

# 超音速飛行における非定常作用の効果に関する実験研究

佐宗 章弘\*<sup>1</sup> 中村 佳朗\*<sup>2</sup> 酒井 武治\*<sup>2</sup>

森 浩一\*<sup>2</sup> Mohammed Khalil \*<sup>2</sup>

## 1. 実験装置

### 1.1 超音速風洞

名古屋大学航空宇宙工学専攻物理気体力学研究グループ所有の吸い込み式風洞を使用する。真空タンクとテストセクションはバルブを介して接続されている。ロータリーポンプでタンクを真空に引き、このバルブを開放すると、大気がテストセクション内に吸い込まれる。テストセクション内に取り付けられたノズルにより大気が加速され、超音速（設計マッハ数3）を実現する。テストセクションの大きさは60×60×245 mmで、モデルは壁に固定する。観測窓はアクリル製である。図2に超音速風洞の概略図を示す。

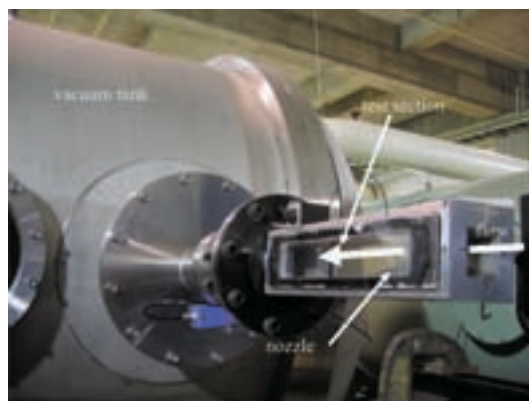


図1：超音速風洞外観図

### 1.2 レーザー光学系

#### 1.2.1 レーザー

固体レーザーのNd:YAGレーザーを使用する。なお、レーザーは温度を一定に保つため、冷却機（Neocool Circulator CF 1100/Yamato）に接続されている。表1に諸元を示す。

#### 1.2.2 レーザー集光系

レーザーは誘多膜平面ミラーで反射させ、凹レンズ（ $f = -100$  mm）、凸レンズ（ $f = 320$  mm）を通過してビーム径を広げながら、凸レンズ（ $f = 500$  mm）で集光し、ノズルの隙間を通過させる。図3にレーザー集光系の概略図を示す。

#### 1.2.3 カロリメーター

レーザーはミラーやレンズを介することでエネルギーが低下することが考えられるため、テストセクションノズル入り口の直前にカロリメーター（PHD 25/SCIENTECH）を設置し、レーザーエネルギーの測定を行う。

### 1.3 可視化光学系

#### 1.3.1 可視化系

可視化はシュリーレン法によって行う。光源はキセノンフラッシュランプで、撮影に十分な時間発光を持続させるためにインダクタボックスが取り付けられている。また、理想的な点光源を作るため、レンズとピンホールを配置した。平行光を作り出すのに凹面鏡を用

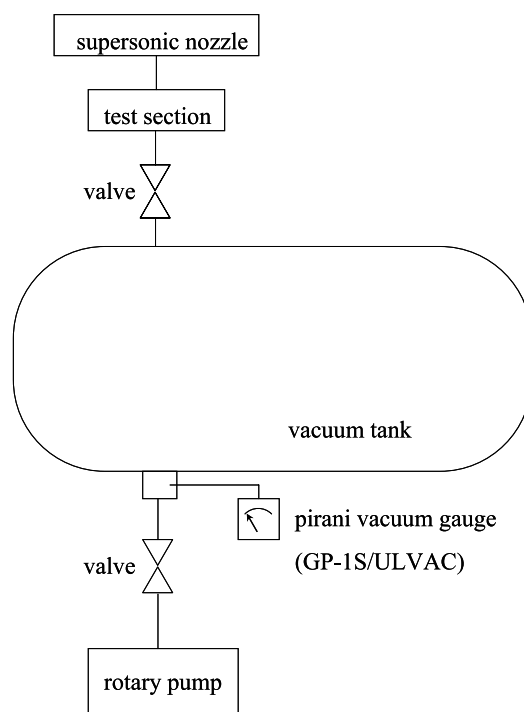


図2：超音速風洞の概略図

\* 1 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻（代表者）

\* 2 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

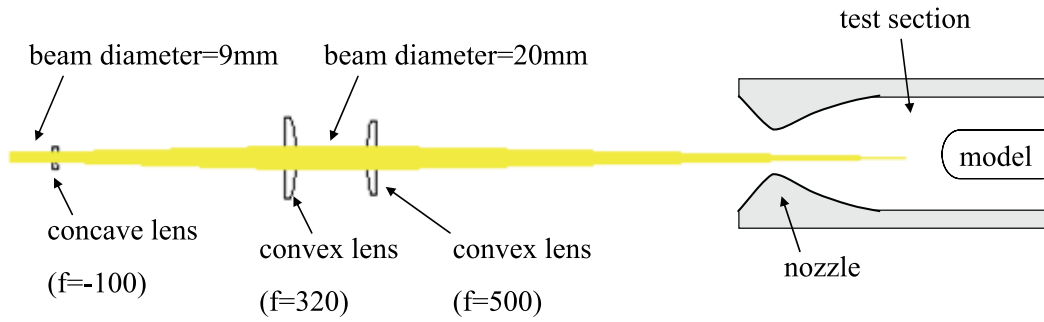


図3：レーザー集光系の概略図（横面）

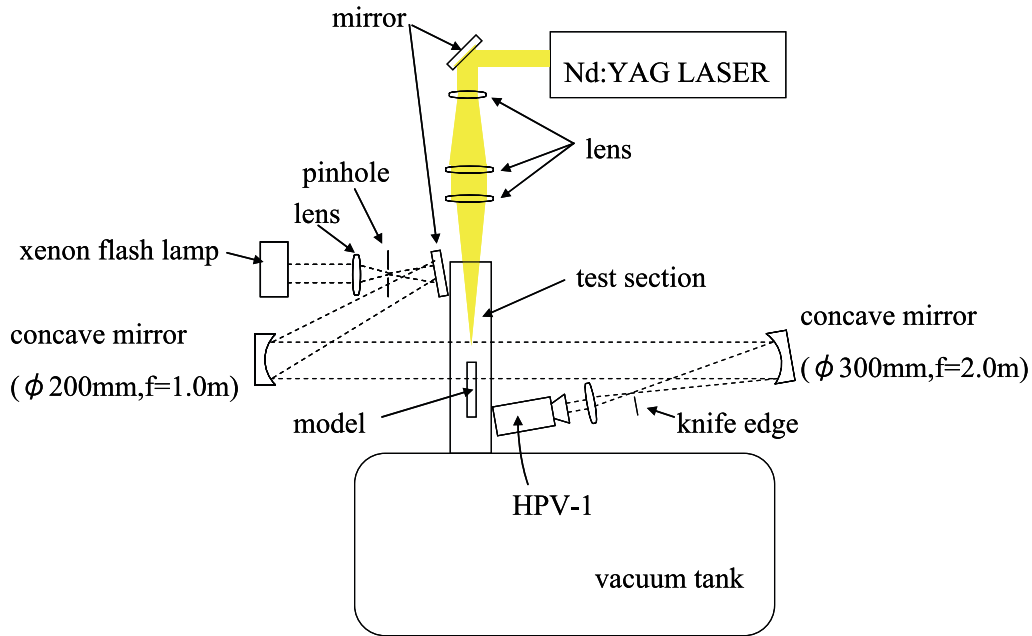


図4：可視化系の概略図（上面）

表1：レーザー諸元

製品名	SYL 203 (QUANTA SYSTEM)
種類	Nd:YAG レーザー (固体レーザー)
波長	1064 nm
エネルギー	2 J/pulse
照射時間	5-6 ns/pulse
ビーム径	9 mm

表2：高速度カメラ諸元

製品名	HPV-1 (島津製作所)
撮像方式	IS-CCD イメージセンサ
解像度	312 × 260 ピクセル
撮影周期	1 μs, 2 μs, 4 μs, 8 μs, 16 μs, 32 μs, 64 μs, 125 μs, 250 μs, 500 μs, 1 ms, 2 ms, 4 ms, 8 ms, 16 ms, 33 ms
記録枚数	100 枚
露光時間	(1/2), (1/4), (1/8) × 撮影周期



