

## 有限振幅気柱振動に伴う非線形現象\*

(第4報, 音響流と熱対流との複合現象)

荒川 雅 裕<sup>\*1</sup>, 川 橋 正 昭<sup>\*2</sup>Nonlinear Phenomena Induced by Finite-Amplitude Oscillation  
of Air in Closed Tube

(4th Report, Coupling Phenomena of Acoustic Streaming with Convection)

Masahiro ARAKAWA and Masaaki KAWAHASHI

A strong sound field produced in an air-filled tube generates steady pressure distribution, acoustic streaming and thermoacoustic effect as nonlinear phenomena of the finite-amplitude oscillation of air column in the tube. One of the applications of these phenomena is the promotion of heat convection in an air-filled duct. When a sound field is superimposed on a Taylor-Benard convection generated in a horizontal duct, coupling of acoustic streaming and thermoacoustic effect with the convection is experimentally observed as the change in structure of the convection field, and it promotes heat transfer. This paper describes a quantitative analysis of the coupling phenomena using a numerical method. The calculated results show the variations of velocity, acoustic Reynolds stress and temperature distributions in the Stokes layer with different values of temperature difference between the upper and lower walls of the duct. With these results, the effects of coupling of acoustic streaming and thermoacoustic effect with convection are discussed.

**Key Words:** Acoustic Streaming, Thermoacoustic Effect, Natural Convection, Finite-Amplitude Wave, Oscillatory Flow, Shock Wave, Nonlinear Phenomena, Numerical Analysis

## 1. 緒 言

有限振幅気柱振動における非線形現象として、音響流、定常圧力分布、熱音響効果などが生じることが知られている。従来、これらの非線形現象は熱伝達や物質移動の促進などへの応用が考えられてきたが、最近になってこれらの現象を直接利用した音響定在波コンプレッサーや熱音響冷凍機の開発が進められており、多くの研究者の関心を集めている<sup>(1)-(3)</sup>。気柱振動に伴う非線形現象は、相互に複合して生じるため、音響流の応用を考えると同時に生じる熱音響効果の影響が、熱音響効果の応用においては音響流の影響が重要となる。そこで、本研究では熱対流場とそれに重なる音響流の複合現象について調べることを目的とし、同時に生じる熱音響効果の影響について考察する。

水平ダクト内気柱振動による定在波によって誘起される音響流は壁面近傍で定在波の腹部から節部に向かう定常流である。この定常流により定在波の波長の1/4の大きさをダクト中心軸を対称とした渦対構造が形成される。さらに、波動の振幅が増加すると波形の歪みにより衝撃波が形成されるが、壁面近傍の音響流流速分布に偏りが生じて渦対構造が崩れる現象が著者らの数値解析によって明らかにされている<sup>(4)</sup>。

一方、下面が加熱されたダクト内では自然対流場が形成される。このとき、低レイリー数では定常な2次元渦構造が形成されるが、高レイリー数での対流場は非定常な3次元構造および乱流構造へと変化することが知られている<sup>(5)</sup>。

著者らは自然対流場に定在波を形成させると音響流と対流が複合し、非定常かつ不規則な自然対流場の構造が定常で規則的な2次元渦構造をもつ流れ場に変化することを可視化実験から明らかにした<sup>(6)</sup>。これより、熱対流場の構造を音響流によって制御することが可能となり、工学的な利用が期待される。さらに部分的だがダクト内の音響流構造、自然対流場およびこれらの複合流場の流速分布がPIV法によって測定されており、複合流流速は音響流流速と自然対流場の流速の和よりも大きく、音響流流速の数倍のオーダーで増加することが調べられている<sup>(7)</sup>。しかし、ストークス層内を含めたダクト内の流速分布や複合流場における流速の増加の要因は明らかになっていない。さらにダクト内の定常流流速が増加することから下面での熱音響効果が増加することが考えられるが、このことについては調べられていない。

音響流はストークス層内の平均音響運動量流束の空間勾配が駆動力となって誘起されるため、複合流場の渦構造の変化は浮力による平均音響運動量流束の変化や熱音響効果による壁面からの熱流束の増加が要因であると考えられる。とくに、衝撃波形成を伴う波動現

\* 原稿受付 1995年10月20日。

\*1 正員, 関西大学工学部 (〒564 吹田市山手町3-3)。

\*2 正員, 埼玉大学工学部 (〒338 浦和市下大久保255)。

象では壁面垂直方向の無次元流速が増加するため、複合流の構造が強く現れることが考えられる。

そこで、本報告では数値解析により音響流、自然対流およびそれらの複合流場の数値解析を行い、それぞれの流速分布を調べると共に複合流場の構造の特徴を考察し、複合流場が安定化する要因及び複合流場の流速が増加する要因を明らかにした。

2. 記号

- $\tilde{u}_c$  : ダクト中心軸上の腹部における速度振幅値
- $\Delta T$  : 上下壁面間温度差
- $\delta u$  : ピストン速度振幅値
- $\delta$  : ストークス層厚さ (式(1)参照)
- $\delta_T$  : 温度境界層厚さ ( $\delta_T = \delta/Pr^{1/2}$ )

添字など

- ave : 一波長における平均値
- c : ダクト中心軸上の値
- P-P : Peak-Peak 値
- 0 : 大気圧における値
- 1 : 波動伝ばによる変動量
- \*
- ˜ : 振幅値 (Peak-Peak 値の1/2)
- : 時間平均値

