

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	空気圧抵抗容量系の動特性に関する基礎的研究
Title(English)	
著者(和文)	香川利春
Author(English)	TOSHIHARU KAGAWA
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:乙第1532号, 授与年月日:1986年2月28日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第1532号, Conferred date:1986/2/28, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

a 63

空気圧抵抗容量系の動特性
に関する基礎的研究

東京工業大学
香川利春

目次

1.	序論	3
2.	空気圧抵抗容量系の動特性における熱伝達の考察	7
2.1	まえがき	
2.2	熱伝達を考慮する解析方法	
2.3	測定方法と実験装置及び実験方法	
2.3.1	容器内空気平均温度の測定法	
2.3.2	容器内空気と壁面との熱伝達率の測定法	
2.3.3	実験装置及び実験方法	
2.4	実験結果と考察	
2.4.1	熱伝達率の測定結果	
2.4.2	容器内空気圧力及び温度の実験結果と考察	
2.5	結言	
3.	空気圧ノズルフラップの動特性に及ぼす熱伝達の影響	40
3.1	まえがき	
3.2	負荷容器内空気に熱伝達を考慮する動特性の解析	
3.2.1	熱伝達を考慮する空気圧 ノズルフラップの線形モデルの導出	
3.2.2	空気圧ノズルフラップの動特性を 記述する方程式の無次元化	
3.2.3	空気圧ノズルフラップの周波数応答	
3.2.4	空気圧ノズルフラップの過渡応答	
3.3	実験	
3.3.1	実験装置及び実験方法	
3.3.2	実験結果と考察	
3.3.2.1	過渡応答実験結果と考察	
3.3.2.2	周波数応答実験結果と考察	
3.4	結言	

4.	ノズルフラッパを入力部とする空気圧 パイロット弁負荷容量系の動特性解析	-----82
4.1	まえがき	
4.2	空気圧ノズルフラッパーパイロット弁-負荷容量系	
4.3	構成要素の相互作用及び容器内空気 熱伝達を考慮する動特性の解析	
4.4	実験	
4.4.1	実験装置と実験方法	
4.4.2	実験結果及び考察	
4.4.2.1	ノズル間隔変化に対する応答	
4.4.2.2	負荷抵抗の過渡的变化に対する応答	
4.5	結言	
5.	非線形流量特性を有する抵抗を含む空気圧抵抗容量系の周波数応答	---108
5.1	まえがき	
5.2	理論	
5.3	無次元パラメータに対する周波数応答の計算結果	
5.4	実験	
5.4.1	実験装置及び実験方法	
5.4.2	実験結果及び考察	
5.5	結言	
6.	結論	-----132

参考文献	-----134
------	----------

付録1. 空気圧容器に流入もしくは容器から流出する 空気温度が圧力応答に及ぼす影響	
--	--

謝辞及びあとがき

1. 序論

空気圧を利用した機器はプロセス制御の分野のみならず広く使用され、その信頼性、安全性および経済性が高く評価され、電子回路技術が進歩した今日でも空気圧応用機器への関心は相変わらず高い。これはプラントにおける防爆条件の必要性、操作端に調節弁などのようにパワーが要求されること、故障が少なく保守が容易である必要があることなどに理由がある。応答速度の遅い特性を有する制御対象に対して空気式制御系を構成する場合には制御装置自身の速応性はそれほど問題とはならないが、制御対象が圧力や流量のように応答速度が速い場合には重大な問題となる。そこで空気圧機器およびそれらを用いた回路の動特性を明らかにしておくことが重要である。

空気圧制御系を構成する要素の代表的なものとしては空気圧抵抗容量系、空気圧管路系および空気圧制御弁などが挙げられるが、本研究では空気圧抵抗容量系及びそれを含む基礎的要素例えばノズルフラップ系、パイロット弁系等の結合系の動特性を考察する。

水および油に代表される液体では、圧力変化に対する体積の変化は僅かであるが空気の場合体積変化はきわめて大きく、空気圧回路において圧力応答を求めするためには体積変化による温度の変化を適切に評価する必要がある。すなわち空気圧系の動特性の解析には空気の状態変化が問題となる。従来空気圧系の動特性の解析は空気の状態変化を予め等温、断熱などと仮定する方法により行なわれてきた。たとえばZalmanzonは空気の状態変化を等温と仮定し各種の空気圧系の動特性を解析した¹⁾。またShearerは空気圧サーボ系における容器内空気のエネルギー方程式を示しているが、その熱移動の項は評価することは困難であるとし、圧力の応答速度によって断熱もしくは等温の式を使い分けて計算する

方法を提案した²⁾。Jebar らはシリンダの動特性について、Priestman らはフルイディクポンプについて熱移動を含めた解析を行った^{3), 4)}が空気圧回路の動特性について熱伝達を考慮する解析を行い実験との比較検討を行った研究は知見しない。空気の状態変化を断熱と仮定するか等温と仮定するかでは比熱比(1.4)の大きさだけ応答速度は相異なることになる。そこでこの断熱変化と等温変化の間を表示するポリトロープ変化の扱いが容器内空気圧力の動特性の解析にも採用された。Andersonは毛細管やオリフィスなどの抵抗と空気圧容器から成る系の応答をポリトロープ指数を仮定し解析した⁵⁾。これらの状態変化を予め仮定する手法に対し容器内空気と壁面との間に生じる熱移動のうち熱伝導のみを考慮し圧力応答を求める試みもなされた。Danielsは空気圧容器内圧力の応答に関し解析を行いポリトロープ指数を周波数の関数として扱うモデルを提案した⁶⁾。Katzはこのモデルを利用して、空気圧抵抗容量系の過渡応答圧力波形を解析的に求めた⁷⁾。また光岡はポリトロープ指数の周波数依存性を解析の容易さのために一次の進み遅れ系に近似する手法を提案した⁸⁾。

一方太田はフルイディクス回路の空気圧容器内圧力の過渡的变化からポリトロープ指数を実験的に求めた⁹⁾。この実験結果は空気圧容器内の熱伝導のみを考慮した解析結果に比較し、はるかに等温的な値となっており、熱伝導を基本とするポリトロープ指数の扱いでは不十分であることを示している。従来解析手法では熱伝達を考慮しておらず容器内空気の流動についてなんら関心が払われていない。事実実際の空気圧系では容器内空気の流動状態によってかなり異なった圧力応答をする。たとえば空気圧ノズルフラップの負荷容器の結合方式によって負荷容器内に定常流のある場合とない場合では動特性が相異し、また同一の抵抗容量系でも容器内圧力の増加または減少する方向によって圧力の応答速度はかなり相異なる。

上述のように空気の状態変化は空気と容器内壁面との熱伝達によっても影響され、したがって空気の流動状態の影響を強く受けると推察されるため、空気圧系の応答を精度良く求めるためには熱伝達についての検討が重要である。そこで本研究では容器内空気と壁面間の熱伝達を考慮して空気圧系の動特性を取り扱う。

第2章では空気圧系の動特性を考える上で最も重要かつ基本的な要素である空気圧抵抗容量系の動特性を扱う。この空気圧抵抗容量系の圧力応答を求めるために空気圧容器内に検査面を設け、物質及びエネルギーに関する方程式を立て熱伝達を考慮する解析手法を示す。またこの解析の妥当性を示すために熱伝達率を変化させて圧力応答を計測する実験結果を示す。この実験に於いては圧力が非定常に変化する時の容器内空気の平均温度及び熱伝達率を測定する新しい方法を提案している。

以下では第2章で得られた容器内空気の状態変化に関する知見を元に空気圧回路における基礎的要素の動特性及びそれらの結合系の動特性を明らかにする。

第3章では高感度な変位圧力変換器である空気圧ノズルフラップの動特性を扱う。空気圧ノズルフラップは変位の計測だけでなく、各種空気式制御機器のフィードバック部に用いられる重要な要素であり、その動特性は制御系全体の特性に大きな影響を有している。そこで第2章に示した空気圧抵抗容量系の扱いを基に空気圧ノズルフラップの線形領域に於ける動的モデルを新たに提案し、実験との比較検討を行い本モデルの有用性を確かめる。

第4章では空気圧ノズルフラップを入力部とするパイロット弁負荷容量系の動特性を扱う。この結合系は空気圧制御機器に多く採用されその動特性を知る事は重要である。この結合系の動特性の正確な解析には各要素のモデルの単なる直列結合系ではなくそれらの要素の相互関係を適切に表す扱いが必要である。

本章ではノンブリード形空気圧パイロット弁を用いた場合の相互作用を持つ結合系に対して熱伝達を考慮する解析を行いその線形モデルを明らかにし実験との比較検討を行っている。

第5章では非線形な流量特性を持つ抵抗を有する空気圧抵抗容量系の周波数応答を扱う。空気圧抵抗容量系は電気系とのアナログで一次遅れ系の代表例としてしばしば引用されるが、実際の空気圧回路では電気系の抵抗容量系ほど特性の把握は容易ではない。この原因は第2章で述べた空気の状態変化の扱いの複雑さに加え抵抗の圧力差流量特性の非線形性にある。空気圧回路において抵抗容量系は基礎的でありかつ頻繁に利用される要素であるためその動的特性を簡明に表示する必要が有る。本章では抵抗の流量特性に2次の非線形項を考慮し流量特性以外は線形系と仮定する解析を行い、入力振幅と非線形項の係数の積からなる新たな無次元パラメータを示し、この非線形性を示すパラメータと空気の状態変化に関する無次元パラメータの2つに対し周波数応答を求め簡明に図示する。又円筒絞りと空気圧容器から成る抵抗容量系について実験を行い、入力振幅を変化させた時の周波数特性を計測し、解析と良く一致する事を確認している。

以上本論文は空気の状態変化に影響を及ぼす容器内空気と壁面間の熱伝達に着目し、空気圧系の動特性に関してこの熱伝達を含めた解析を行い、実際の空気圧回路に使用される各要素の動特性モデル、およびそれらの結合系について簡明な動特性モデルを明らかにするものである。

2. 空気圧抵抗容量系の動特性における熱伝達の考察

2. 1 まえがき

空気圧回路の動特性においては抵抗容量系の応答が基本となる。例えば空気式調節器の制御演算部のフィードバック路には抵抗容量系が使用されているしプロセス制御に利用される調節弁の駆動ダイヤフラムの空間部分は負荷容量となり抵抗容量系を構成している。そこで本章では、この重要かつ基本的な要素である空気圧抵抗容量系の動特性を取り扱う。Fig. 2-1(a)に空気圧抵抗容量系の概略図を示す。入力圧を P_1 とし容器内圧力 P_2 を出力とする系を考える。まずこの極めて単純な空気圧抵抗容量系に於いて容器内空気の非定常な温度の変化を考察する。入力圧 P_1 が過渡的に減少した場合には圧力差によって容器内空気は抵抗部を通過し流れだす。容器内空気の一部分が放出されると、空気の膨張に伴い容器内空気の温度は減少し壁面との温度差によって熱移動が生じる。これら膨張に伴う仕事量及び壁面との熱移動量によって容器内空気の状態変化は定まる。空気の状態変化は容器内空気の温度変化から明らかとなる。圧力変化に伴うこの容器内空気の温度の変化は実験によって容易に確認することができる。例えばFig. 2-1(a)中の抵抗を開閉のできる弁(例えば電磁弁)とし入力圧 P_1 を出力圧 P_2 より低い値に設定し(Fig. 2-1(b)では $P_{1g} = 0$ kPa, $P_{2g} = 39.2$ kPa)、空気圧弁を開放すると容器内空気の流出によって出力圧 P_2 は減少する。この時の圧力変化の例を図(b)に示す。図中A点が弁を開いた時刻である。出力圧 P_2 が P_1 に整定する前のB点で空気圧弁を閉じると、圧力上昇がB点からC点のように顕著に現れる。B点以降には物質の移動は無いからこの圧力上昇は状態方程式から推察できるように空気圧容器壁面からの熱移動によるはずである。入力圧 P_1 が増加する場合には容器内空気の温度は

上昇し出力圧が整定する前に同様に空気圧弁を閉じた場合の圧力変化は Fig. 2-1(c)に示すようになる。このように空気圧の非定常変化には温度の変化を伴い、温度の変化は容器内空気の熱移動の影響を受け、かつまた圧力は温度の変化の影響を受けるため圧力応答の正確な解析には熱移動を考慮したモデルが必要である。以下ではまず、容器内空気の状態変化は流出入する空気量と容器内空気と壁面との間に生じる熱伝達によって決まるとし、容器内空気のエネルギー方程式を解き、圧力と温度の変化を求める空気圧抵抗容量系のより厳密なモデルを提案する。さらに実験では容器内空気の平均温度を圧力波形から求める方法により測定し、容器内空気の流動状態が熱伝達と圧力応答に及ぼす影響を調べる。また熱伝達率を一定として近似的に扱う圧力応答のモデルによって圧力および温度の解析値が実用上十分な精度で求められることを確認する。

2. 2 熱伝達を考慮する解析方法

使用する主な記号

A : 抵抗部最小断面積, m^2

C : 空気圧抵抗部の流量係数

C_p : 空気の定圧比熱, $J/(kg \cdot K)$

C_v : 空気の定積比熱, $J/(kg \cdot K)$

d : 空気圧容器内径, m

G : 空気質量流量, kg/s

h : 容器内空気壁面間熱伝達率, $W/(m^2 \cdot K)$

l : 空気圧容器長さ, m

P_1 : 入力空気圧力, Pa

P_2 : 容器内空気圧(出力圧), Pa

Q : 伝達熱量, W

R : 空気の気体定数, $J/(kg \cdot K)$

S_h : 容器内伝熱面積, m^2

$T_{\frac{1}{2}}$: 圧力がgauge圧で初期圧の1/2となる時間, s

T_h : 容器内空気熱平衡時定数, s

V : 空気圧容器体積, m^3

W : 容器内空気質量, kg

κ : 比熱比

$\bar{\rho}_2$: 容器内空気平均密度, kg/m^3

$\tilde{\rho}_2$: 容器内空気時間平均密度, kg/m^3

$\bar{\theta}_2$: 容器内空気平均温度, K

$\tilde{\theta}_2$: 容器内空気時間平均温度, K

θ_a : 大気(壁面)温度, K

論文中に示す圧力Pの添字gはゲージ圧力を意味する。

一般に容器内空気の温度は膨張、圧縮のために変化する。本研究の場合、圧力は抵抗部を除き容器内では一様であるが、温度は分布していると考え。そこで容器内空気の温度の代表値として(2-1)式に示す平均温度 $\bar{\theta}_2$ をとる。平均温度を考えることにより空気のエネルギー変化を簡明な式によって表示する事が可能である。また実験的に平均温度に対しての比較ができる。

$$\bar{\theta}_2 = \frac{c_v \int_v \rho_2 \theta_2 dV}{c_v \int_v \rho_2 dV} \quad (2-1)$$

$$= \frac{\int_v \rho_2 \theta_2 dV}{W} \quad (2-1)'$$

ただし C_v は空気定積比熱、 ρ_2 は容器内空気の密度及び W は容器内空気質量を示す。

解析を行う空気圧抵抗容量系を Fig. 2-2 に示す。空気圧容器には絞り部を有する管路が入力部との間に取り付けられ、絞りを介して容器内に空気が入り出す。検査面を空気圧容器内に取り、圧力差によって検査面を出入りする空気質量流量 G 及び出力圧 P_2 の時間変化を考える。空気圧抵抗と空気圧容器を接続する管路は十分短いとしその体積は容器体積 V に含める。また容器から管路に流入する際の流速の増加に伴う圧力及び温度の減少は無視できると仮定する。容器内空気の状態方程式は平均温度 $\bar{\theta}_2$ 、平均密度 $\bar{\rho}_2 (= W/V)$ 及び空気定数 R によって、

$$P_2 = \bar{P}_2 R \bar{\theta}_2 \quad (2-2)$$

と表されるから、問題とする容器内圧力 P_2 の時間変化は

$$\frac{dP_2}{dt} = \bar{P}_2 R \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} + R \bar{\theta}_2 \frac{d\bar{P}_2}{dt} \quad (2-3)$$

となる。また平均密度 $\bar{\rho}_2$ と容器を出入りする空気質量流量 G との間には次の関係が有る。

$$V \frac{d\bar{P}_2}{dt} = \frac{dW}{dt} = G \quad (2-4)$$

(2-4) 式を (2-3) 式に代入し、密度の時間変化を消去する。

$$\frac{dP_2}{dt} = \bar{P}_2 R \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} + \frac{R \bar{\theta}_2}{V} G \quad (2-5)$$

このように圧力 P_2 の時間変化は流量 G と平均温度 $\bar{\theta}_2$ の時間変化が分かれば求まる事になる。そこで容器内空気の平均温度 $\bar{\theta}_2$ の時間変化を考える。

内部エネルギーの時間に対する変化は空気圧容器から流出もしくは容器へ流入する空気の持っているエネルギー、外部に対する仕事及び壁面からの熱伝達によって次のようになる。

$$\frac{d}{dt} \int_V c_v \rho_2 \theta_2 dV = G C_v \theta_e + \frac{P_2}{\rho_e} G + Q \quad (2-6)$$

但し θ_e 及び ρ_e は検査面を通過する空気の温度、密度又 Q は壁面との伝達熱量をそれぞれ示す。本研究に於ける場合には空気の定圧比熱 C_v は一定と見なせる。

まず入力圧 P_1 が減少し容器内空気が流出する場合 ($G < 0$) を考える。検査面を通過する空気の温度は管路の空気圧容器に対する取り付け位置によっても影響を受けると考えられるが、ここではその空気温度は (2-1) 式に示す容器内空気の平均温度 $\bar{\theta}_2$ に等しいと仮定する。付録 1 に流出する空気温度の扱いが圧力応答に及ぼす影響を数値計算によって考察する。それ故 (2-6) 式は、

$$\frac{d}{dt} \int_V c_v \rho_2 \theta_2 dV = G C_v \bar{\theta}_2 + \frac{P_2}{\rho_2} G + Q \quad (2-7)$$

となる。ここで (2-7) 式の左辺を (2-1) 式を用いて変形する。

$$\frac{d}{dt} \int_V c_v \rho_2 \theta_2 dV = c_v \frac{d}{dt} (\bar{\theta}_2 \int_V \rho_2 dV) = c_v \frac{d}{dt} (\bar{\theta}_2 W) \quad (2-8)$$

(2-8) 式右辺をさらに展開する。

$$c_v \frac{d}{dt} (\bar{\theta}_2 W) = c_v \bar{\theta}_2 \frac{dW}{dt} + c_v W \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} \quad (2-9)$$

(2-4) 式を用いて dW/dt を消去すれば、結局 (2-6) 式の左辺は

$$\frac{d}{dt} \int_V c_v \rho_2 \theta_2 dV = G C_v \bar{\theta}_2 + c_v W \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} \quad (2-10)$$

となる。(2-2) 式、(2-7) 式及び (2-10) 式より容器内空気の平均温度の時間変化は流量 G 及び壁面との伝達熱量 Q によって次のように示される。

$$C_v W \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} = R \bar{\theta}_2 G + Q \quad (2-11)$$

空気が流入する場合($G > 0$)は容器内に流入する空気の温度は $\bar{\theta}_2$ とは一般に異なると考えられる。Fig. 2-2において抵抗部を通過後の空気は噴流と成り、容器に接続される管路内で熱交換により壁面温度に近くなると考えられるため壁面温度を θ_a とすれば(2-6)式に示した容器内空気のエネルギー方程式は次式となる。

$$\frac{d}{dt} \int_v C_v \rho_2 \theta_2 dV = G C_v \theta_a + \frac{P_2}{P_{2a}} G + Q \quad (2-12)$$

ただし ρ_{2a} は検査面を通過し容器内に流入する空気の密度である。管路出口部における空気の状態方程式 $P = \rho_{2a} R \theta_a$ を(2-12)式に代入する。

$$\frac{d}{dt} \int_v C_v \rho_2 \theta_2 dV = G C_v \theta_a + R \theta_a G + Q \quad (2-13)$$

(2-10)式、(2-13)式より容器内空気の平均温度の時間変化は次式となる。

$$C_v W = G C_v (\theta_a - \bar{\theta}_2) + R \theta_a G + Q \quad (2-14)$$

$$= G (C_p \theta_a - C_v \bar{\theta}_2) + Q \quad (2-14)'$$

空気が流入する場合を示す(2-14)式は流出する場合を示す(2-11)式に比較し右辺第一項が加わっている。これは流入する空気温度による影響の項で圧力の上昇方向では通常 $\bar{\theta}_2 > \theta_a$ であるため温度の増加を抑制する効果を持っている。この流入する空気の温度の影響は付録1に数値計算によってその大きさを調べる。

内部エネルギーの時間変化から容器内空気の平均温度の時間変化が(2-11)式もしくは(2-14)式によって求められるが、これらの式を用いて容器内空

気の平均温度の時間変化を求めるためには伝達熱量 Q が必要である。そこで容器内空気と壁面との熱伝達率 h を次式のように定義し伝達熱量 Q を示す。

$$Q = h S_h (\theta_a - \bar{\theta}_2) \quad (2-15)$$

ただし S_h は容器内壁面の伝熱面積を示す。空気が流出する場合を考え、(2-15) 式を(2-11) 式に代入し温度の時間変化を求める。

$$C_v W \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} = R \bar{\theta}_2 G + h S_h (\theta_a - \bar{\theta}_2) \quad (2-16)$$

圧力の時間変化を求めるために(2-16) 式を(2-5) 式に代入する。

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{\bar{P}_2 R}{C_v W} \left\{ R \bar{\theta}_2 G + h S_h (\theta_a - \bar{\theta}_2) \right\} + \frac{R \bar{\theta}_2}{V} G \quad (2-17)$$

(2-17) 式を $C_p - C_v = R$ の関係を用いて整理すれば

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{(x-1) h S_h}{V} (\theta_a - \bar{\theta}_2) + \frac{x R \bar{\theta}_2}{V} G \quad (2-18)$$

となる。

次に抵抗を通過する空気の質量流量 G についての関係式と前述の温度及び圧力の時間変化を求める微分方程式を、流出の場合と流入の場合のそれぞれについて整理し示す。但し抵抗部を通過する流れは閉塞状態でない場合を考える。

まず空気が流出する場合は、

$$G = CA \frac{P_2}{\sqrt{R \bar{\theta}_2}} \sqrt{\frac{2x}{x-1} \left\{ \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{2}{x}} - \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{x+1}{x}} \right\}} \quad (2-19)$$

$$\frac{d\bar{\theta}_2}{dt} = \frac{R \bar{\theta}_2}{C_v W} G + \frac{h S_h}{C_v W} (\theta_a - \bar{\theta}_2) \quad (2-16)'$$

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{(x-1) h S_h}{V} (\theta_a - \bar{\theta}_2) + \frac{x R \bar{\theta}_2}{V} G \quad (2-18)$$

となる。但し C は流量係数及び A は抵抗部最小面積を示す。

同様に容器内に空気が流入する場合は、

$$G = CA \frac{P_1}{\sqrt{R \theta_a}} \sqrt{\frac{2x}{x-1} \left\{ \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{2}{x}} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{x+1}{x}} \right\}} \quad (2-20)$$

$$\frac{d\bar{\theta}_2}{dt} = \frac{C_p \theta_a - C_v \bar{\theta}_2}{C_v W} G + \frac{h S_h}{C_v W} (\theta_a - \bar{\theta}_2) \quad (2-21)$$

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{(x-1) h S_h}{V} (\theta_a - \bar{\theta}_2) + \frac{x R \theta_a}{V} G \quad (2-18)$$

となる。

これらの流量についての方程式、圧力変化に対する微分方程式及び温度変化に対する微分方程式によって、熱伝達率 h が分かれば圧力及び温度の時間変化を求める事が可能である。本節では空気圧系の応答を求める方法として連続の式に熱伝達を考慮するエネルギー方程式を連立させて解析する方法を提案したが、以下の実験によりその妥当性を調べる。

2. 3 測定法と実験装置及び実験方法

2. 3. 1 容器内空気平均温度の測定法

前節では空気圧の応答の解析に容器内空気の壁面との熱伝達を考慮する方法を提案したが、熱伝達の相異によって容器内空気の状態変化が影響され、その結果圧力応答も変化する事を確かめる為には容器内空気の温度を知る必要が有る。そこで本節では容器内空気の平均温度を実験的に求める方法について述べる。容器内空気の温度を直接に検出するには熱電対による方法が考えられるが、極めて細い熱電対を使用したとしても検出端の熱容量のために非定常状態での正確な測定は困難である。また平均温度の算出には多くの測定点を必要とする。そこで実用的な平均温度の測定法として、圧力が整定する前に空気の流出が停止された容器の圧力変化量から求める方法を提案する。Cremont-Desormesの方法が容器内空気の状態変化を断熱と仮定して空気の比熱比を求め¹²⁾るのに対し本方法は比熱比は既知として空気の状態変化すなわち空気の平均温度を求めるものである。先に述べた Fig. 2-1 (b)において、A点で開かれた弁はB点で閉じられると空気の流出は止まり、B点からC点にかけて減少していた温度 θ_2 が壁温 θ_a まで回復し整定する。B点での容器内空気質量は(2-1)式と状態方程式を用いれば次式となる。

$$\int_V \rho_{2B} dV = \frac{\int_V \rho_{2B} \theta_{2B} dV}{\bar{\theta}_{2B}} = \frac{P_{2B} V}{R \bar{\theta}_{2B}} \quad (2-22)$$

またB点以降において質量の出入りは無いので、

$$\int_V \rho_{2B} dV = \int_V \rho_{2C} dV \quad (2-23)$$

となる。(2-23)式にC点における状態方程式 $P_{2C} = \rho_{2C} R \cdot \theta_a$ を代入する。

$$\int_V \rho_{2B} dV = \rho_{2c} V = \frac{P_{2c} V}{R \theta_a} \quad (2-24)$$

(2-22)式と(2-24)式によりB点での平均温度 $\bar{\theta}_{2B}$ は次式となる。

$$\bar{\theta}_{2B} = \theta_a \frac{P_{2B}}{P_{2c}} \quad (2-25)$$

弁を閉じる時刻を変化させ複数回繰り返し圧力の戻り量を計測する事により、空気圧が非定常変化する容器内空気の平均温度の時間変化を圧力から算出する事が可能である。

2. 3. 2 容器内空気と壁面との熱伝達率の測定法

2. 2節で示したように空気圧系の応答の解析には熱伝達率 h が必要となる。そこで本節では熱伝達率 h の値を実験的に簡便に求める方法¹³⁾について述べる。2. 3. 1では圧力の戻り量から空気の平均温度を求めたが熱伝達率の算出には圧力のB点からC点への変化する波形を利用する。B点以降は容器内空気の出入りは無いので温度の変化は(2-16)式より、

$$\frac{d\bar{\theta}_2}{dt} = \frac{h S_h}{C_v W} (\theta_a - \bar{\theta}_2) \quad (2-26)$$

となる。状態方程式を利用して(2-26)式の温度を消去する。

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{h S_h}{C_v W} (P_{2c} - P_2) \quad (2-27)$$

このように温度の整定波形は圧力の整定波形に相似となる。また熱伝達率 h を一定と仮定すれば温度と圧力は同一の時定数 T_h で整定する。

$$T_h = \frac{C_v W}{h S_h} \quad (2-28)$$

この T_h を負荷容器内空気の熱平衡時定数と呼ぶ。即ち B 点から C 点への圧力の整定する波形を一次遅れとすればその時定数から容器内空気と壁面との熱伝達率 h は求まる事になる。ただし空気を放出させる場合、空気温度が露点以下になると結露する。これを避けるには十分露点を下げた空気、また圧力変化速度を余り大きくとらないで実験を行う必要がある。

2. 3. 3 実験装置及び実験方法

実験装置の構成図を Fig. 2-3 に示す。空気圧容器に電磁弁を短い管路によって接続し、これを通して容器内空気を流出させる時の容器内空気の圧力を計測した。圧力の測定には豊田工機製半導体感圧素子 (PMS 5) を用い、ダイヤフラム部にはシリコンオイルを充填し容器内空気の温度変化の影響が出ないようにした。感圧素子の出力は直流増幅器を通して動特性の良いペン書き式記録計に圧力波形を書かせた。実験に用いた空気圧容器は円筒形とし水平に設置した。空気圧容器の寸法は内径 $d = 10 \text{ cm}$ 、長さ $l = 17.5 \text{ cm}$ 、体積 $V = 1320 \text{ cm}^3$ 、内面積 $S_h = 707 \text{ cm}^2$ のものを使用した。電磁弁との接続管路の寸法は内径 $d' = 6 \text{ mm}$ 、長さ $l' = 4 \text{ cm}$ とした。空気圧容器の材質は円筒部は塩化ビニル製で端面はアクリル製である。圧力変化による容器の変形は微少で容器内体積 V は一定とみなせる。空気圧容器には容器内空気の流動状態を変化させるために強制対流を発生させる小形モータ、ファンが内部に取り付けられるようになっている。また空気圧容器内には容器自体の内面積とほぼ同じ表面積を有し、同一形状で熱伝導率が 500 倍以上異なる 2 種類の熱交換フィンがそれぞれ取り付けられる仕組みとなっている。この材質はそれぞれプラスチックとりん青銅である。Fig. 2-4 に熱交換フィンの形状を示す。これらの熱交換フィンを挿入することによって伝熱面積の変化及び材質の違いが熱伝達に及ぼす影響を調べ

る。実験に用いた電磁弁の圧力差流量特性は積算式流量計によって圧力応答の実験に先立って計測した。この電磁弁の流量特性の計測結果を Fig. 2-5 に示す。流量特性の計測時に於ける室温は 289 K であった。

次に容器内空気圧力及び空気の平均温度を求める実験方法を示す。先に示した実験回路 (Fig. 2-3) に於いてまず手動弁を開き空気圧源との間に設置した精密減圧弁を操作し、容器内空気圧力 P_2g を 39.2 kPa (0.4 kgf/cm²) に設定する。ここで注意する事は、圧力の設定が終了してから手動弁を直ぐに閉じないでしばらく開放しておく事である。これは容器内空気圧が初期値に設定出来たととしても容器内空気の温度 θ_2 が上昇しているため壁温 θ_a に整定するまでに時間を必要とするためである。

容器内空気圧 P_2 が初期圧力、及び容器内空気温度 θ_2 が θ_a になった状態で手動弁を閉じる。次にレコーダの紙送りを開始し、電磁弁のスイッチを入れ空気を放出させる。容器内空気の平均温度を求めるためには 2.3.1 節に示したように圧力が整定する前に電磁弁を閉じ、その閉じた時刻に於ける平均温度を圧力の戻り量から求める。この電磁弁を閉じる時刻を変化させ、複数回上述の圧力設定の手順を繰り返して行い、平均温度の時間変化を求める。

2.4 実験結果と考察

2.4.1 熱伝達率の測定結果

Fig. 2-6 に熱伝達率 h の測定のために求めた圧力波形の一例を示す。初期圧力は圧力応答を計測する実験と同様に 39.2 kPa ($0.4 \text{ kgf/cm}^2 \text{ gauge}$) とした。電磁弁を閉じる時刻はどの場合も容器内空気圧 P_2 が大気圧力 P_a にほぼ下降した時とした。図に示す圧力波形(a)は小形モータにより攪はんを行った場合で、(b)は温度差による自然対流のみの場合である。電磁弁を閉じた後の圧力の戻り量及び整定波形に大きな差が有る。攪はんを行った場合(a)では約 0.7 kPa しか圧力は戻らないが、攪はんを行わない場合(b)では約 4 kPa 以上の圧力の戻り量が確認できる。この圧力の整定する波形から 2.3.2 節に示したように熱伝達率 h を求める。熱伝達率は一定であるとは限らないため整定する圧力波形は厳密な一次遅れ波形とはならない。そこで熱伝達率を求める為に圧力の整定する波形を片対数上に電磁弁を閉じた時刻 $t = t_B$ 以降 t_B に対し $Y = ((P_{2c} - P_2) / (P_{2c} - P_{2B}))$ としてプロットし直す。Fig. 2-6 (a) 及び(b)の波形をこのように処理し Fig. 2-7 に示す。この場合には t_B から約 4 秒間はほぼ直線上に乗り以後この傾きは減少する傾向に有る。この初期の傾きから熱伝達率を求めた。図に示した攪はんを行わない場合(b)では熱平衡時定数 T_h は 2.6 s で熱伝達率 h は(2-28)式より $6.4 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ となる。また攪はんを行った場合(a)では同様に $T_h = 0.33 \text{ s}$ 、対応する熱伝達率 h は $51.2 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ となった。またこの場合では片対数上で圧力の整定波形はほぼ直線上に乗り途中で傾きが減少する傾向は見られなかった。

このように同一の圧力容器に対して、攪はんの状態と伝熱面積を変化させ、熱伝達係数を求めた結果を Fig. 2-8 に示す。伝熱面積を熱交換フィンの挿入により変えているため縦軸は $Sh \cdot h$ とした。横軸は攪はんフィンの回転数で

ある。小形モータにより電気エネルギーが容器内に供給される(最大で約0.8W)が、圧力応答に対しその値は無視できる程度であり、容器を全閉としてモータを駆動しても空気圧の上昇は殆ど観察されなかった。圧力応答に対するこの電気エネルギーの影響は圧力応答の実験結果に於いて考察する。熱伝達率 h はモータの回転数にほぼ比例して増加しており、攪はんによる強制対流が大である程熱伝達率が大きくなることが明確に分かる。また容器の体積が同じで伝熱面積を2倍にすれば、グラフより分かるように伝達熱量もほぼ2倍となる。

熱伝達率の大きく異なる2種類の熱交換フィンを容器に挿入した場合は、材質による影響はほとんど見られなかった。これは熱交換フィンの実験以外に、アルミニウム圧力容器の内面をパラフィンでコーティングした場合と、そのままの場合とで差が出ない事によっても確かめられた。ここで壁面材の熱的性質がどの程度影響するかを考察する。熱伝導率のそれ程良くない場合の例としてプラスチック(熱伝導率は $0.223 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, 密度は $1270 \text{ kg}/\text{m}^3$, 温度伝導率は $0.0011 \text{ cm}^2/\text{s}$)を考え、この材質で空気圧容器が出来ていると仮定する。圧力が 20 kPa gauge , 温度が 290 K とすれば容器体積は 1.320 l であるから容器内空気の質量は僅か 1.9 g である。これと熱容量が等しい壁面材(プラスチック)の体積は 1.1 cm^3 となる。壁面は空気と伝熱面積 S_h で接している事から結局壁面としては深さ L_w が $15 \mu\text{m}$ あれば熱容量が空気と同じとなる。仮に表面温度がステップ状に変化し以後一定とすればこの深さ L_w に於ける容器材質の温度は半無限非定常熱伝導⁽⁴⁾に於けるフーリエ数を考えれば僅か約 0.3 ms で表面温度にほぼ等しくなる。つまり問題となる壁面内部までは十分速い速度で熱拡散が行なわれ、従って壁面温度は一定と見なす事ができる。よって通常の工業材料で空気圧容器が作製されていれば空気圧の過渡的応答に対して容器壁面材の熱的性質は影響しないと言える。

2. 4. 2 容器内空気圧力及び温度の応答の実験結果と考察

空気圧抵抗容量系の圧力応答波形について計算値と実験値を比較する。また容器内空気の壁面との熱伝達率を攪はんにより変化させ、それが圧力の応答にどのように影響するかを調べる。空気圧容器の初期圧力を 39.2 kPa ($0.4 \text{ kgf/cm}^2 \text{ gauge}$) とし、圧力差流量特性を計測した電磁弁を通して大気へ放出させた。この時の圧力の時間変化を Fig. 2-9 の上部に示す。 $t=0$ が電磁弁を開いた時刻である。実験は室温が 289 K の時に行った。黒丸●は空気圧容器内を攪はんした場合の実験値を示し、白丸○は攪はんを行わない場合の実験値である。圧力の時間変化の実験結果は連続した波形で求められるが後に示す計算値との比較のため、丸印でそれぞれ示した。これらの攪はんを行った場合と行わない場合では圧力の応答速度に大きな差が認められる。容器内空気を攪はんする場合は空気の容器壁面との熱交換が速やかに行なわれ、空気の状態変化はより等温変化に近くなるため圧力応答は攪はんを行わない場合に比較し、応答速度は遅くなると推察される。この容器内空気の壁面との熱移動が圧力応答に及ぼす影響を確かめるには容器内空気の温度変化が分かれば良い。そこで 2. 3. 1 節に示した方法によって電磁弁を複数回圧力応答の途中で閉じ、その戻り量から容器内空気の平均温度を求めた。この平均温度の時間変化の実験結果を Fig. 2-9 の下部に示す。圧力の実験結果と同様に黒丸●は容器内空気を攪はんした場合で白丸○が攪はんを行わない場合の実験結果を示す。容器内空気の平均温度は圧力の減少とともに壁温から降下し始め、攪はんを行わない場合には約 13 K の温度差まで降下している。これに対し攪はんを行う場合は約 3 K の温度降下のみである。これは壁面との熱交換が攪はんによって良く行なわれるため温度は下がりにくく、従って空気の状態変化はより等温に近くなるため応答速度は遅くなると言える。

つぎに圧力及び温度の時間変化について 2. 2 節に示した解析方法による計算値との比較検討を行う。2. 3. 2 節に示した方法による熱伝達率を用いて求めた圧力及び温度の応答の計算値を Fig. 2-9 にそれぞれ破線で示す。熱伝達率は一定で攪はんを行わない場合は $6.4 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ とし攪はんを行う場合は $51.2 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ とした。計算値は温度と圧力に対する微分方程式をルンゲクッタ法により求めた。時間の刻み幅は十分小さくしそれによる誤差の無い事を確認した。図に示すように圧力の計算値は実験値と極めて良く一致する。攪はんを行わない場合の温度の時間変化に付いては計算値の方が幾分降下量が大きく示された。これは熱伝達率を一定と仮定した為の誤差と考えられる。実験に於ける温度の値に最も近くなるように熱伝達率を求めたところ $7.7 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ となった。この熱伝達率の値を用いて圧力応答を再び求めたところ先程の圧力の計算値及び実験値と殆ど一致した。

熱伝達率を一定と仮定する解析は圧力と温度の時間変化を良く表す事がわかったが熱伝達率が実際にはどの程度の値になっているかをつぎに調べる。圧力変化と実験によって求めた温度の時間変化(Fig. 2-9 参照)から(2-16)式を用い、熱伝達率 h を逆算した結果を Fig. 2-10 に示す。白丸○が攪はんを行わない場合で黒丸●が攪はんを行った場合の結果で 0.2 s おきに求めた。攪はんを行わない場合では熱伝達率 h は圧力応答の初期ではかなり高い値を示すが 1.5 s 経過後では 5 から $10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ の間の値を示し 2. 3. 2 節で求めた $6.4 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ にかなり近くなっている。これに対し攪はんを行った場合は測定結果はかなりばらつくが(4.5 から $60 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$)攪はんを行わない場合に比較し極めて大きな値となっている。このように熱伝達 h を一定と仮定し、2. 3. 2 節に示した方法によって熱伝達率を求め解析に利用する方法は極めて簡便であり実用上十分な精度で圧力と温度の時間変化を示すと言える。

熱伝達率 h を一定と仮定する解析法を用いモータに対する供給エネルギー Q_e が圧力応答に及ぼす影響が殆ど無い事を確認する。容器内に設置した小形モータを駆動する電気エネルギー Q_e を 0.8 W とし、すべて容器内空気に与えられると仮定する。Fig. 2-11 に圧力及び温度の時間変化を計算した結果を示す。熱伝達率 h は $6.4, 51.2 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ とした。どちらの場合も圧力の応答には影響が殆ど現れず、温度の変化に僅かに影響が認められる。つまり容器内空気を小形モータでこの程度 (0.8 W) 攪はんした本実験の場合では容器内空気壁面間の熱伝達率の変化だけを考慮すれば良く、モータを駆動する電気エネルギーの影響は殆ど無いと言える。

次ぎに熱伝達率 h の相異によって容器内空気への伝達熱量 Q 及び外部への仕事量 Q_w の時間変化を考える。Fig. 2-12 に熱伝達率 h を 6.4 及び $51.2 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ とした場合についての計算結果をそれぞれ示す。外部に対する仕事 Q_w は攪はんを行わない場合は行う場合に比較し速くその値は減少している。これは攪はんを行わない場合にはその圧力の減少が速いため外部に対する仕事も速く減少する。伝達熱量 Q においては攪はんを行った場合では行わない場合の約2倍の値となりその最大値を与える時刻もかなり速くなっている。この結果として攪はんを行う場合では容器内空気の平均温度の降下量も小さくまた最低温度を与える時刻も速くなっていると考えられる。攪はんを行う場合の流出する空気質量流量は約 5.5 s まで攪はんを行わない場合より大きい値と成っている。しかしながら圧力の時間変化は Fig. 2-9 に見るように攪はんを行わない場合のほうが明らかに速い。つまり多くの空気質量の流出が有る場合の方が圧力の降下が少ないので有る。この事実は容器内空気の放出量だけでは説明が付かず、容器内空気の温度の変化抜きでは考えられない。

Fig. 2-13 に熱伝達率 h を広い範囲で変化させ、圧力及び温度の時間

変化を計算した結果を示す。熱伝達率 h は一定と仮定し $6.4 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ を基にその値の $1/100$ から 100 倍の値と変化させた。熱伝達率の増加に伴い圧力の降下は遅く成るが、ある程度以上熱伝達率が大きく成ってしまうと圧力応答の波形は同一と成る。これらを確認する為に圧力が初期圧 (39.2 kPa gauge) の半分に降下する時刻を $T_{\frac{1}{2}}$ とし、熱伝達率 h との関係を数値計算により求めその結果を Fig. 2-14 に示す。熱伝達率の増大に従い圧力半減時間は増加するが熱伝達率が $100 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ では圧力半減時間は 1.72 s と成るが、この値以上熱伝達率が増加しても圧力半減時間の増加は殆ど無くなり 1.78 s より増加することは無い。熱伝達率が小さい場合も同様に圧力半減時刻は 1.27 s 以下に成る事は無い。圧力半減時間の最大値と最小値ではその比率は空気の比熱比 1.4 に等しくなる。このように圧力の時間変化に対して熱伝達率が影響を有する領域が存在しそれ以外の領域では等温もしくは断熱の圧力応答と殆ど同じとなる。圧力応答の実験では容器内空気を小形モータによって攪はんし、容器内空気壁面間の熱伝達率 h を変化させ圧力応答に於いて極めて明確な差を確認したが、熱伝達率を攪はんによって増加させた領域が圧力の時間応答に変化の出る領域に成っていた為と了解出来る。

