ISSN 2185-372X

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.91 September 2020

目　次

1. TED Plaza

- 沸騰冷却デバイスの研究・開発
  鹿野　一郎（山形大学）
- Diesel Particulate Filter に堆積した Ash 構造に関する研究
  中村　圭介（株式会社いすゞ中央研究所）
- エンジン燃焼室内の壁面熱伝達現象の解明に関する研究
  原田　雄司，内田　健司（マツダ株式会社）

2. 第 98 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

沸騰冷却デバイスの研究・開発

鹿野　一郎

山形大学　准教授
学術研究院理工学研究科
kano@yz.yamagata-u.ac.jp

１．はじめに

プロジェクターは，従来の映画のような平面スクリーンに映し出す用途に加え，建物に映像を張り合わせるプロジェクションマッピングなどの新たなニーズが出てきている．投影される対象は建物だけではなく，水面，滝，広場，通路，広場など様々な場所で使われ，躍動感のある立体的で動的な映像を楽しむことができる．現在，この光源に使われているのが高輝度レーザダイオードバンクであり，従来の水銀ランプよりも高効率，長寿命である．しかし，高効率とはいえ投影する対象が大きいだけに，発熱量もかなり高くなる．明るさは 10,000 lm から 50,000 lm，消費電力は 1 kW から 4 kW であり，家庭用プロジェクター（2,000 lm~4,000 lm，200 W～350 W）に比べて発熱量は 10 倍高くなる．現状の業務用レーザダイオードバンクの発熱密度は，著者の計算では 15~20 W/cm^2 程度である．日本機械学会が報告している技術ロードマップ（矢部他, 2016）にレーザダイオードバンクの発熱量推移を追加したものを図 1 に示す．加工用レーザ光源の発熱密度はすでに 100 W/cm^2 を超えており，今後も右肩上がりで上昇していくことが予測される．発熱密度が上昇する原因は，製品の高出力化，小型化が原因であり，業務用プロジェクターも今後さらに発熱密度が上昇することが予測できる．水冷による業務用のプロジェクターの優位性は，静穏，小型で高輝度にあり，これを実現するには熱設計が重要となる．空冷であっても，冷却面積を増大したり，ファンの速度を上げて風量を増大したりすれば冷却はできる．しかし，水冷の長所は，熱を高効率に液体に吸収し，放熱する場所をラジエータの位置で自由に変えることができるので小型化，静穏化が実現できることである．今後，さらに高出力化や小型が求められると，発熱密度がさらに大きくなり，水冷に代わる新たな冷却手法が望まれるだろう．

熱伝達率のおおよその大きさを図２に示す（庄司，1995）．発熱した物体を気体または液体中に放置して自然対流で冷却する方法は熱伝達率が低い．ファンなどを使って気体を強制的に対流して冷却すると液体の自然対流よりも約 10 倍熱伝達率が高くなる．比熱の高い液体を強制対流させる液体強制対流はさらに 10 倍高くなるが，最も熱伝達率が高いのが沸騰・凝縮である．工業製品としての発熱体の冷却法を振り返ると，第二次世界大戦中のレシプロ戦闘機のエンジン冷却法が分かりやすい．空冷エンジンは，冷却の効率上ピストンを放射状に配置した星形が一般的な形になり，正面面積が増え，空気抵抗が増加する．液冷は，ピストンの配置を並列にでき，冷却器の開口部が空気抵抗に加わるが，星型エンジンの場合よりも小さい．当時，日本の航空機エンジンはメンテンナス性の良さから空冷編重であったが，アメリカの場合は五分五分、その他の国は液冷が主力であった（渡辺，2006）．戦後の日本は，自動車へと工業技術の発展が移行したが，温度コントロールがしやすくコンパクトなエンジン設計が可能なこと，騒音が小さいことからエンジンの排気量（発熱密度）が大きくなるに従って水冷エンジンに移行していった（伊丹，2010）．また，電気デバイス分野においても，デバイスの集積度が上がることでより熱伝達率の高い冷却法を採用する方向に移行している．事実，静粛性を重視したパソコンには騒音の大きいファンを嫌

って水冷方式が採用されている．最近では，電気絶縁性液体中に半導体デバイスを沈めて冷却する液浸冷却装置が販売された（日経 xTECH，2018）．冒頭で説明したプロジェクターも業務用の高出力タイプのものは水冷が採用されている．以上のように，科学技術が進展して高出力化・小型化が求められると，高効率な冷却手法へと移行している．その中でも，沸騰熱伝達は熱伝達率が最高の値を示すので，当然，様々な研究が盛んにおこなわれている．沸騰熱伝達を冷却法として採用するのに障害となる点は，いまだその冷却特性が分からないことがあるためである．一般的に，半導体の駆動限界温度はコアの温度が 85℃で，冷却面では 60℃になるように設計する．そのため沸点が低い冷媒を採用するか，回路内圧力を減圧して，沸点を下げるなど様々な条件を考えなくてはならない．水以外の冷媒を使用する場合，沸点が 10℃から 50℃の冷媒は存在するが，比熱や潜熱が水に比べて低くなる．特に，沸騰熱伝達には，限界熱流束（CHF）と呼ばれる冷却の限界点が存在するので，この限界値も把握しなければならない．さらに，プロジェクターなどの電気製品は 180°反対にして天井に固定する場合もあり，蒸気の浮力による熱伝達性能の低下はどうなるのか，CHF はどこまで下がるのかなど，設計上解決しなければならない課題が残っている．

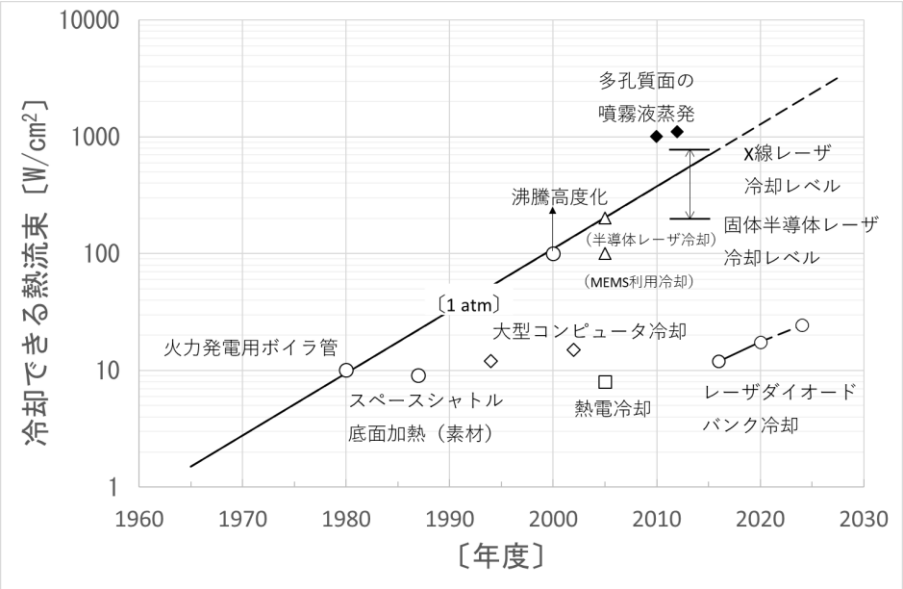


Fig. 1 The road map of cooling capacity for high heat flux

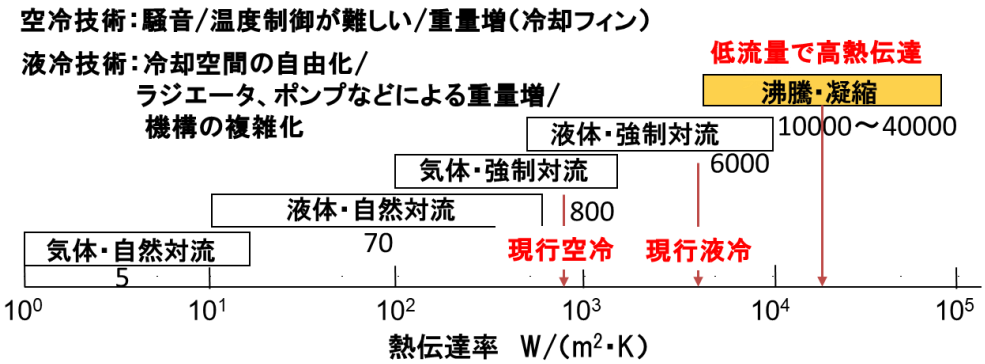


Fig. 2 Heat transfer coefficients

２．沸騰熱伝達促進技術

沸騰熱伝達を促進させる手法には，受動的あるいは能動的な方法がある．受動的な方法は沸騰面の表面性状を変化せて液体と沸騰面の濡れ性を変える方法，あるいはポーラス金属を使用してCHF を向上させる技術など実に様々な手法が報告されている．表面性状を変化させて沸騰熱伝達性能を向上する方法は，CHF の向上はもちろん沸騰開始点を下げることも可能である．著者は，切削加工で使われるダイヤモンド電着技術を沸騰面に適用し，濡れ性の向上による CHF の増加について調べたので，この点については後程述べる．能動的な手法としては，電界印加による方法が有名である．電界印加による沸騰熱伝達促進に関する研究は，1960 年あたりから論文がよく見られるようになった(Johnson, 1968)．次に，この電界印加における電気流体力（EHD）について説明する．

３． 電気流体力（EHD）による体積力

誘電液体に電圧を印加するとき，液体に流れが起きる現象を EHD と呼ぶ．流れが起きる原因には大きく三つの流体力があり，次の式で表される(Landau et al.,1960, Panofsky, 1962).

$$\mathbf{f}_{\mathrm{e}} = q\mathbf{E} - \frac{1}{2}E^2\nabla\varepsilon + \boldsymbol{\nabla}\left[\rho\frac{E^2}{2}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T\right] \tag{1}$$

ここで，q は電荷密度（C/m^3），**E** は電界（kV/m），ε は誘電率（F/m），ρ は密度（kg/m^3），そして $(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T$ はある温度 T における密度変化に対する誘電率の変化量である．式（１）の第 1 項，第 2 項，そして第 3 項は，それぞれ，クーロン力，ある電界中で誘電率の違いに起因する体積力，そして電歪力を示す．誘電性液体は電気絶縁性なので，第 1 項のクーロン力は無視できるほど小さい(Landau et al.,1960)．しかし，電気絶縁破壊強度以上の電圧（通常は数十 kV 以上）を印加する場合や，液体中に水などの不純物がある場合には，第 1 項のクーロン力は無視できなくなり，このクーロン力によってイオンが液体中を移動し、流れを引き起こすのがイオンドラッグポンプである．イオンドラッグポンプは，1960 年前後から広く知られるようになり（Stuetzer, 1959, Pickard, 1963），液体には，4 フッ化硫黄（SF4），液体窒素，フレオン 113，ケロシン，絶縁性オイル，鉱物オイル，シリコンオイル，ひまし油などが使われた（Stuetzer, 1959）．また，Atten と Yagoobi は，クーロン力によって発生する EHD 効果にコンダクションポンピングという新たな動作原理を提案した（Atten and Yagoobi, 2003）．

右辺第二項は，流体中に誘電率の不均一があるところに発生する流体力で，具体的には沸騰が起きている気液二相流で発生する．この場合は，電気分解を起こすほどの高電圧を印加する必要はなく，式（１）の右辺第 1 項のクーロン力は無視できる．この不均一な誘電率に起因する流体力には，液体中の気泡界面に働く静電圧力がある．具体的に，図 3(a)に示すように，シャーレの中に入っている電気絶縁性液体中に，2 枚の電極を張り合わせた電極対の下側を液体に浸した場合を考えてみる．初めは表面張力で液体が上昇するが，さらに電界をかけると，静電圧力によって電界強度の二乗で上昇する．この場合，式（１）の第 1 項と第 3 項は第 2 項に比べて非常に小さいので無視でき，次のように表すことができる．

$$\Delta P_{EHD} = \frac{1}{2}(\varepsilon_l - \varepsilon_g)\left({E_t}^2 + \frac{\varepsilon_l}{\varepsilon_0}{E_n}^2\right). \tag{2}$$

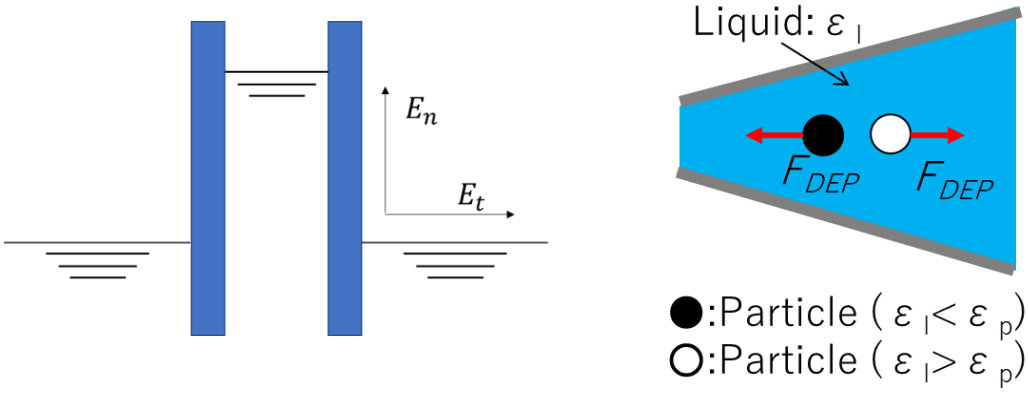
さらに，$E_t \gg E_n$の条件を満足するので，次式のように簡単に表すことができ，この圧力を静電圧力とよぶ.

$$\Delta P_{ESP} = \frac{1}{2}{E_t}^2(\varepsilon_l - \varepsilon_g). \tag{3}$$

図 3(b)に示すように電界に勾配がある場合に半径 R の球体に働く力を考えてみる．誘電率ε_lの液体中に誘電率ε_pの直径 R の固体や蒸気泡が存在したりする場合の固気あるいは気液二層流の場合を考えると，式（1）は次式のように変形できる(Jones, 1995).

$$\mathbf{f}_{\mathrm{EDP}} = 2\pi\varepsilon_l R^3 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_l}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_l}\right) \nabla E^2 \tag{4}$$

式(4)は電界印加による誘電分極に起因する．液体よりも誘電率が小さい蒸気の場合は，電界の大きい方向に力が働くが，液体よりも誘電率が大きい固体の場合は，電界の小さい方向に力が働く．蒸気泡に電界の勾配を与えることによって蒸気泡を加熱面から排除して熱伝達を促進させる効果もある（Patel and Yagoobi, 2017）.



