

UDC 536.46:
621.454.43.05

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-227

高負荷燃焼器の空気孔からの流れについて(Ⅱ)

—— 二孔の実験および簡単な解析方法 ——

相波 哲朗・井上 真幸

1970 年 12 月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|---------|---|-----------|--|
| TR-210 | 自由飛行模型 FFM-10 の空力特性について
On the Aerodynamic Characteristics of a Free Flight Model FFM-10 | 1970年 8 月 | 河 崎 俊 夫, 斎 藤 秀 夫
河 本 巖 |
| TR-211 | ジェット・フラップ・ローターのホバ特性に関する一模型実験
A Model Test on Hovering Characteristics of Jet-Flapped Rotor | 1970年 9 月 | 古 茂 田 真 幸, 戸 田 亘 洋
岡 遠 一, 高 沢 金 吾 |
| TR-212 | 二重噴流の空力的騒音
Aerodynamic Noise of a Circular Double Jet | 1970年10月 | 河 野 長 正 |
| TR-213 | ジンバルエンジン駆動用 DPF 方式油圧サーボの試作研究
A Study of Gimbal-Engine Actuated Hydraulic Servomechanism with DPF Hydro-mechanical Compensation Network | 1970年 9 月 | 畑 山 茂 樹, 興 石 肇 |
| TR-214 | 軸流圧縮機動翼機植込部の疲労についての実験的研究 (隙間のあるピン接合)
Experimental Investigation of Fatigue Strength of Axial Flow Compressor Blade Root
——Pin Joint Lug Having Clearance between Pin and Pin-Hole—— | 1970年 9 月 | 池 田 為 治, 山 岸 崇 |
| TR-215 | ジェット輸送機の操縦のタスク・アナリシス
Task Analysis of Jet Transport (DC-8) | 1970年10月 | 樋 口 一 雄, 百 名 盛 之
三 好 範 子, 岡 部 正 典
川 原 弘 靖 |
| TR-216 | 横風中の3次元乱流ジェットの湾曲と発達
Bending and Development Three-dimensional Turbulent Jets in a Gross Wind | 1970年 9 月 | 遠 藤 浩, 中 村 正 義 |
| TR-217 | 人工粘性付 LAX-WENDROFF およびその変形差分法に関する数値実験
Numerical Test on Lax-Wendroff Difference Scheme with Artificial Viscosity and its Variations by the Two-Step Method | 1970年 9 月 | 安 喜 隆 幸 |
| TR-218 | 軸流回転機の翼の振動について
II 翼根部による振動減衰
On the Vibration of Axial-flow Turbomachine Blade
II Vibration Damping Capacity of the Blade Mounting | 1970年10月 | 宮 地 敏 雄, 星 谷 昌 二
祖 父 江 靖, 網 干 三 郎
熊 谷 隆 王 |
| TR-219 | 二次元非圧縮性乱流境界層の近似について
On an Approximation of Two-Dimensional Incompressible Turbulent Boundary Layer | 1970年10月 | 尾 形 吉 和 |
| TR-220T | Application of Dorodnitsyn's Technique to Compressible Two-Dimensional Airfoil Theories at Transonics Speeds | 1970年10月 | Junzo SAIO |
| TR-221 | 先端のぶいフレヤつき物体の空力特性
Aerodynamic Characteristics of a Flared Body with Blunt Nose | 1970年10月 | 谷 原 盛 一, 河 本 巖
榑 原 盛 一, 野 田 順 一
樋 口 博 (東京大学) |
| TR-222 | 東北地方太平洋沿岸航空路上における乱気流観測
Measurements and Analysis of Atmospheric Turbulence on the Pacific Coast Air Route of the Tohoku District | 1970年 9 月 | 竹 内 和 之, 山 根 皓 三 郎
矢 沢 健 司, 小 野 幸 一
外 崎 得 雄 |
| TR-223 | 球の仮想質量の円筒境界干渉
Cylindrical Boundary Interference on Virtual Mass of a Sphere | 1970年 9 月 | 河 野 長 正 |

高負荷燃焼器の空気孔からの流れについて(II)*

— 二孔の実験および簡単な解析方法 —

相波 哲朗**・井上 真幸***

Investigation of Air Stream from Combustor-Liner Air-Entry Holes (II)

—Experiments with Paired Air-Entry Holes and A Numerical Analysis—

By Tetsuro AIBA and Masayuki INOUE

Investigation of the jets flowing from air entry holes of the combustor liner of a gas turbine was carried out using simplified models. Cold air was supplied through the air entry holes normally into the primary hot-gas flows. The mass flow of the primary hot-gas and issuing jets were measured, and the behavior of the air-jets was studied by the measurement of the temperature distribution of the gas mixture.

The air-jets flowing from paired air entry holes were studied for two different configurations, one being parallel to and the other being normal to the primary flow. The effects of jet and gas stream velocities, gas temperature, together with the two different configurations were investigated. The discharge coefficient, the maximum penetration of the jets, the jet flow path, the mixing of the jets, and the temperature distribution across the jets were investigated. Empirical expressions which describe the characteristics of the jets under the conditions of the experiments were formulated. The experimental results showed that the penetration and the path of the jets flowing from the paired holes can be estimated from the modified empirical expressions obtained for the single air entry hole.

The path and temperature variation of the jets were also numerically analyzed considering aerodynamic and thermal characteristics and entrainment.

1. ま え が き

ジェット・エンジンの燃焼器の空気孔からの流れは燃焼器内の燃焼や出口温度分布に大きな影響を及ぼす。燃焼器内の上流側の燃焼領域においては空気孔の大きさと配置を適正に設定することにより、その領域に十分な空気を供給し、流れに強い乱れを与えて燃焼を良好に進行させる必要がある。また燃焼器出口側の希釈領域では温度分布の不均一な燃焼ガスをそのままタービン翼にあててのを防ぐため、燃焼ガスの温度を下げ、その分布を均一にさせるようはかっている。燃焼器の設計にあたって、これらの領域の空気孔の配置は一つの重要な問題であり、特に高負荷燃焼器のように小形にまとめる燃焼器ではその重要性が増す。

これに関連する資料として主流に直交する噴流の流れの場の解析¹⁾、速度や温度を測定し貫通度や混合度を求めた結果がある^{2~12)}。空気孔の形状、流体、測定方法のいろいろな組み合わせに対して実験が行なわれているが、現在までのこれらの結果は応用面を重視してきているので、貫通度や混合度の定義は測定者によって異なった形でまとめられている。Patrick¹³⁾はいままでに行なわれた直交噴流に関する主な実験の範囲をまとめて表1のように示している。これらの実験は何れも単一孔より噴流を噴出させた場合のものである。

単一空気孔からの噴流の貫通、混合についての資料のみでは実用上不十分であり、複数孔の場合の資料を得る必要がある。これに関する実験として前報では従来の結果と比較する意味で単一孔の場合の実験を行なった¹⁴⁾。今回はそれを補う資料を得ることと、複数孔の場合の第一段階として二孔の場合とを取り上げた。

* 昭和45年10月16日受付

** 原動機部

*** 三菱重工業(株)長崎造船所

表 1 従来の研究の実験方法と範囲

研 究 者	実 験 方 法	U_j/U_m	使用空気孔径 (mm)	文 献
Callaghan, Ruggeri, Bowden (1948~52)	加熱噴流→常温主流 温度測定により貫通度を求める	2~10	6.4 9.6 12.8 16.0	2, 3, 4
Hawthorne, Rogers, Zaczek (1944)	常温噴流→加熱主流 温度測定により貫通度を求める	0.5~4	44	5
Gordier (1959)	全圧分布 Water tunnel で染色法を使用	2.5~15.5	9.6 12.8	6
Clamp (1959)	Water tunnel で染色法を使用	4.3~14	6.4 12.8	7
Jordinson (1956)	風洞で全圧分布を測定	4.3~8	12.8 25.6	8
Norster Chapman (1962)	常温噴流→加熱主流 温度分布を測定	0.2~5	9.6 12.8 19.5 25.6	9
Tolson (1963)	風洞でケロシン煙をトレーサに 用いた	15.5~125	2.66 4.9 6.4 7.6	10
Keffer, Baines (1963)	熱線風速計で速度分布	2~10	9.6	11

実験では正方形断面の流路を通る一様な高温ガス流に直角に常温の空気噴流を導入しその温度分布を測定した。使用した空気孔模型は実用のものに合わせてその出口に案内筒をつけた。二孔模型は主流方向に2個配置した直列型、および主流に直角に2個配置した並列型を用い、空気孔相互間の間隔をかえて測定を行なった。

実験結果は導入空気噴流の貫通性、混合性を主にし、さらに空気孔の流量係数、温度分布形についても整理し、比較検討した。その結果単一孔については貫通度、混合度、等温線の形に関する実験式が得られ、二孔の場合は相互干渉によってある距離以後単一孔と類似の特性を示すことが判明した。特に空気孔を流れ方向に直列に配列した模型では、その特性を単一孔の結果より類推できることがわかった。

一方噴流の解析的な取り扱いとして温度変化も考慮

して単一孔からの流れの数値計算も行ない実験結果と比較検討した。

2. 実験装置および方法

実験装置は当所原動機部の缶形燃焼器試験設備を用いた。図1にこの系統図を示す。空気流量は0~1.25 kg/s で空気温度を送風機出口温度(約55℃)以下にするために、水による冷却器を用いている。これにより使用空気温度は20~40℃におさえることができる。実験では、この送風機からの空気を主流用、空気孔用に分割し、空気孔用はそのままの常温で用い、主流用は予熱燃焼器を通して600℃まで変化させた。予熱燃焼器の燃料にはJP-4を用い、その流量は15~65 kg/hr で燃料重量/混合気重量比は最大1.9%であった。整流器は2対の金網によって整流するようになっており、測定部取付け位置の上流部分で絞ら

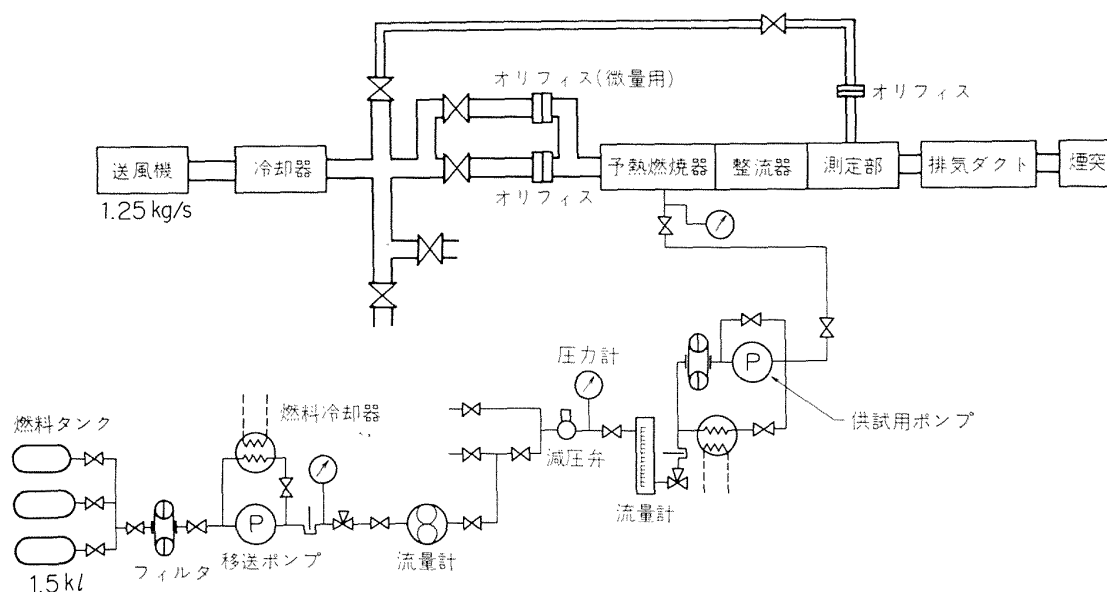


図 1 試験設備系統図

れ、その縮流比は 0.138 である。

測定部は 130×130 mm の正方形流路で、出口を大気解放状態で使用した。測定部入口から測定部最下流端までの長さは 520 mm である。測定部の概観を図 2 に示す。空気孔をとりつけた板は空気箱と一体になっており、測定部本体とはボルトで交換可能になっている。測定部上面には流れに平行に 7 列 18 行にわたり孔をあけ、そこより熱電対を入れて流れの温度分布を測定するようにした。各部の温度や圧力の測定は図 3 に示す位置で行なった。

空気孔の形状は一種類で、前報で報告した単一孔の No. 1 空気孔と同形であるが、本実験では二孔を用いその配列をかえて測定した。空気孔には実用形燃焼器にあわせて案内筒をとりつけてあり、その寸法を図 4 に示す。二孔模型は No. 1 空気孔と同形のものを主流方向に二個配置した直列型および主流に垂直に配置した並列型があり、空気孔の中心間距離を各三通りに設定した。表 2 に各模型の中心間距離/孔径比 l/d_j を、図 5 に用いた模型の例を示す。

実験では主流の速度、温度および噴流の速度をかえて空気孔以後の温度分布を熱電対で測定した。熱電対の素線は直径 0.3 mm のクロメル・アルメルで先端を露出し、他は全体に剛性をもたせるため外径 3.2 mm の金属製保護管を使用している。熱電対には放射遮蔽筒は用いなかったが、用いた場合と比較して実験の範囲では最大 1.2% 程度の差であり¹⁵⁾、本実験の誤差範囲内にある。熱起電力の測定には横河電機製 PRO-12 型 X-Y レコーダおよび HPFB 型ミリボル

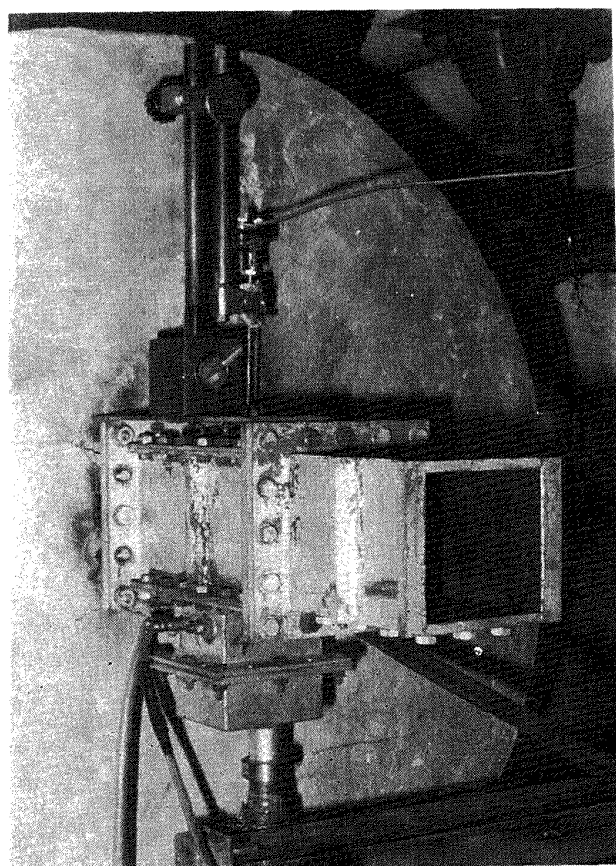


図 2 測定部

ト計を用いた。

熱電対は最小単位 $1/20$ mm のバーニヤ付きのトラバース装置で移動させた。回復係数を 0.7 として全温からのずれを求めると、相対誤差が 1% 以下なので測定した温度分布は全温分布と考えてよい。

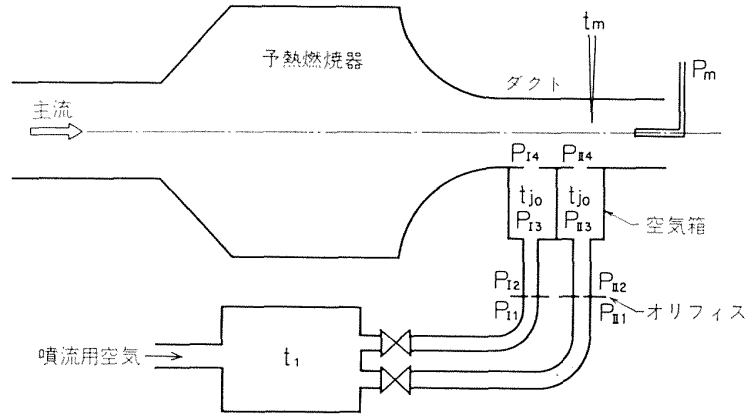


図 3 圧力と温度の測定装置

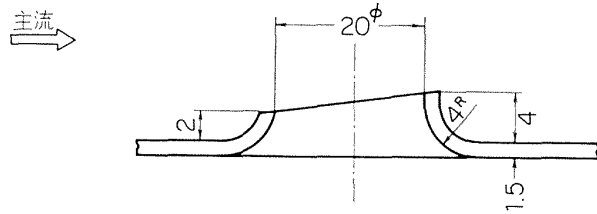
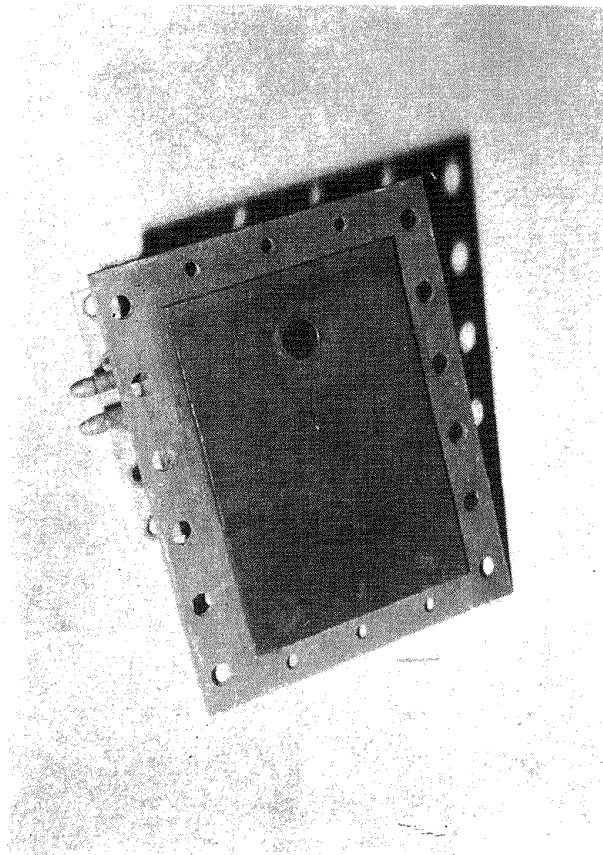


図 4 空気孔の形状

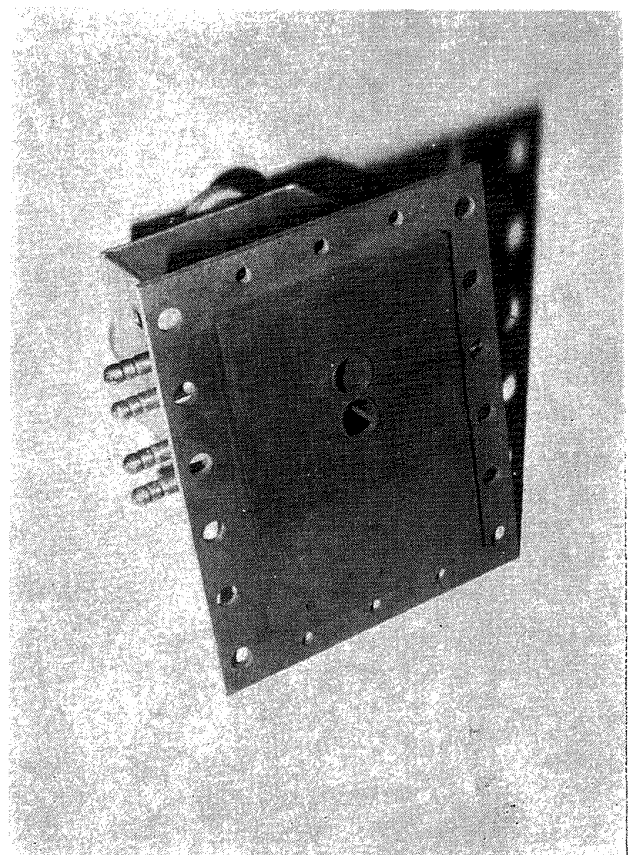
表 2 使用模型

呼 称	No.	l (mm)	l/d_j
直 列	3	25	1.25
	4	35	1.75
	5	50	2.50
並 列	6	25	1.25
	7	42	2.10
	8	58	2.90



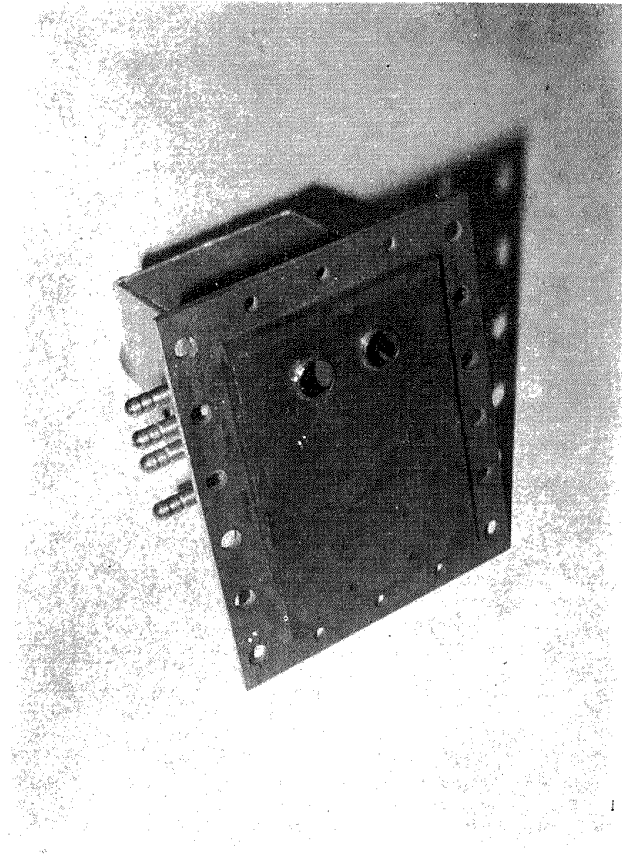
(a) 単一孔 No. 1

図 5-1 空気孔模型



(b) 直列二孔 No. 3

図 5-2 空気孔模型



(c) 並列二孔 No. 7

図 5-3 空気孔模型

噴流の流量はオリフィス前後の圧力 p_1 , p_2 より次式で求めた

$$G_j = \alpha \epsilon A_0 \sqrt{2g(p_1 - p_2)/r} \quad (1)$$

ここで

α ; 噴流用オリフィスの流量係数

ϵ ; オリフィスを通過する空気の膨脹に関する修正係数

A_0 ; オリフィスの開口面積

g ; 重力の加速度

r ; オリフィス入口における空気の比重量

噴流孔出口の速度はマッハ数が実験の範囲では最大 0.25 であるので圧縮性を考慮せず次式から求めた。

$$U_j = \sqrt{2g(p_3 - p_4)/r_3} \quad (2)$$

ここで

$p_3 - p_4$; 空気孔前後の圧力差

r_3 ; 空気孔出口における空気の比重量

主流の温度、速度の設定は噴流を流さない状態で測定部出口において外径 8 mm の全圧管および熱電対により全圧、全温を測定して行なった。この場合測定部出口が大気解放であるので静圧としては大気圧をとった。実験中の主流流量の変動はほとんどないが、

