T2R2 東京工業大学リサーチリポジトリ
Tokyo Tech Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	油パイプラインにおける非定常流れに関する研究 : 管内に残留する空気によるサージ圧の異常上昇とその緩和法
Title(English)	
著者(和文)	北川能
Author(English)	ATO KITAGAWA
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第1032号, 授与年月日:1978年10月31日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第1032号, Conferred date:1978/10/31, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Tokyo Institute Research Repository)

油パイプ管路における非定常流れに関する研究

（管内に残留する空気によるサージ圧の異常上昇とその緩和法）

昭和53年6月

北川　能

東京工業大学 415465

油パイプラインにおける非定常流れに関する研究

目　　次

記号表　1

第1章　緒言　6

1.1　本研究の目的　7

1.2　従来の研究　8

1.3　本研究の概要　13

第2章　過渡現象の解析法　15

2.1　まえがき　16

2.2　特性曲線法による計算法　17

第3章　管内に残留する気体がサージ圧に及ぼす影響　22

3.1　まえがき　23

3.2　実験装置および実験方法　25

3.3　実験結果　29

3.4　過渡現象の数値解析　32

3.5 計算結果の検討および考察 37
3.6 本章の結論 43
第4章 入口しぼりを有する空気室によるサージ圧の緩和 45
4.1 まえがき 46
4.2 サージ圧緩和の対象 48
4.3 実験装置および実験方法 50
4.4 過渡現象の数値解析 51
4.5 実験結果および計算結果の検討 55
4.6 空気室によるサージ圧緩和効果 58
4.7 過渡現象を支配する無次元パラメータ 62
4.8 音響学的近似によるノズル口径の推定 66
4.9 本章の結論 71

第5章　管路内に空洞が存在する場合
におけるサージ圧の緩和　79
5.1　まえがき　74
5.2　実験および計算方法　75
5.3　実験ならびに解析結果の検討　76
5.4　空気室によるサージ圧緩和効
果　79
5.5　複数の空洞が存在する場合の
サージ圧緩和効果　86
5.6　空気室の一般的用法　89
第6章　結言　91
参考文献　94
説明図　97

記　号　表

記号	説　明
A	式(4.5)で定まる定数
A_d	$L'_{ad}\, a^2\rho/p_s$
a	波動伝ぱ速度
B	式(4.6)で定まる定数
	サブプログラム AIRD 内の定数
C	式(4.7)で定まる定数
c	流量係数
C^+, C^-	特性曲線
C_1	式(2.14)で定まる定数
C_2	式(2.15)で定まる定数
C_3	式(2.16)で定まる定数
D	管路内径
d_n	ノズル口径
F	式(4.10)又は式(4.11)の右辺を表わす関数
f	管摩擦係数
g	重力加速度

H	圧力水頭
H'	$H/(P_s/\rho g)$
H_s	$P_s/\rho g$
h_f	単位長さ当りの圧力水頭損失
h_{ff}	$\rho g L h_f/P_s$
I,J,K	整数
K_v	式(3.1)における弁の流量特性
K_n	式(4.3)におけるノズルの流量特性
k_v	$K_v/\{(g/a)\sqrt{P_s/\rho g}\}$
k_n	$K_n/\{(g/a)\sqrt{P_s/\rho g}\}$
L	管路長
L_1, L_2	方程式
L_a	W_o/S
L_{ad}	W_{do}/S
L_{am}	W_{mo}/S
L'_a	L_a/L
L'_{ad}	L_{ad}/L
L'_{am}	L_{am}/L

N	管路分割数
n	ポリトロープ指数
P	絶対圧
P_d	空気室の圧力
P_o	外気圧
p	ゲージ圧
p'	p/p_s
p_d	空気室のゲージ圧
p_d'	p_d/p_s
p_s	ステップ入力となる供給圧
p_s'	p_s/p_o
Q	流量
R	ノズルの抵抗係数
S	管路断面積
S_n	ノズル開口面積
S_n'	S_n/S
t	時間
t'	$t/(L/a)$

t_c	弁開放時間
t_c'	$t_c/(L/a)$
U	サブプログラム CALU 内の変数
u	積分変数
V	流速
V_1, V_2	空洞前後の流速
V'	$V/(P_s/\rho a)$
W	空気の体積
W_d	空気室内の空気体積
W_0	空気体積の初期値
W_{d0}	空気室内の空気体積の初期値
W_{m0}	空洞の空気体積の初期値
W_d'	W_d/W_{d0}
w	重み関数
x	管軸方向の距離
x_1	弁から第1の空洞までの距離
x_2	弁から第2の空洞までの距離
x'	x/L

	x_1'	x_1/L
	x_2'	x_2/L
	Z	インピーダンス
	Z_c	管路の特性インピーダンス
	α	サージ圧緩和率
	κ	比熱比
	λ	定数
	ν	動粘度
	ρ	密度
	τ	$4\nu t/D^2$
	ω	角周波数
添字	A,B,C,P	格子点
	0	初期値
記号	$\hat{}$	フーリエ変換

第1章

緒　言

1.1 本研究の目的

液体を圧送する長大管路の安全性について論ずるとき，流体工学の立場からの最も大きな問題の1つは発生しうるサージ圧の予知ならびにその抑制法である．

いわゆる水撃あるいは油撃としてのサージ圧あるいは管路の非定常流れに関する研究はきわめて多く行なわれているが，そのほとんどは管路内が液体で満たされている場合のものである．しかし実際の管路においては，空気などの気体が外部から混入したり，液体から遊離したりすることによって管路内の一部にしばしば空洞が生じていると考えられる．したがって，このような場合に対する検討が必要となるが，従来の研究ではこの部分が詳しく取り上げられていない．

このような実状にかんがみ，本研究においては管路内に空気などの気体が存在して空洞を形成している場合の過渡現象について解析ならびに実験を行なって，これらの現象を明らかにし，さらにその結果にもとづいてサージ圧を緩和するための指針を明らかにする．

1.2 従来の研究

管路内の液体の過渡現象の中で水撃現象は古典的な問題である．水力発電所のような大規模管路系における水撃の研究はその最たるものとして古くから行なわれている．また最近では油圧システムにおいて管路の動特性が重要となるにつれて油圧回路における管路の非定常現象の研究が多く行なわれている．

管路内の液体の過渡現象を考えるとき，基本的に次の2つの考え方がある．管路内の液体を剛体と考え，集中定数系として取り扱う方法および管路内の液体を弾性体と考え分布定数系として取り扱う方法である．このうち前者は取り扱いが簡単で，古くからよく用いられているが，過渡現象を波動現象として扱わないため，有効な範囲が限られており，その範囲内では非常に有効である．一方後者は管路内の液体を分布定数系として扱っているため取り扱いは複雑となるが，過渡現象を詳しく解析するためにはこのような取り扱いが必要となることが多い．

管内の非定常流れの解析は，管内の流れを一次元流れとして扱ったAllievi以来多く行なわれているが，ここで大きな問題となるのは，波動の伝ぱにともなう損失の評価である．水力発電所の水管系や太いパイプラインのようにReynolds数が大きな流れの場合には，管内断面上の流速分布が一次元流れに近いため，定常流れにおける損失を適用することによってかなり良い結果を得ることができるが，油圧管路のようなReynolds数の比較的小さな流れに対しては，管路半径方向の流速分布の影響を無視することができなくなる．

このような場合に対してF.T. Brown[1]あるいはA.F. D'Souzaら[2]は半径方向の流速分布を考慮した一般的な解を求めており，その理論にもとづいてF.T. Brownら[3]あるいは市川ら[4)~6)]，岡村ら[7]は油圧管路の動特性を解析している．

波動の振幅が小さく，現象の線形性が十分保たれるときには前記のような解析的な手法による解法は非常に有利で，その解から動特性の一般的な傾向を知るこ

とができるが，対象とする系が複雑な場合や，線形性が十分保たれないような場合には解析的な解を得ることは困難となる．

このような場合には数値計算による解法が大きな武器となる．中でも特性曲線法は電子計算機による管路の過渡現象の計算手法として非常に優れた方法である．例えば V.L. Streeter[8] は多くの管路系における過渡現象を特性曲線法によって詳しく調べている．また D.N. Contracter[9] は管路途中に存在するオリフィスによる損失を計算している．Zielke[10] は非定常層流の場合について半径方向の流速分布を考慮したときの圧力損失に関する重み関数を求め数値積分と特性曲線法とを組み合わせて良い結果を得ている．Trikha[11] は Zielke の求めた重み関数をうまく近似することによって計算量が節約できることを示している．

この他管路の過渡現象について多くの研究が行なわれているが，そのほとんどは管路中が液体で充満している場合のものである．一方管路内に存在する空洞は

過渡現象に大きな大きな影響を与える．そのうち過渡現象発生以前から存在する空洞と過渡現象発生中に出現する空洞とでは過渡現象に与える影響が大きく異なる．後者は液柱分離と呼ばれ多くの研究[12)~18)]がなされているが，本研究では扱わない．

これに対し過渡現象発生以前から存在する空洞が過渡現象におよぼす影響は十分に調べられていない．一柳[19)]は空洞の存在を気泡の混入という形で計算し，サージ圧が増大しうることを示している．空洞の存在は一般には過渡現象を緩和する効果をもたらすと考えられているが，すべての場合に対して一概にこれを当てはめることはできない．したがって空洞が過渡現象に与える影響を明らかにすることが必要となる．

次に，空洞存在の有無による過渡現象の違いを正確に把握することは重要であるが，これに対応して過渡現象中に発生する圧力サージの吸収法が問題となる．

圧力サージの吸収法として最もよく知られている方法はサージタンクの使用で，古くから行なわれている．

また空気室も圧力サージの吸収に用いられるが，これに関する研究は少ない．Parmakian[20]は古典的な図式解法によってポンプ装置における空気室の解法を示している．笠原ら[21]は特性曲線法によって入口しぼりを考慮した計算を行なって，空気室のクッション効果を調べている．また一柳はアキュムレータに関する論文[19),22),23)]の中でアキュムレータによるサージ圧吸収法について述べている．

管路内の液体の過渡現象および過渡現象にともなって発生する圧力サージの吸収法についての研究の概略を示したが，管路内に存在する空洞が過渡現象に与える影響を詳しく調べたものはあまりなく，これに対応して，このような場合をも含めたサージ圧の吸収法に対する研究は行なわれていない．

本研究では管路内に空洞が存在する場合の過渡現象を詳しく調べ，このような状況下における場合も含めたサージ圧の吸収法についての考察を行なうこととし，次節においてその概要をのべる．

1.3 本研究の概要

本研究は管路内に空気室が存在する場合の過渡現象およびこのような場合も含めたサージ圧の吸収法に関する研究であり，全6章からなる．

第1章では従来の研究を概観し，この研究を行なう理由および研究の目的を述べ，その工学的意義を明らかにする．

第2章では解析において主要な部分を占める特性曲線法による数値解法について述べる．

第3章では管内に残留する気体が空洞を形成しているとき，これがサージ圧におよぼす影響を実験および数値解析によって明らかにする．

第4章ではサージ圧緩和の手法として，入口しぼりを有する空気室を管路端に設置する方法について考察し，そのサージ圧緩和効果を明らかにする．

第5章では一般の場合として，気体が管内に存在する場合も含めて，空気室によるサージ圧緩和効果についての解析を行ない，サージ圧緩和法に対する指針を示

す．

第６章では第５章までの結果を総括して述べる．

第 2 章

過渡現象の解析法

2.1 まえがき

管路内の流体の過渡現象を計算する手法には，解を解析的に求めようとする手法と，計算機を用いた数値計算による手法がある．前者は過渡現象の傾向を全般的につかむことができるが，複雑な境界条件のもとでの計算，とくに非線形要素が組み合わされている場合には計算がきわめて困難となる．

後者の数値計算による手法のうち，管路の過渡現象の計算に非常に有効な手法として特性曲線法がある．特性曲線法は双曲形偏微分方程式を特性曲線上で常微分方程式に変換する手法である．これは電子計算機による計算法として非常に優れたもので[8]，境界条件を適切に設定することによって，複雑な過渡現象を計算することができる．

本研究は解析の主要な手法として特性曲線法を用いており，次節でその概要を述べる．

2.2 特性曲線法による計算法

水平な管路に対する運動方程式および連続の式は流れを1次元流れとすれば次のように表わされる.

$$L_1 = \frac{\partial V}{\partial t} + V\frac{\partial V}{\partial x} + g\frac{\partial H}{\partial x} + g h_f = 0 \qquad (2.1)$$

$$L_2 = \frac{\partial H}{\partial t} + V\frac{\partial H}{\partial x} + \frac{a^2}{g}\cdot\frac{\partial V}{\partial x} = 0 \qquad (2.2)$$

両式の第2項は $V \ll a$ として無視し, 定数λを用いてこれらの式を線形結合する.

$$L_1 + \lambda L_2 = \lambda\left(\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{g}{\lambda}\cdot\frac{\partial H}{\partial x}\right) + \left(\frac{\partial V}{\partial t} + \lambda\frac{a^2}{g}\cdot\frac{\partial V}{\partial x}\right) + g h_f = 0 \qquad (2.3)$$

x と t は独立変数であるが, x と t を適切に関係付ければ式(2.3)のカッコ内は常微分であらわすことができる. すなわち観測点の位置をこの関係によって規定することになる.

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{dx}{dt}\cdot\frac{\partial}{\partial x} \qquad (2.4)$$

であるから, 式(2.3)における両カッコ内を常微分の形に変換するには次式が成立しなければならない.

$$\frac{dx}{dt} = \frac{g}{\lambda} = \frac{\lambda a^2}{g} \qquad (2.5)$$

このとき式(2.3)は次式のように変換される.

$$\frac{dV}{dt} + \lambda \frac{dH}{dt} + g h_f = 0 \qquad (2.6)$$

ただし λ の値は式(2.5)から次式のように定まる.

$$\lambda = \pm \frac{g}{a} \qquad (2.7)$$

λ が式(2.7)を満たすとき式(2.5)によって表わされる曲線は特性曲線と呼ばれる. 式(2.7)の λ の値を式(2.3)および式(2.5)に代入することによって特性曲線 C^+, C^- 上で次の2組の常微分方程式が得られる.

$$C^+ \begin{cases} \dfrac{dV}{dt} + \dfrac{g}{a} \cdot \dfrac{dH}{dt} + g h_f = 0 & (2.8) \\ \dfrac{dx}{dt} = a & (2.9) \end{cases}$$

$$C^- \begin{cases} \dfrac{dV}{dt} - \dfrac{g}{a} \cdot \dfrac{dH}{dt} + g h_f = 0 & (2.10) \\ \dfrac{dx}{dt} = -a & (2.11) \end{cases}$$

数値計算によって解を得るため式(2.8), 式(2.10)を一定時間間隔 Δt で差分化する. このとき図2.1に示されるように管路をN等分し, $\Delta x = L/N$ として格子網を考える. したがって特性曲線が格子点を通過するためには, $\Delta x/\Delta t = a$ でなければならない.

格子点A, B, C, P上における各変数の関係は最終的に次のように表わされる.

$$C^+ : \quad V_P = C_3 - C_2 H_P \tag{2.12}$$

$$C^- : \quad V_P = C_1 + C_2 H_P \tag{2.13}$$

ただし $$C_1 = V_B - C_2 H_B - g h_{fB} \Delta t \tag{2.14}$$

$$C_2 = g/a \tag{2.15}$$

$$C_3 = V_A + C_2 H_A - g h_{fA} \Delta t \tag{2.16}$$

単位長さ当りの圧力水頭損失 h_f は定常流れの場合については層流および乱流に対して一般に次の各式が用いられている。

$$\text{層流} : \quad h_f = \frac{32 \nu V}{g D^2} \tag{2.17}$$

$$\text{乱流} : \quad h_f = \frac{f V^2}{2 g D} \tag{2.18}$$

非定常流れに対して上式で表わされる h_f を用いた場合，計算は簡単となるが，現象を正しく表わしているとは言えない。特に層流非定常流れにおいては半径方向の流速分布が圧力損失に大きな影響を与えるため，式(2.17)を用いた場合には良い結果を期待することはできない。W. Zielke[10] は非定常層流に対して半径方向の流速分布を考慮した場合の流速変動と圧力水頭損失との間の重み関数を次式のように求め，よい結果を得

ている．

$$h_f(t) = \frac{32\nu V(t)}{g D^2} + \frac{16\nu}{g D^2}\int_0^t \frac{\partial V}{\partial t}(t-u)\cdot W(u)\,du \qquad (2.19)$$

ただし $W(t)$ は $\tau = 4\nu t/D^2$ とすると次式で表わされる．

$\tau > 0.02$ のとき

$$W(t) = \exp(-26.3744\tau) + \exp(-70.8493\tau) + \exp(-135.0198\tau) + \exp(-218.9216\tau) + \exp(-322.5544\tau) \qquad (2.20)$$

$\tau < 0.02$ のとき

$$W(t) = 0.282095\tau^{-1/2} - 1.250000 + 1.057855\tau^{1/2} + 0.937500\tau + 0.396696\tau^{3/2} - 0.351563\tau^2 \qquad (2.21)$$

式(2.19)の右辺の第1項は定常項，第2項は非定常項と考えることができる．

本研究においては後に示すように遷渡現象は層流領域にあるため式(2.19)を次式の形で数値積分して用いる．　$t = K\Delta t$ のとき

$$h_f(t) = \frac{32\nu}{g D^2}\left[V(t) + \frac{1}{2}\sum_{J=1}^{K}\left\{V((K-J+1)\Delta t) - V((K-J)\Delta t)\right\} W((J-1/2)\Delta t)\right] \qquad (2.22)$$

以上は特性曲線法による数値計算法の主要な部分である．実際の数値計算に際しては，この他に境界条件を決定する必要があるが，その部分については各章ごとに示すこととする．

図2.2は本研究の計算プログラム中の主要なサブプログラムである．このサブプログラムは管路各地点，すなわち管路端の切換弁，管路分割点，管路途中の空洞，管路端の空洞あるいは空気室における計算ならびに式(2.22)の数値積分を行なうものであり，メインプログラムではこれらのサブプログラムを境界条件に応じて使いわけている．

次章では管路内に残留する気体が過渡現象におよぼす影響を特性曲線法によって解析し，実験結果と比較する．

第 3 章

管内に残留する気体が
サージ圧に及ぼす影響

3.1 まえがき

パイプラインなどの長い管路系中では空気が外部から混入したり，管路内の液体から遊離したりすることによって，管路内で空洞を形成することがある．このような管路内における空気などの気体の存在は管路内の液体の過渡現象に思いがけない影響を及ぼすことがある．

一般に管内に空気をはじめとする気体で満たされた空洞が存在する場合，その空洞内の気体はクッションのように振舞い，過渡時の圧力変動を緩和することが多い．そのため多くの人々が空洞のクッション作用を一般的に正しいと考えてきた．しかしすべての場合について気体がそのように振舞うわけではなく，逆にサージ圧が増大する場合がある．一柳[19]は管路内の油に空気を一様に混入したとき，サージ圧が増大することを報告している．

本章では管路内の一部に気体で満たされた空洞が存在するとき，サージ圧が増大する場合を想定し，この

ような場合の過渡現象を実験および特性曲線法による数値計算によって明らかにする．

3.2 実験装置および実験方法

対象とする管路のモデルを図3.1に示す．管路の一端は弁を介して定圧そうに接続してあり，他端は閉じている．

この管路において次のような過渡現象を発生させた場合を想定する．初めに管路内の圧力を外気圧と同一にした後，管路端の定圧そうに接続された弁を急激に開放して定圧そうの圧力に相当する一定の圧力変化を管路の一端に与える．図3.1(a)のように空洞が管路内に存在しない場合を考えると，単純化のため摩擦損失を無視すれば，管路右端の圧力変動の形はよく知られているように長方形のパルス状となる．しかし図3.1(b)あるいは(c)のように管路内に気体で形成された空洞が存在する場合はこのようにはならない．

この場合サージ圧は気体のクッション作用によって一見緩和されるように考えられるが，すべての場合にクッション作用が働くわけではない．過渡現象は空洞の大きさによって大きく異なる．

図3.2は図3.1に示したモデルを実現する実験装置である．この装置は圧油供給部分と管路部分から構成されている．圧油供給部は油圧ポンプによって圧油を発生させ，リリーフ弁とアキュムレータによって一定圧力の油流を得ている．アキュムレータの容量は 25.5×10^{-3} m^3 である．管路部はその一端が手動切換弁を介して圧油供給部と接続されている．管路の近似内径は35.7 mm，全長は106.1 mである．管路はガス管を接続部でフランジ接続したものである．フランジは図3.3に示すごとく，管路の内面に凹凸を生じないように加工している．管路全体は約2m間隔に設置したコンクリートの土台に固定している．図3.1 (b)あるいは(c)のモデルを実現するため，管路内の一箇所に気体を封じ込めるための容器を接続している．このような容器を設置した理由の第1は，この実験が管路内に気体が小さな気泡の形で分散し，液体と混合しているような状況下における過渡現象ではなく，気体が一つの大きな空洞を形成している場合の過渡現象を扱おうとしている

からであり，第2の理由は空洞の位置および大きさを簡単に設定できるようにするためである．そのためこの容器はアクリル透明管で製作し，中の気体の体積が簡単に設定できるようにしている．以後この容器を空気室容器と呼ぶ．空気室容器の寸法は図3.4に示す．また容器内の気体が管内に流れ込むことを防ぐため，これを管路の接続部のフランジ部分に垂直に立てている．圧力測定点は圧油供給部，管路中間地点あるいは空気室容器設置地点，および管路端の3地点である．圧力は半導体圧力計によって測定し，直記式電磁オシログラフによって記録している．

実験は管路途中への余分な空気の混入を避けるため，および温度条件を一定にするため次の手順で行なった．

1. 管路の上流端および下流端の弁を開放し，管路に油を流して管内の温度を一定にする．
2. 下流端の弁を静かに閉じて流れを止める．
3. 上流端の弁を閉じる．

4. 下流端の弁を静かに開放し，管路内の圧力を外気圧と等しくする．

5. 空気室容器に気体を封入する．

6. 下流端の弁を閉じる．

7. 上流端の弁を急激に開放して過渡現象を起こす．

圧油供給部の供給圧 p_s はこの実験を通じて 9.1 bar であり，容器に封入する気体は多くの場合空気である．供試油は油圧作動油（スワフルード 70）である．その動粘度および比重を図 3.5，図 3.6 に示す．

実験時の油温は 14°±3°C を保っている．また油中の波動伝ぱ速度は管路内の圧力波伝ぱ速度から実測した結果 1210 m/s である．

3.3 実験結果

管路内に空洞が存在する場合，過渡時のサージ圧は管路内が油で満たされている場合より大巾に増大することが実験によって示された．図3.7，図3.8は管路下流端に空洞が存在する場合の過渡現象の一例である．L_aは空洞を形成している空気を外気と同一の圧力，温度にしたときの体積を管路相当長さで表示したものである．図3.7は比較的空気量が少ない場合（$L_a = 0.104\ m$）の圧力変動であり，サージ波形は2段になっている．供給圧は9.1 barであるから管路内が油で満たされているならばサージ圧はその約2倍の18.2 barとなるはずである．しかし空洞が存在する場合は図3.7におけるようにサージ波形は約18 barのサージ波形の上に小さな波形が加わった形で2段となっている．サージ波形は空洞の空気量によってしだいに変化してゆくが，詳細は後の計算値との比較の際にのべる．図3.8は空気量が比較的多い場合（$L_a = 2.8\ m$）のサージ波形で，管路下流端の空気室入口および管路中間地点の圧力変

動を示している．図中のxは上流端の切換弁から測定地点までの距離である．この場合は，管路下流端のサージ波形は1つのなだらかな曲線となるが，管路中間地点においては，空洞の圧力が上昇する以前に圧力波が数度管路を往復している．

空洞は圧力の低い間は開口端反射に近い反射をし，圧縮されるにつれて，閉口端反射に近い反射をする．空洞が存在するためにサージ圧が増大する原因はここにあると考えられる．すなわちはじめ空洞で反転した波動は上流端で再び反転し，これが上積みされて空洞におけるサージ圧が増大する．

空洞が瞬間的に圧縮される際，中の空気の状態変化は断熱変化に近いものと考えられる．したがって空気の温度上昇が予想できる．実験では圧力サージ発生時にしばしば空洞内で火花の発生が認められた．すなわち空洞内の圧縮時の温度は飛び散った油滴が発火するに十分な温度まで上昇する．空洞を形成する気体を窒素にした場合には油滴は発火しないことから，火花の

発生は空気の温度上昇による油滴の燃焼と説明することができる．図3.9は実験を夜間に行ない，発火の模様を写真撮影したものである．一点鎖線は空気室容器内壁の輪郭を示している．

3.4 過渡現象の数値解析

特性曲線法による計算法の主要な部分は第2章に示した．管路分割点における変数値は式(2.12)，式(2.13)によって求めることができる．管路の左端では式(2.13)，右端では式(2.12)だけが有効となる．したがって管路端に接続された切換弁および空洞における境界条件を次のように設定する．

上流端の切換弁の流量特性を次式で近似する．

$$Q/S = V_P = K_v\sqrt{H_S - H_P} \quad (H_S \geq H_P)$$
$$= -K_v\sqrt{H_P - H_S} \quad (H_P > H_S) \qquad (3.1)$$

弁操作時にはK_vは時間の関数となるが，本実験では弁開放に要する時間は約0.014 s以下であり，波動が管路を往復する時間$2L/a \fallingdotseq 0.18$ sと比較して十分小さいため，$t > 0$ではK_vを一定とする．図3.10に切換弁の流量特性の実測値を示す．図3.11の弁における諸変数の間には式(3.1)および式(2.13)が成立し，この両式からこの部分における変数値を定めることができる．

この部分のサブプログラム UPST は図2.2(b)に示してある．

空洞における境界条件は，空気の状態変化を断熱変化と仮定すれば，次式が成立する．この仮定の妥当性については3.5節で検討する．

$$P_p W_p^{\kappa} = P_0 W_0^{\kappa} \qquad (3.2)$$

ただし $P_p = P_0 + P_p = P_0 + \rho g H_p$ である．

図3.12は空洞が管路下流端に存在する場合と，管路途中に存在する場合を(a)および(b)で示している．空洞体積と管路内の油の流速との関係は次式で表わされる．

(a)の場合 : $\dfrac{dW}{dt} = -SV$ (3.3)

(b)の場合 : $\dfrac{dW}{dt} = -S(V_1 - V_2)$ (3.4)

この両式は長方形公式で積分すれば後の計算は簡単となるが，その場合は時間間隔を小さくすることが必要となり，管路分割数Nは増大する．過去の変数値を必要とする h_f の計算は分割数の増大につれて膨大な記憶容量を必要とし，計算時間は却って長くなる．このため分割数Nは10とする．この程度の分割数では長

方形公式では正しい計算は行なわれないため式(3.3)および式(3.4)を台形公式によって次のように差分化する.

$$W_P - W_C = -\frac{S\Delta t}{2}(V_P + V_C) \qquad (3.5)$$

$$W_P - W_C = -\frac{S\Delta t}{2}(V_{1P} + V_{1C} - V_{2P} - V_{2C}) \qquad (3.6)$$

空洞における変数値は，下流端に空洞が存在する場合は式(2.12)，式(3.2)，式(3.5)，管路途中に空洞が存在する場合は式(2.12)，式(2.13)，式(3.2)，式(3.6)によって決定される．さらにP_P，H_P，V_Pを消去することによって，前者の場合には式(3.7)，後者の場合には式(3.8)が得られる．

$$W_P - W_C + \frac{S\Delta t}{2}\left[C_3 - C_2\frac{P_0}{\rho g}\left\{\left(\frac{W_0}{W_P}\right)^{\kappa} - 1\right\} + V_C\right] = 0 \qquad (3.7)$$

$$W_P - W_C + \frac{S\Delta t}{2}\left[C_3 - C_1 - 2C_2\frac{P_0}{\rho g}\left\{\left(\frac{W_0}{W_P}\right)^{\kappa} - 1\right\} + V_{1C} - V_{2C}\right] = 0 \qquad (3.8)$$

この方程式はどちらも解析的に解くことはできないため，Newton法によってW_Pを求める．管路下流端に空洞が存在する場合の空洞部分のサブプログラムAIRDは図2.2(e)に，管路途中に空洞が存在する場合の空洞部分のサブプログラムAIRMは図2.2(d)に示してある．

ただしAIRDにおいてはプログラム内の変数Bを零としたものが本章の場合に当たる．

空気室容器を管路中間地点に設置した場合は，管路下流端は単なる閉端となる．このとき下流端における境界条件は次式とする．

$$V_P = 0 \qquad (3.9)$$

数値計算は以上のような境界条件によって行なう．

実験における入力ステップ圧力は9.1 barである．この場合，管内のレイノルズ数は概算から約10^3となるため，単位長さ当りの圧力水頭損失h_fは，非定常層流における損失を表わす式(2.19)を用いる．この式はたたみ込み積分となっているため，tの増大につれて計算時間は膨大なものとなる．したがって実際の計算に際しては$t^* > 0.082$のときには積分範囲を0から$0.082 \times (D^2/4\nu)$までとする．これは積分範囲を現在から，波動が管路を往復する時間の4.5倍過去までとすることに相当する．式(2.20)に示すようにての増大につれて重み関数$W(t)$は急速に減少する．したがって積分範囲を

これ以上としても積分結果に大きな差異はない．この部分のサブプログラム CALU は図2.2(a)に示してある．U(I)は式(2.22)における大括弧内の数値を表わすものであり，定常層流においては丁度流速に相当する量となる．CALU によって U(I)を先に計算しておくことにより，その後の計算は定常層流における損失すなわち式(2.17)を使用する場合と全く同様に行なうことができる．

供給圧力 P_s は実験に際し，管路内の空洞の空気量 L_a がきわめて大きな場合，圧油供給部のアキュムレータの容量不足のため一定値ではなく，ゆるやかに 1~2 bar 低下した．このため計算に際しては入力ステップとして実験で得られた P_s の圧力変動値を用いる．

3.5 計算結果の検討および考察

図3.13は管路下流端に空洞が存在する場合におけるサージ波形の実験値と計算値を示している．

空気量が少ない場合は(a)のように通常のサージ波形の後部に突起の付いた2段波形となる．この突起は空気量の増加に伴って次第に大きくなり，ついにはサージ波形は(b)のように滑らかな波形となる．空気量を更に増加させると(c)のように波形の後部に再び突起を生ずる．サージ圧はこの繰り返しによって次第に増大する．

実験値と計算値は全般的によく一致しているが，次のような特徴がある．すなわち空気量が多くなるにつれて，両者の時間的なずれが次第に増大している．

この原因の第1には，空洞の体積変化は容器内での油柱長さの変化となって現われるため，実質的には管路長の変化と同じ効果をもたらすこと，また第2には高圧下での油への空気の溶解，第3には式(3.5)の打ち切り誤差の蓄積，第4には空気の状態変化が実際には完全な断熱変化ではないことなどが挙げられる．空気の

状態変化は厳密には断熱変化や等温変化ではなく，その中間のポリトロープ変化に近いが，断熱変化あるいは等温変化と仮定した場合の計算を行なうことによって，状態変化の違いが過渡現象に及ぼす影響を知ることができる．図3.14は空気の状態変化を断熱変化あるいは等温変化と仮定した場合の計算結果と実験結果とを比較したものである．両計算結果の間に大きな差異はない．すなわち状態変化の取り方の違いは，過渡現象にそれ程重大な影響を及ぼす訳ではないが，現象が短時間であること並びに油滴が発火する程度にまで温度が上昇することを考え合わせれば，数値解析において空気の状態変化を断熱変化と仮定することは妥当と言える．

