

極めて長い管路における弱い衝撃波の伝播特性

山内, 裕太
九州大学大学院総合理工学府環境エネルギー工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/1938060>

出版情報：九州大学, 2017, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



平成 29 年 度

修 士 論 文

極めて長い管路における弱い衝撃波の伝播特性

九州大学大学院総合理工学府
環境エネルギー工学専攻
エネルギー流体科学研究室

山 内 裕 太

指導教員 青木 俊之 教授

提出年月日 平成 30 年 2 月 7 日

目次

目次	i
記号	iii
第1章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 本研究の目的	2
1.3 本論文の構成	3
第2章 従来の研究	4
2.1 管内を伝播する音波	4
2.2 管内を伝播する有限振幅波	5
2.3 管内を伝播する衝撃波	9
2.4 管内を伝播する弱い衝撃波の減衰と変形	10
2.5 伝播する圧力波の誘起する非定常流れ	11
2.6 長い管路内の弱い圧縮波の伝播	12
2.7 従来の研究に残された問題点	14
第3章 実験装置と方法	15
3.1 衝撃波管	15
3.2 測定装置	15
3.3 実験方法	16
3.4 測定された圧力波の解析方法とその定義	16
3.5 実験条件	17
第4章 結果および考察	24
4.1 衝撃波のマッハ数	24
4.2 長い管内を伝播する衝撃波の波面形状の変化	25

4.3	長い管内を伝播する衝撃波の減衰と消滅	26
4.4	長い管内を伝播する衝撃波の波面形状の理論値との比較	27
4.5	圧力波強さの距離減衰	28
4.6	長い管内を伝播する衝撃波の後方波形	29
4.7	衝撃波の下流	31
第5章	結論	57
5.1	結論	57
5.2	今後の課題	57
参考文献		58
謝辞		60

記号

本論文で用いた記号は以下の通りである．他の記号については文章中にて説明する．

記号

a	: 音速
c_v	: 定積比熱
c_p	: 定圧比熱
D	: 等価直径
k	: 減衰係数
L_v	: 衝撃波消滅距離
L	: 粒子の移動距離
p	: 圧力
t	: 時間
u	: 流速
x	: 伝播距離
ΔP	: ゲージ圧力
ΔP_c	: 圧縮波の強さ
ΔP_s	: 衝撃波の強さ
ΔP_t	: 圧力損失
Δt_{tr1}	: 波頭から圧力のピークまでの時間
Δt_{tr2}	: 波頭から圧力の減少が終了するまでの時間
γ	: 比熱比
λ	: 管摩擦係数
μ	: 粘性係数
ν	: 動粘性係数
ρ	: 密度
ω	: 角振動数

添字

s	: 衝撃波
c	: 圧縮波
e	: 主流
w	: 壁面
max	: 最大値
i	: 初期値

第1章 序論

1.1 本研究の背景

これまでに波動についての研究は数多くされてきた。特に圧縮波や膨張波、衝撃波などの研究は長い歴史を有する。近年交通手段の高速化にともない衝撃波の問題が注目されている。例えば超音速旅客機は衝撃波によるソニックブームなどの騒音問題や燃費の悪さで現在は使用されていない。現在はソニックブームによる騒音が小さくなるような航空機が開発されている。また工業界において管内における圧縮性流体の波動の伝達現象は数多く見受けられる。例えば、貨車に設置されている空気ブレーキ装置におけるブレーキ作動の際⁽¹⁾、あるいは、ガス輸送管における弁の急開閉または管の破断の際⁽²⁾、いずれも管内は圧縮波や膨張波を伴う非定常流れとなる。このような圧縮波や膨張波の特性については、1948年に Bannister⁽³⁾ら、1955年に Mucklow⁽⁴⁾らが管内を伝播する圧縮波の減衰と反射波の問題について、管長 27.4[m]の実験を含めて理論的検討を行った。また 1970 年代には Hall⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾らにより、管内における膨張波の伝播特性について詳細な理論的研究が行われている。一方わが国では、Watanabe⁽⁸⁾が 1.95[m]の四角ダクトを用いて膨張波の伝播に及ぼす境界層の影響を検討している。

まず、工業的に長い管内を伝播する衝撃波が問題となっている中で、特に注目されているものを以下に述べる。高出力な自動車用エンジンの高速回転運転時に排気管開放端より発生する排気音がある。この排気音は金属板が振動するときに発生するような“ビー”あるいは“バリバリ”という非常に耳障りな音色を発する。この排気音の低減対策を講じるにはエンジンの排気口で発生した圧力波の排気管出口まで伝播したときのメカニズムを知る必要がある⁽⁹⁾。また、側壁付着系素子のようなスイッチング素子の動的切替用装置として用いられる空気圧伝送回路では、信号伝送に電気系ではなく空気圧系を用いられるため、管路内での空気圧信号の減衰や、波形の歪みが大きい。従って空気圧制御回路を設計する際には、空気圧信号の減衰割合、圧力波形の歪みなどを正確に予測することがきわめて重要になる⁽¹⁰⁾。

また、高速列車がトンネルに突入する際にトンネル出口から放出される衝撃音が挙げられる。日本では 1964 年に最高速度が 210km/h の東海道新幹線が開業した。それ以来新幹線の高速化は進み、現在の最高速度は 320km/h になっている。また 2027 年には品川~名古屋間をリニア中央新幹線が開業予定であり最高速度は 603km/h である。2037 年には東京~大阪間が開業予定である。

高速列車がトンネルに突入すると、列車のピストン効果により列車前方にある空気を圧縮し、圧縮波が形成される⁽¹¹⁾。形成された圧縮波はトンネル内をトンネル出口へ向かって伝播

し、出口に達する。圧縮波がトンネル出口に到達すると、衝撃音を伴うパルス状の圧力波である微気圧波⁽¹²⁾となってトンネル出口から放出され、騒音問題となる。この衝撃音を低減するためには、トンネル内を伝播する衝撃波の距離減衰特性や伝播する間の圧縮波の波面変形についての解析が重要⁽¹³⁾となる。さらに、高速列車がトンネル内で走行した場合には、トンネル内に発生する圧力変動によって乗客の耳に耳つん現象と呼ばれる不快な作用が及ぼされることが考えられたので、その対策として車外の圧力変動が車内に伝播しないような気密構造が新幹線の車両に採択された⁽¹⁴⁾

これまで、管内を伝播する圧縮波や衝撃波の特性に関する研究⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾は多々行われてきた。管の壁面構造を変化させて伝播特性を制御しようという研究⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾も行われている。これらの研究は管の長さが管径の100~1000倍程度($x/D=100\sim 1000$)である管が研究対象であったが、近年、 $x/D=1000$ 以上の極めて長い管内において、圧縮波が衝撃波に遷移してゆく過程に注目した研究も行われた。しかし、 $x/D=1000$ 以上の極めて長い管内を伝播する衝撃波についての研究は行われていない。

特に、上述したトンネル内の高速列車の問題の場合、2027年に営業運転が開始される中央新幹線の超電導リニアは、最高速度603km/hであり、東京都大深度地下トンネルに突入の際、衝撃波が発生し、トンネル内を伝播してゆくことが考えられる。また、品川~名古屋間約285kmのうちおよそ250km、86%がトンネルであり、その中でもトンネルで最も長いのが約36.9kmの第一首都圏隧道である。新幹線は、運行最高速度を常に向上させており、これは他の公共交通機関と大きく異なる特徴である。高速鉄道においては空気力学的な問題が深刻化する可能性があり、一度解決したに見えた問題が速度向上によって再び顕在化することもある。現在の鉄道は安全・安定走行のみならず、環境と調和した営業が求められており、列車の高速化の際には、環境問題の解決が不可欠である。

上述のような圧力変動によって引き起こされる問題に対して既存の対策では対応しきれない可能性がある。したがって $x/D=1000$ 以上の極めて長い管内を伝播する衝撃波の特性を知ることが、騒音低減など工業分野における環境負荷の観点からも非常に興味深い。

1.2 本研究の目的

管内を伝播する圧力波について従来の研究に残された問題点については第2章にて詳しく述べる。本研究では、破膜装置を用いて、弱い衝撃波を発生させ、最長で $x/D=7281$ の極めて長い管路内を伝播する衝撃波の伝播圧力波形を取得する。その波形から $x/D=1000$ 以上の極めて長い管内を伝播する衝撃波の減衰や消滅といった特性を明らかにすることを目的とする。

1.3 本論文の構成

本論文は5章より構成されている。

第1章では、本研究の背景および目的、本論文の構成について述べている。

第2章では、管内を伝播する圧力波、誘起される非定常境界層についての従来の研究について述べている。

第3章では、本研究に用いた実験装置と測定方法について述べている。

第4章では、実験から得られた結果、および伝播圧縮波により形成される衝撃波およびその背後に発達する圧縮波の特性についての考察を述べている。

第5章では、第4章から得られた本論文の結論を述べている。

第2章 従来の研究

ここで考える管内を伝播する波動には音波に代表されるような圧力変動の振幅の小さな微小振幅波，および圧力変動の振幅が大きく，もはや非線形効果が無視できない有限振幅波がある．また，有限振幅波には，波の通過によって生じる流れの速度や温度の勾配が小さく，波の通過による状態量の変化が等エントロピー変化とみなせる等エントロピー波である圧縮波および膨張波と，速度や温度の勾配が大きく気体の粘性と熱伝導性が無視できず等エントロピー波ではない衝撃波がある．本章1, 2, 3節では管内を伝播する音波，有限振幅波である圧縮波及び衝撃波についての従来の研究について述べる．4節では管内を伝播する衝撃波の減衰と変形．5節では圧縮波及び衝撃波等の圧力波の伝播に影響を及ぼす非定常壁面摩擦，6節では長い管路を伝播する圧縮波の特性について述べる．7節では従来の研究に残された課題を述べている．

2.1 管内を伝播する音波

まず，本節では微小振幅波の等エントロピー変化である音波の管内伝播⁽²⁰⁾について述べる．ここで考える管内を伝播する音波には圧力変動の振幅が小さな微小振幅波，および圧力変動の振幅が大きく，もはや非線形効果が無視できない有限振幅波がある．

断面積一定の管内である一次元非定常エントロピー流れを考える．流れの状態変化が微小であると仮定し，このときの圧力，密度，速度，の変動量をそれぞれ p' ， ρ' ， u' とすれば，連続の式，運動方程式，等エントロピーの式に代入するとき二次の微小項を無視すると次式のようになる．

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} = 0 \quad (2.1)$$

管内を伝播する音波の場合は，管径や音波の波長が十分大きいとすると管路を伝播する音波は本質的には平面波である．この場合，壁面近くの境界層内における拡散またそれに伴う減衰がある．境界層の厚さが管径に比べて小さい場合の管内を伝播する音波の減衰は，Kirchhoff によって得られており，以下に示すような指数関数の形をとる⁽²¹⁾．

$$\Phi_c = \Phi_0 e^{-2\epsilon x} \quad (2.2)$$

円管の半径を r とすると

$$2\epsilon = \frac{\omega}{ra} [\delta_v + (\gamma - 1)\delta_t] \quad (2.3)$$

ここで、 $\delta_v = 2\nu/\rho\omega$ は速度境界層の長さ、 $\delta_t = 2\gamma/\rho\omega C_p$ は温度境界層の長さである。ただし、 ν は動粘性係数、 ρ は密度、 ω は音波の周波数、 γ は比熱比、 C_p は定圧比熱である。

式(2.3)からも分かるように、減衰の度合いを表す係数 ε は周波数の平方根に比例することが分かる。(Fig.2-1)

本論文では、管内を伝播する音波の減衰が指数関数の形を取ることに注目して、管内を伝播する圧縮波に適用を試みた。

2.2 管内を伝播する有限振幅波

本節では Fig.2-2 に基づき有限振幅波の伝播について述べる。

気体中を微小擾乱、つまり音波が伝わる現象はよく知られている。それでは、音波の振幅がより大きくなり、もはや非線形効果が無視できなくなると、伝播の様子はどうなるであろうか。以下で示されるように、非線形音波はいわゆる波形の歪みを生じ、ついには衝撃波が発生し、それは十分に成長した後減衰していくという、線形波の場合とは本質的に異なる現象が現れる。

これを調べるためには、厳密な流体力学方程式から出発しなければならない。ただし、等エントロピーを仮定し、簡単のために話を完全気体の一次元流れに限定する。連続の式、運動方程式、断熱関係式はそれぞれ

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.5)$$

$$p = k_A \rho^\gamma \quad (2.6)$$

と書ける。ここに、 ρ は密度、 u は流速、 p は圧力、 k_A はある正定数、 $\gamma = c_p/c_v$ (c_p :定圧比熱、 c_v :定積比熱)である。また、外力は無視した。

ここで、

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \gamma \frac{p}{\rho} \quad (2.7)$$

によって定義される局所音速 a を導入すると、上の基礎方程式(2.4)~(2.6)から

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (u \pm a) \frac{\partial}{\partial x} \right\} \left[u \pm \frac{2}{\gamma-1} a \right] = 0 \quad \text{複合同順} \quad (2.8)$$

の形の式を得る。今、 (x,t) 平面上のある曲線 $x = x(t)$ に沿っての物理量 $q(x,t)$ の変化率は、

$dq/dt = \partial q/\partial t + (dx/dt)\partial q/\partial x$ と表せることに留意すると、式(2.8)は次の事柄を示すことが分かる。 $P = u + 2a/(\gamma - 1)$ および $Q = u - 2a/(\gamma - 1)$ は、それぞれの勾配が $dx/dt = u + a$ および $dx/dt = u - a$ によって決まる曲線上で一定値を取る。これらの曲線を特性曲線といい、 P および Q をリーマン不変量という。

リーマン不変量の一つ、たとえば Q が考えている領域全体で一定値をとる場合を考察する。(たとえば、この条件は静止流体の領域に隣接している領域では常に成立する)。

すなわち、

$$u - \frac{2}{\gamma - 1}a = -\frac{2}{\gamma - 1}a_0 \quad (=const) \quad (2.9)$$

とする。ここに、 a_0 は静止気体中の音速を表す。この場合、式(2.8)、式(2.9)から

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \left[a_0 + \frac{\gamma + 1}{2}u \right] \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.10)$$

を得る。式(2.10)で記述されるような波動を単一波という。特に流速 u が a_0 と比べて十分に小さいとき、式(2.10)の非線形項は無視できる。その解は一定の速度 a_0 で波形を変えることなく x 軸正方向に伝播する線形音波を表す。

式(2.10)で記述される単一波が伝播するに伴い、その波形がどのように変化していくかを明確に知るために、具体的に次の初期条件が与えられている場合について調べてみる。

$$u = B_A \sin x \quad (t=0) \quad (2.11)$$

ここに、 B_A はある正定数。静止系からそれに対して a_0 で進む動座標系に移ると、式(2.10)と式(2.11)は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\gamma + 1}{2}u \frac{\partial u}{\partial \eta} = 0 \quad (2.12)$$

$$u = B_A \sin x \quad (t=0) \quad (2.13)$$

となる。この初期値問題の解は、

$$u = B_A \sin \zeta \quad (2.14)$$

$$\zeta = \eta - \frac{\gamma + 1}{2}B_A t \sin \zeta \quad (2.15)$$

のように書ける。式(2.15)において、パラメータ ζ が一定とすれば、式(2.15)は $t=0$ において $x = \zeta$ を通る特性線を表す。一つの特性線上では、 $u = B_A \sin \zeta = const$ なので、ただちに波形の変化が Fig.2-2 のように求まる。また、波形の勾配が最初に無限大になる点は、 $\zeta = (2n + 1)\pi$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) の特性線上に現れ、その時刻と位置は、

$$t_s = \frac{2}{\gamma + 1} \frac{1}{B_A} \quad (2.16)$$

$$x_s = a_0 t_s + (2n + 1)\pi$$

で与えられる⁽²²⁾ . ここでは, 非粘性理論に基づき議論を進めているので, 換言すれば, 時刻 t_s に位置 x_s で衝撃波が形成される.

このような伝播過程に対して, 有限の音響レイノルズ数 Re_a の効果について以下に述べる. このとき, 支配方程式は, 単一波を記述する方程式(2.10)の右辺に弱い散逸項を加えた形式のバーガーズ方程式であり, 次のように無次元化された形で書き表すことができる⁽²³⁾.

$$\frac{\partial u}{\partial \sigma} - u \frac{\partial u}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \left(\mu = \frac{1}{\text{Re}} \right) \quad (2.17)$$

ここに, $\sigma = ((\gamma + 1)/2)(\omega u_0/a_0^2)x$ (ω は音源の角振動数, u_0 は音源で流体に与えられる最大速度, a_0 は一様静止した状態での音速), $y = \omega t = k_w x$, また u_0 で無次元化された流速を簡単のため改めて u と記した. 式(2.17)は, 左辺第2項の非線形項を無視すると, $u = u_0 e^{-\mu \sigma} \exp i(\omega t - kx)$ の形の解を持つ. これは, 正弦波が伝播するに従って, $\mu = (1/\text{Re})$ で振幅を減少させていくことを意味する. たとえば, 媒質を空気として, 概算してみると, $\gamma = 1.4$, $\delta = 0.39 [\text{cm}^2/\text{s}]$, $a_0 = 340 [\text{m/s}]$ であり, $u_0 = 3.4 [\text{m/s}]$, $\nu = \omega/2\pi = 10 [\text{kHz}]$ として,

$$\text{Re}_a = \frac{(\gamma + 1)a_0 u_0}{\delta \omega} \quad (2.18)$$

より, $\text{Re}_a = 7.1 \times 10^3$, すなわち, $\mu = 8.8 \times 10^{-4}$ を得る. 従って, 通常線形音波の減衰割合は非常に小さい. しかし, 管内の場合は管壁の影響により減衰割合が大きくなることが考えられる.

Bannister と Mucklow⁽³⁾らは, 有限振幅波(圧縮波)がシリンダーからパイプの中へ伝播する研究を行った. この研究は, 実験と理論の両面から調査された. 実験装置は, 破膜装置を持った衝撃波管である. また, 理論は有限振幅波理論を用い, 流れが層流の場合, 摩擦力は粒子速度に比例しており, 乱流の場合, 摩擦力は粒子速度の二乗に比例している. ここで, 摩擦熱と熱伝達は無視している. さらに, 有限振幅波による微小変化が, $u = 0$, $p = p_1$, $\rho = \rho_1$, $a = a_1$ から $u = u_1$, $p = p_1 + p'$, $a = a_1 + a'$ になるとして, 以下の式を導いた.

連続の式より

$$\frac{1}{p_1 \gamma} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.19)$$

運動量の式より

$$\rho_1 \frac{\partial u}{\partial t} + F \rho_1 u^2 = - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.20)$$

ここで, $p/\rho^\gamma = \text{const}$ である.

以上の関係式及び式(2.21)に示す初期条件, 境界条件より, 式(2.22)を得る.

$$\left. \begin{array}{l} x > 0, t = 0 \\ x = 0, t > 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} p = 0 \\ p = p_i \end{array} \quad (2.21)$$

$$p = \frac{P_i}{1 + Ka_{1i}t} = \frac{P_i}{1 + Kx} \quad (2.22)$$

ここで、 $K = Fu_1/2a_1$ であり、添字 i は $x=0$ での状態を示す。

これは、圧縮波の減衰を予測するのに重要な式である。

従って、初期圧縮波の強さを Δp_{c1} 、原点からの距離 x の圧縮波の強さを Δp_c とすると、上式は次のように書き換えられる。

$$\frac{\Delta p_c}{\Delta p_{c1}} = \frac{1}{1 + f \frac{u_2 D}{a_1 x}} \quad (2.23)$$

ここに、 f はファニング管摩擦係数で管摩擦係数 λ と $f = \lambda/4$ の関係にあり、 u_2 は入口圧縮波によって誘起される流速、

$$u_2 = \frac{2a_1}{\gamma - 1} \left[\left(1 + \frac{\Delta P_{c1}}{P_a} \right)^{(\gamma-1)/2\gamma} - 1 \right] \quad (2.24)$$

a_1 は圧縮波前方の音速、 P_a は大気圧である。

式(2.23)は非定常摩擦と熱伝導性が考慮されておらず、壁面摩擦のみを考慮に入れ、導出において、級数展開が用いられ微小項の2次以上の項を無視した近似式である。

上述の研究において、管内を伝播する圧縮波の減衰については理論式を提案しているが、圧縮波の波面の変形については議論されていない。

また、Brown⁽²⁴⁾は無反射管路の単一パルス波に対して、ベッセル関数の漸近展開式を用いて高周波領域における伝搬定数の近似式を次のように導き、

$$\Gamma(s) \approx \frac{s}{a_0} \left\{ 1 + A_1 \left(\frac{v}{r^2 s} \right)^{1/2} + A_2 \frac{v}{r^2 s} \right\} \quad (2.25)$$

無反射管路のステップ応答を逆ラプラス変換により、式(2.26)のように求めている。ここで、パルス振幅を p_m 、出力圧力を p_2 とすると、

$$p_2(t) = p_m e^{-A_1 T_1} \operatorname{erfc} \frac{A_1 T_1}{2\sqrt{T - T_1}} u(T - T_1) \quad (2.26)$$

ただし、 A_1, A_2 は定数。 T および T_1 はそれぞれ時間 t 、むだ時間 $1/a$ を無次元化したものである。

$$A_1 = 1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{\operatorname{Pr}}}, \quad A_2 = 1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{\operatorname{Pr}}} \left(1 - \frac{\gamma}{2\sqrt{\operatorname{Pr}}} \right) \quad (2.27)$$

$$T = \frac{v}{r^2} t, \quad T_1 = \frac{v}{r^2} \frac{l}{a_0} \quad (2.28)$$

また、 erfc は次式で定義される誤差関数の補関数である。

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-x^2} dx \quad (2.29)$$

佐藤ら⁽²⁵⁾は、開放管路のステップ応答を Brown の伝搬定数を用いて導き、実験によりある入射圧力振幅までは、線形理論による波形の予測が可能であることを明らかにした。試験管路には黄銅円管(内径 4[mm], 外径 6[mm])を用い、出力波形は所定の長さ l [m] 下流の位置で測定した。Fig.2-3 は、ステップ入力振幅による影響を調べるために、佐藤らの実験による出力波形を、入力の圧力振幅で無次元化して比較したものである。出力波形は入力圧力の 1[m] 下流のものである。出力波形は入力波形の圧力振幅の増加に伴い、立ち上がり部に 1 つのピークを生じ、その後定常値まで徐々に上昇している。また、このピークは圧力振幅が大きくなるほど鋭くなる。入力圧力振幅が 10 [kPa] のときは、5[kPa] のときの波形よりわずかに降下した部分があるが、その差は少ない。しかしながら、20[kPa], 40[kPa] では、立ち上がり部において Brown の線形理論とは異なった波形になっている。Kantola⁽²⁶⁾, Karam⁽²⁷⁾ の実験でも、入力振幅が 1[Psi] (6.85[kPa]) 以上で圧力振幅の影響が見られたという同様な報告があり、線形理論による波形予測は、最大でもゲージ圧で 10[kPa] が限界であるとの結論がなされている。

2.3 管内を伝播する衝撃波

Mirels⁽²⁸⁾は境界層の発達に伴う衝撃波の減衰に関する理論式を導いた。衝撃波管の破膜は瞬間的に行われると仮定する。衝撃波を固定した座標系における境界層内の質量流量は、その厚さに相当する主流部分の質量流量よりも大きい、従ってこの境界層の排除厚さを次式で定義する。

$$\delta_2^* = \int_0^{\infty} \left[1 - \frac{\rho(U_s - u)}{\rho_2(U_s - u_2)} \right] dy \quad (2.30)$$

