



# 極超音速飛翔体の先端流問題に関する研究

井藤, 創

---

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

1997-04-25

(Date of Publication)

2013-10-07

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

乙2135

(JaLCD0I)

<https://doi.org/10.11501/3129898>

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D2002135>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



神戸大学博士論文

極超音速飛翔体の先端流問題  
に関する研究

平成9年3月

井 藤 創

神戸大学博士論文

極超音速飛翔体の先端流問題  
に関する研究

平成9年3月

井 藤 創



# 目次

目次	i
表目次	iv
図目次	v
<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 本研究の目的	1
1.1.1 極超音速先端流問題	2
1.1.2 可視化技術	5
1.1.3 風洞技術	6
1.2 本論文の構成と概要	7
<b>第2章 衝撃風洞の隔膜部流れの理論</b>	<b>13</b>
2.1 緒言	13
2.2 基礎式	15
2.3 開口の履歴を考慮した計算	18
2.4 計算結果および考察	19
2.5 結言	22
<b>第3章 無隔膜衝撃風洞の特性</b>	<b>35</b>
3.1 緒言	35
3.2 バタフライ弁を用いた衝撃風洞	37
3.2.1 衝撃風洞	37
3.2.2 バタフライ弁の駆動機構	37
3.2.3 弁開口時間特性	38
3.3 風洞性能試験	38

3.3.1	銃身端への入射衝撃波 . . . . .	38
3.3.2	衝撃風洞貯気状態 . . . . .	41
3.3.3	衝撃風洞試験部気流 . . . . .	41
3.4	結言 . . . . .	42
<b>第4章</b>	<b>やや鈍い先端を有する平板周りの衝撃波形状の解析</b>	<b>59</b>
4.1	緒言 . . . . .	59
4.2	ブラストウェーブ理論 . . . . .	60
4.3	境界条件 . . . . .	62
4.4	相似解 . . . . .	63
4.5	結言 . . . . .	64
<b>第5章</b>	<b>やや鈍い先端を有する平板周りの極超音速粘性流れ場および衝撃波</b>	<b>69</b>
5.1	緒言 . . . . .	69
5.2	実験概要 . . . . .	74
5.3	結果および考察 . . . . .	74
5.3.1	鈍頭性と境界層の影響の関係 . . . . .	74
5.3.2	Reynolds 数の影響 . . . . .	76
5.4	結言 . . . . .	77
<b>第6章</b>	<b>やや鈍い先端を有する平板周りの極超音速粘性流れ場における迎え角の影響</b>	<b>93</b>
6.1	緒言 . . . . .	93
6.2	実験概要 . . . . .	94
6.3	結果および考察 . . . . .	94
6.4	結言 . . . . .	95
<b>第7章</b>	<b>スパークトレーサー法による極超音速流れ場の可視化法</b>	<b>105</b>
7.1	緒言 . . . . .	105
7.2	スパークトレーサー法 . . . . .	107
7.3	実験装置および条件 . . . . .	108
7.4	数値計算法および条件 . . . . .	110
7.5	結果および考察 . . . . .	110
7.6	結言 . . . . .	112

第 8 章 結論	124
参考文献	128
付録 A 接触領域での混合	139
付録 B 膨張後の縦方向速度の分布	140
付録 C 抗力係数	142
付録 D 計算用格子	144
謝辞	147

# 表 目 次

2.1	各衝撃波 Mach 数に対する衝撃波位置 . . . . .	23
-----	--------------------------------	----



# 目 次

1.1	X-33 概念案 (文献 [1] より転載) . . . . .	10
1.2	極超音速飛行体の空力/空力加熱問題と関連する流体力学的現象 . . . . .	11
1.3	自己誘導粘性干渉モデル (文献 [29] より転載) . . . . .	12
2.1	座標系と流れの各領域の記号 . . . . .	24
2.2	損失を考慮した衝撃波 Mach 数 (空気/空気) . . . . .	25
2.3	損失を考慮した衝撃波 Mach 数 (ヘリウム/空気) . . . . .	26
2.4	White による実験結果との比較 (ヘリウム/空気) . . . . .	27
2.5	White による実験結果との比較 (ヘリウム/窒素) . . . . .	28
2.6	最大衝撃波 Mach 数に到達するまでの衝撃波経路 (空気/空気) . . . . .	29
2.7	最大衝撃波 Mach 数に到達するまでの衝撃波経路 (ヘリウム/空気) . . . . .	30
2.8	各位置における先頭衝撃波 Mach 数 (空気/空気) . . . . .	31
2.9	各位置における先頭衝撃波 Mach 数 (ヘリウム/空気) . . . . .	32
2.10	衝撃波形成距離 (空気/空気) . . . . .	33
2.11	衝撃波形成距離 (ヘリウム/空気) . . . . .	34
3.1	無隔膜弁周りの流れの模式図 . . . . .	43
3.2	バタフライ弁を用いた無隔膜衝撃風洞の概略図 . . . . .	44
3.3	金属隔膜使用時の衝撃風洞の概略図 . . . . .	45
3.4	バタフライ弁機構の設置状況 . . . . .	46
3.5	供給圧力による弁開口時間の変化 . . . . .	47
3.6	貯気槽初期圧力による弁開口時間の変化 . . . . .	48
3.7	銃身内における圧力履歴 . . . . .	49
3.8	駆動圧力比と入射衝撃波 Mach 数の関係 . . . . .	50
3.9	弁開口時間と入射衝撃波 Mach 数の関係 . . . . .	51
3.10	弁開口時間と入射衝撃波 Mach 数の関係 . . . . .	52
3.11	弁開口時間と入射衝撃波 Mach 数の関係 . . . . .	53

3.12	実験による入射衝撃波 Mach 数と理論計算結果との比較 . . . . .	54
3.13	実験による入射衝撃波 Mach 数と理論計算結果との比較 . . . . .	55
3.14	実験による入射衝撃波 Mach 数と理論計算結果との比較 . . . . .	56
3.15	銃身端における風洞貯気圧力 . . . . .	57
3.16	衝撃風洞試験部における気流 Mach 数 . . . . .	58
4.1	座標系と記号 . . . . .	65
4.2	衝撃波面より内側における諸量の分布の仮定 . . . . .	66
4.3	解析解 (迎え角なし) . . . . .	67
4.4	解析解 (迎え角あり) . . . . .	68
5.1	平板周りと円柱周りの流れ場の比較 (模式図) . . . . .	78
5.2	平板周りと円柱周りの流れ場の比較 (Reynolds 数 50) . . . . .	79
5.3	平板周りと円柱周りの流れ場の比較 (Reynolds 数 150) . . . . .	80
5.4	平板周りと円柱周りの流れ場の比較 (Reynolds 数 300) . . . . .	81
5.5	平板周りと円柱周りの流れ場の比較 (Reynolds 数 1500) . . . . .	82
5.6	平板周りと円柱周りの流れ場の比較 (Reynolds 数 3000) . . . . .	83
5.7	平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 (Reynolds 数 50) . . . . .	84
5.8	平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 (Reynolds 数 150) . . . . .	85
5.9	平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 (Reynolds 数 300) . . . . .	86
5.10	平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 (Reynolds 数 1500) . . . . .	87
5.11	平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 (Reynolds 数 3000) . . . . .	88
5.12.a	平板周りの衝撃波形状に対する Reynolds 数変化の影響 . . . . .	89
5.12.b	平板周りの衝撃波形状に対する Reynolds 数変化の影響 . . . . .	90
5.13.a	円柱周りの衝撃波形状に対する Reynolds 数変化の影響 . . . . .	91
5.13.b	円柱周りの衝撃波形状に対する Reynolds 数変化の影響 . . . . .	92
6.1	流れ場に対する迎え角の影響 (Reynolds 数 150) . . . . .	97
6.2	流れ場に対する迎え角の影響 (Reynolds 数 300) . . . . .	98
6.3	流れ場に対する迎え角の影響 (Reynolds 数 3000) . . . . .	99
6.4	衝撃波形状に対する迎え角の影響 (Reynolds 数 3000) . . . . .	100
6.5	衝撃波形状に対する Reynolds 数変化の影響 . . . . .	101
6.6	衝撃波形状に対する Reynolds 数変化の影響 . . . . .	102
6.7	衝撃波形状に対する Reynolds 数変化の影響 . . . . .	103

6.8	衝撃波形状に対する Reynolds 数変化の影響 . . . . .	104
7.1	角部を過ぎる極超音速粘性流 (模式図) . . . . .	113
7.2	2次元角部模型と座標系の定義 . . . . .	114
7.3	数値計算法, シュリーレン法およびスパークトレーサー法により捉 えた衝撃波形状の比較 . . . . .	115
7.4	数値計算法, シュリーレン法およびスパークトレーサー法により捉 えた衝撃波形状の比較 . . . . .	116
7.5	数値計算法, シュリーレン法およびスパークトレーサー法により捉 えた衝撃波形状の比較 . . . . .	117
7.6	速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 . . . . .	118
7.7	速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 . . . . .	119
7.8	速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 . . . . .	120
7.9	速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 . . . . .	121
7.10	速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 . . . . .	122
7.11	速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 . . . . .	123
B.1	有心膨張波による膨張後の縦方向速度 . . . . .	141
C.1	自由分子流中の円柱の抗力係数 . . . . .	143
D.1	数値計算に用いた格子 . . . . .	145
D.2	数値計算に用いた格子 . . . . .	146



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 本研究の目的

近年、極超音速航空機 (hypersonic airplane)・宇宙往還機 (aerospace plane) などが経験する極超音速飛行およびその技術に対する現実的な関心が世界的に高まってきている。米国においては、現在、実質上世界で唯一の定期的な運用が行われているロケット打上げ型有人有翼宇宙往還機である NASA (National Aeronautics and Space Administration) のスペースシャトル (Space Shuttle) があるが、次世代宇宙往還機としてより野心的な、地上からの離着陸、地球周回軌道上までの加速、大気圏再突入が可能な再使用型輸送実験機 X-33[1] (図 1.1 参照) が検討されている。大気圏内における大量高速輸送を目的とした極超音速輸送機 (hypersonic transport, HST) や完全再使用型宇宙往還機などの次世代型極超音速機に対する空気力学的な技術は、複雑化する機体形状、大気圏中で高 Mach 数まで加速し、巡航が可能な推進機能の保有などの点で従来の航空機やスペースシャトルなどより進んだものが要求されるため、米欧においては精力的な研究・開発が行われている。わが国においても、宇宙開発事業団のロケット打上げ型無人有翼宇宙往還機 HOPE (H-II Orbiting Plane) 計画、航空宇宙技術研究所のエアロスペースプレーン構想がある。これらの開発を睨んだ軌道再突入実験 (Orbital Reentry Experiment, OREX) や極超音速飛行実験 (Hypersonic Flight Experiment, HYFLEX) による大気圏再突入に際する空力データの取得がほぼ成功裡に行われ、今後の研究・開発にはずみをつけたことは記憶に新しい。

極超音速域における飛行を実現するための空気力学上の究極的な課題の一つは、合

理的な空力性能を確保した上での、空力加熱が抑えられる機体形状の設計であろう。多機能な次世代型極超音速機の形状は複雑化せざるを得ず、空力/空力加熱問題は、先端部の流れ、衝撃波再入射による衝撃波干渉、角部における剥離・再付着など、特に複雑な流体力学的現象と関連することになる（図 1.2 参照）。したがって、設計に際しては高度な流体力学的知見が要求されるので、実用的なデータの蓄積のみならず、流れ場そのものの構造や現象の性質を解明するための基礎研究が重要であることは言うまでもない。

極超音速流れ場については、理論的研究、風洞による実験的研究およびそのための風洞技術、計測技術などの実験技術的研究が長年行われ、また近年発達の著しい数値流体力学（Computational Fluid Dynamics, (CFD)）やそれを用いた数値的研究も数多い。しかしながら、極超音速流れ場特有の基本的現象の理解あるいはその研究を遂行する上で派生する実験技術的問題についてさえも多くの課題が残されている。以下では、本論文で扱う課題、その重要性、研究の目的について、工学的流れ場における問題との関連を示しつつ簡単に述べる。なお、各課題の分析とそれに基づく対応については各章緒言で詳細に述べることとする。

### 1.1.1 極超音速先端流問題

本論文ではやや鈍い先端を有する平板周りの流れ場の問題を扱う。極超音速機体の構成要素（胴体、翼、推進機空気取入口カウルなど）の基本形状は鈍頭細長形状であるのでこの周りの流れ場は、実際の極超音速機が現れるより以前、極超音速流研究が始められて以来より今日に至るまでの中心的研究課題である。このうちのいわゆる先端流問題（leading edge problem）は、先端部における流れ場あるいはその流れ場が下流に与える影響の問題を扱うものである。特に極超音速流中では影響領域が下流側の極めて狭い範囲（Mach 円錐あるいは Mach 線の内側）に限られるため、先端部における流れ場が下流の流れ場に与える影響は支配的である。工学的な面から見れば、先端部における空力/空力加熱問題の他に、先端部で生じた衝撃波（leading edge shock wave）の機体他部への再入射による衝撃波干渉や先端部で影響を受けた境界層が機体表面上の角部に到達したときに生じる剥離現象などと直接関係しているので、この問題を避けて機体設計を行うことはできない。さらに、学問的な面でも、

形状を平板に限定した場合でさえ、その幾何学的単純さに反して先端部の流れ場は物理的には複雑なものになるので、この先端流問題は多くの技術者、研究者の興味を引きつけてきた [2]-[29].

さて、この流れ場の複雑さは、最も簡略化した形状である、先端が理想的に鋭く、迎え角がない平板の周りの非粘性流が全く擾乱を受けないことと、実際の粘性流は平板表面近傍で強い影響を受けるとともに、先端近傍では衝撃波が生成されることとを対比すれば容易に想像できる。この粘性流れ場を説明するモデルとして自己誘導粘性干渉モデル (self-induced viscous interaction model[9][10][22][26][28][29], 図 1.3 参照) がある。これはおよそ次のようなものである。

「境界層排除厚さ (boundary layer displacement thickness) の影響によって境界層外側の非粘性流は実質的に外側に排除される。このとき非粘性流の流線は曲げられ、よって衝撃波が生成される。衝撃波形状や誘導圧力分布は、この境界層排除厚さを有効物体 (effective body) として、この物体周りの非粘性流についての解析で得られる。この誘導圧力分布は次の境界層排除厚さを求める計算に用いる。この繰り返しによって粘性流と非粘性流の干渉が考慮できる。」

この考え方は分かり易く、事実上は粘性流の理論的モデル構築の際の出発点ともなっている。しかし注意深く考えれば、この説明では現象の順序が逆であることが分かる。厳密に言えば、衝撃波生成の機構は平板表面上の粘性の影響による流体要素の減速に伴う圧縮過程と関連させるのが適切である。すなわち、この圧縮過程で圧縮波が生成され、これは周囲に伝播する。さらに、いったん圧縮された流体要素は高温になるため (冷却されずかつ周囲に拘束がなければ) 膨張する。これによって実質的なピストン効果が周囲に与えられることになる。実際の流れ場においてはこれらの現象が同時に起きており、この結果として衝撃波が生成される。この機構は実は、鈍頭部における衝撃波生成の機構とその肩部背後の膨張過程と流体力学的には同一のものであって、圧縮過程の生じる原因とエントロピー変化の程度などが異なるだけである。さて、非粘性流の流線はこのようにして生成された (斜め) 衝撃波を通過するので曲がるのである。また誘導圧力は、先に述べた圧縮-膨張過程にある境界層内の流れと (斜め) 衝撃波背後の流れが互いに影響を及ぼしあい、力学的平衡状態になったとき

の圧力になる。さて、このように先端が理想的に鋭いと考えた平板の場合でさえ、広く受け入れられているモデルは、少なくとも物理的モデルとしては正確なものではない。この簡単な議論から、先端流問題は流れ場の構造を理解する上で本質的かつ重要な問題であり、長年研究されてきたにも関わらず、未だ十分に解明されつくしたとは言えない状況が分かる。

ところで、この問題を実験的に扱う場合、実際には平板の先端を理想的に鋭くすることは不可能で、したがって先端は鈍い。つまり実際の流れ場の構造あるいは新しい理論的モデル構築の際の仮定やその結果の妥当性を実験によって調べるためにはまず鈍頭性の影響を評価しなければならない。先に述べたような圧縮-膨張過程が衝撃波生成の機構であるので、たとえ Reynolds 数<sup>1</sup>が極めて小さい場合であっても有限であれば、鈍頭性の影響は先端部の流れ場において支配的、したがって下流への影響も支配的なものと考えられる。多くの文献 [10]-[12][16]-[20] では、Reynolds 数が極めて小さい場合（例えば 100 以下）には先端は実質的には鋭いとされ、鈍頭性の影響は無視されている。しかしながら、鈍頭性の影響あるいはそれが無視できることを、少なくとも実験的に直接に確認している文献はないのである。この理由は簡単で、このような平板周りの流れ場自体が流体力学的に複雑で、かつ同一の流れ場において、先に述べたように流体力学的には区別できない過程を作り出す鈍頭性と境界層の影響を厳密に区別することは事実上不可能であるからである。しかし、流れ場の構造を正確に理解するためにはこの鈍頭性の問題はやはり避けられない。本論文の第一の目的は、このように本質的かつ困難な問題である、Reynolds 数が有限である場合の極超音速先端流問題について、従来より進んだ流体力学的知見を実験的に得ることにある。主として鈍頭性の影響を明らかにすることに重点をおくが、その結果として境界層の影響はより鮮明に理解できるであろう。また、こうして得られる知見を踏まえつつ、本流れ場における平板迎え角の影響についても明らかにする。

---

<sup>1</sup>先端流問題を扱う場合には、鈍頭性を表す代表的尺度を平板の先端での厚みであるとして、Reynolds 数もこれを基準に定義する。したがって理想的に鋭い先端の平板では Reynolds 数は 0 である。



## 1.1.2 可視化技術

1.1.1 節で述べた先端流問題に関連して、先端部後方にある流れ場における先端部の流れ場の影響を調べることは工学的に重要である。実際の極超音速飛翔体は先端部後方に、胴体と推進機、主翼・尾翼との結合部、操舵面などの角部、および後端部を必ず有する。これらの領域では、先端部を通過して機体表面上を流れてきた境界層が流れ込み、流れの剥離・再付着などが生じる場合があり、このとき再付着部では空力加熱率が急激に上昇するとともに、機体の姿勢制御効果や推進機性能が損なわれる [30][31]。このような流れ場に関連して多くの基礎的研究（例えば、圧縮角部について [31]-[45]、膨張角部について [40][46]-[53]）がなされ、特に数値流体力学によればこのような流れ場の様子は詳細かつ定量的に得られる。しかしながら、流れ場を支配するパラメータが多く、普遍的な流れ場のモデル化は困難であるため、未だその詳細な構造が解明されているとは言えない状況にある。このため、構造解明とともにデータの蓄積・データベース化などを目的とする実験の重要性は近年ますます高まってきている。

さて、先端部近傍や角部周りにおける複雑な流れ場の構造をより理解するためには物体表面での情報以外にも流れ場内の情報が不可欠であるが、極超音速流実験においてこれらを得ることは一般に非常に難しい。また、これらの流れ場のように流れの圧縮や膨張が生じる領域においては主流方向速度が大きな変化勾配を（物体表面の法線方向に対してと同様に主流方向に対しても）もつことが特徴の一つで、それゆえ速度場に関する情報は基本的かつ極めて重要であるにも関わらず、このような実験的情報はほとんど見あたらない。これは極超音速流実験による速度場の測定あるいは可視化が極めて困難なものであるためと考えられる。速度場に関する情報については、例えば剥離位置を知るために、表面熱伝達率の測定 [31]-[34][37]-[40][43]-[45][50]-[52][54]、表面摩擦の測定 [55]、油膜法による表面流線の観察 [31][56] などが行われているが、これらの方法では物体表面での情報しか得られない。流れ場内の速度はプローブ法によれば原理的には定量的に得られる [57] が、プローブ挿入による乱れの度合いが大きい、極超音速風洞の気流持続時間は一般に非常に短いので流れ場内でプローブを精度よく移動させるのに非常な労力を要する、物体表面近傍および剥離領域では精度が

極度に悪化する [54][55] などの欠点がある。このようなことから、直感的かつ全体的に速度場が可視化できる方法の開発は本研究分野における急務である。本論文の第二の目的は、速度場に関する情報が得られる実験的可視化法を提案し、その有効性を検討することである。

### 1.1.3 風洞技術

上記のような基礎的研究とともに実機の開発・設計を効率的に遂行するためにも極超音速風洞の役割はますます重要になっている [58]。これは、数値流体力学が飛躍的に進歩した現代においてさえも、最終的にはその結果の妥当性を（たとえ外挿的な方法になるとしても）実験的に検証しなければならない [59] のが現状であるからである。極超音速風洞には多くの方式がある [60] が、フリーピストン技術などの採用により気流の高エンタルピー化が可能である [61] こと、原理、構造が単純であるために風洞性能を予測する基礎となる理論 [62][63] が存在すること、短い気流持続時間内における各種計測技術の進歩 [64]–[67]、建設や運転の経済性 [60] などの理由から、現代においても世界各国で衝撃風洞あるいは極超音速ガンタンネルなど衝撃波管型の駆動方式のものが用いられている [67]–[76]。衝撃風洞については、持続時間の延長、高エンタルピー化など高性能化に関する研究 [71][77]–[79] が数多く行われてきたが、一方で装置の大型化などに伴う実験の効率化の必要性のために操作の簡便性が求められている。金属隔膜を用いた従来の衝撃風洞では、適切な隔膜破断のための圧力の調整や隔膜にあらかじめ切りかきをつける [80][81] などの操作性の問題とともに、隔膜の破片により汚染された気流が、模型、計測機器に損傷を与えることが（特に本論文における先端流問題を扱うような場合に）実験遂行上切実な問題となる。このような理由から金属隔膜などの代わりに弁を仕切として用いた無隔膜方式（diaphragmless type）の風洞が研究・開発されてきた [71]–[76][79][82]–[88]。本研究においても衝撃波生成のための無隔膜弁（衝撃波弁、shock wave valve と呼ばれる）を用いた衝撃風洞の開発を行い、可視化実験に用いている。ところが、無隔膜方式では弁の開口時間が弁開口のための機構によって異なり [82]、また金属隔膜などの破断時間 [80][81][89] に比べて大きくなるため、衝撃風洞の利点である単純衝撃波管理論 [62] による性能の予測が困難になる欠点があった。本論文の第三の目的は、開口時間が有限であると

考えた場合に適用可能な隔膜部流れ（衝撃波管流れ）の理論を提案し、これとともに風洞性能試験により風洞特性の把握を行うことである。

## 1.2 本論文の構成と概要

本論文は、極超音速飛翔体周りの粘性流れ場の流体力学的性質についての基礎的知見を得ることを主な目的としている。

本論文の構成および概要は以下のようになっている。

### 第2章 衝撃風洞の隔膜部流れの理論

### 第3章 無隔膜衝撃風洞の特性

### 第4章 やや鈍い先端を有する平板周りの衝撃波形状の解析

### 第5章 やや鈍い先端を有する平板周りの極超音速粘性流れ場および衝撃波

### 第6章 やや鈍い先端を有する平板周りの極超音速粘性流れ場における迎え角の影響

### 第7章 スパークトレーサー法による極超音速流れ場の可視化法

### 第8章 結論

本論文中の風洞実験は神戸大学自然科学研究科において開発した無隔膜衝撃風洞にて行ったので、便宜上、まずこれに関連する研究を第2章、第3章で述べる。これらの章における目的は、本論文の主題である極超音速先端流問題の実験的研究を円滑に行うために、操作性がよく、気流を汚染しない無隔膜衝撃風洞を開発するとともに、この風洞の特性を理論的および実験的に把握することである。さて、実際の衝撃風洞においては隔膜あるいは無隔膜のいずれの方式をとる場合でも高圧部と低圧部を仕切る隔膜<sup>2</sup>の開口（あるいは破断）に要する時間は有限である。このため、隔膜の開口は瞬間的であると仮定している衝撃波管単純理論では実在の隔膜部流れ（すなわち衝撃波管流れ）を表すことができない。第2章においては、このような実在の衝撃波

<sup>2</sup>第2章においては高圧部と低圧部の仕切という慣用的な意味で隔膜という言葉を用いることとして、仕切るものが本当の隔膜であるか無隔膜弁であるかの区別は行わない。

管流れに適用可能な、隔膜部において損失を考慮した理論を提案する。この方法を用いた計算結果を単純理論および文献の実験結果と比較することによりその妥当性を検証する。また計算結果により、開口の履歴を考慮した場合には単純理論とは異なって、最大衝撃波 Mach 数になるまでの先頭衝撃波背後には過渡的で複雑な流れが形成されることを示す。また、衝撃波形成距離などの風洞設計上重要な情報が得られることを示す。

第3章では、まず開発を行った無隔膜衝撃風洞の概要について述べる。次に衝撃風洞としての性能試験として、銃身端への入射衝撃波、風洞貯気状態、風洞試験部気流についての測定を行った結果について述べる。また、本実験結果と第2章で述べた理論計算結果との比較に基づいて、隔膜（あるいは無隔膜弁）開口時間が有限な場合の衝撃風洞の特性について議論する。これらによって本衝撃風洞の作動状態、性能を明らかにする。

第4章、第5章、第6章では、やや鈍い先端を有する平板周りの流れ場における鈍頭性、境界層、および迎え角の影響を理論的および実験的に明らかにすることを目的としている。これらの因子が流れ場に与える影響を表す尺度として衝撃波の生成・形状を選び、主としてこれらへの影響について議論する。まず、第4章では、第5章、第6章における実験結果との比較を行うために、衝撃波形状をブラストウェーブ理論 (blast wave theory) に基づいて解析する。本理論について、平板迎え角がある場合には厳密な解析解が得られないことが知られているが、Chernyi[27] は簡単な仮定を設けることにより解析解を得ている。本章では、流れ場の様子について検討し、Chernyi の方法よりも実際の流れへの近似度を高めた場合の解析解を得る。これによって鈍頭性と平板迎え角の影響を解析的に明らかにする。

第5章では、鈍頭性と平板境界層の影響を実験的に明らかにする。平板上での境界層の成長の影響を排除するために、従来の平板周りの実験とともに同一の Reynolds 数の条件で円柱<sup>3</sup>に関して実験を行う。すなわち、円柱周りの流れ場は近似的に鈍頭性の影響のみを表すものと考え、シュリーレン法によって得られたこれらの流れ場の様子および衝撃波形状を比較する。これによって、従来は鈍頭性の影響がないとされていた極めて小さな Reynolds 数の場合でも鈍頭性が衝撃波生成・形状および流れ場

<sup>3</sup>このときの Reynolds 数は円柱の直径を基準に定義するものとする。

に与える影響が大きく、平板境界層の影響は二次的なものであることが示される。また、鈍頭平板周りの衝撃波形状が示す相似性と、Reynolds 数を小さくしていったときのこの相似性からの逸脱の特性と原因について、ブラストウェーブ理論の結果と比較し、考察する。さらに、円柱周りの衝撃波形状についても、相似性に関して同様な特性があることを示す。

第 6 章では、第 5 章の結果を踏まえ、Reynolds 数および平板迎え角を変化させて、シュリーレン法による可視化実験を行う。これによって本流れ場における迎え角の影響を明らかにする。また衝撃波形状について、第 4 章で得られたブラストウェーブ理論の結果と比較することにより、鈍頭性と迎え角の影響の関係を明らかにする。

第 7 章では、先端部近傍やその後方にある角部の周りの流れ場など、複雑な極超音速流れ場の構造についてさらに解明していく上で、速度場の実験的情報の重要性和欠乏性を鑑みて、まずその可視化法の開発が急務と考えた。そこで第 7 章では、可能性のある方法としてスパークトレーサー法 (spark-tracer technique) を試みる。ここでは先端部後方にある 2 次元角部周りの流れ場の可視化結果を同一実験条件におけるシュリーレン法および完全 Navier-Stokes 方程式に基づく数値計算の結果と比較し、その有効性について検討する。

第 8 章は本論文の結論であり、各章別に研究成果を要約する。

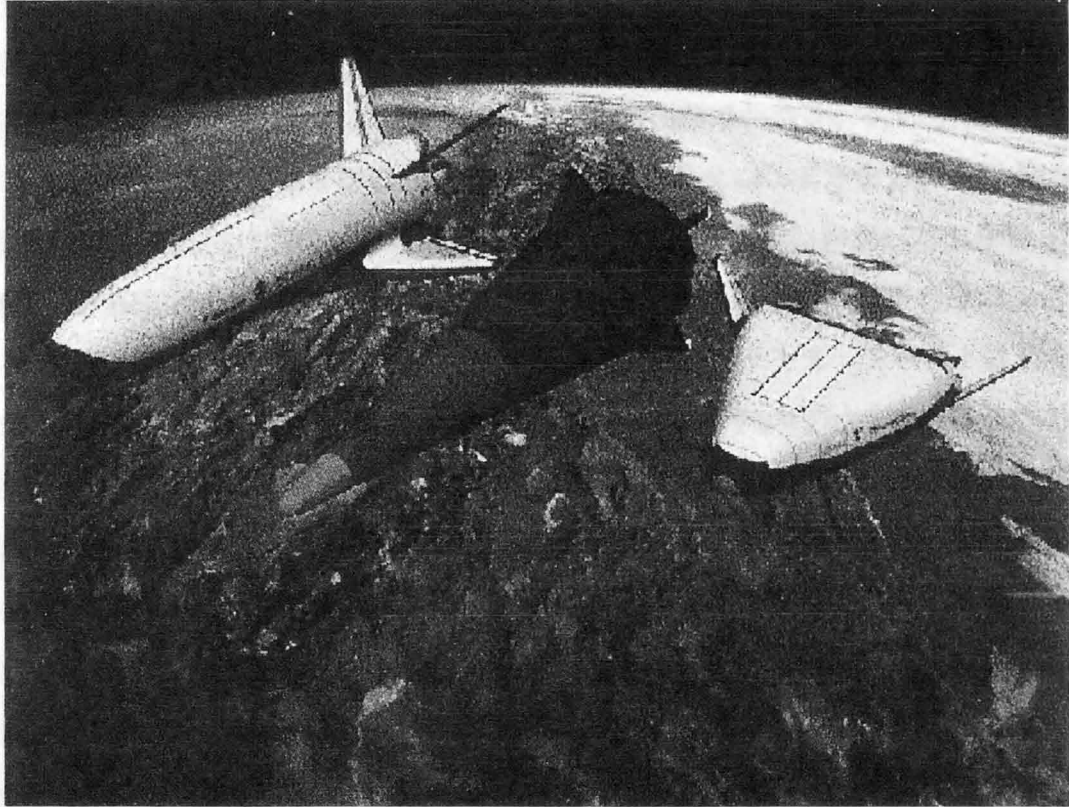
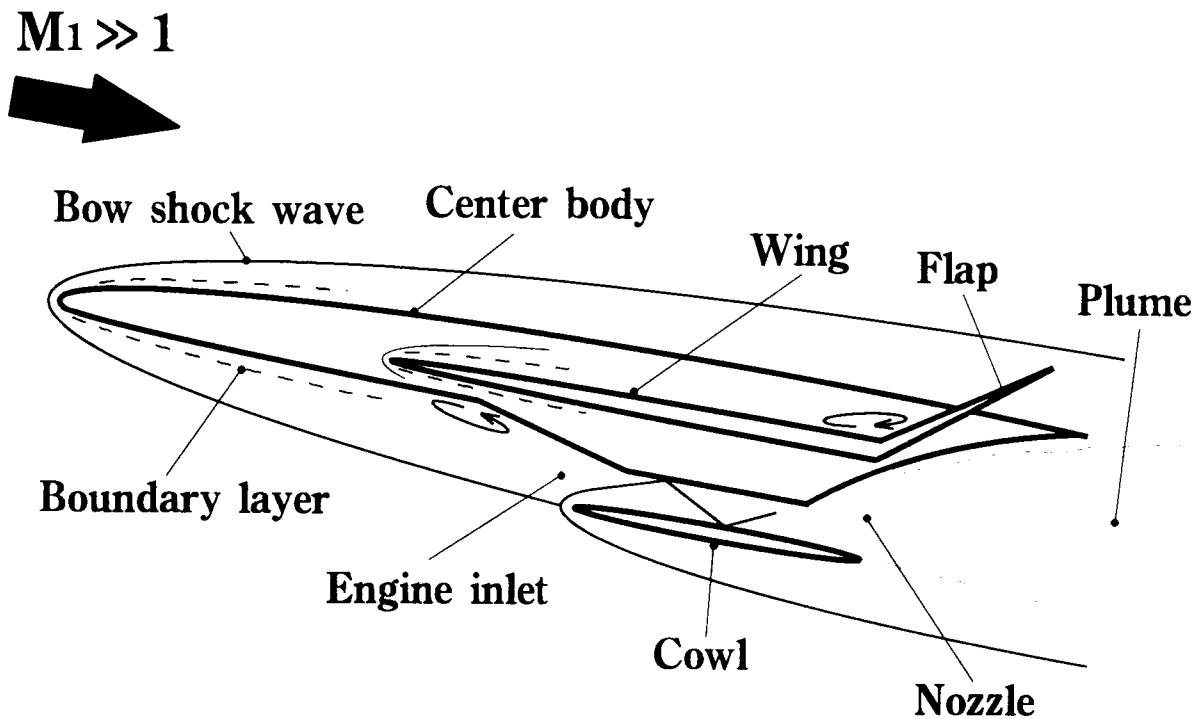


図 1.1: X-33 概念案 (文献 [1] より転載)



- Leading edge problem
- Separation/Reattachment
- Shock interference

図 1.2: 極超音速飛行体の空力/空力加熱問題と関連する流体力学的現象

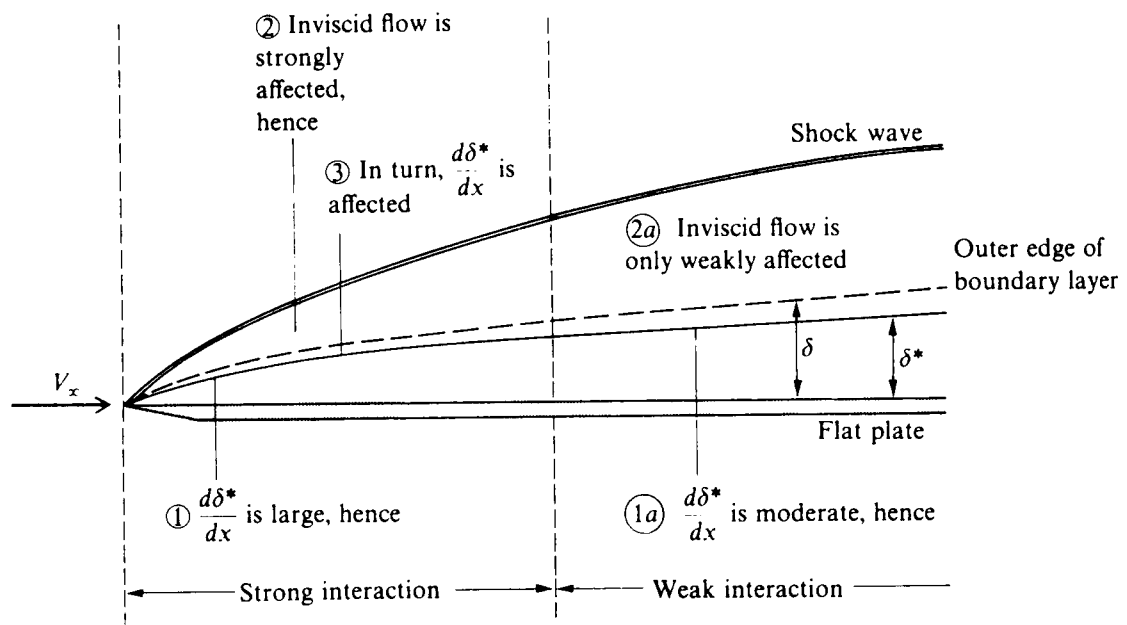


図 1.3: 自己誘導粘性干渉モデル (文献 [29] より転載)



## 第 2 章

# 衝撃風洞の隔膜部流れの理論

### 2.1 緒言

第 1 章で述べたように、極超音速流研究における風洞関連技術ならびに風洞実験の重要性は言を待たない。なかでも、衝撃波管、衝撃風洞およびガンタンネルなど衝撃波管型の駆動方式をもつ極超音速風洞は、性能その他の面から見て、現在ならびに将来において最も有用な風洞形式の一つとして確立されており、その役割の重要性はますます増大してきている。ところで、近年、これら衝撃波管型駆動方式の風洞において、高圧部（貯気槽、銃尾部、駆動部など）と低圧部（銃身部、被駆動部など）を仕切る隔膜部に無隔膜急速開口弁方式が多く採用されている [71]–[76] [79] [82]–[88]。この方式の利点は、操作方法が簡便になり実験の高速化が図れることのほか、特に衝撃波生成を目的として用いた場合には、破断された隔膜の飛散による気流の汚染がなく、再現性が向上することなどが挙げられる。これらの利点を考慮して、本論文中的実験においても無隔膜弁方式の衝撃風洞（第 3 章参照）を用いている。

さて、従来、衝撃波生成のための隔膜部にはアルミニウムなどの金属膜が用いられてきた。これらは実験の都度交換が必要である一方で、理想的（瞬間的）に破れるものとされており（実際には数百  $\mu\text{sec}$  オーダー [80][81][89]）、得られる衝撃波の強さは単純理論 [62] によりかなり精度よく予測される。一方、無隔膜弁方式ではその開口時間（diaphragm opening time）は可変であるとはいえ数 msec オーダー [73][79][82][83][85][86] が限度である。このため衝撃波形成距離（shock formation distance, 最大衝撃波 Mach 数が得られる距離 [80][89][90][91]）は金属隔膜の場合よりも

大きくなることが予測されるが、このとき実際の装置において衝撃波を加速するのに十分な距離が得られなければ、隔膜部初期圧力比（衝撃波管駆動圧力比, diaphragm pressure ratio あるいは driving pressure ratio）に対して得られるべき最大衝撃波 Mach 数が得られない場合が起こりうる。このような隔膜の開口時間が有限であることの影響については、隔膜開口に伴って隔膜部で段階的（実在の流れでは連続的）に生成される圧縮波が衝撃波を加速するものと仮定して、White[89] が一段加速モデルを、生井ら [91] がそれを拡張した多段加速モデルを提案している。これらの理論で計算される最大衝撃波 Mach 数はいずれも単純理論による値よりも実験値に近く、また生井のモデルは衝撃波形成過程における加速現象に対する説明を可能にしているが、隔膜部における段階的（連続的）圧縮波生成の機構について論じられていないため圧縮波の伝播経路が計算できず、このため装置設計上重要な情報である衝撃波経路を得ることができない。しかしながら、先に述べた理由から、衝撃波経路および衝撃波背後の流れの過渡的状态を知ることは重要であり、したがってこれらの理論では実際の風洞性能を予測するのに不十分であると考えられる。

ところで、隔膜部の開口時間が有限である場合には開口率（ここでは低圧管断面積に対する隔膜部での流路断面積の比と定義する）は時間的に変化する。よって高圧管側気体が隔膜部から低圧管内へ流れ出す場合には急拡大部を通過することになる。実在の流れではこのような場合、エネルギーの損失があり、これは開口率の変化に伴って変化することはよく知られている。ここではこのような流れの性質が隔膜部での段階的（連続的）圧縮波生成の機構に寄与しているのではないかと考え、この影響を考慮した場合の隔膜部流れ（すなわち衝撃波管流れ）について記述する。隔膜の開口が瞬間的ではなく有限である場合には、衝撃波管内の流れはこの影響を受けるものと考えられる。

本章では、まず隔膜部における流れの急拡大による損失を考慮した衝撃波管理論を提案する。これをもちいて開口過程を考慮した衝撃波管流れを計算することにより、衝撃波経路および最大衝撃波 Mach 数到達までの流れの過渡的状态を明らかにするとともに、風洞設計上有用な隔膜開口時間と衝撃波を加速するのに十分な低圧管長さとの関係が求められることを示す。

## 2.2 基礎式

開口過程における損失を考慮するために、まず隔膜部での損失を考慮した衝撃波管流れの基礎式を導く。流れは準1次元적であるとして、隔膜部の形状は、図 2.1 に示すようなオリフィス形状と考える。座標系および流れの各領域を表す記号を図 2.1 に示す。ここでは隔膜部損失の影響を知ることが目的であるので、気体は完全気体と仮定し（すなわち比熱比  $\gamma$  は一定）、管壁上の境界層の影響は無視する。また高圧管の長さ  $l_R$  は十分に長いものとし、高圧管端で反射される膨張波の影響は無視する。

隔膜の開口に伴って、区間 R - A では膨張波が生じる。これにより次式が成り立つ。

$$\frac{p_R}{p_A} = \left( \frac{a_R}{a_A} \right)^{\frac{2\gamma_R}{\gamma_R - 1}} = \left( 1 + \frac{\gamma_R - 1}{2} M_A^2 \right)^{\frac{2\gamma_R}{\gamma_R - 1}}. \quad (2.1)$$

ここで、 $a$ 、 $p$  は各々気流の局所音速、圧力であり、添字は衝撃波管内の各部を表す。記号  $\gamma_R$  は高圧管側気体（あるいは駆動気体、貯気槽気体）の比熱比である。また  $u$  を流速とすれば気流の Mach 数  $M$  は

$$M = \frac{u}{a} \quad (2.2)$$

で定義される。区間 A - B では開口と同時に定常流れが確立されるものとする。そして縮流部 A - A' - B' では損失がなく、急拡大部 B' - B において損失が生じるものとするれば、次の連続の式、エネルギー保存式、運動量保存式が成り立つ。

$$\rho_{A'} u_{A'} A_0 = \rho_B u_B A_0. \quad (2.3)$$

$$\frac{u_{A'}^2}{2} + \frac{\gamma_R}{\gamma_R - 1} \frac{p_{A'}}{\rho_{A'}} = \frac{u_B^2}{2} + \frac{\gamma_R}{\gamma_R - 1} \frac{p_B}{\rho_B} + \frac{\gamma_R}{\gamma_R - 1} \frac{\Delta p}{\rho_B}. \quad (2.4)$$

$$\rho_B u_B^2 A_0 - \rho_{B'} u_{B'}^2 A_{B'} = p_{B'} A_{B'} - p_B A_0 + p_{B'} (A_0 - A_{B'}). \quad (2.5)$$

ただし、 $\rho$  は気流の密度、添字 A' は隔膜部上流で流管断面積が低圧管断面積  $A_0$  に等しくなる部分を表す。式 (2.5) は急拡大部 B' - B に対する運動量保存式で、 $p_{B'}$  は隔膜の下流側表面  $A_0 - A_{B'}$  に作用する平均圧力である。ここでは非圧縮性流れの場合にしばしば用いられる

$$p_{B'} = p_B \quad (2.6)$$

を仮定する。式 (2.6) を (2.5) に代入、整理して、

$$\rho_{B'} u_{B'}^2 \frac{A_{B'}}{A_0} + p_{B'} = \rho_B u_B^2 + p_B \quad (2.7)$$

となる。また、式 (2.4) の右辺第 3 項は損失を表す項である。流管断面積の等しい領域 A' と B において、非圧縮性流れでは単位質量あたりの運動エネルギーが保存されることが知られているが、ここでもこれが成り立つと仮定すれば、

$$\Delta p = p_{A'} - p_B \quad (2.8)$$

となる。さて、式 (2.3), (2.4), (2.8) および  $a^2 = \gamma(p/\rho)$  の関係を用いれば、

$$\frac{p_B}{p_{A'}} = \left( \frac{a_B}{a_{A'}} \right)^2 = \left( \frac{M_{A'}}{M_B} \right)^2 \quad (2.9)$$

が得られる。一方、式 (2.3), (2.7) および  $a^2 = \gamma(p/\rho)$  の関係より

$$\frac{p_B}{p_{A'}} = \gamma_R M_{A'} \left( M_{B'} \frac{a_{B'}}{a_{A'}} - M_{A'} \right) + \frac{p_{B'}}{p_{A'}} \quad (2.10)$$

である。ここでさきの区間 A - A' - B' に対する仮定により、次式が成立する。

$$\frac{M_{A'}}{M_A} = \frac{A_R}{A_0} \left[ \frac{2 + (\gamma_R - 1) M_{A'}^2}{2 + (\gamma_R - 1) M_A^2} \right]^{\frac{\gamma_R + 1}{2(\gamma_R - 1)}}, \quad (2.11)$$

$$\frac{p_{A'}}{p_A} = \left( \frac{a_{A'}}{a_A} \right)^{\frac{2\gamma_R}{\gamma_R - 1}} = \left[ \frac{2 + (\gamma_R - 1) M_{A'}^2}{2 + (\gamma_R - 1) M_A^2} \right]^{\frac{\gamma_R}{\gamma_R - 1}}, \quad (2.12)$$

$$\frac{M_{B'}}{M_A} = \frac{A_R}{A_{B'}} \left[ \frac{2 + (\gamma_R - 1) M_{B'}^2}{2 + (\gamma_R - 1) M_A^2} \right]^{\frac{\gamma_R + 1}{2(\gamma_R - 1)}}, \quad (2.13)$$

$$\frac{p_{B'}}{p_A} = \left( \frac{a_{B'}}{a_A} \right)^{\frac{2\gamma_R}{\gamma_R - 1}} = \left[ \frac{2 + (\gamma_R - 1) M_{A'}^2}{2 + (\gamma_R - 1) M_{B'}^2} \right]^{\frac{\gamma_R}{\gamma_R - 1}}, \quad (2.14)$$

および

$$\frac{M_{B'}}{M_{A'}} = \frac{A_0}{A_{B'}} \left[ \frac{2 + (\gamma_R - 1) M_{B'}^2}{2 + (\gamma_R - 1) M_{A'}^2} \right]^{\frac{\gamma_R + 1}{2(\gamma_R - 1)}}, \quad (2.15)$$

$$\frac{p_{B'}}{p_{A'}} = \left( \frac{a_{B'}}{a_{A'}} \right)^{\frac{2\gamma_R}{\gamma_R - 1}} = \left[ \frac{2 + (\gamma_R - 1) M_{A'}^2}{2 + (\gamma_R - 1) M_{B'}^2} \right]^{\frac{\gamma_R}{\gamma_R - 1}}. \quad (2.16)$$

よって (2.10) に (2.16) を用いれば  $p_B/p_{A'}$  は  $M_{A'}$ ,  $M_{B'}$  の関数として表すことができる。区間 B - C については、次のような場合分けが必要である。すなわち  $M_{B'} < 1$  の場合には、

$$\frac{p_C}{p_B} = \frac{a_C}{a_B} = \frac{M_C}{M_B} = 1 \quad (2.17)$$

であり、 $M_{B'} = 1$  のときには

$$\frac{p_C}{p_B} = \left( \frac{a_C}{a_B} \right)^{\frac{2\gamma_R}{\gamma_R-1}} = \left[ \frac{2 + (\gamma_R - 1)M_B}{2 + (\gamma_R - 1)M_C} \right]^{\frac{2\gamma_R}{\gamma_R-1}} \quad (2.18)$$

が成り立つ。さらに、開口に伴って生成される衝撃波の前後 D - E においては

$$\frac{u_D}{a_E} = \frac{2}{\gamma_E + 1} \left( M_{sE} - \frac{1}{M_{sE}} \right) + M_E. \quad (2.19)$$

$$\frac{p_D}{p_E} = \frac{2\gamma_E M_{sE}^2 - (\gamma_E - 1)}{\gamma_E + 1} \quad (2.20)$$

が成り立つ。ここで、 $\gamma_E$  は計算の対象によって  $\gamma_0$  あるいは  $\gamma_R$  をとるが、これについては後ほど述べる。衝撃波 Mach 数  $M_{sE}$  は、領域 E 内を伝播する衝撃波速度を  $U_{sE}$  とすれば次式で定義されるものとする。

$$M_{sE} = \frac{U_{sE} - u_E}{a_E}. \quad (2.21)$$

以上が計算に必要な流れの基礎式であり、これらを接触面条件  $u_D/u_C = 1$  および  $p_D/p_C = 1$  を含む次の式に適用すればよい。すなわち、

$$\frac{p_R}{p_E} = \frac{p_R}{p_A} \frac{p_A}{p_{A'}} \frac{p_{A'}}{p_B} \frac{p_B}{p_C} \frac{p_C}{p_E}, \quad (2.22)$$

$$M_C = \frac{u_C}{a_C} = \frac{u_D}{a_E} \frac{a_E}{a_R} \frac{a_R}{a_A} \frac{a_A}{a_{A'}} \frac{a_{A'}}{a_B} \frac{a_B}{a_C} \quad (2.23)$$

である。よって与えられた初期条件  $p_R/p_E$ ,  $a_R/a_E$  に対して、式(2.22)に(2.1), (2.10), (2.12), (2.18), (2.20)を用いることにより未知数  $M_A$ ,  $M_{A'}$ ,  $M_{B'}$ ,  $M_C$ ,  $M_{sE}$  の関係が得られ、また、式(2.23)に(2.1), (2.9), (2.12), (2.18), (2.19)を用いることにより未知数  $M_A$ ,  $M_{A'}$ ,  $M_B$ ,  $M_C$ ,  $M_{sE}$  の関係が得られる。これら2式の関係と(2.11), (2.13), (2.15) および隔膜部の流れの条件に応じて(2.17)あるいは(2.18)の6式が、未知数  $M_A$ ,  $M_{A'}$ ,  $M_{B'}$ ,  $M_B$ ,  $M_C$ ,  $M_{sE}$  を定めるために連立されるべき式である。

## 2.3 開口の履歴を考慮した計算

前節で述べた方法で、低圧管側の条件を  $\gamma_E = \gamma_0$ ,  $u_E = u_0 = 0$ ,  $p_E = p_0$ ,  $a_E = a_0$  として直接、ある開口率  $A_{B'}/A_0$  に対して計算を行った結果の例を図 2.2, 2.3 に示す。ここで、添字の 0 は隔膜が閉じられている状態における低圧管側気体（あるいは試験気体、被駆動気体）の初期条件を表すものとする。図中では、前節の  $M_{stE}$  は  $M_s$  で表され、これを単純理論 [62] による衝撃波 Mach 数  $M_{stb}$  で無次元化してある。さて、これは理想的に破れる隔膜とともに隔膜部近傍に損失を生じる縮小急拡大部をもつ衝撃波管流れとなる。このような流れは例えば、衝撃波管型やガンタンネル型（ただし、この場合は質量を有する接触面となる）の極超音速風洞などの、衝撃波管型の駆動方式をもつ風洞において、持続時間の減少を避けるために有孔板（perforated plate あるいは orifice plate） [92] が用いられた場合に実現される流れである。この計算結果より  $A_{B'}/A_0$  が小さい場合には、縮小急拡大部の損失により  $M_s$  は理論値に比べて小さくなり、 $A_{B'}/A_0 = 1$  で理論値に一致する。よって有孔板を用いるなど縮小急拡大部を隔膜近傍に設ける場合には、この点が配慮されなければならない。

一方、隔膜が、瞬間的ではなく、有限の開口時間のもとに、閉じられた状態から連続的に開口していく場合には、隔膜の開口率を時間の関数として与え、前節の領域 E には、最初の開口（初期開口）時には通常の初期条件（添字 0）について計算を行い、それ以降については、それまでの開口過程により形成された流れの条件を用いればよい。よって、比熱比  $\gamma_E$  は初期開口時以外は  $\gamma_R$  に置き換えられる。さて、ここで無次元時間  $\bar{t} = t/t_v$  を定義しておく。ただし、 $t_v$  を隔膜により閉じられた状態から、全開になるまでに要する時間（開口時間）とし、時間  $t$  の原点を隔膜が開き始めた時刻にとる。ここでは隔膜の開口率を次式で与える。

$$0 \leq \bar{t} \leq 1 \quad \text{のとき} \quad \frac{A_{B'}}{A_0} = 1 - \cos\left(\frac{\pi \bar{t}}{2}\right), \quad (2.21)$$

$$1 \leq \bar{t} \quad \text{のとき} \quad \frac{A_{B'}}{A_0} = 1.$$

実際には開口は連続的であるが、計算上では無次元時間ステップ

$$\Delta \bar{t} = \frac{\Delta t}{t_v} \quad (2.25)$$

を十分小さくすれば実際の流れに近づくものと考えられる。

隔膜部について以上のような計算を逐次行い、特性曲線法を併用すれば開口過程において損失を考慮した衝撃波管流れを計算することができるが、ここでは簡単に次のような方法で計算を行う。ここで後の便宜上、各無次元時間ステップの間の開口動作により断面積が増加することを開口ステップと呼ぶことにする。さて、初期開口ステップ時に生成された衝撃波は試験気体中を伝播するが、これはそれ以降の開口ステップ時に隔膜部に生成された衝撃波により追いつかれて加速され、先頭衝撃波を形成するものと考えられる。また各開口ステップ時には接触面が生成され、これもまたそれ以降に生成された衝撃波の干渉を受ける。ところで初期開口ステップ時に生成される衝撃波以外は、隔膜部において生成される衝撃波はその波面での圧力比が1程度となり、これはほぼ等エントロピー的な圧縮波と考えてもよい。またこの時、同時に生じる接触面の前後における温度比も1程度となる。これらは今回の計算の結果でも確認しており妥当であると考えられる。よって、これらの圧縮波と接触面の干渉は無視した。しかしながら初期開口ステップ時に生成される接触面とそれ以降の開口ステップ時に生成される圧縮波の干渉については、この接触面前後で温度、さらに一般的には駆動気体と試験気体が異なると考えられるので比熱比 $\gamma$ が異なるためにその干渉は無視できない[93]。よって、この影響については考慮した。さらに初期開口ステップ時には初期条件によっては低圧管内に膨張扇が生成されるが、この経路は圧縮波との干渉時に影響されないものと仮定する。各干渉時に生成される反射波および接触面は、それ以降の流れには影響を与えないものとする[91]。以上のような仮定のもとに先頭衝撃波の伝播経路、強さなどを含めた流れ場の状態について計算することができる。

