

ノズル内にメッシュスクリーンを設置した 軸対称衝突噴流熱伝達 (第2報, 比較的大きなメッシュの場合)

栗間 諄二*・宮本 政英*・加藤 泰生*

Heat Transfer of Impinging Axisymmetric Jets with a Mesh Screen in the Nozzle (2nd Report, For the Case of Large Mesh Size)

Junji KURIMA, Masahide MIYAMOTO and Yasuo KATOH

Abstract

As in the first report, the effect of a mesh screen on impinging heat transfer has been experimentally studied in relation to the flow characteristics of an axisymmetric jet. The mesh screen was installed in the nozzle, 10mm upstream from its exit. Five types of mesh screen with relatively large mesh size were used. The jet Reynolds number based on the nozzle diameter and the nozzle exit velocity was kept constant at $Re=17800$.

It is shown that the effects of the mesh screen on the flow characteristics of a free jet, and the heat transfer characteristics of an impinging jet, are appreciable. When the diameter of mesh wire is large, the velocity potential core of the jet is shorter than that without the mesh screen, and the local heat transfer coefficients augment in the case of the short nozzle-to-plate distance. This technique of heat transfer augmentation using a mesh screen with large mesh size is a very attractive method for industrial applications because the heat transfer coefficients over extensive impinging regions are increased and made uniform by the installation of the 4 mesh screen.

1. 緒言

軸対称ノズル出口上流に線径及び線間隔が比較的小さな12, 18, 24メッシュのスクリーンを設置して噴流の速度変動および衝突熱伝達率を測定し, メッシュの小さな18メッシュと24メッシュでは噴流速度のポテンシャルコア長さが増加し, 大きなノズル-衝突板間距離での淀み点熱伝達率が増加することを前報¹⁾で報告した。また, 12メッシュの場合には速度変動および衝突熱伝達特性に特異な現象が観察され, メッシュの幾何学的不均一性に起因するものと考えられた。

本報告では, 比較的大きなメッシュを用いて, 軸対称噴流の流動特性および衝突熱伝達特性に及ぼすメッシュ効果の二つの場合について検討した。一方は, メッシュ数を一定として開口比を変えた場合で, 12メッシュを用いてメッシュ形状の均一性の影響も前報との比較で調べた。他方は, 開口比を一定としてメッシュ数を変えた場合で, 二種の大きなメッシュを用いて噴流発達領域での伝熱増進や均一冷却の可能性も検討した。

2. 実験装置および実験方法

軸対称空気噴流での実験装置は前報¹⁾と同一であり, 概略をFig. 1に示す。ノズルは出口直径 $D=40\text{mm}$, 絞り比10.5:1の軸対称収縮ノズルであり, その出口上

*機械工学科

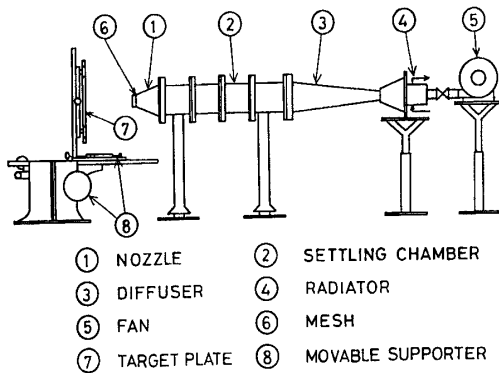


Fig. 1 Diagram of experimental apparatus

流10mmの位置に、ステンレス鋼製のメッシュスクリーンを中央メッシュの中心が流路中心軸と一致するように垂直に設置した。1インチ(2.54cm)間1辺の目数が4, 8そして12の4メッシュ, 8メッシュ, 12メッシュで、開口比が違う場合と一定の場合の二種の実験を行った。前者には線径の異なる三種類の12メッシュを使用し、後者には開口比が前報と同様に約58%の4メッシュと8メッシュを使用した。全ての使用メッシュの規格をTable 1に示す。なお、メッシュ形状の均一性は写真判定等で確かめた。

メッシュを設置しない場合(0メッシュ)の出口速度(U_0)に基づく噴流レイノルズ数($Re=U_0D/\nu$)を $Re=17800$ で一定として、全ての実験を行った。速度変動の測定は熱線風速計でI型プローブを用い、衝突噴流熱伝達率の測定は噴流軸に垂直に設置した等熱流束条件の加熱板を使用した。流れの可視化は100 μ mのニクロム線に流動パラフィン塗り、この線に通電加熱して流動パラフィンを燃焼させて発煙するスモークワイヤー法で行なったが、ニクロム線を噴流中心軸と垂直に $x/D=0.125, 1.625$ および 3.0 の三か所に設置して同時に発煙させた。