δ_2^* は明らかに負である。このことは境界層が主流を排除するのではなく、主流から質量を吸収することを意味する。すなわち試験気体における壁面境界層は主流から質量を取り除く空気力学的吸い込みのような作用があるといえる。このような境界層の効果によって圧力波が発生し、上流と下流に伝播するが、排除厚さが負となることからわかるように、この圧力波は膨張波である。これらの膨張波が衝撃波に追いつき干渉すると、衝撃波の強さが弱められ、衝撃波の減衰が起こる。

上述の考え方にに基づき、距離と時間を変数とする単位体積当たりの吸い込み量が考えられる。彼らは、これを連続の式に代入し、波面の後方に発達する境界層を、すべて層流あるいは乱流と仮定し、減衰は次式で与えられる。

$$\frac{\Delta p_s}{\Delta p_{s,1}} = 1 - \frac{-8}{\sqrt{\pi(\gamma_1 + 1)}} \left(1 + \frac{\gamma_1 - 1}{\sqrt{\sigma_1}} \right) \frac{\sqrt{\frac{x}{D}}}{\sqrt{\frac{u_s}{u_2} \frac{a_2 D}{\nu_2}}} \quad (\text{層流}) \quad (2.31)$$

$$\frac{\Delta p_s}{\Delta p_{s,1}} = 1 - \frac{-0.115\gamma_1^2}{[2(\gamma_1 + 1)]^{0.2}} \left(\frac{x}{D} \right)^{0.8} \frac{1}{\left(\frac{u_s}{u_2} \right)^{1.2} \left(\frac{a_2 D}{\nu_2} \right)^{0.2}} \quad (\text{乱流}) \quad (2.32)$$

ここで γ_1 は比熱比、 σ_1 はプラントル数、 ν_2 は動粘性係数、 u_2 は衝撃波後方の流速、 u_s は衝撃波の伝播速度、 a_2 は衝撃波後方音速である。添字の1, 2は、波面上流, 下流の値を示す。

Mirelsの解析では、破膜（つまり衝撃波の発生）は瞬間的に行われると仮定するため、衝撃波は隔膜の位置より離れるほど減衰する結果を与える。従って衝撃波の形成距離はなく、実験結果と比較する場合には注意が必要であるが、形成距離より十分大きい場所における減衰を議論する場合には十分適用できる。

2.4 管内を伝播する弱い衝撃波の減衰と変形

仲尾ら⁽¹⁴⁾は管内を伝播する弱い衝撃波について実験的研究を行った。

弱い衝撃波の減衰の様子は、圧力の最大値 Δp_s 、初期状態のそれ $\Delta p_{s,1}$ を用いて

$$\frac{\Delta p_s}{\Delta p_{s,1}} = \exp\left(-k \frac{x}{D^*}\right) \quad (2.33)$$

と表される。式中の k は減衰係数であり、衝撃波マッハ数が $1.05 < M_s < 1.1$ の範囲では、 $\Delta p_{s,1}$ に対し単調増加となり、その値はMirels⁽²⁸⁾の乱流における理論値とよく一致する。衝撃波強さが非常に弱い $M_s < 1.05$ の範囲では、減衰係数は $\Delta p_{s,1}$ によらずほぼ一定となる。

また、 $M_s < 1.1$ において弱い衝撃波が管路内を伝播する場合には、その伝播波形はステップ状の衝撃波部分と、その背後の圧縮波部分で形成される圧力波となる。衝撃波の初期強さが小さいほど圧縮波の部分は大きくなり、波形は丸みを帯びる。

$M_s < 1.1$ 、 $\Delta p_{s,1} < 25\text{kPa}$ の弱い衝撃波が伝播する場合、その圧力波形における圧力は衝撃波によりステップ状に上昇した後、背後の圧縮波部分において最大値に達し、その後緩やかに減少していく。これを波面のオーバーシュートと呼んでいる。この原因は圧縮波背後に発達する非定常境界層の遷移であり、境界層が層流から乱流へと遷移すると波形の圧力が減少するのは、管壁と境界層との間のせん断応力が大きくなり、その排除効果により減衰が大きくなるためと考えられている。

2.5 伝播する圧力波の誘起する非定常流れ

管内を伝播する圧力波の距離減衰の傾向は圧力波により誘起される流れ中の非定常境界層の層流から乱流への遷移に関係すると言われているが、その原因は解明されていない。衝撃波のようなステップ状の圧力波により誘起される非定常境界層の遷移点は密度干渉計や、壁面における温度変化などから実験的に調べられている⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾⁽³¹⁾。また、レーザー差動干渉計を用いて圧縮波により誘起される非定常境界層の遷移についても研究⁽³²⁾がなされているが、伝播する圧力波の減衰との関係についてはいずれも触れられていない。

管内を伝播する圧縮波背後の流れは非定常で、その背後の壁面には非定常境界層が発達する。この非定常境界層において壁面での速度勾配はきわめて大きく、時間の経過とともに小さくなっていく。速度勾配は壁面せん断応力に比例することから、圧縮波通過直後において、この非定常壁面摩擦は定常値に比べて非常に大きく、従って波面に与える影響は小さくない。非定常摩擦は波面で生成するので圧力波の幅が大きくなると、非定常摩擦が生成する範囲は大きくなるが、逆に圧力波の幅が狭いほうが圧力の変化などが急激なため最大値は大きくなる。以下に非定常境界層の発達を考慮して壁面摩擦を導いた理論を層流と乱流に分けて紹介する。

Zielke⁽³³⁾は、非圧縮層流における非定常境界層の発達に伴い時間的に変化する壁面摩擦を理論的に示した。円管座標系における、円管内の流れを非圧縮性軸対称層流とし、圧力、密度は管の断面にわたり一定と仮定すると、運動量の式は以下のように示される。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{v\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.34)$$

また、平均流速 $U(t)$ は、任意の点での流速 $u(r,t)$ で表される。

$$U = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r u dr \quad (2.35)$$

式(2.33)をラプラス変換し、管壁における流速を 0、管軸上の流速を有限値とする境界条件の下で解き、それを積分することにより、壁面せん断応力が得られる。これを逆ラプラス変換することにより次式が得られる。

$$\tau_w(t) = \frac{4\rho v}{R} U(t) + \frac{2\rho v_1}{R} \int_0^t W \frac{\partial U}{\partial t} dt^* \quad (2.36)$$

式(2.35)の右辺第 1 項は十分に発達した流れに対する壁面せん断応力、第 2 項は発達区間において時間的な速度変化があるために生じる壁面せん断応力である。重み関数 W を計算するためには、各位置における過去のかかなり長い時間にわたる速度変化が必要となるため莫大なメモリが必要であり、実用的であるとはいえない。

そこで Trikha⁽³⁴⁾が重み関数の近似式を求め、重み関数は Δt 時間前の状態量のみで計算でき

るようになり、大幅に小さなメモリで計算が可能になった。

Schulz と Sockel⁽³⁵⁾は、圧縮波背後の乱流流れにおける非定常摩擦を理論的に示した。彼の手法は、圧縮波背後の速度プロファイルを仮定し、非定常境界層の発達を表す式とその発達区間での摩擦速度を表す式を導き、それを解くことにより非定常摩擦を求めるというものである。

静止していた管内の空気は圧力波によって加速される。この加速過程における壁面摩擦、すなわち非定常摩擦は定常流の摩擦と比較してかなり大きい、圧力波波面の変形に大きな影響を与える。

2.6 長い管路内の弱い圧縮波の伝播

本節では、長い管路内を伝播する圧縮波に関する従来の研究について述べる。管内を伝播する弱い圧縮波が特に問題となる工業的事例に、スラブ軌道(レールの下がコンクリート)トンネルにおけるトンネル出口騒音が挙げられる。

トンネルに高速鉄道が突入すると、列車がピストンの作用をして列車前方にある空気を圧縮し、列車前方に圧縮波が形成される⁽³⁶⁾。この圧縮波はトンネル内を減衰、及び変形しながら音速で伝播するという特性を持っている。出口に到達した圧縮波はパルス波となって外部空間を伝播し、このとき衝撃音を発生させる。このパルス波は鉄道関係者の間では微気圧波と呼ばれている。この微気圧波の大きさは、勾配が比較的小さい場合、出口圧縮波の波面の圧力勾配に比例⁽¹⁴⁾⁽³⁶⁾し、勾配が大きく衝撃波になるにつれて勾配によらず、衝撃波の強さに比例する⁽²²⁾ことがわかっており、この騒音問題の解決のためには管内を伝播する圧力波の特性を調べることが重要である。

トンネル内を伝播する圧縮波に関しては、現在までに現地測定、模擬実験および数値解析が多々行われてきた。まず、現地測定において以下のようなことがわかった。

- スラブ軌道トンネル内を伝播する圧縮波は、減衰するとともに、非線形効果によって波面が切り立っていく。
- そのため、トンネルが長いほど微気圧波の強さは大きくなる。

次に、模擬実験⁽¹⁴⁾⁽³⁷⁾において以下のことがわかった。

- 圧縮波は伝播すると共に、減衰及び非線形効果により波面が切り立っていく。
- 初期圧縮波の最大圧力勾配及び、強さが大きいほど、非線形効果は大きくなる。
- 初期圧力勾配及び強さが大きくなると、圧縮波の一部が衝撃波へと遷移する。

ただし、これらの模擬実験は、全て管路が管径の数百倍程度の管で行われたものであり、長さが10[km]を超えるような長大トンネル内を伝播する圧縮波の特性を調べるには管路長が不十分であった。そこで最近では、管路が管径の数千倍ある極めて長いテストセクションを持つ波動シミュレータを用いた実験⁽¹⁸⁾が行われ、以下のことがわかった。

- ・ 初期最大圧力勾配が比較的小さい場合、初めは圧縮波の波面は切り立ち、その後圧縮波の波面の最大圧力勾配は減少していく。
- ・ 初期最大圧力が比較的大きい場合、伝播する圧縮波の波面は急激に切り立ち、一部が衝撃波に遷移し、衝撃波の強さは遷移直後に急激に増加し最大となる。その後衝撃波は伝播とともに減衰し、最終的には初期最大圧力勾配に関わらずほぼ同じ位置で消滅して圧縮波となる。圧縮波となった後は、波面の最大圧力勾配が減少しながら伝播していく。
- ・ 初期圧縮波の強さが等しい場合、初期最大圧力勾配に関係なく、圧縮波の強さは伝播とともに一様に減衰する。
- ・ 極めて長い距離を伝播すると、圧縮波の波形は波面の減衰効果により同一の形状となる。
- ・ 圧縮波波面の切り立ちを生じさせる非線形効果の強さは、波面の最大圧力勾配および波面の形状に強く依存している。

また、本実験と同じ実験装置を使用した戸倉による実験⁽³⁸⁾によると、

- (1) 初期衝撃波強さが大きいほど、距離に対する衝撃波の減衰は小さくなる。本実験範囲において、衝撃波消滅距離は、初期衝撃波の強さに比例する。
- (2) 衝撃波が消滅し圧縮波となった後は、最大圧力勾配は伝播とともに急激に減少する。
- (3) 初期衝撃波強さが大きいほど、距離に対する圧力波強さの減衰は大きくなる。
- (4) 圧力波形上のオーバーシュートにおける圧力損失は、はじめ伝播に従い増加するが、長い距離を伝播すると減少に転じる。その圧力損失の圧力波強さに占める割合は、初期圧力波が強くなるほど大きくなるが、さらに強くなるとほぼ一定値になる。

ことが分かっている。戸倉は長い管路における弱い衝撃波の伝播特性について明らかにしたが、初期衝撃波条件が10kPa以下であったが、さらに強い条件(10kPa以上)については明らかになっておらずその先の傾向は分かっていない。

また、荒金⁽³⁹⁾は本実験と同じ実験装置を使用し初期衝撃波条件が10kPa以上についての衝撃波の伝播特性を明らかにする実験を行った。その結果以下のことが明らかになった。

- (1) 衝撃波高さの値が約10kPa以上の位置では、初期衝撃波強さが大きいほど、距離に対する

衝撃波の減衰は大きくなり、衝撃波高さの値が約 10kPa 以下の位置では、初期衝撃波強さが大きいほど、距離に対する衝撃波の減衰は小さくなる。

- (2) 初期衝撃波強さが約 10kPa 以下の条件では衝撃波消滅距離は初期衝撃波強さと比例して長くなるが、約 10kPa 以降では、衝撃波消滅距離の増加がなだらかになっている。
- (3) 衝撃波は伝播してゆくにつれ、衝撃波の部分は減衰し、それに伴い、衝撃波のステップ状の部分は丸みを帯び圧縮波に変形する。
- (4) 衝撃波波形の波面背後では層流・遷移・乱流と流れ場が変動し、摩擦による圧力損失の値が変化するため、圧力分布のピークと谷（オーバーシュート）が存在する。流れ場の変動の違いによってオーバーシュートの度合いが変化する。
- (5) 初期衝撃波高さが大きいほどオーバーシュートの度合いが大きい。
- (6) 初期衝撃波高さが大きいほうが距離に対する圧力波強さの減衰が大きくなる。

しかし荒金の実験では実験装置の長さが足らず衝撃波の消滅するところまで実験を行っておらず衝撃波の消滅や減衰などの伝播特性は明らかになっていない。また荒金の実験で発生させた衝撃波は後ろに圧縮波をともなうものであり、後ろに発達した圧縮波が衝撃波に及ぼす影響は考慮されていない。

2.7 従来の研究に残された問題点

管内を伝播する弱い衝撃波について実験的研究は過去に行われているが、 $x/D < 500$ の短い管路を対象としたものであり、長い距離を伝播した場合の特性については明らかになっていない。

本研究ではこの問題を明らかにするため、破膜式の衝撃波管を用いて、最長 $x/D=7000$ 程度の長い管路内に衝撃波を発生させ、圧力波形を取得する。その後、各圧力波形を解析、比較することにより、考察を行う。

第3章 実験装置と方法

3.1 衝撃波管

本研究で使用した衝撃波管の概要を Fig.3-1 に示す。波動駆動部(高圧室)、破膜部、波動伝播管(低圧室、テストセクション)により構成される。波動駆動部および波動伝播管には内径 16mm、外径 20mm の滑らかな壁面を持つ円形銅管を用いた。

波動駆動部の長さは 50m であり、波動駆動部の管端からの反射膨張波が測定部の圧縮波に追いつかないように十分長くした。駆動気体である高圧空気を封入するために管端は閉じてある。また、高圧室と低圧室の間の気密を保つため、高圧室と低圧室の間には O リングを設置してある。また、破膜に用いた隔膜の材質は、ポリ塩化ビニリデン等である。2016 年の実験の装置は管の長さが等価直径の 4000 倍ほどの長さまでしかなかったため初期衝撃波強さが 17kPa のとき衝撃波が消滅するところまで測定することができなかった。そのため今年度は銅管を追加し衝撃波が消滅しその後どのように伝播していくのかを測定できる長さにした。その結果最大で 128.25m (等価直径の約 8000 倍)の長さを持つ銅管となった。1.5m おきに計 6 つの圧力孔が設置してある 10.5m の銅管 1 本、9m の銅管 8 本、4m の銅管 1 本、10m の銅管 4 本からなる。これらを適当に組み合わせることで、様々な場所で圧力波形を取得することができる。実際に圧力波形を取得した位置を Tabel.3-1 に示す。本実験装置では破膜部の下流 1m の点を伝播距離の原点としている。反射膨張波の影響がなくなるように、一番後方の位置から管端の長さまでは 10.75m と十分長くしてある。また、波動伝播管は $x=0\text{m}\sim x=85\text{m}$ までは曲率半径 1.4m の曲がり管となっている。圧力波の伝播特性に対する管路の曲率半径の影響は無視できることが過去の実験⁽¹⁹⁾により確認されている。破膜により形成された衝撃波は波動伝播管を伝播したのち、管端から大気に放出される。このように非常に長い波動駆動部、および波動伝播管により本波動シミュレータでは 140msec 程の持続時間が得られる(Fig.3-2)。

3.2 測定装置

本実験において圧縮波の測定には、圧力センサー(Kulite 社製, XCS-190)を用いており、共振周波数はカタログ値で 150kHz、実測で約 90kHz~110kHz である。圧力センサーの設置状態を Fig.3-3 に示す。圧力センサーの原理は、半導体(シリコン)のピエゾ効果(半導体結晶に機械的ひずみがかわると、内部のエネルギー構造が変化し、これに伴いキャリア電子の移動量が変わり、電気抵抗が変わる現象)を利用した圧力トランスデューサで、シリコン・ダイアフ

ラム型とメタル・ダイアフラム型がある。シリコン・ダイアフラム型は、IC手法の一つである拡散法を用いて、半導体のシリコンチップ上に直接ホイトストーン・ブリッジを形成し、これをダイアフラムとするものである。またメタル・ダイアフラム型は、シリコンチップをダイアフラムとして使うメタル(17-4PH ステンレス鋼)の裏側へ接着した構造となっている。圧力センサーの出力電圧を、アンプ(TEAC社製, SA-57 および SA-59)により増幅させた。圧力センサーは、圧力波伝播の原点から順に S1, S2, S3, S4, S5 とした。Fig3-4 は、各圧力センサーの検定結果である。

それぞれの結果より、ゲージ圧 Δp [kPa(gage)], 電圧値 V [Volt]は次の通り換算できる。

$$S1 : \Delta p = 3.2531 \times V + 0.1048 \quad (3.1)$$

$$S2 : \Delta p = 5.4079 \times V - 0.0919 \quad (3.2)$$

$$S3 : \Delta p = 5.2305 \times V - 0.0686 \quad (3.3)$$

$$S4 : \Delta p = 2.7563 \times V - 0.0500 \quad (3.4)$$

$$S5 : \Delta p = 4.3017 \times V - 0.2272 \quad (3.5)$$

3.3 実験方法

実験方法について述べる。最初に高圧室と低圧室の間に膜を設ける。その後、コンプレッサーから波動駆動部内に任意の圧力の空気を封入することにより、破膜させる。波動駆動部内の空気が波動伝播管内に流入し、その管内の空気を圧縮することで衝撃波が形成される。こうして形成された衝撃波による圧力の時間的変化を、低圧室内壁に設置した上述の圧力センサーにより測定した。S1 をトリガー源とし、このセンサーがトリガーレベル以上の電圧を感知した時点を原点としてトリガーがかかり、400msec 間にわたって圧力波の波形を記録した(ただし、記録開始時間および終了時間は測定距離によって異なる)。測定は 400msec で 80 万点記録し 0.5 マイクロ秒間隔にした。圧力センサーの共振周波数はカタログ値で 150kHz, 実測で約 90kHz~110kHz であるため共振周波数を超えるように測定した。出力電圧はアンプ(TEAC社製, SA-59)により増幅される。増幅された信号はメモリーハイコーダ(日置電機製, 8861-50)のディスプレイに表示され、デジタル化された電圧値として記録される。メモリーハイコーダの分解能は 16bit, サンプル点数は 2M 点, サンプルングレートは 5MHz である。

3.4 測定された圧力波の解析方法とその定義

Fig.3-5(a)に衝撃波と圧縮波の混在した圧力波の定義について示す。Fig.3-5(b)には、波面前面が圧縮波のみの場合の最大圧力勾配の定義について示す。本実験では、伝播する圧力波の減衰と変形の解析を行うために、圧縮(圧力)波強さ(つまり最大圧力値)、衝撃波強さ、最大圧力勾配、オーバーシュートにおける圧力損失、及び波頭から圧力が極大または極小となるまでの時間を以下の様に定義した。まず、波面前面が衝撃波の場合 (Fig.3-5(a))、圧力上昇の開始点を波頭、上昇が終了する点を波尾とし、それぞれ点(a)、(d)とした。測定された圧力波においてステップ状の衝撃波部分の圧力波高さ点(b)–(c)間を衝撃波強さ Δp_s 、圧力が最大となり減少へと転じる点(d)における圧力波高さを圧力波強さ Δp_c とした。点(e)は圧力が極小となる点であり、点(d)–(e)間の圧力波高さを圧力損失 Δp_l とした。波頭から圧力の極大値、極小値までの時間 Δt_{tr1} 、 Δt_{tr2} はそれぞれ、点(a)–(d)間、点(a)–(e)間の時間間隔と定義した。また、波面前面が圧縮波の場合 (Fig.3-5(b))、点(d)以降、つまり Δp_c 、 Δp_l 、 Δt_{tr1} 、 Δt_{tr2} の定義は波面前面が衝撃波の場合 (Fig.3-5(a)) と同様である。

また、衝撃波は計測時、圧力センサー孔(約 4mm)を通り過ぎるのに約 0.011msec ほど時間がかかる。仮に $\Delta P_{s,i}=3\text{kPa}$ の衝撃波が通り過ぎるとき、約 270kPa/msec の勾配をもつ波として観測され、正しく衝撃波を測定できない。そこで、本研究では Fig.3-6 のように、伝播する波の最大圧力勾配を測定し、勾配が 20kPa/msec 以上となる位置までを衝撃波とした。またデータ処理はスムージングを行った。衝撃波の最大圧力勾配はスムージングの点数の影響を受けるため本研究においては過去の実験を参考にデータ処理を行った。

3.5 実験条件

実験を行い初期衝撃波強さが 3~20kPa までの波形を取得することができた。データ分析を行うに際し、Table.3-2 に示すように初期衝撃波強さ $\Delta P_{s,i}$ について 4 つの初期条件(condition A, B, C, D)を定めた。それぞれの実験条件で破膜に用いた隔膜は、ポリ塩化ビニリデン、ポリエチレン、ポリプロピレン等である。膜の種類を変えたり、2枚重ねたりすることで、強さの異なる衝撃波強さを発生させた。

実験において圧力センサーから得られた波形を用いて計算した流れの初期マッハ数 M_s は、各実験条件について、それぞれ $M_s=1.03$ (Condition A)、 $M_s=1.05$ (Condition B)、 $M_s=1.06$ (Condition C)、 $M_s=1.08$ (Condition D) となっている。実験値のマッハ数は圧力センサーで得た波形中の衝撃波部分(Fig.3-8 中の点(b)-(c)間)の移動速度 $U_s[\text{m/s}]$ から(b)点での流速 $u_1[\text{m/s}]$ を差し引いた後の値を、同じく(b)点における音速 $a_1[\text{m/s}]$ で割ったものである。音速は温度センサーから得

