

エンジン吸入管内の流れに関する 特性曲線法解析の検証

岩 永 正 裕・山 岸 陽 一

Examining Method of Characteristics Applied to Inlet Flow of Engine

Masahiro IWANAGA and Yōichi YAMAGISHI

Abstract

It is known that the volumetric efficiency of four cycle engine is affected by the shape of inlet pipe and that the method of characteristics can be applied to the design of the inlet pipe system.

But the limitation of the method is not clear in analyzing various inlet pipe flows. So we examined its applicability to the convergent inlet channel flows of which sectional area varied linearly.

As a result the close agreement between experimental and calculated pressure values was obtained at an included angle of $0^\circ \sim 6^\circ$ and the approximate agreement was obtained at an included angle of $7^\circ \sim 14^\circ$. But at an included angle above 15° the method of characteristics seems unapplicable because of its one dimensional treatment.

1. ま え が き

四サイクルエンジンの吸入効率、吸気管の形状により変化することが知られており、その設計にあたっては特性曲線法解析が有効であると思われる¹⁾。しかし流路断面積が変化する流路中において特性曲線法の一次元的な取扱がどこまで可能か明らかではない。そこで本研究では直線的に断面積が変化する縮小流路（高さを一定とし側壁の角度 θ を変化）を用いて実験を行い特性曲線法の計算値と比較し、その限界を明らかにする。

記 号

a : 音速
 B_r : ボア径
 D : オリフィスの管径
 d : オリフィスの孔径
 d_e : 相当直径

L : エンジンのストローク
 N : エンジンの回転数
 n : ポリトロップ指数
 p_{cal} : 流路中央の圧力変動の計算値
 p_{exp} : 流路中央の圧力変動の実験値
 p : 圧力
 Q : 吸入管流入前の温度、圧力に換算した空気流量
 Q_k : 行程流量
 S : 断面積
 T : 変動圧力の周期
 t : 時間
 u : 流速
 ζ : 単位長さ当りの損失係数
 η : 吸気効率
 θ : 吸入管壁の角度
 κ : 比熱比
 λ : 管摩擦係数
 ρ : 密度

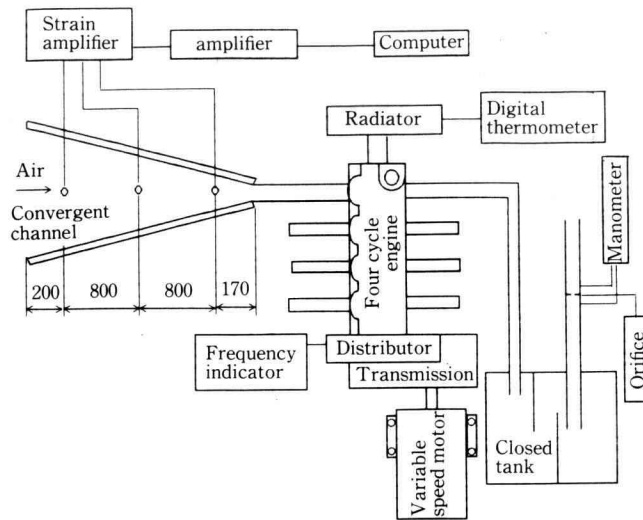


Fig. 1. Experimental apparatus.

2. 実験装置及び実験方法

2.1 実験装置及び実験方法の概要

Fig. 1 に実験装置の概要を示す。乗用車用 1270 cc 四サイクルガソリンエンジンを無段変速機付き 4 極 3 相 7.5 Kw の交流モータで駆動する。この際乗用車用 4 速マニュアルトランスミッションを増速機としてその間に介して使用した。無段変速機付きモータの回転数範囲は 0~500 rpm であり、エンジンの回転数範囲は 2400 rpm 以下である。ラジエータを強制冷却してエンジン温度を一定に保つよう調整して実験を行った。

供試吸入管は Fig. 2 に示すように長さ 197 cm の縮小流路で 2 枚の亚克力板の間に 2 本の直線壁（高さ 23 mm）をはさんで作成した。2 本の直線壁の角度 θ を 0~20° の範囲で変化させて実験を行った。このとき縮小流路出口部断面は 23×30 mm の長方形で、入口部断面は 23×30 mm ($\theta=0^\circ$) から 23×725 mm ($\theta=20^\circ$) まで変化する。

