

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**FEMTOSANİYE LAZER ABLASYONU İLE İNCE FİLMLER ÜZERİNDE
NANO-YAPILANDIRMA VE KARAKTERİZASYON**

DOKTORA TEZİ

Ramazan ŞAHİN

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Fizik Mühendisliği Programı

KASIM 2014

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**FEMTOSANİYE LAZER ABLASYONU İLE İNCE FİLMER ÜZERİNDE
NANO-YAPILANDIRMA VE KARAKTERİZASYON**

DOKTORA TEZİ

**Ramazan ŞAHİN
(509092105)**

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Fizik Mühendisliği Programı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Selçuk AKTÜRK

KASIM 2014

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 509092105 numaralı Doktora Öğrencisi **Ramazan ŞAHİN**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**FEMTOSANİYE LAZER ABLASYONU İLE İNCE FİLMER ÜZERİNDE NANO-YAPILANDIRMA VE KARAKTERİZASYON**” başlıklı tezini aşağıdaki imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Doç. Dr. Selçuk AKTÜRK**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. Günay BAŞAR**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Alexandr JONAS
İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Ramiz HAMİD
TÜBİTAK Ulusal Metroloji Enstitüsü

Doç. Dr. Mustafa ALEVLİ
Marmara Üniversitesi

Teslim Tarihi : **27 Ekim 2014**
Savunma Tarihi : **28 Kasım 2014**

Eşim ve kızıma,

ÖNSÖZ

Doktora çalışmalarında bana güvenip teşvik etmesiyle, bilgi birikimi sayesinde çalışmalarımın başından sonuna kadar yoluma ışık tutmasıyla, bana düzenli zaman ayırıp hem deneysel hem de teorik bilgi birikiminin artmasına yaptığı katkıyla, çoğu zaman bir arkadaş gibi dertlerimi paylaşmasıyla, keyifli bir çalışma ortamı oluşturup doktora çalışmalarım boyunca bana en çok katkıyı sağladığı için danışmanım Doç.Dr. Selçuk AKTÜRK'e teşekkürü bir borç bilirim.

Ortak çalışma fırsatı bulduğum ve katkılarıyla tezimin kalitesinin artmasının yanı sıra bundan sonra yapacağım çalışmalarda da ufkumu genişleten ,neşeli tavırlarıyla yapılan işleri eğlenceli hale getirdiği için Doç.Dr. Ergun ŞİMŞEK'e minnetlerimi sunuyorum.

Karakterizasyon aşamasında destek veren KOÇ Üniversitesi öğretim üyesi Doç.Dr.Özgür Birer ve Dr. Barış Yağcı'ya, ayrıca İTÜ Metalurji ve Malzeme Mühendisliği programı öğretim üyesi Doç. Dr. Kürşat Kazmanlı'ya teşekkürlerimi sunarım.

Lisans eğitimime başladığım yıldan itibaren bilgi birikimimde önemli bir paya sahip olan Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Prof.Dr. Nuri ÜNAL'a teşekkürü bir borç bilirim.

2007 yılında aralarına katıldığım, hem aldığım derslerle hem de aklıma takılan soruları cevaplayarak bilgi birikimime verdikleri katkı için İTÜ Fizik Mühendisliği Bölümü Öğretim Üye ve yardımcılara minnetlerimi sunarım.

Yüksek Lisans ve Doktora Eğitimim süresince verdiği bursla büyük katkı sağlayan ve belkide akademik kariyer fikrine kapılmamın en büyük sebebi olan TÜBİTAK'a teşekkürlerimi sunarım.

Neşe kaynağım ve dert ortağım olan, benim için anlamlarını sayfalara sığdıramayacağım sevgili eşim Fatma ve kızım Melek'e teşekkür etmek için kullanılabilecek kelimeyi bulamıyorum.

Doğumumla başlayan bu hayat serüveninde tüm sıkıntılarımı çeken ve kimi zaman sabır göstermek zorunda kalan, doğruluk ve dürüstlük kavramlarını bilincime kazıyan, eğitim sürecini tamamlamam için binbir fedakarlık gösteren sevgili Ailem'e teşekkürlerimi sunmak isterim.

Kasım 2014

Ramazan ŞAHİN
Fizikçi

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖNSÖZ	vii
İÇİNDEKİLER	ix
KISALTMALAR.....	xi
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xiii
ŞEKİL LİSTESİ.....	xv
ÖZET	xix
SUMMARY	xxiii
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Tezin Amacı.....	2
1.2 Literatür Araştırması	2
1.3 Hipotez	9
2. ATIMLI LAZERLERLE MİKRO-İŞLEME	13
2.1 Atım Süresi.....	14
2.2 Lazer Dalgaboyu.....	16
2.3 Harmonik Üretimi	17
2.4 Atım Enerjisi	20
2.5 Atım Tekrarlama Sayısı.....	20
3. HÜZME ŞEKİLLENDİRME.....	23
3.1 Gauss Hüzmeleri	23
3.2 Bessel Hüzmeleri.....	25
3.2.1 Sıfırıncı derece Bessel hüzmeleri (J_0)	27
3.2.2 Birinci derece Bessel hüzmeleri (J_1)	31
3.3 Gauss-Bessel Hüzmeleri Karşılaştırılması	35
3.4 Periyodik Yapı Oluşturmada Hüzme Profili Etkisi.....	36
3.5 Bessel Hüzmesi İçin Analitik Enerji Yoğunlu Hesabı.....	38
4. METAL FİLM NANO YAPILANDIRMA	43
4.1 Kullanılan Örnek	43
4.2 Lazer Sistemi	43
4.3 Bessel Hüzmeleri İle Nano-işleme	44
4.3.1 J_0 hüzmesi ile yapılan çalışmalar	44
4.3.2 J_1 hüzmesi ile yapılan çalışmalar	47
5. GRAFEN NANO YAPILANDIRMA	55
5.1 Kullanılan Örnek	55
5.2 J_0 Hüzmesi İle Yapılan Çalışmalar.....	56
5.3 Üretilen Yapıların Sayısal Analizi	64

6. PLAZMONİK UYGULAMALARI	73
6.1 Metallerin Optik Özellikleri	73
6.1.1 Drude-Sommerfeld teorisi	74
6.1.2 Bant-arası geçişler	76
6.2 Yüzey Plazmon Polaritonları.....	76
6.3 Yüzey Plazmon Polaritonları Uyarımı	78
6.3.1 Prizma ile eşleme.....	78
6.3.2 Periyodik yapılar ile eşleme	80
6.4 Sensör Uygulamaları	82
6.4.1 SPR pasif kontrolü.....	83
6.4.2 SPR aktif kontrolü	84
6.5 FDTD Simülasyonları	85
6.6 Optik Karakterizasyon.....	89
6.7 Aktif Plazmonik Sensör Tasarımı Ve Karakterizasyonu	96
7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	103
KAYNAKLAR.....	105
EKLER	115
EK A : Lazer Harmanik Üretimi Kristali (BBO) Özellikleri	117
EK B : Gauss-Bessel Hüzmesi Şiddet Dönüşümü	118
ÖZGEÇMİŞ	119

KISALTMALAR

OM	: Optik Mikroskop
SEM	: Taramalı Elektron Mikroskobu
SP	: Yüzey Plazmonları
LSP	: Yerel Yüzey Plazmonları
LSPR	: Yerel Yüzey Plazmon Rezonansı
SPR	: Yüzey Plazmon Rezonansı
fs	: femtosaniye
ns	: nanosaniye
nm	: nanometre
μm	: mikrometre
SLM	: Uzaysal Işık Modülatörü
FIB	: Odaklanmış İyon Hüzmesi
CVD	: Kimyasal Buhar Biriktirme
ITO	: Indium Tin Oxide
NIR	: Yakın Kızıl Ötesi
IR	: Kızıl Ötesi

ÇİZELGE LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Çizelge 2.1: Lazer-malzeme etkileşimi ve ablasyon mekanizması.	15
Çizelge 3.1: Tipik lazer dalgaboyları (λ) ve aksikon taban açıları (α) için hesaplanan Bessel merkez spot çapları.	31
Çizelge 4.1: Bessel Girdap hüzmeleri için hesaplanan merkez halka çapları.	49
Çizelge 5.1: Lazer atım enerjisine karşılık elde edilen minimum w_{min} , maksimum w_{mak} ve ortalama w_{ort} kanal genişlikleri.	60
Çizelge A.1: BBO kristali optik özellikleri.	117
Çizelge A.2: BBO kristali fiziksel özellikleri.	117

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1 : 25 nm kalınlığında Au film üzerinde fs lazer Bessel hüzmesi ile üretilen nano-kanallar.....	10
Şekil 2.1 : Lazer atım süresine bağlı olarak ablasyon mekanizması örnekleri.	15
Şekil 2.2 : Gauss hüzmeleri ile Kırınım limiti aşılarak nanofabrikasyonun yapılması.	16
Şekil 2.3 : Lazer harmonik üretimi için gerçekleştirilen adımlar.....	19
Şekil 3.1 : Gauss hüzmeleri için 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddeti profili.	24
Şekil 3.2 : Gauss hüzmeleri merceklerle odaklama şeması.	25
Şekil 3.3 : Bessel hüzmelerini konik mercek kullanarak üretme.....	27
Şekil 3.4 : $\lambda=1030$ nm dalgaboylu lazer ve farklı taban açılı aksikonlar için Bessel (J_0) hüzmesi 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddet profili.....	28
Şekil 3.5 : $\alpha = 40^\circ$ taban açılı aksikon ve farklı dalgaboylarda lazerler için Bessel (J_0) hüzmesi 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddet profili.....	29
Şekil 3.6 : Lazer dalgaboyu ve aksikon taban açısına bağlı olarak elde edilen Bessel hüzmelerinin merkez spot çapları.....	30
Şekil 3.7 : Gauss hüzme yarıçapı 0.85 mm alınarak hesaplanan TEM_{01} Laguerre-Gauss fonksiyonu.....	32
Şekil 3.8 : $\lambda=1030$ nm dalgaboylu lazer ve farklı taban açılı aksikonlar için Bessel (J_1) hüzmesi 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddet profili.....	33
Şekil 3.9 : $\alpha = 40^\circ$ taban açılı aksikon ve farklı dalgaboylarında lazerler için Bessel (J_1) hüzmesi 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddet profili.....	34
Şekil 3.10 : $\lambda = 1030$ nm ve 40° taban açılı aksikon ile hesaplanan (a) Bessel hüzme kesiti, (b) ilerleme doğrultusu şiddet değişimi ve (c) radyal ve ilerleme doğrultusundaki şiddet profili.	36
Şekil 3.11 : (a) Gauss hüzmesi ve (b) Bessel hüzmesi ile periyodik yapı oluşturmada hüzme profili etkisi.....	37
Şekil 3.12 : Aksikon taban açısına bağlı olarak Bessel hüzmesi merkez spotu enerjisinin gelen lazer atım enerjisine oranı.	40
Şekil 3.13 : Aksikon taban açısına bağlı olarak, (a) Analitik yöntem ve (b) nümerik yöntem kullanılarak hesaplanan yaklaşık enerji yoğunluğu grafikleri.....	41
Şekil 3.14 : Aksikon taban açısına bağlı olarak analitik ve nümerik yöntem kullanılarak hesaplanan enerji yoğunlukları arasındaki karşılaştırma.	41
Şekil 4.1 : Deneylerde kullanılan Altın film şeması.	43
Şekil 4.2 : Bessel hüzmesi kullanarak yapılan ablasyon için deneyi düzeneği. .	44
Şekil 4.3 : 40° taban açılı aksikon için, lazer dalgaboyuna ve enerjisine bağlı ablasyon kanalı genişliği.....	45

Şekil 4.4	: Bessel hüzmesi ile Altın ince film üzerinde açılan kanalların SEM görüntüsü. Eklenti 125 nm genişliğinde kanalı göstermektedir.	45
Şekil 4.5	: 515 nm lazer dalgaboyu ve α taban açılı aksikon ile Altın ince film üzerinde yapılan ablasyon kanal genişliği çalışması. Örnek tarama hızı 1000 $\mu\text{m/s}$	46
Şekil 4.6	: 343 nm dalgaboylu lazer Bessel hüzmesi ve 40° aksikon kullanılarak oluşturulan nanoparçacık dizilimi SEM görüntüleri.....	47
Şekil 4.7	: $\lambda=1030$ nm ve 10° axicon için elde edilen (a) Bessel, (b) Bessel girdap hüzme profilleri ve (c,d) bu profillere ait kesitler.	48
Şekil 4.8	: Bessel girdap hüzmeleri ile yapılan ablasyon deney düzeneği.....	48
Şekil 4.9	: $\lambda = 515$ nm ve $\alpha = 10^\circ$ taban açılı aksikon için Bessel ve Bessel girdap hüzmeleri ile elde edilen ablasyon şekillerinin OM görüntüleri.....	49
Şekil 4.10	: Tek ve çok halka durumu için Altın filmler üzerinde elde edilen yapıların SEM görüntüleri. Siyah bölgeler cam, diğer bölgeler altın yüzeyidir.....	50
Şekil 4.11	: Bessel girdap hüzmeleri ile geniş alanda oluşturulan yapıların SEM görüntüsü. Kullanılan lazer dalgaboyu 1030 nm ve aksikon taban açısı 10° 'dir.	51
Şekil 4.12	: Bessel girdap hüzmeleri ile ablasyon çalışması. Farklı dalgaboyu ve aksikon taban açıları için elde edilen sonuçlar. Grafikler lazer enerjisine karşı oluşan halka çaplarını göstermektedir.	52
Şekil 4.13	: Bessel girdap düzenli ve düzensiz ablasyon profilleri SEM görüntüleri.....	53
Şekil 4.14	: Bessel-vortex hüzmesi ile yapılan yüksek enerji deneylerinde ortadaki disk küreselleşmesi durumunun incelenmesi. (a) 2.5 nJ ve (b) 8.5 nJ atım enerjisi kullanılarak oluşturulmuş yapılar. Her iki durumda da $\lambda=515$ nm ve $\alpha = 25^\circ$ taban açılı aksikon kullanılmıştır.	54
Şekil 5.1	: Si/SiO_2 üzerinde bulunan SLG örnek şeması.	55
Şekil 5.2	: SLG üzerinde fs lazer Bessel hüzmeleri ile üretilmiş çizgilerin (a) SEM ve (b) OM görüntüleri.....	56
Şekil 5.3	: Si/SiO_2 üzerinde bulunan SLG örnek için hesaplanan yansıma ve soğurma spektrumları.....	57
Şekil 5.4	: Üretilen yapıların OM görüntüleri. Lazer atım enerjisi ve tarama hızı sırasıyla; (a) 120 nJ ve 330 $\mu\text{m/s}$, (b) 120 nJ ve 100 $\mu\text{m/s}$, (c) 200 nJ ve 330 $\mu\text{m/s}$ 'dir. Eklentiler sahte-renk yöntemi ile MATLAB'da hazırlanmıştır.	58
Şekil 5.5	: Si/SiO_2 altaşın zarar görüp görmediğinin Raman Mikroskobu ile kontrolü.	59
Şekil 5.6	: Lazer atım enerjisine karşılık hesaplanan (mavi çizgi) ve ölçülen (kırmızı halkalar) kanal genişlikleri. Tüm deneylerde 330 $\mu\text{m/s}$ örnek tarama hızı kullanılmıştır.	60
Şekil 5.7	: Üretilen yapılar üzerinde alınan Raman ölçümleri. Ölçümler ablasyon profili üzerinde 3 farklı kısımdan alınmıştır.	62
Şekil 5.8	: Grafen ablasyonu esnasında Si/SiO_2 altaşın zarar görmemesi için optimum çalışma bölgesini gösteren şema.	62

Şekil 5.9	: Üretilen periyodik yapının (a) OM, (b) SEM ve (c) Raman görüntüsü. (a) ve (b)'deki parlak çizgiler, (c)'deki siyah çizgiler ablasyon bölgelerini göstermektedir. Lazer atım enerjisi 120 nJ ve tarama hızı 330 $\mu\text{m/s}$ 'dir.....	63
Şekil 5.10	: SLG ve 30 nm metal film ablasyon genişlikleri karşılaştırması. $\lambda=515\text{ nm}$, $\alpha = 10^\circ$ ve örnek tarama hızı 1000 $\mu\text{m/sec}$	64
Şekil 5.11	: Üretilen yapılar için (a) İdeal, (b) gerçek, (c) gerçek durumun renklendirilmiş şemasını göstermektedir.	65
Şekil 5.12	: Grafen üzerinde üretilen mikrokanalları gösteren SEM görüntüsü. Seçilen kırmızı ve yeşil çizgiler ablasyona uğramış ve dokunulmamış bölgeler için referans alanlarıdır.....	66
Şekil 5.13	: (a) Dokunulmamış kısım, (b) ablasyon kısmı histogram analizleri. (c) a ve b'nin ara kesitleri. (d) Başarılı ablasyon (açık gri), eksik kısım (mavi), taşma (kırmızı) kısımlarının boyanmış halini göstermektedir.....	68
Şekil 5.14	: (a) SEM görüntüsü dikey profili ve (b) AFOM hesabı için belirlenen ablasyon kanalı (sarı çizgi) ve çevreleyen dokunulmamış bölge (kırmızı çizgi).....	69
Şekil 5.15	: Lazer atım enerjisine karşılık hesaplanan ablasyon kalitesi (AFOM). 71	
Şekil 6.1	: Altın film için Drude modeli kullanılarak hesaplanmış optik özellikler.....	75
Şekil 6.2	: Boş uzayda ve cam ortamında ilerleyen ışık için hesaplanan dispersiyon bağıntıları ile plazmon dispersiyon bağıntısı.....	78
Şekil 6.3	: Yüzey Plazmon Polariton uyarımı için kullanılan (a) Otto ve (b) Kretschmann konfigürasyonları.....	79
Şekil 6.4	: Kretschmann yöntemi ile 632 nm dalgaboyunda lazer ışığı kullanılarak plazmonik uyarımda ortamın dielektrik sabitine karşılık rezonans elde edilecek gelme açısı.	80
Şekil 6.5	: LD modeli kullanılarak hesaplanan Au/Cr dielektrik sabiti ile ızgara periyodu değişiminin rezonans dalgaboyu ile ilişkisi.	82
Şekil 6.6	: Belirli bir P periyodunda ortamın dielektrik sabiti değişimine karşılık elde edilecek plazmon uyarım dalgaboyundaki kayma.	83
Şekil 6.7	: Lumerical programı ile yapılan, ızgara yapı periyoduna karşılık geçirgenlik spektrumu. Yarık genişliği 230 nm alınmıştır.....	87
Şekil 6.8	: Lumerical ile yapılan, ızgara yapı periyoduna karşılık metal-hava ve metal-cam arayüzlerinde plazmonik uyarım dalgaboyu hesaplaması.	87
Şekil 6.9	: Lumerical ile yapılan, 600 nm periyotlu yapının yarık genişliği değiştirilerek elde edilen plazmonik uyarım dalgaboyu hesabı.....	88
Şekil 6.10	: 600 nm periyotlu süper dikdörtgen veya yamuk kesitli yapılar üzerinde Lumerical ile elde edilen geçirgenlik spektrumları.....	89
Şekil 6.11	: Cam üzerine kaplanan 5 nm Cr ile 25 nm Au film için ölçülen geçirgenlik spektrumu.....	90
Şekil 6.12	: Geçirgenlik ölçümleri İçin kullanılan deneysel düzenek şeması.....	91
Şekil 6.13	: 4 farklı periyottaki yapı üzerinde, TE ve TM polarizasyon durumları için elde edilmiş normalize geçirgenlik spektrumları.	92

Şekil 6.14	: Izgara periyoduna karşılık SPR dalgaboyundaki değişim. Düz ve kesikli çizgi Altın-hava ve Altın-cam arayüzleri için yapılan hesabı gösterirken, çarpı işaretli düz ve kesikli çizgi Cr-Hava ve Cr-cam arayüzü için yapılan hesabı göstermektedir.	92
Şekil 6.15	: Izgara yapılar üzerinde yapılan TM polarizasyonu için hava ve Gliserin ortamında geçirgenlik spektrumu ölçümleri. Kullanılan yapı periyotları sırasıyla 500 nm, 790 nm ve 810 nm'dir.	94
Şekil 6.16	: 550 nm periyotlu yapı üzerinde gerçekleştirilen geçirgenlik spektrumu ölçümü ve FDTD hesabı.	95
Şekil 6.17	: $-120 \text{ nm} < z < 480 \text{ nm}$ ve $-240 \text{ nm} < y < 240 \text{ nm}$ aralığında hesaplanan manyetik alanın büyüklüğü. Altın ve Krom ızgara $0 < z < 30 \text{ nm}$ aralığında bulunmaktadır.	95
Şekil 6.18	: SPR dalgaboyundaki kaymanın ortamın dielektrik sabiti ile değişimi. (Periyot=500 nm, 25 nm kalınlığında ve 270 nm genişliğinde altın yapılar için).	96
Şekil 6.19	: Aktif plazmonik sensör deneyleri için tasarlanan sensörün şeması. .	98
Şekil 6.20	: Geçirgenlik ve yansıma deneyleriyle karakterize edilen sensör şeması.....	98
Şekil 6.21	: Fs lazer kullanarak beyaz ışık elde etmek için kullanılan düzeneğin şeması.	99
Şekil 6.22	: Fs lazer kullanarak elde edilen beyaz ışığın dedektördeki spektrumu. .	99
Şekil 6.23	: 750 nm periyotlu yapı üzerinde gerçekleştirilen (a) geçirgenlik ve (b) yansıma ölçümleri.	101
Şekil 6.24	: Grafene voltaj uygulanarak, 750 nm periyotlu yapı üzerinde gerçekleştirilen geçirgenlik ve yansıma ölçümleri.....	101

FEMTOSANİYE LAZER ABLASYONU İLE İNCE FİLMLER ÜZERİNDE NANO-YAPILANDIRMA VE KARAKTERİZASYON

ÖZET

Hem nanometre mertebesinde hem de farklı geometrilerde yapılar üretmek FIB, e-Beam litografi benzeri tekniklerle mümkün olsa da, bu teknikler fabrikasyon öncesi özel hazırlıklar, vakum veya gaz ortamı ve karmaşık ekipmanlar gerektirdiğinden zaman alıcı ve pahalı olabilmektedir. Oysaki çoğu uygulama için üretilen yapılar birkaç yüz nm büyüklüğünde ve periyodundadır. Bu nedenle, lazerle doğrudan bu tür yapıların üretimi büyük önem taşımaktadır.

Günümüzde lazerler endüstri, tıp, otomotiv ve bilimsel uygulamalarda sıklıkla kullanılmaktadır. Atım süreleri dikkate alındığında, lazerleri sürekli ve atımlı lazerler şeklinde 2-temel gruba ayırmak mümkündür. Lazer malzeme işleme uygulamaları düşünüldüğünde sürekli lazerler genelde otomotiv ve endüstri de yaygın olarak kullanılırken atımlı lazerler (nanosaniye, pikosaniye ve femtosaniye) tıp uygulamaları ve bilimsel araştırmalarda kendisine daha çok yer bulmaktadır.

Femtosaniye lazerler atım süreleri termal iletim sürelerinden çok kısa ve pik güçleri çok fazla olduğundan hem kaliteli yapılandırma hem de hemen hemen tüm malzemeleri işleme kapasitesine sahiptir. Lazer çıkışı genelde TEM_{00} Gauss profilindedir. Gauss hüzmeleri sıkı odaklanıp malzeme eşik enerjisine yakın enerji rejiminde çalışılırsa hem 3-boyutlu hem de 2-boyutlu malzemeler üzerinde nanometre mertebesinde yapılar üretmek mümkündür.

Femtosaniye lazerle yapılan mikro-işleme lazerin sıkı odaklanmasına dayanmaktadır. Kullanılan lazerin dalgaboyu odaklanarak elde edilecek spotun çapı kırınım limiti sebebiyle minimum dalgaboyunun yarısı kadardır. Odak bölgesinde malzemenin eşik enerjisinden daha büyük enerjiye sahip kısım ablasyona sebep olduğundan kırınım limiti aşılarak dalgaboyu altı topografik şekillendirme yapmak mümkündür. Fakat lazer ne kadar sıkı odaklanırsa odak derinliği de o kadar azalacaktır (odak çapının karesi ile orantılı). Sıkı odaklama ayrıca optik aberasyonlara aşırı duyarlıdır. Oysa yapı çözünürlüğünü artırmanın bir diğer yolu da daha düşük dalga boyları ile çalışmaktır. Ama düşük dalga boyları için kullanılması gereken optik bileşenler de oldukça pahalıdır.

Diğer taraftan, 2-boyutlu yapıların metal (Au, Ag, Al, Cu) yüzeylerinde ve ince filmlerde hassas yapılandırılması son zamanlarda yapılan plazmonik çalışmaları için büyük önem taşımaktadır. Yapılandırılmış metalik alttaşılar lokalize veya ilerleyen yüzey plazmon polaritonlarını destekleyebilirler. Yüzey plazmonları ortamın dielektrik sabiti değişimine karşı çok hassas olduklarından biyolojik veya kimyasal yapıların incelenmesi uygulamalarında yaygın kullanılmaktadır.

Lazer nanofabrikasyonu son zamanlarda yeni bir evrimle karşı karşıyadır. Hüzme şekillendirme hem karmaşık yapıların üretimini hem de standart yöntemin

kısıtlamalarını ortadan kaldırmaktadır. Bu bağlamda yaygın kullanılan Bessel hüzmeleri ilginç özelliklere sahiptir. Enine elektrik alan profiline sahip birinci tip Bessel hüzmeleri ortak merkezli halkalardan oluşmaktadır. Sıfırıncı derece Bessel hüzmeleri merkezde maksimum şiddete sahipken diğer tüm üst dereceli Bessel hüzmeleri merkezde karanlık bulundurmaktadır. Mikrometre çapında merkez spotu sahip olmanın yanında kırınımsız ilerledikleri için odak derinlikleri aynı spot büyüklüğündeki Gauss hüzmelerine göre yüzlerce kat fazladır. Yani Bessel hüzmeleri eş zamanlı olarak mikrometre merkez spot çapı ve uzun odak derinliklerine sahip olabilmektedir. Ayrıca optik aberasyonlara karşı hassasiyetleri minimumdur. Bir tür girişimin sonu olarak elde edildiklerinden ilerleme doğrultusunda önüne küçük engeller çıksa dahi hüzmeye kendisini tamir ederek ilerler. Femtosaniye lazerler mikro ve nanometre mertebesinde yapılar üretme konusunda potansiyellerini yapılan çalışmalarla göstermiştir. Femtosaniye lazer Bessel hüzmeleri kullanarak yapılan çalışmalar ise hem geçirgen 3-boyutlu malzemeler hem de ince filmler üzerinde kolaylıkla nanometre mertebesinde yapılar üretilmesini kolaylaştırmaktadır.

Bessel hüzmeleri birkaç yolla elde edilebilmektedir. Bu yollar, ya hüzmelerin fazı değiştirilmesi ya da genlik modülasyonu yapılmasını içermektedir. Gelen Gauss hüzmelerinin enerjisini Bessel hüzmelerine aktarması bakımından aksikon kullanımı en verimli yöntem olarak kabul edilmektedir. Kullanılan aksikon taban açısı değiştirilerek Bessel hüzmeye özellikleri ayarlanabilmektedir. Ayrıca uygun materyalden yapılmış aksikon (konik mercekle) kullanarak Ultraviyole dalgaboylarında çalışmak mümkündür.

Bu tez çalışması kapsamında farklı lazer dalgaboyları ve taban açılı aksikonlar kullanılarak metal ince filmler üzerinde fs-lazer Bessel hüzmeleri ile nanometre mertebesinde karmaşık yapılar üretilmiştir. Metal ince filmler üzerinde yapılan optik karakterizasyon (geçirgenlik, yansıma vs. spektrumu ölçümü) yapılarak periyodik yapıların yüzey plazmon modlarını desteklediği gösterilmiştir. Yapılan teorik hesaplamalar, simülasyonlar ve deneyler birbirini doğrulamaktadır. Ayrıca, üretilen yapıların plazmonik tabanlı sensör olarak kullanılabilmesi için gerekli testler yapılmıştır. Grafen tabanlı elektronik uygulamaları genellikle Grafenin yapılandırılmasını gerektirmektedir. Grafen optik dalgaboylarında yüksek geçirgenliğe sahip olduğundan lazer ablasyonu esnasında alttaşı zarar görebilmektedir. Yapılan optimizasyon deneyleri ile Grafen nano-yapılandırılırken alttaşı neredeyse hiç zarar görmediği SEM, Raman ve sayısal yöntemlerle incelenmiştir. Geliştirilen sayısal yöntemlerle fabrikasyon kalitesi hesaplanarak lazer atım enerjisi ile ilişkilendirilmiştir. Yapılan çalışmalarda % 75 kalite ile grafen üzerinde nm mertebesinde yapıların üretililebileceği gösterilmiştir.

Birçok sensör üretildikten sonra özellikleri değiştirilememektedir. Bir sensörü farklı bir ortam ya da özel bir dalgaboyu aralığında çalıştırmak için tekrar sensör tasarlayıp üretmek gerekmektedir. Bu sebeple plazmonik rezonans durumunun aktif kontrolü birçok açıdan kolaylık sağlayacaktır. Grafen sahip olduğu ilginç özellikler sayesinde bu potansiyeli taşımaktadır. Grafenin Fermi seviyesi (Elektron Durum Yoğunluğu), voltaj uygulanarak değiştirilebildiğinden optik özellikleri kontrol edilebilmektedir. Bu bağlamda farklı tip sensör tasarlanarak plazmonik rezonansın aktif kontrolü test edilmiştir.

Özetle, bu tezde hem atımlı lazer mikro- ve nano-yapılandırmanın temelleri incelenip yapılan nanofabrikasyon çalışmaları açıklanacak hem de üretilen yapıların optik

özelliklerini belirlemek için gerçekleştirilen karakterizasyon çalışmaları anlatılacaktır. Sonuçlar ışığında elde edilen bulguların potansiyel uygulamaları açıklanacaktır.

GENERATION OF NANO-STRUCTURES ON THIN FILMS THROUGH FEMTOSECOND LASER ABLATION AND CHARACTERIZATION

SUMMARY

High-quality nano-structures can be fabricated using lithographical techniques such as Electron Beam Lithography and Focused Ion Beam for applications at optical wavelengths. However, these approaches require special environments (vacuum, gas) and sample preparation (prior to fabrication) which makes the methods relatively expensive and more complicated. In addition, mask preparation could be time-consuming and leaves chemical residue on the surface. On the other hand, most of applications at optical wavelengths are conducted on a few hundred nanometer size structures. Therefore, direct writing of these kinds of structures through laser ablation could be straightforward.

Recently, lasers have been extensively used in industry, medicine, automotive and scientific applications. Lasers can be divided into two main groups based on the pulse duration; continuous and pulsed (μ s, ns, ps and fs) lasers. When it comes to material processing with lasers, continuous lasers are widely used in industry and automotive, while pulsed lasers are often used in medical and scientific applications.

Due to the relatively short pulse duration, thermal effects are minimized with femtosecond lasers during micromachining of material. Additionally, ultrafast lasers (ps and fs) have high peak intensities which provide possibility of modifying any kind of material. The output of commercial lasers has a nearly Gaussian (TEM_{00}) profile. Tight focusing of Gaussian beams by working energies near the ablation threshold can yield nanometer size structures in 3D and 2D materials.

Ultrafast laser micromachining is based on tight focusing of laser beams. Minimal focused spot diameter is $\lambda/2$ due to the diffraction. Since the laser energy is not equally distributed inside the focused spot, only a small part of beam having energy above ablation threshold of material causes topographical modification breaking the diffraction limit. However, when the laser beam is tightly focused, its depth of focus becomes very short (proportional to square of focused beam diameter). Moreover, they are very prone to optical aberrations. Shortening the laser wavelengths provides increase in resolution. However, these wavelengths must require high-cost optical elements.

On the other hand, periodic metal (Au, Ag, Al, Cu) structures on thin films or surfaces have become very important because of their potential as plasmonic substrates. These structures support localized and propagating plasmonic modes and high intensity electrical field can be confined near the metal surface. Surface plasmon polaritons can be excited at resonance by light in which small drop in transmission spectrum happens at corresponding wavelength. Plasmon Polaritons are very sensitive to changes in dielectric constant of surrounding medium. Resonance wavelength shifts as the dielectric constant of environments slightly changes. Therefore, it can be used to

detect surface properties (even single molecule can be detected). Metallic structures supporting plasmon modes are widely used as substrates in sensing of biological and chemical components.

Femtosecond lasers have shown their potential in material processing at micro-/nanoscale dimensions. However, pulsed laser based machining has been experiencing a new revolution which is called beam shaping. This revolution both relaxes limitations of standard method and allows fabrication of complex structures without any mechanical scanning. Bessel beams which are extensively used have intrinsic properties. They have electrical field profile in transverse plane. First kind of Bessel beams (J_n) consist of concentric rings. Except zeroth order Bessel beams, they have zero on-axes intensity while zeroth order Bessel beams (J_0) have central spot surrounded by concentric rings. Central spot of J_0 have energy well above the energy of concentric rings. As opposed to Gauss beam, J_0 have simultaneous micrometer size central spot and longer depth of focus. Bessel beams are propagation invariant so called diffraction-free beams. Another important property of these beams is self-reconstruction. Bessel beams is a result of interference of Gaussian input beams formed in conical shape. Therefore, even if it is blocked by a small object Bessel beam stays unaffected through propagation direction. Recent studies shows that fs laser Bessel beams can be used for nanomachining in 3D transparent materials and 2D thin films.

Bessel beam generation is divided by two families. Direct generation with an axicon or spatial light modulator based on spatial phase shaping is the first family. Another alternative is Fourier transforming an annular intensity distribution (amplitude modulation) by use of a lens. Axicon focusing of Gaussian beams is assumed as the best way by meaning of energy conversion. By changing the base angle of axicon and laser wavelength, one can modify dimensions of Bessel beams. Provided that a transparent material is used UV wavelengths are used to increase ablation resolution.

In this work, we exploit the advantageous of non-diffracting Bessel beams to generate nanometer size structures on metal thin films and graphene. We present a detailed study of Bessel beam ablation behavior, using different laser wavelengths and axicon angles. Optical characterization (transmission, reflection) of fabricated structures in the spectral range of 400 nm- 1100 nm shows plasmonic effects. Experimental results are supported by theoretical, numerical and simulations. Near field profiles of fabricated structures clearly show the plasmonic effect. Moreover, shift of the plasmonic resonance is calculated as a function of surrounding medium to investigate the potential of the fabricated structures for sensing. In our experiments we use relatively thin metal films to obtain high signal to noise ratio in transmission. For sensing applications, the relative change in intensity close to the SPR is used for detection. Therefore, this scheme could be effective for plasmonic sensor applications where the low signal-to-noise detection is required. The influence of pulse energy on laser ablation quality and size is experimentally studied on graphene sample. Histogram analysis of fabricated structures gives possibility of quantifying fabrication quality. Graphene based optoelectronic applications require structuring of graphene without any damage to substrate. % 75 ablation accuracy is achieved by adjusting beam fluence while keeping the substrate totally intact. Graphene ablation and substrate damage situation are verified through SEM, Raman and numerical methods.

Most sensors are designed according to the experimental conditions. However, even experimental conditions are slightly changed another sensor having different optical response might be designed. Once plasmonic sensor is produced, its optical properties cannot be adjusted. Therefore, active controlling of plasmonic resonance would be very useful. Graphene's optical properties can be controlled by applying potential difference. Fermi level engineering of graphene and metal gratings are combined to design an active plasmonic sensor. Optical properties of designed sensor are experienced with transmission, reflection spectra measurements while applying voltage to its terminals.

As concluded, fundamentals of pulsed laser micro-/nano-fabrication are studied first. Then, experiments with different conditions are done to obtain nanometer-size complex structures in straightforward method. Optical characterization and potential applications of fabricated structures are discovered. Results are understood with theoretical, numerical and simulation studies. Analytical approaches are suggested to quantify the quality of fabricated structures with respect to beam fluence and to calculate pulse fluence in case of ablation with Bessel beams.

1. GİRİŞ

İnce film, kalınlığı birkaç nanometreden başlayıp birkaç milimetreye kadar çıkan kaplamalar için kullanılan bir terimdir. Dolayısıyla ince filmlerin kompozisyon ve özellikleri geniş bir yelpazeye sahiptir. Film elektronik ve optik özellikleri değiştirilerek mikro-elektronik aygıtlarda ve optik kaplama olarak birçok uygulama da yaygın şekilde kullanılmaktadırlar. Örneğin; güneş panelleri, optik filtreler, dokunmatik ekran teknolojileri, opto-elektronik aygıtlar ve plazmonik sensörler ince film tabanlı uygulamalarının bazılarıdır.

İnce film özellikleri kullanılan malzeme değiştirilerek kontrol edilebilir. Diğer taraftan, filmler üzerinde gerçekleştirilen topografik yapılandırmanın malzeme değişikliğine gerek kalmadan ekstra serbestlik derecesi sağladığı gözlenmiştir. Bu doğrultuda, litografik yöntemler ince filmler üzerinde mikrometre ve nanometre boyutlarında yapıların üretilmesini kolaylaştırarak ilginç elektriksel ve optik özellikler keşfedilmesinin önünü açmıştır. Litografik yöntemler bu tür yapıları yüksek hassasiyette sağlamasına rağmen, bazı dezavantajlara sahiptir. Örnek hazırlarken gerekli kimyasal süreçler ve özel ortam (vakum, gaz vs.) gereksinimi yöntemin zaman alıcı olmasına sebep olmaktadır. Dahası da, yüksek çözünürlük gerektirmeyen uygulamalarda görece pahalı donanımlar gerektirmektedir.

Yüksek güçlü veya atımlı lazerlerle yapılan çalışmalar, birkaç mikrometre boyutlarında gerekli uygulamalar için lazerlerin litografik yöntemlere alternatif olarak kullanılabileceğini göstermiştir. Lazer tabanlı malzeme işleme yöntemleri başarılı sonuçlar sağlamasına rağmen standart yöntemin yapı boyutu üzerinde sınırlamaları mevcuttur. Dolayısıyla, standart yöntemin kısıtlamaları göz önünde bulundurularak lazer tabanlı malzeme işleme yönteminin geliştirilmesi, elde edilen yapıların kalitesi ve hangi uygulamalar için kullanılabilir olduğu araştırılması gereken konulardır.

1.1 Tezin Amacı

Bu tez kapsamında yapılan çalışmalar, femtosaniye (fs) lazer hüzmeleri ile ince filmler üzerinde mikrometre ve nanometre boyutlarında çeşitli yapılar üretme ve bu yapıların karakterizasyonundan oluşmaktadır. Lazer tabanlı mikro- ve nano-yapılandırma işlemlerinde önemli olan parametrelerin başlıcaları; kullanılan lazerin dalgaboyu, polarizasyonu, örnek tarama hızı, ortam koşulları, lazer atım süresi, lazer hüzmeye profili olarak sıralanabilir. Lazer malzeme etkileşiminde önemli olan parametrelerin mikro- ve nano-yapılandırmaya katkıları; yapılan kuramsal, hesaplamalı ve deneysel çalışmalarla incelenmektedir. Femtosaniye atımlı lazerle üretilen yapıların optik özellikleri ve ne tür uygulamalar için iyi bir aday oldukları belirlenmektedir. Üretilen yapıların topografik özellikleri SEM, Raman ve OM gibi görüntüleme yöntemleri ile karakterize edilip sonuçlar lazer parametreleri ışığında değerlendirilecektir. Ayrıca oluşturulan yapıların kalitesi sayısal yöntemlerle de incelenecektir.

Tezin amacı doğrultusunda, ilk olarak lazer malzeme işleme aşamasında önemli olan parametreler incelenip yapı çözünürlüğüne etkileri tartışılmıştır. Yapılan hesaplamalar ışığında femtosaniye lazerle değişik ince filmler üzerinde mikro- ve nano-boyutlarda yapılar üretilip karakterize edilmiştir. üretilen yapıların geometrisini ve boyutunu değiştirmek için farklı hüzmeye profilleri kullanılarak deneyler tekrarlanmıştır. Bu yapıların optik özellikleri geçirgenlik, yansıma ölçümleri gerçekleştirilerek karakterize edilip ne tür uygulamalar için yeterli potansiyele sahip oldukları araştırılmıştır. Temel plazmonik hesaplamalar ışığında, elde edilen geçirgenlik ve yansıma sonuçları anlaşılmasına çalışılmıştır. Elde edilen yapılar sayısal yöntemlerle incelenip yapısal kalite analizleri yapılmıştır.

1.2 Literatür Araştırması

20. yüzyıl ortalarında lazerin icadı temel problemlerin deneysel yollarla anlaşılmasının yanında teknolojik ilerlemeyi de ivmelendirmiştir. Teknolojinin ilerlemesi yeni tip lazerlerin geliştirilmesi ve uygulama alanlarının artmasına da olanak sağlamıştır. Günümüzde lazerler başta tıp, otomotiv, sanayi, bilişim, endüstri gibi birçok alanda başrol oynamaktadır.

Lazerler etkileşim süresi dikkate alındığında kabaca sürekli ve atımlı olarak iki gruba ayrılabilir. Atım süresi nanosaniye ve daha yüksek olanlar hızlı lazerler olarak adlandırılır. Ultra-hızlı diyot pompalı katı hal lazerleri ise süreleri pikosaniye ve daha az olan atımlar yaymaktadır. Atım süresinin kısa olması sayesinde mikrometre mertebesinde odaklandıklarında yüksek güç yoğunlukları ($I \geq 10^9 W/cm^2$) sağlamaktadırlar. Dolayısıyla hemen hemen tüm malzemeleri eritme ve yapılandırma yeteneğine sahiptir. Bu özelliklerinden dolayı ultra-hızlı lazerler özellikle malzeme işleme uygulamalarında yaygın olarak kullanılmaktadır. Örnek verilirse, elmas dahi hem doğrusal hem de doğrusal olmayan absorpsiyon ile modifiye edilebilir. Ayrıca, termal difüzyon ve ısı iletim dikkate alındığında ultra-hızlı lazerler yaygın kullanılan yüksek güçlü sürekli lazerler veya nanosaniye atım süreli lazerlere göre avantaj taşımaktadır. Ultra-hızlı etkileşme rejiminde, ısı lazer malzeme etkileşim bölgesi dışına çıkmadığından, termal etkiler minimize edilmiştir. Ultra-hızlı lazerlerin sahip olduğu avantajlar lazer tabanlı malzeme işleme uygulamalarında artışa sebep olmuştur.

Örneğin, femtosaniye atımlı lazerle sıvı ortamında altın levhadan nanometre mertebesinde parçacıklar elde edilmiştir [1]. Aynı yıl içinde, 1980'lerin sonuna doğru icadı yapılan AFM ile femtosaniye atımlı lazer teknolojisi birleştirilerek 10-20 nm civarına yapılar elde edilmiştir [2]. Ertesi yıl Joglekar A.P. ve diğ., lazer atım enerjisini malzeme eşik enerjisi civarında tutarak kırınım limitinin çok altındaki boyutlarda yapılar elde etmişlerdir [3]. Metallerin yanısıra Borosilika Cam üzerinde femtosaniye lazerle yapılan tek-atım ve çok-atım deneyleri ile malzeme eşik enerjisi hesaplamaları yapılmıştır [4]. Lazerle doğrudan örnek işleme çalışmalarının yanısıra maske ve girişim deseni kullanılarak altın ince filmler üzerinde 13 μm periyotlu yapılar elde edilmiştir [5]. 2004 yılında S. Eliezer ve diğ. femtosaniye lazer kullanarak Si üzerine Al nano-parçacıklar büyütmüşlerdir. Lazer parametrelerine bağlı olarak parçacık boyutu değişimleri hem deneysel hem teorik hesaplamalar ışığında incelenmiştir [6].

2006 yılında yapılan bir çalışma lazer parametrelerine bağlı olarak hem tekrarlanabilir hem de rasgele yapıların oluşabileceğini göstermiştir [7]. Lazer tabanlı malzeme yapılandırmada film kalınlığının etkisi farklı kalınlıklarda Cr film üzerinde yapılan mikro-yapılandırma deneyleri ile açıklanmıştır [8]. Metalik ince filmler ve camların yanısıra Si tabaka üzerinde de femtosaniye lazerle kümeler halinde nanoyapılar elde edilmiştir [9]. 2008 yılında 2 hüzmelinin girişi ile ZnO kristal yüzeyi

üzerinde nano-yapılandırma yapılmıştır [10]. Atımlı lazerler, malzeme işlemenin yanısıra erime ve yeniden katılaşma ile oluşan yapıların kalitesinin artması ve yapı geometrisinin belirlenmesi işlemlerinde de kullanılmıştır [11]. Yapılan bu çalışmalar ve sonuçlar ışığında atımlı lazerle malzeme işlemenin temelleri ve uygulama alanları detaylandırılmıştır [12–14]. Atım sayısı ve lazer enerjisinin oluşan yapı üzerine etkisi TiO_2 ince film üzerinde [15], lazer polarizasyonunun etkisi ise Si katman üzerinde yapılan [16] mikro-yapılandırma ile anlaşılmaya çalışılmıştır. Yakın zamanda yapılan çalışmalar incelendiğinde atımlı lazerlerle mikro- veya nano-yapılandırmanın temellerinin hala anlaşılması gerektiği görülmektedir. Bu bağlamda, UV fs lazer kullanılarak 500 nm Cr film üzerinde tek atım rejiminde malzeme işleme eşik enerjisi hesaplanması [17], 20 nm altın ince film üzerinde farklı dalgaboyları için dalgaboyuna bağlı elektron ve iyon Emilimi incelemesi [18] ve nanosaniye lazer kullanarak Karbon ablasyon oranını kullanılan lazerin dalgaboyuna bağlı olarak incelemesi gerçekleştirilmiştir [19]. Güneş panel verimliliğini artırmak için yapılan çalışmalarda ise; yüksek yansıtıcılı seramik yüzeyler fs lazer kullanılarak nano-yapılandırma [20] ve Si panellerde bulunan dielektrik katmanın pikosaniye lazer ablasyon eşik enerjisini düşürme gerçekleştirilmiştir [21]. Doğrudan malzeme yapılandırmanın yanısıra 2014 yılında yapılan bir çalışmada, vakum ortamında CaF_2 buharlaştırılarak Si(111) üzerine nanoyapılar çöktürmüşlerdir [22].

Karbon atomlarının bal peteği yapısında sp^2 bağıyla oluşturdukları tek atom kalınlığında Grafen tabaka, sahip olduğu sıradışı optik, elektriksel ve mekanik özellikleri sebebiyle son yıllarda birçok alanda temel bileşen ya da platform olarak kullanılmaktadır. Grafen tabaka üzerinde atımlı lazerler ile yapılandırma temelleri 2001 yılında açıklanmıştır [23]. Atımlı lazerler kullanarak Grafen Oksit üzerinde mikro halkalar baskılanması [24], tek katman Grafen üzerinde 5 μm genişliğinde kanallar oluşturulması [25], mikro-yapılandırmada deney ortamının etkisi [26] çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Yapılan bir çalışmada ise ardışık atımların inkubasyon etkisiyle lazer malzeme işleme eşik enerjisini düşüreceği gösterilmiştir [27]. Grafenin tek atım için eşik enerjisi ise cam üzerinde [28] ve Si/ SiO_2 üzerinde bulunan tek katman Grafen ile yapılan deneylerle bulunmuştur. 2013 yılında yapılan bir çalışmada ise sürekli- CO_2 lazer kullanarak, çok katman Grafen film üzerinde yaptıkları çalışmada, katman sayısını azaltarak çift katmanlı Grafen filme indirgemeyi başarmışlardır [29].