(a) Electrostatic pressure　　(b) Dielectrophoretic force

Fig. 3　Electrical body force

４． 冷媒の選定とダイヤモンド電着面によるプール沸騰熱伝達促進技術

本研究では，電界を印加して沸騰を促進させる方法を採用するため，使用する液体は電気絶縁性液体でなくてはならない．エアコンなどに使われる冷媒は大抵電気絶縁性液体なので，様々な沸点の液体を選ぶことができる．本研究では，沸点が 55.5℃の HFE-347-pc-f (AE-3000, AGC)を選定した．表 1 に本研究で採用する冷媒の物性値を示す．冒頭でも述べたが，蒸発潜熱は水の約 15 分の 1，比熱は約 3 分の 1 であるので液体としての冷媒の能力は水よりも低い．この物性から推測すると，沸騰熱伝達に使うには限界熱流束（CHF）の値が低くなることが懸念され，沸騰促進技術を適用し，CHF を高くする新たな手法を適用する必要がある．

この電気絶縁性液体を使った場合のプール沸騰熱伝達での CHF を図 4 に示す（Kano and Okamoto, 2017）．沸騰面は直径 15 mm の無酸素銅を使用しており，表面には#8000 のラッピングフィルムシート（3M）で磨いた銅表面，及び粒形 5 μm と 1.5 μm のダイヤモンド粒子を電着した場合の 2 種類を使用した．ダイヤモンド電着は砥石に使われる技術で，表面粗さ Ra が 0.19 μm と荒いのに対し，磨いた銅表面は 0.05 μm である．沸騰促進との相関が高いのは静的接触角 θ であり，磨いた銅表面と AE-3000 では 14.5° に対して，ダイヤモンド電着面の場合は 10.5~11.0° と小さく，銅表面より濡れ性が高い．図 4 を見ると，銅表面の場合の CHF は 20 W/cm^2 であるのに対して，ダイヤモンド電着面は 27 W/cm^2 と 35%の増加を示し，CHF 発生時の過熱度は 12 K 減少する．CHF が発生する表面温度は 75 ℃であるので，電子機器部品の冷却には適しているが，CHF は 30 W/cm^2 程度である．実用性を考えれば，CHF を 100 W/ cm^2 に向上できる促進技術を適用したい．そこで，本研究では，次に述べるように電界を印加してさらに CHF を向上させる能動的な沸騰熱伝達促進技術を採用した．

Table 1 Typical physical properties for AE-3000 (HFE-347-pc-f)

項目	HFE-347-pc-f
沸点 (℃)	55.5
絶縁破壊強度 (kV/mm)	16
電気伝導率 at 23℃ (S/m)	7.7×10^{-10}
蒸発潜熱 (kJ/kg) at 55.5 ℃	147
密度 (kg/m^3) at 55.5 ℃	1393
粘度 (mPa s) at 25 ℃	0.646
比誘電率 (-) at 25 ℃	7.2
表面張力 (mN/m) at 55.5 ℃	12.2
蒸気密度 (kg/m^3) at 55.5 ℃	7.82

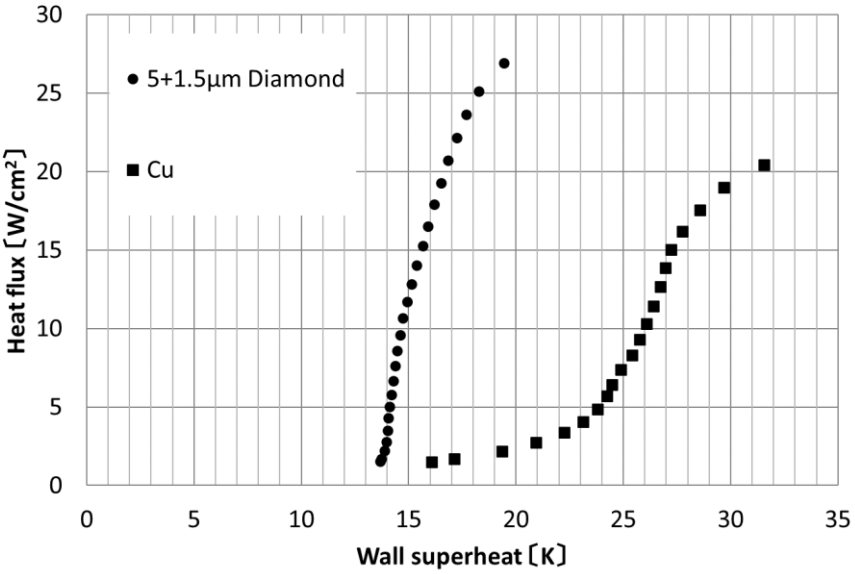
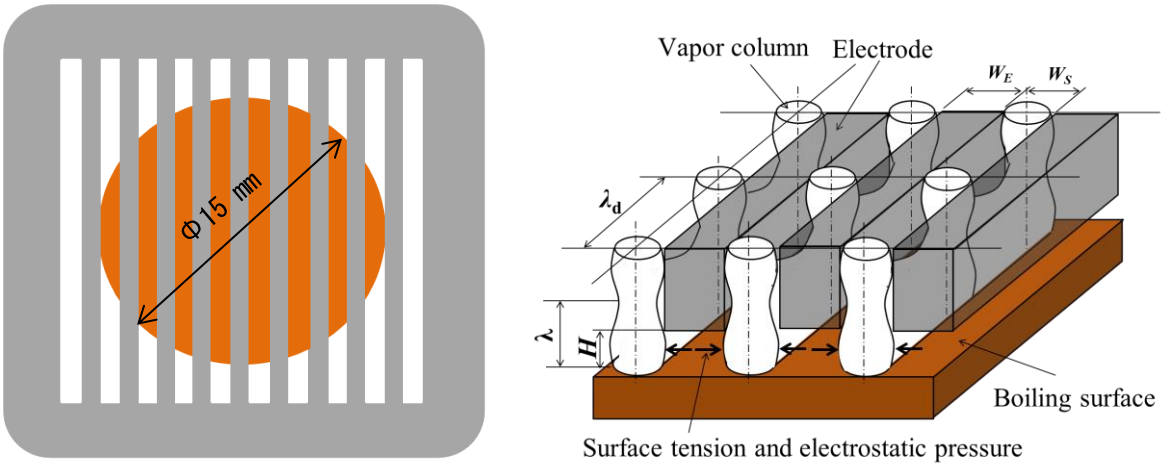


Fig. 4 Boiling curve for pool boiling on the different heating surface (P_∞ = 1atm).
(Diamerter of boiling surace was 15 mm, Static contact angles between AE-3000 and boiling suraface were 14.5 for polished Cu and 10.5 – 11.0 for diamond coating)

５．電界印加によるプール沸騰熱伝達促進

図 5 に沸騰面に電界を印加するための電極構造を示す（Kano and Okamoto, 2017）．図 5(a)は，電極を上から見た図で，直径 15 mm の沸騰面の上に電極が設置されている．電極は図 5(b)に示すように幅（W_E）が 800 μm で，幅（Ws）が 700 μm のスリットが設けられており，沸騰面から 600 μm の高さ（H）で固定されている．また，図 5(b)には沸騰が十分発達した場合の蒸気泡の挙動の概略図も示している．核沸騰が十分発達すると，スリットに沿って気泡柱が形成され，気泡はスリットを過ぎると，周期性をもって蒸気泡として電極上面から離脱する．沸騰面と幅 W_E の電極との間の液体には，図の矢印に示されるように気液界面に図 3 で示した静電圧力が働く．この界面には-5 kV/mm の電界で約 600 Pa の静電圧力が働くことが理論的に計算でき，CHF に到達するまで沸騰面と電極の間に液体をポンピングし続けることが可能になる．図 6 に示すように，このポンピング効果は，CHF の向上に効果的であり，磨いた銅表面では 65 W/cm^2，ダイヤモンド電着面に対しては 100 W/cm^2 の冷却性能を実現している．なお，100 W/cm^2 での過熱度は 33 K（88℃）であり，電子機器部品の冷却に適用可能である．



(a) Top view of boiling surface (b) Vapor behavior under the electric field

Fig. 5 Elecrode arrengoment above the boiling surface.
(H=600 μm, W_E=800 μm, and Ws = 700 μm)

６． 電界印加によるサブクール流動沸騰熱伝達促進

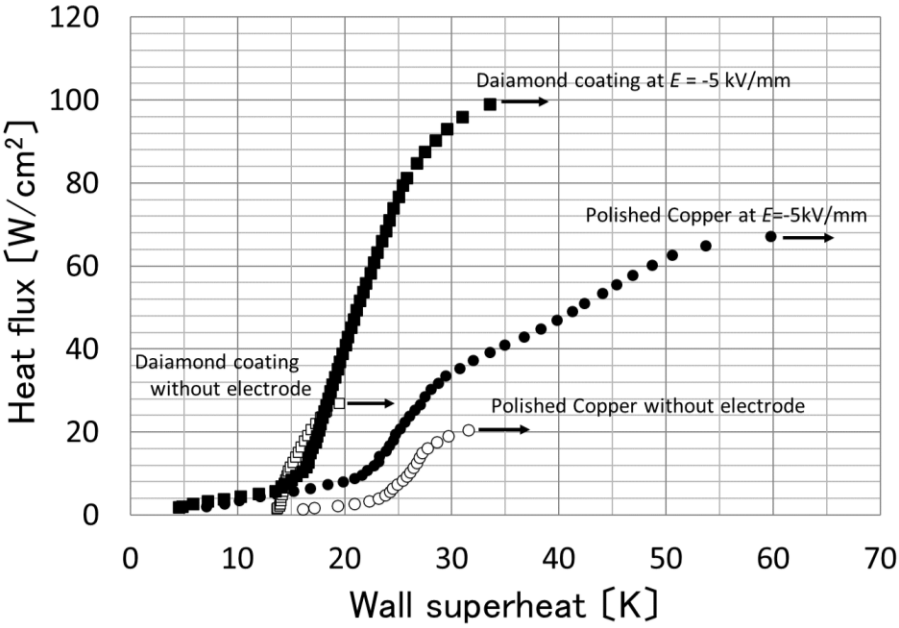
プール沸騰では, 沸騰面が少しでも傾くと蒸気泡の浮力の影響で熱伝達性能は大きく変化する. そこで，姿勢が変化した場合でも安定した冷却性能を得るために，本研究で発明した沸騰熱伝達技術をサブクール流動沸騰熱伝達に適用した(Kano, 2019). プール沸騰熱伝達の場合と大きく違うところは, ギアーポンプを使用して液体を電極と沸騰面に強制的に流すことである. 流量は 1.9 g/s と低く設定し，加熱面上で沸騰が起きやすいようにした．図 7 に流入液温を変化させた場合の沸騰曲線を示す．実験は大気圧下で行った．流入液温が高くなるほど CHF が上昇し，最大で 120 W/cm^2 を得ている. 液温が高くなると冷却性能が向上するのは, 渇き度(Vapor quality)が高くなり, 蒸発潜熱による冷却が高くなったことが原因であると考えている．沸騰面の温度が 85 ℃付近で 120 W/m^2 を冷却できる性能は電子機器部品の冷却条件に非常に向いていると思われる.

