

## マッハ・ツェンダ画像による 非定常二次元温度場の実験解析\*

筒井 壽博<sup>\*1</sup>, 秋山 光庸<sup>\*2</sup>  
杉山 均<sup>\*2</sup>, 高藤 圭一郎<sup>\*1</sup>

### Experimental Analysis of 2D-Unsteady Temperature Field by Using Mach-Zehnder Interferogram Image

Toshihiro TSUTSUI, Mitsunobu AKIYAMA,  
Hitoshi SUGIYAMA and Keiichirou TAKATO

A measurement method of an unsteady temperature field by using a Mach-Zehnder interferometer and an image-processing technique was presented. In this study, the results measured by this method were compared with the calculated results under Reynolds numbers ( $Re = UL/\nu$ ) ranging to less than 350 in the steady state. The unsteady characteristics of the local Nusselt numbers ( $Nu_x = \alpha_x L/\lambda$ ) around an elastically vibrating plate were investigated under the conditions that the reduced frequency ( $N = 1/Ro$ ) ranged from 4.8 to 8.6 and the amplitude of vibration was kept small relative to the plate-length. In this study it was clarified that the distributions of the local Nusselt numbers were observed flutteringly, and that the phase of the time-averaged Nusselt number is delayed compared to the phase of the velocity at the trailing edge. These results indicate that the enhancement of the time-averaged heat transfer coefficient around the vibrating plate depended on the Rossby number.

**Key Words:** Forced Convection, Heat Transfer Enhancement, Boundary Layer, Mach-Zehnder Interferometer

#### 1. 緒 言

強制対流場における伝熱促進法はこれまでにもさまざまな手法が研究開発されている。その中で伝熱面自身を弾性振動させる手法はアクティブな伝熱促進手法の一つとして考えられる。

このような振動伝熱面が創成する非定常な温度場を計測するためには、熱電対などを用いた接触式の計測法では計測の同時性や空間解像度など実験技術的に困難な点が多い。これに対しマッハ・ツェンダ干渉法などの光学的計測法は一定空間全域を時間遅れなく瞬時にとらえられるという長所を有することから振動する伝熱面まわりの非定常温度場の計測に際して有利である。

これまでにもマッハ・ツェンダ干渉法による温度や密度の計測は多くの研究例が報告されている。古くは、Gebhart ら<sup>(1)</sup>の自然対流の過渡特性の報告があり、20 cm の大形干渉計を用いて垂直平板の加熱開始時における過渡的不安定性を可視化している。一宮ら<sup>(2)</sup>は自然対流下で水平上向きおよび垂直加熱平板まわりにつ

いて、また藤井ら<sup>(3)</sup>は水平細線まわりについてそれぞれ局所熱伝達を等密度干渉じまで解析している。移動干渉じま法によるものとしては、田中ら<sup>(4)</sup>の行った強制対流場におけるストリップの後流温度分布の計測がある。さらに、非定常場の計測に適用するためコンピュータによる画像処理を援用した例では岡本ら<sup>(5)</sup>の二次元状の噴流を対象にした非定常密度分布の測定をあげることができる。

著者ら<sup>(6)</sup>はこれまでに振動伝熱面の模型実験として弾性振動する平板まわりの伝熱特性についてマッハ・ツェンダ干渉計による移動干渉じまを画像解析し、基本的に非定常温度場計測手法としての有効性を確認した。

そこで、本研究ではコンピュータを援用したマッハ・ツェンダ干渉じまの画像解析システムを構築し、干渉じま画像の連続処理により強制対流場において弾性振動する平板まわりの周期変動する温度場の実験解析を試み、局所熱伝達率の動特性等に関する新しい知見を得ることを目的とする。

#### 2. おもな記号

$$Gr_x : \text{局所のグラスホフ数} \\ = g\beta_x^3(\theta_w - \theta_\infty)/\nu^2$$

\* 1995年5月24日 第32回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 1995年4月11日。

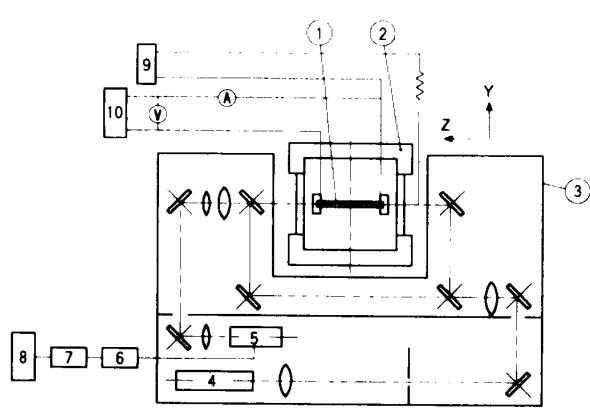
\*1 正員、(株)本田技術研究所栃木研究所(〒321-33 栃木県芳賀郡芳賀町下高根沢4630)。

