

音響共鳴管内に置かれたスタックの温度分布*
(第2報, 広範囲な系統的实验と支配パラメータの導出)河本 明*¹, 小澤 守*², 有川 富貴*³Temperature Distribution along Stack in an Acoustic-Resonance Tube
(2nd Report, Systematic Experiments and Derivation of Dominant Parameters)

Akira KAWAMOTO, Mamoru OZAWA and Fuki ARIKAWA

Systematic experiments were conducted on the temperature distribution along the stack in a simulated acoustic-resonance tube refrigerator under various system parameters, as a step of research works to construct fundamental basis for the reliable theory of thermoacoustic refrigerators. The measured temperature distributions were classified into five patterns for reference and were compared with the existing linearized theory. Both measured distribution pattern and discrepancy between the theory and experiments were closely related to Strouhal and Peclet numbers, which have close relationship to forced convection heat transfer. In particular, Strouhal number had a dominant influence on the temperature distribution, and small Strouhal number gave good agreement between the theory and experiments. Thus these dimensionless numbers had a high potential for the improvement of the existing theory.

Key Words: Heat Pump, Acoustic, Heat Transfer, Thermoacoustics, Linearized Theory

1. 緒 言

熱音響冷凍機⁽¹⁾は高信頼性が要求される宇宙用冷凍機の試作を始めとして, 既存の冷凍分野への展開も指向されている⁽²⁾⁽³⁾. その成績係数についても, プロトタイプ冷凍機の実績は, 冷凍能力はまだ小さいが, 既存の冷凍機の成績係数に近い値を示しており, より高い成績係数の達成が期待できる⁽²⁾⁽⁴⁾.

著者らは従来より冷凍機全体の線形音響モデルの構築⁽⁵⁾を行うとともに, 既存の線形熱音響モデル⁽⁶⁾(以下 Swift モデルと略称し, ここでは short stack 近似などの簡略化を行っていない文献(6)の付録にあるものを指す)の検証をスタックの軸方向温度分布の観点から実施した⁽⁷⁾. その結果, Swift モデルによっては実験のスタック温度分布を予測できないこと, 設計指針の確立にはまず解析モデルの改良が不可欠であることが明らかになった. そこでスタックの温度分布は熱音響現象を直接的に反映したものであるため, 解析モ

デル改良の指針を得るために, 第1報⁽⁷⁾よりも実験の範囲を広げ, 作動流体, スタック形状および運転条件などのシステムパラメータを系統的に変化させたときの温度分布の測定を行った. 本報では解析モデル検証のための温度データを提示するとともに, 各システムパラメータが温度分布のパターンと Swift モデルとの差異に与える影響の分析から特性パラメータの導出を行った.

なお, 熱音響理論の実験との比較は prime mover でも行われており, 自励振動が起こる前の quality factor⁽⁶⁾の予測には Swift モデルを簡略化したもので有効との報告⁽⁸⁾もあるが, 振動発生後の出力や高低温度比と圧力振幅との関係については定性的な予測ができるレベルに止っている⁽⁹⁾.

2. 実験装置と方法

図1に示す実験装置の主要部は第1報⁽⁷⁾と同様に音響スピーカ①(ONKYO, model PD 12108, 定格入力 50 W, 定格インピーダンス 8 Ω), 内径 26 mm の共鳴管部②およびスタック③とから成る. 熱交換器は取付けていないのでスタック両端近傍の管壁がその役割を担っている. 装置の姿勢は図1に示すように水平とし, 共鳴管部を 25±2°C に空調した断熱管体⑥内に設

* 原稿受付 1997年8月4日.

^{*1} 正員, (株)東芝大阪工場(☎567-0013 茨木市太田東芝町1-6).^{*2} 正員, 関西大学工学部(☎564-0073 吹田市山手町3-3-35).^{*3} 准員, 東レエンジニアリング(株)(☎520-0842 大津市園山1-1-1).

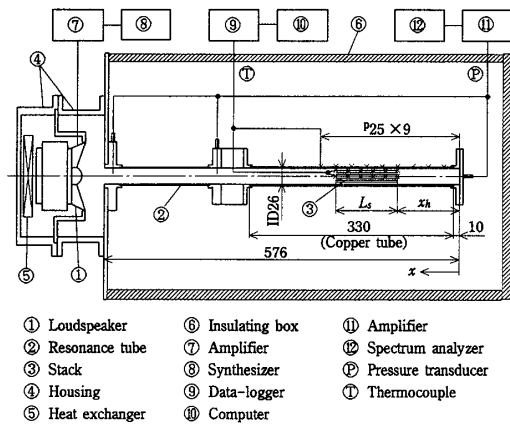


Fig. 1 Experimental setup

置した。スピーカの過熱を防ぐためにスピーカの背面に熱交換器⑤を置き、一定温度の水を循環させるとともにカバー④を強制空冷した。スピーカの駆動にはシンセサイザ⑧(NF回路設計, model 1920 A)とバイポーラ電源⑦(NF回路設計, model 4015)を用いた。共鳴管部の全長は576 mmで、一端を厚さ5 mmの真ちゅう製の端板で閉止した。スタックを挿入する閉止端からの距離 $x=10\sim 340$ mmの範囲の共鳴管部には、スタック周囲の温度を均一にするために、厚さ2 mmの銅管を用いた。共鳴管部のスピーカ側は厚さ1 mmのステンレス管で、これらをスタックに取付けた熱電対の管外への取出し用フランジを介して結合した。銅管の外壁には素線径0.1 mmのKタイプシース形熱電対を $x=25$ mmから25 mm間隔で9本取付けた。

