研究論文

熱音響理論を用いた積層金網再生器の
エネルギー変換効率の数値計算上田 祐樹^{*1†}, Irna FARIKHAH^{*2}Calculation of the Energy Conversion Efficiency of a Stacked-Screen Regenerator
using Thermoacoustic TheoryYuki UEDA^{*1†} and Irna FARIKHAH^{*2}

Synopsis: A simple numerical method to calculate the performance of a stacked-screen regenerator is proposed. The method is based on a well-known thermoacoustic theory but uses some empirical factors that were determined by the measurement of viscous losses in stacked-screen regenerators. The efficiency of the energy conversion in a stacked-screen regenerator is calculated using the method and compared with the experimental results. Furthermore, a comparison of the numerically calculated efficiencies in stack-screen and tube-array regenerators is performed.

Keywords: thermoacoustic energy converter, performance calculation, thermoacoustic theory

1. はじめに

再生器を有する機器としてスターリングエンジン・冷凍機、パルス管冷凍機、GM 冷凍機、熱音響エンジン・冷凍機があげられる。これら機器の共通点は振動流を用いて熱から仕事へもしくは仕事から熱へのエネルギー変換を行う点にある。

熱音響理論¹⁾では流体力学の基礎方程式をいくつかの仮定のもと整理し、再生器をエネルギー変換器とみなし解析を行う²⁾。仮定の中の一つに「再生器内の流路が一樣である」がある。一方、実機において積層した金網が一般的に再生器として用いられており、その内部流路は一樣ではなく複雑である。つまり、熱音響理論を用いて実機の再生器内で起こるエネルギー変換を議論するためには、積層金網再生器のモデル化が必要となる。

Ueda らは実験的に再生器内の音速を測定し、音速か

ら再生器内の複雑流路を一樣な流路にモデル化した場合の「等価流路」に関する実験式を提案した³⁾。また、Obayashi らは再生器内の速度振幅に依存する粘性損失を測定し、Tanaka が提案する実験式⁴⁾と前述の Ueda の実験式を組み合わせた粘性損失を計算する実験式を提案した⁵⁾。以後この実験式を Tanaka-Ueda-Obayashi(TUO) の式と呼ぶことにする。

本研究では積層金網再生器のエネルギー変換効率を熱音響理論に基づいて解析するために、TUO の式を従来の熱音響数値計算手法^{6),7)}に組み込む方法を提案する。さらに、提案手法を用いて Backhaus と Swift によって 1999 年に作成された熱音響エンジン⁸⁾のエネルギー変換効率を計算し、流路の複雑化がエネルギー変換効率に与える影響を明らかにする。

第 2 章の前半では熱音響理論を用いた数値計算の概要を示し、その後半では TUO の式を数値計算に組み込む手法を示す。第 3 章では提案手法を用いた計算と実験の比較を行う。第 4 章では熱音響エンジンの再生器内で起こっているエネルギー変換に関する数値計算を行い、一樣流路の場合の結果と複雑流路の場合の結果の比較を行う。第 5 章で結果をまとめる。

2. 数値計算方法

本研究では再生器を **Fig. 1** のように x 軸に沿って n 分割し、圧力の振動成分 P と断面平均速度の振動成分 U を

Received September 1, 2016

東京農工大学

〒184-8588 東京都小金井市中町 2-24-16

Tokyo University of Agriculture and Technology, Nakacho

2-24-16, Koganei, Tokyo 185-8588, Japan

Department of Physics Education, Faculty of Education of Mathematics and Natural Sciences, The University of PGRI Semarang, Jl. Lontar No. 1, Jl. Sidodadi Timur, Karangtempel, Semarang Tim., Kota Semarang, Jawa Tengah, Indonesia

[†] E-mail: uedayuki@cc.tuat.ac.jp

DOI: 10.2221/jcsj.51.403

Fig. 1 A model of the regenerator.

x 軸に沿って数値積分する。数値積分には P と U に関する伝達マトリックスを利用する。伝達マトリックスの各成分の算出には熱音響理論で用いられている基礎方程式と大林らが提案した TUO の式を用いる。本章では始めに熱音響理論で用いられる 2 つの基礎方程式を示し、次に大林らの式を示す。その後、3 つの式を組み合わせることで得られる伝達マトリックスを示す。