図3.15 (a)～(f) は空気量とサージ圧の関係を示している．図中の $x=106.1\,m$ は管路下流端を表わしている．他方は空洞の存在地点を表示するもので，その数値は上流端の弁から空洞までの距離を示している．実験に用いた管路はフランジの間隔が等間隔ではない

ため，空洞の存在地点は必ずしも数値計算における管路の等分割地点と完全に一致してはいないが，大きく外れている訳ではない．したがって計算値と実験値との比較に際しては分割点が空洞存在地点に最も近いものを選んでいる．

図3.15(a)は管路下流端に空洞が存在する場合のサージ圧と空気量との関係を示している．空洞が存在しない場合，サージ圧はステップ供給圧の約2倍すなわち $p' \fallingdotseq 2$ となることは明らかであるが，わずかに存在する場合でも，サージ圧はステップ供給圧の約3倍となる．このような状況は La' で表わせば0.001程度すなわち空気量が全管路内体積の0.1%程度で十分起りうる．図3.15(a)において，サージ圧は初め空洞の空気量とともに増大し，ステップ供給圧の約4倍にまで達している．ここでサージ圧は空気量とともに一様に増大する訳ではなく，空気量が一定の値に達するたび毎に階段状に増大している．図3.13の説明の中で，サージ波形上の突起の成長について述べたが，図3.15(a)にお

けるサージ圧の階段状の増大は，この突起の成長に起因している．

図3.15(b)~(f)は管路途中に空洞が存在する場合である．この場合についても(a)の場合と極めて類似した結果が得られる．すなわち管路下流端のサージ圧は空洞内の空気量とともに増大し，その最大値はステップ供給圧の約4倍に達する．ただし管路下流端のサージ圧を最大とする空気量は，空洞が上流端の弁に近い程小さな値となる．すなわち横軸を L_a/x_1 にとればこれらの図はほぼ重なる．空洞存在位置におけるサージ圧力も同様な傾向を持っているが，x_1 が小さい程すなわち空洞の位置が上流端に近い程，サージ圧は全体的に低下する．

図3.16は図3.15に現われるサージ圧の最大値と，空洞の存在位置との関係を示している．管路下流端でのサージ圧の最大値は，空洞の存在位置によらずほぼ一定値を保つが，空洞におけるサージ圧の最大値は空洞が上流に存在する場合程低下し，空洞が存在しない場

合のサージ圧に近づく．すなわち多くの場合，空洞存在地点におけるサージ圧は管路下流端におけるサージ圧と比較して小さな値となる．これは図3.16を次の3つの範囲に分けることによって説明できる．

① $x_1' > 0.6$　② $0.4 < x_1' < 0.6$　③ $x_1' < 0.4$

①の場合空洞と下流端の間の管路は管路全長に比べて比較的短かく，管路全体に関する過渡現象に対しては剛体のように振舞う．したがって下流端と空洞存在地点との圧力差の主要な部分はその間の油の慣性力である．しかし空洞より下流の油は実質的な流動をほとんど生じない．従って①の部分では空洞存在地点のサージ圧力と下流端のサージ圧力は近い値となる．反対に③の場合は上流端と空洞との間の管路部分が管路全体の過渡現象に対して剛体のように振舞うことになる．この部分の油は空洞とともにバネ質点系に近い系を形成するため，空洞存在地点のサージ圧力は入力の約2倍となる．②の部分は①から③への遷移領域である．

過渡現象は空洞の位置や量のみならず，油の粘性や

上流端の弁の特性によって影響を受ける．図3.17において実線は弁における圧力損失を考慮した場合，破線は考慮しない場合である．後者においてはL_aの増大につれてサージ圧は減少せず，どこまでも増加する．このときのサージ圧の増加は管摩擦損失が小さい程激しい．従って，図3.15(a)においてL_aが比較的大きな値のとき，サージ圧が減少する主たる原因は，上流端の弁による圧力損失と考えられる．

サージ発生時の空洞内における発光は油滴が発火するためと説明できるが，この事実は圧力サージによる空気温度の上昇によって油が燃焼しうることを示している．油圧作動油の作動時の黒化現象の原因の1つとして，作動油中の気泡の圧縮，消滅時の空気の高温化による油の酸化が挙げられているが[24),25)]本章の実験で発生した油滴の発火はこれに対する1つの裏付けになると考えられる．

3.6 本章の結論

管路内に気体が残留して空洞を形成している場合の過渡現象の例として，一端が閉端となっており，他端から圧力ステップを加える場合の過渡現象を実験と数値解析によって調べた．管内に空気が残留している場合，それは圧力サージを吸収すると一般に考えられてきた．本章の実験および解析から，その常識が一般に正しいものではなく，残留空気が存在する場合，サージ圧が著しく増大する場合のあることを明らかとした．またサージ発生時の空気温度は油が発火するに十分な値まで上昇する可能性のあることを実験によって確かめた．

本章で扱った過渡現象は油パイプラインなどの長い管路で液体を輸送する場合の，ポンプ始動，弁の切換に際しても発生する可能性がある．

本章の結果は，現場において時に生ずる不可解な強い圧力サージを説明するものであると同時に，サージ圧吸収用のアキュムレータあるいは空気室の設定，取

り扱い方法に対する技術的視点を新たに加えるものと言える．

この結果をもとに，次章ではサージ圧の吸収緩和を目的とした空気室に対する考察を行なう．

第 4 章

入口しぼりを有する空気室によるサージ圧の緩和

4.1 まえがき

管路内に発生する圧力サージを緩和するために，アキュムレータあるいは空気室が最もよく用いられる．これは管路の一部に気体を封入した容器を設置し，気体のクッション作用によってサージ圧を緩和する方法である．

一方第3章で述べたように，管路内に存在する気体は過渡現象に際し，これに及ぼすクッション作用が必ずしもサージ圧を緩和するとは限らない．従って，サージ圧の緩和を目的として，空気室あるいはアキュムレータを用いる際には注意が必要となる．

ここで問題となるのは，気体の容量だけではなく，入口の流体抵抗が重要な役割を演じる．空気室入口の流体抵抗に関して，笠原[21]は入口における圧力損失を考慮した過渡現象を計算し，サージ圧が吸収されることを示している．また一柳[19]はサージ圧吸収を目的としたアキュムレータの入口には流体抵抗が必要と述べている．

空気室入口の流体抵抗は過渡現象，特にサージ圧の緩和に対して重要な役割を演ずるが，この流体抵抗あるいは封入気体量と空気室のサージ圧緩和性能の関係については見るべき研究がない．従って本章ではサージ圧緩和用の空気室に関する実験と解析を行なう．

サージ圧の緩和に関して，対象となるモデルは数多く考えられる．次節では取り上げるモデル及びそれを取り上げる理由について述べる．

4.2 サージ圧緩和の対象

サージ圧を緩和することを目的として空気室を管路の一部に設置する場合，空気室は通常サージ圧が最も大きな値を示す地点に設置される．回路内のどこかで発生した圧力サージは流路に沿って伝ぱする．管路の形状変化あるいは他の回路要素への接続によって，流路が変化するとき，圧力サージの一部は反射し，サージ圧は変化する．管路端が閉端となっている場合，この効果は最も顕著に現われる．

実際の回路においては，常にその一端が閉端となっている管路を有する回路は少ないであろう．しかし，管路に付属した弁を操作することによって管路端が閉端である場合と全く同じ状況がしばしば生じうる．従って本章では閉端におけるサージ圧の緩和について考察する．

図4.1は対象とするモデルである．(a)において管路の一端は閉端であり，他端は弁を介して定圧そうに接続されている．弁を急激に開放して定圧そうの圧力水

頭に等しい圧力変化を管路に与えることによって過渡現象が発生し，管路の閉端では大きな圧力サージが最初に発生する．一方(b)のように管路閉端に空気室を設置した場合，過渡現象は変化する．次節以下でこの過渡現象を解析し，サージ圧の緩和を目的とした空気室の性能を考察する．

4.3 実験装置および実験方法

図4.2は実験装置全体図である．その主要部は第3章と全く同一であるが，管路下流端に空気室を新たに設置している．空気室容器は第3章において用いたと同一のアクリル容器を用いる．ただし，入口に流体抵抗を付加するため，空気室容器と，これを取り付ける管路のフランジ部との間に半円ノズルを挿入する．使用する半円ノズルを図4.3に示す．

実験方法は第3章と同じく，管路上流端の切換弁を急激に開放することによって過渡現象を発生させ，その際のサージ圧を測定する．実験手順は3.2節の1.～7.と同一である．

実験は各ノズルについて空気量 L_{ad} を0から2.4 mまで変化させて行なうが，入力ステップとなる供給圧力 P_s は 10.2 bar を保っている．また油温は30±2°Cである．

4.4 過渡現象の数値解析

計算法の主要な部分はすでに第3章までに述べてある．ここでは管路下流端における，入口しぼりを有する空気室の境界条件と計算法について述べる．

下流端に空洞が存在する場合の境界条件を第3章で述べたが，これと同様に，図4.4において次式が成立する．

$$V_P = C_3 - C_2 H_P \tag{2.12}$$

$$P_{dP} W_{dP}^{\kappa} = P_0 W_{d0}^{\kappa} \tag{4.1}$$

$$W_{dP} - W_{dC} = -\frac{S\Delta t}{2}(V_P + V_C) \tag{4.2}$$

さらに空気室入口の流量特性は次式で近似する．

$$V_P = \pm K_n \sqrt{\left| H_P - \frac{P_{dP} - P_0}{\rho g} \right|} \tag{4.3}$$

+符号 : $H_P > \frac{P_{dP} - P_0}{\rho g}$

−符号 : $H_P < \frac{P_{dP} - P_0}{\rho g}$

以上4式から P_{dP} および V_P を消去することによって次式を得る．

$$A - H_P = \pm B \sqrt{|H_P - C|} \tag{4.4}$$

+符号 : $H_P > C$

－符号：$H_p < C$

ただし $A = C_3 / C_2$ (4.5)

$$\beta = K_n / C_2 \quad (4.6)$$

$$C = \frac{P_0}{\rho g}\left\{\left(\frac{W_{do}}{W_{dp}}\right)^{\kappa} - 1\right\} \quad (4.7)$$

$H_p > C$ の場合，式(4.4)から次式を得る．

$$H_p = \frac{1}{2}\left\{(2A + B^2) \pm \sqrt{B^4 + 4B^2(A - C)}\right\} \quad (4.8)$$

$H_p > C$ であるから式(4.4)において $A - H_p > 0$ でなければならない．従って，

$$A - H_p = \frac{1}{2}\left\{-B^2 \mp \sqrt{B^4 + 4B^2(A - C)}\right\} > 0 \quad (4.9)$$

より，根号の前の符号は下の方を採用しなければならない．これより H_p は次式のように未知数 W_{dp} の関数として求められる．

$$H_p = \frac{1}{2}\left\{(2A + B^2) - \sqrt{B^4 + 4B^2(C - A)}\right\} \quad (4.10)$$

$H_p < C$ の場合も全く同様にして次式を得る．

$$H_p = \frac{1}{2}\left\{(2A - B^2) + \sqrt{B^4 + 4B^2(A - C)}\right\} \quad (4.11)$$

式(4.10)，式(4.11)のいずれを用いるかを判定する基準を次に示す．

式(4.10)は $H_p > C$ であってかつ $A - H_p > 0$ のとき成立

する．以上の2つの不等式から次式を得る．

$$A > H_p > C \tag{4.12}$$

すなわち $A > C$ のとき式(4.10)が成立する．

式(4.11)の場合も同様に $H_p < C$ および $A - H_p < 0$ から

$$A < H_p < C \tag{4.13}$$

すなわち $A < C$ を得る．

式(4.10)および式(4.11)のいずれを用いるかを判定する基準は最終的に次のようになる．

$$\begin{cases} A > C \text{ のとき} : \text{式(4.10)を用いる．} \\ A < C \text{ のとき} : \text{式(4.11)を用いる．} \end{cases}$$

従って式(4.10)および式(4.11)は関数 $F(W_{dp})$ を用いて一個の式に書き直すことができる．ただし $F(W_{dp})$ は上記の判定基準に従って，式(4.10)あるいは式(4.11)の右辺を表示する関数である．すなわち

$$H_p = F(W_{dp}) \tag{4.14}$$

である．式(4.14)，式(2.12)，式(4.2)から最終的に次式を得る．

$$W_{dp} - W_{dc} + \frac{S\Delta t}{2}\left\{ C_3 - C_2 \cdot F(W_{dp}) + V_c \right\} = 0 \tag{4.15}$$

式(4.15)は解析的に解くことはできない．従って，Newton法による繰り返し計算を行なってWdpを求める．

ノズルの流量特性は一般に次式で表わされる．

$$SV = Q = c\,S_n\sqrt{2g\Delta H} \qquad (4.16)$$

式(4.16)と式(4.3)の比較から次式を得る．

$$K_n = \sqrt{2g}\,c\left(\frac{S_n}{S}\right) = \sqrt{2g}\,c\,S_n' \qquad (4.17)$$

流量係数cは取り付け状態において約0.95であった．この部分のサブプログラムAIRDは図2.2(c)に示してある．

4.5 実験結果および計算結果の検討

図4.5は $L_{ad} = 0.4\,m$ の場合の実験値と計算値である．実験値と計算値は時間軸方向には少々のずれがあるが，サージ圧はよく一致している．どの場合も空気量は同一であるが，ノズル口径によるサージ圧の差異が生じている．管路下流端に空気室を設置しない場合，この実験においては入力ステップの大きさが $p_s = 10.2$ bar であるから管路下流端におけるサージ圧はその約2倍の20 bar程度となるであろう．これに対しノズル径 d_n が10.2 mmの場合，サージ圧は30 bar近くに達しており，空気室の存在によってサージ圧が増大している．すなわち第3章において考察した状況に近くなっている．これに対し d_n が6.4 mmの場合には空気室が存在しない場合の水準にまで低下している．

図4.6は空気室の空気量とサージ圧の関係を，d_n をパラメータとして表わしている．ノズル径 d_n が大きな場合，サージ圧と空気量 L_{ad} との関係は第3章における図3.15(a)，すなわち管路下流端に空洞が存在す

る場合に近づくことが予想できるが，図4.6はこの傾向をよく示している．逆にノズル径が小さな場合にはサージ圧は全般的に低下し，空気室によるサージ圧の緩和効果が強く現われている．

さらに空気室によってサージ圧を緩和させるためには，ノズル口径が大きなほど多量の空気が必要となることを図4.6は示している．すなわちこの図の場合，$d_n = 6.4$ mm では $L_{ad} > 0.7$ m，$d_n = 10.2$ mm では $L_{ad} > 2.7$ m の空気量が必要となる．空気量がこれ以上の場合，サージ圧は緩和されるが，これ以下の場合にはサージ圧は逆に増大する．

なお実験の際，空気量 L_{ad} が多い場合には，第3章における実験と同様，供給圧力の低下が発生した．従って，実験値と計算値の比較を行なう際には，第3章におけると同様，この圧力変動を考慮に入れた計算を行なった．

また空気室入口のしぼり部において，キャビテーションの発生が認められる場合があったが，これによる

影響はサージ圧にほとんど現われていない。

次節で入口しぼりを有する空気室によるサージ圧緩和の手法を明確にする。

4.6 空気室によるサージ圧緩和効果

前節の実験によって，入口しぼりを有する空気室によるサージ圧緩和の可能性が明らかとなった．

本節では数値計算を行なって，空気室によるサージ圧緩和効果を考察し，さらにこれを支配するパラメータを明らかにする．

図4.7は，サージ圧と空気量の関係を計算したものである．パラメータはノズル口径 d_n である．計算に際し，入力となる圧力ステップの大きさは $p_s = 10.2$ bar としている．他の条件は4.5節と同一である．

α はサージ圧緩和率であり，次式で表わされる数値である．

$$\alpha = \frac{\text{下流端に空気室を設置した場合のサージ圧}}{\text{下流端が閉端の場合のサージ圧}}$$

すなわち $\alpha < 1$ のとき，空気室によるサージ圧緩和効果が現われたことになる．

ノズル口径が零の場合は空気室が存在しない場合と同一である．従って，このとき α は空気量 L_{ad} に関係

なく常に $\alpha = 1$ である．

ノズル口径 d_n が大きい場合，その値が大きい程，サージ圧緩和率 α が1以上となる L_{ad} の範囲は広がり，$\alpha < 1$ とするための L_{ad} は大きな値となる．逆に d_n が小さい場合（図4.7においては約5mm以下）には全ての L_{ad} に対して $\alpha < 1$ となる．

次にサージ圧は L_{ad} がある値以上では L_{ad} によらず一定となる．その境界となる L_{ad} の値はパラメータ d_n によって定まり，d_n と共に増大する．また L_{ad} が大きなときサージ圧は d_n が大きい程低下し，入力ステップ圧力に近づく．逆に d_n が小さいほど，サージ圧は増大し，空気室が存在しない場合に近づく．従って，d_n の値に応じて L_{ad} の値を十分大きくとれば，α は $0.5 < \alpha < 1.0$ の範囲内で，d_n によって決定される．

図4.8は L_{ad} をパラメータとして，サージ圧とノズル口径の関係を表わしている．サージ圧はノズル開口面積比 S_n' がある値をとるとき最小となる．例えば，$L_{ad} = 2.4\,m$ の場合には $S_n' = 0.015$ である．S_n' の値

がこれ以外のときには，サージ圧緩和効果は減少する．特に S_n' が非常に大きな場合には，$\alpha > 1$ となり，空気室の存在はサージ圧の緩和に却って逆効果を及ぼす．従って，サージ圧の緩和をもたらす S_n' には上限が存在する．

図4.9は α が1を越えるときの S_n' の値を示している．パラメータは入力ステップ圧力であり，上流端の切換弁の損失を考慮した場合および考慮しない場合について計算を行なった．図において $\alpha = 1$ を与える S_n' の値は，広い範囲にわたって，P_s の値が大きい程低下している．一方，上流端の切換弁の圧力損失を考慮しない場合は，これを考慮した場合と比較して，S_n' の値が一般に低下しているが，切換弁の圧力損失の有無による影響は P_s の増大につれて減少し，$P_s = 20.4$ bar の場合にはほとんど見られない．

切換弁の圧力損失を考慮しない場合，下流端の空気室に入力圧力ステップとして到達する圧力変化は，切換弁の圧力損失を考慮した場合より大きな値となる．

従って，切換弁による圧力損失が S_n に与える影響は近似的に入力ステップ圧 P_s の違いとして取り扱うことができる．

4.7 過渡現象を支配する無次元パラメータ

前節までの考察は，多くの場合物理量そのものを用いて行なった．従って，得られる結果を他の系に適用することはできない．本節では関係式を無次元化し，過渡現象を支配する要素を無次元パラメータによって明らかにする．

各変数を次のように無次元化する．

$$\left.\begin{aligned} \frac{t}{L/a} &= t' \quad , \quad \frac{x}{L} = x' \\ \frac{V}{P_s/\rho a} &= V' \quad , \quad \frac{H}{P_s/\rho g} = H' \\ \frac{P_d}{P_s} &= P_d' \quad , \quad \frac{W_d}{W_{do}} = W_d' \end{aligned}\right\} \qquad (4.18)$$

この変数を用いることにより，過渡現象を表示する各式は，無次元パラメータを用いて次のように表わされる．

- 基礎式

$$\frac{\partial V'}{\partial t'} + \frac{\partial H'}{\partial x'} + h_{ff} = 0 \qquad (4.19)$$

$$\frac{\partial H'}{\partial t'} + \frac{\partial V'}{\partial x'} = 0 \qquad (4.20)$$

- $x' = 0$ において

$$V' = \pm h_v \sqrt{|1 - H'|} \qquad (4.21)$$

○ $x' = 1$ において

$$V' = \pm k_n \sqrt{|H' - P_d'|} \tag{4.22}$$

$$\frac{dW_d'}{dt'} = -\left(\frac{1}{A_d}\right) V' \tag{4.23}$$

$$(1 + P_s' P_d')\, W_d'^{\kappa} = 1 \tag{4.24}$$

ただし無次元パラメータ k_v, k_n, A_d, h_{ff}, P_s' は次式で表わされる.

$$k_v = \frac{K_v}{(g/a)\sqrt{P_s/\rho g}} \tag{4.25}$$

$$k_n = \frac{K_n}{(g/a)\sqrt{P_s/\rho g}} \tag{4.26}$$

$$\frac{1}{A_d} = \frac{L S P_s}{W_{do}\, a^2 \rho} = \frac{L P_s}{L_{ad}\, a^2 \rho} \tag{4.27}$$

$$h_{ff} = \frac{\rho g L}{P_s} \cdot h_f \tag{4.28}$$

$$P_s' = \frac{P_s}{P_o} \tag{4.29}$$

さらに $L_{ad}' = L_{ad}/L$ ならびに式(4.17)を用いれば, 式(4.26)および式(4.27)は次のようになる.

$$k_n = \frac{aC}{\sqrt{P_s/2\rho}} S_n' \tag{4.26}'$$

$$A_d = \frac{a^2 \rho}{P_s} L_{ad}' \tag{4.27}'$$

無次元パラメータのうち, k_v は切換弁の流量特性

に関連した値であり，空気室によるサージ圧の緩和に直接関連したパラメータではない．図4.9はh_vによる影響を調べたものであるが，h_vが与える影響を入力圧力P_sの違いとして近似できることを前節で述べた．従って，パラメータh_vの影響はP_sの中に含めて考えることができる．管摩擦圧力損失を表わすh_fについても同様に考えることができる．

空気室によるサージ圧の緩和に関して，最も重要となるのは，h_n，A_d，P_s'である．あるいは式(4.26)′式(4.27)′によって，S_n'，L_{ad}'，P_s'を重要なパラメータとしてもよい．

P_sが10.2 barの場合，サージ圧を緩和するために必要な最低の空気量は，ノズル口径d_nが定まっているとき，図4.7によって定まる．さらにαが1以下の値に指定された際にも，図4.7から，これを満足するL_{ad}'とS_n'の組み合わせを見つけることができる．しかし実際には，最小のL_{ad}'によって最大のサージ圧緩和効果をあげることが望ましい．

L_{ad}' が指示されているとき，サージ圧緩和効果を最大とする S_n' が存在する．すなわち図4.8によって α を最小とする S_n' を決定することができる．

図4.10は α を最小とする S_n' ならびにこのときの α の最小値を，k_n と A_d との関係によって示している．A_d の増大に伴なって，α は0.6付近に収束し，サージ圧がよく緩和される．

4.8 音響学的近似によるノズル口径の推定

閉じられた管路端において，サージ圧の緩和を行なうとき，管路端での波動の反射が問題となる．すなわち管路端における反射を無くせば，サージ圧は入力した圧力ステップより増大することはない．

管路端に入口しぼりを有する空気室を設置することにより，管路端における反射条件が変化する．設置する空気室の空気量およびノズル径はこれを決定する最も大きな要因である．前節までは，この両者を適切な値にすることによって，下流端における反射条件を無反射の条件に近づける方法について考察したことになる．

一方，音響理論においては，ある平衡点のまわりでの微小波動に対して，境界条件が線形化できる場合，無反射インピーダンスが決定できる．管路下流端に入口しぼりを有する空気室を設置した場合，下流端の境界条件は線形ではないが，線形化した境界条件による音響理論からの類推によって，圧力サージが最もよく

緩和される条件が存在することが予想できる．

図4.11は $L_{ad}=2.25\ m$ の場合のサージ波形を，d_n を変化させて示している．ノズル口径が大きな場合，サージ波形は非常に大きいが，ノズル口径が小さくなるにつれて，このサージ波形は次第に消滅する．特に $d_n=5\ mm$ 付近では管路端において無反射に近い条件が成立していると考えられる．d_n がこれより小さな場合には，次第に通常の場合（下流端が閉端の場合）の圧力変動に近づく．図4.8が中間で極小となるのは，このような波形の変化に起因している．

図4.12において入口部分のノズルの流体抵抗を R で表わせば次式が成立する．

$$PW^{\kappa}=P_0W_0^{\kappa} \tag{4.30}$$

$$Q=-\frac{dW}{dt} \tag{4.31}$$

$$RQ=P_i-P \tag{4.32}$$

ここで $P=P_0+\Delta P$，$Q=Q_0+\Delta Q=\Delta Q$，$W=W_0+\Delta W$，$P_i=P_0+\Delta P_i$ とする．次に必ずしも現実に即している訳

ではないが，$P_0 \gg \Delta p$ ，$W_0 \gg \Delta W$ と仮定して，式(4.30)を線形化すると次式を得る．

$$\Delta p = -\kappa \frac{P_0}{W_0} \Delta W \tag{4.33}$$

$$\Delta Q = -\frac{d(\Delta W)}{dt} \tag{4.34}$$

$$R \Delta Q = \Delta p_i - \Delta p \tag{4.35}$$

以上の3式をFourier変換し，$\Delta \hat{W}$ および $\Delta \hat{p}$ を消去することによって次式を得る．

$$\Delta \hat{p}_i = \left(R + \kappa \frac{P_0}{W_0} \cdot \frac{1}{j\omega} \right) \Delta \hat{Q} \tag{4.36}$$

従って，管路下流端のインピーダンスZは次式で表わされる．

$$Z = \frac{\Delta \hat{p}_i}{\Delta \hat{Q}} = R + \kappa \frac{P_0}{W_0} \cdot \frac{1}{j\omega} \tag{4.37}$$

一方，管路の特性インピーダンス Z_c は，摩擦損失を無視した場合，次式で表わされる．

$$Z_c = \frac{\rho a}{S} \tag{4.38}$$

管路端のインピーダンスが特性インピーダンスと等しいとき，無反射の条件が成立する．従って式(4.37)，式(4.38)から次式を得る．

$$\kappa \frac{P_0}{W_0} = 0 \tag{4.39}$$

$$\frac{\rho a}{S} = R \tag{4.40}$$

式(4.39)は W_0 が十分大きな値でなければならないことを示している.

式(4.40)における R は一意に決定することはできない. 実際の流量特性は次式で表わされる.

$$Q = c S_n \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \tag{4.41}$$

従って, R の値は ΔP の大きさによって変化する. ここでは ΔP に対する目安として, 入力となる圧力ステップ P_s を用い, これに対応する流量 Q_s によって R を次のように決定する.

$$R = \frac{P_s}{Q_s} = \frac{P_s}{c S_n \sqrt{\frac{2P_s}{\rho}}} = \frac{1}{c S_n} \sqrt{\frac{\rho P_s}{2}} \tag{4.42}$$

式(4.42)および式(4.40)より次式を得る.

$$\frac{S_n}{S} = S_n' = \frac{1}{ca} \sqrt{\frac{P_s}{2\rho}} \tag{4.43}$$

次にこれを式(4.26)'に代入して次式を得る.

$$k_n = 1 \tag{4.44}$$

さらに R の代りに, P_s に対する R の平均値 $\bar{R}$ を用いるとすれば,

$$\overline{R} = \frac{1}{P_s}\int_0^{P_s} R\, dP_s = \frac{2}{3}R \qquad (4.45)$$

であるから，次式を得る．

$$k_n = \frac{2}{3} \qquad (4.46)$$

式(4.46)を式(4.26)′に代入することにより，無反射の条件を実現する S_n' の値が定まる．

$$S_n' = \frac{2}{3}\frac{1}{ac}\sqrt{\frac{P_s}{2\rho}} \qquad (4.47)$$

本章の実験における値を上式に代入した場合，$S_n' = 0.014$ を得る．図4.8において，$L_{ad} = 2.4\,m$ のとき，サージ圧を最小とする S_n' の値は 0.015 であり，ここで求めた値にほぼ等しい．

また図4.10において，k_n は A_d の増大に伴ない，音響学的近似によって推定した値に近い値となる．

4.9 本章の結論

本章では，サージ圧の緩和を目的として，管路端に入口しぼりを有する空気室を用いる方法について考察し，空気室によるサージ圧緩和効果を実験と計算によって明らかとした．

初めに実験と数値解析を行ない，両者の比較から，数値解析の有効性を確かめた．次に空気室入口のノズルに対する考察から，採用して良いノズルの口径には上限があり，口径がこの上限より大きな場合，空気室の存在は却って逆効果を及ぼすことを示した．次に各変数の無次元化を行なって無次元パラメータを導出し，これらがサージ圧に与える影響を検討して，サージ圧緩和効果が最もよく現われる場合の空気量とノズル口径の関係を無次元パラメータの形で提示した．最後にサージ圧の緩和が最も効果的となるノズル口径の存在を音響学的近似からの類推によって説明した．

本章で取り扱った問題は，管路内に空洞が全く存在しない場合のサージ圧緩和法である．第3章において

管路内に空洞が存在する場合，過渡現象は複雑なものとなって，サージ圧が増大しうることを示した．次章では管路内に空洞が存在する場合におけるサージ圧の緩和法について考察する．

第5章

管路内に空洞が存在する場合におけるサージ圧の緩和

5.1 まえがき

入口しぼりを有する空気室によるサージ圧の緩和法を第4章で考察し，その効果を明らかにした．しかし．これは管路内に空洞が全く存在しない場合である．一方，第3章で管路内に空洞が存在する場合，著しい圧力上昇が発生しうることを明らかにした．従って，空洞が存在する可能性のあるときには，サージ圧緩和法に対する取り扱いは変化する．

一般に多くの場合，空洞なるものは本来管路内に存在すべきではなく，その個数あるいは位置などは不明であることが多い．従って，議論を進めるにあたって，まず最初に1個の空洞が存在する場合を取り扱い，空洞が存在することによる影響を検討した後，2個あるいはそれ以上の場合に対する考察を行なう．サージ圧緩和の手法は第4章と同様，入口しぼりを有する空気室を管路端に設置する方法をとる．

5.2 実験および計算方法

実験装置および実験方法は前章と同様である．実験は管路内のどこか1箇所に空洞が存在する場合について行なう．図5.1は実験の対象となるモデルを表わしている．実験装置の概略を図5.2に示す．空洞および空気室はいずれも図3.4に示した空気室容器を用いる．数値計算は第3章および第4章に示した方法によって行なう．

5.3 実験ならびに解析結果の検討

図5.3は3種のノズルに対するサージ波形の実験および計算値の1例である．この場合についても図4.11と同様な傾向が示されている．すなわちノズル口径の減少につれて波形後部のサージは低下するが，波形前部のサージは増大する．

図5.4～図5.6はサージ圧と空洞の空気量の関係を示している．空洞存在地点は管路の中央（$x_1' = 0.5$）である．ただし実験装置においてはx_1'は0.5と完全に一致している訳ではないが，数値解析との比較の際には$x_1' = 0.5$と考え，その地点における解析結果と比較する．

下流端に空気室が存在しない場合（$L_{ad} = 0$）下流端のサージ圧は初め供給圧P_sの約2倍であるが，空洞の空気量L_{am}の増大につれて急激に増大し，供給圧力の約3～4倍に達した後減少する．これに対し，空気室が存在する場合下流端のサージ圧は，空気量L_{ad}が多い程その圧力増大部分が図中で右の方へ移動し，さら

