

JSME Thermal Engineering Division

THERMAL ENGINEERING

TED Newsletter on the WEB

日本機械学会熱工学部門ニュースレター TED Newsletter No.94 September 2021

目 次

1. TED Plaza

- > 遷移沸騰における面内温度不均一に関する研究 原村 嘉彦(神奈川大学),酒井 太誠(株式会社キッツ)
- 最新鋭側方排気型低圧蒸気タービンの開発と検証 田畑 創一朗(三菱パワー株式会社)
- 2. 第 99 期部門組織

3. 行事案内

- 部門企画行事案内
- 部門関連行事案内
- > 国際会議案内
- 4. その他
 - ▶ 編集後記

TED Plaza

遷移沸騰における面内温度不均一に関する研究



原村 嘉彦

神奈川大学 教授 工学部機械工学科 haramy01@kanagawa-u.ac.jp



酒井 太誠

株式会社キッツ

1. はじめに

沸騰伝熱には限界熱流束があり、これを超える熱流束を加えると短時間で伝熱面温度が高温になり、場合によっては伝熱面の損傷が起こる.限界熱流束点を超えて伝熱面温度が上昇すると、 伝熱量は減少する.このように伝熱面温度の上昇に対して熱流束が減少する場合、2節で説明す る逸走型の不安定を生じることは良く知られている.一方で、第3節以降で紹介する空間的な不 安定の発生については、一般的に認識が低い.本稿では、主に、この空間的温度一様性の限界に ついて述べる.

2. 一様モードの逸走型不安定とその抑制

伝熱面温度の上昇に対して熱流束が減少する遷移沸騰では、逸走型の不安定が発生する。例え ば熱流束一定で加熱されている伝熱面で、加熱量と放熱量がつり合う中立点から温度がわずかに 上昇すると、伝熱量が減少し、正味の加熱が生じる。その結果、わずかな温度上昇でも増幅され て、元の中立点に戻ることはなく、膜沸騰に移行する。温度が低下した場合も同様に、逸走型不 安定が起こって核沸騰に移行する。

この不安定を何らかの温度制御によって遷移沸騰を定常的に実現する試みは古くから行われて いる.Berenson (1962), Ramilson と Lienhard (1987), Haramura (1991a) は,水蒸気による加熱でペ ンタン等の有機液体の遷移沸騰を-20 kW/m²程度の負の勾配まで定常的に実現できている.ただ 蒸気加熱では,Haramura (1991a) が示しているように,遷移沸騰の特性による伝熱量の変化が水 蒸気温度不安定を引き起こす可能性がある.十分に加熱している状況でリリーフ弁で圧力を一定 に保つ方法,Haramura (1991a) が行った,冷却水(温水)や自動制御によって水蒸気の温度変化 を抑制することによって初めて,定常的な遷移沸騰が実現できる.堀田と一色 (1969) や甲藤と横 谷 (1975) は,電気加熱と強制対流冷却を併用して小さな面の遷移沸騰を定常的に実現している. このような系の安定性は,Haramura (1991a)と同様に解析できる(Koizumi 他 (2017a)).この考 えに従うと、対流熱伝達面から沸騰面までの熱抵抗だけでさえ大きく、実現できた負の勾配は安 定的に達成不可能である.小さな伝熱面の場合、伝熱ブロック外周からまわりに熱伝導で逃げる 熱が不安定を抑制するので、実際には理論以上に不安定を抑制できるようである.

近年,制御理論を応用して自動制御によって遷移沸騰を実現する試みがなされてきている. Auracher と Marquardt (2004), Haramura と Kajikawa (2021) などがその例である. これによって, -60 kW/m²程度の負の勾配でも温度を一定に保つことができる.

3. 温度不均一の例

自動制御の場合に使われる加熱方法は、面の広がり方向に等熱流束であるのが普通なので、薄 い伝熱ブロックでは温度の不均一(一部が核沸騰的で、一部が膜沸騰的になる状況)が発生する 可能性がある.すなわち、局所的に逸走型の不安定が発生しがちだが、高温で放熱熱流束が低い 領域の熱入力面に加えられた熱量が、面の広がり方向の熱伝導によって、低温で放熱熱流束が高 い領域に伝えられて放熱できれば、温度の不均一が抑制されて、原理的には一様な温度が実現す る.不均一になった例として、古くは、Sakurai と Shiotsu (1974)によって行われた細線の実験が ある.また、直径 35 mm、厚さ7 mm の銅ブロックを用いた Auracher と Marquardt (2004)の実験 でも、「不均一な沸騰が、沸騰曲線の(温度上昇時と下降時の)小さな違いをもたらしているこ とを、微細熱電対が示している」という記述があり、温度不均一の発生が示唆されている.

4. 不均一モードの安定性

遷移沸騰における不均一モードの安定性について, Haramura (1991b) が円柱ブロック伝熱面に ついて解析している.また同じ考えを直交座標系に適用した結果が,この部門の相変化研究会が 共同執筆してまとめた書籍(Koizumi 他 (2017b)) に Haramura によって記載されている.また, Haramura と Ishikawa (2018) は,図1のような,正四角柱ブロックのまわりを4つの扇形状(内側 は弦)の柱状ブロックが囲む伝熱面の扇形部分について,ベッセル関数とノイマン関数の線形結 合で表されるモードに対して安定性を調べている.この節では,円筒座標系を中心にこれをまと める.





