

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**ALGILAYICI UYGULAMALARI İÇİN FOTOAKUSTİK
SİNYAL PARAMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU**

**Hazırlayan
Timuçin Emre TABARU**

**Danışman
Prof. Dr. Ömer Galip SARAÇOĞLU**

Doktora Tezi

**Eylül 2018
KAYSERİ**

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**ALGILAYICI UYGULAMALARI İÇİN FOTOAKUSTİK
SİNYAL PARAMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU
(Doktora Tezi)**

**Hazırlayan
Timuçin Emre TABARU**

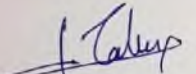
**Danışman
Prof. Dr. Ömer Galip SARAÇOĞLU**

**Bu çalışma, Erciyes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi
tarafından FDK-2016-6815 kodlu proje ile desteklenmiştir.**

**Eylül 2018
KAYSERİ**

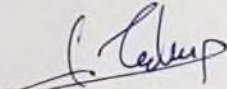
BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK

Bu çalışmadaki tüm bilgilerin, akademik ve etik kurallara uygun bir şekilde elde edildiğini beyan ederim. Aynı zamanda bu kural ve davranışların gerektirdiği gibi, bu çalışmanın özünde olmayan tüm materyal ve sonuçları tam olarak aktardığımı ve referans gösterdiğimi belirtirim.



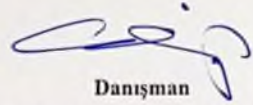
Emre TABARU

“Algılayıcı Uygulamaları İçin Fotoakustik Sinyal Parametrelerinin Optimizasyonu”
adlı Doktora tezi, Erciyes Üniversitesi Lisansüstü Tez Önerisi ve Tez Yazma Yönergesi’
ne uygun olarak hazırlanmıştır.



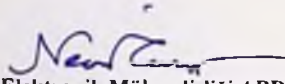
Hazırlayan

Timuçin Emre TABARU



Danışman

Prof. Dr. Ömer Galip SARAÇOĞLU



Elektrik-Elektronik Mühendisliği ABD Başkanı

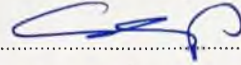
Prof. Dr. Necmi TAŞPINAR

Prof. Dr. Ömer Galip SARAÇOĞLU danışmanlığında **Timuçin Emre TABARU** tarafından hazırlanan “**Algılayıcı Uygulamaları İçin Fotoakustik Sinyal Parametrelerinin Optimizasyonu**” adlı bu çalışma jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Elektrik-Elektronik Mühendisliği** Anabilim Dalında **Doktora** tezi olarak kabul edilmiştir.

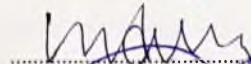
13 / 09 / 2018

JÜRI:

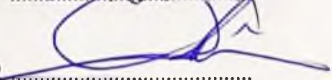
Danışman : Prof. Dr. Ömer Galip SARAÇOĞLU



Üye : Prof. Dr. Kenan DANIŞMAN



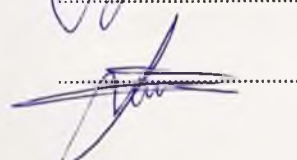
Üye : Dr. Öğr. Üyesi Ahmet Turan ÖZDEMİR



Üye : Prof. Dr. Yaşar GÜRBÜZ

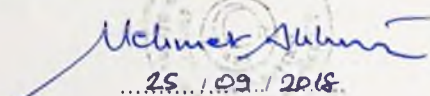


Üye : Doç. Dr. Enes YİĞİT



ONAY:

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 25/09/2018 tarih ve 2018/45-19 sayılı kararı ile onaylanmıştır.



Prof. Dr. Mehmet AKKURT

Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca farklı bakış açıları ve bilimsel katkılarıyla beni aydınlatan, yakın ilgi ve yardımlarını esirgemeyen ve bu günlere gelmemde en büyük katkı sahibi sayın hocam Prof. Dr. Ömer Galip SARAÇOĞLU'na teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmalarım sırasında Erciyes Üniversitesi Klinik Mühendisliği Araştırma ve Uygulama Merkezinde yapmış olduğum araştırma için vermiş oldukları her türlü maddi ve manevi destek için sayın hocam Prof. Dr. Kenan DANIŞMAN'a çok teşekkür ederim.

Doktora dönemi ve tez çalışmam boyunca bana vermiş olduğu her türlü akademik desteğin dışında bir dost olarak göstermiş olduğu anlayış ve sabır için değerli meslektaşım Öğr. Gör. Şekip Esat HAYBER'e teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca çalışmalarım süresince gösterdikleri sabır ve sevgi ile beni daima motive eden destekleyen sevgili eşim Ayça TABARU'ya, çok değerli kızlarım Lara ve Büşra TABARU'ya en içten teşekkürlerimi sunarım.

Timuçin Emre TABARU

Eylül 2018, KAYSERİ

ALGILAYICI UYGULAMALARI İÇİN FOTOAKUSTİK SİNYAL PARAMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU

Timuçin Emre TABARU

Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü
Doktora Tezi, Eylül 2018
Danışman: Prof. Dr. Ömer Galip SARAÇOĞLU

ÖZET

Optik spektroskopi, yıllardır yapılan çalışmalarla birlikte temel bir bilimsel araştırma yöntemi olarak kabul görmüştür. Fotoakustik Spektroskopinin (FAS) ise sıvı solüsyonlarda, kristallerde, makul derecede şeffaf ve yansıtıcı yüzeyler üzerinde yapılan çalışmalarda yararlılığı kanıtlanmıştır. FAS' nin algılayıcı uygulamalarında kullanılabilmesi için fotoakustik (FA) dalga denklemi doğasının ve kullanılan parametrelerin akustik basınç üzerisindeki etkisinin anlaşılması gerekmektedir. Bu analizler sayesinde hem darbe süresi, lazer demet genişliği, optik akı gibi lazer parametrelerinin hem de rezonans frekansı, FA sinyal genliği ve bandgenişliği gibi akustik sinyal parametrelerinin etkileri araştırılarak, bu etkilere göre akustik sensör parametrelerinin optimum değerleri belirlenebilir.

Bu tez çalışmasında belirtilen amaçlar doğrultusunda, akustik sensör tasarımında kullanılan lazer ve akustik sinyal parametrelerinin etkisinin belirlenmesi için FA dalga denkleminin literatürdeki çözüm ve yaklaşımlarına değinilmiştir. FA dalga denkleminin zaman ve frekans alanı yaklaşımları ve çözümleri hakkında titiz bir araştırma yapılmıştır. Yapılan analizler sonucunda bu çözümlerin sonuçları elde edilmiştir ve daha önce sunulan FA dalga denkleminin frekans alanı çözümü geliştirilerek teorik bir yaklaşım modeli sunulmuştur. Bir FA algılama deney düzeneği yardımıyla sunulan teorik yaklaşım modelinin deneysel sonuçları elde edilmiştir. Bu sonuçlar ile gerçekleştirilen teorik ve nümerik analiz sonuçları kıyaslanarak, sunulan modelin doğrulaması yapılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Fotoakustik Spektroskopi, Fotoakustik Dalga Denklemi, Darbeli Lazer Fotoakustik, Teorik Model Yaklaşımı, Spektrum Analizi.

OPTIMIZATION OF PHOTOACOUSTIC SIGNAL PARAMETERS FOR SENSOR APPLICATIONS

Timuçin Emre TABARU

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

PhD Thesis, September 2018

Supervisor: Prof. Dr. Ömer Galip SARAÇOĞLU

ABSTRACT

Optical spectroscopy has been accepted as a basic method of scientific research with years of work. Photoacoustic spectroscopy (PAS) has proved useful in liquid solutions, crystals, and work on transparent and reflective surfaces at reasonable levels. In order for PAS to be used in sensor applications, it is necessary to understand the nature of the photoacoustic (PA) wave equation and the effect of the parameters used on acoustic pressure. Through these analyzes, the optimum values of the acoustic sensor parameters can be determined by investigating the effects on the acoustic signal parameters such as pulse duration, laser beam width, the resonance frequency of laser parameters such as optical flux, PA signal amplitude, and bandwidth.

In this thesis study, the solutions and approaches of the FA wave equation in the literature are addressed in order to determine the effect of the laser and acoustic signal parameters used in the acoustic sensor design for the stated purposes. A rigorous research has been carried out on the time and frequency domain approaches and solutions of the PA wave equation. As a result of these analyzes, the results of these solutions are obtained and a theoretical model approach is presented by developing the solution of the frequency domain of the FA wave equation previously presented. In addition, the experimental results of the theoretical approach model presented with the help of a PA detection experiment were obtained. By comparing these results with theoretical and numerical analysis results, the presented model was verified.

Keywords: Photoacoustic Spectroscopy, Photonic Wave Equation, Pulsed Laser Photoconductivity, Theoretical Model Approach, Spectrum Analysis.

İÇİNDEKİLER

ALGILAYICI UYGULAMALARI İÇİN FOTOAKUSTİK SİNYAL PARAMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU TEZİN BAŞLIĞI

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK.....	ii
YÖNERGEYE UYGUNLUK.....	iii
KABUL VE ONAY	iv
TEŞEKKÜR.....	v
ÖZET	vi
ABSTRACT.....	vii
İÇİNDEKİLER	viii
KISALTMALAR VE SİMGELER.....	x
TABLolar LİSTESİ.....	xii
ŞEKİLLER LİSTESİ	xiii
GİRİŞ	1

1. BÖLÜM

GENEL BİLGİLER ve LİTERATÜR ÇALIŞMASI

1.1. FA Algılama ve Spektroskopi Tarihi	4
1.2. FA Algılama ve Spektroskopi Tarihi	6

2. BÖLÜM

FOTOAKUSTİK TEORİ

2.1. Modülasyonlu Uyarım ile Akustik Ses Üretme Mekanizmaları.....	12
2.1.1. Termoelastik Genişleme Mekanizması	13
2.2. Uyarıma Modları.....	15
2.3. Sıvılarda FA Etkinin Tanımı	16
2.4. Fotoakustik Sinyal Üretimi	17

2.4.1. Termal Dengede Isı Üretimi.....	17
2.4.2. Akustik Dalga Oluşumu	20
2.5. FA Dalga Denkleminin Çözümü	22
2.5.1. Termal ve Stres Sınırlaması.....	23
2.6. Dirac Delta Darbe Uyarımlı FA Dalga Denkleminin Çözümü	24
2.7. Gaussian Zamansal Profil İçin FA Dalga Denkleminin Çözümü	27
2.8. Gaussian Zamansal-Uzaysal Profil için FA Dalga Denkleminin Çözümü.....	36
2.9. Gaussian Zamansal-Konumsal Profil için FA Dalga Denklemi Çözümünün Geliştirilmesi ile Oluşan Teorik Model Yaklaşımı.....	41

3. BÖLÜM

FA DALGA DENKLEM ÇÖZÜMLERİNİN NÜMERİK ANALİZİ

3.1. Zaman Bölgesi Analizi	43
3.2. Frekans Bölgesi Analizi	51

4. BÖLÜM

TEORİK YAKLAŞIM MODELİNİN DOĞRULANMASI

4.1. Doğrulama Deney Düzenegi.....	58
4.2. Bulgular.....	62

5. BÖLÜM

TARTIŞMA-SONUÇ ve ÖNERİLER

5.1. Tartışma-Sonuç ve Öneriler.....	73
KAYNAKÇA	75
ÖZGEÇMİŞ.....	85

KISALTMALAR VE SİMGELER

FA	Fotoakustik
FAS	Fotoakustik Spektroskopi
YKÖ	Yakın Kızılötesi
KAÇ	Kuvars Ayar Çatalı
SD	Sürekli Dalga
DM	Darbeli Mod
KN	Küresel Nesne
HFD	Hızlı Fourier Dönüşümü
İGO	İşaret Gürültü Oranı
TF	Tekrarlama Frekansı
λ	Işık Dalgaboyu
α	Optik Soğurum Katsayısı
H	Isı Üretim Oranı
N	Molekül Yoğunluğu
N'	Uyarılmış Hal Yoğunluğu
σ	Soğurum Kesiti
ϕ	Foton Akısıdır
τ^l	Radyoaktif ve radyoaktif olmayan gevşeme zaman sabitlerinin toplamı
τ_n	Radyoaktif olmayan gevşeme zaman sabiti
τ_r	Radyoaktif gevşeme zaman sabiti
ω	Açısal modülasyon frekansı
ρ	Ortam Yoğunluğu
T	Sıcaklık
P	Basınç
ξ	Ortam Yer Değiştirme Vektörü
$p(\mathbf{r}, t)$	Termoelastik dalga tarafından oluşturulan basınç dağılımı (r konum ve t zamanda)
$T(\mathbf{r}, t)$	Ortam sıcaklık dağılımı (r konum ve t zamanda)
κ	İzotermal Sıkıştırılabilirlik
β	Ortamın Termal Genişleme Sabiti

v_s	Ses Hızı
$H(\mathbf{r}, t)$	Isı Fonksiyonu
C_p	Sabit Basınç Özgöl Isı Kapasitesi
C_V	Sabit Hacimdeki Özgöl Isı Kapasitesidir
τ_{th}	Isı Yayılma Zamanı
d_c	Işık Dalma Derinliğini
α_{th}	Ortamın Termal İletkenlik Sabitini
τ_s	Stres Zamanı
p_0	Başlangıç Basıncı
$A_e(r)$	Özgöl Optik Soğurum
$U(z)$	Birim Basamak Fonksiyonu
$K(\mathbf{r}, t)$	Akustik Kaynak Terimi
τ_p	Lazer Darbe Süresi
R	Küresel Nesne Yarıçapı
Γ	Grueneisen parametresi
n_{th}	Optik Enerji Dönüşüm Verimi
τ	Lazer Demet Genişliği
μ_a	Optik Soğurum Sabiti
$erf(x)$	Hata Fonksiyonu
F	Optik Akı
$\tilde{\nu}$	Foton Soğurum Frekansı
h	Plank Sabiti
c	Işık Hızı

TABLÖLAR LİSTESİ

Tablo 4.1. Zaman bölgesi için FA dalga parametre değerleri.....	62
Tablo 4.2. Frekans alanı için FA dalga parametre değerleri.	65



ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1. Darbeli lazer FA algılama sistemi.....	6
Şekil 1.2. Bell' in Fotofon cihazının görünüşü.	7
Şekil 2.1. FA etki üreten mekanizmaların sınıflandırılması	13
Şekil 2.2. FA dalgası denklemlerinin teorik çözümlerinde var olduğu kabul bir KN ve akustik sensör konumu.....	34
Şekil 3.1. Birinci çözüm için elde edilen akustik dalganın normalize edilmiş basıncının (a) farklı sensör pozisyonlarında zaman ile değişimi (b) farklı normalleştirilmiş zamanlarda sensör pozisyonu ile değişimi.	44
Şekil 3.2. İkinci çözüm için elde edilen akustik dalganın normalize edilmiş basıncının (a) farklı sensör pozisyonlarında zaman ile değişimi (b) farklı normalleştirilmiş zamanlarda sensör pozisyonu ile değişimi.	45
Şekil 3.3. Üçüncü çözüm için değişen zamanlarda normalize edilmiş basınç değerleri: (a) r 'nin farklı değerlerinde; (b) τ_p 'nin farklı değerlerinde; (c) τ 'nin farklı değerlerinde...	47
Şekil 3.4. Üçüncü durum için sensörün değişen konumlarındaki normalleştirilmiş basınç değerleri: (a) Farklı normalize t değerlerinde; (b) τ_p 'nin farklı değerlerinde; (c) τ 'nin farklı değerlerinde.	48
Şekil 3.5. Farklı demet genişliklerinde üçüncü çözüm için darbe süresinin akustik dalga basıncı üzerindeki etkisi.....	51
Şekil 3.6. Farklı darbe sürelerinde Frekans bölgesi cevapları: (a) Birinci çözüm için; (b) İkinci çözüm için.....	53
Şekil 3.7. Darbe süresinin FA dalgasının spektral genliği üzerindeki etkileri: (a) Demet genişliği = $R/10$; (b) Demet genişliği = $R/1$	54
Şekil 3.8. 20 ns Darbe süresi için demet genişliklerinin akustik basınç üzerindeki etkileri: (a) Düşük demet genişliklerinde (b) yüksek demet genişliklerinde.....	56
Şekil 3.9. Farklı sensör pozisyonlarında üçüncü çözümün frekans cevabı.....	57
Şekil 3.10. Önerilen yaklaşımın K. M. Quan vd.'nin sonuçları ile karşılaştırılması.	57
Şekil 4.1. Doğrulama için oluşturulan deney düzeneği blok şeması.....	60
Şekil 4.2. Doğrulama için oluşturulan deney düzeneği.....	60
Şekil 4.3. (a) Deney düzeneğinde kullanılan elemanlar. (b) Odaklanmış Hidrofon.....	61

Şekil 4.4. FA sinyalin zaman cevabı. (a) 20 ns ile darbe süreli. (b) 30 ns ile darbe süreli. (c) 60 ns ile darbe süreli. (d) PC osiloskop yazılımı ile elde edilen Şekil 4.1 (b)'nin zaman- alan dalga formu.....	63
Şekil 4.5. R/10 demet genişlikli farklı darbe süresi değerleri için FA sinyallerin zaman bölgesi cevapları.....	66
Şekil 4.6. Şekil 4.2'deki iki sinyalin teorik ve deneysel ölçüm sonuçlarının frekans bölgesi cevapları.....	67
Şekil 4.7. FA sinyalin frekans cevabı: R/1 demet genişlikli farklı darbe süreleri için teorik ve deneysel sonuçlar.	68
Şekil 4.8. FA sinyalin frekans cevabı: Tablo 4.2'deki farklı lazer parametrelerine sahip, darbe süresinin değişimine göre yapılan ölçümlerin teorik ve deneysel sonuçları (a) 20 ns ile darbe süreli. (b) 30 ns ile darbe süreli. (c) 60 ns ile darbe süreli.	69
Şekil 4.9. FA sinyalin frekans cevabı: Farklı demet genişliklerine sahip iki sinyalin teorik ve deneysel ölçüm sonuçları.	71
Şekil 4.10. FA sinyalin frekans cevabı: Şekil 4.6'daki farklı demet genişlikli iki FA sinyalin deneysel ölçümleri.....	72

GİRİŞ

Optik algılama ve optik spektroskopi, bir asırdan uzun bir süredir temel bir bilimsel araştırma yöntemi olmuştur. Bu yöntemin sıvı solüsyonlarda, kristallerde, makul derecede şeffaf ve yansıtıcı yüzeyler üzerinde yapılan çalışmalarda yararlılığı kanıtlanmıştır. Işık saçıcı ve opak maddelerde inceleme yapmak için çok sayıda optik teknik geliştirilmiştir. Bunlardan en yaygın olanları, dağınık yansıma, zayıflatılmış toplam yansıma, iç yansıma spektroskopisi ve Raman saçılmasıdır. Bu tekniklerin çok yararlı olduğu bilinmektedir. Fakat her bir yöntem içinde ciddi sınırlamalar barındırmaktadır. Bu sınırlamalardan bazıları, küçük bir malzeme kategorisi için yararlı olmaları, sınırlı bir dalga boyu aralığında kullanılabilmeleri, algılama düzeneklerinin çok kompleks olması ve elde edilen verilerin yorumlanmasındaki zorluklar olarak sayılabilir. Fotoakustik spektroskopi (FAS), değinilen yöntemlerden farklı olarak birçok avantaja sahiptir. Bu avantajlar aşağıda belirtildiği gibidir [96].

- Örnekteki emilen enerji (iletlen enerji değil) ölçülür, böylece örnek türlerinin yokluğunda sinyal üretilmez ve böylece arka plan sinyali yoktur.
- Fotoakustik (FA) sinyalin algılanması hassas bir mikrofona kullanılarak gerçekleştirilir. Bu durumda algılayıcı, ortamı uyaran ışık kaynağının dalga boyundan bağımsızdır.
- Sistemin tepkisi, örnek konsantrasyonu ile birkaç büyüklük derecesinde doğrusaldır. Teorik olarak, sensör cevabını karakterize etmek için bir kalibrasyon noktası yeterlidir.
- Basit bir sensör konfigürasyonu, düşük (sub-ppm) yada son derece düşük (ppb) algılama limitlerini mümkün kılar.
- Sistemin boyutu küçük tutulur, bu da endüstriyel ortamlarla uyumlu taşınabilir cihazların kullanılmasını sağlar.

- Fotoakustik sinyalin oluşmasından önce, elektromanyetik veya optik radyasyon soğurumunun gerçekleşmesi gerektiği için örnekten yansıyan veya iletilen ışık algılanmaz ve ölçümleri etkilemez
- Saçılan ışığa duyarsızlık aynı zamanda araştırmacıya tozlar, şekilsiz katılar, jeller, kolloidler gibi yüksek oranda ışık saçıcı materyaller üzerinde optik soğurum verileri elde etmesine izin verir.
- Bir malzemeye derinliğin bir fonksiyonu olarak soğurum ile tahribatsız derinlik profili analizinin gerçekleştirilmesi mümkündür.
- Tamamen opak malzemeler üzerinde optik soğurum spektrumları elde edilebilir.
- FA yönteminde, soğurumun neden olduğu fiziksel etki, ortam parametrelerine ve değişimlerine oldukça duyarlıdır. Bu nedenle, FA yöntemin algılama hassasiyeti, optik soğuruma dayanan diğer tekniklerden çok daha yüksektir

Yöntemin tek dezavantajı, kaynağın yeterince enerjiye sahip (en azından $10\mu\text{Watt/cm}^2$) olması gerekliliğidir.

FA algılama ve spektroskopi uygulamalarında, akustik dalga büyüklüğü, lazer darbeleriyle uyarılan ortamda inanılmaz derecede düşüktür (μPa). Oluşan sinyalin hassas ve düzgün bir şekilde elde edilebilmesi için hem sensörün hem de oluşan akustik sinyalin temel harmonik frekanslarının birbirine yakın olması gerekmektedir. Bu durum, sensörün akustik basınç hassasiyetini ve frekans seçiciliğini yüksek oranda artırarak, sinyallerin daha yüksek işaret-gürültü oranı (İGO) ile elde edilmesini sağlamaktadır. Ayrıca, daha dar bantlı ve daha yüksek hassasiyetli akustik sensörlerin uygulamalara adaptasyonu sağlanabilmektedir. Literatürde yapılan FAS uygulamalarında, oluşan FA sinyalin temel harmonik frekansı bilinmediği için daha geniş bantlı ve daha pahalı alıcılar kullanılmak zorunda kalınmaktadır. Eğer ortamda oluşacak FA dalganın herhangi bir zamanda ve konumdaki temel harmonik frekansı bilinebilir ise merkez frekansı bu değer olan alıcıların tasarımı gerçekleştirilerek, daha verimli bir şekilde sinyal elde edilebilecektir. Yukarıda değinilen sebeplerden dolayı, akustik sensör tasarımında FA sinyal frekans analizi kritik hale gelmektedir. Bu tez çalışmasında yukarıda belirtilen amaç dahilinde bir FA sinyalin temel harmonik frekansının belirlenmesine çalışılmış ve literatürde bulunan en gerçekçi çözüm olduğu değerlendirilen bir FA dalga denkleminin frekans bölgesi çözümü geliştirilerek, teorik bir yaklaşım modeli sunulmuştur. Bu model sayesinde, lazer

ve ortam parametreleri girilerek, oluşacak FA sinyalin rezonans frekansı belirlenebilecektir. Belirlenen değerin, FA sensör tasarımında bir kılavuz olarak kullanılabileceği değerlendirilmektedir. Bununla birlikte, yöntemin algılayıcı uygulamalarında kullanılabilmesi için FA dalga denkleminin doğasının ve kullanılan parametrelerin akustik basınç üzerindeki etkilerinin anlaşılması gerekmektedir. Literatürde bulunan FA dalga denklemi çözümlerinin analizleri, bu yolda oldukça etkili bir araç olmaktadır. Bu analizler sayesinde hem darbe süresi, lazer demet genişliği, optik akı gibi lazer parametrelerinin hem de rezonans frekansı, FA sinyal genliği gibi akustik sinyal parametrelerinin etkileri araştırılarak, bu etkilere göre akustik sensör parametrelerinin optimum değerleri belirlenebilmektedir. Bu sayede hem sensörün algılama hassasiyeti ve frekans seçiciliği artırılmış hem de gürültülü ortamda oluşan FA sinyalin genliği ne kadar küçük olursa olsun algılanması sağlanmış olacaktır. Bu tez çalışmasında belirtilen amaçlar doğrultusunda aşağıda ifade edilen çalışmalar yapılmıştır.

Bu tez çalışmasının birinci bölümünde FA etki ve oluşum mekanizmaları hakkında bilgiler verilmiştir. Devamında algılama ve spektroskopi uygulamalarında FA yönteminin literatürdeki yeri ve uygulamaları araştırılmıştır. Ayrıca akustik sensör tasarımında kullanılan lazer ve akustik sinyal parametrelerinin etkisinin belirlenmesi için FA dalga denkleminin literatürdeki çözüm ve yaklaşımlarına değinilmiştir.

İkinci bölümde öncelikle akustik sensör tasarımlarında kullanılmak üzere literatürde önemli oldukları düşünülen üç adet FA dalga denklemi zaman ve frekans alanı yaklaşımları ve çözümleri hakkında teorik bir analiz yapılmıştır. Yapılan analizler sonucunda bu yaklaşımların çözümleri elde edilmiş ve daha önce Erkol vd. tarafından sunulan FA dalga denklemi frekans alanı çözümü geliştirilerek teorik bir model yaklaşımı sunulmuştur.

Üçüncü bölümde, ikinci bölümde elde edilen FA dalga denklemi çözümlerinden farklı zaman ve konumda FA sinyal genlik değerleri elde edilmiş ve bu değerlere ait grafikler , lazer ve akustik sinyal parametrelerinin değişimine göre çizilmiştir. Bu grafiklerin ışığında algılama uygulamalarında kullanılan parametrelerin, farklı değerler ve sınır koşullarındaki etkileri, ortamda oluşan FA sinyal üzerinde incelenerek, optimum değerleri nümerik olarak analiz edilmiştir.

Dördüncü bölümde ise bir FA algılama deney düzeneği yardımıyla ikinci bölümde elde edilen FA dalga denklemi frekans çözümüne ait teorik yaklaşım modelinin, deneysel

sonuçları elde edilmiştir. Bu sonuçlar, üçüncü bölümde gerçekleştirilen nümerik analiz sonuçları ile kıyaslanarak sunulan modelin doğrulaması yapılmıştır. Yine bu bölümde elde edilen deneysel sonuçları üzerinden, lazer ve akustik sinyal parametrelerinin, FA sinyale olan etkisi araştırılmıştır.

Beşinci bölümde, yapılan analizlerin ve deneysel sonuçların tartışması yapılarak, sonuç ve öneriler sunulmuştur.



1. BÖLÜM

GENEL BİLGİLER VE LİTERATÜR ÇALIŞMASI

1.1. Fotoakustik Etki

Fotoakustik (FA) etkinin ana mekanizması, emici bir ortamın düşük enerji seviyeli lazer darbeleri ile uyarılması ve soğurulan enerjinin termoelastik dönüşüm mekanizmasıyla ortamda yayılan bir akustik dalga oluşturmaktır. Bu darbelerin gücü, malzemenin kimyasal yapısını bozmayacak ve buharlaşma oluşturmayacak şekilde seçilir. Malzeme tarafından emilen ışık enerjisi, ısı enerjisine dönüşür ve bu durum ısıtılmış bölgenin sıcaklığının artmasına neden olur. Artan sıcaklık, ortamda genişlemeye ve sıkışmaya neden olan bir gerilme üretir. Bu gerilme, dışarı doğru yayılan termoelastik akustik basınç dalgasını üretir. FA dalganın yayılımsal özelliklerini, soğurum sabiti, termal genleşme sabiti, özgül ısı ve ses hızı gibi ortamın fiziksel parametrelerini belirlerken, dalganın şekilsel özelliklerini ise lazer parametreleri ve sınır koşulları belirler [1]. Diğer taraftan, Akustik dalganın genliğindeki değişim ise emilen enerji yoğunluğu ile doğru orantılıdır. Darbeli lazer FA yöntemi, sadeliği, yüksek hassasiyeti ve kullanım kolaylığı özellikleriyle birçok uygulamada sıklıkla kullanılan bir teknoloji haline gelmiştir. En önemli uygulamalar aşağıda listelenmiştir.

- Çevresel kirleticilerin izlenmesinde: Tarım ortamında amonyak [2], kentsel alanlarda H_2O , CO_2 ve C_2H_4 [7], trafikte CO [3-4], atmosferik araştırmalarda H_2O [5] emisyonlarının izlenmesinde, N_2O 'nun ozonun yok olmasına katkısında [6],
- Tıbbi teşhiste: İnsan dokusunda, damarlarında çeşitli analit ve elementlerin algılanmasında, kanser ve hastalık teşhisleri ile optik biyopside [8], insan nefesinde yaşamsal süreçleri analiz etmek için NH_3 izlenmesinde [9],
- Foto akustik spektroskopi (FAS) ile farklı materyallerde iz tespitinde [10],

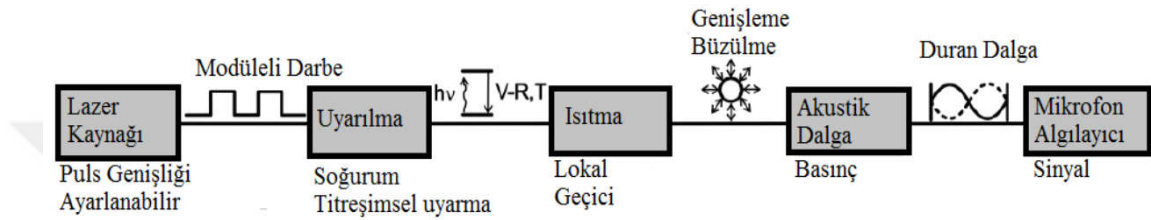
- Tahribatsız muayenede [11],
- Biyomedikal görüntülemelerde [12],
- Sualtı akustik algılamada [13],
- Endüstriyel proses kontrolünde: Yarı iletken endüstrisinde NH_3 [14], egzoz sisteminde NO [15] veya fiber optik imalat işlemlerinde hidrojenli bileşiklerin [16] takibinde,
- Yaşam bilimi alanında: Hamam böcekleri ve katı dışkı yiyen böceklerde CH_4 , H_2O ve CO_2 emisyonu [17] veya hayvan evindeki canlı organizmaların mikro ikliminin izlemesinde [18],
- Farklı meyvelerin olgunlaşma sürecini kontrol etmek için meyve endüstrisinin depolanması ve taşınmasında (etilenin izlenmesi) [19],
- SF_6 'nın kullanımı ile tehlikeli çalışma ortamındaki gaz sızıntılarının tespitinde [20],
- Sporcular tarafından kullanılan çeşitli doping ajanlarının saptanması gibi sektörlerde kullanılmaktadır [21].

Tüm bu uygulamalar, yüksek hassasiyet, yüksek seçicilik, kısa tepki süresi gerektirir ve darbeli lazer FA yöntem bu ihtiyaçları yerine getirmek için oldukça uygun bir yöntemdir. Bu yöneme ait algılama sistemi Şekil 1.1'de verilmiştir.

Darbeli lazer FA yöntemi, yakın kızıl ötesi ve orta kızılötesi iletim ve yansıtma spektroskopisi, polarimetri, frekans-alan yansıtma tekniği, uzamsal-çözümlemiş dağınık yansıma gibi diğer optik soğurma teknikleri ile karşılaştırıldıklarında algılama hassasiyetinde önemli bir avantaj sağlar. Darbeli lazer FA yöntemleri, algılama hassasiyetinden dolayı analit ve materyal karakterizasyonu gibi uygulamalarda yaygın olarak kullanılmaktadır. Madde içeriğinde herhangi bir değişiklik meydana geldiğinde, akustik basınç dalgası bu değişiklikten etkilenir. Bir akustik algılama sistemi, bu değişikliğin algılanarak, değişikliğe neden olan parametre ile ilişkilendirilmesi ile tasarlanabilir.

FA algılama ve spektroskopi, akustik bir dalganın üretimi ve algılanması olmak üzere iki zorlu işlemi içerir. Ortamın uyarılması için lazer kontrolünde darbe genişlik modülasyonu yöntemiyle oluşturulan kısa darbe genişlikli (ns veya alt ns) sinyaller uygulanmalıdır. Lazerin tekrarlama frekansını da ayarlamak gereklidir. Bu işlemler algılama sisteminde

karmaşık elektronik tasarım süreçlerini de beraberinde getirir. Üretilen sinyalin genliği oldukça zayıf olduğundan, sinyalin ortam gürültüsüne maruz kalması kaçınılmazdır. Bu haliyle sinyalin elde edilebilmesi için algılama ortamı ile algılayıcı parametrelerinin optimum derecede uyuşması gerekmektedir. Darbe süresi, demet genişliği, dalga boyu, akıcılık gibi lazer parametreleri ile genlik, rezonans frekansı, bant genişliği gibi akustik sinyal parametrelerinin bilinmesi bu tasarım zorluklarının sağlıklı bir şekilde aşılmasını sağlayacaktır.