その温度変動は 5% 以内であった。

測定した全圧 p_t 、全温 T_t 、静圧 p_s から圧縮性を考慮して次式より主流のマッハ数 M 、静温 T_s および速度 U_m を求めた。

$$\frac{p_t}{p_s} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (3)$$

$$\frac{T_t}{T_s} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \quad (4)$$

$$U_m = \sqrt{\kappa R g T_s} M \quad (5)$$

ここで

κ ; 空気の比熱比

R ; ガス定数

本実験で行なった実験範囲を測定値から求めた各種無次元量で表わすと以下のようなになる。

常温実験 (流量係数)

$$3.9 \times 10^4 < Re_j < 1.6 \times 10^5, \quad 0.6 < U_j/U_m < 4$$

$$0.08 < M_m < 0.2, \quad 0.08 < M_j < 0.3$$

加熱実験

$$3.2 \times 10^4 < Re_j < 1.4 \times 10^5, \quad 0.71 < Pr_m < 0.74$$

$$0.09 < M_m < 0.34, \quad 0.03 < M_j < 0.25$$

$$0.50 < \mu_j/\mu_m < 0.67, \quad 0.36 < T_j/T_m < 0.6$$

$$0.24 < \rho_j U_j / \rho_m U_m < 5.54,$$

$$0.22 < \rho_j U_j^2 / \rho_m U_m^2 < 11.2$$

$$0.31 < U_j/U_m < 2.1$$

ここで

Pr ; プラントル数

Re ; レイノルズ数

ρ ; 密度

μ ; 粘性係数

添字 j, m はそれぞれ噴流と主流を示す。

3. 実験結果および考察

3.1 予備実験

測定部流路の特性を求めるため、空気孔より空気を流入させない状態で主流の速度分布と温度分布を測定した結果は前報で述べた¹⁴⁾。その結果は両分布が平坦であり、速度境界層に関しては平板の先端から乱流境界層が存在すると仮定したときの式 $\delta = 0.37 (\nu/U_m l)^{1/2} l$ で境界層の厚さが表わされることを示した。ここで ν は動粘性係数を l は測定部入口から測った主流方向の距離を示す。空気孔の位置では最大 5 mm の境界層が存在したが空気孔の案内筒の高さとほぼ等しく、その影響に関しては修正を加えずにデータの整理を行なった。

3.2 空気孔の流量係数

No. 1, 3, 4, 5 の各空気孔模型について主流が常温と加熱された場合の流量係数を求めた。流量係数の計算は次式によった。

$$C = \frac{G_j}{\epsilon_i A_a \sqrt{2g(p_{i3} - p_{i4}) \gamma_{i3}}} \quad (6)$$

($i = \text{I, II}$)

ここで

G_j ; 噴流の重量流量

A_a ; 空気孔の面積

単一孔に対して得られた結果を噴流と主流の運動量比で整理して図6に示す。図は運動量比と本質的に同じ噴流と主流の圧力比の形で整理した前報の結果とほぼ一致している。

直列二孔模型では、上流側空気孔（Ⅰ孔）および下流側空気孔（Ⅱ孔）とも同じ流量を流して測定を行なった。図7に主流が常温状態で、主流の速度を種々にかえたときの U_j に対する No. 3 模型のⅠ孔目の、図8に同じ条件でⅡ孔目の流量係数を示す。さらに結果を噴流運動量と主流運動量の比で整理すると図9～11のように各空気孔とも一定の傾向を示すことがわかる。

噴流の速度をあげると第Ⅰ孔目の流量係数は次第に大きくなり単一空気孔と同様に一定の値に近づくが単一孔に比べて途中小さな値をとる。第Ⅰ孔目と第Ⅱ孔目の間隔が狭いほど単一孔の値との差が大きく、間隔を広くすると単一孔の値に近づく。これは第Ⅱ孔の存在により第Ⅰ孔からの噴流の貫通度が大きくなり、戻

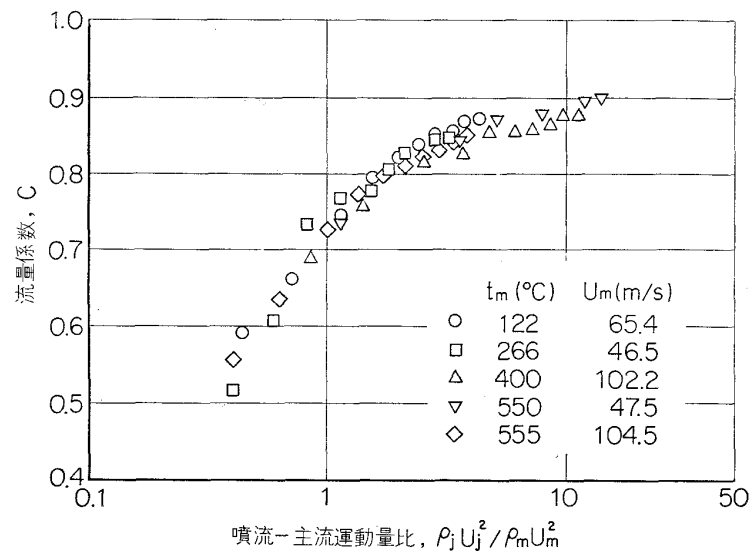


図6 単一孔 No. 1 の流量係数（主流；加熱）

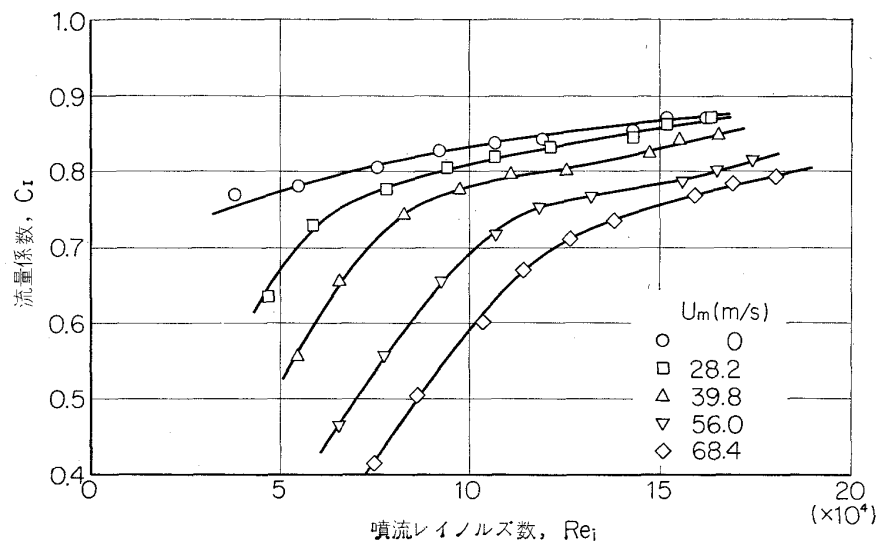


図7 直列二孔 No. 3 の1孔目の流量係数に対する主流の影響（主流；常温）

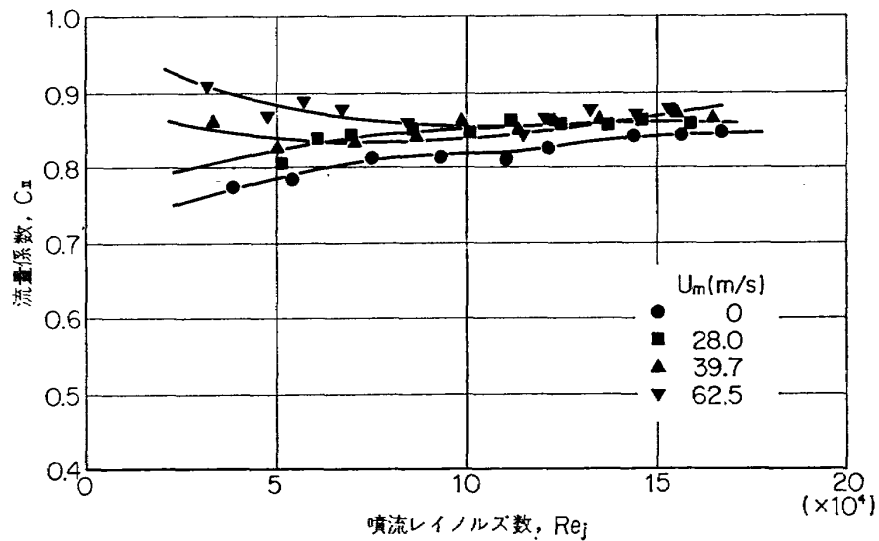


図8 直列二孔 No. 3 の2孔目の流量係数に対する主流の影響 (主流; 常温)

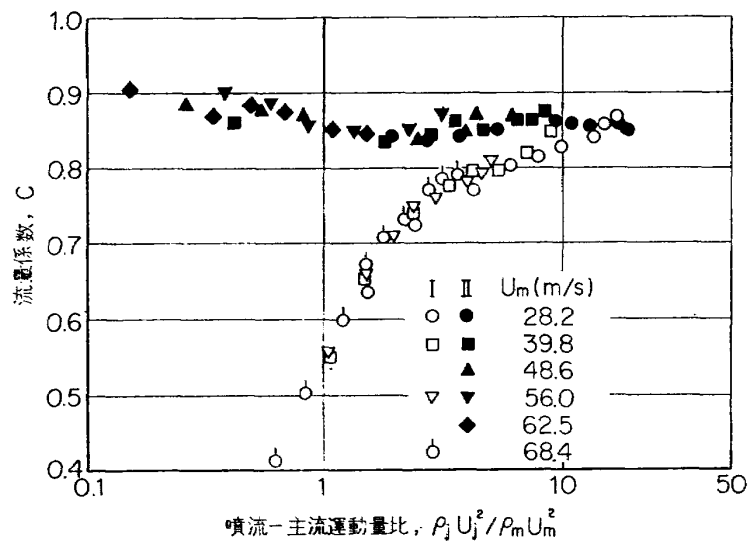


図9 直列二孔 No. 3 の流量係数 (主流; 常温)

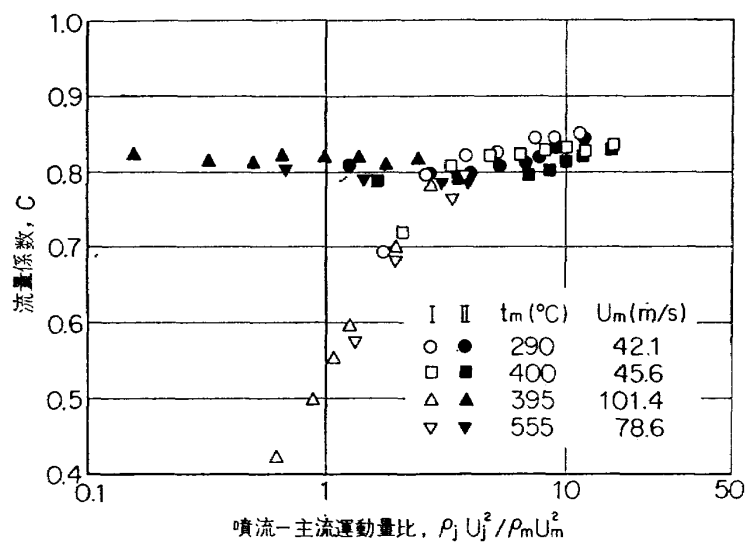


図10 直列二孔 No. 4 の流量係数 (主流; 加熱)

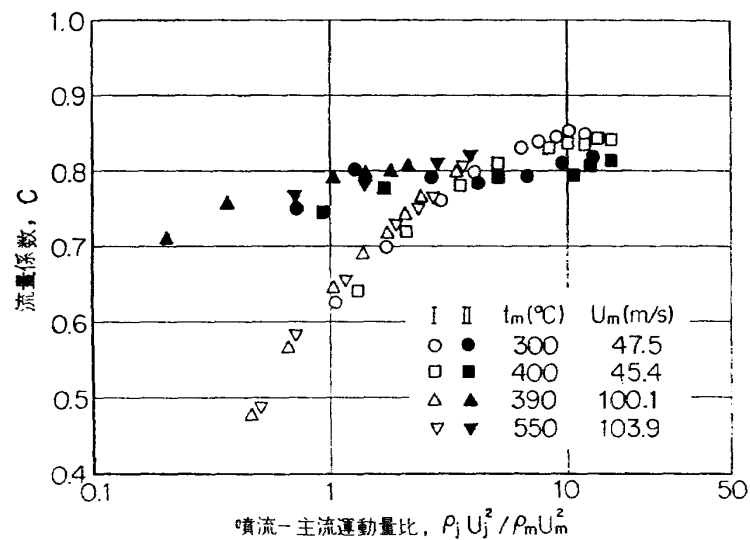
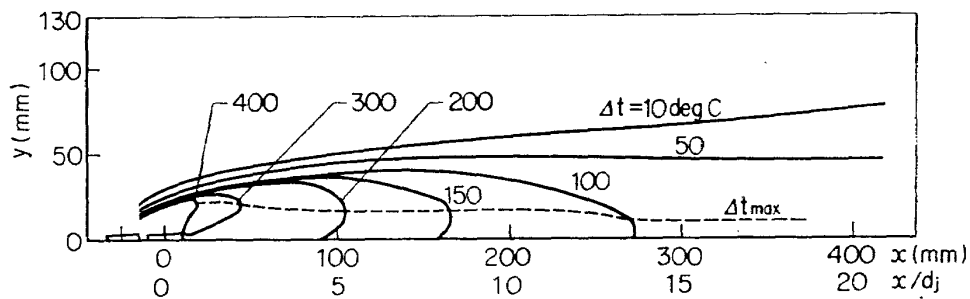
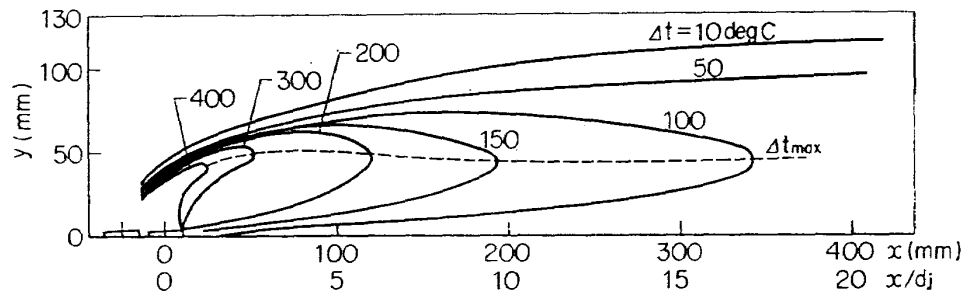
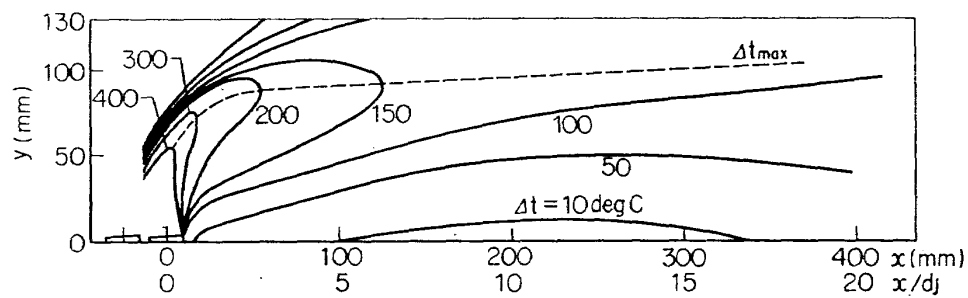


図 11 直列二孔 No. 5 の流量係数 (主流; 加熱)

a) $U_{j1} = 30.6 \text{ m/s}$ $U_{j2} = 22.2 \text{ m/s}$ $t_{j0} = 80^\circ\text{C}$ b) $U_{j1} = 48.1 \text{ m/s}$ $U_{j2} = 50.7 \text{ m/s}$ $t_{j0} = 52^\circ\text{C}$ c) $U_{j1} = 91.3 \text{ m/s}$ $U_{j2} = 100.4 \text{ m/s}$ $t_{j0} = 42^\circ\text{C}$ 図 12 直列二孔 No. 3 温度分布 $U_m = 46.7 \text{ m/s}$ $t_m = 550^\circ\text{C}$

定部流路断面の静圧 p_s が低くなること、および、噴流が主流と大きな角度で交わるので一定流量を流すには圧力差が大きくなることによるものと推定される。

第II孔目の流量係数は図 8~11 に示すように噴流や主流流速による変化が小さく 0.85 付近の値を示している。これは第I孔の伴流領域に入り主流の影響を直接受けないからである。しかし空気孔相互の間隔をひろげると次第に主流の影響を受けることになり、単一孔の特性に近づくことが示されている。

3.3 噴流の流れ模様

熱電対で測定した温度分布から等温線を求め、それから噴流の流れ模様、貫通度、等温線の形、混合度を求めた。噴流中の温度分布と速度分布の間には密接な関係があり、空気の場合わずかに温度分布の方が速やかに変化する¹⁶⁾。しかし、両者の間には大きな差異が

ないこと、および当実験における流れの場の複雑性を考え、噴流の流れ方を温度分布から求めた。

3.3.1 流れ模様

温度測定から主流の平均温度と噴流の各部温度 t_j との温度差 $\Delta t = t_m - t_j$ の等しい点を結んで等温線を求めた。流れ方向断面の分布に関しては前報で単一空気孔の結果を示したので、ここでは直列二孔模型の空気孔中心線上の等温線を図 12~14 に示す。主流に対して垂直方向から流入した噴流は主流によって噴流の前後に生じる圧力差のために曲げられる¹⁾。噴流速度の大きいときには主流中に貫通する程度が大きくなり、噴流速度 U_j が小さい場合は下壁に沿って流れ、主流にほとんど貫通しない。

