

532.522 : 533.6.011.5

管オリフィスの定常高速流動特性の 衝撃波管アナロジによる解析*

伊 東 繁**, 鳥 住 保 博***
Shigeru ITOH, Yasuhiro TORIZUMI
北 村 敦**, 板 谷 松 樹****
Atsushi KITAMURA, Matsuki ITAYA

1. ま え が き

オリフィスによる圧縮性流体の流量は、非圧縮流量計算式に ASME の実験式を用いて得られる膨張補正係数をかけることによって計算される⁽¹⁾。しかしこの実験式は亜臨界圧力比領域に関するものであり、臨界および超臨界圧力比領域には使用できない。膨張補正係数の値を理論的に見積る方法として Benedict の解析⁽²⁾があるが、パイプタップに関する解析は現在においてもなされていない。

一方、オリフィスの圧力損失はよく知られた実験⁽³⁾によって見積られているが、これは気体については圧力比が1に近い場合に限られる⁽³⁾。定性的には圧縮性のある場合の方が損失は大きく、また亜音速流れに比して臨界流れの方が損失は増加するといわれている⁽⁴⁾。しかし、超臨界圧力比領域はもとより、亜臨界領域においてもこれに関する実験はなく、現在のところ圧縮性のある場合のオリフィス圧力損失を定量的に見積る方法はないようである。また、いずれの領域においてもこれを見積るための妥当な理論解析も見当らない。一方、急拡大あるいはフローノズルにおける損失の見積りとして森棟ら⁽⁵⁾および Benedict ら⁽⁶⁾の解析があるが、いずれも流れを支配する方程式が足りないため実験値を用いなければ解が求まらない。

衝撃波管オリフィスモデルでは衝撃波の関係式が加わるため初期条件のみで解くことができ、流量係数や圧力損失係数なども同時に求まる。しかしこれと通常の管オリフィスとの対応についての定量的な研究はなされていない。

本論文においては従来のモデルにおいて縮流の考慮が十分でない点や計算式等を改め、モデルの改良を行

い衝撃波管を用いた実験によって本モデルの妥当性を検討した。そしてそのモデルを用いて圧縮性のある場合の通常の管オリフィスの定常高速流動特性を解明した。

2. 実験の装置と方法

本実験に使用された衝撃波管は内面が精密仕上げされた内径 50mm の円形断面をもつ通常の圧力形衝撃波管である。高圧室の長さは 1m で低圧室のそれは 2.1m である。隔膜からオリフィスまでの距離は 1.55m で、オリフィス上流 350 および 150mm とオリフィス下流 160 および 360mm の 4 点に衝撃波検出器が取り付けられている*1。入射衝撃波マッハ数 (M_i) はカウンターで、また反射および通過衝撃波マッハ数 (M_r, M_t) はシンクロスコープを用いて、いずれも波面の速度 (U) の測定によって次式から算出した。

$$\left. \begin{aligned} M_i &= \frac{U_{i, \text{exp}}}{a_1}, & M_t &= \frac{U_{t, \text{exp}}}{a_1} \\ M_r &= \frac{(u_{2, th} + U_{r, \text{exp}})}{a_{2, th}} \end{aligned} \right\} \dots\dots (1)$$

ここで、 a は音速、 u は気流速度であり、添字 1, 2 はそれぞれ初期状態と入射衝撃波背後の状態を示す (図 1 参照)。また $u_{2, th}$ と $a_{2, th}$ は M_i より衝撃波の関係式を用いて算出した理論値である。

供試オリフィスは板厚 1mm の同心円形状であり、その面は十分なめらかに仕上げ、エッジの丸みは極力除いた。なお使用した気体は空気であり、隔膜の破片については実験ごとに管内を点検し清掃した。本実験条件におけるレイノルズ数はほぼ限界レイノルズ数領域である。また、シュリーレン撮影には 50×70mm の長方形断面を有する衝撃波管を用いた。

* 昭和 54 年 10 月 14 日 第 57 期全国大会講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和 54 年 3 月 27 日。

** 正員、九州産業大学工学部。

*** 正員、東京都立大学大学院 (〒158 東京都世田谷区深沢 2-1-1)。

**** 正員、名譽員、九州産業大学工学部。

*1 これらの位置は松尾らの研究結果 (文獻 9 の図 9, 15) を参考に決定したもので、オリフィスからの距離による衝撃波の強さの変化がほとんどなくなる位置である。

3. 衝撃波管オリフィスモデル

3.1 亜臨界流れ 図 1 に示された準定常モデルを考える. 衝撃波後方気流速度的関係式と接触面の条件 (前後で圧力と速度が等しい) より次の諸式を得る.

$$u_2 = \frac{(\alpha-1)(p_2/p_1-1)a_1}{[(1+\alpha)(1+\alpha p_2/p_1)]^{1/2}} \dots\dots\dots (2)$$

$$u_3 = u_4 = \frac{(\alpha-1)(p_3/p_1-1)a_1}{[(1+\alpha)(1+\alpha p_3/p_1)]^{1/2}} \dots\dots\dots (3)$$

$$u_5 = u_2 = \frac{(\alpha-1)(p_5/p_2-1)a_2}{[(1+\alpha)(1+\alpha p_5/p_2)]^{1/2}} \dots\dots\dots (4)$$

$$\alpha \equiv \frac{\kappa+1}{\kappa-1}, \quad \kappa : \text{比熱比}, \quad p : \text{圧力}$$