Dalgaboyu altı yarıklar veya deliklerden ışığın geçmesi her zaman ilginç ve ilgi çekici olmuştur [30, 31]. Yüzey şekillendirme metal ince filmlerde plazmonik özelliklerin kontrol edilmesine olanak sağlamıştır. Elektromanyetik alanla Yüzey Plazmon Polaritonları (SPP) uyarımı ve polaritonların uzak-alana tekrar eşlemeleri ile elde edilen sıradışı geçirgenlik belirli koşullar sağlandığı zaman mümkün olmaktadır [32–35]. Ters etki olarak, çok dar yarıklarda Yüzey Plazmonları (SP)’nin geçirgenlikte negatif etki yapabileceğini gösterilmiştir [36]. 2007 yılında Crozier K.B. ve diğ. Au nano-parçacık zinciri üzerinde yaptıkları deneysel çalışmalarda daha önce gözlenmemiş ekstra enine plazmonik kip keşfetmişlerdir. Bu gözlem ışığın yüzeye geliş açısının yüksek olduğu durumlarda ortaya çıkmıştır [37]. Kuang-Li Lee ve diğ. metal ızgara üzerinde yaptıkları çalışmada bu tip yapıların biyolojik uygulamalar için plazmonik sensör olarak kullanılabilirliğini göstermişlerdir. Plazmonik sensörler, ortamın dielektrik sabiti değişimini plazmon rezonans dalgaboyundaki değişime bağlı olarak ölçmektedir [38]. A. Hohenau ve diğ. 2010 yılında 25 nm altın ince film üzerinde bulunan altın nano-parçacıkları inceleyerek asimetric yüzey plazmon kiplerinin uyarıldığını keşfetmişlerdir [39]. 2011 yılında Zhang Jianfa ve diğ. yaptığı çalışmada metal ince film yapılandırmanın (delmeden derinlik yapılandırması) plazmonik etkiler sayesinde yansıma özelliklerini değiştirdiğini göstermiştir [40]. 2011 yılında Alessia Polemi ve diğ. tarafından yapılan çalışmada standart tek boyutta nano-çubuklar yerine + işareti şeklinde metal yapıların fotovoltaiik uygulamalara katkısının daha fazla olduğunu göstermişlerdir. Bu katkıyı plazmonik etkiler ve geometri sebebiyle daha fazla saçılım ile açıklamışlardır [41]. G. Ruffato ve diğ. 2012 yılında yaptıkları bir çalışmada, FIB litografi yöntemiyle altın film üzerinde nano-gözenekli ızgara yapılar üreterek sıradışı geçirgenlik ölçümleri elde etmişlerdir [42]. Leong Haisheng ve diğ. 2012 yılında yaptıkları çalışmada periyodik nano deliklerin bir ızgara şeklinde periyodik yapılandırılmasıyla plazmonik etkileri gözlemişlerdir [43, 44]. 2013 yılında altın gözenekli yapı (beyaz ışığa karşı geçirgenliği çok az olacak kalınlıkta ince film üzerinde) üzerinde yaptıkları çalışmada yüzey alanı artması sebebiyle özellikle kızılötesi (IR) bölgede elde ettikleri sonuçların plazmonik tabanlı sensör uygulamaları için kullanılabilir olduğunu göstermiştir [45]. 2013 yılında Shuowei Dai ve diğ. yaptığı bir çalışmada, toplam kalınlığı 90 nm olan metal-yalıtkan-metal çok katmanlı film tasarımında, yapının iki yüzeyinde ve gelen

ışığın polarizasyonundan bağımsız plazmonik etkiler görülebileceğini nümerik olarak göstermişlerdir [46].

Grafenin optik ve elektriksel özellikleri plazmonik uygulamaları için ilgi çekici olmuştur. Belirli kalınlıktaki Si/SiO₂ platform üzerinde Optik Mikroskop (OM) ile görüntülenebilmesi [47] tek katman Grafen uygulamalarını daha da kolaylaştırmıştır. Grafen genelde CVD yöntemi ile bakır levhalar üzerine sentezlenip [48] farklı malzemelerin üzerine transfer edilmektedir [49, 50]. Son gelişmeler doğrudan altın üzerine CVD Grafen sentezlenebileceğini de göstermiştir [51]. Tek atom kalınlığında olan Grafenin optik geçirgenliği çok katmanlı filmlerde [52] ve tek başına olduğu durumlarda [53] yapılan hesaplamalarla bulunabilmektedir. Metallerde olduğu gibi Grafen plazmonlarının da güçlendirilmiş ışık-madde etkileşimleri için kullanılabileceğini gösterilmiştir [54,55].

Öncelikle altın film üzerinde bulunan Grafen katman sayısına bağlı Yerel Yüzey Plazmon Rezonans (LSPR) özellikleri incelenmiştir [56]. Daha sonra, Borislav Vasic ve diğ. 2013 yılında Grafen ızgara yapılarında LSPR durumlarını incelemişlerdir. Bu tip yapıların IR bölgede ortamın dielektrik sabitindeki değişimleri ölçebileceğini yaptıkları hesaplarla göstermişlerdir [57]. Zheyu Fang ve diğ. 2012 yılında nano-boyutta metal antenleri tek katman Grafen arasına sıkıştırarak görünür ve yakın-IR bölgede fotoakımda artış elde etmişlerdir [58]. 2012 yılında Jing Niu ve diğ. yaptıkları bir çalışmada, Grafen üzerinde bulunan altın nano-parçacıkların arasındaki mesafeyi değiştirerek LSPR dalgaboyundaki değişimi gözlemişlerdir. Ayrıca olarak Al₂O₃ nano-parçacıkları kullanmışlardır [59]. B. Zhao ve diğ. 2014 yılında yaptıkları bir çalışmada yakın kızılötesi bölgede emilimi artırmışlardır. Yaptıkları tasarım, metal ızgara üzerine tek katman Grafenden oluşmaktadır [60]. Eduardo Carrasco ve diğ. 2013 yılında yaptıkları bir çalışmada periyodik kare şeklinde mikro Grafen yapıların THz bölgede yansıtıcı anten özelliklerini incelemiştir. Yapı periyodu değiştirilerek anten özellikleri değiştirilmiştir [61,62].

Bu çalışmalar; metalik yapılar ve Grafenin özellikleri birleştirilerek plazmonik etkilerin nano-boyutta kontrol edilebileceğini göstermiştir. Diğer taraftan, bu özelliklerin aktif kontrolü her zaman ilgi odağı olmuştur. Papyon tip, ayrık halka ve nano-parçacık dizilime sahip metalik yapılar nano-fotonik uygulamalar için vazgeçilmezdir. Bu yapılar elektromanyetik alanın gelen ışığın dalgaboyundan

çok daha küçük bir alana sığdırılmasını sağlar. Bu yapılar Grafenin özellikleri ile birleştirildiğinde rezonansı kontrol edilebilen sistemler geliştirilebilir. Bu bağlamda 2014 yılında yapılan bir çalışmada Grafene voltaj uygulayarak plazmonik rezonansı ayarlanırken, rezonans genişlemesi elde edilmiştir [63–67]. Dahası da, uygulanan voltaja bağlı olarak etkilenen plazmon dalgaboyu ve genliği gözlenebilmektedir [68]. Bu özellikleri bakımından tek katman Grafen yalnız değildir. Fei Yi ve diğ. 2013 yılında yaptıkları çalışmada, ITO incefilm kullanarak ve bunları altın nano-ızgara yapı ile kombine ederek yüzey plazmon etkilerinin ITO filme voltaj uygulayarak değiştirilebildiğini göstermişlerdir [69].

Plazmonik uygulamaların bir kısmında güneş paneli verimliliği artırmasını içermektedir. 2013 yılında Nasser H. ve diğ. ürettikleri gümüş nano-parçacıkları ZnO film içine hapsederek yaptıkları çalışmada plazmonik etkiler sayesinde absorpsiyonu artırıp bu uygulamanın güneş pilleri açısından faydalı olabileceklerini göstermiştir [70]. Yaptıkları bir diğer çalışmada ise Ag nano-parçacıkların bulunduğu alttaşın plasmonik etkilere katkısı tartışılmıştır [71]. Bunların yanında, Günendi M.C. ve diğ. 2013 yılında, Ag nano-parçacıkların güneş pillerindeki konumu ve bulundukları alttaş özelliklerini değiştirilerek bu parametrelerin plazmonik etkilere ve güneş pili uygulamasına katkıları araştırılmıştır [72]. 2014 yılında Saleh M.S. ve diğ. tarafından yapılan bir başka çalışmada ise tek veya çift katman Ag nano-parçacıklar ve farklı dielektrik sabitlerine sahip ara katmanlar kullanılarak güneş pilleri için plazmonik etkileri incelemişlerdir [73].

Yapılan çalışmalar göstermiştir ki; yüzey yapılandırma hem yeni özellikler kazandırmakta hem de mevcut özellikler üzerinde daha fazla kontrol imkânı sağlamaktadır. Özellikle nano-boyutlarda periyodik yapılandırma görünür bölge dalgaboyu uygulamaları açısından büyük önem taşımaktadır. Yapılan çalışmalar göstermiştir ki ışık madde etkileşimini artırma ve elektromanyetik alının dalgaboyu altı boyutlu yapılara hapsedilmesi ve optik özelliklerin aktif kontrolü önem taşımaktadır. Periyodik yapıların nanometre mertebesinde ve atımlı lazerlerle üretimindeki zorluklar hüzmeye şekillendirme çalışmalarına hız kazandırmıştır. Bu bağlamda dalga denkleminin bir başka kırınımsız çözümü olan Bessel hüzmeleri lokomotif görevini üstlenmektedir. Bessel hüzmeye elde etmede birçok yöntem kullanılmaktadır. Bunlardan en yaygın olanı Aksikon denen konik mercekler ve (Uzaysal Işık Modülatörü) SLM

kullanılmasıdır. Konik mercek, gelen enerjinin neredeyse tamamını ilettiğinden görece en verimli olarak kabul edilmektedir.

2000 yılında J. Arlt ve diğ. Aksikon kullanarak yüksek dereceden Bessel hüzmeleri üretmeyi başarmışlardır [74]. Diğer taraftan, Masamichi Kohno ve diğ. 2004 yılında Aksikon kullanarak ürettikleri Bessel hüzmeleri ile Si levha üzerinde mikro-yapılandırma gerçekleştirmişlerdir [75]. K. Dholakia ve diğ. 2005 yılında yaptıkları bir çalışmada farklı dereceden Bessel hüzmeleri ve bu hüzmelerin özelliklerini incelemişlerdir [76].

Aksikon merceğin ucu yassılaşması sonucu elde edilen profil ideal modelden farklı olabilir. Bu konuda yapılan teorik ve deneysel çalışmalar hüzmelerle ilgili olarak doğru şekilde ki şiddet dağılımında konik mercek yassılaşma etkisini şiddet profilindeki salınım olarak gözlemişlerdir [77–79].

2012 yılında D. Faccio ve diğ. yaptıkları çalışmada yüksek-açılı Bessel hüzmelerinin lineer olmayan darbe bozulmalarını azalttığını göstermişlerdir [80]. Marti Duocastella ve diğ. 2012 yılında Bessel ve dairesel hüzmelerin malzeme işleme üzerine katkılarını incelemişlerdir [81]. 2012 yılında B. Yalızay ve diğ. Aksikon la üretilmiş Bessel hüzmeleri kullanarak altın ince film üzerinde 200 nm genişliğinde kanallar açmayı başarmışlardır [82]. D. Mugnaive diğ. 2013 yılında yaptıkları çalışmada farklı bir bakış açısı getirerek Bessel hüzmelerinin ilerlemesini vektörel olarak açıklamaya çalışmışlardır [83]. K. K. Anoop ve diğ. femtosaniye lazer gauss-girdap profili ile Si üzerinde yapılandırma yapmışlardır. Ablasyon yerine ısı ile işlemle yüzeyde modifikasyonlar gerçekleştirmişlerdir [84].

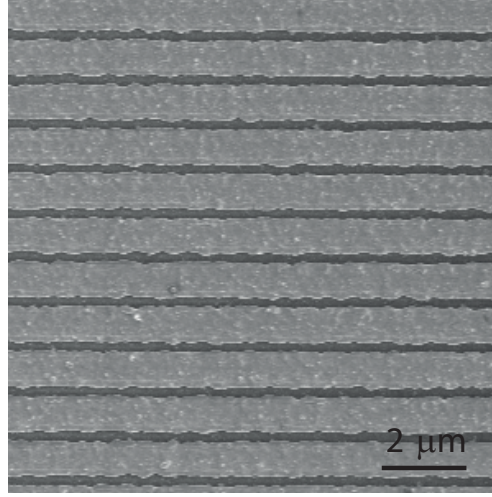
R.Şahin ve diğ. 2013 yılında, Aksikonla ürettikleri Bessel hüzmelerini kullanarak Altın ince filmler üzerinde 125 nm genişliğinde kanallar oluşturup plazmonik uygulamalar için periyodik yapılar üretmişlerdir. Yapılan geçirgenlik ölçümlerinde bu tür yapılarda plazmonik etkiler gözlenebileceği hatta bunların bir biyosensör olarak kullanılabileceği gösterilmiştir [85]. Ayrıca yaptıkları bir başka çalışmada Bessel-girdap hüzmeleri ile tek atım rejiminde iç içe geçmiş çok halka üretmeyi başarmışlardır [86]. Merkezde 200 nm çapında diskler elde ederek lazer enerjisine bağlı ablasyon profilini sayısallaştırmışlardır. R.Şahin ve diğ. 2013 yılında, Aksikonla ürettikleri Bessel hüzmelerini kullanarak Si/SiO_2 üzerinde bulunan tek katman Grafeni

işleyerek 400 nm genişliğinde ve 100 μ m uzunluğunda kanallar açmışlardır. Grafenin görünür dalgaboyları emilim katsayısı % 2.3 olmasına rağmen Si alttaşa zarar vermeden sadece Grafenin ablasyona uğradığı uygun bir lazer enerji ve tarama hızı aralığı elde etmişlerdir [87]. Ayrıca elde edilen yapıların SEM görüntüleri incelenerek, geliştirilen bir yöntemle yapıların % kaç başarı ile üretildikleri lazer enerjisine bağlı olarak hesaplanmıştır [88].

Bessel hüzmeleri üretmek için bir diğer yöntem olan SLM kullanılarak mikro ve nanoyapılandırma işlemleri de yapılmıştır. F. Courvoisier ve diğ. 2009 yılında femtosaniye lazer Bessel hüzmeleri ile cam üzerinde 500 nm çapında kraterler oluşturmuşlardır. Bessel hüzmelerini SLM kullanarak elde etmişlerdir [89]. 2010 yılında Bhuyan ve diğ. femtosaniye lazer Bessel hüzmeleri kullanarak yaptıkları çalışmada cam örnekte, boy-en oranı 40 olan mikro-kanallar üretmişlerdir [90]. Aynı yıl yaptıkları bir başka çalışmada ise periyodu 1.6 μ m olan ve çapları 200 nm civarında olan periyodik kanallar elde etmiştir. Bu kanalların boy-en oranı 100'ü aşmaktadır [91]. Benjamin Wetzel ve diğ. 2013 yılında Bessel-girdap hüzmeleri kullanarak cam üzerinde bulunan tek katman Grafen üzerinde 650 nm çapında diskler elde etmişlerdir [92]. F. Courvoisier ve diğ. 2013 yılında femtosaniye lazer Bessel hüzmeleri ile cam içinde tek darbe kullanarak yüksek boy-en oranlı nano-kanallar açmışlardır. SLM kullanarak Bessel hüzmeleri elde edip 200 nm çapında kanallar oluşturmuşlardır [93].

1.3 Hipotez

Mikrometre ve nanometre mertebelerde periyodik yapılar (Şekil. 1.1) plazmonik ve fotonik anten uygulamaları açısından önem taşımaktadır. Bu tür yapıların üretimi litografik yöntemler kullanıldığında kimi zaman pahalı hatta zaman alıcıdır. Lazer tabanlı doğrudan üretim teknikleri hızlı ve ucuz bir alternatif olarak kullanılabilir. Bu yöntem lazer hüzmelerinin mercekle odaklanarak malzemenin işlenmesini içermektedir. Lazer hüzmeleri mikrometre ve özellikle nanometre mertebesinde işleme yapabilmesi için sıkı odaklanması gerekmektedir. Odaklamanın yanı sıra, kullanılan lazerin dalgaboyunu azaltmak elde edilen yapı boyutunun küçülmesine olanak sağlayacaktır. Çözünürlüğü artırmak için yapılması gereken bu adımlar yöntemin başlıca kısıtlamalarını da beraberinde getirmektedir.



Şekil 1.1 : 25 nm kalınlığında Au film üzerinde fs lazer Bessel hüzmesi ile üretilen nano-kanallar.

Örneğin, sıkı odaklama, odak mesafesini ilerleme doğrultusunda azaltmaktadır. Bu durum, açısal ve odak noktası çevresinde düzlemsel konumlamanın çok hassas bir şekilde yapılmasını gerektirmektedir. Lazer dalgaboyu azaltılarak UV dalgaboylarında çalışmak pahalı odaklama mercekleri kullanılmasını zorunlu kılmaktadır. Dahası da, optik kusurlar UV dalgaboyları ve sıkı odaklama durumlarında baskın olmaktadır.

Bessel hüzmeleri, Gauss hüzmelerine nazaran farklı özellikler taşımaktadır. Kırınımsız ilerlemenin yanı sıra mikron boyutlarında merkezi bir şiddete sahip olmaları yukarıda bahsedilen sıkıntıları ortadan kaldırmak için kullanılabilir. Ayrıca, sıkı odaklanmış Bessel hüzmelerinin optik kusurlardan etkilenmeleri minimize olmaktadır [94].

Plazmonik sensörlerin optik özellikleri genellikle sıra dışı geçirgenlik veya yansıma ölçümleri ile karakterize edilirler. Işığı geçirmeyecek kadar kalın filmler üzerinde açılan nanometre mertebesinde delikler plazmonik uyarımın sağlanması ve akabinde geçirgenlik spektrumunda sıradışı geçirgenlik maksimumlarına sebep olmaktadır. Sıradışı geçirgenlik ölçümleri, sinyal seviyeleri çok zayıf oldukları için gürültüye oranları oldukça küçüktür. Oysa ki, ışığı geçirecek kadar ince filmler üzerinde nanoyapılandırma ile elde edilecek plazmonik etkiler geçirgenlik spektrumunda rezonans minimumlarıyla karakterize edilir. Bu durumda sinyal/gürültü seviyesi oranı artmaktadır. Bu sebeple yapılan deneylerde görece geçirgen filmler kullanılarak

ölçüm kalitesinin artırılması ve plazmonik uyarım için düşük ışıık şiddetlerinde çalışma olanağı hedeflenmektedir.

Bu çalışmada, hüzme şekillendirmenin nano-fabrikasyona katkıları geçirgen ince filmler üzerinde yapılacak lazer ablasyon çalışmalarıyla araştırılacaktır. Ayrıca üretilen yapıların yapısal analizi ve optik özellikleri hem karakterizasyon mikroskopları hem de sayısal yöntemlerle incelenecektir. En sonunda da, potansiyel uygulamaları incelenecektir.

2. ATIMLI LAZERLERLE MİKRO-İŞLEME

Yüzey mühendisliği, yüzey etkileşimlerini mikro/nano mertebede anlama açısından nanoteknolojinin önemli bir alt alanıdır. Yüksek çözünürlük gerektiren mekanik, elektrik, optik ve termal sensörlerin gelişimi mikrometre mertebesinde gerçekleşen olayların temelinin anlamayı hızlandırmıştır. Bu gelişim beraberinde mikrometre-altı yapılarda alışılmadık özellikler gösteren yeni tip malzemelerin mühendisliğinin yapılması gerekliliğini doğurmuştur. 2 ve 3-boyutlu karmaşık yapıların nano-fabrikasyonu geleneksel termal, kimyasal ya da mekanik metotlarla yapılamamaktadır. Bu tür yapıların üretimi için kullanılan litografik yöntemler hem pahalı hem de zaman alıcıdır. Klasik yöntemlere alternatif olarak atımlı lazerler yüzey yapılandırma da potansiyele sahiptir. Lazer tabanlı mikro-fabrikasyon etkin bir yöntem olmasına rağmen çözünürlüğü nanometre mertebelerine ulaştırmak kolay olamamaktadır. Dolayısıyla, lazer malzeme işleme seviyesini nanometre mertebesine çekmek hem bilimi hem de teknolojiyi hızlandıracaktır. Örneğin, bilgi depolama, opto-elektronik, biyo-akışkan teknolojisindeki hızlanmalar nano boyutlarda modifikasyon ve karakterizasyon çalışmaları ile gerçekleşmektedir.

Lazerlerin icadı yoğunlaşmış elektrik alanların üretimine ve devamında yüksek enerji rejiminde çalışmalar yapılmasına kolaylık sağlamıştır. Odaklanan lazerin sağladığı elektrik alan elektron-çekirdek arasındaki Coulomb kuvveti ile kıyaslanabilir düzeyde olduğu zaman tek fotonun bile yüzeyden birden fazla elektronu kopardığı, harmonik üretim ardından da çok yüksek lazer güçleri için elektronun ışık hızına yakın hızlarda sürüklenmesi gelişimleri yaşanmıştır. Yüksek enerjilerin sağladığı bu özelliklerin yanı sıra kritik bir enerji rejimi de ekstra avantajlar sağlamaktadır. Bu rejimin kapsadığı en önemli özellik, hedef malzeme valans elektronlarının iyonizasyonu sayesinde malzeme modifikasyonu veya yapılandırılabilmesidir.

Lazer ablasyon mekanizması ardışık bir süreç, kapsamaktadır. Lazer hüzmesi malzeme ile etkileştiğinde önce serbest elektronlar oluşur. Daha sonra bu serbest elektronlar gelen lazer enerjisini soğurarak hızlanır ve çarpışmalarla yeni serbest elektronlar

oluşturur. Yerel serbest elektron yoğunluğu belirli bir düzeye ulaştığında sıcak plazma gibi davranır. Daha sonra plazma enerjisi malzeme atom ve moleküllerine aktararak yerel bir modifikasyon meydana gelir. Yüzey modifikasyonu için gerekli olan minimum lazer enerjisine malzeme işleme eşik enerjisi denmektedir. Kısaca bu olaya lazer ablasyonu denmektedir.

Lazer ablasyonu tarihi eser yüzeyi temizleme, mikro-yapılandırma, moleküler kütle spektroskopisi, plazma teknolojisi, lazer ameliyatları gibi birçok endüstriyel alanda kullanılmaktadır. Bu tekniğin en önemli yanı diğer yöntemlere kıyasla deneysel düzeneğinin çok daha basit olmasıdır. Diğer avantajı ise deneysel parametrelerin değiştirilerek süreç kontrolü sağlanabilmesidir. Lazer ablasyonunda önemli olan deneysel parametreler;

- Lazer atım parametreleri (enerji yoğunluğu, hüzmeye boyutu, atım süresi, hüzmeye profili)
- Hedef malzeme
- Hedef malzeme-Altaş arası mesafe (film büyütme işlemleri)
- Deney ortamı (oda koşulları, vakum, Argon gazı vs)
- Altaş Özellikleri

şeklinde sıralanabilir. Bu parametrelerin etkisini anlamak ablasyon mekanizması için optimum çalışma koşullarını belirleme konusunda gereklidir.

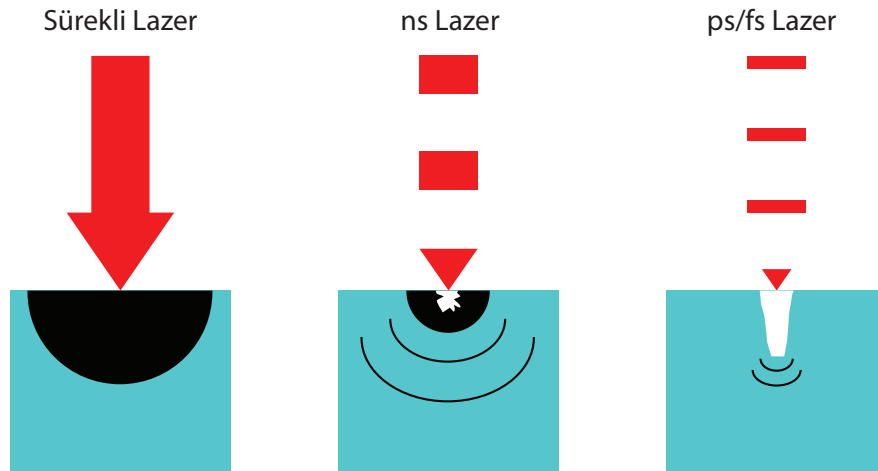
2.1 Atım Süresi

Son zamanlarda; mikro-yapılandırma, markalama ve yüzey modifikasyonu lazer ablasyon çalışmalarında özel bir yer edinmiştir. Bu uygulamaların en büyük problemi lazerle etkileşen malzemenin termal etkilere, dolayısıyla istenmeyen modifikasyona maruz kalmasıdır. Bu etkiyi minimize etmenin bir yolu atım süresini kısaltmaktır. Termal iletim nanosaniye mertebelerinde olduğundan piko ve femtosaniye atımlı ultrahızlı lazerlerin gelişimi ile araştırmacıların ilgisi buraya kaymıştır. Çizelge. 2.1, farklı atım süreleri için etkileşim mekanizmasını göstermektedir. Metallerde ısı enerjisi iletimi yüksek sıcaklıklarda fononlar baskınlığında yapılmaktadır. Fonon durulma zamanı atım süresinden çok büyük olduğundan, malzeme ısı işlem gördüğünü anlamadan ablasyona maruz kalacaktır.

Çizelge 2.1 : Lazer-malzeme etkileşimi ve ablasyon mekanizması.

Atım süresi	Malzeme Cevabı	Mekanizma
fs	e^- uyarma	e^- yayma
ps	Enerji kaybı/bağları kırma	İyon yayılımı/Plazma
ns	Erime ve katılaşma	İyon yayılımı/Plazma

Malzeme eşik enerjisinin belirlenmesi mikro-yapılandırmanın temelini oluşturmaktadır. Ultrahızlı lazerlerin gelişimi malzeme işleme eşik enerjisinin atım süresine bağlı olarak incelenmesine de olanak sağlamıştır. Şekil. 2.1, atım süresine bağlı olarak malzeme üzerinde oluşacak etkiyi göstermektedir. Sürekli lazerlerle malzeme işleme ancak çok yüksek güçlerde mümkündür. Termal etkiler baskın olacağından lazer odak bölgesi dışında istenmeyen modifikasyonlar oluşmaktadır. Ayrıca üretilen yapıların tekrarlanabilirliği düşük ve malzeme işleme eşik enerjisi tayini % 50' lere varan hatalarla belirlenebilmektedir. Nanosaniye atımlı lazerler de bu etki azaltılmış olsa dahi atım süresi termal difüzyon mertebesinde olduğundan minimize edilememiştir. Yapılan çalışmalar atım süresi < 5 ps olduğunda malzeme eşik enerjisinin hassas ve tekrarlanabilir bir şekilde belirlenebileceğini göstermiştir. Termal difüzyonun ve şok dalgalarının minimize edildiği atım sürelerinde, malzeme eşik enerjisine yakın lazer atım enerjileri ile (kritik rejim) çalışarak herhangi bir malzeme üzerinde nanoyapılandırma mümkündür. Bu durum sadece kritik rejim içerisinde ve ps atım sürelerinden daha kısa atımlarla çalışıldığında mümkündür. Kritik rejim, lazer-malzeme etkileşimini mikron düzeyinden mikron-altı düzeye hatta uygun atım süreleri ve düzenekle birkaç yüz nanometre mertebesine taşımaktadır [95].

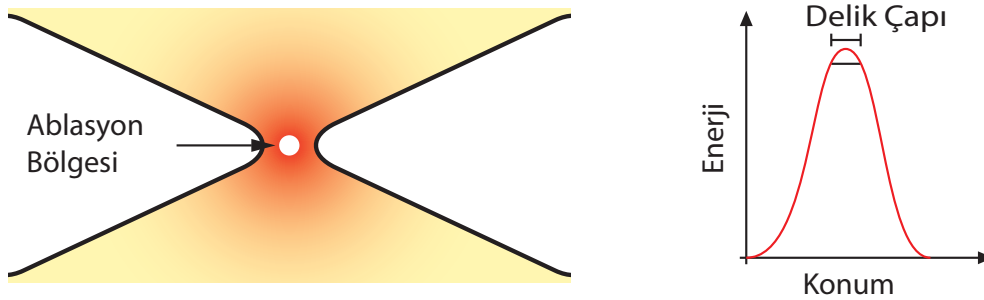


Şekil 2.1 : Lazer atım süresine bağlı olarak ablasyon mekanizması örnekleri.

2.2 Lazer Dalgaboyu

Lazer sistemimleri farklı dalgaboylarında ışık ışınları yaymaktadır. Dolayısıyla, günümüz lazerleri kızılötesinden ultraviyole bölgeye birçok dalgaboyunda çalışma imkânı sağlamaktadır. Gauss lazer hüzmeleri odaklaması kırınım limiti ile sınırlıdır. Elde edilebilecek minimum odak çapı kullanılan lazer dalgaboyunun yarısıdır. Bu sebeple, lazer dalgaboyunu azaltmak odakta elde edilen hüzmelerin çapında azalmaya sebep olacaktır. Ayrıca düşük lazer dalgaboyları daha yüksek foton enerjilerine sahip olduğundan malzeme işleme eşik enerjisinde bir miktar azalma meydana gelecektir. Bu iki özellik düşük lazer atım enerjilerinde çalışma ve çözünürlüğü nanometre mertebelerine kadar artırma olanağı sağlamaktadır. Çözünürlüğü artırmanın yanında, femtosaniye lazerlerle elde edilebilecek ablasyon derinliği 0.01-1 μm arasında değişmektedir.

Şekil. 2.2, dalgaboyu altı yapıların oluşma mekanizmasını göstermektedir. Işık odaklandığında da enerji dağılımı Gauss fonksiyonu ile betimlenmektedir. Yani merkezde yoğun merkezden uzaklaştıkça şiddet azalmaktadır. Bu özellik kolaylıkla mikrometre mertebesinde yapılar elde edilmesini sağlar. Fakat sıkı odaklama odak derinliğini azaltacağından deneysel kısıtlamaları beraberinde getirecektir. Bu sebeple çözünürlüğü nanometre mertebesinde elde etmek için hassas lazer enerjisi kontrolü ve örnek konumlama gerektirmektedir. Ayrıca düşük dalgaboyları için kullanılacak optik elementler oldukça pahalıdır. Sıkı odaklamanın getirdiği bir sıkıntı da optik kusurların ön plana çıkmasıdır. Saçılma ve kırınım etkileri oluşan profili ve dolayısıyla çözünürlüğü sınırlamaktadır.



Şekil 2.2 : Gauss hüzmeleri ile Kırınım limiti aşılarak nanofabrikasyonun yapılması.

Kullanılan lazerin dalgaboyu ablasyon mekanizmasını da belirlemektedir. Bu tez kapsamında metal film olarak genellikle cam üzerine büyütülmüş Au film

kullanılmaktadır. Dolayısıyla lazer dalgaboyunun ablasyon mekanizmasına etkisini anlamak için Au film elektronik yapısı göz önünde bulundurulmalıdır. Altın $5d^{10}6s^1$ elektronik yapısına sahiptir. d-bandı elektronlarının uyarımı fs lazer-altın film etkileşiminin belirlenmesinde belirgin bir etkiye sahiptir. Foton enerjisinin bant-arası geçiş eşik enerjisinden (ITT) (1.9 eV) büyük olduğu dalgaboylarında daha yüksek sıcaklıkta elektronlar ve dolayısıyla hızlı elektron-fonon çiftleşmelerinin termoelastik ablasyona sebep olacağı açıklanmıştır [18]. Tipik 1030 nm, 515 nm ve 343 nm lazer dalgaboyları için foton enerjileri sırasıyla 3.62 eV, 2.41 eV ve 1.21 eV' dur. Gelen foton enerjisi ITT değerinden düşük olduğunda daha düşük sıcaklıkta elektronlar (6s) ve yavaş elektron-fonon eşleşmeleri ve foto-termal ablasyon mekanizması elde edilecektir. Femtosaniye rejimde lazer ablasyon süreci enerji aktarımını iki kısma ayırmak mümkün; (i) elektronların lazer enerjisini soğurması ardından (ii) bu enerjinin yapıya dağılması ile malzeme modifikasyonu. Femtosaniye lazerlerin bir diğer avantajı ise çok yüksek pik güçlerine sahip olmaları sebebiyle neredeyse tüm malzemeleri iyonlaştırma yeteneğine sahip olmalarıdır.

2.3 Harmonik Üretimi

Işık kaynağının dalgaboyu değiştirilmek istendiğinde kaynağı değiştirmemiz gerektiği lise yıllarından itibaren ifade edilmektedir. Fakat yüksek pik güçlerine ulaşan lazerler ve özel kristallerin (örneğin BBO) kullanımı doğrusal olmayan bir etki ile harmonik üretimi ve kaynak değiştirmeden farklı dalgaboylarında çalışma olanağı doğurmaktadır.

Frekans-toplama/fark üretimi bir tür doğrusal olmayan prosestir. Bu olay iki fotonun (ω_1 ve ω_2) yok olarak frekansları toplamı/farkı kadar frekansa sahip (ω_3) başka bir foton üretme sürecidir. Diğer bütün doğrusal olmayan optik olaylar gibi frekans-toplama/fark olayı da;

- Işık-malzeme etkileşimi
- Yüksek güçlü ışık (genelde atımlı lazer)

koşullarında gerçekleşir. Frekans-toplama/fark bir tür parametrik olaydır. Yani süreç malzemeyi değiştirmeden enerji korunumuna uyar (Eşitlik. 2.1).

$$\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 \mp \hbar\omega_2 \quad (2.1)$$

Harmonik üretimi denildiğinde akla ilk gelen frekans-toplama sürecinin özel bir durumu olan ikinci harmonik üretimidir. Bu durum, aynı frekanstaki fotonların doğrusal olmayan kristal ile etkileşip frekansı iki katına çıkmış yeni fotonlar oluşturmaktır. Yani $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3/2$ durumu elde edilmesidir. Deneysel çalışmalarda en çok bu durum elde edilir. Bunun sebebi 2. harmonik üretiminde tek lazer hüzmesi yeterlidir. Oysaki $\omega_1 \neq \omega_2$ durumu için iki farklı hüzme gerekmektedir. Frekans-toplama sürecinin verimli yapılabilmesi için Eşitlik. 2.2 tam anlamıyla sağlanmalıdır.

$$\hbar k_3 \approx \hbar k_1 + \hbar k_2 \quad (2.2)$$

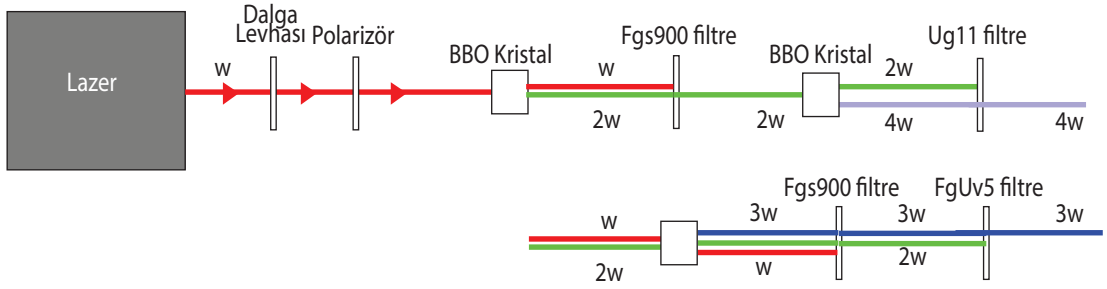
Birim hacimdeki dipol momentini $\vec{P}(t)$; uygulanan elektrik alan $\vec{E}(t)$ cinsinden Eşitlik. 2.3'deki gibi verilmektedir.

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \right) \quad (2.3)$$

$\chi^{(n)}$; n. dereceden doğrusal-olmamayı temsil etmektedir. Dalga denkleminin izotropik uzayda çözümü doğrusal-olmayan dipol momentini yoğunluğunu vermektedir. Basitlik için sadece 2. dereceden doğrusal-olmamayı ve $E(t)$ 'nin iki farklı ω_1 ve ω_2 'den oluştuğunu düşünersek, doğrusal olmayan kısmın polarizasyona katkısı (P_{NL}) Eşitlik. 2.4'deki gibi elde edilir.

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} [|E_1|^2 e^{-i2\omega_1 t} + |E_2|^2 e^{-i2\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2) + cc] \quad (2.4)$$

Bu ifade içindeki cc; geri kalan kısmın kompleks eşleniğini temsil etmektedir. Eşitlik. 2.4 içindeki logaritmik terimlerin kuvveti olan $(2\omega_1)$ ve $(2\omega_2)$ ifadeleri ikinci harmonik üretimini, $(\omega_1 + \omega_2)$ frekans-toplama, $(\omega_1 - \omega_2)$ ise frekans-fark optik doğrultmayı veren terimlerdir. Yapılan çalışmaların bir kısmında uygulanan harmonik üretimi için kullanılan düzenek Şekil. 2.3'de verilmiştir. Lazer merkez dalgaboyundan üretilen 2., 3. ve 4. harmoniklerin her biri için kullanılan kısım kısaca aşağıda açıklanmıştır.



Şekil 2.3 : Lazer harmonik üretimi için gerçekleştirilen adımlar.

Harmonik üretimi kısmında, 1 kHz tekrarlama ortalama gücü 250 mW olan, merkez dalgaboyu $\lambda = 1030$ nm ve 550 fs atımlar üreten lazer sistemi kullanılmıştır. Lazer enerjisi ve polarizasyonunu Dalga Levhası ve Polarizör kullanılarak ayarlanmaktadır. Bu standart optik elementlerin hemen ardından harmonik üretimi için gerekli bileşenler kurularak farklı dalgaboyunda çalışma olanağı elde edilmektedir.

- Şekil. 2.3’deki ilk BBO kristali, 2. harmonik ($\lambda/2$) üretimini sağlamaktadır. Kristalin arkasına konulan FGS900 (Thorlabs) kodlu filtre λ dalgaboyunu engelleyerek $\lambda/2$ dalgaboyunda ışık hüzmesi elde edilmesini sağlamaktadır.
- $\lambda/2$ elde edildikten sonra tekrar farklı özellikte BBO kristali koyarak $\lambda/2$ ve $\lambda/4$ dalgaboyları elde edilir. UG11 (Thorlabs) filtre ile $\lambda/2$ engellenerek 4. harmonik elde edilir.
- 3. harmonik üretimi ise önce ikinci harmonik üretimi yapmayı gerektirmektedir. 2. harmonik üretimi sonrası hemen farklı özellikte BBO kristali (Şekil. 2.3) konularak λ , $\lambda/2$ ve $\lambda/3$ elde edilir. Daha sonra art arda konulan FGS 900 ve FGUV5 filtreleri λ , $\lambda/2$ dalgaboylarını engelleyerek $\lambda/3$ elde edilir.

Harmonik üretimi % 100 verimle çalışmadığından kristale gelen dalgaboyları, kristalden geçtikten sonra da bulunmaktadır. Bu sebeple istenilen harmonik için uygun filtreleme yapılması zorunludur. Kullanılacak filtre kodları ve özellikleri sağlayıcı firmaya göre farklılıklar göstermektedir.

2.4 Atım Enerjisi

Lazer-malzeme etkileşiminde önemli olan bir diğer parametre lazer atım enerjisidir. Atım enerjisi doğrudan oluşan yapıların boyutunu belirlemektedir. Lazer atım enerjisi hassas şekilde kontrol edilerek fabrikasyon çözünürlüğü kontrol altına alınmaktadır.

$$d^2 = 2w_0^2 \ln \left(\frac{I_0}{I_{th}} \right) \quad (2.5)$$

d ablasyon delik çapı, w_0 lazer hüzmeye yarıçapı, I_0 ve I_{th} lazer atım ve malzeme ablasyon eşik enerjisidir. Eşitlik. 2.5 lazer enerjisi arttıkça ablasyon profili çapının artacağını göstermektedir. Bu ifade ayrıca eşik enerjisini belirlemede de kullanılmaktadır.

Elde edilen yapıların sürekliliği lazer atım enerjisindeki salınımlarla sınırlıdır. Öncelikle malzeme eşik enerjisi belirlenerek düzenek optimize edilir. Daha sonra enerjiye bağlı oluşan yapı boyutu karakterize edilerek istenilen boyutu verecek lazer atım enerjisi ayarlanır. Bu süreç tekrarlanabilir fabrikasyonun kapılarını açmaktadır.

2.5 Atım Tekrarlama Sayısı

Atımlı lazerle malzeme işlendiği zaman, atım sayısına bağlı ablasyon mekanizması belirlenmesi gerekmektedir. Bu bağlamda malzeme ablasyon eşik enerjisi bir noktaya düşen atım sayısına bağlı olarak tanımlanmaktadır. Lazer atım enerjisinin malzeme ablasyon eşik enerjisinden daha düşük olduğu durumlarda, ardışık atımların üst üste gelerek malzemede deformasyon oluşturmaya inkübasyon denir. Bir noktaya düşen atım sayısı arttıkça malzeme ablasyon eşik enerjisinin azalması gerektiği düşünülebilir. Ardışık atımlar malzemeye mekanik/kimyasal zarar vererek çok daha düşük enerjilerde deformasyon sağlamaktadır.

İnkübasyonu nicelendirmek için çok atım rejiminde malzeme ablasyon eşik enerjisi belirlenmelidir. Eşitlik. 2.5, I_{th} yerine I_{th}^N yazıldığında N ardışık adım için gerçekleşen ablasyon profilini betimlemek için kullanılabilir. Fakat ablasyon çapı ölçümü bu rejimde çok yüksek hassasiyetle yapılması gerekmektedir. Ardışık atımlar oluşan

ablasyon krateri etrafında çatlaklar ve kalıntılar oluşturduğundan çap ölçümü yerine çoğu zaman derinlik ölçümü kullanılmaktadır.

Çok atım ablasyon eşik enerjisini belirlemek için bir başka yol; d ablasyon derinliği, N atım sayısı olmak üzere Eşitlik. 2.6 ile verilmektedir. $N > 1$ olduğu durumlarda atım sayısına bağlı ablasyon derinliği ölçüm yaparak bulunabilir. $I_{th}^{N > 1}$ ise malzemenin N atım tekrarı için ablasyon eşik enerjisidir.

$$d = (N - N_{th})\alpha^{-1} \ln\left(\frac{I}{I_{th}^{N > 1}}\right) \quad (2.6)$$

Eşitlik. 2.6 içindeki α^{-1} , optik ilerleme etkin derinliği olarak tanımlanır. N_{th} değeri ise, lazer ablasyon enerji rejimi tarafından belirlenir. Örneğin malzeme tek atım ablasyon eşik enerjisinden daha büyük değerlerde ayarlandığında $N_{th}=0$ değerini alır. Daha küçük değerler için N_{th} herhangi bir sayıya karşılık gelmektedir ve malzeme modifikasyonu için gerekli minimum ardışık atım sayısıdır.

Çok atım ablasyon rejimi malzemenin lazer enerjisi emilim katsayısını artırdığından çok daha düşük enerjilerde modifikasyon sağlamaktadır. $I_{th}(N) = I_{th}(1)N^\gamma$ ifadesi yardımıyla malzemeye has olan inkübasyon katsayısı γ kolaylıkla bulunmaktadır.

3. HÜZME ŞEKİLLENDİRME

Işık ışınları kaynaktan uzaklaştıkça açılarak ilerler. Işığın dalga doğasından kaynaklanan bu etki beyaz ışığa göre az olsa da lazer kaynaklarında da mevcuttur. Ayrıca girişim ve kırınım da ışığın dalga özelliğinin bir sonucudur. Işık hüzmeleri mercekler, dalgaboyu mertebesinde yarıklar veya delikler kullanılarak boyutları ve profilleri değiştirilebilir. Tüm lazer kaynakları doğası gereği Gauss matematiksel profiline sahiptir. Işık hüzmeleri özellikle malzeme işleme uygulamalarında enerji yoğunluğunu artırmak ve daha küçük yapılar elde etmek için mercek kullanılarak odaklanırlar. Enine elektrik alan profili Gauss matematiksel fonksiyonu ile verilen hüzmeler odaklandığı zaman odak mesafesi kısalmış ve kırınım sebebiyle hüzmeler hızla açılarak ilerler. Malzeme işlemede kontrol edilen lazer parametrelerinin yanısıra son zamanlarda hüzmeler şekillendirme yani ışığın şiddet dağılımını değiştirme de önemli bir parametre haline gelmiştir ve yaygın şekilde kullanılmaktadır. Bu kısımda dalga denkleminin çözümü olan Gauss ve Bessel fonksiyonları açıklanacaktır.

3.1 Gauss Hüzmeleri

Gauss hüzmeleri adlarını sahip oldukları küresel simetrik elektrik alan dağılımının matematiksel Gauss fonksiyonu ile betimlenmelerinden alırlar.

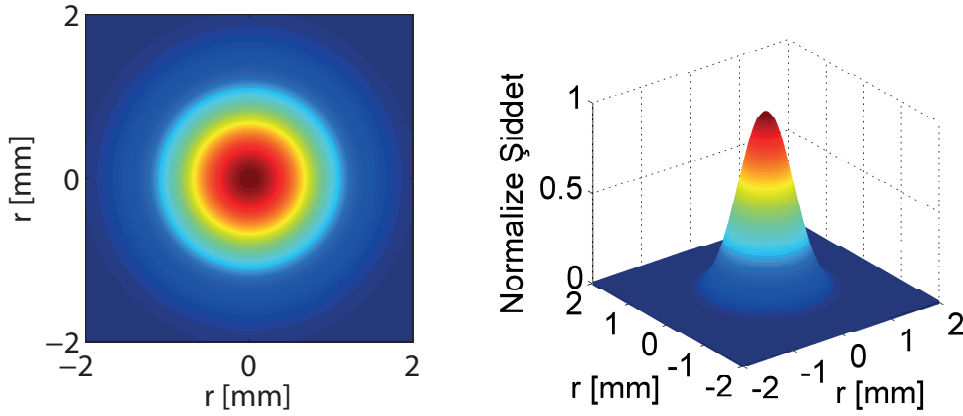
$$E(r) = E_0 \exp\left(\frac{-r^2}{w_0^2}\right) \quad (3.1)$$

Gauss hüzmesi elektrik alan profili Eşitlik. 3.1 ile verilmektedir. Burada r ; hüzmeler merkezinden olan radyal uzaklığı, w_0 ; genliğin $1/e$ değerine düştüğü yarıçap değeridir. Gauss fonksiyonunun Fourier dönüşümü de Gauss fonksiyonudur. Dolayısıyla optik sistem boyunca ilerlemesi hüzmelerin matematiksel ifadesini değiştirmez. Bu hüzmeler için şiddet dağılımı da Gauss matematiksel ifadesine uyar ve Eşitlik. 3.2 ile verilmektedir. Merkezden $2w_0$ kadar uzaklaşıldığında şiddet maksimum değerinin

0,0003'ü kadardır. Bu mesafeden sonraki şiddet ihmal edilebilir olduğundan w_0 genelde hüzmeye yarıçapı olarak tanımlanır.

$$I(r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \quad (3.2)$$

Şekil. 3.1, Gauss hüzmeleri için verilen elektrik alan şiddeti fonksiyonunu MATLAB'da hesaplatarak çizdirilen hüzmeye kesiti ve 3-boyutta şiddet dağılımını göstermektedir.

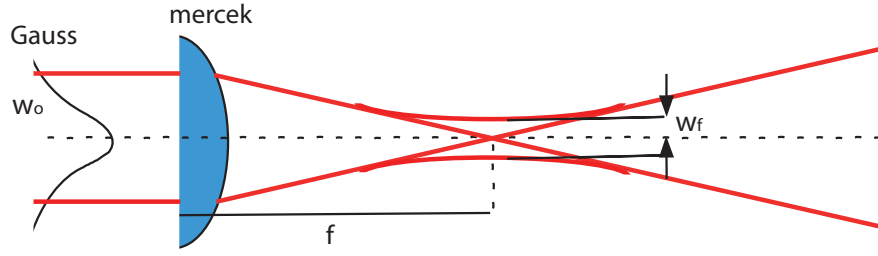


Şekil 3.1 : Gauss hüzmeleri için 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddeti profili.

Hesaplamalarda hüzmeye yarıçapı 0.85 mm olarak alınmış ve şiddet normalize edilmiştir. Gauss hüzmeleri lazer mikro-işleme çalışmalarında ince kenarlı merceklerden geçirilerek odaklanır. Bu durumda, kullanılan merceğin odak uzaklığını f ve z -eksenini elektromanyetik dalganın ilerleme yönü olarak tanımlarsak;

$$w(z) = w_f \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_f^2}\right)^2} = w_f \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R}\right)^2} \quad (3.3)$$

herhangi bir z mesafesindeki hüzmeye çapı Eşitlik. 3.3 yardımıyla bulunabilir. λ hüzmeyi dalgaboyu olmak üzere, $Z_R = \pi w_f^2 / \lambda$ hüzmeyi Rayleigh mesafesidir. Yani hüzmeye kesit alanının, minimum hüzmeye kesit alanının 2 katına ulaştığı mesafedir. Hüzmeye, $z=f$ mesafesinde en küçük odak çapı olan w_f değerine sahiptir (Şekil. 3.2). Difraksiyon limiti sebebiyle odak noktasında bu değerden daha küçük bir değere ulaşılamaz. Minimum odak çapı ince kenarlı mercekler kullanıldığı durumda Eşitlik. 3.4 kullanılarak hesaplanır. Görüldüğü üzere giriş hüzmeye çapı arttıkça odak çapı azalmaktadır.



Şekil 3.2 : Gauss hüzmeleri merceklerle odaklama şeması.