## 2.4 計算結果および考察

以上のようにして求めた先頭衝撃波 Mach 数  $M_1$  を図 2.2, 2.3 に示す。本計算における無次元時間ステップは  $\Delta \bar{t} = 1/300$  である。ただし、低圧管の長さ  $l_0$  は先頭衝撃波を加速するのに十分に長いものとして、 $M_1$  の値は、ある開口率  $A_B/A_0$  において隔膜部に生成された圧縮波が先頭衝撃波に追いついたときの値に対応している。

各圧力比に対して、ある開口率において  $M_s$  の値が不連続となっているのは、不連続の前の  $M_s$  が平坦にプロットされている部分に対応する開口率の時に生成された圧縮波群が先頭衝撃波への到達前に収斂しているためである。このように開口の履歴において損失を考慮した計算では、先頭衝撃波背後の流れは過渡的で非常に複雑なものとなっていることがわかる。さらに開口率が、この不連続な跳びが生じる値より大きくなると、履歴を考慮したものの方が、しないものより  $M_s$  が大きくなる。さらに開口率が1で、圧力比が大きな場合（およそ  $p_R/p_0 \geq 1000$  程度）には  $M_s$  は明らかに  $M_{sth}$  よりも大きくなっている。これらの傾向は、有限の隔膜開口時間のもとでは圧縮波による段階的な先頭衝撃波の加速を考慮しているためと考えられる [89][91]。さらに開口率が1に対する本計算結果を White による実験結果 [89] と比較する（図 2.4, 2.5）。ただし、実験結果に対応させるために断面積比は  $A_R/A_0 = 1.51$  として計算を行った。きわめて高い圧力比では実験値の方がいずれの理論値よりも大きくなる傾向がみられるが、これは White により、接触面での気体の混合が原因であると定性的に説明されている（付録 A 参照）。このことを考慮すれば、これらはよく一致している。

開口の履歴を考慮すれば、ある初期条件に対して得られる最大衝撃波 Mach 数  $M_{smax}$  は開口率が1となるときに生成される圧縮波が先頭衝撃波に追いついたときに得られる<sup>1</sup>が、実際には低圧管の長さ  $l_0$  を無限に長くすることはできない。よって実際に得られる最大の衝撃波 Mach 数は、隔膜の開口時間  $t_v$  と低圧管の長さ  $l_0$  によって制限を受ける。図 2.6, 2.7 に開口率が1のときに生成される圧縮波が到達するまでの（すなわち理論上の衝撃波形成距離  $X_f$  までの）先頭衝撃波経路の計算例を示す。図中、横軸は無次元距離  $X/U_{sth}t_v$ 、縦軸は無次元時間  $t/t_v$  であり、 $U_{sth} = M_{sth}a_0$  は単純理論による衝撃波の速度である。これらの図で単純理論による計算例は単にその経路を表すだけである。そして図 2.8, 2.9 は衝撃波形成距離  $X_f$  までの各位置  $X/U_{sth}t_v$  における先頭衝撃波 Mach 数  $M_s$  の値、図 2.10, 2.11 は各初期圧力比  $p_R/p_0$  に対する無次元衝撃波形成距離  $X_f/U_{sth}t_v$  を示したものである。さて、 $M_{smax}$  を得るためには、ある与えられた開口時間  $t_v$  に対して、 $l_0$  はこれらの図で示される  $X_f$  の値より大き

<sup>1</sup> 開口率が1となるときに生成される圧縮波が先頭衝撃波に追いついた位置が理論上の衝撃波形成距離  $X_f$  である。



くとればよい。しかし、計算では  $M_s$  はそれより短い距離でほぼ  $M_{smax}$  に漸近している (図 2.8, 2.9 参照) ことを考慮すれば、この値よりある程度小さくとるほうが実用上有利であろう。図 2.10, 2.11 に示すように  $M_{smax}$  の 95% は  $X_f$  よりかなり短い距離で得られる。ちなみに、この  $M_{smax}$  の 95% の強さをもつ衝撃波の形成距離は、先に述べた  $M_s$  の不連続性が生じる位置 (図 2.8, 2.9 参照) とほぼ一致する (表 2.1 参照)。また、図 2.10, 2.11 には Simpson ら [80] が実験的に求めた衝撃波形成距離予測式  $X_f/U_{smaxex}t_v = \text{const.} = 2$  も示した。ただし、Simpson らの実験予測式は実験的に得られた最大衝撃波速度  $U_{smaxex}$  で整理されている。しかし、彼らが用いた隔膜は開口時間が極めて短く、これはほぼ  $U_{sth}$  に近い値と考えられる。したがってここでは  $X_f/U_{sth}t_v = 2$  に置き換えて図示してある。また、Simpson らの実験の詳細な条件 (気体の組み合わせ、初期圧力比など) は文献に記されていないため不明であるが、この実験予測式は基本的には気体の組み合わせにはよらないと考えられているようであり、式の形から明らかなように  $X_f/U_{sth}t_v$  は  $p_R/p_0$  によらず一定である。さて、本計算で得られる理論上の衝撃波形成距離は Simpson らの実験予測式と一致しないが、一方、 $M_{smax}$  の 95% の強さをもつ衝撃波の形成距離は  $p_R/p_0$  の増加に対して単調増加傾向を示すものの定量的にはこの実験予測式と近い値となっている。先に述べたように衝撃波が不連続な  $M_s$  の跳びを経験した後の  $X/U_{sth}t_v$  の増加に対する  $M_s$  の変化は緩やかであり (図 2.8, 2.9 参照)、また実験では粘性の影響などもあるため、実験的にこの程度の変化を捉えつつ衝撃波形成距離を精度よく得ることは非常に困難であると考えられる<sup>2</sup>。したがって、実験的に得られる衝撃波形成距離は実質的には本計算における  $M_{smax}$  の 95% の強さをもつ衝撃波の形成距離にほぼ対応していると見てよいと思われる。すなわち本計算結果について、 $M_{smax}$  の 95% の強さをもつ衝撃波の形成距離を衝撃波形成距離として扱う方が実用的である。また、実際の衝撃波管では  $l_0$  が大きくなると、管壁上の境界層の影響が大きくなることはよく知られており、低圧管断面積  $A_0$  の大きさによってはあまり  $l_0$  を大きくとることができない場合もある。実際の設計に際してはこの点も考慮されなければならない。

<sup>2</sup>実験の困難性は各研究グループが提示している同形の実験予測式  $X_f/U_{smaxex}t_v = \text{const.}$  の右辺定数の値にばらつきがある [91] ことから推察される。また、本計算結果から明らかなように、衝撃波形成距離 (および  $M_{smax}$  の 95% の強さをもつ衝撃波の形成距離) は気体の組み合わせ、初期圧力比などに依存しており、これを考慮せずすべての実験結果をこの予測式の形で整理すれば、右辺定数がばらつくことは明らかである。

## 2.5 結言

本章では、隔膜部において損失を考慮した衝撃波管理論を示した。この方法を用いた計算結果を単純理論および文献の実験結果と比較することによりその妥当性を検証した。また計算結果より、衝撃波管流れについて以下のことが明らかとなった。開口の履歴を考慮した場合には単純理論とは異なって、最大衝撃波 Mach 数になるまでの先頭衝撃波背後には過渡的で複雑な流れが形成される。すなわち、逐次開口時に生成される圧縮波は先頭衝撃波への到達前に収斂し、先頭衝撃波は不連続な衝撃波 Mach 数の変化を経験する。さらにこの不連続な変化の後には、履歴を考慮しない場合よりも強い衝撃波となる。計算上得られた衝撃波管流れが示すこの性質は従来知られていなかったものである。また、最大衝撃波 Mach 数は、初期圧力比が大きな場合には単純理論値よりも大きくなる。本理論に基づく計算により衝撃波経路を得ることができ、これによれば実用上重要な情報、例えば、最大衝撃波 Mach 数を得るために必要な低圧管の長さ（衝撃波形成距離）あるいは開口時間の長さなどが分かる。特に実用的な衝撃波形成距離が計算によって得られることは大きな成果である。

表 2.1: 各衝撃波 Mach 数に対する衝撃波位置

Combination of Gases	$A_R/A_0$	$p_R/p_0$	$X/U_{sth}t_v$		
			Discont.	$0.95M_{smax}$	$1.00M_{smax}$
Air/Air	1	20	1.9	1.9	3.5
	1	$10^2$	2.1	2.1	4.3
	1	$10^3$	3.0	3.0	7.1
	1	$10^4$	4.3	4.3	14.2
	1	$10^5$	6.3	6.3	42.2
	5	$10^3$	3.1	3.1	6.4
Helium/Air	1	20	1.1	1.2	2.4
	1	$10^2$	1.2	1.3	2.8
	1	$10^3$	1.7	1.7	4.4
	1	$10^4$	2.3	2.3	8.1
	1	$10^5$	3.1	3.1	20.8
	5	$10^3$	1.9	1.9	4.3

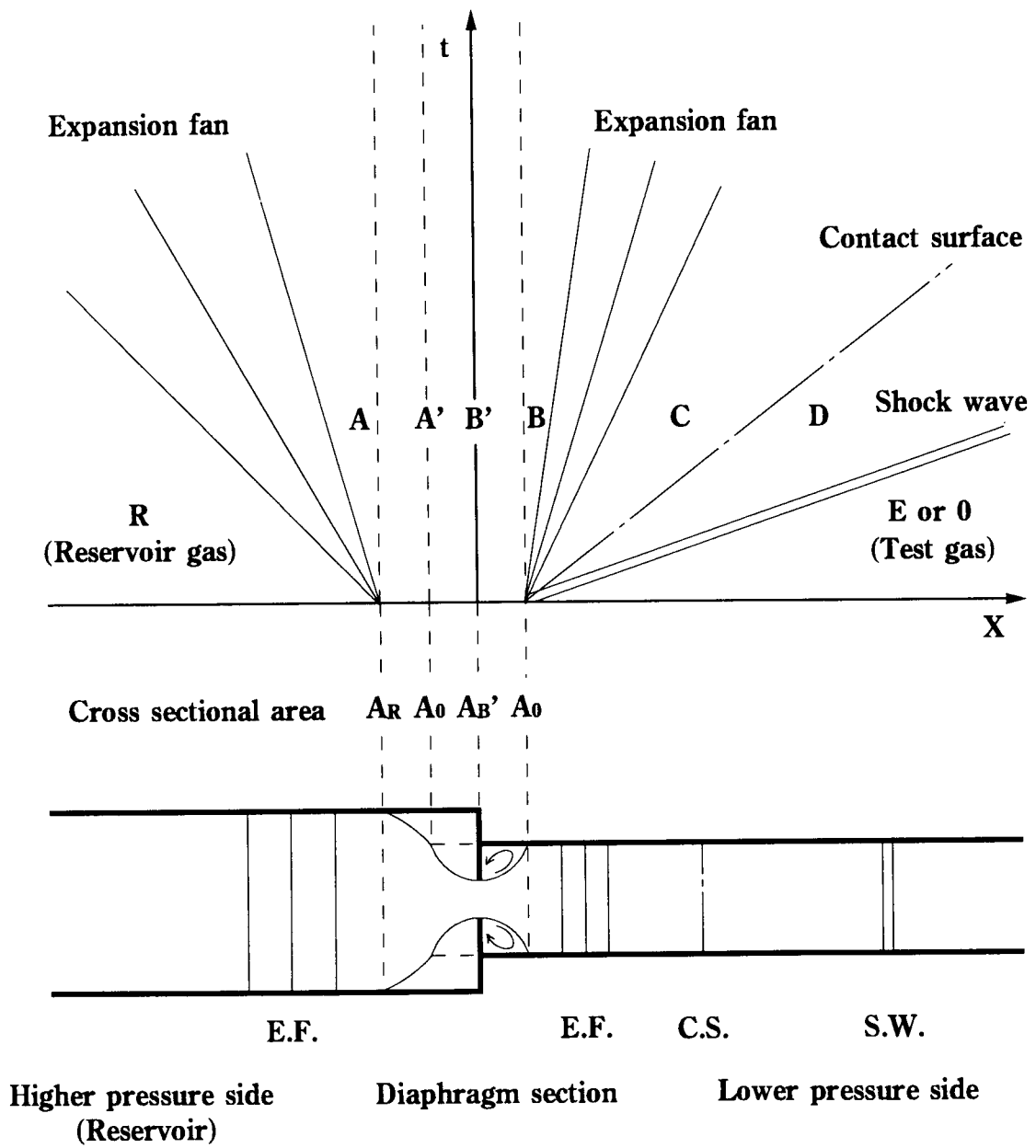


図 2.1: 座標系と流れの各領域の記号

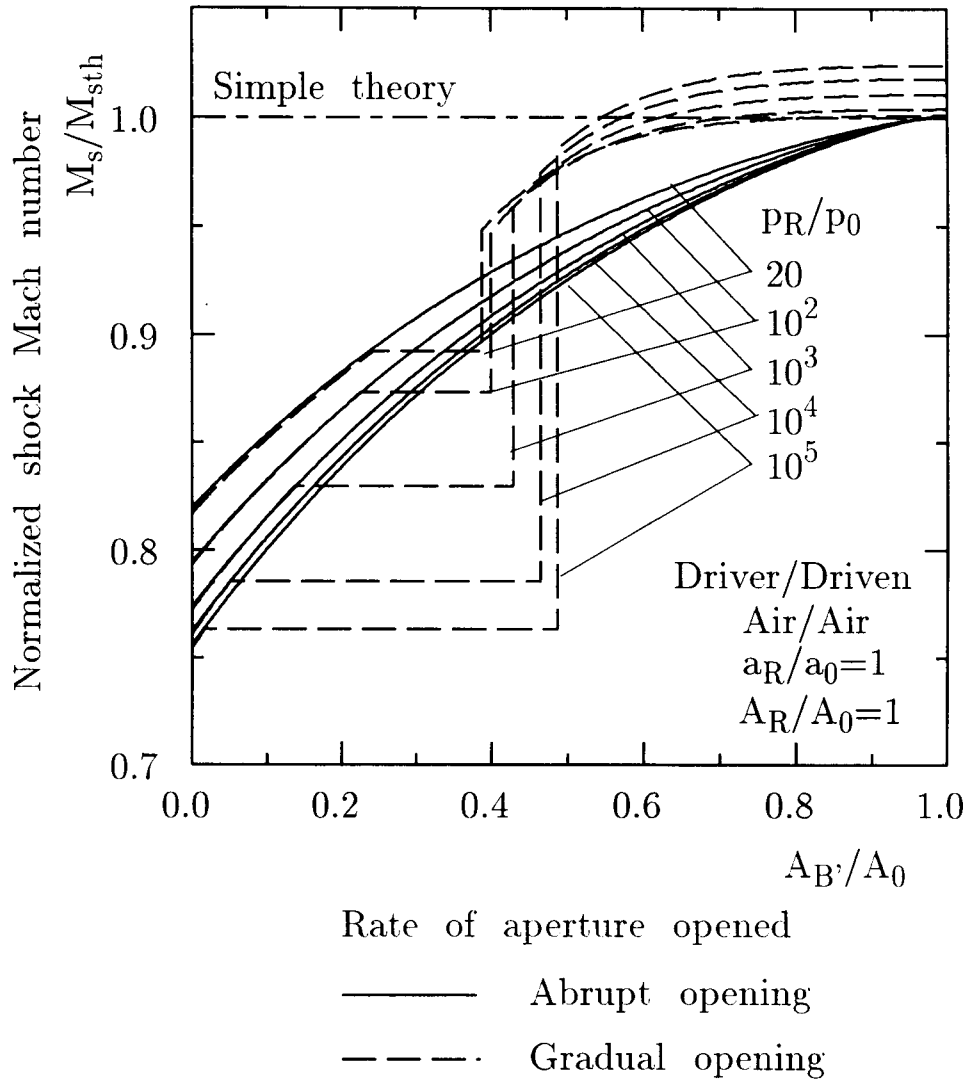


図 2.2: 損失を考慮した衝撃波 Mach 数  $M_s$  (空気/空気)

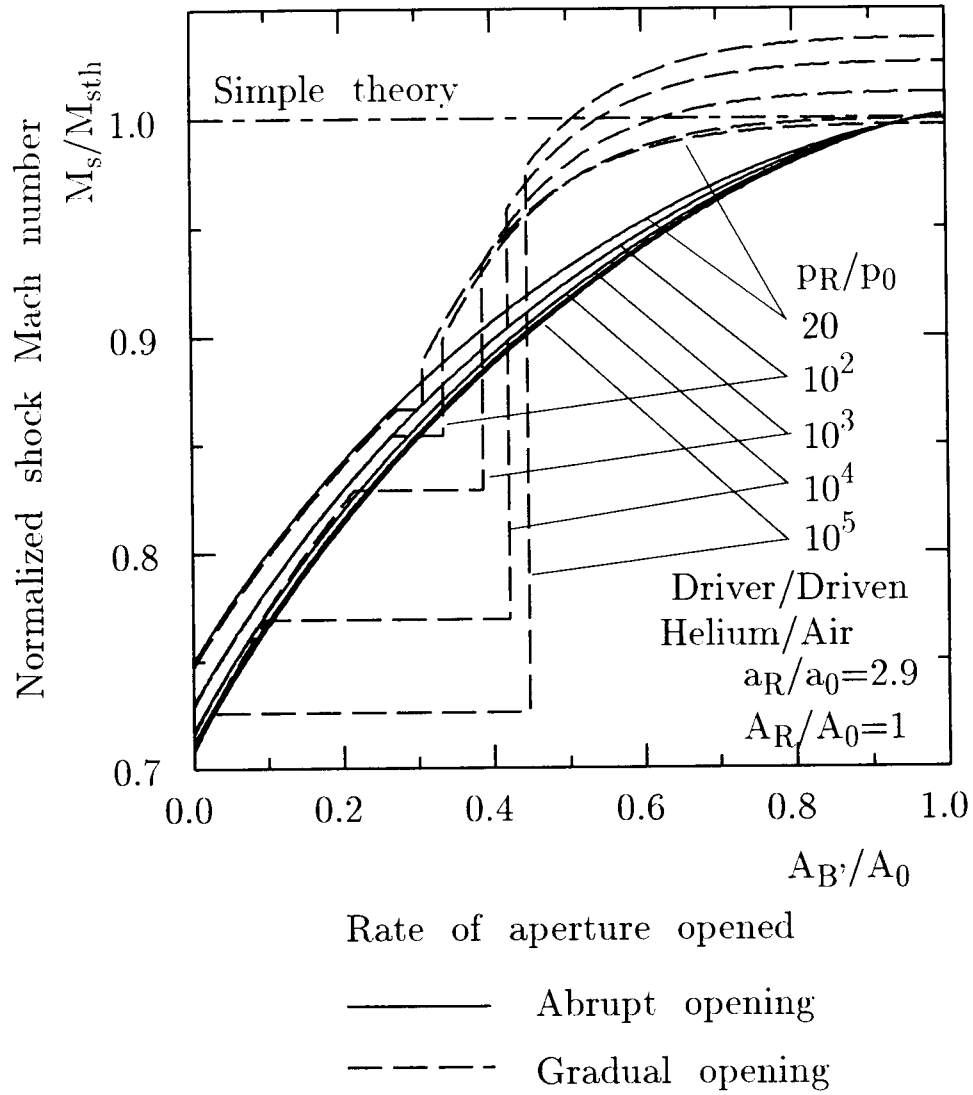


図 2.3: 損失を考慮した衝撃波 Mach 数  $M_s$  (ヘリウム/空気)

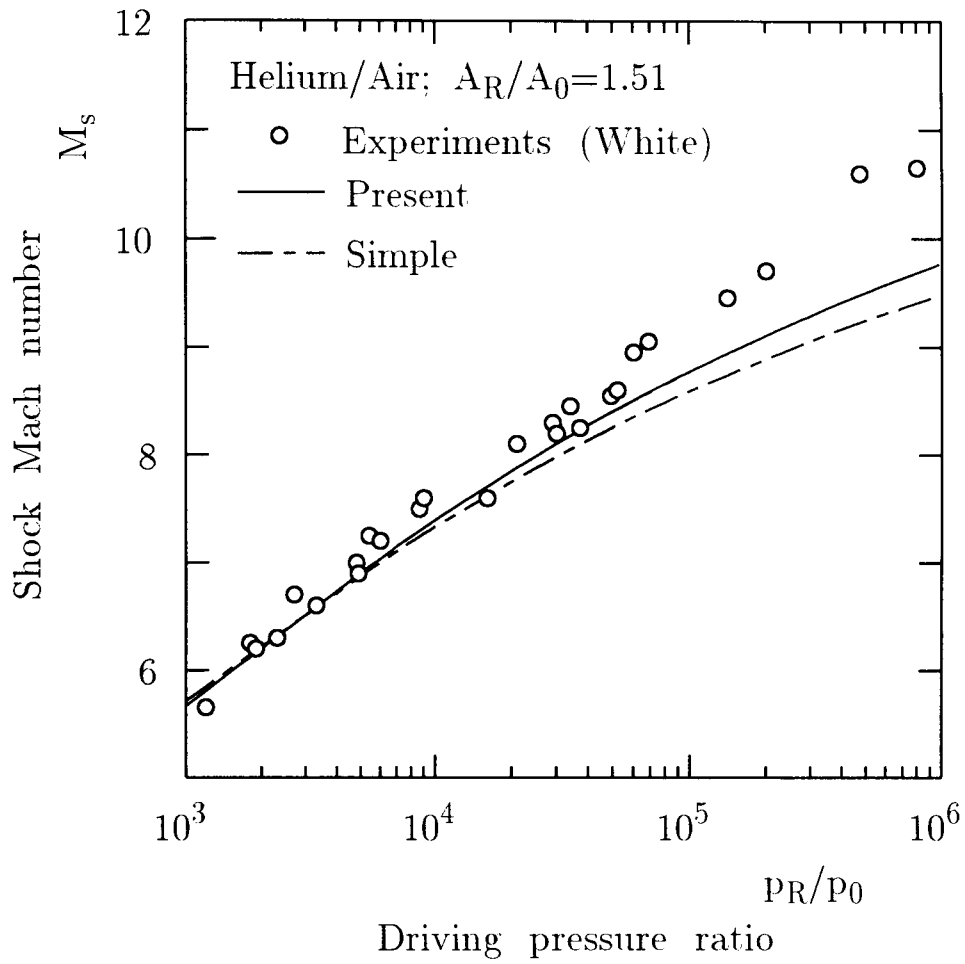


図 2.4: White による実験結果との比較 (ヘリウム/空気)

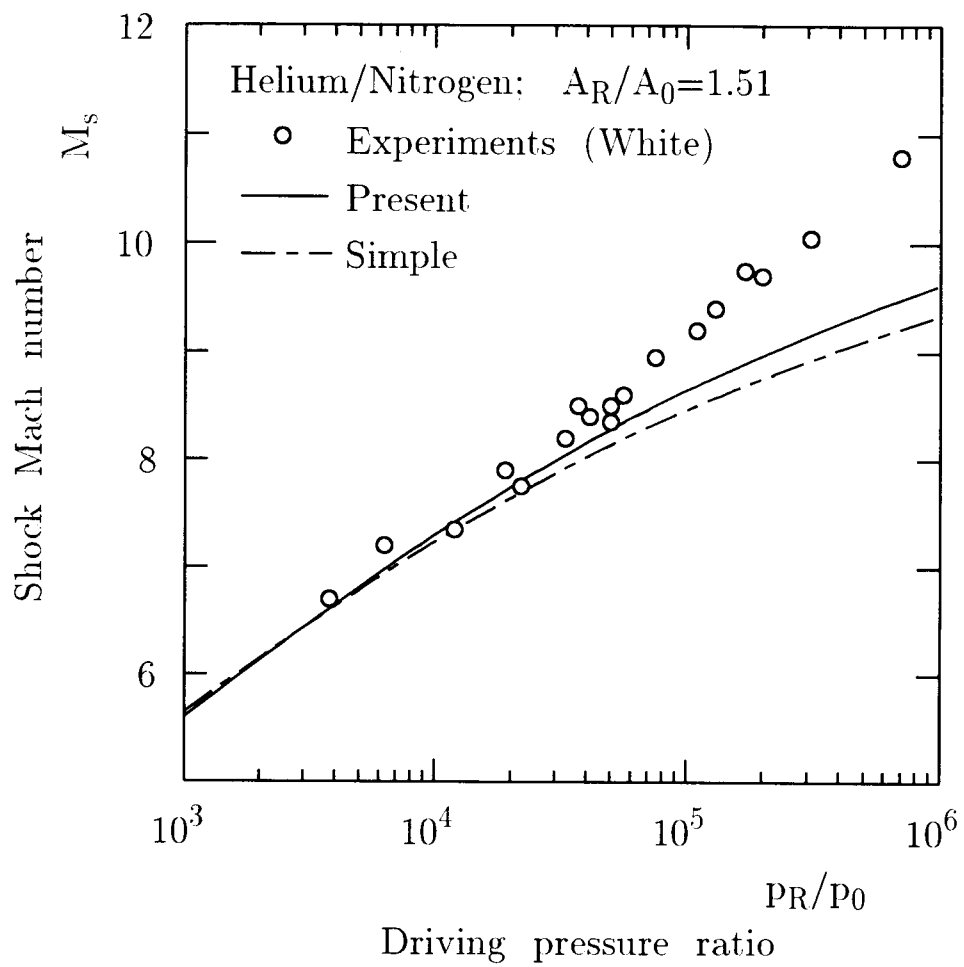


図 2.5: White による実験結果との比較 (ヘリウム/窒素)



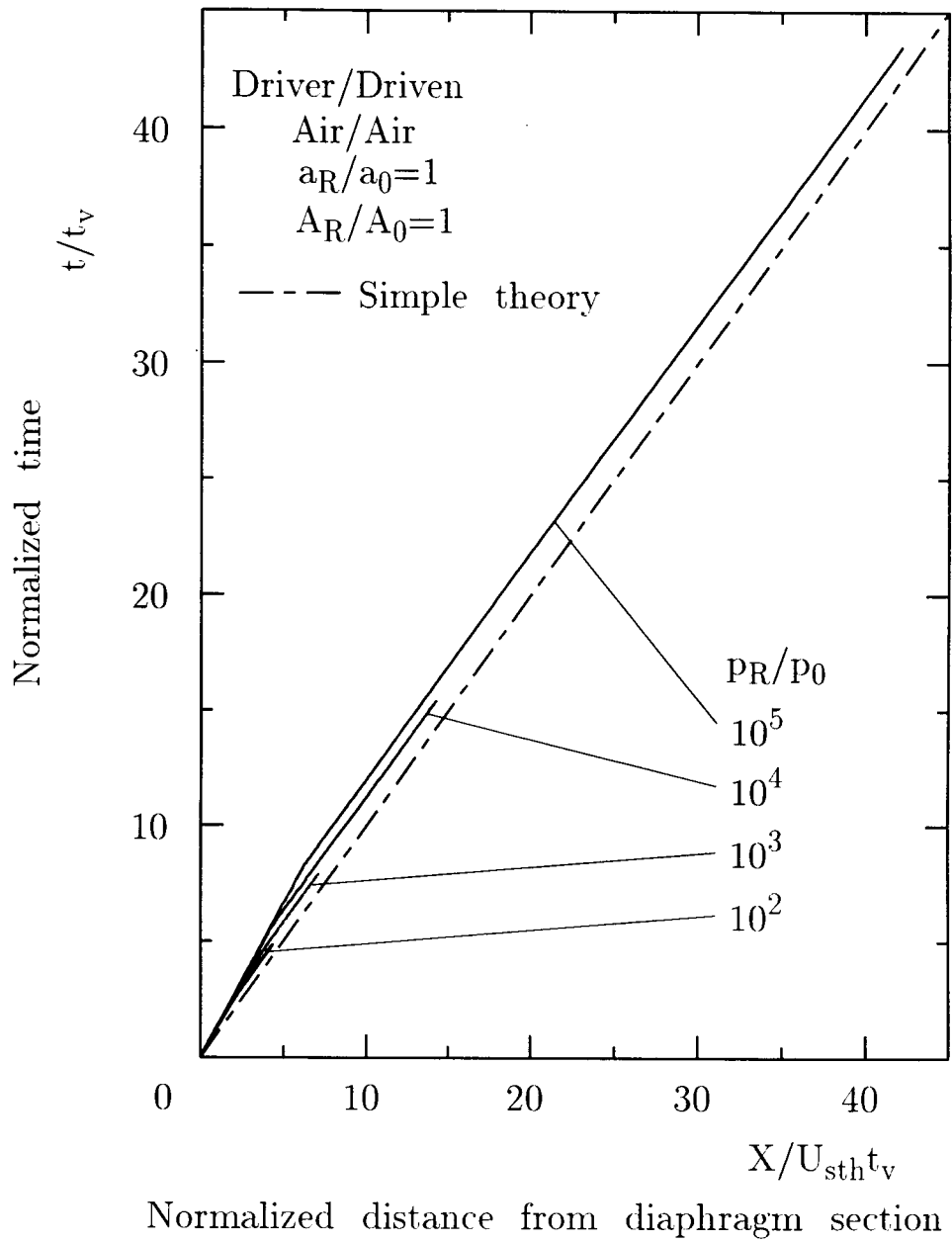


図 2.6: 最大衝撃波 Mach 数  $M_{smax}$  に到達するまでの衝撃波経路 (空気/空気)

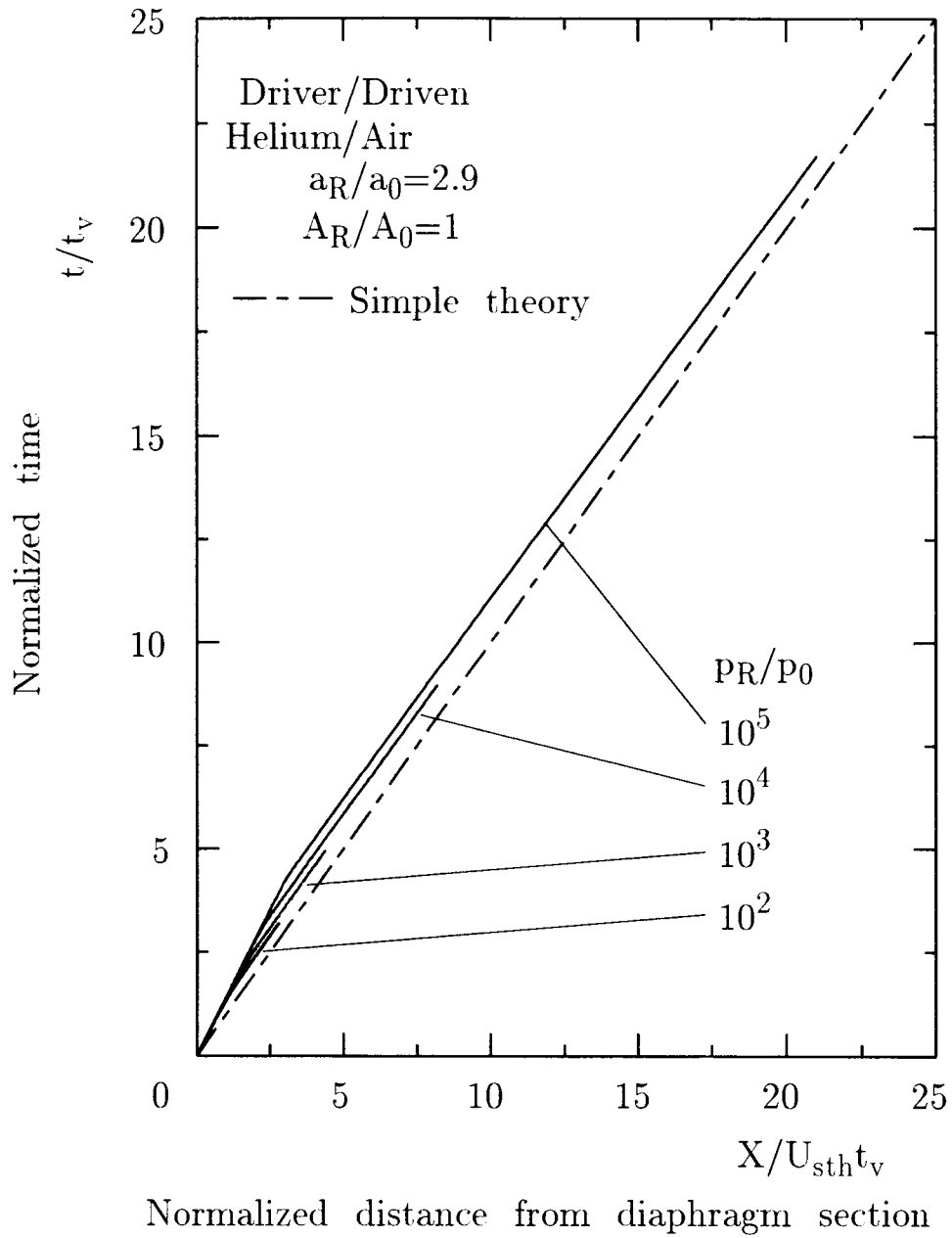


図 2.7: 最大衝撃波 Mach 数  $M_{smax}$  に到達するまでの衝撃波経路 (ヘリウム/空気)

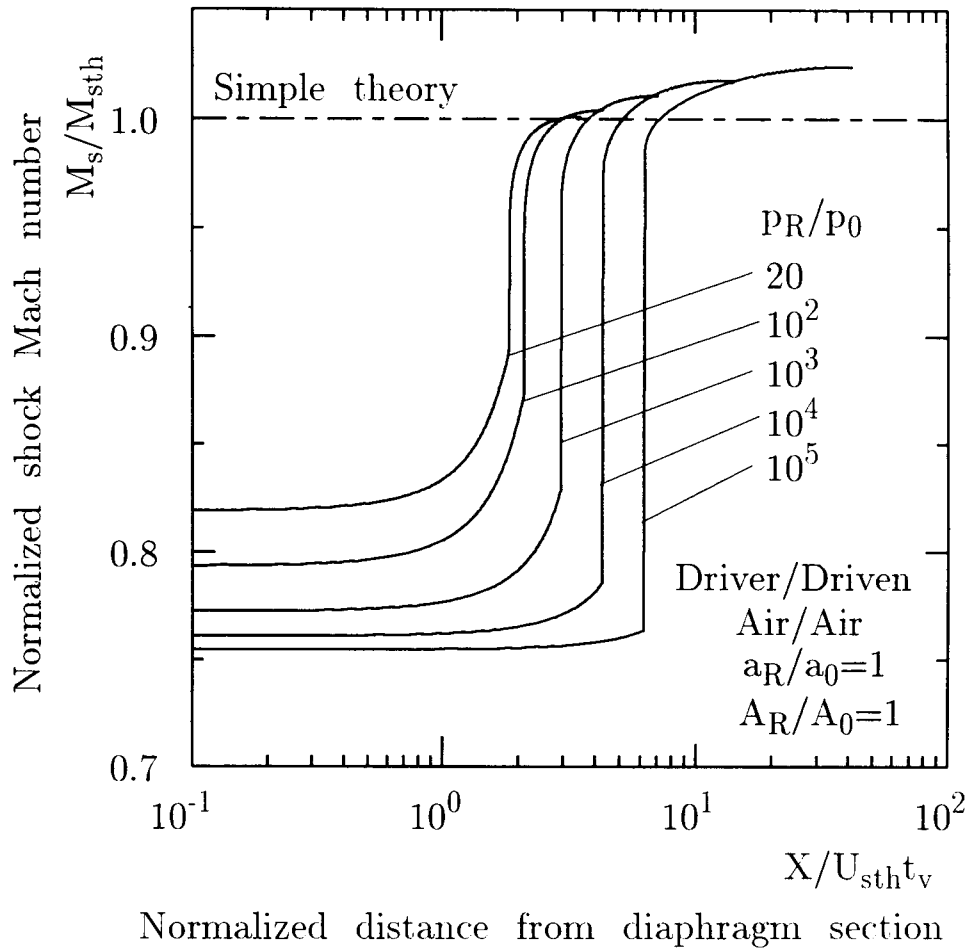


図 2.8: 各位置における先頭衝撃波 Mach 数  $M_s$  (空気/空気)

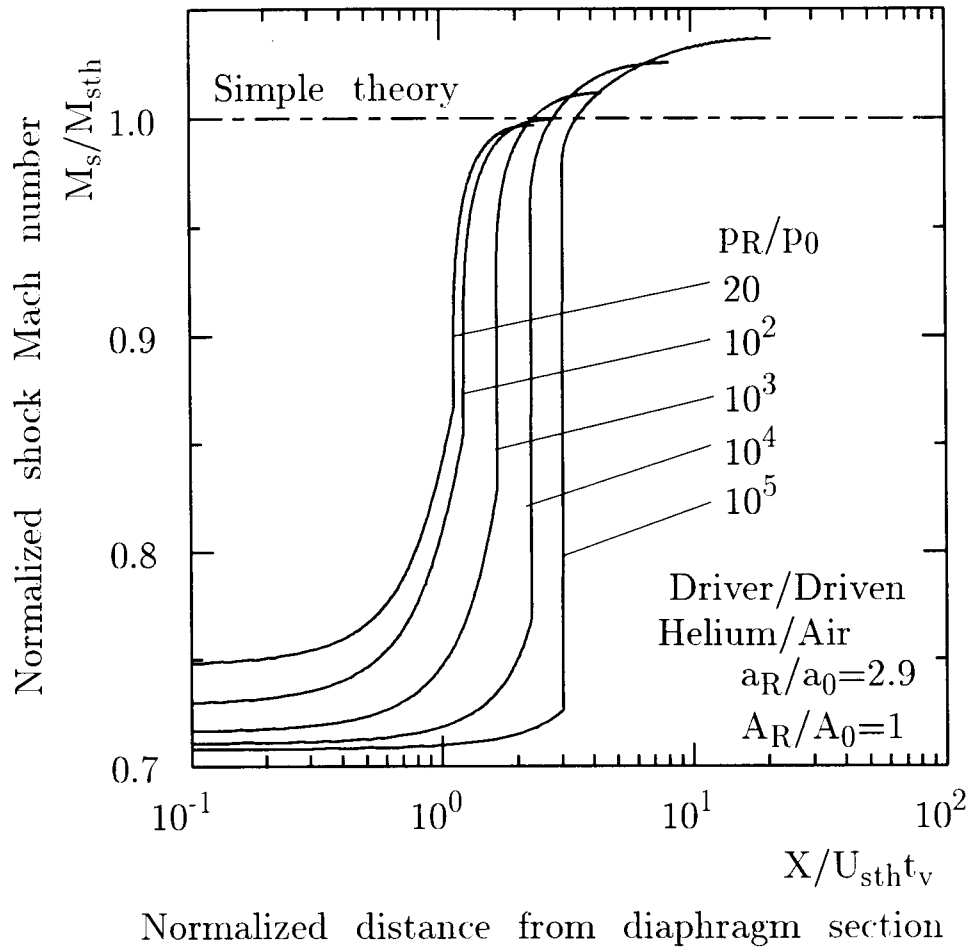


図 2.9: 各位置における先頭衝撃波 Mach 数  $M_s$ 。(ヘリウム/空気)

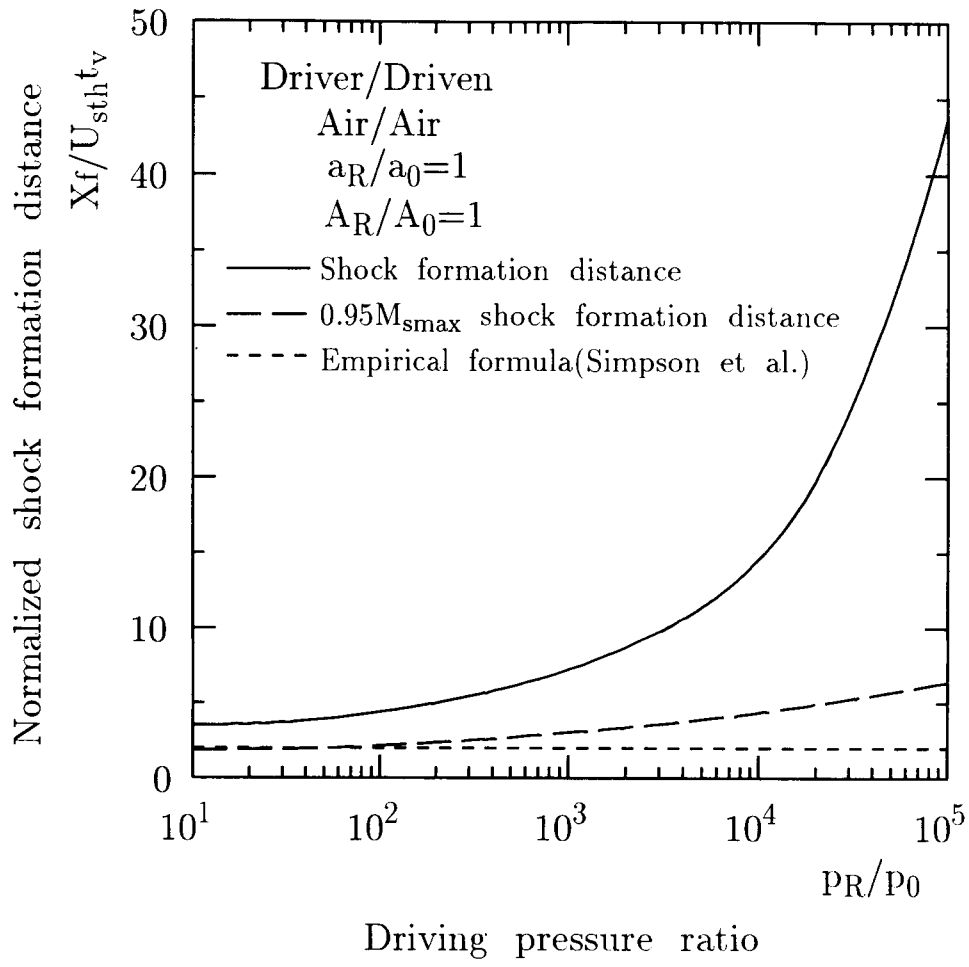


図 2.10: 衝撃波形成距離  $X_f/U_{sth}t_v$  (空気/空気)

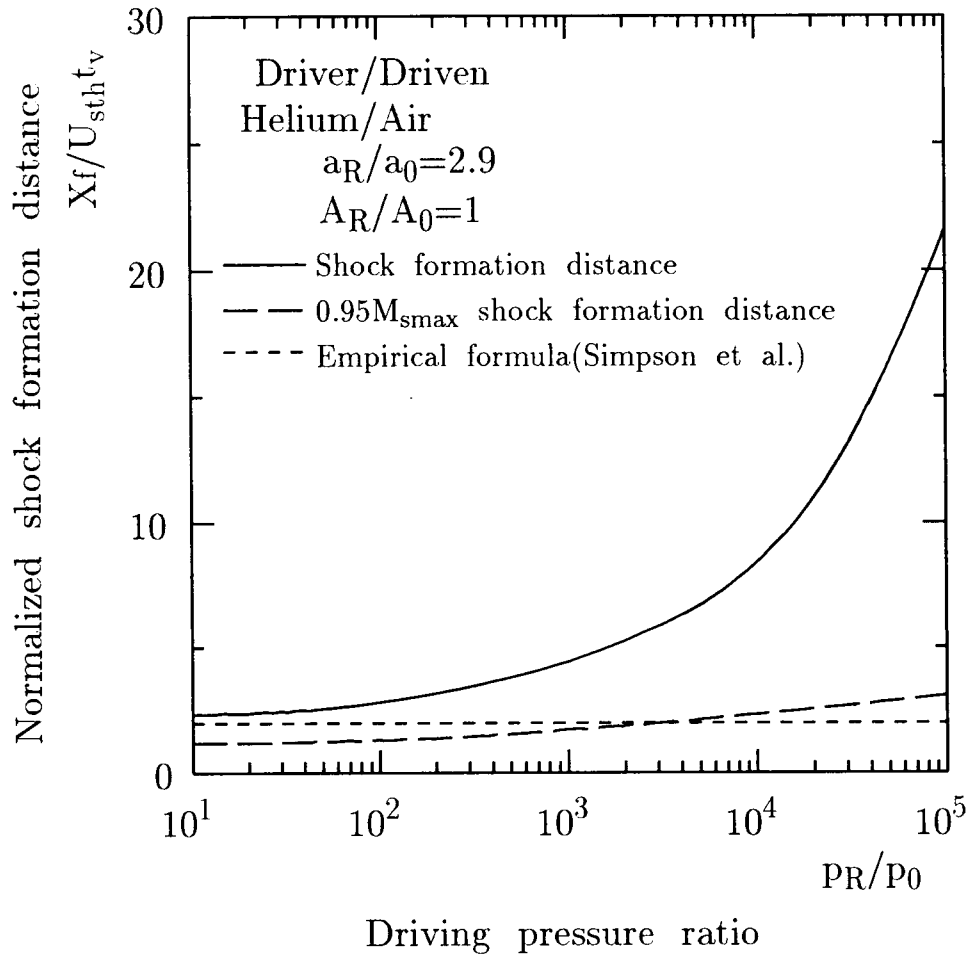


図 2.11: 衝撃波形成距離  $X_f/U_{sth}t_v$  (ヘリウム/空気)

## 第3章

# 無隔膜衝撃風洞の特性

### 3.1 緒言

第1章で述べたように、極超音速流研究における衝撃波管や衝撃風洞の役割の重要性はますます増大してきている。ところで、これら衝撃波管型駆動方式の風洞の隔膜部に金属隔膜方式を採用した場合には、隔膜の破片により汚染された気流によって高精度な模型や高価な計測機器などが損傷を受ける。これによる経済的な不利益もさることながら、模型の損傷、交換などは実験データの再現性に影響を及ぼすため、損傷の予防は極めて切実な問題となる。本研究ではこの問題を解決する方法として無隔膜弁方式の採用を計画した。この方式では運転の都度破断する隔膜の交換の手間が省けるため、隔膜方式に比べて実験の効率化の点からも有利である。一方、不利な点としては隔膜方式に比べて開口時間が大きいことによる影響が未知であったことが挙げられる。すなわち、誘起される流れ場および衝撃波管としての性能を近似的に単純理論で表現できず、この点が無隔膜弁方式を採用することに対して、この種の風洞を利用する研究者に心理的抵抗を抱かせてきた面があったと考えられる。しかしながらこれについては本論文第2章において提案した理論に基づく計算結果によってその影響を明らかにしている。

さて、衝撃波生成を目的とする無隔膜弁については、これまでにいくつかの方式が提案されてきた。生井ら [82][83] はピストン弁方式およびゲート弁方式を提案した。彼らは実験によるそれらの特性の比較に基づいて、ピストン弁方式の優位性を結論している。楊ら [88] は弱い衝撃波を再現性良く得ることを目的としてゴム膜を仕切と

して用いた。また、衝撃波生成用にピストン弁、銃身部下流端の極超音速ノズルとの接続部での仕切としてボール弁 [73][79] あるいはゲート弁 [86] を用いた衝撃風洞が開発されている。これらのなかでも、もっとも多く採用されてきた無隔膜弁の機構は軸方向移動ピストン弁方式である [73] [79] [82]-[87]。これは、貯気槽<sup>1</sup>内部に設置された弁機構内においてピストン型弁を管軸方向に急速に移動させることにより、貯気槽と銃身の間の流路を確保するものである。しかしながら、この方式ではその機構上、貯気槽からの流れは弁開口に伴ってピストン弁周囲から銃身へ流れ込むため、ピストン弁前面で局所的に銃身断面中心方向に向かう対向流成分による混合が生じることが避けられない (図 3.1.a 参照)。このような流れは本来の衝撃波管流れとしては不自然なものであるとともに、混合による損失が比較的大きいのではないかと考えられる。そこで本研究では、この流れの混合による損失を抑えるために、無隔膜弁としてバタフライ弁を用いることとした (図 3.1.b 参照)。バタフライ弁は種々の弁機構の中でも (全開時の) 弁本体の損失が比較的小さい。その開閉は管外部に露出させた弁本体取り付け軸の回転によって行えるため、管内において流れの障害となる物体はバタフライ弁本体のみとなるとともに、弁機構設置のために貯気槽が不必要に大きくなることもない。また急速開口化の工夫のために衝撃波管外部の空間を制限無く利用できる。さらに、従来のピストン弁方式のような特殊な弁機構とは異なり、配管系の流体制御素子として一般的なものであるため市販品の入手が容易であるとともに、隔膜部 (あるいは無隔膜弁) 設置のための特別な設計を必要とせず、簡易的に装置を構築したい時にはバタフライ弁部両側に直管を接合するだけでよく、したがって低廉なものが製作可能である。以上のように、本方式は無隔膜弁としていくつかの特長を有していると考えられる。

本章では、まず製作した衝撃風洞の概要について述べる。次に衝撃風洞としての性能試験として、銃身端への入射衝撃波、風洞貯気状態、風洞試験部気流についての測定を行う。また、本実験結果と第 2 章の理論計算結果との比較に基づいて、隔膜 (あるいは無隔膜弁) 開口時間が有限な場合の衝撃風洞の特性について議論する。これらによって本衝撃風洞の作動状態、性能が明らかになる。なお、本論文における

<sup>1</sup>本章では衝撃風洞を扱うので第 2 章での高圧部、低圧部に対応する言葉として各々貯気槽、銃身部を用いる。



実験はすべて本風洞を利用して行われたものである。

## 3.2 バタフライ弁を用いた衝撃風洞

### 3.2.1 衝撃風洞

本風洞は神戸大学工学部の二段式極超音速ガントネル [94] を単段式として用い、隔膜設置部を改造したものである。風洞の概要を図 3.2 に示す。比較のために金属隔膜を使用する場合の概要（ただし単段式の場合）についても図 3.3 に示しておく。貯気槽は内径 40mm $\phi$ 、外径 100mm $\phi$ 、長さ 1600mm のステンレス鋼管およびその上流に接続された内径 282mm $\phi$ 、長さ 602mm の円筒型高圧容器である。銃身部は内径 40mm $\phi$ 、外径 70mm $\phi$ 、長さ 4915mm のステンレス鋼管で、内面にはホーニング加工が施されている。バタフライ弁本体は貯気槽と銃身の間に設置されている。極超音速ノズルはスロート直径 6.48mm、出口直径 150mm、半頂角 10°の円錐形であり、公称 Mach 数は 10 である。貯気槽の高圧空気源は最高吐出圧力約 2MPa の圧縮機である。銃身部の排気は回転式真空ポンプにより行い、 $10^3$ Pa オーダーまで下げることができる。風洞試験部の圧力は油回転式真空ポンプにより  $10^1$ Pa オーダーまで下げることができる。

### 3.2.2 バタフライ弁の駆動機構

バタフライ弁機構の設置状況を図 3.4 に示す。弁本体（巴バルブ株式会社, 303Y-3Y）は呼び径 40mm $\phi$ の弁軸偏心形である。弁本体取り付け軸（以下、弁軸と略す）は衝撃波管外部に露出され、これに弁軸駆動用のエアーシリンダー（外寸法 250×80×100mm、巴バルブ株式会社, Z-06H）が結合される。エアーシリンダーには最高吐出圧力約 0.8MPa の圧縮機により得られる高圧空気が、図中の左右のチューブより供給される。この高圧空気の左右のチューブへの供給方向を電磁弁（SMC, AQ3000-03）により制御し、シリンダーの進行方向を変えることにより弁本体の開閉を行う。銃身内断面積  $A_0$  に対する弁全開時の最小流路断面積  $A_{v90^\circ}$  の比、すなわち最大開口断面積比  $A_{v90^\circ}/A_0$  は 0.55 である。

### 3.2.3 弁開口時間特性

弁全閉状態から全開に至るまでに要する時間  $t_v$  (以下, 開口時間と記す) を測定した. この測定は, 弁軸に取り付けたポテンショメーターにかかる電圧の変化を測定することにより弁軸の回転の様子を調べる方法および高速度ビデオカメラ (1000 p/s) によって弁軸上の目盛りを観察する方法の二通りを行った. 測定結果を図 3.5, 3.6 に示す. 高速度ビデオカメラによる結果の方が全体的にやや小さくなっているのは, 弁軸の回転の初期段階では回転の速度が十分ではないために, 回転が始まったかどうかの判別が困難であったためであると考えられる. このことを考慮すれば, これら独立した両者の方法による結果の傾向は一致しており, 測定結果は弁開口時間特性をほぼ正確に表しているものと考えられる. さて, 図 3.5 において, 弁軸駆動部への供給圧力  $p_{sup}$  を大きくしていくと開口時間は単調に小さくなるが, 供給圧力がある程度以上になるとその減少の仕方は鈍くなっている. よって, 今回製作した弁駆動機構では開口時間は最小 27ms (ポテンショメーターによる測定値) 程度までの範囲で可変であることが分かる. 図 3.6 は貯気槽初期圧力を変化させた場合の結果である. 銃身部初期圧力  $p_0$  を大気圧, 供給圧力を一定とし, 貯気槽初期圧力  $p_R$  を大きくすると, 開口時間は大きくなる. これは, 貯気槽初期圧力が大きくなるにしたがって, 弁軸に作用するトルクが大きくなるためと考えられる.