その他は文中あるいは既報<sup>(4)</sup>に示されている。

3. 数値解析

3.1 計算モデル 本解析で対象とする計算モデルおよび座標系が図1に示されている。モデルは一端が閉端であるピストン駆動の水平ダクト内気柱振動現象であり、解析では2次元モデルとして扱われる。計算時間および音響流の周期構造から、本解析は気柱の2次共振モードについて行なわれる。このとき、閉端面からピストン壁の振動中心位置までの距離の無次元ダクト長さは  $L = 1.0$  となる。さらに、ダクトの上下壁面は等温壁と仮定される。ピストン振動周波数が気柱の固有周波数近傍ではダクト内の波動の振幅が増加し、有限振幅波動が得られる。そして、振幅の増加に伴い、衝撃波が形成される。第1<sup>(6)</sup>、2<sup>(4)</sup>報の解析結果から2次共振モードではピストン速度振幅値が  $\delta u \cong 1 \times 10^{-3}$  以上で衝撃波の形成が見られた。可視化結果から上下壁間温度差が大きいほど対流場を安定させるためには波動の振幅値を大きくする必要がある。そこで、本解析ではダクト内の流速値及び複合流場の構造、壁面からの熱流束の促進現象を調べることが目的であることから、ピストン速度振幅値を  $\delta u = 1 \times 10^{-3}$  の場合に限りて解析及び考察が行われた。

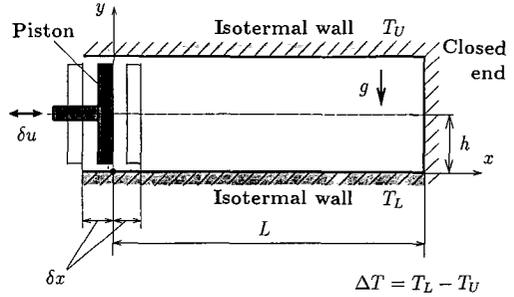


Fig.1 Calculation model and coordinate system

3.2 基礎式および解析方法 本解析に用いられた基礎式は Navier-Stokes 方程式であり、浮力の影響が考慮される。管内で有限振幅波が形成される場合には、ダクトの高さ方向の大部分は平面波が伝ばする領域となり、上下壁面上に形成されるストークス層厚さは非常に薄い。このため、ダクトの1/2高さとストークス層厚さの比で表わされるストークス数 ( $h^*/\delta^*$ ) は非常に大きくなり、ダクト高さと同様にこれらの条件を満たし、 $h^*/\lambda^* = 1.8 \times 10^{-2}$ 、 $\delta^*/\lambda^* = 5.2 \times 10^{-4}$  の条件で解析が行なわれた。この条件は、波動の周波数が 500Hz、ダクト高さが 25mm を想定して、設定されている。また、ストークス層厚さは Lighthill による式<sup>(9)</sup>

$$\delta^* = 5 \left( \frac{\nu^*}{\omega^*} \right)^{1/2} \quad (1)$$

により与えられており、この値の妥当性は前報によって明らかにされている。ストークス層の内部構造を解析するため、基礎式は一般曲線座標 ( $\xi, \eta$ ) 系に変形され、上下壁面近傍の計算格子が細かく設定されている。これより、無次元化された基礎式は以下のように表わされる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + G = 0 \quad (2)$$

$$Q = \frac{1}{J} \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{Bmatrix}, \quad E = \frac{1}{2\pi J} \begin{Bmatrix} \rho u U + \xi_x(p - \tau_{xx}) - \xi_y \tau_{xy} \\ \rho v U - \xi_x \tau_{yx} + \xi_y(p - \tau_{yy}) \\ (e+p)U - \xi_x \beta_x - \xi_y \beta_y \end{Bmatrix}$$

$$F = \frac{1}{2\pi J} \begin{Bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x(p - \tau_{xx}) - \eta_y \tau_{xy} \\ \rho v V - \eta_x \tau_{yx} + \eta_y(p - \tau_{yy}) \\ (e+p)V - \eta_x \beta_x - \eta_y \beta_y \end{Bmatrix},$$

$$G = \frac{1}{2\pi J} \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ -(\rho - \rho_0)g \\ -(\rho - \rho_0)v g \end{Bmatrix}$$

$$p = (\gamma - 1) \left( e - \frac{m^2 + n^2}{2\rho} \right), \quad m = \rho u, \quad n = \rho v$$

$$\tau_{xx} = \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \tau_{yy} = \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

$$\beta_x = \frac{\gamma\mu}{Pr} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + u\tau_{xx} + v\tau_{xy}, \quad \beta_y = \frac{\gamma\mu}{Pr} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} + u\tau_{xy} + v\tau_{yy}$$

$$U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_x u + \eta_y v, \quad \epsilon = \frac{p}{(\gamma-1)\rho}$$

ここで  $\gamma$  は比熱比、 $Pr$  はプラントル数である。

上下壁面の温度は一定とし、上壁面の温度は常温に、下壁面の温度は常温あるいは常温より高温に設定された。また、ピストン壁面と閉端面の条件は断熱壁とする。初期条件は気体の静止状態であり、気体として常温空気が仮定されている。計算はピストンの周期変動が開始してから閉端面圧力波形が十分一定となるまで行なわれ、その後の数周期について考察が行なわれた。これより、熱対流の発達を同一条件とするため、すべての解析で同じ時間の  $t = 60 \times 2\pi$  まで計算が行われた。本解析で用いられた計算手法は前報と同様で空間4次、時間2次精度の陽的MacCormack法であり、ダクト内の流れは層流として解析された。