Aynı etkiye kullanılan merceğin odak mesafesini (f) azaltarak ta ulaşabiliriz. Ayrıca ışık hüzmesinin dalgaboyu azaltılarak da odak çapı küçültülebilir.

$$w_f = \frac{f\lambda}{\pi w_0} \quad (3.4)$$

Lazer enerjisi her ne kadar önemli bir parametre olsa da malzeme işlemede asıl önemli olan birim alana ne kadar foton (enerji) düştüğüdür. Bu sebeple atım enerjisi yerine birim alana ne kadar enerji düştüğü yani atım enerji yoğunluğu belirlenmelidir. Gauss hüzmeleri için pik enerji yoğunluğu ifadesi Eşitlik. 3.5’de verilmektedir.

$$F = 2 \frac{E}{\pi w^2} \quad (3.5)$$

E ; lazer atım enerjisini, w ; ise hüzme yarıçapını temsil etmektedir.

3.2 Bessel Hüzmeleri

1987 yılında boş uzay Helmholtz denkleminin kırınımsız ilerleyen çözümlere sahip olduğu gösterilmiştir [96]. Bu çözümlerin elektrik alan profilleri Birinci tip Bessel (J_m) fonksiyonları ile ifade edilmektedir. Bu özel çözümlerin en ilginç yanı kırınımsız ilerlemeleri ve ilerleme boyunca şiddetlerinin değişmemesidir.

Bessel hüzmeleri ismini matematiksel ifadesinden alırlar. İdeal Bessel hüzmeleri sonsuz sayıda halkadan oluşmaktadır. Dolayısıyla sonsuz bir enerji taşımaktadır. Bu, ışık hüzmesinin sonsuz enerjiye sahip olacağı sonucunu doğuracağından deneysel olarak üretilmelerini imkânsız kılmaktadır. Ama yapılan deneyler, matematiksel fonksiyonu Bessel fonksiyonları olan yaklaşık hüzmelerin (sınırlı sayıda halka) üretilebileceğini göstermiştir [97–99].

$$E_m(r, \phi, z) = A \exp(ik_z z) J_m(k_r r) \exp(im\phi) \quad (3.6)$$

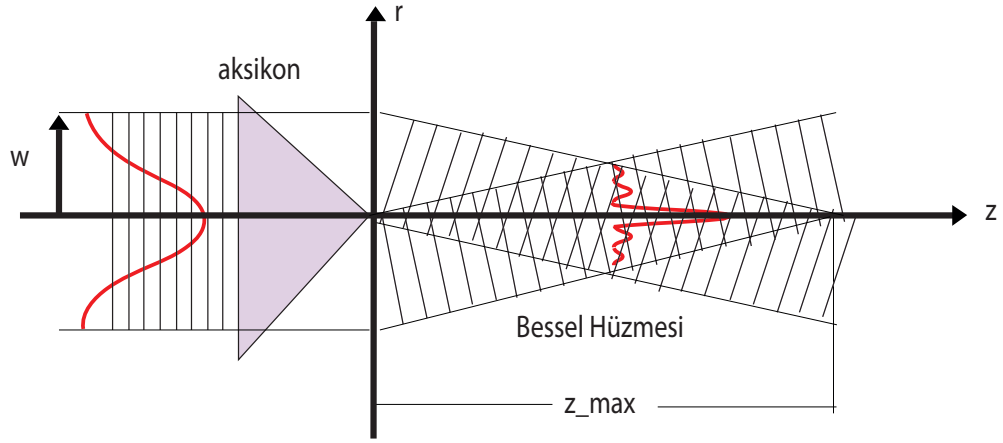
İdeal Bessel hüzmesi elektrik alan profili matematiksel olarak Eşitlik. 3.6 ile verilmektedir. Bu ifade de; J_m , k_z , k_r sırasıyla m'inci dereceden Bessel fonksiyonu, boyuna ve radyal dalga vektörleridir. r , ϕ ve z ise sırasıyla radyal, azimuthal ve ilerleme doğrultusu koordinatlarını göstermektedir.

$$k = \frac{2\pi n}{\lambda} = \sqrt{k_z^2 + k_r^2} \quad (3.7)$$

Toplam dalga vektörü (k); λ elektromanyetik ışımının dalgaboyu olmak üzere Eşitlik. 3.7 ile verilmektedir. Helmholtz denkleminin özel bir çözümü olan Bessel hüzmeleri aynı zamanda Eşitlik. 3.8'i de sağlar. Bu ifadenin anlamı hüzmeye şiddetinin ilerleme doğrultusu boyunca değişmediğidir. Aynı zamanda da kırınımsız hüzmeler olarak adlandırılmaktadır.

$$I(x, y, z \geq 0) = I(x, y) \quad (3.8)$$

Lazer kavitesinde üretilen Gauss hüzmeleri farklı metotlar kullanılarak Bessel hüzmelerine dönüştürülebilir. Bessel hüzmesi üretimini iki temel sınıfa ayırabiliriz. Birincisi doğrudan konik mercek veya Uzaysal Işık Modülatörü (SLM) kullanmak diğer sınıf ise Gauss hüzmeye çapı boyutlarında delik kullanarak Bessel hüzmeleri elde etmektir. İlk sınıf uzaysal faz şekillendirme diğer sınıf ise genlik modülasyonudur. Lazer ablasyon uygulamaları için genellikle aksikon ve SLM kullanılmaktadır. Örneğin, bilgisayar kontrollü Uzaysal Işık Modülatörü [100–102], dairesel kırınım ızgaraları [103], Fresnel aksikonları [104], bilgisayar kontrollü hologramlar [98] Bessel hüzmesi elde etme alternatifleridir. Gelen hüzmeye enerjisini Bessel hüzmesine aktarması bakımından en etkin yöntem aksikon kullanımı olarak kabul edilmektedir [105]. Aksikon yüzeyinde kırılan ışık ışınları, aksikon ucunda girişim yaparak Bessel fonksiyonu ile betimlenen küresel bir dağılım oluştururlar. Şekil. 3.3, aksikon kullanıldığı durumda Gauss hüzmelerinin nasıl Bessel hüzmesine dönüştüğünü gösteren şemadır. Işık ışınlarının kesişim bölgesi Bessel bölgesi, kesişim mesafesi ise menzili (z_{max}) şeklinde adlandırılmaktadır. Bessel hüzmesi menzili ve spot çapı sırasıyla Gauss hüzmeye çapı ve aksikon taban açısı ile ilişkilidir.



Şekil 3.3 : Bessel hüzmelerini konik mercek kullanarak üretme.

Bessel hüzmeleri düzlem dalganın konik mercek yüzeyinde kırılmasıyla Gauss hüzmelerinin girişiminden kaynaklandığından hüزمة önüne bir engel konulsa dahi kısa mesafe sonra tekrar Bessel hüzmeleri kendini yeniden şekillendirecektir. Bu özellik hüzmelerin homojen olmayan veya saçıcı ortamda ilerlemesinde avantaj sağlamaktadır.

Bessel hüzmeleri için enerji yoğunluğu hesabı Gauss hüzmeleri için yapılan hesap kadar kolay değildir. Bessel hüزمة şiddeti radyal bileşeni integrali ıraksamaya sebep olduğundan enerji yoğunluğu için ancak yaklaşık bir değer hesaplanabilmektedir [74].

3.2.1 Sıfırıncı derece Bessel hüzmeleri (J_0)

Bu hüzmelerin elektrik alanı radyal bileşeni enine düzlemde, $E(r) = J_0(k_r r)$ ile ifade edilir. Gauss hüzmeleri aksikon kullanarak Bessel hüzmelerine dönüştürüldüğünde; k_r Eşitlik. 3.9'daki ifade ile verilmektedir.

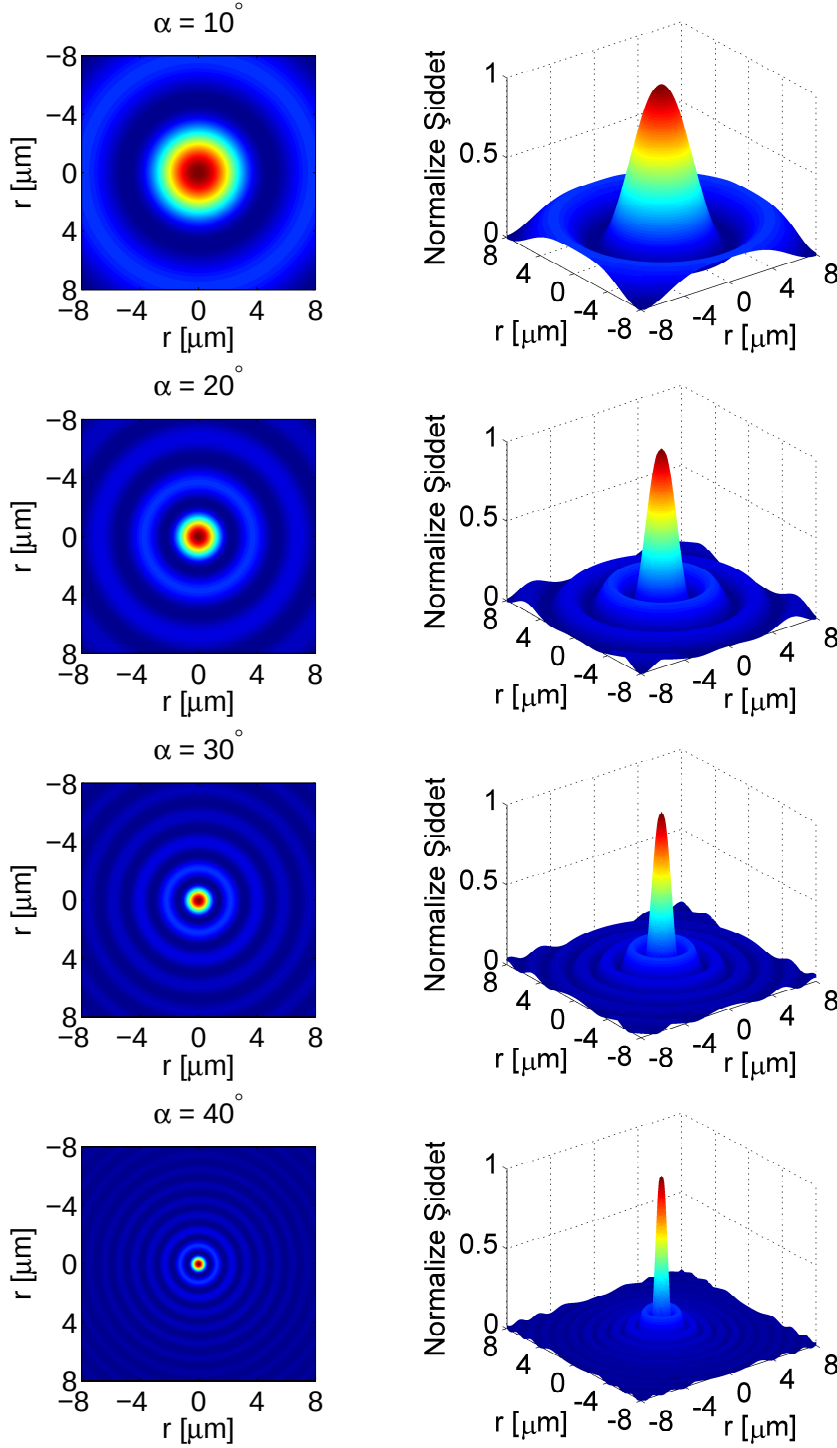
$$k_r = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\beta) \quad (3.9)$$

β ; ışığın aksikondan çıktığı noktada oluşturduğu koninin tepe yarım açısı olmak üzere Eşitlik. 3.10 ile verilmektedir. λ kullanılan lazerin dalgaboyu, n aksikon malzemesinin kırılma indisi ve α aksikon taban açısıdır.

$$\beta = \alpha \sin[n \sin(\alpha)] - \alpha \quad (3.10)$$

Bessel hüزمة elektrik alan profili $\lambda=1030$ nm ve $\alpha=10^\circ$, 20° , 30° ve 40° taban açılı aksikonlar için 2 ve 3 boyutta hesaplanarak Şekil. 3.4'de gösterilmiştir.

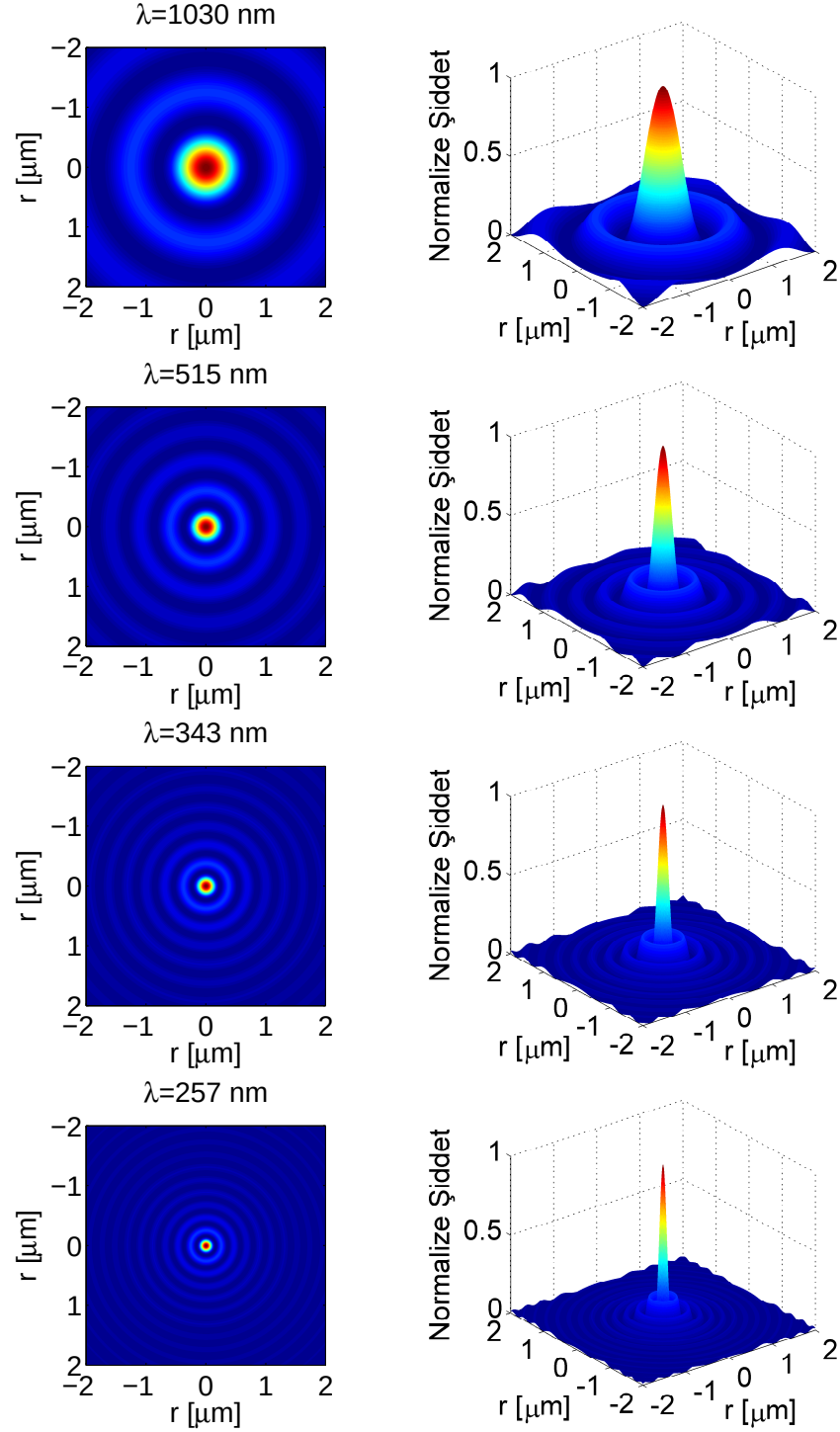
Hesaplamalarda Gauss hüzmesinin yarıçapı (Şiddetin $1/e^2$ değerindeki) 0.85 mm olarak alınmıştır.



Şekil 3.4 : $\lambda=1030$ nm dalgaboylu lazer ve farklı taban açılı aksikonlar için Bessel (J_0) hüzmesi 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddet profili.

Görüldüğü üzere Bessel (J_0) hüzmeleri merkezde şiddeti yüksek aydınlık spot ve etrafında eş merkezli halkalardan oluşmaktadır. Merkez spot çapı orjin etrafındaki ilk minimumlar arası mesafe olarak tanımlanabilir. Aksikon taban açısı değerinin hüzme

profili üzerindeki etkisi açıkça görülmektedir. Taban açısı arttıkça Bessel hüzmeleri daha küçük alana odaklanmaktadır. $\lambda=1030$ nm ve $\alpha=40^\circ$ değerleri için merkez spot çapı $1.64 \mu\text{m}$ 'dir. Bessel hüzmesi odaklaması aksikon taban açısının yanında kullanılan lazer dalga boyuna da bağlıdır.



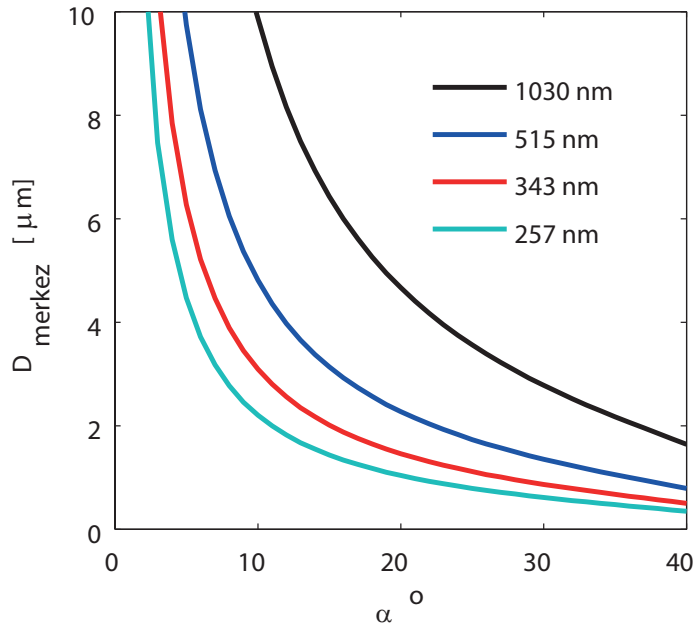
Şekil 3.5 : $\alpha = 40^\circ$ taban açılı aksikon ve farklı dalga boylarda lazerler için Bessel (J_0) hüzmesi 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddet profili.

Tam iç yansıma açısına yakın $\alpha=40^\circ$ taban açılı aksikon için tipik 4 dalgaboyunda yapılan hesaplar kolaylıkla birkaç yüz nm mertebesinde merkez spotlar elde edilebileceğini göstermiştir (Şekil. 3.5). Örneğin $\lambda=257$ nm ve $\alpha=40^\circ$ değerleri için merkez spot çapı $0.34 \mu\text{m}$ 'dir.

Malzeme işleme uygulamalarında enerji değeri ayarlanarak sadece merkez spotun ablasyon profiline katkı sağlaması ayarlanabilir. Bessel hüzmesi halkalarının enerjisi yapılandırılacak malzemelerin eşik enerjisinden daha düşük olacak şekilde ayarlanarak halkaların ablasyona katkısı engellenebilir. Bu durumda sadece merkez spot ablasyona katkı sağlayacaktır. Dolayısıyla ablasyon karakterizasyonu Bessel merkez şiddeti ile betimlenebilecektir. Merkez spot büyüklüğü (Bessel profilindeki ilk sıfırlar arası uzaklık) yaklaşık olarak Eşitlik. 3.11 ile hesaplanmaktadır.

$$D_{\text{merkez}} = 0.7655 \frac{\lambda}{\sin(\beta)} \quad (3.11)$$

Eşitlik. 3.11 kullanılarak, yaygın olarak kullanılan lazer dalgaboyları için Fused Silica'dan yapılmış aksikon üzerinde üretilecek J_0 hüzmelerinin merkez spot çapları aksikon taban açısına bağlı olarak hesaplanmıştır. Şekil. 3.6, tipik dört farklı dalgaboyu ve mümkün olan aksikon taban açıları için hesaplanmış değerleri göstermektedir.



Şekil 3.6 : Lazer dalgaboyu ve aksikon taban açısına bağlı olarak elde edilen Bessel hüzmelerinin merkez spot çapları.

Çizelge 3.1 : Tipik lazer dalgaboyları (λ) ve aksikon taban açıları (α) için hesaplanan Bessel merkez spot çapları.

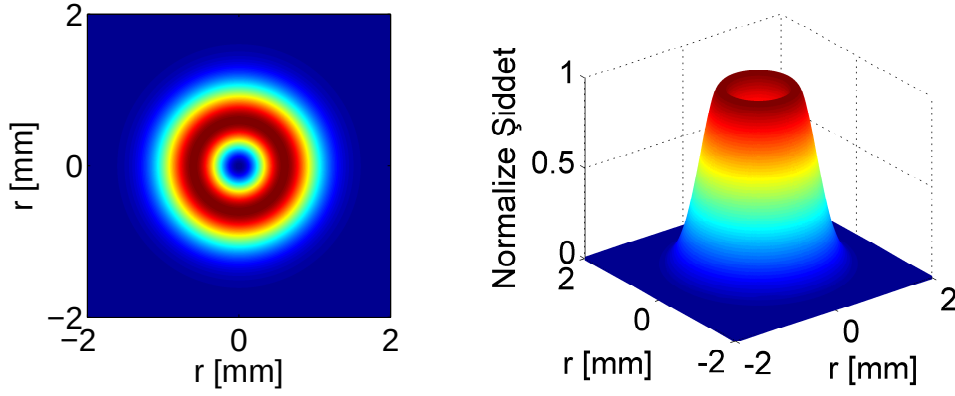
Dalgaboyu	10°	25°	40°
nm	μm	μm	μm
1030	9.87	3.56	1.64
515	4.81	1.73	0.79
343	3.09	1.11	0.50
257	2.20	0.79	0.34

Hesaplamalar sadece taban açısı değiştirilerek kolayca hüzmeye boyutu modifikasyonu elde etmenin mümkün olduğunu göstermektedir. Sonuçları daha iyi görebilmek için aksikona giren Gauss hüzmeye yarıçapı 0.85 mm alınarak hesaplanan J_0 merkez spot çapları Çizelge. 3.1’de gösterilmiştir. Hesaplamalarda lazer ablasyonunda kullanılan tipik 4 farklı dalgaboyu dikkate alınmıştır.

3.2.2 Birinci derece Bessel hüzmeleri (J_1)

Merkezi maksimum şiddetli ışık hüzmeleri gibi optik girdaplar da malzeme işlemede kullanılan başka bir özel hüzmeye grubudur. Bu hüzmeler faz tekilliğine sahip olduğundan merkezde sıfır şiddete sahiptirler. Dalga cephesi faz tekilliği etrafında sarmal şekil alır. Bu sarmal şekil topolojik yük m ’ile ifade edilir. Hüzmeye $m \times \lambda$ kadar ilerlediğinde sarmal dalga cephesi kendini tekrarlar. Dahası da, optik girdap fotonları açısal momentum taşırlar. Optik girdaplar, bilgisayar kontrollü hologramlar [106], silindirik mercekler [107] veya küresel faz plakaları kullanılarak üretilebilirler [108, 109].

Tipik Gauss hüzmeleri (TEM_{00}) aksikondan geçirilerek sıfırıncı dereceden birinci tip Bessel hüzmeleri elde edilirken daha yüksek dereceden Bessel hüzmeleri elde etmek için daha yüksek dereceden (TEM_{0m}) Laguerre-Gauss hüzmeleri aksikondan geçirilmelidir. Şekil. 3.7, hüzmeye yarıçapı $w_0=0.85$ mm alınarak hesaplanan TEM_{01} moduna ait elektrik alan şiddeti dağılımını göstermektedir. Hesaplamalar şiddet normalize edilerek gerçekleştirilmiştir.

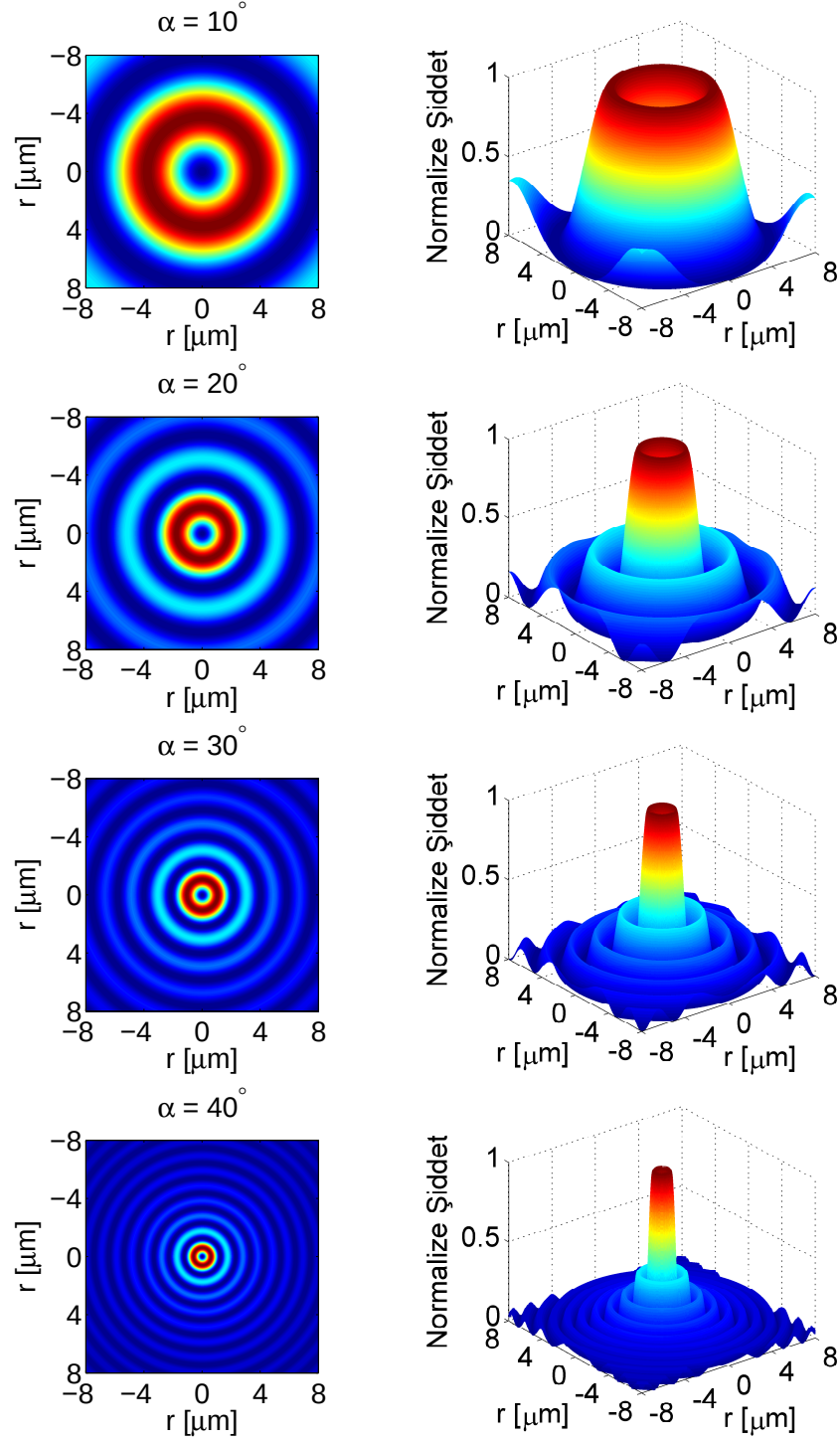


Şekil 3.7 : Gauss hüzme yarıçapı 0.85 mm alınarak hesaplanan TEM_{01} Laguerre-Gauss fonksiyonu.

Bir diğer yöntem ise TEM_{00} profili ve m'inci dereceden topolojik yüke sahip Küresel Faz Plakası kullanmak gerekmektedir. Her iki durumda da Bessel-girdap hüzmesi enine elektrik alan profiline sahiptir. Eşitlik. 3.12, Bessel-girdap hüzmesi şiddetinin radyal dağılımını göstermektedir.

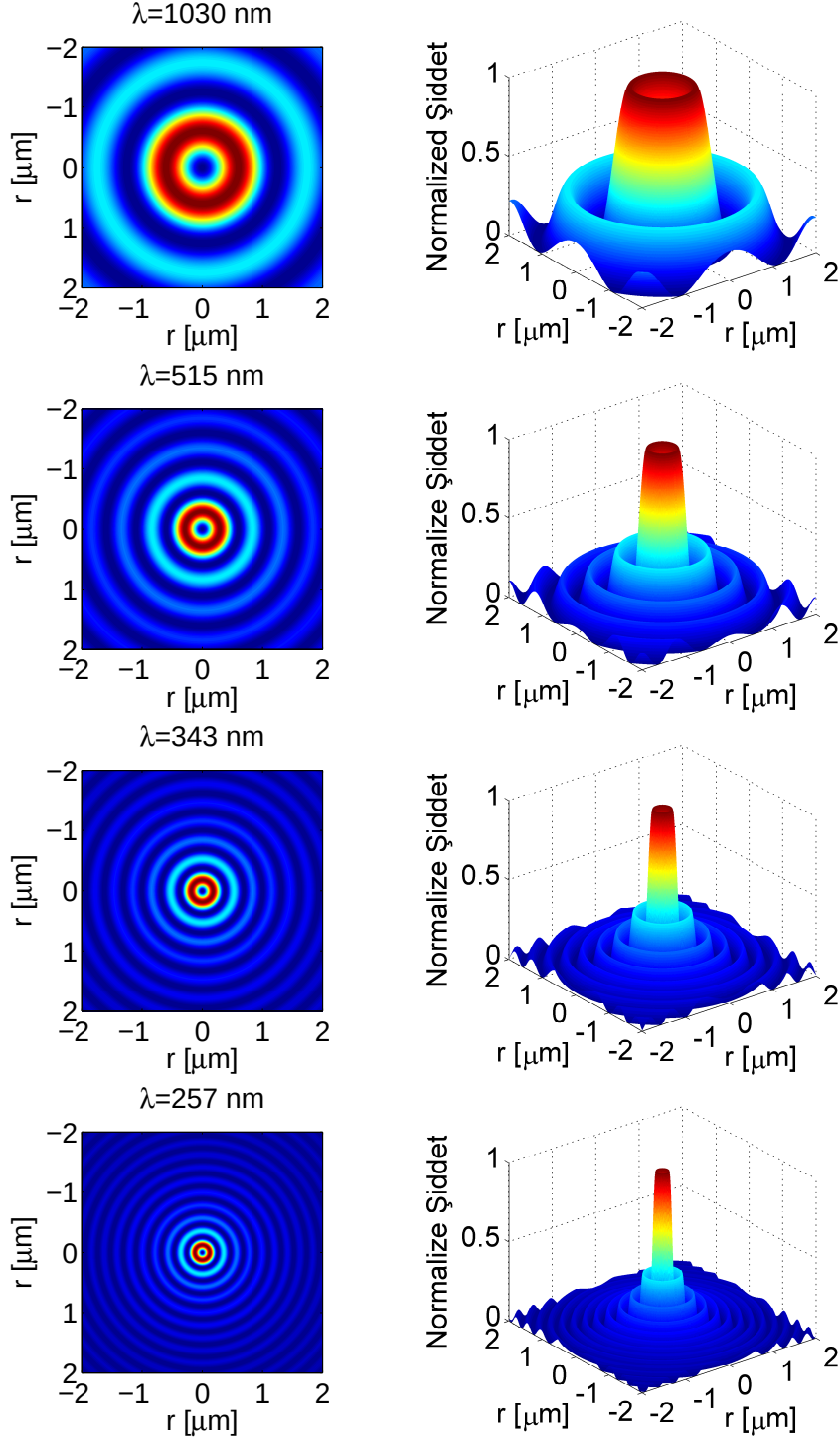
$$I(r) = J_m^2(k_r r) \quad (3.12)$$

r , k_r , m parametreleri sıfıncı derece Bessel hüzmeleri için tanımlandıkları gibidir. Tüm yüksek derece Bessel hüzmeleri merkezde sıfır şiddet ve çevresinde ortak merkezli halkalardan oluşmaktadır. En içteki halkanın şiddeti maksimum diğerleri daha düşük şiddete sahiptir. Sıfıncı derece Bessel hüzmeleri için yapılan hesaplamalar Bessel-girdap hüzmeleri için tekrarlanmıştır. $\lambda=1030$ nm ve $\alpha=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ ve 40° taban açılı aksikonlar için 2 ve 3 boyutta hesaplanarak Şekil. 3.8'de gösterilmiştir. Hesaplamalarda Gauss hüzme yarıçapı $w_0=0.85$ mm olarak alınmıştır. J_0 profiline sahip hüzmeler gibi Bessel-girdap hüzmeleri de aksikon taban açısı artırıldığında daha küçük bir alana odaklanmaktadır.



Şekil 3.8 : $\lambda=1030$ nm dalgaboylu lazer ve farklı taban açılı aksikonlar için Bessel (J_1) hüzmesi 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddet profili.

Daha önceki hesaplamalardan dalgaboyu azaltıldığında Bessel hüzmelerinin daha küçük merkez spotlara sahip olacağı sonucu elde edilmişti. Aynı hesaplamaları Bessel-girdap hüzmeleri için yapıp Şekil. 3.9'daki gibi özetleyebiliriz. 40° taban açılı aksikon için merkez halka çapı yaklaşık $1.26 \mu\text{m}$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 3.9 : $\alpha = 40^\circ$ taban açılı aksikon ve farklı dalgaboylarında lazerler için Bessel (J_1) hüzmesi 2 ve 3 boyutta elektrik alan şiddet profili.

$\lambda=1030$ nm ve harmonikleri için yapılan hesaplamalarda, 40° taban açılı aksikon ve 257 nm dalgaboylu ışık için merkez halka çapı yaklaşık $0.26 \mu\text{m}$ olarak bulunmuştur.

Optik girdap hüzmelerinin sahip olduğu ilginç özellikler, kompleks yapıların tek atım rejiminde mekanik tarama yapmadan üretilmesine olanak sağlar. İç içe geçmiş halkalar

elde etmek oldukça kolaydır. Bir başka uygulama ise foton açısal momentumu transferi ile parçacık tuzaklamada kullanılmasıdır [110].

3.3 Gauss-Bessel Hüzmeleri Karşılaştırılması

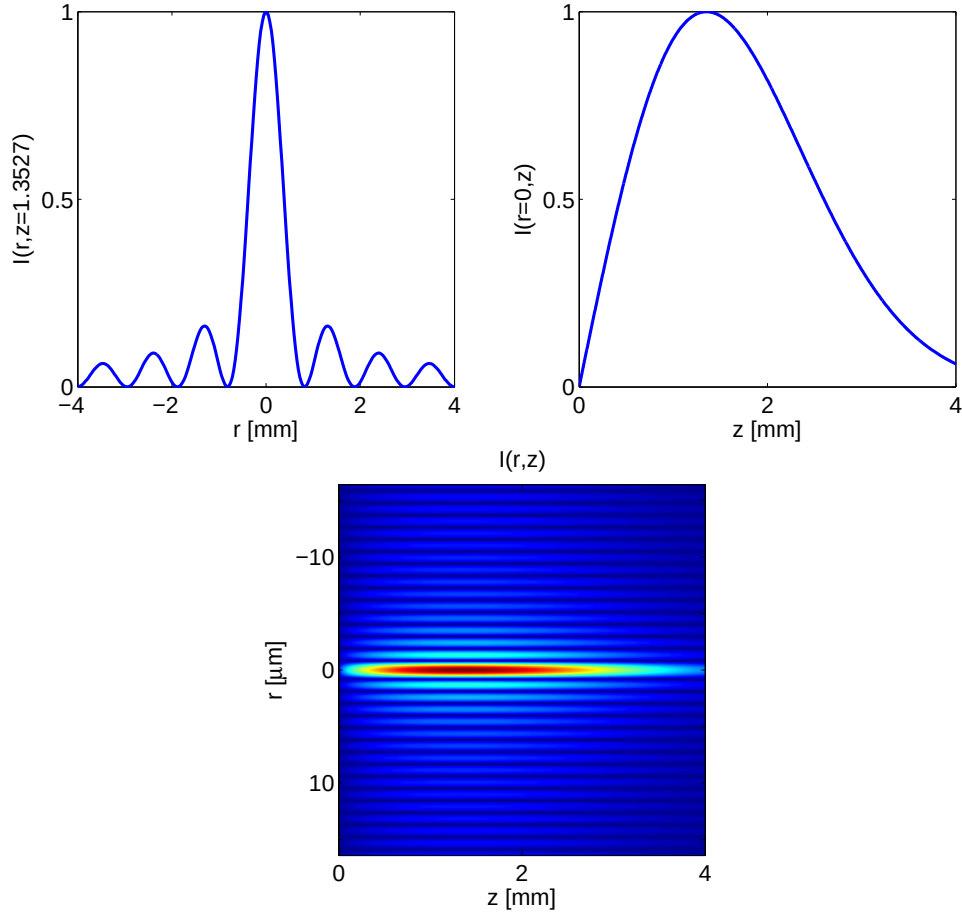
Gauss hüzmeleri odaklandığında ne gibi özelliklere sahip olduğu bir önceki kısımda detaylandırılmıştır. Bessel ve Gauss hüzmeleri aynı boyutta odaklanabilmesine rağmen ne gibi farklılıklar gösterdiği bu kısımda tartışılacaktır. Bu sebeple, Bessel ve Gauss hüzmeleri kıyaslamaları Gauss hüzmeleri odak çapı ile Bessel merkez spot çapının aynı olduğu durumlar için yapılacaktır. Odaklanan Gauss hüzmesi için odak çapı (d) ve odak derinliği (DOF) sırasıyla Eşitlik. 3.13 ve Eşitlik. 3.14’de gösterilmiştir.

$$d = \left(\frac{4\lambda}{\pi} \right) \left(\frac{F}{D} \right) \quad (3.13)$$

$$DOF = \left(\frac{8\lambda}{\pi} \right) \left(\frac{F}{D} \right)^2 \quad (3.14)$$

D Gauss hüzmeleri çapını, F ise mercek odak mesafesini temsil etmektedir. Örneğin 1030 nm dalga boyunda 0.85 mm hüzmeleri yarıçapı olan Gauss hüzmesini $F=2$ mm odak mesafeli mercek ile odakladığımızda odakta $1.54 \mu\text{m}$ çapında hüzmeleri elde etmek mümkün. Odak derinliği ise yaklaşık $3.63 \mu\text{m}$ ’dir.

Aynı mertebeden spot çapını Bessel hüzmesi ile elde etmek istediğimizde 1030 nm dalga boyu ve 40° taban açılı aksikon kullanmak gerekmektedir. Bu şartlarda elde edilen Bessel merkez spot çapı $1.64 \mu\text{m}$ ve odak derinliği ise yaklaşık 2 mm dir. Bu değer aynı hüzmeleri çapına karşılık gelen Gauss hüzmesinin odak derinliğinden yaklaşık 550 kat daha fazladır. Bessel hüzmelerinin kırınımsız ilerlemesi nanoyapılandırma esnasında örnek konumlama hassasiyetini ortadan kaldırmaktadır. Bu sonucu belirginleştirmek için $\lambda=1030$ nm ve 40° taban açılı aksikon için hesaplanan Bessel hüzmeleri özellikleri Şekil. 3.10’da gösterilmiştir.



Şekil 3.10 : $\lambda = 1030$ nm ve 40° taban açılı aksikon ile hesaplanan (a) Bessel hüzme kesiti, (b) ilerleme doğrultusu şiddet değişimi ve (c) radyal ve ilerleme doğrultusundaki şiddet profili.

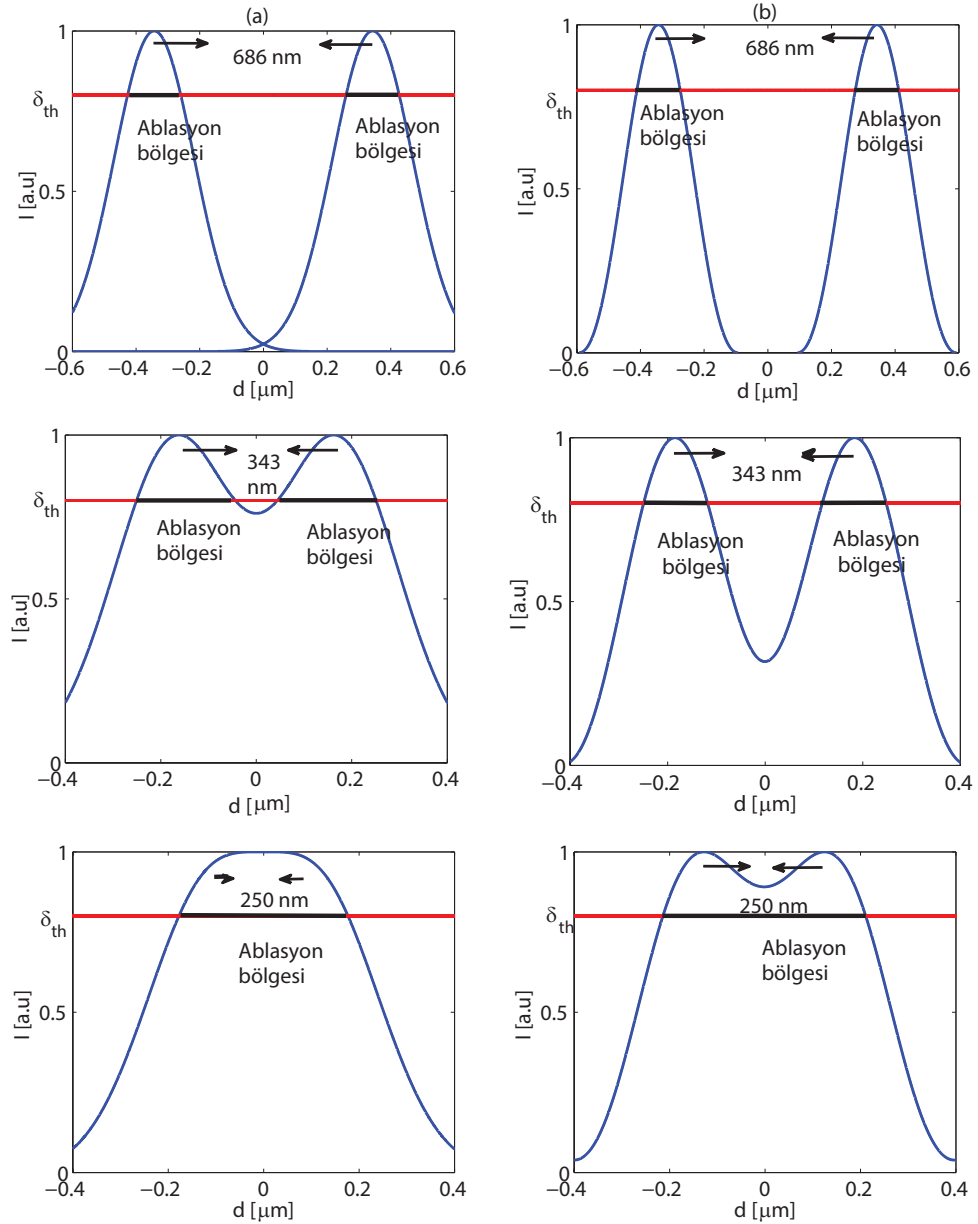
Şekil. 3.10; (a) şiddetin maksimum olduğu z -konumunda şiddetin radyal koordinata bağımlılığı, (b) şiddetin hüzme ilerleme yönünde nasıl değiştiğini ve (c) hem radyal hemde ilerleme yönünde hesaplanan şiddet dağılımını gösteren sonuçları içermektedir. Sonuçlar mikron mertebesinde merkez spotların milimetre mertebesinde odak derinliğine sahip olabileceğini açıkça göstermektedir.

3.4 Periyodik Yapı Oluşturmada Hüzme Profili Etkisi

Ablasyon mekanizmasında hüzme parametreleri değiştirilerek veya odaklama artırılarak çözünürlük geliştirilebilmektedir. Basitçe, çözünürlüğü artırmanın yolu lazer dalgaboyunu azaltma ve yüksek odaklama yapmaktan geçmektedir. Bu parametreler 100 nm'den daha küçük yapılar oluşmasını sağlayabilir. Fakat oluşan yapıları periyodik dizilimler için birbirine yaklaştırmak çok daha ciddi problem oluşturmaktadır. Bu bağlamda, 343 nm dalgaboyunda 500 nm merkez spot çapı olan

Bessel hüzmesi ile odak çapı 500 nm olan Gauss hüzmesi karşılaştırılarak oluşacak yapılar incelenmiştir.

Hüzmelerin enerjisi ablasyon eşiğinden yüksek olan kısımları malzeme işlemeye katkısı olsa da, düşük enerjili kısımlarda kazıma etkisi ile malzemeye tamamıyla olmasa da zarar verebilirler. Oluşturulacak yapıların periyodu; kullanılan ışığın dalgaboyunun 2 katı, kendisi ve 250 nm olacak kadar ardışık ablasyon gerçekleştirildiği düşünülerek yapılan hesaplamalar Şekil. 3.11'de gösterilmiştir.



Şekil 3.11 : (a) Gauss hüzmesi ve (b) Bessel hüzmesi ile periyodik yapı oluşturmada hüzme profili etkisi.

Görüldüğü gibi dalgaboyunun 2-katı mesafede bile Gauss hüzmeleri kesişmeye başlamıştır. Ardışık atımlar arası dalgaboyu kadar olduğunda Gauss hüzmesi

artık neredeyse ayırt edilemeyecek ablasyon profilleri sağlamak ve periyodik yapı oluşumu yerine ince yarıkların birleşmesi ve daha kalın yarıkların oluşmasına sebep olmaktadır. Sonuçlar daha keskin hüzmeye profiline sahip olan Bessel hüzmeleri ile yapılacak çalışmalarda yapı periyodunun daha küçük olabileceğini açıkça göstermektedir. Bessel hüzmelerinin kırınımsız ilerlemesi ve kısa dalgaboylarında çalışmada yarattığı kolaylık çözünürlük arttırımı konusunda bir diğer avantajdır.

Şekil. 3.11; aynı eşik enerjisine (δ_{th}) sahip grafikleri içermektedir. Şiddet profilleri normalize edilerek sonuçlar karşılaştırılmıştır. Hüzmeye enerjisinin ablasyona katkısını netleştirmek için kırmızı çizginin ablasyon kısımları siyaha boyanmıştır.

3.5 Bessel Hüzmeleri İçin Analitik Enerji Yoğunlu Hesabı

Lazer ablasyon çalışmalarında incelenmesi gereken özelliklerden en önemlisi malzeme işleme eşik enerji yoğunluğudur. Bu nedenle lazer atım enerji yoğunluğu iyi belirlenmeli ve hassas şekilde ayarlanmalıdır. Hüzmeye elektrik alan şiddeti tüm uzay üzerinden toplanıp hüzmeye kesit alanına bölünerek enerji yoğunluğu hesabı yapılmaktadır. Gauss sonsuzda sifıra giden matematiksel ifadeye sahip olduğundan integrali iraksamaz. Oysa Bessel hüzmeleri için matematiksel doğası gereği bu integral sonsuza gitmektedir.

Bessel hüzmelerini kullanmadaki temel amaç çözünürlüğü artırıp yapı boyutunu küçültmek olduğundan genelde yapılan ablasyon deneyleri sadece merkez spotun katkı sağladığı ablasyon deneyleridir. Bu sebeple merkez spot için kolay ve analitik bir hesaplama yöntemi ile enerji yoğunluğu hesabı yapmak işleri kolaylaştıracaktır. Bessel hüzmeye üretimi için en kolay ve etkin yolun aksikon kullanımı olduğunu kabul edersek, ideal aksikon için şiddet dağılımı; Eşitlik. 3.15'deki gibi verilmektedir. Hüzmeye ilerleme yönü z-doğrultusu olacak şekilde kabul edilmektedir.

$$I(r) = \frac{1}{2} I_0 \beta w_0 [(\{F_1(r) + F_2(r)\} J_0(r\beta))^2 + (\{F_1(r) - F_2(r)\} J_1(r\beta))^2] \quad (3.15)$$

α aksikon taban açısı, n_{ax} kırılma indisi ve $\beta = 2\pi(n_{ax} - 1)\alpha/\lambda$ olmak üzere, F_1 ile F_2 aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$F_1(r) = \sqrt{z_0 + \frac{r}{w_0}} \exp\left(-\left(z_0 + \frac{r}{w_0}\right)^2\right) \quad (3.16)$$

$$F_2(r) = \sqrt{z_0 - \frac{r}{w_0}} \exp\left(-\left(z_0 - \frac{r}{w_0}\right)^2\right) H\left(z_0 - \frac{r}{w_0}\right) \quad (3.17)$$

$$z_0 = (n_{ax} - 1) \alpha \frac{z}{w_0} \quad (3.18)$$

Bessel hüzme profili aksikon yüzeyinde kırılan ışınların girişimi sonucu oluştuğundan belirli bir ilerleme mesafesi vardır. Bu menzile; $z_{max} = w_0 / ((n_{ax} - 1) \alpha)$ ifadesi kullanılarak bulunur. Yapılan hesaplamalar $z = z_{max}/2$ değerinde gerçekleşmiştir. Dolayısıyla $F_{1,2}$ 'de bulunun $z_0=0.5$ değerini alır. Aksikon önünde lazer enerji yoğunluğu da şiddetle orantılıdır. Enerji yoğunluğu dağılım fonksiyonu, E aksikona gelen lazer enerjisi olmak üzere Eşitlik. 3.19'daki gibi verilmiştir.