以上の測定により本弁機構により得られる開口時間が分かったが, これは通常の高速度ビデオカメラを用いた場合の開口時間 ( $10^2 \mu s$  オーダー [80][81]) に比べてかなり大きい. また衝撃波管内部における弁本体の存在による損失があると考えられる. これらのことはいずれも衝撃波管流れの特性に影響を与える. よって次節以下で衝撃風洞としての諸性能を測定することにより, その実用性を検討することとする.

## 3.3 風洞性能試験

### 3.3.1 銃身端への入射衝撃波

実験には貯気槽気体, 試験気体 (銃身部初期気体) とともに常温の空気を用いた. 銃身内面に設置した半導体型圧力変換器により各位置の圧力履歴を測定した. 測定結果の例を図 3.7 に示す. ただし, 図中の  $X$  は弁あるいはアルミニウム隔膜設置個所から

銃身側下流に測った距離である。また、アルミニウム隔膜の実験の場合にはその設置位置はバタフライ弁設置位置よりも 1710mm 下流となっており、これに対応して銃身長は 3175mm となっている。図において、弁を用いた場合（図 3.7 の a, b）には、急峻な圧力の立ち上がり（図中の 1）後にゆるやかな圧力上昇が観察される（図中の 2）。この急峻な圧力の立ち上がりは初期の弁開口に伴って生じる先頭衝撃波（本章では便宜上、以下これを銃身端への入射衝撃波と呼ぶ。）の到着によるものであり、またゆるやかな圧力上昇は、弁開口断面積比  $A_v/A_0$  が大きくなるにつれて弁部での損失が小さくなるために逐次弁部で生じる圧縮波の到着によるものである<sup>2</sup>。図中の 3 は銃身端からの反射衝撃波によるものである。アルミニウム隔膜の場合（図 3.7.c）には圧縮波の到着によるゆるやかな圧力上昇は観察されず、また入射衝撃波の強さについてはほぼ単純理論によって得られる衝撃波 Mach 数になっている（図 3.8 参照）。またこの図より、弁への供給圧力  $p_{sup}$  が大きくなるほど、すなわち弁（および隔膜の）開口時間が短くなるほど入射衝撃波による圧力の立ち上がり比  $p_{in}/p_0$  は大きくなることが明らかである。

入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  を、銃身部初期圧力  $p_0$  と入射衝撃波による立ち上がり後の圧力  $p_{in}$  との比から求めた結果を図 3.8 および図 3.9 ~ 3.11 に示す。比較のためにアルミニウム隔膜を用いた場合の実験結果を併せて示すとともに、図 3.8 では、 $t_v \rightarrow 0$  と  $t_v \rightarrow \infty$  の場合についての第 2 章の理論（以下、本理論と略す）に基づく計算値および衝撃波管単純理論による値  $M_{sth}$  を示した。また図 3.9 ~ 3.11 では実験結果を  $M_{sth}$  で無次元化して示した。図 3.8 および図 3.9 ~ 3.11 において、アルミニウム隔膜の場合はほぼ単純理論値（あるいは本理論による  $t_v \rightarrow 0$  の場合の計算値）と一致している。また図 3.9 ~ 3.11 では、開口時間  $t_v$  が短くなるほど各位置  $X$  における  $M_s$  は大きくなり、また、下流（ $X = 4.66\text{m}$ ）での値が上流（ $X = 4.36\text{m}$  あるいは  $X = 4.06\text{m}$ ）での値よりも大きいことから、 $M_s$  は下流に行くほど大きくなるのが分かる。すなわち、入射衝撃波は銃身端近傍において未だ上流から追いついてくる（図 3.7 で観察された）圧縮波により強められる形成過程にある。以上の実験結果に基づく考察より、強い入射衝撃波を得るためには開口時間を短くするか、あるいは銃

<sup>2</sup> 圧力履歴が示すこれらの傾向の原因について基本的にはこのように説明できるが、より適切と考えられる説明は、後で実験で得られた入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  について、第 2 章で述べた理論による計算結果との比較に基づく議論を行うときに述べる。

身長さを入射衝撃波の十分な加速が得られる程度の適当な長さにすることが有効である。

次に、バタフライ弁を用いた場合の実験で得られた入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  について、本理論計算結果と詳細に比較しておく。これを図 3.12 ~ 3.14 に示す。ただし、横軸は無次元距離  $X/U_{sth}t_v$ 、縦軸は無次元入射衝撃波 Mach 数  $M_s/M_{sth}$  である。これらの図に示すように、実験結果は現状では非常に小さな  $X/U_{sth}t_v$  の値での狭い範囲のものに限られており、したがってここではこの限られた  $X/U_{sth}t_v$  の範囲における両者の比較についてのみ議論しておく。さてこれらの図（この限られた  $X/U_{sth}t_v$  の範囲）において、本実験で得られた  $M_s$  について、その値は理論的には開口の初期段階で得られる程度の値 ( $X/U_{sth}t_v \rightarrow 0$  のときの  $M_s$ ) にも達しておらず、また  $X/U_{sth}t_v$  の増加に対する  $M_s$  の増加の割合は理論計算結果と較べて極めて大きい。この理由は次のように説明できる。本理論においては開口の初期段階で弁部（あるいは隔膜部）流れの定常性を仮定しているのでこの時すでに比較的強い衝撃波が（突然に）形成され、その後逐次弁部で生成される弱い圧縮波がこの衝撃波に追いつくため（この限られた  $X/U_{sth}t_v$  の範囲では） $M_s$  は緩やかに増加する。一方、実際には開口の初期段階で弁部（あるいは隔膜部）流れは強い非定常性を有しているためこの段階での衝撃波形成過程は理論におけるものとは異なっていくぶん緩やかなものになると考えられる。本実験結果はこの開口の初期段階における流れの非定常性の影響を受けた衝撃波形成過程部分を捉えたものと考えられる。したがって本衝撃風洞作動時の銃身端近傍（風洞貯気部）の流れの状態はこの開口の初期段階の衝撃波形成過程に対応している。ところで、本実験結果について、この限られた  $X/U_{sth}t_v$  の範囲での  $X/U_{sth}t_v$  の増加に対する  $M_s$  の増加の割合が、（より大きな  $X/U_{sth}t_v$  の値の範囲において）最大衝撃波 Mach 数に到達するまで維持されることは考えられず、本理論計算結果との十分な比較を行うためには  $X/U_{sth}t_v$  がより大きな場合についての実験が必要である。また以上の議論より、本実験結果で見られた、開口時間  $t_v$  が短くなるかあるいは無隔膜弁（あるいは隔膜）からの距離  $X$  が大きくなれば  $M_s$  が大きくなるという傾向は、本理論による計算結果に基づいて第 2 章で述べた傾向と一致してはいるが、この傾向が現れる原因はやや異なるものであることが分かる。

### 3.3.2 衝撃風洞貯気状態

本実験では貯気槽気体、試験気体ともに空気を用いており、銃身端からの反射衝撃波と接触面の干渉はオーバーテイラード (over-tailored) 状態になる [62]。したがって、衝撃波は接触面と銃身端の間 (試験気体中) で反射を繰り返し、試験気体は次第に平衡状態に近づく。本実験では、この平衡状態を風洞貯気状態とする。銃身端における風洞貯気圧力  $p_{\text{stag}}/p_0$  の測定結果および本理論 ( $t_v \rightarrow 0$  と  $t_v \rightarrow \infty$  の場合)、単純理論に基づく各計算結果を図 3.15 に示す。計算結果は、各理論に基づいて銃身端への入射衝撃波反射時の流れの状態を求め、この状態をもとに、接触面と銃身端における衝撃波の反射に関する計算を試験気体が平衡状態になるまで行うことによって得たものである。ただし、入射衝撃波反射以後に上流から伝播してくる圧縮波、膨張波などの影響は無視した。さて、まずアルミニウム隔膜を用いた場合の実験結果を本理論の  $t_v \rightarrow 0$  の場合の計算結果と比較する。これらは低初期圧力比ではよく一致している。高初期圧力比での差異は、実験では膨張波尾の到達の影響が現れるためと考えられる。一方、バタフライ弁を用いた場合の実験結果は本理論の  $t_v \rightarrow \infty$  の場合の計算結果と全体的によく一致している。以上より、また 3.3.1 節で銃身端への入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  の実験結果と本理論計算結果について比較考察した内容をも考慮すれば、本理論によれば隔膜開口時間が有限な場合の衝撃風洞の性能が予測できることが分かる。また、バタフライ弁を用いた場合よりもアルミニウム隔膜の場合の方が風洞貯気圧力  $p_{\text{stag}}/p_0$  が大きい。この差は、上記の本理論計算結果との比較からも明らかのように、 $M_s$  の違い (図 3.8 参照) による影響を受けているためである。

### 3.3.3 衝撃風洞試験部気流

極超音速ノズル内では等エントロピー流れが成り立つと仮定して、風洞貯気圧力  $p_{\text{stag}}$  および風洞試験部で測定したピトー圧  $p_{\text{Pitot}}$  より、風洞試験部気流 Mach 数  $M_1$  を計算した。本実験は  $p_{\text{sup}} = 0.44$  MPa,  $p_{\text{R}} = 1.87$  MPa,  $p_0 = 0.10$  MPa の条件で行った。計算された Mach 数  $M_1$  の分布を図 3.16 に示す。ただし、図中で  $x_{\text{test}}$  は極超音速ノズル出口から気流方向に測った距離、 $r_{\text{test}}$  はノズル中心軸から半径方向に測った距離である。本図より、ノズル中心軸上 ( $r_{\text{test}} = 0$  mm) での Mach 数  $M_1$  は 9.7 ~ 10.7,

中心軸から半径 50mm の範囲内での中心軸上の値からのずれは $-3 \sim +1\%$ 以内であることが分かる。よってこの範囲であれば極超音速風洞として十分な気流一様性が得られる。この一様流の持続時間は約 10ms であった。

### 3.4 結言

従来のピストン弁方式の無隔膜弁の場合に問題となる混合による損失を抑えるために、バタフライ弁を用いた無隔膜衝撃風洞を開発した。製作した弁機構は従来の方式に比べて、機構が簡単で、コンパクトである。また市販品を用いることにより安価に製作できた。本衝撃風洞について性能試験を行った。銃身端への入射衝撃波に関する実験結果について、開口時間が短くなるかあるいは無隔膜弁からの距離が大きくなれば入射衝撃波 Mach 数が大きくなった。これは本衝撃風洞作動時の銃身端近傍（風洞貯気部）の流れの状態が弁開口初期段階における衝撃波形成過程に対応しているためであることが、第 2 章で述べた理論による計算結果との比較に基づく議論により明らかとなった。また風洞貯気圧力は入射衝撃波の強さの影響を受けるが、より大きな風洞貯気圧力を得たい場合には入射衝撃波を強くすればよい。試験部における極超音速気流の一様性は確保されており、その持続時間は約 10ms であった。以上により、本方式は衝撃風洞の無隔膜弁としていくつかの特長を有しており、またこれを用いた衝撃風洞はその作動状態を実験的に明らかにすることによって十分実用性があることが確認できた。

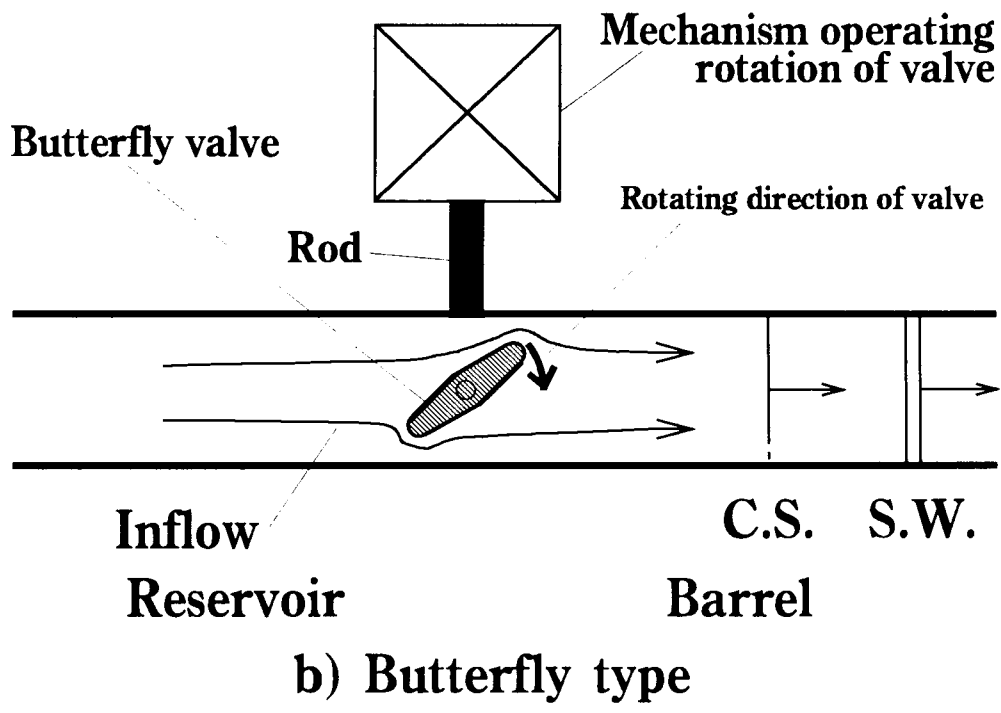
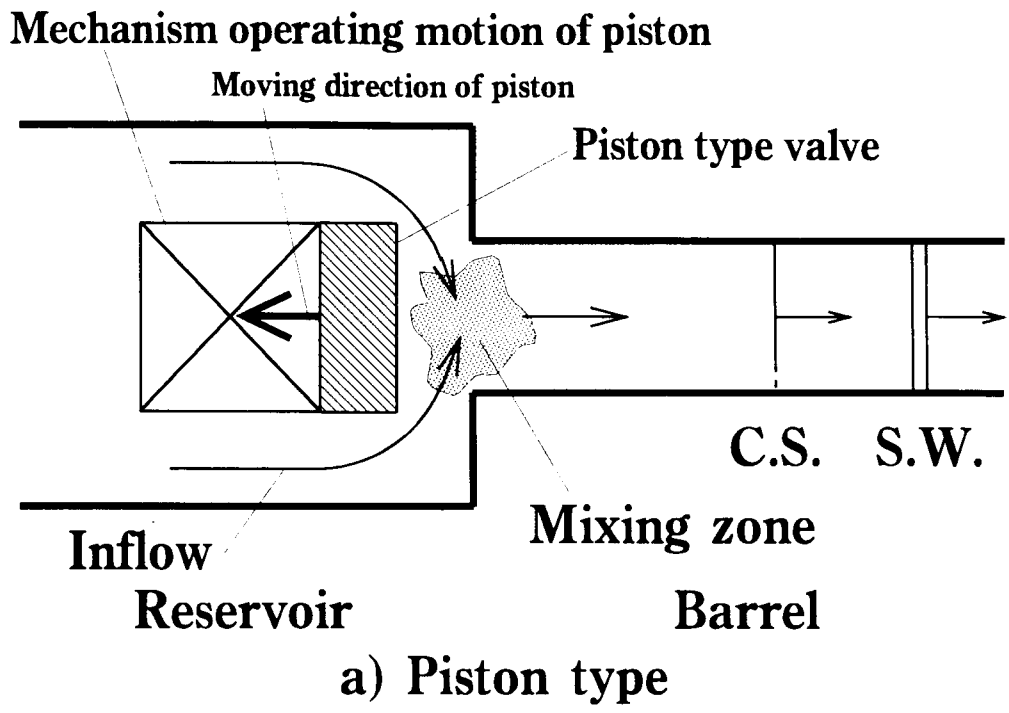


図 3.1: 無隔膜弁周りの流れの模式図

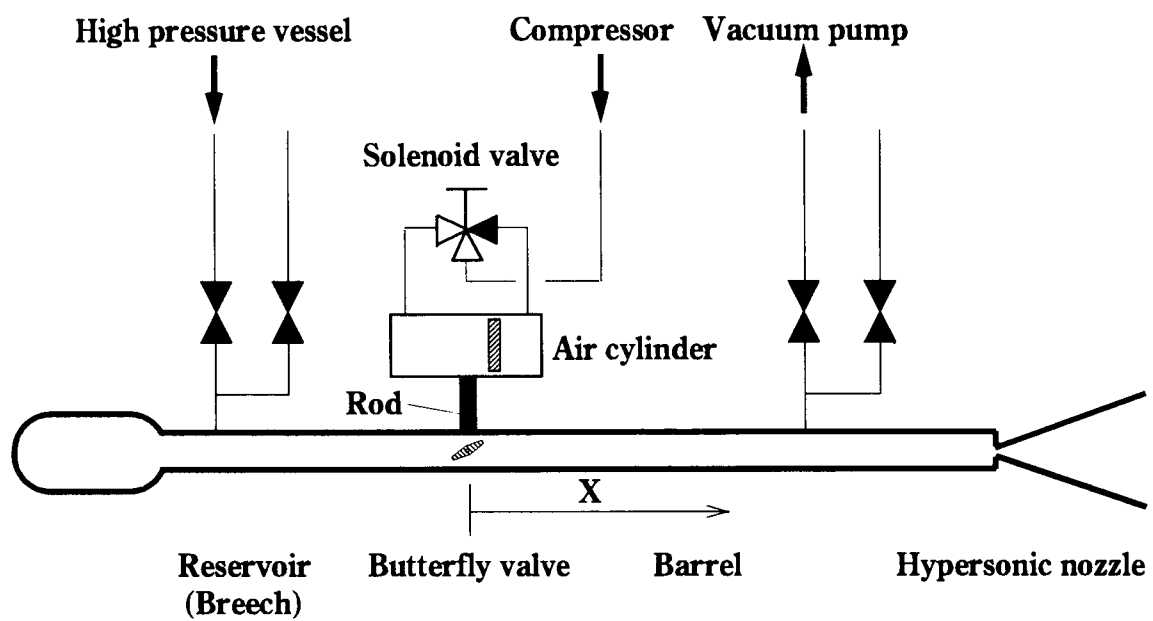


図 3.2: バタフライ弁を用いた無隔膜衝撃風洞の概略図



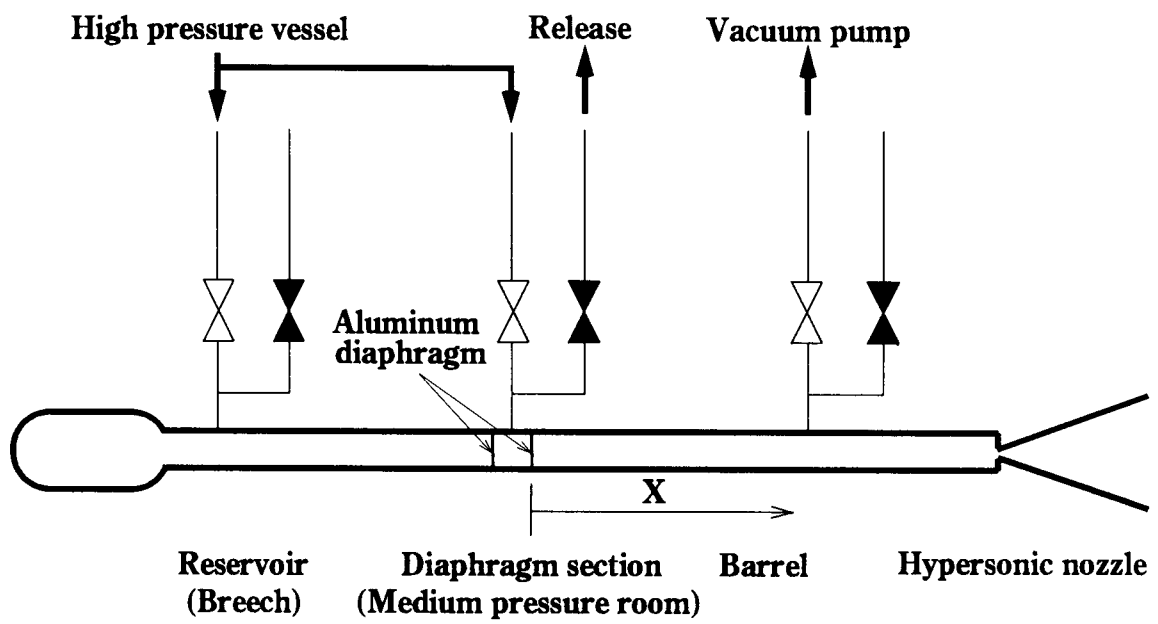


図 3.3: 金属隔膜使用時の衝撃風洞の概略図

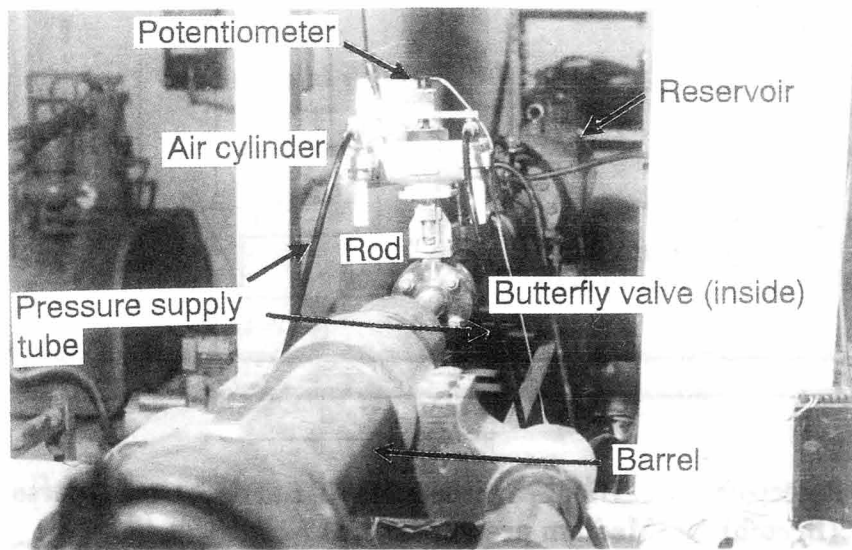


図 3.4: バタフライ弁機構の設置状況

Experimental condition:  $p_R/p_0=18.4$ :  $p_0=0.1\text{MPa}$

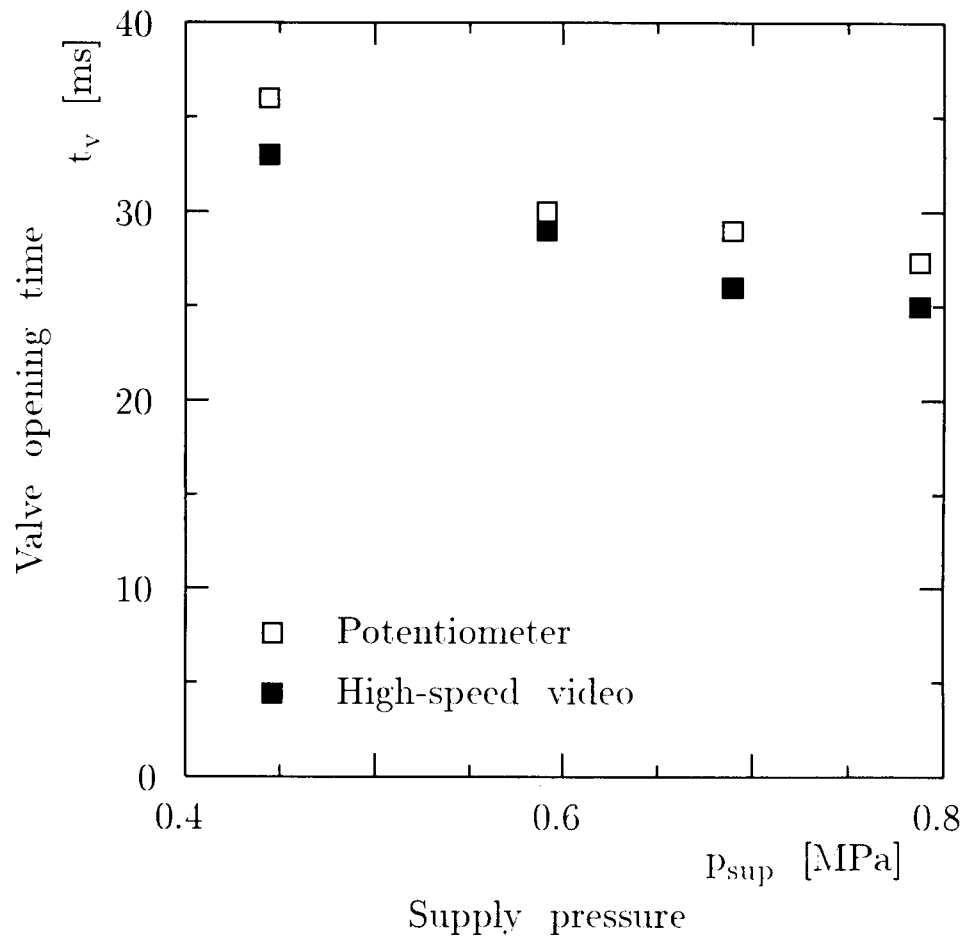


図 3.5: 供給圧力  $p_{\text{sup}}$  による弁開口時間  $t_v$  の変化

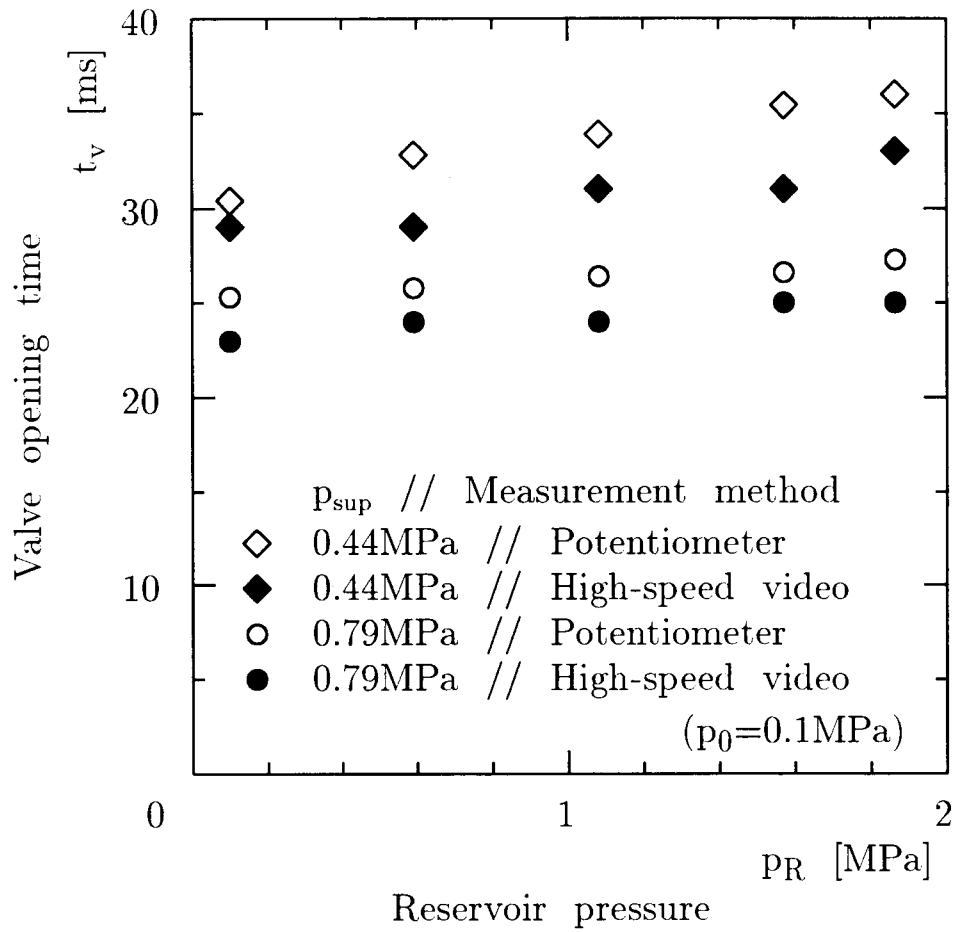


図 3.6: 貯気槽初期圧力  $p_R$  による弁開口時間  $t_v$  の変化

Experimental condition:  $p_R/p_0=18.4$ ;  $p_0=0.1\text{MPa}$

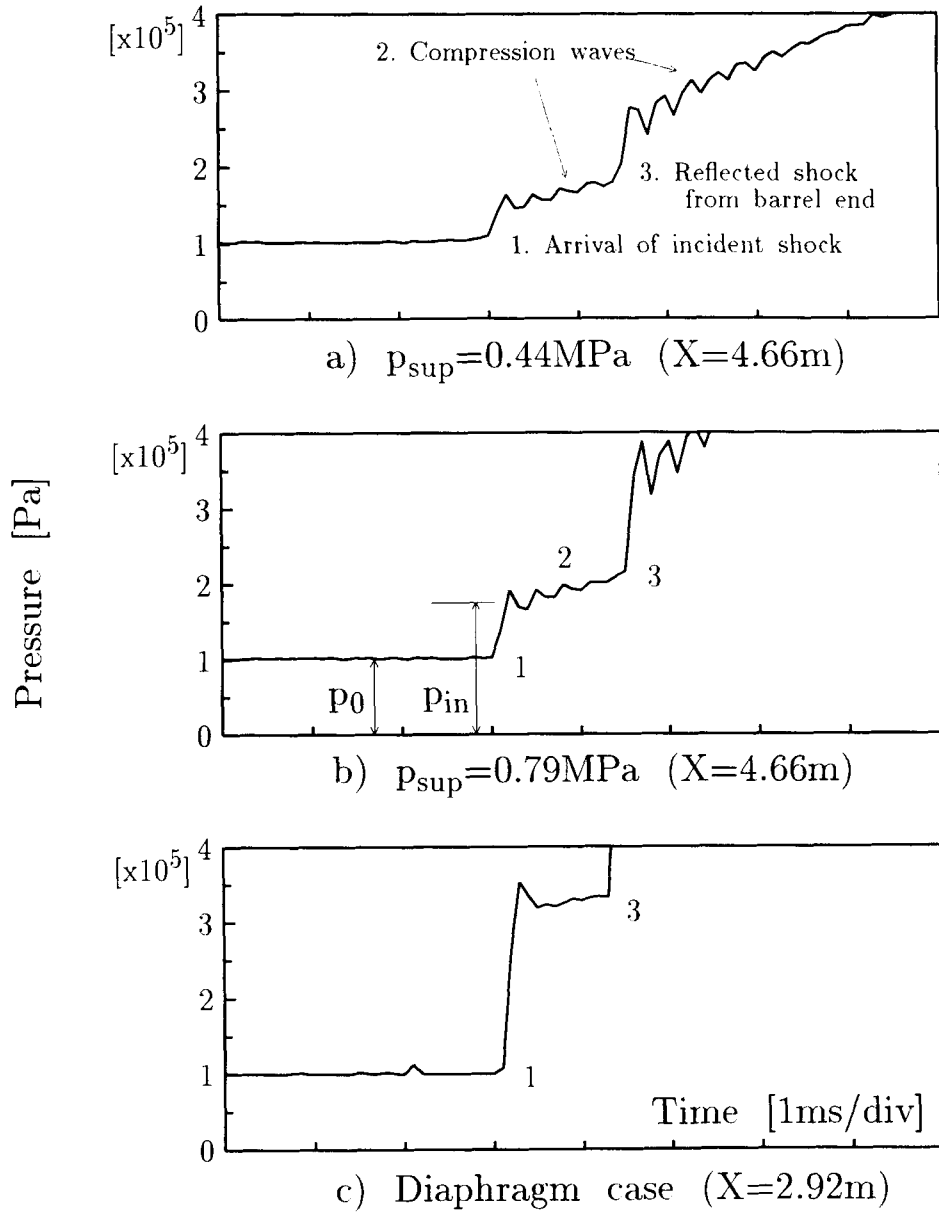


図 3.7: 銃身内における圧力履歴 ( $p_R/p_0 = 18.4$ )

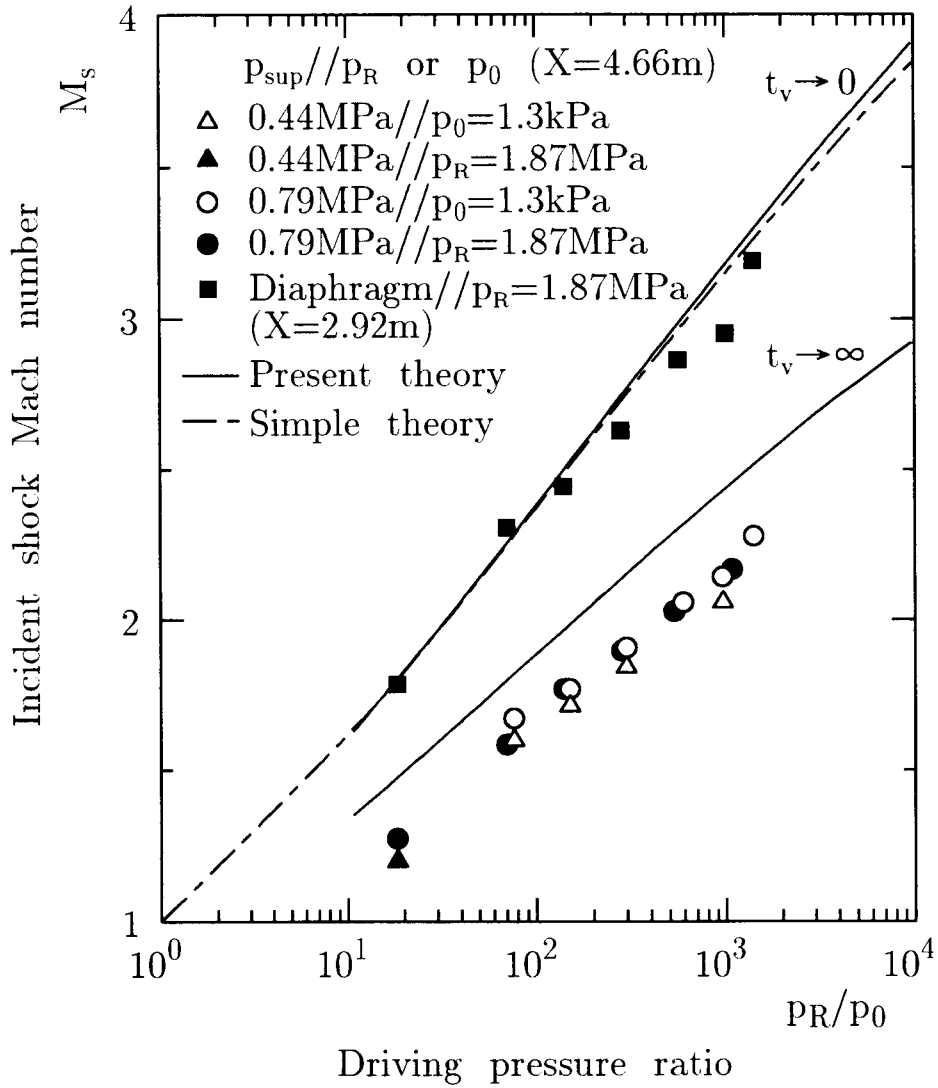


図 3.8: 駆動圧力比  $p_R/p_0$  と入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  の関係

Experimental condition:  $p_R/p_0=18.4$ ;  $p_0=0.1\text{MPa}$

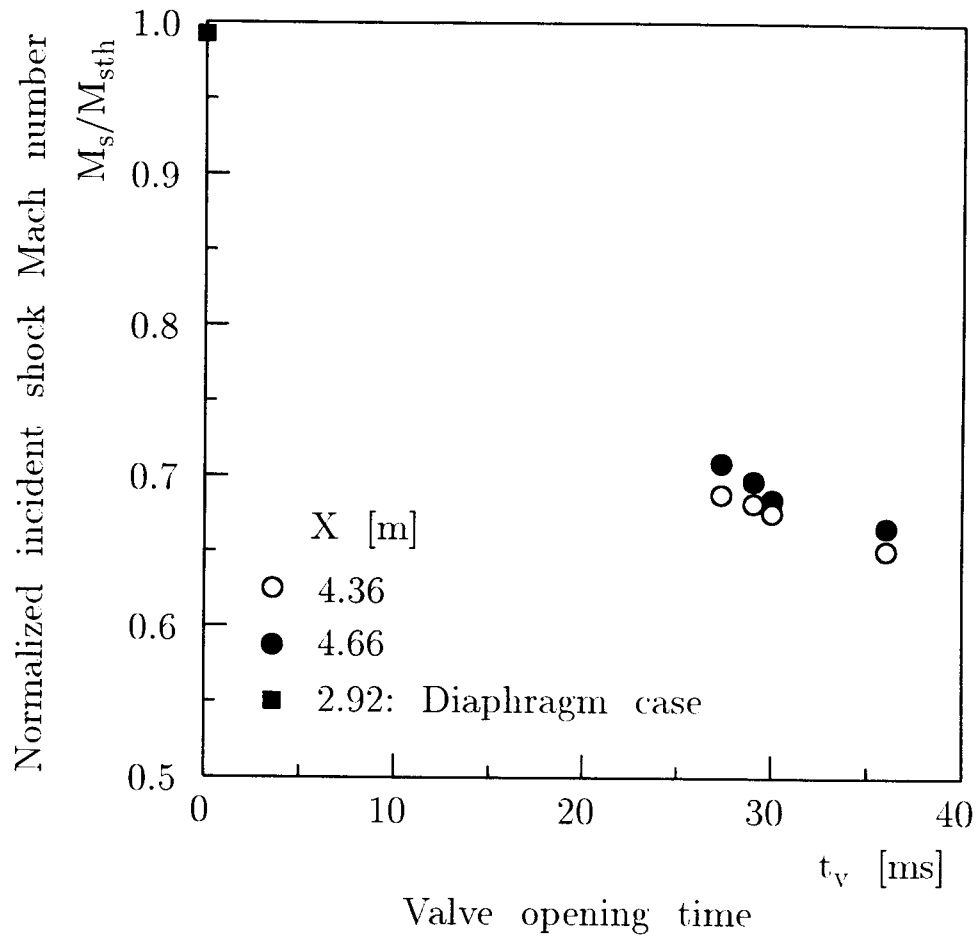


図 3.9: 弁開口時間  $t_v$  と入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  の関係 ( $p_R/p_0 = 18.4$ )

Experimental condition:  $p_R/p_0=140$ ;  $p_0=13.3\text{kPa}$

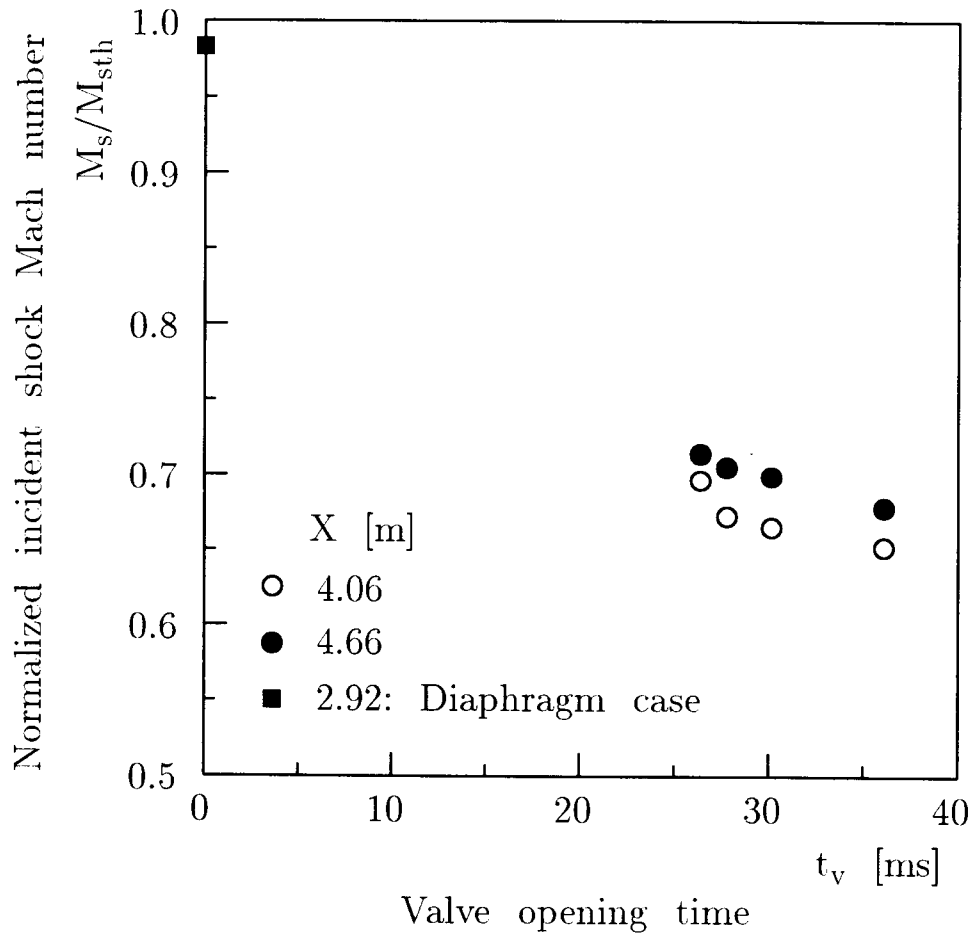


図 3.10: 弁開口時間  $t_v$  と入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  の関係 ( $p_R/p_0 = 140$ )



Experimental condition:  $p_R/p_0=1400$ ;  $p_0=1.3\text{kPa}$

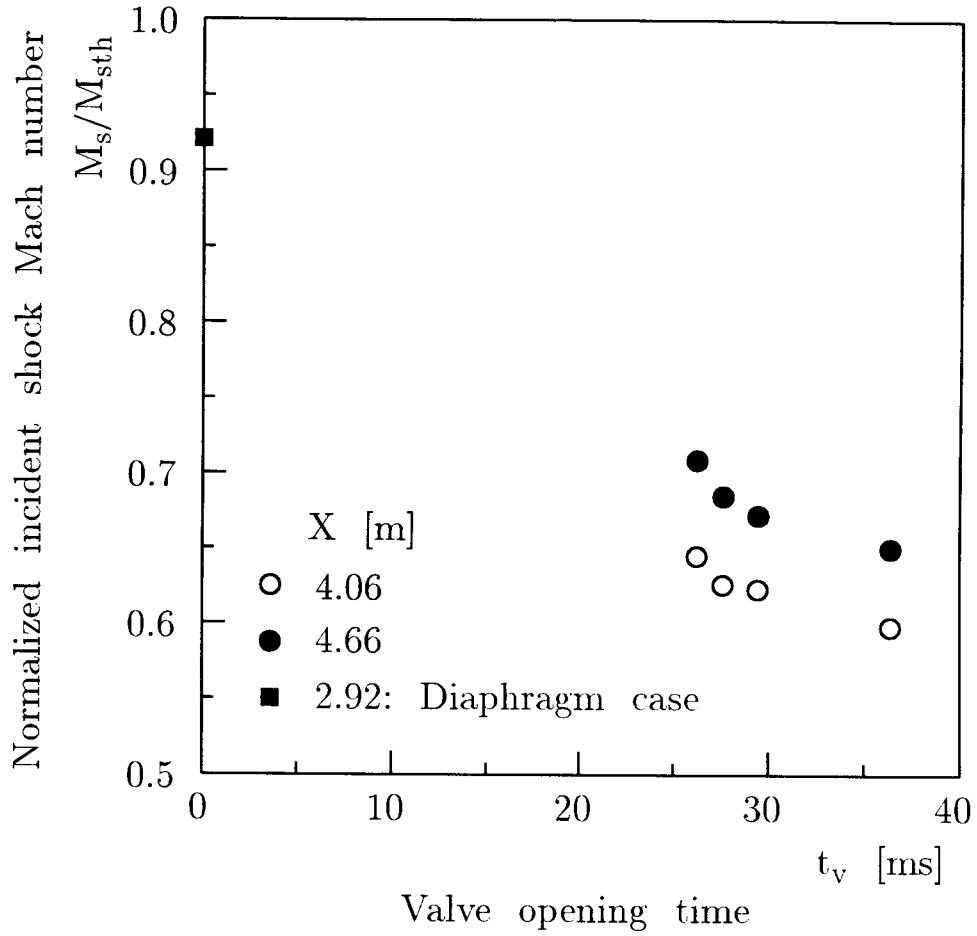


図 3.11: 弁開口時間  $t_v$  と入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  の関係 ( $p_R/p_0 = 1400$ )

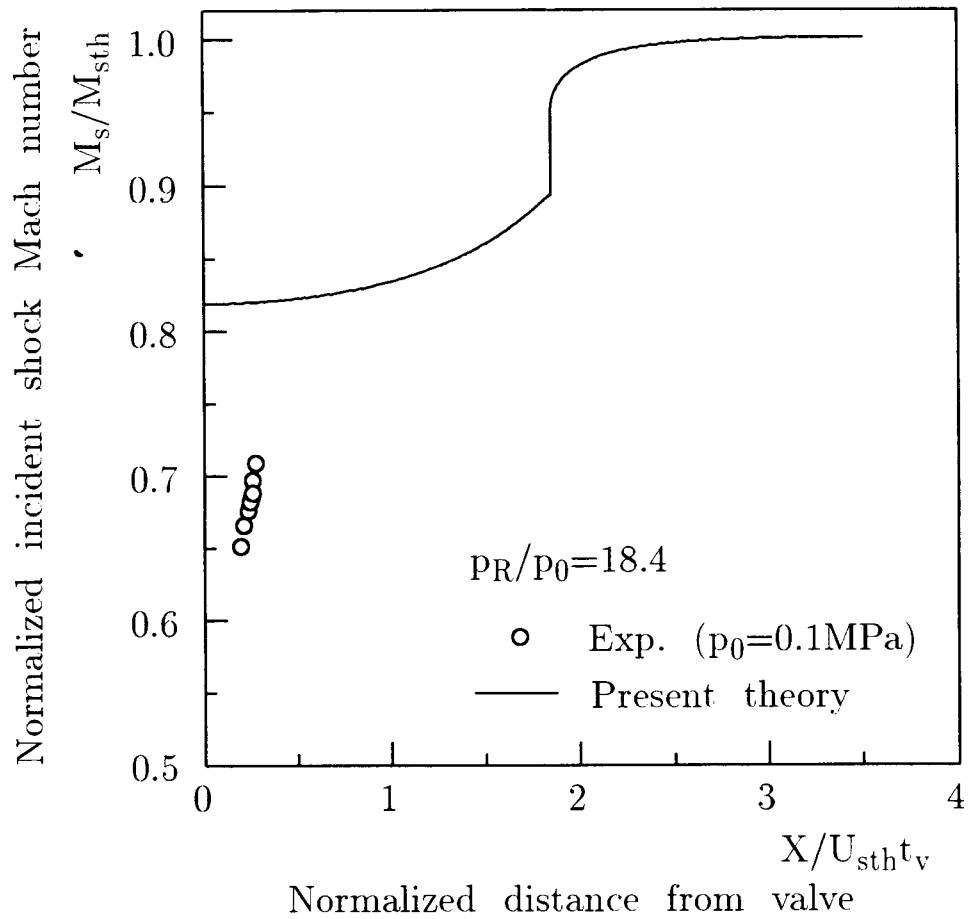


図 3.12: 実験による入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  と理論計算結果との比較 ( $p_R/p_0 = 18.4$ )

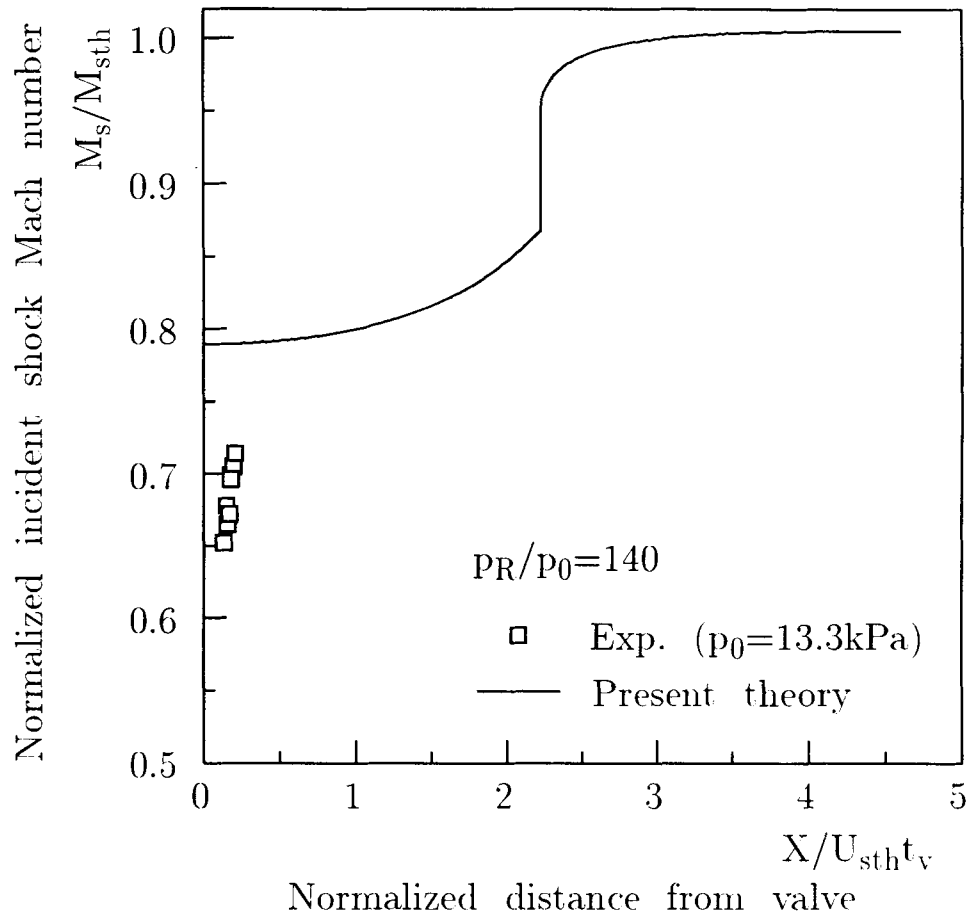


図 3.13: 実験による入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  と理論計算結果との比較 ( $p_R/p_0 = 140$ )

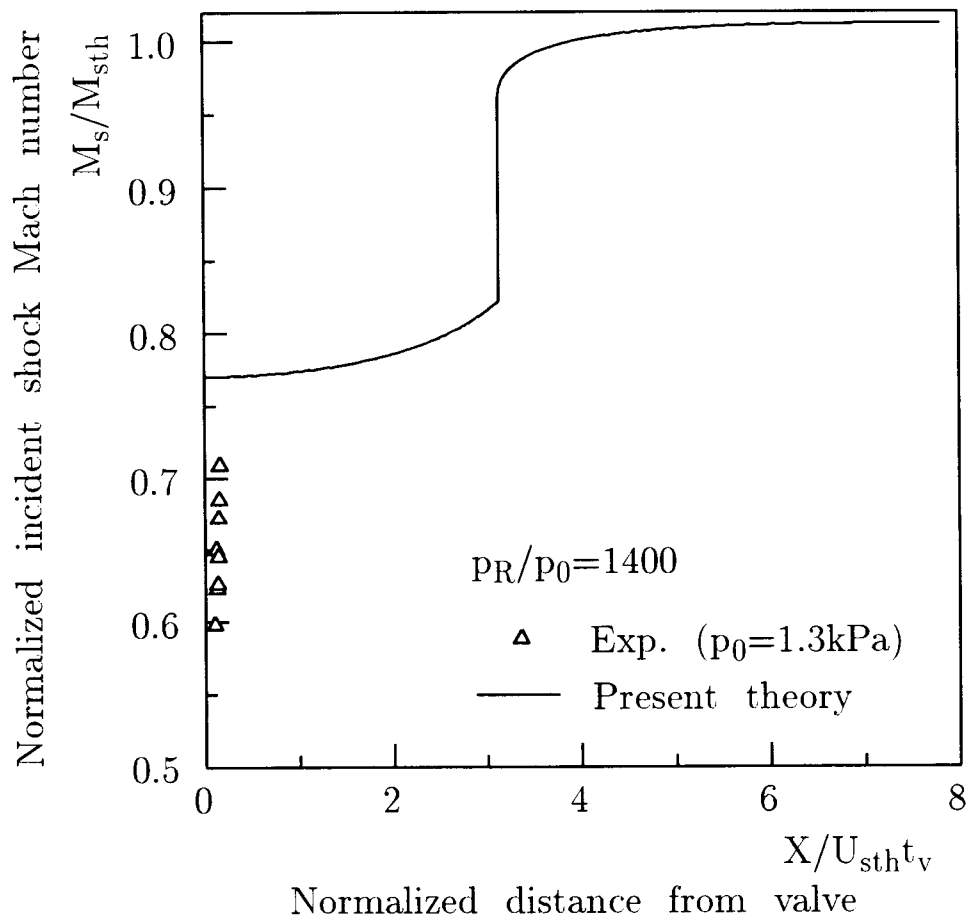


図 3.14: 実験による入射衝撃波 Mach 数  $M_s$  と理論計算結果との比較 ( $p_R/p_0 = 1400$ )