にサージ圧の最大値は低下する．この傾向はノズル口径が小さい程顕著に現われる．

管路内の空洞におけるサージ圧は，その値が下流端に比べて全般的に若干低下する他は下流端におけるサージ圧と同様な傾向を示している．

図5.7は空洞が空気室に近い場合（$x_1'=0.9$）を表わしているが，図5.4～図5.7のいずれの場合についても計算値と実験値はよく一致している．

図5.8は，空洞の位置 x_1' をパラメータとして，L_{ad} ≒2.4 m の場合の下流端におけるサージ圧の実験値を表わしている．$x_1'=0$ は切換弁直後，$x_1'=1.0$ は下流端であるが，x_1' によるサージ圧の差異は少ない．

図5.9は $x_1'=0.5$ および $x_1'=0.9$ におけるサージ圧の計算値である．両者はほぼ同様な傾向を示しており，特に空気室の空気量 L_{ad} が 2.4 m の場合は同一線上にある．すなわち d_n が比較的大きな場合，L_{ad} を十分大きくとれば x_1' による影響が小さいことを示しており，図5.8に示された実験結果からも確認できる．

これまで弁は全て瞬時開放と考えていたが，ここで弁の開放速度の影響を検討する．単純化のため弁は直線的に開放するものとし，弁開放時間 t_c を無次元化して $t_c' = t_c/(L/a)$ とおく．$t_c' = 0$，5.0 の場合に対する計算値を図5.10に示す．この装置においては，$L_{ad} > 0.5$ m の範囲では t_c' の影響は極めて少ないが，$L_{ad} < 0.5$ m においては，弁開放時間が長い場合にはサージ圧が低下する．一般に L_{ad} がある程度以上大きくなると，t_c' から受ける影響は少なくなる．

5.4 空気室によるサージ圧緩和効果

サージ圧は管路内の空洞の空気量 L_{am} がある値をとるとき最大となる．管路端に空気室を設置する目的は管路内に存在する空洞によって発生するサージ圧の増幅作用を防止するものであるから，このサージ圧の最大値を低下させるための，空気室に関するパラメータの選定が問題となる．

図 5.11 は管路下流端のサージ圧の最大値とノズル口径の関係である．(a) および (b) は供給圧 P_s が 10.2 bar および 20.4 bar の場合であるが，どちらもサージ圧の最大値は $L_{ad} = 2.4\,m$ のとき $d_n = 7\,mm$ 近辺で最小値を示しており，P_s による差異は少ない．

図 5.12 はサージ圧緩和率 α と d_n の関係である．この図は，開口面積比 S_n' が図 4.9 に示された値を越えなければ，いかなる L_{am} に対しても $\alpha > 1$ とはならないことを示している．従って，適切な入口しぼりを有する空気室は管路内に空洞が存在する場合のサージ圧を緩和する．

サージ圧の緩和を行なう場合，重要となるのはサージ圧緩和率α自体ではない．αは空気室の有無がサージ圧に及ぼす影響を示すものであって，現実のサージ圧とは異なる．図5.13はサージ圧の最大値とノズル口径および空気量との関係を示している．図5.13(a)において破線は空洞が存在しない場合であり，図4.8と同一である．サージ圧の最大値は$S_n \fallingdotseq 0.04$で最小となっている．

図3.15(a)はパラメータχ_i'とL_{ad}を組み合わすことにより多くの場合のサージ圧の最大値を表わしていると見なすことができる．すなわちサージ圧の最大値は$S_n' = 0.04$近辺を境界として$S_n' > 0.04$ではχ_i'の大小によらずL_{ad}だけによって決定され，$S_n' < 0.04$では逆にL_{ad}の大小によらずχ_i'だけによって決定されるため，図5.13のような簡単な表示が可能となる．また$S_n' > 0.04$においては空洞が存在しない場合と全く一致する．すなわちこの領域ではサージ圧の最大値は管路内の空洞の影響を受けず，空気室に関連したパ

ラメータがこれを決定する．

図5.13(a)において，空気室が存在しない場合($S_n'=0$)は，サージ圧の最大値は非常に大きな値であるが，S_n'の増加につれて急激に減少する．すなわち，サージ圧は空気室によってかなり緩和できる．$L_{ad}=2.4$ mのときサージ圧の最大値を最小とするS_n'の値は，約0.04であるが，この値は第4章の空洞が存在しない場合における値と比べて大きく，これの約2.7倍となる．

図5.13(b)は，空洞におけるサージ圧の最大値である．この地点のサージ圧の最大値は空洞が下流端に近い程図5.13(a)の下流端における値に近づき，ノズル口径の違いによる影響が顕著に現われる．これに対し，空洞が空気室から遠ざかると，空洞におけるサージ圧の最大値はノズル口径とは無関係な一定値に近づく．さらにS_n'が0.04を中心とする一定の範囲内にあるとき，空洞におけるサージ圧の最大値は管路下流端におけるサージ圧の最大値より大きな値となる．従って，空洞の存在する位置が空気室に近い程，サージ圧の緩和は

より効果的に行なえるが，管路全体についてのサージ圧の緩和を問題とするときには，S_n' が 0.04 を中心とする一定の範囲内にあるときは，サージ圧の緩和効果は変化しない．

以上の議論は空気室の空気量 L_{ad} が 2.4 m の場合であり，十分大きな場合を想定している．空気室によるサージ圧の緩和を実際に行なおうとする場合，空気量すなわち空気室の容量は物理的，経済的に制約される．従って，空気室の空気量はできる限り少量であることが望ましく，サージ圧の緩和を十分に行なうために必要な空気量を知る必要がある．管路内に空洞が存在しない場合には，空気量は第4章に示したように比較的簡単な形で明示できるが，管路内に空洞が存在する場合には，パラメータの増加のため簡単な形で表示することは困難である．

図 5.14 ～図 5.16 は空洞が管路中央 ($x_1'=0.5$) に存在するときのサージ圧を，空洞の空気量をパラメータとして表わしている．ノズル口径が比較的小さな $d_n=5$

mmのとき，(a)，(b)いずれの場合もサージ圧はLadの増大に伴って急激に減少し，その後一定となる．この一定となる範囲内ではサージ圧の緩和効果は変化しない．これより空気室の空気必要量を算定することができるが，サージ圧が一定となる範囲は，空洞の空気量Lamによって変動する．すなわちLamが大きい程空気室の空気必要量は増大する．従って，空気室の空気量には十分な余裕を持たせておくことが必要である．

さらに空気室の空気必要量はノズル口径によって変化する．一般に空気室入口のノズル口径が大きい程空気室の空気必要量は増加するが，サージ圧はより緩和できる．このような傾向は，空洞が空気室に近い場合程顕著に現われる．図5.17は空洞が空気室に近い場合($x_1'=0.9$)におけるサージ圧であるが，$x_1'=0.5$の場合(図5.14～図5.16)と比較して，サージ圧が一定となる範囲は全般的に図中で右に移動している．従って，空洞の空気量が多い程，また空洞が空気室に近い程，空気室が必要とする空気量は増大する．

図5.18および図5.19は空洞が空気室から離れている場合（$\chi_1'=0.1$）を表わしている．この場合，下流端のサージ圧はL_{ad}の増加に伴い，極めて急速に減少するが，空洞のサージ圧は多くの範囲でL_{ad}によってほとんど変化せず，下流端におけるサージ圧より大きな値となることがある．すなわち図5.13(b)で示した状況となる．従って，この場合には空気量を多くとる必要はない．

本来管路内の空洞は，その存在位置や量が不明な場合が多い．従って，サージ圧を緩和するときには，空洞が何処に存在したとしてもその効果が十分発揮されなければ安全とは言えない．従って，空気室を設置する際には，最も多くの空気を必要とする場合，すなわち空気室の近くに空洞が存在する場合を想定すべきである．その結果，管路下流端の空気室入口におけるサージ圧の緩和が重要となる．

図5.13(a)において，管路下流端のサージ圧の最大値を最小とするノズル口径値が存在する．従って，これ

を満足する入口しぼりを有する空気室を管路端に設置すれば，管路内に空洞が存在する場合のサージ圧が最も効果的に緩和できる．

本節では管路内の何処かに空洞が存在する場合のサージ圧緩和法に対する考察を行なった．一般には空洞は複数個存在すると考える必要がある．次節ではこの場合に対する考察を行なう．

5.5 復数の空洞が存在する場合のサージ圧緩和効果

管路内の空洞の発生は予測される場合もあるが，その存在位置や大きさあるいは数量については不明である場合が多い．前節では管路内の何処かに空洞が存在する場合を考察したが，本節では管路内に空洞が2個存在する場合のサージ圧緩和法についての考察を行ない，その結果を用いて複数個存在する場合に対する推察を行なう．

管路内に2個の空洞が存在する場合，パラメータの増加によって，前節と比較して状況はより複雑なものとなる．

図5.20は管路内の2点（$x_1' = 0.3$，$x_2' = 0.7$）に空洞が存在する場合の下流端のサージ圧の計算値を示している．パラメータは$x_1' = 0.3$地点の空洞の空気量であり，入力圧力ステップは10.2 barである．この場合には下流端に空気室を設置していないため，サージ圧は著しく増大している．

これに対し，図5.21は空気量Ladが2.4 mの空気

室を設置した場合の下流端のサージ圧を，ノズル口径を変えて示している．$d_n = 8\,mm$ のとき，空洞の空気量がサージ圧に及ぼす影響は極めて小さく，サージ圧はほぼ一定となる．

図5.22はこの状況をサージ圧緩和率 α を用いて表わしている．(a),(b),(c) のいずれの場合も，開口面積比 S_n' が極めて大きい場合を除いて，$\alpha < 1$ となっている．さらに下流端に近い地点程緩和効果が顕著であるが，管路全体にわたってサージ圧が緩和されていると考えられる．

図5.23(a)は下流端におけるサージ圧の最大値を表わしている．サージ圧の最大値は開口面積比 S_n' が小さな値のときには，空洞の存在位置によって多少異なるが，いずれの場合も S_n' の増加によって減少し，S_n' が約 0.045 のとき最小となったあと再び増加する．この状況は前節の図5.13(a) と酷似している．図5.23(a)は空洞が存在しない場合を一点鎖線，空洞が1個存在する場合を破線で示しているが，図中の右上がりの曲

線部分はすべての場合を通じて一致する．図5.23(b)(c)は空洞におけるサージ圧の最大値である．前節と同様，図5.23(a),(b),(c)の3図は，空気室に近い地点程ノズル口径による影響がサージ圧の最大値に顕著に現われることを示している．

従って，図5.23(a)において，管路下流端のサージ圧を最小とするノズル口径が存在するが，これを満足する入口しぼりを有する空気室を管路端に設置することにより，サージ圧は最も効果的に緩和される．

今までに得られた結果から，管路内に複数の空洞が存在する場合を推察することができる．すなわち図5.23(a)において，サージ圧の緩和が最も効果的となる点は図中の右上がりの線上にあり，空洞の存在個数に応じて右に移動する．

次節では本節までの結果をまとめ，サージ圧の緩和を目的とした空気室の一般的な用法を述べて，本章の結論とする．

5.6 空気室の一般的用法

サージ圧の緩和を目的として，管路端に入口しぼりを有する空気室を設置する場合，サージ圧の緩和が最も効果的となる空気室の諸定数は，管路内に空洞が存在する可能性の有無によって，大きな影響を受ける．

管路内に空洞が存在しない場合，図4.8あるいは図4.10からサージ圧を最も効果的に緩和する空気室の諸定数を決定することができる．

これに対し，空洞が存在する場合は，図5.13(a)あるいは図5.23(a)のようにサージ圧が最も効果的に緩和される点は図4.8における右上がりの線上を右へ移動する．この移動量は存在する空洞の数によって変化し，個数が多い程移動量も大きい．従って，空気室を設置する場合には，空洞存在の可能性を考慮に入れて，空気室の諸定数を決定しなければならない．

ただし，空洞が存在する場合にサージ圧の緩和が最も効果的となるように設計された空気室は，空洞が存在しない場合には，図5.23(a)に示されるように，サー

ジ圧の緩和効果は小さなものとなる．従って，空気室を用いる際の状況を明確にし，場合に応じた空気室を用いることによって，サージ圧の緩和を非常に効果的に行なうことができる．

第6章

結言

パイプラインの非定常流れに関する諸問題のうち，本研究は管路内に気体で形成された空洞が存在する場合の過渡現象に対する考察を行ない，このような場合を考慮した空気室によるサージ圧の緩和法を検討し，その実用性を明らかにした．以下に各章の要旨を述べる．

第1章では管路内の液体の非定常流れに対する現在までの研究を概説し，本研究の工学的意義を明らかにした．

第2章では管路内の流体過渡現象を表示する基本的関係式を示し，本研究における解析法として主要な部分を占める特性曲線法による計算法について述べた．

第3章では管路内に空気などの気体が残留している場合，サージ圧が著しく増大する場合のあることを示し，その原因を明らかにするとともに，空洞の大きさ，存在位置あるいは弁や管路の圧力損失とサージ圧との関係について詳細に検討を行なった．

第4章ではサージ圧を緩和する手法として，入口し

ぼりを有する空気室を管路端に設置する方法について考察し，サージ圧の緩和が最も効果的となる空気室に関する無次元パラメータの値を提示した．

第5章では空洞が管路内に存在する場合のサージ圧緩和法に対する考察を行なって，第4章で述べたサージ圧の緩和法を一般の場合に拡張し，その実用性が高いことを明らかにした．

第6章では本研究で得られた結果をまとめて述べた．

参考文献

1) Brown, F.T., Trans. ASME, Ser. D, 84-4 (1962), 547.

2) D'Souza, A.F. and Oldenburger, R., Trans. ASME, Ser. D 86-3 (1964), 589.

3) Brown, F.T. and Nelson, S.E., Trans. ASME, Ser. D, 87-2 (1965), 504.

4) 市川, 佐藤, 日本機械学会論文集 33-252 (昭42), 1232.

5) 山口, 市川, 日本機械学会論文集 38-306 (昭和47), 321.

6) 山口, 市川, 日本機械学会論文集 38-306 (昭和47), 329.

7) 岡村, 小西, 鷲尾, 日本機械学会論文集 38-314 (昭47), 2612.

8) Streeter, V.L. and Wylie, E.B., Hydraulic Transients, (1967), McGraw-Hill Inc.

9) Contractor, D.N., Trans. ASME, Ser. D, 87-2 (1965), 445

10) Zielke, W., Trans. ASME, Ser. D, 90-1 (1968), 109

11) Trikha, A.K., Trans. ASME, Ser. D, 97-1 (1975), 97

12) Kephart, J.T. and Kenneth Davis, Trans. ASME, Ser. D, 83-3 (1961), 456.

13) 笠原, 棚橋, 日本機械学会論文集, 34-263 (昭43), 1209

14) 笠原, 棚橋, 日本機械学会論文集, 35-279 (昭44), 2217.

15) Driels, M.R., Trans. ASME, Ser. D, 95 (1973), 408.

16) Swaffield, J.A., Proc. Instn mech. Engrs., 184-3G, 1969-70), 57.

17) Baltzer, R.A., Trans. ASME, Ser. D, 89-4 (1967), 837.

18) Weyler, M.E., and Streeter, V.L. and Larsen, P.S., Trans. ASME, Ser. D, 93 (1971), 1.

19) 一柳, 日本機械学会論文集, 38-310 (昭47), 1462.

20) Parmakian, J., Waterhammer Analysis, (1963), Dover Inc.

21) 笠原，棚橋，日本機械学会論文集，35-272（昭44），774.

22) 一柳，日本機械学会論文集，35-270（昭44），369.

23) 一柳，日本機械学会論文集，38-306（昭47），340.

24) 山岡，電気学会雑誌，82-887（1962），1327.

25) 小宮山，油圧化設計，7-11（1969），98.

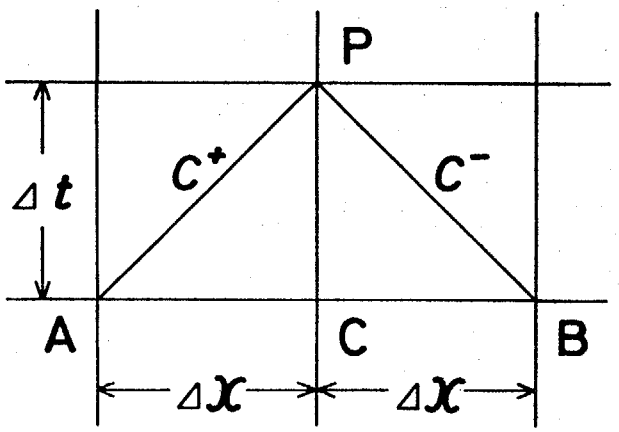


図 2.1　格子網

```
      SUBROUTINE CALU (U,NN,KMAX,VW,L,WTT,KWTT,J,NNN)
      DIMENSION U(NN),VW(L,NN),WTT(KWTT)
      DO 20 I=1,NNN+1
      RF=VW(J,I)
      K=1
   10 IF(K.EQ.J) GO TO 20
      IF(K.EQ.KMAX) GO TO 20
      K=K+1
      JK=J-K
      RF=RF+(VW(JK+2,I)-VW(JK+1,I))*WTT(K-1)/2
      GO TO 10
   20 U(I)=RF
      RETURN
      END
```

図2.2 (a) サブプログラム CALU

```
      SUBROUTINE UPST(V,VP,H,HP,U,N)
      COMMON GA,FF,S,DT,GAM,P0,   AN,EPC,DH
      DIMENSION V(22),VP(22),H(22),HP(22),U(22)
      AKK=SQRT(GAM)*0.0187
      C4=AKK**2/GA
      C1=V(2)-GA*H(2)-FF*U(2)
      C3=C1+GA*DH
      IF(C3.LE.0.0) GO TO 700
      VP(1)=0.5*(-C4+SQRT(C4**2+4.0*C4*C3))
      GO TO 710
  700 VP(1) =0.5*(C4-SQRT(C4**2-4.0*C4*C3))
  710 HP(1)=(VP(1)-C1)/GA
      RETURN
      END
```

図2.2 (b) サブプログラム UPST

```
      SUBROUTINE PIPE(V,VP,H,HP,U,N)
      COMMON GA,FF,S,DT,GAM,P0,   AN,EPC,DH
      DIMENSION V(22),VP(22),H(22),HP(22),U(22)
      DO 30 I=2,N
      VP(I)=0.5*(V(I-1)+V(I+1)+(H(I-1)-H(I+1))*GA
     1      -FF*(U(I-1)              +U(I+1)              ))
      HP(I)=0.5*(H(I-1)+H(I+1)+(V(I-1)-V(I+1))/GA
     1      -FF*(U(I-1)              -U(I+1)              )/GA)
   30 CONTINUE
      RETURN
      END
```

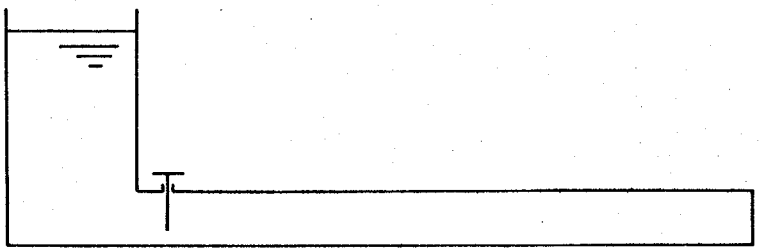
図2.2 (c) サブプログラム PIPE

```
      SUBROUTINE AIRM(V1,VP1,H1,HP1,U1,N1,W,V2,VP2,H2,HP2,U2,N2,W0)
      COMMON GA,FF,S,DT,GAM,P0,   AN,EPC,DH
      DIMENSION V1(22),VP1(22),H1(22),HP1(22),U1(22)
      DIMENSION V2(22),VP2(22),H2(22),HP2(22),U2(22)
      IF(W.EQ.0.0) GO TO 600
      WP=W
  480 FUNC=WP-W+S*DT/2*(V1(N1+1)-V2(1)+V1(N1)-V2(2)+GA*(H1(N1)+H2(2))
     1      -FF*(U1(N1)-U2(2))+2*GA/GAM*P0*(1-(W0/WP)**AN))
      DFUN=1+S*DT*GA/GAM*P0*AN/W0*(W0/WP)**(AN+1)
      WWP=WP-FUNC/DFUN
  490 IF(WWP) 500,500,510
  500 WWP=(WWP+WP)/2
      GO TO 490
  510 IF(ABS(WWP-WP).LT.EPC) GO TO 520
      WP=WWP
      GO TO 480
  520 W=WWP
      P=P0*(W0/W)**AN
      HP1(N1+1)=(P-P0)/GAM
      VP1(N1+1)=V1(N1)+GA*(H1(N1)-HP1(N1+1))-FF*U1(N1)
      HP2(1)=HP1(N1+1)
      VP2(1)=V2(2)-GA*(H2(2)-HP2(1))-FF*U2(2)
      RETURN
  600 VP1(N1+1)=0.5*(V1(N1)+V2(2)+(H1(N1)-H2(2))*GA
     1           -FF*(U1(N1)+U2(2)))
      HP1(N1+1)=0.5*(H1(N1)+H2(2)+(V1(N1)-V2(2))/GA
     1           -FF*(U1(N1)-U2(2))/GA)
      VP2(1)=VP1(N1+1)
      HP2(1)=HP1(N1+1)
      RETURN
      END
```

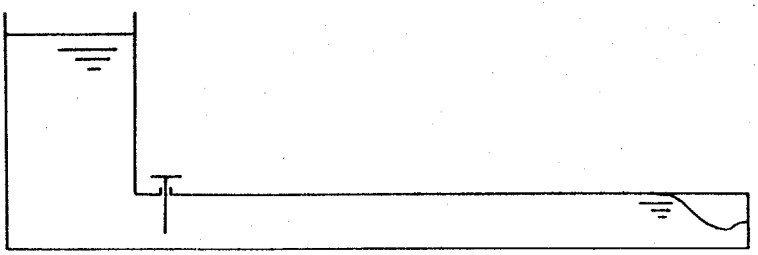
図2.2(d) サブプログラム AIRM

```
      SUBROUTINE AIRD(V,VP,H,HP,U,N,W,W0)
      COMMON GA,FF,S,DT,GAM,P0,   AN,EPC,DH
      COMMON /GLI/B
      DIMENSION V(22),VP(22),H(22),HP(22),U(22)
      IF(W.EQ.0.0) GO TO 600
      WP=W
      CP=V(N)+GA*H(N)-FF*U(N)
      A=CP/GA
      BB=B*B
      ST=S*DT/2.0
      GAP=GA/GAM*P0
      SK=ST*GA*P0*AN/(GAM*W0)
  480 CONTINUE
      IF(B.NE.0.0) GO TO 482
      FUNC=WP-W+ST*(CP+V(N+1)+GAP*(1.0-(W0/WP)**AN))
      DFUN=1.0+SK*(W0/WP)**(AN+1.0)
      GO TO 484
  482 CONTINUE
      C=P0/GAM*((W0/WP)**AN-1.0)
      SQ=SQRT(BB*(BB+4.0*ABS(C-A)))
      F1=(A+A+SIGN(SQ-BB,C-A))/2.0
      FUNC=WP-W+ST*(CP-GA*F1+V(N+1))
      DFUN=1.0+SK*BB/SQ*(W0/WP)**(AN+1.0)
  484 CONTINUE
      WWP=WP-FUNC/DFUN
  490 IF(WWP) 500,500,510
  500 WWP=(WWP+WP)/2
      GO TO 490
  510 IF(ABS(WWP-WP).LT.EPC) GO TO 520
      WP=WWP
      GO TO 480
  520 W=WWP
      P=P0*(W0/W)**AN
      IF(B.NE.0.0) GO TO 530
      HP(N+1)=(P-P0)/GAM
      VP(N+1)=V(N)-GA*(HP(N+1)-H(N))-FF*U(N)
      RETURN
  530 CONTINUE
      HP(N+1)=F1
      VP(N+1)=CP-GA*HP(N+1)
      RETURN
  600 VP(N+1)=0.0
      HP(N+1)=H(N)+(V(N)-FF*U(N))/GA
      RETURN
      END
```

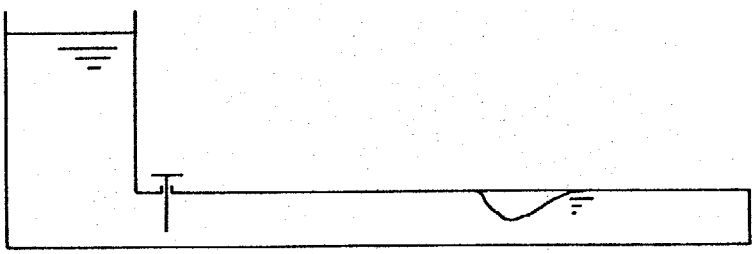
図2.2(e) サブプログラム AIRD



(a)

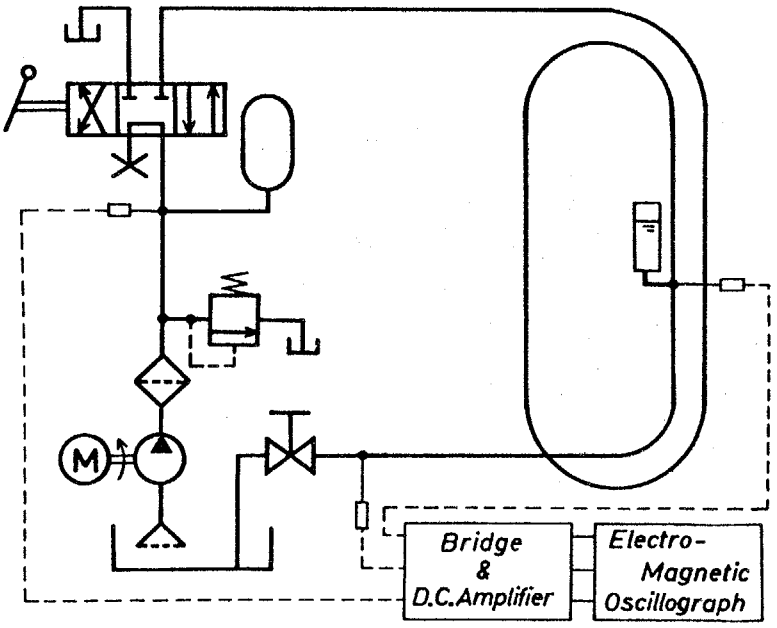


(b)



(c)

図 3.1　管路モデル



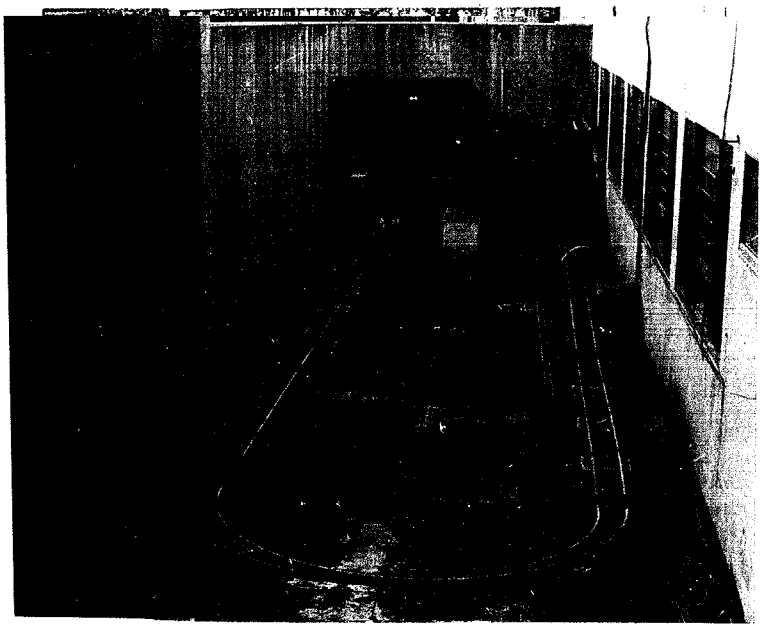
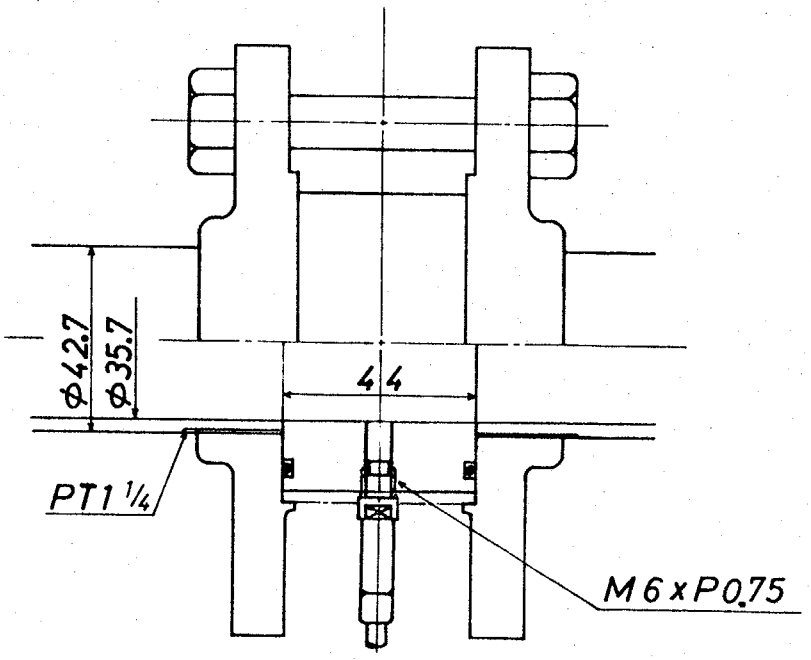


図3.2 実験装置



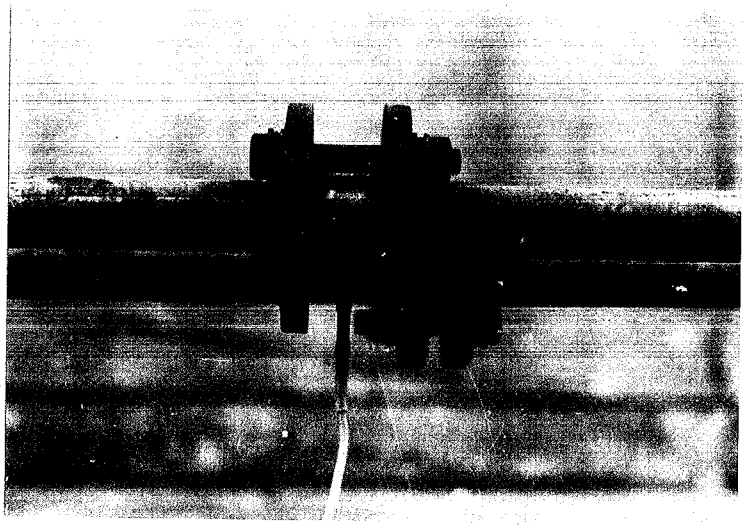
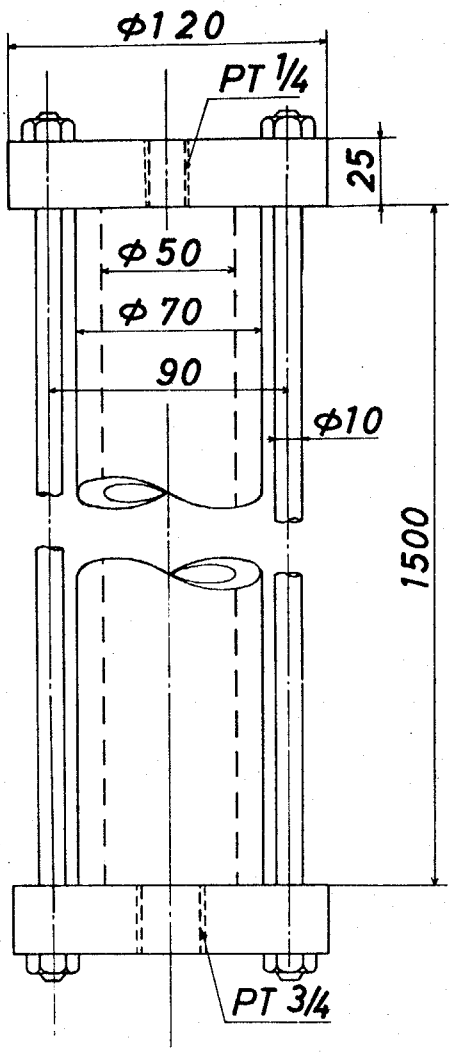