吸入管内の圧力は 80 cm おきに設けた三本の圧力ピックアップにより計測し、動歪計の信号を AD 変換してパーソナルコンピュータに取り込む。取り込み周波数は 2.5~10 KHz を使用した。実験前に毎回圧力ピックアップの検定を行った。

上流、下流の圧力計測値に基づき特性曲線法を用いて各点各時間の流速、圧力を計算し、中央の圧力ピックアップの計測値と圧力計算値を比較することにより

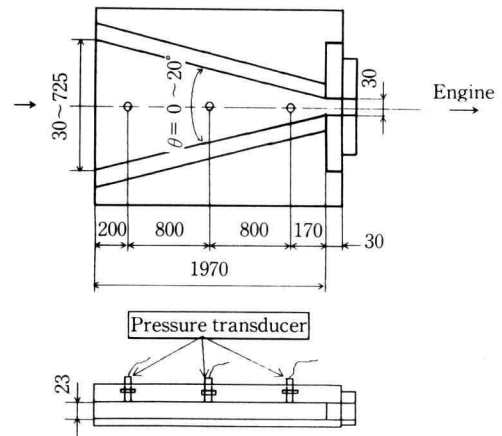


Fig. 2. Convergent channel.

特性曲線法解析適用の限界を調べる。

2.2 吸入効率の計測

空気流量は排気側に約 100 リットルのサージタンクを設けて排気脈動を平滑化した後 JIS Z8762 に準拠した縮流タップ式のオリフィスを用いて計測した。使用したオリフィス孔径 d は 19.2 mm, 管径 D は 51.4 mm であり絞り直径比は 0.374 である。

オリフィス上流圧力測定点における流量を吸入管流入前の温度、圧力の空気流量 Q に換算する。この値を

下記の行程流量 Q_k で割れば吸気効率 η が求まる。

$$Q_k = \frac{N}{2 \times 60} \times \frac{\pi \times B_r^2 \times L}{4}$$

ここに N はエンジン回転数 (rpm), B_r はボア径, L はストロークである。

3. 特性曲線法

3.1 特性曲線法の基礎式

特性曲線法解析には基礎式として以下の式を用いた。

・連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\rho u \partial S}{S \partial x} = 0 \quad \dots\dots(1)$$

(S : 断面積)

・運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\rho \partial x} + \left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right) \frac{u |u|}{2} = 0 \quad \dots\dots(2)$$

(de : 相当直径 λ : 管摩擦係数 ζ : 単位長さ当りの損失係数)

・断熱変化

$$p = \beta \rho^\gamma \quad \dots\dots(3)$$

・音速

$$a = \sqrt{\beta x / \rho} \quad \dots\dots(4)$$

3.2 特性曲線法解析の概要

式(2)の圧力 p を式(3)を用いて密度 ρ で表し, 式(1)の両辺に Λ/ρ を乗じて加えると,

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u + \Lambda) \frac{\partial u}{\partial x} \right] \\ & + \frac{\Lambda}{\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + \left(u + \frac{\beta x}{\Lambda} \rho^{x-1} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} \right] \\ & + \left[\left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right) \frac{u |u|}{2} + \frac{\Lambda u}{S} \frac{\partial S}{\partial x} \right] = 0 \quad \dots\dots(5) \end{aligned}$$

t, x の関数 f の全微分は

$$\begin{aligned} df &= (\partial f / \partial t) dt + (\partial f / \partial x) dx \\ &= (\partial f / \partial t) dt + (\partial f / \partial x) (dx/dt) dt \end{aligned}$$

となり

$$df/dt = (\partial f / \partial t) + (\partial f / \partial x) (dx/dt)$$

であるから式(5)は

$$\frac{dx}{dt} = u + \Lambda = u + \frac{\beta x}{\Lambda} \rho^{x-1} \quad \dots\dots(6)$$

の条件のもとで

$$\begin{aligned} & \frac{du}{dt} = \frac{\Lambda}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \\ & + \left[\left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right) \frac{u |u|}{2} + \frac{\Lambda u}{S} \frac{\partial S}{\partial x} \right] = 0 \quad \dots\dots(7) \end{aligned}$$

