T2R2 東京科学大学 リサーチリポジトリ
Science Tokyo Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	自動車用内燃機関の壁面熱伝達に関する基礎的研究
Title(English)	
著者(和文)	原田雄司
Author(English)	Yuji Harada
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10958号, 授与年月日:2018年9月20日, 学位の種別:課程博士, 審査員:店橋 護,小酒 英範,末包 哲也,佐藤 進,志村 祐康
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10958号, Conferred date:2018/9/20, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Science Tokyo Research Repository)

平成 30 年度　学位論文

自動車用内燃機関の壁面熱伝達に関する基礎的研究

指導教員　店橋　護　教授

東京工業大学大学院理工学研究科

機械宇宙システム専攻

原田　雄司

目次

第 1 章 緒論
1.1. 研究背景 …… 1
1.1.1. 持続可能なエネルギ消費社会の実現に向けた課題 …… 1
1.1.2. 運輸産業における内燃機関の必要性 …… 2
1.2. 自動車用内燃機関の熱効率 …… 3
1.2.1. 熱効率向上に向けた課題 …… 3
1.2.2. 冷却損失低減技術 …… 6
1.3. 内燃機関開発に適用される壁面熱伝達モデル …… 8
1.3.1. 壁面熱伝達モデル …… 8
1.3.2. 壁面熱伝達現象解明とモデル高精度化に関する従来研究 …… 11
1.4. 研究目的と本論文の構成 …… 13
第 2 章 雰囲気温度・圧力が変化する乱流境界層の壁面熱伝達
2.1. はじめに …… 19
2.2. 実験装置，計測方法および計測条件 …… 20
2.2.1. 実験装置，計測方法 …… 20
2.2.2. 計測条件 …… 22
2.3. 壁面境界層内の流動特性 …… 23
2.3.1. 壁面境界層内の平均流速分布 …… 23
2.3.2. 壁面境界層内の乱流特性 …… 25
2.4. 壁面熱伝達特性 …… 27
2.4.1. 壁面熱流束および熱伝達係数 …… 27
2.4.2. 雰囲気温度・圧力が変化する乱流境界層の壁面熱流束予測 …… 28
2.5. 本章の結論 …… 33
第 3 章 壁面温度が変化する乱流境界層の壁面熱伝達
3.1. はじめに …… 53
3.2. 実験装置，計測方法および計測条件 …… 54
3.2.1. 実験装置，計測方法 …… 54
3.2.2. 計測条件 …… 56
3.3. 壁面境界層内の流動特性 …… 56
3.3.1. 壁面境界層内の平均流速分布 …… 56
3.3.2. 壁面境界層内の乱流特性 …… 58
3.4. 壁面熱伝達特性 …… 59
3.4.1. 壁面熱流束および熱伝達係数 …… 59

3.4.2. 壁面温度が変化する乱流境界層の壁面熱流束予測 …… 60
3.5. 本章の結論 …… 62
第 4 章 非発達乱流境界層の壁面熱伝達
4.1. はじめに …… 78
4.2. 実験装置，計測方法および計測条件 …… 79
4.2.1 実験装置，計測方法 …… 79
4.2.2 計測条件 …… 80
4.3. 壁面境界層内の流動特性 …… 81
4.3.1. 壁面境界層内の平均流速分布 …… 81
4.3.2. 壁面境界層内の乱流特性 …… 83
4.4. 壁面熱伝達特性 …… 85
4.4.1. 壁面熱流束および熱伝達係数 …… 85
4.4.2. 非発達乱流境界層の壁面熱流束予測 …… 86
4.4.3. 試験用単気筒 CAI エンジンにおける壁面熱流束予測 …… 90
4.5. 本章の結論 …… 92
第 5 章 結論 …… 115
付章
付章 A 壁面熱伝達モデルの導出 …… 119
付章 B レーザ照射による壁面熱流束増加分補正 …… 125
参考文献 …… 129
謝辞 …… 144

第 1 章

緒論

1.1.　研究背景

1.1.1.　持続可能なエネルギ消費社会の実現に向けた課題

地球環境問題は，我々の生活と密接に関わっており，世界規模で取り組むべき問題として，一般的に認知されている．地球環境問題とは，「人間が活動することによって，自然に対して悪影響を与え，それが自然の力だけでは，短期間で元に戻らなくなること」と定義できる．図 1-1 および図 1-2 に地球上の平均気温および CO_2 排出量の推移を示す[1]．地球環境問題の中でも，温室効果ガスに起因する平均気温上昇が年々深刻化しており，世界各地で異常気象が報告されている．そのため，温室効果ガス排出量削減は，急務の課題である．特に，代表的な温室効果ガスである CO_2 排出量は，指数関数的に増加し続けており，このままでは，近い将来，人類の生命活動が脅かされる危機に瀕している．このような状況の中，気候変動枠組み条約が提案され，締結国による地球温暖化防止に対する国際的な活動が実施されている．本条約では，主要な温室効果ガスである二酸化炭素の排出削減を加盟国に課しており，1997 年に開催された第 3 回締結国会議(COP3)で「京都議定書」が採択され，本議定書参加国の具体的な排出削減目標が定められた．2015 年に開催された COP21 では，新たな法的枠組みである「パリ協定」が採択され，初めて全ての主要排出国が参加する公平な協定となったことで「歴史的な合意」と言われている．「パリ協定」では，「産業革命前からの平均気温上昇を 2℃未満に抑える」という目標が示され，CO_2 主要排出国を含め参加各国がこの目標達成に向けて，CO_2 排出量低減政策を立案，実行していくことになる．このように，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[2]．さらに，地球環境問題に付随して，エネルギ資源枯渇に関する問題も年々深刻化している．新興国を中心とした経済発展とそれに伴う人口増加により，現政策ベースで 2016 年から 2040 年までの間に，エネルギ需要は，約 50%以上増加すると予測されている[3]．また，具体化されていないものも含め，2040 年までの気候変動に関する政府政策公約が着実に実施されたと仮定した場合でも，約 30%の増加が見込まれており，将来のエネルギ需要の高まりは，避けられないものとなっている．

1.1.2. 運輸産業における内燃機関の必要性

このような背景を受け，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いる．図 1-3 に乗用自動車からの CO_2 排出規制の推移を示す[4]. 自動車業界においては, CO_2 排出規制の厳格化が急速に進んでおり，欧州では，2020 年に CO_2 排出量 95g/km 以下，2025 年に CO_2 排出量 80.8g/km 以下に制限する規制が施行される予定である[5]. さらに, 将来的には, ガソリン，ディーゼルエンジンのみを搭載した自動車（モータとエンジンのハイブリッドシステム搭載の自動車を除く）販売を禁止する政策も検討されている．また，米国カリフォルニア州では，州内で一定台数以上自動車を販売するメーカに対して、その販売台数の一定比率を ZEV（Zero Emission Vehicle）にしなければならないと定めた ZEV（Zero Emission Vehicle）規制が施行されている．なお，ZEV とは，走行中に排出ガスを一切出さない自動車，つまり電気自動車や燃料電池自動車を指す.

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，これら次世代パワーソースを搭載した自動車の普及に向けては課題がある．電気自動車普及に向けては，電力需要の高まりに対応した電力供給設備の増強，航続距離と電池寿命の拡大，そして，電力供給設備における CO_2 排出量の削減が主要な課題として挙げられる[5]. 一方，燃料電池自動車普及に向けては，水素供給インフラの拡充および貴金属部品点数の削減が主要課題に挙げられる．このように，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，図 1-4 に示すように，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[6]. したがって，内燃機関から排出される CO_2 排出量および消費エネルギ量の削減は急務の課題であり，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.

1.2.　自動車用内燃機関の熱効率

1.2.1.　熱効率向上に向けた課題

内燃機関の熱効率改善に向けては，理論熱効率を高めること，そして，サイクル全体でのエネルギ損失を最小限に留めることが重要である．まず，式(1-1)に示すように理論熱効率η_{th}は，機関の圧縮比εと作動ガスの比熱比σ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[7].

$$\eta_{th} = 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{\sigma-1} \tag{1-1}$$

燃料の比熱比は，空気に比べて低いため，比熱比改善に向けては，燃料/空気の混合気に占める燃料のモル分率を抑えること，すなわち希薄燃焼化が有効である．希薄燃焼による熱効率改善効果は，ディーゼルエンジン・ガソリンエンジン問わず実験的に検証されており，希薄燃焼領域においても燃焼安定性を確保しやすいという観点から，量産されているディーゼルエンジンは，そのほとんどが希薄燃焼を採用している[8]．また，近年では，ガソリン希薄燃焼に関する研究開発も加速している．燃料希薄条件においては，層流燃焼速度が非常に小さくなるため，主に火炎伝播により燃焼が進行するガソリンエンジンでは，燃焼期間緩慢化が問題となる．燃焼期間が緩慢化することにより，圧縮上死点近傍での燃焼質量割合が低下し，排気損失の悪化を招く．この問題を解決するために，近年では主に 2 つの考え方が提案されており，研究開発が進められている[9]-[16].

まず 1 つ目は，燃焼速度の高速化である．燃焼期間を短縮するためには，乱流燃焼速度を速くすること，そして初期火炎核を大きくすることが重要である．乱流燃焼速度は，層流燃焼速度と燃焼室内の乱れ強さが主要な制御因子となる．層流燃焼速度が非常に小さい希薄燃焼条件においては，燃焼室内の乱れ強さを強くすることが有効である．そのため，燃焼室内のタンブル流動強化や点火直前の燃料噴射により燃焼室内の流動強化を図り，燃焼を開始する圧縮上死点近傍における乱れ強さを強くする技術が提案されている[17]-[21]．これにより，燃料に対する空気の質量割合を示す空気過剰率（以下，λ）を 2.0 程度まで希薄化した条件においても，理論混合気条件からの燃焼速度低下を招くことなく安定した燃焼を実現することができている．次に，初期火炎核を大きくするための技術として，副室式燃焼方式や多重放電による点火強化が提案されている[22]-[27]．副室式燃焼方式では，副室内に理論混合比に近い燃料/空気混合気を

生成し，それに点火することで，副室から主室に向けて火炎が噴射される．副室から主室の広範囲な領域に噴射された火炎が，主室内に分布する燃料/空気混合気に対する初期火炎核となるため，層流燃焼速度が非常に小さい希薄燃焼条件においても，燃焼速度を高速化することができる．また，多重放電により，放電経路が拡大し，初期火炎核径が大きくなることが報告されている[24].

希薄条件における燃焼期間を短縮するための 2 つ目の方法は，燃料/空気混合気の自着火を活用した controlled auto ignition (CAI)燃焼である[28]. CAI 燃焼では，燃焼室内の燃料/空気混合気が燃焼室内で多点同時的に着火することで燃焼が進行するため，λ=2.0 以上の超希薄燃焼条件においても，量論混合比(λ=1.0)と同等の燃焼期間を実現できる[29]．しかし，CAI 燃焼は，燃料/空気混合気の自着火時期で燃焼開始時期が決まるため，自着火時期に大きな影響を及ぼす因子である吸気温度や空気過剰率が変動することにより，燃焼位相が大きく変動し，強い圧力波を伴う異常燃焼や失火を引き起こす．そのため，吸気温度や空気過剰率の変化に対してロバストな自着火時期制御が課題となる[30]．この課題を解決するために可変圧縮比機構[31]や排気再循環（EGR）を活用した自着火時期制御技術が提案されている[32], [33]．可変圧縮比機構や排気再循環（EGR）機構を備えることで，吸気温度や空気過剰率が変化したとしても，混合気が自着火する直前の燃焼室内状態量(ガス温度，圧力等)を一定に制御できるため，自着火時期の変動を最小限にできる．また，オゾンに代表されるプラズマ生成化学種を活用した燃料混合気着火制御技術もロバストに自着火時期を制御できる手段として注目されている[34-38]．そして，SI 機関で採用されているスパークプラグを用いて燃料/空気混合気の自着火時期を制御する spark controlled compression ignition（SPCCI）燃焼や SI-CI 燃焼と呼ばれる燃焼方式をガソリンエンジンに適用した例も提案されており，近年では実用化に向けた開発が進められている[39]-[46]．さらに，燃料混合気の自着火時期に対しては，燃料組成も大きく影響する．エンジンの仕向地ごとに，燃料組成は異なる可能性が高く，CAI エンジンを実用化するためには，燃料組成の変化に対してロバストな自着火時期制御技術が必須となる．これを可能にする技術として，大量の EGR を導入することによる自着火時期制御技術が提案されている．EGR 率を 80%に引き上げることで，燃料組成が変化した場合においても，燃焼開始時期および燃焼重心がほとんど変化しないことが報告されている[47]．燃料組成が変化することにより，低温酸化反応に起因する熱発生量が変化するため，燃料/空気混合気の自着火時期が変化する．大量の EGR を導入することで，低温酸化反応を抑制するため，燃料組成が変化した場合においても，燃焼開始時期と燃焼重心ほとんど変化せず，ロバストな CAI 燃焼制御が可能となる．

以上のような希薄燃焼条件における燃焼期間短縮技術の進化により，自動車

用ガソリンエンジンにおいても，希薄燃焼による熱効率改善が実現できている．

次に，高圧縮比化による熱効率改善効果に関して述べる．量産エンジンにおいて，圧縮比を 14 から 16 程度まで高圧縮比化することにより，熱効率は改善することが実証されている．しかし，過度な圧縮比増加は逆に熱効率悪化を招く．

まず，火花点火ガソリンエンジンにおいては，ノッキングに代表される異常燃焼の発生が，圧縮比増加による熱効率悪化要因である[6]．高圧縮比エンジンでは，圧縮上死点における温度，圧力が高くなるため，燃料/空気混合気が多点同時に燃焼して急激な圧力上昇や重大な機関破損を招くノッキングが発生しやすくなる[48]．ノッキングは，燃焼室内で圧力振動が生じる急峻な燃焼状態を指すものとする．通常，高圧縮比エンジンでは，これを避けるために，最大熱効率が得られる最適な燃焼開始時期（以下，MBT）から燃焼開始時期を遅角化せざるを得ず，これにより等容度が悪化し，熱効率の悪化を招く[48]．MBT においてノッキングを抑制するためには，エンジン燃焼室内のエンドガス部において多点同時的に生じる燃料/空気混合気の自着火を抑制することが重要である[49]．なお，燃焼室内のエンドガス部は，火炎と壁面の間に位置する未燃混合気領域と定義する．エンドガス部の自着火を抑制するためには，エンドガス部の燃料混合気の温度を低減することが重要であり，これまでに，冷却した排気ガスを燃焼室内に再循環する外部 EGR や，燃焼室内への水噴射がエンドガス部自着火抑制に効果的であることが実証されている[50]-[57]．また，エンドガス部が自着火する前に燃焼を完結させることもノッキング抑制に効果的であり，前述のような流動強化による燃焼速度向上が有効である．さらに近年では，燃焼開始時期を遅角化しつつも，等容度の悪化を最小限に抑える技術（リタード急速燃焼）が提案されている．圧縮行程後半に燃料噴射圧力 100MPa 程度の超高圧条件で燃料を燃焼室内に直接噴射することで，燃焼室内の流動を強化し，リタード急速燃焼を可能にしている[21], [22]．このような技術により，高圧縮比化により，高熱効率な燃焼が実現できると考えられる．

一方，圧縮比増加による異常燃焼が起きにくい CAI エンジンやディーゼルエンジンにおいても過度な高圧縮比化により熱効率が悪化する．その要因は，冷却損失である．図 1-5 に，MBT における図示熱効率と圧縮比との関係を示す[58], [59]．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 1-4 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．そのため，冷却損失低減割合を大きくするほど，最大図示熱効率となる圧縮比は，高圧縮比側にシフトする．この数値計算結果は，ノッキングに代表される異常燃焼を

克服できたとしても，冷却損失を低減できなければ，熱効率が改善しないことを意味している．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．

1.2.2.　冷却損失低減技術

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伝熱面積および単位面積当たりの伝熱量を小さくする必要がある．

まず，圧縮上死点近傍の伝熱面積を小さくするためには，燃焼室のボア径に対してストローク長を長くすることが有効であると報告されている[60]．しかし，ロングストローク化は，燃焼室内流動を強くするため，過度なロングストローク化は，冷却損失低減効果が十分に得られない可能性がある．

次に，単位面積当たりの伝熱量を小さくするためには，燃焼室内のガスから壁面への熱の伝わりやすさを示す熱伝達係数，そして燃焼室内のガス温度と壁面温度の差を最小にする必要がある．まず，熱伝達係数低減に関して，発達した壁乱流においては，熱伝達係数を表す無次元数であるヌッセルト数は，主流の平均流速に基づくレイノルズ数とプラントル数で表現することができ[61]，エンジン燃焼室内においても，ヌッセルト数とレイノルズ数との間には相関関係が成り立つことが示されている[62], [63]．したがって，熱伝達係数を低減するためには，壁面近傍の流動低減が有効である[64]-[67]．

次に，ガス温度低減に関しては，前述の希薄燃焼が有効である．希薄燃焼条件では，燃焼温度が量論混合気条件に対して低くなるため，冷却損失が低減することが実証されている[68], [69]．

最後に，壁面温度を高めるためには，燃焼室壁面から冷却水への伝熱を抑制することが重要である．これを実現するため，1970 年代後半にセラミックに代表される低熱伝導率な材料をエンジン燃焼室壁面に適用する技術が提案され[70]，これによる圧縮上死点近傍の壁面温度上昇効果が確認された[71]．しかしながら，吸気行程中の壁面温度も高くなってしまうため，吸気中のガス温度が上昇し，燃焼室内への空気充填量の悪化や圧縮上死点近傍でのガス温度上昇によるノッキングが問題となる[72]-[75]．これを解決するためには，吸気行程の壁面温度は低く,かつ圧縮上死点近傍のガス温度は低く保つ必要がある．すなわち，ガス温度の変化に追従して壁面温度が変化する機能が求められる．低熱伝導率に加えて，体積比熱が小さい材料（以下，遮熱材）を壁面に適用することで，この機能を実現する技術が近年提案されており[76]，壁面温度計測により，ガス温度に追従した壁面温度履歴を実現可能なこと，そして単位体積・単位時間当

たりの伝熱量を意味する壁面熱流束低減効果，そしてエンジンの熱効率改善効果が実証されている[77]-[80]．また，このようなガス温度と壁面温度差を低減する効果に加えて，平板上に形成された乱流境界層における結果ではあるが，壁面温度変化が熱伝達係数に影響を及ぼすことが報告されている[81]．そのため，エンジン内に遮熱材を適用して壁面温度がガス温度に追従して大きく変化する条件においても，同様の現象が生じると予測できるが，既往研究[81]に対して，エンジン燃焼室内のガス圧力，温度そして壁面温度が 1 サイクル中で非定常的に変化するという点に違いがあるため，壁面温度の非定常的な変化が熱伝達係数に及ぼす影響は明らかにされていない．

このよ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[82].

そのため, 従来から, 燃焼室内の現象を 0 次元化して表現する数値計算(以下, 0 次元 CAE)を用いたエンジン開発が実践されてきた. このような数値計算では, ヌッセルト数,レイノルズ数およびプラントル数との相関を表現する実験式を用いて熱伝達係数を表現し, 壁面熱流束を予測する壁面熱伝達モデル[83]-[95]が一般的に用いられる．また，このようなモデル以外にも，熱伝達係数と燃焼室内の平均乱流エネルギ，平均流速との関係を表現する壁面熱伝達モデル[96], [97], 気体分子運動論に基づき壁面熱流束を予測する壁面熱伝達モデル[98]，そして，後述するエンジン CFD にも適用される，壁面境界層内の 1 次元物理量分布を表現した壁面熱伝達モデル[99]-[101]を適用した例が報告されている．0 次元 CAE は，非常に低い計算負荷でエンジン燃焼室内壁からの冷却損失量を予測できることが特徴である．しかし，エンジン諸元やエンジン運転条件によっては，冷却損失量の予測精度が大きく悪化するため，0 次元 CAE だけでは，開発に手戻りが生じる可能性が高い．そのため，様々なエンジン諸元，運転条件における冷却損失量を机上で精度良く予測するためには，0 次元 CAE に加えて，エンジン燃焼室で非定常的に変化する壁面境界層内の物理量分布，そして，局所壁面熱流束の空間分布を正確に予測できる 3 次元数値流体解析（以下，CFD）を併用することが重要である．

CFD を活用して壁面境界層内の物理量分布を正確に予測するためには，乱流モデルを用いずに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 direct numerical simulation (DNS)が理想的な計算手法として知られている[102], [103]．しかし，十分な空間解像度を持つ DNS をエンジン燃焼室内に適用した場合，現在の計算機能力では莫大な計算時間が必要となる[104]．DNS に準ずる精度をもつ計算手法として，壁面境界層内の低レイノルズ数効果を考慮した乱流モデルを適用する計算手法がある[61]．この手法を用いた場合においても，壁面境界層内を細かい計算格子で解像する必要があるが，DNS よりも計算格子サイズを大きくできる．本手法に関して，応力-歪み相関式を仮定する渦粘性モデル[105], [106]や流れが物体に衝突する場所においても高精度な予測が可能な非線形渦粘性モデル[107]がこれまでに提案されており，壁乱流が発達していない壁面境界層内における物理量挙動を精度良く予測できる．そのため，エンジン燃焼室内の非定常性の強い流動場においても精度良く壁面境界層内の物理量特性を予測できると考えられ，エンジン燃焼室における高精度壁面熱流束予測が期待できる．しかし，本手法においても開発適用を想定した場合，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[108], [109]，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.

1.3.　内燃機関開発に適用される壁面熱伝達モデル

1.3.1.　壁面熱伝達モデル

本項では，エンジン開発における CFD に一般的に実装されている壁面熱伝達モデルとモデルに適用されている仮定に関して述べる．エンジン開発における CFD では，壁面最近傍に 0.5mm~1mm の計算格子を配置し，壁面熱伝達モデルを適用している[110]-[114]. エンジン CFD に適用する壁面熱伝達モデルとして，流体およびエンジン構造体に計算格子を適用し，両者を連成させ熱力学的に壁面熱流束を予測するモデル[115]や，壁面境界層全体の物理量挙動をモデル化し，壁面熱流束を予測するモデル[116]-[123]が適用されている．後者のモデルに関して，一般的には乱流境界層内の物理量分布を仮定して壁面境界層内の物理量分布を表現するが，近年では，解析的に壁面境界層内の物理量分布を表現するモ

デル[124]-[127]も提案されている．

エンジン開発における CFD では，後者のモデルが多用されており，乱流境界層内の物理量分布を仮定して壁面境界層内の物理量分布を表現する．本節では，このような壁面熱伝達モデルに関して，壁面熱伝達モデルの構造と適用されている主要な仮定を記述する．なお，壁面熱伝達モデル式の導出過程の詳細は，付章 A に記述する．まず，本壁面熱伝達モデルでは，主に 3 つの仮定を適用して壁面境界層内の流速分布および温度分布をモデル化し，壁面熱流束を表現する．

1 つ目として，壁面境界層内は，準定常状態であり，さらに壁面に対して垂直方向のみ物理量変化が生じると仮定する．また，壁面境界層内における熱発生は考慮しない．このような仮定を考えることで，壁面境界層内のエネルギ方程式は，以下のように表現できる．

$$\frac{\partial}{\partial y}\left\{(\lambda + \lambda_t)\frac{\partial T}{\partial y}\right\} = 0. \tag{1-2}$$

なお，式(1-2)中の T, λ, λ_t,そして y は，それぞれ燃焼室内ガスの温度，熱伝導率，乱流熱伝導率，そして壁面からの距離を示す．

次に 2 つ目の仮定として，壁面境界層内の温度場と速度場のアナロジーが成り立つと仮定する．つまり，以下に示す通り，壁面熱流束 q_w は，壁面せん断応力 τ_w と比例関係が成立すると仮定する

$$q_w \propto \tau_w. \tag{1-3}$$

なお，壁面せん断応力は，燃焼室内のガス密度 ρ, 摩擦速度 u_τ を用いて以下のように表現できる．

$$\tau_w = \rho u_\tau^2. \tag{1-4}$$

最後に 3 つ目の仮定として，壁面境界層内の流動特性は，壁乱流が発達した乱流境界層における流動特性と同じであると仮定する．壁乱流が発達した乱流境界層においては，壁面から十分に離れた領域において，摩擦速度で無次元化した壁面に平行な成分の平均流速(以下，無次元流速)が摩擦速度で無次元化した壁面からの距離(以下，無次元距離)に対して対数の関係で表現できる．

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} ln y^+ + A \qquad (y^+ \geqq 40), \tag{1-5}$$

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau}, \tag{1-6}$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}. \tag{1-7}$$

なお，κはカルマン定数，A は定数であり，壁乱流が発達した乱流境界層においては，κ=0.41～0.42，A=5.2 が一般的に適用される．また，U および νはそれぞれ

壁面に平行な方向の平均流速，動粘性係数を示す．また，上述のように，壁面境界層内の温度場と速度場のアナロジーを考慮すると，以下のように定義する無次元温度も，無次元距離に対して対数の関係で表現できる．

$$T^+ = \frac{Pr_t}{\kappa} ln y^+ + B \qquad (y^+ \geqq 40). \tag{1-8}$$

$$T^+ = \int \frac{\rho c_p u_\tau dT}{q_w}, \tag{1-9}$$

なお，Pr_t は乱流プラントル数，B は定数であり，壁乱流が発達した乱流境界層においては，Pr_t=0.8～1.0，B=5.2 が一般的に適用される．また，c_p は，燃焼室内ガスの定圧比熱を示す．以上のように表現される u^+および T^+は，壁関数と言われている．また，壁関数が成立するため，壁面境界層内の渦動粘性係数 ν_t と動粘性係数 νとの比は，y^+の関数で表現することができ，壁から十分に離れた領域においては，以下の関係が成り立つ

$$\frac{\nu_t}{\nu} = \kappa y^+. \qquad (y^+ \geqq 40). \tag{1-10}$$

以上の仮定を考慮して壁面熱流束を表現するが，壁面境界層内の密度変化および圧力仕事項を考慮するかどうかで壁面熱流束の表現が異なる．
まず，壁面境界層内の密度変化および圧力仕事項を考慮しない壁面熱伝達モデルの代表として，Launder and Spalding により提案されたモデル[116]が挙げられる．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau}{2.44 ln y^+ + 2.32 + \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \left(\frac{26}{k}\right)^{0.5} \left(\frac{1}{Pr} - 1\right) \left(\frac{1}{Pr}\right)^{0.25}} (T - T_w). \tag{1-11}$$

なお，Pr, T_w そして k はそれぞれプラントル数，壁面温度，そして乱流運動エネルギを示す．

次に，壁面境界層内の密度変化を考慮し，圧力仕事項を考慮しない壁面熱伝達モデルの代表として，Han and Reitz が提案した，以下の壁面熱伝達モデル[118]が挙げられる．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{2.1 ln y^+ + 2.5} ln\left(\frac{T}{T_w}\right). \tag{1-12}$$

そして，壁面境界層内の密度変化は考慮せず，圧力仕事項を考慮する壁面熱伝達モデルの代表として，Huh *et al.*により提案された以下の壁面熱伝達モデル[120]が挙げられる．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau (T - T_w) + \left(2.195 y^+ + 87.12 Pr - 28.98\right) \frac{dP}{dt} \frac{\nu}{u_\tau}}{2.195 ln y^+ + 13.2 Pr - 5.66}. \tag{1-13}$$

なお，P, t はそれぞれ燃焼室内の圧力および時間を示す．

最後に，壁面境界層内の密度変化および圧力仕事項を考慮する壁面熱伝達モ

デルの代表として，Rakopoulos *et al.*により，以下の壁面熱伝達モデル[122]が提案されている．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T ln\frac{T}{T_w} + \left(\frac{y^+ - 40}{0.4767 + \frac{1}{Pr}} + 117.37\right)\frac{dP}{dt}\frac{\nu}{u_\tau}}{\frac{1}{0.4767}\left\{ln\left(y^+ + \frac{1}{Pr0.4767}\right) - ln\left(40 + \frac{1}{Pr0.4767}\right)\right\} + 10.2384}. \quad (1\text{-}14)$$

1.3.2.　壁面熱伝達現象解明とモデル高精度化に関する従来研究

前述の壁面熱伝達モデルは，準定常状態において壁乱流が発達している乱流境界層の特徴を基に構築されており，この仮定の妥当性をエンジン燃焼室内において検証する必要がある．エンジン燃焼室内では，燃焼室内の温度，圧力，流速そして壁面温度が圧縮・膨張により 1 サイクル中に大きく変化する．そのため，壁面境界層内の物理量挙動も非定常的に変化し，それが壁面熱伝達に影響を及ぼす．

エンジン燃焼室内の非定常環境における壁面熱伝達モデル精度検証を進めるために，まずエンジン燃焼室内における壁面熱流束を把握する必要がある．前述のようにエンジン燃焼室内壁からの壁面熱流束は，壁面境界層内の物理量挙動と同じく非定常的に変化する．このような壁面熱流束の非定常的な変化をとらえるためには，燃焼室壁面の温度履歴を正確に計測し，燃焼室壁内部の温度履歴を解析する必要がある[128], [129]．これまでに，熱接点に薄膜構造を用いて数 kHz 以上の時間応答性を実現した，高応答熱電対が開発され[130]-[137]，これをエンジン燃焼室壁に複数点配置し，壁面熱流束を計測した結果が多数報告されている[138]-[155]．

このような手法で計測した壁面熱流束結果を用いて，エンジン燃焼室壁面への熱伝達現象の解明に基づく，壁面熱伝達モデルの精度検証が進められてきた．その一例として，0 次元 CAE に一般的に適用されている壁面熱伝達モデルの精度検証結果[156]-[158]や，前述のようなエンジン CFD に一般的に適用されている壁面熱伝達モデルの精度検証結果[159]-[163]が多数報告されている．そのほとんどは，モデルを実装したエンジン CFD による壁面熱流束予測結果と高応答熱電対による壁面熱流束計測結果を比較して，壁面熱伝達モデルの精度検証を実施している．しかしながら，このようなアプローチでは，乱流モデルと壁面熱伝達モデルの予測精度が十分に切り分けることができない．さらに，モデルで考慮している仮定の妥当性を検証するには至っていないため，モデルの適用範囲も明らかに出来ない．

壁面熱伝達モデルに適用されている仮定を検証し，精度と適用範囲が明確化

されたモデルを確立するためには，壁面境界層内物理量分布，特に壁面熱流束の重要な制御因子である壁面境界層内の流動特性を把握し，壁面熱流束との関係を明らかにすることが重要である．したがって，壁面熱流束計測に加えて，エンジン燃焼室で形成される壁面境界層内の物理量計測が実施されてきた．

エンジン燃焼室内壁面近傍における流速は，1986 年に初めて Bracco *et al.*[108] により報告された．Bracco *et al.*は，火花点火エンジンの燃焼室壁面から 0.5mm の流速を laser doppler velocimetry (LDV)により計測した．その結果，この計測点における平均流速は，燃焼室内の最大流速の 90%程度であり，エンジン燃焼室内に形成される壁面境界層の厚さは 0.5mm より薄いことを示した．

この領域を高解像度かつ鮮明に可視化することは非常に難しく，エンジン燃焼室内を対象とした壁面境界層内の物理量計測結果は，数例しか報告されていない[164]-[171]．壁面境界層内の流動特性に関しては，100μm 以内の空間解像度を持つ LDV や particle image velocimetry (PIV)を用いた計測が試みられている．Foster *et al.*[109]は，60μm の空間解像度を持つ LDV を火花点火エンジンの燃焼室壁近傍に適用し，エンジン回転数 300rpm の条件において，スワール流が壁面近傍の速度境界層厚さに及ぼす影響を調査した．圧縮行程後半の非燃焼環境においては，スワール流の強さにより，速度境界層厚さは変化し，スワール流が強いほど速度境界層厚さが薄くなることを示した．一方，燃焼中は，スワール流の強さによらず，速度境界層厚さが変化しないことを報告した．Pierce *et al.*[165]は，50μm の空間解像度で 4 バルブエンジンの吸気行程から排気行程直前までの壁面境界層内流速計測を実施した．吸気バルブが開いた直後に，壁面境界層内の流速変動が大きくなることを報告した．Alharbi *et al.*[167]，Jainski *et al.*[170]は，45mm の解像度を持つ時系列μPIV/PTV により，エンジン燃焼室内の壁面境界層における 2 次元流速分布を計測した．その結果，シリンダヘッド壁面近傍に形成される壁面境界層内の流速は，壁面に平行な成分が支配的であることを示した．また，志村ら[171]は，高タンブル流動を形成する火花点火式ガソリンエンジン燃焼室内の壁面境界層内流速分布をμPIV により計測した．その結果，エンジン燃焼室内では，乱流境界層は十分に発達していないことが明らかにされた[171]．そのため，上述の壁面熱伝達モデルで考慮している「壁面境界層内の流速は，壁面に平行な成分が支配的である」という仮定は妥当であると考えられるが，「壁面境界層内の流動特性は，発達した乱流境界層の特徴を満たす.」とした仮定に関しては，その妥当性を検討する必要がある．このように，エンジン燃焼室内の壁面境界層内流動特性を高解像度で可視化できるようになったことで，壁面熱伝達モデルで考慮している仮定の妥当性を検証できるようになってきた．

以上のように，エンジン燃焼室内における壁面熱流束計測および壁面境界層

内の流速計測がこれまでに実施され，上述の壁面熱伝達モデルの妥当性検証が進められている．しかしながら，壁面境界層内の流動特性と壁面熱流束との関係を同一条件で議論した研究例はほとんど報告されておらず，エンジン燃焼室内において，高い精度と低い計算負荷を両立できる壁面熱伝達モデルが確立されているとは言い難い．既往研究を踏まえて考えると，このような壁面熱伝達モデルを確立するためには，少なくとも以下に記す環境において，壁面境界層内の流動特性と壁面熱流束との関係を明らかにし，壁面熱伝達モデルで考慮している仮定の妥当性を吟味することが強く求められる．

壁面熱伝達モデルの精度および仮定の妥当性を検証すべき環境
・雰囲気温度，圧力，流速そして壁面温度が非定常的に変化する環境
・壁乱流が発達していない様々な壁面境界層内流速分布が形成される環境

1.4.　研究目的と本論文の構成

本研究では，自動車用エンジン燃焼室内と同等の環境における壁面熱伝達現象を明らかにし，このような環境で高い精度と低い計算負荷を両立できる壁面熱伝達モデルを明確にすることを目的とする．具体的なアプローチとして，以下の壁面境界層における壁面熱流束とその制御因子である壁面境界層内の流動特性を同一条件で計測し，上述の壁面熱伝達モデルで考慮されている仮定の妥当性を検証する．そして，必要に応じて仮定を見直し，壁面熱伝達モデルを修正する．

対象とする壁面境界層
・雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層
・雰囲気温度，圧力，流速そして壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層
・雰囲気温度，圧力そして流速が非定常手に貴変化する非発達乱流境界層

第 2 章では，燃焼室内のガス温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象を解明し，この環境において高い精度と低い計算負荷を両立できる壁面熱伝達モデルを明らかにすることを目的とする．まず，圧力，温度そして流速が 1 サイクル中で非定常的に変化する乱流境界層を急速圧縮膨張装置で表現し，壁面境界層内の流速分布と壁面熱流束を計測し，両者の関係を明らかにする．次に，得られた計測結果を用いて，定常状態の十分に発達した乱流境界層の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデルの適用性を検証する．

特に，第 2 章においては，壁面熱伝達モデルで考慮している以下に示す仮定の妥当性を明らかにする．

第 2 章で検証する壁面熱伝達モデルの仮定
・壁面境界層内は，準定常状態であり，さらに壁面に対して垂直方向のみ物理量が変化する．
・壁面境界層内は，温度場と速度場のアナロジーが成立する．

第 3 章では，燃焼室内のガス温度・圧力・流速の変化に加え，壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象の解明および，この環境において精度と計算負荷を両立できる壁面熱伝達モデルを明らかにすることを目的とする．低熱伝導率な材料中に空隙を設けることで，体積比熱と熱伝導率を同時に低減する遮熱材を表面に塗布した薄膜熱電対を供試する．そして，これを第 2 章で用いた急速圧縮膨張装置に適用し，燃焼室内ガス温度の変化に追従して壁面温度が大きく変化する乱流境界層を形成する．そして，壁面境界層内の流動と壁面熱流束・熱伝達係数との関係を調査し，第 2 章と同様に，定常状態の発達した乱流境界層の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデルの適用性を検証する．第 3 章では，第 2 章と同様に，壁面熱伝達モデルで考慮している以下に示す仮定の妥当性を明らかにする．

第 3 章で検証する壁面熱伝達モデルの仮定
・壁面境界層内は，準定常状態であり，さらに壁面に対して垂直方向のみ物理量が変化する．
・壁面境界層内は，温度場と速度場のアナロジーが成立する．

第 4 章では，燃焼室内の圧力，温度，そして流速が非定常的に変化する環境において，壁乱流が発達していない壁面境界層の壁面熱伝達現象を解明し，この環境において精度と計算負荷を両立できる壁面熱伝達モデルを明らかにすることを目的とする．上述のように，エンジン燃焼室内では，壁乱流が十分に発達していない条件が存在する．急速圧縮膨張装置の燃焼室形状を工夫することにより，壁乱流が発達していない壁面境界層を形成し，壁面境界層内の流速分布および壁面熱流束を計測した．そして，これらの結果を活用して，壁乱流が十分に発達していない壁面境界層における熱伝達特性を調査し，このような環境においても，計算負荷の増大なく壁面熱流束を定量的に予測可能な壁面熱伝達モデルを提案する．最後に，提案した壁面熱伝達モデルをエンジン CFD に適用し，エンジン燃焼条件におけるモデル適用性を明らかにする．第 4 章では，

壁面熱伝達モデルで考慮している以下に示す仮定の適用性を明らかにし，修正する．

第 4 章で検証，修正する壁面熱伝達モデルの仮定

・壁面境界層内の流動特性は，壁乱流が発達した乱流境界層内の流動特性と同じである．

第 5 章では，第 2 章から第 4 章までの結論を述べる．

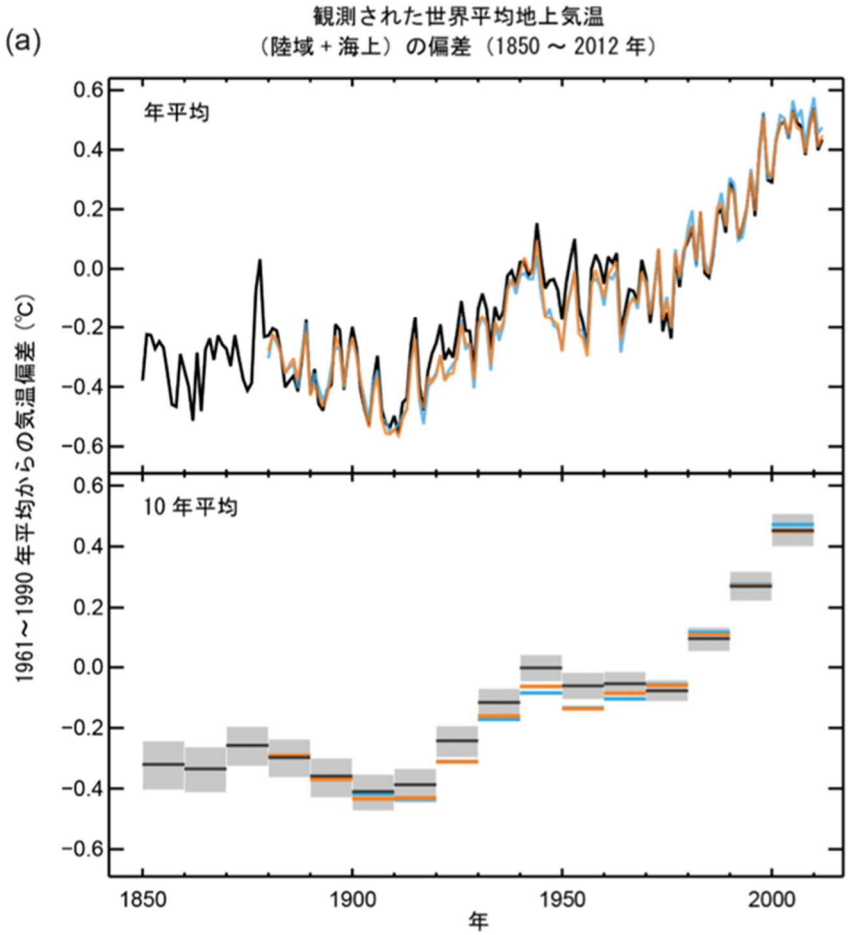

Figure 1-1 Time history of increase of global mean temperature from that in 1960 [1]

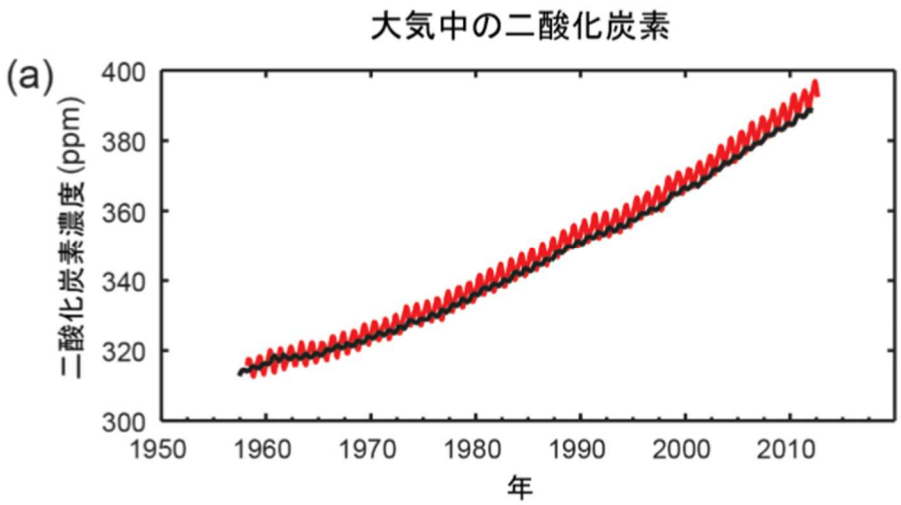

Figure 1-2 Time history of atmospheric carbon-dioxide ppm [1]

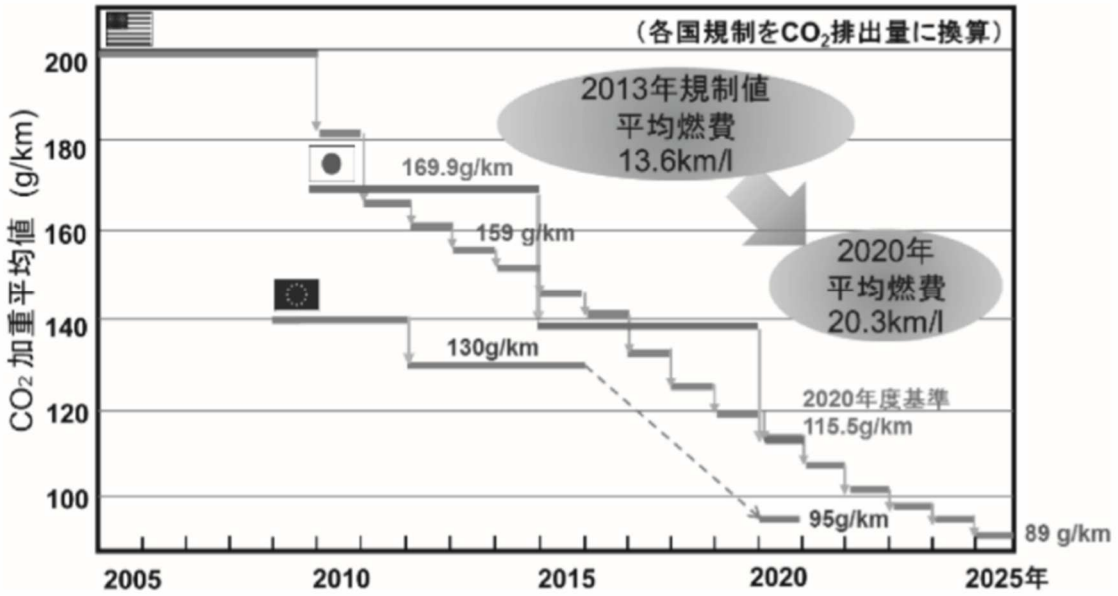

Figure 1-3 Transition of CO_2 emission regulation in Japan, USA and EU [3]

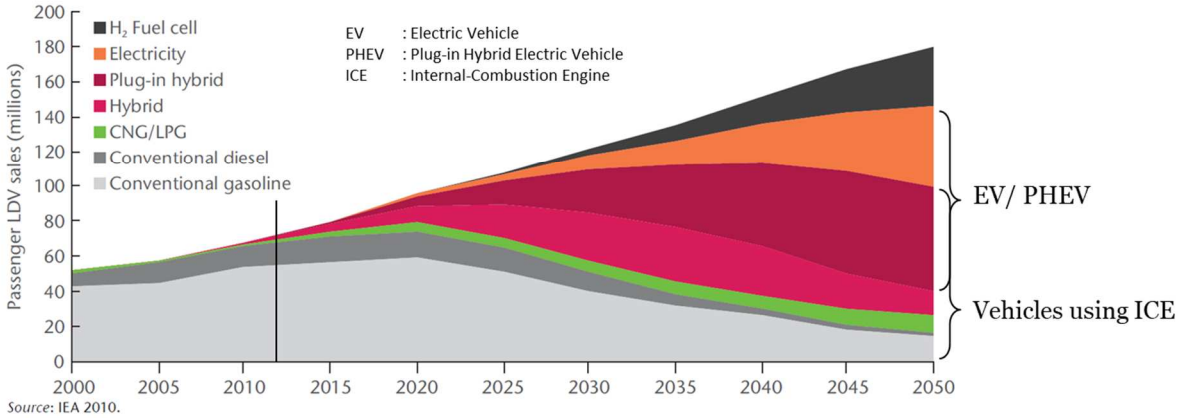

Figure 1-4 Annual light-duty vehicle sales by technology type, Blue Map Scenario [6]

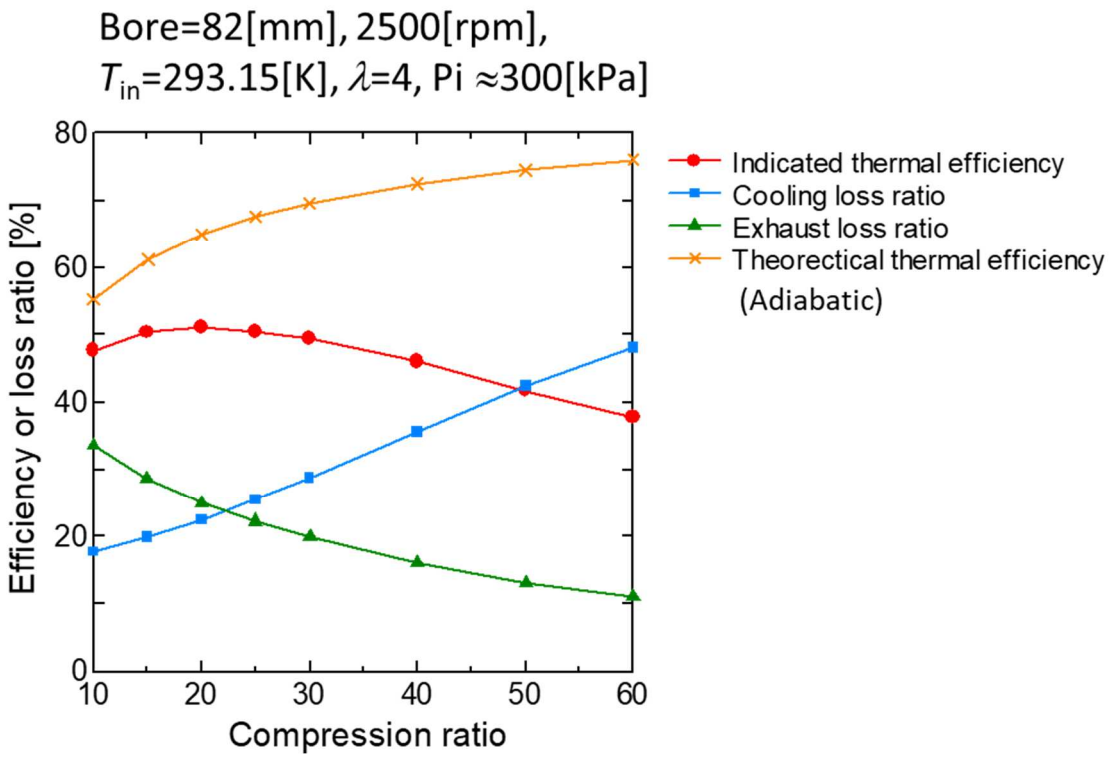

Figure 1-5 Thermal efficiency and losses under various compression ratio calculated by zero-dimensional simulation in engine combustion chamber [58]

第 2 章

雰囲気温度・圧力が変化する乱流境界層の壁面熱伝達

2.1　はじめに

前述のように，内燃機関の燃焼室内は，ピストン圧縮膨張により，温度および圧力が 1 サイクル中に常温，常圧から，最大で 1000K, 5MPa 相当（非燃焼場），2000K, 10MPa 相当（燃焼場）まで変化する．そして，ピストン挙動に起因して，燃焼室内の流速も時々刻々と変化する．このように，エンジン燃焼室内は，非定常が強い環境ではあるが，定常状態で形成される乱流境界層の流動特性，壁面熱伝達特性を基に構築された壁面熱伝達モデルがエンジン開発に適用されている．このような環境において，計算負荷を低く抑えつつ，精度が担保された壁面熱伝達モデルを確立するためには，温度・圧力そして流速の 1 サイクル中の変化が乱流境界層の壁面熱伝達特性に及ぼす影響を調査し，定常状態の乱流境界層の特性を基に構築された壁面熱伝達モデルの適用性を明らかにする必要がある．

本章では，燃焼室内ガスの温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象を解明し，この環境において高い精度と低い計算負荷を両立できる壁面熱伝達モデルを明らかにすることを目的とする．まず，温度，圧力そして流速が 1 サイクル中で非定常的に変化する乱流境界層を急速圧縮膨張装置で表現し，壁面境界層内の流速分布と壁面熱流束を計測し，両者の関係を明らかにする．次に，得られた計測結果を用いて，定常状態の乱流境界層の壁面熱伝達特性を基に構築された壁面熱伝達モデルによる壁面熱流束予測精度および以下に示す仮定の妥当性を明らかにする．

<u>第 2 章で検証する壁面熱伝達モデルの仮定</u>

・壁面境界層内は，準定常状態であり，さらに壁面に対して垂直方向のみ物理量が変化する．

・壁面境界層内は，温度場と速度場のアナロジーが成立する．

以上の取り組みを通して，雰囲気温度，圧力そして流速が変化する乱流境界層において，高精度と低計算負荷を両立できる壁面熱伝達モデルを明らかにする．

2.2　実験装置，計測方法および計測条件

2.2.1.　実験装置，計測方法

第 1 章で述べたように，エンジン燃焼室内の高温高圧場においては，壁面境界層は，非常に薄くなると考えられ，壁面から数 100μm 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[167], [170], [171]．そのため，このような領域を高解像度かつ鮮明にとらえるためには，高倍率かつ明るい光学系が必須となる．図 2-1 に本研究における計測システムの全体図を示す．本研究では，倍率と明るさを両立するために，開口数が大きい長作動距離対物レンズを用いて，μPIV システムを構築した[172], [173]．長作動距離対物レンズは，観測位置から約 40mm 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，光学的自由度が高くエンジン燃焼室内における圧縮膨張を表現できる供試機関が求められる．さらに，このような圧縮膨張が生じる場において，発達した乱流境界層に近い流れを形成できるようにするため，燃焼室形状の設計自由度が高いことも供試機関には要求される．そのため，本研究では，バルブや煩雑な冷却水経路を持たないため，光学的窓や燃焼室形状の設計自由度が高く，なおかつエンジン 1 サイクル分のピストン挙動を再現できる急速圧縮膨張装置(rapid compression and expansion machine, 以下 RCEM)を用いた．図 2-2 に RCEM の全体図を示す．RCEM の圧縮比は，量産のガソリンエンジンと同等の 14.2 に設定した．また，ピストンのストロークは 95mm，ピストンボア径は 89mm である．行程容積は，625cc であり，2.5L の 4 気筒エンジンの単室容積と同じとした．RCEM は，任意のタイミングでパルスジェットバルブ（PDV3-80A, CKD）駆動させることで，空気室に蓄圧された空気が空気緩衝室に流入し，緩衝室内のピストンが押される．それに連動して，緩衝室内のピストンと連結されたカムが急速に動く．カムとローラは常に接触しており，カムに沿ってローラが動く．そして，ローラに接続されたピストンが燃焼室内で動作し，圧縮膨張を行う．カムが動き出した後の圧縮開始直前に，カムに設置した遮断板がフォトインタラプタを通過する．これにより，デジタルディレイパルスジェネレータ（DG645, Stanford Research）に信号が入力され，この信号をトリガーとして，計測システムを同期させた．図 2-3 にシリンダヘッドの概略図を示す．ピストンの上昇により圧縮された空気は，縦×横=15mm×10mm の連通路を通って燃焼室内に流入する．燃焼室は，直径が約 35mm，厚さが 17mm の縦型の円筒形状をしている．燃焼室両側には，厚さ 20mm のサファ

イアガラスの可視化窓が取り付けられている．壁乱流が発達した壁面境界層内流動を再現するため，燃焼室に流入した空気が平板部に沿って流れるように燃焼室形状を設計した．燃焼室内の圧力は，シリンダヘッド部に設置した圧力変換器（Type6125, Kistler）により計測した．そして，燃焼室内の圧力計測結果を用い，燃焼室内の気体を理想気体と仮定したうえで，状態方程式により燃焼室内の平均ガス温度を算出した．

エンジン燃焼室内のガス温度は，非常に短時間で大きく変化するため，燃焼室内における壁面熱流束を把握するためには，数 kHz 以上の時間応答性が求められる．そのため本章では，3 軸型構造を持つ高応答熱電対(TCS-244-AL-MU(MU-X)-L-Z-11443, MEDTHRM)を用いて，燃焼室内壁面温度および壁面から鉛直方向に 4mm 内側の壁面内温度を計測し，壁面熱流束を算出した．図 2-4 に燃焼室内の詳細形状を示す．燃焼室の平板部に M12 の雌ネジを設け，高応答熱電対を取り付けた．高応答熱電対からの信号は，アンプで増幅され, AD コンバータを介してデータロガーにて 10kHz のサンプリング周波数で記録した．記録した壁面温度の時系列計測結果を境界条件として，完全陰解法にて壁内部の非定常熱伝導方程式を解き，壁面内部の温度勾配を算出することにより，壁面熱流束を求めた[174]．なお，壁内部の材料構成とその温度に応じた熱伝導率の変化を考慮して，壁内部の温度勾配を算出した．

壁面境界層内速度分布および乱流統計量は，時系列μPIV により計測した．前述のように, 開口数が大きい長作動距離対物レンズ（M Plan Apo×5, Mitutoyo）を用いた. 光源には, 高繰り返しダブルパルス Nd:YAG レーザ(LDP-100MQG, Lee Laser)を使用した．レーザ照射に高速度カメラ(SA-X2, Photron)を同期させ，2 枚 1 組の粒子画像を取得した. トレーサ粒子は, 平均粒径 2-3μm, かさ密度 180kg/m^3 の軽量かつ粒子径の小さい中空粒子(ゴッドボール B-6C，鈴木油脂工業)を使用し，微細な渦運動に対する流体追従性を確保した．瞬時流速分布は，市販の PIV 解析ソフトウェア(KoncertoⅡ，西華デジタルイメージ)を用い，直接相互相関法にて算出した. 検査窓は, 24pix×32pix とし, オーバーラップは 66%×50%とした．図 2-5 に μPIV により計測した，瞬時流速分布を示す．壁面に平行な方向を x 方向, 垂直な方向を y 方向と定義し, 左端の壁面を原点とした. x×y=2680×32μm (壁面から第 1 層目のみ x×y=2680×64μm) (赤枠部)の領域において瞬時流速を空間平均し，さらに空間平均した後の流速をその時刻から 3ms 間，時間平均して，平均流速とした．平均流速と瞬時流速を用いて，以下の式により，変動流速 u_i' および乱流運動エネルギ k を検査窓ごとに算出した

$$u_i' = u_i - U_i. \tag{2-1}$$

$$k = \frac{1}{2}\left(\overline{u_i'^2}\right), \tag{2-2}$$

なお，$\bar{f}$はfおよび その変動成分f'のレイノルズ平均を表し，fは，任意の物理量を意図する.そして，平均流速算出と同様に空間平均し，3ms 間の時間平均処理を施した．なお，本実験では，2 次元 PIV を実施したため，$x\times y$ 平面に対して鉛直方向の流速は，計測できていない．壁乱流が発達した乱流境界層における DNS 解析結果[175]より，壁面近傍領域では，x 方向の流速成分が他の方向の成分に対して，非常に大きい．そして，$x\times y$ 平面に対して鉛直方向の流速は，y 方向の流速成分より大きい，もしくは概ね等しい．そのため，本研究では，$x\times y$ 平面に対して鉛直方向の流速成分は，y 方向の流速成分と概ね等しいと仮定して k を算出した．時系列 μPIV 計測は，図 2-4 に示すように，高応答熱電対の中央位置において実施した．レーザシート光は，シリンドリカルレンズを用いた光学系にレーザビームを導入して形成し，高応答熱電対と対向した位置に設置したサファイアガラス製のレーザ窓を介して燃焼室内へ入射した.