式 (2)~(4) より入射衝撃波の強さに対する反射および通過衝撃波の強さの関係式が導かれる⁽⁷⁾.

$$M_5 = \frac{(\alpha-1)(1+\alpha p_5/p_2)^{1/2}}{[(1+\alpha)(\alpha+p_5/p_2)p_5/p_2]^{1/2}} \left\{ \frac{p_2/p_1-1}{[(\alpha+p_2/p_1)p_2/p_1]^{1/2}} - \frac{p_5/p_2-1}{(1+\alpha p_5/p_2)^{1/2}} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{u_3}{u_5} = \frac{1}{M_5} \left[\frac{(\alpha-1)^2(1+\alpha p_5/p_2)(1+\alpha p_2/p_1)(p_3/p_1-1)^2}{(1+\alpha)(\alpha+p_5/p_2)(1+\alpha p_3/p_1)(1+\alpha p_2/p_1)(p_2/p_1)(p_5/p_2)} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (6)$$

つぎに図 1 中において破線で示された領域を検査面にとり, 検査面内で全エンタルピが保存されると仮定すればエネルギー式 (7) が, そして運動量の保存を考えれば式 (8) が得られる.

$$M_5^2 [(u_4/u_5)^2 - 1] (\kappa-1)/2 + (u_4/u_5)(p_4/p_5) - 1 = 0 \dots\dots\dots (7)$$

$$1 - p_4/p_5 + (1-\beta)p_e/p_5 - [1/(p_5 A_5)] \int_{A_N}^{A_5} p dA = \kappa M_5^2 (u_4/u_5 - 1) \dots\dots\dots (8)$$

ここで A は断面積で, β はオリフィスの開口断面積比 ($\equiv A_N/A_5$) である. 式 (5)~(8) が本モデルの基礎式となる. 式 (8) の積分項の計算は, 次元解析の考察から導かれる無次元係数⁽⁸⁾を用いて次式から行う.

$$\frac{1}{p_5 A_5} \int_{A_N}^{A_5} p dA = 1 - \beta - \frac{2\kappa}{\kappa-1} \beta \left[\frac{f c_e^2 r_e^{2/\kappa} \{1 - r_e^{(\kappa-1)/\kappa}\}}{1 - r_e^{2/\kappa} c_e^2 \beta^2} \right] \dots\dots\dots (9)$$

$$f = f_{i0} \left\{ \frac{2}{R_N^{1/\kappa}} - \frac{(\kappa-1)(1-R_N)}{\kappa R_N^{2/\kappa} [1 - R_N^{(\kappa-1)/\kappa}]} \right\} - \beta(1-\beta/2) \dots\dots\dots (10)$$

$$f_{i0} = 1/c_{ei} - 1/(2c_{ei}^2), \quad r \equiv p/p_5, \quad R \equiv p/p_{stag.5} \dots\dots\dots (11)$$

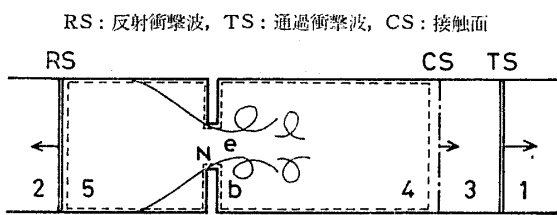
ここで C_e は縮流係数 ($\equiv A_e/A_N$) である. 式 (11) における非圧縮性流体の縮流係数 C_{ei} は Weisbach の実験値をもとにした実験式 [式 (12)] を使用する. また, 圧縮性流体の縮流係数は Benedict の理論⁽⁹⁾を用いて計算する.

$$C_{ei} = 0.61375 + 0.13318\beta - 0.26095\beta^2 + 0.51146\beta^3 \dots\dots\dots (12)$$

計算手順として初期条件 (M_i あるいは p_2/p_1) を与えるものと, オリフィス前後の圧力比 (r_e あるいは r_b) を与えるものがあるが, 基本的には計算順序が異なるだけである. ここでは前者についてのべる.

(1) M_i, β を与え, 式 (9) の値 ($\approx 1-\beta$) を設定する.

- (2) $C_{ei} < C_e < 1$ の範囲で C_e を適当に定める.
- (3) p_2/p_1 を計算し, $1 < p_5/p_2 < (p_5/p_2)_{\beta=0}$ の範囲で p_5/p_2 を仮定すると式 (5) より M_5 を得る.
- (4) 式 (6) と式 (7) を同時に満足する $u_4/u_5 (> 1)$ の値を決定する.
- (5) M_5 より等エンタルピ流れの関係式 (13) を用いて仮想の閉そく断面積比 A_*/A_5 を求め, $C_e \beta = (A_*/A_5)(A_e/A_*)$ を満たすように p_e/p_* を決定する.
- (6) 同様に $\beta = (A_*/A_5)(A_N/A_*)$ を満たすように p_N/p_* の値を定める.
- (7) 以上の計算値をもとにすれば式 (9) の計算に必要な諸量は計算できる.
- (8) 式 (8) を要求された計算精度を満足するまで (3)~(7) の仮定と計算を繰返す.



