

レーザ回折法を用いる音響キャビテーションの  
粒度分布および周辺音圧の同時計測に関する研究

2016年 3月

黒山 喬允

レーザ回折法を用いる音響キャビテーションの  
粒度分布および周辺音圧の同時計測に関する研究

黒山 喬允

システム情報工学研究科

筑波大学

2016年 3月

## 概 要

水中に強力な超音波を入射すると、超音波による圧力低下によって溶存する気体が析出し、音響キャビテーションと呼ばれる直径が 100  $\mu\text{m}$  以下の多数の気泡が発生する。近年、この音響キャビテーションを化学反応場とし汚染物質の分解やナノマテリアルの製造を行うソノケミストリーと呼ばれる工業的な応用が盛んに試みられている。音響キャビテーションを応用する上では、化学反応場となる気泡内部の状態を把握し、適切な反応条件を設定する必要がある。音響キャビテーションの最も基本的なパラメータは気泡の寸法 (気泡粒度分布) と気泡近傍の音圧であり、その時間変化は化学的作用を支配するために計測する必要がある。

しかしながら、微細な多数の気泡が超音波の周波数で振動しながら無秩序に移動する音響キャビテーションの気泡粒度分布計測は容易ではない。このため、画像計測や市販のレーザ回折粒度分布系を用いる計測法が提案されているが、計測に長時間を要する、時間平均された気泡粒度分布のみしか測定できないといった問題がある。また、音圧は一般的に音場にマイクロホンを挿入することによって計測されるが、音響キャビテーションはマイクロホンを損傷する。このため、キャビテーションが発生している音場の計測法はこれまでに確立されていない。

本研究の目的は、レーザ回折法を用いる音響キャビテーション場の音圧および気泡粒度分布同時計測法の確立である。20 kHz 以上の周波数で振動する直径 100  $\mu\text{m}$  以下の音響キャビテーションの気泡粒度分布と 100 kPa 以上の音圧の同時計測を達成する。

第 1 章では、本研究の背景として、音響キャビテーションの基本的な性質とその応用例をまとめた。また、音響キャビテーションは、気泡と音場が相互に作用するため、これを応用する上では気泡の粒度分布と気泡周辺の音圧振幅を計測する必要があることを示した。従来の粒度分布と音圧振幅の計測法の利点と欠点をまとめ、それらの手法では超音波の周期で変化する粒度分布と音響キャビテーションを伴う音場の音圧振幅を計測できないことを述べ、本研究の目的である粒度分布・音圧振幅の同時計測の実現に対する動機付けを行った。

第 2 章では、本研究においてレーザビームの回折光強度を取得するために用いる Fourier 光学系について述べた。まず、収束レンズを用いる Fourier 光学系において、レンズ焦点面の光振幅がレンズに入射する光の振幅を Fourier 変換したものに比例することを導いた。次いで、1 次元定在波音場を仮定した場合の超音波の光透過率を導き、レーザビームにガウシアンビームを仮定した場合にレンズ焦点面において計測される光強度分布の理論式を導いた。最後に、音響キャビテーションの振幅スペクトルを求め、ガウシアンレーザビームを音響キャビテー

ションに入射した場合に Fourier 光学系において計測されるレンズ焦点面の光強度の理論式を導いた。

第 3 章では、Fourier 光学系において計測された気泡の回折光強度から、第 2 章で導いた回折光強度の理論式に基づいて気泡粒度分布を計算する手法について述べた。まず、光強度を表す線形方程式を導きその方程式を解法することで気泡粒度分布を求められることを示した。また、光強度の計測誤差に対して堅牢な解法として、気泡粒度分布として Rosin-Rammler 分布を仮定する手法について述べた。また、光軸近傍の光強度は音場の影響を強く受けるため、その範囲を実験的に明らかにし気泡粒度分布計測に及ぼす影響を検討した。その結果、音場の回折光強度への影響は理論通り光軸付近に限られ、この領域を除いて計算を行うことで正しく気泡粒度分布計測が可能であることをリファレンス計測結果と提案手法による計測結果との比較によって実験的に示した。

第 4 章では、気泡による回折光強度をイメージセンサを用いて高速に計測するため検討を行った。第 3 章での気泡粒度分布計測では、回折光強度を計測するためのフォトディテクタの機械走査に長時間を要する問題があった。そこで、計測時間を短縮するために、本研究ではイメージセンサと音響光学素子を用いる計測法を提案し、その原理について述べた。イメージセンサを用いることで機械走査を不要とでき、また光強度を空間的に積分できるため光強度計測の精度を向上できることを述べた。また、実験によって従来に比べて高速に計測を完了できることを示した。

第 5 章では、Fourier 光学系において計測された回折光から音圧振幅を計測する手法について述べた。第 2 章で導いた、回折光強度の理論式から、1次元定在波の音圧振幅を計測する手法を導いた。レンズ焦点面の光強度から求めることができる位相変調の勾配と曲率の変化の振幅から、1次元定在波の音圧振幅を求める理論式を導出した。次に、その妥当性を実験によって検証した。ガラス水槽中に形成した1次元超音波場をレーザビームを用いる提案手法による計測結果と、ハイドロホンによるリファレンス計測結果を比較し、提案手法の妥当性を確認した。

第 6 章では、第 3 章および第 4 章で述べた Fourier 光学系を用いる気泡粒度分布計測法および音圧振幅計測法を併用し、音響キャビテーション場の音圧振幅と気泡粒度分布の同時計測を行った。同時計測に際して、光軸付近の強い光と、光軸から離れた領域の弱い回折光を同時に計測するために、回折光の一部をビームサンプラを用いて反射させ、2台のイメージセンサで透過光と反射光をそれぞれ計測する光学系を提案した。1次元定在波中に形成された音響キャ

ビテーションの計測を行い、音圧の腹近傍に形成された音響キャビテーションの動的な振る舞いを確認した。また、以上によって本研究の目的である音響キャビテーションの気泡粒度分布とその周辺音圧の同時計測を実現した。

第7章では、本研究で得られた成果をまとめ、今後の課題と展望について述べた。



# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	研究の背景 . . . . .	1
1.2	研究の目的・論文構成 . . . . .	3
<b>第 2 章</b>	<b>音響キャビテーションを通過したレーザービームの回折光強度</b>	<b>5</b>
2.1	はじめに . . . . .	5
2.2	レンズによる光学的 Fourier 変換 . . . . .	6
2.2.1	Fresnel 回折 . . . . .	6
2.2.2	レンズの光透過率 . . . . .	7
2.2.3	収束レンズ焦点面における光振幅 . . . . .	8
2.3	1 次元定在波音場によるレーザービームの回折 . . . . .	10
2.3.1	音場による光波面の位相変調 . . . . .	10
2.3.2	1 次元定在波音場の音圧 . . . . .	12
2.3.3	超音波を通過したガウシアンビームの振幅スペクトル . . . . .	13
2.4	気泡と音場によって回折したレーザービームの光強度 . . . . .	15
2.4.1	単一の気泡と超音波を通過したレーザービームのレンズ焦点面における 光振幅 . . . . .	15
2.4.2	複数の気泡による回折光強度分布 . . . . .	16
2.4.3	気泡による回折光強度の分散 . . . . .	18
2.5	むすび . . . . .	18
<b>第 3 章</b>	<b>レーザ回折法による気泡粒度分布の計測</b>	<b>19</b>
3.1	はじめに . . . . .	19

3.2	回折光強度からの気泡粒度分布計測原理 . . . . .	20
3.2.1	回折光強度からの粒度分布の逆解析 . . . . .	20
3.3	音響キャビテーションの気泡粒度分布計測実験 . . . . .	21
3.3.1	実験系の構成 . . . . .	21
3.3.2	音波の粒度分布計測への影響 . . . . .	23
3.3.3	気泡粒度分布の計測結果 . . . . .	25
3.4	むすび . . . . .	28
<b>第 4 章</b>	<b>イメージセンサを用いる回折光強度計測の高速化</b>	<b>29</b>
4.1	はじめに . . . . .	29
4.2	イメージセンサによる回折光強度計測原理 . . . . .	30
4.2.1	イメージセンサを用いる回折光強度計測 . . . . .	30
4.2.2	スペックルの空間平均による計測高速化 . . . . .	30
4.3	イメージセンサを用いる回折光強度計測実験 . . . . .	31
4.3.1	実験系の構成 . . . . .	31
4.3.2	光強度分布の平均化 . . . . .	32
4.3.3	スペックルによる光強度変動 . . . . .	33
4.3.4	回折光強度分布と気泡粒度分布 . . . . .	35
4.3.5	気泡粒度分布 . . . . .	37
4.4	むすび . . . . .	38
<b>第 5 章</b>	<b>レーザ回折法による 1 次元定在波音圧振幅の計測</b>	<b>39</b>
5.1	はじめに . . . . .	39
5.2	回折光強度からの音圧振幅計測原理 . . . . .	40
5.3	音圧振幅の計測実験 . . . . .	41
5.3.1	実験装置の構成 . . . . .	41
5.3.2	音圧振幅の計測結果 . . . . .	42
5.4	むすび . . . . .	44
<b>第 6 章</b>	<b>音響キャビテーション場の気泡粒度分布および音圧振幅の同時計測</b>	<b>45</b>
6.1	はじめに . . . . .	45



6.2	気泡粒度分布および音圧振幅の同時計測実験 . . . . .	45
	6.2.1 実験系の構成 . . . . .	45
	6.2.2 実験結果 . . . . .	47
6.3	むすび . . . . .	48
<b>第7章</b>	<b>まとめ</b>	<b>49</b>
<b>謝 辞</b>		<b>51</b>
<b>参考文献</b>		<b>53</b>

# 目 次

1.1	Scheme of this thesis. . . . .	3
2.1	Coordinates for Fresnel diffraction. . . . .	6
2.2	Wave transforming by thin convex lens. . . . .	8
2.3	Coordinates for optical Fourier transform using positive lens. . . . .	9
3.1	Experimental setup for measurement of acousto-optic effect and bubble diameter distribution. . . . .	23
3.2	Reconstruction method of instantaneous diffraction pattern. . . . .	24
3.3	Temporal waveform of light intensity. . . . .	25
3.4	Disturbance by the acousto-optic effect (a) ambient light distribution and (b)-(d) peak-to-peak amplitudes for input powers of 35, 45, and 55 (W), respectively . . . . .	26
3.5	Diffraction pattern for a single bubble. . . . .	27
3.6	Experimental result at $\psi = 0$ . (a)diffraction pattern and fitted curves. (b)diameter distribution. . . . .	27
3.7	One-cycle fluctuation of the volume-based mean diameter. . . . .	28
4.1	Experimental setup for measurement of diffraction pattern using image sensor. . . . .	31
4.2	Typical diffraction pattern caused by acoustic cavitation. Circular or sectorial region for spatial averaging are shown. . . . .	32

4.3	Dependence of number of exposures on speckle noise, (a)-(c)Close-up images of speckle pattern for numbers of exposures of 1, 10, and 100, respectively. (d)Autocorrelation of the image shown in (a). . . . .	34
4.4	Dependence of number of exposures on speckle noise, (a)-(c)Close-up images of speckle pattern for numbers of exposures of 1, 10, and 100, respectively. (d)Autocorrelation of the image shown in (a). . . . .	35
4.5	Result of least squares problem at input power of 30 W and $\phi = 0$ . (a)Intensity profile, (b) relative error, and (c) diameter distribution. . . .	36
4.6	Result of least squares problem at input power of 30 W and $\phi = 0$ . (a)Intensity profile, (b) relative error, and (c) diameter distribution. . . .	37
5.1	Experimental setup for amplitude measurement of one-dimensional ultrasound field. . . . .	41
5.2	Light intensity distribution on focal plane of Fourier transform lens. Images show two dimensional normalized light intensity distribution and lines show averaged light intensity along $y$ axis. . . . .	42
5.3	Pressure amplitudes and phases measured by scanning hydrophone. . . .	43
5.4	Results obtained by proposed method. (a) $C_1$ (b) $C_2$ (c)Normalized $p_0$ (d) $\tan^{-1}(2P/k)$ (e) $p_0 \sin[\tan^{-1}(2P/k)]$ . . . . .	44
6.1	Experimental system for simultaneous measurement of particle size distribution and pressure amplitude employing two image sensors. . . . .	46
6.2	Spatial distribution of (a)Normalized total energy corresponds to amount of cavitation and (b) Normalized $ C_1 $ (c) Normalized $ C_2 $ (d) Normalized pressure amplitude. . . . .	47
6.3	Temporal fluctuation of volume-based mean diameter of bubbles measured at distance from horn surface is 27mm. . . . .	48



# 本論文で用いた記号

$(x, y, z)$	直交座標系
$(r, \phi, z)$	円柱座標系
$(\nu_x, \nu_y)$	空間周波数直行座標系
$(\rho, \varphi)$	空間周波数極座標系
$t$	時刻
$\kappa$	屈折率と音圧の比例定数
$\gamma$	媒質の密度
$p_a$	音圧
$p$	音圧振幅
$\omega$	超音波の角振動数
$\psi$	超音波振幅の偏角
$K$	超音波の波数
$\Lambda$	超音波長
$S$	音場の幅
$c$	縦波音速
$a$	気泡直径
$\phi_q$	気泡の移動方向
$r_q$	気泡の移動距離
$l_q$	気泡とレンズの距離
$\tau$	光波の位相遅れ
$W$	Fourier 変換レンズ焦点面における光振幅
$v$	入力面における光振幅

$V$	$v$ を Fourier 変換したもの
$u$	超音波の光透過率
$g$	ガウシアンビームの光振幅
$d$	レーザの直径
$P$	レーザのパワー
$k$	光波の波数
$\mu$	空間周波数領域におけるレーザビーム直径
$\lambda$	光波長
$l$	レンズと入力面の距離
$f$	Fourier 変換レンズの焦点距離
$n$	媒質の屈折率
$q, m$	整数
$N$	気泡の数
$\mathbf{N}$	数基準の粒度分布
$\mathbf{V}$	体積基準の粒度分布
$C$	比例定数
$j$	虚数単位

---

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 研究の背景

超音波による物理的あるいは化学的な作用は、1917年の Langevin による高出力な超音波発生装置の発明からほどなく見いだされた。1927年には超音波によって生じる音響キャビテーションによる化学的な作用を扱うソノケミストリに関する最初の報告が Wood と Loomis によりなされ<sup>1)</sup>、1933年には超音波の照射によって水中から発光が起こる音響発光(ソノルミネッセンス)が見出された。<sup>2)</sup> 強力な超音波の研究が進む中で、しだいにこれらの現象は音響キャビテーションと呼ばれる現象に起因していることが明らかになってきた。音響キャビテーションとは、液中に強力な超音波を入射した際に超音波による液体の圧力低下に伴って、液体に溶存する気体が析出し、音響キャビテーションと呼ばれる直径が 100  $\mu\text{m}$  以下の多数の気泡が形成される現象である。析出した気泡は超音波の周期的な圧力変化に同期して膨張・収縮を繰り返す。気泡の収縮はごく短時間に起こるため、気泡内部の変化は断熱的となり、最も収縮した状態では気泡内部の温度・圧力がそれぞれ 4000 K・100 MPa に達する。<sup>3,4)</sup> このように、音響キャビテーションは常温常圧の液中にもかかわらず他の方法では実現することが困難な環境を形成する。近年、この音響キャビテーションを化学反応場とし汚染物質や細菌の分解<sup>5-7)</sup> や医薬品・ナノマテリアルの製造<sup>8)</sup> を行うソノケミストリーと呼ばれる工業的な応用が盛んに試みられている。音響キャビテーションを応用する上では、化学反応場となる気泡内部の状態を把握し、適切な反応条件を設定する必要がある<sup>9)</sup>。気泡内部の状態は、音圧に対する気泡粒度分の時間変化(気泡ダイナミクス)に支配される<sup>10)</sup>。気泡の直径は、気泡内部の状態および気泡間の相互作用を支配する重要なパラメータであり、また超音波の周期内での気泡粒度分

布の変化は、超音波に起因する化学変化等を支配するために<sup>11)</sup>計測する必要がある。

しかしながら、気泡内部の状態を支配する気泡ダイナミクスは、数百から数千とされる気泡が音響放射力や音響流の影響を受けて不規則に高速で移動するため解析が困難である。このため、気泡内部状態や気泡の発光メカニズムの実験的な解明は 1992 年に Gaitan らによって確立された単一気泡振動<sup>12)</sup>の登場を待たなければならない。単一気泡振動は、液体中に超音波によってトラップされたただ 1 つの気泡の振動であるため、理論的にも実験的にも解析が容易であり、気泡ダイナミクスの解析が急速に進んだ。<sup>13-15)</sup>しかし、音響キャビテーションを反応場とする化学工学的な応用では単一の気泡を用いることは考えられず、多くの気泡が存在し相互に影響し合う現象を取り扱わなければならない。多数の気泡が関与する通常の音響キャビテーションでは、気泡による超音波の遮蔽や気泡自身による超音波の放射によって単一気泡振動とは異なる複雑な気泡ダイナミクスを呈する。このため、音響キャビテーションは反応場の把握が困難であり工業的には実用化されていない。

音響キャビテーションの気泡ダイナミクスを実験的に解析する手法として、最も一般的に行われるのが、気泡直径の計測である。単一の気泡が安定的に振動する単一気泡振動では、光散乱法<sup>16-18)</sup>やストロボ撮影法<sup>19)</sup>によって気泡の直径が詳細に調べられてきた。しかしながら、通常の音響キャビテーションでは直径が 100  $\mu\text{m}$  以下の多数の気泡が不規則に移動するため、気泡に入射したレーザービームの散乱光強度が気泡断面積に比例することを利用して直径を計測する光散乱法は直接適用できず、またストロボ撮影法は高い時間分解能で気泡粒度分布の時間変化を計測するには長い時間がかかるという問題点がある。このため、これまでにいくつかの音響キャビテーションの気泡粒度分布計測法が提案されてきた。Tshochatzidis らはレーザー位相ドップラ法を用いる気泡粒度分布計測を報告している。<sup>20)</sup>このレーザー位相ドップラ法は、微小な計測体積を通過する単一の気泡の直径を計測可能な手法であり、多数の気泡を計測することで粒度分布を計測する。Brotchie らおよび Lee らは高温による気泡発光(ソノルミネッセンス)を用いる気泡粒度分布計測法を提案している。<sup>21,22)</sup>この手法では、音響キャビテーションは間欠的に照射されるパルス超音波によって発生させられる。パルス超音波の非照射時間とソノルミネッセンスの光強度の関係から気泡の溶解時間を推定し、この溶解時間から気泡粒度分布を推定している。また、粉体の粒度分布計測に広く用いられている市販のレーザー回折式粒度分布計(Laser diffraction particle size analyzer, LDPSA)を用いる気泡粒度分布計測も報告されている。<sup>23-25)</sup>気泡粒度分布は気泡によって生じたレーザーの回折光強度分布から計測される。いずれの手法も気泡粒度分布の計測が可能であるが、これらの手法は時間平均



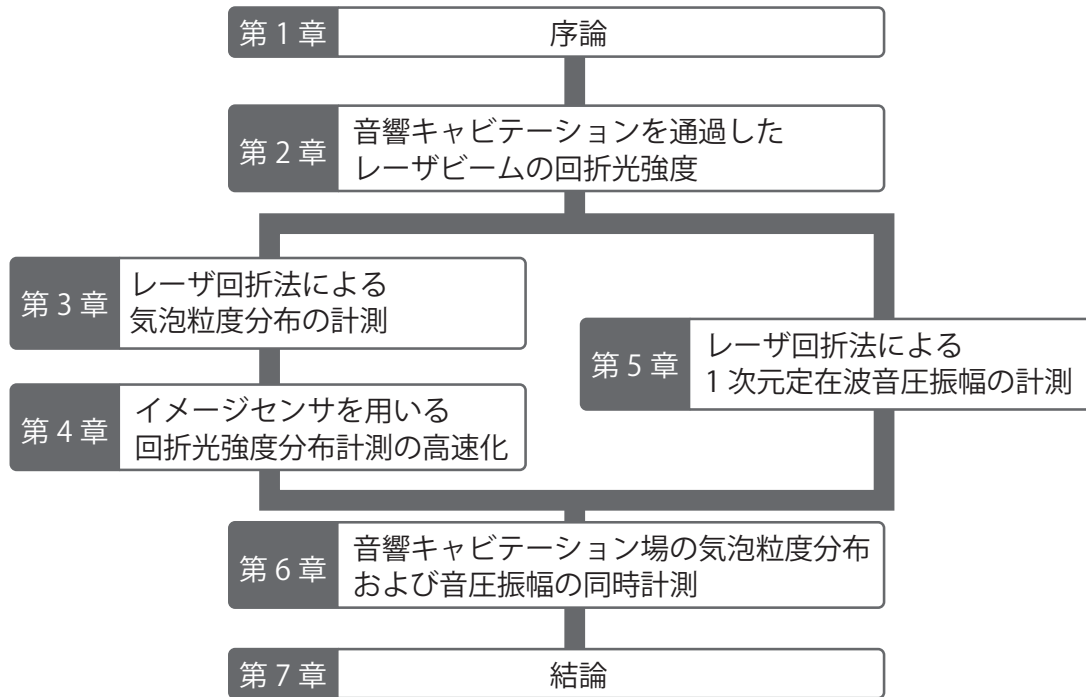


Fig. 1.1 Scheme of this thesis.

