

マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波の
実験的解明

Experimental investigation of a laser-induced
underwater shock wave in a microtube

2019年3月9日

東京農工大学 工学府
機械システム工学専攻
田川義之研究室

山元 翔太

概要

近年、田川らは超音速かつ先細り形状（先端径が数十 μm ）の特長的なマイクロジェット
の生成に成功した。このマイクロジェットは医療分野（無針注射器）や工業分野（インク
ジェット）への応用が期待される。マイクロジェットは、液体を満たしたマイクロスケール
管内にレーザーパルス（波長 532nm）を集光することによって発生する。これはレーザー誘
起衝撃波が、管内の湾曲した気液境界面に伝播することによって生成されると考えられた。

レーザー誘起水中衝撃波は、低侵襲医療技術へ応用されるなど、工学的に重要な現象であ
る。これまで、レーザー誘起水中衝撃波は球対称の構造を有すると仮定され、モデル化され
てきた。しかし、圧力センサによる直接計測結果やレーザー集光直後の衝撃波面の形状か
ら、非球対称の構造を有する可能性が指摘されている。工学応用を考えると高効率化や安
全面から、衝撃波構造を明らかにすることは重要である。そこで本研究では、超高速撮影
と圧力センサを複合的に用いて、レーザー誘起水中衝撃波の構造を調査した。5, 10 倍の
対物レンズを用いてレーザーを集光した場合、レーザー照射方向に複数の圧力ピークが圧
力センサにより計測された。同時に行った超高速撮影により、複数の衝撃波面が観察され
た。したがって、使用する対物レンズによってはレーザー誘起水中衝撃波は複数の波面を
もつ多重構造であると考えられる。超高速撮影した気泡とプラズマは複数発生していた。
プラズマと気泡の数は衝撃波圧力ピークの数と一致した。そこで衝撃波圧力、気泡の形状、
プラズマの輝度値の相関を算出したところ、0.7 以上の高い相関係数をとった。また、衝撃
波の圧力力積の等方性が確認された。これは、レーザー誘起水中衝撃波が複数の点状のプ
ラズマから発生するのだと考えられた。したがって、レーザー誘起水中衝撃波の多重構
造は、複数発生する気泡およびプラズマが要因であると考えられた。

マイクロジェットの発生とレーザー誘起水中衝撃波の関係について、Turangan (2013) や
Peters et al (2013) は管内で発生した衝撃波によりジェットが生成されることを数値解析に
より明らかにした。また、Hayasaka et al (2017) は衝撃波の圧力力積とマイクロジェットの
速度が比例関係にあることを示唆した。しかしながら、マイクロジェットの生成と管内の
衝撃波の関係を直接的に明らかにした例はない。なぜならマイクロスケール管内の水中衝
撃波の可視化が困難であり、また管内の衝撃波圧力を直接計測する手段がないためである。
そこで、新しい可視化手法である Background-oriented schlieren (BOS) 法を水中衝撃波へ適
用することを試みた。BOS 法は様々なスケールに対して、観測対象の可視化に加え定量的
な情報を場として取得することができる画期的な手法であり、衝撃波などの密度勾配を簡
易的に可視化・定量化できる。主な構成はカメラと背景画像とシンプルで、他の光学的可
視化手法（従来のシュリーレン等）に比べて非常に簡易である。そのため、様々なスケール
の観測対象に適用可能である。しかし、高速度現象かつ密度変化が小さい水中衝撃波に適用
した例はない。そこで、水中衝撃波への適用が可能であるか調査するため、ハイドロフォ

ンと BOS 法によるミリスケールの水中衝撃波の同時計測を行った。本実験ではレーザーエネルギー、空間解像度、背景画像のドットの大きさ、PIV による解析方法をパラメータとして、BOS 法による計測結果を比較した。可視化結果はシャドウグラフ法と比較し、定量化結果はハイドロフォンによる直接計測結果と比較した。水中衝撃波の可視化結果は BOS 法とシャドウグラフ法のものと一致した。すなわち、BOS 法により水中衝撃波を可視化することに成功した。定量化に関してハイドロフォンの結果と比較したところ、本実験系においては圧力勾配が 17 GPa/m、衝撃波面の幅 60 μm までの水中衝撃波に適用可能であることが示された。また、空間解像度、背景画像のドットの大きさ、PIV による解析手法により BOS 法の精度は改善され、さらに高い圧力ピーク値をもつ衝撃波に適用可能であることが示唆された。

マイクロジェットの発生について詳細に調査するためには、マイクロ管内の衝撃波を可視化・定量化しなければならない。BOS 法の水中衝撃波への適用をさらに改善し、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波の可視化・定量化を行う。マイクロスケールの水中衝撃波に適用した例はなく、解像度が重要な BOS 法にとって、非常に挑戦的な課題である。 μm オーダーのドットパターンを有する背景画像と高解像度撮影による BOS 法を用いてマイクロスケールの管内の水中衝撃波を可視化・定量化し、さらには、超高速撮影によりマイクロジェットを同時に観察する。以上により、マイクロジェットの発生とレーザー誘起水中衝撃波の関係を明らかにする。本 BOS 法は高解像度カメラと MEMS によって作成した μm オーダーのドットパターンを施した背景画像を用いることで、マイクロスケールの矩形管内における水中衝撃波の可視化・定量化に成功した。ジェット生成の超高速撮影と BOS 法によって得られた衝撃波圧力の比較により、気液境界面に衝突する衝撃波圧力積とジェット速度が比例関係にあることを実験的に初めて直接示すことに成功した。

目次

第1章	緒言	1
1.1	研究背景	2
1.2	先行研究	4
	1.2.1 レーザー誘起水中衝撃波	4
	1.2.2 Background-oriented schlieren (BOS) 法	5
1.3	研究目的	6
1.4	論文構成	7
第2章	衝撃波の圧力力積とレーザー誘起水中衝撃波の構造	9
2.1	背景	10
2.2	実験概要	11
	2.2.1 超高速度撮影・圧力センサによる複合計測手法	13
	2.2.2 相関係数による比較方法	19
2.3	超高速度撮影・圧力センサによる複合計測結果	21
	2.3.1 ハイドロフォンによる衝撃波圧力の計測結果	21
	2.3.2 圧力, 圧力力積から予測される衝撃波構造	21
	2.3.3 超高速度撮影による衝撃波の可視化結果および気泡形状	23
	2.3.4 超高速度撮影によるプラズマの観察結果	31
2.4	衝撃波圧力波形, 気泡形状, プラズマの輝度値の相関関係	36
2.5	対物レンズ, レーザーエネルギーによる衝撃波構造	42
2.6	衝撃波発生直後の物理特性	44
2.7	レーザー誘起衝撃波の衝撃波構造	46
2.8	まとめ	48
第3章	水中衝撃波への Background-orineted schlieren(BOS) 法の適用	51
3.1	背景	52

3.2	BOS 法	53
3.2.1	BOS 法の原理	53
3.2.2	BOS 法による圧力場の定量化手法	54
3.3	実験概要	57
3.3.1	BOS 法の水中衝撃波適用結果の評価方法	58
3.4	水中衝撃波への BOS 法の適用結果	61
3.4.1	BOS 法による水中衝撃波の可視化結果	61
3.4.2	実験条件による BOS 法の可視化結果およびハイドロフォンの計測結果	67
3.4.3	ハイドロフォンと BOS 法から得られた変位量の比較	72
3.5	まとめと展望	81
第 4 章	マイクロ管内の水中衝撃波への Background-oriented schlieren(BOS) 法の適用とマイクロジェットと衝撃波の関係の実験的解明	83
4.1	背景	84
4.2	実験概要	85
4.2.1	マイクロスケールの観察対象への BOS 法の適用方法	85
4.2.2	マイクロジェットのジェット速度計測方法	88
4.3	実験結果	91
4.3.1	マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波への BOS 法適用結果	91
4.3.2	マイクロジェット速度計測結果	96
4.4	マイクロジェットの速度と衝撃波の圧力力積の関係	98
4.5	まとめ	101
第 5 章	結言	103
	参考文献	110
	研究業績	111
	図目次	120
	表目次	121
	謝辞	123

第 1 章

緒言

本博士論文は、超音速マイクロジェットが発生要因であるレーザー誘起水中衝撃波に関して3つの研究結果を報告するものである。1つ目は、レーザー誘起水中衝撃波の構造についての理解、2つ目は Background-oriented schlieren (BOS) 法の水中衝撃波への適用、3つ目はマイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波とマイクロジェットの関係の実験的解明である。本章ではそれらの研究背景、先行研究、研究目的と本論文の構成について記述する。

1.1 研究背景

水中衝撃波は古くから研究されており (Rice and Walsh (1957); Cole (1965); Bell and Landt (1967); Lauterborn and Vogel (2013)), 現在でも物理的興味や様々な工学応用のため多くの研究が行われている (Brujan et al (2008); Sankin et al (2008); Yamamoto et al (2014)). 衝撃波は次のように発生させるのが一般的である。まず水中に様々な方法 (爆薬, 放電, レーザー等) で局所的に高いエネルギーを与える。水はエネルギーを吸収し, 瞬間的に気化し, 蒸気気泡になる。この高温高圧の気泡の急拡大によって衝撃波が形成される。また, その気泡が収縮し崩壊する際にも衝撃波が発生する (Gregorčič and Petkovšek (2007); Lauterborn and Vogel (2013)).

水中衝撃波は, 船舶の金属板や水配管の疲労の原因となり, 工学的に避けるべき現象と認識される場合が多かった。しかし, 近年水中衝撃波の医療への応用技術が活発に研究, 開発されている。例えば, 結石に衝撃波を集束させ破砕する低侵襲性医療 (集束衝撃波結石破砕術) (Kelley (1990); Klaseboer et al (2007); Sankin et al (2005); Sofer et al (2002); Lam et al (2002)) や, 衝撃波を利用した液体ジェットにより, 冠動脈・能動脈血栓を除去するジェットメス (Hirano et al (2002); Tominaga et al (2006)) などが挙げられる。操作性が良いことから, 衝撃波発生方法としてレーザーがよく用いられる。

近年, Tagawa et al (2012) はレーザー誘起衝撃波を利用し, 先端に向って細くなる (以後集束形状と呼ぶ) 超音速マイクロジェット (Fig. 1.1) を発生させることに成功した。このマイクロジェットは先端が数十 μm と非常に小さく, 最大速度が 850 m/s と非常に高速である。

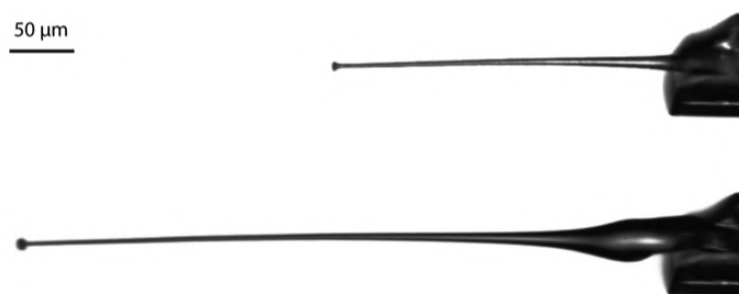


Fig. 1.1 Highly focused supersonic microjets (Tagawa et al (2012) Fig.2)

これらの特長を活かし, 薬剤をジェットとして直接体内に注入する「無針注射器」への応用が期待されている (Tagawa et al (2013)). この注射器は, 針を介することなく薬剤を直接体内にジェットとして注入するため, 従来の注射器が持つ様々なデメリットを克服する

革新的なデバイス (Mitragotri (2006)) につながると考えられる。針がないことにより、針による怪我、針の使い回しによる感染症を防ぐことができる。さらには高速度かつ集束形状により、ジェットと皮膚の接触面積が小さく、また一瞬で体内に注入することができるため、痛みの軽減が期待できる。これまで開発されてきた無針注射器は、ジェットが拡散形状 (Stachowiak et al (2007)) を持つため痛みを感じる可能性が高いが、集束形状をもつマイクロジェットの適用により、痛みの低減が期待される。本マイクロジェットを無針注射器へ適用する課題は、小型化を実現する設計である。高速度なジェットを得るためには高いエネルギーを出力できる大型のレーザーが必要となるが、利便性を考えると小型の無針注射器が望ましい。小型の無針注射器を実現するためには、マイクロジェットの発生メカニズムを詳細に理解し、マイクロジェット生成装置の設計に資する知見を得る必要がある。

ここで、集束形状を持つマイクロジェットの発生メカニズムを Fig. 1.2 を用いて説明する。

1. 水を満たしたマイクロ管内に、レーザーを対物レンズを用いて集光する。
2. 瞬間的にレーザー集光点付近が高エネルギーとなり、水がプラズマとなる。プラズマにより蒸気気泡が急膨張し、衝撃波を発生させる。
3. 衝撃波が水中を伝播し、気液境界面に到達する。
4. 気液境界面の湾曲形状により流れの集束が起きる。
5. 集束形状のジェットが発生する。

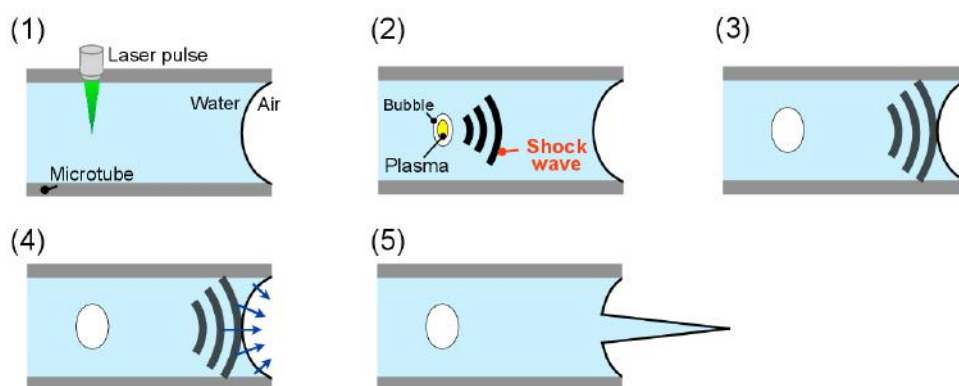


Fig. 1.2 Mechanism of the microjet generation

このようにマイクロ管内に発生するレーザー誘起水中衝撃波 (Fig. 1.3) はマイクロジェット生成に重要な役割をもつと考えられている。Peters et al (2013) は Tagawa et al (2012) が報告したマイクロジェットを、レーザー誘起水中衝撃波による圧力力積から数値解析をし、実験結果とよく一致することを示した。また、マイクロジェット発生シミュレーション結

果 (Turangan (2013)) から、マイクロ管内の衝撃波がジェット発生の際であることが示唆されている。しかしながら、実験的にレーザー誘起水中衝撃波がマイクロジェット発生に寄与していることを明らかにした例はない。なぜなら、水中衝撃波の伝播速度はおおよそ 1,500 m/s と非常に速く、加えてマイクロ管内という非常に狭い領域での現象であるため、実験的解明の技術的なハードル非常に高いためである。

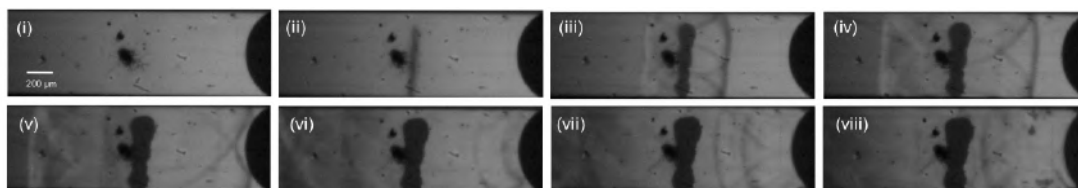


Fig. 1.3 Visualized shock wave in a water filled microtube at every 0.2 μ s

1.2 先行研究

本節では、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波の実験的解明にあたり、レーザー誘起水中衝撃波及び、衝撃波の可視化・定量化手法である Background-oriented schlieren (BOS) 法の先行研究を記載する。

1.2.1 レーザー誘起水中衝撃波

レーザー誘起水中衝撃波は、その構造を調査するため古くから研究が行われてきた Bell and Landt (1967), Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998); Brujan et al (2008) は光学的可視化手法を用いてレーザー誘起水中衝撃波面をシャドウグラフ法により可視化し、さらには可視化結果から一次元的な仮定に基づいて、衝撃波の伝播速度、圧力、エネルギーを定量化した (3.3.1 節)。Fig. 1.4 に示したほぼ円形の衝撃波面から、衝撃波が単一の衝撃波面をもつ球形の構造であると予想し、一次元的な仮定が行われてきた。しかし、レーザー集光直後に観察された衝撃波面の形状は円形ではなく、楕円形であることが度々指摘されてきた (Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998); Yamamoto et al (2014))。

衝撃波圧力を直接計測する手法として、圧力センサ (ハイドロフォン) がよく用いられる。計測される圧力波形や圧力ピーク値から衝撃波構造を予測することができる。Sankin et al (2008) は計測する角度によって異なる衝撃波圧力ピークが計測されたことを報告した。

また、Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998); Sankin et al (2008) は非球対称な衝撃波構造をプラズマの非球形な成長によるものだと予想しているが、実際にプラズマと衝撃波を関連づけた実験をした例はない。

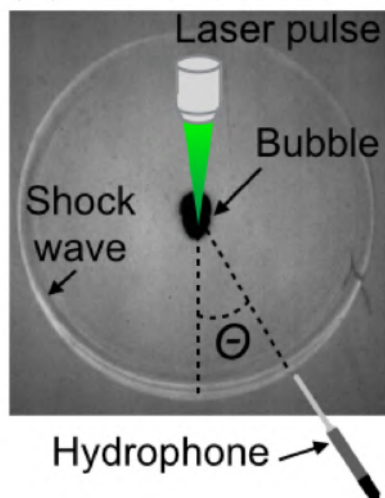


Fig. 1.4 Laser-induced underwater shock wave visualized by shadowgraphy after $2.2 \mu\text{s}$ from the laser pulse beam being fired.

1.2.2 Background-oriented schlieren (BOS) 法

衝撃波の光学的可視化方法はシャドウグラフ法、シュリーレン法、マッハツェンダー干渉法、多重露光ホログラフィー干渉法など様々である。水中衝撃波の可視化には光学系がシンプル（カメラと光源）なシャドウグラフ法がよく用いられる。シュリーレン法はナイフエッジで主光束をカットし、シャドウグラフ法に比べて微小な密度勾配を可視化することができる。マッハツェンダー干渉法、多重露光ホログラフィー干渉法は光学系が複雑になるが、干渉縞として可視化することができ、定量的な情報を取得することが可能である。また、シャドウグラフ法などにより可視化された衝撃波面から、球対称による一次元的な仮定に基づいた、衝撃波の伝播速度、圧力、エネルギーの定量化がよく行われてきた（Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998); Brujan et al (2008); Lauterborn and Vogel (2013)）。しかしながら、シャドウグラフ法による球対称を仮定した一元的な定量化は非球対称な衝撃波には適用が難しい。また、マッハツェンダー干渉法や多重露光ホログラフィー干渉法など複雑な光学系では、本研究の目的であるマイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波への適用は難しい。水中衝撃波の定量化方法として、ハイドロフォン等の圧力センサによる衝撃波圧力の直接計測があるが、圧力分布計測をする際には、点計測であるハイドロフォンを用いて複数回計測する必要があるが、またハイドロフォンの大きさから、マイクロ管内の衝撃波圧力を測定することは困難である。

そこで、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波への適用可能性のある BOS 法を可視

化・定量化手法として採用する。BOS法はMeier (1998) によって提案された新しい光学的可視化手法である。他の可視化手法と同様に、衝撃波等の密度勾配によって生じる屈折率の変化をとらえ、密度勾配を可視化・定量化する。シュリーレン法や干渉法は複雑な光学系を必要とするが、BOS法は光学系が背景画像、カメラ、光源のみと非常に簡易なことから、様々なスケール、対象に適用できる可能性がある。さらには、可視化と同時に観測対象の場としての定量的な情報を取得することが可能である（詳細は3.2.2節）。Hargather and Settles (2010); Hargather (2013); Mizukaki et al (2014) は屋外の大きなスケールでの実験にBOS法の適用を試みた。地面、草木などを背景画像として用いることによって、大きなスケールの密度勾配の可視化に成功した。Venkatakrisnan and Meier (2004) は定常的な円錐周りの超音速流の可視化、および密度場の定量化を行った。Ota et al (2011) はBOS法によって得られた定常的な円錐周りの超音速流の密度勾配を三次元再構成し、三次元の密度場を取得することに成功した。Suriyanarayanan et al (2012) や Venkatakrisnan et al (2013) は空気中に発生させた小さいスケールの衝撃波の可視化および密度場の定量化に成功した。以上のようにBOS法は様々なスケール、シチュエーションに適応可能なことが示され、さらには定量的な情報を取得することができる画期的な可視化手法である。

しかし、BOS法を水中衝撃波に適用した先行研究はない。空気中に比べて水中では、衝撃波伝播速度が1,500 m/s以上と大きく（空気中は約340 m/s）、また液体の密度変化が非常に小さいことから、可視化および定量的な情報を取得することが難しいことが要因である。

1.3 研究目的

本研究ではマイクロジェットに関するマイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波を実験的に解明する。そのために、3つの研究目的を設定する。1つ目は、レーザー誘起水中衝撃波の構造を理解することである。2つ目は、レーザー誘起水中衝撃波の可視化、定量化手法としてBackground-oriented shclieren (BOS)法が適用可能なのか調査することである。3つ目は、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波をBOS法を用いて可視化・定量化し、マイクロジェットとの関係性を明らかにすることである。

本研究はマイクロジェット発生メカニズムに関する基礎研究として、レーザー誘起水中衝撃波の構造を理解し、BOS法による衝撃波の定量化の指針を得て、マイクロジェットとマイクロ管内の衝撃波の関係を直接的に明らかにする (Fig. 1.5)。そこで我々は、レーザー誘起水中衝撃波が球対称と仮定されることが多いにも関わらず、非球対称な衝撃波構造をもつ結果が得られた原因について、超高速度撮影とハイドロフォンによる複合計測を行うことによって詳細に調査する。そして、衝撃波構造と関連の深いと考えられる気泡、プラズマを同時に観測することにより、構造の要因を理解する。また、簡易な光学系により観測

場の定量化が行える BOS 法に関して、今まで適用されてこなかった水中衝撃波への適用可能性を調査する。最後に、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波に BOS 法を用いて可視化・定量化し、マイクロジェットとの関係性を明らかにする。

本知見を踏まえ、マイクロ管内でのレーザー誘起衝撃波の挙動の解明し、マイクロジェットの発生と衝撃波の挙動を関連づけることで、マイクロジェット生成装置の設計に資する知見を得る必要がある。

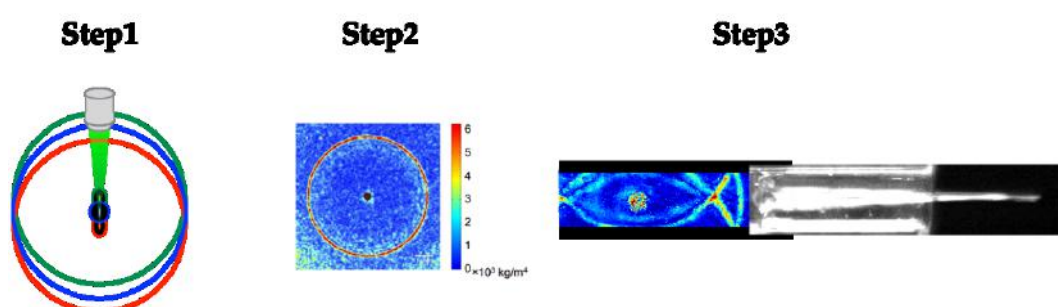


Fig. 1.5 Steps of our research: Step1: Investigation of multiple structure of a laser-induced underwater shock wave, Step2: Application of background-oriented schlieren technique to underwater shock wave, Step3: Experimental investigation of a laser-induced underwater shock wave in a microtube.

1.4 論文構成

本博士論文は本章を含め、5章からなる。

本内容は、超音速マイクロジェットの発生要因であるレーザー誘起水中衝撃波に関して3つの研究結果を報告するものである。1つ目は、レーザー誘起水中衝撃波の構造についての理解、2つ目は Background-oriented schlieren (BOS) 法の水中衝撃波への適用、3つ目はマイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波とマイクロジェットの関係の実験的解明である。第1章では上記に関して研究背景、先行研究、研究目的と本論文の構成について記述する。第2章では、レーザー誘起水中衝撃波の構造に関して、超高速度撮影/圧力センサによる複合計測によって実験的に明らかにする。第3章では、Background-oriented schlieren(BOS)法のレーザー誘起水中衝撃波への適用結果をまとめる。第4章では、マイクロ管内の水中衝撃波に Background-oriented schlieren(BOS)法を適用し、マイクロジェットと衝撃波の関係を実験的に調査した結果を示す。第5章では、第2章から第4章をまとめ、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波の実験的解明として得られた知見を示す。

第2章

衝撃波の圧力力積とレーザー誘起水中衝撃波の構造

レーザー誘起水中衝撃波の圧力力積（圧力の時間積分）に関して，超高速度撮影/圧力センサによる複合計測によって実験的に明らかにした。複合計測により，プラズマの発生，気泡の急拡大，衝撃波の伝播をナノ秒オーダーでを同時に取得することに成功した。これらの複合計測結果から，レーザー誘起水中衝撃波の圧力ピーク値の非球対称性が明らかになった。一方，レーザー誘起水中衝撃波の圧力力積は実験条件によらず，球対称性を示した。レーザー照射直後，プラズマは照射方向に広く分布し，複数のプラズマから衝撃波が発生する構造であることが実験的に明らかになった。

なお，本章の内容の一部は，Tagawa Y, Yamamoto S, Hayasaka K, and Kameda M (2016), On pressure impulse of a laser-induced underwater shock wave. J. Fluid Mech. Vol. 808: 5-18 として発表した。

2.1 背景

ナノ秒のレーザーを水中に照射して発生させたレーザー誘起水中衝撃波は、低侵襲医療など様々な分野に工学応用されてきた (Kelley (1990); Razvi et al (1996); Lee and Doukas (1999); Kodama et al (2000); Lam et al (2002); Sofer et al (2002); Hirano et al (2002); Sankin et al (2005); Tominaga et al (2006); Klaseboer et al (2007)). レーザー誘起水中衝撃波は気液境界面の急激な運動を生じさせることができる。代表例の1つは、超高速マイクロジェットが発生であり、このジェットは無針注射器への応用が期待されている (Menezes et al (2009); Thoroddsen et al (2009); Tagawa et al (2012, 2013); Marston and Thoroddsen (2015)).

さて、液体の急激な運動は圧力力積が重要な要素となる (Batchelor (1967); Cooker and Peregrine (1995); Antkowiak et al (2007)). 圧力力積は、

$$P = \int p dt \dots\dots\dots (2.1)$$

と表される。 p は液中での圧力、 t は経過時間である。 Peters et al (2013) は Tagawa et al (2012) が発見した超高速マイクロジェットの発生を数値解析し、圧力力積がマイクロジェット発生的重要要素であることを示唆した。 また、 Hayasaka et al (2017) は衝撃波の圧力力積とマイクロジェットの速度が比例関係にあることをレーザー誘起水中衝撃波の非球対称な構造から間接的に示唆した。

レーザー誘起水中衝撃波は、その構造を調査するため様々な手法が用いられてきた。直接観察する手法としてはシャドウグラフ法、シュリーレン法、BOS法などの光学的可視化手法が用いられる。 Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998); Brujan et al (2008) は光学的可視化手法を用いてレーザー誘起水中衝撃波面を可視化し、さらにはその可視化結果から一次元的な仮定に基づいて、衝撃波の伝播速度、圧力、エネルギーを定量化した (3.3.1 節)。 Fig. 1.4 に示したほぼ円形の衝撃波面から、衝撃波が単一の衝撃波面をもつ球形の構造であると予想し、一次元的な仮定が行われた。しかし、レーザー集光直後に観察された衝撃波面の形状は円形ではなく、レーザー誘起水中衝撃波の非球対称性が度々指摘されてきた (Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998); Yamamoto et al (2014)). また、衝撃波圧力を直接計測する手法として、圧力センサ (ハイドロフォン) がよく用いられる。計測される圧力波形や圧力ピーク値から衝撃波構造を予測することができる。 Sankin et al (2008) は計測する角度によって異なる衝撃波圧力ピークが計測され、レーザー照射方向の圧力ピーク値と比較して、レーザー照射方向に対して90度方向における圧力ピーク値は約2倍となったことを報告した。また、 Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998); Sankin et al (2008)

は非球対称な衝撃波構造をプラズマの非球形な成長によるものだと予想しているが、実際にプラズマと衝撃波を関連づけた実験は行われていない。そこで我々は、超高速撮影とマイクロフォンによる複合計測を行うことによって、非球対称な衝撃波構造をもつ結果が得られた原因を調査する。さらには、衝撃波構造と関連の深いと考えられる気泡、プラズマを同時に観測することにより、構造の要因を理解する。

本研究は、液体の運動に大きな影響を与える圧力力積に着目し、レーザー誘起水中衝撃波の構造を実験的に明らかにし、衝撃波構造の新しいモデルを提案する。ただし、プラズマの成長はナノ秒オーダーであり、水中での衝撃波伝播速度は約 1,500 m/s と非常に速いことから、実験的な解明は非常に挑戦的課題ある。これらを実現するために、プラズマの成長、衝撃波の伝播過程、その衝撃波圧力を同時に取得可能な超高速撮影/圧力センサの複合計測系を構築し、それらの観察結果から、レーザー誘起水中衝撃波実験的に解明する。

2.2 実験概要

プラズマの成長、衝撃波の伝播過程、その衝撃波圧力を同時に取得するため、超高速撮影と圧力センサによる複合計測を行う。複合計測には、マイクロフォン 2 台と超高速ビデオカメラ 2 台を用いる。複合計測に用いた機器の詳細は 2.2.1 節に記載する。衝撃波圧力をマイクロフォンによって直接計測する。また、光学的可視化手法と超高速ビデオカメラにより気泡形状と衝撃波面を連続的に取得する。プラズマはさらに超高速撮影可能な超高速ビデオカメラを用いて連続的に取得する。

Fig. 2.1 に本実験で用いた実験装置の概略図を示す。超純水を満たした水槽内 (450 mm × 300 mm × 300 mm, 水温: 19.9 °C) にレーザーパルス (Nd:YAG laser Nano S PIV, Litron Lasers, 波長 532 nm, パルス幅 6 ns) を対物レンズに通して集光し、衝撃波を発生させる。本実験ではレーザーエネルギー、対物レンズの倍率を変えることによって衝撃波の構造を変化させる。レーザーパルスのエネルギー、対物レンズのは 2.6, 6.9, 12.3 mJ の 3 段階に設定する。エネルギーはエナジーマーター (EnergyMax-USB/RS J-10MB-HE, Coherent Inc., USA) により実験開始時と終了時に 10 回計測し、エネルギー値を確認する。対物レンズは 5 倍 (MPLN5x magnification: 5 ×, N.A.: 0.10, Olympus co., Japan), 10 倍 (MPLN10x magnification: 10 ×, N.A.: 0.25, Olympus co., Japan), 20 倍 (SLMPLN20x magnification: 20 ×, N.A. 0.25, Olympus co., Japan) の 3 種類を用いる。対物レンズの倍率を変えることによって、Fig. 2.2 に示すようにレーザーの集光の仕方を変えることが可能である。ここで、実験パラメーターとしたレーザーエネルギー、対物レンズを Table 2.2 にまとめる。衝撃波撮影用の超高速ビデオカメラはマイクロフォンの位置が確認しやすいように、マイクロフォン 2 台配置させた面に正対させる。レーザー光源はカメラに正対させた位置に配置す

る。衝撃波と同時に、プラズマを異なるカメラで撮影するため、2台のカメラは Fig. 2.1 に示すようにレーザー照射方向を軸に 90 度回転させた位置に配置する。ここで、衝撃波およびプラズマの形状はレーザー照射方向を軸に対称であることを仮定している。パルスレーザー、2台の超高速ビデオカメラ、2台のハイドロフォン、レーザー光源はディレイジェネレータ (BNC, Model575 Pulse/Delay Generator, USA) により同期されている。

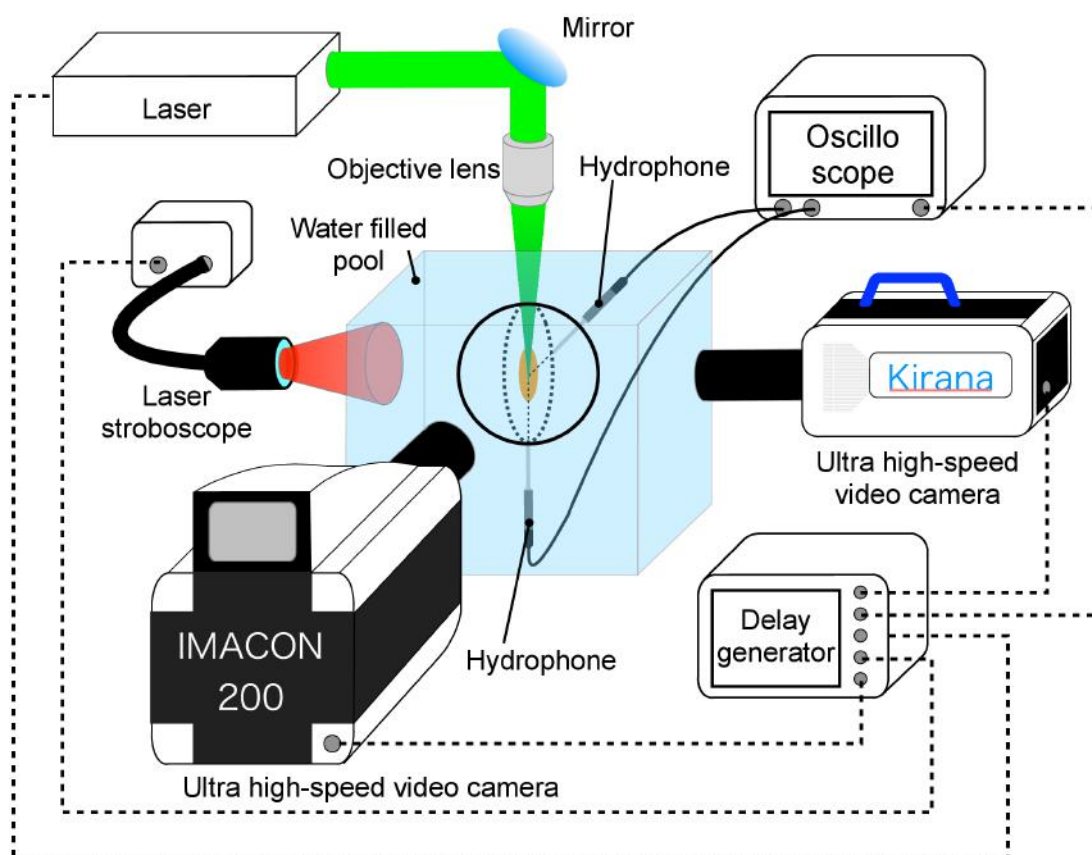


Fig. 2.1 Schematic of measurement system combined ultra high-speed imaging and pressure sensor for investigation of structure of a laser-induced shock wave.

Table 2.1 Experimental condition for investigation of structure of a laser-induced shock wave.

Laser energy [mJ]	2.6, 6.9, 12.3
Magnification of objective lens	5x, 10x, 20x

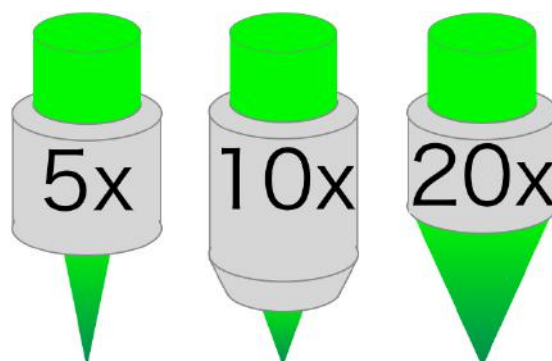


Fig. 2.2 Difference of focusing a laser pulse beam due to different magnification of objective lens.

