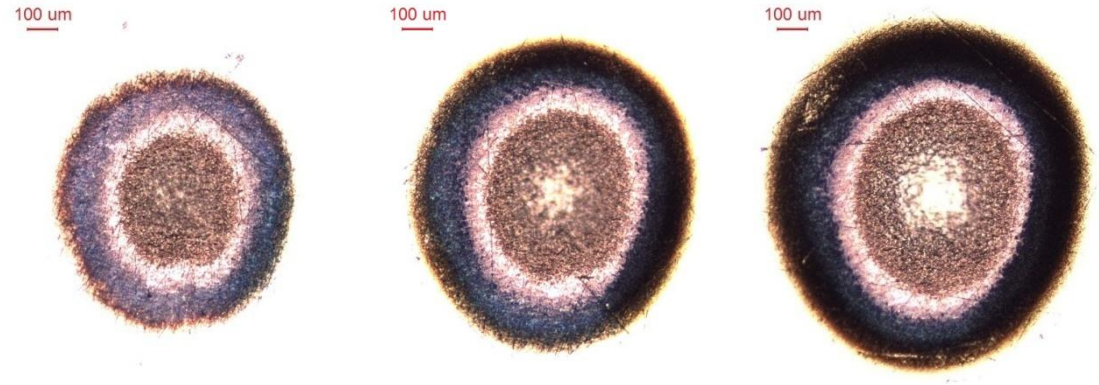
Saçılma katsayısı kuramsal modele dahil edildiğinde enerji seviyesine bağlı ilerleme davranışı için Şekil 7.8 elde edilmiştir. 1030 nm dalgaboyuna sahip 90 µm huzme yarıçapı (HW1/e) için 50 µm civarında elde edilen bu derinlik değerleri makul seviyelerdedir. Düşük şiddetlerde delik genişliğindeki artışın ilerleme derinliğindeki artışı tetiklediği, yüksek şiddetlerde ise derinlik değişiminin neredeyse doğrusal olduğu söylenilebilir.




**Şekil 7.8 :** Bakırda farklı eşik şiddetleri için ilerleme.




**(a)** I = $I_{th}$ **(b)** I = 1.4 x $I_{th}$ **(c)** I = 1.7 x $I_{th}$




**(d)** I = 2.1 x $I_{th}$ **(e)** I = 2.7 x $I_{th}$ **(f)** I = 3.1 x $I_{th}$

**Şekil 7.9 :** Bakırda farklı şiddetlerde açılan deliklerin mikroskop görüntüleri.

Gelen huzmenin enerji seviyesi arttıkça kovuk derinliğinin artacağı doğal olarak beklenmekle birlikte, deneysel olarak hangi derinlik değerlerine ulaşılabileceği ve farklı metallerde bu davranışın nasıl olacağı temel araştırma konumuz olmuştur. Bunun için bakır ve aluminyum numunelerde dağlama eşik değeri üzerinde çok farklı değerlerdeki lazer huzmeleriyle kovuklar oluşturularak, profilometre ile boyutları belirlenmiştir.

Şekil 7.9'da, bakır yüzeyine farklı enerji seviyelerinde 1000 darbeli 200 mm odaklı Gauss tipi huzmeler gönderilerek elde edilen delik görüntüleri toplanmıştır. Hepsi aynı objektif büyütmesinde alınan bu mikroskop görüntüleri, dağlama eşiğindeki ilk yüzeysel etkiyi, artan enerji seviyesi ile genişleyen kovuğu ve yüksek enerjilerde dipte eriyik olarak biriken bakır malzemeyi göstermektedir. Dağlama eşiğinde mikroişleme başlangıcı teşhis edilebilmektedir. Farklı rejimlerdeki mikroişleme davranışı bu kapsamda sayısal olarak analiz edilmiş olup, en az ısıl etkiyle temiz bir profil elde etme bakımından, dağlama eşiğine yakın enerji rejiminde çalışılması belirlenmiştir.

Bir sonraki aşamada, aynı formdaki huzmenin farklı metallerindeki etkilerinin karşılaştırılmasına yönelik, 250 mm odaklı ince kenarlı mercekle Gauss huzmesi oluşturularak, hem alaşım aluminyum ve hem de bakır levhalar üzerinde dağlama delikleri açılmıştır. Şekil 7.10'daki grafikte toplanan 1000 darbelik deney verileri alınırken, her bir enerji seviyesinde numune üzerinde lazerle üçer adet aynı özellikli delik oluşturulmuş, ve doğruluğun artırılması amaçlı her bir delik profili en az 2 kere ölçülmüştür. Bu bağlamda, bu grafiğin en az 75 delik işleme ve 150 profil ölçümü ile elde edildiği söylenilebilir. Bu hesaba, her deneysel çalışma başlangıcında yapılan, dağlama eşik değeri belirleme ön çalışması dahil edilmemiştir.

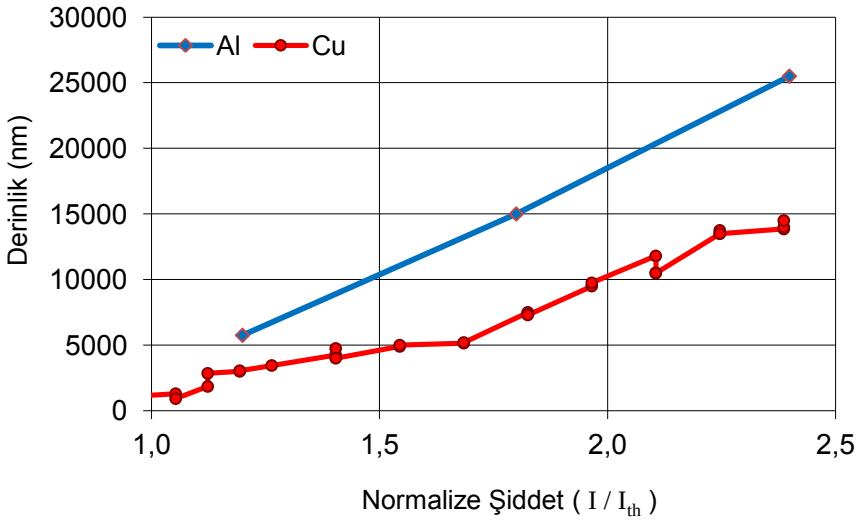
Grafikte görülen, artan huzme şiddetiyle erişilebilen derinliğin artması genel davranışı teorik hesaplamalarımıza uygundur. Şekil 7.8'teki kuramsal model öngörümüze karşılık gelen Şekil 7.10 deneylerinde biraz daha düşük değerli sonuçlar elde edilmesinin ise birden fazla nedeni olabilir;

i. Teorik hesaplamalarda, karmaşık üç boyutlu ısıl kayıplarının ihmal edilmesi,

ii. Aşındırma işlemi süresince değişik yoğunlukta oluşan plazmanın, gelen darbelerin ışık yoğunluğunu saçarak azaltması,

iii. Deneylerde ayna ve mercek optiğinden geçip numunuye ulaşan huzmelerin uğradığı güçsel kaybın dahil edilmemesi,

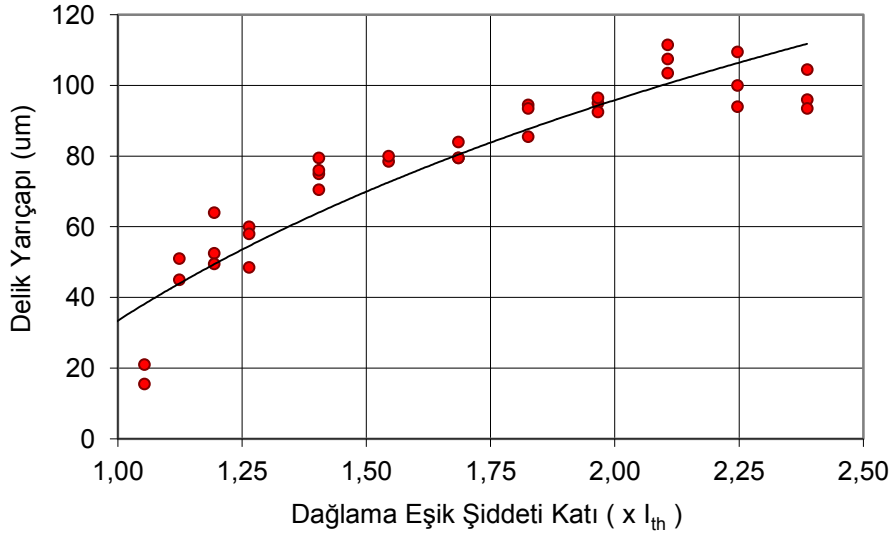
iv. Teoride etkiyen tüm huzme enerjisinin metal tarafından yansıtılmadan soğurulduğunun düşünülmesi, aslında deneylerde kovuk çeperi tarafından huzme enerjisinin soğurularak azaltılması.