2. 5 結言

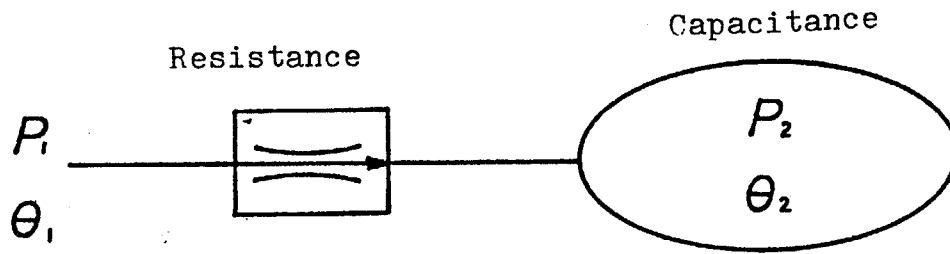
本章では空気圧系の動特性を考える場合に最も基本となる抵抗容量系の動特性について解析及び実験を行い以下の知見を得た。

空気圧抵抗容量系の動特性を求めるためには熱伝達についての検討が重要である。そこで容器内空気と壁面との熱伝達を考慮し圧力応答を求めるモデルを提案した。

空気の状態変化は温度が計測出来れば実験的に知る事ができる。そこで温度が非定常に変化する容器内空気の平均温度を圧力から求める方法を提案した。圧力応答においてこの方法によって平均温度の計測を行い解析モデルから求めた圧力及び温度の時間変化と極めて良く一致することを確認した。また実験では容器内空気の流動状態を変化させるために小形のモータとファンによって容器内空気を強制的に攪はんしそれによる圧力及び温度の時間変化に対する影響を調べた。その結果容器内空気と壁面との熱伝達率は容器内空気の流動状態の影響を受け圧力応答も変化する事が明らかとなった。また容器内空気壁面間の熱伝達率は時間に対しても変化するが、その値を適切な一定の値と仮定し解析に用いる方法は実際の圧力及び温度の時間変化を良く表し、実用上有効である。

空気圧容器内壁面の材質の熱的性質が空気圧の応答の及ぼす影響を調べる為に熱伝導率が数百倍以上相異なる材質で熱交換フィンを作製し容器内に設置し熱伝達率を計測した。その結果通常の空気圧容器に用いられる材質では熱的性質の影響が殆ど無い事が知られた。

本章で示した空気圧抵抗容量系の扱いは空気圧系の動特性の解析に極めて有用と考えられる。第3章以下に於いても本章に示した熱伝達を考慮する扱いが基本となる。



(a) Basic RC circuit

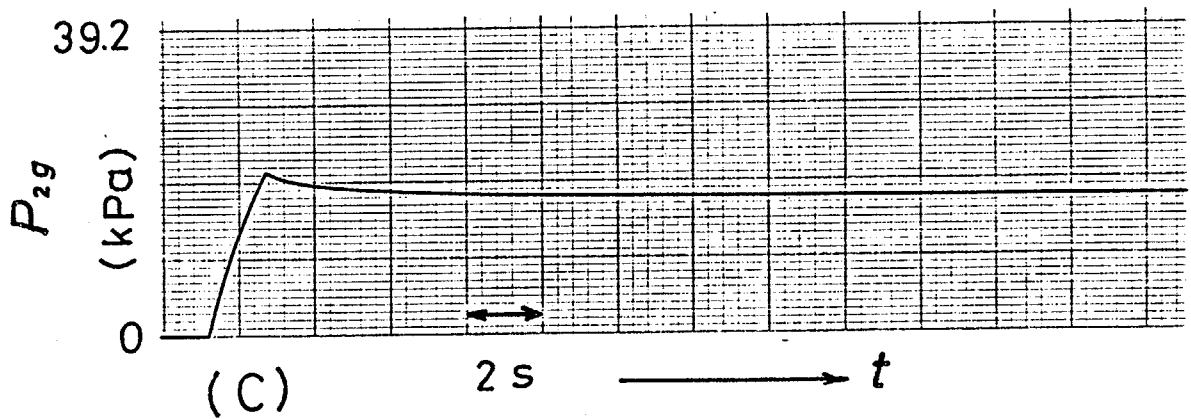
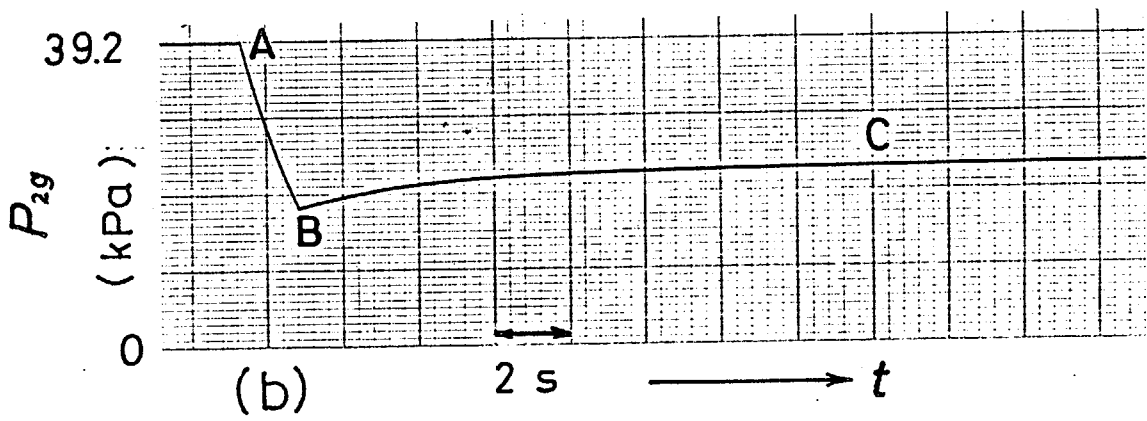


Fig. 2-1 Pneumatic resistance and capacitance combination

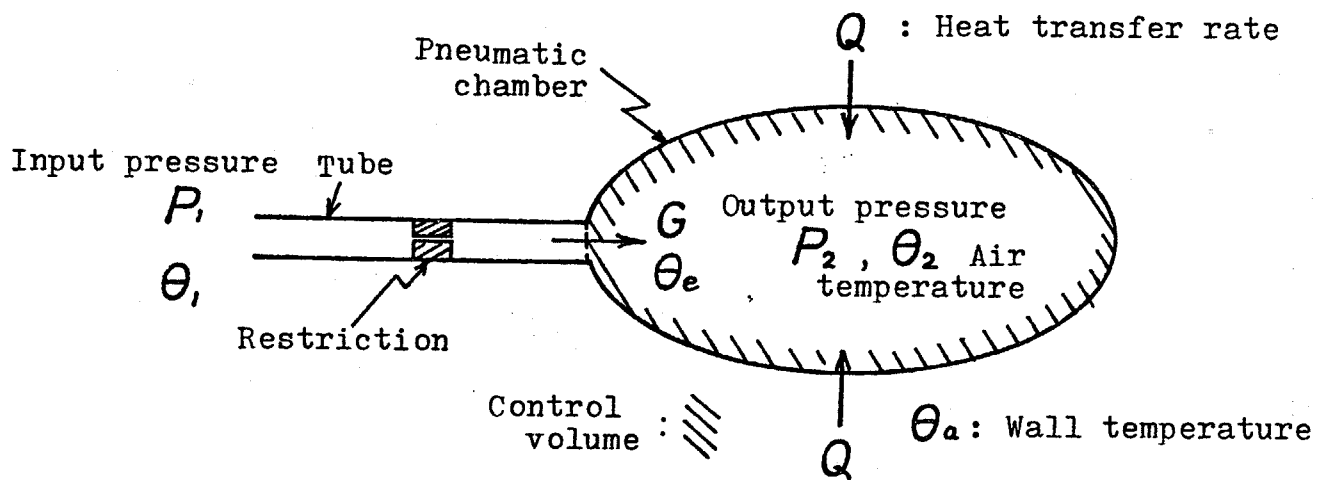


Fig. 2-2 Control volume in pneumatic chamber

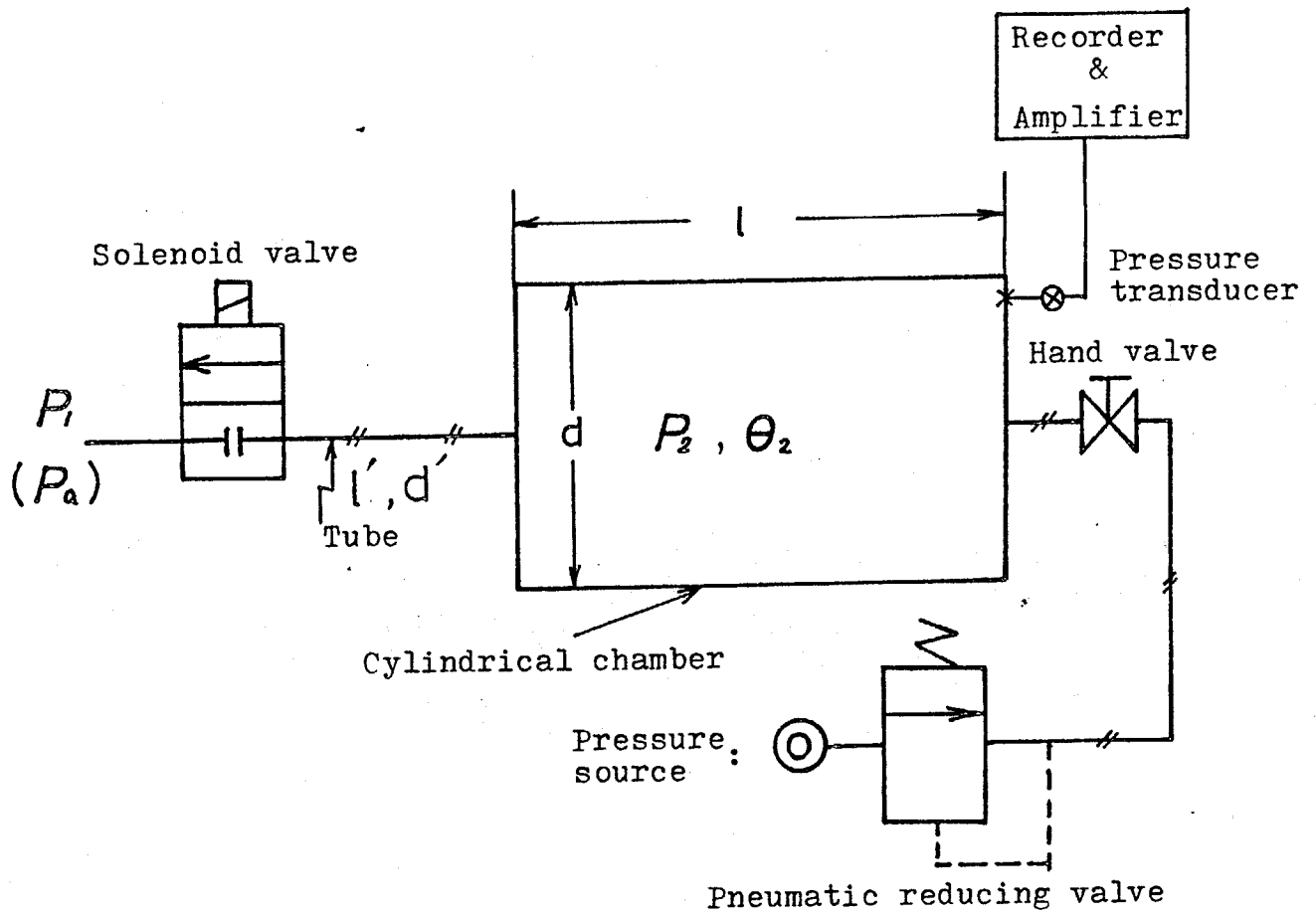


Fig. 2-3 Experimental apparatus

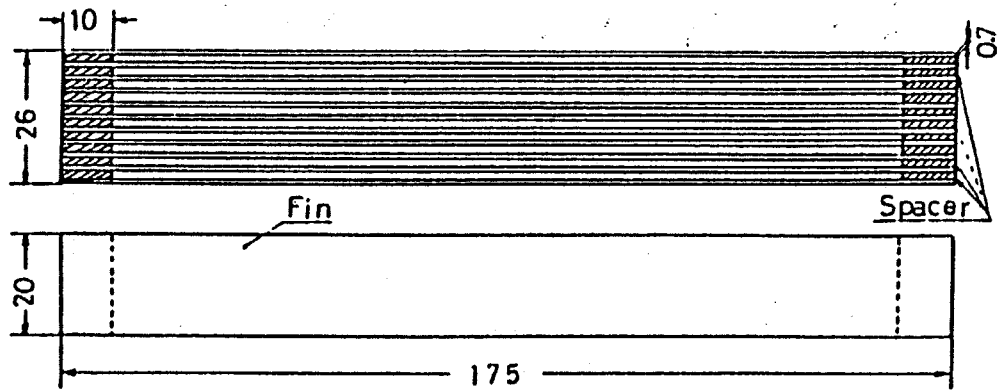


Fig. 2-4 Heat exchanging fin

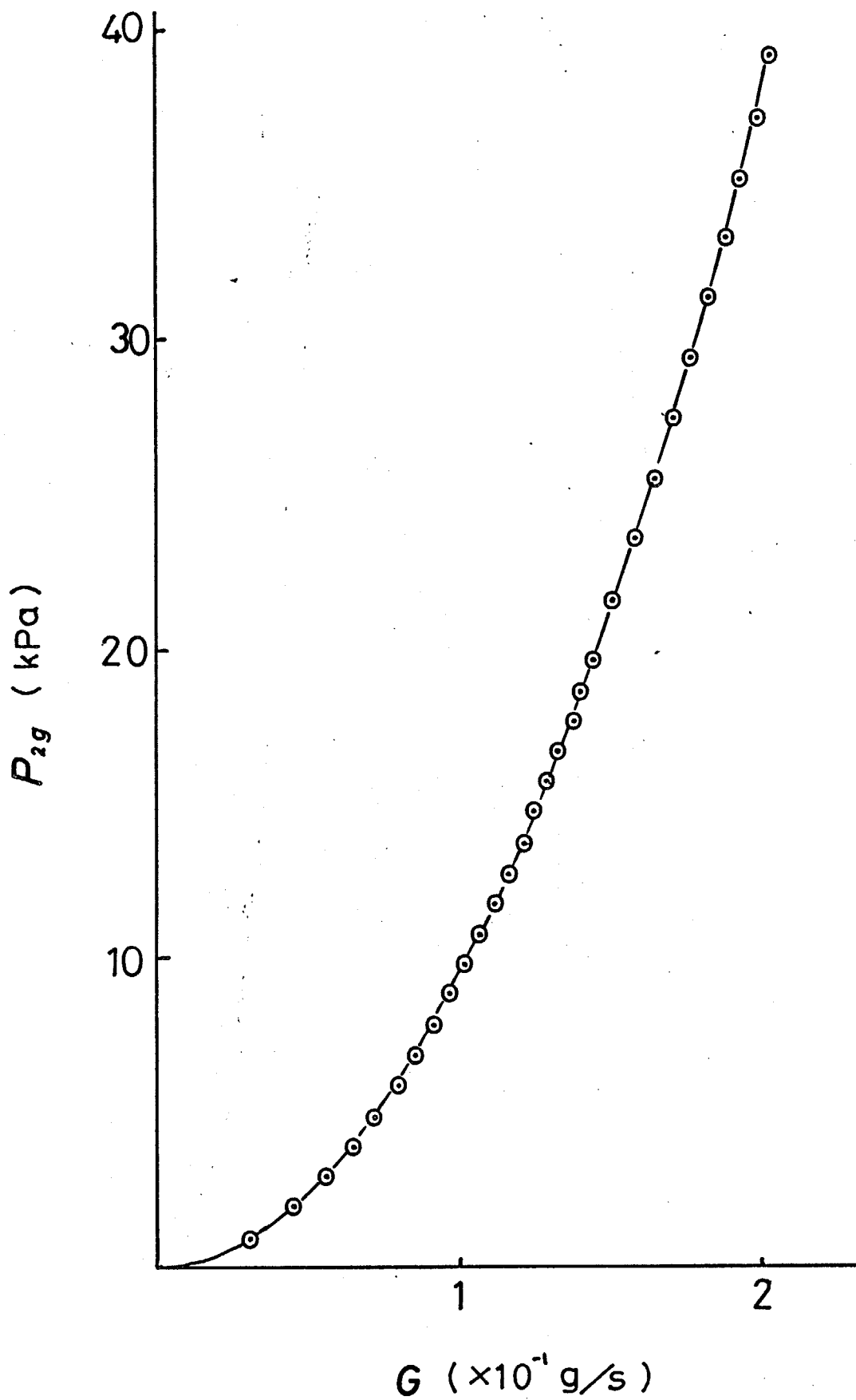
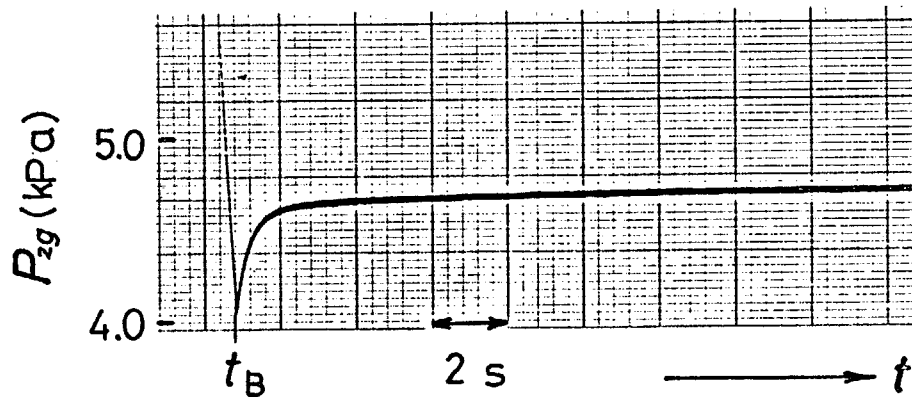
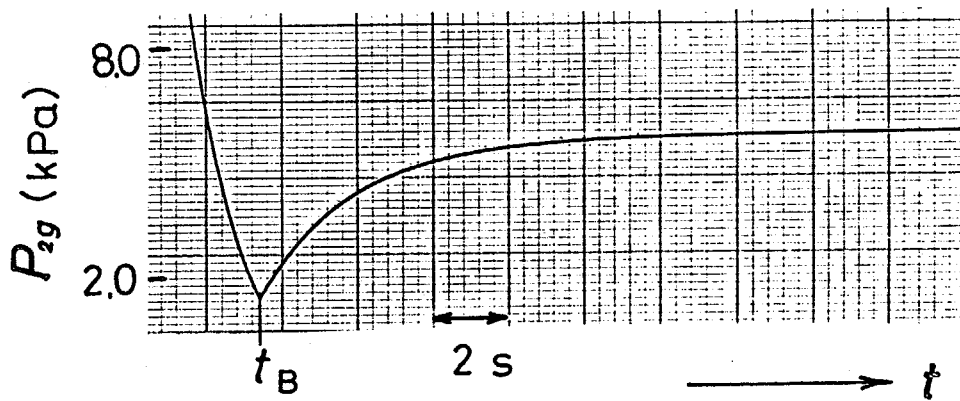


Fig. 2-5 Flow rate characteristics of valve



(a) With agitation



(b) Without agitation

Fig. 2-6 Influence of agitation on pressure recovery curve

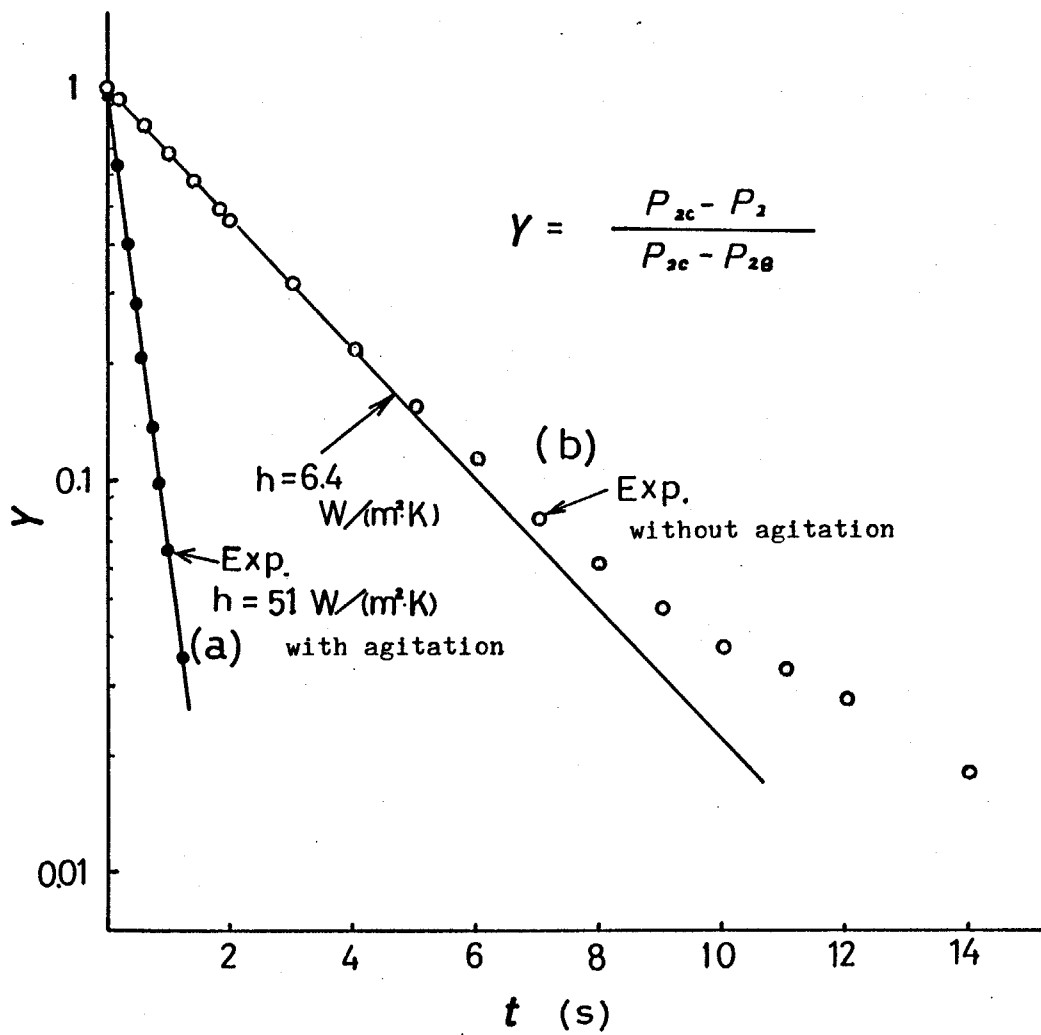


Fig. 2-7 Semi-logarithmic plot of pressure recovery curves

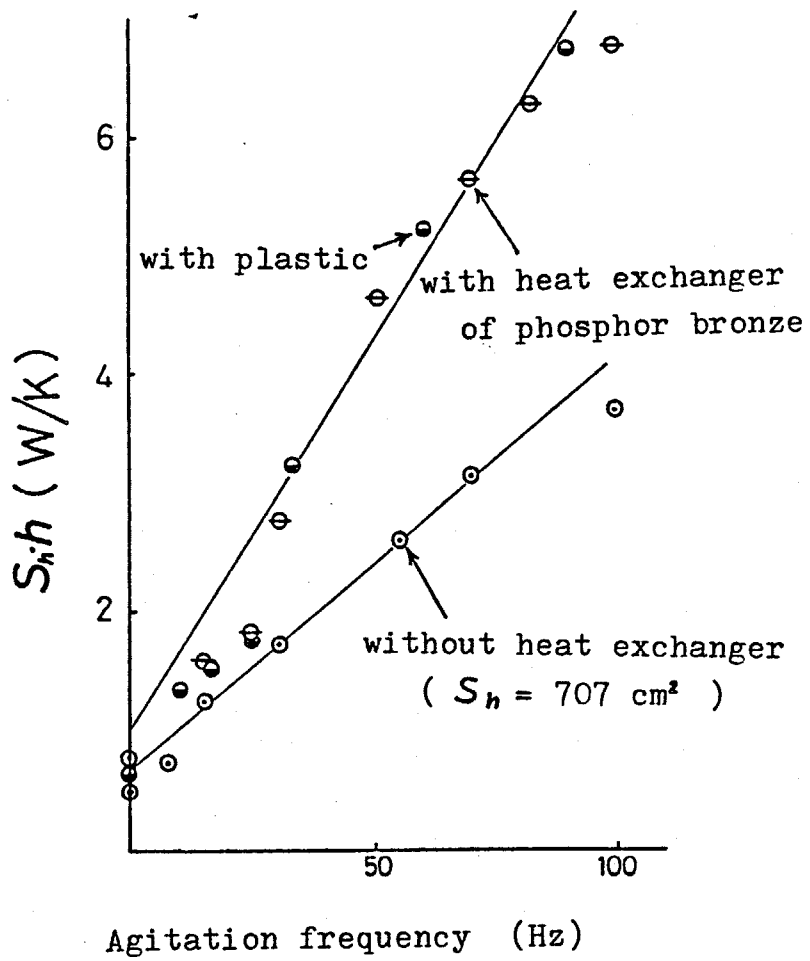


Fig. 2-8 Influence of agitation condition on heat transfer

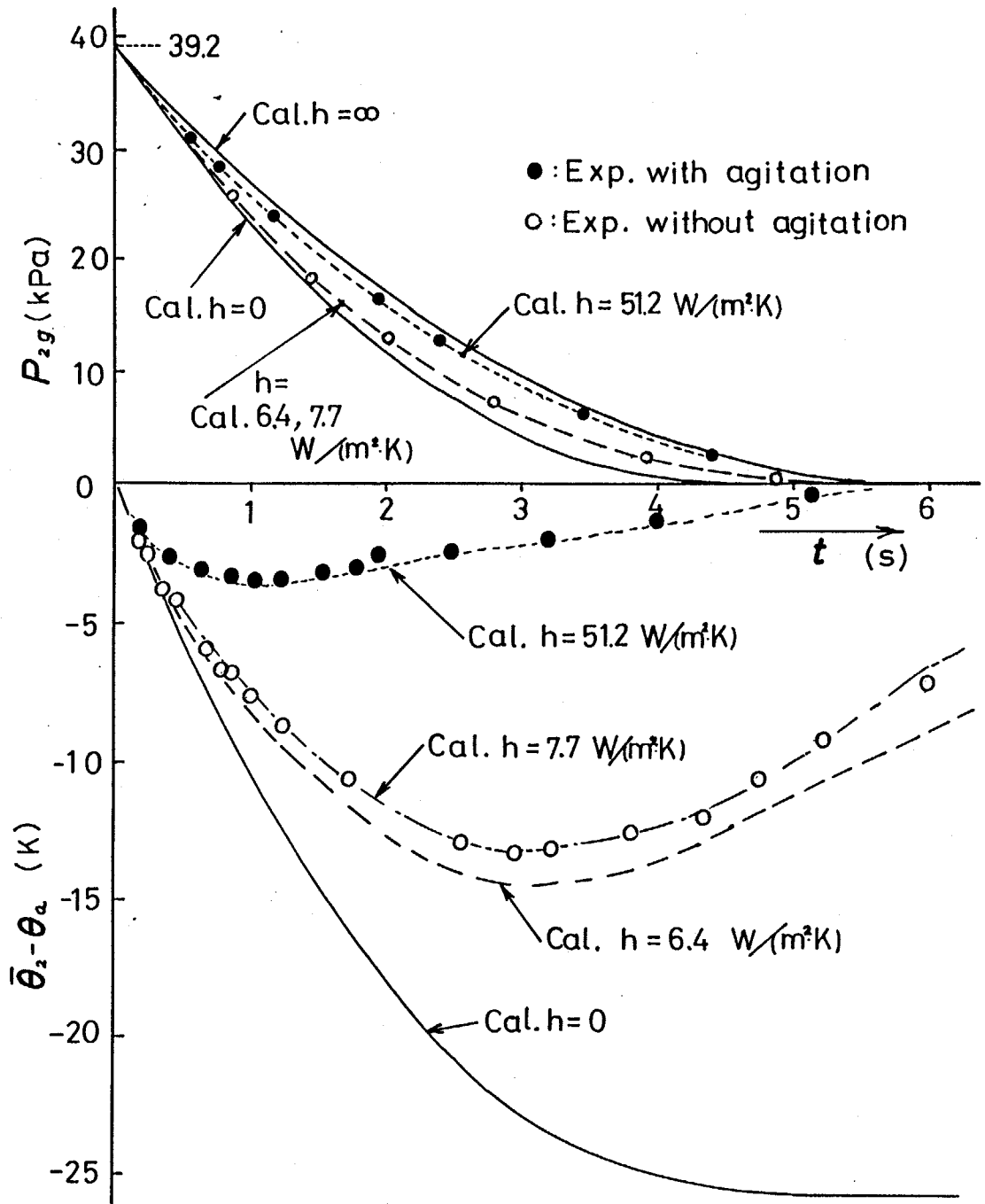


Fig. 2-9 Pressure and temperature changes of air in the chamber

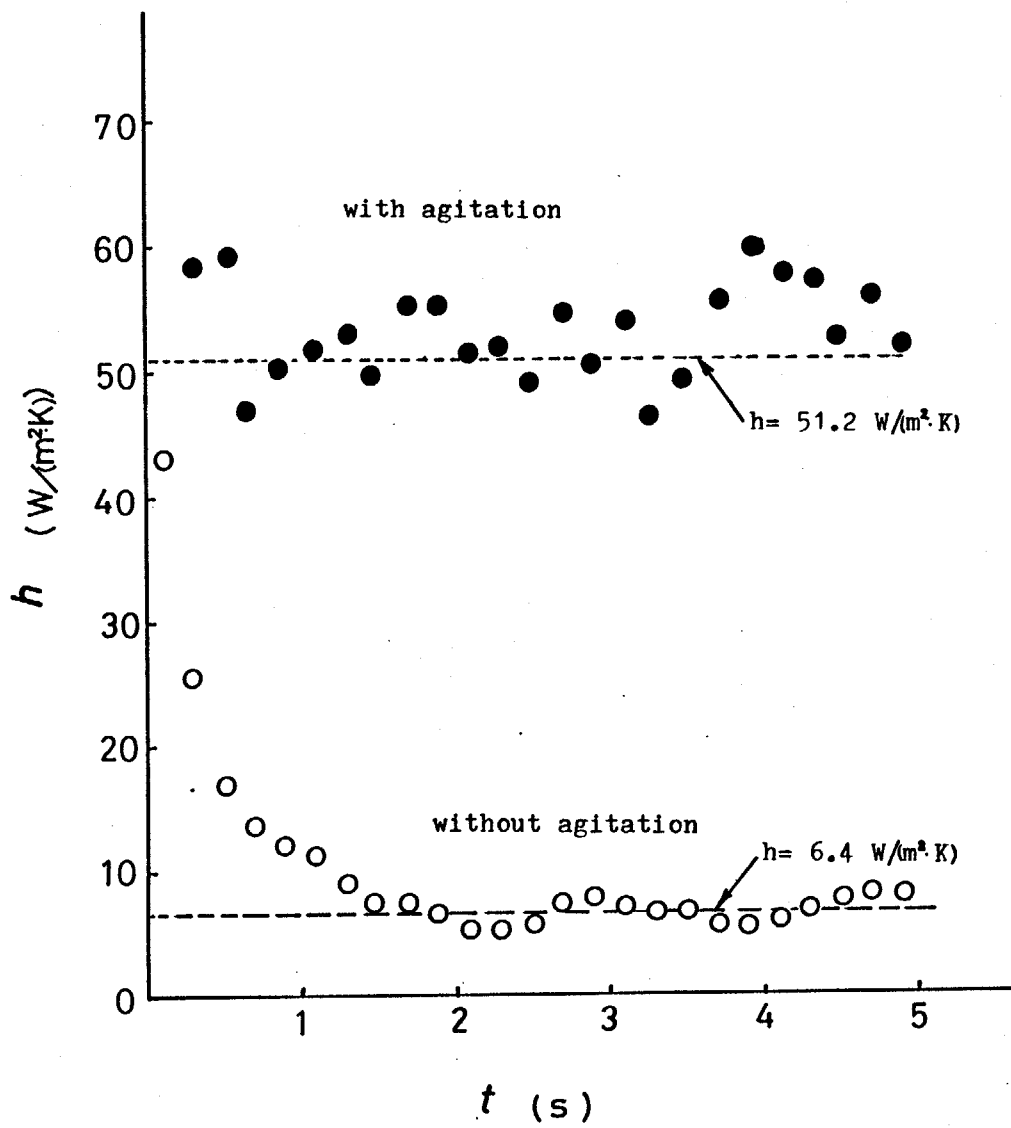


Fig. 2-10 Heat transfer coefficients alternately obtained from pressure and temperature changes.

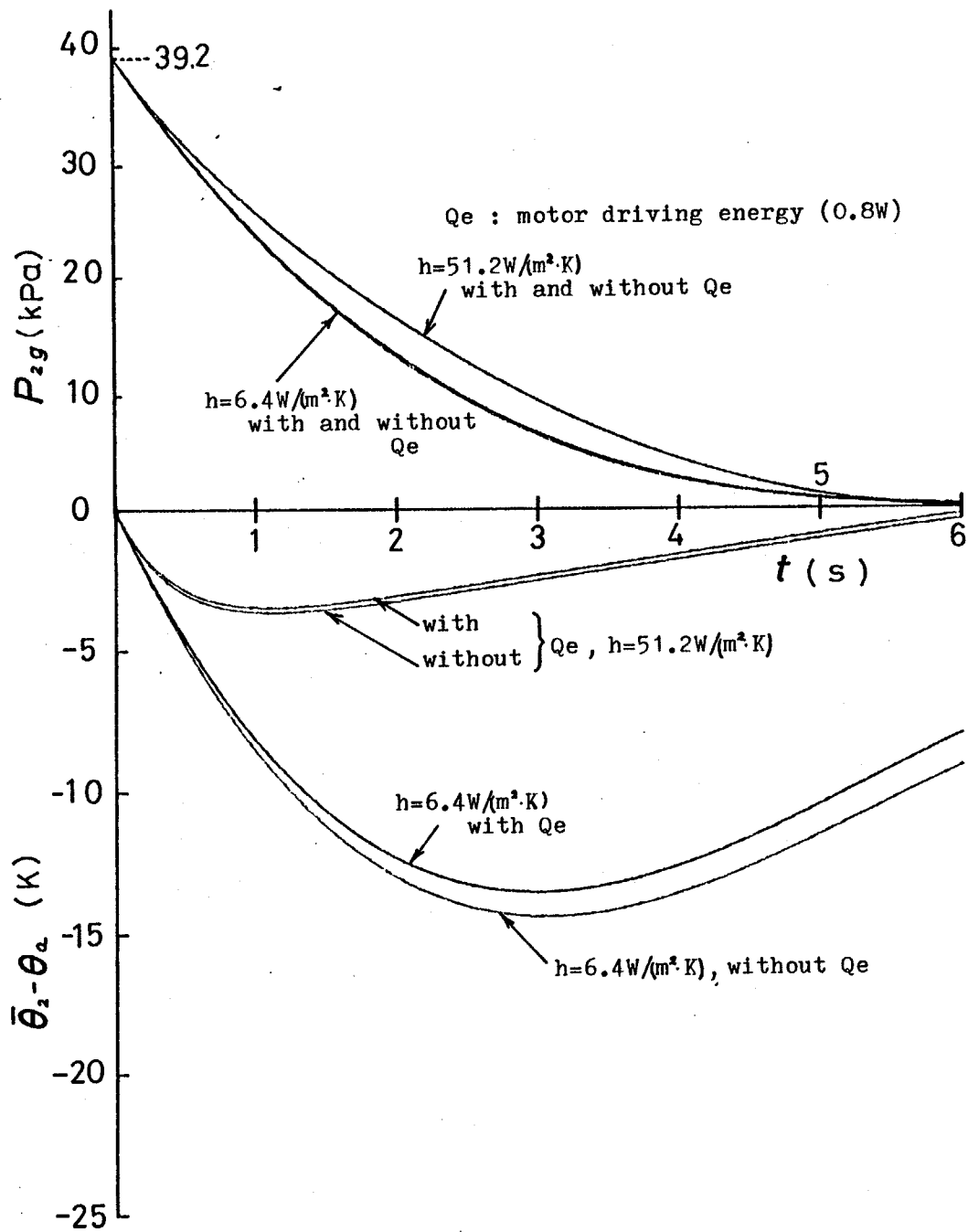


Fig. 2-11 Effect of motor driving energy $Q_e(0.8\text{W})$ on the pressure and temperature responses

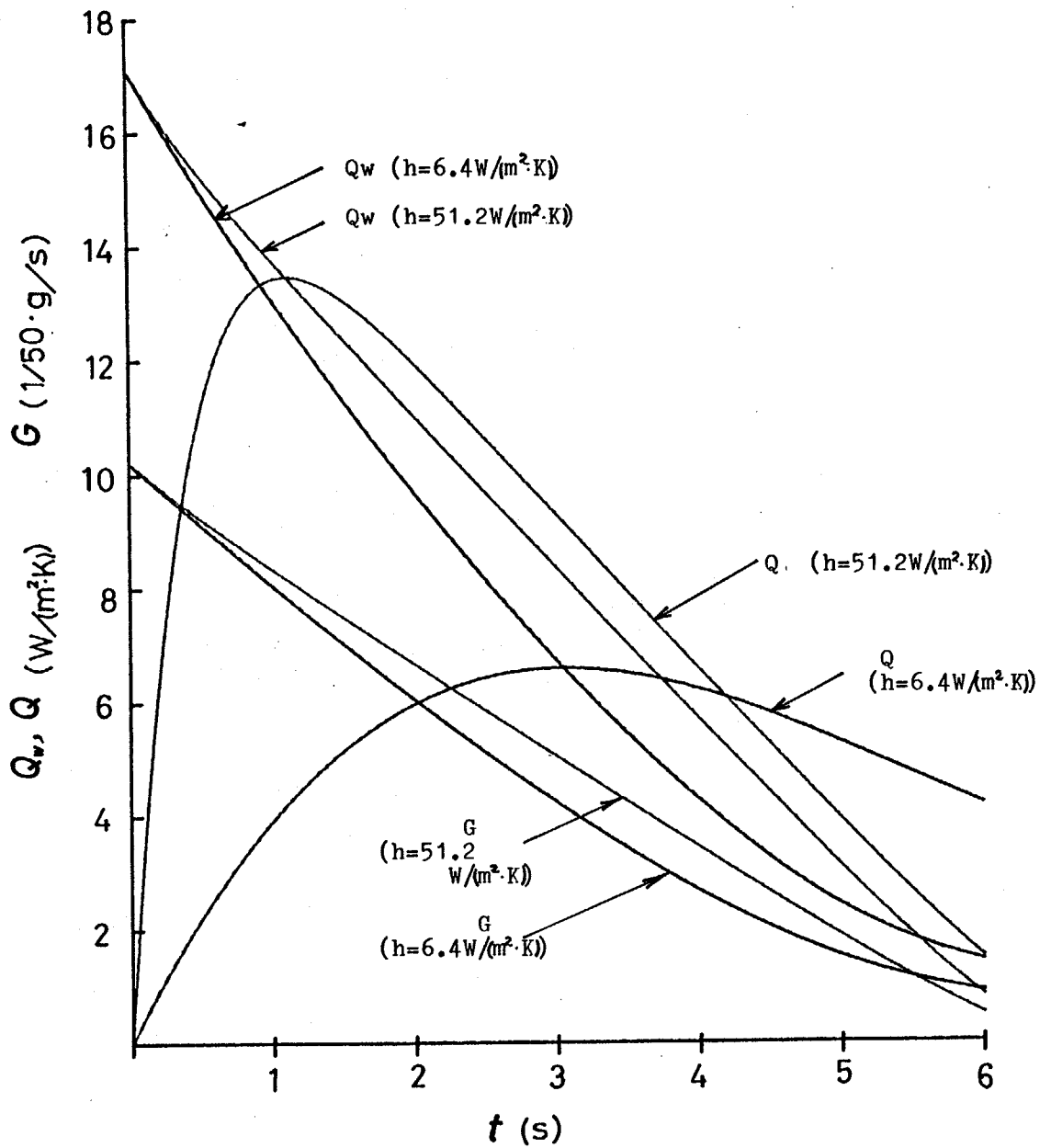


Fig. 2-12 Air flow rate G , heat transfer rate Q and expansion energy Q_w of the air in the chamber