と書き表すことができる。

式(6)より $\Lambda = \pm a$ となり,

$dx/dt = u + a$ の特性曲線上で

$$\begin{aligned} & \frac{du}{dt} + \frac{a}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \\ & + \left[\left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right) \frac{u |u|}{2} + \frac{au}{S} \frac{\partial S}{\partial x} \right] = 0 \quad \dots\dots(8) \end{aligned}$$

$dx/dt = u - a$ の特性曲線上で

$$\begin{aligned} & \frac{du}{dt} - \frac{a}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \\ & + \left[\left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right) \frac{u |u|}{2} - \frac{au}{S} \frac{\partial S}{\partial x} \right] = 0 \quad \dots\dots(9) \end{aligned}$$

が成り立つことがわかる。

Fig. 3 の (t, x) 平面において PA 上で式(8)が, PB 上で式(9)が成り立つとして両式を差分表示すると次式となる。

$$(x_p - x_A) = [u_A + a_A] (t_p - t_A) \quad \dots\dots(10)$$

$$\begin{aligned} O &= (u_p - u_A) + \frac{a_A}{\rho_A} (\rho_p - \rho_A) \\ &+ (t_p - t_A) \left[\left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right)_A \frac{u_A |u_A|}{2} \right. \\ &\left. + \frac{a_A u_A}{S_A} \frac{\partial S}{\partial x} \right]_A \quad \dots\dots(11) \end{aligned}$$

$$(x_p - x_B) = [u_B - a_B] (t_p - t_B) \quad \dots\dots(12)$$

$$O = (u_p - u_B) - \frac{a_B}{\rho_B} (\rho_p - \rho_B)$$

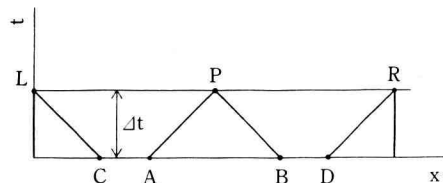


Fig. 3. Characteristic curves and boundary conditions.

$$\begin{aligned}
 & + (t_p - t_B) \left[\left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right)_B \frac{u_B |u_B|}{2} \right. \\
 & \left. - \frac{a_B u_B}{S_B} \frac{\partial S}{\partial x} \right]_B \dots \dots \dots (13)
 \end{aligned}$$

ここで

$$\Delta t \equiv (t_p - t_A) = (t_p - t_B)$$

と置いて、式(11)、(13)を u_p, ρ_p について解くと次式となる。

$$\begin{aligned}
 \rho_p = & \frac{1}{\frac{a_A}{\rho_A} + \frac{a_B}{\rho_B}} \left[u_A - u_B + a_A + a_B \right. \\
 & - \Delta t \left\{ \left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right)_A \frac{u_A |u_A|}{2} \right. \\
 & \left. - \left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right)_B \frac{u_B |u_B|}{2} \right. \\
 & \left. + \frac{a_A u_A}{S_A} \frac{\partial S}{\partial x} \right]_A + \frac{a_B u_B}{S_B} \frac{\partial S}{\partial x} \left. \right] \dots \dots \dots (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 u_p = & \frac{1}{\frac{\rho_A}{a_A} + \frac{\rho_B}{a_B}} \left[\rho_A - \rho_B + \frac{\rho_A}{a_A} u_A + \frac{\rho_B}{a_B} u_B \right. \\
 & - \Delta t \left\{ \left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right)_A \frac{\rho_A u_A |u_A|}{2 a_A} \right. \\
 & + \left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right)_B \frac{\rho_B u_B |u_B|}{2 a_B} \\
 & \left. + \frac{\rho_A u_A}{S_A} \frac{\partial S}{\partial x} \right]_A - \frac{\rho_B u_B}{S_B} \frac{\partial S}{\partial x} \left. \right] \dots \dots \dots (15)
 \end{aligned}$$

Fig. 3の左端点 L においては、本研究の場合圧力 p_L は計測によって求められる。従って ρ_L が既知となり、式(13)の添字 B を C に、 P を L に変更して u_L について解くと次式となる。

$$\begin{aligned}
 u_L = & u_c + \frac{a_c}{\rho_c} (\rho_L - \rho_c) \\
 & - \Delta t \left[\left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right)_c \frac{u_c |u_c|}{2} - \frac{a_c u_c}{S_c} \frac{\partial S}{\partial x} \right]_c \dots \dots \dots (16)
 \end{aligned}$$