７． 終わりに

本稿では，高発熱密度の電子機器部品の冷却法として，沸騰熱伝達による冷却法の優位性について述べ，沸騰熱伝達を促進するための受動的及び能動的促進法について述べた．受動的促進法については，濡れ性の向上が沸騰開始点の低下や CHF の増加を可能にすることを述べた．本稿では，濡れ性の向上にはダイヤモンド電着法を採用している．また，能動的促進法として，電気絶縁性液体に電界を印加したときに現れる電気流体力（EHD）効果について説明した．EHD 効果による沸騰熱伝達促進法により，プール沸騰の場合は CHF が 3 倍の 100 W/cm^2 を実現した．ダイヤモンド電着による効果は, CHF 点での過熱度の低下に大きく貢献し, 100 W/cm^2 での過熱度は 33 K（88℃）であり，電子機器部品の冷却法への適用可能性を示した．また，姿勢変化に対応するために本促進技術をサブクール流動沸騰に適用した．低流量(1.9 g/s)での駆動で，CHF は 120 W/m^2 を示し，その時の沸騰面の温度は 85 ℃付近であった．この結果から，高発熱密度の電子機器部品の冷却技術として有効な手段になるものと期待している.

以上，電界印加による沸騰熱伝達促進技術について述べてきた．沸騰面の温度は 85℃で 120 W/cm^2 を冷却できるわけであるから，実用化へ向けての期待が高まってくる．しかし，実際の冷却システムを考えると，回路は閉回路であるため，温度の上昇に伴う飽和温度の上昇と冷却性能との関係を明らかにしなければならない．また，実際の使用においては，180°反転した状態も考えなければならず，これらの諸条件に対し，さらに研究を進める予定である.

(a) Pool boiling (b) Pool boiling enhanced by electric field



(c) Boiling curves

Fig. 6 Effect of electric filed on boiling curve in saturated pool boiling (P_∞ = 1atm)

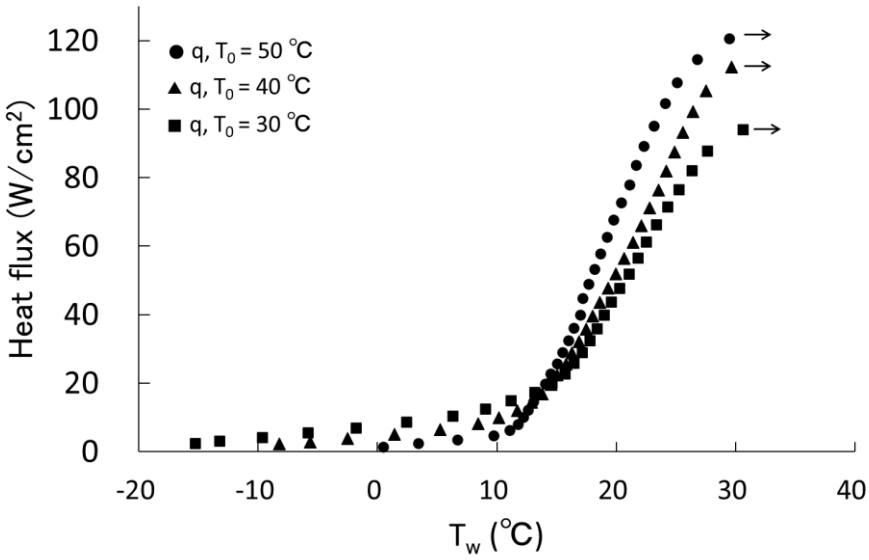


Fig. 7 Effect of inlet temeretures on subcooled flow boiling

($\dot{m}$ = 1.9 g/s, E = -5 kV/mm, P_∞ = 1 atm)

謝　辞

EHD の原理と性能評価においては，山形大学大学院理工学研究科物質化学専攻の仁科辰夫教授にご協力いただいた．また，沸騰熱伝達の原理や計測法においては，高橋一郎山形大大学名誉教授にご協力いただいた．なお，本研究は，平成 18 年度第 1 回産業技術研究助成事業（06B44014a）を受けて研究の基盤が確立し，その後，科学研究費補助金(c)No.25420146 および科学研究費補助金(c)No.16K06106 を受けて研究が行われたことを記し，謝意を表す.

文献

矢部彰　他，JSME 技術ロードマップ，日本機械学会誌，Vol. 119，No. 1170（2016），pp. 283–323.

庄子正弘，伝熱工学（1995），東京大学出版会.

渡部洋二，液冷戦闘機「飛燕」（2006），文藝春秋.

伊丹敬之，本田宗一郎（2010），ミネルヴァ書房（2010）.

武居智久，サーバーを液体に浸す，富士通が新冷却システムで狙う市場（2018），日経 xTECH/日経コンピュータ.

Johnson, R. L., Effect of an electric field on boiling heat transfer, AIAA Journal, Vol. 6, No. 8 (1968), pp. 1456–1460.

Landau, L. D., Lifshitz, E. M., and Pitaevskii, L.P., Electrohydrodynamics of Continuous Media, 2nd edition, 8, Butterworth–Heineman (1984).

Panofsky, Wlfgang K. H., Classical Electricity and Magnetism, Second Edition, Dover Publications (2005).

Stuetzer, O. M., Ion drag pressure generation, Journal of Applied Physics, Vol. 30, No. 7 (1959), pp. 984–994.

Pickard, W. F., Ion-drag pumping. I. Theory, Journal of Applied Physics, Vol. 34, No. 2, 1963, pp. 246–250.

Jones, T. B., Electromechanics of particles, Cambridge University Press (1995).

Atten, P., and Seyed-Yagoobi, J., Electrohydrodynamically induced dielectric liquid flow through pure conduction in point/plane geometry, IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 10, No. 1 (2003), pp. 27–36.

Patel V. K., and Seyed-Yagoobi, J., Combined dielectrophoretic and electrohydrodynamic conduction pumping for enhancement of liquid film flow boiling, Journal of Heat Transfer, Vol. 139 (2017), pp. 061502 (1–9).

Kano, I., and Okamoto, N., Experimental verification of a prediction model ofr pool boiling enhanced by the electrohydrodynamic effect and surface wettability, Journal of Heat Transfer, Vol. 139 (2017), pp. 084501 (1–7).

Kano. I., Subcooled flow boiling under an electric field on surface enhanced by diamond particles deposition, Inertnational Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 134 (2019), pp. 959–969.

TED Plaza

Diesel Particulate Filter に堆積した Ash 構造に関する研究

中村　圭介

株式会社いすゞ中央研究所
研究第二部　主任研究員
nakamura@iaec.isuzu.co.jp

1. はじめに

ディーゼルエンジンはその熱効率の高さから各種動力源として主に用いられているが，排出ガスに含まれる粒子状物質(Particulate Matter，以下 PM と略記)を低減するため，それらの排気システムの多くに DPF(Diesel Particulate Filter)が装着されている．図 1 に示されるように，DPF は排出ガスが流入する入口側のセルは下流端，流出する出口側のセルは上流端が交互に目封じされており，排出ガスに含まれる PM は多孔質セラミックの壁を通過する際に捕集される．一定量の PM が堆積した時点で燃焼除去(DPF 再生)が行われるが，この際，DPF に堆積した PM 堆積量は DPF 前後の差圧により推定されている．PM 中に含まれるエンジンオイル等由来の金属成分は DPF 再生後に燃え残り，DPF 内に Ash として堆積する場合がある(Ishizawa, et al., 2009)．Ash の堆積形態としては図 2 に示す様に Wall Ash と Plug Ash の二種類に大別される．これらの堆積形態は DPF の再生方法や頻度により異なるが，DPF の壁表面に堆積する Wall Ash から，Plug 状にセルを閉塞するように堆積する Plug Ash へ Ash の形態が変化することが知られている．Wall / Plug Ash のガス透過性が異なるため，Ash の堆積形態によって PM 堆積時の DPF 前後差圧が変動する．Wall / Plug Ash が堆積した際の PM 堆積に伴う圧力損失の上昇挙動を図 3 に示す．これより DPF 前後差圧に基づく PM 堆積量の予測精度が低下する(Sappok, et al., 2009)ことが分かる．DPF 前後差圧による PM 堆積量が実際よりも多く見積もられた場合には，再生回数が増加し，再生に伴う燃料消費量が増加する．一方，実際よりも少なく見積もられた場合には PM の過剰堆積による再生が DPF 破損の一因となる．PM 堆積量推定精度の低下起因による燃料消費量の悪化や DPF 破損を抑制するためには，Ash が DPF 前後差圧に及ぼす影響を見積もる必要がある．

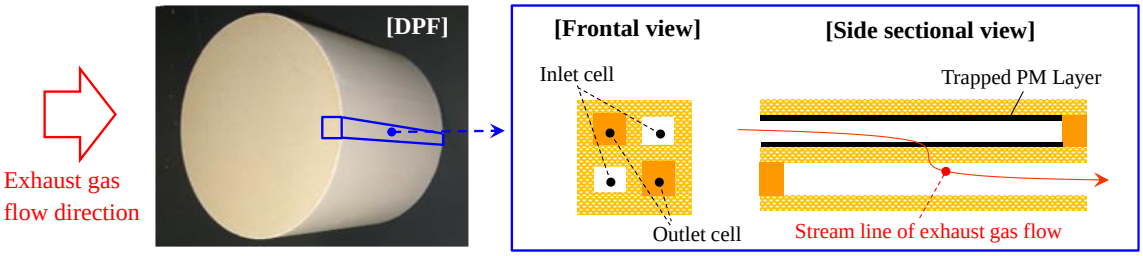


Fig. 1　Schematic image of DPF structure

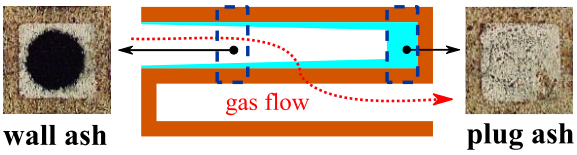


Fig. 2　Schematic image of Ash morphology in DPF

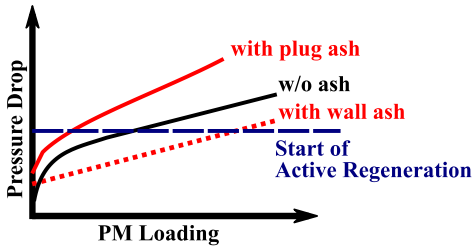


Fig. 3　Conceptual diagram of Wall and Plug Ash accumulation effect for pressure drop of DPF

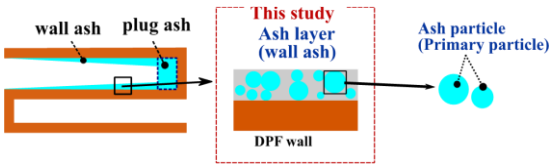


Fig. 4　Cross sectional image of DPF and Ash structures (Plug/Wall Ash, Ash layer, Ash particles)

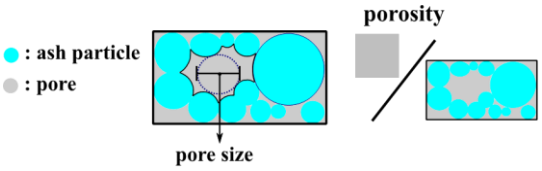


Fig. 5　Schematic image of particle size, pore size, and porosity

Ash の DPF 前後差圧に及ぼす影響を見積もるためには，Plug Ash や Wall Ash のような形態だけでなく, 図 4 に示すような Wall Ash 層の構造を把握 (Latella, et al., 2006) する必要があると考えられる．Ash 層の構造とは，図 5 に示す Ash 粒径，空隙率および空隙径分布を指す．しかしながら，これまでの Ash に関する研究では，このような Ash 層の構造と差圧との関係について報告された例はない．

我々は，効率が高く，故障の少ない DPF システムを目指して研究を進めている．DPF 前後差圧による PM 堆積量推定精度を向上させることは燃料消費量の悪化や DPF 破損の抑制につながる．本研究では，市場走行車から回収した Ash が堆積した状態の DPF を対象とし，DPF 流れ方向の部位に対する差圧特性を調べた. さらに Ash 層の気孔構造に関する解析を行い, DPF 再生方法が Ash 層構造に与える影響について考察を試みた.

2.　実験手順

2・1　Ash 堆積 DPF 市場回収品の仕様

本研究では，市場を走行していた Heavy Duty Truck (HD Truck) に搭載された DPF を回収して用いた．供試 DPF の仕様を表 1 に示す．供試 DPF は，洗浄による Ash 除去を約 20 万 km および 40 万 km 走行後に 2 回行っている．供試 DPF を搭載していた車両は一般道の走行が中心であり，平均車速は 30 km/h 程度であった. 供試 DPF より採取した Ash 粉末の XRD 分析を行った結果を図 6 に示す．XRD 分析より本報告において用いた市場回収品 DPF に堆積した Ash の主成分は $CaSO_4$ であり，既報(Sappok, et al., 2010)の Ash 含有成分と同様であった.