臨界および超臨界圧力比領域では $e \rightarrow$
 一般に $P_e = P_b, P_*/P_0 \geq 1$
 図 1 亜臨界圧力比領域の流れのモデル

- (9) 最終的に得られた r_b の値を用いて Benedict の理論より C_e を計算する.
 - (10) この C_e の値を用いて再び (3) にもどる.
- C_e の収束性はよく, (3)~(10) の繰返しは 3~4 回で 10^{-4} 程度の誤差範囲内におさまる.

$$A/A_* = [\alpha(p/p_*)^{2/\kappa} - \{2/(\kappa-1)\}(p/p_*)^{(\kappa+1)/\kappa}]^{-1/2} \dots \dots \dots (13)$$

3.2 閉そく流れ 流れが縮流部で閉そくする場合は, オリフィス上流の諸量は $\phi (\equiv C_e \beta)$ の関数として一意的に求まる. 下流については, 縮流部断面から④までの領域を検査面にとり運動量の式とエネルギーの式, (14), (15) 式をもとにして解く.

$$\phi(1+\kappa) + (1-\phi)p_b/p_* = (p_4/p_1)(p_1/p_2)(p_2/p_3)(p_3/p_*) + \kappa\phi M_4 a_4/a_* \dots \dots \dots (14)$$

$$a_*/a_4 = [2 + (\kappa-1)M_4^2 / (\kappa+1)]^{1/2} \dots \dots \dots (15)$$

式 (14), (15) と状態方程式より式 (16) が, そして衝撃波の関係式と接触面の条件より式 (17) が得られる.

$$\frac{p_b}{p_*} = \frac{\phi}{1-\phi} (1+\kappa)^{1/2} \left\{ \frac{1+\kappa M_4^2}{M_4 [2 + (\kappa-1)M_4^2]^{1/2}} - (1+\kappa)^{1/2} \right\} \dots \dots \dots (16)$$

$$M_4 = \left\{ \frac{2\phi}{\kappa+1} \left(M_t - \frac{1}{M_t} \right) \left[\frac{\rho_*}{\rho_5} \frac{\rho_5}{\rho_2} \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{a_*}{a_5} \frac{a_5}{a_2} \frac{a_2}{a_1} \right] / (p_4/p_1) \right\}^{1/2} \quad (\rho : \text{密度}) \dots \dots \dots (17)$$

$p_4/p_1 = p_4/p_1(M_t)$ であり, p_5/p_* および M_5 は ϕ の関数として与えられる. したがって ϕ を仮定すれば p_4/p_1 以外はすべて既知量となるから p_4/p_1 の仮定のみで計算できる. 計算手順としてここではオリフィス前後の圧力比 r_b を与えた場合についてのべる.

(1) 初期値として β と r_b が与えられると, C_{ei} と C_e が Benedict の理論より求まる.

(2) ϕ より等エントロピ流れの断面積比とマッハ数の関係を用いて M_5 を定め, p_2/p_1 あるいは M_t を仮定すれば式 (5) より p_5/p_2 が求まる [$1 < p_5/p_2 < (p_5/p_2)_{\beta=0}$]

(3) ρ_*/ρ_5 , a_*/a_5 は等エントロピ流れの関係式と M_5 より求まるから, p_4/p_1 を仮定すれば式 (17) より M_4 が決定される.

(4) この M_4 を用いて式 (15), (16) を計算する.

(5) $1 < M_t < M_i$ かつ式 (14) を要求精度の範囲内で満足するように (3) 以下の仮定と計算を繰返す.

4. 実験結果および計算結果の考察

4.1 オリフィス近傍の流れ 衝撃波管において入射衝撃波がオリフィスと干渉すると, その反射と回折によって複雑な波系を有する過渡流れとなるが, この流れは流体のもつ粘性のために時間とともに波系は減衰しオリフィス近傍で定常な流れが得られる. この一例を図 2 に示す. (a), (b) はそれぞれ入射の直前と直後の写真であり, τ は衝撃波がオリフィスに入射してからの経過時間である. (c) は過渡流れの典型例で, (d) は定常流れに達した場合の流れを示している. 過渡流れの波系等についての説明は松尾らの研究⁽⁹⁾がある.

シュリーレン写真による観察によって得られた定常流れに達するまでに要する時間を図 3 (実線によって囲まれた領域) に示す. ただしこの時間はオリフィス近傍の波系およびスベリ流が完全に消滅する時間とした.

4.2 閉そく領域における反射および通過衝撃波マッハ数 完全反射における反射衝撃波マッハ数の実験値は理論値よりわずかに小さく, その比は次式で表された⁽¹⁰⁾. この傾向は従来の研究結果と一致する⁽¹¹⁾.

$$\left(\frac{M_{r, \text{exp}}}{M_{r, \text{th}}} \right)_{\beta=0} = 0.840 + 0.196 M_i - 0.071 M_i^2 \quad (1.2 \leq M_i \leq 2.2) \dots \dots \dots (18)$$

