

平成 15 年度 修士論文

衝突二噴流の干渉と熱伝達に関する研究

Studies of Interaction between Two Impinging Round Jets and Heat transfer

平成 16 年 2 月 6 日提出

指導教官

社河内 敏彦 教授

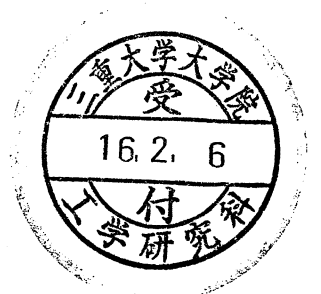
辻本 公一 助教授

三重大学大学院 工学研究科

博士前期課程 機械工学専攻

流動現象学研究室

田邊 剛



衝突二噴流の干渉と熱伝達に関する研究

—目次—

第1章 緒論	1
記号	3
第2章 実験装置および方法	5
2.1 実験装置の概略	5
2.2 衝突噴流の流れ場	6
2.3 実験方法	7
2.3.1 壁面圧力分布の測定	
2.3.2 平均および変動(乱れ強さ)分布の測定	
2.3.3 時間経過に伴う速度変動の解析	
2.3.4 速度場の周波数解析	
2.3.5 流れ場の可視化観察と測定	
2.3.6 加熱平板上の温度分布の測定と <i>Nusselt</i> 数の計算	
2.3.7 ノズル-平板系の運転動力の測定	
第3章 実験結果および考察	22
3.1 ノズル-平板間距離 H/d の影響 (原点-ノズル間距離 $s/d=0.5$ の場合)	22
3.1.1 壁面圧力分布	
3.1.2 壁面近傍の流動諸特性	
(a) 壁面近傍(n 方向)の平均および変動(乱れ強さ)分布	
(b) 各断面における壁面噴流の発達過程	
(c) 壁面噴流における速度分布の相似性	
(d) 各よどみ点における速度場のパワースペクトル密度分布	
(e) 各よどみ点における時間変動特性	
3.1.3 流れ場の可視化 (衝突平板上の流跡線)	
3.1.4 熱伝達特性および運転動力	
(a) <i>Nusselt</i> 数分布 (<i>Reynolds</i> 数一定)	

- (b) 平均 *Nusselt* 数と運転動力 (*Reynolds* 数一定)
- (c) 平均 *Nusselt* 数と運転動力 (運転動力一致)
- (d) *Nusselt* 数と *Reynolds* 数
- (e) 平均 *Nusselt* 数と運転動力 (*Reynolds* 数変化)
- (f) 最適位置 η (*Reynolds* 数変化)
- (g) 局所 *Nusselt* 数と伝熱促進パラメータ ξ の関係 (壁面噴流領域)

3.2 原点-ノズル間距離 s/d の影響 (ノズル-平板間距離 $H/d=0.5$ の場合) 56

3.2.1 壁面圧力分布

3.2.2 壁面近傍の流動諸特性

- (a) 壁面近傍 (r_h 方向) の平均および変動 (乱れ強さ) 分布
- (b) 各断面における壁面噴流の発達過程
- (c) 壁面噴流における速度分布の相似性
- (d) 各よどみ点における速度場のパワースペクトル密度分布
- (e) 各よどみ点における時間変動特性

3.2.3 流れ場の可視化 (衝突平板上の流跡線)

3.2.4 熱伝達特性および運転動力

- (a) *Nusselt* 数分布 (*Reynolds* 数一定)
- (b) 平均 *Nusselt* 数と運転動力 (*Reynolds* 数一定)
- (c) 平均 *Nusselt* 数と運転動力 (運転動力一致)
- (d) *Nusselt* 数と *Reynolds* 数
- (e) 平均 *Nusselt* 数と運転動力 (*Reynolds* 数変化)
- (f) 最適位置 η (*Reynolds* 数変化)
- (g) 局所 *Nusselt* 数と伝熱促進パラメータ ξ の関係 (壁面噴流領域)

第 4 章	結論	89
	謝辞	92
	参考文献	93

第1章 緒論

衝突噴流は、第一によどみ点近傍において優れた熱および物質伝達特性を有することなどから、物体表面の加熱や冷却、乾燥や汚れの除去などに使用されること、第二にそれを駆動する動力が比較的小さく、また流量の微調整が可能であるため、温度の均一化など熱および物質伝達の制御が容易に行えることから工業的に幅広い分野で利用されている。それは、例えば高温のガスタービンブレードや電子機器の冷却、鉄鋼および非鉄金属の焼き鈍し、最近の医療分野での細胞凍結、など多岐にわたる。

これに関する研究は、特に、伝熱特性の改善・向上に関連して数多くみられ、例えば、ノズル-平板間に小物体の円柱を挿入するもの⁽¹¹⁾、同軸環状噴流の外側と内側の速度比や内管外径と外管内径比を変化させたもの⁽¹²⁾⁽¹³⁾、衝突角度を任意に変化させたもの⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、衝突平板に平行に流れるクロスフローの影響を考慮するもの⁽¹⁶⁾、音波により噴流を加振させるもの⁽¹⁷⁾、装置内に回転板を用いて脈動噴流を発生させるもの⁽¹⁸⁾、などの実験的研究あるいは数値シミュレーションがある。

ところで、ノズル-平板間 H/d (d : ノズル直径) がかなり小さくなると、噴流の有効通路断面積が減少しそこを通過する流れが急加速されるため、熱伝達特性が急激に向上することが知られている⁽¹⁾。しかし、同時にノズル-平板系の流動抵抗(運転動力)も急増するため、小さい運転動力で、且つ高い熱伝達特性を実現させることが省エネルギーの観点から切望される⁽²⁹⁾。また、高い熱伝達率の大小は、壁面近傍における速度や乱れ強さをはじめ多くの熱交換に関係する諸因子を含み複雑であるが、最近では壁面近傍の乱流構造と熱伝達特性の相関性を論じるまでに至っている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。しかしながら、未だ一般性のある結果は得られていない。

衝突噴流の研究対象として、単一噴流の場合には円形、矩形、オリフィスおよび縮流ノズルなど各種のノズル形状から噴出する噴流についての、複数噴流の場合にはノズル形状の他にその配列パターンとして格子状あるいは千鳥配列などについてのものがある。特に、鋼板などの大規模な製造プラントでは、それが大きな伝熱面積を有することから、加熱鋼板の冷却においてさまざまな幾何学形状の噴流群が用いられている。噴流群はたとえ円形ノズルからの噴流であっても、その衝突距離やノズル間隔によっては干渉の影響から非円形噴流となる場合があり、それらが熱伝達特性に及ぼす影響など単一噴流にはない複雑な流動および伝熱形態となる。

衝突噴流群に関する研究は、二次元および三次元円形格子状または千鳥配列噴流について、衝突距離やノズル間隔を変化させたもの⁽³⁾⁽⁴⁾、拘束の影響⁽⁵⁾や axes switching 現象を利用した楕円形二噴流⁽⁶⁾などに関する研究があるが、いずれもノズル-平板間距離が比較的大きく、至近

距離衝突噴流に関する研究はほとんどみられない。さらに現在までの実験結果から、工業的配慮を強く意識した熱伝達特性の解明が進んでおり、ノズルの最適な間隔や配置が提案されている⁽⁷⁾。

本研究では、格子状または千鳥状に配置された衝突噴流群における噴流同士の干渉の問題を詳細に検討するため、その基礎として特に熱伝達特性に大きな影響を及ぼすポテンシャルコア内(衝突距離が非常に小さい場合)で円形二噴流が平板壁に垂直に衝突する場合に着目し、ノズル出口と平板間での高い熱伝達特性と、衝突噴流から壁面噴流の遷移領域内での二噴流の衝突、相互干渉を明らかにするため、流動・熱伝達特性に及ぼすノズル-平板間距離 H/d 、原点(平板上での二噴流の衝突点)-ノズル間距離 s/d の影響を実験的に解析した。

その結果、同一レイノルズ数 Re_d で $H/d(s/d)$ が小さい場合、二噴流の中心軸上原点-ノズル中心間 $\overline{Nu_{0,c}}$ は単一噴流のそれに比し向上し運転動力 $W[W]$ は減少する、など興味深い新たな知見が得られた。

記 号

A	: メインヒータ加熱面領域, m^2
C_p	: 圧力係数 $\{=2(P_s-P_a)/(\rho u_m^2)\}$
d	: ノズル直径, m
f_a	: 卓越周波数, Hz
h	: 局所熱伝達率, $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
H	: ノズル-平板間距離, m
I	: ステンレス箔に流れる電流, A
l	: 縦の長さ, m
L_n	: ノズル直管部長さ, m
Nu	: 局所 <i>Nusselt</i> 数 ($=hd/\lambda_a$)
\overline{Nu}	: 平均 <i>Nusselt</i> 数
$\overline{Nu_{o,c}}$: 原点-ノズル中心間平均 <i>Nusselt</i> 数
O	: 座標原点
P	: 圧力, Pa
q	: 単位面積当たりの熱量, W/m^2
Q	: 流量 ($=\pi d^2 u_m/4$) または熱量, m^3/s , W
r	: ノズル半径方向距離, m
R	: ステンレス箔の電気抵抗, Ω
Re	: <i>Reynolds</i> 数 ($=u_m d/\nu$)
s	: 原点-ノズル間距離, m
S	: ステンレス箔断面積, m^2
t	: 厚さまたは時間, m , s
T	: 温度, K
u	: 時間平均速度, m/s
u'	: 乱れ強さ (r.m.s 値), m/s
u_m	: ノズル出口平均流速, m/s
u_{\max}	: 最大流速, m/s
V	: ステンレス箔両端の電圧, V

w	: 横の長さ, m
W	: (単一ノズル) 運転動力 $\{=\pi d^2 u_m \{ (P_s - P_i) + 1/2 \rho u_m^2 \} / 4\}$, W
z	: 衝突平板法線方向距離, m
$z_{0.5}$: 半値幅, m

ギリシャ文字

ε	: ステンレス箔の放射率 (≈ 0.11)
δ	: 噴流幅, m
λ	: 局所熱伝導率, W/(m \cdot K)
ν	: 動粘性係数, m ² /s
ρ	: 密度または電気抵抗率, kg/m ³ , $\Omega \cdot m$
σ	: <i>Stefan-Boltzmann</i> 定数 ($\approx 5.671 \times 10^{-8}$), W/(m ² \cdot K ⁴)

下付添字

a	: 空気またはアクリル
b	: ベークライト板
c	: ノズル中心(第一のよどみ点)
cd	: 熱伝導
h	: 水平方向
H	: 熱線プローブ
n	: ノズル
o	: 原点(水平方向における第二のよどみ点)
R	: 熱放射
s	: ステンレス箔, 静圧力または単一噴流
t	: 熱伝達または二噴流
u	: 主流, 対流
v	: 垂直方向

上付添字

'	: 変動値
+	: 正
-	: 負

第2章 実験装置および方法

2.1 実験装置の概略

図 2.1.1 に、実験装置の概略図を示す。エアフィルタ①を経て、送風機②によって加圧された空気は、冷却器④でその温度を大気温度とほぼ等しくされる。その際、空気の流量はバルブ③により調節され、絞り流量計⑤を経てそれぞれ二本の円形ノズル⑨から同一流量で衝突加熱平板⑩に噴出される。壁面圧力上の分布とノズル-平板系の運転動力を求めるのに必要なノズル内の静圧力の測定には、水柱または水銀柱マノメータ⑦および Goettingen マノメータ(エチルアルコール使用)⑧を用いた。流れ場の平均速度および変動(乱れ強さ)の測定は、シングル(I型熱線)プローブ⑫、定温度型熱線流速計⑬を用い、A/D 変換器および計算機⑮を使ってサンプリングされたデータを処理した。熱線流速計の検出には、ピトー管⑪を用いた。さらにそのとき得られる定温度型熱線流速計からの出力データを、FFT アナライザ⑭を使って、時間変動およびパワースペクトル密度分布を得た。また平板の加熱は、ベークライト板上に接着されたステンレス箔に直接通電することにより行われ、抵抗器⑰およびスライドトランス⑱から出力電圧は調節された。加熱平板上の表面温度分布は、平板上のステンレス箔裏面にはんだ付けされた多数の銅-コンスタンタン熱電対 Cu-Co ⑲とデータ集録装置⑳を用い、主流と表面の温度差で熱流束を徐すことで熱伝達率を算出した。

図 2.1.2 に、座標系およびノズルの詳細を示す。座標系は、ノズルを平行に配置しそれぞれのノズル中心軸を水平方向に結んだ中点を原点 O とし、衝突平板に対して半径方向座標を r 、水平方向座標を r_h 、ノズル中心から水平方向座標を r_h 、半径垂直座標を r_v 、衝突平板上向き方向座標を z とした。 r_h 方向における原点を r_o 、ノズル中心位置を r_c 、 r_c を中心として二噴流間と対称な位置 $2(r_c - r_o)^+$ を r_o^+ 、またノズル-平板間距離を H/d 、原点-ノズル間距離を s/d とし、ノズルを衝突加熱平板上から上下左右(垂直かつ水平)にスライドさせることで必要な距離は調節された。

ノズルは、二本ともに同一の形状を有しており、ノズル直径 $d=10[\text{mm}] (= \text{const.})$ 、ノズル壁厚さ $t_n=1[\text{mm}] (= \text{const.})$ の円形ノズルである。

以後に示す実験結果は、 d およびノズル出口平均流速 u_m に基づくノズル *Reynolds* 数は、特に断らない限り $Re_d = u_m d / \nu_a = 2.3 \times 10^4 = (\text{const.})$ で、 $H/d=0.1 \sim 4.0$ 、 $s/d=0.3 \sim 3.0$ のものである。また、ノズル直管部の長さは $L_n/d=50$ で、噴流は十分発達した速度分布をもって噴出される。衝突平板(図 2.2 および 2.3、参照)の大きさは、 d 、 H/d および s/d を考慮した上で、流れが平板寸法 ($L_n[\text{mm}] \times w_n[\text{mm}] : 250 \times 250$) の影響を受けないものを用いた。

2.2 衝突噴流の流れ場

一般に(単一)自由衝突噴流は、図 2.2.2 に示すように自由噴流領域、衝突噴流領域および壁面噴流領域の 3 つの領域に大別される。

図 2.2.1(a)に、乱流自由噴流のフローモデルを示す。自由噴流領域は、主にポテンシャルコア領域(初期領域)、過渡領域、および完全発達領域に分類される。ポテンシャルコア領域は、初期領域において噴流と周囲流体との速度差により強いせん断力を受けながら流れ、乱れが浸透してゆく領域であって、そこでは中心線流速が減衰しないくさび型の領域が存在する。その長さは、Livingood and Hrycak(1973)⁽¹⁾によれば $6 \sim 7d$ の範囲に存在する。過渡領域において、せん断面におけるヘルム-ホルツ不安定性により半径方向に横渦が形成され、それが線形的に発達し、乱流による混合が盛んに行われる。また、この領域から周囲流体が巻き込まれ流量は増加するが、一方で運動量が保存されるため中心線流速は減衰し、速度分布はガウス分布形となる。さらに下流の完全発達領域では、その横渦が合体し相互干渉を起こすため縦渦の形成から秩序的な渦構造(リブ構造)が形成され非線形的に発達する。完全に発達した速度分布は、相似形となる[図 2.2.1(b),(c)]。

図 2.2.2 に、単一衝突噴流のフローモデルを示す。一般に単一衝突噴流は、自由噴流領域、衝突噴流領域および壁面噴流領域に分類される。自由噴流領域において、図 2.2.1 に示すような流れ場を形成し、衝突領域でのノズル直下壁面近傍で速度が減衰する。また初期領域外で平板に衝突する($4 \leq H/d$)場合、噴流の壁面への到達速度が小さいためよどみ点でのみ極大値を得る。初期領域内で衝突する($0.5 < H/d < 4$)場合には、よどみ点で第一の極大値(最大値)を、(r 方向の)ノズル外壁付近では層流から乱流への遷移により第二の極大値を得る。また、衝突後の噴流は壁面上を沿って流れるため、図 2.2.2(a)に示す壁面圧力分布となる。分布はよどみ点を最大値とし、下流にいくにつれ噴流が加速されるため圧力は大気圧へと回復する。その後、図 2.2.2(b)の一般的な壁面噴流と同様な境界層を形成する。

さらに、図 2.2.3 のように至近距離で衝突する($H/d \leq 0.5$)場合には、ノズル出口近傍での噴流の有効通路断面積が減少しそこを通過する流れが急加速され、さらに縮流が生じる。そのため熱伝達特性は、ノズル外壁でよどみ点よりも大きな第二の極大値(最大値)を得る。

図 2.2.4 に、円形衝突二噴流の流れ場を示す。主に領域は自由噴流領域、衝突噴流領域、壁面噴流および干渉領域の 4 つに分類される。さらに干渉領域は、噴流同士が衝突するまでの合流領域と、その後三次元的な渦を形成しながら拡散する混合領域に分類される。混合領域での流れ場は、 r , z 方向に大きく延び十字形状となる。

実験は、図 2.2.5 に示すように、特に熱伝達特性に大きな影響を及ぼすポテンシャルコア内(H/d が非常に小さい場合)で円形二噴流が平板壁に垂直に衝突する場合について、縮流に起因

する高い熱伝達特性と、衝突噴流から壁面噴流への遷移領域内での二噴流の衝突、相互干渉特性を明らかにすることを目的とした。その際、特に H/d と s/d が流動および熱伝達特性に与える影響を実験的に解析した。

図 2.2.6 に、レーザーライトシート法による r_h - z 断面の可視化写真を示す。なお可視化方法は、作動流体に水噴流を用い染料タンクに蓄えられた水溶性、蛍光性を持つ染料[フルオレセインナトリウム ($C_{20}H_{10}O_5Na_2$)]をノズル(1 本分)の上流側に設けた 4 つの投入口より注入した。レーザーライトシート (Spectra-Physics 2017-04S, Argon Laser, Light Sheet Optics Dantec) を測定部のノズル中心軸上の r_h - z 断面に平行な任意の断面にシート状に入射し、デジタルビデオカメラ (Sony 製, DCR-TRV9, 68 万画素) を用いて、撮影、記録を行った。またノズル-平板間の衝突および干渉流域の流動構造を鮮明に捉えるためにデジタルビデオカメラのシャッタースピードは 1/60 に設定し、明るさは画像や染料の様子などをその都度考慮しながら調節した。 $Reynolds$ 数の設定は、以下に示すような方法で行い、まず次式からノズル出口平均流速 u_m を求めた。

$$u_m = \frac{Rev}{d} \quad (2.1)$$

このとき、水の動粘性係数 ν_w は、水槽内に設置した温度計より算出した。そして流量計でノズル出口流量 Q を調節するために次式よりそれを求めた。

$$Q = \frac{\pi}{4} d^2 u_m \quad (2.2)$$

(a)に示すように、二噴流の中心 $r_h=r_c$ から、 r_h^+ 方向に非干渉流域、 r_h 方向に干渉領域、その下流(z^+ 方向)の混合領域に分類される。また、 H/d が小さくなるにつれ、ノズルと平板間における噴流の有効通路面積が減少し、非干渉領域ではノズルからの噴流は平板に斜めに沿って流れ縮流が生じる。一方、干渉領域では二噴流の衝突の結果、縮流が小さくなり有効通路面積が大きくなる。その下流(z^+ 方向)では、噴流とノズル外壁との間で周期的に不規則な渦が形成され二噴流が混合する。二噴流の中心 $r_h=r_c=0$ では、噴流が不規則に振動する様子が肉眼で捉えられた。

2.3 実験方法

本研究では、上記の事項を明らかにするため、壁面圧力分布、平均および変動(乱れ強さ)分布、時間経過に伴う速度変動の解析、速度場の周波数解析、流れ場の可視化観察、加熱平板上の温度分布($Nusselt$ 数の計算)、およびノズル-平板系の運転動力について検討した。

以下に、これらの詳細を示す。

2.3.1 壁面圧力分布の測定

図 2.3.1 (a) に、壁面圧力分布の平板の詳細を示す。アクリル製平板は、圧力孔(直径 : 0.8[mm])を原点 O に 1[個] , そこから 2[mm] 間隔で r_h 方向に 40[個] , r_v 方向に 22[個] (内 7[個] は対称性のチェック用) 設けた。圧力は、マノメータ⑦⑧(図 2.1, 参照)を用いて測定し、そこでの壁面圧力 $P_{h(v)}$ [Pa] と大気圧 P_a [Pa] との圧力差 ($=P_{h(v)}-P_a$ [Pa]) とノズル出口における流体の動圧 ($=\rho_a u_m^2/2$ [Pa]) との関係から圧力係数 C_p を求めた。

$$C_p = \frac{2\{P_{h(v)} - P_a\}}{\rho_a u_m^2} \quad (2.3)$$

2.3.2 平均および変動(乱れ強さ)分布の測定

噴流の平均 u [m/s] および変動(乱れ強さ) u' [m/s] (r.m.s 値) 分布の測定には、図 2.1 の定温度型熱線流速計⑬ (KANOMAX 製, MODEL-1010 CTA ANEMOMETER, MODEL-1013 LINEARRIZER, MODEL-1015 RMS VOLTMETER, MODEL-1008 DC VOLTMETER) に接続されたシングルプローブ⑭ (タングステン線, センサ長さ l_h [mm] \times w_h [μ m] : 0.8, 5) を用いた。図 2.1 に示すように、シングルプローブの先端を衝突平板裏面より挿入した後に、平板表面上でセンサ部分を取り付けた。任意の測定位置への移動は、プローブおよび衝突平板を支持するトラバース装置により行われ、 r_h および z 方向に移動させることでそれらの位置での速度を測定した。また、図 2.1.1 に示すように、センサ部分を取り付けたプローブをプローブサポート (KANOMAX 製, 0103) およびトラバース装置に固定し、 r_h , r_v および z 方向に移動させることでそれらの位置での速度を測定した。なお、プローブの出力電圧 [V] と流速 [m/s] の関係を求めるため、検定用風洞、標準ピトー管⑮(図 2.1.1, 参照)を用いて、3つの基準となる流量からプローブの出力電圧と流速を求め、それらを最小自乗法により検定直線を求めた。

定温度型熱線流速計からの出力電圧データは、A/D 変換器⑯を用いて 12[bit] のデジタルデータに変換され、平均および変動(乱れ強さ)を計算機⑰の演算処理から、4[sec] に 15,000 個のサンプリングデータを平均化(時間平均値)し図形出力した。

2.3.3 時間経過に伴う速度変動の解析

前節 2.2.2 で述べた噴流の u および u' の算出から、時間経過に伴う噴流現象のさらに詳細な解析を行うために、定温度型熱線流速計からの出力電圧データを FFT アナライザ(小野測器製, CF-360Z)に取り込み、ある一定の時間間隔での連続的な電圧信号による時間軸波形を出力し、その波形の瞬時の値を A/D 変換器を用いて 16[bit] のデジタルデータ(瞬時速度)に変換し図形出力した。

本研究での時間間隔(解析データ長さ)は 20[msec]とし、そのときのサンプリング数は 1,024 個である。またこれらのデータを平均化することでも、前節 2.2.2 に u および u' を得た。

2.3.4 速度場の周波数解析

噴流に含まれる周期的速度変動成分の解析は、2.2.3 節の時間軸波形の出力と同様に定温度型熱線流速計からの出力電圧データを FFT アナライザに取り込み、その時間軸波形を次式に示すフーリエ変換をすることによって周波数軸波形を求めることができる。

$$X(f) = \int_0^{\infty} x(t)e^{-j2\pi ft} dt \quad (2.4)$$

周波数軸波形に変換された出力データは、64 回の加算平均化処理後パワースペクトル密度分布として図形出力した。なおこの加算平均化処理は、解析する信号に加えて不要な信号が混入することを考慮したフィルタ処理後の値を示している。本研究での周期的速度変動成分の解析における周波数レンジおよびその分解能は、それぞれ 20[kHz]、50[Hz]である。

2.3.5 流れ場の可視化観察と測定

本研究では、平板上の流れ場の干渉域および干渉の強弱を知るものとして油膜法による流れの可視化・観察を行った。これは、ある粘度の油に微粉末を混ぜた混合液を測定表面に塗布し、そこへ気流を吹き付けることによって生じる流跡線を可視化するものである。本研究では Re_d が比較的大きく油に比重約 0.85 の軽油(135[cm³])、油に混入する微粉末に白色顔料で対照性に優れている二酸化チタニウム TiO₂(100[g])、続いて混合時に粉末が塊になるため周囲の水分を分散させる分散材にオレイン酸(2[cm³])を添加し混合液とした。これを流動測定と同様のアクリル製平板[図 2.3 (b), 参照]に薄く均一に塗布し、定常状態に至った流れ場の様子をデジタルカメラにより撮影、その後計算機⑮(図 2.1, 参照)に静止画として取り込んだ。

衝突平板の大きさは、 d 、 H/d および s/d に対して流れ場がその影響を受けないことが確認された。また混合液の割合は基本的には上記の通りであるが、大きな H/d や s/d の場合には適宜な調節で噴流の詳細な流跡線を得るのに最適な撮影状態を実現し、流れ場に与える影響を最小限に抑えた。

2.3.6 加熱平板上の温度分布の測定と Nusselt 数の計算

衝突加熱平面に対する熱伝達特性を明らかにするため、一定熱流束(q_s [W/m²]=950)を与えた加熱平板に大気温度とほぼ等しい噴流(温度差： $T_s - T_a$ [K] ≤ 0.1)が垂直に衝突する場合で、壁面温度分布の測定および Nusselt 数分布を算出した。

図 2.3.1(b)に、加熱平板の詳細を示す。加熱平板は、断熱性の高いベークライト板 ($l_b[\text{mm}] \times w_b[\text{mm}] \times t_b[\text{mm}] : 250 \times 250 \times 20$) の上にステンレス箔が接着してある。ステンレス箔はメインヒータ ($l_s[\text{mm}] \times w_s[\text{mm}] \times t_s[\mu\text{m}] : 220 \times 110 \times 30$) とそれを平行に挟むように 2 枚のダミーヒータ ($l_d[\text{mm}] \times w_d[\text{mm}] \times t_d[\mu\text{m}] : 220 \times 55 \times 30$) からなる。これらのステンレス箔の通電は、3 台のスライドトランスを、3 枚のヒータそれぞれの両端にある電極に直列に接続し行われ、ボリュームを可変することにより電流 (供給熱量 $Q_s[\text{W}]$) を調節した。また、メインヒータと両側のダミーヒータが同温度になるように調節し、 r 方向 (測定用熱電対の並びに対して平面直角方向) 成分の熱伝導による熱量の輸送がないものとした。

加熱平板上の温度分布の測定は、測定用熱電対として Cu-Co 熱電対 (直径 : $0.32[\text{mm}]$) を使用し、 r 方向の 30 箇所においてステンレス箔裏面に取り付けたものを温接点、氷点 (0°C) を零接点とし、実験開始から流れ場および温度場が定常状態 (2 時間) に達した後で行った。熱電対の起電力と温度の関係は、JIS-C1602-1981 に準拠した $0.1[^\circ\text{C}]$ の分解能を持つデータ集録装置内部のデジタル演算補正に基づく直線化により求めた。また O から r 方向 (熱電対方向) 4, 24, 60[mm] の 3 箇所の測定用熱電対の下方 4[mm] の位置に補正用熱電対を埋め込み、加熱平板下方向の熱伝導量 $Q_{cd}[\text{W}]$ を算出して供給熱量を補正した。また r 方向の対称性およびダミーヒータの温度確認のために、チェック用熱電対も取り付けた。以下に、供給熱量の計算とその補正、局所 *Nusselt* 数と平均 *Nusselt* 数の計算について述べる。

(a) 供給熱量の計算とその補正

メインヒータへの供給熱量 $Q_s[\text{W}]$ は、ステンレス箔に流れる電流 $I[\text{A}]$ とその両端にかかる電圧 $V[\text{V}]$ との積で求めることができる。

$$Q_s = IV \quad (\text{Joule の法則}) \quad (2.5)$$

ここで、 $I [\text{A}]$: ステンレス箔に流れる電流
 $V [\text{V}]$: ステンレス箔両端の電圧

しかし、この式から求めた $Q_s[\text{W}]$ は、ステンレス箔の抵抗 $R[\Omega]$ がコネクタ等の接続部の抵抗に対して極めて小さいので、 $V[\text{V}]$ を正確に測定することが困難であり、 $Q_s[\text{W}]$ の値にかなり大きな誤差を含むものと考えられる。

そこで本研究では、 $Q_s[\text{W}]$ を次式で求めた。

$$Q_s = I^2 R \quad (\text{Joule の法則}) \quad (2.6)$$

ここで、 $R [\Omega]$: ステンレス箔の抵抗

ここで $R[\Omega]$ は、ステンレス箔の温度 $\bar{T}_s[^\circ\text{C}]$ により異なるため、まずステンレス箔の電気抵

抗率 $\rho_s [\Omega \cdot m]$ を次式で求めた.

$$\rho_s = 0.5658 \times 10^{-9} \bar{T}_s + 0.86654 \times 10^{-6} \quad (2.7)$$

なおこのときの $\bar{T}_s [^\circ C]$ は, 測定用熱電対の測定値の全てを算術平均したものである. 次に, $R [\Omega]$ を次式で求めた.

$$R = \rho_s \frac{l_s}{S} \quad (2.8)$$

ここで, $l_s [m]$: ステンレス箔の長さ, 0.22

$S [m^2]$: ステンレス箔の断面積, $w_s [mm] \times t_s [\mu m]$: 110×30

しかし, 全熱量 $Q_s [W]$ が流体による対流熱伝達として熱輸送されるのではなく, 熱伝導によってベークライト板内部へ, さらに熱放射によって外部へも熱輸送される. またベークライト板内部から静止流体中へは, ベークライト板に断熱材グラスウールを密着されることにより熱輸送はほとんどないを考える. そこで本研究では, これらの熱伝導, 熱放射による熱損失を $Q_c [W]$ からあらかじめ差し引いて, 正味の熱伝達量を算出し *Nusselt* 数を求めた.

まず熱伝導による熱損失 $Q_{cd} [W]$ は, 既出のダミーヒータによって r 方向成分における熱輸送はないものとし, 板厚方向 (z 方向) のみを考慮した. $Q_{cd} [W]$ は壁面温度を $T_1 [K]$, 補正用熱電対の測定値を $T_2 [K]$ とすると, *Fourier* の法則より次式で求められる.

$$Q_{cd} = -\lambda_b A \frac{\partial T}{\partial x} \doteq \lambda_b A \frac{T_1 - T_2}{y_{12}} \quad (2.9)$$

ここで, $\lambda_b [W/m \cdot K]$: ベークライトの熱伝導率, 0.2

$A [m^2]$: メインヒータ加熱面領域, $l_s [mm] \times w_s [mm]$: 220×110

$y_{12} [m]$: T_1 と T_2 の間隔, 4×10^{-3}

なお T_1 と T_2 は, r 方向 4, 24, 60 [mm] の 3 箇所の表面およびベークライト板内部温度を算術平均したものである.

次に熱放射による熱損失 $Q_R [W]$ は, *Stefan-Boltzmann* の法則より次式で求められる.

$$Q_R = \varepsilon \sigma A (\bar{T}_s^4 - T_s^4) F \quad (2.10)$$

ここで, $\varepsilon [-]$: ステンレス箔の放射率, 0.11

$\sigma [W/m^2 \cdot K^4]$: *Stefan-Boltzmann* 定数, 5.671×10^{-8}

$T_s [K]$: 室温

$F [-]$: 形態係数, 1

これらの熱伝導, 熱放射による熱損失は, 両者合計で供給熱量の 2% 以内であった.

以上のことを考慮して, 補正された正味の供給熱量 $Q_i [W]$ は次式で求められる.

$$Q_i = Q_s - Q_{cd} - Q_R \quad (2.11)$$

(b) 局所 *Nusselt* 数と平均 *Nusselt* 数の計算

局所 *Nusselt* 数の計算は、まず正味の供給熱量 Q_t [W] から *Newton* の冷却法則より求められる。

$$Q_t = hA(T_s - T_a) \quad (2.12)$$

ここで、 h [W/m²・K] : 局所熱伝達率

T_s [K] : ステンレス箔表面温度

T_a [K] : 主流温度

そしてこの局所熱伝達率 h [W/m²・K] を用いて、局所 *Nusselt* 数は次の定義式で求められる。

$$Nu = \frac{hd}{\lambda_a} = \frac{\{Q_t/A(T - T_a)\}d}{\lambda_a} \quad (2.13)$$

ここで、 d [m] : ノズル直径

λ_a [W/m・K] : 流体(空気)の熱伝導率

平均 *Nusselt* 数の計算は、分布が軸対称形ではないため r_h 方向のみ平均化した。これを次式で平均 *Nusselt* 数として定義する。

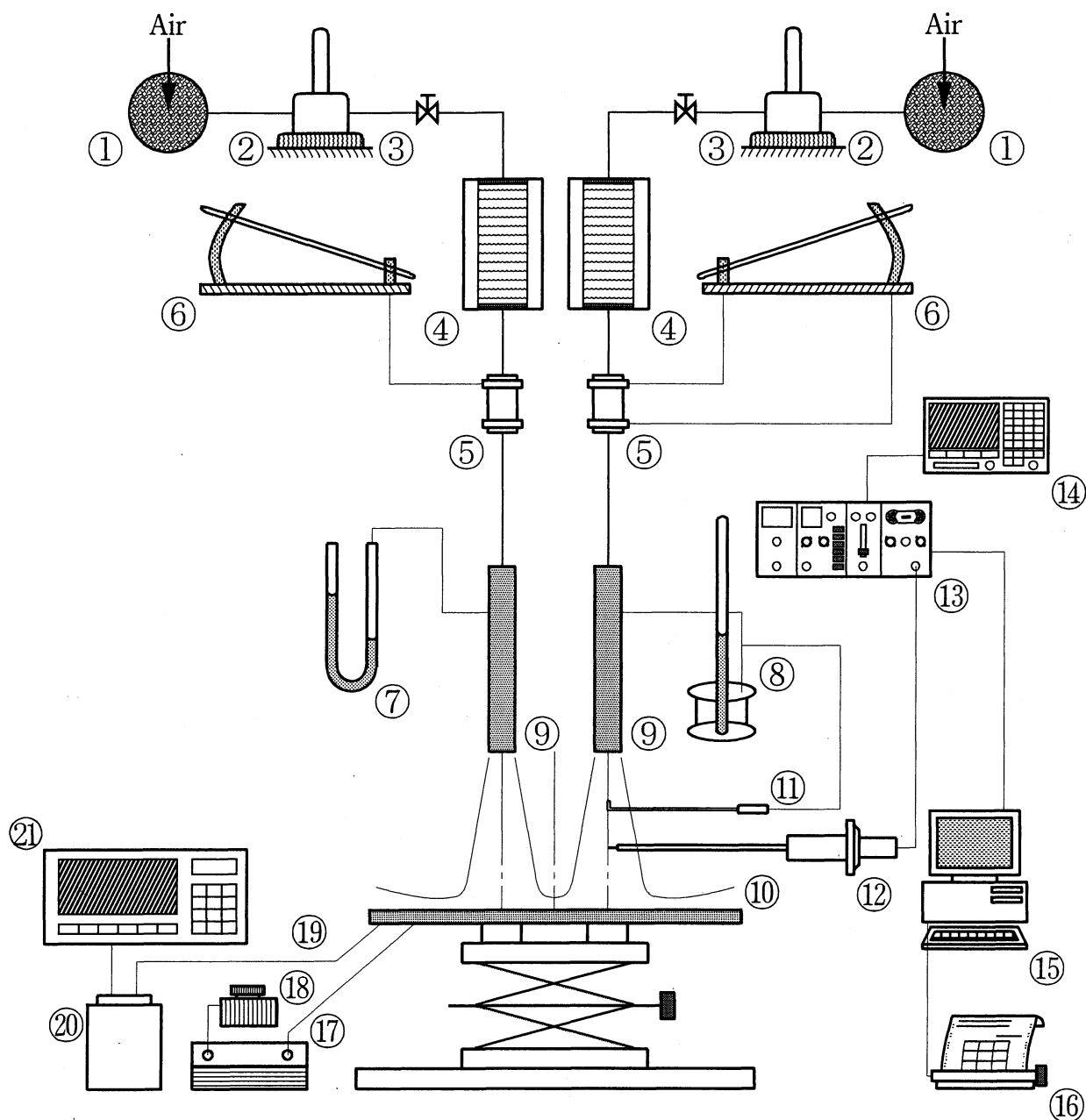
$$\overline{Nu}_h = \frac{1}{r_h} \int_0^{r_h} Nu dr \quad (2.14)$$

2.3.7 ノズル-平板系の運転動力の測定

ノズル-平板系の運転動力 W [W] を求めるために、ノズル出口より上流 $15d$ の管壁上に静圧孔(直径: 0.8 [mm])を設け、そこでの静圧 P_s [Pa] と大気圧 P_a [Pa] との圧力差 $(P_s - P_a)$ [Pa] および流体の動圧 $(=\rho_a u_m^2/2)$ [Pa] を加算した流体エネルギーと、流量 Q [m³/s] $(=\pi d^2 u_m/4)$ との積で次式として求められる。

$$W = \frac{\pi}{4} d^2 u_m \{ (P_s - P_a) + \rho_a u_m^2/2 \} \quad (2.15)$$

なお、必要な運転動力の設定は、静圧が流体の速度に依存するため、流量を随時調節しながら圧力差を測定して行った。



- | | | |
|----------------------|-----------------------------|---------------------------|
| ① Air filter | ⑧ Goettingen type manometer | ⑮ A/D converter, Computer |
| ② Blower | ⑨ Nozzle | ⑯ Printer |
| ③ Valve | ⑩ Impingement plate | ⑰ Resistor |
| ④ Air conditioner | ⑪ Pitot tube | ⑱ Slide transducer |
| ⑤ Flow meter | ⑫ Hot wire probe (I type) | ⑲ Cu-Co thermocouples |
| ⑥ Inclined manometer | ⑬ Hot wire anemometer | ⑳ Cold junction |
| ⑦ U-tube manometer | ⑭ FFT analyzer | ㉑ Printer |