2.2.1 超高速撮影・圧力センサによる複合計測手法

本複合計測システムについて、下記の計測機器の仕様、使用方法について詳しく述べる。

1. ハイドロフォンによる衝撃波圧力の直接計測手法
2. 超高速撮影による気泡形状、衝撃波面の画像の取得方法
3. 超高速撮影によるプラズマの画像の取得方法

衝撃波圧力の直接計測手法

レーザー誘起水中衝撃波の衝撃波構造を調査する1つの方法として、ハイドロフォンによる衝撃波圧力の直接計測を行う。ハイドロフォンによって計測される衝撃波の波形や圧力ピーク値から構造を予測することが可能である。実験で使用したニードル型のハイドロフォンの先端には圧電素子が備えられている。圧電素子はニードル軸方向に対して垂直な受圧面が設定されており、衝撃波や音波の振動を電圧として出力する。負圧は受圧面を引っ張る方向に力が加わることにより検出される。負圧は気体では見られない現象であるが、液体と固体において起こりえる。液体分子は分子間力の及ぶ距離で運動しており、分子間相互作用ポテンシャルに引力部分があるため、ある程度の引張力にも耐えることができるためである。ハイドロフォンの圧力測定範囲は-10 MPa から 200 MPa、立ち上げ時間は 50 ns、先端の直径は 0.5 mm であり、水中衝撃波の計測に適する。本実験ではおおよそ、-1 MPa から 5 MPa の比較的弱い衝撃波圧力を測定する。

Sankin et al (2008) の計測結果のように、レーザー誘起水中衝撃波の非球形な圧力分布が得られるか確かめるため、2台のハイドロフォンは Fig. 2.4(a) に示すように配置する。2台

のハイドロフォンはそれぞれ、レーザー照射方向 (以後 $\Theta = 0^\circ$ 方向) とその方向に対して垂直な方向 (以後 $\Theta = 90^\circ$ 方向) に、衝撃波発生源から約 5 mm の位置に設置する。気泡崩壊によって発生するマイクロジェットはハイドロフォンを破壊する可能性があるため、レーザーパルス集光位置から 5 mm 離して設置する。位置調整には、高速度カメラ (FASTCAM SA-X, Photron co.) と Fig. 2.5 に示すハイドロフォンに取り付けられた 3 軸ステージ (xy 軸ステージ + z 軸ステージを組み合わせたもの) を用いる。事前に高速度カメラによりスケール、気泡の発生位置を撮影する。気泡の中心から 5mm の位置にカーソルを合わせ、ライブモードにて、カーソルの位置にハイドロフォンの先端が一致するように調整する。画像からハイドロフォンの位置を確認してみたところ、実際には $\Theta = 0^\circ$ 方向では 5.33 mm, $\Theta = 90^\circ$ 方向では 5.18 mm となった (Fig. 2.4(b)). Fig. 2.4(c) に示すように、ハイドロフォンによって計測された 2 つの波形の立ち上がり時間はわずかにずれている。ハイドロフォンの位置の差を衝撃波の伝播速度で除したところ、101 ns となり立ち上がり時刻の差 92 ns とほぼ一致した。従って、衝撃波の立ち上がり時刻の差はハイドロフォンの位置がわずかにずれていたため生じたと考えられる。

ハイドロフォンはオシロスコープ (ViewGo II DS-5554A, 岩通計測株式会社) に接続されており、圧力に比例した電圧を取得する。ハイドロフォンに到達するレーザー光をトリガーとし、計測を開始する。オシロスコープは帯域 100Hz ~ 500 MHz, 最高サンプリング数 2 GS/s, チャンネル数 4 ch, メモリ長 1 Mpts である。計測電圧を取得する際には、ノイズを除去するために 80 MHz のローパスフィルタを用いる。実際に計測された一例を Fig. 2.4(c) に示す。得られた電圧を圧力に変換する式は、圧力を p [bar], プローブとオシロスコープの容量の合計を C_{sum} [pF], ハイドロフォンのプローブの感度を Q_{probe} [pC/bar], 得られた電圧 V [V] とすると,

$$p = \frac{C_{sum}}{Q_{probe}} V \dots\dots\dots (2.2)$$

と表される。ここで 2 本のハイドロフォンのプローブの感度はどちらも 0.26 pC/bar, プローブの容量は 235 pF, 237 pF, オシロスコープの容量は 16 pF である。これらの値と式 (2.2) により衝撃波圧力を取得する。

Fig. 2.3 に本実験で用いたハイドロフォン (Muller-Platte Needle Probe, Mueller Instruments, Germany) を示す。

衝撃波の可視化手法

衝撃波は圧力の不連続な変化であり、直接目に見えるものではないため、可視化手法を用いて衝撃波を可視化する必要がある。そこで、本研究ではレーザー誘起衝撃波および気

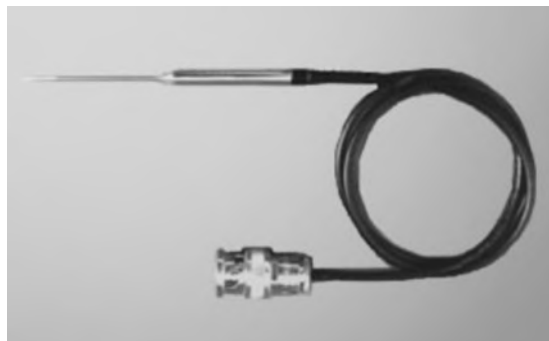


Fig. 2.3 Muller-Platte Needle Probe

泡を観測するために、シャドウグラフ法を用いる。また、水中衝撃波の伝播速度は約 1,500 m/s 以上と非常に速いため、連続的な可視化画像を取得するためには超高速撮影を行う必要がある。

一般的に光学的可視化手法（シャドウグラフ法、シュリーレン法等）は、密度勾配によって生じる屈折率の変化を利用して、密度勾配、または密度勾配の変化を可視化する。シャドウグラフ法は簡易な手法であり、光源を観測対象に照射し、密度勾配によって生じる屈折率の変化を明暗によって表す。この明るさの変化は観測対象の密度勾配の変化、すなわち密度の 2 階微分に相当する。シャドウグラフ法により衝撃波によって生じる密度勾配の変化を可視化することができる。

水中衝撃波の伝播速度は水中の音速である約 1,500 m/s 以上と高速度な現象であり観測が難しい。そこで、シャドウグラフ法によって得られる衝撃波の可視化画像は Fig. 2.6 に示す超高速ビデオカメラ（Kirana, Specialized Imaging co., UK, 有効画素数 924 × 768 pixel, 最大撮影速度 5 Mfps, 撮影枚数 180 枚）とカメラに同期可能な繰り返し発光最大 5 MHz のレーザー光源（CAVILUX Smart, Cavitar Ltd., Fin., 露光時間 20 ns, 波長 640 nm）を用いて連続的に取得する。最大撮影速度 5 Mfps で撮影した場合、0.2 μ s 毎の衝撃波を取得することが可能であり、ミリスケールの水中衝撃波の観測には十分である。

超高速ビデオカメラ、レーザー光源の位置調整には Fig. 2.7 (a) に示す 3 軸ステージ（カメラ：x 軸ステージ 2 つ、z 軸ステージ 1 つを組み合わせたもの、光源：xy ステージ、z 軸ステージを組み合わせたもの）を用いる。また、衝撃波発生源から 5 mm の位置に設置した 2 台のハイドロフォンの先端が撮影範囲に入る程度まで拡大して撮影を行う (Fig. 2.4(b)). 拡大して撮影するためにレンズ (Ai Micro-Nikkor 105mm f/2.8S, 株式会社ニコン) とペローズ (PB-6 ペローズアタッチメント, 株式会社ニコン) を組み合わせる (Fig. 2.7 (b)). また、衝撃波を発生させるために用いる 532 nm の波長をもつレーザー光を撮影時に遮断するため、光学レンズフィルター (M52 0-56 光学レンズフィルター, エヌエスライティング株式会社)

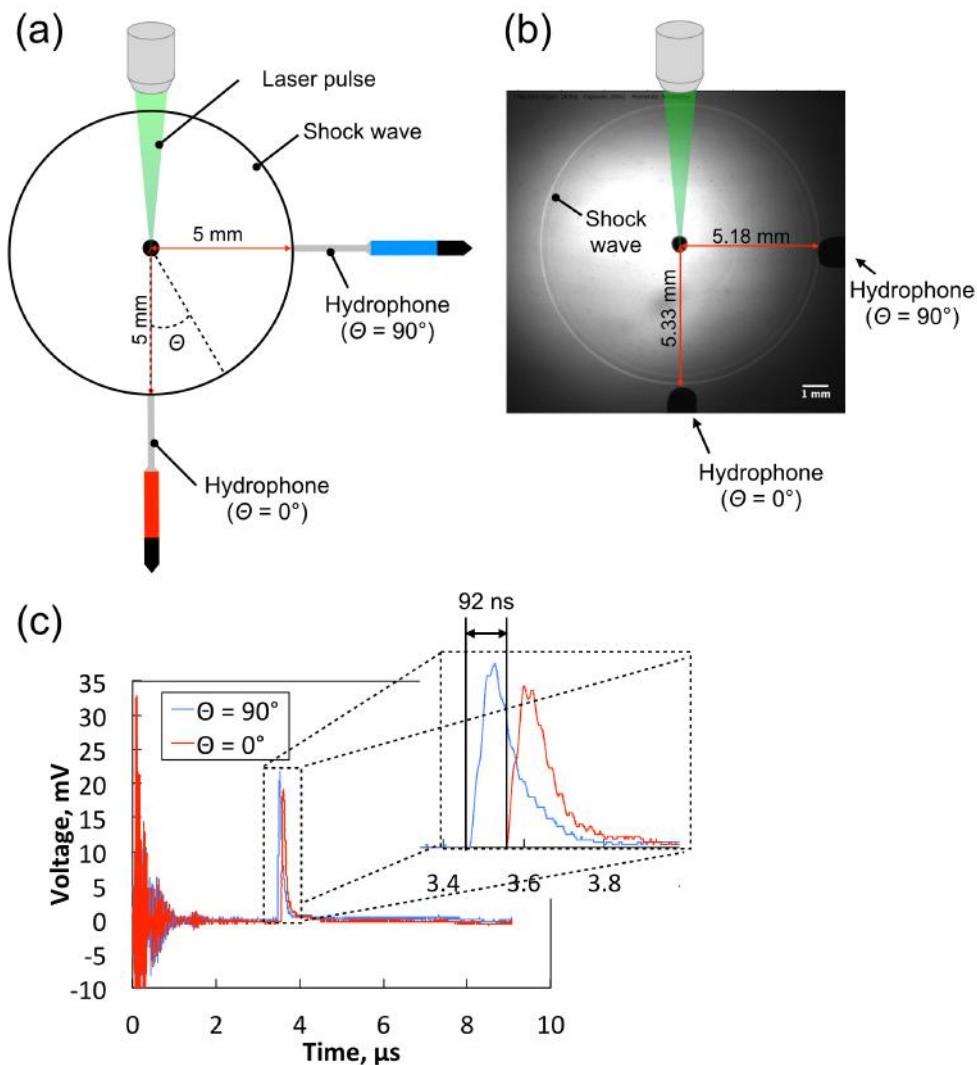


Fig. 2.4 (a) Schematic and (b) the original arrangement of hydrophones. Two hydrophones are deposited at cross section of a laser-induced shock wave. A hydrophone is arranged in the direction of the laser pulse beam ($\Theta = 0^\circ$). The other hydrophone is at right angles to the hydrophone ($\Theta = 90^\circ$). Measurements are made at a stand-off distance of about 5 mm from the laser pulse focused point. (c) Time history of voltage measured by both hydrophones.

をレンズに取り付ける。

プラズマの観測手法

プラズマは水中衝撃波以上に高速度な現象であり、プラズマの成長過程はナノ秒オーダーの現象である。そこで、衝撃波観測用の超高速度ビデオカメラよりさらに速い超高速度ビ

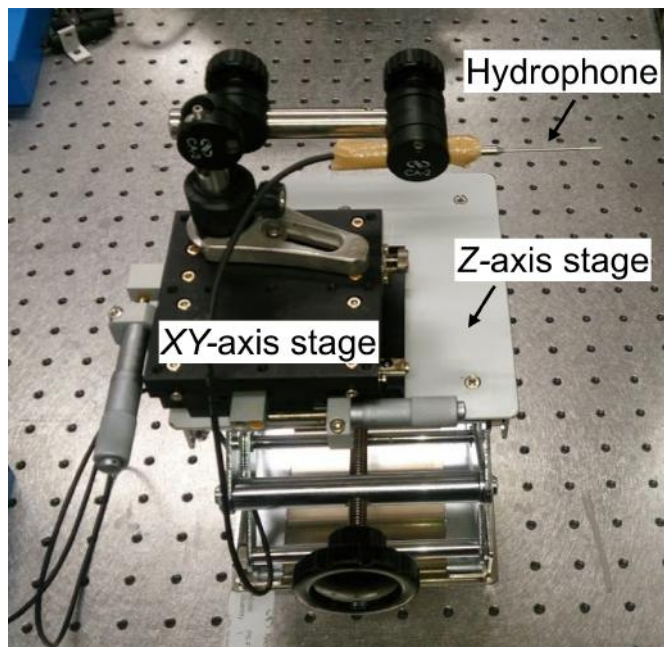


Fig. 2.5 Three-axis stage for installing hydrophones in an accurate position



Kirana

Specialized Imaging Ltd.



CAVILUX smart

CAVITAR Ltd.

Fig. 2.6 Kirana (ultra high-speed video camera) and CAVILUX Smart (laser light source) for observation of underwater shock waves and bubbles.

デオカメラ (IMACON 200, 有効画素数 1200×980 pixel, 最大撮影速度 200 Mfps, 撮影枚数 8 枚, 協力: 東京大学 松本高木研究室) を用いる (Fig. 2.8). プラズマは自発光するため, 光源は必要ない. 最大撮影速度である 200 Mfps で撮影した場合, 5 ns 毎のプラズマを撮影することができる. ただし, 8 枚のうち 6 枚目が故障のため写らないことに注意する.

IMACON 200 の下部に取り付けられた 3 軸ステージ+回転ステージを用いて位置調整を行う. プラズマの形状が最も大きくなる対物レンズ 5 倍, エネルギー 12.3 mJ の際に, プ

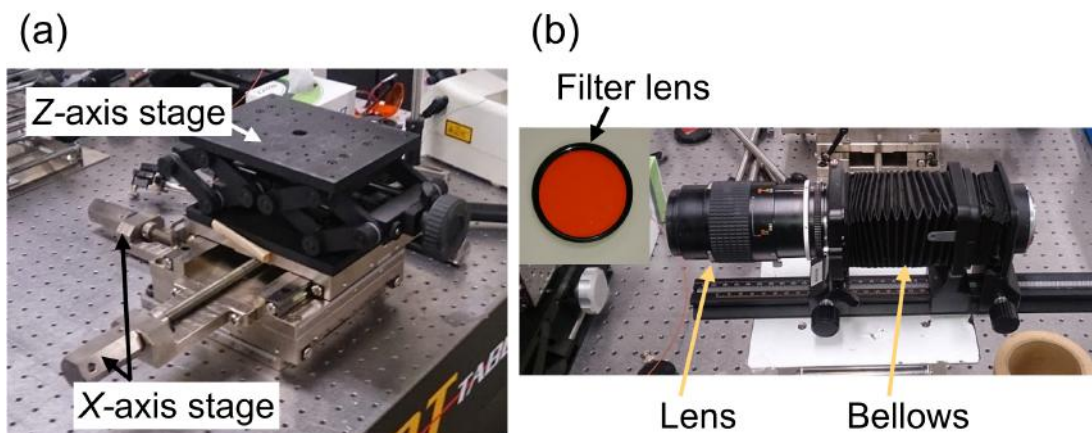


Fig. 2.7 (a) Three-axis stage for installing an ultra high-speed video camera in an accurate position. (b) Combined the lens and a bellows for expansion photographing. The optical filter lens as shown at upper left blocks light with wavelength of 532 nm.

ラズマが撮影範囲内に収まるよう拡大して撮影する。拡大して撮影するためにレンズ (Ai Nikkor 105mm F1.8S, 株式会社ニコン), 接写リング (オート接写リング PK-11,12,13) 複数個, ベローズを組み合わせる (Fig. 2.9)。衝撃波観測用のカメラ同様に光学レンズフィルターをレンズに取り付ける。取得した画像は専用 PC に取り込まれる。撮影速度や絞り値は専用 PC のソフト内で設定する。



Fig. 2.8 IMACON 200 (ultra high-speed video camera) for observation of plasmas.

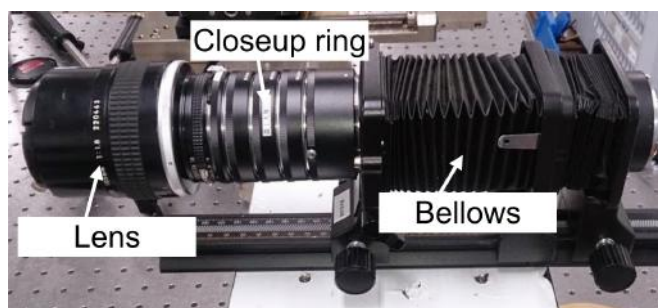


Fig. 2.9 Combined the lens, several closeup rings and a bellows for expansion photographing.

2.2.2 相関係数による比較方法

複合計測によって得られた衝撃波圧力，気泡の形状，プラズマの輝度値を比較し，その関係性について評価する．はじめに気泡，プラズマの画像から衝撃波圧力のようなグラフを作成する．次にそれぞれ異なる単位であるため，正規化を行う．正規化は平均が0，分散が1となるよう線形変換する．式は標準化変数を z_i ，各データ x_i ，データの平均 \bar{x} ，データの標準偏差 σ とすると，

$$z_i = \frac{x_i - \bar{x}}{\sigma} \dots\dots\dots (2.3)$$

と表される．

比較する方向は多重構造を持つ $\Theta = 0^\circ$ 方向である． $\Theta = 0^\circ$ 方向の衝撃波圧力，画像縦方向の気泡形状，画像縦方向のプラズマの輝度値を比較する．Fig. 2.10 に比較する3つのデータの1例（対物レンズ 5x，レーザーエネルギー 6.9 mJ）を示す．Fig. 2.10(a) はレーザー照射方向に設置した hidroフォンによって計測された衝撃波圧力である．波形にピークが複数あることから，多重構造が示唆される．Fig. 2.10(b) はレーザー照射から $0.4 \mu\text{s}$ 後の気泡形状である． $0.4 \mu\text{s}$ は超高速撮影によって連続的に得られた画像において，最初に気泡が確認された時刻である．Fig. 2.10(c) はプラズマの縦の長さが最も長くなった時間におけるプラズマの様子である．プラズマはレーザーエネルギーの大きさによって発生するタイミングがナノ秒オーダーで異なるため，各条件において成長過程全体をタイミングよく取めることはできなかった．プラズマは，一斉に発生し大きなプラズマが最後まで残る傾向がある．そこで，本研究ではプラズマが一斉に発生した時点，すなわちプラズマの縦の長さが最大となる画像を比較対象とする．

衝撃波圧力は横軸を伝播距離にするために，水中での衝撃波の伝播速度である 1,500 m/s

を乗し、横軸を気泡、プラズマと同様に距離にする。

気泡形状は Fig. 2.10(b) 左の画像に示すように、取得した画像を大津の二値化法により二値化する。次に輝度値を画像横方向に積算することにより、グラフを得る (Fig. 2.10(b) 右側のグラフ)。このグラフの縦軸の値は気泡の画像横方向の長さのみに比例する値である。

プラズマは気泡と同様に画像の輝度値からグラフを作成する。気泡の場合と異なり、Fig. 2.10(c) 左側の画像に示すように二値化は行わない。その理由としては、プラズマのエネルギーは発光量に関係するためである。画像の輝度値を画像横方向に積算し、プラズマの輝度値のグラフを得る (Fig. 2.10(c) 右側のグラフ)。

衝撃波圧力、気泡形状、プラズマの輝度値を式 (2.3) により標準化する。標準化した結果の相関をとり、相関係数により衝撃波、気泡、プラズマの関係を評価する。相関係数 R は2つのデータを x_i, y_i 、それぞれの平均を \bar{x}, \bar{y} 、 n をデータの個数とすると、

$$R = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \dots \dots \dots (2.4)$$

で求まる。ただし、生データではデータ数 n が衝撃波、気泡、プラズマで異なるため、最もデータ数 n が大きい衝撃波に合わせる。その手法として線形内挿を用いる。

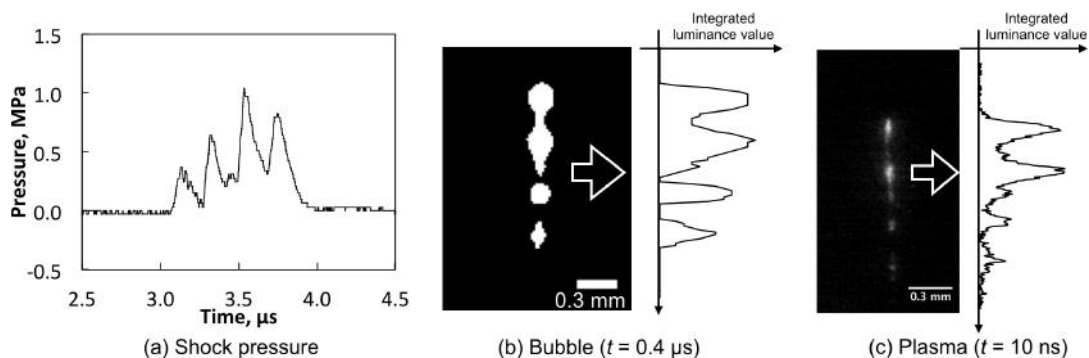


Fig. 2.10 (a) Shock pressure measured by a hydrophone deposited at the direction toward a laser pulse beam. (b) Left image is binarized image of bubbles at $t = 0.4 \mu\text{s}$. Right graph is integrated luminance value in the horizontal direction of image using left image of bubble. (c) Left image is plasma shape at $t = 10 \text{ ns}$. Right graph is integrated luminance value in the horizontal direction of image using left image of plasma.

2.3 超高速撮影・圧力センサによる複合計測結果

2.3.1 ハイドロフォンによる衝撃波圧力の計測結果

例として Fig. 2.4(c) を式 (2.2) を用いて圧力に変換した結果を示す。0 s から 2 s の間にノイズが発生しているが、これはレーザー光照射時のものである。このノイズをトリガーとして 2 台のハイドロフォンの計測を開始した。計測された 2 つの衝撃波の立ち上がり時間にわずかな違いが見られる。2.2.1 項で説明したように衝撃波の立ち上がり時刻の差はハイドロフォンの位置がわずかにずれていたため生じたと考えられる。

各条件におけるハイドロフォンの圧力計測結果を Fig. 2.12 に示す。ただし、衝撃波の波形が見やすいように、 $2.5 \mu\text{s}$ から $4.5 \mu\text{s}$ までの結果とする。20 倍の対物レンズを除いて、 $\Theta = 0^\circ$ 方向と $\Theta = 90^\circ$ 方向では圧力波形が大きく異なる。ここで、衝撃波圧力のピークの数、ピーク圧力値、圧力力積に着目して結果をまとめる。

はじめに衝撃波の圧力ピークの数に着目する。20 倍の対物レンズを用いてレーザーを集光した時では、 $\Theta = 0^\circ$ 方向の圧力ピークの数も $\Theta = 90^\circ$ 方向と同様に 1 つである。しかし、5 倍、10 倍の対物レンズを用いた場合、 $\Theta = 90^\circ$ 方向では 1 つのピークであるにも関わらず、 $\Theta = 90^\circ$ 方向のピーク数は複数計測された。10 倍の対物レンズではレーザーエネルギーが 2.6 mJ、6.9 mJ では $\Theta = 0^\circ$ 方向に 2 つのピークが確認できる。12.3 mJ では確認しづらいが、複数のピークが重なっているように見える。5 倍の対物レンズでは、全てのエネルギーで複数のピークが確認できる。また、エネルギーを高くするにつれて、ピーク数は増える。衝撃波圧力ピーク数は用いる対物レンズ、レーザーエネルギーにより変化し、対物レンズの倍率を小さくする、またはレーザーエネルギーを高くすることによりピーク数は増えるという結果が得られた。

2.3.2 圧力、圧力力積から予測される衝撃波構造

次にピーク圧力に着目する。Fig. 2.13 に各条件における $\Theta = 0^\circ$ 方向、 $\Theta = 90^\circ$ 方向の圧力ピーク値を示す。ピーク値は 3 回の計測結果の平均値であり、グラフには標準偏差を同時に示す。ただし、計測器の不具合により 10 倍の対物レンズ、12.3 mJ の計測結果のみ 2 回の計測結果の平均値および標準偏差である。全ての条件で $\Theta = 0^\circ$ 方向に比べて $\Theta = 90^\circ$ 方向のピーク圧力が高い。また、レーザー照射方向に対して垂直な面における異なる位置 ($\Theta = 90^\circ$ 、 $\Theta = 270^\circ$) では、等しい圧力ピーク値が得られた (Fig. 3.15)。これらは Sankin et al (2008) の計測結果と同様の結果である。各条件を比較してみると、計測方向によるピーク値の差は大きく異なる。20 倍の対物レンズを用いてレーザーを集光した場合は、 $\Theta = 0^\circ$

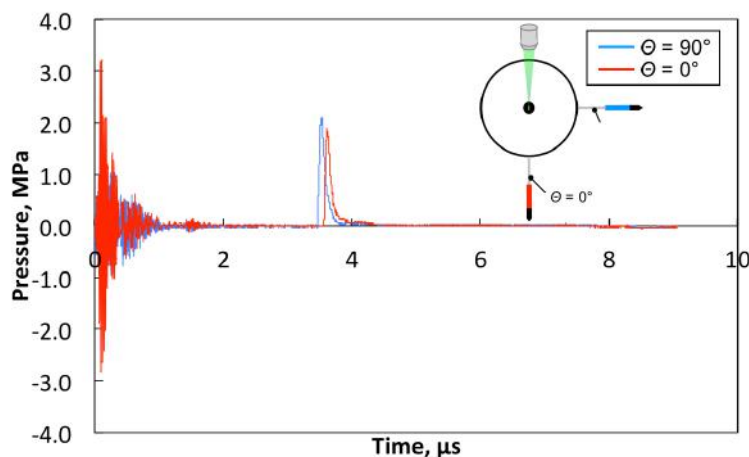


Fig. 2.11 Time history of shock pressure at $\Theta = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$ measured by each hydrophone.

方向と $\Theta = 90^\circ$ 方向のピーク値は比較的近い値を示すが、5, 10 倍の対物レンズでは、 $\Theta = 0^\circ$ 方向と $\Theta = 90^\circ$ 方向のピーク値の差は顕著である。レーザーエネルギーを高くするにつれて、計測方向によるピーク値の差は大きくなる。ここで、全ての $\Theta = 90^\circ$ 方向と 20 倍の $\Theta = 0^\circ$ 方向においては、エネルギーを高くするにつれてピーク値は高くなるが、5, 10 倍の $\Theta = 0^\circ$ 方向では、エネルギー値が最大時なのにも関わらず、ピーク値は最大をとらない。この点を明らかにするため、圧力力積を求め比較した。

圧力力積 P は、衝撃波圧力を p 、時刻 t とすると、

$$P = \int_{t=2.5\mu s}^{t=4.5\mu s} p dt \dots\dots\dots (2.5)$$

と表される。ここで、積分区間は Fig. 2.12 で示した $2.5 \mu s$ から $4.5 \mu s$ とした。Fig. 2.14 に各条件、圧力力積を計算した結果を示す。ただし、グラフに示す圧力力積の値は 3 回の計測結果の平均値であり、標準偏差を同時に示す。10 倍の対物レンズ、レーザーエネルギー 12.3 mJ の結果を除いて、全ての結果で圧力力積が $\Theta = 0^\circ$ 方向と $\Theta = 90^\circ$ 方向でほぼ同じ値をとった。すなわち、 $\Theta = 0^\circ$ 方向と $\Theta = 90^\circ$ 方向では、ハイドロフォンに到達した圧力の総和が等しいことを意味する。発生直後の衝撃波は非線形現象である (cf. Vogel et al (1996a)) が、衝撃波発生源から十分離れた領域 (ミリオーダー) では、一見、線形的な重ね合わせができたように見える。衝撃波発生源付近では非線形な現象でありながら、衝撃波発生源からある程度離れた領域では線形的な重ね合わせ現象として扱える背景について、2.6 節で詳細に議論する。圧力ピークの数や値は異なるが、伝わるエネルギー量は等しいことから、5, 10 倍の対物レンズを用いた場合には Fig. 2.15 に示すような複数の波面をもつ

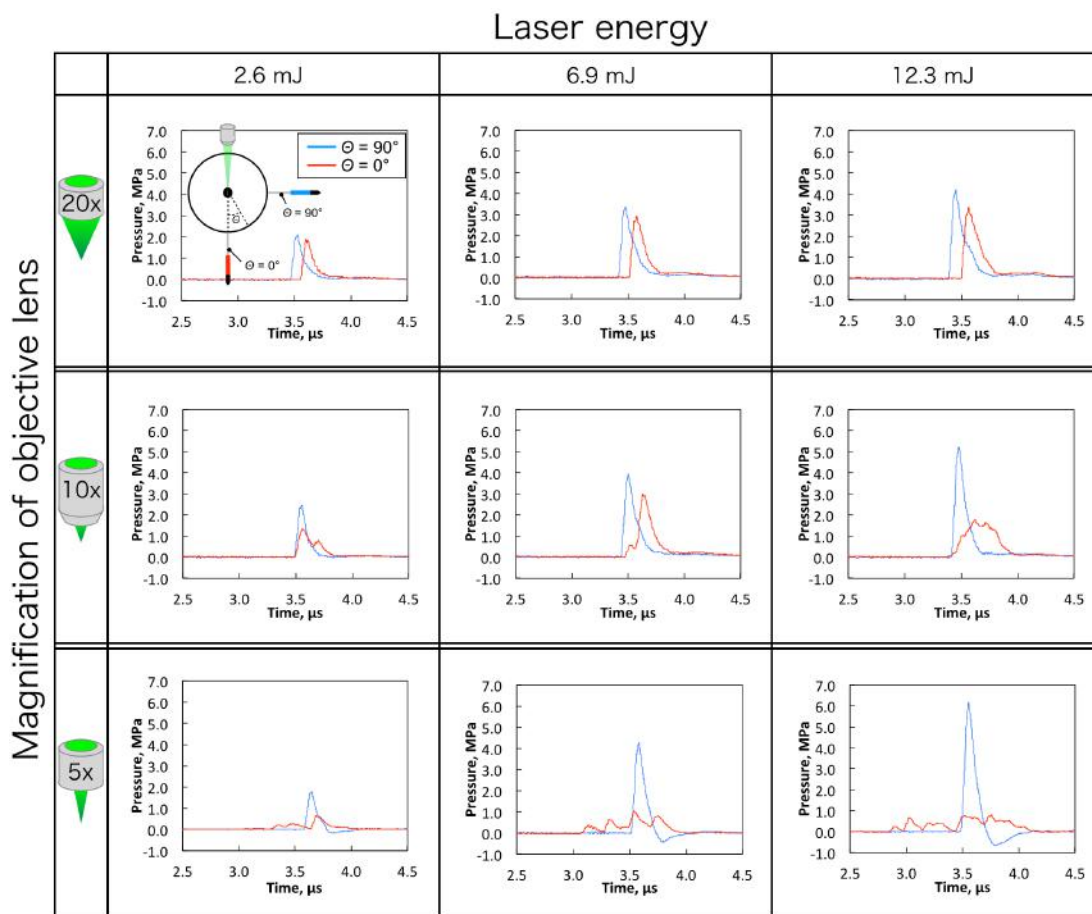


Fig. 2.12 Shock pressure waveforms measured by two hydrophones installed at $\Theta = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$ in each condition. A red line shows shock pressure measured at $\Theta = 0^\circ$. Time history of shock pressure ranges from $2.5 \mu\text{s}$ to $4.5 \mu\text{s}$. A blue line shows shock pressure measured at $\Theta = 90^\circ$. We use three different objective lenses; 5x, 10x, 20x and set three levels of laser energy; 2.6 mJ, 6.9 mJ, 12.3 mJ.

多重構造が予想される。 $\Theta = 0^\circ$ 方向では複数の衝撃波圧力がハイドロフォンにより計測され、 $\Theta = 90^\circ$ 方向では複数の衝撃波面が1つに重なり、計測されたと考えられる。

2.3.3 超高速撮影による衝撃波の可視化結果および気泡形状

次に、ハイドロフォンによる計測結果とシャドウグラフ法を用いた超高速撮影により得た衝撃波面の可視化結果の整合性を確認する。また、衝撃波と同時に撮影された気泡に着目し、衝撃波構造の要因について推察する。

各条件（対物レンズ: 5x, 10x, 20x, レーザーエネルギー: 2.6 mJ, 6.9 mJ, 12.3 mJ）で発生

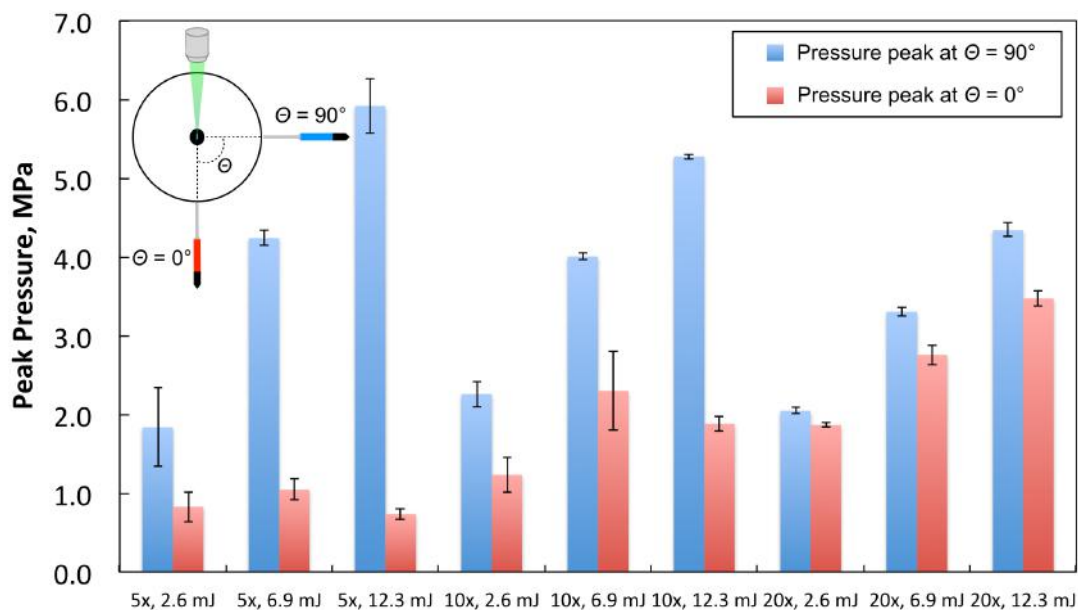


Fig. 2.13 Peak pressure of a laser-induced underwater shock wave measured at $\Theta = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$ in each condition. Each pressure peak was obtained by averaging three measurements, error bars show standard deviation from three measurements.

させたレーザー誘起水中衝撃波をシャドウグラフ法と超高速度撮影によって連続的に可視化した結果を Fig. 2.16 から 2.18 に示す。衝撃波はレーザー照射直後に気泡と同時に発生する ($t = 0.4 \mu\text{s}$)。水中を球形を保ったまま伝播し、ハイドロフォンに到達する ($t = 3.6 \mu\text{s}$)。20 倍の対物レンズによって発生させた衝撃波 (Fig. 2.18) は $\Theta = 0, 90^\circ$ 方向それぞれ 1 つの衝撃波面を有する。一方、5 倍、10 倍の対物レンズでは、 $\Theta = 0^\circ$ 方向では複数の衝撃波面が形成され、 $\Theta = 90^\circ$ 方向では複数の衝撃波面が重なり 1 つの衝撃波面が形成されている (Fig. 2.16, Fig. 2.17)。可視化された衝撃波面の数はハイドロフォンで計測された衝撃波圧力のピークの数に対応すると考えられる。

5 倍の対物レンズで発生させた衝撃波 (Fig. 2.16) のように、衝撃波面間にある程度距離がある場合は波面それぞれが分かれて見えるが、10 倍の対物レンズで発生させた衝撃波 (Fig. 2.17) では、衝撃波面間に距離がほとんどなく、ある程度伝播すると複数の衝撃波面が重なって 1 つの衝撃波面として見えてしまう。そのため、Sankin et al (2008) は球形の 1 つの衝撃波面にも関わらず、計測する角度によって、大きく異なる圧力ピークが得られたと解釈したと推察される。したがって、衝撃波構造が球対称でない (5 倍や 10 倍の対物レンズを用いた) 場合において、ある特定の箇所における衝撃波圧力ピークの値を用いて一元的に定量化することは避けなければならない。

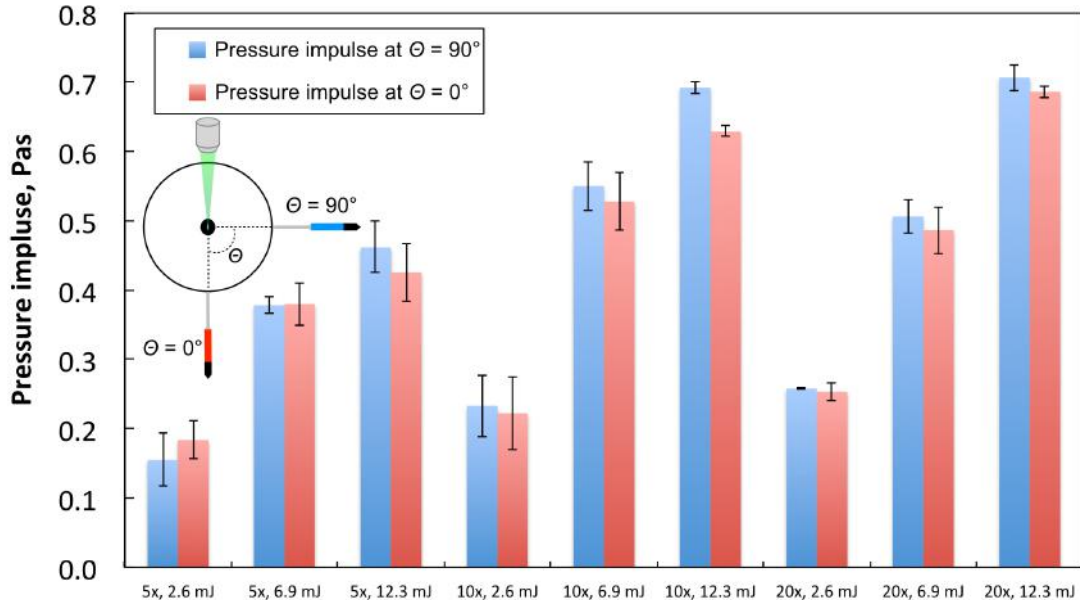


Fig. 2.14 Peak impulse of a laser-induced shock wave measured at $\Theta = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$ in each condition. Integration range is from $2.5 \mu\text{s}$ to $4.5 \mu\text{s}$. Each impulse pressure was obtained by averaging three measurements, error bars show standard deviation from three measurements.

ここで、レーザー照射直後の気泡形状に着目する。20倍の対物レンズを用いてレーザーを集光した場合、単一の気泡が発生する (Fig. 2.18) が、5倍では複数の気泡が縦に連なって発生する (Fig. 2.16)。10倍では1つの縦に長い気泡が生じているように見えるが (Fig. 2.17)、5倍の結果から予測すると、複数の気泡が発生し、それらが結合したと考えられる。この予測は先ほど論じた複数の衝撃波面が重なって1つの衝撃波面に見えてしまうという内容と辻褃が合う。実際にレーザー照射直後の気泡をよく観察すると、複数の気泡が結合したように見えるものもある。また、複数の衝撃波面はその中心に気泡が存在する。

以上の結果から、複数発生する衝撃波面は、それぞれ複数発生する気泡それぞれから発生すると考えられる。すなわち、レーザー照射直後の気泡の数は衝撃波面の数およびヒドロフォンによって計測された圧力ピークの数に対応すると予想される。そこで、 $\Theta = 0^\circ$ 方向におけるヒドロフォンによって計測された圧力ピークの数、衝撃波面の数、気泡の数が対応しているか確認した。わかりやすい例として、対物レンズ5倍、レーザーエネルギー6.9 mJの結果を Fig. 2.19 示す。Fig. 2.19 (a) はヒドロフォンによる衝撃波圧力の計測結果で、(b) は Fig. 2.16 (b) $t = 3.6 \mu\text{s}$ におけるヒドロフォン付近を拡大した画像、(c) は Fig. 2.16 (b) $t = 0.4 \mu\text{s}$ における気泡付近を拡大した画像である。Fig. 2.19 (a) のヒドロ

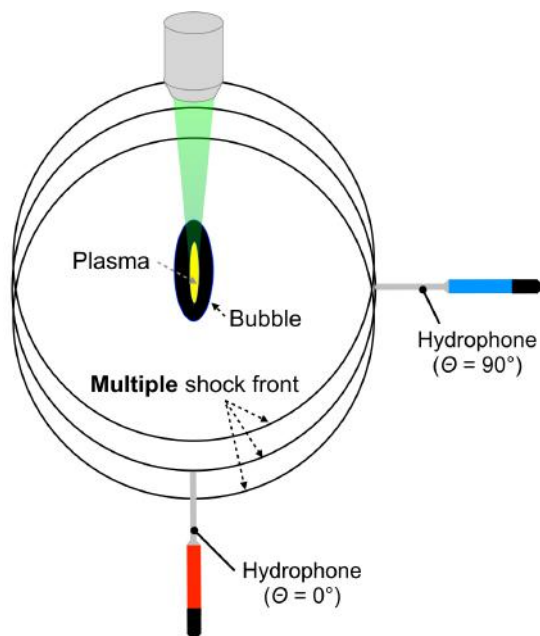


Fig. 2.15 Shock structure predicted from measurement results by hydrophones.

フォンの結果から目立つピークは4つ確認できる。同様に、Fig. 2.19 (b) シャドウグラフ法によって可視化された衝撃波面は4つ確認できる。この4つの衝撃波がハイドロフォンによって計測されたことがわかる。また、Fig. 2.19 (c) を見てみると、気泡が4つ発生し、それと同時にそれぞれの気泡を中心として衝撃波が発生している。つまり、衝撃波の発生要因には気泡が深く関係していると予想される。Fig. 2.19 に示した結果以外でも、衝撃波面および気泡の数が確認しづらい対物レンズ5倍、レーザーエネルギー12.3 mJ (Fig. 2.16(c)) および対物レンズ10倍、レーザーエネルギー12.3 mJ (Fig. 2.17(c)) の結果を除いて、ハイドロフォンによって計測された圧力ピークの数、可視化された衝撃波面の数、発生した気泡の数は一致した。

以上の結果から、ハイドロフォンの計測結果から予測された衝撃波の多重構造 (Fig. 2.15) には複数発生する気泡が関係していると考えられる。この結果を反映すると、Fig. 2.20 に示すように気泡それぞれから衝撃波が発生する衝撃波構造になると予想される。

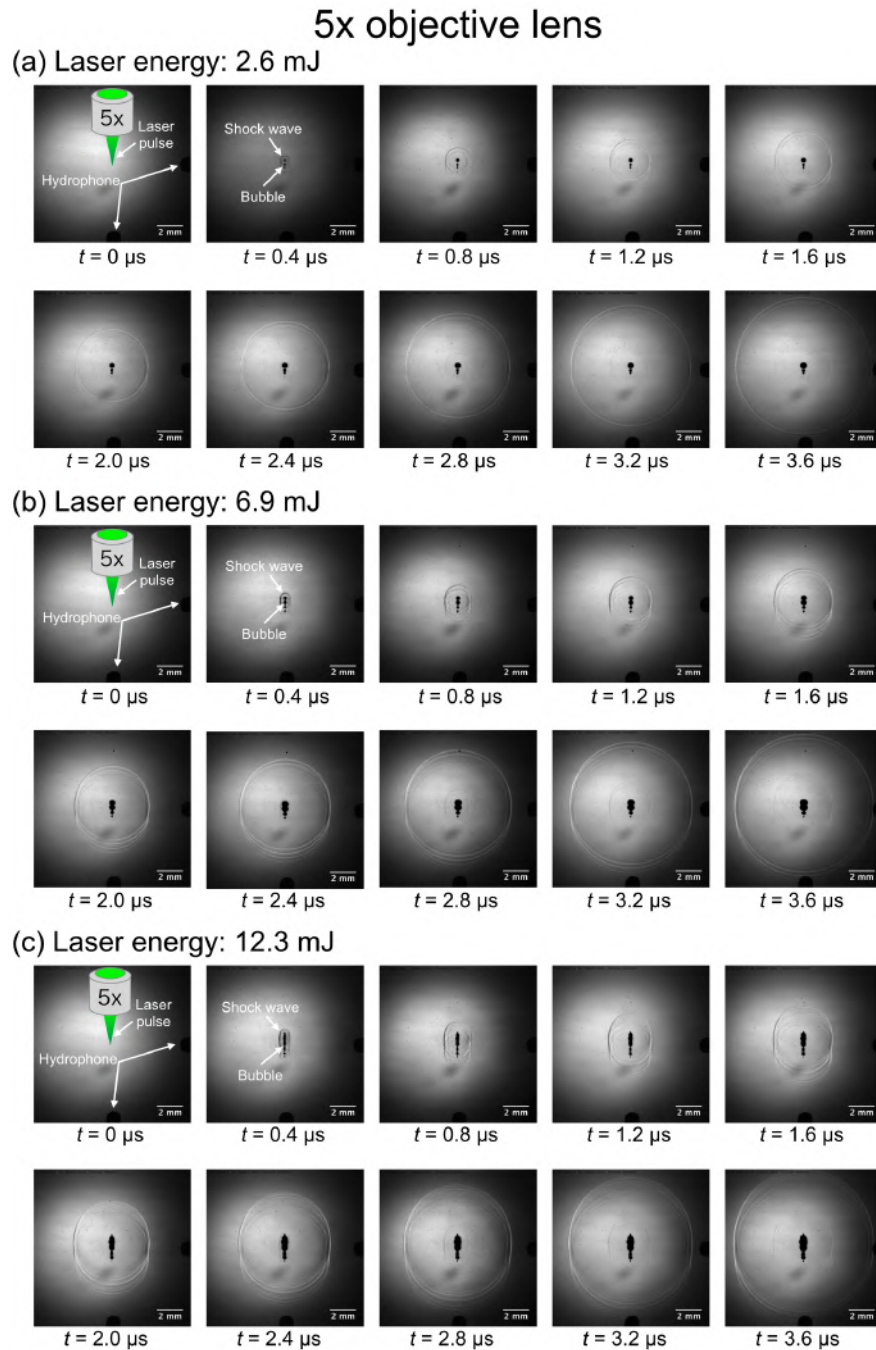


Fig. 2.16 The spatiotemporal evolution of the laser-induced shock wave visualized by shadowgraphy after the laser pulse beam being fired. The shock wave generated by focusing (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 5x objective lens. The images also show the growth of the laser-induced bubble.

