

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 CO₂ 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 CO₂ 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 CO₂ 排出量およびエネルギー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 CO₂ 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 CO₂ 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

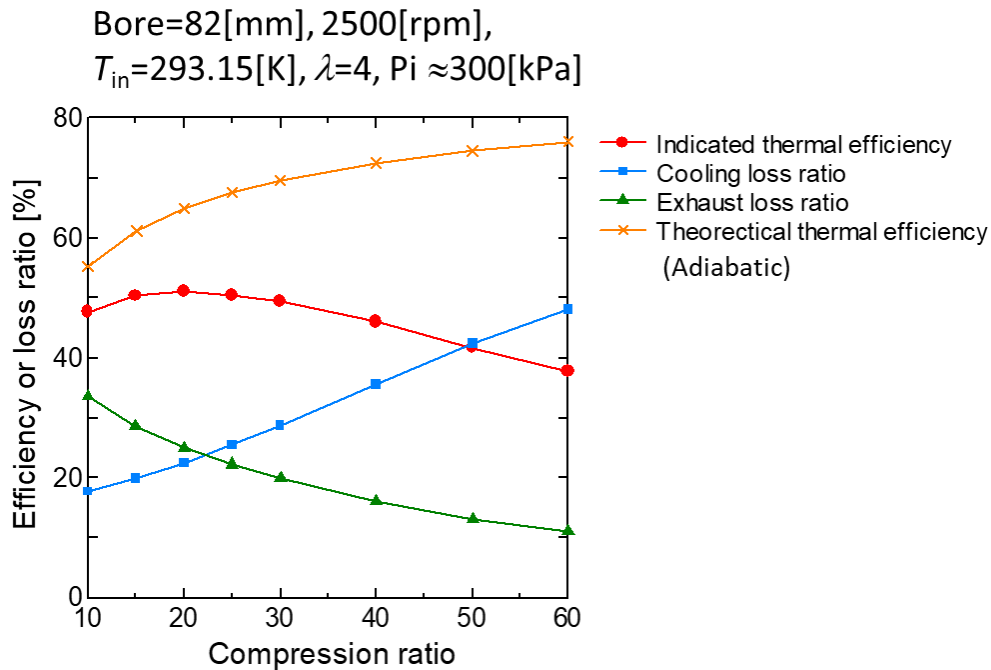


Fig. 1 Thermal efficiency and losses under various compression ratio calculated by zero-dimensional simulation in engine combustion chamber

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 μ PIV 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

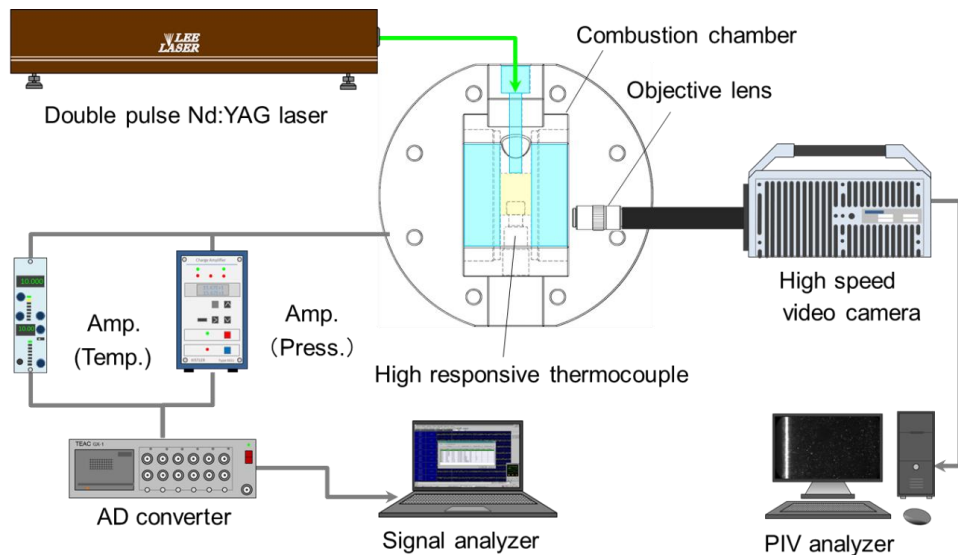


Fig. 2 Measurement system of high response thermocouple, time resolved μ PIV, and pressure transducer applied for RCEM