2.1 熱音響基礎方程式

熱音響理論で用いられている基礎方程式は Rott により導出された⁹⁾。Rott はナビエ・ストークスの式を非圧縮、層流などの仮定をもちいて簡略化して以下の式を得た。

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{i\omega\rho_m}{1-\chi_\nu}U. \quad (1)$$

詳しい仮定の内容や式の導出は Rott⁹⁾ の論文を参考にしたい。式中の x は流体の振動方向の位置、 ω は振動の角振動数、 ρ_m は作動流体の時間平均密度である。 χ_ν は粘性の影響で流路断面内に速度依存性ができることを解析的に解いた結果得られる複素関数で、気体の物性値および作動流体が振動する流路の径に依存する。Rott は式を導出する際に流路が一樣（例えば円管や平行平板間）であることを仮定している。本研究で取り扱う再生器ではこの仮定が成り立たないため、後述するように、この式に追加項を導入する。なお、円管の場合、 χ_ν は円管の内半径 r_0 と ω 、作動流体の動粘性係数 ν を用いて定義される

$$\omega\tau_\nu = \omega r_0^2 / 2\nu \quad (2)$$

に依存し、

$$\chi_\nu = \frac{2J_1[(i-1)\sqrt{\omega\tau_\nu}]}{(i-1)\sqrt{\omega\tau_\nu}J_0[(i-1)\sqrt{\omega\tau_\nu}]} \quad (3)$$

と書ける。ここで J_1 と J_0 はそれぞれ、一次とゼロ次のベッセル関数である。

連続の式がエネルギーの式（熱輸送の一般式¹⁰⁾）と断面

平均温度変動 $\langle T \rangle$ を通して組み合わせられ、次の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dT_m}{dx} = & -\frac{i\omega[1+(\gamma-1)\chi_\alpha]}{\gamma P_m}P \\ & + \frac{\chi_\alpha - \chi_\nu}{(1-\chi_\nu)(1-\sigma)}\frac{1}{T_m}\frac{dT_m}{dx}U. \end{aligned} \quad (4)$$

この式の導出法も Rott⁹⁾ の論文を参考にさせていただきたい。ここで T_m は流路壁の温度であり、 $\langle T \rangle$ の時間平均値に等しい。また、 χ_α は圧力変動により引き起こされる温度変動の流路断面方向の依存性を解析的に解くことで得られる複素関数である。円管の場合、 χ_α は r_0 、 ω 、作動流体の熱拡散率 α で定義される

$$\omega\tau_\alpha = \omega r_0^2 / 2\alpha \quad (5)$$

に依存し、

$$\chi_\alpha = \frac{2J_1[(i-1)\sqrt{\omega\tau_\alpha}]}{(i-1)\sqrt{\omega\tau_\alpha}J_0[(i-1)\sqrt{\omega\tau_\alpha}]} \quad (6)$$

と書ける。

2.2 伝達マトリックス:一様流路

式 (1) と式 (4) を x 軸に沿って数値積分することで、 P と U の x 軸方向の分布を得る。数値積分のため、式 (1) と式 (4) を差分化し、行列の形で書くと

$$\begin{pmatrix} P_{l+1} \\ U_{l+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_l \\ U_l \end{pmatrix} + \Delta x \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}_l \begin{pmatrix} P_l \\ U_l \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$a_{11} = 0$$

$$a_{12} = -\frac{i\omega\rho_m}{1-\chi_\nu}$$

$$a_{21} = -\frac{i\omega[1+(\gamma-1)\chi_\alpha]}{\gamma P_m}$$

$$a_{22} = \frac{\chi_\alpha - \chi_\nu}{(1-\chi_\nu)(1-\sigma)}\frac{1}{T_m}\frac{\Delta T_m}{\Delta x}$$

となる。ここでは説明の簡略化のため 1 次のオイラー法を用いたが、精度が必要な計算には 4 次のルンゲクッタ法を用いる。 l は再生器を x 軸に沿って n 分割した時の l 番目の要素における諸量であることを意味し、 Δx は再生器の長さを n で割った値である (Fig. 1 参照)。各行列要素に含まれている ρ_m や χ_ν などの諸量は作動流体の物性値、時間平均温度 T_m および流路径 r_0 が決まれば $\Delta T_m / \Delta x$ 以外の値は決定できる。したがって、 $\Delta T_m / \Delta x$ が求められれば、行列の各成分 a_{ij} は決まり、数値積分が可能となる。