2.2.2.　計測条件

表 2-1 に RCEM の運転条件を示す．RCEM のピストン速度はエンジン回転数 300rpm 相当とし，下死点から圧縮上死点に達するまでの時間が 95ms(エンジン回転数 300rpm 相当)になるよう，空気室内の圧力を調整した．CFD 解析により，本実験のピストン速度条件にて形成される燃焼室内流速は，一般的なエンジンの常用回転数 2000rpm における圧縮行程中の平均流速と同等であることを確認している．燃焼室内には，乾燥空気を充填し，初期圧力 P_{in}，初期ガス温度 $T_{in,}$ そして壁面温度 T_w は，それぞれ P_{in}=101.3kPa, T_{in}=298K，そして T_w=298K とした．また，本章では，雰囲気温度，圧力が変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象に着目するため，非燃焼場で実験を実施した．計測サイクル数は，3 サイクルとした．表 2-2 にμPIV 計測条件を示す．PIV で用いたダブルパルスレーザのエネルギは，1mJ/pulse(ダブルパルスで 2mJ)とし，ダブルパルスレーザ間隔は，7μs とした．そして，各レーザの繰り返し周波数は 10kHz とした．そのため，レーザに同期した高速度カメラの撮影速度は，20kfps に設定し，0.1ms ごとに瞬時流速分布を取得した. 高速度カメラの空間解像度は, $x\times y$=672×1024pix とした.

2.3　壁面境界層内の流動特性

2.3.1.　壁面境界層内の平均流速分布

図 2-6 に 3 サイクル分の燃焼室内圧力を示す．図より，3 サイクルの燃焼室内圧力はほぼ一致しており，実験の再現性は確保できていると考えられる．そのため，以降は，3 サイクルの平均値を示す．また，TDC 近傍において，すべてのサイクルの燃焼室内圧力履歴に振動が確認できる．これは，急速圧縮膨張装置のカムとロッド部が連結されていないため，TDC 近傍においてカム上面からロッド部が離れたことに起因して生じたものと考えられる．図 2-7，図 2-8 に 3 サイクルの燃焼室内圧力を平均化した燃焼室内平均圧力 P および理想気体の状態方程式で算出した燃焼室内平均温度 T を，図 2-9 に高応答熱電対で計測した壁面温度 T_w をそれぞれ示す．そして，図 2-10 に燃焼室内ガスの動粘性係数を示す．動燃性係数は，燃焼室内平均圧力と平均温度を用いて熱物性値表から特定した．図 2-7，図 2-8 より，圧縮開始から膨張終了にかけて，燃焼室内平均圧力および温度は，常圧常温状態から P　2.5MPa,T　700K の高圧高温状態まで大きく変化する．それに伴い，図 2-10 に示すように，動粘性係数が大きく変化する．

図 2-11 にμPIV で計測した壁面近傍平均流速分布を示す．なお，y 方向の平均流速を U，x 方向の平均流速を V とする．図より，本実験で構築したμPIV により壁面近傍の急激な平均流速変化をとらえることができている．また，壁面から十分に離れた領域の流速が，ピストン圧縮膨張に起因して変化していることが分かる．なお，U は V に対して十分に大きく，本実験で用いた燃焼室内は，壁面に平行な方向の流速が支配的な流動場であることを確認でき，壁乱流が発達した壁面境界層が形成できている可能性が高い．

壁面境界層内流動の特徴を考察するためには，u^+ と y^+ との関係を調査する必要がある．したがって，実験結果から摩擦速度 u_τ を推定する必要がある．u_τ は以下のように定義される

$$u_\tau = \sqrt{\rho\tau_w} = \sqrt{\nu \left.\frac{dU}{dy}\right|_{y=0}}. \tag{2-3}$$

なお，式(2-3)中の ρ, ν および τ_w は，燃焼室内の平均ガス密度，動粘性係数および壁面せん断応力である．式(2-3)に従って u_τ を算出するためには，壁面上の平均流速勾配を得る必要があり，壁面最近傍領域の粘性が流動を支配している領域（以下，粘性底層）の平均流速を高解像度で計測できなければならない．しかし，本実験では壁面から 64μm 以内の流速分布は計測できていないため，粘性底

層の流速分布を高解像度で計測できているとは言い難い．そのため，壁面から十分離れた領域の平均流速分布を用いて摩擦速度を推定した．第 1 章で言及したように，壁乱流が十分に発達した乱流境界層では，壁面から十分に離れている乱流が支配的な領域（以下，対数則域）では，u^+は y^+の対数の関数で表現できる．本実験で用いた燃焼室内は，壁面に沿う流速成分が支配的な流れであることから，対数則域に近い流速分布が得られるものと考えられる．対数則域の無次元流速分布を仮定し，壁面から十分に離れた領域の平均流速分布(壁面から約 1mm 以上離れた領域)を用いた摩擦速度推定法の 1 つとして，以下の関係式が西岡により提案されている[176]

$$\frac{1}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa u}\left\{\omega - \left(1 - \frac{0.993}{\omega}\right) ln\omega\right\}, \tag{2-4}$$

$$\omega = f\left(\frac{Uy}{\nu}\right) = ln\left(\frac{Uy}{\nu}\right) + \kappa B + ln\kappa. \tag{2-5}$$

u^+と y^+の関係を明らかにするため，式(2-4)および式(2-5)を用いてμPIV 計測結果から u_τを推定した．これまでの研究により，壁乱流が発達した壁面乱流境界層では，式(2-5)中のκと B は，それぞれ 0.41 および 5.2 程度になることが明らかにされている[177]．本研究で用いた燃焼室内では壁乱流が十分に発達していると仮定し，κと B は，それぞれ 0.41 および 5.2 とした．

u^+と y^+の関係を図 2-12 に示す．なお，図 2-12(a)では，壁面温度と燃焼室内平均圧力状態における空気の動粘性係数を用いて u^+と y^+を算出した．一方，図 2-12(b)では，燃焼室内平均圧力と平均ガス温度状態における空気の動粘性係数を用いて，u^+と y^+を算出した．なお，壁乱流が発達した乱流境界層における u^+と y^+の関係を破線で併せて示す．図 2-12 より，壁面から十分に離れた領域において対数則域の u^+分布を確認できる．そのため，本実験においては，壁乱流が発達した乱流境界層におけるκと Bを式(2-5)に適用して摩擦速度を推定することは，妥当であると言える．また，壁面に近づくにつれて，無次元速度分布は，対数則からの乖離が観察できる．これは，粘性が流動に及ぼす影響が大きくなっていることを示しており，これも壁乱流が発達した乱流境界層の遷移領域で観察できる特徴であると言える．このように，本章で供試した燃焼室内では，壁乱流が発達した乱流境界層内流動の特徴を再現することができていると考えられる．しかしながら，破線と実験結果の間には，若干の解離が確認でき，図 2-12(a)と図 2-12(b)から，u^+と y^+の算出に用いる熱物性に，無次元流速分布が影響を受ける．

本章で供試した燃焼室内において，定常状態で形成される乱流境界層内の無次元流速分布をどの程度再現できているかを明らかにするため，u^+と y^+を算出するためにどのような状態の熱物性値を用いるべきかを考える．まず，図 2-12(a)

と図 2-12(b)を比較すると，図 2-12(b)では，u^+が対数則域から乖離し，減衰する領域においても乱流境界層の無次元流速分布に近い分布になっていることに対して，図 2-12(a)は，当該領域の u^+分布が乱流境界層の分布から乖離している．燃焼室内平均ガス温度と壁面温度のどちらの状態の動粘性係数を用いて u^+と y^+の関係を分析すべきかを明確にするためには，壁面近傍領域の乱流特性を分析する必要がある．流体の粘性が流動に対して支配的となる壁面最近傍領域では，流速の乱流成分を表す変動流速はほとんど零になることが知られている．そして，壁乱流が発達した乱流境界層において，このような領域は，$y^+ \leqq 10$ に存在すると考えられる．すなわち，本実験で得られた壁面境界層内の変動流速分布が零に漸近する y^+を評価することにより，壁面境界層内の流動特性を分析するために用いた動粘性係数の妥当性を明確にすることができる．

2.3.2.　壁面境界層内の乱流特性

図 2-13 に壁面近傍の変動流速分布を示す．なお，y 方向成分を u'，x 方向成分を v'とする．そして，図 2-14 に壁面近傍の乱流運動エネルギ k を示す．これらの図から，壁面近傍の u'，v'そして k は，ピストン圧縮膨張に起因して，1 サイクル中で変化している．壁面に平行な成分の変動流速である u'は，壁面最近傍領域において急激に増加し，極大値を迎えて零まで減衰する．これは，壁面近傍の流体の粘性が流れ場に対して支配的となる領域において，壁面と流体とのせん断により u'が増加すると考えられる．一方，壁面に垂直な方向の変動流速成分である v'は，壁面から十分に離れた領域においては，u'と同等の値を示し，壁面に近づくにつれて緩やかに減衰し，壁面最近傍領域で零になる．そのため，壁面最近傍領域においては，u'が v'に対して支配的となる．以上から，乱流運動エネルギは，壁面に近づくにつれて増加し，壁面最近傍領域において極大値を持ち，零まで減衰する．

壁面近傍の乱流特性を詳細に分析するため，図 2-15 に u_τで無次元化した変動流速 u'^+，v'^+を y^+に対して示す．なお，図 2-15(a)では，高応答熱電対で計測した壁面温度と燃焼室内平均圧力状態における空気の動粘性係数を用いて，u'^+,v'^+，そして y^+を算出した．一方，図 2-15(b)では，燃焼室内平均圧力と平均ガス温度状態における空気の動粘性係数を用いて，u'^+,v'^+，そして y^+を算出した．図から u'は $y^+ \leqq 100$ 壁面近傍で増大しており，極大値を持つ．図 2-15(a)では，$y^+ \leqq 200$ で増大し，$y^+=80$ から $y^+=100$ で極大となる．図 2-15(b)では，$y^+ \leqq 100$ で増大し，$y^+=40$ から $y^+=50$ で極大となる．u'が増大する領域において，U は対数則域から乖離し減衰しており，粘性が流動に対する影響が大きくなる領域であることが

分かる．そのため，流体の粘性が流れ場に及ぼす影響が大きくなり，主流が持つ運動エネルギが壁面とのせん断により急激に減衰することが起因し，流体の乱流成分である u' が上述の y^+ 領域で増大したと考えられる．このような特徴は，発達した乱流境界層で観察できる特徴である．また，u'^+,v'^+ が零に漸近する領域は，図 2-15(a)では，y^+　30 に位置し，図 2-15(b)では，y^+　10 に位置している．前述のように，u'^+ がほとんど零になる領域は，$y^+ \leqq 10$ に存在すると考えられる．したがって，雰囲気温度および圧力が非定常的に変化する壁面境界層内の流動特性を分析する上で，燃焼室内平均圧力と平均ガス温度状態における空気の動粘性係数を用いて無次元流速分布や無次元変動流速を評価することが妥当であると考えられる．

以上の結果を踏まえて図 2-12(b)を見返してみると，圧縮行程では，壁乱流が発達した乱流境界層内における無次元流速分布(破線)とほとんど重なる分布が得られている．これに対して，膨張行程では，対数則域の無次元流速分布は観察できるものの，壁乱流が発達した乱流境界層内における無次元流速分布と乖離している領域が観察できる．これは，膨張行程では，ピストン挙動が圧縮行程と逆転することが起因していると考えられる．そのため，本章で供試した燃焼室内においては，対数則域は観察できているが，壁乱流が発達した乱流境界層内流動と全く同じ流動特性は表現できていないと言える．本章では，雰囲気温度，圧力そして流速が変化する乱流境界層内における壁面熱伝達特性を対象としており，壁乱流が発達した乱流境界層内流動の特徴，すなわち対数則域の無次元流速分布を再現できていることが重要であると考えている．この点において，本章で供試した燃焼室を用いることは妥当であると考えられる．

最後に，壁面境界層内におけるレイノルズ応力と壁面せん断応力との関係に関して，定常状態で壁乱流が発達した乱流境界層内における特性と比較する．壁乱流が発達した乱流境界層では，$y^+ \geqq 100$ の乱流が流れ場に対して支配的な領域においては，壁面せん断応力とレイノルズ応力が概ね等しくなる．本章で供試した燃焼室内で形成した壁面境界層においてもこのような特徴が観察できるかどうかを評価するため，図 2-16 に壁面せん断応力 τ_w で無次元化したレイノルズ応力 $\overline{-u'v'}^+$ を y^+ に対して示す．なお，図 2-16 においては，燃焼室内平均圧力と平均ガス温度状態における空気の動粘性係数を用いた．また，発達した乱流境界層における $\overline{-u'v'}^+$ 分布を破線で併せて示す．図から $\overline{-u'v'}^+$ は，$y^+ \geqq 100$ において，0.5 から 1 に近い値となるが，発達した乱流境界層における分布から乖離している．そのため，雰囲気温度・圧力，そして流速が変化する環境において対数則域が形成された壁面境界層においては，壁面せん断応力とレイノルズ応力との関係は，定常場で壁発達した乱流境界層における関係と異なると考えられる．

2.4　壁面熱伝達特性

2.4.1.　壁面熱流束および熱伝達係数

雰囲気温度，圧力そして流速が変化する環境で形成された乱流境界層の壁面熱流束および熱伝達係数の時系列的な変化を調査する．図 2-17 に，高応答熱電対で計測した 3 サイクル分の壁面熱流束 q_w を示す．この図から，TDC 近傍において，q_w は，約±15%の計測ばらつきで計測できていることが分かる．なお，図 2-17 に示す結果は，μPIV 用のパルスレーザが高応答熱電対に照射されることによる壁面熱流束増加分を補正している(詳細は，付章 B 参照)．この図から，TDC 近傍において，q_w は，約±15%の計測ばらつきで計測できていることが分かる．これ以降は，3 サイクルの平均値をそれぞれの図に示す．図 2-18 に 3 サイクル平均の q_w を示す．q_w は，P，T の上昇に伴って増加し，TDC 直前の -15deg.ATDC 近傍で極大となり，その後，減少に転じる．-15deg.ATDC で極大値を示す要因としては，図 16 に示すように，-15deg.ATDC における U が TDC よりも大きくなることであると考えられる．このように-15deg.ATDC 近傍において q_w が極大になるため，図 2-7，図 2-8 に示すように，P，T は TDC 直前に極大値を持つ．

図 2-19 に熱伝達係数 h を示す．h は以下の式に実験値を代入して算出した

$$h = \frac{q_w}{T - T_w}. \tag{2-6}$$

h は，q_w と同様に，圧縮行程後半にかけて増加する．つまり，圧縮行程後半にかけて壁面に伝熱しやすくなる．第 1 章で言及した式(1-35)に代表される壁面熱伝達モデルおよび式(2-6)を鑑みると，熱伝達係数は，燃焼室内のガス密度や定圧比熱，そして，摩擦速度に影響を受けると考えられる．そのため，図 2-20，図 2-21 そして図 2-22 に燃焼室内平均ガス密度 ρ，定圧比熱 c_p そして，u_τ をそれぞれ示す．これらの図から，TDC に近づくに従い，燃焼室内の平均ガス密度が大きく増加していることが分かる．そのため，ピストン圧縮により燃焼室内の平均ガス温度と併せてガス密度が増加することが，圧縮行程後半にかけて h が増加する要因であると考えられる．また，h は，q_w と同様に，-15deg.ATDC 近傍で極大値を持ち，その後．減少に転じる．これは，-15deg.ATDC 近傍における u_τ が TDC よりも大きくなることが要因であると考えられる．なお，このような u_τ の時系列的変化は，-15deg.ATDC 近傍における U が TDC よりも大きくなることに起因していると考えられる．

2.4.2.　雰囲気温度・圧力が変化する乱流境界層の壁面熱流束予測

雰囲気温度，圧力そして流速が変化する乱流境界層における壁面熱流束を高精度かつ低計算負荷で予測できるようにするため，第 1 章で記述した，定常状態において壁乱流が発達した乱流境界層の特性を基に構築された壁面熱伝達モデル（以下参照）の適用性を検証する．表 2-3 にそれぞれの壁面熱伝達モデルの特徴を示す．

Launder and Spalding [116]

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau}{2.44 ln y^+ + 2.32 + \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)}\left(\frac{26}{k}\right)^{0.5}\left(\frac{1}{Pr}-1\right)\left(\frac{1}{Pr}\right)^{0.25}}(T - T_w). \tag{1-11}$$

Han and Reitz [118]

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{2.1 ln y^+ + 2.5} ln(\frac{T}{T_w}). \tag{1-12}$$

Huh *et al.* [120]

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau (T - T_w) + \left(2.195 y^+ + 87.12 Pr - 28.98\right)\frac{dP\ \nu}{dt\, u_\tau}}{2.195 ln y^+ + 13.2 Pr - 5.66}. \tag{1-13}$$

Rakopoulos *et al.* [122]

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T ln\frac{T}{T_w} + \left(\frac{y^+ - 40}{0.4767 + \frac{1}{Pr}} + 117.37\right)\frac{dP\ \nu}{dt\, u_\tau}}{\frac{1}{0.4767}\left\{ln\left(y^+ + \frac{1}{Pr 0.4767}\right) - ln\left(40 + \frac{1}{Pr 0.4767}\right)\right\} + 10.2384}. \tag{1-14}$$

上式に実験で計測した物理量を代入し壁面熱流束を算出し，高応答熱電対で計測した壁面熱流束と比較することで，検証を進めた．既往研究では，高応答熱電対で計測した壁面熱流束と第 1 章で記述した壁面熱伝達モデルを実装した CFD で予測した壁面熱流束を比較して，壁面熱伝達モデルの精度検証が進められてきたが，CFD に適用した乱流モデルの精度と壁面熱伝達モデルの精度を切り分けることが困難となる．そのため，本研究では，上式に実験で計測した物理量を代入し算出した壁面熱流束と高応答熱電対で計測した壁面熱流束を比較した．両者の比較を進める上で，壁面境界層内のガス温度分布を決める必要がある．一般的に，上述の壁関数を用いた壁面熱伝達モデルでは，壁面第 1 層目の計算メッシュは壁面から十分に離れた対数則域に位置することを前提としている．このような領域におけるガス温度は，燃焼室内の平均ガス温度と同等であると考えられる．そのため，上式には，燃焼室内の平均ガス温度を代入した．本節で対象とした壁面境界層内では，乱流境界層内の無次元流速分布に近い無次元流速分布が観察できており，y^+>100 で対数則域が観察できている．そのため，上式には様々な温度分布を想定し，y^+＝150，200，250，300 を代入した．

u_τは，壁面から十分に離れた領域の U 分布を式(2-4)および式(2-5)に代入し，推定した．また，壁面熱流束は，壁面最近傍領域における熱物性が大きく影響すると考えられるため，燃焼室内平均圧力，壁面温度状態における空気の動粘性係数を摩擦速度推定に用いた．

図 2-23 に式(1-35)で算出した壁面熱流束と高応答熱電対で計測した壁面熱流束を示す．壁面境界層内の空間的な密度変化，圧縮非定常項を考慮しない，最も単純な壁面熱伝達モデルの一例として，式(1-11)を用いた．なお，本章においては，壁乱流が発達した乱流境界層に近い流動を対象としているため，対数則域が観察できなくなり，なおかつ後述する壁面熱流束が零近くになる 30deg.ATDC 以降の壁面熱流束予測結果は比較していない．図より，式(1-11)で予測した壁面熱流束は，高応答熱電対で計測した壁面熱流束に対して全体的に低い値を示し，両者の間が大きく乖離する結果となった．

次に，式(1-11)と同じく壁面境界層内の空間的な密度変化は考慮せず，圧力非定常項を考慮した壁面熱伝達モデルの代表である式(1-13)で算出した壁面熱流束を高応答熱電対で計測した壁面熱流束と比較した．その結果を図 2-24 に示す．図から，式(1-11)と同様に，式(1-13)で予測した壁面熱流束は，高応答熱電対で計測した壁面熱流束に対して全体的に低い値を示した．

以上の結果から，圧力非定常項の有無に関わらず，壁面境界層内の密度変化を考慮しない壁面熱伝達モデルでは，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する環境において，壁面熱流束を過小評価することが分かった．

次に，圧縮非定常項を考慮せず，壁面境界層内の空間的な密度変化を考慮した壁面熱伝達モデルである，式(1-12)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を比較した．その結果を図 2-25 に示す．この図から，式(1-12)で表現される壁面熱伝達モデルで予測した壁面熱流束は，高応答熱電対で計測した壁面熱流束に非常に近い値を示すことが分かる．

最後に，壁面境界層内の空間的な密度分布および圧力非定常項を考慮した，式(1-14)で示される壁面熱伝達モデルの壁面熱流束予測精度を検証した．図 2-26 に，式(1-14)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を示す．図から，壁面熱伝達モデルによる予測結果と高応答熱電対による計測結果は良く一致していることが分かる．しかし，図 2-25 に示す，壁面境界層内の空間的な密度変化のみを考慮した壁面熱伝達モデルと予測精度はほとんど変わらない結果となった．

以上の結果から，壁面境界層内の空間的な密度変化を考慮した壁面熱伝達モデルを用いることが，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層における壁面熱流束を高精度に予測するためには重要であると言える．燃焼室内の平均圧力は壁面境界層内でほぼ均一となると予測できるが，壁面境

界層内では，急激な温度勾配が生じる．それゆえ壁面境界層内では，急激な密度分布が生じると考えることができる．そのため壁面境界層内の密度変化を考慮しない式(1-11)および式(1-13)で予測した壁面熱流束は，高応答熱電対で計測した壁面熱流束から乖離する結果が得られたものと考えられる．

以上の壁面熱伝達モデル評価結果をまとめると，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層において壁面熱流束を定量的に予測するためには，以下の仮定を考慮した壁面熱伝達モデルを適用する必要がある．

壁面熱流束を定量的に予測するために考慮すべき壁面熱伝達モデルの仮定

・壁面境界層内は，準定常状態であり，さらに壁面に対して垂直方向のみ物理量が変化する．
・壁面境界層内は，温度場と速度場のアナロジーが成立する．
・壁面境界層内の密度変化を考慮する．

なお，圧力仕事項に関しては，どのような環境においても考慮が必須とは言えないが，以下に示す環境においては，考慮する必要があると考える．なお，式(1-14)から，摩擦速度が非常に小さくなる条件においては，壁面熱流束が無限大に近づき，定量的な予測が難しいと考えられる．そのため，適用する条件に対してロバストなモデル構築が圧力仕事項を考慮する壁面熱伝達モデルの課題である．

圧力仕事項を考慮する必要性が高まると考えられる条件

・エンジン回転数が速い条件(燃焼室内圧力の時間的な変化が大きい条件)
・膨張行程中期において，負の壁面熱流束となる条件

本章では，エンジン回転数 300rpm 相当の圧縮膨張速度にて実験を実施したため，常用エンジン回転数(2000rpm 相当)の場合と比べて，圧力の時間的な変化速度は小さくなる．そのため，圧力仕事項が壁面熱流束に与える影響が小さかったものと考えられる．エンジン回転数が速い，つまり燃焼室内の圧力時間変化が大きくなる条件においては，圧力仕事項を考慮する必要性が高まると考えられる．また，燃焼室形状やエンジン諸元によっては，膨張行程中期において，下に凸の極値を持つ壁面境界層内温度分布が得られ，壁面熱流束は，負の値を示すことが報告されている[178]．この現象は，壁面境界層内の圧力が急激に低下することで生じると考えられ，圧力仕事項を考慮した壁面熱伝達モデルを用いることで，このような壁面熱流束挙動を予測できることが示されている[122]．

次に，上記仮定を考慮して構築された壁面熱伝達モデルを CFD に適用した際

の摩擦速度推定法に関して述べる．壁面熱伝達モデルを構成するほとんどの物理量は，直接計算することができる．しかし，計算負荷の観点から，壁面第 1 層目の計算格子が対数則域に位置することがほとんどであるため，摩擦速度は対数則域の流速，乱流統計量から推定する他ない.そのため，壁面境界層内の密度変化を考慮した式(1-12)，式(1-14)による壁面熱流束予測精度を保証するためには，摩擦速度推定法の妥当性を確保することが重要になる．

対数則域の平均流速分布を用いて，式(2-4)，式(2-5)で摩擦速度を推定した場合は，上述のように壁面熱流束を定量的に予測可能であることを明らかにした．では，壁乱流が発達した乱流境界層内の流動特性である，壁面せん断応力とレイノルズ応力との関係を仮定して u_τを推定した場合の壁面熱流束予測精度を検証する．なお，本手法は，エンジン開発における CFD で一般的に適用されている．

まず，壁面近傍においては，以下に示すように，対数則域の乱流運動エネルギ生成項 P_k と散逸項εが釣り合うと仮定する

$$P_k - \epsilon = 0. \tag{2-7}$$

P_k は以下のように表現でき

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2, \tag{2-8}$$

式(2-7)，式(2-8)から以下のような関係が得られる．

$$\nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 = \epsilon. \tag{2-9}$$

乱流境界層の乱流が流れ場に対して支配的な対数則域においては，$\overline{-u'v'}$と τ_w が概ね等しい．そのため，u_τは以下のように表現できる

$$u_\tau^2 = \overline{-u'v'} = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right). \tag{2-10}$$

式(2-9)の左辺は，式(2-10)から，以下のように表現できる．

$$\nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 = \nu_t \left(\frac{u_\tau^2}{\nu_t}\right)^2 = \frac{u_\tau^4}{\nu_t}. \tag{2-11}$$

そのため，式(2-10)は以下のように変形できる．

$$\frac{u_\tau^4}{\nu_t} = \epsilon. \tag{2-12}$$

ν_tは，k，εそして，定数 C_μを用いて，以下のように表現でき，

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \tag{2-13}$$

式(2-12)と式(2-13)を適用することで，以下のように u_τを表現できる

$$u_\tau = C_\mu^{\frac{1}{4}}\sqrt{k}. \tag{2-14}$$

このように，乱流境界層における乱流特性を仮定して式(2-14)で推定した u_τを壁面境界層内の密度変化を考慮した式(1-12)に適用した．また，式(1-12)には，前述のように，y^+＝150，200，250，300 を，T には，燃焼室内平均ガス温度を代入した．式(1-12)に代入する y^+以内の領域において，μPIV により計測した k を平均し，式(2-10)に代入することで，u_τを推定した．平均化する領域は，u_τにより異なるため，k の平均化領域が壁面から想定した y^+までの範囲となるように，式(2-14)による u_τ推定と k の空間平均化を逐次代入法で，収束するまで計算した．つまり，壁面から任意の距離を y_i とし，壁面から y_i まで k を平均し，式(2-14)に代入し，u_τを推定する．そして，推定した u_τから y^+を計算し，y_i の位置が想定した平均化範囲に対応する y^+となるまで，y_i を変化させて k の空間平均化および u_τ推定を繰り返し実施する．

図 2-27 に，式(2-14)で予測した u_τを壁面境界層内の密度変化を考慮した式(1-12)に代入して算出した q_w および高応答熱電対で計測した q_w を示す．図より，式(1-12)による予測結果と高応答熱電対を用いた計測結果は，TDC 直前から膨張行程において，乖離していることが分かる．そのため，本章で対象とした雰囲気温度・圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層においては，式(2-14)では正確に摩擦速度を予測できず，壁面熱流束の予実差につながったものと考えられる．図 2-17 において，本章で対象とした乱流境界層においては，対数則域におけるレイノルズ応力と摩擦速度の関係が定常条件で形成された乱流境界層における両者の関係と乖離していることを示した．これが，式(2-14)により摩擦速度を正確に予測できなかった要因であると考えられる．本章で供試した燃焼室内に形成された壁面境界層は，対数則域は観察できるものの，壁乱流が発達した乱流境界層内流動と全く同じ流動特性にはなっていない．このような壁面境界層内においても，対数則域の平均流速分布を用いて摩擦速度を予測することができれば，壁面熱流束を低計算負荷で定量的に予測できる．しかしながら，一般的なエンジン CFD では，壁面せん断応力とレイノルズ応力との関係を用いて摩擦速度を予測するため，壁乱流が発達した乱流境界層内流動と完全に一致しない壁面境界層においても，これらの関係を用いて摩擦速度を予測できる考え方が必要不可欠となる．この考え方に関して，第 4 章に詳細を記述する．

2.5　本章の結論

本章では，燃焼室内ガスの温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象の把握を目的とした．雰囲気温度，圧力そして流速が 1 サイクル中で非定常的に変化する乱流境界層を急速圧縮膨張装置で表現し，壁面境界層内の流速分布と壁面熱流束を計測した．そして，得られた計測結果を用いて，定常状態の乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定した壁面熱伝達モデルの適用性を検証し，以下の結論を得た．

1. 雰囲気温度，圧力および流速が非定常的に変化する乱流境界層においても，定常状態で形成された乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定することで壁面熱流束を定量的に予測できる．したがって，壁面熱伝達モデルで考慮している以下の仮定は，このような非定常な環境においても成立していると考えられる．
   ・壁面境界層内は，準定常状態であり，さらに壁面に対して垂直方向のみ物理量が変化する．
   ・壁面境界層内は，温度場と速度場のアナロジーが成立する．

2. 壁面境界層内に急峻な温度分布が形成され，圧力の空間的な変化が少ないと仮定できる環境においては，壁面境界層内で急峻な密度変化が生じる．エンジン燃焼室内に形成される壁面境界層は，このような特徴を有すると考えられる．そのため，壁面熱流束を高精度で予測するためには，壁面境界層内の密度変化を考慮した壁面熱伝達モデルを用いることが重要である．

3. 定常状態における乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定した壁面熱伝達モデルで壁面熱流束を高精度で予測するためには，摩擦速度を高精度に予測する必要がある．壁面から十分に離れた領域の平均流速分布を用いて摩擦速度を推定することで，対数則域が観察できる壁面境界層における摩擦速度を精度良く推定できる．壁乱流が発達した乱流境界層内の壁面せん断応力と壁面境界層内のレイノルズ応力との関係から摩擦速度を推定した場合では，前述の推定法に比べて，壁面熱流束の予実差が大きくなる．

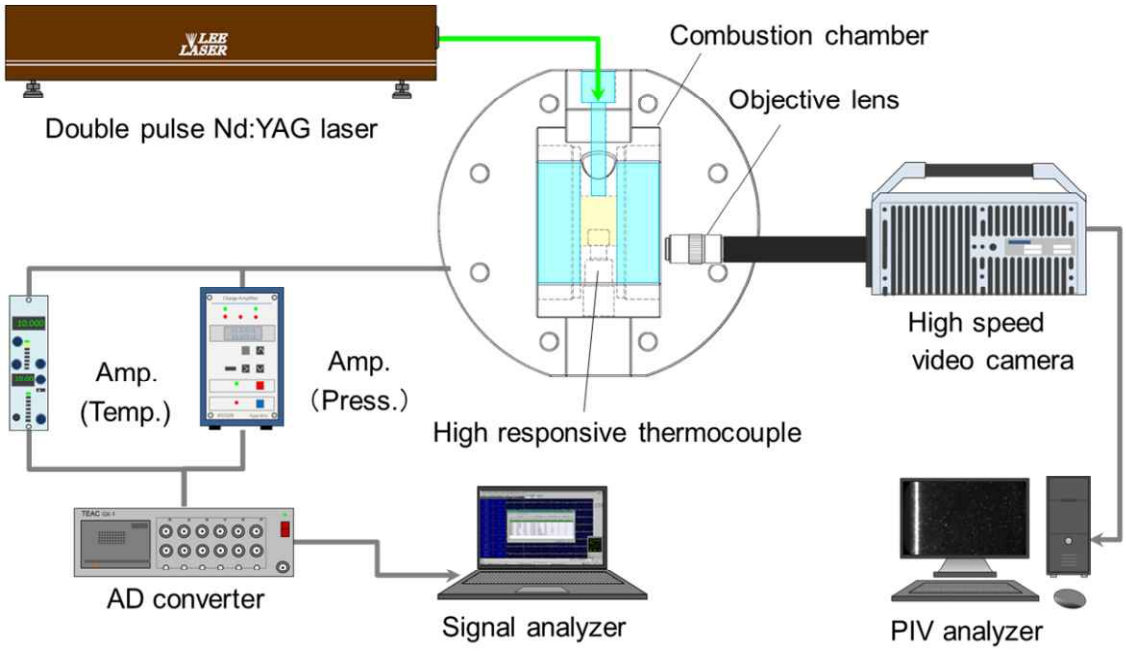

Figure 2-1 Measurement system of high response thermocouple, time resolved μPIV, and pressure transducer applied for RCEM

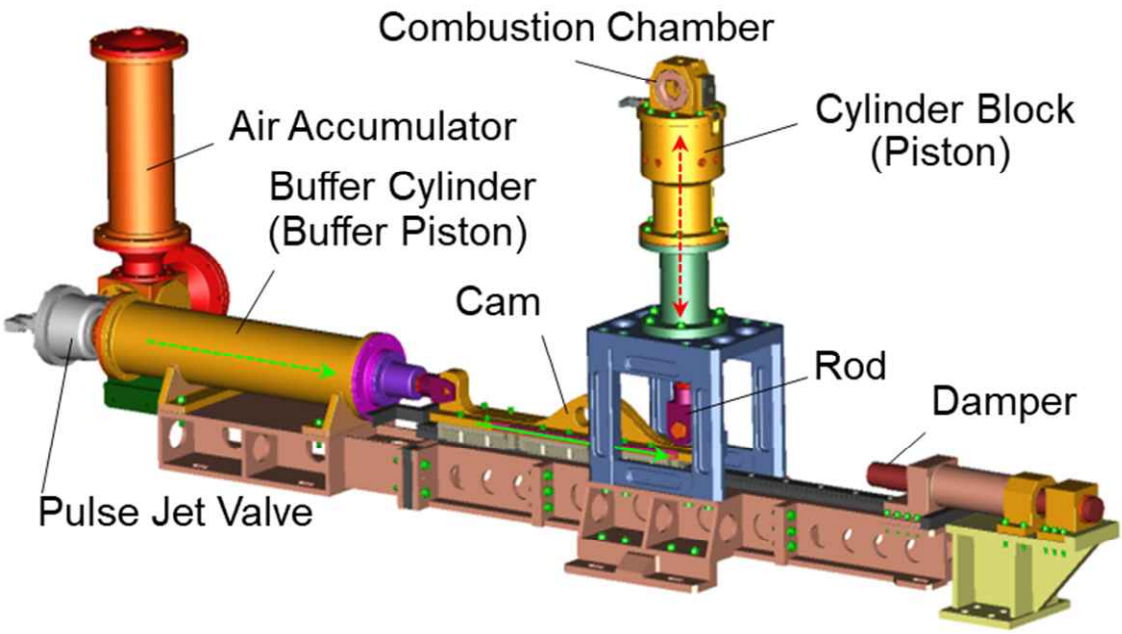

Figure 2-2 Schematic of RCEM actuated by high pressure compressed air

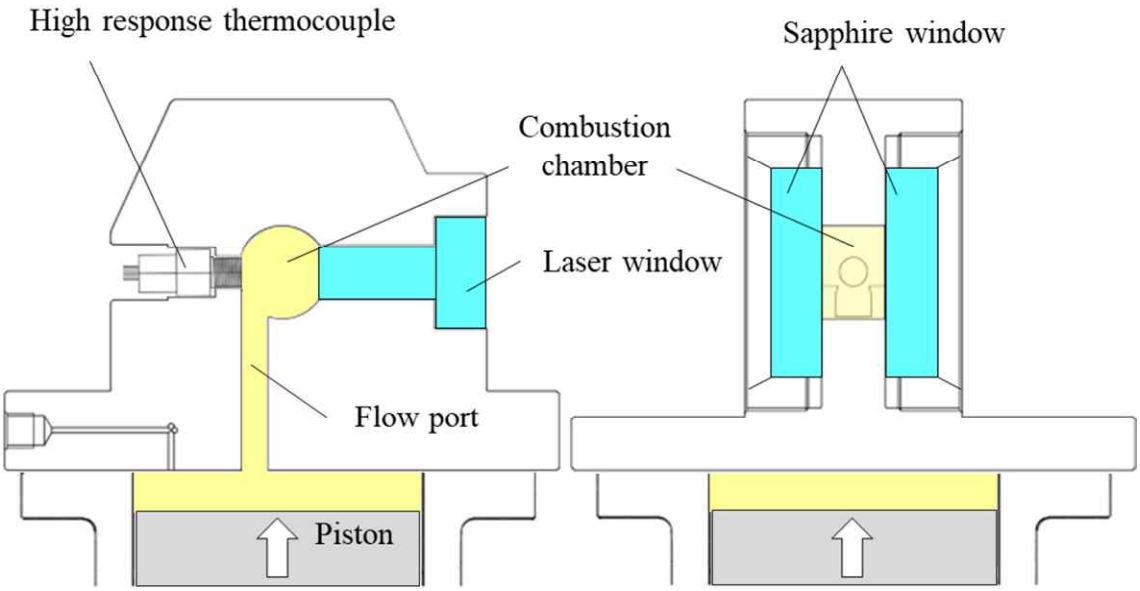

Figure 2-3 Configuration of cylinder head assembly equipped on RCEM

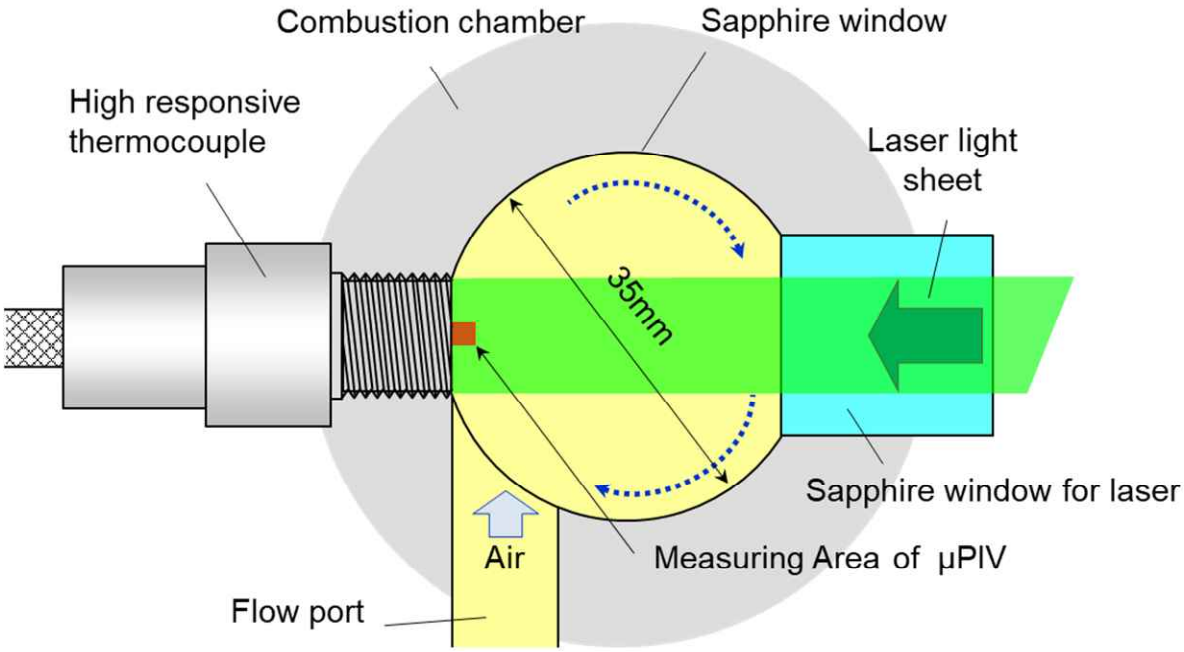

Figure 2-4 Schematics of combustion chamber and measurement area of μPIV and high response thermocouple

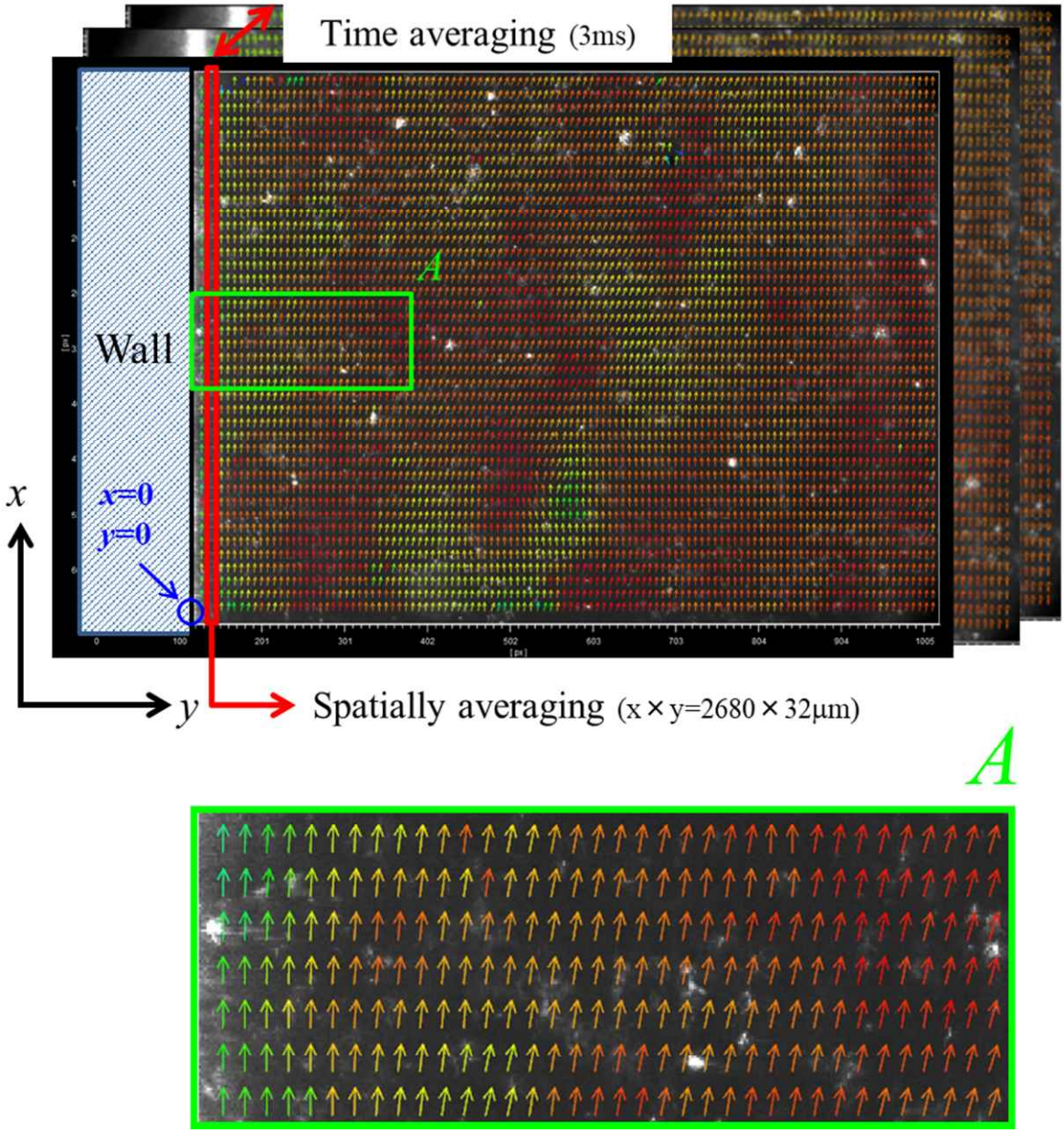

Figure 2-5 Instantaneous velocity distribution obtained by time resolved time resolved μPIV and the way of averaging (averaging area: $x \times y$ = 2680 × 32μm, averaging duration: 3ms)

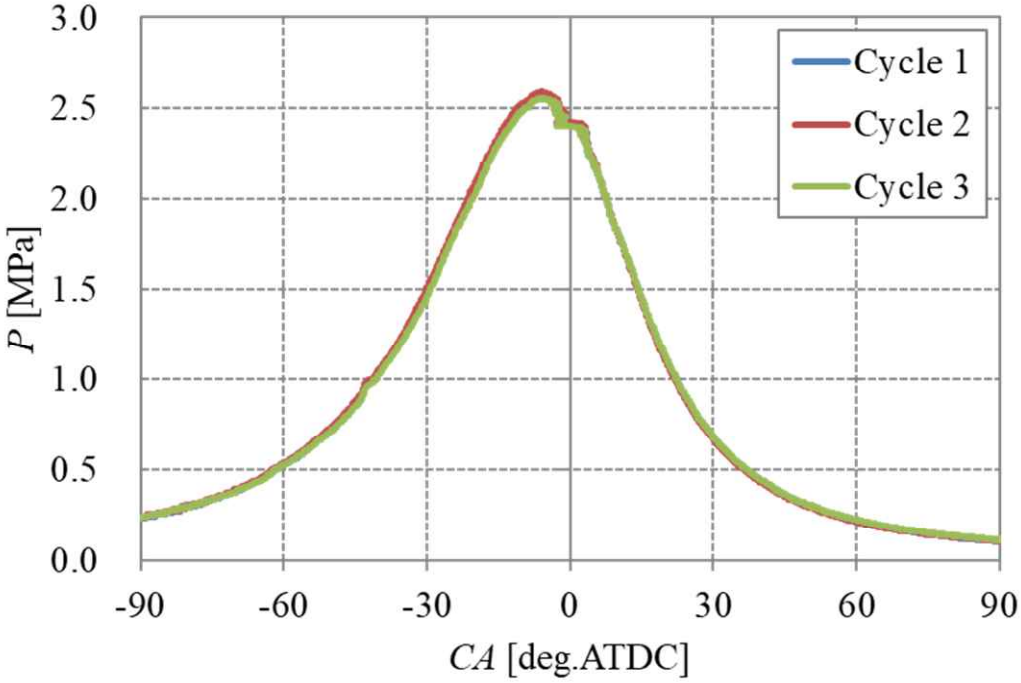

Figure 2-6 Time series history of in-cylinder pressure during 3 cycle under the condition of *Ne*=300rpm

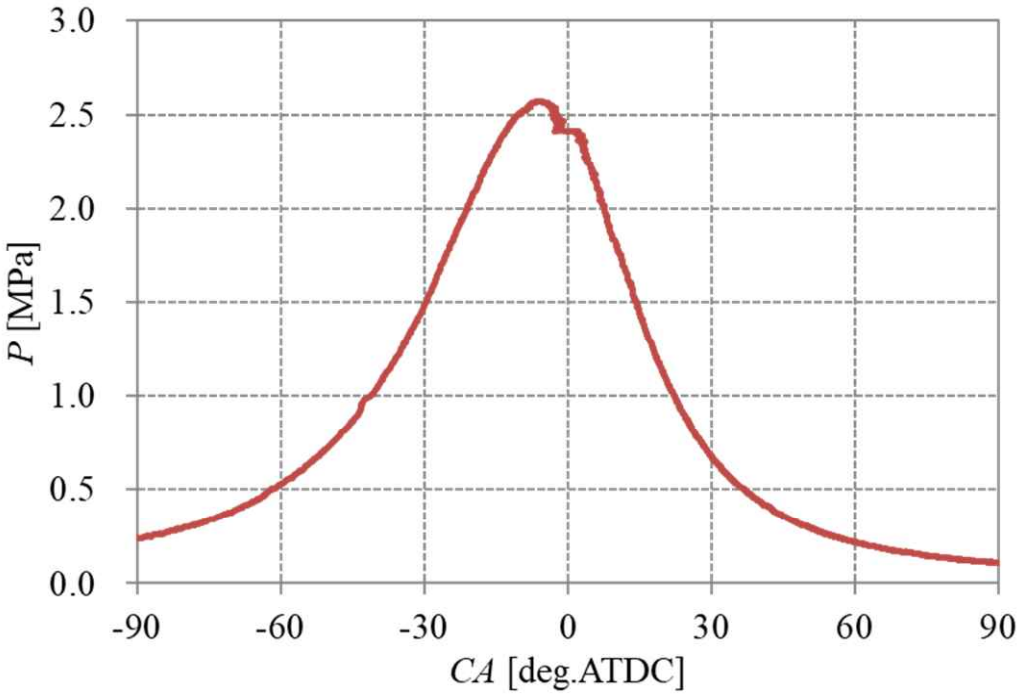

Figure 2-7 Time series history of mean in-cylinder pressure averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm

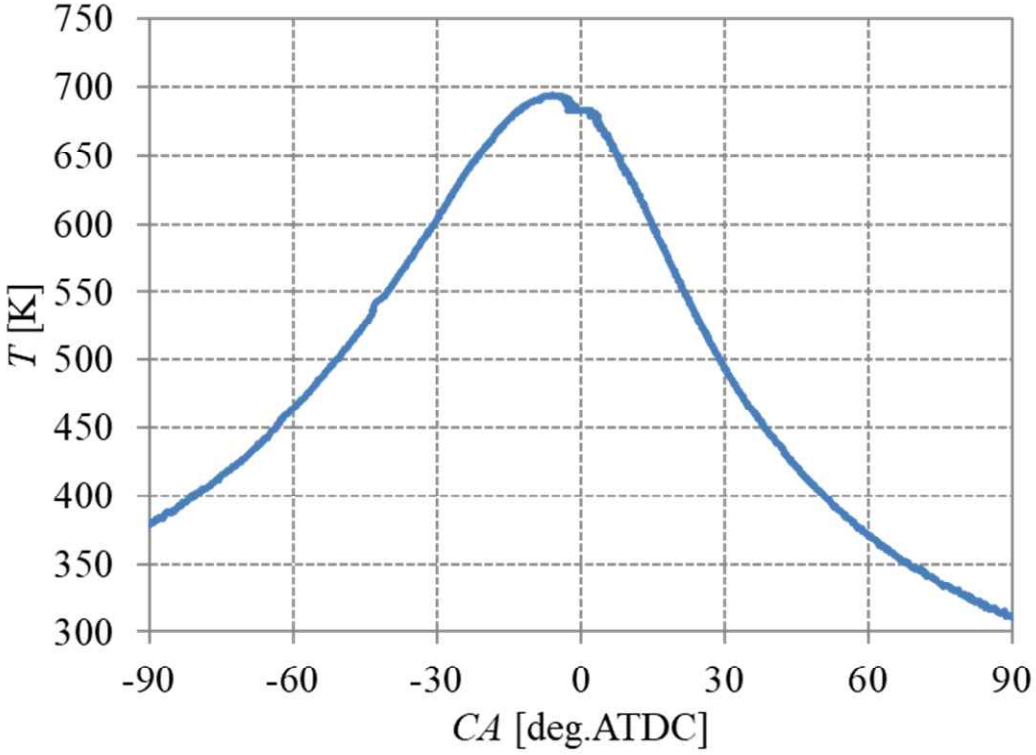

Figure 2-8 Time series history of mean in-cylinder gas temperature averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm

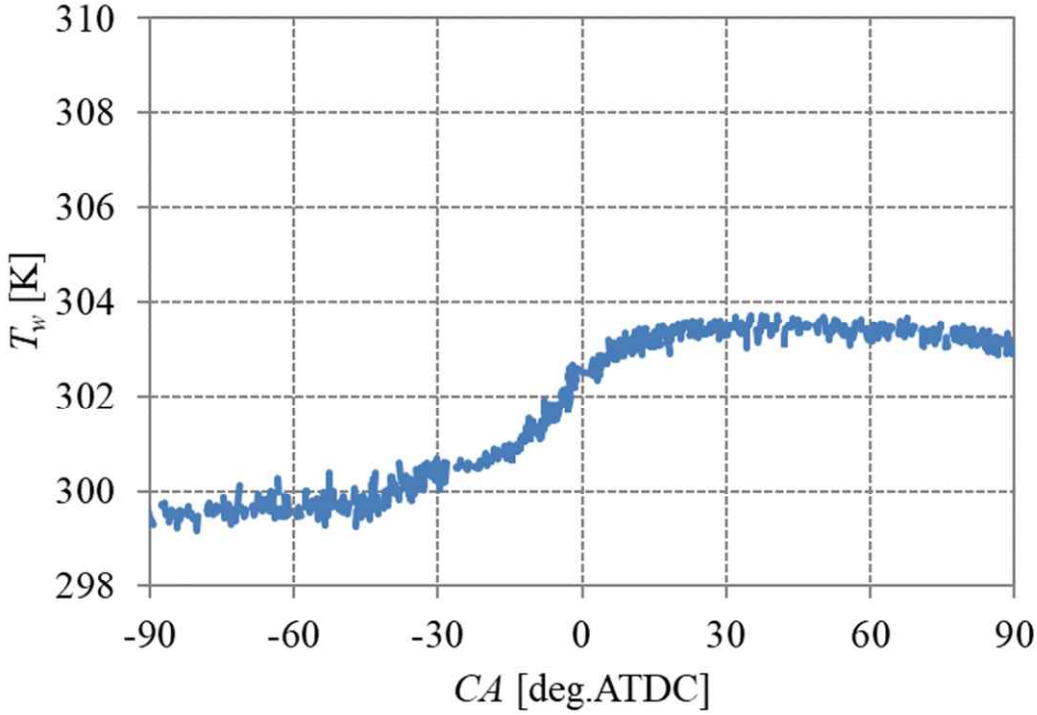

Figure 2-9 Time series history of mean wall temperature averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm

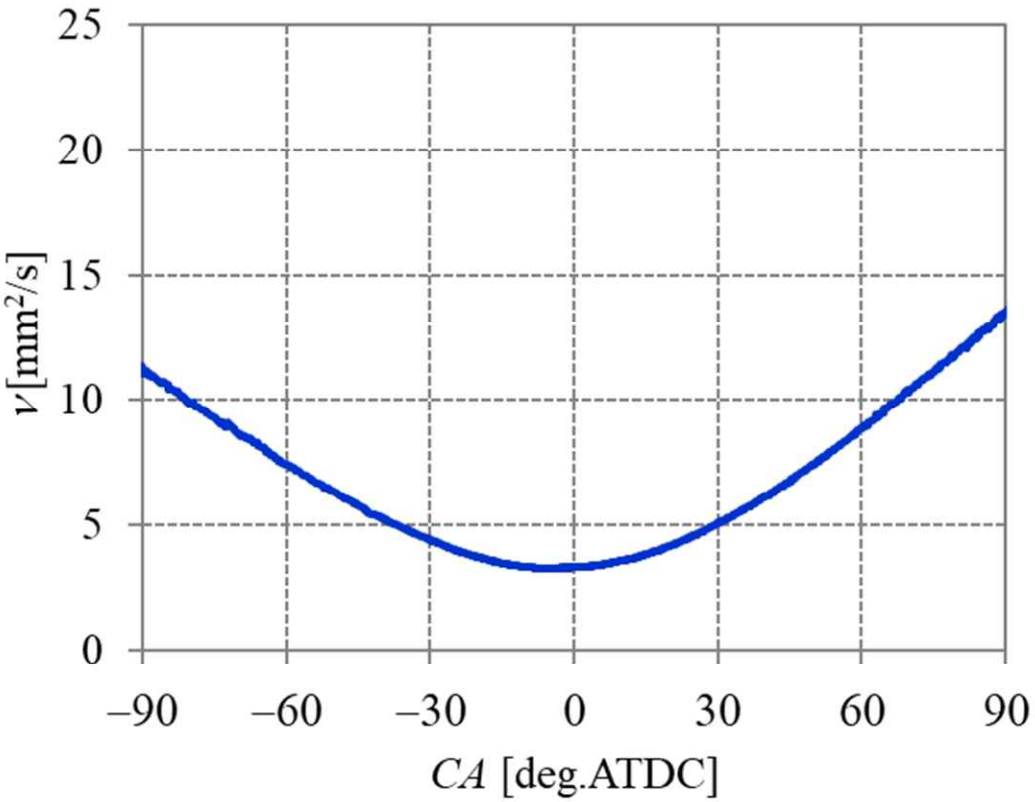

Figure 2-10 Time series history of kinetic viscosity based on in-cylinder pressure and gas temperature averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm

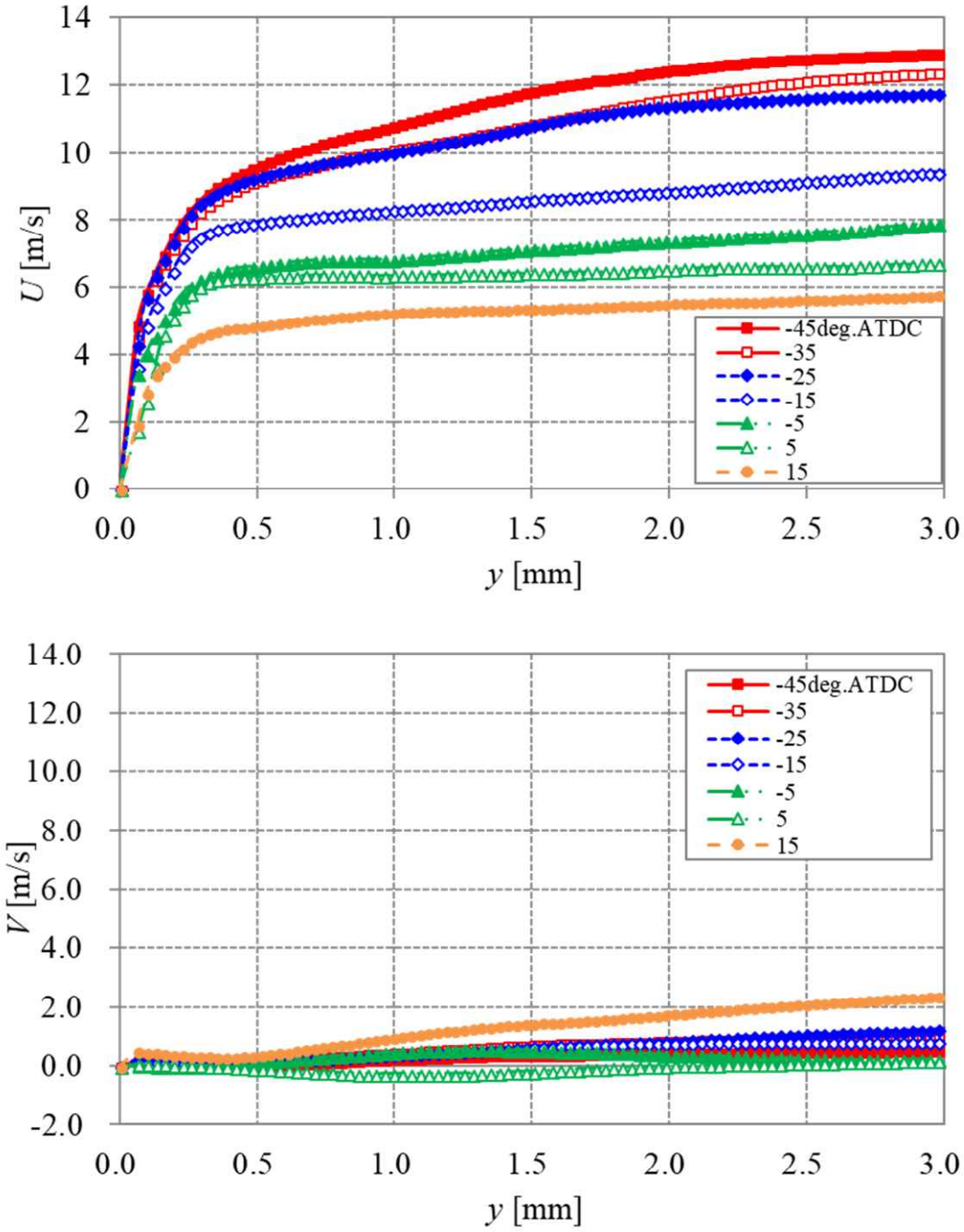

Figure 2-11 Mean velocity *U* and *V* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

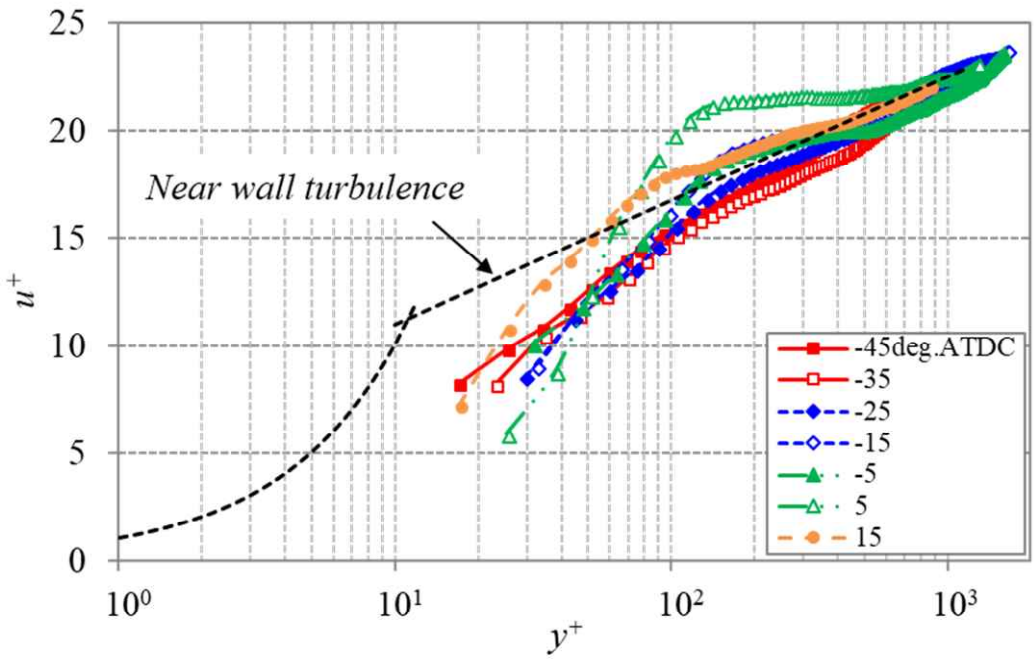

Figure 2-12 (a) Non-dimensional mean velocity distribution based on the thermal properties under wall temperature and in-cylinder pressure condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

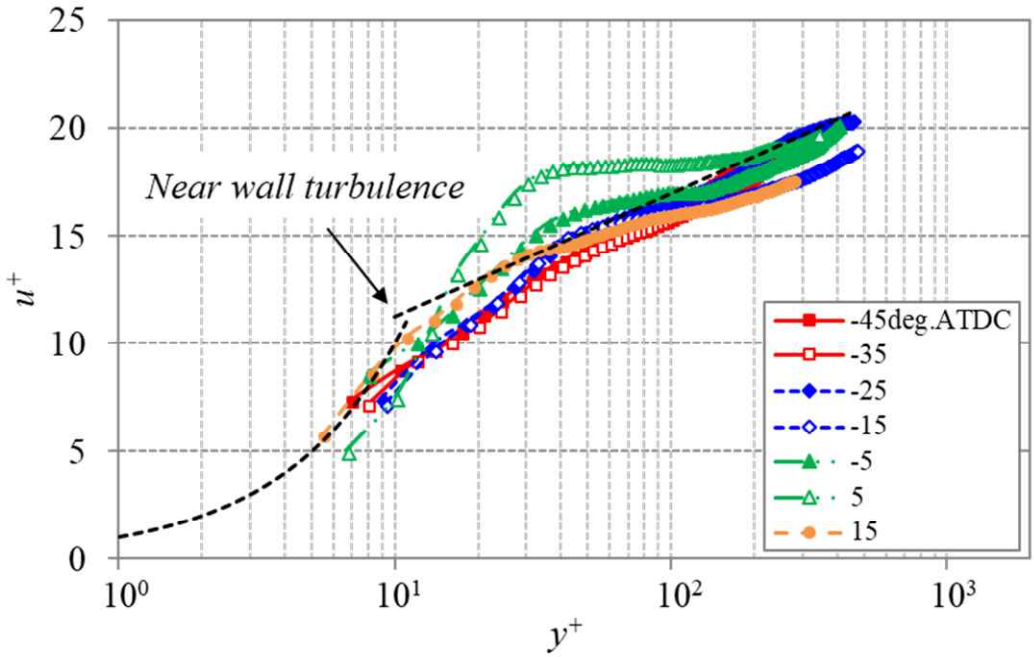

Figure 2-12 (b) Non-dimensional mean velocity distribution based on the thermal properties under in-cylinder pressure and gas temperature condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

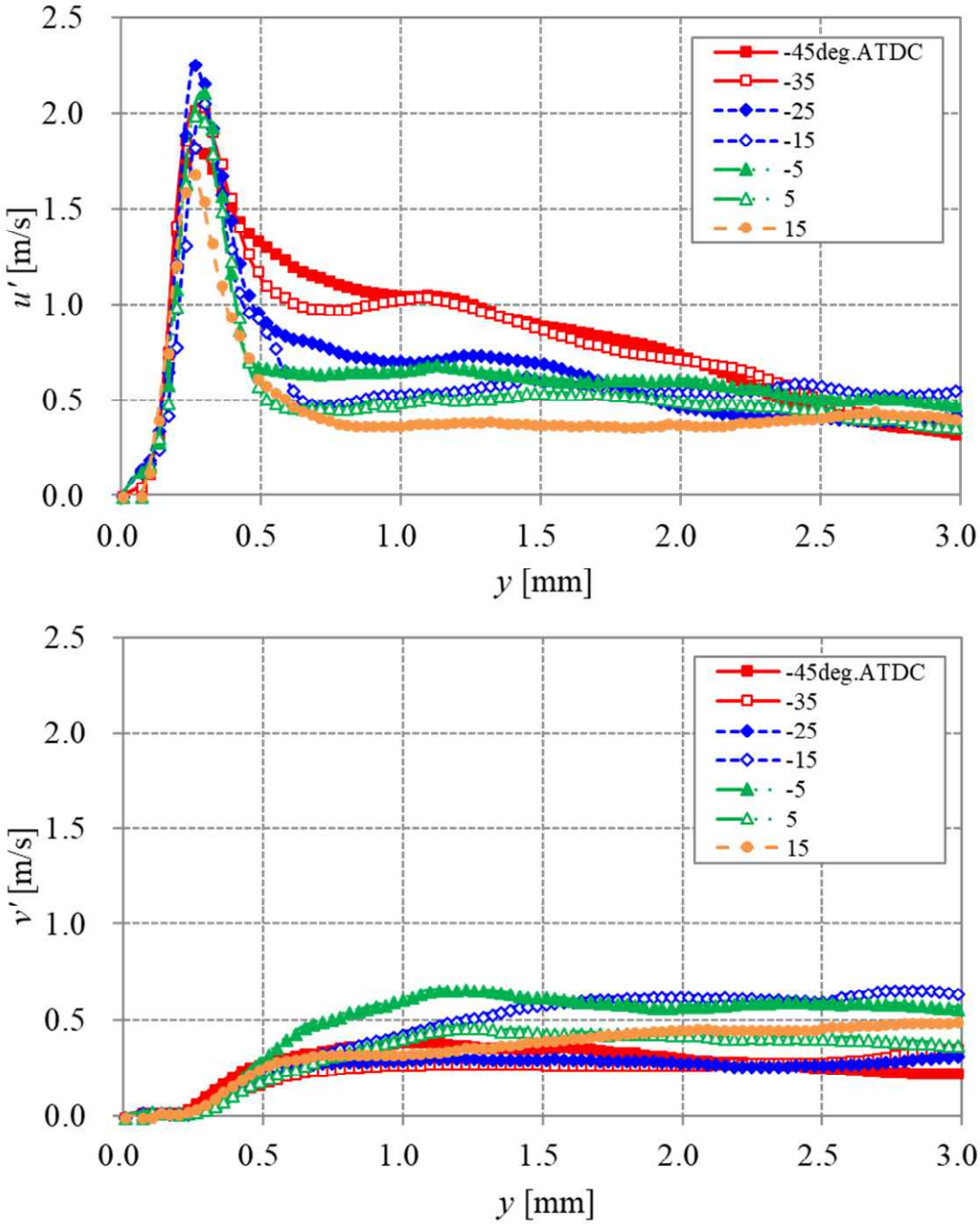

Figure 2-13 Turbulent intensity (*u'* and *v'*) distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

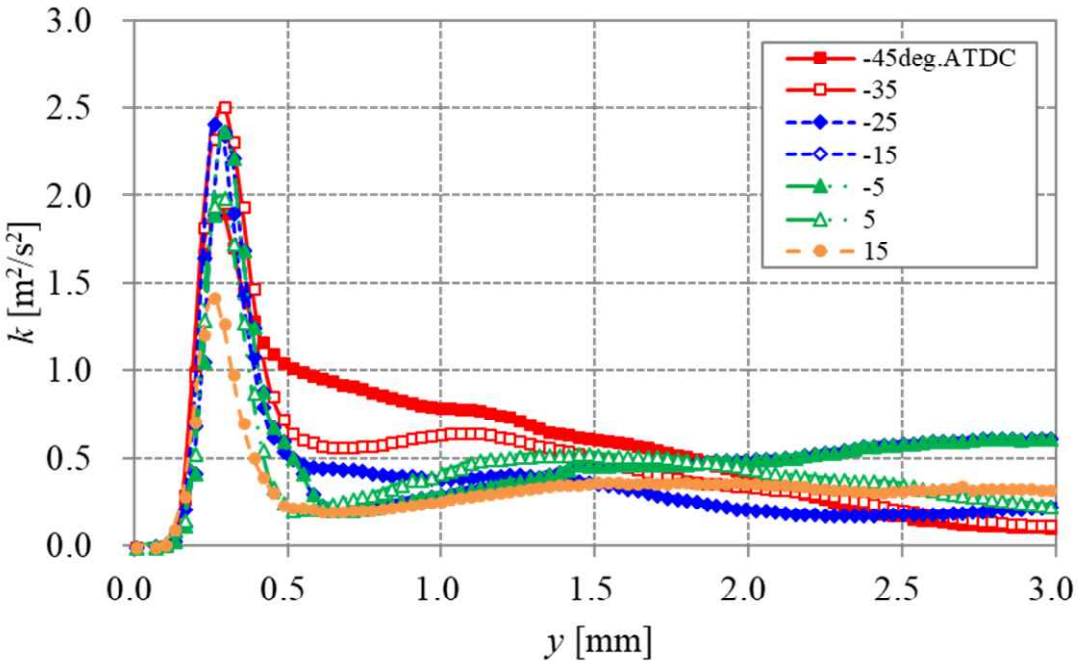

Figure 2-14 Turbulent kinetic energy distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

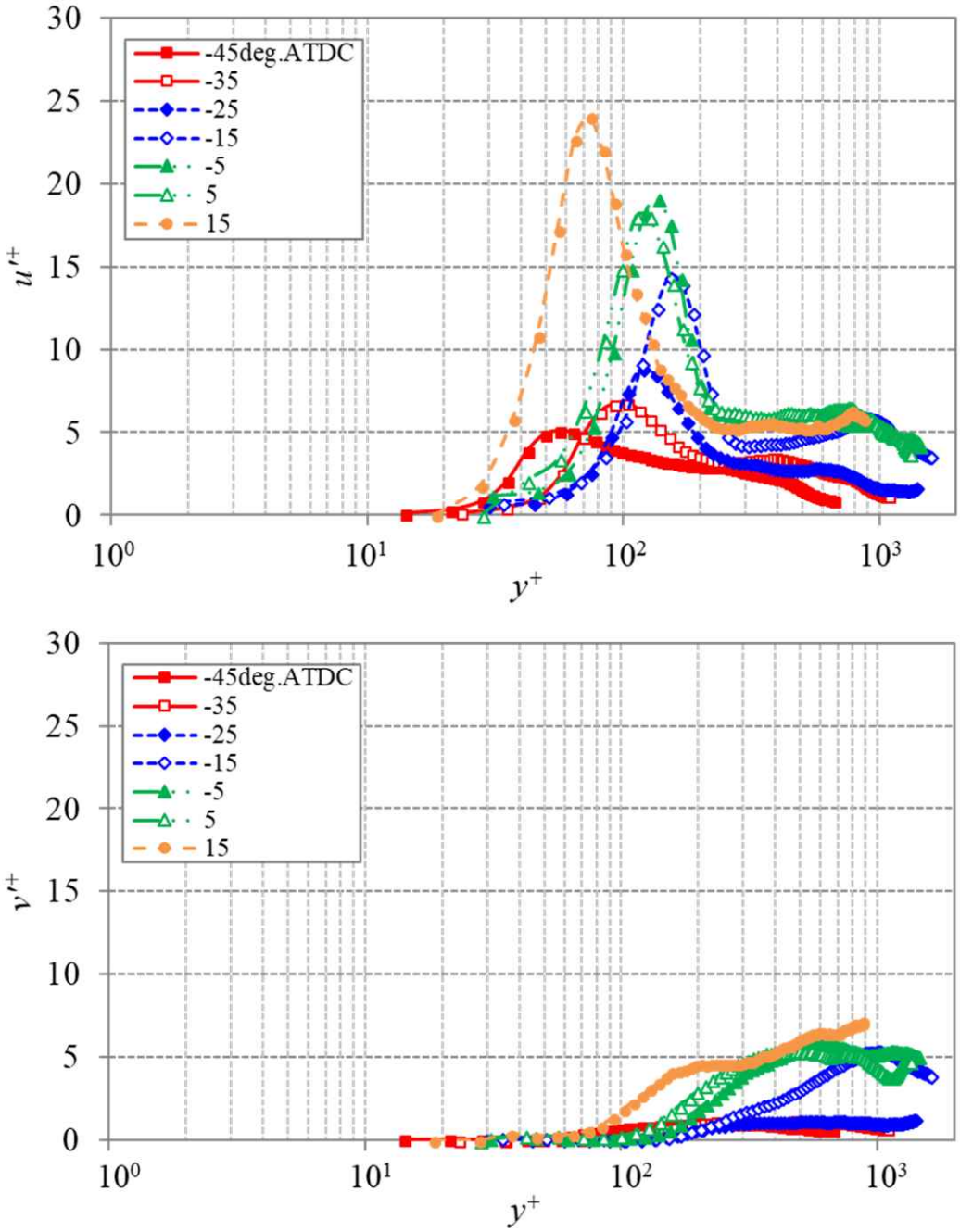

Figure 2-15 (a) Non-dimensional turbulent intensity distribution based on the thermal properties under wall temperature and in-cylinder pressure condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

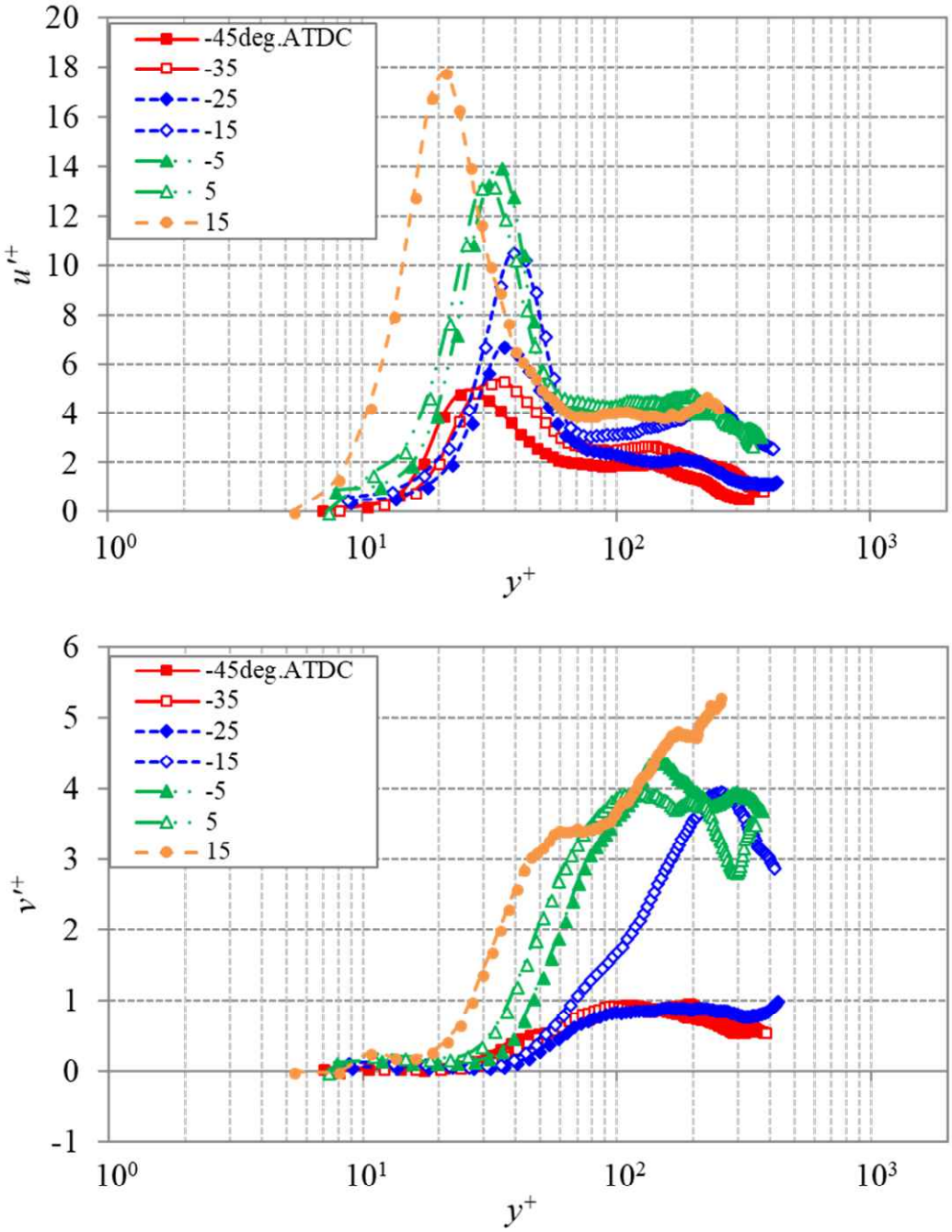

Figure 2-15 (b) Non-dimensional turbulent intensity distribution based on the thermal properties under in-cylinder pressure and gas temperature condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

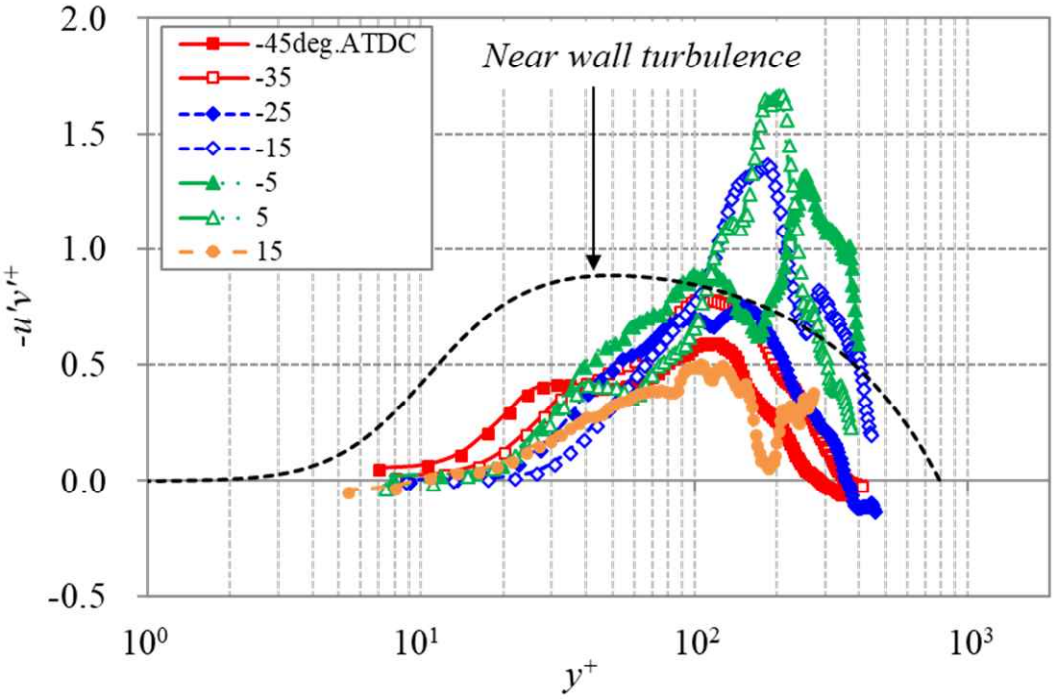

Figure 2-16 Reynolds stress distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

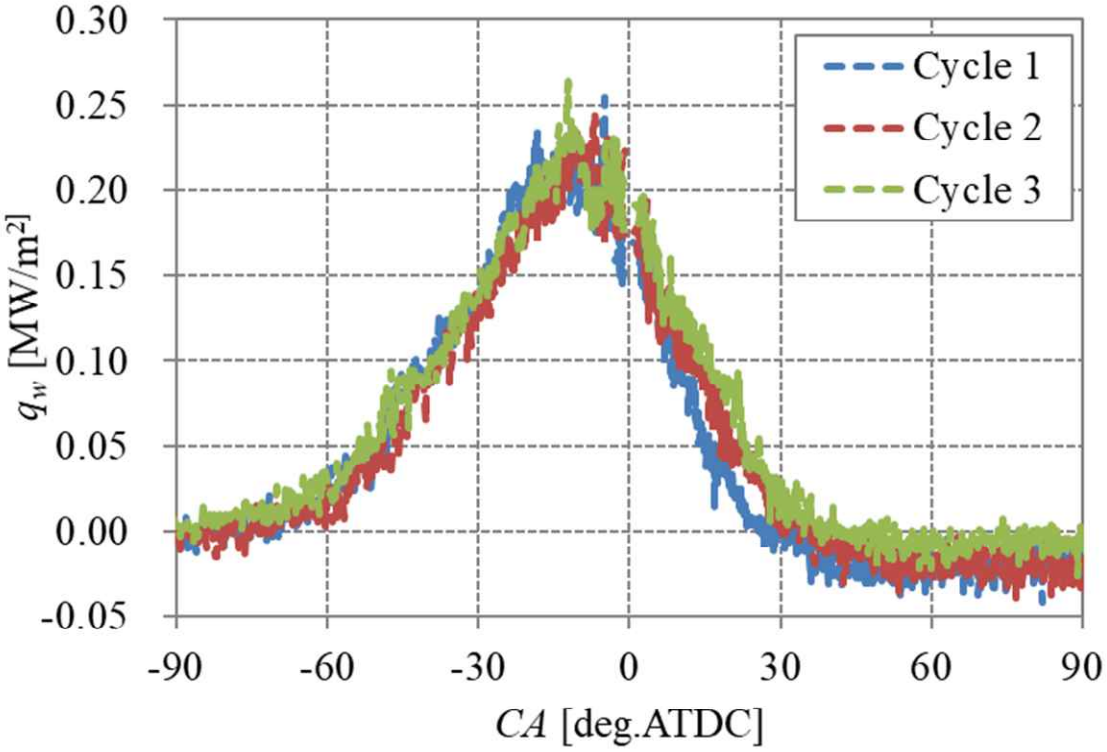

Figure 2-17 Time series history of wall heat flux during 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

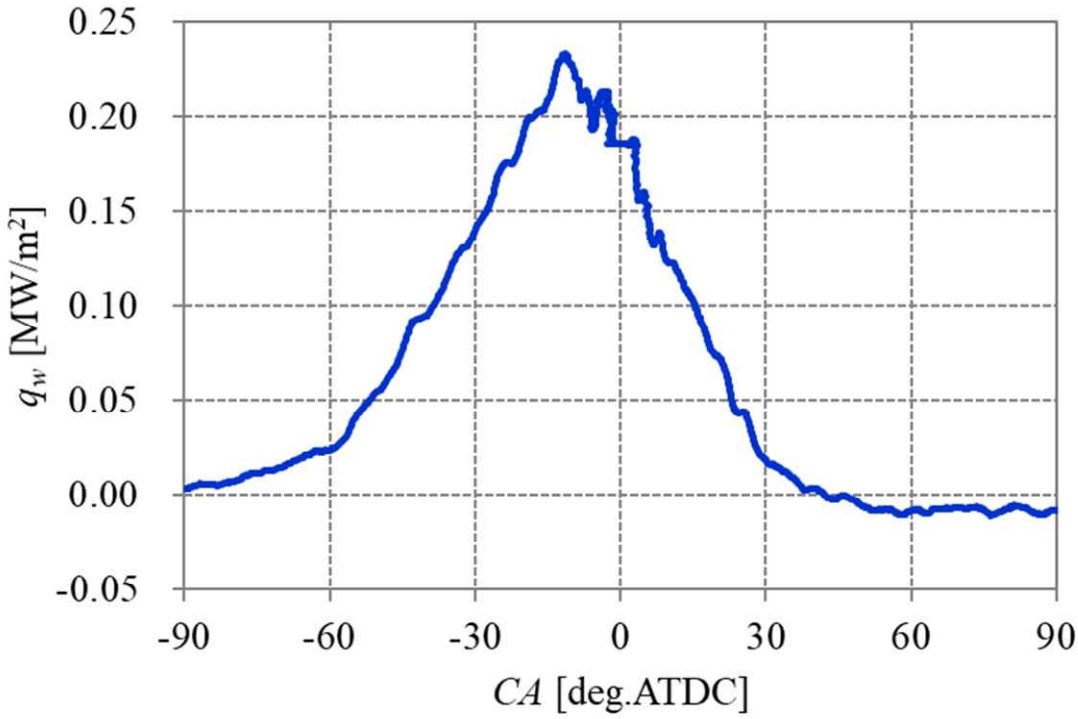

Figure 2-18 Time series history of wall heat flux averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

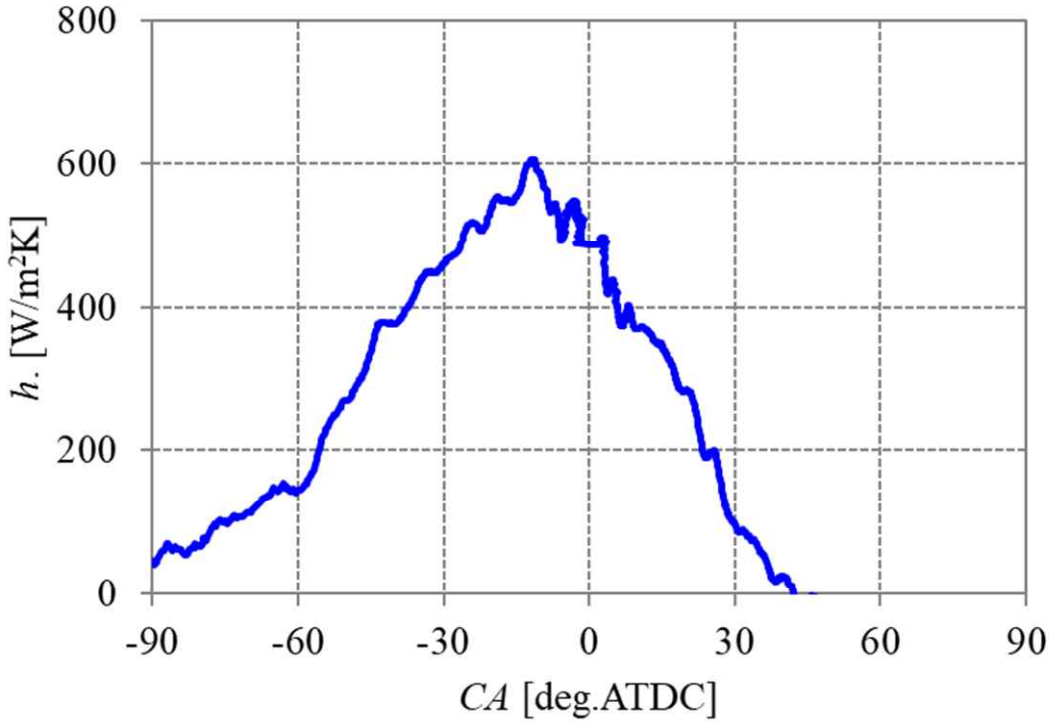

Figure 2-19 Time series history of heat transfer coefficient averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

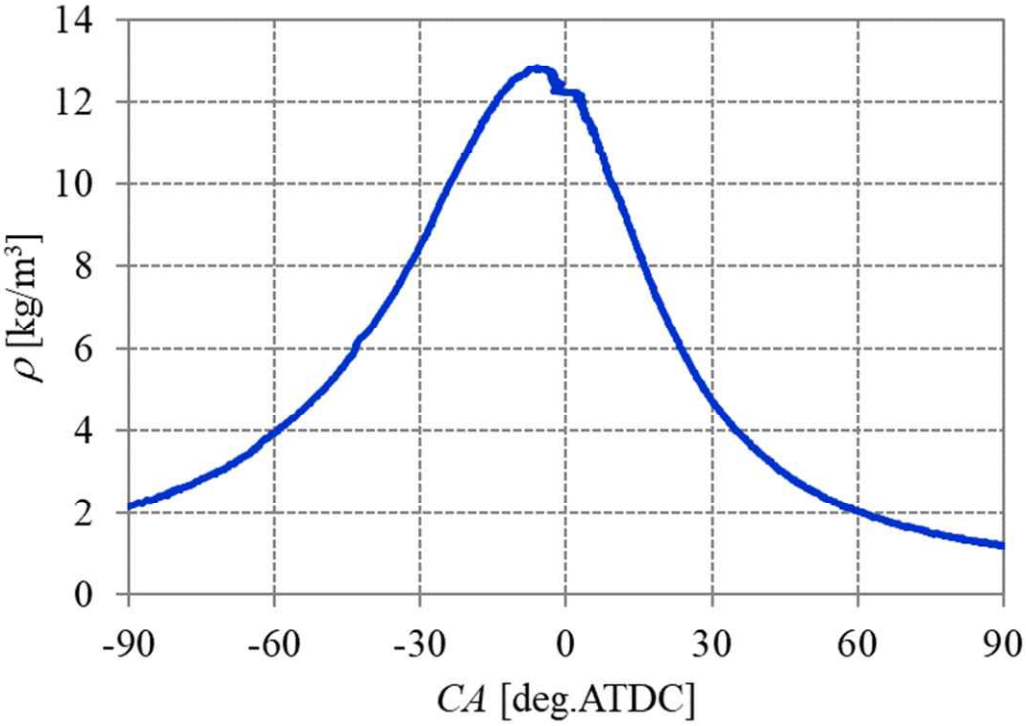

Figure 2-20 Time series history of mean gas density averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

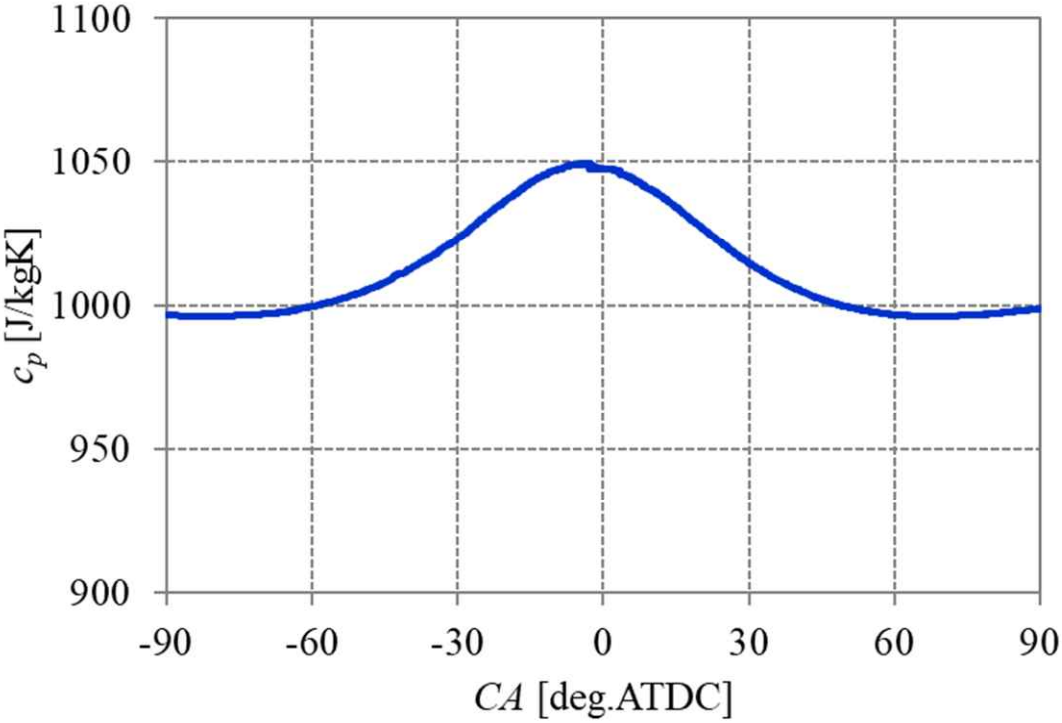

Figure 2-21 Time series history of mean specific heat at constant pressure averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

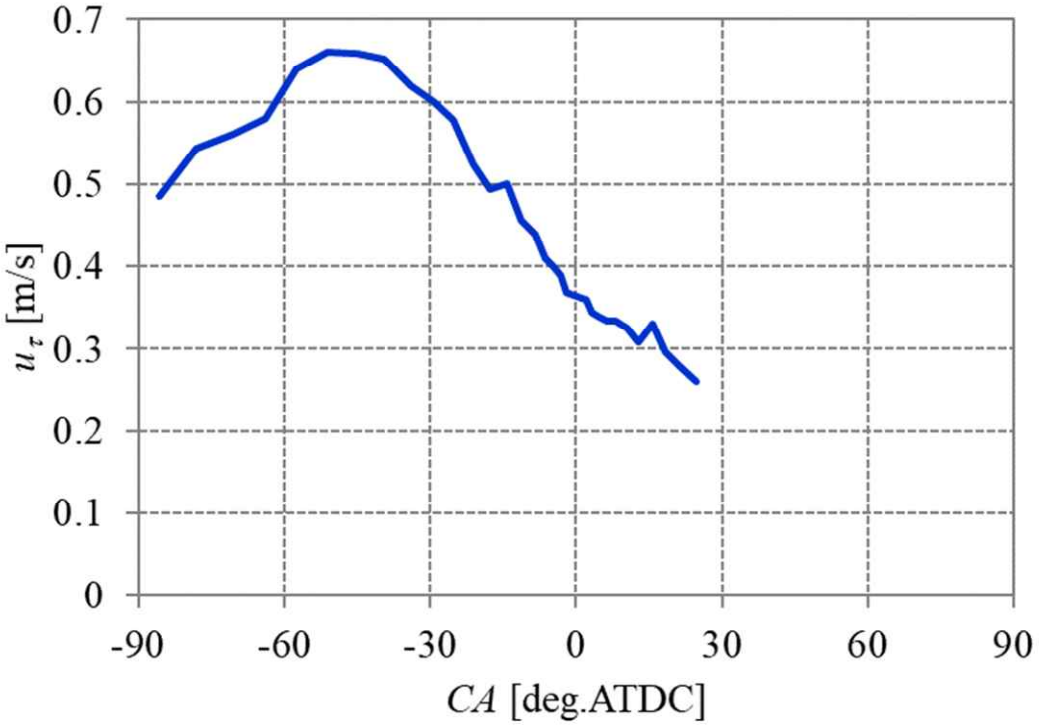

Figure 2-22 Time series history of friction velocity averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

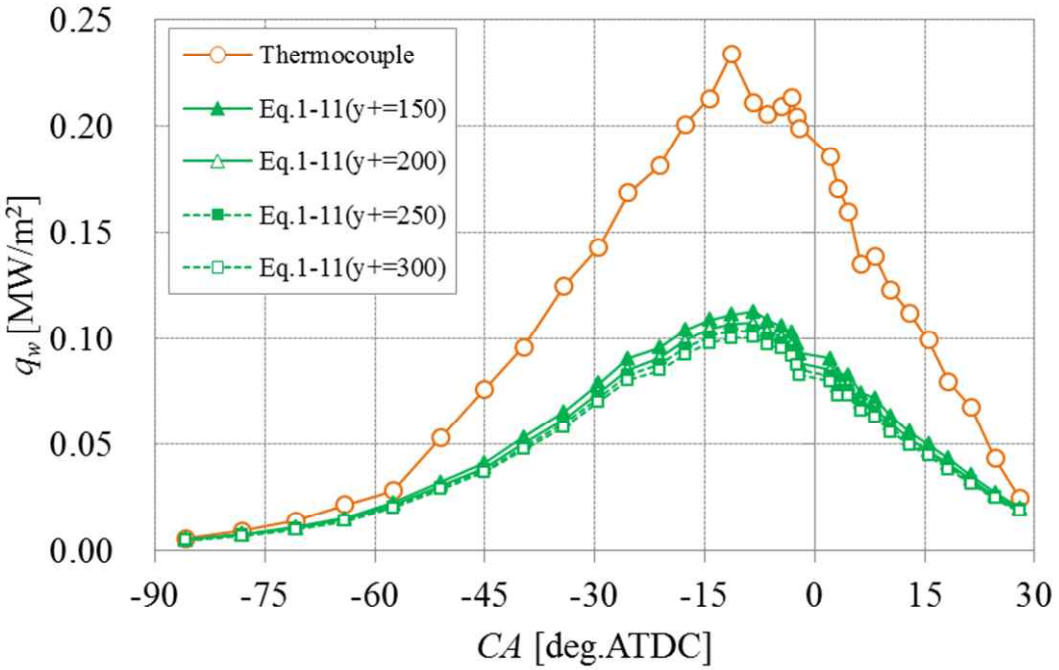

Figure 2-23 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-11), (2-4) and (2-5), and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 300rpm

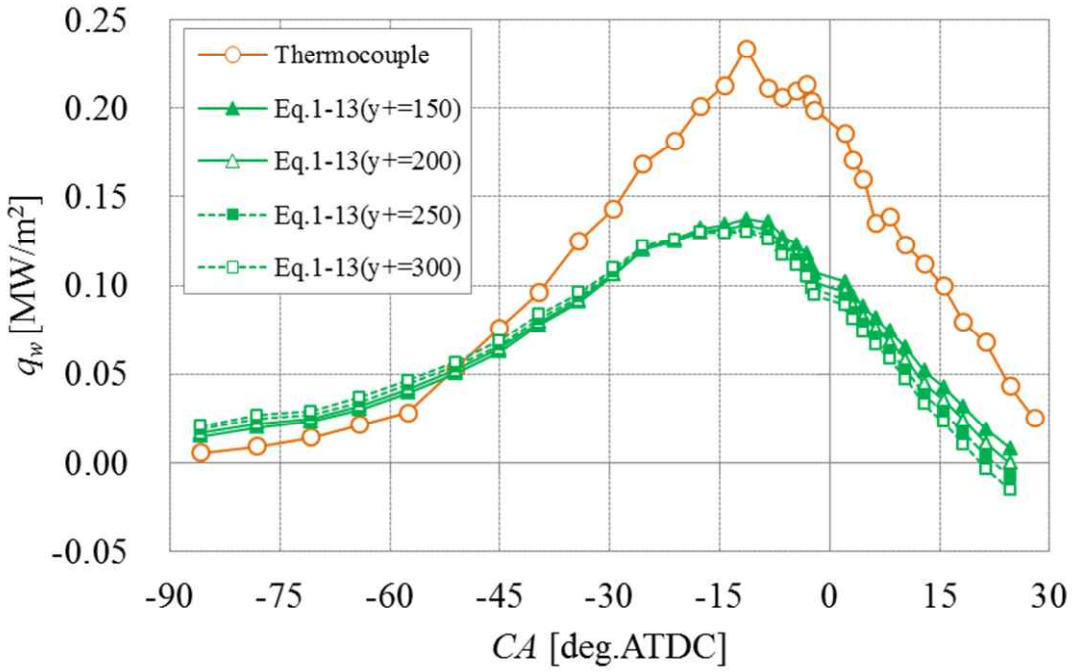

Figure 2-24 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-13), (2-4) and (2-5), and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 300rpm

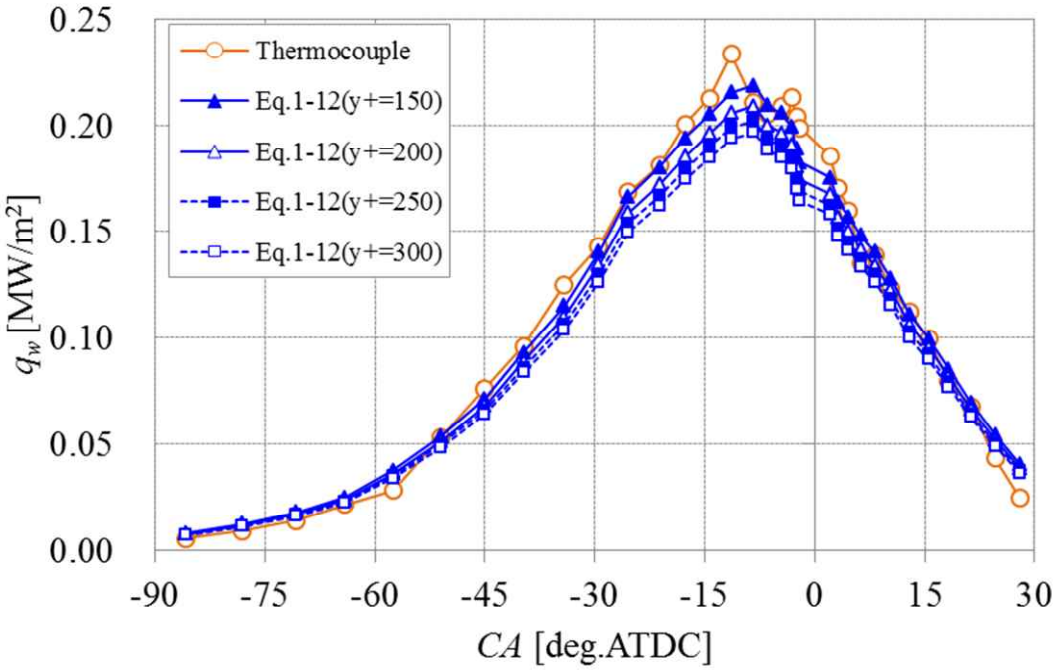

Figure 2-25 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-12), (2-4) and (2-5), and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 300rpm

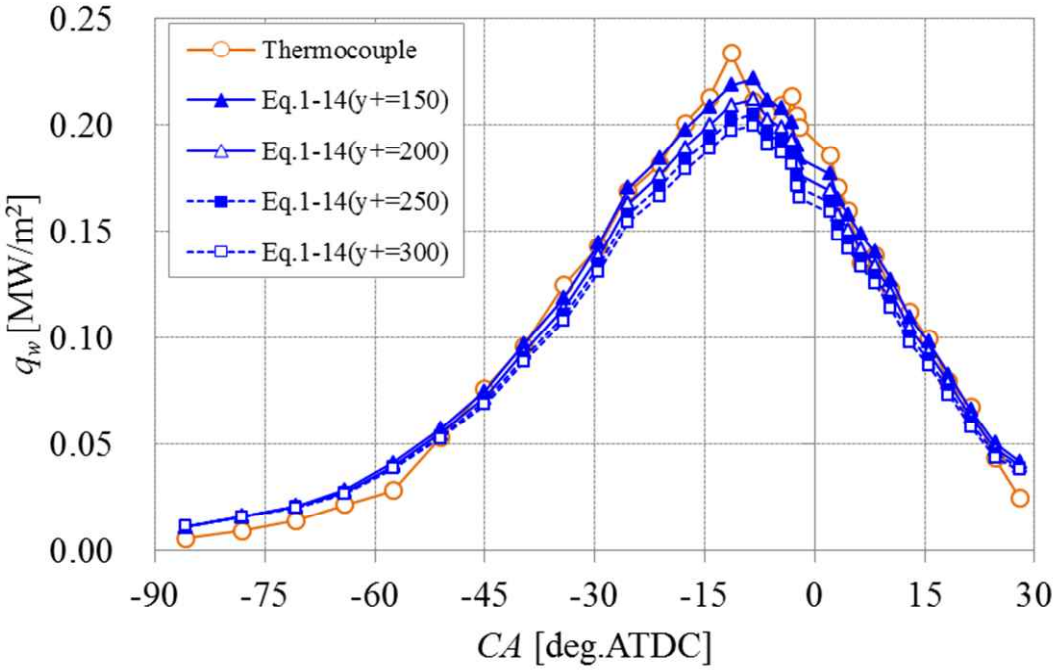

Figure 2-26 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-14), (2-4) and (2-5), and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 300rpm

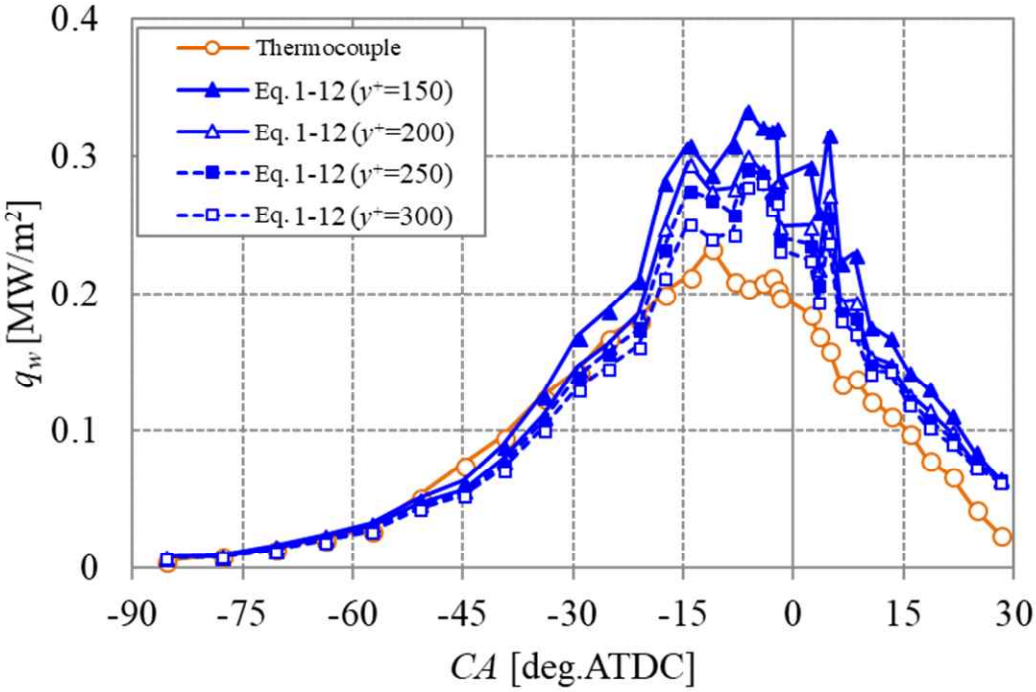

Figure 2-27 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-12) and (2-14), and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 300rpm

Table 2-1 RCEM operating condition

Compression time	95 ms (300rpm 相当)
Ambient gas	Dry air
Initial gas pressure	101.3 kPa
Initial gas temperature	298 K
Initial wall temperature	298 K
Initial gas pressure	101.3 kPa
Measured cycle	3 cycles
Operation	Without combustion

Table 2-2 Measurement condition of μPIV

Laser pulse energy	1 mJ
Time between each laser	7 μs
Repetition frequency of each laser	10 kHz
Frame rate of high speed camera	20 kfps
Spatial resolution of high speed camera	672×1024 pixel

Table 2-3 Characteristics of wall heat transfer models

	圧力非定常項　未考慮	圧力非定常項　考慮
密度変化考慮	Han and Reitz [118] $q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{2.1 ln y^+ + 2.5} ln \frac{T}{T_w}$	Rakopoulous *et al.* [122] $q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T ln \frac{T}{T_w} + \left(\frac{y^+ - 40}{0.4767 + \frac{1}{Pr}} + 117.37\right) \frac{dP}{dt} \frac{\nu}{u_\tau}}{\frac{1}{0.4767}\left\{ln\left(y^+ + \frac{1}{Pr 0.4767}\right) - ln\left(40 + \frac{1}{Pr 0.4767}\right)\right\} + 10.2384}$
密度変化未考慮	Launder and Spalding [116] $q_w = \frac{\rho c_p u_\tau}{2.44 ln y^+ + 2.32 + \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \left(\frac{26}{k}\right)^{0.5} \left(\frac{1}{Pr} - 1\right) \left(\frac{1}{Pr}\right)^{0.25}} (T - T_w)$	Huh *et al.* [120] $q_w = \frac{\rho c_p u_\tau (T - T_w) + (2.195 y^+ + 87.12 Pr - 28.98) \frac{dP}{dt} \frac{\nu}{u_\tau}}{2.195 ln y^+ + 13.2 Pr - 5.66}$

第 3 章

壁面温度が変化する乱流境界層の壁面熱伝達

3.1.　はじめに

第 2 章では，雰囲気温度，圧力そして流速が 1 サイクル中に大きく変化する乱流境界層の熱伝達特性について述べた．雰囲気温度，圧力および流速が非定常的に大きく変化する環境においては，壁面温度もこれら物理量の影響を受けて，非定常的に変化する．アルミや鉄といった比熱が大きい材料を燃焼室壁面に適用した場合は，壁面温度変動幅は 10K 以下であるが，壁面に低比熱かつ低熱伝導率な遮熱材を適用した場合は，1 サイクル中で壁面温度が 100K 以上変化する．今後は，更なる熱効率改善に向けて，遮熱材を壁面に適用したエンジンが普及していくものと予想される．したがって，遮熱材を想定した壁面温度の 1 サイクル中の非定常的な変化が壁面熱伝達特性に及ぼす影響を明らかにし，壁面熱流束を机上で高精度かつ低計算負荷で予測できるようにする必要がある．

これまでの研究により，遮熱材による壁面熱流束低減効果は，主に壁面温度とガス温度差が小さくなることが主な要因であると考えられてきた．しかし，壁面温度変化により，壁面境界層内流体の温度が変化し，それに伴い動粘性係数や密度等の熱物性が変化するため，熱の伝わり方の指標である熱伝達係数にも何らかの影響を及ぼす可能性がある．既往研究から，定常的に壁面温度を変化させた乱流境界層においては，壁面温度が熱伝達係数に影響を及ぼすことが報告されているが，1 サイクル中に壁面温度，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層においては，明らかにされていない．更なる熱効率改善に向けて，遮熱材を適用した冷却損失低減技術のニーズが高まることが予測できるため，遮熱材を想定した壁面温度の 1 サイクル中の非定常的な変化が壁面熱伝達特性に及ぼす影響を明らかにし，壁面熱流束を机上で高精度かつ低計算負荷で予測できるようにする必要がある．

そのため，本章では，燃焼室内のガス温度，圧力，流速に加え壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象を解明し，この環境において高い精度と低い計算負荷を両立できる壁面熱伝達モデルを明らかにすることを目的とする．低熱伝導率な材料中に空隙を設けることで，体積比熱と熱伝導率を同時に低減する遮熱材を表面に塗布した薄膜熱電対を，第 2 章で用いた急速圧縮膨張装置に適用し，燃焼室内ガス温度の変化に追従して壁面温度が大きく変化する乱流境界層を形成した．そして，薄膜熱電対により，このような乱流境界層における壁面熱流束および熱伝達係数を評価し，第 2 章で用いたμPIV と組み合わせて，壁面境界層内の流動と壁面熱流束および熱伝達係数との関係を把握する．そして，第 2 章と同様に，得られた計測結果を用いて，定常状態の発達した乱流境界層の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデルの適用性を検証する．

本章では，第 2 章と同様に，壁面熱伝達モデルで考慮している以下に示す仮定の妥当性を明らかにする．

第 3 章で検証する壁面熱伝達モデルの仮定
・壁面境界層内は，準定常状態であり，さらに壁面に対して垂直方向のみ物理量が変化する．
・壁面境界層内は，温度場と速度場のアナロジーが成立する．

3.2.　実験装置，計測方法および計測条件

3.2.1.　実験装置，計測方法

本章では，第 2 章の表 2-1 の諸元を持つ RCEM を供試し，第 2 章で言及した μPIV 計測システムおよび，以下で述べる壁面熱流束計測システムを適用した．本章では，壁面温度が燃焼室内ガス温度に追従して 1 サイクル中で大きく変化する乱流境界層の熱伝達特性を明らかにするため，燃焼室に挿入した高応答熱電対の位置を中心に，直径 12mm の範囲の金属壁表面に遮熱材をコーティングした．ガス温度に追従して壁面温度が変化する機能を実現するためには，熱伝導率および体積比熱を最小化することが有効なため[58]，低熱伝導率材料中に空隙を設け，低体積比熱を実現した遮熱材を供試した．本章では，金属壁の表面に遮熱材をコーティングした壁面を遮熱壁と定義する．遮熱壁を適用した条件における壁面熱流束を把握するためには，遮熱壁面および遮熱壁内部の温度分布を把握する必要がある．エンジン内において，遮熱壁表面の温度は，非常に短時間で大幅に変化すると言われている．そのため，福井らは，試験用単気筒エンジンにコーティングした遮熱壁面上に，約 10μm の燐光膜を塗布し，特定波長の紫外レーザを照射することで得られた燐光発光寿命を計測し，遮熱壁面温度を算出した[78]．燐光体を用いた光学計測は，非常に高応答な計測が可能である．しかしながら，壁面温度の計測ばらつきが高応答熱電対よりも大きくなるため，壁内部の非定常熱伝導方程式に計測した壁面温度を適用して壁面熱流束を算出することを想定すると，壁面熱流束の誤差が大きくなる．そのため，本章では，薄膜積層型の高応答熱電対を用いて，遮熱壁面の壁面表面および背面の温度履歴を計測し，壁面熱流束を算出した．また，薄膜積層型を用いることで，遮熱壁表面に熱接点を配置できるため，直接的に遮熱壁表面の温度を計測することができる．図 3-1 に薄膜積層熱電対の構造を示す．薄膜積層型熱電対の

母材は，燃焼室を形成するアルミ材の熱拡散率に近い素材とした．熱電対の構成金属として Ag-Ni を採用した．直径 0.5mm の熱電対素線を絶縁被覆し，母材の直径 0.9mm の穴に耐熱接着剤で固定し，母材表面に遮熱材を塗布した．壁面の表面粗さは、壁面近傍の流動および壁面熱伝達特性に影響すると考えられるため，遮熱壁面の表面粗さは，金属壁面と同等になるように研削加工を実施した．研削加工時に熱電対素線の先端部と遮熱壁面の高さが同じになるように，熱電対素線の先端部も併せて切削・研削加工を施す．薄膜状の熱電対は，端面切削後に Ag と Ni をスパッタリングによって膜厚 400nm で成膜し，中央で積層させて，直径 1.5mm の熱接点を形成した．また，センサ表面から内部への熱伝導の 1 次元を確保するため, センサ側面に熱拡散率 0.84mm^2/s のアルミナを配置した．本センサの時間応答性を評価するために，パルス発振した半導体 Nd:YAG レーザを，薄膜積層型熱電対の熱接点に照射し，壁面温度の時系列変化を調査した．なお，実験には外部信号でレーザ発振期間を制御可能な，波長 532nm の半導体 Nd:YAG レーザを用いた. 図 3-2 にエネルギメータで計測したレーザ出力を示す．レーザ照射直後は，出力がオーバーシュートする特性を示したが，その後は，定常的に約 1W 程度の出力が得られている．このような出力履歴を持つレーザ光を薄膜積層型熱電対の熱接点に照射した際に計測された温度履歴を図 3-3 に示す．また，図 3-2 で得られたレーザ出力履歴を境界条件として，薄膜積層熱電対内部の 1 次元非定常熱伝導方程式を解き，熱電対表面の温度履歴を算出した．この結果を図 3-3 に併せて示す．1 次元非定常熱伝導方程式より得られた結果は，時間遅れが全くない条件における熱電対表面温度履歴を表していると考えた．図 3-3 から，薄膜積層型熱電対で計測した表面温度は，1 次元非定常熱伝導方程式で算出した表面温度に対して約 50μs の時間応答遅れ（時間応答性 20kHz）を持つと言える．既往研究[78]から，遮熱壁面の温度を計測するためには，数 kHz 以上の時間応答性が必要になると考えられ，本章で供試する薄膜積層型熱電対は，エンジン圧縮膨張時の遮熱壁面の急峻な温度変化を十分にとらえることができると考えられる．薄膜積層型熱電対からの信号は，アンプで増幅され, AD コンバータを介してデータロガーにて 10kHz のサンプリング周波数で記録する．壁面熱流束は，第 2 章と同様に，壁面温度およびの時系列計測結果を境界条件として，完全陰解法にて壁面内部の非定常熱伝導方程式を解き，壁面内部の温度勾配を算出することにより求めた．壁面内部の温度分布は，壁面内部を構成する材料の熱伝導率(温度依存性考慮)を用いて，算出した．なお，遮熱壁面を適用した場合は，母材内部の熱伝導が抑制されるため，本章で使用した薄膜積層型熱電対では, 遮熱壁表面から約 20mm 離れた位置の背面温度を，室温(298K)と仮定して壁面熱流束を算出した．また，第 2 章と同様に，高応答熱電対へのレーザ照射が壁面熱流束に及ぼす影響は, 補正した(詳細は, 付章参照).