右端点においても同様に ρ_R が既知となり、式(11)の添字 A を D に、 P を R に変更して u_R について解くと次式となる。

$$\begin{aligned}
 u_R = & u_D - \frac{a_D}{\rho_D} (\rho_R - \rho_D) \\
 & - \Delta t \left[\left(\frac{\lambda}{de} + \zeta \right)_D \frac{u_D |u_D|}{2} + \frac{a_D u_D}{S_D} \frac{\partial S}{\partial x} \right]_D \dots \dots \dots (17)
 \end{aligned}$$

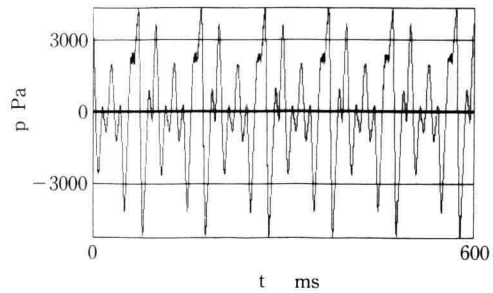


Fig. 4. Input data of pressure fluctuation.
(It is measured with the pressure transducer set at the middle flow. Number of revolution, $N=1200$ rpm. Included angle, $\theta=2^\circ$.)

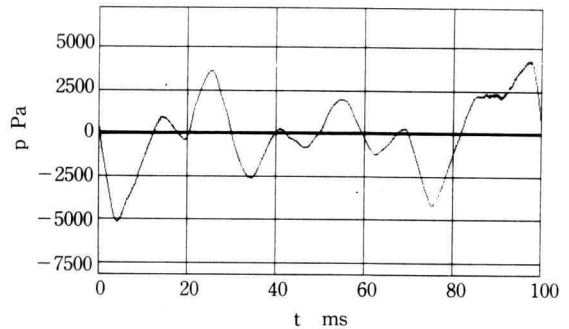


Fig. 5. One cycle of pressure fluctuation.
(The experimental condition is the same as Fig. 4)

3.3 特性曲線法の計算手順

特性曲線法の計算に先立って、計算区間両端の圧力ならびに計算区間中央の圧力を実験により数周期分求める (Fig. 4 参照)。この実測圧力から周期 T を計算し、AD 変換の取り込み時間間隔に近い値でかつ周期 T を整数分割できる時間間隔 Δt を求める。 Δt を時間単位として各時刻の圧力値を実測圧力値から外挿して求める。この数周期分の圧力値を平均処理して一周期の圧力値を求める (Fig. 5 参照)。これを式(3)を用いて密度に換算して計算区間両端の一周期分の密度の値を求め、特性曲線法解析の基礎データとする。

特性曲線法解析を行うにあたり Δt を計算時間間隔とし、上流圧力ビックアップから下流圧力ビックアップまでの領域を計算区間とする。計算区間の分割は Δt 秒間に大気圧下の音速で進む距離を目安として分割数

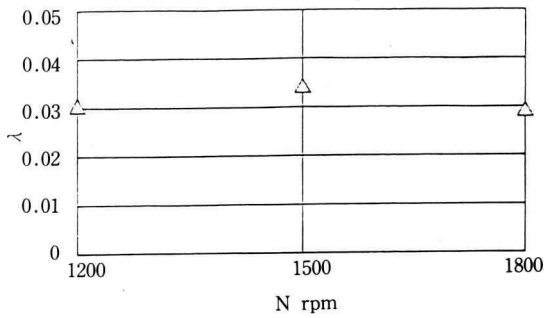


Fig. 6. Friction coefficient for rectangular pipe and number of revolution.

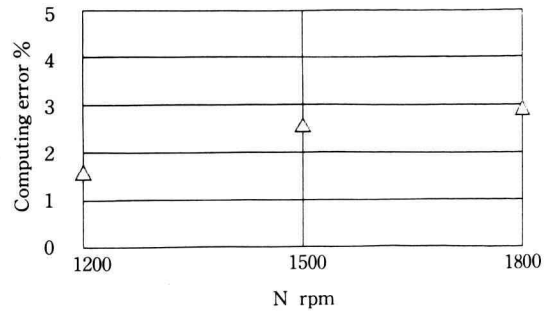


Fig. 7. Difference between measured and calculated values of pressure for the rectangular pipe.