2・2　Wall Ash 層の厚さが異なる DPF 各所の前後差圧測定方法

DPF 前後差圧への影響が大きいと考えられる Wall Ash が堆積した部分の DPF 前後差圧の測定を行った. 図 7 に示す Wall Ash 形成が確認された上端面から 60, 100 および 160 mm の箇所から Ash の堆積した部分を切り出し，DPF 前後差圧測定に供した．差圧測定用試料は、直径 30 mm × 長さ 40 mm の円柱状に DPF 片を切り出し，DPF と同様の Wall Through 構造となる様に目封じを施して作製された．以後，各供試試料を上流側から Sample1, Sample2 および Sample3 と称する．差圧測定装置の概要図を図 8 に示す．　DPF 試料を装置の試料ホルダー部分に装着し，試料の上流側から窒素ガスを 20℃にて流通させ、流量 20～100 L/min の範囲における試料前後の差圧を測定した. 流量計は, 東京メータ製 QFS-400 (最大レンジ 400 L/min) , 差圧センサーは GE 製 UNIK 5000 (測定精度 2.8 Pa) を使用した.

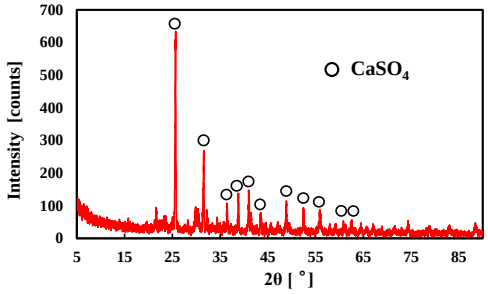


Fig. 6　Ash compositional analysis via XRD

Table 1　Specifications of DPF installed on a Heavy Duty Truck

Engine	Heavy duty (HD) diesel engine
Emission regulation	PNLT
DPF diameter [mm]	266.7 (10.5 inch)
DPF length [mm]	304.8 (12 inch)
DPF substrate	Cordierite (with PGM loading)
cell number [cpsi]	200
wall thickness [mm]	0.3048 (12 mil)
mileage [km]	550,000
DPF cleaning [km]	200,000 and 400,000
Average speed [km/h]	30

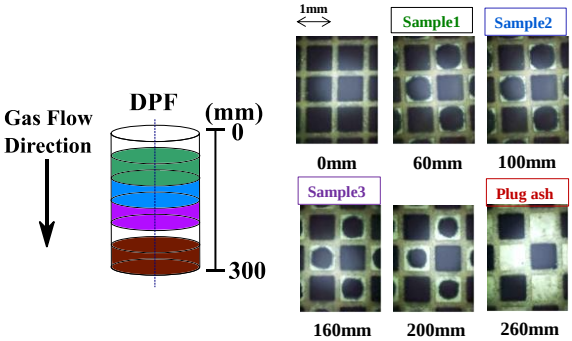


Fig. 7　Optical image of DPF inlet faces at each samples (Sample1, 2, 3, and Plug Ash)

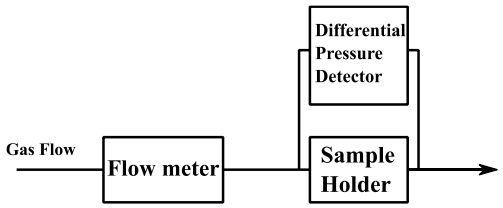


Fig. 8　Schematic layout of the measuring device for DPF pressure drop

2・3　Ash 層の厚さの測定方法

DPF に堆積した Wall Ash 層の厚さは DPF 前後差圧に影響すると予測されるため，2.2 で使用した試料における Wall Ash 層の厚さを測定した．試料に堆積した Ash 層の厚さを測定するため，試料の前端面 5 箇所, 後端面 5 箇所, 計 10 箇所のセルを光学顕微鏡で観察した. 図 9 は直径 30 mm, 長さ 40 mm に切り出した試料と光学顕微鏡による観察箇所の模式図を示す．光学顕微鏡を用いた観察により，図 10 のような画像が得られた．得られたセル断面の画像中，図 10 で示すようなセルの角 (Corner) および辺(Side)各 4 箇所，合計 8 箇所の線分の長さを測定して，8 箇所の線分の長さの平均値をそのセルに堆積した Wall Ash 層の平均の厚さとした．

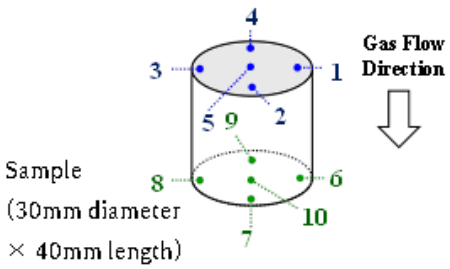


Fig. 9　Observation points at sample inlet and outlet face

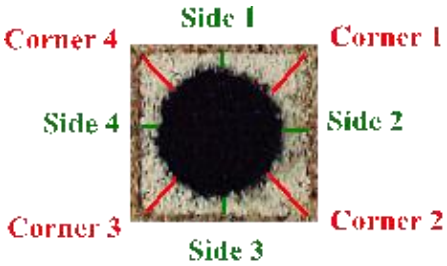


Fig. 10　Measurement points of Ash layer thickness at a DPF channel

2・4　Ash 層構造の解析方法

DPF はその構造から，Ash が堆積した DPF 壁をガスが通過するため，Ash 層の構造は DPF 前後差圧に影響すると考えられる．そこで Ash 層の粒径分布，空隙率，空隙径分布を算出し，各所の Ash 層の構造解析を行った．既報(Merkel, et al., 2001)における Ash 層の構造解析では，Ash 層の空隙率導出過程において構成成分の密度を仮定している．さらに，空隙径分布は導出できていない．ゆえに，DPF に堆積した状態での Ash 層構造は不明であった．

本研究では，走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope，以下 SEM と略記) を用いて DPF に堆積した Ash 層を撮影した SEM 画像を解析する事により，　Ash 層の粒径分布，平均空隙率，および空隙径分布の算出を試みた．Ash 層構造解析用試料は，SEM 前後差圧測定用の試料 (Sample1, 2，および 3) 近傍および最下流の Plug Ash 堆積部 (Plug Ash と称する) から，図 11 の左の図に示すようなセル断面を含む任意の部分をそれぞれ約 5 mm 角に切断することで作製された．Ash 層は非常に脆く，通常の研磨手法を用いた場合，物理的な力により構造が変化すると考えられる．そこで本研究では DPF + Ash 片の断面をイオンビーム (日立ハイテクノロジーズ製 IM-4000PLUS) を用いて研磨を行い，構造を破壊しない状態の Ash 層の SEM 像を測定した．図 11 の左側，枠で強調させた DPF 壁と Ash の両方を含む箇所を SEM で観察した．図 11 の右側に得られた SEM 像の一例を示す．各試料に堆積した Ash 層の粒径分布，平均空隙率，および空隙径分布は断面 SEM 画像の画像解析により導出した．画像解析は画像解析ソフト ImageJ (Schneider, et al., 2012)を使用した．

Ash 層の粒径分布は，SEM 像 (10000 倍) における Ash 粒子を識別してランダムに色をつけた解析用画像を作成し，解析用画像において Ash 粒子の面積分率のヒストグラムを作成することで算出した．図 13 には SEM 画像と解析した画像の一例を示す．Ash 層の平均空隙率は，図 13 の左に示す SEM 像 (5000 倍)を，ImageJ により図 13 の中央に示す 2 値化像に変換し，2 値化像における空隙部分の面積割合より算出した．ここで，2 値化像とは，濃淡のある画像の明るさ(輝度)に閾値を設定し，閾値より明るい箇所と暗い箇所を白と黒の 2 色に塗り分けるよう変換した画像を指す．本研究では，撮影された SEM 像を目視しながら研磨面にある Ash 粒子と空隙を識別し，Ash と空隙の境界が SEM 像と同様になるよう，SEM 像毎に手動で輝度の閾値を決定し，Ash 粒子を黒，空隙を白で表すように変換処理を行った．断面 Ash 層の空隙径分布は，図 13 中央の平均空隙率算出時に使用した SEM 像の 2 値化像より，図 13 右に示すように解析用画像における Ash 層空隙に内接する円の直径を空隙径と定義し，画像中の空隙径を横軸にヒストグラムを作成すること

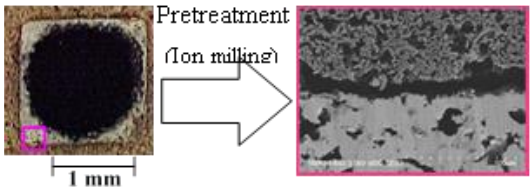


Fig. 11　SEM measuring point and SEM image of Ash and DPF wall

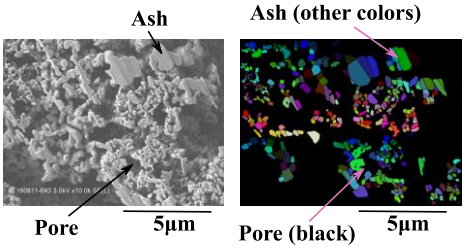


Fig. 12　SEM image (×10000) and analysis image to calculate Ash particle size

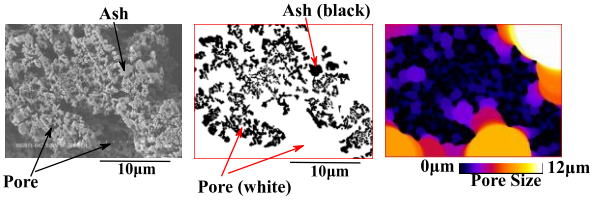


Fig. 13　SEM image (×5000) and analysis image to calculate porosity and pore size in Ash layer

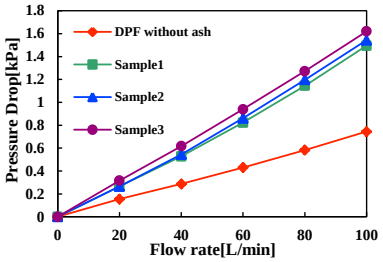


Fig. 14　DPF pressure drop with and without Ash at each Nitrogen gas flow rate

で算出した．粒子径，空隙率，空隙径算出の際，研磨面の奥や画像の境界部にある粒子および空隙は，粒子および空隙の正確な境界が不明瞭なため解析対象から除外した．

3. 実験結果および考察

3・1 Wall Ash 堆積試料の前後差圧測定結果

窒素ガス流量に対する各試料の前後差圧測定値の変化を図 14 に示す．Ash 堆積のない試料と比較して，Wall Ash が堆積した試料の前後差圧は高く，差圧の値は Sample1，Sample2，Sample3 の順で高くなり，Ash 層厚さの大きい下流の試料ほど試料の前後差圧が高い傾向が見られた．

3・2 Wall Ash 層の厚さ測定結果

各試料の前端面 5 セルおよび後端面 5 セルの計 10 セルそれぞれにおいて，セルあたり 8 箇所の Ash 層厚さを測定し，セルごとの Ash 層平均厚さを算出した．測定結果の一例として、Sample2 の各セルにおける Ash 層平均厚さ(前端面: 図 15，後端面: 図 16) を示す．エラーバーは各セル内の Wall Ash 層厚さのバラつきを示す．図 15 に示すように，Ash の堆積が確認できず Ash 層の厚さが測定できなかった箇所が存在した(前端面セル 2 参照)．一方で，下流の Sample3 の後端面には，セル 5 箇所中 3 箇所に Plug Ash が堆積していた(図 17 参照)．図 15 と 16 より，同一試料においては下流ほど Ash 層の厚さが大きくなる傾向がある事がわかった．一方で，図 15, 16, および 17 より，各セルの Ash 堆積状態は同一試料においても異なっており，Ash の堆積状態は不均一である事がわかった．

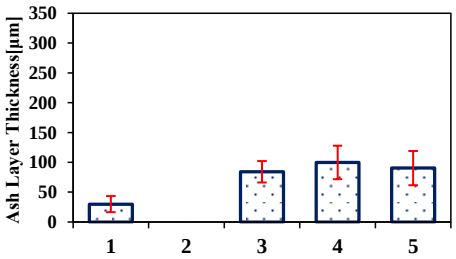


Fig. 15 Average Ash layer thickness of each cells (Sample2, Inlet)

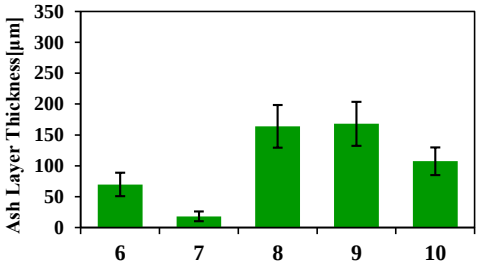


Fig. 16 Average Ash layer thickness of each cells (Sample2, Outlet)