された気泡粒度分布を測定の対象としており，超音波の周期で時間的に変化する音響キャビテーション気泡粒度分布を計測することはできない。

また，音圧は一般的に音場に hidroホンを挿入することによって計測されるが，音響キャビテーションは hidroホンを損傷する。<sup>26)</sup> hidroホンの損傷を防ぐ方法として，超音波を間欠的に照射して音圧を計測するパルス超音波法が提案されているが，本手法では音場が定常状態に達する前に計測を行うため，計測結果は実際にキャビテーションが発生している音場を反映しない。このように，キャビテーションが発生している音場を計測法はこれまでに確立されていない。<sup>27)</sup>

## 1.2 研究の目的・論文構成

本研究の目的は，レーザ回折を用いる音響キャビテーション場の音圧および気泡粒度分布同時計測法の確立である。20 kHz 以上の周波数で振動する直径 100  $\mu\text{m}$  以下の音響キャビテーションの気泡粒度分布と 100 kPa 以上の音圧の同時計測を達成する。

第2章では，本研究においてレーザビームの回折光強度を取得するために用いる Fourier 光

学系について述べる。音響キャビテーションに入射したレーザービームの回折について解析し、気泡と音場によって回折したレーザービームの光強度を明らかにする。

第 3 章では、Fourier 光学系において計測された気泡の回折光強度から、気泡粒度分布を計算する手法について述べる。この手法に関して、実験により妥当性の検討を行う。

第 4 章では、気泡による回折光強度をイメージセンサを用いて高速に計測するため検討を行う。イメージセンサを用いる計測の利点を明らかにし、気泡粒度分布の計測が高速化できることを示す。

第 5 章では、Fourier 光学系において計測された回折光から音圧振幅を計測する手法について述べる。この手法に関して、実験により妥当性の検討を行う。

第 6 章では、第 3 章と第 5 章で述べた気泡粒度分布と音圧の計測が同時に行えることを示し、音響キャビテーション場の気泡粒度分布・音圧振幅の同時計測に適用する。

第 7 章では、本研究で得られた成果をまとめ、今後の課題と展望について述べる。

---

## 第 2 章

# 音響キャビテーションを通過した レーザービームの回折光強度

### 2.1 はじめに

本研究では Fourier 光学系を用いて計測される，レーザービームの回折光から音響キャビテーションの気泡粒度分布とその近傍の音圧振幅を計測する．このように，物体によるレーザービームの回折・散乱を計測し，その光学的性状を求める手法は，低角レーザー弾性散乱法などと呼ばれレーザービームの波長から 1 mm オーダにわたる物体の光学的性状を計測できることから微小な物体の計測に広く用いられる．特に，Fourier 光学系によって計測される光強度分布は物体の空間周波数パワースペクトルに比例することから解析が容易であり，これを用いたレーザー回折式粒度分布系が実用化されている．<sup>28)</sup>

本章ではまず，レンズを用いる Fourier 光学系について述べる．レンズ焦点面の光振幅が，レンズに入射する光の振幅を Fourier 変換したものに比例することを導く．次いで，1次元定在波音場を仮定した場合の超音波の光透過率を導き，レーザービームにガウシアンビームを仮定した場合にレンズ焦点面において計測される光強度分布の理論式を導く．最後に，音響キャビテーションのような球形気泡によって回折したレーザービームの光振幅を求める．まず，単一の気泡の場合について求め，その重ね合わせとなる不規則に分布した複数の気泡によって回折されたレーザービームの光振幅を求める．

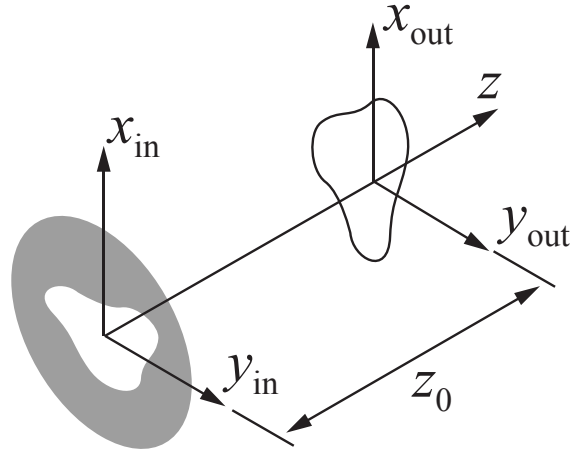


Fig. 2.1 Coordinates for Fresnel diffraction.

## 2.2 レンズによる光学的 Fourier 変換

### 2.2.1 Fresnel 回折

入力面  $(x_i, y_i)$  上の回折開口が  $z$  方向の平面波によって照明される場合の、入力面から  $z_0$  離れた出力面  $(x_o, y_o)$  における光振幅  $v_o(x_o, y_o)$  は、フレネル回折積分で近似でき<sup>29)</sup>、次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 v_o(x_o, y_o) &= \frac{\exp(jkz_0)}{j\lambda z_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_i(x_i, y_i) \\
 &\quad \times \exp \left\{ j \frac{k}{2z_0} [(x_o - x_i)^2 + (y_o - y_i)^2] \right\} dx_i dy_i \\
 &= \frac{\exp(jkz_0)}{j\lambda z_0} \exp \left[ j \frac{k}{2z_0} (x_o^2 + y_o^2) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_i(x_i, y_i) \\
 &\quad \times \exp \left[ j \frac{k}{2z_0} (x_i^2 + y_i^2) \right] \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda z_0} (x_o x_i + y_o y_i) \right] dx_i dy_i, \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

となる。ここで、 $k$  は光の波数であり、光の波長を  $\lambda$  として  $k = 2\pi/\lambda$  である。また、 $v_i(x_i, y_i)$  は入力面における光振幅である。畳み込み積分を用いて表せば、積分核  $h(x, y)$  を

$$h(x, y) = \frac{\exp(jkz_0)}{j\lambda z_0} \exp \left[ j \frac{k}{2z_0} (x^2 + y^2) \right], \quad (2.2)$$

として

$$v_o(x_o, y_o) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_i(x_i, y_i) h(x_o - x_i, y_o - y_i) dx_i dy_i, \quad (2.3)$$

となる.

### 2.2.2 レンズの光透過率

収束レンズは点物体と点像を一对一に対応させる. Figure 2.2 のように, 点光源 S がレンズの前方  $z_1$ , 対応する点像 P が後方  $z_2$  にあるとする. この時,  $z_1$  と  $z_2$  はレンズの焦点距離  $f$  を用いて, 次式の関係で結ばれる.<sup>30)</sup>

$$\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f}. \quad (2.4)$$

点光源 S より発生した光波面の, レンズ直前における光振幅  $v^-(x, y)$  は, 係数  $C$  を用いて

$$v^-(x, y) = C \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda z_1} (x^2 + y^2) \right], \quad (2.5)$$

とかける. 同様に, 点像 P に収束する波面を考えると, レンズ直後での光振幅  $v^+(x, y)$  は

$$v^+(x, y) = C' \exp \left[ -j \frac{\pi}{\lambda z_2} (x^2 + y^2) \right] P(x, y). \quad (2.6)$$

となる. ここで,  $P(x, y)$  はレンズの瞳関数であり, 次式で定義される.

$$P(x, y) = \begin{cases} 0 & \text{(Outside of the lens)} \\ 1 & \text{(Otherwise)} \end{cases}, \quad (2.7)$$

レンズ前後で光振幅の絶対値は変化せず  $C = C'$  となるため, レンズの光透過率  $t(x, y)$  は

$$\begin{aligned} t(x, y) &= \frac{v^+(x, y)}{v^-(x, y)} \\ &= P(x, y) \exp \left[ -j \frac{k}{2f} (x^2 + y^2) \right], \end{aligned} \quad (2.8)$$

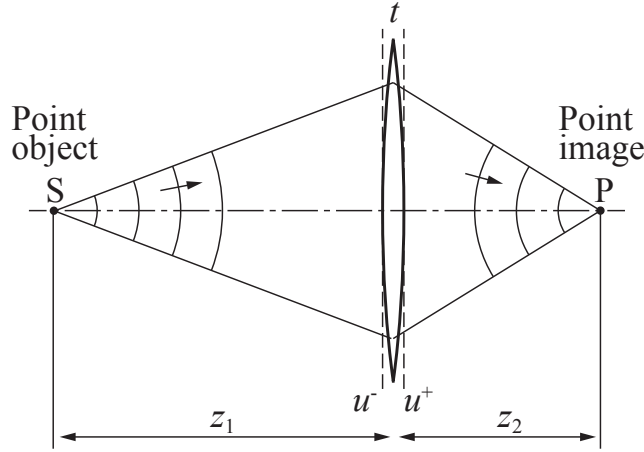


Fig. 2.2 Wave transforming by thin convex lens.

となる。レンズに入射する光の空間的な広がりか、レンズの開口よりも十分に小さい場合  $P(x, y)$  は無視できて、

$$t(x, y) = \exp \left[ -j \frac{k}{2f} (x^2 + y^2) \right], \quad (2.9)$$

となる。

### 2.2.3 収束レンズ焦点面における光振幅

Figure 2.3 のように、収束レンズを含む光学系を考える。レンズの直前の光振幅  $v^+(x, y)$  とすれば、レンズ後焦点面の光振幅  $v_o(x, y)$  は、レンズの光透過率  $t(x, y)$  を考慮して  $z_0 = f$  とする Fresnel 回折積分で与えられ、

$$\begin{aligned} v_o(x_o, y_o) &= \frac{\exp(jkf)}{j\lambda f} \exp \left[ j \frac{k}{2f} (x_o^2 + y_o^2) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v^-(x, y) t(x, y) \\ &\quad \times \exp \left[ j \frac{k}{2f} (x^2 + y^2) \right] \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda z} (x_o x + y_o y) \right] dx dy, \end{aligned} \quad (2.10)$$

となる。したがって、

$$\begin{aligned} v_o(x_o, y_o) &= \frac{\exp(jkf)}{j\lambda f} \exp \left[ j \frac{k}{2f} (x_o^2 + y_o^2) \right] \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v^-(x, y) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda z} (x_o x + y_o y) \right] dx dy, \end{aligned} \quad (2.11)$$

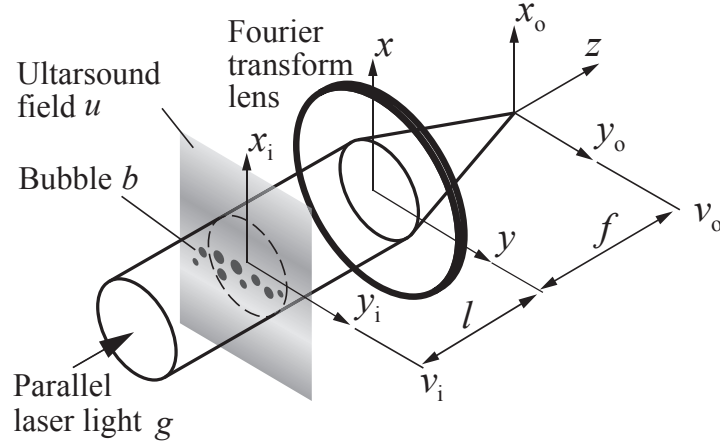


Fig. 2.3 Coordinates for optical Fourier transform using positive lens.

を得る。上式は、 $x$  および  $y$  方向の空間周波数  $\nu_x$  および  $\nu_y$  を

$$\nu_x = x/(\lambda f), \nu_y = y/(\lambda f), \quad (2.12)$$

とする 2 次元 Fourier 変換に、定数の位相遅れ

$$\exp(jkf), \quad (2.13)$$

と、位相湾曲

$$\exp \left[ j \frac{k}{2f} (x_o^2 + y_o^2) \right], \quad (2.14)$$

を乗じたものとなっている。

さらに、入力面  $(x_i, y_i)$  から、レンズ直前までの光伝搬を考慮すると

$$v^-(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_i(x_i, y_i) h_l(x - x_i, y - y_i) dx_i dy_i, \quad (2.15)$$

である。この 2 次元 Fourier 変換を考えれば、畳み込み定理から

$$\mathcal{F}[v^-(x, y)] = \mathcal{F}[v_i(x_i, y_i)] \mathcal{F}[h(x, y)], \quad (2.16)$$

となる。ここで、 $\mathcal{F}$  は 2 次元 Fourier 変換を表す。また、積分核  $h(x, y)$  の 2 次元 Fourier 変

換は,

$$\begin{aligned}\mathcal{F}[h(x, y)] &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x_0x + y_0y)\right] dx dy \\ &= \exp(jkz) \exp[-j\pi\lambda l(\nu_x^2 + \nu_y^2)],\end{aligned}\quad (2.17)$$

である。以上から,

$$v_o(x_o, y_o) = \frac{\exp\left[j\frac{k}{2f}\left(1 - \frac{l}{f}\right)(x_o^2 + y_o^2)\right]}{j\lambda f} \mathcal{F}[v_i(x_i, y_i)],\quad (2.18)$$

となる。以降は、座標系を  $(x, y)$  に統一しレンズ後焦点面の光振幅を  $W(x, y)$ , 入力面の光振幅を  $v(x, y)$  として光振幅の関係式

$$W(x, y) = \exp\left[j\frac{k}{2f}\left(1 - \frac{l}{f}\right)(x^2 + y^2)\right] V\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right)\quad (2.19)$$

$$V(\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v(x, y) \exp\left[-j2\pi(x\nu_x + y\nu_y)\right] dx dy,\quad (2.20)$$

を用いる。ここで、次式に示す極座標変換

$$x = r \cos(\phi), y = r \sin(\phi),\quad (2.21)$$

$$\nu_x = \rho \cos(\varphi), \nu_y = \rho \sin(\varphi),\quad (2.22)$$

を考えると、極座標での光振幅  $v(r, \phi)$  を Fourier 変換した  $V(\rho, \varphi)$  は次式で表せる。

$$V(\rho, \varphi) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} v(r, \phi) \exp[-2j\pi\rho r \cos(\phi - \varphi)] r d\phi dr.\quad (2.23)$$

## 2.3 1次元定在波音場によるレーザービームの回折

### 2.3.1 音場による光波面の位相変調

超音波の伝搬は媒質中に局所的な歪みを生じさせる。この局所的な歪みは屈折率の変化を伴い、その変化を通じて音波は光波に影響を与える。このような現象を音響光学効果と呼ぶ。超音波の音圧  $p_a(x, y, z, t)$  と屈折率  $n(x, y, z, t)$  の関係は次式で与えられる。

$$n(x, y, z, t) = n_0(x, y, z) + \kappa p_a(x, y, z, t),\quad (2.24)$$



ここで,  $n_0(x, y, z)$  は静圧時の屈折率,  $\kappa$  は屈折率と音圧の比例定数であり, 次の実験式によって与えられる.<sup>31)</sup>

$$\kappa = \frac{(n_0 - 1)(n_0^2 + 1.3n_0 + 0.4)}{(n_0^2 + 0.8n_0 + 1.0)\gamma c^2}, \quad (2.25)$$

ここで,  $\gamma$  は媒質の密度,  $c$  は縦波音速である. 水中における  $\kappa$  は水温 25°C (e.g.  $n_0=1.33$ ,  $\rho = 997 \text{ kg/m}^3$ ,  $c = 1497 \text{ m/s}$ ) において  $1.50 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$  と小さく, 音波が光に与える影響は小さい. なお, 音圧  $p_a(x, y, z, t)$  は, 調和振動を仮定すれば

$$\begin{aligned} p_a(x, y, z, t) &= \text{Im}[p(x, y, z) \exp(-j\omega t)] \\ &= |p(x, y, z)| \sin[-\omega t + \psi(x, y, z)], \end{aligned} \quad (2.26)$$

と表すことができる. ここで,  $p(x, y, z)$  は音圧振幅であり,  $\psi(x, y, z) = \angle p(x, y, z)$  とした.