\*2 正員、宇都宮大学工学部(〒321 宇都宮市石井町2753)。

$Nu_x$ : 局所のヌッセルト数  $= \alpha_x L / \lambda$   
 $Re$ : レイノルズ数  $= UL / \nu$   
 $Ro$ : ロスビー数  $= U / 2Q_{rms}L$   
 $K$ : 乾燥空気の Gladstone-Dale 定数  
 $L$ : 平板の長さ ( $x$  方向)  
 $N$ : 無次元振動数  
 $T$ : 後縁振動周期  $= 1/f$   
 $U$ : 時間平均主流速度  
 $d$ : 平板の幅 ( $z$  方向)  
 $f$ : 後縁振動数  $= \omega / 2\pi$   
 $g$ : 重力の加速度  
 $h$ : 移動係数  
 $t$ : 時間  
 $y$ : 平板表面からの垂直距離  
 $y_0$ : 後縁振幅  
 $\alpha_x$ : 局所熱伝達率  
 $\beta$ : 空気の熱膨張係数  $\approx 1/(273.16 + \theta)$   
 $\lambda$ : 空気の熱伝導率  
 $\theta$ : 瞬時の温度  
 $\Delta\theta$ : 温度差  $= \theta - \theta_\infty$   
 $\nu$ : 空気の動粘性係数  
 $\tau$ : レーザ光の波長  
 $\phi_y$ : 後縁振幅の位相  
 $\phi_v$ : 後縁振動速度の位相

添字

$x$ : 局所値  
 $w$ : 平板表面上の値  
 $\infty$ : 主流の値



- ① Test Piece
- ② Mach-Zehnder Interferometer
- ③ CCD Camera
- ④ Image Processor
- ⑤ High Voltage AC Power Supply
- ⑥ Control Duct
- ⑦ He-Ne Laser
- ⑧ VTR
- ⑨ Personal Computer
- ⑩ DC Power Supply

Fig. 1 Temperature measuring system

### 3. 実験装置および方法

3.1 実験装置と試験平板 図1に温度場計測系の概要を示す。干渉計の光源には出力1 mWのHe-Neガスレーザを用い、光軸を水平方向に配置し供試空間の側壁より有効径80 mmの光学ガラス検査窓を通して計測した。このとき、供試空間における風洞の主流速度変動は、常用範囲(0.05~0.35 m/s)で0.2%以下であり、また試験平板前縁位置に相当する流路断面における速度分布は流路中心から約30 mmの位置までほぼ一様であった。

試験平板の外形を図2に示す。平板は2枚のポリマピエゾフィルムをはり合せたバイモルフ構造<sup>(7)</sup>である。この試験平板は図3のように主流方向を $x$ 軸に、また原点を平板前縁位置とし、後縁が変位するよう片持かり状に設置されている。振動のためのエネルギーは対流系外より最大150 V<sub>p-p</sub>の交流電圧にて印加し、周波数は試験平板の一次の共振振動数( $f=47.4$  Hz一定)で与えた。

発熱面には各フィルムの外側アルミニウム蒸着膜を

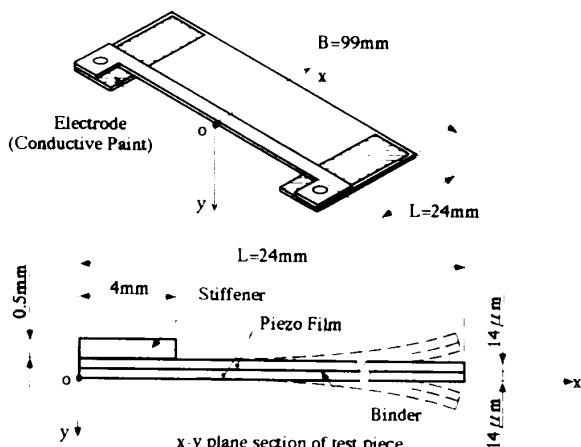


Fig. 2 Test piece

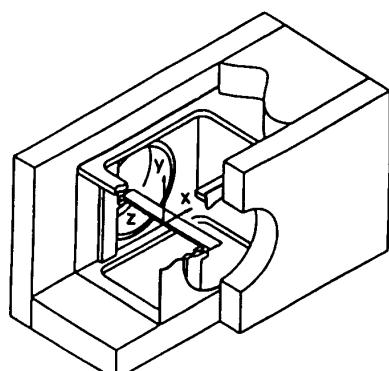


Fig. 3 Schematic view of test piece setting in control duct

電気ヒータとして兼用した。また、前縁に設けた補強部材は仕上がり厚さが試験平板の主流方向長さ( $L=24\text{ mm}$ )に対し十分小さくなるよう配慮した。