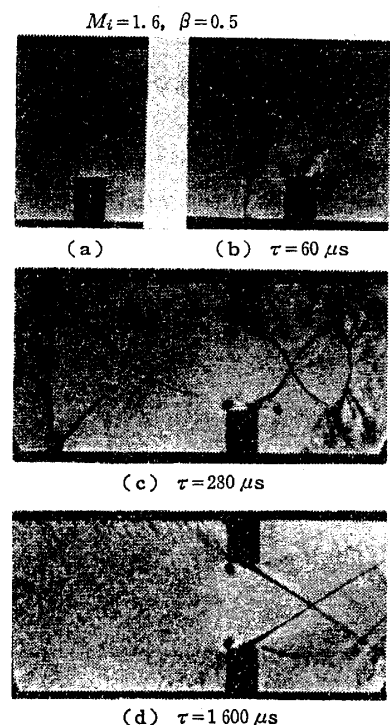


図 2 シュリーレン写真

$\beta > 0$ における M_r の結果の代表例を図4に示す。図中の破線は本モデルによる計算結果を式(18)を用いて修正した値を示している。小さい β においては実験値はこの修正された値に近く、 β の増加とともに本来のモデル値に近づき $\beta \approx 0.5$ で一致し、 $\beta > 0.5$ では逆の傾向を示すことがわかる。この結果は $\beta \approx 0.5$ でモデルに近い理想的な流れとなることを意味するものではない。図4の結果は主に次のような理由によるものと思われる。比較的小さい β の値では U_r は大きく、波面が測定点に到達した時点 [図3の一点鎖線(二点間の平均値)参照] においても、その上流②の流れはまだ発達した流れとならず主として境界層との干渉によって U_r が減少する⁽¹¹⁾。しかしこの減速は反射衝撃波自体の減衰を直接示すものではない [図6(a)参照]。 β が大きくなると反射衝撃波は発達した流れと干渉するようになり、干渉の機構が前者の場合と異なる。また領域⑤の流速も大きく管摩擦による損失も無視できなくなる [図6(b)参照]。

M_i の結果の代表例を図5に示す。閉そく領域において $\beta \leq 0.3$ では計算値と実験値との間にはよい一致がみられた。実際の流れでは縮流部下流において流れ

が局所的に超音速になり二次衝撃波が発生するが、上述の結果はこの衝撃波を含む実際の流れの損失と本モデルの非粘性混合損失とが同程度であることを意味する。 β がさらに大きくなると、上・下流の管摩擦や反射衝撃波の減衰の効果が無視できなくなり実験値はモデル値よりも低下する [図5, 6(b)参照]。また速度測定によるものと定常時の圧力測定によるもの⁽¹²⁾とを比較すると前者の方が M_i の値は小さい。この理由はオリフィス下流の流れのパターンの時間的変化の効果として説明できる。シュリーレン写真による観察の結果、たとえば $\beta = 0.2$ においては $\tau \leq 0.4$ ms で二次衝撃波の位置と形状はいずれの M_i においてもほ

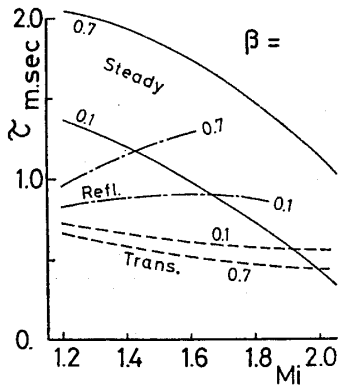


図3 各時間と M_i の関係

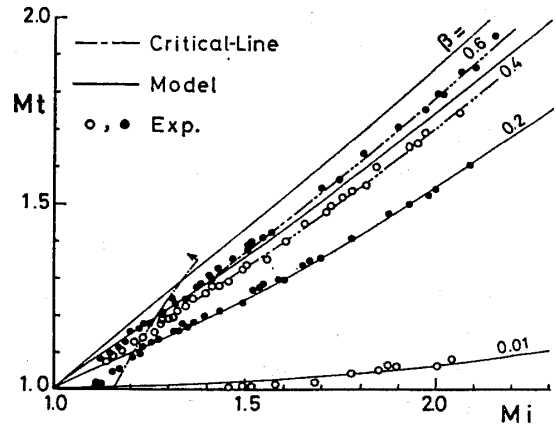


図5 波面の速度測定による M_t - M_i の関係

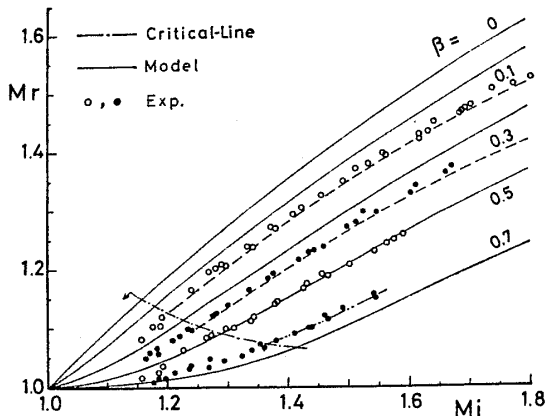
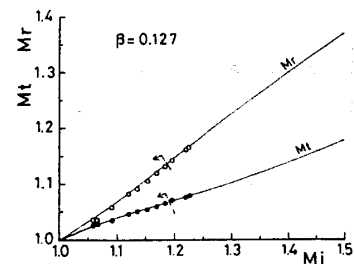
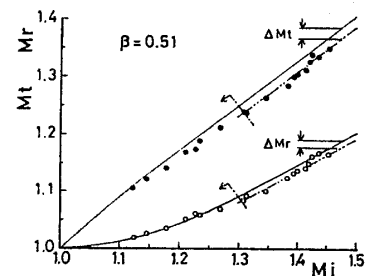