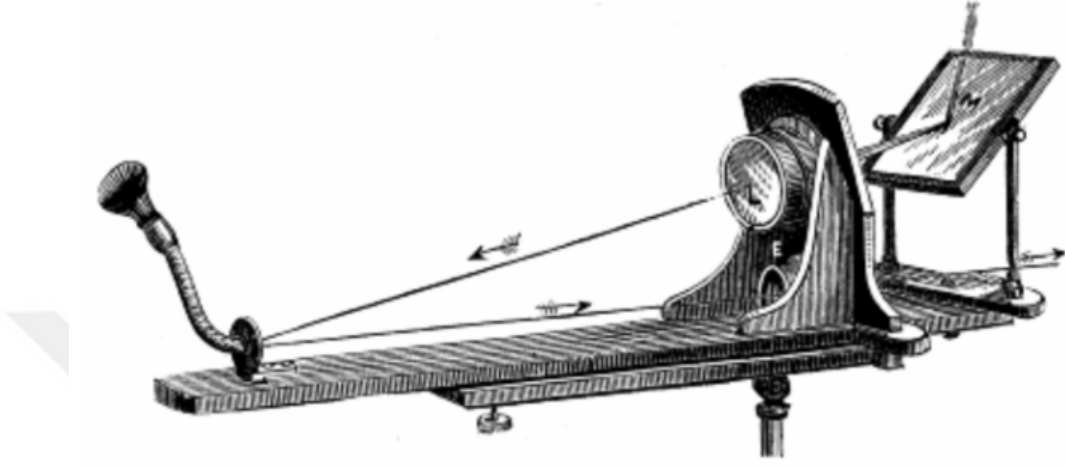


Şekil 1.1. Darbeli lazer FA algılama sistemi.

1.2. FA Algılama ve Spektroskopi Tarihi

Gaz olmayan maddelerde foto akustik etki, on dokuzuncu yüzyılda keşfedilmiştir. İlk kez 1880 yılında Alexander Graham Bell tarafından bildirilmiştir [22]. Bell' in FA etkiyi keşfine sebep olan durum, sesle aktive edilmiş bir ayna, selenyum hücresi ve bir elektriksel telefon alıcısından oluşan deney düzeneği ile yaptığı fotofonik çalışmalarıdır. Güneş ışınları, sesle aktive edilen bir ayna ile modüle edilerek, Şekil 1.2'de gösterildiği gibi selenyum hücresine odaklanmıştır. Bu deneyde selenyumun direnci, üzerine düşen ışığın yoğunluğu ile değişmiştir ve ses modülasyonlu güneş ışınları, elektriksel sinyale dönüştürülmüştür. Deney sonucunda bir telefon konuşması gerçekleşmiştir. Bell fotofon ile yaptığı bu deneylerde, elektriksel olmayan yöntemlerle duyulabilir sesin üretilebileceğini keşfetmiştir. Bell, 1881' de yayımlanan araştırmalarından birinde, bir ısıtma tüpünün takılı olduğu kapalı bir hücrenin içine yerleştirilen katı materyallerin, periyodik olarak kesintiye uğramış bir güneş ışığıyla aydınlatıldığında, duyulabilir bir sesin oluşabileceğini belirtmiştir. Katı maddelerle yapılan çok sayıda deneyden elde ettiği genel sonuç, en çok sesin gevşek gözenekli, süngerimsi yapıda bulunan maddelerden ve en koyu veya soğurucu renklere sahip olanlardan çıkmasıydı. En iyi FA etki oluşturan malzemelerin pamuk, yün iplik, genel lifli malzemeler, mantar, sünger, platin ve süngerimsi yapıda bulunan diğer metaller olduğunu belirtmiştir[23]. Kısacası, bir dizi

kesin deney ile Bell, katı materyallerdeki FA etkinin ışığın emilimine dayandığını ve akustik sinyal gücünün, gelen ışığın ne kadar etkili bir şekilde emildiğine bağlı olduğunu göstermiştir.



Şekil 1.2. Bell' in Fotofon cihazının görünüşü.

Bell ve asistanı ayrıca sıvı ve gazlarla deneyler yapmış ve bu deneylerde, akustik hücreler sıvı ile doldurulduğunda zayıf sinyaller, gazlarla doldurulduğunda ise daha güçlü sinyaller üretildiğini görmüşlerdir.

Bell'in keşfinden sonra, Wilhelm Roentgen [24] ve John Tyndall [25], FA etkinin birçok ışık soğuran gaz madde içinde de gözlemlenebildiğini keşfettiler. Sonuç olarak, 1880'lerde bilinen temel gaz yasalarının katkısıyla, gaz maddelerde uygulanan deneyler FA etkinin en iyi şekilde anlaşılmasını sağlamıştır.

Gazlı madde kesikli gelen ışığın tamamını veya bir kısmını soğuruyorsa, gazın doğru bir şekilde ve periyodik olarak ısıtıldığı varsayılmıştır. Bu işlem, hacmi ve hücre içindeki basıncı değiştirmiştir. Yani, hücre içinde basınç dalgalanması meydana getirmiştir. Basınç dalgalanmasının modülasyon frekansı ile ışığın modülasyon frekansı aynı olduğu belirtilmiştir. Basınç farkı, ısıtma tüpünün diyaframı tarafından kendi hava boşluğuna, oradan da kulağa iletilmiştir.

Ayrıca Lord Rayleigh [26], ince esnek bir zar veya disk şeklinde olan katı numunelerle deneyler yapmış ve diske güneş ışınları çarptığında FA sinyali tespit etmiştir. Bu sinyalin

birincil kaynağının, diskin mekanik titreşimi olduğu sonucuna varmıştır. Onun teorisi Bell tarafından da desteklenmiştir. Ancak herhangi bir katı maddenin fotothermal olarak indüklenen mekanik titreşimlerinin, gözlenen akustik sinyallerin tek nedeni olmadığını düşünmüşlerdir.

Alexander Graham Bell'in orijinal çalışmasının yarattığı ilk etkiden sonra, FA etki ile yapılan çalışmalara ilgi azalmıştır. Etki, herhangi bir bilimsel veya pratik değere sahip olmayan ilginç bir merak olarak görülmüştür. Araştırmacının kulağını bir sinyal detektörü olarak kullanmasının bir sonucu olarak, deneylerin gerçekleştirilmesi ve nicel sonuçlar elde edilmesi zordu. Bu nedenle, FA etki, mikrofonun icat edilmesine kadar yaklaşık 50 yıl boyunca unutulmuştur.

İlk modern nicel teori, 1973 yılında Parker [27] tarafından yapılmıştır. Gazlarla yaptığı FA deneylerde, hücre pencerelerinden yayılan küçük bir FA sinyali ölçmüştür. Bu sinyalin, hücresinin kuvars pencerelerindeki ışığın emiliminden kaynaklandığını ve sonuçlarını pencerelerden kapalı gaza doğru periyodik ısı akışını analiz ettiğini belirtmiştir.

Birkaç yıl sonra, Rosencwaig ve Gersho daha kullanışlı bir teori sunmuşlardır. RG teorisi olarak adlandırılan bu teori, FAS gaz sinyalin bir mikrofon ile ölçümünde, sinyalin hem madde-gaz ara yüzündeki akustik basınç dağılımının oluşumuna hem de bu dağılımın gazdan mikrofona taşınmasına bağlı olduğunu göstermiştir [28]. Yüzeydeki basınç dağılımının oluşturulması, madde-gaz ara yüzündeki periyodik sıcaklık değişimine bağlıdır. RG teorisi, bu sıcaklık değişimi için kesin ifadeleri belirlerken, gazdaki dağılımın sezgisel bir şekilde taşındığını ifade etmiştir.

Takip eden yıllarda, Bennett, Former [29], Aamodt vd. [30, 31], McDonald ve Wetsel [32], Navier-Stokes denklemini, akustik dağılımın gazlardaki yayılımı için doğru bir şekilde uygulayarak, teoriyi geliştirmişlerdir. Sonuç olarak, akustik algılayıcı hücrenin rezonans frekansına yakın ve düşük frekanslarda RG kuramında gözlemlenen sapmaları hesaba katmışlardır. McDonald ve Wetsel, termal olarak oluşturulan titreşimlerin katkısını ekleyerek, teoriyi biraz daha geliştirmiştir.

Geliştirilen teorinin FAS uygulamalarda ilk kullanımı ise Lahmann vd. [33] tarafından 1970'lerde yapılmıştır. FA yöntemi kullanarak argon-iyon lazeri ile ortamı uyararak 12

ppt' lik bir duyarlılık ile sıvı solüsyonda, ışımasız emicileri tespit etmişlerdir. Yine aynı yıllarda, darbeli lazer FA yöntemi ile ilgili olarak, lazer enerjisinin bir sıvıda emilmesi ile sesin oluşumu Askar'yan tarafından sunulmuştur [34]. Askar'yan yöntemi sıvılarda uygularken Rosencwaig [35] ise, FA spektroskopinin katı ve biyolojik materyaller üzerinde kullanımını çalışmalarında önererek literatürde RG (Rosencwaig-Gersho) teorisi olarak bilinen çalışmasını sunmuştur. Bu teoriyi, Jackson vd. FA biraz daha geliştirerek [36], lazer ışınının fototermal sapmasına dayanan, yalnızca katı materyallerde değil, sıvılarda, gazlarda ve ince filmlerde de algılamaya uygulanabilen bir spektroskopik teoriyi ortaya koymuşlardır. Oda vd. ise takip eden yıllarda [37], darbeli lazer FA yöntemini kullanarak 14 ppt hassasiyetle kadmiyumu saptayarak yöntemin algılama uygulamalarında kullanılmasında önemli katkılar sağlamıştır. Ayrıca, başka bir çalışmada ise aynı yöntem kullanılarak, farklı gıda boyası tipleri ile oluşturulan çözeltilerin konsantrasyonlarını da belirlemişlerdir [38]. Tam [39], 1986 yılına kadar FA algılamanın diğer ilginç uygulamalarını bir review çalışmasında toplayarak, üzerlerinde yaptığı değerlendirmeler ile hem devam eden çalışmalara hem de ileriki çalışmalara ışık tutmuştur. 1990' larda Davies vd. [40] tarafından yapılan çalışmalarla yöntemin katı malzemelerin tahribatsız muayene uygulamalarında, kullanılabileceği ortaya konmuş ve ilerleyen yıllarda yapılmış bu konuya ait birçok çalışmaya öncülük etmişlerdir. Ayrıca MacKenzie vd. [41-44] glukozu noninvasiv olarak saptamak için birçok çalışma yaparak yöntemi biyo-algılama çalışmalarında başarı ile uygulamışlardır. Bu çalışmalardan sonra doku ve damarlarda invaziv ve noninvaziv analit algılama uygulamaları bir çığ gibi artmıştır. 2000'li yıllarda ise, yöntem aynı zamanda gaz analiz uygulamaları için de sıklıkla kullanılmıştır [45-48]. 2000'li yıllardan bugüne kadar olan değişik FAS uygulamalarında kısaca aşağıda değinilmiştir.

El-Akkad vd. [49], foto akustik spektroskopi kullanarak temel absorpsiyon bölgesindeki Hg-ZnTe alaşımlarının optik absorpsiyon katsayısını belirlemişlerdir. Farklı bir uygulama olarak, Choi vd. [50] CO₂ lazer ile çalışan bir FA sistemi kullanarak, bir Doppler hız ölçer geliştirmişlerdir. Bu sistemle, 50 kHz kadar küçük bir Doppler frekans kayması saptamışlardır ve hız ile vardiya arasında, doğrusal bir ilişki bulmuşlardır. Takip eden yıllarda McCurdy vd. [51], 2007 yılına kadar bir inceleme çalışmasında nefes analizi uygulamalarını göstermişlerdir. Yin vd. [52], $1,556 \times 10^{-8} \text{ Wcm}^{-1}/\text{Hz}^{(1/2)}$ hassasiyete sahip yakın kızılötesi (YKÖ) lazer diyot kullanarak FA spektroskopisi ile CO₂ miktarını

saptamışlardır. Wang vd. [53], bir yazılım tabanlı dalga boyu stabilizasyon şeması kullanarak, 1.6 Atm'de metanı (CH_4) hassas bir şekilde tespit etmek için kullanımı kolay ve taşınabilir bir FA gaz sensörü geliştirmişlerdir. Elia vd. [54], 10^9 parçada 500 parça tespit duyarlılığı ile nitrik oksit ölçümü için bir FA gaz sensörü geliştirmişlerdir. Başka bir çalışmada ise Hanyecz vd. [55], doğal gaz işlenmesinde kullanılan gaz ve sıvı örneklerinde on-line benzen ve toluen konsantrasyonu ölçümü için FAS kullanarak bir dedektör geliştirmişlerdir. Balderas-López vd. [56] ise şeffaf ortamlar arasına sabitlenmiş malzemelerin termo-optik özelliklerini belirlemek için kullanılan bir FA tekniği ortaya koymuşlardır.

FA etkinin yarattığı akustik basınç dalgası, görüntüleme uygulamalarında yaygın olarak kullanılmaktadır. FA dalga denkleminin frekans alanı analizi, görüntüleme uygulamaları ile ilgili son çalışmalarda [57-58] kullanılmasına rağmen, FA dalga denkleminin zaman alanı analizi, hâlâ en çok kullanılan yöntemdir [59,60]. Bu nedenle, frekans alanı analizi, görüntüleme çalışmalarının çoğunun kapsamı dışındadır. FA etkinin kullanıldığı uygulamaların görüntülemeyle sınırlı olmamasından dolayı, günümüzde frekans analizi, lazerle uyarılan ortamda üretilen akustik dalganın frekansına duyarlı olan akustik sensör tasarımında önem kazanmaktadır. Akustik dalga büyüklüğü, lazer darbeleriyle uyarılan ortamda inanılmaz derecede düşük (μPa) olduğu için, hem sensörün hem de ortam içinde oluşan akustik dalganın rezonans frekansları birbirine yakın olmalıdır. Bu sensörler dar bant yüksek hassasiyetli akustik sensörler olarak bilinmektedir [61,62]. Bu, sensörün akustik basınç hassasiyetini ve frekans seçiciliğini yüksek oranda artırır. Ayrıca, akustik sensörün frekans seçiciliği yüksekse, karmaşık ve dinamik ortamlarda meydana gelebilecek, farklı frekans yanıtları arasında saptanacak malzemenin frekans cevabı kolayca belirlenebilir [63]. Literatürde akustik sensör frekans seçiciliğini araştıran farklı çalışmalar vardır. Örneğin frekans seçiciliği, insan işitsel uygulamalarının önemli bir parçasıdır [64]. Yufei Ma vd. [65], 30.72 kHz'lik rezonans frekansı olan bir kuvars ayar çatalı (KAÇ) kullanarak, hassas kuvarsla güçlendirilmiş FAS'ye dayanan bir hidrojen klorid sensörü sunmuşlardır. Çalışmalarında elde edilen sinyalin, dar bant KAÇ ile frekans seçiciliğini arttırarak, ortamın akustik gürültüsüne karşı bağışıklıklarını arttırmışlardır. Bu çalışmalarda akustik frekans seçiciliğinin önemi vurgulanmıştır. Buradan hareketle, akustik sensör tasarımındaki frekans analizi kritik hale gelir.

Frekans alanı analizi, dalga denkleminin frekans çözümüyle gerçekleştirilir. Bu dalga denklemini çözmek için literatürde farklı yaklaşımlar vardır. Sigrist vd. [66], farklı lazer darbe sürelerinin ve lazer ışın demetlerinin akustik dalga denkleminin çözümü üzerindeki etkisini araştırmışlardır. Lai vd. [67], tek yoğunluklu bir temporal dağılımda, optik yoğunluğun zamansal ve konumsal dağılımlarının konvolüsyon integralini özetlemiştir. Hoelen vd. [68], Gaussian zamansaluzaysal kaynak üretimi için emilim dağılımlarının farklı geometrilerini kullanarak, Sigrist'in modelini geliştirmişlerdir. Calasso vd. [69] ısı fonksiyonu olarak Dirac delta fonksiyonunu kullanmış ve uzak alan akustik basıncında d'Alembert çözümü için lineer olmayan dalga denklemini belirlemişlerdir. Wang vd. [70,71], Green fonksiyonu yaklaşımı kullanılarak genel FA dalga denklemini çözmüş ve Dirac delta fonksiyonunu kaynak olarak kullanmışlardır. Yaklaşık çözümlere ek olarak Erkol vd. [72,73], herhangi bir yaklaşım kullanmadan, 2013 yılında Gaussian dikdörtgen ve konumsal kaynak formu çözümlerini analitik olarak elde etmişlerdir. Yine aynı ekip 2014 yılında ise kaynak fonksiyonunu ortaya koymuşlardır.

Bu çözümlerin en gerçekçi çözüm olduğu değerlendirilmiş ve detaylı bir şekilde ikinci bölümde teorik, üçüncü bölümde nümerik olarak analizleri yapılmıştır. Ayrıca bu tez çalışmasında Erkol vd'nin kaynak fonksiyonunu zamansal ve konumsal Gaussian olarak kullanarak oluşturduğu FA dalga denkleminin frekans bölgesi çözümü geliştirilerek bir teorik yaklaşım modeli ortaya konmuştur. Bu model sayesinde ortamda oluşan FA sinyalin rezonans frekansının belirlenip, merkez frekansı bu değer olan FA algılayıcı tarımlarının gerçekleştirilmesi sağlanabilecektir.

2. BÖLÜM

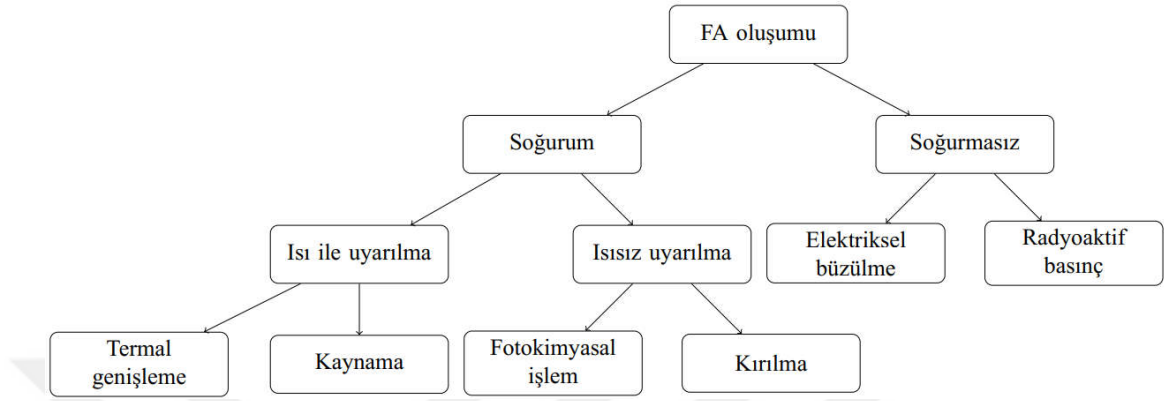
FOTOAKUSTİK TEORİ

Bu bölümde FA etkiyi oluşturan mekanizmaların açıklanması ile başlanacaktır. Ardından termoelastik genleşme mekanizmasının oluşumunda kullanılan ışık kaynağı uyarma modlarına ve bu etkinin sıvılardaki tanımına değnilecektir. Devamında ise FA sinyalin oluşumunda gerçekleşen fiziksel olayların teorisi ve oluşan sinyalin fiziksel karşılığı olan FA dalga denkleminin literatürdeki farklı yaklaşımlarla yapılan çözümleri detaylı bir şekilde analiz edilecektir. Bölümün sonunda ise teorik analizi gerçekleştirilen çözümler yardımıyla ortaya konan ve bu tez çalışmasının temelini oluşturan teorik yaklaşım modeli sunulacaktır.

2.1. Modülasyonlu Uyarım ile Akustik Ses Üretme Mekanizmaları

Yirminci yüzyılın ilk yarısında yapılan nadir incelemelerin dışında, 1961 yılında Maiman tarafından ilk çalışan lazerin yapılmasına kadar FA etki çok fazla faaliyet konusu olmamıştır. Bu optik kaynağın akustik dalga oluşturmadaki uygunluğu araştırmacıları heyecanlandırmış ve çalışmaları hızlandırmıştır. Yaklaşık 1 μm darbe süreli lazer ışınının suyun içinden geçmesi ve etkisi, Askar'yan vd. tarafından bildirilmiştir [34]. Lokal ısınma, kaynama ve bunun sonucunda oluşan buharlaşmanın neden olduğu kabarcık oluşumu gözlenmiştir. Bu durum, suyun içerisinde oluşan moleküllerin, lazerin dalgaboyunda optik soğurumlarının yani enerjilerinin artarak patlamasının bir sonucudur. Bu davranış bir ışık ışını ile bir örnek uyarıldığında ısı enerjisinin akustik enerjiye dönüşümünün oluşabileceğini ifade etmiştir. FA etkinin, elektro-genişleme, termal genleşme, ablasyon, plazma oluşumu ve kavitasyon gibi absorpsiyon süreçleri veya radyatif basınç ve Brillouin saçılması gibi emilim dışı prosesler dahil olmak üzere çeşitli mekanizmalar ile oluşumu mümkündür [39,40,82,93-95].

Şekil 2.1’de FA etki üreten mekanizmalar sınıflandırılmıştır. Bu mekanizmalara ait bilgilere kısaca aşağıda değinilmiştir.



Şekil 2.1. FA etki üreten mekanizmaların sınıflandırılması

2.1.1. Termoelastik Genişleme Mekanizması

Bu işlemde, absorbe edilen lazer enerjisi ile sınırlı hacmin geçici olarak ısıtılmasına dayanmaktadır. Özellikle sıvılardaki analitik çalışmalarla ilgili olarak modülasyonlu optik uyartımla akustik bir sinyal üretimi için baskın mekanizma, termoelastik genişlemedir. Bir emici ortam modüle edilmiş (darbe ile ya da mekanik chopper ile) bir ışık dalgası ile uyarıldığında, gelen ışığın bir bölümü anlık olarak örneğin molekülleri tarafından depo edilir. Depolanan bu enerji, aydınlatma türüne ve örneğe bağlı olarak, birkaç farklı şekilde ve farklı sürelerden sonra serbest bırakılabilir. Bu yayılım flüoresans ve fosforesans gibi iki yol ile gerçekleşir. Ancak gevşeme radyasyon içermiyorsa, emilen enerji genellikle ısı olarak kendini gösterir. Bu ısıtma, uyarılan hacmin etrafında genişlemeye sebep olur ve genişlemesi ile birlikte uyarılan bölgeden dışa doğru bir basınç dalgası oluşturur. Oluşan basınç uygun algılayıcılarla ortaya çıkarılabilir. Termoelastik üretim, sıvı içinde lazer enerjisinin emilimini takiben gerçekleşir. Bununla birlikte, termal genişlemenin oluşturduğu kaynak geometrisi, ışık dalga boyuna (λ) ve optik soğurum katsayısına (α) bağlıdır [97].

2.1.2. Buharlaşma ve Kaynama

Bir ortamın soğurduğu lazer enerji yoğunluğu, ortamın optik ve termik özellikleri tarafından belirlenen bir eşiği aştığında ortamda ısı üretir. Üretilen bu ısı, ortamda sıcaklık yükselmesine neden olur. Sonuçta ortama yeteri kadar ısı girerse, buharlaşmaya ve iç kaynamaya sebep olacaktır. Su için, eşik değer 2.24 kJ/cm³'tür [99]. Bu işlem, moleküller, partiküller ve sıvı numune arasında bir momentum değişimini içerir.

Sonuç olarak, kilobar aralığında basınç genlikleri ile çok dalgaları üretilir [100]. Bu çok dalgaları zorlu biyolojik dokularda, lazer kaynaklı litotripside olduğu gibi hasta dokuları yok etmek için kullanılabilir. Bu durumda, dönüşüm verimliliği %1'e ulaşabilir. Bu termal genleşmeye karşılık gelen rakamdan çok daha yüksektir [95]. Tek darbeli şekle sahip akustik basıncın tepe değerı, lazer gücü ile orantılıdır [66]. Zayıf emici ortamda, bu analiz noktasına kadar gözlemlenebilir buharlaşmayı ve kaynamayı elde etmek imkânsızdır.

2.1.3. Dielektrik Çöküm

Dielektrik çöküm, çok yüksek optik yoğunluğa sahip bir optik ışın ile ortam uyarıldığında oluşur. Ortam optik yoğunluğu, 10¹⁰ W/cm²'nin üzerinde bir kaynak ile uyarıldığında, dielektrik bozulmaya bağlı plazma üretimi sebebiyle başlangıçta ortamda süpersonik hızda yayılan bir çok dalgası üretimi gerçekteşir [95]. Sıvılarda bu olayın etkisinin, hem deneysel hemde teorik olarak araştırıldığı çalışmalar yapılmıştır [93,98,101]. Dielektrik çöküm, ortamda güçlü bir ses dalgası (su içinde >50 Mpa) oluşturabilir [93]. Bu mekanizma ile ses dalgasının dönüşüm verimliliği sıvılarda %30'a kadar ulaşabileceği gibi optik enerjiyi akustik enerjiye dönüştürmek için en etkili süreçtir [95].

Dielektrik çöküm, sıradan soğurumdan kaynaklanan akustik üretimin gerçekteşmediği saydam ortamlarda bile gerçekteştirilebilir. Eğer bir ortamda, bazı ayırık kirlilik (saflığı bozan) merkezleri varsa, dielektrik çöküm eşiği azalmış olabilir. Örneğin, 10⁸ W/cm² enerji yoğunluğuna sahip olan bir CO₂ lazer dielektrik çöküme sebep olabilir ve karbon disülfür (CS₂) sıvısı içinde, küresel bir çok dalga dizisi üretebileceği belirtilmiştir [66].

2.1.4. Fotokimyasal İşlem

Fotokimyasal etkilerine göre bazı mekanizmalar, akustik dalga üretme yeteneğine sahiptirler [39]. Bununla birlikte, bir gaz oluşumu ya da tüketiminin, termal genleşme mekanizmasından daha yüksek genlikli bir FA sinyal üretebileceği söylenebilir. Ayrıca, bu fotokimyasal zincirleme reaksiyonun son derece büyük ve uzun süreli FA emisyonu neden olabileceği unutulmamalıdır.

2.1.5. Elektriksel Büzülme

Numunedeki moleküllerin elektrik polarizasyonundan dolayı pozitif veya negatif kutuplanmaya bağlı olarak daha yüksek ışık yoğunluğuna sahip bölgelere girmelerine veya çıkmasına neden olur. Malzeme içine giren ışınlar yüksek hızla modüle edilmiş ise yoğunluk değişiminde bir farklılık ve sonucunda da bir akustik dalga oluşturacaktır. Akustik dalgalar üretmek için bir mekanizma olarak elektriksel büzülme, oldukça sınırlı bir role sahiptir. Yüksek bir elektrik alanı ($> 10^7 V/cm$) maruz bırakılmış, saydam ya da çok zayıf soğurucu ortam ile sınırlıdır. Genlik oranı, ortamın optik soğurma katsayısı α 'nın $1 cm^{-1}$ olduğu ve optik darbe süresinin $1 \mu s$ olduğu su içinde bir silindirik kaynak için yaklaşık $10^{-5}/\alpha$ 'ya eşittir [39]. Bu nedenle, elektriksel büzülme birçok biyomedikal uygulama için gözardı edilebilir. Işıma ile oluşan basınç, bir ortamın yüzeyine yayıldığında, maksimum ışıma basıncı, $2I/c$ 'ye eşittir. Burada, I yoğunluk, c ortam içindeki ışığın hızıdır. Yüksek hızla modüle edilmiş bir ışık, modüle edilmiş basınç değişikliği üretir ve akustik bir dalga yayar. Bununla birlikte, bu şekilde üretilen bir akustik dalga diğer FA mekanizmaları tarafından üretilenlerden önemli ölçüde daha küçüktür.

2.2. Uyarma Modları

Foto akustik dalga üretimi, ortamı uyarmak için kullanılan kaynağın sürekli dalga (SD) veya darbeleri olarak sürülmesiyle oluşan iki moda göre sınıflandırılabilir. SD durumunda, ışığın görev döngüsü %50'ye yakındır. Sinyal analizi sıklıkla frekans alanında gerçekleştirilir. Büyük görev döngüsü, sınır koşullarının FA hücrenin cevabını belirlemede önemli bir rol oynamaktadır. Bazen foto akustik yanıtı maksimize etmek için hücrenin akustik rezonanslarını kullanmak mümkündür. SD uyarımı kullanıldığında termal difüzyon etkileri daha belirgin hale gelebilir.

Darbeleri mod (DM) uyarımında optik kaynak, yüksek pik gücü ve düşük görev döngüsü ile kullanılır. Optik enerji nispeten kısa bir süre örnekte depolandığından, termal difüzyon etkileri büyük ölçüde göz ardı edilebilmektedir. DM’ da pik basıncı genellikle SD uyarımı kullanılarak üretilenlerden daha büyüktür. Dolayısıyla uyarma darbesi sırasında akustik yayılım mesafesi tipik olarak örnek hücre boyutundan daha küçüktür.

2.3. Sıvılarda Fotoakustik Etkinin Tanımı

Bir malzeme modüleli veya darbeleri ışıkla aydınlatıldığında oluşan FA etki üç kısma ayrılabilir [74].

- a) Optik ışık emiliminin gevşemesine bağlı olarak moleküler çarpışmaların sebep olduğu numune materyalinde oluşan ısı salınımı.
- b) Geçici lokal bir bölgede sınırlandırılmış ısınma ve genleşme nedeniyle akustik ve termal dalga üretimi.
- c) Bir mikrofona kullanarak FA sinyalin algılanması.

İlk adımda, fotonlar malzeme tarafından emilir ve iç enerji seviyeleri (dönme, titreşim, elektronik) yükselir. İç enerji seviyesi, radyasyon süreçleri (kendiliğinden veya uyarılmış emisyon) veya deaktivasyon yoluyla enerji kaybından sonra başlangıç durumuna geri döner. Titreşimsel uyarma durumunda, radyasyon emisyonları ve kimyasal tepkimeler önemli bir rol oynamaz, çünkü titreşim seviyelerinin radyatif ömürleri, FA yöntemde yaygın olarak kullanılan molekül çarpışmalarının devre dışı bırakılması için gereken süreye kıyasla daha uzun olmaktadır. Ayrıca, foton enerjisi kimyasal reaksiyonları indüklemek için çok küçüktür [75,76]. Böylece, uygulamada emilen enerji tamamen ısı enerjisi formunda kalır.

İkinci aşamada, ses ve termal dalga üretimi teorik olarak akışkanlar dinamiği ve termodinamik yasaları ile tanımlanır. Fiziksel yasalar, sırasıyla ısı difüzyonu, Navier-Stokes ve süreklilik denklemleri biçiminde verilen enerji, momentum ve kütle koruma yasalarıdır.

Son adım, bir mikrofona kullanarak oluşturulan akustik dalganın algılanmasını içerir. Sistemi tanımlayan denklemlerin çözümleri, FA detektörün tipine ve geometrisine büyük ölçüde bağlıdır.

2.4. Fotoakustik Sinyal Üretimi

FA sinyal üretimi genellikle iki adımda açıklanmaktadır. Birincisi örnekteki ısı üretimi ve ikincisi ise akustik dalganın oluşumu ile ilgilidir. Birinci adım, numunenin enerji emilim süreçleri ile ilgilenir ve daha sonra enerji titreşim modundan serbest dönüşümsel enerji moduna geçer. Sonuçtaki net enerji transferi, bir ısı üretim oranı H ile ifade edilir. Bu fonksiyon FA dalgayı oluşturacak kaynak terimini ifade etmektedir. FA teorisinin ikinci adımı ise, ısı fonksiyonu yardımıyla lokal olarak depolanan ısı enerjisinin bir mekanik enerjiye dönüşerek ortamda yayılan akustik dalga üretmesidir. Aşağıda ilk olarak ısı üretiminin teorik olarak analizine ardından ise akustik dalganın oluşum teorisi sırasıyla işlenecektir.