ここで、試験平板の  $x-y$  断面においては、平板の弹性振動は図 4 のように点 c を回転中心とする角速度  $\Omega$  の回転振動に近似<sup>(7)</sup>できる。このとき角速度  $\Omega$  は周期変動しているためその rms 値を取ると、

$$Q_{\text{rms}} = \frac{3\sqrt{2}}{4} \frac{y_0}{L} \omega \dots \dots \dots \quad (1)$$

ただし、

$$Q = \frac{3}{2} \frac{y_0}{L} \omega \cos(\omega t) \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

となる。このような弹性振動平板まわりの流動を対象とする場合、その無次元振動数にはカルマン渦の放出周期に着目するストローハル数( $St = \omega L/U$ )の代わりに主流による慣性力と平板の回転により生じるコリオリの力との比を表すロスピー数の逆数 $1/Ro$ を用い、

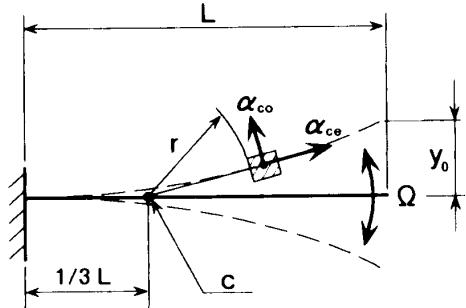


Fig. 4 Model of vibrational plate

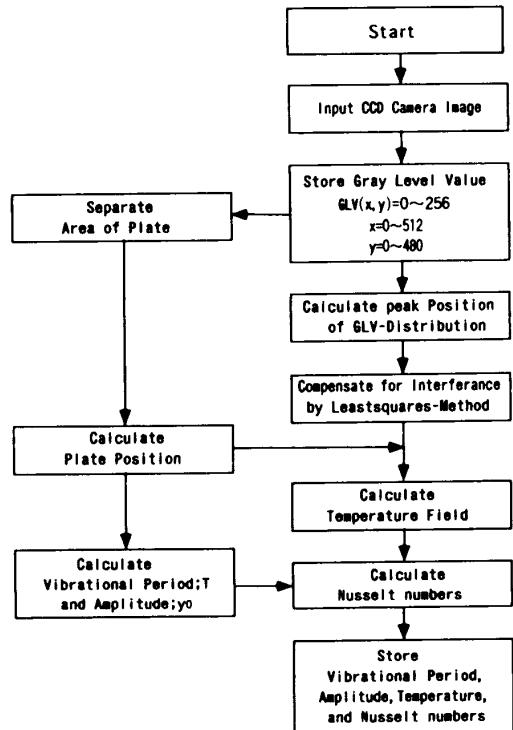


Fig. 5 Flowchart of analysis

$$N = \frac{1}{Ro} = \frac{2Q_{\text{rms}}L}{U} \quad \dots \dots \dots \quad (3)$$

とすることが適當と考えられる<sup>(6)</sup>。本実験は、無次元振動数  $N = 4.8 \sim 8.6$  の範囲で行った。

### 3・2 画像処理による温度場計測

3・2 画像処理による温度場計測 一般にマッハ・ツェンダ干渉計はその光学系の調整がめんどうであるが本実験では光学系の複雑な調整の不要な装置(溝尻光学社製 MZC-80 T)を用いた。

本実験における移動干渉じま画像の解析手順を図5に示す。まず、あらかじめ CCD カメラにて VTR に記録した干渉じま画像を 1 こまごとに再生し任意の振動位相における静止画像として画像処理装置に取り込み  $512 \times 480 \times 256$  階調のデジタル画像に変換した後パソコンに格納する。このとき画像処理領域と振動位相の関係を図6に示す。カメラは有効画素数 768(水平)  $\times$  493(垂直) の CCD モノクロカメラをシャッタ時間 1/1 000 s で用いた。

干涉じまは図 7 に示すように移動干渉じま法で形成されている。したがって、計測点  $p(x, y)$  での密度  $\rho(x, y)$  は Gladstone-Dale<sup>(8)</sup> の式として次式のように  $z$  方向の積分平均値で与えられる。