Fig.2.1.1 Experimental apparatus

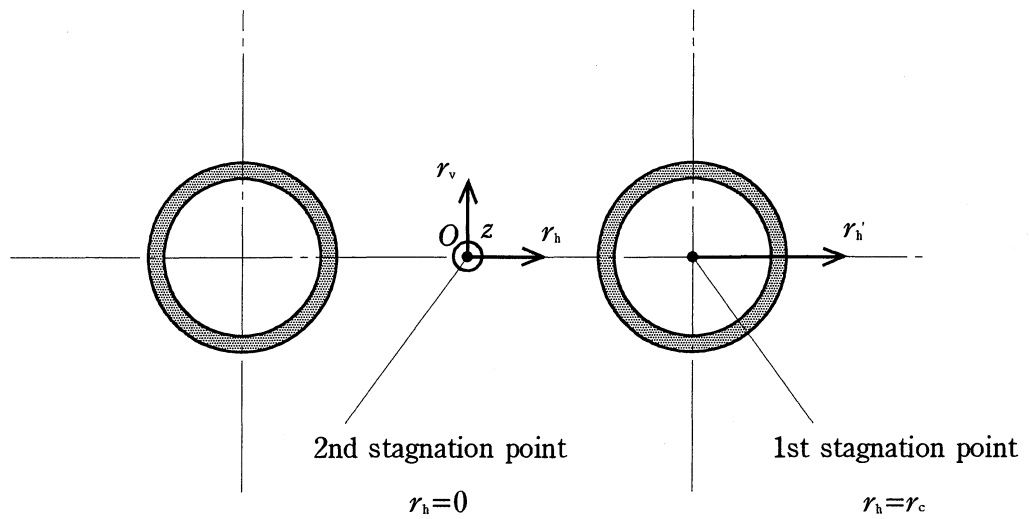
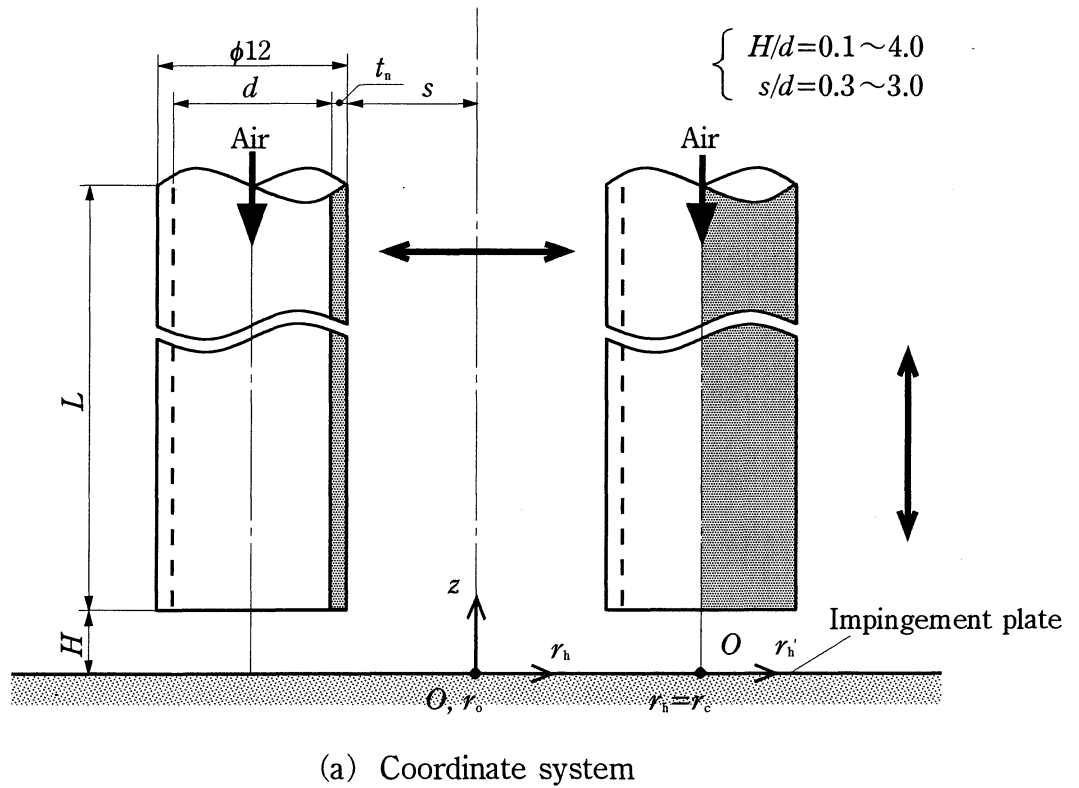
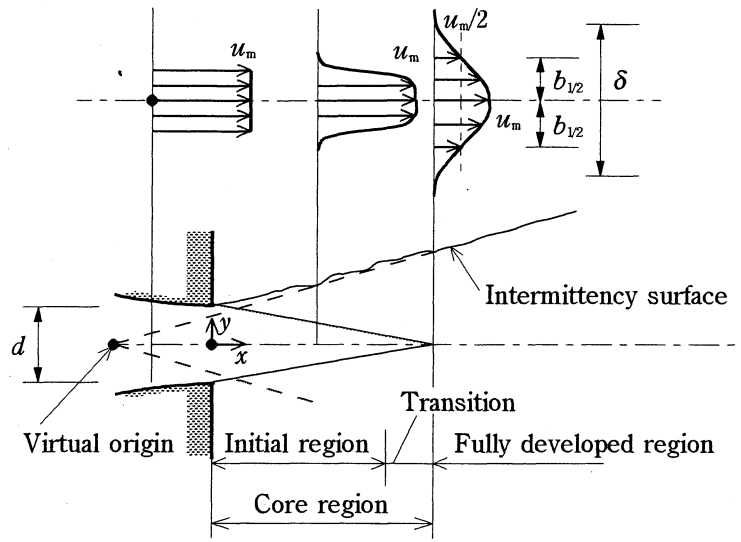
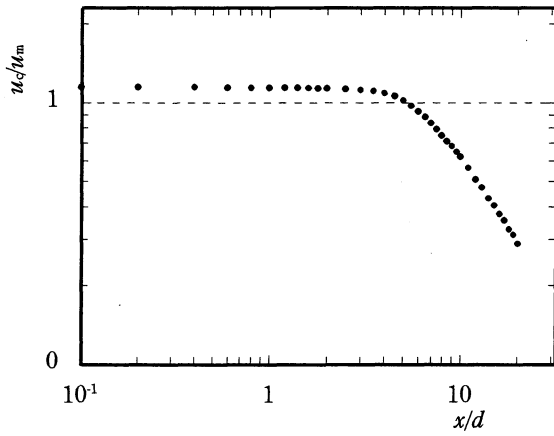


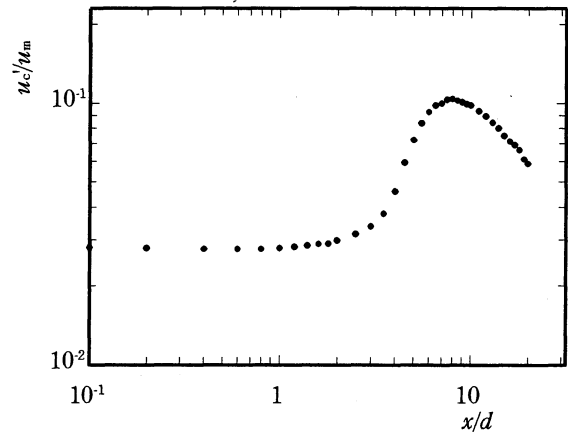
Fig.2.1.2 Coordinate system and details of circular nozzle



(a) Flow model

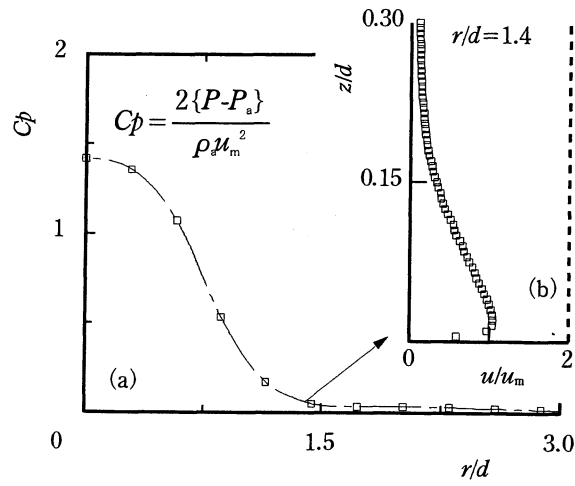


(b) Velocity on center line
($Re_d = 2.3 \times 10^4$)



(c) Turbulence intensity on center line
($Re_d = 2.3 \times 10^4$)

Fig.2.2.1 Submerged turbulent free jet



(a) Pressure distribution
(b) Velocity distribution
($Re_d = 2.3 \times 10^4$, $H/d = 0.5$)

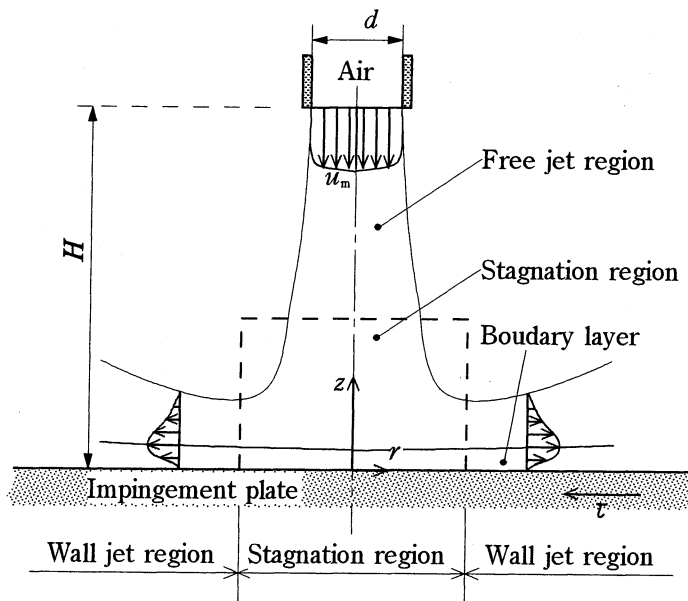
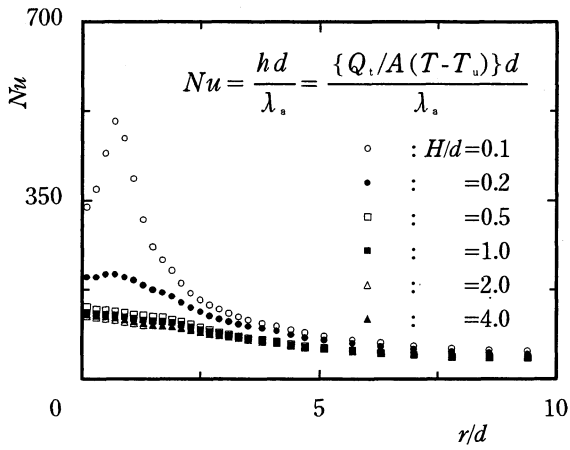
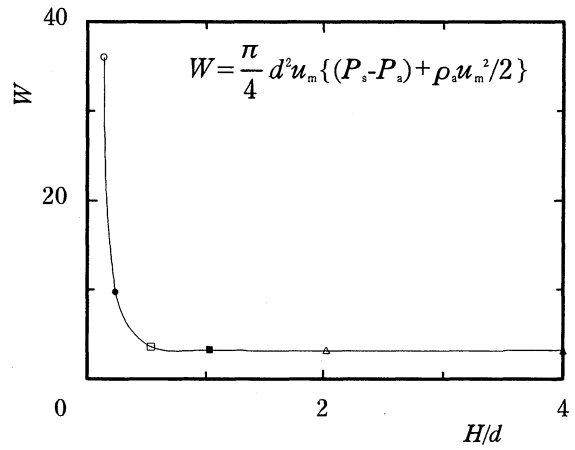


Fig.2.2.2 Flow pattern of impinging jet



(a) Heat transfer characteristics
($Re_d = 2.3 \times 10^4$)



(b) Operating power
($Re_d = 2.3 \times 10^4$)

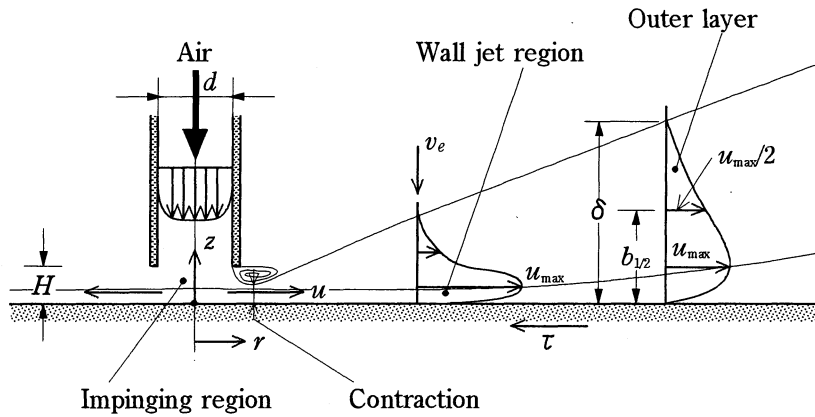


Fig.2.2.3 Impinging jet ($H/d \leq 0.5$)

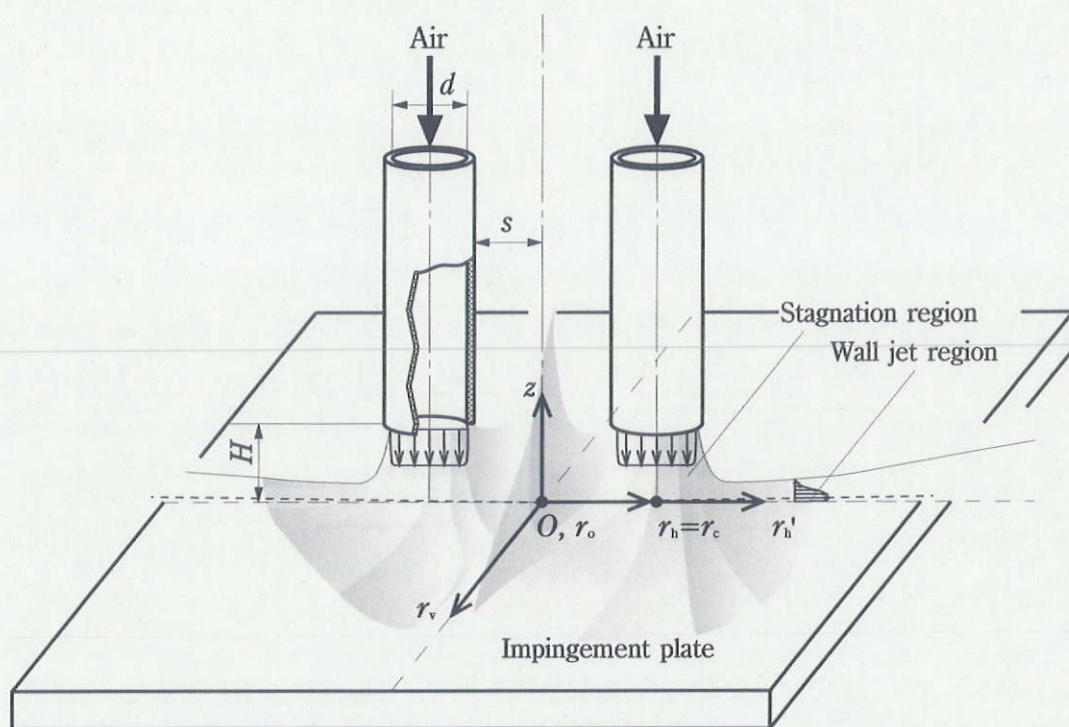


Fig.2.2.4 Flow pattern of two round impinging jets

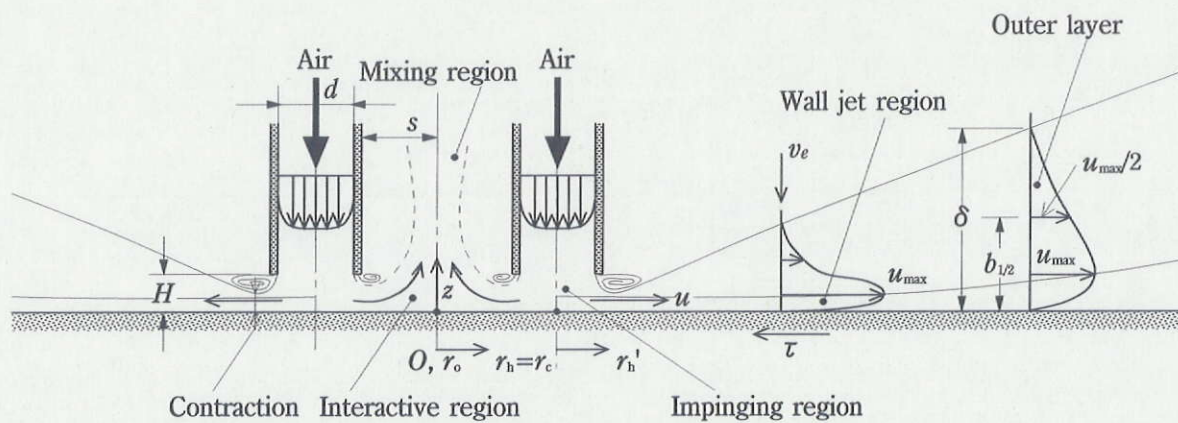


Fig.2.2.5 Flow pattern of two round impinging jets with low nozzle to plate spacing

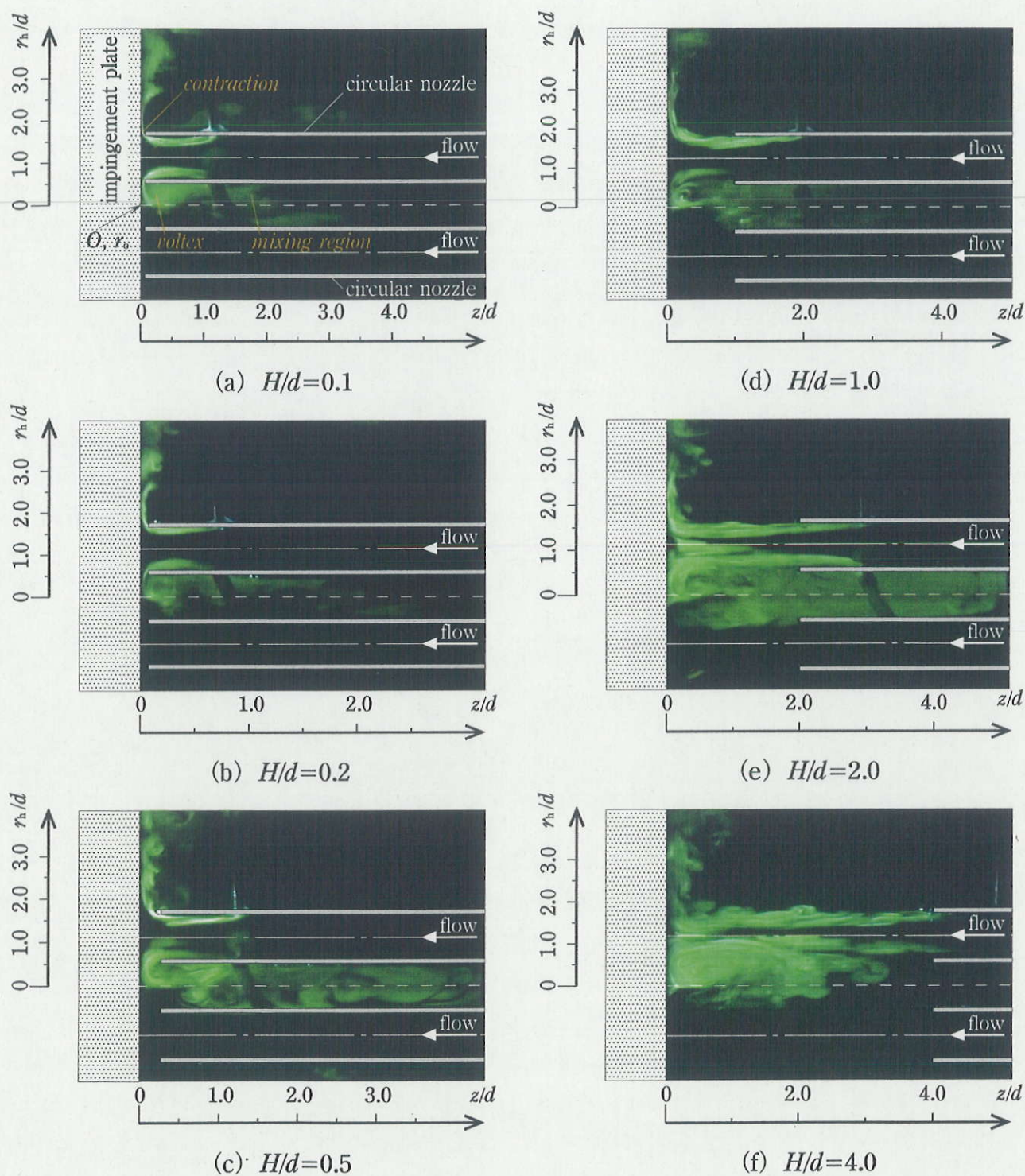
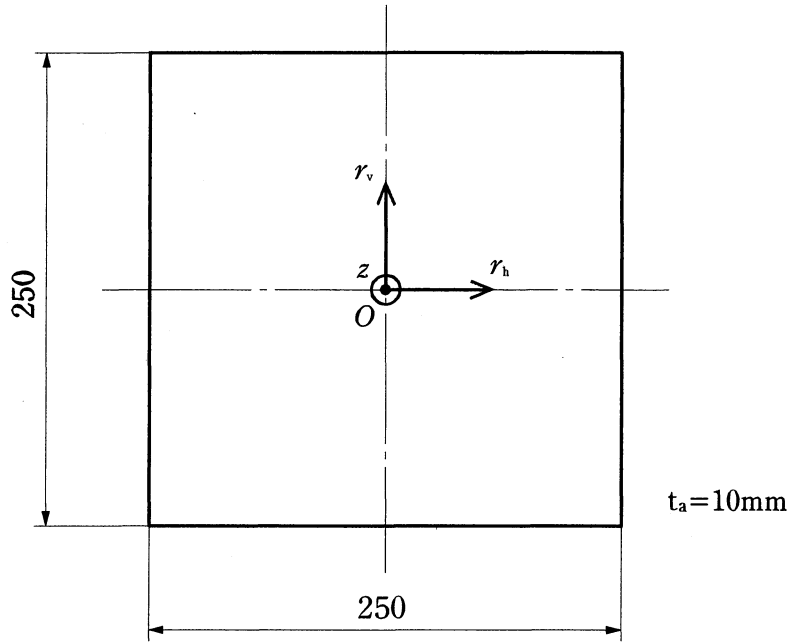
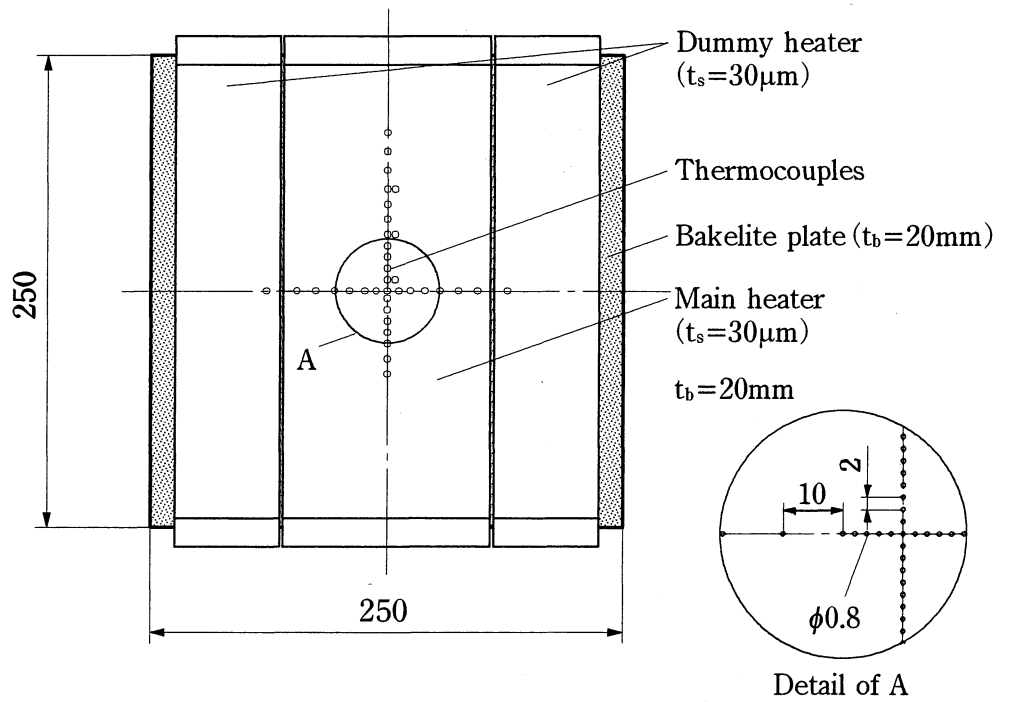


Fig.2.2.6 Flow pattern of two impinging round jets ($Re_s=0.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$)

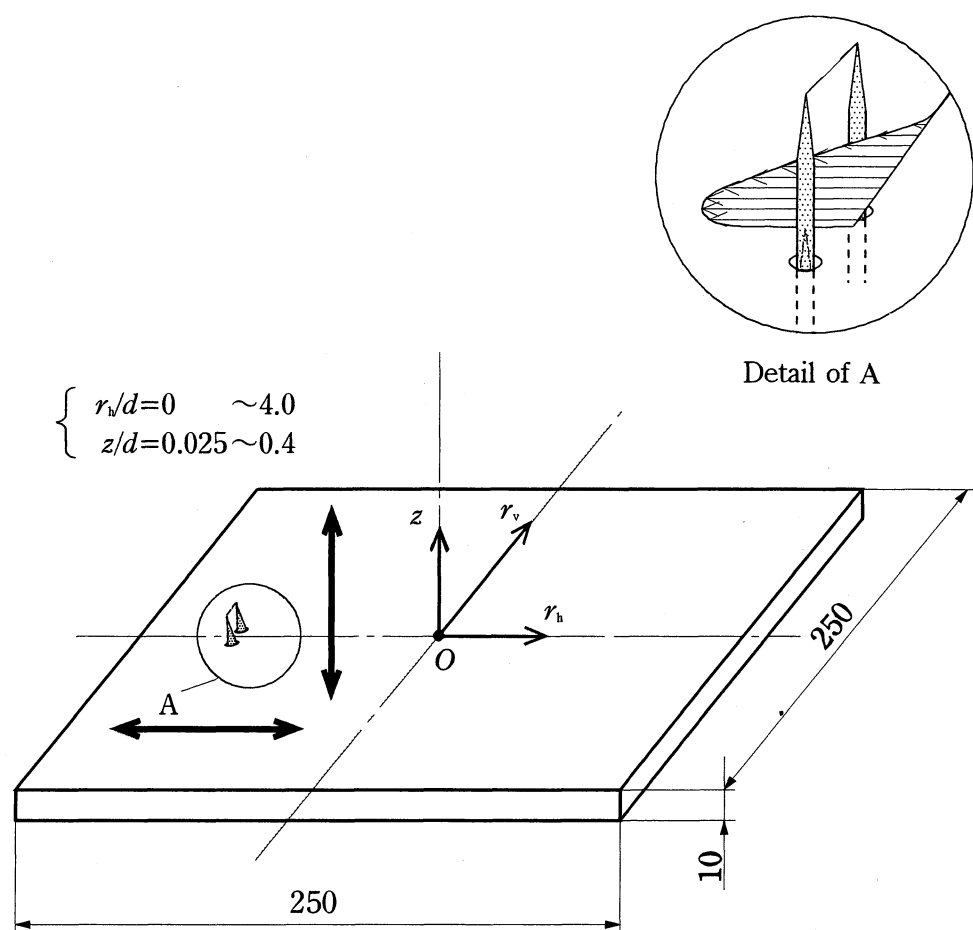


(a) For static pressure measurement



(b) For heat transfer measurement

Fig.2.3.1 Impingement plate.



(a) For flow characteristics measurement

Fig.2.3.2 Impingement plate (for flow velocity measurements)

第3章 実験結果と考察

3.1 ノズル-平板間距離 H/d の影響 (原点-ノズル間距離 $s/d=0.5$ の場合)

至近距離で噴流が加熱平板に垂直に衝突する場合における、二噴流の干渉に対する流動および熱伝達特性を明らかにする。ここでは平板壁衝突後の二噴流が、壁面噴流へ遷移する前に干渉する s/d の場合において、 H/d が各特性に与える影響を比較・検討するため、 $Re_d=2.3 \times 10^4$ 、 $s/d=0.5$ 、 $H/d=0.1 \sim 4.0$ の条件下で実験を行った。特に注目すべき点(位置)は、衝突噴流場での第一のよどみ点であるノズル中心点 $r_h=r_c$ 、二噴流の干渉(結合)領域場での第二のよどみ点である原点 $r_h=r_c$ 、および非干渉(壁面噴流)領域での $r_h=r_c$ を中心とした原点との対称点 $r_h=r_c$ の値である。なお、各分布形は本実験では $r_h=r_c$ を中心として軸対称形であったため、分布形は正の領域のみを示す。

3.1.1 壁面圧力分布

図 3.1.1 に、壁面圧力 C_p と r/d との関係を示す。壁面圧力の急激な増減はその位置での速度の急速な減少、増大に対応している。衝突噴流の場合、噴流の衝突の結果、速度エネルギーが圧力エネルギーに変換されそこでの圧力が増大する。

(a) r_h 方向(図 2.1.2)の圧力分布、

C_{ph} は、 H/d に関わらず定性的に相似な分布形となる。 $r_h=r_c$ から r_h^+ 方向(図中、右側)の結果を示す。ノズル管内で完全に発達した速度分布をもってノズル出口から噴出する噴流(ポテンシャルコアを有する)は、ノズル直下壁面近傍の衝突領域で速度が大きく減衰し、 $r_h=r_c$ ($r_h/d=1.1$) で第一の極大値(最大値)となる。また、(r_h^+ 方向の)下流にいくにつれ流れが加速されるため値は低くなり、 $r_h/d=2.5$ 付近で周囲流体圧力 P_a に達し壁面噴流領域として流れ場を形成する。一方、 $r_h=r_c$ から r_h 方向(図中、左側)では、ノズル外壁($r_h/d=0.4$)までは軸対称形の分布であるが、 $r_h/d \leq 0.2$ では噴流の干渉により、壁面近傍の速度は加速から減衰に転ずるため圧力は増加する。その結果、 $r_h=r_c=0$ で第二の極大値をとり、その値は H/d が小さいほど増加する。

(b) r_v 方向(図 2.1.2)の圧力分布、

前項(a)と同様 C_{pv} は、 H/d に関わらず定性的に相似な分布形となる。両噴流の衝突後、二噴流は、 r_v および z 方向へと三次元的(十文字型)に拡散する。 $(r_v$ 方向の)下流にいくにつれ、二噴流の干渉の影響は、噴流が空間的に拡散しエネルギーを失うため減少する。また、 $0.2 < H/d$ では、 C_{pv} の値はほぼ同一となる。

図 3.1.2 に、 $r_h=r_c$ および r_c での壁面圧力 C_p と H/d との関係を示す。両分布とも H/d が小さ

くなるとともに $0.5 \leq H/d \leq 4.0$ では殆ど変化しないが、 $H/d < 0.5$ では急激に増加する。例えば Cp_o の場合(図中, ○印), $H/d=0.5$ での値が $Cp_o=1.38$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 9.57 ($Cp_o=13.2$), 2.68 ($Cp_o=3.70$) 倍に増加する。 Cp_o の場合(図中, ●印), $H/d=0.5$ での値が $Cp_o=0.62$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 6.36 ($Cp_o=3.92$), 1.55 ($Cp_o=0.95$) 倍に増加する。 H/d がかなり小さくなる ($H/d < 0.5$) と噴流が流出するノズル出口と平板間の通路面積が小さくなるため, 流動抵抗が急増し, その結果 Cp_o が急速に増大する。また Cp_o の増加は, 二噴流が壁面上で(半拘束条件下に)衝突することに起因する。

3.1.2 壁面近傍の流動諸特性

衝突噴流の熱伝達特性は, 壁面近傍の流動構造と密接に関係する。本研究では, 噴流の流れ場が熱輸送に及ぼす影響を明らかにするため, 壁面近傍における速度および乱れ強さ分布を測定し検討した。

(a) 壁面近傍(r_h 方向)の平均および変動(乱れ強さ)分布

図 3.1.3 に, 衝突および壁面噴流領域における時間平均速度 u_h/u_m を示す。なお, 測定は熱線シングルプローブを $z/d=0.075$ の位置に設置しそれを r_h 方向に移動して, u_h, u_h' を測定した。そのため壁面噴流領域以外の u_h , および u_h' は, 厳密な r_h 方向成分を示していないが, ここでは便宜上 r_h 方向成分として表記した。前節 3.1.1 で述べたように, 速度の急激な増減はその位置での圧力の急速な減少, 増大に対応している(図 3.1.1, 参照)。

(a) r_h 方向の時間平均速度 u_h/u_m ,

u_h/u_m は, H/d に関わらず定性的に相似な分布形となる。 $r_h=r_o$ から r_h^+ 方向(図中, 右側)の結果を示す。ノズル管内で完全に発達した速度分布をもってノズル出口から噴出する噴流(ポテンシャルコアを有する)は, ノズル直下壁面近傍の衝突領域で速度が減衰する。また(r_h^+ 方向の)ノズル外壁($r_h/d=1.7$)まで流れが加速され, 特に $H/d < 0.5$ では, 噴流の有効通路面積の急激な減少により急加速される(第一の極大値, 最大値)。ここでは, ノズル出口と平板間において噴流が縮流として導かれるため, 乱れ[図 3.1.4(a), 参照]を伴わない一時的な層流状態となり熱輸送は速度が支配的となる。一方, $r_h=r_o$ から r_h 方向(図中, 左側)では, ノズル外壁($r_h/d=0.4$)まで流れが加速され, それは対称位置の値より大きい。その後, 徐々に減衰し, r_h^+ 方向よりも膨らみを帯びた分布となる。 $r_h=r_o=0$ で第二の極大値をとり, その値は H/d が小さいほど増加する。

(b) $r_h=r_o, r_o$ および r_o^+ での時間平均速度 u/u_m と H/d との関係,

いずれの分布も $0.5 \leq H/d \leq 4.0$ では殆ど変化しないが, $H/d < 0.5$ では急激に増加する。例え

ば u_c/u_m の場合(図中, ○印), $H/d=0.5$ での値が $u_c/u_m=0.29$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 1.49 ($u_c/u_m=0.43$), 2.89 ($u_c/u_m=0.83$) 倍に増加する. u_o/u_m の場合(図中, ●印), $H/d=0.5$ での値が $u_o/u_m=0.66$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 1.2 ($u_o/u_m=0.79$), 2.29 ($u_o/u_m=1.51$) 倍に増加する. $u_{o'}/u_m$ の場合(図中, □印), $H/d=0.5$ での値が $u_{o'}/u_m=0.68$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 1.35 ($u_{o'}/u_m=0.91$), 1.69 ($u_{o'}/u_m=1.14$) 倍に増加する. 両噴流の衝突後, 噴流は z 方向へとノズル外壁に沿って流れようとし, 噴流とノズル外壁との間における静止流体の巻き込みにより負圧領域(図 2.2.6, 参照)を生じる. そのため, 噴流が負圧領域に引き寄せられ, 壁面近傍の速度 u_o/u_m が増加される. また, $0.5 \leq H/d \leq 4.0$ での u_o および $u_{o'}$ はほぼ同一だが, u_o は干渉, $u_{o'}$ は壁面噴流の伝熱形態をとる熱輸送でそれぞれ熱伝達率も異なる. これから流動特性が熱伝達特性に与える影響として u に加え, u' にも一因があると考えられる.

図 3.1.4 に, 衝突および壁面噴流領域における変動(乱れ強さ) u_h'/u_m を示す. なお, u_h'/u_m は図 3.1.3(a)に示す u_h/u_m の位置に対応する値である. 普通, 乱れ強さは速度(圧力)の急勾配による不安定性に対応し, 不規則的に変動する(渦の生成).

(a) r_h 方向の変動(乱れ強さ) u_h'/u_m ,

$r_h=r_c$ から r_h^+ 方向(図中, 右側)の結果を示す. u_h'/u_m は, ノズル直下壁面近傍の衝突領域で, 噴流塊(よどみ)を形成するため乱れは殆ど生じない. さらにノズル出口と平板間の縮流により(図 3.1.3, 参照)乱れが抑制される. その後, (r_h^+ 方向の)下流にいくにつれ, 圧力差の大きな静止流体中へ拡散するため, 速度(圧力)の急勾配が生じ, 結果その不安定性により下流で層流境界層から乱流境界層に遷移し乱れ強さが急激に増加する. 一方, $r_h=r_c$ から r_h 方向(図中, 左側)では, ノズル外壁($r_h/d=0.4$)までは軸対称の分布であるが, 下流にいくにつれ, 両噴流の衝突, 混合により乱れ強さが促進される. その後 $r_h=r_c=0$ で極大値をとり, H/d が小さいほど増加する.

(b) $r_h=r_c$, r_o および $r_{o'}$ での変動(乱れ強さ) u'/u_m と H/d との関係,

u_c'/u_m (図中, ○印)は, H/d に関わらず殆ど変化しない. u_o'/u_m (図中, ●印)と $u_{o'}/u_m$ (図中, □印)は, $0.5 \leq H/d \leq 4.0$ では殆ど変化しないが, $H/d < 0.5$ では急激に増加する. 例えば u_o'/u_m の場合(図中, ●印), $H/d=0.5$ での値が $u_o'/u_m=0.10$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 2.13 ($u_o'/u_m=0.22$), 1.73 ($u_o'/u_m=0.18$) 倍に増加する. $u_{o'}/u_m$ の場合(図中, □印), $H/d=0.5$ での値が $u_{o'}/u_m=0.08$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 2.40 ($u_{o'}/u_m=0.19$), 1.64 ($u_{o'}/u_m=0.13$) 倍に増加する. また図 3.1.3(b)に示す u_o と $u_{o'}$ の値は, いずれの H/d においてもほぼ同一であった. しかしながらいずれの H/d での u_o' の値は, $u_{o'}$ に対して約 20%増加していることから, r_o での熱伝達率の増加(図 3.1.12, 参照)は, 乱れ強さの影響に一因があると考えられる.