られた値を用いて求めた。式を以下に示す。

$$M_s = \frac{U_s - u_1}{a_1} \quad (3.1)$$

また、4章で今年度の実験と比較するために、2011年度と2016年度の初期条件を Table.3-3 に示す。

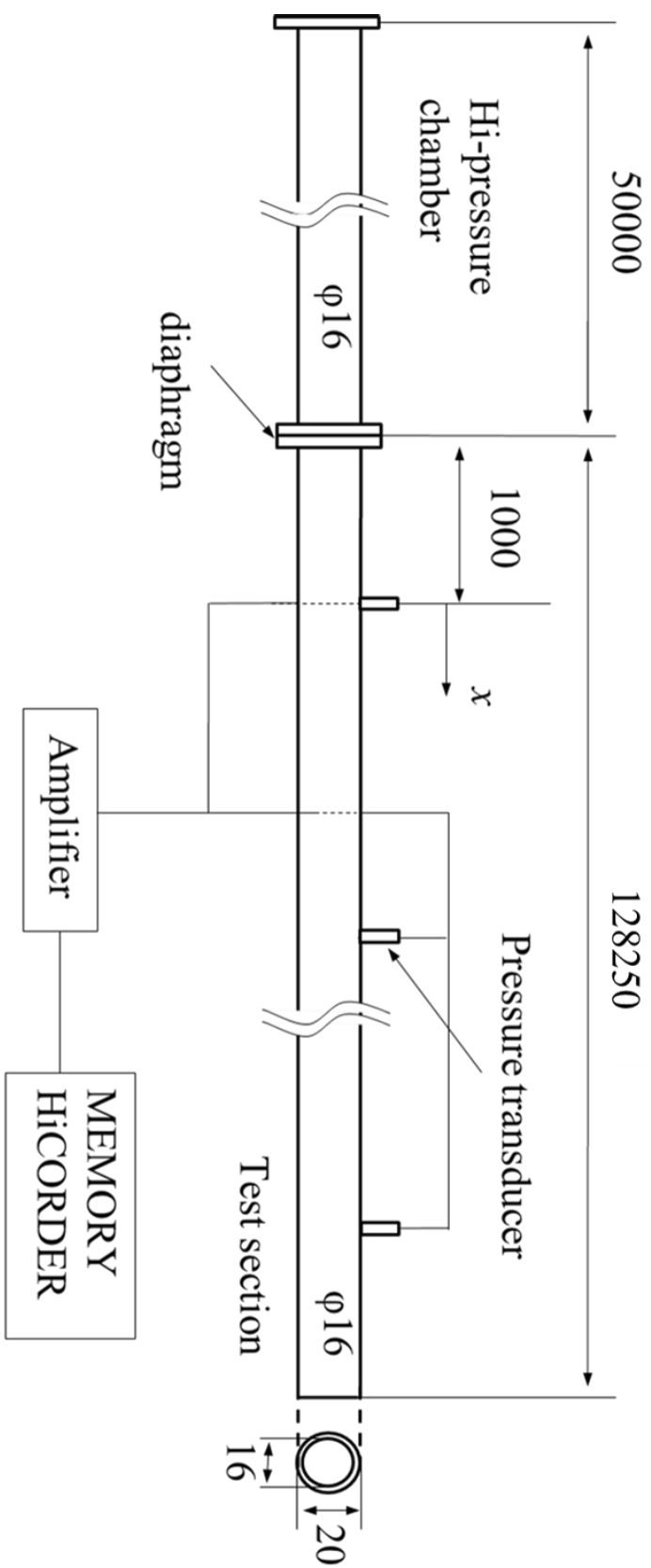


Fig.3-1 破膜式衝擊波管

Table.3-1 測定点

		S1	S2	S3	S4	S5
1	x [m]	0	7	8.5	11.5	14.5
	x/D [-]	0	438	531	719	906
2	x [m]	0	25	26.5	29.5	32.5
	x/D [-]	0	1563	1656	1844	2031
3	x [m]	0	43	44.5	47.5	50.5
	x/D [-]	0	2688	2781	2969	3156
4	x [m]	0	61	62.5	65.5	68.5
	x/D [-]	0	3813	3906	4094	4281
5	x [m]	0	79	80.5	83.5	86.5
	x/D [-]	0	4938	5031	5219	5406
6	x [m]	0	89	90.5	93.5	96.5
	x/D [-]	0	5563	5656	5844	6031
7	x [m]	0	109	110.5	113.5	116.5
	x/D [-]	0	6813	6906	7094	7281

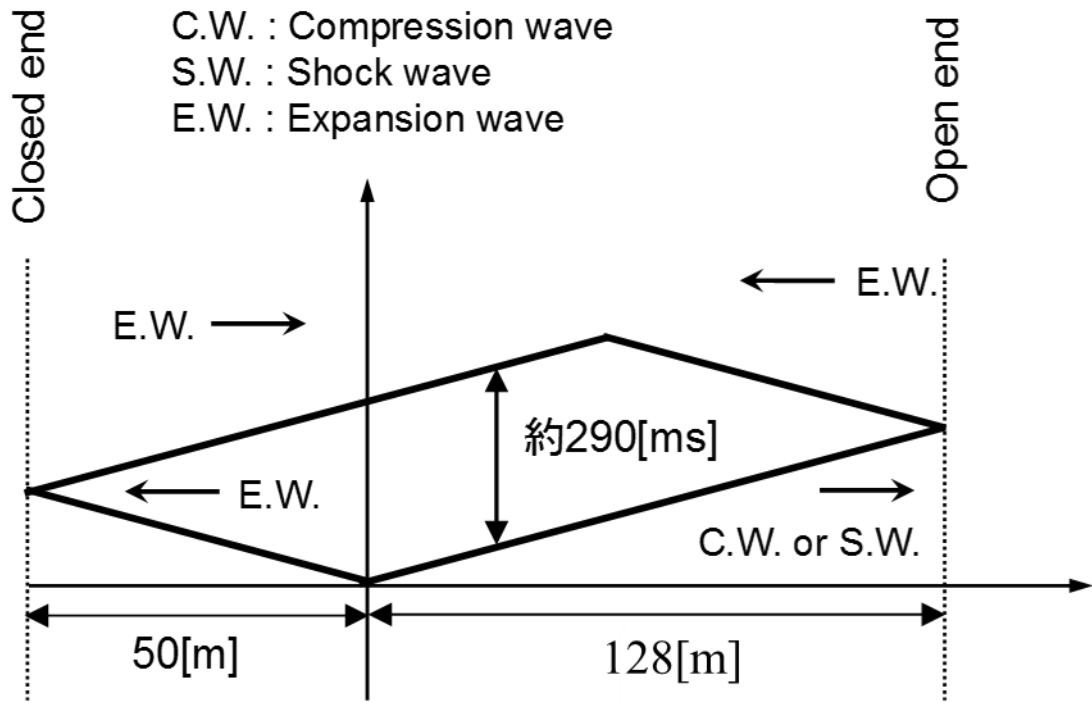


Fig.3-2 波動線図

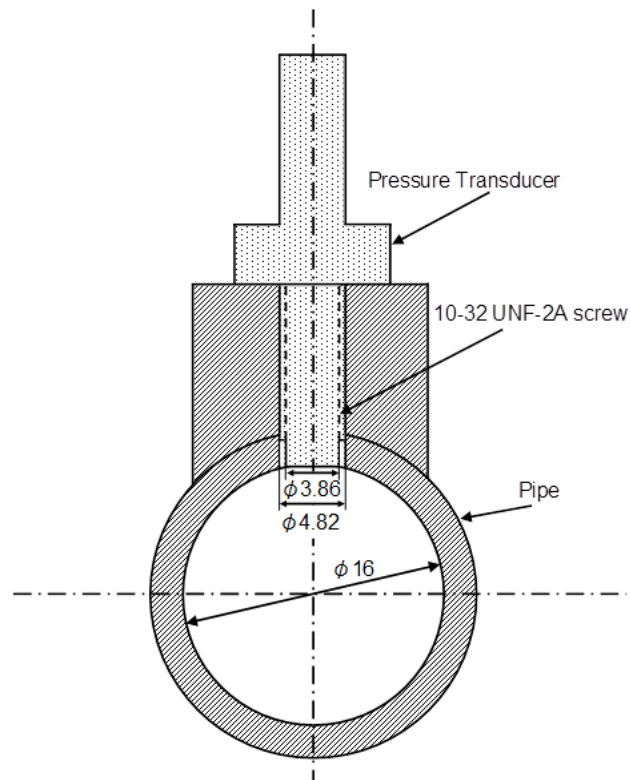
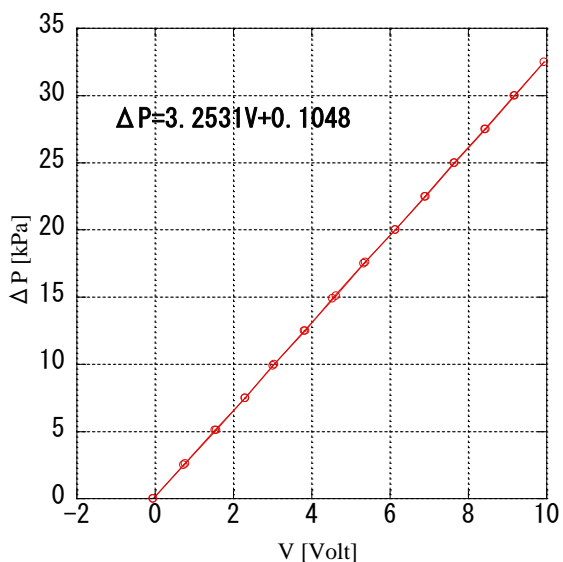
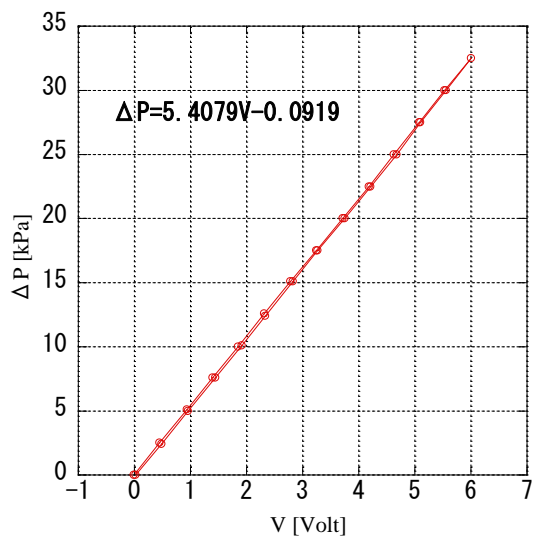


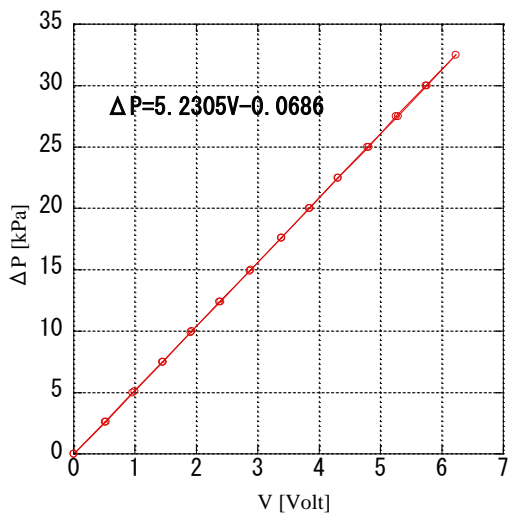
Fig.3-3 圧力センサーの設置状態



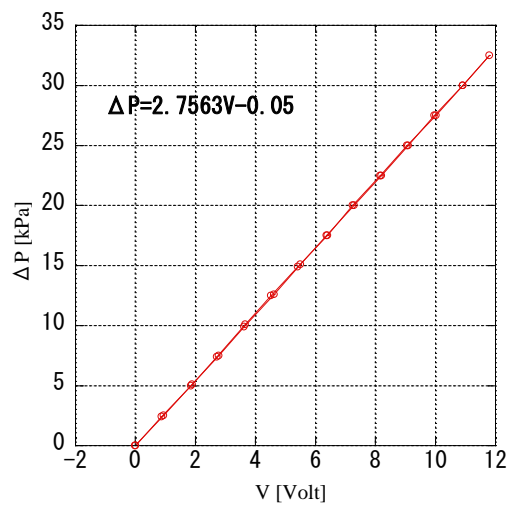
(a) S1



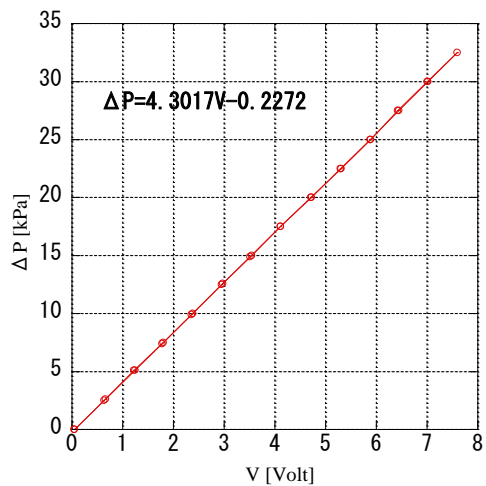
(b) S2



(c) S3

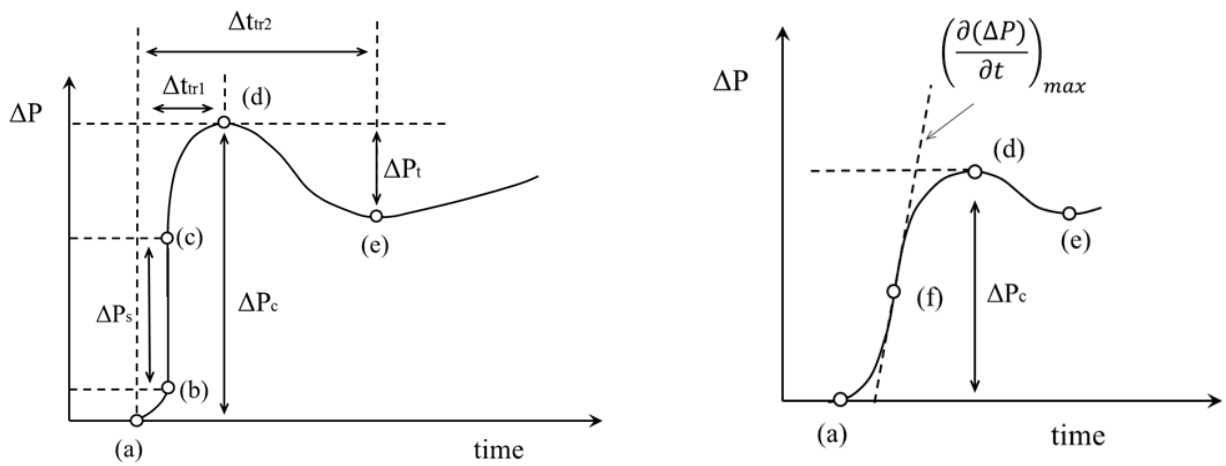


(d) S4



(d) S5

Fig.3-4 圧力センサーの検定結果



(a) Shock Wave

(b) Compression Wave

Fig.3-5 圧力波の定義

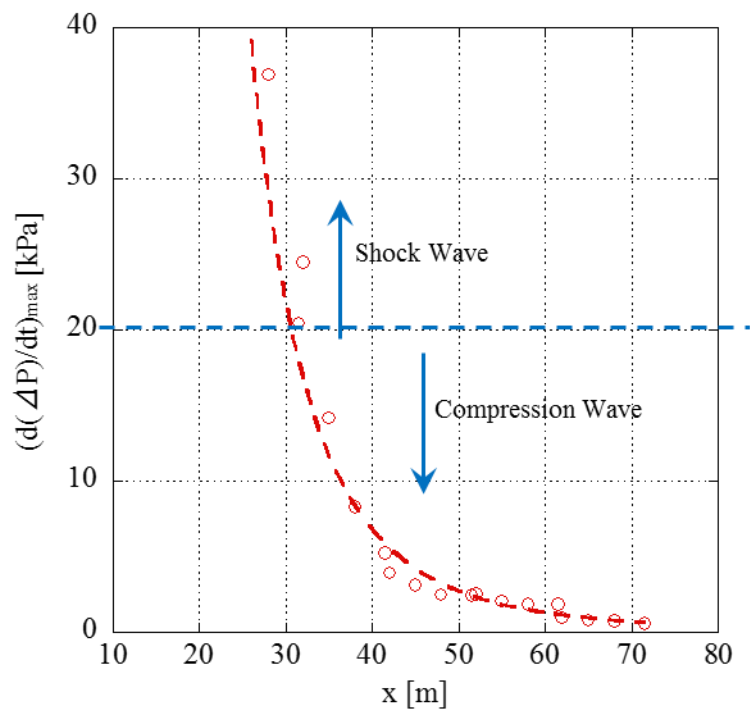


Fig.3-6 衝撃波の定義

Table.3-2 本実験の初期条件

	初期衝撃波強さ [kPa]
Condition A	7.75 ± 0.17
Condition B	12.64 ± 0.51
Condition C	14.25 ± 0.50
Condition D	20.14 ± 0.34

Table.3-2 過去の実験の初期条件

	初期衝撃波強さ [kPa]
Condition A (2011)	3.34 ± 0.34
Condition B (2011)	6.45 ± 0.24
Condition C (2011)	10.08 ± 0.4
Condition A (2016)	10.23 ± 0.24
Condition B (2016)	15.35 ± 0.43
Condition C (2016)	19.66 ± 0.75

第4章 結果および考察

本章では、実験の結果について詳しく述べる。高压室に封入した空気の圧力で、膜を破膜させることで断面積一定の管内に衝撃波を発生させ、管内の圧力を測定することにより、衝撃波の圧力波形を取得した。本章で、実験で得られた圧力波形を解析し、長い管路内を伝播する衝撃波、及びその波面背後に発達する圧力波の特性について考察を行う。

4.1 衝撃波のマッハ数

本節では、衝撃波の波面の減衰と消滅について議論する。初めに、各条件(Table3-1)の実験で得られた波形を衝撃波として扱うことの妥当性を確認し、その上で結果に対する考察を行った。

本実験では圧力勾配が 20kPa/ms 以上となる点を衝撃波としたが、これは圧力センサーの特性から決めたものである。衝撃波であることの妥当性を示すためにランキン・ユゴニオの関係式⁽⁹⁾より衝撃波マッハ数を計算する。ランキン・ユゴニオの関係式を用いたマッハ数は次の式であらわされる。

$$M_s = \sqrt{\frac{(\gamma + 1) \frac{P_c}{P_b} + (\gamma - 1)}{2\gamma}} \quad (4.1)$$

ここで γ は比熱比、 P_b および P_c はそれぞれ Fig.3-8 中の点(b)と(c)における圧力である。なお、 P_c と P_b の圧力差は衝撃波強さ ΔP_s として定義されている。次に実験値のマッハ数は圧力センサーで得た波形中の衝撃波部分(Fig.3-8 中の点(b)-(c)間)の移動速度 U_s [m/s]から(b)点での流速 u_1 [m/s]を差し引いた後の値を、同じく(b)点における音速 a_1 [m/s]で割ったものである。(b)点での流速 u_1 [m/s]は衝撃波が来る前であるので0m/sである。音速は室温を計測し求めた。各条件で測定された速度波形中の衝撃波部分(Fig.3-8 中の点(b)-(c)間)の移動速度 U_s [m/s]と伝播距離の関係を各条件ごとに Fig.4-1(a)~(d)に示す。図の横軸は無次元伝播距離 x/D 、縦軸は移動速度 U_s [m/s]である。3つの点が連なっているのは測定管に4つの圧力センサーがついており1回の測定で4つの圧力センサー間の3区間の移動速度を測定したためである。Fig.4-1(a)において $x/D=0$ に一番近い $x/D=0\sim 7$ の区間での伝播速度は315m/sで他の区間に比べて小さくなっている。これは破膜後の膜の破れ方がまだ安定しておらず流路が狭まっているので、そのため波形が不安定であるためだと考えられる。その次の $x/D=438\sim 531$ の区間では347m/sと伝播速度が上昇している。伝播していくと伝播速度は低下していくこと

がわかる。Fig.4-1(b), (c), (d)でも伝播していくと伝播速度が低下していき Fig4-1(a)と同じ傾向が見られた。

Fig4-1(d)では $x/D=400\sim 2000$ では単調に減少している。 $x/D=3000$ 付近の3区間ではほとんど同じ伝播速度になっている。更に伝播し $x/D=5000$ を超えると $x/D=5563\sim 5656$ の区間より $x/D=5656\sim 5844$ の区間の伝播速度が速くなり、さらに $x/D=5656\sim 5844$ の区間より $x/D=5844\sim 6031$ の区間の伝播速度が速くなっており、伝播するほど伝播速度が速くなっている。Fig4-1(c)などでも同様の傾向が見られた。この現象の原因は個々の圧力センサーの特性による誤差や銅管が衝撃波の通過で少し膨張しているために伝播速度が加速することなどが考えられるが今後検討が必要である。全体的に見ると伝播速度は減少していくのでマッハ数の計算においては3つの区間の平均の伝播速度を用いて計算した。マッハ数を求める式を以下になる。

$$M_s = \frac{U_s - u_1}{a_1} \quad (4.2)$$

圧力センサーから得られた波形を用いて計算した流れのマッハ数、およびランキン・ユゴニオの関係式より求めた衝撃波直前の流れのマッハ数 M_s を各実験条件について Fig.4-2(a)~(c) に示す。図の横軸は無次元伝播距離になっている。

Fig.4-2(a)~(c)のいずれからでも、データにばらつきはあるものの傾向および値もほぼ等しい。室温と管内の温度が違うことを考慮すると誤差の範囲内である。よって図中の範囲において各条件で得られた波形は衝撃波として取り扱ってよいことが確認できた。

4.2 長い管内を伝播する衝撃波の波面形状の変化

各条件(Table3-2)で測定された圧縮波の波面前面形状の一例を、Fig.4-3(a)~(d)に示す。図の横軸は伝播時間、縦軸は大気圧からのゲージ圧である。図中には $x=0$ からの伝播距離 x と円管直径 D の比 x/D が示してある。

Fig.4-3(a)では $x/D=0$ のとき時間 0 でステップ状の波形ができています。この部分が衝撃波である。ステップ状の部分に続いてなだらかに圧力が上昇していく丸みを帯びた部分がありその後ろはあまり圧力波上昇していない。衝撃波の後ろには圧縮波が発生している。波形が振動しているのは圧力センサーの固有振動数の影響で起きたダンピングのためである。 $x/D=0$ から伝播していくと波形は全体の圧力が下がっていき丸みを帯びていく。伝播していくとステップ状の衝撃波は減衰していく。 $x/D=2781$ までは衝撃波は存在しているが $x/D=2969$ では衝撃波は消滅している。本実験では衝撃波が始めて存在しなくなった距離を衝撃波の消滅距離とした。伝播が進むと圧縮波は単調に減衰していく。 $x/D=3813$ 付近では丸みがなくなって

いき直線的な圧力上昇になっていく。 Fig.4-3(a)～(d) (Condition A, B, C, D) それぞれにおいても $x/D=0$ ではステップ状の衝撃波部分があることが分かる。衝撃波の後ろには丸みを帯びた部分がありその後ろにあまり圧力が上昇のない部分がある。これは Condition A と同様に衝撃波の後ろに圧縮波がある初期波形である。 Fig.4-3(b), Fig4-3(c), Fig4-3(d)において、衝撃波波面の変形と減衰には Fig.4-3(a)と同様の傾向が見られた。衝撃波が消滅する距離は Fig.4-3(b) (Condition B) では $x/D=4938$, Fig.4-3(c) (Condition C) では $x/D=5031$, Fig.4-3(d) (Condition D) では $x/D=6031$ となり、衝撃波強さが強い程、衝撃波が消滅する距離は伸びていくことがわかった。