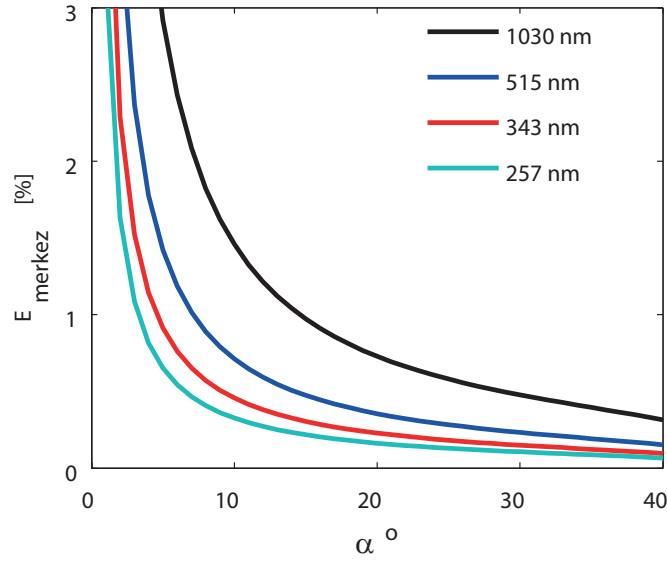
$$F(r) = (E\beta/w_0)[(\{F_1(r) + F_2(r)\}J_0(r\beta))^2 + (\{F_1(r) - F_2(r)\}J_1(r\beta))^2] \quad (3.19)$$

Eşitlik. 3.19 kullanılarak Bessel J_0 hüzmesi merkez spot enerjisinin gelen hüzme enerjisine oranı kolaylıkla bulunmaktadır.

$$E_{cent} = 2\pi \int_0^{d_{cent}/2} rF(r)dr \quad (3.20)$$

Eşitlik. 3.20 kullanılarak ilk önce merkez spotun enerjisi belirlenmektedir. Hesaplamalarda Gauss hüzme yarıçapı 0.85 mm ve lazer atım enerjisi 100 nJ olarak alınmıştır. Hesaplamalarda tipik 4 farklı lazer dalga boyu kullanılarak önerilen enerji yoğunluğu hesabının lazer dalga boyuna bağıllığı incelenmiştir.

Şekil. 3.12, belirlenen parametrelerle hesaplanan Bessel merkez spot enerji değerinin gelen hüzme enerjisine oranını göstermektedir. Kısa dalga boyları ve yüksek taban açılı aksikonlar için Bessel merkez spot boyutu azalacağından beklenildiği gibi gelen hüzme enerjisinden payına düşen miktar azalacaktır.



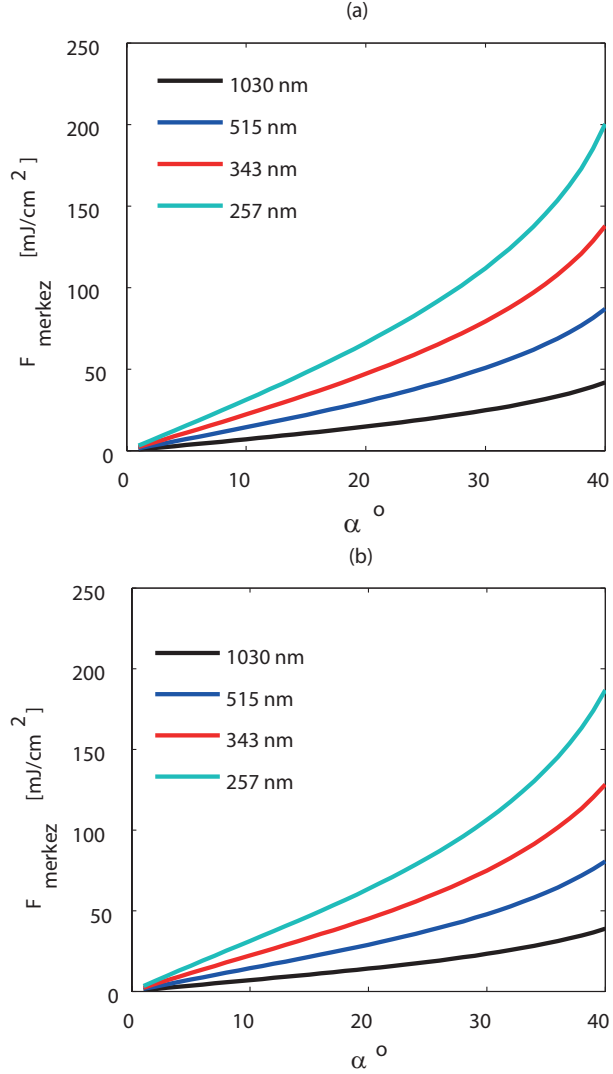
Şekil 3.12 : Aksikon taban açısına bağlı olarak Bessel hüzmesi merkez spotu enerjisinin gelen lazer atım enerjisine oranı.

Lazer enerji yoğunluğu hesabı için Gauss hüzmeleri ile Bessel (J_0) hüzmeleri arasında analogi aşağıdaki şekilde kurulmuştur. Gauss hüzmesi yarıçapı yerine Bessel merkez spot yarıçapı, Gauss hüzmesi enerjisi yerine ise Bessel merkez spot enerjisi kullanılmıştır.

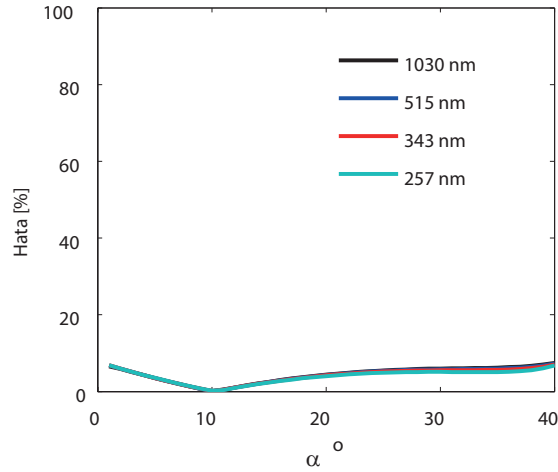
$$F = (2 - \alpha) \frac{2E_{cent}}{\pi(d_{cent}/2)^2} \quad (3.21)$$

Eşitlik. 3.21, fazladan $(2 - \alpha)$ terimini içermektedir. Ampirik olarak hesaplamalardan elde edilen bu numerik ifade ve EK. B’de verilen yöntem kullanılarak analitik yapılan hesaplamalar Şekil. 3.13’de karşılaştırmalı olarak verilmektedir. Hesaplamalardan görüldüğü üzere karmaşık ve zor integraller (EK. B) çözmek yerine basit ve analitik yolla hesaplanan enerji yoğunluk değerleri yaklaşık sonuçlar vermektedir. İki yöntem kıyaslanarak elde edilen hata oranı Şekil. 3.14’de gösterilmiştir. Lazer dalgaboyundan bağımsız şekilde mümkün olan aksikon taban açıları için hata oranı en fazla % 7 olarak hesaplanmıştır. Gauss hüzmesi ile çalışmanın verdiği zorluklar ve enerji yoğunluğu hesaplamada ki zorluklar düşünüldüğünde hata oranı kabul edilebilirdir. Önerilen hesaplama yöntemi daha önce elde edilmiş deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Örneğin tek katman Grafen üzerinde yapılan Bessel hüzmesi ablasyon deneylerinde [87], Grafen ablasyon eşik enerjisi 86 nJ olarak bulunmuştur. Bessel-Gauss hüzme dönüşüm şartları kullanılarak önerilen metotla eşik enerji yoğunluğu değeri 110

mJ/cm^2 olarak bulunmuştur. Bu değ er literatürde Gauss hüzmeleri için belirtilen ablasyon e ik enerjisi yo unlu una [111] çok yakındır.



Şekil 3.13 : Aksikon taban açısına bağlı olarak, (a) Analitik yöntem ve (b) nümerik yöntem kullanılarak hesaplanan yaklaşık enerji yoğunluğu grafikleri.



Şekil 3.14 : Aksikon taban açısına bağlı olarak analitik ve nümerik yöntem kullanılarak hesaplanan enerji yoğunlukları arasındaki karşılaştırma.

4. METAL FİLM NANO YAPILANDIRMA

Yapılan sayısal hesaplamalar ışığında ilk deneyler metal ince filmler üzerinde gerçekleştirilmiştir. Bessel hüzmelerinin fabrikasyona etkisini anlamak açısından farklı lazer dalgaboyları ve taban açılı aksikonlar kullanarak Altın ince filmler üzerinde mikro ve nano-boyutlarda yapılar üretilmiştir.

4.1 Kullanılan Örnek

Altın ince filmler Termal Buharlaştırıcı kullanarak, 10^{-7} mBar basınç altında Kuartz alttaşlar üzerine büyütülmüştür. Vakuma koymadan önce Kuartz alttaşlar kimyasal yollarla temizlenmiştir. Kaplama esnasında örnek belirli bir hızda döndürülerek ince filmin homojenliğinin artması sağlanmıştır. Kaplama süresince cam alttaş 300 °C’de ısıtılarak film pürüzlülüğü asgari düzeye indirilmiştir. Buharlaştırma hızı 0.05 nm/s’de sabit tutulup toplamda 25 nm kalınlığında Altın film kaplanmıştır. Altın filmin Kuartz alttaşa olan yapışma kuvvetini artırmak için arasına 5 nm kalınlığında Cr film kaplanmıştır. Kullanılan örnek yapısı Şekil. 4.1’de gösterilmiştir.

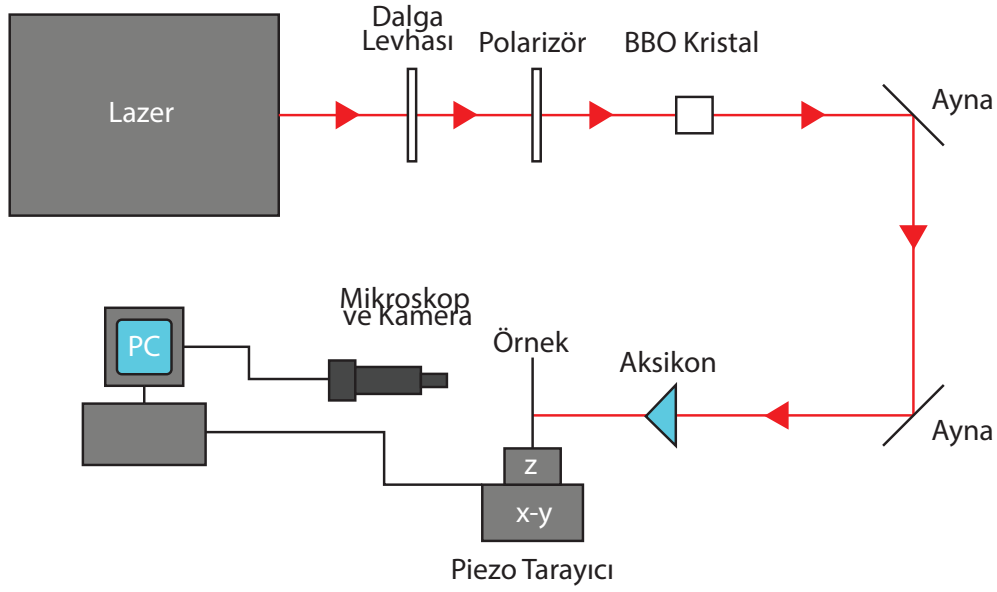


Şekil 4.1 : Deneylerde kullanılan Altın film şeması.

4.2 Lazer Sistemi

Ablasyon deneyleri süresince 1030 nm merkez dalgaboyunda ve 550 fs atımlar üreten Yb:Glass Chirped-Pulse Amplification System (Amplitude Systems, s-pulse) lazer sistemi kullanıldı. Lazer çıkışı $M^2 = 1.2$ olan Gauss profiline sahiptir (TEM_{00}). Lazer tekrarlama oranı (tek atım deneyleri hariç) 1000 Hz’de sabit tutularak ablasyon deneyleri gerçekleştirildi. Kullanılan lazer dalgaboyu çözünürlüğü doğrudan etkilediğinden harmonik üretimi yöntemi ile lazerin 2, 3 ve 4. harmonikleri üretilip

farklı deneylerde kullanıldı. Lazer atım enerjisi dalgalevhası ve polarizör ile kontrol edildi. Gauss hüzmelerini Bessel hüzmeye dönüştürmek için farklı taban açılı aksikonlar kullanıldı. Örneği lazer ışığı altında hareket ettirebilmek için mekanik konumlayıcının üstüne hassas 3-boyutlu piezo tarayıcı (Mad City Labs, Nano3D 200) kullanıldı. Tarayıcı 1 nm adım hassasiyetine 200 μm menzile sahiptir. Örnek tarama hızı bilgisayar kontrollü olarak değiştirildi. Geçirgen film kullanılan örneklerle yapılan ablasyon deneyleri esnasında, mikroskop ve kamera kullanılarak yapılandırma eş zamanlı görüntülendi. Bessel hüzmeye üretimi ve ablasyon deneyleri için kullanılan temsili düzenek Şekil. 4.2’de gösterilmiştir.



Şekil 4.2 : Bessel hüzmeye kullanarak yapılan ablasyon için deneyi düzenneği.

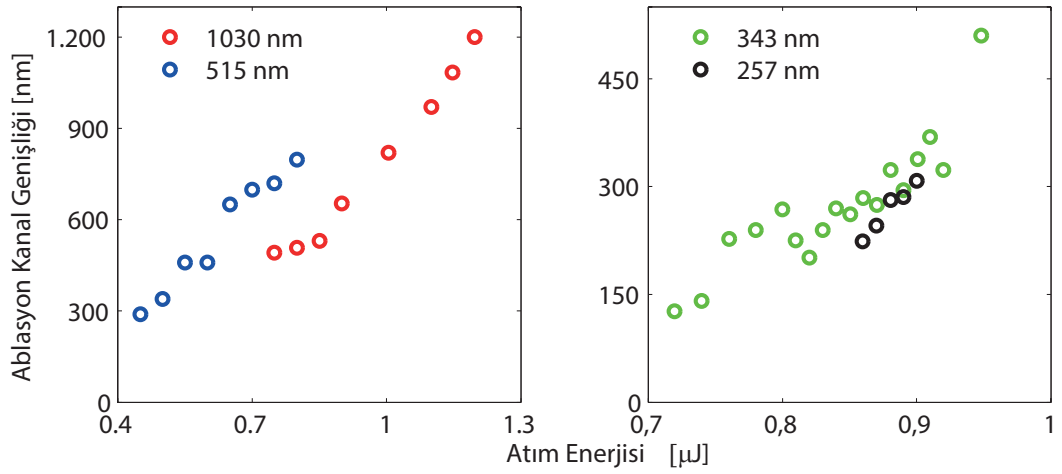
4.3 Bessel Hüzmeleri İle Nano-işleme

Altın ince film ablasyon deneyleri hem Sıfırncı derece Bessel (J_0) hem de Birinci derece Bessel (J_1) hüzmeleri kullanılarak yapılmıştır.

4.3.1 J_0 hüzmeye ile yapılan çalışmalar

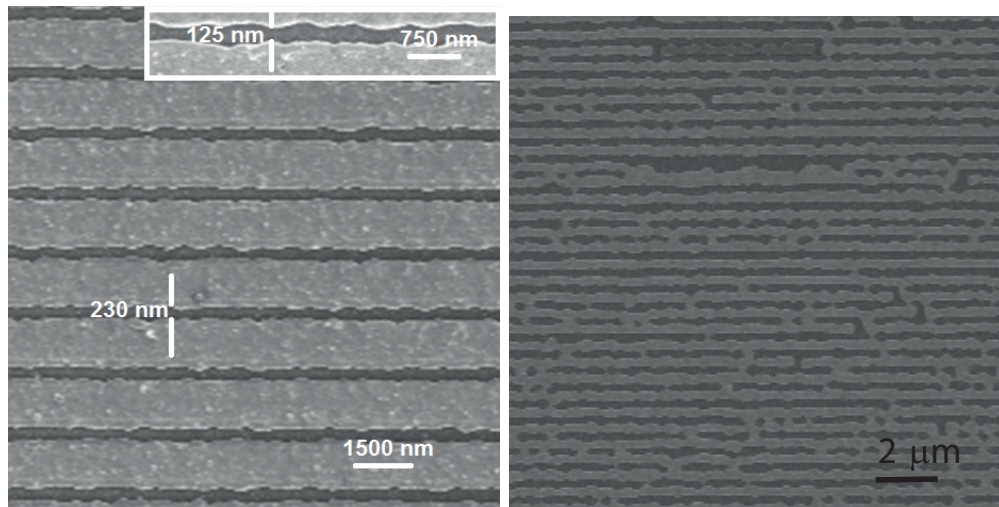
Yapılan hesaplamalar çözünürlüğü artırmak için kullanılan lazer dalgaboyunu azaltırken axicon taban aşısını artırmak gerektiğini göstermiştir. Dolayısıyla, deneylerde Fused Silica’dan yapılmış ve tam iç yansıma açısına yakın taban açılı (40°) aksikon kullanıldı. Lazerin polarizasyonunu her zaman tarama yönüne dik tutarak polarizasyonun çözünürlüğe katkısı her durumda eşit olacak şekilde ayarlandı. Deneyssel olarak elde edilebilecek yapıları görebilmek için yarı geçirgen altın ince

filmler üzerinde ablasyon çalışmaları gerçekleştirildi. 100 $\mu\text{m/s}$ tarama hızında lazer atım enerjisini azaltarak yapılan deneylerde atım enerjisine bağı olarak açılan kanal genişlikleri incelendi. Altın film üzerinde açılan kanalların sürekliliği ve kanal genişliğindeki değişimleri gözlemek için 100 μm uzunluğunda kanallar açıldı. Sonuçlar kısaca Şekil. 4.3’de gösterilmiştir. Lazer 1. ve 2. harmoniği ile nm mertebesinde sonuçlar elde edilmesine rağmen çözünürlük 3. ve 4. harmonikler kullanılarak yapılan deneylerle daha da artırılmıştır.



Şekil 4.3 : 40° taban açılı aksikon için, lazer dalgaboyuna ve enerjisine bağı ablasyon kanalı genişliği.

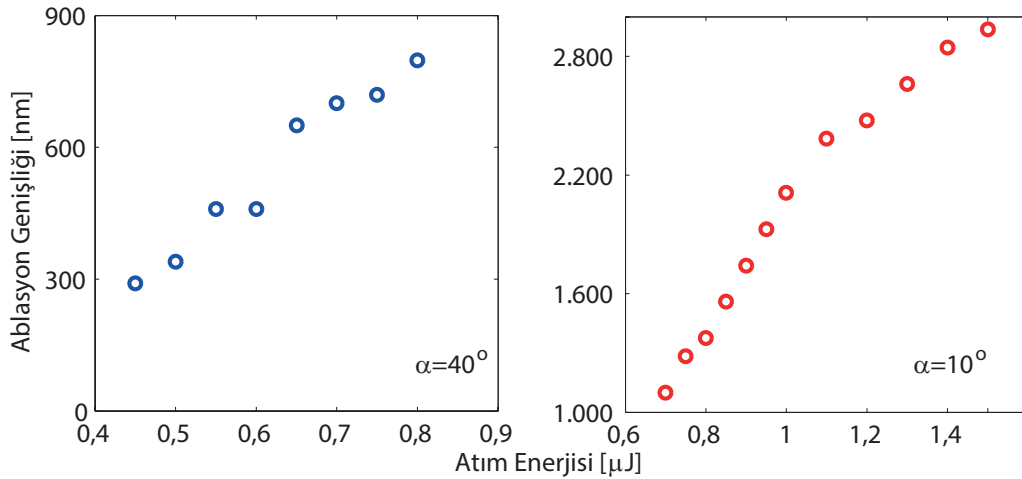
Harmonik üretimi hüzmeye profilinin bozulmasına ve elde edilen harmoniğin ortalama enerjisinin düşmesine sebep olmaktadır. Bu sebeple lazer 4. harmoniği için tekrarlanabilir sonuçlar ve geniş enerji değişimi aralığı elde edilememiştir.



Şekil 4.4 : Bessel hüzmeleri ile Altın ince film üzerinde açılan kanalların SEM görüntüsü. Eklenti 125 nm genişliğinde kanalı göstermektedir.

Yapılan deneylerde kanal boyunca genişleme gözlenmemiş olup deneylerin tekrarlanabilirliği yapılan deneylerle test edilmiştir. Lazerin 3. harmoniği olan 343 nm dalgaboyu ve 40° taban açılı aksikonla yapılan lazer atım enerjisi azaltma deneylerinde 125 nm genişliğinde ablasyon kanalları (Şekil. 4.4) elde edilmiştir [85]. Lazer enerjisindeki salınımlar ve mekanik titreşimler bu çözünürlükte baskın rol aldıklarından elde edilen kanallar kesiklilik içermektedir. Ayrıca, kanal genişlikleri 200 nm'yi aştığı durumlarda kanallarda kesiklilik gözlenmemiştir.

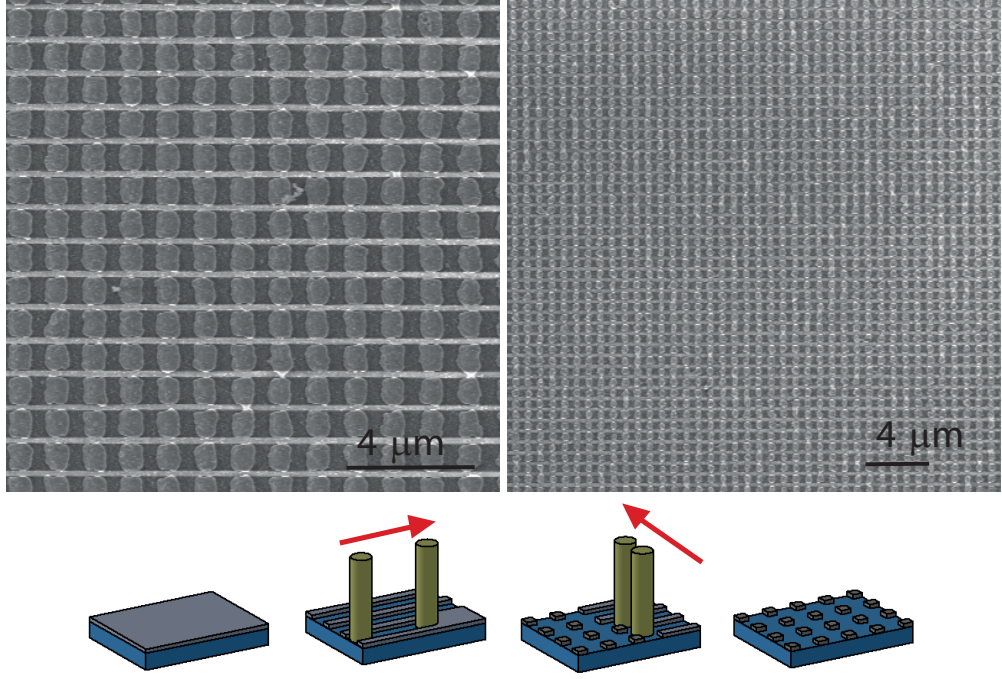
Ablasyon genişliğinin aksikon taban açısına bağlılığı yapılan ekstra deneylerle gözlenmiştir. Şekil. 4.5, lazerin 2. harmoniği (515 nm) ve 10° , 40° taban açılı aksikonlar kullanılarak altın ince film üzerinde yapılan çalışmayı göstermektedir. Sonuçlar karşılaştırıldığında aksikon taban açısı artırıldığında eşit atım enerjilerinde daha geniş kanallara sebep olduğu görülmektedir.



Şekil 4.5 : 515 nm lazer dalgaboyu ve α taban açılı aksikon ile Altın ince film üzerinde yapılan ablasyon kanal genişliği çalışması. Örnek tarama hızı 1000 $\mu\text{m/s}$.

Ablasyon doğrultusuna dik olacak şekilde kanallar arası mesafeyi değiştirerek oluşacak yapı periyodu azaltılıp artırılırken lazer enerjisi ayarlanarak yapı boyutları da kolayca kontrol edilebilmektedir. Tarama yönüne dik olacak şekilde mesafeyi azaltarak yapılan deneylerde 500 nm periyodunda (Şekil. 4.4) yapılar elde edildi.

Izgara şeklinde periyodik yapılar oluşturulduktan sonra tarama yönüne dik olacak şekilde tekrar kanallar açılıp istenilirse periyodik nano-parçacıklar (Şekil. 4.6) üretilbileceği gözlemlendi. Şekil. 4.6, sırasıyla 1.25 ve 0.7 μm periyotlu, 700 nm ve 300 nm kesitli altın parçacık dizilimini göstermektedir.



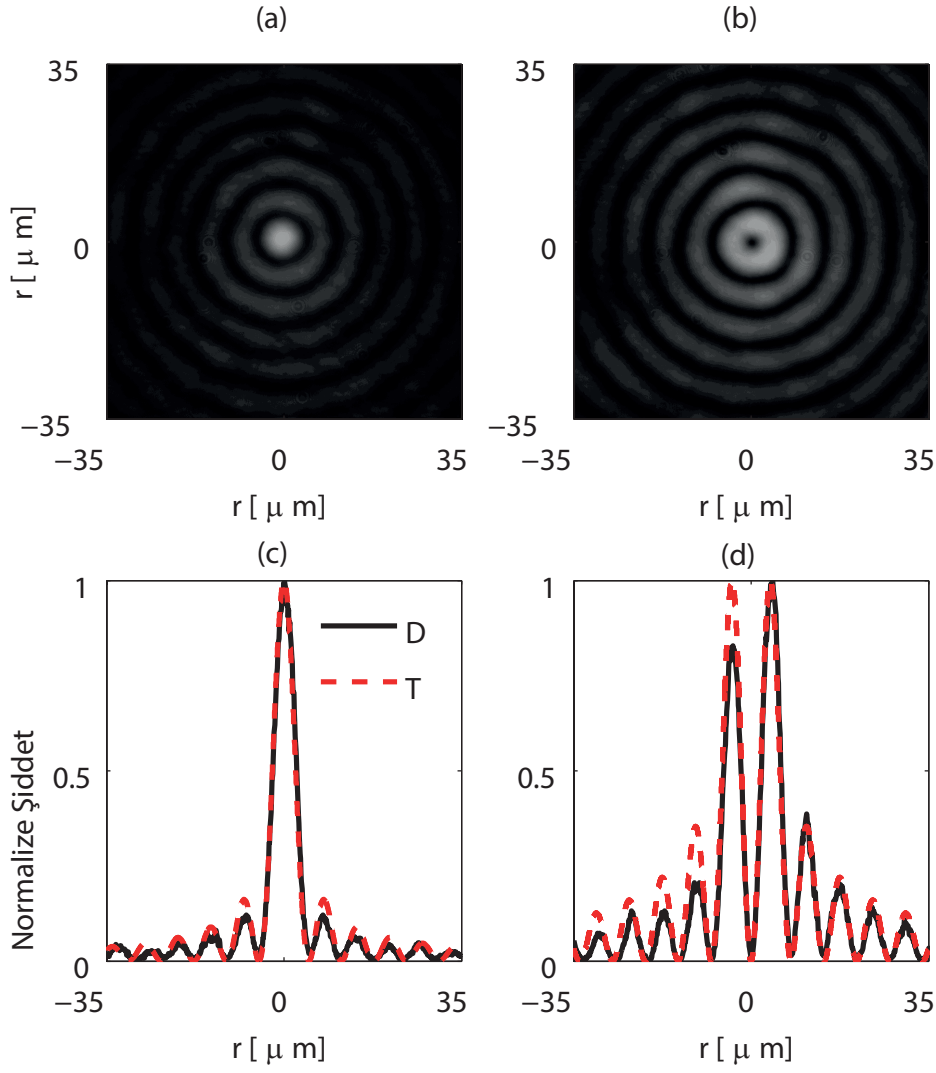
Şekil 4.6 : 343 nm dalgaboylu lazer Bessel hüzmesi ve 40° aksikon kullanılarak oluşturulan nanoparçacık dizilimi SEM görüntüleri.

4.3.2 J_1 hüzmesi ile yapılan çalışmalar

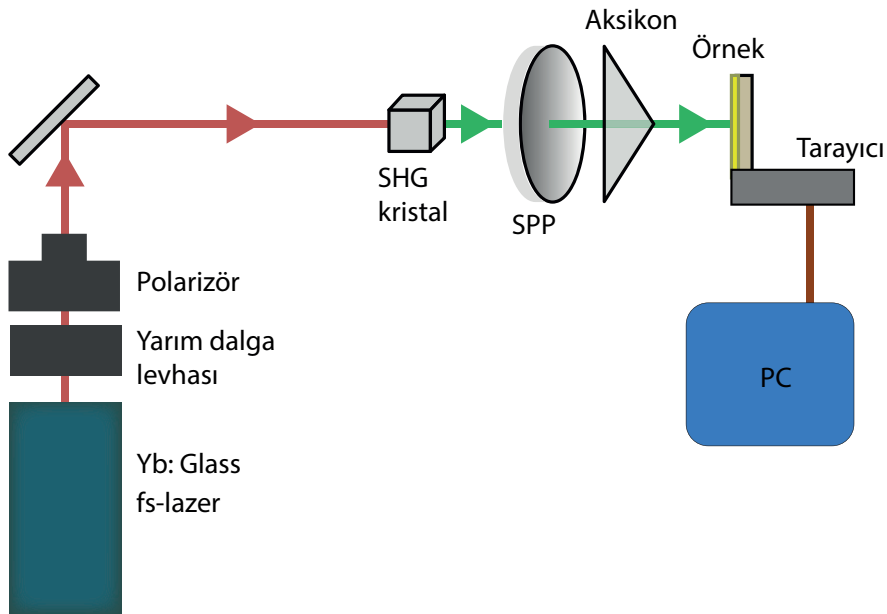
J_0 hüzmeleri üretimi için sadece aksikon kullanmak yeterliydi. Bu kısımda J_1 hüzme profili ile ablasyon çalışmaları yapılacaktır. Bessel hüzmeleri üretilirken topolojik yükü $m=1$ olan dairesel faz plakası ve farklı taban açlarına sahip aksikon kullanıldı. İlk önce Gauss (TEM_{00}) hüzmesi Dairesel Faz Plakası kullanılarak Laguerre-Gauss (TEM_{01}) modu elde edildi. TEM_{01} modu farklı taban açlarına sahip aksikonlardan geçirilerek Bessel girdap hüzmeleri elde edildi. Daha sonra, her durumda elde edilen hüzme profilleri mikroskop objektifi ve CCD kamera kullanılarak görüntülendi.

Şekil. 4.7, (a) dairesel faz plakasının kullanılmadığı (J_0) ve (b) kullanıldığı (J_1) durumlarda elde edilen tipik profilleri ve bunlara ait kesitleri göstermektedir. Görüldüğü gibi, deneysel şiddet profilleri teorik değerlerle uyum içerisindedir.

Hüzme şekillendirme aşamasından sonra ablasyon deneyleri gerçekleştirildi. Ablasyon deneyleri için kullanılan düzenek Şekil. 4.8’de gösterilmektedir.



Şekil 4.7 : $\lambda=1030$ nm ve 10° axicon için elde edilen (a) Bessel, (b) Bessel girdap hüzmeleri ve (c,d) bu profillere ait kesitler.

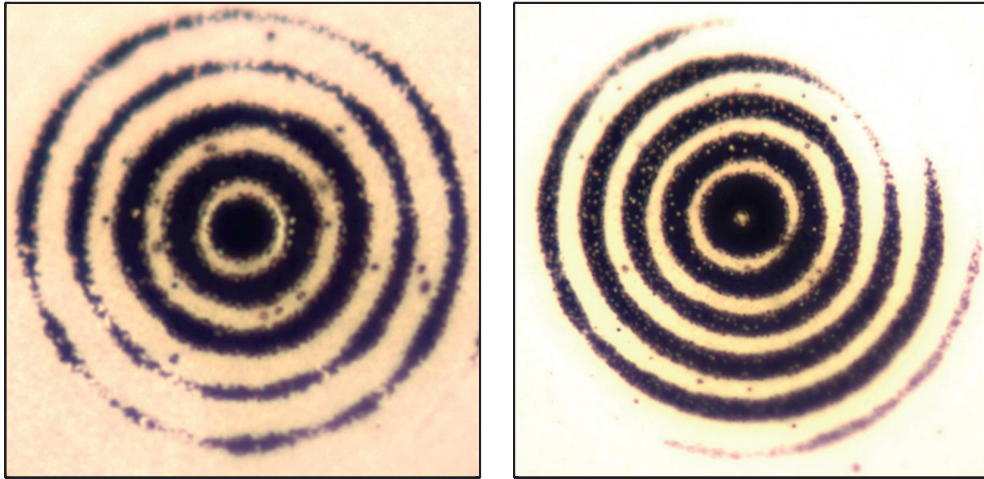


Şekil 4.8 : Bessel girdap hüzmeleri ile yapılan ablasyon deney düzeneği.

Çizelge 4.1 : Bessel Girdap hüzmeleri için hesaplanan merkez halka çapları.

λ / α	10°	25°	40°
1030 nm	7.53 μm	2.72 μm	1.26 μm
515 nm	3.69 μm	1.33 μm	0.60 μm

Lazer sistemi 1000 Hz tekrarlama da çalışmaktadır. Bu kısımda tek atım deneyleri gerçekleştirileceğinden harici sinyal üretici kullanılarak lazer tek-atım modunda çalıştırılmıştır. Lazer ortalama gücü daha önce de bahsedildiği gibi dalgalı ve polarizör kullanılarak kontrol edilmiştir. Ayrıca harmonik üretimi yöntemi (BBO kristal) ile lazerin 2. harmoniği olan 515 nm dalga boyu elde edildi. Özetle bu kısımda ablasyon deneyleri 1030 nm ve 515 nm dalga boyları kullanılarak yapıldı. Ayrıca her dalga boyu için 10°, 25°, 40° taban açılı aksikonlar kullanıldı. Ablasyon deneyleri sonrası üretilen yapılar OM ve SEM ile karakterize edildi.

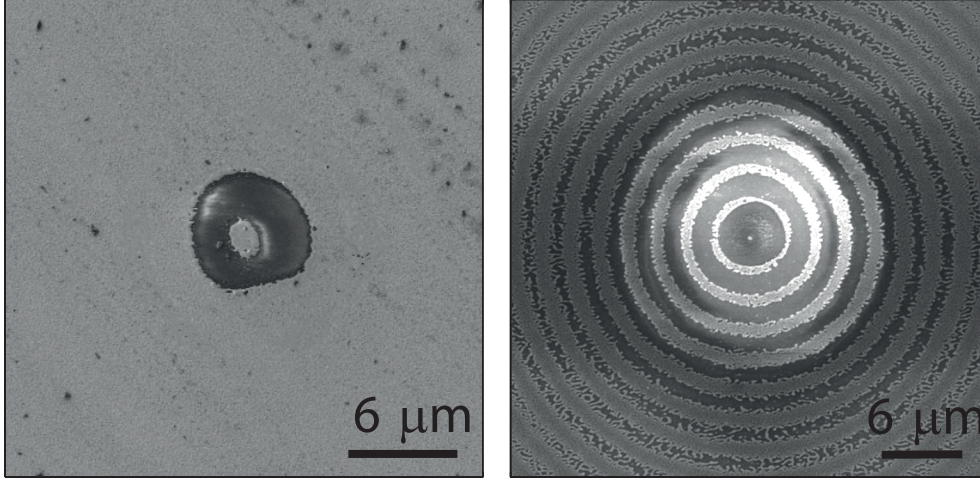


Şekil 4.9 : $\lambda = 515 \text{ nm}$ ve $\alpha = 10^\circ$ taban açılı aksikon için Bessel ve Bessel girdap hüzmeleri ile elde edilen ablasyon şekillerinin OM görüntüleri.

Şekil. 4.9, tek atım rejiminde 515 nm dalga boylu lazer ve 10° taban açılı aksikon kullanılarak elde edilmiş hüzmelerin altın ince film üzerindeki ablasyon profillerini göstermektedir. Siyah yerler cam yüzeyini parlak yerler ise altın yüzeyini göstermektedir. Bu sonuçlar CCD kamera ile ölçülen profillerin ablasyona doğrudan etkisini göstermektedir. Her iki profille iç içe geçmiş halkalar elde edilmiştir.

Yapılan deneyler göstermiştir ki Bessel halkaları tarafından altın ince filmler üzerinde üretilen ablasyon profilleri doğrudan atım enerjisine bağlıdır. Fs lazerin doğası gereği elde edilen profilin sadece malzemenin eşik enerjisini aştığı kısımlar ablasyona katkı sağlayacaktır. Dolayısıyla atım enerjisine bağlı olarak tek halka veya iç içe geçmiş çok

halkalar elde edilebilir. Her iki durum için üretilen yapıların SEM görüntüleri Şekil. 4.10'da gösterilmiştir.



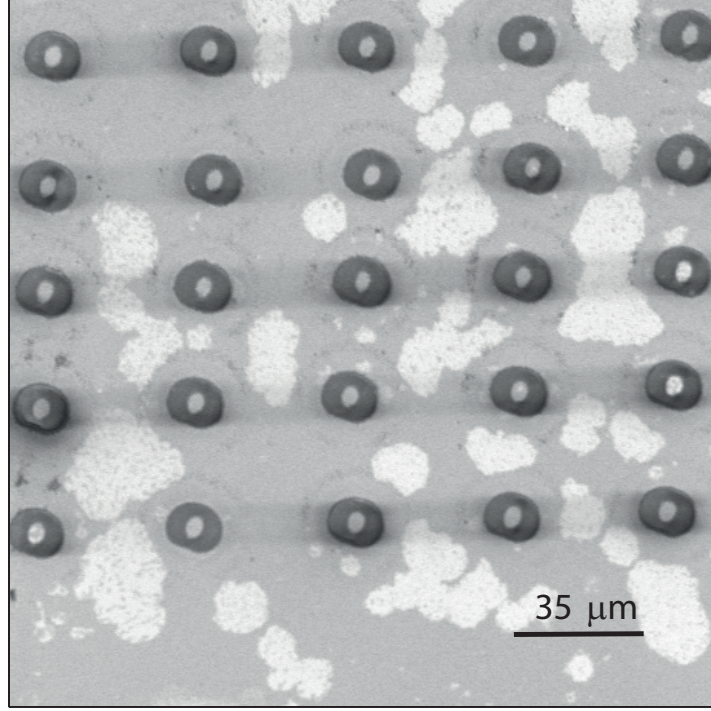
Şekil 4.10 : Tek ve çok halka durumu için Altın filmler üzerinde elde edilen yapıların SEM görüntüleri. Siyah bölgeler cam, diğer bölgeler altın yüzeyidir.

Yukarıda bahsedildiği gibi deneylerde 1030 nm ve 515 nm dalgaboyları kullanıldı. Bessel halkalarının çapları hem dalgaboyu hem de aksikon taban açısına bağlıdır. Çizelge 4.1 lazer dalgaboyu ve aksikon taban açısına bağlı olarak hesaplanan halka çaplarını göstermektedir (halka çapı hüzmeye kesitindeki ilk maksimumlar arası mesafe olarak tanımlandı).

Lazer atım enerjisinin ablasyon eşik enerjisini aştığı durumlarda merkez halkanın dış çapı Çizelge 4.1'deki değerden büyük, iç çapı daha küçük olacaktır. Yapılan deneylerde Çizelge 4.1'deki değerler için tek atım ablasyon çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Atım enerjisi ablasyon eşik enerjisi yakınlarındayken başlanan deneylerde, enerji yavaşça artırılarak ablasyon profilleri gözlenmiştir. Enerji arttıkça merkezde bulunan disk çapının küçüldüğü ve oluşan halka sayısının arttığı görülmüştür.

Lazer atım enerjisine karşılık ablasyon profili boyutu değişimi deneylerine başlamadan önce, lazer atım enerjisinin sabit bir değeri için $200 \mu m \times 200 \mu m$ 'lik bir alanı kaplayacak şekilde 5×5 periyodik yapılar üretildi. Yapılan bu deneylerde, geniş alanda ablasyon profilinin tamamıyla korunduğu gözlemlendi. Şekil. 4.11, 1030 nm dalgaboylu lazer ve 10° taban açılı aksikon kullanıldığı durumda elde edilen geniş alan yapının SEM görüntüsünü içermektedir.

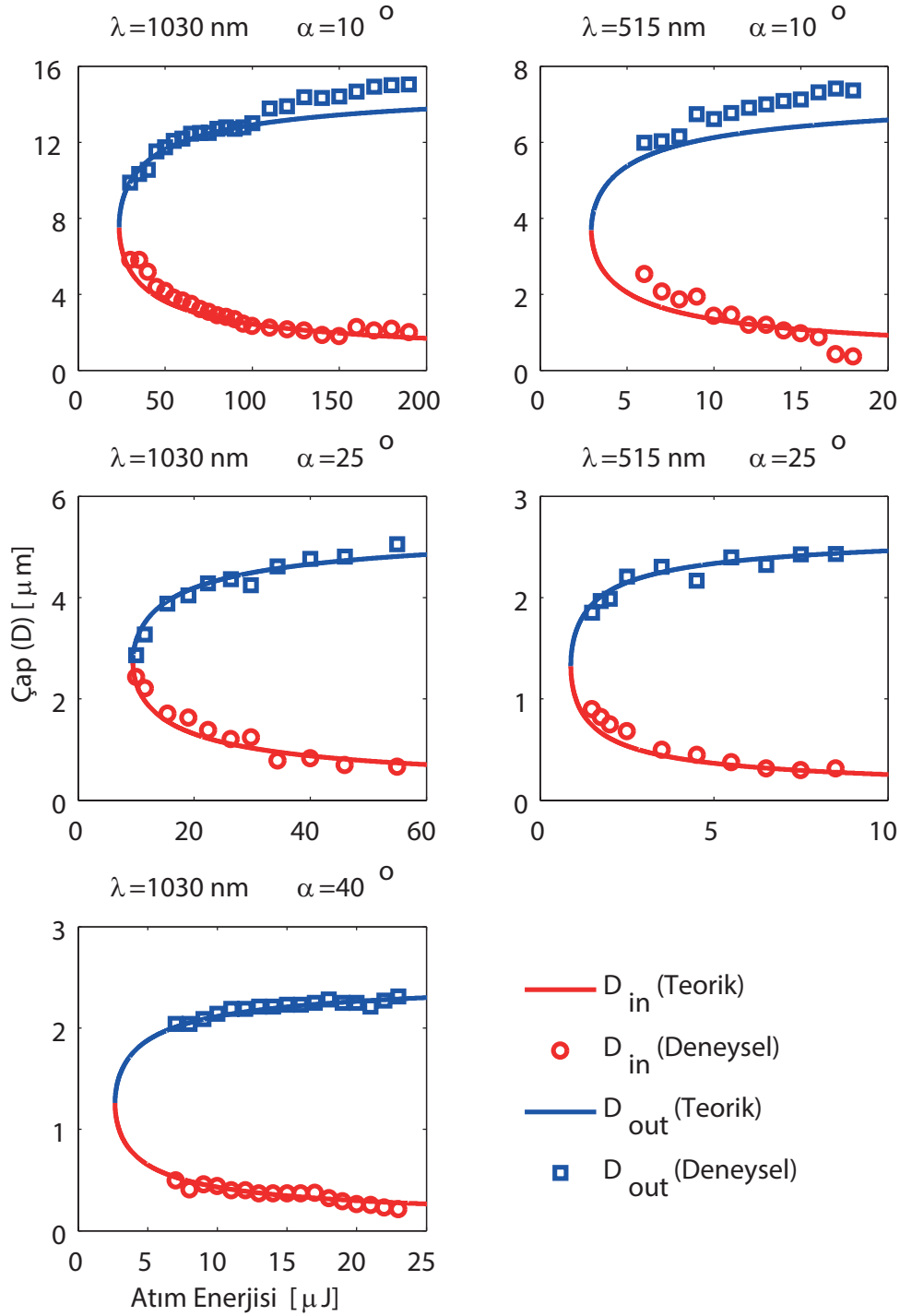
Bu aşama, ablasyon deneylerinin tekrarlanabilir olduğunu göstermek ve ölçülen çap değerlerinin güvenilirliğini artırmak açısından önemlidir.



Şekil 4.11 : Bessel girdap hüzmeleri ile geniş alanda oluşturulan yapıların SEM görüntüsü. Kullanılan lazer dalgaboyu 1030 nm ve aksikon taban açısı 10°'dir.

Ablasyon boyutlarını sayısallaştırmak için ölçümler atım enerjisinin eşik enerjisinden büyük olduğu tüm durumlarında var olan merkez halka çapı üzerinde yoğunlaştırıldı. Atım enerjisini merkezdeki disk OM'ta kaybolana kadar artırarak ablasyon deneylerine devam edildi. Her ablasyon profili için merkez halkanın iç ve dış çapı ölçüldü.

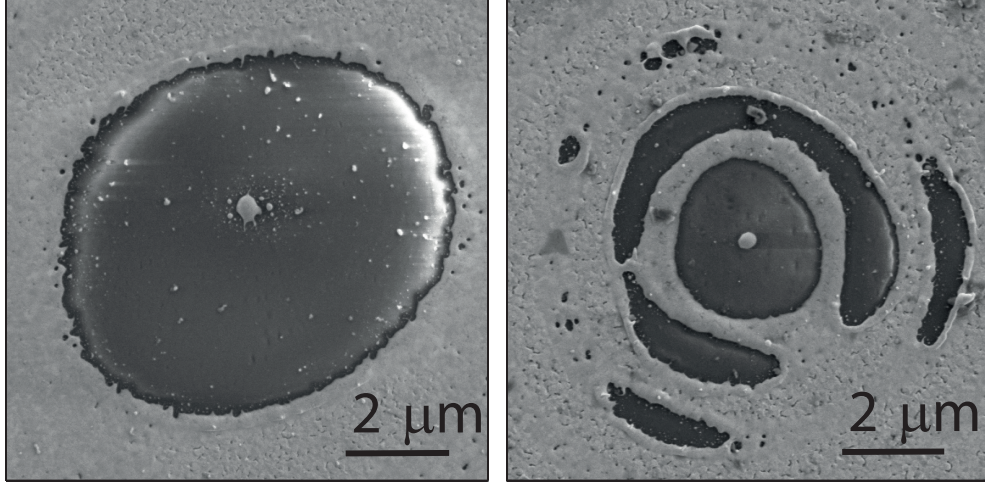
Elde edilen sonuçlar Şekil. 4.12'de gösterilmektedir. 515 nm ve 40° durumu için aşağıda bahsedilen sebeplerden ötürü ablasyon profilleri tekrarlanabilir olmadığından mantıklı bir veri serisi alınamamıştır. Diğer taraftan, deneysel ablasyon eşik enerjileri ve teorik Bessel (J_1) matematiksel profili kullanılarak beklenen halka çapları da hesaplandı (Şekil. 4.12 mavi ve kırmızı çizgiler). Mavi ve kırmızı çizgilerin birleştiği enerji değeri ablasyon eşik enerji değerine eşit olduğu yerler olduğundan ablasyon sınırları olarak ifade edilmektedir.



Şekil 4.12 : Bessel girdap hüzmeleri ile ablasyon çalışması. Farklı dalgaboyu ve aksikon taban açıları için elde edilen sonuçlar. Grafikler lazer enerjisine karşı oluşan halka çaplarını göstermektedir.