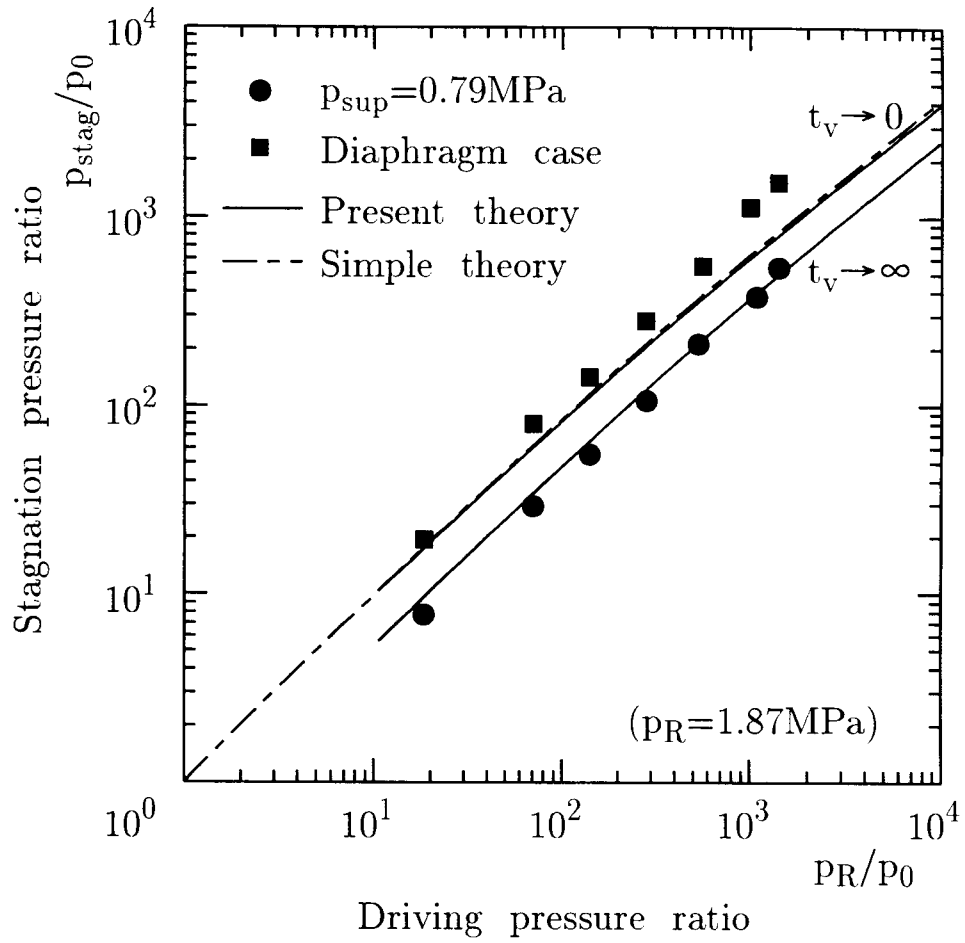


図 3.15: 銃身端における風洞貯気圧力  $p_{stag}$

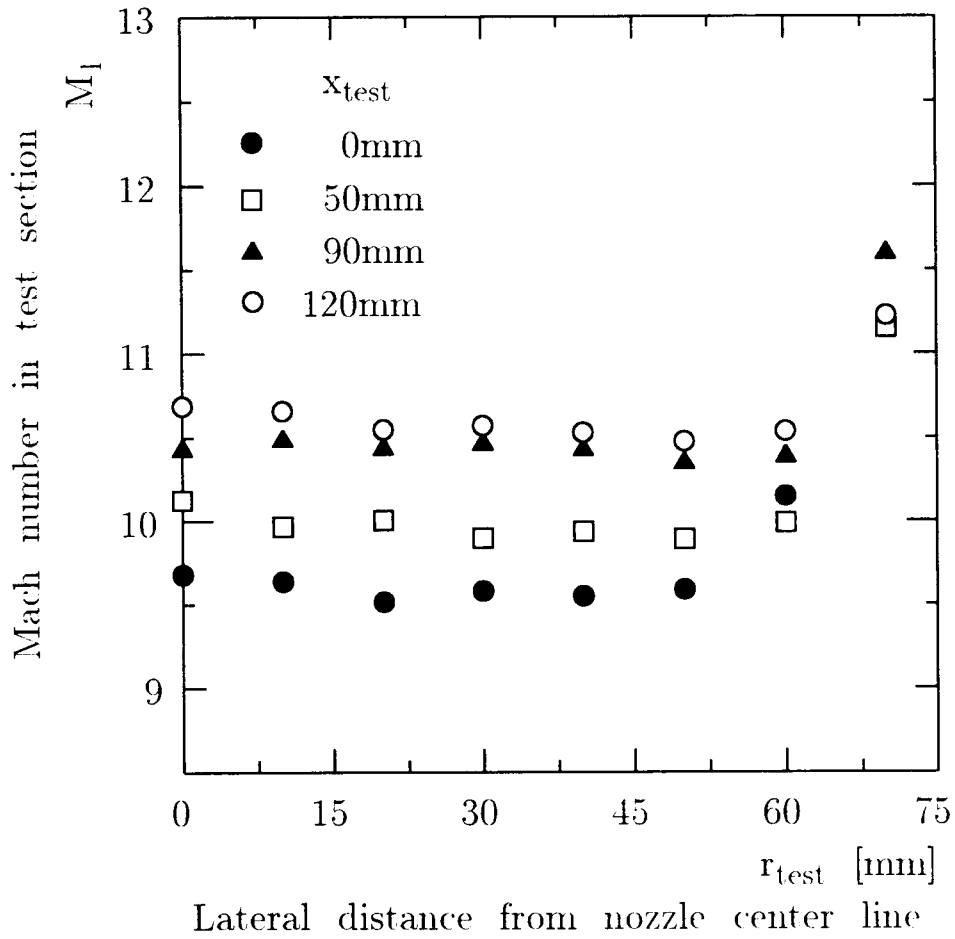


図 3.16: 衝撃風洞試験部における気流 Mach 数  $M_1$

## 第 4 章

# やや鈍い先端を有する平板周りの衝撃波形状の解析

### 4.1 緒言

極超音速機体形状は空気力学的要求から基本的には鈍頭細長形状となる。したがってこのような物体周りの流れ場の研究は重要である。本論文では、実際の鈍頭細長物体周りの流れ場の状況の本質を損なわない範囲でこれを理想化したものの一つとして、鈍頭平板周りの流れ場を考える。第 5 章、第 6 章では極超音速流中におけるこの平板の鈍頭性の影響を解析的に表現するためにブラストウェーブ理論 (blast wave theory) を用いるので、本章ではこれについて述べる。本来、ブラストウェーブ理論は強い爆発すなわち静止流体中において小さい体積中で大量のエネルギーが瞬間的に解放された場合に誘起される衝撃波を含む非定常流 (爆風問題, blast wave problem) を扱うものであるが、等価原理 (equivalence principle) に基づいて細長物体周りの極超音速流問題に適用することができる [3][5]-[8][22][23][25][27][29]。すなわち、多次元空間定常極超音速流問題は空間的にそれより 1 次元小さい非定常爆風問題に帰着される。この爆風問題、特にピストン効果 (極超音速流問題ではこれは物体形状の効果に対応する) がない場合の、点、線および平面爆発に対しては、Sedov[95] が、衝撃波面背後の圧力に比べて衝撃波面前方のそれは非常に小さいとして、次元解析の手法を用いて厳密な相似解を得ている。Sakurai[96] は解を有限の衝撃波 Mach 数の効果を考慮した級数形で表すことを試み、逐次近似解法によって第 2 近似 (2nd approximation) までの数値解を得ている。一方、より一般的なピストン効果がある場合については衝

撃波面前方の圧力を無視した場合でも厳密解が得られない。この近似解は級数展開を用いた逐次近似解法で得られる [27] が、Chernyi [27] はピストン速度が一定の平面爆発の場合には衝撃波面より内側の流れに対して初歩的な仮定をおくことにより簡単な解析解が得られることを示している。これらの結果の極超音速流への適用については文献 [25], [27], [29] に述べられている。また、任意の 2 次元あるいは軸対称な後続体形状をもつ鈍頭細長物体周りの極超音速流問題については、本原理とともに積分関係を用いれば数値的に計算可能である [7][8][27]。

さて本論文では迎え角のある鈍頭平板周りの極超音速流について明らかにすることが目的の一つである。そこで本章では、一定速度のピストン効果と共存する平面爆発について、その流れ場の基本的性質を含む簡単な解析解で表現することを試み、Chernyi の用いた仮定よりも実際の流れへの近似度を高めた仮定を設けて解析解を得る。この解について、Sedov の厳密解、Sakurai の第 2 近似に対する数値結果を利用した解 [6] との比較を行う。極超音速流実験結果との比較は第 5 章、第 6 章で行う。

## 4.2 ブラストウェーブ理論

極超音速流中におかれた鈍頭平板を考える。解析対象、座標系および解析に用いた主な記号を図 4.1 に示す。解析にあたって、後続体平板表面上での粘性の影響は無視し、完全気体を仮定する（比熱比  $\gamma = 1.4$ ）。ブラストウェーブ理論では等価原理

$$x = U_1 t \quad (4.1)$$

に基づいて  $x-r$  座標系における 2 次元定常極超音速流問題を  $t-r$  座標系における 1 次元非定常爆風問題に変換できる。ただし、 $x$  は鈍頭部の前方よどみ点から一様流に平行に測った距離、 $t$  は強い爆発（瞬間的なエネルギーの解放）からの経過時間、 $r$  は  $x$  軸から一様流方向に垂直に測った距離あるいは爆発位置からの距離、 $U_1$  は一様流の速度である。流れは平面对称であると考えれば、質量保存則、エネルギー保存則、運動量保存則に基づく基礎式は以下ようになる。

$$\int_{R_w}^{R_s} \rho dr = \rho_1 R_s. \quad (4.2)$$

$$\int_{R_w}^{R_s} \left[ \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{p}{\gamma - 1} \right] dr = E + \int_0^{R_s} \frac{p_1}{\gamma - 1} dr + \int_0^t p_w dR_w(t), \quad (4.3)$$



$$\int_{R_w}^{R_s} \rho v dr = I + \int_0^t (p - p_1) S dt, \quad (4.4)$$

ここに、 $\rho_1$ ,  $p_1$ は各々一様流あるいは衝撃波面前方の擾乱をうけていない気体の密度、圧力であり、 $\rho$ ,  $p$ ,  $v$ は各々衝撃波面より内側における気体密度、圧力、 $r$ 方向への気流速度である。また、 $R_w$ は $r$ 方向における平板表面あるいはピストン面の位置、 $p_w$ はこれらの面に作用する圧力、 $R_s$ は $r$ 方向における衝撃波位置、 $S$ は衝撃波面の面積である。さらに、爆発エネルギー  $E$ は、極超音速流に対しては通常、物体先端鈍頭部（平面对称の場合にはその上半面）に作用する圧力による非粘性圧力抗力  $D_u$ で置き換えられる。しかし第5章で示すように、 $Re_d$ が極めて小さい場合には先端部における粘性の影響が圧力抗力に対して相対的に無視できないので、ここでの  $D_u$ には圧力抗力のみならず粘性による影響の効果も含めるものとする。ただし、 $Re_d$ は、先端鈍頭部の特性長さすなわち平板の場合には先端部厚み  $d$ に基づく Reynolds 数  $Re_d = \rho_1 U_1 d / \mu_1$  である。記号  $\mu_1$  は一様流の粘性係数である。添え字  $u$  は平面对称の場合の鈍頭部上半面に対応するものである。以上より

$$E = D_u = \frac{1}{4} \rho_1 U_1^2 C_D d \quad (\text{平面对称の場合}) \quad (4.5)$$

とできる。ただし、 $C_D$ は先端鈍頭部に対する全抗力係数  $C_D = 2D / \rho_1 U_1^2 d$ 、 $D$ は先端鈍頭部において  $x$  方向に作用する全抗力である。また、 $I$ は先端鈍頭性のために  $r$  方向に作用する力  $L$  によって気体に与えられる運動量であり、

$$I = \frac{L}{U_1}, \quad (4.6)$$

$$L = -\frac{1}{4} \rho_1 U_1^2 C_D d \quad (\text{平面对称の場合}) \quad (4.7)$$

で表される。面積  $S$ は平面对称の場合には  $S = 1$  とおける。また、 $r$ 方向へのピストン速度  $dR_w/dt$  は物体の膨張速度

$$V_w = U_1 \tan \alpha \quad (\text{平板迎え角 } \alpha \text{ に対して}) \quad (4.8)$$

で置き換えられるので

$$R_w = V_w t \quad (4.9)$$

と表すことが出来る。

### 4.3 境界条件

まず、 $p_1$ に比べて、衝撃波面背後の圧力 $p_s$ は非常に大きく、 $p_s/p_1 \gg (\gamma+1)/(\gamma-1)$ と仮定できるものとしておく [97]。さて、本章の目的は迎え角の効果（爆風問題ではピストン効果）を含む鈍頭平板周りの衝撃波形状の性質を知ることにあるが、この場合には厳密な解析解が得られない。そこで Chervyi [27] は、衝撃波面より内側の諸量に対して簡単な分布を仮定することにより解析解を得ている。本節では衝撃波面より内側の流れ場の様子について検討し、諸量の分布について、Chervyi の仮定したものよりも近似度を高める。

迎え角がない場合（ $\alpha = 0$ ）について考える。衝撃波面より内側における縦方向（ $r$ 方向）速度 $v$ の分布について、Chervyi はこれを一定と仮定している。しかしながら実際の流れ場においては、流れは鈍頭部の肩部で生じる膨張波を通過するため速度 $v$ は一定ではない（付録 B 参照）。この影響を考慮するために、ここでは図 B.1 に示した分布に近い形の線形速度分布を仮定する。また、境界条件は以下とする。

$$v(R_w, t) = v_w = V_w = 0 \quad \text{at } r = R_w = 0 \quad (\text{対称面において}), \quad (4.10)$$

$$v(R_s, t) = v_s = \frac{2}{\gamma+1} \dot{R}_s \quad \text{at } r = R_s \quad (\text{衝撃波面背後において}). \quad (4.11)$$

ただし、 $\dot{R}_s$ は衝撃波面の速度である。これより衝撃波面より内側における速度分布は

$$v(r, t) = \frac{2}{\gamma+1} \dot{R}_s \frac{r}{R_s} \quad (4.12)$$

と仮定できる。

密度 $\rho$ の分布について、Chervyi は衝撃波面より内側の気体質量が衝撃波面背後すぐの薄い層に集中していると仮定し、さらにこの層の厚みを無視した。すなわち、彼の方法では、密度 $\rho$ はこの層で無限大となり、それ以外の領域では0となる。これは非現実的であるので、ここでは以下のように考える。Cheng ら [22] は極超音速流における細長物体の仮定のもとではエントロピー層（entropy layer）における密度 $\rho$ は $\rho \ll \rho_1$ とみなせることを示した。この条件をここでは

$$\rho(R_w, t) = \rho_w \rightarrow 0 \quad \text{at } r = R_w = 0 \quad (\text{対称面において}) \quad (4.13)$$

で代える。さらに本節の初めに行った仮定により衝撃波面背後の密度は

$$\frac{\rho_s}{\rho_1} \rightarrow \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad \text{at } r = R_s, \quad (\text{衝撃波面背後において}) \quad (4.14)$$

となる（強い衝撃波の条件, strong shock condition）. これらの境界条件および質量保存則 (4.2) を満たすような衝撃波面より内側における密度分布は,

$$\rho(r, t) = \rho_1 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left( \frac{r}{R_s} \right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \quad (4.15)$$

となる. 迎え角がある場合 ( $\alpha \neq 0$ ) に式 (4.12), (4.15) を用いると質量保存則が満たされないが, 物体あるいは爆発中心近傍の密度は小さいので影響は小さいと考え, これらをそのまま用いる. また, 圧力  $p$  は衝撃波面より内側で一定とする. 以上のように仮定した衝撃波面より内側における諸量の分布を図 4.2 に示す. 参考のために Sedov[95] による厳密解と比較してある.

## 4.4 相似解

前節で仮定した諸量の分布, すなわち (4.12), (4.15) を (4.3), (4.4) に代入, 整理して, さらに  $R_w/R_s$  の高次の項を 1 に比べて小さいものとして無視すると

$$\frac{2}{(3\gamma - 1)(\gamma + 1)} \dot{R}_s^2 R_s + \frac{R_s - R_w}{(\gamma - 1)\gamma} \frac{d}{dt} (\dot{R}_s R_s) - \frac{V_w}{\gamma} \dot{R}_s R_s = \frac{E - V_w I}{\rho_1} \quad (4.16)$$

となる. 式 (4.16) をもとに, まず迎え角  $\alpha$  および  $x$  が小さい場合について考える. このとき基礎式 (4.16) において, 係数として  $V_w$  および  $R_w$  を含む変数項は小さいとして無視して,

$$\frac{2}{(3\gamma - 1)(\gamma + 1)} \dot{R}_s^2 R_s + \frac{R_s}{(\gamma - 1)\gamma} \frac{d}{dt} (\dot{R}_s R_s) = \frac{E - V_w I}{\rho_1}. \quad (4.17)$$

とおく. 式 (4.17) を解いて, 等価原理 (4.1) を適用することにより,

$$\frac{R_s}{d} = \left[ \frac{9(3\gamma - 1)(\gamma + 1)(\gamma - 1)\gamma}{8(7\gamma^2 - 2\gamma - 1)} (1 + \tan \alpha) \right]^{\frac{1}{3}} C_D^{\frac{1}{3}} \left( \frac{x}{d} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.18)$$

を得る.

一方,  $\alpha$  および  $x$  が比較的大きい場合については係数として  $V_w$  および  $R_w$  を含む変数項は無視できない. 式 (4.16) を解いて, 等価原理 (4.1) を適用することにより,

$$\frac{R_s}{d} = \frac{(\gamma + 1)(3\gamma - 1)\gamma}{5\gamma^2 - 1} \tan \alpha \left( \frac{x}{d} \right) + \frac{1(\gamma - 1)(5\gamma^2 - 1)(1 + \tan \alpha)}{1(\gamma + 1)(3\gamma - 1) \tan^2 \alpha} C_D \quad (4.19)$$

を得る。式 (4.19) が、 $\alpha$  および  $x$  が比較的大きい場合の衝撃波形状である。式 (4.19) の右辺第 2 項は先端鈍頭性のために衝撃波が外部流側へ移行することを示している。一方、第 1 項は迎え角による影響を直接に表している。先端鈍頭性がない場合、第 2 項は消え、(4.19) は鋭いくさび周りの流れに対する解となる。このときくさび表面と衝撃波面の位置の比は

$$\frac{R_s}{R_w} = \frac{(\gamma + 1)(3\gamma - 1)\gamma}{5\gamma^2 - 1} = 1.222 \approx \frac{\beta}{\alpha} \quad (4.20)$$

となる。これをくさび流れに対する極超音速近似（一様流 Mach 数  $M_1 = U_1/a_1 \rightarrow \infty$ ，ただし  $a_1$  は一様流の音速）による解

$$\frac{\beta}{\alpha} \rightarrow \frac{\gamma + 1}{2} = 1.2 \quad (4.21)$$

と比較すれば、よい近似であることがわかる。ただし  $\beta$  は衝撃波角である。以上の解析解について図 4.3 ( $\alpha = 0$ )，4.4 ( $\alpha \neq 0$ ) に示す。図 4.3 において、本解析解は Chernyi の解よりも Sedov による厳密解とよく一致し、また極超音速条件下 ( $M_1 \rightarrow \infty$ ) での Lukasiewicz の解と一致している。

## 4.5 結言

ブラストウェーブ理論に基づいて鈍頭平板周りの衝撃波形状の解析を行い、平板迎え角の効果を含めた解析解を得ることができた。この際、衝撃波面より内側の流れ場の様子について検討し、従来の方法よりも実際の流れへの近似度を高めた。本解析解は迎え角がない場合について得られている厳密解とよく一致した。この解により鈍頭平板周りの極超音速流中の衝撃波形状について以下の知見を得た。迎え角  $\alpha$  および距離  $x$  が小さいときには衝撃波は迎え角の効果により、迎え角がない場合よりやや外部流側へ位置するようになるが、形状を表す指数は  $2/3$  で迎え角がない場合と変わらない。つまり、鈍頭性の影響が強い。一方、迎え角  $\alpha$  および距離  $x$  が比較的大きい場合には衝撃波形状に対する指数は  $1$  で線形となり、迎え角の効果は衝撃波の形状特性を定めるのに強い効果をもっている。このとき鈍頭性は衝撃波を外部流側へ移行させる効果をもつ。

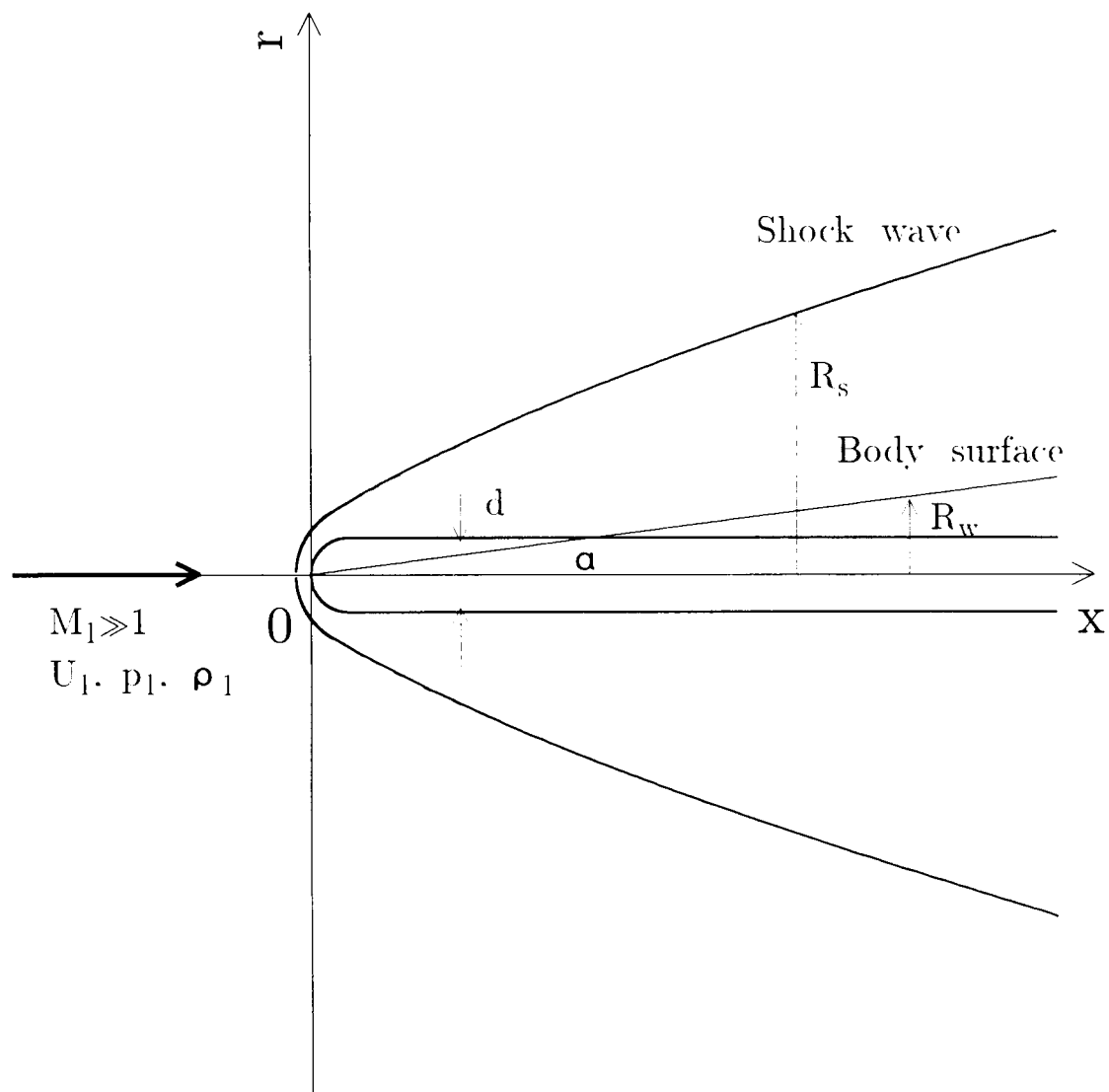


図 4.1: 座標系と記号

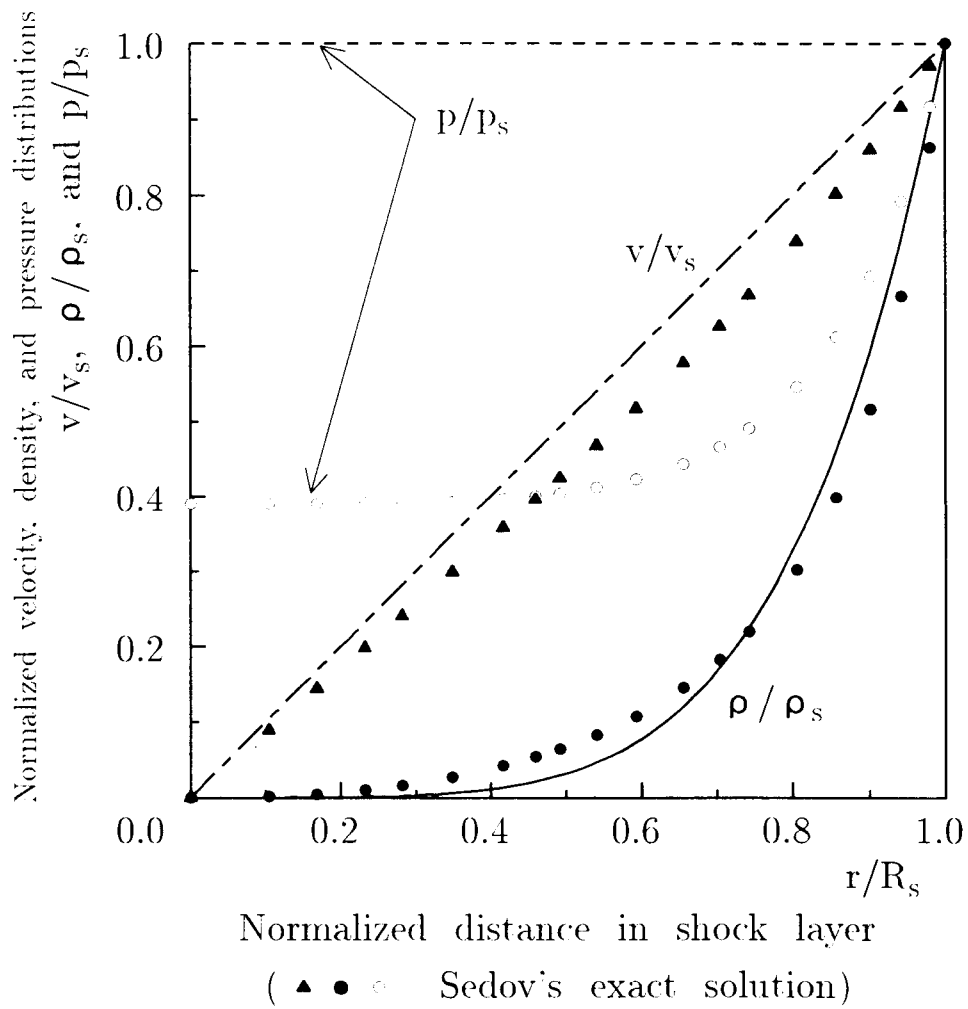


図 4.2: 衝撃波面より内側における諸量の分布の仮定

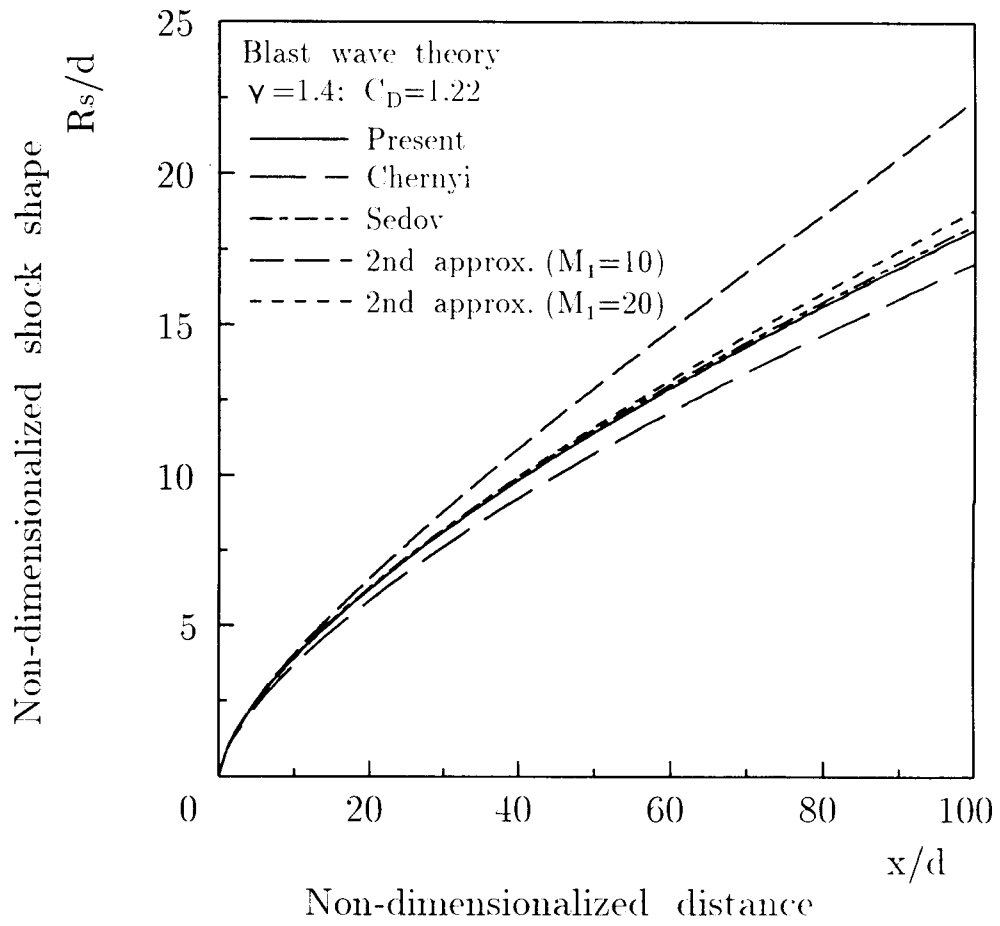


图 4.3: 解析解 ( $\alpha = 0$ )

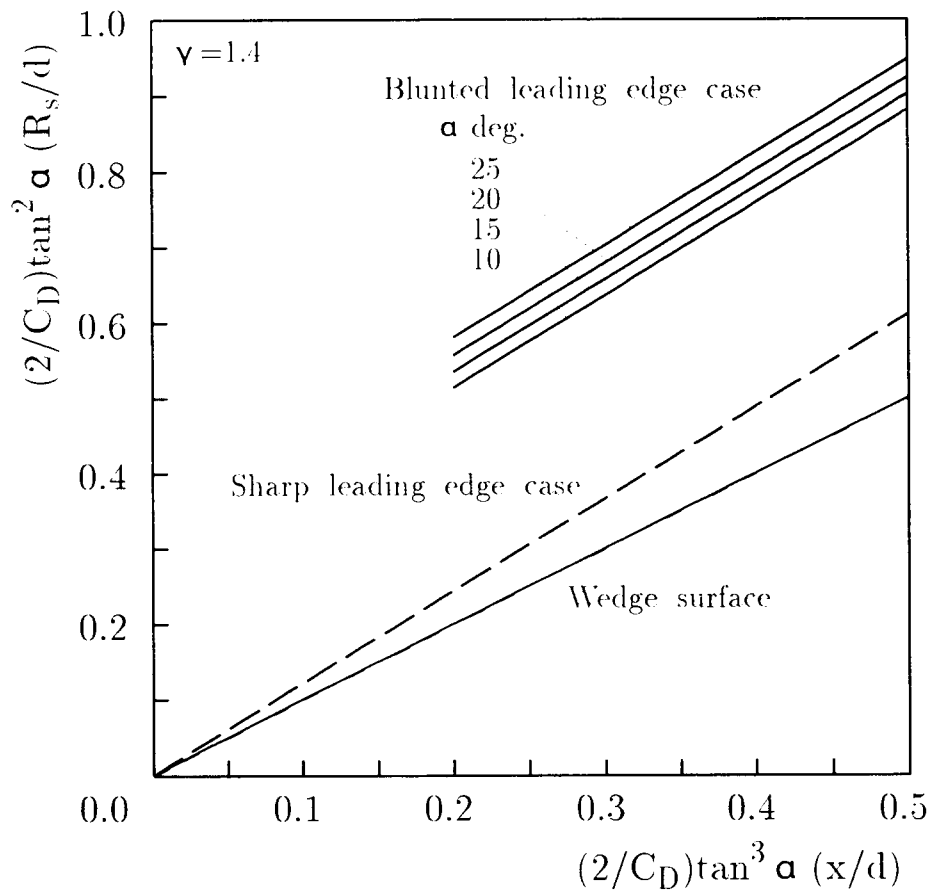


图 4.4: 解析解 ( $\alpha \neq 0$ )



## 第5章

# やや鈍い先端を有する平板周りの極超音速粘性流れ場および衝撃波

### 5.1 緒言

第4章では後続体平板上境界層の影響を無視した場合について、極超音速流中における平板の鈍頭性および迎え角の影響を解析的に明らかにした。ところで、流れの Reynolds 数  $Re_d$  が小さな場合には、この境界層の厚みが鈍頭性により誘起された衝撃波と平板の間の流れ場の厚みに対して相対的に大きくなる。本章ではこれら鈍頭性の影響と境界層の影響の関係について、衝撃波の生成・形状への影響を中心として実験的に明らかにする。特に平板の迎え角がない場合は、この平板が理想的に鋭い先端をもつ場合にその周りの非粘性流が全く擾乱を受けない状況と対比することができる。すなわち後続体幾何形状（迎え角）の影響に煩わされることなく両者の影響を見ることができるので興味深い。本章では便宜上、この迎え角がない場合について議論することとし、迎え角がある場合については第6章で扱う。

さて、Reynolds 数  $Re_d$  が大きい場合には、衝撃波の生成・形状は鈍頭性の影響を大きく受けることがよく知られている [2]-[8][25][27][29]。一方、 $Re_d$  が 0、すなわち理想的に鋭い平板を考える場合、平板上の境界層排除厚さと等価な有効物体を考え、この周りの非粘性領域の流線が曲げられることにより衝撃波が生成されると説明されている（自己誘導粘性干渉モデル [9][10][22][26][28][29]、第1章、図 1.3 参照）。

しかしながら、実在の物体では理想的に先端を鋭くすることは不可能なため、比較的小さな  $Re_d$  の値（一般的には数千以下とされている [2][3][22][25][27]）における

鈍頭性と境界層の影響の流れ場への相対的な支配性が問題になる。この問題を扱った実験的 [2][3][10][22] および理論的 [22][23] 研究がいくつかなされている。Hammitら [2] は、このような  $Re_d$  において平板表面上に誘導される圧力を鈍頭性による誘導圧力とタンジェントウェッジ法 (tangent-wedge method) により求めた有効物体上の圧力の重ね合わせにより表現したが、これは定量的にはあまり実験値 (実験の  $Re_d$  は 1000 ~ 7000) と一致しなかった。その後この方法はこれらの影響を表すパラメータの係数を経験的に求めるように修正されている [25]。Lees ら [3] は鈍頭性のために流れに付与されるエネルギーと有効物体上に作用する圧力抗力によるその大きさを比較することによって流れ場への相対的な影響の程度を見積もることを提案した。Cheng ら [22] は圧縮性境界層理論の結果と、有効物体と衝撃波の間の非粘性流に対する鈍頭性の効果を含めた積分関係式を組み合わせることによって両者の影響を考慮できる理論を構築し、これにより計算された衝撃波形状、表面熱伝達率分布が実験結果 (実験における  $Re_d$  は 3 ~ 15000) と定量的に一致することを示している。Oguchi [23] は  $Re_d$  が比較的 (粘性の影響が及ぶ範囲が鈍頭部近傍で生成されたエントロピー層の厚さに比べてはるかに小さい程度に) 大きい場合を考え、エントロピー層に対して基本的には境界層方程式の形を適用して、このときエントロピー層の厚みが鈍頭性と境界層による排除効果の重ね合わせで表現されるとした。Kendall [10] は鋭い先端 ( $Re_d$  は 10 ~ 100) の平板周りの流れ場についてプローブ法による詳細な圧力測定を行い、この結果より求めた境界層排除厚さが境界層理論による結果とよく一致し、この排除厚さを有効物体として計算した衝撃波形状が実験結果とよく一致することを示した。しかし、彼が示した実験結果では、境界層排除厚さ近傍の流線の傾斜角は、特に先端近傍では、境界層排除厚さの成長の勾配よりかなり小さい<sup>1</sup>。これらについて、Oguchi の方法を除けば、何らかの形で有効物体の概念を用いて流れ場の構造あるいは実際の実験結果の傾向を説明している。この考え方に基づく流れのモデルは理解が容易であるとともに、実験結果の傾向をうまく説明できるなど、工学上有用であると考えられる。しかしながら、有効物体とは実体のあるものではないので、これを衝撃

<sup>1</sup>この差は自己誘導粘性干渉モデルの妥当性の目安になる。この理論は境界層と干渉する外部非粘性流の影響を見積もるための第0次近似の流れ場として圧縮性境界層理論に基づいて求めた境界層排除厚さ周りの非粘性流を考え、この排除厚さの成長勾配は流線の傾斜角として用いられる。したがってこの理論は流線傾斜角と排除厚さの成長勾配があまり一致しない先端近傍では妥当ではなく、これによる結果が実験結果とおよそ一致するのは少なからず偶然性を含んでいると考えられる。

波生成機構などに対する物理的なモデルとしてそのまま理解することは誤りであることは明らかである。

さて、物理的にも興味のある、実際の衝撃波の生成機構や形状は先端極近傍の流れ場の構造と密接に関連する。そこで、理想的に鋭い先端をもつ（この仮定を設けることは本質的に重要である）平板の先端極近傍の流れ場についての理論的モデルがいくつか提案されている。これらのモデルは領域の代表長さが平均自由行程のオーダーよりいくぶん大きな流れ場を連続体的に扱うものであり、希薄化の効果を表面上境界条件に適切な滑り（velocity slip）と温度跳躍（temperature jump）の条件を課すことにより補う点では共通である。Nagamatsu ら [11][12] は衝撃波形状、表面圧力および表面熱伝達率の実験結果が示す傾向を説明するために表面上での滑りおよび温度跳躍の効果を考慮したモデル（滑り流モデル、slip flow model）を提案した。彼らは、先端極近傍の滑りが生じている領域では衝撃波生成が遅らされ、生成されたときにはこれは境界層の中に埋もれた状態になる、と言っている。また Nagamatsu らのモデルでは衝撃波形状は先端極近傍で凹面状になる。これとはいくぶん異なる滑り流モデルを、Laurmann[13] は線形化した Oseen 方程式を用いた解析に基づいて提案している。彼の解析結果では境界層排除厚さは凹面状になる。彼のモデルでは、この排除厚さを有効物体として、この物体上で生成される圧縮波が収斂し、衝撃波になる。Hayes ら [25] は簡単化のため、考える領域内で衝撃波面は厚みが無くかつ直線形状として、その背後の粘性層を扱った（粘性くさび流モデル、viscous wedge flow model）。Oguchi[14] はこの粘性くさび流モデルにおいて、滑りおよび温度跳躍の効果を考慮した場合にはそれらを考慮しない場合よりも表面圧力、表面熱伝達率が減少し、またこのとき領域内で表面圧力が一定性を示すことを見つけた。この表面圧力の一定性は実験結果 [11][12][17][19] と矛盾しないので、その後多くの研究者によってこれに類するモデルが提案されている。これらのモデルは 1960 年代以前に提案されたものであるが、その後これらに代わる有用なモデルは提案されていないようである。これは流れ場の複雑性が実験的に明らかにされてきたことで、境界層理論や厚みのない衝撃波面の仮定を適用するなどの実用性を備えつつ、物理的に妥当な理論的モデルを構築することが困難であると認識されたためと推察される。一方、実験的な面から実際の流れ場の構造あるいはこれらのモデルにおける仮定と結果の妥当性を調べ

る試みがなされている。Nagamatsu ら [11] ( $Re_d$ は 3 ~ 50) [12] ( $Re_d$ は 0.3 ~ 40), Schaaf ら [17] ( $Re_d$ は 10 ~ 90), Vidal ら [19] ( $Re_d$ は 0.2 ~ 7) はこの領域における表面圧力の一定性を見つけている。しかしながら, McCroskey ら [16] は, 彼ら以前の実験データ [11][12][17]-[20] について, これらは存在する理論的モデルによる予測どころか各研究者の実験データの間でさえあまり一致せず, これはこのような条件下での精度よい実験が種々の理由から極めて困難なためではないかと指摘している。また, McCroskey ら [16] は平板 (先端の厚みは一様流平均自由行程の 1/3 ~ 1/5) 周りの流れ場内の測定を行い, 衝撃波面が有限の厚みを有していること, 衝撃波形状は前述の理論的モデルで得られるものとは異なって凸面状になることを実験的に示し, これらモデルの不完全性を指摘している。

ところで, これまで挙げた文献中の実験における「鋭い先端」という表現は, 「先端よりはるか下流の平板上の境界層流れに関する限りは実質的に影響がないような鋭さの先端」という意味で用いられていると推察されるが, 鈍頭性の影響は, これが存在する場合には先端極近傍の境界層の流れの状態にも強い影響を与え, この先端極近傍の流れ場はそれより下流の影響領域内の流れ場に影響を与えることが明らかである。しかしながら, このような平板周りの流れ場自体が流体力学的に複雑なため鈍頭性と境界層の影響を厳密に区別することは事実上不可能である。例えば, 衝撃波生成の機構について言えば, これは基本的には, 鈍頭部の存在によるかあるいは粘性の影響によるかに関わらず, そこでの流体要素の減速に伴う圧縮過程と関連するものである。つまり実際の鋭い平板周りの流れ場ではこの両者の影響は, 各々独立して存在かつ相互に干渉しているというよりも, 混在している。さらにこの圧縮過程の結果生じる現象そのものが非常に複雑である。すなわち, この圧縮過程で圧縮波が生成され, これは周囲に伝播する。さらに, いったん圧縮された流体要素は高温になるため (冷却されずかつ周囲に拘束がなければ) 膨張する。これによって実質的なピストン効果が周囲に与えられることになる。実際の流れ場においてはこれらの現象が同時に起きている。このような理由による困難性にも関わらずやはり, 実際の流れ場の構造を正確に理解するためには, また理論的モデルの構築や評価を行う上でも, まず鈍頭性の影響を正しく評価しておかなければならない。しかしながら, 鈍頭性の影響あるいはそれ

が無視できることを、少なくとも実験的に直接に確認した例は見あたらない<sup>2</sup>。

本章では、これらの影響を近似的に独立させることができる実験法を提案する。目的を達成するためには平板上での境界層成長の影響、よって粘着の条件を排除すればよいと考えた。このため従来の平板周りの実験とともに同一の  $Re_d$  の条件で円柱に関して実験を行う。ただし、このときの円柱の代表的尺度  $d$  は断面直径とする。このとき  $Re_d$  をパラメータとして変化させる。円柱の実験は近似的に鈍頭性の影響のみを表すものと考え、これらの流れ場の様子および衝撃波形状を各  $Re_d$  ごとに比較する(図 5.1 参照)。この方法は極めて単純ではあるが、本質的な事項についての新しい洞察を与えてくれるものである。

次に、これら物体周りの衝撃波形状の相似性の Reynolds 数への依存性について実験およびブラストウェーブ理論の結果に基づいて考察する。よく知られているように、 $Re_d$  が大きい場合(およそ  $Re_d > 3000$  程度 [27])、平板周りの衝撃波形状は  $x/d - R_s/d$  面において相似性を示す。この相似性は非粘性理論であるブラストウェーブ理論の結果によっても支持される。一方、先にも述べたように、 $Re_d$  が 0 の場合については衝撃波の生成・形状は自己誘導粘性干渉モデルで説明されてきた。そして、これらの中間の  $Re_d$  領域では、 $Re_d$  が小さくなるにつれて相似形状から逸脱していくことが報告されている [2][22]。しかしながら、この逸脱の特性についてはこれまで系統的な説明がなされていない。ところで、ブラストウェーブ理論によれば衝撃波形状  $R_s/d$  は全抗力係数  $C_D$  の関数  $f(C_D, x/d)$  で表されるという事実に基づけば、大きい  $Re_d$  の場合に現れる相似性は極超音速条件では  $C_D$  が Mach 数と Reynolds 数に依存しないという性質 (Mach- and Reynolds-number independence [98]) によるものであり、中間の  $Re_d$  における逸脱は  $C_D$  の変化によるものではないかということが推論できる。そしていくつかの文献でこの中間的な、すなわち 0 ではない非常に小さな  $Re_d$  の値の範囲における円柱の全抗力係数  $C_D$  の Reynolds 数への依存性 (Reynolds-number

<sup>2</sup>間接的には評価している例がある。Wallace ら [20] は  $Re_d$  が 400 程度の平板で実験を行い、(境界層理論により予測される)境界層排除厚さが衝撃波と平板の間の流れ場の厚みの半分程度となる先端極近傍において衝撃波形状は非粘性理論(ブラストウェーブ理論)による予測に合うことを示した。この結果の説明として彼らは、鈍頭性がある場合には、鈍頭部前方の衝撃波背後の密度はいったん高くなるが、その後の膨張の影響によって密度は平板表面近傍では小さくなり、境界層はこの密度の小さな層内で形成されるので排除の効果が小さくなるためと述べている。しかし、彼らは  $Re_d$  が 1~40 程度の範囲でも実験を行っているが、この場合には先端は鋭いとして、鈍頭性の問題についてはまったく言及していない。

dependence) について報告されている [99][100]. 本章では, 相似形状からの逸脱に関するこのような考え方について, 得られた実験結果によって確認する.

## 5.2 実験概要

シュリーレン法による可視化実験は第3章で述べた無隔膜衝撃風洞にて行った. これによって従来の金属隔膜方式の場合に問題であった, 隔膜の破片で汚染された気流による模型の損傷がなくなり, 同一模型による再現性の確認が可能になった. 試験気体は空気である. 測定部気流 Reynolds 数  $Re/m$  は約  $3 \times 10^6/m$  である.

Chernyi[27]によれば流れ場の  $Re_d$ への依存性は  $Re_d$ の値でおよそ数千以下程度で現れるとされている. これを考慮して模型の代表的尺度  $d$ , すなわち平板の先端での厚みあるいは円柱の断面直径は  $0.015 \sim 1.00$  mm の範囲で選んだ. これらは  $Re_d$ の値ではおよそ  $50 \sim 3000$  に対応する. 平板模型は金属製の平板あるいは薄膜である. 薄膜の場合, 補強のためにその先端部以外は, くさび型に成形した先端を有する硬い平板に貼り付けてある. 円柱模型は金属線である. 模型幅は2次元性を確保するために  $10$ cm 以上とした. 平板迎え角  $\alpha$  は  $0^\circ$  である.