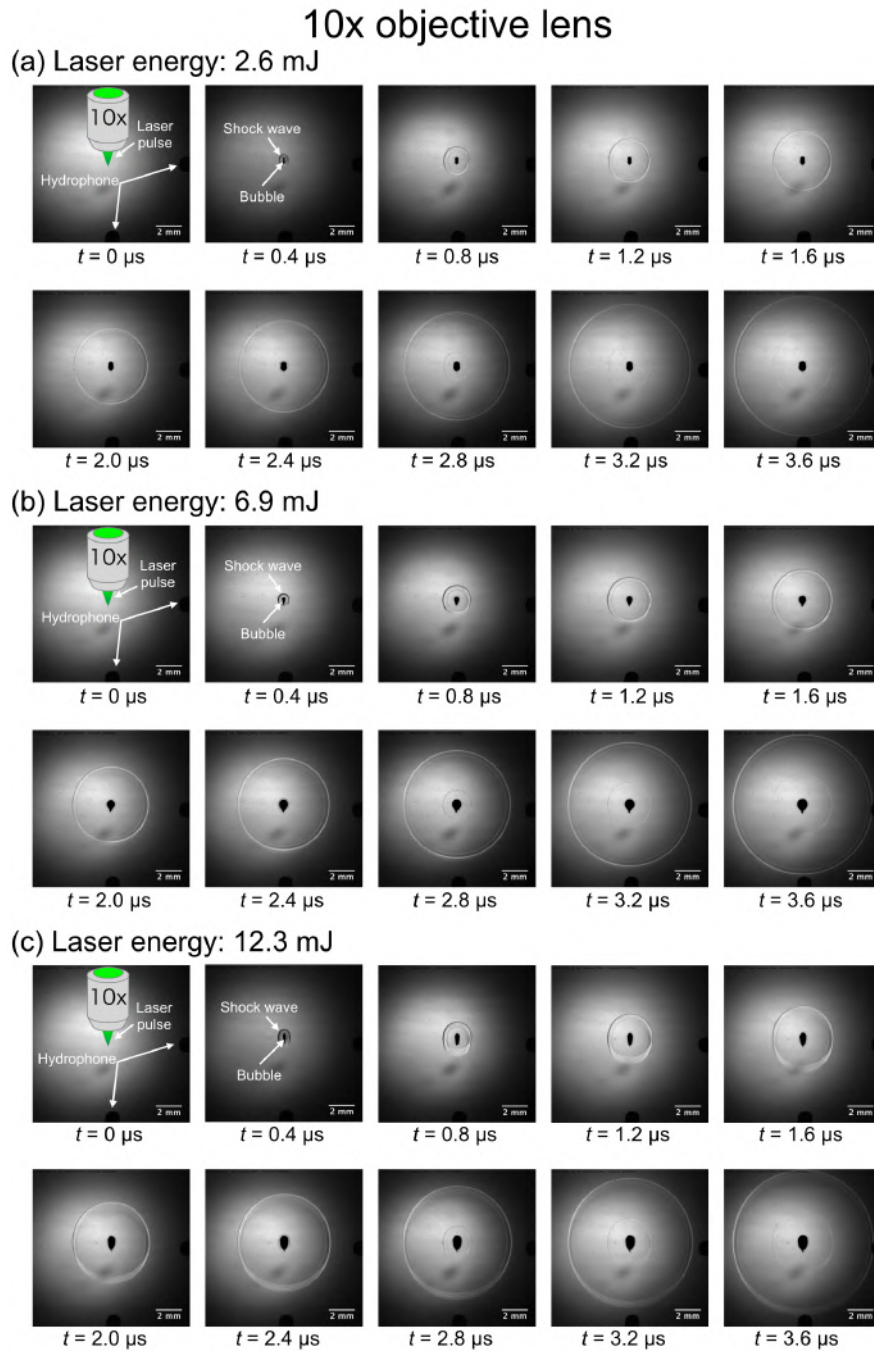


Fig. 2.17 The spatiotemporal evolution of the laser-induced shock wave visualized by shadowgraphy after the laser pulse beam being fired. The shock wave generated by focusing (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 10x objective lens. The images also show the growth of the laser-induced bubble.

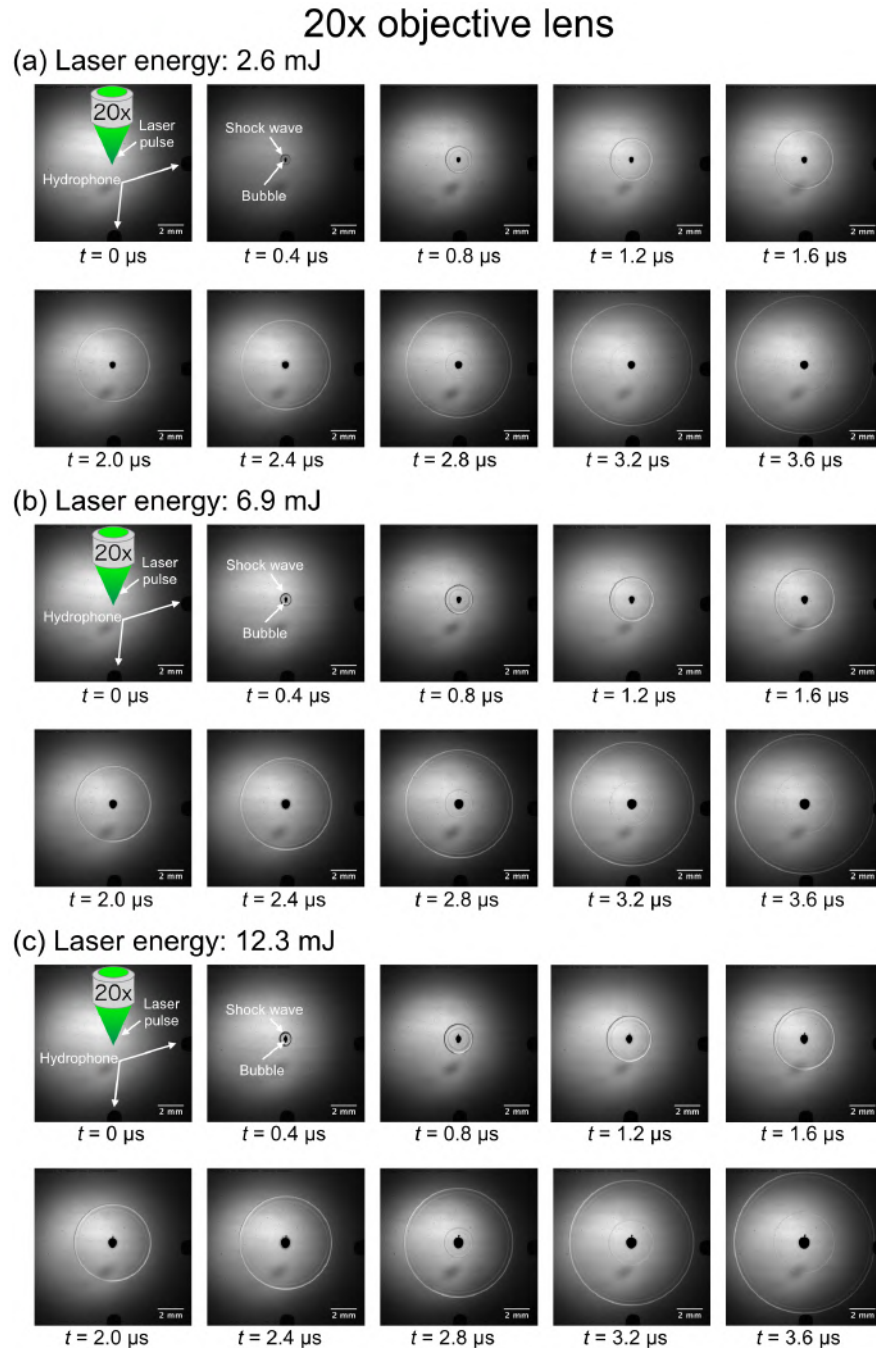


Fig. 2.18 The spatiotemporal evolution of the laser-induced shock wave visualized by shadowgraphy after the laser pulse beam being fired. The shock wave generated by focusing (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 20x objective lens. The images also show the growth of the laser-induced bubble.

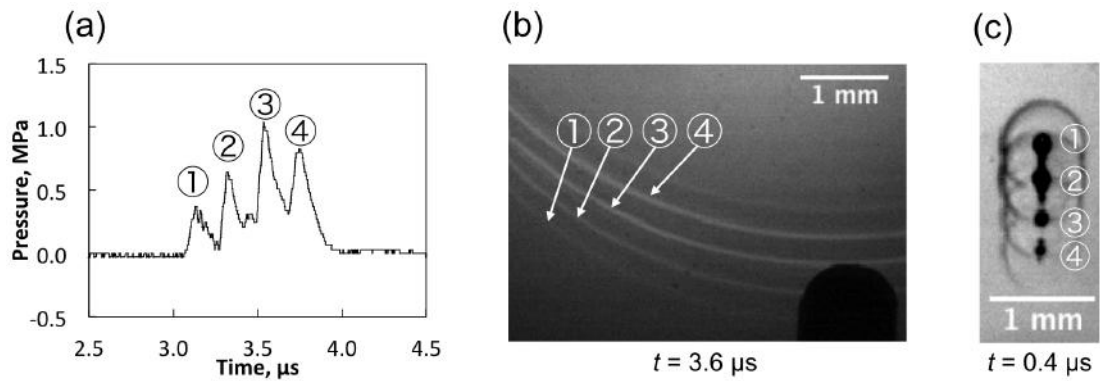


Fig. 2.19 Consistency between (a) hydrophone measurements at $\Theta = 0^\circ$, (b) visualized shock fronts by shadowgraphy and (c) generated bubbles right after laser plus beam being fired in the condition of 5x objective lens and 6.9 mJ of laser energy.

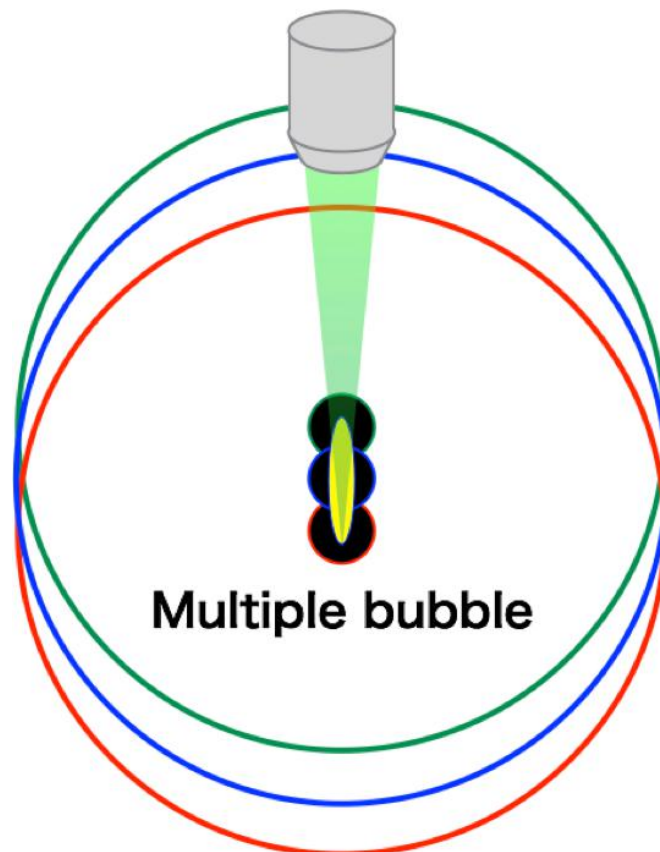


Fig. 2.20 Shock structure predicted from measurement results by hydrophones and an ultra high-speed imaging. We consider generated multiple bubbles compared to Fig. 2.15.

2.3.4 超高速撮影によるプラズマの観察結果

衝撃波および気泡観察用のカメラと異なる超高速ビデオカメラによって撮影したプラズマの成長過程を示し、プラズマと衝撃波構造および気泡との関係性について調査する。Fig. 2.21 から Fig. 2.23 に各条件（対物レンズ: 5x, 10x, 20x, レーザーエネルギー: 2.6 mJ, 6.9 mJ, 12.3 mJ）におけるプラズマの成長過程を示す。プラズマは 5 ns 毎に撮影した。ただし、超高速ビデオカメラの故障により、6 枚目の画像は取得できなかった。また、カメラの故障に加えて、プラズマはレーザーエネルギーの大きさによって発生するタイミングがナノ秒オーダーで異なるため、各条件において成長過程全体をタイミングよく収めることはできなかった。そこで、プラズマの縦の長さが最大となる画像（Fig. 2.21 から Fig. 2.23 の赤四角で囲われている画像）を衝撃波との比較対象とした。その時点でのプラズマをまとめた図を Fig. 2.24 に示す。

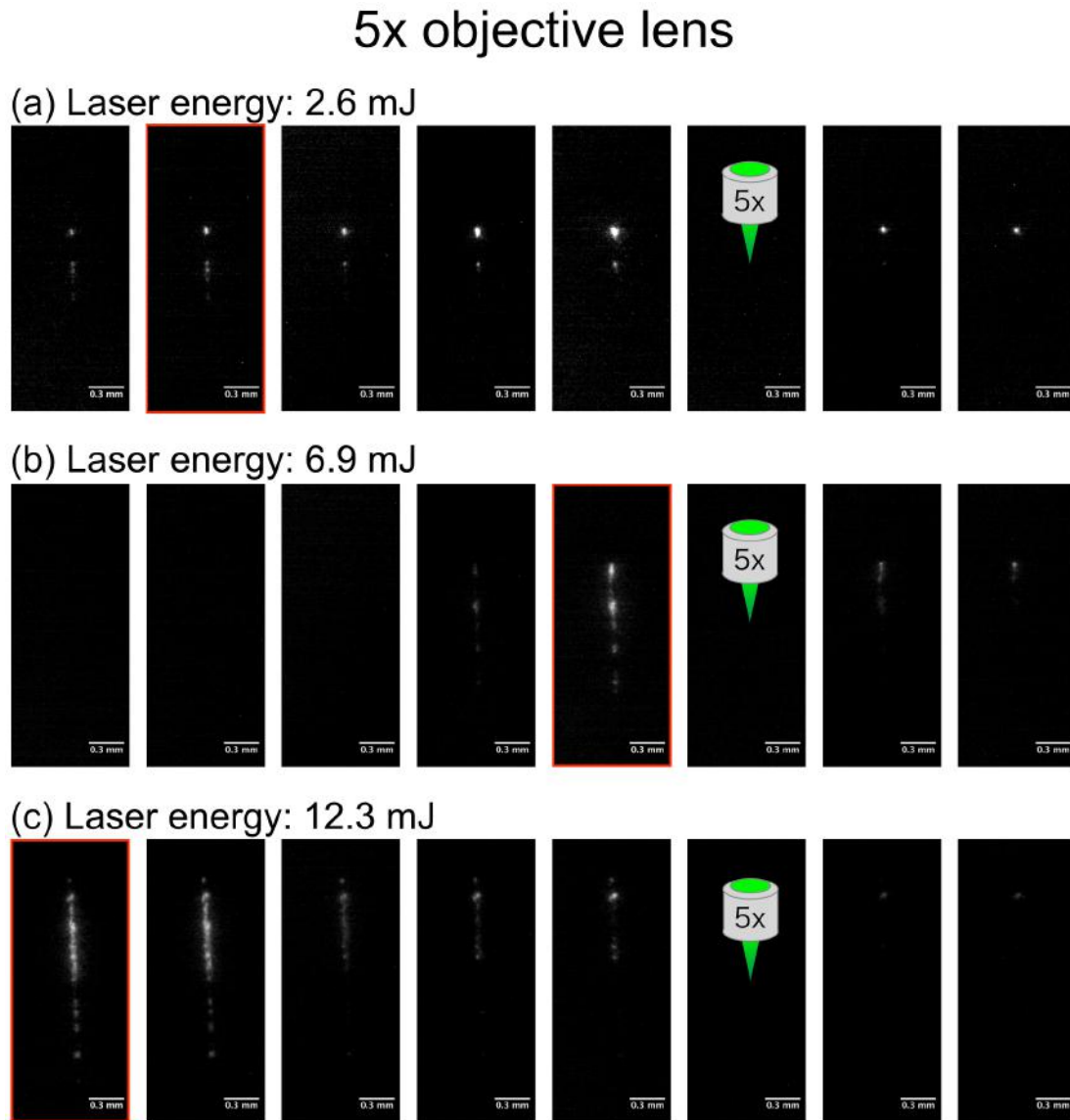


Fig. 2.21 Temporal evolution of laser-induced plasmas obtained from ultra high-speed imaging every 5 ns. The plasmas generated by focusing (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 5x objective lens. 6th image is not obtained due to failure of an ultra high-speed video camera.

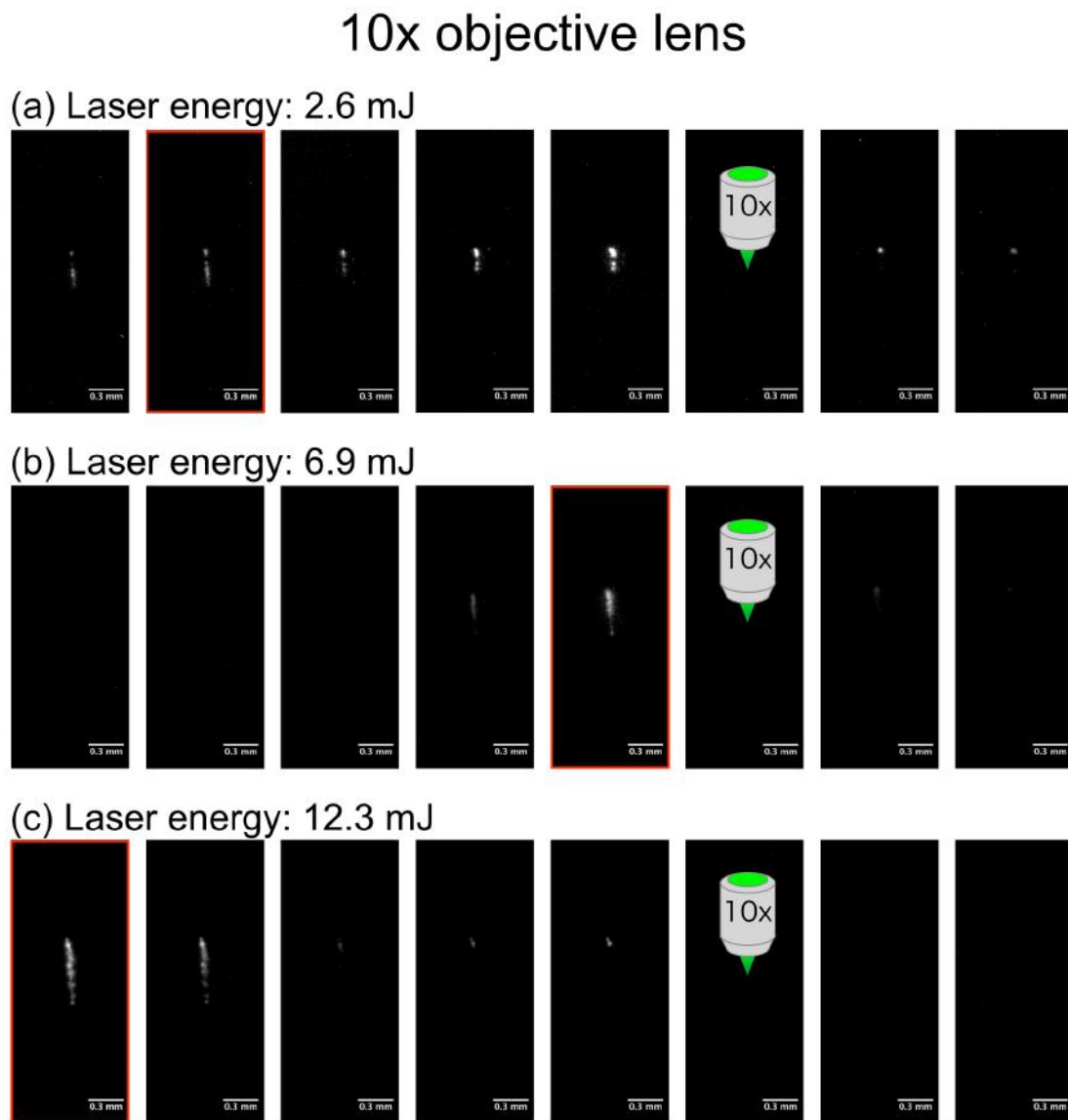


Fig. 2.22 Temporal evolution of laser-induced plasmas obtained from ultra high-speed imaging every 5 ns. The plasmas generated by focusing (a)2.6 mJ, (b)6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 10x objective lens. 6th image is not obtained due to failure of an ultra high-speed video camera.

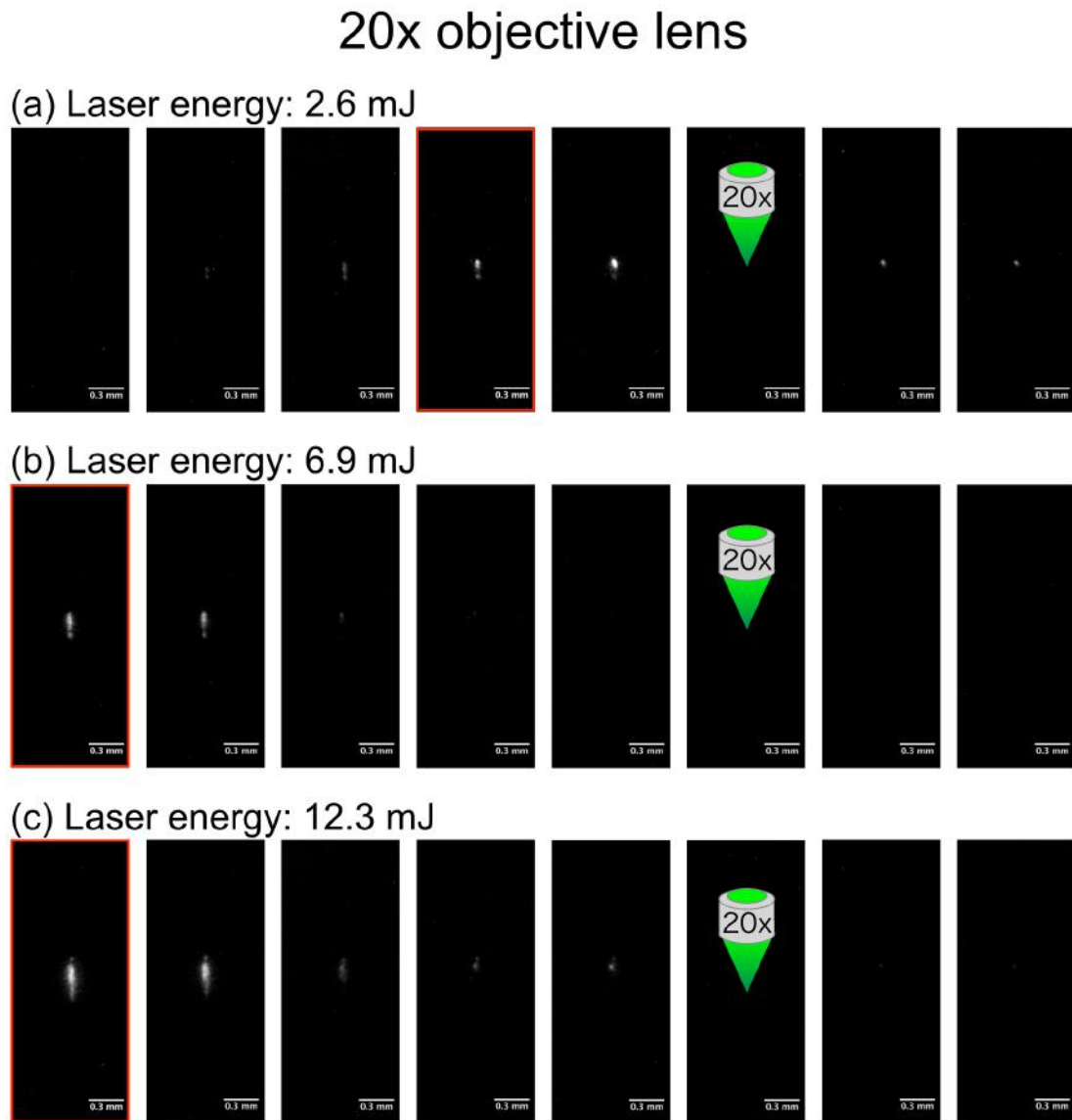


Fig. 2.23 Temporal evolution of laser-induced plasmas obtained from ultra high-speed imaging every 5 ns. The plasmas generated by focusing (a)2.6 mJ, (b)6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 20x objective lens. 6th image is not obtained due to failure of an ultra high-speed video camera.

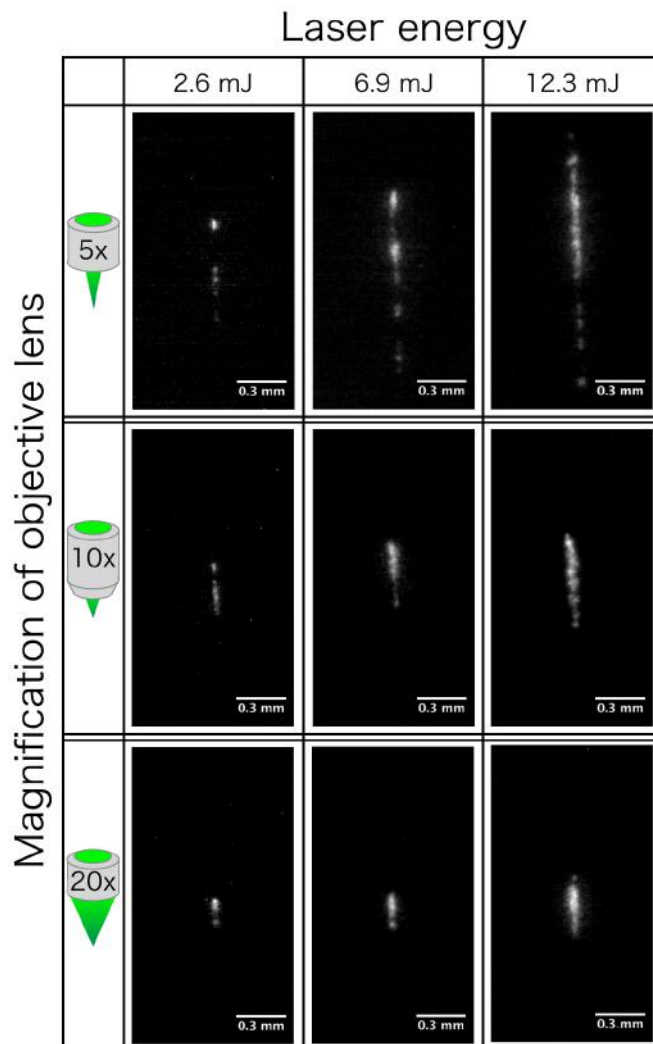


Fig. 2.24 Plasma of each condition for comparison of the each shock wave.

Fig. 2.24 の結果から、倍率を小さくする、またはレーザーエネルギーを大きくすると、プラズマのレーザー照射方向の全長が長くなることがわかる。20 倍の対物レンズを用いてレーザーを集光した場合には、複数のプラズマが発生しているケースもあるが、距離が近くほぼ 1 つの塊（以後プラズマ群）と見てとれる。5 倍の対物レンズでは複数のプラズマ群が離れて発生しているが、10 倍の対物レンズでは、プラズマ群は複数発生していると思われるのだが、プラズマ間の距離が短く 1 つの長いプラズマ群として見えてしまう。これらの傾向は 2.3.3 項で示した気泡形状の傾向と一致する。以上のことから、プラズマ群が発生したそれぞれの箇所では気泡が発生し、その気泡が急拡大することによって衝撃波が発生したと考えられる。ここで、Fig. 2.19 に示した例に、プラズマの結果を加え、プラズマ群の数

と圧力ピークの数, $\Theta = 0^\circ$ 方向の衝撃波面の数, 気泡の数が一致するか確認した. Fig 2.25 に示すようにプラズマ群の数は4つであり, 衝撃波圧力のピークの数, 衝撃波面の数, 気泡の数の一致した. しかし, この比較方法だとプラズマや気泡が連結した場合においては個数を数え, 比較することは難しく, また定性的な議論に留まる. そこで2.4節では, 定量的な比較方法として衝撃波圧力, 気泡形状, プラズマの輝度値の相関をとり, 関係性について評価する. 以上の結果から, 複数発生するプラズマおよび気泡が衝撃波の多重構造に関係していると予想される. そこで, プラズマ観察結果を Fig. 2.20 に反映すると, Fig. 2.26 に示すようにプラズマ発生箇所から気泡がそれぞれ発生し, 気泡の急拡大に伴って衝撃波が発生すると予想される.

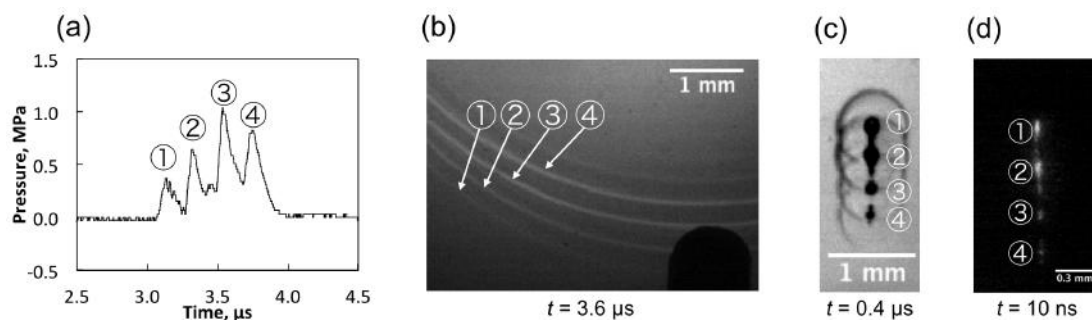


Fig. 2.25 Consistency between (a) hydrophone measurements at $\Theta = 0^\circ$, (b) visualized shock fronts, (c) bubbles and (d) plasmas in the condition of 5x objective lens and 6.9 mJ of laser energy. .

2.4 衝撃波圧力波形, 気泡形状, プラズマの輝度値の相関関係

Fig. 2.26 に示した仮説を定量的に評価するために, 衝撃波圧力, 気泡形状, プラズマの輝度値の相関をとった. 各条件の相関をとるために用いたグラフを Fig.2.27 から Fig. 2.29 に示す. それぞれの相関係数はグラフの右側に示す. 全体の傾向として, 衝撃波圧力, 気泡形状, プラズマの輝度値は高い正の相関関係にある. このことから Fig. 2.26 に示したように, 衝撃波構造は, 発生する気泡およびプラズマが要因であると考えられる.

ここで, 倍率, エネルギーの違いによる特徴を述べる. 5倍の対物レンズで発生させた場合, ある程度距離を持って衝撃波面, 気泡, プラズマ群が発生しているため, Fig. 2.27(a), (b) のようにそれぞれのピークが離れて存在する. しかし, 5倍でもエネルギーが高い場合 (Fig. 2.27 (c)) はプラズマ群の発生箇所が近く, それぞれのピーク間が近い. 5倍の対物レンズを用いた場合は, Fig. 2.2 に示したようにレーザーの集光までの距離が長く, プラズマの発生しうる領域が広いと考えられる. そのため, エネルギーを高くすると Fig. 2.21(c) の

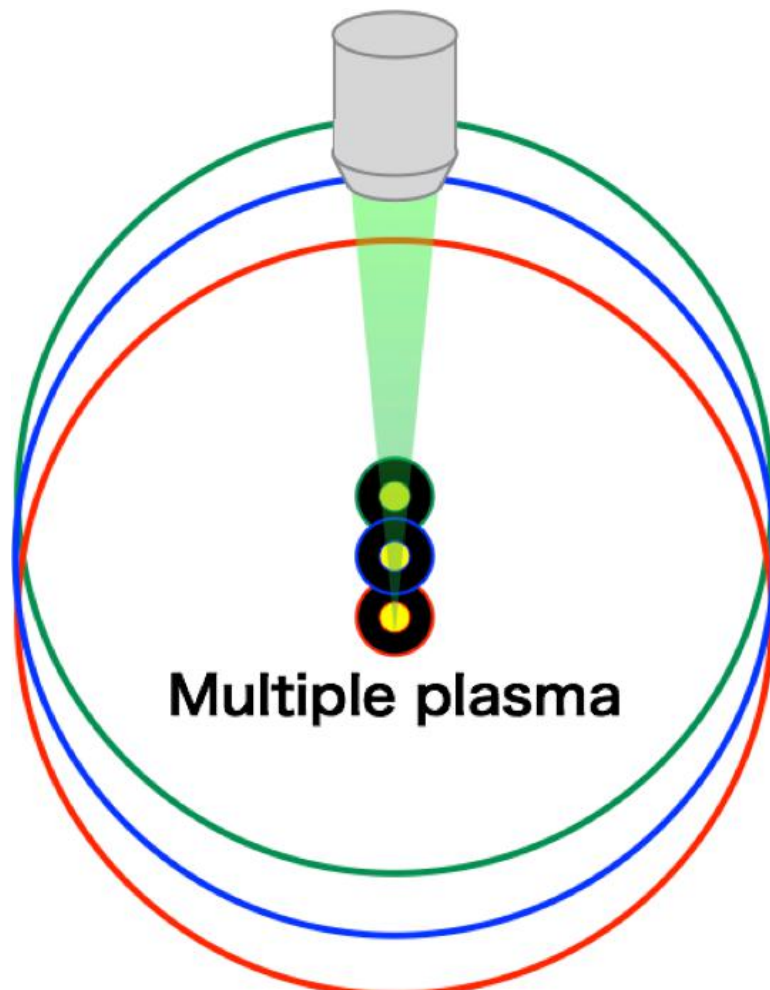


Fig. 2.26 Shock structure predicted from measurement results by hydrophones and ultra high-speed imaging. We consider generated multiple plasmas compared to Fig. 2.20.

ように広い領域で数多くのプラズマ群が発生した。プラズマはエネルギーが閾値を超えた際に発生すると考えられる。しかし、プラズマの発生の再現性は5倍の対物レンズではあまりなく、プラズマ群の個数、発生箇所はランダムであった。おそらく、エネルギーの閾値以外にプラズマ発生要因になりうる不純物（気泡核のようなもの）が存在した場合に発生しやすくなると考えられる。

一方、10倍の対物レンズでは、衝撃波、気泡、プラズマそれぞれのピーク間の距離が短い複数のピークが確認できる。5倍の対物レンズの結果同様、複数のプラズマ群が発生するが、対物レンズの光の集光の仕方が5倍に比べて急であり (Fig. 2.2), 10倍の方がプラズマ群が密集する。そのため、Fig. 2.28のそれぞれの波形ピーク間が近くなったと考えられる。

エネルギーが高い時 (Fig. 2.28 (c)) は、ピーク間の距離はさらに短くなり、それぞれの波形は複数のピークが重なり合う。

20 倍の対物レンズでは、10 倍の対物レンズよりもさらに光の集光の仕方は急になる。従って、プラズマが複数発生する場合もあるが、そのプラズマ間の距離が近く、1つの気泡が発生してる。これは Fig. 2.29 のグラフから気泡の波形が1つのピークを持たないことや Fig. 2.18 の気泡形状から明らかである。そのため、衝撃波面は1つしか確認されていないと考えられる。

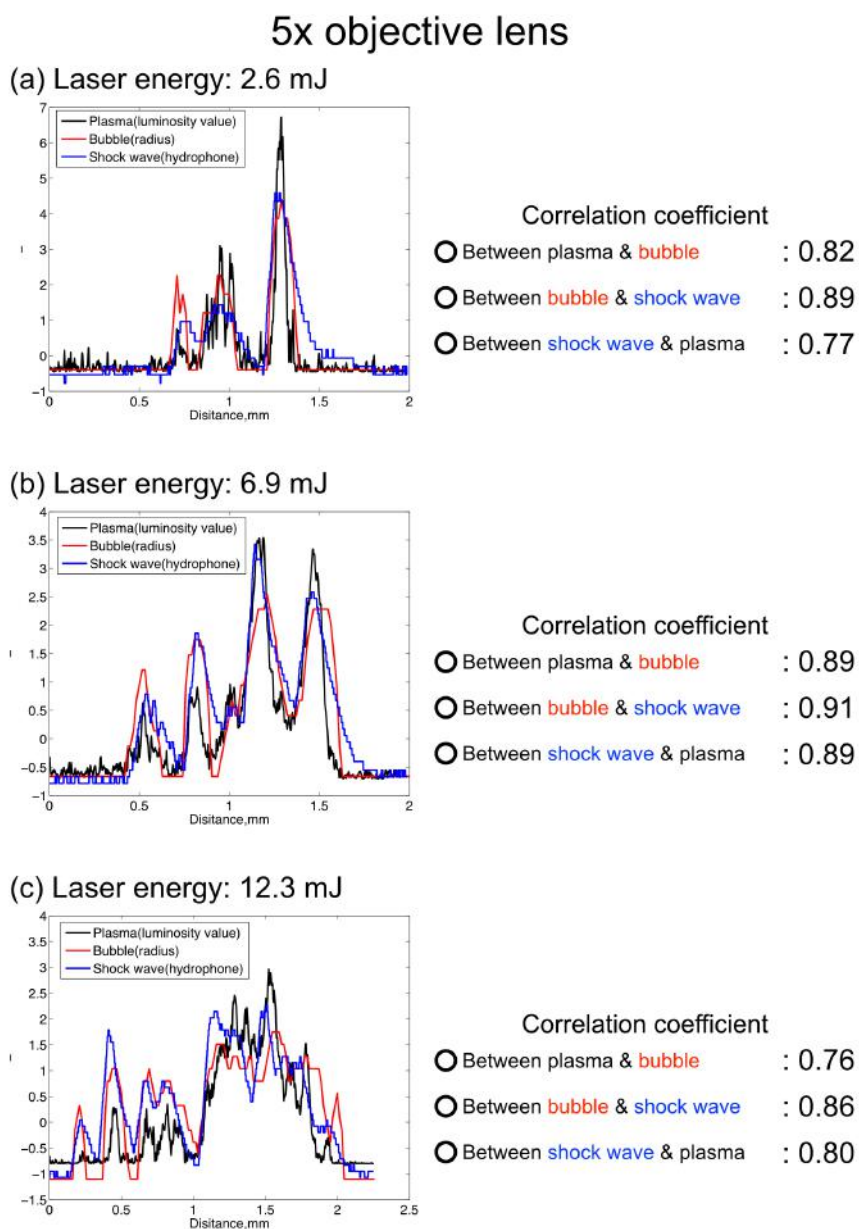


Fig. 2.27 Converted waveforms of shock pressure, bubble shape and luminosity value of plasma in condition of 5x objective lens. Energy of a laser pulse is (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ, or (c) 12.3 mJ. Correlation coefficient between them is shown at right side.