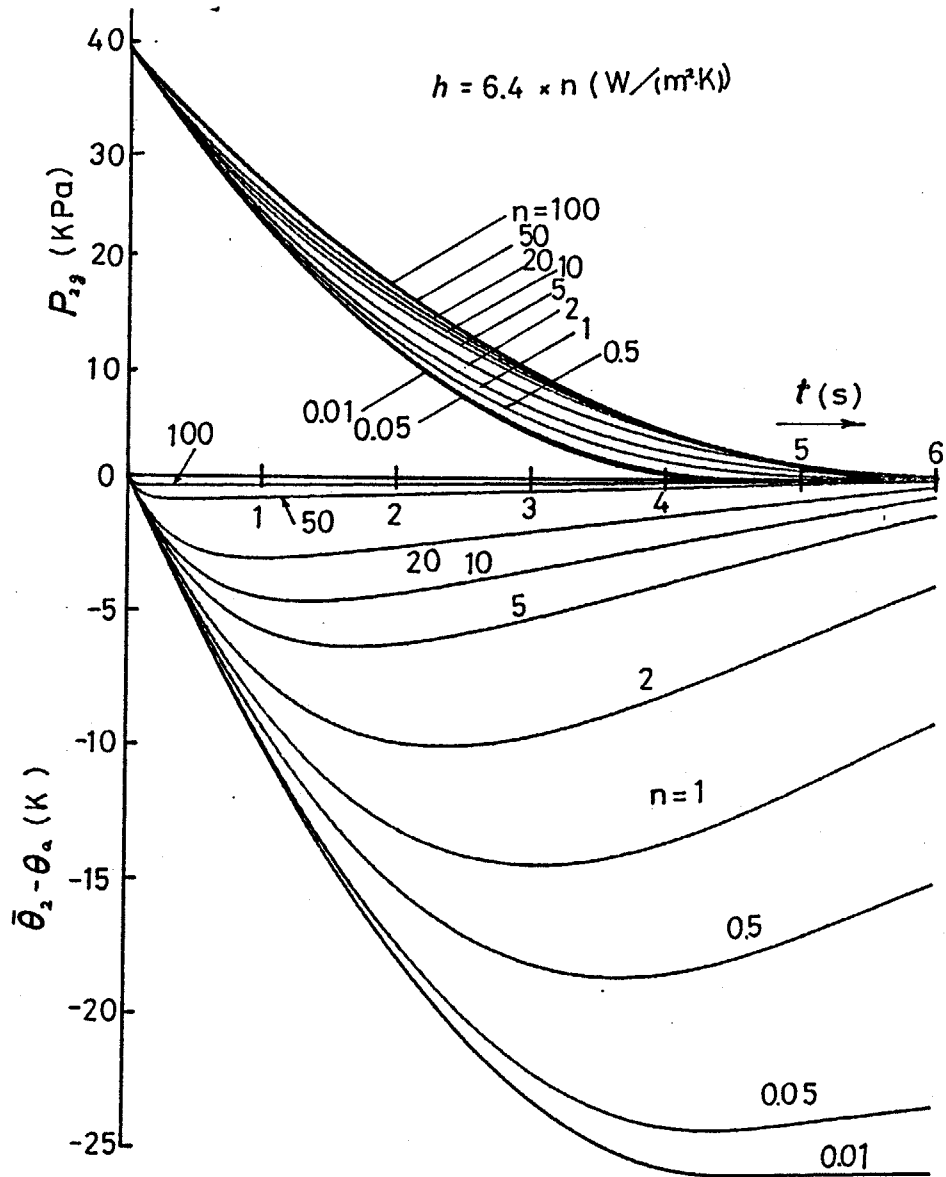


Fig. 2-13 Effect of heat transfer coefficients on pressure and temperature responses

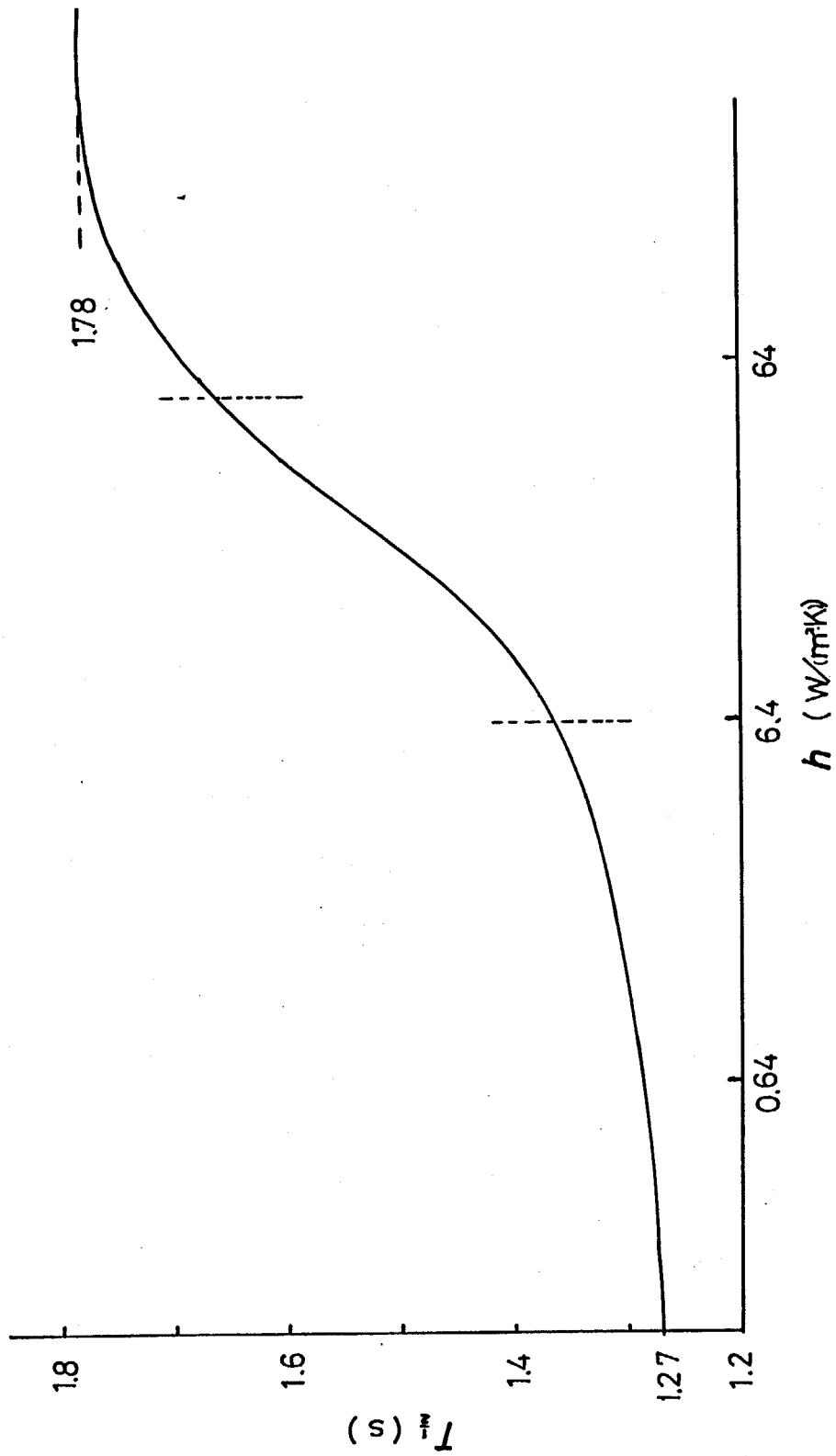


Fig. 2-14 Heat transfer coefficient v.s. pressure decreasing time $T_{1/4}$

3. 空気圧ノズルフラップの動特性に及ぼす熱伝達の影響

3.1 まえがき

空気圧ノズルフラップはいわゆるエアマイクロとして精密寸法計測への利用だけでなく計測自動制御機器にも広く使われており、研究報告も多くな^{(15), (16)}されている。過渡特性については中田らの報告があるが、取り扱った時定数の領域は数十秒と大きく、空気の状態変化は等温と仮定してもあまり誤差ので出ない領域の解析及び実験についてである。また山本は空気マイクロメータ(空気圧ノズルフラップ)の動特性について供給圧および微小入力を与える作動点(動作圧力)との関係として種々の時定数の場合を実験している⁽¹⁷⁾が、時定数の比較的小さい領域において、過渡応答の実験値の時定数が等温と仮定した計算値に比べ小さく出るのを適当な値を動的補正係数として計算値に乗ずることにより修正している。本章では第2章で得られた知見を元にし、空気圧ノズルフラップの負荷容器内空気に熱伝達を考慮するより正確な空気圧ノズルフラップのノズルフラップ間隔からノズル背圧出力への伝達特性の線形モデルを導出する。また空気圧ノズルフラップに於いて同一の抵抗系と同一の容器でも、容器内に定常流が存在する構成法かどうかにより、また過渡応答の圧力の変化方向によってその時定数が異なることを実験的に示し、それらの現象が負荷容器内空気の状態変化の相異によることを明らかにするものである。

使用する主な記号

C_v : 空気定圧比熱, J/(kg·K)

C_p : 空気定積比熱, J/(kg·K)

F_n : 空気圧ノズルフラップ入出力伝達関数, Pa/m

G_1 : 固定抵抗を通過する空気質量流量, kg/s

G_2 : ノズルフラップ間通過する空気質量流量, kg/s

h : 容器内空気壁面間熱伝達率, W/(m²·K)

$K_a = T_p/T_h$

$K_n = \Delta P_1 / \Delta X$, Pa/m
 P_1 : ノズルフラップ負荷容器内空気圧, Pa
 \overline{P}_1 : P_1 の時間平均値, Pa
 P_{10} : 過渡応答の初期値, Pa
 P_s : 供給圧力, Pa
 Q : 伝達熱量, \dot{W}
 R : 気体定数, J/(kg·K)
 S_h : 負荷容器内伝熱面積, m^2
 S : ラプラス演算子, 1/s
 $S^* = T_p \cdot S$
 t : 時間, s
 $t^* = t/T_p$
 T_c : 圧力応答 63.2% 整定時間(等価時定数), s
 $T_c^* = T_c/T_p$
 T_h : 負荷容器内空気熱平衡時定数, s
 T_p : 等温変化を仮定した場合の圧力整定時定数, s
 V : ノズルフラップ負荷容器体積, m^3
 W : 負荷容器内空気質量, kg
 \overline{W} : 負荷容器内空気時間平均質量, kg
 X : ノズルフラップ間隔, m
 κ : 比熱比
 ρ_1 : 負荷容器内空気密度, kg/m^3
 $\overline{\rho}_1$: 負荷容器内空気平均密度, kg/m^3
 $\tilde{\rho}_1$: 負荷容器内空気時間平均密度, kg/m^3
 θ_1 : 負荷容器内空気温度, K
 $\overline{\theta}_1$: 負荷容器内空気平均温度, K
 $\tilde{\theta}_1$: 負荷容器内空気時間平均温度, K
 θ_a : 大気(壁面)温度, K
 λ_a : 空気熱伝導率, W/(m·K)
 ω : 角速度, rad/s
 $\omega^* = T_p \cdot \omega$

論文中に示す圧力 P のサフィックス g はゲージ圧力を意味する。

3. 2 負荷容器内空気に熱伝達を考慮する動特性の解析

3. 2. 1 熱伝達を考慮する空気圧ノズルフラップの線形モデルの導出

本節では第2章で示した容器内空気の状態変化の取り扱いを元に、制御系に於ける利用を目的とし各変数に付いて線形近似を行い、空気圧ノズルフラップの解析モデルを導出する。また導出過程に於いて空気圧ノズルフラップと空気圧抵抗容量系の線形モデルとの類似性に付いて考察を行う。

Fig. 3-1に解析する系を示す。ノズル背圧を P_1 及びノズルフラップ間隔を X としそれぞれの平衡点からの微小変化量 ΔP_1 、 ΔX をラプラス変換する。

$$P_1(s) = \mathcal{L}[\Delta P_1(t)] \quad (3-1)$$

$$X(s) = \mathcal{L}[\Delta X(t)] \quad (3-2)$$

ただし S はラプラス演算子及び \mathcal{L} はラプラス変換を示す。これらを用いれば空気圧ノズルフラップの入出力伝達関数 $F_n(s)$ は、

$$F_n(s) = \frac{P_1(s)}{X(s)} \quad (3-3)$$

となる。ただしノズルフラップ間隔の変化は十分小さく線形領域にあると仮定する。本節ではこの空気圧ノズルフラップの入出力伝達関数を負荷容器内空気に熱伝達を考慮して求める。

ノズルフラップの上流固定抵抗を通過する質量流量を G_1 、ノズルフラップ間隔 X を通過する空気質量流量を G_2 としてそれぞれの圧力流量特性は次式で与えられるものとする。

$$G_1 = G_1(P_1) \quad (3-4)$$

$$G_2 = G_2(P_1, X) \quad (3-5)$$

(3-4)及び(3-5)式よりノズルフラップ間隔の微小変化 ΔX による流量の変化をそれぞれ $\Delta G_1, \Delta G_2$ とすれば、

$$\Delta G_1 = \frac{dG_1}{dP_1} \Delta P_1 \quad (3-6)$$

$$\Delta G_2 = \frac{\partial G_2}{\partial P_1} \Delta P_1 + \frac{\partial G_2}{\partial X} \Delta X \quad (3-7)$$

となる。流量に対するラプラス変換をそれぞれ $G_1(s)$ 及び $G_2(s)$ とし、これを用いノズルフラップ負荷容器内空気圧力の応答を $L(s)$ と仮定すると、

$$L(s) = \frac{P_1(s)}{G_1(s) - G_2(s)} \quad (3-8)$$

となる。(3-6),(3-7)式および(3-8)式をブロック線図としてFig. 3-2(a)に示す。Fig. 3-2(a)を等価変換し、簡略化したブロック線図をFig. 3-2(b)に示す。ここで K_n は変位対ノズル背圧の静的ゲイン(ノズルフラップ間隔 X の微小変化量に対するノズル背圧 P_1 の微小変化量)を示す。

$$K_n = \frac{\Delta P_1 |_{t=\infty}}{\Delta X} = \frac{\frac{\partial G_2}{\partial X}}{\frac{dG_1}{dP_1} - \frac{\partial G_2}{\partial P_1}} \quad (3-9)$$

Fig. 3-2(b)に於ける a は圧力変化量に対する流量の変化量(流量ゲイン)を表す。Fig. 3-3にこれらを図示する。

次に動特性を決定するFig. 3-2(b)の点線によって囲った部分に付いて熱伝達を考慮して解析を行う。これまで扱った空気圧容器に対し空気圧ノズルフラップでは G_1 と G_2 の差が容器内空気の質量 W の時間変化をもたらすから、質量の保存則より、

$$\frac{dW}{dt} = G_1 - G_2 \quad (3-10)$$

となる。空気の状態方程式は第2章(2-1)式で定義した負荷容器内空気の平均温度 $\bar{\theta}_1$ を用いれば

$$P_1 = \bar{P}_1 R \bar{\theta}_1 \quad (3-11)$$

となる。ただし \bar{p}_1 はノズルフラップ負荷容器内空気の平均密度(W/V)を示す。

圧力の時間変化は(2-3)式と同様に微分を行い、

$$\frac{dP_1}{dt} = \bar{P}_1 R \frac{d\bar{\theta}_1}{dt} + R \bar{\theta}_1 \frac{d\bar{P}_1}{dt} \quad (3-12)$$

となる。平均密度 \bar{p}_1 の時間変化は(3-10)式を用いれば、

$$\frac{d\bar{P}_1}{dt} = \frac{1}{V} \frac{dW}{dt} = \frac{1}{V} (G_1 - G_2) \quad (3-13)$$

となる。(3-13)式を(3-12)式に代入する。

$$\frac{dP_1}{dt} = \bar{P}_1 R \frac{d\bar{\theta}_1}{dt} + \frac{R \bar{\theta}_1}{V} (G_1 - G_2) \quad (3-14)$$

圧力の変化は微小であるため、平均密度 \bar{p}_1 及び平均温度 $\bar{\theta}_1$ の時間平均値をそれぞれ $\tilde{p}_1, \tilde{\theta}_1$ とし、(3-14)式に代入する。

$$\frac{dP_1}{dt} = \tilde{P}_1 R \frac{d\tilde{\theta}_1}{dt} + \frac{R \tilde{\theta}_1}{V} (G_1 - G_2) \quad (3-15)$$

密度の時間平均値 \tilde{p}_1 を容器内空気の時間平均質量 \bar{W} と体積Vによって表し、

又容器内空気の平均温度の時間平均値 $\tilde{\theta}_1$ は壁面温度 θ_a に等しいとすれば、

$$\frac{dP_1}{dt} = \frac{\bar{W} R}{V} \frac{d\tilde{\theta}_1}{dt} + \frac{R \theta_a}{V} (G_1 - G_2) \quad (3-16)$$

となる。平均温度 $\tilde{\theta}_1$ の時間変化は(3-10)式を2章(2-16)式に代入す

る。ただし負荷容器内空気の平均温度 $\tilde{\theta}_1$ の添字が異なる事に注意する。

$$C_v W \frac{d\bar{\theta}_1}{dt} = R \bar{\theta}_1 (G_1 - G_2) + h S_h (\theta_a - \bar{\theta}_1) \quad (3-17)$$

容器内質量の変化および容器内空気の温度の変化は微小であるため、それぞれの時間平均値で表し整理すれば平均温度 $\bar{\theta}_1$ の時間変化は、

$$\frac{d\bar{\theta}_1}{dt} = \frac{R \theta_a}{C_v \bar{W}} (G_1 - G_2) + \frac{h S_h}{C_v \bar{W}} (\theta_a - \bar{\theta}_1) \quad (3-18)$$

となる。次にこれらの線形微分方程式をラプラス変換する。(3-16)式は、

$$S P_1(s) = \frac{\bar{W} R}{V} S \bar{\theta}_1(s) + \frac{R \theta_a}{V} (G_1(s) - G_2(s)) \quad (3-19)$$

となる。温度に付いても(3-18)式をラプラス変換すれば、

$$S \bar{\theta}_1(s) = \frac{R \theta_a}{C_v \bar{W}} (G_1(s) - G_2(s)) - \frac{h S_h}{C_v \bar{W}} \bar{\theta}_1(s) \quad (3-20)$$

となる。容器内に入入りする空気はノズルフラップの静的ゲイン K_n 及び流量ゲイン a を用いれば

$$G_1(s) - G_2(s) = a (K_n X(s) - P_1(s)) \quad (3-21)$$

となる。(3-19)式、(3-20)式及び(3-21)式をブロック線図として Fig. 3-4 に示す。ブロック線図中の点線で囲まれた部分は容器内空気の温度の時間変化及び熱伝達の影響を表し、空気圧ノズルフラップの入出力間の伝達関数に大きな影響を有している。

3. 2. 2 空気圧ノズルフラップの動特性を記述する方程式の無次元化

次に熱伝達の影響を示す部分を含めノズルフラップの動特性を示す方程式系の無次元化を行う。時間を無次元化するには容器内空気が等温変化をする場合

の時定数を考える。この場合には空気の温度変化はない為(3-19)式は

$$sP_i(s) = \frac{R\theta_a}{V} (G_1(s) - G_2(s)) \quad (3-22)$$

となる。(3-21)式を(3-22)式に代入すれば

$$sP_i(s) = \frac{aR\theta_a}{V} (K_n X - P_i(s)) \quad (3-23)$$

となる。この系は入力Xに対し一次遅れ系となりその時定数 T_p は

$$T_p = \frac{V}{aR\theta_a} \quad (3-24)$$

となる。この T_p は時間sの次元を有したこれを等温変化時圧力整定時定数と呼ぶ。この一次遅れ系の時定数 T_p を用いて時間を無次元化する。

$$t^* = \frac{t}{T_p} \quad (3-25)$$

次に熱伝達による容器内空気の平均温度 $\bar{\theta}_1$ の壁面温度 θ_a への整定を考える。

今仮に空気圧容器が密閉されかつ容器内空気の平均温度 $\bar{\theta}_1$ が壁面温度 θ_a と異なった値 $\bar{\theta}_{1i}$ とする。(3-20)式に於いて $G_1 - G_2$ を0とし $\bar{\theta}_{1i}$ を考慮すれば平均温度 $\bar{\theta}_1$ の時間変化は、

$$s\bar{\theta}_1(s) = -\frac{hS_h}{C_v\bar{W}}\bar{\theta}_1(s) + \bar{\theta}_{1i} \quad (3-26)$$

となる。容器内空気の平均温度 $\bar{\theta}_1$ は時定数 T_h つまり

$$T_h = \frac{C_v\bar{W}}{hS_h} \quad (3-27)$$

で θ_a に整定する。この T_h を第 2 章と同様に負荷容器内空気の熱平衡時定数と呼ぶ。この 2 つの時定数 T_p, T_h の比率を、

$$K_a = \frac{T_p}{T_h} \quad (3-28)$$

とする。この K_a を熱移動無次元パラメータと呼ぶ。 T_p, T_h を用いて Fig. 3-4 のブロック線図を書き直し、 Fig. 3-5 (a) に示す。 Fig. 3-5 (a) より空気圧ノズルフラップの入出力伝達関数 $F_n(S)$ は、

$$F_n(S) = \frac{(1 + \kappa T_h S) K_n}{T_p T_h S^2 + (T_p + \kappa T_h) S + 1} \quad (3-29)$$

と示される。時間系の無次元化を次ぎに行う。 T_p を用いてラプラス演算子 S を無次元化し、

$$S^* = T_p S \quad (3-30)$$

とする。無次元化ラプラス演算子 S^* 及び K_a を使用して Fig. 3-5 (a) を簡略化し、これを Fig. 3-5 (b) に示す。 κ は空気の比熱比 1.4 を示す。このように空気圧ノズルフラップの入出力伝達関数は極めて簡明なブロック線図によって表される。このブロック線図に於いて K_n を 1 とすると圧力差流量特性が線形である抵抗を持つ空気圧抵抗容量系の伝達関数と同じとなる。

Fig. 3-5 (b) に示すブロック線図の等価変換を更に行えば、空気圧ノズルフラップの入出力伝達関数 $P_i(S^*)/X(S^*)$ は、

$$F_n(S^*) = \frac{P_i(S^*)}{X(S^*)} = \frac{\kappa S^* + K_a}{S^{*2} + (\kappa + K_a) S^* + K_a} K_n \quad (3-31)$$

となる。

3. 2. 3 空気圧ノズルフラップの周波数応答

本節では周波数応答特性が熱伝達の効果によってどの様になるかを明らかにする。Fig. 3-6に(3-31)式に示した空気圧ノズルフラップの伝達関数の周波数応答を熱平衡時定数 K_a ((3-28)式参照)をパラメータとして示す。図上部はゲイン特性(SIGNAL GAIN)、下部は位相特性(PHASE ANGLE)をそれぞれ示し、どちらも横軸は無次元角速度($\omega^* = T_p \cdot \omega$)を示す。

ゲイン特性図の縦軸は空気圧ノズルフラップの静的ゲイン(K_n)を1とした場合の特性を示す。ゲイン特性は ω^* が小さい時はほぼ容器内空気を等温変化と仮定する特性(図ではisothermalと示す)に近い。 ω^* の増加に伴いこれらのゲインは等温と仮定した特性から分離し出し、やがて断熱と仮定し求めた特性(図ではadiabaticと示す)に漸近している。この等温線図から断熱線図への移行は ω^* の値は K_a の値によって相異し、 K_a が大きい程大きい角周波数でゲイン特性は断熱と仮定して求めた特性に移行している。これは K_a が大きい場合では負荷容器内空気と壁面間の熱交換はより速やかに行なわれる為である。

次に位相特性では等温と仮定した場合(isothermal)、一次遅れ系と等しく成り、 $\omega^* = 1$ では45度の位相遅れを示している。位相特性で注目すべき事は ω^* が1以上で位相遅れが等温と断熱のそれぞれの線図の間の領域から外れ、断熱と仮定した場合よりも位相が遅れない事である。 $K_a = 1$ の場合では $\omega^* > 1$ 、また $K_a = 3$ 及び5では ω^* は2以上でそれぞれ断熱と仮定した場合(adiabatic)より位相が遅れ無い特性と成っている。これはFig. 3-4に於いて熱伝達の影響を表すブロック(点線部分)が位相進み特性を有している事で説明が付けられる。このブロックが影響を持つ周波数領域は等価変換を行ったブロック線図Fig. 3-5(b)で考えれば、この熱伝達の影響のブロックの折点周波数は K_a と成るからほぼ $\omega^* > K_a/2$ 程度の周波数から影響を持つと言える。ゲイン特性と位相特性ではこの影響が出だす周波数は多少相異なるがゲイン特性が等温から断熱に変化する周波数領域において位相特性も等温と仮定した特性から変化し出している。

3. 2. 4 空気圧ノズルフラップの過渡応答

空気圧ノズルフラップ間隔 X が過渡的に変化した場合の出力圧 $P_1(t)$ の応答及び負荷容器内空気の平均温度 $\bar{\theta}_1(t)$ の時間変化を無次元パラメータ Ka によって整理し、求める。まず圧力 $P_1(t)$ 及び容器内空気平均温度 $\bar{\theta}_1(t)$ を無次元化する。

$$P^* = \frac{P_1 - P_{10}}{\Delta P_1} \quad (3-32)$$

$$\theta^* = \frac{\bar{\theta}_1 - \theta_a}{\left(\frac{\Delta P_1}{P_{10}}\right) \theta_a} \quad (3-33)$$

ただし P_{10} は負荷容器内空気圧 P_1 の初期値及び ΔP_1 は圧力変化最終振幅を示す。これらの無次元量を用いて $P(t^*)$ 及び $\theta(t^*)$ の初期値を 0 とし Fig. 3-5 (b) のブロック線図を変化量に対しても無次元化し微分方程式として書き直す。

$$\frac{d\theta^*}{dt^*} = (X-1)(1-P^*) - Ka\theta^* \quad (3-34)$$

$$\frac{dP^*}{dt^*} = X(1-P^*) - Ka\theta^* \quad (3-35)$$

(3-34) 式及び (3-35) 式によって熱伝達が極めて悪い場合 ($h=0$) と良い場合 ($h=\infty$) に付いて考察する。熱伝達が極めて良い場合には容器内空気温度 $\theta^*(t^*)$ は変化しない。またこの場合 Ka は無限大に対応する。(3-35) 式を変形する。

$$\frac{dP^*}{dt} = (1-P^*) + (1-P^*)(X-1) - Ka\theta^* \quad (3-36)$$

右辺第 2 項と第 3 項の和は (3-34) 式によって温度の時間変化を示すため、こ

の温度変化は無いと仮定すれば、

$$\frac{dP^*}{dt^*} = (1 - p^*) \quad (3-37)$$

となる。初期値を0として積分すれば、

$$P^*(t^*) = 1 - e^{-t^*} \quad (3-38)$$

となる。一方熱伝達が無いと仮定するとKaは0に対応し、(3-35)式より、

$$\frac{dP^*}{dt^*} = \kappa (1 - P^*) \quad (3-39)$$

となる。(3-38)式と同様に積分し、 $P^*(t^*)$ を求めれば、

$$P^*(t^*) = 1 - e^{-\kappa t^*} \quad (3-40)$$

となる。これは時定数が $1/\kappa$ の1次遅れ系の応答である。平均温度 $\theta^*(t^*)$ の変化を求める為に(3-40)式を(3-34)式に代入する。

$$\frac{d\theta^*}{dt^*} = (\kappa - 1) e^{-\kappa t^*} \quad (3-41)$$

(3-41)式を初期値を0として積分すれば、

$$\theta^*(t^*) = \frac{\kappa - 1}{\kappa} (1 - e^{-\kappa t^*}) \quad (3-42)$$

となる。熱伝達が無い場合には容器内空気の温度は最終的に、

$$\theta^*(\infty) = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \quad (3-43)$$

となる。これは断熱変化の場合の温度変化を示している。Fig. 3-7にKaをパラメータとした無次元圧力 $P^*(t^*)$ の応答を示す。Kaが小さいほど空気の状態変化は断熱に近くなり応答としては一般的に速くなる。しかし興味深い

事に Ka が小さい、即ち熱伝達率がより小さい場合に必ずしも応答が速い訳ではない。例えば $Ka = 2$ 及び $Ka = 10$ の場合では $t^* = 1.8$ で圧力応答が逆転している。これの物理的説明は、熱伝達率が小さい場合には等しい空気質量流量があっても圧力はより多く変化するが温度の上昇が有るため熱伝達率が大きい場合に比べ大きくなった温度差により熱エネルギーが壁面から奪われその結果として圧力応答が逆転すると言える。この現象は第2章4の2節の伝達熱量及び外部に対する仕事量に対する考察と関連している。Fig. 3-8 に無次元温度 $\theta^*(t^*)$ の応答を示す。温度は圧縮によって上昇するが極大値となった後、時間の経過と共に減少しやがて0に収束する。熱伝達が全く無い場合、この極大値は理論的に $(\kappa - 1)/\kappa$ まで上昇する。この様に無次元パラメータ Ka によって圧力及び温度の応答が変化する事を代表的な Ka を選び図示したが、次に Ka の値を広い範囲にわたり変化させ、圧力が整定圧の63.2%に達する無次元時間 $Tc^*(Tc/Tp)$ について考察する。Fig. 3-9 に Ka に対する Tc^* の変化を示す。 Ka の増加に伴い Tc^* は1に漸近する。 Ka が小さくなると空気の状態変化は断熱に近くなり、 Tc^* は $1/\kappa$ に漸近する。第2章 Fig. 2-14 に於いて考察した様に、熱伝達率の変化に対して圧力応答が影響を受ける領域が存在し、熱伝達率がそれ以上もしくはそれ以下となっても圧力の応答には影響しない。

3. 3 実験

3. 3. 1 実験装置及び実験方法

Fig. 3-10に実験装置の概略図を示す。供給圧力 P_s の設定にはパイロット形減圧弁を用い負荷流量の変化による設定供給圧力 P_s の変化が無視できるようにした。ノズルとニードル抵抗の間には負荷容器を取り付けた。ノズルの径は0.5 mmとしフラップ部は1 μ mの副尺目盛りの付いたマイクロメータヘッドのスピンドル先端面を用いた。ノズルフラップ間隔をまず調整し次に変位圧力特性の直線領域が供給圧(ゲージ圧)のほぼ中央にくるようにニードル形抵抗を調整した。

負荷容器内空気の流動状態が空気圧ノズルフラップの動特性に及ぼす影響を調べる為に負荷容量の結合方式を定常的に流れが容器を貫通する場合(Aタイプ)と過渡的状态のみ空気が出入りする場合(Bタイプ)に分類した。この2つの結合方式をFig. 3-11に示す。この両者の場合でもノズル背圧を決定する支配的抵抗は上流側ニードル抵抗と下流ノズルフラップ部となり変位対ノズル背圧特性は同一である。負荷容器は3040, 309 および72.6 mlの3種類を用意し、内径4 mmのビニールチューブを用いて各要素を結合した。この管路の長さはなるべく短くし変位対ノズル背圧特性に影響のないようにした。空気圧ノズルフラップ負荷容器内圧力の測定には半導体感圧素子を用い、ヘッド部にはシリコンオイルを充填し、直接に温度の変化した容器内空気がヘッド部に触れないようにした。

ニードル形抵抗およびノズルフラップ部の圧力流量特性は流量ゲイン a を求めるために詳細に計測した。流量ゲイン a の算出方法はFig. 3-3 (a)に示すように2つの流量 G_1 及び G_2 に関する特性を求め、この2つの流量特性の交点に於ける値($\Delta(G_1-G_2)/\Delta P_1$)を動作点圧力 \bar{P}_1 に対し求めた。

次に実験方法について述べる。実験では空気圧ノズルフラップについてステップ応答及び周波数応答試験を行いノズルフラップ間隔 X から空気圧ノズルフラップ背圧 P_1 への伝達動特性を調べた。まず周波数応答の実験はFig. 3-10の下部に示すようにDCモータによって駆動される偏心カムとレバーによりマイクロメータのスピンドルを動かし、ノズルフラップ間隔 X を正弦波状に微量変化させた。偏心カムを回転させるモータの駆動電圧を変えて入力する周波数 ω を種々変化させ、その時のレバーの変位及びノズル背圧 P_1 を記録した。また動作点圧力 $\overline{P_1}$ が空気圧ノズルフラップの動特性に及ぼす影響を調べる為に、正弦波状に変化するノズルフラップ間隔の中心点を変える事によりノズル背圧 P_1 の動作点を変化させ周波数応答の実験を行った。

過渡応答試験では周波数応答試験用のカムは固定しておき、マイクロメータに取り付けたレバーが規定量だけ動くような位置にストッパーを取り付け、レバーがカムとストッパーの間を速やかに動き、ステップ状のノズルフラップ間隔 X の変化が得られるようにした。計測した時定数に比較して十分速いノズルフラップ間隔の変化であることを確認した。過渡応答の実験も周波数応答の実験と同様にノズル背圧 P_1 の動作点を種々変化させ実験を行った。

3. 3. 2 実験結果と考察

3. 3. 2. 1 過渡応答実験結果と考察

Fig. 3-12にノズル径 0.5 mm, ノズルフラップ負荷容器体積 V が 309 ml の場合のノズルフラップ過渡応答圧力波形を示す。負荷容器の結合方式はどちらも B タイプ(ノズル背圧が変化する場合のみ負荷容器内空気が出入りする結合方式 Fig. 3-11 参照)である。上部はノズルフラップ間隔 X が狭くなる場合の応答でノズル背圧 P_{1g} が 43.1 kPa から 52.9 kPa まで変化している。下部はノズル背圧が 52.9 kPa から 43.1 kPa に下降する場合の圧力応答波形である。これらの圧力応答は単調な増加もしくは減少の波形を示しているが、解析で明らかにしたように熱伝達の影響を受けている。そこでノズルフラップ負荷容器内空気壁面間の熱伝達が十分に行なわれ空気の状態変化が等温となる場合を基準とし等価時定数を実験により求め、過渡応答データの整理を行う。ノズルフラップ負荷容器内空気の状態変化を等温と仮定する場合には 3.2.4 節で示した様にノズル背圧 P_1 の応答は時定数 $T_p (= V / (a \cdot R \cdot \theta a))$ の一次遅れ系となる。そこでノズルフラップ負荷容器内空気の熱伝達の影響を調べる為に実際のノズル背圧が最終圧力振幅の 63.2% に達する時間(等価時定数)を T_c とし、この値を実験により求める事とする。

Fig. 3-13にノズルフラップ負荷容器体積 $V = 3040$ ml, 供給圧 $P_{sg} = 98$ kPa, ノズル径を 0.5 mm, ノズルフラップ負荷容器の結合方式は A タイプとした場合の実験結果を示す。図の横軸は供給圧力 P_s でノズル背圧の時間平均値 $\overline{P_1}$ を無次元化した値を示す。ノズル背圧の動作圧 $\overline{P_1}$ は空気圧ノズルフラップの動特性に関し重要な値である。何故ならば Fig. 3-3 (a) に示すようにノズルフラップの動作圧 $\overline{P_1}$ によってまず線形系とした場合の流量ゲイン a が定まり、また容器内空気の流動状態が示される。つまり Fig. 3-3 (a)

に於いてノズルフラップ負荷容器の結合方式がAタイプ(Fig. 3-11参照)の場合には G_1 流量特性と G_2 流量特性の交点によって示される流量が常に負荷容器内空気を攪はんしている。またBタイプでは \bar{P}_1 によって過渡的に負荷容器内に流入もしくは容器から流出する空気流量が定まるからである。入力ステップ状変位の大きさは、ニードル形抵抗およびノズルフラップ部の圧力流量特性を考慮し、線形性が仮定できる値として $4.9 \text{ kPa} (0.05 \text{ kgf/cm}^2)$ となるように変位を設定した。このようにして得られた等価時定数 T_c の実験値(図中丸印で示す)は $\bar{P}_1/P_s = 0.74$ で圧力の上昇及び下降の場合同様に約 5.3 s と成り、横軸と共に増加し約 0.82 で極大値 5.6 s となり、 0.93 では 3.4 s まで減少している。図中の実線はノズルフラップ負荷容器内空気の状態変化を等温と仮定した場合の T_c の計算値を示す。これらの場合では時定数は $3.4 \sim 5.6 \text{ s}$ とかなり大きく、圧力の変化速度はそれほど速やかではない為実験値は等温変化と仮定した計算値と良く一致している。中田らの研究報告はこのノズルフラップ負荷容器内空気の状態変化を等温と仮定できる領域⁽⁷⁾ についてである。また本実験に於けるAタイプの場合の実験値も Fig. 3-13 に示したBタイプと同様であった。これより従来からの指摘にも有る様に空気圧の応答速度が十分遅い場合には空気の状態変化は等温と仮定でき、これに基づく解析の結果は実験値と良く一致する。

Fig. 3-14 にノズルフラップ負荷容器体積 $V = 309 \text{ ml}$, $P_{sg} = 98 \text{ kPa}$, およびノズル径が 0.5 mm の場合の実験結果を示す。前述の実験に対してノズルフラップ負荷容器体積 V のみ小さなものと変えてある。実験結果の整理方法は前述と同様に横軸はノズルフラップに過渡応答試験を行う無次元動作点圧力 \bar{P}_1/P_s とし、縦軸は実験によって求めた等価時定数 T_c である。実験の条件は動作点圧力を変化させる以外に4つの条件を変えて行った。つまり●印

はノズルフラップ負荷容器の結合方式をAタイプで圧力上昇時の応答の実験結果を示し、 \odot 印はAタイプで圧力下降時の実験結果を示す。また \bullet 印は負荷容器の結合方式はBタイプで圧力上昇時の実験結果、及び \ominus 印は同様にBタイプで圧力の下降時の実験結果を示す。またノズルフラップ負荷容器内空気の状態変化を等温と仮定した場合の時定数の計算値を Calculated as Isothermal として示す。図中AはAタイプ、BはBタイプの負荷容器結合方式の実験結果である事を示す。この場合の過渡応答の等価時定数 T_c は 4 ~ 6 s となり、前述の $V = 3040$ ml の場合に比較して当然ながらかなり小さい値となっている。また実験条件の違い(ノズルフラップ負荷容器の結合方式AタイプもしくはBタイプ及びノズル背圧の変化する方向)により等価時定数 T_c もかなり異なる。まず実験結果の等価時定数 T_c より以下のことが認められる。

- 1) ノズル背圧の応答は下降方向は上昇方向よりも速い。しかしノズル背圧が高い領域ではその差はそれ程大きくなっていない。
- 2) 負荷容器の結合方式では定常的に空気流が容器を貫通しているAタイプのほうがBタイプに比較して時定数は大きい。

これらの現象はノズルフラップ負荷容器内空気壁面間の熱伝達を考慮する事によって説明される。第2章で解析を行った空気圧抵抗容量系では負荷容器圧が変化しない定常状態では容器内空気を攪はんする流れは存在しないが本章で扱っている空気圧ノズルフラップでは負荷容器の結合方式によって定常状態に於いても流れが存在する。この負荷容器内空気の流れによって容器内空気壁面間の熱伝達が影響を受ける。まず圧力の変化する方向による影響は上昇する場合は流入する空気が容器内空気を攪はんする為圧力下降時よりも熱伝達率は大きくなり、従って等価時定数 T_c は大きくなる。しかしノズル背圧の動作点圧力 \bar{P}_1 が高い領域では圧力の上昇及び下降による等価時定数の差は小さくなっていない。

これは Fig. 3-3 に示すように P_1 が高い領域では流量ゲイン a は小さくなり同一のステップ ΔP に対して対応する流量 ΔG は小さく、従って負荷容器内空気を攪はんする効果も小さくなると言える。負荷容器の結合方式では定常流の存在する A タイプが定常流の存在しない B タイプに比較し \bar{P}_1 の全域に渡って T_c は大きくなっている。これは容器内空気の流れによって熱伝達率が昇進され、従って負荷容器内空気の状態変化は A タイプでは B タイプに比較しより等温に近いと言える。A タイプは強制対流熱伝達に近くまた B タイプ(特に圧力の下降方向)は自然対流熱伝達に近いと言える。この様に空気圧ノズルフラップの過渡応答は負荷容器内空気壁面間の熱伝達の影響を受け、またその熱伝達は容器内空気の流動状態によってかなり影響される。

次に実験によって求められた空気圧ノズルフラップの等価時定数 T_c はどの程度の無次元数 $K_a (= T_p/T_h)$ もしくは熱伝達率 h 及び Nu 数に対応しているかについて考察を行う。Fig. 3-14 に示した空気圧ノズルフラップの等価時定数 T_c 及び空気の状態変化を等温と仮定した場合の時定数(図中の計算値 C *calculated as Isothermal*) の比(無次元時定数 $T_c^* = T_c/T_p$) から Fig. 3-9 に示す無次元等価時定数と K_a との関係より K_a を求める。得られた K_a をノズル背圧 P_1 の無次元動作点を横軸として Fig. 3-15 に示す。 $K_a = 1$ は等温変化を仮定した場合の圧力変化時定数 T_p と熱平衡時定数 T_h が等しい事を示している。実験によって得られた無次元パラメータ K_a は \bar{P}_1/P_s の増加とともに極大値となり、又 \bar{P}_1/P_a の増加に従って小さくなっている。また空気圧ノズルフラップの負荷容器の結合方式 A タイプは B に比較し K_a は大きく、またノズル背圧の変化する方向によっても影響を受け、圧力の上昇する場合は下降する場合に比較し K_a は大きくなっている。これらの実験によって求められた K_a がどの程度の熱伝達率 h 及び Nu 数に対応するかを図中に示す。

熱伝達率 h は実験によって求められた Ka から熱平衡時定数 Th を求め、(3-27)式によって算出したものである。また Nu 数 ($=h \cdot L / \lambda a$) の代表長さ L には種々な取り方が考えられるがここでは $L = 6 \cdot V / Sh$ ($= 7.31 \text{ cm}$) とした。対応する熱伝達率 h ($= 0.35 \cdot Nu$) は、 \overline{P}_1 / P_s の大きい値では特に小さくなっているが、この領域以外では $h = 2 \sim 8 \text{ W/m}^2\text{K}$ 程度と成っている。第2章で求めた熱伝達と比較すれば容器の大きさの相異及び圧力振幅の相異などがあるが、妥当な値であると考えられる。

Fig. 3-16 にノズルフラップ負荷容器体積 V を 72.6 ml と前掲の実験より更に小さくした場合の過渡応答等価時定数 T_c の実験値を示す。ノズル径は 0.5 mm 、供給圧力 P_{sg} は 98 kPa である。実験条件は P_s で無次元化したノズル背圧 \overline{P}_1 を横軸として、ノズルフラップ負荷容器結合方式の相異 (AタイプもしくはBタイプ)、及びノズル背圧 P_1 の変化方向による違いの計4種類とし、実験値の丸印を区別している。実験によって得られた等価時定数 T_c はノズルフラップの負荷容器体積 V の小さいものを使用した為更に小さくなっている。ノズルフラップ負荷容器内空気の状態変化を等温と仮定して求めた等価時定数 T_c の計算値を図中に Calculated as Isothermal と示す。実験値にはばらつきが見られるが、前述と同様の傾向が認められる。つまりノズルフラップ負荷容器の結合方式A (通過流の有る場合) はB (通過流無しの場合) に比べ熱伝達が攪はんによって昂進されていると考えられるため等価時定数 T_c は大きくなっている。またどちらの結合方式に於いてもノズル背圧の上昇方向は下降時に比べノズル背圧の応答速度は遅くなっている。ノズル背圧の動作点圧力 \overline{P}_1 が高い程、ノズルフラップ負荷容器空気の状態変化を等温と仮定した計算値から外れている。