## 5.3 結果および考察

### 5.3.1 鈍頭性と境界層の影響の関係

平板周りと円柱周りの流れ場の可視化結果を同一  $Re_d$ で比較したものを図 5.2 ~ 5.6 に示す. ところで, 本章緒言で述べたようなことを目的としてこれらを比較する場合, 厳密に言えば円柱背後の後流の状態が問題になる. これについて, この程度に小さな  $Re_d$ の場合には円柱背後の後流の速度は円柱直径の数倍程度下流でほぼ一様流の値にまで回復することが報告されている [101]. これは粘性の影響による後流速度分布の拡散が強く現れるためと考えられる. また,  $Re_d$ が小さな場合には後流衝撃波 (wake shock) が存在しないことが指摘されている [101][102]. 本可視化結果においても  $Re_d$ が  $1500$  以下では後流衝撃波は観察されない. このことは円柱後流における再圧縮の影響が小さいことを示している. 以上より, 円柱後流の状態は本実験の目的に叶っていると推察される. さて, これらの結果のうち, 従来は鈍頭性の影響は無視で

きるとされてきた程度に小さな  $Re_d$  の値 [10] [12][17][18][20] である 50 および 150 の場合の円柱の可視化結果（図 5.2, 5.3 の下段）において、衝撃波が生成され、またかなり下流まで円柱の存在が影響していることを明瞭に確認できるのは注目に値する結果である。

図 5.2 ~ 5.6 について、平板および円柱、いずれの場合にも衝撃波と平板の間の流れ場内において、 $x$  軸に向かって密度が小さくなることを示す黒く写っている層が観察できる。また、 $Re_d$  が小さくなるにつれて、この黒い層の鮮明さは徐々に増して見えるように見える。これは、 $Re_d$  が小さくなるにつれて、この黒い層内における密度勾配が大きくなることを示している。同様な傾向は平板の実験を行った Hammitt ら [2]、Cheng ら [22] によっても報告されている。これらの研究ではこの層は境界層の外縁であると特に論拠もないまま結論されている。しかしながらこの黒い層は同一の  $Re_d$  における円柱の場合にも観察できる。よってこれが境界層の外縁であるとは一概には言えない。特に円柱周りに生じるこのような層は、明らかに円柱の鈍頭性のために生じるエントロピー層の外縁である。さらに、 $Re_d \leq 300$  における平板と円柱の流れ場の比較によって、後続体としての平板表面の存在の影響が明らかである。すなわち、これは鈍頭部で生成されたエントロピー層外縁の位置を外部流側に押しやりながら、黒い層中の密度勾配を円柱の場合よりも大きくしている。また平板の場合、写真中で観察される範囲内でエントロピー層の厚さは下流に行くにしたがって広がっている。これらの観察結果は平板の先端近傍の密な流線群が下流で疎になっていることを示している。これは定性的には、平板表面上の粘着の条件によって表面近傍の気体の温度が上昇し、気流が膨張するためと説明できる。以上の考察より、平板表面近傍流れ場の流管は境界層排除厚さに基づく有効物体によって曲げられるというよりも、膨張しながら流れているという結論が得られる。

次に、平板周りと円柱周りの衝撃波形状を比較する（図 5.7 ~ 5.11 参照）。一連の図において、距離  $x/d$  が小さい領域（およそ  $x/d < 100$  程度）では平板周りと円柱周りの衝撃波形状  $R_s/d$  の差は極めて小さい。一方、 $x/d$  がそれより大きな領域（およそ  $x/d > 100$  程度）では、 $x/d$  が増加するにつれて、 $R_s/d$  の差が現れる。平板周りと円柱周りの衝撃波形状  $R_s/d$  の差に関するこれらの傾向は  $Re_d$  の値とは関係が無い。よって平板周りの衝撃波の生成・形状に関して次のような結論が得られる。衝撃

波の生成は、極めて小さな  $Re_d$  においても鈍頭性に支配される。衝撃波形状について、 $x/d$  が小さな領域では鈍頭性の影響が大きく、 $x/d$  が大きい場合でもこの影響が消えることはない。平板境界層成長の影響は  $x/d$  が大きな領域で現れ、これは衝撃波をやや外部流側へ押しやる。

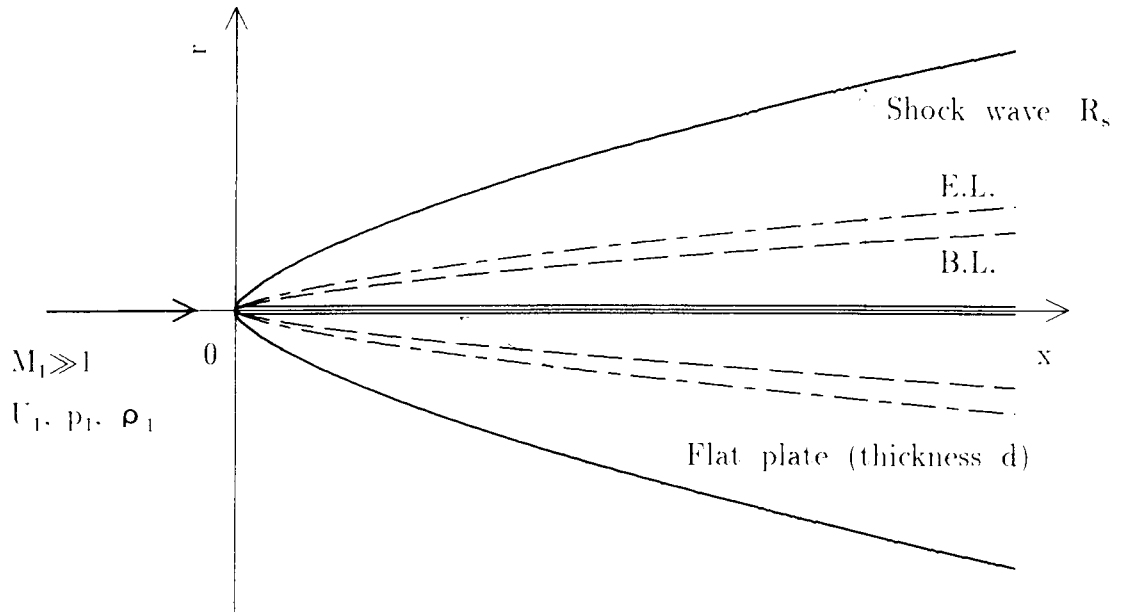
### 5.3.2 Reynolds 数の影響

平板周りの衝撃波形状の Reynolds 数  $Re_d$  への依存性について示したものが図 5.12.a, 5.12.b である。同様に、円柱の場合について示したものが図 5.13.a, 5.13.b である。平板および円柱、いずれの場合においても Reynolds 数  $Re_d \geq 1500$  では実験結果の相似性が明らかである。一方、 $Re_d \leq 300$  では、 $Re_d$  が小さくなるにつれて衝撃波形状はこの相似形状から外部流側に逸脱していく。また、これらの図において第 4 章のブラストウェーブ理論による結果を  $C_D$  を変化させて示した。ただし、 $C_D$  の値には、 $Re_d$  が無限に大きい場合に対応するものとしてニュートニアン理論 (modified Newtonian theory) によるもの ( $C_D = 1.22$ ) および  $Re_d$  が 0 の極限に対応するものとして自由分子流理論によるもの (ここではその代表的な値として  $C_D = 3.0$  とした [103][104]) の二つを用いた (付録 C 参照)。実験結果の傾向は本理論結果と照らし合わせることによって次のように説明できる。大きな  $Re_d$  の場合の相似性は理論による予測  $R_s/d = f(C_D, x/d)$  における  $C_D$  の一定性を表している。このことは、 $Re_d$  が大きい場合には平板の先端鈍頭部あるいは円柱前面部周りの流れ場がほぼ非粘性的であることを示している。一方、相似性からの逸脱は  $C_D$  の変化によるものである。本実験による衝撃波形状の変化の傾向は、 $Re_d$  が小さな領域では、 $Re_d$  が小さくなるにつれて  $C_D$  が大きくなることを示している。これは平板の先端鈍頭部あるいは円柱前面部における全抗力に対する粘性抗力の寄与が大きくなるためであると考えられる。このような  $C_D$  の変化の傾向は、極超音速希薄流条件 (高  $M_1$ , 低  $Re_d$ ) のもとで  $Re_d$  を変化させたときの円柱の  $C_D$  の計測を行っている文献結果 [99][100] と矛盾しない。実験結果とブラストウェーブ理論の間の定量的な差は、理論に用いられた仮定、特に平板の有限の厚みを考慮していないことおよび強い衝撃波の条件に起因しているものと考えられる。有限の Mach 数の影響を考慮すれば実験結果とよく一致することは文献 [29] において示されている。

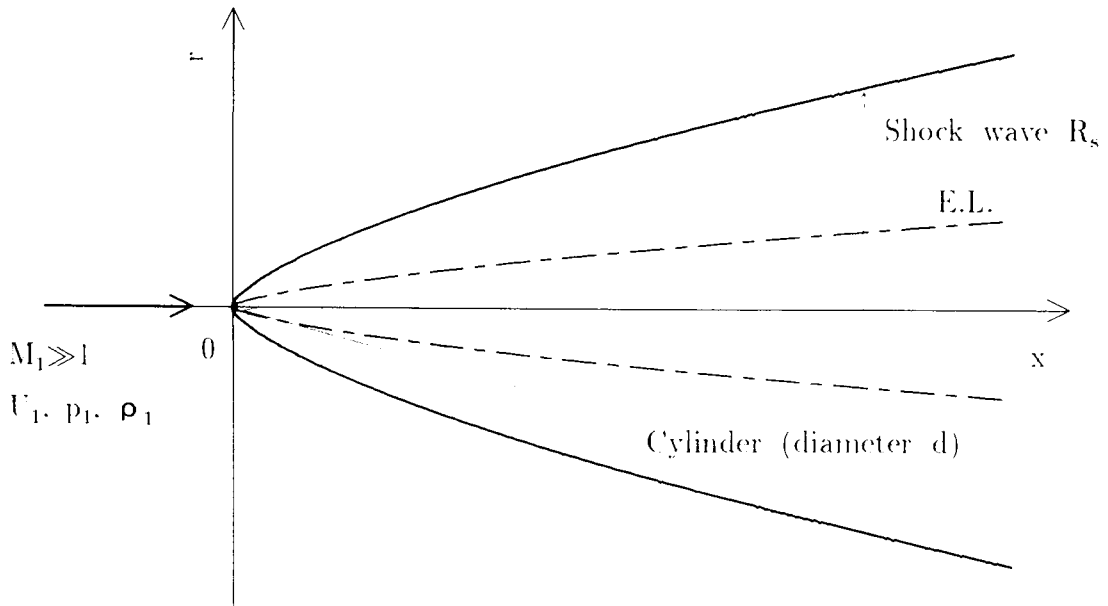


## 5.4 結言

平板周りと円柱周りの流れ場を比較することにより、平板周りの流れ場における鈍頭性および境界層成長の影響を明らかにした。平板上の極超音速流の流管は、境界層排除厚さの影響のみによって曲げられるというよりも、膨張しながら流れている。また、衝撃波の生成は、極めて小さな Reynolds 数  $Re_d$  の場合でも鈍頭性に支配される。衝撃波形状について、距離  $x/d$  が小さな領域では鈍頭性の影響が大きく、 $x/d$  が大きい場合でもこの影響が消えることはない。平板境界層成長の影響は  $x/d$  が大きな領域で現れ、これは衝撃波をやや外部流側へ押しやる。次に、衝撃波形状の相似性について調べた。実験結果より、この相似性が円柱周りの衝撃波形状に対しても存在することが確認された。Reynolds 数  $Re_d$  を小さくしていったとき、この相似性からの逸脱がいずれの実験においても観察され、これは平板の鈍頭部あるいは円柱前面における粘性抗力の影響によるものであることを、衝撃波形状の実験的観察とブラストウェーブ理論の結果を考察することにより説明することができた。



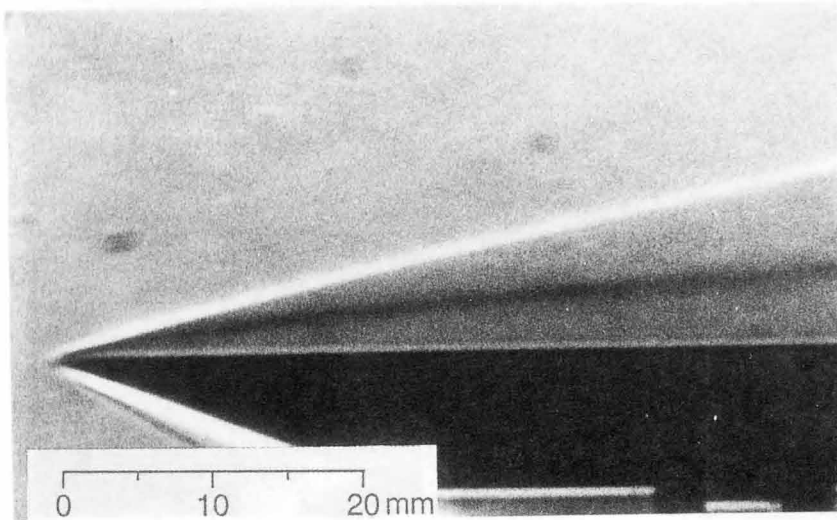
a) Flat plate



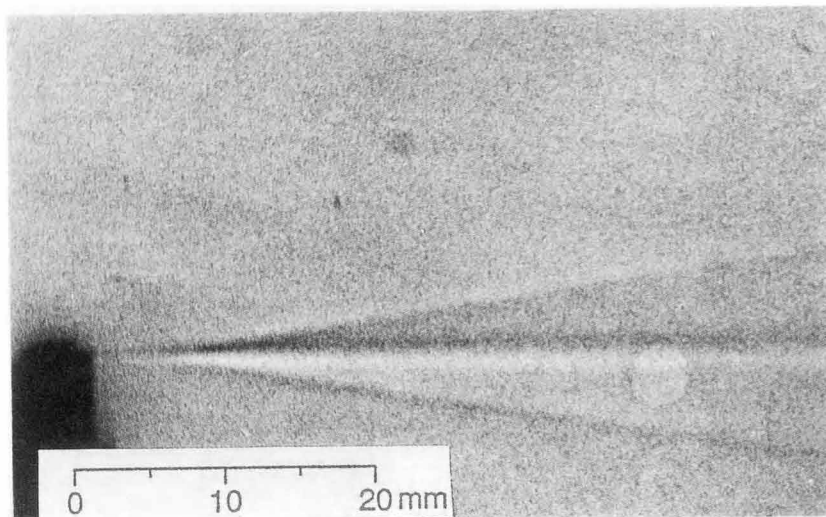
b) Cylinder

(B.L.:Outer edge of boundary layer E.L.:Outer edge of entropy layer)

図 5.1: 平板周りと円柱周りの流れ場の比較 (模式図)

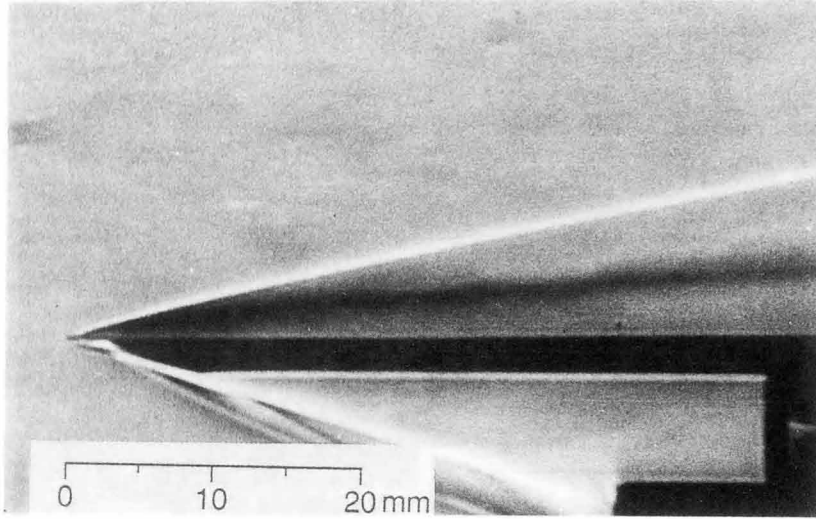


a) Flat plate

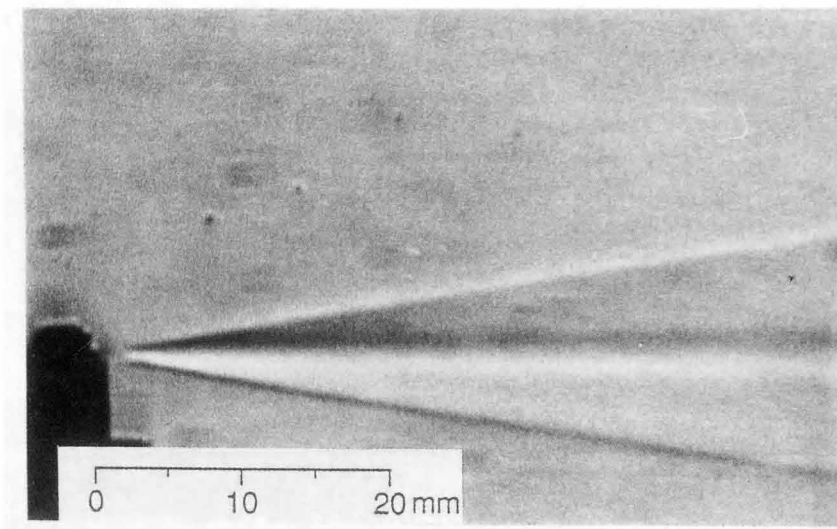


b) Cylinder

図 5.2: 平板周りと円柱周りの流れ場の比較 ( $Re_d \approx 50$ )

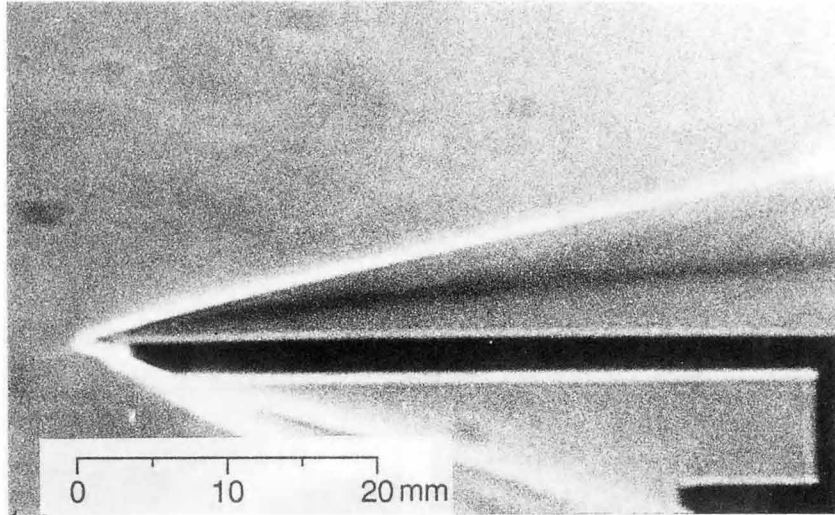


a) Flat plate

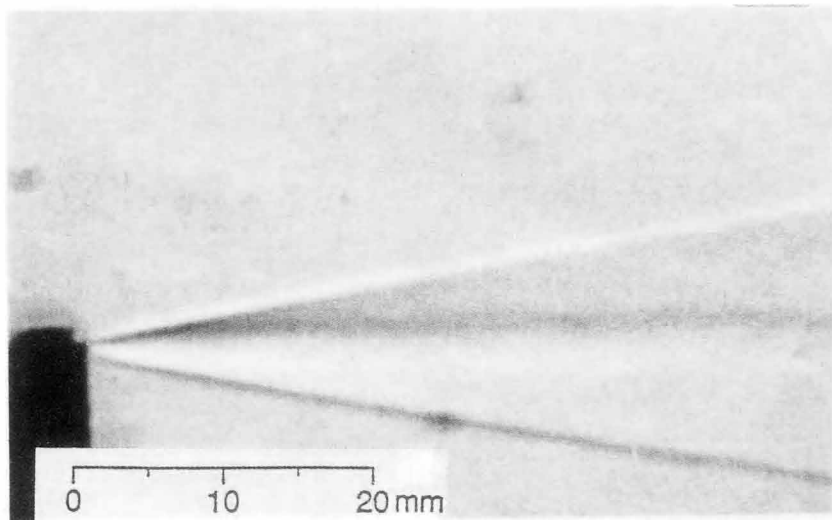


b) Cylinder

図 5.3: 平板周りと円柱周りの流れ場の比較 ( $Re_d \approx 150$ )

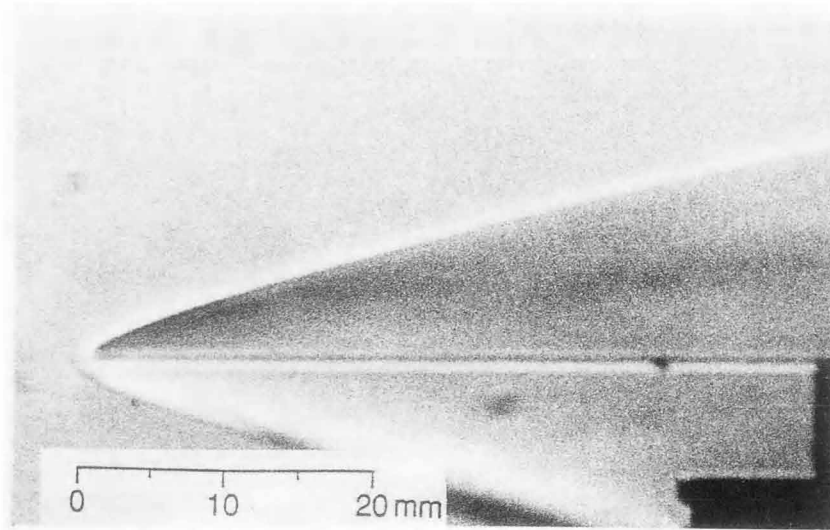


a) Flat plate

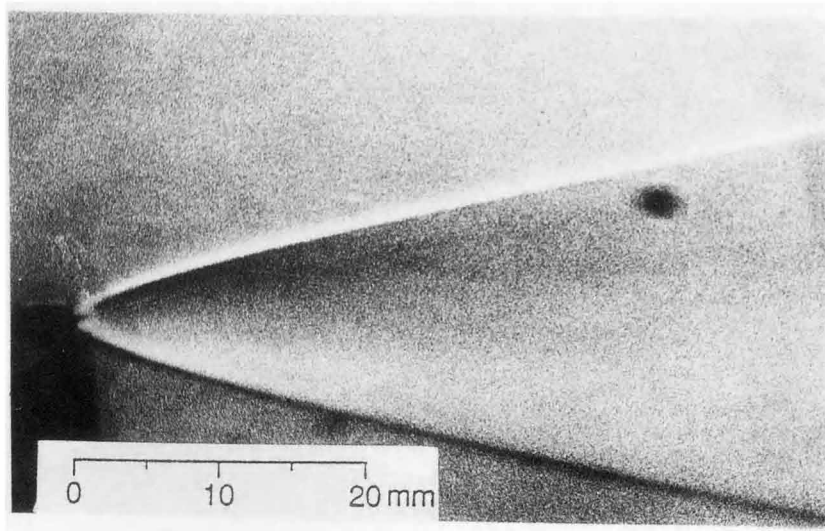


b) Cylinder

図 5.4: 平板周りと円柱周りの流れ場の比較 ( $Re_d \approx 300$ )

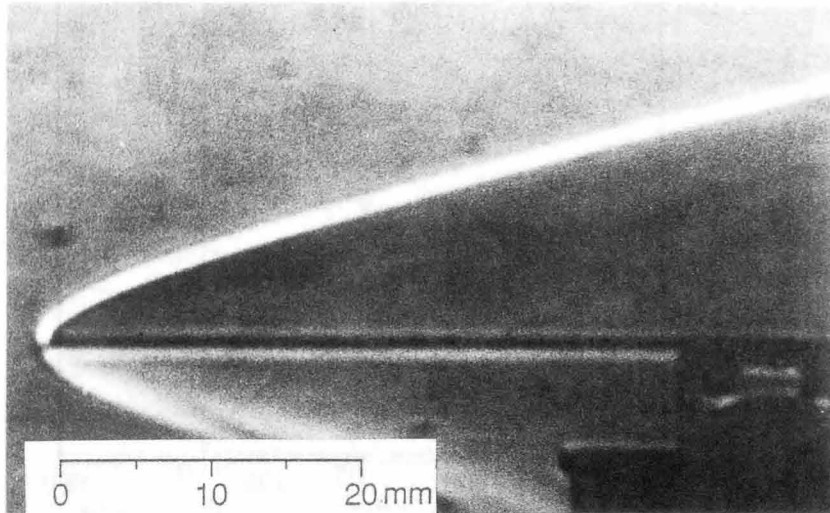


a) Flat plate

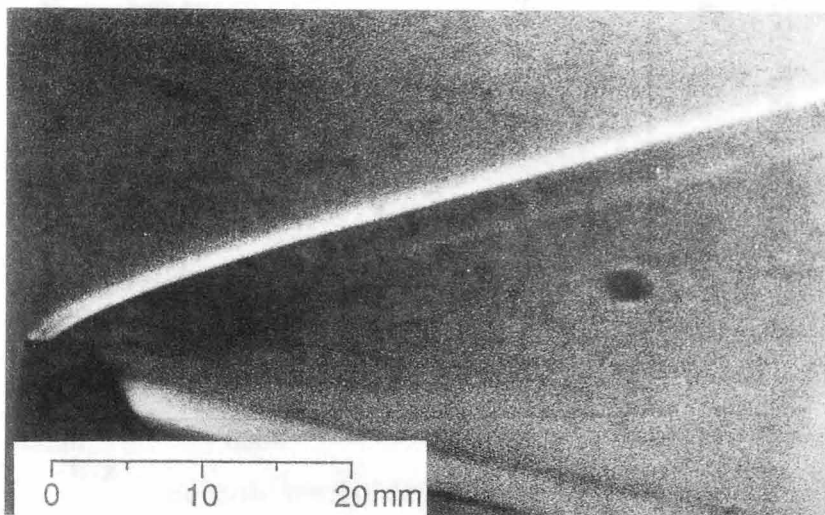


b) Cylinder

図 5.5: 平板周りと円柱周りの流れ場の比較 ( $Re_d \approx 1500$ )



a) Flat plate



b) Cylinder

図 5.6: 平板周りと円柱周りの流れ場の比較 ( $Re_d \approx 3000$ )

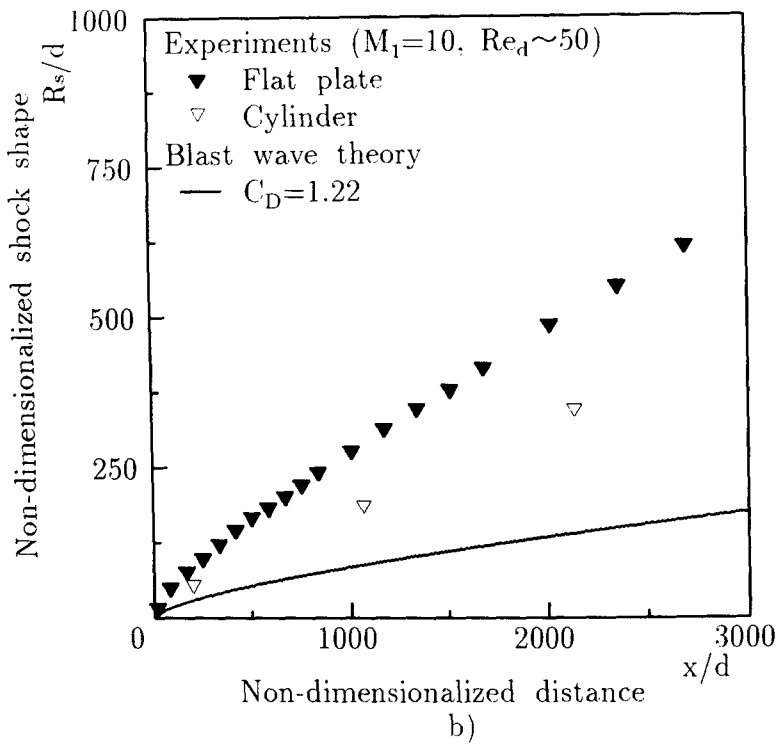
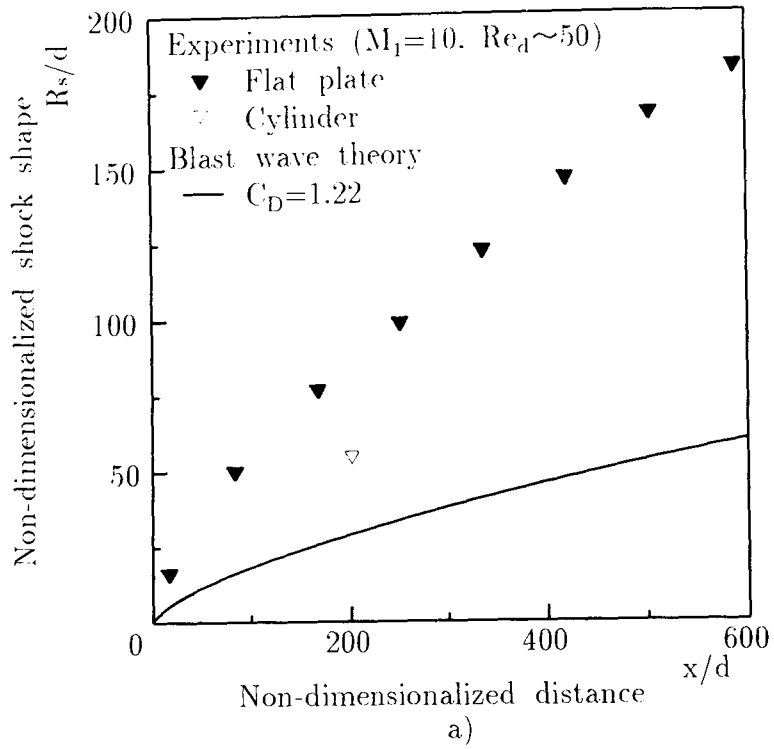


図 5.7: 平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 ( $Re_d \approx 50$ )



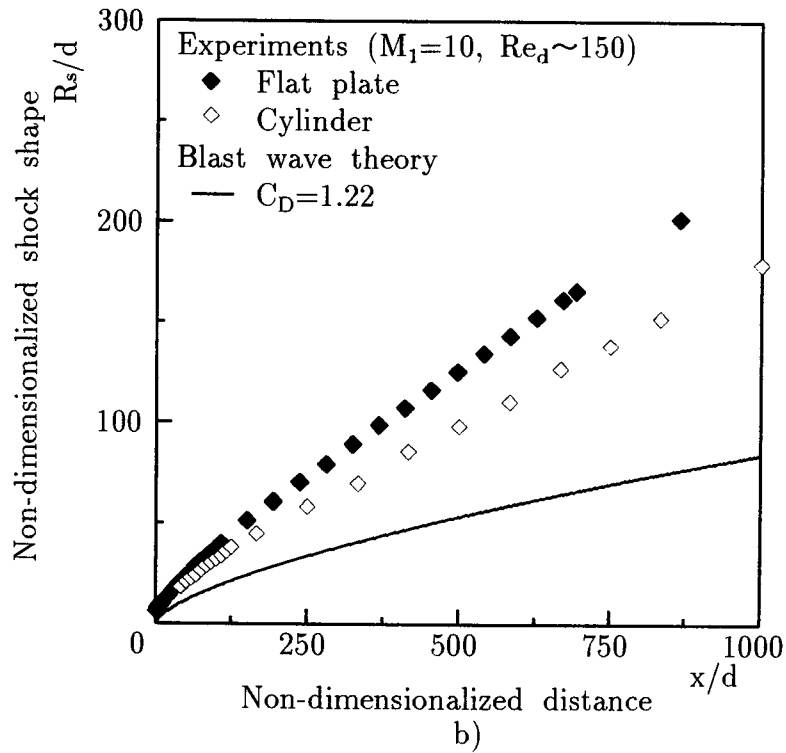
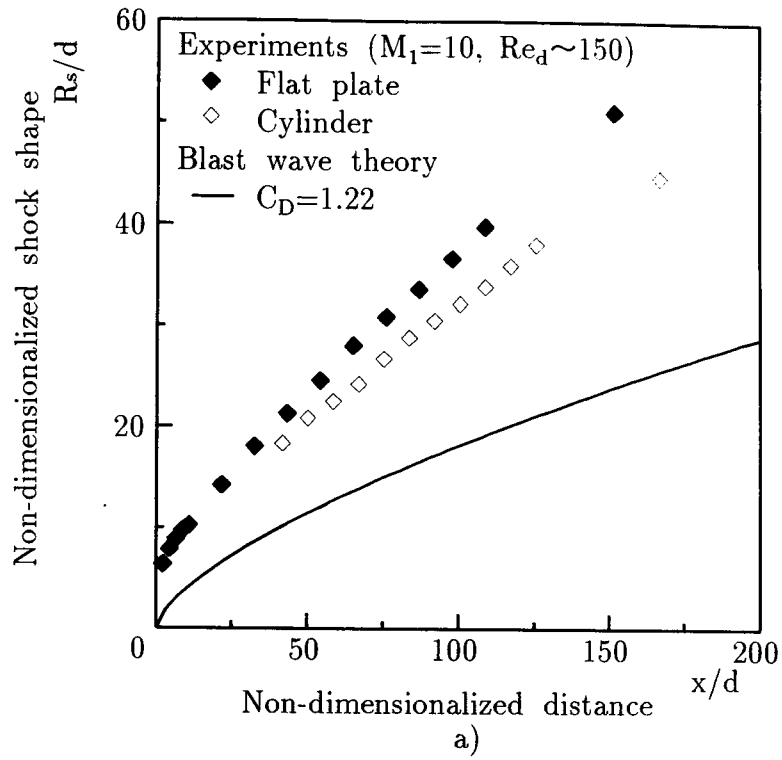


図 5.8: 平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 ( $Re_d \approx 150$ )

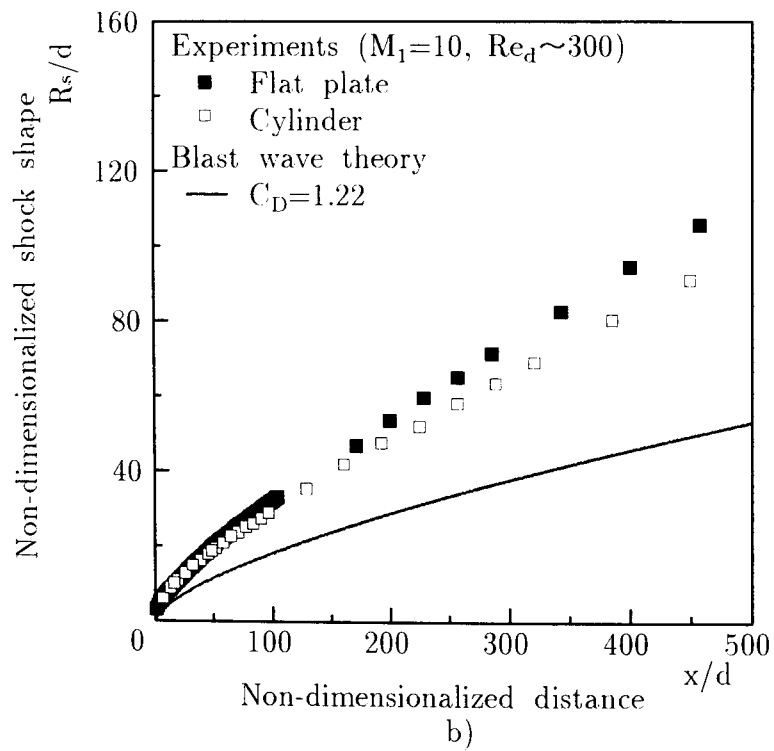
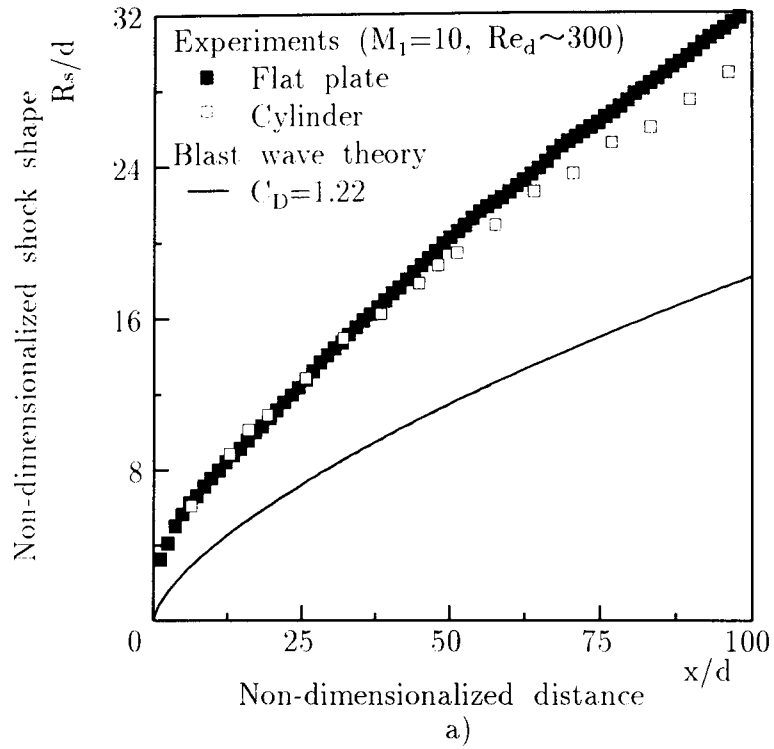


図 5.9: 平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 ( $Re_d \approx 300$ )

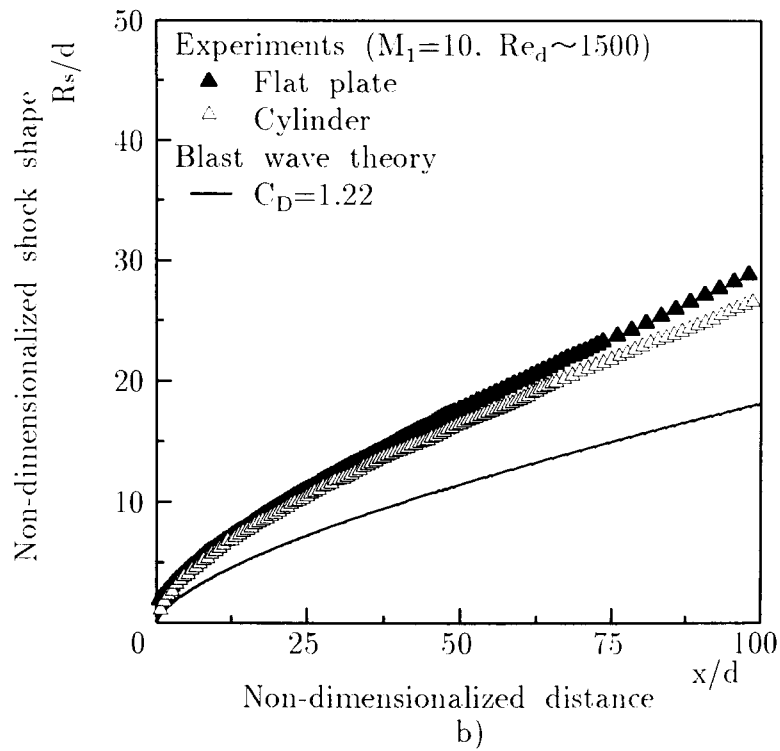
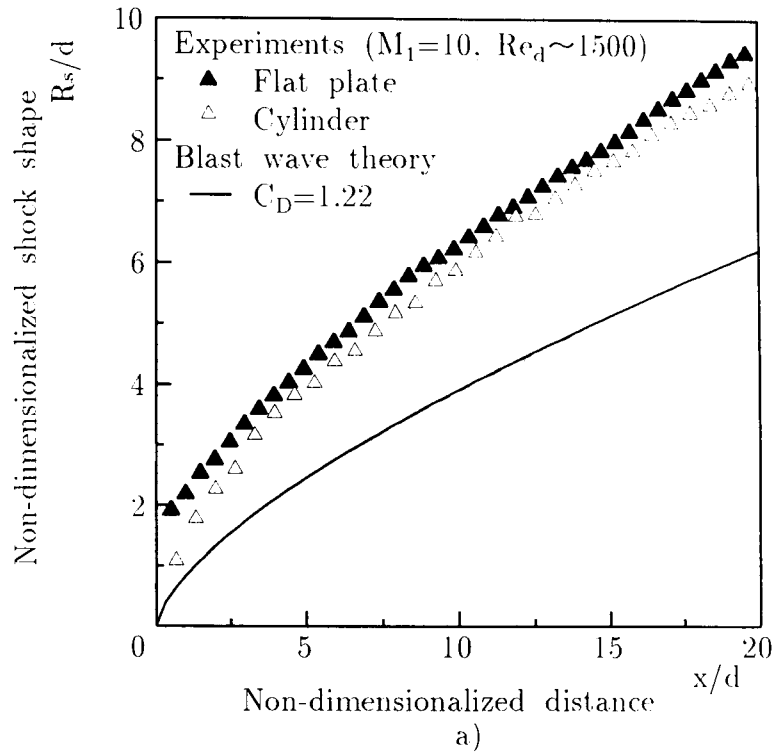


図 5.10: 平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 ( $Re_d \approx 1500$ )

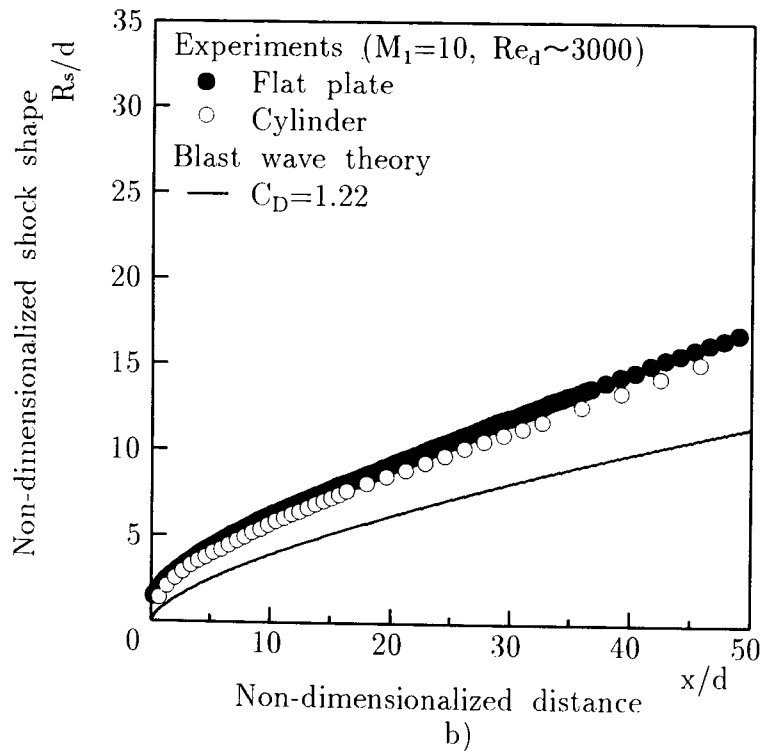
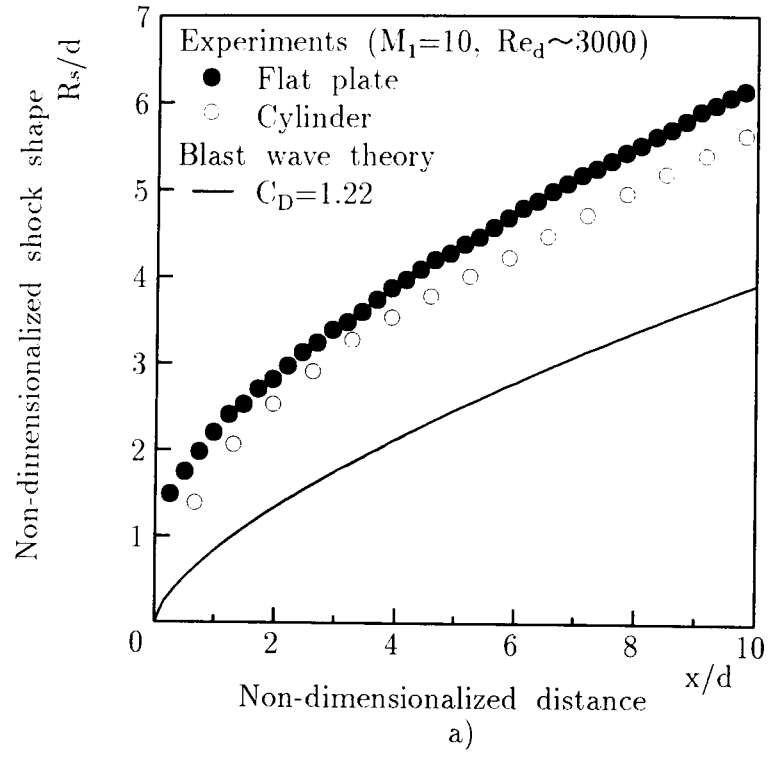


図 5.11: 平板周りと円柱周りの衝撃波形状の比較 ( $Re_d \approx 3000$ )

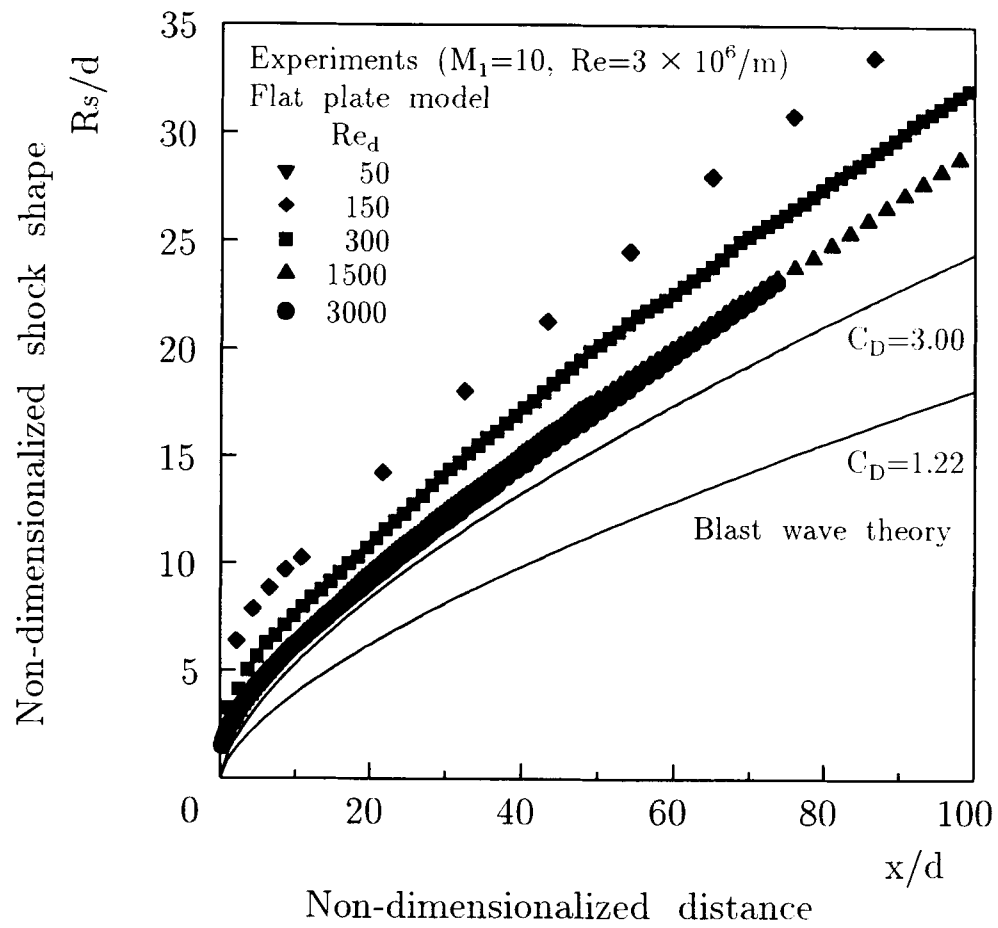


図 5.12.a: 平板周りの衝撃波形状に対する Reynolds 数  $Re_d$  変化の影響

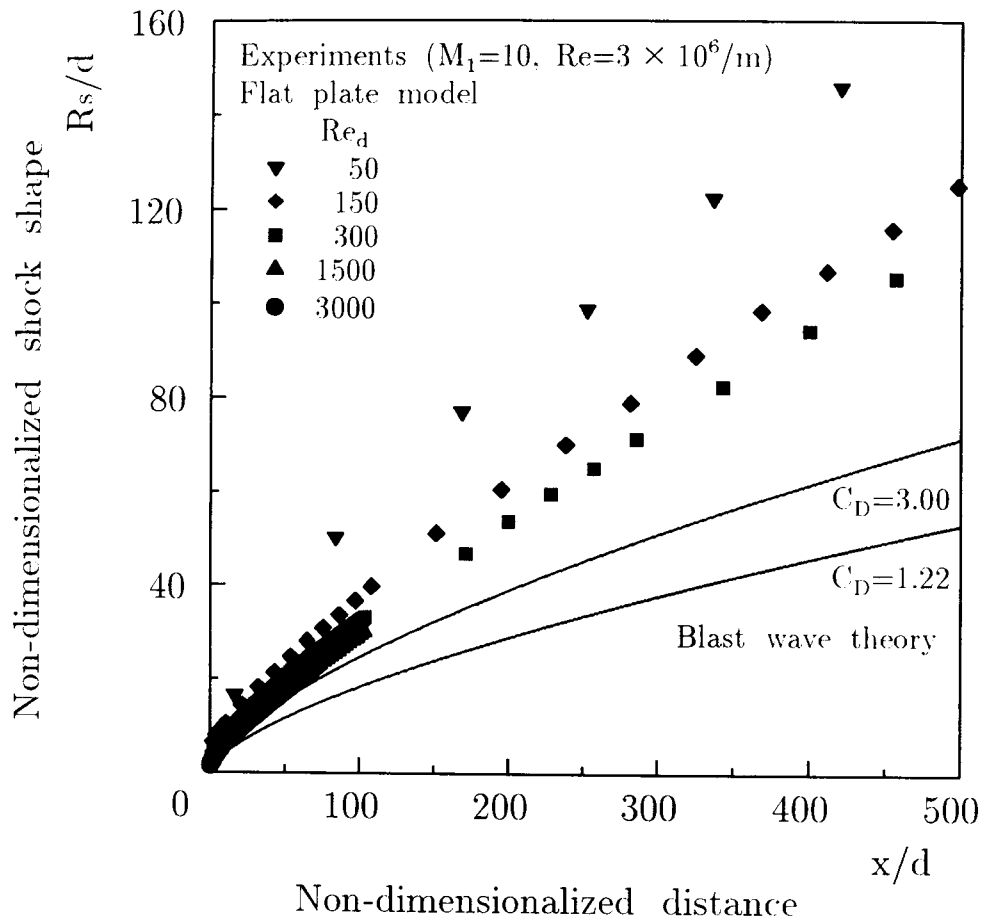


図 5.12.b: 平板周りの衝撃波形状に対する Reynolds 数  $Re_d$  変化の影響

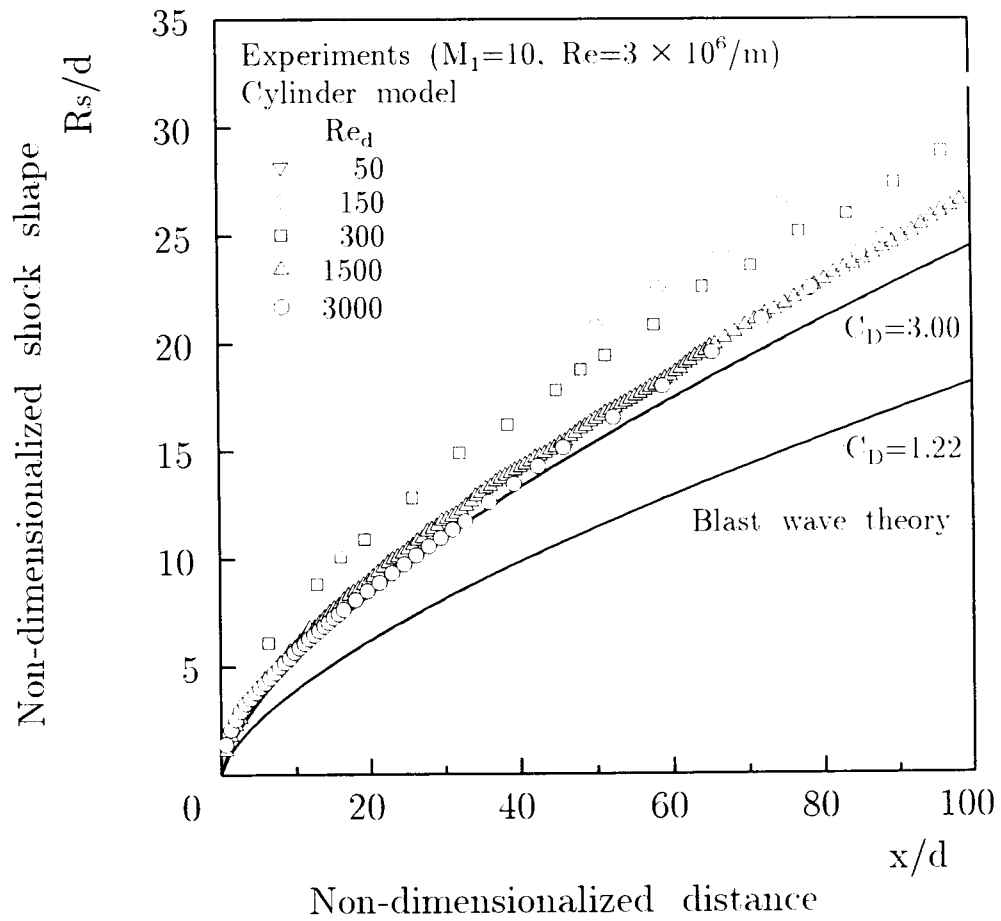


図 5.13.a: 円柱周りの衝撃波形状に対する Reynolds 数  $Re_d$  変化の影響

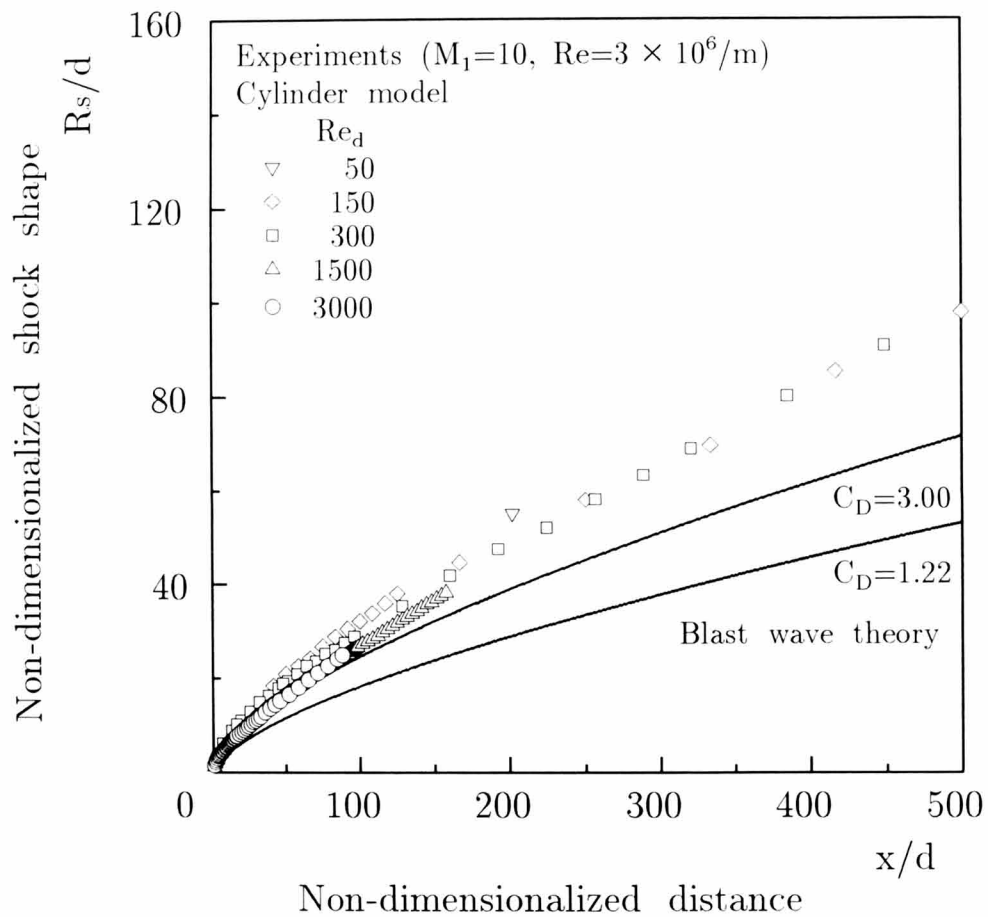


図 5.13.b: 円柱周りの衝撃波形状に対する Reynolds 数  $Re_d$  変化の影響



## 第 6 章

# やや鈍い先端を有する平板周りの極超音速粘性流れ場における迎え角の影響

### 6.1 緒言

第 5 章において極超音速流中における鈍頭性および粘性境界層の影響について明らかにした。本章では後続体形状（平板迎え角）の影響について実験的に明らかにする。

さて、Reynolds 数  $Re_d$  がある程度小さい場合、一般的には先端は“鋭い (sharp)”と呼ばれるが、理想的に鋭い先端 ( $Re_d = 0$  の場合に対応する) を現実を得ることは不可能である。すなわち  $Re_d$  が 0 ではない有限の値をとるかぎりには鈍頭性を有するものとするのが正確であり、“鋭い”という言葉は意図的に鈍頭性の影響を（現実には必ず存在するにも関わらず）無視するとき用いられてきたようである [10]-[12][16]-[20][24]。この意味での、“鋭い”という言葉に対応する  $Re_d$  の値はおよそ 300 ~ 450 程度以下 [2][3][22] とされてきたが、このような経緯のために、この程度に小さな  $Re_d$  の場合には鈍頭性の影響は無視されてきた。例えば、平板の迎え角がある程度大きな場合には、衝撃波形状は斜め衝撃波関係式によって十分表されるとされる。また迎え角が小さいあるいは 0 の場合には衝撃波の生成、形状、そして流れ場は平板境界層の成長の影響によってのみ説明されてきた（自己誘導粘性干渉モデル）。しかしながら、実際には、小さな  $Re_d$  の場合でも鈍頭性が流れ場および衝撃波形状に与える影響は大きく、境界層の影響は二次的なものであることが第 5 章で示された。よって、極超音速流低  $Re_d$  の範囲における平板迎え角の流れ場への影響は一般に認識されているほ

ど十分に知られているとは言えない。

本章では、 $Re_d$ および迎え角  $\alpha$  を変化させて可視化実験を行い、この結果をプラストウェーブ理論（第4章参照）と比較することにより、鈍頭部の流れがその背後の流れに与える影響と迎え角の影響の関係について明らかにする。