直列二孔模型の第II孔からの噴流は第I孔からの噴流の影響を受け主流に対して大きな角度で流入してい

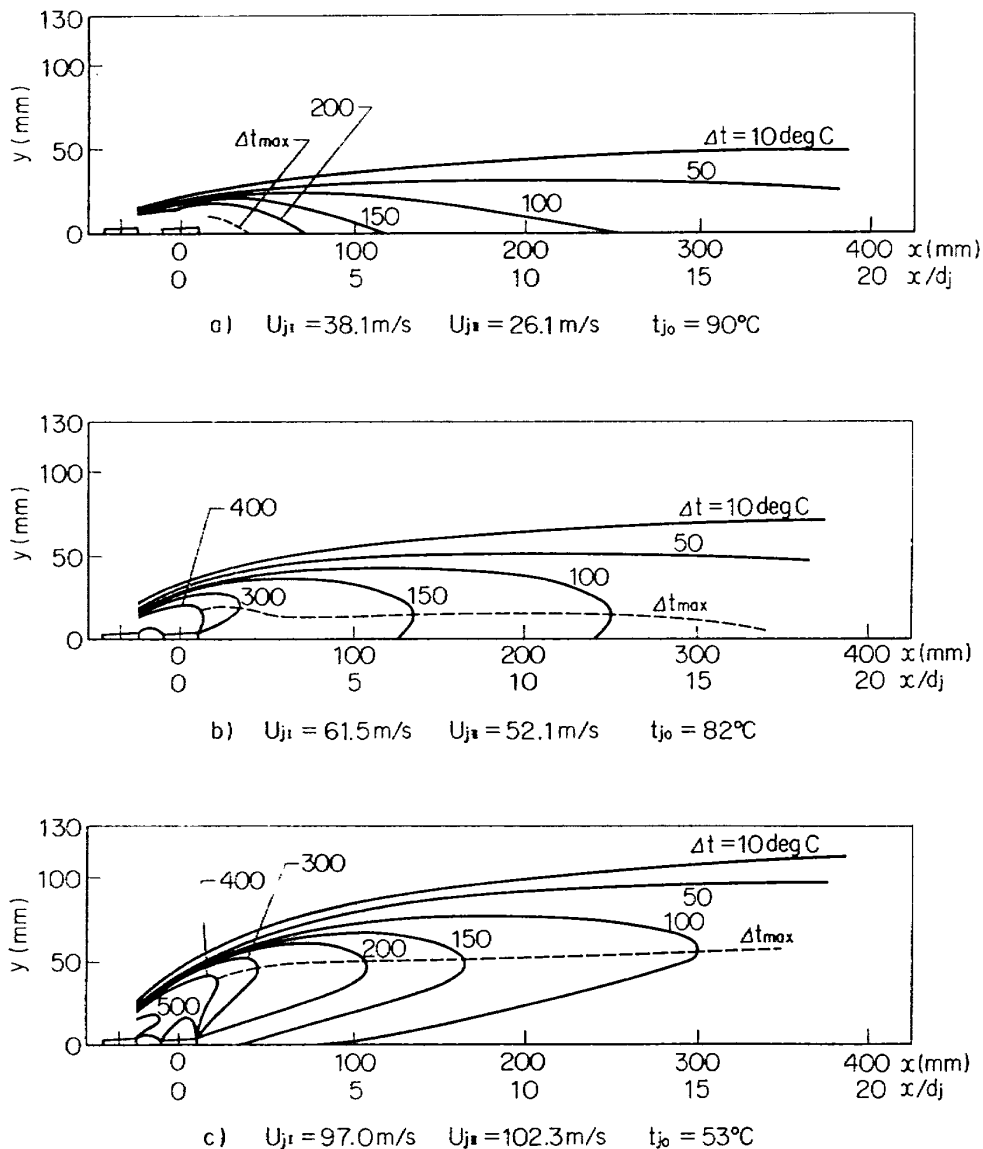


図 13 直列二孔 No. 4 温度分布 $U_m = 104.2 \text{ m/s}$ $t_m = 550^\circ\text{C}$

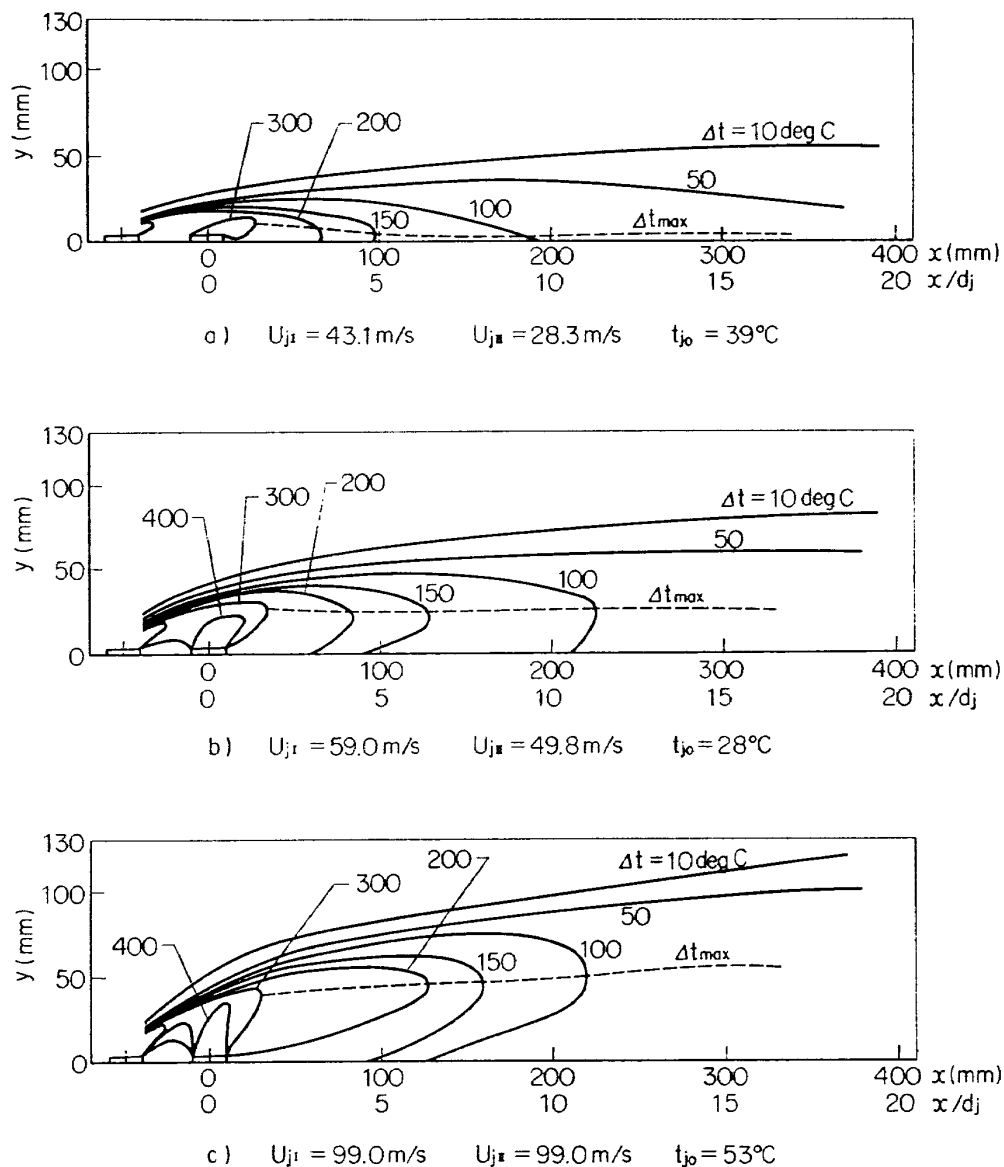


図 14 直列二孔 No. 5 温度分布 $U_m = 101.2 \text{ m/s}$ $t_m = 550^\circ\text{C}$

る。その程度は空気孔相互の間隔が狭いほど大きい。

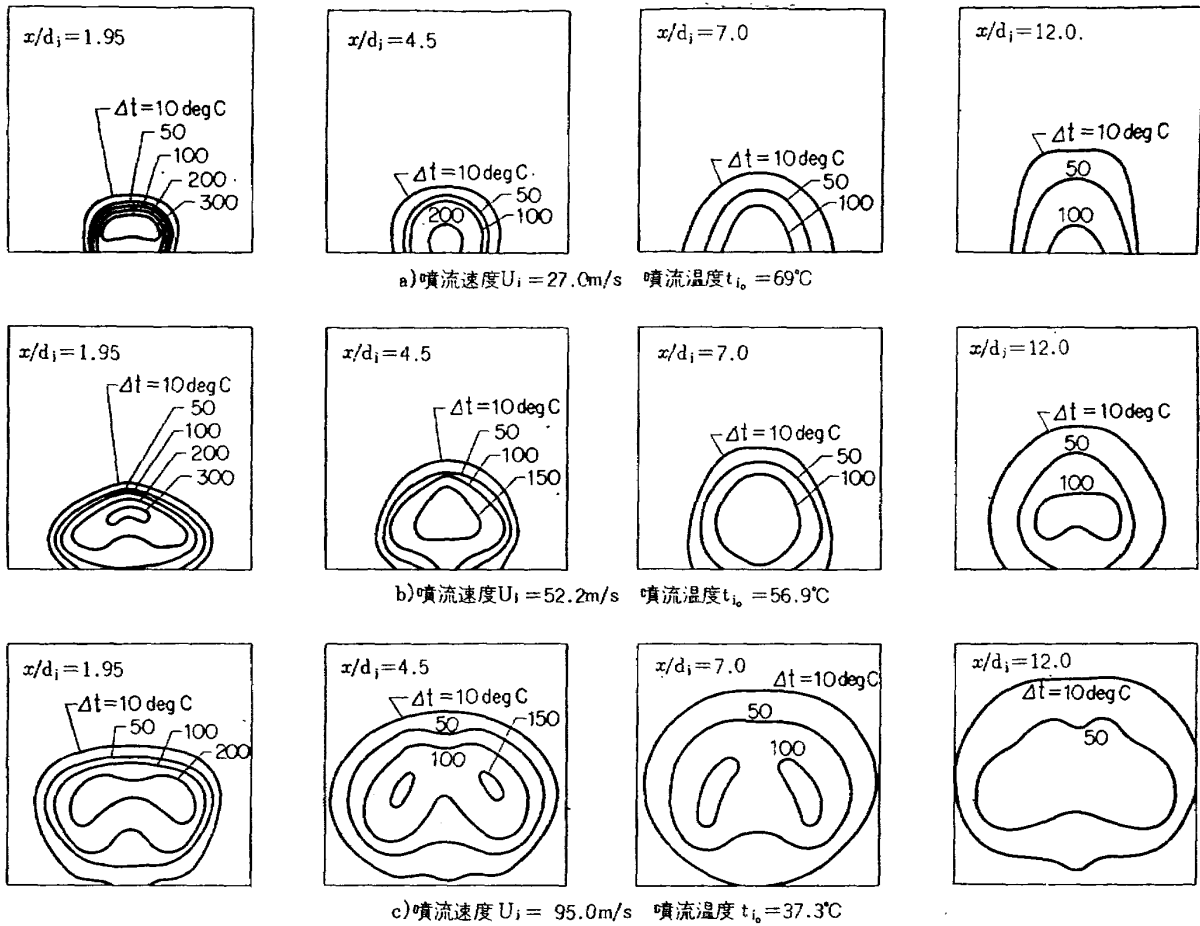
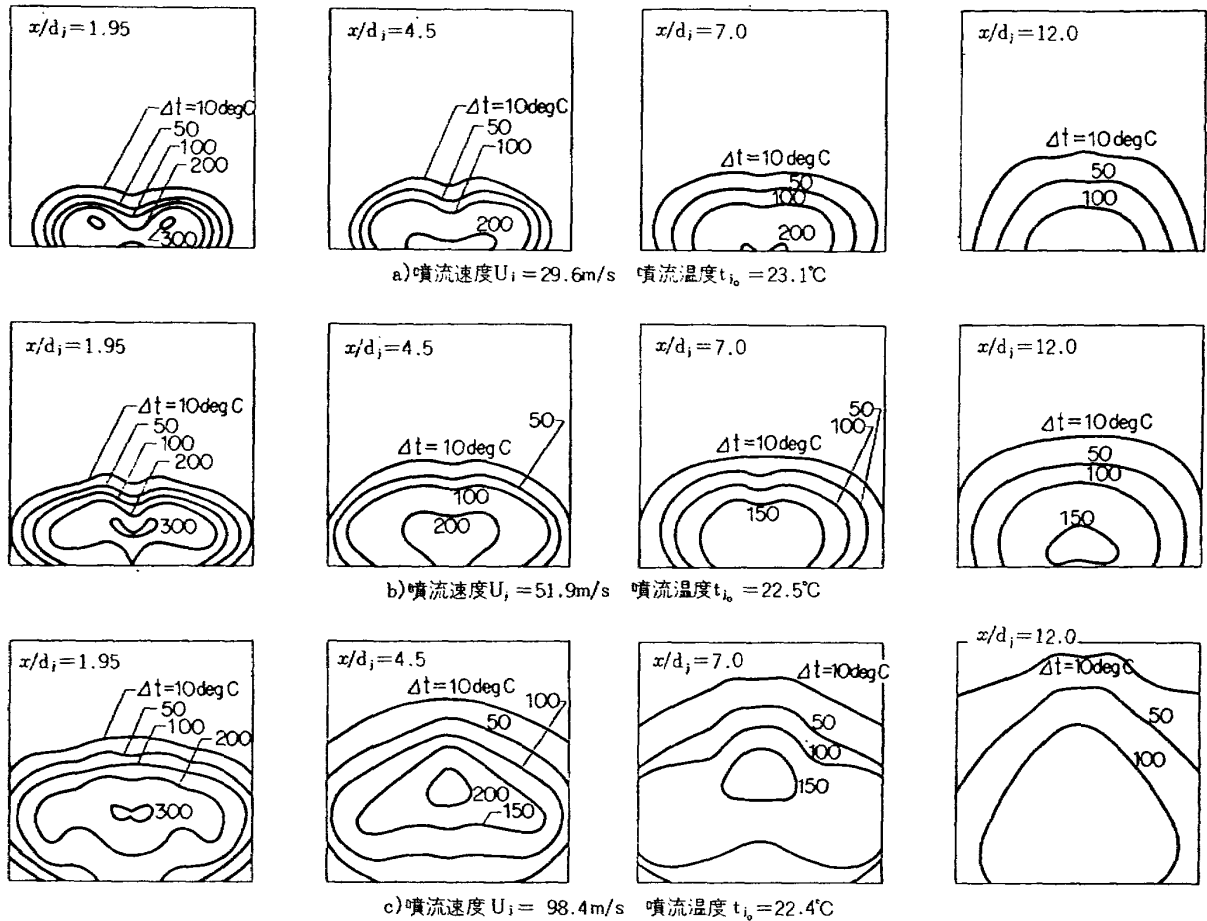
主流に垂直な断面における等温線を単一孔、並列二孔模型に対して求めた結果を図 15~17 に示す。測定位置は空気孔中心より下流側へ $x/d_j = 1.95, 4.5, 7.0, 12.0$ の 4 断面である。円形単一孔より噴出した噴流は下流へ流れるに従って馬蹄形の等温線を形成している。噴流の外周部は主流に接して曲げられ、混合も速やかに行なわれるが、噴流の中心は慣性があるため主流中に貫通する度合が強く全体として横に広がる。またこの過程により左右に対になった渦を生じる¹⁾。主流を噴流の下部に巻き込む渦の作用によりさらに変形が進み、馬蹄形の両端は噴流中心線の左右に分岐し、最低温度は左右にかたよっている。

図 16, 17 に示した並列二孔模型では初期の状態で

各空気孔による低温部が認められるが、しだいに二噴流の干渉が顕著になる。空気孔相互の間隔の狭い図 16 の場合は二噴流が合体して双方の中間の位置に最低温度の部分が現われる。間隔の広い図 17 では高さ方向の貫通度は強化されず、横方向に均一化された温度分布が得られている。

3.3.2 貫通度

貫通度は図 18 に示すように各等温線の空気孔壁面から垂直な y 方向の最大到達距離 Y を空気孔径 d_j でわったものをもって表わした。特に等温線でなく各断面の最低温度点を結んだ線の最大到達距離を空気孔径で割ったものも貫通度とよぶことにする。用いた等温線は主流の温度より 10, 50, 100 deg C 低い温度のものであり、最低温度点より上側の等温線を対象

図 15 単一孔 No. 1 温度分布 主流速度 $U_m = 46.9 \text{ m/s}$ 温度 $t_m = 550^\circ\text{C}$ 図 16 並列二孔 No. 7 温度分布 主流速度 $U_m = 47.5 \text{ m/s}$ 温度 $t_m = 550^\circ\text{C}$

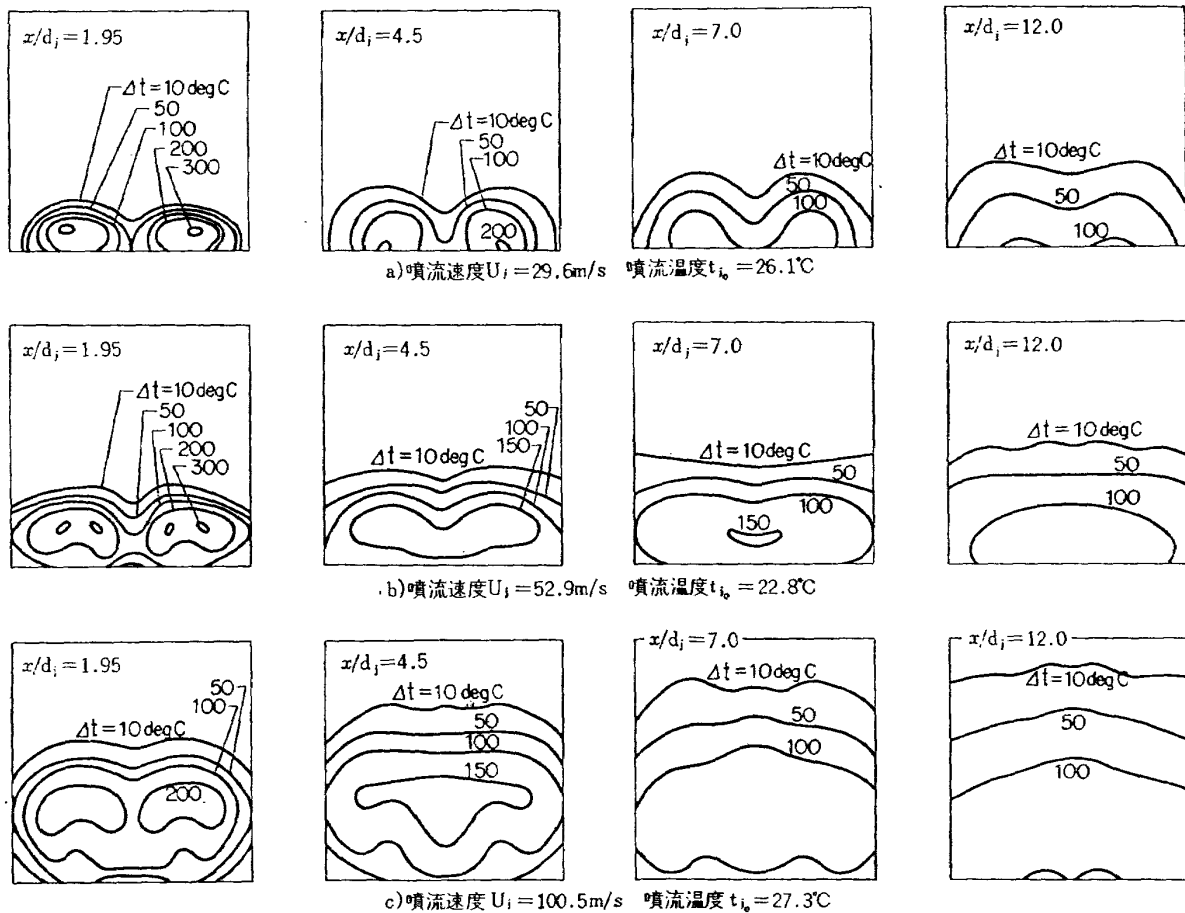


図 17 並列二孔 No. 8 温度分布 主流速度 $U_m = 47.4 \text{ m/s}$ 温度 $t_m = 550^\circ\text{C}$

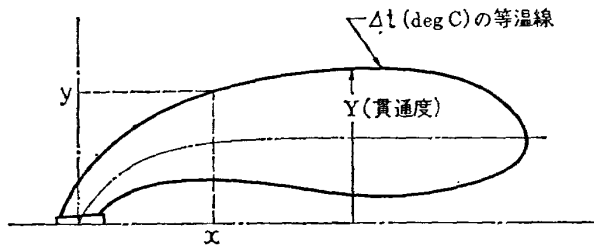


図 18 貫通度および等温線の形

にした。

貫通度に関する結果をまとめて実験式を得るため、次のような次元解析を行なった。貫通度に影響をおよぼす可能性のある独立変数として次のものをとる。

$d_j, h_d, W_d, \rho_j, \rho_m, U_j, U_m, \mu_j, \mu_m, T_m, T_j, g, C_p, \lambda$

ここで

h_d ; 測定部流路の高さ

W_d ; 測定部流路幅

C_p ; 定圧比熱

λ ; 熱伝導率

簡単な次元解析を行なうと

$$\frac{Y}{d_j} = f \left(Re_j, Pr_j, M_j, Fr_j, \frac{\rho_m}{\rho_j}, \frac{U_m}{U_j}, \frac{T_m}{T_j}, \frac{\mu_m}{\mu_j}, \frac{W_d}{d_j}, \frac{h_d}{d_j} \right) \quad (7)$$

となる。

ここで

Re_j ; 噴流のレイノルズ数

Pr_j ; 噴流のプラントル数

M_j ; 噴流のマッハ数

Fr_j ; 噴流のフルード数

本実験では d_j, W_d, h_d は一定で、また噴流の温度はほとんどかわりがないとみなせるので Pr_j は一定と考えられ、さらに実験範囲では $0.034 < M_j < 0.25$ で非圧縮性と考えられるのでマッハ数の影響はないものとした。これより式 (7) は

$$\frac{Y}{d_j} = f \left(Re_j, Fr_j, \frac{\rho_m}{\rho_j}, \frac{U_m}{U_j}, \frac{T_m}{T_j}, \frac{\mu_m}{\mu_j} \right) \quad (8)$$

と簡単になる。得られた測定結果より上のパラメータに関して整理、検討を行なったところ貫通度は次の形

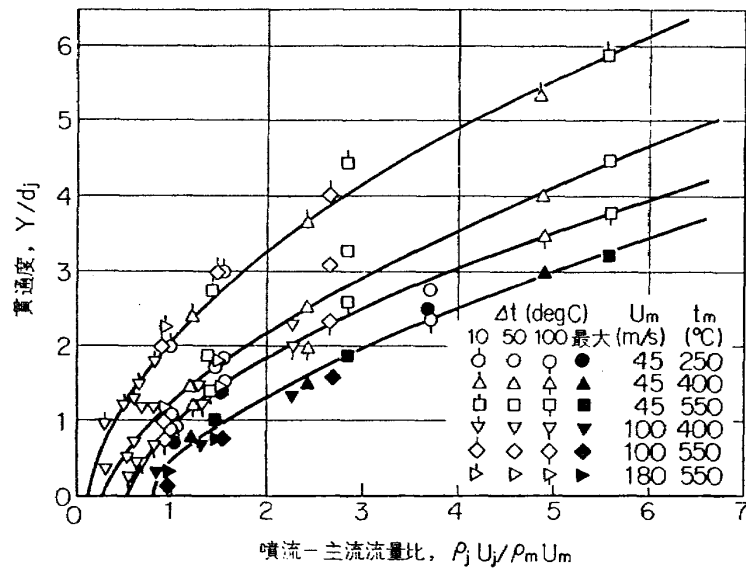


図 19 単一孔 No. 1 等温線の貫通度

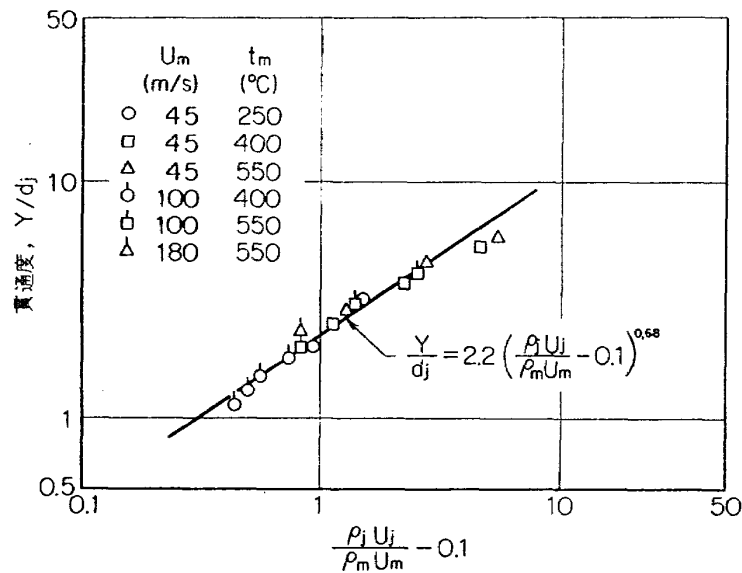


図 20 単一孔 No. 1 貫通度 (\$\Delta t=10\$ deg C)

で表わすことができた。

$$\frac{Y}{d_j} = l \left[\left(\frac{\rho_j U_j}{\rho_m U_m} \right) - m \right]^\beta \quad (9)$$

ここで

l, m, β ; 定数

この式の形は前報で得られたものと同様であり、噴流と主流の単位面積あたりの流量比で整理されている(以下この表示を単に流量比と呼ぶ)。

図 19 に No. 1 空気孔の各温度差の貫通度および最低温度線の貫通度を縦軸に、噴流-主流流量比を横軸にとったものを示す。図中の曲線は図 20 に示すように各温度差に対して式 (9) の形に整理され、式 (9) 中の定数 m は図 19 より曲線が横軸と交わる値を読みとったものである。表 3 に No. 1 空気孔の $l, m,$

表 3 l, m, β の値

Δt deg C	l	m	β
10	2.2	0.1	0.68
50	1.45	0.25	0.68
100	1.45	0.5	0.58
max	1.15	0.8	0.66

$$m < \rho_j U_j / \rho_m U_m < 6$$

β の値を各温度差に対して示す。 m の値は噴流-主流流量比がこの値以下になると噴流の貫通度がなく測定部の下面に沿って流れていくことを示す。前報で得られた貫通度の測定結果は図 19 と比較して実験誤差範囲内で一致している。

得られた実験式の中に温度比, フルード数, レイノルズ数が入っていないが, フルード数に関してはこの場合混合がはげしく重力による自然対流的な効果が問題にならないからである。レイノルズ数に関しては, 実験範囲において 3×10^4 以上となるので, 乱流混合が支配的な場となり層流から乱流への遷移のようなメ

カニズムの変化がなく影響を及ぼしていないものと思われる。温度比は主流と噴流の温度差にもとづく熱伝導の等温線への影響を考慮したものである。実験で影響が認められなかったのは混合がはげしく, 微視的な熱伝導による熱移動より渦などによる流体力学的な混合が主体を占めているからと思われる(粘性比についても温度比と同様なことが推定される)。この傾向は後に述べる混合度に関しても同様に現われている。つまり, 温度比は初期の噴流, 主流の密度比に影響を及ぼすだけと考えられる。いくつかの文献^{2-5,9)}における貫通度の定義は幾分異なっているが本質的にはかわらず, それらの場合も温度比は直接的な形では入っておらず, 何れも噴流-主流流量比または運動量比でまとめられている。

以上述べたごとく貫通度は噴流の発達途中の変化によるところが少ないので, 本実験と逆に主流を常温, 噴流を加熱空気とする場合もここで得られた実験式を適用できるものと考えられる。

直列二孔模型 No. 3, 4, 5 については単一孔の実験式よりその貫通度を推量することを試みた。I, II 孔各々の噴流と主流の流量比を加え合わせて単一孔の実験式に代入して得た推定値の Y と実験による実測値の Y との関係を図 21~23 に示す。実験の範囲ではほぼ推定値と実測値が一致するが, 空気孔間のピッチが大きくなると Y の値の小さい領域で実測値が低く現われる傾向にある。これは流量係数の項で述べたごとくピッチが大きくなれば第 I 孔後流の圧力回復があり, 主流の影響が第 II 孔にも及ぶからである。ピッ