できるだけ高い効率を実現するように作成された装置の再生器は可能な限り断熱されている。この条件を数値計算に導入するために、再生器内の全エネルギー流を考える。Rott¹¹⁾ によると、全エネルギー流は

$$H = \frac{A_1}{2} \text{Re} \left[P \tilde{U} \left(1 - \frac{\chi_\alpha - \tilde{\chi}_\nu}{(1+\sigma)(1-\tilde{\chi}_\nu)} \right) \right] + \theta \frac{dT_m}{dx} \quad (8)$$

$$\theta = \frac{A_1 \rho_m c_p |U|^2}{2\omega(1-\sigma^2)|1-\chi_\nu|^2} \text{Im} [\chi_\alpha + \sigma \tilde{\chi}_\nu] - \sum_{i=1}^3 A_i \kappa_i,$$

と書ける．ここで A と κ は断面積と熱伝導率であり，添え字の $i = 1$ は作動流体， $i = 2$ は再生器を構成している材料， $i = 3$ は再生器を内封している管を指す． H の単位は W である．再生器が完全に環境と断熱できていれば H は熱力学第 1 法則より一定となる．このことから，この式を変形することで温度勾配が計算できる．式 (8) を差分化して温度勾配に関してまとめると

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta x} = \frac{H - \frac{A_1}{2} \text{Re} \left[P \tilde{U} \left(1 - \frac{\chi_\alpha - \tilde{\chi}_\nu}{(1+\sigma)(1-\tilde{\chi}_\nu)} \right) \right]}{\theta} \quad (9)$$

となる． P と U および T_m に関する境界条件が与えられると式 (7) と式 (9) を同時に計算することで， P と U の空間分布および T_m の分布が計算できる．詳しい計算方法は参考文献⁷⁾を参考にさせていただきたい．

2.3 伝達マトリックス・複雑流路

Obayashi らは速度振幅 $|U|$ と圧力振幅 $|P|$ を変えながら再生器内で生じる音響パワー W の減少量を測定した⁵⁾．音響パワーは振動流れによって単位時間に輸送される力学的エネルギーであり，

$$W = A_1 f \oint P U dt = \frac{A_1}{2} \text{Re}[P \tilde{U}] \quad (10)$$

と定義される．彼らの測定結果は温度勾配 dT_m/dx がゼロの場合，音響パワーの減衰率が

$$\frac{dW}{dx} = \frac{-A_1}{2} \left(\frac{0.8\rho_m}{d_h} |U| - \text{Im} \left[\frac{\omega\rho_m}{1-\chi_\nu} \right] \right) |U|^2 \quad (11)$$

となることを示した．この場合の χ_ν を算出するのに必要な再生器内の流路として，水力直径 d_h と再生器を構成する金属細線の直径 (線径) d_{wire} から計算される

$$r_0 = \frac{\sqrt{d_h d_{wire}}}{2} \quad (12)$$

を用いる³⁾．

音響パワーの定義 (式 (10)) から dW/dx を計算すると

$$\frac{dW}{dx} = \frac{A_1}{2} \left(\text{Re} \left[\frac{dP}{dx} \tilde{U} \right] + \text{Re} \left[\tilde{P} \frac{dU}{dx} \right] \right) \quad (13)$$

となる．ここで流路の断面積 A_1 は一定とした．Obayashi の実験では $dU/dx \sim 0$ が示されているので

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dx} &\sim \frac{A_1}{2} \left(\text{Re} \left[\frac{dP}{dx} \tilde{U} \right] \right) \\ &= \frac{A_1}{2} \left(\text{Re} \left[\frac{dP}{U dx} \right] \right) |U|^2 \end{aligned} \quad (14)$$

となる．式 (11) と式 (15) を比較することで

$$\text{Re} \left[\frac{dP}{U dx} \right] \sim -\frac{0.8\rho_m}{d_h} |U| + \text{Im} \left[\frac{\omega\rho_m}{1-\chi_\nu} \right] \quad (15)$$