Elde edilen sonuçlarla, Bessel-girdap hüzmeleri ile ablasyon kısaca şu şekilde özetlenebilir. Lazer atım enerjisi ablasyon eşik enerjisinin 3 katından küçük olduğu durumlarda sadece merkez halka ablasyona katkı sağlar ve altın film üzerinde tek halka yapısı oluşmaktadır. Bu halkanın merkezinde ise disk benzeri bir yapı oluşur (Şekil. 4.13). Bu izole parçacık lazer atım enerjisini artırarak küçültülebilir. Yapılan

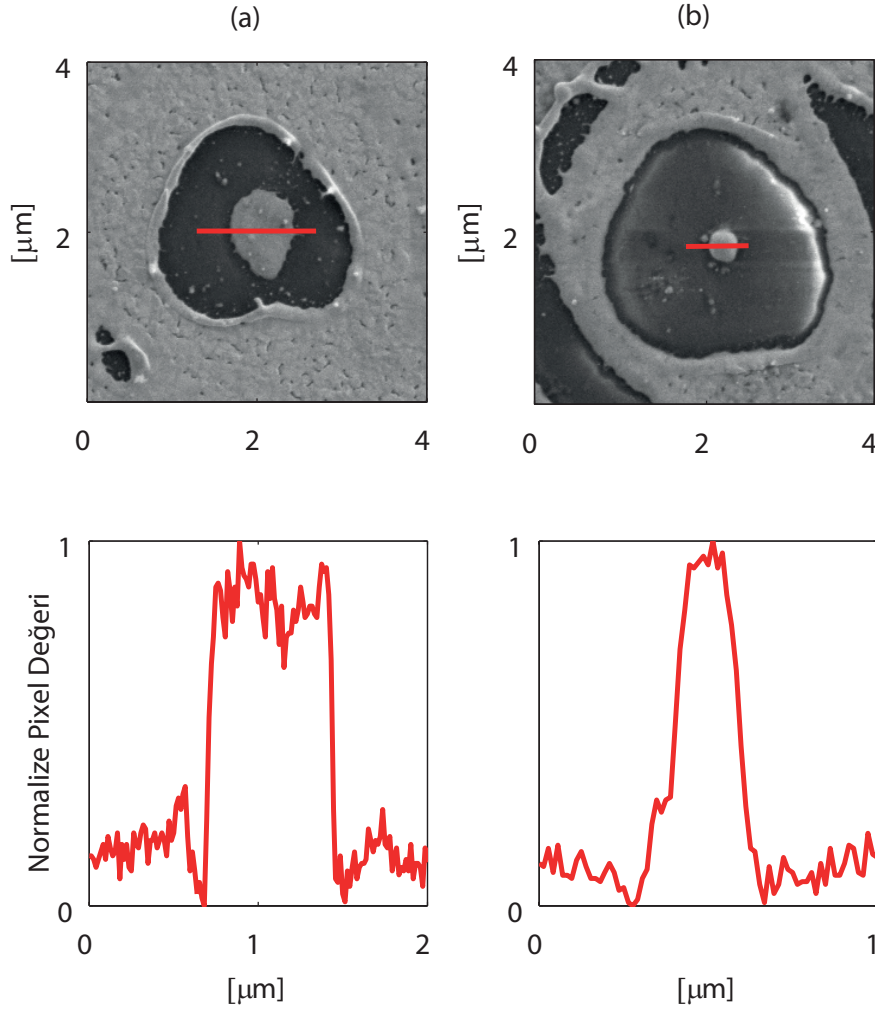
deneylerde minimum 200 nm ϕ apında merkezi diskler elde edilmiştir [86]. Disk ϕ apını daha da azaltmak teorik olarak mümkün olsa da, Bessel girdap bölgesindeki sınırlı enerji, lazer atım enerjisindeki anlık değişimler ve örnek homojenliği alt limit oluşturmaktadır.



şekil 4.13 : Bessel girdap düzenli ve düzensiz ablasyon profilleri SEM görüntüleri.

Lazer atım enerjisinin ablasyon eşik enerjisinin 3 katı ve daha fazlası olduğu durumlarda ise, merkez halkanın yanında diğer halkalarda ablasyona katkı sağlamaktadır. Çok fazla sayıda (ortalama 10) iç içe geçmiş halkalar elde edilebilmektedir (şekil. 4.10). Ayrıca, çok-halka rejiminin Bessel hüزمة kalitesine doğrudan bağlı olduğu gözlemlendi. Hüزمة kalitesindeki kusurlar doğrudan ablasyon profilinde görölmektedir (şekil. 4.13 sağ kısım). Daha düşük dalgaboyu elde etmek için uyguladığımız harmonik üretimi hüزمة profilinde salınımlar ve kusurlar meydana getirmektedir. 40° taban açılı aksikon ve 515 nm dalgaboyu kullanıldığında kusurların boyutu ablasyon boyutlarında olduğundan bu koşullarda tekrarlanabilir ablasyon profilleri elde edilememiştir.

Fs lazer ablasyonu elektromanyetik radyasyonun malzemeye enerji aktarmasıyla gerçekleşmektedir. Elektron-fonon eşleşmesi Au yapısında zayıf olduğundan [112], Bessel-girdap ablasyon dinamiği erime olayından bağımsız değildir. Bu mekanizma elde edilen deneysel yapı ölçümleri ile teorik hesaplamalar arasında farklılıklara sebep olabilir. Aynı deneysel koşullar kullanılarak farklı atım enerjileriyle üretilen yapıların SEM görüntüleri incelenerek (şekil. 4.14) merkezde oluşan diskin yapısı incelenmiştir.



Şekil 4.14 : Bessel-vortex hüzmesi ile yapılan yüksek enerji deneylerinde ortadaki disk küreselleşmesi durumunun incelenmesi. (a) 2.5 nJ ve (b) 8.5 nJ atım enerjisi kullanılarak oluşturulmuş yapılar. Her iki durumda da $\lambda=515$ nm ve $\alpha = 25^\circ$ taban açılı aksikon kullanılmıştır.

Şekil. 4.14, düşük enerji ve yüksek enerji rejiminde tek atım deneyi ile elde edilmiş yapıların SEM görüntüsünü göstermektedir. SEM görüntüsü pixel değerleri incelenerek elde edilmiş yükseklik profilleri yüksek enerji rejiminde merkez disk kesitinin daha bombeli bir profile sahip olduğunu açıkça göstermektedir.

Merkez disk küreselleşmesi şu şekilde açıklanabilir. Lazer atım enerjisi Au filmin ablasyon eşik enerjisinden küçük ama erime eşik enerjisinden büyük olduğu durumlarda merkez disk önce sıvı faza geçmektedir [86]. Daha sonra tekrar katılaşarak yüzey gerilim kuvvetleri sebebiyle yarı küresel hal almaktadır. Bessel-girdap hüzme profili merkezde karanlık ve çevresinde eş merkezli aydınlık halkalardan oluşmaktadır. Dolayısıyla ortadaki disk erime ve tekrar katılaşma durumu sadece yüksek enerji rejiminde baskındır.

5. GRAFEN NANO YAPILANDIRMA

5.1 Kullanılan Örnek

Tek katman Grafen üzerinde yapılan ablasyon deneylerinde ticari (Graphene Supermarket'den satın alınan) örnekler kullanılmıştır. Optik mikroskop ile görülebilmesi sebebiyle, tek katman Grafen için en uygun alttaş Si/SiO_2 'dir. Tek katman Grafen önce Bakır levhalar üzerine büyütülüp daha sonra PMMA aktarma yöntemi kullanılarak Si/SiO_2 alttaş üzerine aktarılmıştır. Si üzerinde bulunan SiO_2 285 nm kalınlığında ve örnek 1 cm^2 alanındadır. Ablasyon deneylerine başlamadan önce Grafen örnekler 532 nm lazer kullanılarak oda sıcaklığında Raman mikroskobu ile incelenmiştir. Çalışmalarda 50x ve 100x mikroskop objektifi kullanılarak sırasıyla $1\text{ }\mu\text{m}$ ve $0.7\text{ }\mu\text{m}$ boyutlarında lazer spotları elde edilmiştir. Raman spektrum ölçümleri karakteristik SLG piklerini de içeren 1200 cm^{-1} ve 3000 cm^{-1} aralığında yapılmıştır. Kristal kusurlarından kaynaklanan D-bandı 1342 cm^{-1} de elde edilirken, sp^2 fonon titreşimlerinden kaynaklanan daha şiddetli G-bandı 1585 cm^{-1} 'de elde edilmiştir. En şiddetli ve keskin 2D bandı ise 2673 cm^{-1} 'de gözlenmiştir. Sırasıyla G ve 2D bantlarının yarı şiddet tam genişlikleri 15 cm^{-1} ve 35 cm^{-1} olarak ölçülmüştür. I_G ve I_{2D} şiddet oranı ise yaklaşık 0.3 olarak ölçülmüştür. SLG için verilen reçete [113] kontrol edildiğinde elde edilen ölçümlerin tek katman Grafene ait olduğu görülmektedir.



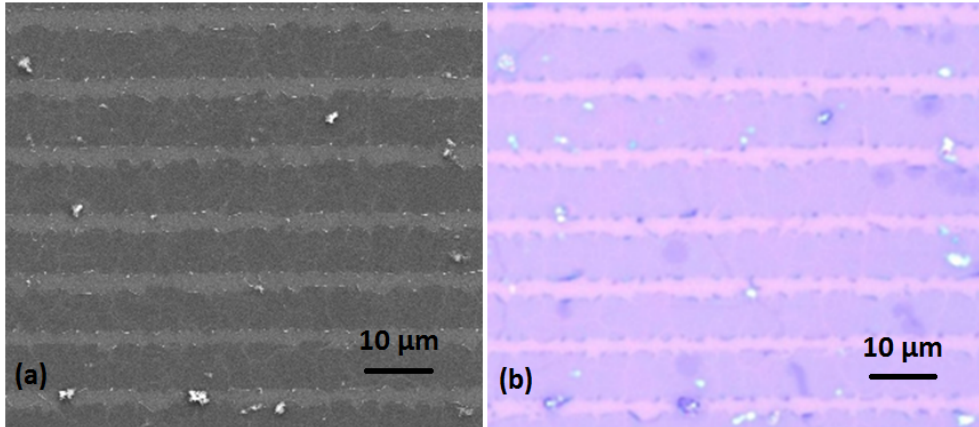
Şekil 5.1 : Si/SiO_2 üzerinde bulunan SLG örnek şeması.

Ablasyon deneylerinde kullanılan örnek Şekil. 5.1’de gösterilmiştir. Deneylerde kullanılan lazer sistemi hakkında bilgi ise Bölüm. 4’de verilmiştir.

5.2 J_0 Hüzmesi İle Yapılan Çalışmalar

Kullandığımız Grafen örnek Si/SiO_2 üzerinde bulunmaktadır. Si, Grafene oranla çok daha yüksek soğurma ve daha düşük ablasyon eşik enerjisine sahip. Bu sebeple akla ilk gelen soru acaba Si alttaş zarar görmeden Grafenin yapılandırılıp yapılandırılmayacağıdır. Dolayısıyla, ablasyon deneylerinde alttaşa zarar verilmemesi için dikkatli olunması gerekmektedir. Yaptığımız deneylerde tek-atım rejiminde uygun tarama hızı ve atım enerjisi belirlenerek Grafeni yapılandırırken Si alttaşın zarar görmemesi sağlandı. Deneylerde lazerin 3. harmoniği olan 343 nm dalgaboyu ve 40° taban açılı axicon kullanıldı. Bu parametrelerle elde edilen Bessel hüzmesi CCD kamera ve mikroskop objektifi ile görüntülenmiş ve merkez spot çapının 500 nm olduğu görülmüştür.

Yapılan deneyler aşağıdaki şekilde özetlenmektedir. Grafen ablasyon deneyleri, geniş bir tarama hızı ve lazer atım enerjisi aralığında yapılmıştır. Her parametre seti için 100 μm uzunluğunda ablasyon kanalları oluşturulmuştur.

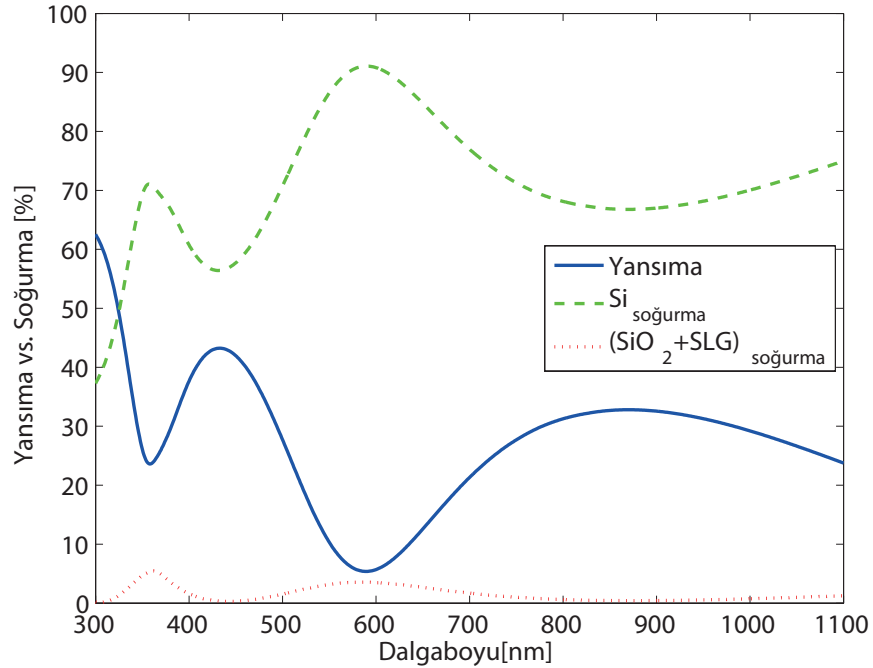


Şekil 5.2 : SLG üzerinde fs lazer Bessel hüzmeleri ile üretilmiş çizgilerin (a) SEM ve (b) OM görüntüleri.

Açıklanan lazer ablasyon yöntemi ile Grafen üzerinde üretilen çizgilerin tipik örneği Şekil. 5.2’de gösterilmiştir. Bu yapılar 150 nJ atım enerjisi ve 330 $\mu m/s$ tarama hızı kullanılarak Si alttaşın zarar görüp görmediği kontrol edilmeden üretilmiştir. Bessel-Gauss profil dönüşümü kullanarak [74] 150 nJ atım enerjisi için Bessel merkez spot enerji yoğunluğu yaklaşık $200 mJ/cm^2$ olarak tahmin edilmektedir. Lazer atım

enerjisindeki dalgalanmalar ve örnek üzerindeki kusurlar ablasyon kanallarında tek tük kesiklilik veya çarpıklık içerse de Grafenin mikrometre altı boyutlarda ablasyonu, atım enerjisini ablasyon eşik enerjisine yakın değerlere ayarlayarak başarılmıştır. Grafenin tek darbe ablasyon eşik enerjisi 790 nm lazer dalgaboyu için 200 mJ/cm^2 olarak verilmektedir [28]. Bu kısımda yapılan deneylerde daha düşük (343 nm) dalgaboylu lazer kullanıldığından daha düşük enerji yoğunluklarında bile Grafen ablasyonu gözlenmiştir.

Grafen geniş bir spektrumda ($300 < \lambda < 1100$) yaklaşık % 97 geçirgenliğe sahiptir. Aynı spektral aralıkta Si çok daha fazla bir absorpsiyona sahiptir (Şekil. 5.3). Si ablasyon eşik enerjisi 343 nm dalgaboyu için çok daha düşük bir değer olan 100 mJ/cm^2 olarak bulunmuştur [114]. Bu sebeple, Si/SiO_2 üzerinde bulunan Grafen ablasyon deneylerinde ilk önce Si'nun gelen lazer enerjisinin soğuracağı düşünülebilir. (SiO_2 , Si'a göre çok daha geçirgen olduğundan etkisi burada tartışılmayacaktır.)

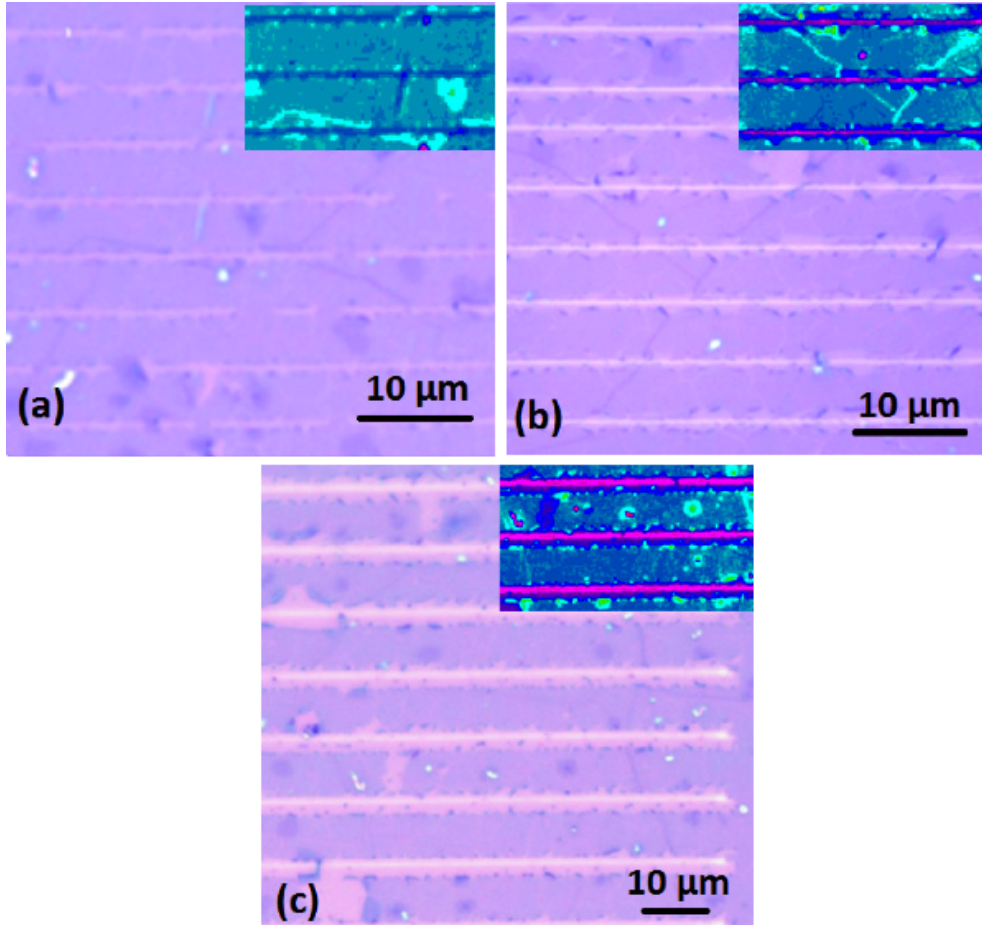


Şekil 5.3 : Si/SiO_2 üzerinde bulunan SLG örnek için hesaplanan yansıma ve soğurma spektrumları.

Yapılan deneylerin en ilginç kısmı belirli bir penceredeki atım enerjisi ve tarama hızı ($300 \mu\text{m/s}$) için Si alttaşın zarar görmediğinin gözlenmesidir. Si/SiO_2 üzerinde yapılan ve atım enerjisinin ablasyon eşik enerjisinden çok daha düşük olduğu çok-atım rejiminden farklı olarak [115], bu kısımda yapılan deneylerde eşik enerjisinin üstünde ve tek-atım rejiminde yapılandırma yapılmıştır. $300 \mu\text{m/s}$ tarama hızında, hüzmeye 300

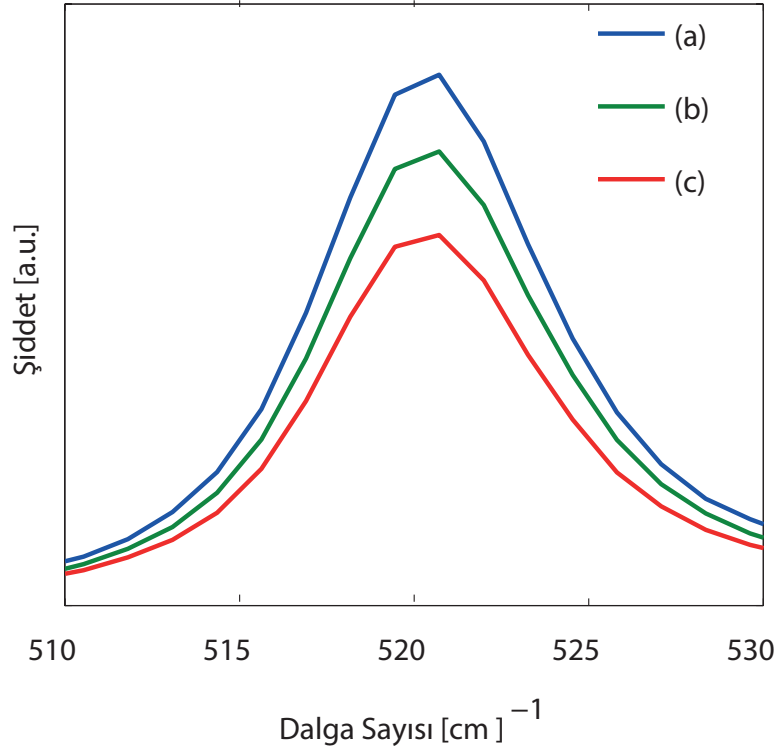
nm aralıklarla atımlar bırakmaktadır. Dolayısıyla ardışık Bessel merkez spot atımları sadece kısmi çakışmalar gerçekleştirerek ablasyon oluşacaktır.

Si alttaşın zarar görmediği durumu desteklemek için sistematik deneyler gerçekleştirildi. İlk olarak Si alttaş zarar görmeyecek şekilde lazer atım enerjisi ve tarama hızı ayarlanarak Grafen ablasyonu gerçekleştirilmiştir. Şekil. 5.4(a), 120 nJ atım enerjisi ve 330 $\mu\text{m/s}$ tarama hızında gerçekleştirilen deneyi göstermektedir. Daha sonra, atım enerjisi sabit tutulup tarama hızı azaltıldı (Şekil. 5.4(b)). Bu durumda yeterince darbe çakıştığından Grafen ablasyonu ardından Si alttaş zarar görmeye başlamıştır (Ablasyon kanalları ortasında beyaz çizgiler şeklinde görülmektedir). Kontrastı ve netliği artırmak için MATLAB kullanılarak sahte-renk yöntemi ile Şekil. 5.4'e eklentiler koyulmuştur. Son olarak, 200 nJ ve 330 $\mu\text{m/s}$ parametrelerle ablasyon gerçekleştirilmiştir (Şekil. 5.4(c)). Bu durumda da çok az bir hüzmeye çakışmasına rağmen grafen ablasyonu sonrasında geriye kalan atım enerjisi halen Si ablasyonunda yeterli olmaktadır.



Şekil 5.4 : Üretilen yapıların OM görüntüleri. Lazer atım enerjisi ve tarama hızı sırasıyla; (a) 120 nJ ve 330 $\mu\text{m/s}$, (b) 120 nJ ve 100 $\mu\text{m/s}$, (c) 200 nJ ve 330 $\mu\text{m/s}$ 'dir. Eklentiler sahte-renk yöntemi ile MATLAB'da hazırlanmıştır.

Özetle, Si alttaşın durumu hem atım enerjisine hem de örnek tarama hızına bağlıdır. Bu sebeple Si alttaşın zarar görmemesi için ideal bir enerji ve tarama hızı aralığı bulunabilir. Diğer taraftan bu enerji aralığında tarama hızı azaltıldığında Si alttaşın zarar görmeye başladığı gözlenmiştir. Benzer şekilde tarama hızı sabit tutulup atım enerjisi artırılırsa Si alttaşın gene zarar gördüğü tespit edilmiştir. Si alttaşın zarar görmeden Grafen ablasyonu Grafenin doğrusal olmayan optik perdelemesinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Örnek tarama hızı sadece birkaç atımın üst üste gelmesine izin verdiği durumlarda, atım enerjisi büyük oranla Grafen tarafından soğurulmaktadır. Geriye kalan enerji hem Si hem de SiO_2 ablasyon eşik enerjisinden düşük olmaktadır.

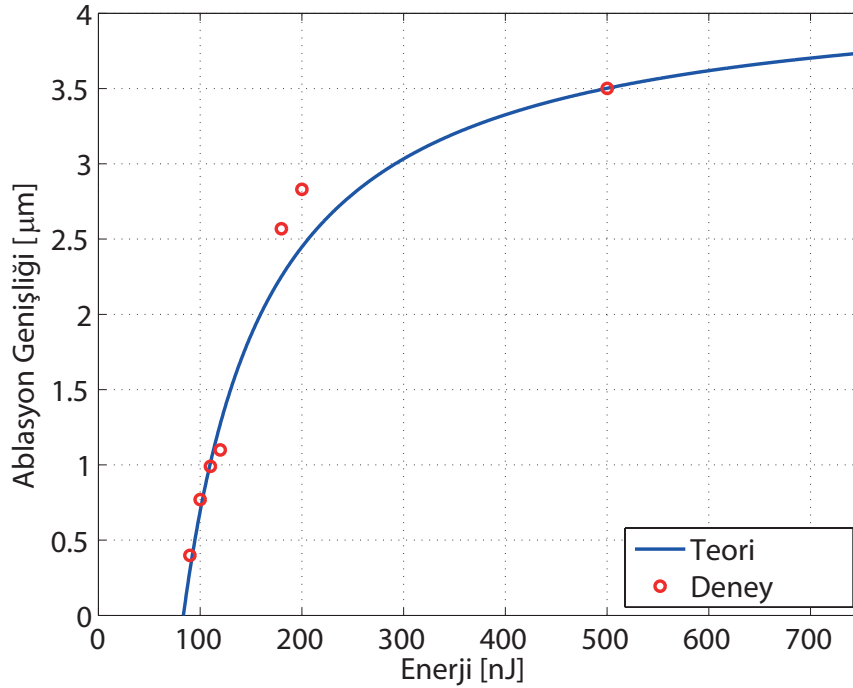


Şekil 5.5 : Si/SiO_2 alttaşın zarar görüp görmediğinin Raman Mikroskobu ile kontrolü.

Si alttaşa verilen zarar, SEM mikroskobu görüntülerinde kontrast farkı ve mikro-Raman ölçümlerinde 520 cm^{-1} 'deki Si piki azalmaya sebep olmaktadır (Şekil. 5.5). Raman ölçümleri Şekil. 5.4'de gösterilen durumlar için elde edilen ölçümleri göstermektedir. Kullandığımız düzenek ve konfigürasyon için ablasyon çözünürlüğü belirleme deneylerinde ise sabit örnek tarama hızında ($330\text{ }\mu\text{m/s}$) sistematik şekilde lazer enerjisi azaltılıp ablasyon kanal genişliği gözlenmiştir.

Çizelge 5.1 : Lazer atım enerjisine karşılık elde edilen minimum w_{min} , maksimum w_{mak} ve ortalama w_{ort} kanal genişlikleri.

Enerji (nJ)	w_{min} (μm)	w_{ort} (μm)	w_{mak} (μm)
500	3.500	3.736	3.905
200	2.830	2.990	3.240
180	2.567	2.780	2.941
120	1.100	1.280	1.424
110	0.990	1.060	1.125
100	0.770	0.830	0.885
90	0.400	0.480	0.545



Şekil 5.6 : Lazer atım enerjisine karşılık hesaplanan (mavi çizgi) ve ölçülen (kırmızı halkalar) kanal genişlikleri. Tüm deneylerde 330 $\mu\text{m/s}$ örnek tarama hızı kullanılmıştır.

Teorik hesaplamalar için 86 nJ eşik enerjisi kullanılmıştır [28]. Lazer enerjisine karşılık elde edilen hem teorik hem de deneysel sonuçlar Şekil. 5.6'da gösterilmiştir.

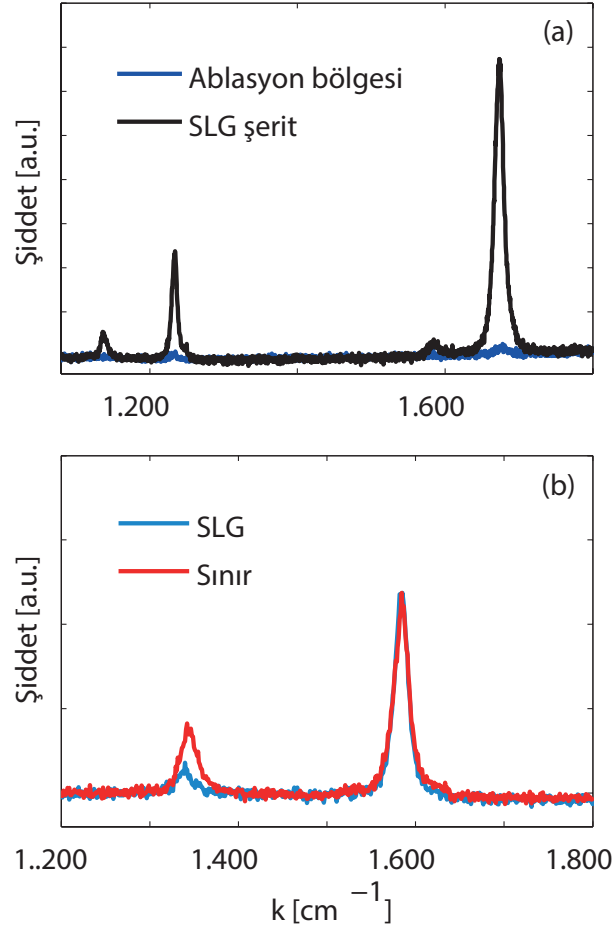
Ayrıca minimum, maksimum ve ortalama kanal genişlikleri Çizelge. 5.1'de gösterilmiştir. Şekil. 5.6'da görüldüğü üzere lazer atım enerjisinin 100 nJ'ü aştığı durumlarda ablasyon kanal genişliği Bessel hüzmesi merkez spot çapından daha büyüktür. Bu durum Bessel hüzmesi halkalarının da ablasyona katkısı olduğunu göstermektedir. Bu nedenle ablasyon boyutları Bessel fonksiyonunun matematiksel zarfı ile uyumlu şekildedir. 100 nJ atım enerjisinden daha küçük değerlerde sadece Bessel merkez spotu ablasyona katkı sağlamış ve 400 nm genişliğinde kanallar elde

edilmiştir [87]. Daha iyi çözünürlük ancak örnek temizliliği ve atım enerjisindeki dalgalanmalar kontrol edilerek sağlanabilir. Lazer enerjisinin çok az daha azaltıldığı durumda yapılar kesikli olmaya başlamıştır. Çözünürlüğün ve homojenliğin artırılması gerektiği durumlarda, yüksek kalite ve saflıkta örneklerle vakum veya gaz ortamında çalışmak gerekmektedir.

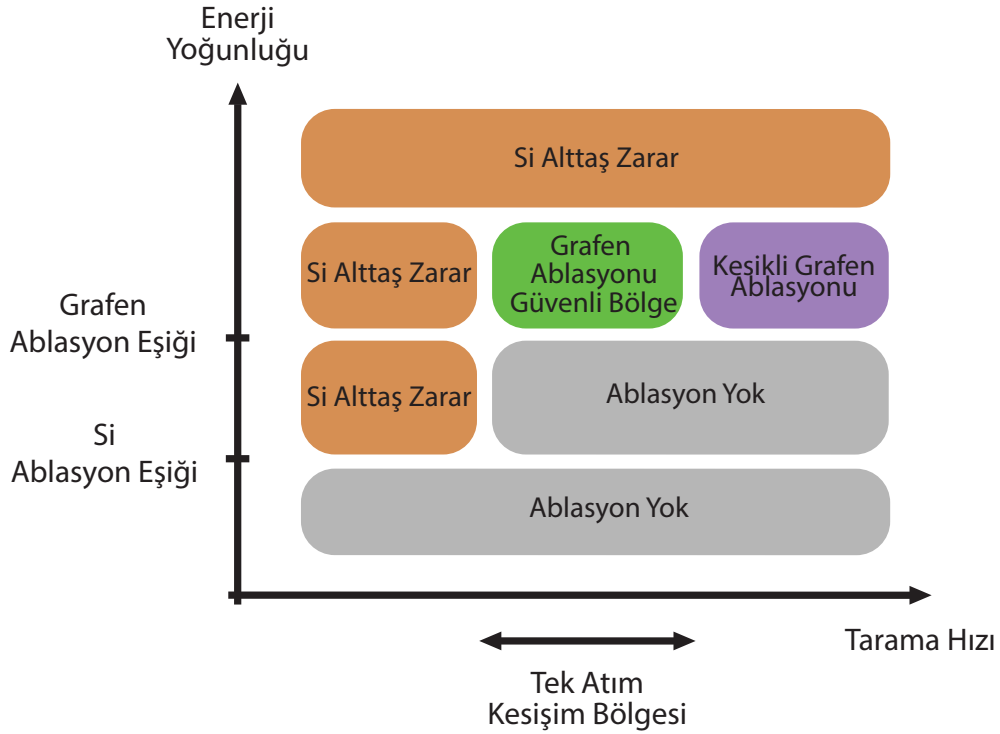
Grafen ablasyonunu teyit etmek için üretilen yapılar Raman mikroskobu ile karakterize edildi. Raman ölçümleri (i) ablasyon kanalları, (ii) Grafen şeritler ve (iii) kanal sınırları üzerinde alınmıştır.

Şekil. 5.7, üretilen yapılar üzerindeki 3 farklı kısımdan alınan Raman spektrumlarını göstermektedir. 1200 cm^{-1} ve 2900 cm^{-1} aralığında Grafen şerit üzerinde alınan Raman ölçümü (siyah çizgi) hem karakteristik SLG izlerini (D, G, 2D bantları) gösterirken hem de Grafenin kristal yapısının bozulmadığını, ablasyon kanalı üzerinde alınan ölçüm (mavi) Grafen ablasyonunu teyit etmektedir. Şekil. 5.7(b) ise tek katman Grafen ve ablasyon sınırından alınan ölçümleri göstermektedir. Ablasyon sınırında alınan ölçümde, ablasyon esnasında meydana gelen oksidasyon sebebiyle D bandı yoğunluğunda artış gözlenmiştir.

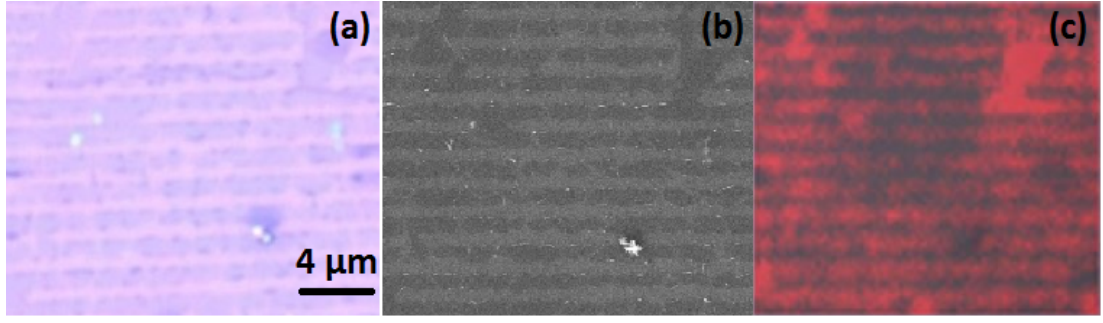
Üretilen yapılar 100x objektif kullanılarak Raman mikroskobu ile tarama yüzey haritaları çıkarıldı (lazer spot çapı $0.7\text{ }\mu\text{m}$). Lazer gücü örneğe zarar vermeyecek şekilde ayarlandı. Bu tarama yüzeyin 2-boyutta kimyasal kompozisyonunun belirlenmesi için gerçekleştirildi.



Şekil 5.7 : Üretilen yapılar üzerinde alınan Raman ölçümleri. Ölçümler ablasyon profili üzerinde 3 farklı kısımdan alınmıştır.



Şekil 5.8 : Grafen ablasyonu esnasında Si/SiO_2 alttaşın zarar görmemesi için optimum çalışma bölgesini gösteren şema.



Şekil 5.9 : Üretilen periyodik yapının (a) OM, (b) SEM ve (c) Raman görüntüsü. (a) ve (b)'deki parlak çizgiler, (c)'deki siyah çizgiler ablasyon bölgelerini göstermektedir. Lazer atım enerjisi 120 nJ ve tarama hızı 330 $\mu\text{m/s}$ 'dir.

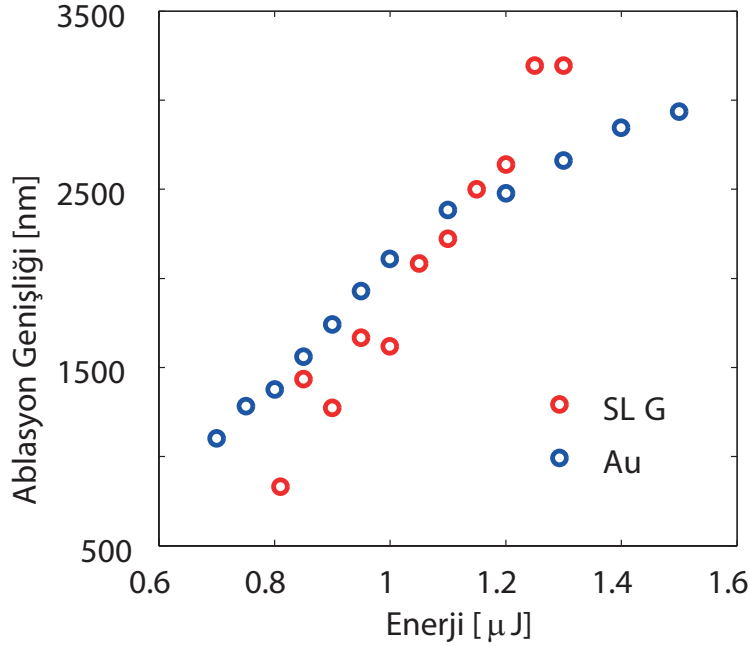
Son olarak metodun periyodik yapı oluşturma ve minimum genişlikte Grafen şerit oluşturma kapasitesini test etmek için çalışmalar yapıldı. Ablasyon kanalları arasındaki mesafe azaltılarak ızgara yapılar (Şekil. 5.9) oluşturuldu. Elde edilen minimum periyot 1.8 μm ve Grafen şerit genişliği 0.9 μm 'dir.

Şekil. 5.9, açıklanan metot kullanılarak üretilen yapının OM, SEM ve Raman görüntülerini içermektedir. OM ve SEM görüntüsündeki açık renkli çizgiler ablasyon kanallarını gösterirken Raman 2-boyutlu yüzey haritasındaki siyah çizgiler ablasyon kanallarını göstermektedir.

Elde edilen çözünürlük ve tarama hızı düşünüldüğünde geniş alanların yapılandırılması uygulanan yöntemle neredeyse dakikalar içinde gerçekleşmektedir. Yapılan hesaplamalara göre 5 μm periyodunda kare Grafen dizilim oluşturmak için 1 mm^2 alan üzerinde 20 dakika gibi bir süre yeterli olacaktır. Aynı alan üzerinde periyot 1 μm 'ye düşürüldüğünde toplam süreç 100 dakika olacaktır. μm periyodundaki yapılar nm aralıklarla veya nm kesit uzunluğuna sahip yapılar μm aralıklarla kolaylıkla üretilmektedir. Bu boyutlarda standart litografik yöntemlerin günler alacağı düşünüldüğünde hem zaman kaybı azaltılıp hem de daha kompleks bir düzenden basit bir düzeneğe geçiş olacağı aşıkardır.

Altın ve SLG ablasyon mekanizmasını karşılaştırmak için benzer koşullarda gerçekleştirilen deneyler yapılmıştır. Tarama hızı 1000 $\mu\text{m/s}$ seçilerek atımlar arası kısmi kesişme (yaklaşık tek atım rejimi) sağlanmıştır. 25 nm Altın ince film ve SLG üzerinde benzer enerji aralığında gerçekleştirilen deneylerde ablasyon kanal genişlikleri neredeyse eşit olsa da SLG üzerinde yapılan ablasyon genişliği çok daha hızlı azalmıştır. Bu sonuç, ablasyon çalışmaları için kullanılan altın filmin sanki tek atom kalınlığında film gibi davrandığı göstermektedir. Kullanılan lazer sistemi ve

deney düzeneği için ablasyon derinliği ile karşılaştırıldığında sonuçların tutarlı olduğu gözükmemektedir. Sonuçlar Şekil. 5.10’da karşılaştırılmalı olarak gösterilmektedir.

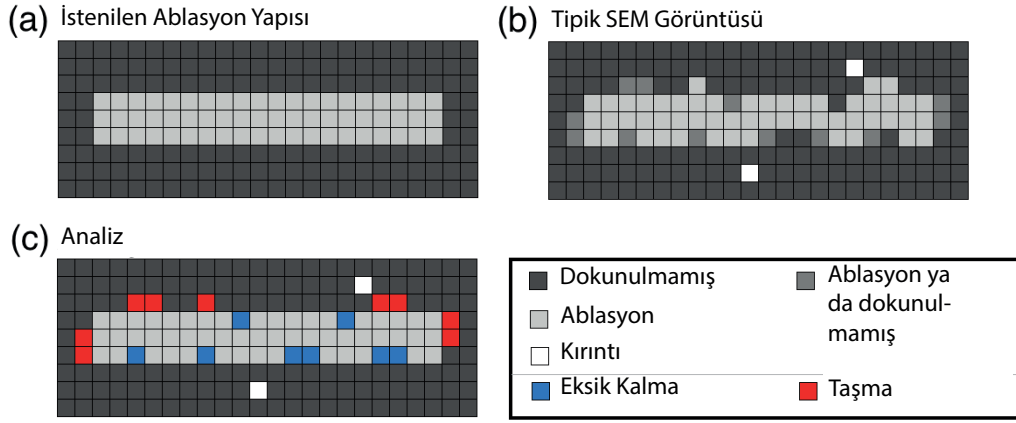


Şekil 5.10 : SLG ve 30 nm metal film ablasyon genişlikleri karşılaştırması. $\lambda=515$ nm , $\alpha = 10^\circ$ ve örnek tarama hızı 1000 $\mu\text{m}/\text{sec}$.

5.3 Üretilen Yapıların Sayısal Analizi

Lazerle malzeme işleme nm boyutlarında yapılar üretme olanağı sağlamaktadır. Üretilen yapıların başarımları oranı birçok uygulama için köşe taşı önemindedir. Bu kısımda üretilen yapıların boyutları dikkate alınarak sayısal yöntemlerle analiz edilerek incelendi. Grafen örnek kullanılarak yapılan çalışmalarda lazer enerjisinin ablasyon kalitesine bağlılığı aşağıda açıklanan yöntemle incelenerek Grafen üzerinde % 75 kalite ile nm mertebesinde yapılandırma yapılabileceği gösterildi.

Kullanılan Grafen örnek Si/SiO_2 üzerinde bulunmaktadır. Bu nedenle atım enerjisi arttıkça (atım enerjisi Grafen ablasyon ve Si/SiO_2 alttaş ablasyon eşik aralığında) ablasyon kalitesinin artması beklenmektedir. Diğer taraftan da ablasyon eşik enerjisi civarında lazer enerjisi stabilizasyonu sebebiyle ablasyon kalitesinin mükemmel olmadığı bilinmektedir. Diğer taraftan, atımlar arası enerjideki dalgalanma, ablasyon düzeneğindeki titreşimler ve örnek yüzeyi temizliği üretim kalitesini etkileyen başlıca faktörlerdir.



Şekil 5.11 : Üretilen yapılar için (a) İdeal, (b) gerçek, (c) gerçek durumun renklendirilmiş şemasını göstermektedir.

Şekil. 5.11 klasik SEM görüntülerini temsil etmektedir. Gerçek ablastyon örneğinin SEM görüntüleri istenilen yapıdan uzaklaşmaya neden olan bu etkileri doğrudan göstermektedir. Bu üç bölge, (i) Taşma, (ii) Eksik kalma ve (iii) Kırıntı olarak adlandırılmaktadır. Bu kusurların sebepleri aşağıdaki gibi sıralanabilir.

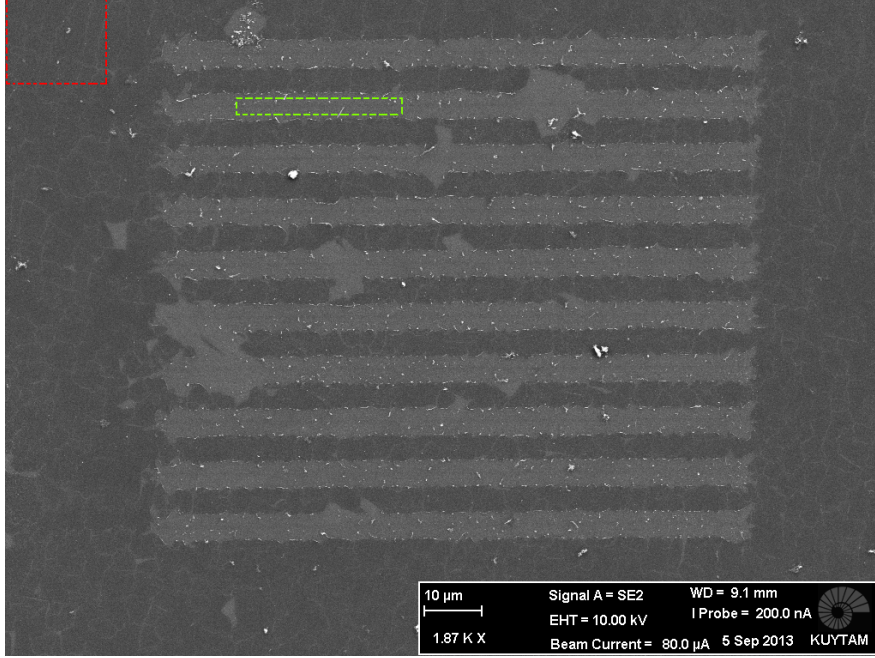
- (i) Düzenekteki istenmeyen titreşimlerden kaynaklanmaktadır
- (ii) Atım enerjisindeki salınımlardan kaynaklanmaktadır
- (iii) Ablasyon olmuş kısmın tekrar katılaşması veya yüzeydeki kirlilik

olduğu düşünülmektedir. Dolayısıyla akla iki temel soru gelmektedir. Birincisi, üretilen yapıların SEM görüntülerinde, ilgilenilen pikselin başarıyla yakılan bölgeye mi, taşma kısmına mı, kırıntı veya eksik kalan kısma mı ait olduğunun nasıl belirleneceğidir. Bir diğer soru ise, bu bilginin toplam ablastyon kalitesini hesaplamada nasıl kullanılabileceğidir.

Bu kısımda, SLG üzerinde yapılan ablastyon çalışmalarının devamı niteliğinde olan ablastyon kalite analizi yapılacaktır. Dolayısıyla, üretilen yapıların SEM görüntüleri analiz edilerek önerilen AFOM (Ablation figure of merit) formülü ile yapıların kalitesi atım enerjisine bağlı olarak hesaplanacaktır.

Ablastyon deneylerine başlamadan önce SLG üzerinde alınan SEM görüntüleri, yüzeyde transfer işlemi sebebiyle oluşabilecek çatlaklıklar ve nadirde olsa kalıntılar göstermektedir. Diğer taraftan ablastyon deneyleri sonrası SEM görüntüleri ablastyon bölgelerinde büyük taşma kısımları göstermektedir. Bunun nedeninin, Grafen ve Si

katmanlar arasına transfer esnasında sıkışmış metal-oksit parçacıklarının ablasyon esnasında elektromanyetik alan artırımı yapması olduğu düşünülmektedir. Yapılan analiz boyunca bu tür kusurlar ablasyon mekanizmasından bağımsız olduklarından hesaba katılmamaktadır.