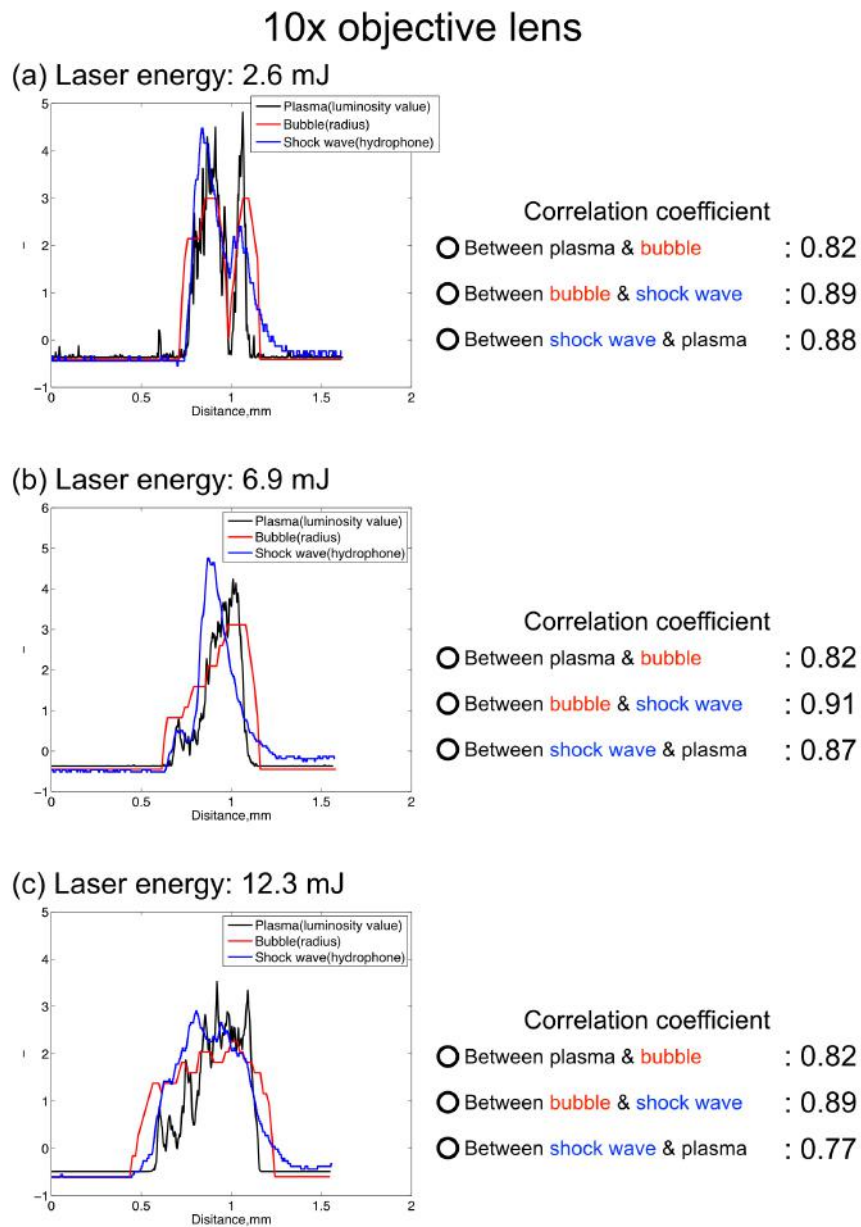


Fig. 2.28 Converted waveforms of shock pressure, bubble shape and luminosity value of plasma in condition of 10x objective lens. Energy of a laser pulse is (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ, or (c) 12.3 mJ. Correlation coefficient between them is shown at right side.

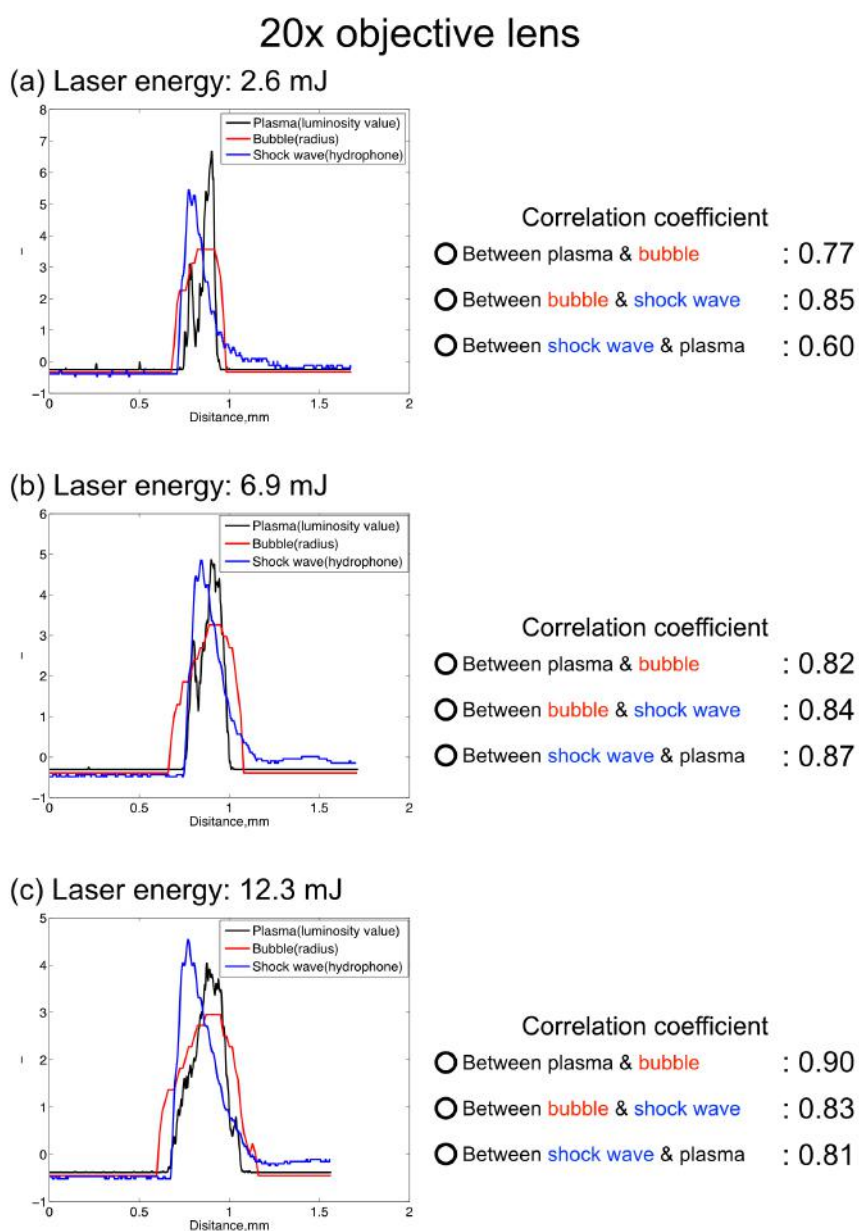


Fig. 2.29 Converted waveforms of shock pressure, bubble shape and luminosity value of plasma in condition of 20x objective lens. Energy of a laser pulse is (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ, or (c) 12.3 mJ. Correlation coefficient between them is shown at right side.

2.5 対物レンズ，レーザーエネルギーによる衝撃波構造

衝撃波の多重構造の要因であるプラズマの形成について議論する。Fig. 2.30(i) に示すように、すべての条件でプラズマが発光していることが確認できる。また、Fig. 2.30(ii) は5倍、10倍、20倍それぞれの対物レンズにおける、レーザーエネルギーをパラメータにした時のレーザー照射方向のプラズマが発生する領域の長さを表す。対物レンズの倍率によらず、レーザーエネルギーが高くなると、プラズマが発生する領域は長くなる。また、対物レンズの倍率が小さいほど、プラズマが発生する領域は長くなる。これは、レーザービームの円錐角領域において、レーザーエネルギーが大きくなるとその領域内でプラズマが発生し、プラズマの長さが長くなることを意味する。本結果は、集光する角度とレーザーエネルギーがプラズマの長さに強く依存する Vogel et al (1996a) の実験結果と同様である。

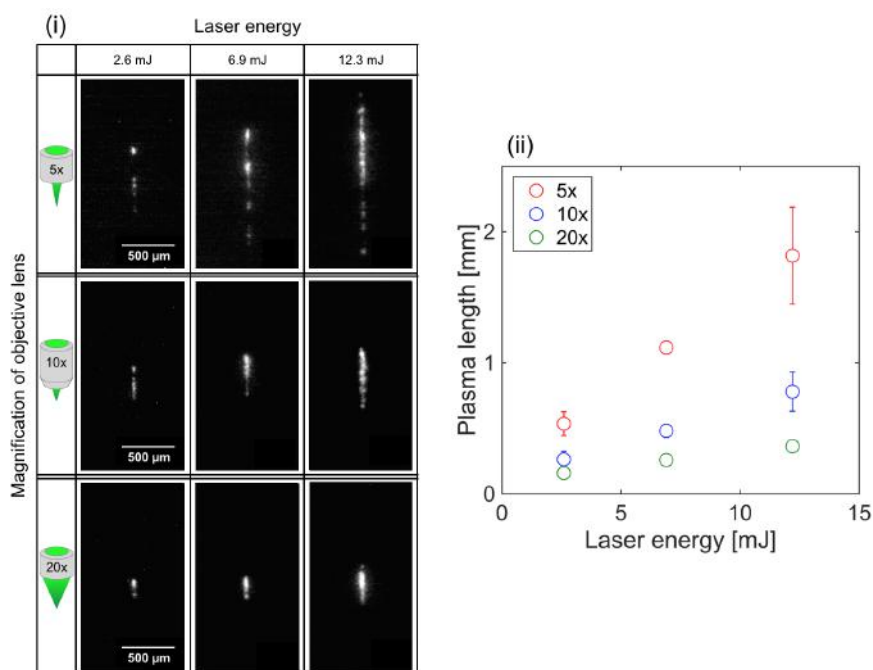


Fig. 2.30 (i) Plasma formation under all experimental conditions (Magnification of objective lens: 5×, 10×, 20×. Laser energy: 2.6, 6.9, and 12.3 mJ). The plasma shape is the most elongated with an input energy of 12.3 mJ and the 5× objective lens, whereas it is rather spherical with an input energy of 2.6 mJ and the 20× objective lens. (ii) Length of plasma as a function of the laser energy. The circle plot and error bar show respectively the mean and the standard deviation in 5 trials. Red, blue and green color bar represent the microscope objective of 5×, 10× and 20×, respectively.(Tagawa et al (2016) FIGURE 7)

長いプラズマは点状の複数のプラズマが発生することが要因である。複数のプラズマの形成は球面収差や液中の不純物，レーザーエネルギーによるものであると考えられた (Vogel et al (1996a,b)). プラズマの形成は，多光子励起による媒体の直接的なイオン化と逆制動放射による雪崩的なイオン化の2つのメカニズムがある。本研究における光絶縁破壊（プラズマの形成）のメカニズムは，プラズマが発生する位置が異なることから，不純物が急加熱されることによって生じる雪崩的なイオン化だと考えられる。ただし，不純物によるプラズマの形成は線形，非線形な吸収どちらの現象にも起こりうる。もし，不純物のない純水の場合にプラズマが発生しづらいのであれば，不純物が光絶縁破壊（プラズマの形成）の原因であることを意味する。ここで，Fig. 2.31 は同じ条件下（同じ対物レンズ，同じレーザーエネルギー）における気泡や衝撃波の画像を示す。プラズマの位置や数が各実験結果で異なることが確認できる。プラズマ形成のメカニズムが多光子励起による媒体の直接的なイオン化であれば，同じ集光条件および同じレーザーエネルギーにおいて，全く同じプラズマ形状が観察されるはずである。

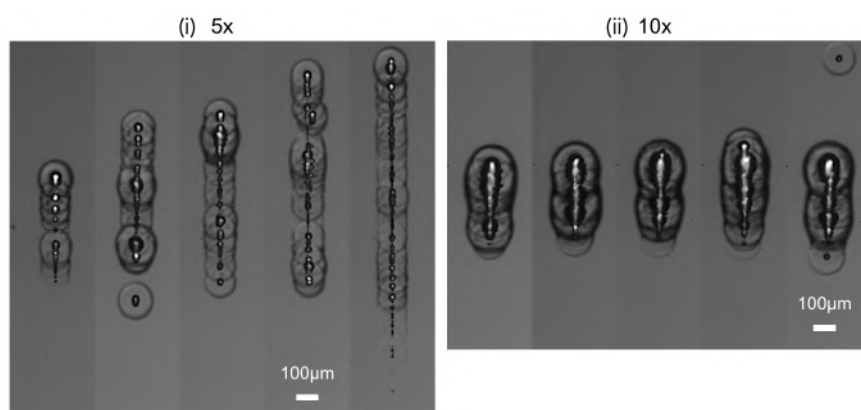


Fig. 2.31 Snapshots of laser-induced bubbles and shock waves with 5x, 10x, 6.9 mJ, $t = 50$ ns. These results are obtained under the same condition. (Tagawa et al (2016) FIGURE 8)

複数のプラズマ発生は，球面収差がない完璧な集光であっても起こりうる。なぜなら，光絶縁破壊の閾値を超えた局所的なエネルギースポットでプラズマが発生するためである。すなわち，プラズマは完全な集光点において，毎回発生するわけではなく (Vogel et al (1996a)), 局所的なエネルギーの強さに大きく影響する。したがって，レーザーエネルギーの密度に関わる集光角度は重要なパラメータである。我々の実験結果においても，プラズマが発生する領域の長さや集光角度に強い関係があることが確認できた。

プラズマの発生源が細長い円柱または円錐状であることから，エネルギーや圧力力積の異方性が予測される。しかし，発生源近くの気泡や衝撃波 (Fig. 2.31(b)) は，発生源は一

つのプラズマではなく、円錐領域内の点状のプラズマの集まりであることがわかる。したがって、点状の発生源の重ね合わせであることから、エネルギーや圧力力積は異方性ではなく、等方性有する可能性がある。詳細は2.6項に記載する。

Fig. 2.32 に示すように、気泡の数はレーザーエネルギーや対物レンズの大きさに依存した。投入するレーザーエネルギーを大きくすることや対物レンズの倍率を下げることで、発生する気泡の数は増加する。この傾向はプラズマの発生する領域の長さとも一致する Fig. 2.30。また、発生した気泡の中心間の距離を測定し、その距離の数をカウントした結果を Fig. 2.33 に示す。Fig. 2.33(i) (iii) は各対物レンズの倍率における気泡中心間の距離をヒストグラムにしたものである。カウントした数は $n=3$ 回の試験結果の合計である。発生した複数の気泡の気泡中心間の距離は、集光角度とレーザーエネルギーに依存していることがわかる。対物レンズの倍率が小さいほど、複数発生する気泡の気泡中心間の距離が大きくなり、レーザーエネルギーが大きいほど、発生する気泡中心間の距離が小さくなる。

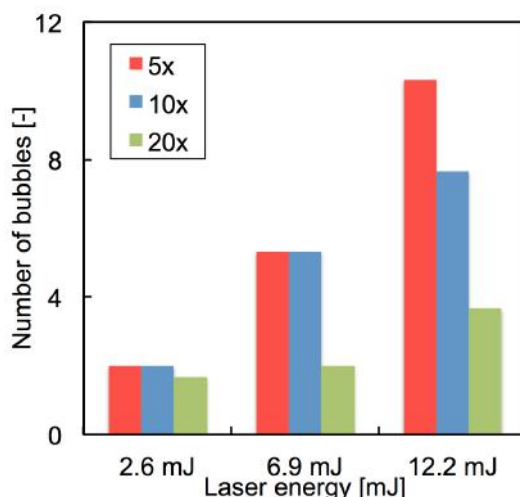


Fig. 2.32 Number of bubbles of as a function of the laser energy. Each color bar represents a result of one pulsed laser. Red, blue and green color bar represent the microscope objective of 5×, 10× and 20×, respectively (Tagawa et al (2016) FIGURE 9)

2.6 衝撃波発生直後の物理特性

我々は超高速カメラを使い、発生源近くの衝撃波を確認した。超購読撮影によって取得した衝撃波の連続画像から衝撃波面の位置を求め、衝撃波速度、衝撃波圧力を算出した。衝撃波面の圧力 p_s は、

$$p_s = c_1 \rho_0 u_s (10^{(u_s - c_0)/c_2} - 1) + p_\infty \dots \dots \dots (2.6)$$

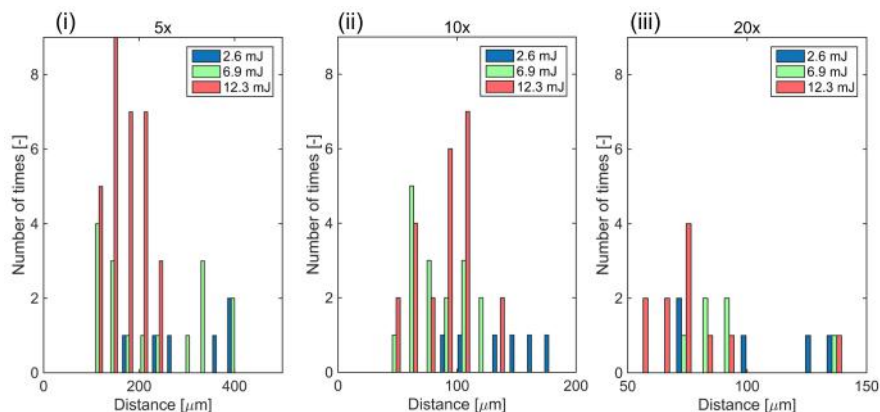


Fig. 2.33 The histogram of the distances between bubble centers. Vertical axis is number of times that a certain distance emerges for all experiments. (a), (b) and (c) show the histogram of the microscope objective of 5 \times , 10 \times and 20 \times , respectively. The color of bar represents the energy of a pulsed laser. The blue, green and red bar mean 2.6, 6.9 and 12.3 mJ.(Tagawa et al (2016) FIGURE 10)

と表される (Vogel et al (1996a)). ここで, ρ_0 は衝撃波によって圧縮される前の水の密度, c_0 は水中での音速, $c_1 = 5,190$ m/s, $c_2 = 25,305$ m/s, p_∞ は静水圧である. 発生源近くのレーザー照射方向に対して垂直方向の衝撃波の圧力は, Fig. 2.34(c) のとおりである. 本研究の結果では, Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998) が報告したプラズマの近くの衝撃波の圧力値と近い値となった. Vogel et al (1996a) が示した, 音響エネルギーの損失率は衝撃波の圧力ピーク値に比例することから, 高圧力の衝撃波のエネルギーの損失は, 低圧力の衝撃波より大きいこと予想される. しかし, 衝撃波圧力の減少は, 低圧力の衝撃波より高圧力の衝撃波の方がわずかに小さい. 本結果と同じ結果が Schoeffmann et al (1988); Vogel et al (1996a) によって報告されている. Schoeffmann et al (1988); Vogel et al (1996a) は, 衝撃波発生初期では, 衝撃波の波形状が急に立ち上がる衝撃波形状でなく, 衝撃波面の最大速度, 圧力が正しく得られないと推察した. 我々の構造モデルでは, 衝撃波発生初期で複数の衝撃波が重ね合わさることにより, 衝撃波の波形状が急に立ち上がる衝撃波形状でなく, 衝撃波面の最大速度, 圧力が正しく得られないと別の可能性を示すことができる.

衝撃波発生源付近において, 衝撃波はエネルギー散逸が大きく非線形現象であることが指摘されている (Vogel et al (1996a)). 衝撃波発生源付近では非線形な現象でありながら, 衝撃波発生源からある程度離れた領域では線形的な重ね合わせ現象として扱える背景について, 先行研究を踏まえ, その可能性を議論する.

Schoeffmann et al (1988) は円錐形状のプラズマから, 発生源初期の衝撃波はレーザー照射方向に対して 90° 方向 ($\Theta = 90^\circ$) の衝撃波面が最も圧力が高く異方性があることを示唆

した。この場合、発生初期の衝撃波のエネルギーの散逸は、 0° 方向に比べて、発生初期の圧力が高い 90° 方向の方が大きいと考えられる (cf. Vogel et al (1996a))。以上のことから、衝撃波発生初期における衝撃波圧力の異方性は、非線形領域を通過することでその異方性が緩和され、発生源から離れた領域で圧力力積の等方性が成り立った可能性が考えられる。なお、Vogel et al (1996a) によると、投入したレーザーエネルギーが 10 mJ の場合、非線形領域は衝撃波の伝播距離が $200 \mu\text{m}$ 程度までの領域を示す (本実験におけるレーザーエネルギーは最大 12.3 mJ)。興味深いことに、我々が提案した線形的な重ね合わせモデルは、レーザーエネルギーやレーザーの集光方法をパラメータとしたすべての実験結果と不整合は生じなかった。したがって、本研究で提案した衝撃波構造モデルは、線形領域における衝撃波の圧力力積の等方性を便利に説明できる仮説として提案した。本モデルは、線形領域における圧力力積を応用したマイクロジェット発生メカニズムの理解に役立つ。

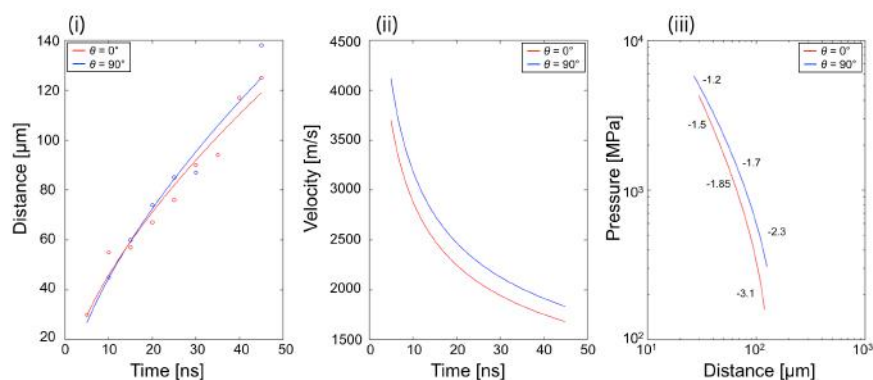


Fig. 2.34 (i) The distance between plasma and a shock front vs. the elapsed time. (ii) The velocity of the shock wave vs. the elapsed time. (iii) The pressure of the shock wave vs. the distance between plasma and a shock front. The inserted numbers indicate the local slope of the corresponding curve. (Tagawa et al (2016) FIGURE 10)

2.7 レーザー誘起衝撃波の衝撃波構造

衝撃波圧力をハイドロフォンにて計測し、衝撃波面、気泡、プラズマの様子を2台の超高速撮影によって取得した。その結果、5倍、10倍の対物レンズを用いた際に、ハイドロフォンによって複数の衝撃波圧力ピークが計測された。また、超高速撮影によって複数の衝撃波面、気泡、プラズマ群が観察された。20倍の対物レンズでは、1つの衝撃波圧力ピーク、衝撃波面、気泡、プラズマ群が確認された。衝撃波圧力のピークの数、衝撃波面、気泡、プラズマ群の数と一致した。定量的な評価をするために衝撃波圧力、気泡形状、プラズマの輝度値をそれぞれを波形に変換し相関をとったところ、全条件において、高い

相関関係にあった。従って、5倍、10倍の対物レンズを用いた場合、衝撃波構造は多重構造を持ち、その多重構造の要因は複数発生する気泡、プラズマ群であることが示唆された。すなわち、レーザー照射直後、複数のプラズマ群が発生し、プラズマ群が発生した箇所でそれぞれ気泡が発生する。この複数の気泡の急拡大によって複数の衝撃波面が形成されると考えられる。20倍においては、1つのプラズマ群から単一の気泡が発生し、1つの衝撃波面をもつ構造だと考えられる。5倍、10倍、20倍の対物レンズによる衝撃波構造の違いをまとめた概略図を Fig. 2.35 に示す。用いる対物レンズによって、レーザーの集光の仕方が異なる。レーザーの集光の仕方の違いが発生するプラズマの分布に影響を与えていると考えられる。5倍の対物レンズでは、レーザー集光点まで緩やかに集光し、プラズマが発生しうる領域が広くなる。一方、10倍では、5倍に比べて集光の仕方は急でありプラズマの発生しうる領域は狭く、20倍ではさらに領域は狭い。発生しうる領域が異なるため、プラズマ間の距離、および発生するプラズマ群の数が異なるのと考えられる。これはレーザーエネルギーを大きくしたとき、確認されやすい (Fig. 2.24)。発生するプラズマの個数や場所が異なることから衝撃波構造に違いが見られたと考えられる。

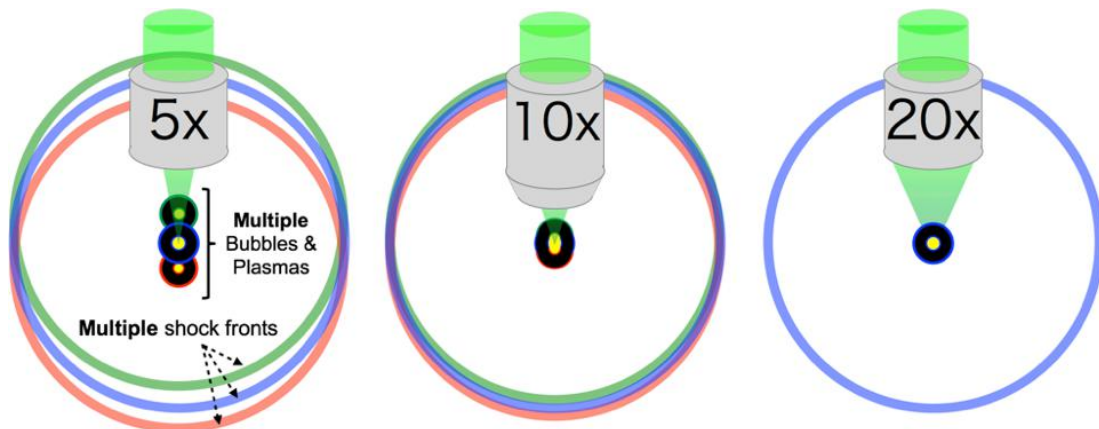


Fig. 2.35 Variation of structure of a laser-induced shock wave due to different magnification of objective lens. With 5x and 10x objective lens, shock waves which have multiple shock structure is generated. The shock waves with 5x objective lens are observed as overlapped since distance between generated plasmas is small. (c) With 20x objective lens, the shock wave which has single shock front is generated.

ここで、衝撃波構造に関わる先行研究を踏まえたうえで、提案した衝撃波構造モデルを議論する。

Sankin et al (2008) は、レーザー照射方向に垂直な面において、レーザー照射軸に対称な衝撃波の圧力分布を確認し、レーザー照射方向の面において、非対称な圧力分布を確認した。この非球対称な圧力分布は、観察された細長いプラズマ形状が要因だと考察している

が、詳細な議論はなされていない。Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998) は、Docchio et al (1988) による moving-breakdown モデルを用いて、レーザー照射方向の 90° 方向側が最もプラズマのエネルギー密度が高く、そのエネルギー密度が高い領域から発生する衝撃波が最も高い圧力を有すると推察している。ただし、実験的に確認したわけではなく、またプラズマ形状と圧力ピーク値の異方性をモデル化していない。なお、Docchio et al (1988) で示された moving-breakdown モデルとは、プラズマが発生するエネルギーの集光点を基準に、閾値を超えた領域から経時的にプラズマが成長することを示したモデルである。ただし、プラズマと衝撃波圧力の関係について議論はされていない。

プラズマ群と衝撃波を関連付けて衝撃波構造をモデル化した研究は今までなく、本研究で提案したモデルが初めてである。先行研究は圧力ピーク値の異方性に着目しており、本研究のように圧力力積に着目した研究例はない。我々はマイクロジェットが発生メカニズムを解明するため、圧力力積に着目してモデル化する必要があった。ここで、提案したモデルを議論するために先行研究から本モデルを解釈する。Sankin et al (2008) は複数発生するプラズマおよび衝撃波を観察しており、非球対称な衝撃波圧力ピーク値が確認されている。これらの結果は我々が得た実験結果と同じである。ただし、圧力力積の等方性は確認されていないが、ミリスケールの線形領域における実験結果であることから、我々が構築した線形領域における衝撃波構造モデルで説明できる。Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998) が示した衝撃波発生初期の非球形なプラズマ形状および衝撃波圧力の異方性は本モデルで直接説明することはできない。2.6 節で示したように、衝撃波発生初期における衝撃波圧力の異方性は、発生源近くの非線形領域から伝播していくことで緩和され、ある程度発生源から離れた位置では、圧力力積の等方性が成り立ったと考えられる。また、圧力力積においては、発生源近くの非線形性が制限され、発生源初期においても本実験結果のように圧力力積の等方性が成り立っていた可能性がある。今後、実験計測などをさらに進める必要がある。

2.8 まとめ

レーザー誘起水中衝撃波の圧力力積を調査するために、超高速度撮影と圧力センサを用いた複合計測系を構築した。衝撃波の圧力は 0 度方向（レーザー照射方向）と 90 度方向にそれぞれハイドロフォンを用いて計測し、プラズマの形成と衝撃波の発生は2つの超高速度カメラを用いて同時に撮影した。最も重要なこととして、衝撃波の圧力力積の分布は広い実験条件下で球対称（等方性）であり、一方、圧力ピーク値は非球対称（異方性）であることを示した。このことから、レーザー誘起水中衝撃波の多重構造モデルを提案した。これは、レーザー誘起水中衝撃波が複数の発生源（照射スポット：プラズマが発光するエリア）からなる球形衝撃波の集まりであることを意味する。多重構造はレーザーの照射によって

発生するプラズマの形状に依存することが明らかとなった。

発生源から離れたレーザー誘起水中衝撃波の圧力力積の等方性は様々な適用事例にとって重要な知見となる。たとえば、圧力力積の等方性の分布は無針注射器の設計における高い自由度に貢献する。また、対物レンズの倍率やレーザーのエネルギーを制御することで、発生させるプラズマを変え、衝撃波圧力の異方性をコントロールし、様々な先進技術に適用できる可能性がある。

第3章

水中衝撃波への Background-oriented schlieren(BOS) 法の適用

Background-oriented schlieren(BOS) 法をレーザー誘起水中衝撃波に世界で初めて適用した実験結果である。本章では、BOS法の原理、定量化手法を述べたあと、BOS法の水中衝撃波への適用可能性を調査するために行った実験および解析手法を説明する。BOS法が水中衝撃波に適用できるか検証するために、可視化に関しては、同条件で実験したシャドウグラフ法の結果と比較した。その結果、シャドウグラフ法と良く一致した可視化結果が得られ、水中衝撃波のBOSの法による可視化は成功した。また、定量化に関しては、ハイドロフォンによる衝撃波圧力の計測結果と比較した。BOS法によって取得できる変位量には限界があり、本実験で用いた空間解像度では、衝撃波面の幅が $60\mu\text{m}$ 、圧力勾配が 17GPa/m までの衝撃波に適用可能であった。また、空間解像度、背景画像のドットの大きさ、PIVの検査窓の大きさによって精度が改善されることが明らかになり、適切な条件でBOS法を適用すればさらに高い圧力勾配においても適用可能であることが示唆された。なお、本章の内容の一部は、Yamamoto S, Tagawa Y, and Kameda M (2015) Application of background-oriented schlieren (BOS) technique to a laser-induced underwater shock wave. *Experiments in Fluids* 56(5):93 として発表した。

3.1 背景

レーザー誘起水中衝撃波はここ数十年広く研究されており (Bell and Landt (1967); Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998); Sankin et al (2008); Lauterborn and Vogel (2013)), 様々な技術分野に適用されてきた (Hirano et al (2002); Tominaga et al (2006); Sankin et al (2005, 2008)). Tagawa et al (2012) は, レーザー誘起水中衝撃波を利用し, 集束形状の超音速マイクロジェットを発生させ, 無針注射器の適用可能性を示した (Tagawa et al (2013)). また, 超音速マイクロジェット発生シミュレーション結果 (Turangan (2013)) から, マイクロ管内の衝撃波がジェット発生鍵であることが示唆されている.

レーザー誘起水中衝撃波の定量化は, 伝播速度が 1,500 m/s と非常に速く, 密度変化が小さいため, 困難である. そのため, 求められる計測系は高い空間的・時間的な分解能が必要になる.

近年, Background-oriented schlieren (BOS) 法が新しい可視化手法として注目されてきた (Dalziel et al (2000); Richard and Raffel (2001); Meier (2002)). BOS 法は観測対象の密度の二次元情報を簡易な実験系で取得することができる. また, 広範囲の観測対象に適用できる可能性を有する. BOS 法は定常的な円錐周りの超音速流 (Venkatakrisnan and Meier (2004)) や, 屋外で地面や草木などを背景画像として利用した大きなスケールの密度変化 (Hargather and Settles (2010); Hargather (2013); Mizukaki et al (2014)) や, 空気中に発生させた小さいスケールのブラスト波の時間成長 (Suriyanarayanan et al (2012); Venkatakrisnan et al (2013)) など様々な状況に適用されてきた. また, BOS 法によって得られた定常的な円錐周りの超音速流の密度勾配を ART 法を用いて三次元再構成し, 三次元の密度場を取得することに成功した (Ota et al (2011)). 以上のように BOS 法は様々なスケール, シチュエーションに適応可能なことが示され, さらに定量的な情報を取得することができる画期的な可視化手法である. ここで, 他の可視化・定量化手法と比較する. 水中衝撃波の光学的可視化手法としてシャドウグラフ法, シュリーレン法がよく挙げられる. シャドウグラフ法は光源, カメラのみと簡易な光学系で構築される. 可視化の感度を上げるために, ナイフエッジを用いて密度分布の明暗のコントラストを上げた可視化手法がシュリーレン法である. これらの光学的可視化手法は, 密度分布を画像の明暗を用いて可視化するのみで, 定量化には至らない. 定量的な情報得ることができる可視化手法として, マッハーツェンダ干渉法やホログラフィ干渉法が挙げられるが, 複雑でかつ高精度の光学系が必要となる. BOS 法は, シャドウグラフ法に密度分布の変化を得るための背景画像を加えた簡易な光学系で構成される. シャドウグラフ法やシュリーレン法と異なり, 密度勾配による屈折率の変化を定量的な情報として得ることができ, マッハーツェンダ干渉法やホログラフィ干渉法よりはる

かに簡易な光学系で構成される。また、ハイドロフォンなどによる圧力の点計測と異なり、密度や圧力を場として得ることが可能である。

BOS 法は簡易な光学系で、可視化と同時に場として定量化ができる画期的な手法であるが、これまで BOS 法を水中衝撃波へ適用した先行研究はない。我々は BOS 法の水中衝撃波への適用を初めて試み、その適用可能性について調査する。今まで BOS 法を水中衝撃波しなかった要因として、空気中に比べて水中は、衝撃波伝播速度が 1,500 m/s 以上と速く (空気中は約 340 m/s)、液体の密度変化が非常に小さいことが挙げられる。そこで、超高速カメラ、レーザー光源、背景画像からなる超高速撮影 BOS システムを構築する。透明なポリジメチルシロキサン内の衝撃波の伝播を particle image velocimetry (PIV) により、可視化できたことが Murphy and Adrian (2011) により報告されているため、BOS 法による水中衝撃波の計測は可能だと示唆される。

3.2 BOS 法

3.2.1 BOS 法の原理

Fig. 3.1 に BOS 法の原理の概要を示す。主な構成要素はカメラと背景画像であり、カメラ、観測対象、背景画像の順に配置する。ピントは観測対象ではなく、背景画像に合わせることに注意する。ただし、光を絞り被写界深度を深くとって、観測対象にもピントが合うようにする。

BOS 法は密度勾配によって生じる屈折率の変化を 2 つの背景画像のドットの移動量によって取得する。まず、観測部に密度勾配が生じていない場合の背景画像を取得する (Fig. 3.1 黒い点線)。次に密度勾配が生じているときの背景画像を取得する (Fig. 3.1 赤い実線)。この 2 つの背景画像を Particle Image Velocimetry (PIV) で用いられる相互相関法から局所的な画像の変化 (局所変位量) を算出する。この局所変位量から密度勾配を可視化および定量化する。

Fig. 3.2 は炎によって生じた空気の密度変化を BOS 法により可視化した例である。Fig. 3.2(a) は密度勾配が存在しない場合の背景画像、Fig. 3.2(b) は密度勾配が存在する場合の背景画像である。2 枚の画像を相互相関法を利用し局所変位量を算出した結果、Fig. 3.2(c) となる。局所変位量は密度勾配と関係しており、シュリーレン法と同様に密度勾配の可視化画像となる。

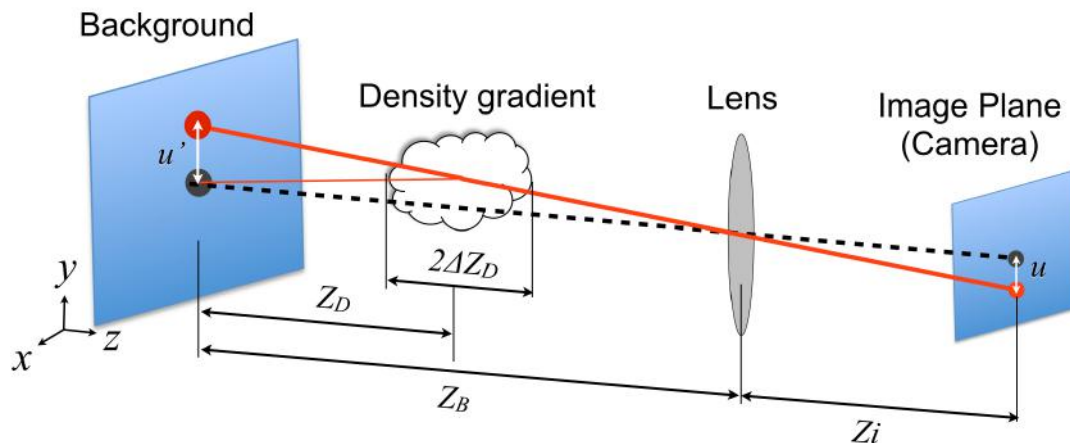


Fig. 3.1 Schematic of BOS technique. A black dash line shows a ray from a background image without density gradients between the background plane and the image plane. A red solid line shows a ray with density gradients.

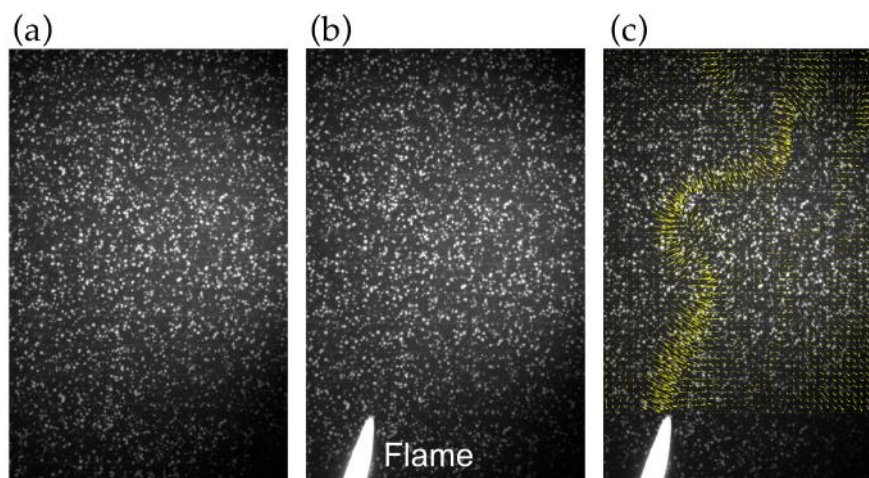


Fig. 3.2 Background images (a) without density gradients and (b) with density gradients due to a flame. (c) The image shows the difference between (a) and (b) using a PIV-type cross-correlation algorithm. Yellow vectors show the local displacements of the background.

3.2.2 BOS 法による圧力場の定量化手法

BOS 法は得られた局所変位量を用いて、観測対象の圧力場を定量化することが可能である。図 3.1 に示すように画像平面上に x 軸, y 軸をとり, 画像平面に垂直に z 軸をとる。画

像平面内の局所変位量 u (x 軸方向), v (y 軸方向) と屈折率 n の関係は, 背景画像から観測対象までの距離 Z_D , 背景画像からカメラまでの距離 Z_B , カメラの焦点距離を Z_i , 水中での屈折率 n_0 , 観測対象の半幅 ΔZ_D とすると,

$$u = \frac{Z_D f}{Z_B} \frac{1}{n_0} \int_{Z_D - \Delta Z_D}^{Z_D + \Delta Z_D} \frac{\partial n}{\partial x} dz \dots\dots\dots (3.1)$$

$$v = \frac{Z_D f}{Z_B} \frac{1}{n_0} \int_{Z_D - \Delta Z_D}^{Z_D + \Delta Z_D} \frac{\partial n}{\partial y} dz \dots\dots\dots (3.2)$$

と表される. 本実験では, Z_D を 5 mm とし, Z_B および Z_i は撮影時の解像度を変化させるために 2 通り設定する. 空間解像度が $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$ のとき Z_B , Z_i はそれぞれ 360 mm, 120 mm, 空間解像度が $14.5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ のとき Z_B , Z_i はそれぞれ 250 mm, 120 mm とした. 屈折率 n と密度 ρ の関係は Gladstone-Dale の式により,

$$n = K\rho + 1, \dots\dots\dots (3.3)$$

と表される. ただし, K は Gladstone-Dale 定数である.