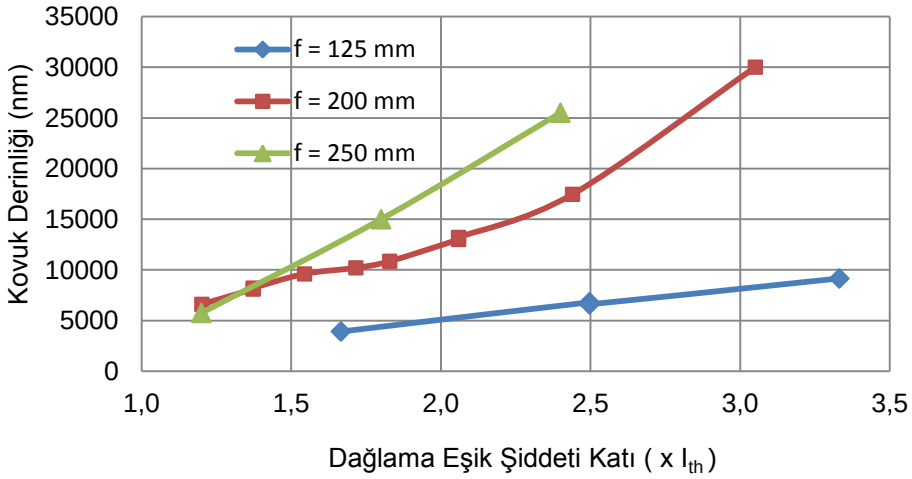

**Şekil 7.10 :** 250 mm odaklı Gauss huzmesinin bakır ve aluminyumda ilerlemesi.

Yüksek enerjili rejimde Eşitlik (5.4) ile ifade edilen enerji depolama derinliğinin artması, hava kırılması (*breakdown*) ve birikintinin dağlama eşiği değerini azaltması [55, 56], daha düzgün kovuk duvarları nedeniyle saçılma kayıplarının azalması [44] gibi oluşumlar sonucu; deney sonuçlarında görülen dağlama oranı ve delme hızlarındaki artış beklenilen bir durumdur.

Huzme enerjisinin kovuk çapının karesine bağlı olarak çizildiği ve grafiksel eğilimden yine eşik dağlama değerinin belirlendiği yaklaşımlar mevcuttur [115]. Bu bakımdan gelen huzme enerjisine göre metalde oluşturulan kovuğun boyut değişimi de incelenmiştir. Şekil 7.11'de bakırda 250 mm odaklı ince kenarlı mercekle yapılan dağlama işlemine yönelik verilen grafikte, eşik değerin iki katından sonra delik yarıçap boyutunun çok değişmediği görülmektedir. Birçok dağlama deneyi sonucu elde edilen bu grafiğin belli bir eğime sahip olması, deney sonuçlarının tekrarlanabilirliğini doğrulamaktadır. 1.1 mm eğrilik yarıçaplı Gauss huzmelerinin 250 mm mercek odaklı kovuk yarıçapının teorik olarak 156 µm olacağı düşünülürse, burada deneysel olarak belirlenen 120 µm değerli yarıçap verisi oldukça tutarlıdır.




**Şekil 7.11 :** Bakırda farklı şiddetle açılmış deliklerin yarıçap analizi (*f*=250 mm).

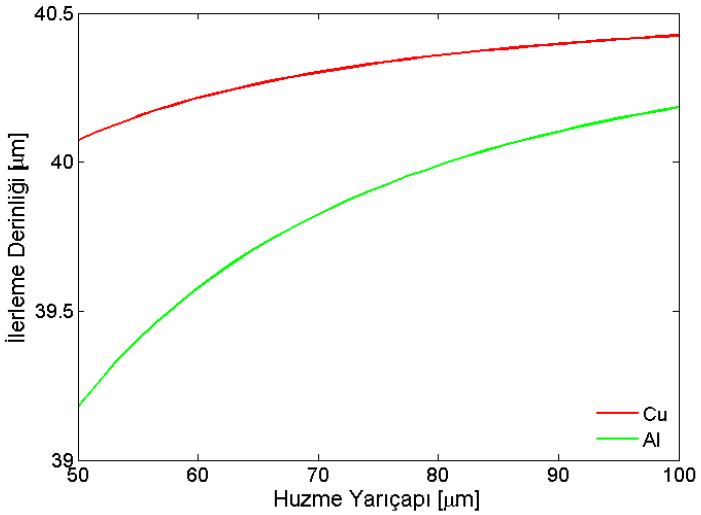



**Şekil 7.12 :** Aluminyumda farklı şiddetli ve boyutlu huzmelerin derinlik analizi.

### 7.4 Gelen Huzme Boyutunun Etkisi

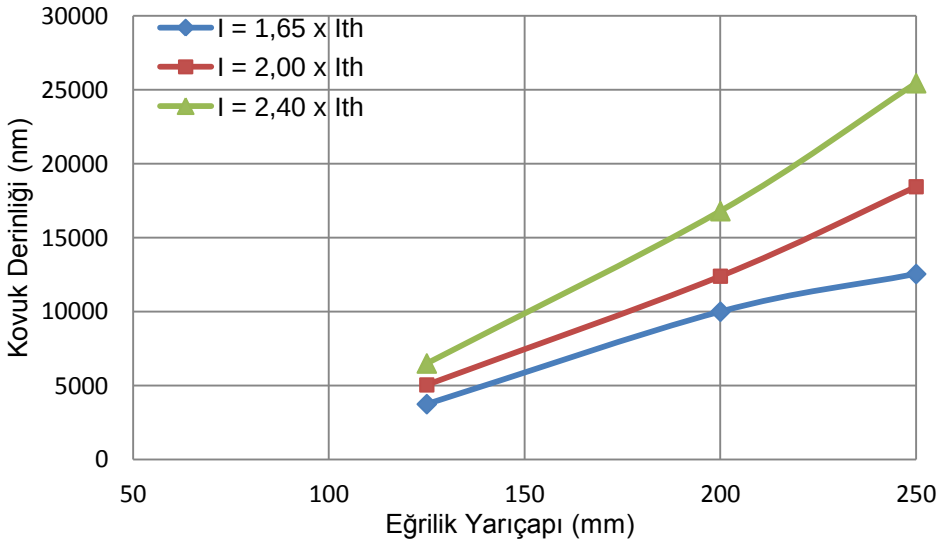
Silikon üzerinde önceden yapılmış çalışmalar, darbe enerjisi ile derinlik değişimi davranışlarının odaklamadan daha çok etkiyen darbenin enerjisine bağlı olduğunu göstermektedir [61]. Bu bakımdan, farklı odaklama konfigürasyonlarıyla şekillendirilmiş değişik enerjili huzmelerin etkilerinin araştırılması ilginç olabilir. Deneysel olarak, sabit huzme enerjisi seviyesinde, daha yoğun ve net odaklama ayarlamaları, daha dar boyutlu dağlamalar vermektedir. Ancak burada kovuk derinliği ve boyutlarının, daha çok eşik değeri ve kayıplarla belirlenmekte olduğunu belirtmek gerekir.

Huzme boyutları, mercekler kullanılarak değiştirilebildiği için, gelen ışın yarıçapının ilerleme derinliğine etkisi de deneysel olarak araştırılmıştır. Dağlama eşik değerinin farklı katlarında, değişik odak uzaklıklı ince kenarlı merceklerle Gauss tipi huzmeler odaklanarak, odak mesafesine yerleştirilen aluminyum numune üzerinde kovuklar oluşturulmuştur. Burada önemli bir nokta, mercek değişiminde huzmenin odak genişliği de değişeceğinden, aynı enerji yoğunluğunu (*fluence*) verecek optik gücün seçilmesidir. Bu nedenle deneylerde, numunenin farklı merceklerin odak uzaklığı mesafelerinde istenilen odak uzaklığına yerleştirilmesi sağlanmıştır. Şekil 7.12'de aluminyumun üç farklı eğrilik yarıçaplı Gauss huzmesi ile işlenmesi sonucu elde edilen kovuk derinliklerinin karşılaştırılması verilmektedir. Odak derinliği fazla olan huzmeler ile daha derin işlenebildiği görülmektedir. Gauss huzmesi eğrilik yarıçapını belirleyen mercek odak mesafesi 2 kat artırıldığında ilerleme derinliğinde 4 kata yakın artış elde edilebilmektedir.