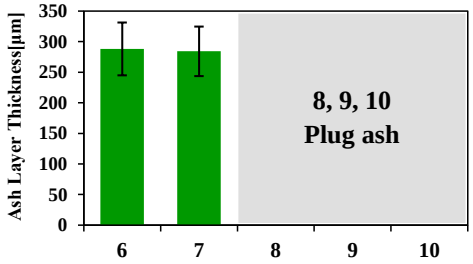
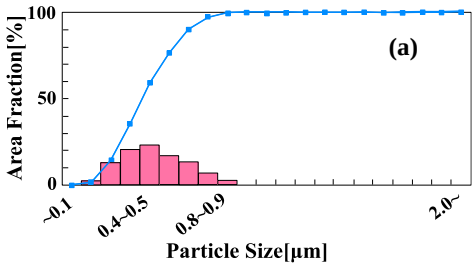


Fig.17 Average Ash layer thickness of each cells (Sample3, Outlet)

Table 2 Particle size, porosity and pore size of Ash layer calculated by SEM image analysis

	*Particle size [μm]	Porosity [%]	*Pore size [μm]
Sample1	0.48	74	1.9
Sample2	0.45	75	2.1
Sample3	0.36	70	1.4
Plug Ash	0.39	60	1.4

*Median



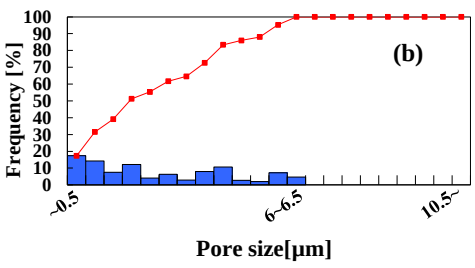


Fig.18 (a) Ash particle size distribution, (b) Pore size distribution calculated by SEM image analysis (Sample 1)

Table 3　Ash particle size reported by previous and this study

	Particle size	Ash loading process
SAE Technical Paper 2001-01-0190	0.1–0.5 μm (Primary) –50μm (Agglomerates)	Field (HD truck)
SAE Technical Paper 2005-01-3716	0.4–1 μm (Primary) 8–100 μm (Agglomerates)	Accelerated (HD truck)
SAE Technical Paper 2006-01-0874	About 1 μm	Accelerated (Burner)
This study*	**0.36–0.48 μm**	**Field (HD truck)**

3・3　Ash 層構造解析結果

図 18 は，SEM 画像解析より得られた粒径分布および空隙径分布の一例として，Sample 1 の粒径分布と空隙径分布を示す．最大粒径および空隙径には試料ごとにばらつきがあるものの，粒径および空隙径分布の形状は試料によらずほぼ同じで，粒径および空隙径分布のピーク位置は図 18 と比較して大きく変わらなかった．また，表 2 は，SEM 画像解析で得られた各試料の Ash 層の構造 (粒径の中央値，平均空隙率，空隙径の中央値) を示す．表 2 より，Ash 層の粒径，空隙率および空隙径はいずれも DPF 下流の試料ほど小さくなる傾向が確認された．

3・4　市場回収 DPF の Ash 粒径

表 3 に，SEM 画像解析より得られた市場回収品に堆積した Ash 粒径と既報(Merkel, et al., 2001), (McGeehan, et al., 2005), (Konstandopoulos, et al., 2006)の Ash 粒径の比較を示す．表 3 に示すような Ash 加速堆積試験および本研究と同様に HD truck を使用した実路走行試験により得られた既報の Ash 粒径と比較すると，本測定結果で得られた Ash 粒子径は，既報の Ash 一次粒子径と同程度であると考えられる．ただし，本研究では SEM 画像解析を用いて Ash 粒径を算出しているため，SEM の画像で確認できる範囲より大きな粒径(10 μm 以上) を持つ Ash 粒子は解析対象とされていない．そのため，凝集粒子については，粒子径の評価が行われていない．また，二次元の構造情報に基づく解析であり，三次元的な構造情報は得られない．今後，複数の試料および視野で Ash 層の SEM 観察および構造解析を行い，Ash 粒径の取りうる値の範囲や凝集粒子の存在有無，存在程度を確認する必要がある．

3・5　DPF 内 Ash 空隙率の変化と DPF 再生方法

既報(Sappok, et al., 2014c)では，Ash を含む PM 層が強制再生により DPF 下流へ輸送されると言われている．DPF の下流で PM 層の PM が酸化，除去されることにより，より密度の高い Plug Ash 層が形成すると考えられている．本研究で得られた DPF 各所の空隙率は，DPF 下流ほど小さくなっており，既報と同様の現象が起こっていると推測される．また，供試 DPF を搭載していた車両の平均車速等の履歴からも，供試 DPF は強制再生の影響を強く受けていたと考えられる．

4.　まとめ

本研究では，市場回収された DPF を用いて，Ash 堆積時の DPF 前後差圧と Ash 層構造(粒径，空隙率および空隙径)を調査し，以下の結果を得た．

(1)Wall Ash のみが DPF に堆積しているとき，DPF の前後差圧は DPF 上流から下流にかけて増加していた．
(2)DPF のセルにおいて，Ash は不均一な堆積分布を持っていた．
(3)本報告の手法(SEM 画像解析)を用いることにより，実際の Ash 層構造に基づいた構造情報を得ることができる．
(4)Ash の粒径, 空隙率および空隙径は, いずれも DPF の上流から下流にかけて小さくなっていた．

今後の課題として，サンプル数を増やして同様に Ash 層の構造解析を行い，搭載車両の車速や DPF 再生頻度など DPF の使用状況と Ash 層構造から，Ash 堆積時の DPF 前後差圧をモデルにより予測することが挙げられる．構築されたモデルは DPF システムをはじめとする排出ガス後処理システムの開発に有効なツールとなり，今後もこれらの構築を継続して行っていく．

本内容は自動車技術会論文集 Vol.49, No.6, p.1187-1192(2018)に掲載されたものを承諾を得た上で加筆修正の上報告するものである．

文献

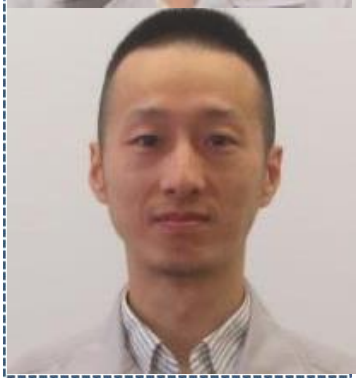
Ishizawa, T., Yamane, H., Satoh, H., Sekiguchi, K., Arai, M., Yoshimoto, N. and Inoue, T., Investigation into Ash Loading and Its Relationship to DPF Regeneration Methods, SAE Technical Paper, 2009-01-2882 (2009).
Konstandopoulos, A. G., Zarvalis, D., Kladopoulou, E. and Dolios, I., A Multi-Reactor Assembly for Screening of Diesel Particulate Filters, SAE Technical Paper, 2006-01-0874 (2006).
Latella, B. A., Henkel, L. and Mehrtens, E. G., Permeability and high temperature strength of porous mullite-alumina ceramics for hot gas filtration, Journal of materials science, Vol.41, No.2, p.423-430 (2006).
McGeehan, J. A. et al., On The Road to 2010 Emissions: Field Test Results and Analysis with DPF-SCR System and Ultra Low Sulfur Diesel Fuel, SAE Technical Paper, 2005-01-3716 (2005).
Merkel, G. A., Cutler, W. A. and Warren, C. J., Thermal Durability of Wall-Flow Ceramic Diesel Particulate Filters, SAE Technical Paper, 2001-01-0190 (2001).
Sappok, A., Santlago, M., Vlanna, T. and Wang, V., Characteristics and Effects of Ash Accumulation on Diesel Particulate Filter Performance: Rapidly Aged and Field Aged Results, SAE Technical Paper, 2009-01-1086 (2009a).
Sappok, A. et al., Characteristics and Effects of Lubricant Additive Chemistry on Ash Properties Impacting Diesel Particulate Filter Service Life, SAE Technical Paper, 2010-01-1213 (2010b).
Sappok, A., Wang, Y., Wang, R., Kamp, C. et al., Theoretical and Experimental Analysis of Ash Accumulation and Mobility in Ceramic Exhaust Particulate Filters and Potential for Improved Ash Management, SAE Technical Paper, 2014-01-1517 (2014c).
Schneider, C. A., Rasband, W. S. and Kevin, W. E., NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis, Nature methods Vol. 9, No. 7, p. 671–675 (2012).

TED Plaza

エンジン燃焼室内の壁面熱伝達現象の解明に関する研究

原田　雄司

マツダ株式会社
技術研究所　アシスタントマネージャー
harada.yuji1@mazda.co.jp



内田　健司

マツダ株式会社
技術研究所　アシスタントマネージャー
uchida.kenji@mazda.co.jp

１．はじめに

「パリ協定」に代表される CO_2 排出削減に関する法的枠組みは整いつつある一方で，燃料由来の CO_2 排出量は 1990 年比で，約 1.5 倍まで増加している (International Energy Agency, 2017). 運輸産業においても CO_2 排出量およびエネルギ消費量削減が強く求められており，自動車業界においては，2025 年に CO_2 排出量を 15%削減（2020 年規制値比）する規制が欧州で施行される予定である (European Commission). このような規制強化を受け，電気自動車や水素自動車の研究開発が急速に進められているが，電気自動車や燃料電池自動車の本格普及に向けては，依然として革新的な技術進化が必要不可欠であり, 2040 年においても内燃機関が搭載されている自動車の割合は, 市販されている自動車の 50%を超えると予想されている (International Energy Agency, 2012). したがって，内燃機関から排出される CO_2 排出量の削減が喫緊の課題であり，再生可能燃料と併せて内燃機関の熱効率を飛躍的に向上させる革新的技術の研究開発をより一層加速させなければならない．理論熱効率は，機関の圧縮比と作動ガスの比熱比が制御因子であり，両者が大きいほど理論熱効率は高くなる (Heywood, 1989). しかし, 現実には過度の高圧縮比化は熱効率の悪化を招く. その主要な要因の 1 つは，壁面を通して外部へ熱として捨てられる冷却損失である．図 1 に，異常燃焼(ノッキング等)を考慮しない前提において, 最もエンジントルクが大きくなる点火時期における図示熱効率と圧縮比との関係を示す (Fujimoto, et al., 2011). なお，図に示す結果は，0 次元エンジン燃焼計算により算出した結果である．図 1 から圧縮比 20 以上では，圧縮比を高くすることにより，図示熱効率が低下していることが分かる．これは，圧縮比を高くすることにより，燃焼室内の圧力・温度が上昇し，壁面への伝熱量が大きくなるためである．したがって，圧縮比増加による熱効率改善効果を最大限得るためには，冷却損失低減が必要不可欠であると言える．冷却損失を低減するためには，燃焼室内のガス温度が高くなる圧縮上死点近傍のガス温度と壁面温度差を小さくすることが重要であり，希薄燃焼による燃焼温度低減技術 (横森他，2016)や壁面温度がガス温度に追従する遮熱技術 (Kosaka, et al., 2013)に関する研究開発が進められている．このよ

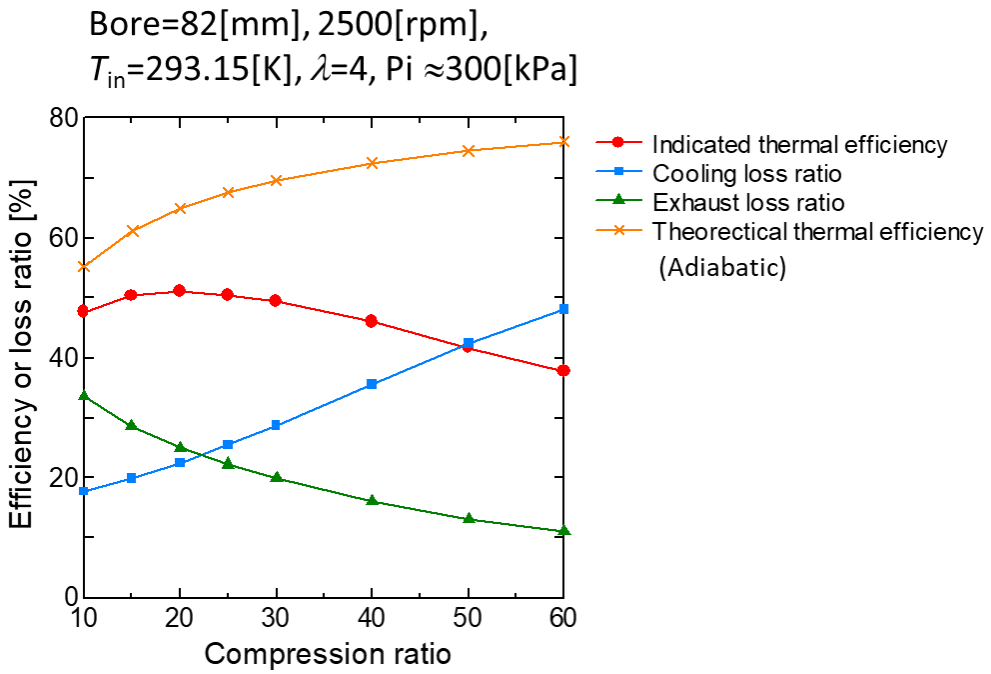


Fig. 1　Thermal efficiency and losses under various compression ratio calculated by zero-dimensional simulation in engine combustion chamber

うな技術により冷却損失を低減することで，広い運転領域において熱効率が改善すると思われる．しかし，エンジン運転条件によっては，冷却損失を低減することで，冷却損失以外の損失が増えるトレードオフが生じる．例えば，冷却損失を低減することにより，圧縮上死点近傍の燃焼室内圧力および温度が上昇するため，ノッキング限界が悪化する．また，熱伝達係数を低減するために燃焼室内に形成される流動を低減すると，特に希薄燃焼条件で燃焼期間が長期化し，未燃損失および排気損失が悪化する．これらの複雑に絡み合うトレードオフを迅速かつ効果的にブレークスルーし，冷却損失低減と高圧縮比化による熱効率改善効果を最大化するためには，開発そのものを机上で効率良く行うモデルベース開発（以下，MBD）が重要になる (藤川他，2013).