2.4.1. Termal Dengede Isı Üretimi

Bir modüleli lazer ışını tarafından uyarılan, örnekte ısı üretimi, molekül popülasyon seviyelerinin kullanımıyla açıklanabilir [77]. Bir N molekül yoğunluğu içeren emici ortamın, titreşimsel temel hal yoğunluğu $N-N'$ ve uyarılmış hal yoğunluğu N' olan iki seviyeli bir sistemle modellenbildiği basit durum için N' , aşağıdaki denklem ile hesaplanır:

$$\frac{dN'}{dt} = (N - N')\sigma\phi - N'\sigma\phi - \frac{N'}{\tau} \quad (2.1)$$

Burada σ , soğurma kesiti ve ϕ , foton akısıdır. τ^{-1} ise radyoaktif ve radyoaktif olmayan gevşeme zaman sabitlerinin toplamını ifade etmektedir.

$$\tau^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_r^{-1} \quad (2.2)$$

Eşitlik (2.1)'in sağ tarafındaki ilk terim, fotonların $\tilde{\nu}$ frekansında soğurumunu temsil eder. İkinci terim, foton uyarılmış emisyonunu temsil ederken, üçüncü terim ise fotonların kendiliğinden emisyonunu ve radyoaktif olmayan gevşemeyi temsil eder. Tipik

atmosferik koşullar altında $\tau_n, 10^{-6} - 10^{-9}$ s aralığında ve $\tau_r, 10^{-1} - 10^{-3}$ s aralığındadır [78]. Sonuç olarak, kendiliğinden emisyon titreşim enerji seviyeleri, çarpışmaların durması için gereken süreye kıyasla daha uzundur. Bu durumda τ, τ_n 'e yaklaştırılabilir. Böylece, numunedeki soğurulan enerjinin tamamı, genellikle ısı olarak salınmaktadır. Zayıf soğurumlu ortamlar için uyarma hızı σ çok küçüktür. Böylece uyarılmış hal yoğunluğu, moleküllerin toplam yoğunluğundan ($N' \ll N$) oldukça küçük kalacağından uyarılmış emisyon terimi ihmal edilebilir ve Eşitlik (2.1) aşağıdaki hale indirgenebilir:

$$\frac{dN'}{dt} = N\sigma\phi - \frac{N'}{\tau} \quad (2.3)$$

Karmaşık modüleli gelen bir ışık radyasyonu için foton akısı aşağıdaki denklemle ifade edilebilir.

$$\phi = \phi_0(1 + e^{i\omega t}) \quad (2.4)$$

Burada $\omega = 2\pi f$ açısal modülasyon frekansıdır. Bu durumda Eşitlik (2.3),

$$\frac{dN'}{dt} = N\sigma\phi_0(1 + e^{i\omega t}) - \frac{N'}{\tau} \quad (2.5)$$

şeklinde düzenlenir. Eşitlik (2.5)' de, ω açısal frekans terimi FA sinyalin zaman bağımlı terimine katkıda bulunur. Eşitlik (2.5)' in çözümü için $N' = N_0' e^{i\omega t}$ tipinde bir çözüm kabul edilerek aşağıdaki eşitlik elde edilir [96].

$$N_0' = \frac{N\sigma\phi_0\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} e^{-i\varphi} \quad (2.6)$$

Burada $\varphi = \arctan(\omega\tau)$, foton akısı ϕ ile uyarılmış haldeki molekül yoğunluğu N' arasındaki faz gecikmesini ifade eder. Eşitlik (2.5)' in sonuç çözümü Eşitlik (2.7)' de verilmiştir.

$$N_0' = \frac{N\sigma\phi_0\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} e^{i(\omega t - \varphi)} \quad (2.7)$$

Birim zaman ve birim hacimdeki ısı üretim oranı H , aşağıdaki formülden de anlaşılacağı gibi N' ile ilişkilidir [96].

$$H = N' \frac{hc\Delta\tilde{\nu}}{\tau_n} \quad (2.8)$$

Burada $hc\Delta\tilde{\nu}$, uyarılmış haldeki radyasyonsuz yayılımının bozulması sebebiyle oluşan ortalama termal enerjiyi, h plank sabitini, c ışık hızını ifade eder. Eğer uyarılmış halden temel hale geçiş gerçekleşirse bu durumda $\Delta\tilde{\nu} = \Delta\tilde{\nu}_{laser}$ olarak kabul edilir. Bu durum ve $\tau_n = \tau$, Eşitlik (2.7)' de göz önüne alındığında ısı üretim oranı aşağıdaki denklemle ifade edilir [96].

$$H = N' \frac{hc\Delta\tilde{\nu}_{laser}}{\tau} = H_0 e^{i(\omega t - \phi)} \quad (2.9)$$

Burada,

$$H_0 = \frac{N\sigma\phi I_0}{\sqrt{1 + (\omega t)^2}} \quad (2.10)$$

$$I_0 = \phi_0 hc\Delta\tilde{\nu}_{laser} \quad (2.11)$$

olacaktır. I_0 , gelen ışık şiddetidir.

H , yukarıda bahsedilen özel durum dışındaki düşük modülasyon frekanslarında ($\omega \ll 10^6$, $\omega t \ll 1$),

$$H = H_0 e^{i\omega t} \quad (2.12)$$

$$H_0 = N\sigma I_0 = \alpha I_0 \quad (2.13)$$

şeklinde sadeleşebilir. Burada α , örneğin soğurum sabitidir.

Eşitlik 2.13'den anlaşıldığı üzere uyarımdan sonra ortamda depo edilen ısı enerjisi emici ortamın molekül sayısı ile doğru orantılı olduğunu yani soğurucu madde miktarı arttıkça depo edilen enerjinin artacağını ifade etmektedir. Eşitlik 2.13 aynı zamanda FA dalga denklemi çözümlerinde kullanılan, lazer darbeleri ile uyruılan ortamda oluşacak FA sinyal kaynağını ifade etmektedir.

2.4.2. Akustik Dalga Oluşumu

Önceki bölümde belirtildiği gibi, ses ve termal dalgalar akışkanlar mekaniği ve termodinamik gibi klasik fizik disiplinleri tarafından ifade edilirler. Sistemi belirleyen yasalar Navier-Stokes eşitlikleri, termal yayılım, süreklilik ve durum denklemleridir. FA ve fototermal süreci etkileyen parametreler ise sıcaklık (T), basınç (P), ortam yoğunluğu (ρ), parçacık hız vektörüdür ($\mathbf{v}$). Foto akustik dalga denklemi iki denklem kullanılarak türetilir. Bunlar sırasıyla Eşitlik (2.14) ve Eşitlik (2.15) verilen, doğrusal viskoz olmayan akışkanların kuvvet (Navier-Stokes denklemi) ve termal genişleme denklemleridir [70].

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \xi(\mathbf{r}, t) = -\nabla \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}, t) \quad (2.14)$$

Burada ξ , ortam yer değiştirme vektörüdür.

$$\nabla \cdot \xi(\mathbf{r}, t) = -\kappa p(\mathbf{r}, t) + \beta T(\mathbf{r}, t) \quad (2.15)$$

$p(\mathbf{r}, t)$ = Termoelastik dalga tarafından oluşturulan basınç dağılımı ($\mathbf{r}$ konum ve t zamanda),

$T(\mathbf{r}, t)$ = Ortam sıcaklık dağılımı ($\mathbf{r}$ konum ve t zamanda),

ρ = Ortamın kütle yoğunluğu,

κ = İzotermal sıkıştırılabilirlik,

β = Ortamın Termal genişleme sabiti,

Eşitlik (2.14)'ün sol tarafı kütle yoğunluğu değişim hızını temsil ederken, sağ tarafı ise birim hacim için uygulanan kuvveti temsil etmektedir. Böylece, Eşitlik (2.14) Newton'un ikinci yasasının bir uygulamasını oluşturmaktadır. Eşitlik (2.15)'ün sol kısmı hacim genişlemesini temsil ederken, sağ kısmı hacim genişlemesi ile ilgili iki faktörü temsil etmektedir.

Eşitlik (2.14)'ün her iki tarafının diverjansı alınır Eşitlik (2.16) elde edilir.

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\nabla \cdot \xi(\mathbf{r}, t)] = -\nabla^2 \cdot p(\mathbf{r}, t) \quad (2.16)$$

Eşitlik (2.15), Eşitlik (2.16)'da yerine yazılırsa Eşitlik (2.17) elde edilecektir.

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} [-\kappa p(\mathbf{r}, t) + \beta T(\mathbf{r}, t)] = -\nabla^2 \cdot p(\mathbf{r}, t) \quad (2.17)$$

$$v_s = \sqrt{\kappa \rho} \quad (2.18)$$

Eşitlik (2.18)'den yararlanarak Eşitlik (2.17) düzenlenerek Eşitlik (2.19) elde edilir.

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p(\mathbf{r}, t) = -\rho \beta \frac{\partial^2}{\partial t^2} T(\mathbf{r}, t) \quad (2.19)$$

$$\rho = \frac{1}{\kappa v_s^2} \quad (2.20)$$

Eşitlik (2.20)'den yararlanarak Eşitlik (2.19) düzenlenerek FA dalga denkleminin son hali Eşitlik (2.21) elde edilir.

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p(\mathbf{r}, t) = -\frac{\beta}{\kappa v_s^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} T(\mathbf{r}, t) \quad (2.21)$$

Eşitlik (2.21)'in sol tarafı, v_s ses hızı ile ortamda yayılan FA dalgayı ifade ederken, sağ tarafı ise r pozisyonunda ve t zamanda oluşan FA dalga basıncını ifade eder.

Termal ve stres sınırlama koşullarını karşılayan kısa bir lazer darbesi için, ısı difüzyonu ihmal edilebilir, böylece Eşitlik (2.22)'deki termal denklem oluşur.

$$\rho C_v \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = H(\mathbf{r}, t) \quad (2.22)$$

$$\kappa = \frac{C_p}{\rho C_v v_s^2} \quad (2.23)$$

Eşitlik (2.22) ve Eşitlik (2.23), Eşitlik (2.21)'de yerine yazılırsa Eşitlik (2.24) elde edilir.

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p(\mathbf{r}, t) = -\frac{\beta}{C_p} \frac{\partial H(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.24)$$

Burada $H(\mathbf{r}, t)$ ısı fonksiyonu, birim hacim ve birim zaman başına ışık soğurumu ile üretilen ısı miktarını ifade eder, C_p ve C_v ise sırasıyla sabit basınç ve hacimdeki özgül ısı kapasitesidir [70,79].

Son haliyle Eşitlik 2.24, optik bir ışık kaynağı ile uyarılan ortamda oluşan akustik dalga denklemini ifade etmektedir. Bu denklemin çözümü yardımıyla lazer ve akustik sinyal parametrelerinin ortamda oluşan sinyale etkisi araştırılarak, akustik sensör tasarımlarında elde edilen verilerin kullanılması sağlanabilmektedir. Dolayısıyla FA dalga denkleminin çözümü oldukça önemli hale gelmektedir. Bu amaçla ilerleyen kısımlarda FA dalga denkleminin literatürdeki çözümleri teorik olarak analiz edilecektir.

2.5. FA Dalga Denkleminin Çözümü

FA dalga denkleminin çözümlerinin araştırılmasında yapılan literatür çalışmasında belirlenen üç çözüm üzerinde odaklanılmıştır. Bu çözümler, ortamda akustik dalgayı oluşturan kaynak teriminin farklı fonksiyonlar kabul edilmesiyle oluşturulmuşlardır. Değerlendirilecek ilk çözüm olan Dirac delta darbe uyarımlı FA dalga denkleminin çözümünde kaynak teriminin zamansal kısmı dirac delta fonksiyonu olarak kabul edilmiştir. FA dalga denkleminin çözümünde literatürde en çok karşılaşılan çözüm yöntemi olması ve çözüm temelini oluşturan yöntem olması sebebiyle, bu çözüm teorik analizde birinci çözüm olarak belirlenmiştir. Teorik analizde değerlendirilecek ikinci çözüm ise FA dalga denklemi kaynak teriminin zamansal kısmının Gaussian fonksiyonu alınarak, Erkol vd. tarafından [72] frekans bölgesinde yapılan denklem çözümü olarak

belirlenmiştir. Bu çözüm ise Erkol vd. yaptıkları frekans çözümünden, FA dalga denkleminin zaman bölgesi çözümünü elde etmişlerdir. Üçüncü çözüm ise yine Erkol vd. tarafından kaynak fonksiyonunun hem zamansal hemde uzaysal kısımlarının Gaussian fonksiyonu kabul ederek yaptıkları çözümdür. Bu çözüm ise üçüncü çözüme geçiş olarak önemli literatürde bulunan farklı kabullerle yapılan bir çok çözümden daha gerçekçi bir çözümü içermesi nedeniyle tercih edilmiştir. Ayrıca bu çözüm, tez çalışmasının temelini oluşturmuş ve geliştirilmesi yapılarak teorik yaklaşım modeli sunulmuştur. Çözümlerin yapılmasından önce FA dalga oluşum mekanizma sınırlamalarının kısa bir açıklaması yapılmıştır.

2.5.1. Termal ve Stres Sınırlaması

Lazer darbesinin süresi, ısı yayılım süresinden daha az olmalıdır, böylece ısı yayılımı ihmal edilebilir ve ışık ile ortam arasındaki tek etkileşim mekanizması soğurum olarak düşünülebilir. Emilen ışık, basınç dalgasını oluşturan örnekte termal genişlemeye yol açar. Basınç dalgası, örnek elektromanyetik radyasyona maruz kaldığında elektrostrüksiyonla da üretilebilir, ancak örnek içindeki baskın mekanizma termal etki ile ses oluşumudur [39]. Ayrıca bir sürekli dalga lazeri ile uyarılan ortamda da FA dalgalar oluşturabilir. Bununla birlikte, indüklenen FA dalgasının tepe genliği, küçük stres sınırlama katsayısı nedeniyle daha düşük olacaktır [80]. Ultrasonik algılama, bir dönüştürücü veya bir dedektör dizisi tarafından yapılabilir ve bu sinyaller daha sonra dijital sinyal işleme yöntemleri kullanılarak analiz edilir. Optik soğurum karakteristikleri ile farklılaştırılan örnek yapılarının mekânsal bilgileri elde edilir [79,81]. FA dalgalar oluşturmak için termal kısıtlama ve stres sınırlama şartları yerine getirilmelidir [82].

Termal sınırlama, lazer darbe süresi termal gevşeme süresinden çok daha kısa olduğunda ortaya çıkar [70]. Enerji birikimi, ısı yayılmasından daha hızlı gerçekleşir, böylece ısı yayılımı ihmal edilebilir [83]. Isı yayılma zamanı τ_{th} (s), Eşitlik (2.25)'de verilmiştir.

$$\tau_{th} = \frac{d_c}{4\alpha_{th}} \quad (s) \quad (2.25)$$

Burada d_c , ışık dalma derinliğini ve α_{th} (mm²/s), ortamın termal iletkenlik sabitini ifade eder.

Stres sınırlaması, lazer darbe süresi stres gevşeme süresinden çok daha kısa olduğunda ortaya çıkar. Lazer iletimi sırasında ısı iletimi ve gerilme yayılımı ihmal edilebilir [82]. Kısa bir lazer darbe süresi, akustik dalganın oluşmasından hemen önce lazer darbesinin sona ermesini ve ısı yayılımından dolayı örneğe zarar gelmemesini sağlar. Stres zamanı τ_s , Eşitlik (2.26)'de verilmiştir.

$$\tau_s = \frac{d_c}{v_s} \quad (\text{s}) \quad (2.26)$$

Burada v_s , ses hızını ifade eder [71]. Eşitlik (2.27) verilen şartın sağlanması en verimli FA dalga oluşumunu ortaya koymaktadır.

$$t_{darbe} < \tau_s < \tau_{th} \quad (2.27)$$

2.6. Dirac Delta Darbe Uyarımlı FA Dalga Denkleminin Çözümü

Bu yöntemde, FA dalga denklemi olan Eşitlik (2.24) için çözümler, Green fonksiyon yaklaşımı kullanılarak elde edilebilir [79,84]. Wang, kaynak terimini zaman alanında bir Dirac delta fonksiyonu olarak ele alarak FA dalga denklemini çözmüştür [70,79]. Bu çözüm, çalışma içerisinde birinci çözüm olarak isimlendirilecektir.

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t') \quad (2.28)$$

Eşitlik (2.28)'in sınırsız alan için Green fonksiyonu Eşitlik (2.29)'de verilmiştir.

$$G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = \frac{\delta\left(t - t' - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{v_s}\right)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (2.29)$$

Bu denklemde sırasıyla r' ve t' , kaynak konumu ve algılama zamanı anlamına gelir. Green fonksiyonu yaklaşımıyla, Eşitlik (2.28), Eşitlik (2.30) yardımıyla çözülebilir.

$$p(r, t) = \int_{-\infty}^{t^+} dt' \int dr' G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') \frac{\beta}{\kappa v_s^2} \frac{\partial^2 T(\mathbf{r}', t')}{\partial t^2} \quad (2.30)$$

Eşitlik (2.29), Eşitlik (2.30)'da yerine yazılırsa Eşitlik (2.31) elde edilir.

$$p(r, t) = \frac{\beta}{4\pi\kappa v_s^2} \int dr' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\partial^2 T(\mathbf{r}', t')}{\partial t^2} \quad (2.31)$$

Burada kısa bir lazer darbesi için $t' = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{v_s}$ yazılarak ve Eşitlik (2.22), Eşitlik (2.31)'de yerine yazılarak düzenlendiğinde Eşitlik (2.32) elde edilir.

$$p(r, t) = \frac{\beta}{4\pi C_p} \frac{\partial}{\partial t} \int dr' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} H\left(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{v_s}\right) \quad (2.32)$$

Isı fonksiyonu konumsal ve zamansal olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır. Bu durum Eşitlik (2.33)'de verilmiştir.

$$H(\mathbf{r}', t') = H_s(\mathbf{r}') H_t(t') \quad (2.33)$$

Kaynağın temporal kısmı Dirac delta fonksiyonu kabul edildiğinden $H_t(t') = \delta(t')$ olur. Buradan $\int H_t(t') dt' = 1$ olacağından Eşitlik (2.32), Eşitlik (2.34) ve Eşitlik (2.35)'e dönüşür.

$$p(r, t) = \frac{\beta}{4\pi C_p} \frac{\partial}{\partial t} \int dr' \frac{H_s(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} H_t\left(t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{v_s}\right) \quad (2.34)$$

$$p(r, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\beta}{4\pi C_p} \frac{1}{v_s} \int dr' H_s(\mathbf{r}') \delta\left(t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{v_s}\right) \right] \quad (2.35)$$

Lazer uyarılmasından hemen sonraki basınç artışı, optik soğurum katsayısı ve optik akı (fluence) dikkate alınarak Eşitlik (2.36)'daki kısmi hacim genleşme ifadesi edilebilir.

$$\frac{dV}{V} = -\kappa p + \beta T \quad (2.36)$$

Burada T , sıcaklıktaki artışıdır. Lazer darbe genişliği stres sınırlama koşulunu karşılamak için stres gevşeme süresinden çok daha kısa olduğu durumda Eşitlik (2.36)'da verilen hacimdeki değişiklik ihmal edilebilir ve darbe ile ortamın uyarılmasından hemen sonra başlangıç basınç değeri yükselebilir [70,79].

$$p_0 = \frac{\beta T(r)}{\kappa} \quad (2.37)$$

İzotermal sıkıştırılabilirlik κ , Eşitlik (2.38)'de verilmiştir.

$$\kappa = \frac{C_p}{\rho v_s^2 C_v} \quad (2.38)$$

Emilen elektromanyetik enerjinin tamamı ısıya dönüşürse ve o zamana kadar oluşan gevşeme ihmal edilirse, lazer darbesi ile uyarımdan sonraki ortamda oluşacak sıcaklık artışı Eşitlik (2.39)'daki gibi yazılabilir:

$$T = \frac{A_e(r)}{\rho C_v} \quad (2.39)$$

$A_e(r)$, özgül optik soğurumdur ve birimi J/m^3 ile ifade edilir. Burada Eşitlik (2.36), Eşitlik (2.37) ve Eşitlik (2.39) birleştirildiğinde $A_e(r)$, Eşitlik (2.40)'daki formüle dönüşür.

$$A_e(r) = \frac{p_0(r) C_p}{\beta v_s^2} \quad (2.40)$$

Eşitlik (2.40), Eşitlik (2.35)'de yerine yazılarak Eşitlik (2.41) sonuç denklemi elde edilir.

$$p(r, t) = \frac{1}{4\pi v_s^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{v_s t} \int dr' p_0(r') \delta \left(t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{v_s} \right) \right] \quad (2.41)$$

Bu denklem, ilk basınç yükselmesi biliniyorsa, anlık FA basıncı hesaplamak için kullanılabilir.

Optik olarak ince d kalınlığındaki bir levha için başlangıç basınç dağılımı, Eşitlik (2.42)'deki gibi yazılabilir.

$$p_0(z) = p_0 U\left(z + \frac{d}{2}\right) U\left(-z + \frac{d}{2}\right) \quad (2.42)$$

Burada $U(z)$, birim basamak fonksiyonudur. Eşitlik (2.42)'in, Eşitlik (2.41)'e eklenmesi ile Eşitlik (2.43) elde edilir.

$$p(r, t) = \frac{1}{2} p_0(z - v_s t) p_0(z + v_s t) \quad (2.43)$$

R yarıçaplı bir küresel nesne (KN) için ise Eşitlik (2.44) elde edilir.

$$p(r, t) = p_0 \left[U(R - v_s t - r) + \frac{r - v_s t}{2r} U(r - |R - v_s t|) U(R + v_s t - r) \right] \quad (2.44)$$

Eğer p_0 , Eşitlik (2.45)'deki gibi seçilir ise;

$$p_0(r) = p_0 U(r) U(R - r) \quad (2.45)$$

Sonuç çözüm Eşitlik (2.46) olarak elde edilir.

$$p(r, t) = \frac{r + v_s t}{2r} p_0(v_s t + r) + \frac{r - v_s t}{2r} [p_0(-r + v_s t) + p_0(r + v_s t)] \quad (2.46)$$

2.7. Gaussian Zamansal Profil İçin FA Dalga Denkleminin Çözümü

Teorik analizde ikinci çözüm olarak, FA dalga denkleminin kaynak teriminin zamansal kısmı Gaussian fonksiyonu alınarak, Erkol vd. tarafından [72] frekans bölgesinde yapılan denklem çözümü belirlenmiştir. Burada kaynak fonksiyonunun Gaussian olarak seçilmesi Green fonksiyon yaklaşımı ile çözümü zorlaştırdığından, Fourier dönüşümü yaklaşımını

tercih edilmiştir. FA dalga denkleminin zaman bölgesinde ki çözümü de ters Fourier dönüşümü kullanılarak elde edilmiştir. Bu çözüm çalışma içerisinde ikinci çözüm olarak isimlendirilecektir.

FA dalga denkleminin kaynak terimi, $K(\mathbf{r}, t)$ olarak aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.

$$K(\mathbf{r}, t) = -\frac{\beta}{C_p} \frac{\partial H(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.47)$$

Bir Gaussian lazer darbesi için Eşitlik (2.48) ısı fonksiyonunun zamansal profili olarak ifade edilebilir.

$$H(t) = -\frac{e^{-\frac{t^2}{2\tau_p^2}}}{\sqrt{2\pi\tau_p^2}} \quad (2.48)$$

Burada τ_p , lazer darbe süresidir. Eşitlik (2.40) ve Eşitlik (2.48), Eşitlik (2.47)'de yerine yazılır ve türev alınır ise Eşitlik (2.49) elde edilir.

$$\begin{aligned} K(\mathbf{r}, t) &= -\frac{p_0(r)}{v_s^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{e^{-\frac{t^2}{2\tau_p^2}}}{\sqrt{2\pi\tau_p^2}} \right) \\ &= -\frac{p_0(r)}{v_s^2} \frac{te^{-\frac{t^2}{2\tau_p^2}}}{\tau_p^3 \sqrt{2\pi}} \end{aligned} \quad (2.49)$$

$K(\mathbf{r}, t)$ 'nin Fourier transformu Eşitlik (2.50)'de verilmiştir.

$$\tilde{K}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{1}{\tau_p^3 \sqrt{2\pi}} \frac{p_0(r)}{v_s^2} \int_{-\infty}^{\infty} t \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_p^2}\right) \exp(i\omega t) dt \quad (2.50)$$

$$= \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \frac{p_0(r)}{v_s^2} \omega \exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2}\right)$$

Eşitlik (2.24)'e Fourier dönümü uygulanarak Eşitlik (2.51)'deki frekans bölgesi eşiti bulunmuştur.

$$\nabla^2 \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{v_s^2} \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = i \frac{p_0(r)}{v_s^2} \omega \exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2}\right) \quad (2.51)$$

Eşitlik (2.51)'e, Green fonksiyonunun uygulaması [50], Eşitlik (2.52)'de verilmiştir.

$$\tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \exp\left(i \frac{\omega}{v_s} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\right) \quad (2.52)$$

Burada Green fonksiyonu, küresel dalga için $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \rightarrow \infty$ gider. Frekans bölgesinde ki çözüm aşağıdaki integral çözülerek elde edilebilir.

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = \int \tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \tilde{K}(\mathbf{r}', \omega) d^3 r' \quad (2.53)$$

Eşitlik (2.50) ve Eşitlik (2.52), Eşitlik (2.53)'de yerine yazılır ise Eşitlik (2.54) elde edilir.

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{i}{4\pi} \frac{\omega}{v_s^2} \exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2}\right) \int p_0(r') \frac{\exp\left(i \frac{\omega}{v_s} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 r' \quad (2.54)$$

Gaussian tipi bir lazer ışını tarafından uyarılan R yarıçaplı bir KN için, başlangıç basınç dağılımı [70,79] Eşitlik (2.55)'deki gibi yazılabilir.

$$p_0(r) = p_0 \theta(r) \theta(-r + R) \quad (2.55)$$

Burada θ , birim basamak fonksiyonudur. r 'yi, z eksenini boyunca alıp, Eşitlik (2.55), Eşitlik (2.54)'de yerine yazılırsa Eşitlik (2.56) elde edilir.

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = & -\frac{ip_0}{4\pi} \frac{\omega}{v_s^2} \exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2}\right) \\ & \times \int_0^{2\pi} d\Phi' \int_0^R (r')^2 dr' \int_{-1}^1 \frac{\exp\left(i \frac{\omega}{v_s} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mu' \end{aligned} \quad (2.56)$$

Burada $\mu' = \cos \theta'$ ve $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\mu'}$ dür.

Aşağıdaki integralin sonucu Eşitlik (2.53)'e eklenirse $r > R$ veya $r > r'$ için istenen frekans bölgesi çözümü Eşitlik (2.58)'deki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} & \int_{-1}^1 \frac{\exp\left(i \frac{\omega}{v_s} \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\mu'}\right)}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\mu'}} d\mu' \\ & = -\frac{1}{irr' \frac{\omega}{v_s}} \left(\exp\left(i \frac{\omega}{v_s} (r - r')\right) - \exp\left(i \frac{\omega}{v_s} (r + r')\right) \right) \end{aligned} \quad (2.57)$$

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = ip_0 \frac{v_s}{r} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i \frac{\omega}{v_s} r\right)}{\omega^2} \left[\frac{\omega}{v_s} R \cos\left(R \frac{\omega}{v_s}\right) - \sin\left(R \frac{\omega}{v_s}\right) \right] \quad (2.58)$$

$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega)$ 'in ters Fourier dönüşümü alınırsa Eşitlik (2.59) elde edilir.

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\mathbf{r}, t) = & \frac{ip_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{v_s}{r} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i \frac{\omega}{v_s} r - i\omega t\right)}{\omega^2} \left[\frac{\omega}{v_s} R \cos\left(R \frac{\omega}{v_s}\right) \right. \\ & \left. - \sin\left(R \frac{\omega}{v_s}\right) \right] d\omega \end{aligned} \quad (2.59)$$

Trigonometrik ifadelerin, Euler formları Eşitlik (2.60) ve Eşitlik (2.61)'de verilmiştir.

$$\cos(x) = \frac{e^{ix} + e^{-ix}}{2} \quad (2.60)$$

$$\sin(x) = \frac{e^{ix} - e^{-ix}}{2i} \quad (2.61)$$

Bu üstel formlar Eşitlik (2.59)'da yerine yazılır ise Eşitlik (2.62) elde edilir.

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\mathbf{r}, t) = & \frac{ip_0}{2\sqrt{2\pi}} \frac{R}{r} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{\omega} d\omega \right. \\ & \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r-R}{v_s} - t\right)\right)}{\omega} d\omega \right] \\ & + \frac{p_0}{2\sqrt{2\pi}} \frac{v_s}{r} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{\omega^2} d\omega \right. \\ & \left. - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r-R}{v_s} - t\right)\right)}{\omega^2} d\omega \right] \end{aligned} \quad (2.62)$$

Aşağıda verilen I_1 ve I_2 integralleri, çözülerek FA dalga denkleminin çözümü elde edilebilir.

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{\omega} d\omega \quad (2.63)$$

$$I_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{\omega^2} d\omega \quad (2.64)$$

I_1 ve I_2 tipindeki integrallerin çözümü, rezidü teoremi [84] yardımıyla gerçekleştirilir.

Eşitlik (2.65) tarzındaki integrallerin çözümünün yapılabilmesi için Jordan-Lemma şartı uygulanır. Jordan-Lemma şartı; $f(z) \rightarrow 0$ ve $z \rightarrow \infty$ olarak ifade edilir.

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} f(z)e^{iat} dz \quad (2.65)$$

Bu şart uygulandığında elde edilen integral sonucu Eşitlik (2.66)'da verilmiştir.

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \oint f(z)e^{iat} dz = 0 \quad (2.66)$$

I_1 integral sonucu, kompleks z düzleminde Eşitlik (2.67)'deki gibi elde edilebilir.

$$\oint \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 z^2}{2} + iz\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{\omega^2} dz = \lim_{R \rightarrow \infty} \oint \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 z^2}{2} + iz\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{z} dz \quad (2.67)$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 x^2}{2} + ix\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{x} dx$$

Burada $\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right) > 0$ ise, Eşitlik (2.67)'nin sağ tarafındaki ilk integral Jordan-Lemma nedeniyle sıfır olur. $z = 0$ için rezidü teoremi uygulanırsa Eşitlik (2.68) elde edilir.

$$\oint \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 z^2}{2} + iz\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{z} dz
= \begin{cases} \pi i \lim_{n \rightarrow \infty} \left(z \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 z^2}{2} + iz\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{z} \right), & \left(\frac{r+R}{v_s} - t\right) > 0 \text{ ise} \\ -\pi i \lim_{n \rightarrow \infty} \left(z \frac{\exp\left(-\frac{\tau_p^2 z^2}{2} + iz\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right)\right)}{z} \right), & \left(\frac{r+R}{v_s} - t\right) < 0 \text{ ise} \end{cases} \quad (2.68)$$

Sonuçta,

$$I_1 = i\pi \operatorname{sgn}\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right) \quad (2.69)$$

elde edilir. Benzer adımların ardından I_2 integrali, $z = 0$ 'ın ikinci mertebeden bir kutbu olduğu dikkate alınarak Eşitlik (2.70)'deki gibi hesaplanabilir.