ここで, Fig. 3.1 に示すように, BOS 法により得られた局所変位量は z 方向への投影データであることに注意する. 従って, 得られた変位量を再構成する必要がある. 再構成する手法は, algebraic reconstruction technique (ART) 法や filtered back projection (FBP) 法がよく用いられる. 再構成する際に, 軸対称でない場合には多方向から撮影し, 角度毎の投影データを取得する必要がある Ota et al (2011). レーザー誘起水中衝撃波のような軸対称な構造である場合は, アーベル変換により 1 つの投影データから再構成することが可能である.

再構成した x, y 方向の変位量を u', v' と (式 (3.3)) より, 密度 ρ に関するポアソン方程式を得ると,

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = \frac{1 + K\rho_0}{2\Delta Z_D K(\Delta Z_D + Z_D)} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right), \dots\dots\dots (3.4)$$

となる. 式 (3.4) のポアソン方程式を解くことにより, 観測対象の密度場を得る. 密度場から温度場, 圧力場をそれぞれの関係式から算出できる. 圧力場を得る場合には, 密度と圧力の関係式である Tait の式 (Richardson et al (1947))

$$\frac{p + B}{p_0 + B} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\alpha, \dots\dots\dots (3.5)$$

を適用し、密度場から圧力場が求まる。ただし、 B 、 α は物性によって決まる定数である。

ここで、本実験で用いた値を Table 3.2.2 に示す。水中での実験であるため、物性値は水の値を用いる。ただし、水温は 20 °C である。

Table 3.1 Physical property of water.

Density ρ_0	998 kg/m ³
Gladstone-Dale constant K	$0.334 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ (cf: Rosen (1947))
Tait equation constant B	314 MPa
Tait equation constant α	7

3.3 実験概要

BOS 法は密度勾配による屈折率の変化を背景画像の局所変位量によって可視化および定量化する。しかし、水中では密度変化が小さいため BOS 法の適用が困難とされてきた。ここで、空気中での適用ではあるが、空間解像度を高くすることにより BOS 法の精度が良くなったことが報告されている (Goldhahn and Seume (2007))。そこで本研究では、BOS 法を水中衝撃波に適用可能か以下の点に着目し調査する。

- ミリスケールの水中衝撃波の可視化
- 密度勾配に関する定量的なデータの取得
- 衝撃波圧力による適用範囲の限界
- 空間解像度依存性
- 背景画像のドットの大きさの依存性
- PIV における検査窓の大きさの依存性

可視化に関してはシャドウグラフ法と、定量化に関してはハイドロフォンによる直接計測と比較し、BOS 法の水中衝撃波への適用結果の評価を行う。

Fig. 3.3 に実験装置の概略図を示す。この実験装置は、Fig. 2.1 で示した衝撃波構造を調査するために用いた複合計測システムからプラズマ撮影用の超高速ビデオカメラを除き、BOS 法に必要な背景画像を設置したものである。背景画像にはプリンターでドットを印刷した透明なフィルムを使用する。光源はカメラと正対した位置に設置しており、その間に背景画像が配置されている。透明なフィルムを用いた理由としては、高速度撮影をするために十分な光量を確保する必要があったからである。ドットはインクジェットプリンターで印刷したものであるため、水に浸すと消えてしまう。そこで、背景画像はセロハンテープを用いて直接水に触れないよう保護する。本来であれば、レーザープリンターを用いることが望ましい。

また、レーザー照射方向 ($\Theta = 0^\circ$ 方向) の位置にあるハイドロフォンを $\Theta = 270^\circ$ 方向にし、衝撃波発生源から 5mm の位置に設置する。この設置の仕方は衝撃波構造がレーザー照射方向に軸対称であることを確かめるためである。また、単純な構造である球対称に近いレーザー誘起衝撃波を得るために、20 倍の対物レンズ (SLMPLN20x magnification: 20 ×, N.A. 0.25, Olympus co., Japan) を用いて衝撃波を発生させる。

適用範囲を調べるため、レーザーエネルギーを 1.9, 3.0, 6.0, 12.4, 15.9 mJ の 5 段階に設定する。これは衝撃波の圧力ピーク値がおおよそ 1, 2, 3, 4, 5 MPa となるようにエネルギー値を設定した。Goldhahn and Seume (2007) は現象をより高い空間解像度で撮影を行うこと

によって、BOS法の精度が向上することを報告した。そこで Fig. 3.4 に示すように、撮影時の空間解像度を $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, $14.5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ の2条件、背景画像のドットの大きさも同様に2条件とする。空間解像度を $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$ は本光学系で撮影できる最大の空間解像度であり、小さいドットの背景画像は使用したプリンターの最大解像度である。また、BOS法ではPIVによる解析を利用して定量的な情報を取得する(3.2節)。そこで、適切な条件を調査するため、PIVの相互相関法を用いる際の初期の検査窓の大きさを4段階にする。初期の検査窓の大きさはドットが7個以上検査領域内に含まれる $32 \times 32 \text{ pixel}$ を基準に、他の3つの条件を決定した。最終的な検査窓の大きさはどの条件においても $4 \times 4 \text{ pixel}$ である。設定した4つ PIV の条件を以下に示す。

- $64 \times 64 \text{ pixel} \rightarrow 32 \times 32 \text{ pixel} \rightarrow 16 \times 16 \text{ pixel} \rightarrow 8 \times 8 \text{ pixel} \rightarrow 4 \times 4 \text{ pixel}$
- $32 \times 32 \text{ pixel} \rightarrow 16 \times 16 \text{ pixel} \rightarrow 8 \times 8 \text{ pixel} \rightarrow 4 \times 4 \text{ pixel}$
- $16 \times 16 \text{ pixel} \rightarrow 8 \times 8 \text{ pixel} \rightarrow 4 \times 4 \text{ pixel}$
- $8 \times 8 \text{ pixel} \rightarrow 4 \times 4 \text{ pixel}$

ここで、パラメーターとして振った実験条件を Table 3.3 にまとめる。

Table 3.2 Experimental condition for verifying application of BOS technique to an underwater shock wave.

Laser energy [mJ]	1.9, 3.0, 6.0, 12.4, 15.9
Magnification of objective lens	20x
Spatial resolution [$\mu\text{m}/\text{pixel}$]	8.4, 14.5
Dot size of a background	small, large
Initial widow size of interrogation [pixel]	8, 16, 32, 64

3.3.1 BOS 法の水中衝撃波適用結果の評価方法

可視化に関する BOS 法とシャドウグラフ法の比較手法

BOS法は、シャドウグラフ法やシュリーレン法と同様に密度変化による屈折率の変化を捉える光学的可視化手法である。したがって、水中衝撃波においても BOS法は適用可能と期待される。ただし、光の明暗により可視化結果を得るシャドウグラフやシュリーレン法と異なり、BOS法は背景画像のドットのゆがみ量を取得し可視化画像を得る。BOS法を水中衝撃波に適用した例はなく、背景画像のドットの歪み量を適切に検出することができるか確認する必要がある。そこで、シャドウグラフ法と BOS法を比較し、BOS法が水中衝撃波に適用できているか確認する。定量的な評価をするために、BOS法とシャドウグラフ法

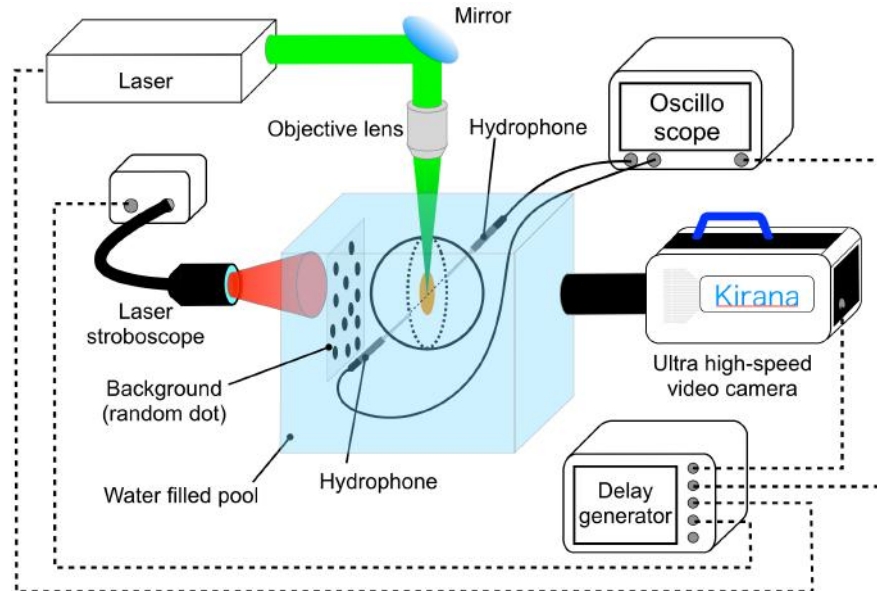


Fig. 3.3 Experimental setup for verifying application of BOS technique to an underwater shock wave.

それぞれから得られた各時間毎の衝撃波半径をプロットし、時間による衝撃波の伝播距離が2つの可視化手法で一致するか確かめる。衝撃波の半径は衝撃波発生源からの伝播距離と同値である。

また、衝撃波の伝播距離から一元的な圧力の定量化手法を用いて、伝播距離に対する衝撃波圧力の変化を求める。まず、時間に対する衝撃波の伝播距離に Dewey (2001) によって提案された式

$$R_s = C_1 + C_2 a_0 t + C_3 \ln(1 + a_0 t) + C_4 \sqrt{\ln(1 + a_0 t)}, \dots \dots \dots (3.6)$$

をフィッティングする。ここで、 R_s は衝撃波の伝播距離、 C_1 , C_3 , and C_4 はフィッティングによって得られる係数、 C_2 は 1、 a_0 は水中での音速 ($a_0=1483$ m/s)、 t はレーザーを照射してから経過した時間である。衝撃波速度 u_s は R_s を時間で微分することにより、

$$u_s = \frac{dR_s}{dt} = a_0 \left(C_2 + \frac{C_3}{1 + a_0 t} + \frac{C_4}{2(1 + a_0 t) \sqrt{\ln(1 + a_0 t)}} \right) \dots \dots \dots (3.7)$$

と得られる。また、衝撃波圧力 p_s は Tait の式 Richardson et al (1947); Vogel et al (1996a) を用いることで、

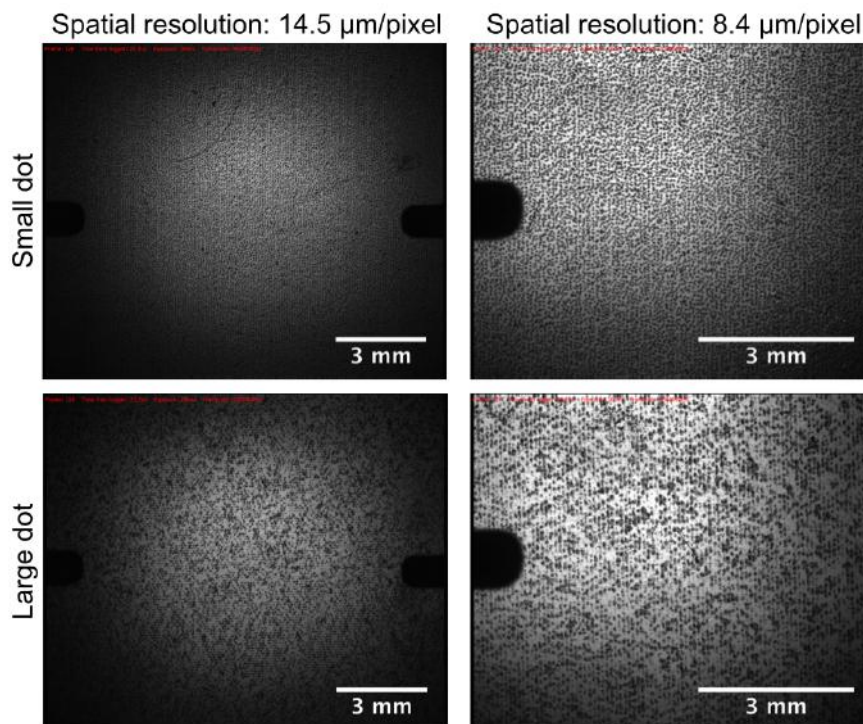


Fig. 3.4 Four photographing conditions. We change spatial resolution and dot size of a background.

$$p_s = (p_0 + B) \left(\frac{2\alpha u_s^2}{(\alpha + 1)a_0^2} - \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right) - B \dots \dots \dots (3.8)$$

と得られる.

定量化に関する BOS 法とハイドロフォンの結果の比較手法

BOS 法により得られる値は密度勾配に関する局所変位量であり、ハイドロフォンでは圧力が計測される。BOS 法とハイドロフォンの結果をを比較するために、ハイドロフォンにより計測された衝撃波圧力を 3.2.2 節で述べた定量化手順を逆から辿り、局所変位量に変換する (Fig. 3.5(a)). 以下に詳細な手順を述べる。はじめに、圧力を Tait の式 (3.5), Gladstone-Dale の式 (3.3) により屈折率に変換する。屈折率の変化を得るために、式 (3.1) の dx に相当する値を定めなければならない。そこで、高解像度の場合における BOS 法の最終検査窓の大きさ 4 pixel に合わせ、 dx を約 $30 \mu\text{m}$ と定め、屈折率の変化を算出する。この屈折率の変化が BOS 法により得られる変位量である (式 (3.1, 3.2)). ただし、BOS 法によって得られた変位量は Fig. 3.1 からわかるように、 z 方向への投影データであることに注

意しなければならない。ハイドロフォンは点計測であるため、投影データではない。よってハイドロフォンの計測結果から算出した変位量は BOS 法と同様に投影した値にしなければならない。そこでハイドロフォンの圧力計測結果を衝撃波がレーザー照射軸に対称であることから、 $\Theta = 90^\circ$ 方向に圧力場を構成し (Fig. 3.5(b)), その結果をを投影をして (Fig. 3.5(c)) 変位量を求める (以後変位量の構築と表記する)。ここで、 $\Theta = 90^\circ$ 方向と $\Theta = 270^\circ$ 方向の 2 本のハイドロフォンの圧力波形が一致することから、レーザー照射軸に対称の仮定は成り立つ。このハイドロフォンから算出した変位量と BOS 法により得られた変位量を比較する。ここで、配置しているハイドロフォンは $\Theta = 90^\circ$ 方向なので、BOS 法により得られた局所変位量のうちハイドロフォン設置方向である u (式 (3.2)) 成分を用いる。変位量 u の 1 例を Fig. 3.6 に示す。ハイドロフォン先端の幅分 (Fig. 3.6 左図の黒い四角に示す領域) の値を平均し、Fig. 3.6 右図のグラフを得る。この平均した値とハイドロフォンから算出した変位量とを比較する。

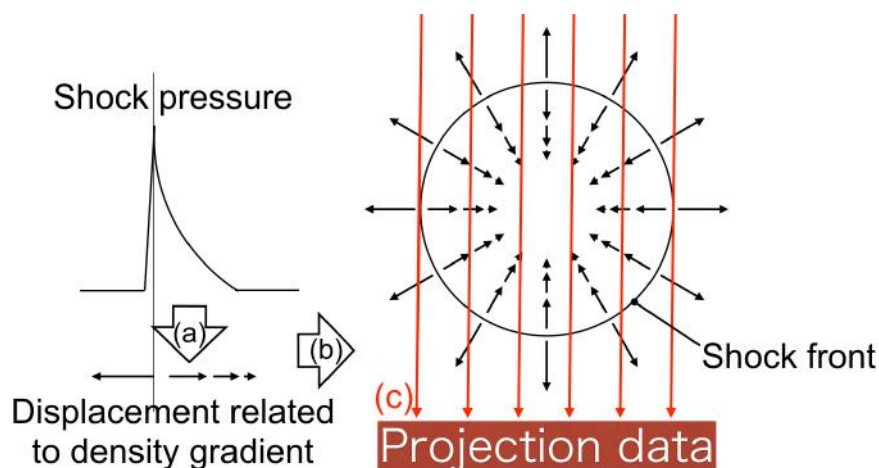


Fig. 3.5 Procedure of converting shock pressure measured by a hydrophone to displacement like data obtained from BOS technique. (a) Conversion of shock pressure to displacements related to density gradients. (b) Construction of converted displacement to assume an axisymmetric shock structure. (c) Projection of constructed displacement field.

3.4 水中衝撃波への BOS 法の適用結果

3.4.1 BOS 法による水中衝撃波の可視化結果

BOS 法をレーザー誘起水中衝撃波に適用した結果を Fig. 3.7 に示す。レーザーエネルギーを 1.9 mJ とし、20 倍の対物レンズを用いて集光させ衝撃波を発生させた。20 倍の対

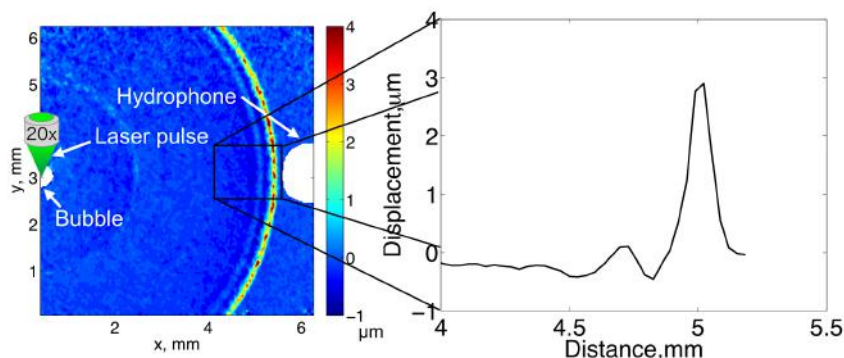


Fig. 3.6 Displacement u field in the x -axis direction obtained from BOS technique at the left side. Right graph shows the values averaged out displacement u field at the left side surrounded by black line.

物レンズを用いたことから, Fig. 2.12 (20 倍の対物レンズ) や Fig. 2.18 の結果が示すように 1 つの衝撃波面をもつ衝撃波構造が予想される. BOS 法による可視化 (Fig. 3.7 (b), (c), (d)) から, 1 つの衝撃波面が可視化されている. Fig. 3.7(b) は, BOS 法により得られた局所変位量をベクトルで表した結果である. 局所変位量は式 (3.1), (3.2), (3.3) で表されるように屈折率の変化 ∇n や密度勾配 $\nabla \rho$ に関する値である. ベクトル場では波面を捉えづらいため, 密度勾配の絶対値 $|\nabla \rho|$ をとりスカラー場にした結果が Fig. 3.7(c) である. Fig. 3.7(d) は (b) の結果を偏微分して得られた密度の 2 階微分 $\nabla^2 \rho$ の結果である. 密度の 2 階微分 $\nabla^2 \rho$ はシャドウグラフ法が明暗として表す値である. Fig. 3.7(d) は BOS 法と同じ条件で発生させた衝撃波をシャドウグラフ法によって可視化した結果である.

BOS 法 (Fig. 3.7(c)) とシャドウグラフ法 (Fig. 3.7(d)) の可視化結果を比較するとよく一致することがわかる. そこで, 定量的な評価をするために BOS 法とシャドウグラフ法により得られた可視化結果から, 球形衝撃波と仮定した時に用いられる衝撃波圧力定量化方法 (3.3.1 項) により圧力を求めた. BOS 法, シャドウグラフ法によって得られたそれぞれの衝撃波面の半径を撮影時間 ($0.2 \mu\text{s}$) 毎にプロットした結果を Fig. 3.8 に示す. エラーバーは衝撃波半径を円でフィッティングする際に, ± 5 pixel ずれていた場合の値である. ここで, 衝撃波面の半径はレーザー照射直後からの衝撃波の伝播距離と同値である. BOS 法とシャドウグラフ法の結果は一致している. 以上のことから, 可視化に関しては BOS 法をレーザー誘起水中衝撃波へ適用できたと言える.

時間に対する伝播距離のグラフから近似曲線を引き, その曲線を微分することにより衝撃波の伝播速度を得る (Fig. 3.9). 衝撃波の伝播速度は水中での音速に漸近するように減少する. 衝撃波の伝播速度を衝撃波圧力に変換すると, Fig. 3.10 の結果が得られる. 伝播速度同様に, 伝播距離に伴い衝撃波圧力は減少する. ここで, もう一度 BOS 法による可視化

結果に着目する。Fig. 3.7(b) は密度勾配の絶対値を表す定量的なデータである。密度勾配の絶対値を時間毎に比較すると、 $t = 0.6 \mu\text{s}$ での値が一番小さく、ある程度時間が経過した $t = 2.4 \mu\text{s}$ の値の方が大きい。Tait の式 (3.5) より密度勾配と圧力勾配の関係から考えると、Fig. 3.10 に示すように伝播初期の方が圧力すなわち圧力勾配が大きく、密度勾配も大きく計測されるはずである。しかし、Fig. 3.7(b) は伝播初期の密度勾配が小さく計測されている。おそらく、BOS 法の定量化に関しては水中衝撃波への適用に制限があると予測される (詳細は 3.4.3 節)。

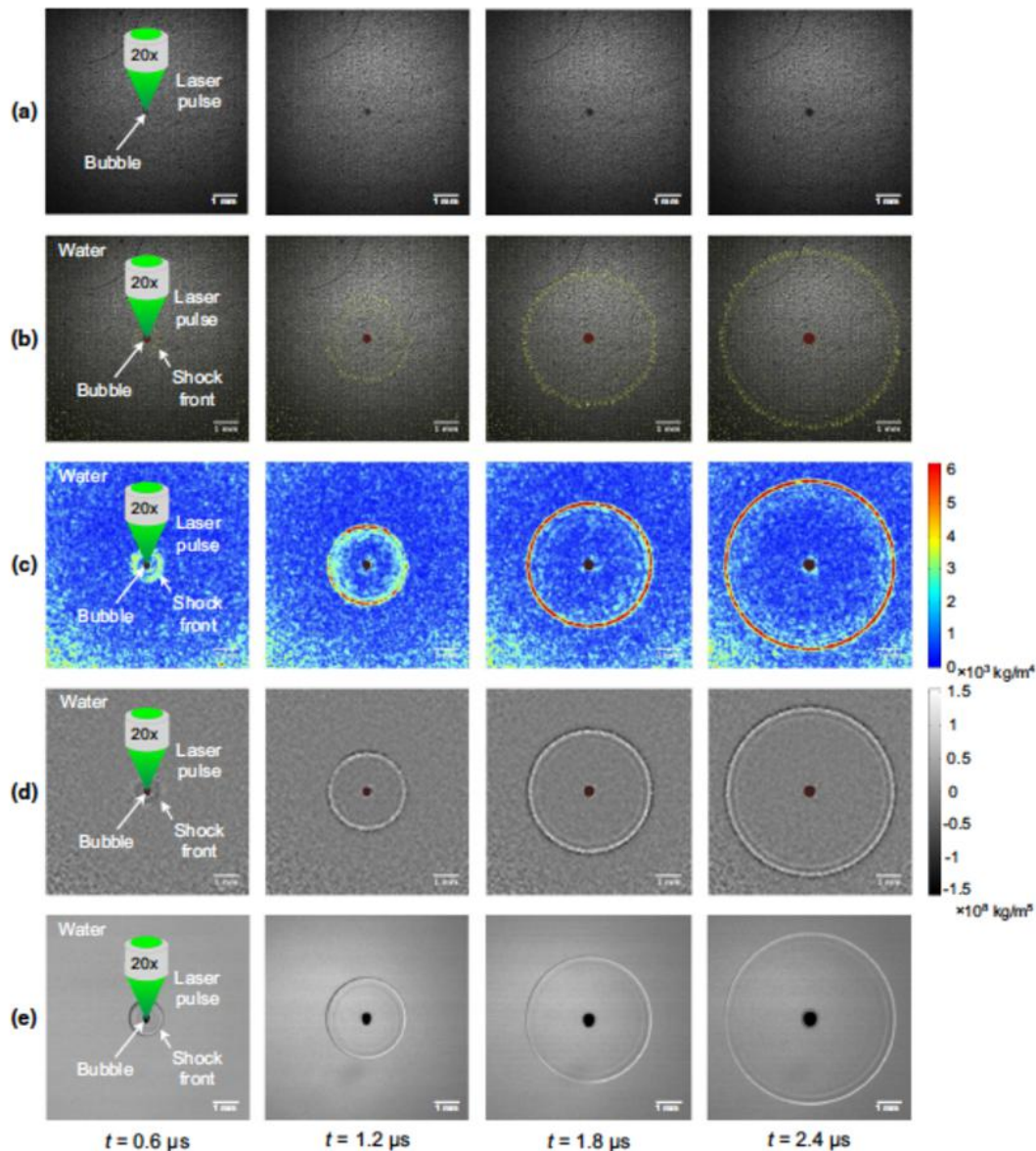


Fig. 3.7 The spatiotemporal evolution of the laser-induced shock wave after the laser pulse beam being fired. The laser pulse beam is illuminated from the top of these images. (a)-(e) are shown at the same timing. The region of a bubble is masked with brown elliptic area in (b)-(d). (a) Original images obtained from the ultra-high-speed recording system. (b) Displacement field obtained by BOS technique. The displacements are shown as yellow vectors. The displacement corresponds to the density gradient. (c) Magnitude of the density-gradient field. (d) The second-order differential value of density calculated from the displacement values (b). (e) The shock wave visualized by shadowgraph. A dark streak pattern due to shock wave shows the second-order differential value of density. This figure is sited from Yamamoto et al (2015) Fig. 6

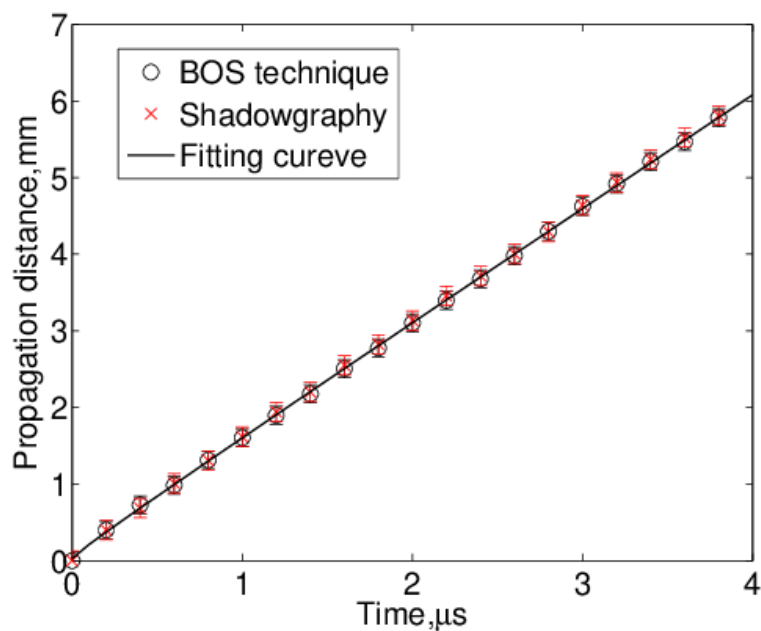


Fig. 3.8 Propagation of the shock front plotted as a function of time. The solid line presents the fitting curve of Eq. (3.6).

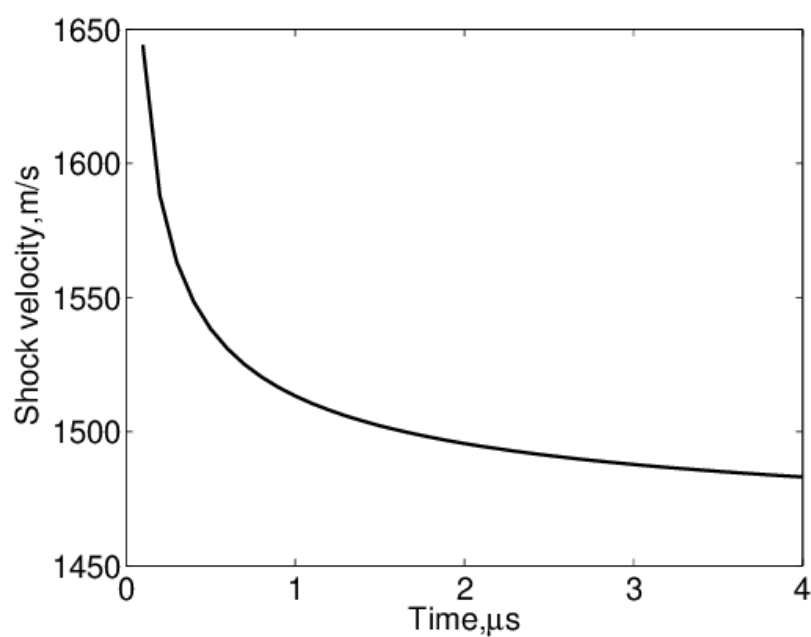


Fig. 3.9 Shock velocity as a function of time. The curve is obtained from Eq. (3.7).

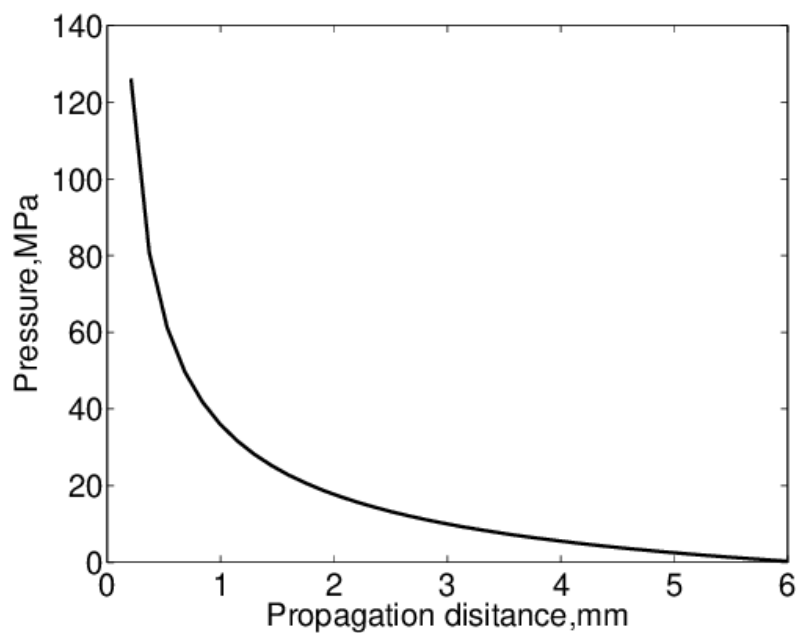


Fig. 3.10 Shock pressure as a function of the propagation distance. The curve is obtained from Eq. (3.8).

3.4.2 実験条件による BOS 法の可視化結果およびハイドロフォンの計測結果

レーザーエネルギー，空間解像度，背景ドットの大きさを変化させたときの BOS 法による可視化結果

本実験では Table 3.3 に示したように，レーザーエネルギー，空間解像度，背景画像のドットの大きさ，PIV における初期の検査窓の大きさを変えて実験を行った。それぞれの可視化結果を Fig. 3.11 から Fig. 3.14 に示す。ただし，PIV の解析手法における初期の検査窓の大きさは 32 pixel である。Fig. 3.13, Fig. 3.14 でのエネルギーが高い際に，複数の衝撃波面があるように見える。これは密度勾配の絶対値を表しているため，正の密度勾配と負の密度勾配それぞれを示してしまっていることが原因である。背景画像のドットを小さくすることにより，ノイズが少なくなっていることがわかる。しかし，解像度 $14.5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ では，ドットの大小よりも光量が全体的に足りなかったためノイズが多いと考えられる。ドットの大きさが小さく，空間解像度が高い Fig.3.14 の結果が最良の可視化結果である。

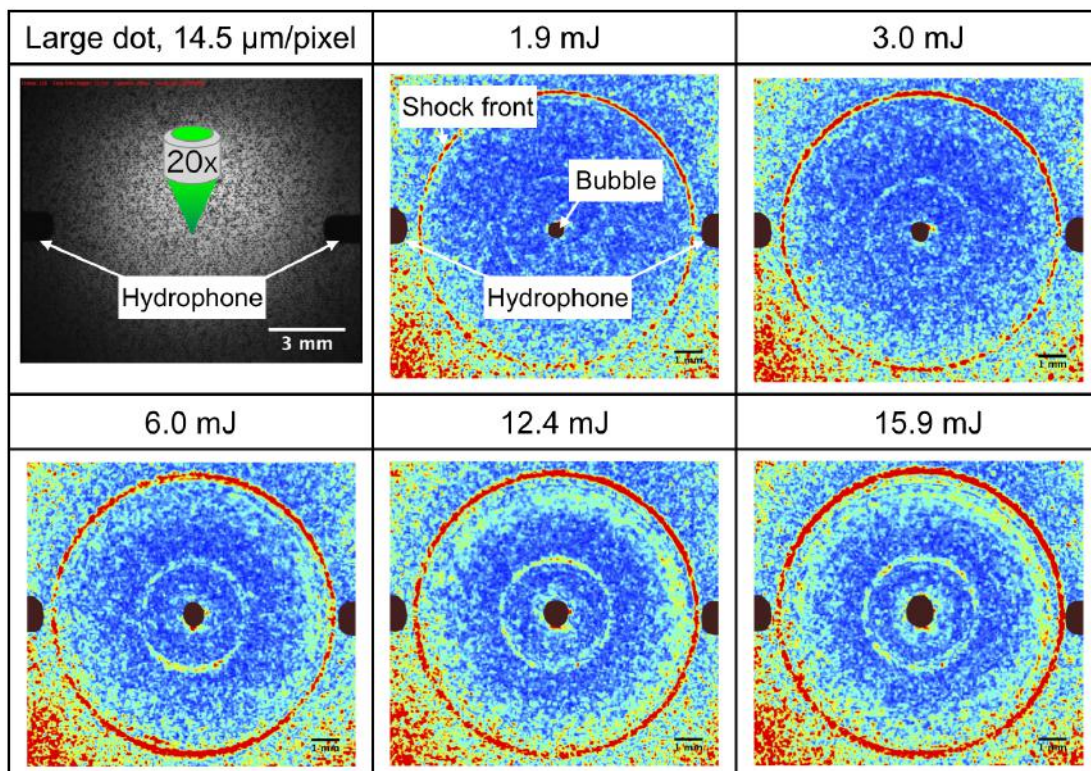


Fig. 3.11 Laser-induced underwater shock wave visualized by BOS technique. The images display magnitude of density gradient field $|\nabla\rho|$. We use a background with larger dots and record with lower spatial resolution. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.

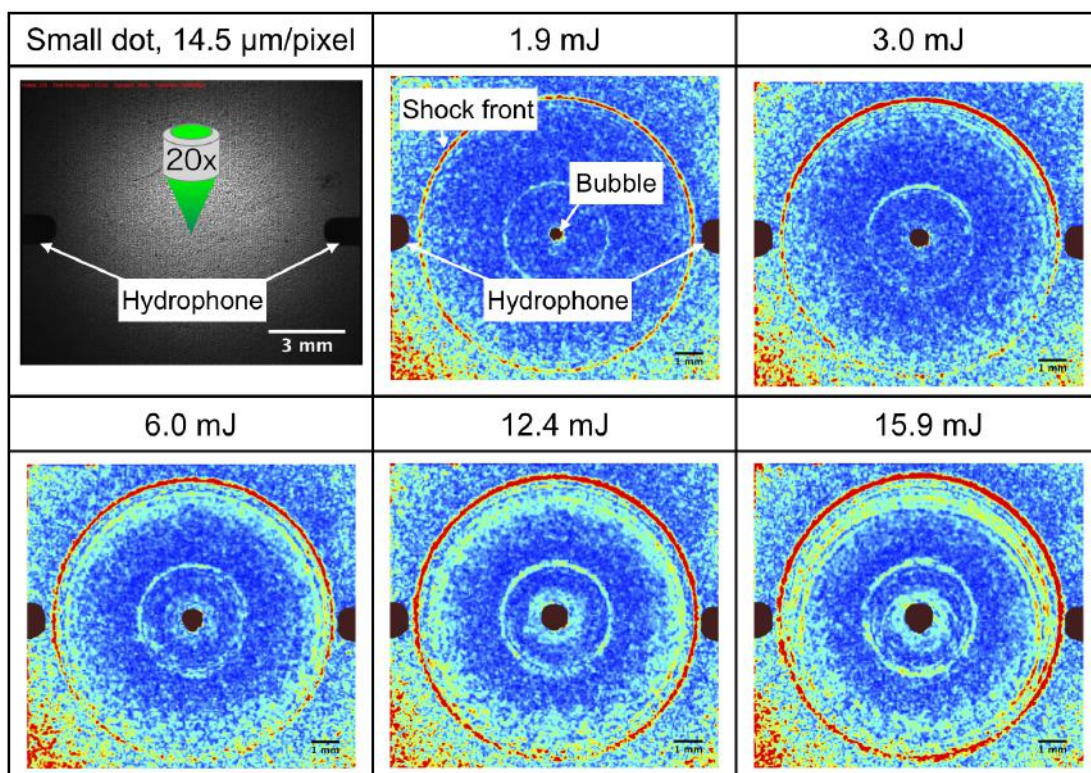


Fig. 3.12 Laser-induced underwater shock wave visualized by BOS technique. The images display magnitude of density gradient field $|\nabla\rho|$. We use a background with smaller dots and record with lower spatial resolution. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.

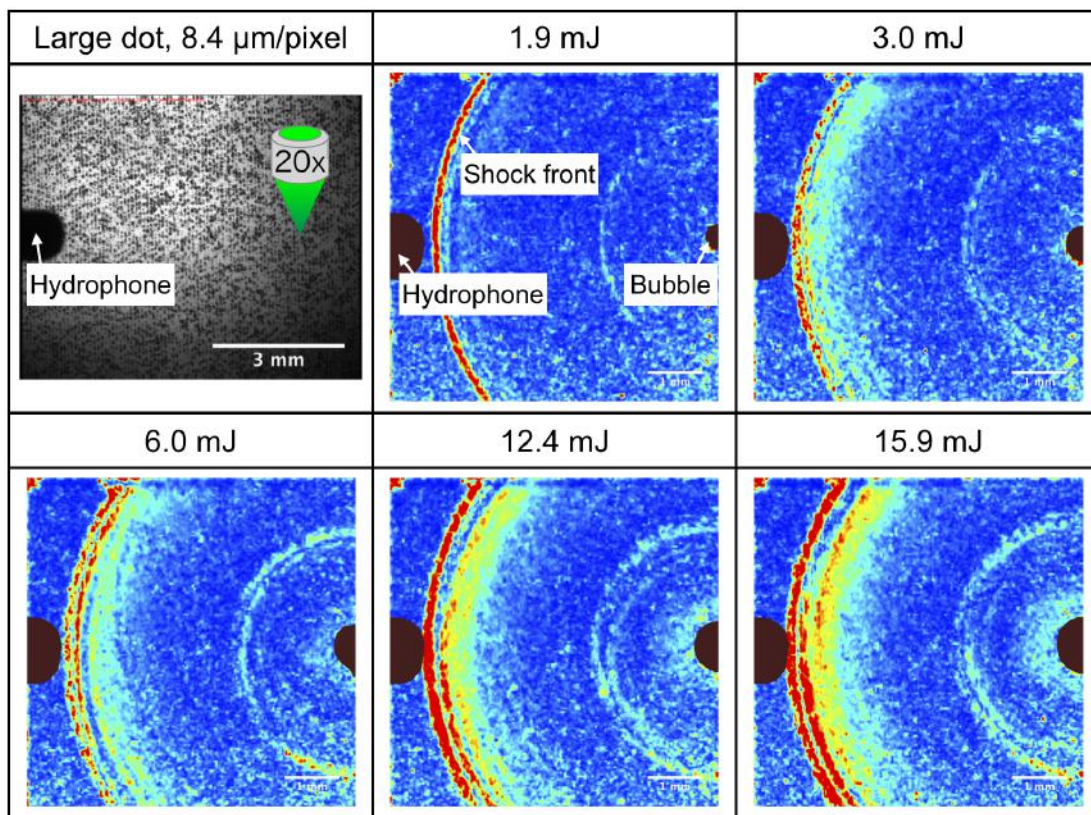


Fig. 3.13 Laser-induced underwater shock wave visualized by BOS technique. The images display magnitude of density gradient field $|\nabla\rho|$. We use a background with larger dots and record with higher spatial resolution. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.