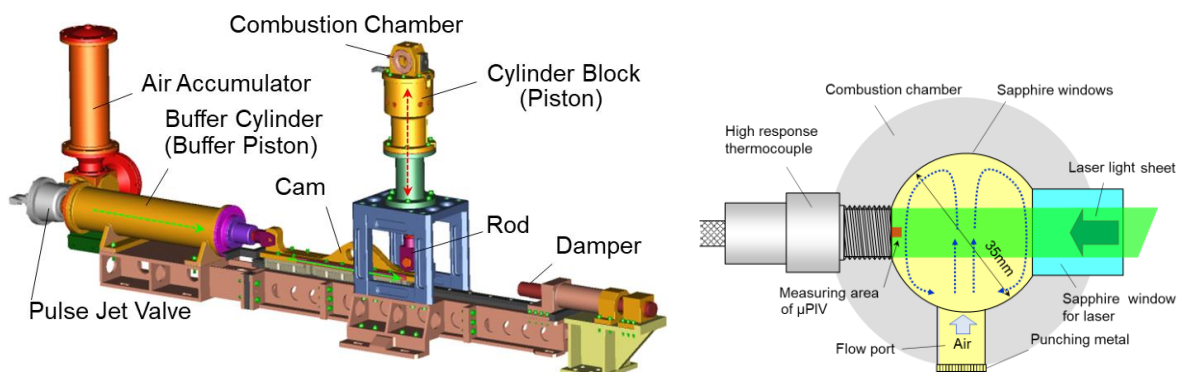


Fig. 3 Schematics of RCEM (left) and combustion chamber (right). In the right figure, measurement area of μ PIV and high response thermocouple is shown.

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、乱流運動エネルギー分布は、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ー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乖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ー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。

$$Re_t = \frac{k^2}{\nu \varepsilon} = \frac{v_t}{c_{\mu\nu}} \quad (1)$$

図5に、RCEMの燃焼室内の $y^+ \leq 200$ 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。壁面境界層内の Re_t は、本実験で計測した乱流運動エネルギー 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、 $y^+ \leq 200$ 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ー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。

$$u_\tau^2 = \overline{-u'v'} \quad (2)$$

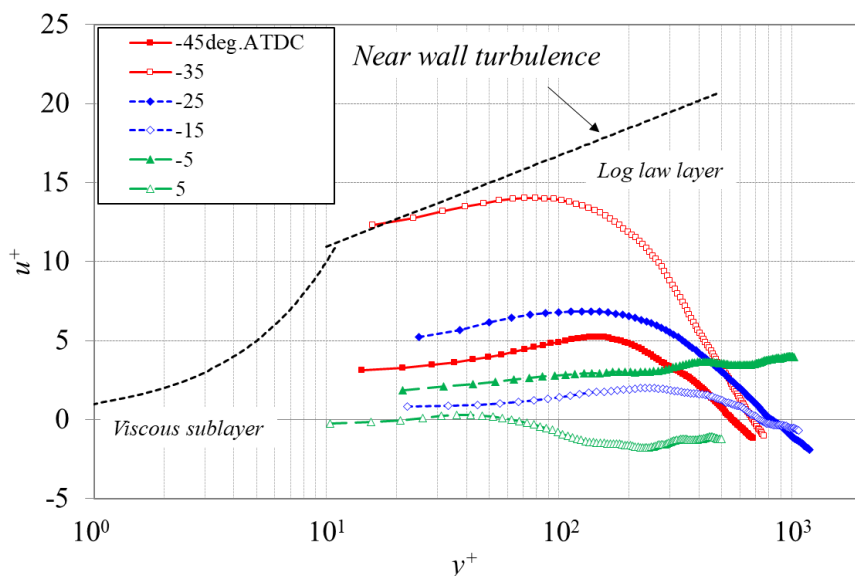


Fig. 4 Non-dimensional mean velocity distribution based on the thermal properties under in-cylinder pressure and temperature condition in the wall boundary layer under the condition of $Ne = 500$ rpm

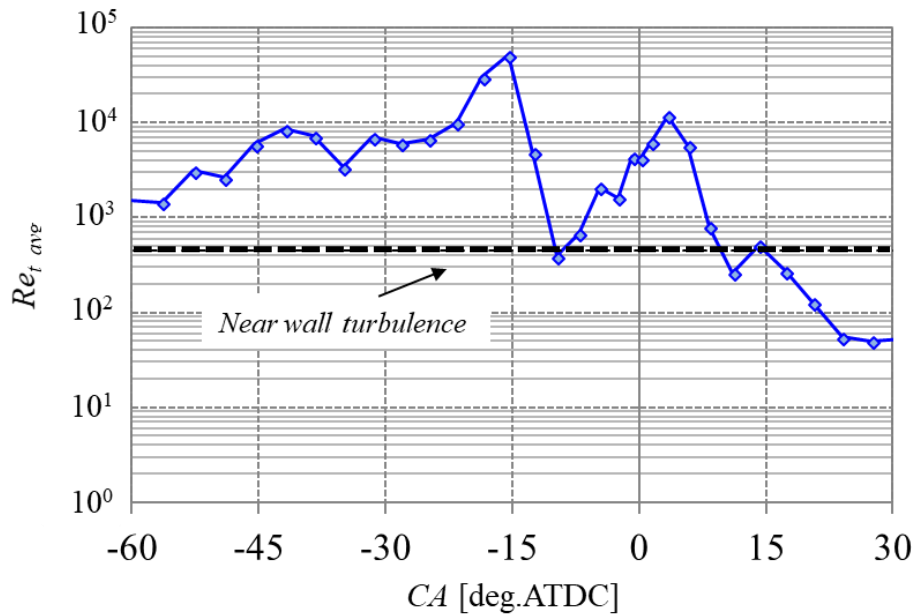


Fig. 5 Time series history of spatially averaged turbulent Reynolds number $Re_{t,avg}$ in the wall boundary layer under the condition of $Ne = 500$ rpm