図3.3 管路接続部



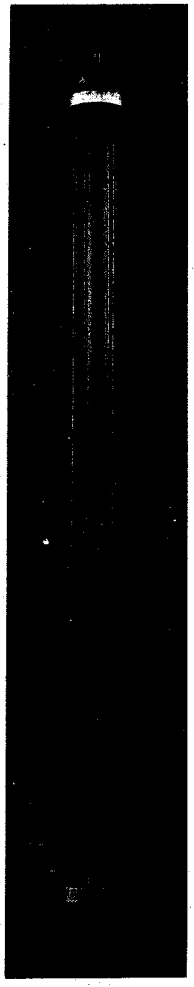


図3.4　空気室容器

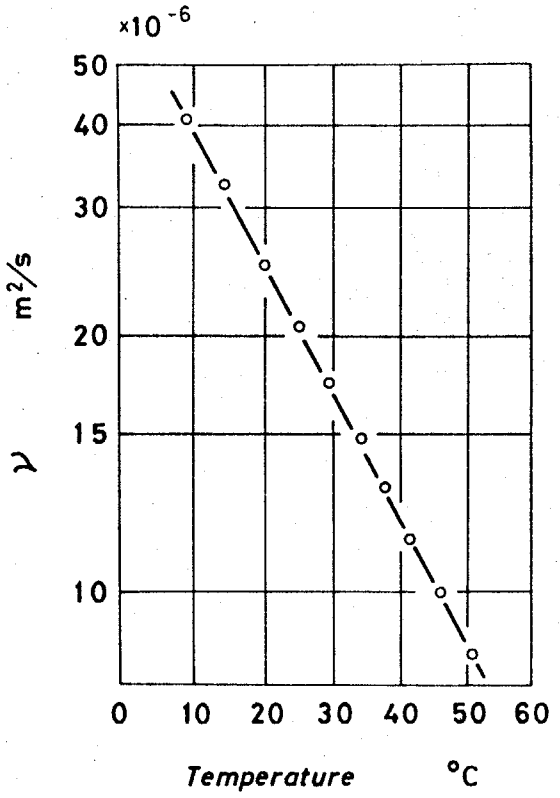


図3.5 供試油の動粘度

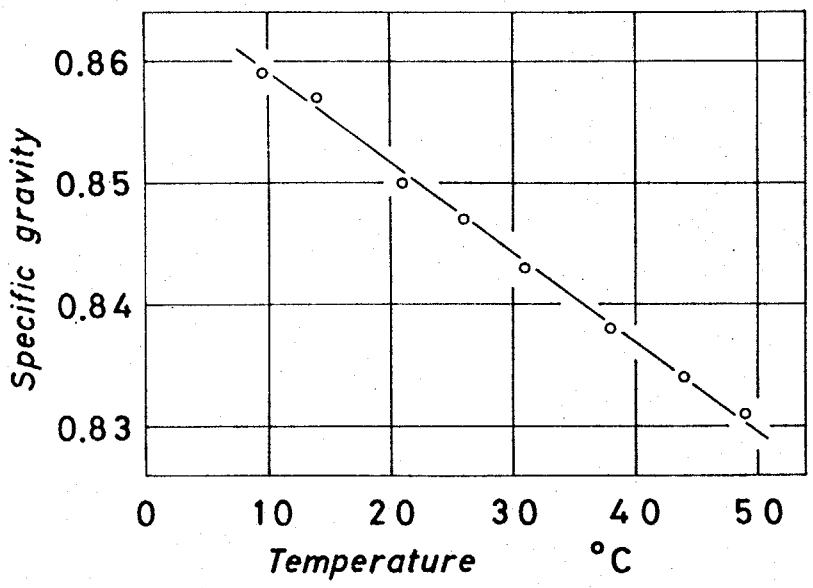


図3.6 供試油の比重

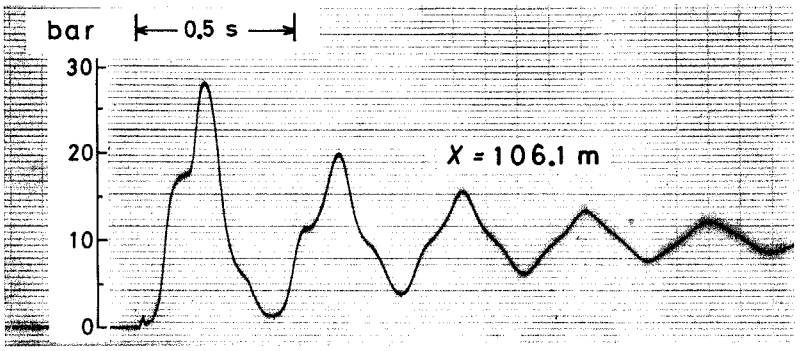


図 3.7 サージ波形 ($La = 0.104\,m$)

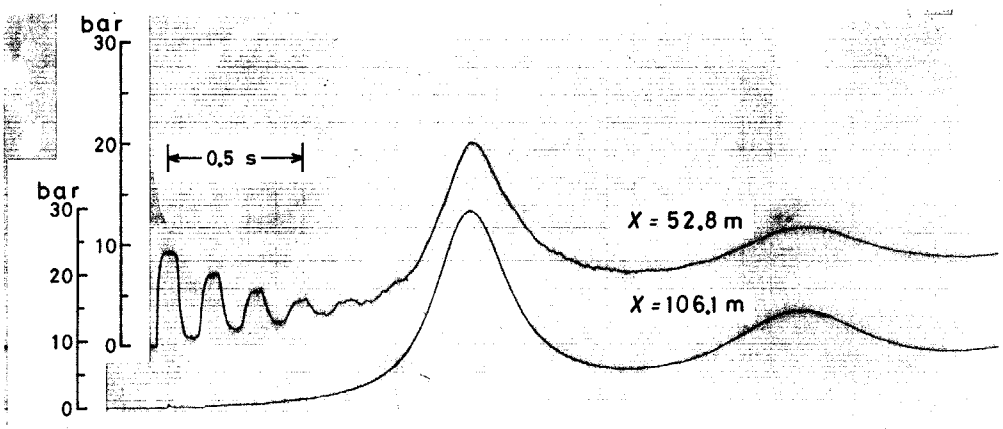


図 3.8 サージ波形 ($La = 2.81\,m$)

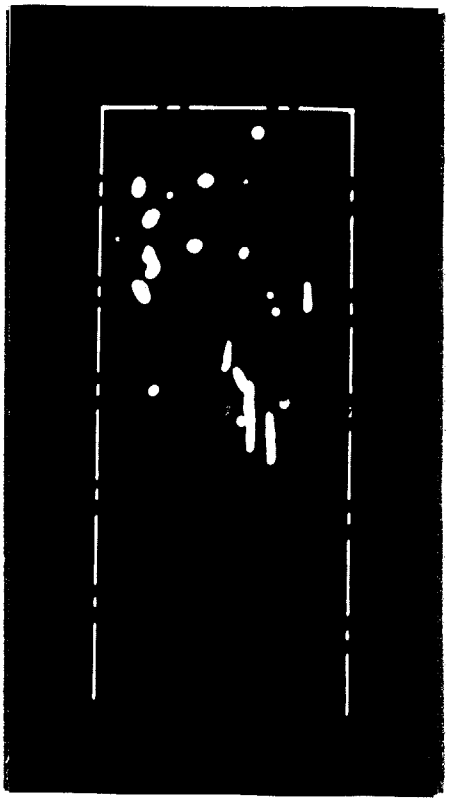


図3.9　空洞内の発光

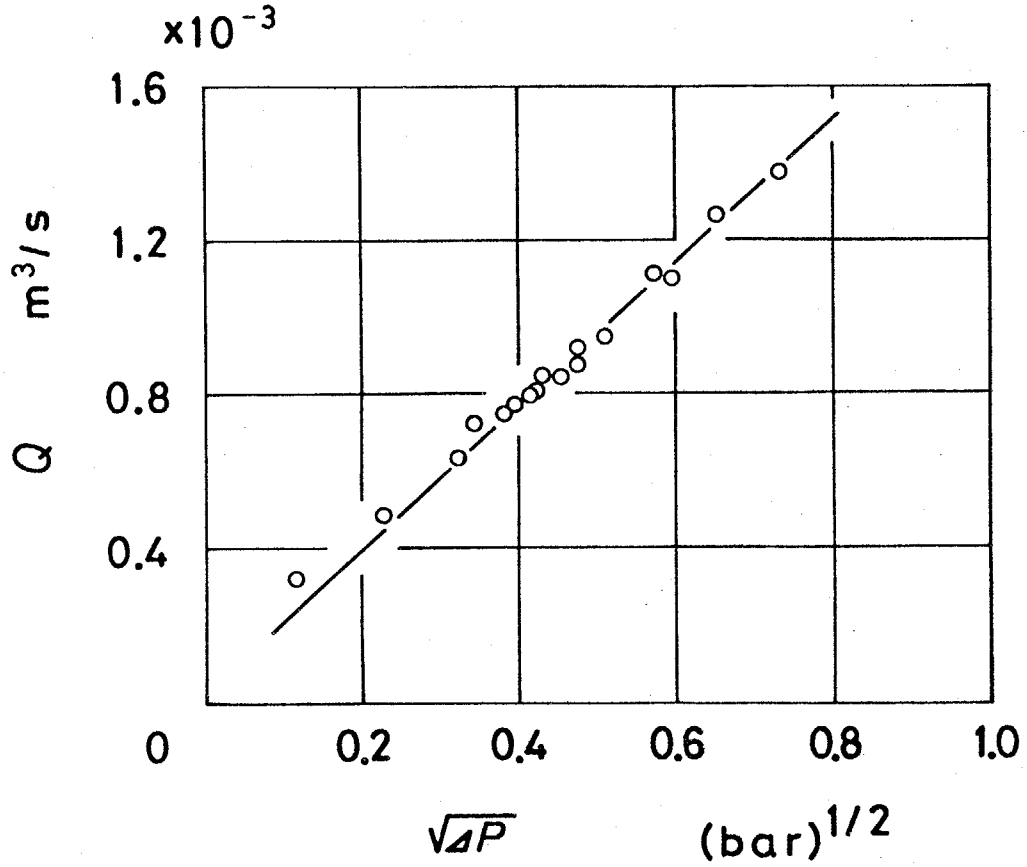


図3.10 切換弁の流量特性

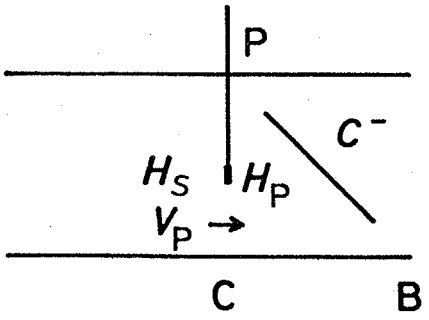


図 3.11　弁

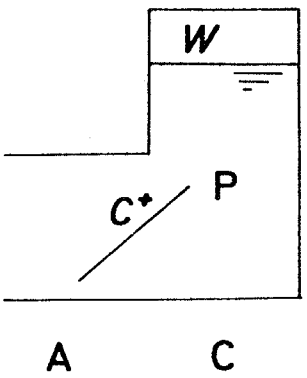


図 3.12 (a) 管路端の空洞

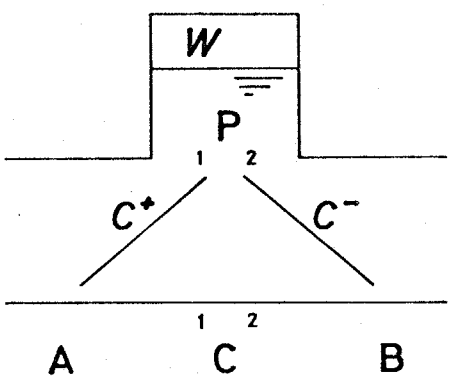
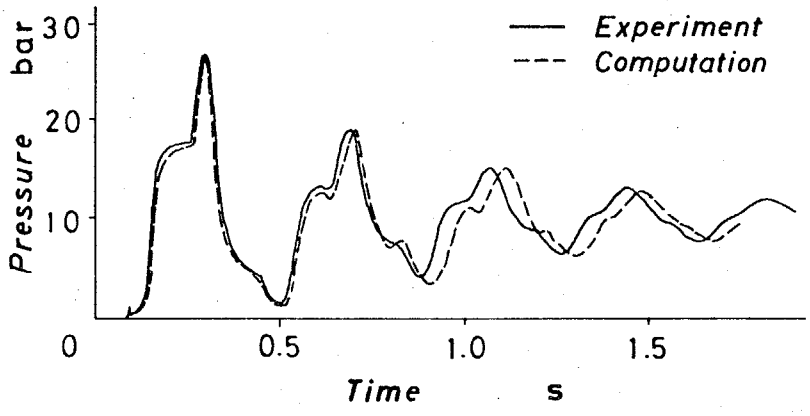
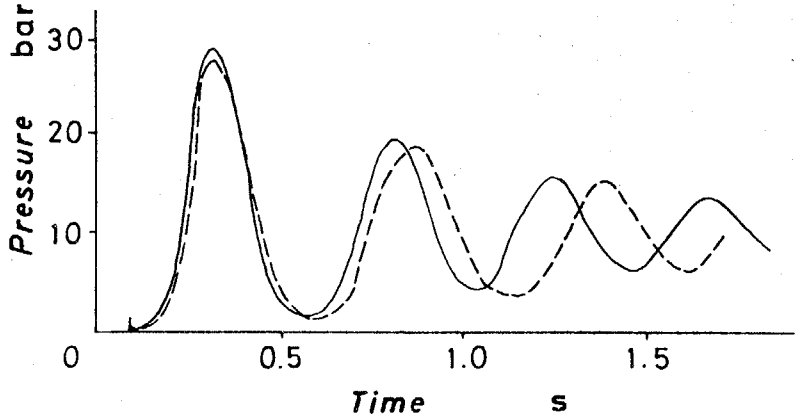


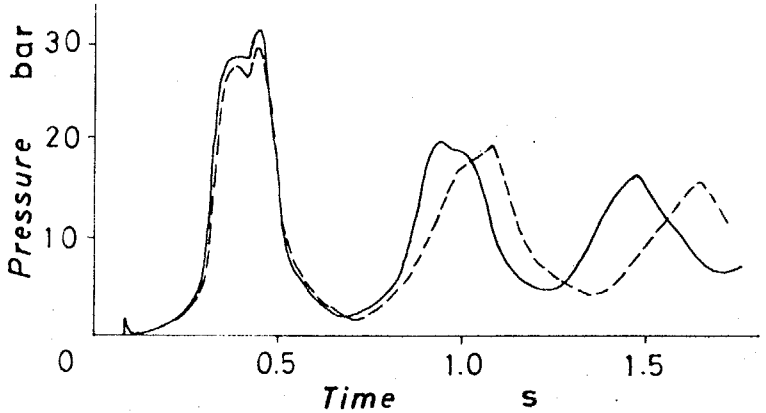
図 3.12 (b) 管路途中の空洞



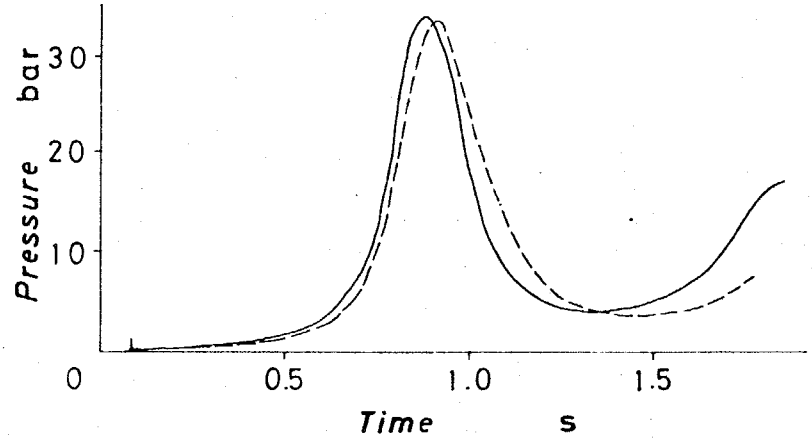
(a) $L_a = 0.065$ m



(b) $L_a = 0.206$ m



(c) $L_a = 0.386$ m



(d) $L_a = 1.97$ m

図 3.13 サージ波形

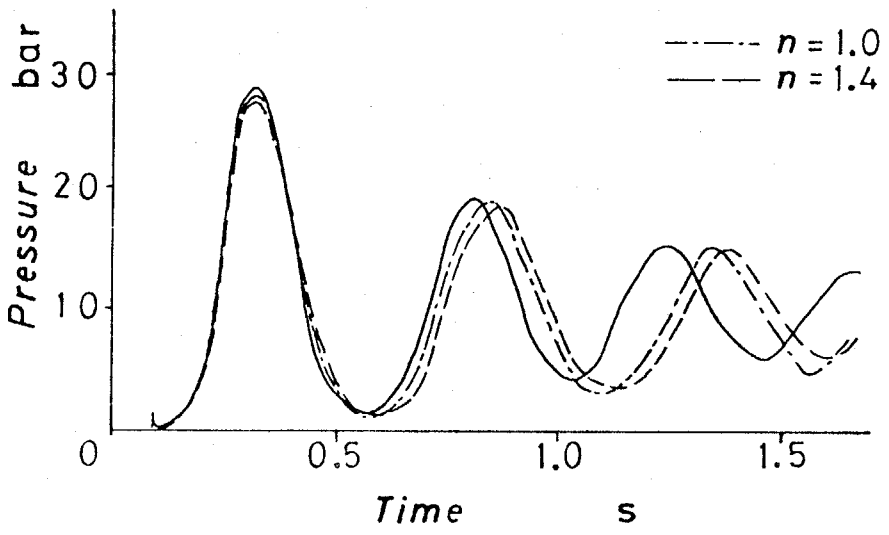
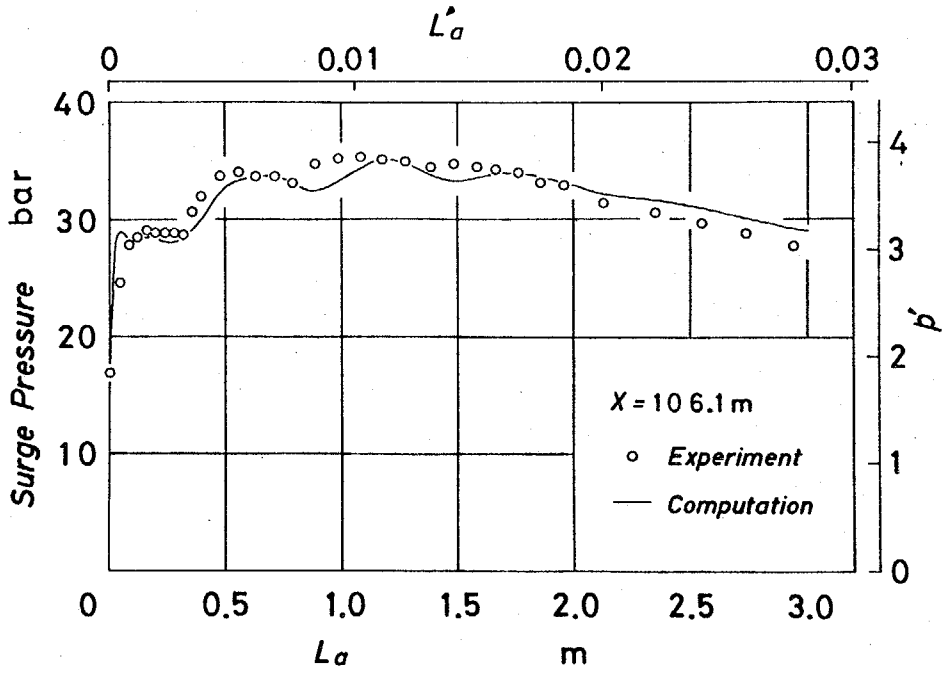
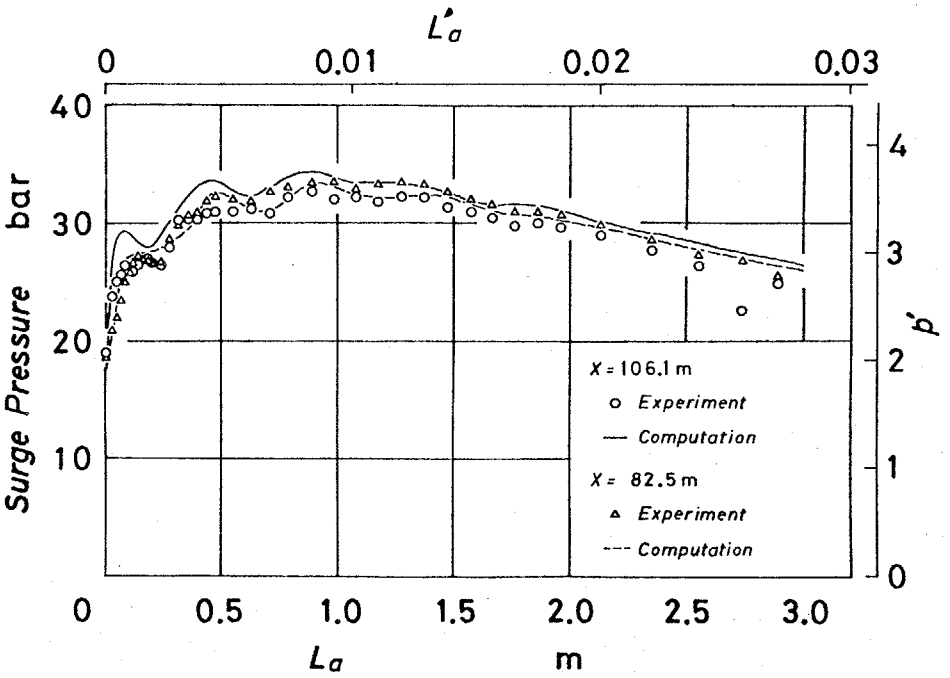