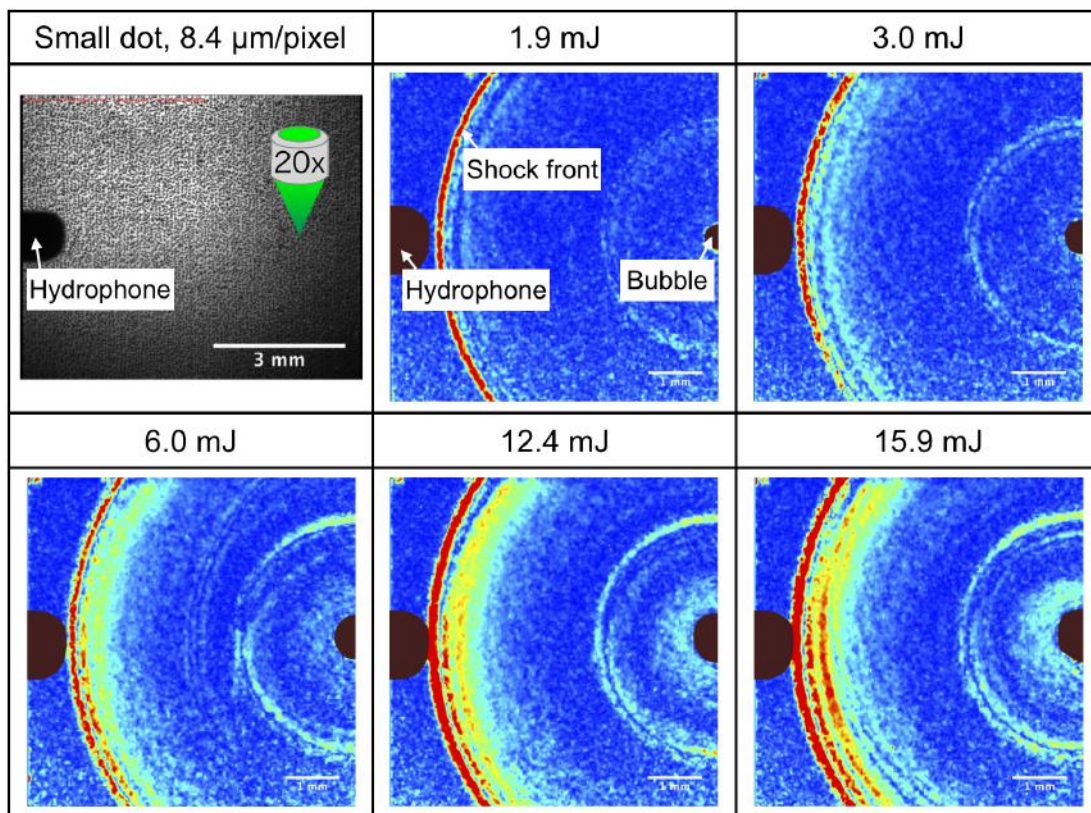


Fig. 3.14 Laser-induced underwater shock wave visualized by BOS technique. The images display magnitude of density gradient field $|\nabla\rho|$. We use a background with smaller dots and record with higher spatial resolution. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.

ハイドロフォンによる圧力計測結果

BOS 法と同時にハイドロフォンによる直接計測を行った。2台のハイドロフォンによる計測結果の1例(レーザーエネルギー: 6.0 mJ)を Fig.3.15 に示す。わずかにタイミングがずれているが、波形および圧力ピークは一致する。わずかに立ち上がり時間がずれたのは、ハイドロフォンの設置した位置がずれていたためである。衝撃は発生源からの距離が $\Theta = 90^\circ$ 方向:では 5.27 mm, $\Theta = 270^\circ$ 方向:では 5.14 mm であった。2台のハイドロフォンの計測結果が一致することから、レーザー誘起水中衝撃波は軸対称な衝撃波構造であるといえる。どのレーザーエネルギーにおいても $\Theta = 90^\circ$ 方向と $\Theta = 270^\circ$ 方向ではほぼ同じ波形が計測されている。そこで、ハイドロフォンによる計測結果は $\Theta = 90^\circ$ 方向のみを示す。各エネルギーごとの計測結果を Fig. 3.16 に示す。ハイドロフォンによる計測は BOS 法の撮影と同時に行うため、それぞれの条件においてハイドロフォンの結果が得られるが、本論文では割愛する。本実験ではレーザーエネルギーを変えることによって衝撃波圧力のピーク値を変化させた。

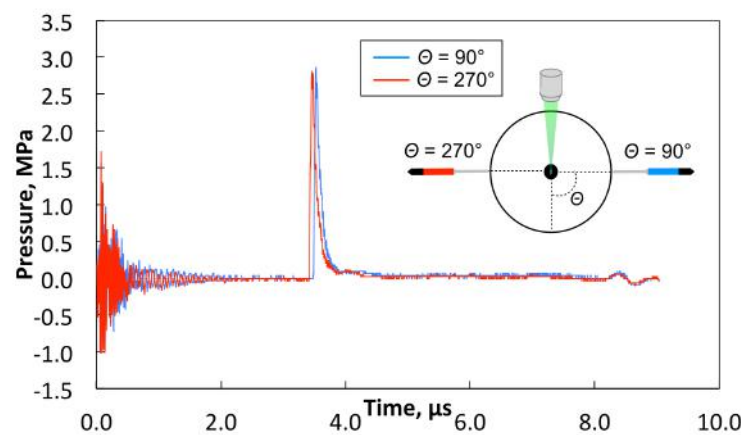


Fig. 3.15 Time history of shock pressure at $\Theta = 90^\circ$ and $\Theta = 270^\circ$ measured by each hydrophone.

3.4.3 ハイドロフォンと BOS 法から得られた変位量の比較

BOS 法によって得られた変位量が正しい値なのか検証するため、ハイドロフォンから計測された圧力を変位量に変換し比較を行った。

BOS 法から得られた変位量とハイドロフォンの圧力計測結果から算出した変位量と衝撃波圧力を同時に示した例(条件: レーザーエネルギー 1.9 mJ, 空間解像度 8.4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, 小ざ

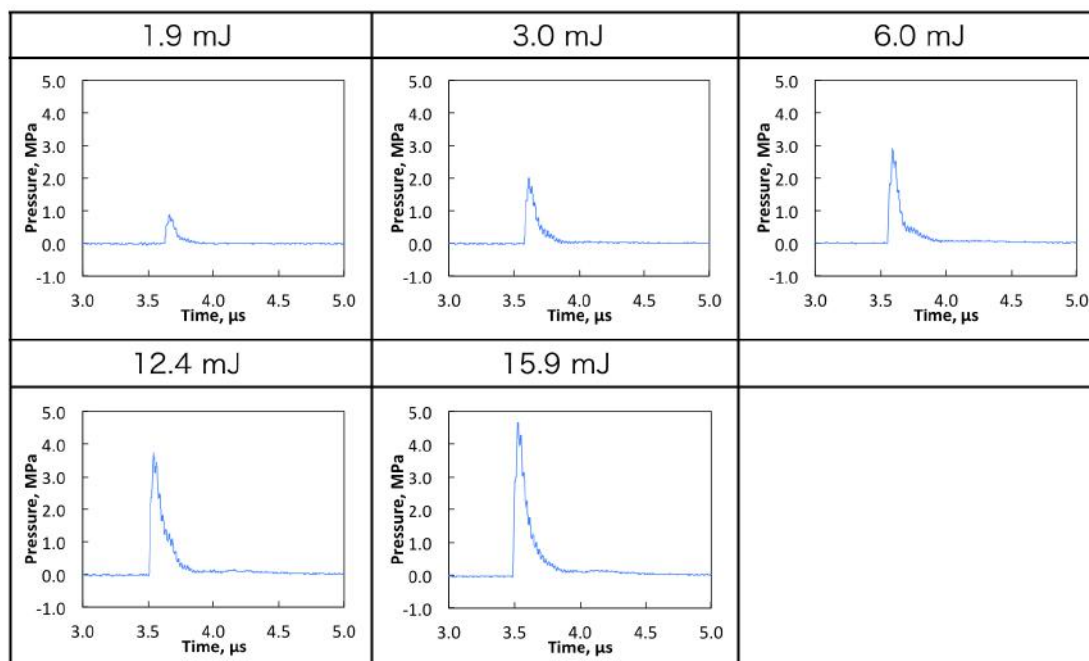


Fig. 3.16 Shock pressure waveforms measured by two hydrophones installed at $\Theta = 90^\circ$ and $\Theta = 270^\circ$ in each condition. We shows results at only $\Theta = 90^\circ$ because waveform at $\Theta = 270^\circ$ is same as that at $\Theta = 90^\circ$. A blue line is shock pressure measured at $\Theta = 90^\circ$. Time history of shock pressure ranges from $3.0 \mu\text{s}$ to $5.0 \mu\text{s}$. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.

いドットの背景画像, PIV の初期検査窓の大きさ 32 pixel) を Fig. 3.17 に示す. Fig. 3.17(a) は画像横方向 x における変位量 u の値を示した結果である. Fig. 3.17(b) の黒い実線は (a) の黄色線で囲まれた場所における変位量 u を表している. BOS 法によって得られた変位量 (Fig. 3.17(b) 黒い実線) とハイドロフォンの計測結果から算出した変位量 (Fig. 3.17(b) 赤い実線) を比較し, BOS 法の水中衝撃波への適用範囲を調査する.

ここで, Fig. 3.18 に変位量の構築 (3.3.1 項参照) をした場合としない場合のそれぞれの変位量, また BOS 法によって得られた変位量を同時に示す. 赤い実線が変位量の構築をした結果であり, 緑の実線が変位量の構築をせずにそのまま変位量を算出した結果である. 参考として, BOS 法によって得られた変位量を黒い点線で示している. 変位量を構築していない結果 (Fig. 3.18 緑の実線) ではピークが鋭く, 変位量は大きくマイナスになっている箇所がある. 本来, 衝撃波面は立ち上がりとしち下がりがセットで存在するため, Fig. 3.18 緑の実線のように圧力勾配に関する変位量はプラスとマイナスの値がセットになるはずである. しかし, 変位量の構築をすることにより波形はなめされており (Fig. 3.18 赤い実線), BOS 法の結果 (Fig. 3.18 黒い点線) に近くなる. これは変位量の構築により, BOS 法

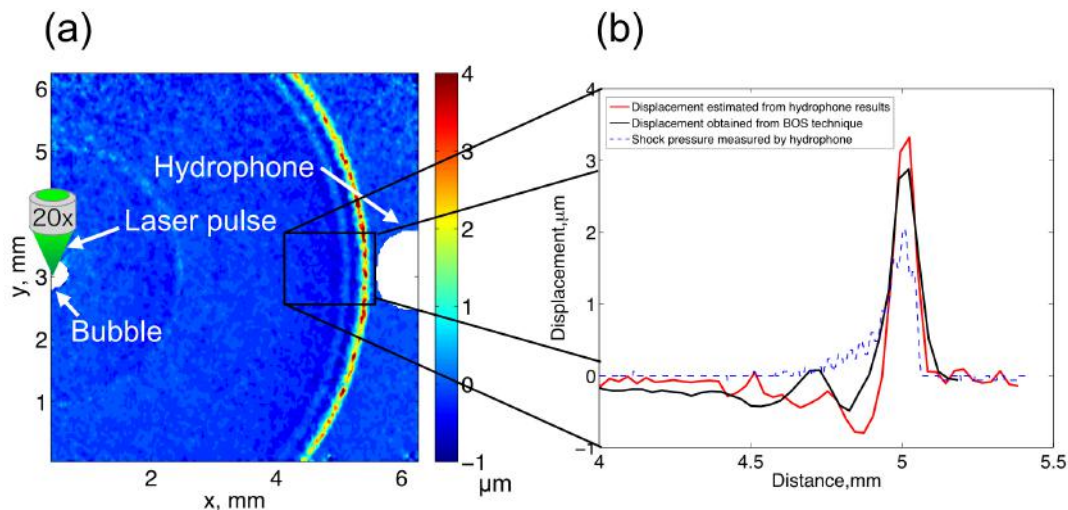


Fig. 3.17 Example of comparison of displacement in a condition (laser energy: 1.9mJ, spatial resolution: $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, dot size: small, initial window size of PIV: 32 pixel). (a) Displacement field u in the x -axis direction obtained from BOS technique. (b) Comparison of displacement obtained from between BOS technique and hydrophone. Comparing area is (a) surrounded by a yellow line.

と同様に投影された変位量になったことを意味する。BOS 法から得られる変位量で負の変位量がほとんど検出されない理由は BOS 法によって得られた変位量が投影データであるからだと考えられる。投影データであるため、衝撃波の立ち下がりによって得られる負の変位量と奥行き方向に存在する立ち上がりの正の変位量が積算されてしまったと考えられる。この結果から BOS 法による密度場や圧力場を算出する際は投影結果から再構成を行う必要がある。

全条件の比較結果を Fig. 3.19 に示す。ただし、PIV の初期検査窓においては 32 pixel 固定である。

衝撃波圧力ピークの違いによる変位量の変化

レーザーエネルギーを変えることにより、衝撃波圧力ピーク値を変えた場合の比較結果を Fig. 3.20 に示す。レーザーエネルギー以外の条件は空間解像度 $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$ 、小さいドットの背景画像、PIV の初期検査窓の大きさ 32 pixel である。ハイドロフォンによって得られた変位量の最大値と BOS 法によって得られた変位量の最大値を比較した結果を Table 3.4.3 に示す。

ハイドロフォンでの変位量の最大値は衝撃波圧力ピークが高くなると大きくなるが、BOS 法ではそのような傾向はない。Fig. 3.19 から他の 3 条件においても同様の傾向にあること

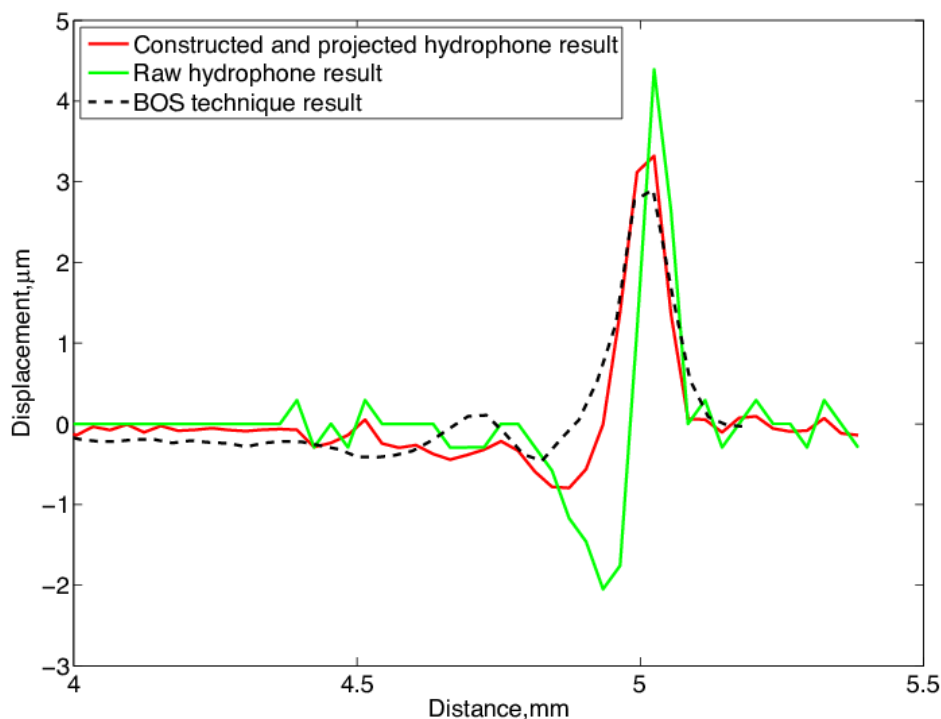


Fig. 3.18 Comparison of displacement calculated using hydrophone results. Red line shows displacement calculated using constructed and projected results just like BOS technique. Green line shows displacement calculated using raw results. Displacement obtained from BOS technique (black dot line) is shown as reference.

がわかる。以上のことから、BOS 法の水中衝撃波へ適用できる限界が存在することが明らかである。BOS 法によって得られる変位量は密度勾配、または圧力勾配に関する値である。圧力ピークを高くしたことにより、圧力勾配が大きくなり、ある一定以上の圧力勾配を検出することができなかったと考えられる。これは、3.4.1 節で示した BOS 法の矛盾点を説明することができる。Fig. 3.7(b) において、伝播初期の高い圧力ピークをもつ衝撃波の密度勾配を取得した結果 ($t = 0.6 \mu\text{s}$) よりも、ある程度伝播した低い圧力ピークをもつ衝撃波の密度勾配の方 ($t = 2.4 \mu\text{s}$) が大きい値を示した。これは、BOS 法の取得できる圧力勾配の限界により生じてしまったと考えられる。

本実験においては、ハイドロフォンの変位量と BOS 法の変位量の比較結果 (Fig. 3.19) から、レーザーエネルギー 1.9 mJ までが適用範囲であると考えられる。エネルギー 1.9 mJ で発生する衝撃波の圧力ピークは約 1 MPa、衝撃波面の立ち上がり幅は約 $60 \mu\text{m}$ であり、衝撃波の立ち上がり時の圧力勾配は 17 GPa/m である。そこで、空間解像度、ドットの大き

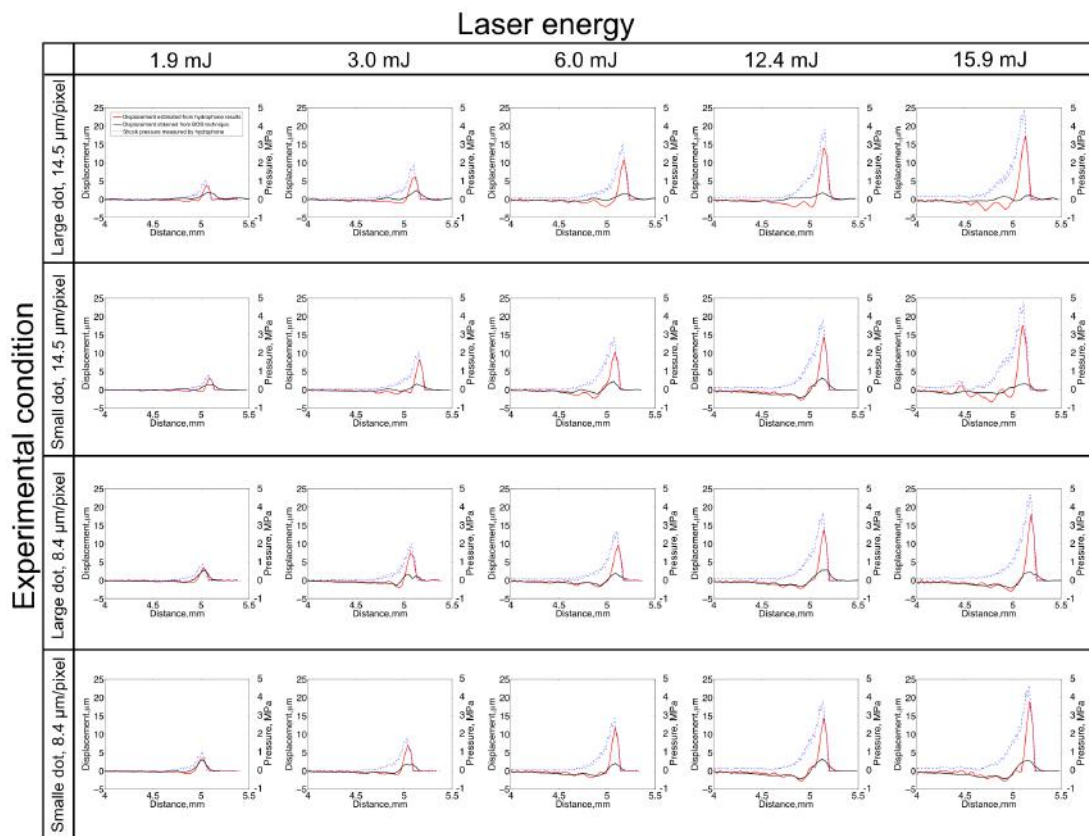


Fig. 3.19 Comparison of displacement in all conditions.

さ、PIVの初期検査窓の大きさを変化させ比較した結果はエネルギーが1.9 mJの結果のみを比較する。

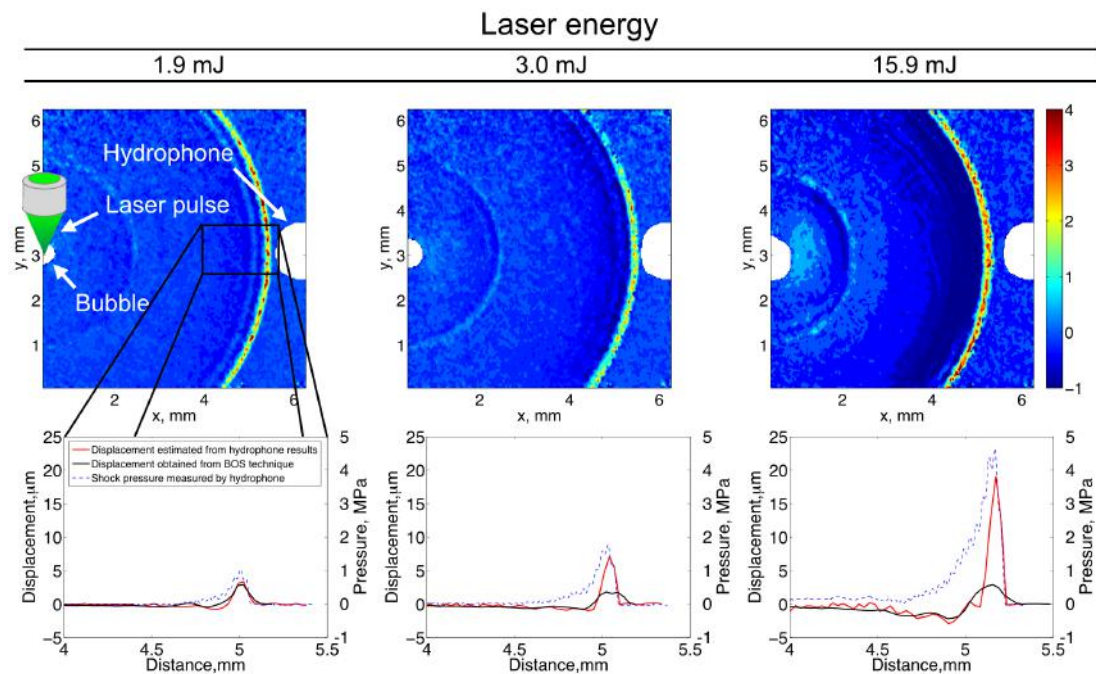
空間解像度および背景画像のドットの大きさの違いによる変位量の変化

空間解像度を8.4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ と空間解像度14.5 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ の2条件、背景画像のドットの大きさを大小の2条件、計4条件を比較した結果をFig. 3.21に示す。レーザーエネルギーは1.9 mJ、PIVによる初期検査窓の大きさは32 pixelである。空間解像度とドットの大きさを変えたときの hidroフォンによる変位量の最大値、BOS法によって得られた変位量の最大値、また hidroフォンの結果に対する BOS法の結果の割合をTable 3.4.3に示す。

hidroフォンの計測結果から算出した変位量の最大値は、空間解像度14.5 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 、大きいドットの背景画像の結果がやや大きい値を示しているが、同じレーザーエネルギーの大きさであるため、比較的近い値を示す。一方、BOS法から得られた変位量の最大値は空

Table 3.3 Comparison of displacement between obtained from BOS technique and that from hydrophone measurements in the condition of each laser energy

Laser energy [mJ]	Hydrophone [μm]	BOS [μm]	Ratio of BOS to Hydrophone [%]
1.9	3.3	2.9	87
3.0	7.0	1.8	26
6.0	11.9	2.0	17
12.4	14.4	3.2	22
15.9	19.0	2.9	15

Fig. 3.20 Comparison of displacement by changing shock pressure peak in a condition (spatial resolution: $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, dot size: small, initial window size of PIV: 32 pixel).

間解像度によって結果が大きく異なる。ハイドロフォンの結果と比較すると、空間解像度が低い場合に比べて、空間解像度が高い方が BOS 法によって取得した変位量はハイドロフォンの変位量に近い値を示す。空間解像度が高い場合ハイドロフォンの値の約 80%、解像度が低い場合では約 50% であった。ここでなぜ空間解像度が小さい場合に変位量が 5 割程度しか検出されなかったか考察する。ハイドロフォンから得た衝撃波の立ち上がり時間から算出した結果、衝撃波の立ち上がりの幅は約 $50 \mu\text{m}$ であった。空間解像度が $14.5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ と小さい場合、立ち上がりの幅は 4 pixel 以下であり、衝撃波の立ち上がり時の密度勾配ま

Table 3.4 Influence of spatial resolution and dot size of the background on the maximum value of the displacement.

Conditions	BOS [μm]	Hydrophone [μm]	Ratio of BOS to Hydrophone [%]
14.5 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, small dot	1.5	3.2	46
8.4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, small dot	2.9	3.3	87
14.5 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, large dot	1.9	3.9	50
8.4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, large dot	2.8	3.4	80

たは圧力勾配を変位量として取得するのに十分な解像度が得られていなかったと考えられる。また、空間解像度 8.4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 場合でも 6 pixel 程度であるため、ハイドロフォンによる変位量との結果と完全に一致する結果は得られなかった。しかし、空間解像度を高くすることにより、本来得られるべき変位量に近づくことが明らかになった。

ドットの大小による違いは空間解像度ほどの違いは見られないが、精度はわずかに改善されている。空間解像度が高い場合においては、大きいドットの背景画像を用いた時はハイドロフォンの値の 80%、小さいドットの背景画像を用いた時はハイドロフォンの値の 86% となった。空間解像度が低い場合においては、逆の結果が得られており、大きいドットの背景画像を用いた時はハイドロフォンの値の 50%、小さいドットの背景画像を用いた時はハイドロフォンの値の 46% となった。これは空間解像度により、適したドットのサイズがあることを示唆する。

以上の結果より、BOS 法は空間解像度、背景画像のドットの大きさによって精度の改善が可能であることが示唆された。空間解像度を高くすることにより改善が見られたため、本実験の空間解像度では捉えることができなかった 1 MPa より高い圧力ピークをもつ水中衝撃波においても、空間解像度を高くすれば、定量的な情報を正確に取得することができる。従って、BOS 法は適した空間解像度、背景画像のドットの大きさを選べば、水中衝撃波への適用可能な範囲が広がると考えられる。

PIV における初期の検査窓の大きさによる変位量の変化

BOS 法は 2 枚の画像を PIV に用いられる相互相関法を利用して、変位量を算出する。相互相関法を利用する際の最初に設定する検査窓の大きさによる変位量の違いを調査した。Fig. 3.22 に初期の検査窓の大きさを 4 段階設定し、それぞれの PIV 処理によって得られた変位量についての結果を示す。変位量の最大値に関しては、最初の検査窓が 32 pixel または 64 pixel のときにハイドロフォンによる変位量の最大値の 87% となり、最も近い値をとる。初期の検査窓を小さくするとハイドロフォンの変位量の最大値に対する BOS 法によって得

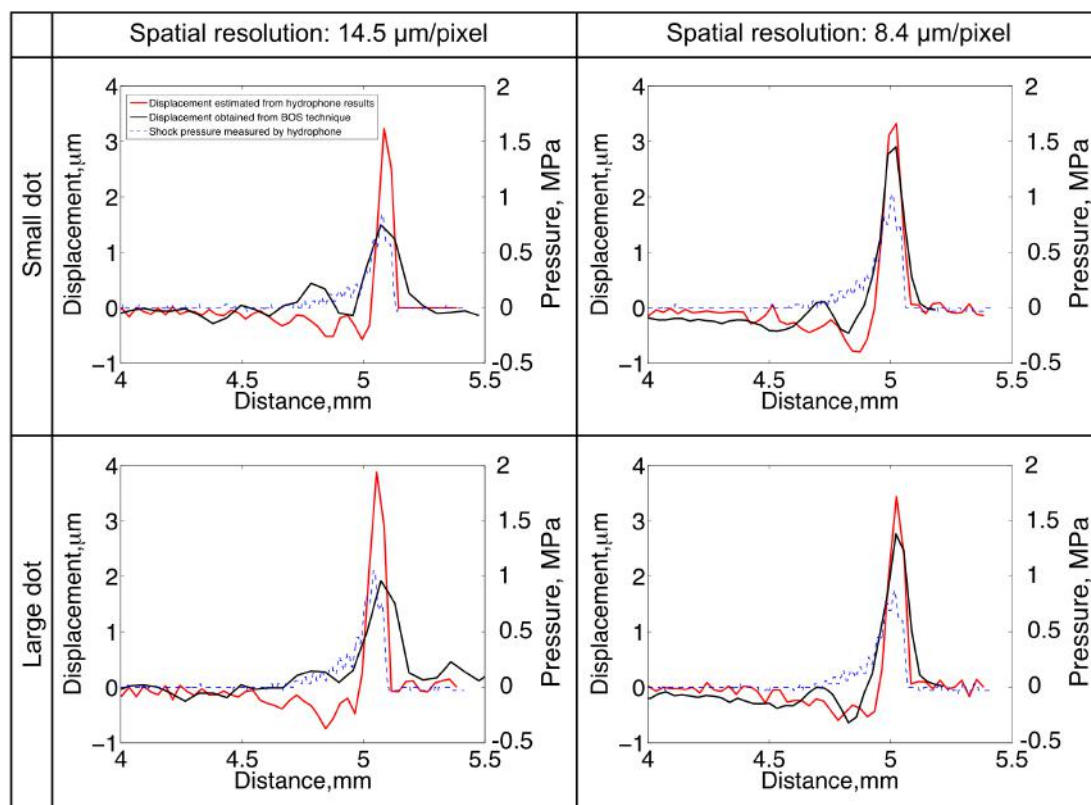


Fig. 3.21 Comparison of displacement by changing spatial resolution and dot size of backgrounds in a condition of same laser energy (1.9 mJ) and same initial window size of PIV (32 pixel).

られた変位量の割合は小さくなるが、グラフの形状は類似する。特に、最初の検査窓の大きさが 8 pixel の場合は 32 pixel に比べて、衝撃波面の厚さは近い値を示す。窓の大きさを細かくした方が現象自体は正しく取得することが予想されるが、その反面ノイズが多く、また変位量の最大値も小さくなった。そこで本実験では、ハイドロフォンから得られた変位量の最大値に最も近い検査窓の大きさ 32 pixel を用いた。しかし、8 pixel のグラフの形状が類似することから、最初の検査窓の大きさ 32 pixel とすることが最適であるとは言えない。今後、空間解像度やドットの大きさに対する適切な検査窓の大きさを調査する必要がある。本研究では、最終検査窓の大きさは 4 pixel であるが、高解像度の場合でも衝撃波の立ち上がりの厚さは 3 pixel 程しかない。空間解像度をさらに上げる、または検査窓の大きさを小さくすることにより、BOS 法によって得られる変位量が改善されるか調査する必要がある。

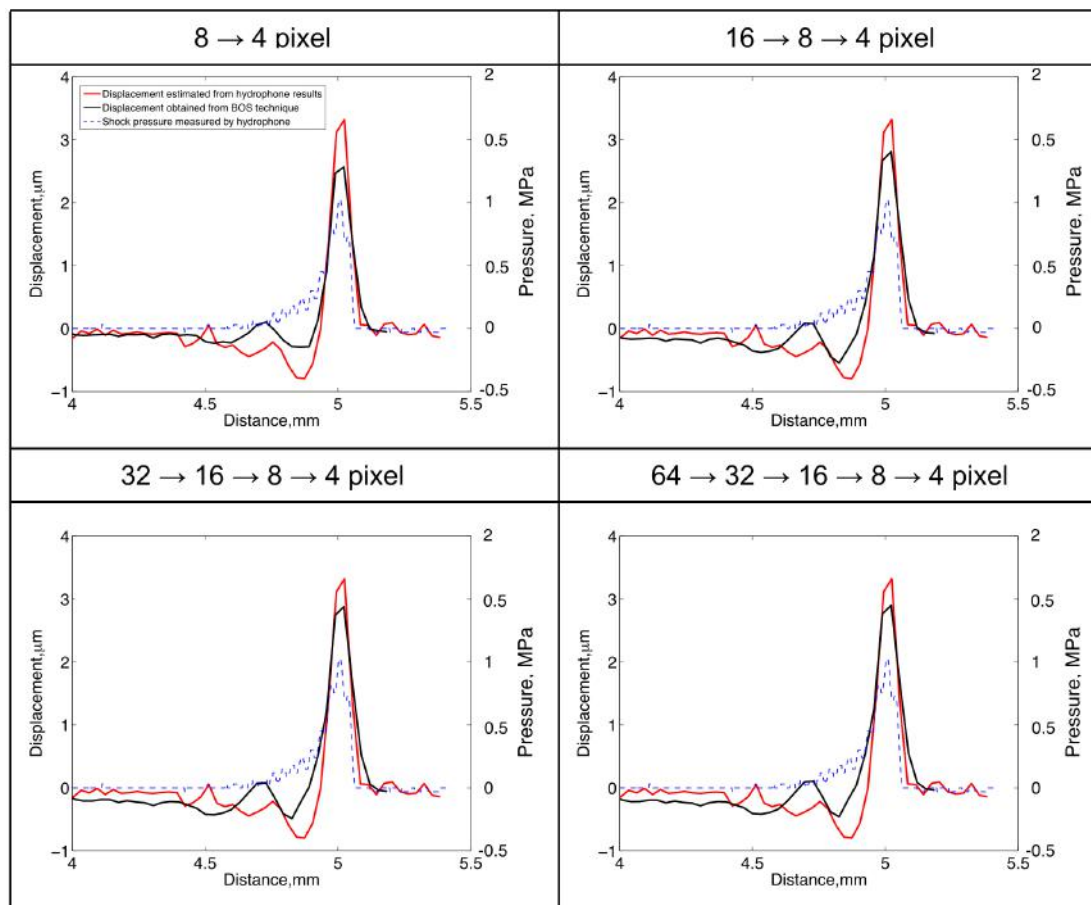


Fig. 3.22 Comparison of displacement by changing initial window size of PIV in a condition (laser energy: 1.9 mJ, spatial resolution: $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, dot size: small).

BOS 法の水中衝撃波への適用限界

BOS 法の水中衝撃波への適用限界について議論する。本研究結果や Hayasaka et al (2016) から BOS 法の水中衝撃波への限界は、衝撃波による屈折率の変化の大きさと BOS 法の空間解像度によることが明らかになった。そこで、撮影解像度とレーザーエネルギーを変化させた実験結果から、BOS 法の水中衝撃波への適用限界について調査する。BOS 法の適用限界は、衝撃波によって生じる屈折率勾配の変化を空間解像度的に正確に捉えられるか否かである。このことから、BOS 法の水中衝撃波の適用限界を、

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Delta x < C_{th} \dots \dots \dots (3.9)$$

と表す。ここで、 u は式 (3.1) で表される屈折率の変化によって生じる変位量、 Δx は空間解像度（≡撮影解像度）、 C_{th} は適用限界を表す定数である。 C_{th} を推測するために、BOS法とハイドロフォンの測定結果から $\partial u / \partial x \cdot \Delta x$ を求めた結果を Tabel.3.4.3 に示す。BOS法の結果は ~ 0.4 であることから、 C_{th} は0.4程度と考えられる。ハイドロフォンの結果は、レーザーエネルギーを高くしていくと、衝撃波が強くなることによって屈折率の変化は大きくなり、 $\partial u / \partial x$ の値が大きくなったと考えられる。一方BOS法の結果は、衝撃波による屈折率の変化の大きさと空間解像度による限界があるため、閾値で頭打ちの結果となったと考えられる。ただし、最もハイドロフォンの結果と近いレーザーエネルギー 1.9 mJ、空間解像度 $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$ の条件では、Fig.3.20 や Fig.3.21 に示されるように、ハイドロフォンとBOS法の得られた局所変位量の結果がよく一致したと考えられる。

本結果から、BOS法の水中衝撃波への適用限界と空間解像度、屈折率の変化の大きさとの関係を調査し、限界値を設定した。適用限界の関係式(式(3.9))から、屈折率の変化の大きい水中衝撃波へ適用する場合、高い空間解像度を得られる光学系を設定することで、適用できる可能性がある。4章の高解像度BOS法(空間解像度 $0.68 \mu\text{m}/\text{pixel}$)に適用すると、おおよそ8MPaまでの衝撃波に適用することが可能である。高解像度BOS法での圧力測定結果は、衝撃波圧力が最大4MPaで適用範囲内と推察される。

Table 3.5 Comparison between BOS technique and hydrophone for estimating limit of application of BOS technique to underwater shock wave

$\partial u / \partial x \cdot \Delta x, \mu\text{m}/\text{pixel}$

Laser energy	Spatial resolution: $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$		Spatial resolution: $14.5 \mu\text{m}/\text{pixel}$	
	BOS	Hydrophone	BOS	Hydrophone
1.9 mJ	0.39	0.55	0.33	1.21
3.0 mJ	0.28	1.52	0.19	3.19
6.0 mJ	0.22	1.81	0.40	3.24
12.4 mJ	0.27	3.09	0.31	4.51
15.9 mJ	0.29	3.17	0.31	4.61

3.5 まとめと展望

本実験では、BOS法を用いてレーザー誘起水中衝撃波を可視化することに成功した。得られた結果はシャドウグラフ法を用いた衝撃波の可視化結果とよく一致した。また、定量化に関しては、本実験の最大の空間解像度 ($8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$) において、衝撃波の立ち上がり時の圧力勾配は 17 GPa/m、幅 $60 \mu\text{m}$ の水中衝撃波に適用することができた。加えて空間解像

度、背景画像のドットの大きさ、PIVにおける初期の検査窓の大きさを変更することにより改善が見られた。特に空間解像度を高くすることにより最も精度の良い結果が得られた。従って、高い空間解像度にし、背景画像やPIVの処理の条件を適切に選択することにより、さらに圧力勾配の高い水中衝撃波に適用可能であることが示唆された。本実験条件の中でBOS法による定量化結果が最もハイドロフォンに近かった条件は、背景画像に小さなドットを用いて $8.4 \mu\text{m}/\text{pixe}$ の高い空間解像度で撮影し、32 pixel の初期検査窓の大きさによってPIV処理した結果であった。

Yamamoto et al (2014) はレーザー誘起水中衝撃波にBOS法を適用した結果、Fig. 3.23に示すようにSankin et al (2008) (1.4) とは逆の圧力場を得た。これは第2章で議論した衝撃波の多重構造の結果と本章で述べたBOS法の適用範囲の結果から説明がつく。Yamamoto et al (2014) は10倍の対物レンズを用いて衝撃波を発生させた。従って、レーザー誘起水中衝撃波は多重構造を持ち、 $\Theta = 0^\circ$ 方向と $\Theta = 90^\circ$ 方向では衝撃波の圧力ピークおよび圧力波形は異なる。 $\Theta = 0^\circ$ 方向には複数の圧力ピークの低い衝撃波圧力波面が形成され、 $\Theta = 90^\circ$ 方向には圧力ピークの高い1つの衝撃波面が形成される。BOS法は、圧力ピークの低い、すなわち圧力勾配の小さい衝撃波面においては変位量として定量的な情報を正確に取得することはできるが、圧力勾配の高い衝撃波面では正確に取得することはできない。従ってFig. 3.23に示すように、 $\Theta = 0^\circ$ 方向では変位量が得られ、 $\Theta = 90^\circ$ 方向ではうまく変位量を得ることができなかった。そしてBOS法によって得られた変位量から圧力を計算したため、Sankin et al (2008) と異なる結果が得られたと考えられる。

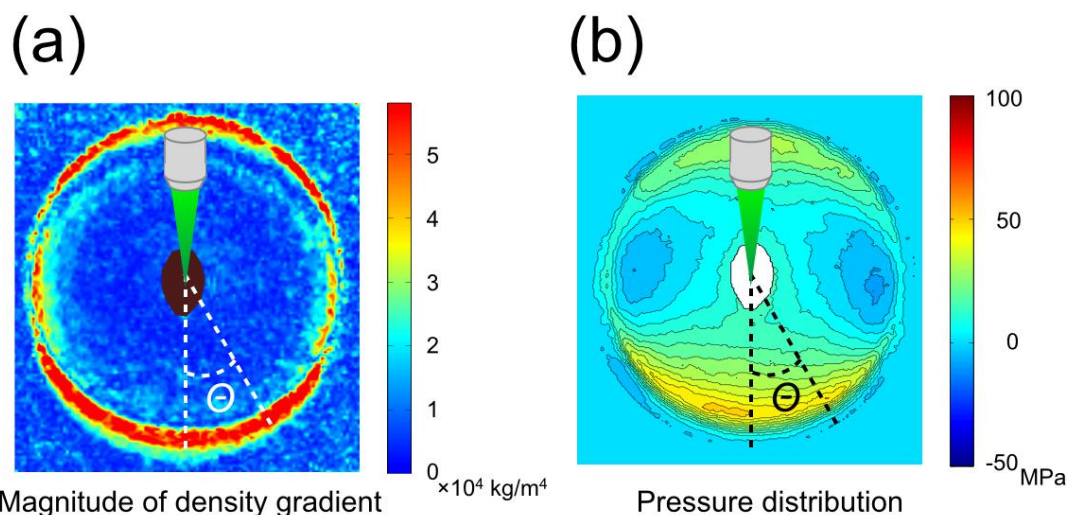


Fig. 3.23 Angular variation of (a) displacement and (b) pressure of a laser-induced shock wave obtained from BOS technique (Yamamoto et al (2014)).