ここで

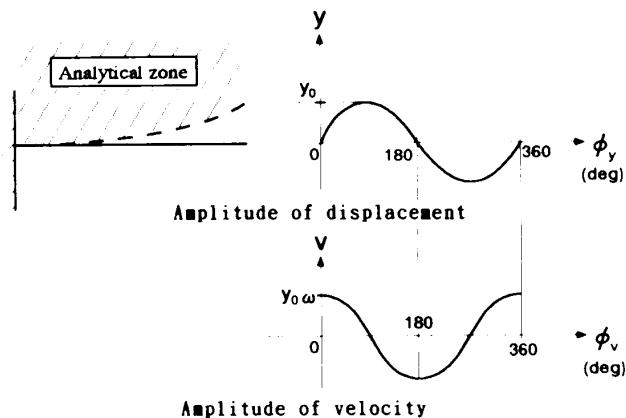


Fig. 6 Analytical zone and vibrational phase

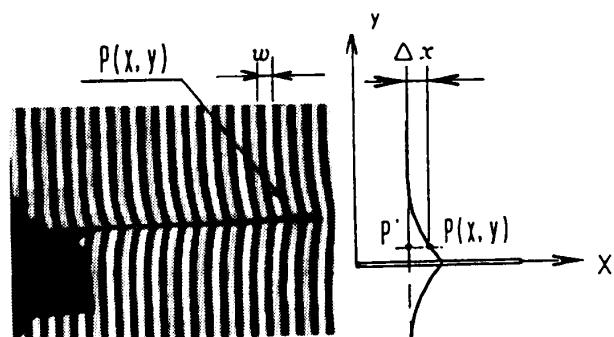


Fig. 7 Interferograms

である。本実験の場合、平板から  $y$  方向に十分離れた位置においては温度変化はないと考えられ、平板から十分離れた位置を各干渉じまの基準位置  $P'$  とし移動係数を求めた。

流体の密度分布が一様な場合、図7において干渉じま画像は白と黒の直線状のストライプが交互に等間隔で配列され、そのy断面としての階調分布は図8のようになり敷居値を調整すれば原理的に正弦波の二乗となる。しかし、温度こう配が存在する場合、干渉じまは移動しそのy断面の階調分布は厳密には正弦波状とならない。このため階調分布の頂点の位置は単純な面積中心位置とは必ずしも一致しないが、ここでは階調分布の高さの約2/3に敷居値を設定し、それより高階調の範囲における面積中心の位置を階調分布の頂点とする方法を採用した。

また、平板表面近傍の移動量  $\Delta x$  は平板から十分離れたところの  $y$  断面から 1 画素ごと順に平板側に移動しすべての  $y$  断面において階調分布の頂点を探しこれらの点のうち表面近傍の 15 点を三次式にて近似し  $\Delta x \cdot y$  曲線を特定した後、外挿法により  $y=0$  における  $\Delta x$  を推定した。

この後、 $\Delta x-y$  曲線に沿った  $\Delta\theta-y$  分布を求め、最後に線形補間により  $x$  軸方向に等間隔で 16 断面の  $y$

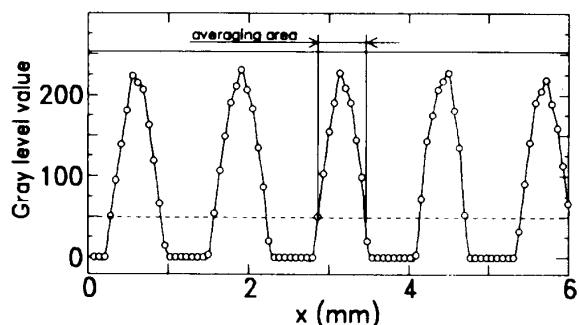


Fig. 8 Distribution of Gray level value

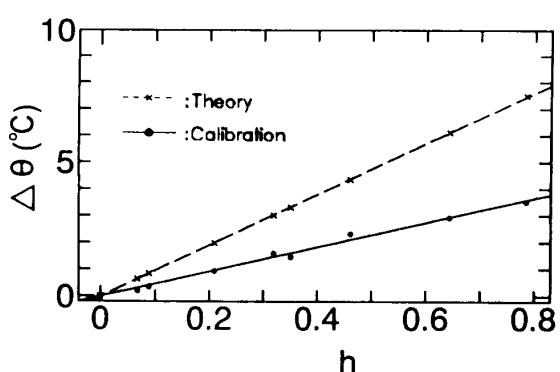


Fig. 9  $\Delta\theta - h$  calibration

方向温度分布を特定した。このとき式(4)による理論解析のみで高精度の温度換算を行うためには比較的大きな密度差が必要とされる。本実験は低レイノルズ数領域を対象とするため後述する式(6)の熱的安定条件を十分満たす範囲で行う必要がある。ここでは試験平板表面と作動流体バルクとの温度差を3°以下としているため式(5)に示す移動係数は図9の熱電対による校正曲線を用いて温度に換算した。