4.3 長い管内を伝播する衝撃波の減衰と消滅

各測定点で得られた衝撃波の強さ ΔP_s と無次元伝播距離 x/D の関係を Fig.4-4 に示す。 Fig.4-4 中には、2011 年度と 2016 年度の実験結果も示してある。2016 年度の実験では Condition A ($\Delta P_{s,i} = 10.23\text{kPa}$) では衝撃波の消滅距離を測定することができたが Condition B ($\Delta P_{s,i} = 15.35\text{kPa}$) , Condition C ($\Delta P_{s,i} = 19.66\text{kPa}$) においては衝撃波は減衰していくものの衝撃波が消滅するまで測定できておらず $x/D=4250$ までの結果が示してある。各測定点で得られた衝撃波の強さ ΔP_s を $x/D=0$ での初期衝撃波強さ $\Delta P_{s,i}$ で無次元化した $\Delta P_s / \Delta P_{s,i}$ と無次元伝播距離 x/D のグラフを Fig.4-5 に示す。初期衝撃波強さが弱いほど伝播距離に対しての衝撃波の減衰が大きく短い伝播距離で消滅していくことがわかる。反対に初期衝撃波強さが強いほど衝撃波が消滅するまでの距離は長くなり傾きもなだらかになっている。初期衝撃波が強い Condition D ($\Delta P_{s,i} = 20.14\text{kPa}$) などでは $x/D=0$ 付近での減衰が大きく伝播していき衝撃波が小さくなっていくほど減衰は小さくなっていくため衝撃波は直線的ではなく曲線的に減衰している。これは伝播していき波形の非線形効果が減少していくためである。ここで管内を伝播する衝撃波が減衰し消滅するときの伝播距離を衝撃波消滅距離 L_v と定義する。様々な初期衝撃波強さで行った実験から、無次元衝撃波消滅距離 L_v/D と初期衝撃波強さの関係を Fig.4-6 に示す。図より、本実験範囲では、衝撃波消滅距離は初期衝撃波強さとほぼ比例して長くなることが分かった。初期衝撃波強さと衝撃波の消滅距離が線形であるとし最小二乗法で近似式を求めると以下の式になる。

$$L_v = 275.36P_{s,i} + 616.01 \quad (4.3)$$

初期衝撃波強さが 3~20kPa ではこの式と実験がよく一致しているが初期衝撃波強さが 20kPa を超えた範囲では直線よりも消滅距離が短くなっているように見える。初期衝撃波強さが 20kPa を超える範囲では初期衝撃波強さと消滅距離の関係が線形であるのかは更なる検討が

必要である。

仲尾ら⁽⁴⁾は管内を伝播する弱い衝撃波について実験的研究を行った。弱い衝撃波の減衰の様子は、圧力の最大値 Δp_s 、初期状態のそれ $\Delta p_{s,i}$ 、を用いると次式で表される

$$\frac{\Delta p_s}{\Delta p_{s,i}} = \exp\left(-k \frac{x}{D^*}\right) \quad (4.4)$$

式中の k は減衰係数であり大きいほど距離減衰が大きいことを示す。この式は衝撃波が消滅することは考慮しておらず伝播していくと 0 に漸近していき衝撃波の消滅を表すことができない。そこで $x=0$ のとき $p_s/p_{s,i}=1$ 、 $x=L_v$ のとき $p_s/p_{s,i}=0$ となることから衝撃波の消滅の式を求めると次式となる。

$$\frac{\Delta p_s}{\Delta p_{s,i}} = \frac{e^{-k_s \frac{x}{D}} - e^{-k_s \frac{L_v}{D}}}{1 - e^{-k_s \frac{L_v}{D}}} \quad (4.5)$$

このとき k_s を衝撃波の減衰係数と定義する。 k_s が大きいほど圧縮波の伝播に対して減衰効果が大きいことを示している。 k_s は実験値から最小二乗法で求めた。その結果を Fig.4-7 に示す。縦軸は減衰係数、横軸は初期衝撃波強さである。Fig.4-7 より、本実験範囲においては、減衰係数の値は、衝撃波強さが大きくなるほど減衰係数の値は小さくなることが分かった。これは非線形性の影響であると考えられる。衝撃波の減衰には粘性と非線形が大きく関わってくる。初期衝撃波強さが大きくなるほど非線形性が小さくなるため初期衝撃波強さが大きくなるほど減衰係数は小さくなっていると考えられる。初期衝撃波強さの比 $\Delta P_s/\Delta P_{s,i}$ を式(4.5)から求めた減衰係数を用いて計算した結果と実験結果の比較の図を Fig.4-8 に示す。縦軸は初期衝撃波強さの比 $\Delta P_s/\Delta P_{s,i}$ で横軸は無次元伝播距離 x/D である。計算結果は線で示している。実験値と計算値を比べるとばらつきはあるもののほぼ一致している。このばらつきは初期衝撃波強さの誤差などによるものだと考えられる。

また Mirels⁽²⁸⁾が求めたそれぞれ層流と乱流の境界層を考慮した M_s が 1 近傍時の理論式は以下の式である。理論では、波面の後方に発達する境界層を、すべて層流、あるいは乱流と仮定し、次式で表される。

層流：

$$\frac{\Delta P_s}{\Delta P_{s,i}} = 1 - \frac{\frac{8}{\sqrt{\pi(\gamma_1 + 1)}} \left(1 + \frac{\gamma_1 - 1}{\sqrt{\sigma_1}}\right) \sqrt{x}}{\sqrt{\frac{U_s}{u_2} \frac{a_2 D}{\nu_1}}} \sqrt{D} \quad (4.6)$$

乱流：

$$\frac{\Delta P_s}{\Delta P_{s,i}} = 1 - \frac{0.115}{\left(\frac{U_s}{u_2}\right)^{1.4} \left(\frac{Da_2}{\nu_2}\right)^{0.2}} \left(\frac{x}{D}\right)^{0.8} \quad (4.7)$$

ここで、 γ_1 は比熱比、 σ_1 はプラントル数、 ν_2 は動粘性係数、 u_2 は衝撃波後方流速、 U_s は衝撃波伝播速度、 a_2 は衝撃波後方音速である。添字の1と2はそれぞれ波面上流と下流の値を示す。この理論式と実験値の比較を Condition A($\Delta P_{s,i}=7.75\text{kPa}$)、Condition B($\Delta P_{s,i}=12.64\text{kPa}$)、Condition C($\Delta P_{s,i}=14.25\text{kPa}$)、Condition D($\Delta P_{s,i}=20.14\text{kPa}$)の場合で求めた。比較したグラフを Fig.4-9(a)~(d)に示す。Fig.4-9(a)の Condition A($\Delta P_{s,i}=7.75\text{kPa}$)のときは値は離れているが層流の方が近くなった。Fig.4-9(b)の Condition B($\Delta P_{s,i}=12.64\text{kPa}$)、Fig.4-9(c)の Condition C($\Delta P_{s,i}=14.25\text{kPa}$)は層流と仮定したときのミレルスの式と実験値が近い値となった。Condition B($\Delta P_{s,i}=12.64\text{kPa}$)、Condition C($\Delta P_{s,i}=14.25\text{kPa}$)は全体的に層流であることが考えられる。Condition A($\Delta P_{s,i}=7.75\text{kPa}$)はそれ以上に弱い衝撃波であるので層流だと考えられる。Condition D($\Delta P_{s,i}=20.14\text{kPa}$)の場合は Condition C($\Delta P_{s,i}=14.25\text{kPa}$)と比べて計算値と離れている。これはミレルスの式が波面の後方に発達する境界層を、すべて層流、あるいは乱流と仮定しているためだと考えられる。実験では層流から乱流へ遷移しているために計算値と離れていると考えられる。

4.4 長い管内を伝播する衝撃波の波面形状の理論値との比較

理論式から求めた圧力と実験値を比較した波形を Fig.4-10(a)~(c)に示す。図の横軸は伝播時間、縦軸は大気圧からのゲージ圧である。図中の実線は線型理論で、波面背後の流れを層流と仮定した Brown⁽²⁴⁾の次式から求まる理論値である。

$$\frac{\Delta P_s}{\Delta P_{s,i}} = \exp(-BT_0) \operatorname{erfc}\left(\frac{AT_0}{2\sqrt{T-T_0}}\right)$$

$$A = 1 + \frac{\gamma_1 - 1}{\sqrt{\sigma_1}} \quad , \quad B = 1 + \frac{\gamma_1 - 1}{\sqrt{\sigma_1}} \left(1 - \frac{\gamma_1}{2\sqrt{\sigma_1}}\right) \quad (4.8)$$

$$T = \frac{4\nu_1}{D^2} t \quad , \quad T_0 = \frac{4\nu_1}{D^2} \frac{x}{a_1}$$

ここで、 γ_1 は比熱比、 σ_1 はプラントル数、 ν_1 は動粘性係数、 a_1 は衝撃波後方音速であ

る。 Fig.4-10(a)($\Delta P_{s,i}=7.75\text{kPa}$)の場合、 $x/D=438$ で実験値と理論値を比較すると実験値と理論値の形は似ている。実験値は波面が立ち上がって丸みを帯びて山ができその後圧力が減少し谷ができ圧力が上昇している。それに対してブラウンの式の理論値は波面が立ち上がってから丸みを帯びて圧力はほぼ一定である。実験値は山の部分で理論値よりも高い圧力になっている。谷の部分では実験値と理論値に近い値になっているがその後の実験値が上昇し理論値と離れていく。 $x/D=2969$ と伝播していくに従って実験値のオーバーシュートが大きくなり山の部分が理論値と大きく離れていく。これは実験値では波動の非線形性によって波面の切り立ち効果が表れているためと考えられる。谷を過ぎてからの圧力上昇は伝播するほど小さくなっていき理論値に近づいていく。これは実験値の最初の谷を過ぎたところの圧力上昇は膜がきれいに割れておらず切れ目が入ったような割れ方をしたために流路が狭まり縮流のようになっているためであると考えられる。伝播していくと縮流の影響が小さくなるため理論値と近づいていく。さらに伝播し $x/D=4938$ 以降も実験値の立ち上がりの後の山の影響は残ったままで理論とは一致しない。 Fig.4-10(b)($\Delta P_{s,i}=12.64\text{kPa}$)、 Fig.4-10(c)($\Delta P_{s,i}=20.14\text{kPa}$)のように初期衝撃波が大きくなるにしたがって、測定された波形と理論値とのずれが大きくなる。この原因として、初期衝撃波強さが大きくなるに従い波動の非線型効果の影響が伝播していても減衰せずに残るためだと考えられる。オーバーシュートが起きたあとの波形は理論値と実験値がよく一致した。これまでの研究においてブラウンの式は初期衝撃波強さが 10kPa までの波形はよく一致することが知られていたが波形の後方では 10kPa を超えてもブラウンの式とよく一致することがわかった。

4.5 圧力波強さの距離減衰

各点で測定された衝撃波から得られた圧力波強さ(ピーク値)の距離減衰を Fig.4-11 に示す。図の横軸は無次元伝播距離 x/D 、縦軸は測定された圧力波強さ ΔP_c である。図には2011年度と2016年度の結果も載せている。2011年度は $x/D=4469$ までの結果、2016年は $x/D=4250$ までの結果である。圧力波強さは単調に減衰していることがわかる。初期衝撃波強さが大きいほど距離に対する減衰が大きくなっている。各点で測定された圧力波強さ(ピーク値)を初期衝撃波強さ $\Delta P_{s,i}$ で無次元化した $\Delta P_c/\Delta P_{s,i}$ の距離減衰を Fig.4-12 に示す。図の横軸は無次元伝播距離 x/D 、縦軸は測定された圧力波強さと初期衝撃波の強さの比 $\Delta P_c/\Delta P_{s,i}$ である。初期衝撃波強さが $3\sim 7\text{kPa}$ の弱い条件ではそれぞれの条件で減衰の仕方が大きく異なるが初期衝撃波強さが強くなっていき $12\sim 20\text{kPa}$ では減衰の仕方があまり変わらなくなっていく。これは初期衝撃波強さが強くなると波面の切り立ち効果が強くなり波形に大きなピークが表れ、圧力波が伝播していてもその影響が残るからだと考えられる。各測定点での圧力波の強さを初期衝撃波の強さで無次元化した $\Delta P_c/\Delta P_{s,i}$ が、圧縮波の無次元伝播距離 x/D と共に指数関数的に

変化していくとすると圧力波の減衰は以下の式で表される。

$$\frac{\Delta p_c}{\Delta p_{s,1}} = \exp\left(-k \frac{x}{D}\right) \quad (4.9)$$

このとき、 k を圧力波の減衰係数と定義し、 k が大きいほど圧縮波の伝播に対して減衰効果が大きいことを示している。減衰係数は実験値から最小二乗法で求めた。式(4.9)で求めた理論値と実験値の比較を Fig.4-13 に示す。理論値と実験値がよく一致している。また減衰係数 k と無次元伝播距離 x/D のグラフを Fig.4-14 に示す。縦軸は減衰係数、横軸は初期衝撃波強さである。Fig.4-14 より、本実験範囲においては、減衰係数の値は、初期衝撃波強さに比例して大きくなることが分かった。圧力波の減衰係数は初期衝撃波強さが大きくなるほど大きくなっており衝撃波の減衰係数とは逆の傾向を示している。これは初期衝撃波強さが大きくなるほど境界層との摩擦が大きくなり減衰が大きくなるためである。

また、衝撃波から圧縮波に減衰後の最大圧力勾配の減衰を Fig.4-15 に示す。図の横軸は無次元伝播距離、縦軸は最大圧力勾配である。また最大圧力勾配を無次元化したものを Fig.4-16 に示す。図の横軸は無次元伝播距離、縦軸は最大圧力勾配から次式で定義された無次元最大圧力勾配 $(d(\Delta P)/dt')_{max}$ である。

$$\left(\frac{d(\Delta P)'}{dt'}\right)_{max} = \frac{\sqrt{\kappa}D}{aP_0} \left(\frac{d(\Delta P)'}{dt'}\right)_{max} \quad (4.10)$$

ここで κ は気体の比熱比、 P_0 は大気圧、 a は音速を表す。Condition A では最大圧力勾配が単調に減少し 0 に漸近する。これは衝撃波が管内を長距離伝播した場合、波の粘性による減衰効果が支配的になるためである。Fig.4-17 に Condition A の無次元化した最大圧力勾配が 0.01 以下のときの図を示す。最大圧力勾配は 0 にはならず、 $x/D=3800$ のところあたりからあまり減衰せずに約 0.002 で収束しているように見える。その後の圧力勾配が上がったり下がったりしているのは圧力センサーの個々の特性のためである。最大圧力勾配が一定になった圧力波のことをバーガーズ衝撃波という。バーガーズ衝撃波とは散逸項と非線形項がバランスした圧力波であり、単一波を記述する方程式の右辺に弱い散逸項を加えた形式のバーガーズ方程式で書き表すことができる⁽²³⁾。

$$\frac{\partial u}{\partial \sigma} - u \frac{\partial u}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \left(\mu = \frac{1}{\text{Re}}\right) \quad (4.11)$$

ここに、 $\sigma = ((\gamma + 1)/2)(\omega u_0/a_0^2)x$ (ω は音源の角振動数、 u_0 は音源で流体に与えられる最大速度、 a_0 は一様静止した状態での音速)、 $y = \omega t = k_w x$ 、また u_0 で無次元化された流速を簡単のため改めて u と記した。衝撃波が減衰し消滅したあと圧縮波はバーガーズ衝撃波になることが分かった。

4.6 長い管内を伝播する衝撃波の後方波形

各条件で測定された衝撃波波形の全体の一例を、Fig.4-18(a)～(d)に示す。図の横軸は伝播時間、縦軸は大気圧からのゲージ圧である。図中には $x=0$ からの伝播距離 x と円管直径 D の比 x/D が示してある。

Fig.4-18(a)より、初期衝撃波は衝撃波背後の圧力がほぼ一定でステップ状となっているが、伝播とともに衝撃波の部分は減衰し、その背後に圧縮波の部分が現れる。波面背後の圧力分布には、 $x/D=656$ 以降で時間 Δt_{tr1} でゆるやかなピークが現れ、時間 Δt_{tr2} で圧力分布に谷が現れていることが分かる。圧力分布のピークと谷は伝播とともに見た目がはっきりしてくる。 $x/D=4063$ 以降で、時間 Δt_{tr2} で圧力分布に谷が現れる前に、圧力の急激な減少が見られるが、これはテストセクション出口で反射された膨張波である。

Fig.4-18(b)より、初期衝撃波背後の圧力も Fig.4-18(a)(Condition A)と同様に一定の値で、伝播とともに衝撃波の部分は減衰する。波面背後の圧力分布にも、Fig.4-18(a)(Condition A)と同様に、時間 Δt_{tr1} でピークが現れるようになり、さらに時間 Δt_{tr2} で圧力の谷を形成し、以降圧力は緩やかに上昇していくが、ピーク時間 Δt_{tr1} と谷までの時間 Δt_{tr2} は Fig.4-18(a)(Condition A)と比べ短くなっており、変化が急激になっていることが分かる。

Fig.4-18(c)より、Fig.4-18(a), (b)(Condition A, B)とほぼ同様だが、ピーク時間 Δt_{tr1} と谷までの時間 Δt_{tr2} はさらに短くなっており、変化がさらに急激になっていることが分かる。これらのことから、初期衝撃波強さが強いほど、波面背後の伝播波形の変化は急激になることがわかる。

次に Fig.3-8 に定義される波面背後の圧力のピーク値と谷の値の差 Δp_t を伝播距離と管直径の比 x/D に対して Fig.4-19 に示す。

図よりピーク値と谷の値の差は初期衝撃波強さが強いほど大きいことが分かる。 $x/D=438$ から $x/D=1563$ までは上昇し $x/D=1563\sim 2031$ で一番大きくなり、その後は単調に減少していつている。どの条件でも同じような傾向がある。 $x/D=1500$ 付近では 7.75kPa と 20.14kPa を比べると約 2.5 倍の差があるが伝播するほどその差は小さくなっていき $x/D=6000$ を超えるとその差はほとんどなくなっていく。この原因として最初は伝播するに従い乱流境界層が発達することで摩擦係数が増加し圧力損失が大きくなり、伝播距離が長くなると圧縮波の減衰により流速が低下し圧力損失も小さくなることが考えられる。

また、波面背後の圧力のピーク値と谷の値の差と圧縮波強さの比 $\Delta P_t/\Delta P_c$ を、 x/D 、 Δp_c に対して Fig.4-20 に示す。 $\Delta P_t/\Delta P_c$ の値は $x/D=3000$ まで単調に増加し、その後 $x/D=3000\sim 4000$ ではほぼ一定になり $x/D=5000$ あたりから減少していく。 Δp_t は $x/D=2000$ あたりが一番大きかったが $\Delta P_t/\Delta P_c$ の値は $x/D=3000$ あたりで一番大きくなっている。

次に波頭から圧力がピーク値となるまでの時間 Δt_{tr1} 、谷となるまでの時間 Δt_{tr2} を x/D に対

してそれぞれ Fig.4-21 Fig.4-22 に示す. どちらの時間も初期衝撃波強さが強いほど短いことがわかる. いずれの条件においても, 伝播距離に対して, Δt_{tr1} , Δt_{tr2} は緩やかに増加してゆく. これは, 伝播するに従い衝撃波が減衰することにより波面背後の流速が遅くなり, 圧力のピーク点が波面に対して徐々に後退するためと考えられる. Fig.4-20 で Δt_{tr2} が 12.64kPa, 14.25, 20.14kPa において $x/D=5000$ を超えると差があまりなくなってくる. これは乱流の境界層の影響のためだと考えられる.

4.7 衝撃波の下流

式(4.1)のランキン・ユゴニオの式を変形すると以下の流速と音速の関係式になる⁽²⁰⁾.

$$\frac{u_2 - u_1}{a_1} = \frac{(1 - \mu)[(p_2/p_1) - 1]}{\sqrt{(1 + \mu)[(p_2/p_1) + \mu]}} \quad (4.12)$$

ここで $\mu \equiv \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$, γ は比熱比, u は流速, a は音速である. 添え字 1 は衝撃波上流の状態

で添え字 2 は衝撃波下流の状態を表す. 音速は衝撃波の上流には室温を用いて求めた. 衝撃波前方の流速は本実験では 0m/s である. この式より衝撃波下流の流速 u_2 を求め Fig.4-23 に示す. Fig.4-23 で u_2 は $x/D=0$ のとき一番大きく伝播していくと低下していくことがわかる. 衝撃波が消滅した $x/D=2969$ で衝撃波後方の流速も 0 になることがわかる. しかし衝撃波が消滅しても圧縮波になって伝播していくので圧縮波の下流の流速は圧縮波の後方の流速の式によってあらわされるようになる. 初期衝撃波強さが強くなるほど衝撃波後方の流速は速くなっていることがわかる. 同様にランキン・ユゴニオの式を変形し温度の式を求めると次の式になる.

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \mu(p_2/p_1)}{\mu + (p_2/p_1)} \cdot \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 \quad (4.13)$$

式中の記号は式(4.12)と同様である. この式より衝撃波下流の温度 T_2 と衝撃波上流の温度 T_1 の比 T_2/T_1 を求め Fig.4-24 に示す. T_2/T_1 は伝播していくと低下していくことがわかった. また初期衝撃波強さが強くなるほど T_2/T_1 が大きくなることがわかった. これらの流速や温度の低下は衝撃波が伝播していき管内に発達した境界層との摩擦によって起こるものである.

波頭から圧力高さが最大値をとる点までの時間 Δt_{tr1} , 波頭から圧力の減少が終了する点までの時間 Δt_{tr2} に対するレイノルズ数 Re は式 (4.14) で表される.

$$Re_t = \left(\frac{u_2^2 U_s}{U_s - u_2}\right) \left(\frac{\Delta t}{v_2}\right) \quad (4.14)$$

式中の u_2 は衝撃波背後の流速, ν は動粘性係数, U_s は衝撃波の伝播速度である. Δt_{tr1} を式に代入して求めたレイノルズ数を Re_{tr1} , また Δt_{tr2} を式に代入して求めたレイノルズ数を Re_{tr2} とする. Re_{tr1} , Re_{tr2} とその地点での衝撃波の強さ ΔP_s の関係を Fig.4-25 に示す. 縦軸は Re 数, 横軸は ΔP_s である. Re 数は初期衝撃波強さが強くなるほど大きくなっている.

Re_{tr1} , Re_{tr2} は大きく値が異なることが分かった. Fig.4-25 は過去の研究⁽²⁵⁾と似たような値と傾向を示した. これらのことから波形の山のピークの点は層流から乱流への遷移が始まる点で波形の谷になっている点はすべての流れが乱流になる点だと考えられる. その間の圧力が減少しているところは層流と乱流の両方が存在する遷移域であり圧力が減少するのは管壁と境界層との間のせん断応力が大きくなるために減衰が大きくなるからであると考えられる.

また Re_{tr1} , Re_{tr2} とその地点でのマッハ数との関係を Fig.4-26 に示す. Fig.4-26 も Fig.4-25 と同じような図となりマッハ数が大きくなるほど Re が大きくなる. ばらつきがあるのはマッハ数を求めるのに使用した衝撃波の伝播速度がばらついているためである.