温度はデータロガー⑨(アドバンテスト, model TR 2724)を介してパーソナルコンピュータ⑩で収録した。平均圧力は図示していないがスピーカ背面のカバーに取付けたブルドン管式圧力計(長野計器, 最小目盛0.05 kgf/cm²)によって測定した。圧力変動は共鳴管の閉止端と中間($x=396$ mm)および開口部付近($x=562$ mm)に取付けた半導体圧力トランスデューサ(豊田工機, model PMS-5 M, F. S.=1 MPa)によって測定し、増幅器⑪(豊田工機, model AA 6010)を介してスペクトラムアナライザ⑫(アドバンテスト, model R 9211 A)で収録、処理した。

本実験では図2に示す2種類の断面をもつスタックを用いた。どちらのスタックも厚さ0.055 mmのポリミドフィルム(熱伝導率0.22 W/(m·K), 熱拡散率0.121 mm²/s⁽¹⁰⁾)を一定の厚みのスペーサ(プラスチック製)を用いて所定の間隔に積層した構造をしている。図2(a)Type Aは管断面に沿うようにスタックの断面形状を円形にしたもので、場所によって流路幅は異なる。他方、図2(b)Type Bで矩形断面のス

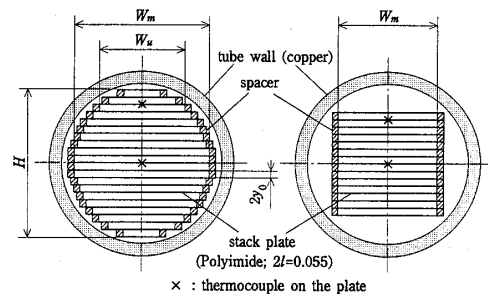
Table 1 Specification of stacks

(a) Type A

No.	plate spacing $2y_0$ mm	length L_s mm	total height H mm	number of channels pcs.	position*/width of target channel	
					middle no./ W_m mm	upper no./ W_u mm
1a	0.59	50	23.2	36	18th / 22	3rd / 9
1b	0.62	50	24.4	36	18th / 22	3rd / 9
2	0.89	50	23.6	25	12th / 22	3rd / 10
3a	1.08	50	22.7	20	10th / 22	2nd / 8
3b	1.08	50	22.8	20	10th / 22	3rd / 13
4	1.68	50	22.6	13	8th / 20	2nd / 9
5	1.09	100	22.9	20	10th / 22	3rd / 11
6	1.13	150	24.8	21	11th / 22	3rd / 11

(b) Type B

No.	plate spacing $2y_0$ mm	length L_s mm	total height H mm	number of channels pcs.	position*/width of target channel	
					middle no./ W_m mm	upper no./ W_u mm
1	0.63	50	17.2	25	13th / 17	3rd / 17
2	0.84	50	14.3	16	9th / 16	3rd / 16
3	1.08	50	14.8	13	7th / 16	2nd / 16
4	1.62	50	15.1	9	5th / 12	2nd / 12



(a) Type A

(b) Type B

Fig. 2 Cross section of stack region

タックで、流路幅は一定であるが、スタック周囲に空間ができる。いずれのスタックもその板面を水平にして共鳴管内に設置した。中央と上面から2枚または3枚めのスタック板の中心線上(図2中×印)に両端を含めて等間隔におのおの6本の素線径0.1 mmのKタイプのエナメル被覆熱電対を取付けた。表1にスタックの詳細仕様を示す。表1中の記号は図2のものに対応している。表1中のスタック板間隔 $2y_0$ はスタックの高さ H と板枚数および板厚から算出した平均値で、分類の便宜上小数点以下2けたまで示した。しかし製作方法を考慮すると有効なのはせいぜい小数点以下1けたまでであるので、以下の議論では表1の値を丸めて用いる。熱電対を取付けた板面を境界とする流路の位置を上からの段数で表し、その流路幅 (W_m , W_u) も示した。

作動流体にはヘリウムと窒素を用い、各システムパラメータの範囲は以下のとおりである。スタック板間隔 $2y_0$ は0.6~1.7 mm, スタック長さ L_s は50~150 mm, 閉止端からスタック高温端までの距離によって定義したスタック位置 x_s は50~150 mm, 平均圧力

P_m は 101~395 kPa {0~3 kgf/(cm²·G)}, 平均圧力に対する閉止端の変動圧力振幅の比 P_A/P_m はヘリウムのときが 0.5~1.7%, 窒素が 1.7~6%, 周波数 f はヘリウムのときが 355~495 Hz, 窒素が 135~170 Hz である。