(b) 各断面における壁面噴流の発達過程

図 3.1.5 に、 r_h 方向における壁面噴流 u_h/u_m および u'_h/u_m と z/d との関係を示す。なお、測定は熱線シングルプローブを $z/d=0.075$ の位置に設置しそれを z 方向に移動して、 $r_h/d=2.0, 2.5, 4.0, 6.0$ の位置で測定した。

(a) u_h/u_m の時間平均速度分布,

いずれの r_h/d においても壁面近傍で最大値 u_{max} をとり、(z^+/d 方向の)上端にいくにつれ噴流が拡散、または静止流体中とのせん断により減衰しやがて収束する。(r_h/d 方向の)下流にいくにつれ、壁面せん断応力や拡散の影響を受け次第に減衰する。また各 r_h/d 断面において、 H/d が小さいほど u_{max} は増加する。また、ノズル出口近傍における噴流幅 δ/d (u_{max} の 10%にあたる外層の位置)は、 $r_h/d=2.0$ の場合、 $H/d=0.1, 0.2, 0.5, 1.0$ ではそれぞれ $\delta/d \approx 0.085, 0.179, 0.22, 0.205$ である。さらに各 H/d に対して、有効通路断面積がそれぞれ約 15, 10.5, 56, 79.5%減少することから、 H/d が小さくなるとともに縮流による圧力損失が減少する。

(b) u'_h/u_m の変動(乱れ強さ)分布,

いずれの r_h/d においても u_h/u_m の急勾配付近で、最大値 u'_{max} をとり、(z^+/d 方向の)上端にいくにつれ噴流が拡散、または静止流体中とのせん断により減衰しやがて収束する。また(r_h/d 方向の)下流にいくにつれ、 u と同様に壁面せん断応力や拡散の影響を受けるため次第に減衰する。また各 r_h/d 断面において、 H/d が小さくなるとともに u'_{max} は増加する。

図 3.1.6 に、 r_v 方向における壁面噴流 u_v/u_m および u'_v/u_m と z/d との関係を示す。なお、測定は熱線シングルプローブを $z/d=0.075$ の位置に設置しそれを z 方向に移動して、 $r_v/d=2.0, 2.5, 4.0, 6.0$ の位置で測定した。両噴流の衝突後、噴流は z 方向に拡散するため、壁面噴流領域以外の u_v および u'_v は厳密な r_v 方向成分を示していないが、ここでは便宜上 r_v 方向成分として表記した。

(a) u_v/u_m の時間平均速度分布,

いずれの r_v/d においても壁面近傍で、最大値 u_{max} をとり、(z^+/d 方向の)上端へと噴流は移流するためほぼ様な速度を保つ。(r_v/d 方向の)下流にいくにつれ、壁面せん断応力や空間的な拡散の影響を受けるため減少する。また各 r_v/d 断面において、 H/d が小さくなるほど u_{max} は増加し、特に $H/d=0.1$ (図中、○印)で急激に増加する。これはノズル出口と平板間の有効通路面積の急激な減少により、 r_v への到達速度が大きくなることに起因する。

(b) u'_v/u_m の変動(乱れ強さ)分布,

いずれの r_v/d においても壁面近傍で、最大値 u'_{max} をとり、(z^+/d 方向の)上端にいくにつれ噴流が衝突、混合するため若干増加する。(r_v/d 方向の)下流にいくにつれ、壁面せん断応力や空間的な拡散の影響を受けるため減少する。また各 r_v/d 断面において、 u と同様に u_{max} は H/d が小さいほど増加し、特に $H/d=0.1$ (図中、○印)で急激に増加する。

(c) 速度分布の相似性

図 3.1.7 に、前節 3.1.2 (b) での各段面 ($r_h/d=2.0, 2.5, 4.0$) 壁面速度分布図 [図 3.1.5 (a)] から、最大流速 u_{\max} および噴流半値幅 $z_{0.5}$ でそれぞれ無次元化した u_h/u_{\max} と $z/z_{0.5}$ との関係を示す。なお、 $r_h/d=6.0$ については、噴流が十分下流側で拡散の影響が大きいとため省略する。 u_h/u_{\max} は、 H/d に関わらず、いずれの場合においても $z/z_{0.5} \div 0.2$ で最大値をとり、 $(z/z_{0.5}, u_h/u_{\max}) = (1.0, 0.5)$ の点を通過するとともに緩やかに減衰する。また各段面の無次元速度分布がほぼ 1 つの共通な曲線上に存在する。壁面噴流において、これらの重ね合わせの可能な各段面の速度分布は、完全発達し幾何学的に相似である。すなわち、単一噴流と等しい流れ場を形成していると考えられる。

次に、図中×印で示す実験結果を Bakke による放射状壁面噴流 (1957)⁽³⁴⁾ の実験結果と比較・検討する。なお、Bakke の実験条件はノズルにおける速度分布が一様でなく、滑らかな管内流の十分発達した分布形で垂直に衝突し、 $H/d \div 0.12$, $r/d \div 1.93$ のものであるが、ノズル壁厚さ t_n/d やノズル形状などの詳細な実験条件は明白ではない。両者はよく一致し、単一噴流の流動特性を満足する。またこの種の実験は Poreh and Cermak (1959), Bradshaw and Love (1961) によっても行われている。

(d) 速度場のパワースペクトル密度分布

一般的に、衝突噴流における壁面上には組織的な渦構造が存在することが知られており、二次元場では半径方向 r に平行な渦構造、軸対称噴流では縦渦構造が存在すると考えられている。本研究では、 $r_h=r_c$ および r_c (よどみ点) での高い熱伝達率を生み出す機構の解明を、壁面近傍の渦構造に着目し速度の時系列的変化の周波数解析を行い明らかにした。

図 3.1.8 に、噴流の周期的速度変動成分の抽出として、速度場のパワースペクトル密度分布 (測定位置: $r_h=r_c$ および r_c , $z/d=0.075$) を示す。まず熱伝達特性に与える影響を、卓越周波数 f_d [Hz] から検討したが、いずれの場合においても f_d [Hz] は見知できず、これらの両よどみ点では、周期的速度変動が存在しない不規則に混合する流れであると考えられる。 $r_h=r_c$ での u_c' は、いずれの場合においても低周波から高周波になるとともに、レベルは低くなり H/d に関わらずほぼ同一をとる。しかし熱伝達率は H/d によって異なるため、 $r_h=r_c$ における熱伝達特性は周期的特徴はなく、むしろ前述に示すように上流の速度分布が影響を及ぼすと考えられる。 $r_h=r_c=0$ での u_c' は、 $H/d < 0.5$ (a, b) では、低周波から高周波の領域で周期に関わらず平均的に高いレベル値を示す。 $0.5 \leq H/d$ (c~f) では、低周波から高周波になるとともにレベルが低くなる。このことから、 $r_h=r_c=0$ では周期全領域での高い変動成分が熱伝達率を増加させると考えられる。結果、それぞれのよどみ点での熱伝達率は、速度の周期的変化に無関係であり、 $r_h=r_c$ では上流の速度分布、 $r_h=r_c=0$ では u , u' が大きく影響を及ぼすと考えられる。また、自由噴流の場

合において、中心線上の周波数解析実験[社河内、渡部ら(2001)⁽³⁰⁾]でも卓越したピークが見知されないことが確認されている。

(e) 時間変動特性

図 3.1.9 に、図 3.1.8 に対応する時間変動特性 (20msec, 測定位置: $r_h=r_c$ および r_o , $z/d=0.075$) を示す。なお、その成分は、時間経過に関係なくほぼ一致の値を維持していることから時間間隔 (20msec) の妥当性は確かめられた。さらにこの時間軸波形内のピーク数(上限値または下限値)をカウントすれば f_d を算出することができる。 $r_h=r_c$ での u_c は、いずれの場合においても時間経過に関わらず、速度や速度変動はなくほぼ同一をとり、ノズル直下での流れが層流状態であることが確認できる。 $r_h=r_o=0$ での u_o は、 $H/d<0.5$ (a, b) では、定量的に大きくさらに乱れが大きいため、不規則な流れであることが考えられる。しかし $0.5\leq H/d$ (c~f) では、干渉が弱くなるためその値は減少し、さらに $2.0\leq H/d$ (e, f) では、乱れがランダムになっていることから、噴流の干渉よりも拡散と考えられる。結果、 $r_h=r_o=0$ では H/d が小さいほど時間変化に無関係に高く変動し、それが熱伝達率を増加させると考えられる。

3.1.3 流れ場の可視化 (衝突平板上の流跡線)

これまで各流動諸特性が明らかになったが、更に詳細な流動状態、また流れ場の干渉域および干渉の強弱を明らかにするために、油膜法により流れ場の可視化を行った。なお、図は H/d により干渉の強弱が異なるため、スケール間隔が多少異なる。

図 3.1.10 に、流れ場の流跡線による可視化写真を示す。いずれの場合 [(a)~(f)] も、 $r_h=r_o=0$ を基点とし軸対称分布であるため、図の 1/4 面 ($r_h=r_o=0$ を基点に 1/4 右上側) について示す。ノズル管内で完全に発達した速度分布をもってノズル出口から噴出する噴流は、 $r_h=r_c$ で平板に衝突し、ノズル直下でよどみ領域を形成し、それは $H/d=0.1$ の場合最も顕著である。そして、 $r_h=r_c$ から r_h^+ および r_o^+ 方向の非干渉領域では、単一噴流の流れ場と同様となり軸対称分布である。 $r_h=r_o=0$ では、両噴流が相互干渉し、 H/d が小さいほど r_o 方向に大きく延びる。また、 H/d が小さくなるとともに、ノズル出口と平板間の有効通路面積が減少し、ノズル外壁で速度が急増するため、広範囲に拡散し熱伝達特性の有効範囲が増加する。特に、 $H/d=0.1$ ではノズル近傍での熱伝達の増加は顕著である。

3.1.4 熱伝達特性および運転動力

(a) Nusselt 数分布 (Reynolds 数一定)

図 3.1.11 に、局所 Nusselt 数 Nu と r/d との関係を示す。 Nu 分布は、前節 3.1.1, 3.1.2 (a), (b)

に示す流動特性と密接に関係する。

(a) r_h 方向の Nusselt 数分布,

$r_h=r_c$ から r_h^+ 方向 (図中, 左側) の結果を示す. (r_h^+ 方向の) 下流にいくにつれ単一噴流 [$H/d=0.1$ (図中, \times 印)] と同様な傾向を示し, 噴流は拡散や壁面せん断応力により減速される [3.1.2 (b), 参照] ため, それにしたがって Nu_h は釣鐘状に単調減少する. 特に, $H/d < 0.5$ ではノズル外壁 $r_h/d=1.7$ の有効通路面積の急激な減少 [3.1.2 (a), 参照] により極大値を得る. 一方, r_h 方向 (図中, 左側) では, 両噴流の衝突の結果, 混合で速度および乱れ強さが増加される [3.1.2 (a), 参照] ため, Nu_h は急激に増加し, $r_h=r_c=0$ での値 Nu_o で最大値となる.

(b) r_v 方向の Nusselt 数分布,

Nu_v は H/d に関わらず定性的に相似な分布形となる. その値は (r_v^+ 方向の) 下流にいくにつれ, 噴流のエネルギーが空間的な拡散で失われるため減少する. また H/d が小さいほどその値は大きく, 前項 (a) と同様に $H/d < 0.5$ では急激に増加する.

図 3.1.12 に, $r_h=r_c$, r_o および r_o^- に対する Nu との関係を示す. どの分布も $0.5 \leq H/d \leq 4.0$ では殆ど変化しないのに対し, $H/d < 0.5$ では急激に増加する. 例えば Nu_c の場合 (図中, \circ 印), $H/d=0.5$ の値が $Nu_c=135$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 3.51 ($Nu_c=473$), 1.80 ($Nu_c=243$) 倍に増加する. Nu_o の場合 (図中, \bullet 印), $H/d=0.5$ の値が $Nu_o=164$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 5.44 ($Nu_o=892$), 1.63 ($Nu_o=267$) 倍に増加する. Nu_o^- の場合 (図中, \square 印), $H/d=0.5$ の値が $Nu_o^-=124$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 3.95 ($Nu_o^-=489$), 1.88 ($Nu_o^-=233$) 倍に増加する. なお, $H/d=0.1, 0.2$ の値が顕著なのは, ノズル出口と平板間の有効通路面積の急激な減少 [3.1.2 (a), 参照] により壁面近傍で熱交換に関係する因子である速度および乱れ強さが増加されるためである. さらに Nu_c ではよどみ領域, Nu_o では r_v および z 方向への三次元的干渉領域, Nu_o^- では壁面噴流領域から伝熱形態 (速度および乱れ強さ) が異なり熱伝達率も異なる.

図 3.1.13 に, 平均 Nusselt 数 $\overline{Nu_h}$ と r_h/d (a) および H/d (b) との関係を示す. これまで Nu から熱伝達率分布のピークと分布形の定性的評価について述べてきた. さらに $\overline{Nu_h}$ から全体の熱伝達量を導出するための定量的見解が必要となる. なお, 分布は原点 O を中心に軸対称でないため, $\overline{Nu_h}$ は r_h 方向のみを考慮し, $r_h=r_o=0$ から任意の r_h/d 位置まで行った.

$\overline{Nu_h}$ は, 単一噴流 (図中, \times 印) を除いて, いずれの場合も r_h/d (a) および H/d (b) の増加とともに減少する. これから衝突噴流は H/d が小さい場合, 干渉領域で優れた熱伝達特性を有することが明らかとなる. 例えば,

(a) $r_h/d=0.4$ の場合, $H/d=0.5$ の値が $\overline{Nu_h}=151$ に対して, $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 5.51 ($\overline{Nu_h}=832$), 1.28 ($\overline{Nu_h}=193$) 倍に増加する.

(b) $H/d=0.1$ の場合, $r_h/d=10.0$ の値が $\overline{Nu_h}=249$ に対して, $r_h/d=1.0, r_h/d=2.0$ ではそれぞれ

約 2.78 ($\overline{Nu_h}=692$), 2.40 ($\overline{Nu_h}=597$) 倍に増加する.

しかしこの平均熱伝達量は任意の位置におけるものであり, さらに本研究において噴流群に対応する熱伝達量を求めるため, 平均化を原点 $r_h=r_o=0$ からノズル中心 $r_h=r_c$ までの範囲 $\overline{Nu_{o,c}}$ で行った.

(b) 平均 Nusselt 数と運転動力 (Reynolds 数一定)

図 3.1.14 に, 二噴流および単一噴流の $\overline{Nu_{o,c}}$ と $W[W]$ との関係を両対数グラフとして示す. なお, 単一噴流における $\overline{Nu_{o,c}}$ は, 二噴流と同位置に配置し, 同じ $r_h=r_o=0$ から $r_h=r_c$ までの範囲で平均化した. また二噴流の W は, 単一噴流との比較と噴流群への応用のため, ノズル一本分を算出した. なお, 二噴流の各 W の誤差は 1% 以内であった.

いずれの場合においても H/d が小さくなるとともに, $\overline{Nu_{o,c}}$ および W は急激に増加する. また, 図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である.

$$\overline{Nu_{o,c}}=230.6 \times \ln(W)-169.2 \quad (\text{twin jets, } 3 \leq W \leq 50) \quad (3.1.1)$$

$$\overline{Nu_{o,c}}=121.1 \times \ln(W)-28.3 \quad (\text{single jet, } 3 \leq W \leq 50) \quad (3.1.2)$$

さらに単一噴流との差異を知るため, 図 3.1.15 に, $\overline{Nu_{o,c}}$ および W の二噴流 ($\overline{Nu_u}$, W) に対する単一噴流 ($\overline{Nu_u}$, W_s) の平均熱伝達比 $\overline{\alpha_{o,c}} (\overline{Nu_u}/\overline{Nu_s})$ ならびに $W(W/W_s)$ 比 β と H/d との関係を示す. なお, 比が 1 であることは, 二噴流と単一噴流のそれ(値)が同一であることを示す.

(a) $\overline{\alpha_{o,c}}$ 分布,

$0.5 < H/d \leq 4.0$ では, 二噴流の平均熱伝達率は単一噴流のそれより低い, H/d が小さくなるとともに増加し, $H/d \leq 0.5$ で上回る. 例えば $H/d=4.0$ の場合, 約 0.89 倍に対して, $H/d=0.1$ の場合では, 約 1.58 倍に増加する. これは H/d が小さいほど, 両噴流の衝突後における z 方向へ流れる噴流とノズル外壁との間にある負圧領域への噴流の引き寄せや両噴流の混合で, 壁面近傍における(主に)乱れ強さが増加し, 平均熱伝達率が促進される. しかし, $0.5 < H/d$ では, 干渉や噴流の引き寄せが弱い, 熱伝達率を抑制する結果となる. また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である.

$$\overline{\alpha_{o,c}}=1.02 \times H/d^{-0.147} \quad (0.1 \leq H/d \leq 4) \quad (3.1.3)$$

(b) β の分布,

$0.5 < H/d \leq 4.0$ では, 二噴流の運転動力は単一噴流のそれより高い, H/d が小さくなるとともに減少し, $H/d \leq 0.5$ で下回る. 例えば $H/d=4.0$ の場合, 約 1.01 倍に対して, $H/d=0.1$ の場合では, 約 0.89 倍に減少する. 一般に衝突噴流は, H/d が小さい ($H/d \leq 0.5$) ほど, ノズル出口と平板間の有効通路面積が急激に減少することに伴い, 縮流が生じる. しかし, 二噴流において H/d が小さい ($H/d \leq 0.5$) ほど, 両噴流の衝突後における負圧領域により, 噴流が強く引き寄せ

られる。その結果、縮流が小さくなり有効通路面積が単一噴流よりも大きくなるため、(単一噴流よりも)流動抵抗が減少し、運転動力が減少する。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$\beta = 0.02 \times \ln(H/d) + 0.98 \quad (0.1 \leq H/d \leq 4) \quad (3.1.4)$$

結果、 H/d が小さい場合、二噴流の $\overline{Nu_{o,c}}$ は単一噴流のそれに比し向上し、 W は減少するといった新たな知見を得た。

(c) 平均 Nusselt 数と運転動力 (運転動力一致)

これまでの実験結果は *Reynolds* 数が等しい場合のものであった。次に工業的な観点から熱伝達特性について考える。

図 3.1.16 に、二噴流の運転動力 $W_i (Re_d = 2.3 \times 10^4, \text{一本分})$ に単一噴流の運転動力 W_s を一致 ($W_s = W_i$) させた場合の平均熱伝達比 $\overline{\gamma_h} (\overline{Nu_i} / \overline{Nu_s (W=W_i)})$ を示す。

(a) $\overline{\gamma_h}$ と r_h/d との関係,

いずれの場合においても、下流に行くにつれ熱伝達特性が低下する。また、 $0.5 < H/d \leq 4.0$ では $\overline{\gamma_h}$ は 1 を下回る。しかし、 H/d が小さくなるほど $\overline{\gamma_h}$ は増加し、 $H/d \leq 0.5$ では r_h/d 方向全領域にわたり上回る。例えば $r_h/d = 0.4$ の場合、 $H/d = 0.1, 0.2, 0.5$ での値は、それぞれ約 $\overline{\gamma_h} = 1.76, 1.21, 1.30$ 倍に増加する。

(b) $\overline{\gamma_{o,c}}$ と H/d との関係,

分布は、同一運転動力においても $0.5 < H/d \leq 4.0$ では $\overline{\gamma_{o,c}}$ は 1 を下回るが、 H/d が小さくなるほど $\overline{\gamma_{o,c}}$ は増加し $H/d \leq 0.5$ では向上する。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$\overline{\gamma_{o,c}} = 1.0726 \times H/d^{-0.124} \quad (0.1 \leq H/d \leq 4) \quad (3.1.5)$$

(d) Nusselt 数と Reynolds 数

次に、 Re_d が熱伝達特性と運転動力に与える影響について比較・検討する。

図 3.1.17(a) に、 $H/d = 0.1$ における Nu_h と r_h/d との関係を示す。なお、その他の H/d についても測定したが、ここではその代表的なものとして $H/d = 0.1$ を掲載する。いずれの場合も分布は定性的に相似な分布となる。また、 Re_d が小さくなるとともに運転動力(流体エネルギーすなわち伝熱面に与える熱交換量)が減少するため、 Nu_h は定量的に値は減少する。 $0.5 \times 10^4 \leq Re_d$ では、有効通路面積の急激な減少によるノズル外壁($r_h/d = 1.7$)の極大値を除いた両極値(Nu_o, Nu_c)に存在した差異が殆どなくなる。例えば $Re_d = 2.3 \times 10^4$ の場合(図中、■印)、 $Nu_c (=480)$ に対し Nu_o は約 1.86 倍($Nu_o = 892$)であったが、 $Re_d = 0.25 \times 10^4$ の場合(図中、○印)、 $Nu_c (=73)$ に対し Nu_o

は約 1.04 倍 ($Nu_o=76$) と減少する。さてここに示す $H/d=0.1$ の分布は、 Re_d に対して線形的であったが、その他の H/d も線形的であった。

図 3.1.17(b) に、 H/d に対する Nu_o と Re_d との関係を両対数グラフとして示す。いずれの場合も Nu_o と Re_d との間には線形的な関係が成立する。さらに $0.2 \leq H/d$ での分布が殆ど差異がない一方で、 $H/d=0.1$ (図中、○印) の場合のみ大きく異なる。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$Nu_o = 0.019 \times Re_d^{1.09} \quad (H/d \leq 0.1, 0.25 \times 10^4 \leq Re_d \leq 2.0 \times 10^4) \quad (3.1.6)$$

$$Nu_o = 0.021 \times Re_d^{0.88} \quad (0.2 \leq H/d \leq 4, 0.2 \times 10^4 \leq Re_d \leq 3.0 \times 10^4) \quad (3.1.7)$$

さらに 3.1.4(a) 節のように噴流群に対応する熱伝達量を求めるため、図 3.1.18(a), (b) にそれぞれ $\overline{Nu_{o,c}}$ と Re_d および $W[W]$ との関係を両対数グラフとして示す。

図 3.1.18(a), (b) の場合において、 $\overline{Nu_{o,c}}$ および W と Re_d との間には線形的な関係が成立する。さらに $0.2 \leq H/d$ での分布が殆ど差異がない一方で、 $H/d=0.1$ (図中、○印) の場合のみ大きく異なる。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$(a) \quad \overline{Nu_{o,c}} = 508 \times H/d^{0.97} \quad (H/d \leq 0.1, 0.15 \times 10^4 \leq Re_d \leq 2.5 \times 10^4) \quad (3.1.8)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 297 \times H/d^{0.84} \quad (0.2 \leq H/d \leq 4, 0.15 \times 10^4 \leq Re_d \leq 2.5 \times 10^4) \quad (3.1.9)$$

$$(b) \quad W = 10^{-13} \times H/d^{3.15} \quad (H/d \leq 0.1, 0.15 \times 10^4 \leq Re_d \leq 2.5 \times 10^4) \quad (3.1.10)$$

$$W = 10^{-13} \times H/d^{3.04} \quad (0.2 \leq H/d \leq 4, 0.15 \times 10^4 \leq Re_d \leq 2.5 \times 10^4) \quad (3.1.11)$$

(e) 平均 Nusselt 数と運転動力 (Reynolds 数変化)

3.1.4(b) 節では、 $Re_d=2.3 \times 10^4$ において $\overline{Nu_{o,c}}$ および W との关系到規則性が明らかとなった。さらに Re_d に対して前項(d)に示すように、 Re_d と $\overline{Nu_{o,c}}$ および W との線形的関係を示した。次に工業的に即した応用のため、 $\overline{Nu_{o,c}}$ と $W[W]$ との関係を示す。

図 3.1.19(a) に、 $\overline{Nu_{o,c}}$ と $W[W]$ の関係を両対数グラフとして示す。 $\overline{Nu_{o,c}}$ と W との間には線形的な関係が成立する。さらに $0.2 \leq H/d$ での分布が殆ど差異がない一方で、 $H/d=0.1$ (図中、○印) の場合のみ大きく異なる。これは、 H/d が小さいほど両噴流の衝突の結果、縮流が小さくなり有効通路面積が大きくなる。さらに乱れ強さが大きいため、熱伝達率が増加する。このことから $\overline{Nu_{o,c}}$ と $W[W]$ の関係(一本分)において、 $H/d=0.1$ (図中、○印) が最も効率が良いことが実験的に明らかとなった。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$\overline{Nu_{o,c}} = 290.6 \times W^{0.97} \quad (H/d \leq 0.1, 0.03 \leq W \leq 55) \quad (3.1.12)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 91.7 \times W^{0.84} \quad (0.2 \leq H/d \leq 4, 0.003 \leq W \leq 9) \quad (3.1.13)$$

(f) 最適位置 η (Reynolds 数変化)

今各 Re_d , H/d に対する $\overline{Nu_{o,c}}$ と W との関係が明らかになったが、次に伝熱面を考慮した H/d に対する最適位置を考える。それはノズル出口からの投入エネルギー W を有する流体が、供給熱量 Q_s によって加熱された伝熱面に対して、どの程度熱伝達特性 $\overline{Nu_{o,c}}(d/2+t_n+s)/d$ を持つかということであり検討した。以下のように最適位置 η を定義する。

$$\eta = \frac{\overline{Nu_{o,c}}(d/2+t_n+s)Q_s}{W \cdot d} \quad (3.1.14)$$

図 3.1.19(b)に、 η と H/d との関係を縦対数グラフとして示す。 η は、 Re_d が小さくなるとともに増加する。また最大 η である H/d は Re_d によって変化し、特定の H/d が高効率を得ることはなかった。例えば最大 η の位置は、 $Re_d=0.25 \times 10^4$ (図中、○印)、 0.5×10^4 (図中、●印)、 1.0×10^4 (図中、□印)、 2.3×10^4 (図中、■印) の場合、それぞれ $H/d=1.0$ ($\eta=122314$)、 2.0 ($\eta=29157$)、 2.0 ($\eta=7013$)、 2.0 ($\eta=1008$) である。また図 3.1.19(a) の場合、 $\overline{Nu_{o,c}}$ と W の関係では、全体として $H/d=0.1$ の場合が最高効率であったが、この場合 $H/d=0.1$ (図中、○印) が最高効率を得る Re_d はなく、逆に $Re_d=2,500$ ($\eta=54475$)、 $23,000$ ($\eta=481$) で最低値となった。

このことから Re_d が小さい場合、 H/d を適切に選択すれば、伝熱面を考慮した η と H/d の関係における最適位置の実現が可能となった。(しかし、噴流群における応用としてはまだ不十分な検討であり、例えばノズルの配置パターン、 $\overline{Nu_{o,c}}$ に重要な干渉を与える両噴流の引き合いから生じる噴流中心の揺動や広範囲にわたる Re_d , s/d 等の諸因子などの更なる研究が必要となる。)

(g) 局所 Nusselt 数と伝熱促進パラメータとの関係 (壁面噴流領域)

これまでの衝突噴流における解明は、熱伝達特性を支配するメカニズムというよりも、工業的応用を強く意識した研究が多い。熱伝達特性においては、強制対流による平板と管内、また直交流を受ける物体周りなどの場合に対して、基礎理論式や以下のように次元解析により実験式が一般解として求められている。

$$Nu=f(Re_d, Pr) \quad (3.1.15)$$

また衝突噴流においても、従来から

$$Nu=f(Re_d, Pr, H/d, \text{other factors}) \quad (3.1.16)$$

の関係式を導き、それを実験的に決定する方法が多く、特に最近では壁面近傍の乱流構造と熱伝達特性の相関性を解析するまでに至っているが、その研究は少なく未だ一般性のある結果は得られていない。というのは、前述に示したように単一噴流の場合、よどみ点近傍において流

れの壁面摩擦応力が最小にも関わらず、熱伝達率が最大となり、レイノルズのアナログに従わないために、相互関係を見出すことが困難なためである。その乱流組織構造の研究背景として、Hoogendoorn(1977)⁽⁹⁾、Kataoka et.al.(1987)⁽¹⁰⁾などは、噴流せん断層における乱れ強さとよどみ点熱伝達率との関係を考慮した関係式を提案している。さらにはよどみ領域において、熱伝達特性の乱れによる促進機構乱流構造の研究に対して Kataoka et.al.(1998)⁽¹¹⁾は、壁面にせん断層で形成された乱流渦の断続的な衝突に着目し、その影響因子を第一に Re_d と発達距離が関係する伝熱面への到達速度、第二に乱流の特性速度スケール(乱れ強さ)と特性時間スケール(界面更新頻度)の界面更新効果として、界面更新パラメータ $SR(Re_d \cdot S_r)$ を定義し関係を導いた。ここで本研究において、周期的速度変動成分についてスペクトル分布にみられる卓越したピークレベルが、至近距離衝突の場合に無視するほど低かったため、むしろ熱伝達特性に影響を与える因子は、第一に到達速度、第二に乱れ強さ(特性速度スケール)と考えた。現在一様流中壁面噴流場における熱伝達率の一般的解はあるものの、ノズルと平板間の縮流を伴う壁面噴流については未だなされていない。そのため前述の因子を考慮した、壁面噴流領域における熱伝達率との関係 ξ を提案する。なお、 ξ の導出にあたる u および u' の値は、前節 3.1.2(b) 壁面噴流における境界層内 u_{\max} および u'_{\max} の値を充て、条件付き統計解析により以下のように伝熱促進パラメータ ξ を定義する。

$$\xi = Re \cdot Pr \cdot Re' = \frac{u_{\max} d \cdot u'_{\max} h}{\alpha v} \quad (3.1.17)$$

図 3.1.20 に、 Nu_h と ξ との関係を両対数グラフとして示す。いずれの H/d においても、壁面噴流場における Nu_h の促進が ξ により関係づけられることが確認された。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$Nu_h = 3 \times 10^{12} \times \xi + 74.6 \quad (H/d=0.1, 1.3 \times 10^{12} \leq \xi \leq 2.0 \times 10^{13}) \quad (3.1.18)$$

$$Nu_h = 6 \times 10^{12} \times \xi + 106.2 \quad (\quad = 0.2, 2.1 \times 10^{12} \leq \xi \leq 2.3 \times 10^{13}) \quad (3.1.19)$$

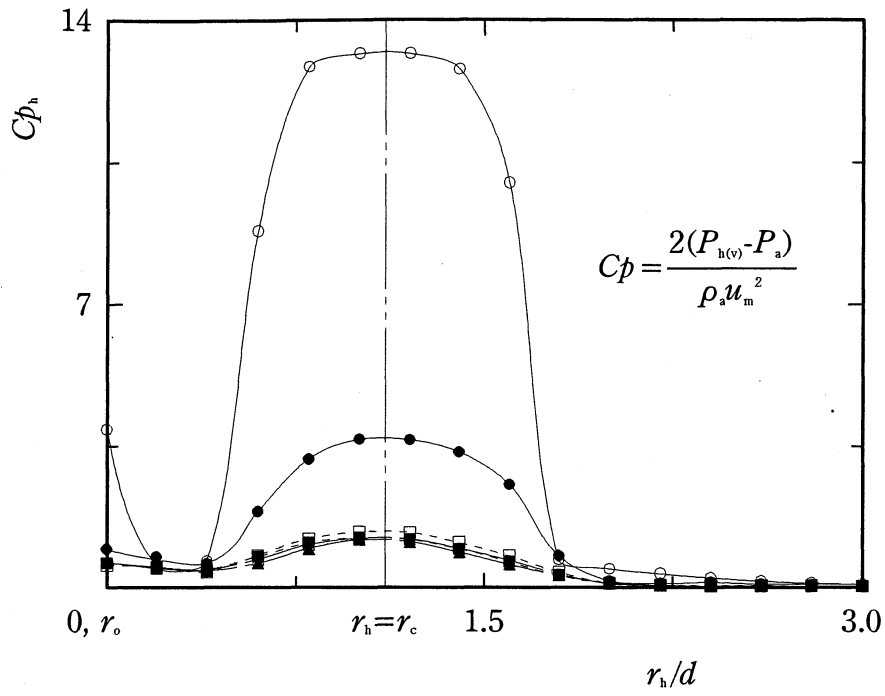
$$Nu_h = 2 \times 10^{12} \times \xi + 61.7 \quad (\quad = 0.5, 2.9 \times 10^{12} \leq \xi \leq 2.7 \times 10^{13}) \quad (3.1.20)$$

$$Nu_h = 6 \times 10^{13} \times \xi + 56.8 \quad (\quad = 1.0, 4.3 \times 10^{12} \leq \xi \leq 5.2 \times 10^{13}) \quad (3.1.21)$$

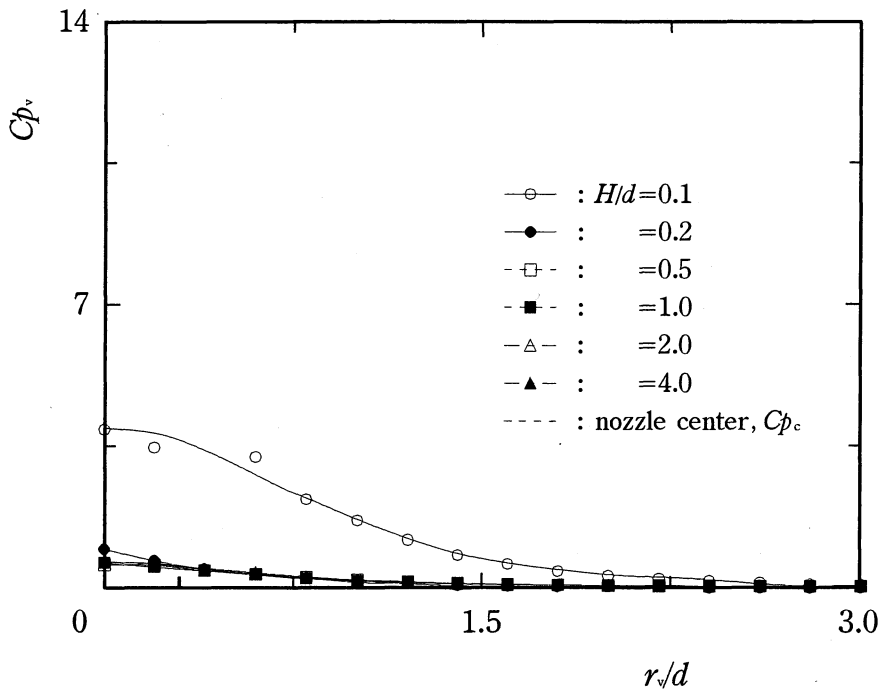
$$Nu_h = 4 \times 10^{13} \times \xi + 56.3 \quad (\quad = 2.0, 9.2 \times 10^{12} \leq \xi \leq 9.8 \times 10^{13}) \quad (3.1.22)$$

$$Nu_h = 2 \times 10^{13} \times \xi + 52.2 \quad (\quad = 4.0, 1.9 \times 10^{13} \leq \xi \leq 2.0 \times 10^{14}) \quad (3.1.23)$$

これより伝熱促進パラメータ ξ が示唆するような流れ場を積極的に作れば、主流速度が大きくなくても局所的に伝熱を増進させたり、制御したりすることが可能である。



(a) r_h -direction, $Cp_h - r_h/d$



(b) r_v -direction, $Cp_v - r_v/d$

Fig.3.1.1 Pressure distribution on impingement plate ($Re_s=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$)

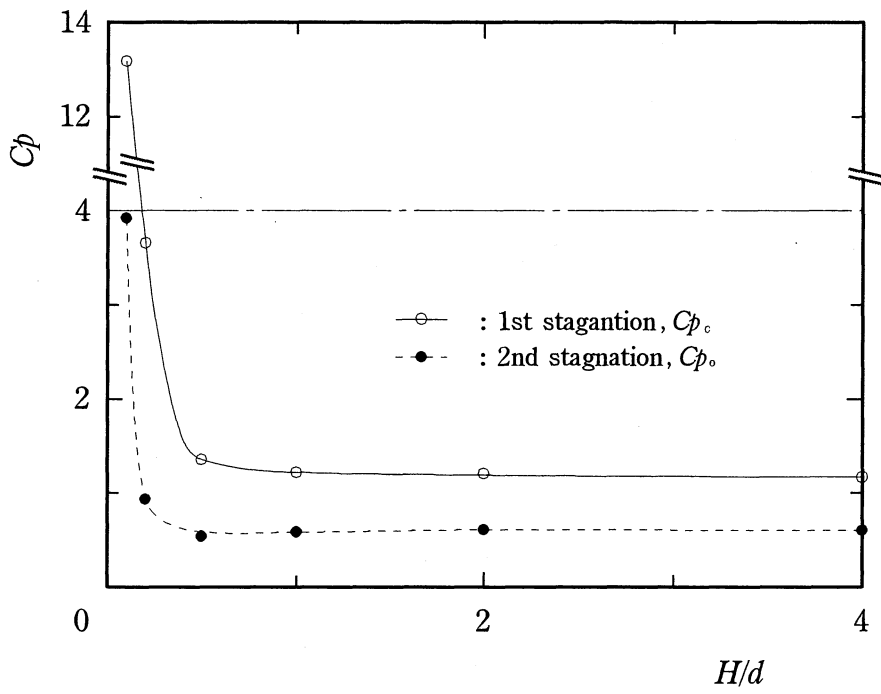
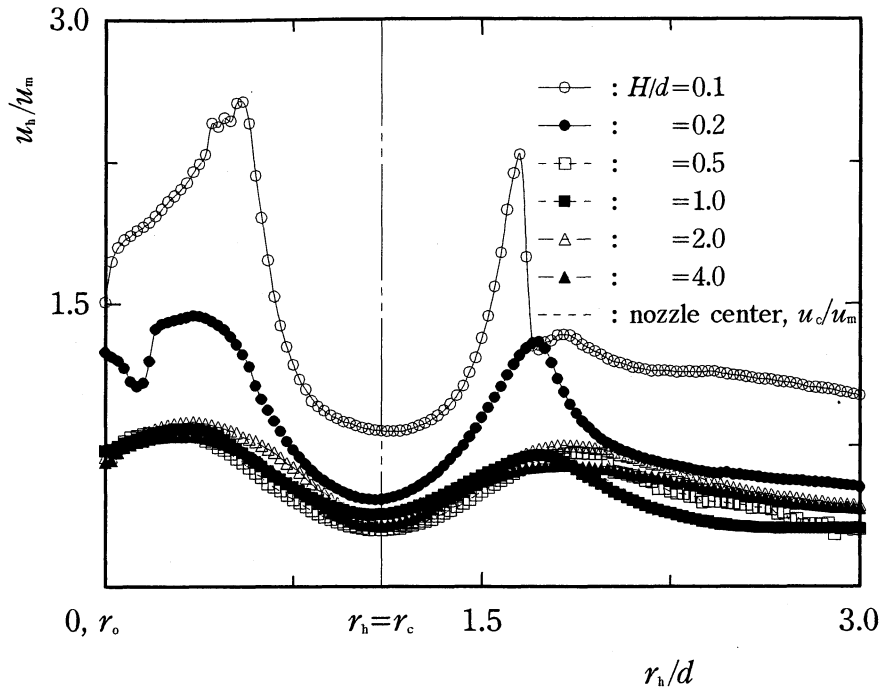
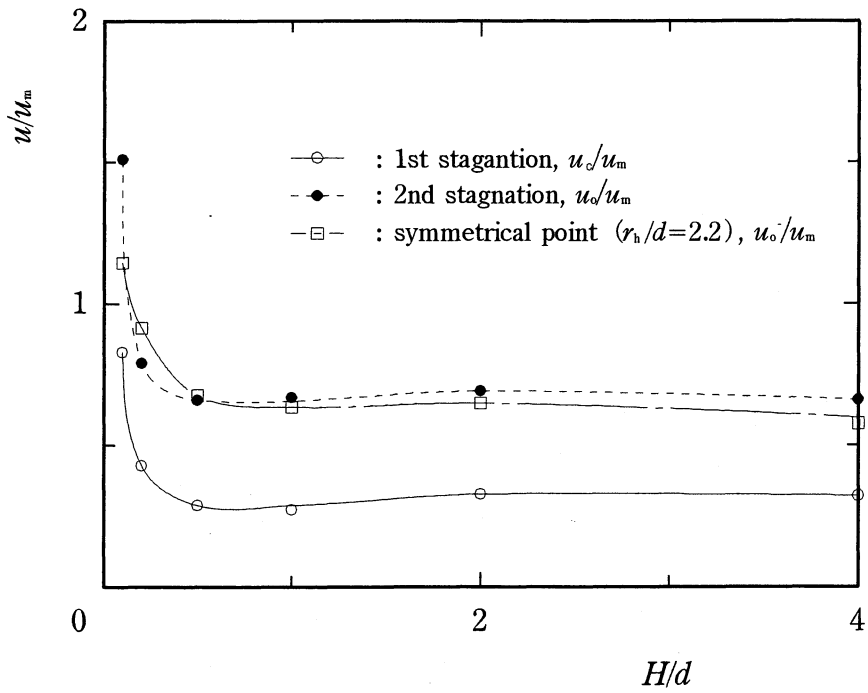


Fig.3.1.2 Pressure at 1st and 2nd stagnations
(Effects of H , $Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$)

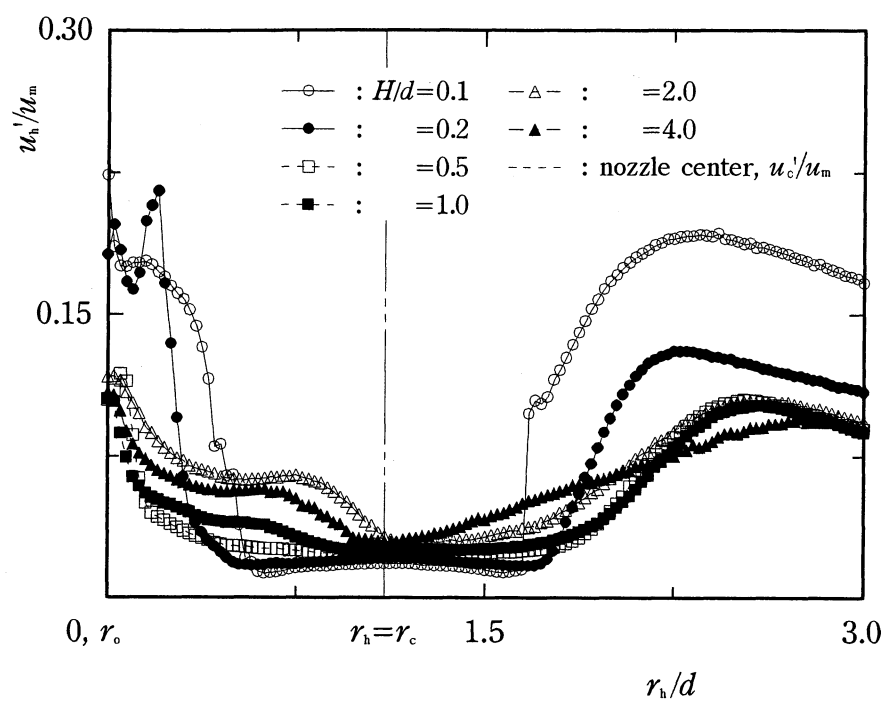
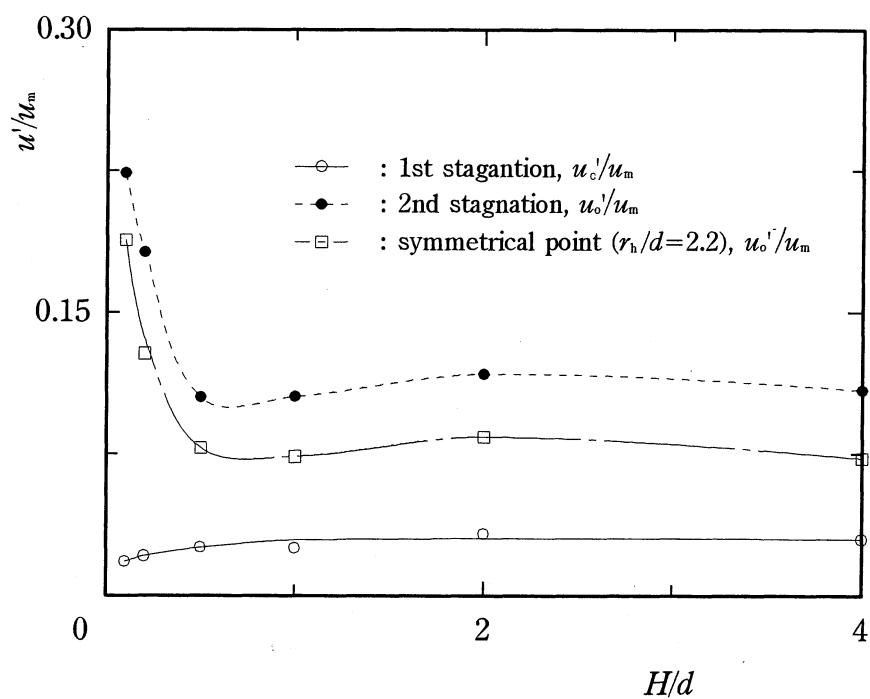