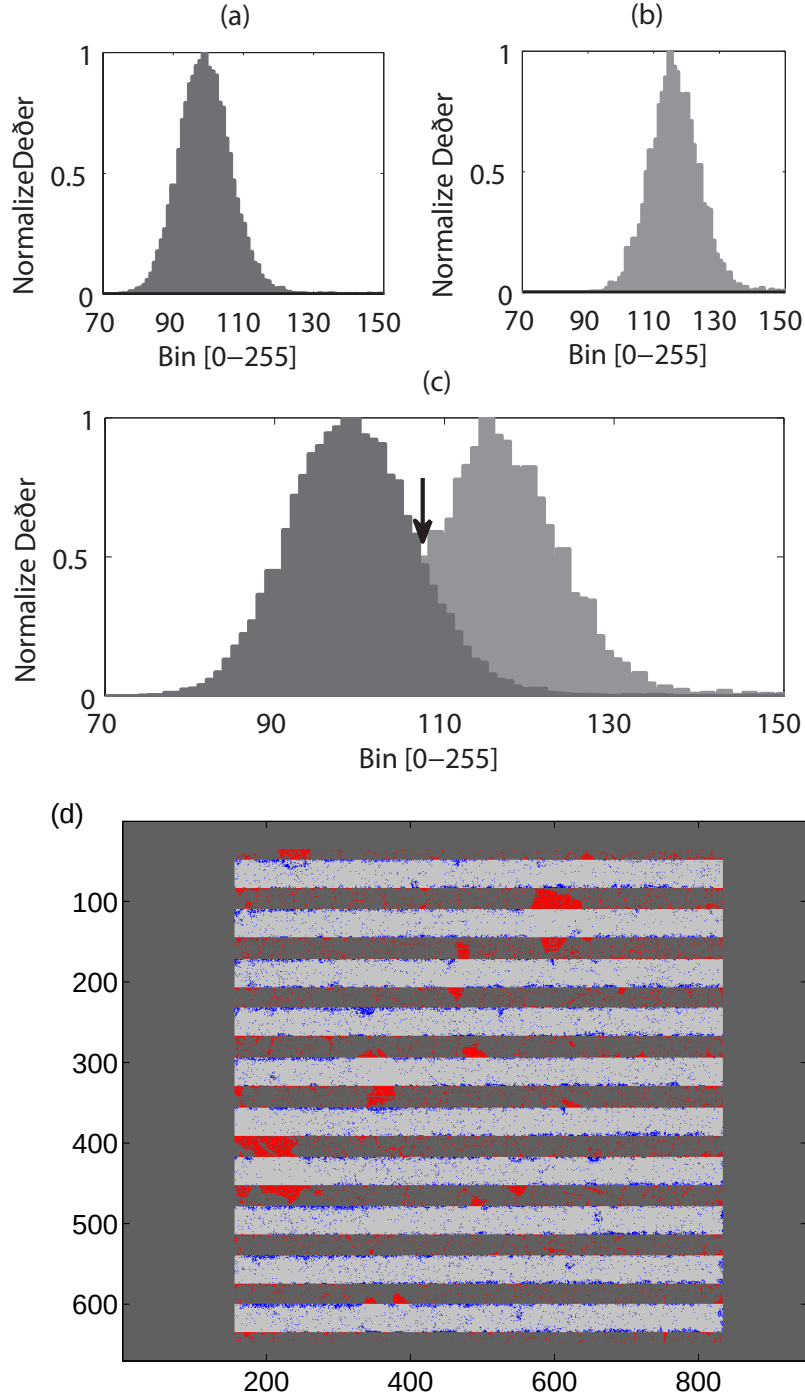
Şekil 5.12 : Grafen üzerinde üretilen mikrokanalları gösteren SEM görüntüsü. Seçilen kırmızı ve yeşil çizgiler ablasyona uğramış ve dokunulmamış bölgeler için referans alanlarıdır.

Şekil. 5.12, 10 μm periyodunda 250 nJ atım enerjisi kullanılarak Grafen üzerinde ablasyona uğramış mikro yarıkları göstermektedir ($\lambda = 343 \text{ nm}$, $\alpha_{axicon} = 40^\circ$). Yapılan hesaplara göre bu düzenek kullanıldığında 100 nJ atım enerjisi yaklaşık 130 mJ/cm^2 enerji yoğunluğuna karşılık gelmektedir.

SEM görüntüleri yüzey hakkında hem topografik hem de morfolojik detaylı bilgi sağlamaktadır. Yüksek büyütme kapasitesinin yanında harika alan derinliği sağlar. SEM görüntüleri, İkincil detektöre saptırılan elektron yoğunluğu haritasıdır. Elektronlar renksiz olduklarından elde edilen görüntüler gri tondadır. Ablasyon örneğinden alınan SEM görüntüsü incelendiğinde bazı yerlerin kazayla ablasyona uğradığını, ablasyon bölgesi içindeki bazı yerlerin ablasyona uğramadığı görülmektedir. Bu sebeple tüm taşma ve eksik kısımların ablasyon kalitesini hesaplama da kullanılması gerekmektedir. Bu sebeple, SEM görüntüleri MATLAB’da analiz edilerek kalite hesabı yapılmıştır.

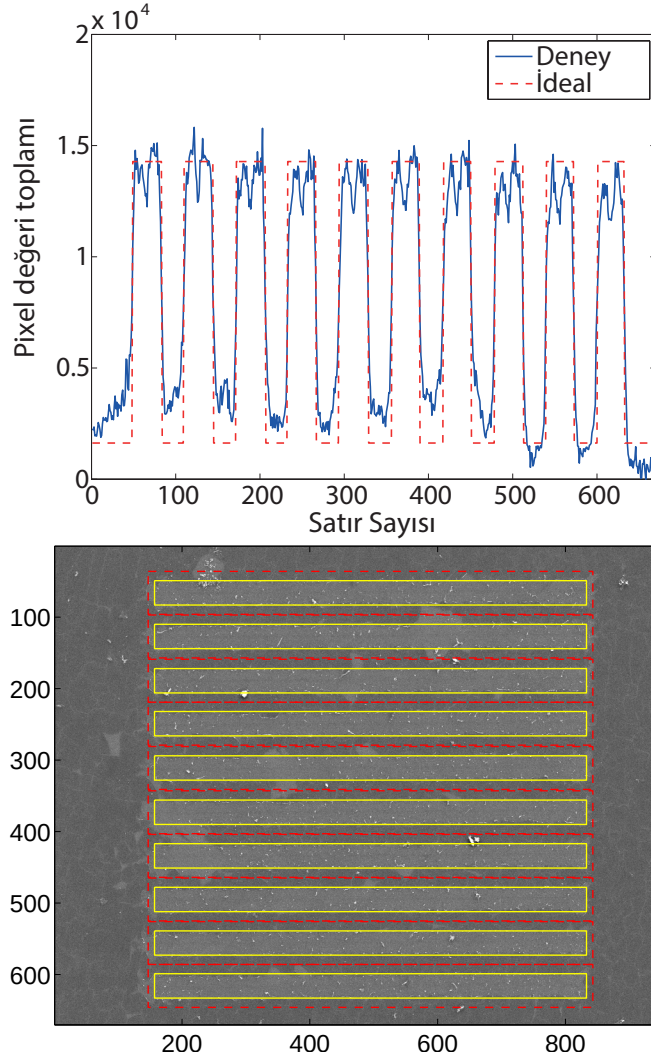
SEM görüntüleri piksel başına 8-bit'lik sonuçlar göstermektedir. Bu durumda, siyah '0', beyaz ise '255' değerini alır. İlk adım olarak tamamen başarılı ablastyon olmuş ve hiç dokunulmamış bölgeler seçilerek referans değerleri belirlemek için histogram analizleri yapılmıştır (Şekil. 5.13 a ve b). Bu bölgeler Şekil. 5.12'de yeşil ve kırmızı kesikli çizgiler halinde gösterilmiştir. Ortalama pixel değerleri, ablastyon olmuş kısım için 116 iken dokunulmamış kısım için 98'dir. Bu iki histogramı birleştirip (Şekil. 5.13 (c)) siyah okla gösterilen 107 değeri ablastyon eşik değeri (δ_t) olarak tanımlanmıştır. Benzer histogram analizleri kırıntı (beyaz noktalar) için yapıldığında piksel değerlerinin 240'tan büyük olduğu gözlenmiştir. Bu sebeple bu değer 'artık' eşik değeri (δ_d) olarak kullanılacaktır. Bu noktalar, ne ablastyon olmuş kısma ait ne de dokunulmamış kısımda olduklarından analizlere dâhil edilmemiştir. Şimdiye kadar yapılan tanımlamalar ile yapılandırılmış bir bölgede oluşabilecek tüm kısımlar piksel değerleri kullanılarak tanımlanmıştır.

Eğer SEM görüntüsünü ifade eden bir A matrisi yazılırsa; matris elemanının piksel değeri δ_t ile δ_d arasındaysa ablastyon olmuş, δ_t 'den küçükse dokunulmamış bölgeye ait olduğu kabul edilecektir. Eksik kısım ve taşmış bölgedeki pikseller mavi ve kırmızı ile işaretlenip, başarılı ablastyon bölgesi açık gri renkte boyanırsa Şekil. 5.13 (d)'deki görüntü elde edilir.



Şekil 5.13 : (a) Dokunulmamış kısım, (b) ablasyon kısmı histogram analizleri. (c) a ve b'nin ara kesitleri. (d) Başarılı ablasyon (açık gri), eksik kısım (mavi), taşma (kırmızı) kısımlarının boyanmış halini göstermektedir.

İkinci adımda analiz edilmiş SEM görüntüsündeki piksel değerleri satır satır toplanmıştır. Şekil. 5.14'de gösterildiği gibi bu hesap basitçe ablasyon kanallarının dikey profilini göstermektedir. Bu profil ve SEM görüntüsündeki ölçek kullanılarak kanalların hem merkez koordinatı hem de minimum, maksimum ve ortalama genişlikleri hesaplanabilmektedir.



Şekil 5.14 : (a) SEM görüntüsü dikey profili ve (b) AFOM hesabı için belirlenen ablasyon kanalı (sarı çizgi) ve çevreleyen dokunulmamış bölge (kırmızı çizgi).

İkinci adımda analiz edilmiş SEM görüntüsündeki piksel değerleri satır satır toplanmıştır. Şekil. 5.14’de gösterildiği gibi bu hesap basitçe ablasyon kanallarının dikey profilini göstermektedir. Bu profil ve SEM görüntüsündeki ölçek kullanılarak kanalların hem merkez koordinatı hem de minimum, maksimum ve ortalama genişlikleri hesaplanabilmektedir. SEM görüntüsündeki açık gri renkli bölgeler ablasyon kısımlarını gösterdiği için piksel değerleri daha büyüktür. Bu sebeple ablasyon kanalları gerçekte daha çukur olmasına rağmen dikey profilde daha büyük değere sahiptir. Şekil. 5.14, dikdörtgen atım dizisi şeklindedir ve bu atımlar ablasyon kanallarını temsil etmektedir. Lazer atım enerjisinin 250 nJ değerini aştığı durumlarda ilginç şekilde her dikdörtgenin merkezinde bir dip bulunmaktadır. Ayrıca bu kanal merkezinde alınan mikro-Raman spektrumları 520 cm^{-1} ’deki Si pikinde (Şekil. 5.5) azalma göstermiştir. Bu durum, dikey profilin Grafen örnekler üzerinde

yapılan ablasyon çalışmalarında karşımıza çıkan alttaşa zarar verme durumunun SEM görüntülerinden de ayırt edilebileceğini göstermiştir.

Son kısımda ise AFOM diye adlandırılan ablasyon kalitesi hesaplanmıştır. Bu hesaplama yapılırken kullanılacak formül aşağıdaki gibi kurulmuştur. Eğer ki sadece başarılı ablasyon kısmı hesaba katılırsa yapı istenilen şekilden çok uzak olmasına rağmen AFOM yüksek çıkacaktır. Ya da hem ablasyon hem de dokunulmamış bölgem hesaba katılırsa ablasyon olmamış örnek için bile AFOM çok yüksek değerde olacaktır. Benzer olarak SEM görüntüsünün küçük bir kısmını (ablasyon kanal sayısını önemsemeden) incelersek doğru sonuç elde edilmeyecektir. Bu nedenle, AFOM aşağıdaki şekilde hesaplanmıştır.

İlk olarak Şekil. 5.14 (b)'de (kırmızı kesikli bölge) gösterildiği gibi her ablasyon kanalını çevreleyecek ve genişliği periyodun yarısı (bu durumda $5\mu\text{m}$) olacak şekilde bölgeler seçildi. Lazer atım enerjisinin ablasyon eşik enerjisine yakın olduğu durumlarda ablasyon genişliği düşeceğinden bu seçim objektif ölçü olması bakımından önemlidir. Daha sonra her ablasyon kanalı için, ablasyon bölgesinde başarılı şekilde ablasyona uğramış piksel sayısının o bölgedeki toplam piksel sayısına oranı ve dokunulmamış bölgedeki ablasyona uğramamış piksel sayısının gene o bölgedeki toplam piksel sayısına oranı bulunmuştur. Üretilen yapı için ablasyon kalitesi (AFOM) bu sayıların çarpımının toplam kanal sayısı üzerinden ortalaması alınarak hesaplanmıştır.

$$\text{AFOM} = \frac{100}{N_{ch}} \times \sum_{i=1}^{N_{ch}} \left(\frac{p_{aa,i}}{p_{ar,i}} \right) \times \left(\frac{p_{au,i}}{p_{ur,i}} \right) \quad (5.1)$$

N_{ch} : Ablasyon kanal sayısı,

$p_{aa,i}$: Ablasyon kanalındaki başarılı ablasyon piksel sayısı- i ,

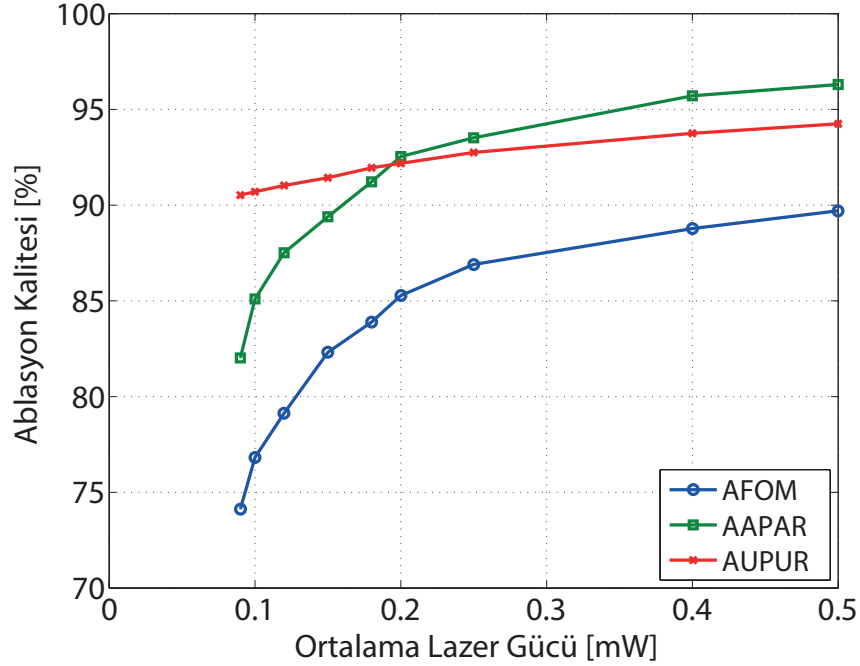
$p_{ar,i}$: Ablasyon kanalındaki toplam piksel sayısı- i ,

$p_{au,i}$: Dokunulmamış bölgedeki dokunulmamış piksel sayısı- i ,

$p_{ur,i}$: Dokunulmamış bölgedeki toplam piksel sayısı- i .

Örneğin, yukarıdaki formül kullanılarak %10 eksik kısım ve %10 taşma ablasyon durumu için AFOM %81 olarak hesaplanmaktadır. Bu değer toplam kalite için kabul edilebilir mantıklı bir değerdir. İncelenen SEM görüntüleri çözünürlükleri 80

nm/piksel ile 120 nm/piksel arasında değişmektedir. Kübik interpolasyon kullanılarak hata 20 nm/piksel değerine düşürülmektedir. Dolayısıyla yüksek çözünürlükte SEM görüntüleri kullanmak AFOM hesabının doğruluğunu daha da artıracaktır.



Şekil 5.15 : Lazer atım enerjisine karşılık hesaplanan ablasyon kalitesi (AFOM).

Şekil. 5.15, açıklanan yöntem kullanılarak üretilen yapılar için lazer atım enerjisine karşılık hesaplanan AFOM değerlerini göstermektedir [88]. Aynı grafikte ablasyon bölgesi içinde başarıyla ablasyon olmuş pixel sayısı oranını (AAPAR), dokunulmamış bölgedeki dokunulmamış pixel oranını (AUPUR) göstermektedir. Açıkça görülmektedir ki atım enerjisi azaldıkça ablasyon kalitesi de azalmaktadır. Bu, atım enerjisinin ablasyon eşik enerjisine yakın olduğu durumlarda beklenen bir durumdur. Ayrıca bu kritik rejimde, atım enerjisindeki anlık değişimler çözünürlüğü kısıtlamaktadır. Taşma durumu büyük oranla düzenek titreşimlerinden kaynaklandığından atım enerjisinden çok etkilenmemiştir. Oysaki atım enerjisindeki dalgalanmalara bağlı ablasyon bölgesindeki eksik kısım oranı azalmaktadır. Diğer bir deyişle; ablasyon genişliğinin azalmasına sebep olan çevresel etkenler AUPUR’unda azalmasına sebep olmaktayken, lazer atım enerjisindeki ve taramadaki hassas kontrol AAPAR’ı artıracaktır.

6. PLAZMONİK UYGULAMALARI

Metaller ve elektromanyetik radyasyon arasındaki etkileşimler serbest iletim elektronları vasıtasıyla gerçekleşir. Drude modeline göre elektronlar uygulanan elektrik alanla ters fazda titreşirler. Bu nedenle çoğu metaller optik dalga boylarında negatif dielektrik sabitine sahip olurlar. Bu, çok yüksek yansıtıcılığa sahip olmalarının nedenidir. Dahası da serbest elektronların yüzey ya da hacim yük yoğunluğu titreşimleri yüzey polaritonlarını destekler. Plazmonların varoluşu ışığın metalle etkileşiminin karakteristik bir özelliğidir.

Yüzey yük yoğunluğu titreşimleri metal-dielektrik arayüzeyinde ve metal yüzeyinin yakın alanında güçlendirilmiş elektromanyetik alan meydana getirir. Benzer olarak, elektron gazı nanometre mertebelerinde bir parçacığın içinde titreştiklerinde parçacık-plazmon rezonansları meydana getirir. Rezonans durumu parçacık geometrisine bağlıdır. Uygun parçacık geometrisinde, artırılmış elektromanyetik alanlar yığılmış yükler oluşturur.

Metallerin elektromanyetik alana tepkilerini inceleyen çalışmalar plazmonik veya nano-plazmonik terimleriyle betimlenmektedir. Hızlı büyüyen bu alanın temel amacı optik radyasyonun nanometre mertebesinde kontrol edilmesidir. Işık-metal etkileşiminin temel prensibi frekansa bağlı olarak metallerin optik özelliklerinin değişimidir. Dolayısıyla fiziksel olayları anlamak için metallerin özellikleri frekansa bağlı olarak incelenmelidir.

6.1 Metallerin Optik Özellikleri

Metallerin optik özellikleri ışığın frekansına bağlı olarak kompleks dielektrik sabiti ile açıklanmaktadır. Burada; (i) iletim elektronları malzeme içinde serbest hareket edebilirler ve (ii) Foton enerjisi bant aralığından büyükse bant arası uyarılmalar mümkündür kabulleri yapılır. Elektrik alanın varlığı elektronun yer değiştirmesine ($\vec{r}$) sebep olacaktır. Tüm serbest elektronların toplam makroskopik polarizasyon

yoğunluğu; n birim hacimdeki elektron sayısı olmak üzere $\vec{P} = ne\vec{r}$ şeklinde verilmektedir.

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi_e(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (6.1)$$

$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ ifadesini ve Eşitlik. 6.1 birleştirilerek;

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon_0 \vec{E}(\omega) + \vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \epsilon(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (6.2)$$

($\epsilon(\omega) = 1 + \chi_e(\omega)$ olmak üzere) metallerin frekansa bağlı ifadesi elde edilir. Makroskopik polarizasyon yoğunluğu $\vec{P}$ ve χ_e hareket denklemi çözülerek elde edilir.

6.1.1 Drude-Sommerfeld teorisi

Sadece serbest elektronların etkisini düşünerek hareket denklemini yazarsak; (e ve m_e elektronun yükü ve kütlesi)

$$m_e \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2} + m_e \Gamma \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = e \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (6.3)$$

Eşitlik. 6.3 ifadesi elde edilir. $\vec{E}_0$ ve ω ; uygulanan elektrik alanının genliği ve frekansdır. $\vec{r}(t) = \vec{r}_0 e^{-i\omega t}$ ve $\epsilon(\omega) = 1 + \chi_e(\omega)$ ifadeleri kullanılarak metallerin frekansa bağlı dielektrik sabiti Eşitlik. 6.4 ifadesi ile verilir.

$$\epsilon_{drude}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i \frac{\Gamma \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (6.4)$$

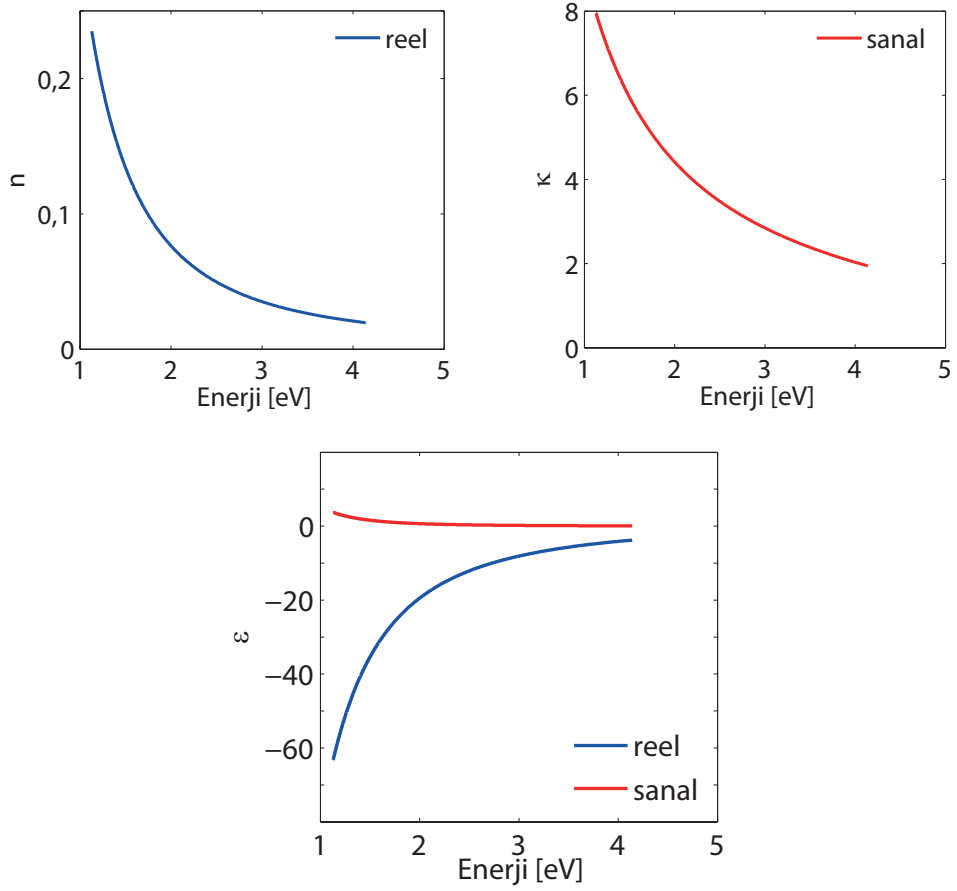
$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega)$$

$$n(\omega) = \sqrt{\epsilon_{reel}}$$

$$\kappa(\omega) = \sqrt{\epsilon_{sanal}} \quad (6.5)$$

$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}}$ hacim plazma frekansıdır. $\kappa(\omega)$ sönümün bir göstergesidir. Eşitlik. 6.5'den elde edilebilecek en önemli sonuç ışığın metaller içinde derinlere gidemeyeceğidir. $\tilde{n} = \sqrt{\epsilon}$ olduğundan negatif dielektrik sabiti kırılma indisi sanal

kısmını güçlendirecektir. Dielektrik sabitinin sanal kısmı aynı zamanda elektron hareketinden kaynaklanan enerji kaybını betimlemektedir.



Şekil 6.1 : Altın film için Drude modeli kullanılarak hesaplanmış optik özellikler.

Drude modeli kullanılarak, metaller için elde edilen n ve ϵ değerleri Altın için 300 nm- 1100 nm dalgalıboylarına karşılık gelecek frekans aralığında hesaplanarak Şekil. 6.1 elde edilmiştir. Metaller kompleks dielektrik sabitine sahip olduklarından kırıcılık indisleri de komplekstir. Görüldüğü üzere düşük frekanslarda metal negatif kırılma indisine sahiptir. Bu sebeple, düşük frekanslara karşılık gelen dalgalıboylarında metaller çok iyi yansıtıcılığa sahiptirler. Bu dalgalıboyları için metal içinde ilerleme derinlikleri de oldukça azdır.

Metal plazma frekansının çok üstündeki değerlerde kırıcılık indisi pozitifdir. Bu sebeple çok yüksek frekanslarda yansıma katsayısı azalmaktadır. Bu modele göre metallerin özellikleri birim hacimdeki elektron sayısı tarafından belirlenir.

6.1.2 Bant-arası geçişler

Drude-Sommerfeld teorisi kızılötesi dalgalıyları için doğru sonuçlar vermektedir. Fakat görünür dalgalıboyu aralıkları için bağılı elektronların uygulanan elektrik alan etkisindeki hareketleri de hesaba katılmalıdır. Yüksek enerjili fotonlar valans bandından elektronları iletim bandına geçirebilir. Klasik rejimde bu geçişler titreşen bağılı elektronların uyarımı şeklinde düşünölebilir. Bant arası geçişlerin dielektrik sabitine katkısı Şekil. 6.6'de verilmektedir.

$$\epsilon_{interband}(\omega) = 1 + \frac{\tilde{\omega}_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} + i \frac{\gamma\tilde{\omega}_p^2\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad (6.6)$$

γ sönüm sabiti, $\tilde{\omega}_p$ ise bağılı elektronlar için plazma frekansına benzer olarak tanımlanmıştır. $\tilde{\omega}_p = \sqrt{\tilde{n}e^2/m\epsilon_0}$ ve $\tilde{n}$ bağılı elektron yoğunluğudur. $\omega_0 = \sqrt{\alpha/m}$ ifadesindeki α ise bağılı elektron potansiyelini temsil eden yay sabitidir ve m 'de elektronun etkin kütesidir.

Her iki model de kızılötesi dalgalıyları için uygun sonuçlar içermektedir. Görünür dalgalıyları için bant arası geçişlerin katkısı deneysel verilerle uyuşmasına rağmen 500 nm dalgalıboyunun altındaki değerler için altın dielektrik sabiti hesabı deney sonuçları ile uyuşmamaktadır. Bunun temelinde elektronları tamamen serbest parçacıklar olarak seçmek yatmaktadır. Bu sebeple bazı hesaplamalarda Drude modeli yerine deneysel dielektrik sabitleri kullanılmıştır.

6.2 Yüzey Plazmon Polaritonları

Yüzey plazmonları; yüzey yük yoğunluğu titreşimlerinin kuantası olarak tanımlanır. Aynı terminoloji yüzey yüklerinin kolektif titreşimleri için de kullanılmaktadır. Yüzey yük titreşimleri, elektromanyetik dalgalarla eşleşmiş olduğundan polariton olarak adlandırılmıştır. Yüzey plazmon polaritonları metal-dielektrik arayüzüne paralel ilerleyen bir çeşit elektromanyetik dalgadır. Bu dalgalar elektromanyetik ışına ile uyarıldıklarında kolektif olarak doğal salınım gerçekleştirirler. Bu duruma Yüzey Plazmon Rezonansı (SPR) denir.

Yüzey plazmon polariton dalgaboyu, ara kesitte ilerleyen elektromanyetik radyasyon için dalga denklemi çözülmesi ile bulunur. İlerleyen elektromanyetik radyasyonun elektrik alan vektörü $E = E_0 \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$ şeklinde verilmektedir. Elektromanyetik alan için Helmholtz denklemi $k_0 = \omega/c$ olmak üzere;

$$\nabla^2 E - k_0^2 \epsilon_i E = 0 \quad (6.7)$$

Eşitlik. 6.7 ile verilmektedir. ϵ_i ; i. ortamın dielektrik sabitidir. Polaritonların x doğrultusunda ilerlediği ve z yönünde sönmüldüğünü varsayarsak sınır koşulları Eşitlik. 6.8 ve Eşitlik. 6.9 ile verilmektedir. Yüzey plazmon polaritonları TM polarize olduklarından dalga denklemi sadece bu koşullar için çözülecektir.

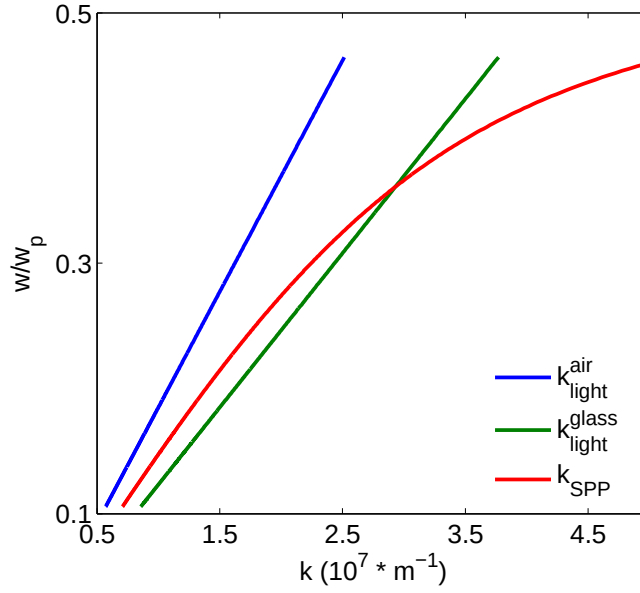
$$\frac{k_{z1}}{\epsilon_1} + \frac{k_{z2}}{\epsilon_2} = 0 \quad (6.8)$$

$$k_x^2 + k_{zi}^2 = \epsilon_i \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (6.9)$$

Sınır koşulları ve dalga denklemi bilinmeyenler cinsinden çözüldüğünde plazmon polariton dalga vektörü ($k_{SPP} = k_x$) için bulunan ifade Eşitlik. 6.10 şeklinde elde edilir.

$$k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (6.10)$$

k_{SPP} plazmon dalga vektörü, $\epsilon_{1,2}$ ise sırasıyla metal ve dielektrik ortamın dielektrik sabitleridir. Plazmon dalga boyları her zaman boş uzayda ilerleyen ışığın dalgaboyundan küçüktür. Momentum eşleşme kuralı bu şartlar altında oluşamayacağından plazmonları doğrudan beyaz ışık ile uyarmak mümkün değildir. Boş uzayda ilerleyen ışık, cam içinde ilerleyen ışık ve altın-hava arayüzünde oluşan SPP için elde edilen dağılım bağıntıları hesaplanarak Şekil. 6.2'de gösterilmiştir. Görüldüğü üzere boş uzayda ilerleyen ışık ile SPP dalga vektörü hiçbir zaman kesişemediğinden SP'larını doğrudan boş uzayda ilerleyen ışık ile uyarmak mümkün değildir. Ayrıca, herhangi bir ω değeri için k_{SPP} değeri her zaman k_{light}^{air} değerinden büyüktür. Yüzey plazmonlarını uyarmak için momentum eşleme kuralı gerçekleşmesi gerektiğinden bunun için bazı ekstra uyarmı mekanizmaları geliştirilmiştir.



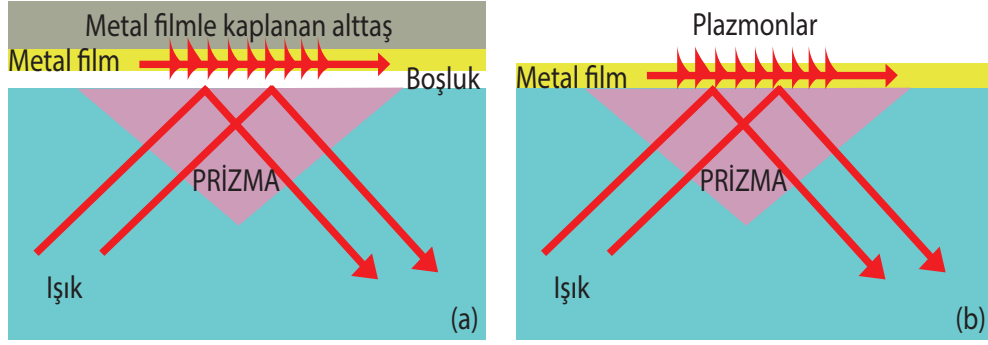
Şekil 6.2 : Boş uzayda ve cam ortamında ilerleyen ışık için hesaplanan dispersiyon bağıntıları ile plazmon dispersiyon bağıntısı.

6.3 Yüzey Plazmon Polaritonları Uyarımı

Yüzey plazmon polaritonları uyarımı hem enerji hem de momentum korunumu yasaları gerçekleştiğinde mümkündür. Yüzey dalgalarının dağınım bağıntısı, enerji (ω) ve momentum (k) arasındaki ilişkiyi temsil etmektedir. Uyarım mekanizmasının tabanında, korunan nicelikleri bir şekilde plazmon momentum ve enerjisine eşitlemek bulunmaktadır. Bu kısımda yaygın kullanılan yüzey plazmon polaritonları uyarım yöntemleri incelenecektir.

6.3.1 Prizma ile eşleme

Metot ilk olarak 1968 yılında Otto ardından aynı yıl benzer bir konfigürasyonla Kretschmann tarafından kullanılmıştır. İki geometride de kırılma indisi havadan daha büyük olan prizma kullanımı ve Tam İç Yansıma prensibini kullanılmıştır. Işık prizma ara kesitinde tam iç yansımaya uğramasına rağmen ışık ilerleme doğrultusunda ve ara kesitte kısa mesafede sönmölen dalgalar oluşur. Kaybolan dalganın momentumu ışık momentumundan fazladır. Dolayısıyla, Yüzey Plazmon Polaritonları arayüzeyde oluşan kaybolan dalganın momentumunun daha büyük olması sayesinde uyarılabilmektedir. Plazmon polariton uyarımı rezonans durumunda yansıyan ışığın şiddetinde düşme olarak gözlenmektedir.



Şekil 6.3 : Yüzey Plazmon Polariton uyarımı için kullanılan (a) Otto ve (b) Kretschmann konfigürasyonları.

θ ışığın ara kesit normali ile yaptığı açı ve n_p prizmanın kırılma indisi olmak üzere, ara yüzeyde dalga vektörü $k = \sin\theta \frac{n\omega}{c}$ şeklinde ifade edilir. Bu değer her θ değeri için $\frac{n\omega}{c}$ 'den daha küçüktür. $n_p > 1$ olduğundan, $\theta = \theta_{cr}$ gibi bir açı değerinde tam iç yansıma gerçekleşir. Bu durum arayüzeyde ışık ilerleme doğrultusunda derinlemesine kaybolan bir elektromanyetik alan oluşturur. Metal cinsine bağlı olarak $\theta > \theta_{cr}$ değerinde kaybolan elektromanyetik alanın dalga vektörü κ ve k_{SPP} eşleşerek yüzey plazmonları uyarılır. Bu tekniğe Zayıflatılmış Tam Yansıma (ATR) denir ve ilk olarak Otto tarafından kullanılmıştır. Bu geometride, aralık mesafesi gelen ışığın dalgaboyu mertebesinde olduğu durumlarda uygun değer eşleme elde edilmektedir. Otto konfigürasyonunda yüzey pürüzlülüğü veya yüzeyde bulunan parçacıklar dolayısıyla görünür bölge dalga boyları için SPP uyarımı zor olmaktadır. Bu geometrinin bir diğer kısıtlaması ise SPP doğrudan yakın alanda gözlenememektir.

Kretschmann geometrisi ise metal ince filmin doğrudan prizma üzerine büyütülmesi veya cam alttaş üzerine büyütülen metal filmin gliserin gibi kırılma indisi cama yakın olan bir sıvı ile prizmaya yapıştırılması ile elde edilir. Cam prizma kısmında oluşan kaybolan dalgalar metal film yüzeyinde SPP'ları uyarırlar. Metallerin optik empedansı havaya göre yüksek olduğundan film kalınlığının yaklaşık 50 nm olduğu durumlarda SPP uyarımı gözlenmiştir.

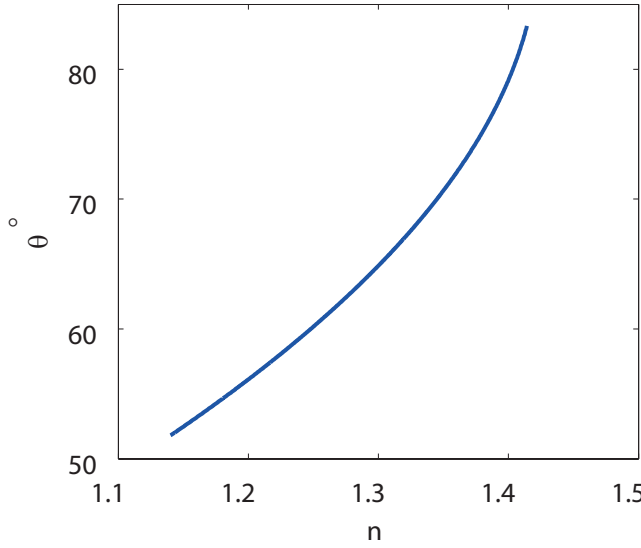
Özetlersek, Işığın sahip olduğu dalgaboyu değeri her zaman SPP dalgaboyundan azdır. ATR tekniği ile üretilen kaybolan dalga momentumu, SPP'lerin momentum vektörüyle eşleştirilerek uyarılma gerçekleşir. Her iki geometri için Eşitlik. 6.11 kullanılmaktadır.

$$\sin\theta = \frac{1}{n_p} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_{metal}}} \quad (6.11)$$

Ortamın dielektrik sabiti değişimi θ cinsinden aşağıdaki şekilde (Eşitlik. 6.12) elde edilir.

$$\theta = \text{asin} \left\langle \frac{1}{n_p} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_{\text{metal}}}} \right\rangle \quad (6.12)$$

ϵ_d ve ϵ_m sırasıyla ortamın ve metalin dielektrik sabiti, n_p ise prizmanın kırıcılık indisidir.



Şekil 6.4 : Kretschmann yöntemi ile 632 nm dalgaboyunda lazer ışığı kullanılarak plazmonik uyarımda ortamın dielektrik sabitine karşılık rezonans elde edilecek gelme açısı.

Şekil. 6.4, ortam dielektrik sabiti değişimine karşılık SPP uyarımına karşılık gelme açısı değişimini göstermektedir. Işık kaynağı olarak lazer kullanıldığı kabul edildiğinden dalgaboyu değişimi hesaba katılmamıştır. Sonuçlar, ortam kırılma indisine karşılık gelme açısı modülasyonunun düşük hassasiyette elde edileceğini göstermektedir. Aynı hesaplama beyaz ışık için yapılırsa, sabit gelme açısında ortamın kırılma indisi değişimi beyaz ışık spektrumunda plazmonik rezonans minimumunun kaymasına sebep olacaktır. Fakat beyaz ışık kırınım sebebiyle açılarak ilerlediğinden ATR yönteminde yaygın olarak kullanılmamaktadır.

6.3.2 Periyodik yapılar ile eşleme

Işık madde etkileşimini nanometre mertebesinde kontrol etmek plazmonik çalışmalarının temel hedefidir. Bu bağlamda yüzey plazmonlarını uyaran metal yapıları karakterize edip anlamak başlangıç noktasıdır. Yüzey plazmonları sayesinde, ışık

kırınım limitinin altındaki boyutlarda bölgelere sıkıştırılıp elektromanyetik alan artımı gerçekleştirilir. Bunu, metal nanoyapılar kullanılarak (belirli dalga boylarında rezonant) başarmak mümkündür. Bu yapıların rezonans dalgaboyu; boyutları, şekilleri ve malzeme çeşidi değiştirilerek ayarlanabilir. Yüzey plazmonları bu özellikleri nedeniyle ultra hassas biyosensör uygulamalarından nano-optik devrelere kadar birçok alanda kullanılmaktadır.

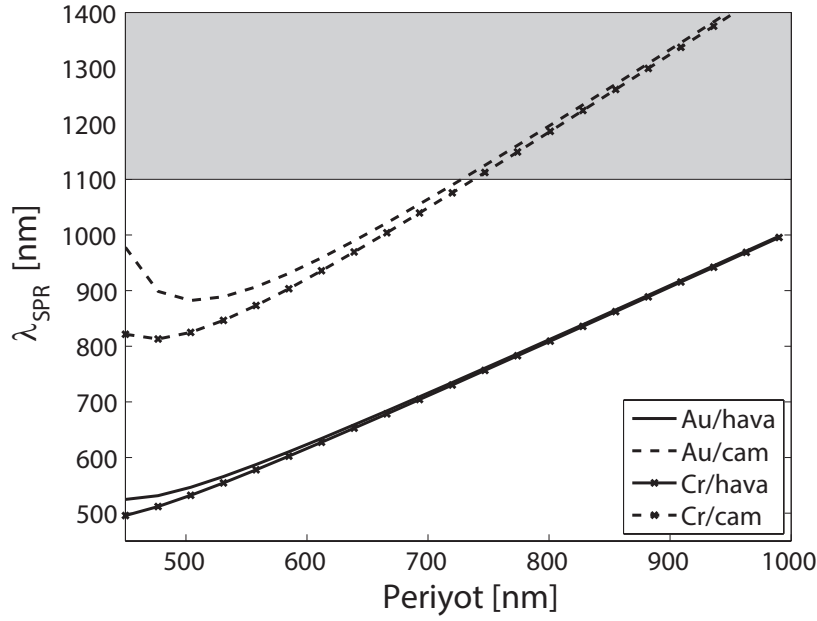
Periyodik metal yapılar kullanıldığında momentum eşleme kuralı Eşitlik. 6.13'deki gibi verilmektedir. Burada, periyodik yapıların sanki momentumu varmış gibi dalga vektörü yazılmıştır. Momentum eşleme kuralını metallerin hava ortamında bulunduğunu düşünerek yazarsak;

$$\frac{\omega}{c} \sin \theta + \frac{2\pi}{P} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_{metal}}{\epsilon_d + \epsilon_{metal}}} \quad (6.13)$$

sonucuna ulaşabiliriz. Işığın havadan metal yüzeye normal doğrultuda gelişi $\sin \theta = 0$ koşulunu sağladığından Eşitlik. 6.13 sadeleştirilerek Eşitlik. 6.14 ifadesi elde edilir.

$$\lambda_{light} = P \sqrt{\frac{\epsilon_{metal} \epsilon_d}{\epsilon_d + \epsilon_{metal}}} \quad (6.14)$$

λ_{light} ; SPP'ları uyaran ışığın dalgaboyu, P ise oluşturulan ızgara yapının periyodudur. Gelen ışığı geçirmeyecek kalınlıkta filmler nanometre mertebesinde deliklerle şekillendirildiklerinde sıradışı geçirgenlikler elde edilmiştir. Bu sıradışı geçirgenlik, ışığın metale temas ettiği yüzeyde plazmonların uyarımı ve bu plazmonların diğer yüzeydeki plazmonları uyarması sonucu elde edilmiştir. Dolayısıyla geçirgenlik spektrumunda sadece bu uyarılmaya karşılık gelen dalgaboyunda artış meydana gelmektedir. Bu artış tamamen plazmonik uyarımın uzak alana eşlenmesinden kaynaklandığından zayıf sinyal gücüne sahiptir. Oysaki cam üstüne kaplanmış geçirgen Au film üzerinde nano-yapılar oluşturulduğunda, plazmonik uyarım hem metal-hava hem de metal-cam ara yüzeyinde gerçekleşecektir. Dolayısıyla, bu düzenek için elde edilen geçirgenlik spektrumunda iki arayüzey uyarılmalarına karşılık gelen iki farklı dalgaboyunda rezonans minimumları gözlenecektir. Geçirgen filmlerde plazmonik uyarım maksimumlar yerine geçirgenlik spektrumunda minimumlara sebep olmaktadır.



Şekil 6.5 : LD modeli kullanılarak hesaplanan Au/Cr dielektrik sabiti ile ızgara periyodu değişiminin rezonans dalgaboyu ile ilişkisi.

Şekil. 6.5, Au ve Cr metal ince filmleri için, bu filmlerde oluşturulacak periyodik yapı periyoduna karşılık elde edilecek uyarılmayı sağlayan ışık dalgaboyunu göstermektedir. Yapı periyodu 450 nm ile 1000 nm arasında değiştirilerek plazmonik rezonans uyarımının optik dalgaboylarına getirilmesi sağlanmıştır. Hesaplamalarda, Au ve Cr dielektrik sabitleri için Drude modeli kullanılmıştır. Kesikli çizgiler metal-cam arayüzeyinde plazmonik uyarımı temsil ederken sürekli çizgiler metal-hava arayüzünde plazmonik uyarımları göstermektedir. ATR tekniğine oranla, periyodik yapılarla elde edilen SPR durumunun çok daha kontrol edilebilir olduğu hesaplamalardan açıkça görülmektedir.

Tez kapsamında yapılan çalışmalarda kullanılan spektrometre 300 nm- 1100 nm dalgaboyu aralığında çalıştığından spektrometre çalışma aralığı dışında elde edilebilecek plazmonik rezonans durumları gri renkli dikdörtgen içine alınmıştır (Şekil. 6.5).

6.4 Sensör Uygulamaları

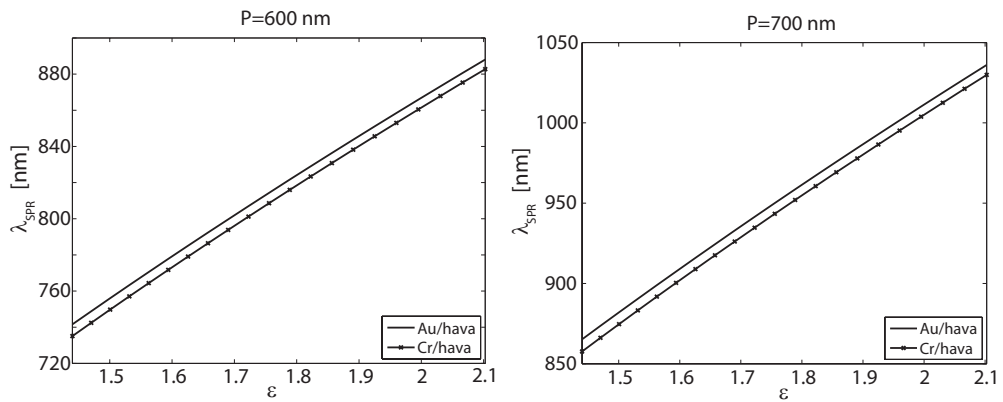
Metal film- dielektrik arayüzeyinde uyarılan SPP'ları sensör uygulamalarında neredeyse 50 yıldır kullanılmaktadır [116, 117]. Yüzey şekillendirme tekniklerinin gelişimi SPR durumunun deneysel olarak ayarlanabilir olmasını sağlamaktadır. Çalışmalar metal ince film SPR durumu (prizma eşleme) ile periyodik metal parçacıkların

SPR durumunun (periyodik yapı ile eşleme) farklı olduğunu göstermiştir. Dolayısıyla, farklılığı isimlendirmek adına metal nano-parçacık dizilimindeki duruma Lokalize SPR tanımı kullanılmıştır. Plazmonik etkilerin gözlemlenmesi için parçacıklar arasındaki mesafenin nano-parçacığın genişliğinden küçük olması gerekmektedir.

SPR tabanlı sensörler iki ana gruba ayrılabilir. Geleneksel metalik ince film kullanımı ve LSPR durumlarının gözlemlendiği metal nano-parçacık dizilimi. SPR durumundaki değişme metal filmlerde, ortamın dielektrik sabiti değişimine karşı rezonans açısındaki değişim, periyodik yapılarda ise plazmonları uyaran ışığın dalgaboyundaki kayma olarak elde edilir. Geleneksel yöntemde SPR özellikleri metal film türü, ışık gelme açısı ve film kalınlığı ile modüle edilir. LSPR durumu ise dalgaboyu-altı nano-parçacıkların gelen ışıkla etkileşimleri sonucu meydana geldiğinden bu 3 parametrenin dışında parçacık periyodu, geometrisi ve boyutları rezonans dalgaboyunu etkilemektedir. Aslında bu durum SPR dalgaboyu özelliklerini değiştirme konusunda parametrik olarak daha fazla hassasiyet kazandırmaktadır.

6.4.1 SPR pasif kontrolü

Sensör üretmek için önce tasarımı yapılır sonra nümerik yöntemler ile simülasyon aşamaları gerçekleştirilir. Dizayn aşamasında nano-parçacık boyutu, periyodu ve geometrisi değiştirilerek rezonans dalgaboyları modüle edilir. İstenilen dalgaboyu aralığında çalışan sensör üretildiğinde ise geçirgenlik ve yansıma spektrumları ölçülerek sensör karakterize edilir. Deney sonuçlarının hesaplamalarla uyuşması halinde ise sensör kullanılmaya başlanabilir.



Şekil 6.6 : Belirli bir P periyodunda ortamın dielektrik sabiti değişimine karşılık elde edilecek plazmon uyarım dalgaboyundaki kayma.

Şekil. 6.6, 600 ve 700 nm periyotlu metal ızgara yapılar için hesaplanmış iki farklı rezonans kayması grafiğini göstermektedir. Sensörlerin bulunduğu ortamın kırılma indisi 1.2 ile 1.45 arasında değiştirilerek plazmonları uyaran ışığın dalgaboyundaki değişim hesaplanmıştır. Bu aralıklarda 600 nm periyotlu yapı için sensör hassasiyeti 588 nm/RIU olarak hesaplanırken, 700 nm periyotlu yapı için bu değer 692 nm/RIU olarak hesaplanmıştır. Rezonans dalgaboyu, yapı periyoduyla ilişkili olduğundan yapı periyodu arttıkça rezonanstaki kayma değeri de artacaktır. Bu sebeple sensör hassasiyetini artırmak için yapı periyodunu artırmak gerekmektedir. Diğer taraftan da oluşacak rezonans dalgaboyunun incelenen spektral aralıktan çıkmaması için dikkat edilmelidir.