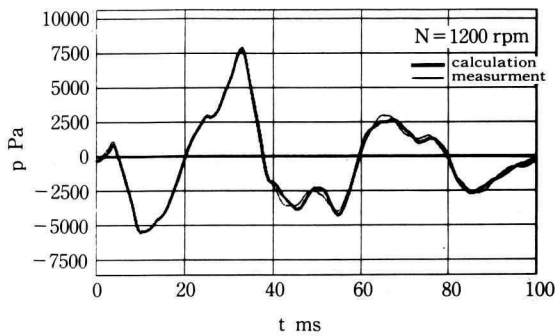


Fig. 8. Comparison between measured and calculated values of pressure for the rectangular pipe.

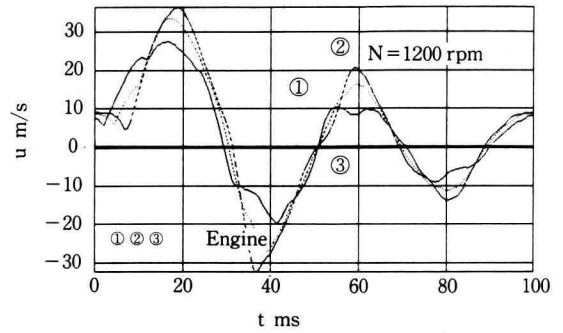
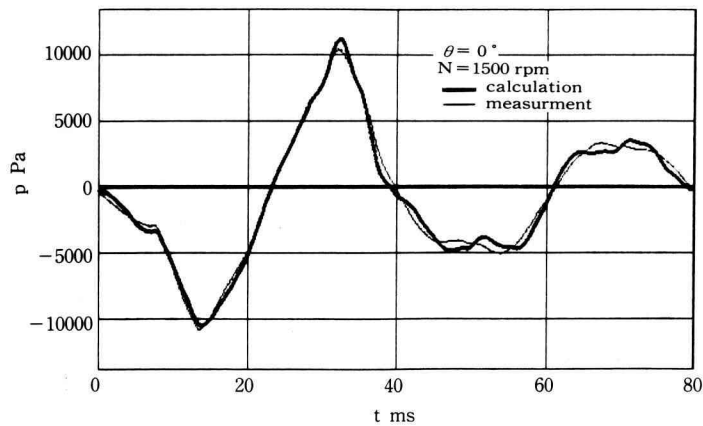


Fig. 9. Calculated velocity fluctuation for the rectangular pipe.



(a) Polytropic index, $n=1.3$

を決定する($\Delta t = 10^{-4}$ s のとき分割数 48, $\Delta t = 4 \times 10^{-4}$ s のとき分割数 12)。

初期条件として各点の速度を零, 密度を大気圧下の空気密度とする。但し計算区間両端の密度は実験から求めた値を用いる。

Δt 秒後の速度, 密度分布を次のようにして求める。計算区間両端の速度を式 (16), (17) を用いて計算する。この際実験から求めた計算区間両端の Δt 秒における密度を用いる。それ以外の点の密度と速度を式 (14), (15) を用いて計算する。この計算を一周期分繰り返す。

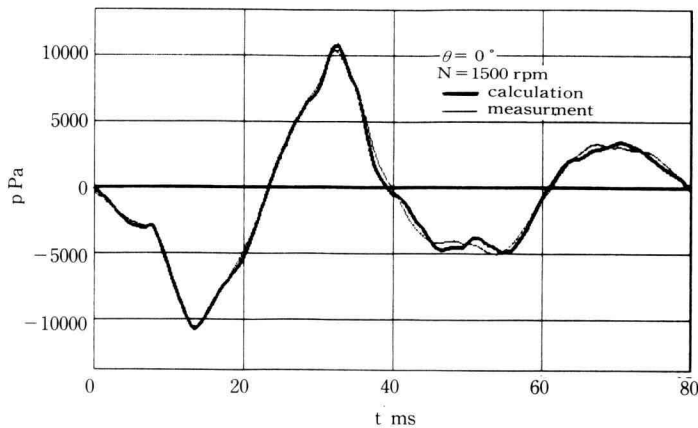
このようにして求めた各時刻, 各分割点における密度と速度は初期条件が不自然であるためまだ実際の値