が得られる．一方，式 (1) より一様流路では

$$\text{Re} \left[\frac{dP}{U dx} \right] = \text{Im} \left[\frac{\omega\rho_m}{1-\chi_\nu} \right] \quad (16)$$

となる．これらの事をまとめると，再生器内では速度に比例して大きくなる流動抵抗に相当する実数の $-\frac{0.8\rho_m}{d_h} |U|$ をナビエ・ストークスの式に追加することで Obayashi らの実験結果を数値計算に取り込むことができる．そこで積層金網再生器内では式 (1) の代わりに

$$\frac{dP}{dx} = - \left(\frac{i\omega\rho_m}{1-\chi_\nu} + \frac{0.8\rho_m}{d_h} |U| \right) U \quad (17)$$

を数値計算に使うことを我々は提案する．

一様流路の場合は式 (4) と書ける連続の式を積層金網再生器内で使用できるかどうかを検討するために必要な実験結果は少ない．Hasegawa らは大気圧空気をを用いた実験において速度振幅 $|U| = 2 \text{ m/s}$ の時，積層金網再生器内で振動流によって運ばれる熱量を測定した¹²⁾．結果は積層金網再生器でかつ温度勾配が有限な条件においても式 (4) の導出に用いた断面平均温度 $\langle T \rangle$ に基づいて算出される熱量の理論値と実験値が良く一致することを示していた．このことから本論文では複雑流路内においても連続の式として式 (4) を用いることとする．実機との定量的な比較を行う場合などにはこの点に関して修正する必要があるかもしれない．式 (4) を用いたのと同じ理由で全エネルギー流 H に関する式 (8) も用いることとする．以上をまとめると，積層金網再生器に関する数値計算に用いる伝達マトリックスは以下のように書ける．

$$\begin{pmatrix} P_{l+1} \\ U_{l+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_l \\ U_l \end{pmatrix} + \Delta x \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{pmatrix}_l \begin{pmatrix} P_l \\ U_l \end{pmatrix} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} b_{11} &= 0 \\ b_{12} &= -\frac{i\omega\rho_m}{1-\chi_\nu} - \frac{0.8\rho_m}{d_h} |U| \\ b_{21} &= -\frac{i\omega[1+(\gamma-1)\chi_\alpha]}{\gamma P_m} \\ b_{22} &= \frac{\chi_\alpha - \chi_\nu}{(1-\chi_\nu)(1-\sigma)} \frac{1}{T_m} \frac{\Delta T_m}{\Delta x} \end{aligned}$$

3. 実験と数値計算の比較

3.1 Obayashi の実験結果との比較

Obayashi らは振動流場中に両端に温度差 ΔT がついた積層金網再生器の設置し，再生器前後での音響パワー W

を測定した⁵⁾。その結果から、再生器前後の音響パワーの変化量 ΔW の速度振幅 $|U|$ 依存性および温度差 ΔT 依存性を調べた。彼らが使用した金網は 30 メッシュのステンレス鋼製であり、その長さは 40 mm、線径は 0.22 mm、空隙率は 0.78 であった。これら諸量から水力直径と等価流路を算出し、式 (18) および式 (8) を用いて数値計算を行い、実験結果と比較した。実験条件にならい、計算における P と U に関する境界条件は再生器高温端から 0.1 m 離れた位置において温度が室温かつ音響インピーダンス P/U が $\rho_m c$ とした。ここで c は断熱音速である。なお、駆動周波数は 44 Hz、作動流体は大気圧空気であった。

Fig. 2 に Obayashi らの実験結果⁵⁾ をシンボルで、数値計算の結果を実線で示した。シンボルの違いは温度差条件の違いによる。横軸には再生器両端における速度振幅の平均値 $|V| = 0.5 \times (|U_H| + |U_C|)$ を取り、縦軸には両端での音響パワーの差 $\Delta W = W_H - W_C$ を取った。ここで添え字の H と C はそれぞれ再生器の高温端と低温端での値を意味する。 ΔW が正の値の時、低温側の音響パワーより高温側での音響パワーの方が大きいことを意味し、負の時はその反対である。この図から分かるように、すべての温度差において、シンボルと実線は定性的に一致している。例えば、 $\Delta T = 150$ K の時の結果に注目すると、 $|V|$ が小さいときには ΔW が正になり、 $|V|$ が増加すると、 ΔW が負になるという実験結果が数値計算により再現されている。