また、計算は上下壁面間温度差が  $\Delta T = 0, 10, 20, 30 K$  について行われた。このときのレイリー数はそれぞれ 14700, 27700, 39200 ( $0 K$  は除く) であり、ダクト内に形成される自然対流場はいずれも非正常3次元構造となることが考えられる<sup>(5)</sup>。

4. 計算結果および考察

4.1 壁間温度差に対するダクト内波動現象の変化

図2に上下壁間の温度差  $\Delta T$  に対する閉端面圧力波形の変化が示されている。 $\Delta T$  の増加に対して波形のPeak-Peak値が数%程度増加する。この結果から  $\Delta T$  の増加により気柱振動の周波数が共振点に近づいたことが考えられる。また、 $\Delta T$  に対するPeak-Peak値の増加量から  $30 K$  以上の温度差では気柱の振動周波数が共振点より離れ、Peak-Peak値が減少することが考えられる。しかし、音響流速値は波動による振動流速振幅値の2乗に比例することから、温度差による気柱の共振周波数の変化が複合流速を増加させる影響は無視できるほど小さい。

図3(a),(b)は  $\Delta T$  に対するストークス層内の周期変動流速の振幅値  $\tilde{u}, \tilde{v}$  の分布を示している。ここで  $\tilde{\phantom{u}}$  は振幅値を示しており、既報と同様に波形のPeak-Peak値の1/2で与えられている。結果からいずれの分布においても同様な傾向が見られる。これより、振動流速の振幅値の各分布は壁面間温度差の変化によってほとんど変化せず、波動の基礎的な特性は変わらないものと考えられる。この結果は  $\Delta T = 0$  の第2報の解析においてピストン速度振幅値によりストークス層内の無

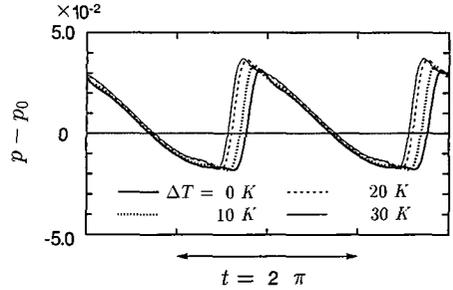
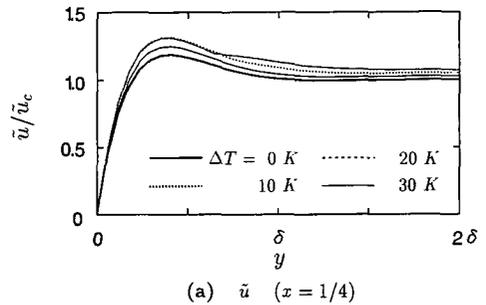
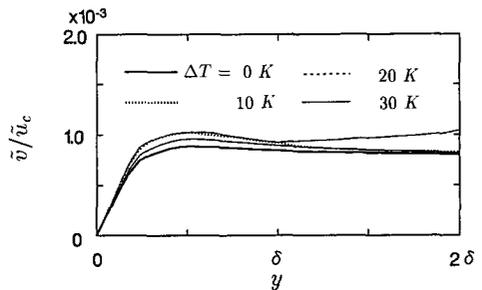


Fig.2 Variation of pressure histories at closed end for difference in temperature of walls



(a)  $\tilde{u} (x = 1/4)$



(b)  $\tilde{v} (x = 1/2)$

Fig.3 Variation of oscillatory velocity amplitude in Stokes layer

次元振動流速振幅値の分布が大きく変化することと対照的である。また、本解析条件では温度上昇によるストークス層厚さの変化は無視できるほど小さいことがわかる。

図4は  $y = \delta/4$  における  $\partial\tilde{u}/\partial x, \partial\tilde{v}/\partial y$  の  $x$  方向分布を示している。この結果及びストークス層内の他の位置においても  $\Delta T$  に対するこれらの分布の変化は見られない。この結果とストークス層内の基礎的な波動現象が変化していないことから、 $\partial\tilde{u}/\partial x, \partial\tilde{v}/\partial y$  によって誘起される定常流つまり音響流は  $\Delta T$  の増加に対して変化しないことが考えられる。

図5は  $\Delta T$  に対するストークス層内の変動温度の振

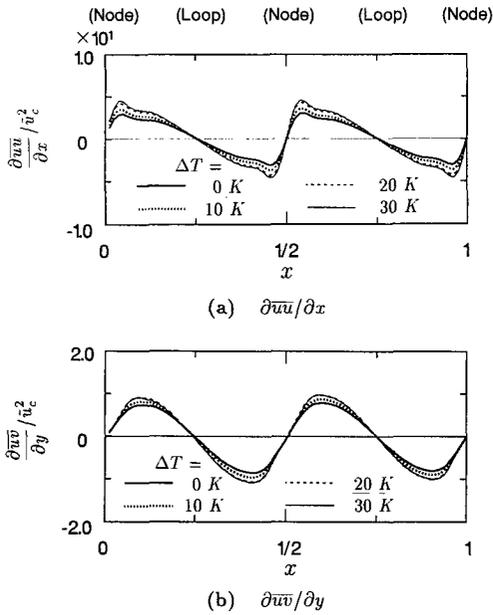


Fig.4 Variation of spatial gradients of acoustic momentum flux in Stokes layer ( $y = \delta/4$ )