4・1 中実円柱ブロックの温度均一の限界

上記のいずれの場合も、沸騰の伝熱特性を図2のように

$$q_w = -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}\Big|_{z=0} = \Gamma(\theta\Big|_{z=0} - \theta_{\infty})$$
⁽¹⁾

と線形化して沸騰面(z=0)の境界条件として与えている.ここでんは熱伝導率である.温度分布を, 定常温度分布と変動分の和

$$\theta = \theta_{\infty} + \frac{q_w(-z)}{\lambda} + \frac{q_w}{\Gamma} + T(t)R(r)\Phi(\phi)Z(z)$$
⁽²⁾

として、変動分の1つのモードに着目する.この場合、変動分の熱入力面(z = -H)での境界条件



Fig. 2 Heater block and assumed heat transfer

は断熱になる.側面でも断熱条件を課す.円筒座標系の熱伝導方程式

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \alpha \Big(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \Big) \tag{3}$$

(α は熱拡散率)を満たす関数 T(t), R(r), $\Phi(\phi)$, Z(z)は,

$$(\gamma + im)^2 = k^2 + \frac{\beta}{a} + i\frac{\omega}{a} \tag{4}$$

として式(5)~(8)とできる.

$$T' - (\beta + i\omega)T = 0 \tag{5}$$

$$R'' + \frac{1}{r}R' + \left(k^2 - \frac{n^2}{r^2}\right)R = 0$$
(6)

$$\boldsymbol{\Phi} + n^2 \boldsymbol{\Phi} = 0 \tag{7}$$

$$Z'' - (\gamma + im)^2 Z = 0 \tag{8}$$

境界条件から固有値 n, k, γ m が決まり (モードが定まる), それから各モードが減衰するか (β < 0 か), 発散するか (β > 0 か) が決まる.式(7)を満たす関数の周方向の周期性から n は整数で あり (n = 0 では周方向に一様), 図1の扇形ブロックでは n は偶数になる.この n に対して,式 (6)から,中実の円柱ブロックの場合には R はベッセル関数 $J_n(kr)$ になる.中空円柱では,内外面 で勾配がゼロになるベッセル関数 $J_n(kr)$ とノイマン関数 $Y_n(kr)$ の線形結合になる.z = -Hで勾 配がゼロの条件を満たす式(8)の解は,

$$Z = \cosh\left(\gamma + im\right)(z + H) \tag{9}$$

(係数は1としている)であり,さらに沸騰面の境界条件(1)を満たす条件は以下のように書ける.

$$\gamma_0 H \tanh(\gamma_0 H) = -\Gamma H / \lambda, \quad m_0 = 0 \quad \text{stat}$$
 (10a)

$$\gamma_l = 0, \quad m_l H \tan(m_l H) = -\Gamma H / \lambda$$
 (10b)

詳細は省略するが、 $\eta \geq m_l (l \geq 0)$ の片方はゼロでなければならない.軸方向のモードの番号を m = 0に対してl = 0 ($\gamma \neq 0$ の解は、 $\Gamma < 0$ のときに絶対値が等しく符号が異なる2個が存在す るが、不安定の効果はどちらも同じなので、l = 0でまとめる)、 $\gamma = 0$ (mの解は複数個)に対し て $l \geq 1$ とする.さらに半径方向のモードの番号をj(周方向のモード番号n = 0のときは $j \geq 0$, n > 0のときは $j \ge 1$)とすれば、モードの安定性を表す $\beta_{n,j,l}$ は

$$\beta_{n,j,l} = \alpha (\gamma_l^2 - m_l^2 - k_{n,j}^2)$$
(11)

になる.面の広がり方向に一様なモードは,n = 0, j = 0であり,遷移沸騰領域($\Gamma < 0$)では不安定になるモードn = 0, j = 0, l = 0が存在し、必ず不安定になる.これが前節で述べた逸走型不安定に対応する.このモードを温度制御によって安定化すると、その次に大きな正の β を与えるモードが顕在化してくる. $m_l \neq 0$ の場合は $\gamma_l = 0$ であって、式(11)から $\beta_{n,j,l} < 0$ と安定なので、安定性は実質

$$\beta_{n,j,0} = \alpha (\gamma_0^2 - k_{n,j}^2)$$
(11a)

で決まる.結局,式(10a)を満たす γ_0 に比べて半径方向のモード(周方向モードも影響する)から 決まる k_{nj} が大きくないと,すなわち,中実円柱の半径や中空円柱の内外半径の差がある限界値 より小さくないと,一様モードの次のモード(最も不安定な不均一モード)が不安定になる.外半 径が R_2 の中実円柱におけるこのモードは,図 3(a)に示すような $J_1(k_{1,1}r)\cos\phi$ (ただし $k_{1,1}R_2 =$ 1.841)である.同図(b)には $n = 0 \sim 2$ のベッセル関数 $J_n(kr)$ を示しているが,この $J_1(k_{1,1}r)$ の $k_{1,1}r$ ≤ 1.841 の部分(赤色の太線部)が同図(a)の各 ϕ で関わっている.安定限界は図4で与えられる.同 図には、次節で示す直方体ブロックの場合も併記している.小さい R_2/H では $-\Gamma H/\lambda \approx 1.841$ × H/R_2 であり、大きい R_2/H では $-\Gamma H/\lambda \approx (1.841H/R_2)^2$ である.銅ブロック($\lambda \approx 400$ W/(mK)) で H = 10 mm, $\Gamma = -60$ kW/(m²K)のとき, $2R_2 > 22.8$ mm で n = 1, j = 1, l = 0のモードが不安 定になる.