２．　エンジン開発に適用する壁面熱伝達モデルとその課題

エンジン燃焼室内壁からの壁面熱流束を高精度に予測するためには，壁面境界層内の物理量分布を正確に予測することが重要になる．したがって，乱流モデルを極力用いず，壁面境界層の物理量挙動を非常に細かい計算格子を適用して計算する計算手法が理想的である．しかし，このような手法を開発適用した場合，現在の計算能力では，計算時間が現実的ではなく，エンジン燃焼室内の壁面熱伝達計算に適用された例はほとんどない．なぜなら，エンジン燃焼室内の高圧環境では，壁面境界層厚さは数百 μm 程度であり (Jainski, et al., 2012)，少なくとも数 μm 以下の計算格子を壁面近傍に配置する必要があるからである．そのため，高精度で壁面流束を予測でき，なおかつ計算負荷が小さい壁面熱伝達モデルが求められる．

高精度かつ低計算負荷を実現するモデル構築に向けては，エンジン燃焼室内における壁面熱伝達機構の解明が必須となるため，エンジン燃焼室内の壁面境界層内の物理量計測が実施されている．これらの結果から，エンジン燃焼室内では，壁面近傍に壁乱流は発達しておらず，層流境界層と乱流境界層のどちらでもない流速分布が形成されていることが明らかになってきた (Shimura, et al., 2019)．エンジン燃焼開発に適用されている壁面熱伝達モデルの多くは，壁面境界層内で乱流境界層が発達しているという前提に基づき構築されており，この事実と反している．したがって，エンジン燃焼室内を対象とした非発達乱流境界層における壁面熱伝達機構を明らか

にし，その結果をモデルに反映させることが，壁面熱伝達モデル高精度化につながると考えられる．

本稿においては，エンジン燃焼室内の非発達乱流境界層を対象とした壁面熱伝達現象の解明に基づくモデル高精度化の取り組みに関して，紹介する．

３． 非発達乱流境界層における壁面熱伝達現象のモデル化

３・１ 壁面熱流束と壁面近傍流速の可視化

壁面熱伝達現象を考察するためには，制御対象である壁面熱流束とその制御因子である壁面境界層内の物理量，特に壁面境界層内の流速分布を同時に捉えることが重要であると考えられる．これらを可能にするため，3 軸型構造を持つ高応答熱電対および時系列 μPIV で構成される計測システム構築した(図 2 参照).

エンジン燃焼室内のような高圧高温環境においては，壁面から数 100 μm 以内の領域で急激な速度勾配が生じることが報告されている (Alharbi, et al., 2010), (Jainski, et al., 2012), (Shimura, et al., 2019). このような現象を鮮明にとらえるために，高倍率と明るさを両立できる高開口長作動距離対物レンズを用いた．長作動距離対物レンズは，観測位置から約 40 mm 離れた位置にレンズ先端部を配置する必要があるため，光学的自由度が高い燃焼室形状が求められる．そのため，光学的

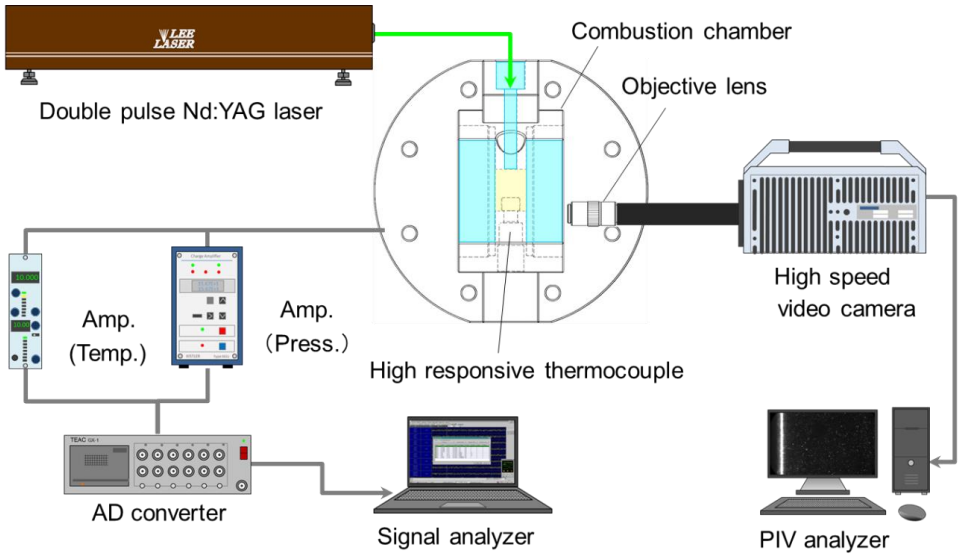


Fig. 2 Measurement system of high response thermocouple, time resolved μPIV, and pressure transducer applied for RCEM

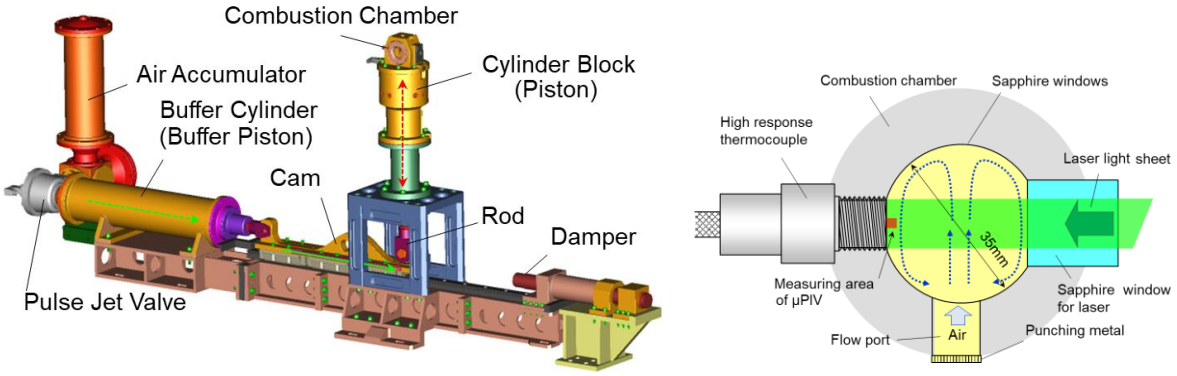


Fig. 3 Schematics of RCEM (left) and combustion chamber (right). In the right figure, measurement area of μPIV and high response thermocouple is shown.

自由度が高く，なおかつエンジン燃焼室内における圧縮膨張を表現できる急速圧縮膨張装置(以下，RCEM)に前述の計測システムを適用した. RCEM の概観図および燃焼室形状の詳細を図 3 に示す. 供試機関および計測システムの詳細は，参考文献 (Harada, et al., 2019)を参照願いたい.

本計測システムを用いて，エンジン燃焼室内を模した環境において形成される非発達乱流境界層における流動特性が, 乱流境界層と比較してどのように異なるのかを考察し, その結果を基に, エンジン燃焼室内の非発達乱流境界層を包括した壁面熱伝達モデルを提案してきた．次項にて, その概要を紹介する.

3・2　エンジン燃焼室内を模した環境における壁面近傍の流動特性

図 4 に燃焼室内の壁面近傍における無次元速度分布を示す．なお，u^+ は，壁面に平行方向の平均流速成分を摩擦速度u_τ^2で除した無次元数である．そして，y^+は摩擦速度で無次元化した壁面からの距離を示す．図より，発達した乱流境界層における分布から乖離した無次元流速分布となっており，非発達な乱流境界層が形成できていることが確認できる．本研究で対象とする非発達乱流境界層において，乱流運動エネルギ分布は，乱流境界層における特徴から乖離していることが分かった．そのため，壁面境界層内における乱流運動エネルギの生成と散逸との関係も，乱流境界層において観察される特徴からかい離している可能性が考えられる．壁面境界層内の乱流運動エネルギ生成と散逸の関係は，以下に示す，乱流レイノルズ数 Re_t を評価することで分析することができる.

$$Re_t = \frac{k^2}{\nu\epsilon} = \frac{\nu_t}{C_\mu \nu}. \tag{1}$$

図 5 に，RCEM の燃焼室内の y^+≦200 領域で平均した Re_t を時系列的に示す．なお，y^+は摩擦速度で無次元化した壁面からの距離を示す．壁面面境界層内の Re_t は，本実験で計測した乱流運動エネルギ k およびその散逸率 ε を式(1)に適用することで算出した．そして，発達した乱流境界層における乱流レイノルズ数を Re_{t_dev} と表記し，参考文献 (Reynolds, 1976)に従って算出した．Re_{t_dev} を図中の破線で併せて示す．なお，ピストン速度は，エンジン回転数 500 rpm 相当とした．図より，y^+≦200 領域で平均した Re_t は，時系列的に変化し，一定の値にならず，Re_{t_dev} と乖離していることが分かる．すなわち，壁面境界層内の乱流運動エネルギ生成と散逸の関係は，乱流境界層と異なり，両者の関係は，壁面境界層内流動の変化に応じて時々刻々と変化している．この差は，レイノルズ応力$\overline{-u'v'}$に影響を及ぼし，非発達乱流境界層内における$\overline{-u'v'}$分布は，乱流境界層における分布と異なると予想できる．乱流境界層では，対数則域において，$\overline{-u'v'}$は，壁面せん断応力 τ_w と概ね等しく，以下の関係が成り立つ.

$$u_\tau^2 = \overline{-u'v'}. \tag{2}$$

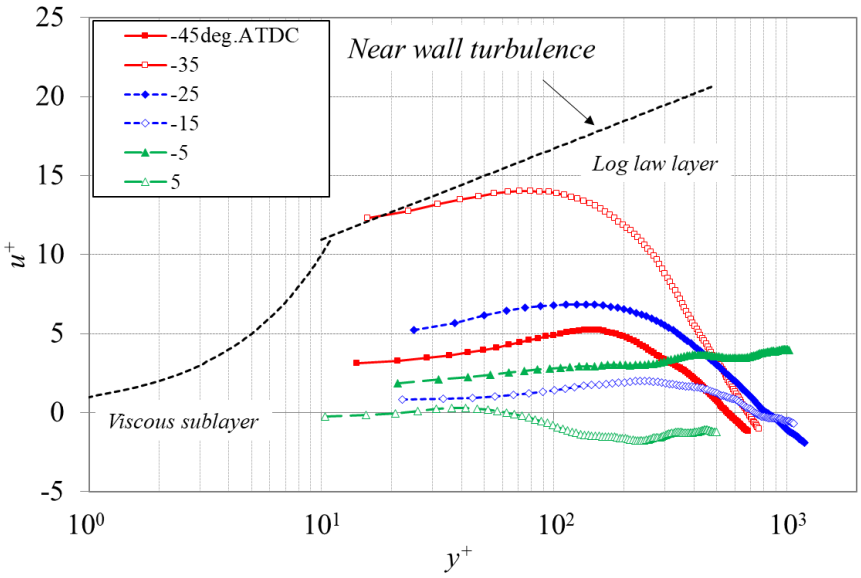


Fig. 4　Non-dimensional mean velocity distribution based on the thermal properties under in-cylinder pressure and temperature condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 500 rpm