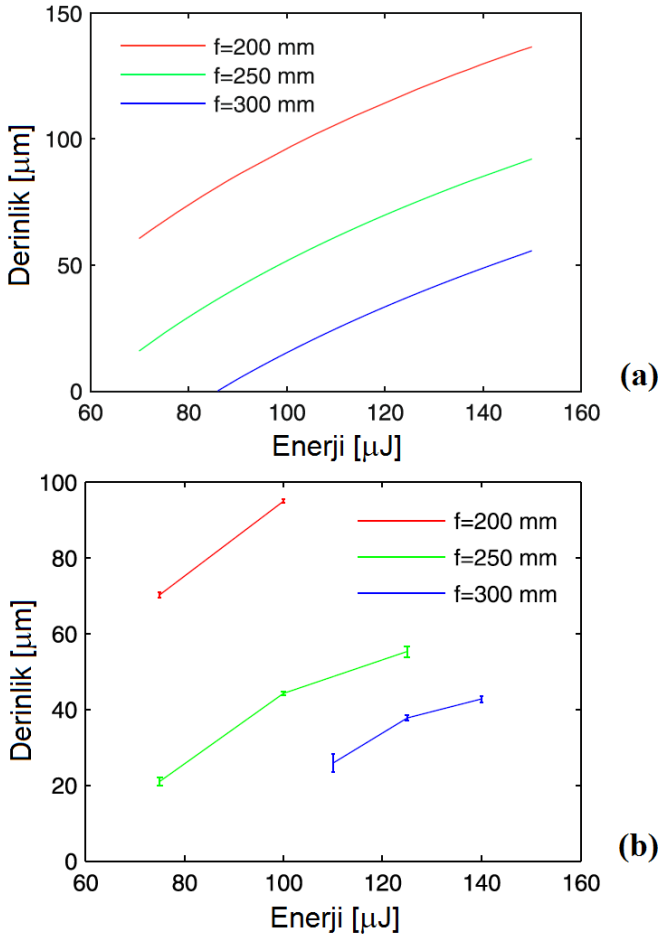

**Şekil 7.13 :** Farklı boyutlu huzmelerin ilerleme analizi ($I=1.5xI_{th}$).

Diğer yandan kuramsal model ile karşılaştırma amaçlı, 1030 nm dalgaboyunda çeşitli boyutlardaki Gauss huzmelerinin metal işlemeye etkisi, saçılma faktörü gözönüne alınarak hesaplanılmıştır. Şekil 7.13'te farklı yarıçaplı huzmeye sahip Gauss tipi ışınların aluminyum ve bakır'da yaratabileceği derinliklerin hesaplamaları verilmektedir. Teorik model, verilen 1.5 kat şiddette bakırın daha derin işlenebileceğini göstermektedir. Şekil 7.12 ile verilmiş deneysel analiz, Şekil 7.13'teki teorik hesaplama gösterimimize paralel olarak, Şekil 7.14'te odak uzaklıklarına göre derinlik değişimini verecek şekilde yeniden irdelenmiştir. Burada sabit 1000 darbe sayısı için eşik değerin 1.65, 2.00 ve 2.40 katlarında Gauss tipi huzmeler ele alınmıştır.




**Şekil 7.14 :** Aluminyumda farklı boyutlu huzmelerin derinlik analizi.

Burada en büyük odak uzaklıklı 250 mm'lik huzme ile daha dar ışınlar üretildiğinden daha derine inilebilmesi beklenen bir sonuçtur. Bu değişimi daha detaylı incelemek üzere, geliştirilmiş dalgakılavuzu modeli kullanılarak 200, 250 ve 300 mm odak uzaklıkları için çeşitli enerji seviyelerinde erişilebilecek kovuk derinlikleri kuramsal olarak hesaplanmıştır. Karşılaştırma amacıyla aynı odaklama konfigürasyonlarına karşılık gelen deneyler yapılmıştır. 0.1 mm kalınlıklı bakır folyo üzerinde gerçekleştirilen bu deneylerde darbe sayısı sabit 10000 olarak alınarak folyo kalınlığının geçilmemesine dikkat edilmiştir. Şekil 7.15 (a)'da gösterilen kuramsal hesaplama değerleri, altta (b) ile verilen deneysel ölçüm verileri ile birebir uyum göstermektedir. Burada öncelikle, az farklı enerji değişikliklerinde ilerleme derinliklerinin neredeyse doğrusal arttığı ve düşük yarıçaplı yoğun odaklamaların daha derin yapılar oluşturduğu görülmektedir. Metallerdeki farklı odaklama durumlarındaki enerji etkilerinin, silikon gibi dielektrik malzemelerde gözlenmiş etkilerden aslında farklı olduğu söylenilebilir [61].

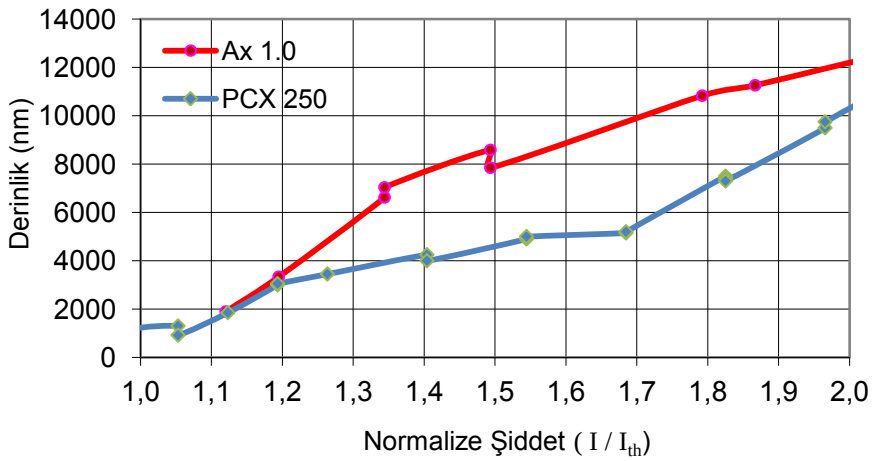



**Şekil 7.15 :** Farklı odaklamalar için ilerleme derinliği değişimi
(a) Kuramsal, (b) Deneysel.

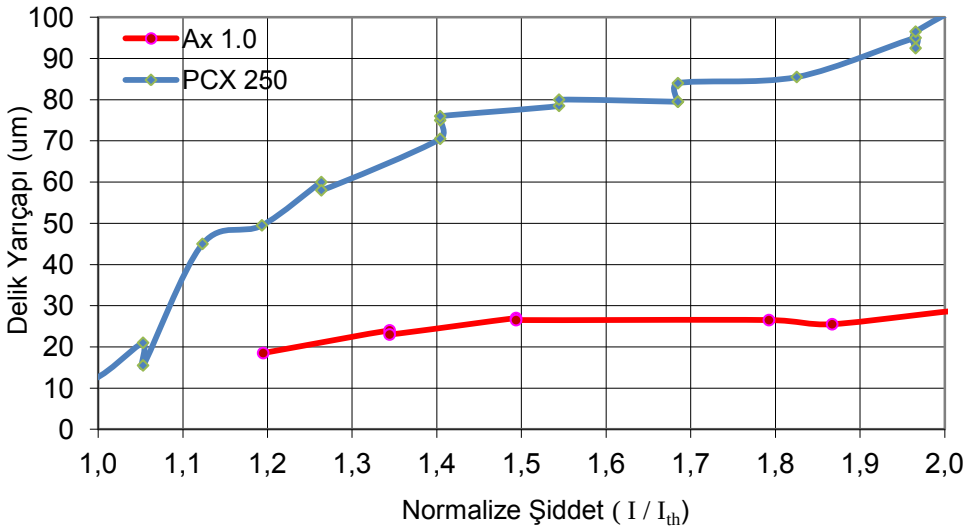
## 8. BESSEL VE GAUSS HUZMELERİNİN KARŞILAŞTIRILMASI

Bessel ve Gauss tipi huzmelerin ilerlemelerinin karşılaştırılmasına yönelik, bakırda 250 mm odak uzaklıklı ince kenarlı ve 1 derecelik konik mercekle dağlama deneyleri yapılmış olup, normalize şiddete dayalı derinlik ölçüm sonuçları Şekil 8.1'de verilmektedir. Bakır yüzeylerde, dağlama eşiğinin 1.5 katı değerindeki enerji seviyelerindeki Bessel huzmelerinin Gauss huzmelerine göre 2 kat derinliklere rahatça erişilebildiği deneysel olarak görülmektedir. Ölçümler aynı darbe sayısında alındığından, Bessel huzmelerinde daha yüksek aşındırma oranları sözkonusudur. Bu durum Bessel huzmeleri ile daha hızlı ve hassas işlemelerin yapılabildiğinin göstergesidir. $10^{-13}$ s seviyelerindeki birkaçyüz femtosaniye genişlikli sadece 1000 darbelik kısa işlem süresinde bu derinliğe erişildiği gözönüne alındığında, Bessel huzmeli ultrahızlı lazerle ile işlemenin etkinliği daha belirginleşmektedir.

İdealde kırınımsız sonsuz odak uzaklığa, yani ilerlemeye sahip olduğu düşünülen Bessel huzmelerinde deneysel erişilen bu mesafeler Gauss huzmelerine oranla daha fazla olsa da beklenilenin altındadır. Bunun nedeni, içiçe silindirik halkalar şeklinde ilerleyen bessel halkalarının metal içinde birbirinden bağımsız davranmaları ve eşit optik güce sahip her bir halkanın şiddetinin merkezden uzaklaşıldıkça zayıflaması olabilir.