(a) 3-D view of the most unstable non-uniform mode

(b) Bessel functions for n=0, 1 and 2

Fig. 3 The most unstable non-uniform mode



Fig. 4 Stable limit of the most unstable non-uniform modes for solid cylinders and cuboids

4・2 直方体ブロックの温度均一限界

直交座標の場合には、面が広がる x 方向、y 方向の波の波数を k_x , k_y として、式(4), (6), (7)の代わりに、式(12)~(14)でモードが決まる.

$$(\gamma + im)^2 = k_x^2 + k_y^2 + \frac{\beta}{a} + i\frac{\omega}{a}$$
(12)

$$X'' + k_r^2 X = 0 (13)$$

$$Y'' + k_v^2 Y = 0 (14)$$

直方体ブロックにおける最も不安定な不均一モードは、断面長方形の長い方の辺の長さ L を半波 長とし、もう 1 つの方向に一様なモードである. このとき k_x と k_y のどちらかが π/L ,他方が 0 であり、このモードが安定である条件は、式(10a)と

$$\beta_{n,j,0} = \alpha \left[\gamma_0^2 - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \right] \le 0 \tag{15}$$

から与えられる.

4・3 正四角柱ブロックに対するシミュレーション

4・3・1 シミュレーションの方法と条件

前節のモードの不安定性を数値計算で検証した結果を以下に示す.ここでは、ブロック内部の 点の温度を PID コントローラでフィードバックさせて一様モードを安定化させた状況で、擾乱の 増幅・減衰について調べている.対象は、一辺が L = 20 mm、厚さ H = 10 mmの正四角柱ブロ ック ($\lambda = 400 \text{ W/(mK)}, \alpha = 100 \text{ mm}^2/\text{s}$ と仮定)である.制御パラメータは、フィードバック点の 位置が表面から 3 mm (z = -3 mm, x = 4 mm, y = 4 mmの点:図7左図で温度が一定な場所) で、ゲインを 220 kW/(m²K)、積分時間を 6 s、微分時間を 0.3 s とした.この制御で決まる熱流束 をz = -Hの面に一様に加えた.なお、温度分布の結果(図7,8)では、フィードバック点の温 度が目標値と大幅に異なっているが、これは、積分制御がほとんど効いておらず、基本的に比例 制御によって、したがって定常偏差が残っている状況の温度分布であるためである.

ノード間隔を x, y 方向に L/15, z 方向に H/15 とし,内部節点のうち最も外側の節点と領域外 に置いた仮想節点の中点がブロック表面になるようにした.沸騰面温度には,仮想節点とその内 側節点の平均値を用いた.時間的な差分スキームにはクランク・ニコルソン法を,また 3 次元問 題を効率的に解く方法として ADI 法 (Press 他, 1992)(ただし時間分割のない演算子分解)を採用 した.

式(1)のパラメータは、 T_{∞} = 180 °C として、 Γ のみ変化させた. 温度制御の目標値は 160 °C である. 初期温度は、一様な 150 °C に 1 K の振幅ないしは高さの、以下の(A)~(D)の擾乱を重畳させた.

(A) ブロック全体に $1 \times \sin(\pi/L)x + 1 \times \sin(\pi/L)y$ (*x*方向, *y*方向に一辺の長さ*L*が半波長の波) (B) ブロック全体に $\cos 2(\pi/L)x$ (*x*方向には一辺の長さ*L*が1波長の波, *y*方向には一様)







(C) k(x, y, z) = (L/4, 0, 0) (*z* = 0 は沸騰面,実際には仮想節点)のインパルス(図 5 (a)) (D) k(x, y, z) = (0, 0, 0) (*z* = 0 は,実際には仮想節点)のインパルス(図 5 (b))

4・3・2 擾乱の発散・収束速度

上記理論から、安定限界の沸騰曲線の勾配は $\Gamma = -57.6 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ になる.これを Γ_0 と置く. Γ が 0.8 Γ_0 , 0.9 Γ_0 , 1.05 Γ_0 , 1.1 Γ_0 , 1.2 Γ_0 の場合について、初期擾乱(A)を与えて計算した. 関数値が

$$f(t) = a e^{\beta t} + b \quad (a, b, \beta i t 定数)$$
(16)

にしたがって指数関数的に一定値から発散したり一定値に収束する場合,

$$\frac{f(t+\Delta t) - f(t)}{f(t) - f(t-\Delta t)} = e^{\beta \Delta t}$$
(17)

が成り立つので、等しい間隔 Δt の3つの時刻の温度から発散速度 β を決定することができる.2% 以内の精度でこの値(x 軸上、表面直下の点の β の値の平均値)を求め、式(10a)と(15)が与える β の理論値と比較したものが図6である.極めて良い一致を示している.



Fig. 6 Growing rate of disturbance (A) ($1 \times \sin(\pi/L)x + 1 \times \sin(\pi/L)y$)

4・3・3 初期擾乱の形の影響

擾乱の形の影響について、 $\Gamma = 1.2\Gamma_0$ の場合に計算した結果を示す. 擾乱(A)は、x 方向、y 方向の形を変えずに、発散していく. 一方、擾乱(B) (cos 2(π/L)x)は、短時間で減衰する. この擾乱は、x についてもy についても原点に対して対称なので、sin(π/L)x、sin(π/L)yの成分を持たない. また cos 2(π/L)xのモードは k_x が sin(π/L)xの2倍なので、 $\Gamma = 1.2\Gamma_0$ に対して安定である. ただ、減衰速度が速すぎたため、前節の方法による β の推定は十分な精度でできなかった.