3.2 Backhaus の実験結果との比較

熱音響スターリングエンジン^{8), 13)} の再生器内で行われるエネルギー変換に関して、Backhaus らの実験結果と数値計算結果を比較した。計算対象とする熱音響スターリングエンジンの主だった諸元は以下の通りである。作動流体はヘリウム、平均圧力は 3.1 MPa、駆動周波数は 84.12 Hz。再生器低温端の温度は 330 K、高温端の温度は 998 K。低温端の値については詳しい記述がないため、他の資料¹⁴⁾ より推定した。再生器には 120 メッシュ金網が 7.3 cm の高さに積まれたものが使用されており、線径 d_{wire} は 0.065 mm、空隙率は 0.72、水力直径は 0.042 mm となる。実験に基づいて報告されている結果¹³⁾ は以下の通りである。入力熱量は 4.0 kW、再生器における音響パワー増幅量 ΔW は 1.63 kW、輻射や熱伝導、音響流による対流を原因とした熱損失は 0.4~0.6 kW。

境界条件として再生器内の低温端において圧力振幅 $|P|$ と速度振幅 $|U|$ をそれぞれ、311 kPa, 1.92 m/s、圧力変動と速度変動の間の位相差は 12.28° として計算を行った。これらの値は資料¹⁴⁾ を参考に決めて決めた。実験における入力熱量 4.0 kW に対して、入力熱量の計算結果は 3.31 kW で

Fig. 2 The acoustic power gain. The difference of acoustic power at the hot and cold ends of the regenerator is shown as a function of the average velocity amplitude $|V|$. The symbols show the experimental results⁵⁾ and the lines show the calculation results based on Eqs. (18) and (8).

あった。実験における熱損失が 0.4~0.6 kW であったことを考慮すると、入力熱量に関しては 10% 程度かそれ以下の誤差で数値計算結果は彼らの実験結果に一致している。一方、出力に関しては実験における ΔW が 1.63 kW であったのに対して数値計算により得られた ΔW は 1.86 kW であった。つまり、数値計算結果は実験値に対して 14% 高い値であった。まとめると、本研究で提案した手法は入力熱量については 10% 程度の誤差で、出力に対しては 15% 程度の誤差で評価できるといえる。

4. 流路の複雑化が再生器におけるエネルギー変換効率に与える影響

本章では式 (7) を用いた計算結果と式 (18) を用いた数値計算を比較することで、流路の複雑化が熱音響エンジンのエネルギー変換効率へ与える影響を議論する。計算の対象は 3.2 節で対象とした熱音響スターリングエンジン^{8), 13)} の再生器内とする。境界条件も同様に再生器内の低温端において圧力振幅 $|P|$ と速度振幅 $|U|$ をそれぞれ、311 kPa, 1.92 m/s、圧力変動と速度変動の間の位相差は 12.28° とし、低温端の温度は 330 K、高温端の温度は 998 K とした。

数値計算結果を **Table 1** の結果番号 1 の欄に示す。再生器におけるエネルギー変換効率 (Efficiency of Energy Conversion: EEC) を $\Delta W / (\text{入力熱量})$ と定義した。なお、複雑流路 (stacked screens) の場合の計算結果は 3.2 節に記述した結果と同じである。低温端における P と U を入力条

Table 1 The calculated performance of the energy conversion in stacked-screen and tube-array regenerators. The values of the input heat, ΔW , and the efficiency of energy conversion (EEC) were the calculated results, whereas the values of $|P_C|/|U_C|$, the hot-end temperature, and the cold-end temperature were the input conditions for the calculations.