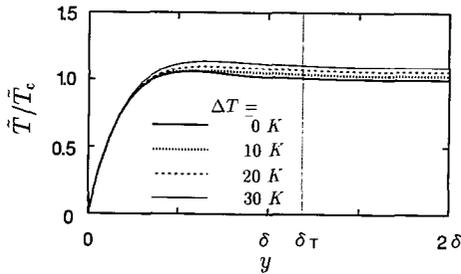


Fig.5 Variation of oscillatory temperature amplitude in Stokes layer at node point of duct ( $x = 1/2$ )

幅値 $\hat{T}$ の分布である。変動温度の振幅値の分布は定在波節部相当位置で極大かつ最大、定在波腹部相当位置で極小かつ最小となる。そこで図では節部相当位置の $x = 1/2$ における分布が示されている。 $\Delta T$ の増加により無次元振幅値が増加し、最大値に達した位置からダクト中心部に向かうまでの減少量が小さい分布となるが最大0.1程度の増加であり、分布はほぼ一致する。さらに、 $\Delta T$ の増加により極大かつ最大となる $y$ 座標も増加し、温度境界層厚さがわずかに厚くなる傾向が見られる。また、変動温度の2乗平均値の分布を調べたところ、振幅値の分布と同様な傾向が見られた。さらに $y = 2\delta$ では $\hat{T}$ が1.0とはならないことから $\Delta T = 0$ 以外ではストークス層外部領域の波動は壁面に垂直な

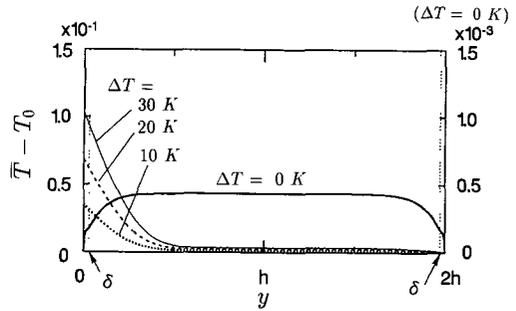


Fig.6 Distribution of steady temperature at node point of duct ( $x = 1/2$ )

平面波として伝ばせず、平面波が傾いて伝ばしていることが考えられる。

図6は定常温度 $\bar{T}$ の $y$ 方向分布を示している。ここで定常温度は $(T - T_0)$ の時間平均値として計算され、熱音響効果が最大となる $x = 1/2$ における結果が示されている。定常温度分布は下壁面より直線的に変化し、ダクト中心部( $y = h/2 \sim 3h/2$ )ではほぼ一定となる。また、いずれの $\Delta T$ においても $\bar{T}$ が $y = h/2$ 程度で一定となる。

以上の結果から $\Delta T$ の変化に対して波動伝ばによるストークス層内の振動流流速、変動温度は変化せず、これらの変動成分が複合流流速を音響流流速の数倍に増加させる要因にはならない。このため、複合流流速が増加する要因は平均温度 $\bar{T}$ の分布に依存することが考えられる。

4.2 自然対流場の解析 本解析条件の温度差では非定常3次元の自然対流場構造が形成されることが考えられ、2次元モデルによる解析は妥当な方法ではないが $\Delta T = 10, 20, 30 K$ における自然対流場の解析を行ったところ本解析においても非定常な対流場が計算された。自然対流が十分に発達しているとは言えないが、 $\Delta T$ の変化による複合流の変化を調べるのが目的であることから、計算時間は他の条件と一致させた。

その結果、自然対流場では上下壁面垂直方向の流速が水平方向の流速に比べて1桁大きい。また、上下壁間距離が小さいため浮力による上昇流が上壁面に抑制されてダクト中心軸に対して上側では垂直下方向の流速、下側では上方向の流速となる。また、時間の経過とともにこの流れの方向は逆転し、その後周期的に流速の方向が変化する現象が見られた。このため、壁面垂直方向の流速分布はダクト中心軸に対してほぼ上下対称な分布となる。

各温度差に対する壁面垂直方向の瞬時流速 $v$ の最大値と最小値の変化を調べたところ $\Delta T$ の増加により

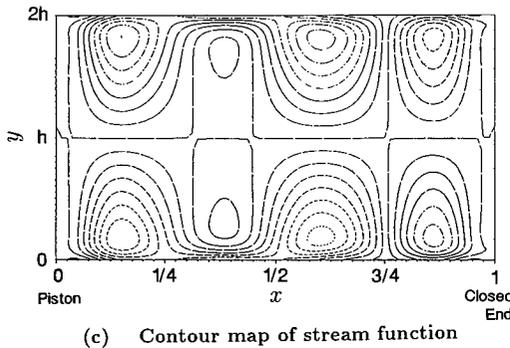
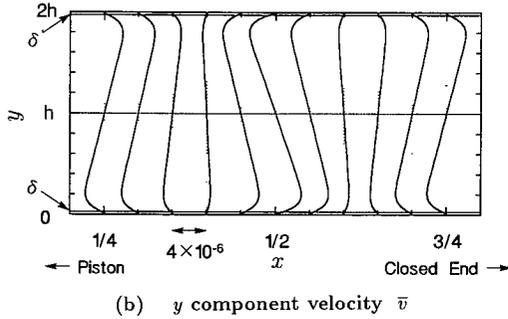
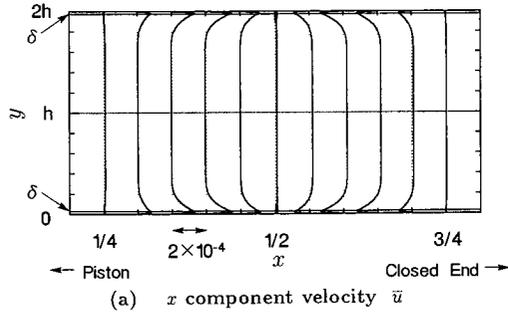