図5：可視化系の外観図

表3：キセノンフラッシュランプ諸元

製品名	SA-200 F (日進電子工業)
ランプ入力電力	200 J/F
発光半値幅	260 ~ 350 μ s
ランプハウス	LH-SA3H

い、テストセクションを通過させて再び凹面鏡で集光。ナイフエッジ、レンズを通して高速度カメラで撮影する。図4は可視化系の概略図、表2,3に各機器の諸元を示す。

1.3.2 高速度カメラ

撮影には、島津製作所の高速度カメラ HPV-1 を使用する。

1.4 圧力測定系

1.4.1 圧電電荷式センサ

PCB Piezotronics 社の ICP (Integrated Circuit Piezoelectric : アンプ内蔵式) 電圧出力型センサ (以下 PCB) には圧電素子が埋め込まれており、圧力が加わると電荷が発生する。この電荷を内臓の小型アンプで電圧出力に変換する。しかし、この電荷は時間が経つにつれてリークして最終的にはゼロになってしまう (ドリフト) ため、PCB は動的圧力測定は可能だが、静的圧力測定には向いていない。表4に諸元を示す。

1.4.2 静圧測定用センサ

DIGITAL PRESSURE GAUGE DG 920/ TOKYO AIRCRAFT INSTRUMENT を用いて、静圧を電圧出力に変換する。このセンサは予め較正されているので、定格 (200 kPa) で 10 V 出力される。

1.4.3 測定系

それぞれの出力電圧はすべてオシロスコープ (DL 750 / 横河電機) で計測する。

1.5 信号系

実験系はすべて Digital Delay/Pulse Generator (DG 535/Stanford Research systems) によって同期させる。レーザーは長い inner delay を持つため最初にトリガーをかける (t = 0)。次にキセノンフラッシュ (t = 90 μs)、カメラ (t = 390 μs) の順にトリガーをかけ、可視化を行う。

表4：PCB 諸元

型名	HM 113 A 21
定格	0.2 ~ 1380 kPa
温度範囲	- 73 ~ 135°C
直径	5.6 mm
長さ	35.1 mm

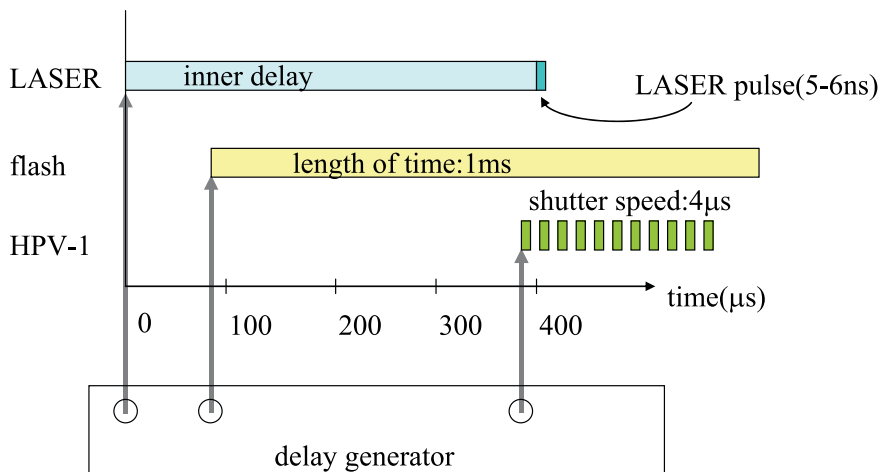


図6：信号系概念図

## 2. 実験方法

### 2.1 超音速風洞特性の把握

#### 2.1.1 概要

図7は使用する超音速風洞のシュリーレン可視化画像である。図の中心付近に「×」のような影を見ることができ、画像を分析すると、この「×」はノズル終端から出ており、「×」の壁に対する角度はマッハ3（設計マッハ数）のマッハ角に近いことがわかった。これより、この「×」はノズル終端から出る衝撃波かマッハ波であることが予想される。ただ、ノズルにおいて大気が凝縮なく適正に圧縮され、膨張されていない可能性もあるため、風洞テストセクション内のピトー圧、壁面の静圧分布を計測することにより、風洞内のマッハ数分布を把握する。

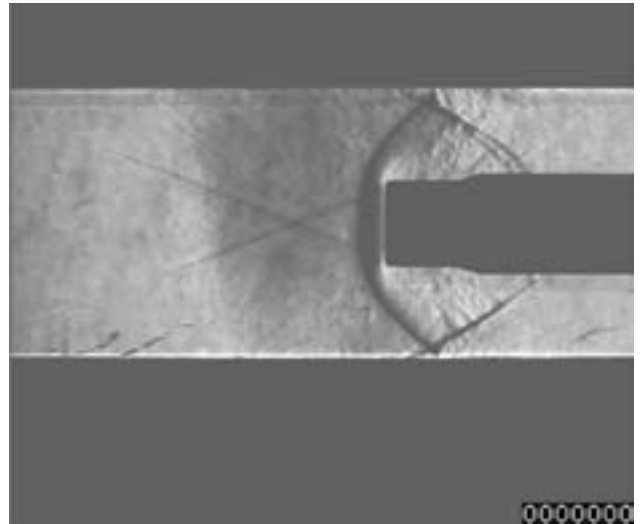


図7：風洞作動時の可視化結果

#### 2.1.2 ピトー圧測定法

風洞テストセクション内のピトー圧測定には、ピトーレークを用いる。図8はピトーレークの外形図である。

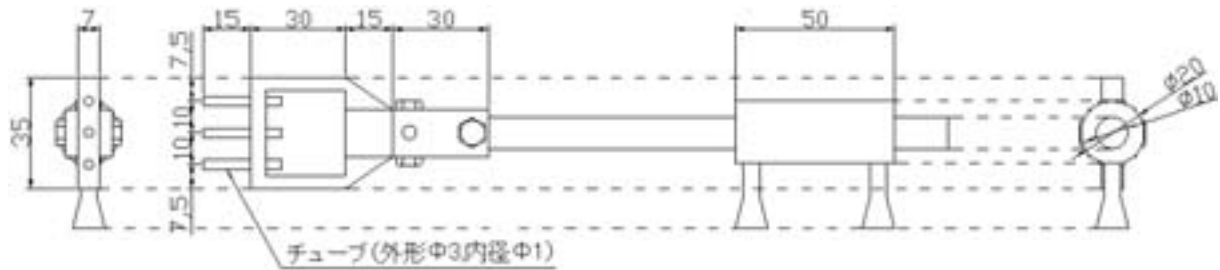


図8：ピトーレーク外形

ピトーレークの先端に取り付けられた金属製チューブ（外径 $\phi$ 3 mm、内径 $\phi$ 1 mm）の後端にビニール製チューブを接続し、さらにそのチューブをDG 920（静圧用）に接続して電圧出力に変換する。また、毎回シュリーレン可視化を行うことによって、始動しているか否かを確認する。図9は風洞が始動したときの可視化結果である。

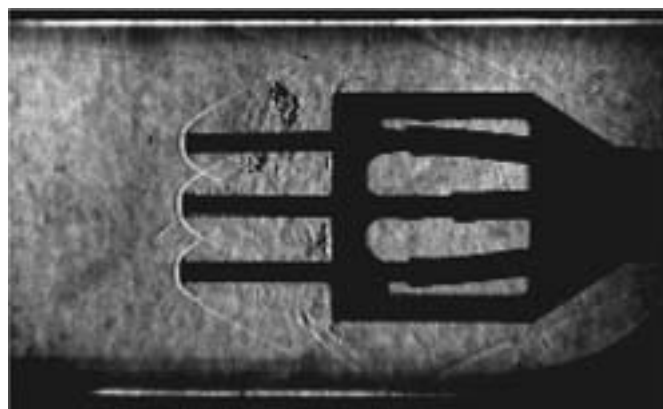


図9：風洞始動時のピトーレーク可視化結果

### 2.1.3 ピトー圧測定箇所

ピトーレークは流れ方向に自由度を持つため、図10の点の測定が可能である。

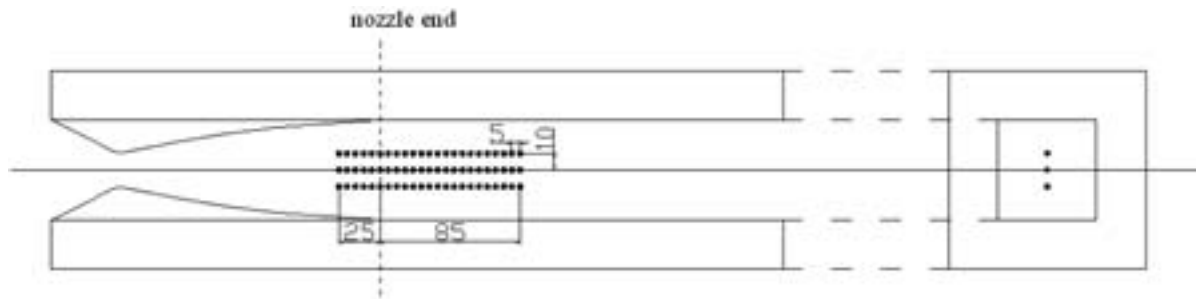


図10：ピトー圧測定点  
(左：テストセクション横断面、右：テストセクション正面)