本実験における温度計測の不確かさは偶然誤差 ± 0.4 K に熱電対の公称精度 ± 1.5 K とデータロガーのカタログ精度 ± 1.2 K を加味すると ± 2.0 K (95% 包括度) であるが, 本報では条件の違いによる分布パターンや差異の比較を次式 (1) を用いて正規化した温度 T^* で行っている。

$$T^* = (T - T_c) / (T_h - T_c) \quad \dots\dots\dots (1)$$

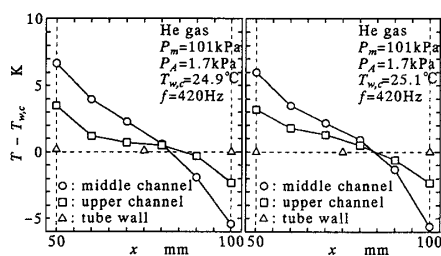
ここで, T はスタック温度, 添字 c と h はそれぞれスタックの低温端と高温端を表す。これによって熱電対や計測器に起因するバイアスは除去され, 正規化温度 T^* の 95% 包括度の不確かさは, 同一のスタックを用いた比較のときは ± 0.06 (図 5, 6, 8, 10 に適用), 異なるスタックを用いた比較は ± 0.12 (図 7, 9 に適用) となった。これらの値は次に述べる実験によって求めたもので, 流れなどの現象の再現性も含まれる。前者は 1 個のスタック (Type A の No. 1b) を用いて, 後者は同等の仕様である 2 個のスタック (Type A の No. 1a, 1b の組と No. 3a, 3b の組) を用いてスタック形状以外のパラメータを変化させた一連の実験を 2 回繰返したときの結果に基づいている。正規化温度 T^* について同一条件下での各点 (両端を除いた 4 点) の 2 回の実験間の差を一つの試料とし, 各パラメータ条件を独立の試験とみなした。

3. 実験結果

3.1 代表的な温度分布

3.1.1 スタック断面形状と測定流路による違い

同じ条件下で測定したスタック Type A, B それぞれの中央流路 (○) と管壁に近い上部流路 (□) および管壁 (△) の軸方向温度分布をスタック低温端位置 $x=100$



(a) Type A No. 1b (b) Type B No. 1

Fig. 3 Comparison between stack types and channel positions

mm の管壁温度 $T_{w,c}$ 基準で図 3 に示す。実線は単に測定値を結んだものである。図 3(a) が Type A のスタック No. 1b, 図 3(b) が Type B の No. 1 の結果で, ともにスタック板間隔 $2y_0=0.6$ mm である。まず中央流路の分布におけるスタック断面形状の影響を見ると, 二つの断面形状でほぼ同じ温度分布パターンを呈しており, スタック形状の違いは管中央付近の熱影響場にほとんど影響を与えないと推測される。次に流路位置については両方の断面とも上部では中央よりも緩やかなこう配となるが, Type A のほうが流路の違いによるこう配の差は大きくなる。これは表 1 にあるように Type B に比べて Type A の上部流路のほうが管壁に近く, かつ流路幅が狭いことから双方の流路内の流れに違いが生じているためと推測される。しかし温度分布のパターンは両方の流路で同じで (後述のパターン [D]), 基本的な熱輸送の機構は管断面でほぼ変わらないとみなされる。またスタック両端の管壁との温度差が上部流路のほうが小さくなっているのは管壁を熱交換器としていることから流路位置によって熱伝達係数が違うためと見られる。

以上の結果と先に述べた温度の不確かさを考慮してスタック各部の温度の変化が大きく現れるスタック中央流路の結果をその条件での代表データとし, さらに二次元流路を仮定した解析モデルとの比較を行うためにすべてのスタックで流路の縦横比が 10 以上となる Type A の結果についてのみ以後は示す。

3.1.2 温度分布のパターンと実験と計算との差異の定量化 システムパラメータを変化させるとさまざまなパターンの温度分布が観測される。ここでは, 個々のパラメータの影響について述べる前に, 代表的な温度分布のパターンを Swift モデルによる計算結果との差異の小さいものから順に図 4 に示す。なお本報で用いた Swift モデルは第 1 報⁷⁾と同様である。横軸はスタック長さ L_s によって正規化したスタック内の距離, 縦軸は式 (1) で定義した正規化温度である (以下同様)。測定値が○印, 計算結果が破線そして実線は単純に測定値を結んだものである。また表 1 に対応するスタック番号および実験条件は各図中に記した。

図 4 の計算結果および第 1 報で検討したスタック全体を対象とした平均的な対流の効果が付加したときの計算結果からは図 4 に示すような変曲点をもつ温度分布を予測することはできない。このことから, Swift モデルには含まれない物理現象が作用していると考えられる。そこで, スタック両端近傍と中間域との温度こう配に着目すると, 実験による温度分布は 5 種類の

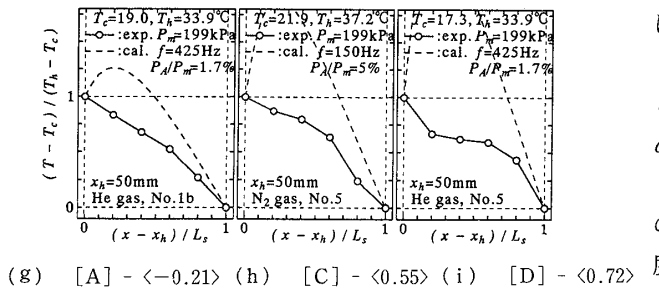
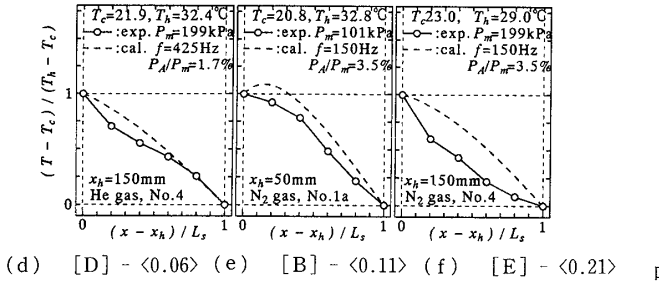
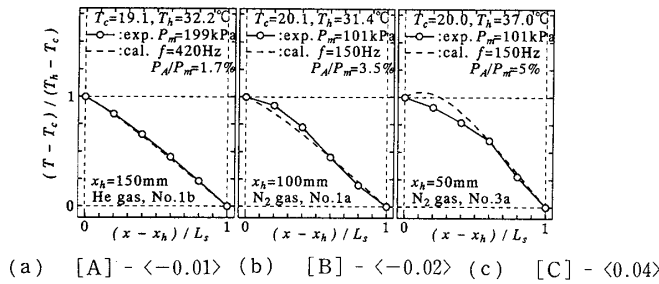