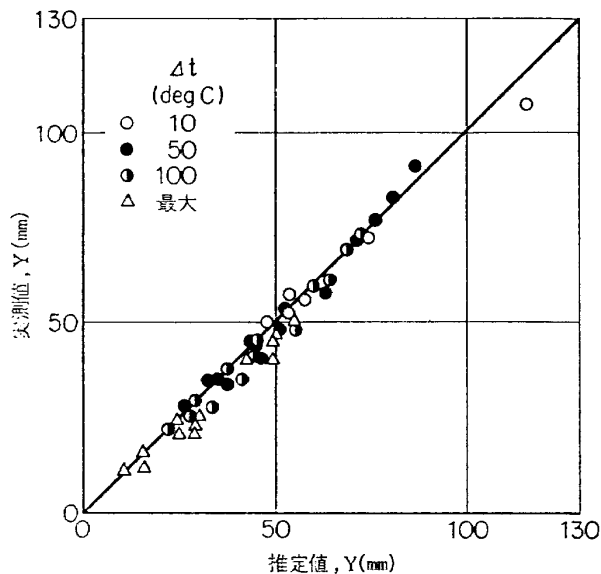


図 21 直列二孔 No. 3 最大貫通距離の推定値と実測値の相関

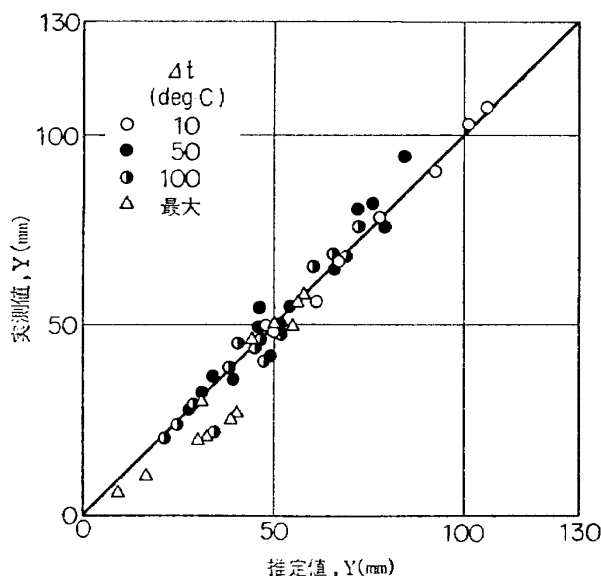


図 22 直列二孔 No. 4 最大貫通距離の推定値と実測値の相関

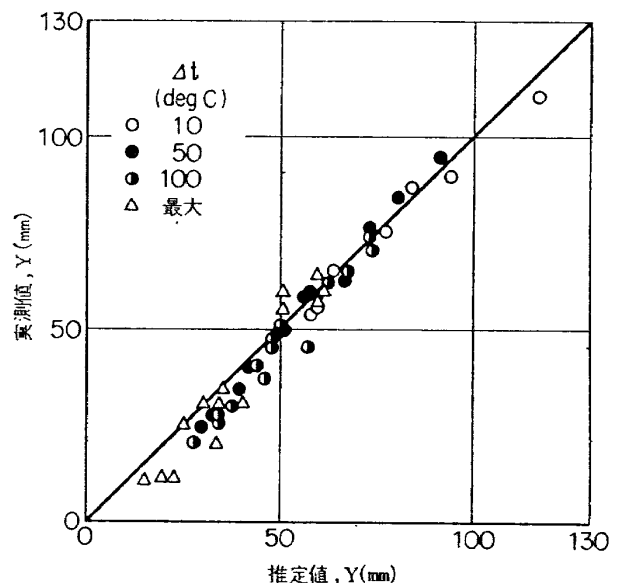


図 23 直列二孔 No. 5 最大貫通距離の推定値と実測値の相関

チが極度に狭くなった場合は流れ方向に細長空気孔を設けた状態に近づく。

並列二孔模型 No. 6, 7, 8 については図 24 に示すように空気孔中心線上における貫通度および左右孔の対称線上における貫通度を求め、それを噴流と主流の流量比で整理し、比較した。図 25~27 にその結果を示す。温度差 10 degC の貫通度は、本実験の範囲内では等温線が平行にならず Y が得られなかったので比較してない。図からその値は異なるがある流量比を境として、それ以上の値ではどの条件でも対称線上の貫通度が大きくなっていることが分る。すなわち、噴流の流量の大きいところでは合体が起っていること

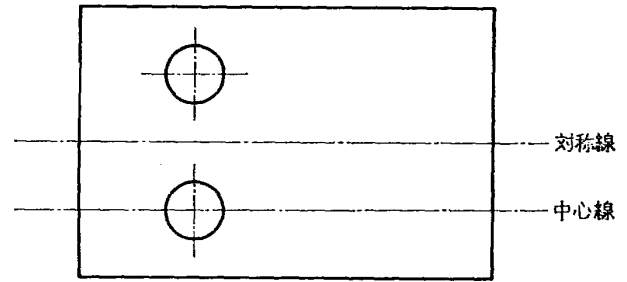


図 24 並列二孔比較断面

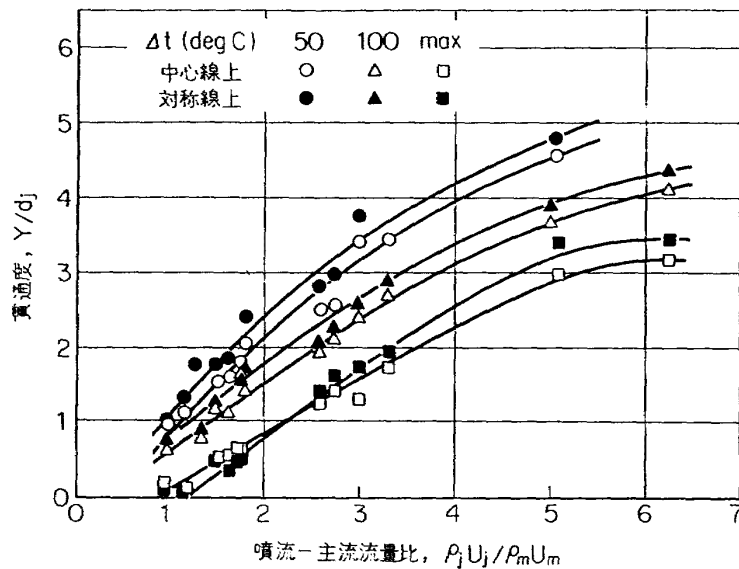


図 25 並列二孔 No. 6 貫通度

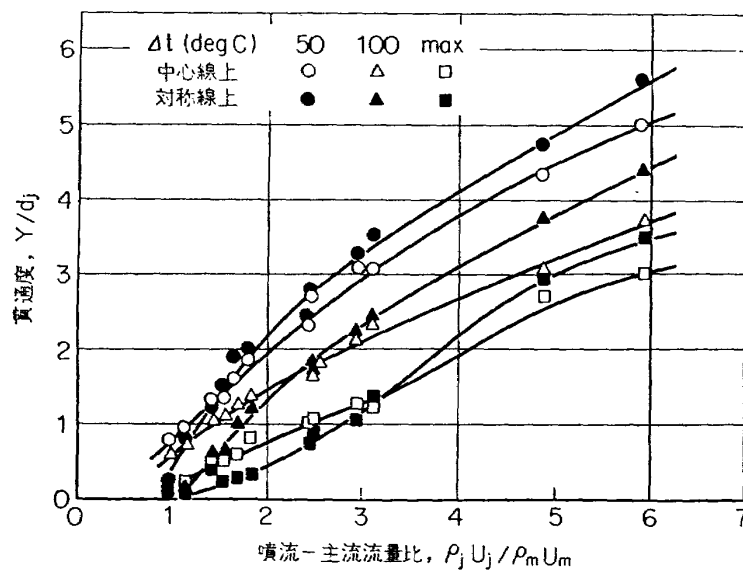


図 26 並列二孔 No. 7 貫通度

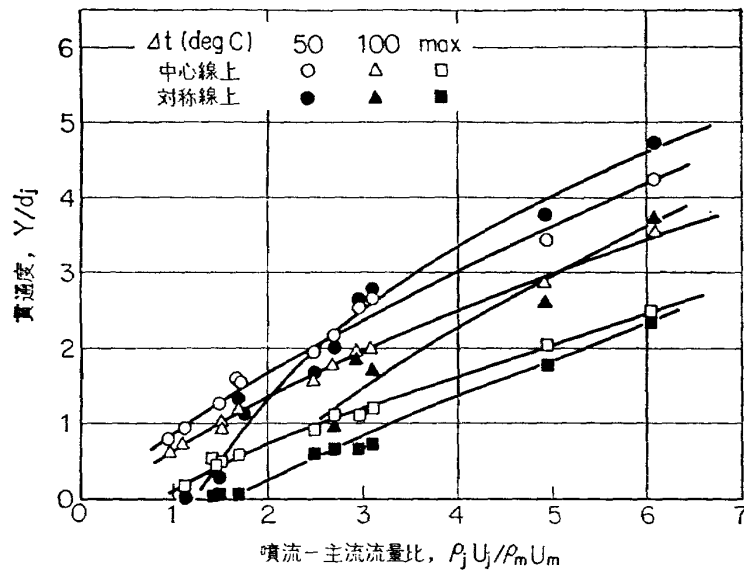
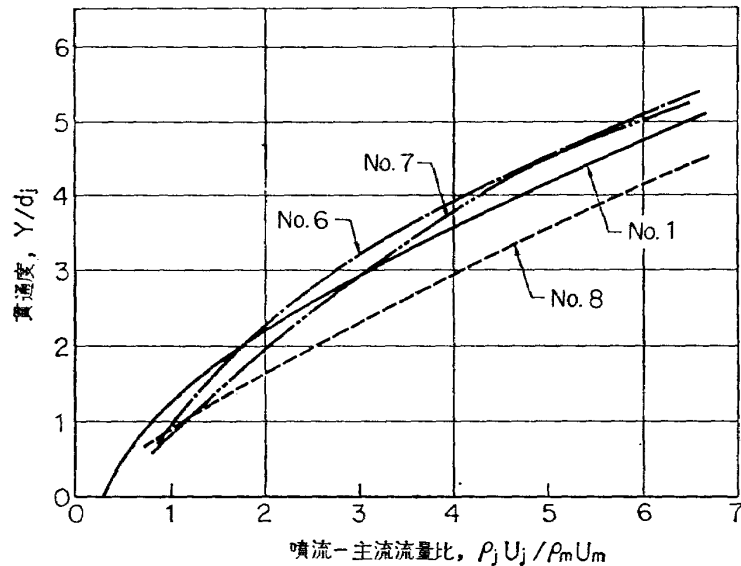


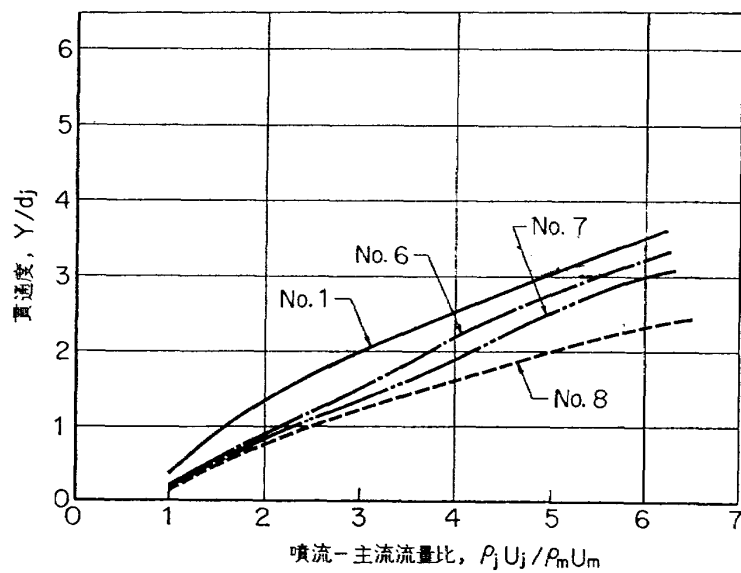
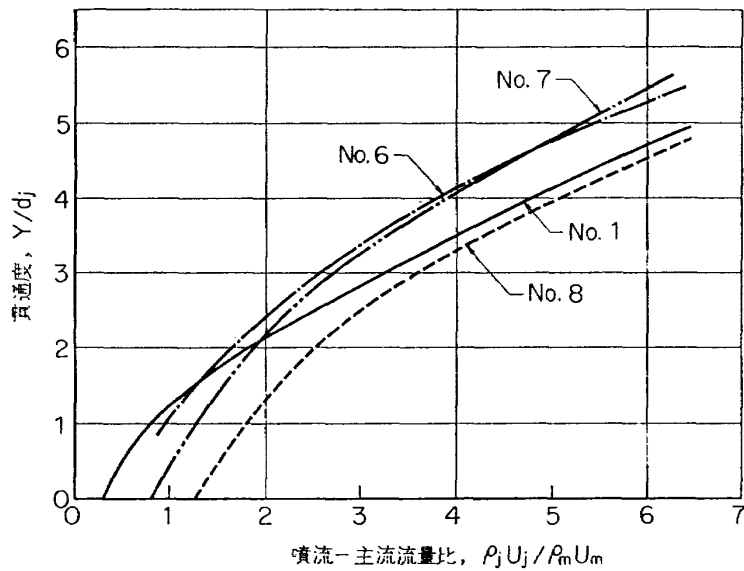
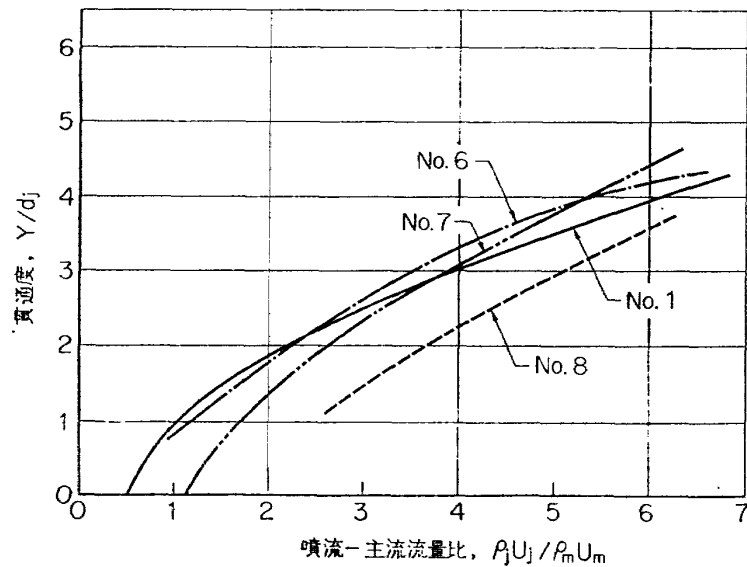
図 27 並列二孔 No. 8 貫通度

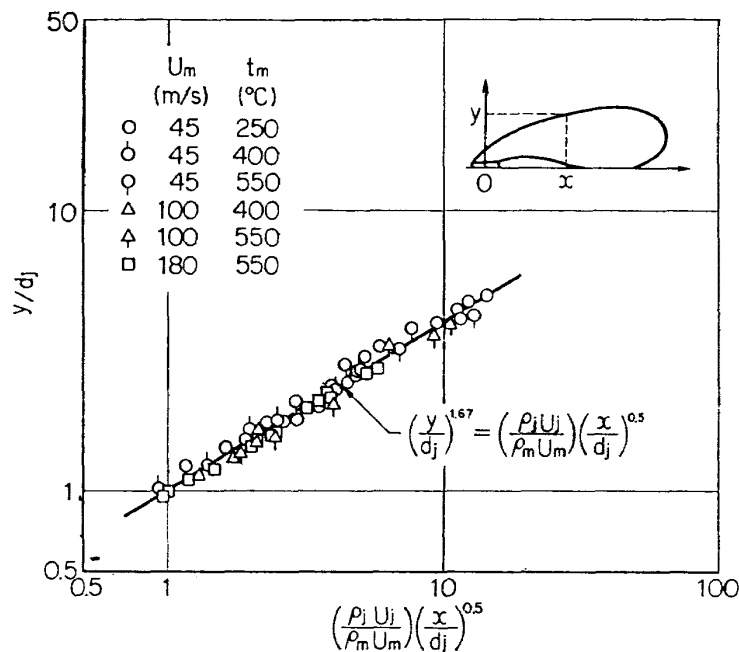
図 28 中心線上の貫通度の比較 ($\Delta t = 50 \text{ deg C}$)

を示す。その限界の流量比は空気孔のピッチと等温線の温度差の大きいほど増加する。主流の存在しない二次元自由噴流で二噴流を並べて行なった実験によれば、やはり合体がおこっている¹⁷⁾。この場合は二噴流の間に渦領域ができ、かつその領域は負圧になっている。本実験でも同様な過程が考えられるが、その詳細については今後の説明が必要である。

図 28～31 には各温度差の貫通度に対して空気孔ピッチの異なる場合の結果を単一空気孔の結果と比較して示してある。併記してある単一孔 (No. 1) の曲線と比較してみると No. 6 ($l/d_j = 1.25$), No. 7 ($l/d_j = 2.1$) については対称線上および空気孔中心線上と

も温度差 50 deg C の貫通度は、ある流量比以上になると単一孔よりも高くなり、また、以下になると低くなっている。けれどもこの傾向は温度差が大きくなるに従い減少し、最大温度差をとった場合の貫通度は空気孔中心線上でも、対称線上でも単一孔より低くなっている。低温度差で示される噴流外周の貫通度が単一孔よりも高くなるのは前に述べたように相互干渉により対称線上が盛り上がったようになる結果である。温度差の大きい場合単一孔より貫通度が低くなっているのは図の横軸が一定でも二孔を合わせた噴流流量が単一孔より多く、主流をブロックする程度が強くなり実質的に主流の速度を増すためと思われる。

図 29 中心線上の貫通度の比較 ($\Delta t = \max$)図 30 対称線上の貫通度の比較 ($\Delta t = 50 \text{ deg C}$)図 31 対称線上の貫通度の比較 ($\Delta t = 100 \text{ deg C}$)

図 32 単一孔 No. 1 等温線の形 ($\Delta t=10$ deg C)

3.3.3 等温線の形

噴流の流れ方を調べるために、主流との温度差 10, 50, 100 degC の等温線のうち最低温度点より上側の各等温線が $0.7 < x/d_j < 8.5$ の範囲でかつ主流に平行になる以前の測定値を読みとって実験式を求めた。まとめるにあたっては貫通度に主な影響を与えた噴流-主流流量比を考慮して次の形を採用した。

$$\left(\frac{y}{d_j}\right)^n = k \left(\frac{\rho_j U_j}{\rho_m U_m}\right) \left(\frac{x}{d_j}\right)^{1/2} \quad (10)$$

ここで

x ; 噴流孔を原点とした主流方向の距離

k, n ; 定数

図 32 に単一空気孔 No. 1 の $\Delta t=10$ degC の等温線について縦軸に y/d_j を、横軸に $(\rho_j U_j / \rho_m U_m) \times (x/d_j)^{1/2}$ をとったものを示す。実験から得られた各等温線に対する n, k の値を表 4 に示す。 n の値は等温線の温度差が大きくなると小さな値になり、等温線の曲り方が次第にゆるくなることを示している。 k の値は温度差が大きくなると小さくなり、 x 方向の距離に対して y 方向の距離が短くなることを示している。既発表の資料では貫通度を本報告の等温線に相当する形で表わしている。Callaghan 等の実験では同じ形の式に対して $n=1.65, k=2.91$ の値を得ており²⁾、 n の値は本実験とほとんど一致するが k の値にはかなりの違いが認められる。彼等の実験では本実験と逆に常温の主流中に加熱した噴流を流していること、流路巾が狭く高さが高いこと (2 吋×20 吋)、温度差と

表 4 n, k の値

Δt deg C	n	k
10	1.67	1.0
50	1.54	0.8
100	1.43	0.75

$$0.24 < \rho_j U_j / \rho_m U_m < 6$$

して 1 degF の値を採用していること、噴流の流速が音速に近く噴流-主流流量比が本実験の範囲より上にある等実験条件が異なっている。このため k の値が大きく貫通度の大きくなる結果となったものであろう。

前報と比べると本実験の結果は幾分 n と k の値が大きく図 32 のグラフ上で勾配がゆるやかになっている。 y/d_j の値の最も小さいところでの相違が大きく、その差は y の値で約 3 mm ある。この部分では噴流が主流に対して垂直方向から流入するので熱電対の位置の少しの誤差でも y の値に大きく効くためと推定される。貫通度を求めた y の値の大きなところではほとんど差異がなくなり実験誤差の範囲内になる。

直列二孔模型については貫通度に対して行なったのと同様に、I, II 孔における噴流と主流の流量比を加えあわせて整理し、単一孔の式と比較した。その結果は図 33~35 に示すように単一孔の式と良く合うことがわかる。この場合、 x の原点としては II 孔目の中心

を選び、採用したデータの領域は原点より $1.5d_j \sim 6.5d_j$ の間でかつ等温線が主流に平行になる以前である。 $1.5d_j$ 以前ではII孔からの噴流により等温線に凹凸が認められ、簡単な形でまとめることができない。

3.3.4 混合度

空気孔より流出した噴流は主流と混合し、その温度分布は下流に行くほど平坦になっていく。混合の程度の表わし方として混合度 R_t を次のように定義して

実験式を求めることを試みた。

$$R_t = \frac{t_{t\min} - t_{jt}}{t_{oi} - t_{jt}} \quad (11)$$

ここで

$t_{t\min}$; 空気孔下流の各断面における全温の最低温度

t_{jt} ; 噴流の空気箱中の全温度

t_{oi} ; 主流と噴流とが完全に混合したと仮定したときの全温度

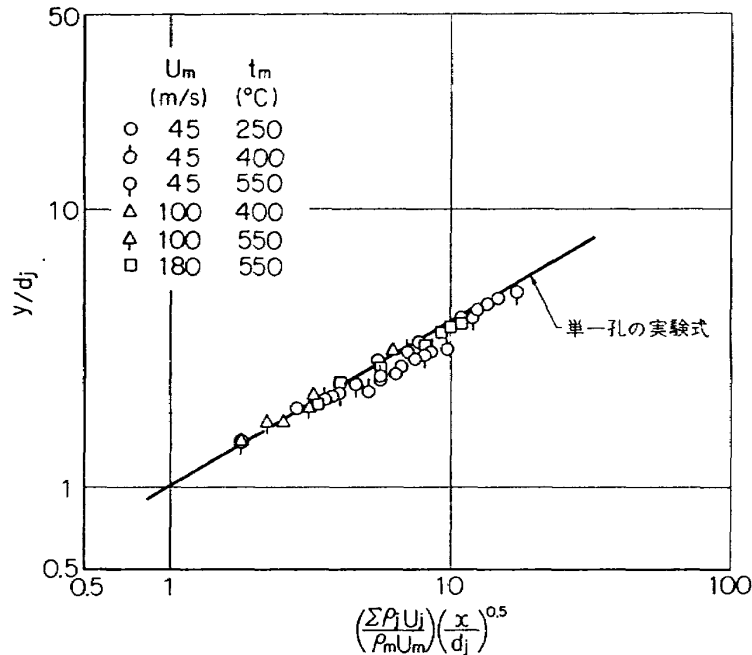


図 33 直列二孔 No. 3 等温線の形 ($\Delta t = 10 \text{ deg C}$)

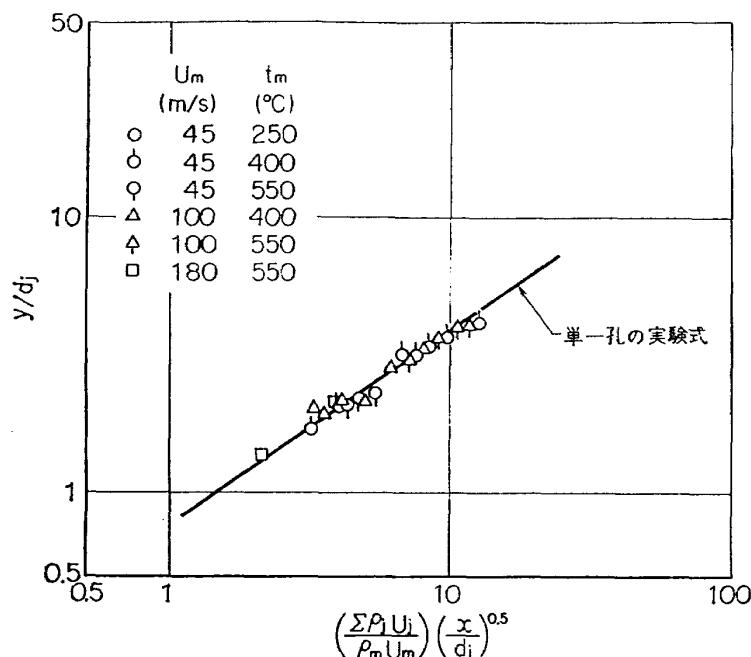


図 34 直列二孔 No. 4 等温線の形 ($\Delta t = 100 \text{ deg C}$)