μPIV 計測システムは，第 2 章で述べた長作動距離対物レンズ(M Plan Apo×5, Mitutoyo)，高繰り返しダブルパルス Nd:YAG レーザ(LDP-100MQG, Lee Laser)，そして高速度カメラ(SA-X2, Photron)で構成されるシステムを用い，壁面境界層内の 2 次元瞬時流速分布を計測した．そして，第 2 章と同様に平均流速 U,V 分布，変動流速 u',v' 分布，そして乱流運動エネルギ k 分布を算出した．なお，本章においても $x\times y$ 平面に対して鉛直方向の流速成分は，壁面に垂直な y 方向の流速成分と概ね等しいと仮定して k を算出した．

3.2.2.　計測条件

本章では，第 2 章の表 2-2 と同じ条件で実験を実施した．RCEM のピストン速度はエンジン回転数 300rpm 相当とし，下死点から圧縮上死点に達するまでの時間が 95ms(エンジン回転数 300rpm 相当)になるよう，空気室内の圧力を調整した．燃焼室内には，乾燥空気を充填し，初期圧力 P_{in} および初期温度 T_{in} は，それぞれ P_{in}=101.3kPa, T_{in}=298K とした．また，本章では，雰囲気温度，圧力，流速，そして壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象に着目するため，非燃焼場で実験を実施した．計測サイクル数は，3 サイクルとした．時系列 PIV で用いたダブルパルスレーザのパルス間隔は，7μs とした．そして，PIV のサンプリング周期は 10kHz とし，0.1ms ごとに瞬時流速分布を取得した．

3.3　壁面境界層内の流動特性

3.3.1.　壁面境界層内の平均流速分布

図 3-4 に 3 サイクルの燃焼室内圧力を平均した燃焼室内平均圧力 P および平均ガス温度 T を示す．また，比較のため，第 2 章で対象とした金属壁面条件における結果も併せて示す．図 3-5 に燃焼室内の平均ガス密度を示す．燃焼室内の平均ガス密度は，燃焼室内平均圧力と平均ガス温度を用いて理想気体の状態方程式から算出した．第 2 章と同様に，圧縮開始から膨張終了にかけて，燃焼室内平均圧力・温度は，常圧常温状態から P　2.5MPa,T　700K の高圧高温状態まで大きく変化し，それに伴い燃焼室内の平均ガス密度が大きく変化することを確認できた．しかし，遮熱壁条件における燃焼室内圧力および温度は，金属壁条件とほぼ一致している．冷却損失が低減できた場合は，圧縮上死点近傍にお

いて燃焼室内圧力および温度は，高くなる．本章で供試した燃焼室は，サファイア製の可視化ガラスの占める割合が大きく，燃焼室内の一部の壁面にしか遮熱材を適用していないため，燃焼室内圧力および温度は，金属壁条件とほとんど同じになったと考えられる．次に，図 3-6 に壁面温度履歴 T_wを示す．なおこれ以降の図においても，比較のため，金属壁面条件における結果も併せて示す．遮熱壁面では，平均ガス温度の変化に追従して，壁面温度が 50K 以上スイングしている．一方，金属壁面温度は，ほとんど変化していない．そのため，圧縮上死点近傍において，遮熱壁面温度と金属壁面温度は，約 50K の差があることが分かる．これは，遮熱壁面の特徴である，低体積比熱かつ低熱伝導率な熱物性が起因している．なお，燃焼室内の最高ガス温度 T_{max}　700K であるため，圧縮上死点において，金属壁面温度と遮熱壁面温度との差は，ガス温度に対して約 7.1%となる．また，圧縮上死点近傍において，壁面温度の振動を観察できる．これは，前述のように，圧縮上死点近傍において，ピストンがカム上面から離れ，燃焼室内圧力および温度が振動するためであると考えられる．遮熱壁は，金属壁と比べて比熱が非常に小さいため，金属壁条件と比べて，燃焼室内圧力およびガス温度変動が壁面温度に影響しやすくなると考えられる．それゆえ，遮熱壁条件においては，壁面温度の圧縮上死点近傍における壁面温度振動が観察できたものと考えられる．

このように，雰囲気温度，圧力に加えて壁面温度が 1 サイクル中に大きく変化する環境における流動特性を調査するため，図 3-7 および図 3-8 に TDC 直前および直後の時刻（-15deg.ATDC，15deg.ATDC）における壁面境界層内の U,V を y に対して示す．図より，壁面境界層内の平均流速分布は，第 2 章で述べた金属壁条件とほとんど一致しており，壁面に平行な流速成分が支配的な流れ場を形成できていることが確認できる．

次に，図 3-9 および図 3-10 に TDC 直前および直後の時刻（-15deg.ATDC，15deg.ATDC）における壁面境界層内の u^+を y^+に対して示す．摩擦速度は，第 2 章で言及したように，壁面から十分に離れた領域の平均流速分布を式(2-4)および式(2-5)に適用して算出した．なお，動粘性係数は，燃焼室内の平均圧力および平均ガス温度状態における空気の動粘性係数を用いた．図から，壁面温度が 1 サイクル中に非定常的に変化する遮熱壁条件においても，金属壁条件と同様に対数則域の流速分布が観察できており，壁乱流が発達した乱流境界層内の特徴を持つ壁面境界層を形成できていると考えられる．次に，遮熱壁条件と金属壁条件との差異を分析する．まず，y^+>100 の対数則域に関して，TDC 以前の圧縮行程では大きな差異は観察できないが，TDC 後の膨張行程では，遮熱壁条件における u^+が金属壁条件よりも小さくなる．図 3-7 から，壁面から 1mm 以上離れた領域の無次元流速が遮熱壁条件と金属壁条件で異なっていることから，膨張

行程における y^+>100 の領域で観察される両者の差異は，主流の平均流速の差に起因していると考えられ，壁面温度の非定常的な差が引き起こした現象ではないと考えられる．一方，y^+<100 の領域では，圧縮，膨張行程のどちらにおいても差異が観察できており，遮熱壁条件における u^+が金属壁条件よりも大きい．この領域は，第 2 章で述べたように，流れ場に対して流体の粘性が影響を及ぼす遷移領域である．図 3-11 に壁面温度および燃焼室内平均圧力状態における空気の動粘性係数を時系列的に示す．このように，壁面温度が 1 サイクル中で非定常的に変化することにより，壁面に接する空気の動粘性係数が変化しており，壁面近傍領域における空気の動粘性係数も変化している可能性がある．したがって，壁面温度の非定常的な変化に起因する壁面境界層内の動粘性係数の変化が y^+<100 の遷移領域の無次元流速分布に影響を与えたのではないかと予測できる．また，y^+<100 の遷移領域は，壁面境界層内の壁面に平行な x 方向の変動流速成分である u'および乱流運動エネルギ k が極大値を示す領域である．そのため，これらの乱流特性も壁面温度の非定常的な変化に影響を受けると考えられる．

3.3.2.　壁面境界層内の乱流特性

本節では，遮熱壁による壁面温度の非定常的な変化が，壁面境界層内の乱流特性に及ぼす影響を調査する．図 3-12 および図 3-13 に TDC 直前および直後の時刻（-15deg.ATDC，15deg.ATDC）における壁面境界層内の変動流速 u',v'を，図 3-14 および図 3-15 に乱流運動エネルギ k をそれぞれ示す．これらの図から，壁面から 1mm 以上離れた領域においては，圧縮，膨張行程のどちらの時刻においても，変動流速や乱流運動エネルギに大きな差異は観察できない．一方，壁面温度が金属壁面よりも高い遮熱壁条件では，圧縮，膨張行程のどちらの時刻においても壁面境界層内の u'および k の極大値が金属壁条件よりも小さい．これは，上述のように遮熱壁面近傍領域の動粘性係数が金属壁条件よりも大きくなることが起因していると考えられる．このような壁面温度上昇による壁面境界層内の乱流運動エネルギ抑制効果は，壁面熱伝達現象に影響を及ぼすと考えられる．

3.4　壁面熱伝達特性

3.4.1.　壁面熱流束および熱伝達係数

本節では，遮熱壁による壁面温度の非定常的な変化が，壁面熱流束および熱伝達係数に及ぼす影響を調査する．図 3-16 に 3 サイクル分の壁面熱流束 q_w を示す．図から，3 サイクルの計測ばらつきは，TDC 近傍において最大±15%であることを確認した．また，すべてのサイクルの TDC 近傍において，壁面熱流束の時間履歴に振動が確認できる．これは，前述のように，RCEM のカムとロッド部が連結されていないため，TDC 近傍においてカム上面からロッドが離れたことに起因して生じたものと考えられる．図 3-17 に 3 サイクル平均した q_w を示す．図 3-17 より，遮熱壁による壁面温度上昇により，金属壁条件より壁面熱流束を低く抑えることができていることを確認した．

次に，これまで十分に明らかにされていない，壁面温度の非定常的な変化が熱伝達係数に与える影響に関して考察を進める．図 3-18 に 3 サイクル平均した熱伝達係数 h を示す．図 3-18 から，遮熱壁面の温度が金属壁面の温度に対して高くなる圧縮行程から膨張行程までの広範囲に渡って，熱伝達係数が低下している．したがって，遮熱壁による壁面温度上昇は，平均ガス温度と壁面温度との差を低減する効果に加え，熱伝達率低減効果も有すると考えられ，これらが壁面熱流束低減要因であると考えられる．では，壁面温度上昇により熱伝達係数が低下した要因を考える．まず，熱伝達係数は，以下のように表現でき

$$h = \frac{q_w}{T - T_w}, \tag{3-1}$$

以下に示す q_w の定義

$$q_w = \lambda \left.\frac{dT}{dy}\right|_{y=0}, \tag{3-2}$$

と併せて考えると，以下のように式(3-1)を変形できる．

$$h = \frac{\lambda}{\Delta y}, \tag{3-3}$$

したがって，式(3-3)から，壁面温度による熱伝達係数低減効果を考察するためには, 壁面に隣接する空気の熱伝導率 λ および以下の式で表現される Δy を評価することが重要である．

$$\Delta y = \lambda \frac{T - T_w}{q_w} \tag{3-4}$$

なお，壁面に接する空気の温度はほぼ壁面温度と同等と仮定し，壁面温度と燃焼室内の平均ガス圧力状態におけるλを熱物性値表から特定した．

まず，λは，温度が高いほど大きいため，壁面温度が高い遮熱壁条件では大きくなる．そのため，遮熱壁条件において熱伝達係数が低減した要因としては考えられない．次に，図 3-19 にΔyの時系列的な変化を示す．Δyは，壁面温度が高い遮熱壁条件では金属壁条件に比べて，大きくなることがわかる．したがって，壁面温度が高くなり，Δy が大きくなったことが熱伝達係数低減の要因であると考えられる．式(3-4)で表現されるΔy は，温度境界層厚さすなわち壁面境界層内の温度分布が大きく関係する因子であると考えられる．第 2 章で検証したとおり，非定常な流れ場であったとしても，壁乱流が発達した乱流境界層においては，壁面境界層内の速度場と温度場は，アナロジーが成立すると考えられる．このアナロジーを考慮すると，壁面温度上昇による動粘性係数の増加に起因する乱流運動エネルギ抑制効果が，壁面境界層内の温度分布に影響を与え，Δy の増大に寄与していると考えられる．壁面温度上昇が壁面境界層内の動粘性係数および温度境界層厚さに及ぼす影響を詳細に分析するためには，壁面境界層内の温度分布計測が必要不可欠となる．今後の課題として，壁面境界層内の温度分布計測に取り組んでいく．

遮熱壁による冷却損失低減技術の開発を正確かつ効率的に進めるためには，以上のような，遮熱壁面の温度上昇による壁面熱伝達抑制効果を高精度かつ低計算負荷で予測できる壁面熱伝達モデルが必要不可欠となる．そのため，第 1 章で述べた壁面熱伝達モデルの，壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層における適用性を調査した．

3.4.2.　壁面温度が変化する乱流境界層の壁面熱流束予測

本節では，第 1 章で述べた壁面熱伝達モデルの，壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層における適用性に関して述べる．第 2 章では，壁面境界層内の，空間的な密度変化を考慮した壁面熱伝達モデル(式(1-12)，式(1-14))を用いることで，雰囲気温度・圧力が非定常的に変化する乱流境界層における壁面熱流束を高精度で予測できることを明らかにした．本節では，遮熱壁面を想定し，雰囲気温度，圧力に加えて壁面温度がガス温度に追従して非定常的に変化する乱流境界層において式(1-12)，そして式(1-14)の適用性を検証した．第 2 章と同様に，本章で得られた計測結果を式(1-12)，そして式(1-14)に代入することで壁面熱流

束を算出し，薄膜積層型熱電対で得られた壁面熱流束と比較することで検証を進めた．

Han and Reitz [118]

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{2.1 ln y^+ + 2.5} ln(\frac{T}{T_w}). \tag{1-12}$$

Rakopoulos et al. [122]

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T ln\frac{T}{T_w} + \left(\frac{y^+ - 40}{0.4767 + \frac{1}{Pr}} + 117.37\right)\frac{dP\ \nu}{dt\ u_\tau}}{\frac{1}{0.4767}\left\{ln\left(y^+ + \frac{1}{Pr 0.4767}\right) - ln\left(40 + \frac{1}{Pr 0.4767}\right)\right\} + 10.2384}. \tag{1-14}$$

なお，摩擦速度は，前述のように壁面から十分に離れた領域の U 分布を式(2-4)および式(2-5)に代入し，推定した．壁面熱流束は，壁面最近傍領域における熱物性が大きく影響すると考えられるため，燃焼室内平均圧力，壁面温度状態における空気の動粘性係数を摩擦速度推定に用い，式中のガス密度ρおよび定圧比熱 c_p も燃焼室内平均圧力，壁面温度状態における値を用いた．また，薄膜積層熱電対により計測した壁面温度を式(1-12), そして式(1-14)に代入した．式(1-12), そして式(1-14)中の密度および定圧比熱は, 第 2 章と同様に, 燃焼室内平均圧力, 壁面温度状態における値を適用した．比較を進める際には，壁面境界層内のガス温度分布を決める必要がある．一般的に，壁関数を用いた壁面熱流束予測モデルでは，壁面第 1 層目の計算メッシュは対数則域に位置し，壁面から十分に離れた領域であるため，この領域のガス温度は，燃焼室内の平均ガス温度に近いと考えられる．そのため，T には，燃焼室内平均ガス温度を代入した．乱流境界層においては，対数則域は，y^+>100 の領域で観察できるため，様々な温度分布を想定し，式(1-12)，そして式(1-14)に y^+＝150，200，250，300 を代入した．

図 3-20 に式(1-12)で算出した壁面熱流束と薄膜積層熱電対で計測した壁面熱流束を比較した結果を示す．両者の比較から，式(1-12)で表現される壁面境界層内の空間的な密度変化を考慮した壁面熱伝達モデルは，壁面熱流束を最大 20%の誤差で定量的に予測可能であることが分かる．次に，図 3-21 に式(1-14)で算出した壁面熱流束と薄膜積層型熱電対で計測した壁面熱流束を示す．この図から，第 2 章同様，壁面熱流束の予測精度は，壁面境界層内の空間的な密度変化のみを考慮した壁面熱伝達モデルである式(1-12)と予測精度はほとんど変わらない結果となった．以上の結果から，雰囲気温度，圧力そして流速に加え，壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層壁面境界層においても，空間的な密度変化を考慮した壁面熱伝達モデルを用いることが，壁面熱流束を高精度に予測するためには重要であると考えられる．

壁面熱流束計測結果と予測結果の間に差異が生じる要因として, 2 つ考えることができる．まず 1 つ目は，壁面熱流束算出方法による誤差である．本研究で

は，高応答熱電対表面の熱接点から壁内部への 1 次元熱伝導を仮定して高応答熱電対内部の温度分布を解析しており，高応答熱電対内部の構造に応じた 3 次元熱伝導を考慮していない．できる限り高応答熱電対内の熱伝導が 1 次元的となるように構造設計されているが, 1 次元熱伝導を仮定した場合と 3 次元熱伝導を考慮した場合における壁面熱流束解析精度は十分に調査できていない．今後の課題として, 1 次元熱伝導を仮定した場合と 3 次元熱伝導を考慮した場合による壁面熱流束計測結果の差を調査していく．2 つ目は，壁面温度の非定常的な変化による壁面熱流束予測精度の低下である．式(1-12)および式(1-14)で表現される壁面熱伝達モデルは，定常状態で形成される乱流境界層内の流動特性を仮定して構築されている．そのため，壁面温度の 1 サイクル中の非定常的な変化が予測精度に影響している可能性は否定できない.

3.5　本章の結論

本章では，雰囲気温度，圧力そして流速の変化に加え，壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象の解明を目的とした．第 2 章で用いた急速圧縮膨張装置の燃焼室内に，体積比熱と熱伝導率を同時に低減する遮熱材を適用し，燃焼室内ガス温度の変化に追従して壁面温度が大きく変化する乱流境界層を形成した．このような乱流境界層における壁面熱流束および熱伝達係数を評価し，第 2 章で用いたμPIV と組み合わせて，壁面境界層内の流動特性と壁面熱流束・熱伝達係数との関係を調査した．そして，得られた結果を壁面温度がほとんど変化しない条件における計測結果と比較した．さらに，定常状態の発達した乱流境界層の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデルの適用性を検証し，以下の結論を得た.

1. 壁面温度が燃焼室内のガス温度に追従し, TDC 近傍において高温になる遮熱壁条件においては，壁面温度が圧縮膨張によりほとんど変化しない金属壁条件と比較して，壁面熱流束および熱伝達係数が小さくなる.

2. 壁面温度が相対的に高くなることで，壁面最近傍領域に分布するガスの動粘性係数が大きくなり，その結果，壁面境界層内の乱流運動エネルギが低下する．これが，遮熱壁条件において，金属壁条件よりも熱伝達係数が小さくなる要因であると考えられる.

3. 燃焼室内の温度，圧力そして流速の変化に加え，壁面温度が非定常的に変化

する乱流境界層においても，定常状態で形成された乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定することで壁面熱流束を約 20%の誤差で予測できる．壁面境界層内の密度変化を考慮することが重要である．

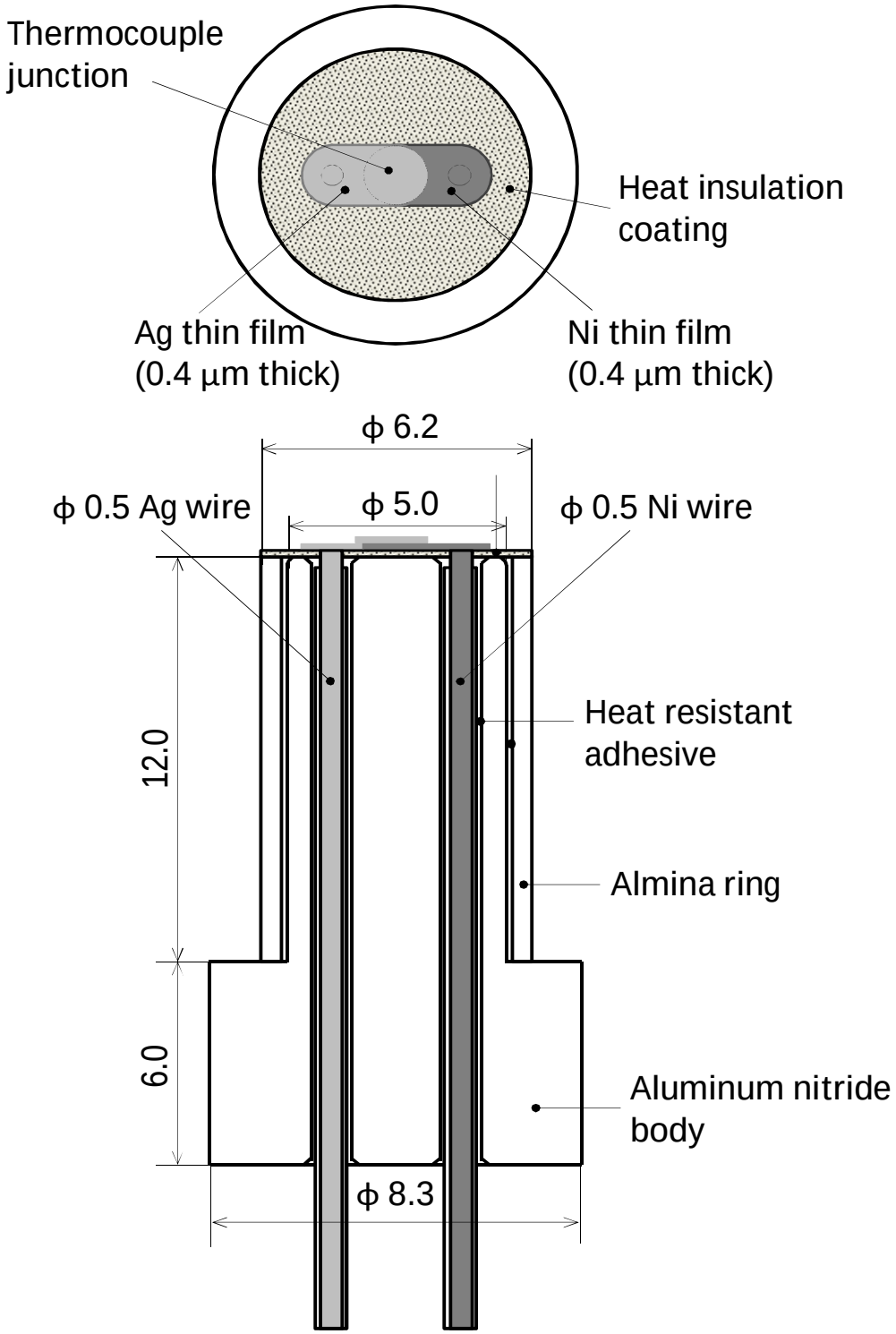

Figure 3-1 Configuration of the high response thin-film thermocouple

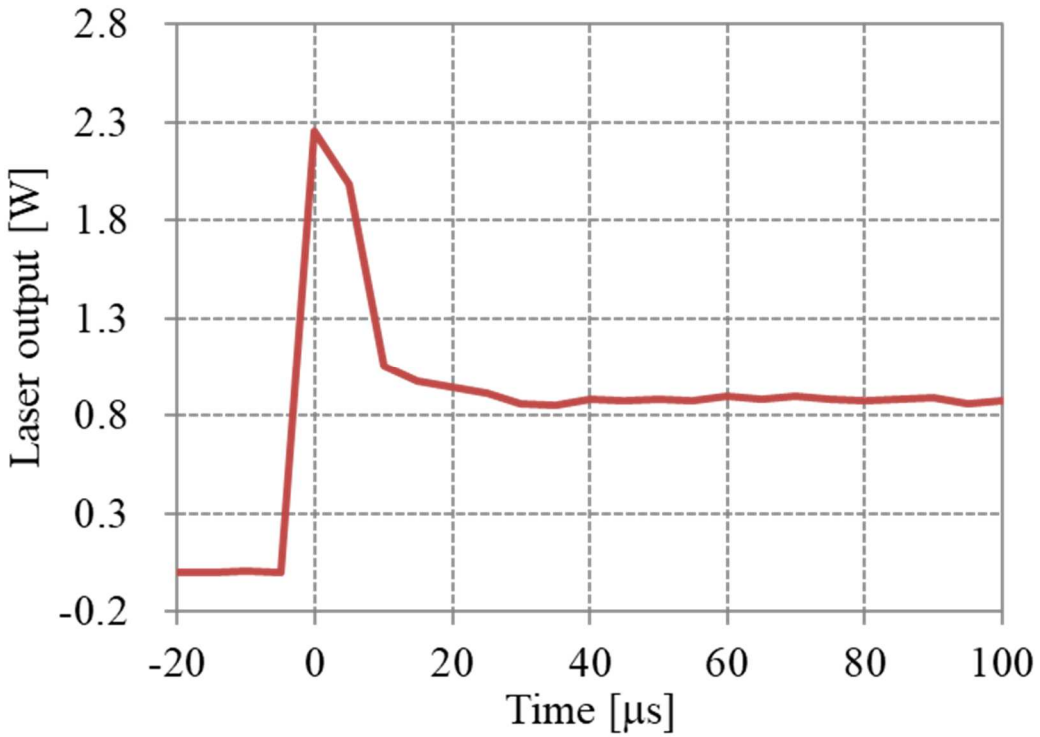

Figure 3-2 Time series history of DPSS Nd: YAG laser output

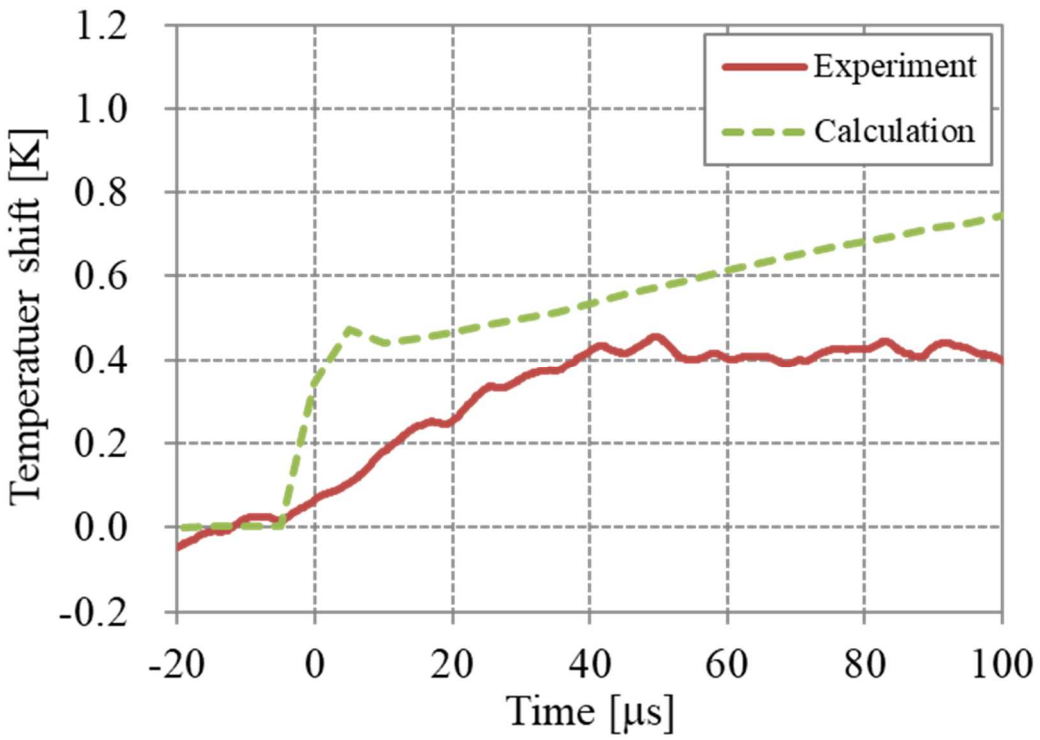

Figure 3-3 Time series history of the surface temperature on the thin-film thermocouple estimated by one dimensional non-steady state heat conduction equation

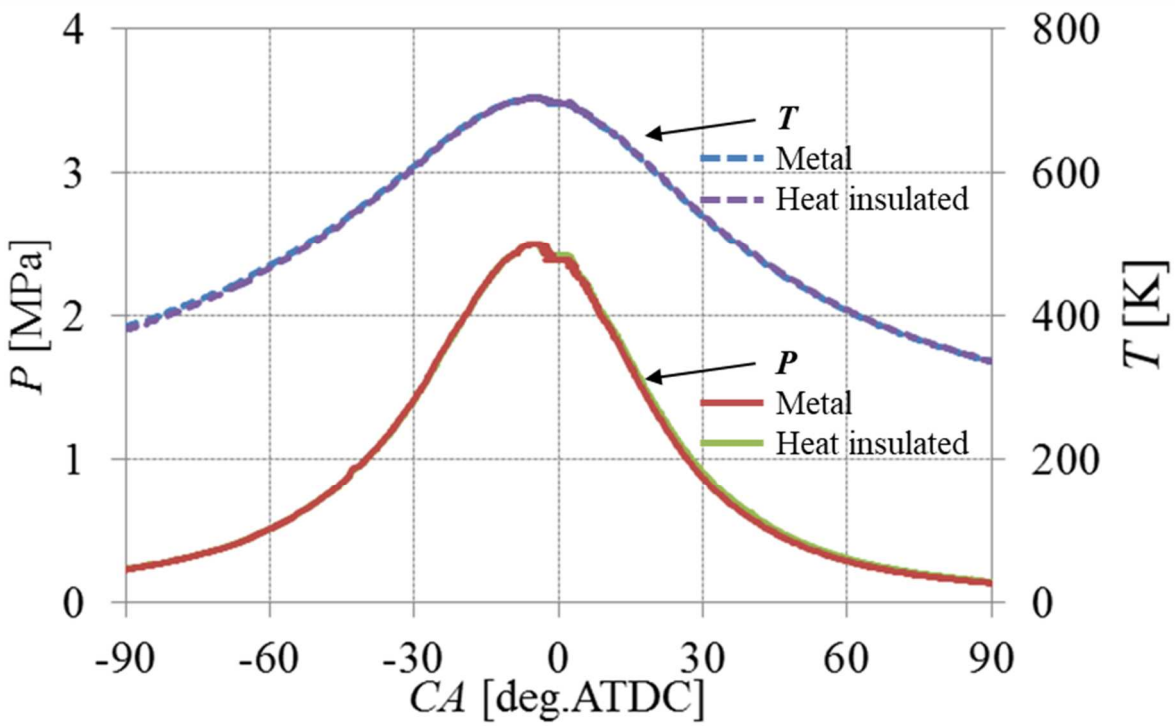

Figure 3-4 Time-series history of in-cylinder gas pressure *P* and gas temperature *T* using under the condition of *Ne* = 300rpm

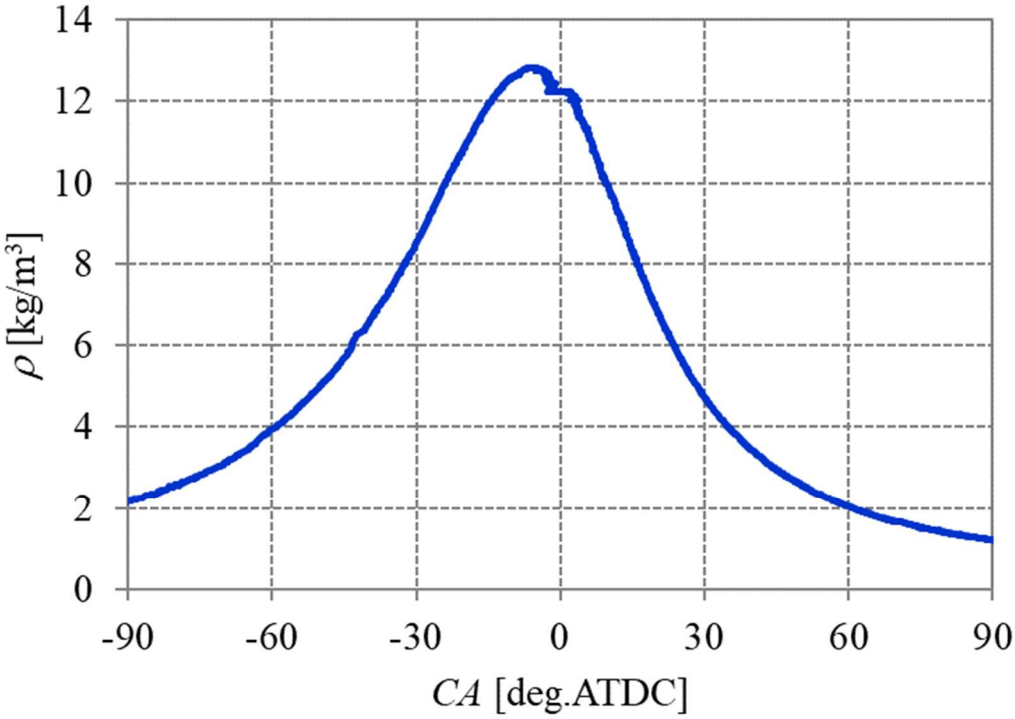

Figure 3-5 Time series history of kinetic viscosity based on in-cylinder pressure and gas temperature averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm

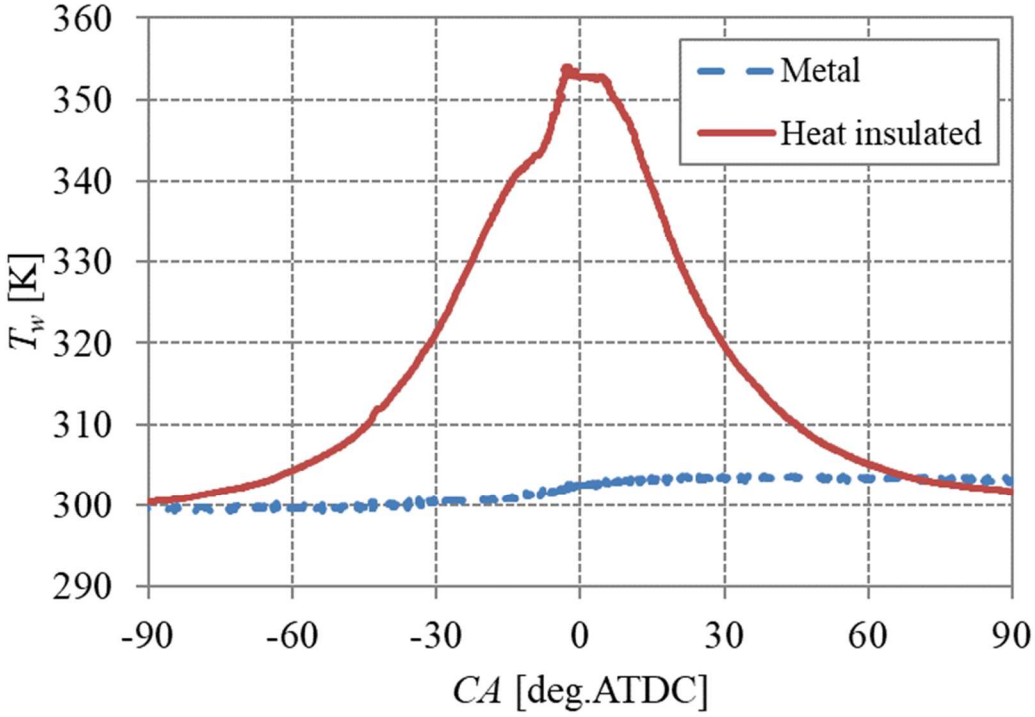

Figure 3-6 Time series history of mean wall temperature averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm (metal and heat insulated wall)

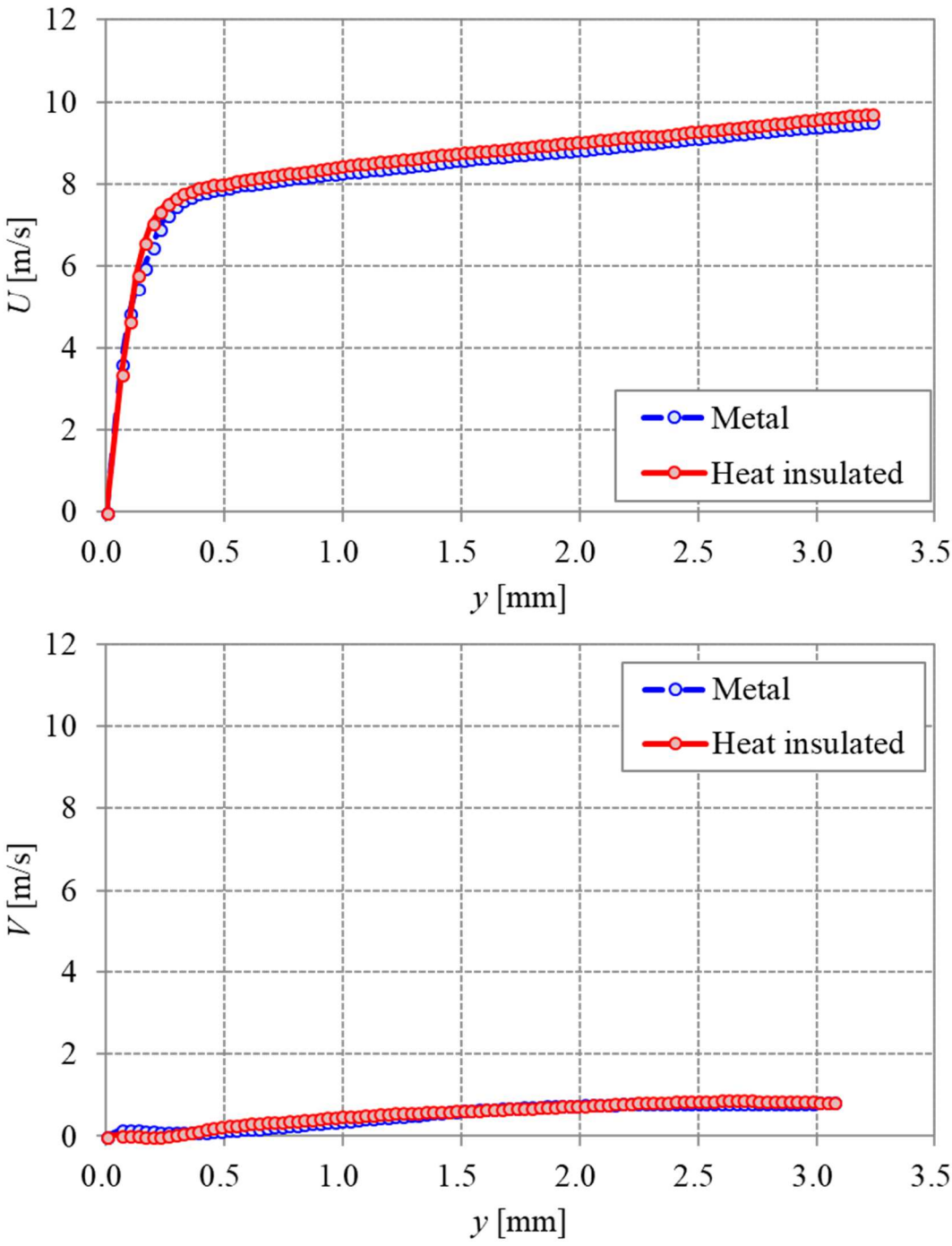

Figure 3-7 Mean velocity *U* and *V* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm at -15deg.ATDC

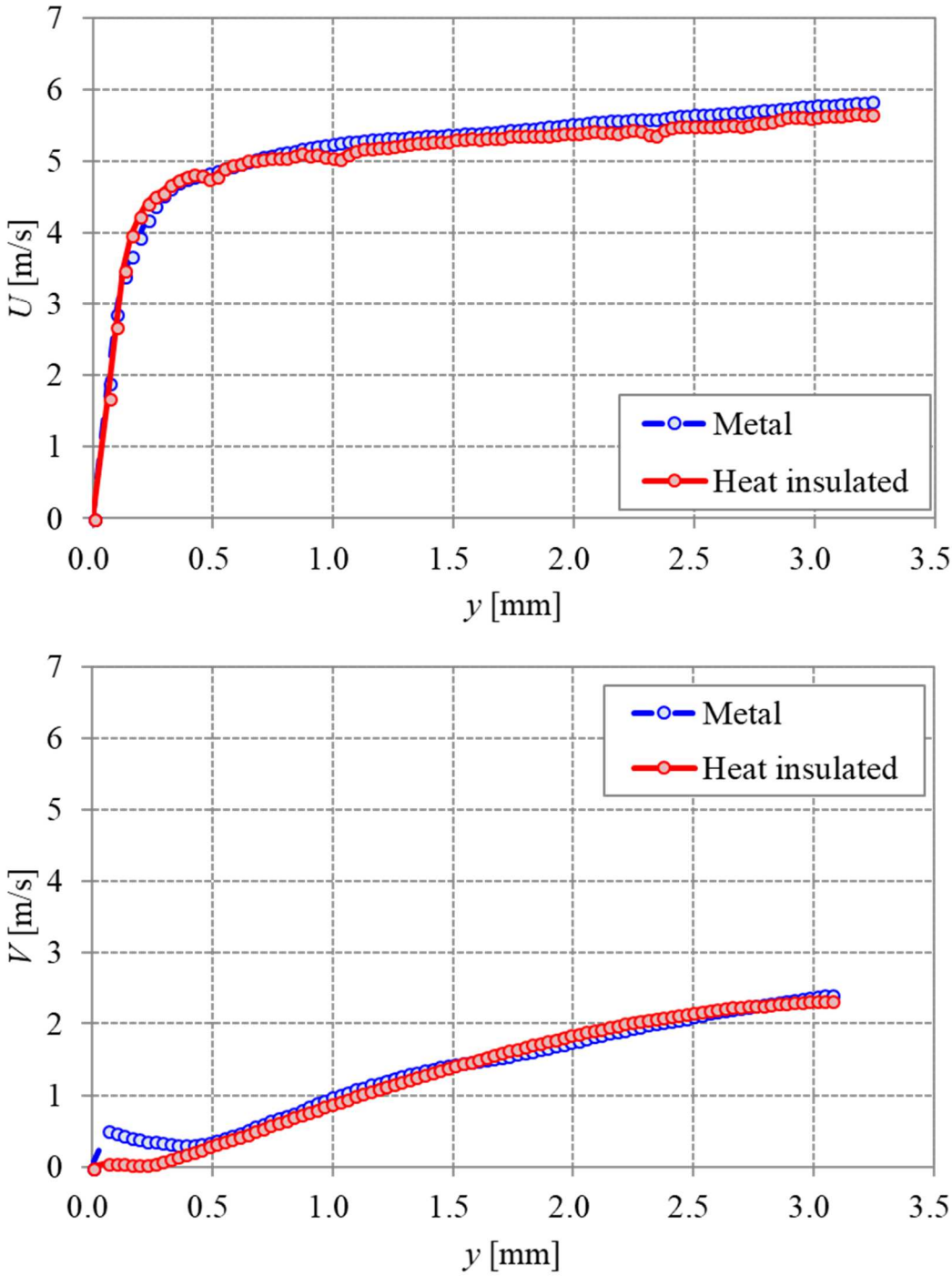

Figure 3-8 Mean velocity *U* and *V* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm at 15deg.ATDC

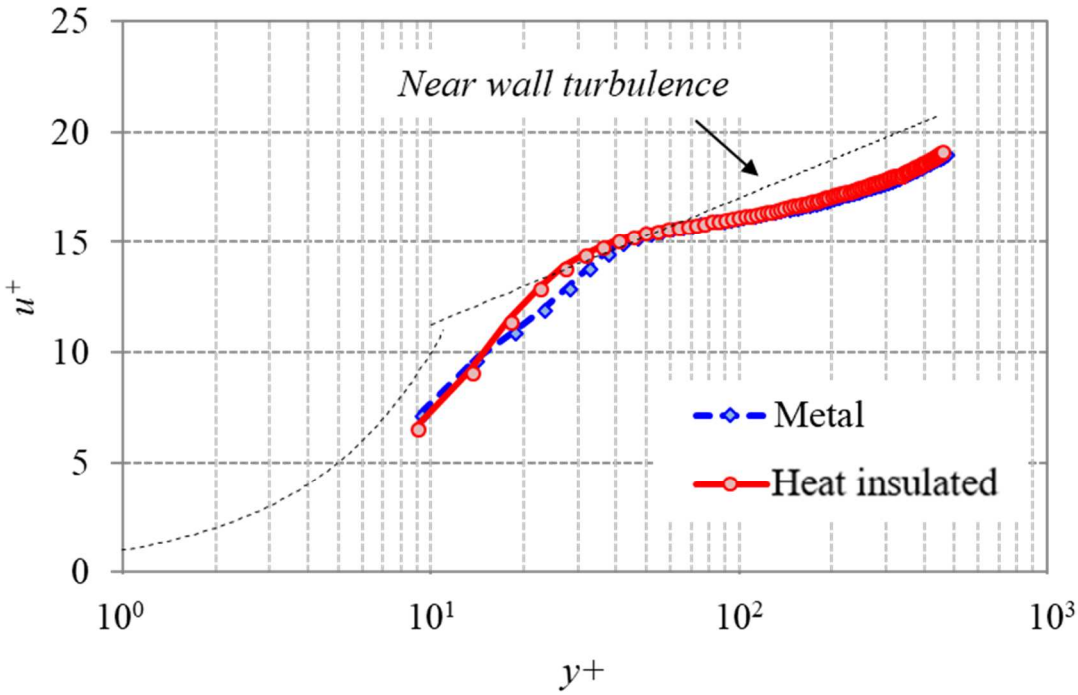

Figure 3-9 Non-dimensional mean velocity distribution based on the thermal properties under in-cylinder pressure and gas temperature condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm at -15deg.ATDC

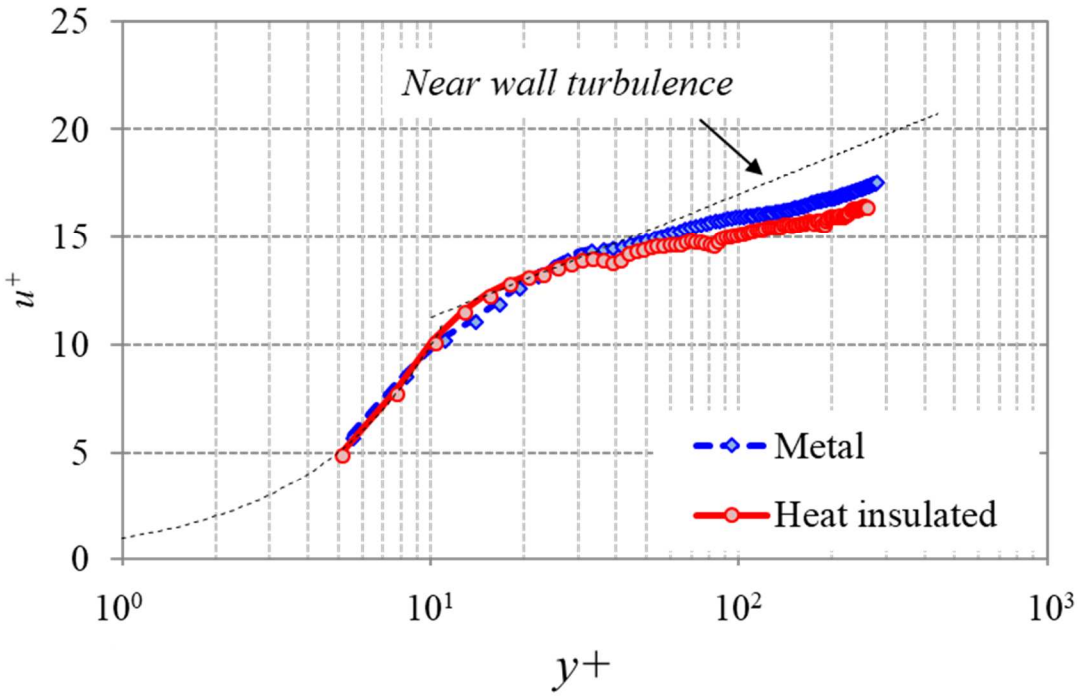

Figure 3-10 Non-dimensional mean velocity distribution based on the thermal properties under in-cylinder pressure and gas temperature condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm at 15deg.ATDC

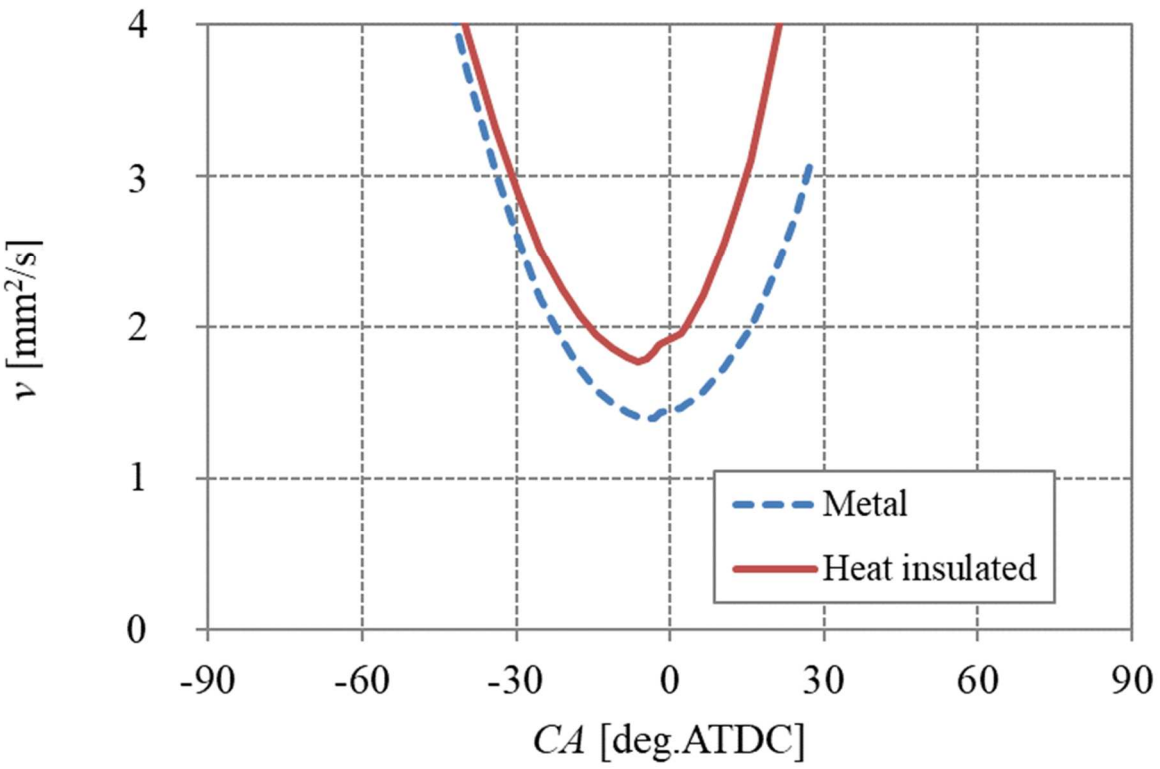

Figure 3-11 Time series history of kinetic viscosity based on in-cylinder pressure and gas temperature averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm

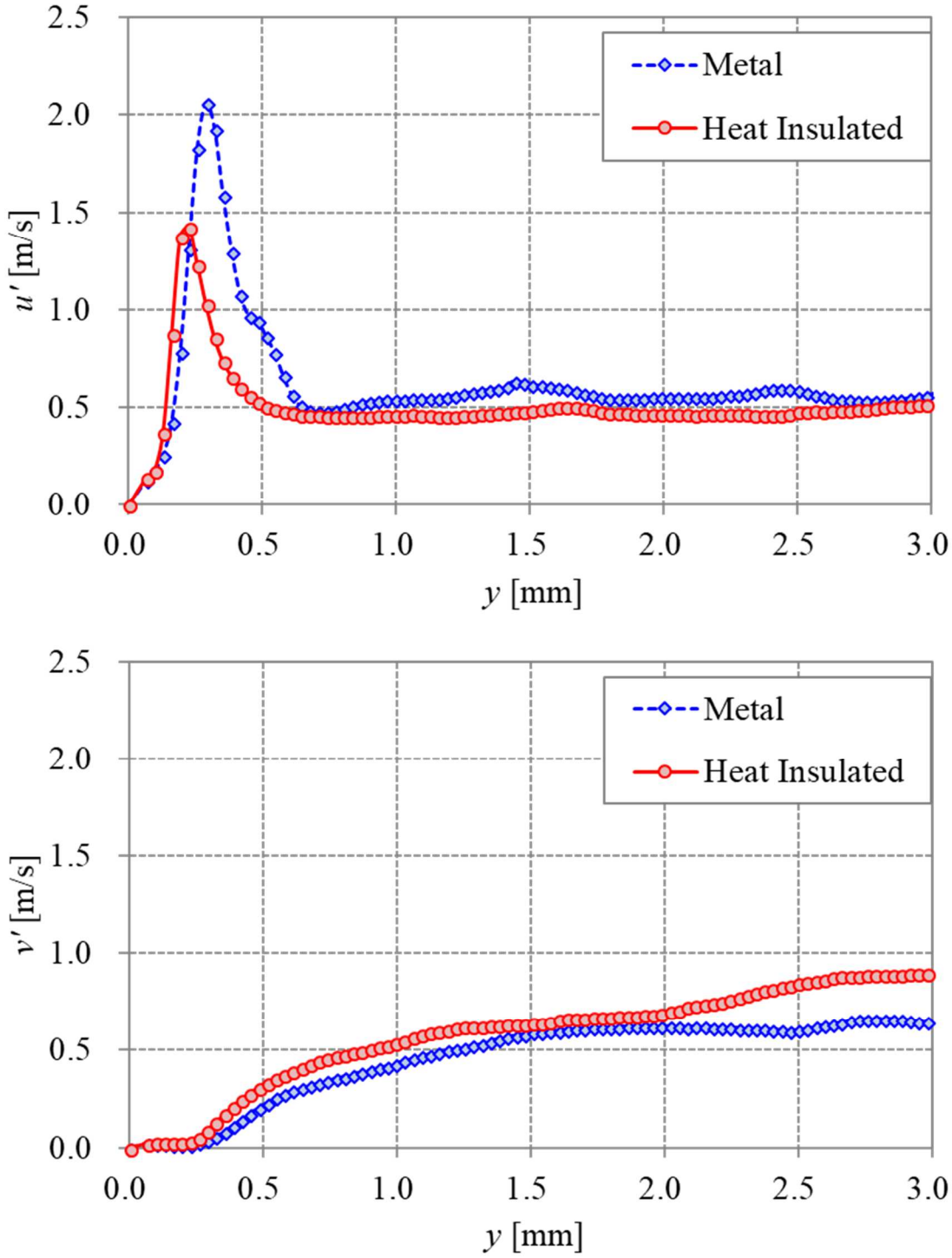

Figure 3-12 Turbulent intensity *u'* and *v'* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm at -15deg.ATDC

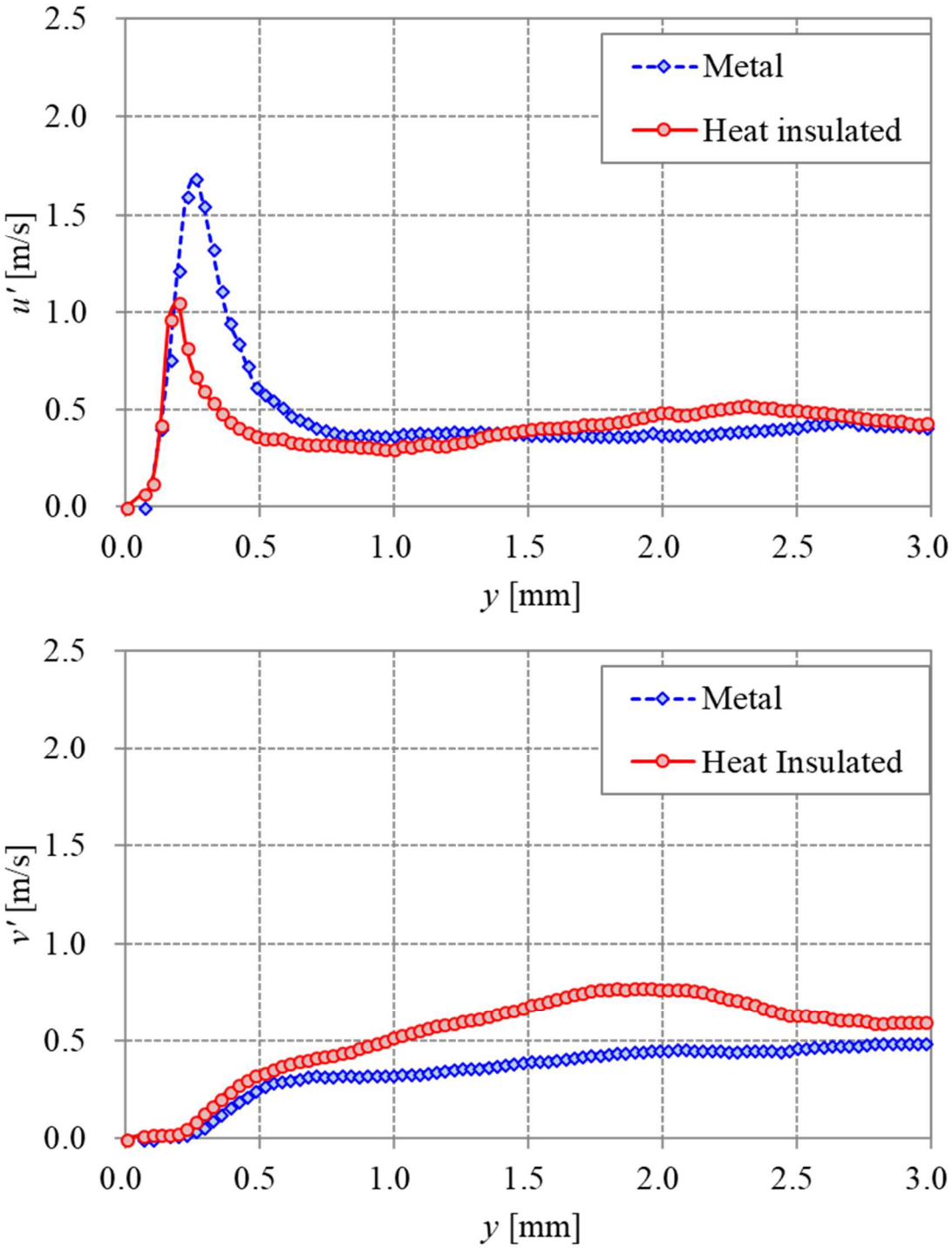

Figure 3-13 Turbulent intensity *u'* and *v'* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm at 15deg.ATDC

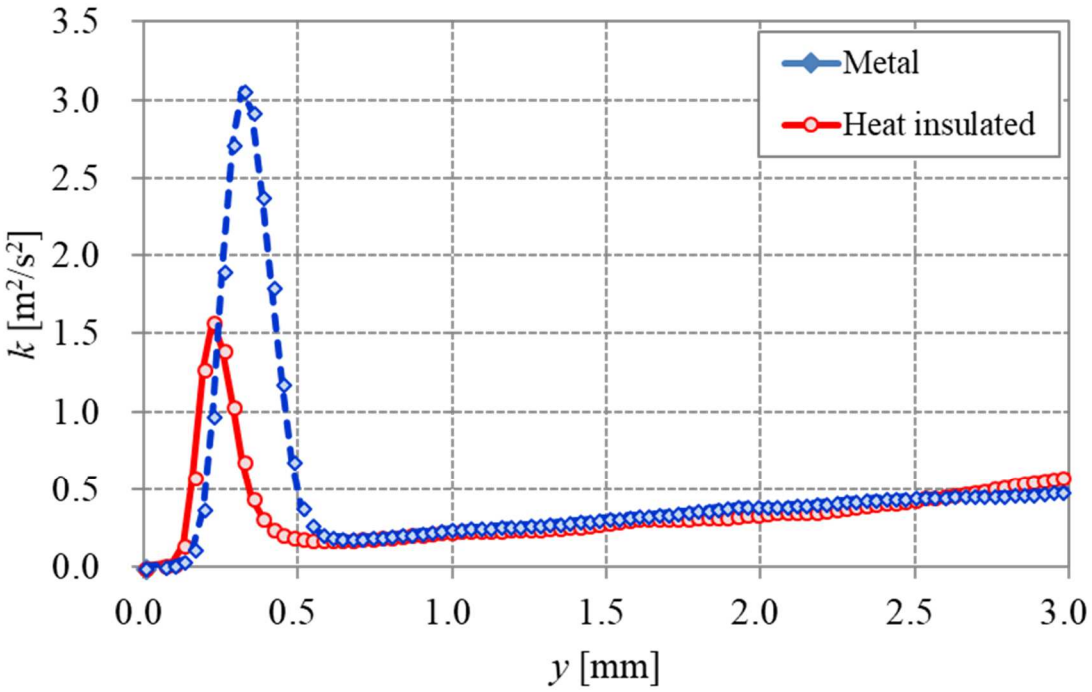

Figure 3-14 Turbulent kinetic energy *k* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm at -15deg.ATDC

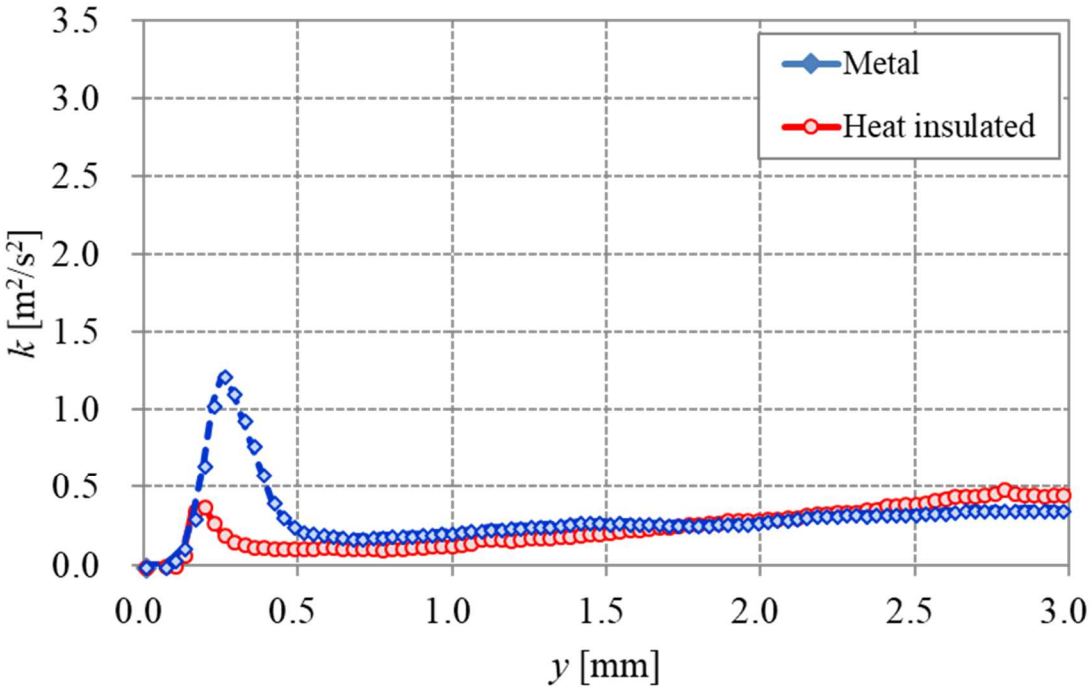

Figure 3-15 Turbulent kinetic energy *k* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm at 15deg.ATDC

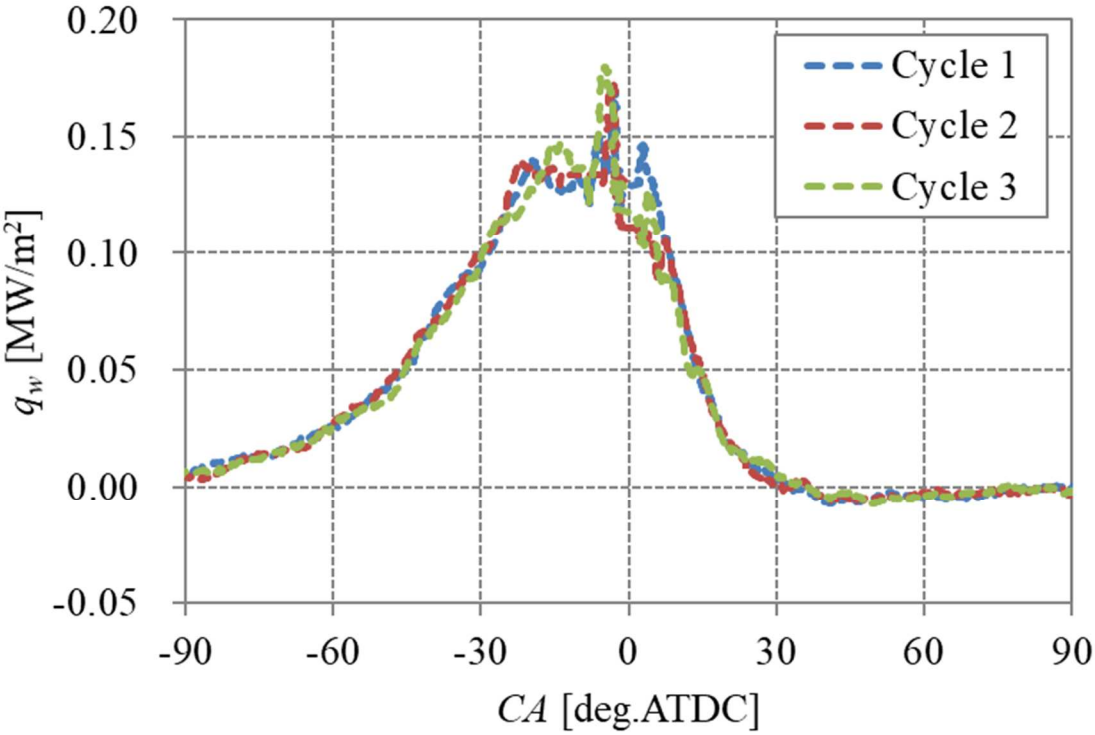

Figure 3-16 Time series history of wall heat flux during 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

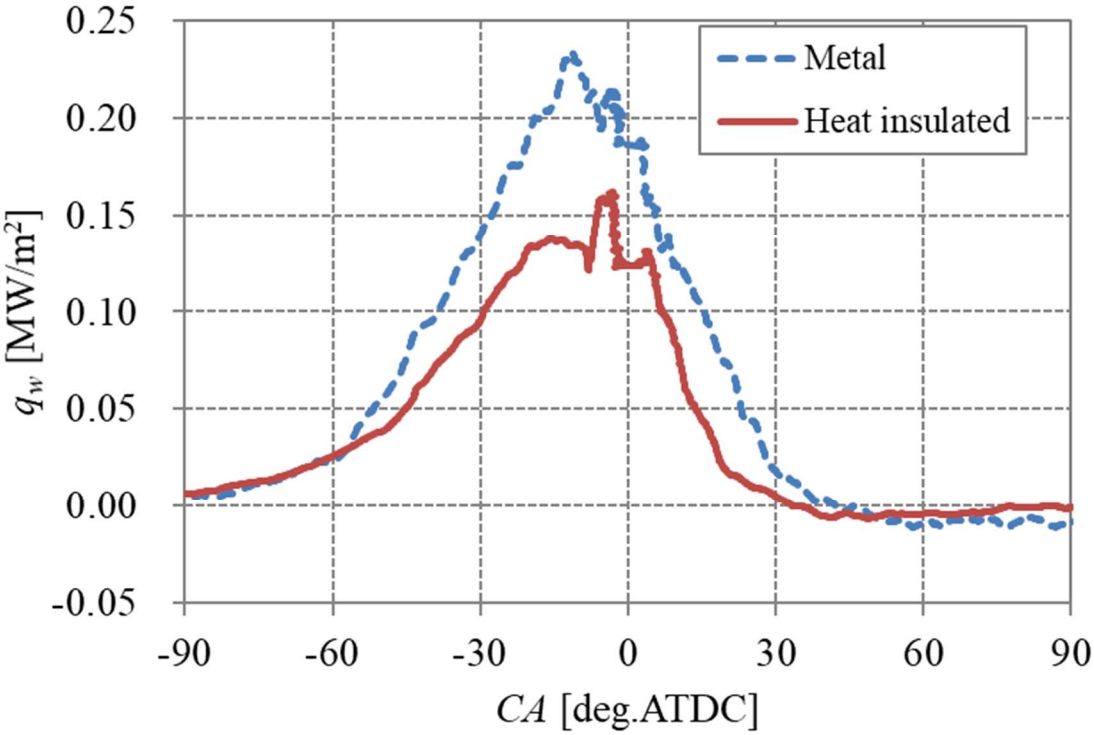

Figure 3-17 Time series history of wall heat flux averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

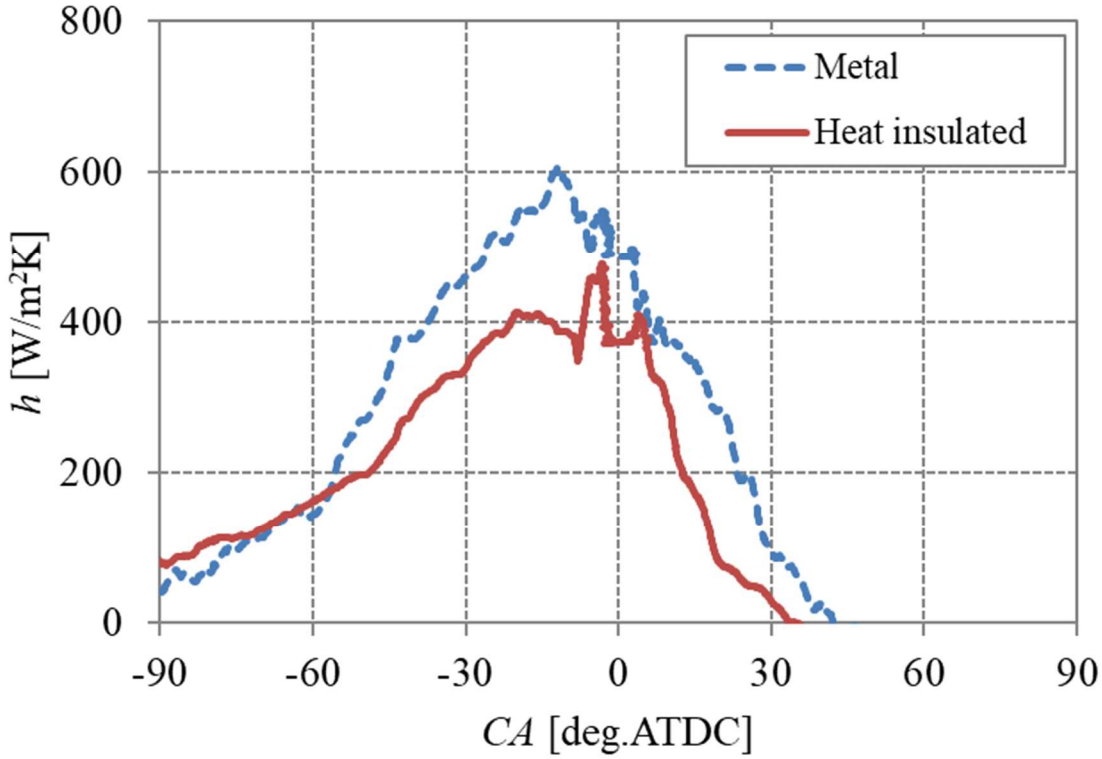

Figure 3-18 Time series history of heat transfer coefficient averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

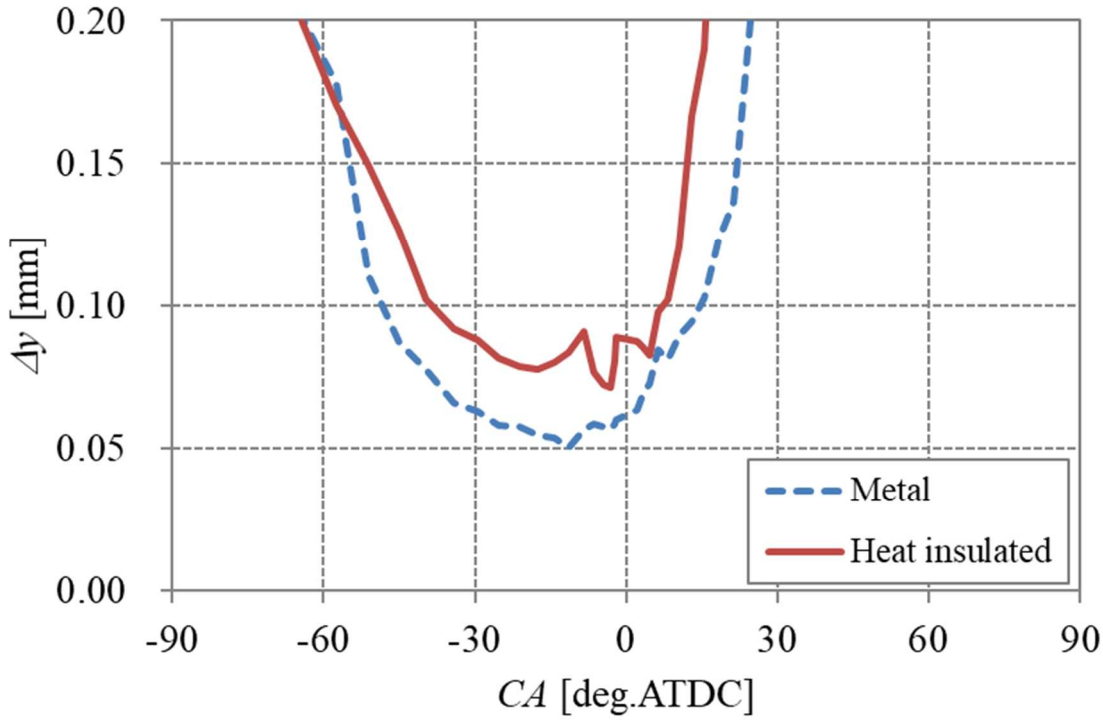

Figure 3-19 Time series history of *Δy* averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm

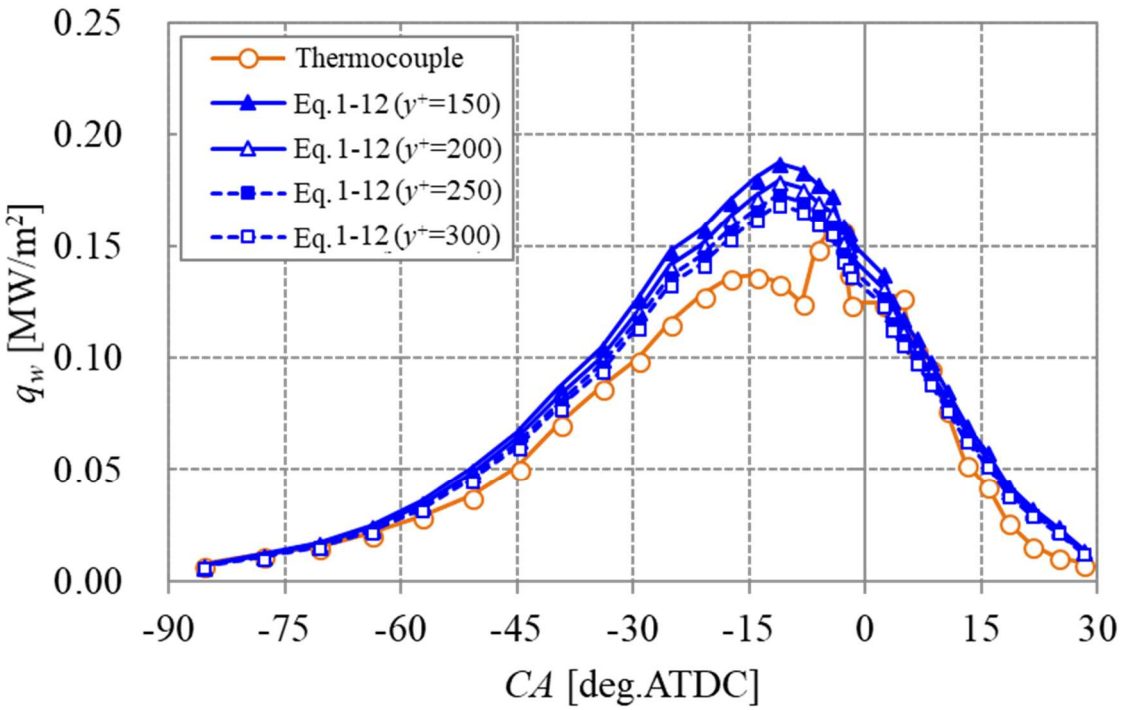

Figure 3-20 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-12), (2-4) and (2-5), and that measured by the high response thermocouple with heat insulated coating under the condition of *Ne* = 300rpm

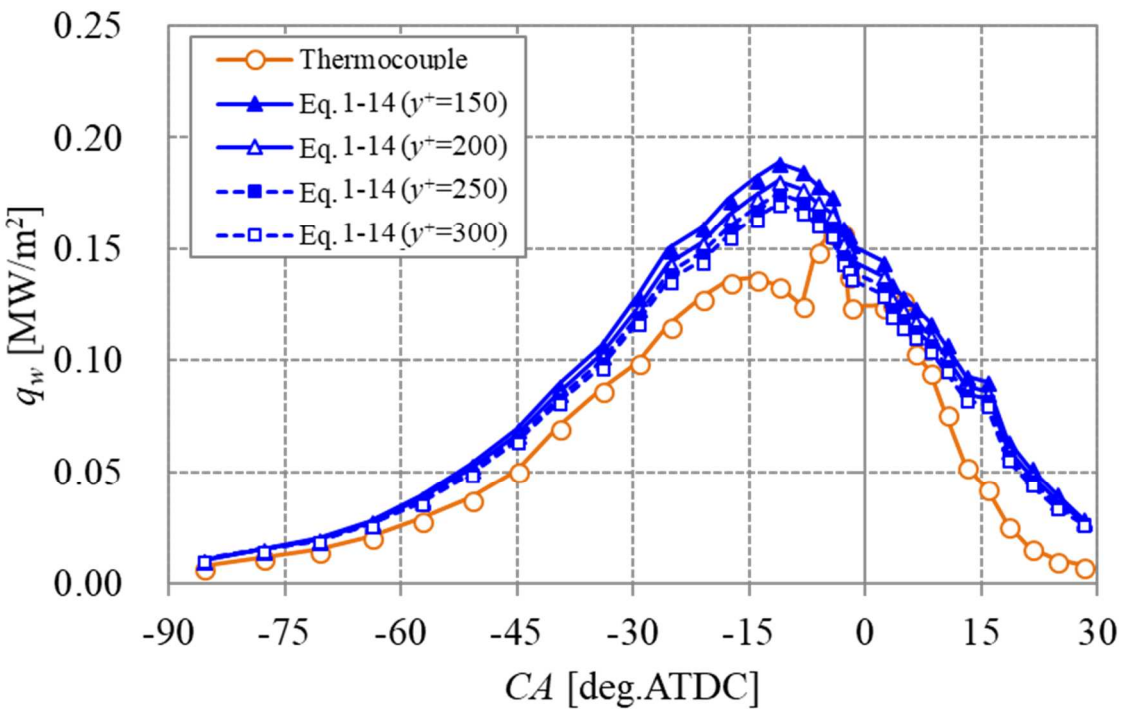

Figure 3-21 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-14), (2-4) and (2-5), and that measured by the high response thermocouple with heat insulated coating under the condition of *Ne* = 300rpm

第 4 章

非発達乱流境界層の壁面熱伝達

4.1　はじめに

第 2 章，第 3 章では，壁乱流が発達した乱流境界層の壁面熱伝達に焦点を当てた．一方，近年の研究により，エンジン燃焼室内のピストン頂面およびシリンダヘッド面に形成される壁面境界層では，壁乱流は十分に発達しておらず，乱流境界層の特徴である対数則域の流速分布が観察できない条件が存在すると報告されている[170], [171]．そのため，エンジン運転条件や燃焼室形状によっては，壁乱流が発達した乱流境界層内の特性を仮定した壁面熱伝達モデルが適用できない可能性が高い．壁乱流が十分に発達していない壁面境界層（以下，非発達乱流境界層）においては，壁面境界層内の低レイノルズ数効果を考慮した，低レイノルズ数型乱流モデルを用いた壁面熱流束予測が選選択の 1 つとして考えられる．これまでの研究から，応力-歪み相関式を仮定する渦粘性モデル[105], [106]や流れが物体に衝突する場所においても高精度な予測が可能な非線形渦粘性モデル[107]が提案されており，エンジン燃焼室内で観察できる様々な流れに適用できる可能性が高いと考えられる．しかしながら，燃焼室の壁面境界層内を十分に解像できる細かな計算格子を配置する必要があるため，計算負荷が飛躍的に増大する．計算負荷を抑える観点から，比較的粗い計算格子を壁面近傍に配置した場合，非発達乱流境界層内の流動および壁面熱伝達特性を高精度に予測できる壁面熱伝達モデルは，確立されていない．したがって，高精度かつエンジン開発に適用できる程度の低い計算負荷でエンジン燃焼室内における壁面熱流束を予測するためには，非発達乱流境界層においても壁面熱流束を高精度で予測できるモデルが必須となる．

本章では，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する環境において，非発達乱流境界層における壁面熱伝達特性を把握し，非発達乱流境界層にも対応した壁面熱伝達モデルを提案することを目的とする．急速圧縮膨張装置の燃焼室形状を工夫することにより，非発達乱流境界層を形成し，壁面境界層内の流速分布および壁面熱流束を計測した．そして，これらの結果を活用して，非発達乱流境界層における熱伝達特性を調査し，計算負荷を増大させることなく，壁面熱流束を定量的に予測可能な壁面熱伝達モデルを提案する．最後に，提案した壁面熱伝達モデルをエンジン CFD に適用し，エンジン燃焼条件におけるモデル適用性を明らかにする．本章では，壁面熱伝達モデルで考慮している以下に示す仮定の適用性を明らかにし，修正する．

第 4 章で検証，修正する壁面熱伝達モデルの仮定
・壁面境界層内の流動特性は，壁乱流が発達した乱流境界層内の流動特性と同じである．

4.2　実験装置，計測方法および計測条件

4.2.1　実験装置，計測方法

本章では，第 2 章の表 2-1 の諸元を持つ RCEM を供試し，第 2 章で言及した μPIV 計測および壁面熱流束計測システムを適用した．壁乱流が発達していない壁面境界層内の流速分布形成を狙って RCEM の燃焼室形状を設計，試作した．図 4-1 に試作した燃焼室概略図を示す. 第 2 章で供試した燃焼室形状から連通路位置を変更し，燃焼室中心部に連通路を配置した．そして，連通路入り口に，直径 1mm, 16 穴のパンチングメタルを配置した. 高応答熱電対および光学窓等，その他構成部品の取り付け位置は，第 2 章で供試した燃焼室と同じである．なお，事前に本燃焼室形状を対象に実施した CFD 計算を実施し，壁乱流が発達した乱流境界層内流動の特徴，つまり対数則域が観察できない流動場を形成できることを確認した．CFD 計算では，$y^+ \leqq 1$ まで解像できる計算格子を配置し，壁面最近傍領域の低レイノルズ数効果を考慮するため，低レイノルズ数型乱流モデルを適用した. 図 4-1 に示す形状の燃焼室を以後, 燃焼室 Type 2 と定義する．燃焼室 Type 2 内に形成される流速分布を調査するため，燃焼室内の広範囲を計測対象とした PIV 計測を実施した．図 4-2 に PIV 計測システムの概略を示す．光源には，波長 532nm の連続発振 DPSS Nd:YAG レーザ(DPGL-8W, 日本レーザ)を用い，レーザシート光学系を介して，燃焼室内に導入した．高速度カメラ，トレーサ粒子および PIV 解析装置は，μPIV 計測と同じ物を用いた．レンズは，一般的に使用されているカメラ用レンズ(Micro-Nikkor 100mm f2.8s, Nikon)を使用した．RCEM の運転条件は，表 2-1 に示す条件と同様とした．トレーサ粒子が露光時間内に動く距離を極力短くし，歪みの少ないトレーサ粒子像を計測するため，高速度カメラの露光時間を 15μs に設定した．トレーサ粒子の撮影コマ間における移動量を考慮し，撮影速度を 20000fps とした．瞬時流速分布は，直接相互相関法にて算出した．なお，各時刻で，PIV 解析を行う画像ペアの時間間隔 dt が適正値になるように, PIV 解析を行う画像ペアを決定した. すなわち, 300rpm の条件にて，-45deg.ATDC から-5deg.ATDC までは，dt=50μs，-5deg.ATDC から TDC までは，dt=100μs,それ以降は dt=150μs となるように，PIV 解析を行う画像

ペアを決定した．検査窓は，32pix×32pix とし，オーバーラップは 50%×50%とした．図 4-3 に 300rpm の条件における燃焼室内の瞬時流速分布を時系列的に示す．図より，燃焼室 Type 2 においては，連通路を通り燃焼室内に流入した空気は，燃焼室上壁中心部に衝突し，その後，左右に分かれて燃焼室壁面に沿う流れを形成する．そして，TDC 以降のピストン挙動が圧縮から膨張方向に転ずる時刻において，燃焼室内の流速が急激に減衰する．4.3.1 節で燃焼室 Type 2 の壁面境界層における流動特性を詳細に述べる．

μPIV 計測システムは，第 2 章で述べた長作動距離対物レンズ(M Plan Apo×5, Mitutoyo)，高繰り返しダブルパルス Nd:YAG レーザ(LDP-100MQG, Lee Laser)，そして高速度カメラ(SA-X2, Photron)で構成されるシステムを用い，壁面境界層内の 2 次元瞬時流速分布を計測した．そして，第 2 章と同様に平均流速 *U,V* 分布，変動流速 *u',v'*分布，そして乱流運動エネルギ *k* 分布を算出した．なお，本章においては，燃焼室形状が第 2 章，第 3 章で用いたものと異なるが，図 4-2 から，壁面近傍では，壁面に平行な *x* 方向の流速成分が壁面に垂直な *y* 方向の流速成分よりも十分に大きいと考えられるため，本章においても *x*×*y* 平面に対して鉛直方向の流速成分は，*y* 方向の流速成分と概ね等しいと仮定して *k* を算出した．なお，第 4 章では，壁面境界層内の乱流運動エネルギの散逸率*ε*を等方性乱流を仮定し，以下の式で検査窓ごとに算出した．

$$\varepsilon = 15\nu\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2}, \tag{4-1}$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 = \frac{1}{4}\left(\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_x}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial y}\right)^2\right). \tag{4-2}$$

また，$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2}$は，μPIV で計測した 2 次元流速成分で構成される速度勾配 4 成分のみを用いて算出した．そして，平均流速算出と同様に空間平均し，3ms 間の時間平均処理を施した．

壁面熱流束計測には，第 2 章で供試した高応答熱電対(TCS-244-AL-MU(MU-X)-L-Z-11443, MEDTHRM)を用い，燃焼室内壁面温度および壁面から鉛直方向に 4mm 内側の壁面内温度を計測し，壁面熱流束を算出した．

4.2.2.　計測条件

表 4-1 に計測条件を示す．RCEM のピストン速度はエンジン回転数 300rpm, 500rpm 相当とし，下死点から圧縮上死点に達するまでの時間が 95ms(エンジン

回転数 300rpm 相当)，57ms（エンジン回転数 500rpm 相当）になるよう，空気室内の圧力を調整した．燃焼室内には，乾燥空気を充填し，初期圧力 P_{in} および初期温度 T_{in} は，それぞれ P_{in}=101.3kPa, T_{in}=298K とした．また，本章においても，第 2 章と同様に，非燃焼場で実験を実施した．計測サイクル数は，3 サイクルとした．時系列 PIV で用いたダブルパルスレーザのパルス間隔は，TDC までの比較的速い流速が観察できる時刻においては，10μs (300rpm)，5μs (500rpm)とし，TDC 後の流速が急激に減衰する時刻以降は，30μs (300rpm)，10μs (500rpm)として計測した．そして，PIV のサンプリング周期は 10kHz とし，0.1ms ごとに瞬時流速分布を取得した．

4.3　壁面境界層内の流動特性

4.3.1.　壁面境界層内の平均流速分布

図 4-4 および図 4-5 に燃焼室内平均圧力 P および燃焼室内の平均ガス温度 T を示す．なお，図には，3 サイクルの平均値を示す．また，第 2 章で述べた 300rpm 相当のピストン速度において形成された乱流境界層における結果を併せて示す．以後，第 2 章で供試した燃焼室を燃焼室 Type 1 と定義する．燃焼室 Type 1,2 の 300rpm 相当のピストン速度条件における結果を比較したところ，圧縮行程では，燃焼室 Type 2 は Type 1 よりも P,T 共に低く，膨張行程では，乱流境界層における結果よりも P,T 共に高いことが分かる．この結果から，圧縮行程では，燃焼室 Type 2 における冷却損失は，燃焼室 Type 1 を用いた場合よりも大きいと考えられる．燃焼室 Type 2 は，連通路入り口に，直径 1mm，16 穴のパンチングメタルを配置しているため，圧縮行程において空気がパンチングメタル部を通って燃焼室内へ流入する際に，パンチングメタル部からの冷却損失が大きくなったものと考えられる．一方，膨張行程においては，燃焼室 Type 2 における冷却損失は，燃焼室 Type 1 を用いた場合に比べて小さくなる．次に，燃焼室 Type 2 を用いた条件においてピストン速度を変化させた場合，ピストン速度が速くすることにより，P,T 共に高くなる．この結果から，ピストン速度が速くなることにより冷却損失量が低減していると考えられ，ピストン速度上昇による圧縮膨張時間短縮効果によるものと考えられる．図 4-6 および図 4-7 にこのような圧力，温度環境においてμPIV で計測した壁面近傍 x 方向平均流速 U および y 方向平均流速 V を示す．なお，図 4-6 は，300rpm 相当のピストン速度における結果を，図 4-7 は，500rpm 相当のピストン速度における結果をそれぞれ示す．図より，本

章で用いた燃焼室において，ピストン速度によらず U は，壁面に近づくにつれて大きくなり，壁面最近傍領域において極大値を持つ．これは，壁乱流が発達した乱流境界層内の流速分布と大きく異なる流速分布であると言える．また，-35deg.ATDC 付近の時刻において，U は最も大きくなる．そして，TDC 後のピストン挙動が圧縮から膨張に転ずる時刻以降において, 図 4-2 に示す燃焼室内全体の流速分布と同様に, U も大きく減衰する. 次に, x 方向平均流速 V に関して，TDC までの圧縮行程においては，壁面から遠ざかる方向の流れが形成され，壁面に近づくにつれて，V は小さくなる．そして，TDC 後のピストン挙動が圧縮から膨張に転ずる時刻以降において，V は U と同じく，大きく減衰する．また，U と V を比較し，本章で用いた燃焼室においても，TDC までの比較的速い流速が観察できる圧縮行程においては，U は V に対して十分に大きく，壁面に平行な方向の流速成分が支配的な流れが形成されている．

本章で供試した燃焼室内に非発達乱流境界層が形成されていることを検証するため，u^+と y^+との関係を調査する．u^+および y^+を評価するためには，摩擦速度 u_τを推定する必要がある．本章においては，壁乱流が発達した乱流境界層形成できていない可能性が高く，このような流動場に対して，式(2-4)，式(2-5)に示す，乱流境界層内の特徴を基に平均流速分布から摩擦速度を推定する方法が妥当であるかを検証できていない．そのため，高応答熱電対による壁面熱流束計測結果と壁面熱伝達モデル式を用いて，摩擦速度を推定し，u^+および y^+を評価した．なお，第 2 章において，雰囲気温度および圧力が非定常的に変化する壁面境界層において，q_w を正確に予測するためには，壁面境界層内の密度変化を考慮する必要があることを示した．そのため，壁面熱伝達モデルとして，第 1 章で述べた式(1-12)を用い，以下のように摩擦速度を推定した．式(4-3)を用いて推定した摩擦速度を，式(2-4),(2-5)に代表される壁面境界層内の流動特性から推定した摩擦速度と区別するため u_{τ_WHT} と定義する．

$$u_{\tau_WHT} = \frac{q_w(2.1 ln y^+ + 2.5)}{\rho c_p T ln(\frac{T}{T_w})}. \tag{4-3}$$

なお，T には，燃焼室内の平均ガス温度を適用し，y^+は，乱流が支配的な領域を想定し y^+=200 とした．ガス密度ρ,および定圧比熱 c_p は，燃焼室内平均圧力と壁面温度状態における値を用いた．図 4-8 およびに図 4-9 に u^+と y^+との関係を示す．なお, y^+は燃焼室内平均圧力と平均ガス温度状態における空気の動粘性係数および u_τを用いて算出した．両ピストン速度および時刻においても，u^+と y^+との関係は，壁乱流が発達した乱流境界層における u^+と y^+との関係から大きく乖離している．さらに，乱流境界層内の流動特性である，対数則域の u^+分布を観察できない．したがって，本章で試作した燃焼室を供試することで，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する環境において，壁乱流が発達してい

ない壁面境界層を形成できていることを確認できた.

4.3.2.　壁面境界層内の乱流特性

雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する非発達乱流境界層内の乱流特性を調査した. 図 4-10 に壁面境界層内における変動流速の x 方向成分 u'を，図 4-11 に変動流速の y 方向成分 v'をそれぞれ示す．本章で供試した燃焼室内において壁乱流は発達していないが，第 2 章，第 3 章で供試した燃焼室内に形成された乱流境界層内と同等の乱れ強さとなっていることが分かる．このような現象は，エンジンのピストン面上に形成された壁面境界層内においても観察されている[171]．以下に，第 2 章および第 3 章で供試した燃焼室内における壁面境界層内乱流特性と比較した結果を述べる.

まず，u'に関して，比較的 U が大きい-45deg.ATDC,-35deg.ATDC そして-25deg.ATDC 付近の時刻（図 4-6 参照）において，u'は壁面に近づくにしたがい緩やかに増加している．そして，特にピストン速度が速い 500rpm 相当条件において，壁面最近傍領域における u'の増加が観察できる．第 2 章で述べた乱流境界層においては, u'は壁面近傍の遷移領域において極大値を持つ分布が観察できる．さらに u'の極大値は，u'が y に対してほとんど変化しない壁面から 3mm 以上離れた領域の u'に対して，最大で 4 倍程度になる．第 2 章で述べた，遷移領域における u'の急激な増加は，壁面と流体とのせん断で，主流が持つ運動エネルギが急激に減衰することに起因していると考えられる．一方，第 2 章と同じピストン速度である 300rpm における結果から，-45deg.ATDC,-35deg.ATDC 付近の時刻において, u'の最大値は, 壁面から十分に離れた領域における u'の 2 倍以内となっている．そのため，本章で対象とする非発達乱流境界層では，壁面最近傍領域における主流と壁面とのせん断の様子が乱流境界層と異なり，乱流境界層と比較して，壁面最近傍における主流と壁面とのせん断が弱いと考えられる．-5deg.ATDC から TDC 後の U が大きく減衰する時刻においては，壁面境界層内の u'は, y に対してほとんど変化しておらず, 乱流境界層内で観察された壁面最近傍領域の u'上昇は観察されない．そのため，壁面と流体とのせん断が非常に弱い壁面境界層内流動であると考えられる.

次に，v'は，壁面から 0.5mm 以上の領域において，y によらずにほとんど変化してない．そして，壁面から 0.5mm 以上の領域では，単調に減少することが分かる．これは，第 2 章で述べた乱流境界層と同様の傾向である．しかし，特に-45deg.ATDC,-35deg.ATDC 付近の時刻において, 壁面境界層内の v'の最大値は, 乱流境界層の結果よりも大きくなる．この結果から，乱流境界層では壁面に平

行な成分の流速が支配的な流れ場であることに対して，本章で対象にした非発達乱流境界層は，第 2 章で述べた乱流境界層と比較して，壁面に垂直な方向の流速成分の影響が，相対的に大きくなる流れ場であると考えられる．

図 4-12 および図 4-13 に壁面境界層内における乱流運動エネルギ k を示す．比較的 U および u'が大きい-45deg.ATDC,-35deg.ATDC 付近の時刻において k は，壁面に近づくにつれて，緩やかに増加した後，減少し，その後壁面最近傍領域にて，再び上昇に転ずる．この壁面最近傍領域の現象は，上述の u'分布と同様な分布であり，壁面最近傍領域では，u'の影響が支配的となり，壁面と流体とのせん断に起因して，壁面最近傍領域で k が上昇するものと考えられる．一方，-5deg.ATDC から TDC 後の U が大きく減衰する時刻においては，壁面から十分に離れた領域では，k は，y に対してほとんど変化しておらず，壁面から 1.5mm 以内で緩やかに減衰する．このような U が減衰している時刻においては，u'が y に対してほとんど変化しないため，壁面境界層内の k は，v'と同様の空間分布となる．

以上のように，本章で対象とするような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．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ある．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．

$$Re_t = \frac{k^2}{\nu\epsilon} = \frac{\nu_t}{C_\mu \nu}. \tag{4-4}$$

壁乱流が発達した乱流境界層においては，渦動粘性係数 ν_t と動粘性係数 ν の比 ν_t/ν は，y^+の関数として表現でき，壁面境界層内全域における分布は，Reynolds [179]により以下に示す関数が提案されている．

$$\frac{\nu_t}{\nu} = 1 + \kappa y^+ \left\{1 - exp\left(\frac{-y^{+2}}{A^2}\right)\right\}, \tag{4-5}$$

κ=0.41, A=26.

したがって，式(4-4)および式(4-5)から，乱流境界層における乱流レイノルズ数 Re_{t_dev} も，以下に示す y^+のみの関数として表現できる．

$$Re_{t_dev} = \frac{1}{C_\mu}\left[1 + \kappa y^+ \left\{1 - exp\left(\frac{-y^{+2}}{A^2}\right)\right\}\right]. \tag{4-6}$$

κ=0.41, A=26.

図 4-14 および図 4-15 に，$y^+ \leqq 200$ 領域で平均した Re_t を時系列的に示す．壁面境界層内の Re_t は，本実験で計測した k およびεを式(4-4)に適用することで算出した．そして，式(4-6)で算出した Re_{t_dev} を $y^+ \leqq 200$ の領域において平均化し，図

中の破線で併せて示す．図より，$y^+ \leqq 200$ 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．これは，本章で対象とした非発達乱流境界層における ν_t/ν が式(4-5)に示す乱流境界層における値と異なっていることを示唆している．この差は，以下に示すように ν_t を含むレイノルズ応力 $\overline{-u'v'}$ に影響を及ぼし，本章で対象としている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

$$\overline{-u'v'} = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right) = \frac{Re_t}{\nu} C_\mu \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right). \tag{4-7}$$

そのため，本章で対象とした非発達乱流境界層内におけるレイノルズ応力を乱流境界層における値と比較した．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．

$$\frac{\tau_w}{\rho} = u_\tau^2 = \overline{-u'v'}. \tag{4-8}$$

図 4-16 および図 4-17 に，本章で対象とした非発達乱流境界層内における $\overline{-u'v'}$ を u_τ^2 で無次元化した結果を示す．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，非発達乱流境界層では，式(4-8)は成り立たないことが分かる．この結果から，本章で対象としたような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．

このように，非発達乱流境界層における流動特性は，乱流境界層における結果と多くの点で異なっており，これが壁面壁面熱伝達特性に影響を及ぼすと考えられる．そのため，次節で，非発達乱流境界層における壁面熱伝達特性に関して述べる．

4.4　壁面熱伝達特性

4.4.1.　壁面熱流束および熱伝達係数

本節では，雰囲気温度，圧力および流速が非定常的に変化する非発達乱流境界層における壁面熱流束および熱伝達係数に関して述べる．図 4-18 に高応答熱電対で計測した壁面温度から算出した壁面熱流束 q_w を，図 4-19 に熱伝達係数 h

を示す．これらの図から，q_w，h 共に TDC 直前で極大値を迎えており，これは第 2 章で述べた乱流境界層における q_w，h の時系列的な変化と定性的に一致している．TDC 後に q_w，h が大きく減衰しているが，これは，平均流速および乱流運動エネルギが TDC 後に大きく減衰する流動特性に起因すると考えられる．

4.4.2.　非発達乱流境界層の壁面熱流束予測

本節では，雰囲気温度，圧力および流速が非定常的に変化する非発達乱流境界層において，壁乱流が発達した乱流境界層の特性を基に構築された壁面熱伝達モデルの適用性および仮定の妥当性を検証する．そして，高精度かつ低計算コストで壁面熱流束を予測できる壁面熱伝達モデルに関して考察する．第 2 章において，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層においては，壁面境界層内の空間的な密度変化を考慮し，乱流境界層内の壁面熱伝達特性に基づいて構築された壁面熱伝達モデル(式(1-12))を用いることで，壁面熱流束を高精度で予測可能なことを示した．まず，乱流境界層の壁面熱伝達特性を基に構成された壁面熱伝達モデル(式(1-12))の適用性を調査した．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{2.1 ln y^+ + 2.5} ln(\frac{T}{T_w}). \qquad (1\text{-}12)$$

第 2，3 章と同様に，実験で得られた結果を上式に代入し算出した q_w と高応答熱電対で計測した q_w を比較することで，上式の適用性を評価した．ここで，摩擦速度 u_τをどのように推定するかを考える必要がある．本章で対象とした非発達乱流境界層においては，乱流境界層における流動特性である対数則域の u^+分布を観察できない．そのため，式(2-4)，式(2-5)を用いて，対数則域の u^+分布から u_τを推定することができない．第 2 章で述べたように，発達した乱流境界層においては，壁面から十分に離れた領域において，壁面境界層内のレイノルズ応力と壁面せん断応力がほぼ釣り合うと仮定でき，以下の式で u_τを推定する手法が提案されている．

$$u_\tau = C_\mu^{\frac{1}{4}} \sqrt{k}. \qquad (2\text{-}14)$$

このように，乱流境界層における乱流特性を仮定して導いた式(2-14)を用いて推 u_τを推定した．具体的には，式(1-12)に代入する y^+以内の領域において，μPIV により計測した k を平均し，式(2-14)に代入することで，u_τを推定した．平均化する領域は，u_τにより異なるため，k の平均化領域が壁面から想定した y^+までの範囲となるように，式(2-14)による u_τ推定と k の空間平均化を逐次代入法で，収束するまで計算した．つまり，壁面から任意の距離を y_i とし，壁面から y_i まで k

を平均し，式(2-14)に代入し，u_τを推定する．そして，推定したu_τからy^+を計算し，y_iの位置が想定した平均化範囲に対応するy^+となるまで，y_iを変化させてkの空間平均化およびu_τ推定を繰り返し実施する．このようにして推定したu_τを式(1-12)に適用した．また，式(1-12)には，第 2 章と同様に，y^+＝150，200，250，300 を，Tには，燃焼室内平均ガス温度を代入した．なお，壁面熱流束は，壁面最近傍領域における熱物性が大きく影響すると考えられるため，第 2 章，第 3 章と同様に，式(1-12)中のガス密度ρおよび定圧比熱c_pは燃焼室内平均圧力，壁面温度状態における値を用いた．図 4-20 および図 4-21 に式(2-14)および式(1-12)を適用して推定したq_wと高応答熱電対で計測したq_wを示す．図から，300rpm，500rpm の両ピストン速度条件においても，両者は一致していないことが分かる．したがって，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する非発達乱流境界層においては，乱流境界層内の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデルでは，壁面熱流束を高精度に予測できないと考えられる．

以降では，本章で対象とした非発達乱流境界層においても高精度かつ低計算コストで壁面熱流束を予測できる壁面熱伝達モデルの考え方に関して言及する．まず，4.3.2 節で述べたように，非発達乱流境界層においては，壁面境界層内のRe_tが乱流境界層における値と異なり，これが起因して，$\overline{-u'v'}$とu_τ^2との関係が乱流境界層と異なる．そのため，乱流境界層の乱流特性を仮定した式(2-14)を適用した場合，非発達乱流境界層におけるu_τ^2予測精度が悪化し，その結果，運動量輸送と相関のあるq_wの予測精度も悪化したものと考えられる．すなわち，非発達乱流境界層においては，$\overline{-u'v'}$とu_τ^2との関係が，乱流境界層と異なることが，q_wの予測精度を悪化させる主要要因であると考えた．したがって，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られる．$\overline{-u'v'}$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，式(4-5)に示すように$\overline{-u'v'}$は，Re_tの 1 次項を含むため，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．

$$u_\tau^2 = \sqrt{\frac{Re_{t_{dev}}}{Re_t}}\,\overline{-u'v'}. \tag{4-9}$$

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(2-9)および式(2-10)を用いることで

$$\nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 = \epsilon, \tag{2-9}$$

$$u_\tau^2 = \overline{-u'v'} = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right). \tag{2-10}$$

$\overline{-u'v'}$は，以下のように表現できる

$$\overline{-u'v'} = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right) = \sqrt{\nu_t \epsilon} = \sqrt{C_\mu} k. \tag{4-10}$$

そして，式(4-9)および式(4-10)から，u_τを以下のように表現する

$$u_\tau = \left(\frac{Re_{t_{dev}}}{Re_t}\right)^{\frac{1}{4}} C_\mu^{\frac{1}{4}} \sqrt{k}. \tag{4-11}$$

このように壁面境界層内のRe_tを考慮した式(4-11)と式(1-12)で構成される壁面熱伝達モデルを用いることで，非発達乱流境界層においても q_wを高精度に予測できると考えた．本モデルの妥当性を検証するために，本モデルで予測した q_wと高応答熱電対で計測した q_wを比較した. 式(1-12)には, これまでの比較と同様に, y^+＝150，200，250，300 を，T には，燃焼室内平均ガス温度を代入した．式(1-12)に代入する y^+以内の領域において，μPIV により計測した k および Re_t，Re_{t_dev}を平均し，式(4-19)に代入することで，u_τを推定した．Re_tは式(4-4)に計測した k とεを代入して算出し，Re_{t_dev} は，式(4-6)から算出した．また，平均化する領域は，u_τにより異なるため，k の平均化領域が壁面から想定した y^+までの範囲となるように，式(4-19)による u_τ推定と式(4-4)による Re_tの空間平均化を逐次代入法で，収束するまで計算した．図 4-22 および図 4-23 に式(4-11)と式(1-12)で構成される壁面熱伝達モデルで予測した q_wと高応答熱電対で計測した q_wを示す．この図から，モデル予測結果と高応答熱電対による計測結果との差異は，図 4-20, 図 4-21 におけるモデル予測結果と計測結果の差異よりも小さいことが分かる．つまり，本章で提案した式(4-11)と式(1-12)で構成される壁面熱伝達モデルは，非発達乱流境界層における壁面熱流束予測精度を改善できると考えられる．次に，式(4-11)と式(1-12)で構成される壁面熱伝達モデルの乱流境界層における適用性を検証する. まず, 平板上に壁乱流が発達した乱流境界層において, 式(4-11)による u_τの予測精度を検証する．摩擦レイノルズ数 Re_τ＝800 の平板流れを対象とした DNS 計算結果[175]を用いて検証を実施した．図 4-24 に DNS で直接計算した摩擦速度 u_{τ_DNS} と, 式(4-11)を用いて推定した摩擦速度 u_{τ_model} との比を示す．なお， k および Re_t，は壁から任意の y^+までの領域において平均化し，式(4-11)に代入した．図 4-24 の横軸には，平均化した領域 y^+を示す．また，Re_{t_dev} は，前述のように, 式(4-6)から算出し, 任意の y^+まで平均化し, 式(4-11)に適用した．図より，y^+=100 近傍の乱流が流れ場に対して支配的となる領域において，DNS