### 2.1.4 静圧測定法

図11のように観測用のアクリル窓に一樣流側 $\phi 1$  mm、大気側 $\phi 3$  mmの穴を開け、そこに金属製チューブ（外径 $\phi 3$  mm、内径 $\phi 1$  mm）を差し込む。ピトー圧の場合と同様に、金属チューブの端にビニールチューブを取り付けて、さらにそのチューブをDG 920（静圧用）に接続して電圧出力に変換する。右図は静圧測定用アクリル観測窓の画像である。

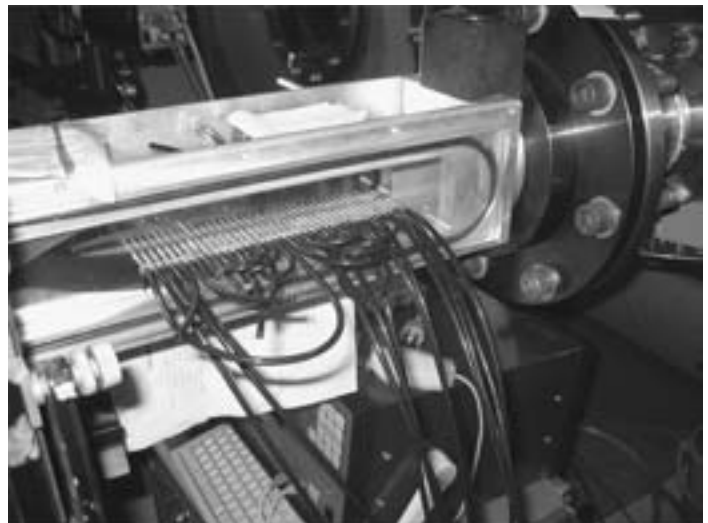


図11：静圧測定用アクリル観測窓

### 2.1.5 静圧測定箇所

静圧は図12の点の測定が可能である。

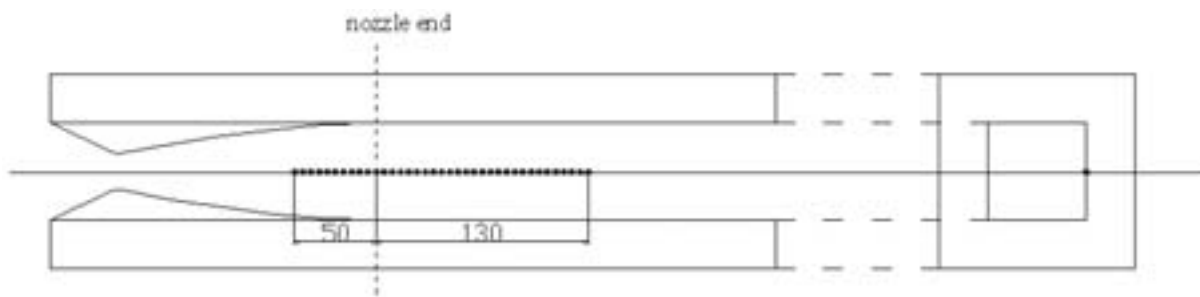


図12：静圧測定点  
(左：テストセクション横断面、右：テストセクション正面)

### 2.1.6 ピトー圧と静圧が静定するに必要な時間の検討

本研究で用いる風洞は吸い込み式であるため、3 kPa程度と静圧が非常に低い。そのため、静圧孔に取り付けられたビニールチューブ内の圧力が静圧に静定するのに長い時間がかかる。そこで、静定に必要な時間がどれほどかを検討してみる。

図13はある実験の静圧時間履歴と、その70点移動平均の差をとったものである。移動平均の差ということは、この値が正であれば増加、負であれば減少していることとなる。この実験では、約 $t = 4$  sのときに風洞が始動し始め、 $t = 12$  s頃には移動平均の差が0に近づいている。つまり、風洞が始動してから10 sもあれば静圧は十分静定していると考えてよい。

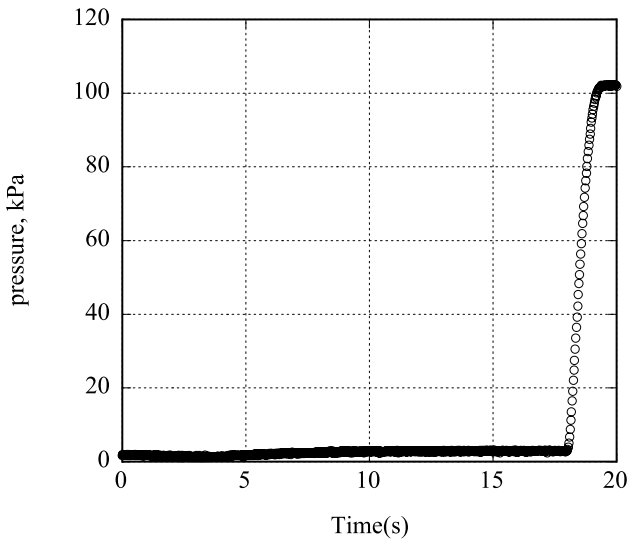


図13：ある実験の静圧時間履歴

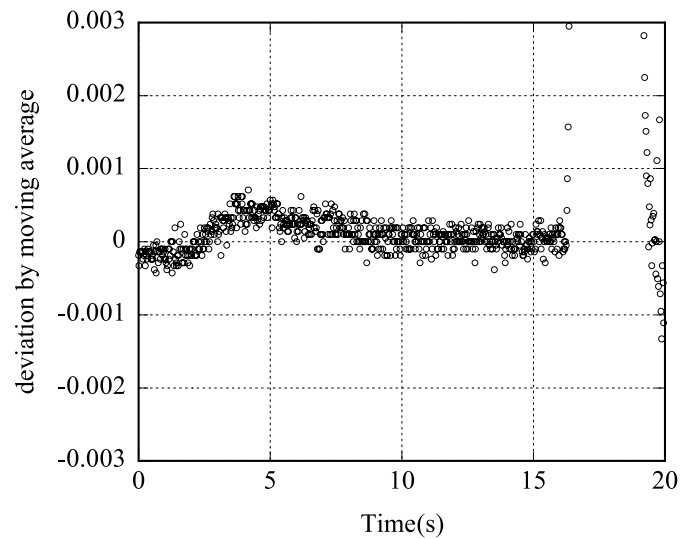


図14：静圧を70点移動平均した後の各点の差

また、同様にしてピトー圧の静定に必要な時間も検討してみると、約5sほどであると算出された。ピトー圧と静圧の測定の際には、これらの結果を元にして十分な時間だけ測定を行うことにする。

### 2.1.7 マッハ数計算

以上の方法により、ピトー圧と静圧を測定し、レイリーのピトー管公式<sup>1)</sup>

$$\frac{P_{\text{stagnation}}}{P_{\text{static}}} = \left[ \frac{(\gamma - 1)M^2}{2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left[ \frac{\gamma + 1}{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}}$$

を用いてマッハ数を算出する。（ここで  $P_{\text{stagnation}}$ ：ピトー圧， $P_{\text{static}}$ ：静圧， $M$ ：マッハ数， $\gamma$ ：比熱比である）ただし、ピトー圧と静圧は流れ方向に等しいものを使用する。

## 2.2 圧電電荷式センサを用いた淀み点圧測定

### 2.2.1 モデル

測定に用いるモデルは円柱型である。形状、風洞内での位置は以下の通りである。

また、PCBをむき出しにしておくと、プラズマ領域を透過したレーザーによって大きなノイズが出てしまうため、ビニールテープ・アルミホイル（瞬間接着剤で接着）の順でモデル先端部を保護した。