本解析法による温度計測の不確かさは、95%包括度で約8.3%であり先の解析手法<sup>(6)</sup>に比べ約5%向上したことになる。

#### 4. 実験結果と考察

#### 4・1 試験平板の振動モード

$T_{\text{VTR}}$  と平板の振動周期  $T$  は、図 10 のように  $T_{\text{VTR}}/T$

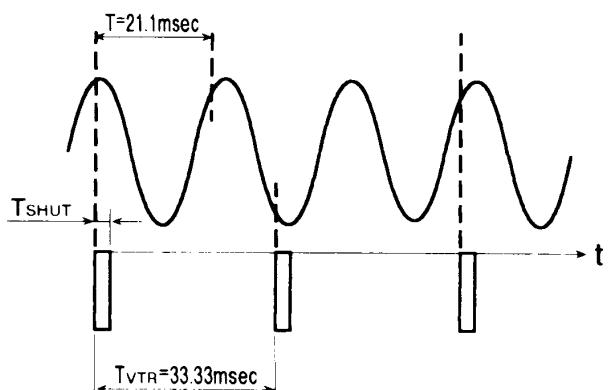


Fig. 10 Period of shutter

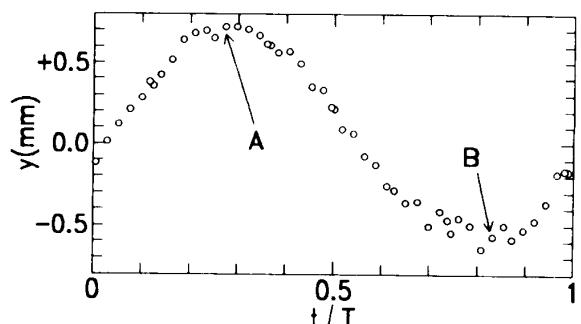


Fig. 11 Displacement of trailing edge

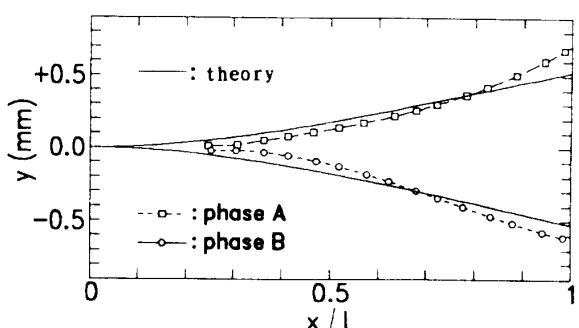


Fig. 12 Comparison of vibrational mode

=1.58 の関係にある。図 11 は  $Re=140$ において 50 こま分の画像を処理し後縁の板厚中心位置を振動位相ごとにプロットしたものである。ほぼ上下対象に単振動していることがわかる。図 12 は、図 11において位相 A および位相 B における板厚中心の変位分布を重ねたものであり、先の実験<sup>(6)</sup>で用いたものと同様片持ぱり状の一次の振動モードにあることを示している。

#### 4.2 静止平板の数値解析との比較

4・2 静止平板の数値解析との比較 数値計算の際には非圧縮層流流れとして解析を行った。計算上は、浮力の影響はブジネスク近似にて考慮した。また、平板表面と主流の温度差は3°以下と比較的小さいことから、計算の簡便性を考慮し平板上の温度境界は等温条件としている。支配方程式の離散化に対しては有限体積法によった。対流項の離散化にはQUICK(三次精度風上差分)を用い、圧力解法にはSIMPLEを用いた。計算格子点数は $x$ 方向に225点、 $y$ 方向には87点を配した。また、計算対象の平板は厚さの影響を考慮する意味から実験で用いた平板に対し10倍の厚さの0.72 mmとすることで平板内に格子点を3点配した。

図13に静止平板まわりの温度分布の実験および数値解算結果の例を示す。本実験は比較的低レイノルズ数領域を対象としており自然対流の影響を少なくするため次式の熱的安定条件<sup>(9)</sup>の範囲で行った。