Fig.7 Calculated results of acoustic streaming ( $\Delta T = 0 K$ )

流速は増加するが、 $\Delta T = 10, 20, 30 K$ の各条件でそれぞれ  $2 \times 10^{-5}, 4 \times 10^{-5}, 7 \times 10^{-5}$  程度の大きさである。この値は  $\delta u = 1 \times 10^{-3}$ 、 $\Delta T = 0 K$  の場合に誘起されるストークス層外縁の音響流流速値に対して1/2以下の大きさである。この結果から自然対流の瞬時流速と音響流流速の和は音響流流速の数倍の大きさにはならない。

4.3 音響流、複合流の解析 図7は  $\Delta T = 0 K$  で音響流のみの場合の解析結果であり、それぞれ図(a)は  $x$ 方向流速  $\bar{u}$ 、図(b)は  $y$ 方向流速  $\bar{v}$ 、図(c)は音響流の流れ関数の等高線を示している。図(a)より上下壁面からストークス層厚さ程度の位置で音響流流速は最

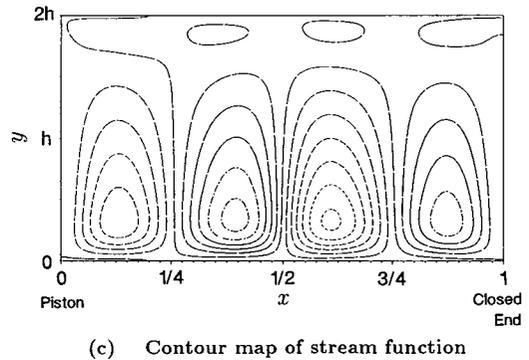
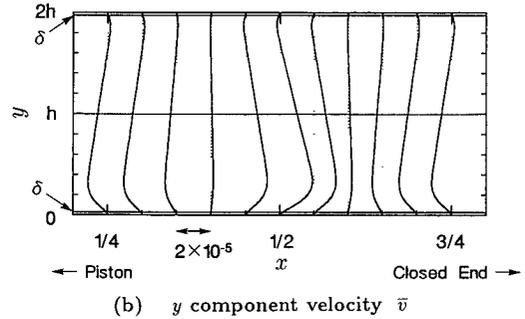
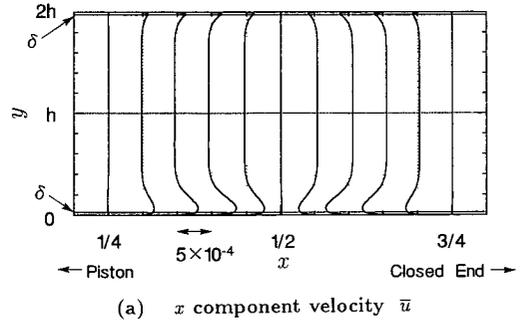


Fig.8 Calculated results of coupling flow ( $\Delta T = 10 K$ )

大となる。また、ストークス層外縁では定在波の腹部相当位置から節部相当位置に向かう流れ場となり、ダクト内では図(c)のようなほぼ上下壁間の中心軸に対称な渦対構造が形成される。また、ストークス層外縁の音響流流速  $\bar{u}$  は定在波の腹部と節部の中間付近で最大となり、流速値は摂動解にほぼ一致する。この結果は過去に行われた実験結果及び第2報の解析結果と一致する。また、音響流の  $x$ 方向流速  $\bar{u}$  の大きさは  $10^{-4}$  のオーダーであり、 $y$ 方向流速  $\bar{v}$  に比べて5倍程度大きい。また、渦構造の形成によって  $y$ 方向流速は上下対称な分布となり、定在波節部相当位置で流速が最大である。

図8は上下壁面温度差が  $\Delta T = 10 K$  の場合の複合流場の解析結果を示している。図(a)~(c)は前図と同様

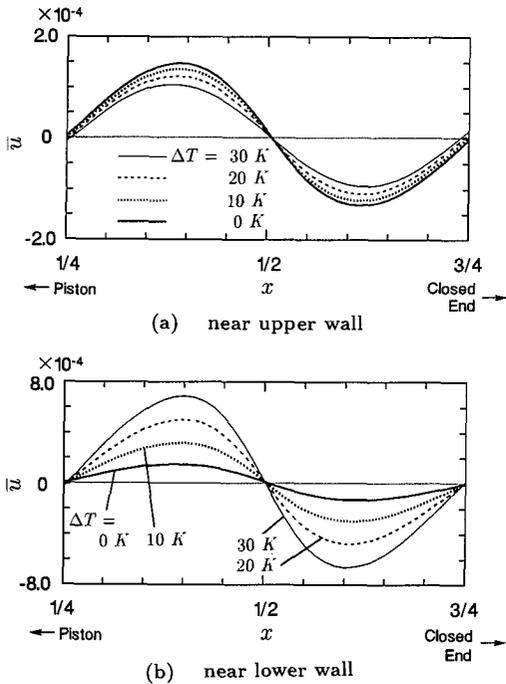


Fig.9 Variation of velocity of acoustic streaming and coupling flow at edge of Stokes layer for difference in temperature of walls