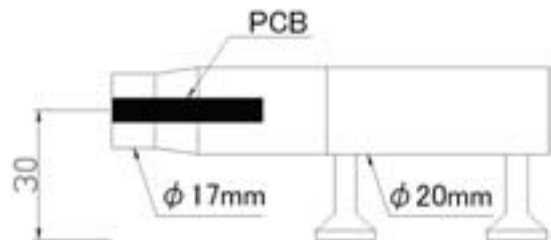


図15：PCB測定用モデル外形

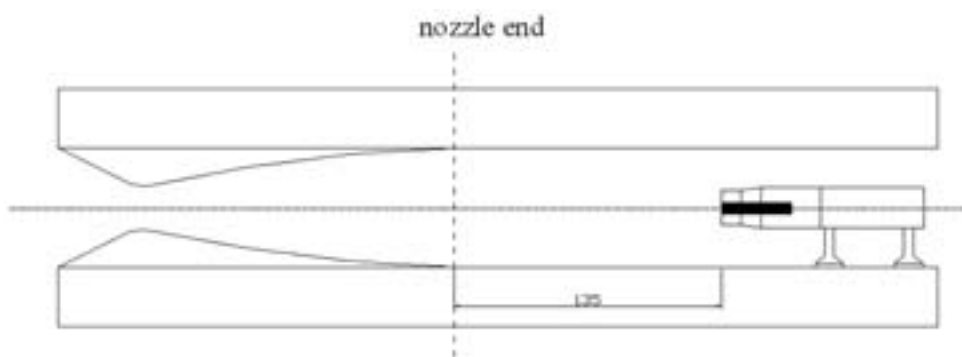


図16：PCB測定用モデル配置位置



### 2.2.2 較正

PCB の動的な圧力（圧力差）と出力電圧との関係を得るため、較正を行う。

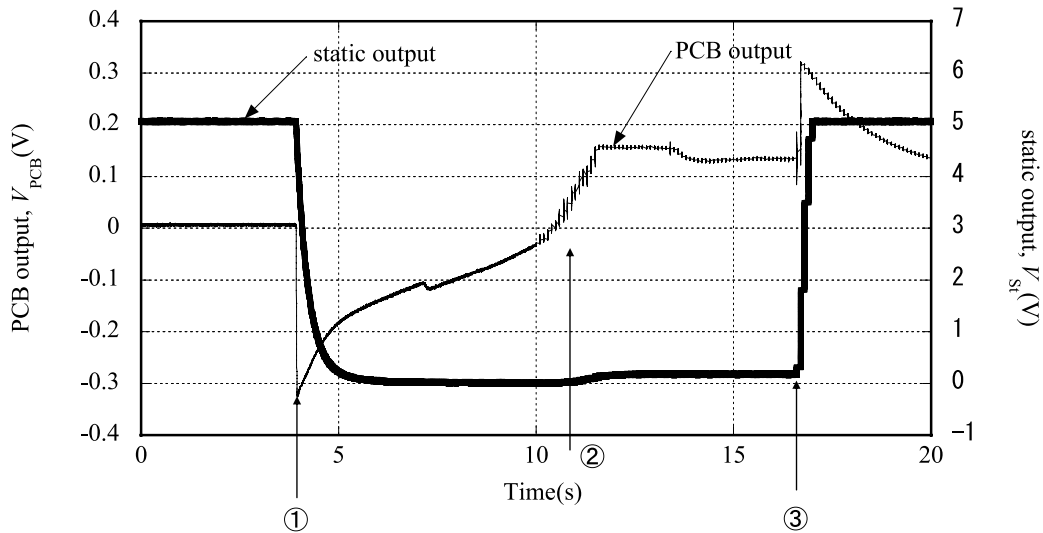


図 17：PCB 較正用波形

図 17 の①まではテストセクションが大気に接しているため、PCB は 0 V、静圧孔は大気圧を示す。この状態からノズル入り口に封をし、バルブを開放する（①）。すると、圧力は急激に低下する。このときの圧力差を静圧孔のデータから算出し、PCB の出力電圧差と対応させることにより、較正を行うことができる。また、徐々に封を開放していくと（②）風洞が始動し、静圧孔は静圧、PCB は淀み点圧を示すことになる。つまり、バルブを再び閉めた（③）時の静圧孔の圧力差が動圧であり、PCB の出力電圧差（大気圧－淀み点圧に対応）と先ほどの較正結果を用いることで、物体にかかる淀み点圧を算出することができる。なお、大気圧は毎実験前に測定する。

### 2.2.3 測定

出力電圧の測定はオシロスコープで行う。サンプリングは 25 MS（5 MS/s）とした。

### 2.2.4 ノイズ補正

図 18 は風洞を作動させず、レーザー発射口に封をした状態でレーザーを照射したときの PCB の出力電圧波形である。

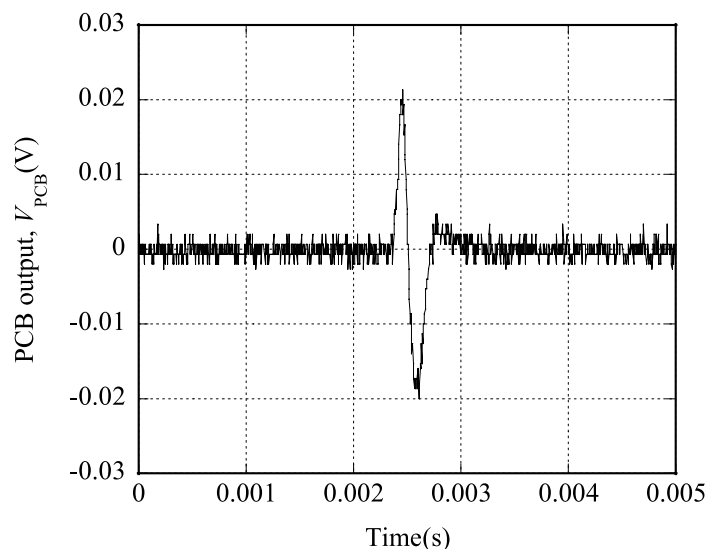


図 18：レーザー発射口に封をした状態でレーザーを照射ときの PCB 出力電圧波形

この波形はレーザーを発射していないときに出力されないため、レーザー媒質励起の際に誘起される強電磁場が原因であると予想される。そこで、PCBから出力される波形には、このレーザーノイズを差し引く補正を行うことにする。

また、プラズマ領域を透過したレーザーがPCBに接着したアルミホイルをアブレーションさせたとき、図19のようなドリフトを生じることがある。

これはアブレーションが起きないときには表れないため、アブレーションによる温度ドリフトであると予想される。これを較正するため、レーザー照射直後の出力電圧と、プラズマ領域と離脱衝撃波との干渉が終了した後の出力電圧が一致するように、このノイズを一次曲線（図の場合は $t = 0 \sim 250 \mu\text{s}$ ）で近似し、補正を行う。図20は補正後の出力波形である。