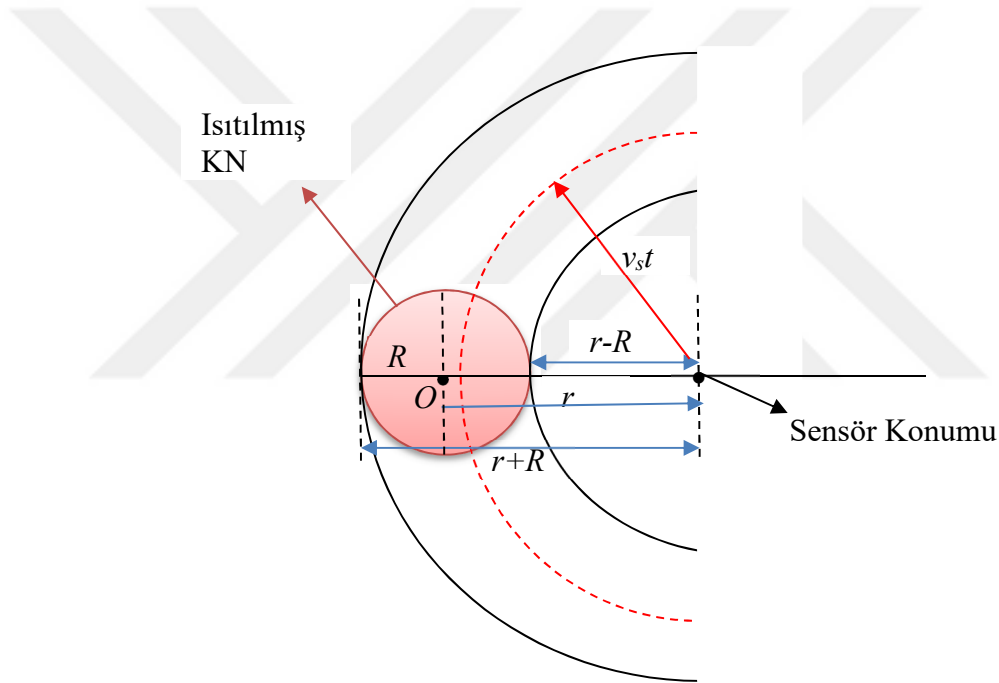
$$I_2 = -\pi \left(\frac{r+R}{v_s} - t\right) \operatorname{sgn}\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right) \quad (2.70)$$

Eşitlik (2.69) ve Eşitlik (2.70)'in, Eşitlik (2.62)'de yerine yazılması, Gaussian zamansal profiline sahip kısa bir lazer darbesiyle homojen şekilde ısıtılan bir KN için zaman alanında FA dalga denkleminin aşağıdaki çözümünü ortaya koyar.

$$p(r, t) = \frac{1}{2} \frac{p_0}{r} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[(r - v_s t) \operatorname{sgn}\left(\frac{r+R}{v_s} - t\right) + (-r + v_s t) \operatorname{sgn}\left(\frac{r-R}{v_s} - t\right) \right] \quad (2.71)$$

Şekil 2.2'de gösterilen yarıçapı R olan bir KN, darbeli bir lazer ile uyarılırsa, nesne ısıtılır ve nesnenin içinde bir p_0 başlangıç basıncı oluşur. Sensör konumu KN'nin dışında olması durumunda, yayılma süresine bağlı olarak aşağıda belirtilen üç durum meydana gelir [70].

1. $r-R > v_st$ durumu söz konusu ise KN, merkezi sensör konumu olan v_st yarıçaplı akustik algılama mesafesi ile kesişmez, böylece sensör FA dalgayı algılayamaz ve $p(r,t)$ sıfır olur.
2. v_st , $[r-R, r+R]$ aralığında ise ısıtılmış KN, v_st yarıçaplı akustik algılama mesafesine temas eder. Bu durumda, FA basınç Eşitlik (2.71) ile açıklanabilir.
3. $r+R > v_st$ durumu söz konusu ise KN, v_st yarıçaplı akustik algılama mesafesi ile kesişmez ve birinci durumda olduğu sensör FA dalgayı algılayamaz ve $p(r,t)$ sıfır olur.



Şekil 2.2. FA dalga denklemlerinin teorik çözümlerinde var olduğu kabul bir KN ve akustik sensör konumu.

Sonuçta bu üç durum, birim basamak fonksiyonu U kullanılarak KN'nin dışında ($r > R$) aşağıdaki denklemde ki gibi birleştirilebilir,

$$p(r,t) = \frac{1}{2} \frac{p_0}{r} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[(r - v_st) \operatorname{sgn} \left(\frac{r+R}{v_s} - t \right) + (-r + v_st) \operatorname{sgn} \left(\frac{r-R}{v_s} - t \right) \right] \times U(r - |R - v_st|) U(R + v_st - r) \quad (2.72)$$

Ayrıca, darbe süresi yeterince uzun ve konumsal mesafe r , KN yarıçapı R ' den daha büyük olursa ($r/R \gg 1$) yukarıda ki çözüm, Diebold vd. [86] tarafından sunulan uzak alan bazlı çözümü vermektedir.

$$p(r, t) = \frac{\beta a}{8\pi^2 \hat{r} C_p} \frac{d}{dt} \mathbf{q} \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (2.73)$$

Burada a , KN yarıçapı, $\mathbf{r} = r/a$ ve $\mathbf{q}$, ısı akı vektörüdür. Erkol vd.'nin çözümünde uzak alan yaklaşımında $r'/r \ll 1$ olarak kabul edilerek,

$$\frac{\exp \left(i \frac{\omega}{v_s} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \approx \frac{\exp \left(i \frac{\omega}{v_s} r \right)}{r} + \frac{\exp \left(i \frac{\omega}{v_s} r \right)}{r} \left(1 - i \frac{\omega}{v_s} r \right) \mu' \frac{r'}{r} \quad (2.74)$$

bulunmuştur. Eşitlik (2.74), Eşitlik (2.66)'da yerine yazılıp ters Fourier dönüşümü alınarak Eşitlik (2.75)'de verilen normalize çözüm bulunur.

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, t) \sim - \frac{R^3}{v_s^3 \tau^3} \left(1 - \frac{v_s t}{r} \right) \exp \left(- \frac{(r - v_s t)^2}{v_s^2 \tau^2} \right) \quad (2.75)$$

$R \ll 1$ için aynı çözüm Eşitlik (2.58)'deki cos ve sin terimleri seriye açılarak yine bulunabilir ($\cos(\omega R/v_s) \approx 1 - (\omega R/v_s)^2/2$, $\sin(\omega R/v_s) \approx \omega R/v_s - (\omega R/v_s)^3/6$).

Eşitlik (2.73)'teki Diebold vd.'nin sonucu kullanılarak Eşitlik (2.76) elde edilir. Soğurucu ısı akısı ile birim hacimdeki soğurucu sayısı çarpılarak ısı fonksiyonunun ısı akısı terimi elde edilir [84].

$$q(r, t) = c \frac{p_0 C_p R}{\beta v_s^2} \frac{e \left(-\frac{t^2}{2\tau^2} \right)}{\sqrt{2\pi\tau^2}} \quad (2.76)$$

Burada, c soğurucu hacmine bağlı boyutsuz bir miktarı ifade eder. Eşitlik (2.76), Eşitlik (2.73)'de yerine yazılarak aynı normalize çözüm elde edilir. Eğer darbe süresi yeterince uzunsa ($v_s t/R \approx 1$), Eşitlik (2.75) aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, t) \sim \left(1 - \frac{v_s t}{r}\right) \exp\left(-\frac{\left(\frac{v_s t}{R} - \frac{r}{R}\right)^2}{2}\right) \quad (2.77)$$

Eşitlik (2.39), Eşitlik (2.37)'de yerine yazılır ise başlangıç basıncı p_0 , Eşitlik (2.78)'deki gibi elde edilir.

$$p_0 = \frac{\beta}{\kappa \rho C_v} A_e(r) \quad (2.78)$$

Grueneisen parametresi $\Gamma = \frac{\beta}{\kappa \rho C_v}$ ve $A_e = \mu_a F$ olarak tanımlanmaktadır. Bu değerler Eşitlik (2.78)'de yerine yazılırsa aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$p_0 = \Gamma \mu_a F \quad (2.79)$$

Burada μ_a ve F sırasıyla, optik soğurum katsayısı ve optik akıyı ifade etmektedir. Bu parametreler Eşitlik (2.72)'de yerine yazılarak FA dalga denkleminin sonuç çözümü Eşitlik (2.80)'deki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} p(r, t) = & \frac{1}{2} \frac{\Gamma n_{th} \mu_a F}{r} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[(r - v_s t) \operatorname{sgn}\left(\frac{r + R}{v_s} - t\right) \right. \\ & \left. + (-r + v_s t) \operatorname{sgn}\left(\frac{r - R}{v_s} - t\right) \right] \\ & \times U(r - |R - v_s t|) U(R + v_s t - r) \end{aligned} \quad (2.80)$$

n_{th} , optik enerji dönüşüm verimidir. Eşitlik 2.80, kaynak terimi Dirak delta fonksiyonu uygulanarak yapılan ideal çözümden daha genel bir çözümdür ve oluşan dalga'nın frekans analizlerinde lazer parametrelerinin etkisi hakkında bilgiler içermektedir. Eşitlik 2.80'e ait zaman ve frekans bölgesi nümerik analizleri bölüm 3'de detaylı olarak verilmiştir.

2.8. Gaussian Zamansal-Uzaysal Profil için FA Dalga Denkleminin Çözümü

Bu bölümde, Erkol vd. tarafından [72], Eşitlik (2.24)'de verilen FA dalga denkleminin kaynak terimi, konumsal bir Gaussian fonksiyonu alınarak çözüm yapılmıştır. Bu çözüm standart konumsal profili kullanılarak yapılan çözüm ile karşılaştırıldığında daha gerçekçi

bir çözümü içermektedir. Bu çözüm çalışma içerisinde üçüncü çözüm olarak isimlendirilecektir. Çözüm de kullanılan kaynak teriminin konumsal kısmı Eşitlik (2.81)'de verilmiştir.

$$p_0(r) = p_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\tau^2}\right) \theta(r) \theta(-r + R) \quad (2.81)$$

Burada τ , lazer demet genişliğidir. $p(r,t)$ 'nin Fourier dönüşümü aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} \tilde{p}(r, \omega) = & \frac{p_0}{2\pi} \frac{1}{v_s r} \exp\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2}\right) \\ & \times \left\{ \int_0^R r' \exp\left(-\frac{r'^2}{2\tau^2}\right) \left[\exp\left[i \frac{\omega}{v_s} (r - r')\right] \right. \right. \\ & \left. \left. - \exp\left[i \frac{\omega}{v_s} (r + r')\right] \right] dr' \right\} \end{aligned} \quad (2.82)$$

Zaman alanındaki FA dalga denkleminin çözümü, aşağıdaki integral hesaplanarak elde edilebilir.

$$\begin{aligned} p(r, t) = & \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{p_0}{v_s r} \int_0^R r' e^{\left(-\frac{r'^2}{2\tau^2}\right)} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r-r'}{v_s} - t\right)\right)} \right. \\ & \left. - e^{\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r+r'}{v_s} - t\right)\right)} \right) d\omega dr' \end{aligned} \quad (2.83)$$

Aşağıdaki integral çözümü Eşitlik (2.83)'de yerine yazılırsa, Eşitlik (2.85) elde edilir.

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{\left(-\frac{\tau_p^2 \omega^2}{2} + i\omega\left(\frac{r \mp r'}{v_s} - t\right)\right)} d\omega = \frac{\sqrt{2\pi}}{\tau_p} e^{-\frac{\left(\frac{r \mp r'}{v_s} - t\right)^2}{2\tau_p^2}} \quad (2.84)$$

$$p(r, t) = \frac{1}{2} \frac{p_0}{v_s r \tau} \int_0^R r' e^{\left(\frac{r'^2}{2\tau^2} - \frac{\left(\frac{r-r'}{v_s} - t \right)^2}{2\tau_p^2} \right)} - e^{\left(\frac{r'^2}{2\tau^2} - \frac{\left(\frac{r+r'}{v_s} - t \right)^2}{2\tau_p^2} \right)} dr' \quad (2.85)$$

KN dışında ($r > R$) Eşitlik (2.85)'in çözümünün yapılabilmesi için integral I_1 ve I_2 kısımlarına ayrılır. Bu kısımlar ayrı ayrı çözümlere genel çözüme eklenir.

$$I_{1,2} = \int_0^R r' e^{\left(\frac{r'^2}{2\tau^2} - \frac{\left(\frac{r \pm r'}{v_s} - t \right)^2}{2\tau_p^2} \right)} dr' \quad (2.86)$$

I_1 ve I_2 kısımlarının çözümleri Eşitlik (2.87) ve Eşitlik (2.88)'de verilmiştir

$$I_1 = \int_0^R r' e^{\left(\frac{r'^2}{2\tau^2} - \frac{\left(\frac{r-r'}{v_s} - t \right)^2}{2\tau_p^2} \right)} dr' = \frac{\tau_p \tau^2 v_s}{2(\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)^{3/2}} e^{\left(-\frac{(r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} \right)}$$

$$\left\{ \sqrt{2\pi} \tau (r - v_s t) e^{\left(-\frac{\tau^2 (r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2 (\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)} \right)} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\tau^2 (-r + R - v_s t) + R \tau_p^2 v_s^2}{\sqrt{2} \tau \tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}} \right) \right. \right.$$

$$\left. + \operatorname{erf} \left(\frac{\tau (r - v_s t)}{\sqrt{2} \tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}} \right) \right]$$

$$\left. - 2\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2} \left[e^{\left(-\frac{R(-2r+R+2v_s t)}{2\tau_p^2 v_s^2} - \frac{R^2}{2\tau^2} \right)} - 1 \right] \right\} \quad (2.87)$$

$$\begin{aligned}
I_2 = & \frac{\tau_p \tau^2 v_s}{2(\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)^{3/2}} e^{\left(-\frac{(r+R-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} - \frac{R^2}{2\tau^2}\right)} \left\{ \sqrt{2\pi} \tau (r \right. \\
& - v_s t) e^{\left(\frac{(\tau^2(r+R-v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2)^2}{2\tau^2 \tau_p^2 v_s^2 (\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)}\right)} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\tau(r-v_s t)}{\sqrt{2}\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}}\right) \right. \\
& - \left. \operatorname{erf}\left(\frac{\tau^2(r+R-v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2}{\sqrt{2}\tau \tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}}\right) \right] \\
& \left. + 2\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2} \left[e^{\left(-\frac{2R(r-v_s t)}{2\tau_p^2 v_s^2} - \frac{R^2}{2\tau^2}\right)} - 1 \right] \right\} \quad (2.88)
\end{aligned}$$

Burada $\operatorname{erf}(x)$ hata fonksiyonudur. Bu çözümler Eşitlik (2.85)'de yerine yazılır ise Eşitlik (2.89) elde edilir.

$$\begin{aligned}
p(r, t) &= \frac{p_0 \tau^2}{4r(\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)^{3/2}} e^{\left(-\frac{2R(r-v_s t) + 2(r-v_s t)^2 + R^2}{2\tau_p^2 v_s^2} - \frac{R^2}{2\tau^2}\right)} \left\{ \sqrt{2\pi} \tau (r \right. \\
& - v_s t) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\tau^2(-r+R+v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2}{\sqrt{2}\tau \tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}}\right) e^{\left(-\frac{(r+R-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} + \frac{\tau^2(r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2 (\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)} + \frac{R^2}{2\tau^2}\right)} \right. \\
& + \left. \operatorname{erf}\left(\frac{\tau^2(r+R-v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2}{\sqrt{2}\tau \tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}}\right) e^{\left(\frac{(\tau^2(r+R-v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2)^2 + (r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2}\right)} \right] \\
& \left. - 2\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2} \left[e^{\left(\frac{(r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2}\right)} \right] \left[e^{\left(\frac{2R(r-v_s t)}{\tau_p^2 v_s^2}\right)} - 1 \right] \right\} \quad (2.89)
\end{aligned}$$

Bir önceki altbölümde değinilen dalga yayılım zamanına bağlı üç durum göz önüne alındığında, KN'nin dışı için son çözüm Eşitlik (2.90)'daki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned}
p(r, t) &= \frac{p_0 \tau^2}{4r(\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)^{3/2}} e^{\left(-\frac{2R(r-v_s t) + 2(r-v_s t)^2 + R^2}{2\tau_p^2 v_s^2} - \frac{R^2}{2\tau^2} \right)} \left\{ \sqrt{2\pi} \tau (r \right. \\
&- v_s t) \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\tau^2(-r + R + v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2}{\sqrt{2}\tau\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}} \right) e^{\left(\frac{(r+R-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} + \frac{\tau^2(r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2(\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)} + \frac{R^2}{2\tau^2} \right)} \right. \\
&+ \left. \operatorname{erf} \left(\frac{\tau^2(r + R - v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2}{\sqrt{2}\tau\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}} \right) e^{\left(\frac{(\tau^2(r+R-v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2)^2 + (r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} \right)} \right] \\
&- 2\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2} \left[e^{\left(\frac{(r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} \right)} \right] \left[e^{\left(\frac{2R(r-v_s t)}{\tau_p^2 v_s^2} \right)} - 1 \right] \left. \right\} \theta(r - |R - v_s t|) \theta(-r \\
&+ R + v_s t)
\end{aligned} \tag{2.90}$$

KN ile oluşan sinyalin ilişkilendirilmesi için $p_0 = n_{th} \mu_a F$ ifadesi yerine yazılırsa kısa bir lazer darbesi ile oluşan FA dalga denkleminin, kaynak tarafının hem zamansal hem de uzaysal kısmı Guassian fonksiyonu olarak son çözümü Eşitlik (2.91)'de verilir.

$$\begin{aligned}
p(r, t) &= \frac{\Gamma n_{th} \mu_a F \tau^2}{4r(\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)^{3/2}} e^{\left(-\frac{2R(r-v_s t) + 2(r-v_s t)^2 + R^2}{2\tau_p^2 v_s^2} - \frac{R^2}{2\tau^2} \right)} \left\{ \sqrt{2\pi} \tau (r \right. \\
&- v_s t) \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\tau^2(-r + R + v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2}{\sqrt{2}\tau\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}} \right) e^{\left(\frac{(r+R-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} + \frac{\tau^2(r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2(\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2)} + \frac{R^2}{2\tau^2} \right)} \right. \\
&+ \left. \operatorname{erf} \left(\frac{\tau^2(r + R - v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2}{\sqrt{2}\tau\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2}} \right) e^{\left(\frac{(\tau^2(r+R-v_s t) + R\tau_p^2 v_s^2)^2 + (r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} \right)} \right] \\
&- 2\tau_p v_s \sqrt{\tau^2 + \tau_p^2 v_s^2} \left[e^{\left(\frac{(r-v_s t)^2}{2\tau_p^2 v_s^2} \right)} \right] \left[e^{\left(\frac{2R(r-v_s t)}{\tau_p^2 v_s^2} \right)} - 1 \right] \left. \right\} \theta(r - |R - v_s t|) \theta(-r \\
&+ R + v_s t)
\end{aligned} \tag{2.91}$$

Eşitlik 2.91, kaynak teriminin hem zamansal hemde uzaysal kısmının Gaussian fonksiyonu olarak kullanılması sebebiyle literatürdeki çözümler içerisinde en genel çözümü vermektedir ve oluşan dalgaanın, zaman ve frekans analizlerinde lazer parametrelerinin etkisinin en net görüldüğü çözümdür. Bu sebeble en gerçekçi çözüm olarak değerlendirilmiş ve bu tez çalışmasının merkezini oluşturmuştur. Bu çözümden hareketle FA dalga denkleminin frekans bölgesi çözümüne bir teorik yaklaşım modeli oluşturulmuştur. Sunulan modele bölüm 2.9'da değinilmiştir. Ayrıca Eşitlik 2.91'e ait zaman ve frekans bölgesi nümerik analizleri bölüm 3'de detaylı olarak verilmiştir

2.9. Gaussian Zamansal-Konumsal Profil için FA Dalga Denklemi Çözümünün Geliştirilmesi ile Oluşan Teorik Model Yaklaşımı

Erkol vd, yukarıda bahsedilen Gaussian zamansal-konumsal profili için FA dalga denkleminin zaman bölgesi çözümünde Eşitlik (2.82) ile verilen $p(r, \omega)$ ifadesinin ters Fourier dönüşümünü kullanmışlardır. Burada amaç $p(r, t)$ 'yi elde etmek olduğu için Eşitlik (2.82)'in sağ tarafında bulunan integral kısmı çözülmemiştir. Gaussian zamansal-uzaysal profilinin frekans bölgesi çözümlerinin analizlerinin yapılabilmesi için belirtilen kısmında çözüme eklenmesi gerekmektedir. Bu tez çalışmasında, denklemin çözümü gerçekleştirilerek bir teorik model yaklaşımı ortaya konmuştur [85]. Bu teorik yaklaşım modeli sayesinde, ortamda oluşan FA sinyalin herhangi bir r konumundaki frekans değerlerinin teorik olarak hesaplanması sağlanmış ve bu değerlerin akustik sensör tasarımlarında alıcı parametrelerinin belirlenmesinde bir kılavuz olacağı değerlendirilmiştir.

Matematiksel çözümde ise, denklemin sağ tarafındaki köşeli parantez içinde ki karmaşık konjuge üstel fonksiyonlara $erfi(z)$ fonksiyonu (kompleks hata fonksiyonu [45]) kullanılarak integral dışına çıkarılarak, integralin kalan kısmının çözümünü kolaylaştırmıştır. Bu durumda, integralde kalan diğer kısım, Taylor serisine açılarak integralin çözümü yapılmıştır. İntegralin elde edilen çözümü, Eşitlik (2.82)'e eklenerek, gerekli sadeleştirmeler ve matematiksel düzenlemeler yapılmıştır. Oluşturulan çözüm FA dalga denkleminin Gaussian zamansal-uzaysal profili frekans bölgesi çözümü olarak Eşitlik (2.92)'de verilen son halini almıştır.

$$\begin{aligned}
p(r, \omega) = & \frac{p_0}{4\pi} \frac{\tau^2}{v^2 r} \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_p^2}{2} - \frac{R^2}{\tau^2} - \frac{iR\omega}{v}\right. \\
& + \frac{\omega(2irv - \omega\tau^2)}{2v^2} \left. \right) \left\{ 2v \exp\left(\frac{R^2 + \frac{\omega^2 \tau^4}{v^2}}{2\tau^2}\right) \left(\exp\left(\frac{2iR\omega}{v}\right) - 1\right) \right. \\
& + \sqrt{2\pi}\tau\omega \exp\left(\frac{R^2}{\tau^2} + \frac{iR\omega}{v}\right) \left(\operatorname{erfi}\left(\frac{\omega\tau^2 - iRv}{\sqrt{2}\tau v}\right) \right. \\
& \left. \left. - \operatorname{erfi}\left(\frac{\omega\tau^2 + iRv}{\sqrt{2}\tau v}\right)\right) \right\}
\end{aligned} \tag{2.92}$$

Bu teorik model yaklaşımı sayesinde, denklem daha hesaplanabilir ve doğrulama için uygun hale getirilmiştir. Ayrıca, mühendislik açısından bakıldığında önerilen yaklaşım, basit bir mikrokontrolör programına gömülecek kadar basit hale gelmiştir. Teorik yaklaşım modeline ait yapılmış detaylı nümerik analizlere üçüncü bölümde ve doğrulanması için yapılmış deneysel çalışmalara dördüncü bölümde detaylı bir şekilde değinilmiştir.

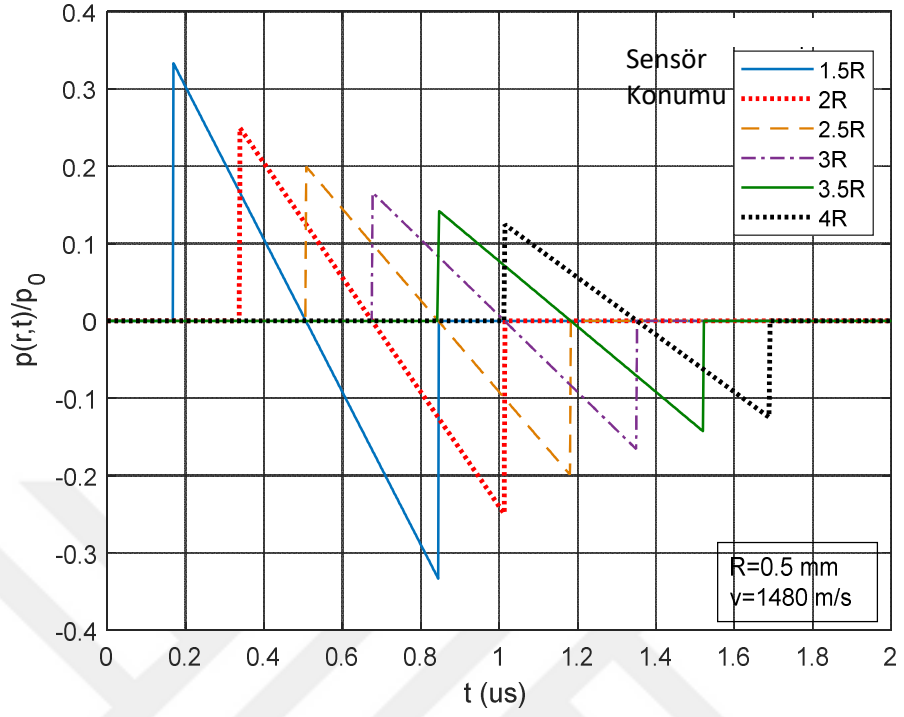
3. BÖLÜM

FA DALGA DENKLEM ÇÖZÜMLERİNİN NÜMERİK ANALİZİ

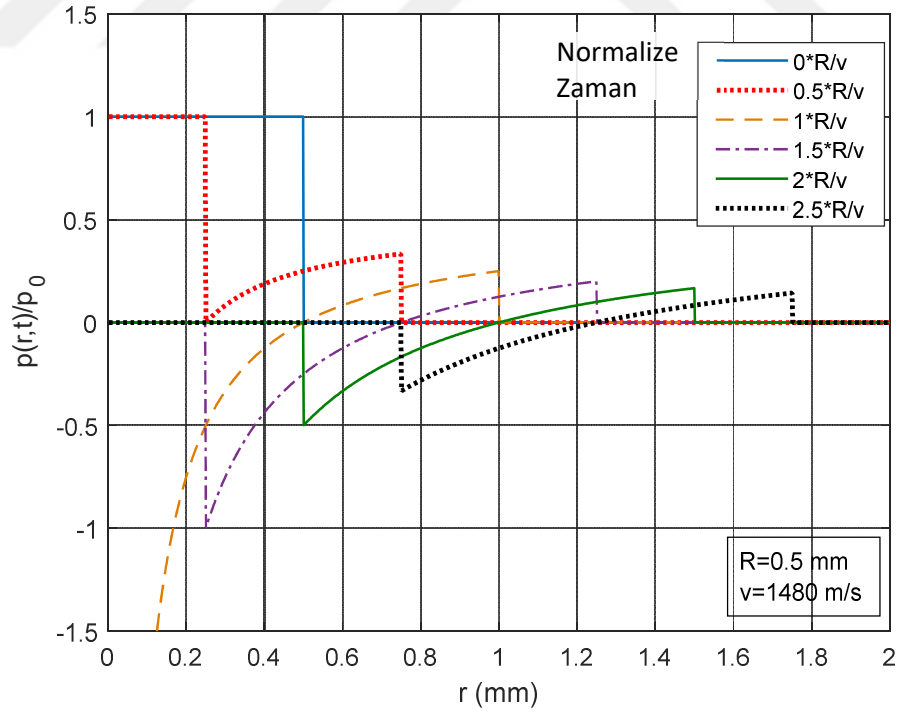
Bu bölümde, bölüm 2’de literatürde yapılmış bulunan ve bu tez çalışmasının temelini oluşturan üç adet çözüme ait zaman ve frekans bölgesinde elde edilen teorik verilerin, nümerik analizleri detaylı bir şekilde yapılmıştır. Bu analizlerin ve yorumların yapılabilmesi için elde edilen teorik çözümler eşitlik 3.1’de verilen sınır şartı ile birlikte Matlab yazılımına girilerek grafikleri çizdirilmiştir. Aşağıda çözümlerin anlatılış sırasına göre yapılan analizler verilmiştir.

3.1. Zaman Bölgesi Analizi

Bölüm 2.6’da FA dalga denklemi Green fonksiyonu yaklaşımı ile kaynak terimi Dirac delta fonksiyonu kullanılarak Eşitlik (2.46)’da bir zaman denklemi çözümü elde edilmişti. Şekil 3.1 (a) ve (b)’de bu çözüme ait elde edilen grafikler verilmiştir. Şekil 3.1 (a) farklı sensor konumlarında normalize basınç değerlerinin zamana göre değişimini vermektedir. Şekil 3.1 (b) ise farklı normalize zaman değerlerinde normalize basınç değerlerinin sensör konumuna göre değişimini vermektedir. Şekil 3.1 (a)’dan görüldüğü üzere FA dalganın yayılım süresi attıkça sinyalin basınç genliği çok ciddi bir şekilde düşmektedir. Bu durum FA dalganın zamanla sönümlenen bir dalga olması durumuyla oldukça uyumludur. FA sinyalin saptanması için sensör konumunun mümkün oldukça lazer ile aydınlatılan bölgeye yani akustik kaynağa yakın olması gerekliliği Şekil 3.1 (b)’den görülmektedir. En büyük genliğin sensörün kaynak sınırına konduğu noktada ölçülmektedir. Sensör konumu ısıtılmış KN’den birkaç milimetre uzakta konumlandırılmalıdır. Daha uzun mesafelerde seçilirse, algılanan sinyal genliği önemli ölçüde azalacaktır. Ek olarak, belli bir mesafeden sonra, dalga sönümlenip kaybolacağı için sinyal algılanamayacaktır. Grafiklerdeki negatif bölgelerdeki basınç değişimleri, KN’lerin merkezinden yansıyan dalgaları temsil ederken, pozitif bölgeler ortamda yayılan dalgaları temsil etmektedir.



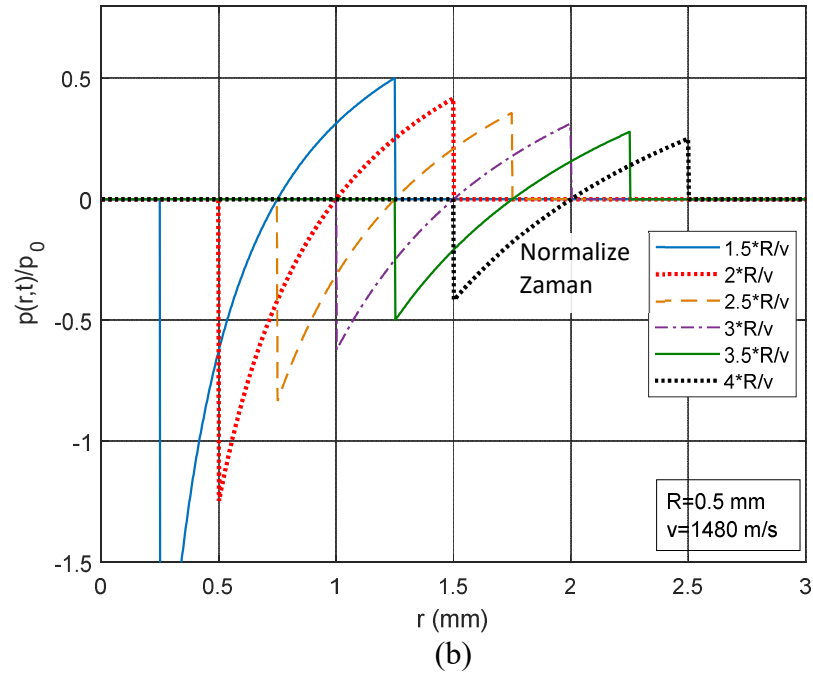
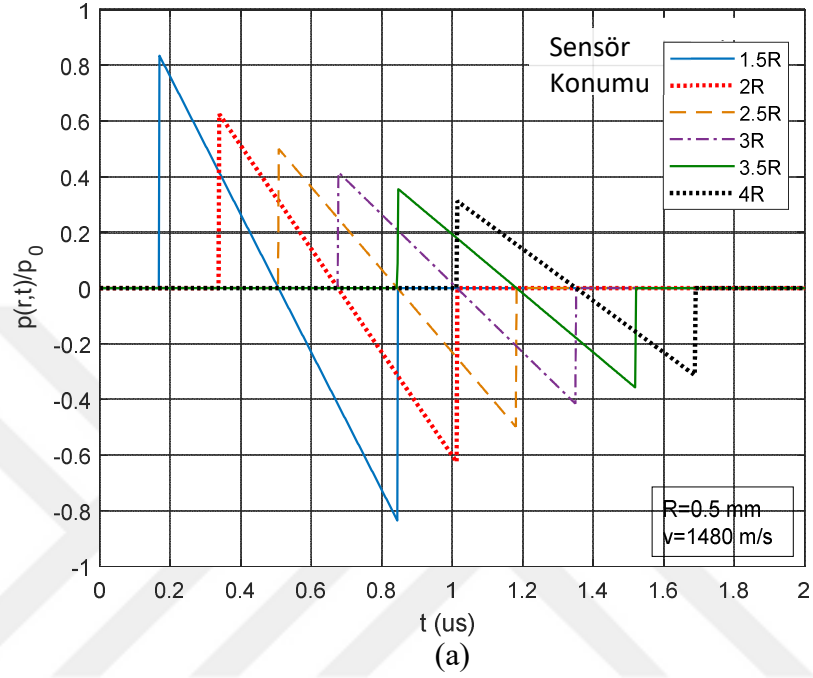
(a)



(b)

Şekil 3.1. Eşitlik (2.46) için elde edilen akustik dalganın normalize edilmiş basıncının (a) farklı sensör pozisyonlarında zaman ile değişimi (b) farklı normalize edilmiş zamanlarda sensör pozisyonu ile değişimi.