図3.14 サージ波形

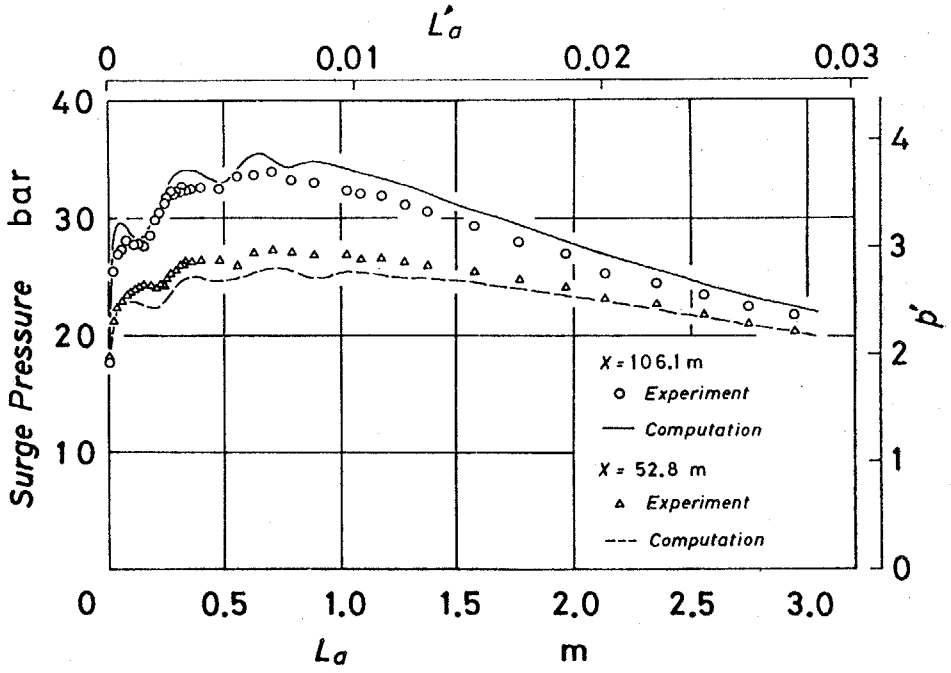


(a) $x_1 = 106.1$ m

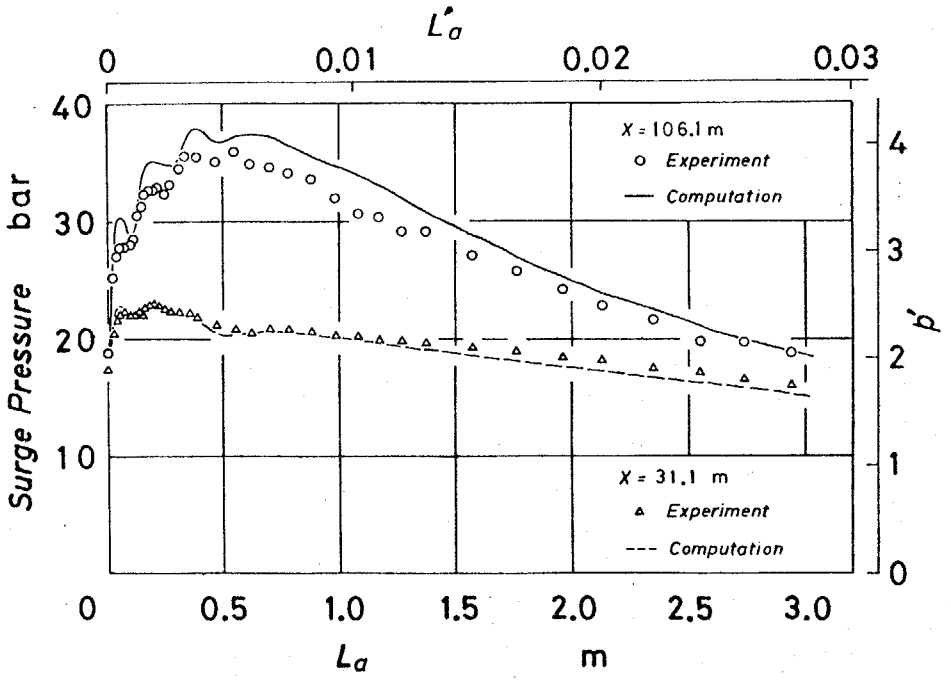


(b) $x_1 = 82.5$ m

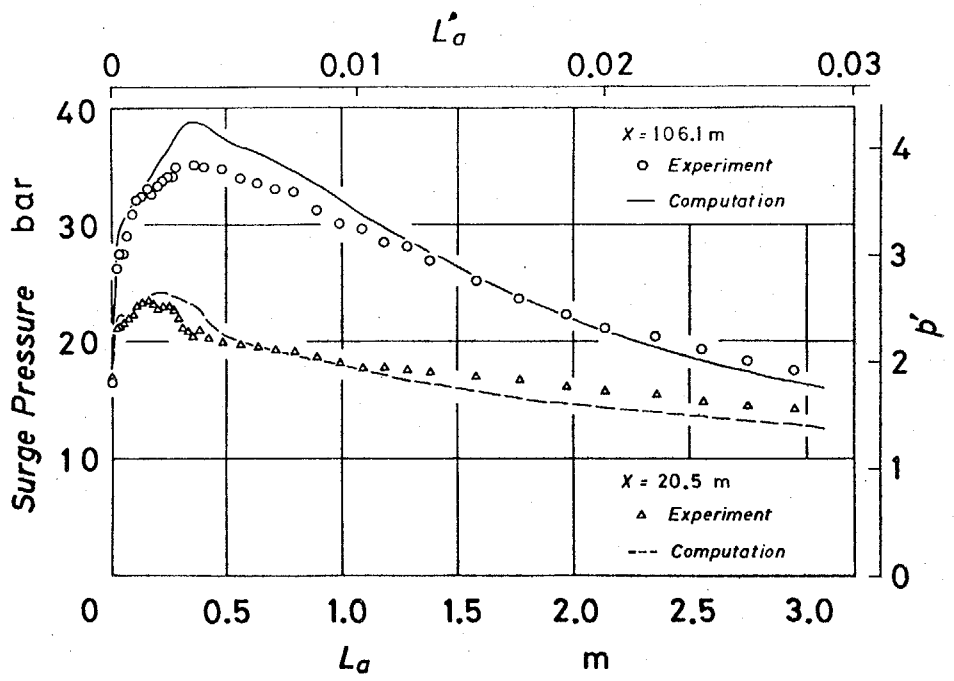
図3.15 サージ圧と空気量の関係



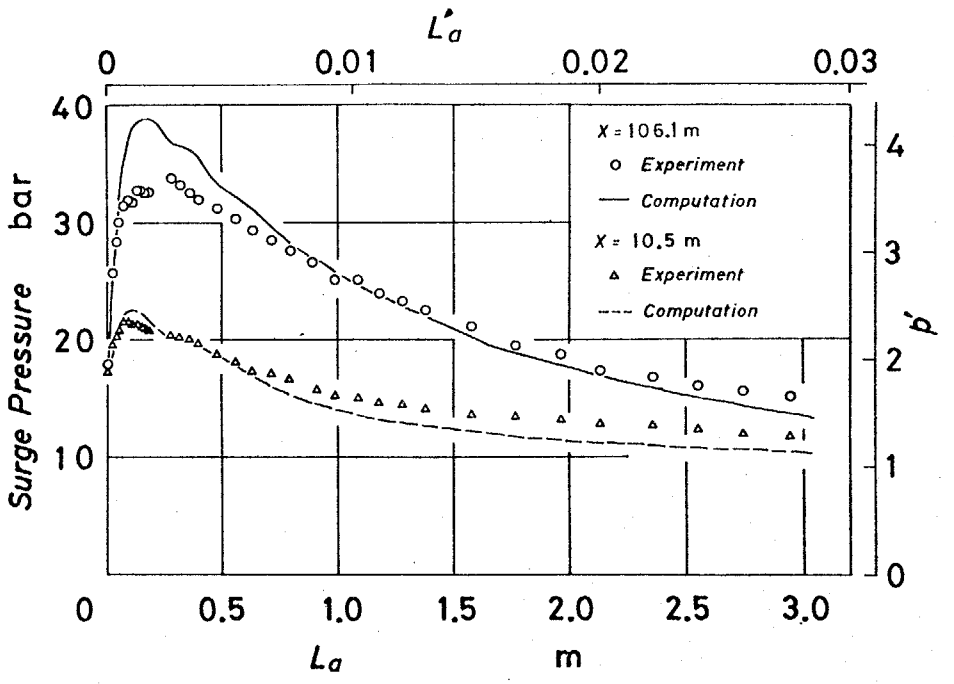
(c) $\chi_1 = 52.8\ m$



(d) $\chi_1 = 31.1\ m$



(e) $\chi_1 = 20.5$ m



(f) $\chi_1 = 10.5$ m

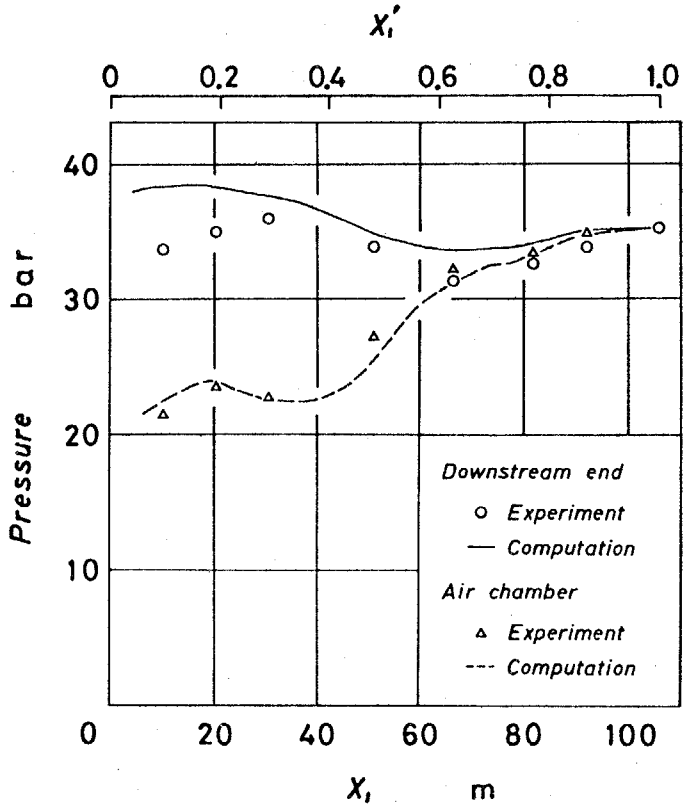


図3.16 サージ圧の最大値と空洞位置との関係

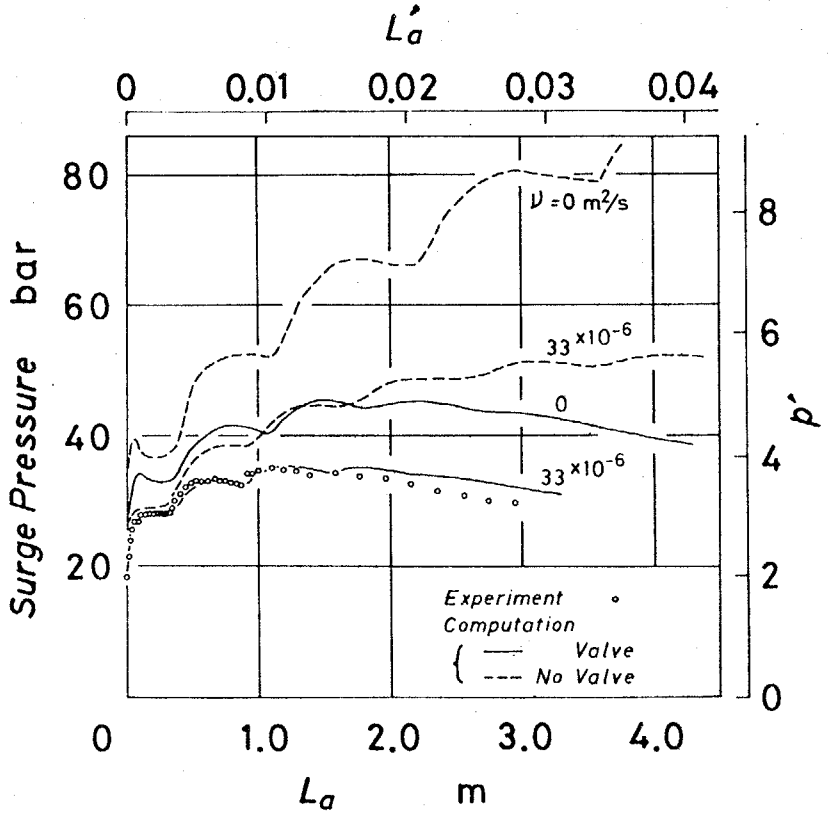
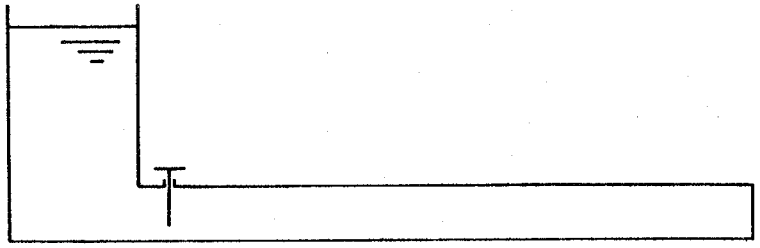
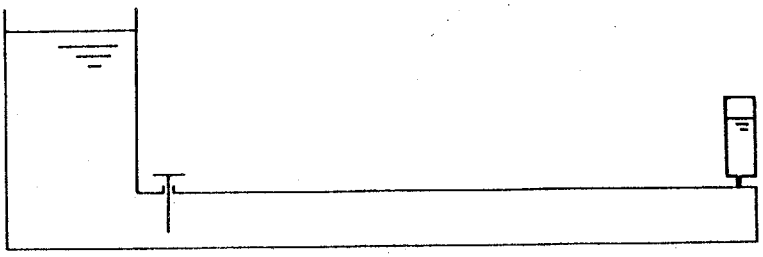


図3.17 弁の圧力損失および管摩擦損失がサージ圧に与える影響



(a)



(b)

図 4.1 管路モデル

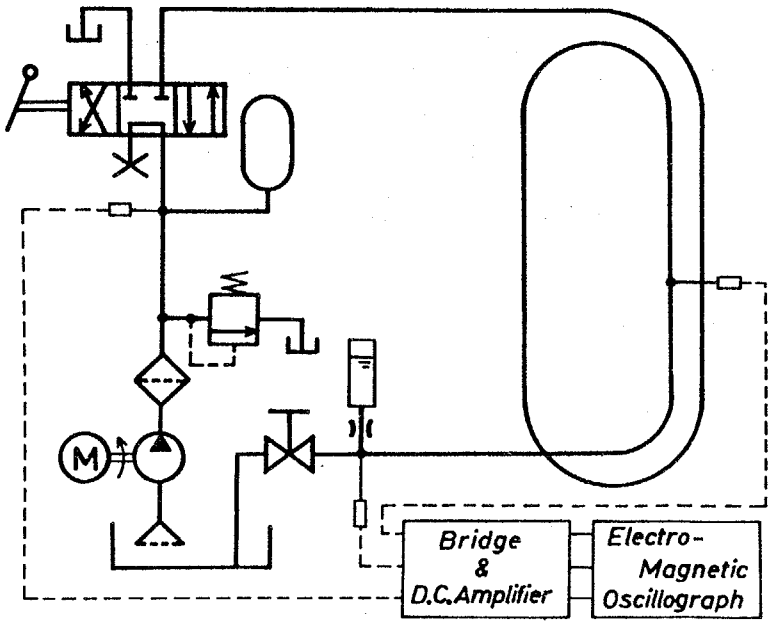
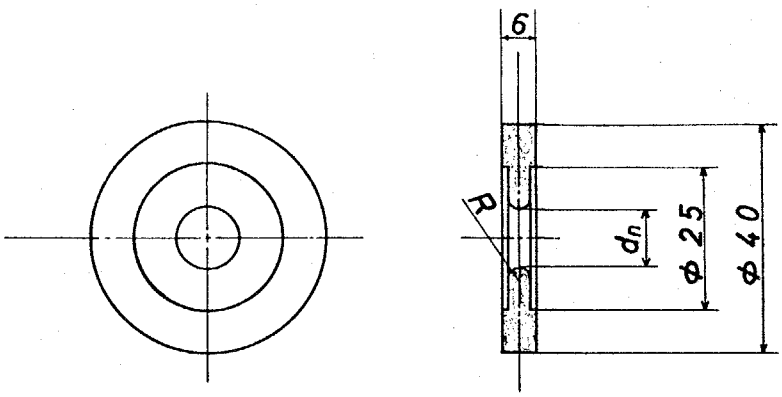


図4.2　実験装置



No.	d_n mm	R mm
1	10.2	2.4
2	8.4	2.0
3	6.4	1.4

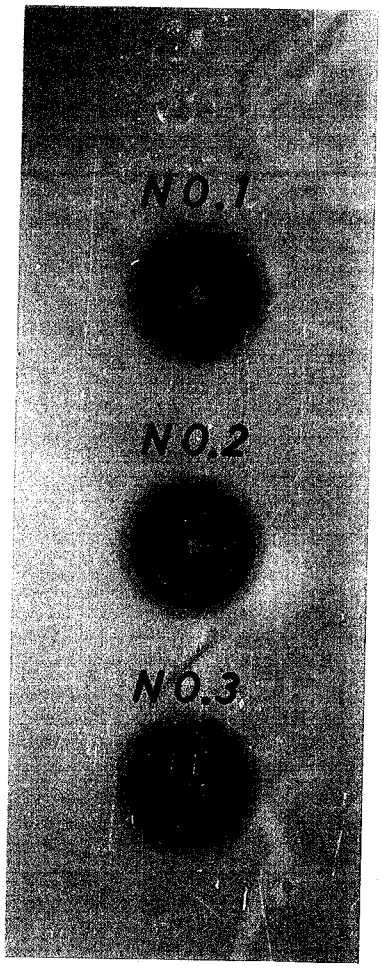


図4.3　ノズル

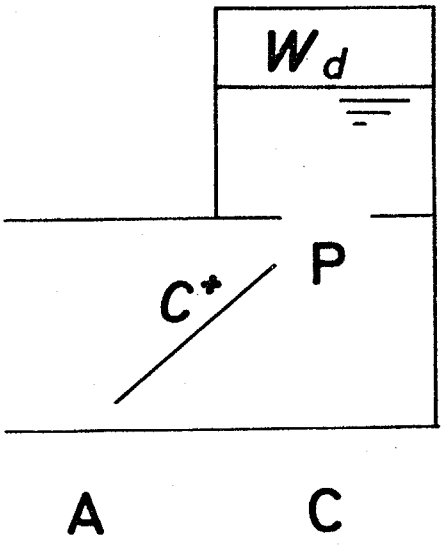


図4.4　空気室

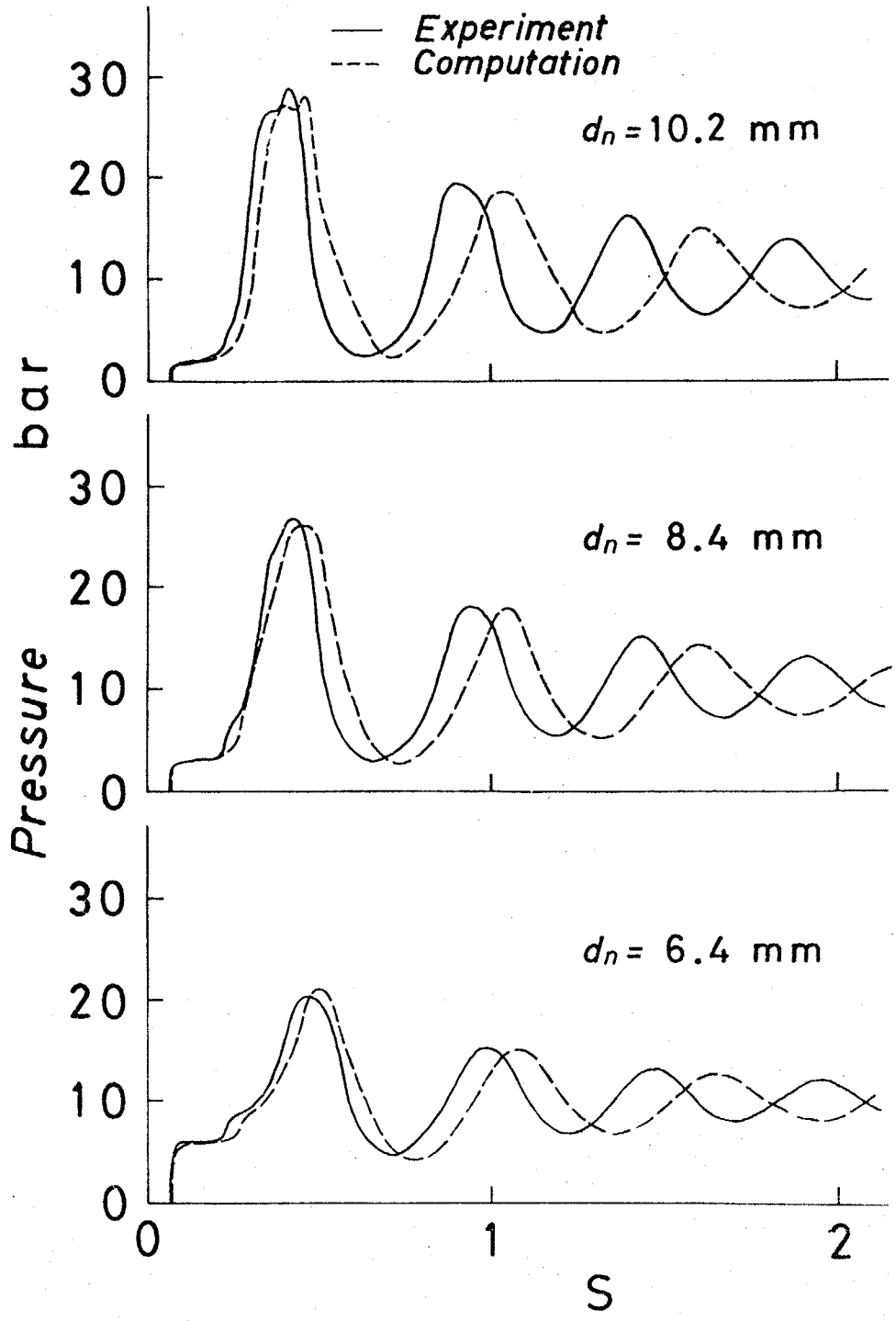


図4.5　サージ波形
(L_{ad} = 0.4 m)

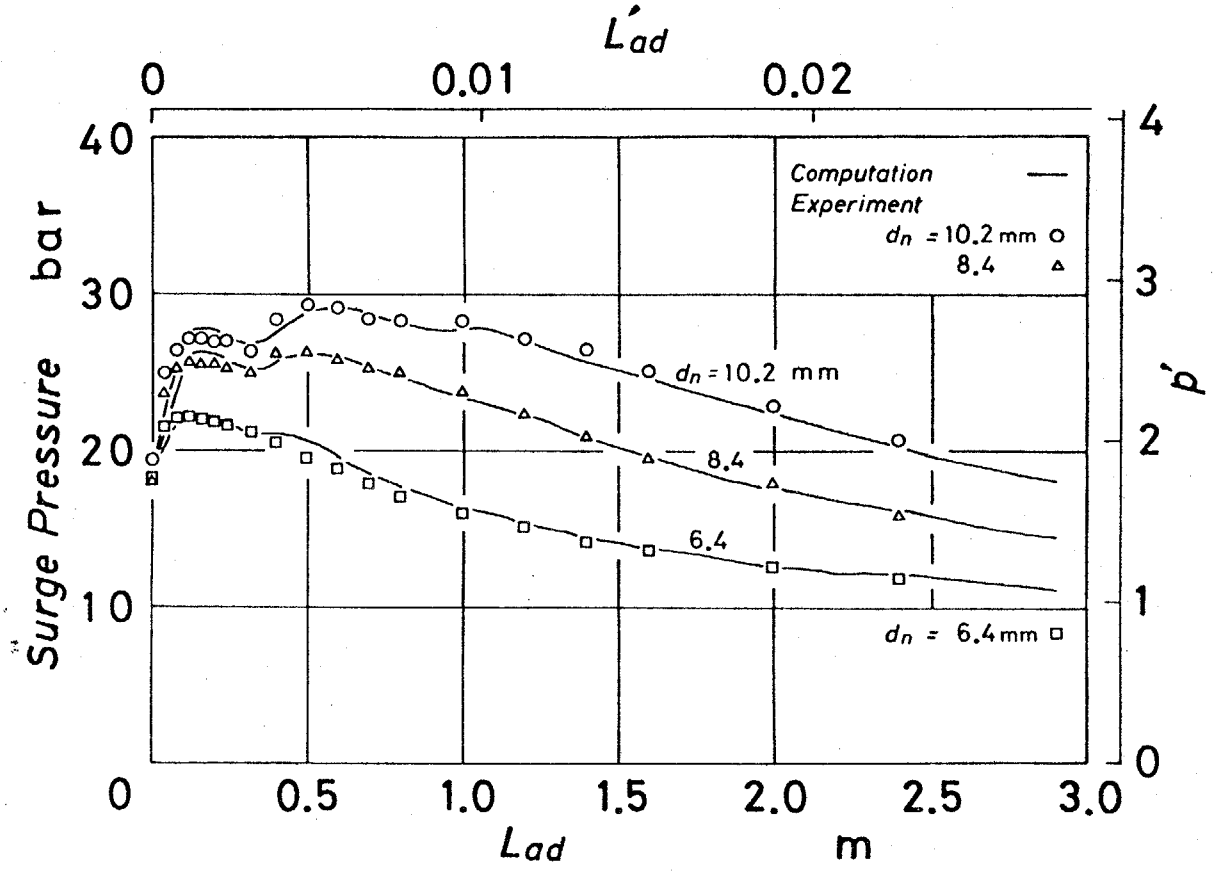


図4.6 サージ圧とLadの関係

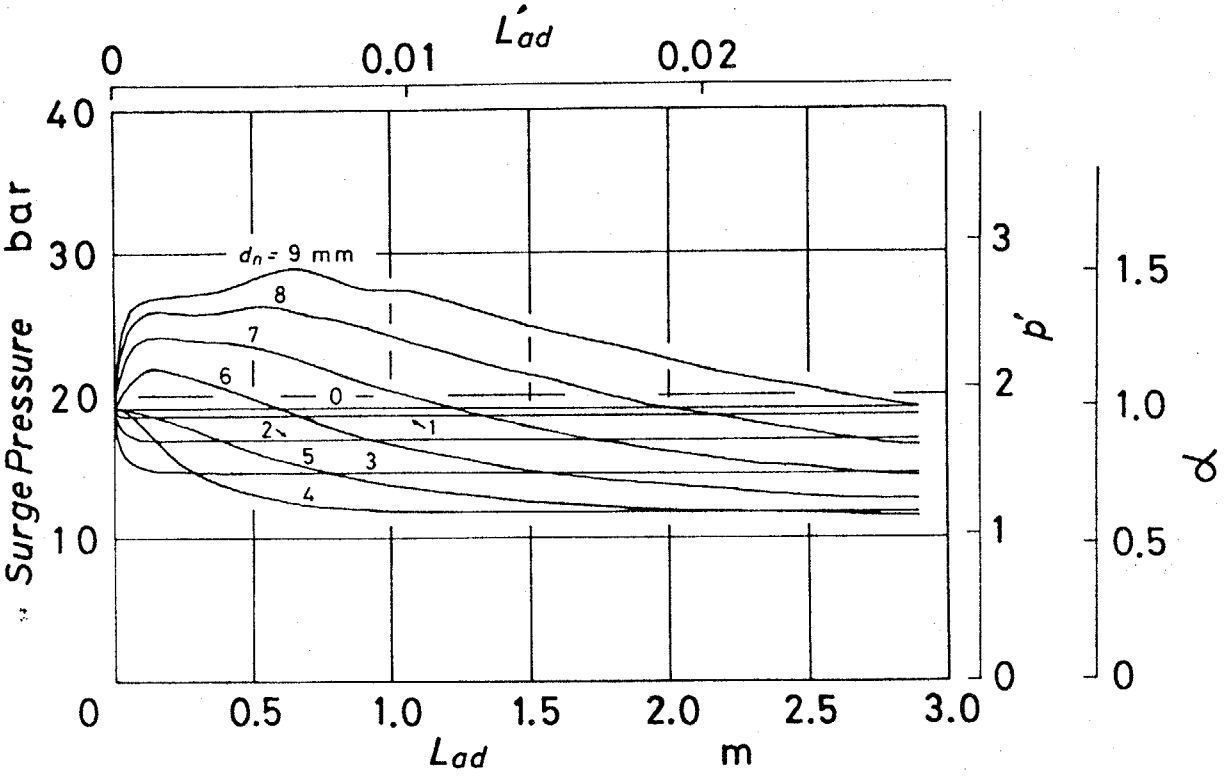


図4.7　サージ圧と Lad の関係

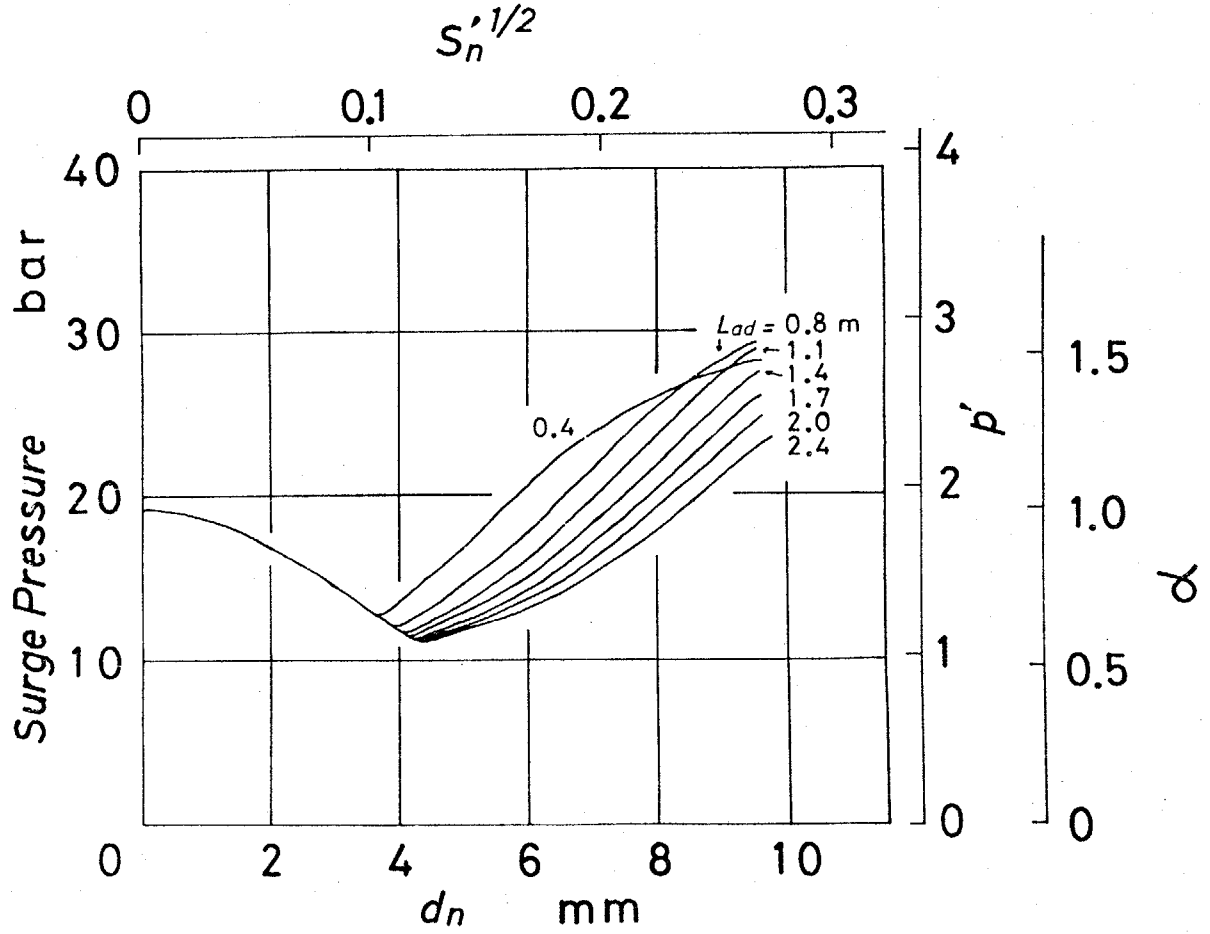


図4.8　サージ圧と d_n の関係

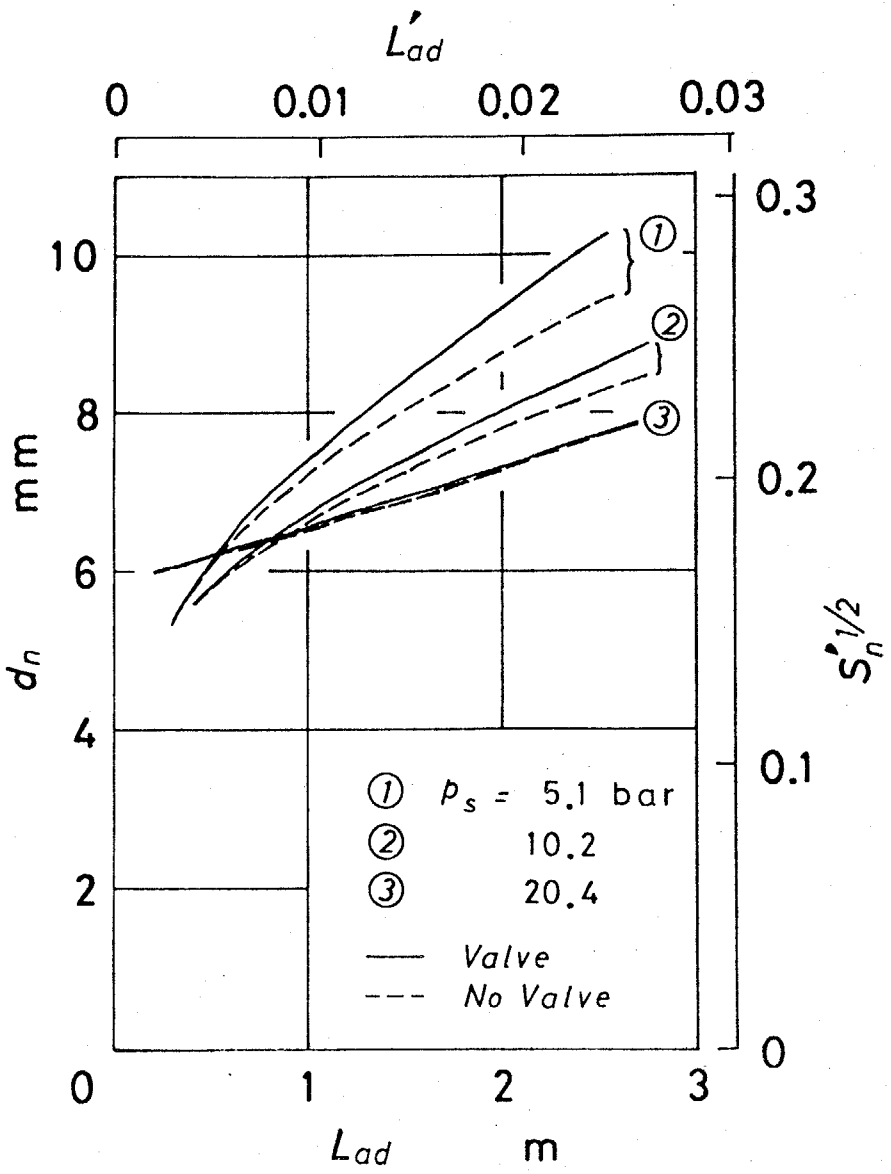

L'_{ad}
0
0.01
0.02
0.03
10
8
6
4
2
0
mm
d_n
0.3
0.2
0.1
0
$S'^{1/2}_n$
①
②
③
① P_s = 5.1 bar
② 10.2
③ 20.4
Valve
No Valve
0
1
2
3
L_{ad}
m

図4.9　d_n の上限

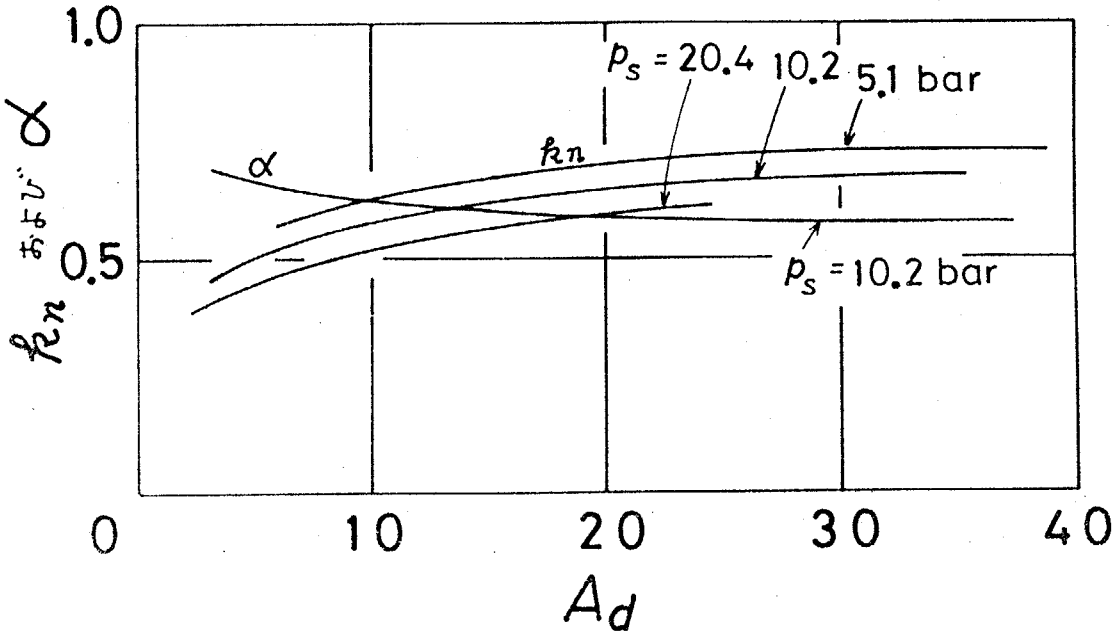


図4.10　α を最小とする k_n の値および α の最小値

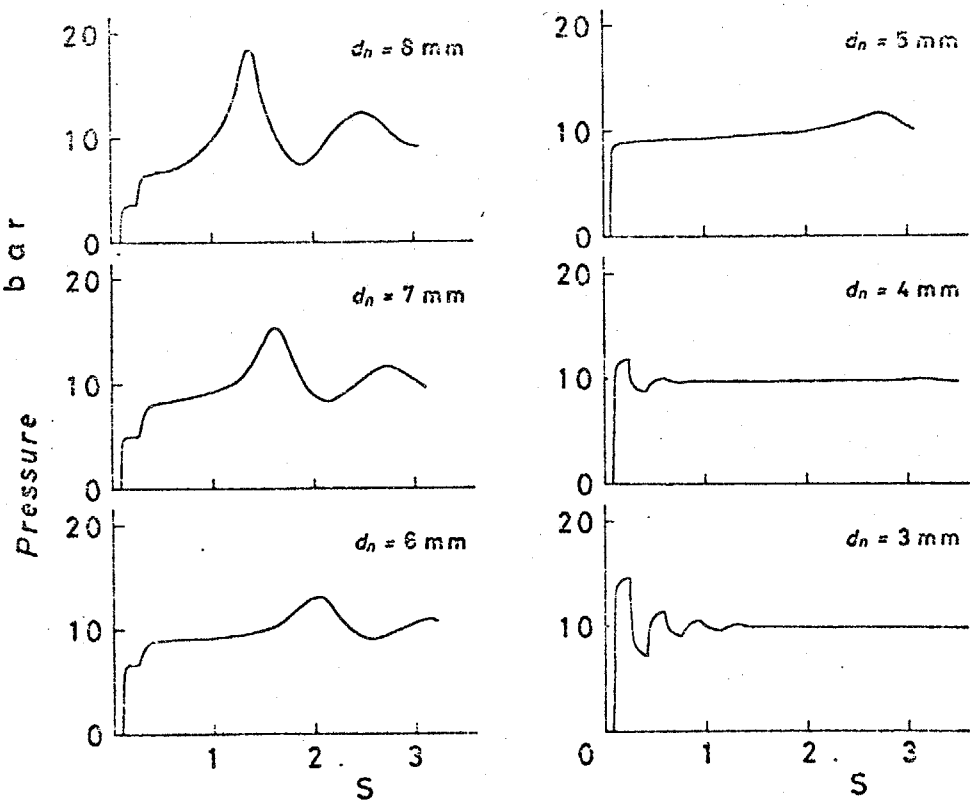


図4.11 サージ波形 ($L_{ad} = 2.25\ m$)