Result number	1		2		3		4	
type of regenerator	stacked screens	array of tubes	stacked screens	array of tubes	stacked screens	array of tubes	stacked screens	array of tubes
$ P_C / U_C $	$\sim 30\rho_m c$	$\sim 30\rho_m c$	$\sim 10\rho_m c$	$\sim 10\rho_m c$	$\sim 30\rho_m c$	$\sim 30\rho_m c$	$\sim 10\rho_m c$	$\sim 10\rho_m c$
hot end temp.	998K	998K	998K	998K	500K	500K	500K	500K
cold end temp.	330K	330K	330K	330K	330K	330K	330K	330K
input heat	3.31 kW	3.53 kW	2.6 kW	3.3 kW	1.8 kW	1.9 kW	1.6 kW	1.8 kW
ΔW	1.86 W	2.09 kW	1.0 W	1.7 kW	0.40 kW	0.50 kW	0.20 kW	0.42 kW
EEC	$E_1=0.56$	$E_2=0.59$	$E_3=0.39$	$E_4=0.51$	$E_5=0.23$	$E_6=0.27$	$E_7=0.13$	$E_8=0.23$

件としたので、一様流路の方が散逸が少ない分だけ、音響パワーの増幅量も大きくなり、結果的に入熱量も大きくなっていることが Table 1 から分かる。これは高温端における音響パワーに入熱量がおおよそ比例するためである。エネルギー変換効率に注目すると複雑流路に比べて一様流路の方が 3% 改善している。この効率の 3% 分が流路の複雑化による効率の低下量といえる。

流路の複雑化による効率低下が 3% 程度に抑えられた要因は速度振幅にある。式 (17) が示すように、流路の複雑化による流動抵抗の増加は速度振幅に比例する。今回考えた境界条件では再生器低温端における圧力振幅 311 kPa に対して速度振幅は 1.92 m/s であった。これは圧力と速度の比で与えられる音響インピーダンスを用いて考えると $|P|/|U| \sim 30\rho_m c$ に相当する。つまり、圧力振幅に比べて流速振幅が小さい条件を入力した場合は、流路の複雑化がエネルギー変換効率に与える影響は数% であるといえる。

音響インピーダンスが小さい条件において流路の複雑化がエネルギー変換効率にどの程度影響を与えるのかを明らかにするために一般的な熱音響エンジンで実現されている $|P|/|U| \sim 10\rho_m c$ の条件での計算を行った。入力条件は圧力振幅と流速振幅をそれぞれ上記の値の 1.7 分の 1 倍と 1.7 倍とすることで実現した。

計算の結果を Table 1 の結果番号 2 欄に示した。以後の議論を進めるに当たり、各条件のエネルギー変換効率に関する計算結果に記号 E_i を与えた。Table 1 欄 2 から分かるように、 $|P|/|U| \sim 10\rho_m c$ の条件では、流路の複雑化が効率の低下に大きく寄与する。一様流路であれば、音響インピーダンスの変更による熱効率の低下は 59%(= E_2) から 51%(= E_4) であったのに対して、複雑流路の場合は 56%(= E_1) から 39%(= E_3) へとより大きく低下している。比較的小さい音響インピーダンスのエンジンを設計する

場合には流路の複雑化に伴う効率の低下に注意を払う必要があると言える。

最後に近年盛んに研究されている低温度差 (低 $\Delta T = (T_H - T_C)$) における流路の複雑化によるエネルギー変換効率の低下を調べた。結果は Table 1 の 3,4 欄に記載した。高温端の温度は 500 K とし、再生器低温端において $|P|/|U|$ の値は $30\rho_m c$ と $10\rho_m c$ の 2 種類とした。 $|P|/|U| \sim 30\rho_m c$ の条件でのエネルギー変換効率の値に注目すると、高温端の温度が低くなっても、流路の複雑化による効率低下 ($E_6 - E_5$) は高温の場合の効率低下 ($E_2 - E_1$) に近い。しかし、温度が低いためにエネルギー変換効率の値自体が低いため、その効率低下が性能に与える影響つまり $(E_6 - E_5)/E_6$ は大きい。この傾向は $|P|/|U| \sim 10\rho_m c$ の時により顕著となることが E_7, E_8 の値から分かる。つまり、音響インピーダンスが比較的小さく、高温端と低温端の温度差が小さいときは、流路の複雑化が効率の低下に与える影響は顕著となる。たとえば $|P|/|U| \sim 10\rho_m c$ で温度差が 170 K の時、効率の低下割合 $(E_8 - E_7)/E_8$ は 40% 以上であった。