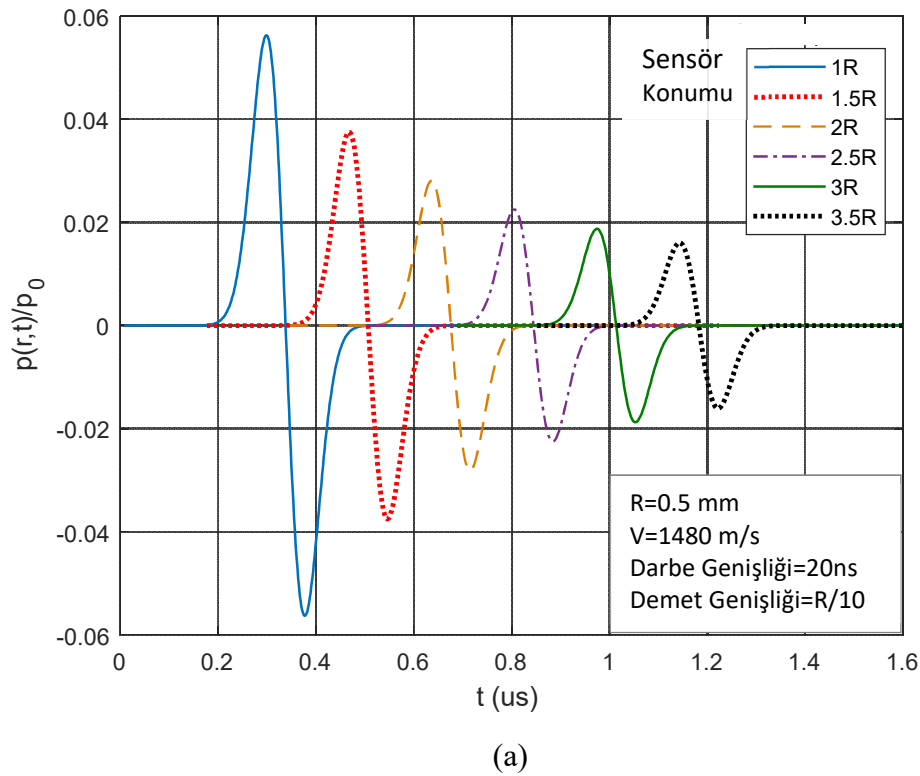
Bölüm 2.7’te Erkol vd. tarafından Eşitlik (2.24)’deki FA dalga denkleminin kaynak teriminin zamansal kısmı Gaussian fonksiyonu alınarak yapılan zaman bölgesinde denklem çözümü Eşitlik (2.80)’de verilmişti. Bu çözüme ait oluşturulan grafikler Şekil 3.2’de verilmektedir.

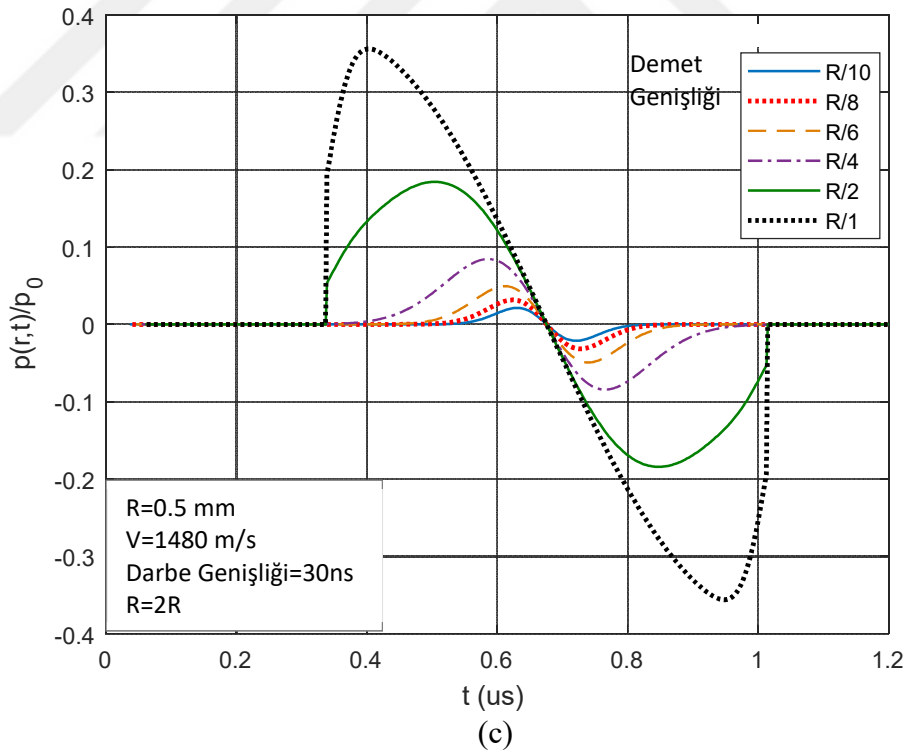
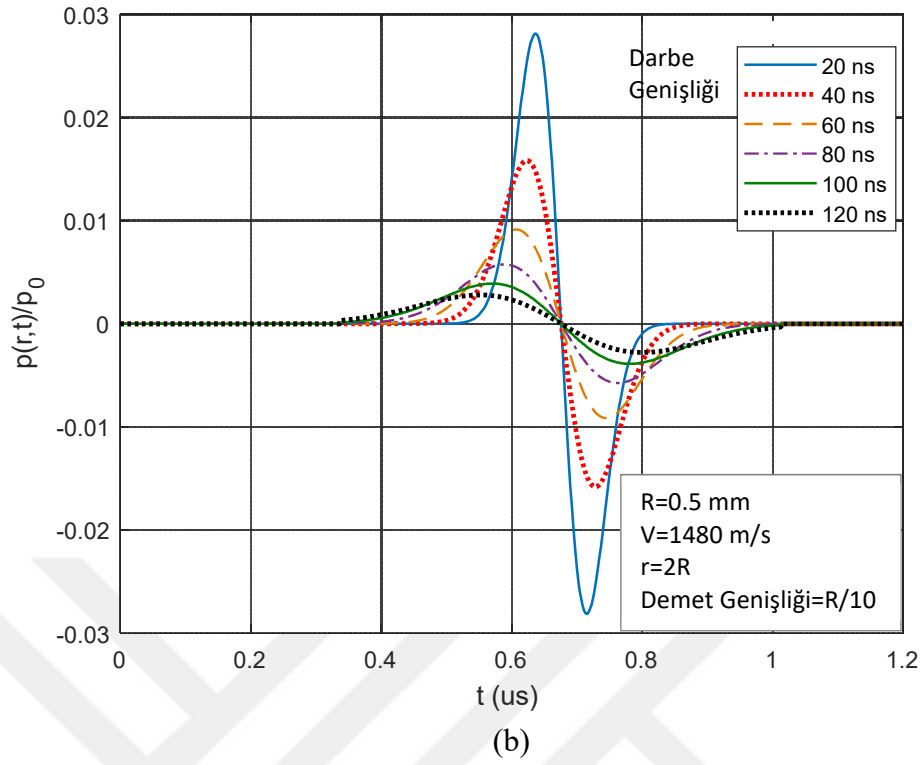


Şekil 3.2. Eşitlik (2.80) için elde edilen akustik dalganın normalize edilmiş basıncının (a) farklı sensör pozisyonlarında zaman ile değişimi (b) farklı normalize edilmiş zamanlarda sensör pozisyonu ile değişimi.

Şekil 3.2 (a), farklı sensor konumlarında normalize basınç değerlerinin zamana göre değişimini vermektedir. Şekil 3.2 (b) ise farklı normalize zaman değerlerinde normalize basınç değerlerinin sensör konumuna göre değişimini vermektedir. Bu çözümde, kaynak terimi Dirac delta fonksiyonu kullanılarak yapılan çözümden farklı olarak, seçilen kaynağın etkisiyle daha yüksek genliğe sahip bir basınç dalgası üretilir. Bu durum farklı soğurumlara neden olur, dolayısıyla ortaya çıkan akustik dalgaının genliğinde bir artış meydana getirir. Ayrıca, frekans spektrumu, seçilen kaynak fonksiyonun zamansal kısmının Gaussian seçimi nedeniyle genişler ve böylece spektral içerik daha da zenginleşir. Yukarıda yapılan, sensör konumuna ve yayılım zamanına göre yapılmış yorumların benzer şekilde bu çözüm içinde geçerli olduğu Şekil 3.2’den görülmektedir.

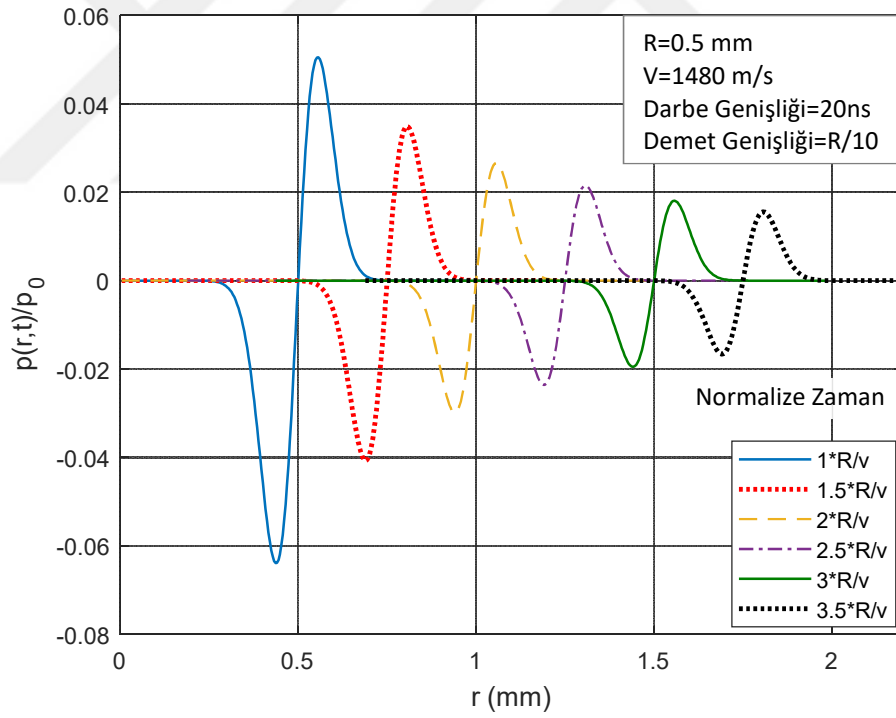
Bölüm 2.7 içerisinde değinilen Erkol vd. tarafından kaynağın hem zamansal hemde konumsal kısmının bir Gaussian fonksiyonu alınarak yapılan çözümü Eşitlik (2.91)’de verilmişti. Şekil 3.3’de bu çözüme ait oluşturulan grafikler verilmiştir.



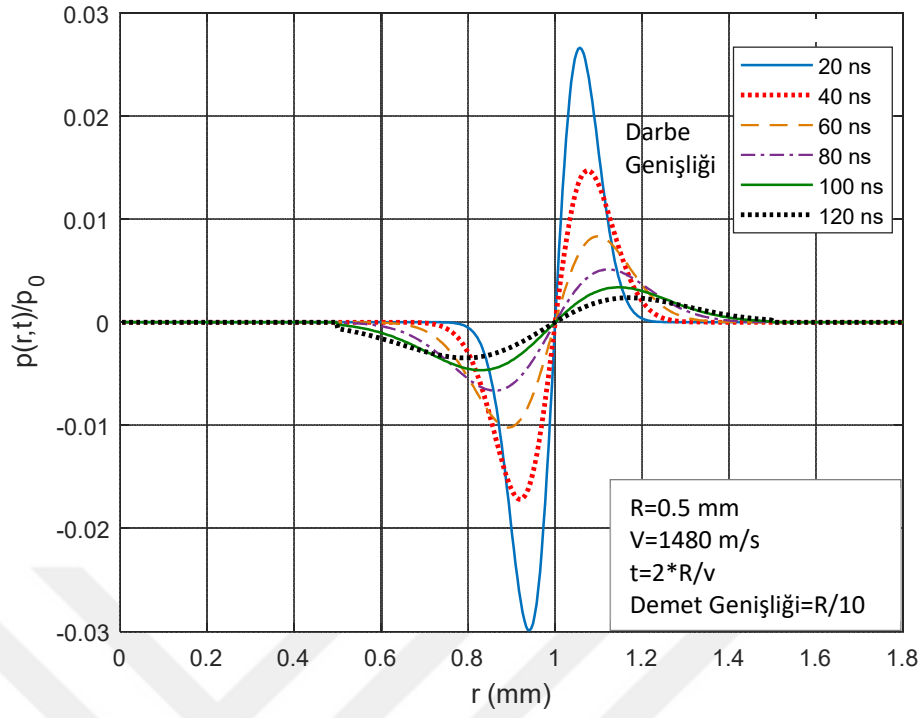


Şekil 3.3. Eşitlik (2.91) için değişen zamanlarda normalize edilmiş basınç değerleri: (a) r 'nin farklı değerlerinde; (b) τ_p 'nin farklı değerlerinde; (c) τ' 'nin farklı değerlerinde.

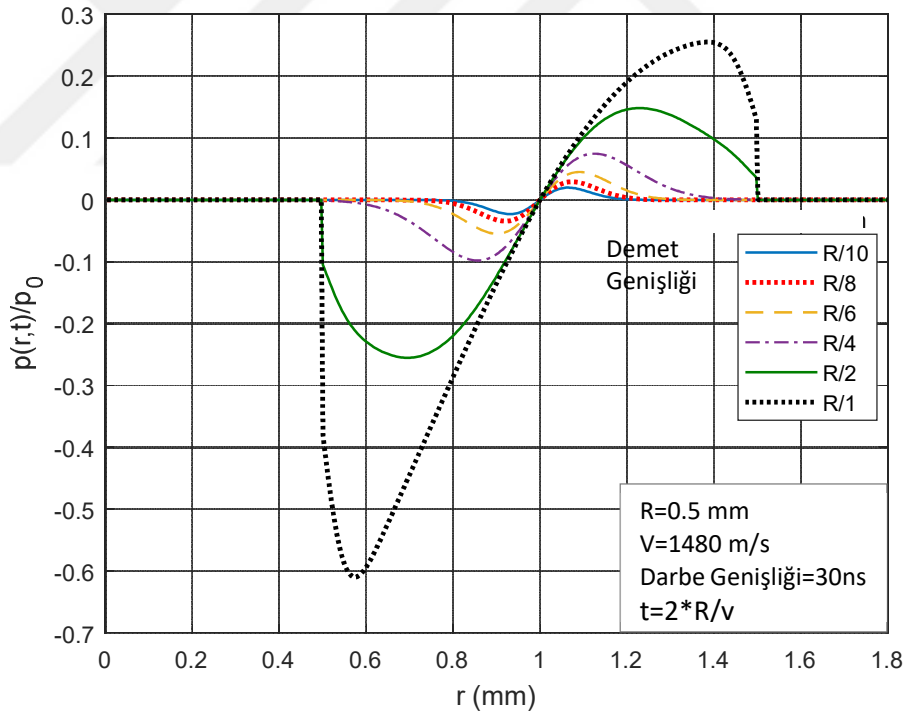
Bu grafiklerde, farklı sensör konumlarının, farklı darbe sürelerinin ve lazer demet genişliklerinin normalize basınç değerleri üzerindeki zamanla değişen etkisini göstermektedir. Konumsal kısmının bir Gaussian fonksiyonu olarak yapılan bu çözümde, saptanan FA sinyal genlik değeri, birinci ve ikinci çözüm ile elde edilen nümerik analizlerde saptanan genlik değerlerinden genellikle daha azdır. Bununla birlikte, lazer ışını genişliği arttıkça, ölçülen genlik Şekil 3.3 (c)'de gösterildiği gibi artar ve diğer çözümlerde elde edilen genliklere yaklaşmaktadır. Yüksek darbe sürelerinde ise bu yorumun aksine, Şekil 3.3 (b)'de gösterildiği gibi genlik değerleri daha da düşmektedir. Şekil 3.3 (a)'da gösterildiği gibi, ısıtılmış kürenin sınırında bulunan sensör daha önceki çözümlerde belirtildiği gibi maksimum basıncı ölçmektedir. Sensör bu noktadan uzaklaştıkça, basıncın değeri ölçülemeyecek kadar küçük bir değere yaklaşmaktadır.



(a)



(b)



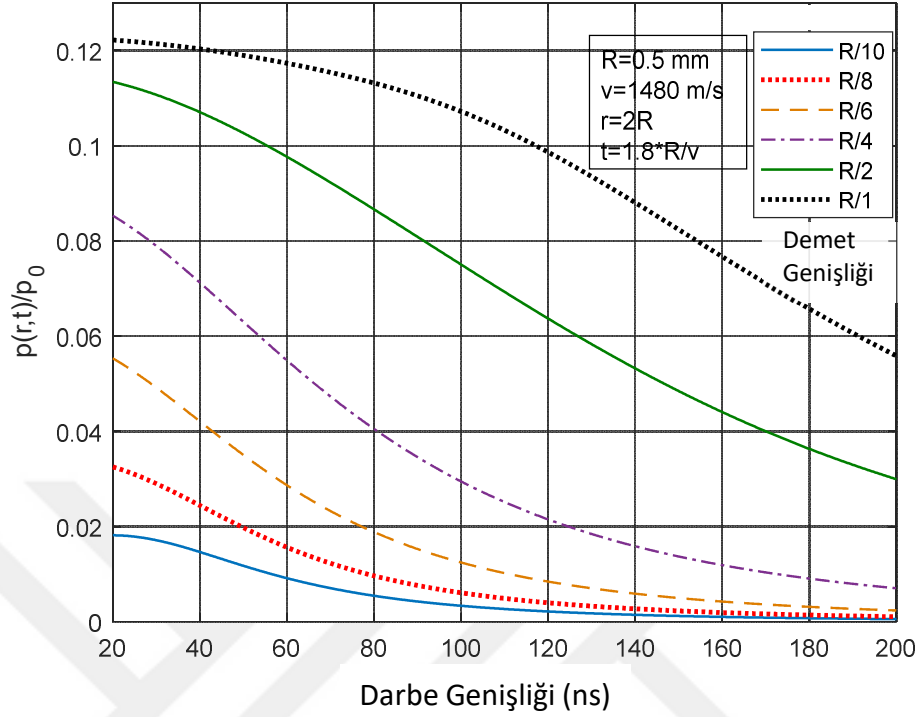
(c)

Şekil 3.4. Eşitlik (2.91) için sensörün değişen konumlarındaki normalleştirilmiş basınç değerleri: (a) Farklı normalize t değerlerinde; (b) τ_p 'nin farklı değerlerinde; (c) τ_r 'nin farklı değerlerinde.

Benzer yorumlar, farklı normalize zaman değerlerinin, farklı darbe sürelerinin ve lazer demet genişliklerinin normalize basınç değerleri üzerindeki sensör konumu ile değişen etkisini gösteren Şekil 3.4 içinde yapılabilir. Şekil 3.4 (a)'da gösterildiği gibi, mesafe ve algılama süresi arttıkça, öngörülen bir sonuç olarak basınç azalmaktadır.

Şekil 3.5'de farklı lazer demet genişliklerinin, darbe süresi ile değişen basınç dalgası üzerindeki etkisini aynı anda görebilmek için belirli bir sensör konumu ve ölçüm süresi seçilmiştir. FA dalga genliğinin, artan darbe süresi ile azaldığı Şekil 3.5'de olduğu gibi açık bir şekilde görülmektedir. Çünkü, lazer enerjisi değişmezse, darbe süresi ve lazer tepe gücü birbiriyle ters orantılı olacaktır. Bu sebeple darbe süresi ne kadar kısa olursa, FA sinyalin genliği de o kadar yüksek olacaktır. Ayrıca, Şekil 3.5'de, R/τ oranı yükseldikçe FA sinyalindeki değişimin azaldığı görülmektedir. Bu durum, dalga denkleminin konumsal kısmını keskinleştirir ve bir Dirac delta fonksiyonu gibi davranmasına yol açar. Şekil 3.3 (c) ve Şekil 3.4 (c)'de, bazı dalgaların eksik oluşumu, seçilen parametrelerin, Eşitlik (3.1)'deki sınır koşulunu sağlamadığı ve sensörün algılayamadığı gerçeğinden kaynaklanmaktadır.

$$\frac{r - R}{v} < t < \frac{r + R}{v} \quad (3.1)$$



Şekil 3.5. Farklı demet genişliklerinde Eşitlik (2.91) için darbe süresinin akustik dalga basıncı üzerindeki etkisi.

3.2. Frekans Bölgesi Analizi

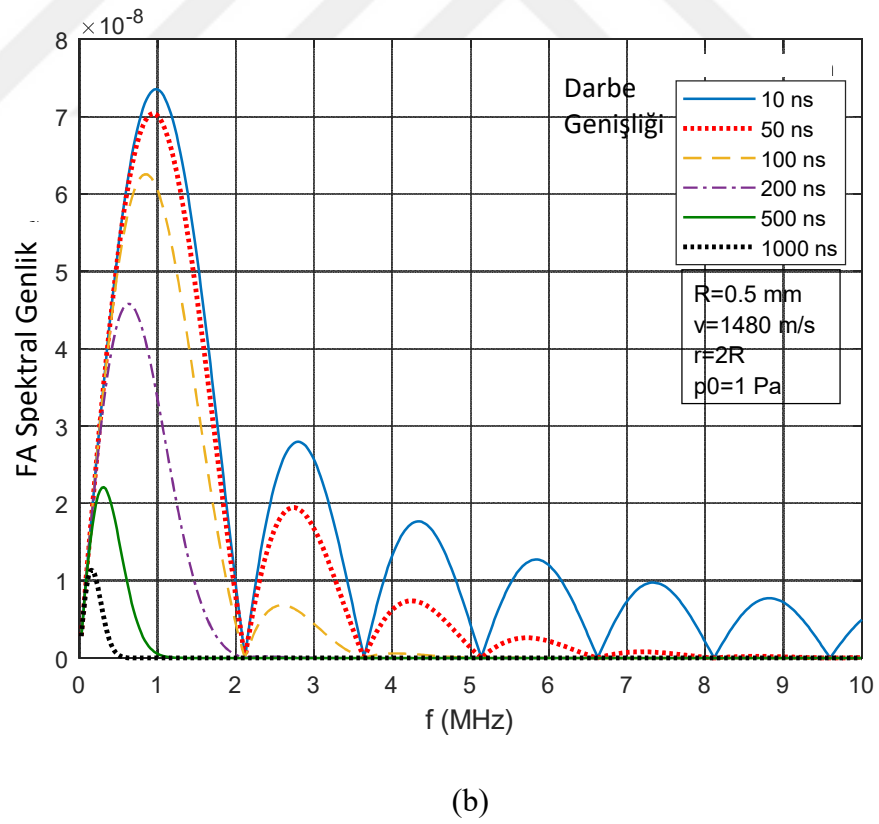
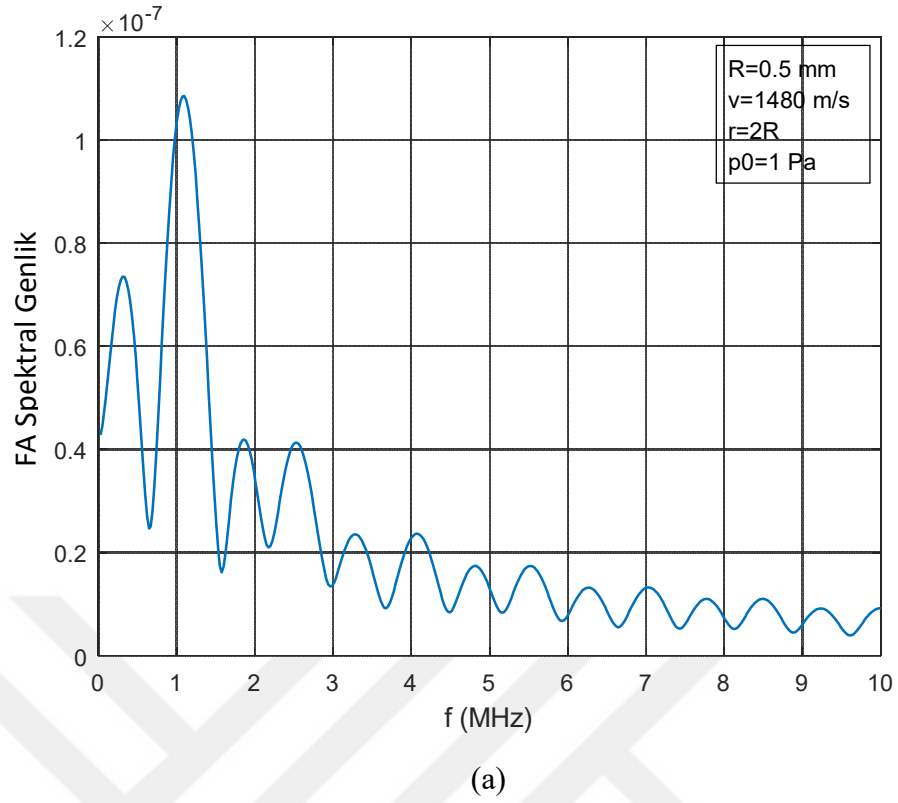
FA etkinin kullanıldığı uygulamalar görüntüleme ile sınırlı olmadığı için, lazerle uyarılan ortamda üretilen akustik dalganın frekansına duyarlı bir akustik sensörün tasarımında frekans analizi çok kritik hale gelmektedir. Madde veya analit, istenen akustik dalganın frekansına ayarlanmış sensör ile tespit edilebilir. Bununla birlikte algılamanın gerçekleşmesi için akustik dalganın olduğu lazerle uyarılan ortamın fiziksel yapısı ve lazer parametreleri, tüm yönleriyle bilinmelidir. Bu amaçla, ikinci bölümde yapılan çözümlerin frekans alanı analizleri karşılaştırılmıştır. Yapılan frekans analizleri ile sensör konumu, akustik dalga ölçüm süresi ve lazer parametreleri gibi parametrelerin FA sinyal üzerindeki etkisi incelenerek daha net bilgiler elde edilmiştir. Bölüm 2.6'te FA dalga denklemi Green fonksiyonu yaklaşımı ile kaynak terimi Dirac delta fonksiyonu kullanılarak Eşitlik (2.46)'da bir zaman denklemi çözümü elde edilmişti. Öncelikle bu çözümün frekans bölgesi analizinin yapılabilmesi için Wang'ın zaman alanı çözümüne ters Fourier dönüşümü uygulandı ve frekans alanı çözümü, $R=0.5$ mm, $r=2R$, $v=1480$ m/s ve $p_0=1$ Pa için Eşitlik (3.2) elde edildi. Bu parametre değerleri yapılmış olan üç çözüm

içinde ortak parametrelerdir ve Şekil 3.6 ve Şekil 3.9 arasındaki grafikler bu değerlere göre çizilmiştir.

$$\begin{aligned}
 p(r, \omega) = & -\frac{1}{4\omega^2} \left[-i \exp\left(\frac{i\omega}{7.4 \times 10^6}\right) \omega + i \exp\left(\frac{i\omega}{7.4 \times 10^6}\right) \omega + i\omega \right. \\
 & + 2.96 \times 10^6 \exp\left(\frac{i\omega}{0.592 \times 10^6}\right) \\
 & - 2.96 \times 10^6 \exp\left(\frac{i\omega}{7.4 \times 10^6}\right) \\
 & - 2.96 \times 10^6 \exp\left(\frac{i\omega}{1.48 \times 10^6}\right) \\
 & \left. + 2.96 \times 10^6 \right] \exp\left(-\frac{3i\omega}{2.96 \times 10^6}\right)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

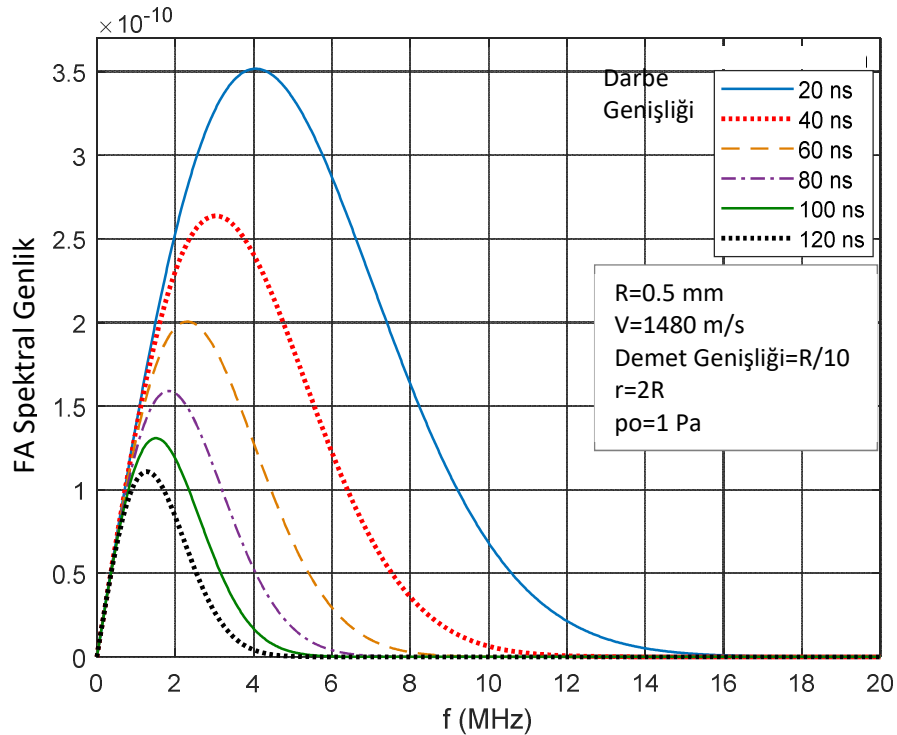
Lazer demet genişliği sadece üçüncü çözümde kullanılırken lazer darbe süresi ikinci ve üçüncü çözümlerde mevcuttur. Bu parametrelerin farklı değerleri seçilerek FA basınç üzerindeki etkileri kolaylıkla gözlemleyebilir. Şekil 3.6 (a)' da, Eşitlik (3.2) frekans cevabı incelenmiştir ve bu çözümde basınç dalgasının genliği diğer çözümlerden daha yüksek olarak elde edilmiştir. Maksimum genlik sayısal olarak yaklaşık 1.1 MHz'de algılanmıştır. İkinci çözümün frekans bölgesi incelemesinin gerçekleştirilebilmesi için Eşitlik (2.80)'in Matlab ile ters fourier dönüşümü alınmıştır. Bu dönüşümden elde edilen grafik Şekil 3.6 (b)' de verilmiştir. Şekil 3.6 (b)'de darbe süresinin etkisi gösterilmektedir. Artan darbe süresi değerleri ile genlikte oluşan azaltma, ortamdaki enerji emiliminin yayılmasına bağlı oluşan kayıpların bir sonucudur. Ayrıca, Şekil 3.6 (b)'de gösterdiği gibi, yüksek frekanslı harmonikler düşük darbe sürelerinde ortaya çıkmaya başlamıştır. Darbe süresinin bir başka etkisi ise darbe süresi arttıkça akustik dalgaının rezonans frekansının daha düşük değerlere kaymasıdır. Nümerik bir örnek olarak, darbe süresi 10 ns'ye karşılık gelen frekans değeri yaklaşık 1 MHz iken, 1 µs'ye karşılık gelen frekans değeri yaklaşık 0.17 MHz'dir. Bu değerlerin bilinmesi, oluşturulacak akustik sensörün bant genişliğinin geniş veya dar olmasını belirlemede kritik öneme sahiptir.

Pratik bir sensör tasarımında lazer demet genişliğinin etkisi, üçüncü çözümde dikkate alınabilir. Fakat bu çözümün frekans çözümü olmadığından bu çözümden geliştirilen Eşitlik (2.91)' de sunulan teorik model yaklaşımının frekans bölgesi analizleri incelenmiştir.