Fig. 4 Typical patterns of temperature distribution

パターンに分類される。図4(a), (g)のようにほぼ直線状の温度分布をパターン [A], 図4(b), (e)のように両端近傍に比べて中間域でのこう配が急なものをパターン [B], 図4(c), (h)にあるように途中で屈折した形のものあるいは放物線状のものをパターン [C], パターン [B] とは逆に中間域でのこう配が緩やかな図4(d), (i)のようなものをパターン [D] そして図4(f)のように両端を結んだ直線より下に分布するものをパターン [E] と便宜上呼ぶ。

実験と計算との差異は式(1)の正規化温度について次式を用いて定量化した。

$$\Delta T^* = \frac{1}{L_s} \sum_{j=1}^5 \left(\frac{L_s \delta T_j^* + \delta T_{j+1}^*}{2} \right) \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\delta T_j^* = T_{cal,j}^* - T_{exp,j}^*$, 添字 cal と exp はそれぞれ計算と実験, j はスタックの一端からの測温点の番号を表す。式(2)は粗く台形近似した計算と実験との間の面積をスタック長さで平均化したものである。図4の各図の ΔT^* はおのおののタイトルの $\langle \rangle$ 内に示した。比較的良好一致しているとみなされるときの差異はおおむね 0.1 以下となる。

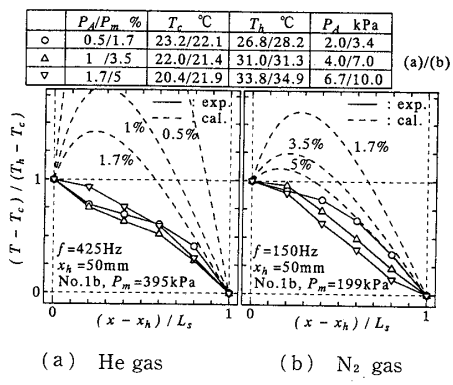


Fig. 5 Effect of drive ratio P_A/P_m

3.2 各パラメータの影響

3.2.1 閉止端での圧力振幅比(drive ratio) 共鳴管内に形成される音響波の速度振幅のピーク値 u_A は圧力振幅のピーク値 P_A を用いて

$$u_A = P_A / (\rho_0 a_0) \dots\dots\dots (3)$$

と与えられ⁽⁶⁾, これを理想気体の関係式, $P_m = \rho_0 R T_0$, $a_0^2 = \gamma R T_0$ を用いて変形すると

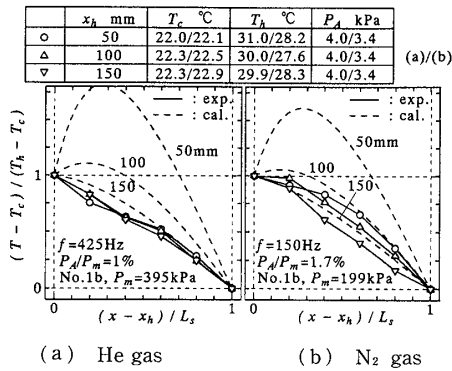
$$u_A = (P_A/P_m)(a_0/\gamma) \dots\dots\dots (4)$$

の関係が導かれる。ここで a_0 と ρ_0 はそれぞれ代表温度 T_0 での音速と密度, R はガス定数および γ は比熱比を表す。さらに定在波を仮定すると速度振幅 u の分布は式(5)で与えられる。

$$u = u_A \sin(k_0 x) \dots\dots\dots (5)$$

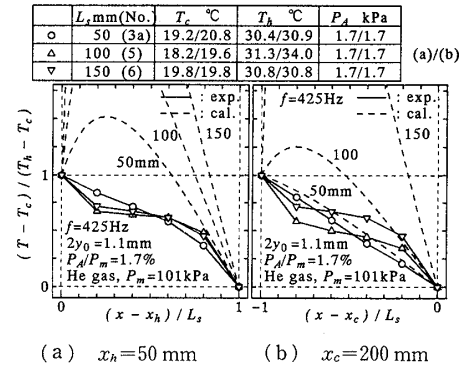
ここで $k_0 = \omega/a_0$, ω は角周波数である。また変位振幅は u/ω と書かれる。したがって、実験条件によって温度は多少違ってくるが、スタック位置および周波数が同じときには式(4), (5)から閉止端(圧力振幅の腹)での圧力振幅比の変化はスタック内速度振幅および変位振幅の変化とほぼ同値である。