図4 波面の速度測定による M_r - M_i の関係



(実験条件) 管内径 $D=56$ mm 衝撃波管
圧力計の位置はオリフィスから上・下流 40cm
(a)



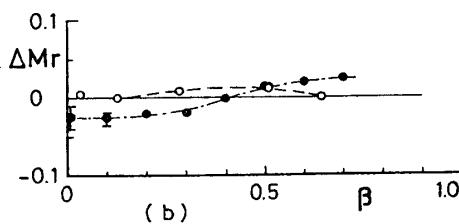
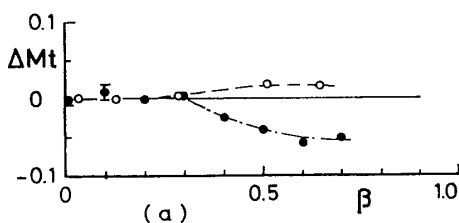
衝撃波通過後約 1.5 ms での圧力値
本実験との比較のため圧力値をマッハ数に換算
(Dadone らによる)
(b)

図6 定常時における圧力測定からの結果⁽¹²⁾

ば定まり, 速度測定時の τ (図3の破線は平均値を示す)と同程度である. これに対し $\beta=0.5$ では二次衝撃波の発生自体遅く ($\tau \geq 0.2$ ms), また速度測定時における二次衝撃波の位置および形状と定常時のそれとはかなり異なる (図2参照). したがって大きい β における図5の結果は流れの過渡特性と管摩擦による効果が複合したものと考えられる.

閉そく流れにおいては M_r, M_i の測定結果について個別に論じることができるし, また定常流れになるまでの時間遅れの影響も小さい. しかし亜音速領域においては時間遅れの影響も上・下流間の流れの相互作用も無視し得なくなり, かつ測定値の相対誤差も大きくなるため結果の比較は困難であった. しかしながら定常時における圧力測定からの結果⁽¹²⁾と比較すれば, 本モデルは亜音速域においても妥当性が十分あることが図6よりわかる.

速度測定による結果と Dadone らの圧力測定による結果とは β の値が異なるため, 直接比較することはできない. しかし実験値にもとづいて内そうおよび外そうした線 (図4~6中の二点鎖線) は M_i によらずモデル値のそれとほぼ平行であり, その差は一定であるとみて大きな誤りはないようにみえる. 閉そく領域における一連の結果を圧力値を基準値として式 (19) で定義された値でまとめたのが図7である [図6 (b)]



○: モデル, ●: 速度測定

図7 ΔM の値 [式 (19) 参照]

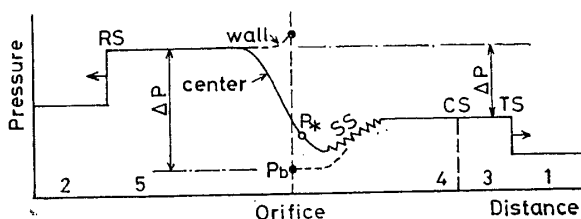


図8 静圧分布 (SS: 二次衝撃波)

はその手順例].

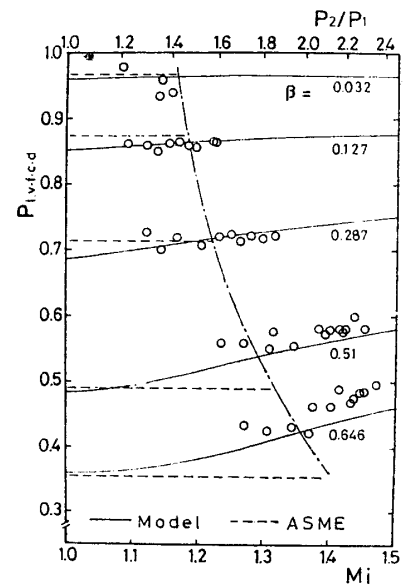
$$\Delta M \equiv M \text{ (定常時の圧力測定から)}$$

$$-M \text{ (モデル, 速度測定から)} \dots\dots\dots (19)$$

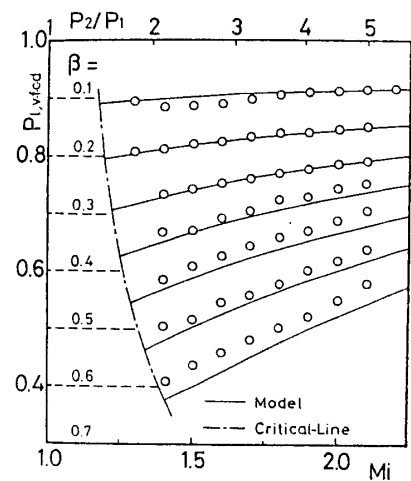
図7の結果は Dadone らの測定範囲 ($M_i \leq 1.5$) で成り立つものであるが図4, 5の結果と考察より推察すれば $M_i > 1.5$ においても図7の結果と大きな差異はないものと思われる. 図7より通過衝撃波波面の速度測定によるオリフィス下流の諸量の見積りに際しては, とくに大きい β で注意する必要があることがわかる. この理由は前に述べたフローパターンの過渡特性の影響によるものと考えられる.