今, 音圧  $p_a(x, y, z, t)$  で表される音場の  $(x, y)$  地点に入射した  $z$  方向に伝搬するレーザービームが音波から受ける影響を考える. 音場中の光路長 1 m を光が通過するのに要する時間は 3.33 ns であり, 100 kHz オーダの超音波の周期 (e.g. 100kHz で 10  $\mu\text{s}$ ) に比べて十分短い. このため, 光に対して音場は静止していると考えてよい. 音場によって生じる光路長変化  $\Delta S$  は,

$$\Delta S = \int_S n_0 + \kappa p_a(x, y, z, t) dz - n_0 S \quad (2.27)$$

$$= \int_S \kappa p_a(x, y, z, t) dz, \quad (2.28)$$

である. ここで,  $S$  は音場の  $z$  方向の幅であり,  $n_0 S$  は静圧時の光路長に相当する. したがって通過したレーザービームは, 次式で与えられる光路長に比例した位相遅れ  $\tau(x, y, z, t)$  による位相変調を受ける.

$$\tau(x, y, z, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta S \quad (2.29)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \kappa \int_S p_a(x, y, z, t) dz, \quad (2.30)$$

## 2.3.2 1次元定在波音場の音圧

$x$  方向の 1 次元定在波を仮定すると、音圧振幅  $p(x)$  は  $x$  方向に進む前進波および後退波の和で表され

$$p(x) = p_f \exp[j(-Kx + \psi_f)] + p_b \exp[j(Kx + \psi_b)], \quad (2.31)$$

となる。ここで、 $K$  は超音波の波数、添字  $f$  および  $b$  はそれぞれ前進波および後退波を表す。 $p_f = p_b$  として完全な定在波を仮定し、 $p_0 \equiv 2p_f$ 、 $\psi_t \equiv (\psi_f + \psi_b)/2$ 、 $\psi_s \equiv (\psi_f - \psi_b)/2$  とおけば

$$\begin{aligned} p(x) &= \{p_f \exp[-j(Kx + \psi_s)] + p_b \exp[j(Kx + \psi_s)]\} \exp(j\psi_t) \\ &= p_0 \cos(Kx + \psi_s) \exp(j\psi_t), \end{aligned} \quad (2.32)$$

となる。音圧  $p_a(x, t)$  は

$$p_a(x, t) = p_0 \cos(Kx + \psi_s) \sin(-\omega t + \psi_t), \quad (2.33)$$

となる。

$z$  方向に伝搬するレーザービームは Eq. 2.30 に示す位相変調を受ける。このため、超音波の光透過率  $u(x, t)$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} u(x, t) &= \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda} \kappa \int_S p_a(x, t) dz \right] \\ &= \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda} \kappa S p_0 \cos(Kx + \psi_s) \sin(-\omega t + \psi_t) \right]. \end{aligned} \quad (2.34)$$

ここで、レーザー入射点  $(x, y) = (x_0, 0)$  近傍の光透過率の振る舞いを調べるために、音圧振幅  $p(x, t)$  をレーザービーム入射点  $x_0$  付近でべき級数展開すると、

$$p(x, t) \approx \sum_{n=0}^{\infty} c_n (x - x_0)^n, \quad (2.35)$$

$$c_n = p_0 k^n \cos(kx_0 + \psi_s + \frac{\pi}{2}n) \frac{1}{n!} \sin(-\omega t + \psi_t), \quad (2.36)$$

となる。音圧振幅を2次までのべき級数展開で近似すれば、

$$u(x, t) = \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda} \kappa [c_0 + c_1(x - x_0) + c_2(x - x_0)^2] \right\}, \quad (2.37)$$

を得る。この2次までのべき級数展開は、 $|x_0 - x|$  が超音波の波長の1/10以下の領域において音圧振幅を誤差1%以内で近似できる。このため、レーザービームの直径が超音波の波長の1/10以下の場合、超音波の光透過率は上式で近似して差し支えない。

### 2.3.3 超音波を通過した gaussian ビームの振幅スペクトル

光透過率  $u(x, t)$  の超音波に gaussian ビーム  $g(x, y)$  を入射すると、入力面での光振幅  $v_u(x, y, t)$  は

$$v_u(x, y, t) = g(x, y)u(x, t), \quad (2.38)$$

となる。Gaussian レーザービームの光振幅  $g(x, y)$  は、

$$g(x, y) = \sqrt{\frac{2P\alpha}{\pi}} \exp\{-\alpha[(x - x_0)^2 + y^2]\}, \quad (2.39)$$

$$\alpha = 4/d^2, \quad (2.40)$$

で与えられる。ここで  $P$  および  $d$  はレーザーのパワーおよび直径である。この2次元 Fourier 変換  $V_u(\nu_x, \nu_y)$  は

$$V_u(\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y)u(x, t) \exp[-j2\pi(x\nu_x + y\nu_y)] dx dy, \quad (2.41)$$

となる。ここで、 $X \equiv x - x_0$  とおけば

$$V_u(\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{2P\alpha}{\pi}} \exp\{-\alpha[X^2 + y^2]\} \exp\left\{j\frac{2\pi}{\lambda}\kappa[c_0 + c_1X + c_2X^2]\right\} \\ \times \exp\left[-j2\pi(X + x_0)\nu_x - j2\pi y\nu_y\right] dX dy \quad (2.42)$$

$$= \exp\left(j\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_0 - 2\pi x_0\nu_x\right) \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \exp\left[-\frac{(2\pi\nu_y)^2}{4\alpha}\right] \quad (2.43)$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(\alpha - j\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_2\right)X^2\right] \exp\left\{-j2\pi\left[X\left(\nu_x - \frac{\kappa}{\lambda}c_1\right)\right]\right\} dX, \\ = \exp\left(j\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_0 - 2\pi x_0\nu_x\right) \sqrt{\frac{\pi}{\alpha\beta}} \exp\left\{-\frac{[2\pi(\nu_x - \frac{\kappa}{\lambda}c_1)]^2}{4\beta}\right\} \exp\left[-\frac{(2\pi\nu_y)^2}{4\alpha}\right], \quad (2.44)$$

ここで、

$$\beta \equiv \alpha - j\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_2, \quad (2.45)$$

$$(2.46)$$

とした。上式の  $\beta$  を含む指数関数部は

$$\exp\left\{-\frac{[2\pi(\nu_x - \frac{\kappa}{\lambda}c_1)]^2}{4\beta}\right\} = \exp\left\{-\frac{[2\pi(\nu_x - \frac{\kappa}{\lambda}c_1)]^2}{4} \frac{\alpha}{\alpha^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_2\right)^2}\right\} \\ \times \exp\left\{-j\frac{[2\pi(\nu_x - \frac{\kappa}{\lambda}c_1)]^2}{4} \frac{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_2\right)}{\alpha^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_2\right)^2}\right\},$$

である。

以上から、1次元定在波を波面に平行に通過した gaussian レーザビームの振幅スペクトルは、空間周波数領域で、 $(\nu_x, \nu_y) = (\kappa/\lambda c_1, 0)$  を中心とし、 $\nu_x$  および  $\nu_y$  方向に次式で表される直径  $\mu_x$  および  $\mu_y$  を持つ2次元楕円ガウス分布となる。

$$\mu_x = 4\sqrt{\frac{\alpha^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_2\right)^2}{\alpha}}, \quad (2.47)$$

$$\mu_y = 4\sqrt{\alpha}. \quad (2.48)$$

すなわち、振幅スペクトルは  $c_1$  に比例して中心位置が  $\nu_x$  方向に変化し、 $|c_2|$  に応じて  $\mu_x$  が

拡幅する。

## 2.4 気泡と音場によって回折したレーザービームの光強度

### 2.4.1 単一の気泡と超音波を通過したレーザービームのレンズ焦点面における光振幅

微小な気泡によるレーザービームの散乱は、気泡の直径がレーザービームの波長よりも大きい場合 Mie 散乱理論<sup>32,33)</sup>によって記述されるが、直径が5 μm 以上の水中に存在する気泡(相対屈折率 0.75)による回折光振幅は、光軸付近において気泡を不透明な物体とした場合の回折光振幅で近似できる。<sup>34,35)</sup> 気泡が不透明であるとした場合の  $z$  軸上に存在する気泡の光透過率  $b(r)$  は

$$b(r) = \begin{cases} 0 & (r \leq a/2) \\ 1 & (r > a/2) \end{cases}, \quad (2.49)$$

となる。ここで、 $a$  は気泡の直径である。 $b(r)$  を Fourier 変換した  $B(\rho)$  は

$$\begin{aligned} B(\rho) &= \int_0^\infty \int_0^{2\pi} b(r) \exp[-2j\pi\rho r \cos(\phi - \varphi)] r d\phi dr \\ &= \delta(\rho) - \int_0^{a/2} \int_0^{2\pi} \exp[-2j\pi\rho r \cos(\phi - \varphi)] r d\phi dr \\ &= \delta(\rho) - B'(\rho), \end{aligned} \quad (2.50)$$

$$B'(\rho) = \left(\frac{a}{2}\right)^2 \frac{J_1(\pi a \rho)}{\pi a \rho}, \quad (2.51)$$

ここで、 $\delta(\rho)$  は Dirac のデルタ関数、 $J_q$  は  $q$  次の第 1 種ベッセル関数である。

次に、気泡が  $z$  軸上になく、 $x$  軸から  $\phi_0$  方向に  $r_0$  だけ平行移動することを考える。このとき、 $b(r, \phi)$  を Fourier 変換した  $B(\rho, \varphi)$  は

$$B(\rho, \varphi) = B(\rho) \exp[-j2\pi\rho r_0 \cos(\phi_0 - \varphi)], \quad (2.52)$$

と位相が変化する。したがって、Eq. 2.19 より、 $(x, y) = [r \cos(\phi), r \sin(\phi)]$  に位置する気泡と 1 次元定在超音波を通過したガウシアンレーザービームの、レンズ焦点面における光振幅は

$$W(x, y) = \exp\left[j\frac{k}{2f}\left(1 - \frac{l}{f}\right)(x^2 + y^2)\right] V_u * B \exp[-j2\pi\rho r_0 \cos(\phi_0 - \varphi)], \quad (2.53)$$

となる。

## 2.4.2 複数の気泡による回折光強度分布

複数の気泡によって生じる回折光複素振幅は、それぞれの気泡による回折光複素振幅の重ね合わせに比例する。一様なレーザービームに照射された気泡が  $N$  個あるとすると、回折光の光振幅  $W_N(x, y)$  は

$$W_N(x, y) = \sum_{q=1}^N \exp \left[ j \frac{k}{2f} \left( 1 - \frac{l_q}{f} \right) (x^2 + y^2) - j 2\pi \rho r_q \cos(\phi_q - \varphi) \right] V_u * B, \quad (2.54)$$

ここで、 $l_q$ ,  $r_q$  および  $\phi_q$  はそれぞれ  $q$  番目の気泡とレンズの距離、気泡の移動距離および移動方向である。位相項の重ね合わせの絶対値

$$\left| \sum_{q=1}^N \exp \left[ j \frac{k}{2f} \left( 1 - \frac{l_q}{f} \right) (x^2 + y^2) - j 2\pi \rho r_q \cos(\phi_q - \varphi) \right] \right|, \quad (2.55)$$

は、気泡の位置を表す変数  $l_q$ ,  $r_q$ ,  $\phi_q$  がランダムな値をとり、 $N$  が十分に大きい場合ランダムウォーク理論により、 $N^{1/2}$  に収束することが知られている。<sup>36)</sup> したがって、 $N$  が十分に大きい場合は光強度  $I_N(\omega, \psi)$  は次式で表される。

$$\begin{aligned} I_N(x, y) &= |W_N(x, y)|^2 \\ &= N |W(x, y)|^2. \end{aligned} \quad (2.56)$$

次に気泡の直径が分散を持つ場合を考える。 $M$  個の直径区間の、十分にそれぞれの区間の気泡による回折光強度分布が識別可能な気泡群を想定する。列ベクトル  $\mathbf{N} = \{N_1, N_2, \dots, N_n, \dots, N_M\}$  を考えて、Eq. 2.56 の  $N$  を  $\mathbf{N}$  で置き換えれば

$$\begin{aligned} W_{\mathbf{N}}(x, y) &= \sum_{m=1}^M \sum_{q=1}^N \exp \left[ j \frac{k}{2f} \left( 1 - \frac{l}{f} \right) (x^2 + y^2) - j 2\pi \rho r_0 \cos(\phi_0 - \varphi) \right] V_u * B_m \\ &= \sum_{m=1}^M \sqrt{N_m} V_u B_m, \end{aligned} \quad (2.57)$$

となる。ここで、 $B_m$  は Eq. 2.50 において気泡の直径を  $a_m$  としたものである。したがって、

光強度  $I_{\mathbf{N}}(x, y)$  は次式で表される.

$$\begin{aligned}
 I_{\mathbf{N}}(x, y) &= |W_{\mathbf{N}}(x, y)|^2, \\
 &= \sum_{n=1}^M N_n \sum_{q=-\infty}^{\infty} |W(x, y)|^2, \\
 &= \sum_{n=1}^M N_n \sum_{q=-\infty}^{\infty} |V_u * B_m|^2.
 \end{aligned} \tag{2.58}$$

Equations 2.44, 2.50 より

$$V_u(\nu_x, \nu_y) * B_m(\nu_x, \nu_y) = V_u(\nu_x, \nu_y) - B'_m(\nu_x, \nu_y) * V_u(\nu_x, \nu_y), \tag{2.59}$$

$$B'_m(\nu_x, \nu_y) = 4 \left( \frac{a_m}{2} \right)^2 \frac{J_1 \left( 2\pi a_m \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2} \right)}{2\pi a_m \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}}, \tag{2.60}$$

である. レーザビームの直径に対して気泡の直径が十分に小さいとすれば,  $V_u(\nu_x, \nu_y)$  の空間周波数は  $B'_m(\nu_x, \nu_y)$  の空間周波数に比べて十分に小さい. このため,

$$B'_m(\nu_x, \nu_y) * V_u(\nu_x, \nu_y) \approx \sqrt{P} B'_m(\nu_x, \nu_y), \tag{2.61}$$

と近似できる. Eq. 2.59 の右辺第 1 項は指数関数的に減衰し,  $\nu_x > 3\mu_x/2$ ,  $\nu_y > 3\mu_y/2$  では最大光振幅の 1% 以下となる. 一方で, 原点から離れるに従って  $B'_m(\nu_x, \nu_y)$  は振動的に減衰するものの, その割合は  $V_u$  よりも緩やかである. したがって, 光振幅は原点付近で第 1 項が, 原点から離れた領域では第 2 項が支配的となる.<sup>37)</sup> 光振幅を 2 乗して得られる光強度  $I$  も同様であり,

$$I(x, y) \approx \begin{cases} |V_u|^2 & (|x| < \lambda f \mu_x, |y| < \lambda f \mu_y) \\ P |B'[(x - \kappa f/c_1)/(\lambda f), y/(\lambda f)]|^2 & (|x| \gg \lambda f \mu_x, |y| \gg \lambda f \mu_y) \end{cases}, \tag{2.62}$$

となる. すなわち, 原点付近の光強度は, 2次元楕円ガウス分布状であり, この分布は  $x$  方向に超音波の影響を受ける. また, 原点から離れた領域の光強度は超音波の影響によって  $\kappa/(\lambda c_1)$  だけ  $x$  方向に移動するが, その強度分布は気泡による回折光のみに依存する. よって, それぞれの領域の光強度から, 音圧と気泡の粒度分布の計測が可能である.

### 2.4.3 気泡による回折光強度の分散

多数の気泡による回折光の強度は巨視的には Eq. (2.62) によって与えられるが、微視的にはランダムな位相を持つ多数の光の干渉によって生じるスペックルと呼ばれる斑点状の光強度分布を有している。スペックルの寸法は、レンズの半径を  $R$  とすると  $\lambda f/R$  のオーダーであり<sup>38)</sup>、この値は  $R=12.5$  mm,  $f=200$  mm,  $\lambda=632.8$  nm とすると、 $10$   $\mu\text{m}$  程度となる。スペックルは、個々の気泡の位置にも敏感であるため、気泡の直径が変化しなくとも光強度は気泡の移動等により時間的に変化する。光強度の分散  $\sigma^2$  は

$$\sigma^2 = N^2 \langle |W(\rho, \varphi)| \rangle, \quad (2.63)$$

で与えられる。<sup>39)</sup> したがって、標準偏差  $\sigma = N \langle |W(\rho)|^2 \rangle$  と、光強度の期待値と等しいオーダーになり多数回のアンサンブル平均を行わなければ十分な精度の光強度を計測することができないことがわかる。一方で、光強度分布が持つ情報を失わない程度の適切な大きさの領域で光強度の平均値を計算することによっても分散を小さくできる。平均化領域に含まれるスペックルの数を  $m$  とすると、光強度の分散は  $m$  に反比例する。

## 2.5 むすび

本章では Fourier 光学系によって計測される、音場と気泡によって回折したガウシアンレーザービームの光強度を導いた。  $z$  軸付近の光強度は音場の影響を強く受け、光強度の強い領域が音場の波面と垂直方向に移動もしくは拡幅することが分かった。また、  $z$  軸から離れた領域の光強度は音響キャビテーションによる回折光によって支配されることが分かった。



---

## 第 3 章

# レーザー回折法による気泡粒度分布の計測

### 3.1 はじめに

第 2 章で述べたように，Fourier 光学系を用いる音響キャビテーションの計測において  $z$  軸から離れた領域で計測される光強度は，光軸から離れるに従って振動的に減少する．また，レーザービームと多数の気泡が交差する場合，計測される光強度はそれぞれの気泡による回折光強度の足しあわせとなる．

本章では，それぞれの気泡の回折光の足しあわせとなる気泡の回折光強度をから気泡粒度分布を求める手法について述べる．まず，光強度を表す線形方程式を導きその方程式を解法することで気泡粒度分布を求めることができることを示す．また，光強度の計測誤差に対して堅牢な解法として，気泡粒度分布として Rosin-Rammler 分布を仮定する手法について述べる．

また， $z$  軸近傍の光強度は音場の影響を強く受けるため，その範囲を実験的に明らかにし気泡粒度分布計測に及ぼす影響を検討する．以上によって，本手法によって計測できる気泡粒度分布の範囲と，提案手法の妥当性について検証する．