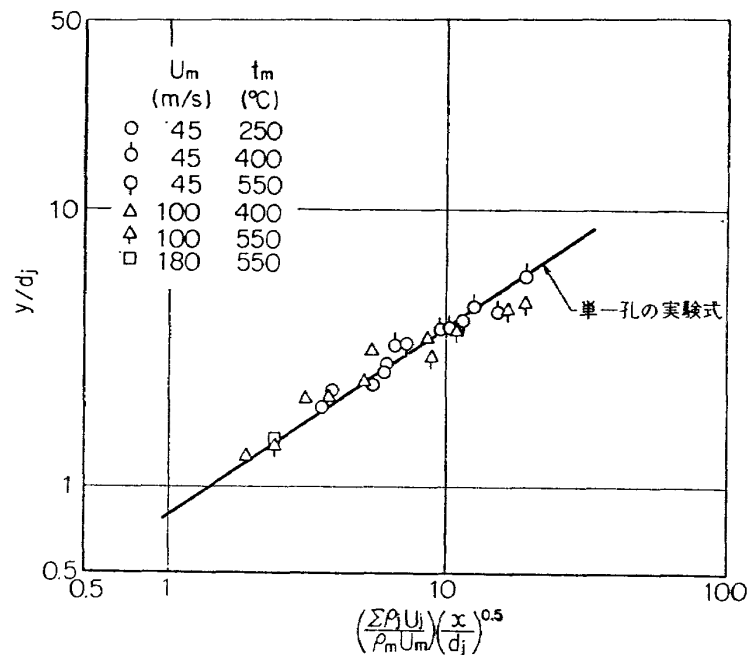
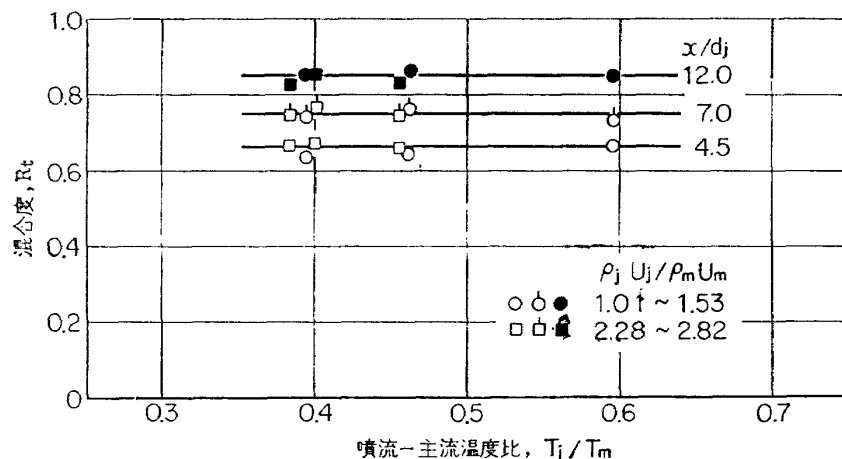
図 35 直列二孔 No. 5 等温線の形 ($\Delta t = 50 \text{ deg C}$)

図 36 単一孔 No. 1 混合度に対する主流温度の影響

$R_t=0$ は主流と噴流が全然混合していないことを示し, $R_t=1$ は完全に両者が混合して温度分布が平坦になったことを示す。

t_{ot} の求め方は, 主流と噴流の流量に基いた熱平衡の式を用いてつぎのごとく行なった。

$$t_{ot} = \frac{\sum_i G_{ji} C_{pj} t_{jti} + G_m C_{pm} t_{mt}}{(\sum_i G_{ji} + G_m) C_{p0}} \quad (12)$$

ここで

G_j, G_m ; 噴流および主流流量

$i = I, II$ で \sum は I, II 孔の総和を示す。

また C_{p0} は実際は t_{ot} における値をとるべきであるが, 噴流の流量が主流に比較して余り大きくないので, t_{ot} は主流全温 t_{mt} に近い値をとる。これを考慮して $C_{p0} = C_{pm}$ として計算を行なった。

混合度の実験式を得るため, 貫通度の場合と同様な次元解析を行なった。混合度に影響を及ぼす変数として前述の変数

$w_d, h_d, d_j, \rho_m, \rho_j, U_m, U_j, \lambda, C_p, \mu_m, \mu_j, g, T_m, T_j$ および x をとり, 貫通度に関して述べたごとく無次元量 $h_d/d_j, w_d/d_j, M_j, Pr_j$ の影響が無視できることから, 結局次の形が得られる。

$$R_t = f\left(\frac{U_m}{U_j}, \frac{\rho_m}{\rho_j}, \frac{T_j}{T_m}, \frac{\mu_m}{\mu_j}, \frac{x}{d_j}, Re_j\right) \quad (13)$$

さらに, これらの変数をパラメータにしてグラフ上で整理した結果 $\rho_j U_j / \rho_m U_m, x/d_j$ のみでよくまとまることがわかった。一例として T_j/T_m の混合度を与える影響を調べたグラフを図 36 に示す。図から混合度は x/d_j および流量比を固定すれば, 温度比の変

化にかかわらず一定であることがわかる。

単一空気孔 No. 1 の混合度を $\rho_j U_j / \rho_m U_m$ の関数として整理した結果を図 37 に示す。図 37 では $\rho_j U_j / \rho_m U_m \approx 2$ を境にして傾向が全く逆になっていることが示されているが、双方の領域において混合度は流量比に対し直線的に変化する。 $\rho_j U_j / \rho_m U_m \approx 2$ は得られたデータによると $U_j / U_m = 1$ に近い状態である。主流と噴流が同一方向に流れるときの実験では $U_j / U_m = 1$ のところで混合が最もゆるく行なわれる結果が得られており¹⁸⁾その類似性には興味をもたれる。

得られた結果によると、 $U_j / U_m < 1$ では噴流は主流に貫通せず、空気孔を出るとすぐ測定部の下面に沿って流れてしまい、 $U_j / U_m > 1$ では噴流は主流によく貫通している。 $U_j / U_m < 1$ では噴流の流量が主流に比べて少ないのですぐに混合されてしまい、噴流-主流流量比が小さければ小さいほど速やかに混合が行

なわれる。逆に $U_j / U_m > 1$ になると噴流-主流流量比の大きいほど噴流は主流に対して大きな角度で流入し貫通度が大きくなる。この場合空気孔の出口の近くでは噴流の側面に主流があたる形になりはげしい混合が行なわれる。

図 38 に混合度と空気孔から下流側への距離 x/d_j との関係を示す。それによると $x/d_j = 5 \sim 6$ を境にして傾向が二つの領域に分かれるが、両部分とも直線的な形で代表することができる。

本実験のように主流に直交する噴流における混合形式では

- (1) 主流から噴流中への質量の直接混入
- (2) 熱伝導による主流からの熱移動
- (3) 主流-噴流の速度差にもとづく乱流混合
- (4) 噴流内に生ずる渦による乱流混合

がおもなものと考えられる。図 38 の $x/d_j < 5 \sim 6$ では空気孔からの噴流の慣性による貫通に伴ない主流と

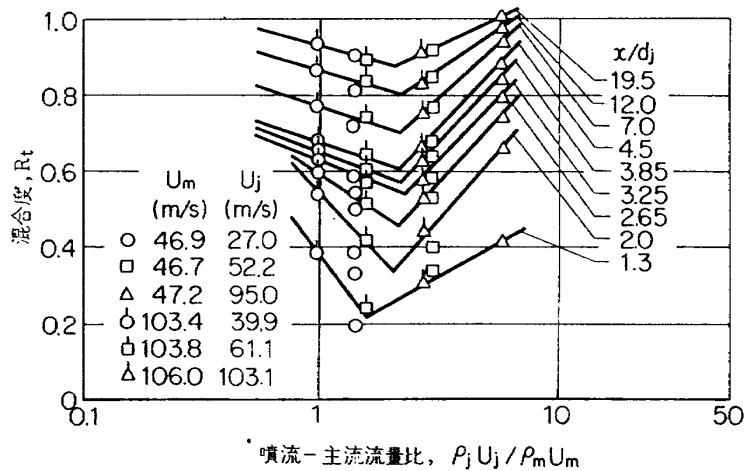


図 37 単一孔 No. 1 流量比-混合度 ($T_f/T_m=0.4$)

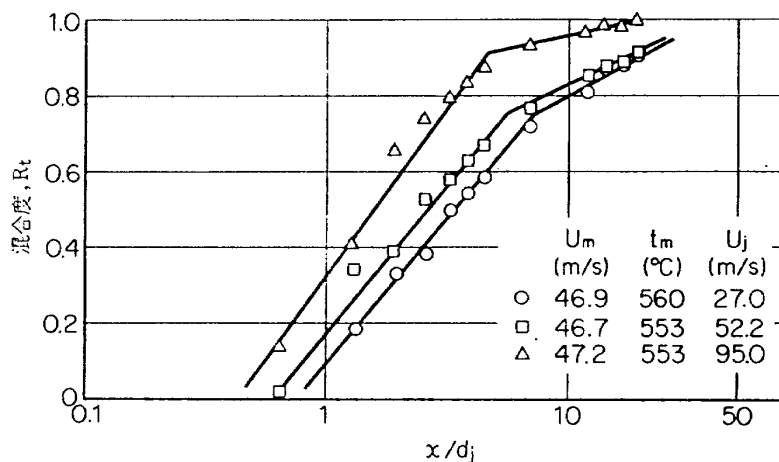


図 38 単一孔 No. 1 流路方向の混合度変化

噴流が大きな角度で交わり，上の (1) によるところが多い。これに対して $x/d_j > 5 \sim 6$ では主流中に噴流の低温部が残って徐々に拡散していく形の混合過程で上にあげた (2), (3), (4) によるものと考えられる。

以上より実用上問題となる $\rho_j U_j / \rho_m U_m$ が大きい場合について，ここでは $\rho_j U_j / \rho_m U_m > 2$ の部分に対してまとめ実験式を求めた。図 38 において x/d_j に対する混合度の傾向の違ってくる点の値は流量比によって異なるものと予想されるが，流量比 2 以上でははっきりした傾向が認められなかった。本実験では図から変化の起る値は x/d_j が 6~7 にある。まとめた結果を図 39 に $2 < x/d_j < 6$ の場合を，図 40 に $6 < x/d_j < 20$ の場合を示す。得られた実験式は次のとおりである。

$$R_t = \log \left\{ \left(\frac{x}{d_j} \right)^{0.56} \left(\frac{\rho_j U_j}{\rho_m U_m} \right)^{0.48} \right\} + 0.07 \quad (14)$$

$$\left(2 < \rho_j U_j / \rho_m U_m < 6 \right)$$

$$\left(2 < x/d_j < 8 \right)$$

$$R_t = \log \left\{ \left(\frac{x}{d_j} \right)^{0.25} \left(\frac{\rho_j U_j}{\rho_m U_m} \right)^{0.48} \right\} + 0.35 \quad (15)$$

$$\left(2 < \rho_j U_j / \rho_m U_m < 6 \right)$$

$$\left(8 < x/d_j < 20 \right)$$

直列二孔模型 No. 3, No. 4, No. 5 についても，貫通度，等温線の形と同様に I, II 孔の噴流と主流の流量比を加え合わせ，単一孔模型と同様に整理したところ一定の傾向があることがわかった。図 41 に No. 3 模型について噴流と主流の流量比と混合度の関係を示す。これをみると，直列二孔模型も単一孔模型とほぼ同じ傾向にあることがわかる。図 42 には No. 3 模型の x/d_j と混合度の関係を示した。以上を整理して図 43~45 のように表わし実験式を求めた。得られた実験式は以下のごとくであるが，ここでは x の原点を II 孔目の中心にとった。

No. 3 空気孔模型 $l/d_j = 1.25$

$$R_t = \log \left\{ \left(\frac{\sum \rho_j U_j}{\rho_m U_m} \right)^{0.65} \left(\frac{x}{d_j} \right)^{0.52} \right\} - 0.18 \quad (16)$$

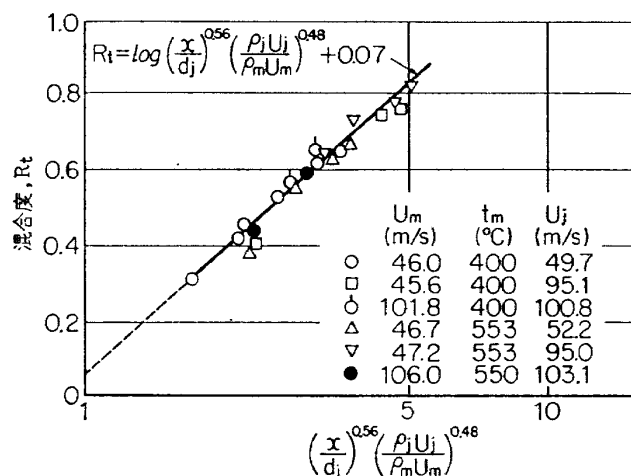


図 39 混合度 (単一孔 No. 1 $2 < \rho_j U_j / \rho_m U_m < 6$, $2 < x/d_j < 6$)

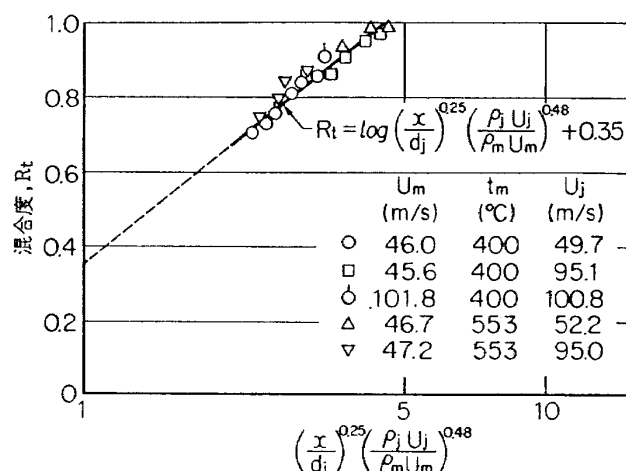
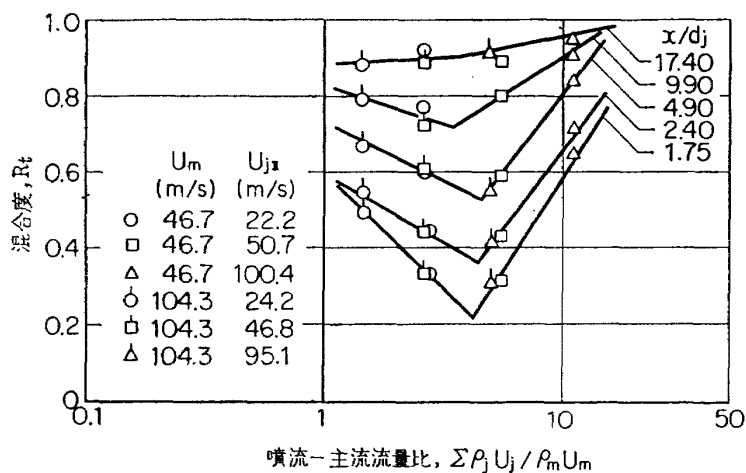
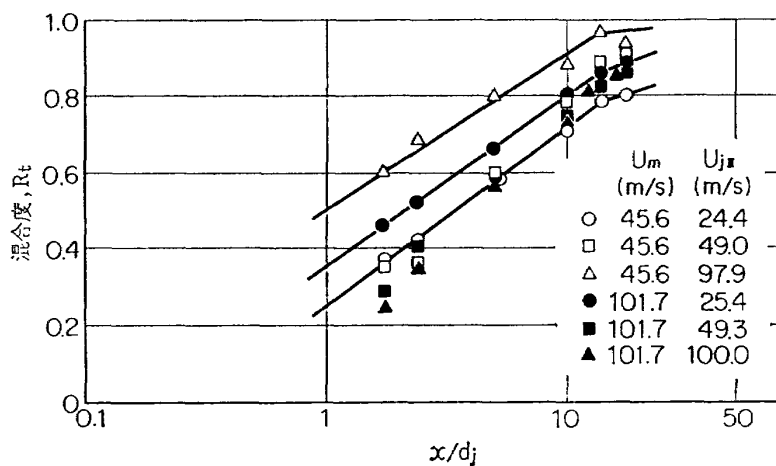
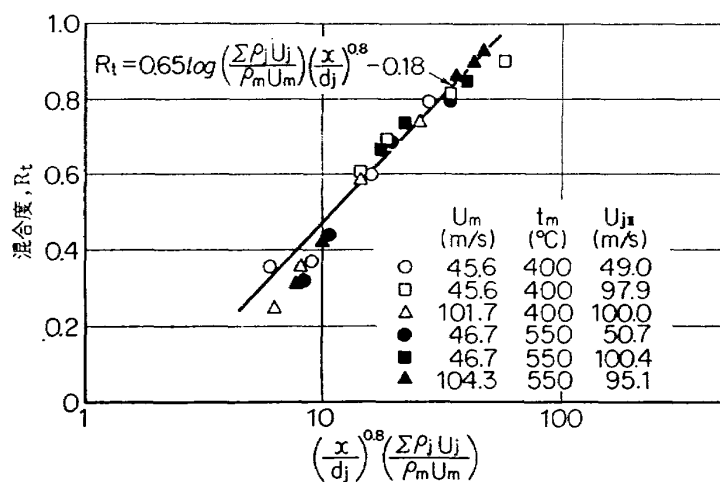
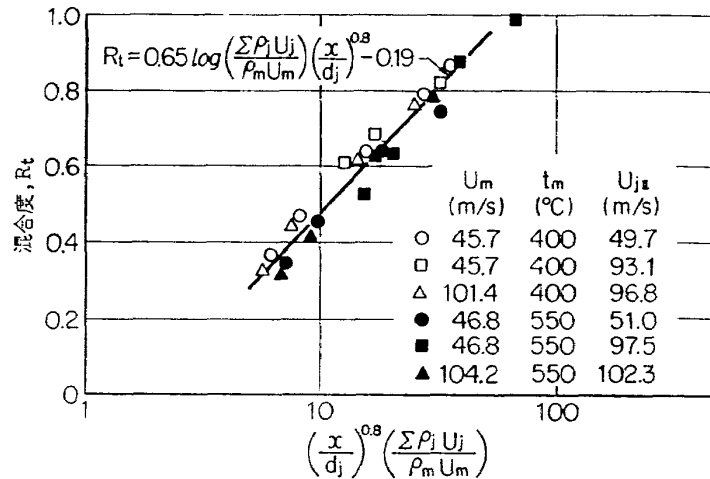
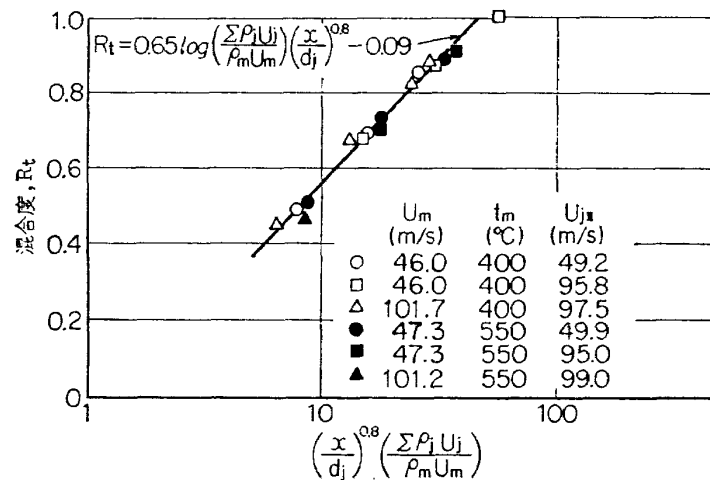


図 40 混合度 (単一孔 No. 1 $2 < \rho_j U_j / \rho_m U_m < 6$, $6 < x/d_j < 20$)

図 41 直列二孔 No. 3 流量比-混合度 ($T_j/T_m=0.37\sim0.4$)図 42 直列二孔 No. 3 流路方向の混合度変化 ($T_j/T_m=0.46$)図 43 直列二孔 No. 3 混合度 ($4 < \Sigma \rho_j U_j / \rho_m U_m < 12$, $2 < x/d_j < 10$)

図 44 直列二孔 No. 4 混合度 ($4 < \sum \rho_j U_j / \rho_m U_m < 12$, $2 < x/d_j < 10$)図 45 直列二孔 No. 5 混合度 ($4 < \sum \rho_j U_j / \rho_m U_m < 12$, $2 < x/d_j < 10$)

No. 4 空気孔模型 $l/d_j = 1.75$

$$R_t = \log \left\{ \left(\frac{\sum \rho_j U_j}{\rho_m U_m} \right)^{0.65} \left(\frac{x}{d_j} \right)^{0.52} \right\} - 0.19 \quad (17)$$

No. 5 空気孔模型 $l/d_j = 2.5$

$$R_t = \log \left\{ \left(\frac{\sum \rho_j U_j}{\rho_m U_m} \right)^{0.65} \left(\frac{x}{d_j} \right)^{0.52} \right\} - 0.09 \quad (18)$$

ただし実験式の範囲は何れも

$$2 < x/d_j < 10$$

$$4 < \frac{\sum \rho_j U_j}{\rho_m U_m} < 12$$

である。

単一孔と直列二孔の式を比較すると指数や定数項が異なっており、貫通度、等温線の形の場合と異なり、単一孔の結果から直列二孔の混合度を類推できないことを示している。

並列模型では単一孔や直列二孔模型で示された混合度の大小および流れに垂直な断面における横方向の混合度の様子を調べ、単一孔の結果と比較した。一様性を調べるため x 方向の特定の断面で 7 カ所から熱電対を挿入して上下方向にトラバースさせ、各トラバースの最低温度から各点の混合度を求めた。その結果を単一孔 No. 1 については図 46 に、並列二孔 No. 7 については図 47 に、No. 8 については図 48 に示す。図には各 x/d_j 断面における横方向の混合度の変化を、主流および噴流の設定値とともにそのまま示してある。単一孔 No. 1 の結果は噴流の速度が主流より速いとき左右対称な渦の発生により、空気孔中心線上の混合度より低い値の部分が存在することをはっきり示している。No. 7 空気孔に関しては最低温度点が空気孔相互の対称線上に徐々に移行するのが認められる。これは二噴流が次第に合体することを示している。No. 8 空気孔は孔間のピッチが大きいので対称線