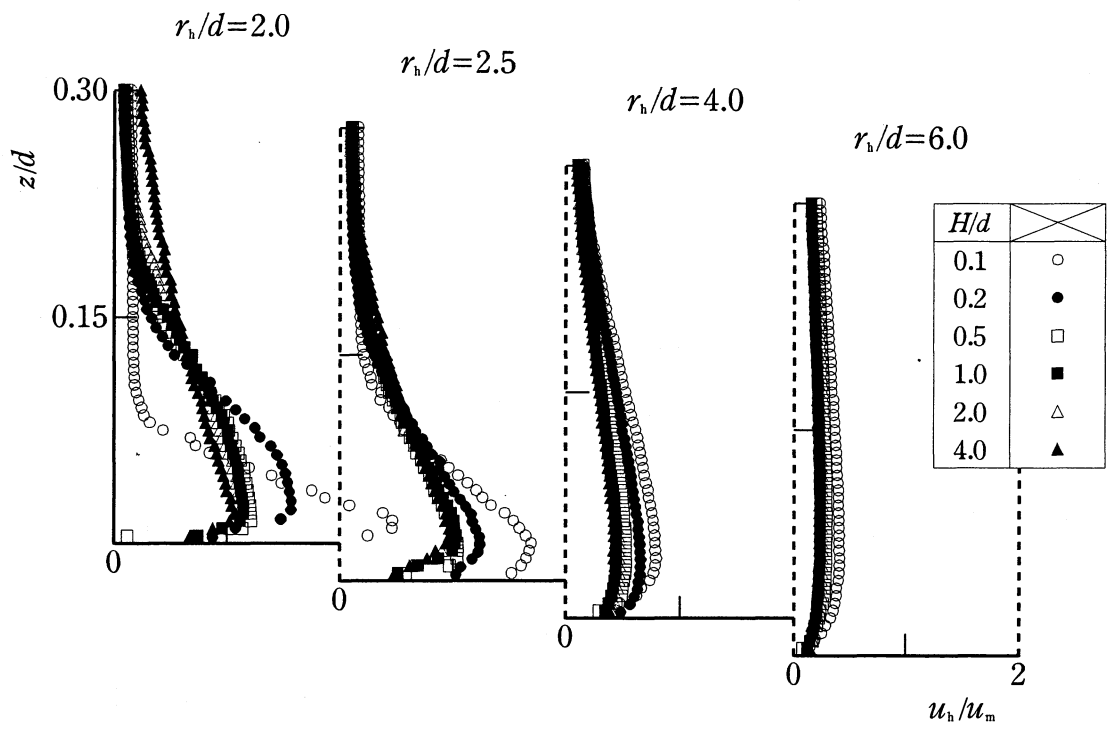
(a) r_h -direction, $u_h/u_m - r_h/d$



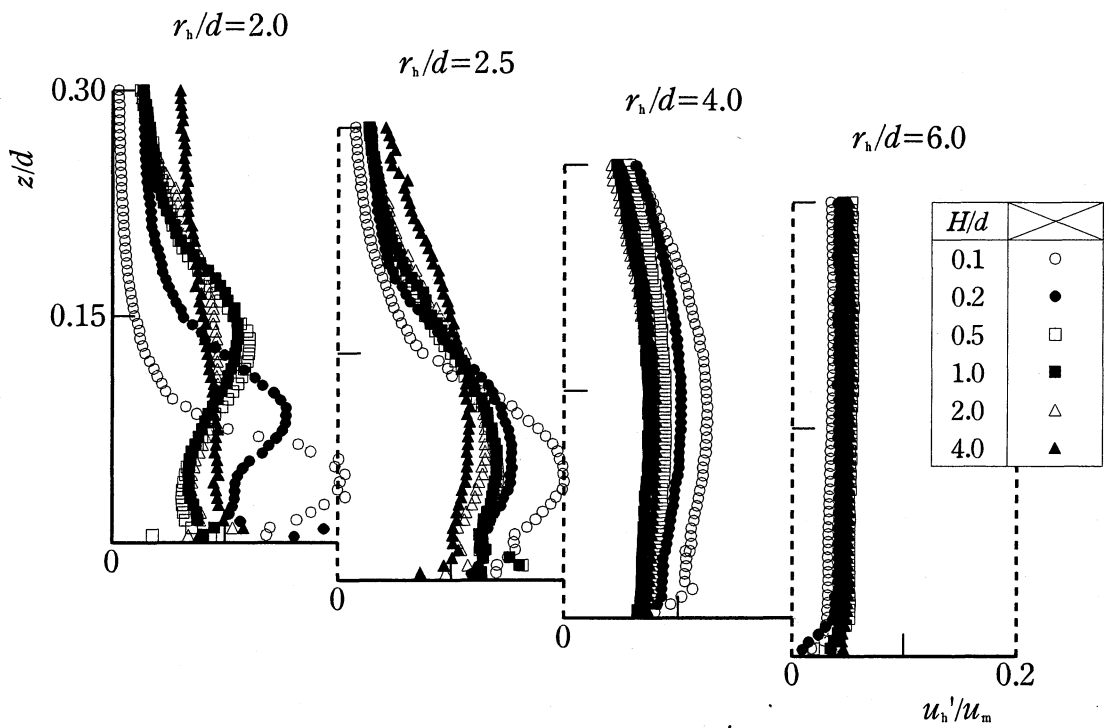
(b) Velocity at 1st and 2nd stagnations and symmetric point, $u_{c(o,o)}/u_m - H/d$

Fig.3.1.3 Velocity in impinging jet region ($Re_i = 2.3 \times 10^4$, $s/d = 0.5$, $z/d = 0.075$)

(a) r_h -direction, $u_h'/u_m - r_h/d$ (b) Turbulence intensity, $u_{c(o,o)'}'/u_m - H/d$ Fig.3.1.4 Turbulence intensity in impinging jet region ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$, $z/d=0.075$)

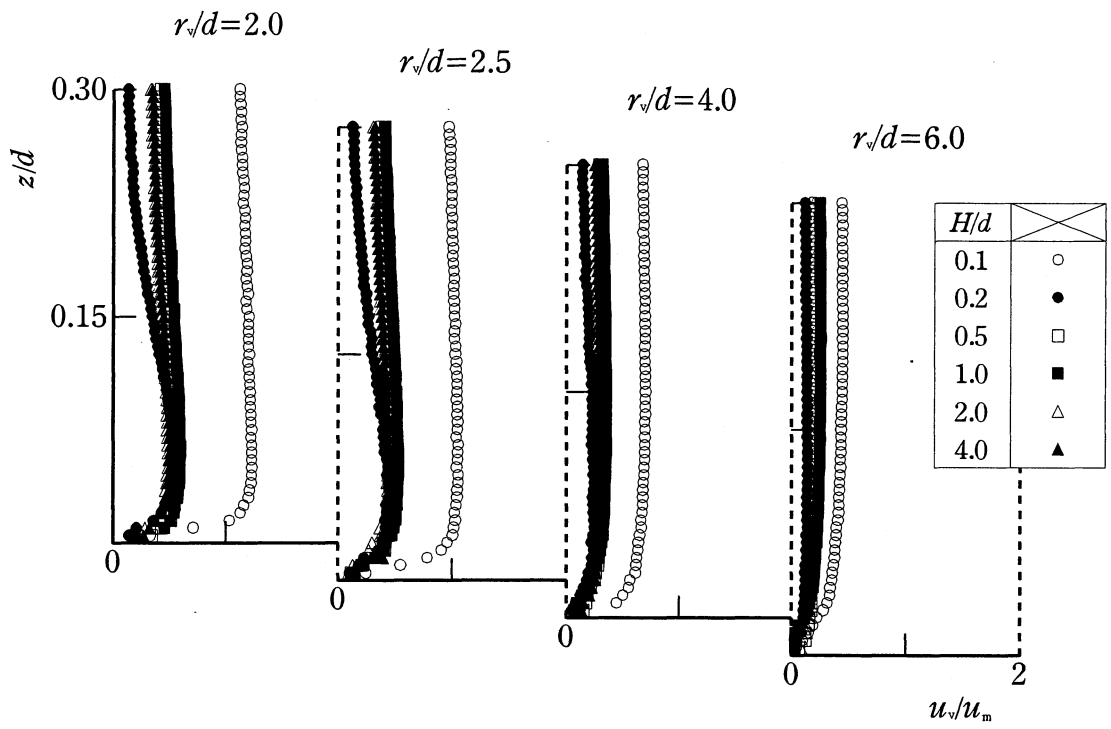


(a) Mean velocity, $u_h/u_m - z/d$

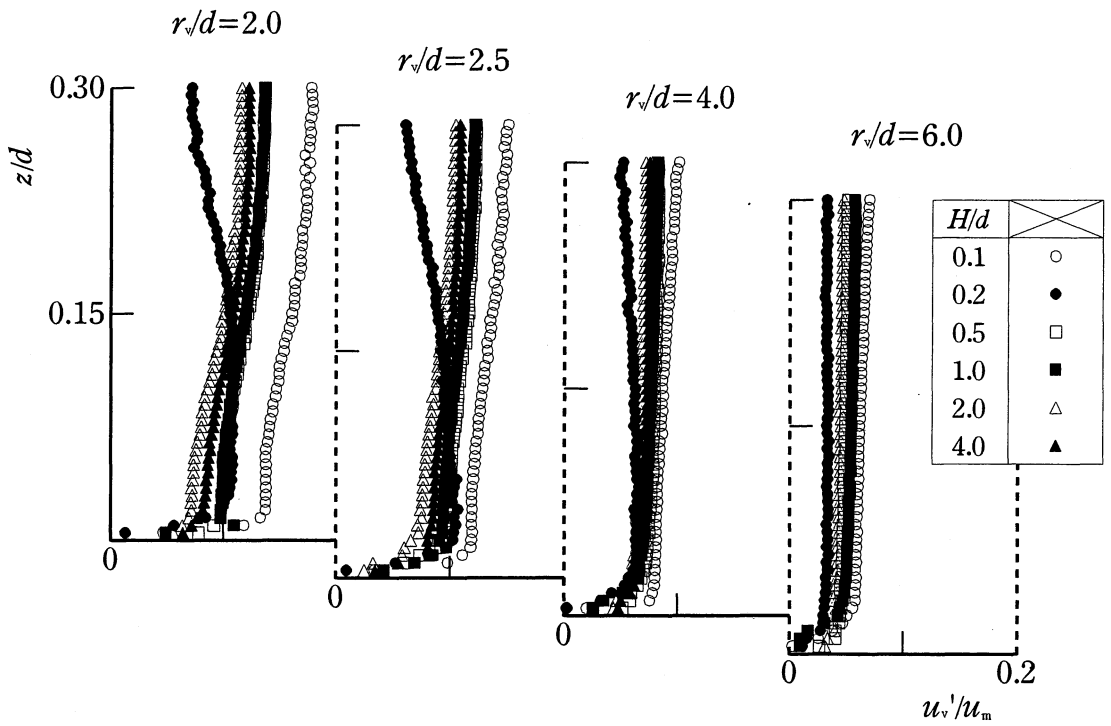


(b) Turbulence intensity, $u'_h/u_m - z/d$

Fig.3.1.5 Wall jets after impingement ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$, r_h -direction)

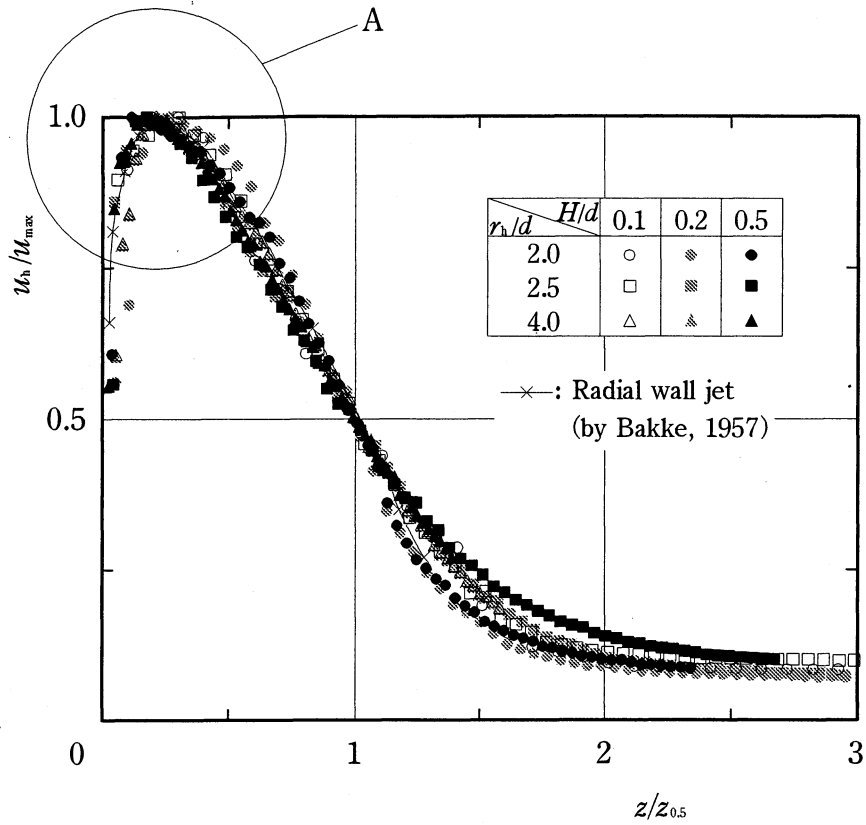


(a) Mean velocity, $u_v/u_m - z/d$

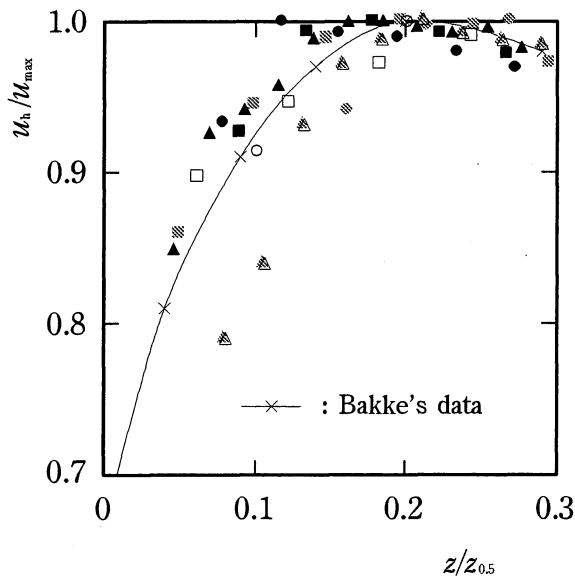


(b) Turbulence intensity, $u_v'/u_m - z/d$

Fig.3.1.6 Wall jets after impingement ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$, r_v -direction)

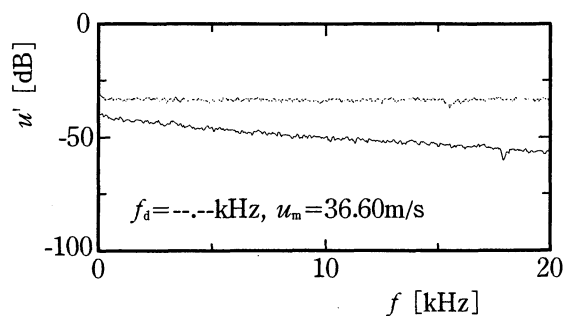
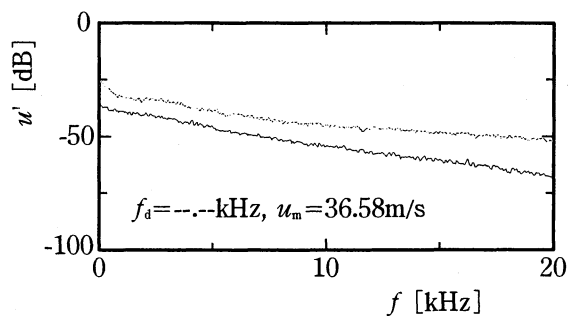
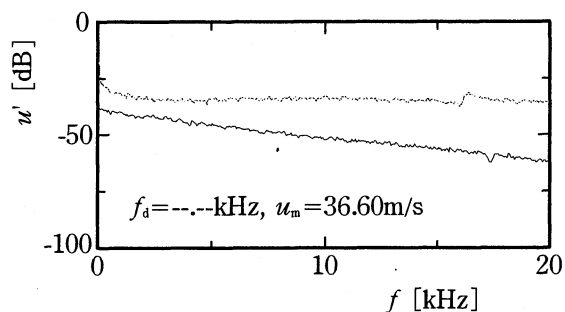
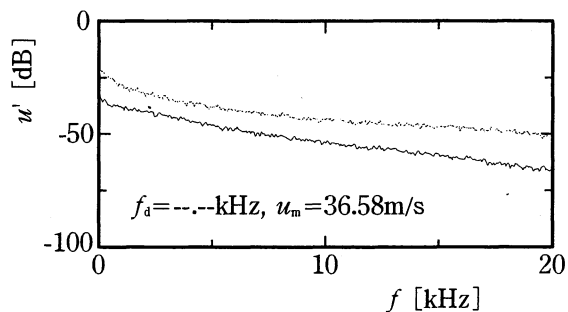
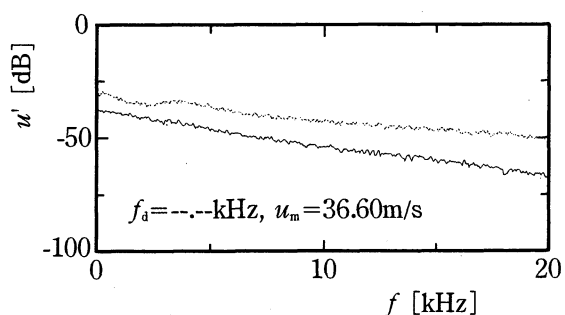
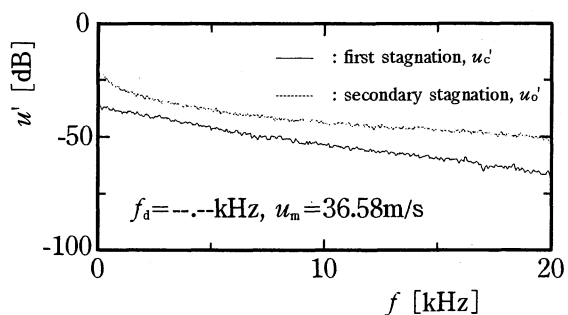


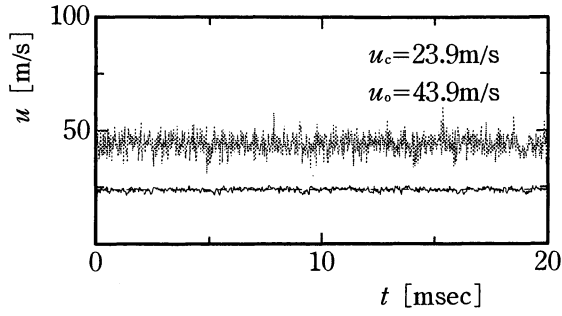
(a) Similarity of velocity distribution of wall jets (Comparison with Bakke's data)



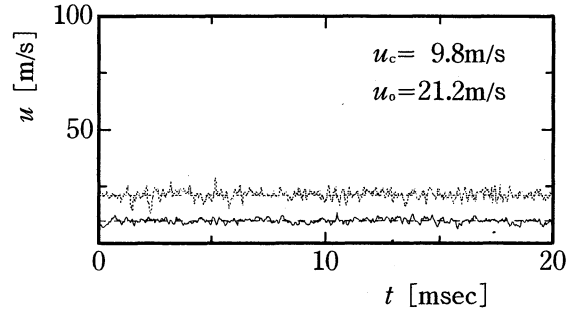
(b) Details of A

Fig.3.1.7 Similarity of velocity distribution of wall jets
($Re_s=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$, r_b -direction)

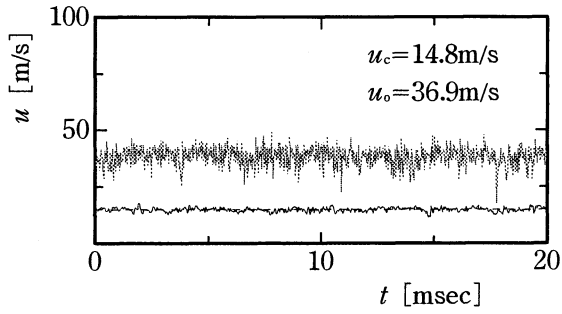
(a) $H/d=0.1$ (d) $H/d=1.0$ (b) $H/d=0.2$ (e) $H/d=2.0$ (c) $H/d=0.5$ (f) $H/d=4.0$ Fig.3.1.8 Frequency spectrum of velocity fluctuation ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$, r_n -direction)



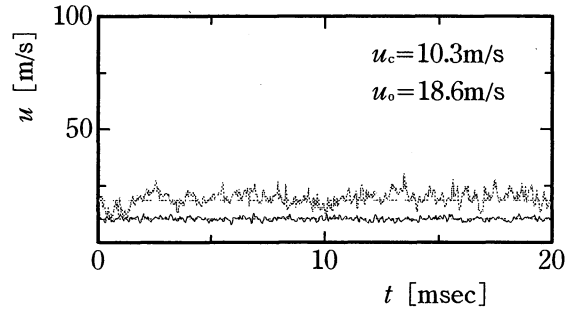
(a) $H/d=0.1$



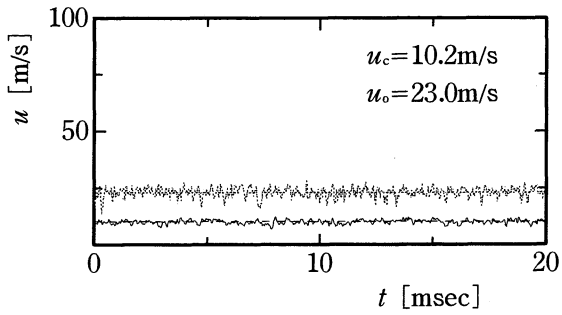
(d) $H/d=1.0$



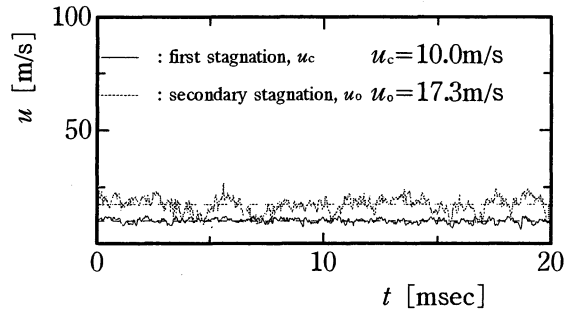
(b) $H/d=0.2$



(e) $H/d=2.0$

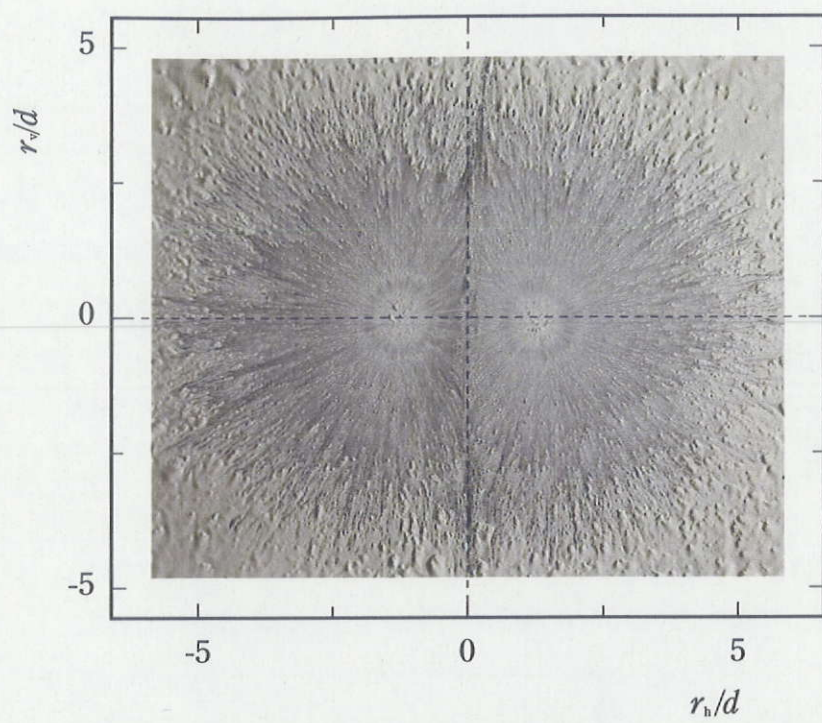
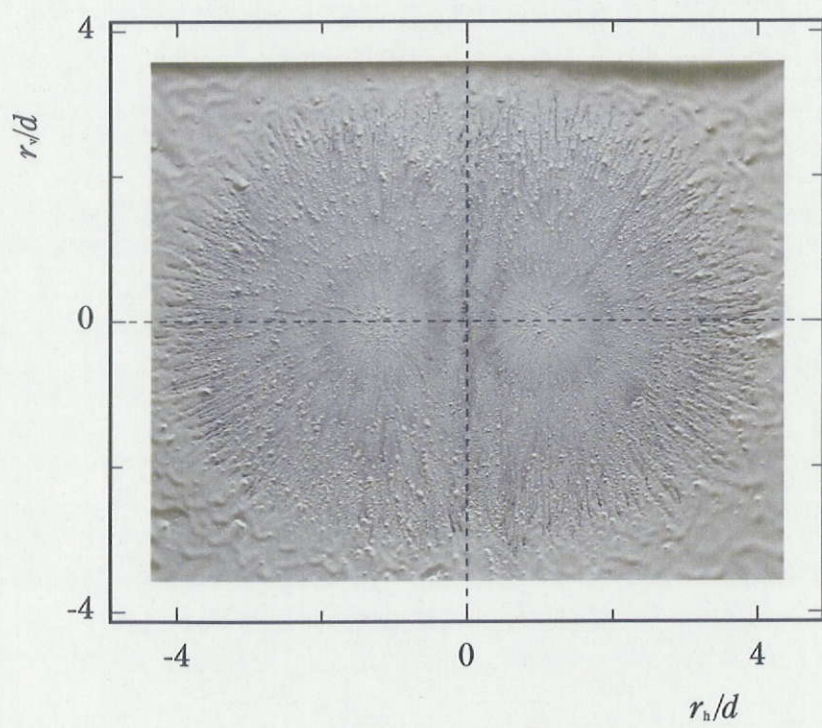


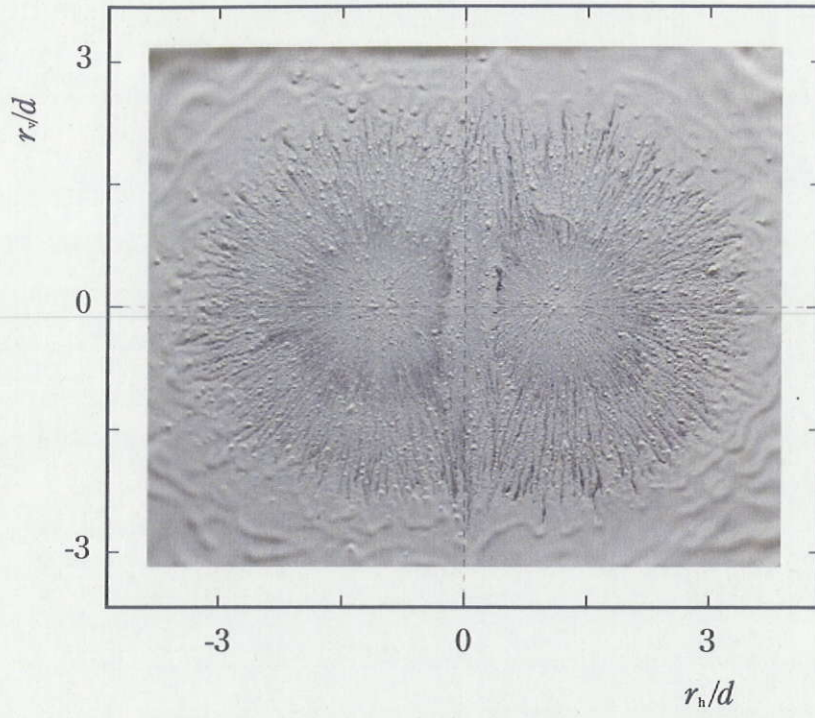
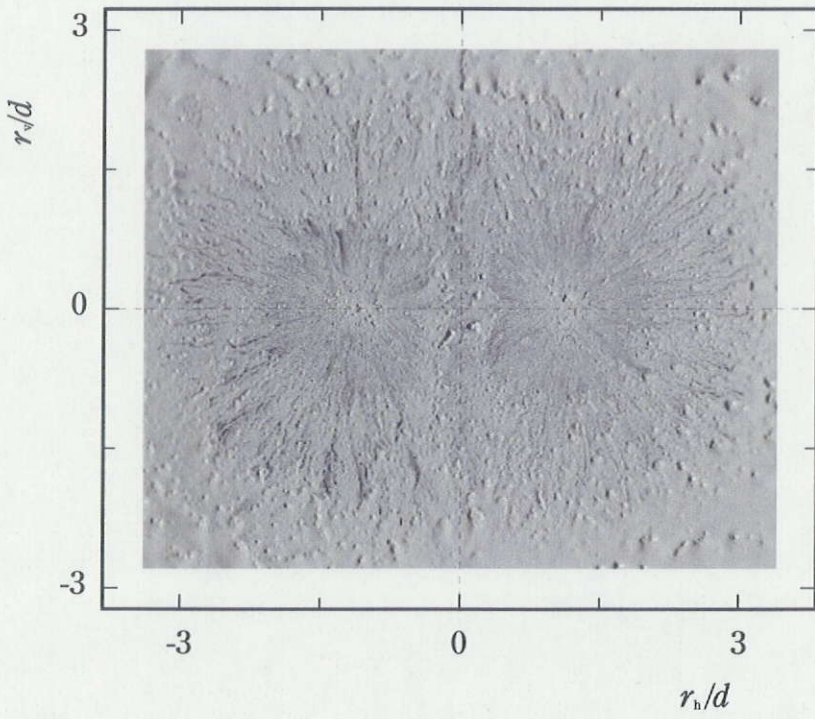
(c) $H/d=0.5$



(f) $H/d=4.0$

Fig.3.1.9 Fluctuation of u with time ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$, r_h -direction)

(a) $H/d=0.1$ (b) $H/d=0.2$

(c) $H/d=0.5$ (d) $H/d=1.0$

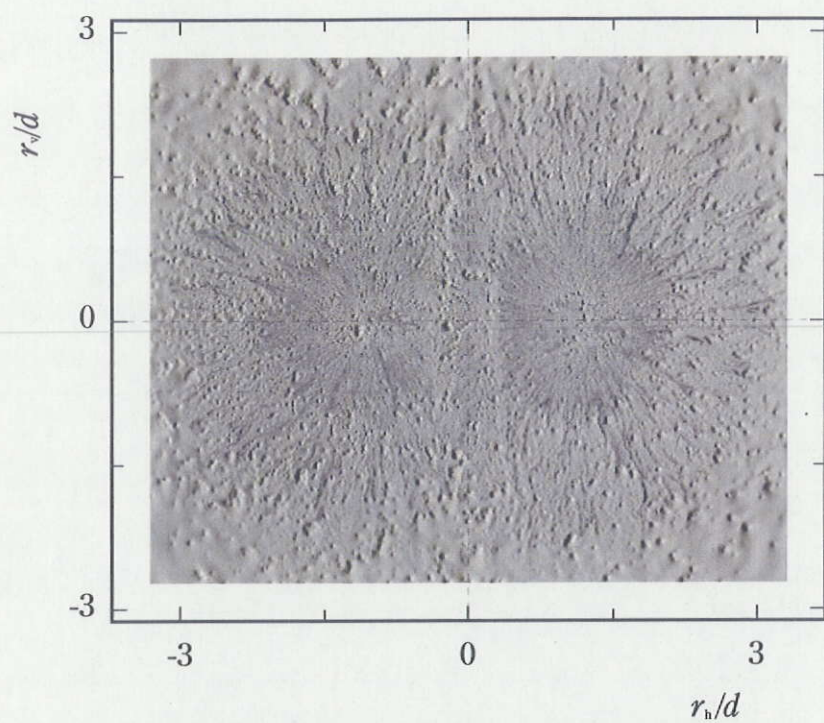
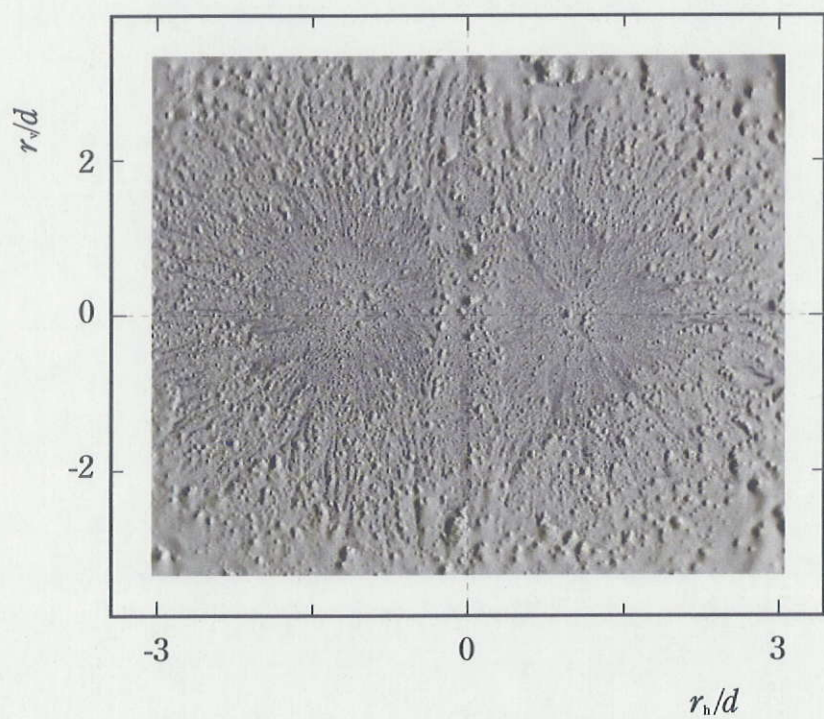
(e) $H/d=2.0$ (f) $H/d=4.0$

Fig.3.1.10 Flow pattern on the impingement plate by oil film method
 $(Re_d=2.3 \times 10^4, s/d=0.5)$

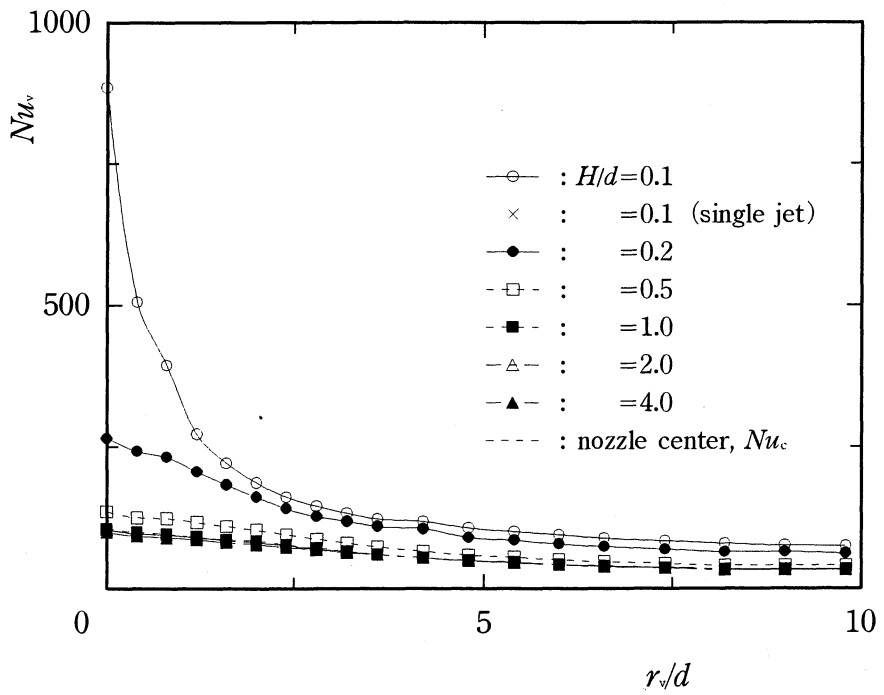
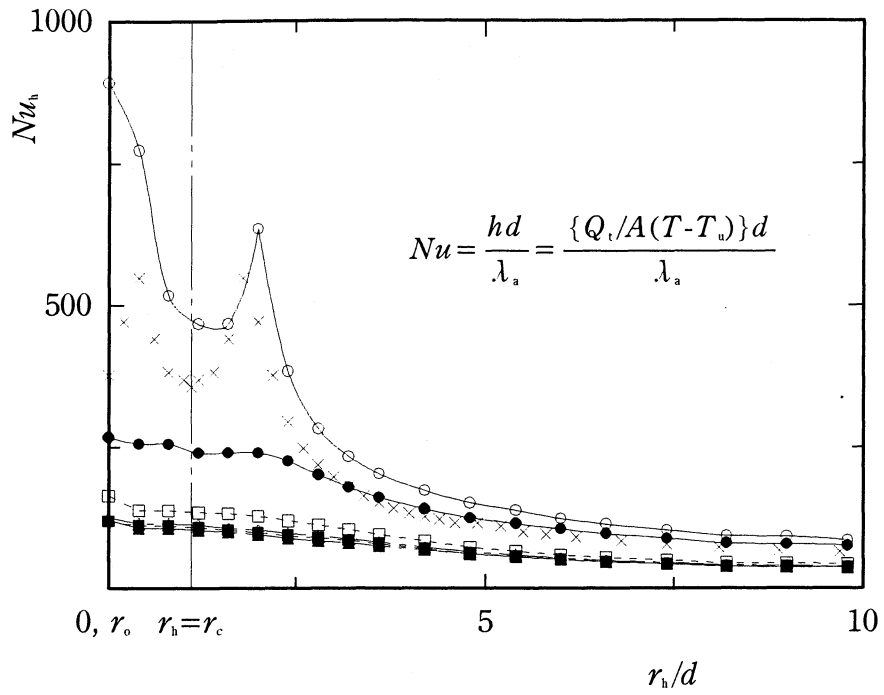


Fig.3.1.11 Heat transfer characteristics ($Re_s=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$)