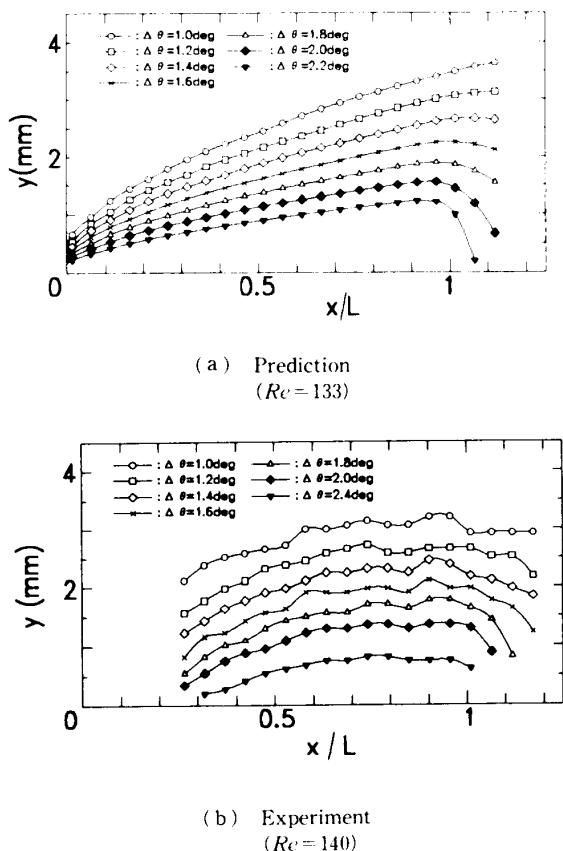


Fig. 13 Temperature distribution

$$\frac{Gr_x}{Re_x^{1.5}} < 20 \quad \dots \dots \dots \quad (6)$$

図13(a)の数値解析の結果からは温度境界層の安定した領域にあることがわかる。一方、図13(b)は十分な定常待ちの後の瞬時の画像から得られた温度分布であるが、図13(a)と比較し温度境界層に明らかな波状性が認められる。試験平板は断面二次モーメントの非常に小さな片持ぱり状の構造であることから、わずかな外力の影響で変位する。本実験の場合取付姿勢や平面度の影響により平板にわずかに迎え角がつき平板に発生する揚力と平板の弾性復元力との間でパラメータ励振的挙動を呈しているものと推察される。また前縁部の温度境界層のひずみはこの部分に設けた補強部材により平板表裏で局所熱伝達率の分布が非対称となることによる熱流束分布への影響であると考えられる。これらの点を考慮すると本実験解析で用いた画像処理による温度場計測法はほぼ妥当な値を示していると思われる。

図14は試験平板が静止した状態(static)と振動した場合( $y_0/L=2.85\%$ )の局所の熱流束分布を示す。等熱流束からややずれた分布をもっている。これは前縁に設けた補強部材の影響のほか試験平板表面の両端部に設けたヒータ用電極部の電気抵抗の影響によるものと思われる。

図15にはこのときの局所ヌッセルト数の分布を示

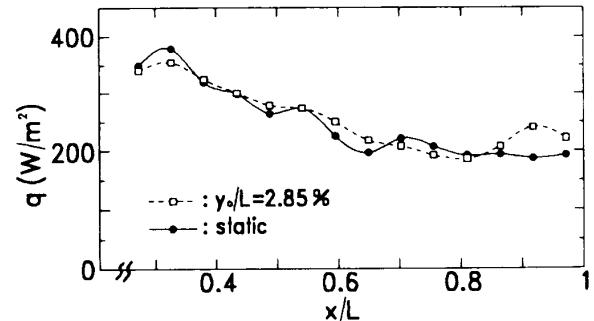


Fig. 14 Distribution of heat flux

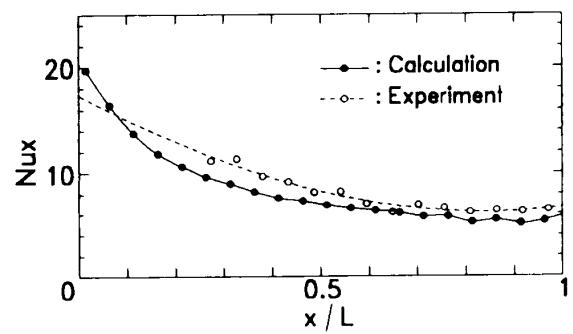


Fig. 15 Distribution of Nusselt number

す。数値解析、実験解析とともに後縁近傍においてヌッセルト数の著しく増大する領域は認められず平板厚さの後縁近傍における流れ場への影響は無視できる程度であると考えられる。ここで、局所ヌッセルト数は

$$Nu_x = \frac{(\partial \theta / \partial y)_x L}{\theta_{ux} - \theta_\infty} \quad \dots \dots \dots \quad (7)$$

として求めた。

**4・3 振動時の伝熱特性** 図 16 に振動時の振動変位の位相  $0^\circ$  における温度分布を示す。平板の弾性振動により特に後縁近傍の温度境界層が薄くなることがある。また、近傍後流では温度の拡散が著しいことが伺われる。

後縁の振幅をパラメータに取り局所ヌッセルト数の変化を図 17 に示す。図 17 は、 $\phi_y = 180^\circ$  の位相における 5 画像分の平均値である。振幅の増大とともに熱伝達率が増加している様子がわかる。静止平板と比べ後縁に近づくにしたがって局所ヌッセルト数の増大が顕著であり、壁近傍の流体の交換が促進されたことを示しており、静止平板に対し局所ヌッセルト数の回復しはじめる位置は振幅が大きいほど前縁側へ移動する傾向にあることがわかる。また、前縁においても振動時の熱伝達率は増大しており、弾性振動の加速効果が前縁にまで及ぶことを示唆している。