## 3.2 回折光強度からの気泡粒度分布計測原理

### 3.2.1 回折光強度からの粒度分布の逆解析

$z$  軸から離れた領域の光強度  $I(x, y)$  は、対称性を考慮すると Eq. 2.62 より

$$I(x, y) = I(r'), \quad (3.1)$$

$$r' = \sqrt{(x - \kappa f / c_1)^2 + y^2}, \quad (3.2)$$

となる。  $L$  個の区間に離散化した  $\mathbf{r}' = [r'_1 r'_2 \cdots r'_i \cdots r'_L]$  を考えて、対応する光強度を  $\mathbf{I} = [I_1 I_2 \cdots I_i \cdots I_L]$  とすれば、Eq. 2.62 より、

$$\mathbf{I} = \mathbf{B}\mathbf{N}, \quad (3.3)$$

となる。  $\mathbf{B}$  は  $L \times M$  の行列で  $i$  行  $j$  列の要素  $B_{ij}$  は

$$B_{ij} = \left(\frac{a_j}{2}\right)^4 \left\{ \frac{J_1[\pi a_j r'_i / (\lambda f)]}{\pi a_j r'_i / (\lambda f)} \right\}^2, \quad (3.4)$$

である。さらに、  $\mathbf{N}$  の代わりに  $j$  番目の要素  $V_j$  をもつ体積基準の気泡の割合  $\mathbf{V}$  を用いれば、

$$V_j \propto a_j^3 N_j \quad (3.5)$$

であるから、

$$\mathbf{I} = \mathbf{B}'\mathbf{V}, \quad (3.6)$$

$$B'_{ij} = B_{ij} / a_j^3, \quad (3.7)$$

となる。ここで、気泡の割合を表すベクトル  $\mathbf{V}$  が、本手法によって求めたい体積基準の気泡粒度分布である。

気泡粒度分布は回折光強度分布に関する最小二乗問題を解くことによって求める。回折光強度分布  $\mathbf{I}^{\text{obs}}$  を計測し、Eq. 3.6 から気泡粒度分布  $\mathbf{V}$  の最小二乗解を得る。これは、次式で与えられる評価関数  $Q$  を最小とする気泡粒度分布  $\mathbf{V}$  を求めることに他ならない。

$$Q = \sum |\mathbf{I}^{\text{obs}} - \mathbf{B}'\mathbf{V}|^2, \quad (3.8)$$

この解法として、Newton 法<sup>40)</sup> や Twomey 法<sup>41)</sup> が知られているが、これらの  $\mathbf{V}$  を直接求める方法は  $L$  次の逆問題を解くためにノイズに敏感である。このため、本研究では  $\mathbf{V}$  が、気泡粒度分布を表すためによく用いられる Rosin-Rammler 分布<sup>23,25)</sup> に従うと仮定し、この関数のパラメータを求めることによって気泡粒度分布を決定する。Rosin-Rammler 分布は次式で表される。

$$V(a_j) = V_0 a_j^{\gamma_1} \exp(-\gamma_2 a_j^{\gamma_1 - 1}). \quad (3.9)$$

ここで、 $V_0$  は係数、 $\gamma_1$  は均等数とよばれ分布の広がりに関連するパラメータであり、 $\gamma_2$  は粒度特性数とよばれ分布の平均的な直径に関するパラメータである。以上から、気泡粒度分布を求める問題は、 $V_0, \gamma_1, \gamma_2$  を求める非線形の最小二乗問題となる。

### 3.3 音響キャビテーションの気泡粒度分布計測実験

#### 3.3.1 実験系の構成

Figure 3.1 に回折光強度分布の計測系を示す。音響キャビテーションは内寸  $50 \times 50 \times 160$  (mm<sup>3</sup>) のガラス水槽中に、ボルト締 Langevin 振動子 (Bolt clamped Langevin-type transducer, BLT) より照射される超音波によって発生する。BLT の出力面は直径 30 mm の円形である。BLT はファンクションジェネレータ (Agilent 33120A) で発生されパワーアンプ (NF 4052) で増幅された正弦波交流電圧で駆動される。駆動電圧の周波数は 19.2 kHz である。BLT への入力電圧はパワーメータ (Yokogawa WT210) で計測される。音響キャビテーションは連続波によって BLT の照射面直下に円錐状に発生し、照射面から離れた周辺部にはほとんど生じない。

Figure 3.1 中、 $z$  軸に沿う光学系は回折光強度分布を計測する系である。He-Ne レーザ光源によって発生された真空中の波長 632.8 nm のレーザビームは空間的にフィルタリングされ、直径 3 mm のビームとなる。BLT の照射面より 5 mm 下方の領域に分布する音響キャビテーションがレーザビームによって照射される。音響キャビテーションからの出射光は焦点距離 200 mm の Fourier 変換レンズに入射する。Fourier 変換レンズの後焦点面における光強度分布はフォトディテクタ (SensL SPMMini3035X08A1) によって計測される。フォトディテクタの開口はピンホールによって直径 0.25 mm に制限されている。フォトディテクタの出力電圧はアナログ-デジタル変換器 (Agilent U2531A) によって PC に取り込まれ、信号は BLT

の駆動電圧に同期して  $1 \times 10^4$  回アンサンブル平均される。アナログ-デジタル変換器のサンプリング周波数は 2 MHz である。背景光強度は超音波非照射時に計測され、アンサンブル平均された波形から差し引かれる。

音響キャビテーションは超音波に同期して体積振動する。したがって、回折光強度分布も超音波に同期して周期的に変化する。回折光強度分布は Fig. 3.2 に示すように、フォトディテクタは  $y$  軸方向のステージによって走査しながら、 $y$  軸上の計測点において光強度の超音波の周期内での時間波形を記録し、各点において計測した波形から特定の位相における回折光強度分布を求める。なお、フォトディテクタによって計測される光強度  $\mathbf{I}_t$  は気泡によって回折したレーザの光強度分布  $\mathbf{I}$  と光学系による散乱等で発生する背景光強度分布  $\mathbf{I}_b$  の重ね合わせとなっている。ここで、背景光には水槽中の水によって生じる散乱光も含まれる。気泡によって回折されたレーザの位相はランダムであり、背景光とは無相関である。したがって、計測される光強度分布  $\mathbf{I}_t$  は次式で表される。

$$\mathbf{I}_t = \mathbf{I} + \mathbf{I}_b. \quad (3.10)$$

気泡による散乱光を得るために、計測された光強度から背景光強度を差し引いて次式のように回折光強度分布を得る。

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_t - \mathbf{I}_b. \quad (3.11)$$

Figure 3.1 中、 $y$  軸方向に沿う光学系が、リファレンス計測を行うストロボ撮影法の光学系である。閃光時間 180 ns のキセノンフラッシュ光源 (Sugawara NPL-18) によって発生された光はレンズによって集光され、水槽中の音響キャビテーションを照射する。結像レンズによって、回折光強度分布計測系のレーザビームと交差する音響キャビテーションの像が complementary metal oxide semiconductor (CMOS) イメージセンサ (Nikon D5000) 上に結像する。イメージセンサによって撮影される画像の大きさは  $1280 \times 720$  px であり、これは  $1.20 \times 0.675 \text{ mm}^2$  に相当する。画像の空間分解能は  $0.938 \text{ }\mu\text{m}$  である。キセノンフラッシュ光源の発光は BLT の駆動電圧の位相  $\psi$  に同期して行う。画像は  $\psi = 0$  から  $7\pi/4$  まで  $\pi/4$  毎に、300 枚ずつ撮影される。撮影された画像は画像解析ソフトウェア (NI vision assistant) によって解析され、気泡の円形輪郭を抽出し気泡の直径と数量を計測する。検出された気泡の直径から、次式によって体積基準の気泡粒度分布  $\mathbf{V}$  を求める。

$$v_n = \frac{N_n[(a_{n+1} + a_n)/2]^3}{\sum_{n=1}^M N_n[(a_{n+1} + a_n)/2]^3}. \quad (3.12)$$

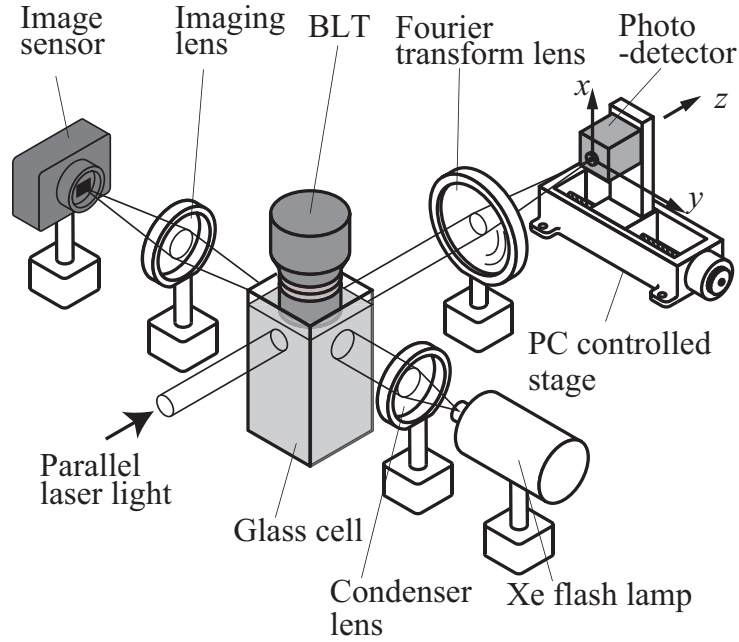


Fig. 3.1 Experimental setup for measurement of acousto-optic effect and bubble diameter distribution.

ここで、 $N_n$ ,  $M$  はそれぞれ、検出された  $n$  番目の直径区間  $[a_n a_{n+1})$  の気泡数、直径区間の数である。

### 3.3.2 音波の粒度分布計測への影響

Figure 3.3 に  $(x, y) = (0.04, 0)$  (mm) および  $(-0.04, 0)$  (mm) で計測した光強度の時間波形を示す。BLT への入力電力は 55 W である。 $(x, y) = (0.04, 0)$  (mm) における波形は  $(x, y) = (-0.04, 0)$  (mm) における波形が反転したものとなっている。このことは、レーザービームが音響光学効果によって周期的に偏向することに起因していると考えられる。BLT は正弦波交流電圧で駆動しているにも関わらず、いずれの波形も正弦波とは異なる波形となっている。これは、レーザービームが単に偏向しているのではなく、偏向すると同時に拡幅することもその波形歪みの原因であると考えられる。

Figure 3.4(a) にフォトディテクタを走査して計測した超音波非照射時の  $x$  軸と  $y$  軸に沿う光強度分布を示す。光軸付近に光強度の非常に強い領域が存在することが分かる。この領域は、気泡等によって回折せずに直進したレーザービームが集光する領域である。光強度が最大

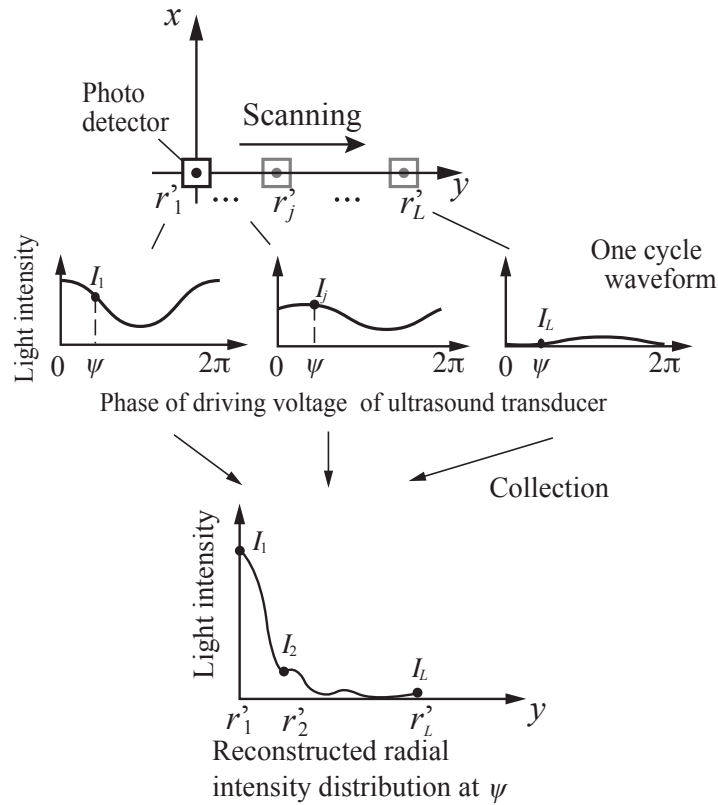


Fig. 3.2 Reconstruction method of instantaneous diffraction pattern.

値の 0.5 % 以上の領域を、本論文では焦点領域と定義する。焦点領域は、図中では  $x$  または  $y < 0.8$  mm の領域に相当する。Figures 3.4(b) - 3.4(d) に  $x$  軸上および  $y$  軸上で計測された波形の両振幅値分布を示す。この両振幅値は音響キャビテーションによるレーザの側方散乱光がほとんど生じない、BLT 照射面から  $x$  軸方向に -5 mm、照射面の中心から  $y$  軸方向に 20 mm 離れた領域で計測した。BLT への入力電力は Figures 3.4(b) - 3.4(d) においてそれぞれ 35, 45, 55 (W) である。音響キャビテーションがほとんど存在しないにも関わらず、両振幅値は光軸付近で大きくなっている。これは、レーザが音響光学効果によって偏向・拡幅することによって起因していると考えられる。全ての入力電力条件において、 $x$  軸に沿う両振幅値は  $y$  軸のそれと比べて光軸付近のより広い領域で大きくなっている。これは、超音波が  $x$  軸方向に沿って入射されており、屈折率勾配は  $x$  軸方向に大きく生じるためであると考えられる。一方で、 $y$  軸方向の屈折率勾配は小さいために、 $y$  軸方向への音響光学効果によるレーザビームの乱れは小さくなっていると考えられる。

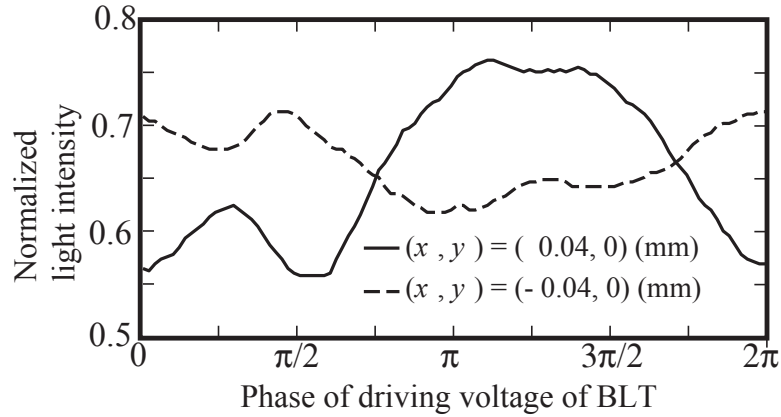


Fig. 3.3 Temporal waveform of light intensity.

以上から、音響光学効果がレーザービームに及ぼす影響は、超音波の波面と直角方向に大きく現れ、波面に平行な方向への影響は小さいことを確認した。また、超音波の波面に平行な方向へは、概ね焦点領域にのみ音響光学効果の影響が表れることが分かった。したがって、この領域の情報は音響キャビテーションの気泡粒度分布計測に用いることはできない。

### 3.3.3 気泡粒度分布の計測結果

実験により超音波によって生じる屈折率勾配がレーザービームに影響を及ぼすことが分かった。特に、超音波の波面と直角方向にはレーザービームが大きく擾乱を受けることが分かった。また波面と平行な方向には、焦点領域において回折光強度分布が影響を受けることが分かった。したがって、回折光強度分布は波面と平行に計測することが望ましい。また、焦点領域の光強度分布は気泡粒度分布計測に用いることができない。

Figure 3.5 に Eq. 2.56 によって計算した単一気泡による回折光強度分布を示す。回折光強度分布は光軸から離れるにしたがって、第 1 暗輪まで単調に減少する。第 1 暗輪の半径  $r'_d$  は次式で与えられる。

$$r'_d = 3.83 \frac{f\lambda}{\pi a}. \quad (3.13)$$

第一暗輪の半径は、気泡の直径に反比例する。したがって、大きな直径の気泡に関する情報は、回折光強度分布の光軸付近に含まれることが分かる。本研究で用いる光学系では、焦点領域の半径は 0.8 mm であった。このため、光軸からの距離が 0.8 mm 以下の領域では気泡による回折光強度分布を正しく計測することができない。この半径は、Eq. 3.13 より直径 193  $\mu\text{m}$

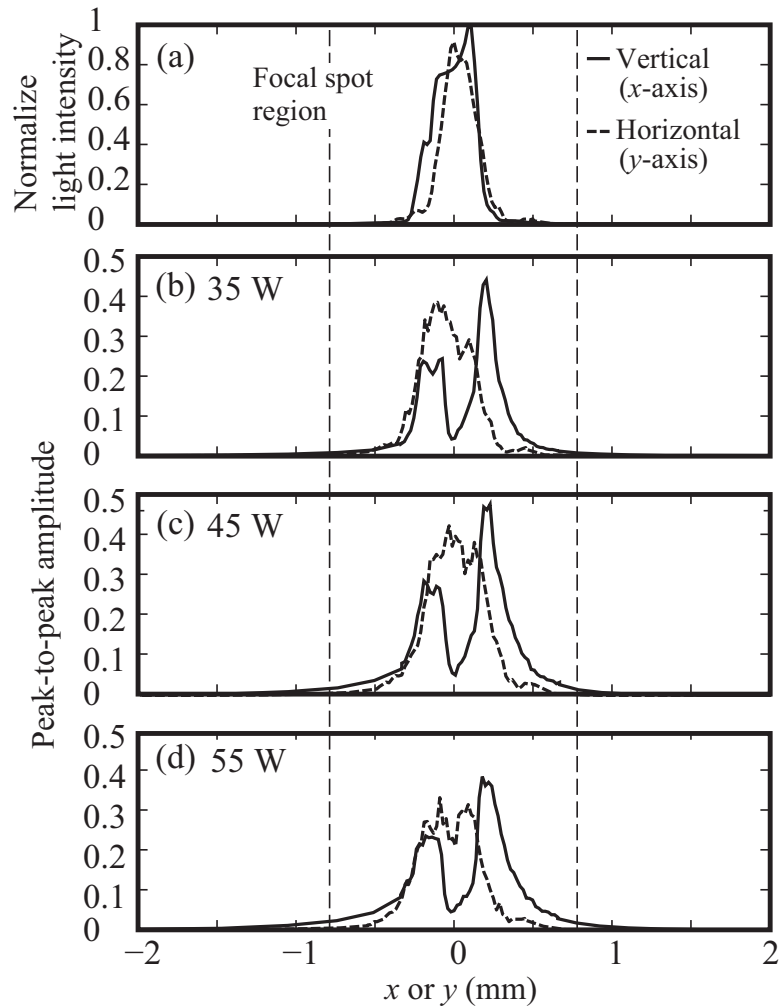


Fig. 3.4 Disturbance by the acousto-optic effect (a) ambient light distribution and (b)-(d) peak-to-peak amplitudes for input powers of 35, 45, and 55 (W), respectively

の気泡による回折光強度分布の第一暗輪に相当する. したがって, 本実験系において計測可能な気泡の最大直径は  $193 \mu\text{m}$  である.