図7に、初期擾乱(C) ((x, y, z) = (L/4, 0, 0)に高さ1のインパルス)の場合の結果を示す。同図 左図はx方向の温度分布 (y = 0, z = -H/2の直線上)、同図右図はy方向の分布 (x = 0, z = -H/2の直線上)である。与えた擾乱は $sin(\pi/L)x$ の成分を持つので、次第にこのモードが成長していく、一方、この擾乱はyについては原点について対称であり、 $sin(\pi/L)y$ の成分は持たない。 その結果、少なくともこの計算時間内には発散しているようすを観察できない。

図8には、初期擾乱(D)((x, y) = (0, 0)に高さ1のインパルス)の場合の結果を示す. 左下2つのx, y方向の温度分布は、右図(z方向の温度分布)に記入したI字状の線の位置と温度範囲の グラフになっている. x方向、y方向とも原点に対して対称な擾乱なので、 $sin(\pi/L)x$ 、 $sin(\pi/L)y$ の成分を持たず、擾乱が発散するようすを観察できない. なお、この擾乱は、安定な cos 2(π/L)xの(y方向も同様)成分を持つので、同図左上に示すように、非常に小さなこのモードが初期に 観察され、短時間で減衰する. 以上のように、節点1つの温度を1K変化させるという小さな擾乱を与えた場合も、発散する モードを含んでいれば、さほど長い時間が経過しなくても発散が確認できる.その一方で、擾乱 がない状況から発散を確認することは難しい.



Fig. 7 Temperature change in the case of impulse disturbance at (x, y, z) = (L/4, 0, 0)



Fig. 8 Temperature change in the case of impulse disturbance at (x, y, z) = (0, 0, 0)

4・3・4 直方体ブロックの温度均一限界についてのまとめ

以上のように、シミュレーションが安定解析と一致することが確認できる.また、シミュレーションによって安定性を見る場合、発散するモードを含まない擾乱では発散(不安定)を観察できないので、たとえインパルスのような数多くのモードを含む擾乱であっても、複数の場所に与えて、できる限りさまざまなモードをチェックすることが必要である.

4・4 中空円柱ブロックの温度均一限界

中空円筒ブロックや、さらにそれを周方向に分割したブロックでは、r=0で発散しない狭義ベッセル関数 $J_n(kr)$ だけではモードを表せず、無限遠で有界なノイマン関数 $Y_n(kr)$ との線形結合によって内外面での断熱条件をみたす関数を見つけることになる.4.1 節の議論のうち半径方向のモードがこれによって変わるが、それ以外はそのまま通用する.

1 つの例として、図1のような周方向に4分割した扇形ブロックに適用できるn=2のモードを考える.内半径 R_1 =7.1 mm,外半径 R_2 =16 mmの場合を図9に示す.4.2節の直方体ブロックで、最も不安定な不均一モード(y方向に一様、x方向に半周期の波)に対応するのが、この図のj=0

のモード (R_1/R_2 =7.1/16のとき, $k_{2,0}R_2$ =2.7741)である. 伝熱面を中心とそのまわりの4個の 扇形に分けることで安定な Γ の範囲を大幅に広げることができる.

ここまでの議論は、内面も弧である中空の扇形の場合であるが、内面が弦の場合は、弦に内接 する円弧の半径(弦と原点の距離)を R_1 として、上記を適用できると考えられる.その理由は以 下のとおりである。例えば $\phi = \pm \pi/4$ で分割されているとき、n = 2の周方向モードは、 $\phi = \pm \pi/4$ の 両方の面で周方向の勾配がゼロという境界条件を満足できる。またその中央の $\phi = 0$ の内周面で、 半径方向、すなわち弦に垂直な方向の勾配がゼロである。この状況は、偶数次のすべてのモード に当てはまる。したがって、偶数次のモードを重ね合わせた場合、どのような重ね合わせをして も、弦の中央の $r = R_1, \phi = 0$ と、周方向の側面全体 ($\phi = \pm \pi/4, R_1 \le r < R_2$)で境界条件を満足する。 そこで、 $n = 2 \ge 4$ の2つのモードの重ね合わせをすると、弦上の $\phi = 0$ とそれ以外のもう1つの 点の合計2点において内面の断熱境界条件($\partial \theta / \partial x = 0$)を満たすようにできる。モードの数を増 やしていく場合、無限可算個の偶数次のモードを重ね合わせると、弦上に設定した同数の無限可 算個の点に対して断熱の条件を課すことができると推定される。その結果、弦上のあらゆる場所 で $\partial \theta / \partial x = 0$ の境界条件をみたすモードを決定できる。このようにして重ね合わされた関数のうち、 高次のものは低次のものに比べて β が小さい(通常、負で絶対値が大きい値をとる)ので、最低次 のn = 2のモードが安定であればこの重ね合わされたモードが安定になる。その結果、弦に内接 する、外周と同心の円の半径 R_1 を使って、モードの安定性を判別できる。



Fig. 9 Radial modes for a hollow fan-shape column divided into 4 pieces in the circumferential direction

5. 過渡沸騰における不均一性

温度制御を全くしない過渡沸騰においては, Haramura (1991b) がシミュレーション結果の検討 として述べているように,モードの発散速度 β は,式(11a)または(15)で与えられ,一様のモードに 比べて式(11a)では $ak_{n,j}^2$ だけ小さくなる.つまり不均一モードは,例え不安定であっても,一様モ ードの $e^{a\gamma_0^2 t}$ に $e^{-ak_{n,j}^2 t}$ を掛けた形でしか発散しない.したがって,過渡現象の中では,不均一モ ードの発散が顕著になることは少ない.しかし,熱伝導率が小さい面では,若干状況が異なる.