3. 12メッシュの実験結果と考察

3.1 自由噴流の流動特性

衝突板を設置しない自由噴流の中心軸上での軸方向平均速度および乱れ強さを、線径の異なる三種類の12メッシュとメッシュスクリーンを設置しない自然噴流の0メッシュについてFig. 2に示す。自然噴流の速度ポテンシャルコアは $x/D=4$ までであるが、メッシュスクリーンを設置すると変化する。線径の最も小さい $d=0.356$ mmの場合にはポテンシャルコアが $x/D=5.5$ まで存在し、18および24メッシュの結果と同様に0メッシュ

Table 1 Dimensions of mesh

Mesh No.	Sieve Opening a (mm)	Diameter of Wire d (mm)	Open Area Ratios (%)
4	4.85	1.50	58.3
8	2.38	0.80	56.0
12	1.76	0.356	69.2
12	1.61	0.508	57.8
12	1.40	0.717	43.7

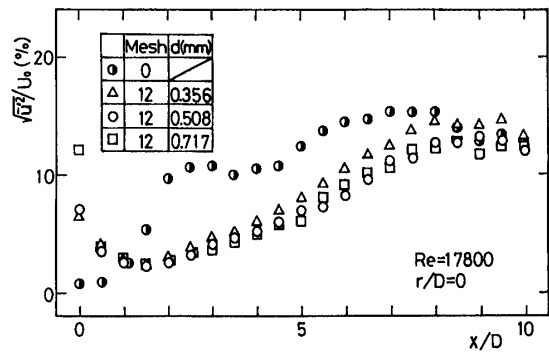
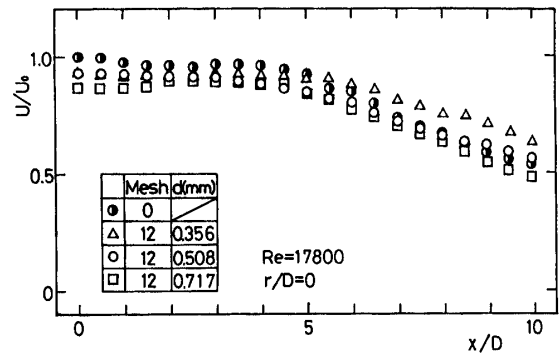


Fig. 2 Variation of mean velocity and turbulence intensity along the jet center line (12 mesh)

よりも長い。しかし、 $d=0.508$ mm, $d=0.717$ mmの場合には $x/D=3.5$ までで、0メッシュよりも短い。また、ノズル出口速度が三種類のメッシュ共に0メッシュより減少しており、線径の大きい $d=0.717$ mmでの減少が最も大きく約87%となる。

ノズル出口 $x/D=0$ での乱れ強さはメッシュ線の後流の影響で大きい線径ほど大きく、いずれもメッシュスクリーンを設置しない場合よりも大きい。しかし、メッ

シュの整流効果により迅速に減少し、 $x/D = 1$ を過ぎると 0 メッシュより小さくなり、 $x/D = 1.5$ で極小値をとる。その後、 x/D の増加と共に単調に増加し $x/D = 9$ で極大となるが、下流域では線径の小さい方が幾分大きい。そして、この極大値の位置は 0 メッシュの $x/D = 7.5$ より下流に相当している。

Fig. 3 にスモークワイヤー法による流れの可視化写真を示す。メッシュスクリーンを設置しない 0 メッシュの場合には噴流せん断層に生じる渦輪が確認され、大きく成長した渦輪の影響が噴流中心部にまで及んでいる。0 メッシュの乱れ強さが $x/D = 1$ 付近から急激に増加し、 $x/D = 2.5 \sim 3$ で極大値をとるのは、この渦輪による脈動成分が噴流中心軸上の乱れ強さに重畳された結果である。メッシュスクリーンを設置した場合には明確な渦輪が観察されず、中心部の流脈線も半径方向への変化が小さく、渦輪による影響が小さいことを示唆している。しかし、メッシュ線によってノズル出口近傍から流脈線が寸断し、乱れが発生している。その乱れは線径の大きい $d = 0.717\text{mm}$ で最も顕著であり、初期乱れ強さに対応している。