4.3 圧力損失および圧力損失係数

閉そく流れにおける衝撃波管オリフィスの流れの圧力分布は図8に示されるようになり, 領域⑤~④は通常の管オリフィスのそれと同じであると考えられる. 各タップの圧力



(a) Dadone らの値より



(b) 本実験値を圧力値に換算

図9 圧力損失係数 (vfcd タップ)

損失係数 p_i を次式のように定義する.

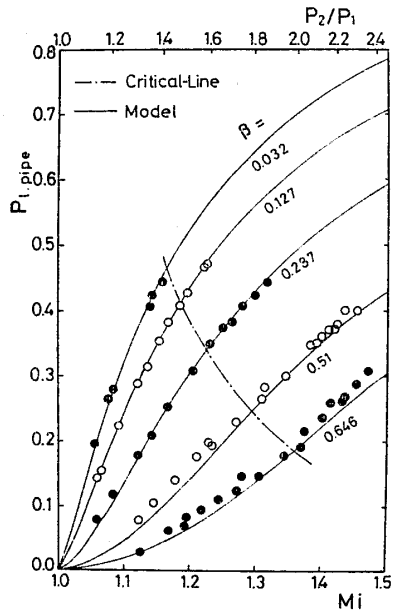
$$p_{i,vfcd} \equiv \frac{\Delta p}{p_5 - p_b} = \frac{1 - p_3/p_5}{1 - p_b/p_5} \dots\dots\dots(20)$$

$$p_{i,pipe} \equiv \frac{\Delta p}{p_5} = 1 - p_3/p_5 \dots\dots\dots(21)$$

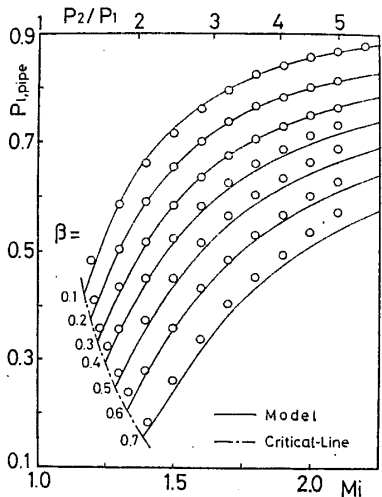
ここで、添字 vfcd は縮流, フランジ, コーナ, ラジ アスタップを, そして pipe はパイプタップをそれぞれ示している.

結果を図9, 10に示す. なお式(20)の p_b/p_5 の値はモデルによる計算値を用い, 両図(b)のプロットは各 M_i における M_r, M_t の値を図4, 5の内そうによって求め, その値を図7の関係をを用いて定常時における圧力値に速度測定値を換算したものである. したがってこの値は両図(a)の場合と同様に圧力測定によ

る値と考えて大きな差異はないものと思われる. 低亜音速領域では式(20)の分母が小さくなり, Dadoneらの実験値の読みとりの誤差がプロットに大きく影響

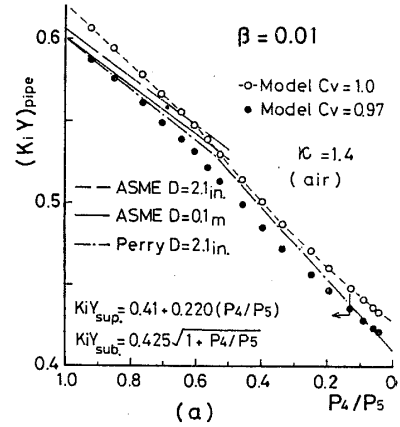


(a) Dadone らの値より

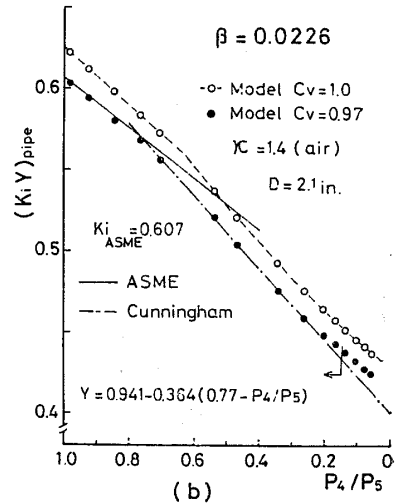


(b) 本実験値を圧力値に換算

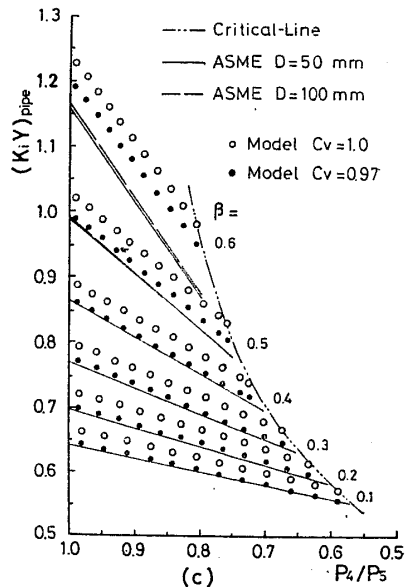
図10 圧力損失係数 (パイプタップ)



(a)



(b)



(ASME 値は全て $ReD \approx 10^6$ の値)

図11 パイプタップの結果の比較 (↓: 実験された領域)

するため, このような領域における値は省略した. 図 9, 10 の結果より, 衝撃波管オリフィスの圧力損失は本モデルによって十分よい精度で見積ることができるのがわかる. なお, 大きい β で少し合わなくなるの

は本モデルにおいて管摩擦を無視したためと思われる.