+分厚い(*H* >> *L*)長方形ブロックで β を計算してみる. +分厚い面では $\gamma \approx -\Gamma/\lambda$ であり, $\lambda = 40$ W/(mK), $\alpha = 10 \text{ mm}^2$ /s (炭素鋼程度) の場合では, $\Gamma = -60 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ のとき $\gamma = 1.5 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$, 一様モードの β は, 22.5 s⁻¹ である. 一方, $\alpha(\pi/L)^2$ (式(15)で与えられる発散速度の一様モードの からの減少量,右辺第2項) は, *L* = 10 mm のとき約1 s⁻¹ (*L* = 1 mm のとき約 100 s⁻¹) であり, 最も不安定な不均一モードの発散速度は,一様モードのそれと大差ない. したがってかなり小さ な不均一は別として,不均一モードも一様モードとほとんど同じ速度で増幅する. すなわち,過 渡冷却の最中に,何らかの原因で,さほど小さくない大きさの局所的な温度低下が発生した場合 には,その温度不均一はほとんど解消されずに核沸騰に至ることが推定できる.

6. おわりに

遷移沸騰を定常的に実現することが冷却技術にどれだけのインパクトを与えるかは不明である が、かなり長くにわたって著者の一人が行ってきた、遷移沸騰における面の広がり方向の温度不 均一の発生に関する一連の研究成果をここにまとめた.面内一様温度の逸走型不安定が抑制され る場合には、たとえ温度制御が完全にできていない場合も、温度不均一が発生する可能性が出て くることを念頭に置いていただきたい.また、不均一モードに対して通常無関心でいられる過渡 現象でも、状況によっては局所的な温度のずれが現象を支配することも考えられる.

文献

- Auracher, H. and Marquardt, W., Heat transfer characteristics and mechanisms along entire boiling curves under steady-state and transient condition, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25 (2004), pp.223-242.
- Berenson, P., Experiments on pool-boiling heat transfer, International Journal of Heat and Mass Transfer, 5-10, (1962), pp.985-999.
- Haramura, Y., Steady state pool transition boiling heated with condensing steam, ASME /JSME Thermal Engineering Proceedings, 2, (1991a), pp.59-64.
- Haramura, Y., Temperature uniformity across the surface in transition boiling, Journal of Heat Transfer, Vol. 113, (1991b), pp.980-984.
- Haramura, Y., and Ishikawa, Y., Analysis of temperature uniformity and measurement of boiling curve in transition boiling on a large surface consists of five parts, Proceedings of 16th International Heat Transfer Conference, (2018), 22705.
- Haramura, Y., and Kajikawa, Y., Development of a cotrol system to maintain steady transition boiling, Proceedings of 8th European Thermal Science Conference, (2021), to be published.
- 堀田秀夫,一色尚次,電熱・空冷併用伝熱面による沸騰曲線の研究,機論, Vol. 35, No. 271, (1969), pp.643-648.
- 甲藤好郎, 横谷定雄, 飽和プール核, 遷移沸騰における蒸気塊の挙動, 機論(第2部), Vol. 41, No. 341, (1975), pp.294-305.
- Koizumi, Y. et al. ed., Boiling, Research and advances, Elsevier, Amsterdam, (2017a), pp.243-246.
- Koizumi, Y. et al. ed., Boiling, Research and advances, Elsevier, Amsterdam, (2017b), pp.248-250.
- Press, W. ZH, Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. and Flannery, B. P., Numerical Recipes in Fortran 77, 2nd Ed., Cambridge University Press, Cambridge, (1992), pp.844-848.
- Ramilison, J. M. and Lienhard, J. H., Transition boiling heat transfer and the film transition regime, Journal of Heat Transfer, Vol. 109, (1987), pp.746-752.
- Sakurai, A. and Shiotsu, M., Temperature-controlled pool-boiling heat transfer, Proceedings of International Heat Transfer Conference, 4, Tokyo, (1974).

TED Plaza

最新鋭側方排気型低圧蒸気タービンの開発と検証



田畑 創一朗

三菱パワー株式会社 蒸気タービン技術総括部 蒸気タービン計画部 タービン翼開発グループ 主席チーム統括 soichiro.tabata.w7@mhi.com

1. はじめに

世界における脱炭素の流れは加速しており,再生可能エネルギーへのシフトが進んでいる.一 方で電力需給から火力発電設備は将来も維持されると予想されており,温室効果ガス排出量抑制 のために火力発電における高効率化は必要とされている.特に,再生可能エネルギーの電源供給 能力の不安定性等から,ガスタービン・コンバインドサイクル(以下,GTCC)の重要性がより高 まっている.

三菱パワー株式会社(以下,当社)では,図1に示すように脱炭素化と安定した電力供給の両 方を実現し,2050年の政府のカーボンニュートラル政策の実現を目指した事業を発展させること で,持続可能なエネルギーシステムを実現していくことを計画している.

当社では,最新のGTCCとして1650℃級M501 JAC 形ガスタービンを開発し,当社実証発電設 備である第二 T 地点で試運転検証を実施した(森本他,2021).またそのガスタービンのボトミ ングとして,側方排気型高性能蒸気タービンを開発し,同様に同社第二 T 地点で試運転検証を実 施した(中野他,2021).