である。この場合の複合流流速値も音響流と同様にダクト内流速の時間平均値として計算された。これらの結果から非定常かつ不規則な自然対流場の構造は音響流と複合し、定常かつ規則的な2次元渦構造に変化する。下壁面近傍の複合流流速の最大値は音響流流速の最大値の約3倍程度大きくなっている。また、音響流の流速が最大となる位置はストークス層外縁程度の高さであるが、複合流の流速が最大となる位置は壁面からストークス層厚さの3倍程度の高さである。また、上壁面近傍においても複合流が生じているが流速値及び流速分布は音響流のみの結果とほぼ一致する。以上の分布から図(c)のように下壁面近傍の定常流流速の増加により、下側の渦構造が大きくなり、音響流の上下対称の渦対構造が崩れる。上壁面近傍においても渦構造は形成されるが下側の渦に比べて小さく、ストークス層厚さの数倍程度の大きさである。このように、本解析によっても非定常かつ不規則な自然対流場の構造が音響流との複合により定常かつ規則的な渦構造に変化する現象が観察される。また、複合流場の流速は音響流および自然対流場の流速に比べて短時間に形成され、安定な構造となることが解析結果からも得られている。これらの結果は著者らの実験結果<sup>(6),(7)</sup>と定性

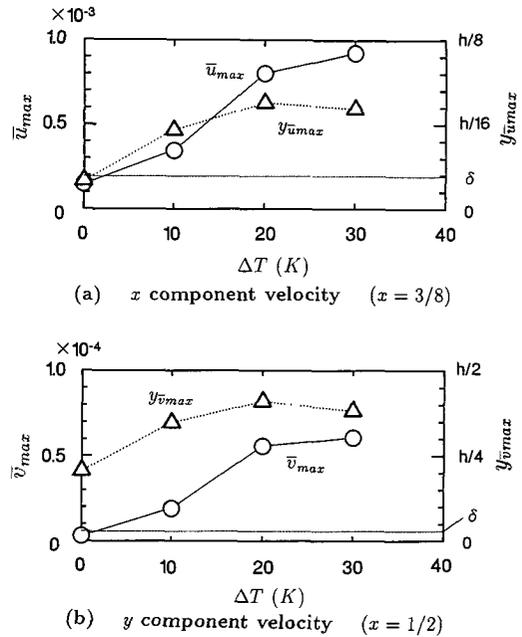


Fig.10 Variations of maximum velocity and position of maximum velocity of acoustic streaming and coupling flow at edge of Stokes layer

的に一致する。

図9は $\Delta T$ に対するストークス層外縁の音響流と複合流の流速分布の変化を示している。下壁面側では $\Delta T$ の増加により複合流流速も増加しており、いずれの場合もほぼ正弦波状の分布である。また、流速の最大値も $\Delta T$ に対してほぼ線形的に増加する。一方、 $\Delta T$ が増加し、下側の渦構造が大きくなることにより、上壁面側のストークス層外縁の流速がわずかに減少する。

図10は $\Delta T$ に対する音響流と複合流の $x, y$ 方向流速の最大値 $\bar{u}_{max}$ と $\bar{v}_{max}$ の変化とそれぞれの値の $y$ 座標を示している。ここで、 $\bar{u}_{max}$ と $\bar{v}_{max}$ は、音響流流速が最大となるそれぞれの位置 $x = 3/8$ と $x = 1/2$ で調べられた。 $\Delta T$ の変化に対して $\bar{u}_{max}$ と $\bar{v}_{max}$ はいずれも直線的に増加しており、 $\Delta T = 30 K$ の場合における最大流速値は音響流流速値( $\Delta T = 0$ )に比べて7倍程度増加する。

一方、最大値をとる $y$ 座標 $y_{\bar{u}_{max}}$ 、 $y_{\bar{v}_{max}}$ は $\Delta T$ の増加に伴い、横ばいになる傾向が見られる。これは $\Delta T$ の増加により、ダクト内で音響流流速に比べて、自然対流の影響によって誘起される定常流速が支配的であることを示している。このため、温度差を $30 K$ より大きくした場合には自然対流が音響流に勝り、安定かつ規則

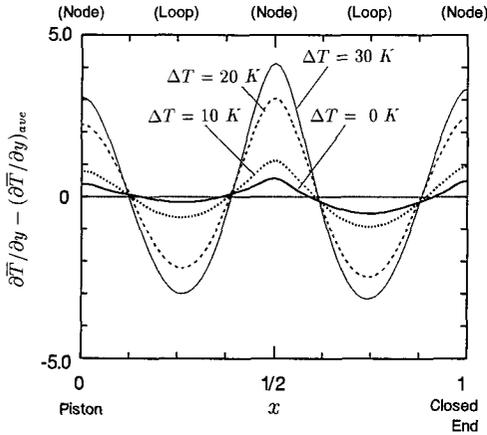


Fig.11 Variations of distribution of thermo-acoustic streaming for difference in temperature of walls

的な複合流は形成されなくなることが考えられる。また、 $y_{\bar{u}_{max}}, y_{\bar{v}_{max}}$ の結果からも複合流はダクト内で音響流と類似する渦構造を形成するが、音響流とは異なる発生機構により誘起されていることが考えられる。