とは相違している。

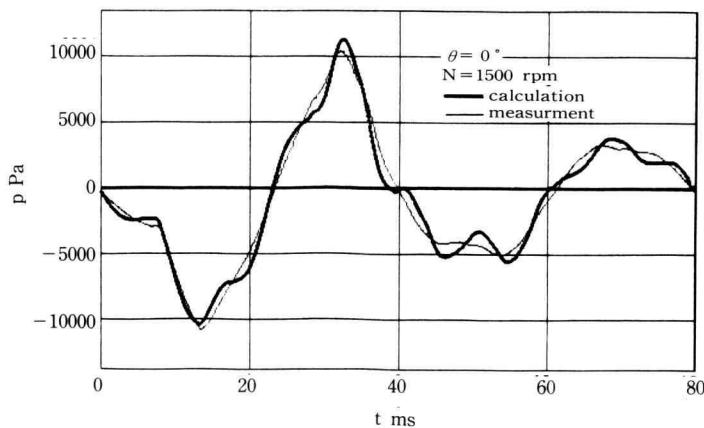
そこで計算区間両端の密度の値に実測値を再度使用しながら第 2 周期目の計算を行う。

この計算を 5 周期以上繰り返すと密度, 速度の計算値は収束して, 各周期の同時刻の密度, 速度の値はほぼ一致するようになる。

ここで計算を打ち切り, 一周分分の密度, 速度の計算値を基に平均空気流量を計算し, 計算区間中央点における密度 (圧力) の計算値と実験値を比較する。特性曲線法の計算はパーソナルコンピュータ PC-9800 を使用した。



(b) Polytropic index, $n=1.4$ (Adiabatic change)



(c) Polytropic index, $n=1.5$

Fig. 10. Examining the assumption of adiabatic change.

4. 研究結果

4.1 平行管の管摩擦係数

角度 θ を 0° として、断面が 23×30 mm の長方形の平行管について実験を行った。

運動方程式 (2) において単位長さ当りの損失係数 λ は 0 であり管摩擦係数 λ は未知数である。管摩擦係数はレイノルズ数により変化すると考えられるが、定数としてどこまで現象を記述できるか試みる。そこで λ の値を変化させながら前述の特性曲線法による計算を繰り返して、吸入効率の計算値と実験値が一致するように λ の値を決定する。

Fig. 6 に機関回転数の変化による管摩擦係数 λ の変化を示す。管摩擦係数 λ の値は約 0.03 でほぼ一定であ

る。

流路中央の圧力変動の計算値 p_{cal} と実験値 p_{exp} の誤差を

$$\frac{\int_0^T |p_{exp}(t) - p_{cal}(t)| dt}{T \times \text{圧力の最大振幅}} \times 100$$

で定義して、その誤差の機関回転数による変化を Fig. 7 に示す。誤差は 2~3% であり圧力波形を特性曲線法で十分精度よく計算できることが確かめられる。

Fig. 8 に機関回転数 1200 rpm における一周期分の圧力変動の実験値と計算値の比較を示す。両者は非常によく一致していることが分かる。

以上のことから平行管の場合管摩擦係数を定数として置いても特性曲線法で現象を解析できることが分か

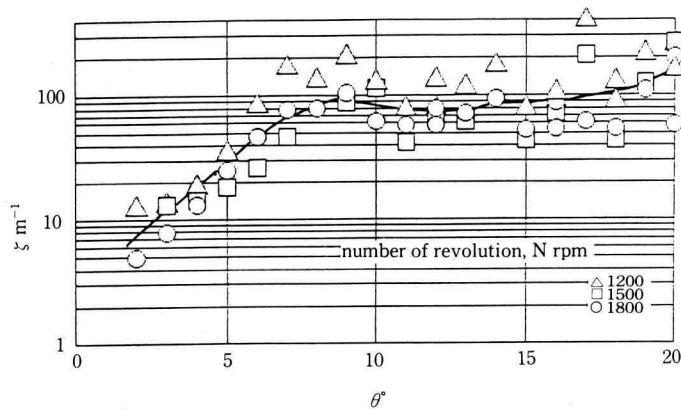


Fig. 11. Loss coefficient for the convergent channel and included angle.