で直接計算した u_{τ_DNS} と式(4-11)で推定した u_{τ_model} はほぼ一致していることが分かる．したがって，対数則域までを平均化領域とすることで，式(4-11)により乱流境界層の u_τ も精度良く予測できると言える．次に，第 2 章で対象とした，雰囲気温度，圧力および流速が非定常的に変化する乱流境界層において，式(4-11)と式(1-12)に各計測結果を代入して予測した q_w と高応答熱電対で計測した q_w を比較した．第 2 章で対象とした壁面境界層内流動は，対数則域の流速分布は観察できるものの，定常状態で壁乱流が発達した乱流境界層内における特性とは完全に一致していない．つまり，壁面境界層内の $\overline{-u'v'}$ と u_τ^2 との関係は，壁乱流が発達した乱流境界層における関係と異なる特性を持つ．したがって，本章で提案した壁面熱伝達モデルを適用することで，壁面熱流束予測精度が向上すると予想できる．モデル精度検証結果を図 4-25 に示す．この結果から，モデルによる予測結果と高応答熱電対による計測結果は完全には一致していないものの，図 4-22 に示す非発達乱流境界層における予測精度と同等の予測精度を確保できているものと考えられる．

最後に，CFD を活用して，エンジン内で観察される様々な流れ場において，式(4-11)と式(1-12)で構成される壁面熱伝達モデルの適用性を検証した．本章では，エンジン内で観察される様々な流れ場をチャネル流れ CFD で表現した．計算対象とした，5 種類のチャネル形状を図 4-26 に示す．壁面に平行な流れ，バルブに代表される狭い領域を通過する流れ，壁面に衝突する流れ，そして，本章で用いた RCEM 燃焼室内を模擬した流れを Case1 から Case5 のモデルで表現した．本計算では，CFD コードとして，STAR-CCM$^+$を用いた．そして，壁面近傍に 10μm の計算格子を適用し，壁面境界層内を $y^+ \leqq 1$ まで解像した．乱流モデルは，壁面近傍の低レイノルズ数効果を考慮した低レイノルズ数型 k-εモデル[180]を適用して，壁面境界層内の流動特性を計算した．また，エンジン燃焼室内のピストン挙動に起因する流速の非定常性を模擬するために，Case1-4 に関しては，流入境界に振幅 10m/s，周波数 1.7Hz の正弦波半周期分を繰り返し与えた．また，Case5 に関しては，流入境界に振幅 10m/s，周波数 17Hz の正弦波 1 周期分を繰り返し与えた．本計算では，様々な流れ場における壁面境界層内の流動特性に焦点を当てたため，系の温度および圧力は，300K，101.3kPa 一定とした．図 4-27 に Case1 から Case5 の図 4-26 で示す領域における u^+ 分布を y^+ に対して示す．図から，壁乱流が発達した乱流境界層に近い u^+ 分布から，乱流境界層における分布から大きく乖離した u^+ 分布まで，様々な u^+ 分布を計算で再現できていることを確認できた．また，本計算で適用した計算格子サイズで，$y^+ \leqq 1$ 領域を解像することができている．このような流れ場における式(4-11)と式(1-12)で構成される壁面熱伝達モデルの適用性を検証するため，以下に示す定義に従い

$$u_{\tau_d} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \sqrt{\nu \left.\frac{\partial U}{\partial y}\right|_{y=0}}, \tag{4-12}$$

壁面における流速勾配から算出した摩擦速度 u_{τ_d} と式(4-11)に $y^+ \leqq 100$ 領域において平均した k および Re_t を適用して推定した摩擦速度 u_τ を比較した(図 4-28 参照)．その結果を図 4-29 に示す．この図から，条件によって両者の差は，約 50%程度であるものの，両者が一致している条件も多々確認することができ，u_{τ_d} と u_τ との間には，明確な相関関係を確認することができる．したがって，式(4-11)は Case1 から Case5 までの様々な流れ場において，壁近傍に微小な計算格子を用いた低レイノルズ数型 k-ε モデルに近い計算精度で摩擦速度を予測できるものと考えられる．u_{τ_d} と u_τ との差が大きくなる領域は，よどみ点や流れが壁面に衝突する領域であり，このような領域における精度改善は今後進めていく必要がある．次節では，本モデルをエンジン CFD に実装し，エンジン燃焼開発への適用性を検証する．

4.4.3.　試験用単気筒 CAI エンジンにおける壁面熱流束予測

4.4.2 節で提案した壁面熱伝達モデルを試験用単気筒エンジン 3D-CFD に実装し，エンジン燃焼開発への適用性を検証した．試験用単気筒エンジンを計算対象にとして，検証を進めた．表 4-1 に単気筒エンジンの諸元および実験条件を示す．ボア，ストロークはそれぞれ 89mm，100mm とした．燃焼モードは，CAI としたが，燃焼室中心部に熱源を与えて燃焼開始時期を制御している．燃料は，吸気行程にて燃焼室内に直接噴射した．燃料噴射量は，図示平均有効圧力 IMEP 4bar となるように設定した．エンジンに直結された動力計を用いて，回転数 2500rpm，油水温度 90℃一定の定常状態でエンジンを運転した．試験用単気筒エンジンは，RCEM で用いた高応答熱電対が取り付け可能であり，壁面熱伝達モデルの壁面熱流束予測精度を検証できるように設計した．図 4-30 に高応答熱電対の取り付け位置を模式的に示す．高応答熱電対は，シリンダヘッドのスキッシュ棚位置および燃焼室中心位置に設置した．

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，4.4.2 節で提案した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，Han and Reitz により提案された乱流境界層内の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデル[118]（式(2-14)および式(1-12)で構成，以下従来モデル）を適用した計算も併せて実施した．燃料は，PRF90 とし，KUCRS で生成した詳細化学反応スキームを簡略化した燃焼モデル

を適用した．

図 4-31 に，試験用単気筒エンジンにおける熱発生率 *ROHR* 計測結果と CFD による予測結果を示す．計測結果に対して，従来モデルを適用した CFD 計算結果は *ROHR* の立ち上がりが遅く，最大値が小さい．一方，本章で提案した壁面熱伝達モデルを適用した CFD 計算結果は，従来モデルを適用した結果と比較して，*ROHR* の立ち上がり時期，最大値ともに，計測結果に近づいている．次に，図 4-32 に，試験用単気筒エンジンにおける q_w 計測結果と CFD による予測結果を示す．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，q_w を過大評価しているのに対して，本章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，本章で提案したモデルは，高精度で q_w を予測することができている．しかし，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．一方，従来モデルを適用した CFD 計算において，燃焼開始後は，どちらの計測位置ともに，q_w が計測結果と乖離しており，スキッシュ棚の計測位置(Point2)において，本章で提案したモデルとの差が大きい結果となった．この要因を考察するために，図 4-33 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エンドガス部における燃料混合気の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，本研究で新たに提案する壁面熱伝達モデルは，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．

4.5　本章の結論

本章では，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する環境において，非発達乱流境界層における壁面熱伝達現象を把握し，非発達乱流境界層にも対応した壁面熱伝達モデルを提案することを目的とした．急速圧縮膨張装置を用いて形成した，非発達乱流境界層内の流動特性と壁面熱流束の関係を分析した．そして，非発達乱流境界層においても計算負荷を増大させることなく，壁面熱流束を定量的に予測可能な壁面熱伝達モデルの考え方を考察し，以下の結論を得た．

1. 非発達乱流境界層において，乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定した壁面熱伝達モデルで予測した壁面熱流束は，高応答熱電対で計測した結果と大きく乖離し，定量的に予測できない．

2. 非発達乱流境界層では，壁面境界層内の乱流レイノルズ数分布が乱流境界層と異なり，その結果，非発達乱流境界層内のレイノルズ応力と壁面せん断応力の関係も乱流境界層における関係から乖離する．これが，乱流境界層内の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデルで非発達乱流境界層の壁面熱流束を定量的に予測できない理由であると考えられる．

3. 対象とする壁面境界層内と乱流境界層内の乱流レイノルズ数の差異を表現する項を導入することで，乱流境界層だけではなく，非発達乱流境界層においてもレイノルズ応力と壁面せん断応力との関係を記述できる．そして，本関係に基づき構築した新しい壁面熱伝達モデルを用いることで，乱流境界層および非発達乱流境界層における壁面熱流束予測精度を改善できる．

4. 壁面熱流束予測精度は，燃焼室内に分布する燃料混合気の着火時期に影響を与える．本章で提案した壁面熱伝達モデルを，主に燃料混合気の自着火により燃焼が進行する CAI エンジンを対象とした CFD に適用した結果，壁面

熱流束だけではなく，燃焼室内の熱発生予測精度も改善できた．本章で提案したモデルは，CAI エンジンと同様に，燃料混合気の自着火予測が重要となる，火花点火式ガソリンエンジンのノッキング時期予測においても，予測精度改善に貢献できると考えられる．

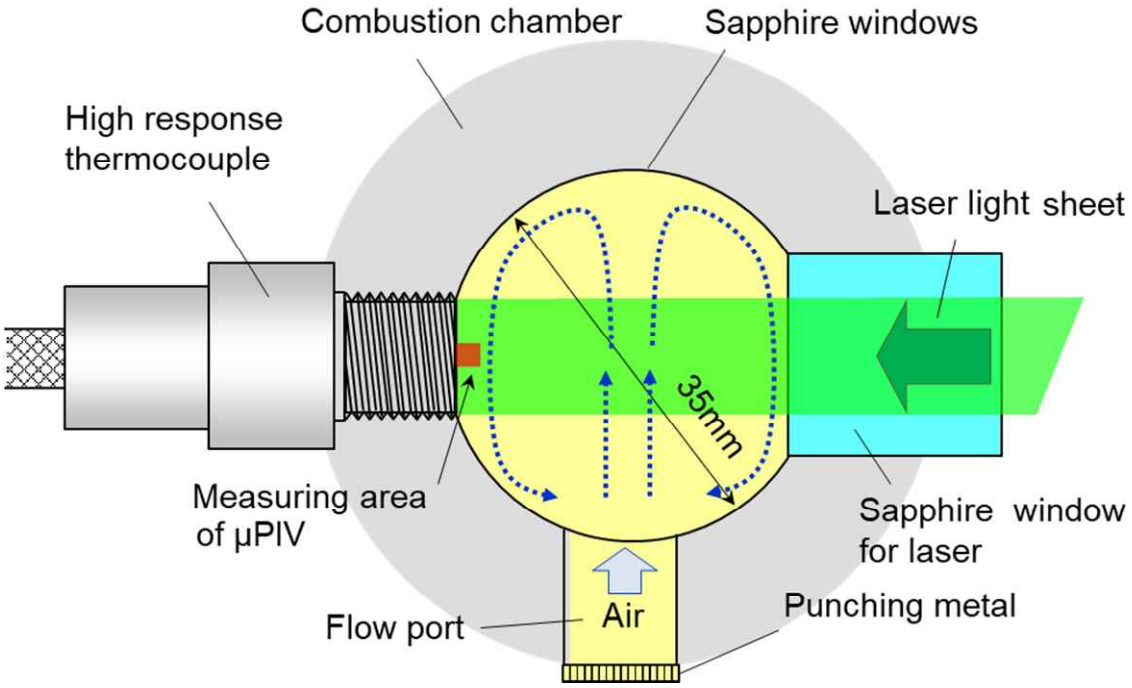

Figure 4-1 Schematics of combustion chamber and measurement area of μPIV and high response thermocouple

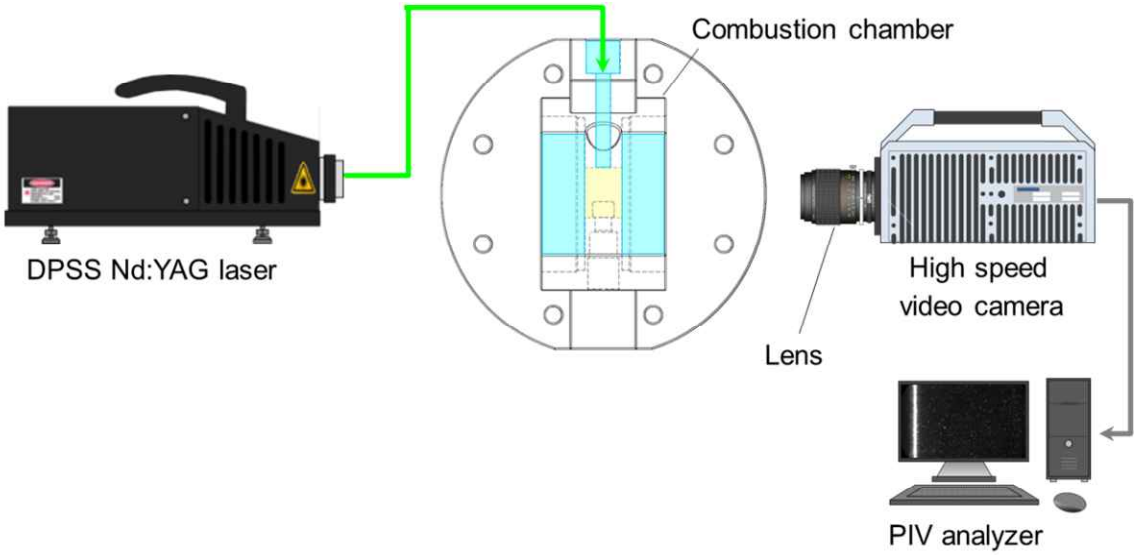

Figure 4-2 Measurement system of time resolved PIV to measure the bulk flow velocity applied for RCEM

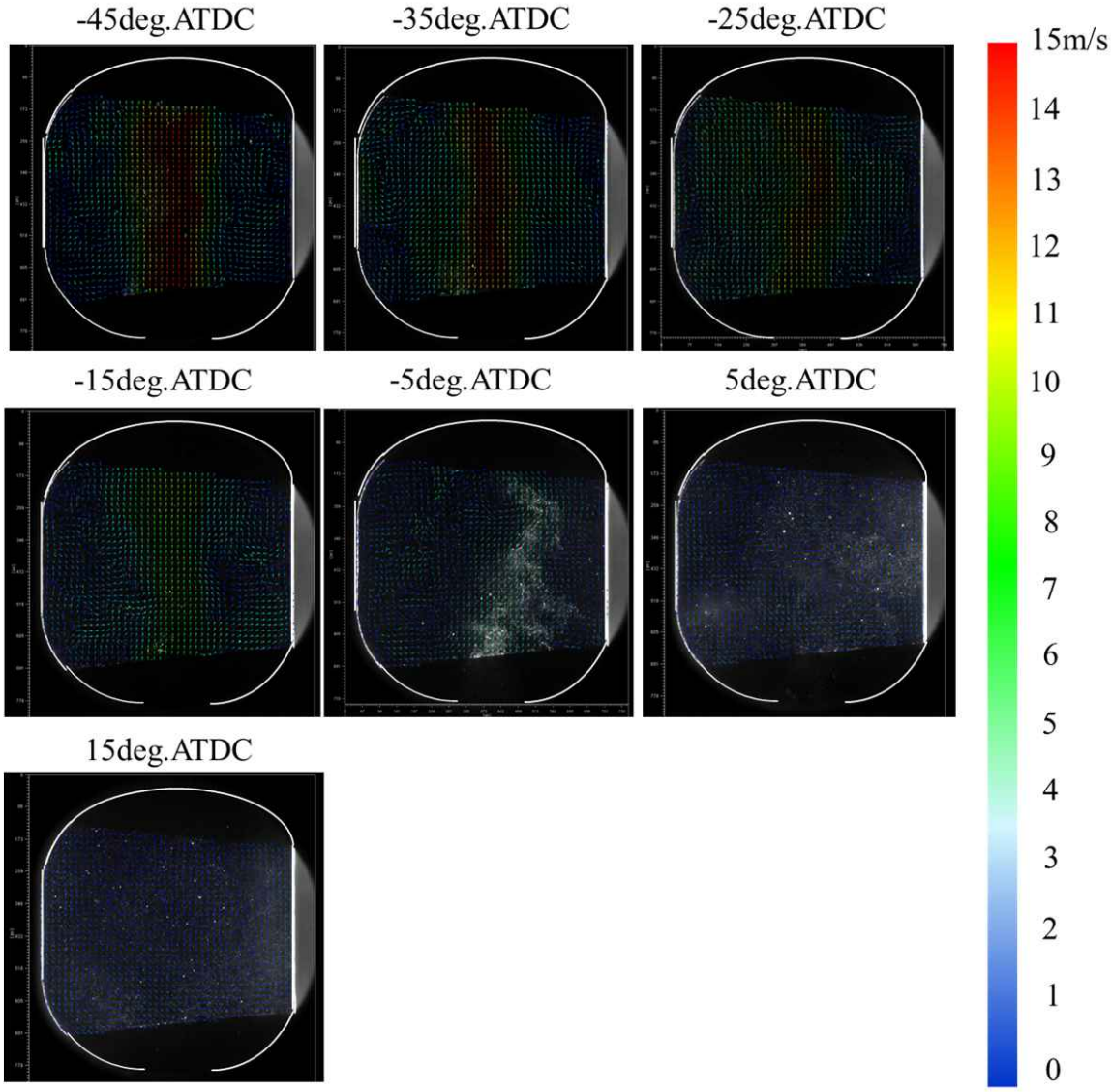

Figure 4-3 Distribution of instantaneous bulk flow velocity in Type 2 cylinder head measured by PIV

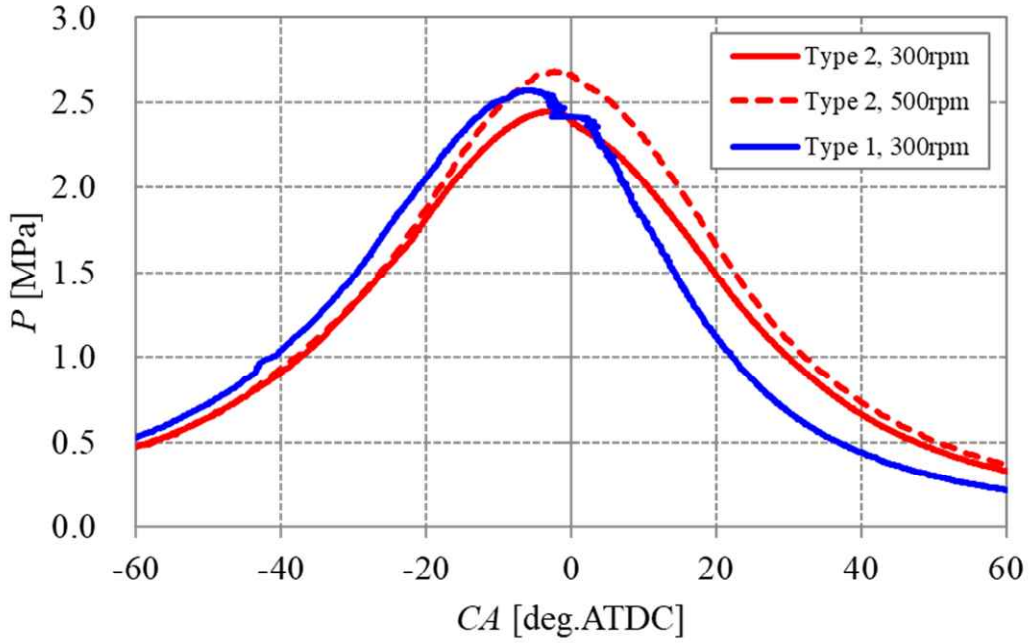

Figure 4-4 Time series history of mean in-cylinder pressure averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm and 500rpm

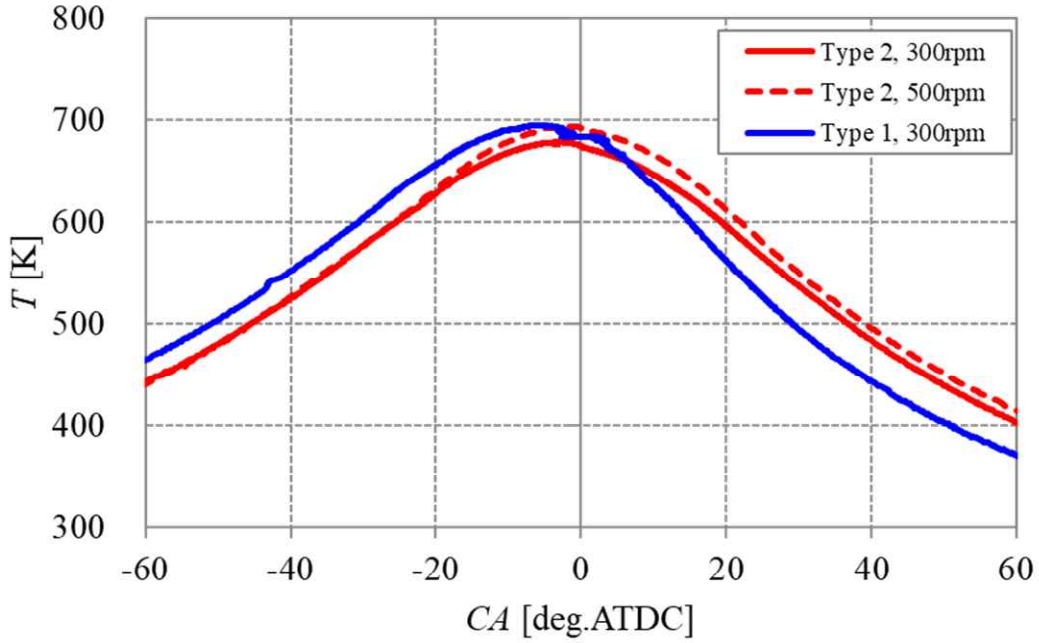

Figure 4-5 Time series history of mean in-cylinder temperature averaged 3 cycles under the condition of *Ne*=300rpm and 500rpm

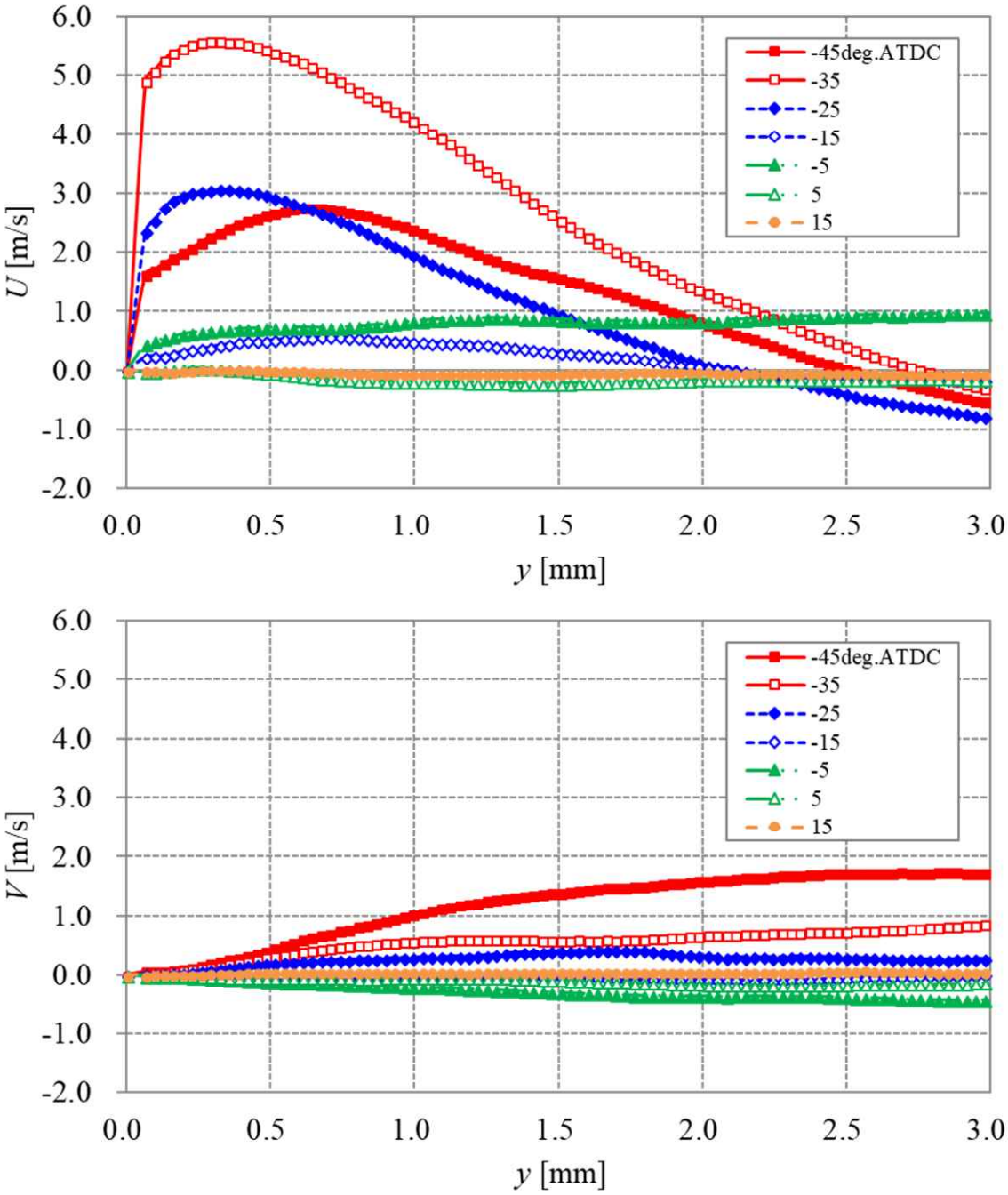

Figure 4-6 Mean velocity *U* and *V* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

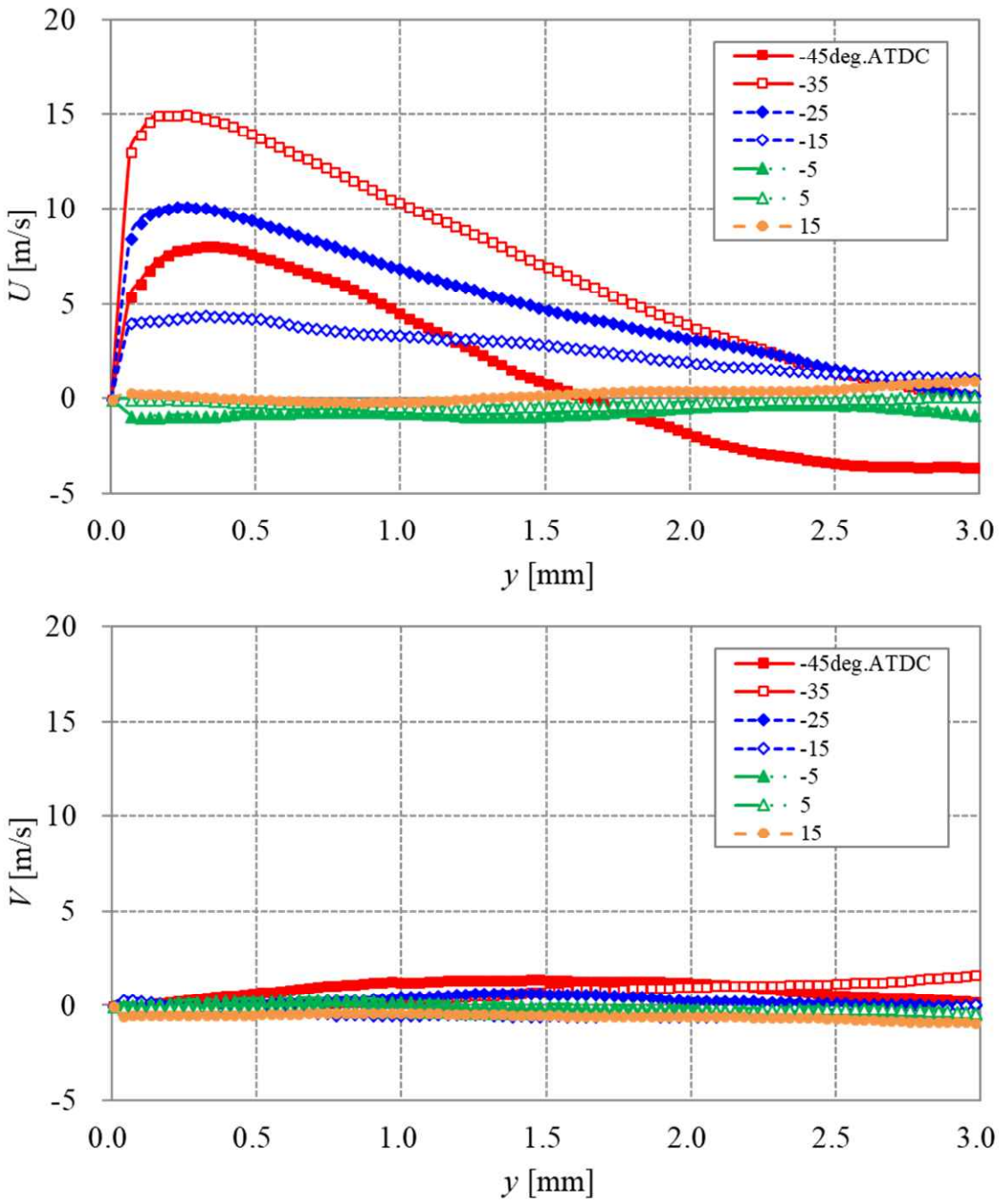

Figure 4-7 Mean velocity *U* and *V* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 500rpm

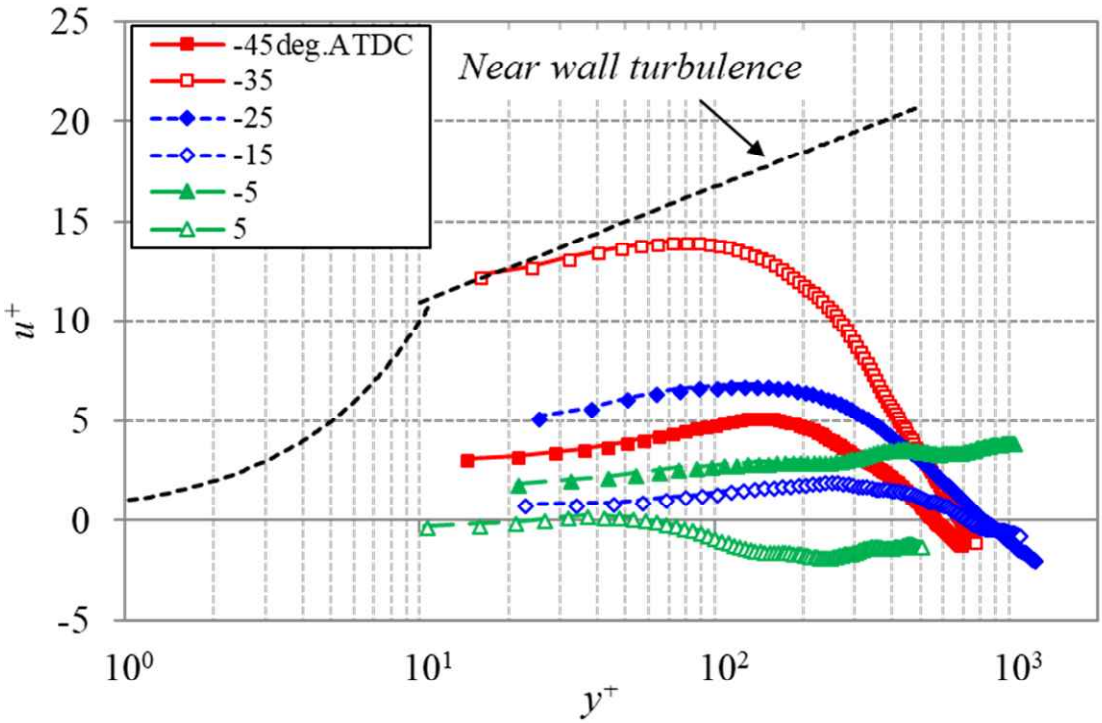

Figure 4-8 Non-dimensional mean velocity distribution based on the thermal properties under in-cylinder pressure and temperature condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

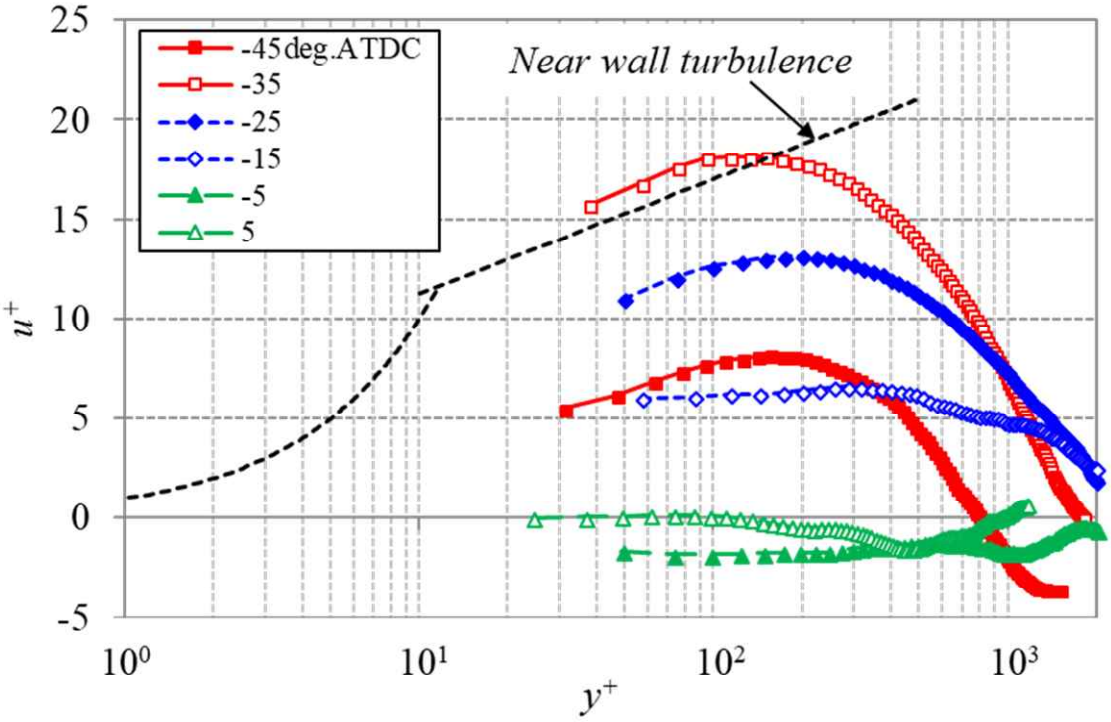

Figure 4-9 Non-dimensional mean velocity distribution based on the thermal properties under in-cylinder pressure and temperature condition in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 500rpm

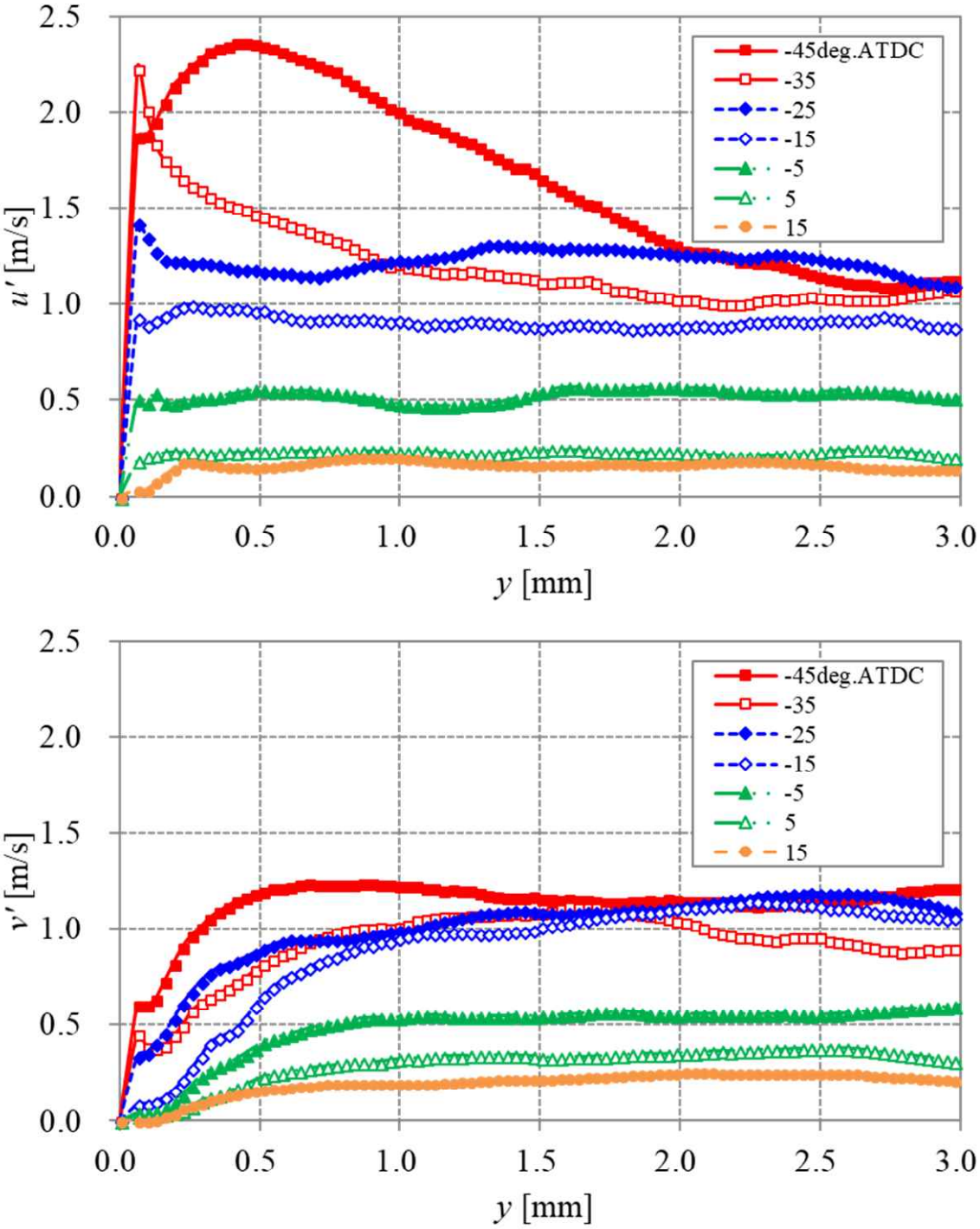

Figure 4-10 Turbulent intensity (*u'* and *v'*) distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

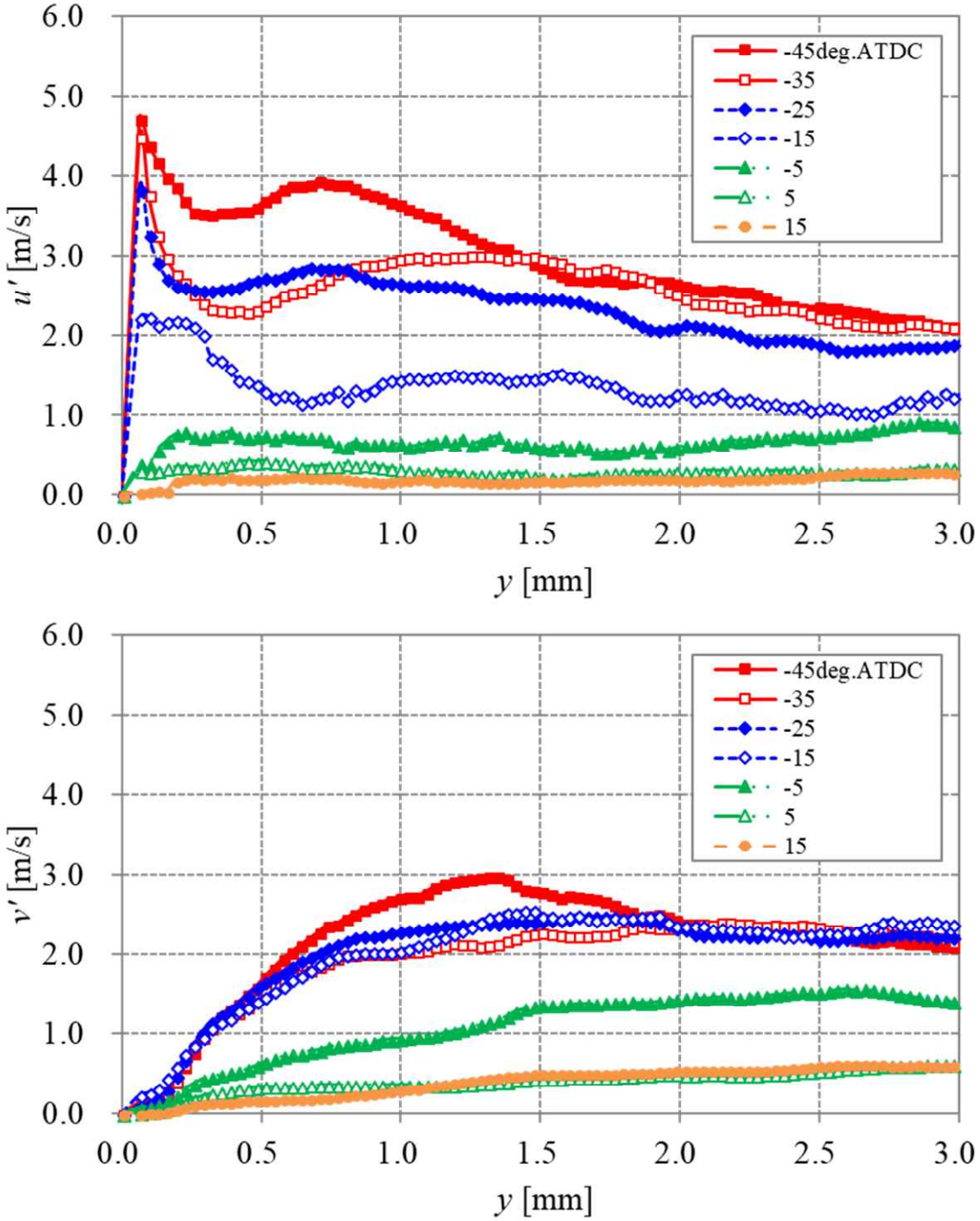

Figure 4-11 Turbulent intensity (*u'* and *v'*) distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 500rpm

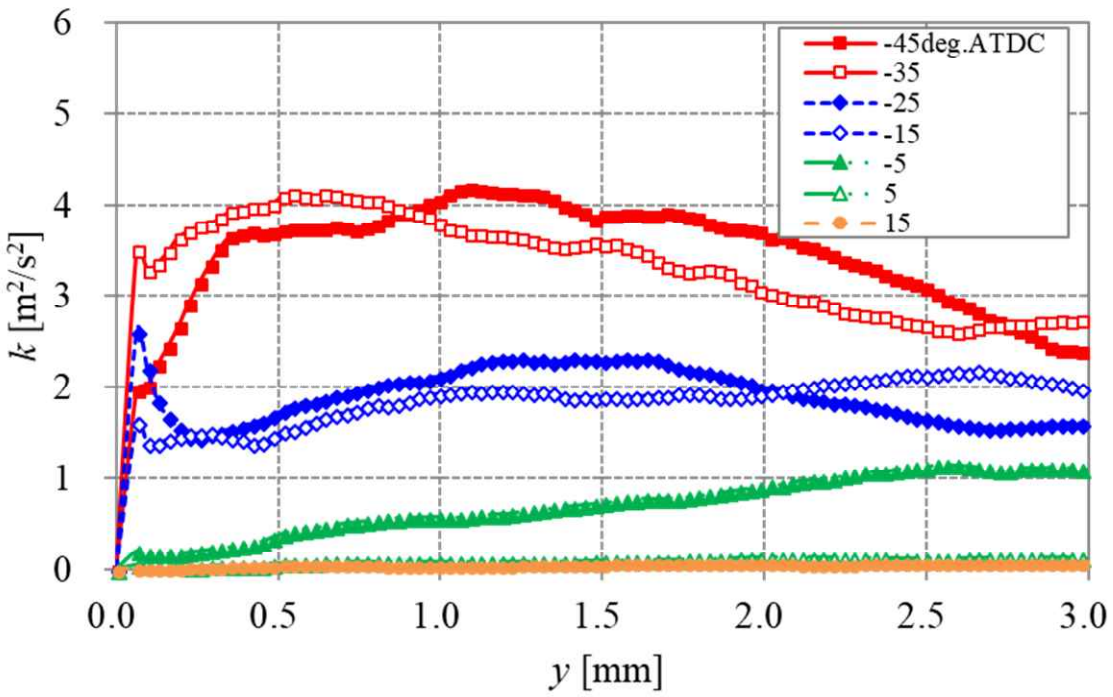

Figure 4-12 Turbulent kinetic energy *k* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 300rpm

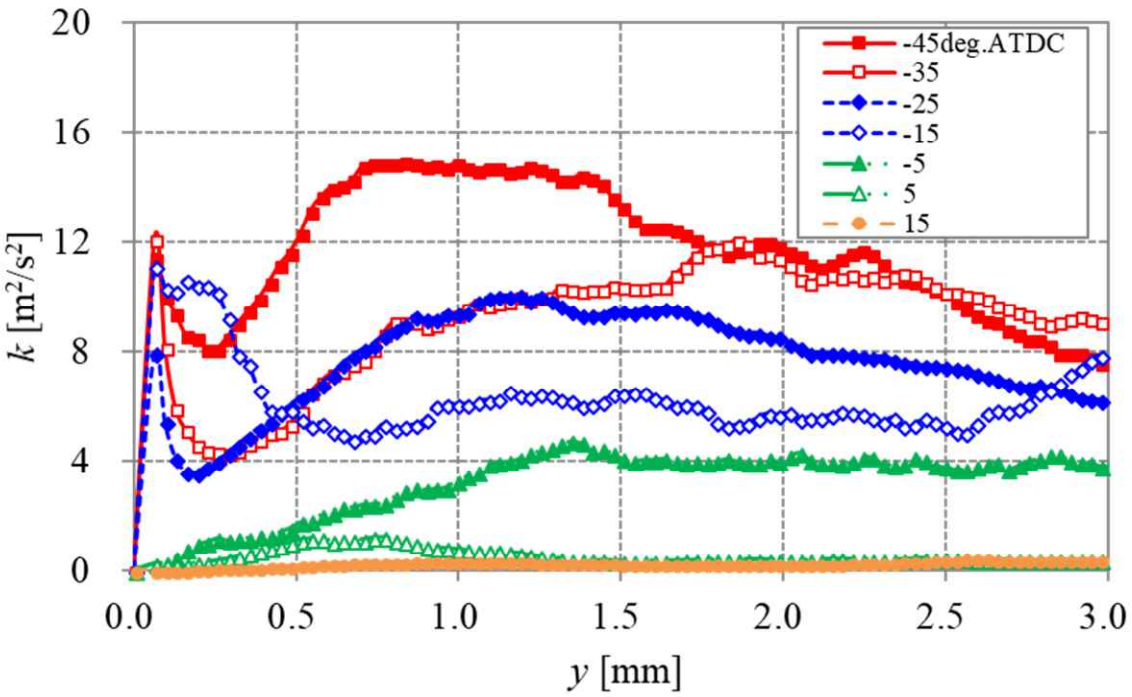

Figure 4-13 Turbulent kinetic energy *k* distribution in the wall boundary layer under the condition of *Ne* = 500rpm

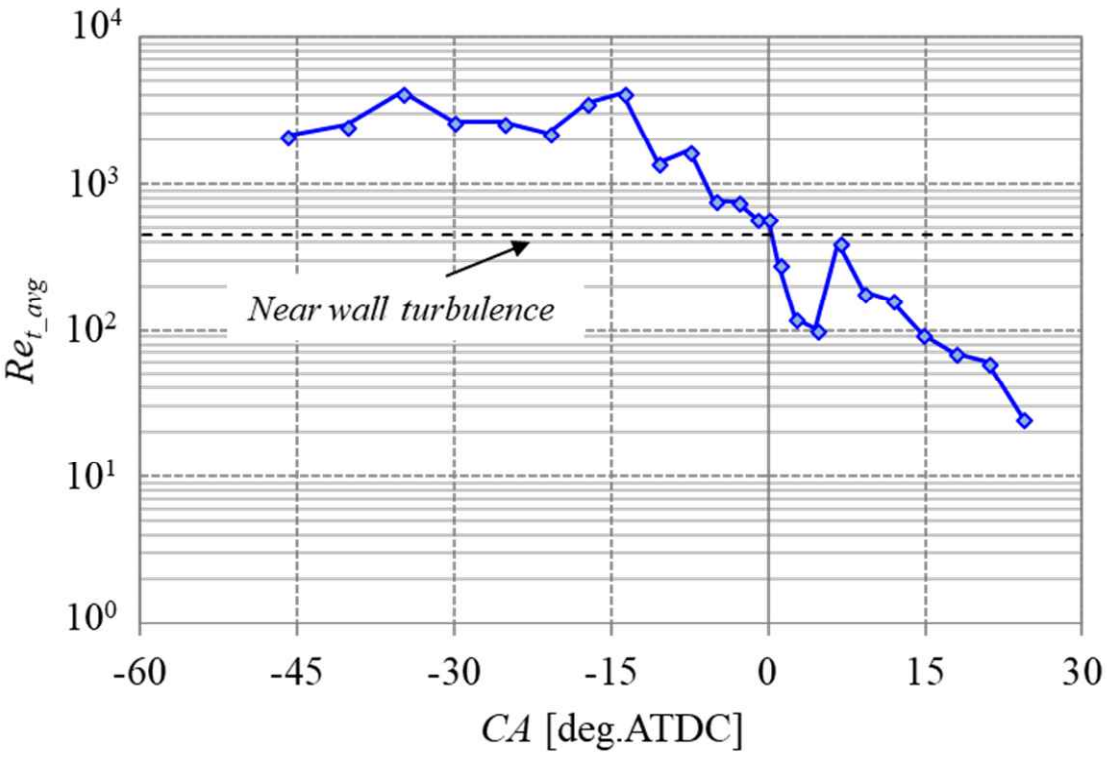

Figure 4-14 Time series history of spatially averaged turbulent Reynolds number Re_{t_avg} in the wall boundary layer under the condition of Ne = 300rpm

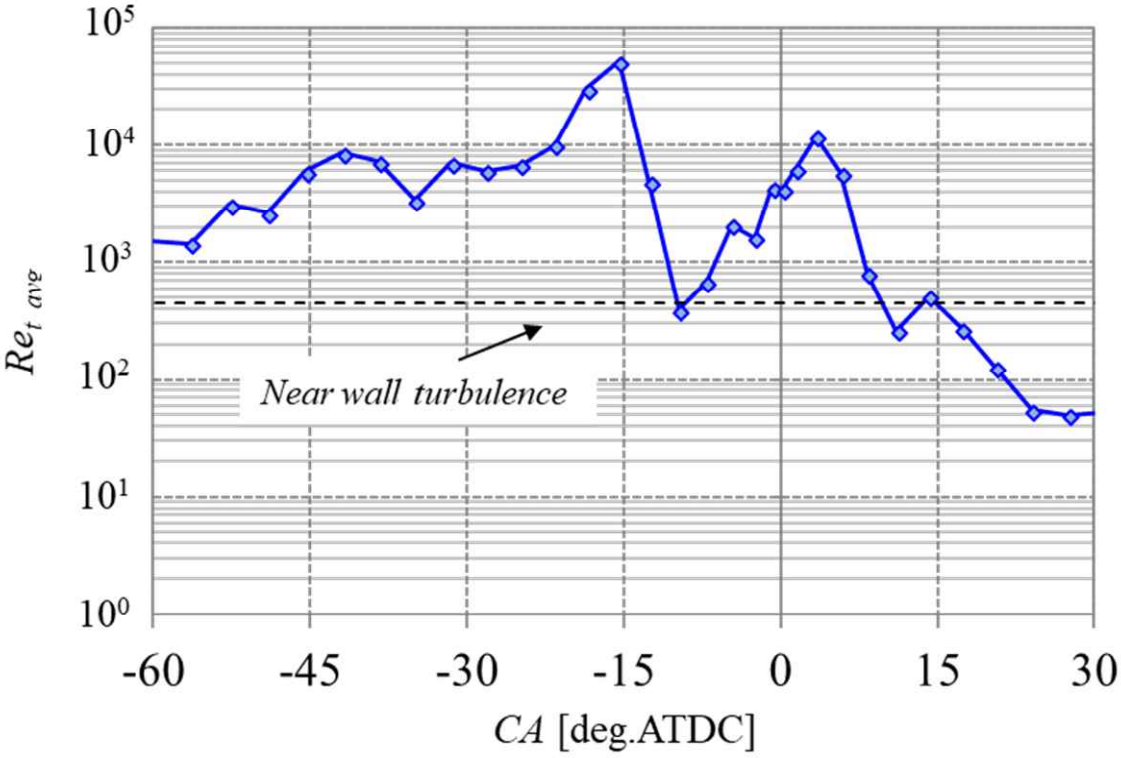

Figure 4-15 Time series history of spatially averaged turbulent Reynolds number Re_{t_avg} in the wall boundary layer under the condition of Ne = 500rpm

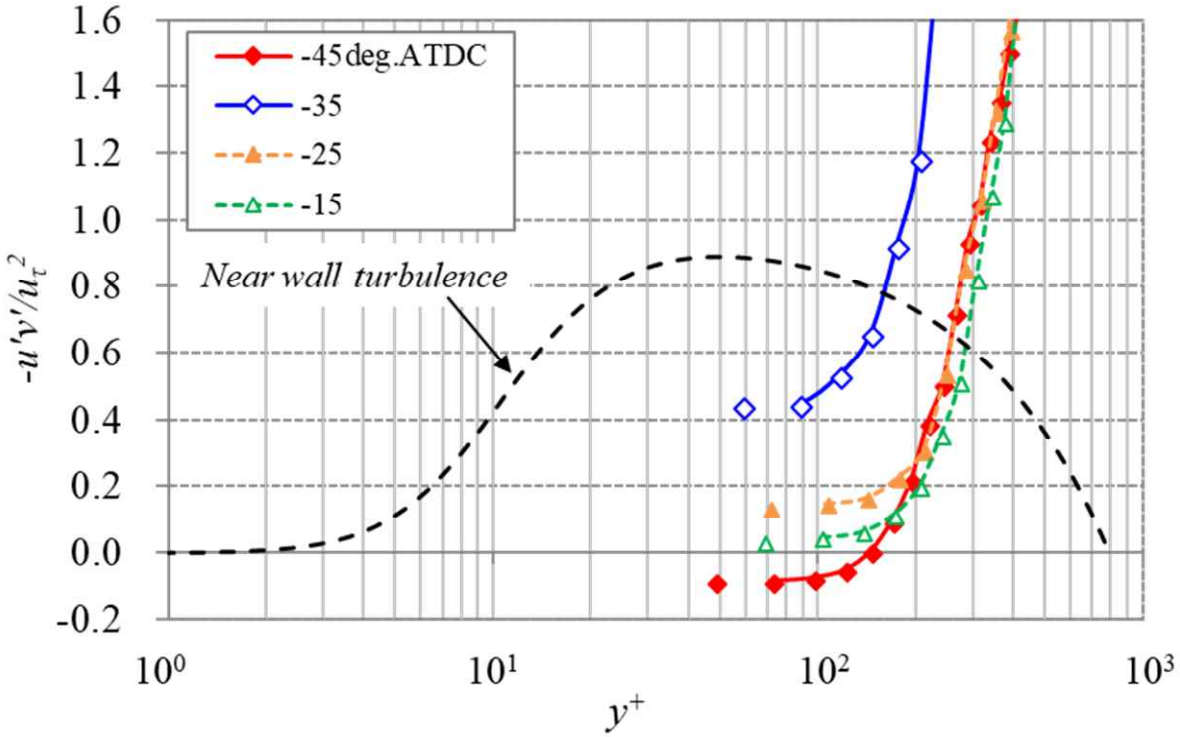

Figure 4-16 Non-dimensional Reynolds stress $-u'v'/u_\tau^2$ distribution in the wall boundary layer under the condition of Ne = 300rpm