**Şekil 8.1 :** Gauss ve Bessel huzmelerinin bakırda dağlama derinlikleri.




**Şekil 8.2 :** Gauss ve Bessel huzmelerinin bakırda dağlama yarıçapları.

Bir başka analiz, yine bakırda konik ve ince kenarlı mercekle şekillendirilmiş huzmelerle oluşturulan deliklerin yarıçaplarının ölçümü üzerine gerçekleştirilmiştir. 1000 darbelik Gauss ve Bessel huzmeleri ile dağlanan bakır yüzeyinde profilometre ile ölçülen delik yarıçapı boyutları Şekil 8.2'de verilmektedir. Grafikte verilen deneysel veriler incelendiğinde, Bessel huzmelerinde elde edilen huzmelerin Gauss huzmelerine göre çok daha dar boyutlu olduğu ve bu farkın artan şiddetle daha da belirginleştiği görülmektedir. Hem Gauss hem de Bessel huzmelerinde gelen huzmenin enerjisi arttığında, literatürdeki diğer deneysel verilere paralel olarak, yavaşlayarak doyum değerine ulaşan delik çap boyutu gözlenmektedir [35]. Gauss huzmesi ile oluşturulan kovuk boyutunun ilerlerken artması, yüksek miktarda dağlanılarak koparılan malzemeden huzmenin etkilenmesi sonucu duvarlara doğru saçılmasına bağlanılabilir.

Gauss huzmesi 100 µm'ye varan geniş kovuk yarıçapı boyutlarına ulaşırken, 1º"lik konik mercek ile sadece 30 µm yarıçaplı neredeyse sabit dar deliklerin oluşturulduğu dikkat çekmektedir. Bu durum Şekil 8.1'deki huzme şiddeti ile artan derinlik grafiği ile birleştirildiğinde; daha fazla enerjili Bessel huzmelerinin, Gauss huzmelerinin tersine, genişlemeden, huzme boyutunu koruyarak metal içerisinde daha derine ilerleyebildiği deneysel olarak kanıtlanmış olur. Ayrıca deneysel Bessel kovuklarının profilinin karşılaştırılmasında, Gauss huzmelerle yaratılan kovuklara göre çok daha dik kenarlı yapıda çeperlere sahip geometrilerin oluşturulabildiği notlarımız arasındadır.

Öte yandan, yüksek enerjili bessel huzmelerinde ikincil halkaların enerji yoğunluğunun eşik seviyesini aşması durumunda, delik etrafında halka şeklinde ek dağlama görüntülerinin oluşacağının gözönünde bulundurulması gereklidir.

Kırınıma uğramayan sonsuz enerjili ideal Bessel huzmeleri fiziksel olarak yaratılamadığından, konik mercekle oluşturduğumuz deneysel Bessel huzmelerinin sonlu odaklığa sahip olmaları beklenmekteydi. 'Aksikon' mercek kullanarak düzlemsel dalgaların girişimi ile oluşturduğumuz bessel huzmeleri, geçirgen olmayan metaller içerisine yönlendirildiğinde, bireysel dalgalar aynı şekilde ilerleyemediklerinden ve etkileşimi koruyamadıklarından dolayı çok uzun odak uzaklığı oluşumları yaratılamamaktadır. Ama yine de dneylerimizde, bessel huzmelerinin benzer genişlikli Gauss huzmelerine göre yüksek şiddetlerini çok daha derin mesafelerde koruyabildikleri görülmüştür.

Ayrıca, konik merceklerle oluşturulan Bessel huzmelerin odak derinliği daha uzun olduğundan, ince kenarlı mercekli Gauss huzmelere göre optik odaklama ayarının deneysel olarak daha kolay gerçekleştirilebildiğini belirtmek gerekir [88]. Mikroişlemede odaklama ayarı dağlama öncesi yapıldığından ve huzmeler metal üzerine mümkün olduğu kadar dik olarak gönderildiğinden, daha uzun odak derinliğinin olması, geniş alanlı numunelerin dağlanmasında işlem süresince ve tüm yüzey boyunca aynı kalitenin korunması bakımından önem taşımaktadır.

# 9. SONUÇLAR

Metallerin femtosaniye lazerle dağlanması işlemlerine yönelik, dalgakılavuzu davranışına dayalı yeni bir kuramsal model geliştirilerek, elde edilen hesaplama sonuçları deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Lazerle dağlama işlemi, boş silindirik metal dalgakılavuzu içerisinde elektromanyetik dalgaların ilerlemesi prensibiyle, ışık-madde etkileşimleri hesaba katılarak modellenebilir. İlerleme mesafesi hesabında, tek bir darbenin belli bir derinliği aşındırması, takipeden darbelerin oluşturulan kovukta ilerlerken şiddetlerinin zayıflaması ve huzme enerjileri eşik seviyesi altına düştüğünde ilerlemenin sonlanması şeklinde, yinelemeli bir yaklaşım getirilmiştir.

Bunun için, bakır ve aluminyum silindirik dalgakılavuzlarının teorik mod analizleri çıkarılmış, Gauss ve Bessel tipi huzmeler için zayıflama ve mod-eşleme özellikleri belirlenmiştir. Eşik enerji yoğunluğu üzerinde etkiyen huzmelerin, artan enerji seviyesiyle ve huzme boyutuyla, artan derinlikte kovuklar yaratacağı hesaplanmıştır. Buradaki artış miktarı doğrusal orantılı olmayıp, üssel asimptotik bir davranış sergilemektedir. Darbeli lazer için, darbe sayısı arttıkça sonsuz olarak artan derinliklerde kovuklar elde edilmesi mümkün olmayıp, belli bir limit ile deliğin sonlanacağı kuramsal olarak gösterilmiştir. Kovuk derinliği, gelen huzmenin eğrilik yarıçapı azalırken artış göstermektedir. Aynı şartlarda, düşük dalgaboylu huzmelerin daha ileriye ulaşabileceği öngörülmüştür. Gauss tipi huzmelerin metal içerisinde ilerlemesi üç boyutlu olarak hesaplanarak, mikro-işleme sonrası elde edilecek olası iğne uçlu delik formu çıkarılmıştır.

Geliştirilen teorik dalgakılavuzu modelinin etkinliğini belirlemek üzere; şiddeti, darbe sayısı ve formu değiştirilen femtosaniye lazer huzmeleri deneysel olarak oluşturularak, bakır ve aluminyum numuneler üzerinde kovuklar işlenmiştir. Gauss huzmelerinin eğrilik yarıçapları, farklı ince kenarlı merceklerle ayarlanmış, çeşitli Bessel huzmeleri ise farklı taban açılı konik merceklerle üretilmiştir. Kovuk profilleri önce selülozik asetat kullanılarak replika yöntemi ile çıkarılmıştır. Sonra yüzey profilometresi ile, kovuk derinliği ve çap ölçümlerinde hızlı ve uygun sonuçlar

alınmıştır. Metal yüzey ve delik kalitesi, kameralı optik mikroskop ve SEM görüntüleriyle belirlenmiştir. Metal numunelere çok aşamalı parlatma işlemi uygulandığında daha tutarlı yüzey ölçümleri ve optik görüntüler alındığı görülmüştür.

Özellikle aluminyumda, dağlama sonucu buharlaşan malzemenin yüzeyde delik çeperlerinde tekrar kümelenmesi ve bu birikinti seviyesinin dağlama şiddeti arttıkça artış göstermesi dikkat çekmektedir. Ayrıca bakırda, delik etrafında toz şeklinde çok ince metal kristallerinin oluşabildiği gözlemlenmiştir. Dağlama eşik enerjisine yakın seviyelerde çalışılarak, doğrusal olmayan ilerleme etkilerinden kaçınılmaya çalışılmıştır. Bu düşük enerji rejiminde huzmelerle daha iyi çözünürlükte ve daha temiz metal işleme sağlanabildiği görülmüştür. Huzme şiddeti arttıkça, kovuk derinliğinde dağlanıp buharlaşan malzemenin delik duvarlarına yapıştığı, delik çapının daralmaya başladığı ve oluşan plazma buharının gelen huzmelerde saçılma yarattığı belirlenmiştir. Metalde, tam geçen delikler açılarak, huzmenin açtığı kovukta ilerlerken saçılarak zayıflamasına ait saçılma faktörü değeri belirlenmiştir. Kuramsal modele, ilerlemeye ait bu saçılma kayıpları faktörü eklenip hesaplama geliştirilerek, deneysel ölçümlerle elde edilen boyutlarla çok iyi sayısal uyum elde edilmiştir. Deneysel çalışmalarda kullanılan alaşım numunelerin kendi dielektrik sabitleri gibi gerçek fiziksel özellikleri de belirlenerek, kuramsal hesaplamalarda kullanıldığında, çok daha yakın kuramsal-deneysel sonuç uyumuna erişilebileceği öngörülmektedir.

Kuramsal çalışmalarda, metale etkiyen farklı darbe sayılarında dağlamanın belli bir darbe sayısında ve derinlikte sonlanacağı öngörülmüş, deneysel çalışma sonuçları bu eğilimi doğrulamıştır. Dağlama eşik seviyesinde her femtosaniye lazer darbesi ile 8-12 nm civarında bir metal tabaka aluminyum yüzeyinden kaldırılabilmektedir. Lazerin dağlama derinliği ve oranı, öncelikle elektriksel alanın karesiyle orantılı olan huzme enerji yoğunluğuna bağlı olmaktadır. Dağlama oranı ise, huzme şiddetinin dağlama eşiği değerinin kaç katı olduğunun logaritmasıyla doğru orantılıdır. Darbe sayısı ile kovuk derinliğinin değişiminde, belli bir darbe sayısına kadar yüksek hızlı dağlama oranının ardından aniden bu hızın düştüğü ve sonrasında fazla gelen darbelerin etkimediği, böylece iki farklı rejimin varolduğu değerlendirilmektedir. Deneysel bulgular, femtosaniye lazer ile mikroişlemede elde edilecek kovuk yapısına

ilişkin gerekli darbe sayısı, huzme enerjisi etkileri ve boyutsal formu gibi birçok karakteristiğin, geliştirilen kuramsal model ile belirlenebileceğini doğrulamaktadır.