## 6.2 実験概要

シュリーレン法による可視化実験は第3章で述べた無隔膜衝撃風洞にて行った。これによって従来の金属隔膜方式の場合に問題であった、隔膜の破片で汚染された気流による模型の損傷がなくなり、同一模型による再現性の確認が可能になった。試験気体は空気である。測定部気流 Reynolds 数  $Re/m$  は約  $3 \times 10^6/m$  である。

鈍頭平板模型は第5章で用いたものと同じで、先端厚み  $d$  が 0.05, 0.10, 1.00mm のもの3種類を用い、これに対応する  $Re_d$  はそれぞれ、150, 300, 3000 である。Reynolds 数  $Re_d$  が 3000 程度以上では鈍頭部の流れはほぼ非粘性的であるとされている [27]。迎え角  $\alpha$  は  $-10^\circ \sim 25^\circ$  まで変化させた。

## 6.3 結果および考察

迎え角  $\alpha$  の変化に対する流れ場の変化の様子を図 6.1 ~ 6.3 に示す。第5章において、迎え角がない場合 ( $\alpha = 0^\circ$ ) に衝撃波と平板の間の流れ場内において、一樣流に垂直に外部流から平板側に向かって密度が小さくなる層が観察され（写真では黒く写っている層）、これは先端部の鈍頭性のために生成されたエントロピー層の外縁であり、これはまた平板表面上における粘性の影響を受けていることが分かっている。可視化例より、 $\alpha$  が比較的小さいとき ( $\alpha < 10^\circ$ ) には、 $\alpha$  を大きくしていくと衝撃波と平板の間の流れ場の厚みは小さくなり、それとともにエントロピー層の外縁の鮮明さが増し、また平板に沿うようになる。これは  $\alpha$  の増加とともに平板迎え角による圧縮の効果が流れ場に与える影響が強くなっていくことを示している。さらに  $\alpha$  を大きく ( $\alpha > 10^\circ$ ) していくと衝撃波と平板の間の流れ場の厚みの変化はそれほど顕著ではなくなり、またこの流れ場内部の様子も大きくは変化しない。可視化写真からのこれらの定性的結果は、流れ場への影響について、迎え角による圧縮の効

果の占める割合が迎え角の増加とともに大きくなっていくことを示すとともに、鈍頭性の影響は迎え角が大きい場合でも存在していることを示している。

衝撃波形状に対する迎え角  $\alpha$  の影響を図 6.4 に示す。迎え角  $\alpha$  が小さいとき ( $\alpha < 5^\circ$ )、衝撃波形状の特性は  $\alpha = 0^\circ$  のものとそれほど変わらず、 $\alpha$  の増減に応じて上下する程度である。すなわち  $\alpha$  が小さいときは、衝撃波形状は鈍頭性の影響を強く受け、迎え角による圧縮あるいは膨張の効果（非定常 1 次元流ではピストン表面による圧縮あるいは膨張の効果）のためにやや上下する程度である。一方、 $\alpha$  が大きいとき、衝撃波形状は上流では鈍頭性の影響を強く受けるものの、ある程度下流ではほぼ直線状となり、迎え角の影響が強く現れている。次に  $Re_d$  の変化の影響を図 6.5 ~ 6.8 に示す。実験では  $Re_d$  が小さいほど衝撃波形状は上側に移行している。一方、ブラストウェーブ理論において  $C_D$  を変化させた場合の計算結果も同図に示す。ただし、 $C_D$  の値には、 $Re_d$  が無限に大きい場合に対応するものとしてニュートニアン理論によるもの ( $C_D = 1.22$ ) および  $Re_d$  が 0 の極限に対応するものとして自由分子流理論によるもの（ここではその代表的な値として  $C_D = 3.0$  とした [103][104]）の二つを用いた（付録 C 参照）。Reynolds 数  $Re_d$  の変化に対して実験結果とブラストウェーブ理論の傾向は一致している。以上より、 $Re_d$  の変化に対する傾向はブラストウェーブ理論では  $C_D$  の増減により表現されると考えられる。すなわち、小さな  $Re_d$  の値の範囲では鈍頭部における  $C_D$  は  $Re_d$  の減少にともなって増加し、そしてこれはそこでの粘性の影響が現れるためと考えられる。これは第 5 章で得られた結論と同じである。実験結果とブラストウェーブ理論の間の定量的な差は、理論に用いられた仮定、特に平板の有限の厚みを考慮していないことおよび強い衝撃波の条件に起因しているものと考えられる。迎え角がない場合に対して、有限の Mach 数の影響を考慮すれば実験結果とよく一致することは文献 [29] において示されている。

## 6.4 結言

可視化実験とブラストウェーブ理論の結果を比較することにより、迎え角を有する鈍頭平板周りの極超音速流れ場について以下のような知見が得られた。迎え角  $\alpha$  による圧縮の効果の流れ場への影響は、迎え角の増加とともに大きくなっていく。迎え

角  $\alpha$  が小さいときは、衝撃波形状は先端鈍頭部の影響を強く受け、迎え角による圧縮あるいは膨張の効果（非定常1次元流では平板表面によるピストン効果）のためにやや上下する程度である。一方、迎え角  $\alpha$  が大きいとき、衝撃波形状は上流では鈍頭部の影響を強く受けるものの、ある程度下流ではほぼ直線状となり、迎え角の影響が強く現れる。これらの実験結果はブラストウェーブ理論の結果と比較して、よく一致した。

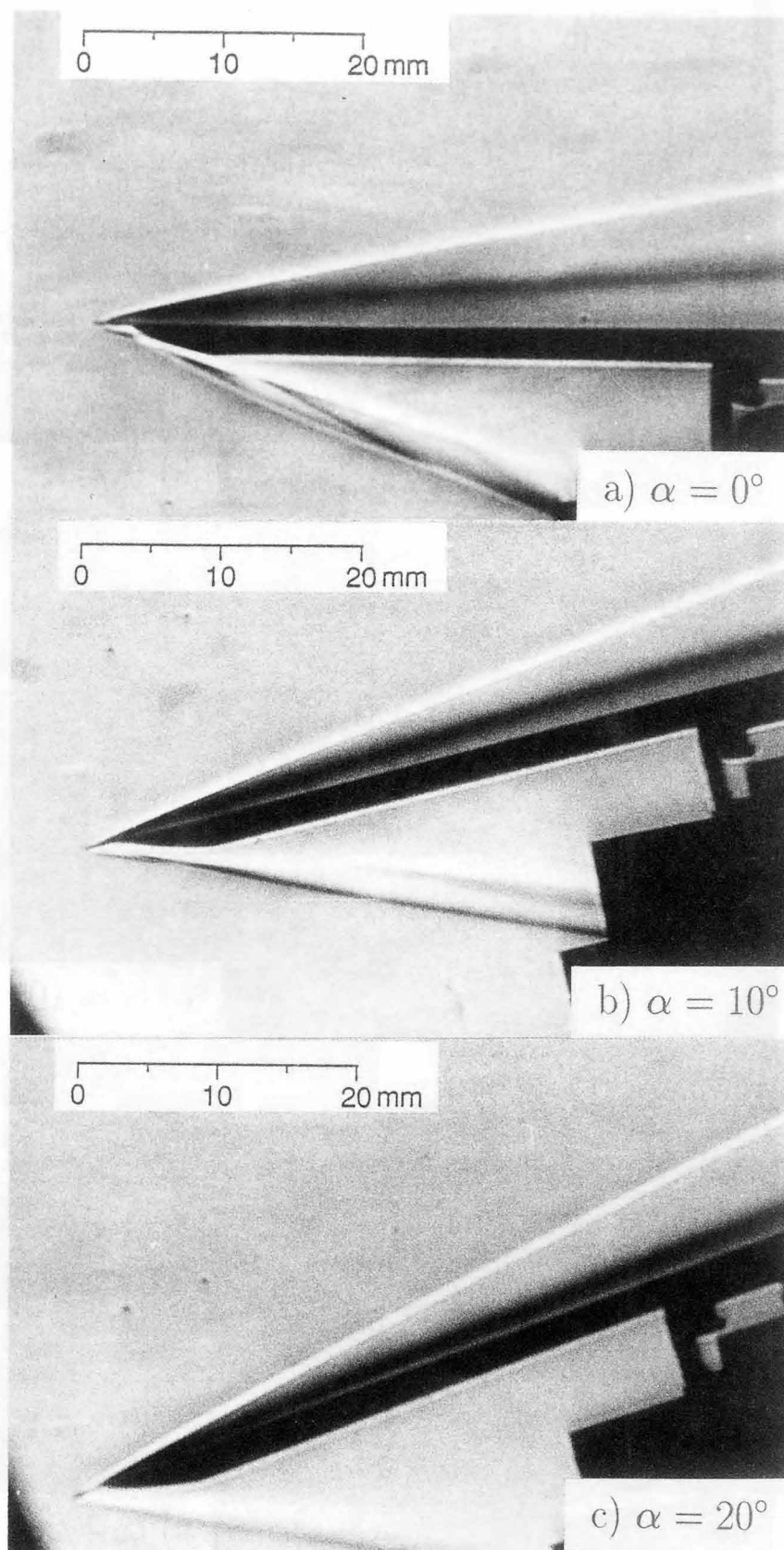


図 6.1: 流れ場に対する迎え角  $\alpha$  の影響 ( $Re_d \approx 150$ )

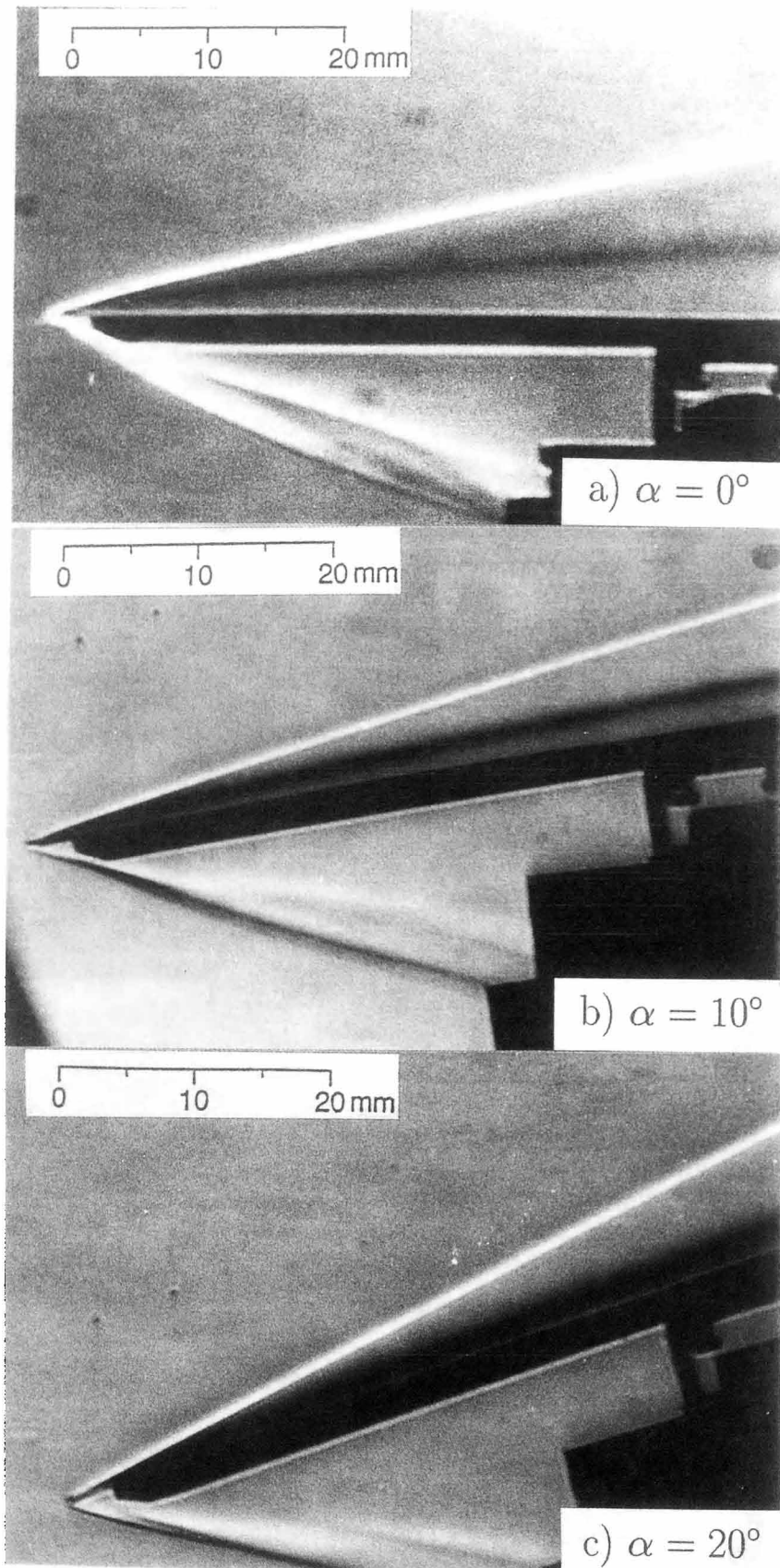


図 6.2: 流れ場に対する迎え角  $\alpha$  の影響 ( $Re_d \approx 300$ )

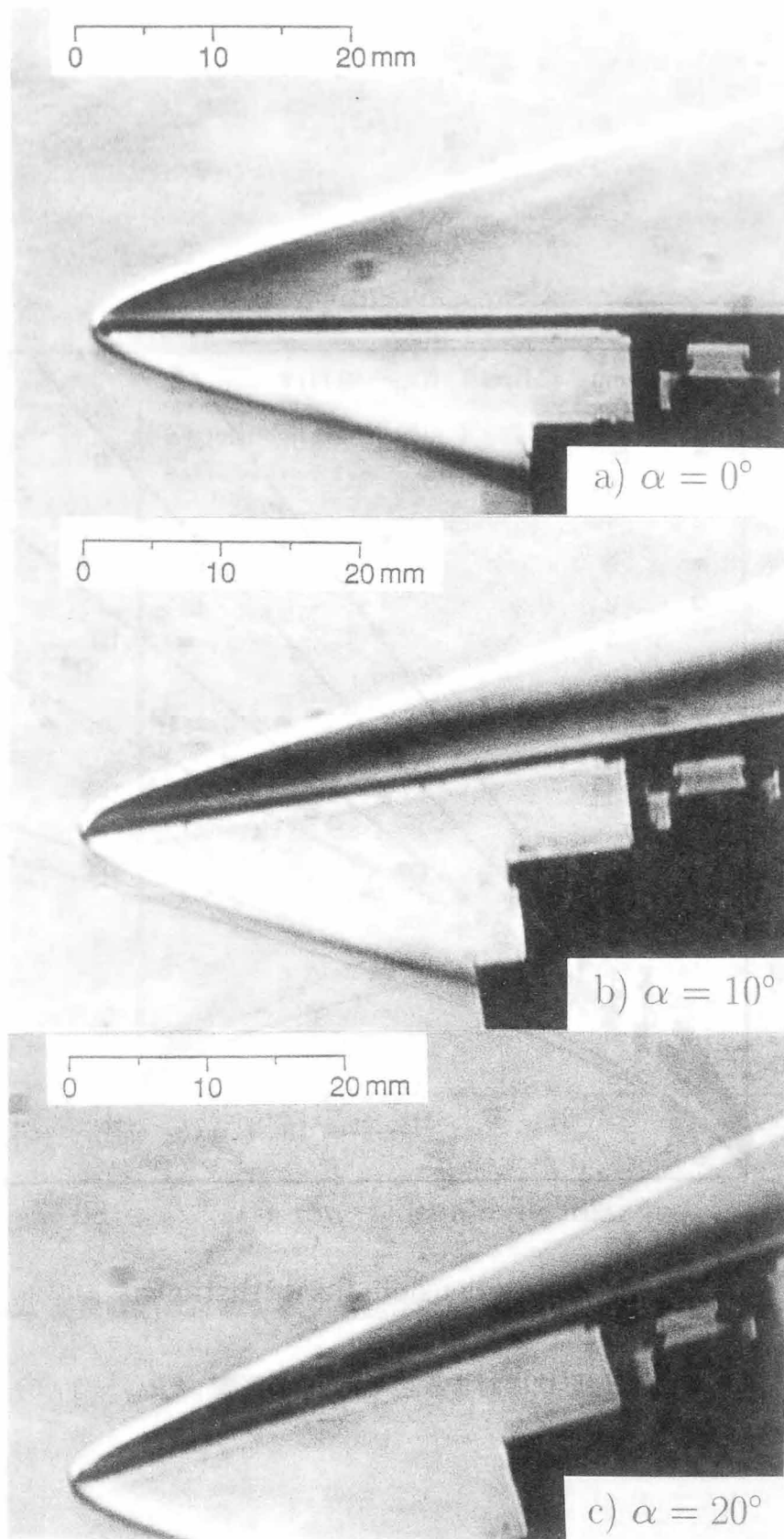


図 6.3: 流れ場に対する迎え角  $\alpha$  の影響 ( $Re_d \approx 3000$ )

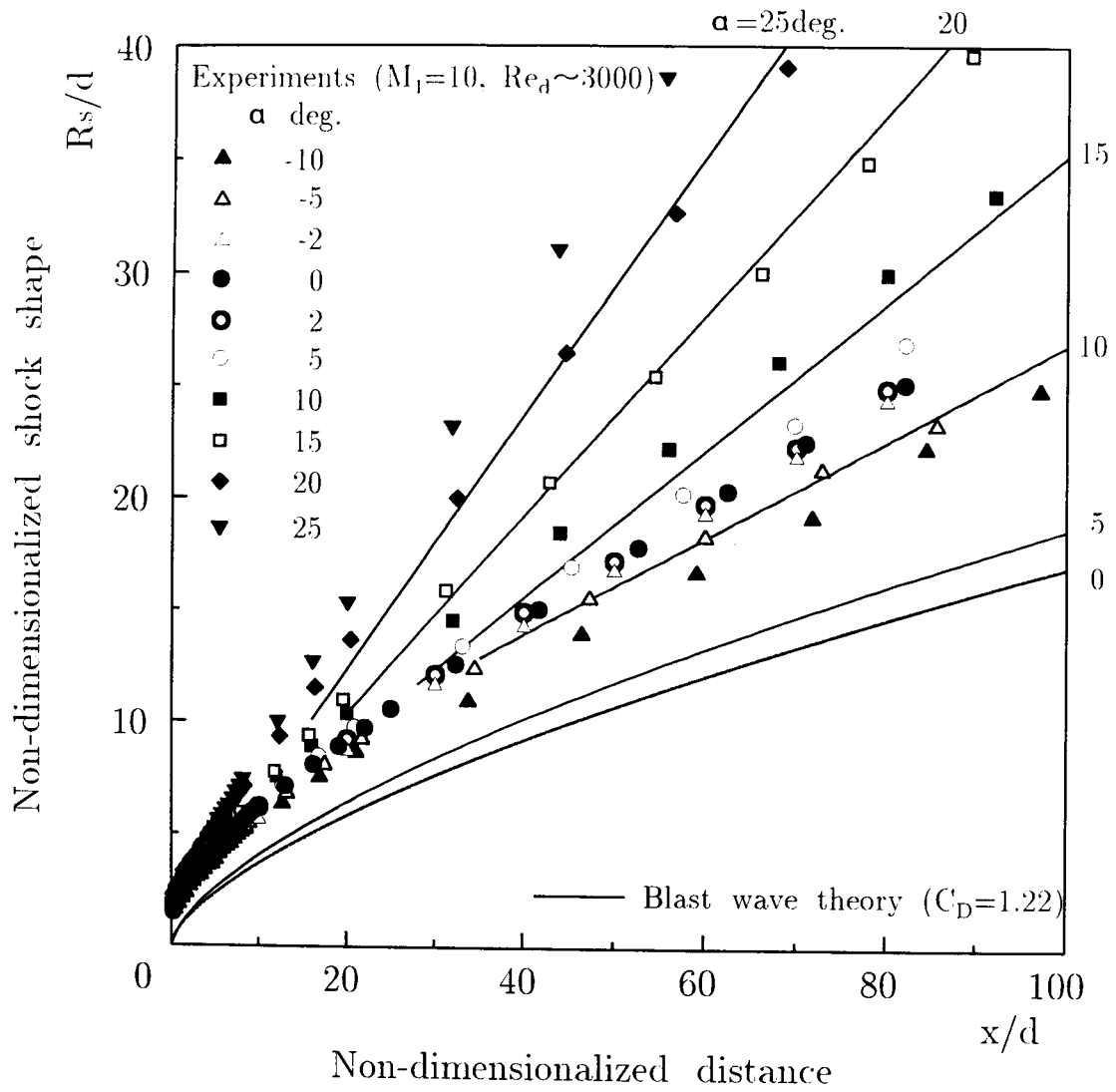


図 6.4: 衝撃波形状に対する迎え角  $\alpha$  の影響 ( $Re_d \approx 3000$ )



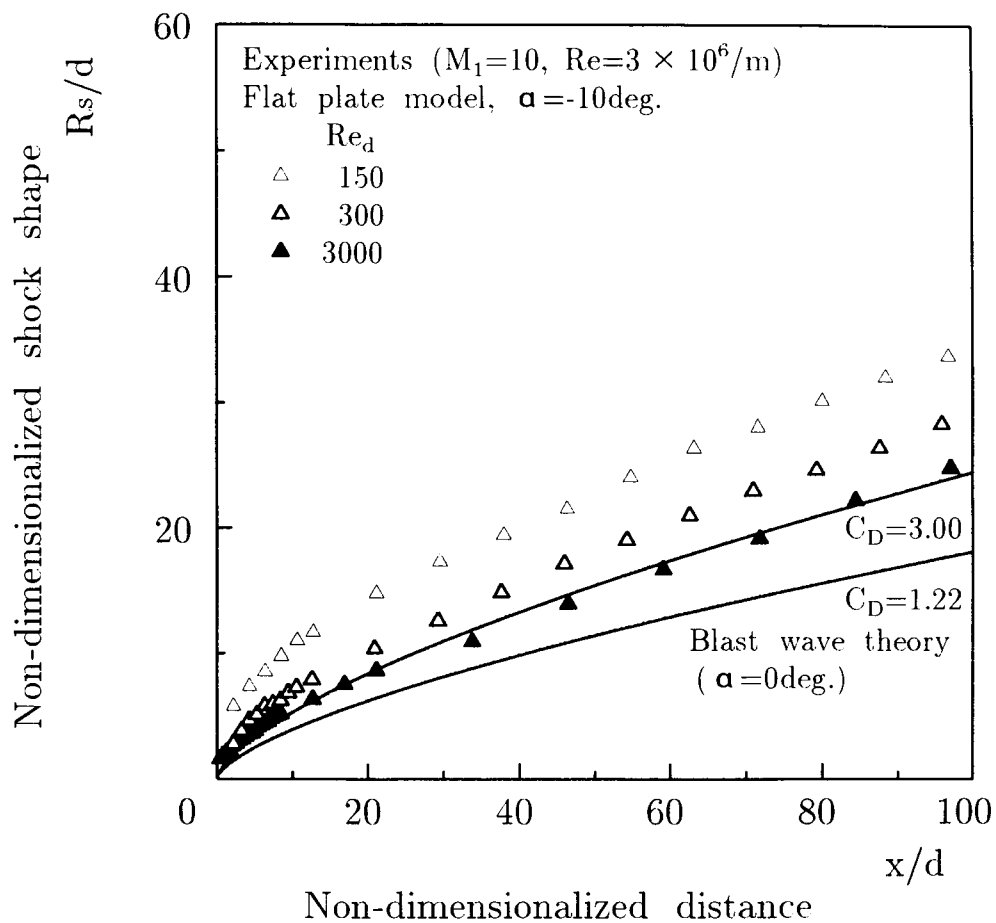


図 6.5: 衝撃波形状に対する Reynolds 数  $Re_d$  変化の影響 ( $\alpha = -10^\circ$ )

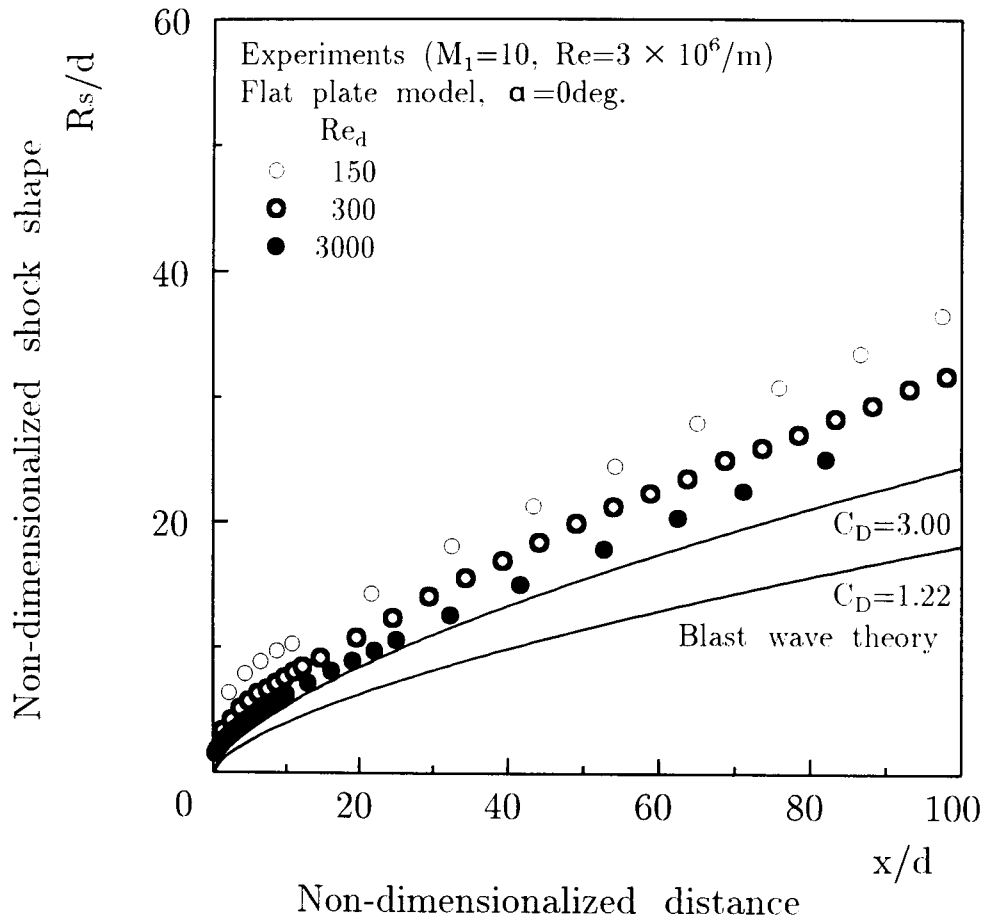


図 6.6: 衝撃波形状に対する Reynolds 数  $Re_d$  変化の影響 ( $\alpha = 0^\circ$ )

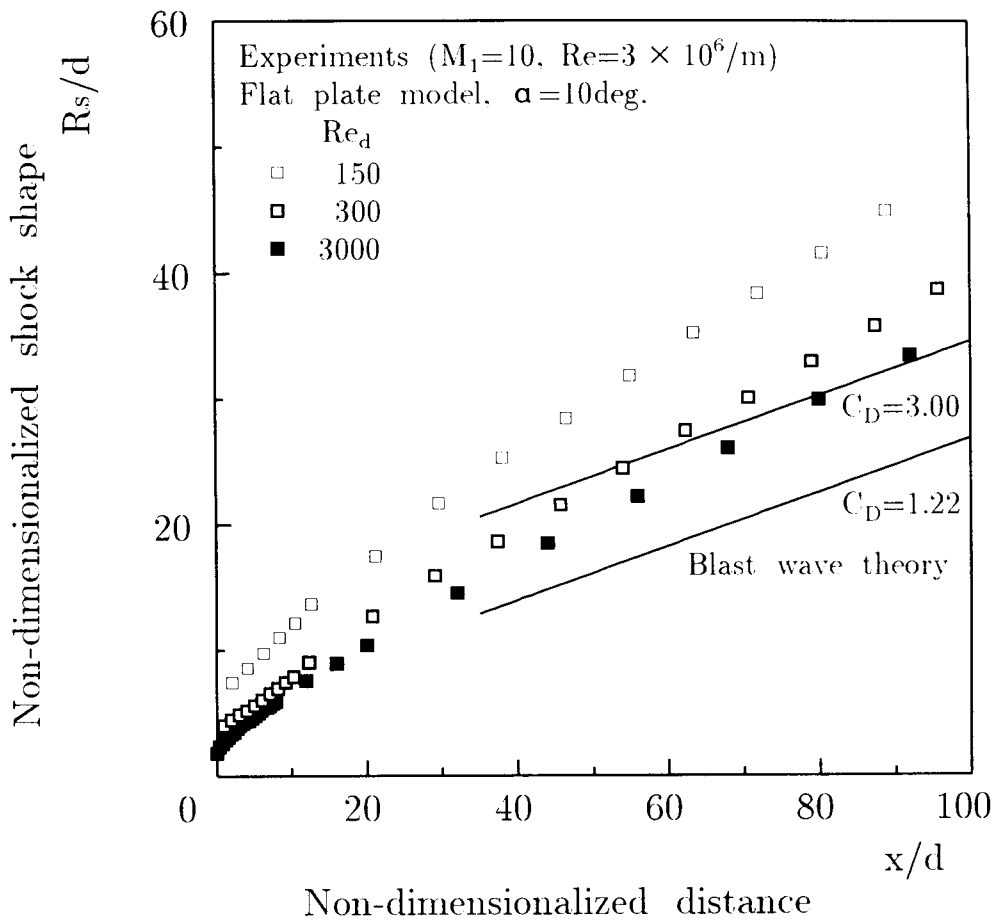


図 6.7: 衝撃波形状に対する Reynolds 数  $Re_d$  変化の影響 ( $\alpha = 10^\circ$ )

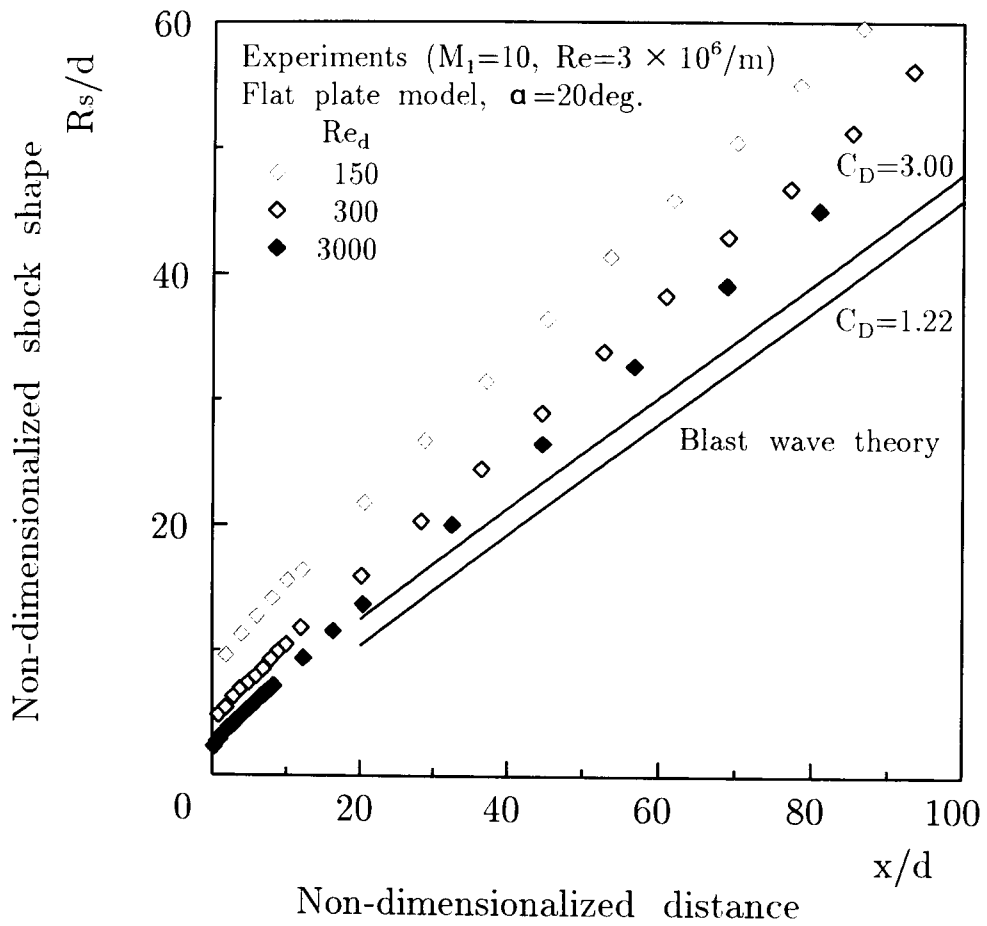


図 6.8: 衝撃波形状に対する Reynolds 数  $Re_d$  変化の影響 ( $\alpha = 20^\circ$ )

## 第7章

# スパークトレーサー法による極超音速流れ場の可視化法

### 7.1 緒言

先端流問題に関連して、先端部後方にある流れ場における先端部の流れ場の影響を調べることは工学的に重要である。実際の極超音速飛翔体は先端部後方に、胴体と推進機、主翼・尾翼との結合部、操舵面などの角部、および後端部を必ず有する。これらの領域では、先端部を通過して機体表面上を流れてきた境界層が流れ込み、流れの剥離・再付着などが生じる場合があり、このとき再付着部では空力加熱率が急激に上昇するとともに、機体の姿勢制御効果や推進機性能が損なわれる [30][31]。このような実際の流れ場の状況は図 7.1 に示す鋭い角部周りの流れ場で理想化できる。この問題については理論的研究 [35][36] とともに、近年では完全 Navier-Stokes 方程式を用いた数値計算による研究 [41]–[43] も数多い。特にこの数値流体力学によれば流れ場の様子は詳細かつ定量的に得られる。しかしながら、流れ場を支配するパラメータが多く、普遍的な流れ場のモデル化は困難であるため、未だその詳細な構造が解明されているとは言えない状況にある。このため、構造解明とともに様々な条件下におけるデータの蓄積・データベース化などを目的とする実験的研究の重要性は近年ますます高まり、現在でも多くの基礎研究 [43]–[45] が行われている。

さて、先端部近傍や前段で述べた角部などの周りの複雑な流れ場についての実験的研究の歴史は古い。表面熱伝達率および表面圧力の分布については、これらの量によって流れ場の様子もおおよそ類推できるため、多くの文献（例えば、角部周りの流れ

場について [31]-[34][37]-[40][43]-[45][50]-[52][54]) で測定されている。剥離位置を特定するには、表面摩擦分布 [55]、油膜法により得られる表面流線 [31][56] などが用いられる。これらはいずれも流れ場内で生じている現象の結果として物体表面に現れる情報である。一方、流れ場の構造をより理解するためにも流れ場内の情報は不可欠であるが、極超音速流実験においてこれらを得ることは一般に非常に難しい。すでに確立された方法として挙げられるのはプローブ法および密度変化を利用した可視化法程度である。ところで、先端部近傍や角部周りの流れ場のように流れの圧縮や膨張が生じる領域においては主流方向速度が大きな変化勾配を（物体表面の法線方向に対してと同様に主流方向に対しても）もつことが特徴の一つで、それゆえ速度場に関する情報は基本的かつ極めて重要であると考えられるが、これを直接的に測定あるいは可視化したような実験的研究は見あたらない。

速度はプローブ法によれば原理的には定量的に得られる [57] が、プローブ挿入による乱れの度合いが大きい、極超音速風洞の気流持続時間は一般に非常に短いので流れ場内でプローブを精度よく移動させるのに非常な労力を要する、物体表面近傍および剥離領域では精度が極度に悪化する [54][55] などの欠点がある。これによる測定例 [10][54][55] もいくぶん低い Mach 数 (3~6 程度) のものしか見あたらない。シュリーレン法、シャドウグラフ法、マッハ・ツェンダー干渉法などによる可視化では密度場に関する情報が得られ、これを定量化したものと別に測定した他の物理量とを用いれば速度場が得られる。ただし、このためには別の測定（例えばプローブ法など）が必要で、また密度場定量化の技術は高度なものが要求される。また、試験気体とは別のトレーサー粒子の導入を要するトレーサー法では極超音速風洞実験における低密度な高速気流条件下で適当に振る舞ってくれるトレーサーを選定することが問題となる。トレーサー法のうち、レーザー誘起蛍光法 (Laser-Induced Fluorescence technique, LIF 法) はレーザー光で励起された分子レベルの質量のトレーサー (試験気体そのものあるいは別の分子, 原子) を用いて各物理量の直接的かつ定量的な測定が可能 [105]-[107] な方法として脚光を浴びており、超音速流の測定には適用例が多数見られる。しかしこの方法では装置が複雑かつ高価になる [105][106]。また極超音速流条件での適用例も見あたらない。以上のように極超音速流中の速度場の測定あるいは可視化は、高速気流である、密度が低いなどの理由から極めて困難で、有効な

方法もないのが現状である。

以上のように、本研究では、先端部近傍やその後方にある角部の周りの流れ場など、複雑な極超音速流れ場の構造についてさらに解明していく上で、速度場の実験的情報の重要性と欠乏性を鑑み、まずその可視化法の開発が急務と考えた。そこで本章では、定性的ではあるが、簡易的かつ直接的に速度場に関する情報が得られる可能性のある方法として、放電発光粒子をトレーサーとして利用するスパークトレーサー法 (spark-tracer technique[108]-[110]) を試みる。ここでは先端部後方にある2次元角部周りの流れ場の可視化結果を同一実験条件におけるシュリーレン法および完全 Navier-Stokes 方程式に基づく数値計算の結果と比較し、その有効性を検討する。

## 7.2 スパークトレーサー法

原理は次のようなものである。気流中で流れ場を横切ってある距離離れた電極間に高電圧を印加すると放電が生じる。放電は抵抗の少ない経路を歩いて行われるので、高電圧印加の初期には電極間の最短経路すなわち直線状の放電経路が形成される。いったん放電経路となった部分の粒子の一部は励起状態をその寿命に応じて持続するのでその間抵抗が小さくなる。これら励起粒子は気流にのって移動し、したがって放電経路もまた気流の影響を受けるので、このとき観察される放電発光領域の形状 (見かけの放電柱形状) と速度場に相関があれば速度場の情報が得られる。この考え方は新しいものではないが、極超音速流中における速度変化の様子を見る目的で使用された例はない。

前節で述べた他の方法と比べてとき、本方法の特長としては以下のようなものが考えられる。プローブ法と比べて、電極の配置や形状を工夫することにより流れ場の乱れの問題が避けられる。本方法はレーザー誘起蛍光法のようにレーザー光入力によるトレーサーの選択的励起を利用するのではなく、電極間の放電によりトレーサー (試験気体そのもの) を励起するものである。大出力のレーザー装置が必要なく、またトレーサーの選択を行う必要もない。励起用のエネルギー供給源には低気圧下での放電が行え、写真観察可能な程度の放電光が得られる電圧、容量の電源があればよく、比較的簡単なものとなる。トレーサー (試験気体) の励起には電界により加速された

高速電子による衝突電離を利用するので、熱電離のように重い粒子の温度は高くない。すなわち、試験気体は弱電離状態（通常の低気圧グロー放電で中性粒子は  $10^{15} \sim 10^{17} / \text{cm}^3$ 、荷電粒子が  $10^9 \sim 10^{11} / \text{cm}^3$  程度）となり、温度は電子温度のみが非常に高く非平衡になるが、中性粒子、イオンは質量が重いため、電界および高速電子の衝突による運動量すなわち温度の変化は小さい。このように中性粒子の温度の影響が支配的であるため、粘性、熱伝導などの気体の物性が大きく変わることはない [111]。

### 7.3 実験装置および条件

本実験は第3章で述べた無隔膜衝撃風洞にて行った。これによって従来の金属隔膜方式の場合に問題であった、隔膜の破片で汚染された気流による模型の損傷がなくなり、同一模型による再現性の確認が可能になった。試験気体は空気である。一様流の密度は  $\rho_1 = 4 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ 、分子数密度は  $N_1 = 10^{17} / \text{cm}^3$ 、流速は  $U_1 = 1 \text{ km/s}$ 、Reynolds 数は  $Re = 3 \times 10^6 / \text{m}$  である。一様流 Mach 数  $M_1$  と Reynolds 数  $Re$  および以下に記述する模型の幾何形状と大きさを考慮したとき、同程度の条件下で行われている文献中の実験 [32][34][40] では、境界層の状態は層流であるとされている。

可視化は交叉する2つの平らな表面から構成される鋭い角部周りの流れ（図 7.1 参照）を対象とした。角部模型本体およびその支持柱は電気絶縁性材料であるベークライトで製作した。模型は前後部2つの矩形の平板表面よりなり、前部平板表面の後端部に後部平板表面の先端部を接合させ、この接合部を軸として2つの平板表面がなす角度  $\beta$  が調節できるようにした。ただし、この角度  $\beta$  は前部平板表面の延長上を  $0^\circ$  とし、凹角側を正と定義しておく。また便宜上、この接合部から前部平板表面に沿った距離を  $X_F$ 、後部平板表面に沿った距離を  $X_R$  と定義する（図 7.2 参照）。前部と後部の平板模型の形状は同一で、前後部平板表面の長さ  $L_F$  および  $L_R$  はともに  $75 \text{ mm}$ 、厚みは  $10 \text{ mm}$ 、幅は2次元性を確保するために  $100 \text{ mm}$  とした。前後部平板模型の先端は鈍頭性の影響を極力避けるために先端厚み  $50 \mu\text{m}$  以下のくさび形状（くさび角  $20^\circ$ ）としてある。幾何的条件は一様流に対する前部平板表面の迎え角を  $0^\circ$  とし、 $\beta$  を  $-30 \sim 30^\circ$  の範囲で変化させた。



模型上の電極は図 7.2 のように配置した。すなわち、前後部平板表面の長さ方向に伸びる中心軸をはさんで対称に、幅方向に 10mm の間隔を開けて 2 枚で一对の銅箔を貼り付ける。銅箔 1 枚の大きさは長さ方向に約 1mm、幅方向に 10mm、厚さ 20 $\mu$ m である。この銅箔の対が前部平板上の  $X_F = 5 \sim 65$ mm、後部平板上の  $X_R = 10 \sim 60$ mm の間に 10mm 間隔で、合計 13 対配置されている。各銅箔は、模型下部より穿孔した孔を通した導電線とハンダにより接合してある。よって模型表面上には銅箔のみが露出する。一对の銅箔を放電回路の同極に接合し、他方の極を観察対象である流れ場を乱さない程度に離れた模型外部に設置した電極（外部電極）に接合すれば、模型上の一对の銅箔と外部電極の間で放電が行われる。

放電エネルギーは充電電圧  $V = 960$  V で充電されたコンデンサーより供給する。この容量  $C$  は写真観察のための光量の要求と放電エネルギーの付加による流れ場の乱れを抑えるという要求との妥協になる。本実験では角度  $\beta > 0^\circ$  の場合には 1000 pF、 $\beta < 0^\circ$  の場合には 5000 pF とした。ここで、放電エネルギー  $E_d$  の付与による気流への影響を見積もっておく。エネルギー  $E_d$  は  $0.5\eta_d CV^2$  で与えられる。放電効率  $\eta_d$  を 0.1 程度 [110] とすれば、たかだか  $E_d \sim 2.5 \times 10^{-4}$  J 程度である。一方、体積  $V_d$  [m<sup>3</sup>] の放電路にある一様流のエンタルピー  $H_f$  [J] は  $\rho_1 V_d c_{p0} T_0$  により与えられる。ここに  $c_{p0}$  [J/kg $\cdot$ K] は風洞貯気部における空気の比熱である。ここで放電路を断面直径 0.01m、長さ 0.05m 程度の円柱体形状と仮定すれば、 $H_f \sim 3.2 \times 10^{-3}$  J となる。よって  $E_d/H_f$  は 0.08 程度と比較的小さい。また、放電エネルギーの付与による密度変化のための浮力への影響については、試験気体が空気であるのでこの影響はほとんどないと考えられる。したがって放電エネルギーの付与による気流への影響は小さいと考えられる。

放電のタイミングは以下のようにして設定した。まず、衝撃風洞の銃身端付近内面に設置した圧力変換器に衝撃波が到達したときの出力信号をリターダーに取り込む。一定時間遅延したのち、リターダーからの出力信号により回路中のトランジスターを動作させることにより、放電が行われる。遅延時間は、同一実験条件においてリターダーの出力信号により動作させたストロボの発光を用いたシュリーレン法による可視化を行い、気流の定常性を確認して設定した。観察は図 7.2 に示す方向から行った。記録には測定部観測窓を隔てて、模型より約 1m 離して設置した 50mm レンズ一眼

レフカメラを用いた。シャッターは開放状態とし、絞りは光量に応じて適当に変更した。フィルムは ASA1600 を用いた。

## 7.4 数値計算法および条件

計算にあたり、流れは全域にわたり層流と仮定した。また、一様流のよどみ点温度は比較的低いので完全気体 ( $\gamma = 1.4$ ) を仮定した。以上を考慮して、一般化座標系に変換した非定常 2 次元圧縮性完全 Navier-Stokes 方程式を時間進行法で解くことにより定常解を求めた。離散化は有限体積法的に行い、対流項は van Leer 型の流束分離風上差分、粘性項は中心差分で評価した。風上差分は MUSCL 法による高次精度化を行い、TVD 条件を満足させるための流束制限関数には minmod limiter を用いた。時間積分は、近似因数分解を施した後、Euler 陰解法により行った。本計算法の詳細については文献 [112] を参照されたい。

境界条件は、平板表面において粘着および断熱の条件を課し、法線方向の圧力勾配を 0 とした。幾何形状として平板の厚みはないものと仮定した。ただし、平板先端部における粘着条件の影響のために、衝撃波 (leading edge shock wave) が平板の先端よりやや上流で生成される。これを考慮して、計算格子は平板先端よりある程度上流まで設定した。この領域では前部平板表面に関して流れは対称であると仮定して、対称の境界条件を課した。流入境界では一様流条件を与え、流出境界は内部領域からの外挿による。格子数は  $81 \times 46$  とした (付録 D 参照)。

## 7.5 結果および考察

スパークトレーサー法では衝撃波形状も可視化できるが、この結果とシュリーレン法および数値計算結果 (等密度線図) を比較したものが図 7.3 ~ 7.5 である。数値計算結果はこれらの図の上段に示してある。ただし、数値計算中では実験に対応する Reynolds 数で行ったものを、実験との比較のために実スケールに換算して示してある。ここでは衝撃波 (leading edge shock wave) 形状に対応する最も外部流側の等高線の形状のみに注目する。各 X 位置における放電柱形状は同一実験条件のシュリーレン写真に重ね合わせてあり、これを図 7.3 ~ 7.5 の下段に示す。スパークトレー

サー法により可視化した衝撃波形状はシュリーレン法によるものとよく一致している。よって本方法を用いた場合、衝撃波形状への影響はない。また、これらの実験と数値計算により得られた衝撃波形状はおよそ一致しており、実験の精度は妥当なものと判断できる。

次に各角度  $\beta$  における各位置の放電柱形状について、数値計算により得られた速度ベクトルと比較したものが図 7.6 ~ 7.11 である。角度  $\beta$  の変化によるこの流れ場のおよその変化の様子を把握するためにまず数値計算結果（速度ベクトル図、図 7.6 ~ 7.11 の上段）について述べる。数値計算結果によれば後部平板傾斜角  $\beta < 0^\circ$ （図 7.6 ~ 7.8 参照）の場合には、物体上の粘着の条件のために前部平板先端近傍において境界層内の主流方向速度の分布形状は急激に痩せ細っていき、速度境界層の厚みも急激に成長していくが、角部上流近傍ではこれらの変化の度合いは小さくなっている。また、今回の計算では流れ場全域で明らかな剥離は観察されず、角部下流において流れは付着したまま膨張している。また前部平板上の速度境界層は膨張角部の存在にはほとんど影響を受けていないように見える。後部平板傾斜角  $\beta = 10^\circ$ （図 7.9 参照）では、角部による圧縮の影響によって角部上流で角部に向かって境界層内の主流方向速度の分布形状が急激に痩せ細っていき、速度境界層の厚みも増していく様子が分かるが、流れは付着している。一方、 $\beta = 20^\circ, 30^\circ$ （図 7.10, 7.11 参照）では、角部上流において境界層内の主流方向速度の分布形状が急激に痩せ細り、さらには流れが角部上流で剥離し、角部下流において再付着している様子が明らかである。また剥離にともなう逆流領域も  $\beta$  の増加とともに大きくなる。ちなみに、本計算結果では剥離開始角  $\beta_{\text{incip}}$  (incipient separation angle) は  $10^\circ$  と  $20^\circ$  の間にあることになるが、これは Holden が求めた剥離開始角に対する実験的予測式 [33],

$$M_1 \beta_{\text{incip}} = 4.32 \lambda_{L_F}^{0.5}, \quad (7.1)$$

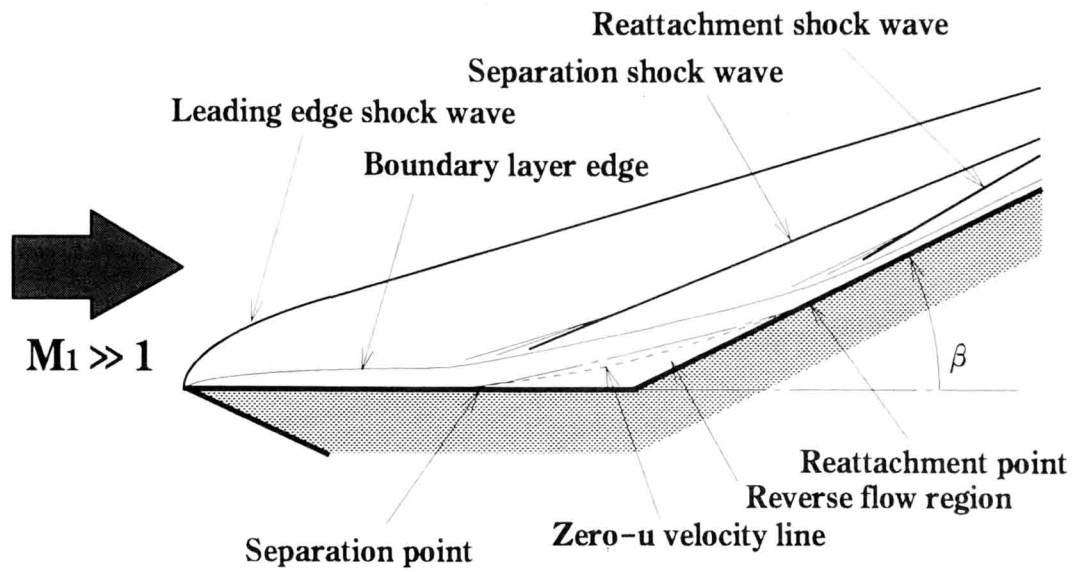
$$\lambda_{L_F} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left( 0.664 + 1.73 \frac{T_w}{T_0} \right) \bar{\lambda}_{L_F}. \quad (7.2)$$

で得られる値の  $18^\circ$  と矛盾しない。ただし、粘性干渉パラメータ  $\lambda_{L_F}$  は  $M_1^3 \sqrt{C^*/Re_{L_F}}$  で定義され、 $C^*$  は参照温度  $T^*$  に基づく Chapman-Rubensin 定数、 $Re_{L_F}$  は  $L_F$  に基づく Reynolds 数、 $T_w, T_0$  は各々壁面温度、一様流よどみ点温度である。

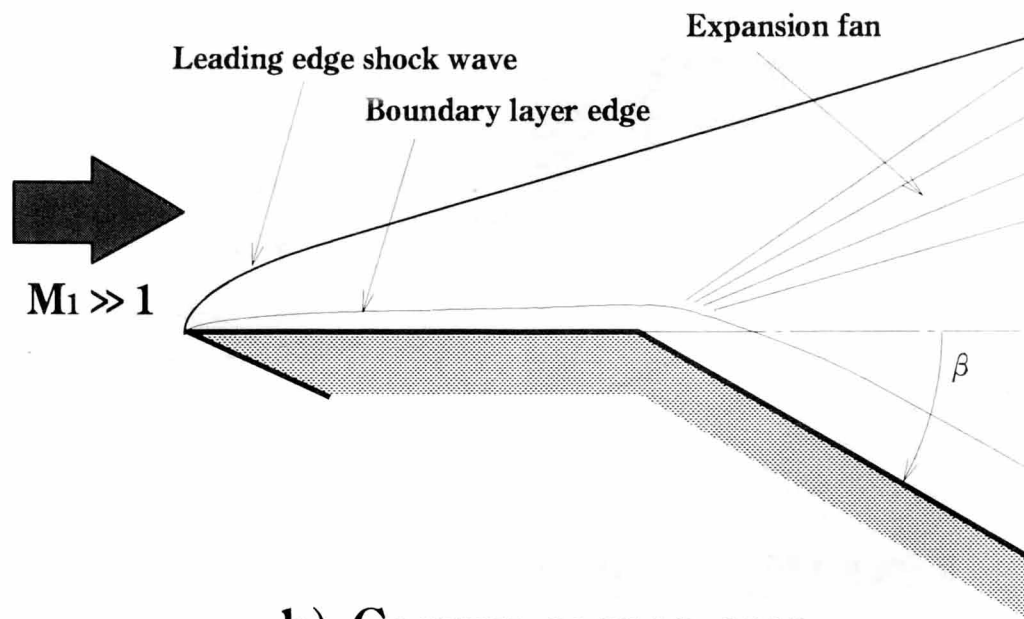
次に、実験により得られた放電柱形状（図 7.6 ~ 7.11 の中段）の各角度  $\beta$  における各位置  $X$  での変化の様子について述べる。ただし図 7.6 ~ 7.11 の下段には、比較のために無風時の放電柱形状も示してある。さて、 $\beta < 0^\circ$  の場合の角部下流での放電柱形状は共通しておおむね次のようになっている。すなわち、放電柱の上流側の輪郭は比較的直線的であるが下流側の輪郭はかなり下流方向に弓状に膨らんでいる。よって全体的な放電柱形状としては、速度の速い一様流部分で下流側に伸び、速度の遅い模型表面近傍では下流側に伸びるものの痩せた形になっている。これらの放電柱形状は先に述べた数値計算による速度分布形状と定性的に一致する。 $\beta > 0^\circ$  の場合にも、すべての放電柱の上流側の輪郭は直線的であり、下流側の輪郭は一様流部分では下流側に伸びている点は共通である。しかし、もう少し注意深く観察することによって、模型表面近傍の放電柱形状は各角度  $\beta$  および各位置によって複雑に変化している様子が分かる。この部分では、角部上流から角部に向かうにつれて下流側の輪郭が上流方向に移動することによって放電柱が痩せ細っていく。またこの傾向は角度  $\beta$  が大きいほど強く現れている。このような放電柱形状の変化の様子は数値計算による速度分布形状の変化の様子と定性的に一致する。以上のように、各流れ場内で得られた放電柱形状は数値計算による速度分布形状と相関があることが分かった。