Fig. 4 に $x/D = 3$ の噴流中心軸上でのパワースペクトル分布を示す。0 メッシュではせん断渦輪の通過に対

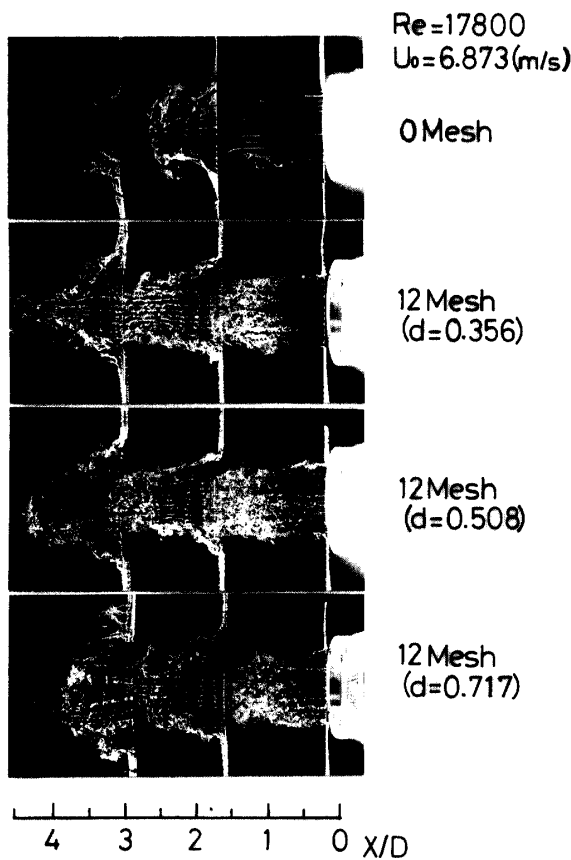


Fig. 3 Flow visualization of a free jet (12 mesh)

応した明確な卓越周波数が $F = 90\text{Hz}$ に存在するが、メッシュスクリーンを設置すると渦輪が不明確であるために、ピーク付近の勾配が減少したゆるやかな山形分布となる。そして、卓越周波数も低周波数側へと移行し、線径の大きい $d = 0.717\text{mm}$ の時には $F = 67\text{Hz}$ と最も低い。また、高周波数域でのスペクトルの増加は可視化で観察された乱れに相当しており、メッシュ線径が大きいほど増加している。

$x/D = 3$ での軸方向平均速度および乱れ強さの半径方向分布を Fig. 5 に示す。噴流中心部の平均速度は各メッシュ共に 0 メッシュより低く、大きい線径ほど低下が著しい。しかし、見かけ上のポテンシャルコアの幅が小さい線径ほど短く、 $d = 0.356\text{mm}$ では $r/D = 0.25$ 付近から急激に減少するので、噴流端 ($r/D = 0.5$) 近傍の速度は小さい線径ほど低い。小さい線径の 2 つのメッシュの速度が噴流外側で 0 メッシュより低いのは、大きな渦輪による周囲流体の巻き込みが少ないことを示唆している。それに対し、大きな渦輪が存在しないにも拘らず、 $d = 0.717\text{mm}$ の速度が 0 メッシュとほぼ等しいのは線径による噴流の拡がりによるものと考えられる。

乱れ強さはメッシュの整流効果と渦輪による脈動成分の重畳が少ないことに起因して、いずれも 0 メッシュより低下するが、半径方向の明らかな増加は速度分布に対応して小さい線径ほど噴流内部から始まる。また、最大値の位置は大きい線径ほど大きな r/D へと移行し、線径による噴流の拡散を示唆している。なお、前報¹⁾の $x/D = 3$ では、 $d = 0.508\text{mm}$ の乱れ強さが噴流中心付近でいったん低下する特異な分布を示したが、本結果にはそのような現象が現われておらず、その現象がメッシュの幾何学的不均一性によって生じたものであることが確認できる。