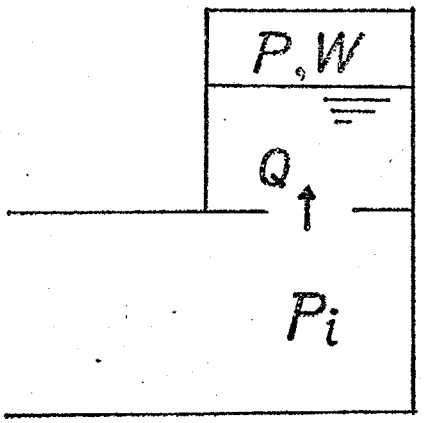


図4.12 空気室

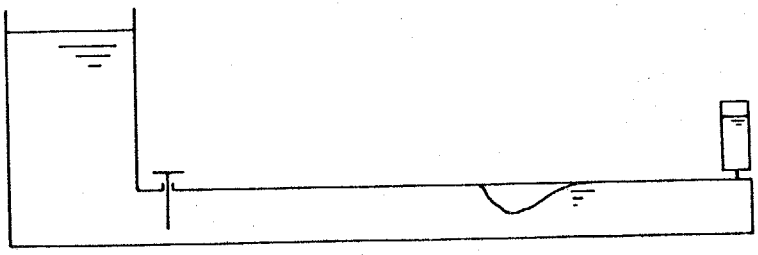


図 5.1　管路モデル

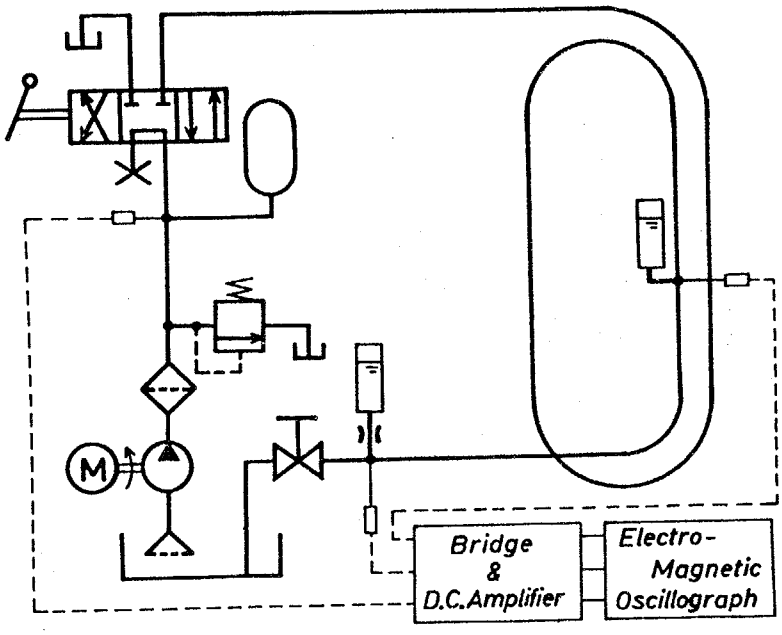


図 5.2　実験装置

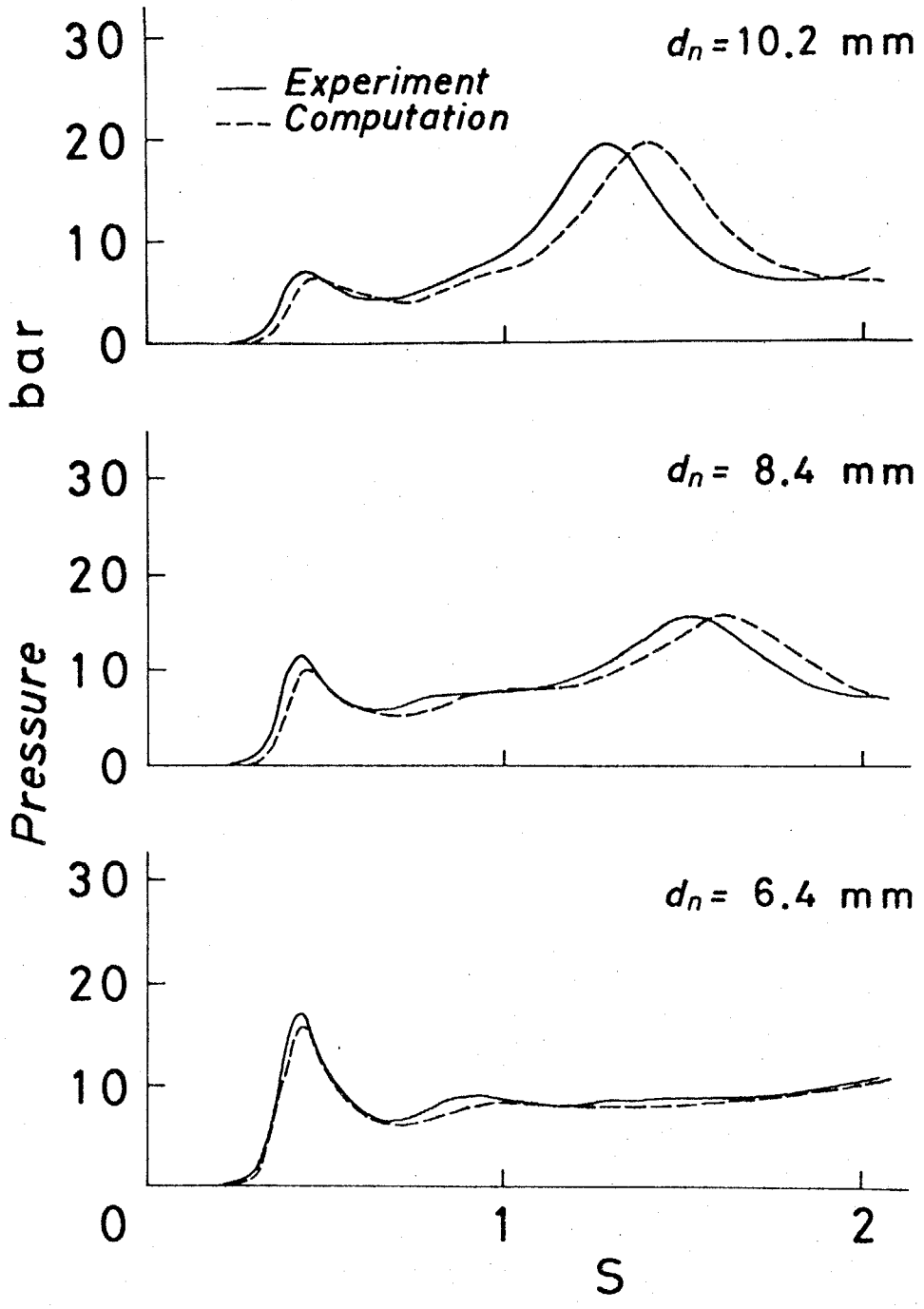
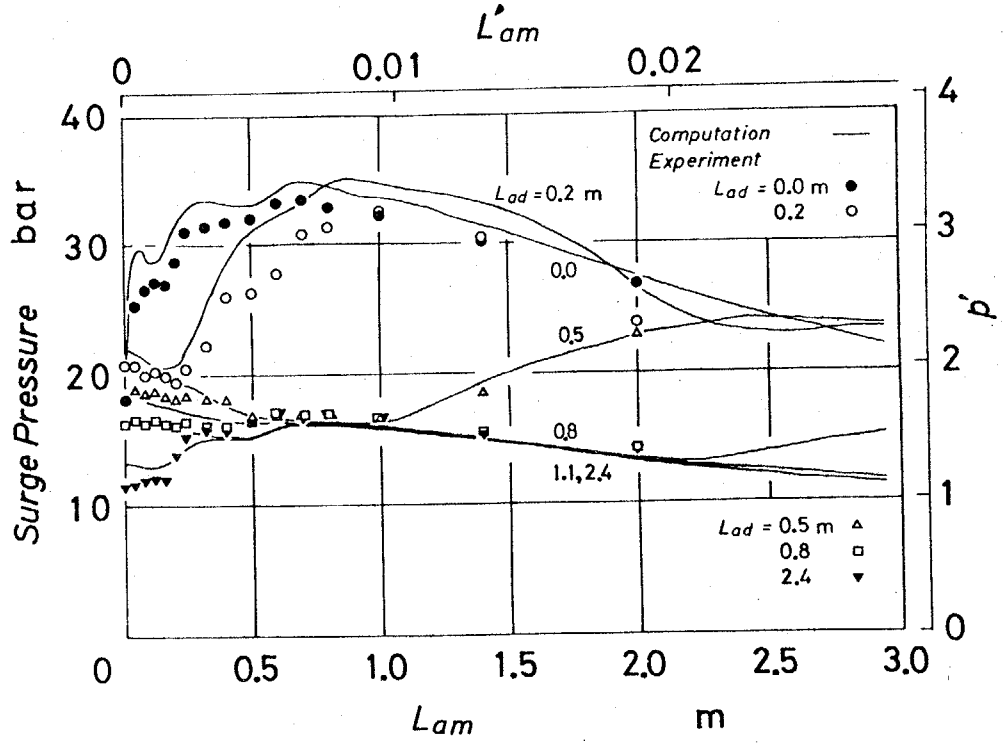
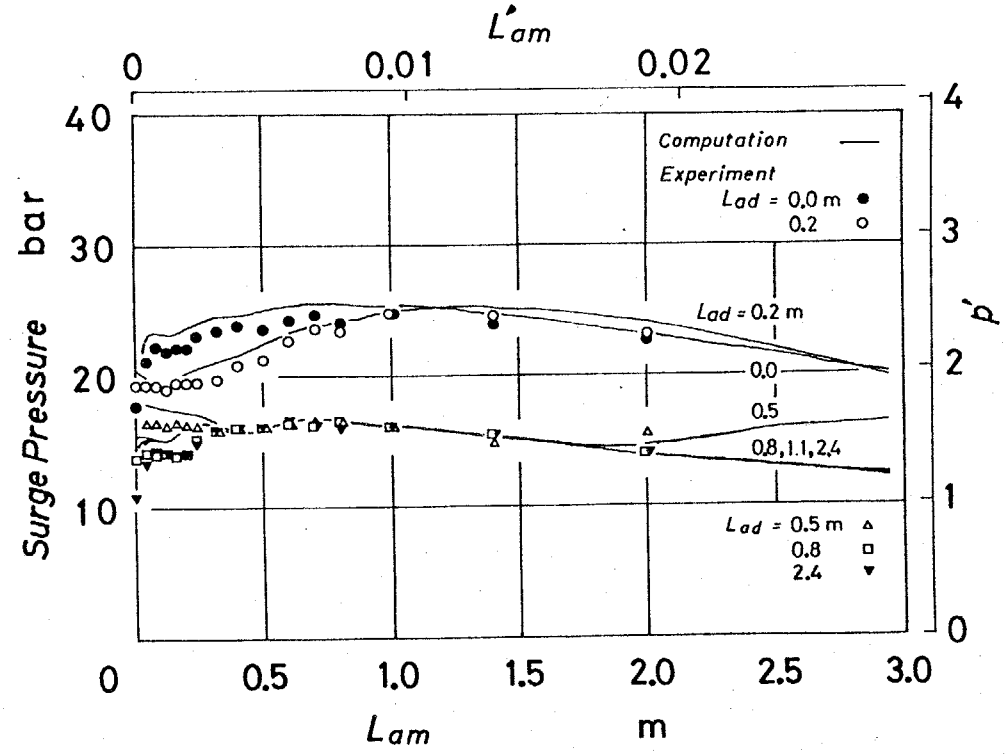


図 5.3　サージ波形

(L_{ad} = 2.4 m
L_{am} = 0.8 m)

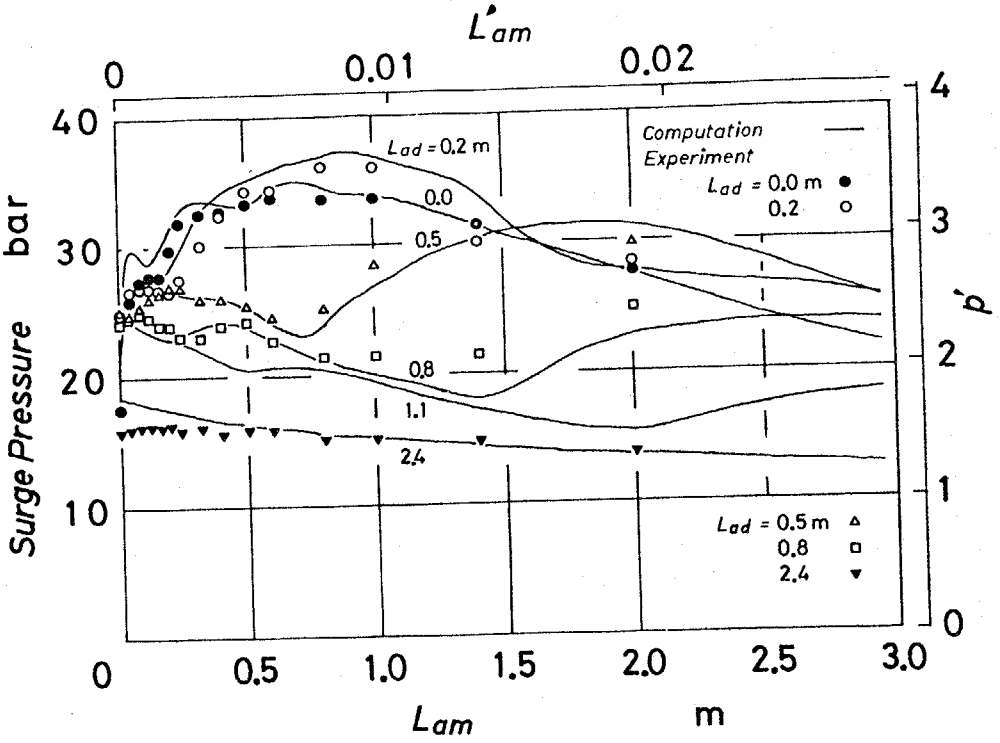


(a) 管路下流端

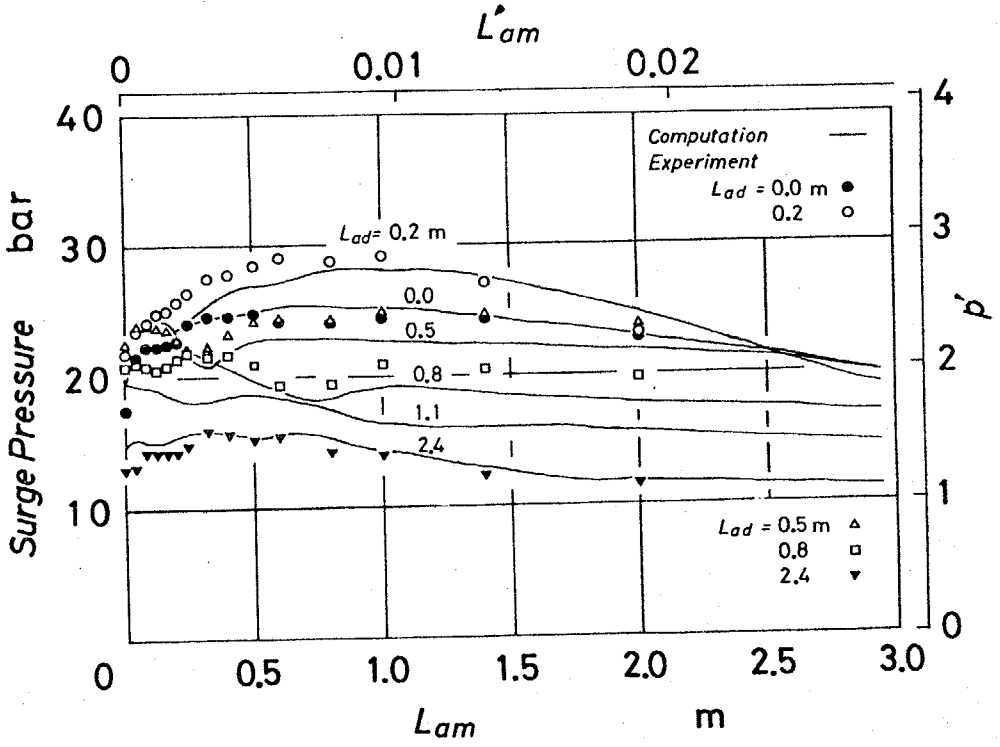


(b) 空洞

図 5.4 サージ圧 $\begin{pmatrix} d_n = 6.4\,mm \\ \chi_1' = 0.5 \end{pmatrix}$

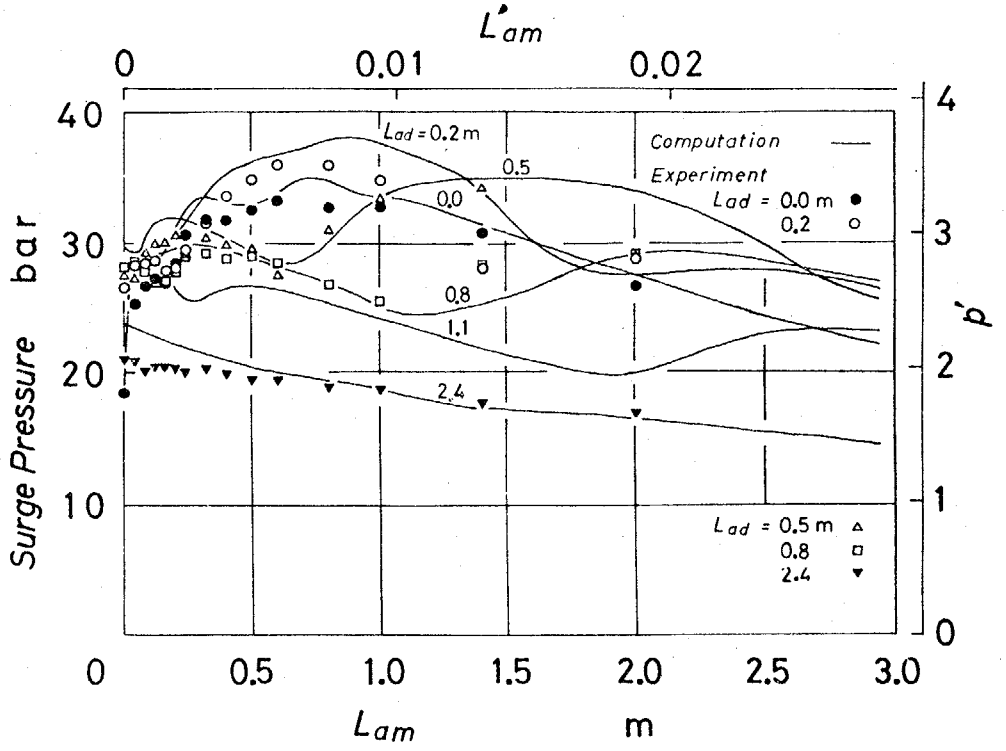


(a) 管路下流端

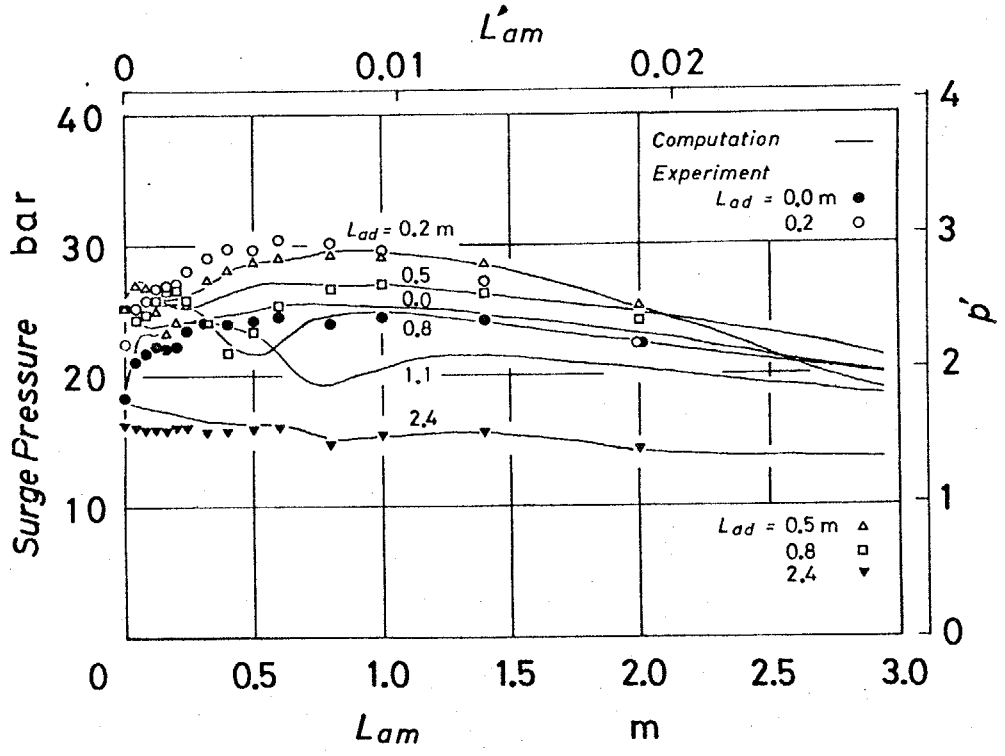


(b) 空洞

図5.5 サージ圧 ($d_n = 8.4$ mm, $\chi_i = 0.5$)



(a) 管路下流端



(b) 空洞

図 5.6 サージ圧 $\begin{pmatrix} d_n = 10.2\,mm \\ \chi_1' = 0.5 \end{pmatrix}$

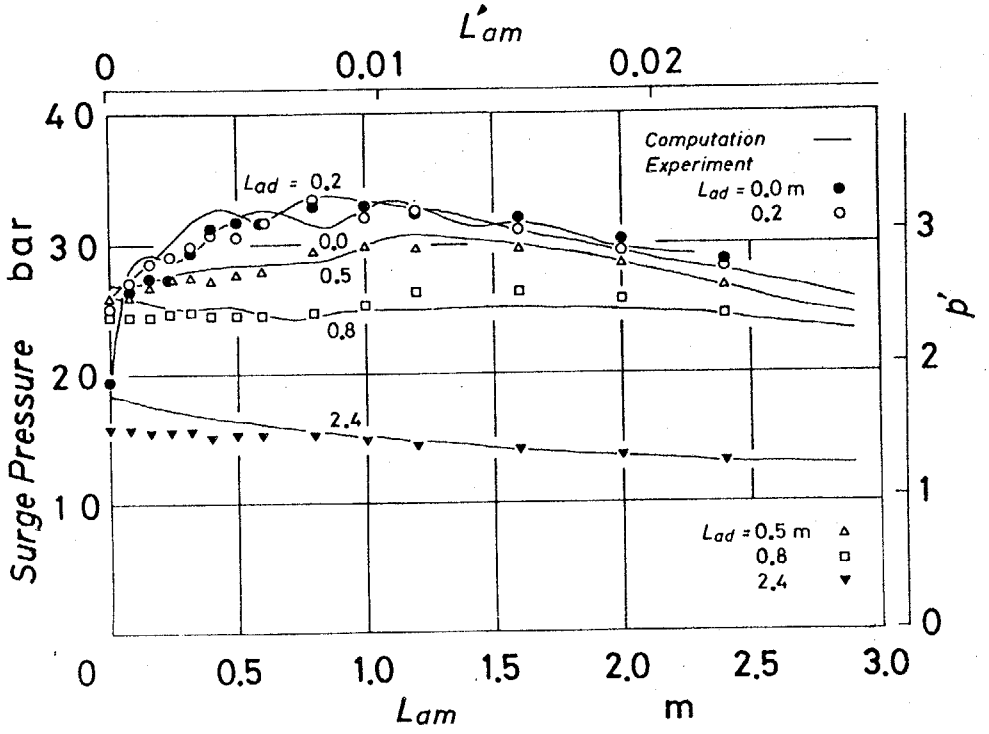
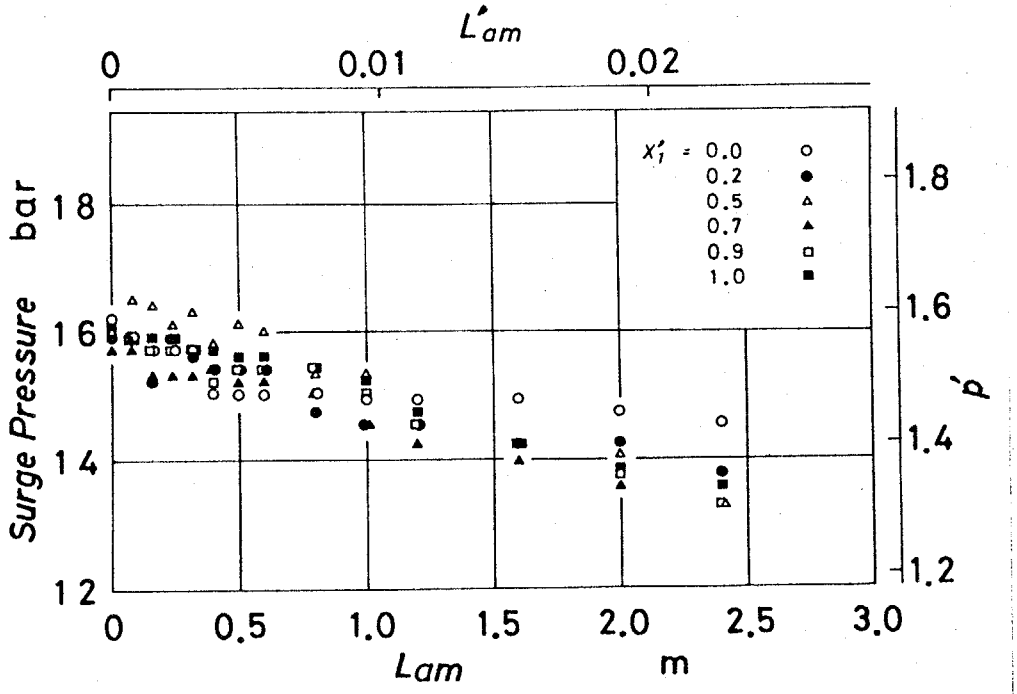
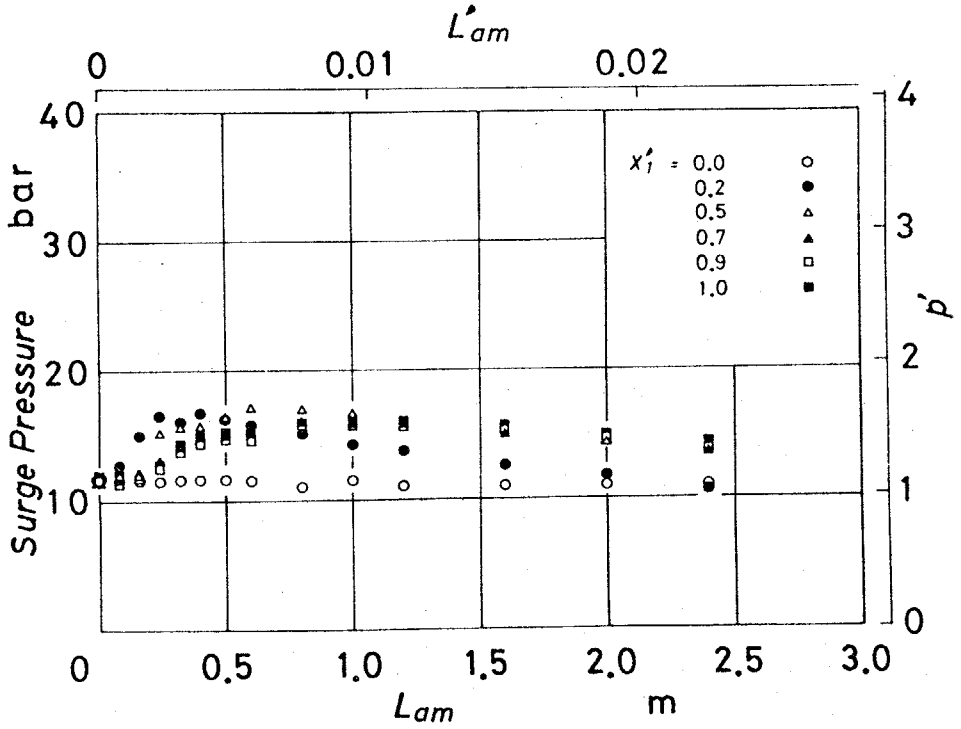


図 5.7　下流端のサージ圧

$\left(\begin{array}{l} d_n = 8.4\,mm \\ x_1' = 0.9 \end{array} \right)$



(a) $d_n = 8.4$ mm



(b) $d_n = 6.4$ mm

図 5.8 下流端のサージ圧
($L_{ad} = 2.4$ m)

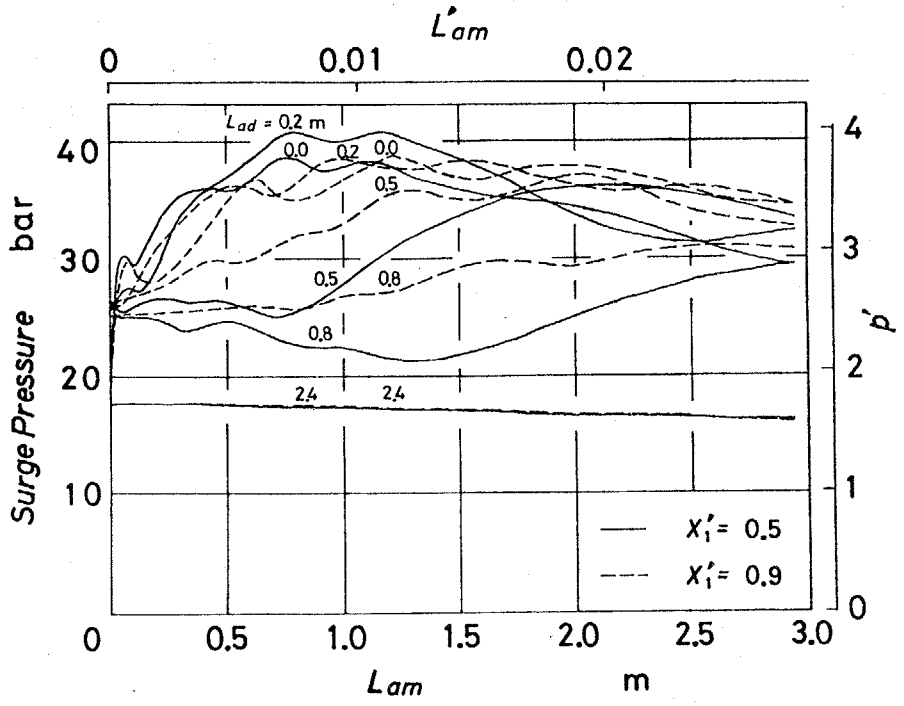


図 5.9　下流端のサージ圧
($d_n = 8.0$ mm)