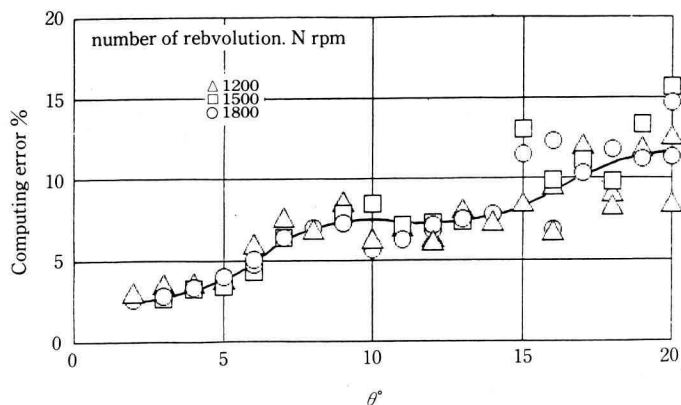


Fig. 12. Difference between measured and calculated values of pressure for the convergent channel.

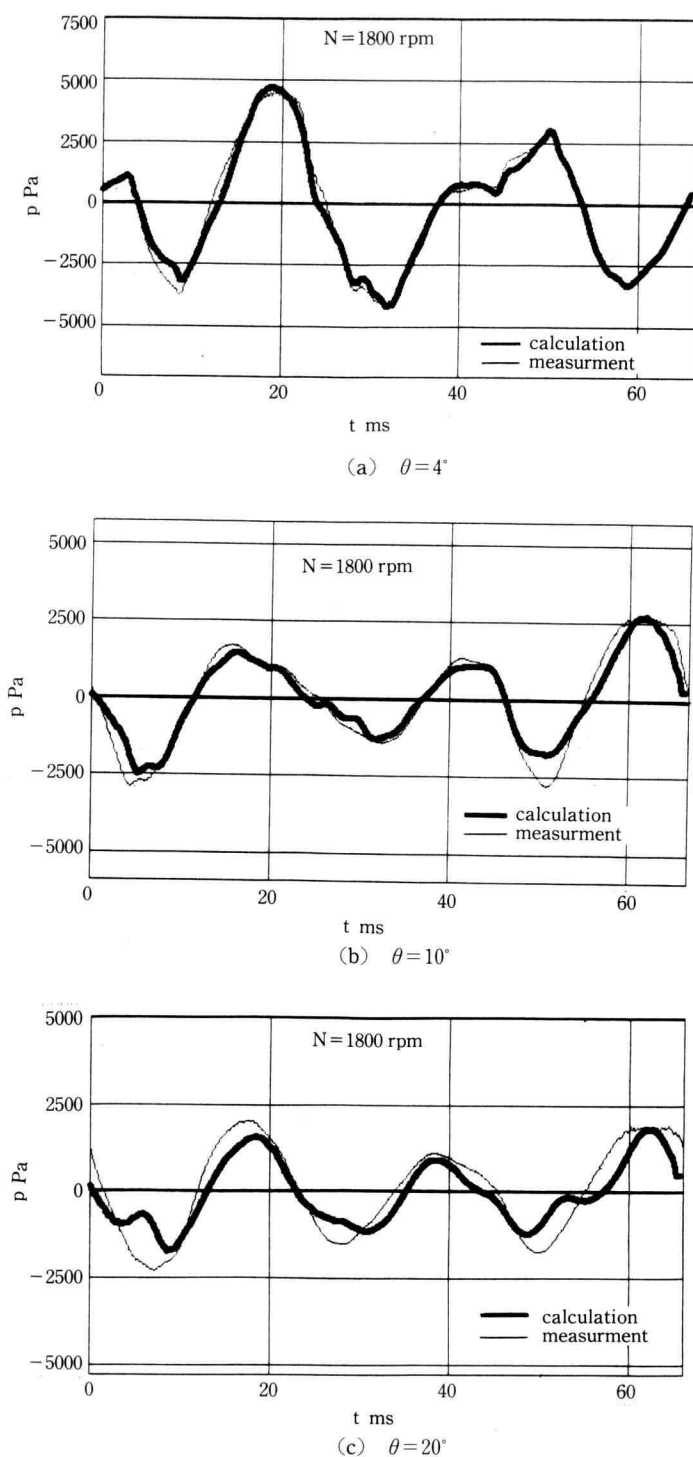


Fig. 13. Comparison between measured and calculated values of pressure for the convergent channel.