Figure 3.6(a) に BLT への入力電力 35 W,  $\psi = 0$  における回折光強度分布と Eq. 3.6 で計算したフィッティングカーブを示す. フィッティングカーブは焦点領域を含んで計算した場合および含まずに計算した場合を示している. Figure 3.6(b) は Figure 3.6(a) のフィッティングカーブに対応した体積基準の気泡粒度分布を示す. 同図には, リファレンス計測法であるストロボ撮影法によって計測した気泡粒度分布も示している. この図から, 焦点領域の回折光強度分布を含まずに計算した気泡粒度分布が, リファレンス計測結果とよく一致していることが



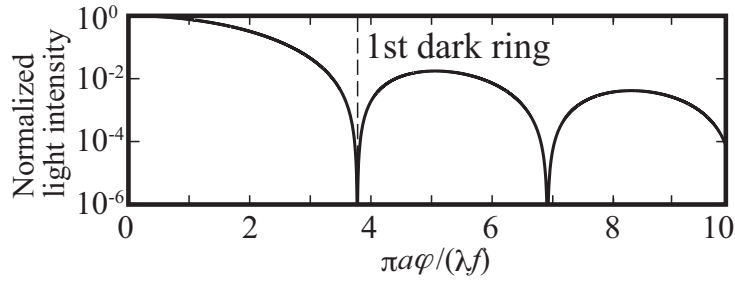
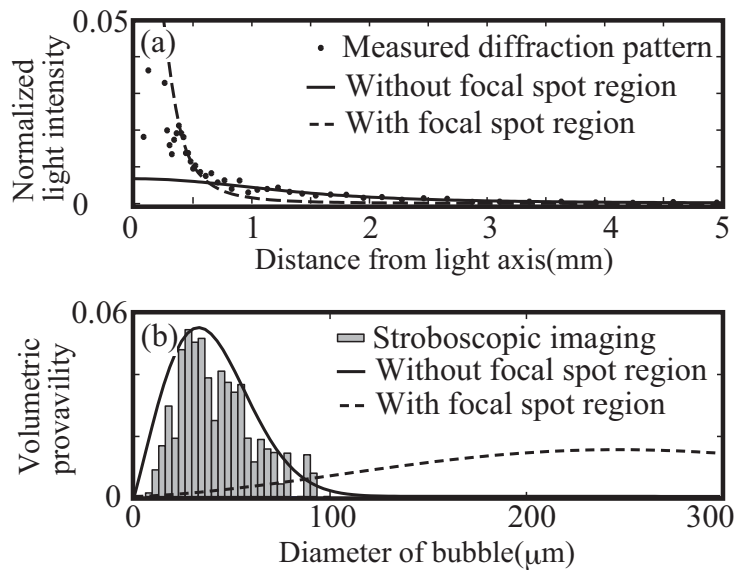


Fig. 3.5 Diffraction pattern for a single bubble.

Fig. 3.6 Experimental result at  $\psi = 0$ . (a) diffraction pattern and fitted curves. (b) diameter distribution.

分かる。

Figure 3.7 に体積基準の気泡粒度分布から計算した、平均直径の超音波の一周期内での変化を示す。気泡粒度分布を計算する際には、焦点領域の回折光強度分布を無視している。同図にはストロボ撮影法によって計測した気泡平均直径も示している。この図から提案手法およびファレンス計測の結果はよく一致していることが分かる。以上から、提案手法では、音響光学効果の影響を大きく受ける焦点領域の回折光強度分布を無視することによって気泡粒度分布が計測可能であることが示された。また、ストロボ撮影法では 24 fps(frames per second) のフレームレートで  $300 \times 8 = 2400$  枚の画像の撮影を行っているため、一回の計測には約 100 s の時間を要している。一方で、提案手法での計測ではフォトディテクタの機械走査に約 100 s の

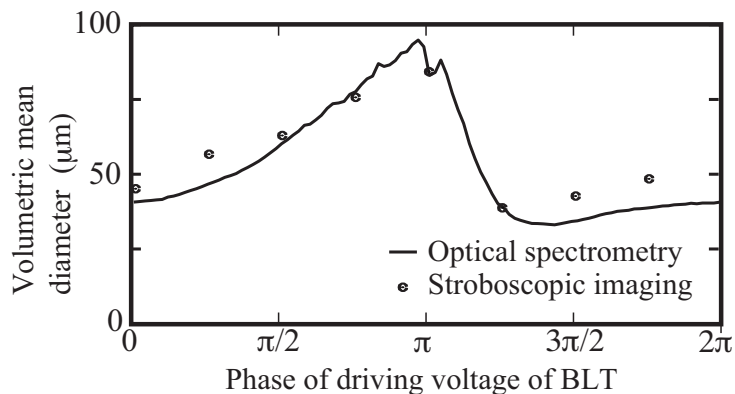


Fig. 3.7 One-cycle fluctuation of the volme-based mean diameter.

時間を要するが、サンプリング周波数 2 MHz のアナログ-デジタル変換器によってフォトディテクタの出力を計測しているため、同じ計測時間での時間分解能は 10 倍以上提案手法の方が高い。このことから、同じ計測時間であれば、提案手法はストロボ撮影法に比べて高い時間分解能で気泡粒度分布の計測が可能であることが分かる。

### 3.4 むすび

気泡による回折光が支配的な  $z$  軸から離れた領域の光強度から、気泡粒度分布を計測する手法について述べた。また、回折光は  $z$  軸近傍の焦点領域においてのみ音場の影響を受けるため、この領域の光強度を用いないことで正しく気泡粒度分布を計測可能であることがわかった。

---

## 第 4 章

# イメージセンサを用いる回折光強度計測の高速化

### 4.1 はじめに

3 章では、回折光強度をフォトディテクタを機械走査することで計測した。しかしながら、この手法は機械走査に長時間を要するという問題がある。また、フォトディテクタの開口が小さくレーザの干渉によって生じるスペックルの影響を大きく受けるため、多数回のアンサンブル平均が必要であり、これも計測時間の増加をまねく。音響キャビテーションの状態は水の温度上昇等によって変化するため、短時間で計測を完了する必要がある。そこで、本章ではイメージセンサを用いて機械走査を行わずに回折光強度分布を計測する手法について述べる。

まず、時間分解能の低いイメージセンサを用いるために、Acousto-optic modulator(AOM)を用いてレーザビームを超音波の特定の位相においてのみ音響キャビテーションに照射し、回折光強度分布を計測する手法について述べる。また、イメージセンサによって得られた 2 次元の光強度分布を回折光の軸対象性に基づく空間的な平均化によってスペックルの影響を低減でき、アンサンブル平均回数を小さくできることを述べる。次に、実験的にイメージセンサを用いる回折光強度の計測を行い、その計測の高速化効果について検証する。

## 4.2 イメージセンサによる回折光強度計測原理

### 4.2.1 イメージセンサを用いる回折光強度計測

音響キャビテーションは超音波に同期して体積振動する。このため、回折光強度分布も超音波に同期して周期的に変化する。Charge coupled devise (CCD) や complementally metal oxide semiconductor (CMOS) イメージセンサなどの電荷蓄積型イメージセンサは、2次元の光強度情報を読み出すために長時間を要する。このため、電荷蓄積型イメージセンサは時間分解能が低く、通常は超音波の周期で変化する回折光強度分布を計測することはできない。そこで イメージセンサを用いるために音響光学効果によって生じる Bragg 反射を利用する AOM によってレーザビームを変調する。AOM によって、レーザビームを超音波の周期より十分に短い照射時間のパルス光とし、超音波の特定の位相  $\phi$  と同期して照射することで回折光強度を計測する。また電荷蓄積型のイメージセンサは、センサの露光時間内に入射した光強度の積分値を出力する。したがって、イメージセンサの露光時間内に複数回のパルス光が照射される場合、センサの出力はパルス光ごとに生じる回折光強度分布の総和となる。

### 4.2.2 スペックルの空間平均による計測高速化

音響キャビテーションによって生じる回折光強度分布は巨視的には Eq. 2.62 で表される。しかしながら、2.4.3 で述べたように、光強度はスペックルを含み  $\lambda f/R$  オーダの距離で大きく光強度が変動する。十分に大きな数のスペックルが含まれる領域において平均化された光強度は、平均値の真値に近づき、光強度の分散は平均化を行う領域に含まれるスペックルの数  $n_s$  に比例するため<sup>42)</sup>、平均化された光強度の標準誤差  $\varepsilon$  は

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{n_s}, \quad (4.1)$$

で与えられる。ここで、 $\sigma$  はスペックルによる光強度変動の標準偏差である。音響キャビテーションが繰り返しパルス光に照射され電荷蓄積型イメージセンサによって回折光強度分布が計測される場合、スペックルの数は等価的に照射回数  $n_t$  倍となる。この場合、標準誤差  $\varepsilon$  は次式で表される。

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{n_t n_s}. \quad (4.2)$$

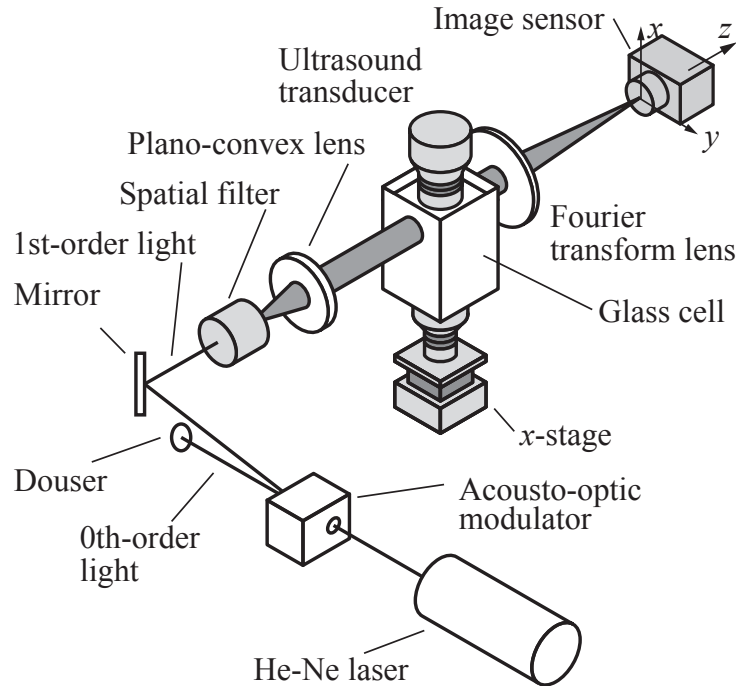


Fig. 4.1 Experimental setup for measurement of diffraction pattern using image sensor.

したがって、回折光強度計測領域に含まれるスペックルの数を増加させることで、標準誤差を保ったままパルス光の照射回数を減少させることが可能である。

## 4.3 イメージセンサを用いる回折光強度計測実験

### 4.3.1 実験系の構成

Figure 4.1 に実験系を示す。音響キャビテーションは 3 章と同様にガラス水槽中に BLT によって照射される超音波によって発生する。He-Ne レーザ光源 (Meles Griot 05-LHP-151) によって発生された真空中の波長 632.8 nm のレーザビームは、凸レンズを介して AOM に入射する。AOM から出射する 0 次および 2 次以上の反射光は遮光板によって遮られ、1 次反射光は凸レンズによってコリメートされる。コリメート光はスペイシャルフィルタに入射し、再び凸レンズによって直径 5 mm のコリメート光とされる。ホーン直下 5 mm の位置に分布する音響キャビテーションにこのコリメート光を入射する。音響キャビテーションからの出射光は、水槽直後におかれた焦点距離 500 mm のフーリエ変換レンズに入射する。フーリエ変換レンズの焦点面における回折光強度分布は、CMOS イメージセンサによって計測する。イ

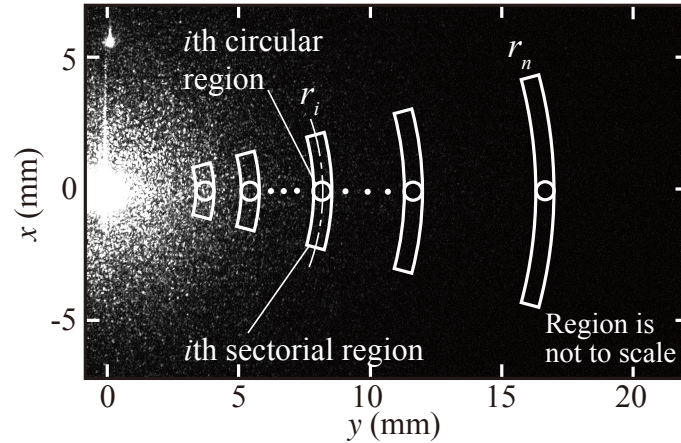


Fig. 4.2 Typical diffraction pattern caused by acoustic cavitation. Circular or sectorial region for spatial averaging are shown.

メージセンサによって取得される画像の大きさは  $4288 \times 2848$  px であり、これは  $23.6 \times 15.8$  mm<sup>2</sup> に相当する。背景光は、音響キャビテーションが生じていない状態で計測し、取得した回折光強度分布から差し引く。

AOM は中心周波数 80 MHz の正弦バースト波によって駆動する。バースト波の継続時間は  $2.9 \mu\text{s}$  であり、これは超音波の周期の  $1/18$  に相当する。バースト信号は BLT 駆動電圧の位相  $\phi$  に同期して出力する。提案手法では、パルス光の位相を変化させながら計測を行うことで、回折光強度分布の周期変化を取得する。1 回の回折光強度分布を計測するのに必要な時間は約 0.8 s であり、18 個の位相に同期して計測するのに必要な時間は約 15 s である。この時間は、フォトディテクタを機械走査しながら回折光強度分布を計測していた従来手法の計測時間の  $1/6$  に相当する。この実験系では、安価な CMOS イメージセンサを用いているために、計測時間のほとんどはセンサからの画像の読み出し時間で占められている。画像計測用に開発されたイメージセンサであれば、一般的に 1 s に 20 回以上の計測を行えるため、18 回の計測は 1 s 以内に完了する。

### 4.3.2 光強度分布の平均化

Equation 3.8 を用いて最小二乗解を求めるために、光軸から半径方向に沿う回折光強度  $\mathbf{I}^{\text{obs}}$  をイメージセンサによって計測した回折光強度分布画像から計算する。一般的な回折光強度分布を Fig. 4.2 に示す。回折光強度分布の中心は、光軸付近で光強度が十分に高い領域の重

心として求める。 $\mathbf{I}^{\text{obs}}$  は、フォトディテクタを機械走査する手法と提案手法を比較するために Method I と Method II の 2 つの方法で計算する。Method I では、従来手法で用いられるフォトディテクタの円形開口を模擬した円形領域で光強度分布を平均化し、 $\mathbf{I}^{\text{obs}}$  を求める。Fig. 4.2 中の円形領域が平均化のための領域に相当する。この領域は次式で定義される。

$$y^2 + (x - r_i)^2 < (D/2)^2, \quad (4.3)$$

ここで、 $D$  は円形領域の直径である。領域の直径は、従来手法で用いていた開口の直径である 0.25 mm とした。Method II は、平均化領域を Fig. 4.2 中に示した扇型領域にすることで領域の面積を拡大する。この領域は次式で表される。

$$-\theta/2 \leq \tan^{-1}(x/y) < \theta/2, \quad (4.4)$$

$$(r_i - D/2)^2 \leq (x^2 + y^2) < (r_i + D/2)^2, \quad (4.5)$$

$$y \geq 0, \quad (4.6)$$

ここで、 $\theta$  は扇形領域の中心角である。なお、離散化された光軸からの距離  $r_i$  は次式の通りとした。

$$\log_{10}(r_i) = \log_{10} r_1 + (i - 1) \frac{\log_{10} r_n - \log_{10} r_1}{n - 1}, \quad (4.7)$$

ここで、 $r_1$  は 4 mm とした

### 4.3.3 スペックルによる光強度変動

Figures 4.3(a)- 4.3(c) にイメージセンサで計測した、回折光強度分布を示す。図中の斑点がスペックルノイズである。Figure 4.3(a)-4.3(c) の各図は、イメージセンサの露光時間を変化させ、照射回数をそれぞれ 1, 10, および 100 回としたものである。画像の輝度値は、平均回折光強度で正規化した光強度分布を示す。照射回数の増加に伴って、スペックルノイズによる回折光強度分布の変動が抑制されることがわかる。Figure 4.3(d) は Fig. 4.3(a) に示した光強度分布の 2 次元自己相関である。正規化振幅が  $1/e^2$  を超える領域の面積は  $7.85 \times 10^{-3} \text{ mm}^2$  であり、この面積がスペックルの平均的な面積に相当する。Figure 4.3 に Eqs. 4.4-4.7 によって定義される 1 番目の扇形領域において、 $n_t$  および  $n_s$  を変化させながら取得し、領域で平均化した回折光強度の標準誤差を示す。 $n_s$  は扇形領域の中心角を変化させることで、 $n_t$

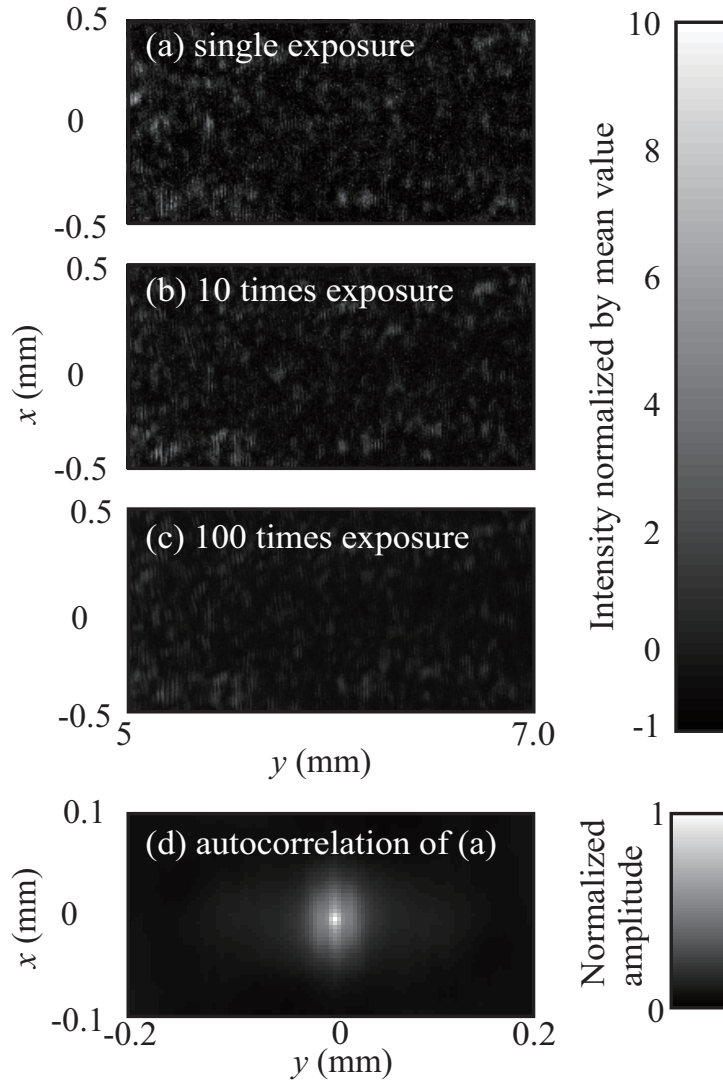


Fig. 4.3 Dependence of number of exposures on speckle noise, (a)-(c)Close-up images of speckle pattern for numbers of exposures of 1, 10, and 100, respectively. (d)Autocorrelation of the image shown in (a).