発電プラント用蒸気タービンにおいて,低圧タービン最終段に用いられる長大翼は,低圧車室 数やタービン全体の大きさを決定するだけでなく,出力分担が大きくタービン全体効率に大きな 影響を及ぼす最重要部である.低圧タービンの性能は排気性能に大きく左右されるため,排気性 能の最大化が蒸気タービンの全体性能に大きく影響する.

そこで本稿では,GTCC ボトミングである蒸気タービンにおいて重要なコンポーネントである 低圧タービンについて,最新の開発結果とその検証結果を紹介する.





2. 最新鋭側方排気型高性能蒸気タービンの概要

最新鋭の蒸気タービンに適用した高性能反動翼,最終翼群,側方排気型タービン,クリアラン ス予測技術,シール技術,高面圧軸受は,GTCC向けの蒸気タービンをはじめ,中小型機,石炭 火力用大型機,原子力機,地熱タービン,アフターサービスにおける内部換装工事にも適用でき る技術である.これらの技術を適用し,当社実証発電設備である第二T地点に納入した高効率蒸 気タービンの外観を図2に,適用している最新技術の概要を図3に,仕様を表1に示す.

本蒸気タービンは最新鋭の 600℃の蒸気温度で定格出力 170MW の蒸気タービンであり, SSS ク ラッチを介してガスタービン,発電機と接続される 566MW の GTCC プラントである.本稿では 特に低圧タービンの開発と検証について紹介するため,その他の要素技術開発および検証結果に ついては,中野他, 2021 を参照されたい.



Fig.2 Steam Turbine for T-point 2

Cable 1 Specification of steam turbine for T-point 2			
第二T地点蒸気タービン仕様			
型式	TC2F-33.7		
出力	170.4MW		
回転数	3600rpm		
軸構成	HP+IP+LP		
排気方向	側方排気		
主蒸気条件	14.98MPa × 600°C		
再熱蒸気条件	3.46MPa×600°C		
復水器真空	709mmHg		



Fig.3 Design concept of a state of the art steam turbine

3. 低圧蒸気タービンの開発

3・1 低圧タービンにおける側方型排気室の特徴

低圧タービンにおける排気室は、ディフューザの機能を有する.低圧蒸気タービンのディフュ ーザは最終段の出力を増加させタービン全体の性能を向上させるように設計されている.ディフ ューザ自体は、最終段動翼出口での運動エネルギーを復水器での静圧に変換する.この静圧レベ ルは復水器によって決定されるため、ディフューザ効果により最終段で利用可能なエンタルピの 差が大きくなり、その結果タービン出力が高くなる.基本的なメカニズムを図4に示す (Stein, et al., 2015).



Fig.4 Pressure recovery and the effect on the rea stage power conversion, without diffuser (left) and with diffuser (right), (Stein, et al., 2015)

上述の通り、低圧タービンにおける排気室(ディフューザ)は低圧タービンの出力向上におい て非常に重要な構成要素であり、十分な圧力回復を得るためには排気室を大きくすることが望ま しい.しかしながら排気室の大型化はタービン建設コストに大きく影響する.そこで当社では、 複流排気でありながら側方型排気構造を採用することで、従来の下方型排気に対して基礎高さお よびタービン建屋高さの大幅な低減を実現し、建設コスト低減に寄与する構造とした.下方型排 気および側方型排気の比較を図5に示す.



Fig.5 Structural comparison between down exhaust type and side exhaust type

3・2 最新の数値解析手法を用いた低圧タービン排気室の開発

低圧タービンの開発において、出力向上のために高性能排気室を開発する必要があるが、ディフューザに接続する低圧タービン最終段動翼周りの流れ場は衝撃波を含む複雑な流れ場であり、 排気ディフューザ内部流動も複雑な三次元渦流れ場を呈する.当該部の流れ解析については多く の研究者が研究テーマと挙げてきたものであるが(Munyoki, et al., 2017 他),特に昨今の計算機 技術の発展により大規模解析が可能となってきた.当社でもシール部を含む翼列と排気室の一体 解析手法(One-through Integral CFD,以下,一体解析)を開発し、検証試験結果と比較して十分な 精度を持つ解析手法であることを確認している(Tabata, et al., 2019).

今回提示する最新の蒸気タービン開発においても、この一体解析手法を用いて排気ディフュー ザ周りの流れ場を評価した.図6に第二T地点向けの低圧蒸気タービン全体の一体解析を実施し た例(三次元流線図)を示す.図6に示す通り低圧タービン蒸気入口から復水器に至るまでの全 体をモデル化し、また排気室内部の強度部材も全てモデル化した詳細解析を実施した.また図7 に低圧タービン最終段周りとディフューザ部分のマッハ数コンタを示す.排気ディフューザの内 部流動ははく離を伴うことない正常な流れ場を呈していることがわかり、十分な圧力回復を実現 している様子がシミュレートされていることが分かる.



Fig.6 One-through integral CFD result of low pressure turbine for T-point 2



Fig.7 Mach number contour around the last stage exit and diffuser in meridional plane

4. 当社実証発電設備による低圧蒸気タービンの検証

最新の数値解析手法を用いて最適設計を実施した低圧蒸気タービンの検証を,当社実証発電設備である第二T地点にて検証した.当社高砂工場にある第二T地点を図8に示す.第二T地点は2020年1月より試運転を開始しており,2021年7月1日より商業運転を開始している.第二T地点の蒸気タービンは前述の図2の通りであり,またその仕様も前述の表1に示す通りである.