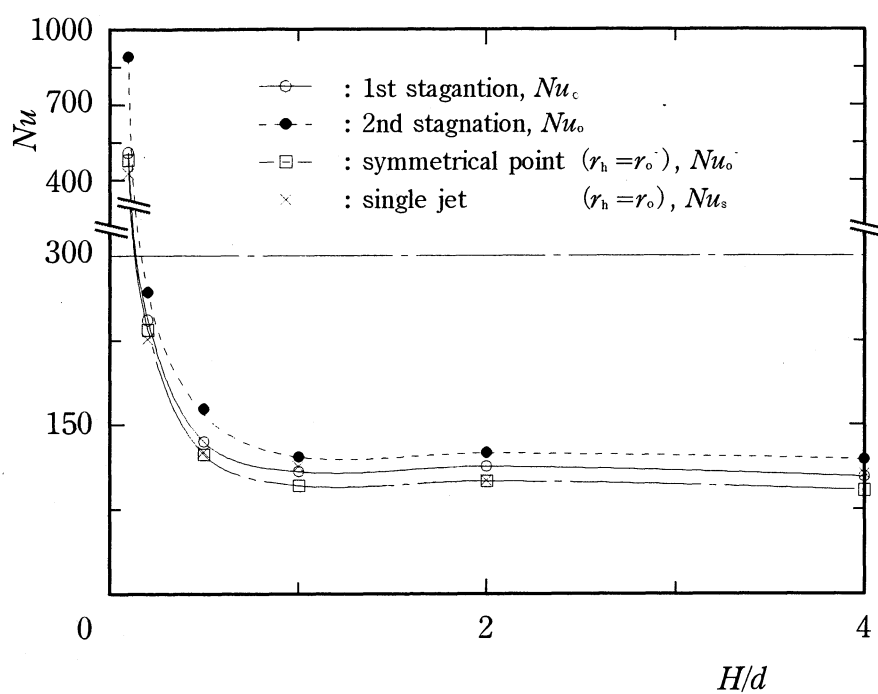
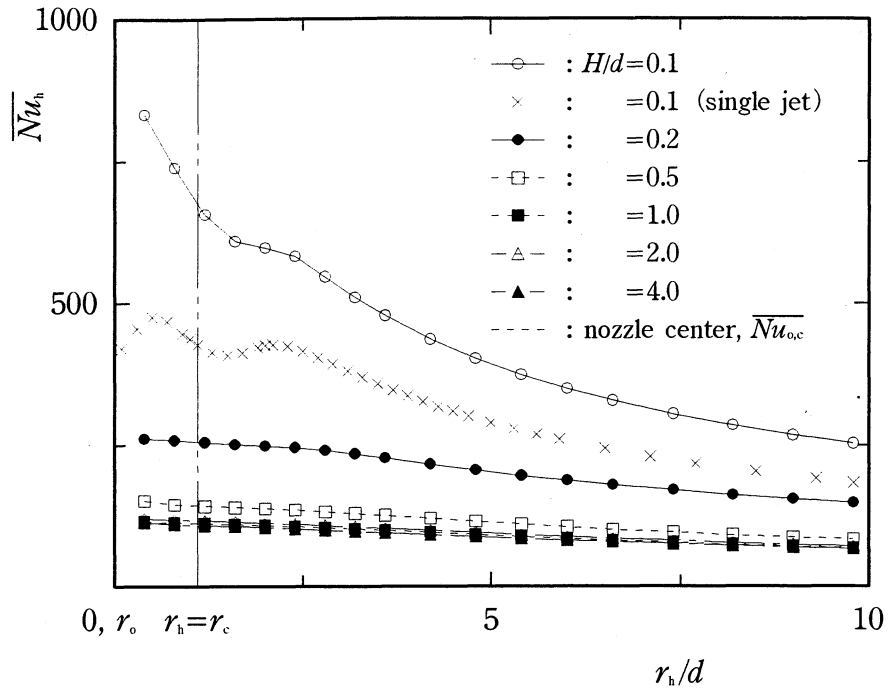
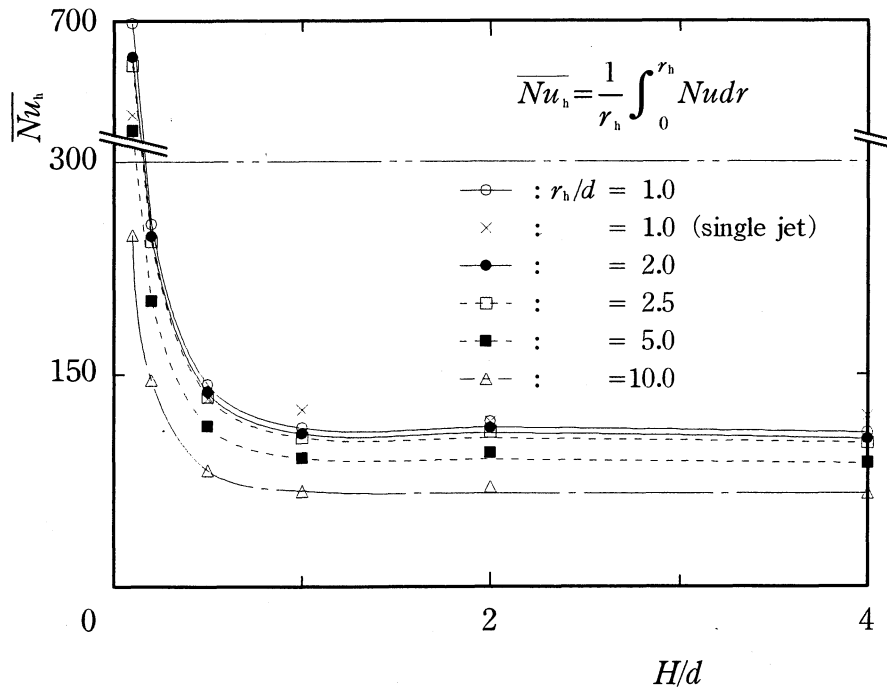


Fig.3.1.12 Local Nusselt number (Effects of H , $Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$)



(a) Mean *Nusselt* number for H/d , $\overline{Nu}_h - r_h/d$



(b) Mean *Nusselt* number for r_h/d , $\overline{Nu}_h - H/d$

Fig.3.1.13 Mean *Nusselt* number ($Re_d = 2.3 \times 10^4$, $s/d = 0.5$, r_h -direction)

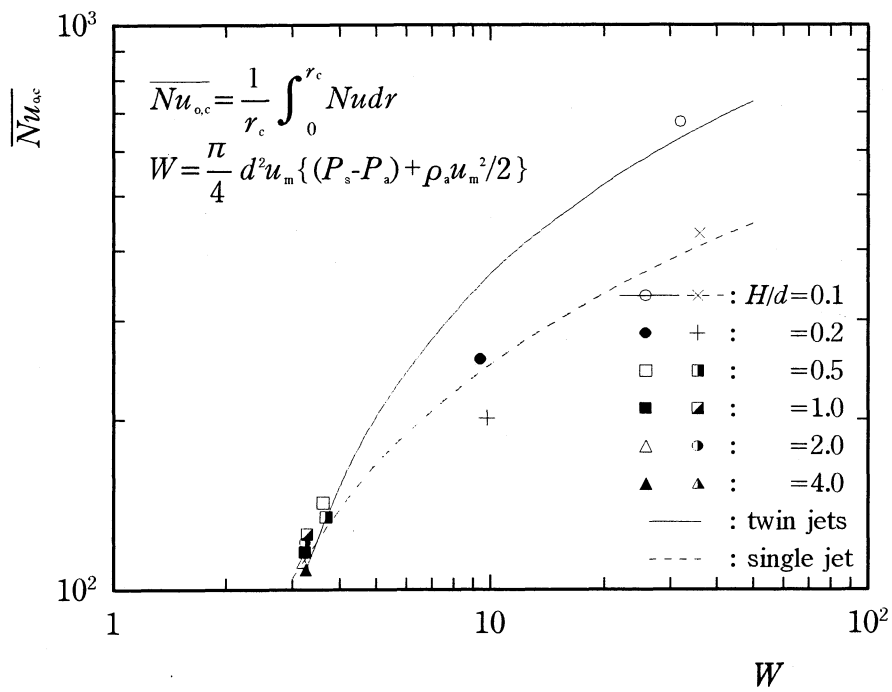
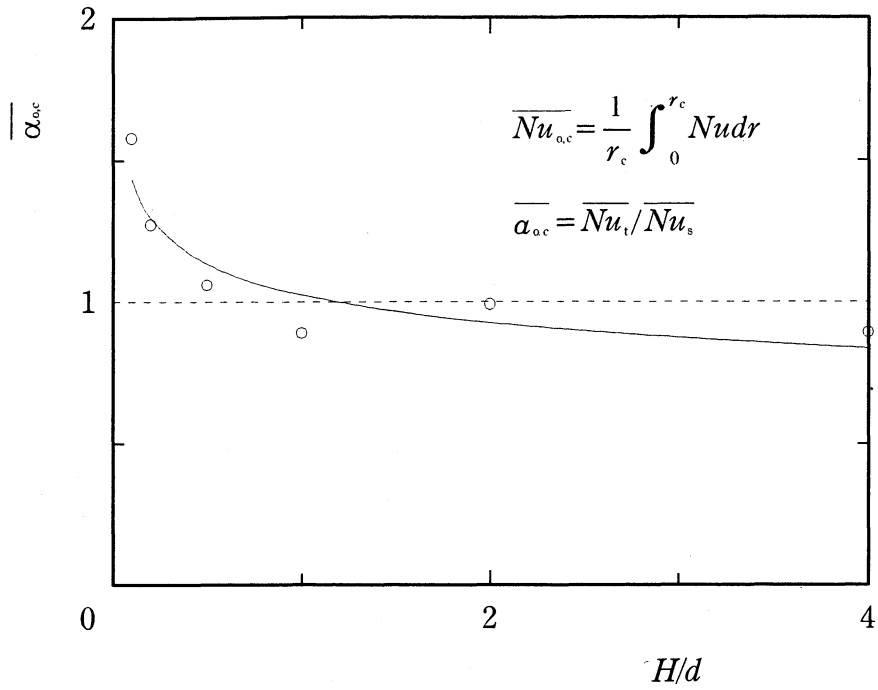
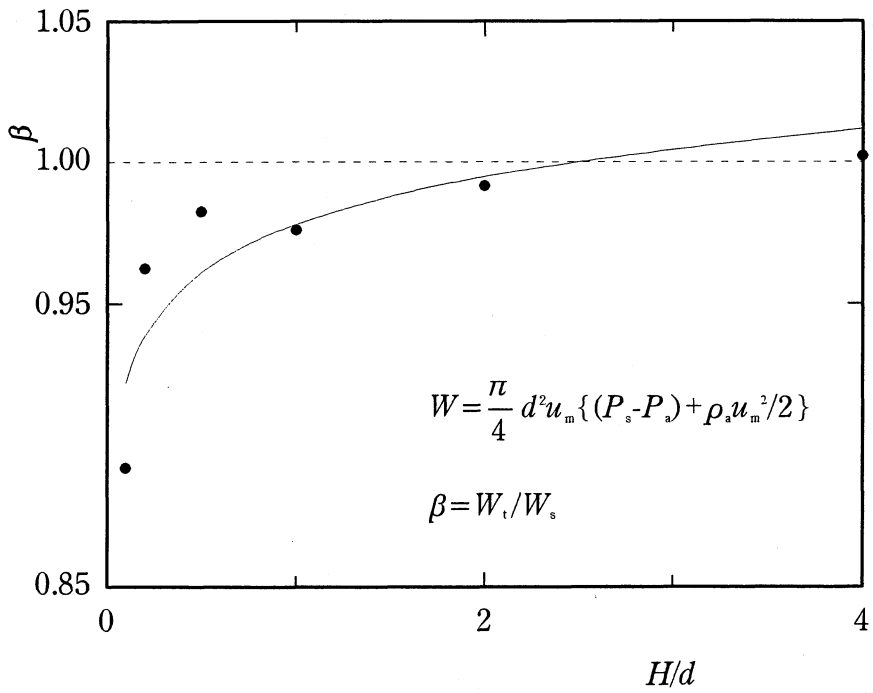


Fig.3.1.14 Relation between \overline{Nu}_{oc} and $W[W]$ ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$, r_h -direction)

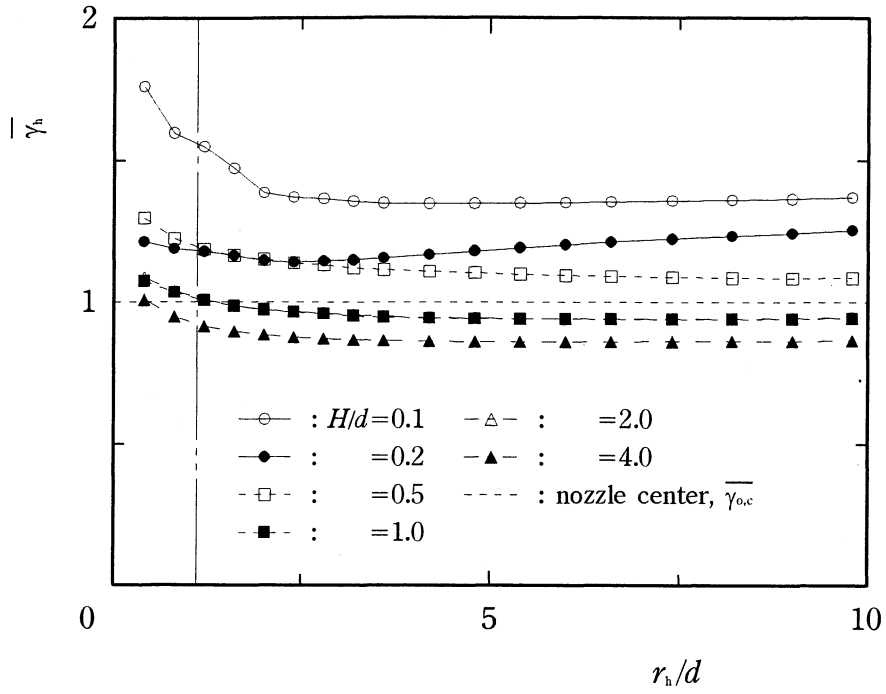


(a) Mean *Nusselt* number for $Re_d = 2.3 \times 10^4$, $\overline{\alpha_{oc}} - H/d$

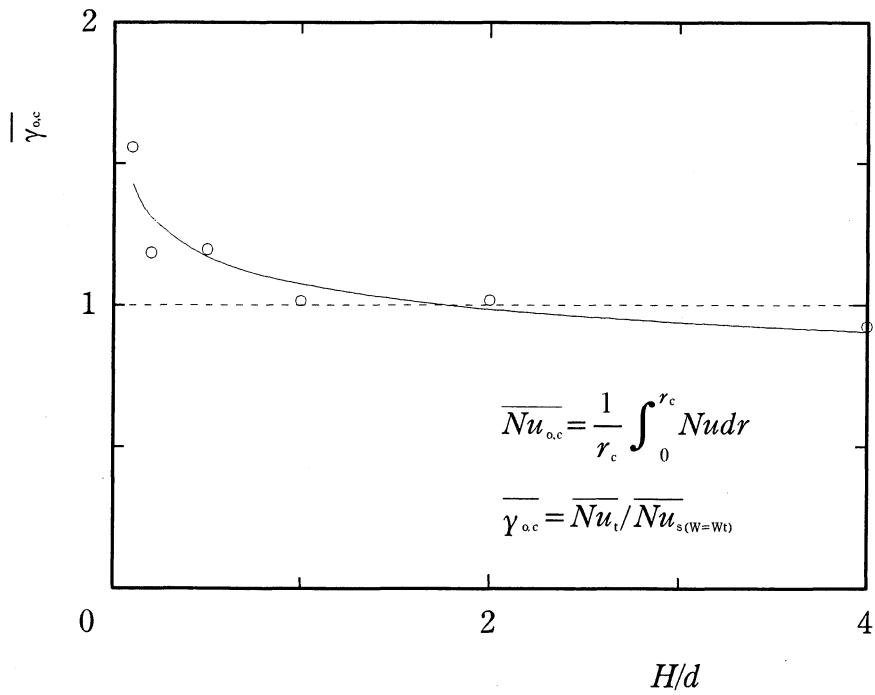


(b) Operating power for $Re_d = 2.3 \times 10^4$, $\beta - H/d$

Fig.3.1.15 Ratios $\overline{\alpha_{oc}}$ and β ($Re_d = 2.3 \times 10^4$, $s/d = 0.5$, r_h -direction)

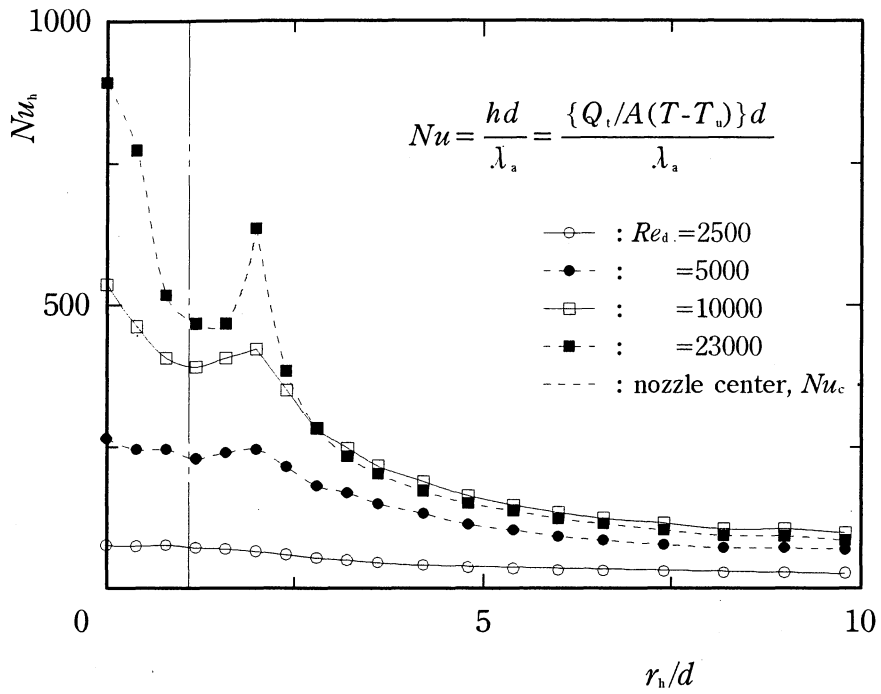


(a) Mean *Nusselt* number for H/d , $\bar{\gamma}_h - r_h/d$

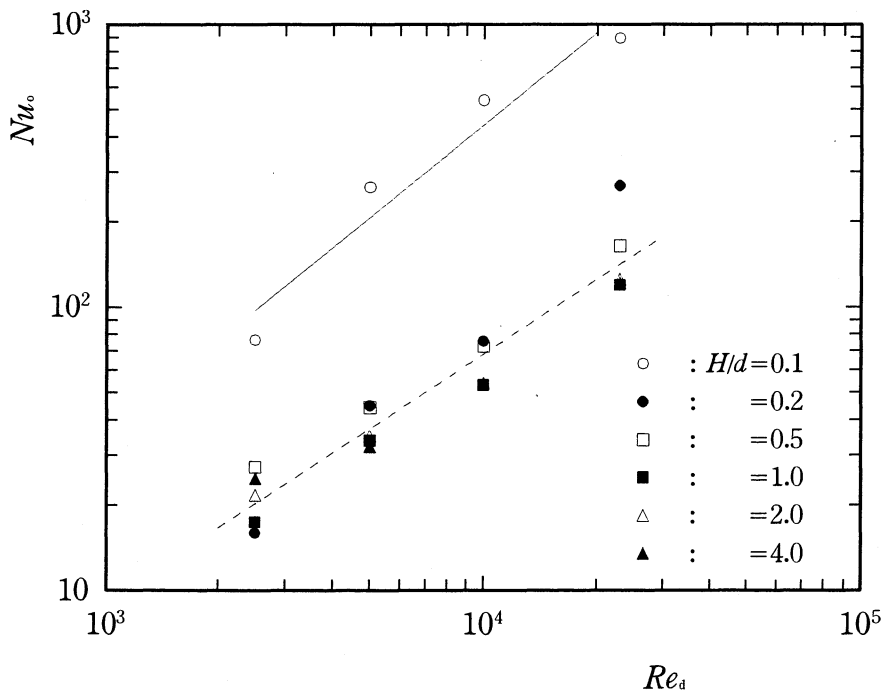


(b) Mean *Nusselt* number, $\bar{\gamma}_{oc} - H/d$

Fig.3.1.16 Ratios $\bar{\gamma}_h$ and $\bar{\gamma}_{oc}$ (same operating power $W_t[W]$, $s/d=0.5$, r_h -direction)

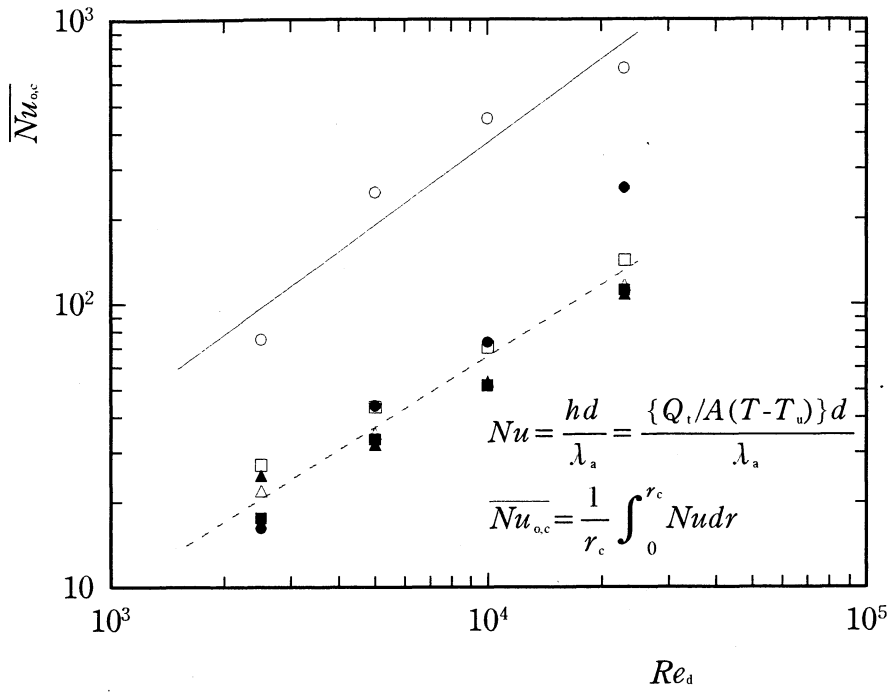


(a) Local *Nusselt* number for Re_d , $Nu_h - r_h/d$ ($H/d=0.1$)

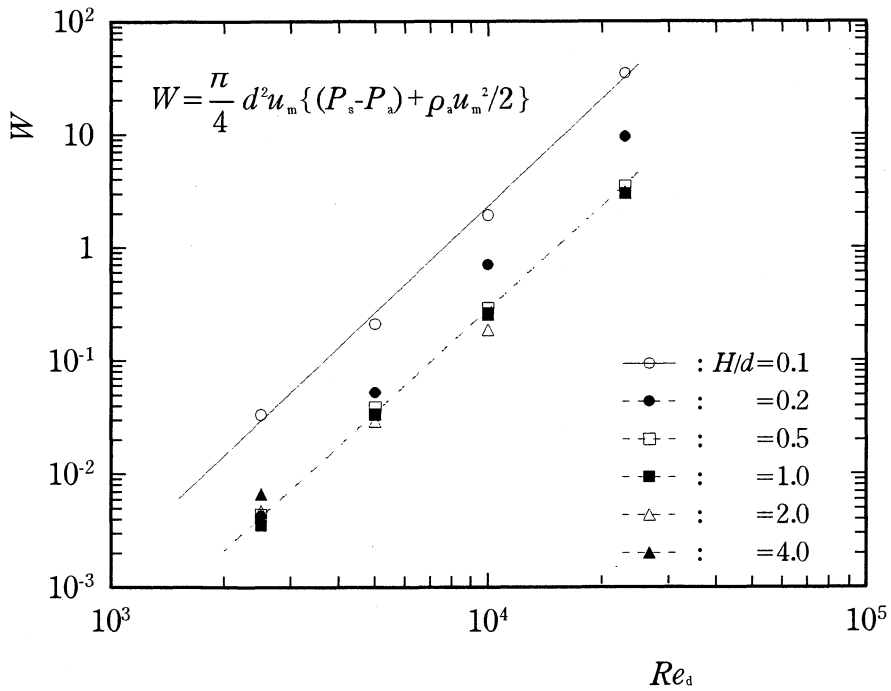


(b) Local *Nusselt* number for H/d , $Nu_o - Re_d$

Fig.3.1.17 Heat transfer characteristics for Re_d ($s/d=0.5$, r_h -direction)

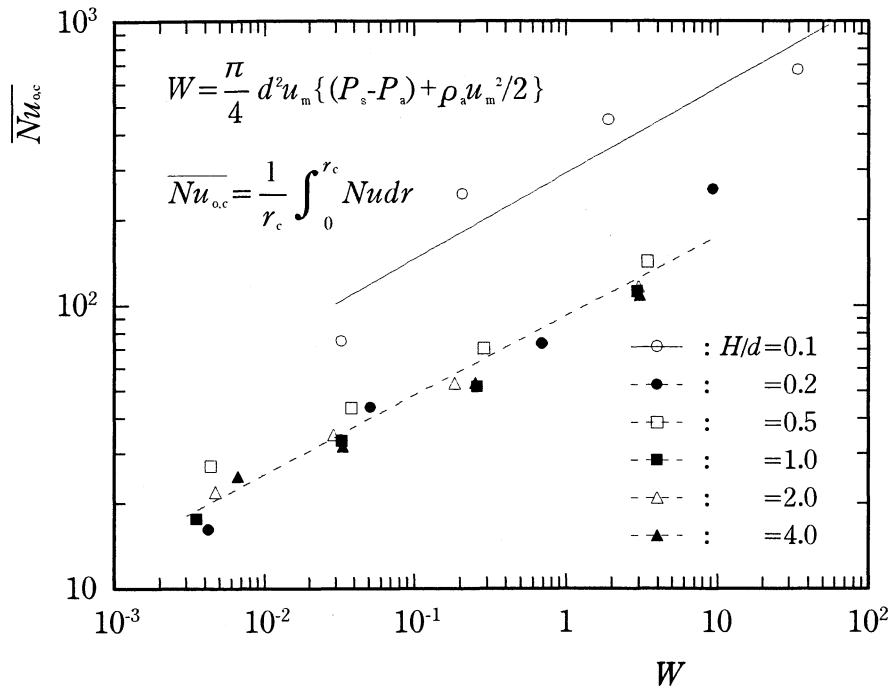


(a) Mean *Nusselt* number for H/d , $\overline{Nu}_{o,c} - Re_d$

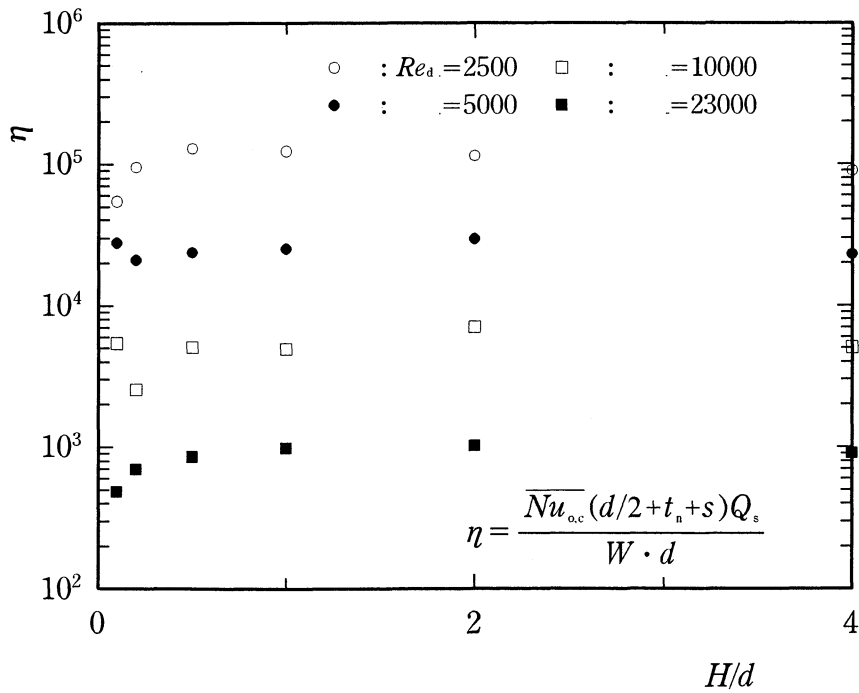


(b) Operating power for H/d , $W[W] - Re_d$

Fig.3.1.18 $\overline{Nu}_{o,c}$ and $W[W]$ for Re_d ($s/d=0.5$, r_h -direction)



(a) Relation between $\overline{Nu}_{o,c}$ and $W[W]$ for H/d , $\overline{Nu}_{o,c} - W[W]$



(b) Optimal arrangement for $Re_d, \eta - H/d$

Fig.3.1.19 $\overline{Nu}_{o,c}$ and η for Re_d ($s/d=0.5$, r_h -direction)

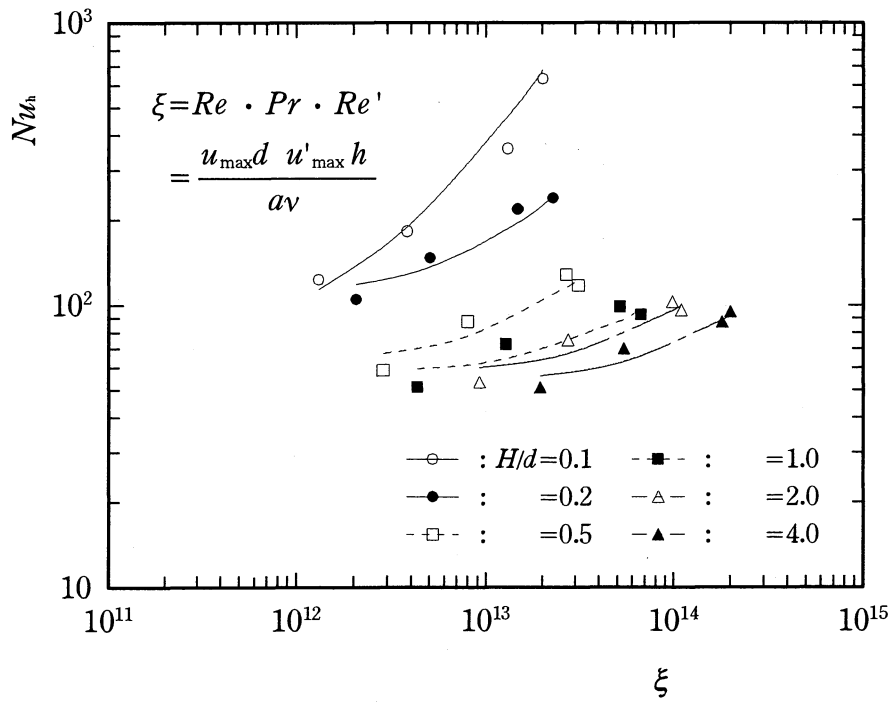


Fig.3.1.20 Relation between Nu_h and ξ in wall jet region
($Re_d=2.3 \times 10^4$, $s/d=0.5$, r_h -direction)

3.2 原点-ノズル間距離 s/d の影響 (ノズル-平板間距離 $H/d=0.5$ の場合)

至近距離で噴流が加熱平板に垂直に衝突する場合における、二噴流の干渉に対する流動および熱伝達特性を明らかにする。ここでは噴流がノズル出口と平板間で有効通路面積が急激に減少する H/d の場合において、 s/d が各特性に与える影響を比較・検討するため、 $Re_d=2.3 \times 10^4$ 、 $H/d=0.5$ 、 $s/d=0.3 \sim 3.0$ の条件下で実験を行った。

3.2.1 壁面圧力分布

図 3.2.1 に、壁面圧力 C_p と r/d との関係を示す。壁面圧力の急激な増減はその位置での速度の急速な減少、増大に対応している。衝突噴流の場合、噴流の衝突の結果、速度エネルギーが圧力エネルギーに変換されそこでの圧力が増大する。

(a) r_h 方向(図 2.1.2)の圧力分布、

$r_h=r_c$ 付近の衝突領域に対する C_{ph} は、 s/d に関わらずほぼ定量・定性的に相似な分布形となる。 $r_h=r_c$ から r_h^+ 方向(図中、右側)の結果を示す。ノズル管内で完全に発達した速度分布をもってノズル出口から噴出する噴流(ポテンシャルコアを有する)は、ノズル直下壁面近傍の衝突領域で速度が大きく減衰し、 $r_h=r_c$ で第一の極大値(最大値)となる。また、(r_h^+ 方向の)下流にいくにつれ流れが加速されるため値は低くなった後、周囲流体圧力 P_a に達し壁面噴流領域として流れ場を形成する。一方、 $r_h=r_c$ から r_h 方向(図中、左側)では、噴流の干渉により、壁面近傍の速度は加速から減衰に転ずるため圧力は増加する。また s/d が小さくなるとともに噴流の干渉(合流)域が $r_h=r_c=0$ 側にシフトし、また $s/d \leq 2.0$ では、壁面噴流に遷移する前に干渉する。その結果、 $r_h=r_c=0$ で第二の極大値をとり、その値は s/d が小さいほど増加する。

(b) r_v 方向(図 2.1.2)の圧力分布、

前項(a)と同様 C_{pv} は、 s/d に関わらず定性的に相似な分布形となる。両噴流の衝突後、二噴流は、 r_v および z 方向へと三次元的(十文字型)に拡散する。 $(r_v$ 方向の)下流にいくにつれ、二噴流の干渉の影響は、噴流が空間的に拡散しエネルギーを失うため減少する。また、 s/d が小さいほど大きく、前項(a)と同様に $s/d \leq 1.0$ ではその値は急激に増加する。

図 3.2.2 に、 $r_h=r_c$ および r_c での壁面圧力 C_p と s/d の関係を示す。 C_{pc} の場合(図中、○印)、 s/d に関わらず殆ど変化しない。これは、ノズル出口における流体エネルギー(運動動力 $W[W]$)に関係し[3.2.4(b), 参照]、その値がほぼ等価なためである。 C_{ph} の場合(図中、●印)、 s/d が小さくなるとともに単調に増加する。例えば $s/d=3.0$ での値が $C_{pc}=0.11$ に対して、 $s/d=0.3, 0.5$ で

はそれぞれ約 8.27 ($Cp_0=0.91$), 4.82 ($Cp_0=0.53$) 倍に増加する. これは s/d が小さいほど噴流の $r_h=r_0=0$ に到達するまでの拡散損失が小さくなることに起因する.

3.2.2 壁面近傍の流動諸特性

衝突噴流の熱伝達特性は, 壁面近傍の流動構造と密接に関係する. 本研究では, 噴流の流れ場が熱輸送に及ぼす影響を明らかにするため, 壁面近傍における速度および乱れ強さ分布を測定し検討した.

(a) 壁面近傍 (r_h 方向) の平均および変動 (乱れ強さ) 分布

図 3.2.3 に, 衝突および壁面噴流領域における時間平均速度 u_h/u_m を示す. なお, 測定は熱線シングルプローブを $z/d=0.075$ の位置に設置しそれを r_h 方向に移動して, u_h , u_h' を測定した. そのため壁面噴流領域以外の u_h , および u_h' は, 厳密な r_h 方向成分を示していないが, ここでは便宜上 r_h 方向成分として表記した. 前節 3.2.1 で述べたように, 速度の急激な増減はその位置での圧力の急速な減少, 増大に対応している (図 3.2.1, 参照).

(a) r_h 方向の時間平均速度 u_h/u_m ,

$r_h=r_0$ 付近の衝突領域に対する u_h/u_m は, s/d に関わらず定性的に相似な分布形となる. $r_h=r_0$ から r_h^+ 方向 (図中, 右側) の結果を示す. ノズル管内で完全に発達した速度分布をもってノズル出口から噴出する噴流 (ポテンシャルコアを有する) は, ノズル直下壁面近傍の衝突領域で, 速度が減衰する. また, よどみ点では理論上速度ゼロ (せん断力すなわち流体摩擦 τ_w [N/m²] もゼロ) である. したがって管内や平板の乱流域における渦のマクロ的流動作用による運動量と熱伝達との相似性 (レイノルズのアナロジ) は成立せず, 非相似的で且つ高い熱伝達率 (3.2.4 節, 参照) を得る. Hoogendoorn (1977)⁽⁹⁾ や Kataoka et al. (1987)⁽¹⁰⁾ によれば, 上流の乱流自由噴流による流動構造が平板の伝熱特性に大きく影響を及ぼすと考えられる. また (r_h^+ 方向の) 下流にいくにつれ流れが加速され, さらにノズル外壁での縮流により急加速される (第一の極大値, 最大値). 一方, $r_h=r_0$ から r_h 方向 (図中, 左側) では, ノズル外壁 ($r_h/d=0.4$) まで流れが加速され, それは対称位置の値より大きい. その後, 徐々に減衰し, r_h^+ 方向よりも膨らみを帯びた分布となる. $r_h=r_0=0$ で第二の極大値をとり, その値は s/d が小さいほど増加する. なお, この壁面のごく近傍における $r_h=r_0=0$ の値は理論上ゼロである. これは二噴流が衝突した後, 噴流が z 方向へ流れるためその値を測定したと考えられる.

(b) $r_h=r_0$, r_0 および r_0^+ での時間平均速度 u/u_m と s/d との関係,

u_c/u_m の場合 (図中, ○印), 衝突領域により速度が減衰するため, s/d に関わらず殆ど変化しない. u_0/u_m の場合 (図中, ●印), s/d が小さくなるとともに単調に増加する. 例えば $s/d=3.0$

での値が $u_o/u_m=0.12$ に対して, $s/d=0.3, 0.5$ ではそれぞれ約 5.92 ($u_o/u_m=0.71$), 5.5 ($u_o/u_m=0.66$) 倍に増加する. これは s/d が小さいほど $r_h=r_o=0$ に到達するまでの噴流の拡散損失が小さいことに起因する.

図 3.2.4 に, 衝突および衝突噴流領域における変動(乱れ強さ) u'_h/u_m を示す. なお, u'_h/u_m は図 3.2.3(a)に示す u_h/u_m の位置に対応する値である. 普通, 乱れ強さは速度(圧力)の急勾配による不安定性に対応し, 不規則的に変動する(渦の生成).

(a) r_h 方向の変動(乱れ強さ) u'_h/u_m ,

$r_h=r_o$ から r_h^+ 方向(図中, 右側)の結果を示す. u'_h/u_m は, ノズル直下壁面近傍の衝突領域で, 噴流塊(よどみ)を形成するため乱れは殆ど生じない. さらにノズル出口と平板間の縮流により(図 3.2.3, 参照)乱れが抑制された後, (r_h^+ 方向の)下流にいくにつれ, 圧力差の大きな静止流体中へ拡散する. そのため速度(圧力)の急勾配が生じ, 結果(3.1 章における $H/d \leq 0.5$ にみられるような)その不安定性により下流で層流境界層から乱流境界層に遷移し乱れ強さが急激に増加する. また乱流境界層による平板壁面への付着力が増加することから, 縮流の影響が確認される. 一方, $r_h=r_o$ から r_h^- 方向(図中, 左側)では, ノズル外壁までは軸対称の分布形であるが, $2.0 \leq s/d$ では増加傾向から, $s/d \leq 1.0$ では増加傾向から一転し減少傾向から干渉に至る.

(b) $r_h=r_o, r_o$ および r_o^- での変動(乱れ強さ) u'/u_m と s/d との関係,

u'_o/u_m (図中, ○印) は, s/d に関わらず殆ど変化しない. u_o/u_m (図中, ●印) は, s/d が小さくなるとともに $2.0 \leq s/d$ では増加するが, $s/d \leq 1.0$ では減少し $s/d=0.3$ で最小値となる. 例えば u'_o/u_m の場合(図中, ●印), $s/d=3.0$ での値が $u_o/u_m=0.044$ に対して, $s/d=0.3, 0.5$ ではそれぞれ約 1.57 ($u_o/u_m=0.069$), 2.39 ($u_o/u_m=0.105$) 倍に増加する. $r_h=r_o=0$ では, s/d が小さくとともに干渉(合流)領域が $r_h=r_o=0$ 側へシフトすることにより, z 方向へ流れる有効通路断面積が小さくなるため, 速度は増加されるが乱れ強さは減少する. これより Nu_o に [3.2.4(a)節, 参照] は u_o' よりもむしろ u_o の影響が大きい.

(b) 各断面における壁面噴流の発達過程

図 3.2.5 に, r_h' 方向における壁面噴流 u_h/u_m および u'_h/u_m と z/d との関係を示す. なお, 測定は熱線シングルプローブを $z/d=0.075$ の位置に設置しそれを z 方向に移動して, $r_h'/d=0.9, 1.4, 2.9, 4.9$ の位置で測定した. 測定断面位置は $r_h=r_o$ からの距離で統一したため, s/d に関わらずノズルから噴出された同じ壁面噴流の断面位置である.