る。

Fig. 9 に一周期分の速度変動の計算値を示す。吸入管内では吸入、吐き出しがほぼ同振幅で現れることが分かる。

Fig. 10 は気体の状態方程式を式 (3) の断熱変化 ($\chi=1.4$) のかわりにポリトロップ変化 $p=\beta\rho^n$ を仮定して、 $n=1.3, 1.4, 1.5$ として計算したものであり、 $n=1.4$ の場合が最も誤差が小さいことが分かる。従って断熱変化を仮定することが妥当であると思われる。

4.2 縮小流路における単位長さ当りの損失係数

運動方程式 (2) において 4.1 の結果から管摩擦係数 λ を 0.03 とおき、単位長さ当りの損失係数 ξ を未知の定数として、 ξ を変化させながら前述の特性曲線法による計算を繰り返して、吸入効率の計算値と実験値が一致するように ξ の値を決定する。

Fig. 11 に機関回転数 1200, 1500, 1800 rpm における単位長さ当りの損失係数 ξ と角度 θ の関係を示す。 θ が大きくなるにつれて ξ の値は非常に大きくなることが分かる。Fig. 12 にこのときの圧力の計算値と実験値の誤差を示す。 θ が 5° 以下のときは誤差は 5% 未満であり圧力波形は比較的良好に一致しており (Fig. 13 (a) 参照), θ が $6\sim 14^\circ$ のときは圧力波形の細部にずれが生じ (Fig. 13(b) 参照), θ が 15° 以上となると波形が変わるほどのずれが生じることが分かる (Fig. 13 (c) 参照)。

以上のことから特性曲線法解析は θ が 5° 以下のときは精度よく計算でき、 θ が $6\sim 14^\circ$ のときは現象を解析することが可能であると考えられるが、 θ が 15° 以上になると現象の解析は困難になることがわかる。

Fig. 14 に $\theta=20^\circ$ の場合の一周期分の速度変動の計算値を示す。吸入管内では吸入、吐き出しがほぼ同振幅で現れ、速度が正の場合は供試吸入管は縮小流路となるが、速度が負の場合は拡大流路となると考えられる。従って θ が大きくなると速度が負の場合に流れの剥離が生じると考えられ、一次元的な特性曲線法で解析することが困難になると思われる。

5. む す び

平行管ならびに断面積が変化する縮小流路に特性曲

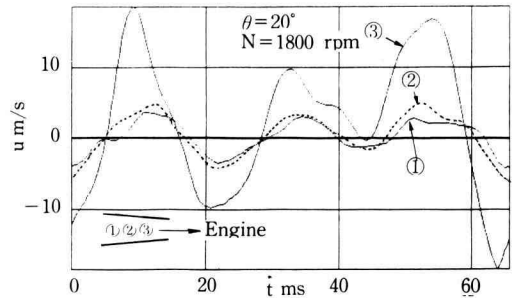


Fig. 14. Calculated velocity fluctuation for the convergent channel.

線法を適用して実測値と比較した。その結果以下のことが分かった。

- (1) 平行管の場合管摩擦係数を定数として十分精度よく特性曲線法で解析できることが分かった。
- (2) 縮小流路の場合管摩擦係数ならびに単位長さ当りの損失係数を定数として特性曲線法で解析すると角度 θ が 5° 以下の場合十分精度よく計算できる。 θ が $6\sim 14^\circ$ の場合は圧力波形の計算値と実験値に細部に差異が生じるがほぼ一致する。 θ が 15° 以上となると計算値と実験値は大きく異なり、特性曲線法では解析が困難になることが分かった。

6. 謝 辞

本研究は本学 4 年次卒業研究として行われたものであり、下記の諸君の協力を得た。ここに謝意を表します。

渡辺 聖, 横山 道浩,
内納 周一, 河西 聡,
高橋 稔夫, 長島 昌範, 長谷川雄一,
田中 和俊, 井坂 孝

文 献

- 1) 嶋本 譲 他 2 名, 日本機械学会論文集 43 巻 371 号 (1977-7), 2726.