Hesaplanarak elde edilen üç boyutlu kovuk profili, işlenmiş metal numunelerin profilometre ölçüm sonuçları ile birebir örtüşmektedir. Kuramsal model hesaplamalarında da, kovuk profili deneysel ölçümlerinde görülen, derine inildikçe artan kayıpların ortak etkisi sonucu oluşan, daralarak biten dip şekli elde edilmiştir. Deneysel ölçümlerle kovuk diplerinde, huzmelerin merkezi yoğunluğuna ve üç boyutlu hiperbolik kovuk geometrisine bağlı olarak, ayrıca incelen etkin uç özelliği belirlenmiştir.

Femtosaniye lazerle mikroişlemeye yönelik geliştirilen kuramsal model hesaplama sonuçlarının, deneysel ölçüm ve bulgularla, farklı huzmeler ve metallerde çok benzer eğilim içerisinde olduğu görülmüştür. Dalgakılavuzu davranışı yaklaşımı ile, özellikle dağlama eşiğine yakın düşük enerjili rejimde, ışığın ilerlemesi ve dağlanan kovuk profili öngörümünün başarıyla yapılabildiği belirlenmiştir. Önerilen dalgakılavuzu modelinin, femtosaniye lazer darbeleriyle metallerin dağlanmasındaki ışık-madde etkileşimlerinin açıklanmasında hızlı bir yol olduğu ve kovuk şekillerinin hesaplanmasında etkin olarak kullanılabileceği değerlendirilmektedir.

## KAYNAKLAR


[1] **Allan, W. B.** (1973). *Fiberoptics, Theory and Practice*. NewYork: Plenum Publishing.

[2] **Lord Rayleigh** (1897). On the passage of electric waves through tubes, or the vibrations of dielectric cylinders. *Phil. Mag.*, 43, 125-132.

[3] **Snitzer, E**. (1960). Cylindrical dielectric waveguide modes. *J. Optical Society of America*, 51(5), 491-498.

[4] **Marcatili, E. A. J. ve Schmeltzer, R. A.** (1964). Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. *The Bell System Technical Journal*, 43, 1783-1809.

[5] **Marhic, M. E.** (1981). Mode-coupling analysis of bending losses in IR metallic waveguides. *Applied Optics*, 20(19), 3436-3441.

[6] **Miyagi, M. ve Kawakami, S. (1984).** Design theory of dielectric-coated circular metallic waveguides for infrared transmission. *Journal of Lightwave Technology*, 2, 116-126.

[7] **Harrington, J. A.** (2000). Review of IR transmitting hollow waveguides. *Fiber and Integrated Optics*, 19, 211–217.

[8] **Miyagi, M., Harada, K. ve Kawakami, S.** (1984). Wave propagation and attenuation in the general class of circular hollow waveguides with uniform curvature. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, 32(5), 513-521.

[9] **McLeod, J. H.** (1954). The axicon: a new type of optical element, *J Opt. Soc. America*, 44(8), 592-597.

[10] **Durnin, J.** (1987). Exact solutions for nondiffracting beams. I. Scalar theory. *Opt. Soc. America-A*, 4(4), 651-654.

[11] **Stratton, J. A.** (1941). *Electromagnetic Theory*. NewYork: McGraw-Hill.

[12] **McGloin, D. ve Dholakia, K.** (2005). Bessel beams: diffraction in a new light. *Comtemporary Physics*, 46(1), 15-28.

[13] **Lu, J. Y. ve Greenleaf, J. F.** (1993). Producing deep depth of field and depth-independent resolution in NDE with limited diffraction beams. *Ultrason. Imaging*, 15(2), 134-149.

[14] **Durnin, J., Miceli, J. J. ve Eberly, J. H.** (1987). Diffraction-Free Beams. *Physics Review Letters*, 58(15), 1499-1501.

[15] **Vasara, A., Turunen, J. ve Friberg, A. T.** (1989). Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms. *J. Opt. Soc. America-A*, 6, 1748-1754.

[16] **Herman, R. M. ve Wiggins, T. A.** (1991). Production and uses of diffractionless beams. *J. Opt. Soc. America-A*, 8, 932-942.

[17] **Burckhardt, C. B., Hoffmann, H. ve Grandchamp, P. -A.** (1973). Ultrasound axicon: a device for focusing over a large depth. *Acoustical Soc. Am.*, 54(6), 1628-1630.

[18] **Lu, J. Y., Zou, H. ve Greenleaf, J. F.** (1994) Biomedical ultrasound beam forming. *Ultrasound Med. Biol.*, 20(5), 403-28.

[19] **Huang, D., Swanson, E. A., Lin, C. P., Schuman, J. S., Stinson, W. G., Chang, W., Hee, M. R., Flotte, T., Gregory, K. ve Puliafito, C. A.** (1991). Optical Coherence Tomography. *Science*, 254(5035), 1178-1181.

[20] **Ding, Z., Ren, H., Zhao, Y., Nelson, J. S. ve Chen, Z.** (2002). High-resolution optical coherence tomography over a large depth with an axicon lens. *Optics Letters*, 27(4), 243-245.

[21] **Ren, Q. ve Birngruber, R.** (1990). Axicon: a new laser beam delivery system for corneal surgery. *IEEE J. Quan. Electron.*, 26*(*12), 2305–2308.

[22] **Davis, J. A., Carcole, E. ve Cottrell, D. M.** (1996). Range-finding by triangulation with non-diffracting beams. *Applied Optics*, 35(13), 2159–2161.

[23] **Kim, J. A., Lee, K. I., Noh, H. R. ve Jhe, W.** (1997). Atom trap in an axicon mirror. *Optics Letters*, 22(2), 117-119.

[24] **Arlt, J., Dholakia, K., Soneson, J., Wright, E. M.** (2001). Optical dipole traps and atomic waveguides based on bessel light beams. *Physical Review A*, 63(6), 063602.

[25] **Hargrove, L. E., Fock, R. L. ve Pollack, M. A.** (1964). Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulators. *Applied Physics Letters*, 5, 4-5.

[26] **Fork, R. L., Greene, B. I. ve Shank, C. V.** (1981). Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking. *Applied Physics Letters*, 38(9), 671-672.

[27] **Du, D., Liu, X., Korn, G., Squier, J. ve Mourou, G.** (1994). Laser-induced breakdown by impact ionization in $SiO_2$ with pulse widths from 7 ns to 150 fs. *Appl. Phys. Lett.*, 64(23), 3071-3073.

[28] **Weiner, A. M.** (2009). *Ultrafast Optics*. New Jersey: John Wiley & Sons.

[29] **Leitz, K.-H., Redlingshöfer, B., Reg. Y., Otto, A. ve Schmidt, M.** (2011). Metal ablation with short and ultrashort laser pulses. *Physics Procedia*, 12, 230-238.

[30] **Pronko, P. P., Dutta, S. K., Squier, J., Rudd, J. V., Du, D. ve Mourou, G.** (1995). Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm. *Optics Commun.*, 114, 106-110.

[31] **Stuart, B. C., Feit, M. D., Rubenchik, A. M., Shore, B. W. ve Perry, M. D.** (1995). Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 74(12), 2248-2252.

[32] **Stuart, B. C., Feit, M. D., Herman, S., Rubenchik, A. M., Shore, B. W. ve Perry, M. D.** (1996). Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Phys. Rev. B*, 53(4), 1749-1761.

[33] **Gattass R. R. ve Mazur E.** (2008). Femtosecond laser micromachining in transparent materials. *Nature Photonics*, 2(4), 219-225.

[34] **Joglekar, A. P., Liu, H.-h., Meyhöfer, E., Mourou, G. ve Hunt, A. J.** (2004). Optics at critical intensity: Applications to nanomorphing. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA,* 101(16), 5856 -5861.

[35] **Englert, L., Wollenhaupt, M., Haag, L., Sarpe-Tudoran, C., Rethfeld, B., Baumert, T.** (2008). Material processing of dielectrics with temporarily asymmetric shaped femtosecond laser pulses on the nanometer scale. *Appl. Phys. A*, 92, 749-753.

[36] **Yalızay, B., Ersoy, T., Soylu, B. ve Aktürk, S.** (2012). Fabrication of nanometer-size structures in metal thin films using femtosecond laser Bessel beams. *Appl. Phys. Lett.*, 100, 031104.

[37] **Shen, M. Y., Crouch, C. H., Carey, J. E. ve Mazur E.** (2004). Femtosecond laser-induced formation of submicrometer spikes on silicon in water. *Applied Phys. Lett.*, 85, 5694-5696.