スタック No. 1b を用いて圧力振幅比 P_A/P_m を変化させたときの結果を図5に示す。各記号と線の意味および条件は図中と図上の表に記した。表中の値は図(a)/図(b)に対応する(以下同様)。まず上で述べた変位振幅に着目して検討する。スタック位置は $x_h = 50$ mm と同じであるので $P_A/P_m = 1.7\%$ のときの変位振幅は図5(a)へリウムと図5(b)窒素とでほぼ同等であり、実験による温度分布はともにパターン [C] に分類される。変位振幅は圧力振幅比が増加するに従って単調に増加するので、図5(a), (b)を通して変位振幅が増加するに従って実験による温度分布はパターン [D] [図5(a)の $P_A/P_m = 0.5, 1\%$ のとき] から [C] を経て [B] [図5(b)の $P_A/P_m = 5\%$ のとき] へと変化していることがわかる。図5の計算結果はいずれも高温域にピークを有する凸状の分布を呈し、そ

Fig. 6 Effect of stack position x_h

のピークが圧力振幅比(変位振幅)の増加に従って低くなり、変化が実験に比べて顕著であることから、変位振幅の増加に従って実験と計算との差異は減少する傾向にあることがわかる。

3・2・2 スタックの位置 この変位振幅はスタック位置 x_h によっても変化する。図6に図5と同じ条件の下で、今度は圧力振幅比を一定としてスタック位置を変化させたときの結果を示す。図6(a)の $x_h=50$ mmと図5(a)の $P_A/P_m=1\%$ 、図6(b)の $x_h=50$ mmと図5(b)の $P_A/P_m=1.7\%$ が同じデータである。スタックと閉止端との距離が増大するほど変位振幅も大きくなり、実験により温度分布は図6(a)へリウムのはときはパターン [D] から [A] へ、図6(b)窒素のはときはパターン [C] から [B] へと変化する、変位振幅の変化に対しほぼ図5と同様に変化する。実験と計算との差異についても同様に変位振幅が増大すると減少するが、定量的には図6は図5と異なる。いま式(5)を用いてスタック位置による変位振幅の変化の割合を推定するとへリウム、窒素ともに $x_h=50$ mmを基準として $x_h=100$ mmでは約1.7倍、 $x_h=150$ mmでは2.3倍となる。ここでスタック内の状態はスタック長さの中央で代表させ、代表温度は25°Cとした。したがって、変位振幅は図6(a)の $x_h=100$ mmと図6(b)の $x_h=150$ mmとはそれぞれ図5(a)の $P_A/P_m=1.7\%$ と図5(b)の $P_A/P_m=3.5\%$ とほぼ同等と推定される。しかし図6(a)の $x_h=50$ mmに対する $x_h=100$ mmおよび図6(b)の $x_h=50$ mmに対する $x_h=150$ mmの実験による温度分布パターンと計算による温度分布の変化はそれぞれ図5(a)の $P_A/P_m=1\%$ に対する $P_A/P_m=1.7\%$ および図5(b)の $P_A/P_m=1.7\%$ に対する $P_A/P_m=3.5\%$ と違っている。図6(b)の $x_h=150$ mmは図5(b)の $P_A/P_m=3.5\%$ よりも $P_A/P_m=5\%$ (変位振幅は約3倍)に近い。この違いはスタック位置によって変化する圧力や変位振幅の軸方向のこう

Fig. 7 Effect of stack length L_s

配などに関係する他の要因が影響しているためと考えられる。ただ、変位振幅に対する基本的な傾向は一致しており、変位振幅が重要な因子であることには変わりはない。

3・2・3 スタック長さ スタック内では往復運動する流体要素が形成する微小なサイクルがカスケード的につながりスタック板を仲介して熱が低温端から高温端へと輸送される⁽¹¹⁾。この熱輸送機構から変位振幅とスタック長さ L_s によって決まる低温端から高温端までのカスケードサイクルの段数が温度分布に影響を与えているものと予測される。図7はスタック位置以外を同じ条件にして行った実験を(a)高温端位置を基点としてスタック長さを変化させた場合、(b)低温端位置を基点とした場合の結果を示したものである。図上の表中の L_s の欄には表1のスタック番号も記した。図7(a), (b)の $L_s=150$ mmは同じデータである。いまスタック内の平均速度振幅を u_m とおくと平均変位振幅は u_m/ω であるので、平均的なカスケードサイクルの段数は $St_m/2$ と書くことができる。ここで $St_m = \omega L_s / u_m$ はストローハル数を表す。式(5)を用いて、図7の各条件を St_m の大きいほうから並べると、図7(a), (b)の $L_s=150$ mm, (a)の $L_s=100$ mm, (b)の $L_s=100$ mm, (a)の $L_s=50$ mm, (b)の $L_s=50$ mmの順となる。なお速度振幅はスタックの中央位置で代表させた。したがって、図7(a), (b)を通して見ると、ストローハル数が減少するに従って実験による温度分布はパターン [D] から [C] を経て [A] へと変化する、実験と計算との差異は減少していく。ストローハル数は変位振幅が増大しても減少するので、ここまでのシステムパラメータはストローハル数でまとめることができる。

3・2・4 周波数 式(5)の右辺において $k_0 x$ が十分に小さいとき $u_A \sin(k_0 x)$ は $u_A k_0 x$ で近似できる。いまスタック内の代表位置(中央)を x_m とおくと、代