4.4 熱音響効果の解析 図11は下壁面における定常熱流束分布を示している。分布は定常熱流束の一波長における平均値を零として示されている。この結果からいずれの温度差においても定常熱流束の分布は節部相当位置で極大、腹部相当位置で極小となる。さらに、 $\Delta T = 0, 10 K$ では節部相当位置で鋭く上に凸な分布が形成されているが、 $\Delta T$ の増加により勾配が緩やかになり、分布は正弦波状に変化する。

図12は $\Delta T$ に対する定常熱流束のPeak-Peak値の変化及び一波長あたりの平均値の変化を示している。 $\Delta T$ の増加に伴い、Peak-Peak値がほぼ直線的に増加する。これより、 $\Delta T$ の増加により熱音響効果が促進されることがわかる。また、熱流束の一波長平均値も $\Delta T$ の増加により直線的に変化するが、この平均値はほぼ下壁面の加熱による平均熱流束値に相当する。この結果から $\Delta T = 30 K$ の場合では下壁面の定常熱流束の最大値と最小値で平均熱流束の30~40%程度の差が生じる。また、定常熱流束の平均値が $\Delta T$ に対して直線的に変化する傾向はダクト内の温度が壁面上からある位置まで直線的に減少し、常温になるまでの有効距離が常に一定であることを示している。この結果は定常温度分布で $\Delta T$ に対して $\bar{T}$ が一定となる $y$ 座標がほぼ一致することに相当する。

前報<sup>(10)</sup>より熱音響効果はストークス層内の $\partial \bar{u}_1 \bar{T}_1 / \partial x$ ,  $\partial \bar{v}_1 \bar{T}_1 / \partial y$ によって生じており、微小振幅波動の場合では

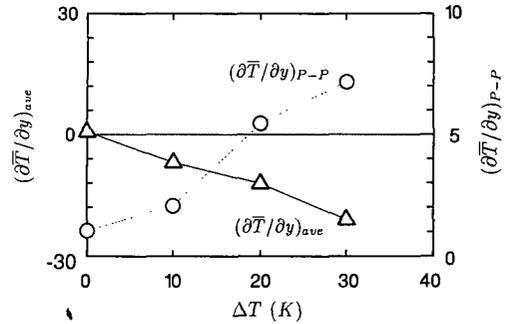


Fig.12 Variations of peak-peak and average values of distribution of thermo-acoustic streaming for difference in temperature of walls

これらの分布は解析されて明らかである。ここで $u_1, v_1$ は波動による変動流速、 $T_1$ は変動温度である。そこで、 $\Delta T$ の増加による熱音響効果が増加する要因を調べるために $\partial \bar{u} \bar{T} / \partial x$ ,  $\partial \bar{v} \bar{T} / \partial y$ の分布が調べられた。

図13は $\Delta T$ に対する温度境界層内の $\partial \bar{u} \bar{T} / \partial x$ ,  $\partial \bar{v} \bar{T} / \partial y$ の分布の変化を示している。ここで、 $\bar{u} \bar{T}$ ,  $\bar{v} \bar{T}$ はそれぞれ $u(T - T_0)$ ,  $v(T - T_0)$ の時間平均値として計算されている。これは $\Delta T = 0$ 以外の場合では壁面近傍の定常温度が $T_0$ より高いため、定常流速 $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ との相関値 $\bar{u}(\bar{T} - T_0)$ ,  $\bar{v}(\bar{T} - T_0)$ が無視できなくなること依存する。この結果より、いずれの分布においても $\Delta T$ の増加によりPeak-Peak値が大きくなる。とくに、ストークス層外縁( $y = \delta$ )における分布のPeak-Peak値は $\Delta T = 10 \sim 30 K$ でそれぞれ $\Delta T = 0 K$ の値に比べて、 $\partial \bar{u} \bar{T} / \partial x$ では8~50倍程度、 $\partial \bar{v} \bar{T} / \partial y$ では4~30倍程度増加している。これより、 $\Delta T$ の増加によりストークス層内の $\partial \bar{u} \bar{T} / \partial x$ ,  $\partial \bar{v} \bar{T} / \partial y$ が大きくなるだけではなく、壁面垂直方向勾配が大きくなることわかる。

前報より熱音響効果は $\partial \bar{u} \bar{T} / \partial x$ ,  $\partial \bar{v} \bar{T} / \partial y$ と定常熱流束の空間勾配 $\partial^2 \bar{T} / \partial y^2$ の釣り合いによって生じる。 $\Delta T$ が零でない場合では下壁面近傍の定常温度が上昇し、 $\partial \bar{u} \bar{T} / \partial x$ ,  $\partial \bar{v} \bar{T} / \partial y$ が増加する。 $\Delta T = 0 K$ の場合ではこれらの値は振動流速と変動温度の相関で与えられるが、下壁面温度が常温より高い場合では複合流による定常流速と定常温度の相関値が増加し、振動流と変動温度の相関値 $\bar{u}_1 \bar{T}_1$ ,  $\bar{v}_1 \bar{T}_1$ に比べて大きくなり、定常熱流束のPeak-Peak値が増加する。