(a) u_h/u_m の時間平均速度分布,

いずれの r_h'/d においてもほぼ定量・定性的に一致し, 壁面近傍で最大値 u_{max} をとり, (z^+/d 方向の)上端にいくにつれ噴流が拡散, または静止流体中とのせん断により減衰しやがて収束

する。また(r_h/d 方向の)下流にいくにつれ、壁面せん断応力や拡散の影響を受け次第に減衰し、 u_{\max} の位置は上端側に移動する。さらに $4.9 \leq r_h/d$ では u_{\max} が確認できないほどにほぼ一樣になる。さらにノズル出口近傍における噴流幅は、 $r_h/d=0.9$ の場合、 $\delta/d \approx 0.22$ であり、 $H/d=0.5$ に対し約56%有効通路断面積が減少することから、前節3.2.1~3.2.2(a)に示す縮流の影響が確認される。

(b) u_h'/u_m の変動(乱れ強さ)分布,

いずれの r_h/d においてもほぼ定量・定性的に一致し、壁面近傍 u_h/u_m の急勾配付近で、最大値 u'_{\max} をとり、(z^+/d 方向の)上端にいくにつれ噴流が拡散、または静止流体中とのせん断により減衰しやがて収束する。また(r_h/d 方向の)下流にいくにつれ、 u と同様に壁面せん断応力や拡散の影響を受けるため次第に減衰し、さらに u'_{\max} の位置は上端側に移動する。 $4.9 \leq r_h/d$ では u'_{\max} が確認できないほどにほぼ一樣になる。

図3.2.6に、 r_v 方向における壁面噴流 u_v/u_m および u_v'/u_m と z/d との関係を示す。なお、測定は熱線シングルプローブを $z/d=0.075$ の位置に設置しそれを z 方向に移動して、 $r_v/d=2.0, 2.5, 4.0, 6.0$ の位置で測定した。任意の断面 r_v の噴流は、干渉後 z 方向に流れ場を形成し拡散するため、壁面噴流領域以外の u_v 、および u_v' は、厳密な r_v 方向成分を示していないが、ここでは便宜上 r_v 方向成分として表記した。

(a) u_v/u_m の時間平均速度分布,

いずれの r_v/d においても壁面近傍で、最大値 u_{\max} をとり、(z^+/d 方向の)上端へと噴流は移流するためほぼ一樣な速度を保つ。これより干渉領域における噴流は、図3.2.5(a)の壁面噴流領域に比べ z 方向に大きく拡がる特徴を持つため、熱伝達に対する伝熱形態が異なる。 $(r_v/d$ 方向の)下流にいくにつれ、壁面せん断応力や空間的な拡散の影響を受けるため次第に減衰し、 u_{\max} の位置は上端側に移動する。また各 r_v/d 断面において、 u_{\max} は s/d が小さいほど噴流同士が干渉するまでの大気への拡散割合が小さいため、 r_o への到達速度が大きくなることに起因する。

(b) u_v'/u_m の変動(乱れ強さ)分布,

いずれの r_v/d においても壁面近傍で、最大値 u'_{\max} をとり s/d が小さいほど増加する。これは s/d が小さいほど干渉するまでの大気への拡散割合が小さいことに起因する。 $(r_v/d$ 方向の)下流にいくにつれ、 u と同様に壁面せん断応力や空間的な拡散の影響を受けるため次第に減衰し、さらに u'_{\max} の位置は上端側に移動する。

(c) 速度分布の相似性

図3.2.7に、前節3.2.2(b)での各段面($r_h/d=0.9, 1.4, 2.9$)壁面速度分布図[図3.2.5(a)]から、最大流速 u_{\max} および噴流半値幅 $z_{0.5}$ でそれぞれ無次元化した u_h/u_{\max} と $z/z_{0.5}$ との関係を示す。な

お、断面 $r_h/d=4.9$ については、噴流が十分下流側で拡散の影響が大きいいためここに省略する。
 u_h/u_{\max} は、 s/d に関わらず、いずれの場合においても $z/z_{0.5} \doteq 0.2$ で最大値をとり、 $(z/z_{0.5}, u_h/u_{\max}) = (1.0, 0.5)$ の点を通過するとともに緩やかに減衰する。また各段面の無次元速度分布がほぼ 1 つの共通な曲線上に存在する。壁面噴流において、これらの重ね合わせの可能な各段面の速度分布は、完全発達し幾何学的に相似性である。すなわち、単一噴流とほぼ等しい流れ場を形成している。

次に、図中×印で示す実験結果を Bakke による放射状壁面噴流(1957)⁽³⁴⁾の実験結果と比較・検討した。両者はよく一致し、単一噴流の流動特性を満足する。

(d) 速度場のパワースペクトル密度分布

図 3.2.8 に、噴流の周期的速度変動成分の抽出として、速度場のパワースペクトル密度分布(測定位置： $r_h=r_c$ および r_o , $z/d=0.075$)を示す。まず熱伝達特性に与える影響を、卓越周波数 f_d [Hz] から検討したが、いずれの場合においても f_d [Hz] は見知できず、これらの両よどみ点では、周期的速度変動が存在しない不規則に混合する流れであると考えられる。 $r_h=r_c$ での u_c' は、いずれの場合においても低周波から高周波になるとともに、レベルは低くなり s/d に関わらずほぼ同一となる。これから、 $r_h=r_c$ での熱伝達率は周期的特徴はなく、むしろ前述に示すように上流の速度分布が影響を及ぼすと考えられる。 $r_h=r_o=0$ での u_o' は、いずれの場合においても低周波から高周波になるとともにレベルが低くなる。このことから $r_h=r_o=0$ では小さい s/d ほど周期全領域での高い変動成分が、熱伝達率を増加させると考えられる。結果、それぞれのよどみ点での熱伝達率は、速度の周期的変化に無関係であり、 $r_h=r_c$ では上流の速度分布、 $r_h=r_o=0$ では u , u' が大きく影響を及ぼすと考えられる。

(e) 時間変動特性

図 3.2.9 に、図 3.2.8 に対応する時間変動特性 (20msec, 測定位置： $r_h=r_c$ および r_o , $z/d=0.075$)を示す。 $r_h=r_c$ での u_c は、いずれの場合においても時間経過に関わらず、速度や速度変動はななくほぼ同一となり、ノズル直下での流れが層流状態であることが確認できる。 $r_h=r_o=0$ での u_o は、 s/d が小さいほど増加し、またその高い値と乱れから不規則な流れとなる。結果、 $r_h=r_o=0$ では s/d が小さいほど時間変化に無関係に高く変動し、熱伝達率を増加させると考えられる。

3.2.3 流れ場の可視化 (衝突平板上の流跡線)

図 3.2.10 に、流れ場の流跡線による可視化写真を示す。なお、図は s/d によりノズル位置や干渉の強弱が異なるため、スケール間隔が多少異なる。いずれの場合 [(a)~(e)] も、 $r_h=r_o=0$ を

基点とし軸対称分布であるため、図の 1/4 面 ($r_h=r_o=0$ を基点に 1/4 右上側) について示す。ノズル管内で完全に発達した速度分布をもってノズル出口から噴出する噴流は、 $r_h=r_o$ で平板に衝突し、ノズル直下でよどみ領域を形成する。 $r_h=r_o$ から r_h^+ および r_o^+ 方向の非干渉領域では、単一噴流の流れ場と同様となる。また s/d に関わらず、ノズル出口での流体エネルギー (運動力 $W[W]$) が等価であるため噴流の拡がりに変化はない。干渉領域 ($r_h=r_o$ から左側) における $r_h=r_o=0$ では、両噴流が相互干渉し、 s/d が小さいほど強く干渉し r_o 方向に大きく延びる。

3.2.4 熱伝達特性および運動動力

(a) Nusselt 数分布 (Reynolds 数一定)

図 3.2.11 に、局所 Nusselt 数 Nu と r/d との関係を示す。 Nu 分布は前節 3.2.1, 3.2.2(a), (b) に示す流動特性と密接に関係する。

(a) r_h 方向の Nusselt 数分布,

$r_h=r_o$ (第一の極小値) から r_h^+ 方向 (図中、左側) の結果を示す。 (r_h^+) 方向の下流にいくにつれ単一噴流 [$H/d=0.5$ (図中、×印)] と同様な傾向を示し、噴流は拡散や壁面せん断応力により減速される [3.2.2(b), 参照] ため Nu_h は釣鐘状に単調減少する。特に $0.5 \leq H/d$ での、層流境界層 (衝突噴流領域) から乱流境界層 (壁面噴流領域) への遷移における乱流レベル上昇による第二の極大値の存在⁽¹⁾はこの度確認されなかった。これまでの研究では単一噴流の場合、よどみ点においてノズルからの噴流の初期乱れの Nu 分布への影響を示したものが多いが、実験条件や運動量、熱における相互関係を見出すことは難しく一般性のある結果はない。Kataoka et al. (1987)⁽¹⁰⁾ が、よどみ点から $0.3B$ (B : ノズル直径) 上流における乱れ強さ (Tu) を関係式に組み込み、よどみ点の熱伝達率を算出したものがある。一方、 r_h 方向 (図中、左側) では、両噴流の衝突の結果、 z 方向に流れる噴流とノズル外壁との間における負圧領域からの噴流の引き寄せや衝突、混合で、主に速度が増加される [3.2.2(a), 参照] ため、 Nu_h は増加し、 $r_h=r_o=0$ での値 Nu_o で最大値 (第三の極大値) となる。

(b) r_o 方向の Nusselt 数分布,

Nu_o は s/d に関わらず定性的に相似な分布形となる。その値は (r_o 方向の) 下流にいくにつれ、噴流のエネルギーが空間的な拡散で失われるため減少する。また s/d が小さいほどその値は大きく、 $s/d < 2.0$ では急激に増加する。

図 3.2.12 に、 $r_h=r_o$, r_o および r_o に対する Nu との関係を示す。どの分布も s/d が小さいほど増加する。これは Nu_o の場合、 s/d が小さいほど干渉するまでの大気への拡散割合が小さいため到達速度が大きくなることに起因する。一方、同一 Re_o で且つ流量がほぼ同じであるのに対し、衝突噴流における Nu_o の値が異なるのは、前述に示した噴流の引き寄せによる噴流の

$r_h=r_o=0$ への揺動から, s/d が小さいほど上流の噴流速度が増加されるためである. 例えば Nu_c の場合(図中, ○印), $s/d=3.0$ の値が $Nu_c=91$ に対して, $s/d=0.3, 0.5$ ではそれぞれ約 1.57 ($Nu_c=143$), 1.48 ($Nu_c=135$) 倍に増加する. Nu_o の場合(図中, ●印), $s/d=3.0$ の値が $Nu_o=111$ に対して, $s/d=0.3, 0.5$ ではそれぞれ約 1.47 ($Nu_o=163$), 1.8 ($Nu_o=164$) 倍に増加する. Nu_w の場合(図中, □印), $s/d=3.0$ の値が $Nu_w=73$ に対して, $s/d=0.3, 0.5$ ではそれぞれ約 1.82 ($Nu_w=133$), 1.7 ($Nu_w=124$) 倍に増加する. さらに Nu_c ではよどみ領域, Nu_o では r_v および z 方向への三次元的干渉領域, Nu_w では壁面噴流領域から伝熱形態(速度および乱れ強さ)が異なり熱伝達率も異なる.

図 3.2.13 に, 平均 Nusselt 数 $\overline{Nu_h}$ と r_h/d (a) および s/d (b) との関係を示す.

$\overline{Nu_h}$ は, 単一噴流(図中, ×印)を除いて, いずれの場合も r_h/d (a) ならびに s/d (b) ($2.5 \leq r_h/d$ を除く)の増加とともに減少する. これから衝突噴流は s/d が小さい場合, 干渉領域で優れた熱伝達特性を有することが明らかとなる. 例えば,

(a) $r_h/d=0.4$ の場合, $s/d=3.0$ の値が $\overline{Nu_h}=89$ に対して, $s/d=0.3, 0.5$ ではそれぞれ約 1.72 ($\overline{Nu_h}=153$), 1.7 ($\overline{Nu_h}=151$) 倍に増加する.

(b) $s/d=0.3$ の場合, $r_h/d=10.0$ の値が $\overline{Nu_h}=83$ に対して, $s/d=1.0, s/d=2.0$ ではそれぞれ約 1.77 ($\overline{Nu_h}=147$), 1.7 ($\overline{Nu_h}=141$) 倍に増加する.

(b) 平均 Nusselt 数と運転動力 (Reynolds 数一定)

図 3.2.14 に, 二噴流および単一噴流の $\overline{Nu_{o,c}}$ と $W[W]$ との関係を示す.

単一噴流の場合, $\overline{Nu_{o,c}}$ は増加するが, W は変化しない. 一方, 二噴流の場合, s/d が小さくなるとともに, $\overline{Nu_{o,c}}$ は増加し W は減少する. また, 図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である.

$$\overline{Nu_{o,c}} = 20.6 \times \log(3.71 - W) + 185 \quad (\text{twin jets, } 3.52 \leq W \leq 3.7) \quad (3.2.1)$$

図 3.2.15 に, $\overline{Nu_{o,c}}$ および W の二噴流 ($\overline{Nu_w}, W$) に対する単一噴流 ($\overline{Nu_s}, W_s$) の平均熱伝達比 $\overline{\alpha_{o,c}}$ ($\overline{Nu_w}/\overline{Nu_s}$) ならびに $W(W/W_s)$ 比 β と s/d との関係を示す.

(a) $\overline{\alpha_{o,c}}$ の分布,

$1.0 \leq s/d$ では, 二噴流の平均熱伝達率は単一噴流のそれより低い, s/d が小さくなるとともに向上し, $s/d \leq 0.5$ で上回る. 例えば $s/d=3.0$ の場合, 約 0.89 倍に対して, $s/d=0.3$ の場合では, 約 1.09 倍に増加する. これは s/d が小さいほど, 両噴流の衝突後における負圧領域への噴流の引き寄せで, 壁面近傍における速度が増加し, 平均熱伝達率が促進される. しかし, $1.0 \leq s/d$ では, 干渉や噴流の引き寄せが弱いため, 熱伝達率を抑制する結果となる. また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である.

$$\overline{\alpha_{o,c}} = 0.97 \times s/d^{-0.09} \quad (0.3 \leq s/d \leq 3) \quad (3.2.2)$$

(b) β の分布,

$2.0 \leq s/d$ では, 二噴流の運転動力は単一のそれより高いが, s/d が小さくなるとともに減少し, $s/d \leq 0.5$ で下回る. 例えば $s/d=3.0$ の場合, 約 1.01 倍に対して, 0.3 の場合では, 約 0.96 倍に減少する. 通常単一噴流において, H/d を小さくするとノズルと平板間の急激な減少や縮流により流動抵抗が急増し, その結果ノズル出口における流速が減少する一方で, 圧力エネルギーが増大する. そのため H/d を小さくし Re_d (同流量) を一致させようとした場合, 運転動力が急激に増大する. しかし二噴流において s/d が小さい ($s/d \leq 0.5$) ほど, 両噴流の衝突後にある噴流とノズル外壁との間における負圧領域により, 噴流が強く引き寄せられる. その結果, ノズル出口と平板間の縮流が小さくなり, 有効通路面積が単一噴流よりも大きくなるため, (単一噴流よりも) 流動抵抗が減少し, 運転動力が減少する. また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である.

$$\beta = 149 \times (s/d + 0.29)^{0.006} - 49 \quad (0.3 \leq s/d \leq 3) \quad (3.2.3)$$

(c) 平均 *Nusselt* 数と運転動力 (運転動力一致)

図 3.2.16 に, 二噴流の運転動力 $W_t (Re_d = 2.3 \times 10^4, \text{一本分})$ に単一噴流の運転動力 W_s を一致 ($W_s = W_t$) させた場合の平均熱伝達比 $\overline{\gamma_h} (\overline{Nu} / \overline{Nu}_{s(W=W_t)})$ を示す.

(a) $\overline{\gamma_h}$ と r_h/d との関係

いずれの場合 ($2.0 \leq s/d$ を除く) においても, 下流に行くにつれ熱伝達特性が低下する. また $2.0 \leq s/d$ では $\overline{\gamma_h}$ は 1 を下回る. これは同一の運転動力の場合, 二噴流の熱伝達特性は単一噴流のそれより効率が悪くなることを意味する. しかし s/d が小さくなるとともに, $\overline{\gamma_h}$ は増加し, $s/d \leq 1.0$ では r_h/d 方向全領域にわたり上回る. 例えば最も高い位置 $r_h/d = 0.4$ の場合, $s/d = 0.3, 0.5$ の値はそれぞれ約 1.32, 1.3 倍に増加する.

(b) $\overline{\gamma_{o,c}}$ と s/d との関係,

分布は, 同一運転動力において, $1.0 \leq s/d$ では $\overline{\gamma_{o,c}}$ は 1 を下回るが, s/d が小さくなるとともに $\overline{\gamma_{o,c}}$ は増加し $s/d \leq 0.5$ で向上する. また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である.

$$\overline{\gamma_{o,c}} = -0.11 \times (s/d - 0.19) + 1.02 \quad (0.3 \leq s/d \leq 3) \quad (3.2.4)$$

このように熱伝達特性は, 運転動力 (ノズル出口における流体エネルギー) に全て依存するわけではない. しかし高い熱伝達特性を得るためには, 速度および乱れ強さが特に密接に関係するため, 高い運転動力 (流体エネルギー大) が必要なのは事実である. つまりノズル出口における流体エネルギー (投入エネルギー), すなわち主に縮流の影響による運転動力 $W[W]$ の負担をいかに低くし, 伝熱面に対しそのエネルギーを, 熱交換に関係する因子である速度および乱れ強さに変換す

る流動諸特性の制御から、高い熱伝達特性 $\overline{Nu_{o,c}}$ を得ることが切望される。各領域場での壁面近傍における流動特性の制御として、例えばノズル壁厚さおよび形状[社河内, 杉本ら(2002)⁽³¹⁾]によって、縮流が低減されることについて報告している。

そこで本研究では、二噴流の縮流低減と熱伝達率の増加からの知見をもとに、その両方の兼ね合いを各 Re_d (流量) に対する $\overline{Nu_{o,c}}$ と W との関係からノズルの最適位置を求めた。

(d) *Nusselt* 数と *Reynolds* 数

Re_d が熱伝達特性と運動動力に与える影響について検討するとともに、 $\overline{Nu_{o,c}}$ と W との最適位置を比較・検討する。

図 3.2.17(a) に、 $s/d=0.3$ における Nu_h と r_h/d との関係を示す。なお、その他の s/d についても測定したが、ここではその代表的なものとして $s/d=0.3$ を掲載する。いずれの場合も分布は定性的に相似な分布となる。衝突噴流領域および干渉領域では高い Nu_h を得るが、下流になるとともに噴流が拡散するため減少する。また Re_d が小さくなるとともに運動動力(流体エネルギーすなわち伝熱面に与える熱交換量)が減少するため、 Nu_h は定量的に減少する。 $0.5 \times 10^4 \leq Re_d$ では、 $r_h=r_c$ および r_o での Nu_c と Nu_o の両極値に存在した差異が殆どなくなる。例えば $Re_d=2.3 \times 10^4$ の場合(図中、■印)、 $Nu_c(=142)$ に対し Nu_o は約 1.15 倍($Nu_o=163$)であったが、 $Re_d=0.25 \times 10^4$ の場合(図中、○印)、 $Nu_c(=25)$ に対し Nu_o は約 1.04 倍($Nu_o=26$)となる。さてここに示す $s/d=0.3$ の分布は Re_d に対して線形的であったが、その他の s/d も線形的であった。

図 3.2.17(b) に、 s/d に対する Nu_o と Re_d との関係を両対数グラフとして示す。いずれの場合も Nu_o と Re_d との間には線形的な関係が成立する。さらに s/d が小さいほど干渉が強くなり、値は増加する。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$Nu_o = 0.029 \times Re_d^{0.855} \quad (s/d=0.3, 0.25 \times 10^4 \leq Re_d \leq 2.3 \times 10^4) \quad (3.2.5)$$

$$Nu_o = 0.030 \times Re_d^{0.855} \quad (s/d=0.5, \quad \quad \quad) \quad (3.2.6)$$

$$Nu_o = 0.025 \times Re_d^{0.855} \quad (s/d=1.0, \quad \quad \quad) \quad (3.2.7)$$

$$Nu_o = 0.021 \times Re_d^{0.855} \quad (s/d=2.0, \quad \quad \quad) \quad (3.2.8)$$

$$Nu_o = 0.017 \times Re_d^{0.855} \quad (s/d=3.0, \quad \quad \quad) \quad (3.2.9)$$

図 3.2.18(a), (b) に、それぞれ $\overline{Nu_{o,c}}$ と Re_d および $W[W]$ との関係を両対数グラフとして示す。

図 3.2.18(a), (b) の両方の場合において、図 3.2.17 に示したものと同様に $\overline{Nu_{o,c}}$ および W と Re_d との間には線形的な関係が成立する。さらに s/d が小さいほど干渉が強くなるために増加し、 $s/d=0.3$ で向上する。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$(a) \quad \overline{Nu_{o,c}} = 0.053 \times s/d^{0.787} \quad (s/d=0.3, 0.2 \times 10^4 \leq Re_d \leq 2.5 \times 10^4) \quad (3.2.10)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 0.052 \times s/d^{0.787} \quad (s/d=0.5, \quad \quad \quad) \quad (3.2.11)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 0.044 \times s/d^{0.787} \quad (= 1.0,) \quad (3.2.12)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 0.039 \times s/d^{0.787} \quad (= 2.0,) \quad (3.2.13)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 0.037 \times s/d^{0.787} \quad (= 3.0,) \quad (3.2.14)$$

$$(b) \quad W = 4 \times 10^{-13} \times s/d^{2.9666} \quad (0.3 \leq s/d \leq 3, 0.2 \times 10^4 \leq Re_d \leq 2.5 \times 10^4) \quad (3.2.15)$$

(e) 平均 *Nusselt* 数と運転動力 (*Reynolds* 数変化)

通常工業的には単一噴流はあまり用いられておらず、大規模なプラントには噴流群が主流である。したがってこのような工業的な観点から見て、その熱伝達特性制御を実現することは有意義なものとなる。そこで二噴流の基礎データから、噴流群の応用を考慮に入れ、かつ工業的観点に対する熱伝達特性と運転動力の高効率性を目指した。前節 3.2.4(b) (図 3.2.14, 参照)では、 $Re_d = 2.3 \times 10^4$ において $\overline{Nu_{o,c}}$ および W との関係に規則性が明らかとなった。さらに Re_d に対して前項(d) (図 3.2.18, 参照)に示すように、 Re_d と $\overline{Nu_{o,c}}$ および W との関係には線形的な関係を示したが、さらに s/d (Re_d , H/d , $\overline{Nu_{o,c}}$ および W との関係)を考慮した高効率を実現しなければならない。

図 3.2.19(a)に、 $\overline{Nu_{o,c}}$ と $W[W]$ との関係を両対数グラフとして示す。 $\overline{Nu_{o,c}}$ と W との間には線形的な関係が成立する。さらに、小さい s/d ほど干渉領域における安定した速度および混合により熱伝達率が増加する。それと同時に縮流が小さくなり有効通路面積が大きくなる。このことから $\overline{Nu_{o,c}}$ と $W[W]$ との関係(一本分)において、 $s/d=0.5$ (図中, □印)が最も効率が良いことが実験的に明らかとなった。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$\overline{Nu_{o,c}} = 104 \times W^{0.265} \quad (s/d=0.3, 0.002 \leq W \leq 9.5) \quad (3.2.16)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 102 \times W^{0.265} \quad (= 0.5,) \quad (3.2.17)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 86.4 \times W^{0.265} \quad (= 1.0,) \quad (3.2.18)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 75.7 \times W^{0.265} \quad (= 2.0,) \quad (3.2.19)$$

$$\overline{Nu_{o,c}} = 72.0 \times W^{0.265} \quad (= 3.0,) \quad (3.2.20)$$

(f) 最適位置 η (*Reynolds* 数変化)

図 3.2.19(b)に、 η と s/d との関係を縦対数グラフとして示す。 η は、 Re_d が小さくなるとともに増加する。また最大 η である s/d はいずれの Re_d においても、 $s/d=3.0$ であった。 $Re_d=0.25 \times 10^4$ (図中, ○印), 0.5×10^4 (図中, ●印), 1.0×10^4 (図中, □印), 2.3×10^4 (図中, ■印)の場合、それぞれ $s/d=3.0$ ($\eta=266845$), 3.0 ($\eta=67216$), 3.0 ($\eta=13157$), 3.0 ($\eta=2520$)である。しかしこの曲線の様子から、まだ s/d の更なる実験において最高位置はさらに高い位置に存在するものと考えられる。また 3.2.19(a)の場合、 $\overline{Nu_{o,c}}$ と W の関係では、全体として $s/d=0.5$ (図中, □印)

の場合、最も高効率を得ることが明らかになったが、この場合逆に $Re_d=2,500$ ($\eta=128325$), $5,000$ ($\eta=23531$) で最低値となった。

したがって Re_d が小さい場合、 s/d を適切に選択すれば、伝熱面を考慮した η と s/d の関係における最適位置の実現が可能となった。(しかし、噴流群における応用としてはまだ不十分な検討であり、例えばノズルの配置パターン、 $\overline{Nu_{0,c}}$ に重要な干渉を与える両噴流の引き合いから生じる噴流中心の揺動や広範囲にわたる Re_d , H/d 等の諸因子などの更なる研究が必要となる。)

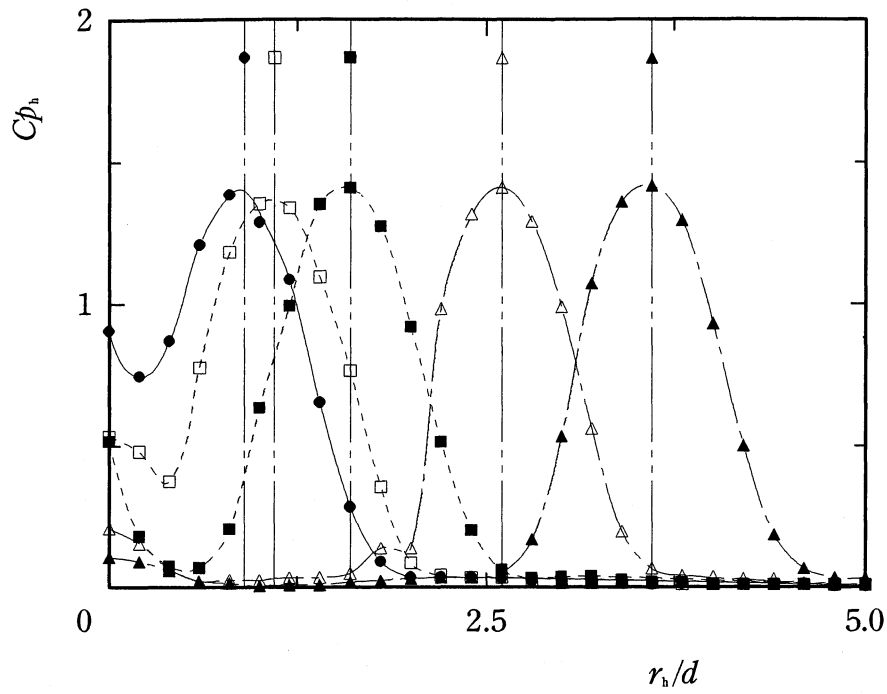
最後に工業的に高効率であるためには、ノズル出口と平板間の縮流を減少させ、さらに壁面近傍の伝熱面に対してノズル出口からのエネルギーを、速度および乱れ強さに有効に変換する流動特性の制御が必要である。

(g) 局所 Nusselt 数と伝熱促進パラメータ ξ の関係 (壁面噴流領域)

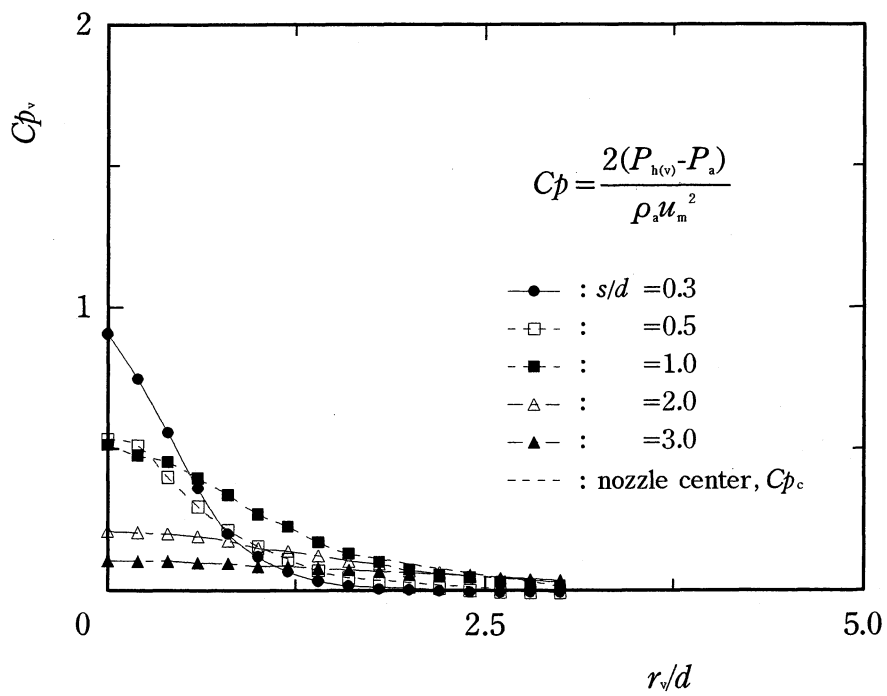
図 3.2.20 に、 Nu_h と ξ との関係を両対数グラフとして示す。いずれの s/d においても、壁面噴流場における Nu_h の促進が ξ により関係づけられることが確認された。また図中の曲線は実験結果に対する下記の近似式である。

$$Nu_h = 2 \times 10^{-12} \times \xi + 63.7 \quad (0.3 \leq s/d \leq 3, 1.9 \times 10^{12} \leq \xi \leq 2.9 \times 10^{13}) \quad (3.2.21)$$

これより伝熱促進パラメータ ξ が示唆するような流れ場を積極的に作れば、主流速度が大きくななくても局所的に伝熱を増進させたり、制御したりすることが可能である。



(a) r_h -direction, $Cp_h - r_h/d$



(b) r_v -direction, $Cp_v - r_v/d$

Fig.3.2.1 Pressure distribution on impingement plate ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$)

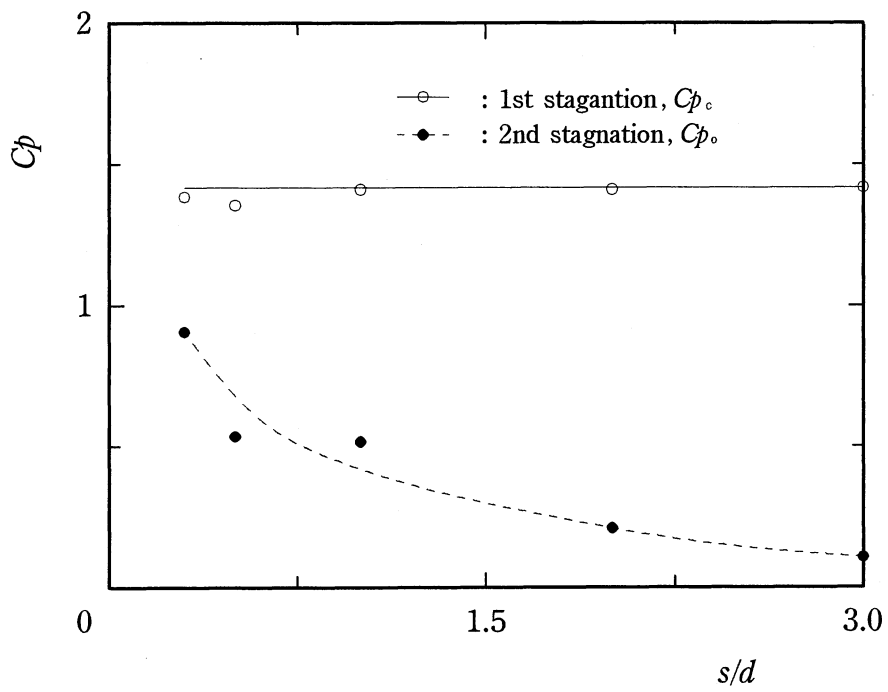
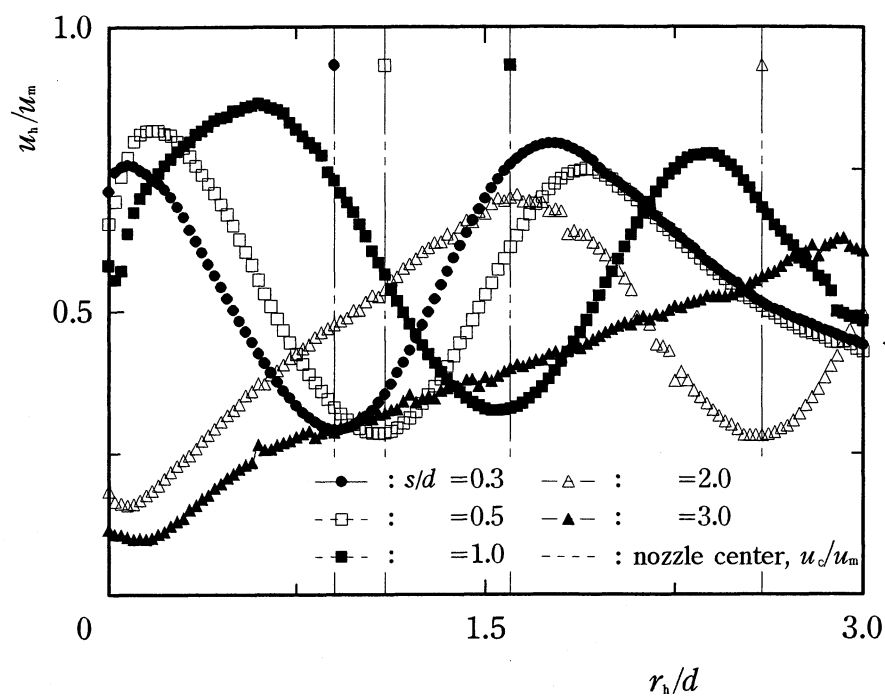
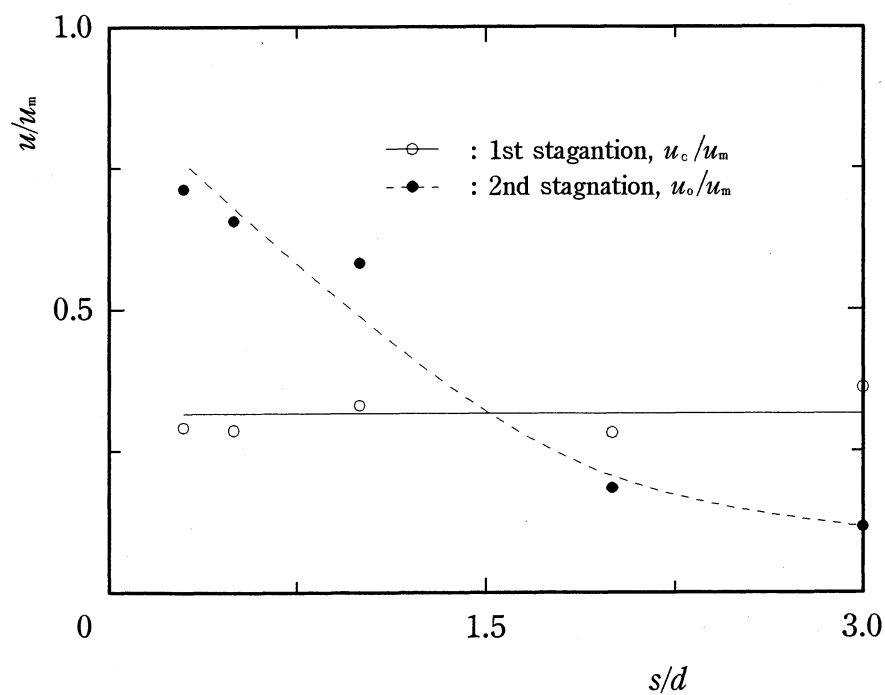
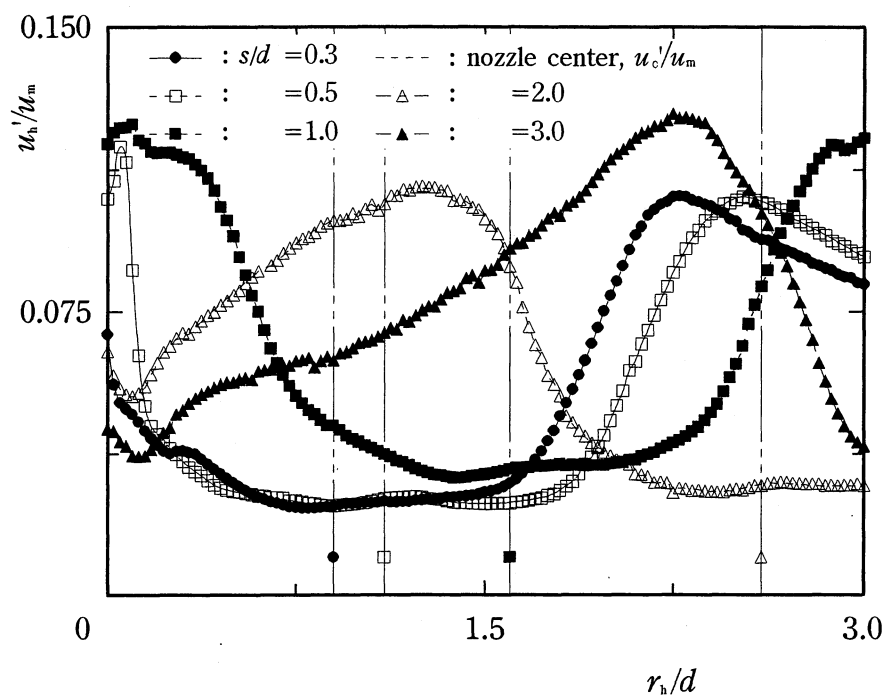
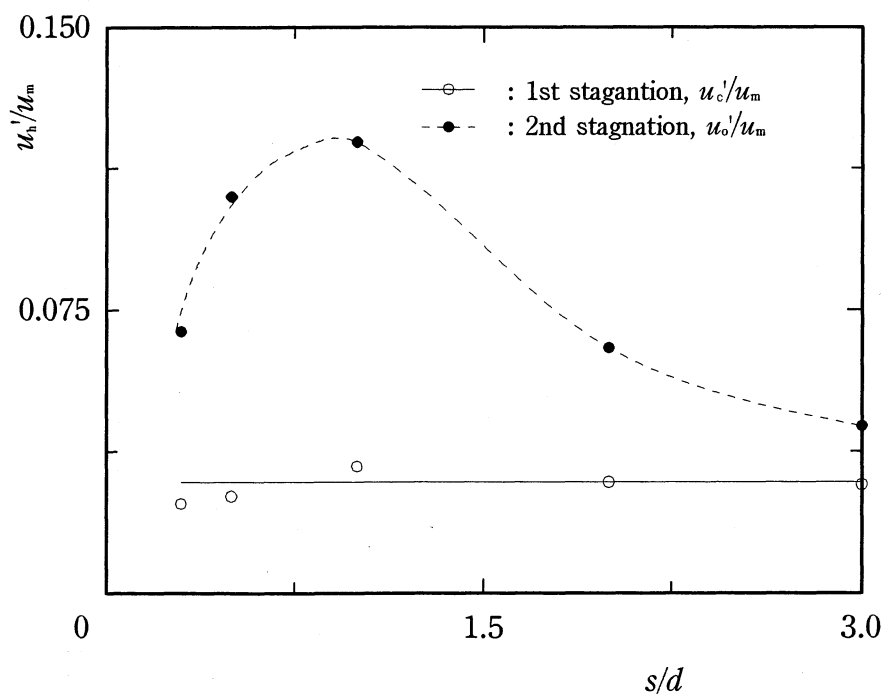


Fig.3.2.2 Pressure at 1st and 2nd stagnations
(Effects of s , $Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$)

(a) r_h -direction, $u_h/u_m - r_h/d$ (b) Velocity at 1st and 2nd stagnations, $u_{c(o)}/u_m - s/d$ Fig.3.2.3 Mean velocity in impinging jet region ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$, $z/d=0.075$)