図 18 に  $y_0/L = 2.85\%$  のときの後縁近傍の瞬時の局

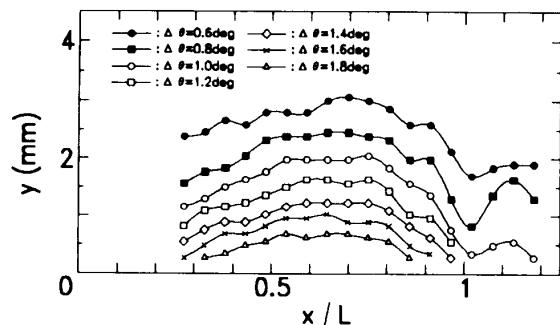


Fig. 16 Temperature distribution  
( $\phi_y = 0^\circ$ )

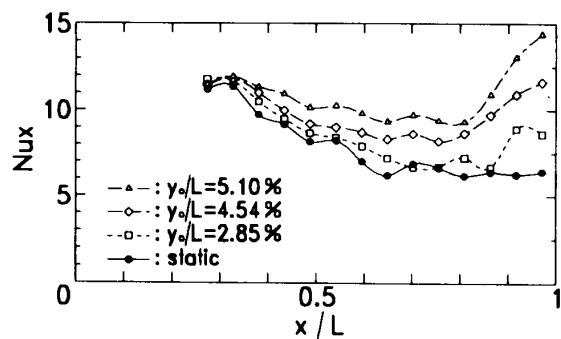


Fig. 17 Dependence of  $Nu_x$  on amplitude of displacement

所ヌッセルト数の分布を示す。 $0^\circ$  の位相でヌッセルト数の分布は高く、逆の位相では低くなっている。このことは、 $y$  方向速度成分は、時間平均的に  $0 \sim 180^\circ$  の位相では正の値を、逆の位相では負の値を取る<sup>(6)</sup>と考えられることからも理解される。また、ヌッセルト数分布の変動幅は、 $x/L = 0.75$  の位置においては後縁と同程度に達しておりこの位置において平板の運動により周囲流体の運動量交換が著しいことが推察される。

図 18 からは 1 振動周期の平均は  $\phi_y = 180^\circ$  における分布より大きいことがわかる。ところが、図 17 では  $\phi_y = 180^\circ$  の位相のみの画像を積算平均処理したものであるにもかかわらず、最大振幅  $y_0/L = 5.1\%$  のとき局所ヌッセルト数は静止平板に対して後縁では 2.2 倍、平均でも 1.7 倍を示している。このことは最大振幅のときの 1 振動周期の平均では局所ヌッセルト数の平均は静止平板に対して 1.7 倍以上であることを示している。このとき  $Re = 140$ 、振動のために与えた電力  $E_v$  は約  $60 \mu\text{W}$  であった。

平板まわりの熱伝達率は  $Re$  の  $1/2$  乗に比例することから最大振幅のときの熱伝達率は静止平板では  $Re = 404$  に相当する。いま、管路や平板の摩擦損失などを無視し、試験平板の上下に 30 mm の一様流域を想定しこの領域を通過する空気の運動エネルギーを動力換算すると  $Re = 140$  および 404 でそれぞれ  $E_1 = 2 \mu\text{W}$ 、 $E_2 = 49 \mu\text{W}$  となる。ここで送風機の入力電力に対する