[38] **Preuss, S., Stuke, M., Carey, J. E. ve Mazur E.** (1995). Subpicosecond ultraviolet laser ablation of diamond: nonlinear properties at 248 nm and time-resolved characterization of ablation dynamics. *Applied Phys. Lett.*, 67, 338-340.

[39] Glezer**, E. N., Milosavljevic, M., Huang, L., Finlay, R. J., Her, T., -H., Callan, J. P. ve Mazur E.** (1996). Three-dimensional optical storage inside transparent materials. *Opt. Lett.*, 21, 2023-2025.

[40] **Vogel, K. R., Diddams, S. A., Oates, C. W., Curtis, E. A., Rafac, R. J., Itano, W. M., Bergquist, J. C., Fox, R. W., Lee, W. D., Wells, J. S. ve Hollberg, L.** (2001). Direct comparison of two cold-atom-based optical frequency standards by using a femtosecond-laser comb. *Opt. Lett.*, 26(2), 102-104.

[41] **Vogel, A., Noack, J., Hüttman, G. ve Paltauf, G.** (2005). Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues. *Appl. Phys. B - Lasers and Optics*, 81, 1015-1047.

[42] **Cerami, L., Mazur, E., Nolte, S. ve Schaffer, C.B.** (2007). Femtosecond laser micromachining. In Trebino, R. ve Squier, J. (Eds.), *Ultrafast Optics*. Retrieved from http://www.physics.gatech.edu/gcuo/ultratext.html

[43] **Chichkov, B. N., Momma, C., Nolte, S., Alvensleben, F. v. ve Tünnermann, A.** (1996). Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 63(2), 109-115.

[44] **Preuss, S., Demchuk, A. ve Stuke, M.** (1995). Sub-picosecond UV laser ablation of metals. *Appl. Phys. A - Mater. Sci. Process.*, 61, 33-37.

[45] **Gamaly, E. G., Rode, A. V., Tikhonchuk, V. T. ve Luther-Davies, B.** (2002). Ablation of solids by femtosecond lasers: ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics. *Phys. Plasmas,* 9(3), 949-957.

[46] **Gattass, R. R., Cerami, L. R. ve Mazur, E.** (2006). Micromachining of bulk glass with bursts of femtosecond laser pulses at variable repetition rates. *Opt. Express*, 14(12), 5279-5284.

[47] **Momma, C., Nolte, S., Chichkov, B. N., Alvensleben, F. v. ve Tünnermann, A.** (1997). Precise laser ablation with ultrashort pulses. *Appl. Surf. Sci.*, 109, 15-19.

[48] **Nolte, S.** (1999). Polarization effects in ultrashort-pulse laser drilling. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 68(5), 563-567.

[49] **Rioux, M., Tremblay, R. ve Belanger, P. A.** (1978). Linear, annular, and radial focusing with axicons and applications to laser machining. *Applied Optics*, 17(10), 1532-1536.

[50] **Matsumura, T., Nakatani, T. ve Yagi, T.** (2007). Deep drilling on a silicon plate with a femtosecond laser: experiment and model analysis. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 86(1), 107-114.

[51] **Döring, S., Richter, S., Nolte, S. ve Tünnermann, A.** (2010). In-situ imaging of hole shape evolution in ultrashort pulse laser drilling. *Optics Express*, 18(19), 20395-20400.

[52] **Ancona, A., Döring, S., Jauregui, C., Röser, F., Limpert, J., Nolte, S. ve Tünnermann, A.** (2009). Femtosecond and picosecond laser drilling of metals at high repetition rates and average powers. *Optics Letters*, 34(21), 3304-3306.

[53] **Kamlage, G., Bauer, T., Ostendorf, A. ve Chichkov, B. N.** (2003). Deep drilling of metals by femtosecond laser pulses. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 77(2), 307-310.

[54] **White, Y. V., Li, X., Sikorski, Z., Davis, L. M. ve Hofmeister, W.** (2008). Single-pulse ultrafast-laser machining of high aspect nano-holes at the surface of $SiO_2$. *Optics Express*, 16(19), 14411-14420.

[55] **Klimentov, S. M., Kononenko, T. V., Pivovarov, P. A., Garnov, S. V., Konov, V. I., Prokhorov, A. M, Breitling, D. ve Dausinger, F.** (2001). The role of plasma in ablation of materials by ulrashort laser pulses. *Quantum Electron.*, 31, 378-382.

[56] **Kononenko, T. V., Klimentov, S. M., Konov, V. I., Pivovarov, P. A., Garnov, S. V., Dausinger, F. ve Breitling, D.** (2001). Propagation of short pulsed laser radiation and stages of ablative deep-channel formation. *Proc. SPIE*, 4274, 248-257.

[57] **Ruf, A., Berger, P., Dausinger, F. ve Hügel, H.** (2001). Analytical investigations on geometrical influences on laser drilling. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 34, 2918-2925.

[58] **Weck, A., Crawford, T. H. R., Wilkinson, D. S., Haugen, H. K. ve Preston, J. S.** (2008). Laser drilling of high aspect ratio holes in copper with femtosecond, picosecond and nanosecond pulses. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 90, 537-543.

[59] **Tao, S., Wu, B. ve Lei, S.** (2011). Study of laser beam propagation in microholes and the effect on femtosecond laser micromachining. *J. App. Phys.*, 109, 123506.

[60] **Park, K. -W. ve Na, S. -J.** (2010). Theoretical investigations on multiple-reflection and Rayleigh absorption-emission-scattering effects in laser drilling. *App. Surf. Sci.*, 256, 2392-2399.

[61] **Döring, S., Richter, S., Tünnermann, A. ve Nolte, S.** (2011). Evolution of hole depth and shape in ultrashort pulse deep drilling in silicon. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 105, 69-74.

[62] **Aktürk, S.** (2012). Tailored-beam ultrashort laser pulses, *Quantum Physics Letters*, hazırlanıyor.

[63] **Türkoğlu, A. K., Ersoy, T., Canbaz, F. ve Aktürk, S.** (2012). Effects of waveguide behavior during femtosecond-laser drilling of metals. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 108(4), 935-941.

[64] **Strickland, D. ve Mourou, G.** (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 55(6), 447-449.

[65] **Nolte, S., Kamlage, G., Korte, F., Bauer, T., Wagner, T., Ostendorf, A., Fallnich, C. ve Welling, H.** (2000). Microstructuring with femtosecond lasers. *Advanced Engineering Materials*, 2, 23-27.

[66] **Liu, X., Du, D. ve Mourou, G.** (1997). Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses. *IEEE J. Quantum Electronics*, 33(10), 1706-1716.

[67] **Chichkov, B. N., Korte, F., Koch, J., Nolte, S. ve Ostendorf, A.** (2002). Femtosecond laser ablation and nanostructuring. *Proc. SPIE*, 4760, 19-24.

[68] **Matthias, E., Reichling, M., Siegel, J., Käding, O. W., Petzoldt, S., Skurk, H., Bizenberger, P. ve Neske, E.** (1994). The influence of thermal diffusion on laser ablation of metal films. *Applied Physics A*, 58, 129-136.

[69] **Boyd, R. W.** (2007). *Nonlinear Optics* (3.bs.). New York: Academic Press.

[70] **Englert, L., Rethfeld, B., Haag, L., Wollenhaupt, M., Sarpe-Tudoran, C. ve Baumert, T.** (2007). Control of ionization processes in high band gap materials via tailored femtosecond pulses. *Opt. Express*, 15, 17855-17862.

[71] **Dausinger, F., Lichtner, F. ve Lubatschowski, H.** (2004). Femtosecond technology for technical and medical applications. *Topics in Applied Physics*, 96, 167-187.

[72] **Krauss, J. M. ve Puliafito, C. A.** (1995). Lasers in Ophthalmology. *Lasers in Surgery and Medicine*, 17(2), 102-159.

[73] **Stuart, B. C., Feit, M. D., Herman, S., Rubenchik, A. M., Shore, B. W. ve Perry, M. D.** (1996). Optical ablation by high-power short pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(2), 459-468.

[74] **Lenzner, M., Krüger, J., Sartania, S., Cheng, Z., Spielmann, C., Mourou, G., Kautek, W. ve Krausz, F.** (1998). Femtosecond optical breakdown in dielectrics. *Phys. Rev. Lett.*, 80(18), 4076–4079.

[75] **Miotello, A. ve Kelly. R.** (1999). Laser-induced phase explosion: new physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature. *Appl. Phys. A*, 69, 67-73.

[76] **Barnes, W. L., Murray, A.W., Dintinger, J., Devaux, E., Lezec, H. J. ve Ebbesen, T. W.** (2004). Surface plasmon polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in a metal film. *Phys. Rev. Let.*, 92(10), 1074011-1074014.

[77] **Jackson, J. D.** (1998). *Classical Electrodynamics* (2.bs.). NewYork: Wiley.

[78] **Kawano, K. ve Kitoh, T.** (2001). *Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equations and the Schrödinger Equation*. NewYork: John Wiley&Sons.

[79] **Mitschke, F.** (2009). *Fiber Optics: Physics and Technology*. NewYork: Springer.