Fig.8 Long term verification test facility (T-point 2)

低圧蒸気タービンの検証として,全体性能として排気性能を含めたオーバーオール効率 (ηοA) および圧力回復係数 (C_p)を,フローパタン検証として5孔ピトー管を用いたトラバースによる 流れ場計測を最終段入口出口で実施した.オーバーオール効率 (ηοA) および圧力回復係数 (C_p) の定義を下記に示す.

$$\eta_{0A} = \frac{W/G}{h_{01} - h_{c,is}(P_{01}, T_{01}, P_c)}$$
(1)
$$C_p = \frac{P_c - P_2}{0.5\rho V^2}$$
(2)

where

G	: Mass flow rate
W	[:] Turbine output power
P	: Pressure
T	: Temperature
h	: Enthalpy
ρ	: Density
V	: Velocity
subscript	
0	: total quantity
1	: LP turbine inlet
2	: LP turbine outlet (last stage exit)
с	: Condenser

図9および図10に、オーバーオール効率(η_{OA})および圧力回復係数(C_p)の解析予測と実測 結果の比較を示す.図9および図10の横軸は体積流量を示し、タービンの作動点を表す.図9お よび図10より、解析予測は実測を良く表すことが分かる.これは図6および図7にて提示した一 体解析による解析予測が実機性能を良く表すことを意味している.また図11に最終段入口出口の フローパタン(子午面に射影した速度ベクトル)についての解析予測と実測の比較を示す.最終 段入口出口は複雑な三次元渦流れ場を呈し、特に最終段出口のフローパタンは排気性能に密接に 関係するが、解析予測は良く実測を表していることが分かる.



Fig.10 Validation of CFD against tests: pressure recovery coefficient

Fig.11 Flow pettern comparison between test and CFD

5. まとめ

蒸気タービンの性能を大きく作用する低圧コンポーネントに対し、最新の解析技術を用いて開発し実機プラントにて目論見通りの性能が満足されることを確認した。特にこの低圧タービン向けのディフューザの排気性能評価および開発は、中小型タービンから大容量機に対して適用可能なことからアフターサービス向けに最適なディフューザを提案することも可能である。当社では今後とも発電設備のさらなる高効率化を目指して新技術の開発およびそれらを適用した高性能蒸気タービンの開発を続けていくことで、温室効果ガス排出量抑制にも貢献していく所存である。

文献

- 森本一毅, 松村嘉和, 鈴木健太郎, 若園進, 片岡正人, 由里雅則, 1650℃級 M501 JAC 形ガスタ ービンを有する第二 T 地点実証発電設備での運転状況, 三菱重工技報, Vol. 58, No. 3, (2021).
- Munyoki, D., Schatz, M., and Damian, V. M., DETAILED NUMERICAL STUDY OF THE MAIN SOURCES OF LOSS AND FLOW BEHAVIOR IN LOW PRESSURE STEAM TURBINE EXHAUST HOOD, Proceedings of ASME Turbo Expo 2017, (2017), GT2017-63269.
- 中野隆, 杼谷直人, 松野成之, 牧野雅臣, 李宏元, 田畑創一朗, 最新鋭サイド排気高性能蒸気タービンの開発, 三菱重工技報, Vol. 58, No. 3, (2021).
- Stein, P., Galpin, P., and Hansen, T., CFD MODELING OF LOW PRESSURE STEAM TURBINE RADIAL DIFFUSER FLOW BY USING A NOVEL MULTIPLE MIXING PLANE BASED COUPLING – SIMULATION AND VALIDATION, Proceedings of ASME Turbo Expo 2015, (2015), GT2015-42632.
- Tabata, S., Fukushima, H., Segawa, K., Ishibashi, K., Kuwamura, Y., and Sugishita, H., EXPERIMENTAL AND NUMERICAL INVESTIGATION OF STEAM TURBINE EXHAUST HOOD FLOW FIELD WITH TWO TYPES OF DIFFUSERS, Proceedings of ASME Turbo Expo 2019, (2019), GT2019-90640.

第 99 期部門組織

熱工学部門運営委員会

	<u>, 148 T</u>			
●部門	長		副部門長	
小原	拓	東北大学	店橋 護	東京工業大学
●幹事				
迫田	直也	九州大学		
●部門	運営委員			
田口	良広	慶應義塾大学	秋濱 一弘	日本大学
小野	直樹	芝浦工業大学	川南 剛	明治大学
児玉	高志	東京大学	杉井 泰介	(株) 日立製作所
塚原	隆裕	東京理科大学	服部 康男	(一財) 電力中央研究所
林	直樹	神奈川工科大学	村上 陽一	東京工業大学
横森	岡山	慶應義塾大学	渡部 弘達	立命館大学
岡島	淳之介	東北大学	早川 晃弘	東北大学
橋本	望	北海道大学	高橋 周平	岐阜大学
長野	方星	名古屋大学	西村 顕	三重大学
廣田	真史	三重大学	赤松 史光	大阪大学
網	健行	関西大学	笠井 一成	ダイキン工業(株)
平岡	<u> 堅一</u>	ヤンマー	村川 英樹	神戸大学
井上	修平	広島大学	野村 信福	愛媛大学
寺岡	喜和	金沢大学	宮崎 康次	九州工業大学
森	昌司	九州大学	渡邊 裕章	九州大学
.				