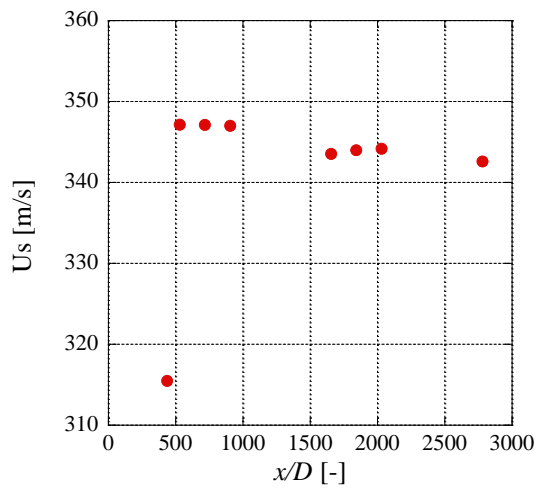
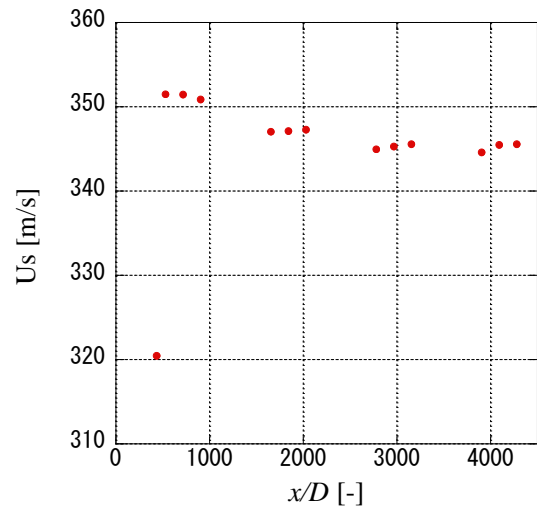
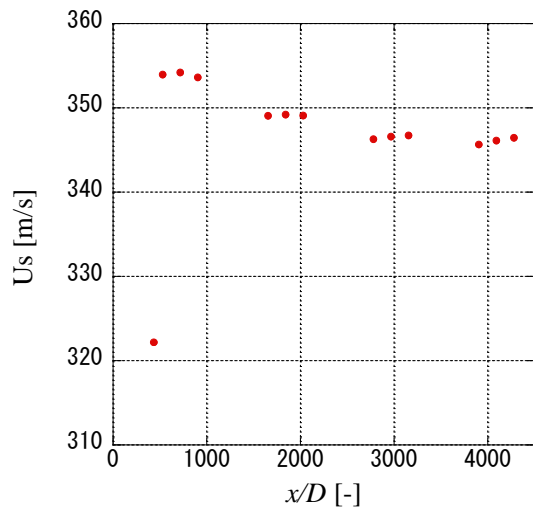
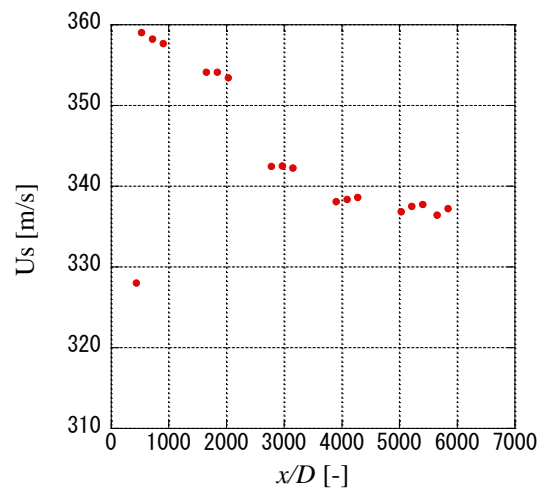
(a) Condition A ($\Delta P_{s,i} = 7.75 \text{ kPa}$)(b) Condition B ($\Delta P_{s,i} = 12.64 \text{ kPa}$)(c) Condition C ($\Delta P_{s,i} = 14.25 \text{ kPa}$)(d) Condition D ($\Delta P_{s,i} = 20.14 \text{ kPa}$)

Fig.4-1 衝撃波の伝播速度

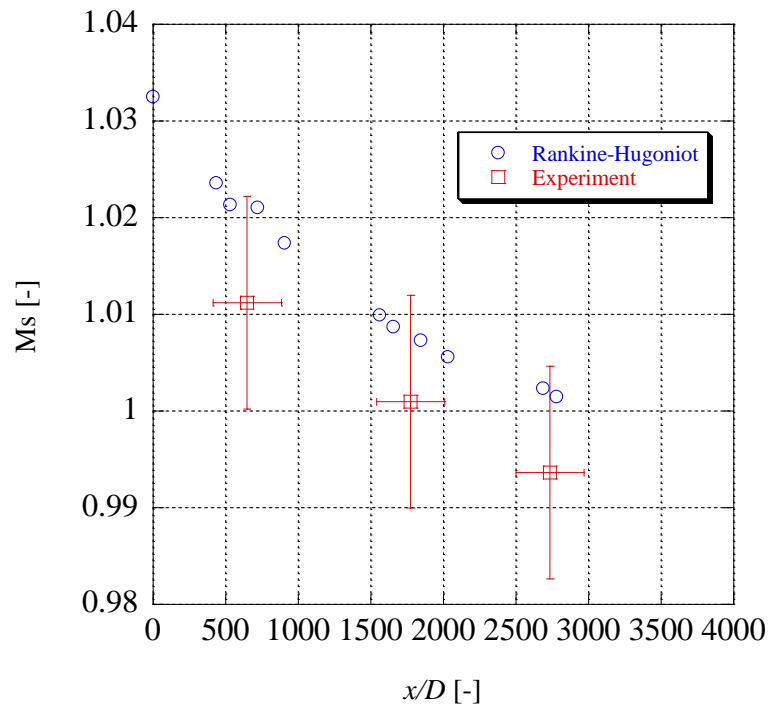


Fig.4-2(a) 衝撃波のマッハ数 ($\Delta P_{s,i}=7.75\text{kPa}$)

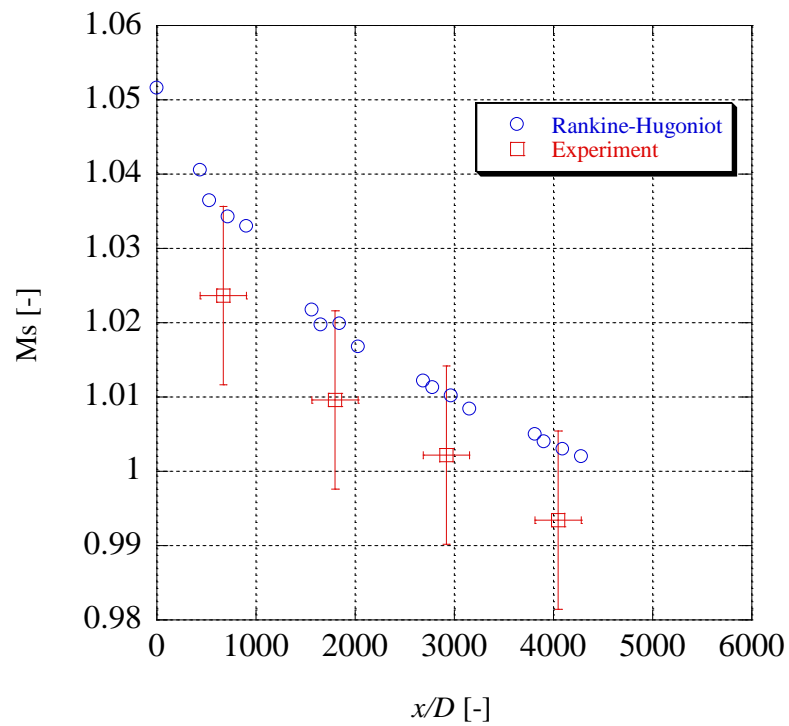


Fig.4-2(b) 衝撃波のマッハ数 ($\Delta P_{s,i}=12.64\text{kPa}$)

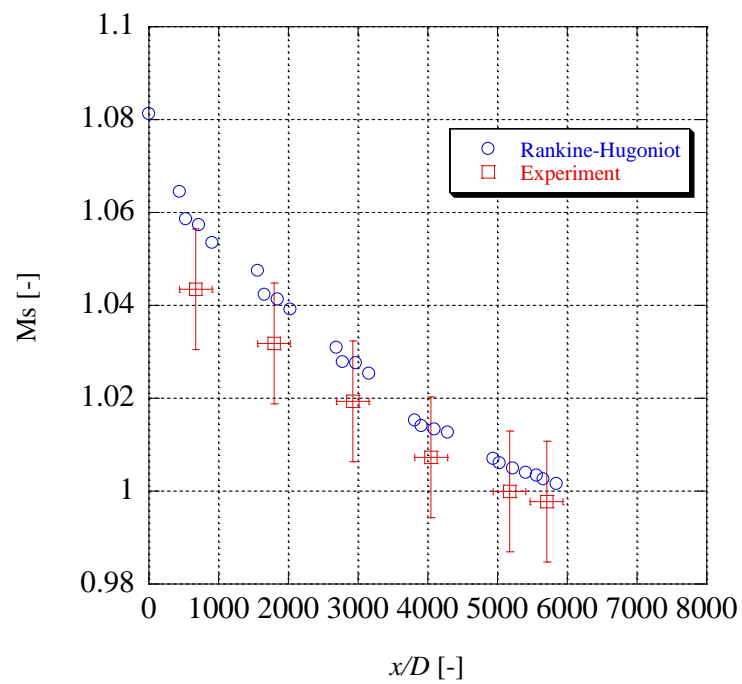


Fig.4-2(c) 衝撃波のマッハ数 ($\Delta P_{s,i}=20.14\text{kPa}$)

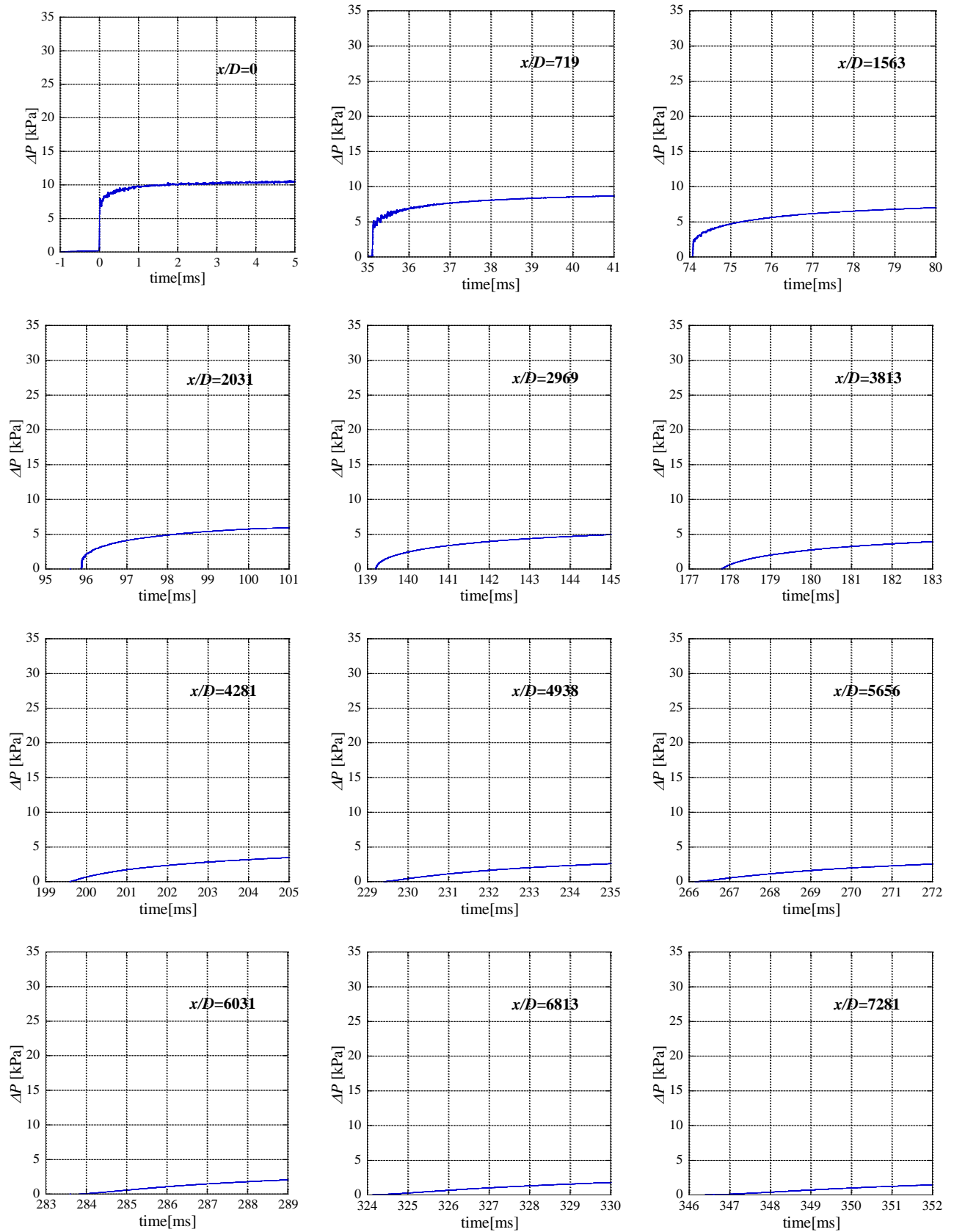


Fig.4-3(a) 伝播する衝撃波の波形前面の形状($\Delta P_{s,i}=7.75\text{kPa}$)

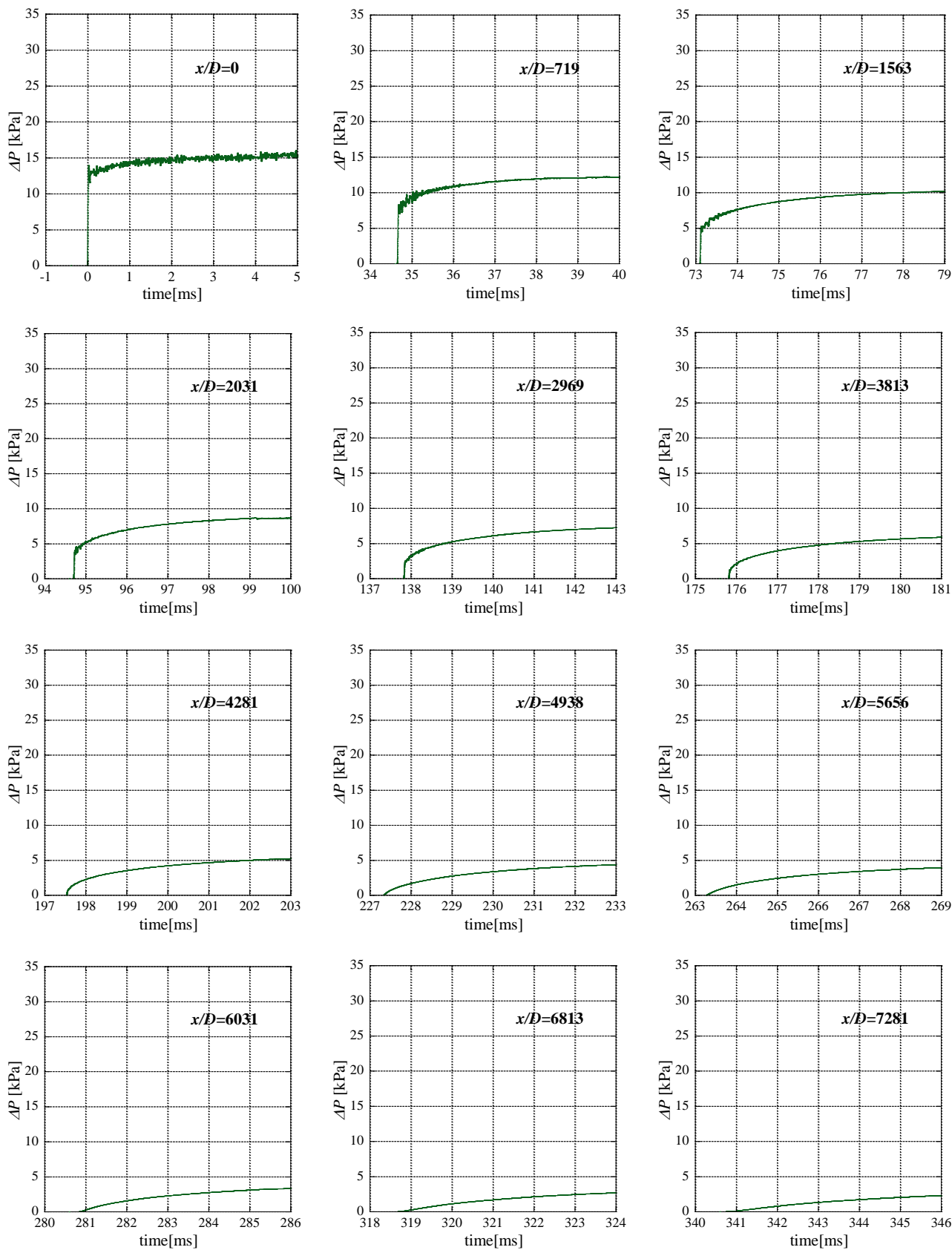


Fig.4-3(b) 伝播する衝撃波の波形前面の形状 ($\Delta P_{s,i}=12.64\text{kPa}$)

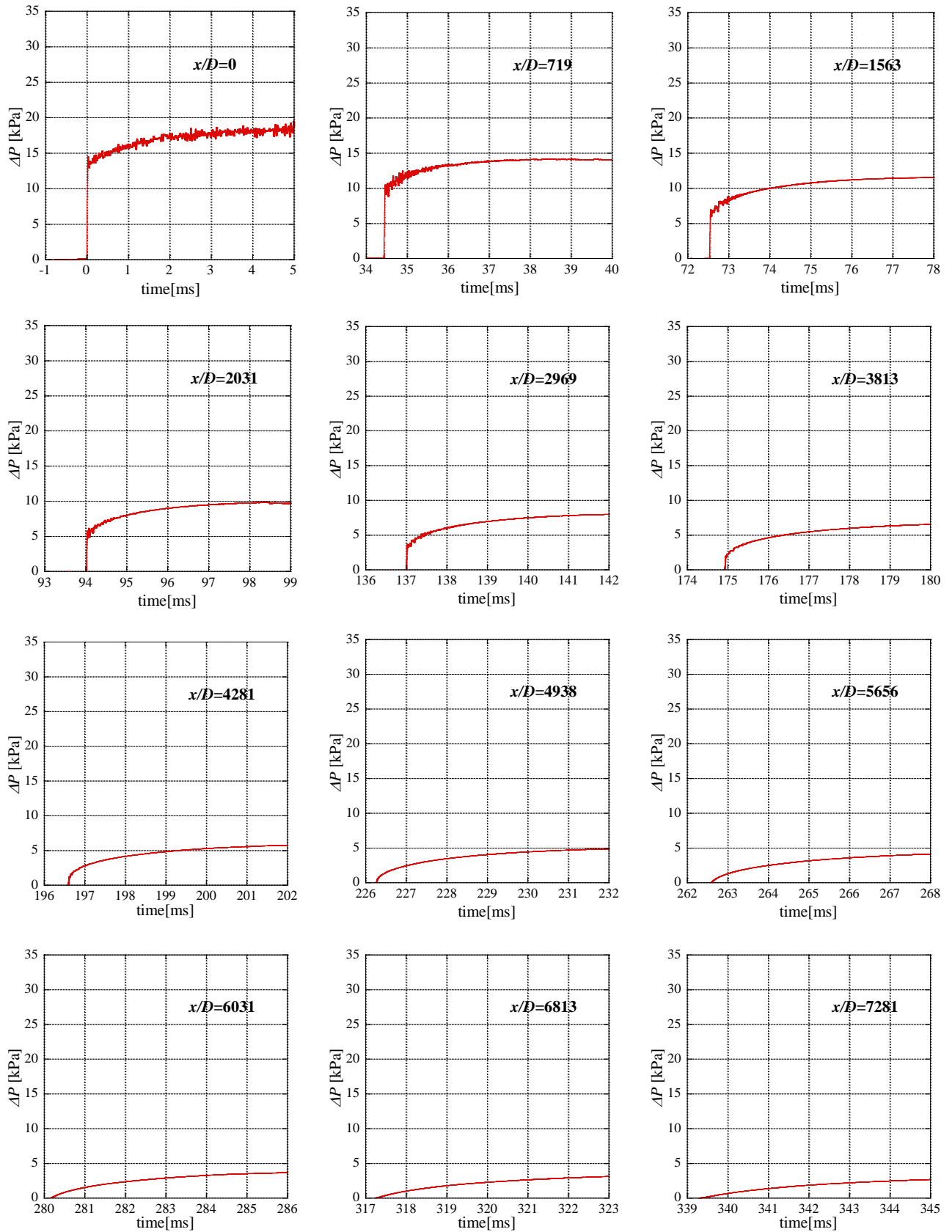


Fig.4-3(c) 伝播する衝撃波の波形前面の形状 ($\Delta P_{s,i} = 14.25 \text{ kPa}$)

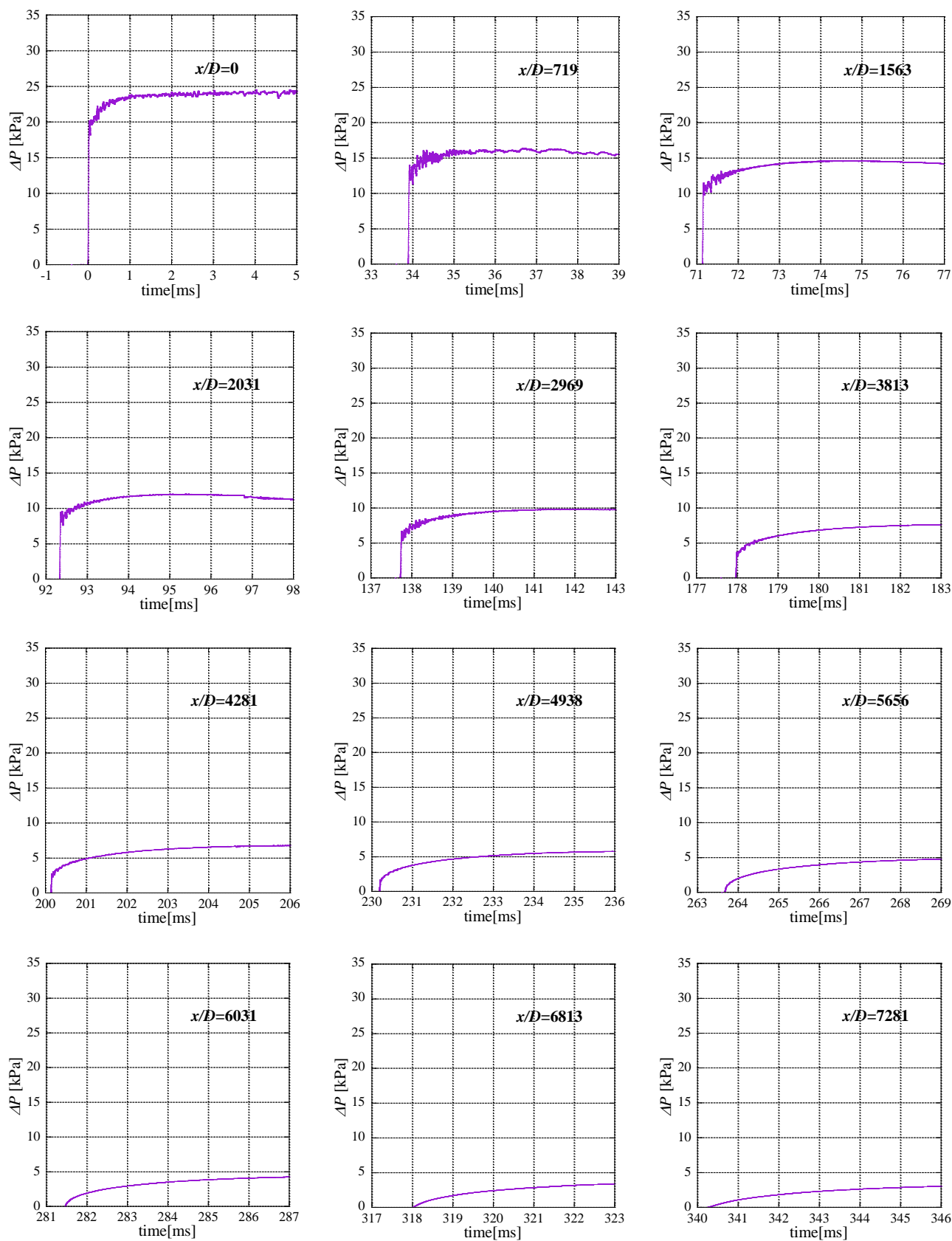


Fig.4-3(d) 伝播する衝撃波の波形前面の形状 ($\Delta P_{s,i}=20.14\text{kPa}$)