はイメージセンサの露光時間を変化させることで変化させた。標準誤差は回折光強度を 50 回計測し算出した。なお標準誤差は、回折光強度の平均値で正規化している。Figure 4.4 から、 $n_t$  と  $n_s$  の増加に伴って標準誤差が減少していることが分かる。これは、Eq. に示したように標準誤差と  $n_t$  と  $n_s$  の積の平方根に反比例して減少するためであると考えられる。



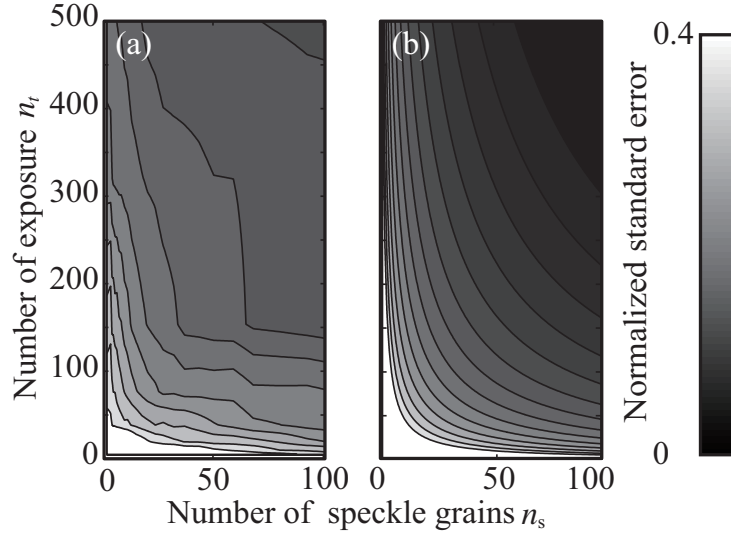


Fig. 4.4 Dependence of number of exposures on speckle noise, (a)-(c) Close-up images of speckle pattern for numbers of exposures of 1, 10, and 100, respectively. (d) Autocorrelation of the image shown in (a).

#### 4.3.4 回折光強度分布と気泡粒度分布

Figure 4.5(a) に Method I と Method II を用いて計算した光強度の平均値を示す。このときの、BLT へ供給された電力は 30 W,  $\psi = 0$  である。また同図には、Eq. 3.8 を最小化する回帰直線も示している。Method II によって計算された  $I^{\text{obs}}(r_i)$  は Method I のものよりも滑らかであることが分かる。これは、Method II は Method I に比べて回折光強度を平均化する領域の面積が広く、光強度が低下する光軸から離れた領域におけるイメージセンサのショットノイズが抑制されたためである。Figure 4.5(b) に次式で計算した相対残差を示す。

$$e_j = \frac{I_j^{\text{obs}} - I_j^{\text{opt}}}{I_j^{\text{opt}}}, \quad (4.8)$$

ここで、 $I^{\text{opt}}$  は Eq. 3.8 を最小化する回折光強度分布である。この図から、Method II の相対残差は Method I に比べて小さいことが分かる。また、Method I では Method II と異なり相対残差が光軸からの距離の増加に伴って増加している。これは、Method II では光軸からの距離が増加するに従って平均化領域の面積が増加し、スペックルによるノイズやイメージセンサのショットノイズ等が抑制されるためであると考えられる。Figure 4.5(c) に、Fig. 4.5(a) 中

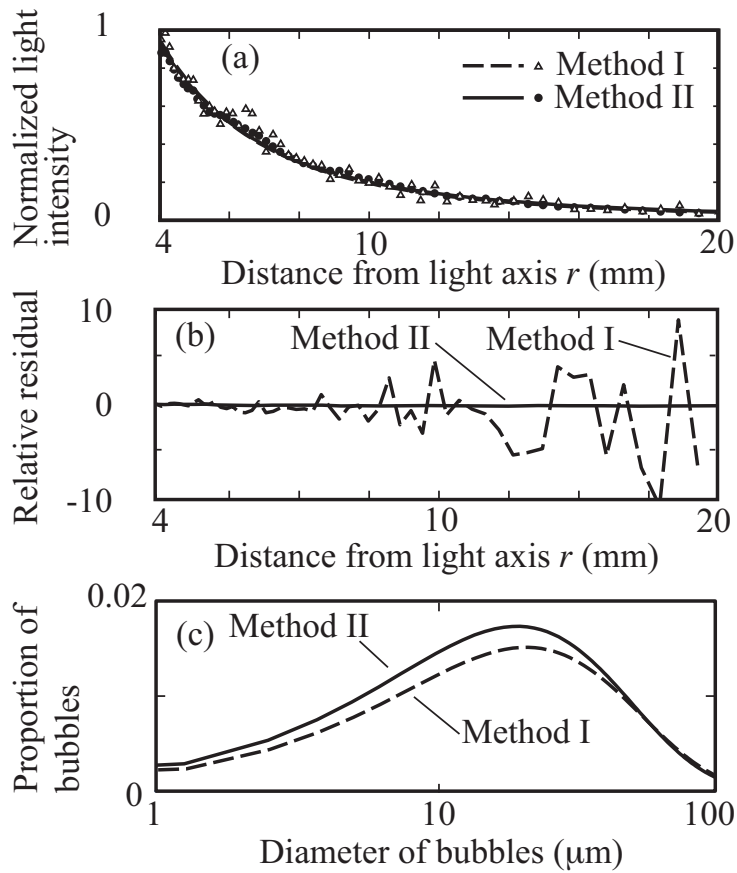


Fig. 4.5 Result of least squares problem at input power of 30 W and  $\phi = 0$ .  
 (a) Intensity profile, (b) relative error, and (c) diameter distribution.

の回帰曲線に対応する気泡粒度分布を示す。Method I では Method II に比べて相対残差が増加しているが、気泡粒度分布には大きな違いが無い。このことは、Method I 程度まで標準誤差が大きくても、最小二乗解として得られる気泡粒度分布には影響が無いことを示している。よって、Method II において Method I 程度の標準誤差を許容すれば、 $n_t$  を小さくすることができる。

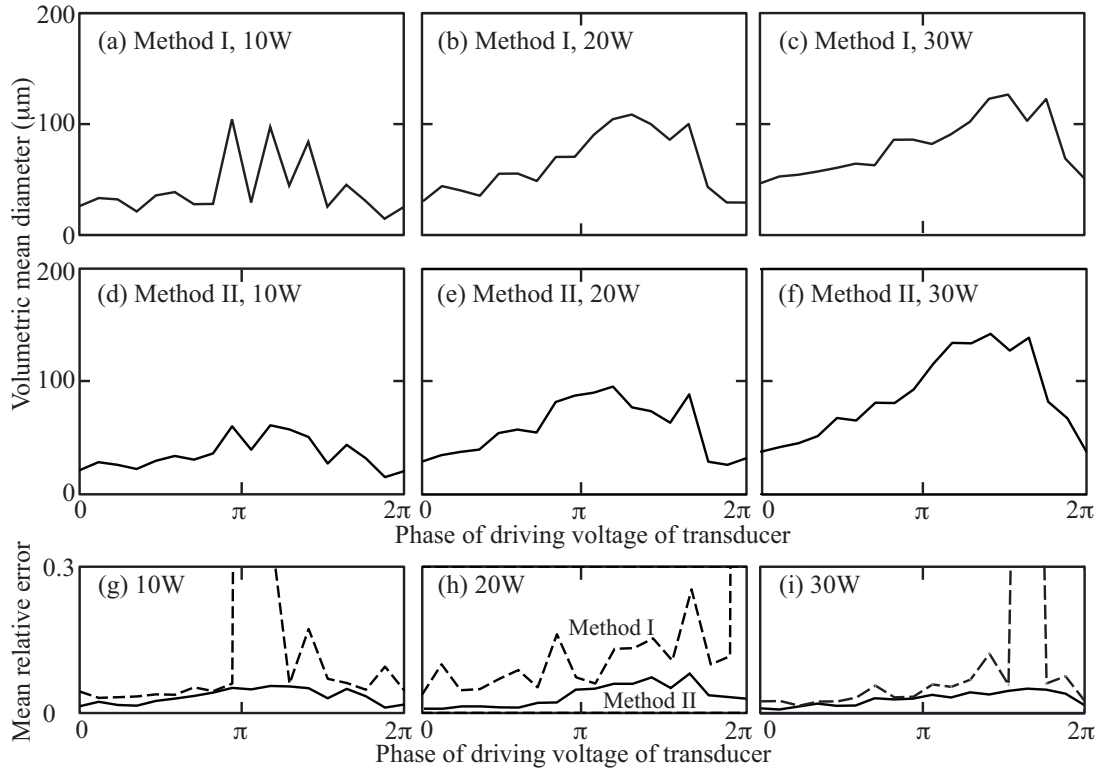


Fig. 4.6 Result of least squares problem at input power of 30 W and  $\phi = 0$ . (a)Intensity profile, (b) relative error, and (c) diameter distribution.

### 4.3.5 気泡粒度分布

Figures 4.6(a)-4.6(f) に Method I および II によって求めた体積基準の気泡粒度分布から計算した平均直径を示す。それぞれの入力電力は 10, 20, および 30 (W) である。Figures 4.6(g)-4.6(i) は対応する平均残差であり、次式で計算した。

$$e = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n e(r_i)^2}, \quad (4.9)$$

Figures 4.6(b)-4.6(c) および Figures 4.6(d)-4.6(f) から、周期的な平均直径の変化を確認できる。入力電力が 10 W において Method I の結果から求めた平均直径は Figure 4.6(a)  $\phi = \pi$  付近で不連続点が見られるが、Method II では滑らかである。これは、スペckルノイズの影響が大きく Method I では正しく気泡粒度分布を計算できなかったためであると考えられる。

また, Figures 4.6(d)-4.6(f) より気泡は非線形的な振動態様を示し, 1 周期内での最大直径は入力電力の増加に伴って増加している.

全ての条件において, Method II における平均残差は Method I に比べて小さくなっている. これは, Method I が II に比べてスペックルノイズの影響を受けやすいことに起因している. 本実験では, ノイズの影響を低減するために Rosin-Rammler 分布を仮定して気泡粒度分布を計算したが, より複雑な気泡粒度分布プロファイルを持つ音響キャビテーションを計測するためには, 粒度分布を仮定しない計算手法が求められる. このためには, より高い光強度の測定精度が必要となり, Method II のように広い面積で光強度を平均化する手法が効果的である.

### 4.4 むすび

本報告では, レーザ回折法による音響キャビテーションの気泡粒度分布計測のための, イメージセンサと AOM を用いる回折光強度分布計測法を提案した. 本手法では, 従来手法に比べて  $1/6$  の時間で計測を行えることを示した. また, スペックルの影響を低減するためのアンサンブル平均回数を従来手法に比べて減少させることができることが示された. 以上から, イメージセンサを用いることで, 従来のフォトディテクタを機械走査する手法に比べて計測時間を短縮することが可能であることが示された.

---

## 第 5 章

# レーザ回折法による 1 次元定在波音 圧振幅の計測

### 5.1 はじめに

第 2 章で述べたように，超音波場を通過したレーザビームは位相変調を受ける．入射するレーザビームがガウシアンビームである場合，Fourier 光学系で計測される光強度もまた 2 次元楕円ガウス分布となるが，その中心位置は超音波による位相遅れの勾配に比例して移動し，ガウス分布の直径は位相遅れの曲率に応じて拡幅する．

本章ではまず，Fourier 光学系において計測される， $z$  軸付近の領域の光強度から 1 次元定在波の音圧振幅を計測する手法について述べる．レンズ焦点面の光強度から求めることができる，位相遅れの勾配と曲率の変化の振幅から，1 次元定在波の振幅と空間的な位相を求める理論式を導出する．

次に，その妥当性を実験によって検証する．ガラス水槽中に形成した 1 次元超音波場をレーザビームを用いる提案手法による計測結果と，ハイドロホンによるリファレンス計測結果を比較し，提案手法の妥当性を検証する．

## 5.2 回折光強度からの音圧振幅計測原理

Equation (2.62) より,  $z$  軸近傍の光強度  $I(x, y, t)$  は音場による影響を支配的に受け

$$I(x, y, t) = \frac{\pi}{\alpha\beta} \exp \left\{ -\frac{[2\pi(\frac{x}{\lambda f} - \frac{\kappa}{\lambda}c_1)]^2}{4} \frac{\alpha}{\alpha^2 + (\frac{2\pi}{\lambda}\kappa c_2)^2} \right\} \exp \left[ -\frac{(2\pi\frac{y}{\lambda f})^2}{4\alpha} \right], \quad (5.1)$$

である. ここで, Eq. 2.36 より,

$$c_1 = C_1 \sin(-\omega t + \psi_t), \quad (5.2)$$

$$c_2 = C_2 \sin(-\omega t + \psi_t), \quad (5.3)$$

$$C_1 = -p_0 K \sin(Kx_0 + \psi_s), \quad (5.4)$$

$$C_2 = -p_0 K \cos(Kx_0 + \psi_s)/2, \quad (5.5)$$

である. サンプリング定理を満たすよう複数の  $\omega t + \psi_t$  に対して計測した光強度  $I^{\text{obs}}(x, y, t)$  に対して, Eq. 5.1 をフィッティングし, 評価関数

$$Q = \sum |I^{\text{obs}}(x, y, t) - I(x, y, t)|^2, \quad (5.6)$$

を最小とする一連の  $c_1$  および  $c_2$  が得られ, その振幅  $C_1$  および  $C_2$  が計算できれば,

$$P = \frac{|C_2|}{|C_1|} = \frac{k}{2} |\tan(kx_0 + \phi)|, \quad (5.7)$$

$$p_0 = \frac{|C_1|}{k} \sqrt{\frac{4}{k^2} P^2 + 1}, \quad (5.8)$$

$$p(x_0) = p_0 \sin \left[ \tan^{-1} \left( \frac{2}{k} P \right) \right], \quad (5.9)$$

となり, 音圧振幅を計算することができる.<sup>43)</sup> ここで,

$$\tan^{-1} \left( \frac{2}{K} P \right), \quad (5.10)$$

は, 定在波の空間的な位相を表し,

$$\left| \sin \left[ \tan^{-1} \left( \frac{2}{k} P \right) \right] \right| = \begin{cases} 0 & \text{(Pressure node)} \\ 1 & \text{(Pressure antinode)} \end{cases}, \quad (5.11)$$

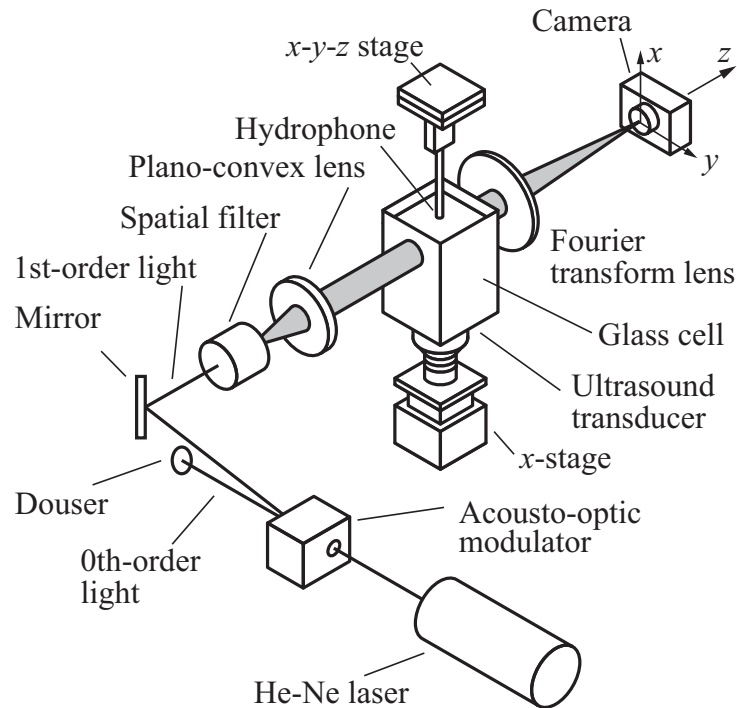


Fig. 5.1 Experimental setup for amplitude measurement of one-dimensional ultrasound field.