熱工学部門各種委員会

●総務委員会

委員長	小原	拓	東北大学
幹事	田口	良広	慶應義塾大学
委員	鈴木	雄二	東京大学
	迫田	直也	九州大学
	巽	和也	京都大学
	近藤	義広	(株)日立アカデミー
	菊川	豪太	東北大学
	田部	豊	北海道大学

●広報委員会

委員長	菊川 豪太	東北大学
幹事	岡部 孝裕	弘前大学
委員	小林 芳成	岐阜大学
	水嶋 祐基	静岡大学
	川村 洋介	名城大学

●年次大会委員会

委員長	畠山	友行	富山県立大学
幹事	経田	僚昭	富山高等専門学校

●熱工学コ	ンファ	レンス委	員会

 委員長
 丸山
 茂夫
 東京大学

 幹事
 千足
 昇平
 東京大学

 杵淵
 郁也
 東京大学

●学会賞委員会

	~~~	
委員長	白樫 了	東京大学
幹事	長谷川 洋介	東京大学

-	1	7	-

店橋	護	東京工業大学
永井	二郎	福井大学
幸田	栄一	(一財)電力中央研究所
鈴木	佐夜香	消防研究センター
佐藤	英明	(株)デンソー
林	潤	京都大学

長澤 剛	東京工業大学
諸隈 崇幸	神奈川大
境田 悟志	茨城大学

●講習会委員会 委員長 巽 和也 京都大学 幹事 諸隈 崇幸 神奈川大学 ●日韓合同会議委員会 委員長 鈴木 雄二 東京大学 幹事 李 敏赫 東京大学 ●部門賞委員会 委員長 店橋 護 東京工業大学 幹事 迫田 直也 九州大学 ●年鑑委員会 委員長 大宮司 啓文 東京大学 幹事 徐 偉倫 東京大学 ●出版委員会 委員長 濱本 芳徳 九州大学 幹事 仮屋 圭史 佐賀大学 ●環太平洋熱工学会議委員会 委員長 店橋 護 東京工業大学 幹事 津島 将司 大阪大学 ●JTST 委員会 委員長 高橋 周平 岐阜大学 幹事 桑名 一徳 東京理科大学 ●分野連携委員会 委員長 鈴木 雄二 東京大学

# 行事案内

# 部門企画行事案内

- -2021年度-
- <u>熱工学コンファレンス 2021</u>
   開催日:2021年10月9日(土)~10日(日)
   場 所:佐賀大学 本庄キャンパスとオンラインのハイブリッド開催を予定
- <u>熱工学ワークショップ</u> 開催日 : 2021 年 10 月 9 日(土) 場 所 : オンライン開催
- <u>『伝熱工学資料(改訂第5版)』の内容を教材にした熱設計の基礎と応用</u> 開催日:2021年9月16日(木)~17日(金) 場 所:オンライン開催

# 部門関連行事案内

-2021年度-

- <u>計算力学技術者(CAE 技術者) 1・2 級認定試験</u> 開催日:熱流体力学分野・振動分野 2 級 2020 年 12 月 9 日(木) 固体力学分野・熱流体力学分野・振動分野 1 級 12 月 16 日(木)
   場 所:CBT(Computer Based Testing)方式での実施
  - 主 催:日本機械学会
- <u>第 15 回動力エネルギー国際会議(ICOPE-2021)</u>
   開催日:2021 年 10 月 17 日(日)~21 日(木)
   場 所:オンライン開催(Zoom)
   主 催:日本機械学会 動力エネルギーシステム部門
- 日本機械学会 2021 年度年次大会 開催日:2021 年9月5日(日)~8日(水) 場 所:オンライン開催 主 催:日本機械学会

# 国際会議案内

-2021年-

<u>The First Symposium on Carbon Ultimate Utilization Technologies for the Global Environment, CUUTE-1</u>
 (第1回 地球環境のための炭素の究極利用技術に関するシンポジウム

- 開催日:2021 年 12 月 14 日 (火) ~17 日 (金) 場 所:奈良春日野国際フォーラム,奈良県奈良市
- ●<u>13th Asia-Pacific Conference on Combustion (ASPACC)</u> 開催日:2021年12月4日(土)~9日(木)

場 所: Abu Dhabi National Exhibition Centre, Abu Dhabi -United Arab Emirates

# その他

## 編集後記

本号の TED Plaza では、沸騰・相変化現象の基礎研究やそれらの現象を利用した機器の高効率化について、大学・ 企業よりそれぞれ1件のご寄稿をいただきました。神奈川大学の原村嘉彦先生、株式会社キッツの酒井太誠様か らは沸騰現象の基礎研究として、沸騰伝熱面温度の不均一性に関するシミュレーションについての話題をご提供 いただきました。三菱パワー株式会社の田畑創一朗様からは、側方排気型低圧蒸気タービンの開発と検証につい て、最新の低圧蒸気タービンの開発状況やその性能に関する取組みをご紹介いただきました。いずれの内容から も、今後のエネルギー問題の解決に向けた実用的な機器設計に対する、基礎的な視点の大切さをあらためて強く 感じた次第です。

今年度は COVID-19 の影響により新しい生活様式が求められる中,ご多忙にもかかわらず執筆をご快諾いただきましたこと,心より御礼申し上げます.

(編集担当委員:水嶋・諸隈)

#### 第 99 期広報委員会

委員長:	菊川	豪太	東北大学
幹 事:	岡部	孝裕	弘前大学
委員:	小林	芳成	岐阜大学
	長澤	岡山	東京工業大学
	水嶋	祐基	静岡大学
	諸隈	崇幸	神奈川大学
	川村	洋介	名城大学
	境田	悟志	茨城大学

©著作権:2021 一般社団法人 日本機械学会 熱工学部門