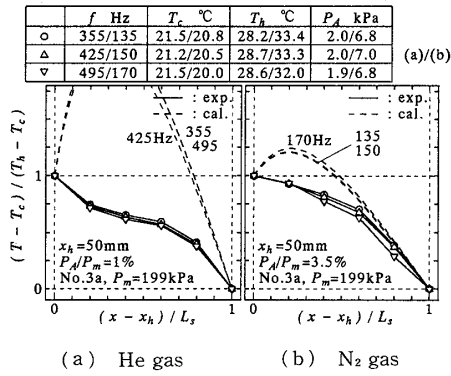


Fig. 8 Effect of acoustic frequency f

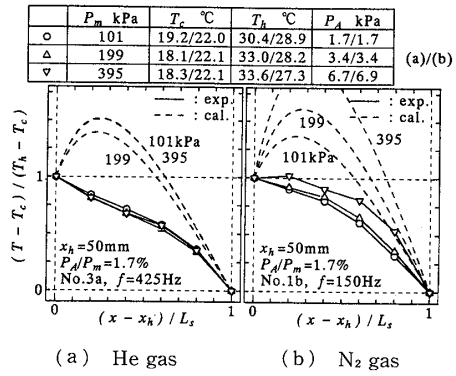


Fig. 10 Effect of mean pressure P_m

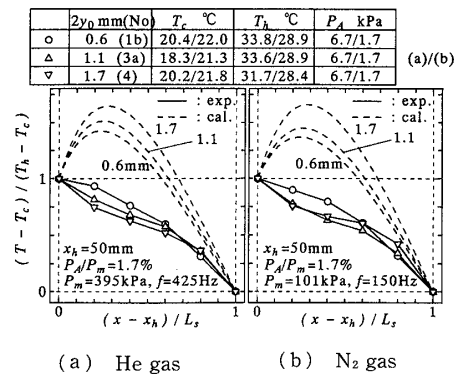


Fig. 9 Effect of stack-plate spacing $2y_0$

表速度振幅は $u_m = u_A k_0 x_m$ となり、ストローハル数は $St_m = a_0 L_s / (u_A x_m)$ となる。同じ作動流体を用い温度帯もほぼ同じであることから a_0 はほぼ一定、 P_A / P_m と $x_h(x_m)$ も固定しているので $u_A x_m$ も一定となる。すなわち、ストローハル数は周波数に関係なく一定となる。周波数変化の結果を図8に示す。図8の条件では $k_0 x$ は0.2であるので近似的にストローハル数がほぼ一定とみなされる。図8(a)ヘリウムも図8(b)窒素も周波数が変わっても実験、計算ともほぼ同じ温度分布を呈しており、ストローハル数が温度分布パターンや実験と計算の差異に影響を与える特性パラメータの一つであることがこれからもわかる。

3・2・5 スタック板間隔 ここまでは流体要素がスタック板との間で行う熱の授受の回数(カスケードサイクルの段数)に影響するパラメータについて述べてきたが、ここからは流体要素とスタック板との間の伝熱に影響すると考えられるパラメータについて検討する。図9はストローハル数がほぼ一定のもとでスタック板間隔 $2y_0$ を変化させたときの結果で、(a)がヘリウム、(b)が窒素のときのものである。実験による温度分布は図9(a)、(b)ともに板間隔が増すことによってパターン[C]から[D]へと変化する。計算による温度分布のほうは高温域のピークが板間隔が広

がると高くなり、実験との差異がわずかながら増大する傾向にある。いま、流体要素とスタック板との局所の法線方向伝熱に関する理論上のパラメータである振動温度境界層厚さで正規化した板間隔 y_0 / δ_κ を $2y_0 = 0.6, 1.1, 1.7$ mmの順に示すとおおむね図9(a)のヘリウムのときには1.7, 2.9, 4.5, 図9(b)の窒素のときは1.4, 2.5, 3.9となり、単に物理的な板間隔だけでなく、この点からも図9(a)と図9(b)は比較的近い条件にあるといえる。ここで $\delta_\kappa = (2\kappa/\omega)^{1/2}$ は振動温度境界層厚さ、 κ は熱拡散率を表す。図9(a)、(b)のほぼ同等の正規化板間隔の分布が互いに実験、計算とも定量的にもよく一致していることから正規化スタック板間隔 y_0 / δ_κ が分布パターンおよび実験と計算との差異に影響を与える特性パラメータの一つであることが実験的にも確認された。

3・2・6 平均圧力 この正規化板間隔 y_0 / δ_κ は平均圧力 P_m によっても変化する。図10(a)、(b)はそれぞれ図9(a)の $2y_0 = 1.1$ mm, 図9(b)の $2y_0 = 0.6$ mmのスタックを用い、他は同じ条件として平均圧力を変化させたときの結果で、図10(a)の $P_m = 395$ kPaと図10(b)の $P_m = 101$ kPaが図9と同じデータである。ここでもストローハル数は図10(a)、(b)でほぼ同等である。正規化板間隔は $P_m = 101, 199, 395$ kPaの順に図10(a)ヘリウムのときは1.5, 2.1, 2.9, 図10(b)窒素のときは1.4, 2.0, 2.8であり、その範囲はおおむね図9の $2y_0 = 0.6 \sim 1.1$ mmの範囲に相当する。しかし図10は図9と様相を異にする。図10(a)の場合、図9(a)とは違って平均圧力が変化しても実験による温度分布はごくわずかな変化しか観察されず、 $P_m = 395$ kPaのときパターン[D]の傾向がわずかに見て取れるだけでほとんどパターン[C]のままといえる。計算も $P_m = 199$ kPaのとき少し異なるが $P_m = 101$ kPaと395 kPaのときはまったく一致する。他方、図10(b)の窒素の場合実験による分布は