SPP'ları metal-dielektrik arayüzünde olduklarından dielektrik optik özelliklerine sıkı bağlıdır. Tek molekülün yüzeye bağlanması bile bu etki sayesinde gözlenebilir. Bu tür çalışmalarda hem sensör hassasiyeti yüksek hem de optik sinyal gücünün gürültüye oranı fazla olmalıdır. Ayrıca yapı kalitesinin yüksek olması (periyot ve şekillerin homojenliği, film saflığı), rezonans (Q) kalite faktörünü artıracığından rezonans dalgaboyundaki kaymalar rahatlıkla ölçülebilmektedir.

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (6.15)$$

Rezonans kalite faktörü; $\Delta\lambda$ rezonans yarı şiddetteki genişlik olmak üzere, Eşitlik. 6.15'deki gibi tanımlanmaktadır. Yani, spektrumda keskin rezonans durumu elde ederek sensör hassasiyeti artırılıp dielektrik sabitindeki küçük değişimler ölçülebilir.

6.4.2 SPR aktif kontrolü

Sensörler tasarlanıp kullanıldıktan sonra, farklı bir molekül için ölçümler tekrarlanacağına veya sensörün çalıştığı ortam değiştirildiğinde SPR rezonans istenilen dalgaboyu aralığında olmayabilir. Bu doğrultuda yapılan çalışmalarda, Altın nano-parçacıklar ve Grafen arasına konulan farklı boyutlardaki Al_2O_3 parçacıkları ile plazmonik dalgaboyu özellikleri değiştirilmiştir [59].

Örneğin bütünleşmiş modülatör, switch sensör uygulamaları için rezonans dalgaboyunun aktif kontrolü tercih edilebilir. Bu tür uygulamalar için genelde THz bölgede plazmonik özellikler gösteren Grafen kullanılmaktadır. Grafen yük taşıyıcıları kütlesiz

Dirac fermiyonudur. Bu sebeple genelde yoğun madde fiziği dünyasında Schrödinger eşitliği çözülerek elde edilen elektronik özellikler istisna olarak Grafen üzerinde Dirac denklemi çözülerek elde edilir. Bunun sebebi, yük taşıyıcı hareketlerinin göreceli hareket eden parçacıkların hareketine benzemesidir. Grafeni en ilginç kılan özelliği ise voltaj uygulandığında Fermi enerjisi değiştirilerek dielektrik özellikleri değişmektedir.

Grafenin sahip olduğu bu ilginç özellik plazmonik uygulamalarına farklı bakış açıları getirebilir. Örneğin (i) doğrudan plazmon uyarımı sağlayan yüzey, (ii) elektrik gücü uygulayarak optik özellikleri değiştirilen geçirgen platform veya (iii) var olan plazmonik uygulamalar için fonksiyonel bir katman olarak görülebilir.

Plazmonik rezonans dalgaboyunun aktif olarak değiştirilebilmesi dalgaboyu altı opto-elektronik, spektroskopik ve sensör uygulamalarında yer bulabilmektedir. Aslında elektriksel olarak SPR durumunun kontrolü hem THz [118–120] hem de IR bölgede [63] kendine yer bulmuştur. Benzer olarak görünür bölge dalga boyları için dinamik SPR dalgaboyu kontrolü birçok uygulama için arzu edilen bir durumdur.

Grafen tabanlı plazmonik sensörlerin hesaplamaları, Grafene voltaj uygulayarak hem optik dalga boylarında rezonans dalgaboyunun aktif modülasyonu hem de rezonans kalite faktörünün arttığını göstermiştir [64].

6.5 FDTD Simülasyonları

Elektromanyetik dalganın madde ile etkileşimi ve madde içinde ilerlemesi deneysel çalışmalarla gözlenirken yapılan sayısal hesaplamalarla da keşfedilmektedir. Elektromanyetik alanın ilerlemesi farklı sayısal yöntemler kullanılarak hesaplanabilir. Bu yöntemler Zaman etki alanı ve Frekans etki alanında hesaplama şeklinde ikiye ayrılır. İki yöntemde belirgin problemler üzerinde doğru sonuçlar verse de kimi zaman çözümlenecek yapıya karşılık metot seçilmelidir.

Sayısal hesaplamalarda süre, bellek, işlemci kullanılan program ve programın çıktıları veren ara yüz çok önemlidir. Elektromanyetik problemlerin çözümünde genelde Zaman Alanında Sonlu Farklar (FDTD) yöntemi kullanılmaktadır. Bu yöntem, neredeyse 50 yıldır kullanılmasına rağmen günümüz bilgisayar teknolojisinin gelişmesi ile popüleritesi artmıştır. FDTD, Maxwell denklemlerinin doğrudan

zaman alanında çözümlenmesidir. Bu sebeple tek bir hesaplamada geniş frekans spektrumunda sonuçlar sağlamaktadır.

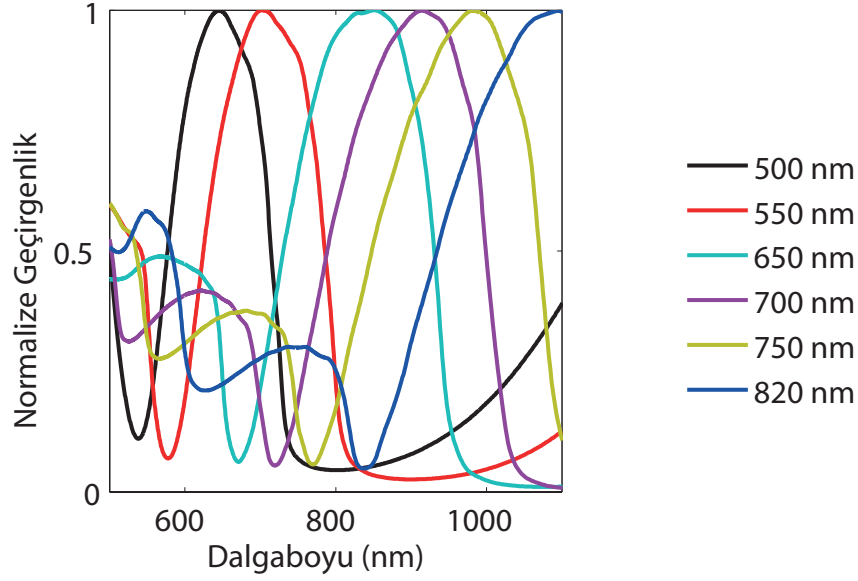
$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.16)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (6.17)$$

Maxwell denklemleri incelenirse (Eşitlik 6.16, 6.17), elektrik alanın (E) zaman içindeki değişimi manyetik alanın (B) konum uzayındaki değişimi ile, manyetik alanın zaman içindeki değişimi ise elektrik alanın konumdaki değişimi ile orantılıdır. Elektromanyetik alan ilerleme doğrultusunda sonlu aralıklarda Maxwell denklemleri çözülerek sonuç elde edilir.

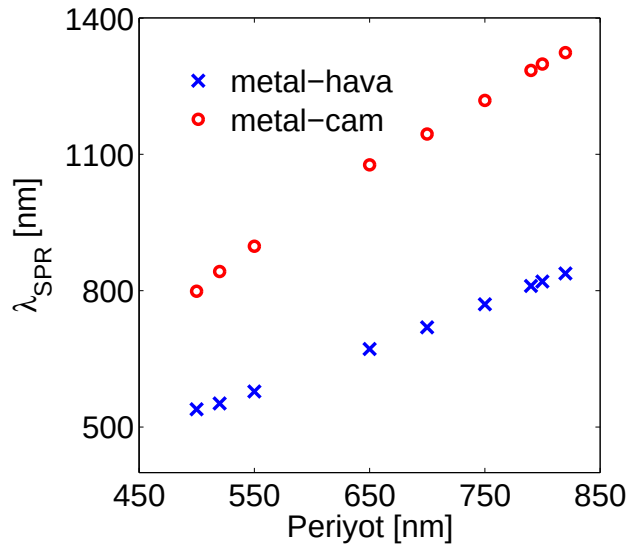
Simülasyonda ilk önce hesaplamaların yapılacağı fiziksel alan kurulur. Daha sonra elektromanyetik alan tanımlanarak incelenecek malzeme (metal, dielektrik) tanımlanır. ϵ ve μ değerleri tanımlanabilen her türlü malzeme ile elektromanyetik alan ilerleme ortamı etkileşimi bu yöntem ile analiz edilebilir.

Çözümleme her hücrede E ve B hesabı yapılarak gerçekleştirildiğinden çıktı olarak bu parametreler ve bu parametreler kullanılarak elde edilebilecek niceliklere ulaşılır. Bu yöntem kullanılarak malzemelerin geçirgenliği ve yansıtıcılığı elde edilmek için yaygın şekilde kullanılmaktadır. Şekil. 6.7, bu yöntem kullanılarak elde edilmiş geçirgenlik spektrumlarını içermektedir. Hesaplamalarda periyodik yapılar boyunca periyodik sınır koşulları (PBC), katmanlar arasında ise mükemmel eşleşmiş katmanlar (PML) sınır koşulları uygulanmıştır. Spektrumlar metal genişliği w, metaller arası boşluk d=230 nm, yapı periyodu p ise; p=w+230 şeklinde tasarlanarak elde edilmiştir. Metal ince film kalınlıkları Krom ve Altın için sırasıyla 5 ve 25 nm olarak belirlenmiştir. Ayrıca metal filmler 1 μ m kalınlığında cam üzerine tam yapışacak şekilde tasarlanmış ve spektrumlar hava ortamında elde edilmiştir.



Şekil 6.7 : Lumerical programı ile yapılan, ızgara yapı periyoduna karşılık geçirgenlik spektrumu. Yarık genişliği 230 nm alınmıştır.

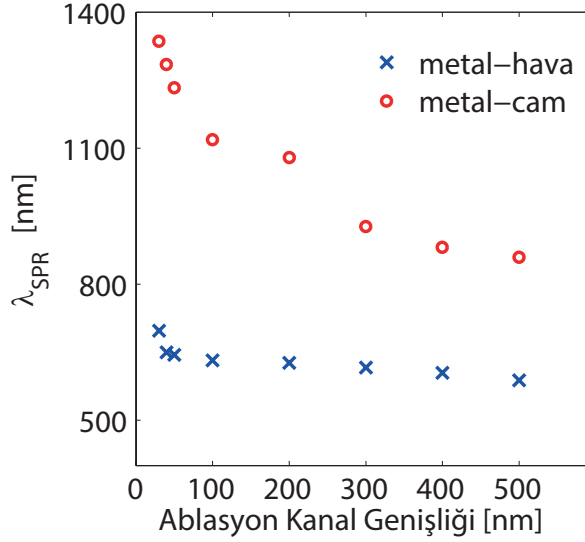
Elektromanyetik alan kaynağının dalgaboyu 500 ile 1100 nm arasında değiştirilerek elde edilen spektrumlar karşılaştırılabilir olsun diye normalize edilmiştir. Sonuçlardan açıkça görüldüğü üzere metal ızgara periyodu artarken SPR dalgaboyu kızılötesi bölgeye kaymaktadır. Yapılan bu simülasyonlar Bölüm. 6.3.2’de yaptığımız hesaplamalarla uyum içerisinde. Ayrıca görece geçirgen film kullandığımızdan hem metal-hava hem de metal-cam ara yüzeyinde plazmonik rezonanslar geçirgenlik spektrumunda minimumlar olarak görülmektedir.



Şekil 6.8 : Lumerical ile yapılan, ızgara yapı periyoduna karşılık metal-hava ve metal-cam arayüzlerinde plazmonik uyarım dalgaboyu hesaplaması.

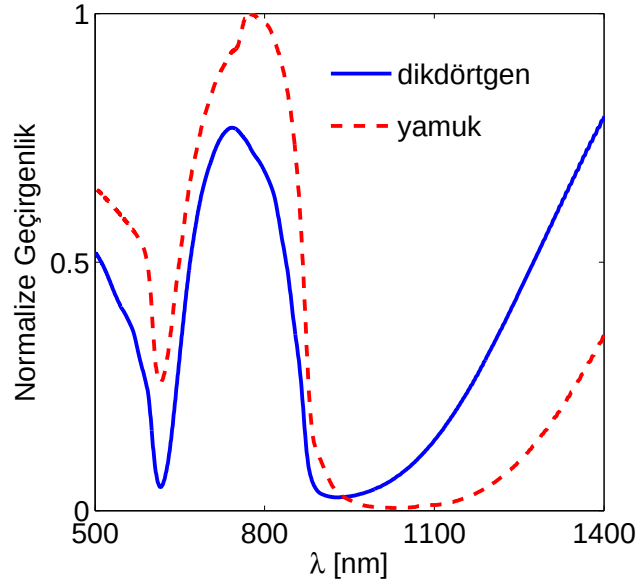
Sonuçları belirginleştirmek adına, farklı periyotlara sahip yapılar üzerinde gerçekleştirilen simülasyonlarla elde ettiğimiz rezonans değerleri ilgili yapı periyodu ile

eşleştirilerek Şekil. 6.8 elde edilmiştir. Burada elde edilen sonuçlar Lorentz-Drude modelini kullanarak hesapladığımız grafiklerle (Şekil. 6.5) karşılaştırıldığında benzer sonuçlar içermektedir. Her iki şekilden de görüldüğü gibi Altın ve Krom neredeyse benzer özellikler gösterdiğinden, metal-cam veya metal-hava ara yüzeyinde gerçekleşen plazmonik uyarımın hangi metalden kaynaklandığını söylemek imkânsızdır.



Şekil 6.9 : Lumerical ile yapılan, 600 nm periyotlu yapının yarık genişliği değiştirilerek elde edilen plazmonik uyarım dalgaboyu hesabı.

Metal ızgaralar arasındaki boşluk ızgara periyodu sabit tutularak değiştirildiğinde ise ilginç bir sonuca ulaşılmıştır. Yapı periyodu $p=w+d=600$ nm olacak şekilde farklı d genişlikleri için geçirgenlik spektrumları elde edilerek plazmonik rezonans durumları belirlenmiştir. Sonuçlar Şekil. 6.9’da özetlenmektedir. Yarık genişliği azaldıkça metal-hava ara yüzeyinde oluşan plazmonik rezonans dalgaboyu neredeyse değişmezken, metal-cam ara yüzünde oluşan plazmonik rezonans dalgaboyu ($d < p/2$ olduğu durumlarda) hızla artmaktadır. $k_{SPP}^{metal-hava} < k_{SPP}^{metal-cam}$ sonucu düşünüldüğünde, plazmonik dalgaboyundaki değişimin metal ızgara üzerinde yerleşmiş lokalize plazmonların metaller arası mesafe azaldıkça etkileşimlerinin artması olduğu düşünülmektedir.

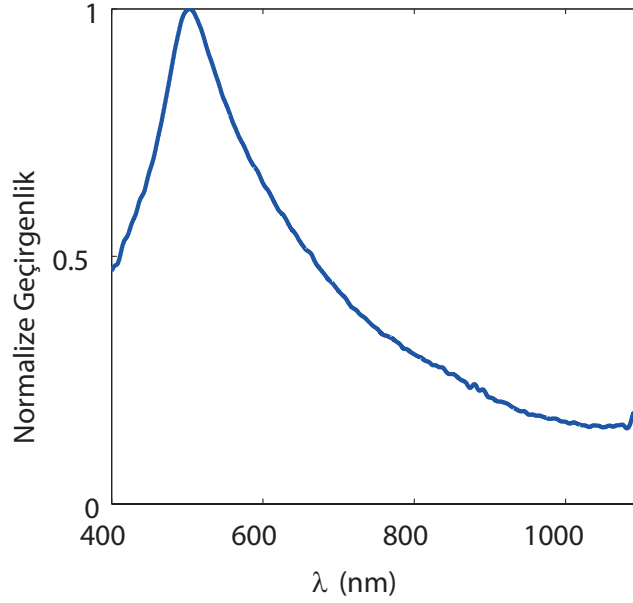


Şekil 6.10 : 600 nm periyotlu süper dikdörtgen veya yamuk kesitli yapılar üzerinde Lumerical ile elde edilen geçirgenlik spektrumları.

Modellemede kullanılan geometrinin gerçek yapıya benzerliğinin önemi veya yapı geometrisinin plazmonik rezonansa bağlılığını araştırmak için iki farklı dizilim tasarlandı. Birinci dizilim dikdörtgen geometride kesite sahip metal ızgara diğeri ise yamuk kesitine sahip ızgaradır. Metal ızgara periyodu 600 nm olacak şekilde sabit tutulurken $d=230$ nm (metal ızgaralar arasındaki en kısa aralık) olarak belirlendi. 25 nm Au ve 5 nm Cr'nin $1\ \mu\text{m}$ Cam üzerinde tasarlandığı yapıdan elde edilen iki farklı spektrum Şekil. 6.10'da gösterilmektedir. İki spektrum karşılaştırıldığında, metal-hava ara yüzünde Plazmonik rezonans durumu benzerken metal-cam arayüzünde elde edilen plazmonik durumunun yarı genişliğine bağlı olduğu görülmektedir. Bu sonuç, Şekil. 6.9'da bulunan sonuçları da desteklemektedir.

6.6 Optik Karakterizasyon

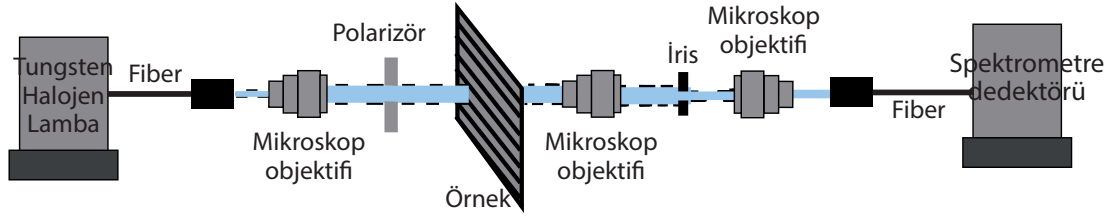
Üretilen periyodik yapılar üzerinde optik karakterizasyon deneylerine başlamadan önce altın ince film üzerinde geçirgenlik ölçümü yapılarak hem literatürdeki benzer yapılar için elde edilen ölçümlerle hem de hesaplanan geçirgenlik spektrumu ile karşılaştırıldı.



Şekil 6.11 : Cam üzerine kaplanan 5 nm Cr ile 25 nm Au film için ölçülen geçirgenlik spektrumu.

Şekil. 6.11; 5 nm krom ve 25 nm altın film için ölçülen spektrumu göstermektedir. Sonuçlar neredeyse birbirine yakındır. Ayrıca benzer yapı üzerinde yapılan geçirgenlik spektrumları ile de örtüşmektedir. Dahası da, elde edilen spektrumlar herhangi bir karakteristik minimum içermemektedir.

Üretilen yapıların optik karakterizasyonu 400 nm ile 1100 nm arasında Geçirgenlik ve Yansıtma spektrumları ölçülerek yapıldı. Kullanılan düzenek şeması Şekil. 6.12’de gösterilmiştir. Kullanılan ışık kaynağı fiberin içine odaklanmış Tungsten Halojen lambadır (beyaz ışık). Fiber çıkışına konulan mikroskop objektifi ışığın paralelleşmesini sağlarken hemen arkasına yerleştirilen Glan-Taylor polarizörü ile örnek üzerine istenilen polarizasyonda ışık düşmesi ayarlanmaktadır. Fiber çıkış gücü yaklaşık 0.4 mW ve paralelleştirildikten sonra hüzmeye çapı yaklaşık 3 mm olarak ölçülmüştür. Örneğin diğer tarafından ise 20X mikroskop objektifi ile görüntüleme yapılmıştır. Objektif görüntü düzlemine yerleştirilen ayarlanabilir iris ile sadece ölçümü alınacak yapıdan gelen ışığın geçmesine izin verilmiştir. Son olarak, bir başka mikroskop objektifi ile geçen ışık spektrometre detektörünün (Avantes AvaSpec 3648) içine girecek şekilde odaklanmıştır.

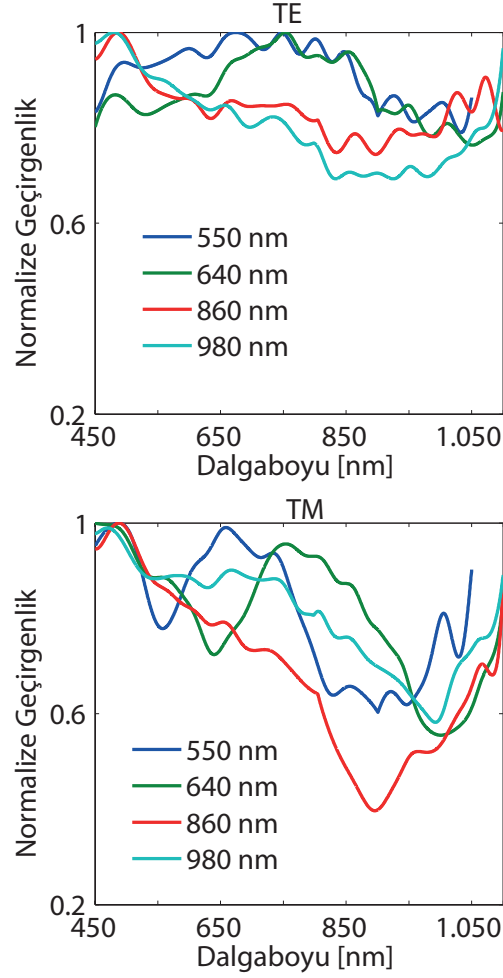


Şekil 6.12 : Geçirgenlik ölçümleri için kullanılan deneysel düzenek şeması.

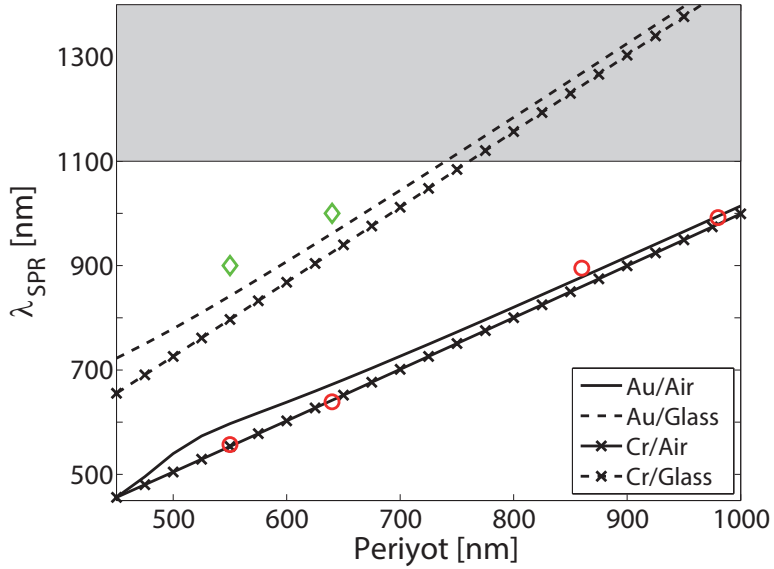
Spektrometre dedektörü NIR bölgede çok verimli çalışmadığından güvenilir ölçümler almak için polarizör önüne filtre konulup sadece NIR dalgaboylarında spektrumlar elde edilmiştir. Gösterilen geçirgenlik ve yansıma spektrumları, yapı varken elde edilen spektrumun yapı yokken ölçülen spektrumuna bölünmesi ile elde edilmiştir.

Izgara yapı ile eşleme yönteminde, ızgara doğrultusu ile ışığın Elektrik alan vektörü paralel olduklarında TE (Enine Elektrik), dik olduklarında TM (Enine Manyetik) polarize şeklinde adlandırılmaktadır. Gözlenen spektral değişimlerin plazmonik etkilerden kaynaklanıp kaynaklanmadığını anlamak için hem TE hem de TM polarizasyon durumları için geçirgenlik veya yansıma ölçümleri gerçekleştirildi. Ölçümler sırasında farklı periyotlarda nano-ızgaralar kullanıldı. Sonuçları özetlemek gerekirse, periyotları 550 nm, 640 nm, 860 nm ve 980 nm olan yapılar üzerinde gerçekleştirilen geçirgenlik spektrumu ölçümleri Şekil. 6.13’de gösterilmiştir.

Beklenildiği gibi TE polarizasyonu için herhangi bir plazmonik uyarılma gözlenmemiştir. Diğer taraftan, periyotları sırasıyla 550 nm, 640 nm, 860 nm ve 980 nm olan yapılar üzerindeki ölçümlerde TM polarizasyon durumu için 557 nm, 639 nm, 895 nm ve 992 nm dalgaboylarında geçirgenlik spektrumunda minimumlar gözlenmiştir. Bu sonuçlar, momentum-eşleme koşulu hatırlandığında metal-hava arayüzünde plazmonik uyarılmanın bir sonucudur. Bunlara ek olarak 550 nm ve 640 nm periyotlu ızgaralar için yapılan geçirgenlik spektrumu ölçümlerinde 900 nm ve 1000 nm dalgaboylarında ikincil minimumlar elde edilmiştir. Momentum-eşleme koşulunu metal-cam arayüzleri için hesaplandığında (Şekil. 6.14) ikincil spektral minimumların metal-cam arayüzünde uyarılan plazmonlardan kaynaklandığını görüldü.



Şekil 6.13 : 4 farklı periyottaki yapı üzerinde, TE ve TM polarizasyon durumları için elde edilmiş normalize geçirgenlik spektrumları.



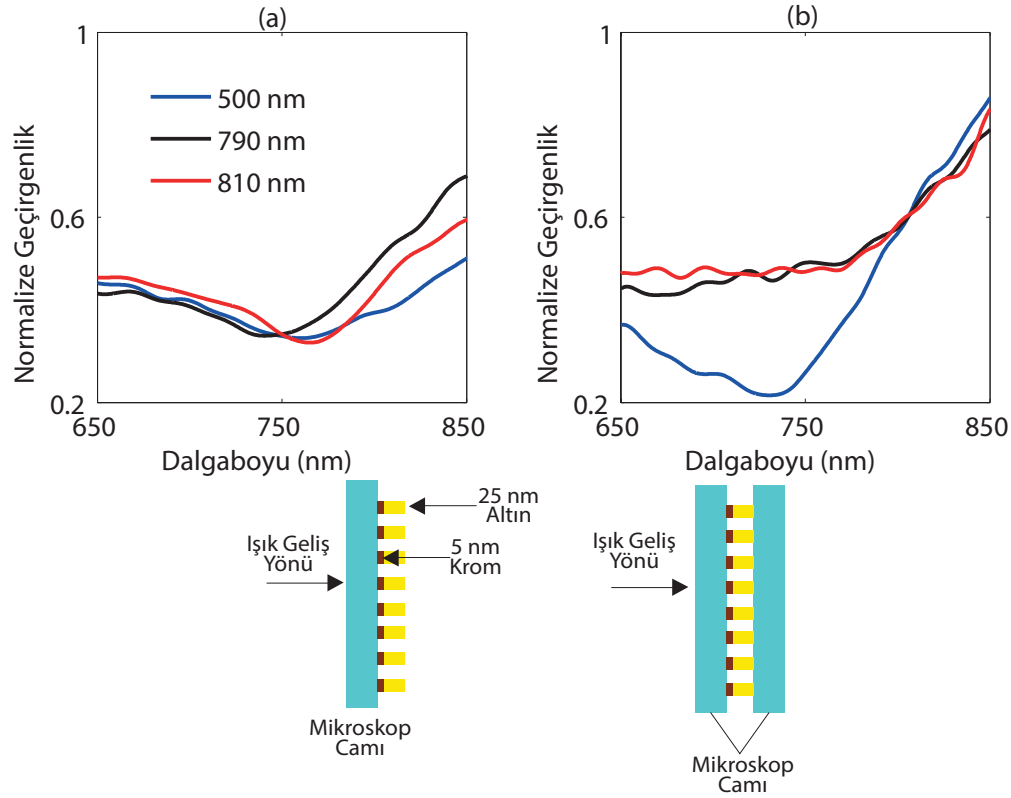
Şekil 6.14 : Izgara periyoduna karşılık SPR dalgaboyundaki değişim. Düz ve kesikli çizgi Altın-hava ve Altın-cam arayüzleri için yapılan hesabı gösterirken, çarpı işaretli düz ve kesikli çizgi Cr-Hava ve Cr-cam arayüzü için yapılan hesabı göstermektedir.

Yukarıda açıklandığı gibi metaller için dielektrik sabiti Drude Modeli kullanılarak hesaplanmaktadır. Fakat uygun plazmon ve durulma frekansı vermek pek kolay değildir. Metallerin optik özellikleri ışığın dalgaboyuna bağlı olduğundan malzeme dielektrik sabiti için tek bir değer elde etmek mümkün olamamaktadır. Bu sebeple, yapılan hesaplamalarda Drude modeli yerine Au ve Cr dielektrik sabitleri için deneysel ölçülen değerler [121] kullanılmıştır. Ayrıca hesaplamalarda $\epsilon_{hava} = 1$ ve $\epsilon_{cam} = 2.13$ alınmıştır. Bu değerler kullanılarak oluşturulan Şekil. 6.14’de bulunan kırmızı halkalar ve yeşil dörtgenler deneysel verileri göstermektedir. Geçirgenlik spektrumundaki minimumlar ve hesaplamalar, metal-cam ve metal-hava arayüzlerinde plazmonların uyarıldığını açıkça göstermektedir.

Kullanılan metal filmler 5 nm Cr ve 25 nm altın tabakadan oluşmaktadır. Şekil. 6.14’e bakılırsa bu iki metalin SPR dalgaboyları birbirine çok yakındır. Bu sebeple ikincil plazmon uyarımının Altın-cam veya Krom-cam arayüzeyinin hangisinden kaynaklandığını söylemek mümkün değildir. Ama, SPP’ların hem metal-hava hem de metal-cam arayüzeylerinde uyarıldığı açıkça görülmektedir. Bunlara ek olarak yapılan sayısal çalışmalarda, 5 nm Cr ile 25 nm Au film üzerinde periyodik ızgara yapıların geçirgenliğinde elde edilen rezonans durumlarının, 30 nm kalınlığında Au film üzerinde periyodik ızgara yapıların geçirgenliğinden elde edilen rezonans durumlarından daha geniş oldukları görülmüştür. Bu sonuçta aslında Au ve Cr için rezonans dalgaboylarının birbirine çok yakın olmasından kaynaklanmaktadır.

Her iki arayüzeyde plazmon uyarılmasını test etmek için Gliserin kullanılarak ekstra deneyler gerçekleştirildi. Üretilen yapıların üstüne Gliserin damlatılarak mikroskop camı yerleştirildi. Böylece metal filmin iki tarafına da dielektrik sabiti aynı olacak şekilde düzenek kurulmuş oldu.

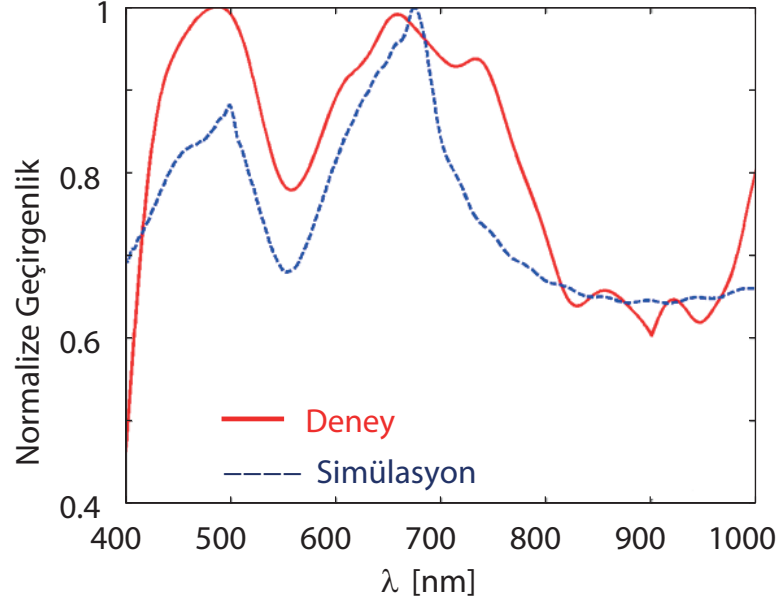
Şekil. 6.15, farklı periyotlardaki yapılar için ölçülen geçirgenlik spektrumlarını göstermektedir. Gliserin damlatılmadan önce elde edilen spektrumda (Şekil. 6.15, (a)) 750 nm dalgaboyu civarında, 500 nm periyotlu yapı için metal-cam, 790 nm ve 810 nm periyotlu yapılar için metal-hava arayüzlerinde uyarılan plazmonların etkisi görülmektedir. Gliserin damlatılıp metal film yüzeyi mikroskop camı ile kaplandığında ise metal-hava ara yüzeylerinde meydana gelen SPR durumlarının kaybolduğu görülmektedir (Şekil. 6.15, (b)).



Şekil 6.15 : Izgara yapılar üzerinde yapılan TM polarizasyonu için hava ve Gliserin ortamında geçirgenlik spektrumu ölçümleri. Kullanılan yapı periyotları sırasıyla 500 nm, 790 nm ve 810 nm’dir.

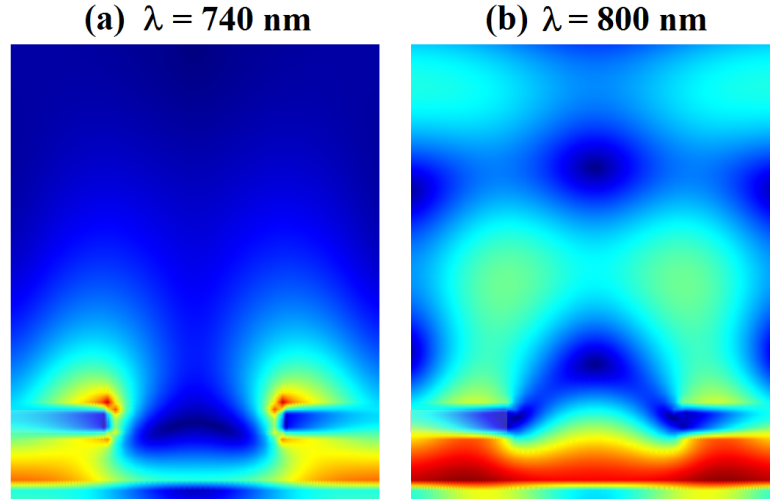
Oysaki 500 nm periyotlu yapı için elde edilen rezonans durumu Gliserin damlatılmasından sonra bile neredeyse aynı şekilde kalmaktadır. Yapılan deneyler ve hesaplar birbiri ile örtüşürken iki farklı ara yüzeyde plazmonların uyarıldığını teyit etmektedirler.

Bu çalışmalara ek olarak, *Wavenology^{EM}* programı kullanılarak üretilip karakterize edilen yapılar için geçirgenlik spektrumu elde edildi. Altın ve Krom dielektrik sabitleri için deneysel optik sabitlerle hesaplama yapılırken cam ve hava için yukarıda belirtilen değerler kullanıldı. Izgara yapılar yüksekliği 5 nm ve 25 nm olan Krom ve Altın dikdörtgenlerden oluşturulup, ablasyon kanal genişliği 230 nm ve p-periyot olmak üzere, dikdörtgenlerin genişliği (w) $w=p-230$ olacak şekilde hesaplanmıştır. y-doğrultusunda periyodik sınır koşulları (PBC) ve z-doğrultusunda mükemmel eşleşmiş katman (PML) koşulları uygulanmıştır. Çözümler z-doğrultusunda 0.5 nm aralıklarla yapılmıştır. Kullanılan ışık kaynağı p-polarize ve cam tarafından gelecek şekilde ayarlanmıştır.



Şekil 6.16 : 550 nm periyotlu yapı üzerinde gerçekleştirilen geçirgenlik spektrumu ölçümü ve FDTD hesabı.

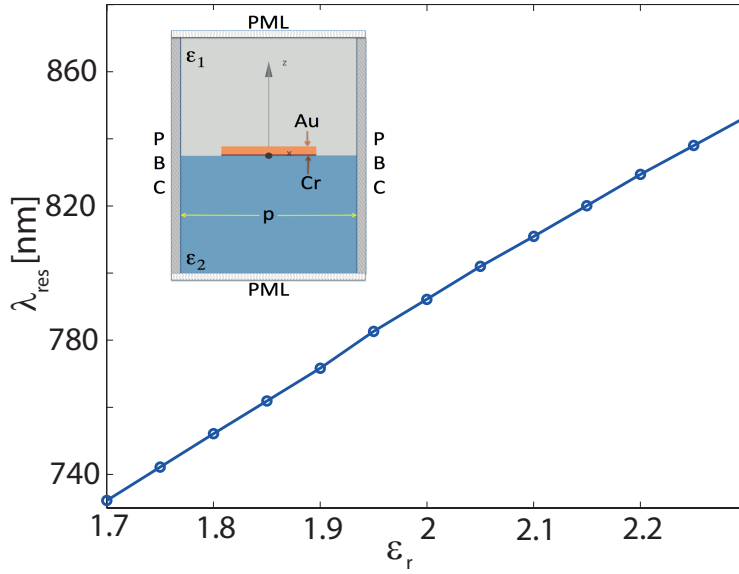
Hesaplanan spektrumlara örnek olarak, periyodu 550 nm olacak şekilde tasarlanan bir yapı için hesaplanan ve ölçülen geçirgenlik spektrumu Şekil. 6.16’da gösterilmektedir. Görüldüğü gibi FDTD yöntemi ile yapılan sonuçlar da elde edilen deneysel geçirgenlik spektrumlarıyla uyusmaktadır.



Şekil 6.17 : $-120 \text{ nm} < z < 480 \text{ nm}$ ve $-240 \text{ nm} < y < 240 \text{ nm}$ aralığında hesaplanan manyetik alanın büyüklüğü. Altın ve Krom ızgara $0 < z < 30 \text{ nm}$ aralığında bulunmaktadır.

Şekil. 6.17, yakın alan profili için ızgara yapıdan geçen manyetik alanın büyüklüğünü göstermektedir. Periyodu 500 nm olan yapı için hesaplamalar $\lambda_1 = 740 \text{ nm}$ ve $\lambda_2 = 800 \text{ nm}$ dalgalıboylarında gerçekleştirilmiştir. Deneysel sonuçlarla uyumlu olarak $\lambda_1 = 740 \text{ nm}$ uyarılma durumu plazmonik rezonans uyarımı gerçekleştiği için geçirgenliğin çok daha zayıf olduğu görülmektedir.

Üretilen yapıların plazmonik uyarılma testleri sonrasında, modelin sensör uygulamaları için potansiyeli araştırılması gerekmektedir. Bu sebeple rezonans dalgaboyundaki kayma ortamın dielektrik sabiti değişimine karşı hesaplandı. Şekil. 6.17'deki sonuçları elde etmek için kullanılan yapı üzerinde $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_r$ kabulü yaparak yapılan çalışmada, $\varepsilon = [1.7, 2.3]$ aralığında rezonans dalgaboyunun 732 nm'den 847 nm'ye kaydığı tespit edilmiştir. Bu yaklaşık olarak 540 nm/RIU değerine karşılık gelmektedir.



Şekil 6.18 : SPR dalgaboyundaki kaymanın ortamın dielektrik sabiti ile değişimi. (Periyot=500 nm, 25 nm kalınlığında ve 270 nm genişliğinde altın yapılar için).

Tasarlanan sensör için bulunan hassasiyet değeri literatürdeki çalışmalarla [38, 122] ve yapılan teorik hesaplamalarla (Şekil. 6.6) kıyaslandığında oldukça yakın olduğu görülmektedir. Yapılan deneylerde delikli kalın filmlere oranla geniş bir dalgaboyu aralığında yüksek geçirgenlik elde edilmiştir. Sensör uygulamalarında SPR dalgaboyu yakınlarında toplam şiddetteki değişim gözlenmektedir. Bu sebeple bu çalışmadaki deneysel sonuçlar, sinyal seviyesi çok zayıf olan ölçümler gerektiğinde çok büyük avantaj sağlamaktadır.

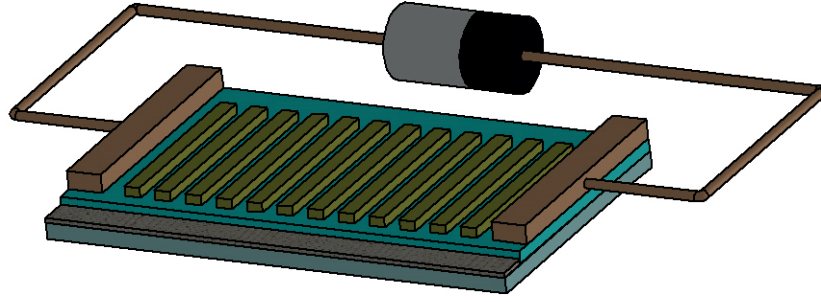
6.7 Aktif Plazmonik Sensör Tasarımı Ve Karakterizasyonu

Elektrik alan altında optik özelliklerinin değiştirilebilmesi Grafeni özel bir malzeme haline getirmiştir. Uygulanan elektrik alan yük taşıyıcı durum yoğunluğunu

değiştirerek dielektrik sabiti değişimi oluşturmaktadır. Bu sayede Grafenin optik özellikleri değiştirilmektedir.

Plazmonik uygulamalar genellikle görünür bölge dalga boyları kullanılarak yapılmaktadır. Bunun amacı elektromanyetik spektrumun yüksek enerjili UV ve mikro-dalga kısmından uzak, güvenli bir bölgede çalışılmak istenmesidir. Grafen, elektromanyetik spektrumun kızılötesi ve THz frekanslara karşılık gelen kısmında plazmonik özellikler göstermektedir. Yavaş ilerleyen plazmon modlarını desteklediklerinden metalik sensörlere göre daha küçük boyutlarda sensör tasarımı imkânı sağlamaktadır. Dolayısıyla enerji kaybı metalik sensörlere göre çok daha azdır. Tek başına Grafen katman kullanarak görünür bölge dalga boylarında plazmonik etkiler elde etmek için Grafene çok yüksek voltaj (300 V) uygulamak gerekmektedir. Bu değer sonuçları görmek için uygulanabilir olsa da, sensör uygulamaları için güvenli bir değer değildir. Grafenin değiştirilebilen optik özellikleri ile metalik nano-parçacık diziliminin özellikleri birleştirilerek görünür bölgede plazmonik rezonanslar sağlayan sensörler tasarlamak mümkündür [64]. Hatta Grafen tabanlı metalik nano-parçacık dizilimi ile elde edilen plazmonik rezonanslarının kalite faktörü artırılarak sensör hassasiyeti %20 geliştirilmiştir.

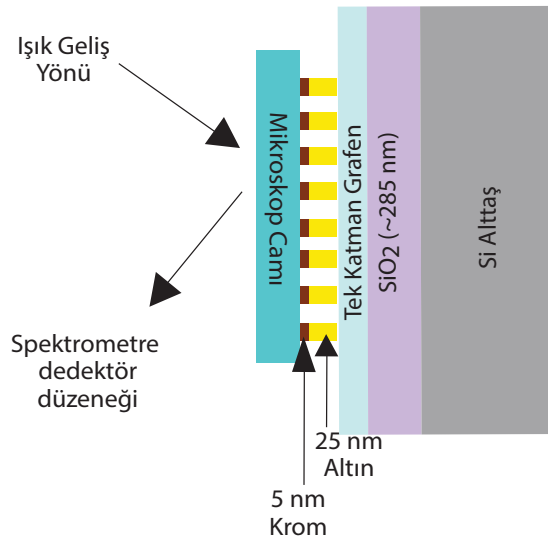
Bu tez kapsamında metal ince filmler üzerinde yapılan çalışmalarda 100 nm genişliğinde kanallar ve birkaç yüz nm periyodunda dizilimler üretilebildi. Üretilen yapılar üzerinde gerçekleştirilen optik karakterizasyon çalışmaları ise metal ızgara yapının periyodu ile orantılı şekilde plazmonik rezonanslar elde edildi. Görece geçirgen filmler kullanıldığından hem çok daha yüksek şiddette ölçüm sinyalleri hem de yapı periyodu ile orantılı artırılmış sensör hassasiyeti gözlemlendi. Grafen tabanlı nano-parçacık dizilimi tasarımı yerine bizim için daha kolay üretilebilecek bir tasarım olan nano-ızgara yapılar kullanma planlandı. Tasarlanan yapı kabaca Şekil. 6.19'da gösterilmektedir.



- ALTTAŞ
- GRAFEN
- NANOIZGARA
- GÜÇ KAYNAĞI
- DİELEKTRİK FİLM

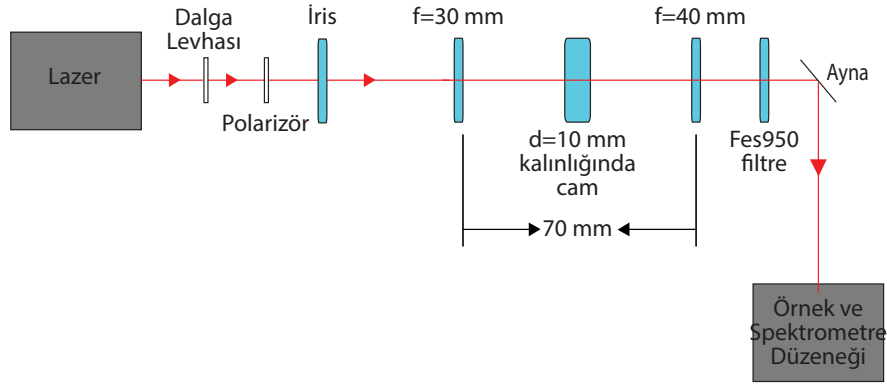
Şekil 6.19 : Aktif plazmonik sensör deneyleri için tasarlanan sensörün şeması.

Tasarlanan sensörde 25 nm kalınlığında Altın filmler kullanılmıştır. Altın ince filmler cam üzerine büyütüldüklerinden yapışma oranını artırmak için cam-altın arasına 5 nm kalınlığında Krom film kaplanmıştır. Kaplanan ince filmler üzerinde Bölüm. 4’de açıklanan yöntem kullanılarak J_0 hüzmeleri ile farklı periyotlarda ızgara yapılar üretilmiştir. Daha sonra bu yapılar Si/SiO_2 üzerinde bulunan tek katman Grafen ile birleştirilerek plazmonik tabanlı sensör kurulmuştur. Şekil. 6.20, nano-ızgara yapılar kullanarak tasarlanan sensörün kesitini göstermektedir.

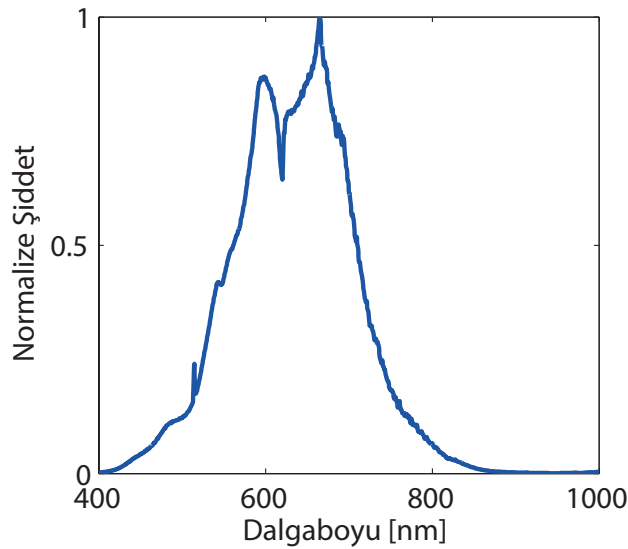


Şekil 6.20 : Geçirgenlik ve yansıma deneyleriyle karakterize edilen sensör şeması.

Ölçümler ışığın cam tarafından hem normal doğrultuda hem de yüzey normali ile açı (θ) yapacak şekilde geldiği durumlarda gerçekleştirilmiştir. Yansıma deneyleri için Şekil. 6.12’de gösterilen düzeneğe benzer düzenek kurularak deneyler gerçekleştirilmiştir. Işık gelme doğrultusu yüzey normali ile açı yaptığı durumlarda, tasarlanan sensör birçok katmandan oluştuğundan yansıma sinyali Tungsten Halojen lamba kullanıldığı durumlarda zayıf kalmaktadır. Beyaz ışık yönü yüzey normali ile aynı olduğu durumlarda ise ekstrasdan örnek önüne %50-%50 hüzmeye bölücü koymak gerektiğinden ölçüm sinyali daha da azalmaktadır. Dolayısıyla, bu düzenekle elde edilen sinyallerin gürültüye oranları çok azdır. Bu tür durumlarda elde edilen sinyaller tekrarlanabilir ve güvenilir sonuçlar elde edemememize yol açmaktadır. Bu nedenle, yansıma ölçümleri için çok daha şiddetli ve koherent beyaz ışığa ihtiyaç duyulmaktadır.