4.4 通常の管オリフィスとの対応 管オリフィスの質量流量 \dot{m} の計算式は一般に次式で示されている.

$$\dot{m} = (K_i Y)_{\text{vfred}} A_N [2\rho_5(p_5 - p_b)]^{1/2} \dots\dots\dots(22)$$

$$\dot{m} = (K_i Y)_{\text{pipe}} A_N [2\rho_5(p_5 - p_4)]^{1/2} \dots\dots\dots(23)$$

ここで, K_i は非圧縮性流体の流量係数で, Y は気体の膨張補正係数である. 上式を変形すると式 (24), (25) がそれぞれ得られる.

$$(K_i Y)_{\text{vfred}} = \left(\frac{M_5}{\beta}\right) / \left[\frac{2}{\kappa} \left(1 - \frac{p_b}{p_5}\right)\right]^{1/2} \dots\dots\dots(24)$$

$$(K_i Y)_{\text{pipe}} = \left(\frac{M_5}{\beta}\right) / \left[\frac{2}{\kappa} \left(1 - \frac{p_4}{p_5}\right)\right]^{1/2} \dots\dots\dots(25)$$

超臨界圧力比領域における実験データは少なく, とくにパイプタップに関しては perry⁽¹³⁾ および Cunningham⁽¹⁴⁾ らの $\beta \approx 0$ のものしか見当たらない. これらと本モデルの計算値との比較を図 11(a), (b) に示す. 図中の式は, 彼らによって得られた実験式である. また, (c) は亜臨界圧力比領域における ASME 値との比較を示している.

パイプタップ以外の実験結果との比較を図 12~14 に示す. 図 11~14 の結果より, 通常の管オリフィスと衝撃波管オリフィスモデルの間にはより対応がみられる. モデル値の方が 2~4% 程度大きくなっているが, これは主に粘性を無視したことによるものである.

粘性の効果を速度係数 ($C_v = 0.97$ ⁽²⁾) によって近似的に考慮する. 速度以外の状態量は分布をもたないと仮定して式 (24), (25) を計算すれば, 両式の右辺に C_v をかけるのみでよいことがわかる. これより C_v を考慮すると実験値と極めてよく一致するようになる (図 11~14).

5. ま と め

(1) 反射および通過衝撃波の強さにおいて, 波面の速度測定による値と圧力測定による値との差異についてかなり詳細な説明を与え, 本モデル値と比較し本モデルの妥当性を示した.

(2) 本モデルによって衝撃波管オリフィスの圧力損失を十分よい精度で見積ることができる. パイプタップの実験結果との比較によって, この結果は通常の管オリフィスにも適用できることがわかった.

(3) すべての圧力比領域において, 本モデル値と管オリフィスの実験結果との間に満足いく対応がみられた. これについての詳細な検討は今後の課題としたい.

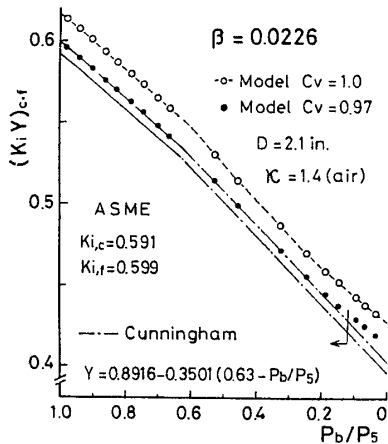


図 12 コーナ, フランジタップ

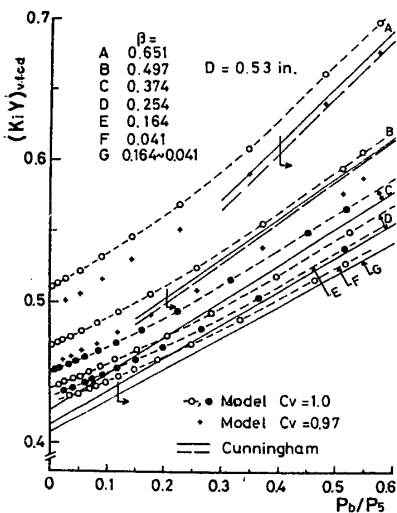


図 13 上流 1D, 下流コーナタップ

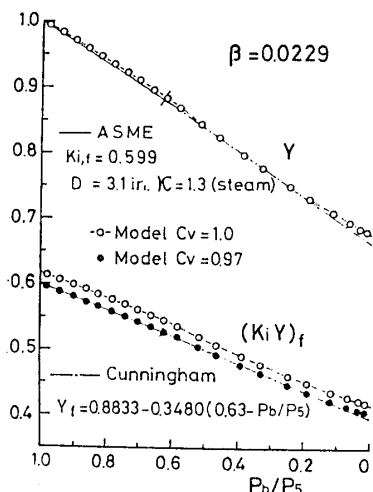


図 14 フランジタップ ($\kappa=1.3$)