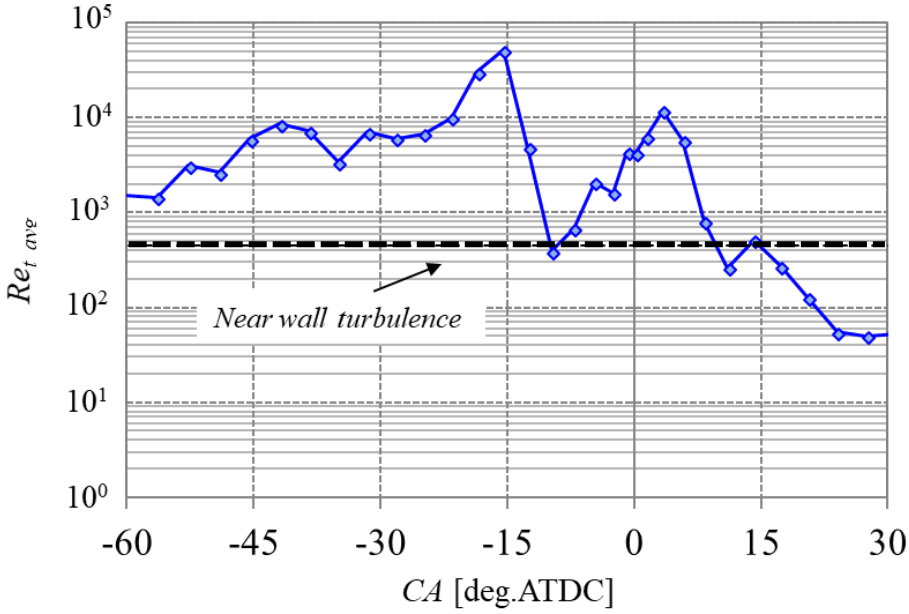


Fig. 5　Time series history of spatially averaged turbulent Reynolds number Re_{t_avg} in the wall boundary layer under the condition of Ne = 500 rpm

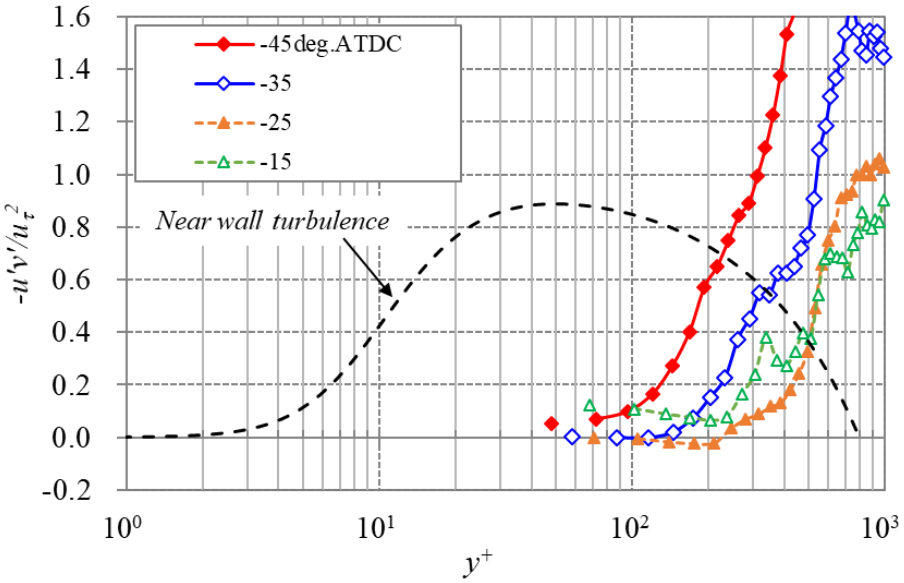


Fig. 6　Non-dimensional Reynolds stress in the wall boundary layer under the condition of Ne = 500 rpm

図 6 に，RCEM の燃焼室内壁近傍の$\overline{-u'v'}$をu_τ^2で無次元化した結果を示す．なおu_τ は，摩擦速度である．併せて，壁乱流が発達した乱流境界層における空間分布を破線で示す．図から，無次元化した$\overline{-u'v'}$は，乱流境界層における空間分布と大きく異なっており，RCEM 燃焼室内で形成された非発達乱流境界層では，式(2)は成り立たないことが分かる．この結果から，RCEM 燃焼室内の非発達乱流境界層内において Re_t が乱流境界層内における結果と異なることが起因し，u_τ^2と$\overline{-u'v'}$との関係が乱流境界層と異なると考えられる．

前述の通り，開発現場で一般的に使用される壁面熱伝達モデルは，乱流境界層内の壁面熱伝達特性に基づいて構築されており，以下のように表現される(Han & Reitz, 1997).

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{2.1 ln y^+ + 2.5} ln(\frac{T}{T_w}). \quad (3)$$

なお，q_w, T, T_w, ρ, c_pは，それぞれ壁面熱流束，ガス温度，壁面温度，密度，定圧比熱を示す．本モデル中のu_τ は，式(2)を仮定して表現されている．したがって，前述の事実を踏まえると，式(3)中のu_τ の表現を非発達乱流境界層に対応できるように修正すること，つまり，非発達乱流境界層においても成立する$\overline{-u'v'}$とu_τ^2の関係を記述することが，非発達乱流境界層を包括した高精度壁面熱流束予測のために重要になると考えた．$\overline{-u'v'}$とu_τ^2との関係が乱流境界層と非発達乱流境界層で異なる理由は，前述のように壁面境界層内の乱流エネルギの生成と散逸の関係が異なること，すなわち乱流レイノルズ数の空間分布が異なることであると考えられる．そのため，乱流境界層内における乱流レイノルズ数であるRe_{t_dev}と対象とする壁面境界層内のRe_tとの差異を表現する項

Table 1　Specification of single-cylinder 4 stroke gasoline test engine and experimental condition

Engine Type	4stroke 1cylinder
Bore × Stroke	89mm × 100mm
Engine speed	2500 rpm
Combustion mode	CAI
IMEP	4bar

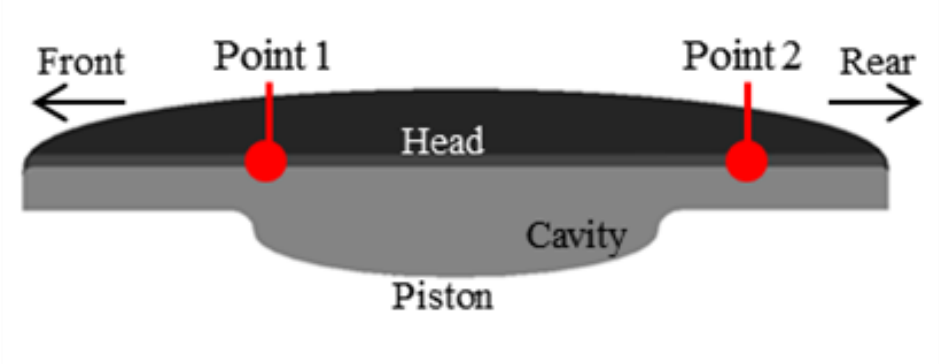


Fig. 7　Installation positions of the high response thermocouples in the cylinder head of single-cylinder 4 stroke gasoline test engine

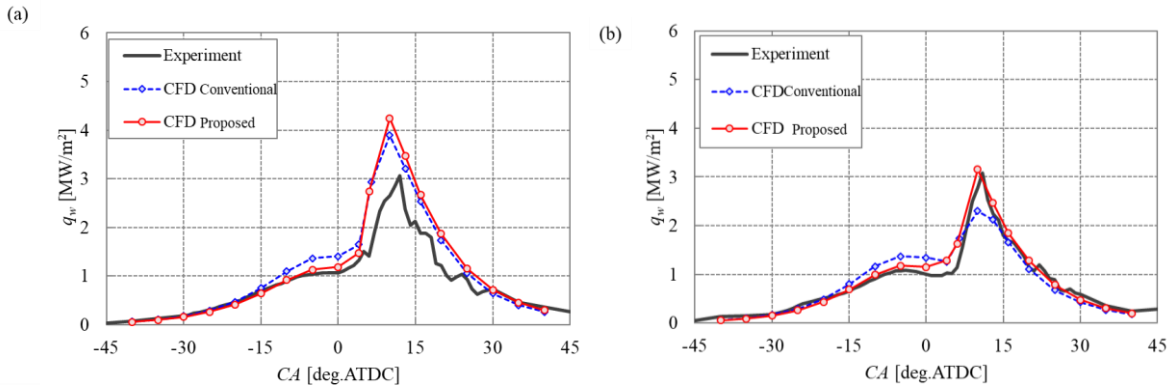


Fig. 8　Time series history of wall heat flux obtained by experiment and CFD in the single-cylinder 4 stroke gasoline test engine ((a): point 1, (b): point 2)

を用いることで，乱流境界層だけではなく，非発達乱流境界層においても，$\overline{-u'v'}$とu_τ^2の関係を記述することができるのではないかと考えた．つまり，$\overline{-u'v'}$は，Re_tの 1 次項を含む形の変換できることから，以下に示す Re_t と Re_{t_dev} で構成される項を導入することで，$\overline{-u'v'}$とu_τ^2の関係を記述することができると考えた．詳細は，参考文献 (Harada et al., 2019)を参照願いたい．

$$u_\tau^2 = \sqrt{\frac{Re_{t_{dev}}}{Re_t}}\overline{-u'v'}. \tag{4}$$

壁面境界層内において，乱流運動エネルギの生成項と散逸項が釣り合うと仮定すると，式(4)は，以下のように表現できる．

$$u_\tau = \left(\frac{Re_{t_{dev}}}{Re_t}\right)^{\frac{1}{4}} C_\mu^{\frac{1}{4}}\sqrt{k}. \tag{5}$$

以上のような考えの基，壁面境界層内の Re_t を考慮した式(3)と式(5)で構成される壁面熱伝達モデルを提案した．

次に，試験用単気筒エンジンによる本モデルの予測精度検証結果に関して，紹介する．表 1 に単気筒エンジンの諸元および実験条件を示す．3D-CFD 計算条件は，実験条件に準拠するように設定した．ソルバには，エンジン解析用オープンソース CFD コード KIVA-4 を改良したものを使用した．乱流モデルは，RNG k-ε モデルを用い，前述の壁面熱伝達モデルを壁面との境界条件として適用した．また比較のため，従来モデルを適用した計算も併せて実施した．エンジンのシリ

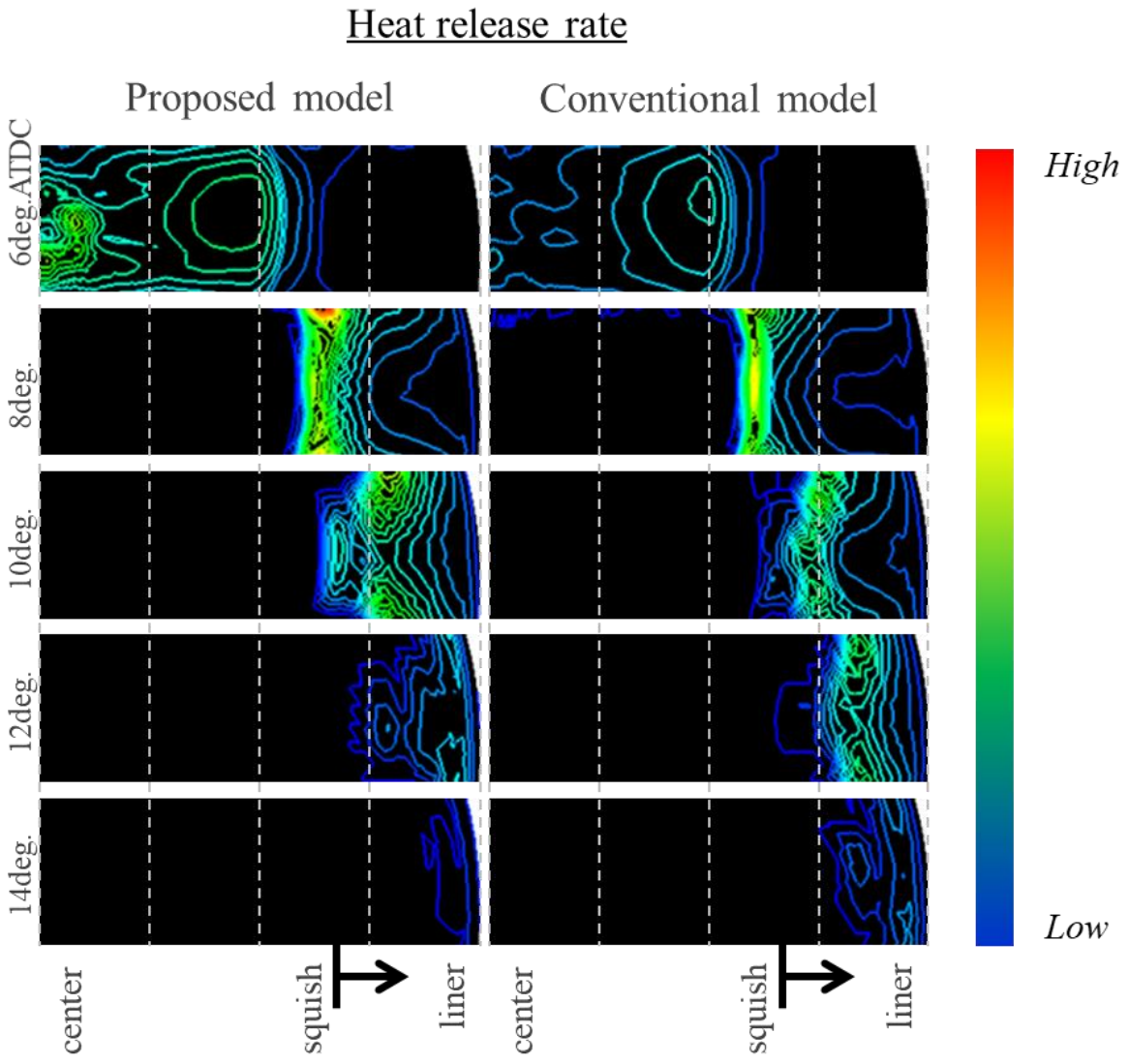


Fig. 9　Time series history of *ROHR* calculated by CFD in single-cylinder 4 stroke gasoline test engine