平均圧力が変化してもパターン [C] のままで変わらず、やはり図 9(b)とは違った変化の仕方となっている。計算のほうは y_0/δ_x の範囲が狭いにもかかわらず図 9(b)よりも大きく変化する。Swift モデルにおいては平均圧力とスタック板間隔は y_0/δ_x の関係でしか影響を与えず、両者による変化は同値として扱われる。しかし実際には平均圧力による振動温度境界層厚さ δ_x の変化とスタック板間隔 $2y_0$ の変化とは同値でなく、 y_0/δ_x 以外の別の関係でも扱う必要があることがわかる。

4. 考 察

ここまで実験と計算との差異については定性的に触れるだけに止めてきたので、本章では式(2)を用いて定量化した差異 ΔT^* と定性的な観察に基づいた特性パラメータとの関係について述べる。まず図 11 は表 1(a) Type A の各スタックにおける実験と計算との差異を作動流体とスタック長さで分類してストローハル数 St_m の関数として示したものである。ここで、ストローハル数および後述のペクレ数の算出に必要な u_m の推定には Swift モデルの計算の結果から得られるスタック両端の速度振幅 u_c , u_h の算術平均, $u_m = (u_c + u_h)/2$, を用いた。作動流体やスタック長さによって差異のストローハル数に対する傾きが異なるこ

と、また同一の作動流体、スタック長さ、ストローハル数でもかなりばらつくことが認められるが、ストローハル数が大きくなるに従い指数関数的に差異が増大する傾向が明確に見て取れる。Swift モデルが基本的に局所の流体要素の現象を熱力的観点から説明していることと、ストローハル数が小さいときに実験と計算がよく一致するという図 11 の結果とから、Swift モデルは本質的に short stack model であり、スタック板を仲介した熱の受け渡しの機構、すなわち伝熱機構、を十分には説明できないと考えられる。

次に同一のストローハル数におけるスタック板間隔や平均圧力と作動流体による物性値(具体的には熱拡散率 κ)の影響による差異の変化に着目して検討する。図 12 は $St_m = 45 \sim 65$ のデータを振動境界層での伝導伝熱に関する特性パラメータ $R_\omega Pr = 2(y_0/\delta_x)^2$ で整理したものである。ここで $R_\omega = \omega y_0^2/\nu$ は振動レイノルズ数、 ν は動粘性係数、 Pr はプラントル数を表す。同じデータを管内定常流の伝熱についての特性パラメータであるペクレ数 $Pe_m = u_m y_0/\kappa$ で整理すると図 13 のようになる。図 12 と図 13 において差異はともに $R_\omega Pr$ あるいは Pe_m が増大するに伴い増大する。ただ全体的なデータのまとまりは $R_\omega Pr$ (図 12) より Pe_m (図 13) のほうが優れており、依然として速度振幅 u_m への依存性が残っていることがわかる。これらストローハル数とペクレ数はともに Swift モデルには

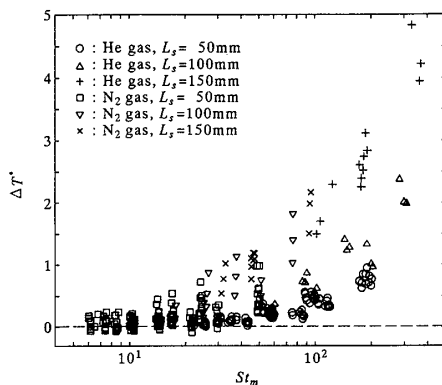


Fig. 11 Discrepancy vs. Strouhal number

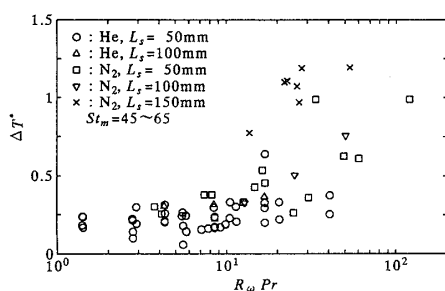


Fig. 12 Discrepancy vs. oscillation Reynolds number

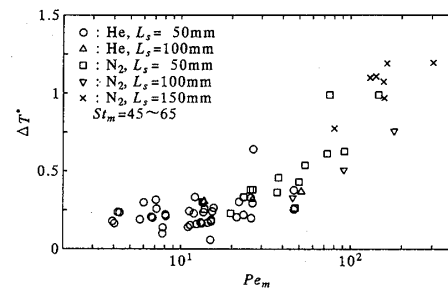


Fig. 13 Discrepancy vs. Peclet number

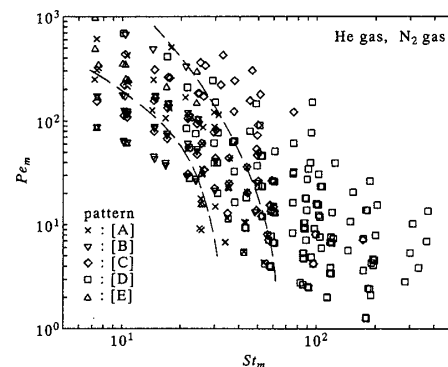


Fig. 14 Temperature-distribution pattern map

現れない特性パラメータであり、強制対流的な伝熱の介在を示唆している。特にストローハル数の影響が大きく、解析モデルの改良に当たってはこの点を考慮することが必要である。