一方、ストークス層内の音響運動量流束の空間勾配 $\partial \bar{u} \bar{u} / \partial x$ ,  $\partial \bar{v} \bar{v} / \partial y$ は $\Delta T$ の増加に対して変化しないことから、複合流流速が音響流流速に比べて大きくなる要因は熱音響効果の増加によって誘起された定常流が音響流に付加されるためである。

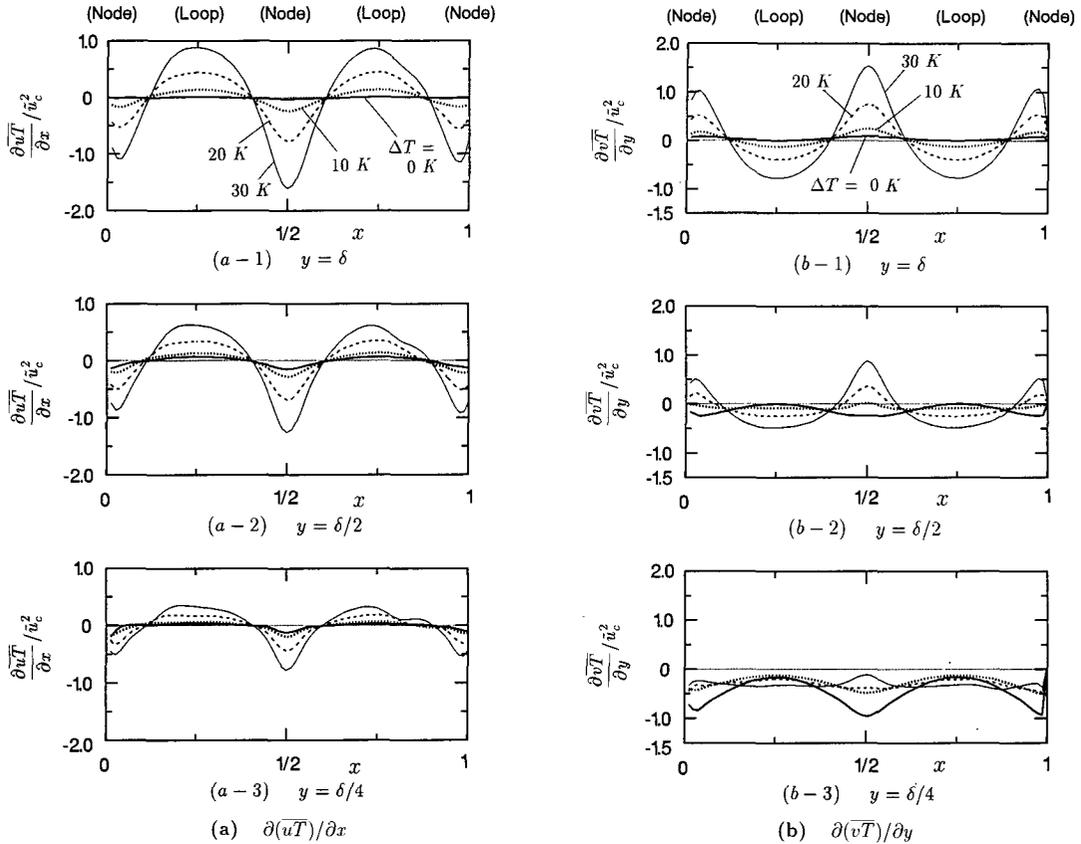


Fig.13 Variation of distribution of  $\partial(\bar{uT})/\partial x$  and  $\partial(\bar{vT})/\partial y$  in Stokes layer

以上の結果から、熱音響効果の増加により定在波腹部相当位置で吸熱、節部相当位置で加熱効果が増し、下壁面に沿って腹部から節部に向かう定常流が生じる。そして、この定常流が音響流と重なり合って音響流に比べて流速の大きな複合流が形成されることが考えられる。また、これより側壁面を局部的に加熱および冷却を行い、壁面からの定常熱流束を制御することにより、ダクト内部の定常流流速を増加あるいは減少させることが可能であることが示された。

## 5. 結 言

自然対流場に音響流を複合させた場合のダクト内流動状態について数値解析を行い、以下の結論を得た。

- (1) 自然対流場におけるストークス層内の振動流速分布及び変動温度分布は上下壁間温度差に対して変化しない。
- (2) 自然対流場と音響流の複合流速は音響流速に比べて大きく、さらに上下壁間温度差の増加によって大きくなる。また、複合流の形成により熱音響効果

が促進する。

- (3) 複合流速が音響流速に比べて大きくなる要因は定常温度分布によって増加した熱音響効果が定常流を誘起させ、その定常流が音響流と重なり合うためである。

## 文 献

- (1) Wheatley, J., et al., J. Acoust. Soc. Am., 74(1), (1983), 153-170.
- (2) 富永, 低温工学, 25(3), (1990), 132-141.
- (3) 井上, 機講論, 95-1, (1995), 308-309.
- (4) 荒川・川橋, 機論, 60-580, B(1994), 4059-4065.
- (5) 日本流体力学会編, 流体力学ハンドブック, 492-493.
- (6) Arakawa, M., et al., Proc. 3rd Asian Symp. Visual., (1994), 236-239.
- (7) Kawahashi, M., et al., A.S.M.E., F.E.D., 229, (1995), 281-300.
- (8) 荒川・川橋, 機論, 60-580, B(1994), 4052-4058.
- (9) Lighthill, J., J. Sound and Vib., 61-(3), (1987), 391-418.
- (10) 荒川・川橋, 機論, (投稿中)