文 献

- (1) ASME, *Fluid Meters, Their theory and application*, 6th Ed. (1971).
 (2) Benedict, R. P., *Trans. ASME*, ser. D, **93-2** (1971-6), 121.
 (3) Stearns, R. F., ほか 3 名, *Flow Measurements with Orifice Meters*, (1951), 17, D. van Norstrand.
 (4) Arnberg, B. T., *Trans. ASME*, ser. D, **84-4** (1962-12), 447.
 (5) 森 棟・ほか 2 名, 機講論, No. 770-8 (昭 52-7), 198.
 (6) Benedict, R. P., ほか 3 名, *Trans. ASME*, Ser. A, **97-3** (1976-7), 327.
 (7) 森・ほか 2 名, *Proc. Tenth. Int. Shock-Tube Symp.*, (1975), 400.
 (8) Benedict, R. P., *Trans. ASME*, ser. D, **93-2** (1971-6), 99.
 (9) 松尾・ほか 2 名, 九州大学工学部集報, **49-6** (昭 50), 841.
 (10) 伊東・ほか 3 名, 機講論, No. 778-1 (昭 52-3), 54.
 (11) たとえば, 倉谷・土屋, 衝撃波の化学物理, (昭 43), 58, 裳華房.
 (12) Dadone, A. and Pandolfi, M., *Int. J. Mech. Sci.*, **13** (1971), 1.
 (13) Perry, J. A., *Trans. ASME*, **71** (1949) 757.
 (14) Cunningham, R. G., *Trans. ASME*, **73** (1951), 625.

討 論

〔質問〕 松尾一泰

(九州大学総合理工学研究科)

(1) 式 (18) は $\beta=0$ の場合の実験式で, これを用いて図 4 の実線 ($\beta>0$ の場合) を修正したとあるが, $\beta>0$ の場合, 式 (18) は成立しないように思われる。

(2) 図 4 ($\beta=0.5$ と 0.7 に対する破線を示してほしい) において, 実験値と修正した計算値との大小関係が, $\beta=0.5$ を境に逆転する理由として, 主として反射衝撃波上流の流れの発達度をあげているが, 反射衝撃波下流の流れは, U_r にどのような影響を及ぼすと考えられるか。

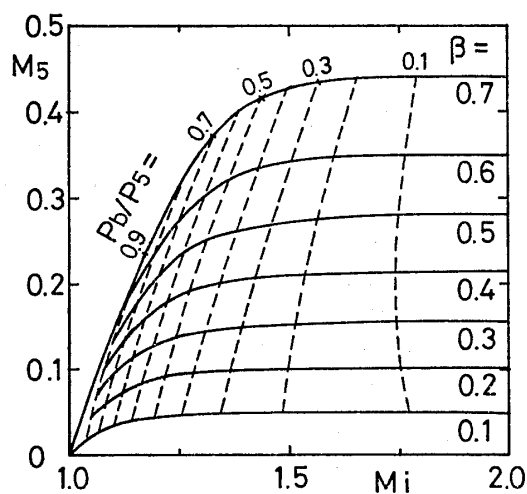
(3) 本モデルでは, 閉そく流れにおいて発生する衝撃波を考慮せず計算できる。そして計算値が実験値と一致するため, 衝撃波を含む実際の流れ損失と本モデルの非粘性混合損失とが同程度であると結論しているが, 本実験範囲外でも本モデルが適用できるといえるか。

〔回答〕 (1) ご指摘のとおり式 (18) は $\beta=0$ の実験式であり, $\beta>0$ の場合に直接適用することはできない。しかし, 付図 1 に示されるように小さい β では M_5 は小さく, オリフィス上流の流れは $\beta=0$ のそれに近いと考えてよいため式 (18) が近似的に適用できると思われる。これは図 4 の結果から, 妥当と思われる。

(2) したがって大きい β では $\beta=0$ の結果にもとづく修正は有効でなくなってくるし, また意味をもたなくなる。そのため $\beta \geq 0.5$ における修正値は示さなかった。

定常流れに達した場合, ⑤ の諸量は一定の値をとり, それを満たす強さの反射衝撃波が上流に伝ばすると考えられる。一方, 過渡流れの間, 差圧そのものが変化 (したがって縮流係数も変化) する。この値は時間とともに定常値に近づくが, その間の反射衝撃波への影響は十分考えられる。

付図 1 は定常値を示すものであるが, 過渡流れの間, 設定 M_i 値まで β 一定線上の経路をとるものと



付図 1

考えられる。閉そく域の M_i では流れがいったん閉そくすれば, 圧力比が減少しても M_5 の変化はあまりなく, 過渡特性の U_r への影響は小さいと考えられる。亜音速域ではこの影響は閉そく域より大きくなるということが付図 1 より予想される。しかしいづれにおいても, U_r は反射衝撃波の強さと直接に正しく対応しないという問題がからむため, 過渡特性を考慮した定量的な説明は現段階では困難である。

(3) 基礎式 (7), (8) 式と (14), (15) 式は本モデルの仮定, すなわち全温一定, 壁面摩擦なし, 理想気体の仮定が, そしてオリフィス上, 下流面にかかる力の見積りが, 十分正確であるならば検査面内の衝撃波の有無にかかわらず成り立つ。本文の非粘性混合という表現は適切でないかも知れないが, 二次衝撃波を考慮せず計算できる, という意味は上述のようにご理解いただきたい。

閉そく域においては, 実際の流れは衝撃波と自由せん断層や境界層との干渉という複雑な問題を含み, 損失のメカニズムも亜音速域のそれとは異なると思われるが, この問題は本モデルの適用範囲の問題とともに今後検討していきたい。