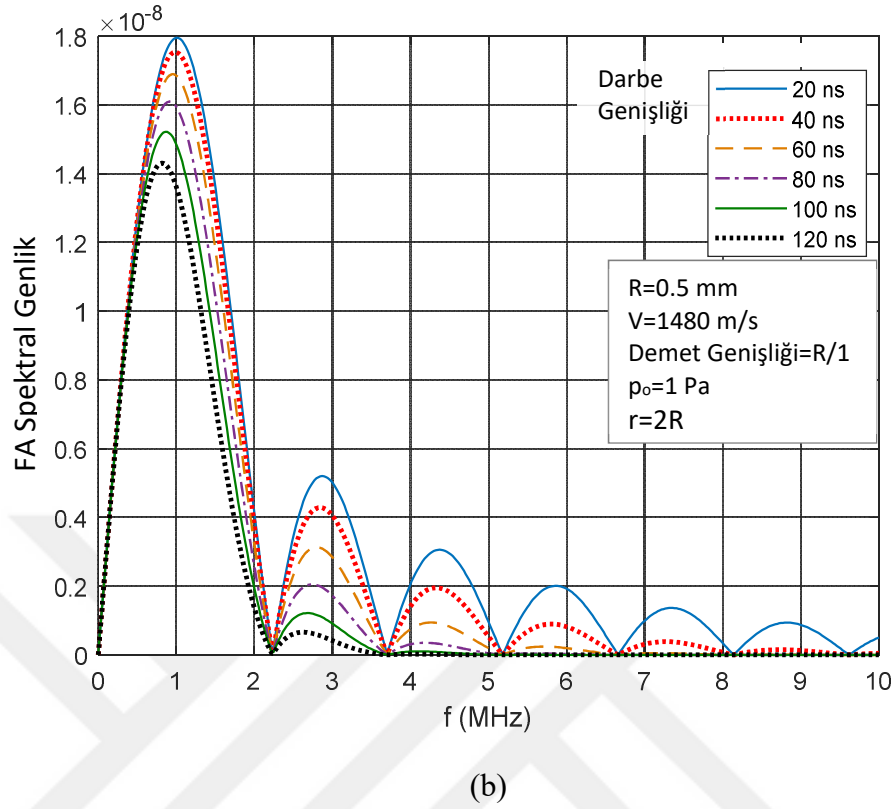


Şekil 3.6. Farklı darbe sürelerinde Frekans bölgesi cevapları: (a) Eşitlik (3.2) için; (b) Eşitlik (2.80) için.

Şekil (3.7) ve sonraki şekiller Eşitlik (2.91)'e aittir. Lazer demet genişliğinin farklı değerlerinde, lazer darbe süresinin de etkisi değişir. Daha açık bir şekilde ifade edilecek olur ise düşük veya yüksek bir demet genişliğine sahip olan farklı lazerlerin, darbe süresi etkileri farklı olmaktadır. Bu durum Şekil 3.7 (a) ve (b)'de gösterilmiştir. Şekil 3.7 (a), düşük demet genişliğinde oluşan düşük basınç değerlerini ve harmoniklerin yokluğunu gösterirken, Şekil 3.7 (b), yüksek demet genişliğinde oluşan yüksek basınç değerlerini ve harmoniklerin varlığını göstermektedir. Sonuç olarak, bu durumun lazerin daha geniş bir yüzeyle etkileşmesinin bir sonucu olduğu sonucuna varılabilir. Şekil 3.7 (a) ve (b)'de gösterildiği gibi darbe süresi arttıkça, rezonans frekansının düştüğü açıktır. Lazerin düşük demet genişliğinde gerçekleşen darbe süresi değişimi, frekans kaymasını daha da artıracaktır. Demet genişliği arttıkça, rezonans frekansı düşerken, aksine FA sinyalin genliği Şekil 3.8'de gösterildiği gibi artmaktadır. Bu durum artan demet genişliği ile ortamda soğurulan enerjinin artması sebebiyle gerçekleşir. Ek olarak, giriş genişliğinin düşük ve yüksek değerlerinde spektral içerikler farklı olduğu için, Şekil 3.8 (a) ve (b)'de gösterildiği gibi grafik iki kısma ayrılmıştır. Harmonikler yüksek demet genişliğinde meydana gelirken, düşük ışın genişliğinde harmonikler oluşmaz. Bu durum, giriş genişliği arttıkça, spektral içeriğin daha da zenginleştiğini göstermektedir.

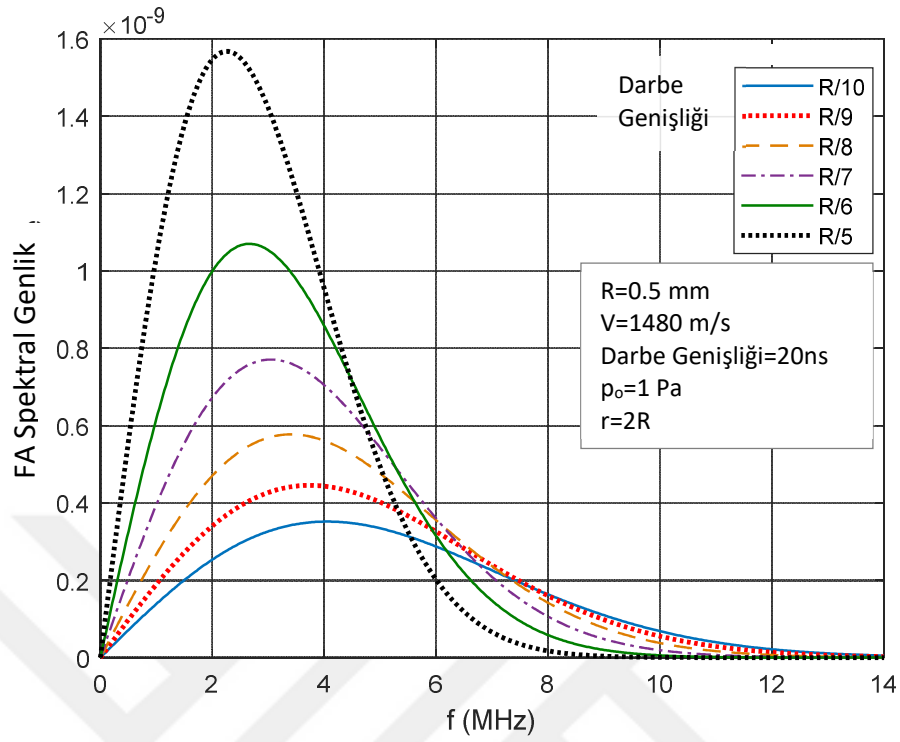


(a)

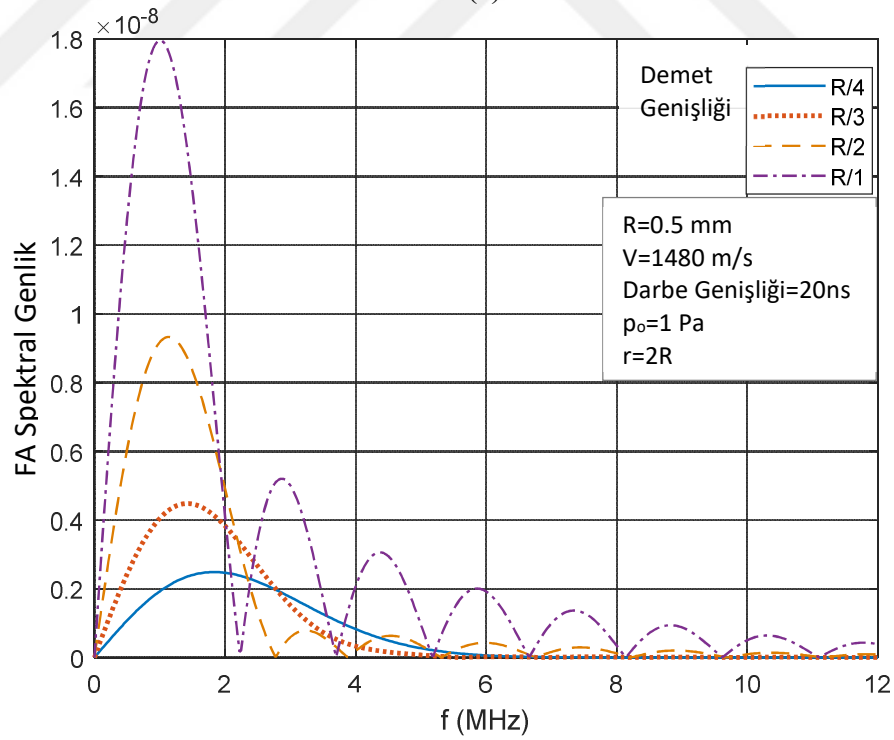


Şekil 3.7. Eşitlik (2.91) için darbe süresinin FA dalgasının spektral genliği üzerindeki etkileri: (a) Demet genişliği = $R/10$; (b) Demet genişliği = $R/1$.

Sensör pozisyonunun değişiminin üretilen basınç dalgasının frekansı üzerinde bir etkisinin olmadığı Şekil 3.9’ da görülmektedir. Sinyaller, farklı konumlardaki sensörler tarafından ölçüldüğü için rezonans frekansları aynı bile olsa genliklerinde değişiklikler meydana gelmektedir. Darbe süresi ve demet genişliği rezonans frekansını değiştirirken, sensör pozisyonunun rezonans frekansı üzerinde herhangi bir etkisi olmamıştır. Bu, akustik sensör tasarımı için önemli bir sonuçtur. Şekil 3.10, bu çalışmada önerdiğimiz teorik model yaklaşımımızın, Quan vd. [87] tarafından yapılan pratik uygulama sonuçlarıyla karşılaştırılmasını göstermektedir. Önerilen model hesaplamalarında, Quan’ın deneyinde belirtilen parametreler kullanılmıştır. Bu itibar ile önerilen model ile deney sonuçlarının iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür. Bu sonuç teorik model yaklaşımının yüksek derecede güvenilirliğe sahip olduğunu göstermektedir.

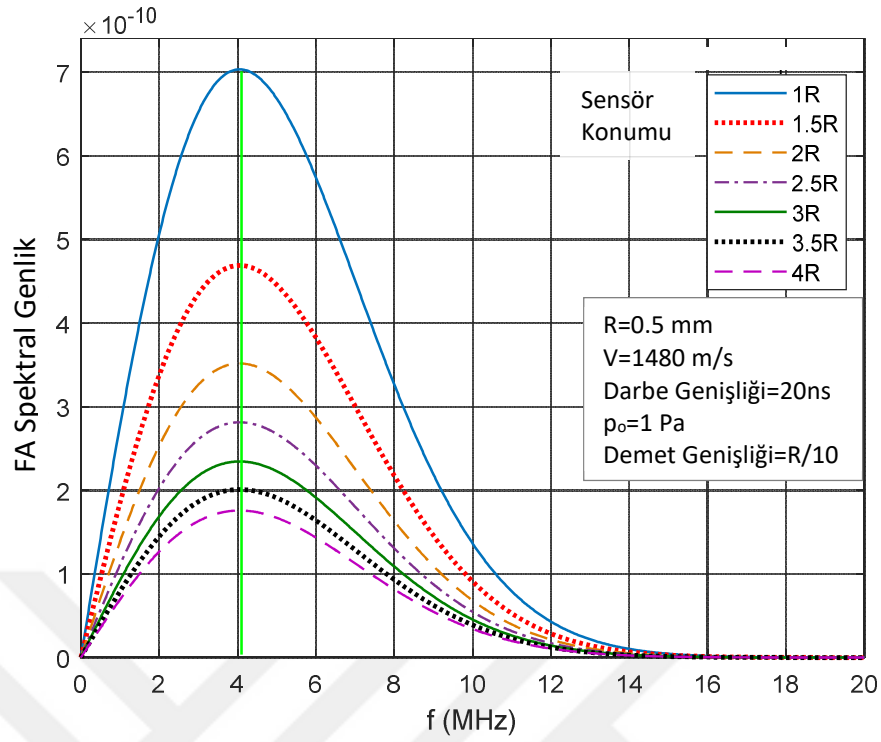


(a)

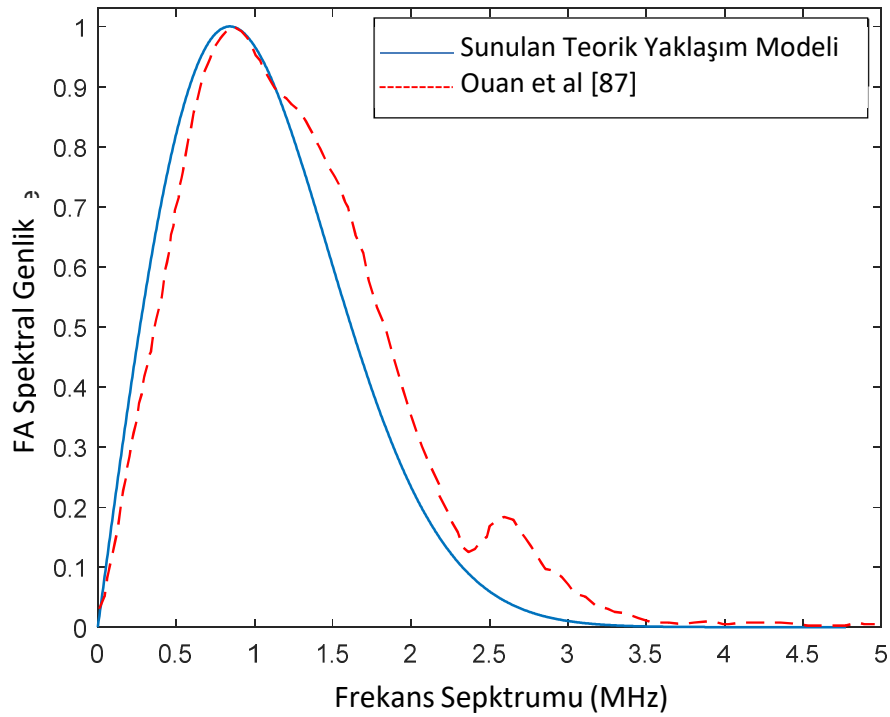


(b)

Şekil 3.8. Eşitlik (2.91) için 20 ns Darbe süresi için demet genişliklerinin akustik basınç üzerindeki etkileri: (a) Düşük demet genişliklerinde (b) yüksek demet genişliklerinde.



Şekil 3.9. Eşitlik (2.91) için farklı sensör pozisyonlarında üçüncü çözümün frekans cevabı



Şekil 3.10. Eşitlik (2.91)'in K. M. Quan vd.'nin sonuçları ile karşılaştırılması.

4. BÖLÜM

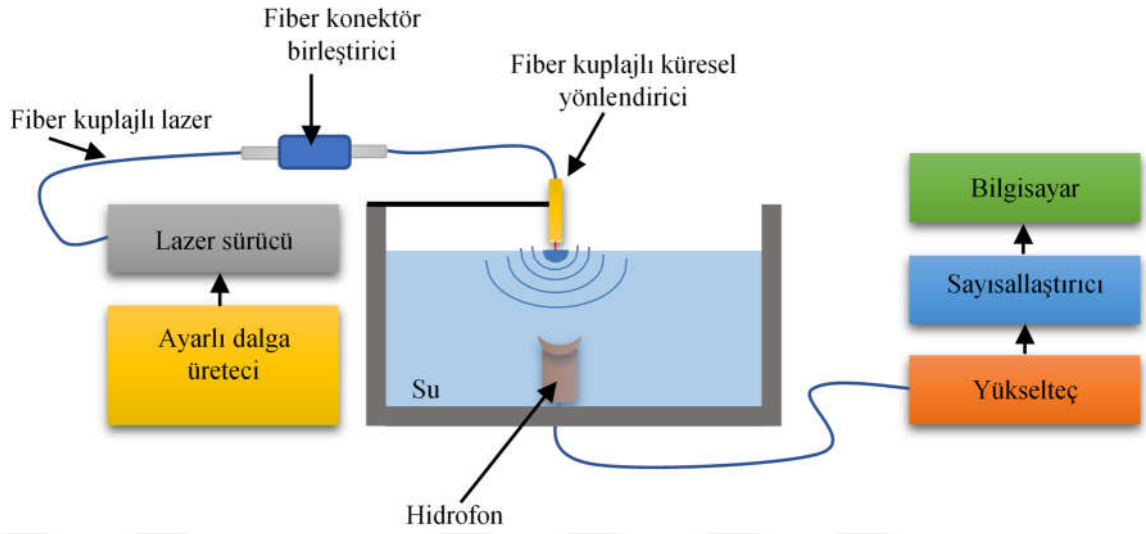
TEORİK YAKLAŞIM MODELİNİN DOĞRULANMASI

Bu bölümde, önerilen teorik model yaklaşımı olan Eşitlik (2.91)'in doğrulanabilmesi için bir deney düzeneği oluşturularak, deney sonuçları ile bölüm 3'de elde edilen nümerik analiz sonuçlarının karşılaştırmaları yapılmıştır.

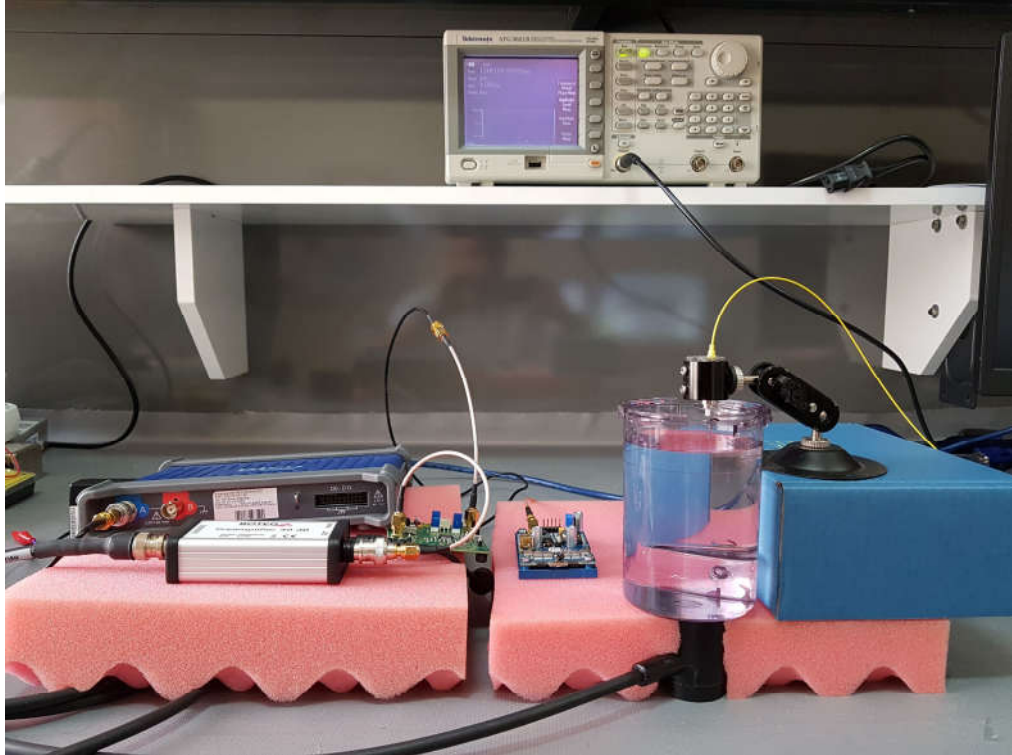
4.1. Doğrulama Deney Düzeneği

Model doğrulaması için oluşturulan deney düzeneği, Şekil 4.1 ve 4.2'de gösterildiği gibi küresel simetriyi sağlayacak şekilde belirlenmiştir. Doğrulama için distile su seçilmiştir çünkü literatürdeki uygulamalarda sıklıkla kullanılan ve bilinen fiziksel parametrelere sahip homojen bir ortamdır. Doğrulanacak teorik model, güçlü soğurum durumunu içerir. Güçlü soğurum, lazer demet yarıçapının penetrasyon derinliğinden çok çok küçük olduğu durumları ifade eder ($a \ll 1/\alpha$) [66, 82]. Bu durumun sağlanabilmesi için lazer diyot dalga boyu 1550 nm olarak belirlenmiştir. Çünkü bu dalgaboyunda saf suyun güçlü bir absorpsiyon piki (yaklaşık $\alpha > 10 \text{ cm}^{-1}$ [92]) bulunmaktadır. Bu sebeble ışık kaynağı olarak 1550 nm dalga boyunda çalışan bir diyot lazer (LPSC-1550-FC Pigtail Lazer Diyot, Max Power 100 mW, Lazer diyot demet genişliği 25 nm, Thorlabs Inc.) kullanılmıştır. Pigtailde kullanılan lazer diyot, Gaussian şekilli FPL1055T Fabry-Perot Lazer Diyot, darbeli olarak kullanıldığında 300 mW çıkış gücüne sahiptir. Lazer diyot, fiber optik kabloya (SMF-28-J9, çekirdek çapı 9 μm , fiber mod alanı çapı 10.4 μm , Thorlabs Inc.) kuple edildiğinde kuplaj kayıpları sebebiyle, lazerlerin çıkış gücü 100 mW'a düşmektedir. Pigtail Lazer diyot çıkışında asferik fiber kollimatör (CFS2-1550, Thorlabs Inc.) kullanılmıştır. Asferik fiber kollimatörün giriş mod alan çapı, fiberin çıkış mod alan çapı ile aynı olduğundan kolimatör ile fiber birbirine uyumlu hale gelmiştir. Asferik kolimatörün katalog bilgilerine göre, etkili odak uzunluğu 2.03 mm ve 1 odak uzunluğunda ölçülen $1/e^2$ demet çapı 0.38 mm'dir.

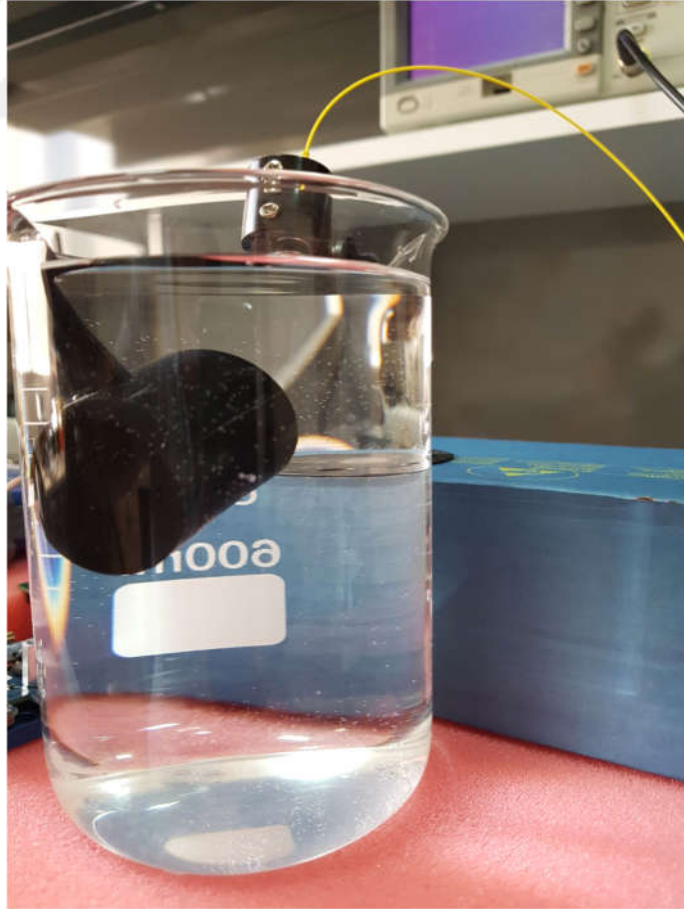
Yani su yüzeyinden 2.03 mm yükseklikten suya çarpan lazerin demet çapının, bir önceki satırda verilen iki değerin çarpımından $2.03 \times 0.38 = 0.7714$ mm olacağını ifade eder. Bu değer ortam saf su olduğundan çok büyük bir su molekülünü yani KN çapını ifade etmektedir. Belirtilen hesaplama ile bulunan KN çapı, bölüm 4’de değinilecek olan FA yöntem ile hesaplanan KN çapı ile de uyumludur. Kullanılan diğer bir asferik fiber kollimatörün (CFS5-1550, Thorlabs Inc.) katalog bilgileri, etkili odak uzunluğu 4.77 mm ve 1 odak uzunluğunda ölçülen $1/e^2$ demetçapı 0.87 mm’ dir. Dolayısıyla kollimatörden çıkan lazer ışının demet çapı 4.1151 mm’dir. Bu çalışmada kullanılan her iki demet yarıçapı için de yukarıda verilen şart sağlandığından güçlü soğurma durumu oluşmaktadır. Lazer diyotu sürmek için bir sürücü modülü (Picolas LDP-V 50-100 V3.3) kullanıldı. Bu modülün trigger darbe girişine bir fonksiyon jeneratörü (AFG3021B, Tektronix) tarafından üretilen sinyal uygulanarak, lazer diyoda yüksek İGO sahip darbeli sinyallerin uygulanması sağlanmıştır. Deney, yarıçapı ve yüksekliği 20 cm silindirik bir ölçüm kabında gerçekleştirilmiştir. Bir akustik dönüştürücü olarak, bir membran hidrofon (HMA-0200, Onda Inc.), saf suyla doldurulmuş saydam ölçüm kabın yüzeyinden 1 cm aşağıya yerleştirilmiştir. HM Serisi membran hidrofonlar ultrasonik sinyalleri ölçmek için tasarlanmıştır. Düz bir frekans cevabına sahiptir ve bant genişliği 0.5-45 MHz aralığındadır. Data logger çıkışındaki elde edilen sinyaller hidrofonun üretici firmanın vermiş olduğu frekans cevabına göre kalibre edilmiştir. Hidrofonun Nominal Duyarlılığı 100 nV/Pa’dır. Algılayıcının tespit ettiği sinyallerin genliği μV seviyelerinde olduğundan, sinyal ilk olarak ön kuvvetlendirici (50 MHz Band Genişliği, Boteq Inc.) kullanılarak 40 dB kuvvetlendirilmiştir. Üretilen FA sinyalin ve ön amplifikatörün bant genişlikleri ve empedansları birbiriyle uyumludur. Ayrıca, ön amplifikatörde kullanılan yüksek çıkış akımı diferansiyel hat sürücüsü AD815’in (-66 dB @ 1 MHz’nin 200 Ω , 120 MHz bant genişliği, Analog Devices Inc.’e) düşük harmonik distorsiyonu sayesinde mükemmel bir şekilde sinyal bütünlüğünün korunmasını sağlamıştır. Daha sonra, son amplifikatör olarak AD8331-EVAL (Voltaj gürültüsü 0.74 nV / $\sqrt{Hz}$, Akım gürültüsü 2.5 pA/ $\sqrt{Hz}$, 3 dB bant genişliği 120 MHz, Analog Devices Inc.) modülü kullanıldı. Bu modülün HI modu etkinleştirildiğinde, sinyal kazancı 7.5 dB ile 55.5 dB arasında ayarlanabilmektedir. Amplifikasyon işleminden sonra, alınan sinyaller hem bir osiloskop hem de bir veri kaydedici olarak Picoscope (3206MSO, 200 MHz analog bant genişliği, 1 GS/s gerçek zamanlı örnekleme, 512 MS tampon belleği) ile ölçülmüştür. PicoScope ayrıca bir spektrum analizör işlevi görebildiğinden frekans alanı ölçümlerinde kullanılmıştır.



Şekil 4.1. Doğrulama için oluşturulan deney düzeneği blok şeması.



Şekil 4.2. Doğrulama için oluşturulan deney düzeneği.



Şekil 4.3. (a) Deney düzeneğinde kullanılan elemanlar. (b) Odaklanmış Hidrofon

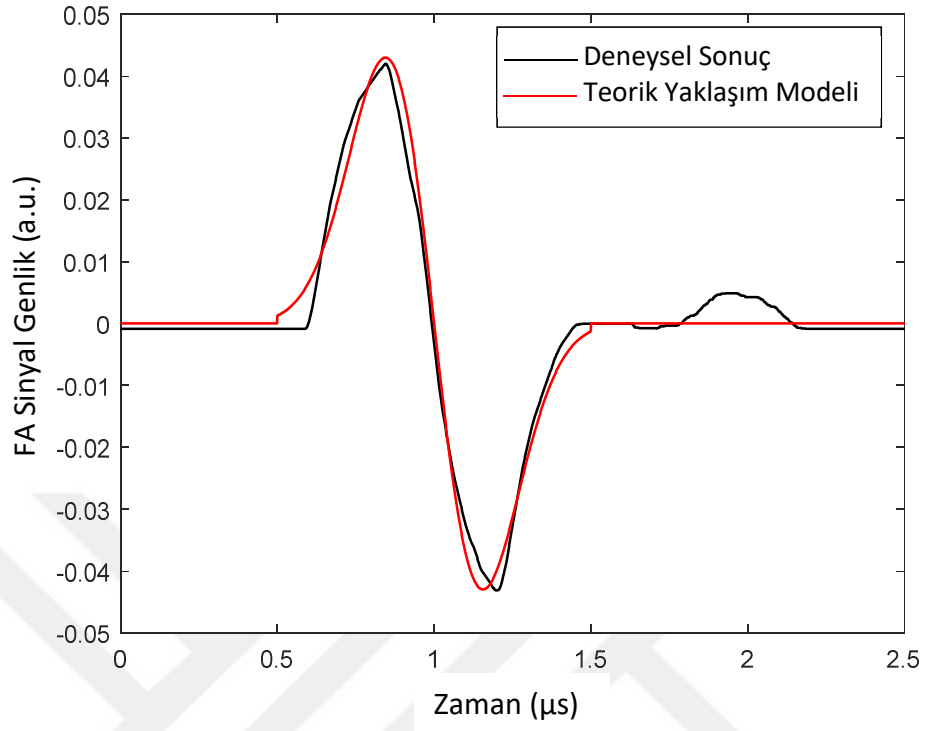
Bu cihazdaki spektrum analizörü, geleneksel bir tarama spektrum analizöründen farklı olarak, tek bir tekrar edilemeyen dalga formunun spektrumunu gösterebilen hızlı Fourier dönüşümü (HFD) tipindedir. PC osiloskopdan elde edilen deneysel veriler daha sonra Matlab yazılımı tarafından işlendi ve grafiksel hale getirilmiştir. HFD spektrumu, Hamming penceresinden 16 ns aralıklarla 62.5 MSa/s'lik bir örnekleme hızında 32764 sinyalin örneklenmesiyle elde edilmiştir. Şekil 4.3'de Hidrofon ve düzenekte kullanılan elemanlar görülmektedir.

4.2. Bulgular

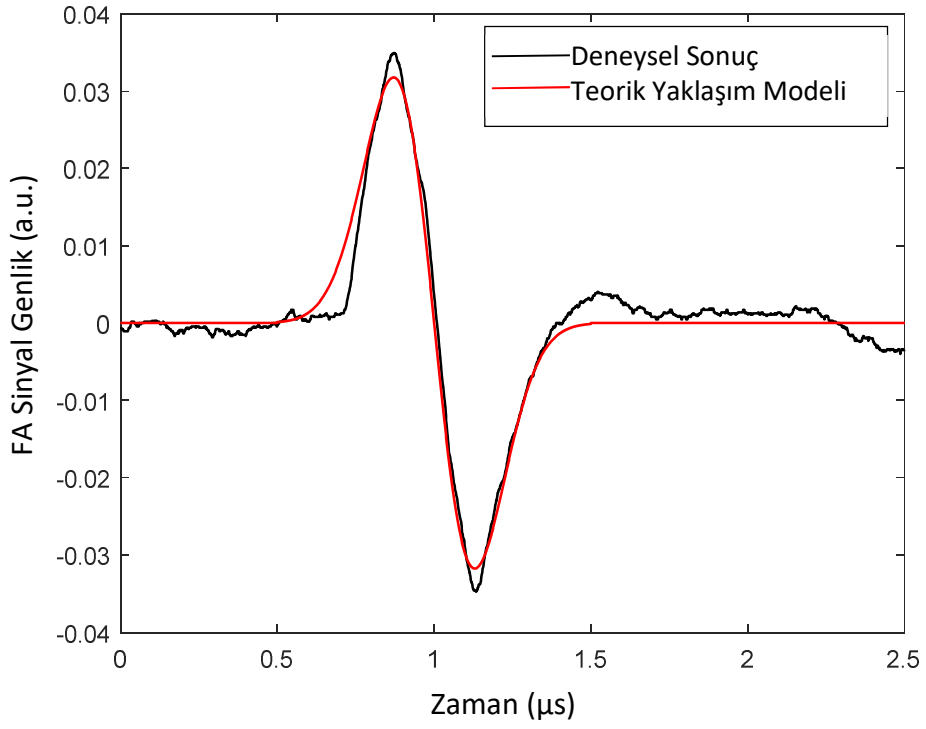
Eşitlik 2.92' de verilen teorik yaklaşım modelini doğrulamak için gerçekleştirilen tüm deneyler, saf suda yapılmıştır. Eşitlik (2.91)'de elde edilen zaman alanına ait teorik sonuçları ve ölçülen değerlerin grafikleri Şekil 4.4'de üst üste çizdirilmiştir. Bu çizimlerden, teorik ve deneysel ölçüm değerlerinin birbirleriyle uyumlarının oldukça iyi olduğu görülmüştür. Zaman alanı teorik hesaplamasında kullanılan FA dalga parametre değerleri, Tablo 4.1'de verilmiştir. Bu tabloda bulunmayan tekrarlama frekansı (TF), 50 kHz olarak uygulanmıştır. Ölçülen zaman bölgesi değerlerinde, lazer atım süresi değerleri arttığında, elde edilen FA sinyalin genliğinin düştüğünü görülmüştür. Bu durum üçüncü bölümde yapılan yorumlarla da uyumludur. Önerilen teorik model yaklaşımının doğrulanması amacıyla zaman alanı analizlerinden ziyade frekans bölgesi analizleri üzerinde durulmuştur. Şekil 4.4 (d), pc osiloskop yazılımı ile elde edilen Şekil 4.4 (b)'nin zaman bölgesi dalga şeklini göstermektedir. Zaman alanı grafikleri, aşağıdaki paragrafda bahsedilecek olan KN çapının hesaplanmasında kullanılmıştır.