3.3.2.2 周波数応答実験結果と考察

Table 3-1 にノズルフラップ周波数応答の実験条件を示す。ノズルフラップ過渡応答の実験ではノズルフラップ負荷容器体積 V を 3040, 309 及び 72.6 ml の3種類としてノズル背圧動作圧力 \overline{P}_1 を変化させ、またノズルフラップ負荷容器の結合方式 A、B を変えそれらの過渡応答に及ぼす影響を考察したが、ノズルフラップの周波数応答では2種類の負荷容器体積、負荷容器の結合方式及びノズル背圧の動作点の影響を実験によって明らかにする。Table 3-1 には実験番号と共に使用した負荷容器体積 V の値、負荷容器の結合方式(AはAタイプ、BはBタイプをそれぞれ示す。)、ノズル背圧動作圧 \overline{P}_1 及びその動作点に於ける流量ゲイン a から求めた負荷容器内空気の状態変化を等温と仮定したノズル背圧整定時定数 T_p を示す。供給圧力 P_{sg} はどの場合も 98 kPa とした。またどの周波数応答の実験も入力するノズルフラップ間隔の大きさ ΔX は静的な場合において ΔP_1 が約 5 kPa となるように振幅を設定した。Fig. 3-17 は実験番号(1)及び(2)の周波数応答の実験結果であり、ノズルフラップ負荷容器の結合方式のみ異なっている。ノズル径はどちらも 0.5 mm である。データの整理方法は圧力波形の最大値と最小値の差を振幅としゲインを求め、位相は波形の最大値と最小値の平均値を与える時刻の2つの圧力波形の差から求めた。黒丸はAタイプ、白丸はBタイプの応答を示す。横軸は等温と仮定した場合の時定数 ($T_p = 1.67$ s) を用いて無次元化した周波数である。実験によって得られたどちらのゲインも周波数が比較的低い領域では等温と仮定して求めた計算値に一致し、周波数の増加に従って徐々に等温と仮定した計算値から外れて行き、断熱を仮定する計算値に近づく。定常流のないBタイプはAタイプに比較して断熱と仮定する計算値への移行がより低

い周波数で起こっている。これはBタイプでは定常流が無いいため空気の状態変化がより断熱的になっているためと考えられる。また位相の実験値では等温を仮定して計算した線(Isothermal)と断熱を仮定し計算した線(Adiabatic)に囲まれる領域から明らかに外れている。位相はそれほどには遅れない。これは熱移動によって系に位相進みが加わっているためと推察できる。図に示す点線は実験値に最も良く合う様に K_a を定め、(3-31)式によって求めた周波数応答の計算値である。定常流の存在する負荷容器の結合方式(1)では $K_a = 2.5$ 、定常流の無い場合の(2)では $K_a = 1.0$ となり、熱伝達の相異によって周波数応答が変化し、空気圧ノズルフラップの入出力伝達特性は影響を受け、また熱伝達率を一定と仮定する線形モデルによって K_a を適切に選べばその特性が良く示される事がわかる。実験的に求めた K_a を使い、(3-27)式及び(3-28)式によって熱伝達率を求め、これを Table 3-2 に示す。

Fig. 3-18 に負荷容器の大きさを 309 ml とした場合の周波数応答の実験結果を示す。黒丸は実験番号(3)で、白丸は実験番号(4)を示す。負荷容器の結合方式は Fig. 3-17 と同様である。この場合では K_a はそれぞれ 3.0 及び 1.0 となった。熱伝達率を求めたところ 7.6 及び 3.1 W/m²K となった。これらの値は(1)及び(2)の実験値よりも小さい。これにより熱伝達率に影響を及ぼす流動状態は空気圧容器の大きさによる事がわかる。

Fig. 3-19 に実験番号(5)及び(6)の結果を示す。実験の条件は Fig. 3-18 と同じであるが、周波数応答の実験を行ったノズル背圧のバイアス圧力 \bar{P}_1 だけ異なっている。Table 3-2 に示される様に熱伝達率はそれぞれ小さい値となっている。これはバイアス圧力が高い場合には Fig. 3-3 (a) に示される様にノズル部及びニードル抵抗を通過する流量が少なく、従って流動による熱伝達率の増加が小さいため過渡応答の項で述べたと同様に熱伝達率

h も小さくなると推察される。

3. 4 結言

空気圧ノズルフラップの動特性は、時定数がかかなり大きい領域では負荷容器内空気の状態変化は等温と仮定でき、計算値と良く一致する。しかし時定数の小さい領域では等温変化とは仮定できず実験値の応答はより速くなる。その領域においては負荷容器の結合方式および圧力の変化する方向によってかなりの差が時定数に存在する。つまり定常流の存在する結合方式はより等温的でまた圧力の上昇方向は下降方向に比べより等温的である。これらの負荷容器内空気と容量の内壁面との熱伝達率の相異によると考えられる。また本章によって熱伝達率を一定とした場合の空気圧ノズルフラップの過渡応答波形および周波数応答は新たに導出した無次元化パラメータ Ka によって簡明に表示され実際の空気圧ノズルフラップの応答を良く現す事が明らかになった。

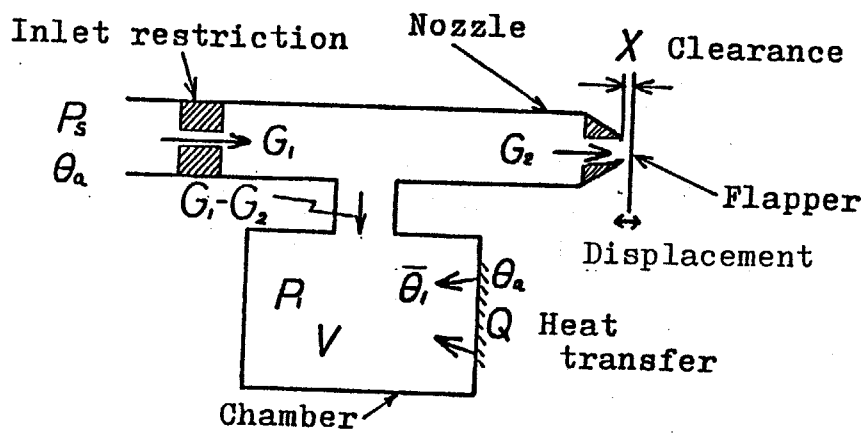


Fig. 3-1

General Structure of a
Pneumatic Nozzle Flapper

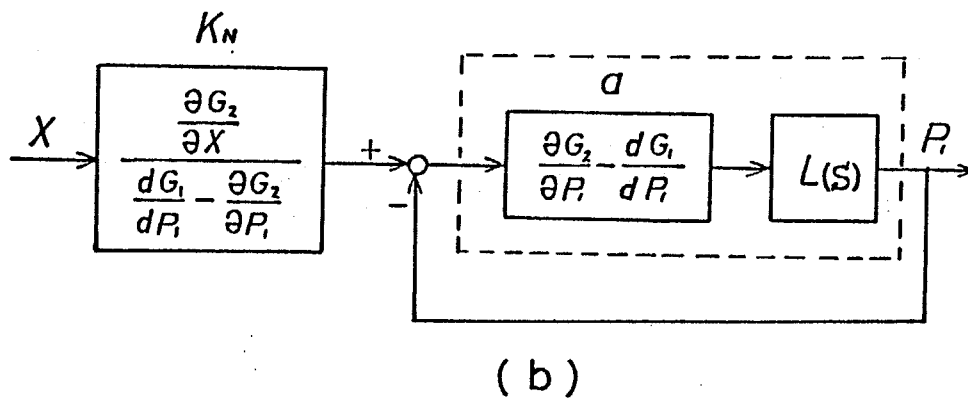
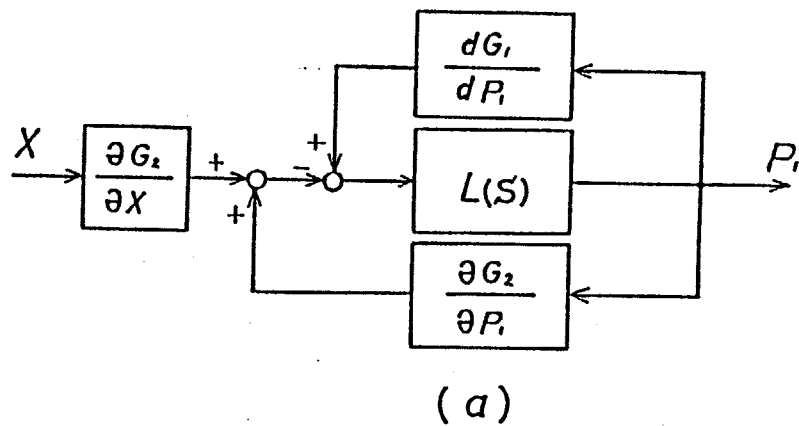
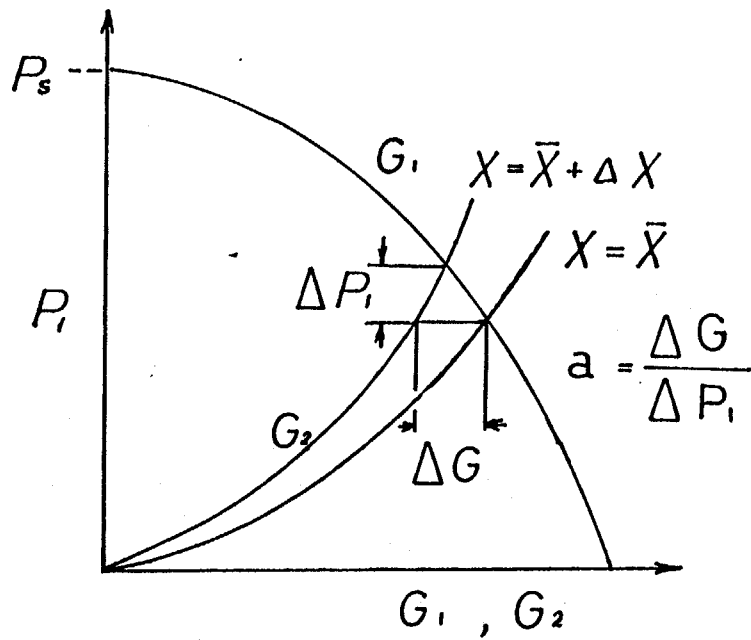
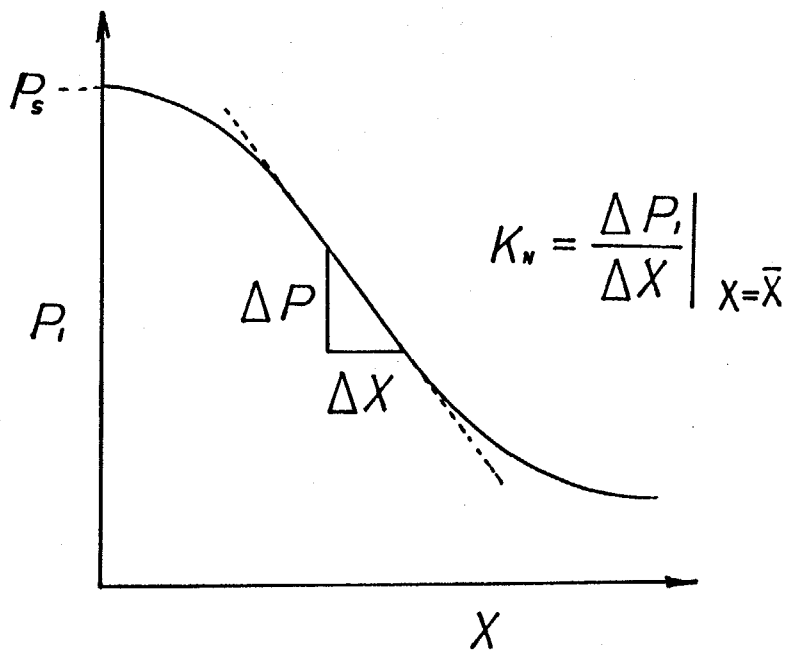


Fig. 3-2 Reduction of the Block Diagram



(a)



(b)

Fig. 3-3 Flow Rates Characteristics and Static Gain of a Pneumatic Nozzle Flapper

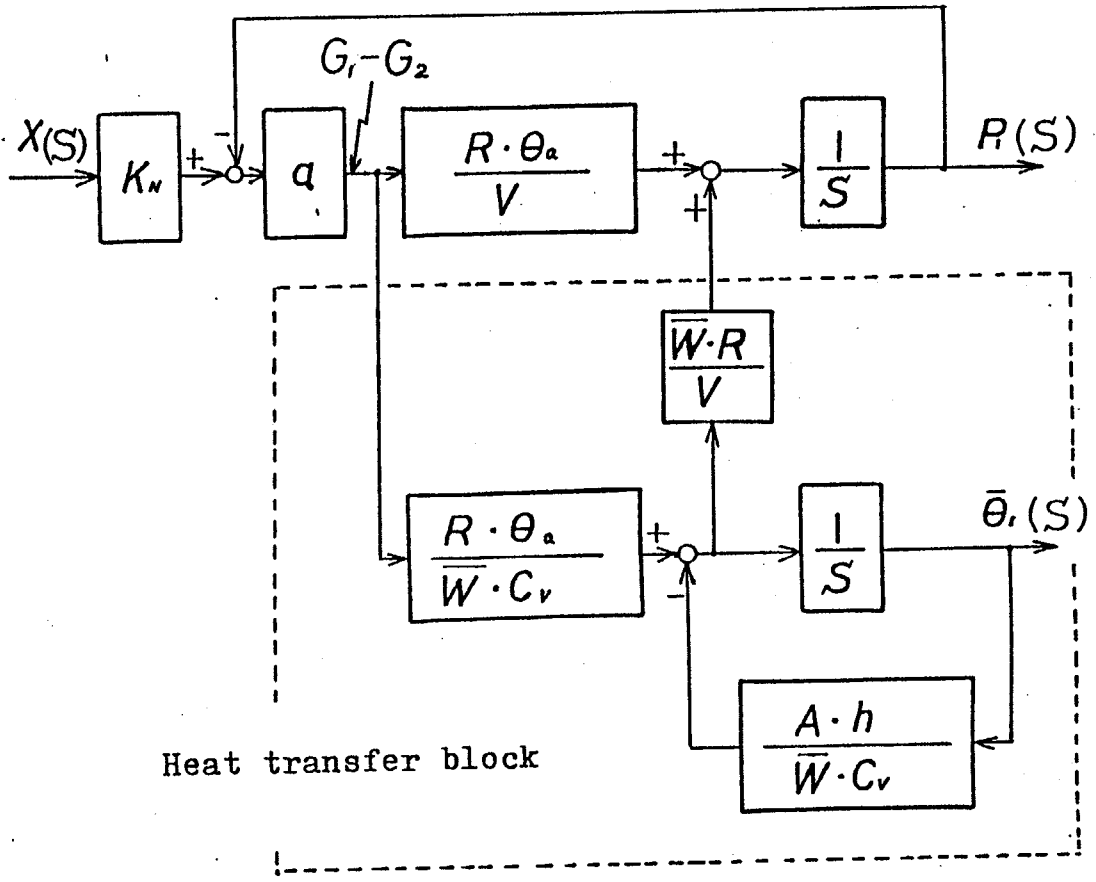
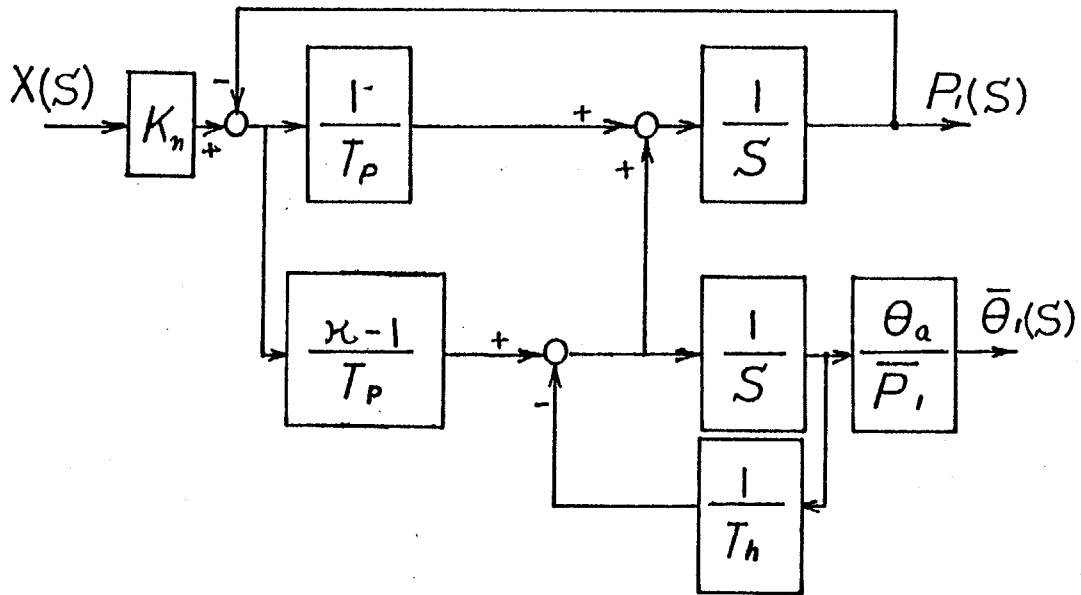
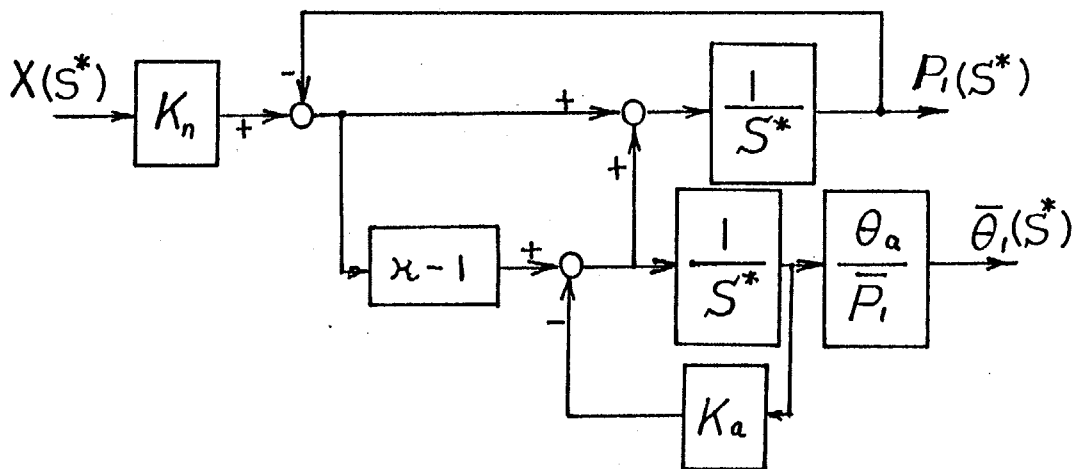


Fig. 3-4 Block Diagram for a Pneumatic Nozzle Flapper with Heat Transfer Effect



(a)



(b)

Fig. 3-5

Reduction of the Block Diagram for
a Pneumatic Nozzle Flapper

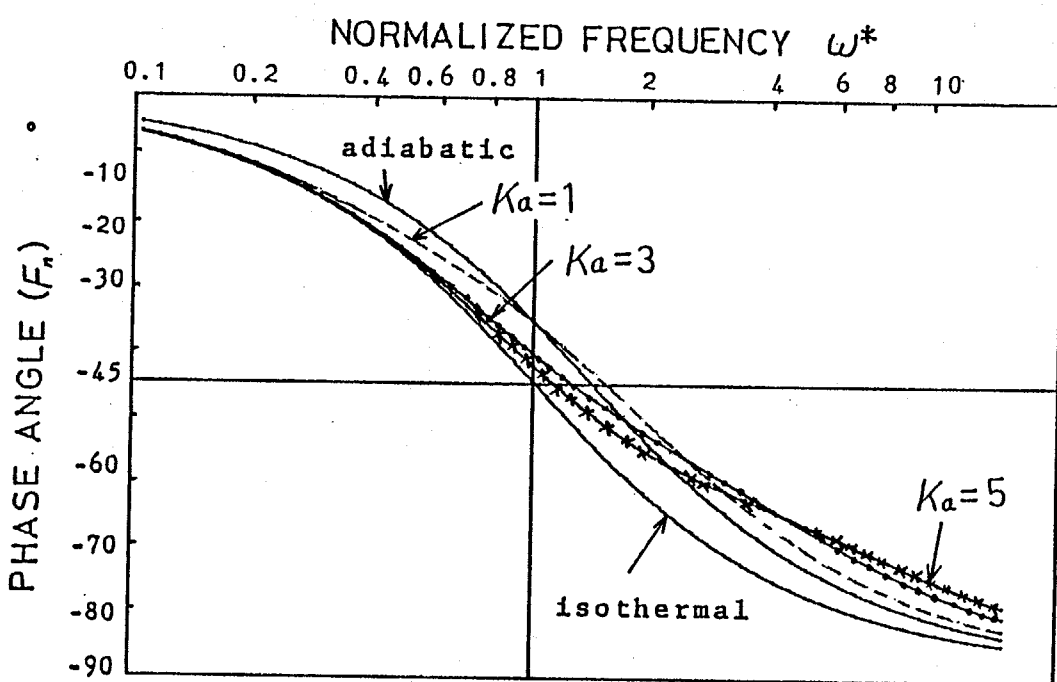
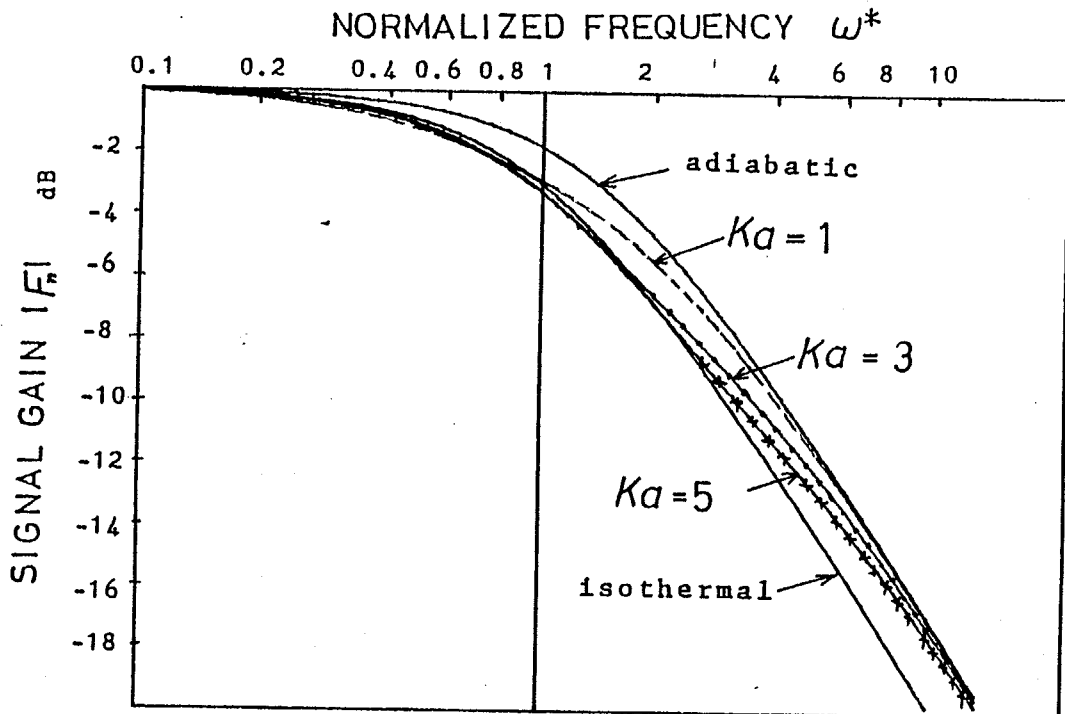


Fig. 3-6 Frequency Responses for a Pneumatic Nozzle Flapper with Heat Transfer Effect

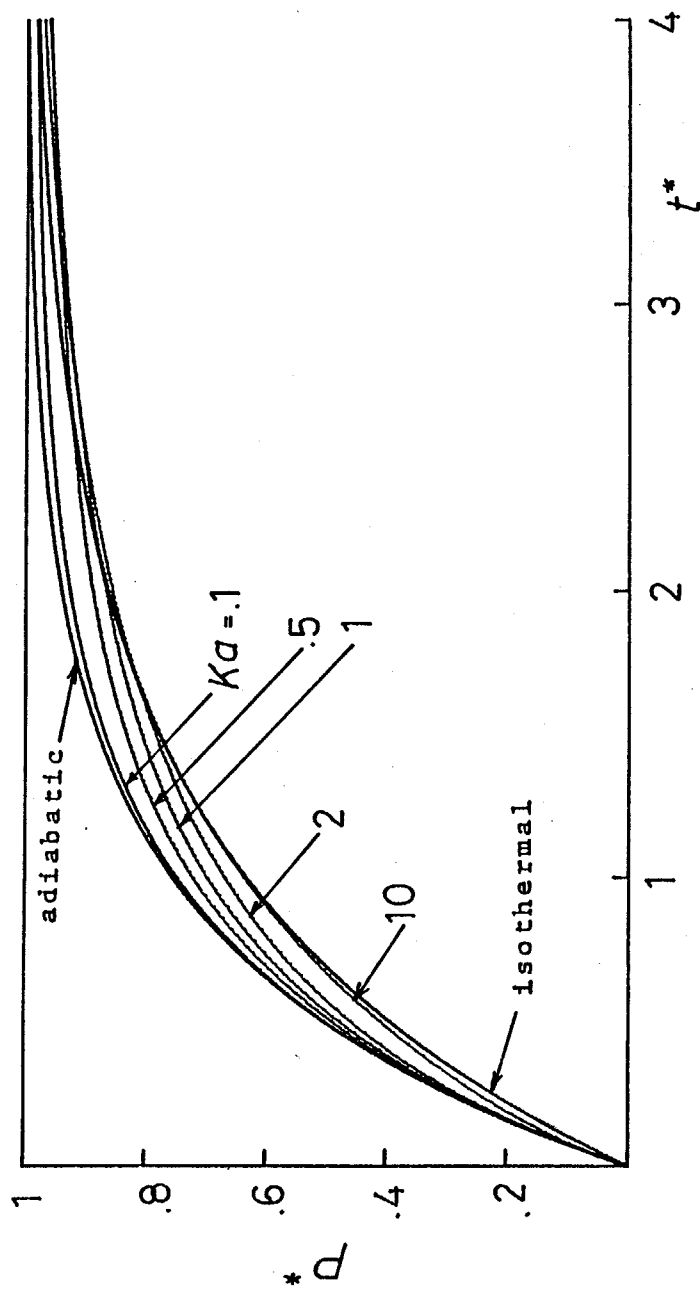


Fig. 3-7 Step Response of a Pneumatic Nozzle Flapper with Parameter Ka

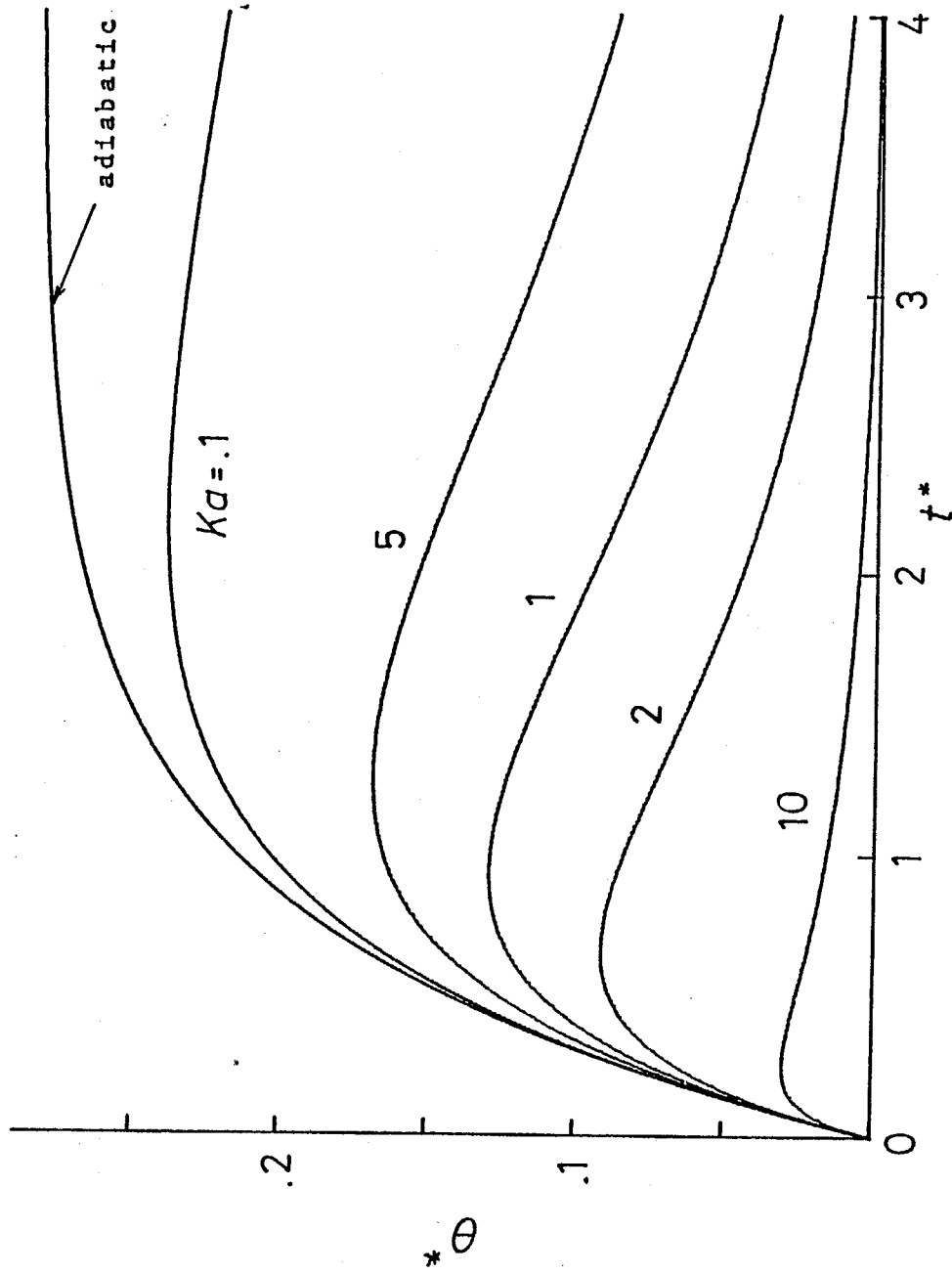


Fig. 3-8 Temperature Changes of the air in the Load Chamber

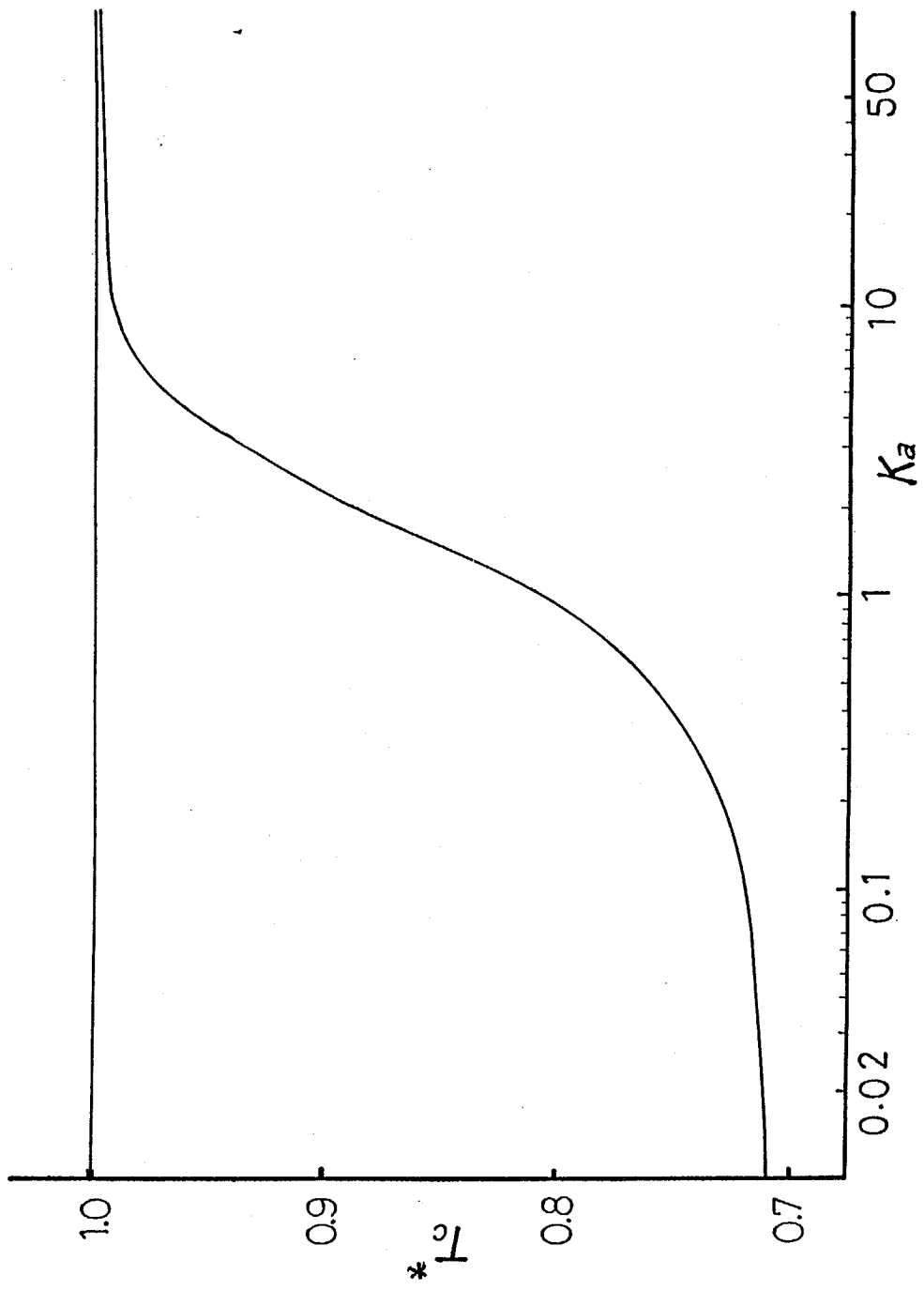


Fig. 3-9 Heat Transfer Effect on the Equivalent Time Constant of a Pneumatic Nozzle Flapper

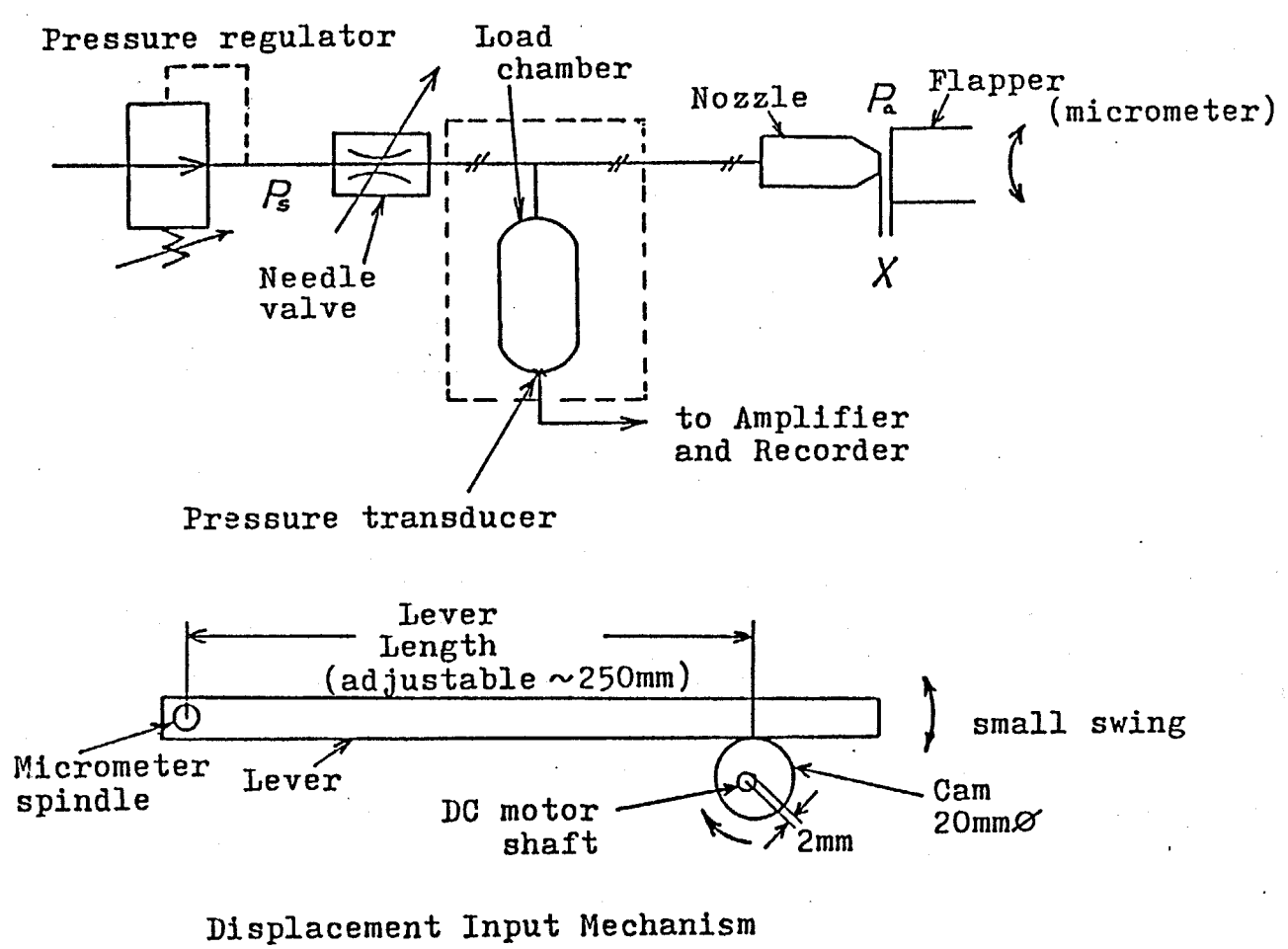


Fig. 3-10 Experimental Apparatus

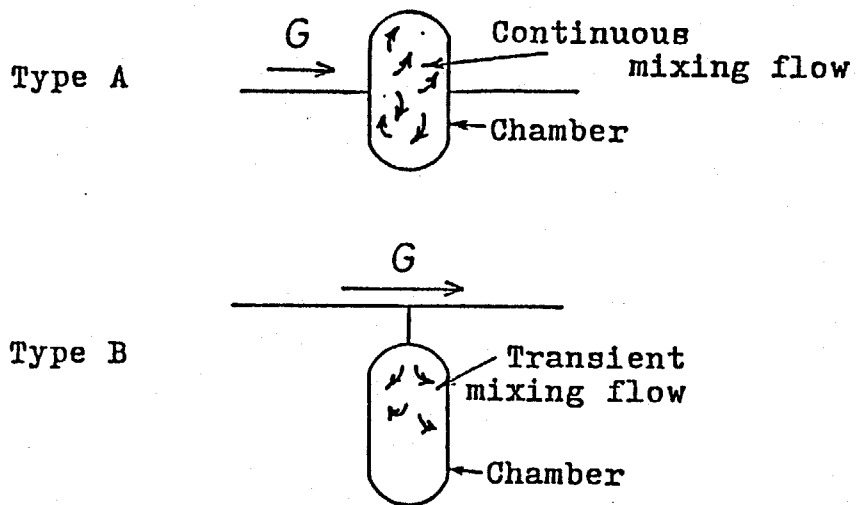
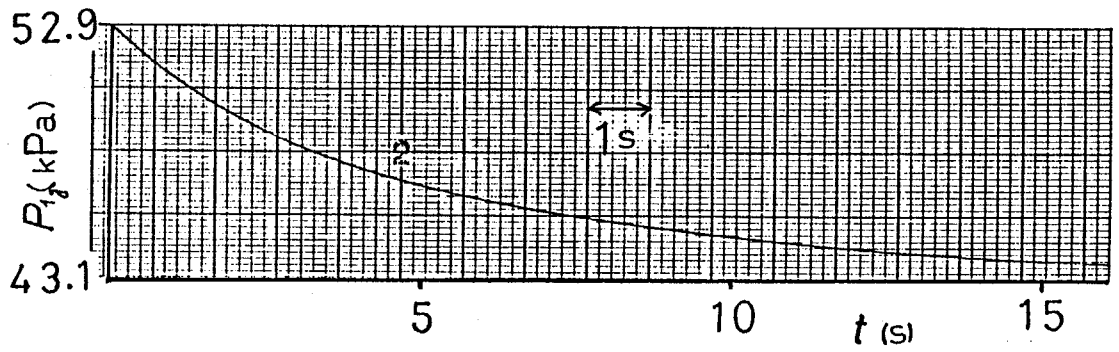
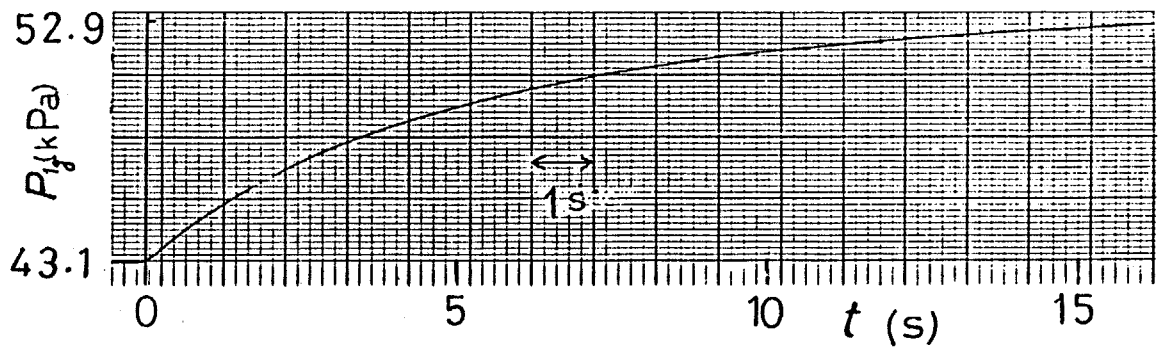


Fig. 3-11 Two Types of Load Chamber Arrangements



(V = 309 ml)