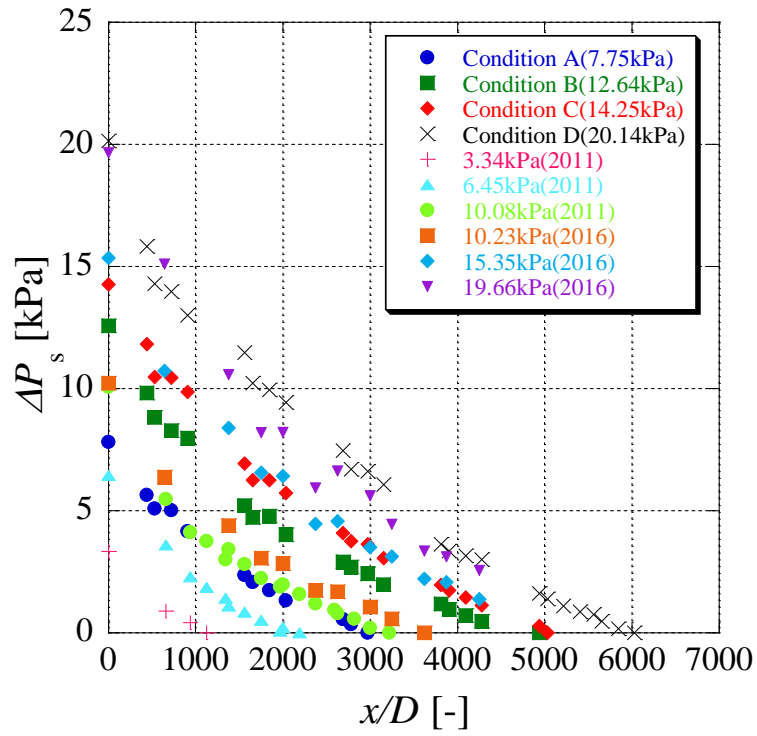


Fig.4-4 衝撃波強さの距離減衰

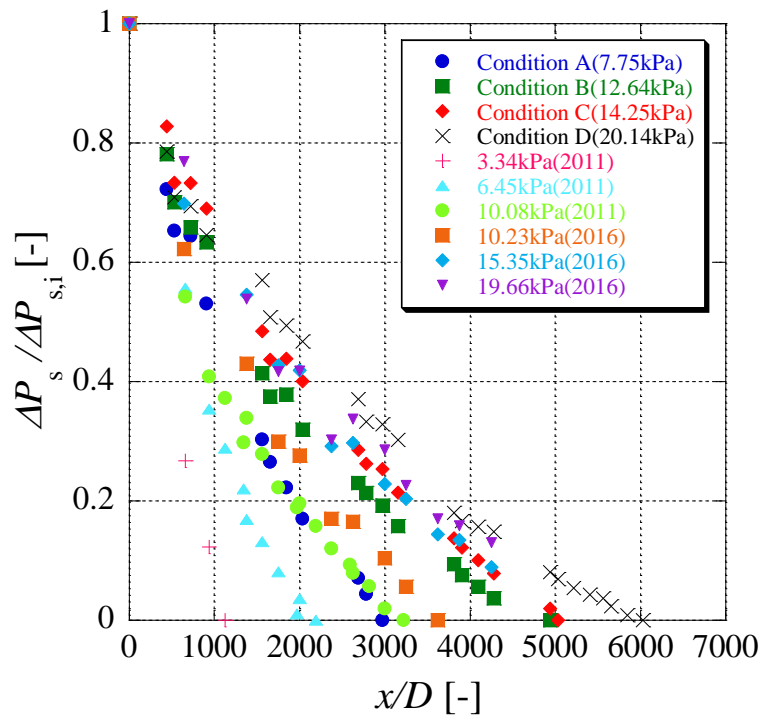


Fig.4-5 衝撃波強さの距離減衰(無次元化)

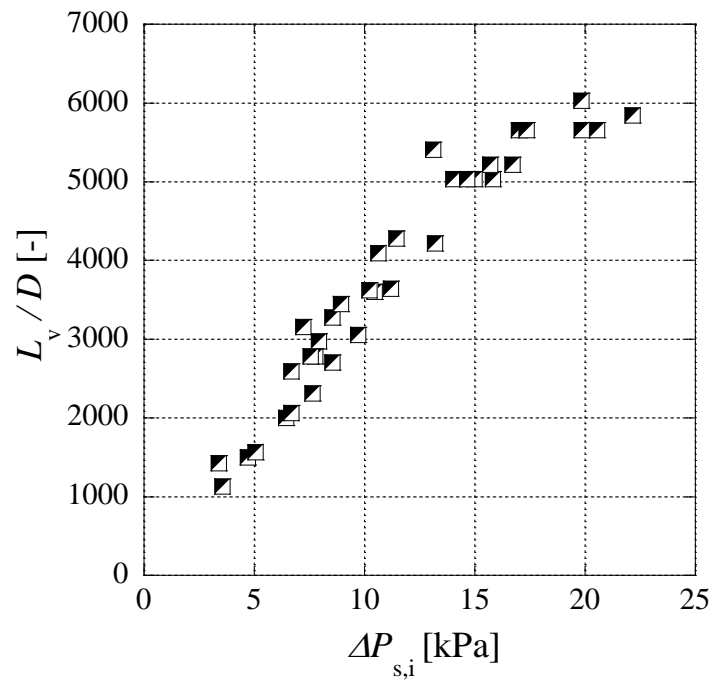
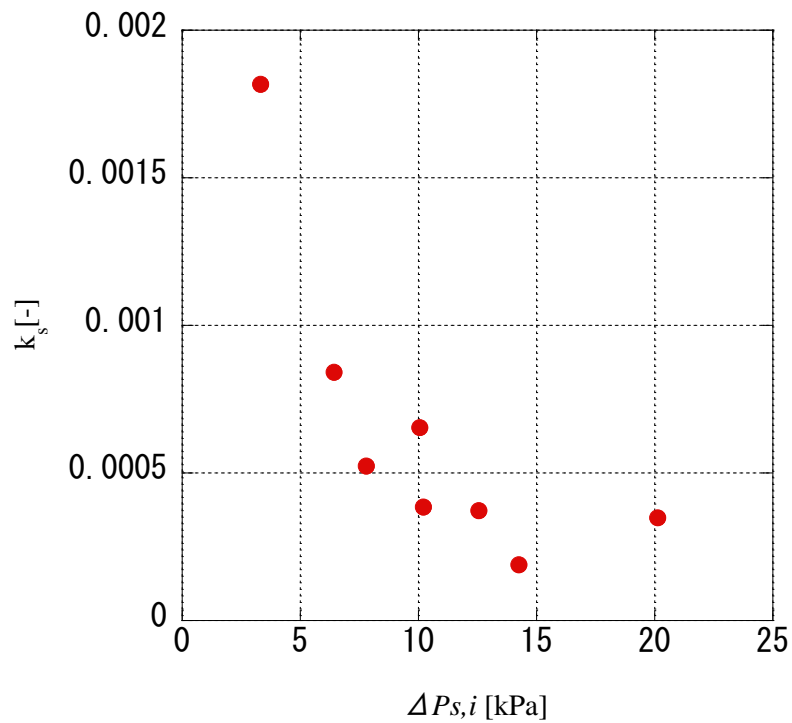


Fig.4-6 衝撃波強さに対する衝撃波消滅距離

Fig.4-7 衝撃波の減衰係数 k_s

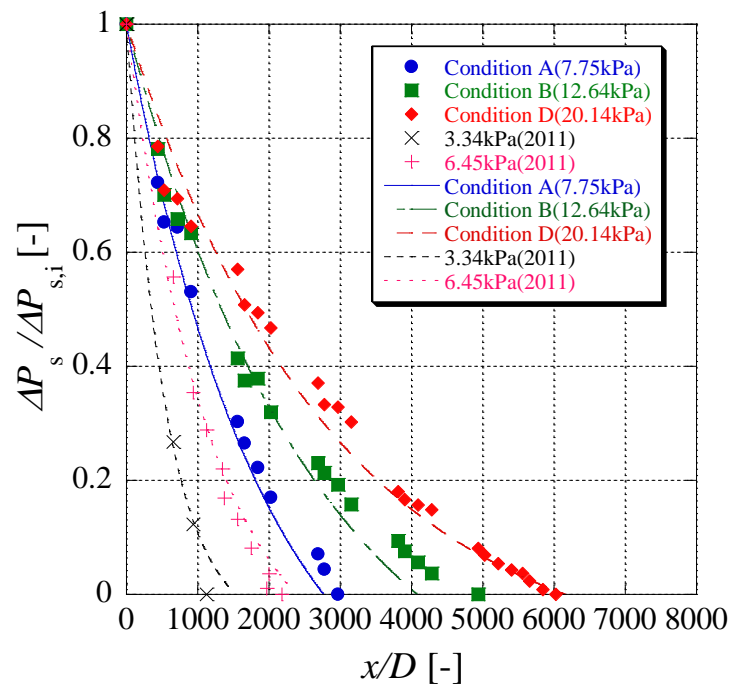


Fig.4-8 衝撃波の減衰の実験値と理論値の比較

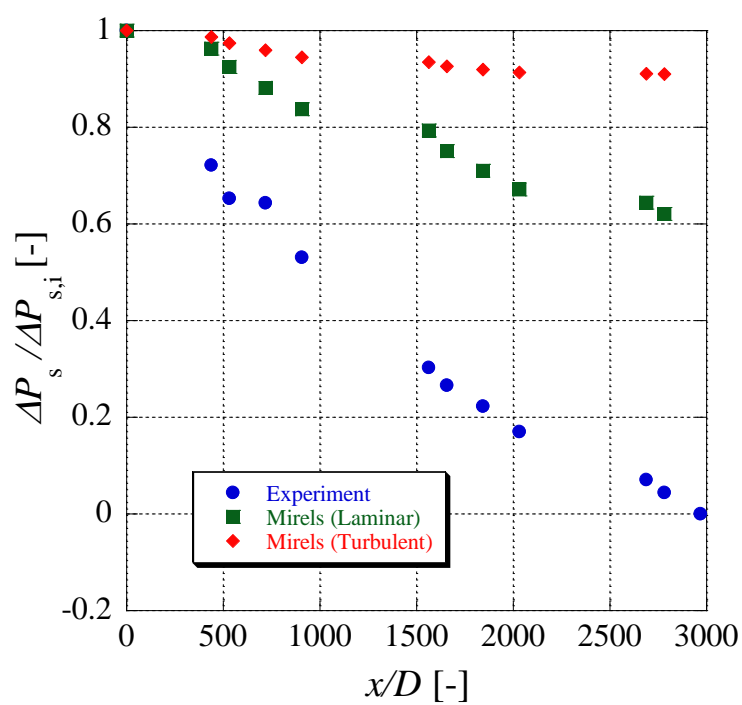


Fig.4-9 (a) 実験とミレルスの理論式との比較 ($\Delta P_{s,i}=7.75\text{kPa}$)

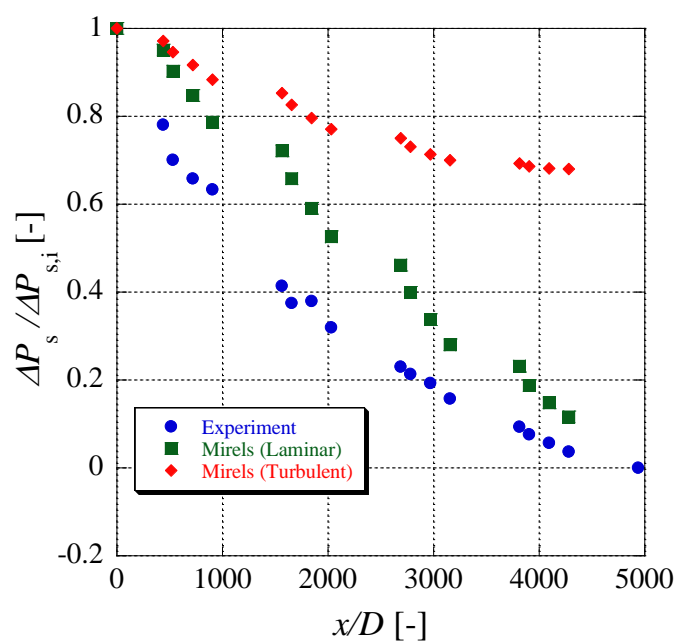


Fig.4-9 (b) 実験とミレルスの理論式との比較 ($\Delta P_{s,i}=12.64\text{kPa}$)

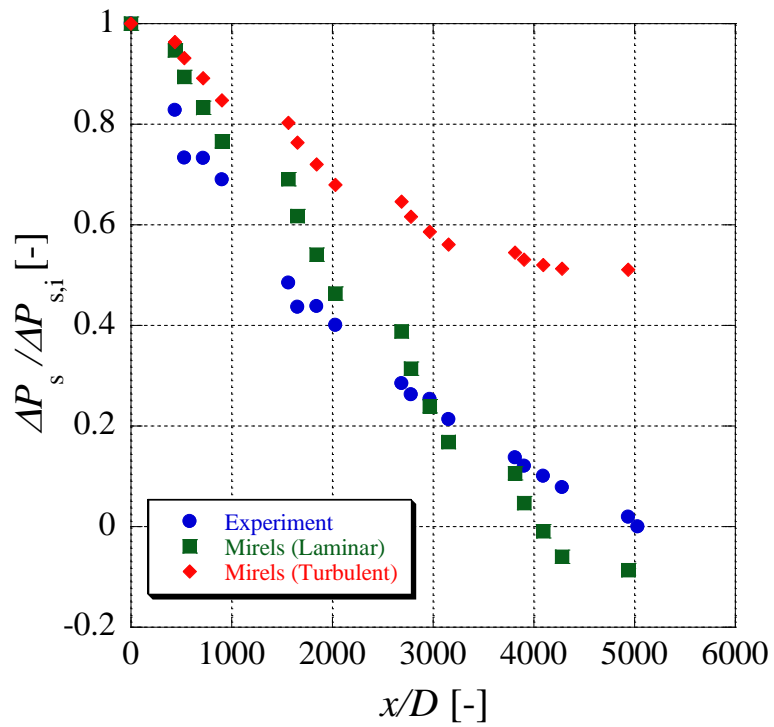


Fig.4-9 (c) 実験とミレルスの理論式との比較 ($\Delta P_{s,i}=14.25\text{kPa}$)

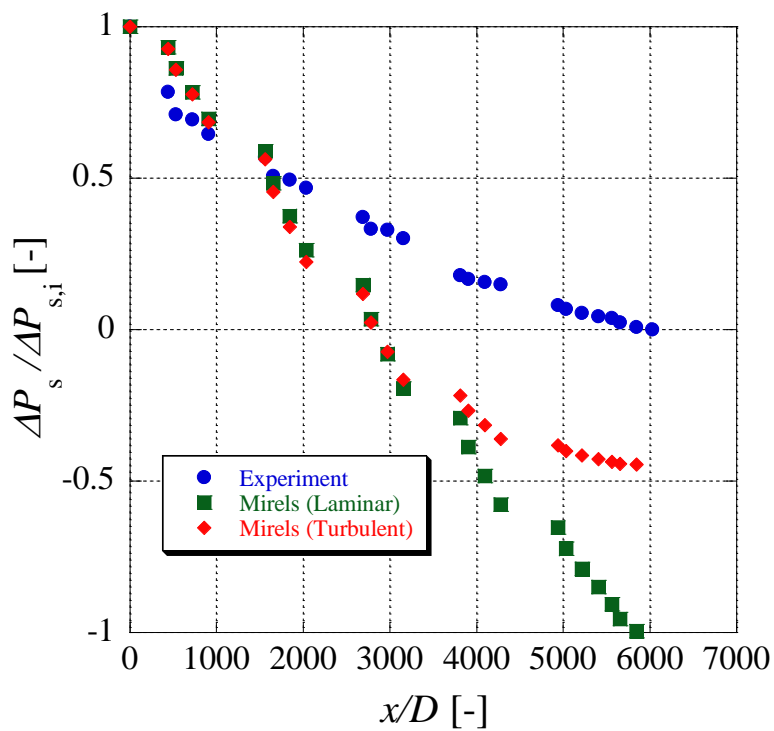


Fig.4-9 (d) 実験とミレルスの理論式との比較 ($\Delta P_{s,i}=20.14\text{kPa}$)

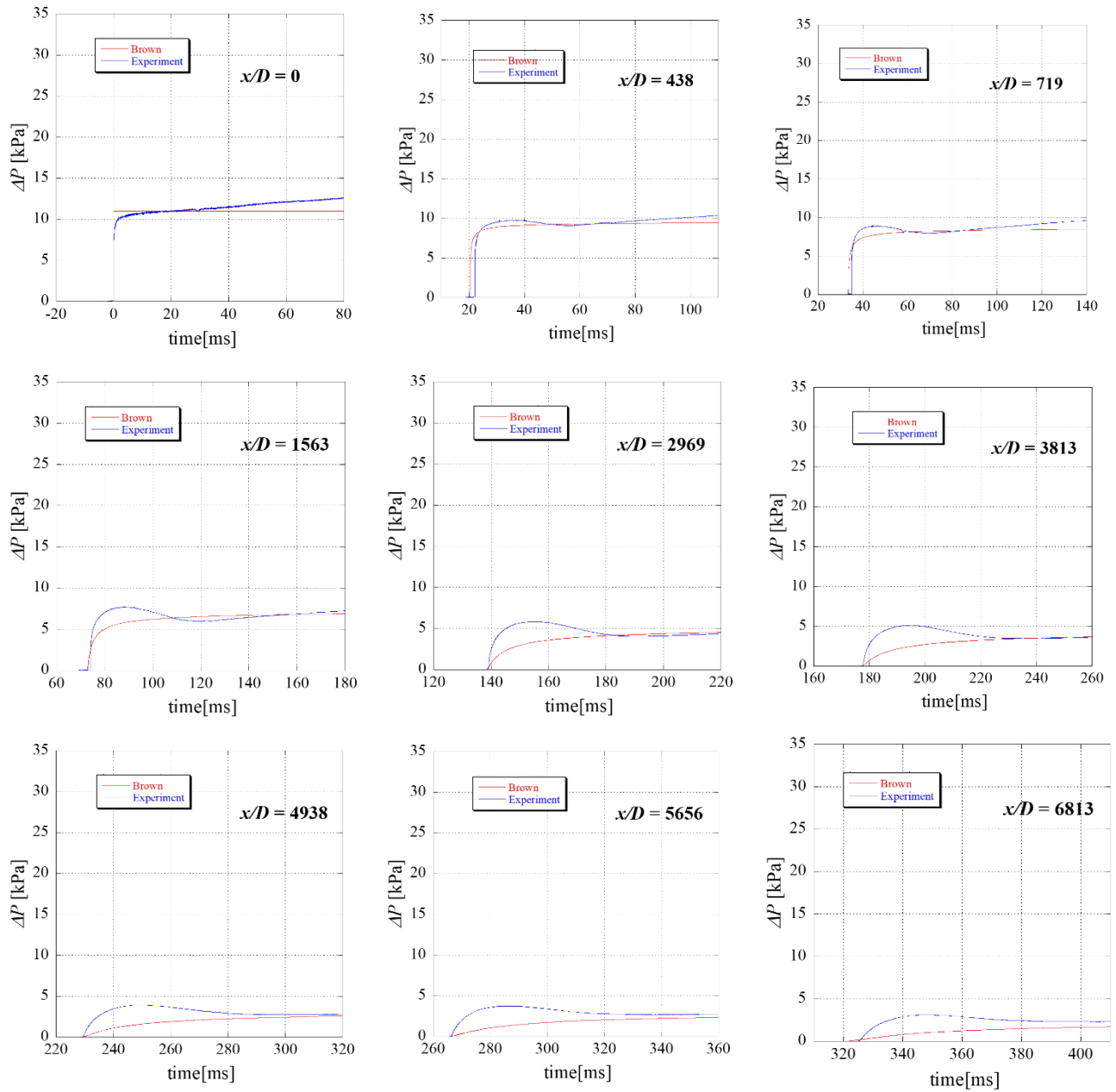


Fig.4-10(a) 波形の理論値との比較 ($\Delta P_{s,i} = 7.75 \text{ kPa}$)

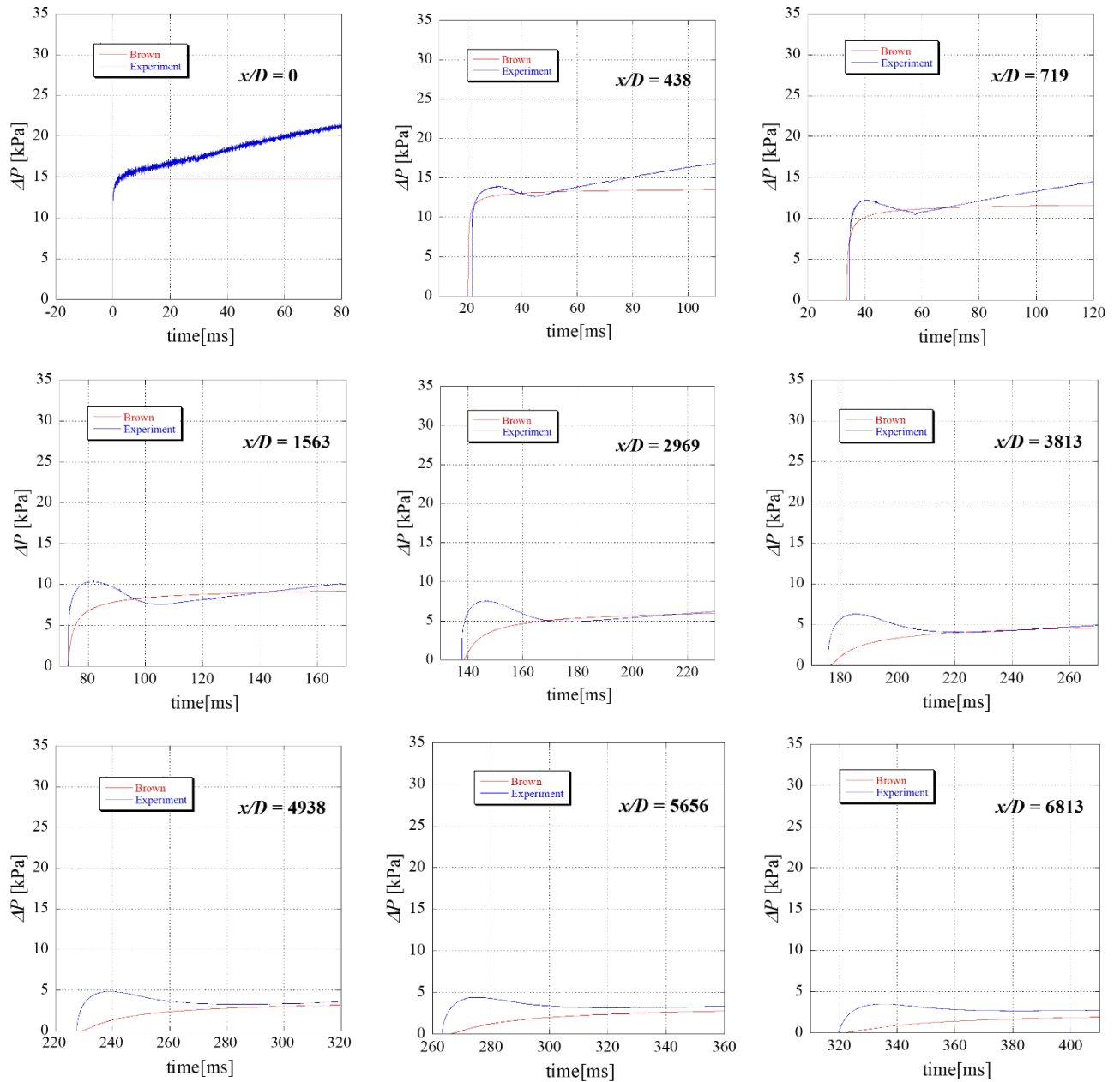


Fig.4-10(b) 波形の理論値との比較 ($\Delta P_{s,i} = 12.64 \text{ kPa}$)