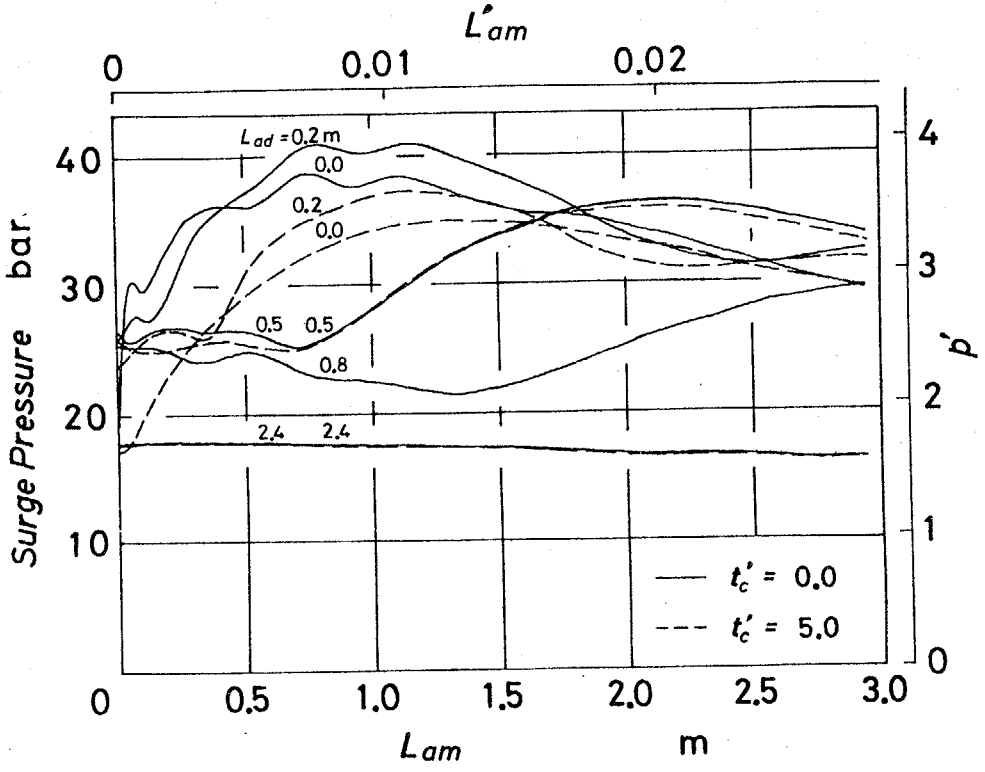
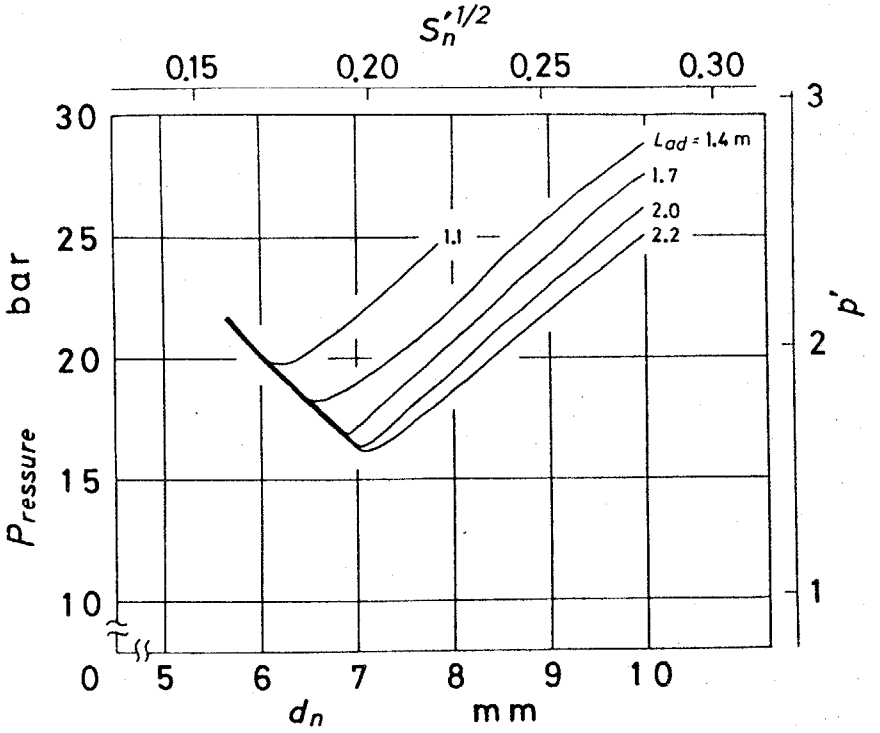
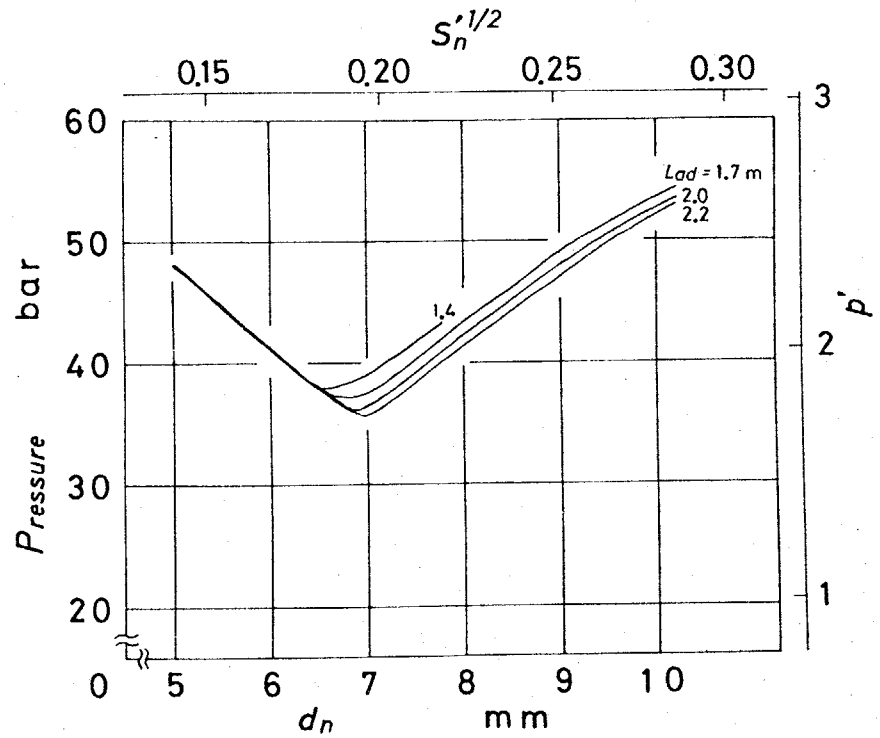


図5.10　下流端のサージ圧

($d_n = 8.0$ mm, $\chi_1' = 0.5$)

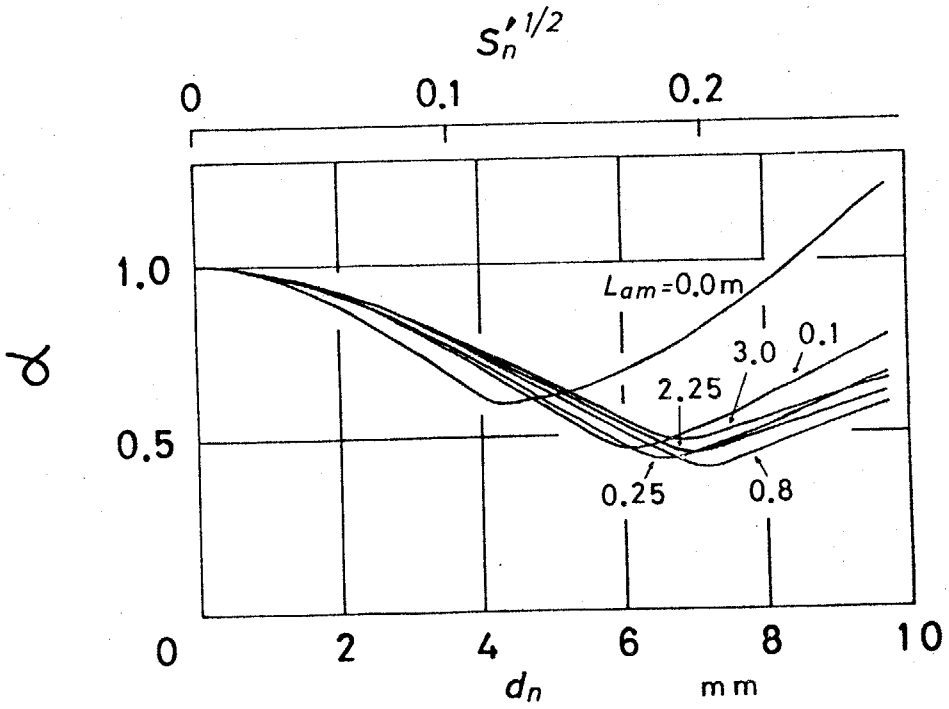


(a) P_s = 10.2 bar

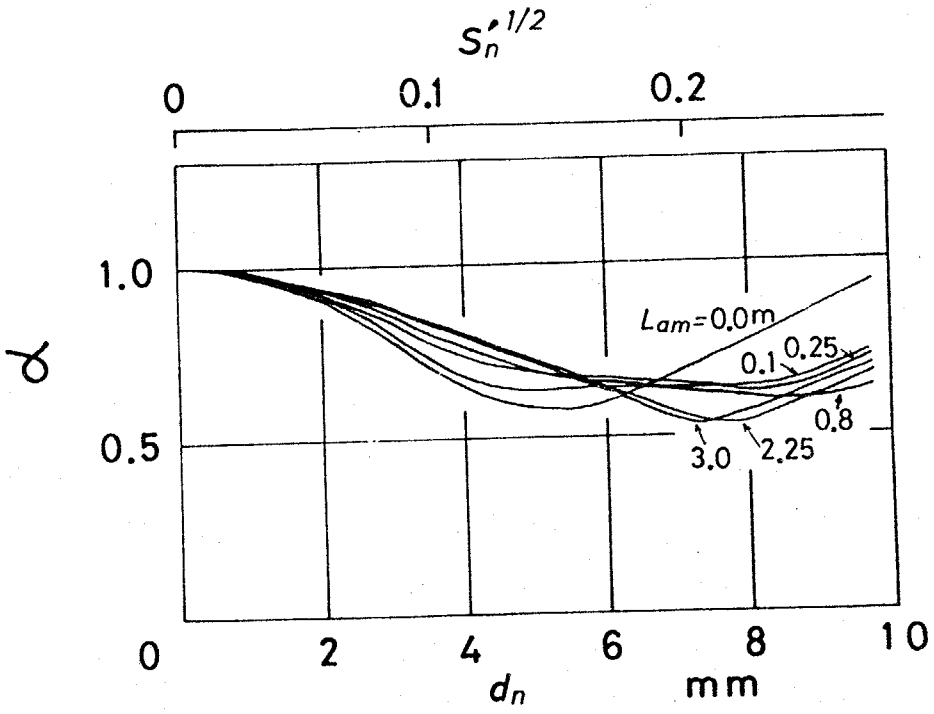


(b) P_s = 20.4 bar

図 5.11 サージ圧の最大値
($x_1' = 0.5$)

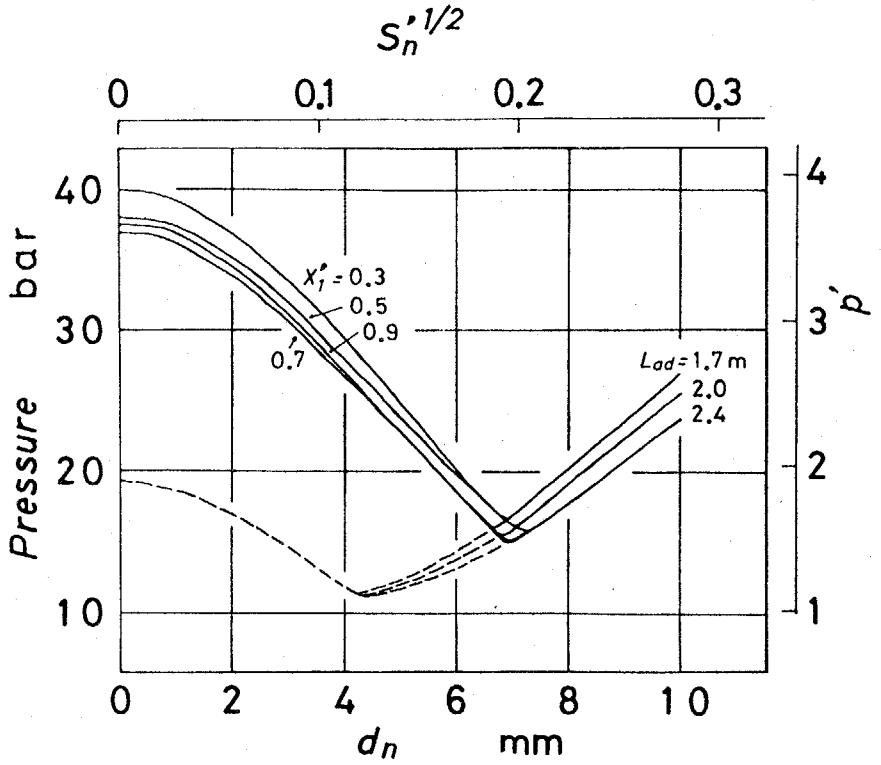


(a) 管路下流端

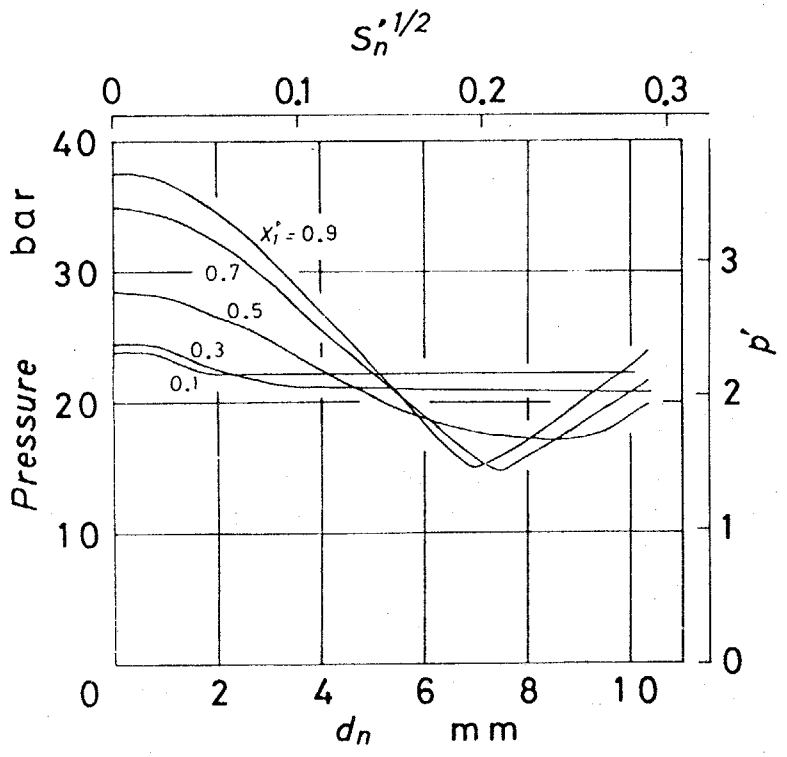


(b) 空洞

図 5.12 サージ圧緩和率 $\left(\begin{matrix} L_{ad} = 2.4\,m \\ \chi_1' = 0.5 \end{matrix}\right)$

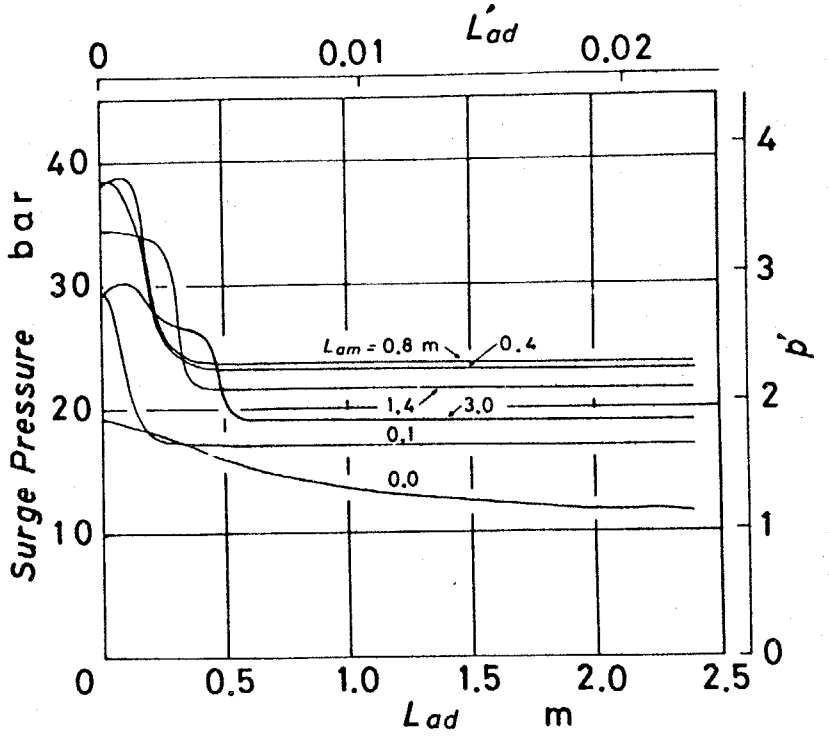


(a) 管路下流端

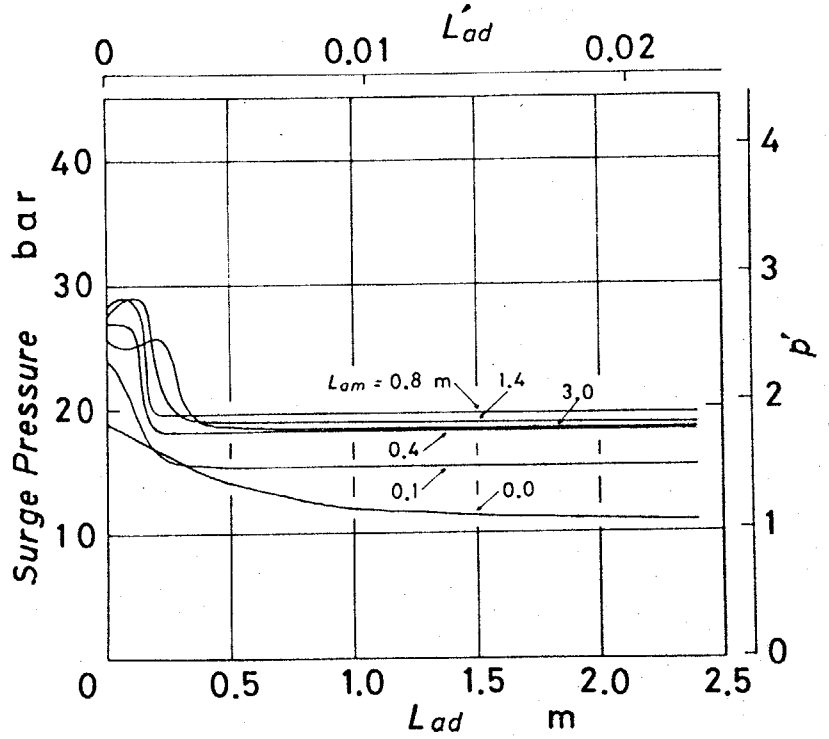


(b) 空洞 (L_{ad} = 2.4 m)

図 5.13 サージ圧の最大値

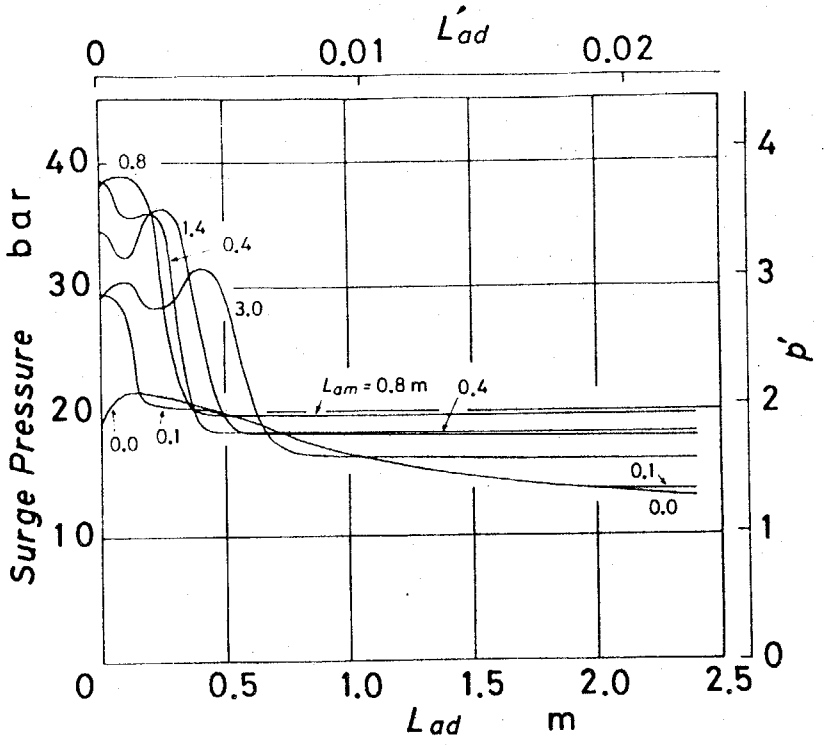


(a) 管路下流端

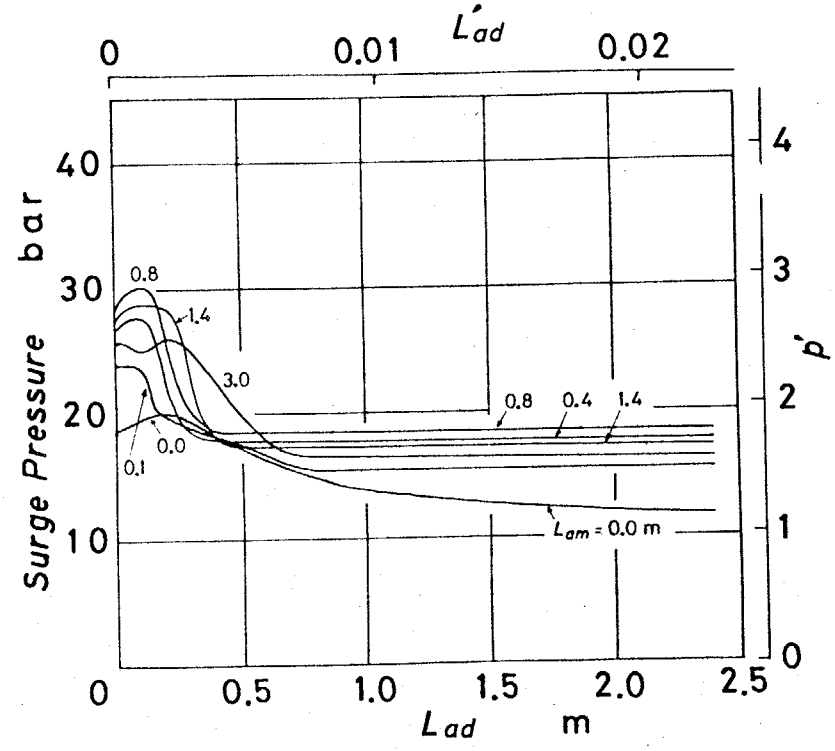


(b) 空洞

図 5.14 サージ圧 $\begin{pmatrix} d_n = 5.0\,mm \\ x_1' = 0.5 \end{pmatrix}$

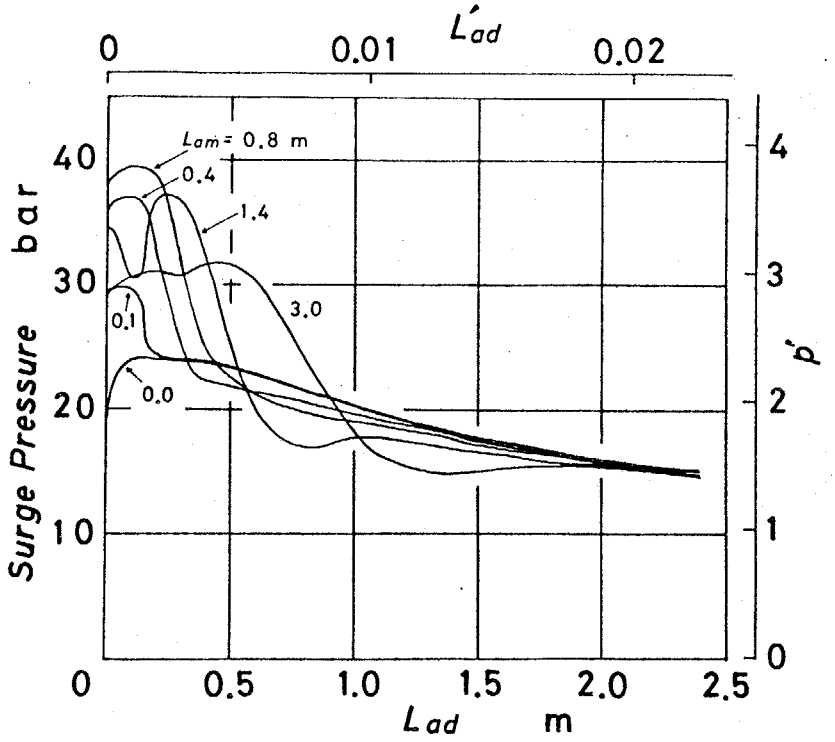


(a) 管路下流端

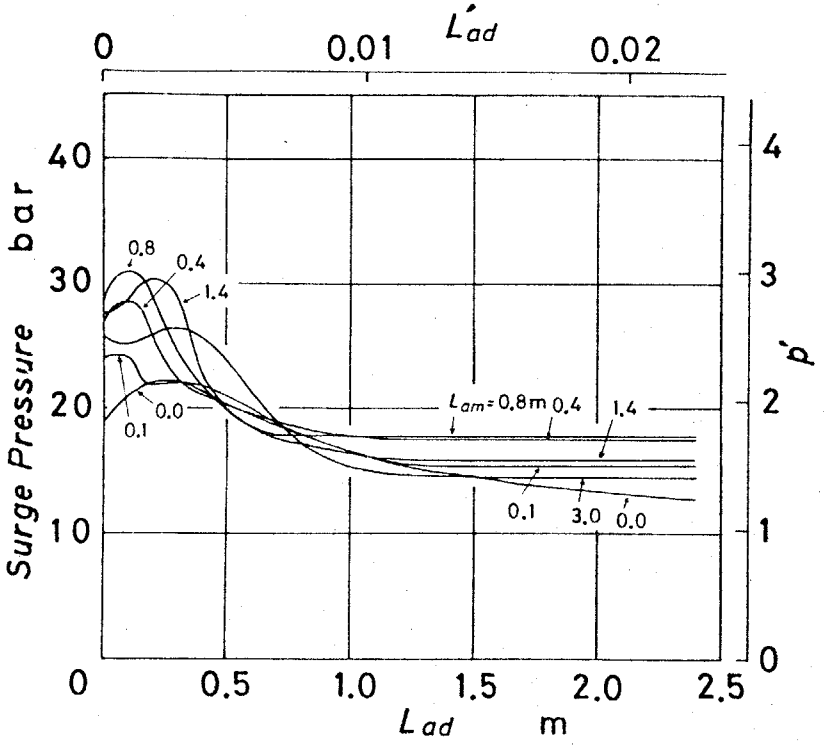


(b) 空洞

図 5.15 サージ圧 ($d_n = 6.0$ mm, $x_1' = 0.5$)

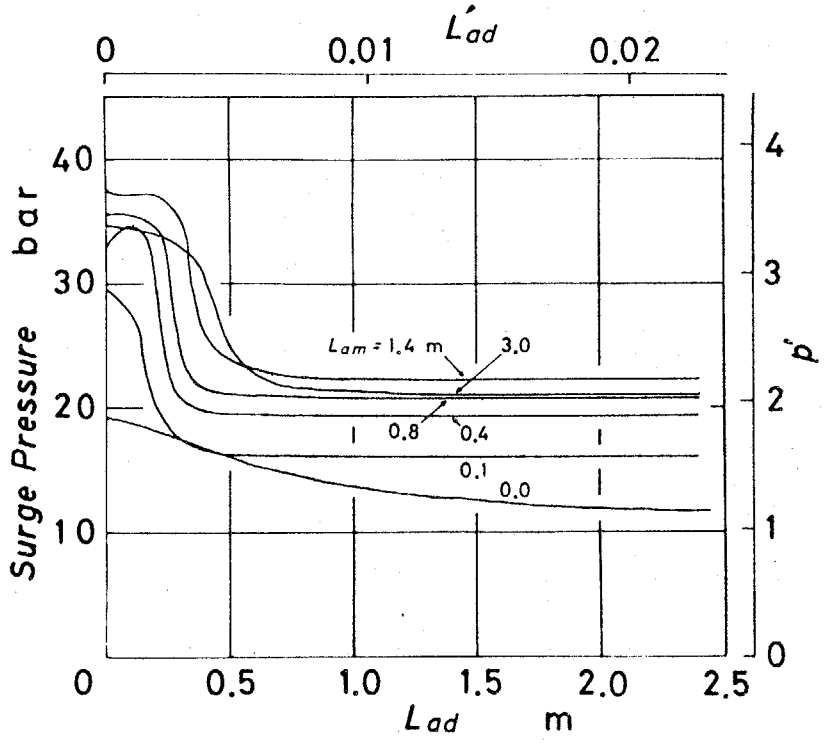


(a) 管路下流端

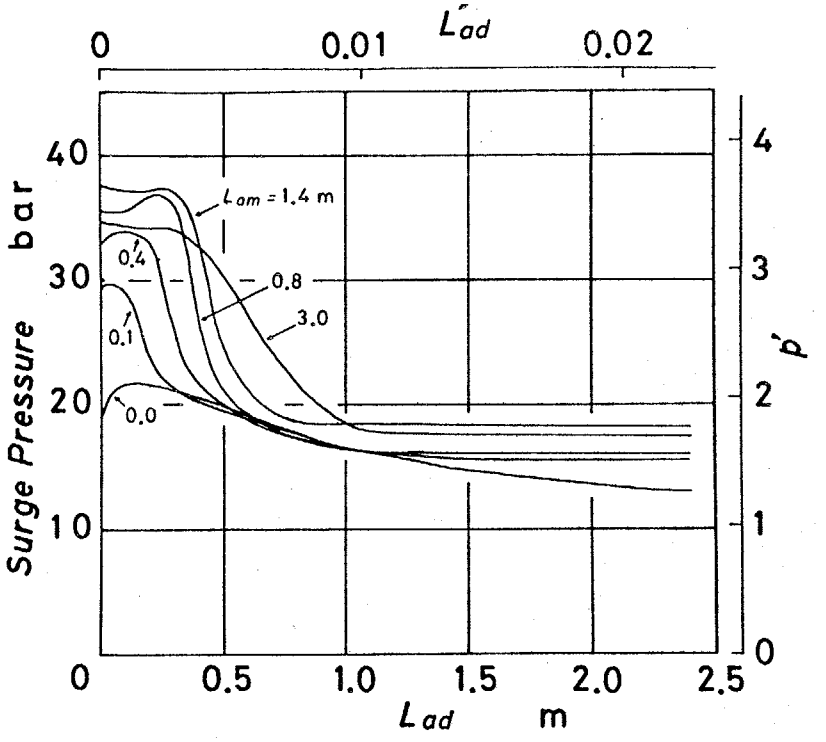


(b) 空洞

図 5.16 サージ圧 $\left(\begin{array}{l} d_n = 7.0\ mm \\ \chi_1' = 0.5 \end{array}\right)$