Fig. 3-12 Positive or Negative Step Responses of a Pneumatic Nozzle Flapper

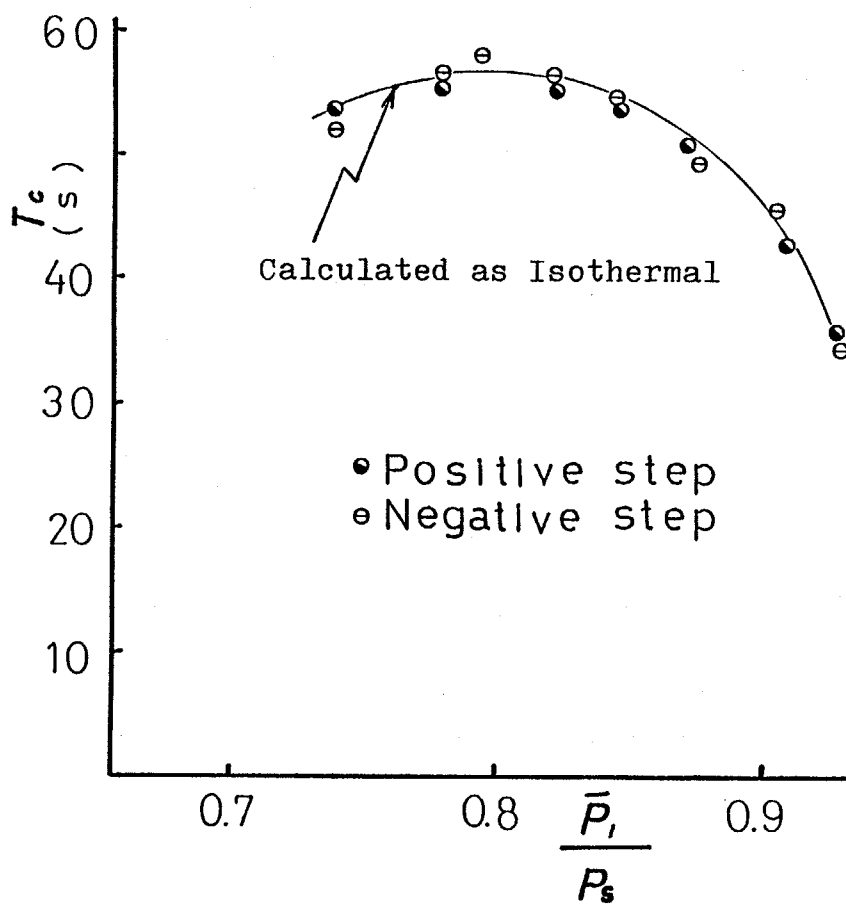


Fig. 3-13 Equivalent Time Constant
 ($V = 3040$ ml)

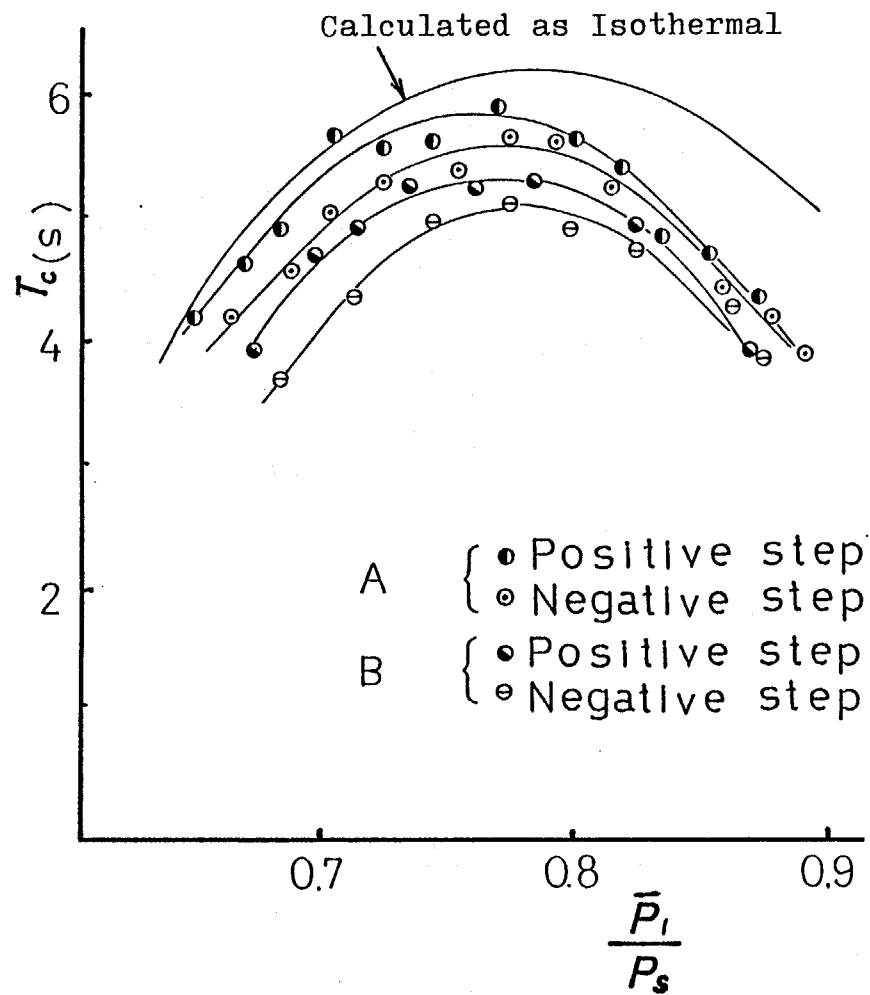


Fig. 3-14

Equivalent Time Constant

($V = 309 \text{ ml}$)

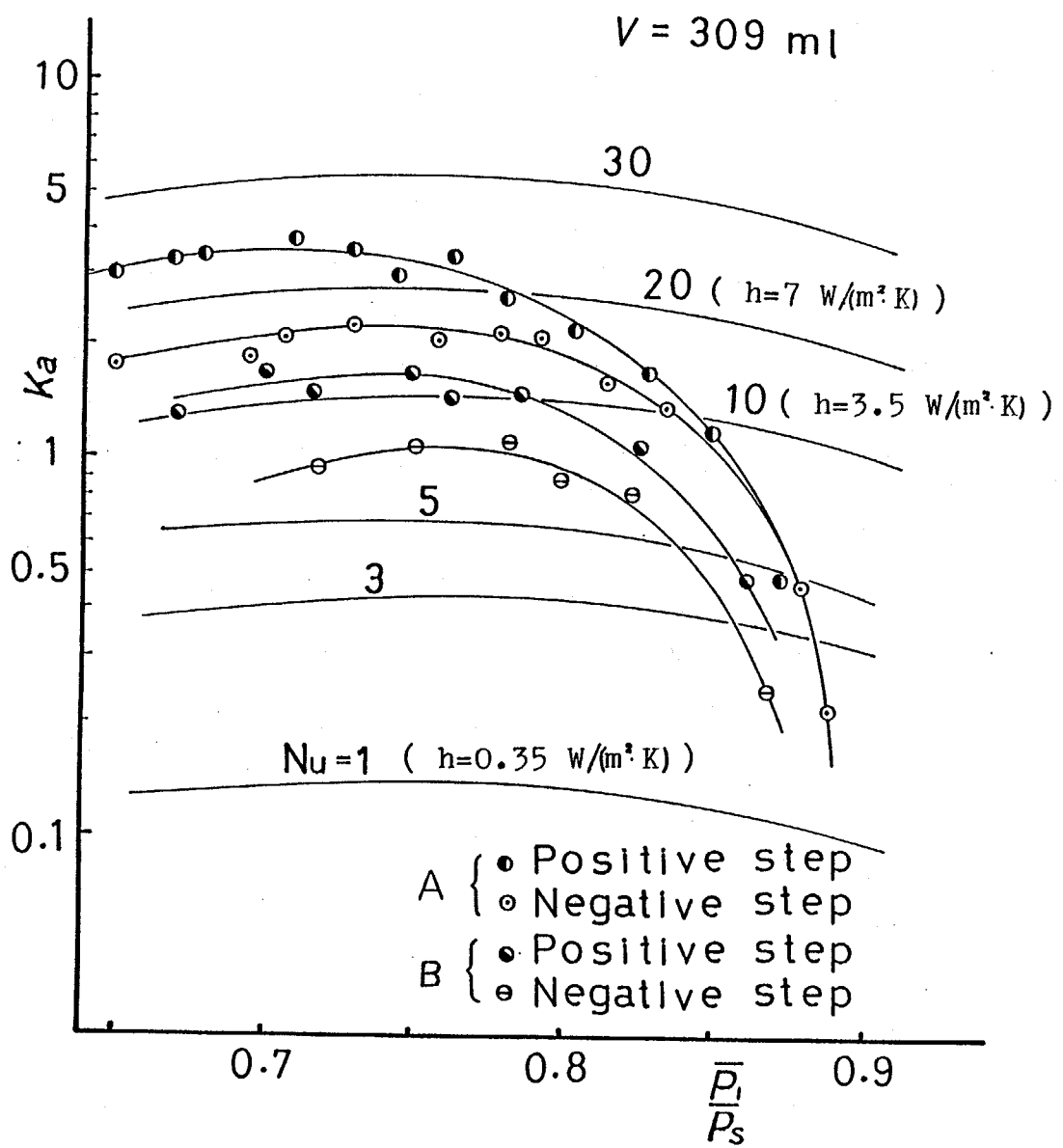


Fig. 3-15 Experimentally Obtained K_a in Step Responses of a Pneumatic Nozzle Flapper

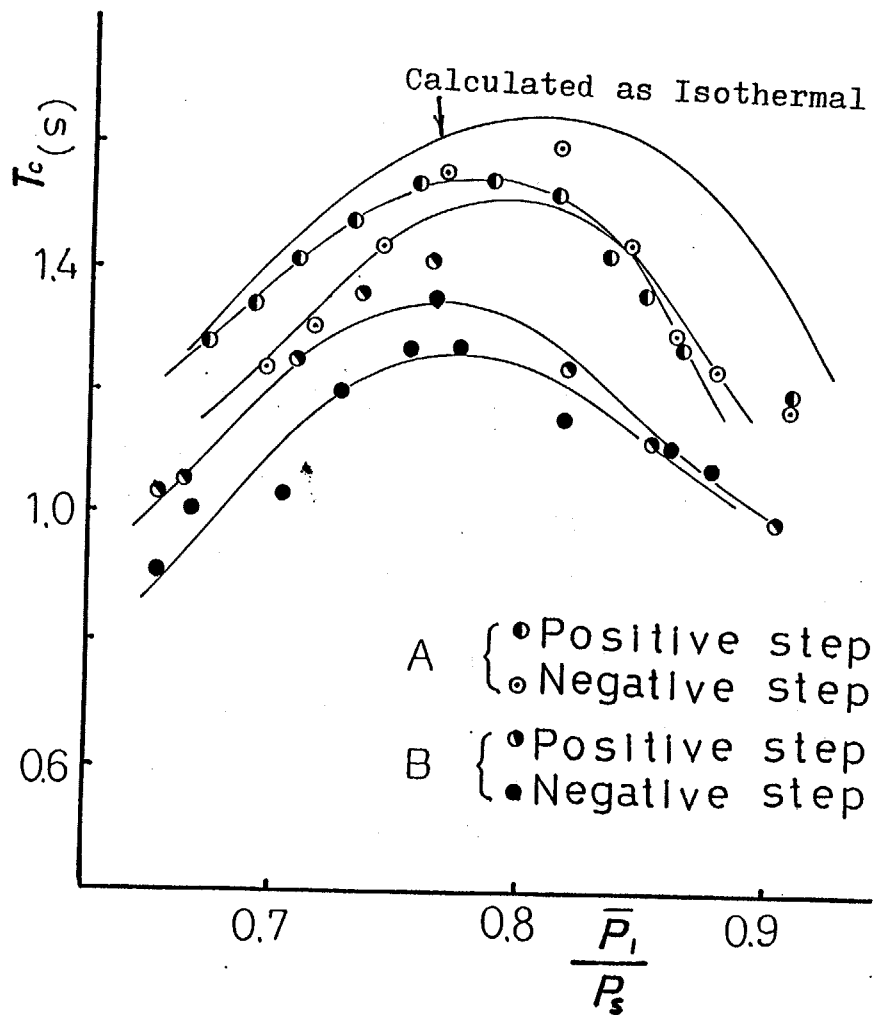


Fig. 3-16 Equivalent Time Constant
($V = 72.6$ ml)

Table 3-1 Experimental Conditions

Experimental case Number	V cm ³	Chamber arrangement	\bar{P}_i kPa	T_P sec
1	72.6	A	150	1.67
2	72.6	B	150	1.67
3	309	A	141	5.56
4	309	B	129	4.17
5	309	A	175	5.56
6	309	B	174	5.56

Table 3-2 Heat Transfer Coefficients

Experimental case Number	K_a	h W/(m ² ·K)
1	2.5	14.0
2	1.0	5.5
3	3.0	7.6
4	1.0	3.1
5	2.0	6.3
6	0.8	2.5

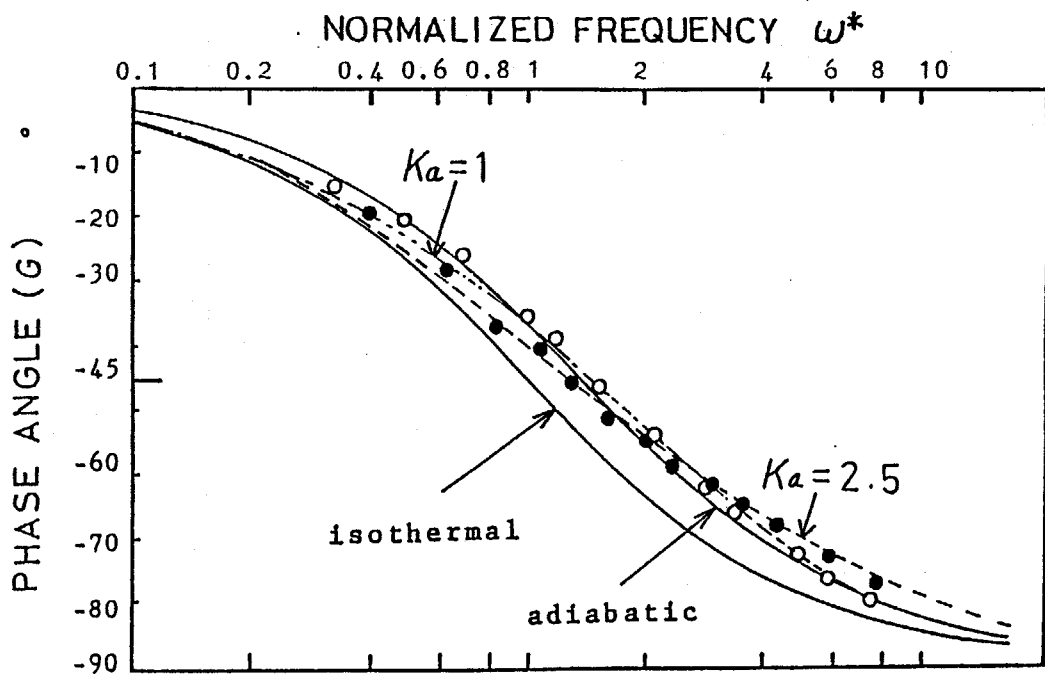
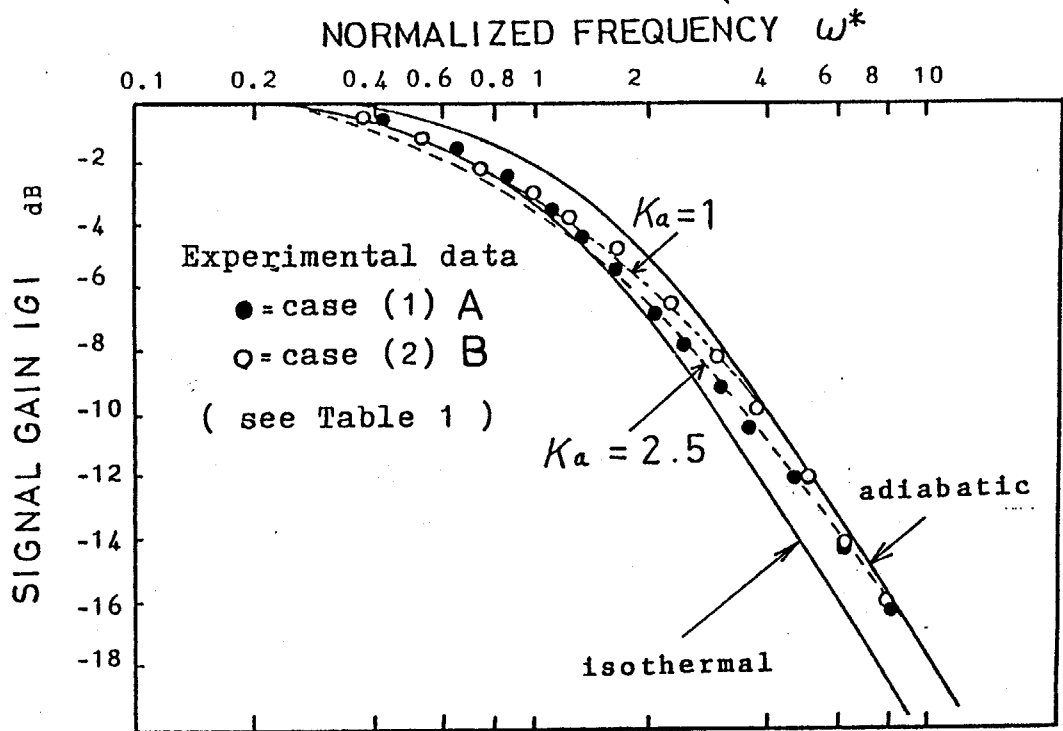


Fig. 3-17 Frequency Responses of cases (1) and (2).

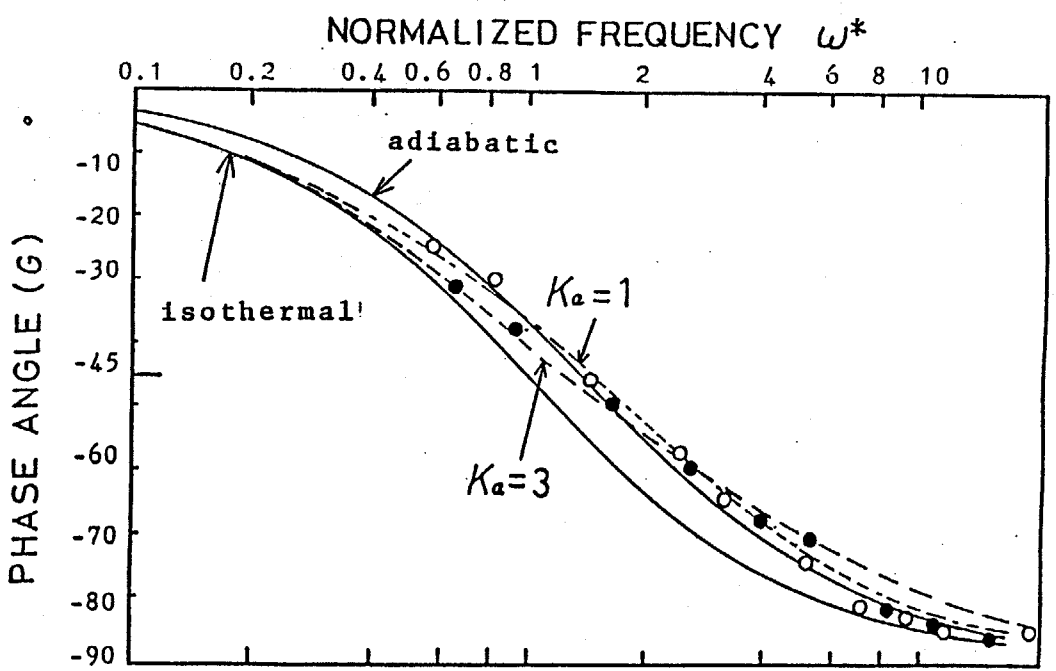
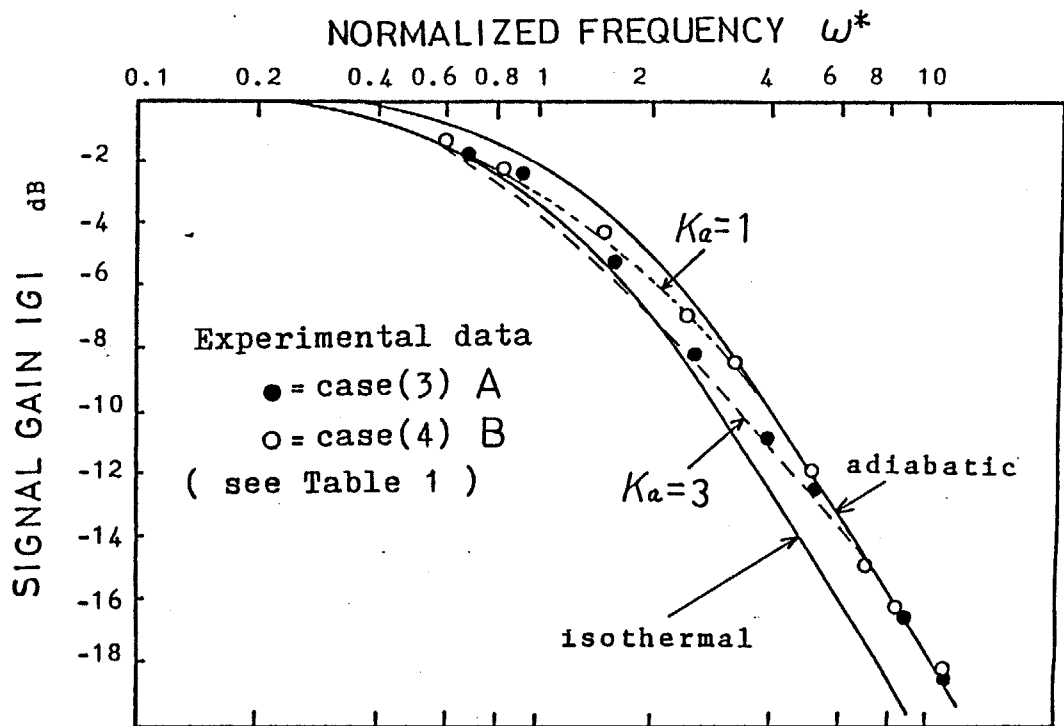


Fig. 3-18 Frequency Responses of cases (3) and (4).

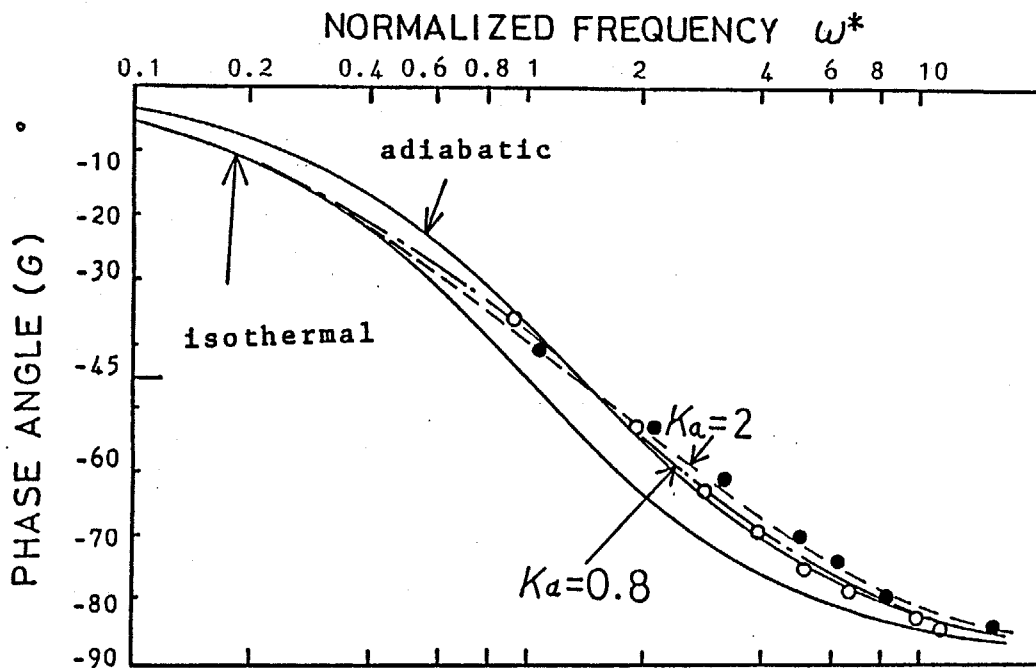
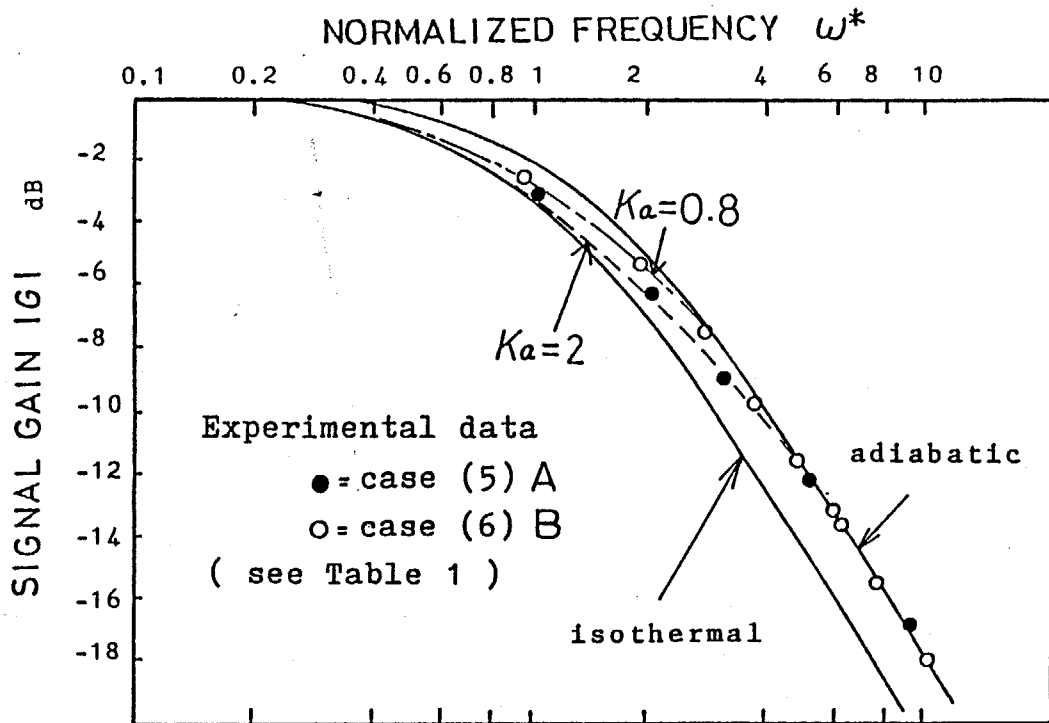


Fig. 3-19 Frequency Responses of cases (5) and (6).

4. ノズルフラップを入力部とするノンブリード形空気圧

パイロット弁負荷容量系の動特性解析

4.1 まえがき

空気圧パイロット弁は空気式制御機器に用いられ、主に制御機器内部のフィードバックを行うレバーの位置を検出するノズル背圧などを増幅する空気圧制御弁の一種^(1), 20)である。ノズル背圧を入力とするパイロット弁負荷容量系の結合方式^(21), 22)は空気式制御機器に多く採用され、フィードバックループの一部を構成し制御系全体の動特性⁽²³⁾にきわめて大きな影響を有している。本章ではノンブリード形空気圧パイロット弁とこれらの要素を組み合わせた場合についてノズルフラップ及びパイロット弁のそれぞれの負荷容器内空気の熱伝達を考慮し、その動特性を考察する。

ノンブリード形空気圧パイロット弁はブリード形パイロット弁に比較して一般的により多くの出力流量を必要とする場合⁽²⁴⁾に使用される。またノンブリード形ではブリード形と異なり出力側のダイヤフラムによって出力圧を弁の変位にフィードバックしている^(25), 26)ため、(ブリード形では出力側にダイヤフラムを持たない)弁の変位による入力ダイヤフラム室の体積変化を考慮しなければならず、ノズル背圧は出力側の影響を受けると言える。これらのノンブリードパイロット弁に於ける相互関係を簡明に示す線形モデルを提案するのが本章の目的である。このシステムの入力部及び出力部の空気の状態変化は空気圧容器内における熱伝達の相異によって大きく左右され、圧力応答にかなりの影響が出るため、解析に於いては第2章及び第3章で明らかにしたように入出力部の空気とそれぞれの負荷容器内の壁面との熱伝達を考慮するモデルとした。実験ではノズルフラップ間隔にステップ状の微小変化を与える方法と負荷抵抗を過渡的に変化

させる方法において入力部および出力部(負荷)の圧力を測定し解析との比較検討を行ない、導出した数学モデルの有用性を確認した。

4. 2 ノズルフラッパーパイロット弁-負荷容量系

取り扱う系の概略図および応答の説明図を Fig. 4-1 に示す。ノズルフラッパ間隔 X_n がステップ状に減少する場合を考える。固定抵抗を通過する流量 G_{n1} とノズルフラッパ間隔を通過する流量 G_{n2} に差が生じ、ノズル背圧 P_i は増加し始める。ノズル背圧が上昇すると Fig. 4-2 に示すノンブリード形パイロット弁のダイヤフラム-弁システム系は図中下向きに変位する。それ故給気弁が開き供給口(圧力 P_s)から空気が出力側(負荷圧力 P_o)に流れ、出力側(パイロット弁負荷側)に供給される。ノンブリード形空気圧パイロット弁の場合弁変位に伴う入力ダイヤフラム室の体積 V_i の変化はかなり大きいため、弁変位は入力圧の上昇を抑制する効果を持つことになる。一方ダイヤフラム系の変位は出力ダイヤフラム(有効面積 S_2)によって出力側の影響を受ける(入力圧 P_i 及び出力(負荷)圧 P_o による力によってダイヤフラムの変位量が決まる)ため、それらの相互の作用を考慮するモデルが必要である。また Fig. 4-1 に示すように入力ダイヤフラム室および出力部(負荷)容器内空気は圧力の上昇に伴い、その温度は上昇し、壁面との温度差によって第2章で明らかにしたように熱伝達が生じる。出力圧 P_o の上昇に伴い弁変位は減少し Fig. 4-1 に示すようにやがて定常状態となる。このようにノズルフラッパを入力部とする空気圧パイロット弁負荷容量系は単なる要素の直列結合ではなく、熱伝達および弁の変位を含めた複合システムとしての取り扱いが必要である。

4. 3 構成要素の相互作用及び容器内空気に熱伝達を考慮する動特性の解析

本章で使用する主な記号

a_1 : 弁変位→出力流量ゲイン, $\text{kg/s} \cdot \text{m}$

a_n : ノズルフラップ圧力流量ゲイン ($\Delta G / \Delta P_i$), $\text{kg/s} \cdot \text{Pa}$

C_v : 定容比熱, $\text{J/kg} \cdot \text{s}$

C_s : 供給弁スラスト係数

G_1 : パイロット弁出力質量流量, kg/s

G_{n1} : ノズルフラップ固定抵抗通過質量流量, kg/s

G_{n2} : ノズルフラップ部通過質量流量, kg/s

h_i : 入力部空気熱伝達率, $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

h_o : 出力部空気熱伝達率, $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$

P_i : ノズル背圧, Pa

\bar{P}_i : ノズル背圧時間平均値, Pa

P_o : パイロット弁出力圧(負荷圧力), Pa

\bar{P}_o : パイロット弁出力圧時間平均値, Pa

R : 気体定数, $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$

S : ラプラス演算子, $1/\text{s}$

S'_1 : 入力ダイヤフラム有効面積, m^2

S''_1 : 入力ダイヤフラム変位に伴う有効面積, m^2

S'_2 : 出力ダイヤフラム有効面積, m^2

S''_2 : 出力ダイヤフラム変位に伴う有効面積, m^2

S_4 : 供給ポート面積, m^2

S_{hi} : ノズル背圧室伝熱面積, m^2

S_{ho} : 出力室伝熱面積, m^2

T_{pi} : ノズルフラップ圧力整定時定数, s

$T_{\theta i}$: ノズルフラップ熱平衡時定数, s

$T_{\theta o}$: 出力部(負荷容器)空気熱平衡時定数, s

\bar{U} : 供給弁を通過する空気平均流速, m/s

V_i : ノズル背圧室体積, m^3

\bar{V}_i :ノズル背圧室時間平均値、 m^3

V_o :出力室(パイロット弁負荷容器)体積、 m^3

\bar{V}_o :負荷容器体積時間平均値、 m^3

W_i :ノズル背圧室内空気質量、 kg

\bar{W}_i :ノズル背圧室内空気質量時間平均値、 kg

W_o :出力室空気質量、 kg

\bar{W}_o :出力室空気質量時間平均値、 kg

X_1 :弁変位、 m

X_n :ノズルフラップ間隔、 m

κ :空気比熱比

θ_a :大気温度、 K

$\bar{\theta}_i$:ノズル背圧室空気空間平均温度、 K

$\widetilde{\theta}_i$:ノズル背圧室空気時間平均温度、 K

$\bar{\theta}_o$:出力室空気空間平均温度、 K

$\widetilde{\theta}_o$:出力室空気時間平均温度、 K

圧力の記号における添字 g はゲージ圧力を意味し、 Δ のついた変数は定常値からの微小変化を示す。

Fig. 4-1 に於けるノズル背圧室と空気圧パイロット弁の入力ダイヤフラム室は短い管路で接続されているとし入力ダイヤフラム室の体積とノズル背圧室の体積の合計を V_i とし集中定数系として取り扱う。この入力部の体積を以下においてノズル背圧室体積と呼ぶ。ノズル背圧室内の空気について状態方程式は、

$$P_i V_i = W_i R \theta_i \quad (4-1)$$

となる。空気の温度変化を考慮し、それぞれの変化を微小と仮定し(4-1)式を時間で微分する。

$$\bar{V}_i \frac{dP_i}{dt} = -\bar{P}_i \frac{dV_i}{dt} + R \bar{\theta}_i \frac{dW_i}{dt} + \bar{W}_i R \frac{d\bar{\theta}_i}{dt} \quad (4-2)$$

パイロット弁のダイヤフラム系の変位はノズル背圧室の体積を変化させるため、その体積変化を与える場合における有効面積を S_i'' 、パイロット弁システムの変位を X_i とすれば、ノズル背圧室体積 V_i の時間変化は、

$$\frac{dV_i}{dt} = S_i'' \frac{dX_i}{dt} \quad (4-3)$$

となる。(4-3)式を(4-2)式に代入すると、

$$\frac{dP_i}{dt} = -\frac{\bar{P}_i S_i''}{\bar{V}_i} \frac{dX_i}{dt} + \frac{R \theta_a}{\bar{V}_i} \frac{dW_i}{dt} + \frac{\bar{W}_i R}{\bar{V}_i} \frac{d\bar{\theta}_i}{dt} \quad (4-4)$$

ただし温度変化は微小であるためノズル背圧室内空気の平均温度 $\bar{\theta}_i$ は θ_a とした。右辺第一項はノズル背圧室の体積の変化速度、第二項はノズル背圧室の空気の入り、そして第三項はノズル背圧室の空気の温度変化のそれぞれが圧力におよぼす影響を示している。ノズル背圧室内空気について物質収支は、第3章の(3-10)式と同様にして、

$$\frac{dW_i}{dt} = G_{n1} - G_{n2} \quad (4-5)$$

となる。(4-5)式を(4-4)式に代入し、状態方程式を用い変形する。

$$\frac{dP_i}{dt} = \frac{R \theta_a}{\bar{V}_i} \left\{ G_{n1} - G_{n2} - \frac{\bar{P}_i S_i''}{R \theta_a} \frac{dX_i}{dt} \right\} + \frac{\bar{P}_i}{\theta_a} \frac{d\bar{\theta}_i}{dt} \quad (4-6)$$

ノズル背圧室内空気は(4-5)式に示す空気の入りおよびダイヤフラムの変位 X_i によって外部から仕事を受けるため温度の変化を生じる。この外部からの仕事を L_i とすれば、

$$L_i = \bar{P}_i \frac{G_{n1} - G_{n2}}{\bar{P}_i} - \bar{P}_i S_i'' \frac{dX_i}{dt} \quad (4-7)$$

となる。ただし $\bar{\rho}_i$ はノズル背圧室内空気の時間平均密度を示す。ノズル背圧室内空気と容器壁との熱伝達率を h_i としエネルギー方程式を導く。

$$\bar{W}_i C_v \frac{d\bar{\theta}_i}{dt} = L_i - h_i S_{hi} (\bar{\theta}_i - \theta_a) \quad (4-8)$$

(4-7)式を(4-8)式に代入しノズルフラップ負荷容器内空気平均温度の変化に対し微分方程式を得る。

$$\frac{d\bar{\theta}_i}{dt} = \frac{R \theta_a}{\bar{W}_i C_v} \left\{ G_{n1} - G_{n2} - \frac{\bar{P}_i S_i''}{R \theta_a} \frac{dX_n}{dt} \right\} - \frac{h_i S_{hi}}{\bar{W}_i C_v} (\bar{\theta}_i - \theta_a) \quad (4-9)$$

次にノズル間隔およびノズル背圧の微小変化が各流量に及ぼす影響を考える。第3章(3-1)式及び(3-2)式と同様にすれば流量 G_{n1} 及び G_{n2} は、

$$G_{n1} = G_{n1}(P_i) \quad (4-10)$$

$$G_{n2} = G_{n2}(P_i, X_n) \quad (4-11)$$

とそれぞれ示す事が出来る。(4-10)式と(4-11)式を偏微分し、ノズル背圧室内空気質量の変化を求める。

$$G_{n1} - G_{n2} = \frac{dG_{n1}}{dP_i} \Big|_{P_i = \bar{P}_i} \Delta P_i - \frac{\partial G_{n2}}{\partial P_i} \Big|_{P_i = \bar{P}_i} \Delta P_i - \frac{\partial G_{n2}}{\partial X_n} \Big|_{X_n = \bar{X}_n} \Delta X_n \quad (4-12)$$

以上求めた(4-6)式及び(4-9)式をラプラス変換し、(4-12)式を用いてノズルフラップ部の動特性をブロック線図として Fig. 4-3 に示す。簡略化の為にノズルフラップ圧力流量ゲインを a_n とする。

$$a_n = \frac{\partial G_{n2}}{\partial P_i} \Big|_{P_i = \bar{P}_i} - \frac{dG_{n1}}{dP_i} \Big|_{P_i = \bar{P}_i} \quad (4-13)$$

ノズルフラップ間隔 X_n からノズル背圧 P_i への動特性は、空気の状態変化を等温、ダイヤフラム変位 X_1 が無い場合には時定数 T_{pi} の一次遅れ系となる。この T_{pi} をノズルフラップ圧力整定時定数と呼ぶ。

$$T_{pi} = \frac{\bar{V}_i}{a_n R \cdot \theta_a} \quad (4-14)$$

ノズル背圧室内の空気の膨張(圧縮)により生じた温度変化は壁面との熱伝達によって大気温度(壁温)に整定する。熱伝達率を一定と仮定すれば一次遅れ系となり、この時定数 $T_{\theta i}$ をノズルフラップ熱平衡時定数と呼ぶ。

$$T_{\theta i} = \frac{\bar{W}_i C_v}{h_i S_{ni}} \quad (4-15)$$

Fig. 4-3 を(4-14)式および(4-15)式を用いて簡略化し等価変換を行えばノズルフラップ部の伝達関数は、(3-29)式に示した様に、

$$\frac{P_i(s)}{X_n(s)} = \frac{\kappa T_{\theta i} S + 1}{T_{pi} T_{\theta i} S^2 + (T_{pi} + \kappa T_{\theta i}) S + 1} K_N \quad (4-16)$$

となる。ただし K_N はノズルフラップの静的変位→圧力のゲインで、

$$K_N = \frac{\left. \frac{\partial G_{n2}}{\partial X_n} \right|_{X_n = \bar{X}_n}}{a_n} \quad (4-17)$$

である。

平衡状態においてノズル背圧が上昇するとダイヤフラムは変位し給気弁から負荷容器に空気が供給される。ノズル背圧部における場合と同様に出力圧、弁変位および流体の運動量変化によるスラスト力の各量のラプラス変換をそれぞれ $P_{og}(S)$, $X_1(S)$, $F_s(S)$ とすれば、

$$S_1' P_{12}(s) - (S_2' - S_4) P_{03} - F_s(s) = X_1(s) \{ (k_1 + k_2) + C_d S + m S^2 \} \quad (4-18)$$

と成る。ただし S_4 は供給ポートの面積、 C_d は弁体の運動に対する減衰係数、 m は可動部質量及び k_1 と k_2 はそれぞれバイアスばね定数、弁体押さえばね定数である。静特性については”ノンブリード形空気圧パイロット弁の入出力及び出力流量静特性”²⁰⁾を参照されたい。またスラスト力は実験的に求めた係数を C_s として、

$$F_s(s) = C_s G_1 \bar{U}$$

と定めた。ただし \bar{U} は給気弁における空気平均流速および G_1 はパイロット弁の出力質量流量である。

出力部においても接続管路は短く管路の流体抵抗は無視できるとし集中定数系として扱う。出力部負荷容器内空気の圧力変化についてもノズル背圧変化と同様に温度の変化を考慮する。

$$\frac{dP_0}{dt} = \frac{R\theta_a}{V_0} \left\{ G_1 + \frac{\bar{P}_0}{R\theta_a} S_2'' \frac{dX_1}{dt} \right\} + \frac{\bar{P}_0}{\theta_a} \frac{d\bar{\theta}_0}{dt} \quad (4-20)$$

$$\frac{d\bar{\theta}_0}{dt} = \frac{R\theta_a}{\bar{W}_0 C_v} \left\{ G_1 + \frac{\bar{P}_0}{R\theta_a} S_2'' \frac{dX_1}{dt} \right\} - \frac{h_0 S_{h_0}}{\bar{W}_0 C_v} (\bar{\theta}_0 - \theta_a) \quad (4-21)$$

負荷容器内空気の熱平衡時定数を T_{θ_0} とする。

$$T_{\theta_0} = \frac{\bar{W}_0 C_v}{h_0 S_{h_0}} \quad (4-22)$$

(4-20)式と(4-21)式をラプラス変換し(4-22)式を用いれば、

$$P_0(s) = \frac{1 + T_{\theta_0} S}{1 + T_{\theta_0} S} \left\{ \frac{R\theta_a G_1}{V_0 S} + \frac{\bar{P}_0 S_2''}{V_0} X_1 \right\} \quad (4-23)$$