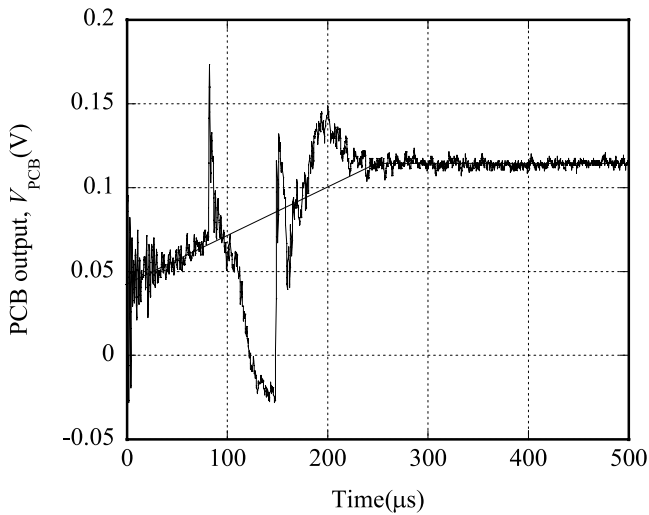


図19：アルミホイルがアブレーションした際のPCB出力電圧波形

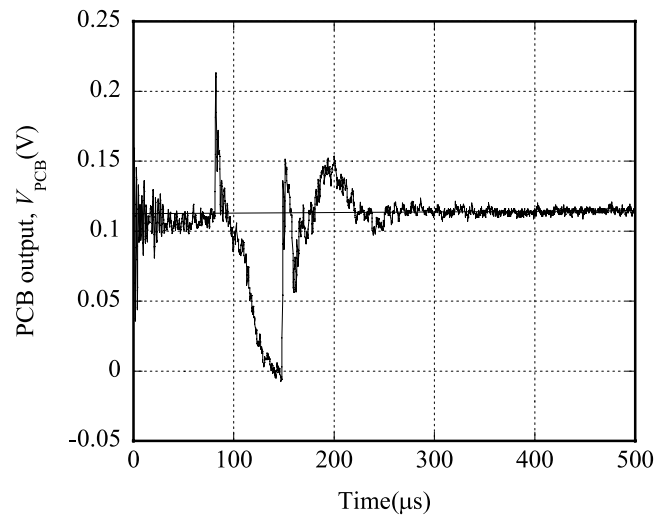


図20：アブレーションによる補正後のPCB出力電圧波形

## 2.3 異なった形状を持つモデルを用いた流れの可視化

### 2.3.1 モデル

用いるモデルの形状、風洞内での位置は図21,22の通りである。

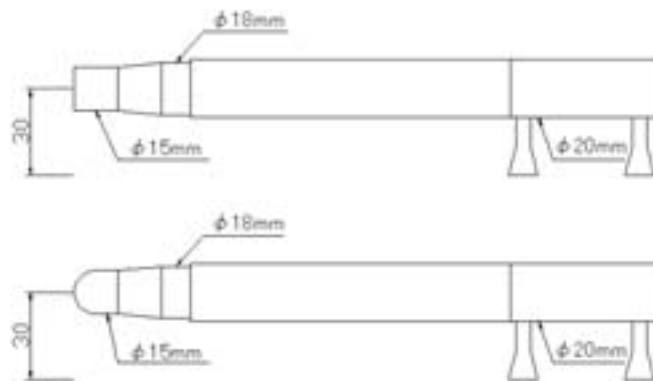


図21：モデル外形（上：円柱モデル，中：半球モデル，下：円錐切り落としモデル）

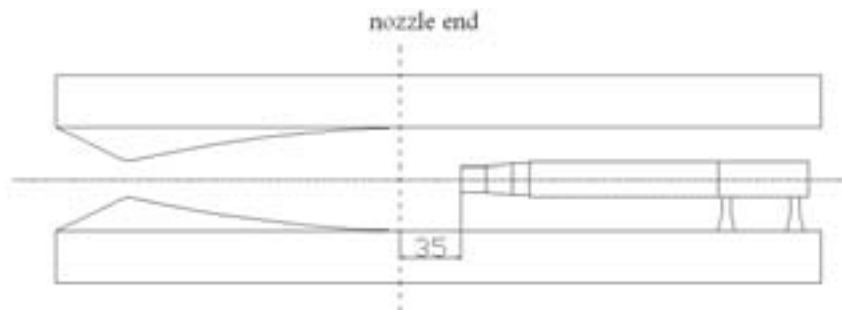


図22：モデル設置位置



### 3. 実験結果

#### 3.1 風洞内マッハ数分布

テストセクション縦方向にはほぼ一様なピトー圧分布となっている。中心軸上のノズル端から 85 mm の点と、10 mm 上方のノズル端から 65 mm の点にピトー圧の低下が見られる。画像の分析によると、2.1.1 で述べた斜め衝撃波がこの点付近を通過することから、この衝撃波とピトーレーク先端の離脱衝撃波が干渉し合い、このようなピトー圧の低下が起きたのだと予想される。

また、ノズル終端から下流に向かうにしたがって静圧が上昇し、マッハ数が低下している。これは壁面の境界層の発達を引き起こすものである。境界層が発達することで壁面での速度が低下し、静圧が上昇する。また、境界層が発達することで流路が狭まり、マッハ数が低下するのである。モデルの先端は、ノズル終端から 35 mm の位置に設置されているので、おおよそマッハ 3 が実現されていると考えてよい。

#### 3.2 可視化結果

すべてのシュリーレン可視化結果は、流れ方向に密度上昇があると明るく、密度減少があると暗く見える。また、フレミングレートは  $4 \mu\text{s}$  で、露光時間は 500 ns である。付録の図は PCB 用モデルを用いて、プラズマ生成位置  $L/d = 2.24$  (モデル先端からプラズマ生成位置までの距離/モデル直径)、投入エネルギー  $E = 0.45 \text{ J}$  のときの可視化結果である。 $t = 0 \mu\text{s}$  のとき、レーザー誘起プラズマが生成される。また、モデル前方には離脱衝撃波 (bow shock) が形成されている。 $t = 0 \mu\text{s}$  でプラズマが生成されてからは、時間の経過に伴って blast 波とプラズマが膨張していく。プラズマの直径は  $t = 20 \mu\text{s}$  にはほぼ一定 (図の場合は約 20 mm) となるが、blast 波は伝播し続ける。やがて、blast 波がモデル先端に到達 ( $t = 36 \mu\text{s}$ ) し、離脱衝撃波とプラズマとの干渉が始まる。 $(t = 40 \mu\text{s})$  プラズマ内部は非常に高温であり音速が大きいので、干渉が始まるとモデル前方の離脱衝撃波は上流側に突き出てくる。これを Georgievski らの実験ではレンズ効果 (lens effect) と呼んでいる。さらにプラズマ領域が流されていくと、モデルによってせき止められ、上流側のプラズマ界面 (contact surface) が流れによって圧縮されることで、密度勾配が生じる。これが、 $t = 52 \mu\text{s}$  からプラズマ界面付近で生じている明るい線である。また、その背後はプラズマ低密度領域であるため、暗く見えているといえる。この構造はしばらく保持されるが、プラズマ領域は後方に流され、徐々に内部が乱されるようになる。そして、モデル前方の変形していた離脱衝撃波は消え、モデル先端から再び密度不連続面が生じる。本研究ではこの衝撃波を第二衝撃波 (2<sup>nd</sup> shock wave) と呼ぶことにする。 $t = 52 \mu\text{s}$  から出現したプラズマ界面付近の密度不連続面は時間の経過とともに下流方向に、第二衝撃波は上流方向に伝播し、やがて一体となる。 $(t = 124 \mu\text{s})$  その後、本来の離脱衝撃波位置 (shock stand-off distance) よりモデルに近いところへ漸近し、再び元の位置に戻る。

#### 3.3 淀み点圧履歴と時間積分値

##### 3.3.1 淀み点圧履歴と可視化結果の対応

実験はそれぞれ表 5 の名称をつける事にする。ここでの  $L/d$  はモデル先端からプラズマ生成位置までの距離を可視化結果の画像から読み取り、モデルの直径で無次元化したものである。 $E$  は付加エネルギーである。

表 5：淀み点圧測定実験の実験条件

実験名	$L/d$	$E(\text{J})$
A	2.00	0.45
B	2.24	0.24
C	2.24	0.45
D	2.41	0.44
E	2.82	0.44
F	3.53	0.43
G	4.29	0.45
H	4.88	0.45

ここで実験Dの結果を用いて、淀み点圧の時間履歴と可視化結果の対応させることにする。t = 0  $\mu$ s から t = 32  $\mu$ s までは、プラズマ領域や blast 波は離脱衝撃波に影響を与えていない。そのため、淀み点圧は一定となっている。t = 36  $\mu$ s のとき blast 波が離脱衝撃波とぶつかり、離脱衝撃波は微小ではあるが後流に移動する。そして、t = 40  $\mu$ s のとき blast 波がモデル先端に到達し、淀み点圧は急激な上昇をする。その後、プラズマ領域と離脱衝撃波の干渉が始まり、離脱衝撃波は前方に突き出てくる。これに伴って、淀み点圧はこのときから急激な減少を開始する。離脱衝撃波はさらに前方に突き出し、④ t = 68  $\mu$ s のような構造を保持するが、次第に内部が乱れ始め、やがてこの離脱衝撃波は姿を消す。その直後、モデル先端から二重衝撃波が発生し、その際には短い時間ではあるが、急激な淀み点圧上昇が引き起こされる。この二重衝撃波と、プラズマ界面付近に生じた密度不連続面（④ t = 68  $\mu$ s での上流側の明るい線）はやがて一体化する。（④ t = 132  $\mu$ s）その後、5.2でも述べたとおり、この衝撃波はいったんモデルに近づき、圧力上昇を引き起こしている。そして、再び定常的な離脱衝撃波となる。

このような一連の現象はプラズマ生成位置や付加エネルギーを変化させても概ね変化しないが、はじめの急激な淀み点圧をもたらす blast 波は、当然ながらプラズマ生成位置が遠くなればなるほど、ピーク値は小さくなっていく。また、付加エネルギーを小さくすると、プラズマの滞留時間は短くなり、淀み点圧減少時の最低値が高くなっている。これは、プラズマ領域が小さくなったことと、付加エネルギーが小さい分、内部の密度や圧力が高くなっていることが原因であると予想される。

ここで一つ注意すべきことに、ノズル端から出る斜め衝撃波による影響がある。D～Hの実験では、プラズマ領域がこの衝撃波を通過することで、変形している。図は実験Gで見られるプラズマ領域変形の様子である。この変形により、それぞれの可視化結果④を見てわかるように、干渉が起きている際の構造がA～Cと大きく異なっている。また、このプラズマ領域の変形によって、二重衝撃波による淀み点圧上昇の形状も変化していることがわかる。

### 3.3.2 淀み点圧時間積分値

定常状態での淀み点圧を基準として、blast 波がモデル先端に到着してから、干渉が終了して定常状態に戻るまでの淀み点圧を時間積分した結果が表6である。

実験A～Cの結果を比較すると、時間積分値はプラズマ生成位置には依存せず、付加エネルギーに依存しているといえる。これは、今回の実験で行ったようなプラズマ生成位置ならば、プラズマは離脱衝撃波と干渉を始める前に膨張が終了するためだと考えられる。また、付加エネルギーが小さくなると5.3.1で述べたように、プラズマ領域が小さくなるため、干渉持続時間も淀み点圧の減少も小さくなり、時間積分値が減少するのだと予想される。実験D～Hはプラズマがノズル端から出る衝撃波によって、図のように流れと垂直の方向に膨張され、流れ方向の厚みが減少する。これによって干渉時間が低下し、小さな時間積分値しか得られていないのである。

表6：淀み点圧時間積分結果

実験名	impulse reduction (Pa s)
A	1.684
B	1.095
C	1.693
D	1.650
E	1.576
F	1.095
G	1.294
H	1.136