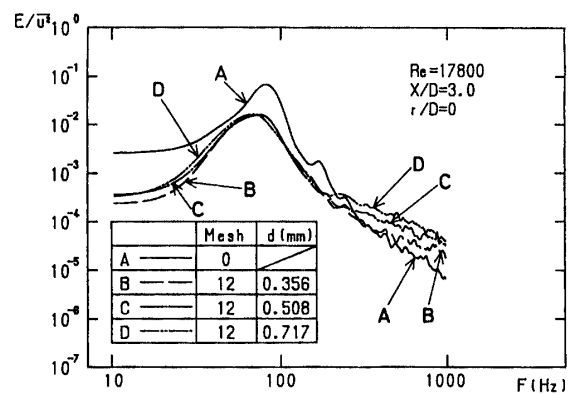
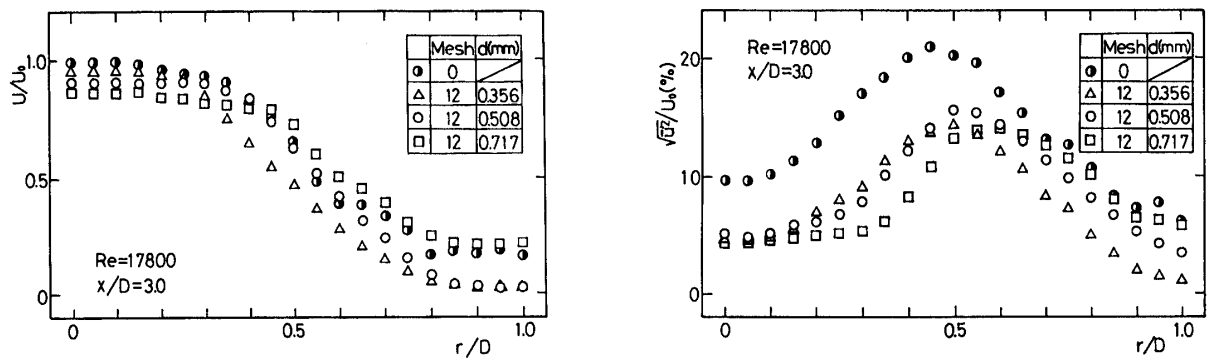


Fig. 4 Power spectrum on the jet center line at $x/D = 3$ (12 mesh)

Fig. 5 Radial distribution of mean velocity and turbulence intensity at $x/D=3$ (12 mesh)

3.2 衝突噴流熱伝達特性

無次元ノズル-平板間距離 H/D に対する無次元淀み点熱伝達率 $Nu_s (=h_s D/\lambda)$ の変化をFig. 6に示す。淀み点熱伝達率分布はメッシュスクリーンの設置によって明らかに変化し、速度乱れ強さ分布に類似している。 $H/D=1$ の淀み点ヌセルト数は初期速度乱れ強さの増加により増加し、その値は大きい線径ほど大きい。各メッシュの Nu_s は H/D の増加と共にいったん減少し、 $H/D=2.5\sim 3$ で極小値をとる。そして、速度乱れ強さの増加と共に再び増加し、 $H/D=7.5\sim 8.5$ で極大となる。この増加領域の $H/D=3\sim 7$ での線径による Nu_s の違いはわずかである。しかし、大きい線径ほど小さな H/D で極大値を生じるので、 $H/D>7$ では $d=0.717\text{mm}$ の Nu_s が明らかに低い。 $d=0.356, 0.508\text{mm}$ の $H/D\geq 8.5$ での Nu_s は平均速度と乱れ強さが大きいため0メッシュより高いが、速度変動の違いにも拘らず線径による明白な違いは観察されない。これは小さなスケールの速度乱れによるものと考えられる。 $d=0.717\text{mm}$ の Nu_s も $H/D=10$ で0メッシュよりわずかに高く、より大きな H/D での伝熱増進が期待される。また、 $d=0.508\text{mm}$ の Nu_s 分布は前報¹⁾と明らかに異なっており、メッシュ形状のわずかな不均一性が淀み点衝突熱伝達率に大きな影響を及ぼすことを示している。

Fig. 7は $H/D=3$ での無次元局所熱伝達率(局所ヌセルト数 Nu)の半径方向分布である。測定領域のほぼ全域で、メッシュスクリーンの設置によって Nu が低下し、特に $r/D>1$ の壁噴流領域で顕著である。衝突領域の $r/D\leq 0.4$ での Nu は中間線径の $d=0.508\text{mm}$ が最も高く、大きい線径の $d=0.717\text{mm}$ が低い。しかし、 $r/D>0.7$ では全く逆の結果となり、 $d=0.508\text{mm}$ が最も低い。 $r/D\leq 0.4$ での線径に対する Nu 結果は $x/D=3$ での速度変動結果と対応せず、衝突噴流熱伝達に速度乱れのスケールも寄与することが推察できる。 $r/D>0.7$ での熱

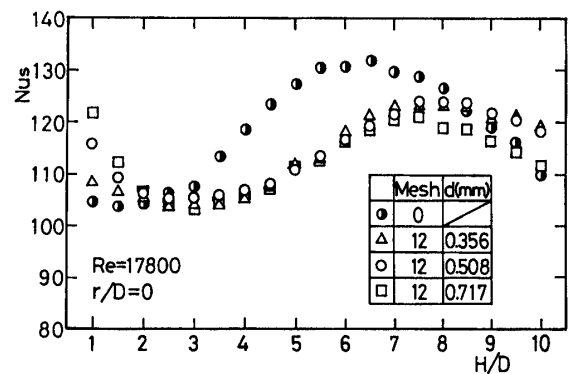
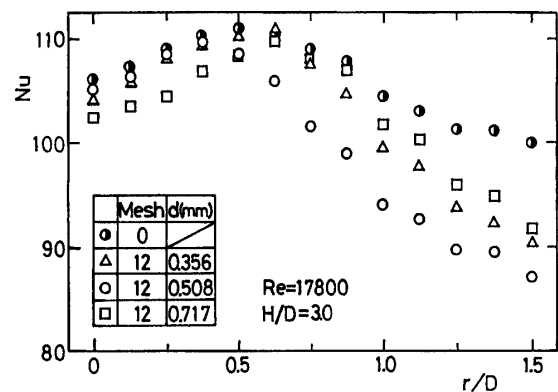