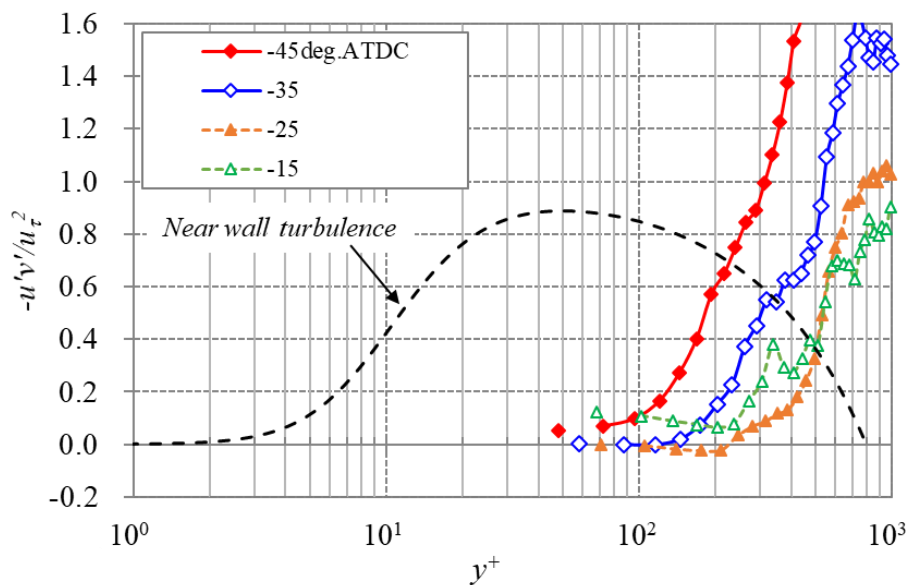


Fig. 6 Non-dimensional Reynolds stress in the wall boundary layer under the condition of $Ne = 500$ rpm

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)。

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

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ー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

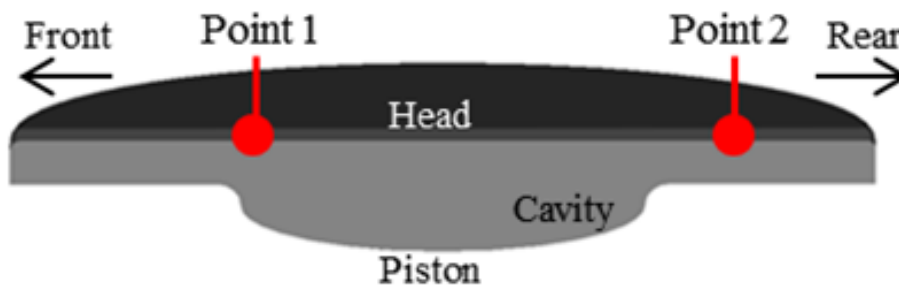


Fig. 7 Installation positions of the high response thermocouples in the cylinder head of single-cylinder 4 stroke gasoline test engine

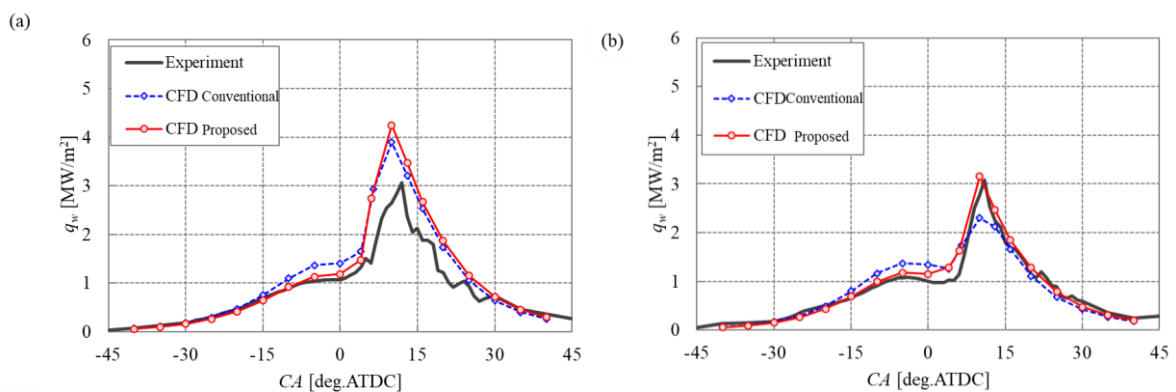


Fig. 8 Time series history of wall heat flux obtained by experiment and CFD in the single-cylinder 4 stroke gasoline test engine ((a): point 1, (b): point 2)