[80] **Abramowitz, M. ve Stegun, I. A.** (1964). *Handbook of Mathematical Functions*. Washington DC: Academic Press.

[81] **Collin, R. E.** (1966). *Foundations for Microwave Engineering*. Tokyo: McGraw-Hill.

[82] **Rajput, R. K.** (2009). *Engineering Thermodynamics* (3.bs.). Massachusetts: Jones & Bartlett Publishers.

[83] **Claycomb, J. R.** (2008). *Applied Electromagnetics Using QuickField & MATLAB*. Sudbury: Infinity Science Press.

[84] **Kato, Y. ve Miyagi, M.** (1992). Modes and attenuation constants in circular hollow waveguides with small core diameters for the infrared. *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*, 40(4), 679-685.

[85] **Yirmiyahu, Y., Niv, A., Biener, G., Kleiner, V. ve Hasman, E.** (2007). Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures. *Optics Express*, 15(20), 13404-13414.

[86] **Lee, C. S., Lee, S. W. ve Chuang, S. L.** (1985). Plot of modal field distribution in rectangular and circular waveguides. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, 33(3), 271-274.

[87] **Nubling, R. K. ve Harrington, J. A.** (1998). Launch conditions and mode coupling in hollow-glass waveguides. *Opt. Eng.*, 37(9), 2454-2458.

[88] **Alexeev, I., Leitz, K. -H., Otto, A. ve Schmidt, M.** (2010). Application of bessel beams for ultrashort laser volume structuring of non transparent media. *Physics Procedia*, 5, 533-540.

[89] **Aktürk, S., Zhou, B., Pasquiou, B., Franco, M. ve Mysyrowicz, A.** (2008). Intensity distribution around the focal regions of real axicons. *Opt. Commun.*, 281, 4240-4244.

[90] **Born, M. ve Wolf, E.** (1975). *Principles of Optics* (6.bs.), Londra: Cambridge University Press.

[91] **Arlt, J. ve Dholakia, K.** (2000). Generation of high-order bessel beams by use of an axicon. *Opt. Commun*., 177, 297-301.

[92] **Ersoy, T., Yalizay, B. ve Akturk, S.** (2012). Self-reconstruction of diffraction-free and accelerating laser beams in scattering media. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 113(18), 2470-2475.

[93] **Bouchal, Z., Wagner, J. ve Chlup, M.** (1998). Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam. *Opt. Commun.*, 151, 207-211.

[94] **Lapointe, M. R.** (1992). Review of non-diffracting Bessel beam experiments. *Opt. Laser Technology*, 24, 315-321.

[95] **Matsuoka, Y., Kizuka, Y. ve Inoue, T.** (2006). The characteristics of laser micro drilling using a bessel beam. *Appl. Phys. A*, 84, 423-430.

[96] **Inoue, R., Takakusaki, K., Takagi, Y. ve Yagi, T.** (2010). Micro-ablation on silicon by femtosecond laser pulses focused with an axicon assisted with a lens. *Applied Surface Science*, 257, 476-480.

[97] **Simsek, E. ve Aktürk, S.** (2011). Plasmonic enhancement during femtosecond laser drilling of sub-wavelength holes in metals. *Plasmonics*, 6(4), 767-772.

[98] **Cheng, J., Liu, C. -S., Shang, S., Liu, D., Perrie, W., Dearden, G. ve Watkins, K.** (2012). A review of ultrafast laser materials micromachining. *Optics & Laser Technology*, 46, 88-102.

[99] **Nolte, S., Momma, C., Jacobs, H., Tünnermann, A., Chichkov, B. N., Wellegehausen, B. ve Welling, H.** (1997). Ablation of metals by ultrashort laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 14, 2716-2722.

[100] **Palik, E.** (1997). *Handbook of Optical Constants of Solids*. San Diego: Academic Press.

[101] **Malitson, I. H.** (1965). Interspecimen comparison of refractive index of fused silica. *J. Optical Society of America*, 55(10), 1205-1209.

[102] **Zhigilei, L. V., Lin, Z. ve Ivanov, D. S.** (2009). Atomistic modeling of short pulse laser ablation of metals: connections between melting, spallation, and phase explosion. *J. Phys. Chem. C*, 113, 11892-11906.

[103] **Matsumura, T., Kazama, A., ve Yagi, T.** (2005). Generation of debris in the femtosecond laser machining of a silicon substrate. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 81, 1393-1398.

[104] **Luft, A., Franz, U., Emsermann, A. ve Kaspar, J.** (1996). A study of thermal and mechanical effects on materials induced by pulsed laser drilling. *Appl. Phys. A*, 63, 93-101.

[105] **Nolte, S., Momma, C., Kamlage, G., Ostendorf, A., Fallnich, C., von Alvensleben, F. ve Welling, H.** (1999). Polarization effects in ultrashort-pulse laser drilling. *Appl. Phys. A – Mater. Sci. Process.*, 68, 563-567.

[106] **Jeschke, H. O., Garcia, M. E. ve Bennemann, K. H.** (2001). Theory for the ultrafast ablation of graphite films. *Phys. Rev. Lett.*, 87(1), 15003-15006.

[107] **Preuss, S., Matthias, E. ve Stuke, M.** (1994). Sub-picosecond UV-laser ablation of Ni films: strong fluence reduction and thickness-independent removal. *Applied Physics A*, 59, 79-82.

[108] **Wood, R. M.** (1986). *Laser Damage in Optical Materials.* Boston: Hilger.

[109] **Döring, S., Ancona, A., Hadrich, S., Limpert, J., Nolte, S. ve Tünnermann, A.** (2010). Microdrilling of metals using femtosecond laser pulses and high average powers at 515 nm and 1030 nm. *Applied Pysics A*, 100, 53-56.

[110] **Kononenko, T. V., Konov, V. I., Garnov, S. V., Klimentov, S. M. ve Dausinger, F.** (2001). Dynamics of deep short pulse laser drilling: ablative stages and light propagation. *Laser Physics*, 11(3), 343-351.

[111] **Mannion, P., Magee, J., Coyne, E. ve O'Connor, G. M.** (2003). Ablation thresholds in ultrafast laser micro-machining of common metals in air. *Proc. SPIE*, 4876, 470-478.

[112] **Benavides, O., Lebedeva, O. ve Golikov, V.** (2011). Reflection of nanosecond Nd:YAG laser pulses in ablation of metals. *Optics Express*, 19(22), 21842-21848.

[113] **Nedialkov, N. N. ve Atanasov, P. A.** (2006). Molecular dynamics simulation study of deep hole drilling in iron by ultrashort laser pulses. *Appl. Surf. Sci.*, 252, 4411-4415.

[114] **Rakić, A. D., Djurišić, A. B., Elazar, J. M. ve Majewski, M. L.** (1998). Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Appl. Opt.*, 37, 5271-5283.

[115] **Bonse, J., Baudach, S., Krüger, J., Kautek, W. ve Lenzner, M.** (2002). Femtosecond laser ablation of silicon-modification thresholds and morphology. *Applied Pysics A*, 74, 19-25.

[116] **Ung, B. ve Sheng, Y.** (2007). Interference of surface waves in a metallic nanoslit. *Optics Express*, 15(3), 1182-1190.

[117] **Davis, J. R.** (1998). *Metals Handbook* (2.bs.). Ohio: ASM International.

**EKLER**

**EK A:** Temel elektromanyetik nicelikler ve birimleri

**EK B:** Dielektrik Sabiti

**EK C:** Aluminyum ve bakırın fiziksel özellikleri

## EK A : Temel elektromanyetik nicelikler ve birimleri

Elektrik ve manyetik alanları içeren elektromanyetik alanlar ile ilgili bazı temel terminoloji bilgileri aşağıdaki çizelgede verilmektedir;

**Çizelge A.1 :** Temel elektromanyetik nicelikler ve birimleri.

| Nicelik | Gösterimi | Birim | Birim (SI) |
|---|---|---|---|
| Elektrik Alan Şiddeti | $E$ | V/m | $m \cdot kg/(A \cdot s^3)$ |
| Elektrik Akı Yoğunluğu | $D$ | $C/m^2$ | $A \cdot s/m^2$ |
| Manyetik Alan Şiddeti | $H$ | A/m | A/m |
| Manyetik (Alan) Akı Yoğunluğu | $B$ | T | $kg/(A \cdot s^2)$ |
| Dielektrik Sabiti | $\varepsilon$ | F/m | $A^2 \cdot s^4/(kg \cdot m^3)$ |
| Manyetik Geçirgenlik Sabiti | $\mu$ | H/m | $kg \cdot m/(A^2 \cdot s^2)$ |