第 4 章

マイクロ管内の水中衝撃波への Background-oriented schlieren(BOS) 法の適用とマイクロ ジェットと衝撃波の関係の実験的 説明

マイクロジェットの発生におけるレーザー誘起水中衝撃波の役割を実験的に明らかにするため、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波を BOS 法により可視化・定量化した。また、マイクロジェットの高速度撮影とマイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波への BOS 法の適用を同時におこない、レーザー誘起水中衝撃波の圧力力積とマイクロジェットの速度の関係を直接的に明らかにした。

なお、本章の内容の一部は Yamamoto S, Tagawa Y, and Kameda M (2018) Non-contact pressure measurement of underwater shock wave in a microtube using Background-Oriented Schlieren technique. 19th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal) として発表した。

4.1 背景

近年, Tagawa et al (2012) は超音速かつ先細り形状 (先端径が数十 μm) の特長的なマイクロジェットの生成に成功した. このマイクロジェットは医療分野 (無針注射器 Tagawa et al (2013)) や工業分野 (インクジェット) への応用が期待される. マイクロジェットは, 液体を満たしたマイクロスケール管内にレーザーパルス (波長 532 nm) を集光することによって発生する. これはレーザーを集光した箇所で, 衝撃波が発生し, 衝撃波が管内の湾曲した気液境界面に伝播することによって生成されると考えられた (Tagawa et al (2012)). レーザー誘起水中衝撃は古くから研究されており (Rice and Walsh (1957); Cole (1965); Bell and Landt (1967); Lauterborn and Vogel (2013)), 近年 Tagawa et al (2016) がレーザー誘起水中衝撃波の多重構造及びその要因について明らかにした.

マイクロジェットと衝撃波の関係について, Peters et al (2013) が数値解析により, マイクロジェットの速度は圧力力積に関係することを示した. また, Turangan (2013) は管内で発生した衝撃波が気液境界面に伝わることによりジェットが生成されることを数値解析により明らかにした. Hayasaka et al (2017) は衝撃波の圧力力積とマイクロジェットの速度が比例関係にあることを実験的に示唆した. しかしながら, マイクロジェットの発生と管内の衝撃波の関係を直接的に明らかにした例はない. なぜならマイクロスケール管内の水中衝撃波の可視化が困難であり, また管内の衝撃波圧力を直接計測する手段がないためである. そこで, 我々は密度場, 圧力場の可視化, 定量化に適用可能な BOS 法 (Meier (1998)) を用いて, 管内の衝撃波の情報を取得することを試みる. BOS 法は衝撃波などの密度勾配を簡易的に可視化・定量化できる手法である. 主な構成はカメラと背景画像とシンプルで, 他の光学的可視化手法 (従来 of シュリーレン等) に比べて非常に簡易である (Dalziel et al (2000); Richard and Raffel (2001); Meier (2002)). そのため, 様々なスケールの観測対象に適用可能である (Hargather and Settles (2010); Hargather (2013); Mizukaki et al (2014); Suriyanarayanan et al (2012); Venkatakrisnan et al (2013)). BOS 法の水中衝撃波への適用は, 衝撃波の水中での伝播速度が 1,500m/s と非常に速く, 加えて水の密度変化が非常に小さいことから困難とされていた. 超高速度撮影と適切な背景画像, 撮影解像度により Yamamoto et al (2015) がレーザー誘起水中衝撃波への適用可能性を初めて示し, Hayasaka et al (2016) が Optical Flow を用いた BOS 法により, ミリスケールのレーザー誘起水中衝撃の圧力場を定量化することに成功した. しかし, マイクロスケールの水中衝撃波に適用した例はなく, 解像度が重要な BOS 法にとって, 非常に挑戦的課題である. 本研究は, μm オーダーのドットパターン背景画像と高解像度撮影による BOS 法を用いてマイクロスケールの管内の水中衝撃波を可視化・定量化することを試みる. これにより, マイクロ管内の

レーザー誘起水中衝撃波を実験的に明らかにする。また、レーザを照射することで発生するマイクロジェットを同時に観察することにより、マイクロジェットとレーザー誘起水中衝撃波の関係を直接的に明らかにする。

4.2 実験概要

マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波とマイクロジェットを同時に調査するための実験装置の概要図を Fig. 4.1 に示す。パルスレーザー (Nd: YAG laser Nano S PIV, Litron Lasers 波長: 532 nm, パルス幅: 6 ns) をマイクロスケールの矩形管内 (inner size: 500 μm , outer size: 1,000 μm) の超純水に対物レンズ (SLMPLN20X, Olympus, 倍率: 20 倍, NA 値: 0.25) を用いて集光することにより、水中衝撃波及びマイクロジェットを発生させる。水中衝撃波の伝播の様子を、高解像度 CMOS カメラ (EOS Kiss X5, Canon, 空間解像度: 0.68 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, 撮影解像度: 6,000 \times 4,000 pixs) とレーザー光源 (SI-LUX 640, Specialized Imaging Ltd., 波長: 640 nm, パルス幅: 20 ns) を用いて、ストロボ撮影する。高解像度カメラとレーザー光源はパルスレーザーとディレイジェネレータ (Model 575, BNC) によって同期し、撮影タイミングを調節する。また、マイクロジェットの発生を超高速度カメラ (SAX2) とレーザー光源 (CW Laser, 波長 200nm) を用いて、連続撮影する。超高速度カメラとレーザー光源も同様にディレイジェネレーターを用いてパルスレーザーと同期し、撮影タイミングを調節する。複数の波長のレーザーを扱うため、それぞれのカメラにはハイパスフィルター、ローパスフィルターを設置する。観測対象がマイクロスケールであるため、矩形管の直後に配置する背景画像には、MEMS 技術を用いて製作したランダムドットパターンを使用する (各格子解像度は 8 \times 8 μm)。パルスレーザーはハーフミラー (誘多膜プレートハーフミラー, OptoSigma, 透過率: 50%) を用いて分光し、エネルギーメーター (EnergyMax-RS J-10MB-HE, Coherent, USA, 計測可能範囲: 12 μJ - 20 mJ) を用いてレーザーの照射エネルギーを計測する。投入するパルスレーザーのエネルギーは約 0.3 - 1 mJ である。

4.2.1 マイクロスケールの観察対象への BOS 法の適用方法

マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波へ BOS 法を適用するため、3 章 (Yamamoto et al (2015)) より、計測の空間的解像度 (背景画像と撮影カメラ) を向上させる必要がある。3 章で述べたように、BOS 法の水中衝撃波への適用のさらなる改善項目として、撮影解像度の向上が挙げられる (Yamamoto et al (2015); Hayasaka et al (2016))。そこで、解像度の高い高解像度 CMOS カメラを採用し、マイクロ管を拡大して撮影する (Fig. 4.2)。また、マイクロスケールに合わせたドットサイズの背景画像を用意する必要がある。そこで、MEMS 技

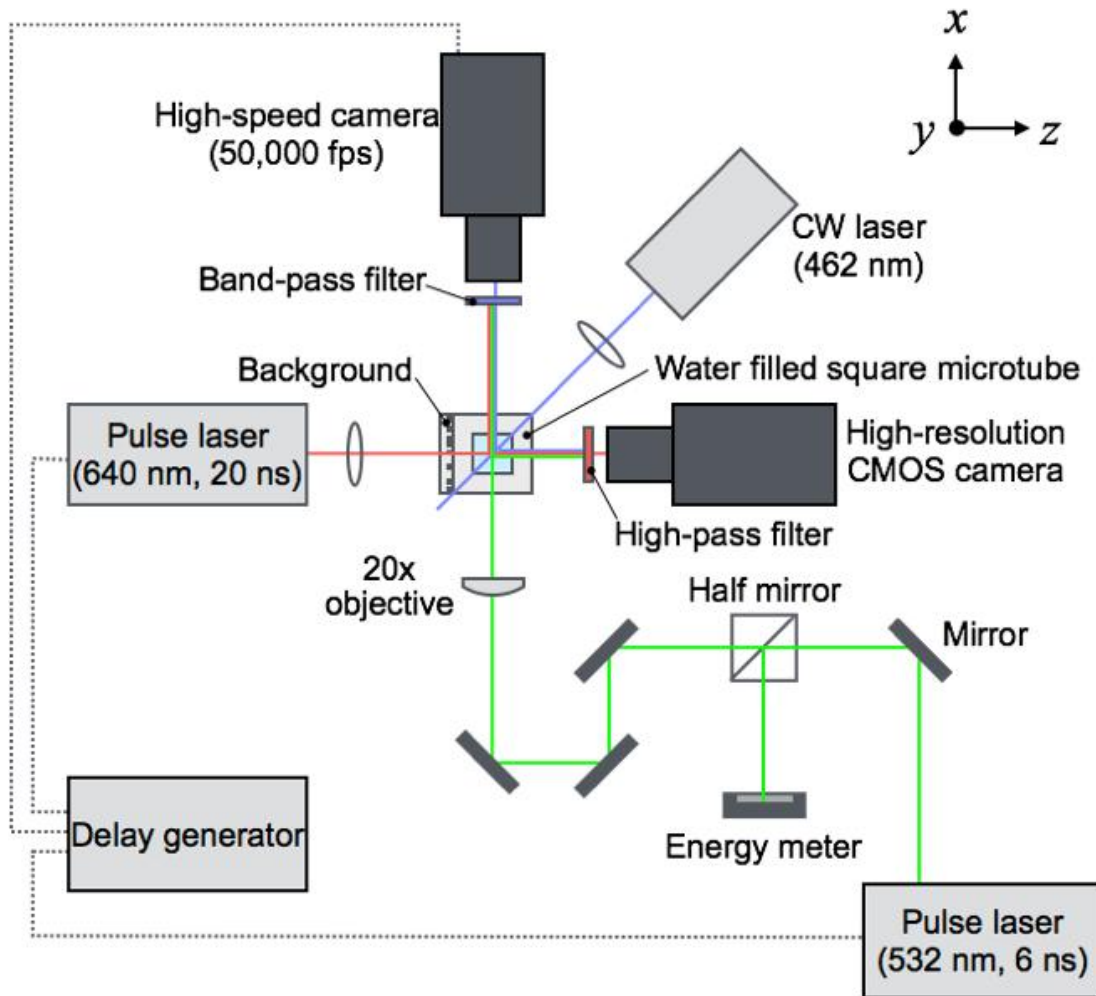


Fig. 4.1 Schematic of measurement system combined a high-resolution imaging and a high-speed imaging

術を利用し，各格子解像度は $8 \times 8 \mu\text{m}$ のランダムドットパターンから成る背景画像を作成する (Fig. 4.3). その結果，Fig. 4.4 に示すように，細かいドットサイズを高倍率で撮影することが可能となる．本実験系での撮影解像度は， $0.68 \mu\text{m}/\text{pixel}$ であり，Yamamoto et al (2015) の $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$ に比べて空間解像度は大きく，適用可能性は十分である．

BOS 法の原理は 3.2 節に詳細を記載済である．本実験で得られた結果は以下のように解析を行う．撮影した 2 枚の画像 (Fig.4.5 (i): 水中衝撃波が生じていない背景画像，(ii): 水中衝撃波発生時の背景画像) を Particle Image Velocimetry(PIV) の相互相関法から，局所変位量を算出する (Fig.4.5 (iii)). BOS 法によって得られた局所変位量 (Fig.4.5 (iii)) は z 軸方向



Fig. 4.2 Setup of camera for high-resolution photography

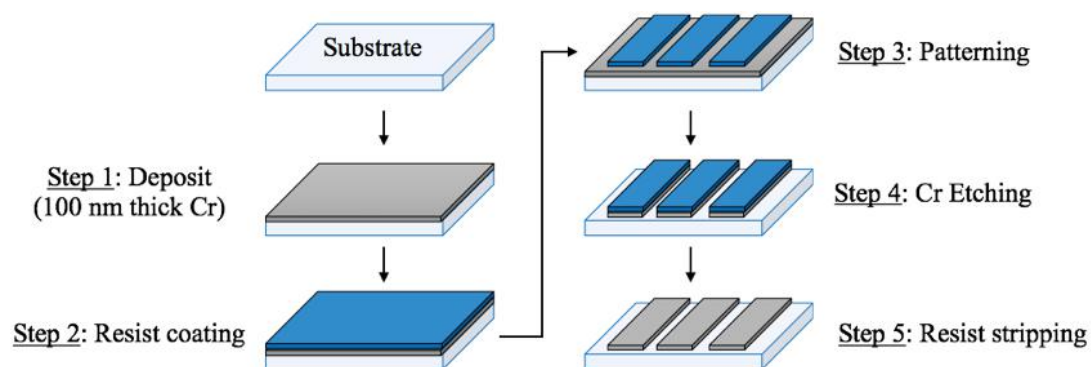


Fig. 4.3 Manufacturing process of background by Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)

に積算された値であり、本来は三次元再構成を行う必要があるが、衝撃波の先端の圧力値のみを取り出すため、三次元再構成を行わない（矩形管であるため、特殊な再構成が必要である）。気泡発生位置（管軸）の局所変位量を±10pixelの範囲で取り出し、その平均値を求める。この局所変位量を圧力値に変換する（Hydrophoneのような圧力履歴）局所変位量と

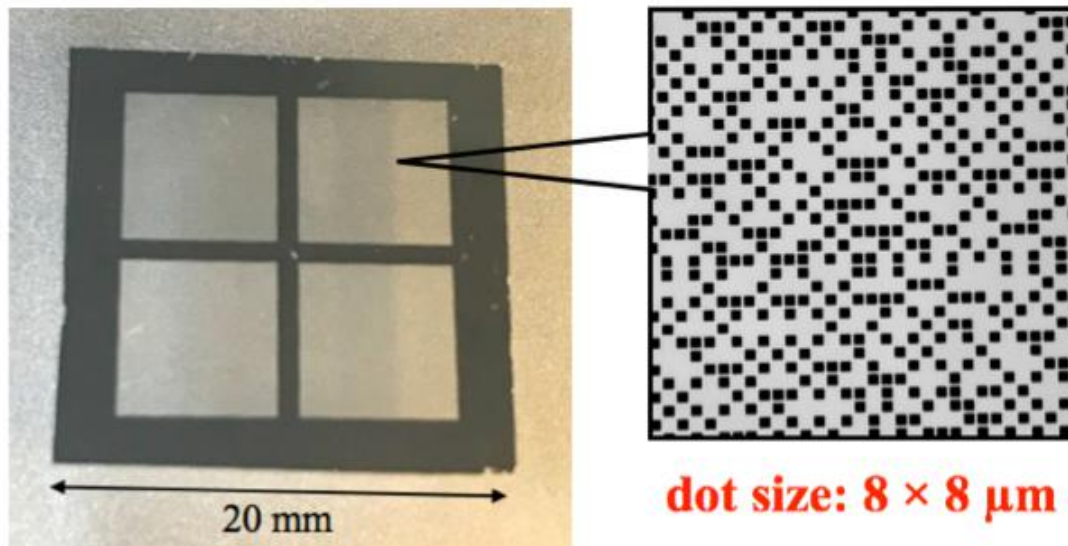


Fig. 4.4 Background consisting of micro-dot pattern produced by MEMS

密度勾配の関係(式(3.1))から、密度を算出する。このとき、境界条件は衝撃波の先端部より先の領域を密度 ρ_0 と設定する。最後に Tait の式(式(3.5))を用いて、密度を圧力に変換する。圧力力積は、衝撃波面の領域における圧力値を積算する。

本来であれば、3次元再構成を行い、得られた局所変位量から密度に関するポアソン方程式を解き、密度場や圧力場を算出する。ただし、本実験系で使用したマイクロ管は矩形感であり、管軸対象の再構成が困難である。従い、得られる局所変位量がほぼ投影データでない、気液境界面側の衝撃波面先端に限定して議論する。

4.2.2 マイクロジェットのジェット速度計測方法

BOS 法と同時にマイクロジェット発生の様子を超高速度カメラで撮影し、その連続写真からマイクロジェットの速度を計測する。気液境界面を高速度撮影した一例を Fig 4.6(a) に示す。レーザー照射後、気液境界面(メニスカス)が変形し、収束した形状のジェットが生成される様子が確認できる。この連続撮影画像をもとに、気液境界面の位置の時間履歴からマイクロジェットのジェット速度の時間履歴を算出する (Fig. 4.6(b))。ジェット速度は湾曲した気液境界面が集束することにより、ジェット速度(流体の流れ)が最高速度になり、その後新たに形成されるジェットの表面張力によりジェット速度が減速され、ある一定の速度に漸近する。本研究では、ジェット形成時の最高速度に着目し、BOS 法によって得られた衝撃波圧力との関係を調査する。

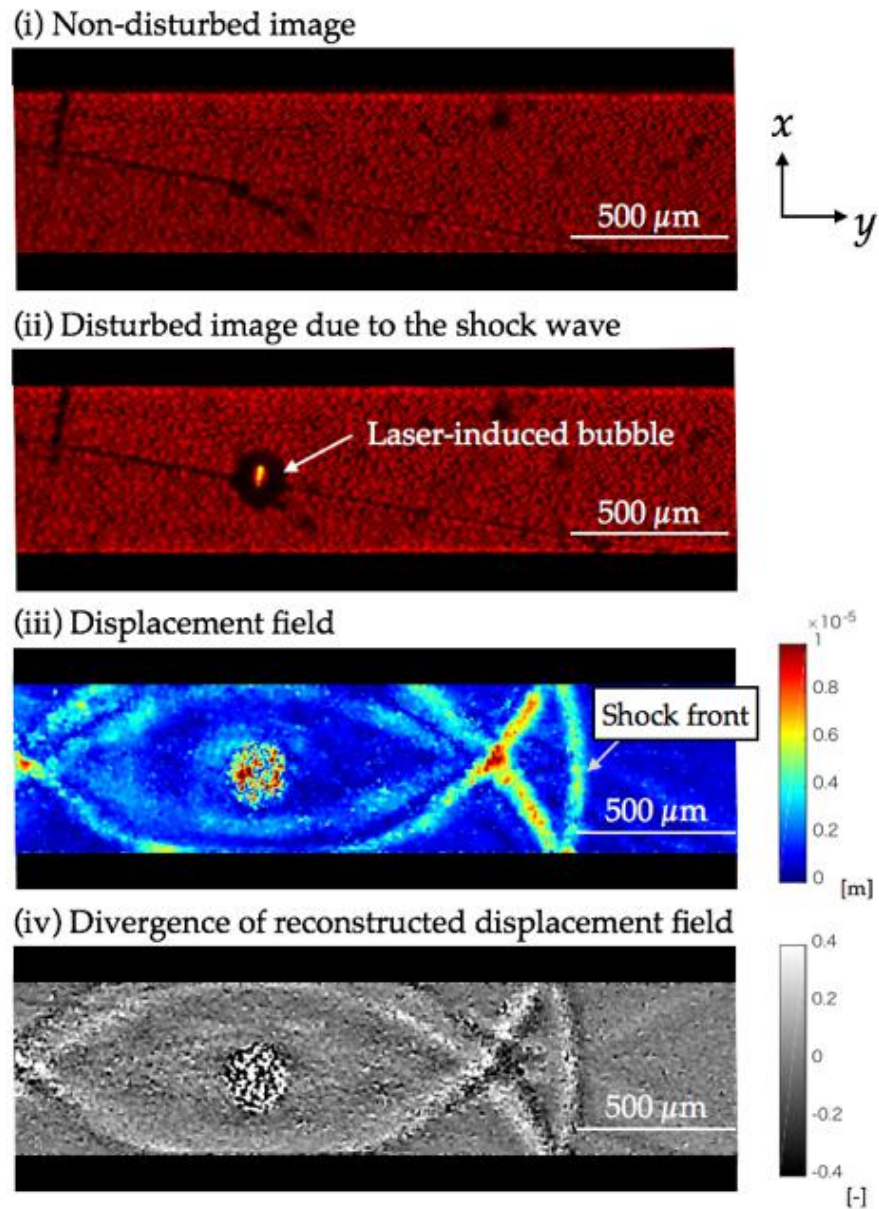


Fig. 4.5 ((i) Non-disturbed background image. (ii) Disturbed image due to the underwater shock wave. (iii) Displacement field obtained from two images (i) and (ii) using PIV analysis. (iv) Divergence field of the displacements. These images show shock wave when laser pulse being irradiated at $t = 0.5 \mu\text{s}$.

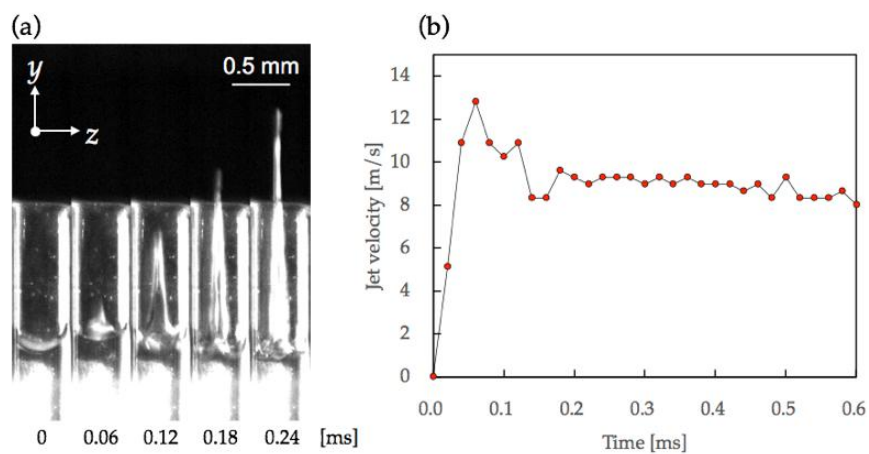


Fig. 4.6 (a) Jet generation after a laser pulse is generated. The subsequent images are taken 0.06 ms apart and (b) jet velocity as a function of time after the laser pulse is generated. The velocity is obtained from the sequent images of the jet generation in (a)

4.3 実験結果

4.3.1 マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波への BOS 法適用結果

可視化結果

マイクロスケールの矩形管内を伝播するレーザー誘起水中衝撃波を BOS 法によって可視化した結果を示す。衝撃波が水中を伝播し、マイクロ管の管壁で反射した様子が確認できる。この挙動はのマイクロ管内の衝撃波のシミュレーション結果 (Turangan (2013)) やシャドウグラフ法による可視化結果とよく一致する (Fig. 4.7)。従い、BOS 法はマイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波の可視化に適用できたといえる。

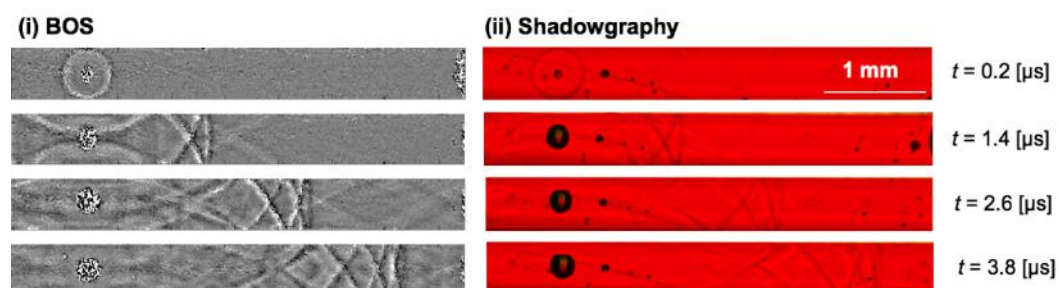


Fig. 4.7 Comparison of visualized underwater shock wave in microtube between (i) by BOS and (ii) by shadowgraphy.

定量化結果

BOS 法によって得られた局所変位量、および居所変位量から算出した圧力・圧力積について議論する。投入するパルスレーザーのエネルギーを約 0.3 -1 mJ と変化させた場合、BOS 法によって得られた局所変位量の最大値を Fig. 4.8 に示す。レーザーエネルギーが増加するにつれて、BOS 法によって得られた局所変位量の最大値が増加していることがわかる。局所変位量は式 (3.1,3.2) に示すように、屈折率の変化および密度勾配に関する値である。レーザーエネルギーが高い場合、より強い衝撃波が発生し、大きな密度変化により屈折率の変化が大きくなり、大きな局所変位量が得られたと推察される。次に、局所変位量から衝撃波圧力を算出した結果を Fig. 4.9 に示す。衝撃波圧力は、局所変位量と同様にレーザーエネルギーに対して増加傾向にある。この結果は、Vogel et al (1996a); Noack and Vogel (1998) と同様である。以上より、BOS 法によって、屈折率の変化、密度勾配に関係する定量的な情報（局所変位量）を取得することに成功した。

レーザーエネルギーと局所変位量や衝撃波圧力は、レーザーエネルギーと局所変位量が相関係数 0.72、レーザーエネルギーと衝撃波圧力が 0.76 と強い相関関係が出ているものの、ばらつきが大きい。これは、本結果で採用したレーザーエネルギーが液中に吸収されたレーザーエネルギーではなく、液中に投入したレーザーエネルギーであったことが主要因だと考えらる。例えば、同じエネルギーを投入した同じ時刻における気泡の大きさに着目すると (Fig. 4.10)、気泡の大きさは大きく異なった。また、BOS 法によって得られた局所変位量は投入したレーザーエネルギーが同じであっても、異なる結果が得られた (Fig. 4.10 下段)。本来、衝撃波圧力やジェット速度を定量的に議論するためには、液体が吸収したエネルギーで議論することが理想的である。しかし、今回の実験では液体が吸収したレーザーエネルギーは直接計測できていない。そこで、マイクロ管内で発生した気泡体積が吸収エネルギーと密接に関係することから、気泡体積と局所変位量、衝撃波圧力の関係を確認した (Fig.4.11, 4.12)。気泡体積と局所変位量や衝撃波圧力は、気泡体積と局所変位量が相関係数 0.78、レーザーエネルギーと衝撃波圧力が 0.84 とレーザーエネルギーと局所変位量や衝撃波圧力と比べて強い相関関係が得られた。以上のことから、レーザーエネルギーだけでなく、気泡体積も合わせて議論を進める。

その他要因として、BOS 法による誤差が考えられる。BOS 法は局所変位量を求める際に、2つの背景画像（参照画像と衝撃波によって乱された画像）の差分から求める。レーザーを照射することにより、マイクロ管が振動し、参照画像の背景画像とズレを生じる。そのため、参照画像と衝撃波を発生させた画像をレジストレーションし補完している。

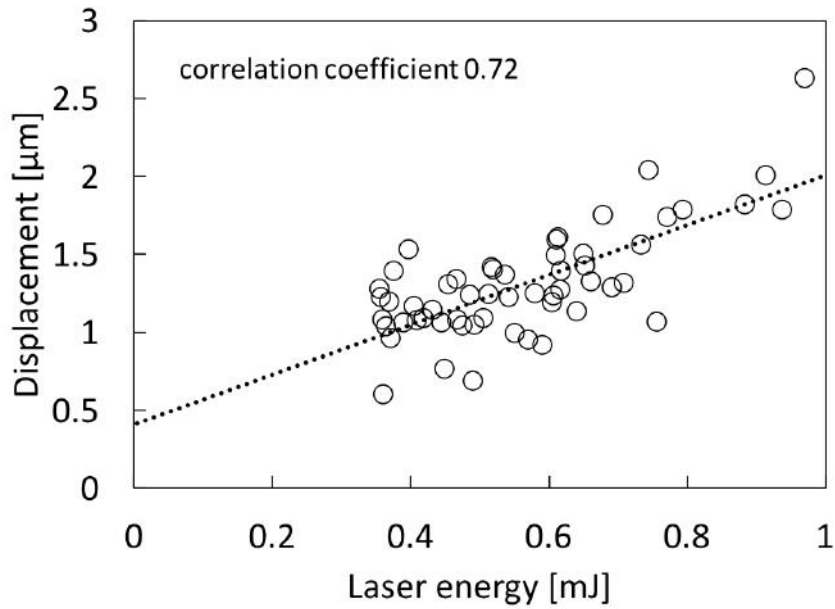


Fig. 4.8 Input laser energy vs. Displacement obtained from BOS technique

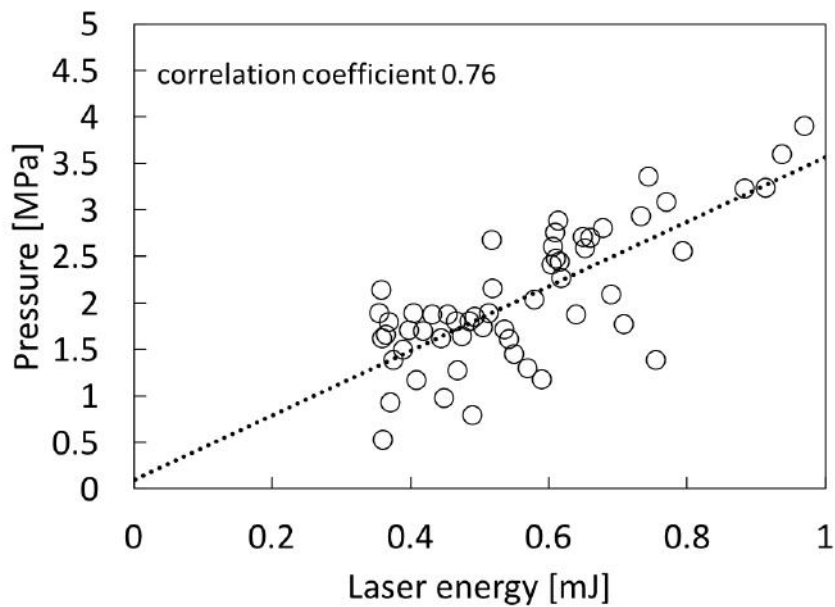


Fig. 4.9 Input laser energy vs. Shock pressure calculated from displacement

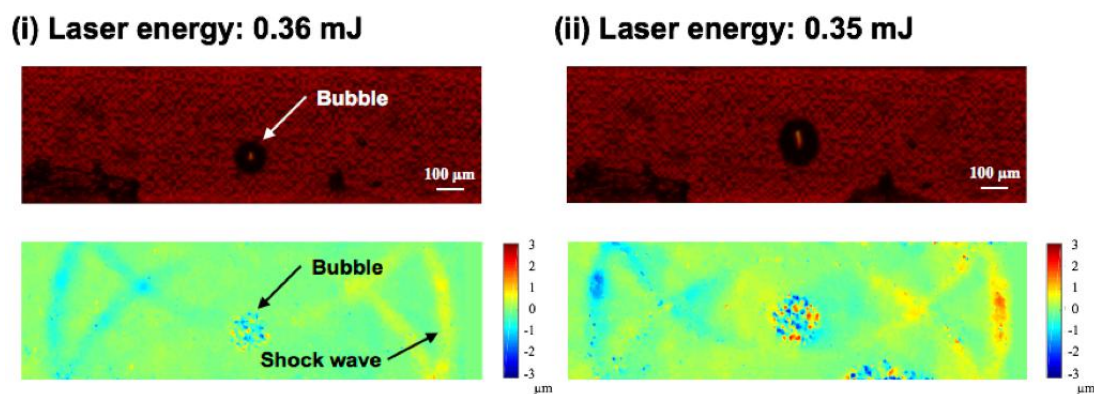


Fig. 4.10 Bubble and displacement obtained from BOS technique in Almost the same energy ((i) 0.36 mJ, (ii) 0.35 mJ)

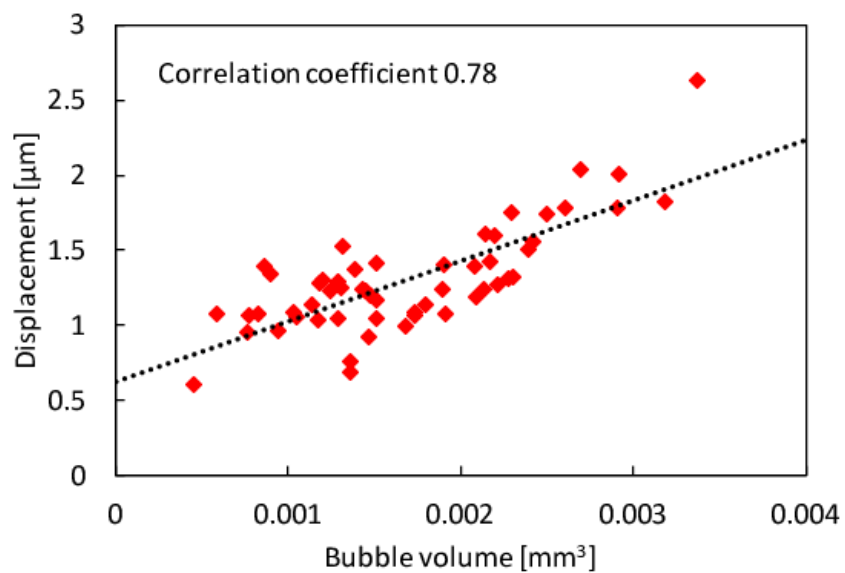


Fig. 4.11 Generated bubble volume vs. Displacement obtained from BOS technique

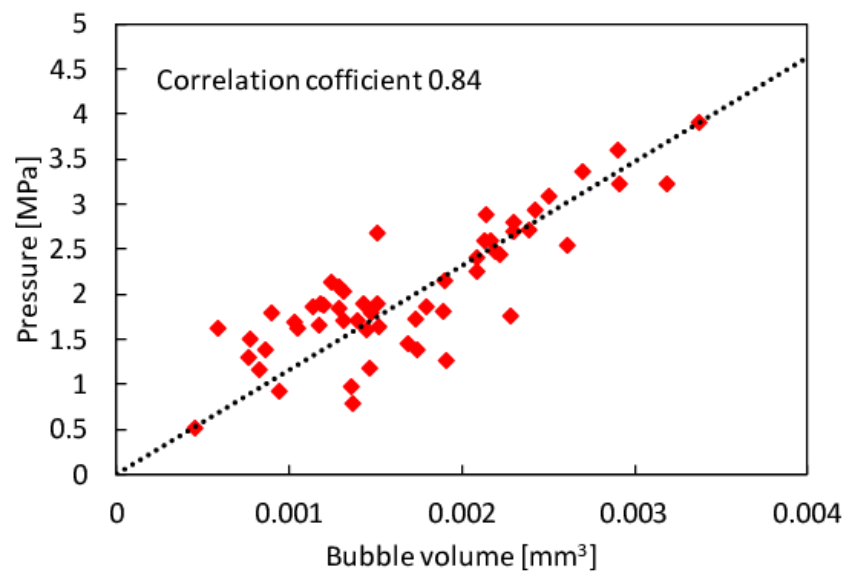


Fig. 4.12 Generated bubble volume vs. Shock pressure calculated from displacement

4.3.2 マイクロジェット速度計測結果

気液境界面を高速撮影した結果からマイクロジェットの最大速度を算出した結果を Fig. 4.13 に示す。マイクロジェットの速度は、Tagawa et al (2012) の結果と同様に、レーザーエネルギーと強い相関関係にある（相関係数 0.70）。ただし、BOS 法によって得られた局所変位量や衝撃波圧力と同様に、ばらつきが大きい。要因は BOS 法の計測結果と同じく、採用したレーザーエネルギーが液中に吸収されたレーザーエネルギーではなく、液中に投入したレーザーエネルギーであったことだと考えられる。そこで、気泡体積と衝撃波速度を比較した (Fig.4.14)。気泡体積とジェット速度は相関係数 0.90 とレーザーエネルギーとジェット速度の相関係数より高い値となった。ただし、両グラフの相関係数は、キャビテーションが発生していないとされる領域にのみのものである。ここで、ジェット速度の増速が確認されたことについて議論する。Kiyama et al (2016) はキャビテーションの発生によってジェット速度が増速することを実験的に示した。本研究結果においても、レーザーエネルギーが高い領域においてジェット速度の増速が確認できた。そこで、レーザーエネルギーが高いデータを確認したところ、マイクロ管内にレーザー誘起気泡と異なる気泡が確認された。これは、レーザー誘起水中衝撃波の伝播に伴って、液中圧力が負圧になったことによりキャビテーションが発生したと考えられる。

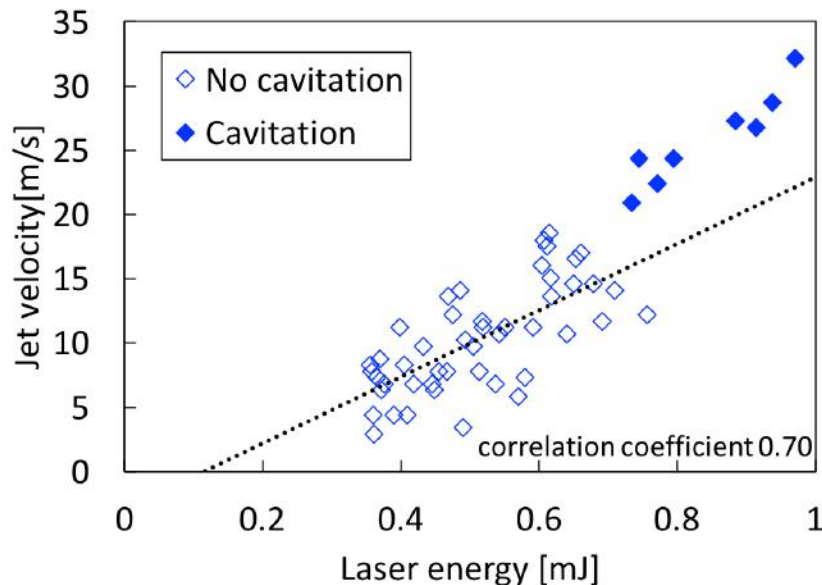


Fig. 4.13 Input laser energy vs. Maximum microjet velocity

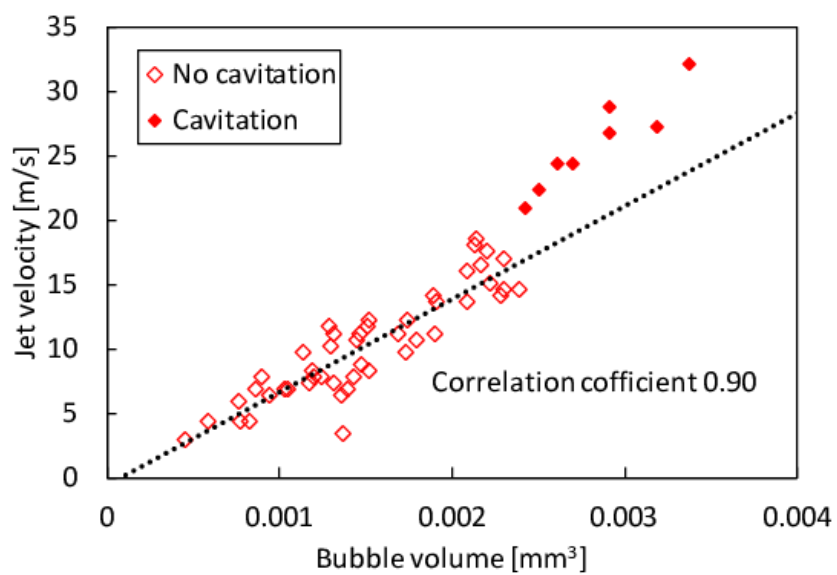


Fig. 4.14 Generated bubble volume vs. Maximum microjet velocity

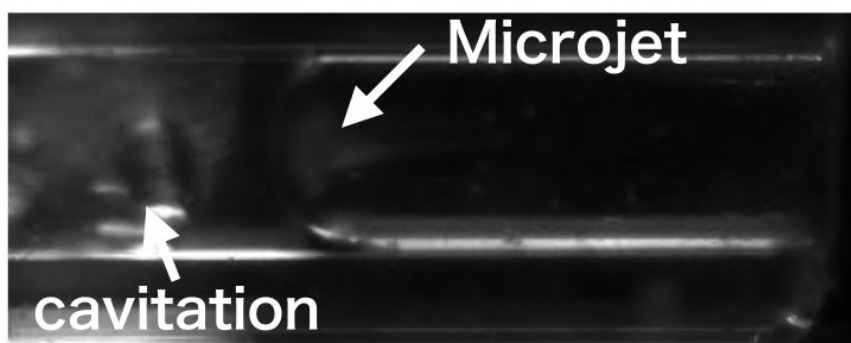


Fig. 4.15 Generation of cavitation on condition of high laser energy(0.8 mJ)