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。

$$u_\tau^2 = \sqrt{\frac{Re_{t,dev}}{Re_t} - \overline{u'v'}}. \quad (4)$$

壁面境界層内において、乱流運動エネルギー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。

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

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 $k-\epsilon$ 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

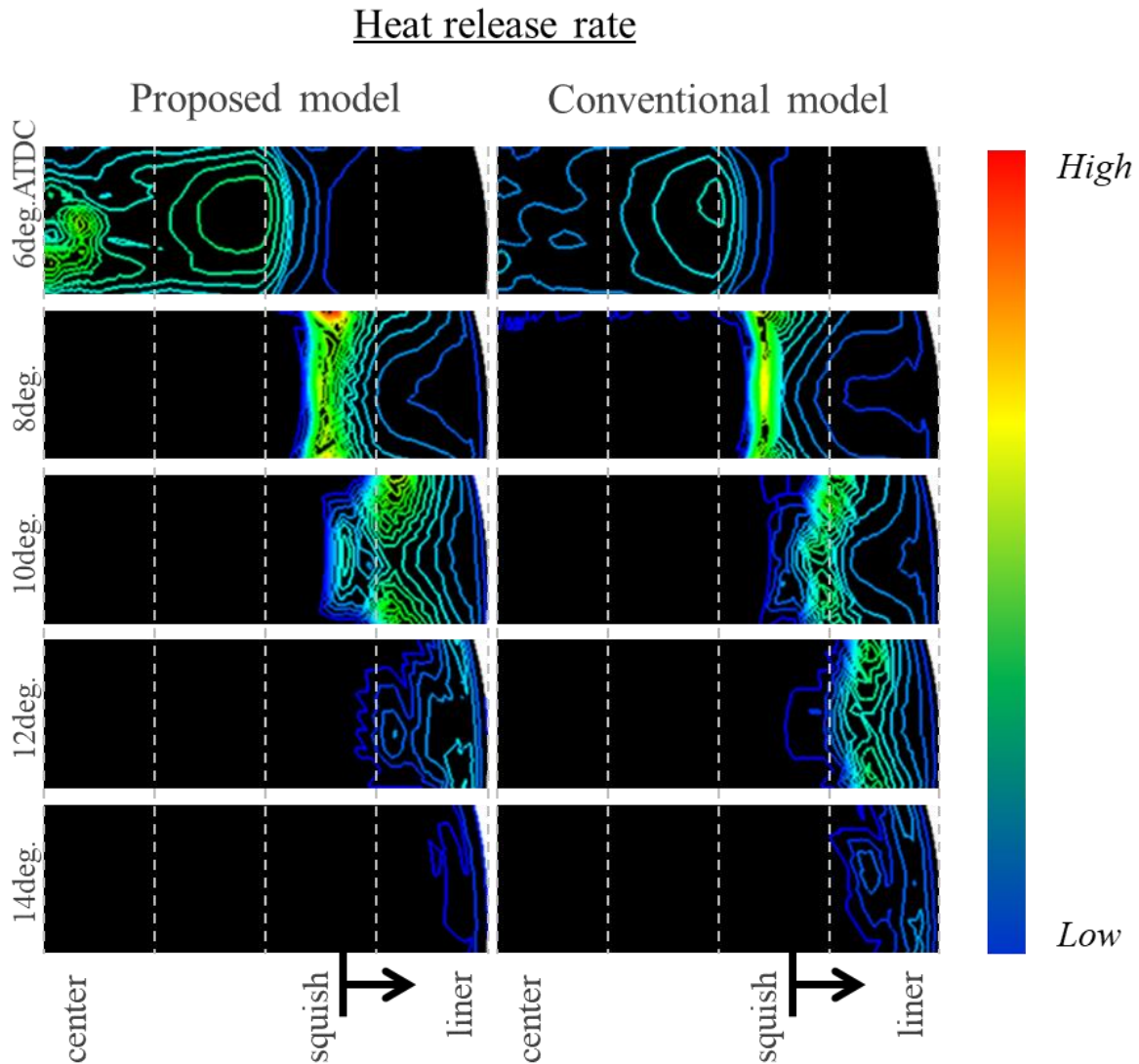


Fig. 9 Time series history of ROHR calculated by CFD in single-cylinder 4 stroke gasoline test engine

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 algorithm 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