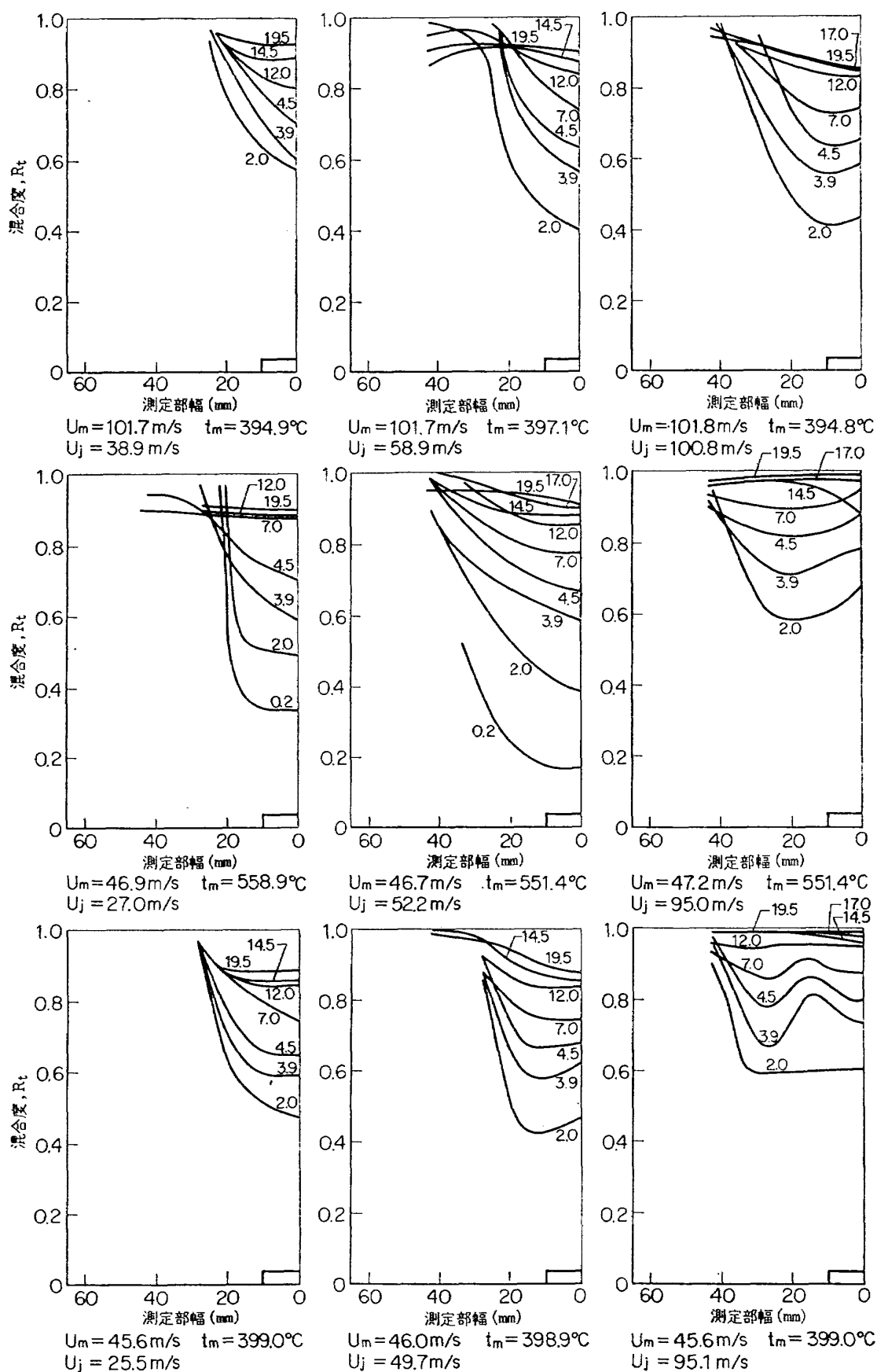


図 46 横方向の混合度分布 (単一孔 No. 1)

図中の数字は x/d_j を示す

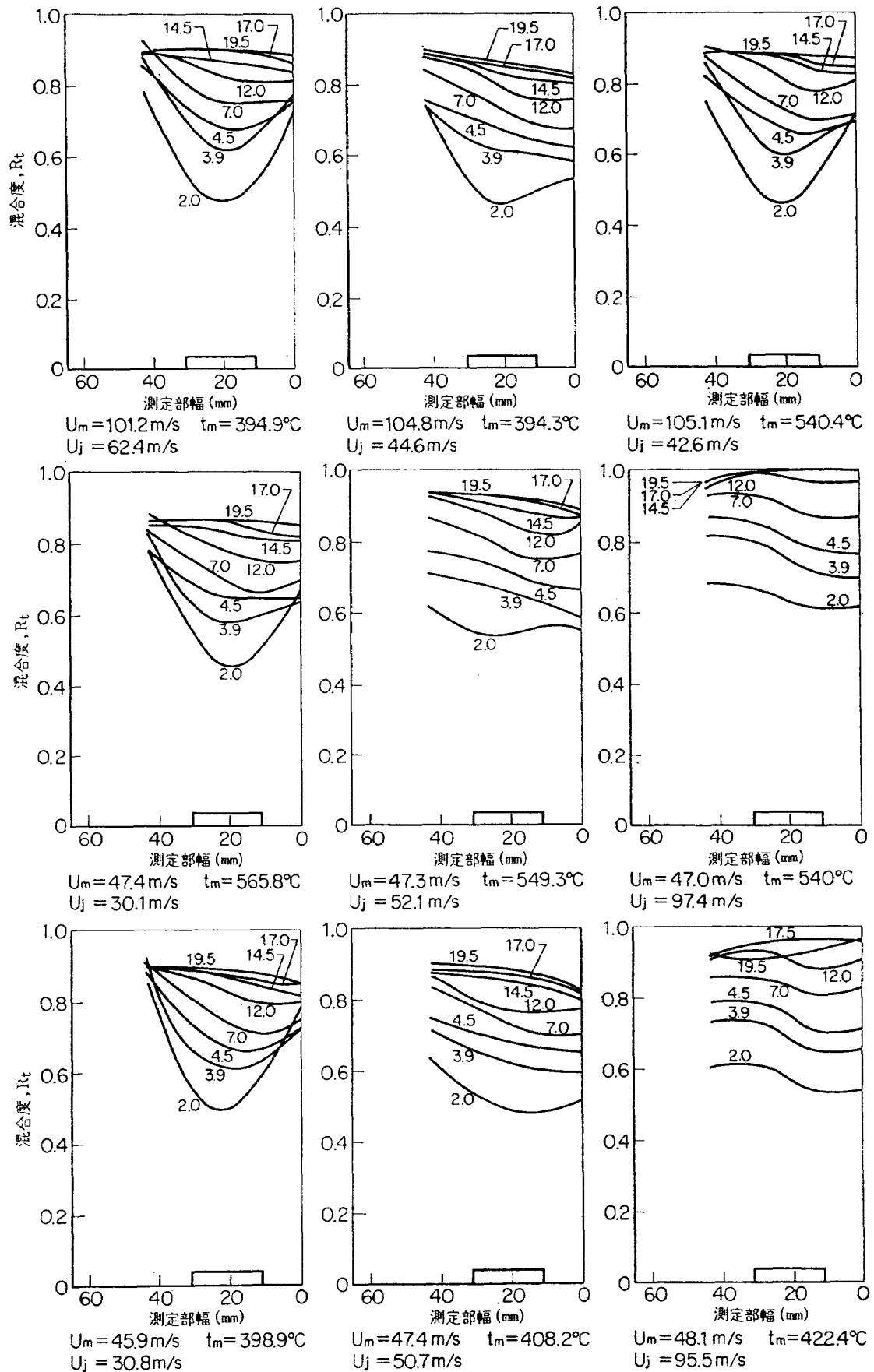


図 47 横方向の混合度分布 (並列 No. 7)

図中の数字は x/d_j を示す

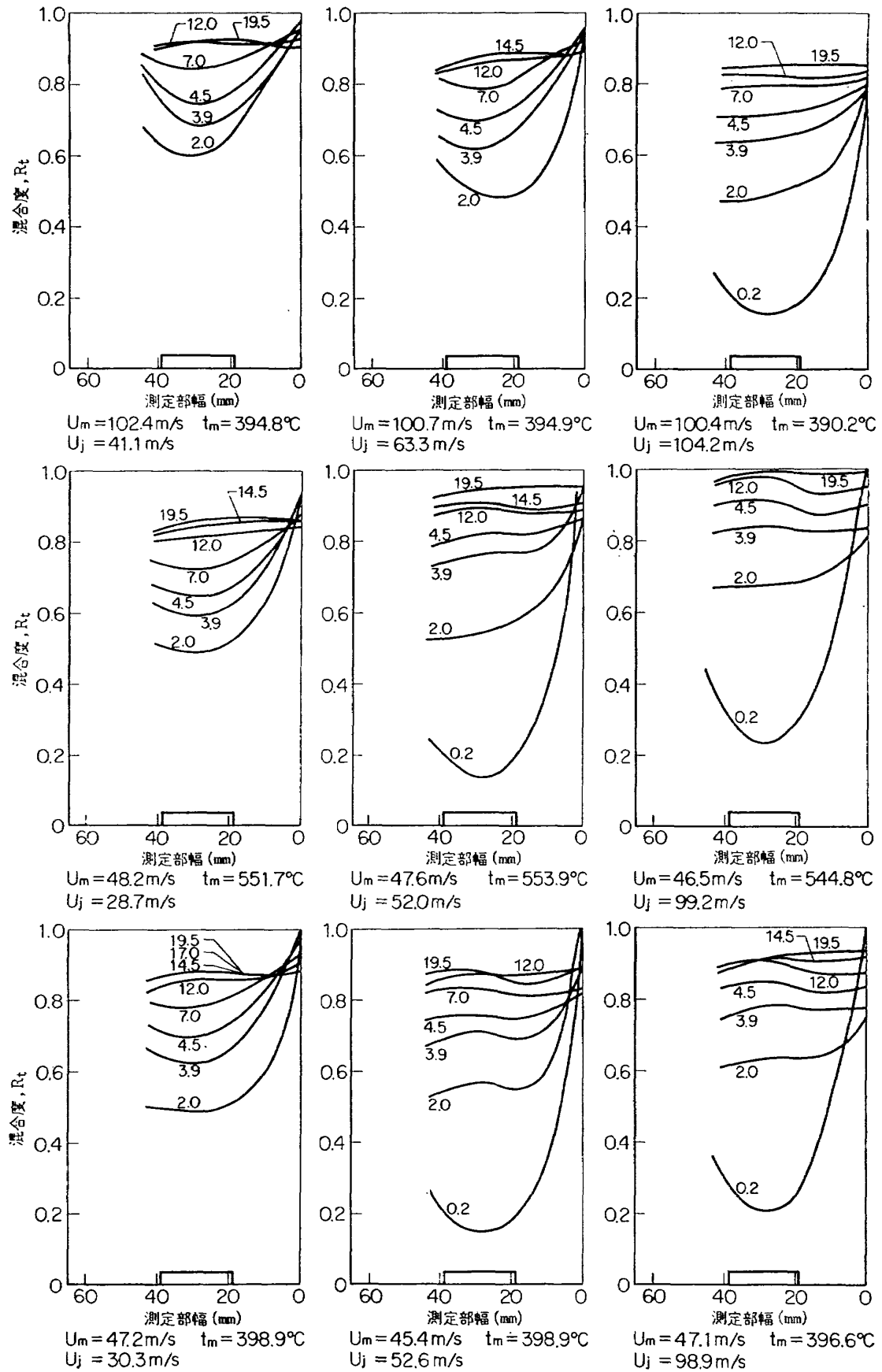


図 48 横方向の混合度分布 (並列 No. 8)

図中の数字は x/d_j を示す

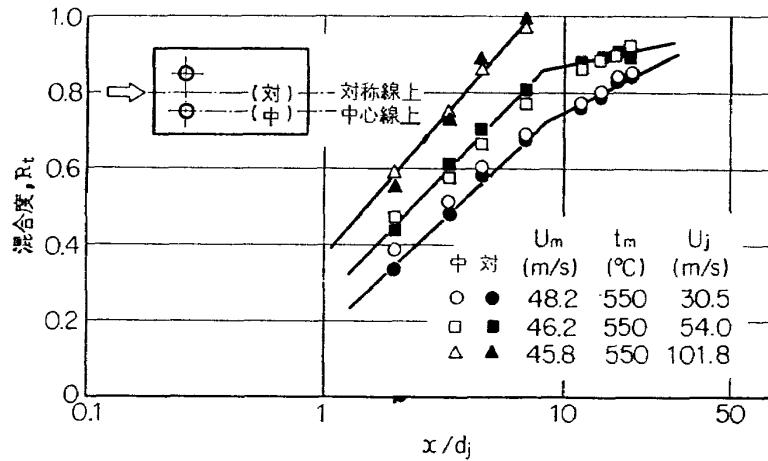


図 49 並列二孔 No. 6 流路方向の混合度変化

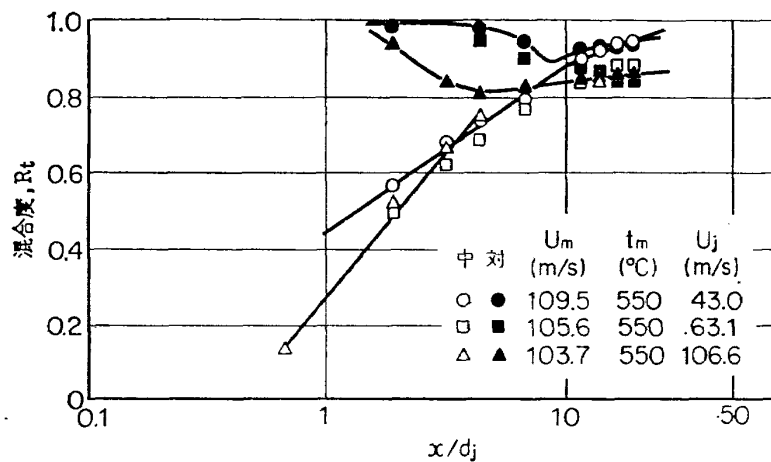


図 50 並列二孔 No. 8 流路方向の混合度変化

上の温度が低くなる現象は現われず、最初の状態から次第に横方向に一樣化していることがわかる。

図 49, 50 には No. 6 と No. 8 模型における混合度の x/d_j に対する変化を示した。No. 6 空気孔 ($l/d_j=1.25$) に関しては、対称線上と中心線上の値が一致し、単一孔の値ともほぼ一致している。No. 8 空気孔 ($l/d_j=2.90$) では中心線上と対称線上の値が上流側で異なる傾向が現われる。これは対称線上では初期に噴流の影響が小さく、混合度が数値上高くなるためである。双方の差異は空気孔のピッチが大きく、噴流の速度が主流に比べて小さいときにはっきり現われ、噴流相互の干渉にくい条件 ($U_j/U_m < 1$) と一致する。

並列二孔の混合度を整理して単一孔の結果と比較して図 51~53 に示す。空気孔の中心線上の混合度は実験範囲内では単一孔の結果に近いが、データのばらつきの範囲が大きくなっている。空気孔相互の対称線上でも同様な結果であるが、 $\rho_j U_j / \rho_m U_m$ の値の大きい

ところで噴流の合体によって混合度が最大 5 % 程度低下する。

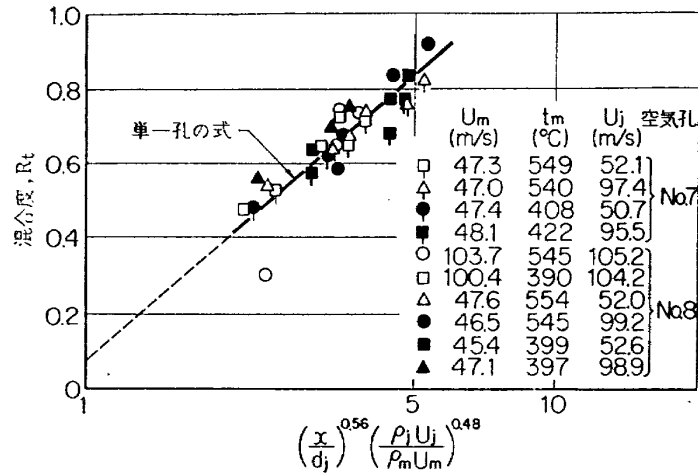
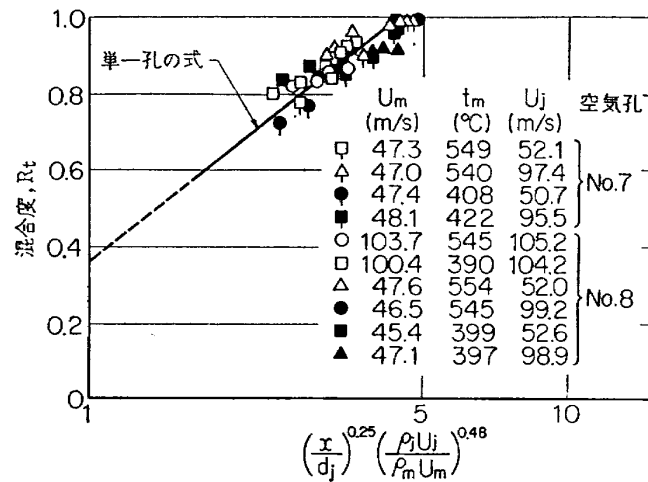
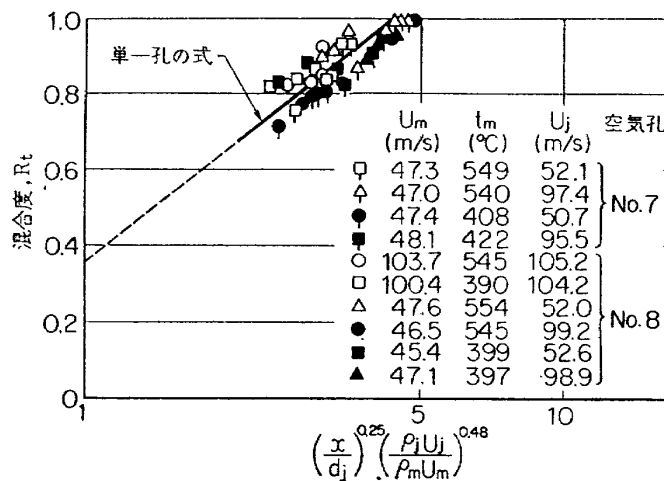
3.3.5 噴流内の温度分布形

自由噴流の場合には、空気孔以後ある距離を経ると、噴流内の温度分布および速度分布に関して相似になることが知られている。Keffer 等¹¹⁾ は主流に直交する噴流についてその噴流の中心軸に沿ってとった座標に関しては、噴流は自由噴流と類似の特性をもつと予想して速度分布の相似性を調べた。その結果、自由噴流の場合と同様に分布形は相似であることが判明した。本報告でも温度分布に関して同様なまとめ方を採用し、縦幅方向および横幅方向の分布を検討した。

縦幅方向の分布に関しては、噴流の中心軸を各測定断面内の最低温度点を結んだ線で表わし、測定断面内で噴流の中心軸より上部および下部に分ける。データの整理に際しては図 54 により次の諸量を求めた。

$$\Delta t = t_m - t_j$$

$$\Delta t_{\max} = t_m - t_{j\min}$$

図 51 並列二孔の混合度 (空気孔の中心線上, $2 < \frac{x}{d_j} < 6$)図 52 並列二孔の混合度 (空気孔の中心線上, $6 < \frac{x}{d_j} < 20$)図 53 並列二孔の混合度 (二孔の対称線上, $6 < \frac{x}{d_j} < 20$)

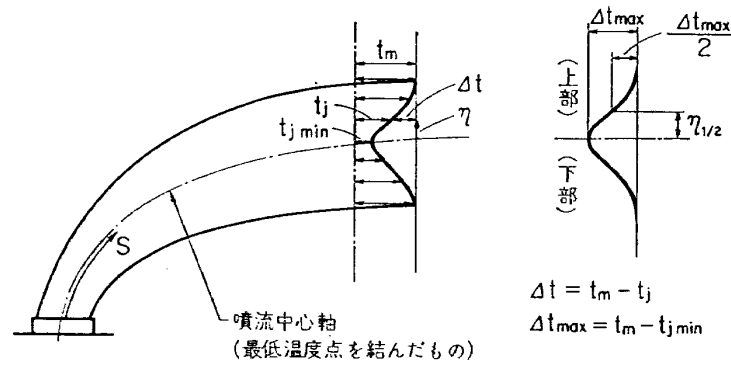


図 54 温度分布形の求め方

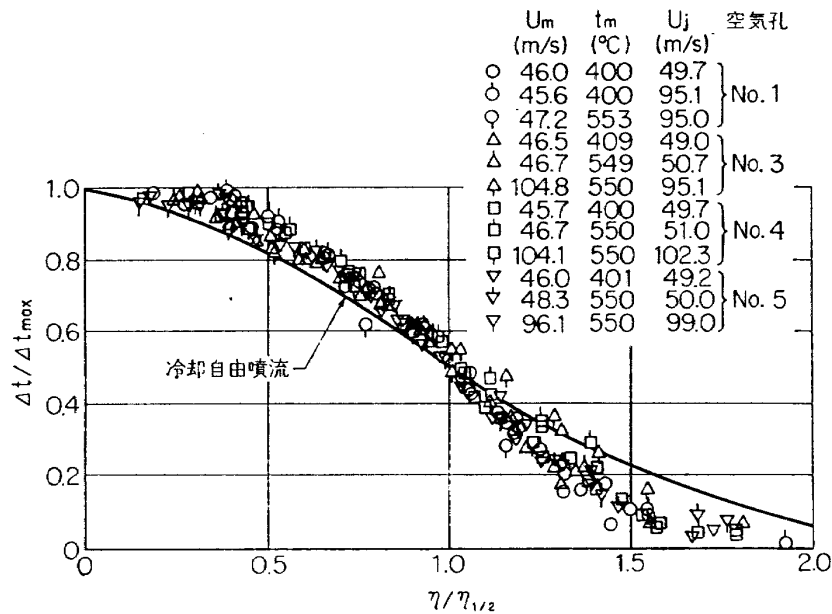


図 55 噴流中心軸の上側温度分布形（縦幅方向）

η ; 噴流中心軸に垂直な断面内で、噴流中心からの距離

$\eta_{1/2}$; $\Delta t / \Delta t_{max} = 1/2$ の点の η の値

S ; 噴流中心線に沿う距離

単一孔 No. 1 と直列二孔 No. 3, No. 4, No. 5 の噴流中心軸より上側の温度分布を図 55 に示す。図では $2 < x/d_j < 20$ の範囲内の断面についてプロットしてある。図からある距離以降は分布に相似性のあることが認められる。ただし $x/d_j < 2$ ではこの分布からはずれてくる。図中に参考に自由噴流の場合の温度分布の測定結果を示した¹⁹⁾。本実験の結果は自由噴流とほぼ似た分布形をしているが、上側で幾分差異が認められる。これは噴流自体が馬蹄形の断面をもつこと、および、温度測定断面が主流に垂直で、噴流に対する垂直断面とは幾分ずれているためであろう。噴流の中心軸より下側の分布は図 56 と図 57 に示すように

x/d_j の増加と共に分布形が一定の形に近づく。また図には示さなかったが図 57 の $\Delta t / \Delta t_{max}$ が 0.5 以下になるとデータがばらついた。これは、この領域が伴流と壁の影響を受けて流れが単純でないことを示す。温度分布形が一定の形を示す $4 < x/d_j < 20$ の範囲内のデータを単一混と直列二孔に対してまとめて図 58 に示す。

$\eta_{1/2}$ の下流方向に行くに従っての変化を図 59～62 に示す。単一空気孔に関しては図 59 のごとく直線的に広がるが、直列二孔では最初直線的でなくある距離をへだててから直線的に広がり、空気孔間のピッチの大きいときは広がり方が小さくなっている。これは S の原点を第Ⅱ孔の中心からとっていること、 Δt_{max} が第Ⅱ孔からの噴流で決められ、 $\eta_{1/2}$ は最初第Ⅰ孔からの噴流によって決まり、次いで第Ⅱ孔からの噴流の影響が強くなるからと推定される。