Fig. 6 Variation of stagnation point heat transfer coefficients with nozzle-to-plate distance (12 mesh)

Fig. 7 Radial distribution of local heat transfer coefficients for $H/D=3$ (12 mesh)

伝達率は噴流の拡散と衝突板上の流れの相互作用によるものであり、 $d=0.356\text{mm}$ より $d=0.508\text{mm}$ の Nu が低いのは半径方向の速度減衰が遅く、板上流れの加速が遅れることに起因していると考えられる。

4. 4メッシュと8メッシュの実験結果と考察

4.1 自由噴流の流動特性

自由噴流中心軸上での0, 4, 8メッシュの平均速度および乱れ強さ分布をFig. 8に示す。メッシュによる流路制限のためにノズル出口近傍での速度は増加し、大きい線径の4メッシュでは0メッシュより約10%大きい。速度ポテンシャルコア長さは18, 24メッシュリとは異なり、共に0メッシュより短く、特に8メッシュでは $x/D=2.5$ までと非常に短い。このポテンシャルコア長さの減少はメッシュスケールの流れが強まることによるもので、12メッシュの大きい線径でも観察されている。ポテンシャルコアの早い消滅によって $x/D > 3$ での8メッシュの平均速度は0メッシュより低下するが、4メッシュは高い出口速度のために $x/D > 5$ でも0メッシュよりやや高い。

$x/D = 0$ でのノズル出口乱れ強さはメッシュスクリーンを設置すると著しく増加し、4メッシュでは16%にも達する。8メッシュでも12%で、 $d=0.717\text{mm}$ の12メッシュとほぼ等しい。この乱れ強さの増加はメッシュの

後流の影響で、その後の最小値も線径の大きい4メッシュの方が下流に位置している。早い速度減衰に対応して、8メッシュの乱れ強さは早くから増加し、 $x/D = 3 \sim 6.5$ の噴流発達領域では0メッシュより高い。それに対し、4メッシュは $x/D > 4$ で0メッシュより高いが、その差異は小さい。

流れの可視化写真をFig. 9に示すが、4, 8メッシュ共にせん断渦輪を確認することはできない。8メッシュの流動状態は $d=0.717\text{mm}$ の12メッシュと類似しており、流脈線がノズル出口付近では寸断して不明確であるが、 $x/D > 2$ では確認できる。4メッシュはノズル出口付近での乱れが大きく、下流でも大きな乱れに支配されて噴流中心部の流脈線を観察できない。Fig. 10は噴流中心軸上 $x/D = 3$ でのパワースペクトル分布である。4, 8メッシュ共に卓越周波数のない単調な分布で、大きなせん断渦輪が存在しないことを示唆している。そして、流れの可視化で観察された噴流内の大きな乱れのために、高周波数域では高いスペクトルを示す。

平均速度および乱れ強さの $x/D = 3$ での半径方向分

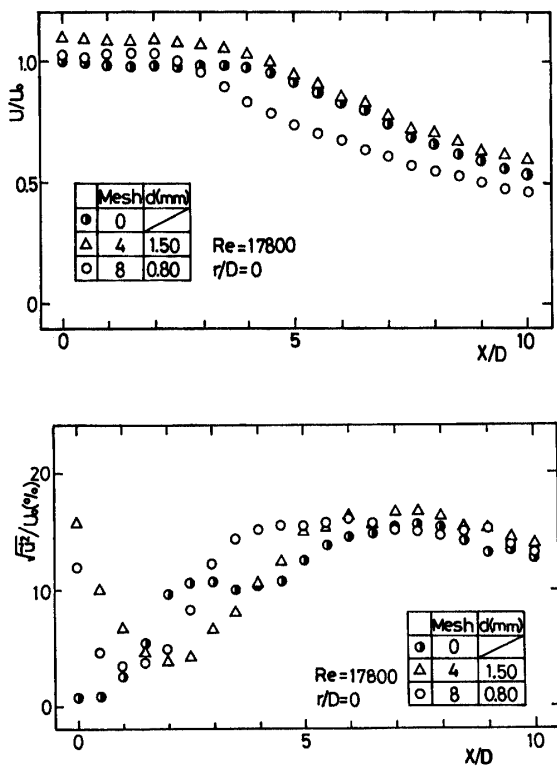


Fig. 8 Variation of mean velocity and turbulence intensity along the jet center line (4, 8 mesh)