4.4 マイクロジェットの速度と衝撃波の圧力力積の関係

本節では、マイクロジェットの発生の要因であるレーザー誘起水中衝撃波について、衝撃波の圧力力積とマイクロジェットの最大速度の関係の観点から議論する。4.3.1 項、4.3.2 項は、同時計測した結果であるため、これらの結果を一对一比較する。ここで、Peters et al (2013) や Hayasaka et al (2017) が示した、ジェット速度は圧力力積と比例関係にあることから、BOS 法によって得られた定量情報から圧力力積を算出した (Fig. 4.16)。衝撃波の圧力力積はレーザーエネルギーに対して増加傾向にあることが確認できる。ただし、投入するレーザーエネルギーに対して、衝撃波発生に使われるレーザーエネルギーの割合が異なる可能性があり、ばらつきが多い結果となった。そこで、気泡体積と衝撃波圧力力積の関係を確認した (Fig.4.17)。その結果、レーザーエネルギーと圧力力積の相関係数に比べて気泡体積と圧力力積の相関係数の方が高くなった。このことから、投入レーザーエネルギーではなく、ジェット発生に直接関係する物理量で議論するべきだと考える。そこで、衝撃波の圧力力積とマイクロジェットの速度の関係を直接比較するため、横軸に圧力力積、縦軸にジェット速度としてまとめた結果を Fig. 4.18 に示す。マイクロジェットの速度は衝撃波圧力力積に対して線形に関係にあることが確認できる。また、レーザーエネルギーに対するジェット速度 (Fig.4.13) に比べて、相関係数が高い。これは、照射したレーザーエネルギーと衝撃波を発生させるエネルギーの誤差を取り除くことができ、直接的にジェット速度と衝撃波の圧力力積の関係を調査するほうが、精度が良いことを意味する。以上の結果から、これまで実験的に明らかにされていなかった「ジェット速度と衝撃波の圧力力積の相関関係」を明らかにした。すなわち、ジェットの発生が衝撃波の衝突によることを実験的に明らかにした。

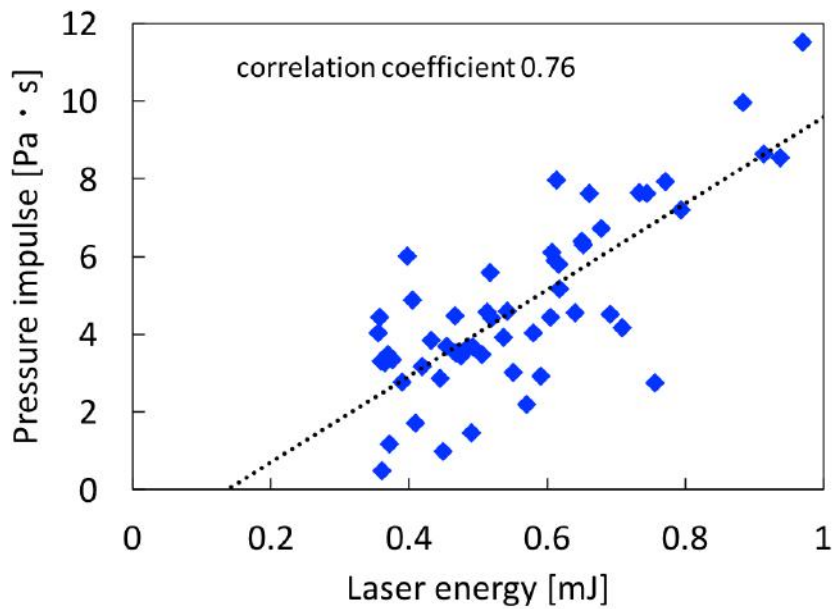


Fig. 4.16 Input laser energy vs. Pressure impulse of the shock wave

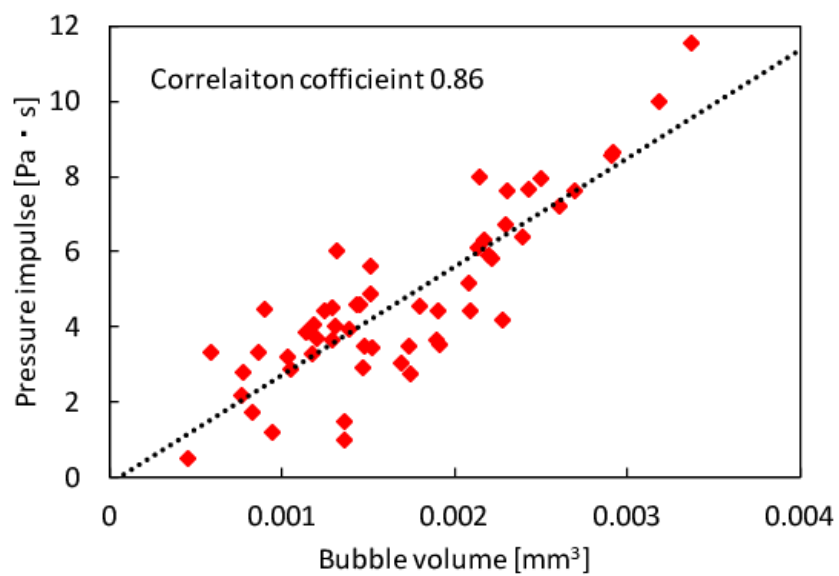


Fig. 4.17 Generated bubble volume vs. Pressure impulse of the shock wave

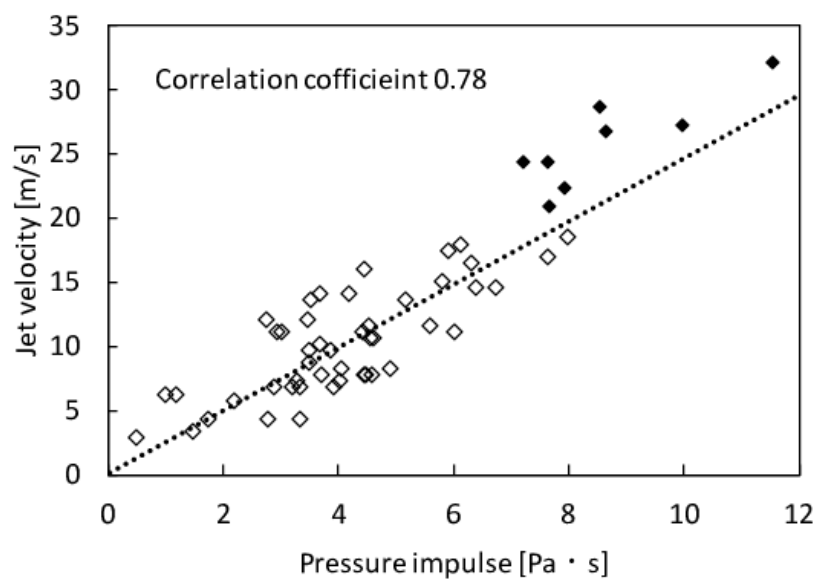


Fig. 4.18 Pressure impulse of the shock wave vs. Maximum microjet velocity

4.5 まとめ

本研究では、マイクロスケールの矩形管内で発生させたレーザー誘起水中衝撃波に BOS 法を適用し、衝撃波の可視化・定量化を行った。また、ジェット生成と衝撃波の関係を明らかにするために、マイクロジェットの発生を高速撮影すると同時に、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波へ BOS 法を適用し、衝撃波とジェットの関係を調査した。

本 BOS 法は高解像度カメラと MEMS によって作成した μm オーダーのドットパターンを施した背景画像を用いることで、マイクロスケールの矩形管内における水中衝撃波の可視化・定量化に成功した。マイクロスケールかつ水中衝撃波に BOS 法を適用した例は初めてであり、より測定困難な条件において BOS 法を適用することに成功した。したがって、BOS 法の適用範囲をさらに広げることができたといえる。

ジェット生成の高速撮影と BOS 法によって得られた衝撃波圧力の比較により、気液境界面に衝突する衝撃波圧力積とジェット速度が比例関係にあることがわかった。これは Peters et al (2013) が数値解析した結果や Hayasaka et al (2017) が間接的に明らかにした結果を実験的に直接示すことに成功した。すなわち、ジェットの発生が衝撃波の衝突によることを実験的に明らかにした。

第5章

結言

本章では、超音速マイクロジェットの発生要因であるレーザー誘起水中衝撃波に関して3つの研究結果それぞれについて総括する。

1. レーザー誘起水中衝撃波の構造についての理解
2. Background-oriented schlieren (BOS) 法の水中衝撃波への適用
3. マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波とマイクロジェットの関係の実験的解明

レーザー誘起水中衝撃波の構造を解明するために複合計測システムを構築し、調査を行った。複合計測システムは2台のハイドロフォンと2台の超高速ビデオカメラから構成される。ハイドロフォンにより衝撃波圧力を計測し、ハイドロフォンと同期した2台の超高速ビデオカメラにより衝撃波、気泡、プラズマを撮影した。レーザー誘起水中衝撃波の構造をプラズマ、気泡、衝撃波を関連付けてモデル化した最初の研究である。

また、密度変化が非常に小さく、適用が難しいとされる水中衝撃波に初めてBOS法を適用した。適用可能な範囲を調査するため、実験・解析条件を変化させBOS法による計測を行った。

さらに、BOS法をより技術ハードルが高いマイクロ管内の水中衝撃波へ適用した。同時にマイクロジェットを高速撮影し、マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波とマイクロジェットの発生に関連を調査した。その結果以下の知見が得られた。

レーザー誘起水中衝撃波の構造についての理解

- 衝撃波の圧力力積の等方性が広い実験条件下で確認され、一方、衝撃波の圧力ピーク値は異方性が確認された。
- レーザー照射方向に複数の圧力ピークがハイドロフォンにより計測され、超高速撮影から複数の衝撃波面、気泡、プラズマ群が観察された。圧力ピーク、衝撃波面、気泡、プラズマ群のそれぞれの数は一致した。これにより、レーザー誘起水中衝撃波は複数の衝撃波面をもつ多重構造だと考えられた。
- 衝撃波圧力、気泡形状、プラズマの輝度値が強い相関があることから、衝撃波の多重構造は複数発生するプラズマおよび気泡が要因であると考えられた。

Background-oriented schlieren (BOS) 法の水中衝撃波への適用

- BOS法を用いた水中衝撃波の可視化結果は、シャドウグラフ法の結果と良く一致した。これにより、BOS法の水中衝撃波への適用可能性を示した。
- 本実験で用いた空間解像度では、衝撃波面の立ち上がり幅が約 $60\ \mu\text{m}$ 、圧力勾配が約 $17\ \text{GPa/m}$ までの衝撃波を定量化可能であることを明らかにした。
- BOS法の精度は空間解像度に強く依存しており、空間解像度を高くすることによりより高い圧力ピーク値を持つ水中衝撃波へ適用可能だと考えられた。

マイクロ管内のレーザー誘起水中衝撃波とマイクロジェットの関係の実験的解明

- 高解像度カメラと MEMS によって作成した μm オーダーのドットパターンを施した背景画像により，マイクロスケールの水中衝撃波に BOS 法を適用することに成功した．衝撃波の可視化結果はシャドウグラフ法の結果や数値解析結果とよく一致した．
- ジェット生成の高速撮影と BOS 法によって得られた衝撃波圧力の比較により，気液境界面に衝突する衝撃波圧力積とジェット速度が比例関係にあることが確認された．すなわち，ジェットの発生が衝撃波の衝突によることを実験的に明らかにした．

これらの知見は，Tagawa et al (2012) のマイクロジェット発生メカニズムの解明，マイクロジェット生成装置の設計を大きく前進させる．圧力ピーク値やピークの数の違いをもつが，圧力積が等方性をもつ衝撃波の多重構造を有効に利用することによって，マイクロジェット生成装置の設計の自由度が増す．そのためには，発生源であるレーザー誘起水中衝撃波について，定量的な評価をする必要がある．マイクロ管内ではハイドロフォンによる直接計測が難しいが，BOS 法によってマイクロ管内の衝撃波の様子が確認でき，定量化することが可能となった．また，マイクロ管内でのレーザー誘起衝撃波の挙動を解明し，マイクロジェットの発生と衝撃波の挙動を関連づけたことで，マイクロジェット生成装置の設計に資する知見を得ることができた．

参考文献

- Antkowiak A, Bremond N, Le Dizès S, Villermaux E (2007) Short-term dynamics of a density interface following an impact. *Journal of Fluid Mechanics* 577:241–250
- Batchelor G (1967) *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University
- Bell C, Landt J (1967) Laser-induced high-pressure shock waves in water. *Applied Physics Letters* 10(2):46–48
- Brujan E, Ikeda T, Matsumoto Y (2008) On the pressure of cavitation bubbles. *Experimental Thermal and Fluid Science* 32(5):1188–1191
- Cole RH (1965) *Underwater explosions*. Dover Publications New York
- Cooker MJ, Peregrine D (1995) Pressure-impulse theory for liquid impact problems. *Journal of Fluid Mechanics* 297:193–214
- Dalziel S, Hughes GO, Sutherland BR (2000) Whole-field density measurements by synthetic schlieren. *Experiments in Fluids* 28(4):322–335
- Dewey J (2001) Expanding spherical shocks (blast waves), *Handbook of Shock Waves*, vol 2. Academic Press.
- Docchio F, Regondi P, Capon MR, Mellerio J (1988) Study of the temporal and spatial dynamics of plasmas induced in liquids by nanosecond Nd: Yag laser pulses. 1: Analysis of the plasma starting times. *Applied optics* 27(17):3661–3668
- Goldhahn E, Seume J (2007) The background oriented schlieren technique: sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field. *Experiments in Fluids* 43(2-3):241–249
- Gregorčič P, Petkovšček R (2007) A laser probe measurement of cavitation bubble dynamics improved by shock wave detection and compared to shadow photography. *Journal of Applied Physics* 102(4):044,909
- Hargather MJ (2013) Background-oriented schlieren diagnostics for large-scale explosive testing. *Shock Waves* 23(5):529–536
- Hargather MJ, Settles GS (2010) Natural-background-oriented schlieren imaging. *Experiments*

- in fluids 48(1):59–68
- Hayasaka K, Tagawa Y, Liu T, Kameda M (2016) Optical-flow-based background-oriented schlieren technique for measuring a laser-induced underwater shock wave. *Experiments in Fluids* 57(12):179
- Hayasaka K, Kiyama A, Tagawa Y (2017) Effects of pressure impulse and peak pressure of a shockwave on microjet velocity in a microchannel. *Microfluidics and Nanofluidics* 21(11):166
- Hirano T, Komatsu M, Uenohara H, Takahashi A, Takayama K, Yoshimoto T (2002) A novel method of drug delivery for fibrinolysis with ho: Yag laser-induced liquid jet. *Lasers in medical science* 17(3):165–172
- Kelley J (1990) Extracorporeal shock wave lithotripsy of urinary calculi. theory, efficacy, and adverse effects. *Western Journal of Medicine* 153(1):65
- Kiyama A, Tagawa Y, Ando K, Kameda M (2016) Effects of a water hammer and cavitation on jet formation in a test tube. *Journal of Fluid Mechanics* 787:224–236
- Klaseboer E, Fong SW, Turangan CK, Khoo BC, Szeri AJ, Calvisi ML, Sankin GN, Zhong P (2007) Interaction of lithotripter shockwaves with single inertial cavitation bubbles. *Journal of fluid mechanics* 593:33–56
- Kodama T, Hamblin MR, Doukas AG (2000) Cytoplasmic molecular delivery with shock waves: importance of impulse. *Biophysical Journal* 79(4):1821–1832
- Lam JS, Greene TD, Gupta M (2002) Treatment of proximal ureteral calculi: holmium: Yag laser ureterolithotripsy versus extracorporeal shock wave lithotripsy. *The Journal of urology* 167(5):1972–1976
- Lauterborn W, Vogel A (2013) *Shock wave emission by laser generated bubbles*. Springer
- Lee S, Doukas AG (1999) Laser-generated stress waves and their effects on the cell membrane. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* 5(4):997–1003
- Marston J, Thoroddsen ST (2015) Laser-induced micro-jetting from armored droplets. *Experiments in Fluids* 56(7):140
- Meier G (1998) New optical tools for fluid mechanics. *Sadhana* 23(5-6):557–567
- Meier G (2002) Computerized background-oriented schlieren. *Experiments in fluids* 33(1):181–187
- Menezes V, Kumar S, Takayama K (2009) Shock wave driven liquid microjets for drug delivery
- Mitragotri S (2006) Current status and future prospects of needle-free liquid jet injectors. *Nature Reviews Drug Discovery* 5(7):543–548
- Mizukaki T, Wakabayashi K, Matsumura T, Nakayama K (2014) Background-oriented

- schlieren with natural background for quantitative visualization of open-air explosions. *Shock Waves* 24(1):69–78
- Murphy MJ, Adrian RJ (2011) Piv through moving shocks with refracting curvature. *Experiments in fluids* 50(4):847–862
- Noack J, Vogel A (1998) Single-shot spatially resolved characterization of laser-induced shock waves in water. *Applied optics* 37(19):4092–4099
- Ota M, Hamada K, Noda R, Kato H, Maeno K (2011) Three-dimensional ct measurement of supersonic flow field around an asymmetric body by background oriented schlieren (bos) technique. *Japan Society of Aeronautical Space Sciences* 59:154–159
- Peters IR, Tagawa Y, Oudalov N, Sun C, Prosperetti A, Lohse D, van der Meer D (2013) Highly focused supersonic microjets: numerical simulations. *Journal of fluid mechanics* 719:587–605
- Razvi HA, Denstedt JD, Chun SS, Sales JL (1996) Intracorporeal lithotripsy with the holmium: Yag laser. *The Journal of urology* 156(3):912–914
- Rice MH, Walsh JM (1957) Equation of state of water to 250 kilobars. *The Journal of Chemical Physics* 26(4):824–830
- Richard H, Raffel M (2001) Principle and applications of the background oriented schlieren (bos) method. *Measurement science and technology* 12(9):1576
- Richardson J, Arons A, Halverson R (1947) Hydrodynamic properties of sea water at the front of a shock wave. *The Journal of Chemical Physics* 15(11):785–794
- Rosen JS (1947) The refractive indices of alcohol, water, and their mixtures at high pressures. *JOSA* 37(11):932–938
- Sankin G, Simmons W, Zhu S, Zhong P (2005) Shock wave interaction with laser-generated single bubbles. *Physical review letters* 95(3):034,501
- Sankin GN, Zhou Y, Zhong P (2008) Focusing of shock waves induced by optical breakdown in water. *The Journal of the Acoustical Society of America* 123(6):4071–4081
- Schoeffmann H, Schmidt-Kloiber H, Reichel E (1988) Time-resolved investigations of laser-induced shock waves in water by use of polyvinylidene fluoride hydrophones. *Journal of applied physics* 63(1):46–51
- Sofer M, Watterson JD, Wollin TA, Nott L, Razvi H, Denstedt JD (2002) Holmium: Yag laser lithotripsy for upper urinary tract calculi in 598 patients. *The Journal of urology* 167(1):31–34
- Stachowiak JC, von Muhlen MG, Li TH, Jalilian L, Parekh SH, Fletcher DA (2007) Piezoelectric control of needle-free transdermal drug delivery. *Journal of Controlled Release*

- 124(1):88–97
- Suriyanarayanan P, Karthikeyan N, Venkatakrishnan L, Samuelraj O, Sriram R, Jagadeesh G (2012) Density field measurements of a micro-explosion using bos. In: 28th International Symposium on Shock Waves, Springer, pp 705–710
- Tagawa Y, Oudalov N, Visser CW, Peters IR, van der Meer D, Sun C, Prosperetti A, Lohse D (2012) Highly focused supersonic microjets. *Physical Review X* 2(3):031,002
- Tagawa Y, Oudalov N, Ghalbzouri AE, Sun C, Lohse D (2013) Needle-free injection into skin and soft matter with highly focused microjets. *Lab on a Chip* 13(7):1357–1363
- Tagawa Y, Yamamoto S, Hayasaka K, Kameda M (2016) On pressure impulse of a laser-induced underwater shock wave. *Journal of Fluid Mechanics* 808:5–18
- Thoroddsen ST, Takehara K, Etoh T, Ohl CD (2009) Spray and microjets produced by focusing a laser pulse into a hemispherical drop. *Physics of Fluids* 21(11):112,101
- Tominaga T, Nakagawa A, Hirano T, Sato J, Kato K, Hosseini S, Takayama K (2006) Application of underwater shock wave and laser-induced liquid jet to neurosurgery. *Shock Waves* 15(1):55–67
- Turangan CK (2013) Highly focused microjet simulations using the free-lagrange method (flm). In: 8th International Conference on Multiphase Flow 2013, p 232
- Venkatakrishnan L, Meier G (2004) Density measurements using the background oriented schlieren technique. *Experiments in Fluids* 37(2):237–247
- Venkatakrishnan L, Suriyanarayanan P, Jagadeesh G (2013) Density field visualization of a micro-explosion using background-oriented schlieren. *Journal of Visualization* 16(3):177–180
- Vogel A, Busch S, Parlitz U (1996a) Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water. *The Journal of the Acoustical Society of America* 100(1):148–165
- Vogel A, Nahen K, Theisen D, Noack J (1996b) Plasma formation in water by picosecond and nanosecond nd: Yag laser pulses. i. optical breakdown at threshold and superthreshold irradiance. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 2(4):847–860
- Yamamoto S, Tagawa Y, Kameda M (2014) The evolution of a shock wave pressure induced by a laser pulse in a liquid filled thin tube using the background-oriented schlieren technique. In: 17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, p 340
- Yamamoto S, Tagawa Y, Kameda M (2015) Application of background-oriented schlieren (bos) technique to a laser-induced underwater shock wave. *Experiments in Fluids* 56(5):93

研究業績

原著論文

- Shota Yamamoto, Yoshiyuki Tagawa and Masaharu Kameda (2014) The evolution of a shock pressure induced by a laser pulse in a liquid filled thin tube using the background-oriented schlieren technique. 17th International Symposia on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal)
- Shota Yamamoto, Yoshiyuki Tagawa, Masaharu Kameda (2015) Application of background-oriented schlieren (BOS) technique to a laser-induced underwater shock wave. Experiments in Fluids 56(5):93
- Yoshiyuki Tagawa, Shota Yamamoto, Keisuke Hayasaka, and Masaharu Kameda (2016), On pressure impulse of a laser-induced underwater shock wave. J. Fluid Mech. Vol. 808: 5-18
- Shota Yamamoto, Yoshiyuki Tagawa and Masaharu Kameda (2018) Non-contact pressure measurement of underwater shock wave in a microtube using Background-Oriented Schlieren technique. 19th International Symposia on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal)

投稿準備中

- Shota Yamamoto,, Application of high-resolution background-oriented schlieren technique to a micro-scale under water shock wave., (Under preparation)

学会発表

- 山元翔太, 田川義之, 細管内の水中衝撃波の挙動, 日本流体力学会年会 2013, (2013) 275, (東京, 日本)
- Shota Yamamoto, Yoshiyuki Tagawa, Masaharu Kameda, Shock wave reflection in a liquid filled thin tube, American Physical Society Division of Fluid Dynamics 66th Annual Meeting, (2013) 1A.00018, (Pittsburgh, United States of America)
- Shota Yamamoto, Yoshiyuki Tagawa, Masaharu Kameda, Angular variation of pressure at laser-induced shock front, The 16th International Symposium on Flow Visualization, (2014) ISFV16-1324, (Okinawa, Japan)
- Shota Yamamoto, Yoshiyuki Tagawa, Masaharu Kameda, The evolution of a shock pressure induced by a laser pulse in a liquid filled thin tube using the background-oriented schlieren technique, 17th International Symposia on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, (2014) (Lisbon, Portugal)
- 山元翔太, 田川義之, 亀田正治, 液中のレーザー誘起衝撃波の圧力分布計測, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2014, (2014) A121,(北海道, 日本)
- Yoshiyuki Tagawa, Shota Yamamoto, Masaharu Kameda, Spatiotemporal evolution of a laser-induced shock wave measured by the background-oriented schlieren technique, American Physical Society Division of Fluid Dynamics 67th Annual Meeting, (2014) G29.00003, (California, United States of America)
- Shota Yamamoto, Yoshiyuki Tagawa and Masaharu Kameda (2018) Non-contact pressure measurement of underwater shock wave in a microtube using Background-Oriented Schlieren technique. 19th International Symposia on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal)

受賞

- 優秀講演賞, 修士論文中間試問
- 学生優秀講演賞, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2014

目次

1.1	Highly focused supersonic microjets (Tagawa et al (2012) Fig.2)	2
1.2	Mechanism of the microjet generation	3
1.3	Visualized shock wave in a water filled microtube at every $0.2 \mu s$	4
1.4	Laser-induced underwater shock wave visualized by shadowgraphy after $2.2 \mu s$ from the laser pulse beam being fired.	5
1.5	Steps of our research: Step1: Investigation of multiple structure of a laser-induced underwater shock wave, Step2: Application of background-oriented schlieren technique to underwater shock wave, Step3: Experimental investigation of a laser-induced underwater shock wave in a microtube.	7
2.1	Schematic of measurement system combined ultra high-speed imaging and pressure sensor for investigation of structure of a laser-induced shock wave.	12
2.2	Difference of focusing a laser pulse beam due to different magnification of objective lens.	13
2.3	Muller-Platte Needle Probe	15
2.4	(a) Schematic and (b) the original arrangement of hydrophones. Two hydrophones are deposited at cross section of a laser-induced shock wave. A hydrophone is arranged in the direction of the laser pulse beam ($\Theta = 0^\circ$). The other hydrophone is at right angles to the hydrophone ($\Theta = 90^\circ$). Measurements are made at a stand-off distance of about 5 mm from the laser pulse focused point. (c) Time history of voltage measured by both hydrophones.	16
2.5	Three-axis stage for installing hydrophones in an accurate position	17
2.6	Kirana (ultra high-speed video camera) and CAVILUX Smart (laser light source) for observation of underwater shock waves and bubbles.	17

2.7	(a) Three-axis stage for installing an ultra high-speed video camera in an accurate position. (b) Combined the lens and a bellows for expansion photographing. The optical filter lens as shown at upper left blocks light with wavelength of 532 nm.	18
2.8	IMACON 200 (ultra high-speed video camera) for observation of plasmas. . .	18
2.9	Combined the lens, several closeup rings and a bellows for expansion photographing.	19
2.10	(a) Shock pressure measured by a hydrophone deposited at the direction toward a laser pulse beam. (b) Left image is binarized image of bubbles at $t = 0.4 \mu\text{s}$. Right graph is integrated luminance value in the horizontal direction of image using left image of bubble. (c) Left image is plasma shape at $t = 10 \text{ ns}$. Right graph is integrated luminance value in the horizontal direction of image using left image of plasma.	20
2.11	Time history of shock pressure at $\Theta = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$ measured by each hydrophone.	22
2.12	Shock pressure waveforms measured by two hydrophones installed at $\Theta = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$ in each condition. A red line shows shock pressure measured at $\Theta = 0^\circ$. Time history of shock pressure ranges from $2.5 \mu\text{s}$ to $4.5 \mu\text{s}$. A blue line shows shock pressure measured at $\Theta = 90^\circ$. We use three different objective lenses; 5x, 10x, 20x and set three levels of laser energy; 2.6 mJ, 6.9 mJ, 12.3 mJ.	23
2.13	Peak pressure of a laser-induced underwater shock wave measured at $\Theta = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$ in each condition. Each pressure peak was obtained by averaging three measurements, error bars show standard deviation from three measurements.	24
2.14	Peak impulse of a laser-induced shock wave measured at $\Theta = 0^\circ$ and $\Theta = 90^\circ$ in each condition. Integration range is from $2.5 \mu\text{s}$ to $4.5 \mu\text{s}$. Each impulse pressure was obtained by averaging three measurements, error bars show standard deviation from three measurements.	25
2.15	Shock structure predicted from measurement results by hydrophones.	26

2.16	The spatiotemporal evolution of the laser-induced shock wave visualized by shadowgraphy after the laser pulse beam being fired. The shock wave generated by focusing (a)2.6 mJ, (b)6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 5x objective lens. The images also show the growth of the laser-induced bubble.	27
2.17	The spatiotemporal evolution of the laser-induced shock wave visualized by shadowgraphy after the laser pulse beam being fired. The shock wave generated by focusing (a)2.6 mJ, (b)6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 10x objective lens. The images also show the growth of the laser-induced bubble.	28
2.18	The spatiotemporal evolution of the laser-induced shock wave visualized by shadowgraphy after the laser pulse beam being fired. The shock wave generated by focusing (a)2.6 mJ, (b)6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 20x objective lens. The images also show the growth of the laser-induced bubble.	29
2.19	Consistency between (a)hydrophone measurements at $\Theta = 0^\circ$, (b)visualized shock fronts by shadowgraphy and (c) generated bubbles right after laser plus beam being fired in the condition of 5x objective lens and 6.9 mJ of laser energy.	30
2.20	Shock structure predicted from measurement results by hydrophones and an ultra high-speed imaging. We consider generated multiple bubbles compared to Fig. 2.15.	30
2.21	Temporal evolution of laser-induced plasmas obtained from ultra high-speed imaging every 5 ns. The plasmas generated by focusing (a)2.6 mJ, (b)6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 5x objective lens. 6th image is not obtained due to failure of an ultra high-speed video camera.	32
2.22	Temporal evolution of laser-induced plasmas obtained from ultra high-speed imaging every 5 ns. The plasmas generated by focusing (a)2.6 mJ, (b)6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 10x objective lens. 6th image is not obtained due to failure of an ultra high-speed video camera.	33
2.23	Temporal evolution of laser-induced plasmas obtained from ultra high-speed imaging every 5 ns. The plasmas generated by focusing (a)2.6 mJ, (b)6.9 mJ or (c) 12.3 mJ of a laser pulse through 20x objective lens. 6th image is not obtained due to failure of an ultra high-speed video camera.	34

2.24	Plasma of each condition for comparison of the each shock wave.	35
2.25	Consistency between (a)hydrophone measurements at $\Theta = 0^\circ$, (b)visualized shock fronts, (c) bubbles and (d) plasmas in the condition of 5x objective lens and 6.9 mJ of laser energy.	36
2.26	Shock structure predicted from measurement results by hydrophones and ultra high-speed imaging. We consider generated multiple plasmas compared to Fig. 2.20.	37
2.27	Converted waveforms of shock pressure, bubble shape and luminosity value of plasma in condition of 5x objective lens. Energy of a laser pulse is (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ, or (c) 12.3 mJ. Correlation coefficient between them is shown at right side.	39
2.28	Converted waveforms of shock pressure, bubble shape and luminosity value of plasma in condition of 10x objective lens. Energy of a laser pulse is (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ, or (c) 12.3 mJ. Correlation coefficient between them is shown at right side.	40
2.29	Converted waveforms of shock pressure, bubble shape and luminosity value of plasma in condition of 20x objective lens. Energy of a laser pulse is (a) 2.6 mJ, (b) 6.9 mJ, or (c) 12.3 mJ. Correlation coefficient between them is shown at right side.	41
2.30	(i) Plasma formation under all experimental conditions (Magnification of objective lens: 5 \times , 10 \times , 20 \times . Laser energy: 2.6, 6.9, and 12.3 mJ). The plasma shape is the most elongated with an input energy of 12.3 mJ and the 5 \times objective lens, whereas it is rather spherical with an input energy of 2.6 mJ and the 20 \times objective lens. (ii) Length of plasma as a function of the laser energy. The circle plot and error bar show respectively the mean and the standard deviation in 5 trials. Red, blue and green color bar represent the microscope objective of 5 \times , 10 \times and 20 \times , respectively.(Tagawa et al (2016) FIGURE 7)	42
2.31	Snapshots of laser-induced bubbles and shock waves with 5 \times , 10 \times , 6.9 mJ, $t = 50$ ns. These results are obtained under the same condition.(Tagawa et al (2016) FIGURE 8)	43
2.32	Number of bubbles of as a function of the laser energy. Each color bar represents a result of one pulsed laser. Red, blue and green color bar represent the microscope objective of 5 \times , 10 \times and 20 \times , respectively (Tagawa et al (2016) FIGURE 9)	44

2.33	The histogram of the distances between bubble centers. Vertical axis is number of times that a certain distance emerges for all experiments. (a), (b) and (c) show the histogram of the microscope objective of 5×, 10× and 20×, respectively. The color of bar represents the energy of a pulsed laser. The blue, green and red bar mean 2.6, 6.9 and 12.3 mJ.(Tagawa et al (2016) FIGURE 10)	45
2.34	(i) The distance between plasma and a shock front vs. the elapsed time. (ii) The velocity of the shock wave vs. the elapsed time. (iii) The pressure of the shock wave vs. the distance between plasma and a shock front. The inserted numbers indicate the local slope of the corresponding curve. (Tagawa et al (2016) FIGURE 10)	46
2.35	Variation of structure of a laser-induced shock wave due to different magnification of objective lens. With 5x and 10x objective lens, shock waves which have multiple shock structure is generated. The shock waves with 5x objective lens are observed as overlapped since distance between generated plasmas is small. (c)With 20x objective lens, the shock wave which has single shock front is generated.	47
3.1	Schematic of BOS technique. A black dash line shows a ray from a background image without density gradients between the background plane and the image plane. A red solid line shows a ray with density gradients.	54
3.2	Background images (a) without density gradients and (b) with density gradients due to a flame. (c) The image shows the difference between (a) and (b) using a PIV-type cross-correlation algorithm. Yellow vectors show the local displacements of the background.	54
3.3	Experimental setup for verifying application of BOS technique to an underwater shock wave.	59
3.4	Four photographing conditions. We change spatial resolution and dot size of a background.	60
3.5	Procedure of converting shock pressure measured by a hydrophone to displacement like data obtained from BOS technique. (a) Conversion of shock pressure to displacements related to density gradients. (b) Construction of converted displacement to assume an axisymmetric shock structure. (c) Projection of constructed displacement field.	61

3.6	Displacement u field in the x-axis direction obtained from BOS technique at the left side. Right graph shows the values averaged out displacement u field at the left side surrounded by black line.	62
3.7	The spatiotemporal evolution of the laser-induced shock wave after the laser pulse beam being fired. The laser pulse beam is illuminated from the top of these images. (a)-(e) are shown at the same timing. The region of a bubble is masked with brown elliptic area in (b)-(d). (a) Original images obtained from the ultra-high-speed recording system. (b) Displacement field obtained by BOS technique. The displacements are shown as yellow vectors. The displacement corresponds to the density gradient. (c) Magnitude of the density-gradient field. (d) The second-order differential value of density calculated from the displacement values (b). (e) The shock wave visualized by shadowgraph. A dark streak pattern due to shock wave shows the second-order differential value of density. This figure is sited from Yamamoto et al (2015) Fig. 6	64
3.8	Propagation of the shock front plotted as a function of time. The solid line presents the fitting curve of Eq. (3.6).	65
3.9	Shock velocity as a function of time. The curve is obtained from Eq. (3.7). . .	65
3.10	Shock pressure as a function of the propagation distance. The curve is obtained from Eq. (3.8).	66
3.11	Laser-induced underwater shock wave visualized by BOS technique. The images display magnitude of density gradient field $ \nabla\rho $. We use a background with larger dots and record with lower spatial resolution. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.	68
3.12	Laser-induced underwater shock wave visualized by BOS technique. The images display magnitude of density gradient field $ \nabla\rho $. We use a background with smaller dots and record with lower spatial resolution. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.	69
3.13	Laser-induced underwater shock wave visualized by BOS technique. The images display magnitude of density gradient field $ \nabla\rho $. We use a background with larger dots and record with higher spatial resolution. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.	70

3.14	Laser-induced underwater shock wave visualized by BOS technique. The images display magnitude of density gradient field $ \nabla\rho $. We use a background with smaller dots and record with higher spatial resolution. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.	71
3.15	Time history of shock pressure at $\Theta = 90^\circ$ and $\Theta = 270^\circ$ measured by each hydrophone.	72
3.16	Shock pressure waveforms measured by two hydrophones installed at $\Theta = 90^\circ$ and $\Theta = 270^\circ$ in each condition. We shows results at only $\Theta = 90^\circ$ because waveform at $\Theta = 270^\circ$ is same as that at $\Theta = 90^\circ$. A blue line is shock pressure measured at $\Theta = 90^\circ$. Time history of shock pressure ranges from $3.0 \mu\text{s}$ to $5.0 \mu\text{s}$. We set five levels of laser energy; 1.9 mJ, 3.0 mJ, 6.0 mJ, 12.4 mJ, and 15.9 mJ.	73
3.17	Example of comparison of displacement in a condition (laser energy: 1.9mJ, spatial resolution: $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, dot size: small, initial window size of PIV: 32 pixel). (a) Displacement field u in the x -axis direction obtained from BOS technique. (b) Comparison of displacement obtained from between BOS technique and hydrophone. Comparing area is (a) surrounded by a yellow line. . .	74
3.18	Comparison of displacement calculated using hydrophone results. Red line shows displacement calculated using constructed and projected results just like BOS technique. Green line shows displacement calculated using raw results. Displacement obtained from BOS technique (black dot line) is shown as reference.	75
3.19	Comparison of displacement in all conditions.	76
3.20	Comparison of displacement by changing shock pressure peak in a condition (spatial resolution: $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, dot size: small, initial window size of PIV: 32 pixel).	77
3.21	Comparison of displacement by changing spatial resolution and dot size of backgrounds in a condition of same laser energy (1.9 mJ) and same initial window size of PIV (32 pixel).	79
3.22	Comparison of displacement by changing initial window size of PIV in a condition (laser energy: 1.9 mJ, spatial resolution: $8.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, dot size: small).	80
3.23	Angular variation of (a) displacement and (b) pressure of a laser-induced shock wave obtained from BOS technique (Yamamoto et al (2014)).	82

4.1	Schematic of measurement system combined a high-resolution imaging and a high-speed imaging	86
4.2	Setup of camera for high-resolution photography	87
4.3	Manufacturing process of background by Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)	87
4.4	Background consisting of micro-dot pattern produced by MEMS	88
4.5	((i) Non-disturbed background image. (ii) Disturbed image due to the underwater shock wave. (iii) Displacement field obtained from two images (i) and (ii) using PIV analysis. (iv) Divergence field of the displacements. These images show shock wave when laser pulse being irradiated at $t = 0.5 \mu s$	89
4.6	(a) Jet generation after a laser pulse is generated. The subsequent images are taken 0.06 ms apart and (b) jet velocity as a function of time after the laser pulse is generated. The velocity is obtained from the sequent images of the jet generation in (a)	90
4.7	Comparison of visualized underwater shock wave in microtube between (i) by BOS and (ii) by shadowgraphy.	91
4.8	Input laser energy vs. Displacement obtained from BOS technique	93
4.9	Input laser energy vs. Shock pressure calculated from displacement	93
4.10	Bubble and displacement obtained from BOS technique in Almost the same energy ((i) 0.36 mJ, (ii) 0.35 mJ)	94
4.11	Generated bubble volume vs. Displacement obtained from BOS technique	94
4.12	Generated bubble volume vs. Shock pressure calculated from displacement	95
4.13	Input laser energy vs. Maximum microjet velocity	96
4.14	Generated bubble volume vs. Maximum microjet velocity	97
4.15	Generation of cavitation on condition of high laser energy(0.8 mJ)	97
4.16	Input laser energy vs. Pressure impulse of the shock wave	99
4.17	Generated bubble volume vs. Pressure impulse of the shock wave	99
4.18	Pressure impulse of the shock wave vs. Maximum microjet velocity	100

表目次

2.1	Experimental condition for investigation of structure of a laser-induced shock wave.	12
3.1	Physical property of water.	56
3.2	Experimental condition for verifying application of BOS technique to an underwater shock wave.	58
3.3	Comparison of displacement between obtained from BOS technique and that from hydrophone measurements in the condition of each laser energy	77
3.4	Influence of spatial resolution and dot size of the background on the maximum value of the displacement.	78
3.5	Comparison between BOS technique and hydrophone for estimating limit of application of BOS technique to underwater shock wave	81

謝 辞

2章の研究は日本学術振興会科研費交付番号 26709007, 16J08521, 17H01246, 17H02808 の助成を受けた。3章の研究は日本学術振興会科研費交付番号 26709007 および東京農工大学のグローバルイノベーション研究院の助成を受けた。4章の研究は日本学術振興会科研費交付番号 26709007, 16J08521, 17H01246, 17H02808 およびカワイサウンド技術・音楽振興財団の助成を受けた。また、実験は早坂啓祐氏、河本仙之介氏、嶋粂隆晃氏のご協力を賜った。以上の助成およびご協力に御礼申し上げる。

また、主査の田川義之准教授および副査である亀田正治教授には研究のデザインから論文投稿までのすべてにおいてご指導を賜った。ここに格別の謝意を表す。

本専攻 田川義之研究室の各位には研究遂行にあたり日頃より有益なご討論ご助言を戴いた。ここに感謝の意を表す。