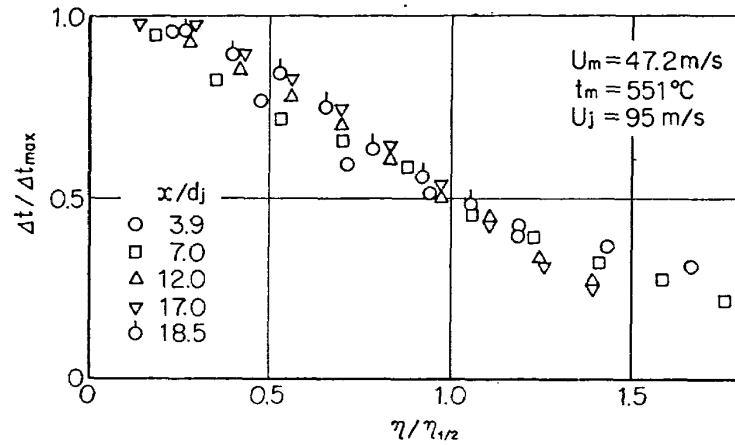


図 56 単一孔模型中心軸下側の温度分布形の変化

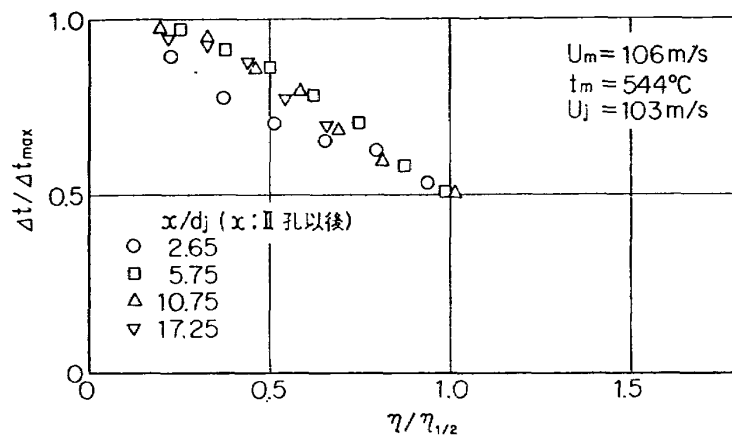


図 57 直列 No. 3 模型中心軸下側の温度分布形の変化

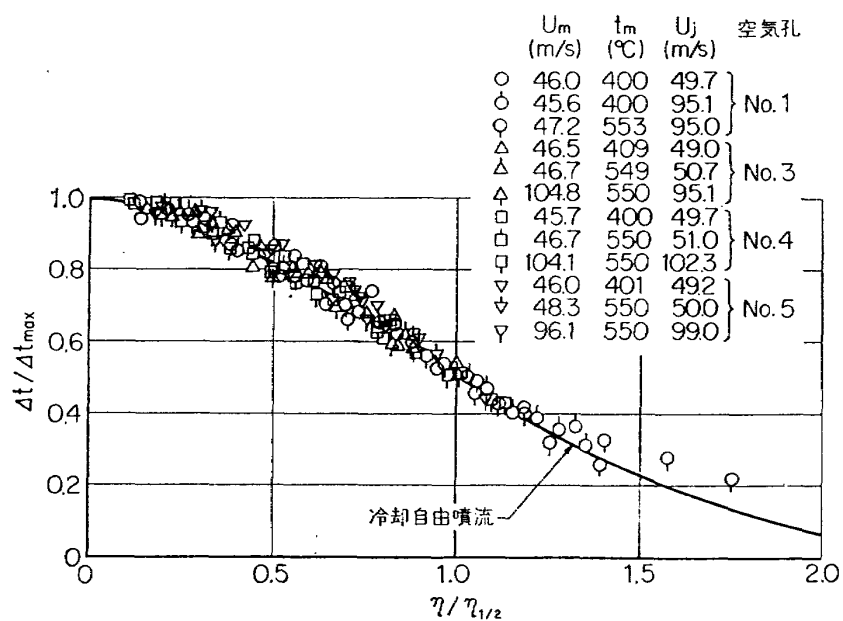


図 58 噴流中心軸の下側温度分布形 (縦幅方向)

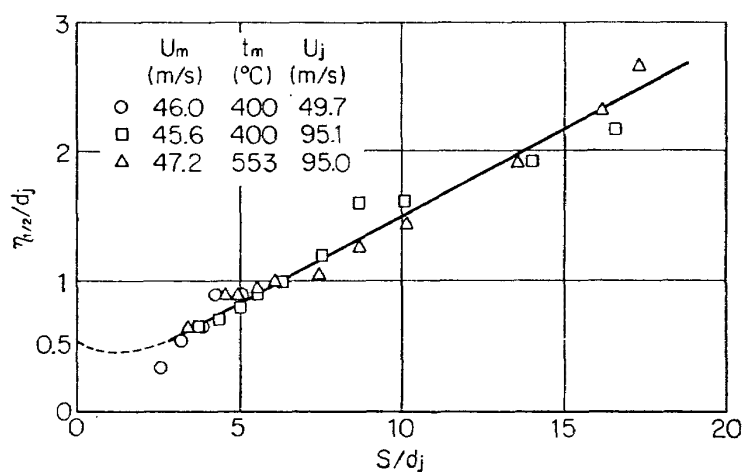


図 59 単一孔 No. 1 噴流境界の拡がり (縦幅方向)

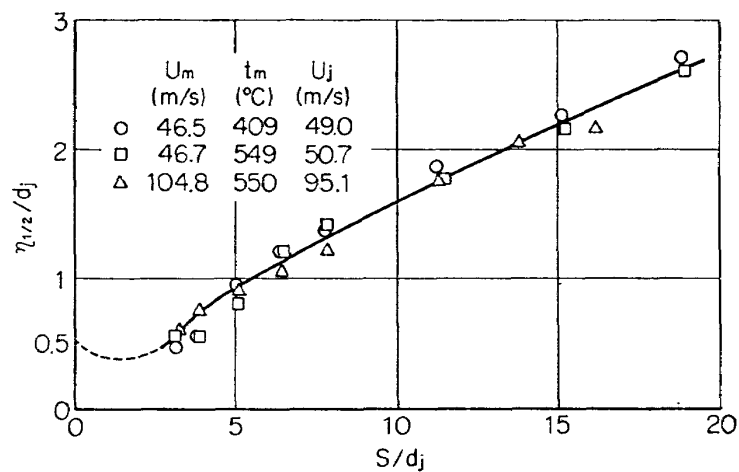


図 60 直列二孔 No. 3 噴流境界の拡がり (縦幅方向)

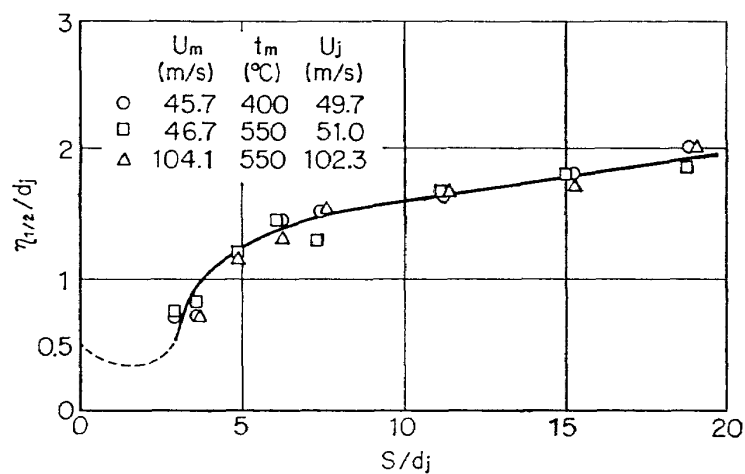


図 61 直列二孔 No. 4 噴流境界の拡がり (縦幅方向)

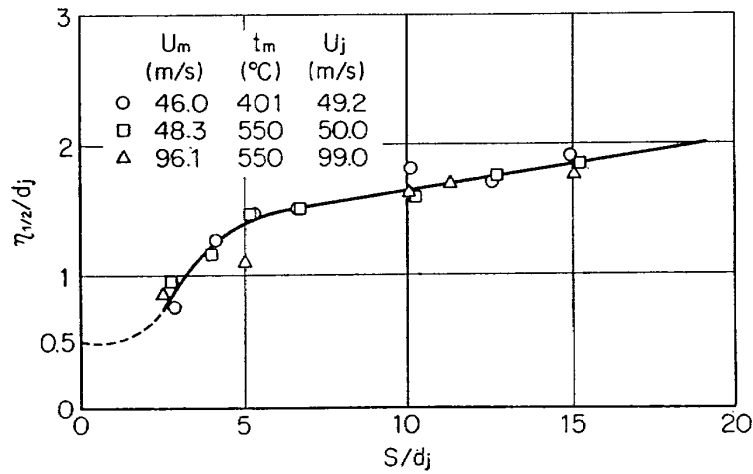


図 62 直列二孔 No. 5 噴流境界の拡がり (縦幅方向)

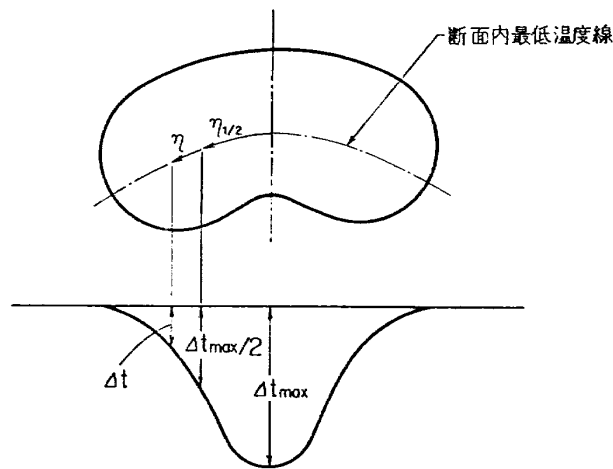


図 63 温度分布形諸量

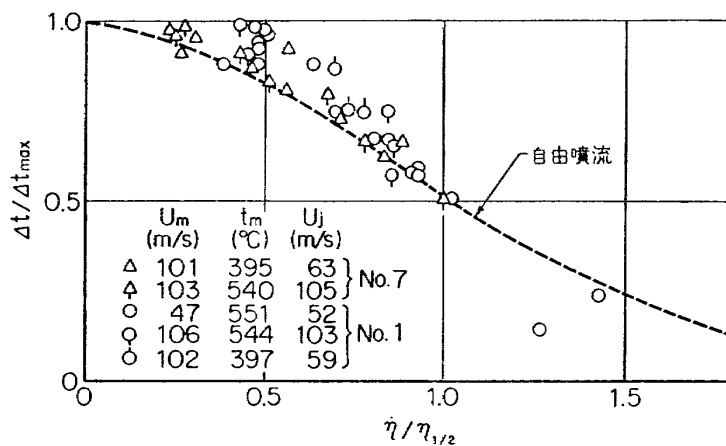


図 64 並列および単一孔模型の横幅方向の温度分布形

馬蹄形の噴流断面に対して横幅方向の温度分布を図 63 のように断面内の最低温度点を結んだ線上で求めた。整理は縦方向の分布と同様な形で行なった。単一空気孔 No. 1 の結果と並列二孔模型 No. 7 ($l/d_j = 1.75$) で対称軸上で温度が最低となって合体したと思

われるものを図 46~48 から選んで図 64 に示す。ただし、噴流流量が少なく、測定部の下面に沿って流れるものは合体したと思われるものでも省いてあるのでプロット数は少なくなっている。図には参考のために自由噴流における分布を示してある。図から横幅方

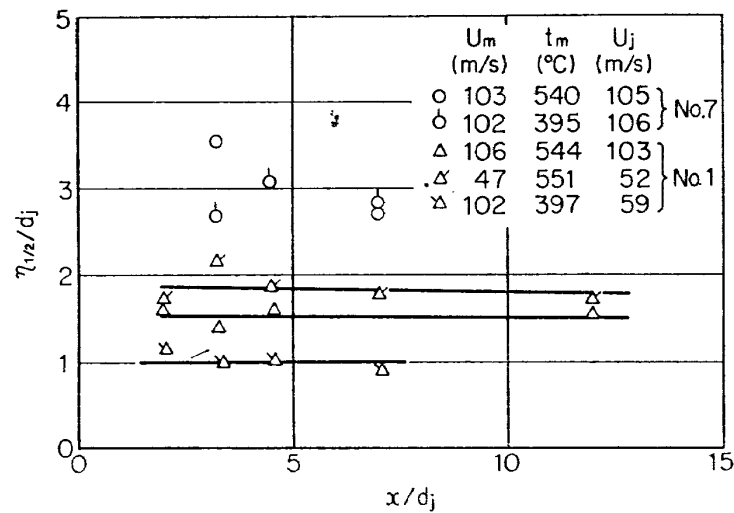


図 65 並列および単一孔模型の噴流の横幅の拡がり

向の分布はかなりばらつくが図示の縦方向の分布と似た形が得られている。図 65 には、横幅方向の $\eta_{1/2}$ の下流方向に行くに従っての変化を示した。単一孔については実験範囲内ではほぼ一定とみなしてよく、縦方向の変化と大幅に異なる。これは噴流自体が縦方向の運動量を持っているが、横方向には持っていないためその混合が縦に比べて弱い過程によるからと思われる。並列二孔模型についてはプロットの数が少ないが同様な傾向が見受けられる。

3.4 実験結果の応用例

実際の燃焼器の製作にあたっては空気孔の大きさを実験的に決めているが、本実験の結果を用いた応用の一例として全空気孔面積が等しくなる単一孔、直列二孔、並列二孔からの噴流について検討を行なう。燃焼器では空気孔前後の圧力差を任意にかえることは難しく、圧力差が特定の値のとき空気孔をどのような配置や形状にするかという形の問題になる。ここでも空気孔前後の圧力差が一定とし円形空気孔の大きさや配置のみの検討を行なう。噴流の流量は空気孔の開口面積を大きくすれば当然多くなるが、比較を容易にするため基準の単一孔の径を 20mm とし、その 2 倍の面積を持つ空気孔を考える。面積を 2 倍にする方法として単一孔を用いるときは空気孔の径を基準空気孔の $\sqrt{2}$ 倍とし、直列二孔、並列二孔では基準空気孔を各々 2 個用いるものとする。

空気孔の流量係数は、実験結果より噴流と主流の速度比および密度比に関係し、空気孔径の関数にはなっていないので面積を増加させただけ流量が増えるものとする。空気孔一個の場合の流量係数と直列二孔の I, II 孔の流量係数の平均値とがほぼ等しいとこ

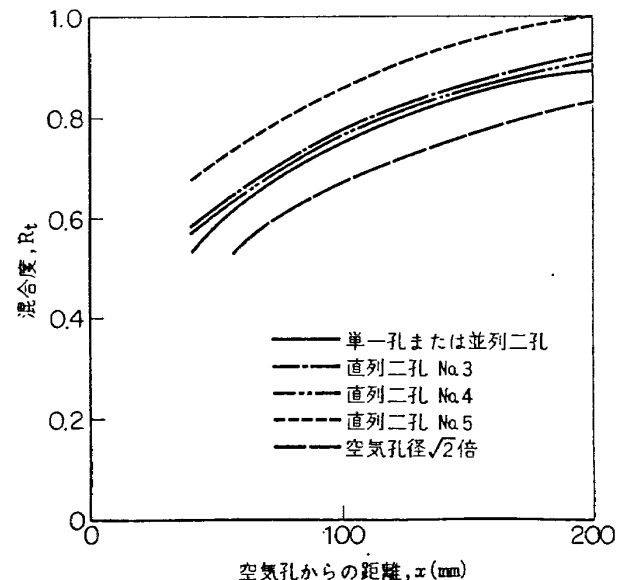


図 66 混合度の比較

ら、流量係数に関しては三種の空気孔の間に差異がないものとして扱う。

噴流の中心 ($\Delta T = \max$) の貫通度は式 (9) および図 29 より、基準単一孔の値に比較して以下になる。

空気孔径 $\sqrt{2}$ 倍 $\sqrt{2}$ 倍
 直列二孔 1.65 倍以上
 並列二孔 低下

混合度は式 (14) ~ (18) および図 51~53 より $\rho_j U_j / \rho_m U_m$ の関数となることがわかるが、単一孔および並列二孔に対し $\rho_j U_j / \rho_m U_m = 4$ 、直列二孔に対し $\sum \rho_j U_j / \rho_m U_m = 8$ の場合をとりあげて図 66 に示す。空気孔からの特定の距離で比較すると、空気孔径を大きくした場合は基準単一孔に比べて混合度が低下

し、直列二孔では $\rho_j U_j / \rho_m U_m$ が小さいとき混合度が低下し、大きくなると逆に増加することを示した。低下したときの混合度の最大低下量は約 7% であるが、空気孔径を $\sqrt{2}$ 倍した場合より低下の度合は少ない。並列二孔は空気孔中心線上ではほぼ基準単一孔と同一な混合度をもつが、空気孔相互の中間の位置では $\rho_j U_j / \rho_m U_m$ の値が大きくなると噴流の合体に伴ない混合度が低下し、その量は実験範囲内では最大 5% である。

以上のことから同一面積をもつ円形空気孔の場合、噴流の状態に対し実験範囲内で次のことが言える。直列二孔を用いると三種のうちで最も貫通度が大きくなり、混合も基準単一孔の程度あるいはそれより速やかに行なわれる。並列二孔の混合度は基準単一孔とほぼ等しいが貫通度は低下する。空気孔径を大きくすると貫通度は増加するが混合度は低下する。設計に際しあるいは実験結果から燃焼器の形状を修正して所期の流れ模様を得るためにはこれらの特性を十分に考慮する必要がある。

4. 数値計算

4.1 概説

主流に角度をもって流入する三次元的噴流の特性に関して、燃焼器や V/STOL 機などの設計に対する必要性から、実験的にはかなり幅広く研究が行なわれてきた。しかしながらそれを純解析的に求めることは、噴流の後にできる伴流内の渦が噴流内にひきこまれ、それが噴流の状態変化に重要な役割を果たすなど、伴流に関する知識を特に必要とし困難な問題となる。

噴流内の速度分布が一様とする仮定のもとに Abramovich¹⁾ 等は噴流の経路を求めており、Wooler 等²⁰⁾ は Abramovich の方法をさらに発展させた形で噴流への質量および運動量の流入をも考慮して計算を行なっている。Hubble²¹⁾ は噴流の断面が馬蹄形の形状を示すことに対して渦度を導入して計算を行なっているが、まだ完成した結果として示されていない。これらの計算は何れも主流と噴流に温度差がない場合をとりあつかっている。

本報告においては、燃焼器内の噴流と主流との温度差が大きくしかもそれが重要な意味をもつことに注目し、一部 Wooler 等の結果を利用して温度をも考慮した場合をとりあつかう。

4.2 記号

A_j ; 噴流の断面積, m^2

C ; 噴流断面の周囲長さ, m

C_D ; 抗力係数

C_p ; 定圧比熱, $\text{kcal/kg}^\circ\text{C}$

C_v ; 定積比熱, $\text{kcal/kg}^\circ\text{C}$

E ; 主流から噴流への流入質量, kg s/m^2

E_1, E_2, E_3 ; 係数

g ; 重力の加速度, m/s^2

h ; 噴流断面の長径, m

i ; エンタルピー, kcal/kg

J ; 熱の仕事当量, kg m/kcal

Nu ; ヌセルト数

P ; 圧力, kg/m^2

R ; ガス定数, $\text{kg m/kg}^\circ\text{K}$

r ; 噴流の軸からの半径方向の距離, m

Re ; レイノルズ数

s ; 噴流の軸に沿った距離, m

T ; 絶対温度, $^\circ\text{K}$

U, u ; 速度, m/s

V ; 比容積, m^3/kg

α ; 熱伝達率, $\text{kcal/m}^2\text{C}^\circ\text{s}$

ζ ; 噴流の曲率半径, m

θ ; 噴流の主流に対する傾き

ρ ; 密度, $\text{kg s}^2/\text{m}^4$

σ ; 標準偏差

添字

a ; 噴流の中心軸上

d ; 円柱の直径

j ; 噴流

m ; 主流

o ; 基準の状態

4.3 基礎方程式

座標軸および各変数のとり方は図 67 に示すとうりであり、以下のような仮定を設けた。

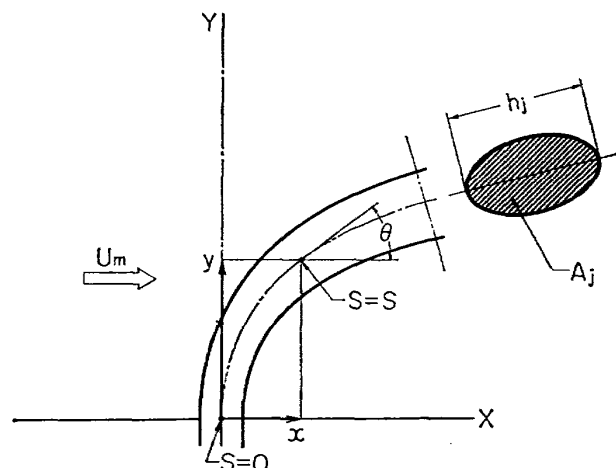


図 67 座標軸のとり方

- (1) 噴流断面内の速度と温度分布は一樣であるとする。
- (2) 噴流および主流の圧力は一定で大気圧に等しいとする。
- (3) 噴流断面を楕円状と近似し、その短径/長径比を 1/4 とする。
- (4) 実際は主流と噴流の温度勾配により流入する熱量をこのように仮定した場合、主流と噴流の温度差に比例するものとする。
- (5) 噴流の中心線（最低温度線）の曲率半径は噴流の幅に比べて大であるとする。

噴流に対する基礎方程式を以下に示す。

連続の式

$$E = \frac{d(\rho_j A_j U_j)}{ds} \quad (19)$$

運動量の式

$$EU_m \cos \theta = \frac{d(\rho_j A_j U_j^2)}{ds} \quad (20)$$

力の釣合いの式

$$\frac{\rho_j A_j U_j^2}{\zeta} = C_D \frac{1}{2} \rho_m U_m^2 \sin^2 \theta \cdot h + EU_m \sin \theta \quad (21)$$

エネルギー式

$$E \left(\frac{1}{2} U_m^2 + J C_{p0} T_m \right) + C J \alpha (T_m - T_j) = \frac{d}{ds} \left\{ \rho_j A_j U_j \left(\frac{1}{2} U_j^2 + J C_{p0} T_j \right) \right\} \quad (22)$$

状態式

$$p_j = \rho_j R g T_j \quad (23)$$

式 (19), (20) は噴流の軸に沿う質量変化あるいは運動量の変化が主流からの質量流入によってもたらされることを示す。式 (21) は噴流を曲げる力として噴流の軸に垂直に楕円柱を横切る流れが抗力を与えるものとして右辺第 1 項を、質量の流入に基づく力を第 2 項に示す、エネルギー式は噴流の軸方向の変化が主流からの質量の流入に基づくものと、境界面を通して熱伝達によるものと仮定した。エンタルピは $i = C_p T$ の形で与えられるものとした。

主流から噴流に流入する質量は Wooler 等²⁰⁾ の与える式

$$E = E_1 \rho_m U_m h \sin \theta + \frac{E_2 \rho_m (U_j - U_m \cos \theta) C}{1 + \frac{E_3 U_m \sin \theta}{U_j}} \quad (24)$$

を用いた。右辺第 1 項は主流が噴流に突入する形で流入する質量を、第 2 項は噴流に沿って速度差に基いて流入する量を表わす。定数は実験に合う値として $E_1 = 0.35$, $E_2 = 0.08$, $E_3 = 30$ が示されており、ここでもその値を用いることにする。抗力係数 C_D は短径/長径比 1/4 に対して 1.8 が与えられている。 C_p の値は空気に対する値を採用した。熱伝達率に対しては 0, および楕円に対して適当な式が得られなかったので円柱に対する式²²⁾

$$Nu_d = 0.46 Re^{0.5} + 0.00128 Re_d \quad (25)$$

を利用した。

4.4 計算の手順

主流および噴流の密度、温度、速度の初期値を与えて逐次計算により噴流の経路、幅、温度、速度を求めた。独立変数として噴流孔の付近で x の変化が少ないので y をとった。 y を独立変数とした場合、噴流の断面積、温度、速度を求める基礎方程式は

$$ds = \frac{dy}{\sin \theta} \quad (26)$$

$$d\rho_j = -\frac{\rho_j}{T_j} dT_j \quad (27)$$

を考慮して以下ようになる。

$$\frac{E}{\sin \theta} = \rho_j A_j \frac{dU_j}{dy} + \rho_j U_j \frac{dA_j}{dy} - \frac{\rho_j A_j U_j}{T_j} \frac{dT_j}{dy} \quad (28)$$

$$E(U_m \cos \theta - U_j) = \sin \theta \cdot \rho_j A_j U_j \frac{dU_j}{dy} \quad (29)$$

$$E \left(\frac{1}{2} U_m^2 + J C_{p0} T_m \right) + C J \alpha (T_m - T_j) - E \left(\frac{1}{2} U_j^2 + J C_{p0} T_j \right) = \rho_j A_j U_j^2 \sin \theta \frac{dU_j}{dy} + \rho_j A_j U_j \sin \theta J C_{p0} \frac{dT_j}{dy} \quad (30)$$