図14にヘリウムと窒素の実験における温度分布パターンをまとめてストローハル数とペクレ数によって整理したものを示す。種々の分布パターンが混在した領域が広くて明確には区分できないが、ストローハル数あるいはペクレ数が大きい領域にはパターン [C] (\diamond), [D] (\square) が分布し、小さい領域にはパターン [C] の逆の [E] (\triangle), [D] の逆の [B] (∇) が、そして中間域ではパターン [A] (\times) が分布する傾向があり、温度分布パターンとこれらのパラメータとに相関関係が存在していることが認められる。また図14でのパターンの分布の仕方を見ると、代表的なパターンとして [B] と [D] をあげることができ、他のパターンは遷移域のものと考えられる。ところで、温度分布パターンはスタック内の伝熱機構を直接的に反映したものであるから、この面からもストローハル数とペクレ数がスタック内の伝熱の状態を表すパラメータであることがわかる。また目安として図14中に破線で示したパターン [A] が出現する領域の形から温度分布パターンの変化に対してもストローハル数のほうが支配的であることがわかる。

以上の議論の適用例として、第1報⁷⁾においても解析モデル改良のアイテムの一つとして取り上げた微小な定常流による強制対流伝熱の効果を考慮したときの計算と実験との差異を図15に示す。実験データは図11と同じものである。ここで定常流の流速 u_s は次式(6)において $x=x_m$ (スタック中央位置) のときの値を用いた。

$$u_s = -(3/4)\omega^{-1}udu/dx \dots\dots\dots (6)$$

この式(6)は式(5)で与えられる定在波速度振幅 u の分布があるときの振動境界層外縁の音響流の流速を与える式であり⁽¹²⁾、その流速 u_s は速度振幅 u よりもおおむね2けた小さくなる。この微小な定常流の効果によって図11の差異が図15のように顕著に減少する。式(6)からわかるように流速 u_s は速度振幅 u に依存しており、図15の結果は先に述べた差異の速度振幅への依存性の強さを裏付けるものであり、また音響流を考慮した解析モデルの有効性を示している。ただ音響流はストローハル数やペクレ数に含まれる速度振幅だけに着目したもので、図15から推測されるように、より正確に熱音響現象を予測するためにはさらに他の因子の影響も考慮することが必要である。特に、ストローハル数の大きな領域に現れるパターン

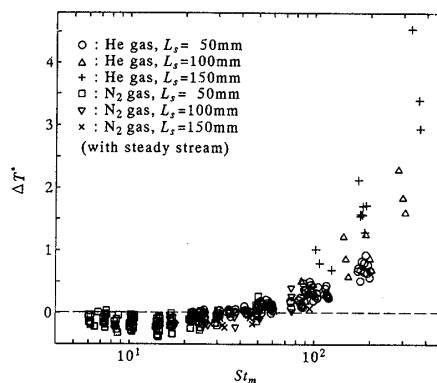


Fig. 15 Improvement by means of acoustic streaming effect

[D] の分布はスタック両端付近と中間域とは異なる伝熱機構が支配的となっていることが考えられる。

5. 結 言

音響共鳴管内のスタック軸方向温度分布の実験から、分布パターンおよび実験と計算との差異はストローハル数とペクレ数によって整理することができ、スタック内の熱輸送機構に強制対流的な伝熱が介在していることを明らかにした。

本研究は平成9年度文部省科学研究費補助金 [基盤研究(C)No. 09650257] により行われた。ここに記し謝意を表す。また研究遂行に当たり関西大学工学部梅川尚嗣助手に協力いただいたことを記し謝意を表す。

文 献

- (1) Wheatly, J., Hofler, T., Swift, G. and Migliori, A., *J. Acoust. Soc. Am.*, **74**-1(1983), 153-170.
- (2) Garrett, S. L., Adef, J. A. and Hofler, T. J., *J. Thermophys. Heat Transf.*, **7**-4(1993), 595-599.
- (3) Garrett, S. L. and Swift, G. W., *Prec. 7th ICSC*, (1995), 23-28.
- (4) 小澤守, 超音波テクノ, **9**-6(1997), 27-31.
- (5) 河本明・小澤守・片岡真記・瀧藤知成, 冷論, **13**-2(1996), 155-166.
- (6) Swift, G. W., *J. Acoust. Soc. Am.*, **84**-4(1988), 1145-1180.
- (7) 河本明・小澤守・有川富貴, 機論, **63**-605, B(1997), 290-298.
- (8) Atchley, A. A., *J. Acoust. Soc. Am.*, **92**-5(1992), 2907-2914.
- (9) Olson, J. R. and Swift, G. W., *J. Acoust. Soc. Am.*, **98**-5(1995), 2690-2693.
- (10) Amemiya, K., Azumi, T., Takahashi, K., Motonari, K. and Yano, K., *Proc. 8th Jpn. Symp. Thermophys. Propert.*, (1987), 167-170.
- (11) 例えば, 文献(6)の Fig. 14, 1161.
- (12) Lightill, J., *J. Sound Vib.*, **61**-3(1978), 391-418.