となる。これら平衡点近傍における線形近似を行なった式をブロック線図として Fig. 4-4 に示す。図中 a_1 は給気弁変位 X_1 から出力流量 G_1 への比例定数を示す。ノズルフラップを入力部とするノンブリード形空気圧パイロット弁負荷容量系は解析に示したように大きく分けて3つの系となる。それらはノズルフラップ系、パイロット弁系および負荷容量系であり単なるカスケード結合とは異なっている。パイロット弁のダイヤフラム系の変位が入力および出力部に体積変化として影響するものであり、出力部においてはほとんど問題とならない場合が多いが入力部については通常のパイロット弁の入力ダイヤフラム面積はかなり大きく設計されているため無視することはできない。

本研究では基本的な場合として負荷に単一の容器を仮定したが他の負荷、例えば空気圧管路でも、ノズルフラップ系およびパイロット弁系についての扱いはそのまま用いる事が可能であり、パイロット弁を含む各種空気圧系の計算に本解析は有用である。

4. 4 実験

4. 4. 1 実験装置および実験方法

実験装置の概略図を Fig. 4-5 に示す。ノズルフラップ部は第3章と同様にマイクロメータのスピンドル(三豊社製)の鏡面仕上げされているヘッドをフラップとして利用し、これに直径 0.5 mm のノズルを対向させた。ステップ入力 X_n を作る為にこのマイクロメータにはゴム紐付きのレバーを取り付け、ゴムの弾性力によってマイクロメータのスピンドルが素早く規定量回転するようにした。過渡応答試験はこのようにしてノズルフラップ間隔を特性が線形と見なせる領域において微小量 ΔX_n 変化させ行った。

系の動特性に対する圧力室容積の影響を知るためノズル背圧室容積 V_i およびパイロット弁の負荷容器容積 V_o は数種類変化させた。パイロット弁負荷容器には内部の空気を攪はんするための小形モータとファンを取り付け、熱伝達の状態を変化させた場合の圧力応答が比較検討出来るようにした。第2章で明らかにしたように圧力容器内空気をファンにより攪はんすると空気圧容器内壁面との熱伝達がより速やかに行なわれるため空気の状態変化はより等温変化に近い応答になる。ただし攪はんを行っている状態ではモータにより電気エネルギーが熱エネルギーとなり容器内空気に与えられ、温度の僅かな上昇をもたらすがこれの圧力応答への影響は無視できる程度であることを第2章と同様に確認した。

動特性の実験に先立って静特性を計測し各パラメータを求めた。主要な値を Table 4-1 に示す。容器における空気の熱平衡時定数は圧力の過渡変化時に容器内空気の出入りをなくした時の戻り波形(第2章参照)より推定した。

動特性の試験は2つの方法により行った。一つは上述したノズルフラップ間隔を微小量変化させる方法であり、他方はパイロット弁の負荷抵抗を過渡的に変化させる方法である。ノズルフラップ間隔を変化させる場合には負荷容器の圧力変化としては、ノズル背圧の動特性を経由した応答試験となる。一方負荷抵抗を変化させる方法では弁体(入力ダイヤフラム)の変位によってノズル背圧がどのように変化するかを調べる事ができる。つまり Fig. 4-4 に示すブロック線図において弁体の変位速度からノズル背圧 P_i へのループの影響を明らかにすることが可能である。負荷抵抗の過渡的变化はパイロット弁出力部の負荷容器に接続した小形電磁弁を急速に開放もしくは閉鎖することにより実現した。使用した電磁弁は動作に要する時間が2~3 ms と十分速いものである。

4.4.2 実験結果および考察

4.4.2.1 ノズル間隔変化に対する応答

Fig. 4-6にノズルフラップ間隔をステップ状に変化させた場合のノズル背圧 P_i および負荷容器内圧力 P_o の応答を示す。ノズルの内径は 0.5 mm, 背圧室の体積 V_i 及びパイロット弁負荷容器体積 V_o はそれぞれ 75.6, 200 ml とした。またノズル背圧室および出力容器内空気の熱平衡時定数はそれぞれ 2.4, 4.2 s である。図中の破線はルンゲクッタ法により求めた計算値を示す。実験により求めたノズル背圧 P_i 及び負荷容器圧力 P_o の波形は計算値と良く一致している。また負荷容器内圧力はノズル背圧にパイロット弁の静的ゲイン(Fig. 4-4 において $S'_1 / (S'_2 - S_4)$) を乗じた波形にほぼ等しくなっている。Fig. 4-4 においてノズル背圧は出力圧に対して設定値と見る事ができるがこのパラメータの場合ノズル系の動特性が支配的となりパイロット弁負荷容量系は十分速く応答していると言える。Fig. 4-7にFig. 4-6と同じ実験条件で負荷容器だけを 1320 ml (約 6.6 倍)とした場合のノズル背圧 P_i 及び負荷容器内圧力 P_o の応答を示す。Aは負荷容器を攪はんした場合で一点鎖線によって示す。Bは攪はんしない場合である。AとBとでは熱平衡時定数の測定結果から熱伝達率が約 4 倍異なっている。ノズル背圧 P_i の応答では当然ながら A B 共に一致したが負荷容器内圧力 P_o では明らかな差が認められる。A の場合の出力圧の応答は B に比較して遅くなっている。これは A の場合では攪はんによって熱伝達が促進され空気の状態変化がより等温変化に近くなっているためである。熱伝達を考慮して求めた計算結果は A, B 共に実験結果にきわめて良く一致した。計算に用いた熱平衡時定数 $T_{\theta 0}$ は A, B それぞれ 2.5, 10 s である。Fig. 4-8にノズルの内径を 0.5 mm, 背圧室の体積 V_i 及びパイロット弁負荷容器体積 V_o をそれぞれ 7

5.6, 1320 ml とし、圧カステップが負の場合の応答を示す。Fig. 4-7 に示した正のステップの場合に比較して出力圧 P_o の A, B による差が大きく現れている。これは正のステップの場合流入する空気が容器内空気を攪はんするためファンによる攪はんが付加されなくとも熱伝達がある程度促進されるため熱伝達率による差が小さくなると考えられる。また出力圧の応答は負の場合、正に比較してかなり遅くなっているがこれはパイロット弁の負の流量域における非線形性のためである。図中の破線はパイロット弁の流量特性を線形と仮定し、熱平衡時定数を 10 s として求めた場合の計算値を比較のため図示したものである。

4.4.2.2 負荷抵抗の過渡的变化に対する圧力応答

Fig. 4-9 に負荷抵抗を変えて(パイロット弁に接続した小形電磁弁を過渡的に開放する)流量を発生させた場合の応答を示す。ノズル背圧室体積 V_i および負荷容器体積 V_o はそれぞれ 9.5, 316 ml とした。ノズル背圧室をかなり小さな値としたのはダイヤフラム系の変位に対してノズル背圧 P_i の変化を大きくするためである。与えられた流量負荷によって出力圧 P_o は減少し、ダイヤフラム系は変位し給気弁を開き流量を負荷に供給する。一方ノズル背圧 P_o の応答にも示されているようにダイヤフラム系の変位はノズル背圧室体積 V_i の増加をもたらし、ノズル背圧 P_i は一時的に減少する。その結果出力圧 P_o は整定圧よりも一度下がりまた幾らか上昇して、パイロット弁出力流量特性 a_1 と与えられた流量負荷がバランスする圧力に整定することになる。図中の破線はノズルフラップ背圧室熱平衡時定数 $T_{\theta i}$ を 0.16 s、出力部熱平衡時定数 $T_{\theta o}$ を 1.5 s (熱伝達率 $h_{\theta} = 7.6 \text{ W/(m}^2\text{K)}$) に対応する)として求めた計算値を示し、実験結果と良く一致している。

Fig. 4-10にFig. 4-9に示した場合と同じ実験条件で圧力の変化方向が逆(パイロット弁に接続した小形電磁弁を開放状態から過渡的に閉鎖状態とする)の場合の実験結果を示す。負荷流量が減少した場合にも V_i は小さいためノズル背圧 P_i は一旦上がりその後同一の圧力に戻る様子が示されている。

Fig. 4-11はFig. 4-9, Fig. 4-10と同じ実験条件であるがノズル背圧室体積 V_i のみをきわめて大きくした場合($V_i=1320$ ml)のノズル背圧 P_i および出力圧 P_o の応答を示す。このようにノズル背圧室が大きい場合には、ダイヤフラム系の過渡的変位があってもノズル背圧 P_i は変化せず従って出力圧 P_o は単調に増加し行きすぎは生じない。図中の破線はノズルフラップ背圧室熱平衡時定数 $T_{\theta i}=0.16$ s 及び出力部熱平衡時定数 $T_{\theta o}=1.5$ s として求めた計算結果であり、実験結果と良く一致している。これらの事からFig. 4-4に示した数学モデルはノズルフラップを入力とするパイロット弁負荷容量系の挙動をきわめて適確に表している事が分かる。

4.5 結言

ノズルフラップを入力部とするノンブリード形空気圧パイロット弁負荷容量系の動特性を解析し、入出力部の空気の状態変化を考慮する線形モデルを提案した。実験ではノズルフラップ間隔をステップ状に変化させ、また負荷抵抗を過渡的に変化させる2つの方法によって動特性試験を行い以下の事が明らかになった。

- 1) ノズル背圧室および負荷容器内空気の壁面との熱伝達率は圧力応答にかなり大きな影響を及ぼす。これらの影響は本論文で示す熱平衡時定数の形で簡明に扱う事ができる。
- 2) 熱伝達率を一定と仮定する線形モデルによって求まる圧力波形は熱伝達率を適性を選べば実験結果とかなり良く一致する。これらの圧力応答を精度良く求めるためには流入する空気による容器内の空気の攪はんが熱伝達率に及ぼす効果の定量的な扱いが必要であると考えられる。
- 3) ノズル背圧 P_i と負荷容器内圧力 P_o はダイヤフラム系変位 X_1 を経由し互いに密接な関係を有している。ノズルフラップ系、パイロット弁系および負荷容量系は単なるカスケード結合ではなく、Fig. 4-4 に示した複合関係を考慮する取り扱いが必要である。

本章に関連する今後の課題としては、パイロット弁出力流量の非線形特性が圧力応答および系全体に及ぼす影響、弁体の質量ばね振動系の影響および実際の空気圧制御機器への適用などが残されている。

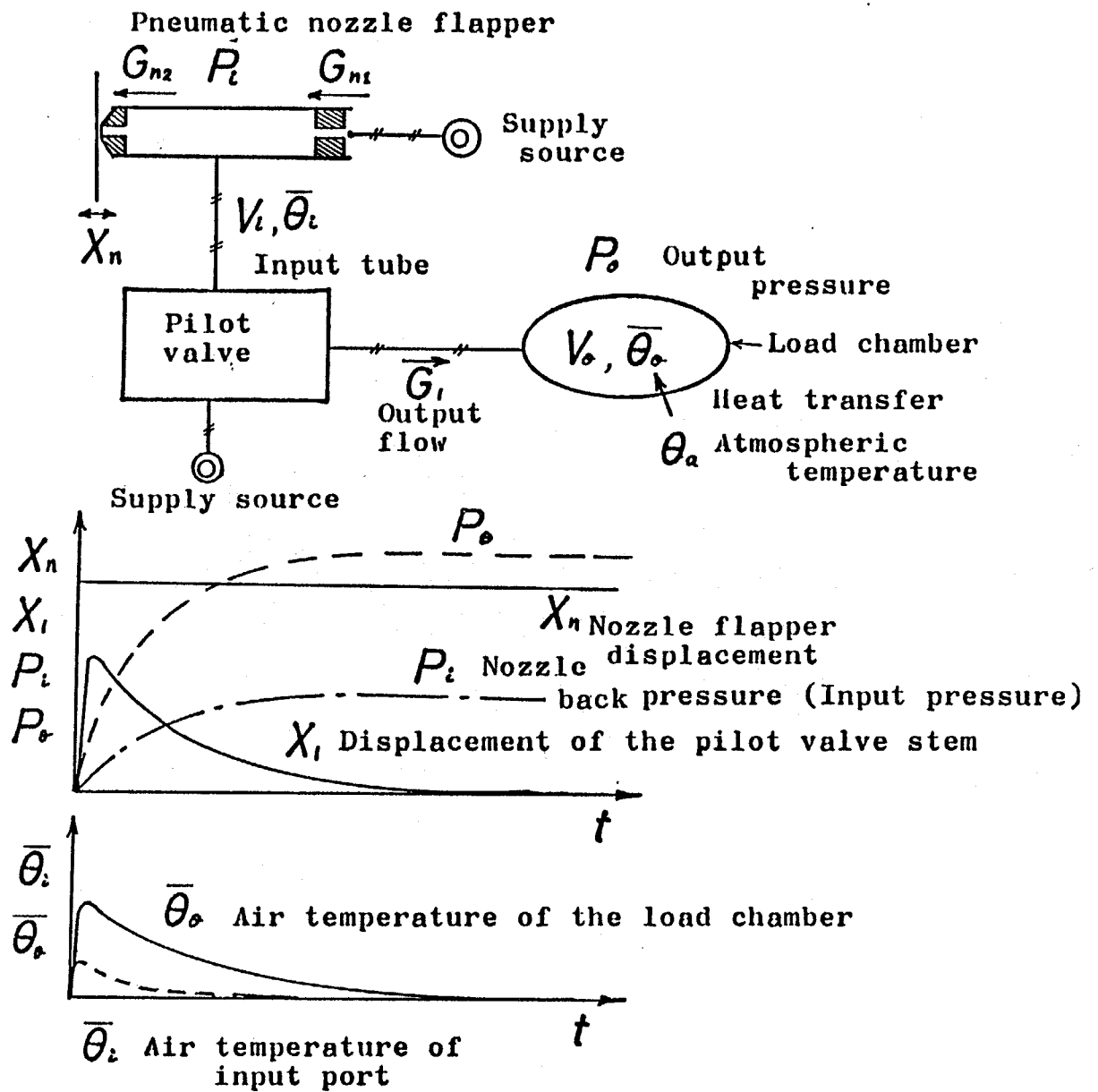


Fig. 4-1 Dynamics of a Pneumatic Circuit with Non-bleed Pilot Valve

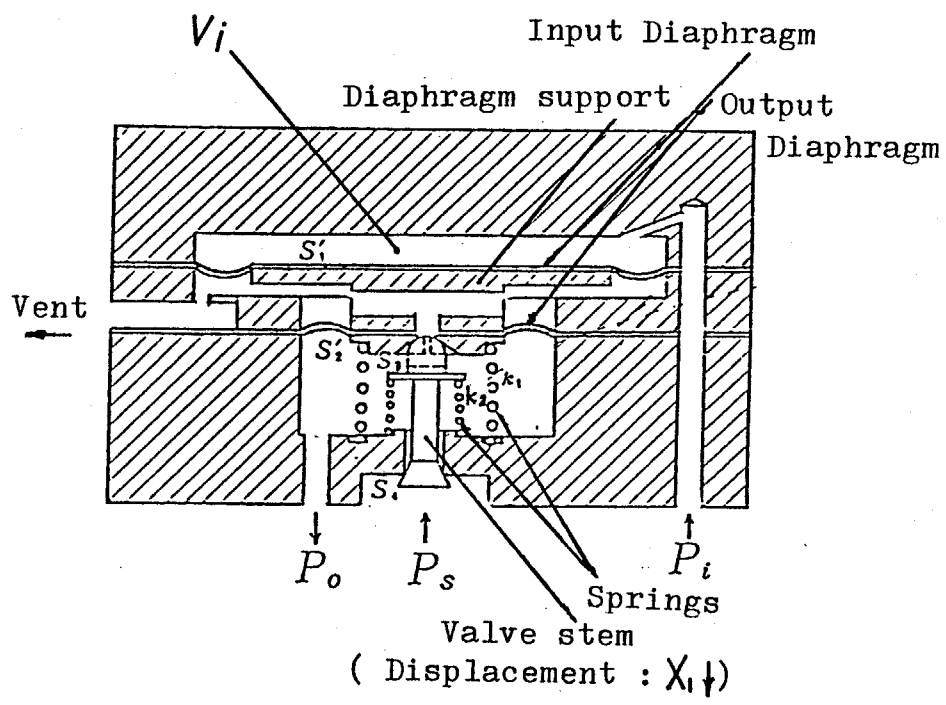


Fig. 4-2 Non-bleed Pilot Valve

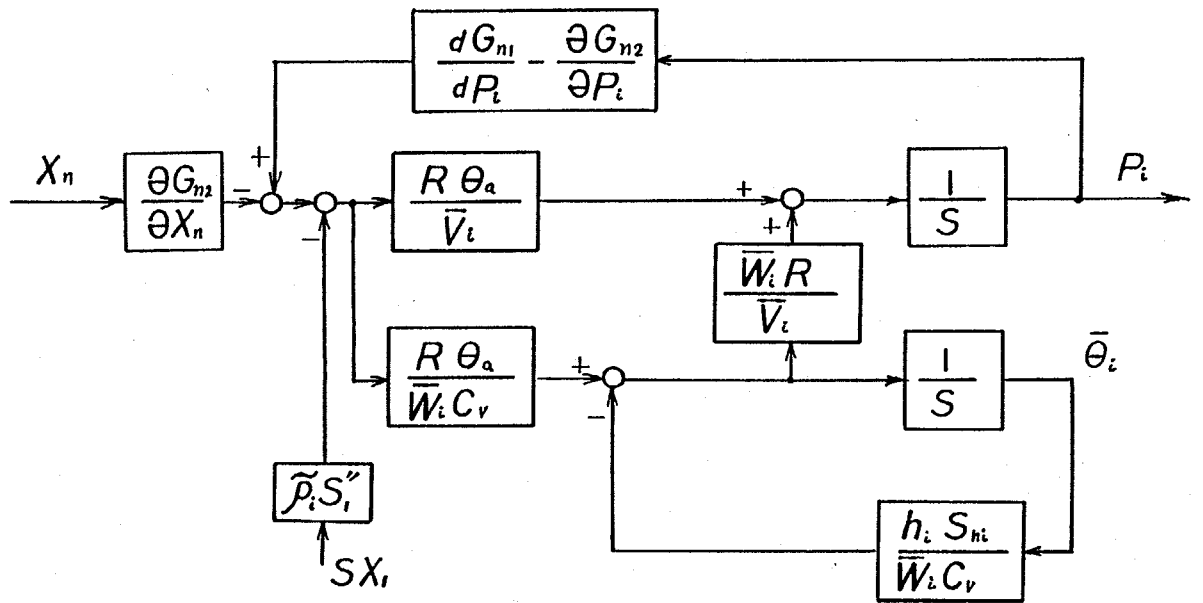


Fig. 4-3 Bloch Diagram for a Pneumatic Nozzle Flapper with Volume Change Effect

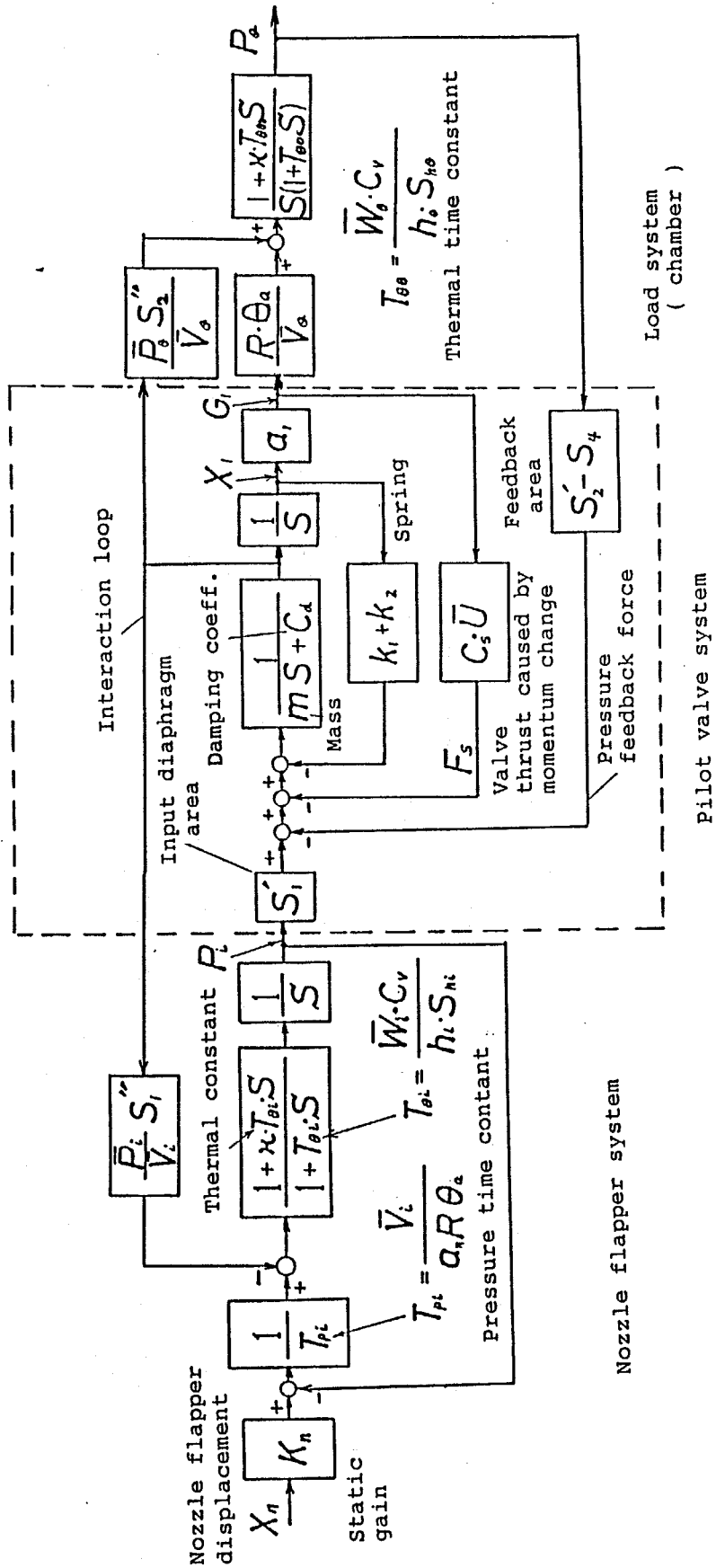


Fig. 4-4 Block Diagram of a Pneumatic Pilot Valve and Load Chamber System with Nozzle Flapper Input

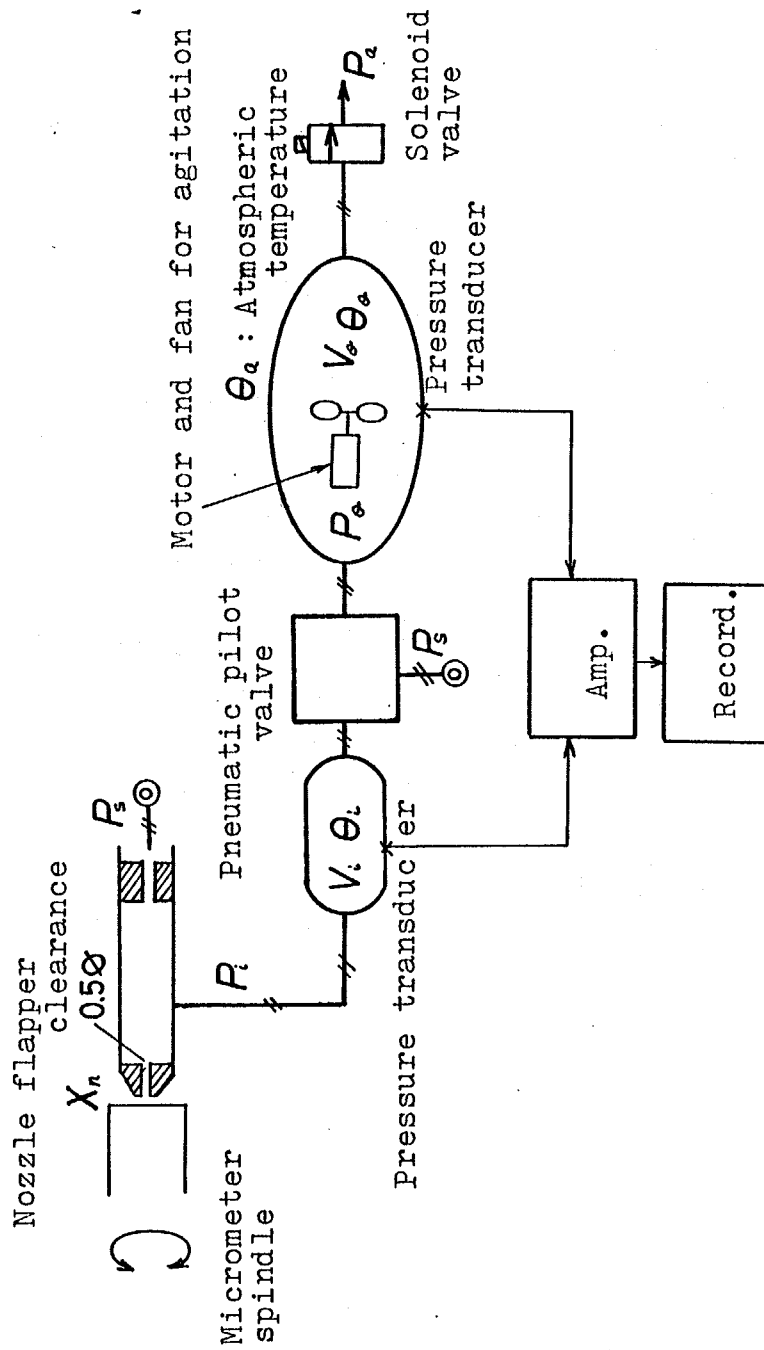


Fig. 4-5 Experimental Apparatus of the Pneumatic System

Table 4-1 Experimental Conditions

	a_1	a_n	C_s	k_1+k_2	m	P_{s3}	S'_1	S''_1	S'_2-S_4	S''_2	\bar{U}
value	9.5	5.1	1.2	3.7	4	9.8	7.9	6.0	2.0	2.0	2.6
$\times 10^n : n$	-1	-10	0	-1	-3	1	-4	-4	-4	-4	2
unit	$\frac{\text{kg}}{\text{sm}}$	$\frac{\text{kg}}{\text{Pa}\cdot\text{s}}$	—	N/m	kg	kPa	m^2	m^2	m^2	m^2	m/s

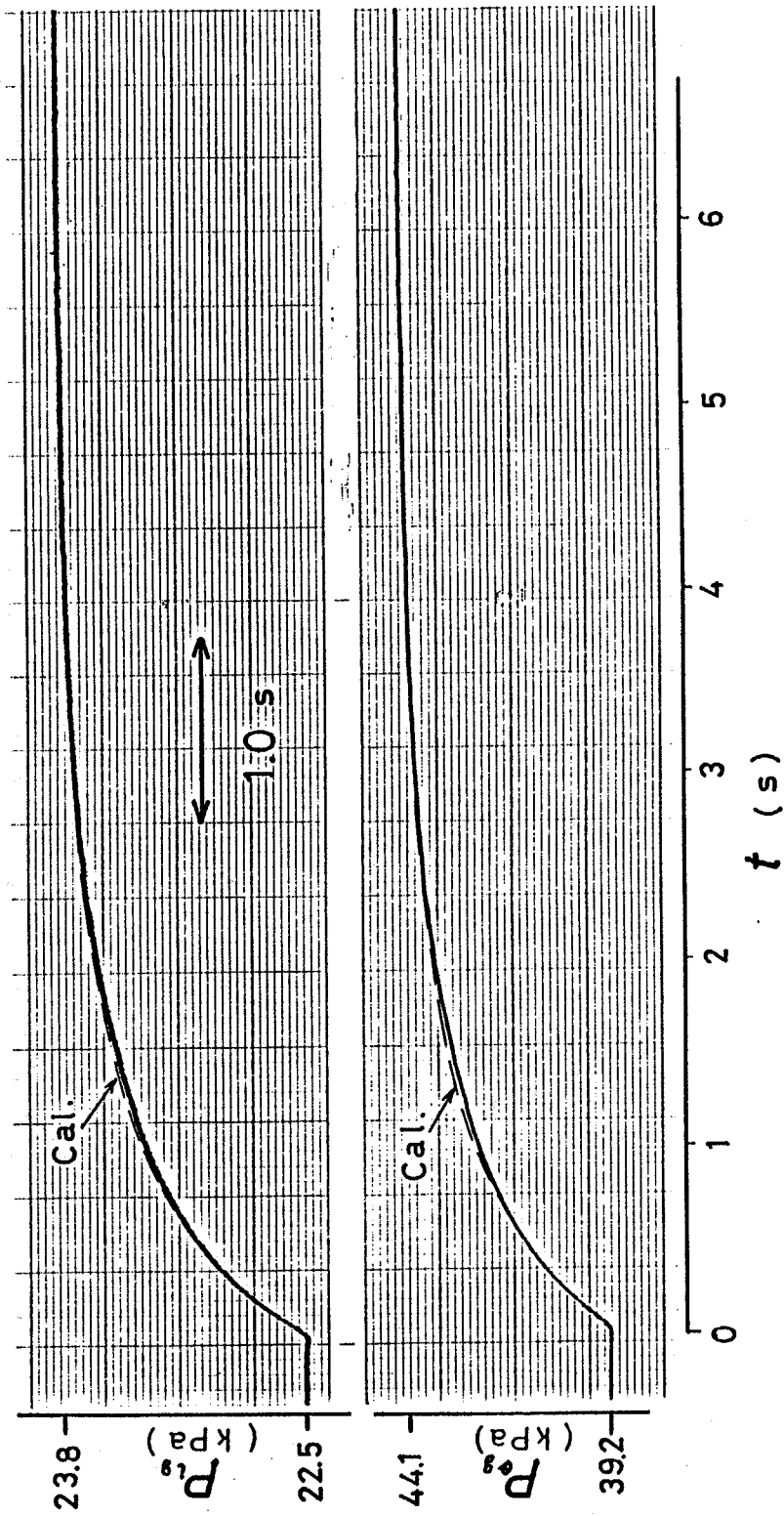


Fig. 4-6 Experimental Pressure Responses of the Nozzle Back Pressure and Output Chamber Pressure

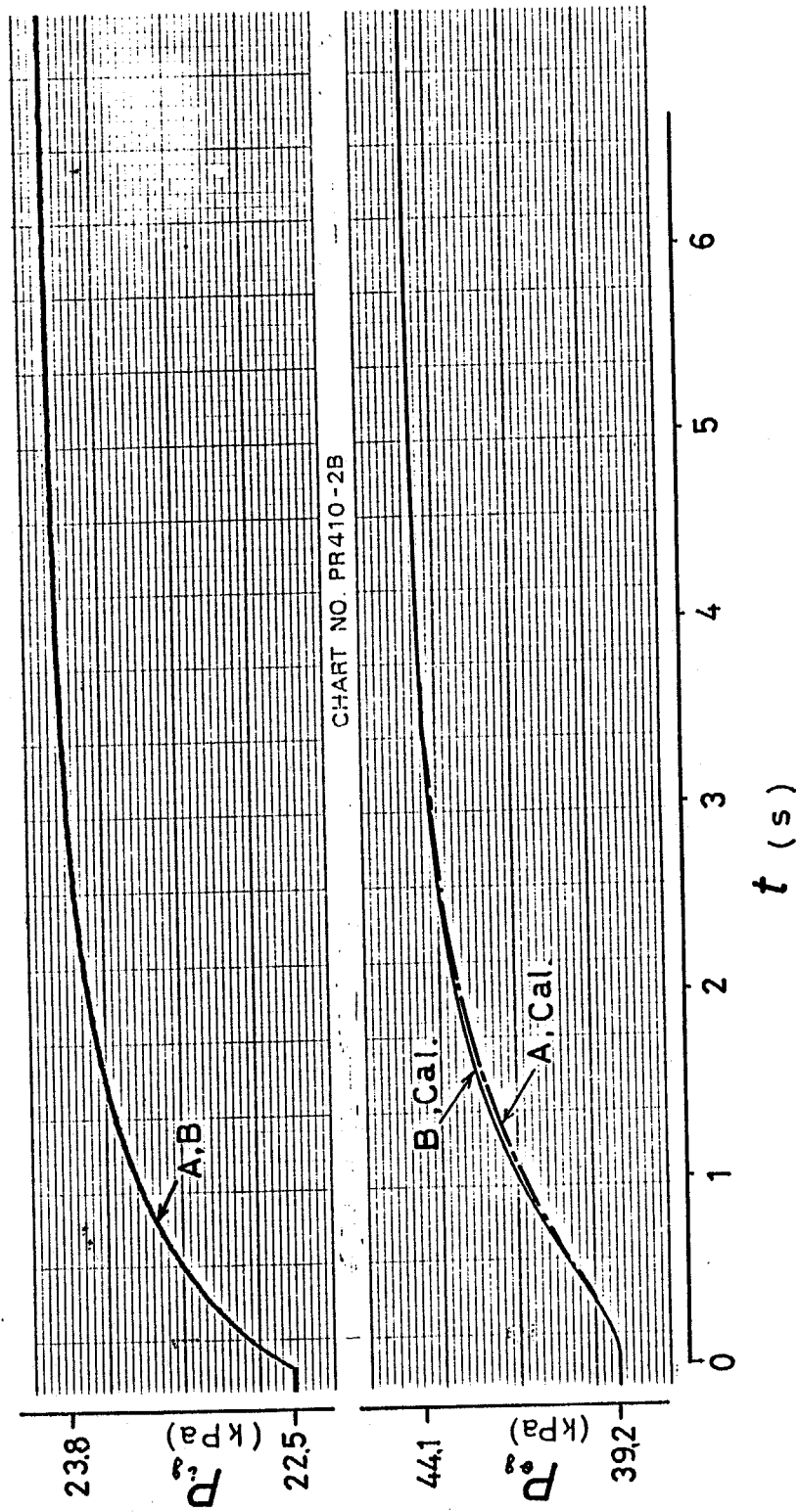


Fig. 4-7 The Effect of the Heat Transfer Coefficient on the Pressure Responses

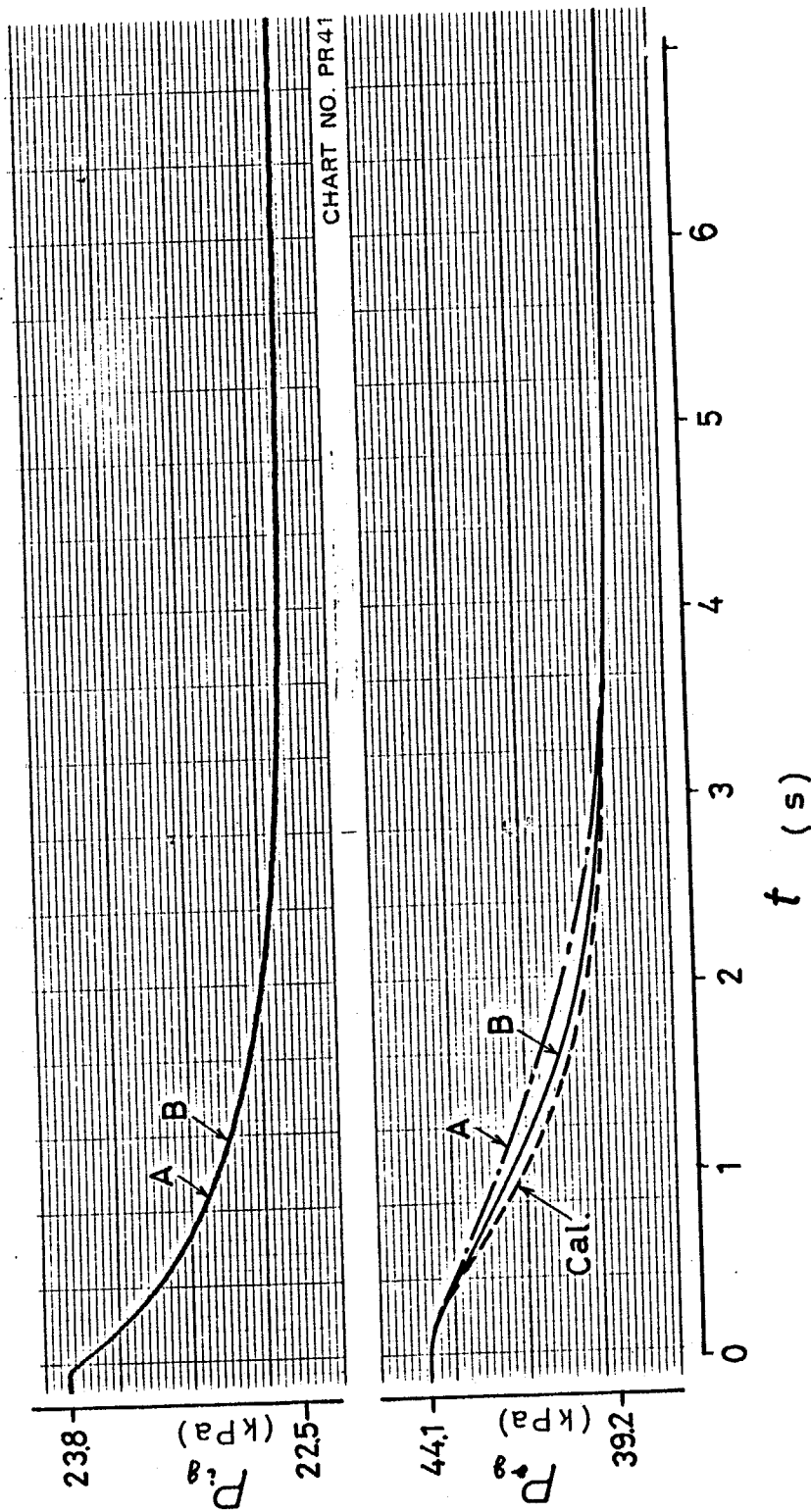


Fig. 4-8 The Effect of the Heat Transfer Coefficient and Flow Rate Non-linearity on Responses

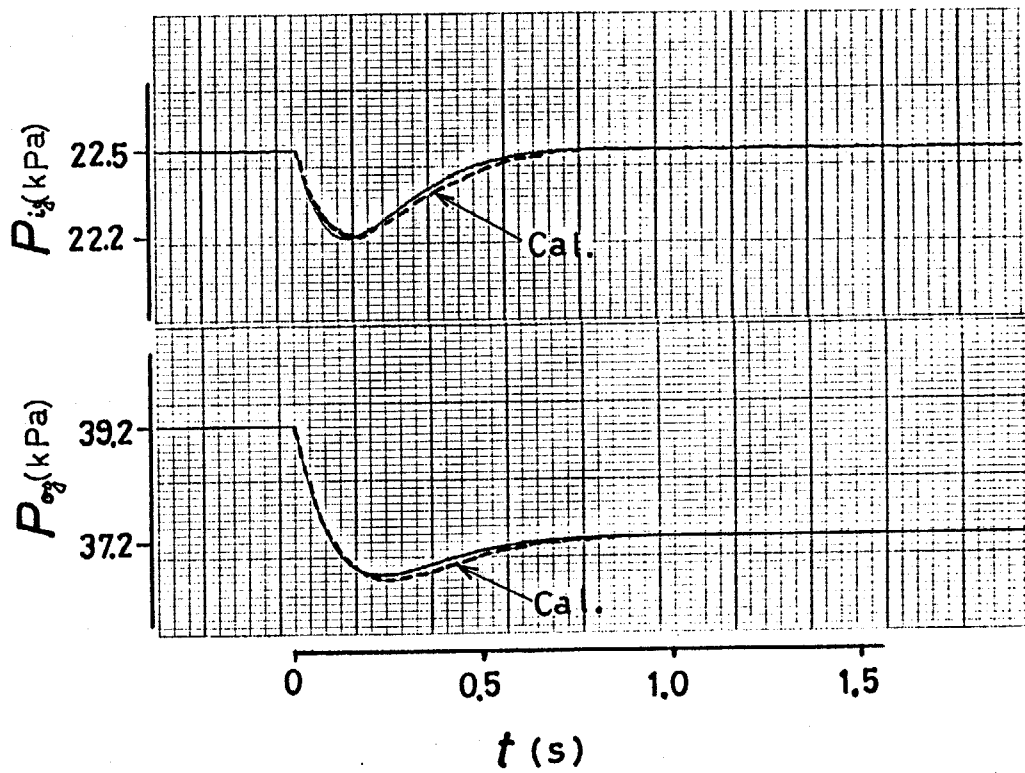


Fig. 4-9 Nozzle Back Pressure and Output Pressure Changes when Solenoid Valve is Opened

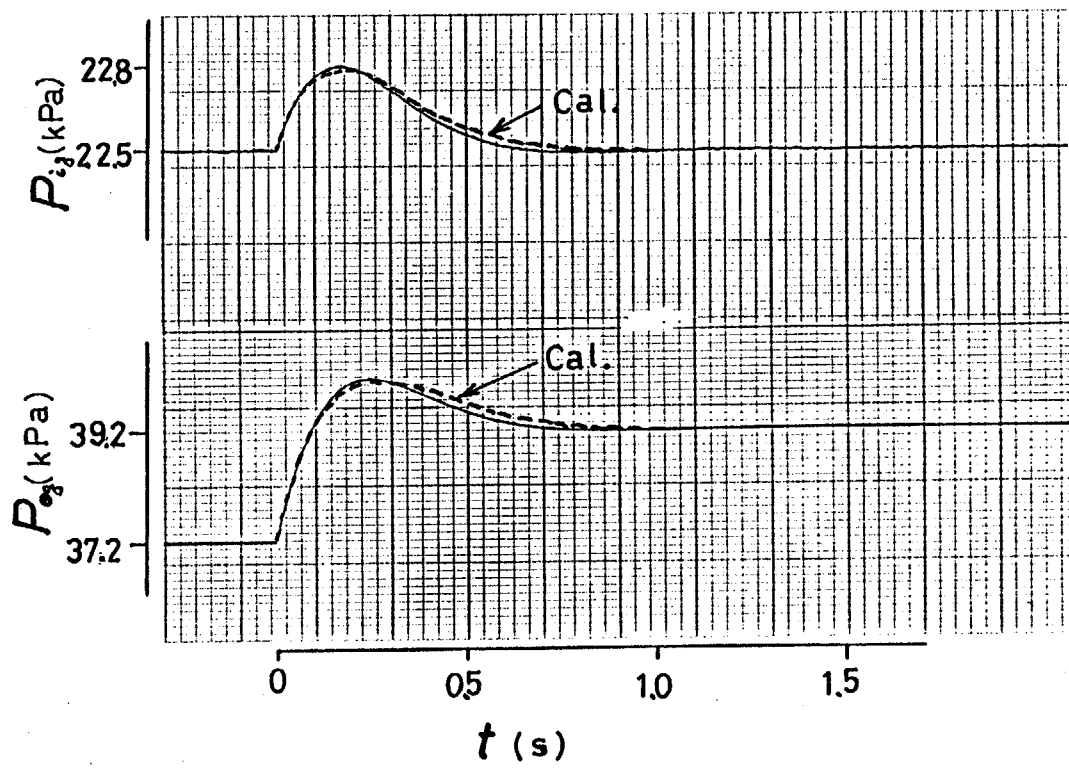


Fig. 4-10 Nozzle Back and Output Pressure Changes when the Solenoid Valve is Closed