## 7.6 結言

先端部近傍やその後方にある角部の周りなどの主流方向速度の変化が大きな極超音速流れ場において速度場に関する情報が得られる可視化法として、スパークトレーサー法を試みた。本方法により先端部後方にある 2 次元角部周りの流れ場を可視化した。本方法では衝撃波形状も得られるが、これはシュリーレン法による結果と比較してよく一致した。また観察された放電柱形状は数値計算により得られた速度場と相関があることが分かった。以上より、速度場の定性的な情報を得る方法として本方法の有効性を示すことができた。

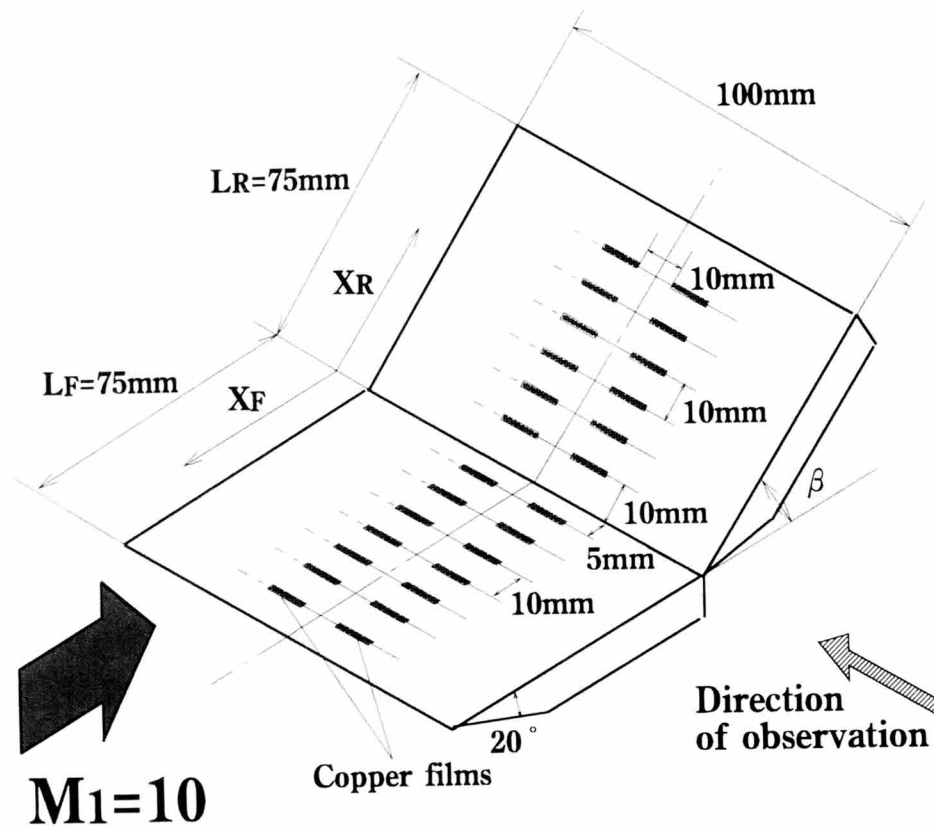


**a) Concave corner case**

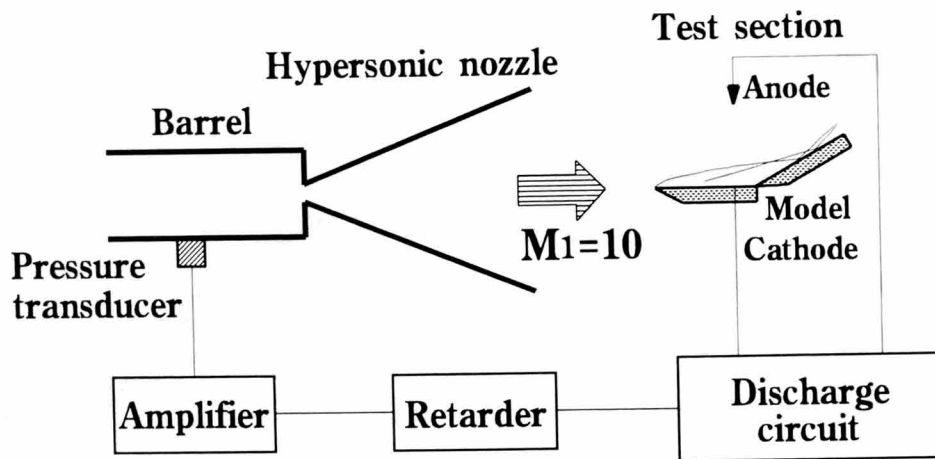


**b) Convex corner case**

図 7.1: 角部を過ぎる極超音速粘性流 (模式図)



a) Experimental model



b) Experimental setup

図 7.2: 2次元角部模型と座標系の定義

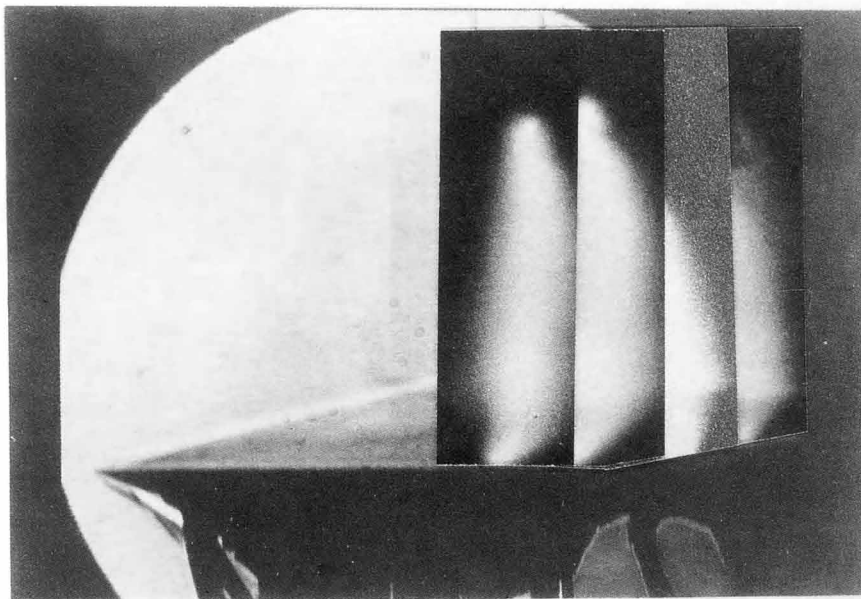
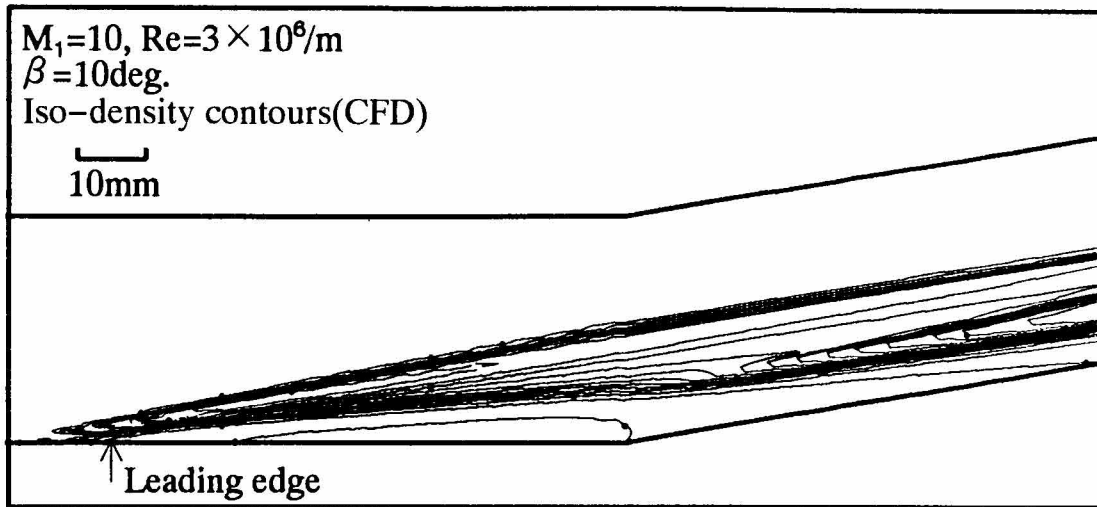


図 7.3: 数値計算法, シュリーレン法およびスパークレーザー法により捉えた  
 衝撃波形状の比較 ( $\beta = 10^\circ$ )

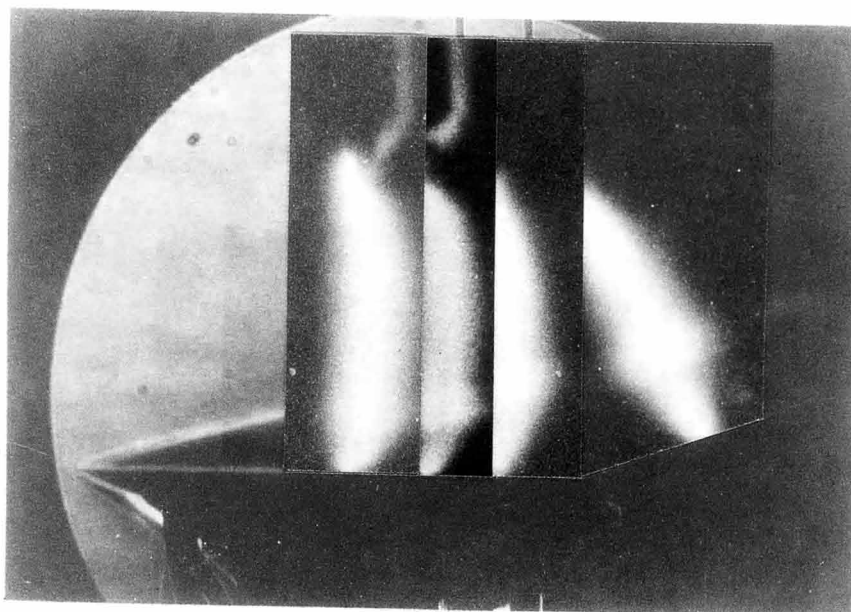
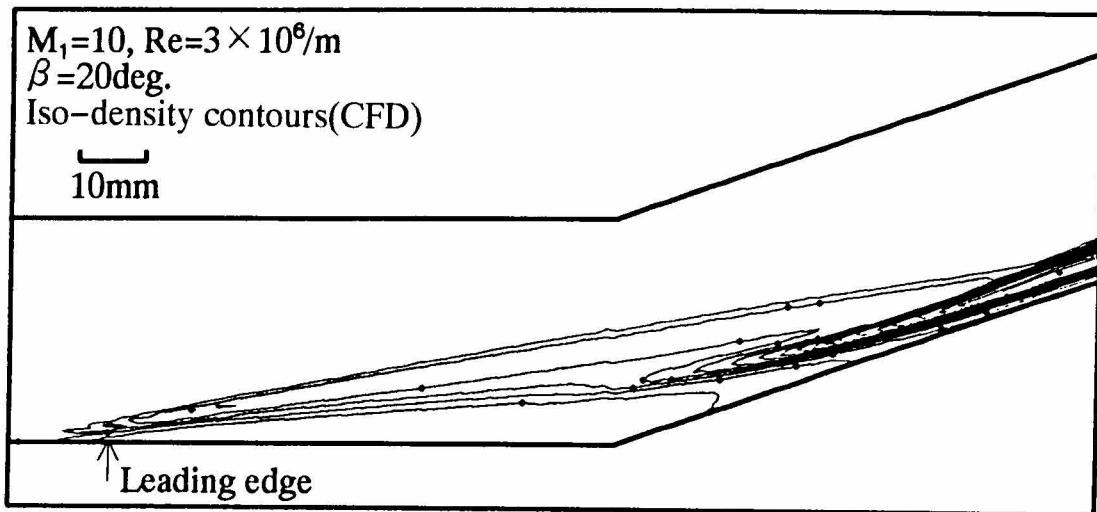


図 7.4: 数値計算法, シュリーレン法およびスパークトレーサー法により捉えた  
 衝撃波形状の比較 ( $\beta = 20^\circ$ )



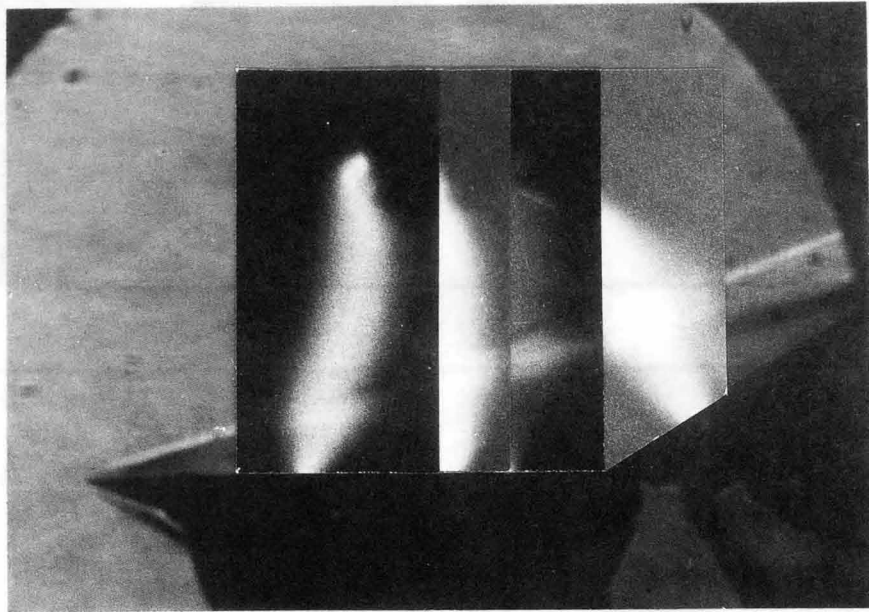
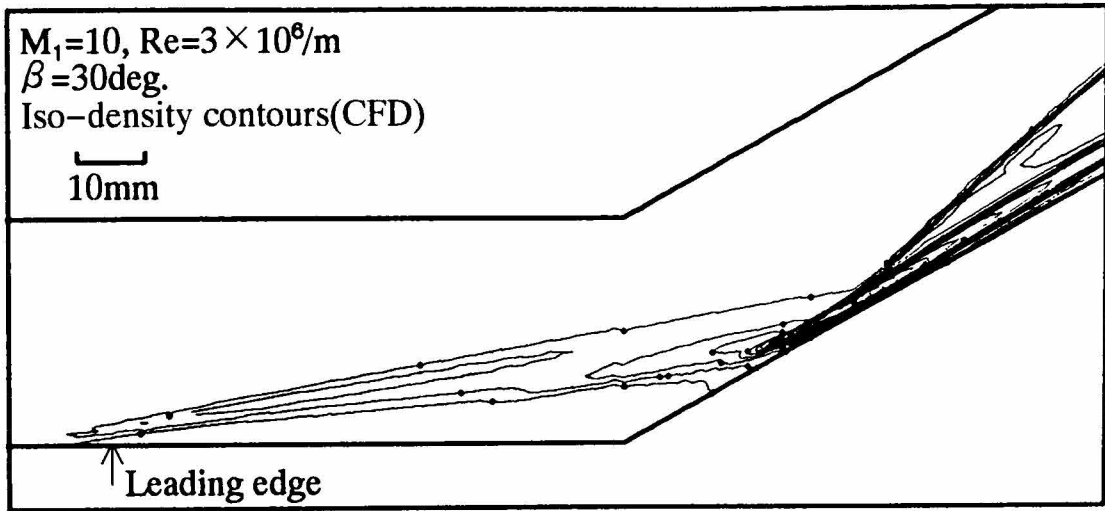


図 7.5: 数値計算法, シュリーレン法およびスパークレーザー法により捉えた  
 衝撃波形状の比較 ( $\beta = 30^\circ$ )

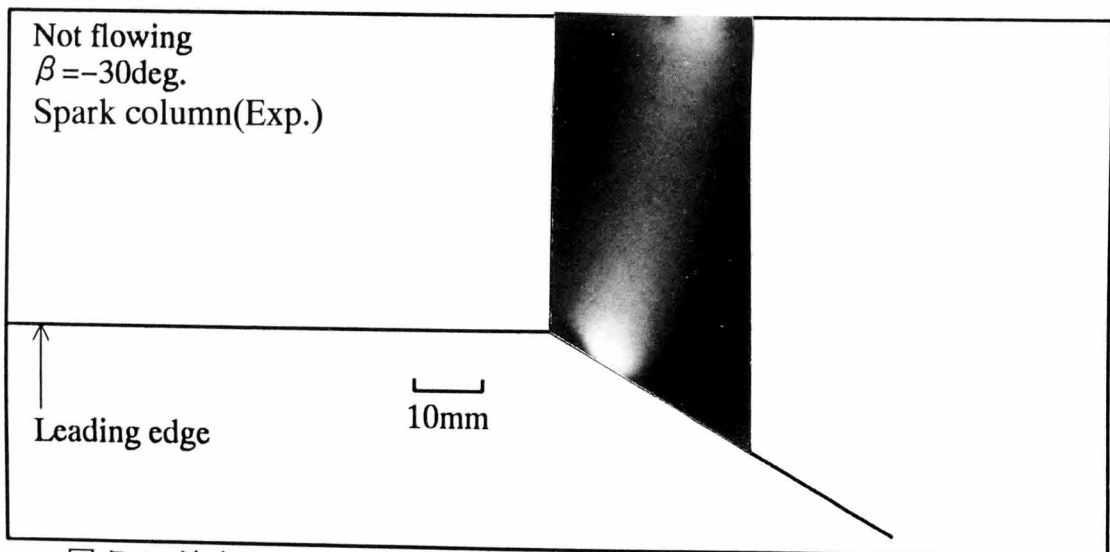
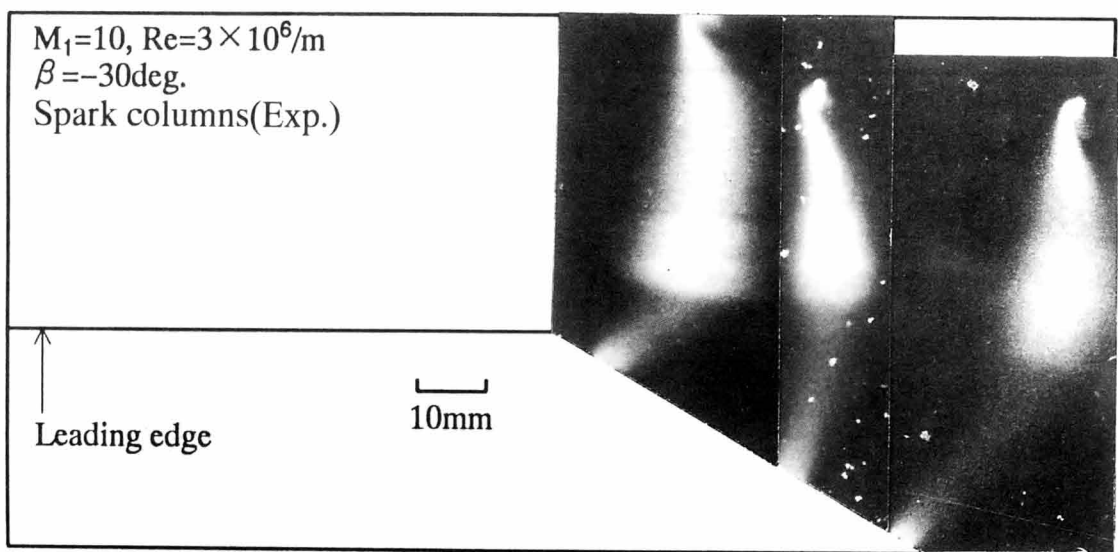
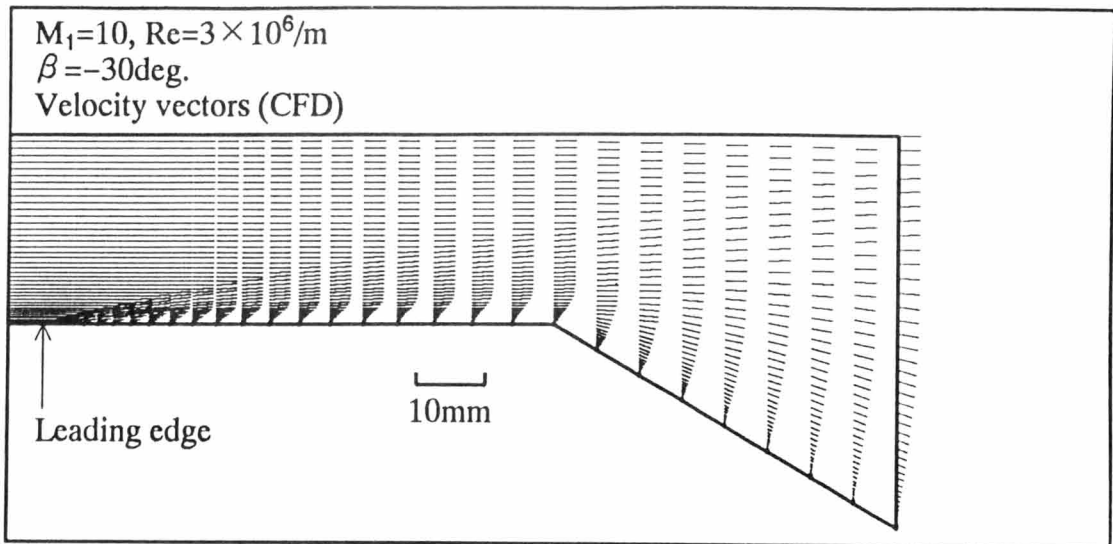


図 7.6: 速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 ( $\beta = -30^\circ$ )

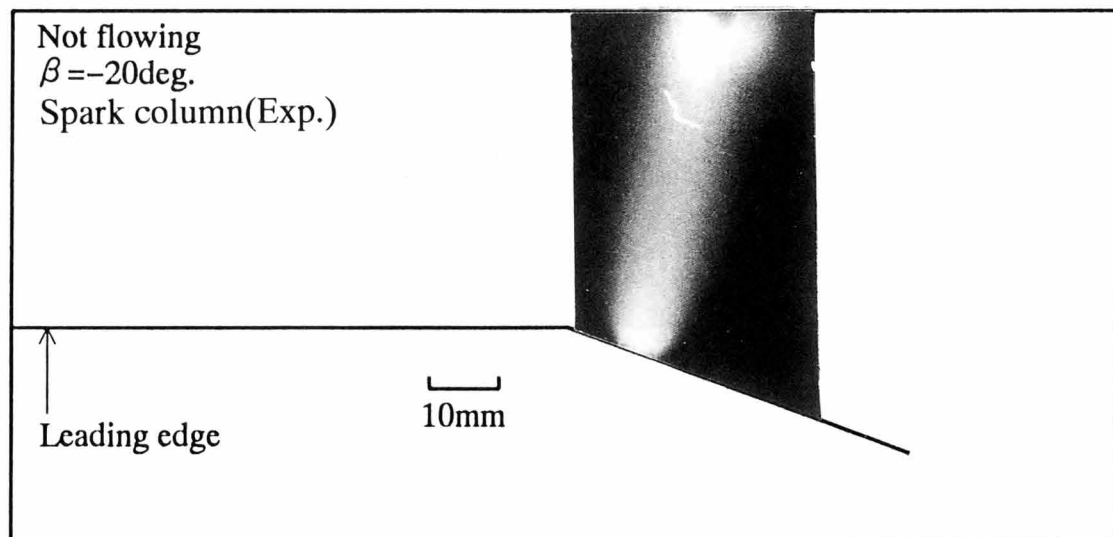
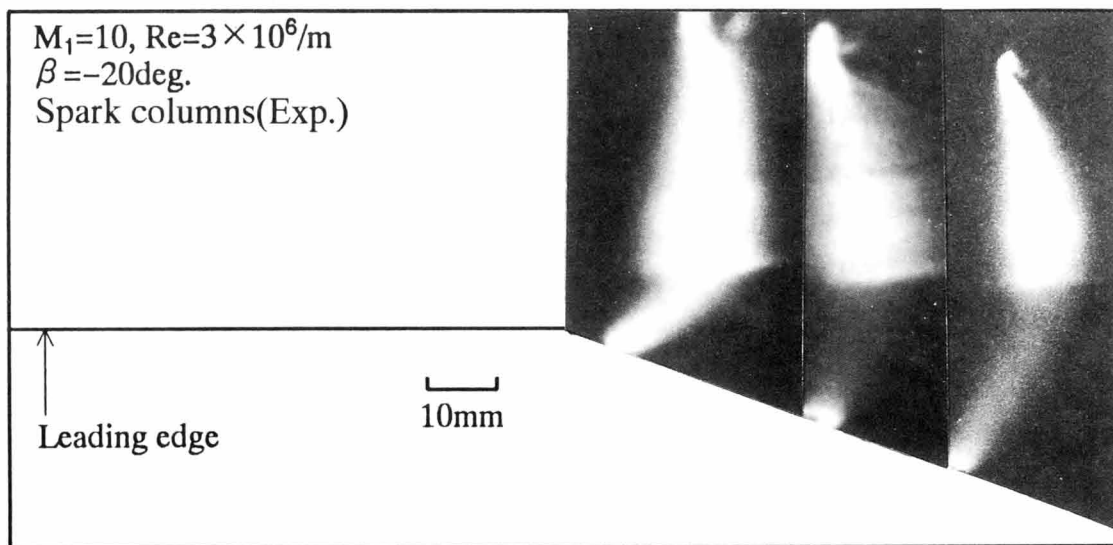
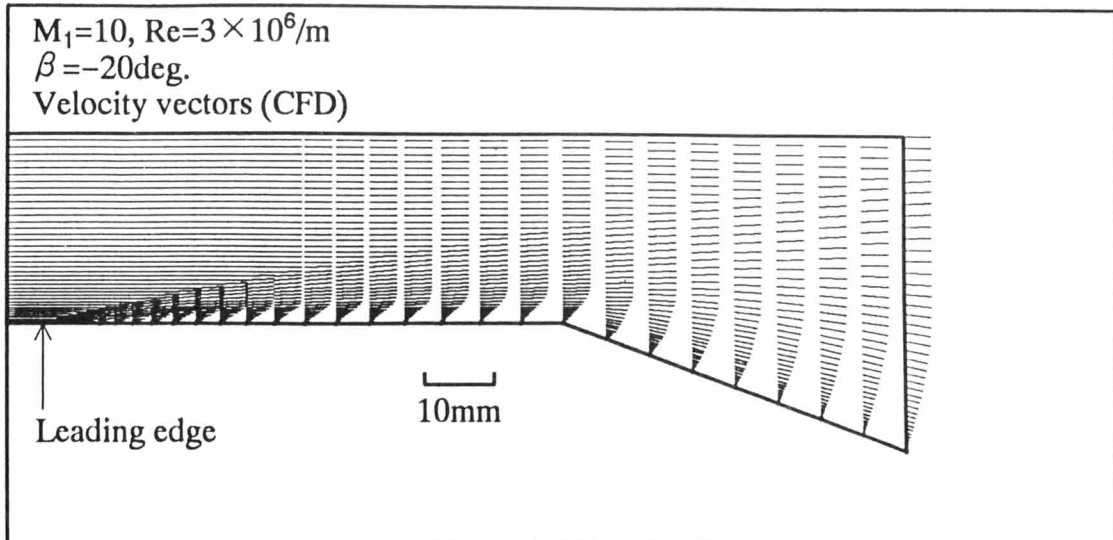


図 7.7: 速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 ( $\beta = -20^\circ$ )

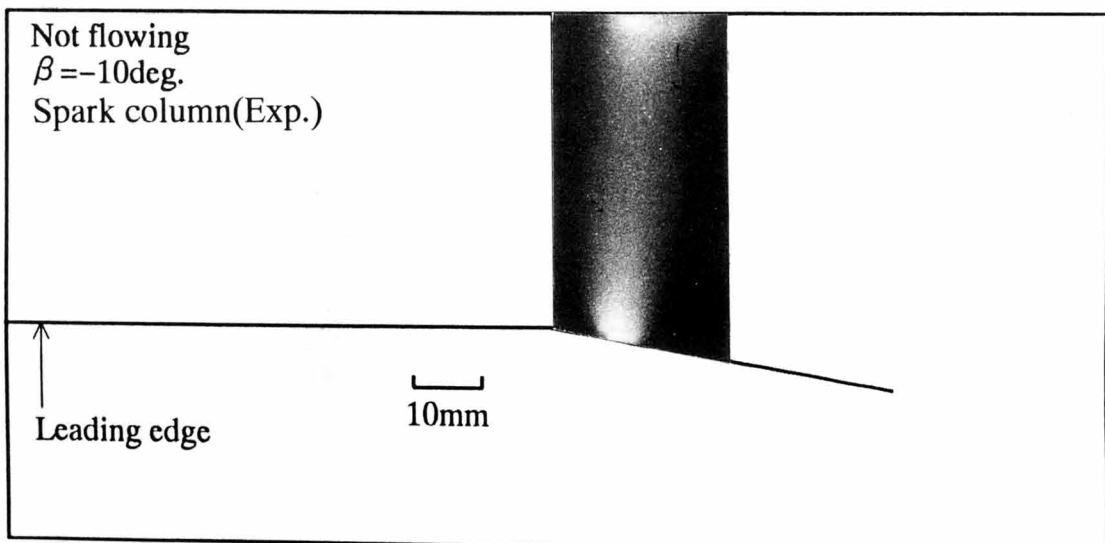
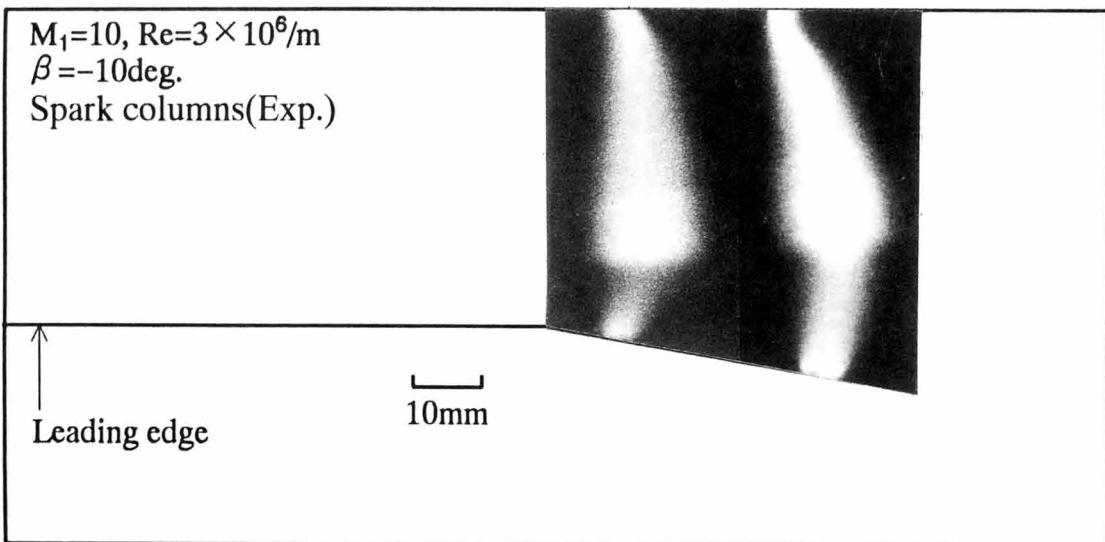
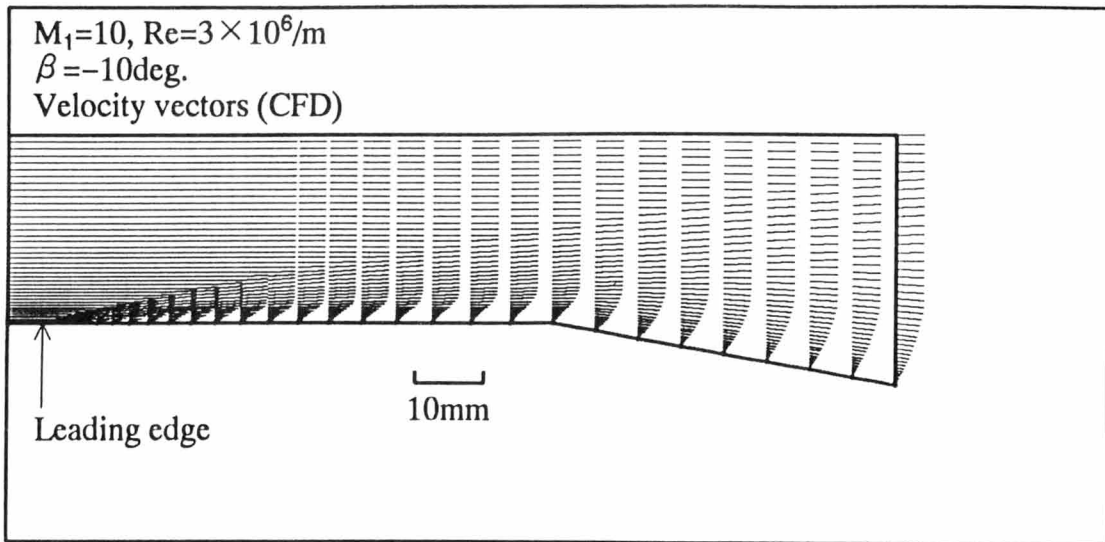


図 7.8: 速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 ( $\beta = -10^\circ$ )

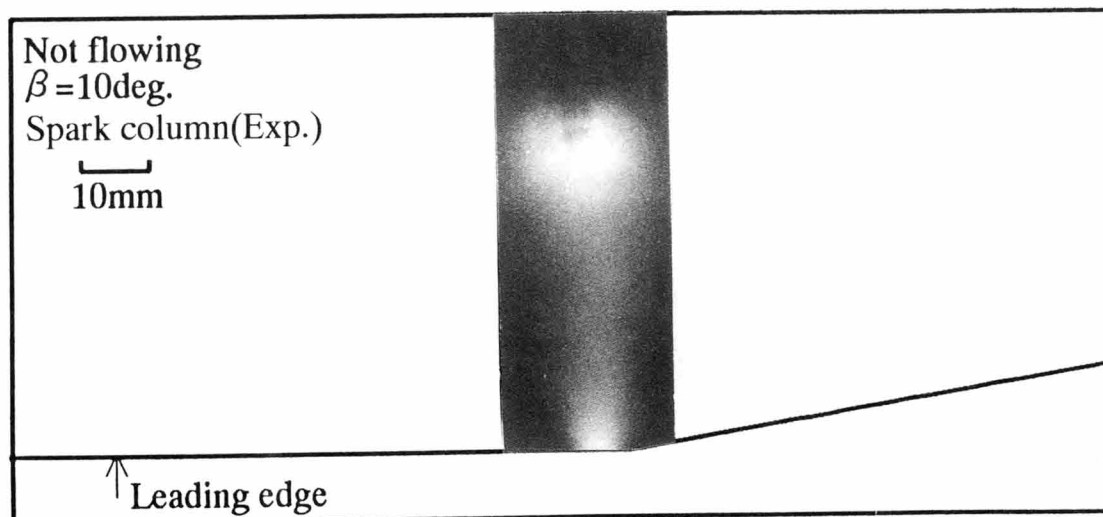
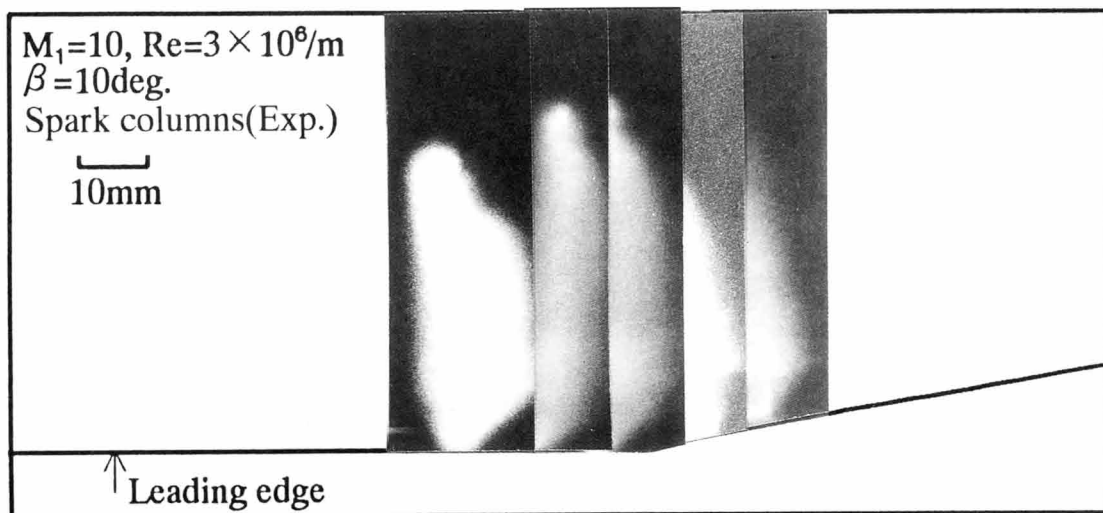
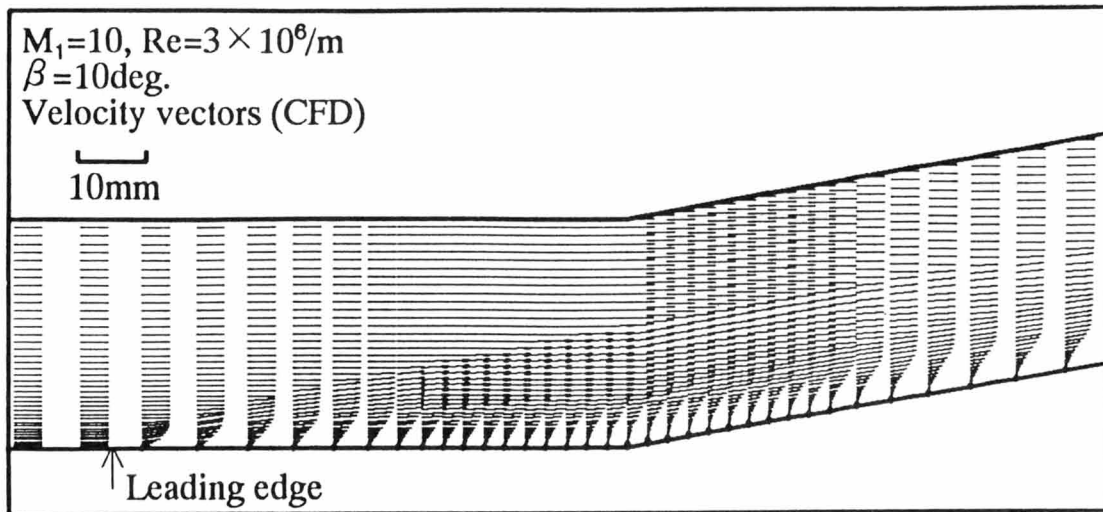


図 7.9: 速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 ( $\beta = 10^\circ$ )

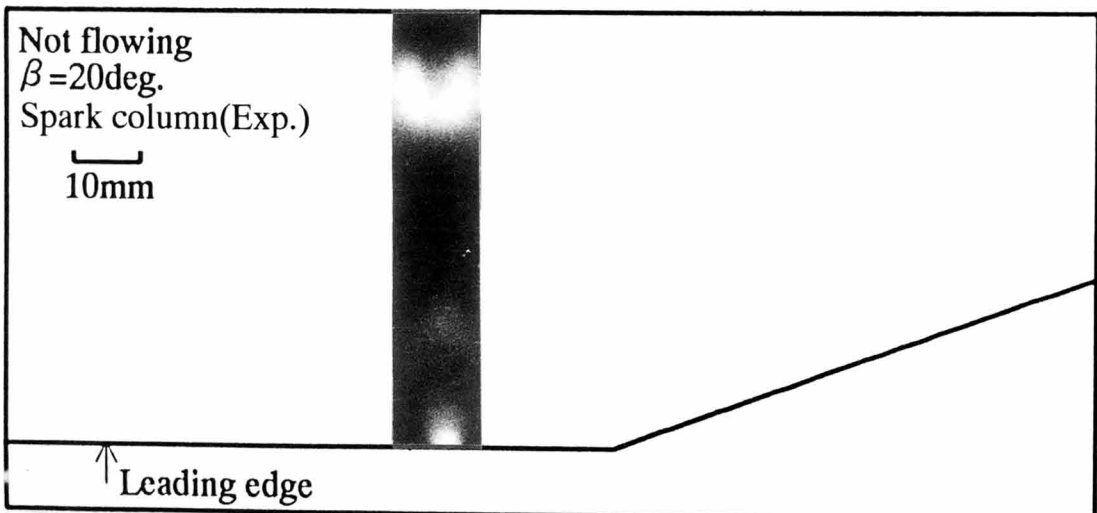
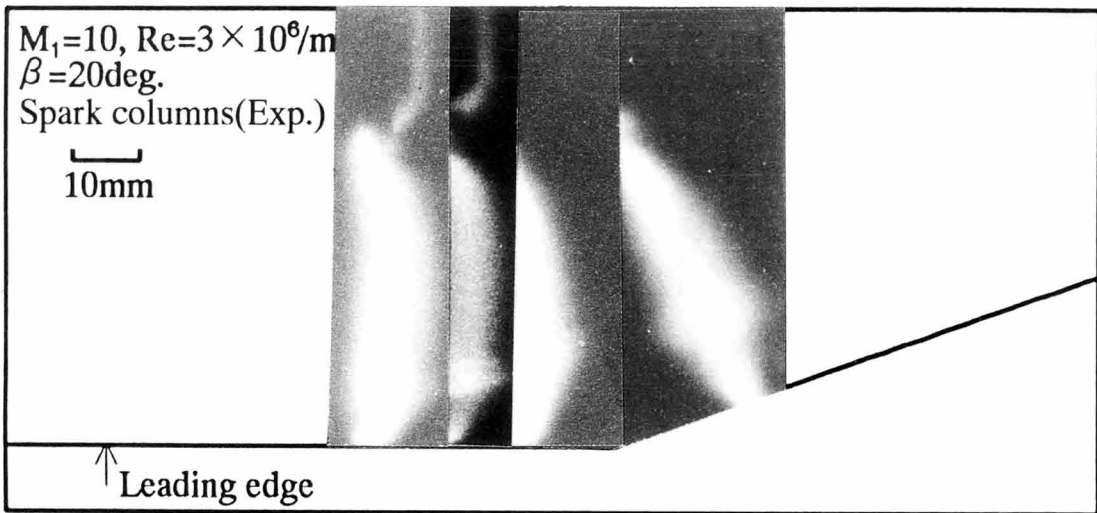
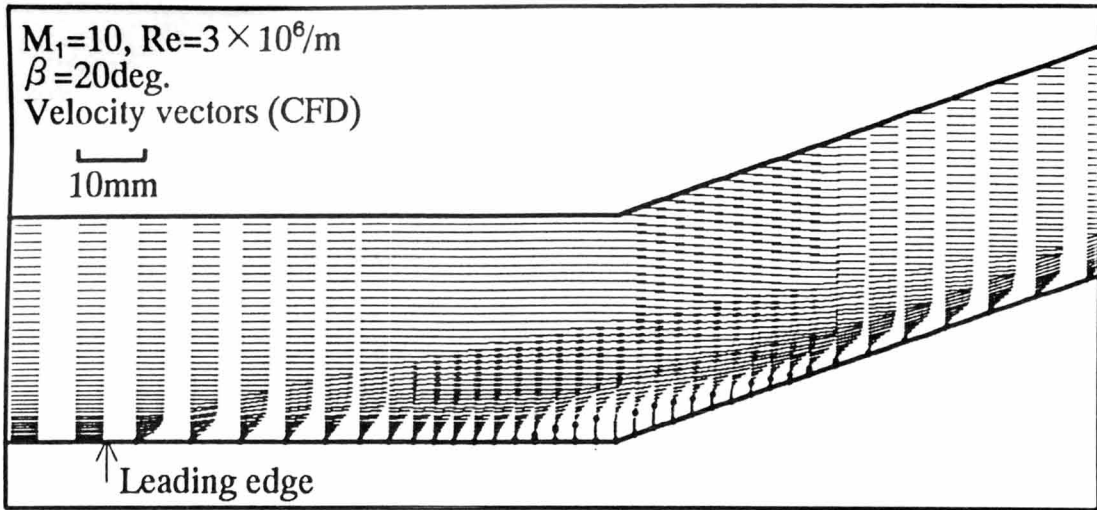


図 7.10: 速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 ( $\beta = 20^\circ$ )

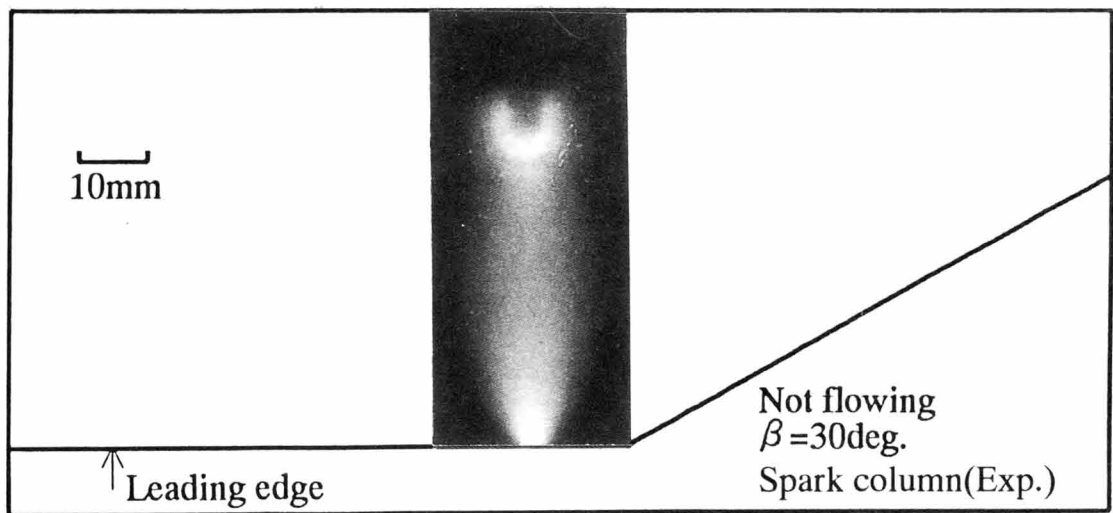
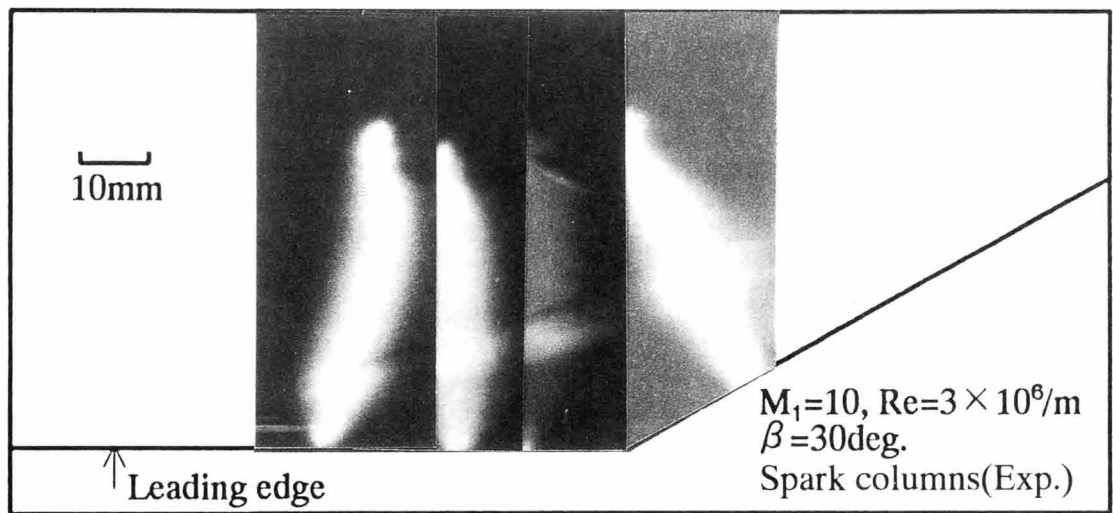
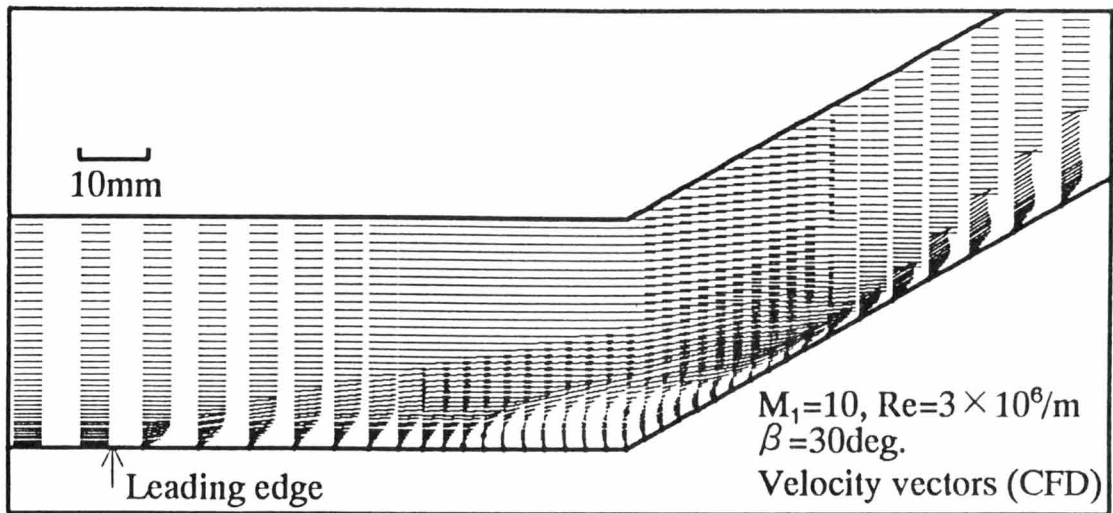


図 7.11: 速度ベクトル (数値計算) と放電柱形状の比較 (  $\beta = 30^\circ$  )

## 第 8 章

### 結論

本論文では、極超音速飛翔体周りの粘性流れ場の流体力学的性質についての基礎的知見を得ることを主目的として研究を行った。複雑な極超音速機体形状構成要素として鈍頭細長形状および角部形状を考え、これらの周りの流れ場の流体力学的な本質を損なわない範囲でこれを理想化した状況として鈍頭平板周りおよび2次元角部周りの流れ場を扱った。

鈍頭平板周りの流れ場について、Reynolds 数が小さい場合の先端部の流れ場の影響の評価は工学上避けられない重要な問題であるが、このときの先端部における流れ場の構造の複雑さのため流体力学的には未だ十分に解明されていない。本研究ではこの先端流問題、特に先端部の流れ場が下流領域に与える影響を理論的および実験的に調べたが、その結果から全体の流れ場の構造に関する洞察を得ることにも重点をおいた。このために新たな実験的手法を提案、実施し、鈍頭平板周りの流れ場における鈍頭性と境界層の影響について明らかにした。さらに、この結果を踏まえて、平板迎え角の影響についても明らかにした。以上により、本流れ場の構造に関して流体力学上有用な知見を得た。次に、先端部近傍やその後方にある角部の周りの流れ場など、複雑な極超音速流れ場の構造についてさらに解明していく上で、速度場の実験的情報の重要性と欠乏性を鑑み、まずその可視化法の開発が急務と考えて、スパークトレーサー法を試み、その有効性を確認した。また、これらの実験的研究を円滑に遂行するために無隔膜衝撃風洞を開発した。この種の風洞の性能予測を行うのに有用な隔膜部流れ（衝撃波管流れ）の理論を提案するとともに、性能試験を行い、その特性を把握した。以下に研究成果を要約する。



第2章では、隔膜の開口時間を有限と考えた場合にも適用可能な、隔膜部において損失を考慮した衝撃波管理論を提案した。本理論に基づく計算結果を単純理論および文献の実験結果と比較することによりその妥当性を検証した。また計算結果より、衝撃波管流れについて以下の知見を得た。開口の履歴を考慮した場合には単純理論とは異なって、最大衝撃波 Mach 数になるまでの先頭衝撃波背後には過渡的で複雑な流れが形成される。すなわち、逐次開口時に生成される圧縮波は先頭衝撃波への到達前に収斂し、先頭衝撃波は不連続な衝撃波 Mach 数の変化を経験する。さらにこの不連続な変化の後には、履歴を考慮しない場合よりも強い衝撃波となる。計算上得られた衝撃波管流れが示すこの性質は従来知られていなかったものである。また、最大衝撃波 Mach 数は、初期圧力比が大きな場合には単純理論値よりも大きくなる。本理論に基づく計算により衝撃波経路を得ることができ、これによれば実用上重要な情報、例えば、最大衝撃波 Mach 数を得るために必要な低圧管の長さ（衝撃波形成距離）あるいは開口時間の長さなどが分かる。特に実用的な衝撃波形成距離が計算によって得られたことは大きな成果である。

第3章では、開発を行った無隔膜衝撃風洞の概要、性能試験結果について述べた。本衝撃風洞では衝撃波生成のための無隔膜弁として、従来のピストン弁方式の場合に問題となる混合による損失を抑えるために、バタフライ弁を用いた。製作した弁機構は従来の方式に比べて、機構が簡単で、コンパクトである。また市販品を用いることにより安価に製作できた。銃身端への入射衝撃波に関する実験結果について、開口時間が短くなるかあるいは無隔膜弁からの距離が大きくなれば入射衝撃波 Mach 数が大きくなった。これは本衝撃風洞作動時の銃身端近傍（風洞貯気部）の流れの状態が弁開口初期段階における衝撃波形成過程に対応しているためであることが、第2章で述べた理論による計算結果との比較に基づく議論により明らかとなった。また、入射衝撃波が強くなると風洞貯気圧力は大きくなった。試験部における極超音速気流の一様性は確保されており、その持続時間は約10msであった。以上により、本方式は衝撃風洞の無隔膜弁としていくつかの特長を有しており、またこれを用いた衝撃風洞はその作動状態を実験的に明らかにすることによって十分実用性があることが確認できた。なお、本論文中の実験には本風洞を利用した。

第4章では、ブラストウェーブ理論に基づいて鈍頭平板周りの衝撃波形状の解析を

行い、平板迎え角の効果を含めた解析解を得ることができた。この際、衝撃波面より内側の流れ場の様子について検討し、従来の方法よりも実際の流れへの近似度を高めた。本解析解は迎え角がない場合について得られている厳密解とよく一致した。この解により鈍頭平板周りの極超音速流中の衝撃波形状について以下の知見を得た。迎え角が比較的小さい場合、上流部では衝撃波は迎え角の効果により、迎え角がない場合よりやや外部流側へ位置するようになるが、形状を表す指数は $2/3$ で迎え角がない場合と変わらない。つまり、鈍頭性の影響が強い。一方、迎え角が比較的大きい場合、下流部では衝撃波形状に対する指数は $1$ で線形となり、迎え角の効果が衝撃波の形状特性を定めるのに強い効果をもっている。このとき鈍頭性は衝撃波を外部流側へ移行させる効果をもつ。本解析解は第5章、第6章で実験結果と比較検討されている。

第5章では、Reynolds数が比較的小さい場合の円柱周りの流れ場が近似的に鈍頭性の影響のみを表すものと考え、これを平板周りの流れ場と比較した。これにより、平板周りの流れ場における鈍頭性および境界層成長の影響について以下の知見を得た。平板上の極超音速流の流管は、境界層排除厚さの影響のみによって曲げられるというよりも、膨張しながら流れている。また、衝撃波の生成は、極めて小さいReynolds数の場合でも鈍頭性に支配される。衝撃波形状について、前方よどみ点からの無次元距離 $x/d$ が小さい領域では鈍頭性の影響が大きく、 $x/d$ が大きい場合でもこの影響が消えることはない。平板境界層成長の影響は $x/d$ が大きい領域で現れ、これは衝撃波をやや外部流側へ押しやる。次に、衝撃波形状の相似性について調べた。実験結果より、この相似性が円柱周りの衝撃波形状に対しても存在することが確認された。Reynolds数を小さくしていったとき、この相似性からの逸脱がいずれの実験においても観察され、これは平板の鈍頭部あるいは円柱前面における粘性抗力の影響によるものであることを、衝撃波形状の実験的観察とブラストウェーブ理論の結果を比較考察することにより説明することができた。

第6章では、第5章の結果を踏まえ、Reynolds数および迎え角を変化させた可視化実験を行い、またこの結果をブラストウェーブ理論の結果と比較した。これにより、迎え角を有する鈍頭平板周りの極超音速流れ場について以下の知見を得た。迎え角による圧縮の効果の流れ場への影響は、迎え角の増加とともに大きくなっていく。迎え角が小さいときは、衝撃波形状は鈍頭性の影響を強く受け、迎え角による圧縮あ

るいは膨張の効果（非定常1次元流では平板表面によるピストン効果）のためにやや上下する程度である。一方、迎え角が大きいとき、衝撃波形状は上流では鈍頭性の影響を強く受けるものの、ある程度下流ではほぼ直線状となり、迎え角の影響が強く現れる。これらの実験結果はブラストウェーブ理論の結果と比較して、よく一致した。

第7章では、先端部近傍やその後方にある角部の周りなどの主流方向速度の変化が大きな極超音速流れ場において速度場に関する情報が得られる可視化法として、スパクトレーサー法を試みた。本方法により先端部後方にある2次元角部周りの流れ場を可視化した。本方法では衝撃波形状も得られるが、これはシュリーレン法による衝撃波形状とよく一致した。また観察された放電柱形状は数値計算により得られた速度場と相関があることが分かった。以上により本方法が、主流方向速度の変化が大きな極超音速流れ場における速度場の情報を得るのに有効であることが確認できた。

## 参考文献

- [1] <http://rlv.msfc.nasa.gov/>.
- [2] Hammitt, A. G. and Bogdonoff, S. M., "Hypersonic Studies of the Leading Edge Effects on the Flow over a Flat Plate," *J. Jet Propulsion*, Vol. 26, No. 4, 1956, pp. 241-250.
- [3] Lees, L. and Kubota, T., "Inviscid Hypersonic Flow over Blunt-Nosed Slender Bodies," *J. Aeronaut. Sci.*, Vol. 24, No. 3, 1957, pp. 195-202.
- [4] Bertram, M. H. and Baredell, D. L., "A Note on the Sonic Wedge Leading-Edge Approximation in Hypersonic Flow," *J. Aeronaut. Sci.*, Vol. 24, No. 8, 1957, pp. 627-629.
- [5] Baredell, D. L. and Bertram, M. H., "The Blunt Plate in Hypersonic Flow," NASA TN-D-408, 1960.
- [6] Lukasiewicz, J., "Blast-Hypersonic Flow Analogy--Theory and Application," *ARS J.*, Vol. 32, No. 9, 1962, pp. 1341-1346.
- [7] Mirels, H., "Hypersonic Flow over Slender Bodies Associated with Power-Law Shocks," *Advances in Appl. Mech.*, Vol. 7, Academic Press, New York, 1962, pp. 1-54.
- [8] 木村雄吉, "球状先端をもつ鈍頭円錐物体まわりの極超音速流について," *日本航空学会誌*, Vol. 15, No. 165, 1967, pp. 329-334.
- [9] Bertram, M. H., "An Approximate Method for Determining the Displacement Effects and Viscous Drag of Laminar Boundary Layers in Two-Dimensional Hypersonic Flow," NASA TN-2773, 1952.