ここで

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{E}{\sin \theta}, & a_2 &= \rho_j A_j \\ a_3 &= \rho_j U_j, & a_4 &= -\frac{\rho_j U_j A_j}{T_j} \\ a_5 &= E(U_m \cos \theta - U_j), & a_6 &= \sin \theta \cdot \rho_j A_j U_j \\ a_7 &= E \left(\frac{1}{2} U_m^2 + J C_{p0} T_m \right) - E \left(\frac{1}{2} U_j^2 + J C_{p0} T_j \right) + C J \alpha (T_m - T_j) \\ a_8 &= \rho_j A_j U_j^2 \sin \theta, & a_9 &= \rho_j A_j U_j \sin \theta \cdot J C_{p0} \end{aligned}$$

とおくと上式は

$$a_1 = a_2 \frac{dU_j}{dy} + a_3 \frac{dA_j}{dy} + a_4 \frac{dT_j}{dy}$$

$$a_5 = a_6 \frac{dU_j}{dy}$$

$$a_7 = a_8 \frac{dU_j}{dy} + a_9 \frac{dT_j}{dy}$$

と整理される。これより

$$\frac{dU_j}{dy} = \frac{a_5}{a_6} \quad (31)$$

$$\frac{dT_j}{dy} = \frac{a_6 a_7 - a_5 a_8}{a_6 a_9} \quad (32)$$

$$\frac{dA_j}{dy} = \frac{a_1 a_6 a_9 - a_2 a_5 a_9 - a_4 a_6 a_7 + a_4 a_5 a_8}{a_3 a_6 a_9} \quad (33)$$

となる。計算の過程で噴流の幅を求める方が便利なので

$$A_j = \frac{\pi}{4} h_j \frac{h_j}{4} = \frac{\pi}{16} h_j^2$$

より式 (33) を

$$\frac{dh_j}{dy} = \frac{a_1 a_6 a_9 - a_2 a_5 a_9 - a_4 a_6 a_7 + a_4 a_5 a_8}{a_3 a_6 a_9} \frac{8}{\pi h_j} \quad (34)$$

のように変形して用いた。

噴流の経路を求めるためには式 (21) を用いた。曲率半径 ζ は $x = f(y)$ のとき

$$\zeta = \left| \frac{\left\{ 1 + \left(\frac{dx}{dy} \right)^2 \right\}^{3/2}}{d^2 x / dy^2} \right| \quad (35)$$

と表わせるので、この場合 $d^2 x / dy^2 > 0$ であることを考慮して

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dy^2} &= \frac{\left\{ 1 + \left(\frac{dx}{dy} \right)^2 \right\}^{3/2} \left\{ \frac{1}{2} h_j C_D \rho_m U_m^2 \sin^2 \theta + E U_m \sin \theta \right\}}{\rho_j A_j U_j} \\ &= \end{aligned} \quad (36)$$

と変形して用いた。

逐次計算では噴流の特性値の既知の点を 1 として、その点から Δy はなれた点を 2 として級数展開の一次の項までをとり次の形で求めた。

$$y_2 = y_1 + \Delta y$$

$$x_2 = x_1 + \left(\frac{dx}{dy} \right)_1 \Delta y$$

$$\left(\frac{dx}{dy} \right)_2 = \left(\frac{dx}{dy} \right)_1 + \left(\frac{d^2 x}{dy^2} \right)_1 \Delta y$$

$$T_{j2} = T_{j1} + \left(\frac{dT_j}{dy} \right)_1 \Delta y$$

$$U_{j2} = U_{j1} + \left(\frac{dU_j}{dy} \right)_1 \Delta y$$

$$h_{j2} = h_{j1} + \left(\frac{dh_j}{dy} \right)_1 \Delta y$$

ここで実際の噴流孔は円形であるので、それと同じ面積をもち、短径/長径比=1/4 となる楕円で代表し、その長径を h_j の初期値とした。Wooler 等の与える式 (24) の $E_1 \sim E_3$ は噴流の断面が最初円形から次第に楕円にかわる場合の値であるが、ここでは最も簡単な断面形状一定の条件のもとでもそのまま用いて計算を行なうことにした。実際の計算では $\Delta y = 2 \text{ mm}$ として $y = 7 \text{ cm}$ まで数値計算を行なった。計算には HITAC 5020 を用いた。

4.5 実験

実験で採用した測定部は既に述べたが簡単に主要条件と計算と比較するための平均温度のとり方を以下に示す。

空気孔の形状を図 4 に示す。空気孔からの噴流の速度は空気孔前後の圧力差から求めた。測定部流路の断面は $130 \text{ mm} \times 130 \text{ mm}$ の正方形で全長は 520 mm である。主流の温度は 600°C まであげられ、噴流は常温である。

噴流は測定によると特定の温度分布形を持っており、計算と比較するため噴流の平均温度を噴流の中心温度から次のように求めた。

平均温度の計算は噴流の全エンタルピと熱容量から行ない以下の仮定を設けた。

- (1) 噴流と主流との温度差ならびに速度差は噴流の半径方向にガウス分布になっている。
- (2) 比熱は一定とする。
- (3) 圧力は一定とする。
- (4) 分布は噴流の軸に対して対称とする。
- (5) 温度と速度分布の標準偏差が等しいものとする。

噴流の全エンタルピ I は

$$\begin{aligned} I &= \int_0^\infty 2 \pi \rho u_j C_p T_j r dr \\ &= \int_0^\infty 2 \pi \rho (u_{j0} + \Delta u_j) C_p (T_{j0} + \Delta T_j) r dr \end{aligned}$$

ここで Δu および ΔT は速度および温度の基準状態からの差異を示し、温度には全温をとるものとする。

噴流の全熱容量 Q は

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^\infty 2 \pi \rho C_p u_j r dr \\ &= \int_0^\infty 2 \pi \rho C_p (u_{j0} + \Delta u_j) r dr \end{aligned}$$

したがって平均温度 T は

$$T = \frac{\int_0^\infty 2\pi\rho C_p(u_{j0} + \Delta u_j) T_{j0} r dr}{\int_0^\infty 2\pi\rho C_p(u_{j0} + \Delta u_j) r dr} + \frac{\int_0^\infty 2\pi\rho(u_{j0} + \Delta u_j) C_p \Delta T_j r dr}{\int_0^\infty 2\pi\rho C_p(u_{j0} + \Delta u_j) r dr}$$

$$= T_{j0} + \frac{\int_0^\infty 2\pi\rho C_p(u_{j0} + \Delta u_j) \Delta T_j r dr}{Q}$$

$$= T_{j0} + \overline{\Delta T_j}$$

ここで噴流中心軸上の温度差, 速度差を ΔT_{ja} , Δu_{ja} で表わせば, 半径方向に対しガウス分布を仮定している

$$\frac{\Delta T_j}{\Delta T_{ja}} = e^{-r^2/2\sigma^2}$$

$$\frac{\Delta u_j}{\Delta u_{ja}} = e^{-r^2/2\sigma^2}$$

簡単化するために静止流体中に噴流が流出し, $\Delta T_j/T_j \ll 1$ とすれば, $\rho \doteq \text{const.}$, $u_{j0} = 0$ とおける

$$\overline{\Delta T_j} = \frac{\int_0^\infty 2\pi\rho C_p \Delta u_j \Delta T_j r dr}{\int_0^\infty 2\pi\rho C_p \Delta u_j r dr}$$

$$= \Delta T_{ja} \frac{\int_0^\infty \left(\frac{\Delta u_j}{\Delta u_{ja}}\right) \left(\frac{\Delta T_j}{\Delta T_{ja}}\right) r dr}{\int_0^\infty \left(\frac{\Delta u_j}{\Delta u_{ja}}\right) r dr}$$

$$= \Delta T_{ja} \frac{\int_0^\infty (e^{-r^2/2\sigma^2})^2 r dr}{\int_0^\infty e^{-r^2/2\sigma^2} r dr}$$

r の代りに $r/\sigma = y$ とおけば

$$\overline{\Delta T_j} = \Delta T_{ja} \frac{\int_0^\infty e^{-y^2} y dy}{\int_0^\infty e^{-y^2/2} y dy}$$

分子で $y^2 = t^2/2$ とおけば

$$\overline{\Delta T_j} = \Delta T_{ja} \frac{\int_0^\infty e^{-t^2/2} \cdot \frac{t}{2} dt}{\int_0^\infty e^{-y^2/2} \cdot y dy}$$

$$= \frac{\Delta T_{ja}}{2}$$

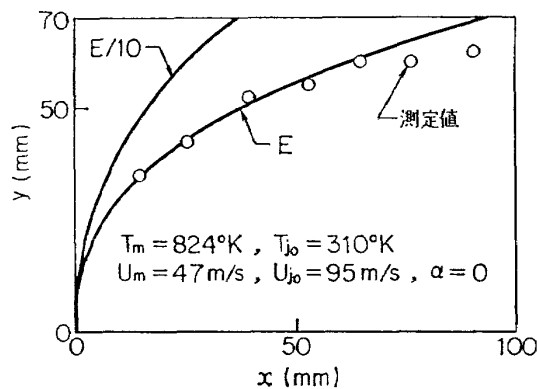
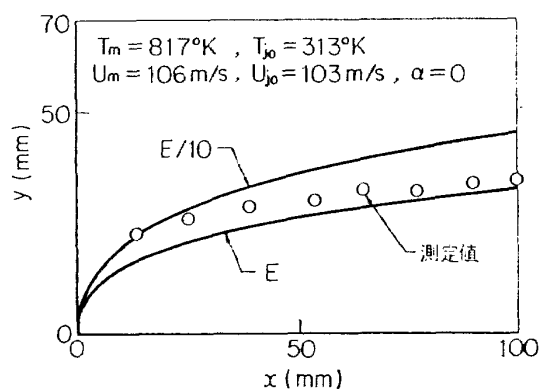
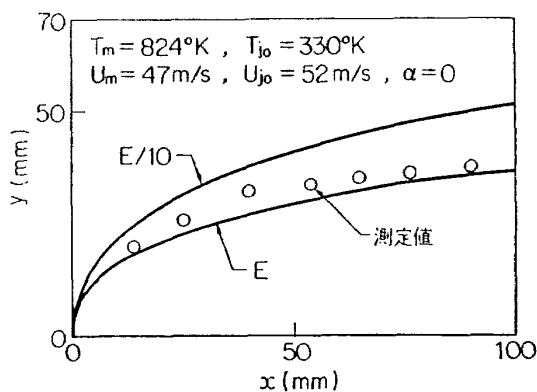
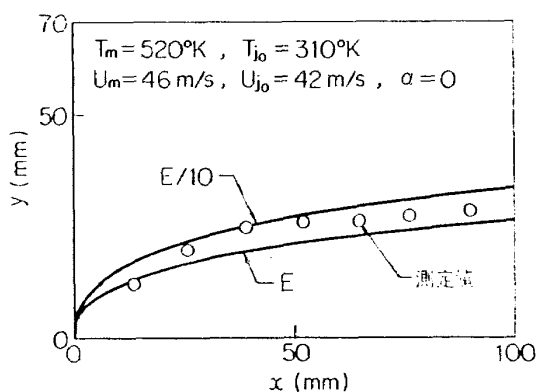


図 68 噴流の経路

したがって噴流の平均温度差は中心軸上の値の1/2になる。計算の仮定と実際とが異なるため得られた結果も実際とは幾分異なるが、取り扱いが容易なので1/2の値を利用して数値計算の結果と比較した。

4.6 結果

数値計算により得られた結果と実験の結果とを比較して図 68 と図 69 に示す。

図 68 は噴流の経路を示し、測定値は噴流中の最低温度から求めた。図中 E と示した曲線は Wooler 等の与える定数の値をそのまま用いて計算した結果を、 $E/10$ の曲線はその1/10の流入量に対して得られた結果を示す。 E の値をそのまま用いた方が幾分実測

値に近いが、噴流と主流の流速の近接した条件ではその差は大きくない。

図 69 は噴流の温度変化を示し質量流入量をかえて計算した結果を示してある。図から Wooler 等の与える E の値をそのまま用いたのでは測定値より極度に速い温度変化を与え、それより一桁低い値を採用すると測定値に近い変化となる。

温度変化から推定して Wooler 等の与える E の値より一桁低い値を採用するのが適当と思われるが、正確な値の算出にはさらに研究を要する。噴流の経路が特に噴流速度の速いところで計算と合わせるのは実際の流路が130mm幅であること、および、噴流により

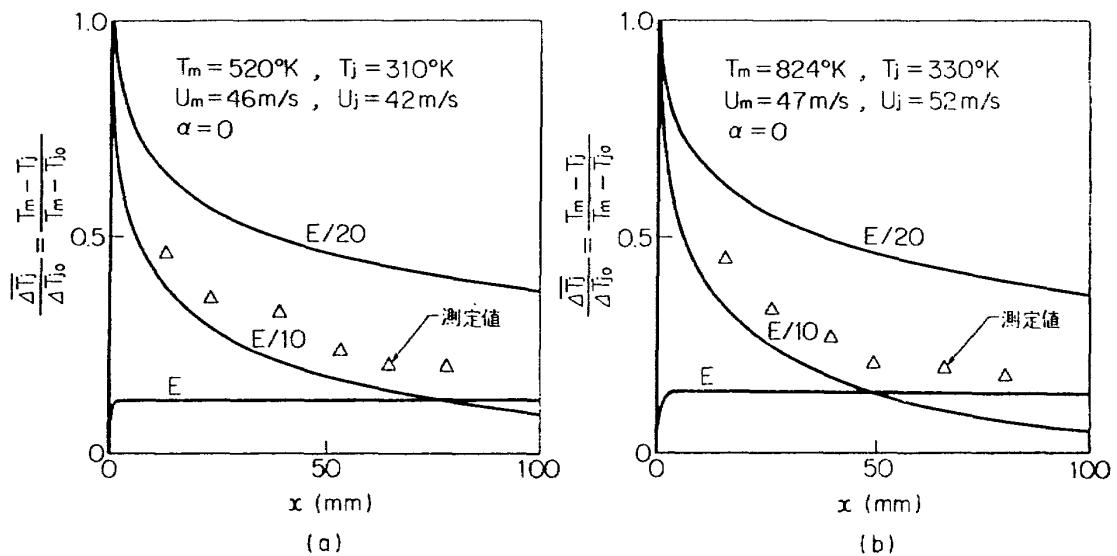


図 69-1 噴流の温度変化

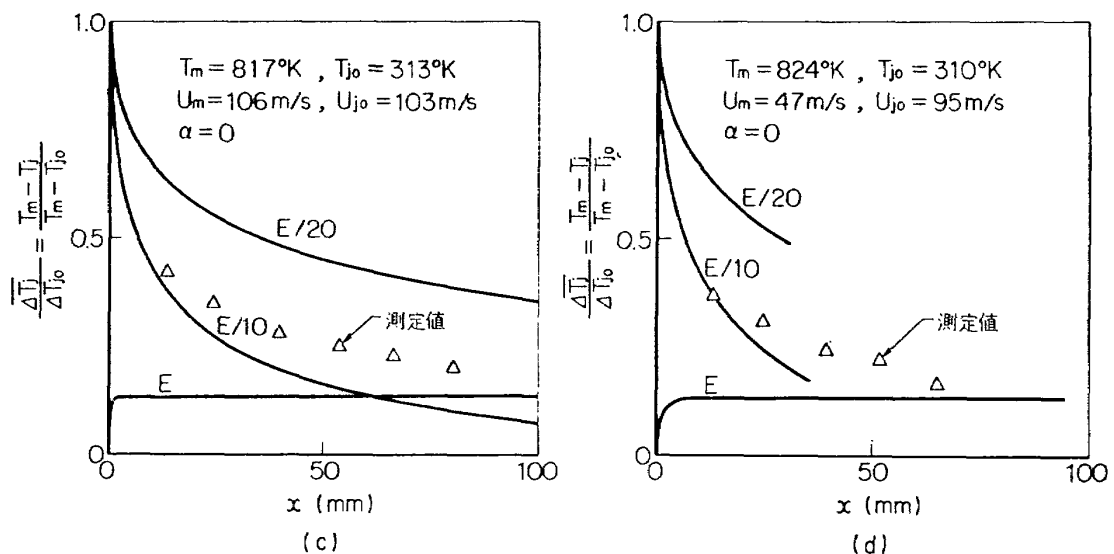


図 69-2 噴流の温度変化

主流の一部がブロックされて実際の通過流速が速くなる影響を計算では考慮していないためと思われる。噴流に対して仮想的な熱伝達率 α を考慮した結果は噴流の温度変化が図 70 に示したものよりさらに促進されることを示した。ここでは質量流入量 E と熱伝達率 α の組み合わせで温度変化を求めるとさらに複雑となり、実際の混合のメカニズムも明確でないので $\alpha=0$ として E の影響だけを図示し検討した。

計算では常温で与えられた質量流入量の式をそのまま用いたこと、噴流の断面形状のとり方、Wooler 等の与える係数は噴流の速度が主流より 4 倍以上速いところで得られたものであること、噴流の後方にできる渦の影響が大きいと思われること等問題点がいくつかあり、さらに計算の方法については改善が必要である。

5. む す び

以上の実験結果および数値計算の結果をまとめてつぎのような結論が得られる。

- (1) 空気孔の流量係数は、噴流と主流の運動量比 2 以上では単一孔および直列 I, II 孔 ($l/d_j=1.25\sim 2.5$) とともに一定値 0.85 に近づき、この値は主流の加熱時、常温時ともにあてはまる。
- (2) 単一孔模型に関して貫通度、等温線の形、混合度の実験式が得られた。
- (3) 直列二孔模型 ($l/d_j=1.25\sim 2.5$) に関しては、貫通度、等温線の形が単一孔の実験式より推量可能である。さらに、混合度に関して独自の実験式を得た。
- (4) 並列二孔模型では噴流が下流で合体することが明らかになった。この状態のもとで貫通度、混合度、流れ模様を単一孔の結果と比較して示した。
- (5) 温度分布形については、自由噴流とほぼ類似の特性をもつことがわかった。
- (6) 噴流と主流の温度差も考慮して噴流の流れ方の数値計算を行なった結果、Wooler 等の与える質量流入量より一桁低い量を用いると測定値の温度変化と合うことが示された。噴流の経路の計算およびモデル全体に対して今後さらに改善する必要がある。

本研究を行なうのに際し、実験やデータ整理には当時早稲田大学学生、杉本 譲、田中邦男両君の協力が、計算に対しては遠藤行俊君の協力があつたので、ここに感謝の意を表します。

文 献

- 1) G.N. Abramovich: The Theory of Turbulent Jets, MIT Press (1963) pp. 541-556.
- 2) E.E. Callaghan and R.S. Ruggeri; Investigation of the Penetration of an Air Jet Directed Perpendicularly to an Air Stream, NACA TN 1615 (1948)
- 3) R. S. Ruggeri, E. E. Callaghan and D. T. Bowden; Penetration of Air Jets Issuing from Circular, Square and Elliptical Orifices Directed Perpendicularly to an Air Stream; NACA T.N. 2019 (1950)
- 4) E.E. Callaghan and R.S. Ruggeri; A General Correlation of Temperature Profiles of a Heated Air Jet Directed Perpendicularly to an Air Stream, NACA TN 2466 (1951)
- 5) W.R. Hawthorne, G.F. Rogers and B.Y. Zaksek; Mixing of Gas Streams the Penetration of a Jet of Cold Air into a Hot Stream, Royal Aircraft Establishment, Tech. Note Eng. 271 (1944)
- 6) R.L. Gordier; Studies on Fluid Jets Discharging Normally into Moving Liquid, St. Anthony Falls Hydraulic Lab. Univ. of Minnesota, Tech. Paper No. 28 (Series B) (1959)
- 7) B.G. Clamp; Smoke Abatement in Coal-Fired Metallurgical Furnaces, Ph. D. Thesis, Univ. of Sheffield (1959)
- 8) R. Jordinson; Flow in a Jet Directed Normal to the Wind, Min. of Av. A.R.C. R. and M. No. 3074 (1956)
- 9) E.R. Norster and C.S. Chapman; Jet Penetration Experiments in a Circular Duct, Comb. and Fuels A.R.C. Meeting, 11th May (1962)
- 10) P. Tolson; The Effect of Buoyancy on the Path of a Jet Directed into a Transverse Stream, Ph. D. Thesis, Univ. of Sheffield (1963)
- 11) J.F. Keffer and W.D. Baines; The Round Turbulent Jet in a Cross Wind, J. Fluid Mech. (1963) pp 481-497
- 12) E.R. Norster; Second Report on Jet Penetration and Mixing Studies, Department of Aircraft Propulsion, College of Aeronautics, Report No. PD/JP 2 (1964)
- 13) M.A. Patrick; Experimental Investigation of Mixing and Flow in a Round Turbulent Jet Injected Perpendicularly into a Main Stream, J. Institute of Fuel (1967) pp. 425-432
- 14) 鈴木邦男, 相波哲朗; 高負荷燃焼器の空気孔からの流れについて (I), 航技研資料 TM-116 (昭和42)
- 15) 大塚貞吉, 鈴木邦男; 高負荷燃焼器の研究(第1報), 航技研報告 TR-39 (昭和38)

- 16) S. Corrsin and M.S. Uberoi; Further Experiments on the Flow and Heat Transfer in a Heated Turbulent Air Jet, NACA Rept. 998 (1950)
- 17) 田中栄一; 2 平行二次元噴流の干渉, 第四回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (昭和42)
- 18) F.W. Ruegg and H.J. Klug; Analytical and Experimental Studies with Idealized Gas Turbine Combustors, Natl. Bur. Standards Research Paper 2365 (1952)
- 19) M.S. Uberoi and L.C. Garby; Effect of Density Gradients on an Air Jet, Physics of Fluids (1967) pp. S 200-S 202
- 20) P.T. Wooler, G.H. Burghart and J.T. Gallagher; Pressure Distribution on a Rectangular Wing with a Jet Exhausting Normally into an Airstream, J. Aircraft, Vol. 4, No. 6 (1967) pp. 537-543
- 21) P.E. Hubble; A Numerical Approach to the Estimation of Gas Turbine Combustion Chamber Performance, in Combustion in Advanced Gas Turbine Systems edited by I.E. Smith, Pergamon Press (1967) pp. 229-255.
- 20) 甲藤好郎; 伝熱概論, 養賢堂 (1964) p. 156

TR-224	吹出しをともなう鈍頭物体の衝撃波離脱距離 Shock Stand-off-Distance with Mass Injection	1970年12月	吉 永 崇
TR-225	NAL-35 DT 型ロケットの構造試験 Results of Structural Experiments on NAL-35 DT Rocket Vehicle	1970年11月	ロケット構造研究グループ
TR-226	薄い片持後退角翼の遷音速フラッタ特性におよぼす集中質量の位置の影響について Some Effects of Systematically Varied Location of One Concentrated Mass on Transonic Flutter Characteristics of Sweptback Thin Cantilever Wings	1970年11月	中井 暎一, 森田 甫之 高木 俊朗

航空宇宙技術研究所報告227号

昭和45年12月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)44-9171(代表) 182
印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川 2-27-12