である。

## 5.3 音圧振幅の計測実験

### 5.3.1 実験装置の構成

Figure に実験装置の構成を示す。50 × 50 × 160 mm<sup>3</sup> のガラス水槽中に、底面に接着した振動子から超音波を入射する。振動子はファンクションジェネレータ (Agilent 33120A) で発生されパワーアンプ (NF 4052) で増幅された 47 kHz の正弦波交流電圧で駆動する。BLT への入力電力はパワーメータ (Yokogawa WT210) で計測する。水槽には音響キャビテーションが発生しないよう脱気した水を水深 130 mm まで注いである。水温は 24°C であり、音速は 1497 m/s、超音波の波長は 31.9 mm である。水中にハイドロホンを挿入し、*x-y-z* ステージで走査することで音圧振幅の音圧振幅のリファレンス計測を行う。回折光強度は第 4 章と同様に、レーザービームを AOM で変調し、イメージセンサで計測する。

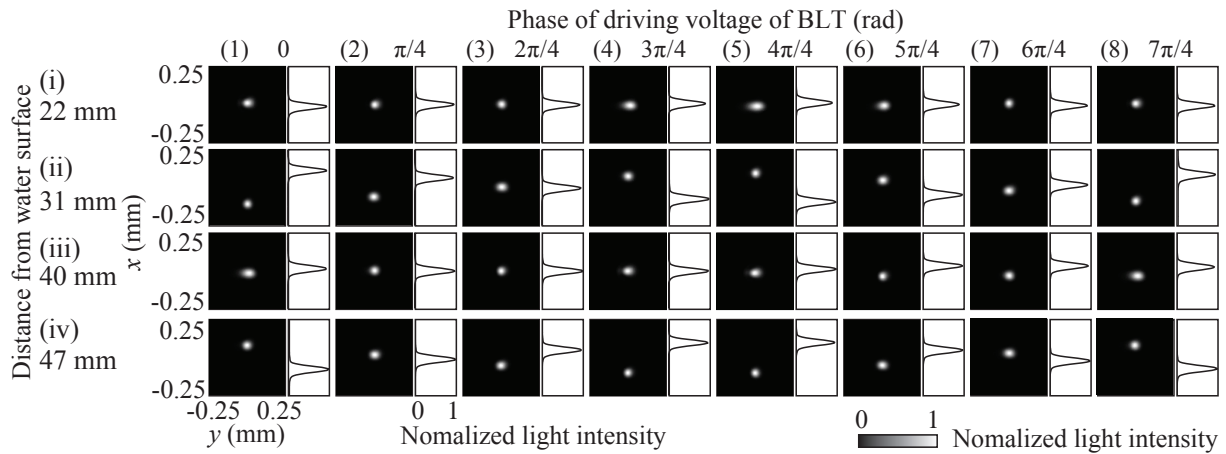


Fig. 5.2 Light intensity distribution on focal plane of Fourier transform lens. Images show two dimensional normalized light intensity distribution and lines show averaged light intensity along  $y$  axis.

### 5.3.2 音圧振幅の計測結果

Figure 5.2 にレンズ焦点面における光強度の超音波の 1 周期内での変化を示す。後に Fig. 5.4 に示すが、水面からの距離 22, 40 (mm) は音圧の腹, 31, 47 mm は音圧の節にである。図中の輝点は絞り込まれたレーザービームに対応し、実線は光強度を  $y$  方向に平均した値を示している。図からわかるように、音圧の腹ではレーザービームはほとんど移動せず、その直径を  $x$  方向に周期的に変化させている。一方で、音圧の節ではレーザービームは  $x$  方向に大きく移動する。また、水面からの距離 31 mm と 47 mm では移動の位相が反転していることがわかる。これらの振る舞いは、Eq. 2.62 から理論的に予想されるものと一致している。

Figures 5.3(a), (b) はそれぞれ水面からの距離  $\delta = 30, 40$ (mm) 断面における正規化音圧振幅である。後の Fig. 5.4 に示すように、 $\delta = 30$  mm は音圧の節、 $\delta = 40$  mm は音圧の腹に相当する。Figure 5.3(a) では位相が滑らかではないが、これは音圧の節であるため音圧振幅が低く、精度よく複素振幅を求めることができなかつたためである。Figure 5.3(b) から、水槽と水との境界に近い周辺部では音圧振幅の絶対値が低下しているものの、断面内での位相変化は小さい。このため、音場は 1 次元定在波場であると見なせる。

Figures 5.4(a), 5.4(b) に  $|C_1|$ ,  $|C_2|$  を示す。Figures 5.4(c)-5.4(e) に正規化した  $p_0$ ,  $\tan^{-1}(2P/k)$ ,  $p_0 \sin[\tan^{-1}(2P/k)]$  を示す。Fig. 5.4(a) から  $|C_1|$  は概ね超音波の半波長であ



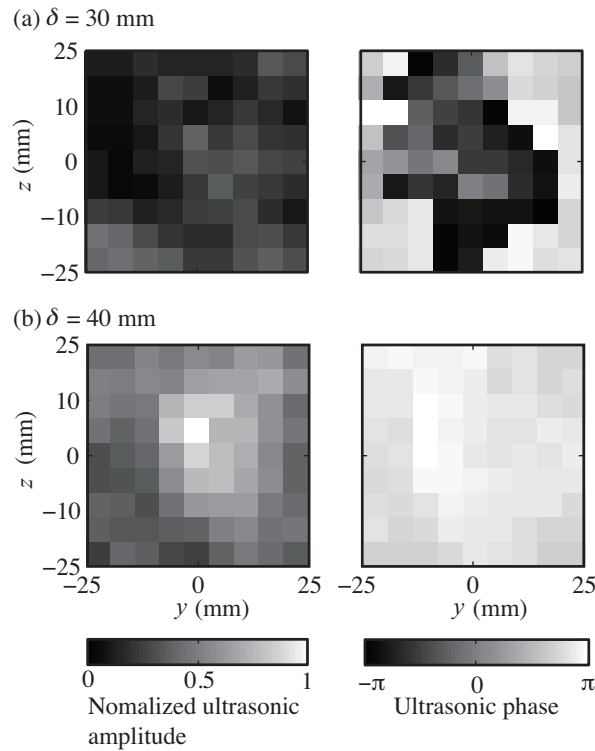


Fig. 5.3 Pressure amplitudes and phases measured by scanning hydrophone.

る 16 mm 毎に極大値もしくは極小値をとる正弦波の絶対値波形様であることがわかる。この極大点および極小点はそれぞれ音圧の節および腹に相当する。 $|C_2|$  は  $|C_1|$  が極小点付近で大きな値をとるが、明瞭な極大極小を示さない。これは、音圧の節近傍では腹近傍に比べて音圧の変化が小さいため精度よく拡幅の振幅を計測できなかつたためであると考えられる。 $p_0$  は音圧の腹近傍でなめらかではなくなっている。これは音圧の腹近傍で  $C_2$  の計測精度が低下しているためであると考えられる。 $\tan^{-1}(2P/k)$  は音圧の節では  $\pi/2$  に、腹では 0 に近づく。このため、音圧の腹もしくは節との位置関係をこのパラメータから判断できる。音圧振幅  $p_0 \sin[\tan^{-1}(2P/k)]$  は hidroホンによるリファレンス計測結果と概ね一致しているが、音圧の腹近傍ではいささか異なっている。これは、 $|C_2|$  の誤差に起因すると考えられる。以上から、提案手法によって 1 次元定在波の計測が実現できたと考える。

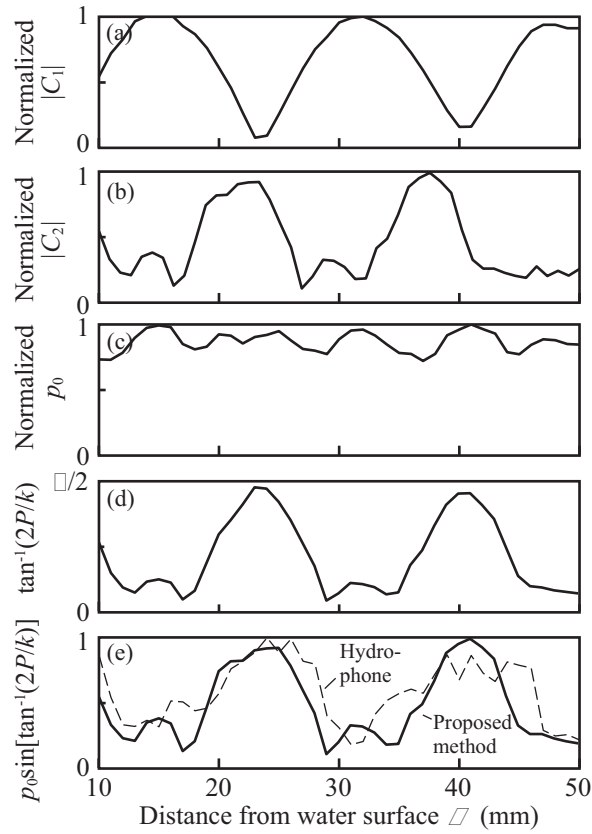


Fig. 5.4 Results obtained by proposed method. (a) $C_1$  (b) $C_2$  (c)Normalized  $p_0$  (d)  $\tan^{-1}(2P/k)$  (e) $p_0 \sin[\tan^{-1}(2P/k)]$

## 5.4 むすび

本章では、Fourier 光学系において  $z$  軸付近で計測した光強度から、1 次元定在波の音圧振幅を求める方法を示し、実験によってその妥当性を検証した。その結果、提案手法による計測結果はハイドロホンによるリファレンス計測の結果と概ね一致し、提案手法の妥当性が示された。

---

## 第 6 章

# 音響キャビテーション場の気泡粒度分布および音圧振幅の同時計測

### 6.1 はじめに

本章では，第 3 章および第 4 章で述べた Fourier 光学系を用いる気泡粒度分布計測法および音圧振幅計測法を併用し，それらを同時に計測する手法を音響キャビテーション場に適用する．音圧振幅と気泡粒度分布の同時計測に際して，光軸付近の強い光と，光軸から離れた領域の弱い回折光を同時に計測するために，回折光の一部をビームサンプラを用いて反射させ，2 台のイメージセンサで透過光と反射光をそれぞれ計測する光学系を用いる．得られた光強度は，第 4 章および第 5 章と同様に解析を行い，気泡粒度分布と音圧振幅の空間分布を求め，考察する．

### 6.2 気泡粒度分布および音圧振幅の同時計測実験

#### 6.2.1 実験系の構成

Figure 6.1 に実験装置の構成を示す．音響キャビテーションは第 3 章と同様にガラス水槽中に BLT によって照射される超音波によって発生する．レーザビーム源として真空中の波長 640 nm の半導体レーザ (Coherent Obis 640 LX) を用い，持続時間 100 ns のパルス光とする．レーザビームはスペイシャルフィルタを通り直径は 5 mm に拡大する．拡大したレーザビー

ムは音響キャビテーションに入射され、通過したレーザービームは、フーリエ変換レンズに入射する。

第 2 章で述べた通り、Fourier 光学系で計測される音響キャビテーションを通過したレーザービームの回折光強度は、 $z$  軸付近では音場の影響を大きく受け、 $z$  軸から離れた領域では気泡の影響を大きく受ける。このため、取得した回折光強度から音圧振幅および気泡粒度分布を計測することができる。しかしながら、入射したレーザービームの大部分は回折せず  $z$  軸付近に集中するため、焦点領域の光強度と気泡による回折光強度は一般的に  $10^4$  程度オーダが異なる。このため、単一のイメージセンサで両者を同時に計測することは難しい。そこで、本実験系においては 2 台のイメージセンサを用いて、 $z$  軸付近および  $z$  軸から離れた領域の強度をそれぞれ計測する。Fourier 変換レンズを出射した光の一部 (5% 程度) をビームサンプラによって反射し、反射光はレンズ後方 80 mm に相当する位置に置かれた焦点距離-25 mm の凹レンズを通過させる。このとき、凹レンズを通過したレーザービームは Fourier 変換レンズの後方 500 mm にの位置に相当する位置で焦点を結ぶため、この位置でイメージセンサ #2 によって光強度を計測する。すなわち、イメージセンサ #2 を含む光学系では Fourier 変換レンズの焦点距離が等価的に 500 mm となる。また、ビームサンプラを透過した光は Fourier 変換レンズの焦

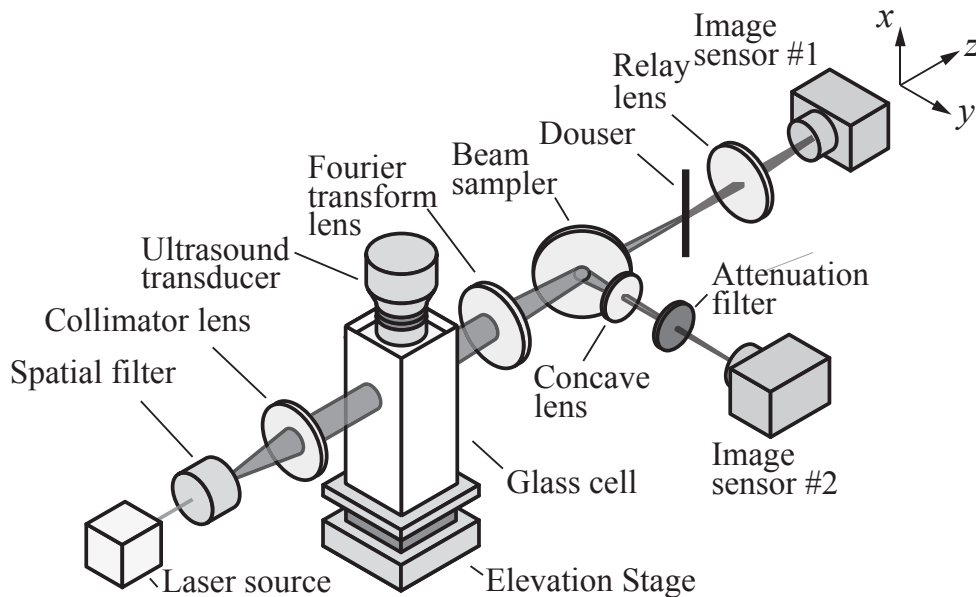


Fig. 6.1 Experimental system for simultaneous measurement of particle size distribution and pressure amplitude employing two image sensors.

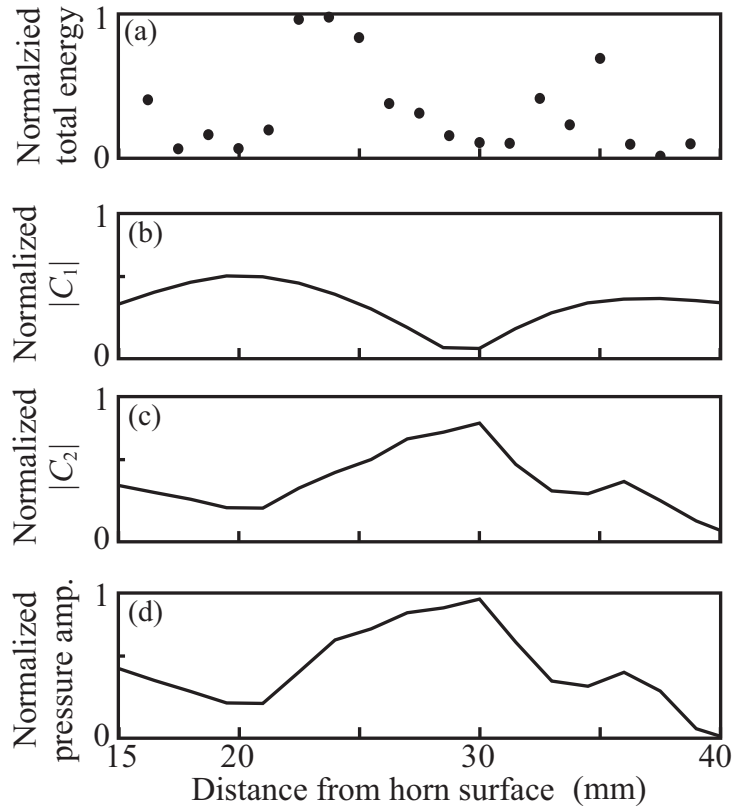


Fig. 6.2 Spatial distribution of (a) Normalized total energy corresponds to amount of cavitation and (b) Normalized  $|C_1|$  (c) Normalized  $|C_2|$  (d) Normalized pressure amplitude.

点面において遮光板により  $z$  軸付近の光を遮り、リレーレンズを介してイメージセンサ#1によって光強度を計測する。これによって、 $z$  軸付近の強い光に起因する迷光の影響を除去する。

## 6.2.2 実験結果

Figure 6.2(a) に、イメージセンサ 1 で取得した光強度を  $z$  軸付近を除く全ての領域で空間的に平均化した値を示す。 $z$  軸から離れた領域の回折光強度は気泡の数に比例するため、この値は気泡の量を表す。Figures. 6.2(b), (c) はイメージセンサ 2 によって取得した回折光強度から求めた  $|C_1|$  および  $|C_2|$  であり、Fig. 6.2(d) は第 5 章で述べた手法によって  $|C_1|$  および  $|C_2|$  から求めた音圧振幅である。第 5 章で示した結果と同様に、 $|C_1|$  および  $|C_2|$  が極大値、極小値を持つことから 1 次元定在波が形成されていることが分かる。また、水面距離 30 mm 付近において音圧の腹が形成され、音圧振幅が大きくなっている。気泡は、この音圧の腹を挟

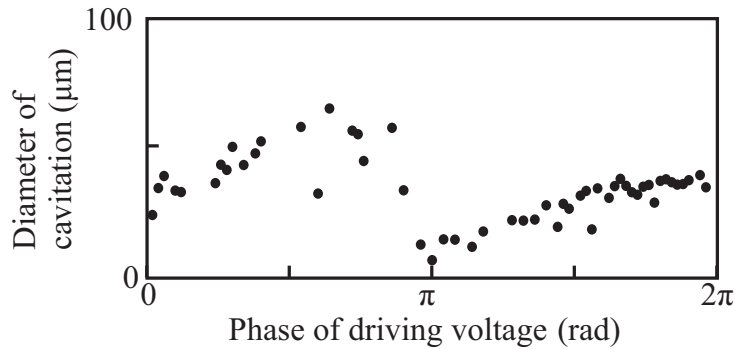


Fig. 6.3 Temporal fluctuation of volume-based mean diameter of bubbles measured at distance from horn surface is 27mm.