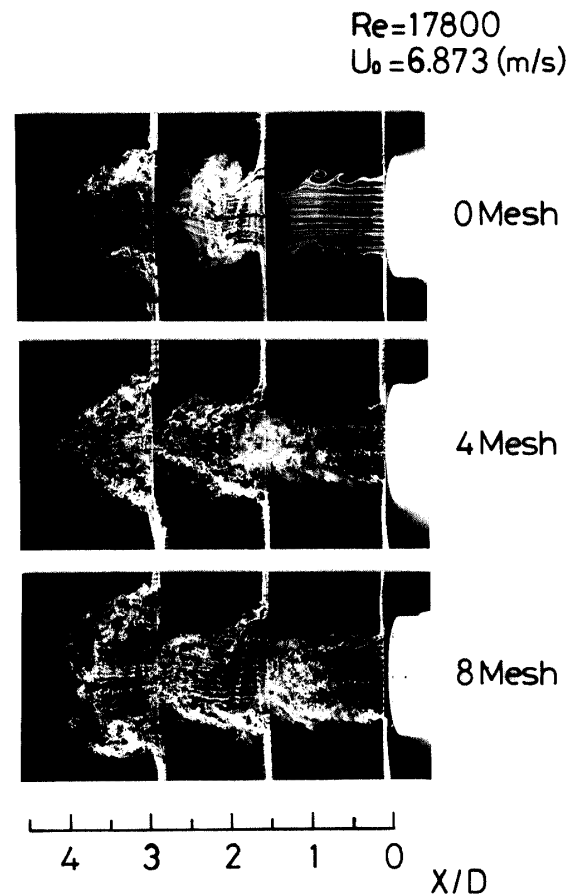


Fig. 9 Flow visualization of a free jet (4, 8 mesh)

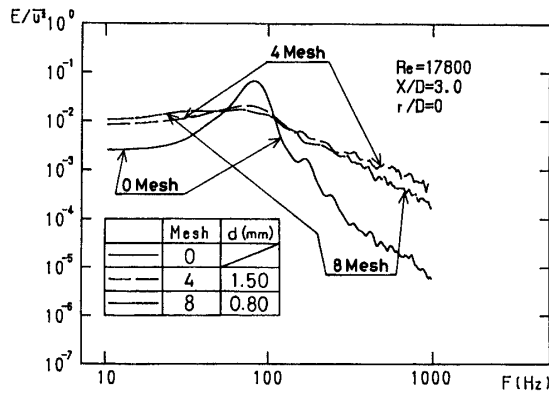


Fig.10 Power spectrum on the jet center line at $x/D=3$ (4, 8 mesh)

布をFig.11に示す。4メッシュの速度は噴流中心部で高いが、その後の減少が急激なために、中心軸付近から減少している8メッシュと $r/D=0.5$ 付近で一致する。 $r/D>0.5$ の速度は両メッシュ共に0メッシュより低い。その差異はメッシュによる噴流の拡散のために非常に小さい。メッシュスクリーンを設置すると、乱れ強さのピークが速度ポテンシャルコア長さに対応して噴流中心軸側へと移行し、 $r/D<0.35$ での乱れ強さは4メッシュより8メッシュの方が大きい。このピークは比較的小さな三種類のメッシュでは $r/D=0.5$ 付近に存在しており、メッシュが大きくなるとメッシュスケールの流れ場が強まり、噴流の発達が促進されると考えられる。また、 $r/D>0.3$ で0メッシュの乱れ強さが大きいのは前述した大きなせん断渦輪の影響によるものである。

4.2 衝突噴流熱伝達特性

ノズル-衝突板間距離に対する淀み点ヌセルト数の変化をFig.12に示す。メッシュスクリーンを設置すると、大きな初期速度乱れ強さのために $H/D=1$ での Nu_s が著しく増加し、4メッシュでは設置しない場合の約1.4倍も増進する。4メッシュの Nu_s は高い速度にも起因して $H/D=6$ までも0メッシュより大きく、 $H/D>6$ ではほぼ等しい。 H/D の増加に対して極小、極大を持つ Nu_s 分布であることは12メッシュ以上の小さなメッシュと同様である。しかし、小さなメッシュでは極小値が0メッシュとほぼ等しく、極大値が小さいのに対し、大きな4、8メッシュでは極小値が大きく、極大値がほぼ等しい。そのため、8メッシュでは $H/D<3$ で、4メッシュでは $H/D<5.5$ で0メッシュより Nu_s が明らかに大きい。特に、4メッシュでは大きな初期速度乱れ強さと高い噴流速度のために伝熱増進が顕著で