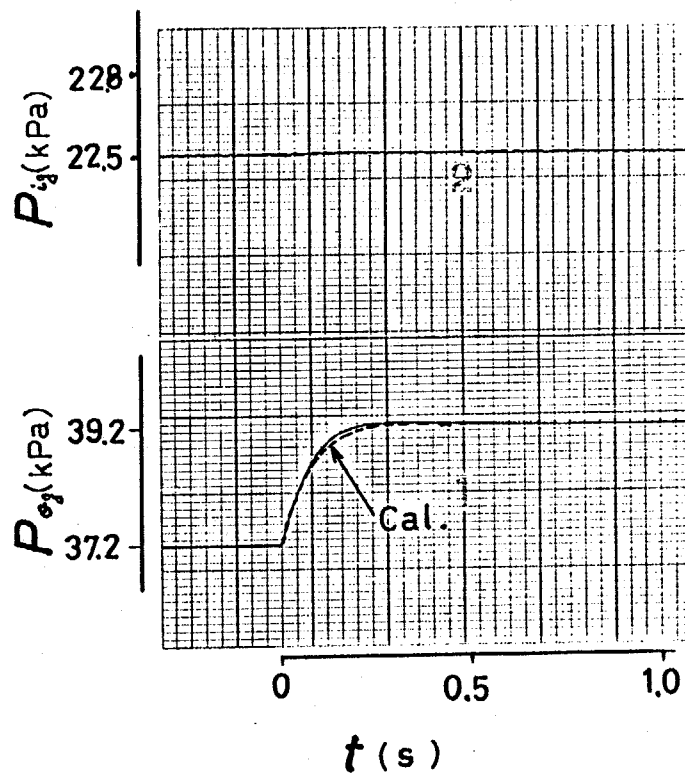


Fig. 4-11 Nozzle Back Pressure and Output Pressure Change when the Solenoid Valve is Closed (Large Input Chamber Case)

5. 非線形流量特性を有する抵抗を含む空気圧抵抗容量系の周波数応答

5. 1 まえがき

第2章では空気圧回路における重要な構成要素の一つである抵抗容量系の動特性について基本的解析を行ったが、本章では空気圧制御回路に於ける利用を目的とし空気圧抵抗容量系の周波数応答を取り扱う。

空気圧抵抗容量系の抵抗としては円筒絞りが多くの場合用いられ、可変を要する場合はニードル絞りなどが利用される。これらの抵抗と空気圧容器の組み合わせにより系に遅れを持たせることができる。この抵抗容量系はきわめて基本的であるにもかかわらず、その動特性の計算は容易では無くまた容量内空気の熱伝達を考慮する詳細な検討を行った研究はない。 空気圧抵抗容量系の動特性は第2章で示したように容器内空気の状態変化に熱伝達を考慮しなければ正確に求まらず、また抵抗の流量特性についても非線形性の影響を考えなければならない場合が多い。特に流量特性については線形と仮定できる圧力差は通常きわめて微少な範囲に限定されるため、実際に利用されている機器における空気圧抵抗容量系の特性は多くの場合流量の非線形特性に大きく影響される。そこで本研究では絞り内部の空気の慣性が無視でき、抵抗の流量特性が静特性で示される場合について、その流量特性を線形項と2次の非線形項の和として近似し、また容器内空気の状態変化は連続の式とエネルギー方程式の連立により定まるとした解析を行った。これらの解析結果は設計計算の際に利用しやすいように2つの無次元パラメータ(抵抗流量特性の非線形性に関するもの、および空気の状態変化に関するもの)に対してボード線図の形として簡明に表示した。また実験では入力圧の振幅を変化させて周波数応答を計測し、それらが2つの無次元パラメータによる理論値と良く一致することを確認した。

本章で使用する主な記号

A: 入力圧の振幅, Pa

F(S): 入出力伝達関数, Pa/m

$P = P_1 - P_2$, Pa

$$K_a = \frac{T_p}{T_h}$$

P_1 : 入力圧, Pa

P_2 : 出力圧 (容器内空気圧力), Pa

\bar{P} : 入出力圧時間平均値, Pa

r: 流量特性における非線形性無次元数 ($2 \cdot k \cdot A$)

S: ラプラス演算子, 1/s

S^* : 無次元ラプラス演算子, ($= T_p \cdot S$)

S_h: 伝熱面積, m²

T_p: 等温変化時圧力整定時定数, ($= V / (a \cdot R \cdot \theta_a)$), s

T_h: 容器内空気熱平衡時定数, ($= C_v \cdot W / (h \cdot S_h)$), s

θ_2 : 容器内空気温度, K

$\bar{\theta}_2$: 容器内空気平均温度, K

θ_a : 大気温度, K

W: 容器内空気質量, kg

\bar{W} : 容器内空気時間平均質量, kg

ν : 空気動粘度, m²/s

ρ_2 : 容器内空気密度, kg/m³

$\bar{\rho}_2$: 容器内空気平均密度, kg/m³

$\tilde{\rho}_2$: 容器内空気時間平均密度, kg/m³

ω : 角速度, rad/s

ω^* : 無次元角速度, ($= T_p \cdot \omega$)

5. 2 理論

本研究で扱う空気圧抵抗容量系の概略図を Fig. 5-1 に示す。空気圧抵抗は円筒絞りで内部の流れは層流とする。空気式制御系の設計に於いて空気圧抵抗容量系の特性が線形系として示される場合には線形制御理論が利用できるため系全体の特性の計算が極めて容易となる。絞りの入り口部及び出口部に於ける運動エネルギーの損失を無視し、絞り内部の粘性圧力損失のみを考えれば、この線形の場合に対応し圧力差 $P (= P_1 - P_2)$ と流量 G の関係は Hagen-Poiseuille の法則と呼ばれる式によって表す事ができる。

$$G = \frac{\pi d^4 P}{128 \nu l} \quad (5-1)$$

ただし ν を空気の動粘度、 d を絞りの内径及び l を絞りの長さとする。しかしこの線形関係は抵抗にかかる圧力差が極めて微少な場合のみ適用可能であり、入力振幅圧が大きく周波数が高い(従って抵抗にかかる圧力差は大きい)場合には抵抗の特性に非線形性が強く現れる。Zalmanzon は絞り内部での圧力損失及び運動エネルギーの損失を考慮し、絞りを通過する空気の流量 G と圧力差 P を、

$$P = C_1 G + C_2 G^2 \quad (5-2)$$

と示した。ただし C_1 及び C_2 は定数である。本章では抵抗部の圧力差流量特性に非線形性を考慮する第一段階として流量 G を圧力差 P の 2 次の関数として陽に表示する。流量 G を、

$$G = a(P - k \cdot P^2) \quad (5-3)$$

とする。ただし a は圧力差零近傍に於ける流量ゲイン及び k は比例定数を示す。又 $P < 0$ では $G = a(P + k \cdot P^2)$ と成る。流量を圧力差に対して陽に示す事によって流量特性の非線形性の程度を無次元数によって整理する事が可能となる。

流体抵抗に於いて圧力差の変化する周波数によっては抵抗の圧力差流量特性自身に動特性を考慮する必要があるが、本研究では問題とする周波数領域では^{27), 28)}

動粘度と絞りの内径による無次元周波数($f \cdot d^2/4\nu$)の値は十分小さく抵抗の特性は静的特性で示されると仮定する。ただし f は $\omega/(2 \cdot \pi)$ を示す。

以下に容器内空気に熱伝達、抵抗の流量特性に非線形性を考慮し解析を行う。本章では抵抗部の流量特性にのみ非線形を考え、第3章に於ける扱いと同様に圧力変化は小さいとし、従って密度、温度の各状態量の変化は微小と仮定する。抵抗の流量特性にのみ非線形性を考慮するのは、空気圧抵抗に於いては流量特性に極めて微小な圧力差でも非線形が現れるからであり、詳しくは実験条件で述べるが、たとえば4~5 kPaの圧力振幅が抵抗にかかったとすると圧力、温度の各状態量は十分線形的扱いが可能であるが、流量特性については非線形性の考慮が重要となる。

抵抗を介して空気が容器に出入りすると容器内圧力 P_2 は変化し、従って容器内空気の温度も変化する。容器内空気のエネルギー方程式は、第2章(2-1)式に於いて温度の変化を微小と仮定すれば、

$$C_v \bar{W} \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} = R \theta_a G + Q \quad (5-4)$$

となる。ただし \bar{W} は容器内空気質量の時間平均値を示す。壁温は容器への空気の出入りにより影響されず一定値を保つと仮定すれば、空気と壁面には温度差によって熱伝達が生じ、第2章に於ける扱いと同様に熱伝達率を h とし、

$$Q = h S_h (\theta_a - \bar{\theta}_2) \quad (5-5)$$

と定義する。ただし Q 伝達熱量、 S_h を伝熱面積とする。(5-5)式を(5-4)式に代入すれば、

$$\frac{d\bar{\theta}_2}{dt} = \frac{1}{C_v \bar{W}} \left\{ R \theta_a G + h S_h (\theta_a - \bar{\theta}_2) \right\} \quad (5-6)$$

となる。容器内空気の状態方程式を空間平均温度 $\bar{\theta}_2$ と空間平均密度 $\bar{\rho}_2$ で表すと、

$$P_2 = \bar{P}_2 R \bar{\theta}_2 \quad (5-7)$$

となり、(5-7)式を時間で微分し、

$$\frac{dP_2}{dt} = \bar{P}_2 R \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} + R \bar{\theta}_2 \frac{d\bar{P}_2}{dt} \quad (5-8)$$

を得る。前述の様に温度の変化を微小とし、温度の時間平均値は容器壁温に等しいとし、密度の平均値 $\bar{\rho}_2$ を時間平均値 $\bar{\rho}_2$ で示せば、

$$\frac{dP_2}{dt} = \bar{P}_2 R \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} + R \bar{\theta}_2 \frac{d\bar{P}_2}{dt} \quad (5-9)$$

$$= \frac{\bar{W} R}{V} \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} + R \bar{\theta}_2 \frac{d\bar{P}_2}{dt} \quad (5-10)$$

となる。平均密度の時間変化は、

$$\frac{d\bar{P}_2}{dt} = \frac{1}{V} \frac{dW}{dt} = \frac{G}{V} \quad (5-11)$$

と示される。(5-11)式を(5-10)式に代入すれば、

$$\frac{dP_2}{dt} = \frac{\bar{W} R}{V} \frac{d\bar{\theta}_2}{dt} + R \bar{\theta}_2 \frac{G}{V} \quad (5-12)$$

となる。(5-3), (5-6)式および(5-12)式をブロック線図として Fig. 5-2 に示す。

流量特性の非線形性のために入力振幅が大きい程かつ入力周波数が大きいほど系に対する非線形の影響が顕著となる。そこで入力圧力振幅 A を用いて次に示す無次元化を行う。

$$\Delta P_1 = A \sin \omega t \quad (5-13)$$

$$P^* = \frac{\Delta P_1}{A} \quad (5-14)$$

P^* は無次元圧力となる。また流量 G は Fig. 5-1 に於いて線形化した時の入力振幅に対応した流量 $a \cdot A$ を用いて無次元化する。

$$G^* = \frac{G}{a A} \quad (5-15)$$

(5-14), (5-15)式を(5-3)式に代入する。

$$G^* = P^* - A R P^{*2} \quad (5-16)$$

$r \equiv 2 \cdot k \cdot A$ とすれば r は抵抗の流量特性の係数と入力振幅から求まる無次元パラメータとなる。 r を(5-16)式に代入し、

$$G^* = P^* - \frac{r}{2} P^{*2} \quad (5-17)$$

となる。ただし $0 \leq r \leq 1$ である。 r をパラメータとして無次元化された流量特性を Fig. 5-3 に示す。

次に第3章と同様に時間について空気の状態変化を等温変化と仮定した場合の時定数 T_p を用いて無次元化を行う。

$$T_p = \frac{V}{a R \theta_a} \quad (5-18)$$

$$t^* = \frac{t}{T_p} \quad (5-19)$$

熱平衡時定数 T_h 及び K_a も同様に定義する。

$$T_h = \frac{\bar{W} C_v}{h S_h} \quad (5-20)$$

$$K_a = \frac{T_p}{T_h} \quad (5-21)$$

K_a は2つの時定数の比を示し、この値が大きい程より等温に近い応答となる。この無次元パラメータは流量の非線形性に関するパラメータ r と並び系に対し重要なものとなる。無次元化された変数およびパラメータを用い、Fig. 5-2 のブロック線図を簡略化する。簡略化したブロック線図を Fig. 5-4 に示す。Fig. 5-4 において $r = 0$ の場合には線形系となり、空気圧ノズルフラップと同様に入出力の伝達関数 $F(s^*)$ は次式となる。

$$F(s^*) = \frac{x s^* + K_a}{s^{*2} + (x + K_a) s^* + K_a} \quad (5-22)$$

5.3 無次元パラメータに対する周波数応答

まず(5-22)式に示す線形系の場合について周波数応答をFig. 5-5に示す。第3章に於いて述べたように空気圧ノズルフラップの入出力伝達特性と空気圧抵抗容量系の入出力とは極めて類似性が強い。つまり空気圧ノズルフラップの静的ゲインを1と仮定し、空気圧抵抗容量系の流量特性を線形とすれば両者の特性は同一となる。しかし前述のように空気圧抵抗容量系では圧力振幅が微少でも入出力伝達動特性に非線形性が現れるため以下に流量の非線形を含めた解析を行う。

流量特性の非線形部を $N(E)$ とし記述関数法を適用して周波数特性を求める。入力圧および非線形部の入力を次ぎの様に定める。

$$P_1^* = \sin \omega^* t^* \quad (5-23)$$

$$e(t^*) = E \sin(\omega^* t^* + \phi_e) \quad (5-24)$$

ただし E は非線形部の入力 $e(t^*)$ の振幅を示す。非線形部の記述関数は、

$$N(E) = 1 - \frac{4\gamma E}{3\pi} \quad (5-25)$$

となる。また出力圧 P_2^* は後段の容量系 $L(s^*)$ が低域通過特性のため高調波はほぼ無視できる。

$$P_2^* = C_m \sin(\omega^* t^* + \phi_c) \quad (5-26)$$

ただし C_m は出力振幅を示す。これより入力圧と出力圧の伝達関数 $F(j\omega^*)$ は、

$$F(j\omega^*) = \frac{P_2^*}{P_1^*} = C_m e^{j\phi_c} = \frac{N(E)L(j\omega^*)}{1+N(E)L(j\omega^*)} \quad (5-27)$$

と成る。非線形部の入力については、

$$E e^{j\phi_c} = \frac{1}{1+N(E)L(j\omega^*)} \quad (5-28)$$

と成る。(5-28)式と(5-25)式を連立させ E および $N(E)$ を求める。

この解法はニュートン法により求めた。物理的意味としては、系の一部に非線形性があるため入力と出力の関係は陽に求まらず、非線形部の特性つまり(5-25)式と(5-28)式の連立が必要で、これにより無次元流量の振幅が決定される。求まった E を用いて入出力関係は(5-27)式を用いて計算する。Fig. 5-6に $Ka=0.1$ の場合の計算結果を示す。非線形性を示す無次元パラメータの値 r の増加に伴い、ゲインは小さくなり、位相遅れも増加する。熱移動に関する無次元パラメータ Ka の値がかなり小さいこの場合では空気の状態変化は断熱に近いものとなりゲインの低下は小さくまた位相遅れも小さい。Fig. 5-7に $Ka=1$ およびFig. 5-8に $Ka=5$ の場合をそれぞれ示す。無次元パラメータ r の増加に伴い同様にゲインはより低下し、位相も遅れる。 $Ka=1$ の場合、物理的には圧力の整定する時定数と温度の整定する時定数が同じ場合で折点周波数において $r=0$ でも伝熱による位相進みはかなり見られる。 $Ka=5$ では空気の状態変化は原理的には $\omega^* > 0.2$ において等温的となり、 $\omega^*=1$, $r=0$ の場合の位相遅れは約 40° となり、一次遅れ系の折点周波数にかなり近くなっている。このように流量の非線形性に関する無次元パラメータ r および空気の状態変化に対する無次元パラメータ Ka の2つに対してボード線図を用意すれば、設計の際に該当す

よるパラメータを求めるだけで容易に近似周波数特性を得ることができ、実用的価値が高いと考えられる。

5.4 実験

5.4.1 実験装置

実験装置の構成図を Fig. 5-9 に示す。入力となる正弦波状圧力は偏心カム機構を利用し、ノズルフラップ間隔 X を変化させた。ノズルフラップ間隔の変化は微小なため、計測用マイクロメータを偏心カムおよびレバーで微少回転させ正弦波状圧力を作成した。またこの正弦波状に変化するノズル背圧を空気圧パイロット弁で増幅した。このパイロット弁の動作は主に流量におけるマッチングのためである。つまり内部抵抗が大きく流量が十分供給できない特性では周波数の増加に伴い抵抗にたいする入力圧の振幅が減少してしまう。実験に用いた円筒絞りは内径 0.4 mm 、長さは 25 mm のもので、その静的流量特性は実験装置図に示す空気圧容量の代わりに積算式ガスメータを接続し測定を行った。抵抗のバイアス圧力は精密級圧力計により、また前後の圧力差は水柱で計測した。空気圧パイロット弁、抵抗および圧力容器の接続には内径 4 mm のチューブを用いた。チューブと円筒絞りの内径の比は 10 倍あり、接続管路の長さは数 cm と短いため管路の抵抗分は無視することができる。周波数応答の実験の際には空気圧容器を空気圧抵抗に接続し、その体積 V は 22 ml とした。周波数応答の実験は当然ながら U 字管マノメータは取り外した。図に示すパイロット弁の出口圧力 P_1 及び空気圧容器内の非定常圧力の計測には豊田工機製半導体圧力変換器 (PMS-5) を使用した。感圧素子のダイヤフラム部にはシリコンオイルを充填して温度変化による誤差に注意した。圧力変換器の出力は直流増幅器を経由し、動特性の良い記録計に書かせた。

5. 4. 2 実験結果および考察

Fig. 5-10に実験に用いた円筒絞りの静的流量特性を示す。圧力差の増加に伴い流量も増加しているが、流量の増加率は減少している。実線は計測した圧力流量特性を良く表すように(5-3)式における a と k を決めて書いたものである。この時の値はそれぞれ $a = 1.8 \times 10^{-6} \text{ kg}/(\text{Pa} \cdot \text{s})$, $k = 0.21$ $1/\text{Pa}$ である。圧力差が 1.4 kPa の時の円筒絞り内部でのレイノルズ数は約 300 であり流れは層流である。一点鎖線は(5-1)式 Hagen-Poiseuille の式をもとにした計算値である。レイノルズ数がこの程度でも種々の非線形項の影響が現れている。Fig. 5-10に示した流量特性はバイアス圧力はゲージ圧で $0.4 \text{ kgf}/\text{cm}^2$ (137 kPa abs.)であるが、このバイアス圧力が変化すれば流量特性も変化する。

周波数応答の実験では入力圧の振幅をピークからピークで $0.018 \text{ kgf}/\text{cm}^2$ (1.76 kPa , $A = 0.88 \text{ kPa}$) および $0.034 \text{ kgf}/\text{cm}^2$ (3.33 kPa , $A = 1.67 \text{ kPa}$) の2種とした。それぞれに対応する無次元パラメータ r の計算値は約 0.35 および 0.7 である。入力振幅を変化させた場合でもバイアス圧力 \bar{P} は一定に保った。熱平衡時定数 T_h および熱移動無次元パラメータ K_a は第2章で示した圧力応答の戻り波形より推定する方法によって求めた。これによれば T_h は約 0.9 s , K_a は 0.15 となった。Fig. 5-11 に入出力圧の圧力波形の一例を示す。入力波形及び出力波形はどの周波数領域でもそれほど歪みは見られなかった。抵抗部の内径、動粘度から求まる無次元周波数 f' ($= f \cdot d^2 / (4 \cdot \nu)$) は周波数応答実験において、たかだか約 0.15 で抵抗自体の動特性の影響はないと考えられる。Fig. 5-12に周波数応答の実験値を示す。実験値は波形の最大値と最小値の差を振幅とし、位相は圧力波

形の最大値と最小値の平均値を波形が横切る2つの時刻のずれから求めた。横軸は無次元角速度を示す。 $\omega^* = 1$ では $T_p = 0.144$ s であるため振動数に換算すれば 1.1 Hz に対応する。実線は記述関数を利用して求めた計算値である。実験値を示す黒丸は振幅が 3.33 kPa の場合で、もう一方は 1.76 kPa の場合である。入力周波数が大きい領域程非線形の影響は顕著となる。これは抵抗流量特性における非線形性が同一でも付加される容器が大きいか、もしくは周波数が高ければ、出力圧の入力圧に対する追従性が悪いため抵抗にかかる圧力差が大きくなり、したがって非線形性の強い領域で動作するためである。ゲインの実験値において振幅の大きい場合は振幅の小さい場合に比較してゲインの低下がより著しい。位相の実験値も振幅の大きい場合は小さい場合に比較して遅れが大きく成っている。このように抵抗容量系における流量の非線形性の影響は抵抗の流量特性のみでは定まらず、抵抗の流量特性、入力圧の振幅および周波数を含めて考える必要がある。2つの無次元パラメータ (r および Ka) による空気圧抵抗容量系の計算値は実験値と良く一致している。

5.5 結言

空気圧回路において重要な構成要素である抵抗容量系の周波数特性を抵抗流量特性の非線形性を考慮した解析を行った。抵抗の流量特性は線形項に2次の非線形項を加え、入力振幅とこの2次の非線形項の係数の積で示される新たな無次元パラメータを導出し表示した。また空気の状態変化を等温と仮定した場合における圧力整定時定数 T_p をもとにし、時間系を無次元化した。容器内空気の熱平衡時定数と圧力整定時定数の比 K_a は流量の非線形性のパラメータ r とともに重要なパラメータである。この2つのパラメータにより記述関数法を用いて抵抗容量系の周波数特性を求めた。実験では円筒絞りと容器で構成される抵抗容量系において、入力圧の振幅を変化させ周波数応答を計測した。実験値は計算値と良く一致した。本章で明らかにした空気圧抵抗容量系の解析法は抵抗容量系を用いた空気圧回路の動特性計算に有用と考えられる。

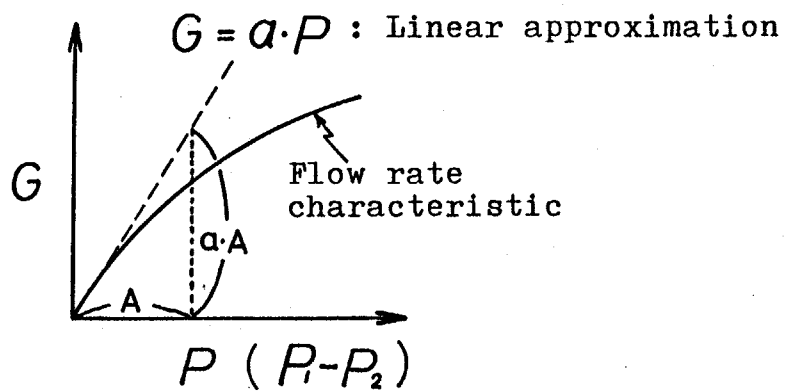
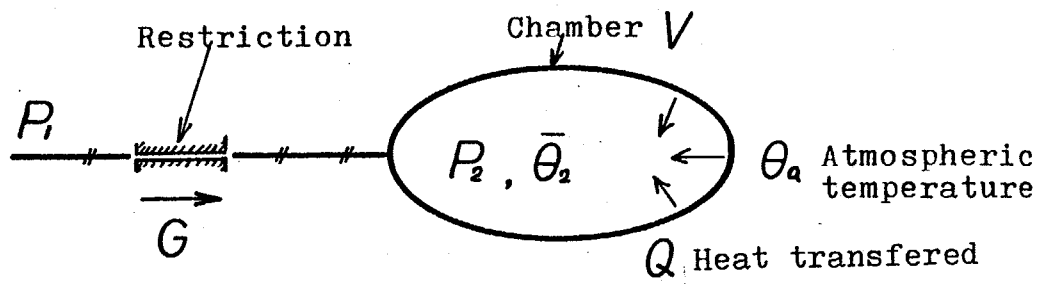


Fig. 5-1 General Structure of a Pneumatic RC Circuit with non-linear Flow Rate Characteristics

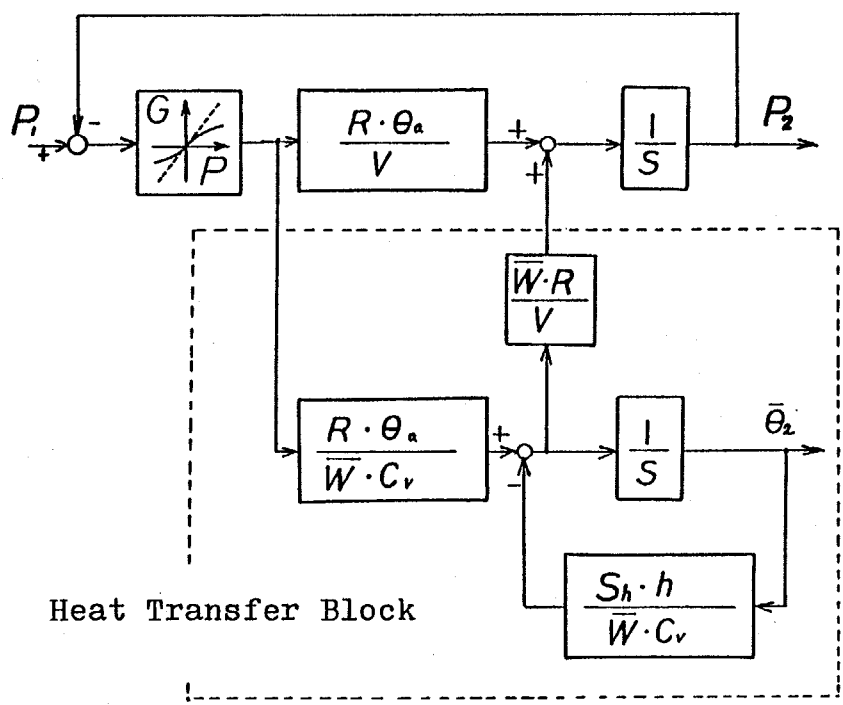


Fig. 5-2 Block Diagram for a Pneumatic RC Circuit with Heat Transfer Effect

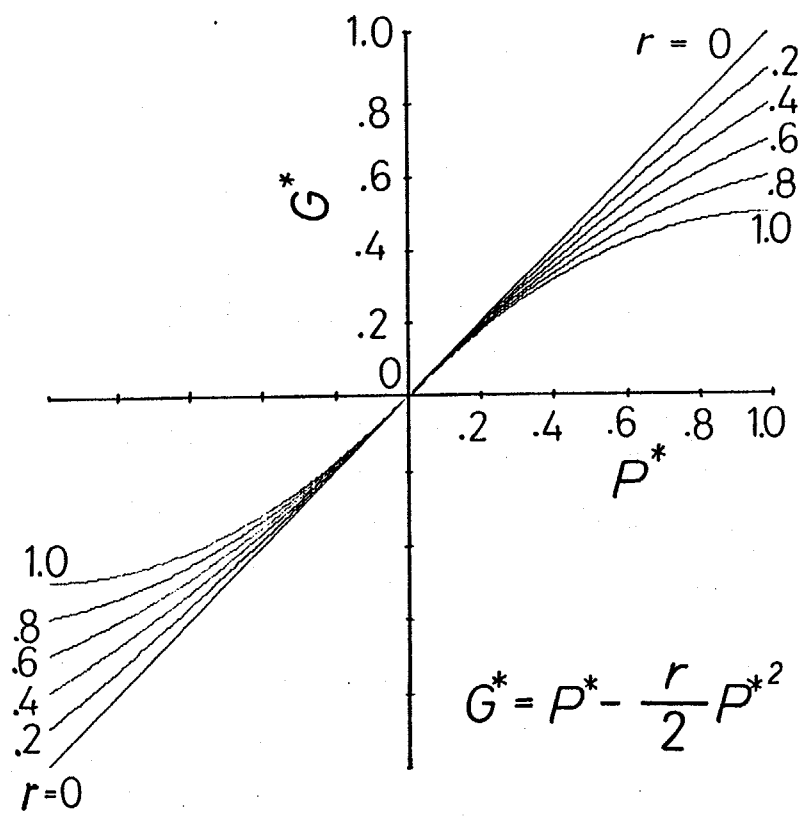


Fig. 5-3 Non-linear Flow Rate Characteristics with Non-dimensional Parameter r

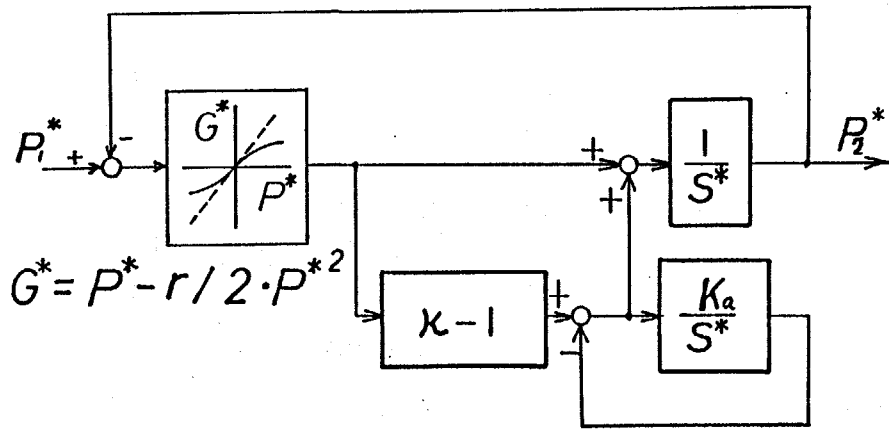


Fig. 5-4 Reduced Pneumatic RC Circuit with non-linear Flow Rate Characteristics

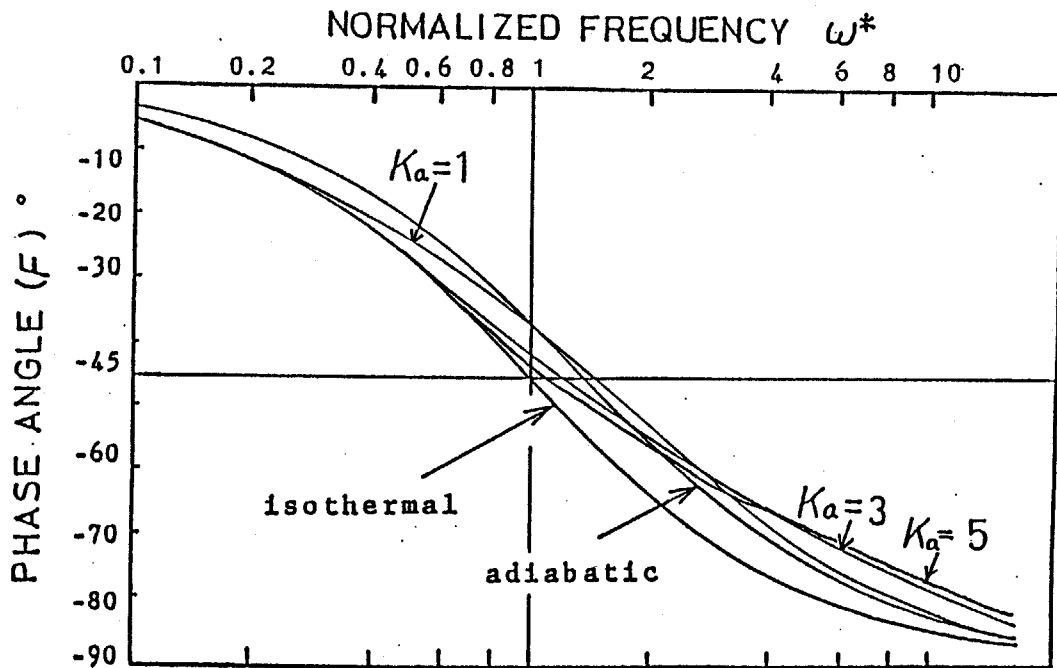
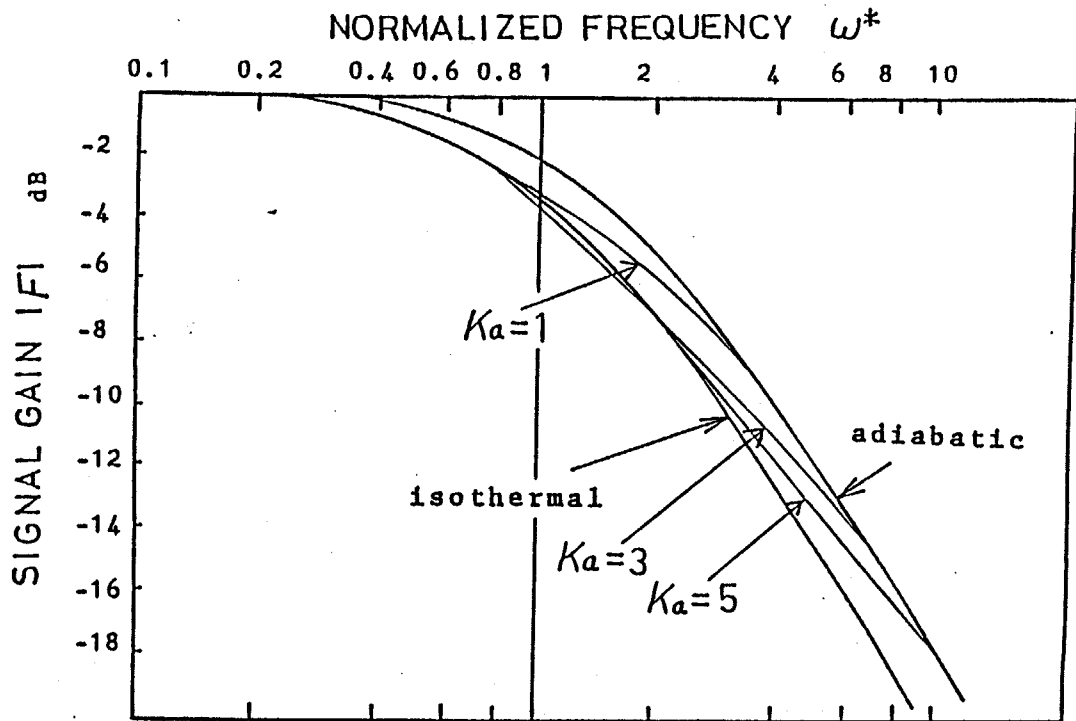


Fig. 5-5 Normalized Frequency Responses with Linear Flow Rate Characteristics

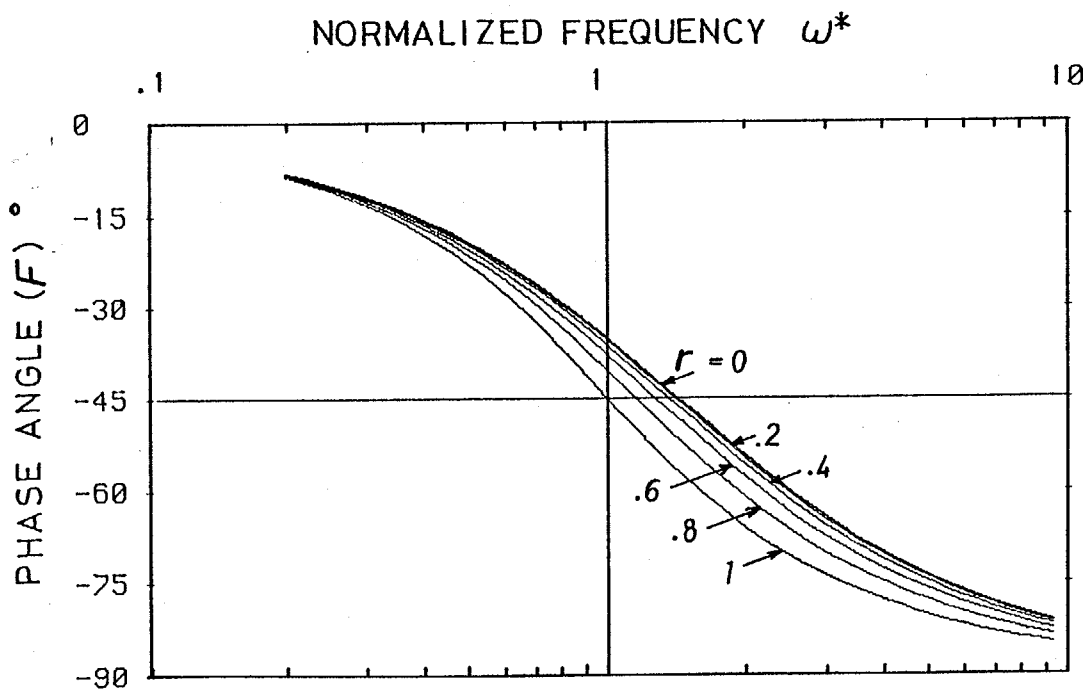
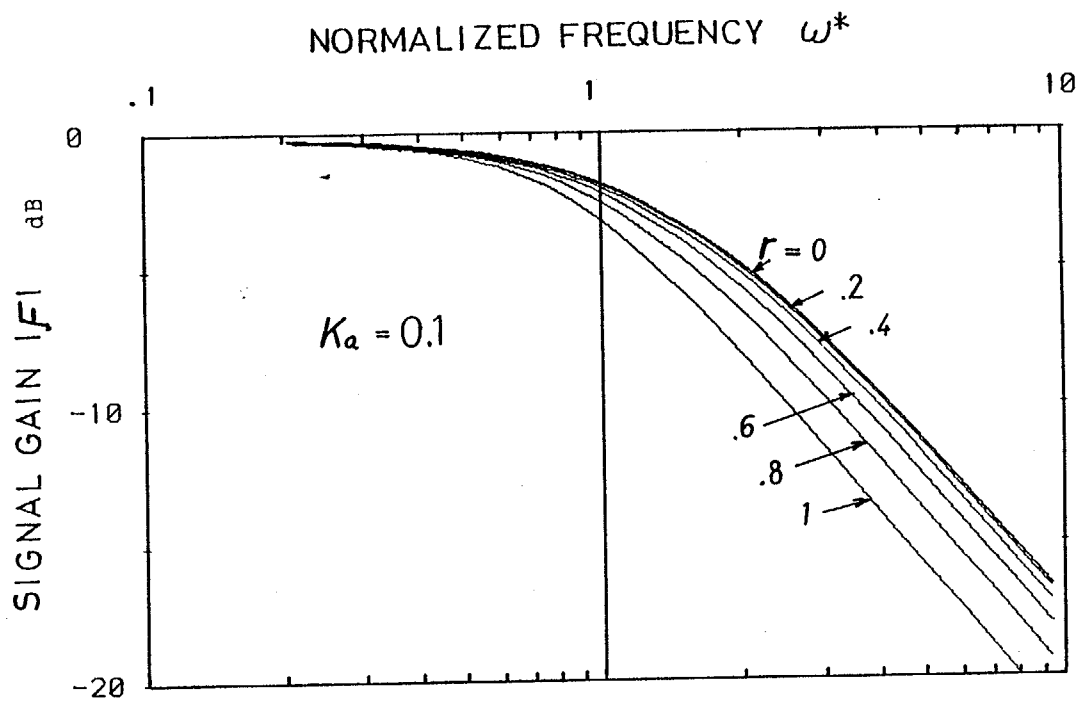


Fig. 5-6 Normalized Frequency Responses with Non-linear Flow Rate Characteristics ($K_a = 0.1$)

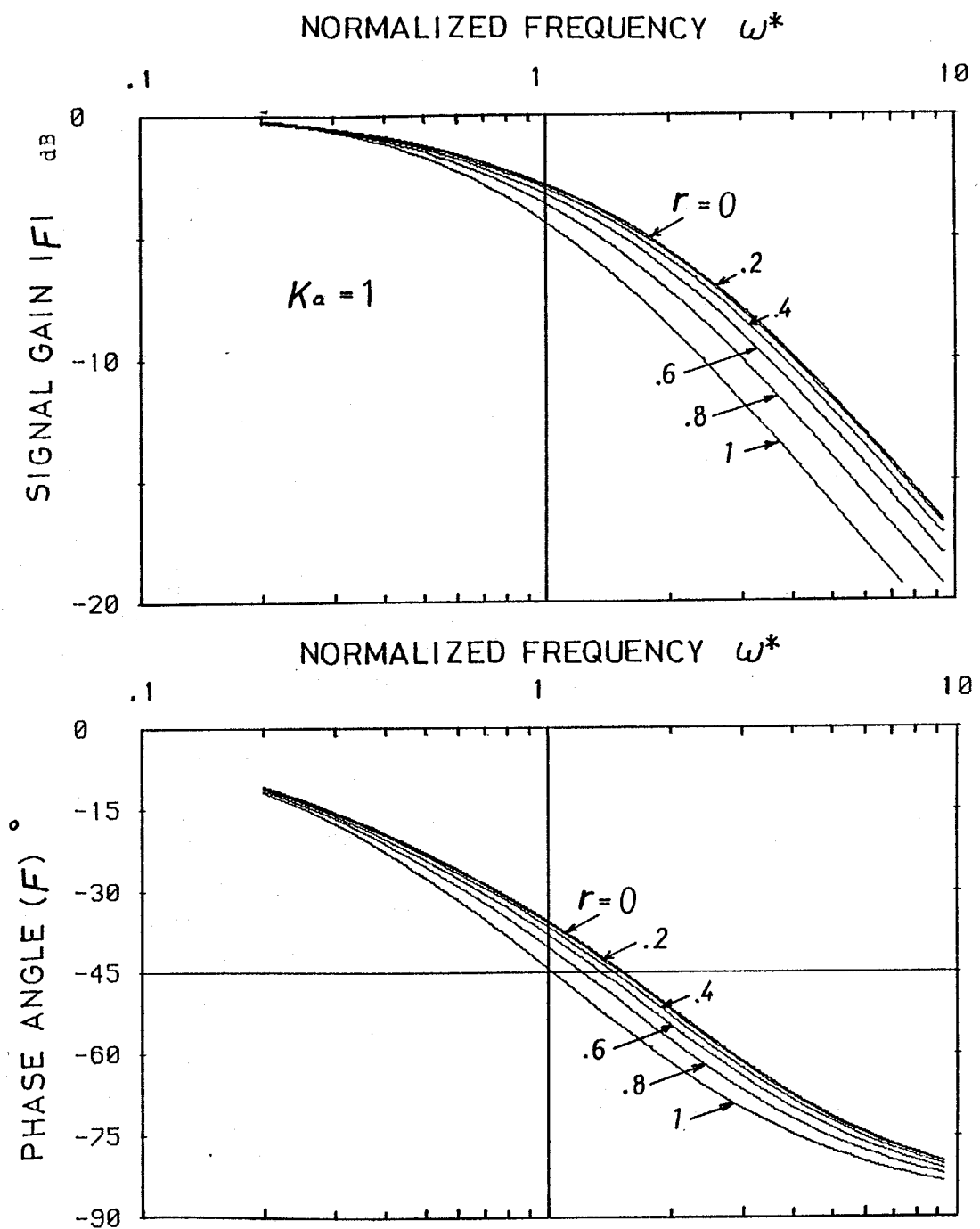


Fig. 5-7 Normalized Frequency Responses with Non-linear Flow Rate Characteristics ($K_a=1$)