5. まとめ

Obayashi らが提案した積層金網再生器に関する実験式を組み込んだ熱音響数値計算の手法を提案した。またこの手法を用いて、熱音響エンジンの積層金網再生器で行われるエネルギー変換の効率を数値計算した。数値計算結果は実験結果と 10% 程度の誤差で一致した。さらに、積層金網再生器でのエネルギー変換効率と一様流路を持った再生器でのエネルギー変換効率を比較することで、流路の複雑化が効率に与える影響を明らかにした。具体的には音響インピーダンスが比較的低く、高温端の温度が低いとき、流路の複雑化は効率を 40% 近く低下させることが分かった。

参 考 文 献

- 1) A. Tominaga: “Fundamental Thermoacoustics”, Uchidarokakumo, Tokyo (1998)
富永 昭: 「熱音響工学の基礎」, 内田老鶴圃, 東京 (1998)
- 2) A. Tominaga, “Thermoacoustic theory of regenerator in refrigerator”, TEION KOGAKU **26** (1990) 30–36 (in Japanese)
富永 昭: 「蓄冷器の熱音響理論」, 低温工学 **26** (1990) 30–36
- 3) Y. Ueda, T. Kato and C. Kato: “Experimental evaluation of the acoustical properties of stacked-screen regenerators”, J. Acoust. Soc. Am. **125** (2009) 780–786
- 4) M. Tanaka, I. Yamashita and F. Chisaka: “Flow and heat transfer characteristics of Stirling engine regenerator in oscillating flow”, Trans. Japan Soc. Mech. Eng. Swr. B **55** (1989) 2478–2485 (in Japanese)
田中 誠, 山下 巖, 千坂 文武: 「往復流れ場に置かれたスターリングエンジン用再生器材料の流動および伝熱特性」, 日本機械学会論文集 (B 編) **55** (1989) 2478–2485
- 5) A. Obayashi, S. Hsu and T. Biwa: “Amplitude dependence of thermoacoustic properties of stacked wire meshes”, TEION KOGAKU **47** (2012) 562–567 (in Japanese)
大林 敦, 許 書涵, 琵琶哲志: 「積層ワイヤーメッシュの熱音響特性の振幅依存性」, 低温工学 **47** (2012) 562–567
- 6) Y. Ueda and C. Kato: “Stability analysis for spontaneous gas oscillations thermally induced in straight and looped tubes”, J. Acoust. Soc. Am. **124** (2008) 851–858
- 7) Y. Ueda: “Method of calculating the performance of thermoacoustic devices using thermoacoustic theory”, TEION KOGAKU **47** (2012) 3–10 (in Japanese)
上田祐樹: 「熱音響理論を用いた数値計算の仕方」, 低温工学 **47** (2012) 3–10
- 8) S. Backhaus and G. W. Swift: “A thermoacoustic stirling engine”, Nature **399** (1999) 335–338
- 9) N. Rott: “Damped and thermally driven acoustic oscillations”, Z. Angew. Math. Phys. **20** (1969) 230–243
- 10) L. D. Landau and E. M. Lifshitz: “Fluid Mechanics: 2nd Edition” Elsevier, Burlington (1987).
- 11) N. Rott: “Thermally driven acoustic oscillations, part 3: Second-order heat flux”, Z. Angew. Math. Phys. **26** (1975) 43–49
- 12) S. Hasegawa, Y. Ashigaki and M. Senga: “Thermal diffusion effect of a regenerator with complex flow channels”, Appl. Thermal Engineering **104** (2016) 237–242
- 13) S. Backhaus, E. Tward and M. Petach: “A thermoacoustic-stirling engine: Detailed study”, J. Acoust. Soc. Am. **107** (2000) 3148–3166
- 14) G. W. Swift: “Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators”, Acoustical Society of America, Pennsylvania (2002).

上田祐樹 1977 年 7 月 26 日生まれ. 2005 年 3 月名古屋大学大学院工学研究科博士後期課程修了. 2005 年 4 月–2006 年 9 月 日本学術振興会特別研究員 (PD) として東京大学生産技術研究所で熱音響現象に関する研究に従事. 2006 年 10 月より, 東京農工大学特任助教授を経て, 2011 年 4 月より同大准教授. 調査研究会「応用熱音響研究会」

主査, 低温工学・超電導学会, 日本機械学会, 日本物理学会, 日本音響学会, アメリカ音響学会会員. 博士 (工学).
Irna FARIKHAH 東京農工大学博士後期課程在学中. インドネシア出身.