むように多く分布していることがわかる。これは、音圧振幅が十分に大きい場合に見られる現象である。<sup>26)</sup>

Figure 6.3 に、気泡の量が多いと考えられる  $\delta = 25$  mm で計測した気泡粒度分布から計算した平均直径の時間変化を示す。気泡平均直径は、 $\theta = 0$  rad 付近から  $2\pi$  付近まで増加し、その後急激な収縮を見せる。これは第 3 章での計測結果と同様の傾向を示しており、一般的な音響キャビテーションの振る舞いと同様の傾向である。<sup>11)</sup>

以上のように 1 次元定在波における音響キャビテーションの定性的に知られている音響キャビテーションの振る舞いを確認することができたが、今後は気泡粒度分布と音圧の関係の定量的な把握に向けた実験を行う必要がある。

### 6.3 むすび

本章では、第 5 章までに述べた気泡粒度分布と音圧振幅の計測法を併用し、音響キャビテーション場のこれらのパラメータを同時に計測した。その結果、1 次元定在波における気泡粒度分布、音圧振幅における音響キャビテーションの振る舞いを定性的に確認できた。

---

## 第7章

# まとめ

本研究ではレーザービームの回折光から音響キャビテーションの気泡粒度分布とその近傍の音圧振幅を同時に計測する手法を提案し、その妥当性を検討した。

第2章では、Fourier 光学系において音響キャビテーションにレーザービームを入射した場合に計測される回折光強度を理論的に導いた。その結果、レーザービームの光軸近傍では回折光は音場の影響を強く受け、音波の軸方向に2次元ガウス分布状の光強度が移動、拡幅することがわかった。また、光軸から離れた領域の回折光強度はレーザービームと交差する気泡の粒度分布に支配されることが分かった。

第3章では、Fourier 光学系において光軸から離れた領域で計測される回折光強度から気泡粒度分布を求める手法について述べ、実験によって妥当性を検証した。その結果、音場の影響を受ける光軸付近の回折光強度を用いないことで気泡粒度分布を正しく計測できることが示された。また、第4章では気泡粒度分布計測を高速化するために、イメージセンサを用いる手法について述べた。以上によって、10 kHz オーダの超音波の周期で直径を変化させる音響キャビテーションの気泡粒度分布計測方を確立した。

第5章では、Fourier 光学系において光軸付近で計測される回折光強度から1次元定在波の音圧振幅を求める手法を述べ、ハイドロフォンによるリファレンス計測との比較により本手法の妥当性を示した。提案手法によって、レーザービームを用いる1次元定在波の音圧振幅の計測が可能となり、ハイドロフォンなどを破壊する音響キャビテーションを伴う音場の計測が可能となった。

第6章では、第5章までに述べた気泡粒度分布計測と音圧振幅計測を同時に行うための光学

系について述べ、音響キャビテーションの計測に適用した。その結果、1次元定在波中の音響キャビテーションの振る舞いを定性的に確認することができた。これは、音響キャビテーションの気泡粒度分布の動的な振る舞いと、音場の関係を実験的に計測した初めての結果である。

以上のように本論文では、音響キャビテーション場の気泡粒度分布と音圧振幅を光学的に同時計測する手法を提案しその妥当性を示した。本手法を用いることで、多数の気泡が相互に作用を及ぼしながら振動する音響キャビテーションの振る舞いを実験的に計測することができる。これによって、これまでは実験的に計測することが難しかった音響キャビテーションの動的な振る舞いを明らかにすることができるようになった。また、理論や数値シミュレーションによって得られた音響キャビテーションの振る舞いと実験結果の比較が可能になり、音響キャビテーションの応用に関して重要な知見が得られる可能性がある。しかしながら、音響キャビテーション場の解析は定性的なものに留まっており、今後は種々の実験条件において計測結果の定量性を検討する必要がある。



# 謝 辞

本論文は、筑波大学システム情報系知能機能工学域 教授 水谷孝一先生のご指導のもと、筆者が筑波大学大学院システム情報工学研究科知能機能システム専攻の博士課程在学中に音響システム研究室にて行った研究成果をまとめたものです。指導教員である水谷先生には、光応用計測という興味深い研究テーマに携わる貴重な機会を与えていただいただけでなく、学類の卒業研究から6年という長きにわたり様々なご指導を賜りました。研究の手法や研究に携わる姿勢をご教授いただいただけでなく、様々な場所で研究の成果を発表する機会を与えて頂きました。また、普段から気さくに話しかけてくださり、お気にかけて頂きましたことは感謝にたえません。水谷先生のもとで研究・学生生活を送らせて頂いたことは、大切な時間となりました。深く感謝致しますとともに、心より御礼申し上げます。

副指導教員である筑波大学システム情報系知能機能工学域 准教授 若槻尚斗先生には、本研究を進めるうえで、理論展開や問題解決に至る過程など多くの御指導を頂きました。また、本論文を仕上げるにあたって、細部にわたるご指導を頂きました。研究以外にも、様々な物事に対して、精緻に議論を展開される姿を拝見して、学問の面白さを心から感じました。特に筆者が研究室で鬱屈としているところ、研究室から連れ出していただき、気分転換をさせて頂いたことは忘れられません。心より感謝致します。

副指導教員である筑波大学システム情報系知能機能工学域 助教 海老原格先生には、本研究におきまして、多数の御指導を頂きました。特に、論文やプレゼンテーションに対するご指導、英文添削等では大変お世話になりました。ご同行いただきました国際会議や学会では研究者としての姿勢など多くを学ばせていただきました。また、日頃より多くの励ましの言葉をいただきました。心より感謝いたします。

本研究を進めるにあたり、研究室の先輩でもあられます防衛大学校 応用物理学科 講師 大淵武史先生には、数多くのご指導をいただきました。どんなにお忙しい時でも、学会発表や論文

投稿に際しまして細やかなご指導をいただきました。私の博士課程での研究は、大淵先生なくしてはありえませんでした。誠にありがとうございます。

筑波大学数理物質研究科 教授 伊藤雅英先生，筑波大学システム情報系知能機能工学域 助教 前田祐佳先生，本論文の執筆に関しまして丁寧にご指導いただき，また専門的見地から多くのご助言を賜りました。心より御礼申し上げます。

日本学術振興会には特別研究員奨励費 (25・1995) によって本研究の一部を助成していただき，研究に専念できる環境を与えていただきました。感謝いたします。

そして，私がどうにかこの博士論文を執筆できたのは，音響システム研究室に所属された学生のみなさまのおかげです。本研究室の卒業生である野呂瀬葉子博士には博士課程での研究や時を同じく履修したデュアルディグリープログラムについて多くのご助言をいただき，また生活におきましても多くの支えとなっていただきました。博士後期課程に在籍する藤田佑樹氏，青柳将史氏，安立隆陽氏，角間孝一氏，川岸卓司氏，小林彰人氏，青木拓也氏には研究や研究室のイベントについて普段から支えていただきました。お互いに切磋琢磨する機会を与えてくださり感謝しています。同じく博士後期課程に在学する，千葉裕介氏，藤井郁香氏には普段より研究室での空腹と眠気に対して有効な対抗策を提供していただきました。また，博士前期課程に在籍する秋山愛美氏，櫛山賢佑氏には特に精神保健上有益な機会を多く与えていただきました。ありがとうございます。

最後に，20歳で就職するつもりがその後7年間も学校に通い，研究ばかりでなかなか帰省もしなかった私に信頼を置き，支えてくれた両親と姉達，今は亡き祖父母に感謝します。ありがとう。

## 参考文献

- 1) R. W. Wood and A. L. Loomis. The physical and biological effects of high-frequency sound waves of great intensity. *Philos. Mag.*, Vol. 4, No. 22, pp. 417–436, 1927.
- 2) H. Frenzel and H. Schultes. Luminescence in ultra-ray layered water. short announcement. *Z. Phys. Chem.*, Vol. B27, No. 5/6, pp. 421–424, 1934.
- 3) M. Ashokkumar, J. Lee S. Kentish, and F. Grieser. Bubbles in an acoustic field: An overview. *Ultrason. Sonochem.*, Vol. 14, pp. 470–475, 2007.
- 4) H. Mitome. Micro bubble and sonoluminescence. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 40, No. 5B, pp. 3484–3487, 2001.
- 5) Z. Xu and K. Yasuda. Enhancement of sonochemical reaction by dual-pulse ultrasound. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 50, p. 07HE07, 2011.
- 6) Y. Son, M. Lim, M. Cui, and J. Khim. Estimation of sonochemical reactions under single and dual frequencies based on energy analysis. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 49, p. 07HE02, 2010.
- 7) Heedeung Park Beomguk Park, Eunju Cho and Jeehyeong Khim. Sonophotocatalytic destruction of chloroform: Comparison of processes and synergistic effects. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 50, No. 7S, p. 07HE10, 2011.
- 8) T. Ando, P. Bauchat, A. Foucaud, M. Fujita, T. Kimura, and H. Somiya. Sonochemical switching from ionic to radical pathways in the reactions of styrene and trans-*β*-methylstyrene with lead tetraacetate. *Tetrahedron Lett.*, Vol. 44, pp. 6379–6382, 1991.
- 9) 朝倉義幸, 前林正弘, 松岡辰朗, 香田忍. 化学的定量法による円筒型超音波反応器の評価. 電子情報通信学会論文誌 A, Vol. J89-A, No. 9, pp. 716–722, 2006.

- 10) T. G. Leighton. Bubble population phenomena in acoustic cavitation. *Ultrason. Sonochem.*, Vol. 2, No. 2, pp. S123–S136, 1995.
- 11) T. Tuziuti, K. Yasui, and Y. Iida. Spatial study on a multibubble system for sonochemistry by laser-light scattering. *Ultrason. Sonochem.*, Vol. 12, pp. 73–77, 2005.
- 12) D. F. Gaitan, L. A. Crum, C. C. Church, and R. A. Roy. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 91, No. 6, pp. 3166–3183, 1992.
- 13) K. Yasui. Effects of thermal conduction on bubble dynamics near the sonoluminescence threshold. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 98, No. 5, pp. 2772–2782, 1995.
- 14) D. Lohse, M. P. Brenner, T. F. Dupont, S. Hilgenfeldt, and B. Johnston. Sonoluminescing air bubbles rectify argon. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 78, pp. 1359–1362, 1997.
- 15) K. Yasui, T. Tuziuti, M. Sivakumar, and Y. Iida. Theoretical study of single-bubble sonochemistry. *J. Chem. Phys.*, Vol. 122, p. 224706, 2005.
- 16) M. Dan, J. D. N. Cheek, and L. Kondic. Dependence of single-bubble sonoluminescence on ambient pressure. *Ultrasonics*, Vol. 38, pp. 566–569, 2000.
- 17) B. Gompf and R. Pecha. Mie scattering from a sonoluminescing bubble with high spatial and temporal resolution. *Phys. Rev. E*, Vol. 61, pp. 5253–5256, 2000.
- 18) R. G. Holt and L. A. Crum. Mie scattering used to determine spherical bubble oscillations. *Appl. Opt.*, Vol. 29, No. 28, pp. 4182–4192, 1990.
- 19) T. Kozuka, S. Hatanaka, T. Tuziuti, K. Yasui, and H. Mitome. Observation of a sonoluminescing bubble using a stroboscope. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 39, No. 5B, pp. 2967–2968, 2000.
- 20) N. A. Tsochatzidis, P. Guiraud, A.M. Wilhelm, and H. Delmas. Determination of velocity, size and concentration of ultrasonic cavitation bubbles by the phase-doppler technique. *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 56, pp. 1831–1840, 2001.
- 21) A. Brotchie, F. Grieser, and M. Ashokkumar. Effect of power and frequency on bubble-size distribution in acoustic cavitation. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 102, pp. 084302 1–4, 2009.
- 22) J. Lee, M. Ashokkumar, S. Kentish, and F. Grieser. Determination of the size distribution of sonoluminescence bubbles in a pulsed acoustic field. *J. Am. Chem. Soc.*,

- Vol. 127, pp. 16810–16811, 2005.
- 23) F. Burdin, N. A. Tsochatzidis, A.M. Wilhelm P. Guiraud, and H. Delmas. Characterisation of the acoustic cavitation cloud by two laser techniques. *Ultrason. Sonochem.*, Vol. 6, pp. 43–51, 1999.
  - 24) F. Burdin, P. Guiraud, A. M. Wilhelm, and H. Delmas. Implementation of the laser diffraction technique for acoustic cavitation bubble investigations. *Part. Part. Syst. Charact.*, Vol. 19, pp. 73–83, 2002.
  - 25) Y. Iida, M. Ashokkumar, T. Tuziuti, T. Kozuka, K. Yasui, A. Towata, and J. Lee. Bubble population phenomena in sonochemical reactor: I estimation of bubble size distribution and its number density with pulsed sonication —laser diffraction method. *Ultrason. Sonochem.*, Vol. 17, pp. 473–479, 2010.
  - 26) 崔博坤, 原田久志, 興津健二, 榎本尚也. 音響バブルとソノケミストリー, pp. 109–115. コロナ社, 2012.
  - 27) S. V. Ley and C. M. R. Low. *Ultrasound in Synthesis*. Springer-Verlag, 1989.
  - 28) F. Ferri. Use of a charge coupled device camera for low-angle elastic light scattering. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 66, No. 6, pp. 2265–2274, 1997.
  - 29) W. H. Southwell. Validity of the fresnel approximation in the near field. *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 71, pp. 7–14, 1981.
  - 30) B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, Inc., 1991.
  - 31) K. L. Zankel and E. A. Hiedemann. Diffraction of light by ultrasonic waves progressing with finite but moderate amplitude in liquids. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 31, pp. 44–54, 1959.
  - 32) Michael I Mishchenko, Larry D Travis, and Andrew A Lacis. *Scattering, absorption, and emission of light by small particles*. Cambridge university press, 2002.
  - 33) Craig F Bohren and Donald R Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons, 2008.
  - 34) A. R. Jones. Light scattering by a sphere situated in an interference pattern, with relevance to fringe anemometry and particle sizing. *J. Phys. D*, Vol. 7, No. 10, pp. 1369–1376, 1974.

- 35) S. Boron and B. Waldie. Particle sizing by forward lobe scattered intensity-ratio technique: errors introduced by applying diffraction theory in the mie regime. *Appl. Opt.*, Vol. 17, No. 10, pp. 1644–1648, 1978.
- 36) M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*, p. 636. Cambridge University Press, 1999.
- 37) T. Kuroyama, K. Mizutani, N. Wakatsuki, T. Ebihara, and T. Ohbuchi. Extraction of particle size distribution and surrounding ultrasonic pressure in water from laser diffraction pattern. *Proc. of Symp. on Ultrason. Elect. 35*, Vol. 35, pp. 489–490, 2014.
- 38) *Some effects of target-induced scintillation on optical radar performance*, Vol. 53. Proc. on IEEE, 1965.
- 39) H. Stark. *Applications of optical Fourier transforms*, pp. 98–105. Academic press, 1982.
- 40) B. Ge, Z. Luan, and Q. Lu. Solution of the particle size distribution with improved newton algorithm. *Opt. Eng.*, Vol. 44, No. 5, pp. 0580031–4, 2005.
- 41) T. Igushi and H. Yoshida. Investigation of low-angle laser light scattering partterns using the modified twomey iterative method for particle sizing. *Rev. Sci. Inst.*, Vol. 82, pp. 0151111–10, 2011.
- 42) L. Tchvialeva, I. Markhvida, and T. K. Lee. Error analysis for polychromatic speckle contrast measurements. *Opt. Lasers in Eng.*, Vol. 49, No. 12, pp. 1397–1401, 2011.
- 43) T. Kuroyama and K. Mizutani and N. Wakatsuki and T. Ohbuchi. Measurement of. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 54, , 2014.

## (参考論文)

### 査読付雑誌論文（学位請求申請に関連のある論文）

- Takanobu Kuroyama, Tadashi Ebihara, Koichi Mizutani, and Tadashi Ohbuchi: "Experimental study on measurement of acoustic cavitation bubbles in spatial frequency domain using optical spectrometer," Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 50, No.7, pp. 07HE05\_1-4 (July 2011).
- Takanobu Kuroyama, Tadashi Ebihara, Koichi Mizutani and Takeshi Ohbuchi: "Evaluation of acousto-optic effect on size distribution measurement of oscillating cavitation bubbles using optical spectrometer," Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 51, No.7, pp. 07GD04\_1-6 (July 2012).
- Takanobu Kuroyama, Koichi Mizutani, Naoto Wakatsuki, and Takeshi Ohbuchi: "Measurement of diffraction pattern using two-dimensional image sensor for obtaining instantaneous diameter distribution of acoustic cavitation bubbles," Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 52, No. 7, pp. 07HE15\_1-6 (July 2013).
- Takanobu Kuroyama, Koichi Mizutani, Naoto Wakatsuki, and Takeshi Ohbuchi: "Measurement of pressure amplitude of ultrasonic standing wave based on method of obtaining optical wavefront using phase retrieval," Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 53, No. 7S, pp. 07KE12\_1-5 (June 2014).

### 査読付国際会議論文（学位請求申請に関連のある論文）

- Takanobu Kuroyama, Tadashi Ebihara, Koichi Mizutani, and Takeshi Ohbuchi: "Measurement of density and size distribution of oscillating cavitation bubbles using optical spectrometer," Proceedings of the Acoustics 2012 Hong Kong, CD-ROM, 3aPA8, S223, 6-pages (May 2012).
- Takanobu Kuroyama, Koichi Mizutani, Naoto Wakatsuki, and Takeshi Ohbuchi: "Measurement of convergence ultrasound in cone-like bubble structure using light

deflection method,” 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, pp. 1448-1451 (September 2014).



## (その他の論文)

### 簡易査読付きおよび査読無し発表論文

- Takanobu Kuroyama, Tadashi Ebihara, Koichi Mizutani, and Takeshi Ohbuchi: “Micro bubble measurement using optical spectrometer,” Proceedings of the 31st Symposium on Ultrasonic Electronics, Vol. 31, pp.193-194 (December, 2010).
- Takanobu Kuroyama, Koichi Mizutani and Takeshi Ohbuchi: “Performance comparison of optical spectrometry and stroboscopic imaging for mmeasurement of acoustic cavitation,” Proceedings of the 32nd Symposium on Ultrasonic Electronics, Vol. 32, pp. 387-388 (November, 2011).
- Takanobu Kuroyama, Koichi Mizutani, Naoto Wakatsuki, and Takeshi Ohbuchi: “Measurement of instantaneous laser diffraction pattern by acoustic cavitation bubbles using two-dimensional image sensor,” Proceedings of the 33rd Symposium on Ultrasonic Electronics, Vol. 33, pp. 363-364 (November, 2012).
- Takanobu Kuroyama, Koichi Mizutani, Naoto Wakatsuki, and Takeshi Ohbuchi: “Measurement of optical wavefront deformation caused by high-intensity ultrasonic standing wave using phase retrieval,” Proceedings of the 34th Symposium on Ultrasonic Electronics, Vol. 34, pp. 435-436 (November, 2013).
- Takanobu Kuroyama, Koichi Mizutani, Naoto Wakatsuki, Tadashi Ebihara, and Takeshi Ohbuchi: ”Extraction of particle size distribution and surrounding ultrasonic pressure in water from laser diffraction pattern,” Proceedings of the 35th Symposium on Ultrasonic Electronics, Vol. 35, pp. 489-490 (December, 2014).
- 黒山喬允, 若槻尚斗, 海老原格, 水谷孝一, 大淵武史: “レーザ回折を用いる 1 次元定在波および進行波の計測,” 日本音響学会 2015 年秋期研究発表会講演論文集, pp. 1176-1177 (September, 2015).
- Takanobu Kuroyama, Koichi Mizutani, Naoto Wakatsuki, Tadashi Ebihara, and Takeshi Ohbuchi: ”Optical measurement of particle size distribution of acoustic cavitation ansd surrounding sound field,” Proceedings of the 36th Symposium on

Ultrasonic Electronics, Vol. 36, 1J3-1 (November, 2015).