### 3.4 プラズマと離脱衝撃波の干渉持続時間

3.3.1での淀み点圧時間履歴と、contact surfaceとbow shock位置の時間履歴の対応を見ると、淀み点圧が減少しているのはモデル前方の離脱衝撃波が上流側に変形されている間であると考えられる。つまり、この干渉持続時間が長くなれば、時間積分値も大きくなると予想される。そこで、モデル形状を変化させたことによる影響と、形状の異なったプラズマ領域が生成されたときの影響を比較してみる。実験は、それぞれ表7の名称をつける事にする。

表7：干渉持続時間比較実験の実験条件

実験名	モデル形状	プラズマ形状	L/d	E(J)
I	半球	球	5.13	0.36
J	半球	球	5.13	0.75
K	円柱	球	4.80	0.75
L	半球	だるま	2.93	0.52
M	半球	だるま	2.93	0.52
N	半球	だるま	4.00	0.51
O	円柱	だるま	3.93	0.51

#### 3.4.1 モデル形状による影響

実験I,Jより、モデル先端が半球の形状を持っていても、二重衝撃波などの基本的な構造に変化はないことがわかった。しかし、半球形状ではプラズマ領域がすぐに後方に流されてしまうため、実験Iの $t = 140 \mu\text{s}$ のような構造は円柱のときほど長く持続しない。また、二重衝撃波も出現後すぐにプラズマ界面付近で生じる密度不連続面と一体化する。

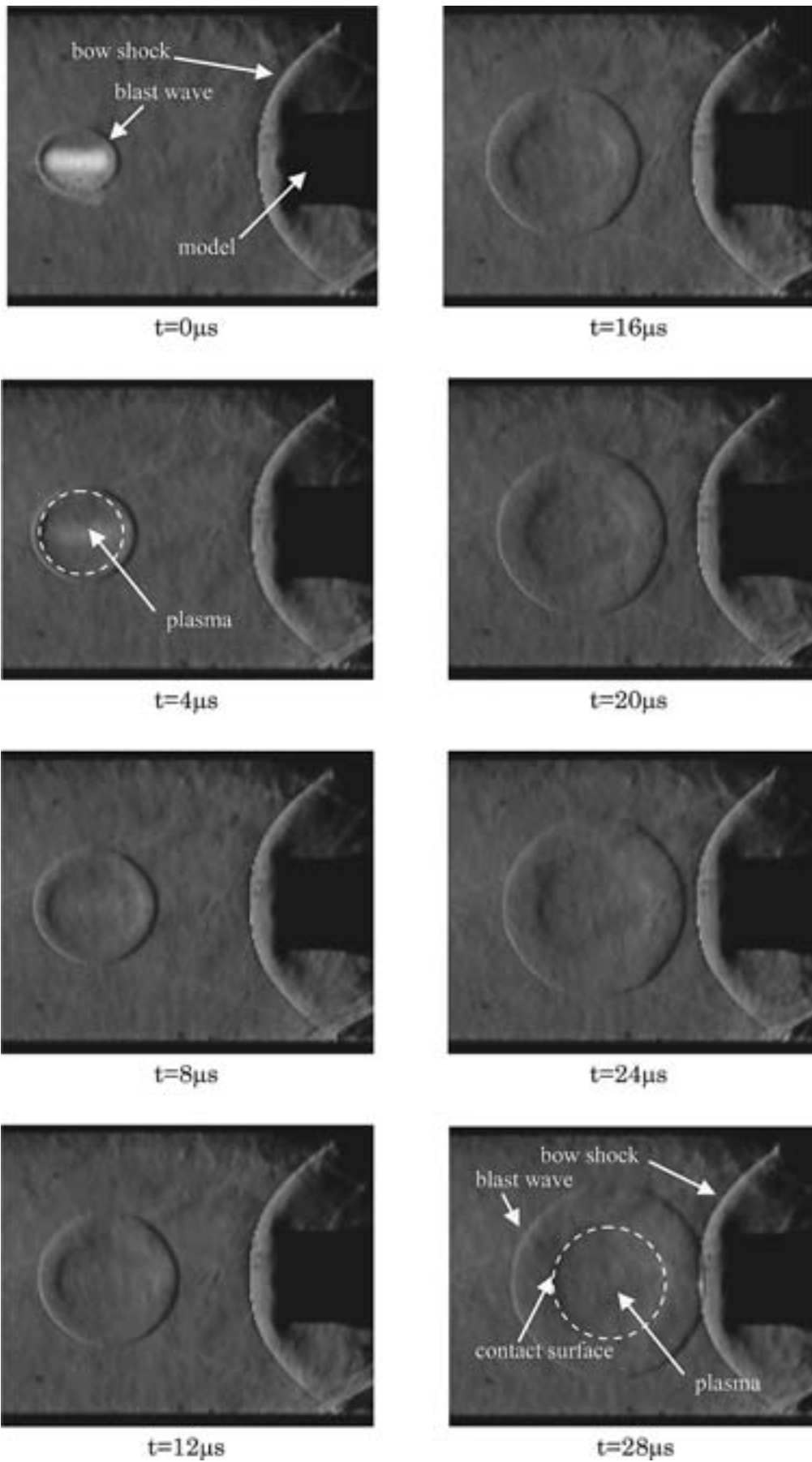
#### 3.4.2 プラズマ形状による影響

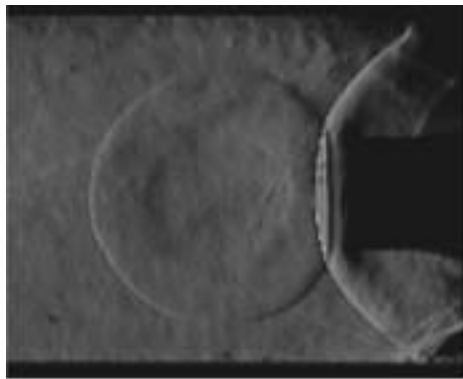
これまでのプラズマ領域は図のように球状に生成されたものについて考えてきた。しかし、レーザー誘起プラズマは集光レンズの焦点距離や雰囲気気圧、密度、さらには大気中の小さな塵にも左右され、形状のことになったプラズマが生成されることがある。図の実験Lの例でもプラズマが「だるま型」になっていることがわかる。このようなプラズマ領域が離脱衝撃波と干渉する際には、これまでとは異なった流れの構造をとる。例えば、実験Lは離脱衝撃波が何重にも渡って変形されている。実験Mはモデル先端に「器」のような、実験NやPは「W」のような離脱衝撃波の変形が見られる。また、このようにプラズマ領域が変形して生成されたときは、干渉している間の内部状態が乱れているため、二重衝撃波の履歴を得ることは困難である。このように、プラズマ領域が変形すると、離脱衝撃波との干渉に伴う流れの構造は非常に複雑になることがわかる。ただ、プラズマ領域の流れ方向長さと、干渉持続時間が深い関わりを持っているということが予想される。特に、実験NやPの場合、「W」のような離脱衝撃波が見られた後、上流方向にさらに突き出すことで、干渉持続時間が長くなっている。当然のことながら、プラズマ領域が流れ方向に長くなることによって、干渉持続時間が長くなる。この結果から、モデルの離脱衝撃波が前に突き出している間は淀み点圧は減少し続けることが予想されるため、プラズマ領域の流れ方向の長さは重要なパラメータであるということが出来る。

## 謝 辞

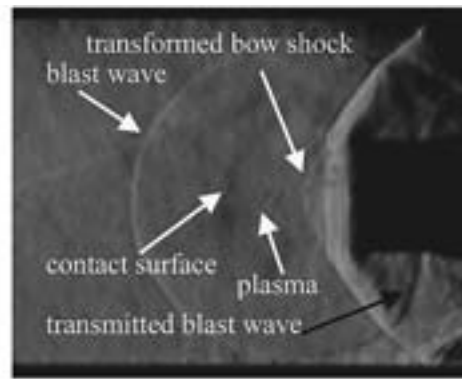
本実験の遂行に大いに貢献してくれた同専攻 博士前期課程 関谷洋平君の努力に感謝します。