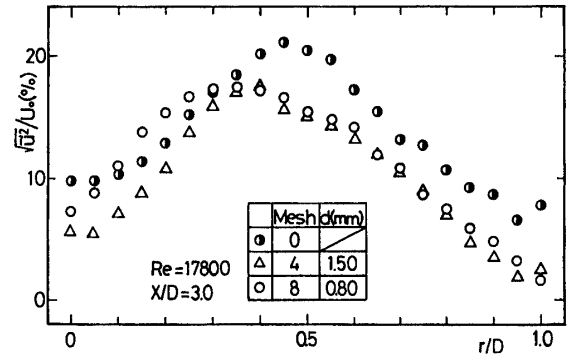
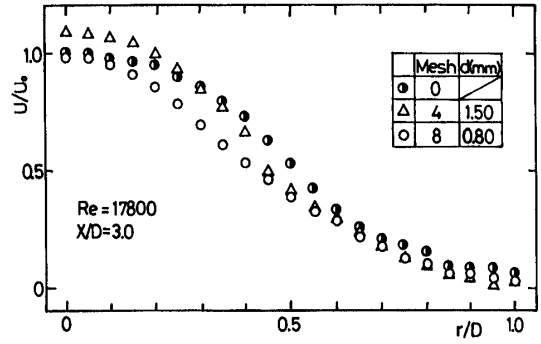


Fig.11 Radial distribution of mean velocity and turbulence intensity at $x/D=3$ (4, 8 mesh)

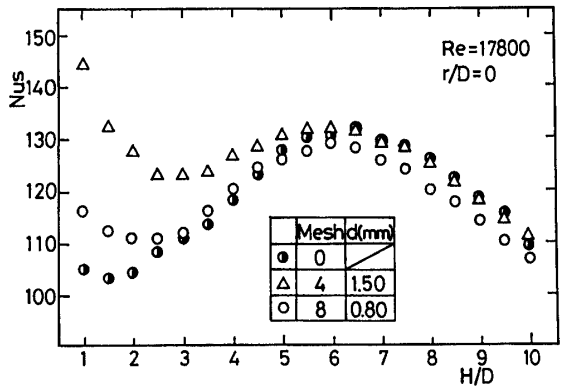


Fig.12 Variation of stagnation point heat transfer coefficients with nozzle-to-plate distance (4, 8 mesh)

あり、 Nu_s の極小値と極大値の差が小さい。この4メッシュの Nu_s 分布は、3.175mmのノズル幅に対して18メッシュを使用した二次元噴流でのGardon-Akfirat²⁾の極小と極大を持たない Nu_s 分布に近づいている。彼らの結果と同様に、小さなメッシュで生じた $H/D=9$ 付近からの伝熱増進は両メッシュ共に観察されず、もっと大きな H/D での伝熱増進も期待できない。また、両メッシュ共に $x/D=2$ での速度乱れ強さが0メッシュよりも

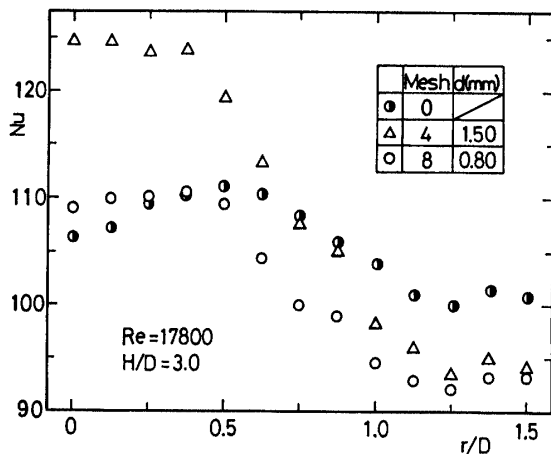


Fig.13 Radial distribution of local heat transfer coefficients for $H/D = 3$ (4, 8 mesh)

明らかに小さいにも拘らず、 $H/D = 2$ 付近の Nu_s は 0 メッシュよりも大きい。このことから、衝突噴流熱伝達は単に軸方向速度と乱れ強さだけで決定されるものでなく、乱れのスケールも寄与していることが分かる。