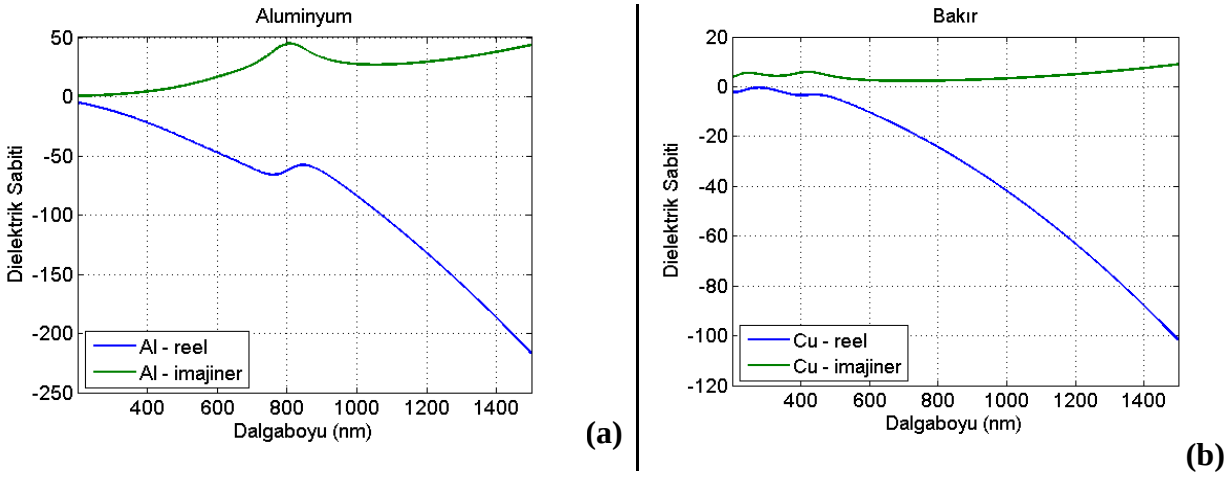
## EK B : Dielektrik Sabiti

Bir malzemenin elektriksel geçirgenliği ve frekans duyarlılığının ölçütü olan kompleks dielektrik sabiti (*permittivity*), Lorentz-Drude modeli kullanılarak *K* adet sönümlü harmonik salınımla tanımlanabilir [114]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \sum_{k=0}^{K} \frac{f_k \omega_p^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_k} \qquad \textbf{(B.1)}$$

Burada, $\varepsilon_0$; sonsuz frekanstaki dielektrik sabiti, $\omega_p$; the plazma frekansı, $\omega_k$; rezonans frekansı, $f_k$; şiddet faktörü ve $\Gamma_k$ ise k. salınımın sönüm frekansıdır. (B.1) eşitliğindeki ilk terim bant-içi serbest-elektron etkilerine ilişkin *Drude* ifadesi, ikinci terim ise bantlararası yarı-kuvantum geçişlerine yönelik *Lorentz* ifadesidir. Yine bir kompleks sayı olan kırılma indisi; $\nu_n$ ya da $n(\omega)$ buradan, $n(\omega)^2=\varepsilon(\omega)/\varepsilon_0$ eşitliğinden elde edilir.

Bakır ve aluminyumun Lorentz-Drude formulasyonuna göre belirlenen dalgaboyuna bağlı dielektrik sabiti değerleri aşağıdaki grafikte gösterilmektedir [116]. Grafikten, 1030 nm dalgaboyundaki kompleks dielektrik sabitleri, aluminyum için -90.7745+ i27.0360 ve bakır için -44.8887+i3.4939 olarak alınmıştır.




**Şekil B.1 :** Dielektrik sabitinin dalgaboyuyla değişimi, (a) Aluminyum (b) Bakır.

## EK C : Aluminyum ve bakırın fiziksel özellikleri

Kolay bulunabilirlik ve işlenebilme açısından sırasıyla demir, aluminyum, bakır ve paslanmaz çelik metalleri metal işlemede en fazla tercih edilen malzemelerdir. Bu çalışmada kullanılan aluminyum ve bakır metallerinin saflarının bazı temel fiziksel özellikleri Çizelge C.1'de bilgi için verilmektedir [117].

**Çizelge A.2 :** Saf aluminyum ve saf bakırın bazı fiziksel özellikleri.

| Fiziksel Özellik | Aluminyum | Bakır |
|---|---|---|
| Yoğunluk, $\rho$ (g/cm$^3$) | 2.699 | 8.960 |
| Erime Sıcaklığı (°C) | 655 | 1080 |
| Özdirenç ($\mu\Omega$·cm) | 2.90 | 1.67 |
| Isıl Genleşme Katsayısı (x10$^{-6}$/K) | 23.6 | 16.5 |
| Isıl İletkenlik (cal/cm$^2$·cm·s·ºC) | 0.570 | 0.941 |

Aluminyum kolay işlenebilir, hafif, paslanmaya dayanıklı ve ticari olarak ucuz olması nedenleriyle sanayide sıklıkla tercih edilen bir malzeme olmuştur. Endüstriyel ihtiyaç ve yenilikler, katkılı aluminyum türevlerinin metal sanayinde kullanımını sağlamıştır. Özellikle numaraları 6000 ve 7000 ile başlayan aluminyum alaşımı serileri ticari olarak sıklıkla kullanılmaktadır. 1000 türevi serileri aslında en az % 99 saf aluminyumdur. Aluminyum saflaştıkça mukavemeti azaldığından, katkılanarak alaşımlarının kullanılması yoluna gidilmiştir. 2000 serisi bakır, 4000'le başlayanlar silisyum, 5000'ler magnezyum, 7000 çinko ve 8000 kalay ile katkılanan alaşımlardır. Her alaşımı kendi serisi içerisinde değerlendirmek daha uygun olacaktır. Örneğin; 2000 serilerinde genellikle daha az bakır içeren alaşımları korozyona karşı daha dayanıklı olurlar. Çizelge C.2'de, bu çalışmada kullanılan 7075 alaşımı bilgileri diğer bazı aluminyum alaşımlarıyla karşılaştırmalı olarak verilmektedir [117].

**Çizelge A.3 :** Aluminyum alaşımlarının bazı fiziksel özellikleri[1].

| Alüminyum Tipi | Yoğunluk (g/cm$^3$) | Isıl İletkenlik (cal/cm$^2$·cm·s·ºC) | Özısı (J/kg·ºC) |
|---|---|---|---|
| Al, 2024 -T4 | 2.77 | 0.45 | 795 |
| Al, 5052 -O | 2.68 | 0.33 | 963 |
| Al, 6061 -T6 | 2.70 | 0.41 | 1256 |
| Al, 7075 -T6 | 2.80 | 0.29 | 1047 |

[1] Çizelgedeki T1, T4, T6 gibi tip uzantıları alaşımın daha sertleştirilmek üzere tavlama şeklini göstermektedir. O: Isıl işlem uygulanmış, T1: katılaştırılmış, T4: ısıl işlem ve soğuk su uygulanıp, oda sıcaklığında eskitilmiş, T6 ise T4'ün yapay olarak eskitilmiş tamperli halidir.



## ÖZGEÇMİŞ


**Ad Soyad:** Abdullah Kamuran Türkoğlu

**Doğum Yeri ve Tarihi:** Tavas, 10.08.1969

**Adres:** TÜBİTAK UME PK.54 Gebze 41470 - Kocaeli

**E-Posta:** kamuran.turkoglu@gmail.com


**Lisans:** Hacettepe Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Müh.

**Yüksek Lisans:** Bilkent Üniversitesi, Fizik Bölümü

**Mesleki Deneyim ve Ödüller:**

| | | |
|---|---|---|
| 12/2011 - ... | Başuzman Araştırmacı | Kalite Güvence, TÜBİTAK-UME |
| 07/2008 - 12/2011 | Başuzman Araştırmacı | Optik Laboratuvarı, TÜBİTAK-UME |
| 02/1999 - 07/2008 | Uzman Araştırmacı | Optik Laboratuvarı, TÜBİTAK-UME |
| 11/1995 - 02/1999 | Araştırmacı | Optik Laboratuvarı, TÜBİTAK-UME |
| 10/1991 - 04/1995 | Araştırma Görevlisi | İleri Araştırma Lab, Bilkent Üniversit. |

**Yayın ve Patent Listesi:**


▪ Bazkır, Ö., **Türkoğlu, A. K.** (2012). The Inclusion of source effect consideration in irradiance determination. *Infrared Physics & Technology*, 55(4), 357-362.

▪ Bazkır, Ö., **Türkoğlu, A. K.** (2010). Determination of Ge photodiode based near infrared detection element's optical responsivity. *Review of Advanced Material Science*, 24(1), 56-63.

▪ Kandilli, C., **Türkoğlu, A. K.**, Ülgen, K. (2009). Transmission performance of fibre-optic bundle for solar lighting. *International Journal of Energy Research*, 33(2), 194–204.


**TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR/SUNUMLAR**


▪ **Türkoğlu, A. K.**, Ersoy, T., Canbaz, F., Aktürk S. (2012). Effects of waveguide behavior during femtosecond-laser drilling of metals. *Applied Physics A - Mater. Sci. Process.*, 108(4), 935-941.

▪ **Türkoğlu, A. K.**, Canbaz, F., Aktürk, S. (2011). Metallerin femtosaniye lazerle işlenmesinde dalgakılavuzu etkileri. 13.Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalıştayı, Bilkent Üniversitesi, Ankara (Poster).

▪ **Türkoğlu A. K.**, Aktürk S. (2010). Lazer-metal etkileşimlerinde dalgakılavuzu etkileri. 12.Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalıştayı, İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul (Poster).