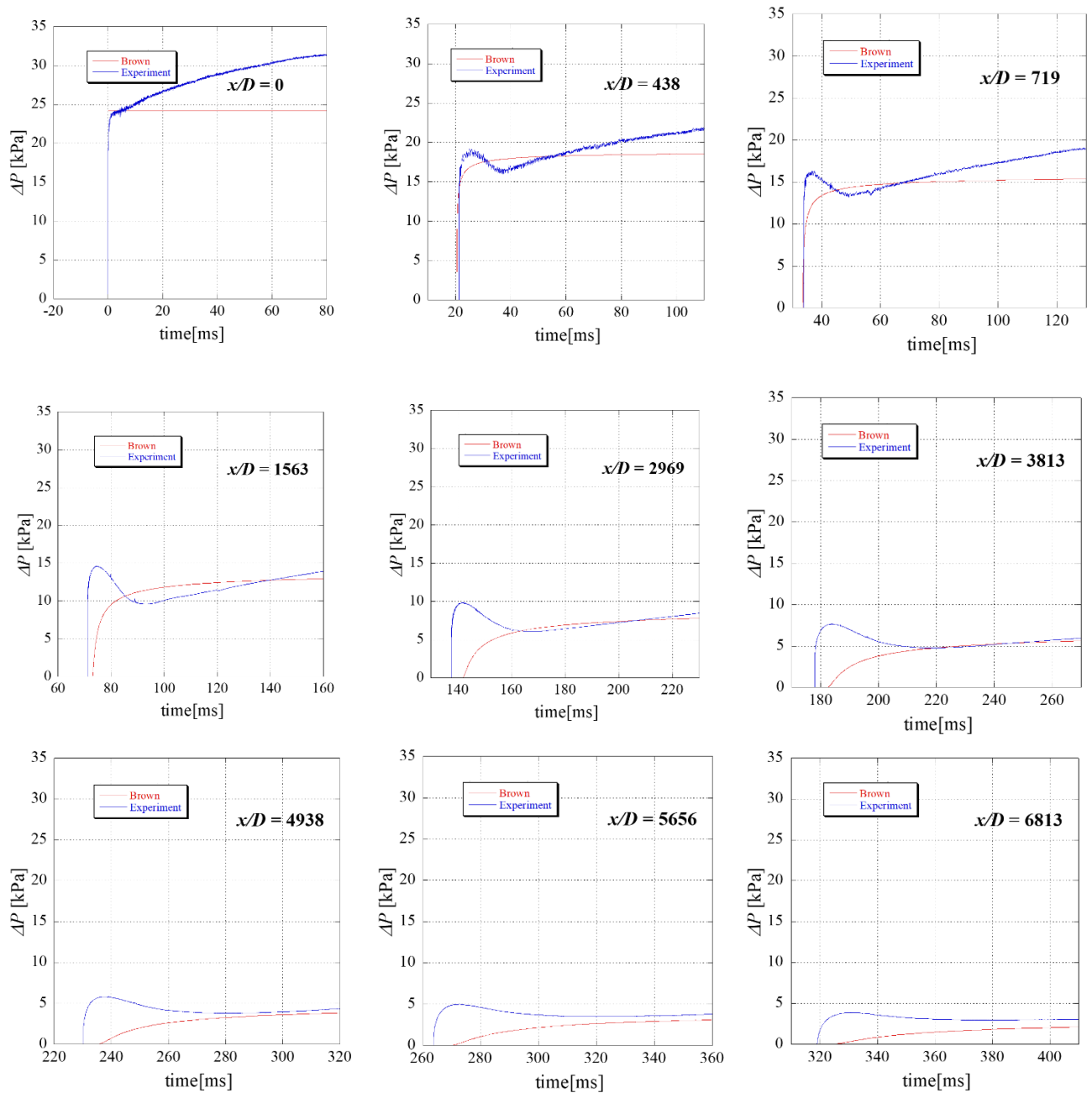


Fig.4-10(c) 波形の理論値との比較 ($\Delta P_{s,i} = 20.14 \text{ kPa}$)

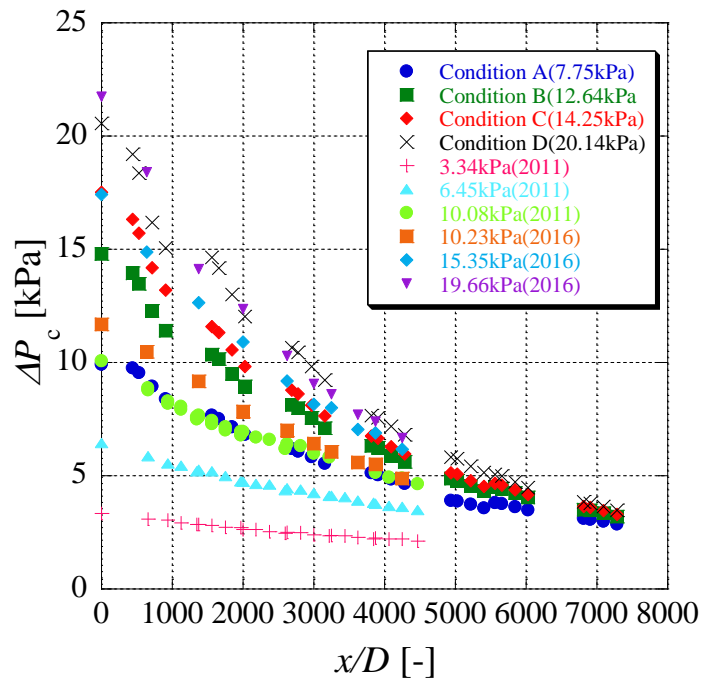


Fig.4-11 圧力波強さの距離減衰

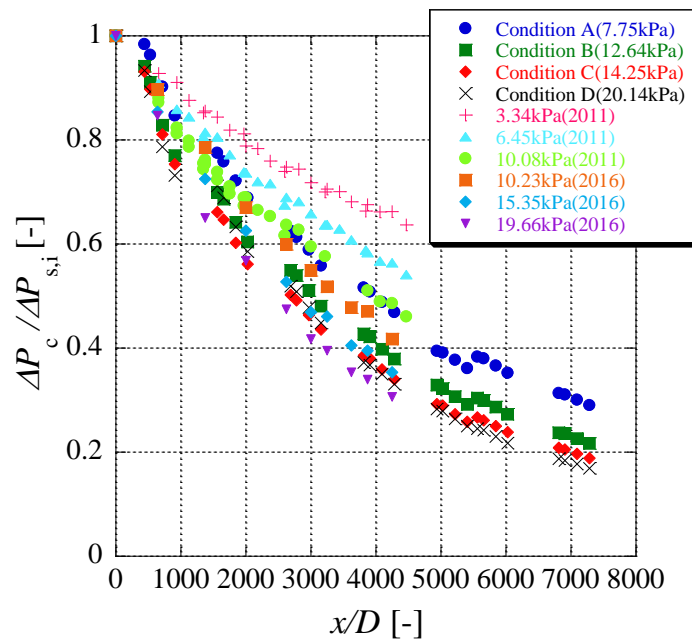


Fig.4-12 圧力波強さの距離減衰(無次元化)

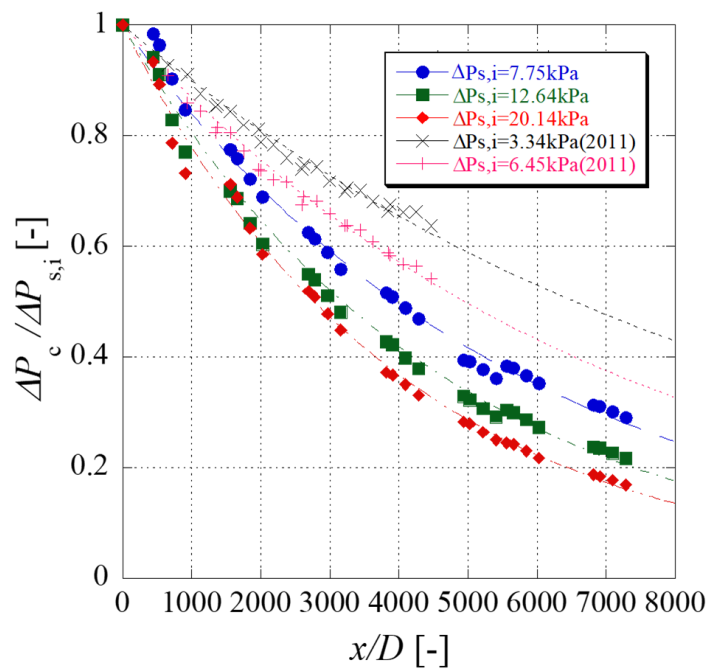


Fig.4-13 実験値と理論値の比較

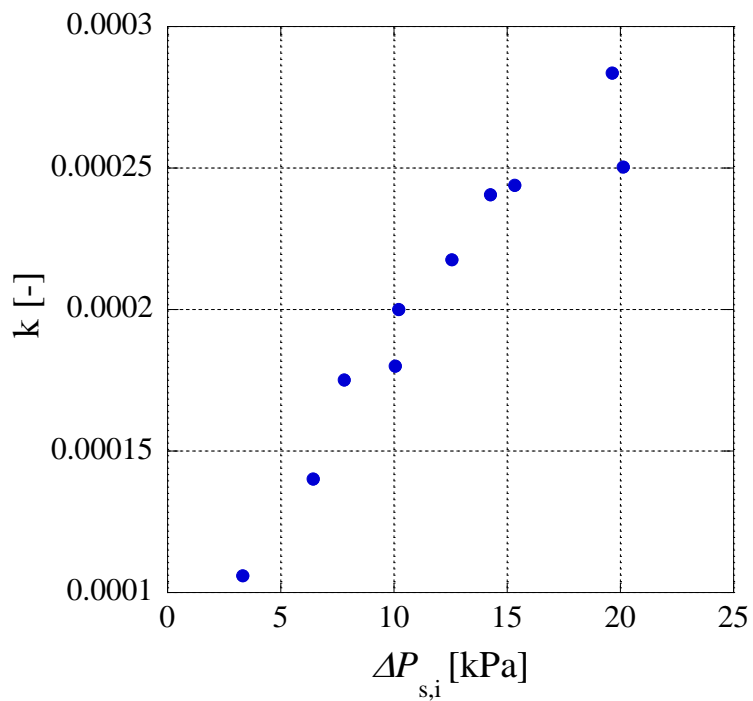


Fig.4-14 圧力波の減衰係数 k

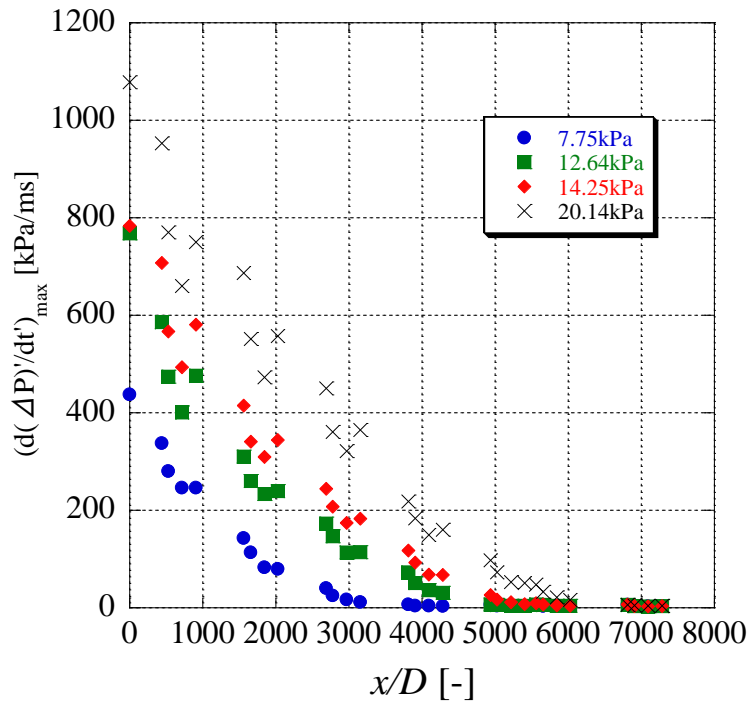


Fig.4-15 最大圧力勾配の距離減衰

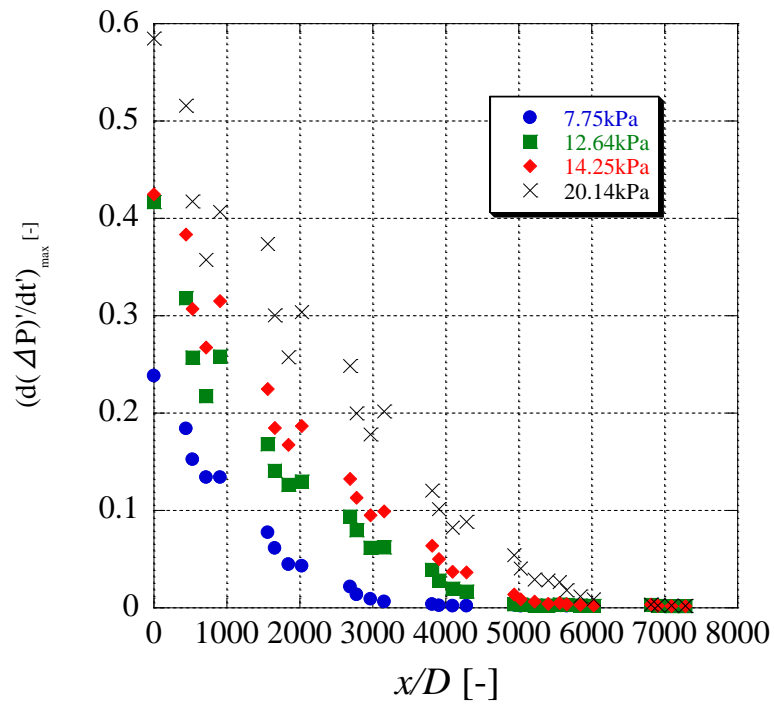


Fig.4-16 最大圧力勾配の距離減衰(無次元化)

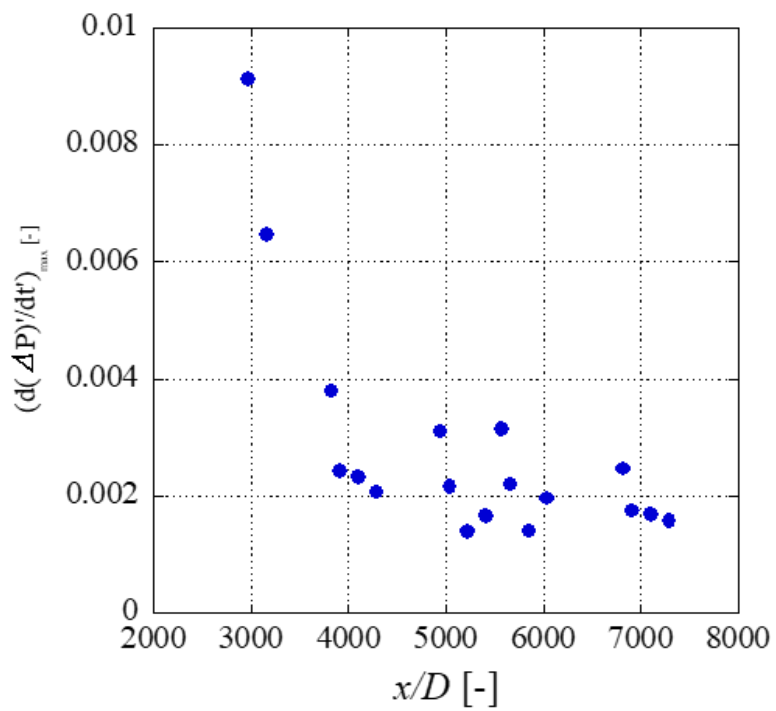


Fig.4-17 最大圧力勾配を無次元化したものが 0.01 以下のとき

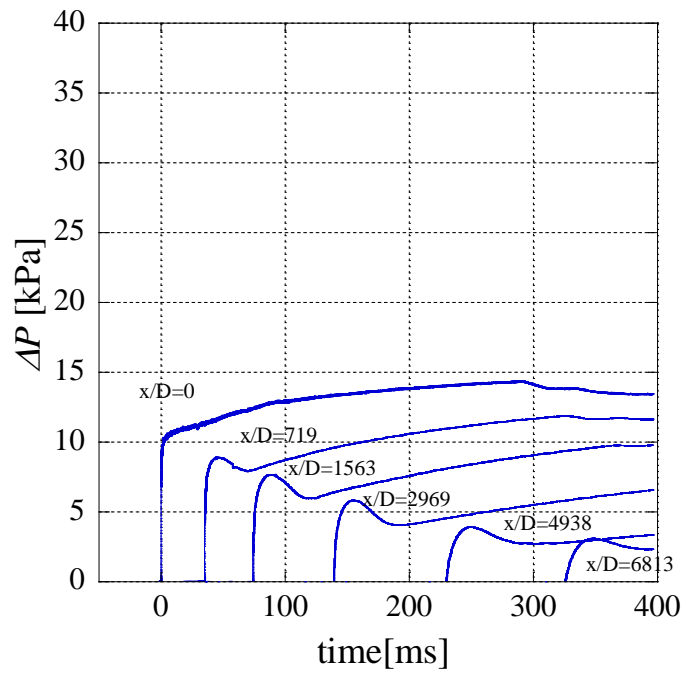


Fig.4-18(a) 全体波形(Condition A)

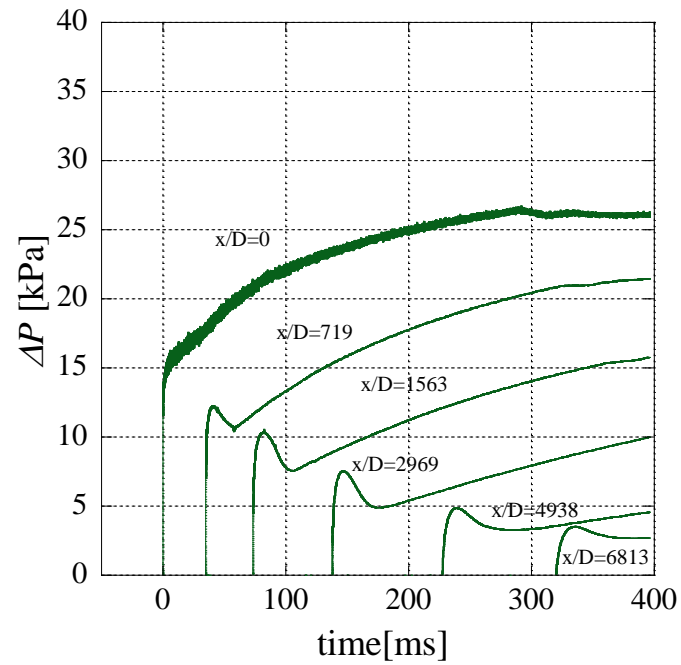


Fig.4-18(b) 全体波形(Condition B)

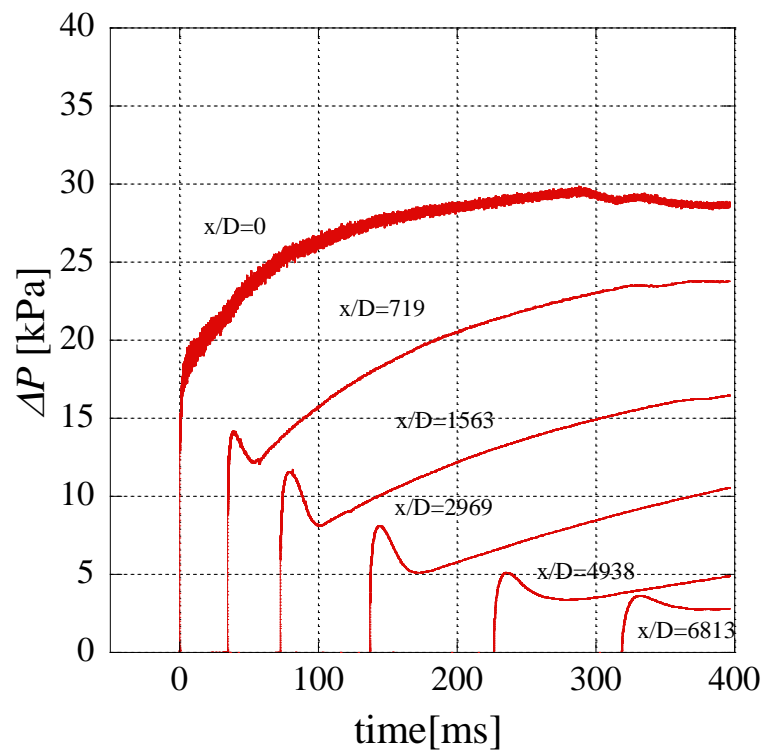


Fig.4-18(c) 全体波形(Condition C)

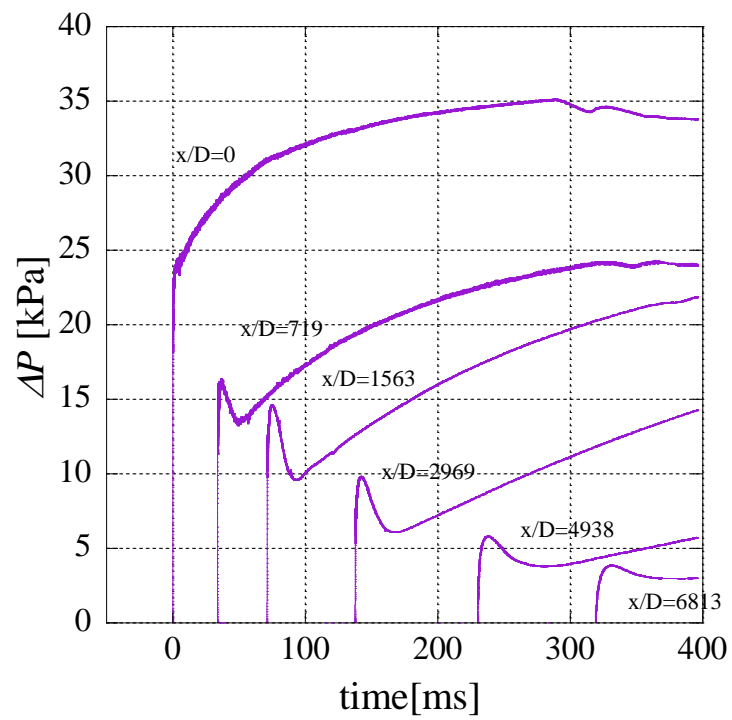


Fig.4-18(d) 全体波形(Condition D)