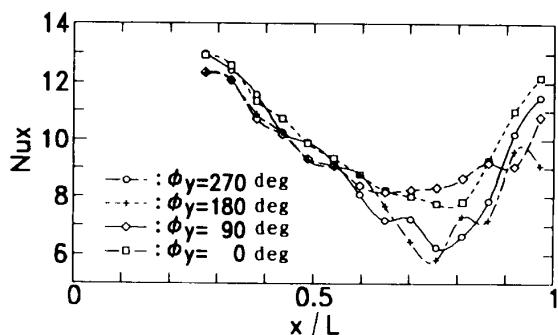


Fig. 18 Dependence of  $Nu_x$  on bivibration phase

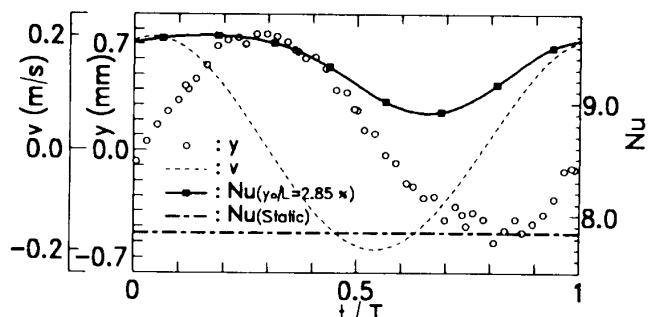


Fig. 19 Dynamic characteristics of  $Nu$

送風動力の変換効率を40%とすると所要の電力は $\Delta E = 117 \mu\text{W}$ となる。

したがって、 $E_v/\Delta E = 0.51$ となり送風機動力を上げてレイノルズ数を増大させる手法に比べ、本実験で用いたような弾性振動伝熱面を共振振動数で励振させる手法は伝熱制御法としても利得を有するものと考えられる。

図19に無次元振幅 $y_0/L = 2.85\%$ のときの $x$ 方向の平均ヌッセルト数の時間変化を示す。平均ヌッセルト数は平板表面に流体を迎える位相では死点の少し前において最大値を取り、逆の位相では死点より少し前で最小値を示している。平板が主流と平行になる位相では下死点から上死点に向かう位相では逆の位相よりも遅れが大きくなっている。また、 $x$ 方向の平均ヌッセルト数の時間平均値は静止時に対し約1.19倍である。

一方、流れに対してin-lineで並進振動をする平板についてEvans<sup>(10)</sup>は振動速度位相に対する熱伝達率の変動は $St = 10$ 程度のとき $65\sim 80^\circ$ の遅れになり振動数の増大とともに位相遅れは $90^\circ$ に漸近し、また熱伝達率の変動振幅は静止時の20%以上に達することを示している。これに対し本実験の場合、無次元振動数はストローハル数換算で $St = 79.4$ 程度に達するが、弾性振動平板まわりの熱伝達率の変動は振動速度位相に対し約 $25\sim 40^\circ$ 程度の遅れでしかなく、その変動振幅は静止時の10%に満たない。

## 5. 結論

本研究では、マッハ・ツェンダ干渉じまを画像処理することにより弾性振動する平板まわりの温度場を簡便に比較的精度よく計測する手法を構築した。

対流熱伝達は伝熱面と流体間との熱伝導と流体自身の流動との複合現象である。このため伝熱面の振動などによって周囲流体速度が変動する場合流体の加速に連成し温度場も周期変動を伴い、前者の影響により熱伝達率が速度位相に対し遅れをもつことは従来よく知られている。本計測手法を用いた結果このような従来

の知見に加え、弾性振動の場合並進振動に対して位相差のみならず熱伝達率の変動振幅にも著しい差異を生じること、また熱伝達率の時間的空間的な平均値が大きく増大することが確認された。本実験解析の結果を要約すると以下のとおりである。

(1) 同一無次元振動数では後縁振幅の増大とともに平均ヌッセルト数の増加する範囲は広がり、より前縁側にまで及ぶ。

(2) 無次元振幅 $y_0/L = 2.85\%$ のとき平板まわりの $x$ 方向の平均ヌッセルト数の時間変動は振動速度位相に対し約 $25\sim 40^\circ$ 程度の遅れをもち、また、その時間平均を取ると静止時の約1.19倍となる。さらに $y_0/L = 5.1\%$ のとき後縁では2.2倍、平均でも1.7倍になることが確認された。

(3) 以上のことから弾性振動する平板は並進振動する平板と異なり伝熱特性を向上させることから能動的な伝熱制御手法として有効であることが明らかとなった。

最後に、本研究を行うに際し、当時宇都宮大学工学部4年生の竹盛義人氏の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

## 文 献

- (1) Gebhart, B., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **89**, 1(1967), 53-59.
- (2) 一宮浩一・宮沢敏芳, 流れの可視化, **6**, 21(1986), 143-153.
- (3) 藤井哲・藤井不夫・本田知宏, 機論, **48**, 431, B(1982), 1312-1320.
- (4) 田中春男・樽谷勇・藤井哲, 冷凍, **57**, 655(1982), 69-75.
- (5) 岡本孝司・文沢元雄, 機論, **58**-552, B(1992), 2479-2484.
- (6) 简井壽博・秋山光庸・杉山均, 機論, **61**, 585, B(1995), 1804-1810.
- (7) Toda, M., *Ferroelectrics*, **22**(1979), 911-918.
- (8) 浅沼強, 流れの可視化ハンドブック, (1977), 341-371, 朝倉書店.
- (9) 滝本昭・林勇二郎・松田理, 機論, **48**, 435, B(1982), 2295-2303.
- (10) Evans, N. A., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **16**(1973), 567-580.