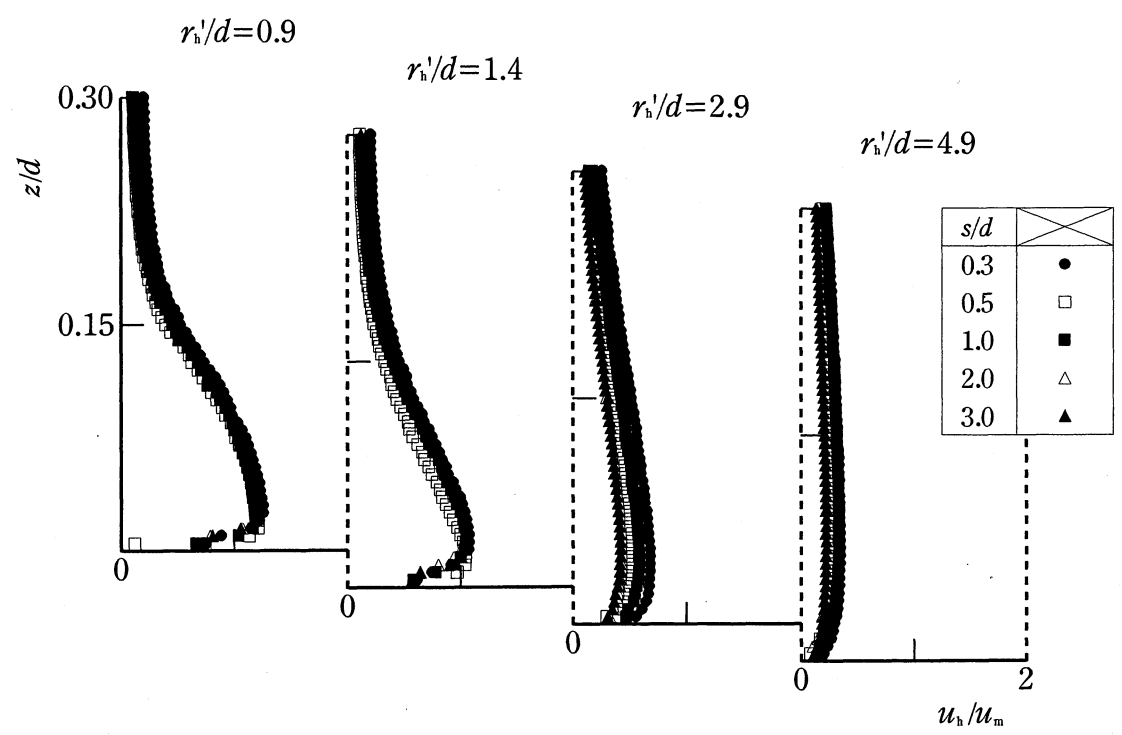


(a) r_h -direction, $u'_h/u_m - r_h/d$

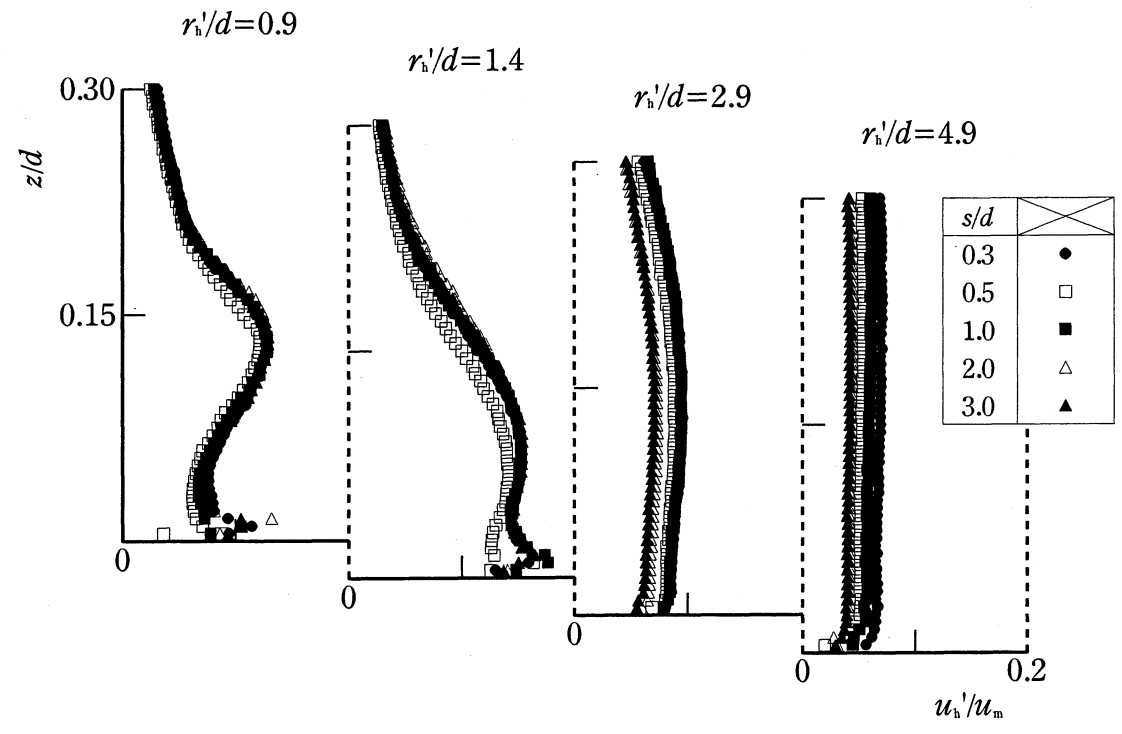


(b) Turbulence intensity, $u'_{c(o)}/u_m - s/d$

Fig.3.2.4 Turbulence intensity in impinging jet region ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$, $z/d=0.075$)

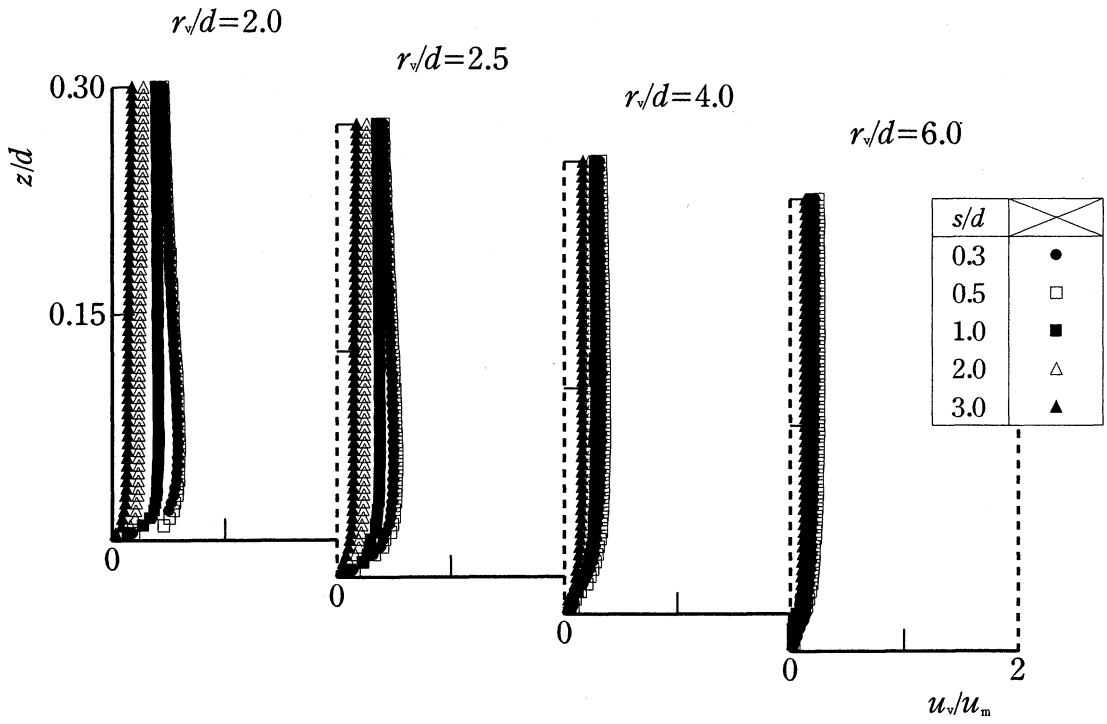


(a) Mean velocity, $u_h/u_m - z/d$

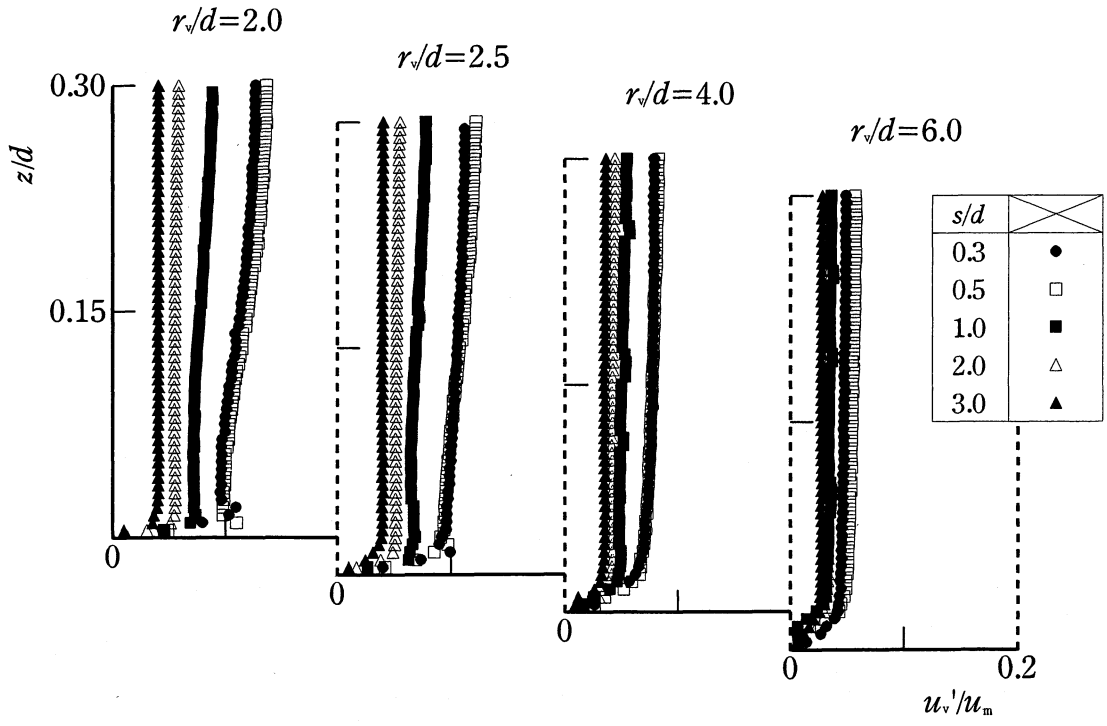


(b) Turbulence intensity, $u_h'/u_m - z/d$

Fig.3.2.5 Wall jets after impingement ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$, r_h -direction)

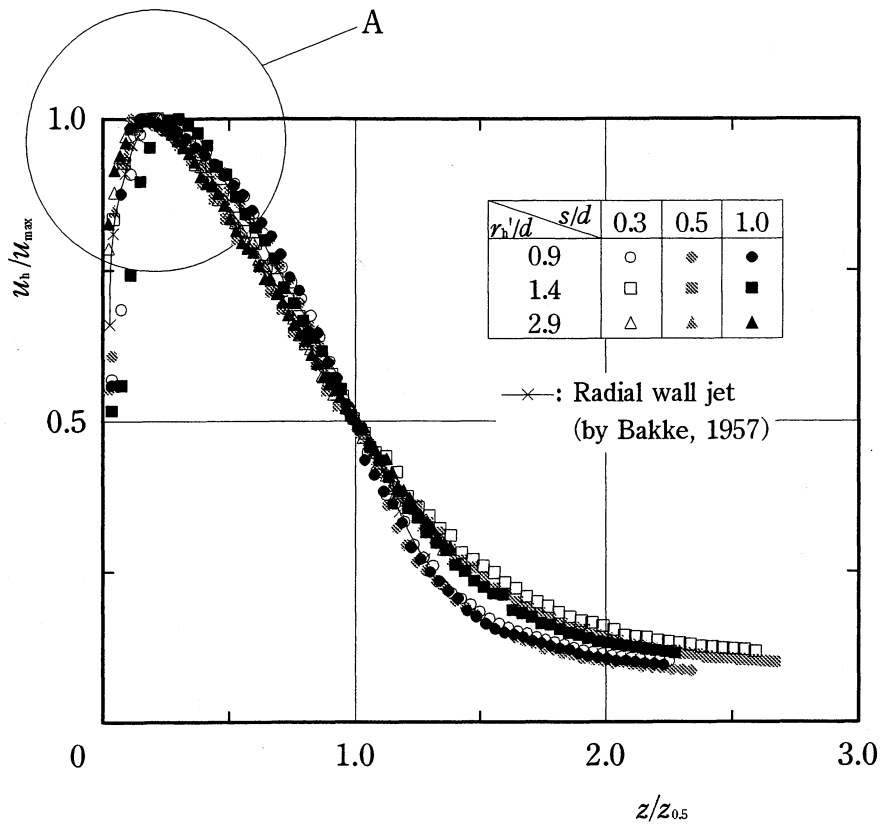


(a) Mean velocity, $u_v/u_m - z/d$

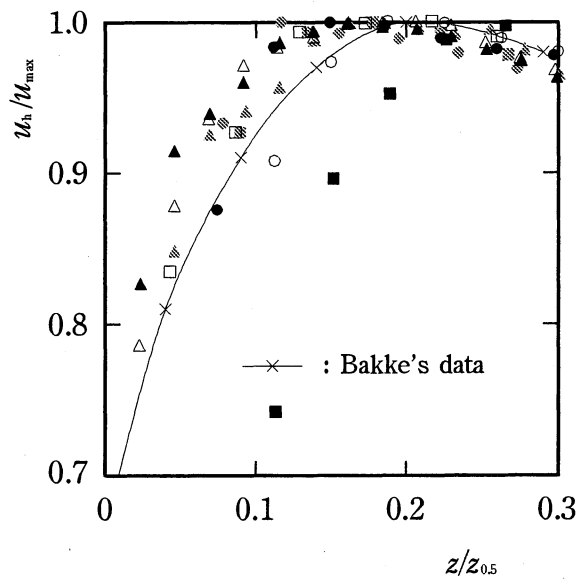


(b) Turbulence intensity, $u_v'/u_m - z/d$

Fig.3.2.6 Wall jets after impingement ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$, r_v -direction)

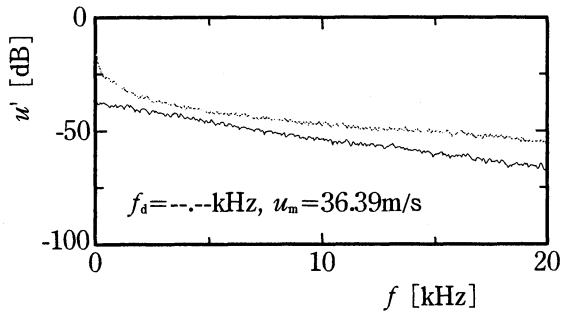
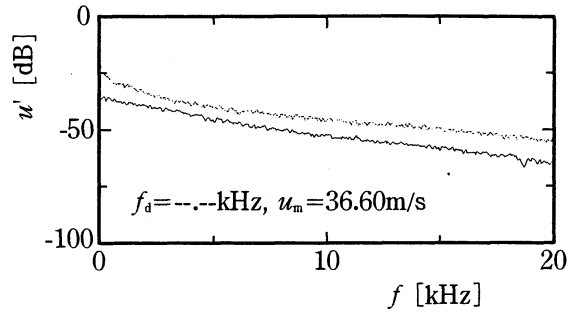
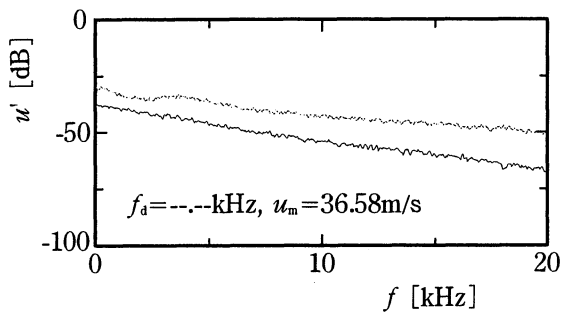
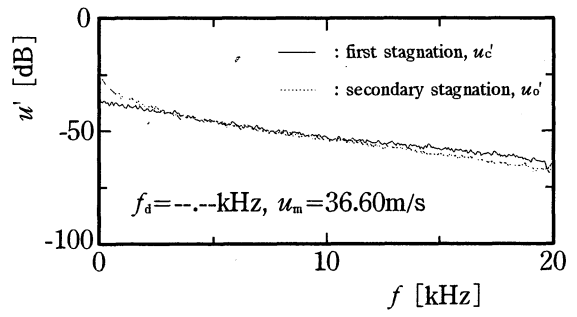
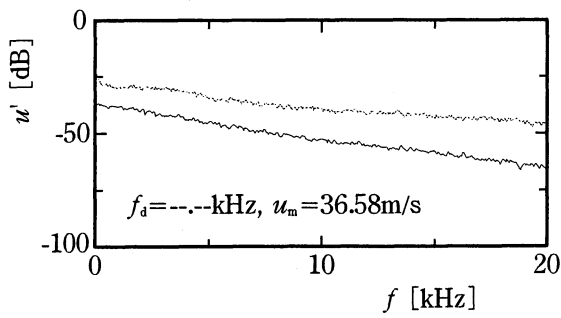


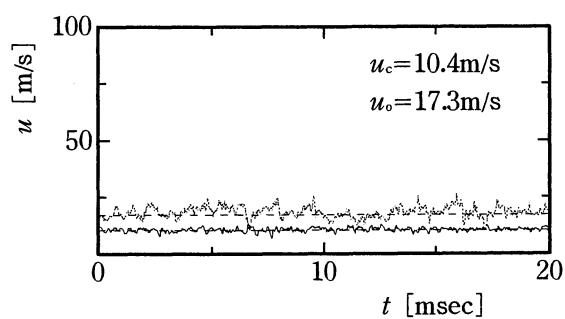
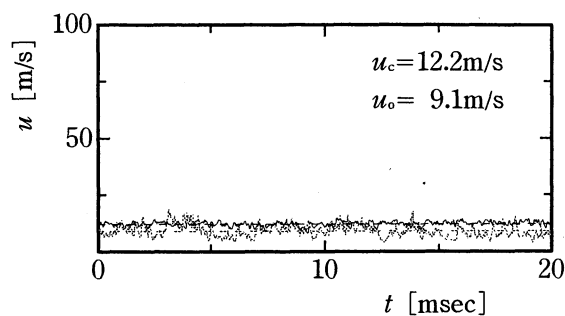
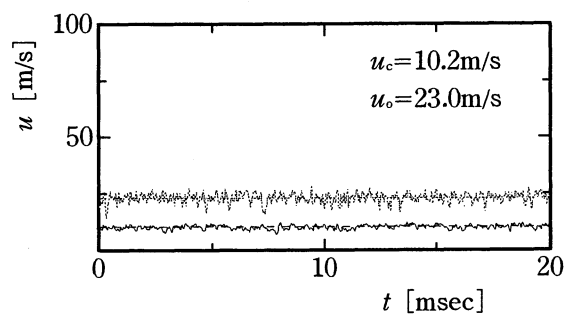
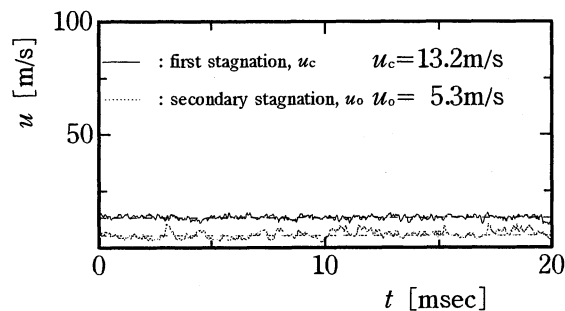
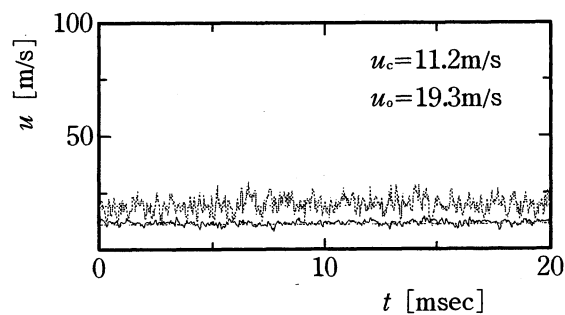
(a) Similarity of velocity distribution of wall jets (Comparison with Bakke's data)

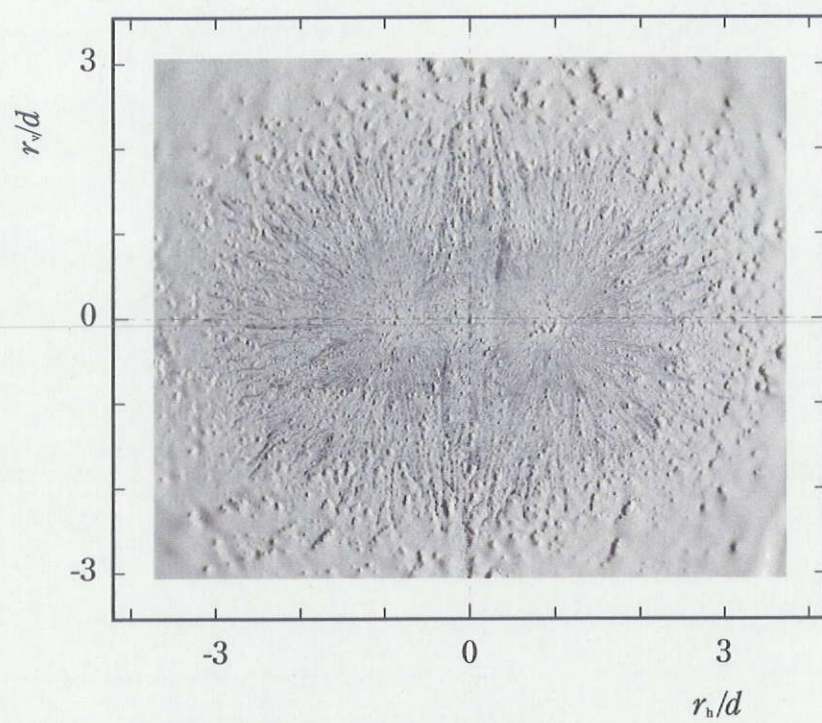
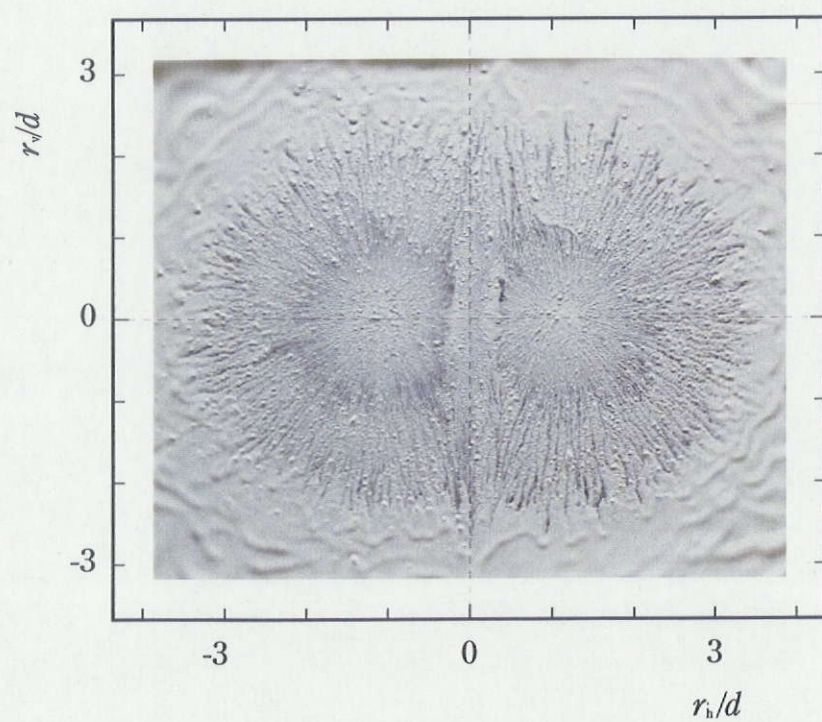


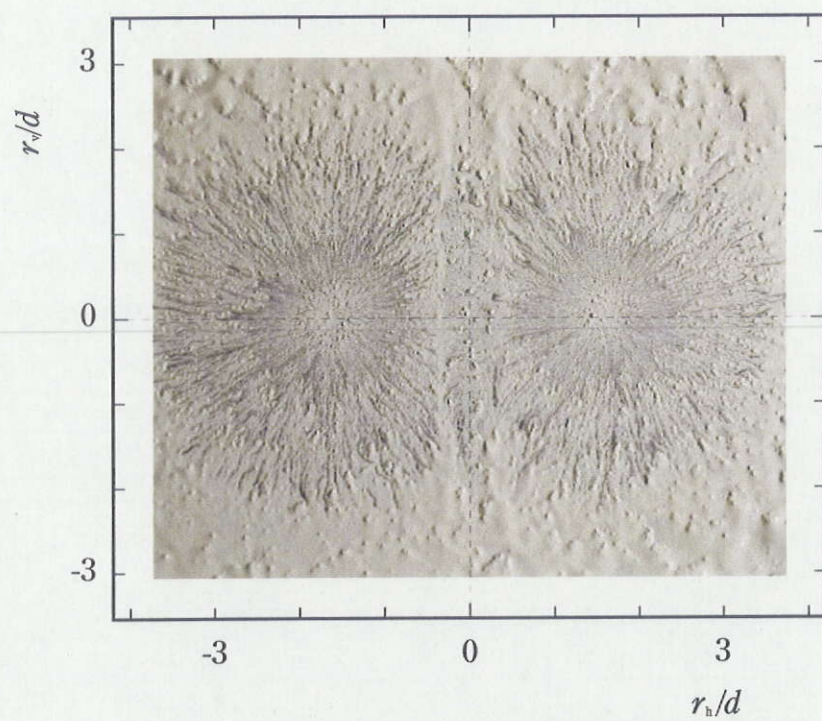
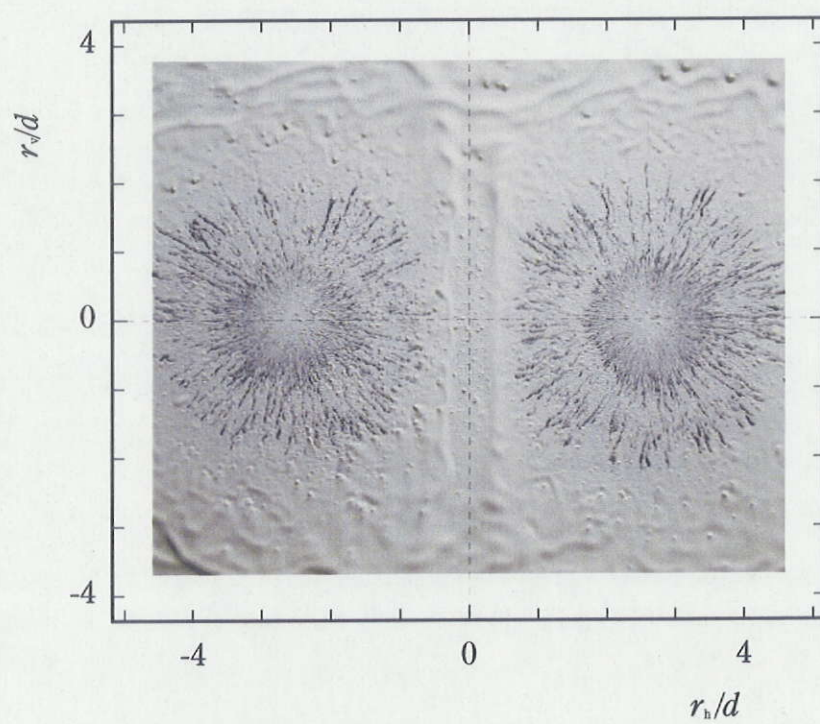
(b) Details of A

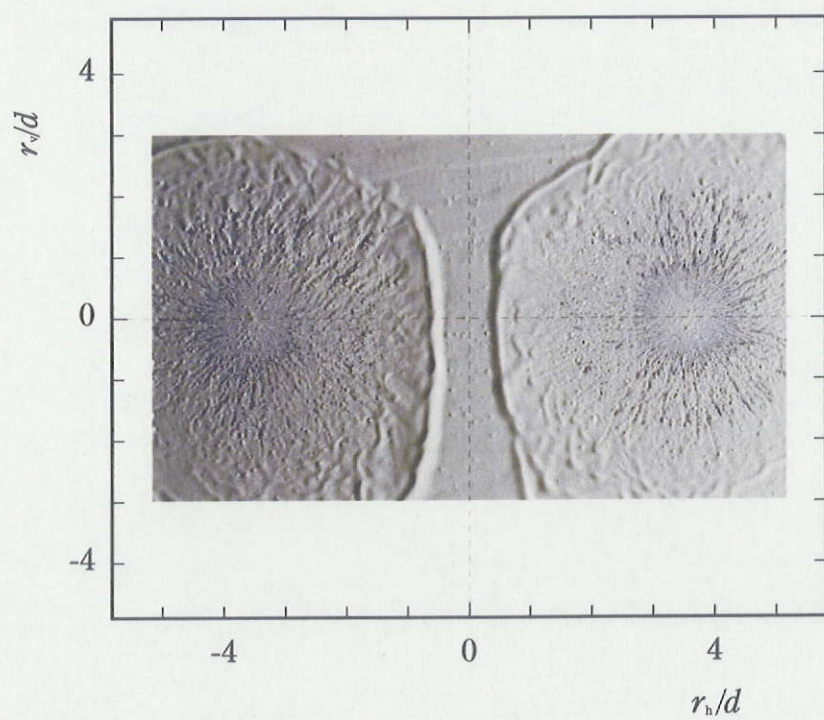
Fig.3.2.7 Similarity of velocity distribution of wall jets
($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$, r_h -direction)

(a) $s/d=0.3$ (d) $s/d=2.0$ (b) $s/d=0.5$ (e) $s/d=3.0$ (c) $s/d=1.0$ Fig.3.2.8 Frequency spectrum of velocity fluctuation ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$, r_h -direction)

(a) $s/d=0.3$ (d) $s/d=2.0$ (b) $s/d=0.5$ (e) $s/d=3.0$ (c) $s/d=1.0$ Fig.3.2.9 Fluctuation of u with time ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$, r_h -direction)

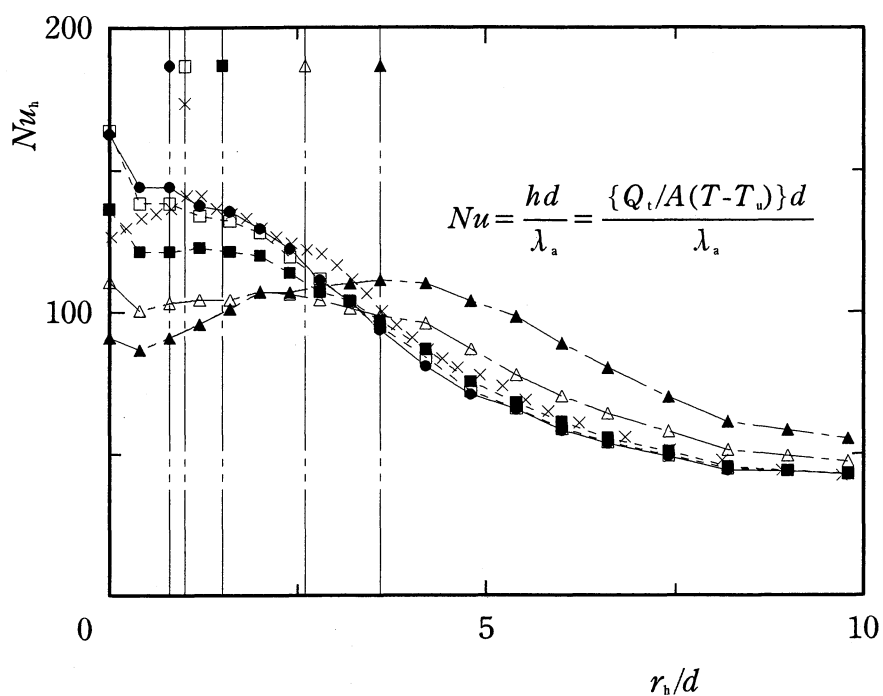
(a) $s/d=0.3$ (b) $s/d=0.5$

(c) $s/d=1.0$ (d) $s/d=2.0$

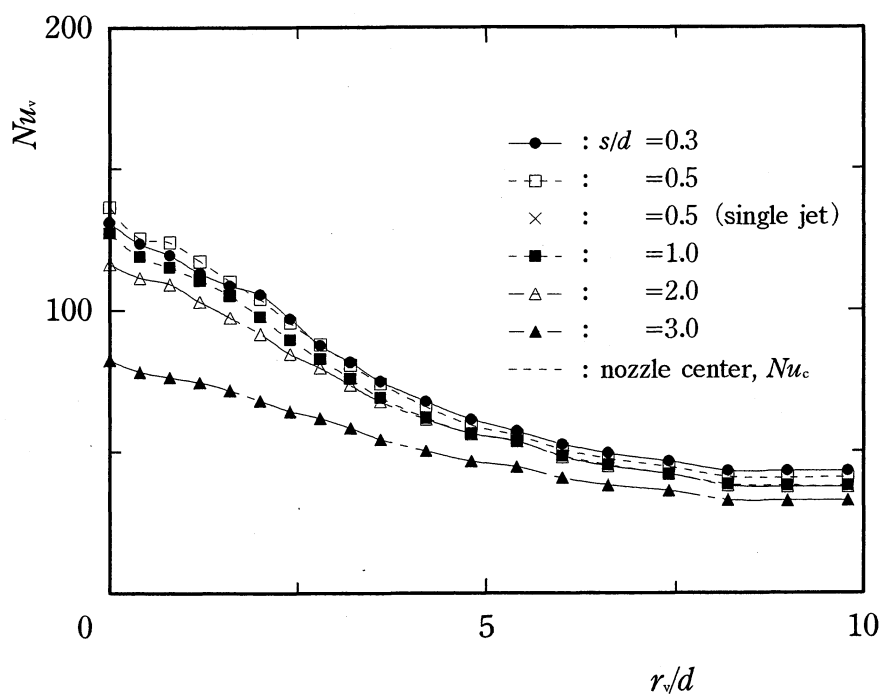


(e) $s/d=3.0$

Fig.3.2.10 Flow pattern on the impingement plate by oil film method
($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$)



(a) r_h -direction, $Nu_h - r_h/d$



(b) r_v -direction, $Nu_v - r_v/d$

Fig.3.2.11 Heat transfer characteristics ($Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$)

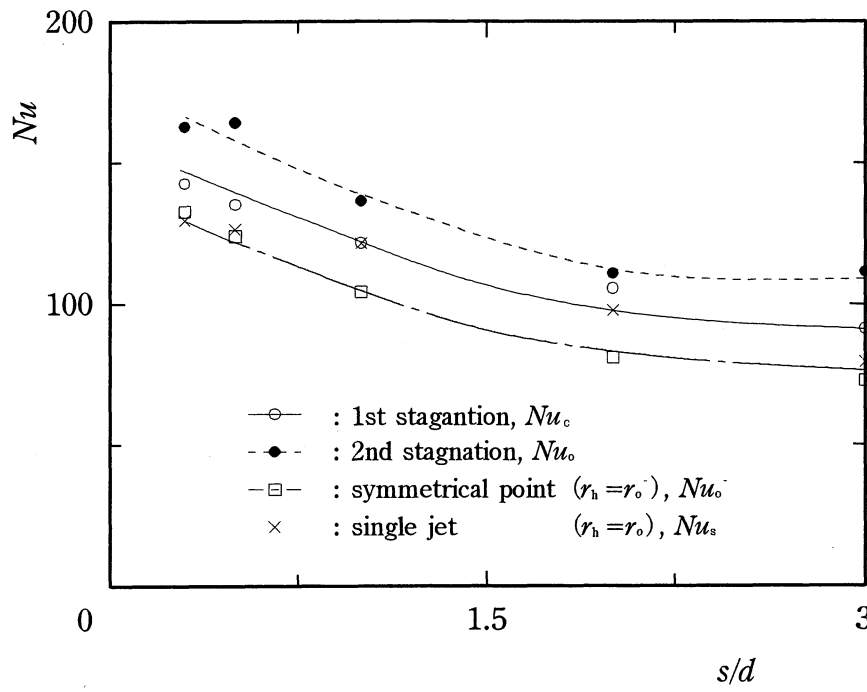
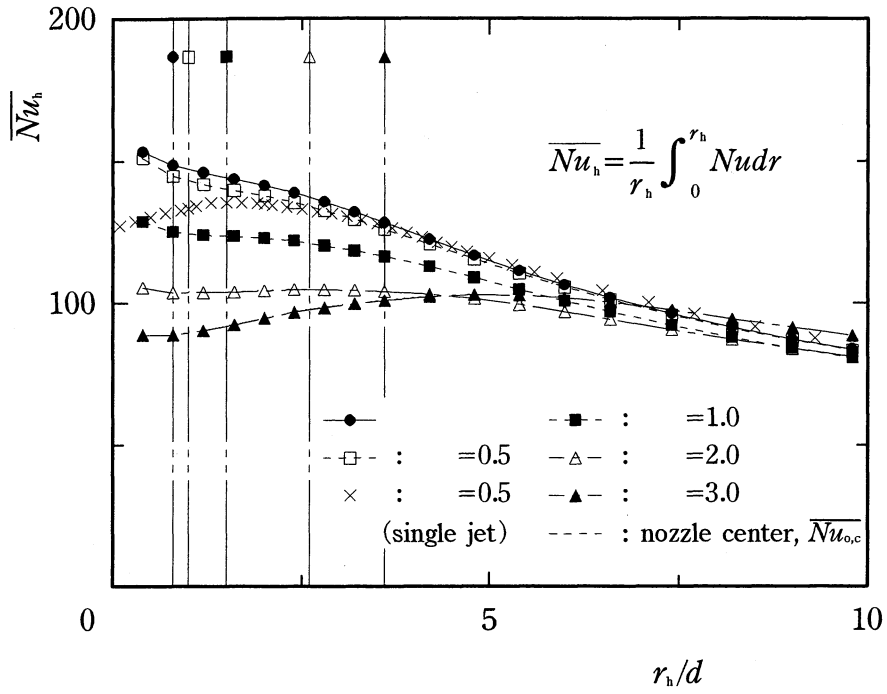
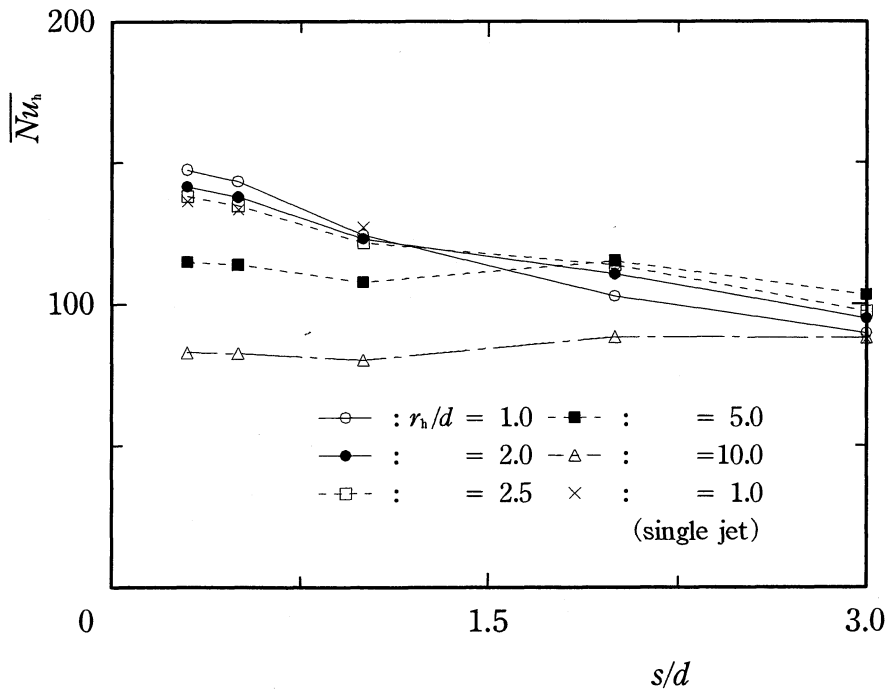


Fig.3.2.12 Local *Nusselt* number (Effects of s , $Re_d=2.3 \times 10^4$, $H/d=0.5$)



(a) Mean *Nusselt* number for s/d , $\overline{Nu}_h - r_h/d$



(b) Mean *Nusselt* number for r_h/d , $\overline{Nu}_h - s/d$

Fig.3.2.13 Mean *Nusselt* number ($Re_d = 2.3 \times 10^4$, $H/d = 0.5$, r_h -direction)