## 付 録

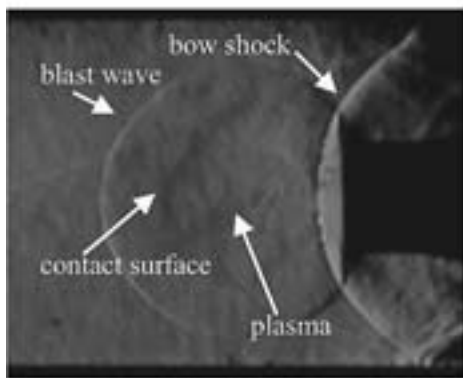




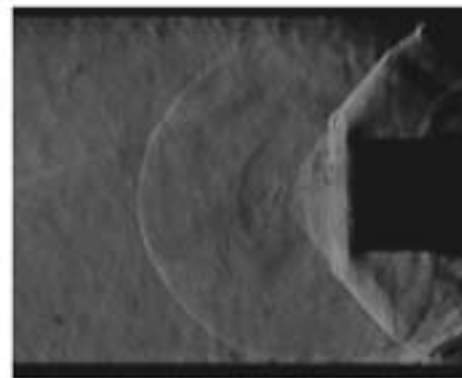
t=32μs



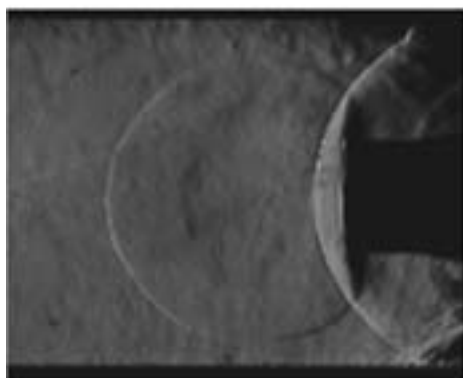
t=36μs



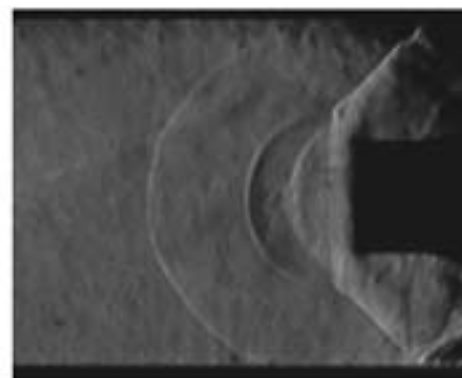
t=36μs



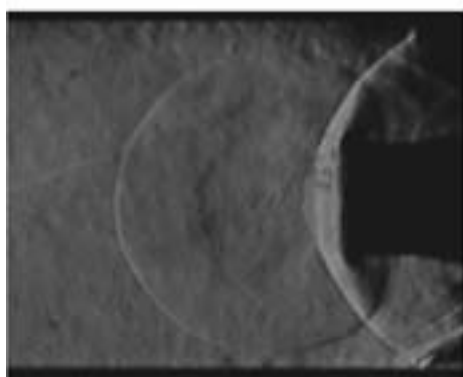
t=48μs



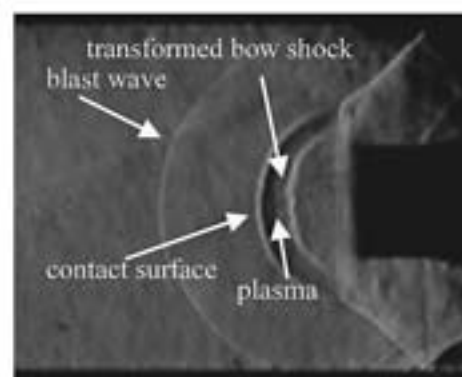
t=40μs



t=52μs

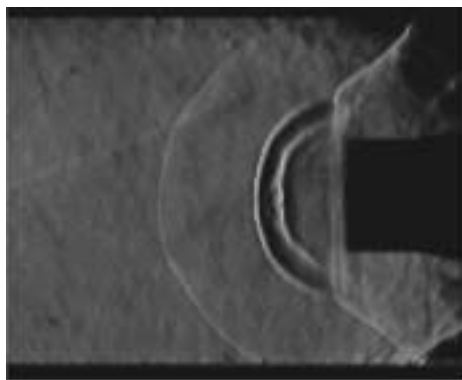


t=44μs

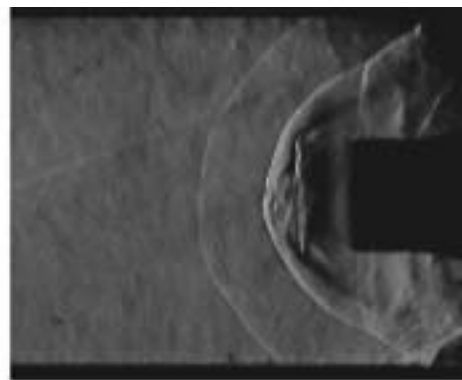


t=56μs

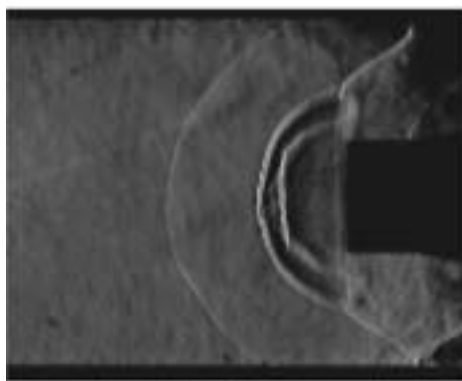




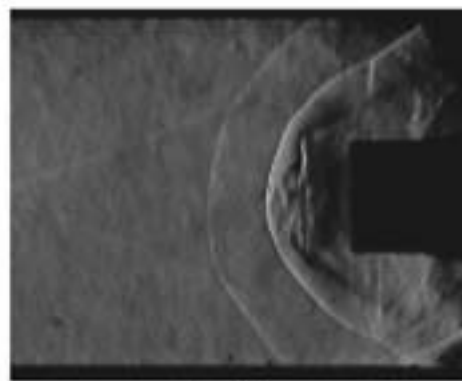
t=60 $\mu$ s



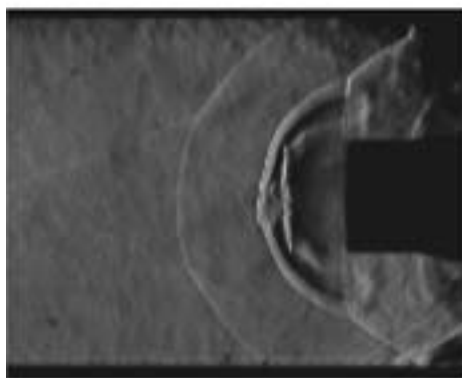
t=56 $\mu$ s



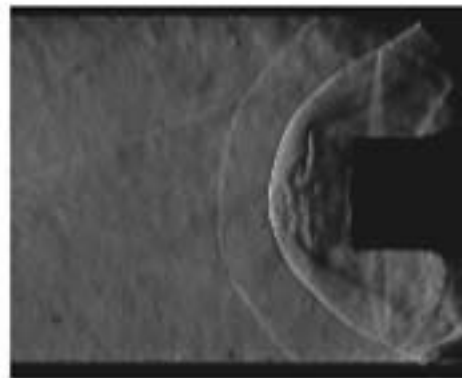
t=66 $\mu$ s



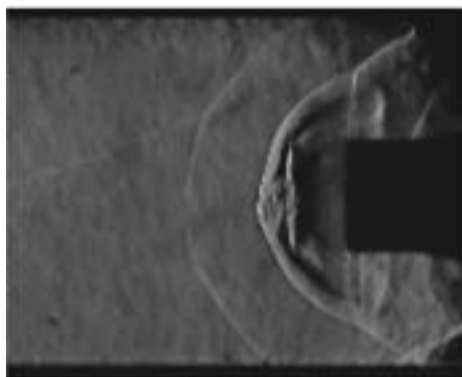
t=80 $\mu$ s



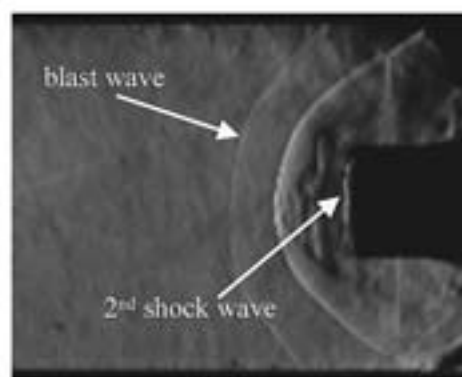
t=72 $\mu$ s



t=84 $\mu$ s

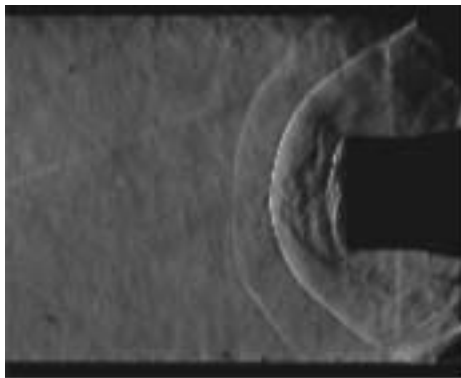


t=76 $\mu$ s