Tablo 4.1. Zaman bölgesi için FA dalga parametre değerleri.

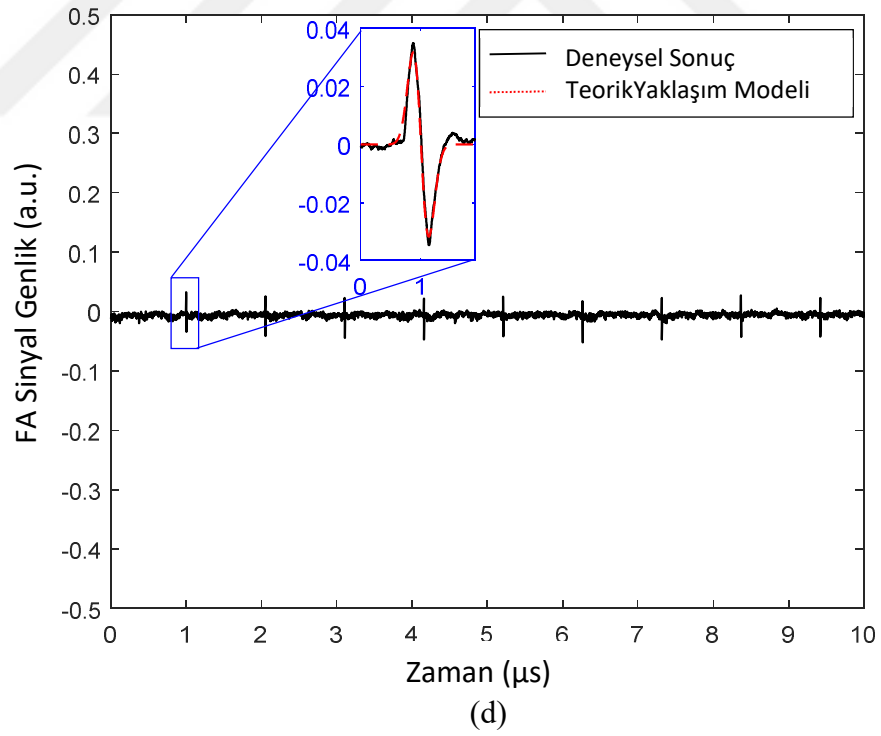
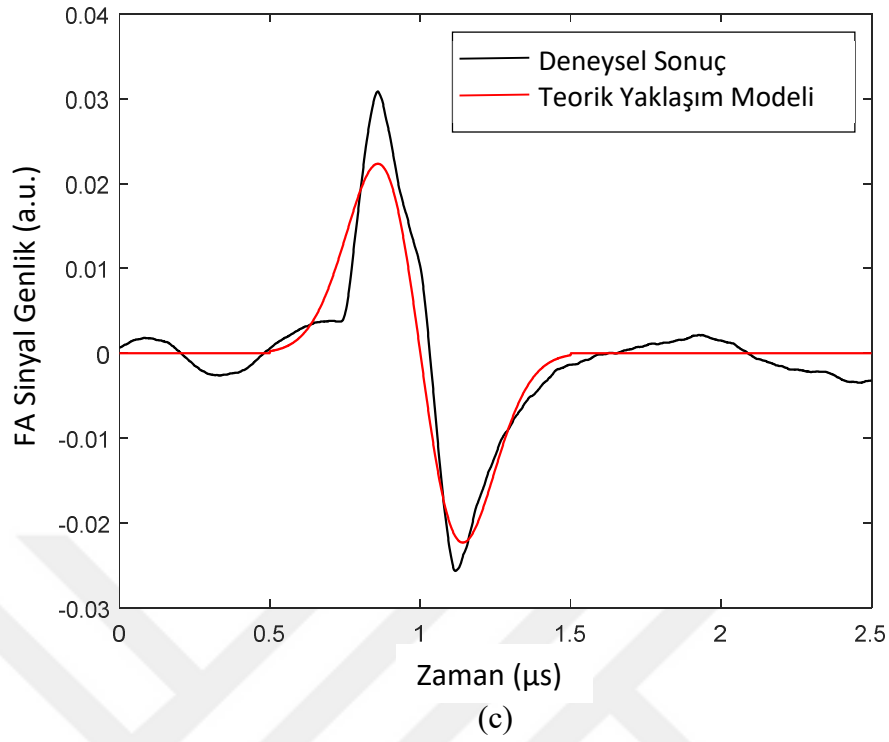
Şekil No	τ (mm)	τ_p (ns)
4.4.(a)	$R/10$	20
4.4.(b)	$R/10$	30
4.4.(c)	$R/10$	60



(a)



(b)



Şekil 4.4. FA sinyalin zaman cevabı. (a) 20 ns ile darbe süreli. (b) 30 ns ile darbe süreli. (c) 60 ns ile darbe süreli. (d) PC osiloskop yazılımı ile elde edilen Şekil 4.4 (b)'nin zaman- alan dalga formu.

Frekans bölgesi ölçümlerinde kullanılan parametreler Tablo 4.2’de verilmiştir. Bu hesaplamalarda TF, 50 kHz olarak uygulanmıştır.

Tablo 4.2. Frekans alanı için FA dalga parametre değerleri.

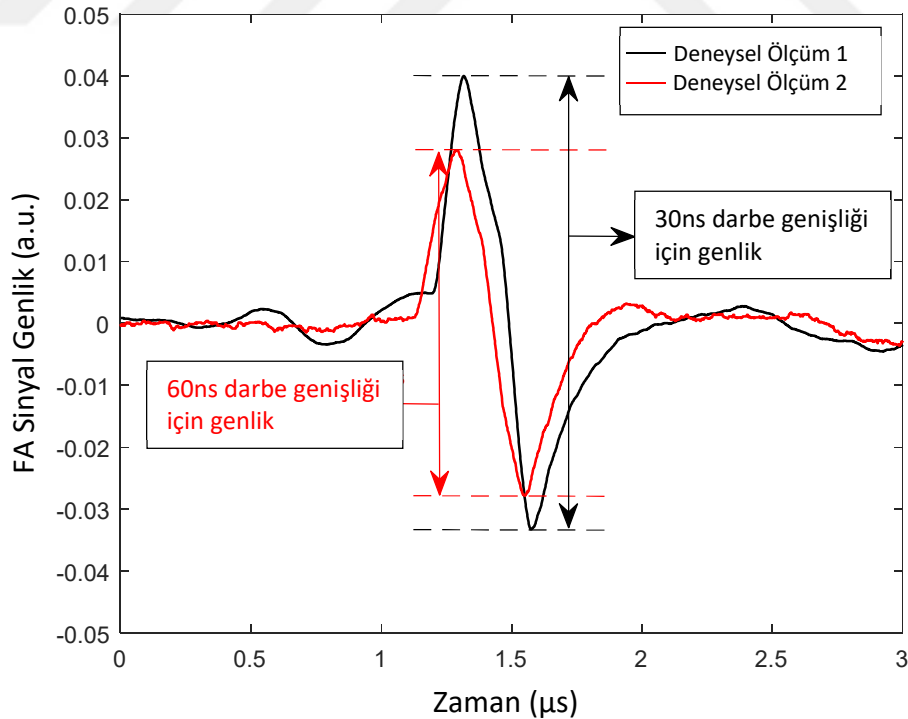
Şekil No	τ (μm)	τ_p (ns)
4.6, Deney#1	R/10	30
4.6, Deney#2	R/10	60
4.8.(a)	R/10	20
4.8.(b)	R/10	30
4.8.(c)	R/10	60
4.9, Deney #1	R/5	200
4.9, Deney #2	R/6	200
4.10, Deney #1	R/5	30
4.10, Deney #2	R/6	30

İlk olarak, spektral analiz ve teorik hesaplamalarda kullanılmak üzere KN çapı araştırılmıştır. KN çapı, üretilen FA sinyalin frekans içeriğini belirleyen kritik parametrelerden biridir. Optik bir mikroskop kullanılarak bir sıvı ortamda gömülmüş nesnelerin çapının mikron hassasiyet ile doğru şekilde ölçülmesi çok zordur. Bu nedenle, KN çapı, ultrasonik ve FA yöntemler kullanılarak hesaplanabilmektedir [88]. Bu çalışmada, FA dalgasının zaman-alan görüntüsünden ölçümler yaparak KN' nin çapını belirlenmiştir. Ortam optik bir kaynak tarafından ısıtıldığında, bir KN optik enerjiyi emer ve daha sonra gerçekleşen termoelastik dönüşümden dolayı ortamda dışa doğru hareket eden bir basınç dalgası meydana gelir. Pozitif ve negatif basınç tepe noktaları arasında zaman bölgesinde standart N-şekilli bir FA dalga oluşur. Bu tepe değerleri arasında oluşan zaman farkı KN'nin çapını ölçmek için kullanılır [89]. Bu zaman farkını Eşitlik (4.1)'de yerine konularak KN'nin çapı hesaplanır.

$$d = v (t_n - t_p) \quad (4.1)$$

Burada, t_p pozitif basınç tepe oluşum zamanıdır ve t_n negatif basınç tepe oluşum zamanıdır. Örneğin, Şekil 4.4 (a)'da, $t_n - t_p$ değeri yaklaşık 0,525 μs olarak ölçülmüştür. Bu değer saf suyun ses hızı ile çarpıldığında, KN'nin çapın 0.777 mm olarak hesaplanmıştır.

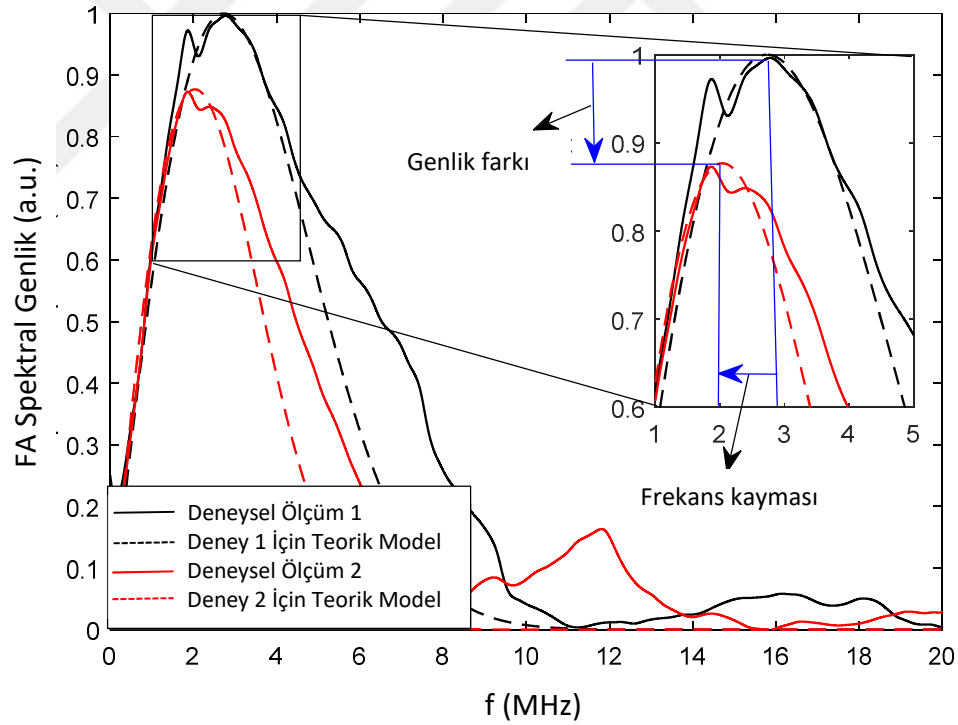
Şekil 4.5' de, Şekil 4.4 (b) ve Şekil 4.4 (c)'nin, ölçülen zaman alanı değerleri üst üste çizdirilmiştir. Şekil 4.6, $R/10$ demet genişlikli farklı darbe süre değerleri için Şekil 4.5'deki iki sinyalin frekans bölgesinde hem teorik hem de deneysel ölçüm sonuçlarını göstermektedir. Bu iki ölçüm arasındaki fark darbe süresi değerleridir. Darbe süresi, yüksek genlikli ölçümde 30 ns ve düşük genlikli ölçümde için 60 ns alınmıştır. Şekil 4.6, teorik yaklaşım modelinin ve deneysel ölçüm sonuçlarının çok tutarlı olduğunu göstermiştir. Aynı zamanda, deney 1'in teorik temel harmonik tepe frekansı 2.763 MHz olarak belirlenmiş iken, bu değer deneysel ölçümde 2.683 MHz olarak elde edilmiştir. Teorik yaklaşımla ölçülen, temel harmonik tepe değeri $\pm\%2.98$ 'lik bir doğrulukla bulunmuştur.



Şekil 4.5. $R/10$ demet genişlikli farklı darbe süresi değerleri için FA sinyallerin zaman bölgesi cevapları.

Ayrıca, darbe süresinin spektral içeriği ve üretilen FA dalga genliğine etkisi Şekil 4.5’de açıkça görülmektedir.

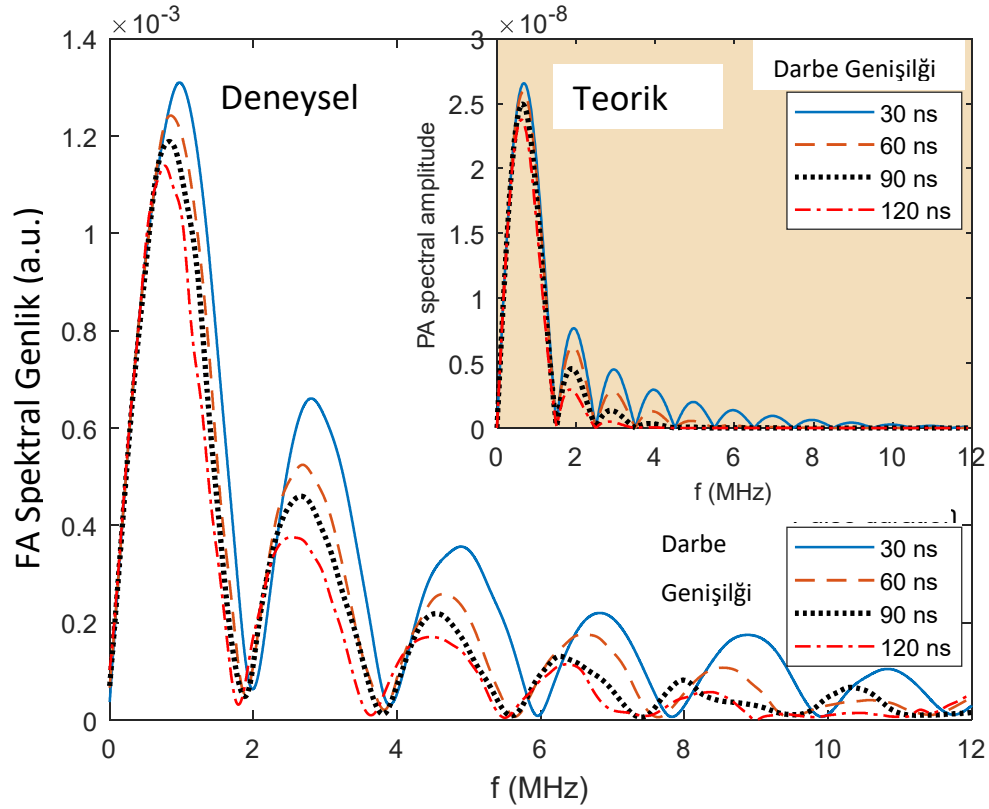
Lazer darbe enerjisi sabit olduğunda, en yüksek İGO’na ulaşılır ve bu durumda daha küçük darbe süresinde daha yüksek genlik oluşur [90]. Ayrıca, daha kısa darbe süresi, yüksek genliklere neden olurken derinlik çözünürlüğünde de bir bozulmaya sebep olur [73]. Bununla beraber, FA dalga spektral içeriği, darbe süresi değerinin değiştirilmesiyle değişir ve darbe süresi arttıkça, rezonans frekansı daha düşük değerlere doğru kaymaktadır. Bu durum Şekil 4.6 ve Şekil 4.7’de görülmektedir. Görüntülenecek örnek büyüklüğü akustik dalga frekansı ile doğru orantılı olduğundan, FA sinyalin yüksek frekans içeriğinin ortadan kalkması görüntüleme uygulamalarında istenmeyen bir etkidir [91].



Şekil 4.6. Şekil 4.5’deki iki sinyalin teorik ve deneysel ölçüm sonuçlarının frekans bölgesi cevapları.

Şekil 4.7, R/I demet genişlikli farklı darbe süreleri ile oluşturulmuş FA sinyallerin frekans cevabının teorik ve deneysel sonuçlarını göstermektedir. Bu grafikte, darbe süresi değerleri azaldıkça, yüksek frekanslı harmoniklerin ortaya çıktığı görülmektedir ki bu

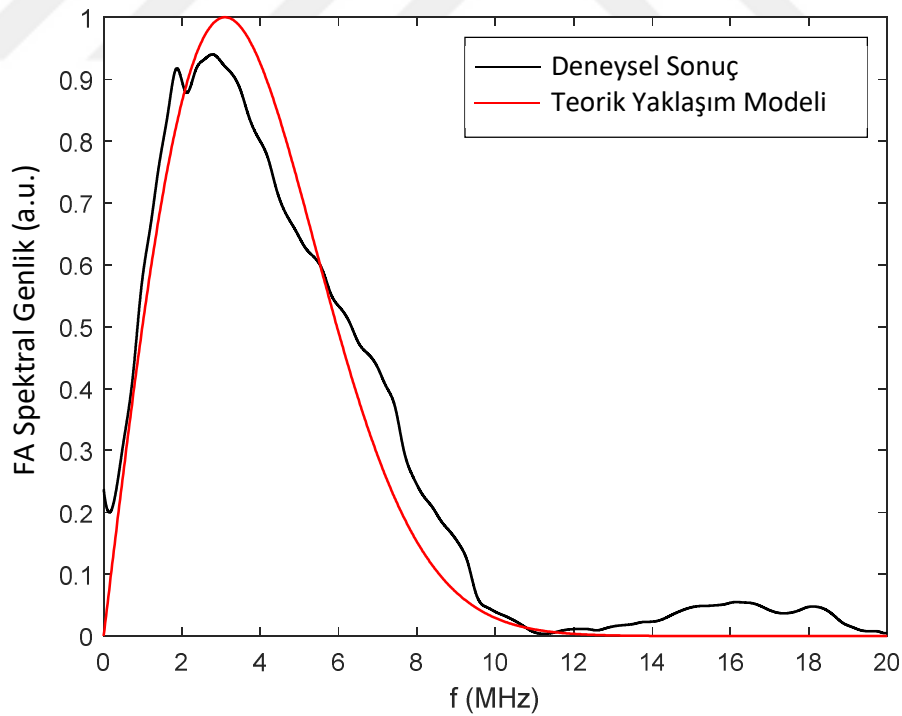
durum bölüm 3'te yapılan yorumlara uygundur. Ayrıca, frekans spektrumunda, darbe süresi artarken, tepe frekans değerlerinin azaldığı görülmüştür. Frekansa bağlı akustik distorsiyon ve lineer olmayan etkiler sebebiyle, spektrumun taban bantgenişliği çok az miktarlarda genişlemiştir. Bu genişleme, algılama uygulamaları için bir sorun oluşturmaz çünkü rezonans frekansını değiştirmez. Algılama uygulamalarında, tasarlanan akustik sensörün, FA sinyalinin temel harmonik frekansında rezonans etmesi beklenir. Bu nedenle teorik model yaklaşımımızın temel harmonik frekansı belirlemede çok başarılı olduğu ve algılama uygulamalarında ve akustik sensör tasarımlarında kullanılabileceği değerlendirilmiştir. Grafiklerden görülebileceği gibi, darbe süresi azaldıkça yüksek frekanslı harmonikler artmaktadır.



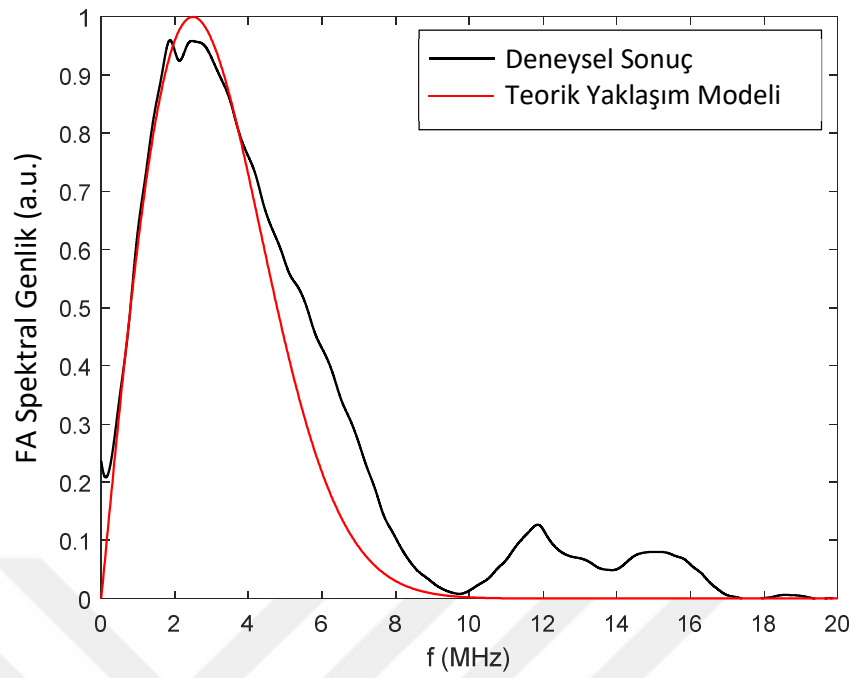
Şekil 4.7. FA sinyalin frekans cevabı: R/1 demet genişlikli farklı darbe süreleri için teorik ve deneysel sonuçlar.

Şekil 4.8, farklı lazer parametreleri ve darbe sürelerine sahip teorik ve deneysel ölçüm sonuçlarını göstermektedir. Grafiklerin uyumluluğu açıkça, deney sonuçlarının teorik model yaklaşımımızı doğruladığını göstermektedir. Ayrıca grafiklerde, temel harmonik frekans, darbe süresi arttıkça daha düşük değerlere kaymıştır. Bununla birlikte, düşük

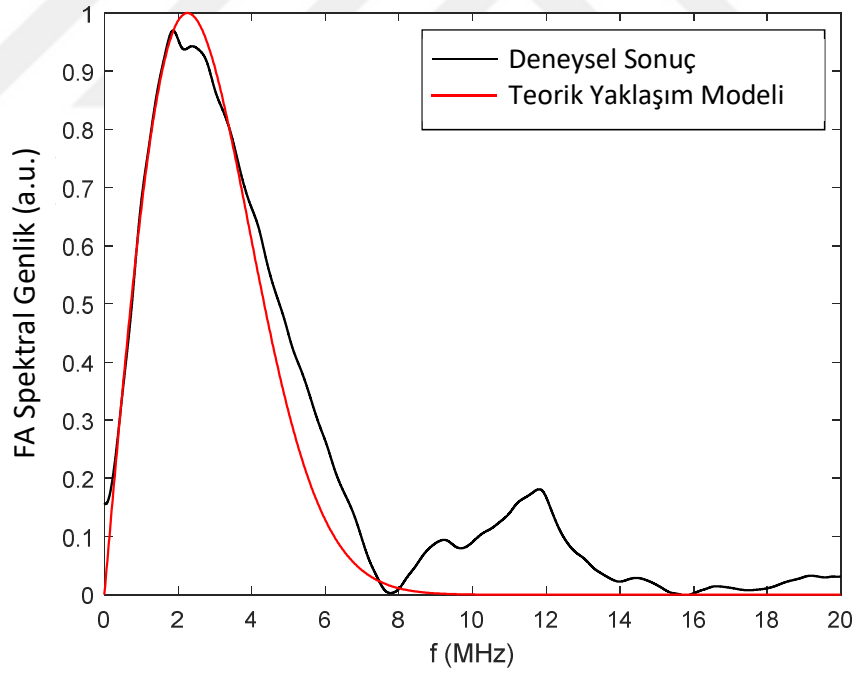
demet genişliğinin ($R/10$) etkisi ile yüksek frekanslı harmonikler meydana gelmiştir. FA sinyali üzerinde büyük bir etkiye sahip olan başka bir lazer parametresi de, lazer demet genişliğidir. Şekil 4.9’da, farklı ışın genişliklerine sahip iki sinyalin hem teorik hem de deneysel ölçüm sonuçları verilmiştir. Şekil 4.10, Şekil 4.9’deki iki FA sinyalin sadece deneysel ölçüm sonuçlarını göstermektedir. Şekil 4.9 ve Şekil 4.10’da görülebileceği gibi, demet genişliği arttıkça, FA basıncında arttığı görülmektedir. Ortamın yüksek demet genişliğine sahip bir lazer darbesiyle uyarılması, enerjinin büyük bir kısmının ortamdaki emiciler tarafından emilmesine neden olur. Bunun sonucu olarak FA sinyalin genliği artar. Demet genişliği azaldıkça, FA sinyalin zamansal profili keskinleşir ve n-şekilli bir dalgaya dönüşür. Bu durumda Gaussian uzaysal profili bir Dirac delta fonksiyonu gibi davranır ve sonuçta ortaya çıkan sinyalde lazer parametrelerinin etkisi kaybolur. Darbe süresinin aksine, ışın genişliği arttıkça sinyalin rezonans frekansı daha düşük değerlere kayar. Şekil 10’da elde edilen grafiklerde görüldüğü gibi, teorik model yaklaşımının ölçümlerle çok tutarlı olduğu teyit edilmiştir.



(a)



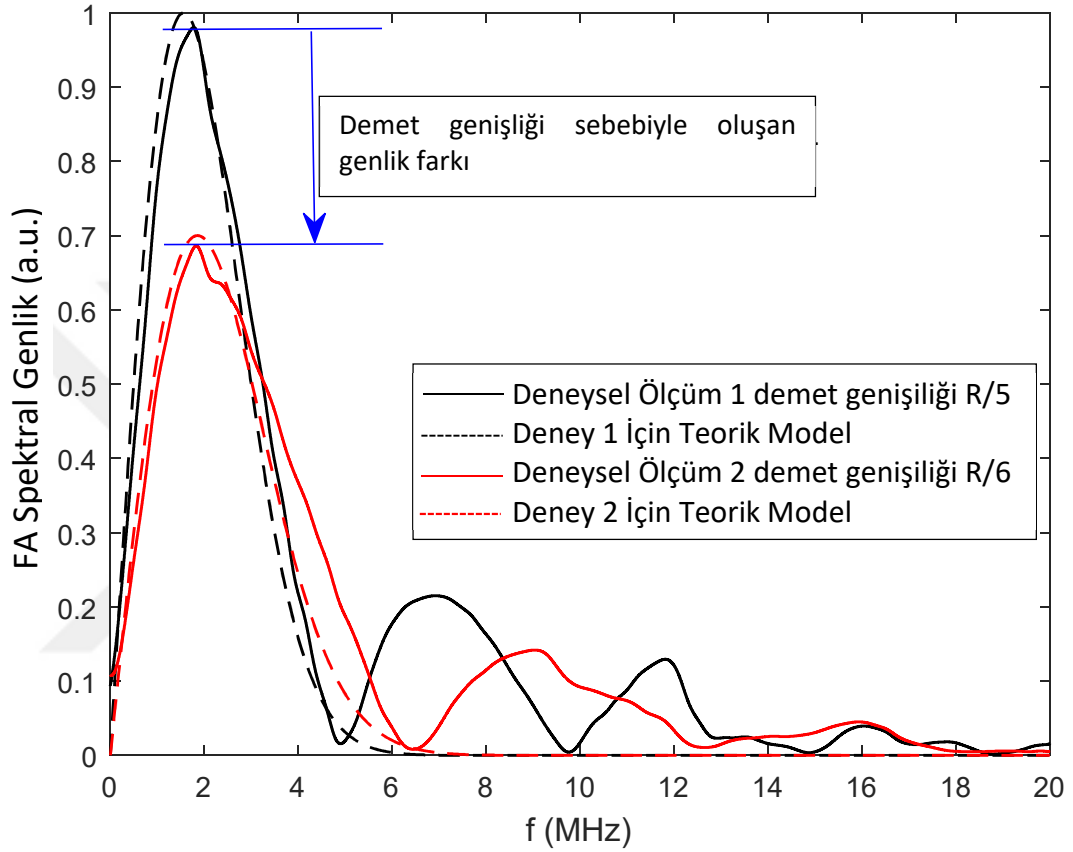
(b)



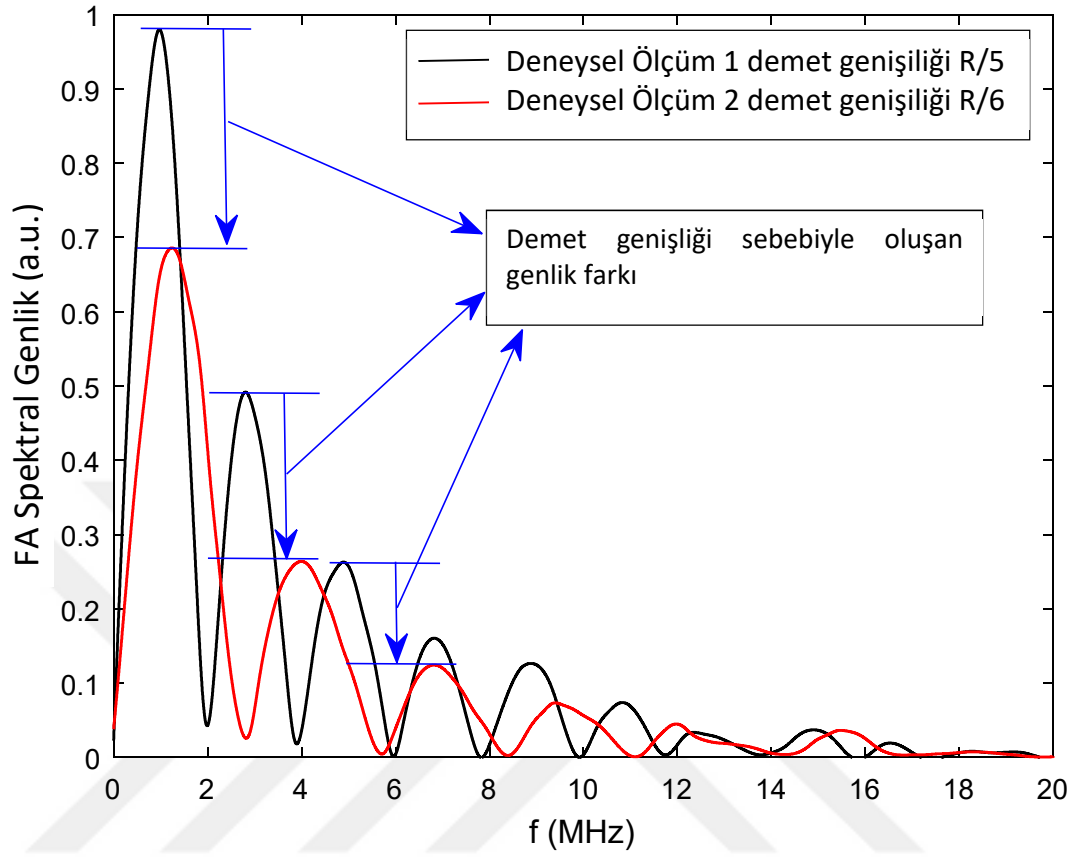
(c)

Şekil 4.8. FA sinyalin frekans cevabı: Tablo 4.2’deki farklı lazer parametrelerine sahip, darbe süresinin değişimine göre yapılan ölçümlerin teorik ve deneysel sonuçları (a) 20 ns ile darbe süreli. (b) 30 ns ile darbe süreli. (c) 60 ns ile darbe süreli.

Deney 2'nin teorik temel harmonik tepe frekansı 1.863 MHz olarak belirlenmiş iken, bu değer deneysel ölçümde 1.829 MHz olarak belirlenmiştir. Teorik yaklaşımla, deneysel temel harmonik tepe değeri $\pm\%1.8$ ' lik bir doğrulukla bulunmuştur.



Şekil 4.9. FA sinyalin frekans cevabı: Farklı demet genişliklerine sahip iki sinyalin teorik ve deneysel ölçüm sonuçları.