Fig. 13は $H/D = 3$ での局所ヌセルト数の半径方向分布である。衝突領域で4メッシュの Nu が著しく大きく、 $r/D < 0.75$ で0メッシュより大きい。4メッシュの $x/D = 3$ での速度は $r/D = 0.15$ から減少しているが、半径方向の速度の減少勾配が急なことによる衝突板上での高い流れの加速によって、 Nu は $r/D = 0.375$ まではほぼ一定である。この結果から、衝突距離の短い物質の高くて均一な冷却に4メッシュスクリーンを設置することは工業的に有効な手段といえる。また、8メッシュの Nu も大きな初期速度乱れ強さのために淀み領域で0メッシュよりわずかに大きく、 $r/D = 0.5$ まではほぼ一定である。 $r/D \geq 1$ では両メッシュ共に速度乱れ強さも小さく、局所熱伝達率が0メッシュより低下している。

5. 結 言

比較的大きいメッシュのスクリーンをノズル出口上流10mmの位置に設置し、 $Re = 17800$ での軸対称噴流の流動特性と衝突熱伝達特性を (a) 線径、開口比の違う三種類の12メッシュと (b) 開口比がほぼ等しい4メッシュと8メッシュについて実験的に調べ、各々について次の結果を得た。

(a) 12メッシュの場合

12メッシュのスクリーンを設置すると、大きい線径ほどノズル出口での噴流中心軸上速度が減少し、乱れ強さが増加する。そして、速度ポテンシャルコア長さ

は小さい線径では増加して大きい線径では減少するが、噴流中心軸上の速度乱れ強さは線径による違いは小さく、メッシュスクリーンを設置しない時よりも軸方向増加が遅くて極大位置が下流へと移る。メッシュスクリーンの設置によって淀み点衝突熱伝達率は、ノズル-衝突板間距離が比較的小さい場合には減少し、大きい場合には増加する。しかし、メッシュ線径による淀み点熱伝達率の明らかな違いが現われるのは比較的大きなノズル-衝突板間距離であり、線径が大きいと熱伝達率は低下し、伝熱増進も大きなノズル-衝突板間距離から始まる。

噴流初期領域での速度および乱れ強さの半径方向分布はメッシュスクリーンの設置およびメッシュ線径によって明らかに変化するが、局所熱伝達率はその変化が比較的小さい位置に相当する壁噴流領域で顕著な違いを示し、メッシュ線径の大きさにそのまま対応はしない。

また、12メッシュではメッシュのわずかな幾何学的不均一性が噴流の流動特性や衝突熱伝達特性に大きな影響を及ぼす。

(b) 4メッシュと8メッシュの場合

4メッシュまたは8メッシュの大きなメッシュのスクリーンを設置すると、ノズル出口での噴流中心部の平均速度および乱れ強さが増加し、大きい線径の4メッシュの初期乱れ強さは16%にも達する。そして、大きなせん断渦輪が存在しないでメッシュスケールの流れ場が強まるために、速度ポテンシャルコア長さが減少して噴流中心軸上の乱れ強さの発達が早くなり、噴流初期領域の半径方向分布に現われる乱れ強さのピークがスクリーンを設置しない時よりも内側へと移行する。大きな初期乱れ強さのために、比較的小さいノズル-衝突板間距離で淀み領域の衝突噴流熱伝達率は増進し、半径方向にはほぼ均一になる。特に、4メッシュでの伝熱増進は著しく、淀み点熱伝達率分布の極小値と極大値の差も小さく、実際の工業的適用に有効である。しかし、大きなメッシュのスクリーンを設置した場合には、大きなノズル-衝突板間距離での伝熱増進は期待できない。

最後に、実験に協力頂いた窪津誠(クボタ)、田村達司(デルタ工業)の両氏に感謝の意を表します。

6. 主要記号

- d : メッシュ線径
- D : ノズル出口直径

E : パワースペクトル密度

x : ノズル出口からの軸方向距離

H : ノズル-衝突板間距離

Nu : 局所ヌセルト数 ($=hD/\lambda$)

文 献

Nu_s : 淀み点ヌセルト数 ($=h_s D/\lambda$)Re : 噴流レイノルズ数 ($=U_0 D/\nu$)

1) 栗間・宮本・加藤: 山口大学工学部研究報告,

43-2, 43, (1993)

r : 噴流中心軸からの半径方向距離

2) R. Gardon and J. C. Akfirat: Int. J. Heat Mass

U : 軸方向平均速度

Transfer, 8, 1261, (1965)

U₀ : メッシュスクリーンを設置しない時のノズル

出口速度

(平成5年10月14日)

u' : 軸方向速度の変動成分