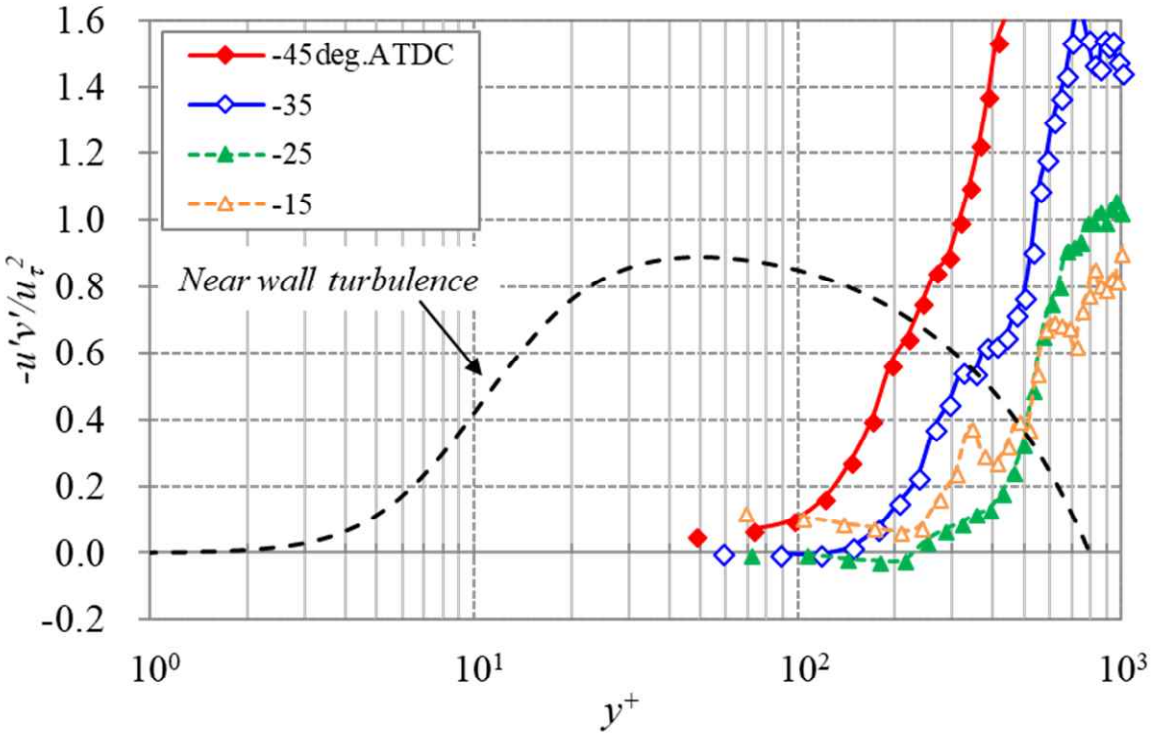

Figure 4-17 Non-dimensional Reynolds stress $-u'v'/u_\tau^2$ distribution in the wall boundary layer under the condition of Ne = 500rpm

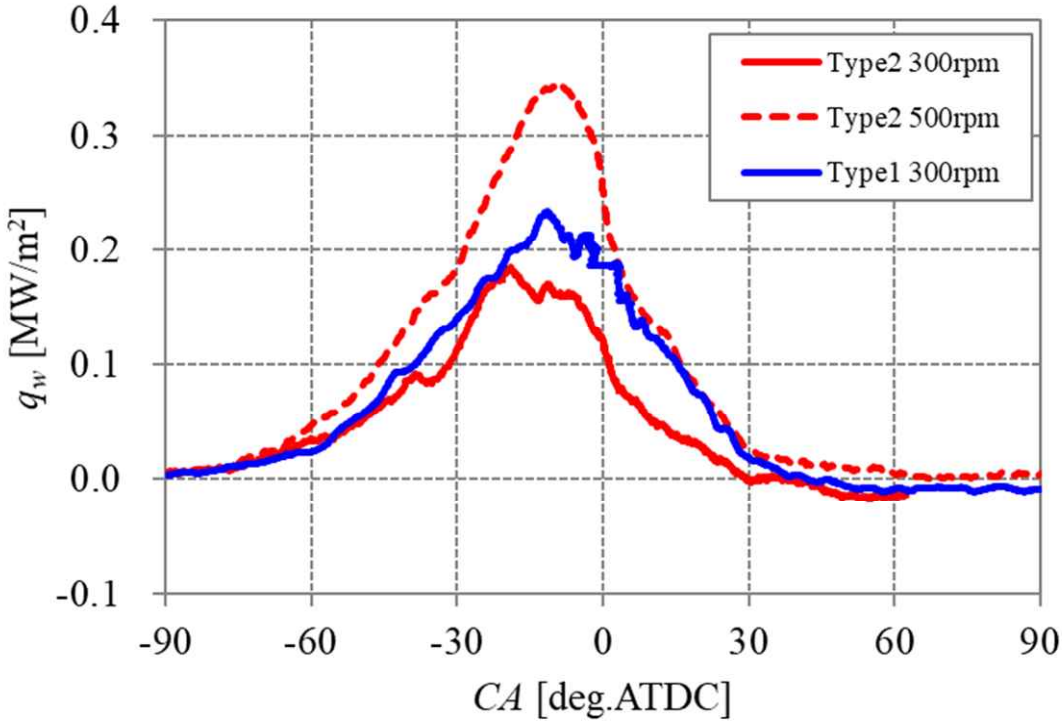

Figure 4-18 Time series history of wall heat flux averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm and 500rpm

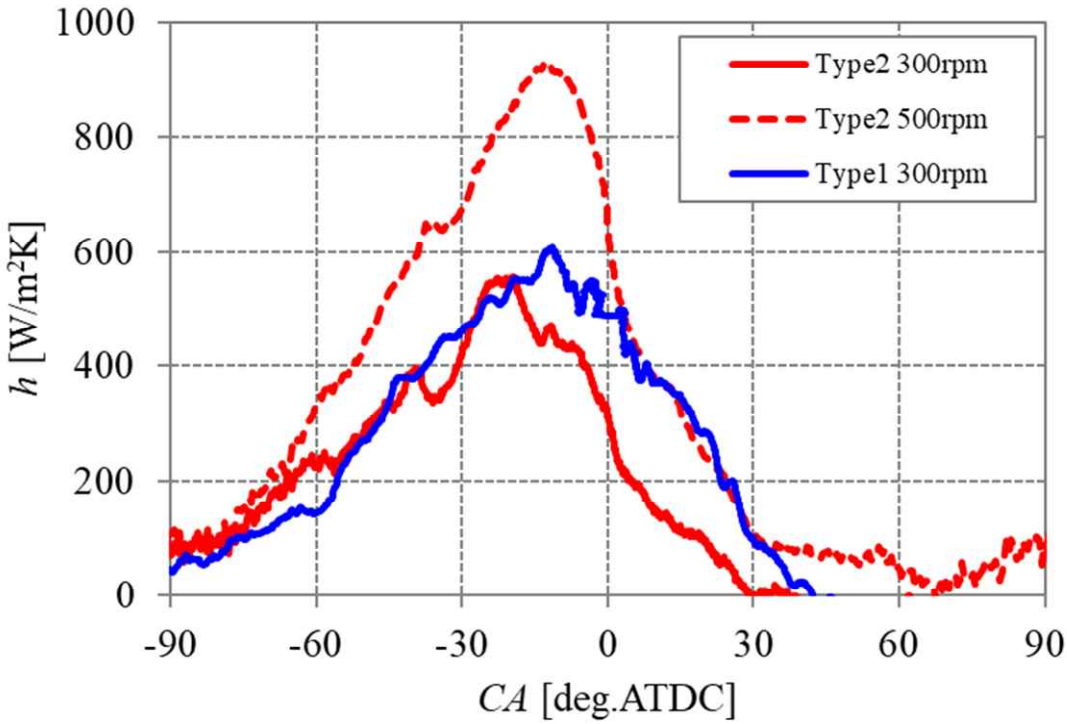

Figure 4-19 Time series history of heat transfer coefficient averaged 3 cycles under the condition of *Ne* = 300rpm and 500rpm

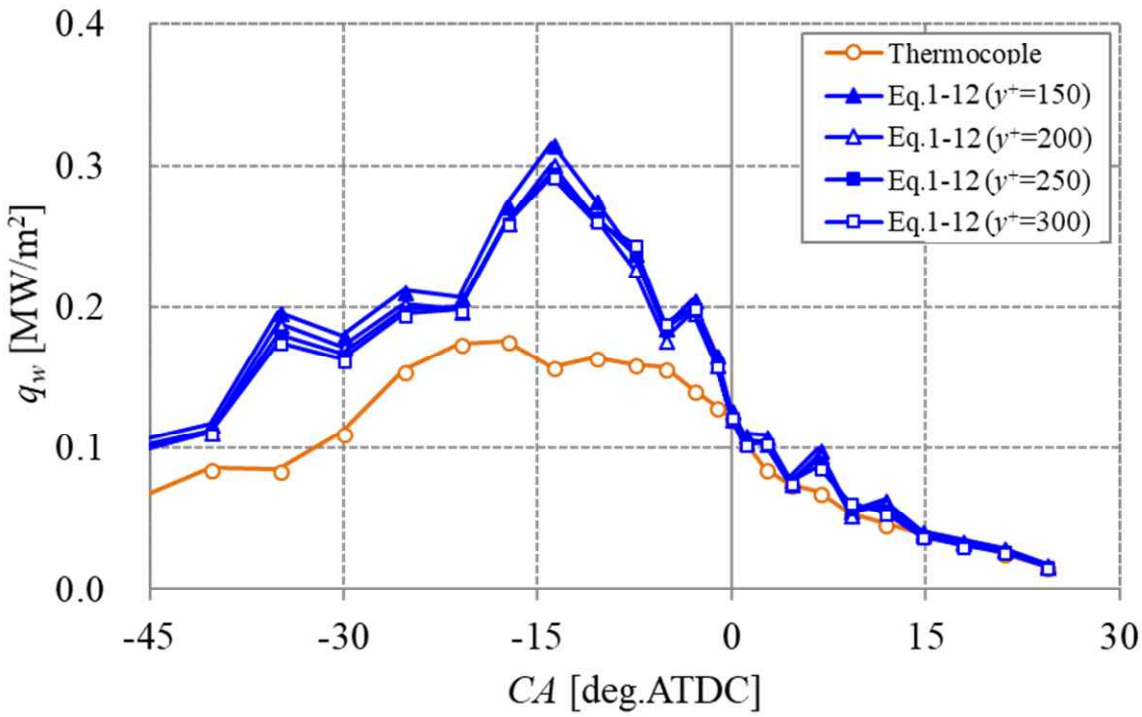

Figure 4-20 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-12) and (2-14) and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 300rpm

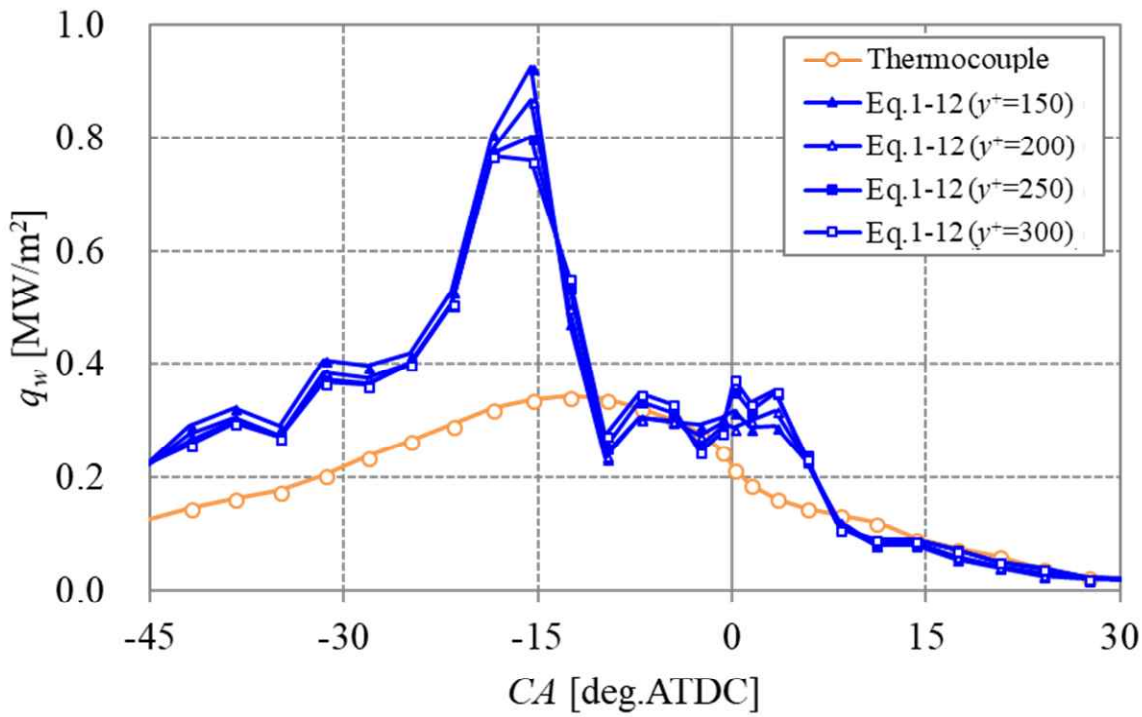

Figure 4-21 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-12) and (2-14) and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 500rpm

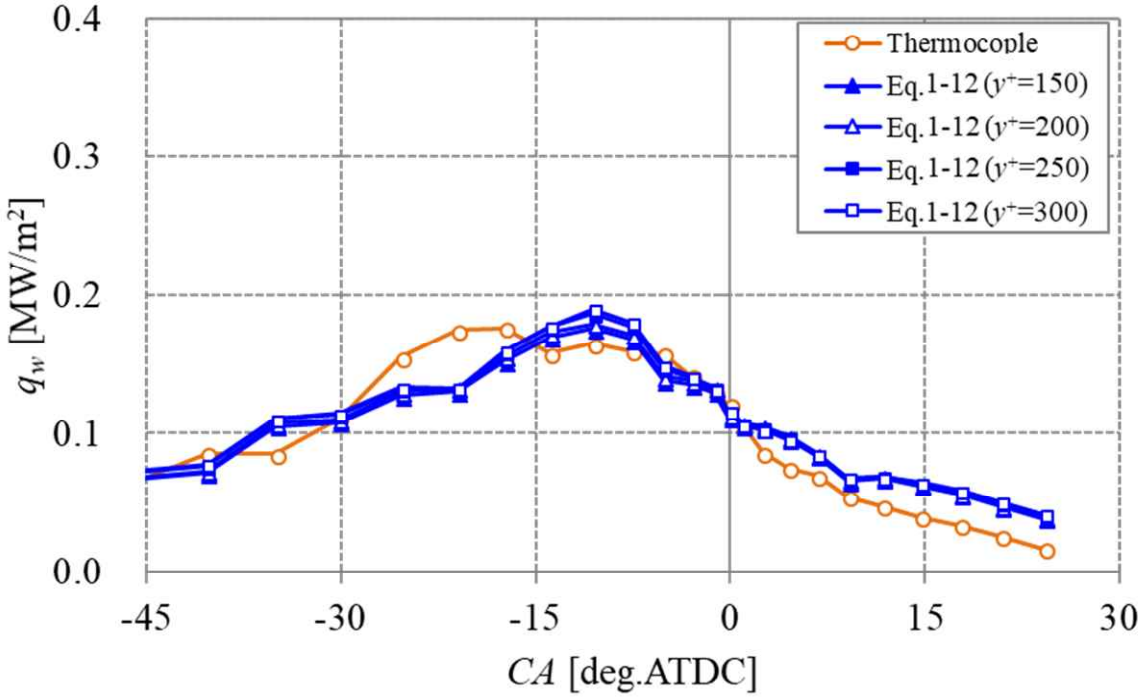

Figure 4-22 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-12) and (4-11) and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 300rpm

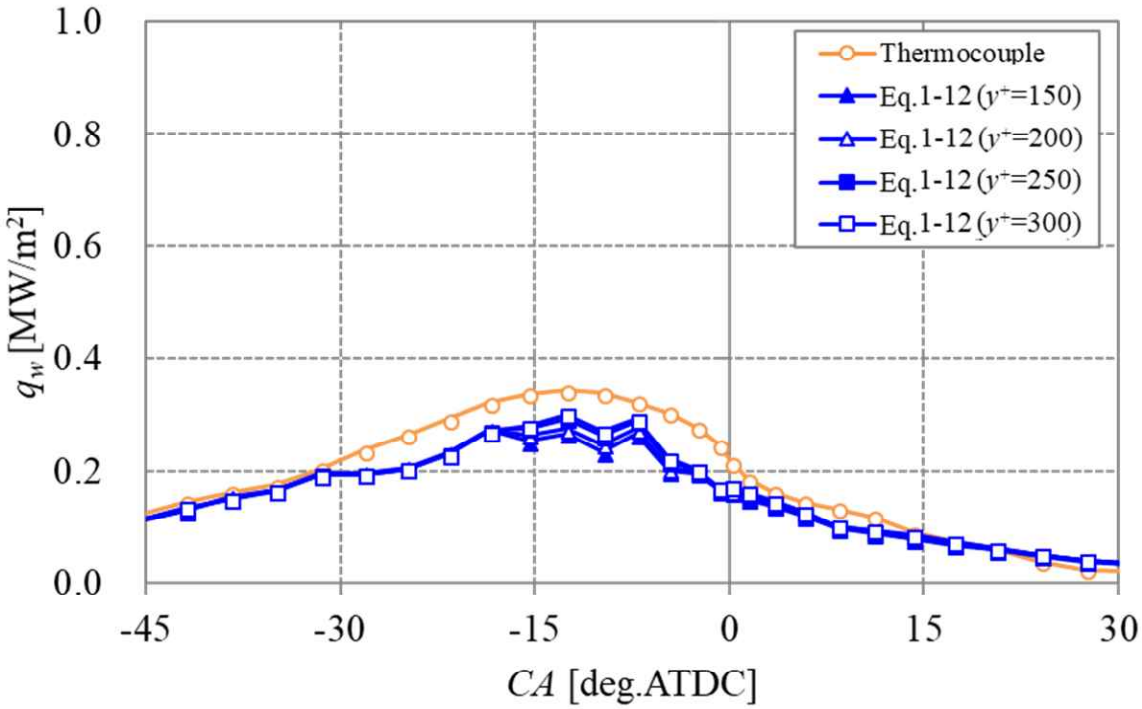

Figure 4-23 Wall heat flux estimated by the Eqs. (1-12) and (4-11) and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 500rpm

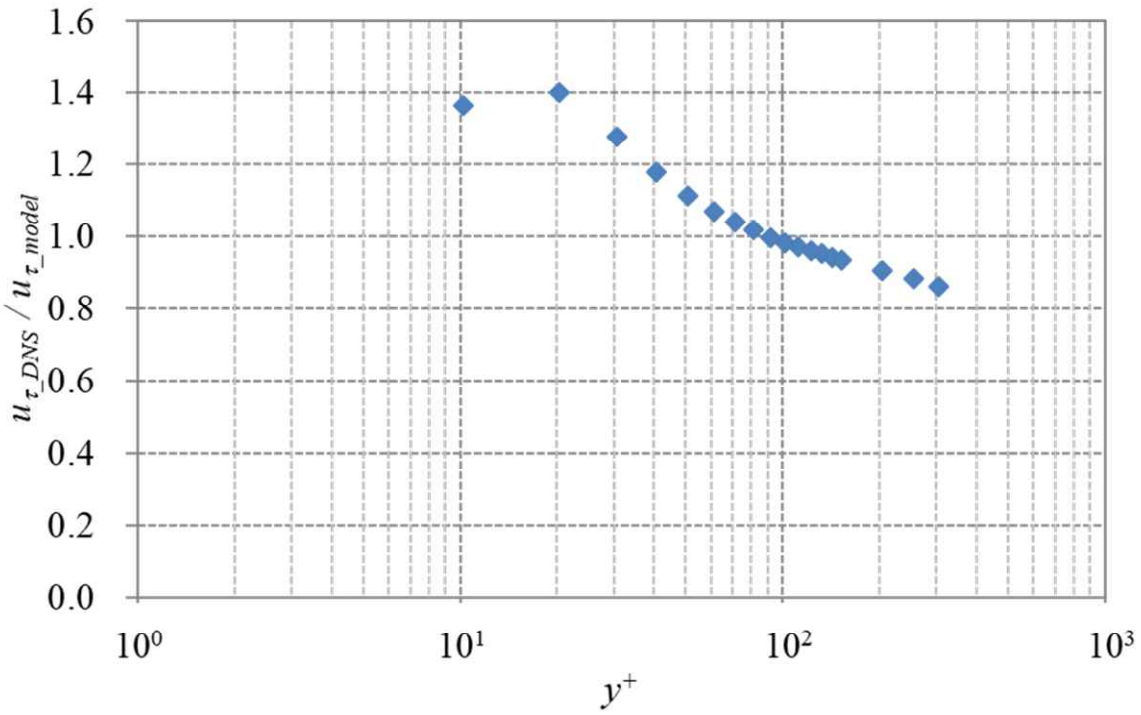

Figure 4-24 Comparison of friction velocity between the result calculated by DNS and that estimated by (4-11) under the condition of Re_τ = 800

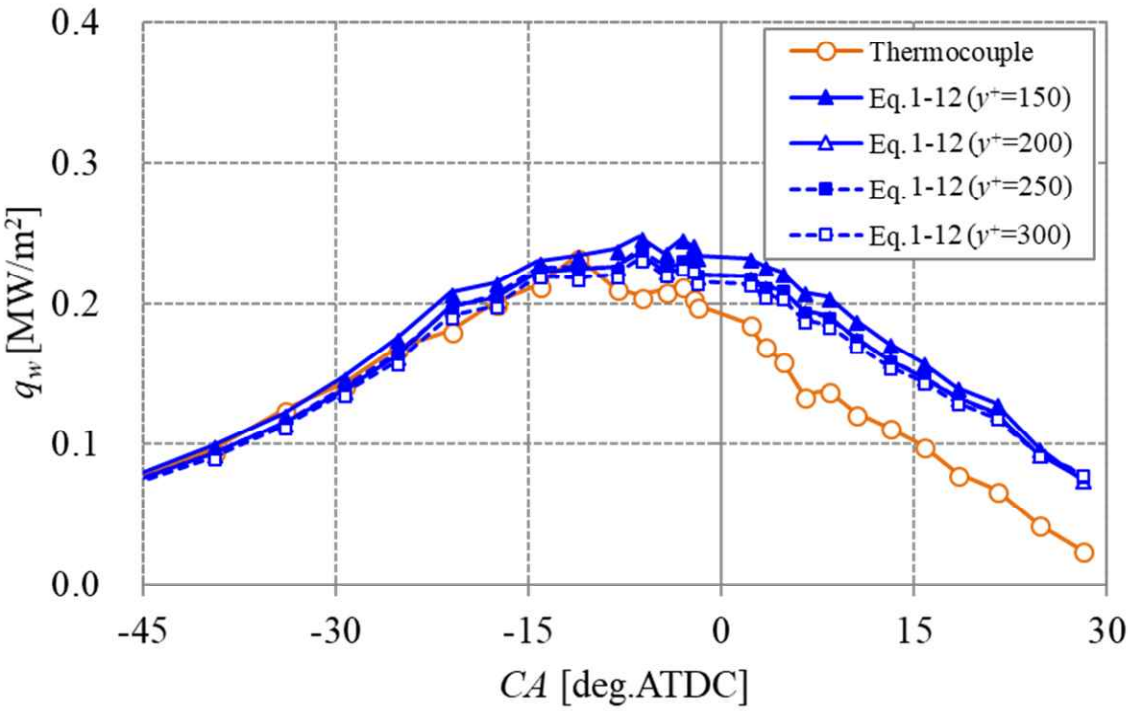

Figure 4-25 Wall heat flux in Type 1 cylinder head estimated by the Eqs. (1-12) and (4-11) and that measured by the high response thermocouple under the condition of *Ne* = 300rpm

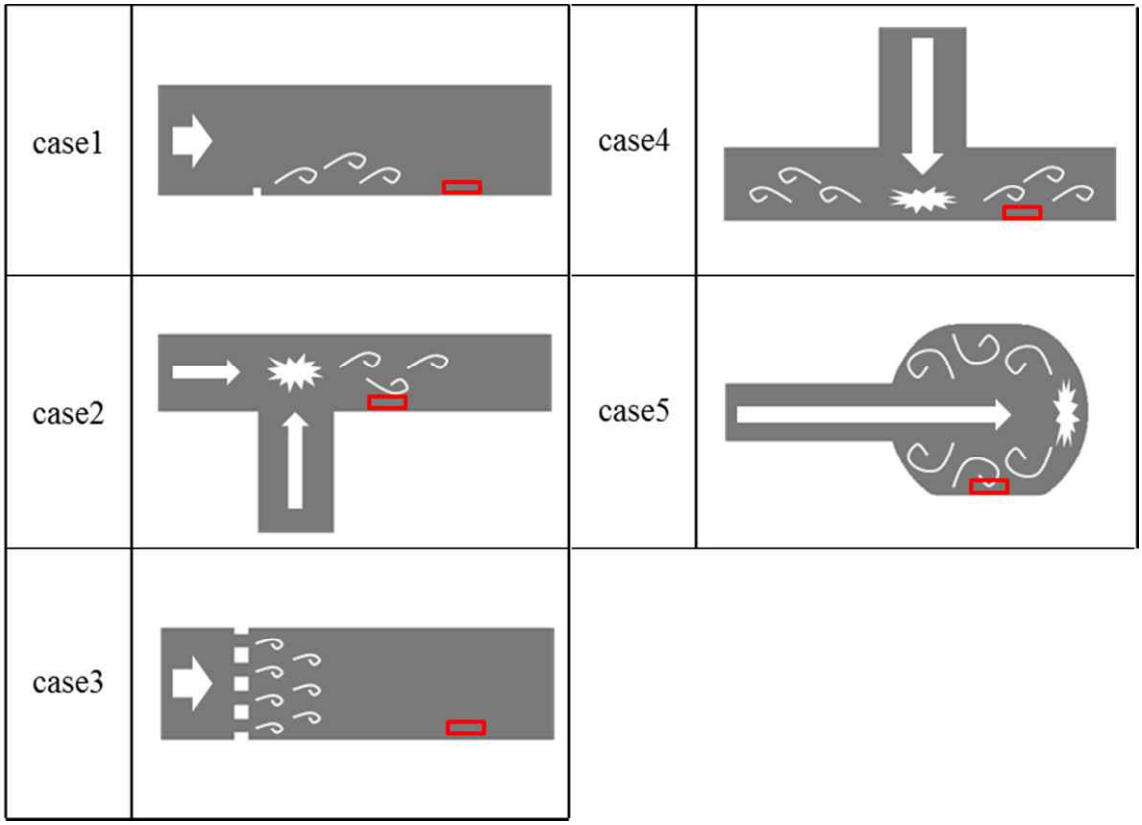

Figure 4-26 Computational domain of various flow fields which is expected in engine combustion chamber

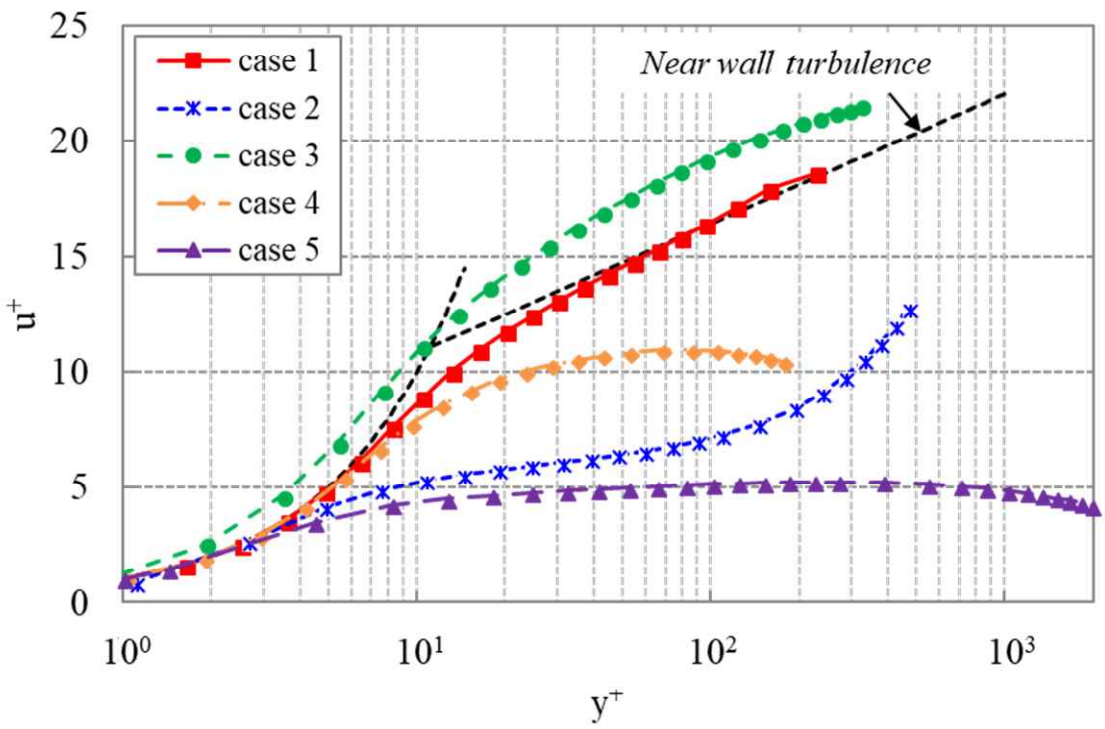

Figure 4-27 Non-dimensional mean velocity distribution in the wall boundary layer of Case 1-5 channel flow which was calculated by the numerical simulation

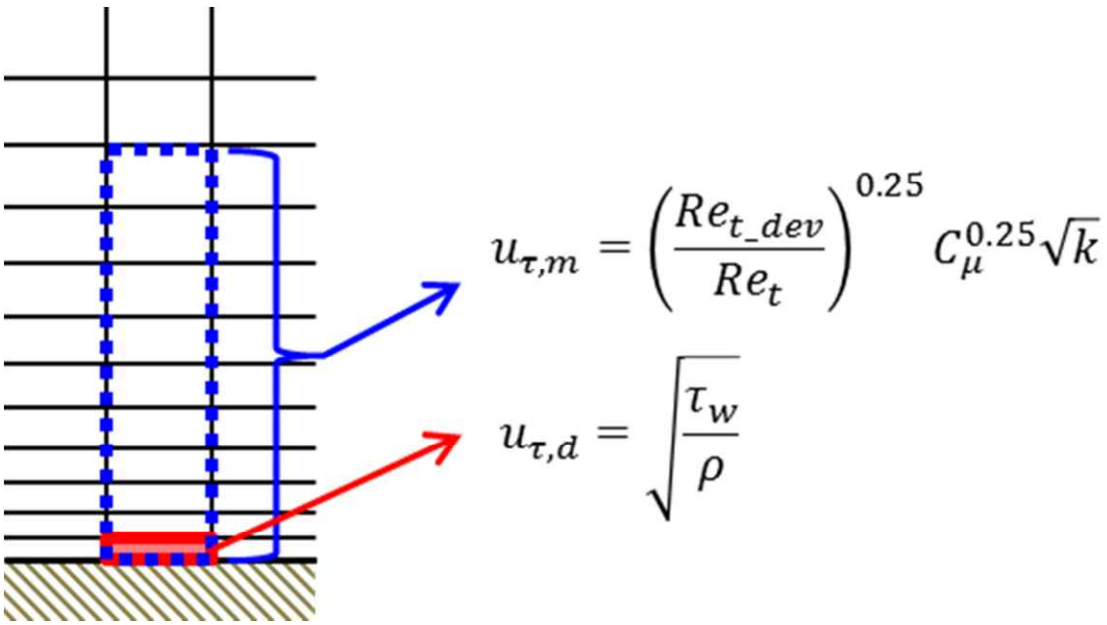

Figure 4-28 Schematic of near wall mesh for numerical simulation and definition of $u_{\tau,d}$ and $u_{\tau,m}$

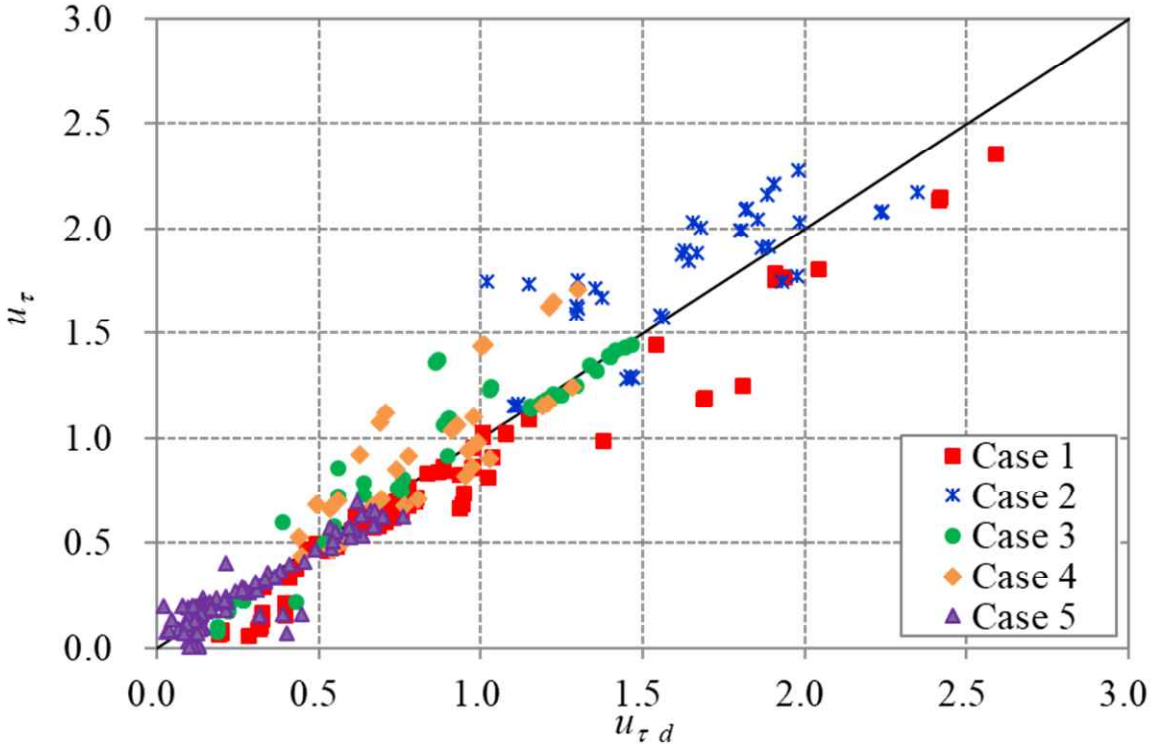

Figure 4-29 Relationship between the friction velocity obtained by Eq. (4-12) and that estimated by Eq. (4-11) (Numerical simulation: channel flow Case 1-5)

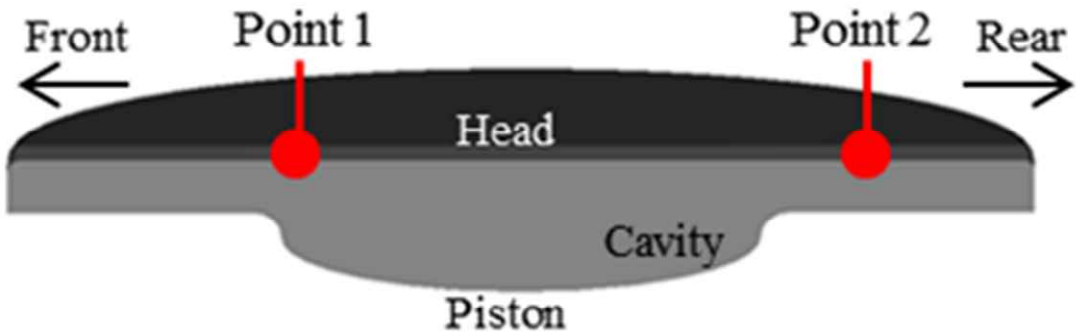

Figure 4-30 Installation positions of the high response thermocouples in the cylinder head of single-cylinder 4 stroke gasoline test engine

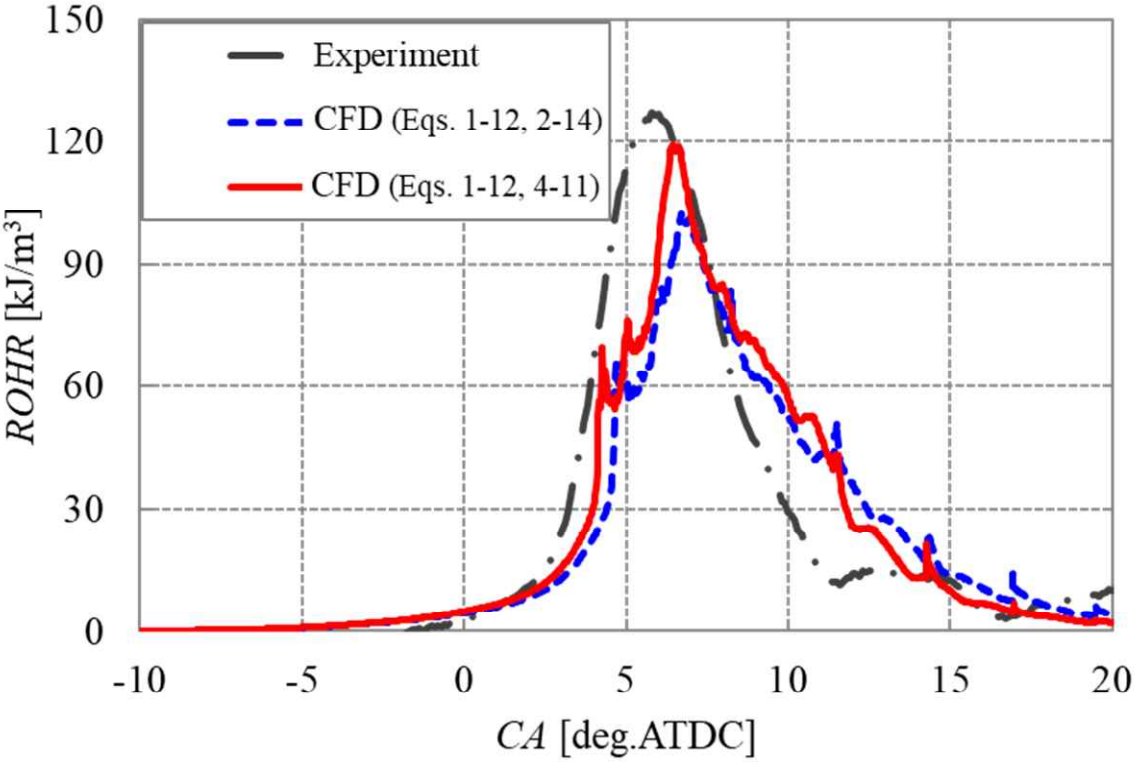

Figure 4-31 Time series history of rate of heat release obtained by experiment and CFD in the single-cylinder 4 stroke gasoline test engine

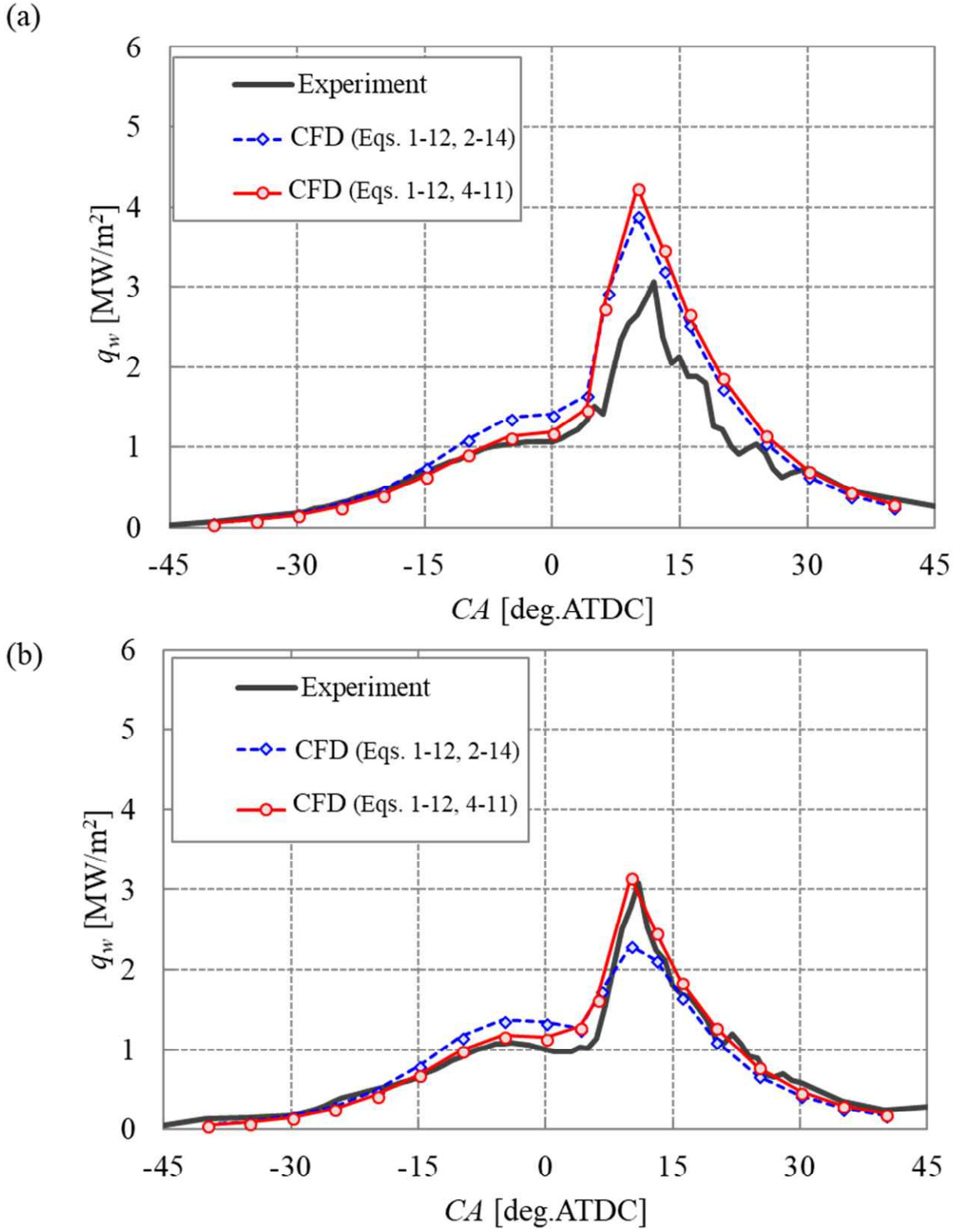

Figure 4-32 Time series history of wall heat flux obtained by experiment and CFD in the single-cylinder 4 stroke gasoline test engine ((a): point 1, (b): point 2)

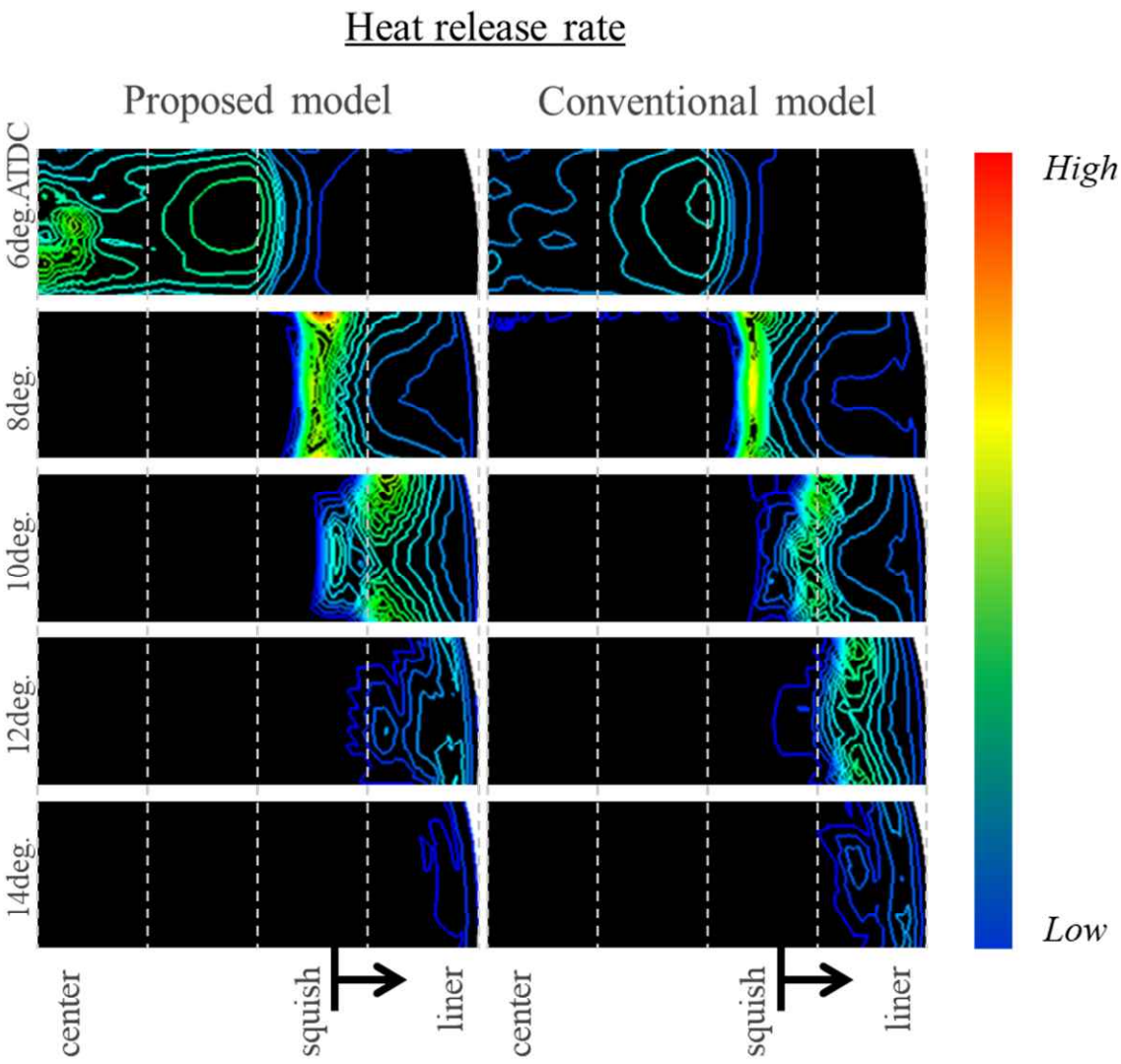

Figure 4-33 Time series history of *ROHR* calculated by CFD in single-cylinder 4 stroke gasoline test engine

Table 4-1 Engine operating condition

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

第 5 章

結論

熱効率を改善するためには，冷却損失の低減，そして冷却損失とその他の損失との間に生じるトレードオフを迅速かつ効果的にブレークスルーすることが重要であり，モデルベース開発が必要不可欠である．本研究では，自動車用エンジン燃焼室内と同等の環境における壁面境界層内の流動特性と壁面熱流束とを同一条件にて把握することにより，壁面熱伝達現象を明らかにすること，そして，壁面熱伝達モデルの高精度化を目的とした．各章で得られた結果を総括すると以下の通りである．

第 2 章では，燃焼室内ガスの温度，圧力そして流速が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象の把握を目的とした．雰囲気温度，圧力そして流速が 1 サイクル中で非定常的に変化する乱流境界層を急速圧縮膨張装置で表現し，壁面境界層内の流速分布と壁面熱流束を計測した．そして，得られた計測結果を用いて，定常状態の乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定した壁面熱伝達モデルの適用性を検証し，以下の結論を得た．

1. 雰囲気温度，圧力および流速が非定常的に変化する乱流境界層においても，定常状態で形成された乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定することで壁面熱流束を定量的に予測できる．したがって，壁面熱伝達モデルで考慮している以下の仮定は，このような非定常な環境においても成立していると考えられる．
   ・壁面境界層内は，準定常状態であり，さらに壁面に対して垂直方向のみ物理量が変化する．
   ・壁面境界層内は，温度場と速度場のアナロジーが成立する．

2. 壁面境界層内に急峻な温度分布が形成され，圧力の空間的な変化が少ないと仮定できる環境においては，壁面境界層内で急峻な密度変化が生じる．エンジン燃焼室内に形成される壁面境界層は，このような特徴を有すると考えられる．そのため，壁面熱流束を高精度で予測するためには，壁面境界層内の密度変化を考慮した壁面熱伝達モデルを用いることが重要である．

3. 定常状態における乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定した壁面熱伝達モデルで壁面熱流束を高精度で予測するためには，摩擦速度を高精度に予測する必要がある．壁面から十分に離れた領域の平均流速分布を用いて摩擦速度を推定することで，対数則域が観察できる壁面境界層における摩擦速度を精度良く推定できる．壁乱流が発達した乱流境界層内の壁面せん断応力と壁面境界層内のレイノルズ応力との関係から摩擦速度を推定した場合では，前述の推定法に比べて，壁面熱流束の予実差が大きくなる．

第 3 章では，雰囲気温度，圧力そして流速の変化に加え，壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層の壁面熱伝達現象の解明を目的とした．第 2 章で用いた急速圧縮膨張装置の燃焼室内に，体積比熱と熱伝導率を同時に低減する遮熱材を適用し，燃焼室内ガス温度の変化に追従して壁面温度が大きく変化する乱流境界層を形成した．このような乱流境界層における壁面熱流束および熱伝達係数を評価し，第 2 章で用いたμPIV と組み合わせて，壁面境界層内の流動特性と壁面熱流束・熱伝達係数との関係を調査した．そして，得られた結果を壁面温度がほとんど変化しない条件における計測結果と比較した．さらに，定常状態の発達した乱流境界層の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデルの適用性を検証し，以下の結論を得た．

1. 壁面温度が燃焼室内のガス温度に追従し，TDC 近傍において高温になる遮熱壁条件においては，壁面温度が圧縮膨張によりほとんど変化しない金属壁条件と比較して，壁面熱流束および熱伝達係数が小さくなる．

2. 壁面温度が相対的に高くなることで，壁面最近傍領域に分布するガスの動粘性係数が大きくなり，その結果，壁面境界層内の乱流運動エネルギが低下する．これが，遮熱壁条件において，金属壁条件よりも熱伝達係数が小さくなる要因であると考えられる．

3. 燃焼室内の温度，圧力そして流速の変化に加え，壁面温度が非定常的に変化する乱流境界層においても，定常状態で形成された乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定することで壁面熱流束を約 20%の誤差で予測できる．壁面境界層内の密度変化を考慮することが重要である．

第 4 章では，雰囲気温度，圧力そして流速が非定常的に変化する環境において，非発達乱流境界層における壁面熱伝達現象を把握し，非発達乱流境界層にも対応した壁面熱伝達モデルを提案することを目的とした．急速圧縮膨張装置を用いて形成した，非発達乱流境界層内の流動特性と壁面熱流束の関係を分析した．そして，非発達乱流境界層においても計算負荷を増大させることなく，壁面熱流束を定量的に予測可能な壁面熱伝達モデルの考え方を考察し，以下の結論を得た．

1. 1. 非発達乱流境界層において，乱流境界層の壁面熱伝達特性を仮定した壁面熱伝達モデルで予測した壁面熱流束は，高応答熱電対で計測した結果と

大きく乖離し，定量的に予測できない．

2. 非発達乱流境界層では，壁面境界層内の乱流レイノルズ数分布が乱流境界層と異なり，その結果，非発達乱流境界層内のレイノルズ応力と壁面せん断応力の関係も乱流境界層における関係から乖離する．これが，乱流境界層内の流動特性を仮定した壁面熱伝達モデルで非発達乱流境界層の壁面熱流束を定量的に予測できない理由であると考えられる．

3. 対象とする壁面境界層内と乱流境界層内の乱流レイノルズ数の差異を表現する項を導入することで，乱流境界層だけではなく，非発達乱流境界層においてもレイノルズ応力と壁面せん断応力との関係を記述できる．そして，本関係に基づき構築した新しい壁面熱伝達モデルを用いることで，乱流境界層および非発達乱流境界層における壁面熱流束予測精度を改善できる．

4. 壁面熱流束予測精度は，燃焼室内に分布する燃料混合気の着火時期に影響を与える．本章で提案した壁面熱伝達モデルを，主に燃料混合気の自着火により燃焼が進行する CAI エンジンを対象とした CFD に適用した結果，壁面熱流束だけではなく，燃焼室内の熱発生予測精度も改善できた．本章で提案したモデルは，CAI エンジンと同様に，燃料混合気の自着火予測が重要となる，火花点火式ガソリンエンジンのノッキング時期予測においても，予測精度改善に貢献できると考えられる．

以上のように，本研究では，エンジン燃焼室内で観察される代表的な流動場を表現し，壁面熱流束と壁面境界層内の流動特性との関係を解明することで，高精度かつ低計算負荷を両立する壁面熱伝達モデルの考え方を明らかにしてきた．今後の研究として，燃焼化学反応を伴う壁面境界層の壁面熱伝達現象を解明する必要がある．これを明らかにするためには，壁面境界層内の物理量分布に加え，壁面境界層内における火炎挙動と壁面熱流束との関係を詳細に解析することが重要になる．エンジン燃焼室内を想定した環境においては，壁面境界層厚さは非常に薄く，この領域における燃焼化学反応を分析するためには，計測に加えて，乱流燃焼場における DNS 計算が必要不可欠であると考える．可視化計測，数値解析の両輪で燃焼化学反応を伴う壁面境界層における壁面熱伝達現象を明らかにしていく．

世界で最初のエンジンが量産されて以来，エンジン燃焼技術は絶えず進化し続け，正味熱効率 50%の自動車用エンジンが当たり前となる時代もそう遠くない．しかし，まだ燃料の持つ発熱量の 50%が仕事に変換できず，熱効率向上の

余地が依然として残っている．将来に渡り，持続可能なエネルギ消費社会の一員として自動車が活躍し続けることができるよう，自動車用エンジンは常に進化し続けていかなければならない．

付章

付章 A　壁面熱伝達モデルの導出

本章では，第 1 章で記述した，壁面熱伝達モデルの導出過程に関して，述べる．

まず，以下の仮定を考慮した壁面境界層内の 1 次元エネルギ方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho c_p T\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho u c_p T\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left\{(\lambda + \lambda_t)\frac{\partial T}{\partial y}\right\} + \frac{\partial P}{\partial t} - Q_c, \qquad \text{(A-1)}$$

を考える．式(1-2)中のρ, c_p, T, P, λ, λ_t, y, u そして Q_c は，それぞれ燃焼室内ガスの密度，定圧比熱，温度，圧力，熱伝導率，乱流熱伝導率，壁面からの距離，流速，そして熱発生項を示す．

<u>仮定</u>

・壁面境界層内の圧力勾配は無視できる．

・壁面境界層内の流動は，壁面に平行な方向が支配的であり，壁面に垂直な流動は無視できる．

・局所的には，流れ方向の温度分布，流速分布は無視できる．

さらに，壁面境界層内の流動は，壁面に平行な方向が支配的であり，壁面に垂直な方向の流速は平行な方向の流速に対して十分に小さいと仮定することで，式(1-2)の左辺第 2 項を省略し，式(A-2)を得る

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho c_p T\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left\{(\lambda + \lambda_t)\frac{\partial T}{\partial y}\right\} + \frac{\partial P}{\partial t} - Q_c. \qquad \text{(A-2)}$$

さらに，エンジン燃焼室内において，CFD の計算ステップは一般的には 1deg.CA 以下であるため，計算ステップ間は定常状態とみなせると仮定する．また，壁面境界層内での熱発生は考慮しないと仮定する．この仮定に基づき式(A-2)の非定常項および熱発生項 Q_c を省略することで，式(A-3)を得る

$$\frac{\partial}{\partial y}\left\{(\lambda + \lambda_t)\frac{\partial T}{\partial y}\right\} = 0. \qquad \text{(A-3)}$$

なお，ノッキングのように非常に短い時間で燃焼室内の圧力が変動する条件においては，式(A-2)中の圧力の非定常項を省略しない．この場合の壁面熱伝達モデルは後述する．

ここで，式(A-3)の左辺は熱伝達項であり，式(A-3)は壁面境界層内において熱流束は空間的に変化しないことを示す．そのため，式(A-3)を壁面境界層内で積分し，式(A-4)を得る

$$(\lambda + \lambda_t)\frac{dT}{dy} = q_w. \tag{A-4}$$

q_wは壁面熱流束を示す．そして，温度拡散係数αと乱流温度拡散係数α_tを導入することで，式(A-5)を得る

$$\rho c_p(\alpha + \alpha_t)\frac{dT}{dy} = q_w. \tag{A-5}$$

αは，プラントル数 Pr と動粘性係数νを用いて式(7)のように表現できる

$$\alpha = \frac{\nu}{Pr}. \tag{A-6}$$

次に，壁面境界層内の熱と運動量輸送の関係は相関が成り立つと仮定することで，α_tは乱流プラントル数 Pr_t と渦動粘性係数ν_tを用いて，式(A-7)のように表現できる

$$\alpha_t = \frac{\nu_t}{Pr_t}. \tag{A-7}$$

作動流体が空気もしくは，燃料/空気混合気の場合は，一般的に Pr_t=0.85~1.0 が用いられる．
そして，式(A-6)および(A-7)を式(A-5)に代入することにより，式(A-8)が導かれる

$$\rho c_p \nu \left(\frac{1}{Pr} + \frac{\nu_t}{\nu Pr_t}\right)\frac{dT}{dy} = q_w. \tag{A-8}$$