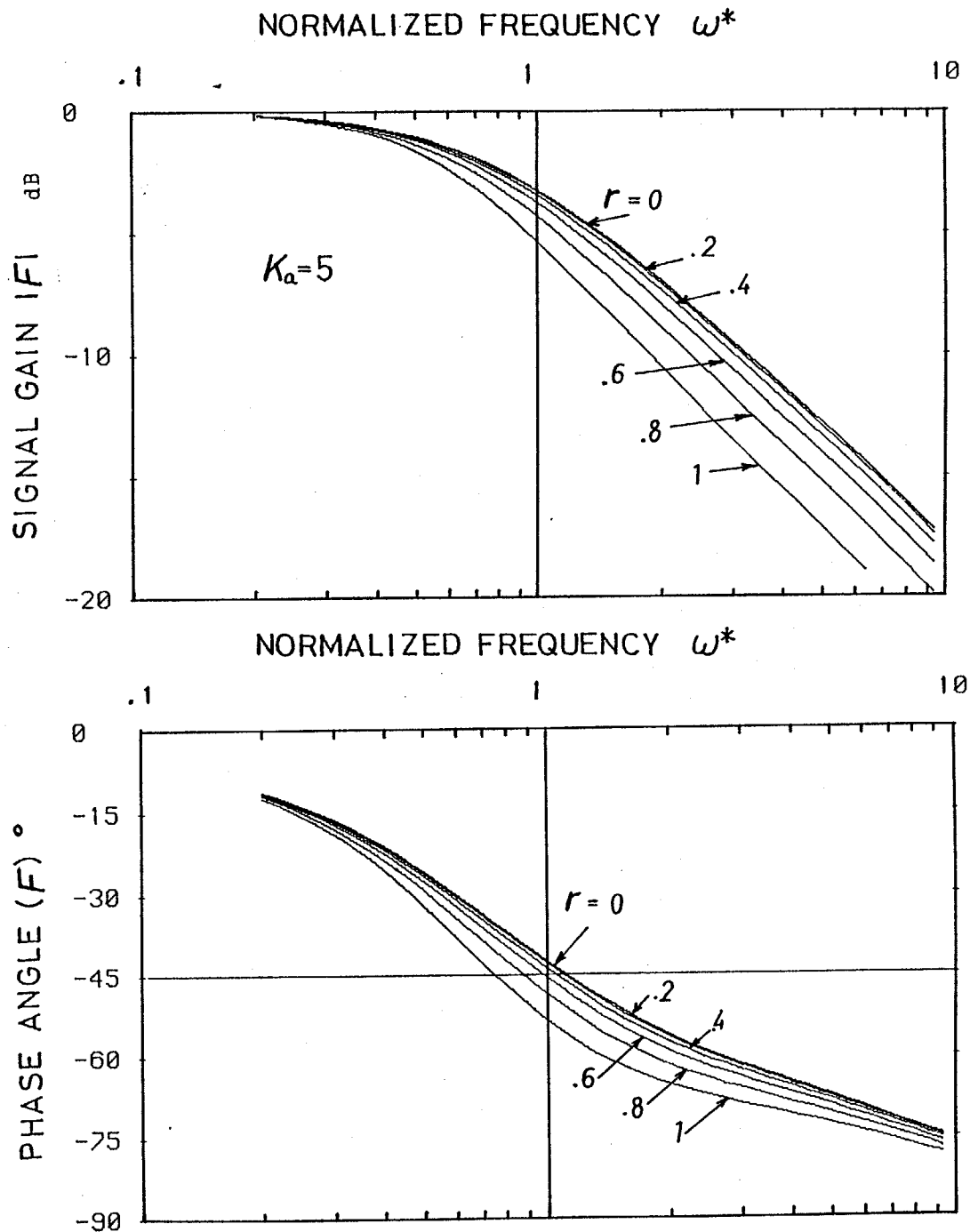


Fig. 5-8 Normalized Frequency Responses with Non-linear Flow Rate Characteristics ($K_a=5$)

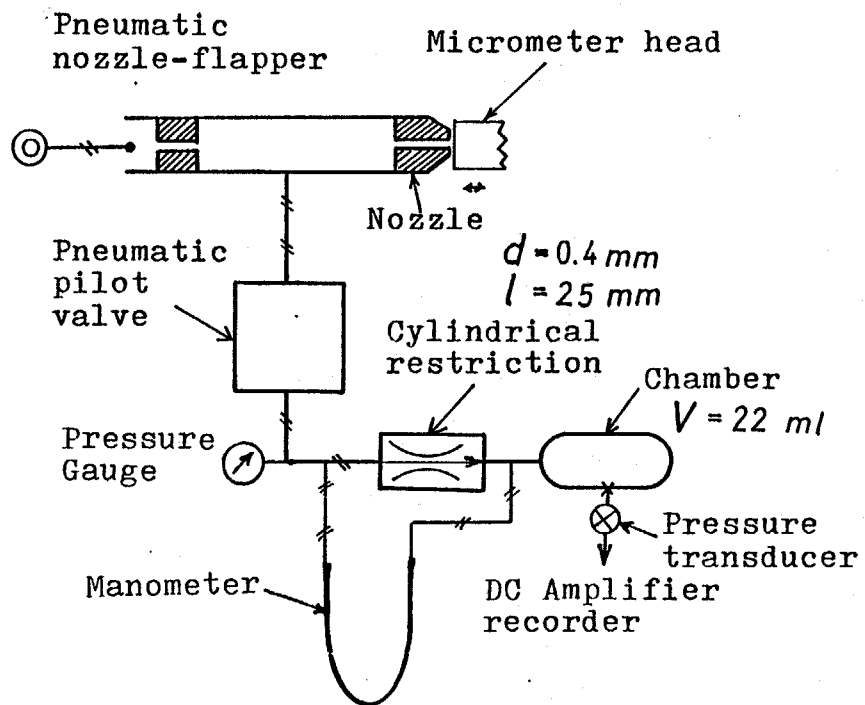


Fig. 5-9 Experimental apparatus

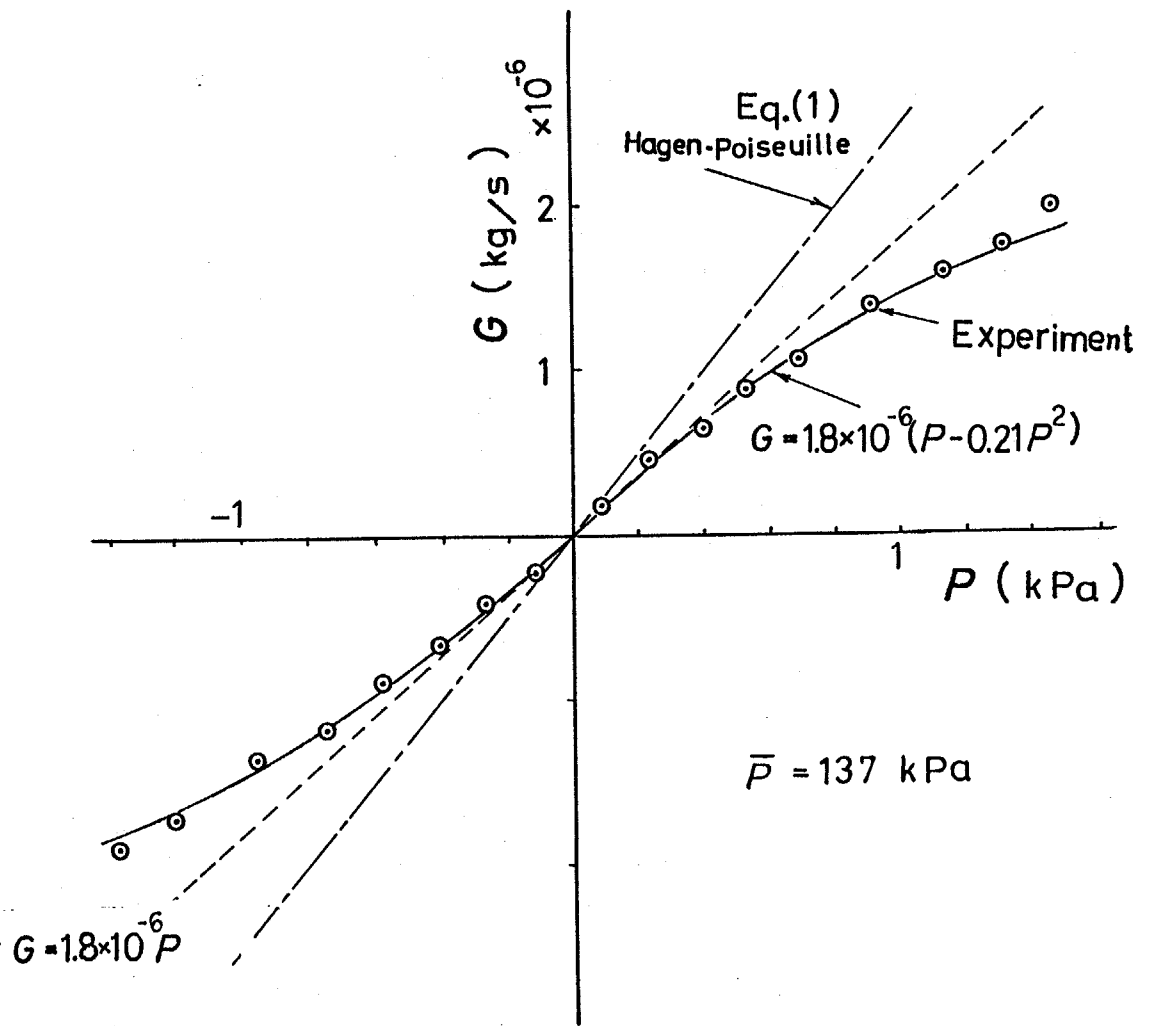
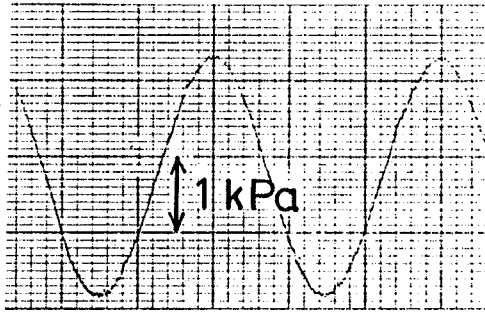


Fig. 5-10 Experimental Flow Rate Characteristics of the Cylindrical Restriction

Input
pressure



Output
(Chamber)
pressure

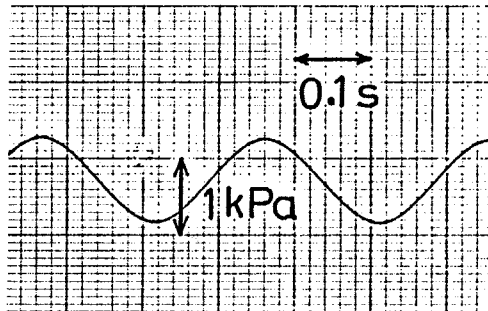


Fig. 5-11 Input and Output Pressure Waves of Frequency Test

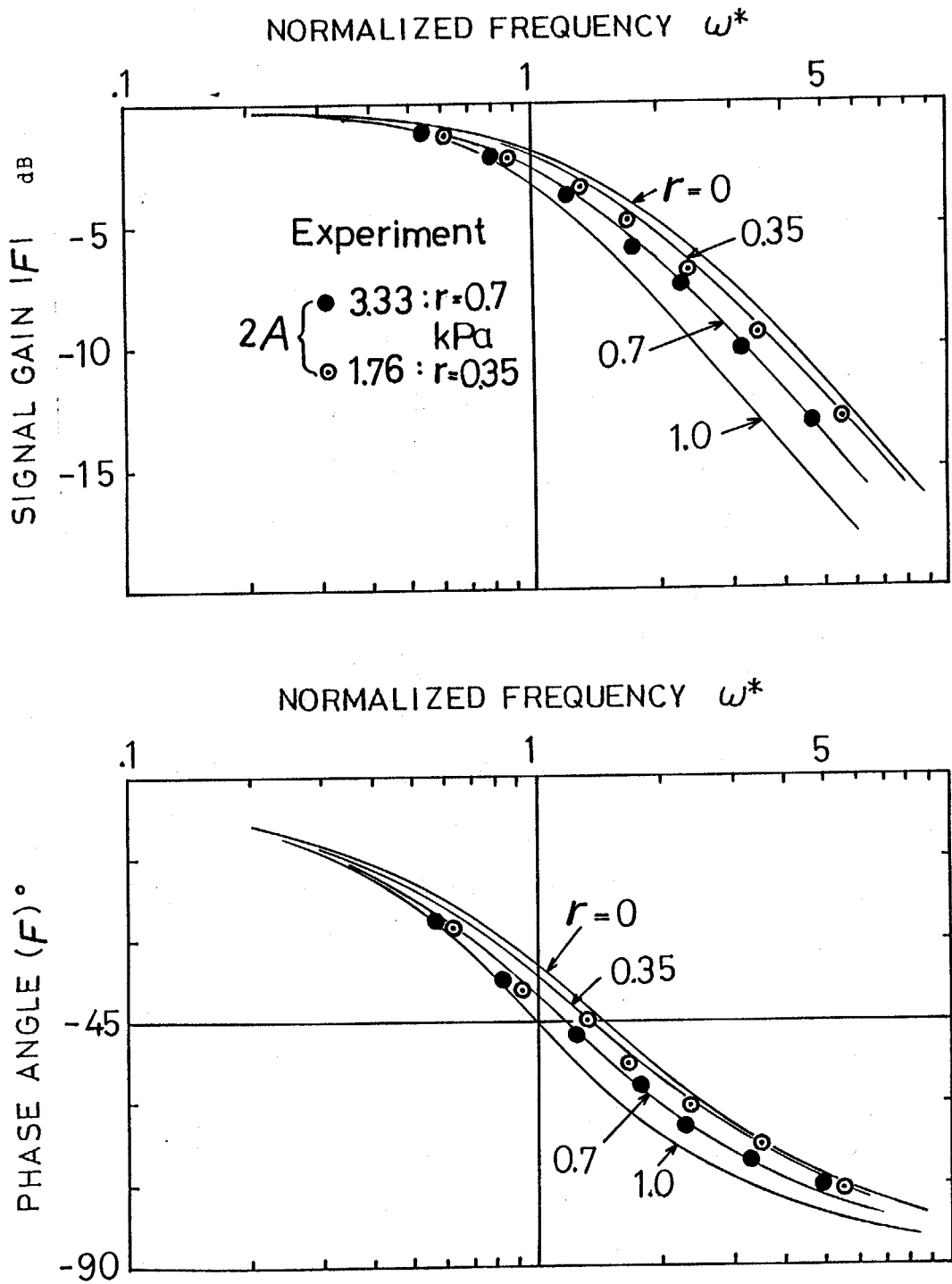


Fig. 5-12 Experimental Results $Ka = 0.15$
 (Gain and Phase Characteristics)

6. 結論

本研究は計測制御機器やロボットのアクチュエータに利用される空気圧サーボ系の動特性の解析及び設計計算を目的として空気圧系の動特性に関し基礎的な考察を行ったものである。

空気圧系の動特性を考える際には空気が圧縮性流体である事に注意しなければならない。すなわち空気圧系の動特性の解析には空気の状態変化が問題と成る。空気圧系にはその構成要素として調節弁のダイヤフラム部や抵抗容量系などに空気圧の容器(空間)が多く存在する。この容器内空気の状態変化を適切に評価する必要があり、容器内空気の状態変化を知る為には容器内空気と容器壁面との熱伝達を正確に求める事が重要となる。そこで本研究ではまず第2章に於いて空気圧系で最も基本的な要素とされる空気圧抵抗容量系についてその動特性がいかなる事柄によって左右されるか、また空気圧抵抗容量系の動特性の設計計算について考察を行った。第3章では第2章で得られた容器内空気の状態変化に関する知見を元に負荷容器を有する空気圧ノズルフラップ系の動特性を解析し、第4章では複合システムとして空気圧ノズルフラップを入力部とする空気圧パイロット弁負荷容量系の動特性を明らかにした。又第5章では空気圧抵抗容量系の流量特性に於ける非線形性が空気圧抵抗容量系に及ぼす影響とその解析方法を明らかにした。このように本論文は空気の状態変化に着目し空気圧システムの動特性を明らかにしたものである。本研究によって得られた知見を以下に示す。

1. 空気圧容器内の圧力が過渡的に変化している時点での容器内空気平均温度を圧力の測定から求める手法を明らかにした。
2. 空気圧系の動特性を設計段階において精度良く求めるためには容器内空気と壁面との熱伝達を正しく考慮する必要がある。これを解析並びに実験により明らかにした。
3. 従来空気圧系の動特性解析法としては状態変化を予め仮定する手法が取ら

れてきたが本研究において新たに容器内空気の平均温度を定義し、容器内空気と壁面との熱伝達によって状態変化は定まるとするより厳密な動特性解析法を提案した。

4. 空気圧系の圧力応答において熱伝達を考慮する解析と実験との比較検討を行い、容器内空気と容器壁面間の熱伝達率は空気の流動状態の影響を強く受ける事を明らかとした。また提案した解析法に於いて熱伝達率を一定と仮定する解析手法により圧力及び温度の時間変化を実用上十分な精度で求める事が出来る事を確認した。
5. 空気圧ノズルフラップの負荷容器内空気の熱伝達を考慮する動特性解析を行い実験との比較をした。空気圧ノズルフラップではその負荷容器内を定期的に空気が通過する場合と圧力が過渡的に変化する場合のみ空気の出入りが起こる2つの結合方式に分類できるが、この結合方式により熱伝達率が変化し、従ってその動特性も相異なることが明らかとなった。
6. 空気圧回路において各要素の結合した場合の一例としてノズルフラップを人力とするノンブリード形空気圧パイロット弁負荷容量系の動特性の解析を行った。この結合方式は空気式制御機器に多く採用され制御系の動特性にきわめて大きな影響を有している。熱伝達を考慮しこの系の動特性モデルを提案し、実験との比較検討を行い良い一致を確認した。
7. 空気圧回路の基本的構成要素である抵抗容量系について熱伝達と共に流量特性の非線形性を考慮し、その特性を無次元化パラメータで整理する方法を提案し、実験との比較検討を行った。

以上

参考文献

- 1) Zalmanzon, L.A.: Components for Pneumatic Control Instruments, Pergamon Press, 1965.
- 2) Blackburn, J.L., Reethof, G. and Shearer, J.L.: Fluid Power Control, John Wiley & Sons, MIT Press, 1960.
- 3) Priestman, G.H. and Tippetts, J.R.: Analysis of Gas Charging and discharging Processes in Fluidic Pumps, ASME Paper 82-WA/DSC-1 1982.
- 4) Jebar, H.S., Lichtarowicz, A. and Roylance, T.F. : Thermodynamic Analysis of Charging Processes, 4th International FLUID POWER SYMPOSIUM, EI 1975.
- 5) Anderson, B.L. : The Analysis and Design of pneumatic System, John Wiley & Sons, 1967 .
- 6) Daniels, F.B. , " Acoustic Impedance of Enclosures" , Journal of the Acoustical Society of America , Vol.19 , No.4 1947 pp.569/571 .
- 7) Katz, S. "Step Response of lumped Fluidic RC Circuits with Capacitance Dependent on Heat Transfer Effects" Fluidic Quarterly, Vol.7, No.2, pp.1/16, 1975.
- 8) 光岡: 空気圧絞り-容量系の特性計算法、第11回計測自動制御学会フルイデックスシンポジウム、C1, 1976.
- 9) 太田: 側壁付着形流体論理素子の回路解析に関する研究、計測自動制御学会論文集 Vol.9-2, pp.152/159 1973.

- 1 0) 例えば高橋:自動制御計算法、共立出版、1954.
- 1 1) 富田:流体力学序説:養賢堂、1975.
- 1 2) 沢田、影山:基礎物理学実験、朝倉書店、1970
- 1 3) 武田:導管による振動圧の伝達(1),(2):計測、Vol 5,
No 11 and 12, pp.538/547, pp.605/613 1955.
- 1 4) 例えば伝熱工学資料、日本機械学会、1959
- 1 5) 中山:空気マイクロメータ内の流体の作動、
日本機械学会論文集、Vol.26-171, pp.1486, 1960.
- 1 6) 荒木:空気圧サーボ機構におけるノズルフラップの静特性、
計測自動制御学会論文集、Vol.1-2, pp.182, 1965.
- 1 7) 中田、池辺:空気マイクロメータの過渡現象について、
日本機械学会論文集、Vol.19-78, pp.6, 1953.
- 1 8) 山本:空気マイクロメータの動特性とその供給圧および
作動点との関係、精密機械、43-7, 861, 1977.
- 1 9) 荒木:空気圧制御弁、計測と制御、Vol.4-3, pp.35/40 1973.
- 2 0) 香川、花塚、森永: ノンブリード形空気圧パイロット弁の
入出力および出力流量静特性、計測自動制御学会論文集、
- 2 1) 木村:ある空気式伝送器と導管および容量から成る系の
ステップ応答、制御工学、Vol.14-7,
pp.451/457, 1970.
- 2 2) 土屋:空気圧式アナログ演算器、計測と制御、Vol.3-4
pp.294/298, 1964.

- 23) Gould, L.A. and Smith, J.R., P.E. "Dynamic Behavior of Pneumatic Devices" Instruments, Vol.26 pp.886/891 pp.1026/1033, 1953.
- 24) 自動制御機器便覧、計測自動制御学会 1981.
- 25) プロセス制御機器便覧、日刊工業新聞社、1950.
- 26) Y.Sawaragi and Y.Yonezawa : On the Static Characteristics of the Continuous Bleed Air Relay Valve Proceedings of the 8th Japanese National Congress, pp.475/480, 1958.
- 27) 横田、中野：円筒形絞りの圧力流量周波数特性、油圧と空気圧、Vol.13-3, No.199/205, 1983.
- 28) 宮川：円筒絞りの周波数特性、日本機械学会論文集、Vol.42-355, pp.847/856, 1976.
- 29) 小宮、長塩：円筒ノズルの特性、計測自動制御学会論文集、Vol.4-2, pp.37/44, 1968.

付録1 空気圧容器に流入もしくは容器から流出する 空気温度が圧力応答に及ぼす影響

付録1-1 容器に流入する空気温度が容器内空気の 平均温度及び圧力の変化に及ぼす影響

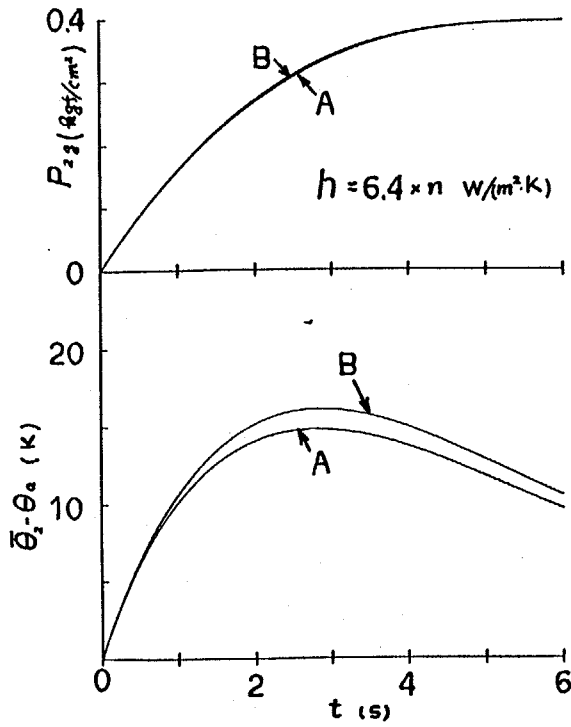
本節では第2章(2-18)式,(2-20)式及び(2-21)式に示した流量、温度及び圧力変化に対する微分方程式に於いて、流入する空気の温度を変化させ、それが負荷容器内の圧力及び温度変化にいかに関与を及ぼすかに付いて考察する。数値計算の条件は比較のために第2章で示した実験及び計算の条件と同一とし熱伝達率のみ種々の値を仮定し、(2-14)式右辺第1項を含めた(流入する空気温度を壁温と仮定する)場合と含めない(流入する空気温度を負荷容器内空気温度に等しいと仮定する)場合について比較検討を行った。熱伝達率は第2章Fig. 2-9に示したように攪はんを行わない場合の値 $6.4 \text{ W/m}^2\text{K}$ を基準としその値の5倍、2倍及び0.5倍の場合についても計算を行った。Ap. Fig. 1に h が $6.4 \text{ W/m}^2\text{K}$ の場合を示す。図中Aが(2-14)式右辺第2項を考慮した場合であり、Bが含めない場合の圧力及び温度の応答を示す。以下の図中に於いても同じである。AではBに比べ温度の応答が約2度低く成っているが圧力の応答には僅な差があるのみである。Ap. Fig. 2に熱伝達率を5倍にした場合を示す。この場合では圧力応答にはその差は無く、また温度の応答についても極めて微少な差のみ確認される。Ap. Fig. 3 及び Ap. Fig. 4 にそれぞれ2倍及び0.5倍の場合を示す。0.5倍の場合では約2.3度の差が現れる。これらの計算結果より以下の事が推察される。熱伝達率が大きい程圧力応答は流入する空気の温度の影響を受けにくい。これは基礎式からも推察されるように、熱伝達率が大きい場合には負荷容器内空気の温度はそれほど変化

しないため圧力応答は物質収支(空気質量の出入り)のみで定まる。これに対して熱伝達率が小さい場合は負荷容器内空気の温度変化も大きく、流入する空気の温度の影響も受けやすくなる。しかし本研究で行った実験条件では圧力応答にそれほど大きな影響は持たないと言える。

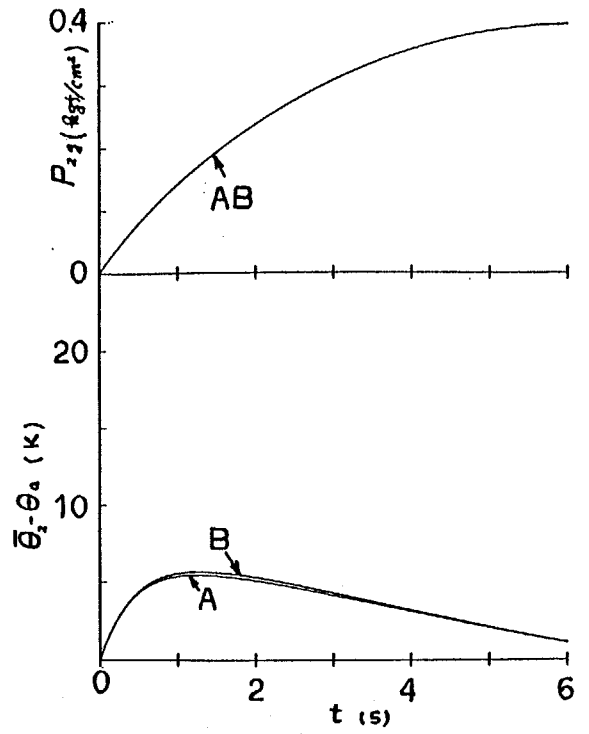
付録 1 - 2 流出する空気温度が容器内空気の 平均温度及び圧力変化に及ぼす影響

本節では第 2 章(2 - 6)式から(2 - 7)式の変形に於いて Fig. 2 - 2 に示した検査面を通過して流出する空気の温度を容器内空気の平均温度と仮定した事について数値計算によって検討を行う。第 2 章に述べたように検査面を通過して容器内から流出する空気の温度は容器内空気の平均温度で有るとは限らない。そこで流出する空気の温度が容器内中心部の温度に近いの一例として圧力 P_2 の変化に対し空気の状態変化が断熱と成っていると仮定する場合(図中 A と示す)、及び第 2 章で扱ったように容器内空気の平均温度で流出する場合(図中 B と示す)、また流出する空気の温度は壁温に等しいと仮定する場合(図中 C と示す)の 3 つの場合に分類しそれぞれの場合について容器内空気と壁面との熱伝達率を前節と同様に変化($h = 6.4 \times n \text{ W/(m}^2\text{K)}$) 但し $n = 0.5, 1, 2, 5$) させ圧力 P_2 及び平均温度 $\bar{\theta}_2$ の時間変化を求める。Ap. Fig. 5 に $n = 1$ ($h = 6.4 \text{ W/(m}^2\text{K)}$) の場合の計算結果を示す。圧力 P_2 を上部及び平均温度 $\bar{\theta}_2$ の時間変化を下部に示す。圧力の時間変化では C が A, B に比較し僅かに速く降下している。これは C では流出する空気の温度を壁温としているため中心部の温度が降下している部分に比べより高い温度の空気、つまり同一の空気質量流量でもエネルギーの流出量が大きいいため圧力はより速やかに降下すると言える。平均温度の時間変化では C が最も降下量が多い。しかし B に比較しその差は

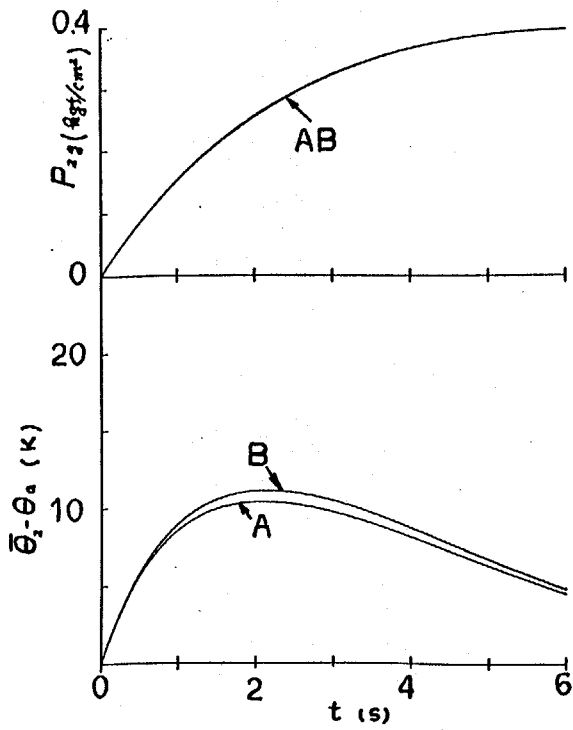
高々 3 K である。Ap. Fig. 6 及び Ap. Fig. 7 に熱伝達率を 5 倍, 2 倍にした場合の圧力 P_2 及び平均温度 $\bar{\theta}_2$ の時間変化をそれぞれ示す。熱伝達率を大きく仮定したこれらの場合には当然ながら容器内空気の平均温度の変化は小さく、従って温度の相異による圧力応答の差もこれらの場合には僅かに認められるのみである。Ap. Fig. 8 に熱伝達率が小さい場合として $n = 1/2$ ($h = 3.2 \text{ W/m}^2\text{K}$) と仮定した場合の圧力 P_2 及び温度 $\bar{\theta}_2$ の時間変化を示す。C の場合のみ平均温度の降下量が他の場合に比べ大きく成っているが、圧力の時間変化では A, B とともに殆ど重なっている。容器内空気が流出する場合には物理的に壁温と成った空気のみが流出するとは考えられにくいので、第 2 章で扱ったように流出する空気の温度を容器内空気の平均温度と仮定する事は妥当であると言える。



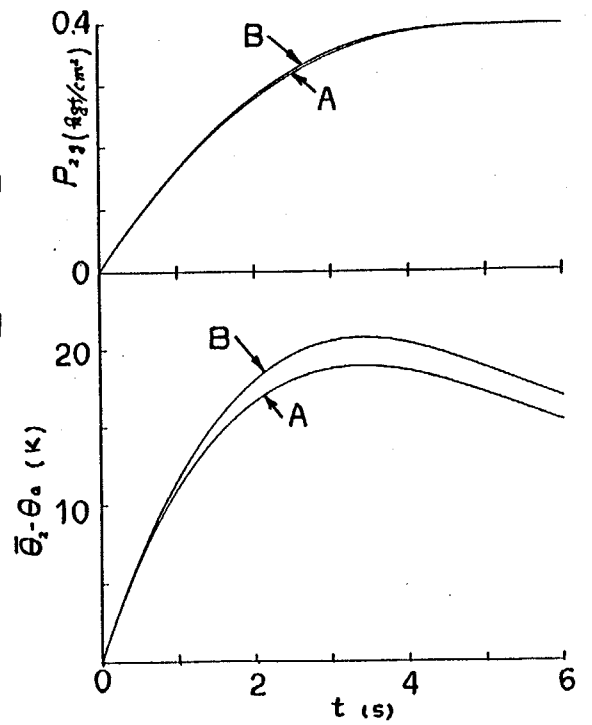
Ap.Fig.1 Pressure and Temperature Responses (n=1)



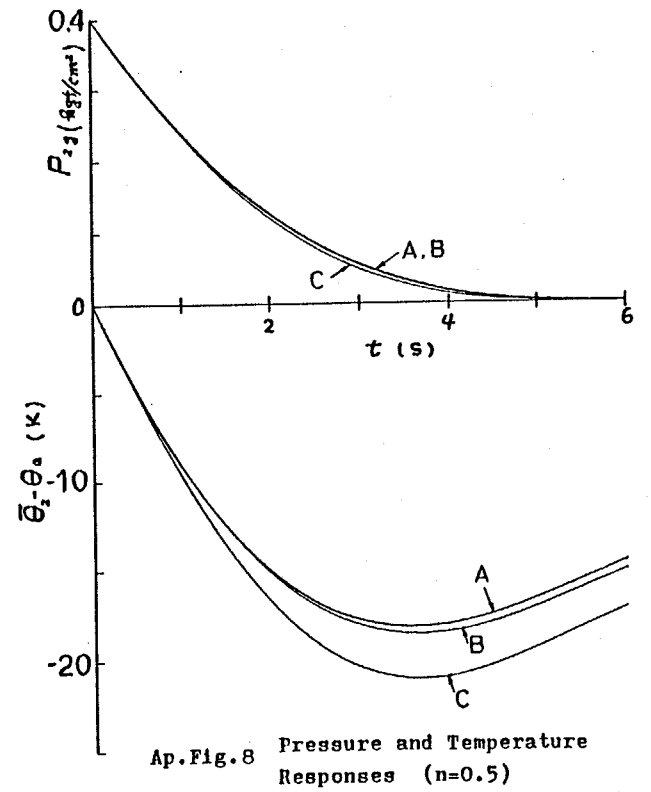
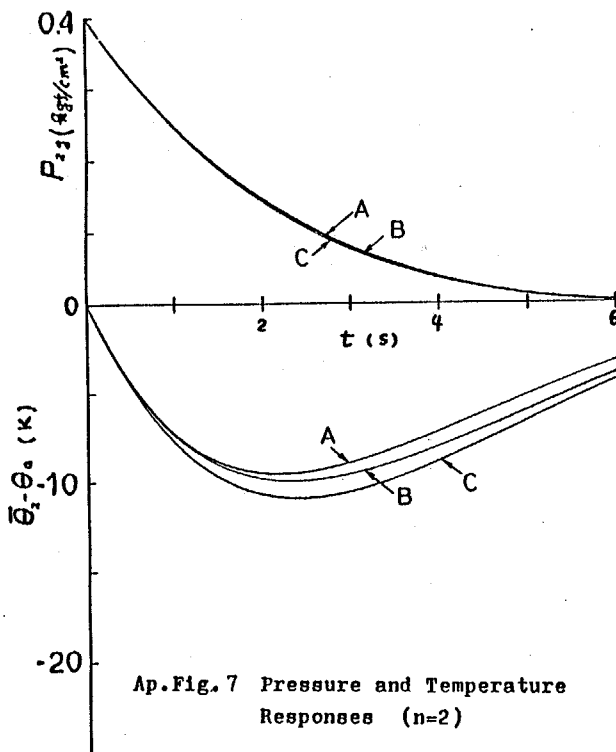
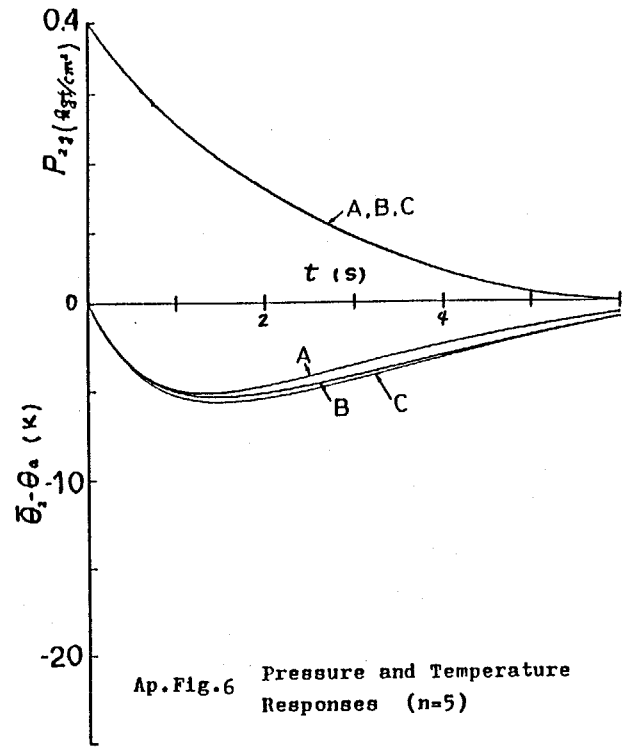
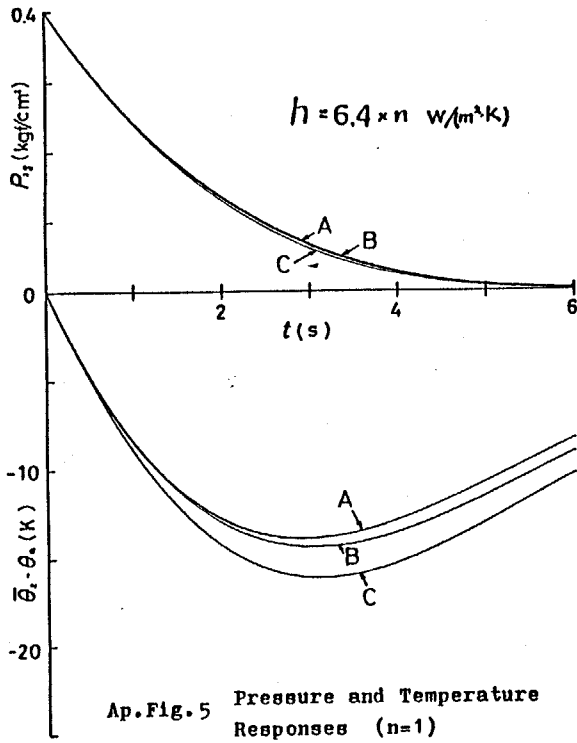
Ap.Fig.2 Pressure and Temperature Responses (n=5)



Ap.Fig.3 Pressure and Temperature Responses (n=2)



Ap.Fig.4 Pressure and Temperature Responses (n=0.5)



謝辞及びあとがき

本論文をまとめるに当たり一方ならぬ御指導御助力を戴いた清水優史先生に深く感謝する。また森田先生、竹中先生及び研究室の方々に深謝する。本研究テーマの開始のきっかけを与えて下さり、また同室でコーヒーを飲みながら熱心にかつ気楽に討論して下さいました浦田先生(現神奈川大学)に感謝する。

本研究のそもそものきっかけは第2章に述べた様に空気圧抵抗容量系の動特性が抵抗の圧力差流量特性が同一でも状況によってかなり変化する事に疑問を持った事に有る。そこでいわゆるポリトロープ変化などと仮定する理論を調べた訳であるが著者は何分熱力学、伝熱工学は(授業には出たものの)得意ではなく、また今までのポリトロープ変化とする扱いはどうしても現象の説明が付かず納得が行かなかったのである。実験によってポリトロープ指数を求めたものと熱伝導を仮定した場合では圧力の応答にかなりの相異が出てしまう。特に空気を容器内に吹き込む場合や、第3章で述べたようにノズルフラップの負荷容器に定常流がある場合ではより等温変化に圧力の応答が近くなるのである。そこで今から考えれば当たり前なのであるが負荷容器内空気の流動状態が熱移動に関与しているのではないかと考え、第2章に述べたように容器内にミニモータを取り付け攪はんを行いこれらの推論を確かめた訳である。

空気圧抵抗容量系の過渡応答ではCanadaのKatz氏が熱伝導方程式を元に圧力応答を詳しく計算し1975年に発表している。小生の論文をお見せしようと考えていたが誠に残念な事にKatz氏は数年前に他界されたそうである。

本論文を終わりにするに当たり興味深い物理現象に出会う事の出来た小生の幸運と周囲の方々の暖かい励ましを重ねて感謝する次第である。