(a) $d_n = 5.0$ mm



(b) $d_n = 6.0$ mm

図 5.17 下流端のサージ圧
($\chi_1' = 0.9$)

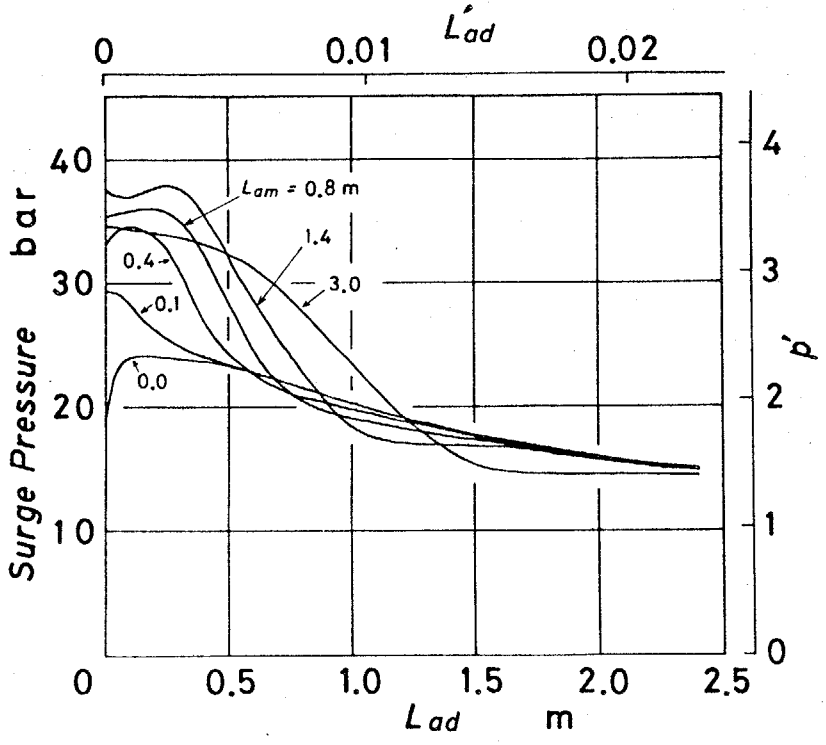
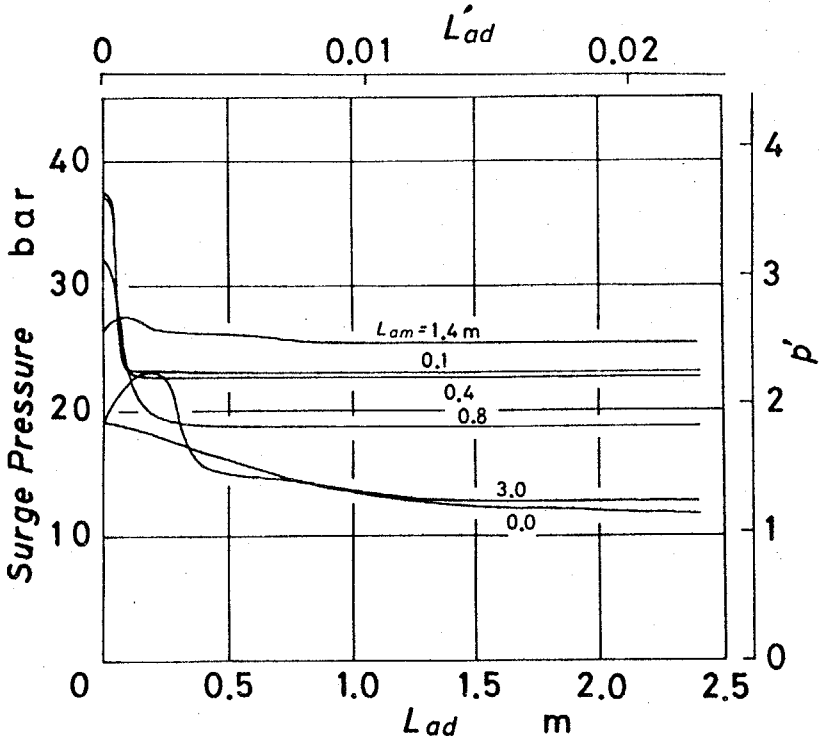
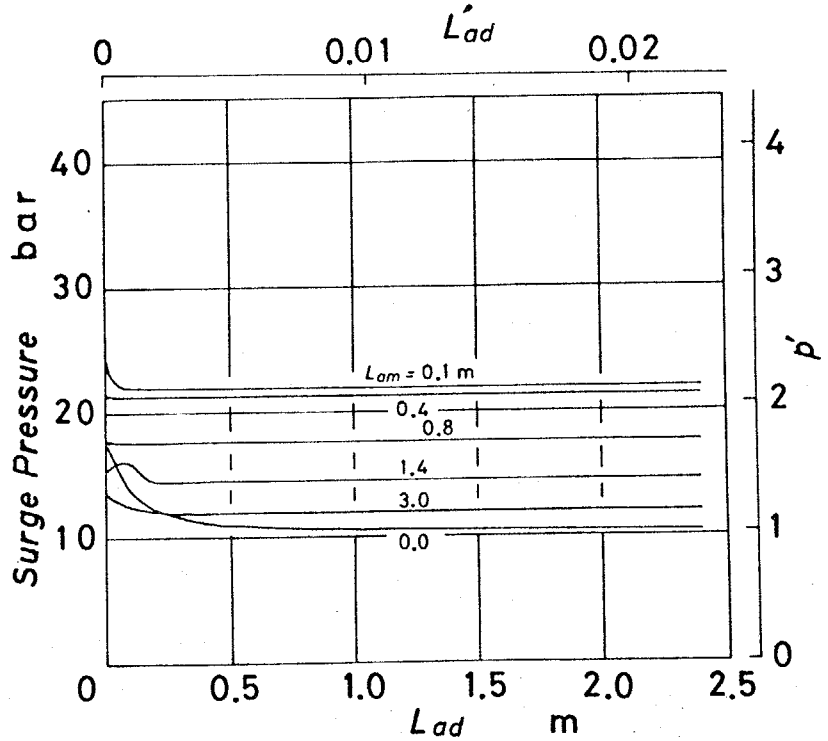


図 5.17 (c) $d_n = 7.0$ mm

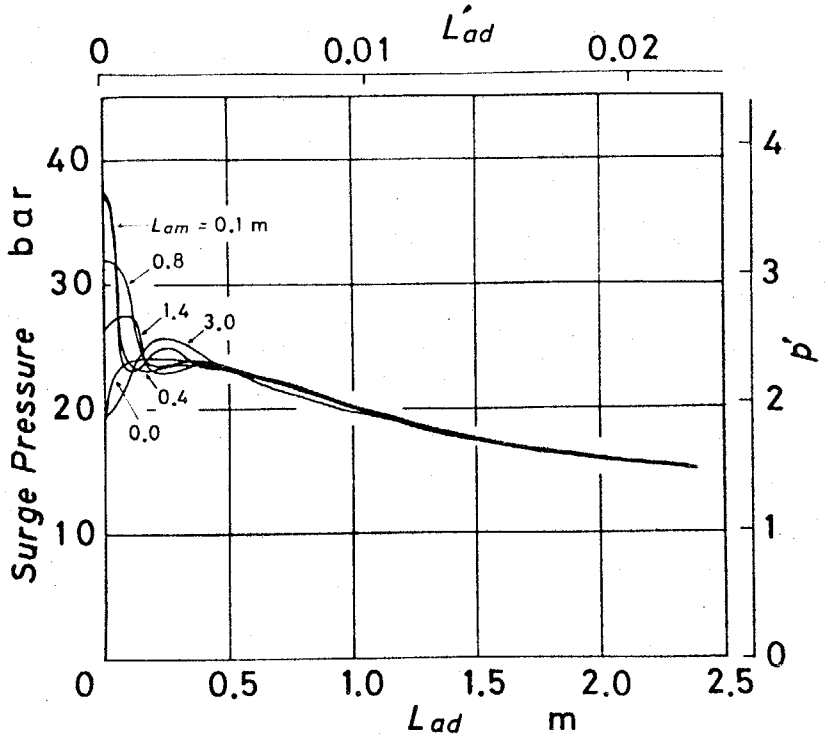


(a) 管路下流端

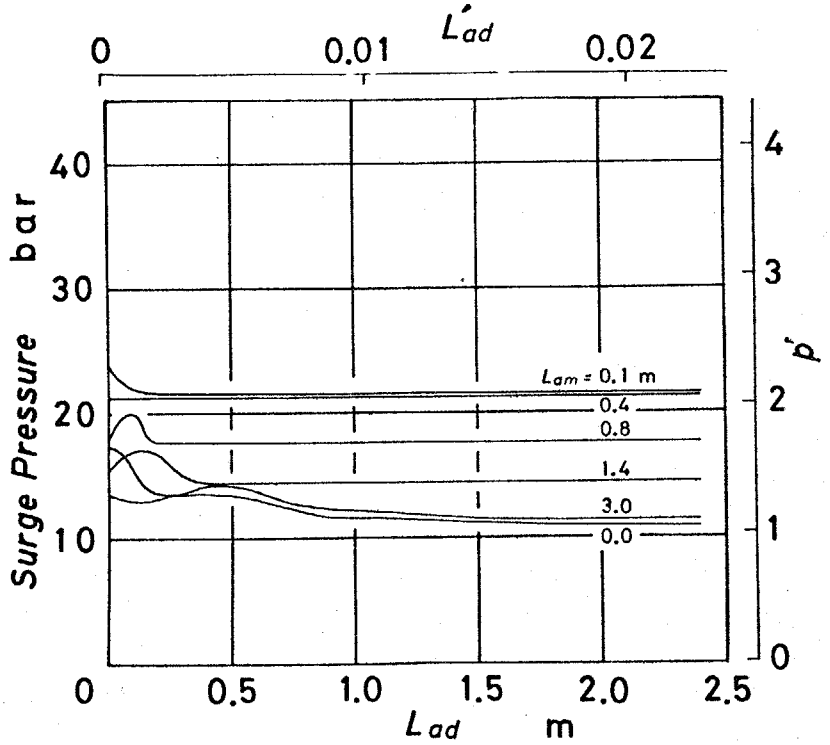


(b) 空洞

図 5.18 サージ圧 ($d_n = 5.0$ mm, $\chi_1' = 0.1$)



(a) 管路下流端



(b) 空洞

図 5.19 サージ圧 ($d_n = 7.0$ mm, $\chi_1' = 0.1$)

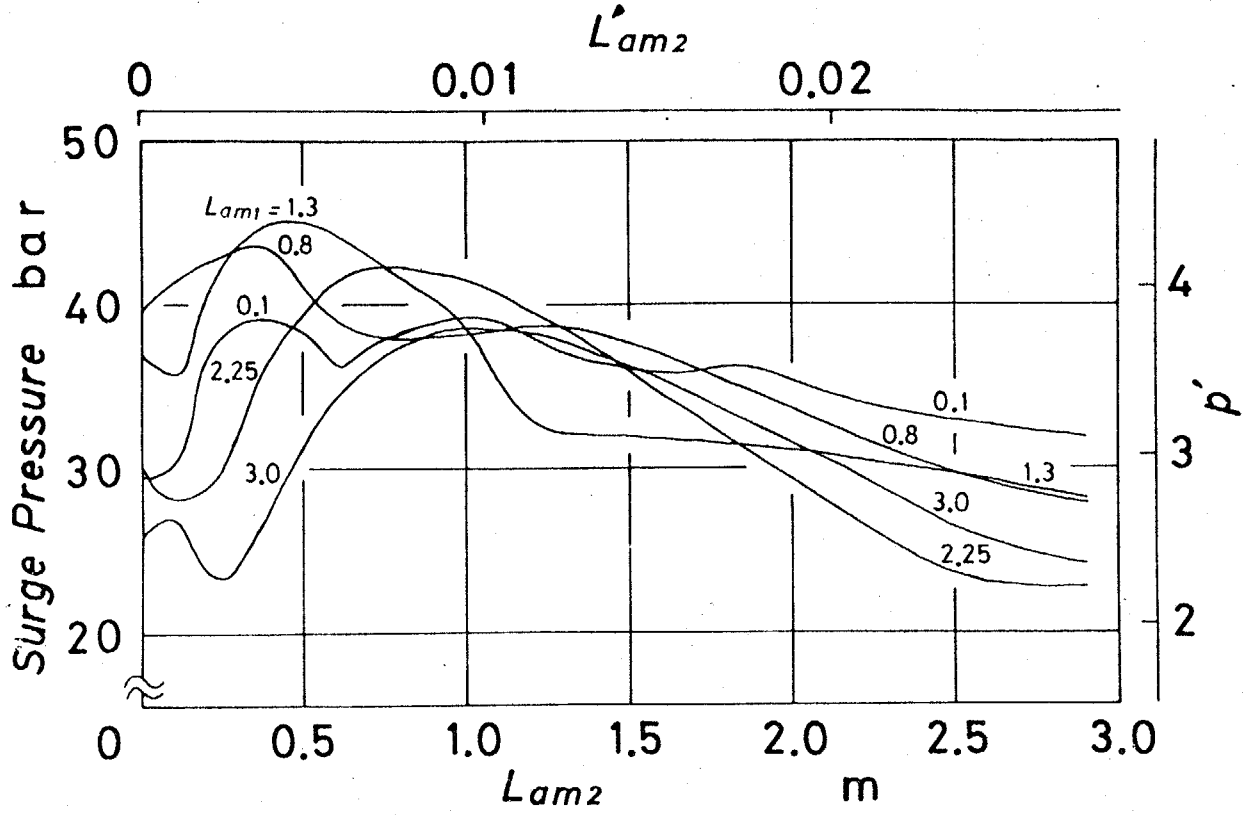
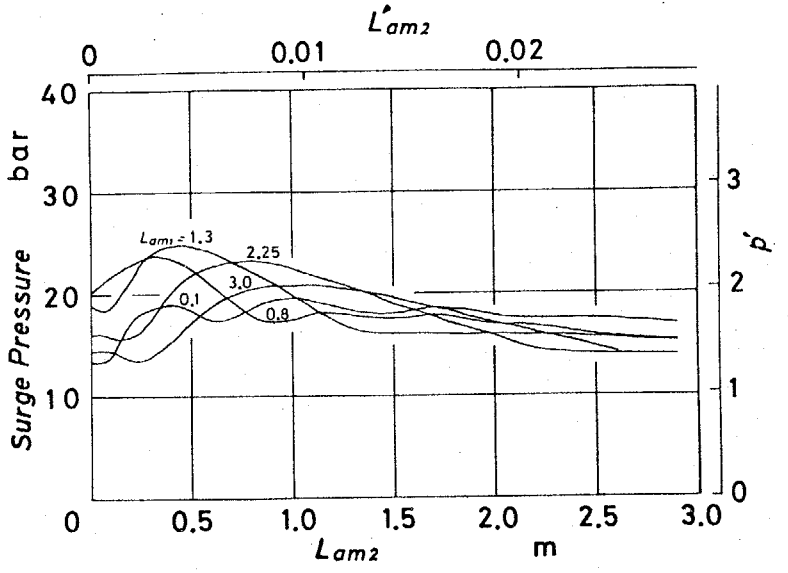
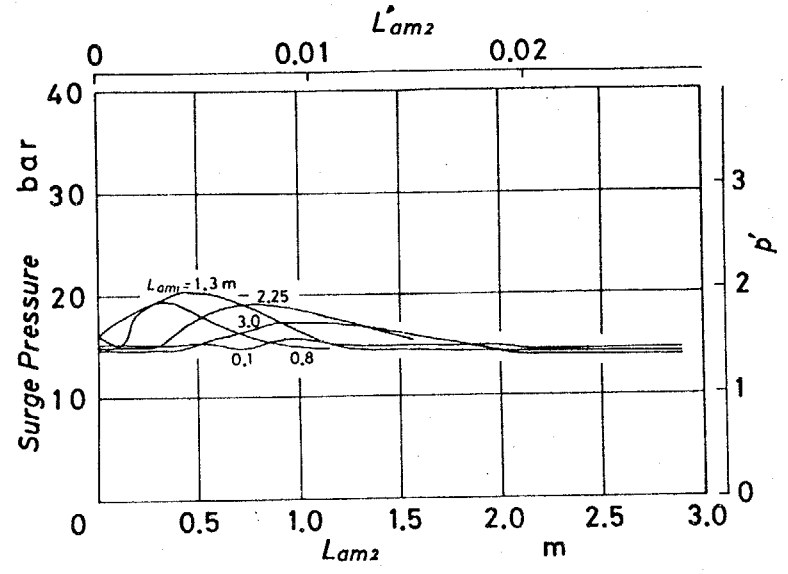


図 5.20　サージ圧

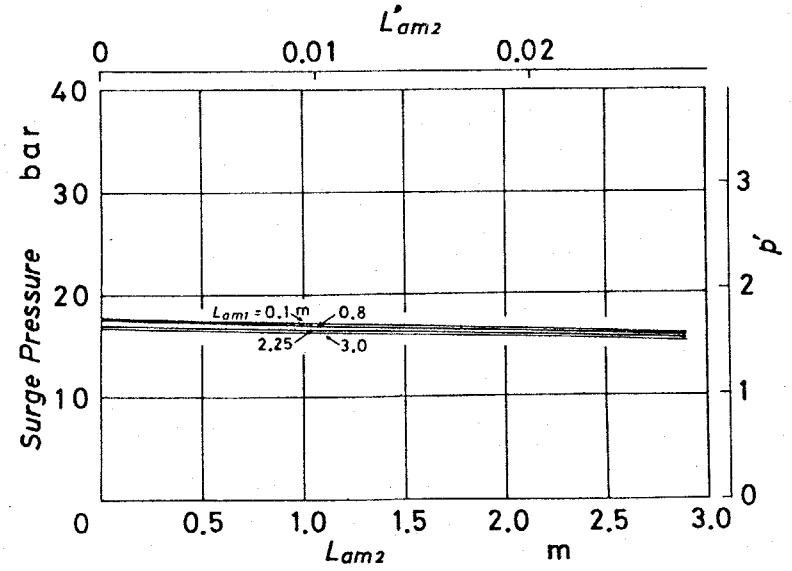
$\left(\begin{array}{l} \chi_1' = 0.3 \\ \chi_2' = 0.7 \end{array} \right)$



(a) $d_n = 6.0$ mm

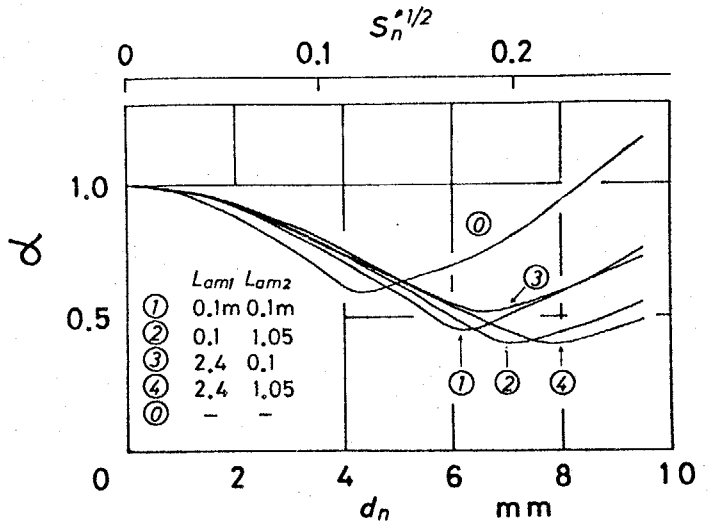


(b) $d_n = 7.0$ mm

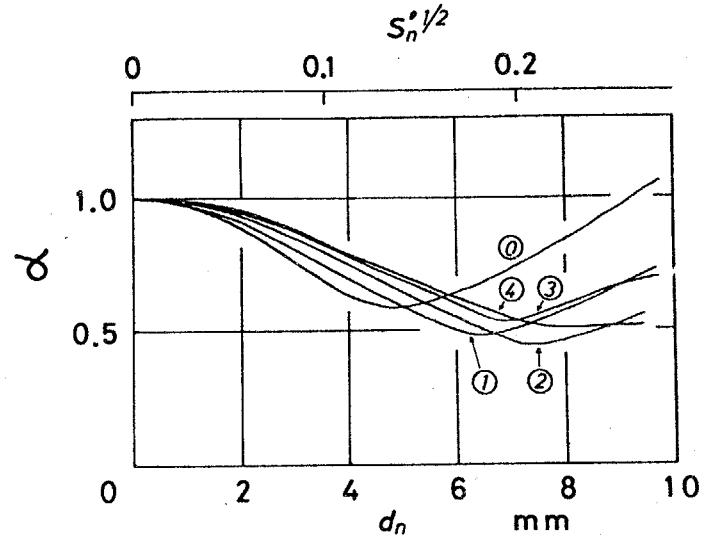


(c) $d_n = 8.0$ mm

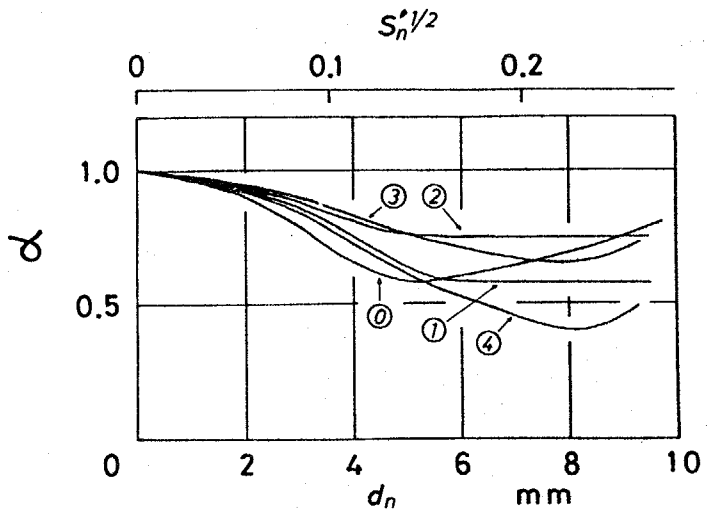
図 5.21 サージ圧 ($L_{ad} = 2.4$ m, $\chi_1' = 0.3$, $\chi_2' = 0.7$)



(a) 管路下流端

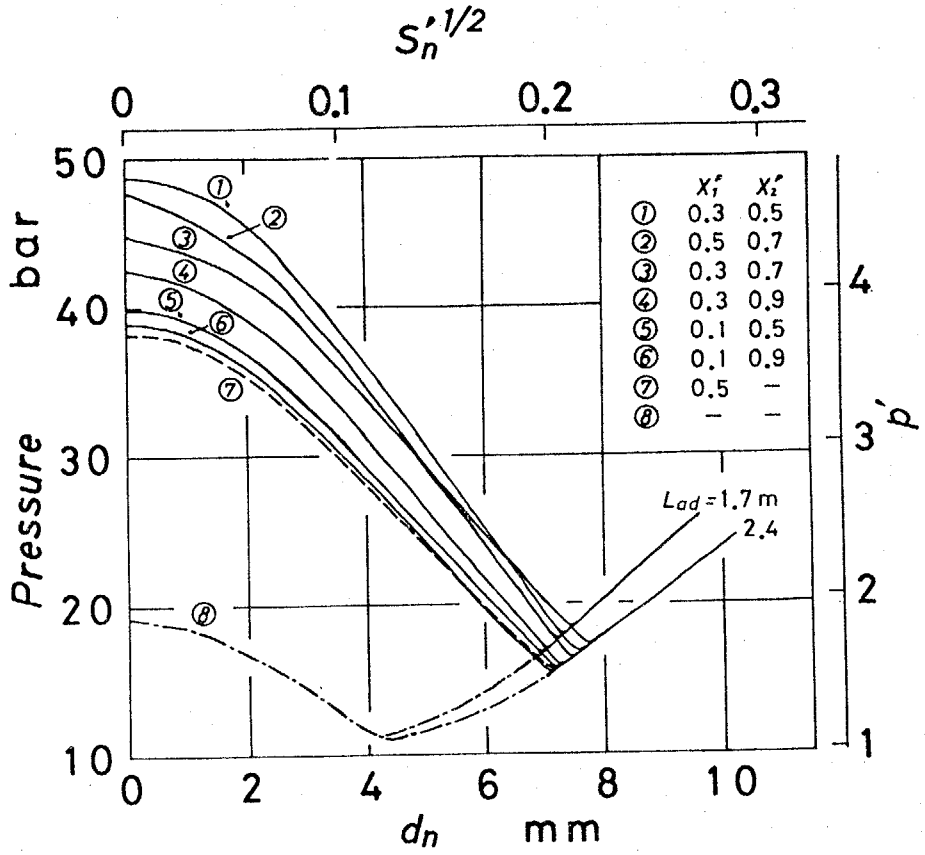


(b) 第2の空洞



(c) 第1の空洞

図5.22 サージ圧緩和率
($L_{ad}=2.4m$, $\chi_1'=0.3$, $\chi_2'=0.7$)



(a) 管路下流端

図5.23 サージ圧の最大値

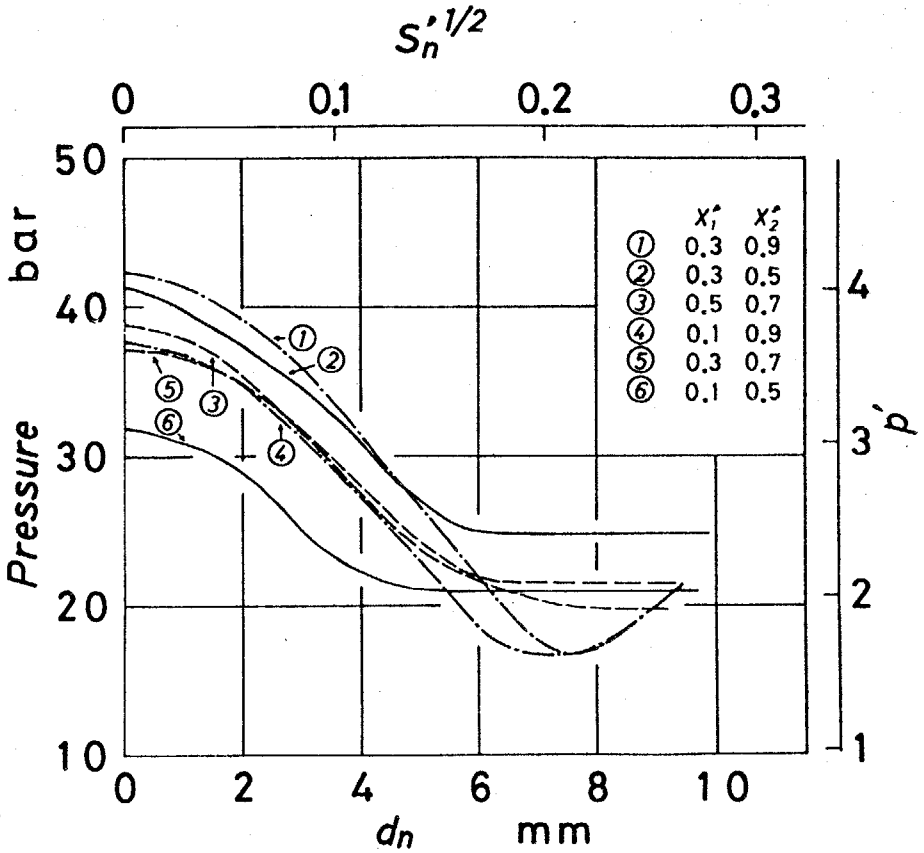


図 5.23(b) 第2の空洞
(L_{ad} = 2.4 m)

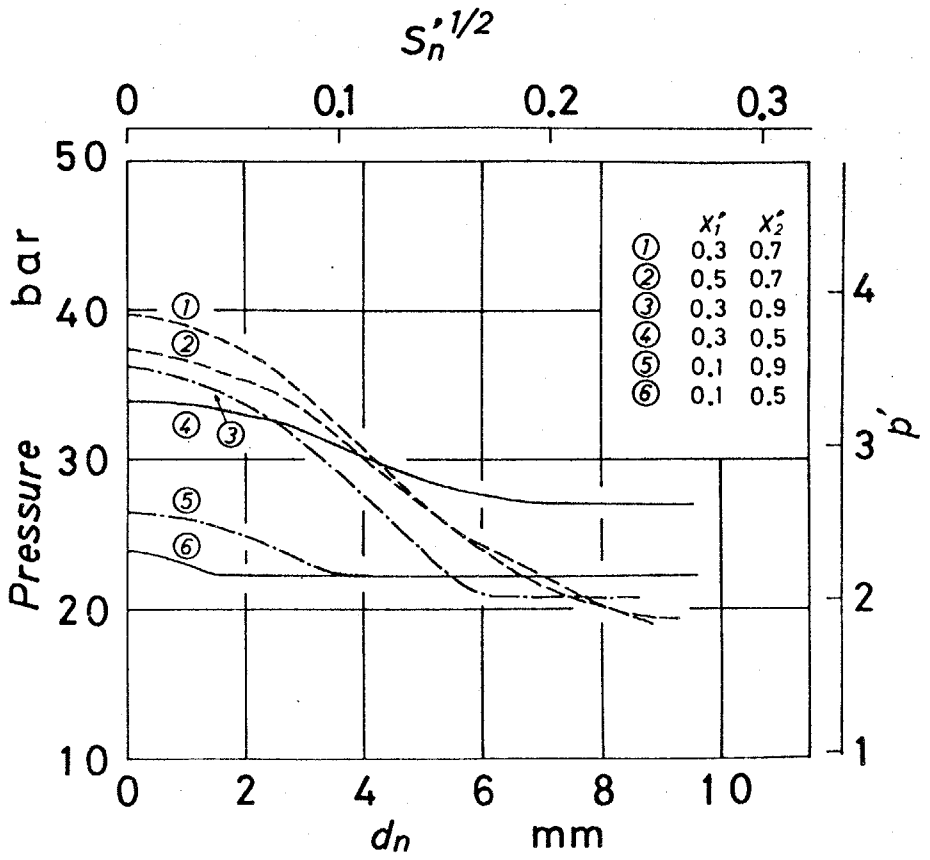


図5.23(c) 第1の空洞
(L_{ad} = 2.4 m)