- [10] Kendall, J. M., Jr., "An Experimental Investigation of Leading-Edge Shock-Wave-Boundary-Layer Interaction at Mach 5.8." *J. Aeronaut. Sci.*, Vol. 24, No. 1, 1957, pp. 47-56.
- [11] Nagamatsu, H. T. and Sheer, R. E., Jr., "Hypersonic Shock Wave-Boundary Layer Interaction and Leading Edge Slip," *ARS J.*, Vol. 30, No. 5, 1960, pp. 454-462.
- [12] Nagamatsu, H. T., Sheer, R. E., Jr., and Schmid, J. R., "High Temperature Rarefied Hypersonic Flow over a Flat Plate," *ARS J.*, Vol. 31, No. 7, 1961, pp. 902-910.
- [13] Laurmann, J. A., "Structure of the Boundary Layer at the Leading Edge of a Flat Plate in Hypersonic Slip Flow," *AIAA J.*, Vol. 2, No. 9, 1964, pp. 1655-1657.
- [14] Oguchi, H., "Leading Edge Slip Effects in Rarefied Hypersonic Flow," *Rarefied Gas Dynamics*, Edited by Laurmann, J. A., Academic Press, New York, 1963, Suppl. 2, Vol. II, pp. 181-193.
- [15] Moore, F. K., "On Local Flat-Plate Similarity in the Hypersonic Boundary Layer," *J. Aerospace Sci.*, Vol. 28, No. 10, 1961, pp. 753-762.
- [16] McCroskey, W. J., Bogdonoff, S. M., and McDougall, J. G., "An Experimental Model for the Sharp Flat Plate in Rarefied Hypersonic Flow," *AIAA J.*, Vol. 4, No. 9, 1966, pp. 1580-1587.
- [17] Schaaf, S. A., Hurlbut, F. C., Talbot, L., and Aroesty, J., "Viscous Interaction Experiments at Low Reynolds Numbers," *ARS J.*, Vol. 29, No. 7, 1959, pp. 527-528.
- [18] Chuan, R. L. and Waiter, S. A., "Experimental Study of Hypersonic Rarefied Flow near the Leading Edge of a Thin Flat Plate," *Rarefied Gas Dynamics*, Edited by Laurmann, J. A., Academic Press, New York, 1963, Suppl. 2, Vol. II, pp. 328-342.

- [19] Vidal, R. J. and Wittliff, C. E., "Hypersonic Low Density Studies of Blunt and Slender Bodies," *Rarefied Gas Dynamics*, Edited by Laurmann, J. A., Academic Press, New York, 1963, Suppl. 2, Vol. II, pp. 343-378.
- [20] Wallace, J. E. and Burke, A. F., "An Experimental Study of Surface and Flow Field Effects in Hypersonic Low Density Flow over a Flat Plate," *Rarefied Gas Dynamics*, Edited by de Leeuw, J. H., Academic Press, New York, 1965, Suppl. 3, Vol. I, pp. 487-507.
- [21] Horstman, C. C. and Kussoy, M. I., "Hypersonic Viscous Interaction on Slender Cones," *AIAA J.*, Vol. 6, No. 12, 1968, pp. 2364-2371.
- [22] Cheng, H. K., Hall, J. G., Golian, T. C., and Hertzberg, A., "Boundary-Layer Displacement and Leading-Edge Bluntness Effects in High-Temperature Hypersonic Flow," *J. Aerospace Sci.*, Vol. 28, No. 5, 1961, pp. 353-410.
- [23] Oguchi, H., "The Blunt-Leading-Edge Problem in Hypersonic Flow," *AIAA J.*, Vol. 1, No. 2, 1963, pp. 361-368.
- [24] Nagamatsu, H. T., Weil, J. A., and Sheer, R. E., Jr., "Leading Edge Bluntness and Slip Flow Effects in High Temperature Hypervelocity Flow over a Flat Plate," *The High Temperature Aspects of Hypersonic Flow*, AGARDograph No. 68, Edited by Nelson, W. C., Pergamon Press, Oxford, 1964, Chapter 35, pp. 717-742.
- [25] Hayes, W. D. and Probstein, R. F., "*Hypersonic Flow Theory*," Academic Press, New York, 1959.
- [26] Truitt, R. W., "*Fundamentals of Aerodynamic Heating*," Ronald Press, New York, 1960.
- [27] Chernyi, G. G., "*Introduction to Hypersonic Flow*," Translated and Edited by Probstein, R. F., Academic Press, New York, 1961.
- [28] Dorrance, W. H., "*Viscous Hypersonic Flow*," McGraw-Hill, New York, 1962.
- [29] Anderson, J. D., Jr., "*Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics*," McGraw-Hill, New York, 1989.

- [30] Korkegi, R. H., "Survey of Viscous Interactions Associated with High Mach Number Flight," *AIAA J.*, Vol. 9, No. 5, 1971, pp. 771-784.
- [31] Miller, D. S. and Hijman, R., "Mach 8 to 22 Studies of Flow Separations Due to Deflected Control Surfaces," *AIAA J.*, Vol. 2, No. 2, 1964, pp. 312-321.
- [32] Holden, M. S., "Experimental Studies of Separated Flows at Hypersonic Speeds. Part II: Two-Dimensional Wedge Separated Flow Studies," *AIAA J.*, Vol. 4, No. 5, 1966, pp. 790-799.
- [33] Holden, M. S., "Boundary-Layer Displacement and Leading-Edge Bluntness Effects on Attached and Separated Laminar Boundary Layers in a Compression Corner. Part II: Experimental Study," *AIAA J.*, Vol. 9, No. 1, 1971, pp. 84-93.
- [34] Lewis, J. E., Kubota, T., and Lees, L., "Experimental Investigation of Supersonic Laminar, Two-Dimensional Boundary-Layer Separation in a Compression Corner with and without Cooling," *AIAA J.*, Vol. 6, No. 1, 1968, pp. 7-14.
- [35] Lees, L. and Reeves, B. L., "Supersonic Separated and Reattaching Laminar Flows: I. General Theory and Application to Adiabatic Boundary Layer-Shock Wave Interactions," *AIAA J.*, Vol. 2, No. 11, 1964, pp. 1907-1920.
- [36] Rizzetta, D. P., Burggraf, O. R., and Jenson, R., "Triple-Deck Solutions for Viscous Supersonic and Hypersonic Flow past Corners," *J. Fluid Mech.*, Vol. 89, No. 3, 1978, pp. 535-552.
- [37] Elfstrom, G. M., "Turbulent Hypersonic Flow at a Wedge-Compression Corner," *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, No. 1, 1972, pp. 113-127.
- [38] Coleman, G. T. and Stollery, J. L., "Heat Transfer from Hypersonic Turbulent Flow at a Wedge Compression Corner," *J. Fluid Mech.*, Vol. 56, No. 4, 1972, pp. 741-752.
- [39] Ko, D. R. S. and Kubota, T., "Supersonic Laminar Boundary Layer along a Two-Dimensional Adiabatic Curved Ramp," *AIAA J.*, Vol. 7, No. 2, 1969, pp. 298-304.

- [40] Bloy, A. W. and Georgeff, M. P., "The Hypersonic Laminar Boundary Layer near Sharp Compression and Expansion Corners." *J. Fluid Mech.*, Vol. 63, No. 3, 1974, pp. 431-447.
- [41] Hung, C. M. and MacCormack, R. W., "Numerical Solutions of Supersonic and Hypersonic Laminar Compression Corner Flows," *AIAA J.*, Vol. 14, No. 4, 1976, pp. 475-481.
- [42] Power, G. D. and Barber, T. J., "Analysis of Complex Hypersonic Flows with Strong Viscous/Inviscid Interaction," *AIAA J.*, Vol. 26, No. 7, 1988, pp. 832-839.
- [43] Simeonides, G., Haase, W., and Manna, M., "Experimental, Analytical, and Computational Methods Applied to Hypersonic Compression Ramp Flows," *AIAA J.*, Vol. 32, No. 2, 1994, pp. 301-310.
- [44] Mallinson, S. G., Gai, S. L., and Mudford, N. R., "High-Enthalpy, Hypersonic Compression Corner Flow," *AIAA J.*, Vol. 34, No. 6, 1996, pp. 1130-1137.
- [45] Kumar, D. and Stollery, J. L., "Hypersonic Control Flap Effectiveness," *Aeronaut. J.*, Vol. 100, 1996, pp. 197-208.
- [46] Zakkay, V., Toba, K., and Kuo, T. J., "Laminar, Transitional, and Turbulent Heat Transfer after a Sharp Convex Corner," *AIAA J.*, Vol. 2, No. 8, 1964, pp. 1389-1395.
- [47] Koziak, W. W., "Quantitative Space and Time Resolved Laser Schlieren System for the Study of Hypersonic Flow," *Rev. Sci. Inst.*, Vol. 41, No. 12, 1970, pp. 1770-1773.
- [48] Koziak, W. W. and Sullivan, P. A., "Interaction of a Laminar Hypersonic Boundary-Layer with a Corner Expansion Wave," *AIAA J.*, Vol. 11, No. 8, 1973, pp. 1057-1058.
- [49] Liu, W. S., "Hypersonic Laminar Boundary-Layer Flow over an Expansion Corner," *AIAA J.*, Vol. 15, No. 3, 1977, pp. 291-292.
- [50] Bloy, A. W., "The Expansion of a Hypersonic Turbulent Boundary Layer at a Sharp Corner," *J. Fluid Mech.*, Vol. 67, No. 4, 1975, pp. 647-655.



- [51] Lu, F. K. and Chung, K. M., "Downstream Influence Scaling of Turbulent Flow past Expansion Corners," *AIAA J.*, Vol. 30, No. 12, 1992, pp. 2976-2977.
- [52] Chung, K. M. and Lu, F. K., "Damping of Surface Pressure Fluctuations in Hypersonic Turbulent Flow past Expansion Corners." *AIAA J.*, Vol. 31, No. 7, 1993, pp. 1229-1234.
- [53] Bigdeli, B. and Lu, F. K., "Hypersonic Turbulent Viscous Interaction past an Expansion Corner," *AIAA J.*, Vol. 32, No. 9, 1994, pp. 1815-1819.
- [54] Babinsky, H. and Edwards, J. A., "On the Incipient Separation of a Turbulent Hypersonic Boundary Layer," *Aeronaut. J.*, Vol. 100, 1996, pp. 209-214.
- [55] Horstman, C. C., Settles, G. S., Vas, I. E., Bogdonoff, S. M., and Hung, C. M., "Reynolds Number Effects on Shock-Wave Turbulent Boundary-Layer Interactions," *AIAA J.*, Vol. 15, No. 8, 1977, pp. 1152-1158.
- [56] Settles, G. S., Vas, I. E., and Bogdonoff, S. M., "Details of a Shock-Separated Turbulent Boundary Layer at a Compression Corner," *AIAA J.*, Vol. 14, No. 12, 1976, pp. 1709-1715.
- [57] Liepmann, H. W. and Roshko, A., "*Elements of Gasdynamics*," John Wiley and Sons, New York, 1957.
- [58] 例えば, "特集 高エンタルピ風洞," 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No. 499, 1995, pp. 435-483.
- [59] Marvin, J. G., "Perspective on Computational Fluid Dynamics Validation," *AIAA J.*, Vol. 33, No. 10, 1995, pp. 1778-1787.
- [60] Lukasiewicz, J., "*Experimental Methods of Hypersonics*," Mercel Dekker, New York, 1973.
- [61] Stalker, R. J., "Hypervelocity Aerodynamics with Chemical Nonequilibrium," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 21, 1989, pp. 37-60.
- [62] 生井武文, 松尾一泰, "衝撃波の力学," コロナ社, 1983.
- [63] 神元五郎, 森敏一, 木村雄吉, "極超音速ガン・トンネルにおけるピストン運動の解析," 日本航空学会誌, Vol. 12, No. 131, 1964, pp. 411-417.

- [64] Kimura, T. and Nishio, M., “New Method for Measurement of Surface Pressure Using Magnetic Tape.” *AIAA J.*, Vol. 27, No. 11, 1989, pp. 1579-1583.
- [65] Sanderson, S. R. and Simmons, J. M., “Drag Balance for Hypervelocity Impulse Facilities,” *AIAA J.*, Vol. 29, No. 12, 1991, pp. 2185-2191.
- [66] Kelly, G. M., Simmons, J. M., and Paull, A., “Skin-Friction Gauge for Use in Hypervelocity Impulse Facilities,” *AIAA J.*, Vol. 30, No. 3, 1992, pp. 844-845.
- [67] Bowersox, R. D. W., Schetz, J. A., Chadwick, K., and Deiwert, S., “Technique for Direct Measurement of Skin Friction in High Enthalpy Impulsive Scramjet Flowfields,” *AIAA J.*, Vol. 33, No. 7, 1995, pp. 1286-1291.
- [68] Gai, S. L., “Separated High Enthalpy Dissociated Laminar Hypersonic Flow behind a Step—Pressure Measurements,” *AIAA J.*, Vol. 30, No. 7, 1992, pp. 1915-1918.
- [69] Stacey, C. H. B. and Simmons, J. M., “Measurement of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction in a Free-Piston Shock Tunnel,” *AIAA J.*, Vol. 30, No. 8, 1992, pp. 2095-2098.
- [70] Olivier, H., Grönig, H., and Bozec, A. L., “Hypersonic Model Testing in a Shock Tunnel,” *AIAA J.*, Vol. 33, No. 2, 1995, pp. 262-265.
- [71] 伊藤勝宏, 升谷五郎, 宮島博, “大型高温衝撃風洞の基本設計,” 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No. 499, 1995, pp. 436-440.
- [72] 木原尚, 麻生茂, 西田迪雄, “フリーピストン衝撃波管の作動特性,” 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No. 499, 1995, pp. 446-450.
- [73] 坂田展康, 志田坦也, 出口祥啓, 永山猛彦, 野田松平, “極超音速衝撃風洞とレーザー誘起蛍光法による温度・濃度場の計測法,” 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No. 499, 1995, pp. 451-457.
- [74] 小竹睦夫, 井藤創, 田中康彦, 三上忠士, “極超音速風洞について,” 防衛大学校理工学研究報告, Vol. 30, No. 2, 1993, pp. 133-139.
- [75] 小竹睦夫, 井藤創, 田中康彦, “NDA 極超音速ガンタンネルの作動特性に関する実験的研究,” 防衛大学校理工学研究報告, Vol. 30, No. 2, 1993, pp. 141-149.

- [76] 田中康彦, 小竹睦夫, 井藤創, “極超音速ガンタンネルによる模型まわりの流れの実験的研究,” 第 42 回応用力学連合講演会, 1993, pp. 319-322.
- [77] Wittliff, C. E., Wilson, M. R., and Hertzberg, A., “The Tailored-Interface Hypersonic Shock Tunnel,” *J. Aero/Space Sci.*, Vol. 26, No. 4, 1959, pp. 219-228.
- [78] Stalker, R. J., “Development of a Hypervelocity Wind Tunnel,” *Aeronaut. J.*, Vol. 76, 1972, pp. 374-383.
- [79] 曾我国男, 井上安敏, 山崎喬, “大型衝撃風洞の新運転手法,” 航空宇宙技術研究所報告, No. 765, 1983, pp. 1-12.
- [80] Simpson, C. J. S. M., Chandler, T. R. D., and Bridgman, K. B., “Effect on Shock Trajectory of the Opening Time of Diaphragms in a Shock Tube,” *Phys. Fluids*, Vol. 10, No. 9, 1967, pp. 1894-1896.
- [81] Rothkopf, E. M. and Low, W., “Diaphragm Opening Process in Shock Tubes,” *Phys. Fluids*, Vol. 17, No. 6, 1974, pp. 1169-1173.
- [82] 生井武文, 松尾一泰, 山本芳久, “衝撃波管用急速開口弁の研究 (第 1 報, 構造と性能),” 日本機械学会論文集, Vol. 42, No. 359, 1976, pp. 2127-2132.
- [83] 生井武文, 松尾一泰, 山本芳久, “衝撃波管用急速開口弁の研究 (第 2 報, 衝撃波の形成),” 日本機械学会論文集, Vol. 44, No. 385, 1978, pp. 3109-3115.
- [84] Maeno, K. and Orikasa, S., “Study on Shock Waves in Low Temperature Gas by Means of a Non-diaphragm Shock Tube,” *Shock Waves and Shock Tubes*, Edited by Bershader, D. and Hanson, R., Stanford Univ. Press, Stanford, 1986, pp. 563-569.
- [85] Takano, Y. and Akamatsu, T., “A Diaphragmless Shock Tube,” *J. Phys. E: Sci. Inst.*, Vol. 17, 1984, pp. 644-646.
- [86] 畠山雅規, 船曳勝之, 安部隆士, “高速作動バルブ方式衝撃波風洞および高速マスサンプリングプローブを用いた超音速気体混合過程に関する実験,” 日本航空宇宙学会誌, Vol. 37, No. 425, 1989, pp. 278-284.
- [87] Onodera, H., “Double Piston Shock-Wave Valve,” *AIAA J.*, Vol. 30, No. 10, 1992, pp. 2569-2571.

- [88] 楊基明, 小野寺収, 高山和喜, “弱い衝撃波の生成を目的としたゴム膜を急速開口弁に用いる衝撃波管の特性について,” 日本機械学会論文集, Vol. 60, No. 570, 1994, pp. 473-478.
- [89] White, D. R., “Influence of Diaphragm Opening Time on Shock-Tube Flows,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 4, No. 6, 1958, pp. 585-599.
- [90] 生井武文, 松尾一泰, “衝撃波管の空力特性に関する研究 (第1報, 管径が性能に及ぼす影響),” 日本機械学会論文集, Vol. 34, No. 267, 1968, pp. 1961-1968.
- [91] 生井武文, 松尾一泰, 永井実, “衝撃波管の空力特性に関する研究 (第2報, 衝撃波の形成について),” 日本機械学会論文集, Vol. 34, No. 267, 1968, pp. 1969-1976.
- [92] Cox, R. N., “Recent Hyperballistics Research at A.R.D.E.,” *Hypersonic Flow*, Edited by Collar, A. R. and Tinkler, J., Butterworths Publications, London, 1960, pp. 111-152.
- [93] Napolitano, L. G., “Flows with Discontinuities,” *Fundamental Data Obtained from Shock-Tube Experiments*, AGARDograph No. 41, Edited by Ferri, A., Pergamon Press, Oxford, 1961, Chapter II, pp. 47-85.
- [94] Kimura, T., Tsutahara, M., and Kuwata, C., “Two-Stage Hypersonic Gun Tunnel of Kobe University,” *Mem. Facul. Eng., Kobe Univ.*, No. 19, 1973, pp. 221-233.
- [95] Sedov, L. I., “*Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*,” Translated by Friedmann, M. and Edited by Holt, M., Academic Press, New York, 1959.
- [96] Sakurai, A., “On the Propagation and Structure of a Blast Wave, II,” *J. Phys. Soc. Japan*, Vol. 9, No. 2, 1954, pp. 256-266.
- [97] エリ・ランダウ, イェ・リフシッツ, “流体力学,” 竹内均訳, 東京図書株式会社, 東京, 1971.
- [98] Gregorek, G. M. and Korkan, K. D., “An Experimental Observation of the Mach- and Reynolds-Number Independence of Cylinders in Hypersonic Flow,” *AIAA J.*, Vol. 1, No. 1, 1963, pp. 210-211.

- [99] Maslach, G. J., Willis, D. R., Tang, S., and Ko, D., "Recent Experimental and Theoretical Extensions of Nearly Free Molecular Flow," *Rarefied Gas Dynamics*, Edited by de Leeuw, J. H., Academic Press, New York, 1965, Suppl. 3, Vol. I, pp. 433-443.
- [100] Koppenwallner, G., "Drag and Pressure Distribution of a Circular Cylinder at Hypersonic Mach Numbers in the Range between Continuum Flow and Free Molecular Flow," *Rarefied Gas Dynamics*, Edited by Trilling, L. and Wachman, H. Y., Academic Press, New York, 1969, Suppl. 5, Vol. I, pp. 739-750.
- [101] Coudeville, H., Viviand, H., Raffin, M., and Brun, E. A., "An Experimental Study of Wakes of Cylinders at Mach 20 in Rarefied Gas Flows," *Rarefied Gas Dynamics*, Edited by Trilling, L. and Wachman, H. Y., Academic Press, New York, 1969, Suppl. 5, Vol. I, pp. 881-894.
- [102] Smith, C. E., Kramer, R. L., and Brown, A. C., "A Study of the Laminar Near-Wake behind a Cylinder at Mach 20," *AIAA J.*, Vol. 4, No. 7, 1966, pp. 1187-1194.
- [103] Schidlovskiy, V. P., "*Introduction to Dynamics of Rarefied Gases*," Translated by Scripta Technica, American Elsevier Publishing, New York, 1967.
- [104] Kogan, M. N., "*Rarefied Gas Dynamics*," Translated and Edited by Trilling, L., Plenum Press, New York, 1969.
- [105] Settles, G. S., "Modern Developments in Flow Visualization," *AIAA J.*, Vol. 24, No. 8, 1986, pp. 1313-1323.
- [106] McKenzie, R. L., "Progress in Laser Spectroscopic Techniques for Aerodynamic Measurements: An Overview," *AIAA J.*, Vol. 31, No. 3, 1993, pp. 465-477.
- [107] Hartfield, R. J., Jr., Hollo, S. D., and McDaniel, J. C., "Planar Measurement Technique for Compressible Flows Using Laser-Induced Iodine Fluorescence," *AIAA J.*, Vol. 31, No. 3, 1993, pp. 483-490.
- [108] Merzkirch, W., "*Flow Visualization*," Academic Press, New York, 1974.
- [109] McIntosh, M. K., "Free Stream Velocity Measurements in a High Enthalpy Shock Tunnel," *Phys. Fluids*, Vol. 14, No. 6, 1971, pp. 1100-1102.

- [110] Kyser, J. B., "Development of a Tracer-Spark Technique for the Study of Hypervelocity Flow Fields," *Proc. of Third Hypervelocity Techniques Symposium*, Univ. of Denver, 1964, pp. 336-363.
- [111] Cambel, A. B., "*Plasma Physics and Magnetofluidmechanics*," McGraw-Hill, New York, 1963.
- [112] Ro, D., "*A Study of Hypersonic Viscous Flowfields around a Vehicle*," Doctoral Dissertation, Kobe Univ., 1995.

## 付録 A 接触領域での混合

高駆動圧力比のときの実験で得られる衝撃波 Mach 数  $M_s$  が理論値と一致しなくなる原因について White[89] は次のように説明している。

(衝撃波管作動中の) 低温の駆動気体と高温の被駆動気体が接している領域近傍(接触領域, contact zone) では, これらの気体の混合が生じる。これらの気体が異なる定圧モル比熱をもち, 混合は定圧下ですすむとすれば, この混合過程は体積変化を伴う。また, この体積変化の一方で, 混合領域内には, この領域の両側の一様な速度領域の速度を互いに異ならしめるような速度勾配が存在している。White はこれら混合の結果である体積変化による圧縮(あるいは膨張)波の生成や実質的なピストン効果の変化が衝撃波強さに影響を与えると考え, また体積変化の増減方向を次のように説明した。いま理想的な接触面の両側それぞれに等しい大きさの検査体積  $0.5V$  をとり, これら検査体積中には温度  $T_a$  の被駆動気体 a (定圧モル比熱  $C_{pa}$ ) が  $n_a$  モル, 温度  $T_b$  の駆動気体 b (定圧モル比熱  $C_{pb}$ ) が  $n_b$  モル含まれていると考える。ここで  $N = T_a/T_b = n_b/n_a$  とする。これら気体の定圧下での混合後の体積変化  $\Delta V$  は

$$1 + \frac{\Delta V}{V} \approx \frac{1 + N}{2} \left( \frac{1 + C_{pa}/C_{pb}}{N + C_{pa}/C_{pb}} \right) \quad (\text{A.1})$$

となる。  $N \gg 1$  のときには, これは  $0.5(1 + C_{pa}/C_{pb})$  となる。したがって衝撃波管用の一般的な気体の組み合わせである, 駆動気体に単原子気体, 被駆動気体に 2 原子分子気体を用いる場合には体積増加が起こりうるが, これは衝撃波を強める側に作用する。一方, 被駆動気体の定圧モル比熱が駆動気体のそれよりも小さな場合には体積減少が起こりうるが, これは衝撃波を減衰する側に作用する。White はこの例として水素(駆動気体) / アルゴン(被駆動気体) の組み合わせの実験結果を示している。

## 付録 B 膨張後の縦方向速度の分布

鈍頭部の肩部のような膨張角部を通過して極超音速流にまで膨張したときの流れの縦方向速度  $v$  の分布の様子については角部で生じる膨張波 [57] を考えれば得られる。図 B.1 に有心膨張波によって Mach 数 10 まで膨張したときの  $v$  を示す。ただし、 $r_E/x = 1.2$  の位置における速度  $v_E$  で無次元化してある。線形速度分布の仮定がおよそ妥当であることが分かる。



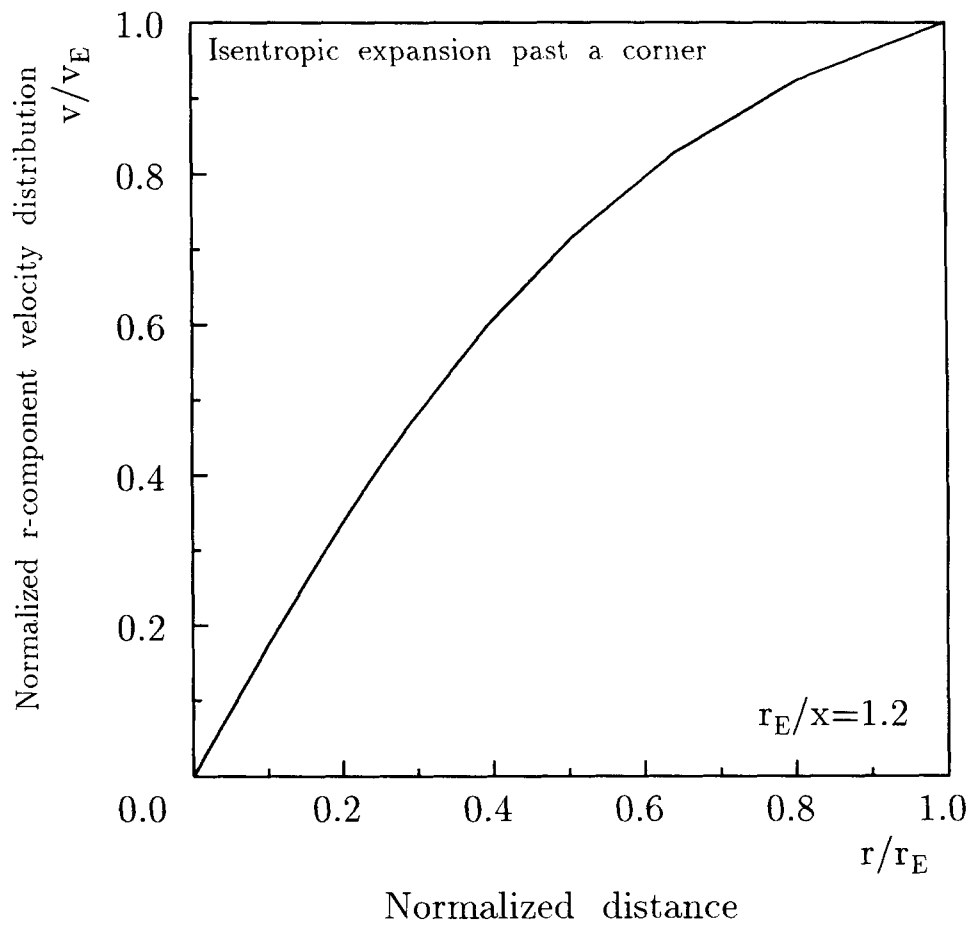


図 B.1: 有心膨張波による膨張後の縦方向速度  $v$

## 付録 C 抗力係数

流れが非粘性の場合の  $C_D$  はニュートニアン理論 [29]

$$c_p = c_{p\max} \sin^2 \alpha_l, \quad (\text{C.1})$$

$$c_{p\max} \rightarrow \left[ \frac{(\gamma + 1)^2}{4\gamma} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[ \frac{4}{\gamma + 1} \right] \quad (\text{C.2})$$

によって求められる。ここに、 $c_p = 2(p - p_1)/(\rho_1 U_1^2)$  は圧力係数、 $c_{p\max}$  は垂直衝撃波背後のよどみ点における圧力係数の最大値、 $\alpha_l$  は局所迎え角である。よって半円柱形状に対しては

$$C_D = 1.22 \quad (\text{C.3})$$

となる。

一方、自由分子流中の円柱に対する  $C_D$  は、

$$C_D = \frac{\sqrt{\pi} \exp(-s_1^2/2)}{3s_1} (4 - \theta) \left[ (s_1^2 + \frac{3}{2}) I_0\left(\frac{s_1^2}{2}\right) + (s_1^2 + \frac{1}{2}) I_1\left(\frac{s_1^2}{2}\right) \right] + \frac{\theta \pi^{3/2}}{4 s_w} \quad (\text{C.4})$$

で求められる [103]。ここに、 $\theta$  は拡散反射係数、 $I_\nu$  は  $\nu$  番目の第 1 種変形 Bessel 関数であり、 $s_1$  は

$$s_1 = \frac{U_1}{\sqrt{2RT_1}} = \sqrt{\frac{\gamma}{2}} M_1 \quad (\text{C.5})$$

で定義される分子速度比 (molecular speed ratio) である。ここに、 $T_1$  は気流静温度、 $R$  は気体定数である。同様に、 $s_w$  は壁面温度  $T_w$  によって定義される。さらに極超音速流の極限 ( $s_1 \rightarrow \infty$ ) では任意形状物体に対して  $C_D \rightarrow 2$  となるとされている [104]。これらの結果を図 C.1 に示す。いずれにしても  $C_D$  は自由分子流の極限で非粘性の場合よりも大きくなる。

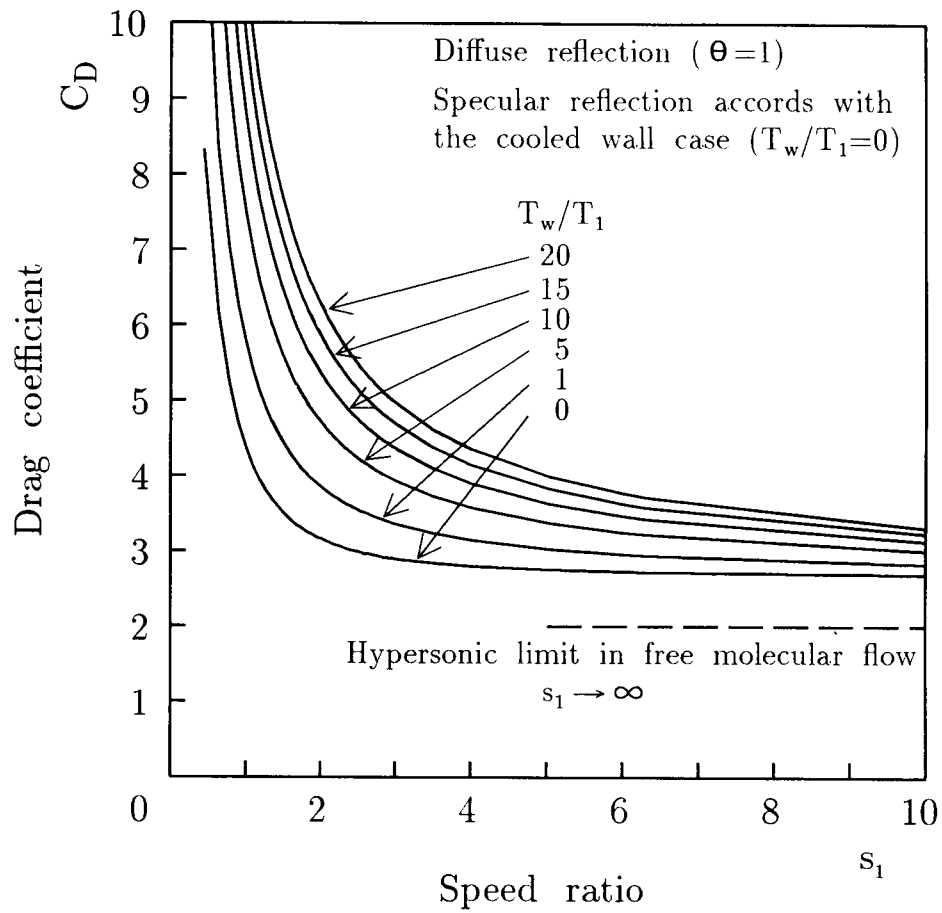


図 C.1: 自由分子流中の円柱の抗力係数  $C_D$

## 付録 D 計算用格子

計算に用いた格子を図 D.1, D.2に示す.

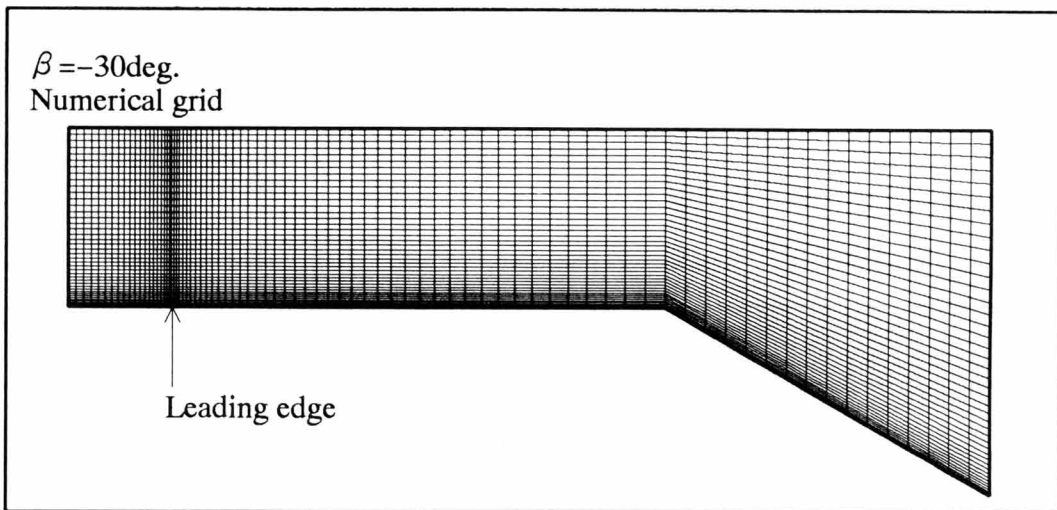
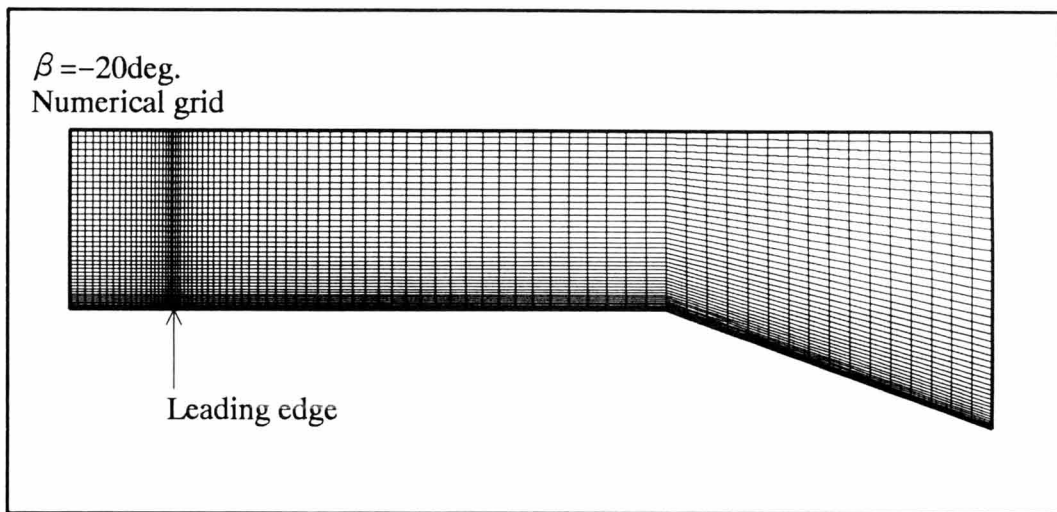
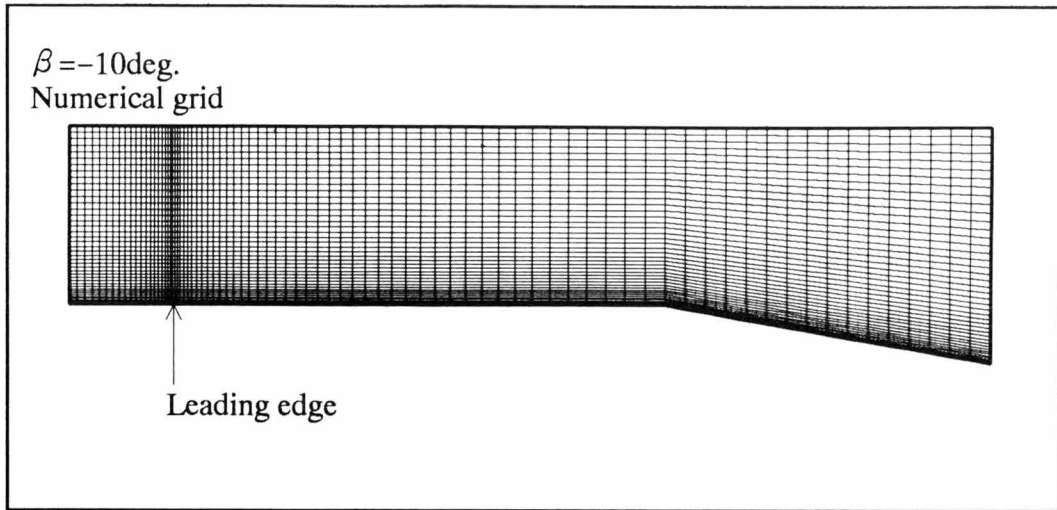


図 D.1: 数値計算に用いた格子 ( $\beta < 0^\circ$ )

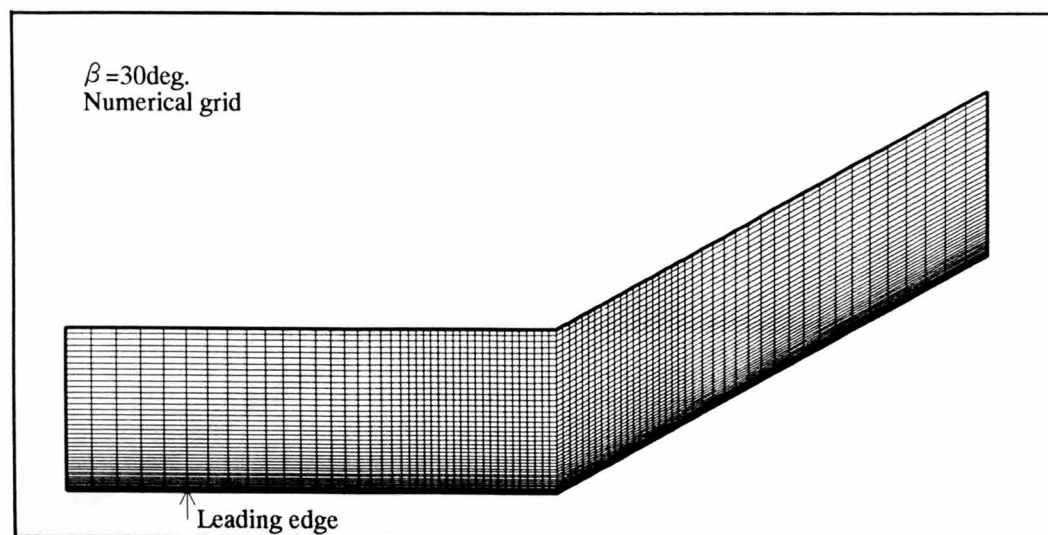
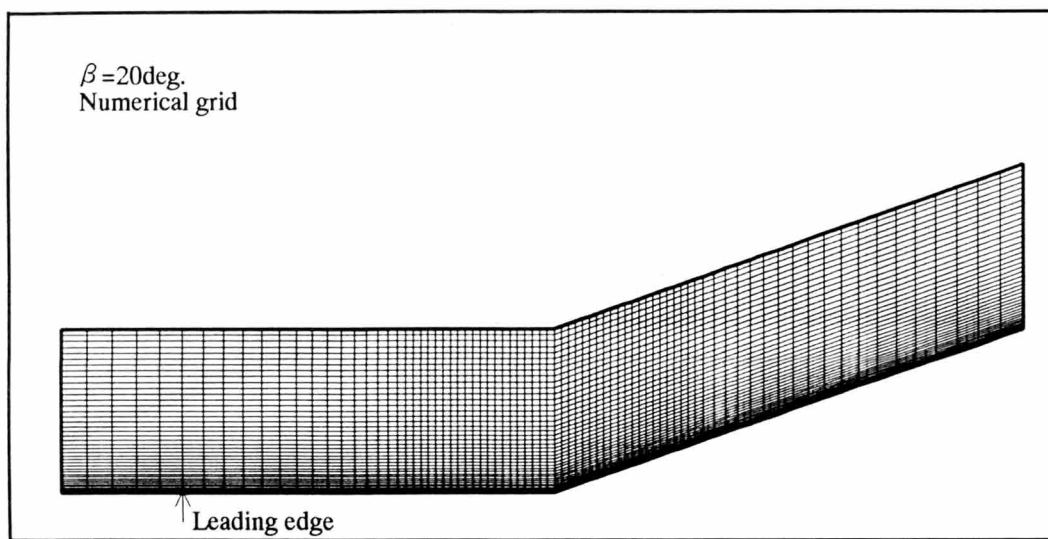
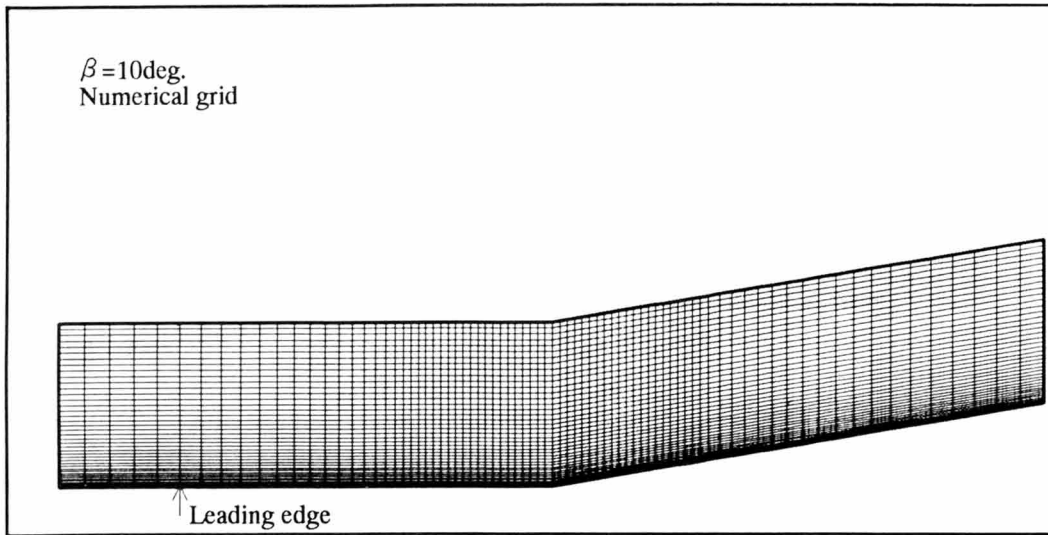


図 D.2: 数値計算に用いた格子 ( $\beta > 0^\circ$ )

## 謝 辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切丁寧な御指導、御鞭撻を賜りました神戸大学大学院自然科学研究科生産科学専攻教授 木村雄吉先生に深く感謝致します。先生の深慮の御助言、叱咤激励がなければ到底完遂することはできませんでした。また、神戸大学工学部の学生時代より先生の警咳に接することができましたことは人生最大の幸運の一つであります。

神戸大学大学院自然科学研究科生産科学専攻教授 葛原道久先生には公私にわたって御指導、御鞭撻を賜るとともに、本学位論文を懇切丁寧に査読、御検討頂きました。研究テーマについて悩んでいる時には率直な御意見、励ましの言葉を賜りました。ここに記して深く感謝致します。

本学位論文を懇切丁寧に査読、御検討頂き、適切かつ貴重な御意見を賜りました神戸大学大学院自然科学研究科生産科学専攻教授 藤井照重先生ならびに同研究科システム科学専攻教授 高森年先生に深く感謝致します。

防衛大学校航空宇宙工学教室教授 諏訪重明先生、同教室助教授 小竹睦夫先生には着任以来幾多の御指導、御支援を賜るとともに、神戸大学大学院自然科学研究科での国内研修を熱心に勧めて頂きました。また、防衛大学校教職員の方々には、同研修に快い御理解を示して頂きました。ここに記して深く感謝致します。

元神戸大学工学部助教授 Gracio Fabris 先生、神戸大学工学部助手 小川和彦先生には研究を進める過程で熱心な御議論、御助力を賜りました。同助手 田中隆治先生には温かい御助言を賜りました。また、同技官 横田久美子女史、藤本香代女史には実験器具の手配などに御尽力頂きました。ここに記して深く感謝致します。

研修当時、研究の苦勞をともししてくれた博士後期課程学生の盧大成博士、同前期課程学生、松田高志君、上浦秀明君、吉川基嗣君、喜納政登君、森岡孝人君、伊関克司君、岩城泰宏君に深く感謝致します。

大阪ガス株式会社在职当時の社員の方々には大変お世話になりました。同社での社会人、技術者としての貴重な経験および教育がなければ今日の私はあり得ませんでした。ここに記して深く感謝致します。

最後に、希望を与え続けてくれた家族に感謝する。