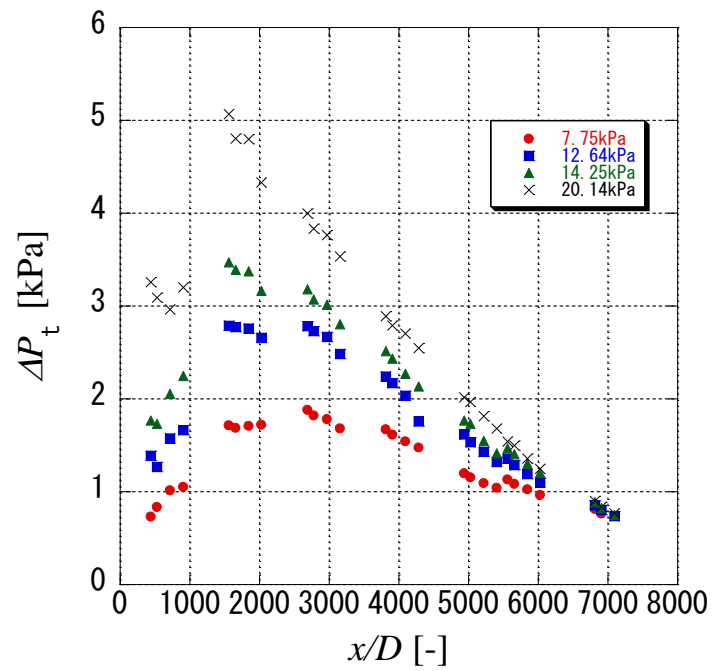


Fig.4-19 オーバーシュートにおける圧力損失

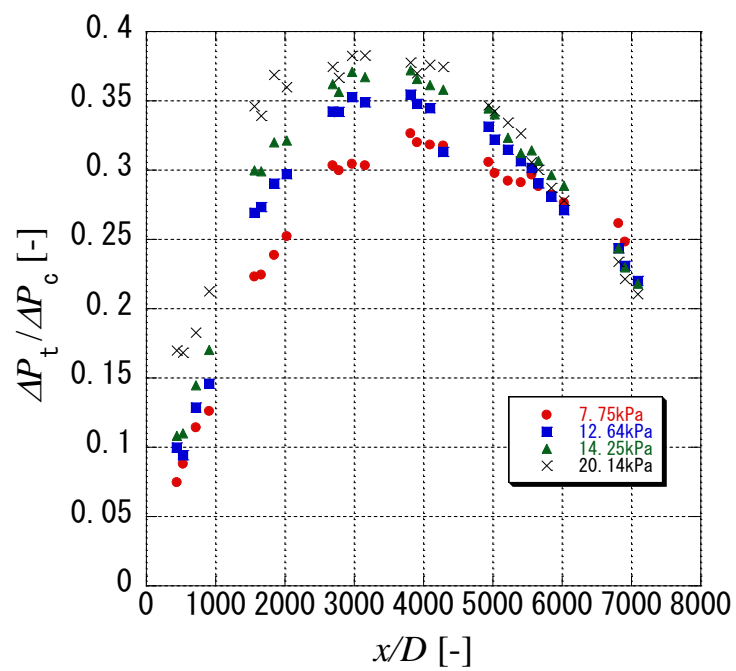


Fig.4-20 圧力波強さに対する圧力損失の割合

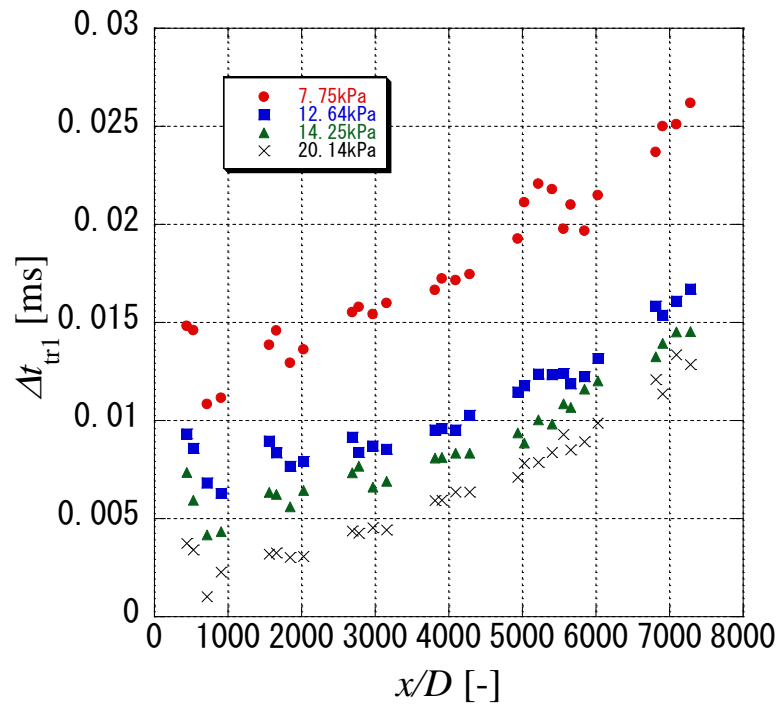


Fig.4-21 波頭から圧力が極大となるまでの時間

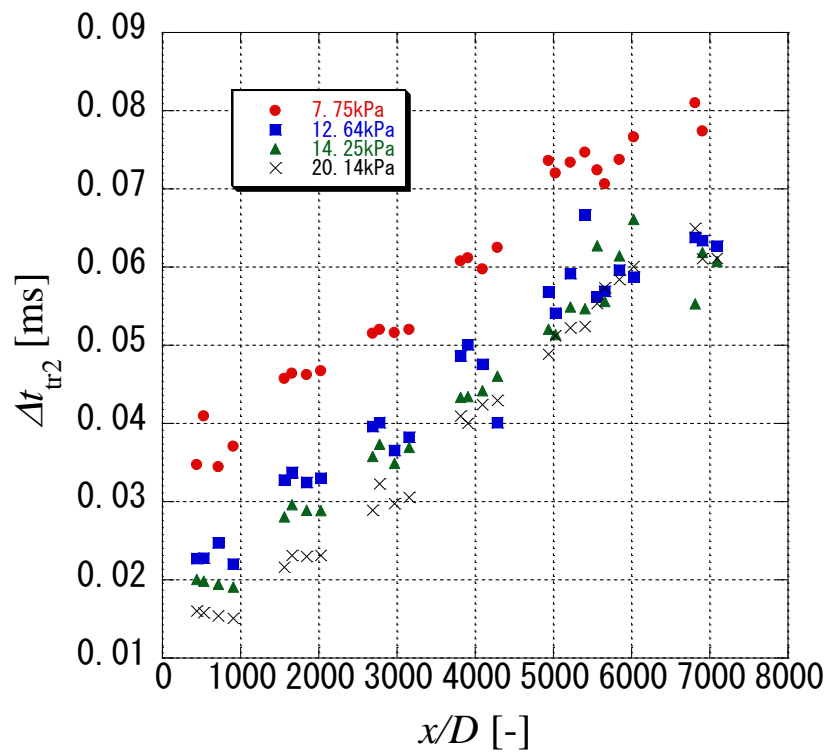


Fig.4-22 波頭から圧力が極小となるまでの時間

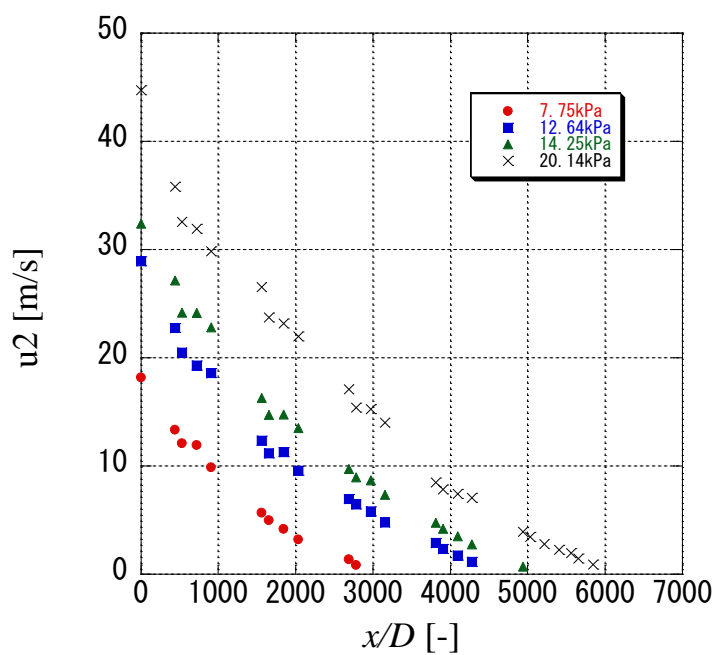


Fig.4-23 衝撃波下流の流速

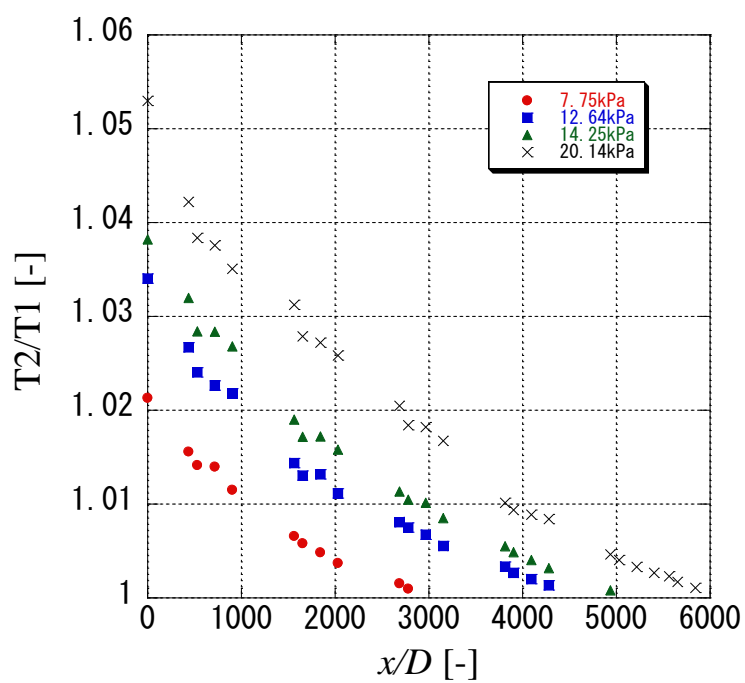


Fig.4-24 衝撃波上流と下流の温度の比

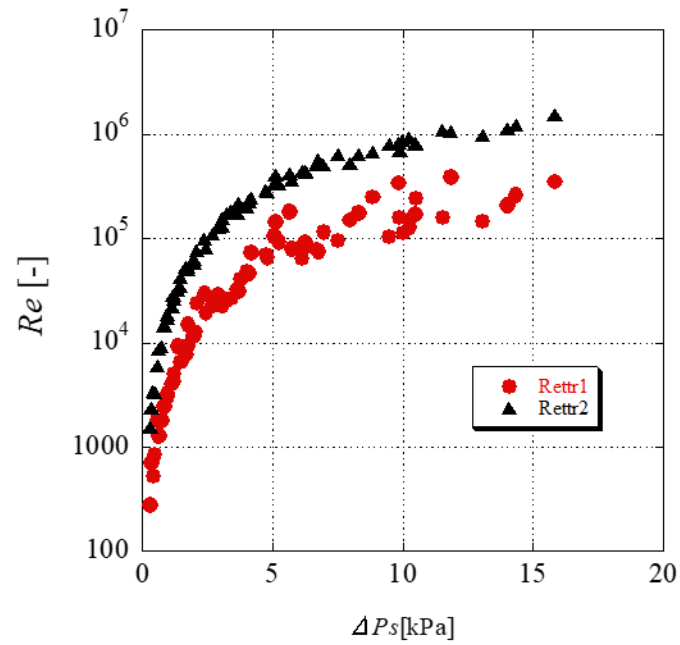


Fig.4-25 衝撃波の強さに対する遷移 Re 数

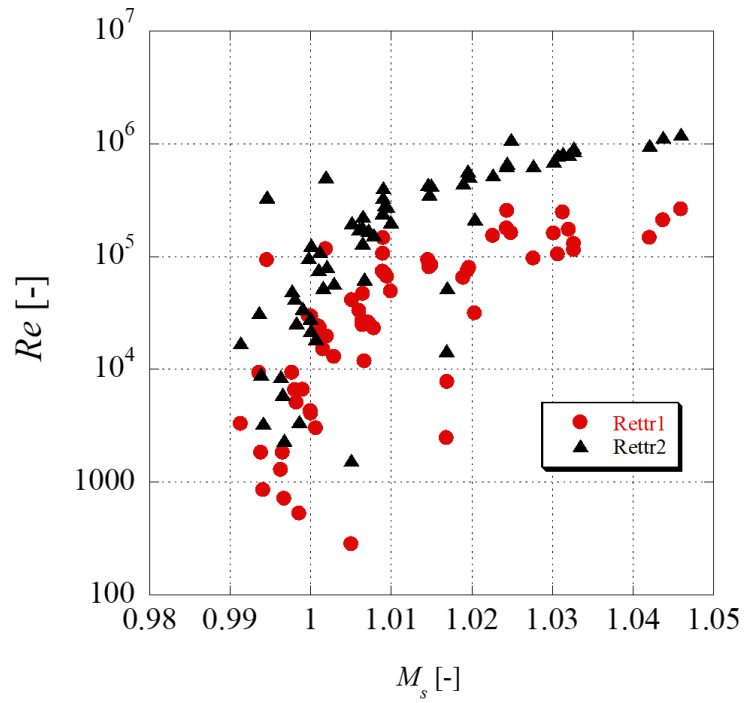


Fig.4-26 遷移 Re 数とマッハ数の関係

第5章 結論

5.1 本論文の結論

破膜装置を用いて、断面積一定の管内に弱い衝撃波を発生させ、管内の圧力を測定することにより、長い管内を伝播する衝撃波の減衰と変形について考察した。その結果を要約すると、以下の通りである。

- (1) 衝撃波の後ろに圧縮波を伴った圧力波は変形しながら伝播していく。
- (2) 初期衝撃波強さが強いほど衝撃波の消滅距離は長くなる。
- (3) 衝撃波の減衰係数は初期衝撃波強さが強いほど小さくなる。つまり初期衝撃波が強いほど減衰しにくくなる。
- (4) 衝撃波の減衰、消滅に関する式を求め、その式で計算した値は実験値とよく一致する。
- (5) 衝撃波の後ろに発達する圧縮波の減衰係数は初期衝撃波強さが強いほど大きくなる。つまり初期衝撃波が強いほど減衰しやすくなる。
- (6) ブラウンの式では $x/D=700$ あたりまでは実験値と似た値を求めることができる。伝播していくと波面の山の部分が実験値と離れていく。波面後方は実験値と理論値が一致する。
- (7) 衝撃波が消滅し圧縮波となり伝播していくと圧力勾配は一定の値となりバーガーズ衝撃波となる

5.2 今後の課題

本研究では、長い管路における弱い衝撃波の減衰、消滅に関する計算式を求めたが、管径の影響を考慮していない。管径が変わった場合、境界層の影響で消滅や減衰の伝播特性は変わる可能性がある。今後には管径の影響を明らかにする必要がある。また衝撃波の伝播速度が上昇しているところがあったのでその原因を明らかにする必要がある。衝撃波の伝播速度については弾性管による研究が過去に行われている。本実験の管は銅管を用いており衝撃波の伝播による管の膨張はないとしているが今後弾性管などで実験し伝播速度について明らかにする必要がある。また本実験においては衝撃波の後ろに圧縮波がともなう流れとなっているが衝撃波の後ろに発達する圧縮波の衝撃波の減衰や消滅への影響を考えなくてはならない。こういったことを明らかにするために数値計算をおこなっていく必要がある。

参考文献

- (1) 田中 宏, 長谷川 泉, 超大管の圧縮空気の減圧特性に関する研究(第1報), 日本機械学会論文集(B編), 52-474, (1986), 772.
- (2) R.Flatt, Unsteady Compressible Flow in Long Pipelines Following a Rupture, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 6, (1986), 83.
- (3) F.K.Bannister and G.F.Mucklow, Wave Action Following Sudden Release of Compressed Gas from a Cylinder, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 159-42, (1948), 269.
- (4) G.F.Mucklow and A.J.Wilson, Wave-action in Gases, The Attenuation and Reflection of Compression Waves Propagating in Pipes, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 169-1, (1955), 69.
- (5) J.G.Hall, G.Srinivasan, and J.S.Rathi, Laminar Boundary Layer in Noncentered Unsteady Waves, AIAA Journal, 11-12, (1973), 1770.
- (6) J.G.Hall, G.Srinivasan, and J.S.Rathi, Unsteady Expansion Waveforms Generated by Diaphragm Rupture, AIAA Journal, 12-5, (1974), 724.
- (7) G.Srinivasan and J.G.Hall, Heat Transfer in Laminar Boundary Layer within Noncentered Unsteady Expansion Wave, Modern Developments in Shock Tube Research (Proceedings of the Tenth International Shock Tube Symposium), (1975), 102.
- (8) T.Watanabe, Boundary-Layer Effect on Pressure Variations in Expansion Waves, Nuclear Engineering and Design, 77, (1984), 63.
- (9) 松村 修二, 他3名, 自動車排気管内の衝撃波生成と排気騒音, 東北大流体研報告 No.4(1993), 113.
- (10) 佐藤 勝俊, 畑中 浩, 空気圧管路におけるパルス列信号の伝送, 東北大学速研報告, 53-442(1984), 33.
- (11) 松尾 一泰, 高速鉄道トンネルにおける波動現象, 機械の研究, 45-6(1993), 656.
- (12) 小沢 智, トンネル出口微気圧波の研究, 鉄道技術研究報告, 1121, (1979).
- (13) 小沢 智, トンネル出口微気圧波, 鉄道技術研究資料, 37-1, (1980).
- (14) 鈴木, 福嶋, 手塚, 阿久津: 車内圧変動に起因する乗客の不快感に関する研究の動向, 鉄道総研報告, 10-10(1996-10), 41-46.
- (15) 仲尾 晋一郎, 長い管路内における弱い圧力波の伝播特性に関する研究, 九州大学大学院総合理工学研究科博士論文, (2000).
- (16) 三浦 功嗣, 極めて長い管内を伝播する圧縮波の特性に関する研究, 九州大学大学院総合理工学府修士論文, (2008).
- (17) 玉井 直哉, 様々な壁面構造を持つ管内を伝播する圧縮波の特性, 九州大学大学院総合理工学府修

- 士論文, (2006).
- (18) 松岡 諒, 管内を伝播する圧縮波の弾性板によるパッシブコントロール, 九州大学大学院総合理工学府修士論文, (2006).
- (19) 山本 純平, 圧縮波の伝播特性に及ぼす管壁構造の影響に関する研究, 九州大学大学院総合理工学府修士論文, (2007).
- (20) 松尾 一泰, 圧縮性流体力学, 理工学社, 99
- (21) 小橋 豊, 音と音波, 裳華房, (1978), 132.
- (22) P.A.Thompson, Compressible-Fluid Dynamics, McGraw-Hill, (1972), 225.
- (23) 安信 強, 管開口端からの圧縮波の放出により形成されるパルス波の特性にかんする研究, 九州大学大学院総合理工学府博士論文
- (24) F.T.Brown, The Transient Response of Fluid Lines, Journal of Basic, Engineering Transactions of the ASME, (December,1962), 547.
- (25) 佐藤 勝俊, 他 2 名, 空気圧管路のステップ応答について, 東北大学高速力学研究所, 53-443 (1984), 47.
- (26) R.Kantola, Transient Response of Fluid Lines Including Frequency, Modulated Inputs, Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME, 93(1971), 274.
- (27) T.Karam and R.G.Leonard, A Simple Yet Theoretically Based Time Domain Model for Fluid Transmission Line Systems, Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME(Series 1), 95(1973), 498.
- (28) H.Mirels, Attenuation in a Shock Tube due to Unsteady-boundary-layer Action, NACA Rep. , 1333(1957), 1229.
- (29) J.R.Asbringe, An Interferometric Study of Shock Tube Boundary Layer, Lehigh Univ. Ins. Res. Tech, 14, (1959).
- (30) R.A.Hartunian, 他 2 名, Boundary-Layer Transition and Heat Transfer in Shock Tubes, Journal of the Aerospace Sciences, 27-8, (1960), 587.
- (31) W.P.Thompson, L.Bernstein, Turbulent Sports and Wall Roughness Effect in Shock Tube Boundary Layer Transition, Phys. Fluids, 10-9, (1967), 17.
- (32) T.Aoki, 他 3 名, Transition of Unsteady Boundary Layer Induced by Propagating Compression Wave, Shock Waves 1, (1995), 723.
- (33) W.Zielke, Frequency-Dependent Friction in Transient Pipe Flow, Journal of Basic Engineering Transactions of the ASME, March(1968), 109.
- (34) A.K.Trikha, An Effect Method for Simulating Frequency-Dependent Friction in Transient Liquid Flow, Journal of Basic Engineering Transactions of the ASME, (1975), 97.
- (35) M.Schultz, H.Sockel, the Influence of Unsteady Friction on the Pressure Waves in Tunnels, 6th International Symposium on the Aero-Dynamics and Ventilation of Ventilation of Vehicle, (1988), 123.

- (36) 松尾 一泰, 他 3 名, 管内を伝ばする圧縮波の開口端からの放射, 日本機械学会論文集(B 編), 58-546, (1992), 331.
- (37) 佐宗 章弘, 他 2 名, 高速列車トンネル突入による圧縮波の衝撃波への遷移, 日本機械学会論文集 (B 編), 63-616, (1997), 133.
- (38) 戸倉 直也, 長い管路における弱い衝撃波の伝播特性, 九州大学大学院総合理工学府博士論文, 26, (2011).
- (39) 荒金 大河, 長距離管路における弱い衝撃波の非線形伝播特性, 九州大学大学院総合理工学府修士論文, (2016).

謝辞

まず何よりも、修士課程まで勉学に励む機会を与え、経済的にも支援していただいた両親に深く感謝いたします。

青木俊之教授には、本論文の作成にあたり、終始何度も丁寧なご指導を賜りました。工学的な経験の全くなかった私に、工学的なものの考え方や物理現象の観方など、多くのことを学ばせていただきました。心から感謝申し上げます。

安養寺正之助教授には、研究室生活におきまして、数多くのご指導やご助言を賜りました。先生の研究に対する熱意は、研究だけではなく、今後社会人となる上でも、大変刺激になりました。厚くお礼申し上げます。

本研究室の秘書の大和裕里さんには、事務処理をはじめ様々なところでお世話になり、円滑に研究をすすめることができました。本当にありがとうございました。

本研究グループの修士1年の猪頭宏平くんには、実験や実験準備を手伝っていただきました。ありがとうございました。

最後に、本研究室修士課程2年の沖崎省太くん、原耕成くん、原田大くん、涌井翔太郎くんには、研究のみならず、研究室生活において、非常に楽しく充実した時間を過ごさせていただきました。今後、社会人となられる皆様の更なるご活躍を心よりお祈りします。

多くの方々のおかげで、本論文を完成させることができました。私の研究生活を支えていただいた多くの方々への感謝の意を表します。

2018年2月7日