ンダヘッド部に設置した高応答熱電対で壁面熱流束を計測し，予実差を比較することで精度を検証した．図 7 に高応答熱電対を設置した場所を模式的に示す．

そして，図 8 に計測点における壁面熱流束の比較結果を示す．まず，燃焼開始直前までは，どちらの計測位置においても，従来モデルは壁面熱流束を過大評価しているのに対して，本研究で提案したモデルは計測結果と良い一致を示している．そして，燃焼開始後において，スキッシュ棚の計測位置(Point2)では，本研究で提案したモデルは高精度で壁面熱流束を予測することができている．一方，燃焼室中心部(Point1)の計測位置においては，計測結果との乖離が確認される結果となった．燃焼室中心部(Point1)においては，壁面近傍の計算格子サイズがスキッシュ棚部(Point2)よりも大きく，さらに壁面に対して，計算格子が直交しておらず，壁面近傍の流動および燃焼化学反応予測精度が悪化していると考えられる．そのため，燃焼室中心部(Point1)においては，モデルで予測した壁面熱流束と高応答熱電対で計測した壁面熱流束の値が乖離したものと考えられる．今後，壁面近傍の消炎現象を明確にすることで，壁面近傍の化学反応を定量的に予測するための要件(計算格子サイズや配置を含めて)を明らかにしていくことが課題であると考えている．

４． 壁面熱伝達モデル高精度化がもたらす効果

前述の通り，熱効率改善に関わる因子が複雑に絡み合うトレードオフを迅速かつ効果的にブレークスルーし，冷却損失低減と高圧縮比化による熱効率改善効果を最大化することが，壁面熱伝達モデル高精度化の目的であると考えている．未燃損失や排気損失は，燃焼室内の火炎発達に大きく影響を受ける．そのため，壁面熱伝達モデルの高精度化が燃焼室内の火炎発達におよぼす影響に関して，紹介する．

図 9 に，従来モデルおよび本研究で提案したモデルを用いた場合の熱発生率（*ROHR*）の分布を示す．スキッシュ棚部における熱発生率分布が従来モデルを用いた条件と本研究で提案したモデルを用いた条件で異なり，従来モデルを用いた条件において，熱発生が緩慢化し，後燃えが長くなる．従来モデルを用いた条件では，圧縮行程の壁面熱流束を過剰評価するため，CFD で予測した燃焼開始時期におけるガス温度が，実験結果よりも低くなる可能性があり，壁からの熱伝達による影響を大きく受けるスキッシュ棚部ではこの影響が顕著になると考えられる．そのため，従来モデルを用いた条件においては，スキッシュ棚部の熱発生が緩慢化し，後燃えも長くなったと考えられる．このように，従来モデルにおける圧縮行程での壁面熱流束予測誤差が，スキッシュ棚部の熱発生挙動に影響を与え，壁面熱流束予測結果と実験結果との間に差異が生じる要因となったと考えられる．

このように，壁面熱流束予測精度は，HCCI に代表されるような自着火が支配的となる燃焼の火炎発達や火花点火エンジンのエンドガス部における混合気自着火挙動に影響を与えると考えられる．特に，最新のエンジンは，圧縮比が高くなる傾向にあり，ノッキング抑制技術の確立が大きな課題となる．そのため，エンドガス領域における燃料混合気の自着火，火炎発達予測が非常に重要であると言える．したがって，壁面熱伝達モデルの高精度化は，壁面熱伝達抑制技術だけではなく，ノッキング抑制技術の開発に対しても貢献することができると考えられる．

５． おわりに

以上のように，壁面熱伝達モデルは，壁面熱伝達予測だけではなく，今回紹介した自着火予測を含め様々な燃焼室内現象の予測に影響するものであり，高精度化の意義は大きいと考えられる．本稿で紹介したモデルを含め，壁面熱伝達モデルは，燃焼室内の流速分布に大きく影響を受けると考えられる．そのため，さらなる高精度化に向けては，燃焼室内の流速予測精度を担保することが重要となる．さらに，前述の通り，壁面消炎現象の解明も必要不可欠である．このような課題に対して，産学共同での取り組みが進められており，現象の理解に基づくモデル高精度化が加速し，内燃機関の熱効率向上に貢献していくことが望まれる．

謝　辞

壁面熱伝達現象の考察ならびにモデル構築を進める上で，東京工業大学 店橋護教授に多大なるご指導をいただいた．改めて謝意を表します．

文献

Alharbi, A. Y. and Sick, V., Investigation of boundary layers in internal combustion engines using a hybrid lgorithm of high speed micro-PIV and PTV, Experiments in fluids, Vol.49, No.4 (2010), pp.949-959.

European Commission, Proposal for a regulation of the European parliament and of the council, available from
https://ec.europa.eu/clima/policies/transport/vehicles/regulation_en

藤川 智士, マツダの目指すモデルベース開発, マツダ技報, No.31 (2013), pp.44-47.

Fujimoto, H., Yamamoto, H., Fujimoto, M. and Yamashita, H., A study on improvement of indicated thermal efficiency of ICE using high compression ratio and reduction of cooling loss, SAE Paper, No.2011-01-1872 (2011).

Han, Z. and Reitz, R.D., A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.40, No.3 (1997), pp.613-625.

Harada, Y., Uchida, K., Tanaka, T., Sato, K., Qianjin, Z., Fujimoto, H., Yamashita, H. and Tanahashi, M., Wall heat transfer of undeveloped turbulent flow in internal combustion engines, International journal of engine research, Vol.20, No.7 (2019), pp.817-833.

Heywood, J.B., Internal combustion engine fundamentals, (1989), McGraw-Hill Education.

横森 剛, 松田 昌祥, 飯田 訓正, 横尾 望, 中田 浩一, 浦田 泰弘, 高効率ガソリンエンジンのためのスーパーリーンバーン研究, 2016 年春季大会 学術講演会 講演予稿集, Vol.59, No.16 (2016).

International Energy Agency, Energy technology perspectives 2012, (2012), p.443.

International Energy Agency, World energy outlook 2017, (2017).

Jainski, C., Lu, L., Dreizler, A. and Sick, V., High-speed micro particle image velocimetry studies of boundary-layer flows in a direct-injection engine, International Journal of Engine Research, Vol.14, No.3 (2012), pp.247–259.

Kosaka, H., Wakisaka, Y., Nomura, Y., Hotta, Koike, M., Nakakita, K. and Kawaguchi, A., Concept of “temperature swing heat insulation” in combustion chamber walls and appropriate thermo-physical properties for heat insulation coat, SAE Paper, No.2013-01-0274 (2013).

Reynolds, W.C., Computation of turbulent flows, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.8 (1976), pp.183-208.

Shimura, M., Yoshida, S., Minamoto, Y., Yokomori, T., Iwamoto, K., Tanahashi, M. and Kosaka, H., Micro particle image velocimetry investigation of near wall behaviors of tumble enhanced f

第 98 期部門組織

熱工学部門運営委員会

●部門長
鈴木 雄二　東京大学

●副部門長
小原 拓　東北大学

●幹事
田口 良広　慶応義塾大学

●部門運営委員
傳田 知広　JFE エンジニアリング（株）
元祐 昌廣　東京理科大学
志村 祐康　東京工業大学
石川 温士　（株）IHI
渡部 弘達　東京工業大学
林　直樹　神奈川工科大学
服部 康男　（一財）電力中央研究所
村上 陽一　東京工業大学
小野 直樹　芝浦工業大学
児玉 高志　東京大学
岡島 淳之介　東北大学
高奈 秀匡　東北大学
網　健行　関西大学
笠井 一成　ダイキン工業（株）
木村 文義　兵庫県立大学
齊藤 泰司　京都大学
村川 英樹　神戸大学
大高 武士　鹿児島大学
迫田 直也　九州大学
水口 尚　琉球大学
橋本 望　北海道大学
長野 方星　名古屋大学
高橋 周平　岐阜大学
西村 顕　三重大学
廣田 真史　三重大学
堀部 明彦　岡山大学
井上 修平　広島大学
寺岡 喜和　金沢大学

熱工学部門各種委員会

●総務委員会
委員長　鈴木　雄二　東京大学
幹事　下栗　大右　広島大学
委員　丸田　薫　東北大学
小原　拓　東北大学
田口　良広　慶応義塾大学
永井　二郎　福井大学
巽　和也　京都大学
菊池　政雄　宇宙航空研究開発機構（JAXA）
幸田　栄一　（一財）電力中央研究所
近藤　義広　（株）日立アカデミ
金子　暁子　筑波大学
西　美奈　（一財）電力中央研究所
岡崎　輝幸　三菱重工業（株）
林　潤　京都大学

●広報委員会
委員長　西 美奈　（一財）電力中央研究所
幹事　岡部 孝裕　弘前大学
委員　徳永敦士　宇部工業高等専門学校
馬渕 拓哉　東北大学
小林 芳成　岐阜大学
長澤 剛　東京工業大学
水嶋 祐基　静岡大学
諸隈 崇幸　神奈川大

●年次大会委員会
委員長　元祐 昌廣　東京理科大学
幹事　山本　憲　東京理科大学

●熱工学コンファレンス委員会
委員長　宮良　明男　佐賀大学
幹事　仮屋　圭史　佐賀大学
石田　賢治　佐賀大学

●学会賞委員会
委員長　河野　正道　九州大学
幹事　井上　修平　九州大学

●講習会委員会
委員長　巽　和也　　京都大学
幹事　　金田　昌之　　大阪府立大学

●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　小原　拓　　東北大学
幹事　　田口　良広　　慶応義塾大学

●年鑑委員会
委員長　村田　章　　東京農工大学
幹事　　岩本　薫　　東京農工大学

●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　山田　昇　　長岡技術科学大学
幹事　　戸谷　剛　　北海道大学

行事案内

部門企画行事案内

－2020 年度－

- 熱工学コンファレンス 2020
  開催日：2020 年 10 月 10 日（土）～11 日（日）
  場　所：オンライン開催

- No.20-68 講習会「機械学習×熱・流体工学の最先端」
  開催日：2020 年 9 月 25 日（金）
  場　所：オンライン開催

部門関連行事案内

－2020 年度－

- 第 31 回内燃機関シンポジウム
  開催日：2020 年 11 月 16 日（月）～18 日（水）
  場　所：コロナウイルス対策のため，オンライン開催に変更

- No.20-64 特別講演会「1DCAE スクール：Modelica セミナー（２）Modelica 入門」
  開催日：2020 年 9 月 11 日（金）
  場　所：オンライン開催

- 講習会『実験流体力学　流体計測の基礎』
  開催日：2020 年 9 月 4 日（金）
  場　所：オンライン開催

国際会議案内

－2020 年－

- 31st International Symposium on Transport Phenomena (ISTP31）
  開催日：2020 年 10 月 13 日（火）～16 日（金）
  場　所：コロナウイルス対策のため，オンライン開催に変更

－2021 年－

- The First Symposium on Carbon Ultimate Utilization Technologies for the Global Environment, CUUTE-1（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

その他

編集後記

本号の TED Plaza では，実用的なデバイス・システムにおける熱工学的な研究開発という観点から，大学より 1 件，自動車会社より 2 件のご寄稿をいただきました．山形大学の鹿野一郎先生からは沸騰冷却デバイスの研究・開発に関する話題をご提供いただきました．株式会社いすゞ中央研究所の中村圭介様からは，ディーゼルエンジンの排気管に装着される微粒子捕集フィルター(DPF)高性能化のための，内部状態の詳細な解析に関する取組みをご紹介いただきました．マツダ株式会社の原田雄司様および内田健司様からは，自動車用エンジン燃焼室内における壁面熱伝達現象の解明と高精度な熱伝達モデルの構築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，実用的な課題に対する，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：徳永・長澤）

第 98 期広報委員会

委員長：	西　美奈	電力中央研究所
幹 事：	岡部 孝裕	弘前大学
委 員：	徳永 敦士	宇部工業高等専門学校
	馬渕 拓哉	東北大学
	小林 芳成	岐阜大学
	長澤 剛	東京工業大学
	水嶋 祐基	静岡大学
	諸隈 崇幸	神奈川大学

©著作権：2020　一般社団法人　日本機械学会　熱工学部門