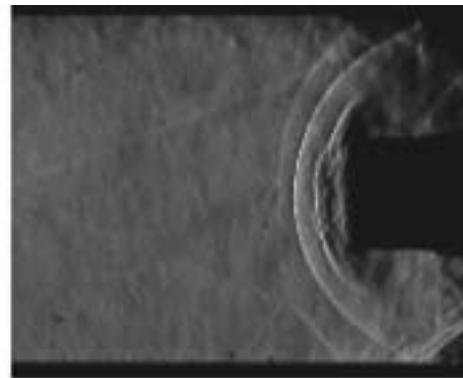


t=88 $\mu$ s

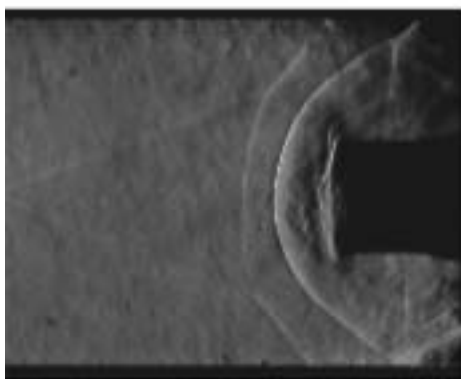




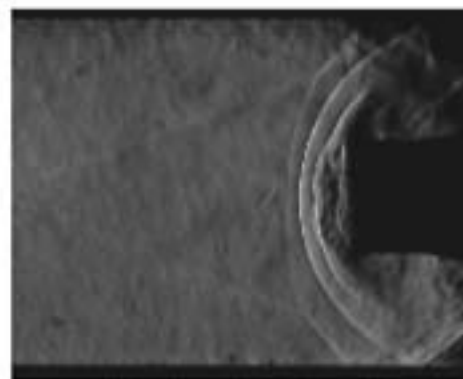
t=92μs



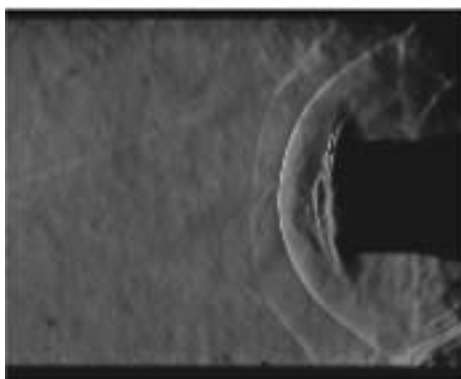
t=108μs



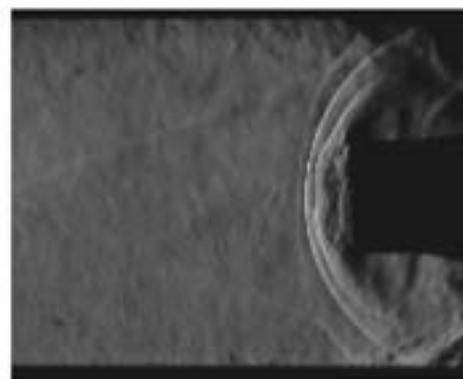
t=96μs



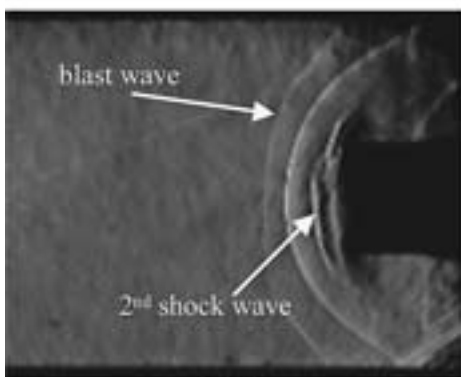
t=112μs



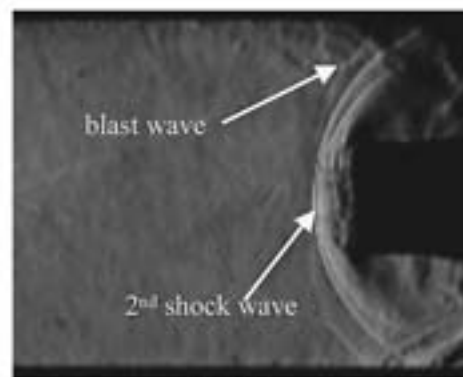
t=100μs



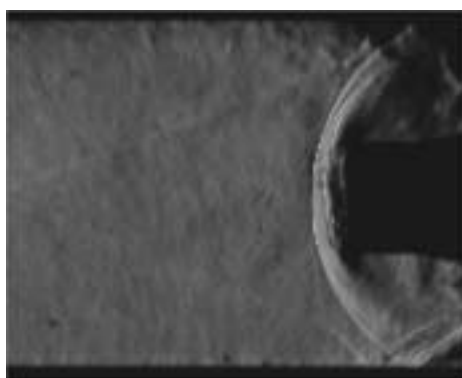
t=116μs



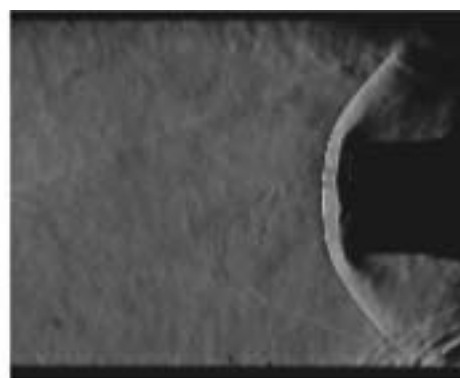
t=104μs



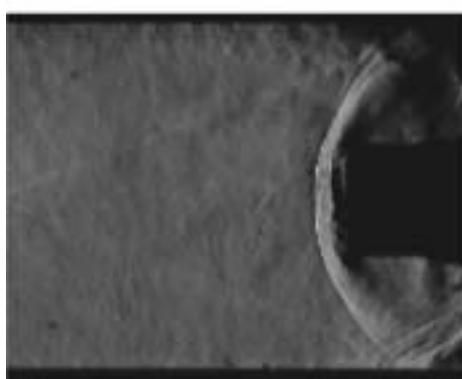
t=120μs



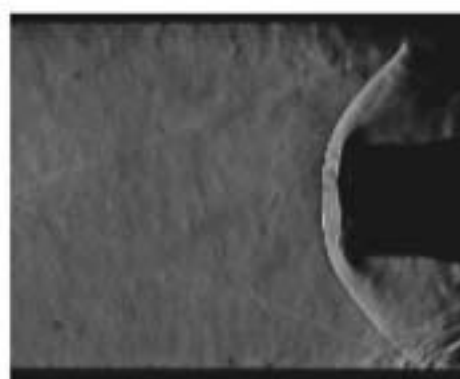
t=124 $\mu$ s



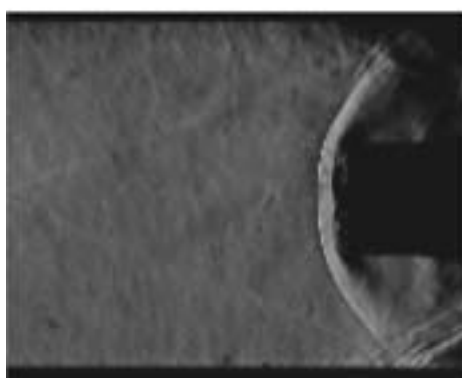
t=140 $\mu$ s



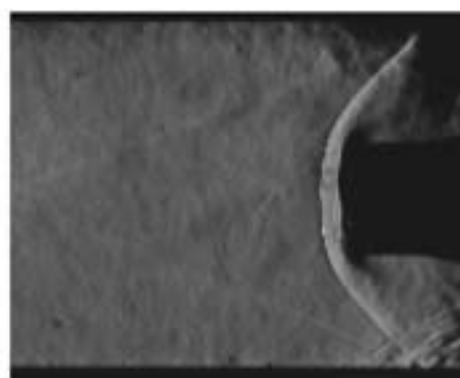
t=128 $\mu$ s



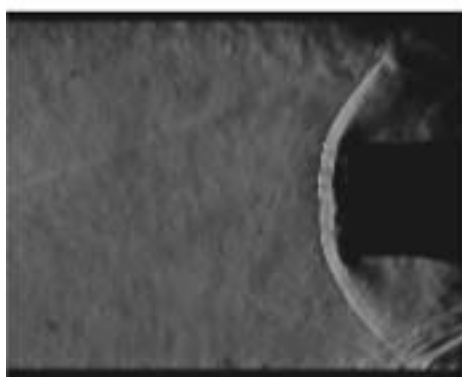
t=144 $\mu$ s



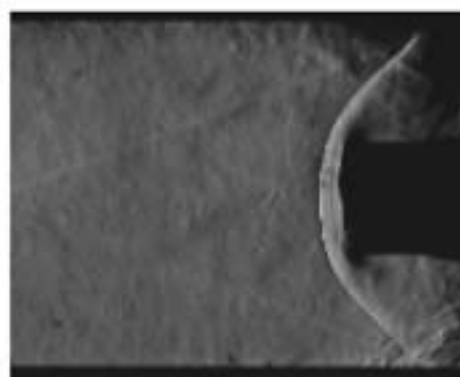
t=132 $\mu$ s



t=148 $\mu$ s



t=136 $\mu$ s



t=152 $\mu$ s