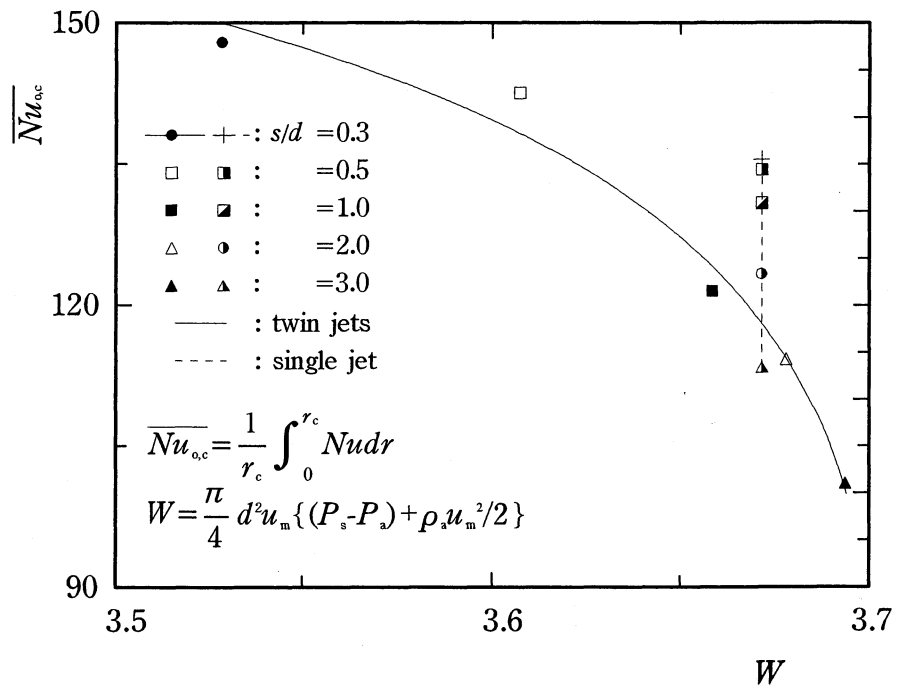
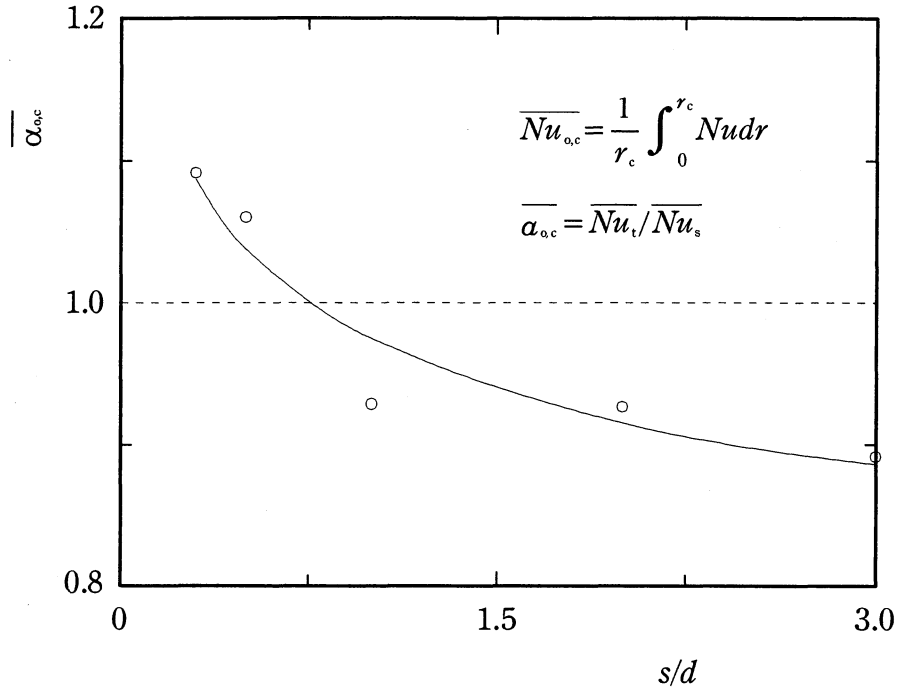
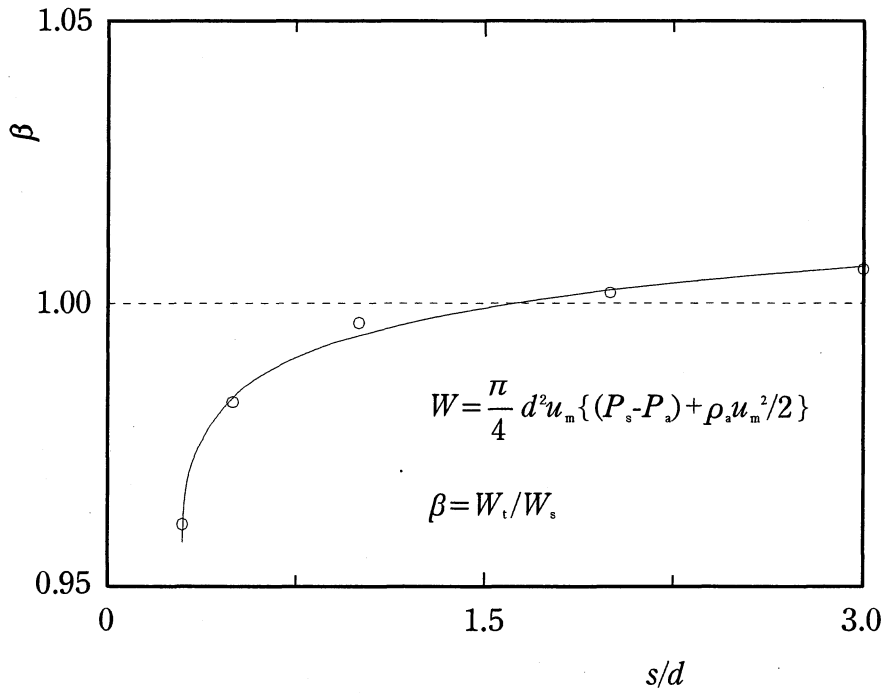


Fig.3.2.14 Relation between \overline{Nu}_{oc} and $W[W]$ ($Re_d = 2.3 \times 10^4$, $H/d = 0.5$, r_h -direction)

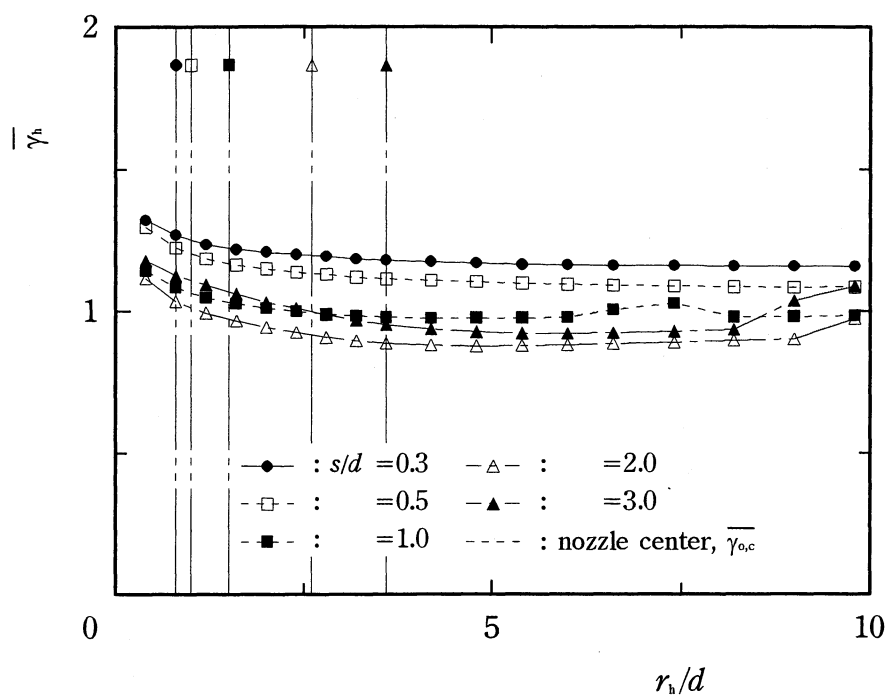


(a) Mean *Nusselt* number for $Re_d = 2.3 \times 10^4$, $\overline{\alpha}_{o,c} - s/d$

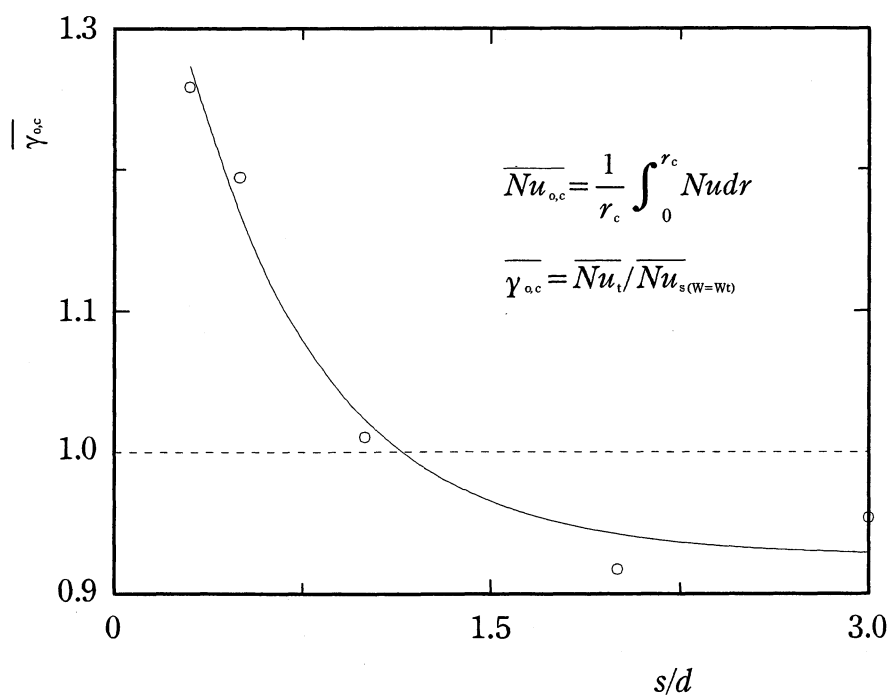


(b) Operating power for $Re_d = 2.3 \times 10^4$, $\beta - s/d$

Fig.3.2.15 Ratios $\overline{\alpha}_{o,c}$ and β ($Re_d = 2.3 \times 10^4$, $H/d = 0.5$, r_1 -direction)

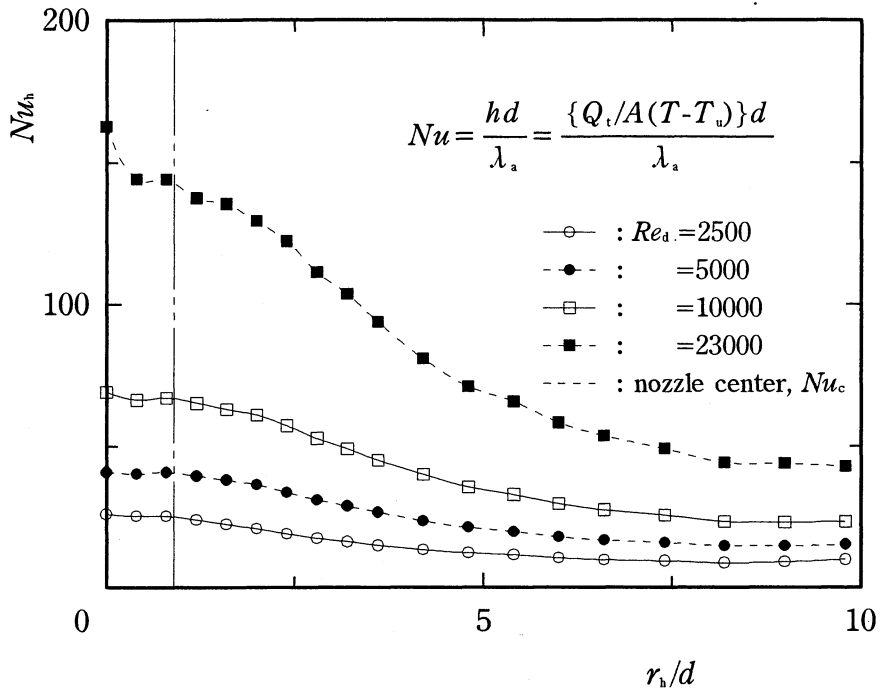


(a) Mean *Nusselt* number for s/d , $\overline{\gamma}_h - r_h/d$

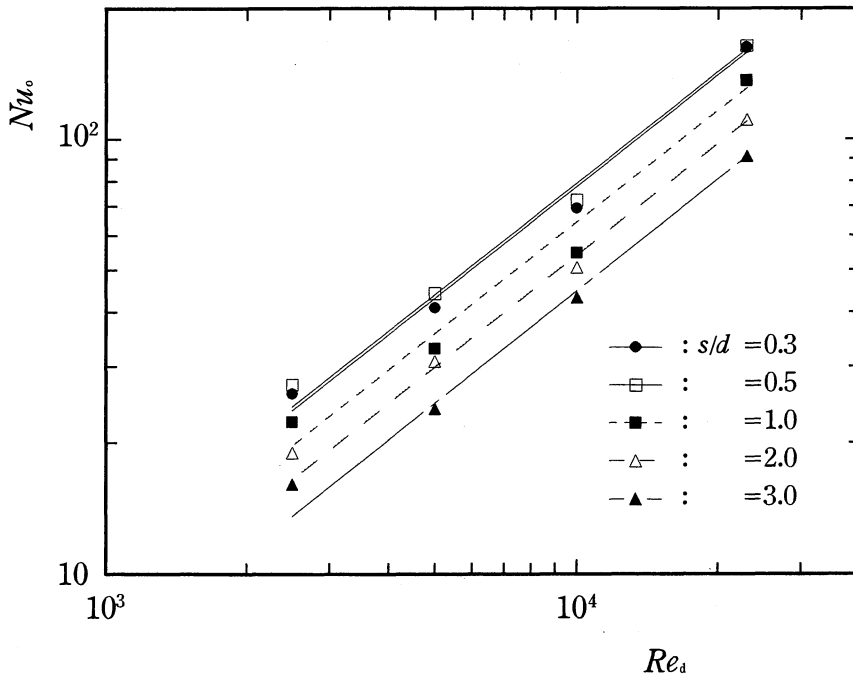


(b) Mean *Nusselt* number, $\overline{\gamma}_{o,c} - s/d$

Fig.3.2.16 Ratios $\overline{\gamma}_h$ and $\overline{\gamma}_{o,c}$ (same operating power with $W_t[W]$, $H/d=0.5$, r_h -direction)

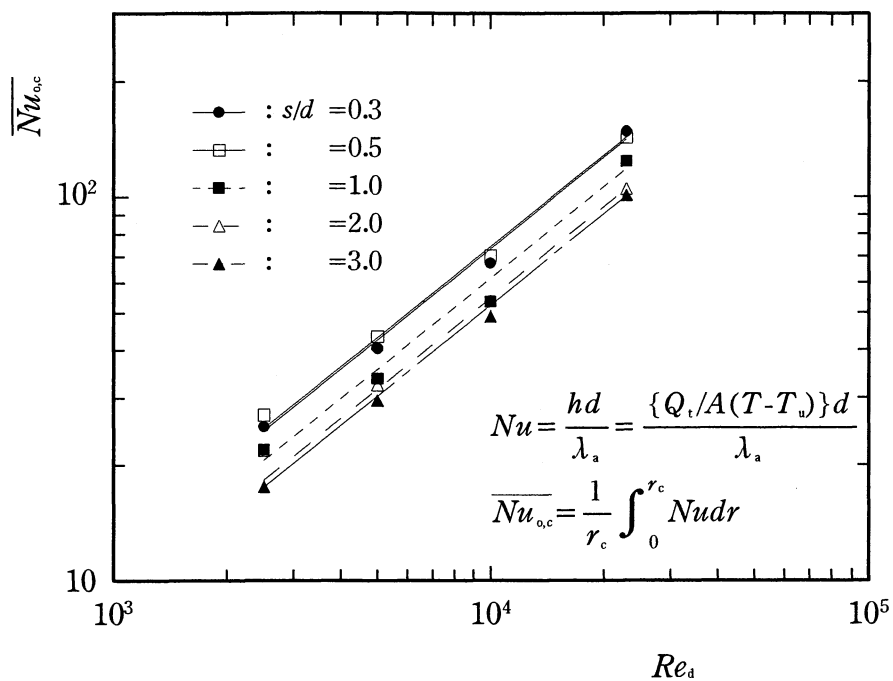


(a) Local *Nusselt* number for Re_d , $Nu_h - r_h/d$ ($s/d=0.3$)

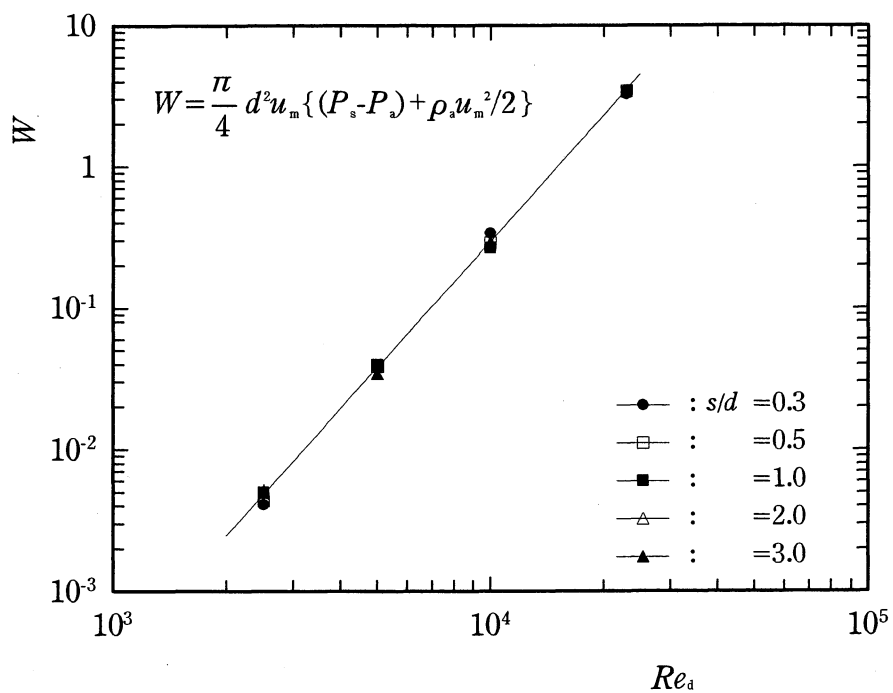


(b) Local *Nusselt* number for s/d , $Nu_o - Re_d$

Fig.3.2.17 Heat transfer characteristics for Re_d ($H/d=0.5$, r_h -direction)



(a) Mean *Nusselt* number for s/d , $\overline{Nu}_{o,c} - Re_d$



(b) Operating power for s/d , $W[W] - Re_d$

Fig.3.2.18 $\overline{Nu}_{o,c}$ and $W[W]$ for Re_d ($H/d=0.5$, r_h -direction)

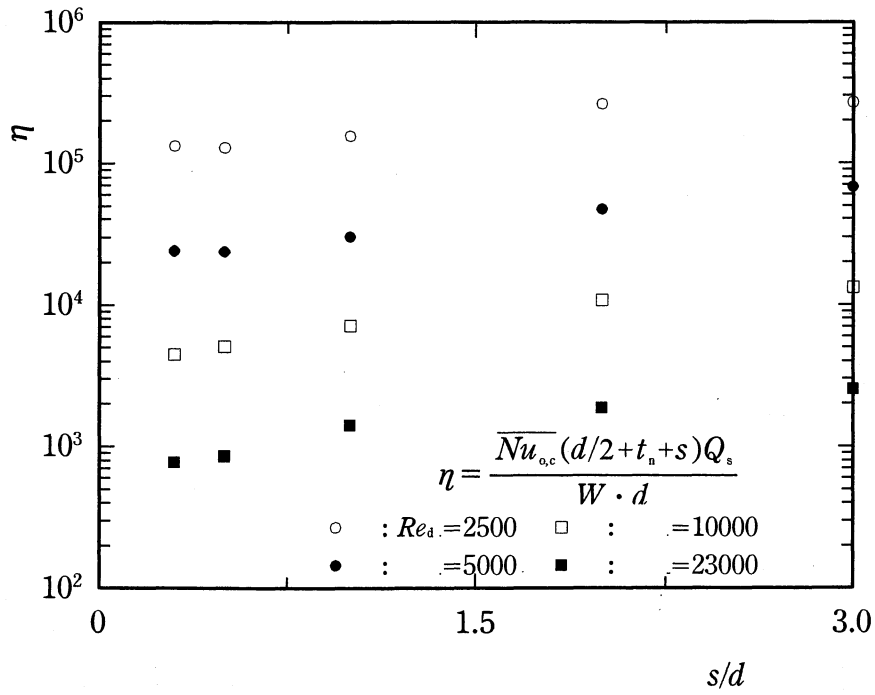
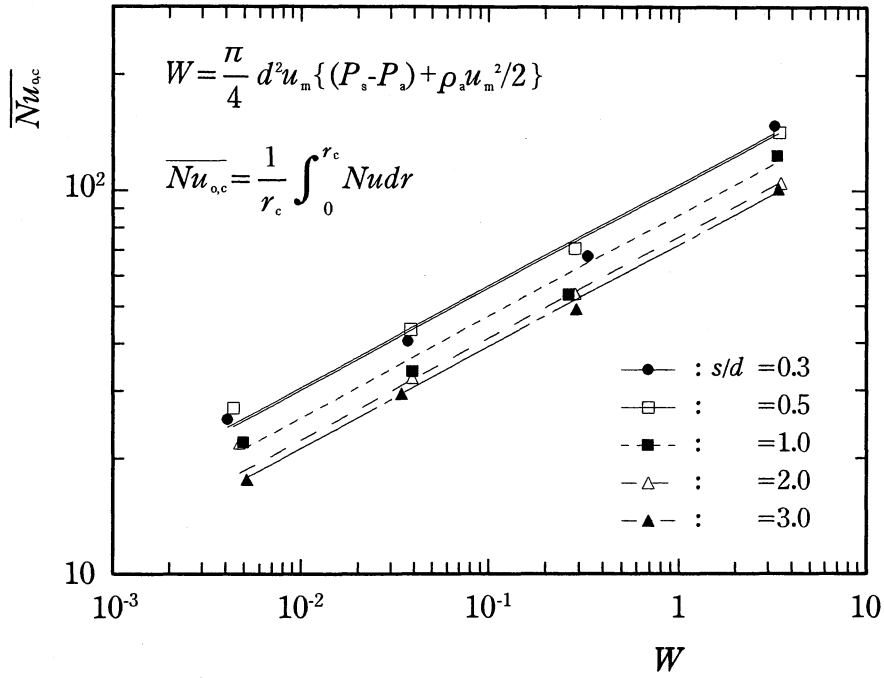


Fig.3.2.19 $\overline{Nu}_{oc} - W[W]$ and η for Re_d ($H/d=0.5$, r_h -direction)

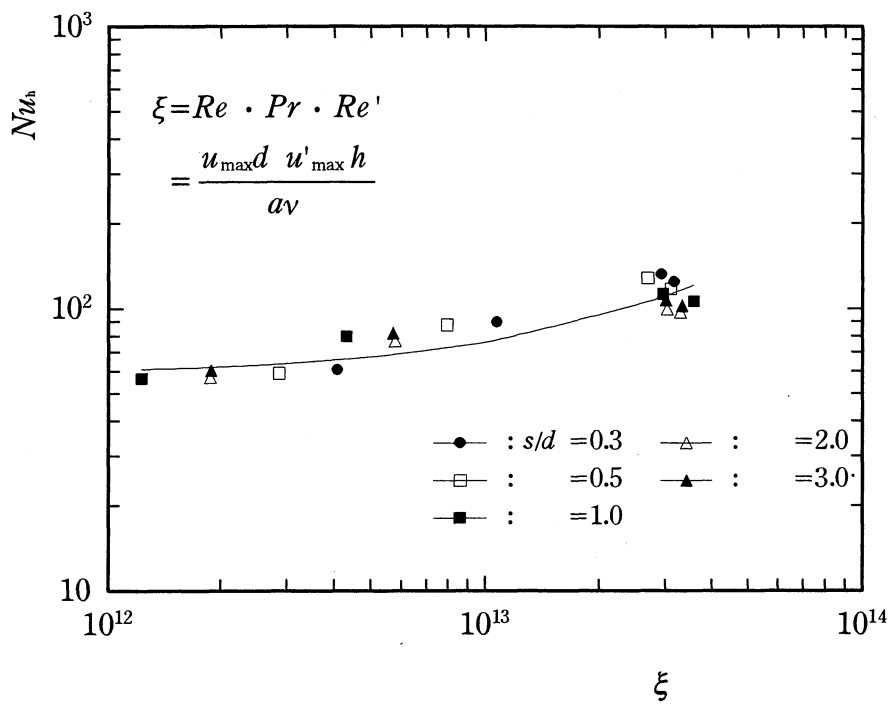


Fig.3.2.20 Relation between Nu_h and ξ in wall jet region
 ($Re_d = 2.3 \times 10^4$, $H/d = 0.5$, r_h -direction)

第4章 結 論

本研究は、至近距離で平板に垂直に衝突する噴流群について、特にその基礎として、二噴流の干渉の問題を、流動特性と伝熱特性の観点から実験的に検討した。

その結果、以下の事項が明らかとなった。

4.1 ノズル-平板間距離 H/d の影響 (原点-ノズル間距離 $s/d=0.5$ の場合)

- (1) 壁面圧力 Cp_h は、 H/d に関わらず $r_h=r_c, r_o$ で極値を持つ定性的に相似な分布形となる。またその両極値は、 H/d が小さいほど増大する。例えば、 $H/d=0.5$ での Cp_o 値に対して、 $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 6.36, 1.55 倍に増大する。
- (2) 壁面近傍の速度 u_h/u_m および乱れ強さ u'_h/u_m は、 H/d に関わらず $r_h=r_c, r_o$ で極値を持つ定性的に相似な分布形となる。またその両極値は、 H/d が小さいほど増大する。例えば $H/d=0.5$ での u_o/u_m 値に対して、 $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 1.2, 2.29 倍に増大する。 $H/d=0.5$ での u'_o/u_m 値に対して、 $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 2.13, 1.73 倍に増大する。
- (3) 非干渉領域における壁面噴流の速度 u_h/u_m の分布は、Bakke の実験結果とよく一致し、単一噴流の場合と同様の変化を示す。 H/d が小さいほど u_{max} は増加し、そこでの圧力損失が減少する。例えば、 $H/d=0.1, 0.2, 0.5, 1.0$ ではそれぞれ $\delta/d \div 0.085, 0.179, 0.22, 0.205$ であり、各 H/d に対しそれぞれ約 15, 10.5, 56, 79.5%有効通路断面積が減少する。
- (4) u' のパワースペクトルには、 r_h/d および H/d の全領域において卓越周波数 f_h は存在しない。 $H/d < 0.5$ での u' は、低周波から高周波の領域で周期に無関係に高いレベル値を示す。また、 u'_c は、いずれの場合においても低周波から高周波になるとともに、レベルは低くなり H/d に無関係にほぼ同値をとる。
- (5) 平板上の流跡線は、 $r_h=r_o=0$ を基点に十文字型の分布となる。また小さい H/d ほど、噴流の拡がり、衝突および干渉割合が増加する。
- (6) 熱伝達特性 Nu_h は、 H/d に関わらず $r_h=r_c, r_o$ で極値を持つ定性的に相似な分布形となる。またその両極値は、 H/d が小さいほど増大する。例えば、 $H/d=0.5$ での Nu_o 値に対して、 $H/d=0.1, 0.2$ ではそれぞれ約 5.44, 1.63 倍に増大する。
- (7) H/d が小さい場合、二噴流の $\overline{Nu_{o,c}}$ は単一噴流のそれに比し大きな値となり、その上運動動力 $W[W]$ は減少する。
- (8) $Re_d=2.3 \times 10^4$ における二噴流の運動動力 $W_c[W]$ に、単一噴流の運動動力 $W_o[W]$ を一致 ($W_c=W_o$) させた場合の平均熱伝達比 $\overline{\gamma_{o,c}}$ は H/d が小さいほど増大し、 $H/d \leq 0.5$ で向上する。

- (9) Re_d が小さくなるにつれ, Nu_c , Nu_o の両極値に存在した差異が殆どなくなる. また, いずれの場合も Nu_o と Re_d との間には線形的な関係が成立する. さらに $0.2 \leq H/d$ での Nu_c , Nu_o の分布には殆ど差異がないが, $H/d=0.1$ では縮流の影響から大きく異なる.
- (10) $\overline{Nu_{o,c}}$ と $W[W]$ との間には線形的な関係が成立する. $0.2 \leq H/d$ での $\overline{Nu_{o,c}}$ の分布が殆ど差異がないが, $H/d=0.1$ では縮流損失の減少から大きく異なり高効率を得る.
- (11) Re_d が小さい場合, 縮流損失が少なく, さらにノズル出口からのエネルギーを壁面近傍における速度および乱れ強さに有効に変換される H/d を適切に選択すれば, 伝熱面を考慮した η と H/d の関係における最適位置の実現が可能となった.
- (12) いずれの H/d においても, 壁面噴流場における Nu_h が伝熱促進パラメータ ξ により関係づけられることが確認された. これより ξ が示唆するような流れ場を積極的に作れば, 主流速度が大きくななくても局所的に伝熱を増進させたり, 制御したりすることが可能である.

4.2 原点-ノズル間距離 s/d の影響 (ノズル-平板間距離 $H/d=0.5$ の場合)

- (1) 壁面圧力 Cp_h は, s/d に関わらず $r_h=r_c$, r_o で極値を持つ定性的に相似な分布形となる. またその両極値は, s/d が小さいほど増加する. 例えば, $s/d=3.0$ での Cp_o 値に対して, $s/d=0.3, 0.5$ はそれぞれ約 8.27, 4.82 倍に増大する.
- (2) 壁面近傍の速度 u_h/u_m および乱れ強さ u'_h/u_m は, s/d に関わらず $r_h=r_c$, r_o で極値を持つ定性的に相似な分布形となる. またその両極値は, s/d が小さいほど増大する. 例えば $s/d=3.0$ での u_o/u_m 値に対して, $s/d=0.3, 0.5$ ではそれぞれ約 5.92, 5.5 倍に増大する. $s/d=3.0$ での u'_o/u_m 値に対して, $s/d=0.3, 0.5$ はそれぞれ約 1.57, 2.39 倍に増大する.
- (3) 非干渉領域における壁面噴流の速度 u_h/u_m の分布は, Bakke の実験結果とよく一致し, 単一噴流の場合と同様の変化を示す.
- (4) u' のパワースペクトルには, r_h/d および s/d の全領域において卓越周波数 f_d は存在しない. 全ての u'_o は, 低周波から高周波になるとともにレベルが低くなり, s/d が小さいほど増加する. また, u'_c は, いずれの場合においても低周波から高周波になるとともに, レベルは低くなり s/d に無関係にほぼ同値をとる.
- (5) 平板上の流跡線は, $r_h=r_o=0$ を基点に十文字型の分布となる. また小さい s/d ほど, 噴流の拡がり, 衝突および干渉割合が増加する.
- (6) 熱伝達特性 Nu_h は, s/d に関わらず $r_h=r_c$, r_o で極値を持つ定性的に相似な分布形となる. また $r_h=r_o=0$ は, 小さい s/d ほど増加する. 例えば, $s/d=3.0$ での Nu_o 値に対して, $s/d=0.3, 0.5$ ではそれぞれ約 1.47, 1.8 倍に増加する.
- (7) s/d が小さい場合, 二噴流の $\overline{Nu_{o,c}}$ は単一噴流のそれに比し向上し, その上運転動力 $W[W]$

は減少する.

- (8) $Re_d = 2.3 \times 10^4$ における二噴流の運転動力 W_i [W] に, 単一噴流の運転動力 W_s [W] を一致 ($W_s = W_i$) させた場合の平均熱伝達比 $\overline{\gamma_{o,c}}$ は, 小さい s/d ほど増加し $s/d \leq 0.5$ で向上する.
- (9) Re_d が小さくなるにつれ, Nu_c , Nu_o の両極値に存在した差異が殆どなくなる. また, いずれの場合も Nu_o と Re_d との間には線形的な関係が成立する. さらに小さい s/d ほど干渉が強くなるために Nu_o 値は増加する.
- (10) $\overline{Nu_{o,c}}$ と W [W] との間には線形的な関係が成立する. さらに小さい s/d ほど干渉が強まるためその値も定量的に増加し, $s/d = 0.3$ で高効率を得る.
- (11) Re_d が小さい場合, 縮流損失が少なく, さらにノズル出口からのエネルギーを壁面近傍における速度および乱れ強さに有効に変換される s/d を適切に選択すれば, 伝熱面を考慮した η と H/d の関係における最適位置の実現が可能となった.
- (12) いずれの s/d においても, 壁面噴流場における Nu_o が伝熱促進パラメータ ξ により相関づけられることが確認された. これより ξ が示唆するような流れ場を積極的に作れば, 主流速度が大きくななくても局所的に伝熱を増進させたり, 制御したりすることが可能である.

本研究では, 至近距離で平板壁に垂直に衝突し相互干渉する円形二噴流では, 熱伝達特性は単一噴流のそれに比し向上し, 運転動力は減少することを示した. 熱伝達率の向上については, 速度および乱れ強さに関係する熱交換因子 ξ を提示し, そのメカニズムを示した. また, H/d が小さい場合の二噴流についてその流動損失(運転動力)が減少することについても説明を加えた. さらに, η から H/d , s/d に対する最適位置(すなわち, 縮流損失が少なく, さらに壁面近傍の伝熱面に対して噴口部からの噴流のエネルギーを, 速度および乱れ強さに有効に変換するための流動特性を実現する)を示した. 壁面噴流場における熱伝達特性と流動特性から伝熱促進パラメータ ξ を示した.

謝 辞

本研究遂行にあたり、終始懇切丁寧な御指導、御助言を賜りました社河内敏彦教授、辻本公一助教授ならびに安藤俊剛助手に深く感謝致します。

実験を行うにあたり、実験装置の製作にご尽力下さった、実習工場の上野素裕氏ならびに龍田雅夫氏に深く感謝致します。

また私の3年間にわたる研究活動において、ご協力いただいた平成13年度院生 杉本秀樹氏、平成14年度院生 丸山拓実氏、平成15年度院生 笹崎修司君ならびに早川浩平君、平成15年度学部生 小川寛和君、その他流動現象学研究室の皆様に厚く感謝致します。特に、小川寛和君には本論文作成にあたり多大なるご協力をいただくとともに、学業のみならず学生生活を有意義なものにするにあたり多大なるご支援をいただきました。深く感謝するとともに、残り2年間の学生生活が実りのあるものになることをお祈り致します。

最後に、本論文作成にあたり、幾多の御助言、御指導そして多大なるご協力をいただきました社河内敏彦教授に重ねて御礼申し上げます。

参考文献

- (1) Viskanta,R., Heat Transfer to Impinging Isothermal Gas and Flame Jets, Experimental Thermal and Fluid Science, 6, (1993), pp.111-134.
- (2) Lytle,D. and Webb,B.W., SECONDARY HEAT TRANSFER MAXIMA FOR AIR JET IMPINGEMENT AT LOW NOZZLE-TO-PLATE SPACING, Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, (Keffer,J.F, Shah,R.K. and Ganic', E.N., Eds.), Elsevier, New York, (1991), pp.776-783.
- (3) Garden, R., and Akfirat, J. C., Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-Dimensional Air Jets, J. Heat Transfer, 86, (1964), pp.101-108.
- (4) Hrycak, P., Heat Transfer from a Row of Impinging Jets to Concave Cylindrical Surface, Int. J. Heat Transfer, 24, (1981), pp.407-418.
- (5) Behbahani, A.I., and Goldstein, R. J., Local Heat Transfer to Staggered Arrays of Impinging Circular Air Jets, J. Eng. Power, 105, (1983), pp.354-360.
- (6) 親川兼勇・屋我実・松田昇一, 長円形 2 噴流の衝突熱伝達特性, 日本機械学会論文集 (B 編) 65 巻 637 号, (1999-9), pp.3084-3090.
- (7) Brevet, P., and Dejeu C., Heat transfer to a row of impinging jets in consideration of optimization, Int. J. Heat Mass Transfer, 45, (2002), pp.4191-4200.
- (8) Koopman, R. N., and Sparrow, E. M., Local and Average Heat Transfer Coefficients Due to an Impinging Row of Jets, Int. J. Heat Mass Transfer, 19, (1976), pp.673-683.
- (9) Hoogendoorn, C.J., The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point, Int. J. Heat Mass Transfer, 20, (1977), 1333.
- (10) K.Kataoka, The effect of surface renewal due to large-scale eddies on jet Impingement heat transfer, International Journal of Heat Transfer Vol.1, 30, No.3, (1987), pp.559.
- (11) 片岡邦夫, 衝突噴流の流動-伝熱特性, 日本機械学会講習会教材 [98-5.29, 東京, 噴流とその応用技術], 98-11, (1998), pp.13-20.
- (12) 安田光博, 同軸環状副噴流による円形衝突噴流の制御に関する研究 (流動特性に対する速度比の影響), 日本機械学会論文集 (B 編), 61 巻 589 号, (1995-9), pp.153-161.
- (13) 一宮浩市・松本弘・奥村賢, 感温液晶による乱流環状衝突噴流の局所熱伝達特性の測定, 日本機械学会論文集 (B 編), 62 巻 599 号, (1996-7), pp.13-20.
- (14) R.J.Goldstein, M.E.Franchett, Heat Transfer From a Flat Surface to an Oblique Impinging Jet,

- Journal of Heat Transfer, Vol.110, FEBRUARY, (1988), pp.84-90.
- (15) J.F.Foss, Measurements in a Large-Angle Oblique Jet Impingement Flow, AIAA Journal, Vol.17, No8, (August, 1979), pp.801-802.
 - (16) Goldstein, R. J., and Behbahani, A. I., Impingement of a Circular Jet With and Without CrossFlow, Int. J. Heat Mass Transfer, 25, (1982), pp.1377-1382.
 - (17) 榑原潤・菱田公一, 励起された二次元衝突噴流のよどみ域の熱伝達, 日本機械学会論文集 (B 編), 62 巻 597 号, (1996-5), pp.284-291.
 - (18) 井口学・山田栄二, 脈動自由噴流の平均流特性, 日本機械学会論文集 (B 編), 55 巻 514 号, (1989-6), pp.1524-1529.
 - (19) LIANMIN HUANG & MOHAMED S. EL-GENK, Heat transfer of an impinging jet on a flat surface, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.37, No.13, pp.1915-1923.
 - (20) N.Rajaratnam, DEVELOPMENT IN WATER SCIENCE TURBULENT JETS, Elsevier, (1976)
 - (21) Zhe,Jiang and Modi,Vijay, Near Wall Measurements for a Turbulent Impinging Slot Jet, Journal of Fluids Engineering, 123, (2001), pp.112-120.
 - (22) Ashforth-Frost,S., Jambunathan,K. and Whitney,C.F., Velocity and Turbulence Characteristics of a Semiconfined Orthogonally Impinging Slot Jet, Experimental Thermal and Fluid Science, 14 (1997), pp.60-67.
 - (23) 横堀誠一・笠木真英・平田賢, 二次元衝突噴流のよどみ領域における乱流輸送機構に関する研究, 日本機械学会論文集 (B 編), 49 巻 441 号, (昭 58-5), pp.1029-1037.
 - (24) 桃瀬一成・浅見敏彦・瀬戸川広人・細川桔延, 振動加熱円柱の局所熱伝達特性に関する一考察, 日本機械学会論文集 (B 編), 58 巻 555 号, (1992-11), pp.213-220.
 - (25) 功刀資彰・横峯健彦・一宮浩市, 狭あい流路内における平面乱流衝突噴流熱伝達の数値解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 60 巻 573 号, (1994-5), pp.231-237.
 - (26) 一宮浩市・松島康浩, 加振伝熱面上の環状衝突噴流熱伝達, 第 34 回日本シンポジウム講演論文集, (1997-5), pp.55-56.
 - (27) 檜和田宗彦・田中真太郎・田中光三・親川兼勇, 円形衝突噴流熱伝達に及ぼすタブの影響, 第 34 回日本シンポジウム講演論文集, (1997-5), pp.63-64.
 - (28) 関根隆行, 噴流の攪乱増幅と制御に関する研究, 三重大学大学院工学研究科平成 9 年度修士論文, (1998-3).
 - (29) 松本昌, 円形衝突噴流の伝熱促進に関する研究(ノズル-平板間距離が小さい場合), 三重大学大学院工学研究科平成 11 年度修士論文, (2000-3).
 - (30) 渡部篤, 共鳴自由および衝突噴流の流動特性と伝熱促進, 三重大学大学院工学研究科平成

12 年度修士論文, (2001-3).

- (31) 杉本秀樹, 衝突距離が小さい円形衝突噴流の流動・伝熱特性(ノズル壁厚さ, 形状の影響), 三重大学大学院工学研究科平成 13 年度修士論文, (2002-3).
- (32) 宮田啓吾, 急縮小円管流路の流動抵抗減少に関する研究, 三重大学大学院工学研究科平成 13 年度修士論文, (2002-3).
- (33) 丸山拓美, 共鳴自由および至近距離衝突噴流の流動と伝熱特性(絞り比の影響), 三重大学大学院工学研究科平成 14 年度修士論文, (2003-3).
- (34) N. Rajaratnam, 野村安正, 噴流, 森北出版, (1981).
- (35) 西川兼康・北方直方, 伝熱工学の学び方, オーム株式会社, (1982).
- (36) 宮井善弘・木田輝彦・仲谷仁志, 水力学, 森北出版株式会社, (1983).
- (37) 谷下市松, 伝熱工学, 裳華房株式会社, (1986).
- (38) 関信弘, 伝熱工学, 森北出版, (1988).
- (39) 相原利雄, 機械工学選書伝熱工学, 裳華房株式会社, (1994).
- (40) 大熊恒靖, 機器騒音のパワーレベル測定方法, リオン株式会社, 技術資料, 412, (1985-9), pp.1-4.
- (41) 浅沼強, 流れの可視化ハンドブック, 株式会社朝倉書店, (1977).