Şekil 4.10. FA sinyalin frekans cevabı: Şekil 4.8'daki farklı demet genişlikli iki FA sinyalin deneysel ölçümleri.

5. BÖLÜM

TARTIŞMA-SONUÇ VE ÖNERİLER

5.1. Tartışma-Sonuç ve Öneriler

Bu tez çalışmasının algılama ve spektroskopi uygulamalarında FA yöntemin literatürdeki yeri ve uygulamaları araştırılarak, FA etki ve oluşum mekanizmaları hakkında bilgiler verilmiştir. Ayrıca akustik sensör tasarımında kullanılan lazer ve akustik sinyal parametrelerinin etkisinin belirlenmesi için FA dalga denkleminin literatürdeki çözüm ve yaklaşımlarına değinilmiştir. Öncelikle akustik sensör tasarımlarında kullanılmak üzere FA dalga denklemini zaman ve frekans alanı yaklaşımları ve çözümleri hakkında titiz bir araştırma yapılmıştır. Yapılan analizler sonucunda bu çözümlerin sonuçları elde edilmiş ve daha önce Erkol vd. tarafından sunulan FA dalga denkleminin frekans alanı çözümünü geliştirerek teorik bir model yaklaşımı sunulmuştur. FA dalga denkleminin çözümlerinin grafikleri, farklı lazer, ortam ve akustik sinyal parametrelerinin değişimine göre çizilmiştir. Bu grafiklerin ışığında algılama uygulamalarında kullanılan bu parametrelerin farklı değerler ve sınır koşullarındaki etkileri ortamda oluşan FA sinyal üzerinde incelenerek, optimum değerleri teorik ve nümerik olarak analiz edilmiştir. Elde edilen FA sinyal frekans spektrumları birbiriyle uyumlu olduğu görülmüştür ve teorik model yaklaşımının, nümerik sonuçları deneysel olarak doğrulanmıştır. Teorik model yaklaşımına göre, deneysel ölçüm sonuçlarından elde edilen temel frekans değerleri, ortalama% 6,51'lik bir doğrulukla belirlenmiştir. Yapılan ölçümlerde bu değer $\pm$ % 1,8'e düştüğü tespit edilmiştir. Teorik model yaklaşımıyla, daha dar bantlı FA basınç sensörlerinin tasarlanacağını ve daha hassas tespitin mümkün olacağını öneriyoruz. Ayrıca bu çalışmada, darbe süresi ve lazer ışını genişliği gibi farklı lazer parametrelerinin, elde edilen PA sinyalinin spektral içeriğine etkileri incelenmiştir. Yapılan yorumlarda, FA algılama için en uygun parametrenin seçilmesine yardımcı olunmuştur.

Foto akustik sinyal, sabit darbe enerjili lazerler için darbe süresinin azalan bir fonksiyonudur. Belirli bir dalga boyu yani sabit soğurum katsayısı için, FA sinyalin genliği, darbe enerjisinin sabit olması koşuluyla darbe süresi artarken azalır. Buna ek olarak, darbe süresi akustik sınırlama süresinden veya termal sınırlama süresinden daha büyük bir değer aldığı anda, o zaman foto-akustik denklem artık geçerli olmamaktadır. Diğer bir deyişle, daha kısa darbe süresi, daha büyük foto akustik dalga genliği oluşturur. Bu koşul, darbe süresinin ışığın sadece doğrusal olarak emilmesine izin verdiği sürece geçerlidir. Kısa darbe süreleri daha yüksek frekanslı ses dalgaları üretir, bu nedenle akustik zayıflama göz önünde bulundurulmalıdır. Ayrıca, akustik etkiler de düşünüldüğünde, genel verim daha kısa darbe süreleri için daha yüksektir.

KN'nin yarıçapı arttıkça, radyal profilin çok keskin olması ve bir Dirac delta fonksiyonu gibi davranması nedeniyle normalleştirilmiş sinyalin değişimi hafifçe azalır, böylece lazer parametrelerinin (darbe süresi ve demet genişliği) sinyal üzerindeki etkileri azalmaya başlar.

Lazerin ortalama gücü sabit olduğunda, darbe tekrarlama frekansının azaltılması enerjide bir artışa neden olur. Böylece, foto akustik dalga, akının ve dolayısıyla lazerin enerjisi ile orantılı olması nedeniyle sinyalin genliği artar. Ayrıca, TF'daki azalmanın yavaş veri edinme hızıyla sonuçlandığı da dikkate alınmalıdır. Öte yandan, yüksek TF, geniş sinyal ortalamalarına izin verdiği için, zayıf kontrast görüntülendiğinde, İGO'nu artırabilir.

FA sinyal genliği doğrudan doğruya lokal depolanan akı ve KN'nin soğurum katsayısı ile orantılıdır. Bu nedenle, çoklu dalga boyunda ölçüm yapmak, karakteristik soğurum spektrumlarına dayanarak farklı soğuruculardan gelen sinyallerin spektral olarak ayrılmasını sağlar.

Piyasadaki mevcut lazerler belirli özelliklere sahiptirler. Bazılarının dalga boyları ayarlanma özelliğine sahip olmalarına rağmen, tekrarlama frekansı ve darbe enerjisi genellikle sabittir. Kısıtlamaların bir sonucu olarak, uygulamaya özel lazerler seçilmelidir.

KAYNAKÇA

1. Zhao Z., Nissila S., Ahola O., Myllyla R., 1998. Production and detection theory of pulsed photoacoustic wave with maximum amplitude and minimum distortion in absorbing liquid. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, **47(2)**, 578-583.
2. Webber M. E., MacDonald T., Pushkarsky M. B., Patel C. K. N., Zhao Y., Marcillac N., Mitloehner F. M., 2005. Agricultural ammonia sensor using diode lasers and photoacoustic spectroscopy. **Measurement Science and Technology**, **16(8)**, 1547.
3. Schilt S., Thévenaz L., Niklès M., Emmenegger L., Hügli C., 2004. Ammonia monitoring at trace level using photoacoustic spectroscopy in industrial and environmental applications. **Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy**, **60(14)**, 3259-3268.
4. Marinov D., Sigrist M. W. 2003. Monitoring of road-traffic emissions with a mobile photoacoustic system. **Photochemical & Photobiological Sciences**, **2(7)**, 774-778.
5. Szakáll M., Bozóki Z., Mohácsi Á., Varga A., Szabó G., 2004. Diode laser based photoacoustic water vapor detection system for atmospheric research. **Applied spectroscopy**, **58(7)**, 792-798.
6. Da Silva M. G., Miklos A., Falkenroth A., Hess P., 2006. Photoacoustic measurement of N₂O concentrations in ambient air with a pulsed optical parametric oscillator. **Applied Physics B**, **82(2)**, 329-336.
7. Meyer P. L., Sigrist M. W., 1990. Atmospheric pollution monitoring using CO₂-laser photoacoustic spectroscopy and other techniques. **Review of scientific instruments**, **61(7)**, 1779-1807.
8. Bakhirkin Y. A., Kosterev A. A., Curl R. F., Tittel F. K., Yarekha D. A., Hvozdar L., Faist J., 2006. Sub-ppbv nitric oxide concentration measurements using cw thermoelectrically cooled quantum cascade laser-based integrated cavity output spectroscopy. **Applied Physics B**, **82(1)**, 149-154.
9. Narasimhan L. R., Goodman W., Patel C. K. N., 2001. Correlation of breath ammonia with blood urea nitrogen and creatinine during hemodialysis. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, **98(8)**, 4617-4621.

10. Jones T. G., Hornstein M. K., Ting A. C., Wilkes Z. W., Lindwall D. A., 2008. Underwater acoustic generation with narrow and broadband lasers. **The Journal of the Acoustical Society of America**, **123(5)**, 3953-3953.
11. Sethuraman S., Amirian J. H., Litovsky S. H., Smalling R. W., Emelianov S. Y., 2008. Spectroscopic intravascular photoacoustic imaging to differentiate atherosclerotic plaques. **Optics Express**, **16(5)**, 3362-3367.
12. Samson E. B., Goldschmidt B. S., Whiteside P. J., Sudduth A. S., Custer J. R., Beerntsen B., Viator J. A., 2012. Photoacoustic spectroscopy of β -hematin. **Journal of Optics**, **14(6)**, 065302.
13. Gijsbertsen A., Bicanic D., Gielen J. L. W., Chirtoc M., 2004. Rapid, non-destructive and non-contact inspection of solid foods by means of photothermal radiometry; thermal effusivity and initial heating coefficient. **Infrared Physics & Technology**, **45(2)**, 93-101.
14. MacDonald S. A., Clecak N. J., Wendt H. R., Willson C. G., Snyder C. D., Knors C. J., Holmes S. J., (1991, June). Airborne chemical contamination of a chemically amplified resist, Vol. 1466, pp. 2-13. *Advances in Resist Technology and Processing VIII International*, Society for Optics and Photonics.
15. Wysocki G., Kosterev A. A., Tittel F. K., 2005. Spectroscopic trace-gas sensor with rapidly scanned wavelengths of a pulsed quantum cascade laser for in situ NO monitoring of industrial exhaust systems. **Applied Physics B**, **80(4-5)**, 617-625.
16. Besson J. P., Schilt S., Sauser F., Rochat E., Hamel P., Sandoz F., Thévenaz L., 2006. Multi-hydrogenated compounds monitoring in optical fibre manufacturing process by photoacoustic spectroscopy. **Applied Physics B**, **85(2-3)**, 343-348.
17. Bijnen F. G. C., Harren F. J. M., Hackstein J. H. P., Reuss J., 1996. Intracavity CO laser photoacoustic trace gas detection: cyclic CH₄, H₂O and CO₂ emission by cockroaches and scarab beetles. **Applied Optics**, **35(27)**, 5357-5368.
18. Schilt S., Besson J. P., Thévenaz L., Gyger M., 2005. Continuous and simultaneous multigas monitoring using a highly sensitive and selective photoacoustic sensor, Vol. 2, pp. 1215-1217. *In Lasers and Electro-Optics, 2005, CLEO*. Conference on IEEE, 22-27 May 2005, USA.
19. Lima J., Sthel M., Marín E., Gatts C., Cardoso S., Campostrini E., Vargas H., 2001. Ethylene and CO₂ emission rates in tropical fruits investigated by infrared

- absorption techniques, pp. 534-537. *In Analytical Sciences/Supplements Proceedings of 11th International Conference of Photoacoustic and Photothermal Phenomena*. The Japan Society for Analytical Chemistry, June 25-29, 2000, Kyoto, Japan.
20. Gondal M. A., Dastageer A., Shwehdi M. H., 2004. Photoacoustic spectrometry for trace gas analysis and leak detection using different cell geometries. **Talanta**, **62**(1), 131-141.
 21. Fischer C., Bartlome R., Sigrist M. W., 2006. The potential of mid-infrared photoacoustic spectroscopy for the detection of various doping agents used by athletes. **Applied Physics B**, **85**(2-3), 289-294.
 22. Bell A. G., 1881. The production of sound by radiant energy. **Science**, 2(48), 242-253.
 23. Haisch C. and Niessner R., 2002. Light and Sound - Photoacoustic Spectroscopy, (http://www.spectroscopyeurope.com/PA514_5.pdf).
 24. Röntgen W. C., 1881. On tones produced by the intermittent irradiation of a gas. **The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science**, **11**(68), 308-311.
 25. Tyndall J, 1881. Action of an intermittent beam of radiant heat upon gaseous matter. **Science**, **2**(37), 110-114.
 26. Bell A. G., 1880. The photophone. **Science**, 1(11), 130-134.
 27. Parker J. G., 1973. Optical absorption in glass: investigation using an acoustic technique. **Applied optics**, **12**(12), 2974-2977.
 28. Rosencwaig A., Griffiths P. R., 1981. Photoacoustics and photoacoustic spectroscopy. **Physics Today**, 34, 64.
 29. Bennett H. S., Forman R. A., 1977. Photoacoustic spectroscopy: a measurement technique for low absorption coefficients. **Applied optics**, **16**(11), 2834-2836.
 30. Aamodt L. C., Murphy J. C., 1978. Size considerations in the design of cells for photoacoustic spectroscopy. II. **Pulsed excitation response**. **Journal of Applied Physics**, **49**(6), 3036-3045.
 31. Murphy J. C., Aamodt L. C., 1977. Photoacoustic spectroscopy of luminescent solids: Ruby. **Journal of Applied Physics**, **48**(8), 3502-3509.

32. McDonald F. A., Wetsel Jr. G. C., 1978. Generalized theory of the photoacoustic effect. **Journal of Applied Physics**, **49(4)**, 2313-2322.
33. Lahmann W., Ludewig H. J., Welling H., 1977. Opto-acoustic trace analysis in liquids with the frequency-modulated beam of an argon ion laser. **Analytical Chemistry**, **49(4)**, 549-551.
34. Askar'yan G. A., Prokhorov A. M., Chanturiya G. F., Shipulo G. P., 1963. The effects of a laser beam in a liquid. **Sov. Phys. JETP**, **17(6)**, 1463-1465.
35. Rosencwaig A., 1973. Photoacoustic spectroscopy of biological materials. **Science**, **181(4100)**, 657-658.
36. Jackson W. B., Amer N. M., Boccara A. C., Fournier D., 1981. Photothermal deflection spectroscopy and detection. **Applied optics**, **20(8)**, 1333-1344.
37. Oda S., Sawada T., Kamada H., 1978. Determination of ultratrace cadmium by laser-induced photoacoustic absorption spectrometry. **Analytical Chemistry**, **50(7)**, 865-867.
38. Oda S., Sawada T., Nomura M., Kamada H., 1979. Simultaneous determination of mixtures in liquid by laser-induced photoacoustic spectroscopy. **Analytical Chemistry**, **51(6)**, 686-688.
39. Tam A. C., 1986. Applications of photoacoustic sensing techniques. **Reviews of Modern Physics**, **58(2)**, 381.
40. Davies S. J., Edwards C., Taylor G. S., Palmer S. B., 1993. Laser-generated ultrasound: its properties, mechanisms and multifarious applications. **Journal of Physics D: Applied Physics**, **26(3)**, 329.
41. MacKenzie H. A., Christison G. B., Hodgson P., Blanc D., 1993. A laser photoacoustic sensor for analyte detection in aqueous systems. **Sensors and Actuators B: Chemical**, **11(1-3)**, 213-220.
42. Ashton H. S., MacKenzie H. A., Rae P., Shen Y. C., Spiers S., Lindberg J., 1999, Vol. 463, No. 1, pp. 570-572. Blood glucose measurements by photoacoustics. *In AIP conference proceedings*. AIP, 8 March 1998, USA.
43. Christison G. B., MacKenzie H. A., 1993. Laser photoacoustic determination of physiological glucose concentrations in human whole blood. **Medical and Biological Engineering and Computing**, **31(3)**, 284-290.

44. MacKenzie H. A., Ashton H. S., Spiers S., Shen Y., Freeborn S. S., Hannigan J., Rae P., 1999. Advances in photoacoustic noninvasive glucose testing. **Clinical Chemistry**, **45(9)**, 1587-1595.
45. Harren F. J., Cotti G., Oomens J., te Lintel Hekkert S., 2000. Photoacoustic spectroscopy in trace gas monitoring. **Encyclopedia of Analytical Chemistry**, **3**, 2203-2226.
46. Elia A., Lugarà P. M., Di Franco C., Spagnolo V., 2009. Photoacoustic techniques for trace gas sensing based on semiconductor laser sources. **Sensors**, **9(12)**, 9616-9628.
47. Elia A., Di Franco C., Lugarà P. M., Scamarcio G., 2006. Photoacoustic spectroscopy with quantum cascade lasers for trace gas detection. **Sensors**, **6(10)**, 1411-1419.
48. Miklós A., Hess P., Bozóki Z., 2001. Application of acoustic resonators in photoacoustic trace gas analysis and metrology. **Review of Scientific Instruments**, **72(4)**, 1937-1955.
49. El-Akkad F., Farhan A. R., 1995. Photoacoustic determination of the absorption spectra in $\text{Hg}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ alloys. **Journal of Physics D: Applied Physics**, **28(9)**, 1958.
50. Choi J. W., You M. J., Choi S. W., Woo S. Y., 2004. Photoacoustic Laser Doppler Velocimetry Using the Self-mixing Effect of RF-excited CO_2 Laser. **Journal of the Optical Society of Korea**, **8(4)**, 188-191.
51. M. R. McCurdy, Y. Bakhirkin G. Wysocki R. Lewicki F. K., 2007. Recent advances of laser-spectroscopy-based techniques for applications in breathe analysis. **Journal of Breath Research**, **1(1)**, 014001.
52. Yin X., Dong L., Zhen H., Liu X., Wu H., Yang Y., Ji S., 2016. Impact of humidity on quartz-enhanced photoacoustic spectroscopy based CO detection using a near-IR telecommunication diode laser. **Sensors**, **16(2)**, 162.
53. Wang Q., Wang Z., Ren W., 2017. Wavelength-stabilization-based photoacoustic spectroscopy for methane detection. **Measurement Science and Technology**, **28(6)**, 065102.
54. Elia A., Lugarà P. M., Giancaspro C., 2005. Photoacoustic detection of nitric oxide by use of a quantum-cascade laser. **Optics letters**, **30(9)**, 988-990.

55. Hanyecz V., Mohácsi Á., Puskás S., Vágó Á., Szabó G., 2011. Photoacoustic spectroscopy-based detector for measuring benzene and toluene concentration in gas and liquid samples. **Measurement Science and Technology**, **22(12)**, 125602.
56. Balderas-Lopez J. A., Díaz-Reyes J., Jaime-Fonseca M. R., Martínez-Pérez L., Pescador-Rojas J. A., 2016. Self-normalized photoacoustic technique for thermo-optical characterization of samples mounted between transparent media. **Measurement Science and Technology**, **27(3)**, 035204.
57. Mohajerani P., Kellnberger S., Ntziachristos V., 2014. Frequency domain optoacoustic tomography using amplitude and phase. **Photoacoustics**, **2(3)**, 111-118.
58. Kumon R. E., Deng C. X., Wang X., 2011. Frequency-domain analysis of photoacoustic imaging data from prostate adenocarcinoma tumors in a murine model. **Ultrasound in Medicine & Biology**, **37(5)**, 834-839.
59. Wu D., Huang L., Jiang M. S., Jiang H., 2014. Contrast agents for photoacoustic and thermoacoustic imaging: a review. **International journal of molecular sciences**, **15(12)**, 23616-23639.
60. Nam S. Y., Emelianov S. Y., 2014. Array-based real-time ultrasound and photoacoustic ocular imaging. **Journal of the Optical Society of Korea**, **18(2)**, 151-155.
61. Xu J., Wang X., Cooper K. L., Wang A., 2005. Miniature all-silica fiber optic pressure and acoustic sensors. **Optics Letters**, **30(24)**, 3269-3271.
62. Ma J., 2014. Miniature fiber-tip Fabry-Perot interferometric sensors for pressure and acoustic detection. The Hong Kong Polytechnic University, Department of Electrical Engineering and Infotech, Phd, Hong Kong, 155.
63. Oxenham A. J., Wojtczak M., 2010. Frequency selectivity and masking, 5-44., Handbook of Auditory Science: Hearing, The Oxford.
64. Gong Q., Wang Y., Xian M., 2014. An objective assessment method for frequency selectivity of the human auditory system. **Biomedical Engineering Online**, **13(1)**, 171.
65. Ma Y., He Y., Yu X., Chen C., Sun R., Tittel F. K., 2016. HCl ppb-level detection based on QEPAS sensor using a low resonance frequency quartz tuning fork. **Sensors and Actuators B: Chemical**, **233**, 388-393.

66. Sigrist M. W., Kneubühl F. K., 1978. Laser-generated stress waves in liquids. The **Journal of the Acoustical Society of America**, **64(6)**, 1652-1663.
67. Lai H. M., Young K., 1982. Theory of the pulsed optoacoustic technique. The **Journal of the Acoustical Society of America**, **72(6)**, 2000-2007.
68. Hoelen C. G. A., De Mul F. F. M., Pongers R., Dekker A., 1998. Three-dimensional photoacoustic imaging of blood vessels in tissue. **Optics letters**, **23(8)**, 648-650.
69. Calasso I. G., Craig W., Diebold G. J., 2001. Photoacoustic point source. **Physical Review Letters**, **86(16)**, 3550.
70. Wang L. V., Wu H. I., 2012. Biomedical optics: principles and imaging. John Wiley & Sons, 368 pp.
71. Wang L. V. 2008. Tutorial on photoacoustic microscopy and computed tomography. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, **14(1)**, 171-179.
72. Erkol H., Aytac-Kipergil E., Arabul M. U., Unlu M. B., 2013. Analysis of laser parameters in the solution of photoacoustic wave equation, Vol. 8581, p. 858136. *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2013*. International Society for Optics and Photonics, 2013, 20 March 2013, San Francisco, California, United States.
73. Erkol H., Aytac-Kipergil E., Unlu M. B., 2014. Photoacoustic radiation force on a microbubble. **Physical Review E**, **90(2)**, 023001.
74. Miklos A., Schafer S., Hess P., 1999, Photoacoustic spectroscopy, Theory, Encyclopedia of spectroscopy and spectrometry, Academic Press, New York.
75. Kreuzer L. B., 1977, The physics of signal generation and detection, in optoacoustic spectroscopy and detection, edited by Y-H. Pao, Academic Press, New York.
76. Hess P. 1983. Resonant photoacoustic spectroscopy, pp. 1-32. Physical and Inorganic Chemistry. Springer, Berlin, Heidelberg, 196 pp.
77. Tam A. C. 1983. Ultrasensitive laser spectroscopy. DS Kliger, Academic Press, New York.

78. Meyer P. L., Sigrist M. W., 1990. Atmospheric pollution monitoring using CO₂-laser photoacoustic spectroscopy and other techniques. **Review of scientific instruments**, **61(7)**, 1779-1807.
79. Wang L. V., 2004. Ultrasound-mediated biophotonic imaging: a review of acousto-optical tomography and photo-acoustic tomography. **Disease Markers**, **19(2, 3)**, 123-138.
80. Allen T. J., Cox B. T., Beard P. C., 2005. Generating photoacoustic signals using high-peak power pulsed laser diodes, Vol. 5697, pp. 233-243. *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2005: The Sixth Conference on Biomedical Thermoacoustics, Optoacoustics, and Acousto-optics*. International Society for Optics and Photonics, 23-25 January 2005, San Jose, California, USA.
81. Salehin S. A., Abhayapala T. D., 2010. Time-frequency domain fundamental frequency estimation and localization of quasiperiodic, pulsatic signal in a correlated mixture, pp. 1-4. *Signal Processing and Communication Systems*, 4th International Conference on IEEE, 13-15 December 2010, Gold Coast, Australia.
82. Gusev V. E., Karabutov A. A., 1991. Laser optoacoustics. NASA STI/Recon Technical Report A, 93.
83. Frenz M., Paltauf G., Schmidt-Kloiber H., 1996. Laser-generated cavitation in absorbing liquid induced by acoustic diffraction. **Physical Review Letters**, **76(19)**, 3546.
84. Morse P. M., Feshbach H., 1954. Methods of theoretical physics. **American Journal of Physics**, **22(6)**, 410-413.
85. Tabaru T.E., Hayber Ş.E., Saraçoğlu Ö.G., 2018. Frequency Domain Analysis of Laser and Acoustic Pressure Parameters in Photoacoustic Wave Equation for Acoustic Pressure Sensor Designs, **Current Optics and Photonics**, **2(3)**, 250-260.
86. Mundy A. R., Fitzpatrick J., Neal D. E., George N. J., 2010. The scientific basis of urology. CRC Press.
87. Quan K. M., Christison G. B., MacKenzie H. A., Hodgson P., 1993. Glucose determination by a pulsed photoacoustic technique: an experimental study using a gelatin-based tissue phantom. **Physics in Medicine & Biology**, **38(12)**, 1911.

88. Strohm E., Gorelikov I., Matsuura N., Kolios M., 2012. Photoacoustic spectral characterization of perfluorocarbon droplets, Vol. 8223, p. 82232F. *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2012*. International Society for Optics and Photonics, 22 March 2012.
89. Diebold G. J., Khan M. I., Park S. M., 1990. Photoacoustic "signatures" of particulate matter: optical production of acoustic monopole radiation. **Science**, **250**(4977), 101-104
90. Kipergil E. A., Erkol H., Kaya S., Gulsen G., Unlu M. B., 2017. An analysis of beam parameters on proton-acoustic waves through an analytic approach. **Physics in Medicine & Biology**, **62**(12), 4694.
91. Gertsch A. G., Bush N. L., Birtill D. C. C., Bamber J. C., 2010. Toward characterizing the size of microscopic optical absorbers using optoacoustic emission spectroscopy, Vol. 7564, p. 75641M. *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2010*. International Society for Optics and Photonics, 2010, San Francisco, California, United States.
92. Hale G. M., Querry M. R., 1973. Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region. *Applied optics*, **12**(3), 555-563.
93. Hutchins D. A., 1986. Mechanisms of pulsed photoacoustic generation. **Canadian Journal of Physics**, **64**(9), 1247-1264.
94. Hutchins D., Tam A. C., 1986. Pulsed photoacoustic materials characterization. **IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control**, **33**(5), 429-449.
95. Sigrist M. W., Kneubühl F. K., 1978. Laser-generated stress waves in liquids. **The Journal of the Acoustical Society of America**, **64**(6), 1652-1663.
96. Besson, J. P., 2006. Photoacoustic Spectroscopy For Multi-gas Sensing Using Near Infrared Lasers. Federal Polytechnic School of Lausanne, Electric-electronic engineering, Phd, Lausanne, 189.
97. Zhao, Z., 2002. Pulsed Photoacoustic Techniques and Glucose Determination In Human Blood and Tissue. University of Oulu, Department of Electrical Engineering and Infotech, Phd, Oulu, 111.
98. Emmony D. C., 1985. Interaction of IR laser radiation with liquids. **Infrared Physics**, **25**(1-2), 133-139.

99. Hu C. L., 1969. Spherical model of an acoustical wave generated by rapid laser heating in a liquid. **The Journal of the Acoustical Society of America**, **46(3B)**, 728-736.
100. Asshauer T., Rink K., Delacretaz G., 1994. Acoustic transient generation by holmium-laser-induced cavitation bubbles. *Journal of applied physics*, **76(9)**, 5007-5013.
101. Brewer R. G., Rieckhoff K. E., 1964. Stimulated Brillouin scattering in liquids. **Physical Review Letters**, **13(11)**, 334.



ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı: Timuçin Emre TABARU
Uyruğu: Türkiye (T.C)
Doğum Tarihi ve Yeri: 22.02.1979 - KAYSERİ
Medeni Durum: Evli
e-mail: etabaru@erciyes.edu.tr
Yazışma Adresi: Melikgazi Mah.Aşık Veysel Bul. No:3/3 Kayseri

EĞİTİM

Derece	Kurum	Mezuniyet Tarihi
Yüksek Lisans	ERÜ Fen Bilimleri Enst., Kayseri	2014
Lisans	ERÜ Müh. Fak. Elek.Elektr., Kayseri	2005
Lise	Melikgazi Lisesi, Kayseri	1999

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görev
2015-Halen	Erciyes Üniversitesi	Öğr. Gör.
2011-2013	Hitit Üniversitesi	Öğr. Gör.

YABANCI DİL

İngilizce

YAYINLAR

SCI, SSCI ve AHCI Indekslerine Giren Dergilerde Yayımlanan Makaleler

1. Tabaru T.E., Hayber Ş.E., Saraçoğlu Ö.G., Frequency Domain Analysis of Laser and Acoustic Pressure Parameters in Photoacoustic Wave Equation for Acoustic Pressure Sensor Designs, **CURRENT OPTICS AND PHOTONICS**, 2(3), 250-260, 2018.
2. Hayber Ş.E., Tabaru T.E., Saraçoğlu Ö.G., A novel approach based on simulation of tunable MEMS diaphragm for extrinsic Fabry–Perot sensors, **OPTICS COMMUNICATIONS**, vol.1, pp.250-260, 2018.
3. Saraçoğlu Ö.G., Bağış A., Konar M., Tabaru T.E., ABC Algorithm based Fuzzy Modeling of Optical Glucose Detection, **ADVANCES IN ELECTRICAL AND COMPUTER ENGINEERING**, vol.16, pp.37 -42, 2016.

Diğer Dergilerde Yayımlanan Makaleler

1. Hayber Ş.E., Tabaru T.E., Aydemir U., Saraçoğlu Ö.G., Fiber Optik Fabry-Perot Akustik Sensörler için Yeni Bir Diyafram Malzemesi Olarak 2D GaSe Benzetimi, **Düzce Üniversitesi Bilim ve Teknoloji Dergisi**, cilt.6, ss.369-381, 2018.

Hakemli Kongre/Sempozyum Bildiri Kitaplarında Yer Alan Yayınlar

1. Tabaru T.E., Hayber Ş.E., Saraçoğlu Ö.G., A New Geometry Design to Adjust Sensor Sensitivity for Diaphragm-Based Optical Sensors, *International Conference on Theoretical and Applied Computer Science and Engineering 2018-Summer*, İSTANBUL, TÜRKİYE, 29-30 Haziran 2018.
2. Tabaru T.E., Hayber Ş.E., Saraçoğlu Ö.G., Time Domain Analysis of Photoacoustic Wave Equation for Acoustic Pressure Sensor Designs, *International Conference on Theoretical and Applied Computer Science and Engineering 2018-Summer*, İSTANBUL, TÜRKİYE, 29-30 Haziran 2018.

3. Hayber Ş.E., Tabaru T.E., Saraçoğlu Ö.G., Frequency Domain Analysis of Photoacoustic Wave Equation for Acoustic Pressure Sensor Designs, *II. International Scientific and Vocational Studies Congress*, NEVŞEHİR, TÜRKİYE, 5-8 Temmuz 2018.
4. Hayber Ş.E., Tabaru T.E., Saraçoğlu Ö.G., A New Geometry Design for Tuning Resonance Frequency in Diaphragm Based Fiber Optic Sensors, *II. International Scientific and Vocational Studies Congress*, NEVŞEHİR, TÜRKİYE, 5-8 Temmuz 2018.
5. Tabaru T.E., Hayber Ş.E., Saraçoğlu Ö.G., Influence of Pressure Caused by the Photoacoustic Effect on Parameters in Sensing Applications, *I. Scientific and Vocational Studies Congress*, NEVŞEHİR, TÜRKİYE, 5-8 Ekim 2017, pp.548-548.
6. Tabaru T.E., Saraçoğlu Ö.G., Darbeli Lazer Diyot Uyarımlı Fotoakustik Yöntemle Glikoz Algılanması, *Eleco 2014 Elektrik – Elektronik – Bilgisayar ve Biyomedikal Mühendisliği Sempozyumu*, BURSA, TÜRKİYE, 27-29 Kasım 2014, ss.628-631.
7. Tabaru T.E., Saraçoğlu Ö.G., Aslan E., Rgb Tabanlı Basit Bir Spektrofotometre ile Sulu Çözeltide Glikozun Optik Soğurmasının Ölçümü, *7. Mühendislik ve Teknoloji Sempozyumu*, ANKARA, TÜRKİYE, 15-16 Mayıs 2014, ss.219-223.
8. Hayber Ş.E., Tabaru T.E., Saraçoğlu Ö.G., Fiber Optik İnterferometrik Akustik Basınç Sensörlerinde Diyafram Boyutlarının Belirlenmesi, *2nd International Mediterranean Science and Engineering Congress (IMSEC 2017)*, ADANA, TÜRKİYE, 25-27 Ekim 2017, pp.1910-1910.
9. Hayber Ş.E., Tabaru T.E., Aydemir U. , Saraçoğlu Ö.G., Using of 2D In₂Se₃ Single Crystal for Fabry-Perot Fiber Optic Acoustic Sensors as a Diaphragm Material, *4th International Conference on Computational and Experimental Science and Engineering (ICCESEN-2017)*, ANTALYA, TÜRKİYE, 4-8 Ekim 2017, pp.462-462.

10. Hayber Ş.E., Tabaru T.E., Aydemir U. , Saraçoğlu Ö.G., A New Diaphragm Material for Fiber Optic Fabry-Perot Acoustic Sensors with 2D GaSe, *IV. International Multidisciplinary Congress of Eurasia (IMCOFE)*, ROMA, ITALYA, 23-25 Ağustos 2017, pp.561-561.
11. Hayber Ş.E., Tabaru T.E., Saraçoğlu Ö.G., Selection of Fiber Optic Fabry-Perot Interferometer Parameter for Acoustic Sensing Applications, *International Conference on Advances and Innovations in Engineering (ICAIE)*, ELAZIĞ, TÜRKİYE, 10-12 Mayıs 2017, vol.1, pp.189-195.