Şekil 6.21 : Fs lazer kullanarak beyaz ışık elde etmek için kullanılan düzeneğin şeması.



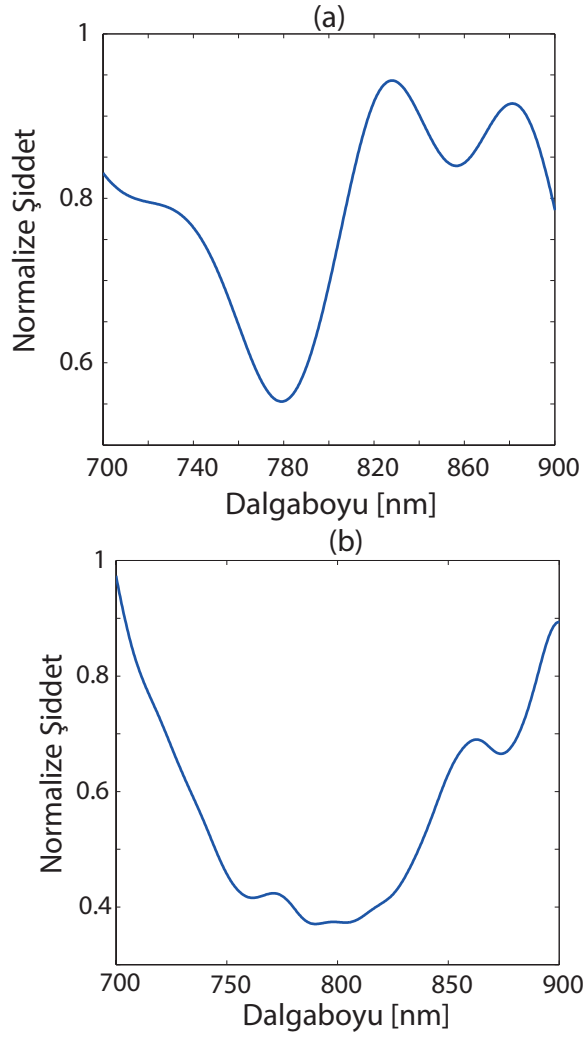
Şekil 6.22 : Fs lazer kullanarak elde edilen beyaz ışığın dedektördeki spektrumu.

Günümüz teknolojisi yüksek güçte lazerlerin üretimini desteklediğinden birçok doğrusal olmayan olay gerçekleştirilebilmiştir. Bunlardan en önemlisi belki de lazer kaynağından basit yöntemlerle beyaz ışık elde edilmesidir. Sensör karakterizasyon deneylerine başlamadan önce beyaz ışık elde etme çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Şekil. 6.21, lazer kaynağından geniş spektrum kaynağı elde edilmesi için kullanılan düzeneği göstermektedir.

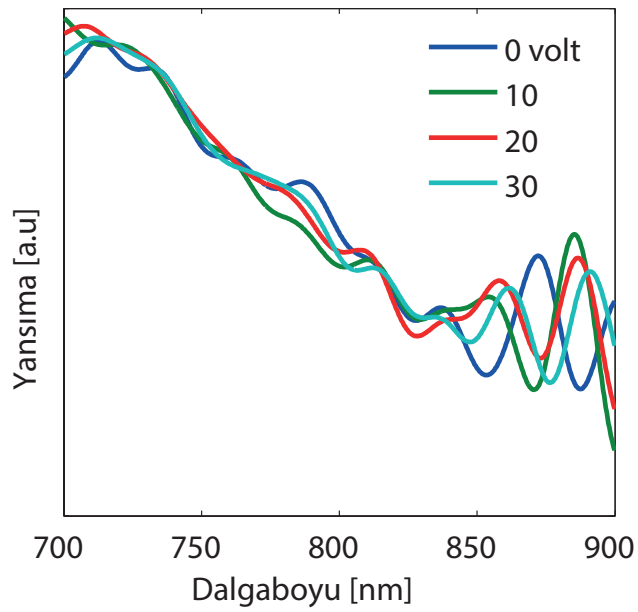
Lazer ortalama gücü en yüksek değerde ayarlandıktan sonra 10 mm kalınlığında cam üzerine 30 mm odak mesafesi olan ince kenarlı mercek ile odaklanmıştır. 40 mm odak mesafeli mercek ile ise üretilen beyaz ışık tekrar paralelleştirildi. Beyaz ışık üretimi % 100 verimle çalışmadığından hala 1030 nm dalgaboyunda güçlü bir maksimuma sahip bulunmaktadır. Kullanılan Fes950 (Thorlabs) filtre ile bu maksimumda kesilerek dedektörden Şekil. 6.22'deki spektrum elde edilmektedir. Görüldüğü üzere 1030 nm dalgaboylu lazer kullanılarak geniş spektruma sahip beyaz ışık üretimi gerçekleştirilmiştir. Yansıma deneyleri boyunca Halojen lamba yerine fs lazerden üretilen beyaz ışık kullanılmıştır.

Yansıma deneyleri için, fs lazer kullanılarak cam üzerinde bulunan Altın ince film üzerinde farklı periyotlarda yapılar üretilmiştir. Bu yapılar, geçirgenlik ve yansıma ölçümleri gerçekleştirilerek karakterize edilmişlerdir. 750 nm periyodunda bir yapı için elde edilen sonuçlar, üretilen yapılar üzerinde yapılan karakterizasyon ölçümleri (Şekil. 6.23) plazmonik etkilerin uyarıldığını açıkça göstermektedir.

Yapılar karakterize edildikten sonra Şekil. 6.20'de gösterilen düzenek kurularak tekrar yansıma ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Daha sonra bağlanan güç kaynağı ile Grafene ve Si alttaşı arasına voltaj uygulanarak plazmonik etkilerin voltaja bağlı değişimleri incelenmiştir. Sonuçlar Şekil. 6.24'de özetlenmektedir.



Şekil 6.23 : 750 nm periyotlu yapı üzerinde gerçekleştirilen (a) geçirgenlik ve (b) yansımaya ölçümleri.



Şekil 6.24 : Grafene voltaj uygulanarak, 750 nm periyotlu yapı üzerinde gerçekleştirilen geçirgenlik ve yansımaya ölçümleri.

Voltaj uygulama durumunda ölçümler defalarca tekrar edilerek kontrol edilmiştir. Herbir voltaj değeri için tekrarlanan 5 ölçüm benzer özellikler taşımaktadır. Fakat uygulanan farklı voltajlara karşılık elde edilen yansıma spektrumları farklılık göstermektedir (Şekil. 6.24). Bu kısımda yapılan çalışmalarda uygulanan potansiyel farka karşılık plazmonik rezonans dalgaboyunun kayması beklenmektedir. Ama hem kurulan sensör düzeneğindeki katman sayısının fazla olması hem de eş fazlı bir beyaz ışık elde edilememesi yansıma spektrumları değişmesi düzenli ve beklenildiği gibi elde edilememiştir.

Yapılan hesaplamalardan Altın nano-ızgara ve tek katman Grafen arasında çok ince dielektrik film (1-2 nm kalınlığında) olması gerektiği anlaşılmıştır. Grafen kırılma indisi 400-1100 nm aralığında 1.5 ile 2.3 arasında değişmektedir. Bu sebeple sensör düzeneği kurulduktan sonra görünür bölgede plazmonik rezonanslar elde etmek için üretilen yapı periyodunun 500 nm değerinden çok daha düşük olması gerektiği sonucuna ulaşılmıştır. Bu sebeple Grafen tabanlı sensör tasarımı deneyleri geliştirilmeye açıktır.

7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Lazer-malzeme etkileşimleri incelenerek nm çözünürlükte yapıların üretimi için gerekli hesaplamalar yapıldı. Hesaplamalar Gauss hüzmeleri kullanmak yerine kırınsız Bessel hüzmeleri ile çalışmanın hem daha basit düzenek hem de yüksek çözünürlük sağladığını göstermektedir.

Femtosaniye lazer Bessel hüzmeleri ile yarı-geçirgen metal filmler üzerinde nanometre boyutlarında ve periyotlarında ızgara yapılar oluşturuldu. Bu tür yapıların optik karakterizasyonu SPP'lerinin hem metal-cam hem de metal-hava arayüzlerinde uyarıldığını göstermektedir. Ortamın dielektrik sabiti değiştirilerek yapılan çalışmalarda SPR minimumundaki kaymalar gözlemlendi. Sonuçlar üretilen yapıların sensör uygulamaları için kullanılabilir olduğunu göstermektedir. Literatürdeki benzer yaklaşımlarla karşılaştırıldığında, bu çalışmada kullanılan yöntem onlarca kat fazla sinyal ölçme gücüne sahiptir. Bu nedenle çok düşük genlikte ölçüm yapılması gerektiğinde hem daha iyi sinyal oranı hem de hassasiyet avantajı sağlamaktadır.

SLG üzerinde yapılan deneylerde, fs-atımlı lazerlerin tek katman Grafen üzerinde nanoyapılandırma kabiliyeti incelenmiştir. Maskesiz nanometre mertebelerinde ve periyodik yapılar üretilerek OM, SEM ve Raman mikroskopları ile yapısal analizler yapılmıştır. Yapı genişlikleri ve periyotları lazer enerjisi ve tarayıcı ile kolayca ayarlanırken farklı özelliklerde yapılar hava ortamında üretilmiştir. Sistematik yapılan lazer enerjisi ve örnek tarama hızı deneyleri ile Si/SiO_2 alttaş zarar görmeyecek şekilde deney parametreleri için uygun koşullar elde edilmiştir. Fabrikasyon yöntemi yeni deneyler yapmak şartı ile başka alttaşlar üzerinde bulunan tek katman Grafen üzerinde de kullanılabilir.

Grafen kaplı alttaşlar üzerinde yapılan ablasyon çalışmalarının kalitesinin sayısallaştırılması için basit ama hassas bir model geliştirilmiştir. Yapılan sayısal analizler, fs lazerlerin Grafen ablasyon çalışmalarında % 75 başarı ile (oda koşullarında) nm boyutlarındaki yapılandırmada kullanılabileceğini göstermiştir. Hesaplama modeli

Grafen tarzında atomik mertebede ince filmler üzerinde yapılan çalışmalarda da kullanılabilir durumdadır.

Altın ince filmler üzerinde, tek atım darbe rejiminde ve fs lazer Bessel-vortex profili ile yapılan detaylı çalışmalar sunulmuştur. Alınan sonuçlara bakıldığında, Bessel hüzmelerinin kırınımsız ilerleme doğası, örnek konumlamada kolaylık sağlamasının yanısıra deneylerin tekrarlanabilirliğini de artırmıştır. Atım enerjisine bağlı olarak örnek üzerinde tek veya iç içe geçmiş çok halkalar elde edilmiştir. Halka boyutları aynı zamanda atım enerjisi ile kontrol edilebilmektedir. Yöntem, hiçbir mekanik tarama gerektirmediğinden kompleks yapılar (iç içe geçmiş halkalar) veya izole nanodiskler elde etme açısından çok önemlidir. Gerçekleştirilen ablasyon rejimleri dairesel ızgaralar [123], ayrık-halka rezonatörler [124] ve nanoanten [125,126] üretimi için kullanılmaya açıktır.

KAYNAKLAR

- [1] **Kabashin, A.V., Meunier, M., Kingston, C. ve Luong, J.H.T.** (2003). Fabrication and Characterization of Gold Nanoparticles by Femtosecond Laser Ablation in an Aqueous Solution of Cyclodextrins *J. Phys. Chem. B* 107(19), 4527–4531.
- [2] **Chimmalgi, A., Choi, T.Y., Grigoropoulos, C.P. ve Komvopoulos, K.** (2003). Femtosecond laser aperturless near-field nanomachining of metals assisted by scanning probe microscopy *Applied Physics Letters* 82(8), 1146–1148.
- [3] **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 United States of America* 101(16), 5856–5861.
- [4] **Ben-Yakar, A. ve Byer, R.L.** (2004). Femtosecond laser ablation properties of borosilicate glass *Journal of Applied Physics* 96(9), 5316–5323.
- [5] **Nakata, Y., Okada, T. ve Maeda, M.** (2004). Lithographical laser ablation using femtosecond laser *Appl. Phys. A* 79(4), 1481–1483.
- [6] **Eliezer, S., Eliaz, N., Grossman, E., Fisher, D., Gouzman, I., Henis, Z., Pecker, S., Horovitz, Y., Fraenkel, M., Maman, S. ve Lereah, Y.** (2004). Synthesis of nanoparticles with femtosecond laser pulses *Phys. Rev. B* 69(14), 144119.
- [7] **Vorobyev, A.Y. ve Guo, C.** (2006). Femtosecond laser nanostructuring of metals *Optics Express* 14(6), 2164–2169.
- [8] **Kim, J. ve Na, S.** (2007). Metal thin film ablation with femtosecond pulsed laser *Opt. Laser Technol.* 39(7), 1443–1448.
- [9] **Shen, M., Carey, J.E., Crouch, C.H., Kandyla, M., Stone, H.A. ve Mazur, E.** (2008). High-density regular arrays of nanometer-scale rods formed on silicon surfaces via femtosecond laser irradiation in water *Nano Letters* 8(7), 2087–2091.
- [10] **Jia, T., Baba, M., Suzuki, M., Ganeev, R.A., Kuroda, H., Qiu, J., Wang, X., Li, R. ve Xu, Z.** (2008). Fabrication of two-dimensional periodic nanostructures by two-beam interference of femtosecond pulses *Optics Express* 16(3), 1874–1878.
- [11] **Chou, S.Y. ve Xia, Q.** (2008). Improved nanofabrication through guided transient liquefaction *Nature Nanotechnology* 3(5), 295–300.

- [12] **Gattass, R.R. ve Mazur, E.** (2008). Femtosecond laser micromachining in transparent materials *Nat. Photon.* 2(4), 219–225.
- [13] **Kabashin, A., Delaporte, P., Grojo, D., Torres, R., Sarnet, T. ve Sentis, M.** (2010). Nanofabrication with Pulsed Lasers *Nanoscale Research Letters* 5(3), 454–463.
- [14] **Mizeikis, V., Juodkazis, S., Sun, K. ve Misawa, H.** (2010). Fabrication of micro- and nanostructures in thin metallic films by femtosecond laser ablation *Proc. SPIE 7591*, doi : 10.1117/12.843074.
- [15] **Anghel, I., Jipa, F., Andrei, A., Simion, S., Dabu, R., Rizea, A. ve Zamfirescu, M.** (2013). Femtosecond laser ablation of TiO₂ films for two-dimensional photonic crystals *Optics & Laser Technology* 52, 65–69.
- [16] **Liu, P., Jiang, L., Hu, J., Han, W. ve Lu, Y.** (2013). Direct writing anisotropy on crystalline silicon surface by linearly polarized femtosecond laser *Optics Letters* 38(11), 1969–1971.
- [17] **Banerjee, S. ve Fedosejevs, R.** (2014). Single-shot ablation threshold of chromium using UV femtosecond laser pulses *Applied Physics A* 117(3), 1473–1478.
- [18] **Haustrup, N. ve O'Connor, G.** (2014). Impact of laser wavelength on the emission of electrons and ions from thin gold films during femtosecond laser ablation *Applied Surface Science* 302(0), 1–5.
- [19] **Hoffman, J., Chrzanowska, J., Kucharski, S., Moscicki, T., Mihailescu, I., Ristoscu, C. ve Szymanski, Z.** (2014). The effect of laser wavelength on the ablation rate of carbon *Applied Physics A* 117(1), 395–400.
- [20] **Cappelli, E., Orlando, S., Sciti, D., Bellucci, A., Lettino, A. ve Trucchi, D.** (2014). fs Laser surface nano-structuring of high refractory ceramics to enhance solar radiation absorbance *Applied Physics A* 117(1), 243–251.
- [21] **Brand, A., Meyer, F., Nekarda, J.F. ve Preu, R.** (2014). Reduction of picosecond laser ablation threshold and damage via nanosecond pre-pulse for removal of dielectric layers on silicon solar cells *Applied Physics A* 117(1), 237–241.
- [22] **De Bonis, A., Santagata, A., Galasso, A., Sansone, M. ve Teghil, R.** (2014). Femtosecond laser ablation of CaF₂: Plasma characterization and thin films deposition *Applied Surface Science* 302, 145–148.
- [23] **Jeschke, H.O., Garcia, M.E. ve Bennemann, K.H.** (2001). Theory for the Ultrafast Ablation of Graphite Films *Physical Review Letters* 87(1), 015003.
- [24] **Zhang, Y., Guo, L., Wei, S., He, Y., Xia, H., Chen, Q., Sun, H.B. ve Xiao, F.S.** (2010). Direct imprinting of microcircuits on graphene oxides film by femtosecond laser reduction *Nano Today* 5(1), 15–20.

- [25] **Kalita, G., Qi, L., Namba, Y., Wakita, K. ve Umeno, M.** (2011). Femtosecond laser induced micropatterning of graphene film *MATERIALS LETTERS* 65(11), 1569–1572.
- [26] **Zhang, W., Li, L., Wang, Z.B., Pena, A.A., Whitehead, D.J., Zhong, M.L., Lin, Z. ve Zhu, H.W.** (2012). Ti:sapphire femtosecond laser direct micro-cutting and profiling of graphene *Applied Physics A* 109(2), 291–297.
- [27] **Currie, M., Caldwell, J.D., Bezares, F.J., Robinson, J., Anderson, T., Chun, H. ve Tadjer, M.** (2011). Quantifying pulsed laser induced damage to graphene *Applied Physics Letters* 99(21), 211909.
- [28] **Roberts, A., Cormode, D., Reynolds, C., Newhouse-Illige, T., LeRoy, B.J. ve Sandhu, A.S.** (2011). Response of graphene to femtosecond high-intensity laser irradiation *Applied Physics Letters* 99(5), 051912.
- [29] **Lin, Z., Huang, T., Ye, X., Zhong, M., Li, L., Jiang, J., Zhang, W., Fan, L. ve Zhu, H.** (2013). Thinning of large-area graphene film from multilayer to bilayer with a low-power CO₂ laser *Nanotechnology* 24(27), 275302.
- [30] **Ebbesen, T.W., Lezec, H.J., Ghaemi, H.F., Thio, T. ve Wolff, P.A.** (1998). Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays *Nature* 391(6668), 667–669.
- [31] **Genet, C. ve Ebbesen, T.W.** (2007). Light in tiny holes *Nature* 445(7123), 39–46.
- [32] **Barnes, W.L., Dereux, A. ve Ebbesen, T.W.** (2003). Surface plasmon subwavelength optics *Nature* 424(6950), 824–830.
- [33] **Porto, J.A., García-Vidal, F.J. ve Pendry, J.B.** (1999). Transmission Resonances on Metallic Gratings with Very Narrow Slits *Physical Review Letters* 83(14), 2845–2848.
- [34] **Schouten, H.F., Kuzmin, N., Dubois, G., Visser, T.D., Gbur, G., Alkemade, P.F.A., Blok, H., Hooft, G.W.t., Lenstra, D. ve Eliel, E.R.** (2005). Plasmon-Assisted Two-Slit Transmission: Young’s Experiment Revisited *Physical Review Letters* 94(5), 053901.
- [35] **Devaux, E., Ebbesen, T.W., Weeber, J.C. ve Dereux, A.** (2003). Launching and decoupling surface plasmons via micro-gratings *Applied Physics Letters* 83(24), 4936.
- [36] **Cao, Q. ve Lalanne, P.** (2002). Negative Role of Surface Plasmons in the Transmission of Metallic Gratings with Very Narrow Slits *Physical Review Letters* 88(5), 057403.
- [37] **Crozier, K.B., Togan, E., Simsek, E. ve Yang, T.** (2007). Experimental measurement of the dispersion relations of the surface plasmon modes of metal nanoparticle chains *Opt. Express* 15(26), 17482–17493.
- [38] **Lee, K.L., Lee, C.W., Wang, W.S. ve Wei, P.K.** (2007). Sensitive biosensor array using surface plasmon resonance on metallic nanoslits *Journal of Biomedical Optics* 12(4), 044023.

- [39] **Hohenau, A. ve Krenn, J.R.** (2010). Plasmonic modes of gold nano-particle arrays on thin gold films *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters* 4(10), 256–258.
- [40] **Zhang, J., Ou, J.Y., Papasimakis, N., Chen, Y., MacDonald, K.F. ve Zheludev, N.I.** (2011). Continuous metal plasmonic frequency selective surfaces *Optics Express* 19(23), 23279–23285.
- [41] **Polemi, A. ve Shuford, K.L.** (2011). Two-dimensional plasmonic nanosurface for photovoltaics *Journal of Applied Physics* 110(11), 114313.
- [42] **Ruffato, G., Garoli, D., Cattarin, S., Barison, S. ve Romanato, F.** (2012). FIB lithography of nanoporous gold slits for extraordinary transmission *Microelectronic Engineering* 98, 419–423.
- [43] **Leong, H. ve Guo, J.** (2012). A surface plasmon resonance spectrometer using a super-period metal nanohole array *Optics Express* 20(19), 21318–21323.
- [44] **Guo, J. ve Leong, H.** (2012). Investigation of surface plasmon resonance in super-period gold nanoslit arrays *Journal of the Optical Society of America B* 29(7), 1712–1716.
- [45] **Garoli, D., Ruffato, G., Cattarin, S., Barison, S., Perino, M., Ongarello, T. ve Romanato, F.** (2013). Nanoporous gold—Application to extraordinary optical transmission of light *Journal of Vacuum Science Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 31(1), 012601.
- [46] **Dai, S., Zhao, D., Li, Q. ve Qiu, M.** (2013). Double-sided polarization-independent plasmonic absorber at near-infrared region *Optics Express* 21(11), 13125–13133.
- [47] **Geim, A.K. ve Novoselov, K.S.** (2007). The rise of graphene *Nature Materials* 6(3), 183–191.
- [48] **Li, X., Cai, W., An, J., Kim, S., Nah, J., Yang, D., Piner, R., Velamakanni, A., Jung, I., Tutuc, E., Banerjee, S.K., Colombo, L. ve Ruoff, R.S.** (2009). Large-Area Synthesis of High-Quality and Uniform Graphene Films on Copper Foils *SCIENCE* 324(5932), 1312–1314.
- [49] **Li, X., Zhu, Y., Cai, W., Borysiak, M., Han, B., Chen, D., Piner, R.D., Colombo, L. ve Ruoff, R.S.** (2009). Transfer of Large-Area Graphene Films for High-Performance Transparent Conductive Electrodes *Nano Letters* 9(12), 4359–4363.
- [50] **Liang, X., Sperling, B.A., Calizo, I., Cheng, G., Hacker, C.A., Zhang, Q., Obeng, Y., Yan, K., Peng, H., Li, Q., Zhu, X., Yuan, H., Hight Walker, A.R., Liu, Z., Peng, L.m. ve Richter, C.A.** (2011). Toward Clean and Crackless Transfer of Graphene *ACS Nano* 5(11), 9144–9153.
- [51] **Oznuluer, T., Pince, E., Polat, E.O., Balci, O., Salihoglu, O. ve Kocabas, C.** (2011). Synthesis of graphene on gold *Applied Physics Letters* 98(18), 183101.

- [52] **Simsek, E.** (2013). Graphene in Layered Medium Applications *Microwave and Optical Technology Letters* 55(10), 2293–2296.
- [53] **Simsek, E.** (2013). A closed-form approximate expression for the optical conductivity of graphene *Optics Letters* 38(9), 1437–1439.
- [54] **Koppens, F.H.L., Chang, D.E. ve Garcia de Abajo, F.J.** (2011). Graphene Plasmonics: A Platform for Strong Light–Matter Interactions *Nano Letters* 11(8), 3370–3377.
- [55] **Manjavacas, A., Nordlander, P. ve García de Abajo, F.J.** (2012). Plasmon Blockade in Nanostructured Graphene *ACS Nano* 6(2), 1724–1731.
- [56] **Salihoglu, O., Balci, S. ve Kocabas, C.** (2012). Plasmon-polaritons on graphene-metal surface and their use in biosensors *Applied Physics Letters* 100(21), 213110.
- [57] **Vasić, B., Isić, G. ve Gajić, R.** (2013). Localized surface plasmon resonances in graphene ribbon arrays for sensing of dielectric environment at infrared frequencies *Journal of Applied Physics* 113(1), 013110.
- [58] **Fang, Z., Liu, Z., Wang, Y., Ajayan, P.M., Nordlander, P. ve Halas, N.J.** (2012). Graphene-Antenna Sandwich Photodetector *Nano Letters* 12(7), 3808–3813.
- [59] **Niu, J., Shin, Y.J., Lee, Y., Ahn, J.H. ve Yang, H.** (2012). Graphene induced tunability of the surface plasmon resonance *Applied Physics Letters* 100(6), 061116.
- [60] **Zhao, B., Zhao, J.M. ve Zhang, Z.M.** (2014). Enhancement of near-infrared absorption in graphene with metal gratings *Applied Physics Letters* 105(3), 031905.
- [61] **Carrasco, E. ve Perruisseau-Carrier, J.** (2013). Reflectarray Antenna at Terahertz Using Graphene *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 12, 253–256.
- [62] **Carrasco, E., Tamagnone, M. ve Perruisseau-Carrier, J.** (2013). Tunable Graphene-Based Reflectarray Element for Reconfigurable Beams *2013 7Th European Conference On Antennas And Propagation (EuCAP)*, 1779–1782.
- [63] **Emani, N.K., Chung, T.F., Ni, X., Kildishev, A.V., Chen, Y.P. ve Boltasseva, A.** (2012). Electrically Tunable Damping of Plasmonic Resonances with Graphene *Nano Letters* 12(10), 5202–5206.
- [64] **Simsek, E.** (2013). Improving Tuning Range and Sensitivity of Localized SPR Sensors With Graphene *IEEE Photonics Technology Letters* 25(9), 867–870.
- [65] **Cakmakyapan, S., Sahin, L., Pierini, F., Strupinski, W. ve Ozbay, E.** (2013). Resonance broadening and tuning of split ring resonators by top-gated epitaxial graphene on SiC substrate *Applied Physics Letters* 103(18), 181116.

- [66] **Cakmakyapan, S., Sahin, L., Pierini, F. ve Ozbay, E.** (2014). Resonance tuning and broadening of bowtie nanoantennas on graphene *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* 12(2), 199–204.
- [67] **Sensale-Rodriguez, B.** (2013). Graphene-insulator-graphene active plasmonic terahertz devices *Applied Physics Letters* 103(12), 123109.
- [68] **Fei, Z., Rodin, A.S., Andreev, G.O., Bao, W., McLeod, A.S., Wagner, M., Zhang, L.M., Zhao, Z., Thiemens, M., Dominguez, G., Fogler, M.M., Neto, A.H.C., Lau, C.N., Keilmann, F. ve Basov, D.N.** (2012). Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging *Nature* 487(7405), 82–85.
- [69] **Yi, F., Shim, E., Zhu, A.Y., Zhu, H., Reed, J.C. ve Cubukcu, E.** (2013). Voltage tuning of plasmonic absorbers by indium tin oxide *Applied Physics Letters* 102(22), 221102.
- [70] **Nasser, H., Saleh, Z.M., Özkol, E., Günöven, M., Bek, A. ve Turan, R.** (2013). Fabrication of Ag Nanoparticles Embedded in Al:ZnO as Potential Light-Trapping Plasmonic Interface for Thin Film Solar Cells *Plasmonics* 8(3), 1485–1492.
- [71] **Tanyeli, I., Nasser, H., Es, F., Bek, A. ve Turan, R.** (2013). Effect of surface type on structural and optical properties of Ag nanoparticles formed by dewetting *Optics Express* 21(S5), A798–A807.
- [72] **Günendi, M.C., Tanyeli, r., Akgüç, G.B., Bek, A., Turan, R. ve Gülseren, O.** (2013). Understanding the plasmonic properties of dewetting formed Ag nanoparticles for large area solar cell applications *Optics Express* 21(15), 18344–18353.
- [73] **Saleh, Z.M., Nasser, H., Özkol, E., Günöven, M., Altuntas, B., Bek, A. ve Turan, R.** (2014). Enhanced Optical Absorption and Spectral Photocurrent in a-Si:H by Single- and Double-Layer Silver Plasmonic Interfaces *Plasmonics* 9(2), 357–365.
- [74] **Arlt, J. ve Dholakia, K.** (2000). Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon *Opt. Commun.* 177(1-6), 297–301.
- [75] **Kohno, M. ve Matsuoka, Y.** (2004). Microfabrication and Drilling Using Diffraction-Free Pulsed Laser Beam Generated with Axicon Lens *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering* 47(3), 497–500.
- [76] **McGloin, D. ve Dholakia, K.** (2005). Bessel beams: Diffraction in a new light *Contemporary Physics* 46(1), 15–28.
- [77] **Brzobohatý, O., Cizmár, T. ve Zemánek, P.** (2008). High quality quasi-Bessel beam generated by round-tip axicon *Opt. Express* 16(17), 12688–12700.
- [78] **Akturk, S., Zhou, B., Pasquiou, B., Franco, M. ve Mysyrowicz, A.** (2008). Intensity distribution around the focal regions of real axicons *Optics Communications* 281(17), 4240–4244.

- [79] **Wu, P., Sui, C. ve Huang, W.** (2014). Theoretical analysis of a quasi-Bessel beam for laser ablation *Photonics Research* 2(3), 82–86.
- [80] **Faccio, D., Rubino, E., Lotti, A., Couairon, A., Dubietis, A., Tamošauskas, G., Papazoglou, D.G. ve Tzortzakis, S.** (2012). Nonlinear light-matter interaction with femtosecond high-angle Bessel beams *Physical Review A* 85(3), 033829.
- [81] **Duocastella, M. ve Arnold, C.** (2012). Bessel and annular beams for materials processing *Laser & Photonics Reviews* 6(5), 607–621.
- [82] **Yalizay, B., Ersoy, T., Soylu, B. ve Akturk, S.** (2012). Fabrication of nanometer-size structures in metal thin films using femtosecond laser Bessel beams *Applied Physics Letters* 100(3), 031104.
- [83] **Mugnai, D.** (2013). Bessel beams: Concentrated energy in an array of concentric rings *Optics Communications* 294, 17–20.
- [84] **Anoop, K.K., Rubano, A., Fittipaldi, R., Wang, X., Paparo, D., Vecchione, A., Marrucci, L., Bruzzese, R. ve Amoroso, S.** (2014). Femtosecond laser surface structuring of silicon using optical vortex beams generated by a q-plate *Applied Physics Letters* 104(24), 241604.
- [85] **Sahin, R., Morova, Y., Simsek, E. ve Akturk, S.** (2013). Bessel-beam-written nanoslit arrays and characterization of their optical response *Applied Physics Letters* 102(19), 193106.
- [86] **Sahin, R., Ersoy, T. ve Akturk, S.** (2014). Ablation of metal thin films using femtosecond laser Bessel vortex beams *Applied Physics A*, doi : 10.1007/s00339-014-8808-2.
- [87] **Sahin, R., Simsek, E. ve Akturk, S.** (2014). Nanoscale patterning of graphene through femtosecond laser ablation *Applied Physics Letters* 104(5), 053118.
- [88] **Sahin, R., Akturk, S. ve Simsek, E.** (2014). Quantifying the quality of femtosecond laser ablation of graphene *Applied Physics A* 116(2), 555–560.
- [89] **Courvoisier, F., Lacourt, P.A., Jacquot, M., Bhuyan, M.K., Furfaro, L. ve Dudley, J.M.** (2009). Surface nanoprocessing with nondiffracting femtosecond Bessel beams *Opt. Lett.* 34(20), 3163–3165.
- [90] **Bhuyan, M.K., Courvoisier, F., Lacourt, P.A., Jacquot, M., Furfaro, L., Withford, M.J. ve Dudley, J.M.** (2010). High aspect ratio taper-free microchannel fabrication using femtosecond Bessel beams *Optics Express* 18(2), 566–574.
- [91] **Bhuyan, M.K., Courvoisier, F., Lacourt, P.A., Jacquot, M., Salut, R., Furfaro, L. ve Dudley, J.M.** (2010). High aspect ratio nanochannel machining using single shot femtosecond Bessel beams *Applied Physics Letters* 97(8), 081102.

- [92] **Wetzel, B., Xie, C., Lacourt, P.A., Dudley, J.M. ve Courvoisier, F.** (2013). Femtosecond laser fabrication of micro and nano-disks in single layer graphene using vortex Bessel beams *Applied Physics Letters* 103(24), 241111.
- [93] **Courvoisier, F., Zhang, J., Bhuyan, M., Jacquot, M. ve Dudley, J.** (2013). Applications of femtosecond Bessel beams to laser ablation *Applied Physics A* 112(1), 29–34.
- [94] **Akturk, S., Arnold, C., Prade, B. ve Mysyrowicz, A.** (2009). Generation of high quality tunable Bessel beams using liquid immersion axicon *Opt. Commun.* 282(16), 3206–3209.
- [95] **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 United States of America* 101(16), 5856–5861.
- [96] **Durnin, J.** (1987). Exact solutions for nondiffracting beams. I. the scalar theory *J. Opt. Soc. Am. A* 4(4), 651–654.
- [97] **Durnin, J., Miceli, J.J. ve Eberly, J.H.** (1987). Diffraction-free beams *Phys. Rev. Lett.* 58(15), 1499–1501.
- [98] **Vasara, A., Turunen, J. ve Friberg, A.T.** (1989). Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms *Journal of the Optical Society of America A* 6(11), 1748–1754.
- [99] **Herman, R. ve Wiggins, T.** (1991). Production and Uses of Diffractionless Beams *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision* 8(6), 932–942.
- [100] **Davis, J.A., Carcole, E. ve Cottrell, D.M.** (1996). Nondiffracting interference patterns generated with programmable spatial light modulators *Applied Optics* 35(4), 599–602.
- [101] **Chattrapiban, N., Rogers, E.A., Cofield, D., Hill, I. ve Roy, R.** (2003). Generation of nondiffracting Bessel beams by use of a spatial light modulator *Optics Letters* 28(22), 2183–2185.
- [102] **Bock, M., Das, S.K. ve Grunwald, R.** (2009). Programmable ultrashort-pulsed flying images *Optics Express* 17(9), 7465–7478.
- [103] **Niggl, L., Lanzl, T. ve Maier, M.** (1997). Properties of Bessel beams generated by periodic gratings of circular symmetry *J. Opt. Soc. Am. A* 14(1), 27–33.
- [104] **Golub, I.** (2006). Fresnel axicon *Optics Letters* 31(12), 1890–1892.
- [105] **Arlt, J. ve Dholakia, K.** (2000). Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon *Optics Communications* 177(1–6), 297–301.
- [106] **Heckenberg, N.R., McDuff, R., Smith, C.P. ve White, A.G.** (1992). Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms *Opt. Lett.* 17(3), 221–223.

- [107] **Beijersbergen, M.W., Allen, L., van der Veen, H.E.L.O. ve Woerdman, J.P.** (1993). Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum *Optics Communications* 96(1–3), 123–132.
- [108] **Khonina, S., Kotlyar, V., Shinkaryev, M., Soifer, V. ve Uspleniev, G.** (1992). The Phase Rotor Filter *Journal of Modern Optics* 39(5), 1147–1154.
- [109] **Beijersbergen, M.W., Coerwinkel, R.P.C., Kristensen, M. ve Woerdman, J.P.** (1994). Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate *Optics Communications* 112, 321–327.
- [110] **Grier, D.G.** (2003). A revolution in optical manipulation *Nature* 424(6950), 810–816.
- [111] **Yoo, J.H., In, J.B., Park, J.B., Jeon, H. ve Grigoropoulos, C.P.** (2012). Graphene folds by femtosecond laser ablation *Applied Physics Letters* 100(23), 233124.
- [112] **Koch, J., Korte, F., Bauer, T., Fallnich, C., Ostendorf, A. ve Chichkov, B.** (2005). Nanotexturing of gold films by femtosecond laser-induced melt dynamics *APPLIED PHYSICS A-MATERIALS SCIENCE & PROCESSING* 81(2), 325–328.
- [113] **Ferrari, A., Meyer, J., Scardaci, V., Casiraghi, C., Lazzeri, M., Mauri, F., Piscanec, S., Jiang, D., Novoselov, K., Roth, S. ve Geim, A.** 2006. Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers *Phys. Rev. Lett.* 97(18), 187401.
- [114] **Thorstensen, J. ve Foss, S.E.** (2012). Temperature dependent ablation threshold in silicon using ultrashort laser pulses *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 112(12), 103514.
- [115] **Stoehr, R.J., Kolesov, R., Xia, K. ve Wrachtrup, J.** (2011). All-Optical High-Resolution Nanopatterning and 3D Suspending of Graphene *ACS NANO* 5(6), 5141–5150.
- [116] **Otto, A.** (1968). Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection *Zeitschrift für Physik* 216(4), 398–410.
- [117] **Kretschmann, E. ve Raether, H.** (1968). Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light *Z. Naturforsch. A* 23, 2135.
- [118] **Chen, H.T., Padilla, W.J., Zide, J.M.O., Gossard, A.C., Taylor, A.J. ve Averitt, R.D.** (2006). Active terahertz metamaterial devices *Nature* 444(7119), 597–600.
- [119] **Padilla, W.J., Taylor, A.J., Highstrete, C., Lee, M. ve Averitt, R.D.** (2006). Dynamical electric and magnetic metamaterial response at terahertz frequencies *Physical Review Letters* 96(10), 107401.
- [120] **Driscoll, T., Kim, H.T., Chae, B.G., Kim, B.J., Lee, Y.W., Jokerst, N.M., Palit, S., Smith, D.R., Ventra, M.D. ve Basov, D.N.** (2009). Memory Metamaterials *Science* 325(5947), 1518–1521.

- [121] **Rakic, A.D., Djurić, A.B., Elazar, J.M. ve Majewski, M.L.** (1998). Optical Properties of Metallic Films for Vertical-Cavity Optoelectronic Devices *Applied Optics* 37(22), 5271–5283.
- [122] **Brolo, A.G., Gordon, R., Leathem, B. ve Kavanagh, K.L.** (2004). Surface Plasmon Sensor Based on the Enhanced Light Transmission through Arrays of Nanoholes in Gold Films *Langmuir* 20(12), 4813–4815.
- [123] **Steele, J.M., Liu, Z., Wang, Y. ve Zhang, X.** (2006). Resonant and non-resonant generation and focusing of surface plasmons with circular gratings *Opt. Express* 14(12), 5664–5670.
- [124] **Gwinner, M.C., Koroknay, E., Fu, L., Patoka, P., Kandulski, W., Giersig, M. ve Giessen, H.** (2009). Periodic Large-Area Metallic Split-Ring Resonator Metamaterial Fabrication Based on Shadow Nanosphere Lithography *SMALL* 5(3), 400–406.
- [125] **Lahiri, B., McMeekin, S.G., De La Rue, R.M. ve Johnson, N.P.** (2011). Resonance hybridization in nanoantenna arrays based on asymmetric split-ring resonators *Applied Physics Letters* 98(15), 153116.
- [126] **Gong, H.M., Zhou, L., Su, X.R., Xioo, S., Liu, S.D. ve Wang, Q.Q.** (2009). Illuminating Dark Plasmons of Silver Nanoantenna Rings to Enhance Exciton-Plasmon Interactions *ADVANCED FUNCTIONAL MATERIALS* 19(2), 298–303.

EKLER

EK A : Gauss-Bessel Hüzmesi Şiddet Dönüşümü

EK B : Lazer Hormanik Üretimi Kristali (BBO) Özellikleri

EK A : Lazer Harmanik Üretimi Kristali (BBO) Özellikleri

Harmonik üretimi esnasında kullanılan BBO kristali özellikleri aşağıdaki gibidir. Ticari kristaller kullanıldığından üretici firmanın (United Crystals) sağladığı değerler kullanılmıştır. Çizelge. A.1 kristallerin optik özelliklerini, Çizelge. A.2 ise fiziksel özelliklerini göstermektedir.

Çizelge A.1 : BBO kristali optik özellikleri.

Geçirgenlik Aralığı	196 nm-2200 nm	
Kırılma İndisi	@1064 nm	1.66 (n_o), 1.54 (n_e)
	@532 nm	1.67 (n_o), 1.56 (n_e)
	@266 nm	1.76 (n_o), 1.61 (n_e)
Soğurma Katsayısı	< % 0.1/cm @1064 m	
Lazer işleme eşik enerjisi	10 GW/cm ² @1064 m, 1.3 ns	

Çizelge A.2 : BBO kristali fiziksel özellikleri.

Kristal yapısı	Trigonal
Boyutları	0.5 cm - 0.5 cm - 0.5 cm
Erime Sıcaklığı	1095 °C
Geçiş Sıcaklığı	926 °C
Yoğunluk	3.85 gr/cm ³
Renk	Şeffaf
Özgül ısı	0.49 cal/g°C
Termal İletkenlik	1.2 (dik) ve 1.6 (paralel) W/m°K

EK B : Gauss-Bessel Hüzmesi Şiddet Dönüşümü

Laguerre-Gauss dağılımına sahip hüzme aksikon üzerine gönderildiğinde hüzme matematiksel ifadesi aksikonun diğer tarafında Eşitlik. B.1 ile verilir. Fresnel integralini hesaplamak için durağan faz yaklaşımı yapılmaktadır.

$$E(r, \phi, z) = \frac{1}{i\lambda z} \exp[ik(z + r^2/2z)] \times \int_0^R dr' r' [A(\sqrt{2}r'/w_0)]^l \times \exp(-r'^2/w_0^2) \exp(-ik_r r') \times \exp(ikr'^2/2z) \int_0^{2\pi} d\phi' \exp(il\phi) \times \exp(-ikr' r \cos(\phi - \phi')/z) \quad (\text{B.1})$$

Burada faz faktörü $\exp(-ik_r r)$ 'dir ve aksikon sebebiyle meydana gelmektedir. Laguerre-Guass modu alan genliği radyal ve azimutal çarpanlarına ayrılabilir.

$$E(r, \phi, z) = \frac{1}{i\lambda z} \exp(ik[z + r^2/2z]) \exp(il\phi) \times \int_0^R f_l(r') \exp(-ik\mu(r')) dr' \quad (\text{B.2})$$

Eşitlik. B.2, aksikon sonrası alan dağılımının radyal ve azimutal bileşenlerine ayrılmış halidir. $f_l(r')$ ve $\mu(r')$ sırasıyla Eşitlik. B.3 ve Eşitlik. B.4'de verilmektedir.

$$f_l(r') = 2\pi(-i)^l \left[A(\sqrt{2}r'/w_0)^l \times \exp(-r'^2/w_0^2) \right] r' J_l(krr'/z) \quad (\text{B.3})$$

$$\mu(r') = \frac{r'^2}{2z} - \frac{k_r r'}{k} \quad (\text{B.4})$$

$\mu(r')$ 'in ilk türevini sıfır yapan r' değerleri r'_c olarak tanımlanmaktadır. Verilen $\mu(r')$ için tek bir kritik nokta vardır ($r'_c = k_r z/k$). Dolayısıyla f_l için Eşitlik. B.5 elde edilir.

$$\int_0^R f_l(r') \exp(-ik\mu(r')) dr' \propto \frac{f_l(r'_c) \exp(ik\mu(r'_c))}{\sqrt{k\mu^{(2)}(r'_c)}} \quad (\text{B.5})$$

$\mu^{(2)}(r'_c) = 1/z$; $\mu(r')$ 'in iki kere türevidir. Bu yaklaşım, durağan faz bölgesi içinde $f_l(r')$ 'daki varyasyonun çok küçük olmasını gerektirmektedir. Bu ancak $r'^2 \ll z\lambda/4$ durumunda mümkündür. Katsayılar ihmal edildiğinde aksikon arkasında şiddet dağılımı Eşitlik. B.6 ile verilmektedir.

$$I(r, z) \propto z^{2l+1} \exp(-2z^2/z_{max}^2) J_l^2(k_r r) \quad (\text{B.6})$$

z_{max} Bessel hüzmeleri için yaklaşık menzili temsil etmektedir. Şiddet dağılımı azimutal indeks l 'ye bağlıdır. Bu, l 'inci dereceden Laguerre-Gauss dağılımına sahip hüzmelerin aksikona gelmesi l 'inci dereceden Bessel hüzmeleri elde edilmesini sağlayacaktır.

ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyad: Ramazan ŞAHİN

Doğum Yeri ve Tarihi: Antalya, 1984

Adres: İTÜ Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü, 34469, Maslak/İstanbul

E-Posta: ramazansahin01@gmail.com

Lisans: Akdeniz Üniversitesi, Fizik

Y. Lisans: İstanbul Teknik Üniversitesi, Fizik Mühendisliği

Mesleki Deneyim ve Ödüller:

- 21/01/2009 - ... Araştırma Görevlisi, İstanbul Teknik Üniversitesi
- TÜBİTAK Yüksek Lisans ve Doktora Bursu

Yayın ve Patent Listesi:

TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR/SUNUMLAR

- **Sahin R.**, Morova Y. , Simsek E., Akturk S. “Bessel-beam-written nanoslit arrays and characterization of their optical response” *Applied Physics Letters*, 19-102 (2013).
- **Sahin R.**, Simsek E., Akturk S. “Nanoscale Patterning of Graphene through Femtosecond Laser Ablation” *Applied Physics Letters*, 5-104 (2014).
- **Sahin R.**, Akturk S., Simsek E. “Quantifying the quality of femtosecond laser ablation of graphene” *Applied Physics A*, 2-116 (2014).
- **Sahin R.**, Ersoy T., Akturk S. “Ablation of metal thin films using femtosecond laser Bessel vortex beams” <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-014-8808-2> *Applied Physics A*, (2014).
- **Sahin R.**, Yalizay B., Ersoy T., Akturk S. “Fabrication of Nanostructures on metal thin films using femtosecond-pulsed Bessel beams”, *8th Nanoscience and Nanotechnology Conference*, Ankara, Turkey, 25-29 June 2012.
- **Sahin R.**, Simsek E., Akturk S. “Double Surface Plasmon Resonances Obtained with Bessel-Beam-Written Nanoslits Arrays”, *CLEO/Europe-IQEC 2013*, Munich, Germany, 12-16 May 2013.
- **Sahin R.**, Akturk S., Simsek E. “Femtosecond Laser Ablation with Bessel Beams and Applications to Plasmonics”, *9th Nanoscience and Nanotechnology Conference*, Erzurum, Turkey, 24-28 June 2013.

- **Sahin R.**, Simsek E., Akturk S. “Nanometer-Scale Structuring of Gold Thin-Films and Graphene by Femtosecond Laser Bessel Beams" CLEO 2014, USA.
- **Sahin R.**, Morova Y., Simsek E., Akturk S. “Electromagnetic Wave Propagation Through and Reflection from Metal Nano Stripes Fabricated with Femtosecond Laser Ablation" 2014 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI National Radio Science Meeting in Memphis, Tennessee, USA, July 6-12, 2014.
- Yalizay B., Ersoy T., **Sahin R.**, Soylu B., Akturk S. “Nanostructure Formation on metal thin films using femtosecond-pulsed Bessel beams”, *The 12th International Conference on Near-field Optics, Nanophotonics and Related Techniques* San Sebastian, Spain, 3-7 Sep 2012.
- **Sahin R.**, Akturk S. “Using Femto-second Laser, Fabrication of Plasmonic nano-structures on Thin Films”, *14th National Optics, Electro-Optics and Nano-Photonics Workshop*, Istanbul, Turkey, 14 Sep 2012.
- **Sahin R.**, Yalizay B., Ersoy T., Akturk S. “Fabrication of Plasmonic Nano-structures on metal thin films using femtosecond- pulsed Bessel beams”, *ICTP Workshop on Nano-Photonics*, Trieste, Italy, 3-7 Dec 2012.
- **Sahin R.**, Akturk S. “Femtosaniye Lazer Bessel Huzmeleri ile Plazmonik Nanoyapi Uretimi”, *15th National Optics, Electro-Optics and Nano-Photonics Workshop*, Ankara, Turkey, 06 Sep 2013.
- **Sahin R.**, Simsek E., Akturk S. “Femtosaniye Lazer Bessel Huzmeleri ile Grafen Uzerinde Nano-Isleme”, *16th National Optics, Electro-Optics and Nano-Photonics Workshop*, Kocaeli, Turkey, 05 Sep 2014.
- **Sahin R.**, Ersoy T., Akturk S. “Bessel-Girdap Lazer Huzmeleriyle Altin Ince Filmler Uzerinde Mikro ve Nano Yapilar Olusturma”, *16th National Optics, Electro-Optics and Nano-Photonics Workshop*, Kocaeli, Turkey, 05 Sep 2014.