次に，壁面境界層の流動特性は，発達した乱流境界層内の特徴を満たすと仮定して，渦動粘性係数と動粘性係数の関係をモデル化する．そのために，まず，壁面せん断応力を考える．壁面せん断応力τ_wは，以下のように表現でき，

$$\tau_w = \rho u_\tau^2 = \rho(\nu + \nu_t)\frac{dU}{dy}, \tag{A-9}$$

u_τはτ_wを速度の次元で表現した摩擦速度, U は壁面平行方向流速の平均成分である. 次に, U および y を以下のように u_τで無次元化したものを u^+および y^+とし,

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau}, \tag{A-10}$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}, \tag{A-11}$$

式(A-9)に，式(A-10)および(A-11)を適用することで，式(A-12)が得られる．

$$\left(1 + \frac{\nu_t}{\nu}\right)\frac{du^+}{dy^+} = 1. \tag{A-12}$$

ここで，壁乱流が十分に発達した乱流境界層では，壁面から十分に離れた乱流が支配的となる領域(y^+≧40)において，以下の関係が成り立つことが知られている

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa y^+}. \tag{A-13}$$

κはカルマン定数と呼ばれる定数であり，壁乱流が十分に発達した乱流境界層では，一般的にκ=0.41~0.42 を適用する．また，このような乱流が支配的な領域では，以下のように見なすことができ

$$1 \ll \frac{\nu_t}{\nu}, \tag{A-14}$$

式(A-12)は以下のように表現できる

$$\frac{\nu_t}{\nu}\frac{du^+}{dy^+} = 1. \tag{A-15}$$

したがって，式(A-13)および(A-15)から，渦動粘性係数と動粘性係数の比は，以下のように表現できる

$$\frac{\nu_t}{\nu} = \kappa y^+. \tag{A-16}$$

また，式(A-13)を壁面境界層内で積分することにより，無次元流速分布は，y^+の対数関数で表現できる

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} ln y^+ + A \qquad (y^+ \geqq 40). \tag{A-17}$$

そのため，壁乱流が十分に発達した乱流境界層において，乱流が支配的となる$y^+ \geqq 40$ の領域は，対数則域と呼ばれている．なお，A は積分定数であり，壁乱流が十分に発達した乱流境界層では，A=5.2 を一般的に適用する．一方，$y^+ \leqq 10$ の流体の粘性が流速分布に対して支配的となる領域（以下，粘性底層）においては，渦動粘性係数がほとんど零であると見なすことができるため，式(A-12)は，以下のように仮定できる

$$\frac{du^+}{dy^+} = 1. \tag{A-18}$$

前述のように，式(A-18)を壁面境界層内で積分することにより，以下関係を得る

$$u^+ = y^+ \qquad (y^+ \leqq 10), \tag{A-19}$$

これら式(A-17)，(A-19)で表現される関数は，一般的に壁関数と呼ばれている．

次に，壁面境界層内の温度勾配を以下で定義する無次元温度 T^+を用いてモデル化する．

$$T^+ = \int \frac{\rho c_p u_\tau dT}{q_w}. \tag{A-20}$$

まず，T^+と y^+を用いて，式(A-8)を以下のように変形する

$$\left(\frac{1}{Pr} + \frac{\nu_t}{\nu}\frac{1}{Pr_t}\right)\frac{dT^+}{dy^+} = 1. \tag{A-21}$$

粘性底層においては，式(A-21)は以下のように見なすことができ

$$\frac{1}{Pr}\frac{dT^+}{dy^+} = 1, \tag{A-22}$$

対数則域においては，以下のように表現でき，

$$\frac{\nu_t}{\nu}\frac{1}{Pr_t}\frac{dT^+}{dy^+} = 1, \tag{A-23}$$

そして，式(A-16)を適用して，以下の関係を得る

$$dT^+ = \frac{Pr_t}{\kappa y^+}dy^+. \tag{A-24}$$

式(A-22)，(A-24)を前述のように壁面境界層内で積分することで，無次元温度分布を以下のように表現する．

$$T^+ = P\ \gamma y^+ \qquad (y^+ \leqq 10), \tag{A-25}$$

$$T^+ = \frac{Pr_t}{\kappa}lny^+ + B \qquad (y^+ \geqq 40). \tag{A-26}$$

B は，積分定数である．ここで，一般的にエンジン開発で適用される壁面熱伝達モデルは，計算負荷を最小限に抑える観点から，壁面近傍に 0.5mm 以上の比較的粗い計算格子を適用するため，壁面第 1 層目の計算セルは，対数則域に位置することが多い．そのため，式(A-20)に式(A-26)を代入して，以下のように q_w を表現する

$$q_w = \int \frac{\rho c_p u_\tau dT}{\frac{Pr_t}{\kappa}lny^+ + B}. \tag{A-27}$$

壁面境界層内の密度変化を無視できると仮定した場合は，式(A-27)は以下のように表現でき，

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau \int dT}{\frac{Pr_t}{\kappa}lny^+ + B}, \tag{A-28}$$

壁面境界層内で積分することにより，q_w を以下のように表現できる

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau}{\frac{Pr_t}{\kappa}lny^+ + B}(T - T_w). \tag{A-29}$$

一方，壁面境界層内の密度変化を考慮した場合は，式(A-27)は以下のように表現でき，

$$q_w = \frac{c_p u_\tau \int \rho dT}{\frac{Pr_t}{\kappa}lny^+ + B}, \tag{A-30}$$

作動流体を理想気体と仮定して，式(A-30)は以下のように変形できる

$$q_w = \frac{c_p u_\tau \frac{P}{R}\int \frac{1}{T}dT}{\frac{Pr_t}{\kappa}lny^+ + B}. \tag{A-31}$$

最後に，式(A-31)を壁面境界層内で積分することにより，q_w を以下のように表現

できる

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{\frac{Pr_t}{\kappa} ln y^+ + B} ln(\frac{T}{T_w}). \tag{A-32}$$

T_w は壁面温度である．以上のように導出した式(A-29)，(A-32)が，圧力非定常項を考慮しない条件において，エンジン開発で一般的に適用される壁面熱伝達モデルの骨格である．なお，各研究者により，壁面境界層内の密度変化の考慮および各定数（B および Pr_t）の取り扱いが異なり，それぞれ以下のように提案されている．Launder and Spalding は，壁面境界層内の密度変化は考慮せず，式(A-29)に Pr_t=1.0，そして以下に示す B を適用し

$$B = 0.95 \frac{Pr_t}{\kappa} + P\ r \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \left(\frac{26}{k}\right)^{0.5} \left(\frac{Pr_t}{Pr} - 1\right) \left(\frac{Pr_t}{Pr}\right)^{0.25}, \tag{A-33}$$

以下の壁面熱伝達モデルを提案した[116]．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau}{2.44 ln y^+ + 2.32 + \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \left(\frac{26}{k}\right)^{0.5} \left(\frac{1}{Pr} - 1\right) \left(\frac{1}{Pr}\right)^{0.25}} (T - T_w). \tag{A-34}$$

Han and Reitz は，式(A-32)に Pr_t=0.86，B=2.5 を適用し，以下の壁面熱伝達モデルを提案した[118]．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{2.1 ln y^+ + 2.5} ln(\frac{T}{T_w}). \tag{A-35}$$

Angelberger *et al.*は，壁面境界層内の密度変化を考慮して，式(A-32)に Pr_t=0.85，B=3.9 を適用し，以下の壁面熱伝達モデルを提案した[117]．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T}{2.07 ln y^+ + 3.9} ln(\frac{T}{T_w}). \tag{A-36}$$

前述のように，ノッキング等により非常に短い時間で，燃焼室内圧力が変動する環境においては，式(A-2)の圧力非定常項もしくは熱発生項を省略しないモデルが提案されている．このようなモデルでは，壁面境界層内の 1 次元エネルギ方程式を以下のように考える

$$\frac{\partial}{\partial y}\left\{(\lambda + \lambda_t)\frac{\partial T}{\partial y}\right\} + S = 0 \tag{A-37}$$

S は，圧力非定常項および熱発生項を含むソース項である．前述のように，壁面境界層内で y に対して積分，式(A-5),(A-6)を代入することで，式(A-37)を以下のように変形する

$$\rho c_p \nu \left(\frac{1}{Pr} + \frac{\nu_t}{\nu}\frac{1}{Pr_t}\right)\frac{dT}{dy} + S = q_w. \tag{A-38}$$

そして，以下のように無次元数 S^+を定義し

$$S^+ = S\frac{\nu}{q_w u_\tau}, \tag{A-39}$$

式(A-11)，(A-20)で定義される y^+ および T^+ を導入することで，式(A-38)は以下のように表すことができる

$$\left(\frac{1}{Pr}+\frac{\nu_t}{\nu}\frac{1}{Pr_t}\right)\frac{dT^+}{dy^+}+\mathrm{S}^+y^+=1. \tag{A-40}$$

そして，前述のように，壁面から任意の y^+ まで積分することで，T^+ は以下のようになる

$$T^+=P\ ry^+-\mathrm{S}^+(y^+)^2 \qquad (y^+\leqq 10), \tag{A-41}$$

$$T^+=\frac{Pr_t}{\kappa}(lny^+-S^+y^+)+C\ (y^+\geqq 40). \tag{A-42}$$

C は積分定数であるが，S^+ の 1 次関数として $C=f(S^+)$ と表現される．前述のように，一般的にエンジン開発で適用される壁面熱伝達モデルは，壁面第 1 層目の計算セルは，対数則域に位置することが多いため，式(A-20)に式(A-39)および(A-42)を代入する

$$q_w=\int\frac{\rho c_p u_\tau dT}{\frac{Pr_t}{\kappa}\left(lny^+-S\frac{\nu y^+}{q_w u_\tau}\right)+C}. \tag{A-43}$$

以下のように式変形し

$$\left\{\frac{Pr_t}{\kappa}\left(lny^+-S\frac{\nu y^+}{q_w u_\tau}\right)+C\right\}q_w=\int\rho c_p u_\tau dT, \tag{A-44}$$

さらに，S^+ の 1 次関数である C を定数 D,E を導入して，以下のように定義する

$$C=DS^++E. \tag{A-45}$$

式(A-44)に式(A-45)を代入して，

$$\left(\frac{Pr_t}{\kappa}lny^++E\right)q_w-\left(\frac{Pr_t}{\kappa}y^++D\right)S\frac{\nu}{u_\tau}=\int\rho c_p u_\tau dT, \tag{A-46}$$

$$\left(\frac{Pr_t}{\kappa}lny^++E\right)q_w=\int\rho c_p u_\tau dT+\left(\frac{Pr_t}{\kappa}y^++D\right)S\frac{\nu}{u_\tau}, \tag{A-47}$$

q_w を以下のように表現する

$$q_w=\int\frac{\rho c_p u_\tau dT}{\frac{Pr_t}{\kappa}lny^++E}+\frac{\left(\frac{Pr_t}{\kappa}y^++D\right)S\frac{\nu}{u_\tau}}{\frac{Pr_t}{\kappa}lny^++E}. \tag{A-48}$$

壁面境界層内の密度は一定と仮定して，壁面境界層内で式(A-48)を積分すると以下のようになる

$$q_w=\frac{\rho c_p u_\tau(T-T_w)+\left(\frac{Pr_t}{\kappa}y^++D\right)S\frac{\nu}{u_\tau}}{\frac{Pr_t}{\kappa}lny^++E}. \tag{A-49}$$

Huh *et al.*は，式(A-49)において，圧力非定常項のみを考慮して，S を以下のように表現し

$$S=\frac{dP}{dt}, \tag{A-50}$$

Pr_t=0.9，κ=0.41 とし，さらに D および E を，以下のように与え

$$D = 87.12P\ r - 28.98, \tag{A-51}$$

$$E = 13.2P\ r - 5.66, \tag{A-52}$$

以下の壁面熱伝達モデル式[120]を提案した．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau (T - T_w) + \left(2.195y^+ + 87.12Pr - 28.98\right)\frac{dP}{dt}\frac{\nu}{u_\tau}}{2.195 ln y^+ + 13.2Pr - 5.66}. \tag{A-53}$$

一方，壁面境界層内の空間的な密度変化を考慮して壁面境界層内で式(A-48)を積分する場合は，q_w は以下のように表現できる

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T ln\frac{T}{T_w} + \left(\frac{Pr_t}{\kappa}y^+ + D\right)S\frac{\nu}{u_\tau}}{\frac{Pr_t}{\kappa}ln y^+ + E}. \tag{A-54}$$

Wang *et al.*は，式(A-54)において，圧力非定常項と熱発生項を考慮し，熱力学第一法則に基づき，比熱比σを用いて S を以下のように表現した

$$S = -\frac{1}{\sigma - 1}\frac{dP}{dt} + Q_c. \tag{A-55}$$

そして，Pr_t=0.86，κ=0.41，D=33.4，E=2.5 とし，以下の壁面熱伝達モデル式[123]を提案した．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T ln\frac{T}{T_w} + \left(2.1y^+ + 33.4\right)\left(-\frac{1}{\sigma - 1}\frac{dP}{dt} + Q_c\right)\frac{\nu}{u_\tau}}{2.1 ln y^+ + 2.5}. \tag{A-56}$$

Rakopoulos *et al.*は，式(A-41)，式(A-42)に代わって，T^+を以下のように表現し

$$T^+ = \frac{Pr_t}{\kappa}\left\{ln\left(y^+ + \frac{Pr_t}{Pr\kappa}\right) - ln\left(40 + \frac{Pr_t}{Pr\kappa}\right)\right\} + 10.2384 + S^+\left\{\frac{y^+ - 40 + 117.34\left(\frac{Pr_t}{\kappa} + \frac{1}{Pr}\right)}{\frac{Pr_t}{\kappa} + \frac{1}{Pr}}\right\}, \tag{A-57}$$

そのうえで, 式(A-50)に示すように, 圧力非定常項のみをソース項として考慮し, Pr_t=0.88，κ=0.42 として，以下の壁面熱伝達モデル[122]を提案した．

$$q_w = \frac{\rho c_p u_\tau T ln\frac{T}{T_w} + \left(\frac{y^+ - 40}{0.4767 + \frac{1}{Pr}} + 117.37\right)\frac{dP}{dt}\frac{\nu}{u_\tau}}{\frac{1}{0.4767}\left\{ln\left(y^+ + \frac{1}{Pr0.4767}\right) - ln\left(40 + \frac{1}{Pr0.4767}\right)\right\} + 10.2384}. \tag{A-58}$$

付章 B　レーザ照射による壁面熱流束増加分補正

パルスレーザを高応答熱電対へ照射することで，少なからず壁面熱流束計測に影響を及ぼす．図 B-1 に，第 4 章で用いた燃焼室形状における，レーザを照射した条件と照射していない条件での壁面熱流束計測結果を示す．高応答熱電対は，第 2 章および第 4 章で供試したものを用いた．なお，圧縮膨張速度は，エンジン回転数 300rpm 相当とした．図 B-1 より，レーザを照射した条件においては，レーザを照射していない条件よりも壁面熱流束が大きくなる．

次に，図 B-2 に上記の高応答熱電対を供試した際のサイクルごとの壁面熱流束計測結果を示す．図 B-2 より，壁面熱流束計測結果は，サイクル間で±15%のばらつきを持つため，高応答熱電対へのレーザ照射が壁面熱流束に及ぼす影響は，壁面熱流束ピーク値のサイクル変動と同程度であると言える．

本研究では，レーザ照射なし条件において，壁面熱流束が 0 以下となる領域の平均値と，レーザ照射条件の同一領域の平均値を算出し，両者の差をレーザ照射による壁面熱流束増加分と定義した．そして，高応答熱電対で計測した壁面熱流束から上述の値を差し引くことで，レーザ照射が壁面熱流束計測結果に与える影響を補正した．高応答熱電対により計測した壁面熱流束からレーザ照射による壁面熱流束増加分を差し引いた値と，レーザを照射しない条件で計測した壁面熱流束を図 B-3 に示す．両者は，定量的にほぼ一致していると考えることができ，本手法を用いて算出した壁面熱流束は，レーザ照射による影響を補正できると判断した．また，各章それぞれの条件において，レーザを照射しない条件における壁面熱流束を計測し，上記手法により算出した壁面熱流束と定量的にほぼ一致していることを確認して，実験を進めた．

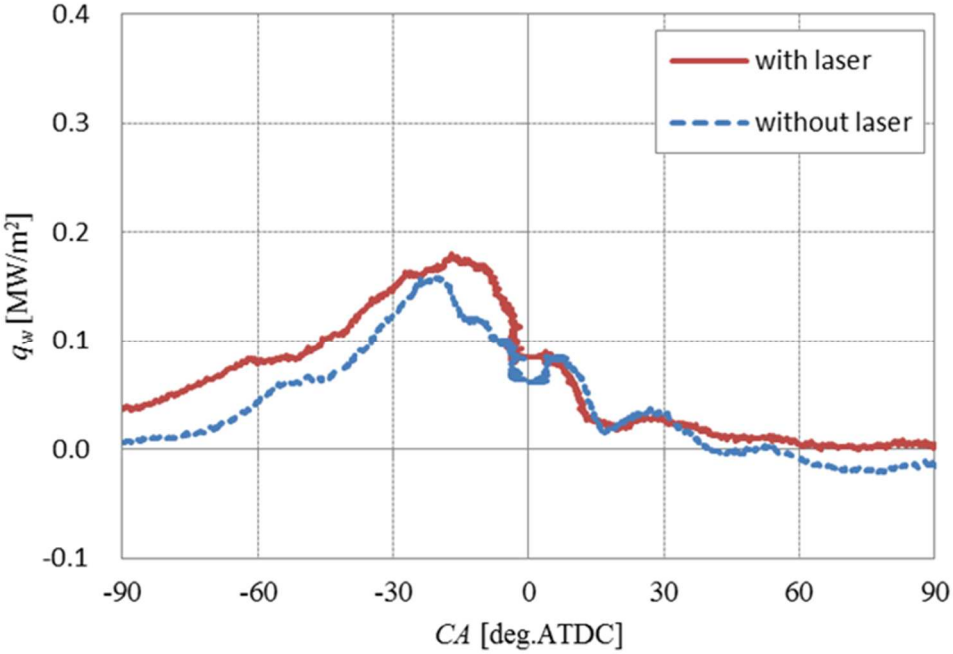

Figure B-1 Wall heat flux measured by fast response thermocouple used in chapter 2 and 4 with and without laser emitted condition (Type 2 cylinder head, *Ne*=300rpm)

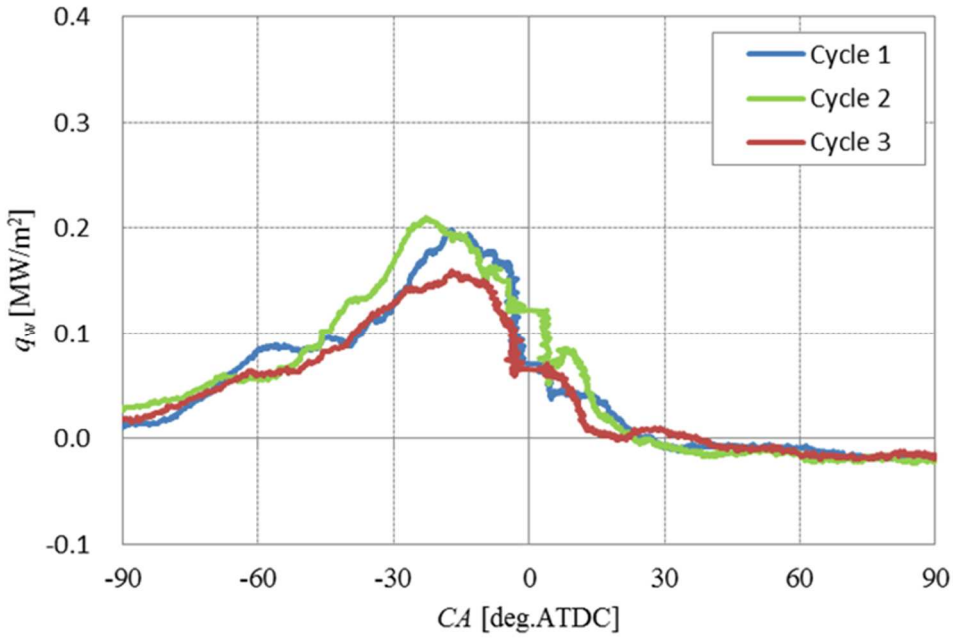

Figure B-2 Cycle to cycle fluctuation of wall heat flux (Type 2 cylinder head, *Ne*=300rpm)

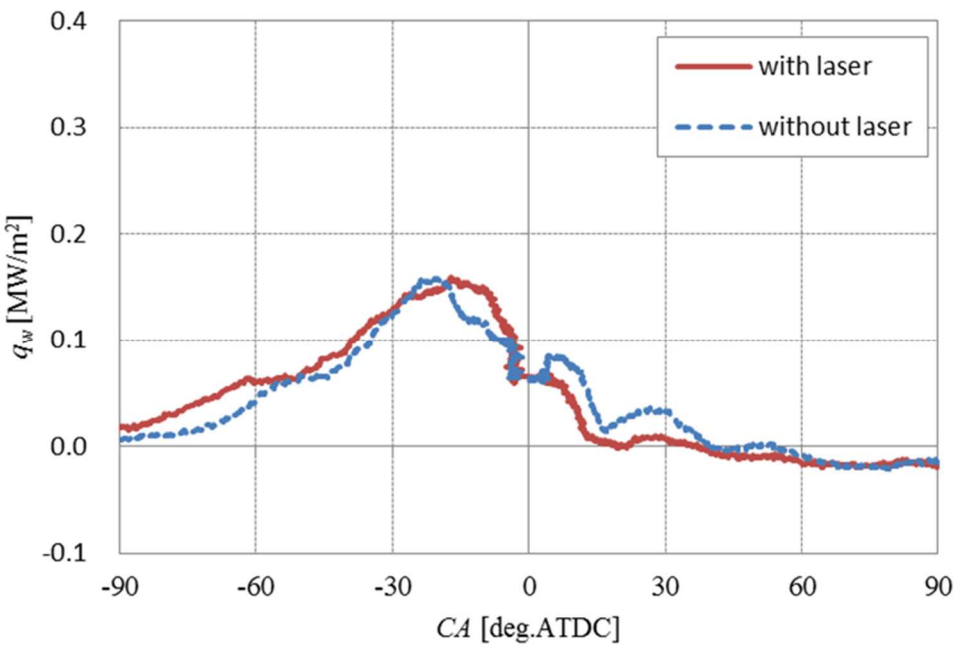

Figure B-3 Wall heat flux corrected the effect of laser emission (Type 2 cylinder head, *Ne*=300rpm).

参考文献

[1] Stocker, T.F., Qin, D., Plattner, G.K., Tignor, M.M.B., Allen, S.K., Boschung, J., Nauels, A., Xia, Y., Bex, V. and Midgley, P.M., **気象庁訳**, **気候変動** 2013**：自然科学的根拠 気候変動に関する政府間パネル 第** 5 **次評価報告書第** 1 **作業部会報告書 政策決定者向け要約**, available from < http://www.data.jma.go.jp/cpdinfo/ipcc/ar5/ipcc_ar5_wg1_spm_jpn.pdf > (2018 **年** 6 **月参照**)

[2] International Energy Agency, *World energy outlook 2017*, (2017).

[3] **森 雄一**, **自動車における排出ガス規制動向と計測技術について**, **日本燃焼学会誌**, Vol.58, No.184 (2016), pp.65-72.

[4] EUROPEAN COMMISSION, Proposal for a regulation of the European parliament and of the council, available from <http://eur-lex.europa.eu/resource.html?uri=cellar:609fc0d1-04ee-11e8-b8f5-01aa75ed71a1.0001.02/DOC_1&format=PDF > (2018 **年** 6 **月参照**)

[5] Hitomi, M., Our direction for ICE - efficient contribution to environment-, Proceedings of the International Symposium on Modeling and Combustion in internal combustion engines (COMODIA) 2017, No. PL-3 (2017).

[6] International Energy Agency, *Energy technology perspectives 2012*, (2012), p.443.

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

[8] **志茂 大輔**, **角田 良枝**, **金 尚奎**, **丸山 慶士**, **橋本 孝芳**, **林原 寛**, **鐵野 雅之**, **予混合型ディーゼル燃焼による排気と燃費の低減（第３報）- モデルベース着火時期制御と多段噴射によるロバスト性の改善 -**, **自動車技術会論文集**, Vol.44, No.6 (2013), pp.1335-1340.

[9] **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)**.**

[10] Nakata, K., Nogawa, S., Takahashi, D., Yoshihara, Y., Kumagai, A. and Suzuki, T., Engine technologies for achieving 45% thermal efficiency of S.I. engine, SAE Paper, No.2015-01-1896 (2015).

[11] **石川 直宏**, **中西 啓太朗**, **小林 広樹**, **大田 篤志**, **竹形 徳之**, **鳴海 裕樹**, **ガソリンエンジン高負荷リーン燃焼の研究**, 2016 **年秋季大会 学術講演会 講演予稿集**, Vol.177, No.16 (2016)**.**

[12] Attard, W. P. and Blaxill, H., A lean burn gasoline fueled pre-chamber jet ignition

combustion system achieving high efficiency and low NOx at part load, SAE Paper, No.2012-01-1146 (2012).

[13] Manente, V., Johansson, B. and Cannella, W., Gasoline partially premixed combustion, the future of internal combustion engines ?, International Journal of Engine Research, Vol.12, No.3 (2011), pp. 194-208.

[14] Yin, L., Ingesson, G., Tunestal, P., Johansson, R., Johansson, B., An experimental investigation of a multi-cylinder engine with gasoline-like fuel towards a high engine efficiency, SAE Paper, No.2016-01-0763 (2016).

[15] Sellnau, M., Foster, M., Moore, W., Sinnamon, J., Hoyer, K. and Klemm, W., Second generation GDCI multi-cylinder engine for high fuel efficiency and US Tier 3 emissions, SAE Paper, No.2016-01-0760 (2016).

[16] Reitz, R.D., Review of high efficiency and clean reactivity controlled compression ignition (RCCI) combustion in internal combustion engines, Progress in energy and combustion science, Vol.46 (2015), pp.12-71.

[17] **山田 健人, 高橋 真嘉, 池谷 健一郎, 竹形 徳之, 燃焼期間短縮をねらった吸気の設計**, Honda R&D technical review, Vol.27, No.2 (2015), pp.67-75.

[18] Takahashi, D., Nakata, K., Yoshihara, Y. and Omura, T., Combustion Development to Realize High Thermal Efficiency Engines, SAE Paper, No.2016-01-0693 (2016).

[19] Yoshihara, Y., Nakata, K., Takahashi, D., Omura, T. and Ota, A., Development of high tumble intake-port for high thermal efficiency engines, SAE Paper, No.2016-01-0692 (2016).

[20] **藤川 竜也, 原田 雄司, 養祖 隆, 山川 正尚, ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術（第１報）―高圧噴射による可能性検討―, 第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集**, No.63 (2017).

[21] **神長 隆史, 長津 和弘, 養祖 隆, 藤川 竜也, 長野 高皓, 山川 正尚, ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術（第 2 報）―単気筒エンジンによるコンセプト検証―, 第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集**, No.64 (2017).

[22] Nishio, N., Aochi, T., Yokoo, N., Nakata, K., Abe, Y. and Hanashi, K., Design of a high ignitability spark plug with a flow guide plate, SAE Paper, No.2015-01-0780 (2015).

[23] Le, M.K., Padala, S., Nishiyama, A. and Ikeda, Y., Control of microwave plasma for ignition enhancement using microwave discharge igniter, SAE Paper, No.2017-24-0156 (2017).

[24] **長谷川 繁樹, 岡田 紘和, 杉崎 忍, 島川 英明, 西村 拓志, 吉山 定見, 定**

容積燃焼器旋回乱流場でのマルチ点火が初期火炎に及ぼす影響の数値解析, 第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集, No.103 (2017).

[25] Yu, S., Xie, K., Yu, X., Wang, M., Zheng, M., Han, M. and Tjong, J., High energy ignition strategies for diluted mixtures via a three-pole igniter, SAE Paper, No.2016-01-2175 (2016).

[26] 奥村 叡, 川北晋一郎, 近藤和吉, 西島義明, 橋本 英樹, 森上修, 村瀬英一, パルスジェットを用いた希薄混合気の点火に関する研究, 第 25 回内燃機関シンポジウム講演論文集, No.62 (2014).

[27] Gentz, G., Thelen, B., Litke, P., Hoke, J. and Toulson, E., Combustion visualization, performance, and CFD modeling of a pre-chamber turbulent jet ignition system in a rapid compression machine, SAE Paper, No.2015-01-0779 (2015).

[28] Noguchi, M., Tanaka, Y., Tanaka, T. and Takeuchi, Y., A study on gasoline engine combustion by observation of intermediate reactive products during combustion, SAE Paper, No.790840 (1979).

[29] 養祖 隆, 山川 正尚, 廣瀬 敏之, 田中 重行, 草鹿 仁, ガソリン HCCI 機関における燃料特性と自己着火に関する解析, マツダ技報 No.27 (2009).

[30] Olsson, J.O., Tunestål, P. and Johansson, B., Closed-loop control of an HCCI engine, SAE Paper, No.2001-01-1031 (2001).

[31] Haraldsson, G., Tunestål, P., Johansson, B. and Hyvönen, J., HCCI combustion phasing with closed-loop combustion control using variable compression ratio in a multi cylinder engine, SAE Paper, No.2003-01-1830 (2003).

[32] 釘町 悠太, 西 美奈, 飯田 訓正, リブレッシング EGR 導入型 HCCI 機関のモデルベース燃焼制御に向けた離散化モデル構築, 第 26 回内燃機関シンポジウム講演論文集, No.62 (2015).

[33] Yamasaki, Y., Umahashi, S., Uesugi, Y., Ma, O., Kaneko, S., Hikita, T., Mizuno, S., Tsumura, Y. and Hashiguchi, T., Development of Dynamic Models for an HCCI Engine with Exhaust Gas Rebreathing System, SAE Paper, No.2015-01-1803 (2015).

[34] 髙橋 巧朋, 清末 涼, 山下 洋幸, オゾン添加によるガソリン HCCI 低温燃焼特性の改善, マツダ技報 No.31 (2013).

[35] 白石 泰介, 漆原 友則, 低温プラズマによる HCCI 燃焼自着火促進技術に関する研究, 自動車技術会論文集, Vol.42, No.6 (2011).

[36] Shiraishi, T., Kakuho, A., Urushihara, T., Cathey, C., Tang, T. and Gundersen, M., A study of volumetric ignition using high-speed plasma for improving lean combustion performance in internal combustion engines, SAE Paper,

No.2008-01-0466 (2008).

[37] Wenting, S. and Yiguang, J.U., Nonequilibrium plasma-assisted combustion: a review of recent progress, Journal of plasma fusion research, Vol.89, No.4 (2013), pp.208-219.

[37] 三好 明, 燃焼の自由度を高めるための基礎的検討, 第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集, No.99 (2017).

[38] 小野 拓磨, 高橋 栄一, 西岡 牧人, 液体燃料予混合気への DBD プラズマ照射による圧縮着火特性への影響, 第 52 回燃焼シンポジウム講演論文集, No.E114 (2015).

[39] Mendrea, B., Chang, Y., Zeynel, Y., Akkus, A., Sterniak, J. and Bohac, S., Investigations of the effect of ambient condition on SACI combustion range, SAE Paper, No.2015-01-0828 (2015).

[40] Wang, Z., He, X., Wang, J.X., Shuai, S., Xu, F. and Yang, D., Combustion visualization and experimental study on spark induced compression ignition (SICI) in gasoline HCCI engines, Energy Conversion and Management, Vol.51, Issue 5 (2010), pp.908-917.

[41] Xie, H., Li L., Chen, T. Yu, W., Wang, X. and Zhao, H., Study on spark assisted compression ignition (SACI) combustion with positive valve overlap at medium–high load, Applied Energy, Vol.101 (2013), pp.622-633.

[42] Olesky, L.M., Martz, J.B., Lavoie, G.A., Vavra, J., Assanis, D.N. and Babajimopoulos, A., The effects of spark timing, unburned gas temperature, and negative valve overlap on the rates of stoichiometric spark assisted compression ignition combustion, Applied Energy, Vol.105 (2013), pp.407-417.

[43] Pastor, J.V., García-Oliver, J.M., García, A., Micó, C. and Durrett, R., A spectroscopy study of gasoline partially premixed compression ignition spark assisted combustion, Applied Energy, Vol.104 (2013), pp.568-575.

[44] Middleton, R.J., Olesky, L.K.M., Lavoie, G.A., Wooldridge, M.S., Assanis, D.N. and Martz, J.B., The effect of spark timing and negative valve overlap on Spark Assisted Compression Ignition combustion heat release rate, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.35, Issue 3 (2015), pp.3117-3124.

[45] Çeper, B.A., Yıldız, M., Akansu, S.O. and Kahraman, N., Performance and emission characteristics of an IC engine under SI, SI-CAI and CAI combustion modes, Energy, Vol.136, No.1 (2017), pp.72-79.

[46] SAE international, *Automotive engineering October 2017*, (2017).

[47] 山川 正尚, 養祖 隆, 藤川 竜也, 西本 敏朗, 和田 好隆, 佐藤 圭峰, 横畑 英明, 高圧縮比ガソリンエンジンの燃焼技術の開発, 自動車技術会論文集,

Vol.43, No.1 (2012), pp.81-87.

[48] 野村 一敏, 田中 慶太, 酒井 俊, 草鹿 仁, 大聖 泰弘, 火花点火機関のノック回避による高効率化の研究, 自動車技術会論文集, Vol.42, No.4 (2011), pp.853-858.

[49] 齋藤 勇人, 鈴木 陵我, 鴨志田 俊義, 飯島 晃良, 吉田 幸司, 庄司 秀夫, 火花点火機関のノッキング時における末端ガスの分光学的計測と可視化, 自動車技術会論文集, Vol.41, No.2 (2010), pp.283-288.

[50] Božić, M., Vučetić, A., Sjerić, M., Kozarac, D. and Lulić, Z., Experimental study on knock sources in spark ignition engine with exhaust gas recirculation, Energy Conversion and Management, Vol.165 (2018), pp.35-44.

[51] Zhi, W., Hui, L. and Reitz, R.D., Knocking combustion in spark-ignition engines, Progress in Energy and Combustion Science, Vol.61 (2017), pp.78-112.

[52] 三好 明, 火炎伝播とノックへの EGR の効果に関する反応解析, 第 26 回内燃機関シンポジウム講演論文集, No.89 (2015).

[53] Hoppe, F., Thewes, M., Baumgarten, H. and Dohmen, J., Water injection for gasoline engine: potentials, challenges, and solutions, International of Engine Research, Vol.17 (2016), pp.86-96.

[54] d'Adamo, A., Berni, F., Breda, S., Lugli, M., Fontanesi, S. and Cantore, G., A numerical investigation on the potentials of water injection as a fuel efficiency enhancer in highly downsized GDI engines, SAE Paper, No.2015-01-0393 (2015).

[55] Yamada, R., Sato, S. and Kosaka, H., A study on reduction of cooling loss by water addition in SI engine by using rapid compression and expansion machine, Proceedings of the International Symposium on Modeling and Combustion in internal combustion engines (COMODIA) 2017, No. A206 (2017).

[56] 葛 晰遥, 原田 雄司, 清末 涼, 山下 洋幸, 山本 寿英, 高温高圧雰囲気場における水添加が自着火・燃焼反応におよぼす影響, 第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集, No.100 (2017).

[57] 三好 明, 低温酸化反応の怪, 第 55 回燃焼シンポジウム講演論文集, No.B323 (2017).

[58] 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).

[59] Yamashita, H., Fujimoto, H., Fujimoto, M., Tanaka, T. and Yamamoto, H., Thermal efficiency improvement by increasing compression ratio and reducing cooling loss, Proceedings of the International Symposium on Modeling and

Combustion in internal combustion engines (COMODIA) 2012 (2012), pp. 36-42.

[60] Tsuchida, H., Hiraya, K., Tanaka, D., Shigemoto, S., Aoyama, S., Tomita, M. and Sugiyama, T., The effect of a longer stroke on improving fuel economy of a multiple-link VCR engine, SAE Paper, No.2007-01-4004 (2007).

[61] 笠木伸英, 河村 洋, 長野 靖尚, 宮内 敏雄, 乱流工学ハンドブック (2009), 朝倉書店.

[62] Eichelberg, G., Some New Investigations on Old Combustion Engine Problems, Engineering, No.148 (1939), pp.547-550.

[63] Woschni, G.A., Universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine, SAE Paper, No.670931 (1967).

[64] Jafari, A. and Hannani, S.K., Effect of fuel and engine operational characteristics on the heat loss from combustion chamber surfaces of SI engines, International Communications in Heat and Mass Transfer, Vol.33 (2006), pp.122-134.

[65] Königsson, F., Dembinski, H. and Angstrom, H.E., The influence of in-cylinder flows on emissions and heat transfer from methane-diesel dual fuel combustion, SAE Paper, No.2013-01-2509 (2013).

[66] Rahman, M.M., Hamada, K.I., Rashid, A. and Aziz, A., Characterization of the time-averaged overall heat transfer in a direct-injection hydrogen-fueled engine, International journal of hydrogen energy, Vol.38 (2013), pp.4816-4830.

[67] Benajes, J., García, A., Pastor, J.M. and Serrano, J.M., Effects of piston bowl geometry on reactivity controlled compression ignition heat transfer and combustion losses at different engine loads, Energy, Vol.98 (2016), pp.64-77.

[68] 山本 英継, 小嶋 慧, 松浦 勝也, 横森 剛, 飯田 訓正, 石井 大二郎, 三原 雄司, スーパーリーンバーン SI エンジンの燃焼室壁面の熱流束に及ぼすタンブル流動およびガス温度の影響, 自動車技術会 2016 年秋季大会 学術講演会 講演予稿集, No.82-16 (2016), pp.1-6.

[69] 石井 大二郎, 三原 雄司, 横森 剛, 飯田 訓正, タンブル流動及び希薄燃焼が SI エンジンの局所壁面熱流束に与える影響, 自動車技術会 2016 年秋季大会 学術講演会 講演予稿集, No.39-17 (2017), pp.1-6.

[70] Kvernes, I. and Lillerud, K.P., Ceramic coating on diesel engine components, U.S. Department of Energy, No. DE-AC-O3-79ET15320 (1979).

[71] 榎本 良輝, 石井 敦, 永野 洋, 足立 一明, 萩原 祐史, 木村 修二, 遮熱エンジンのセラミック燃焼室壁面への瞬時熱流束, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.64, No.624 (1985), pp.2730-2736.

[72] Jaichandar, S. and Tamilporai, P., Low heat rejection engines – an overview, SAE

Paper, No.2003-01-0405 (2003).

[73] Shabir, M.F., Authars, S., Ganesan, S., Karthik, R. and Madhan, S.K., Low heat rejection engines – review, SAE Paper, No.2010-01-1510 (2010).

[74] Domakonda, V.K. and Puli, R.K., Application of thermal barrier coatings in diesel engines: a review, Energy and Power, Vol.2, No.1 (2012), pp.9-17.

[75] Durat, M., Kapsiz, M., Nart, E., Ficici, F. and Parlak, A., The effects of coating materials in spark ignition engine design, Material & Design, Vol.36 (2012), pp.540-545.

[76] 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).

[77] 中尾裕典，青木 理，田中達也，小池祐輔，山本博之，高応答遮熱壁面における瞬時熱流束計測，第 24 回内燃機関シンポジウム講演論文集 (2013), pp. 1-6.

[78] 福井健二，脇坂佳史，西川一明，服部義昭，小坂英雅，川口暁生，レーザ誘起燐光法を用いた高応答温度計測技術 壁温スイング遮熱膜への応用，自動車技術会論文集, Vol.47, No.1 (2016), pp.61-66.

[79] 脇坂佳史，稲吉三七二，福井健二，小坂英雅，堀田義博，川口暁生，壁温スイング遮熱法によるエンジンの熱損失低減（第 2 報）単筒エンジンによる遮熱効果の先行検討，自動車技術会論文集, Vol.47, No.1 (2016), pp.39-46.

[80] 川口暁生，立野学，山下英男，猪熊洋希，山下晃，高田倫行，山下親典，小山石直人，脇坂佳史，壁温スイング遮熱法によるエンジンの熱損失低減（第 3 報）列型過給直噴ディーゼルエンジンへの適用，自動車技術会論文集, Vol.47, No.1 (2016), pp.47-54.

[81] 小島 隆史，荻原 岳史，西脇 一宇，発熱反応温度境界層における熱伝達率の壁面温度依存性，日本機械学会論文集 B 編，Vol.58, No.553 (1992), pp.2812-2818.

[82] 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.

[83] Oguri, T., On the coefficient of heat transfer between gases and cylinder walls of the spark-ignition engine, Bulletin of JSME, Vol.3, No.11 (1960), pp.363-369.

[84] Annand, W.J.D., Heat transfer in the cylinder of reciprocating internal combustion engines, Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vol.177, No.36 (1963), pp.973-996.

[85] LeFeuvre, T., Myers, P. and Uyehara, O., Experimental Instantaneous Heat

Fluxes in a Diesel Engine and Their Correlation, SAE Paper, No.690464 (1969).

[86] Annand, W.J.D. and Ma, T.H., Instantaneous heat transfer rates to the cylinder head surface of a small compression-ignition engine, Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vol.185 (1970), pp 976-987.

[87] Hohenberg, G.F., Advanced approaches for heat transfer calculations, SAE Paper, No.790825 (1979).

[88] Huber, K., Woschni, G. and Zeilinger, K., Investigations on heat transfer in internal combustion engines under low load and motoring conditions, SAE Paper, No.905018 (1990).

[89] Lawton, B., Effect of compression and expansion on instantaneous heat transfer in reciprocating internal combustion engines, Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vol.201, No.A3 (1997), pp 175-186.

[90] Depcik, C. and Assanis, D., A Universal heat transfer correlation for intake and exhaust flows in a spark-ignition internal combustion engine, SAE Paper, No.2002-01-0372 (2002).

[91] Chang, J., Güralp, O., Filipi, Z. and Assanis, D., New heat transfer correlation for an HCCI engine derived from measurements of instantaneous surface heat flux, SAE Paper, No.2004-01-2996 (2004).

[92] Wu, Y.Y., Chen, B.C. and Hsieh, F.C., Heat transfer model for small-scale air-cooled spark-ignition four-stroke engines, International Journal of Heat and Mass Transfer Vol.49 (2006), pp.3895-3905.

[93] Nefischer, A., Hallmannsegger, M., Wimmer, A. and Pirker, G., Application of a flow field based heat transfer model to hydrogen internal combustion engines, SAE Paper, No.2009-01-1423 (2009).

[94] Hamada, K.I., Rahman, M.M. and Aziz, A.R.A., Time-averaged heat transfer correlation for direct injection hydrogen fueled engine, International journal of hydrogen energy, Vol.37 (2012), pp.19146-19157.

[95] Michl, J., Neumann, J., Rottengruber, H. and Wensing, M., Derivation and validation of a heat transfer model in a hydrogen combustion engine, Applied Thermal Engineering, Vol.98 (2016), pp.502-512.

[96] Schubert, C., Wimmer, A. and Chmela, F., Advanced heat transfer model for CI engines, SAE Paper, No.2005-01-0695 (2005).

[97] Nefischer, A. and Hallmannsegger, M., Wimmer, A., and Pirker, G., Application of a flow field based heat transfer model to hydrogen internal combustion engine, SAE Paper, No.2009-01-1423 (2009).

[98] Boust, B., Sotton, J. and Bellenoue, M., A novel physical approach for wall heat

transfer in internal combustion engines, SAE Paper, No.2007-24-0027 (2007).

[99] Suzuki, T., Oguri, Y. and Yoshida, M., Heat transfer in the internal combustion engines, SAE Paper, No.2000-01-0300 (2000).

[100] Fiveland, S.B. and Assanis, D.N., Development of a two-zone HCCI combustion model accounting for boundary layer effects, SAE Paper, No.2001-01-1028 (2001).

[101] Komninos, N.P. and Kosmadakis, G.M., Heat transfer in HCCI multi-zone modeling: valid- ation of a new wall heat flux correlation under motoring conditions, Applied Energy, Vol.88 (2011), pp.1635-1648.

[102] Yenerdag, B., Minamoto, Y., Aoki, K., Shimura, M., Nada, Y. and Tanahashi, M., Flame-wall interactions of lean premixed flames under elevated, rising pressure conditions, Fuel, Vol.189 (2017), pp.8-14.

[103] Kondo, Y., Minamoto, Y., Harada, Y., Shimura, M. and Tanahashi, M., Flame-wall interaction of n-heptane-air combustion in a HCCI configuration, Tenth Mediterranean Combustion Symposium (2017).

[104] **店橋 護, 志村 祐康, 福島 直哉, スーパーコンピュータを用いた大規模乱流燃焼解析, 伝熱**, Vol.52, No.220 (2013), pp.33-38.

[105] Launder, B.E. and Sharma, B.I., Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, No. 2 (1974), pp. 131-138.

[106] Abe, K. Kondoh, T. Nagano Y., A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows-I. Flow field calculations, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.37, No.1 (1994), pp. 139-151.

[107] Craft, T.J. Launder, B.E. Suga, K., Prediction of turbulent transitional phenomena with a nonlinear eddy-viscosity model, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.18, No.1 (1997), pp.15-28.

[108] Hall, M.J. and Bracco, F.V., Cycle-resolved velocity and turbulence measurements near the cylinder of a firing engine SI, SAE Paper, No.861530 (1986).

[109] Foster, D.E. and Witze, P.O., Velocity measurements in the wall boundary layer of a spark-ignited research engine, SAE Paper, No.872105 (1987).

[110] Payri, F., Margot, X., Gil, A. and Martin, J., Computational study of heat transfer to the walls of a DI diesel engine, SAE Paper, No.2005-01-0210 (2005).

[111] Etemad, S., Wallesten, J., Stein, C.F., Eriksson, S. and Johansson, K., CFD-analysis of cycle averaged heat flux and engine cooling in an IC-engine,

SAE Paper, No.2005-01-0200 (2005).

[112] Noori, A.R. and Rashidi, M., Computational fluid dynamics study of heat transfer in a spark-ignition engine combustion chamber, Journal of Heat Transfer, Vol.129 (2007), pp.609-616.

[113] Mizuno, H., Ashida, K., Teraji, A., Ushijima, K. and Takemura, S., Transient analysis of the piston temperature with consideration of in-cylinder phenomena using engine measurement and heat transfer simulation coupled with three-dimensional combustion simulation, SAE Paper, No.2009-01-0187 (2009).

[114] Hamada, K.I., Rahman, M.M, Rashid, A. and Aziz, A., Parametric study of instantaneous heat transfer based on multidimensional model in direct-injection hydrogen-fueled engine, International Journal of Hydrogen Energy, Vol.38 (2013), pp.12465-12480.

[115] Chiodi, M. and Bargende, M., Improvement of engine heat-transfer calculation in the three-dimensional simulation using a phenomenological heat-transfer model, SAE Paper, No.2001-01-3601 (2001).

[116] Launder, B.E. and Spalding, D.B., The numerical computation of turbulent flows, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol.3 (1974), pp.269-289.

[117] Angelberger, C., Poinsot, T., Delhay, B., Improving near-wall combustion and wall heat transfer modeling in SI engine computations, SAE Paper, No.972881 (1997).

[118] 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.

[119] Saric, S. and Basara, B., A hybrid wall heat transfer model for IC engine simulations, SAE Paper, No.2015-01-0388 (2015).

[120] Huh, K.Y., Chang, I.P. and Martin, J.K., A comparison of boundary layer treatments for heat transfer in IC engines, SAE Paper, No.900252 (1990).

[121] Nijeweme, D., Kok, J., Stone, C. and Wyszynski, L., Unsteady in-cylinder heat transfer in a spark ignition engine: experiments and modeling, Proceedings of Institution of Mechanical Engineers Part D: Journal of Automotive Engineering 2001, Vol.215 (2001), pp.747–760.

[122] Rakopoulos, C.D., Kosmadakis, G.M. and Pariotis, E.G., Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation, Applied Energy,

Vol.87, No.5 (2010), pp.1612-1630.

[123] Wang, Z., Wang, Y., and Reitz, R.D., Pressure oscillation and chemical kinetics coupling during knock processes in gasoline engine combustion, Energy Fuels, Vol.26, No.12 (2012), pp.7107–7119.

[124] Craft, T.J., Gerasimov, A.V., Iacovides, H. and Launder, B.E., Progress in the generalization of wall-function treatment, International journal of heat and fluid flow, Vol.23 (2002), pp.148-160.

[125] Suga, K., Craft, T.J. and Iacovides, H., An analytical wall-function for turbulent flows and heat transfer over rough walls, International journal of heat and fluid flow, Vol.27 (2006), pp.852-866.

[126] Nuutinen, M.A., Kaario, O.T., Vuorinen, V.A., Nwosu, P.N. and Larmi, M.J., Imbalance wall functions with density and material property variation effects applied to engine heat transfer computational fluid dynamics simulations, International journal of engine research, Vol., No.3 (2014), pp.307-324.

[127] Ma, C.P., Greene, M., Sick, V. and Ihme, M., Non-equilibrium wall-modeling for internal combustion engine simulations with wall heat transfer, International journal of engine research, Vol.18, No.1-2 (2017), pp.15-25.

[128] Ishii, A., Nagano, H., Adachi, K., Kimura, S., Koike, M., Iida, N., Ishii, H. and Enomoto, Y., Measurement of instantaneous heat flux flowing into metallic and ceramic combustion chamber walls, SAE Paper, No.2000-01-1815 (2000).

[129] Hendricks, T. and Ghandhi, J., Estimation of surface heat flux in IC engines using temperature measurements: processing code effects, SAE Paper, No.2012-01-1208 (2012).

[130] **榎本良輝，古浜庄一，水上浩，四サイクルガソリン機関の燃焼室壁への直接熱損失（第 1 報，ピストンおよびシ リンダライナへの熱損失），日本機械学会論文集 B 編，** Vol. 50, No. 456 (1984), pp.1972-1980.

[131] Sugihara, T., Shimano, K, Enomoto, Y., Suzuki, Y. and Emi, M., Direct heat loss to combustion chamber walls in a D.I. diesel engine, SAE Paper, No.2007-24-0006 (2007).

[132] **岩崎 洋介，長瀬 慶紀，友松 重樹，木村 正寿，ガソリンエンジン燃焼室壁面の熱流束計測に関する研究 ：アルミ製燃焼室での検討，宮崎大學工學部紀要**, Vol. 40 (2011), pp.199-204.

[133] **中尾 裕典，青木 理，清末 涼,原田 雄司，角島 信司，小池 祐輔，高応答遮熱壁面における瞬時熱流束計測技術，マツダ技報**，No.32 (2015), pp.222-227.

[134] **中別府 修，土屋 智洋，中村 優斗，長坂 圭輔，燃焼場の壁面熱流束を計**

測する薄膜抵抗センサに関する研究，日本機械学会論文集，Vol.82，No.840 (2016), pp.1-13.

[135] Ishii, D., Saito, H., Mihara, Y. and Takagi, Y., Instantaneous surface temperature measurement in internal combustion engine using newly developed coaxial type thin-film temperature sensor, SAE Paper, No.2017-32-0113 (2017).

[136] 出島 一仁，中別府 修，中村 優斗，土屋 智洋，長坂 圭輔，エンジン内壁面の熱流束を測定する金属基板 MEMS センサの開発，日本機械学会論文集, Vol.84, No.858 (2018), pp.1-15.

[137] Product Information Coaxial Surface Thermocouple Probes, Medtherm Corporation, Huntsville, Alabama USA

[138] Whitehouse, N.D., Heat transfer in compression ignition engines, first paper, heat transfer in a quiescent chamber diesel engine, Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vol.185 (1970-71), pp.963-975.

[139] Alkidas, A.C., Heat transfer characteristics of a spark-ignition engine, Journal of Heat Transfer, Vol.102 (1980), pp.189-193.

[140] Enomoto, Y., Furuhama, S., A study of the local heat transfer coefficient on the combustion chamber walls of a four-stroke gasoline engine, JSME International Journal, Series Ⅱ, Vol.32, No.1 (1989), pp.107-114.

[141] Kamimoto, T., Kobori, S., Noh, S.H., Enomoto, Y., Effects of flame motion and temperature on local wall heat transfer in a rapid compression-expansion machine simulating diesel combustion, SAE Paper, No.922208 (1992).

[142] Arcoumanis, C., Cutter, P. and Whitelaw, D.S., Heat transfer process in diesel engines, Transactions of Institution of Chemical Engineers, Vol.76, Part A (1998), pp.124-132.

[143] Nishiwaki, K., Modeling engine heat transfer and flame-wall interaction, Proceedings of the International Symposium on Modeling and Combustion in internal combustion engines (COMODIA) 98 (1998), pp.35-44.

[144] Ogawa, H., Kimura, S. and Koike, M., A Study of heat rejection and combustion characteristics of a low-temperature and pre-mixed combustion concept based on measurement of instantaneous heat flux in a direct-injection diesel engine, SAE Paper, No.2000-01-2792 (2000).

[145] Ishii, H., Emi, M., Yamada, Y., Shimano, K., Enomoto, Y. and Kimura, S., Heat loss to the combustion chamber wall with deposit adhering to the wall surface in D.I. diesel engine first report: influence of deposit on instantaneous heat flux into the piston surfaces, SAE Paper, No.2001-01-1811 (2001).

[146] Nijeweme, D.J.O., Kok, J.B.W., Stone, C.R. and Wyszynski, L., Unsteady

in-cylinder heat transfer in a spark ignition engine: experiments and modelling, Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vol.215, Part D (2001), pp.747-760.

[147] Grandin, B. and Denbratt, I., The effect of knock on heat transfer in SI engines, SAE Paper, No.2001-01-0238 (2001).

[148] Tsurushima, T., Kunishima, E., Asaumi, Y., Aoyagi, Y. and Enomoto, Y., The effect of knock on heat loss in homogeneous charge compression ignition engines, SAE Paper, No.2002-01-0108 (2002).

[149] Wang, X. and Stone, C.R., A study of combustion, instantaneous heat transfer, and emissions in a spark ignition engine during warm-up, Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vol.222, Part D: Journal of Automotive Engineering (2008), pp.607-618.

[150] Rakopoulos, C.D. and Mavropoulos, G.C., Experimental evaluation of local instantaneous heat transfer in the combustion chamber of air-cooled direct injection diesel engine, Energy, Vol.33 (2008), pp.1084-1099.

[151] Demuynck, J., Paepe, M.D., Sileghem, L., Vancoillie, J., Verhelst, S., and Chana, K., Applying design of experiments to determine the effect of gas properties on in-cylinder heat flux in a motored SI engine, SAE Paper, No.2012-01-1209 (2012).

[152] Kavtaradze, R, Zelentsov, A., Gladyshev, S.P., Kavtaradze, Z. and Onishchenko, D., Heat insulating effect of soot deposit on local transient heat transfer in diesel engine combustion chamber, SAE Paper, No.2012-01-1217 (2012).

[153] Hendricks, T.L., Splitter, D.A. and Ghandhi, J.B., Experimental investigation of piston heat transfer under conventional diesel and reactivity-controlled compression ignition combustion regimes, International Journal of Engine Research, Vol.1, No.22 (2014), pp.1-22.

[154] Gingrich, E., Ghandhi, J. and Reitz, R., Experimental investigation of piston heat transfer in a light duty engine under conventional diesel, homogeneous charge compression ignition, and reactivity controlled compression ignition combustion regimes, SAE Paper, No.2014-01-1182 (2014).

[155] Wimmer, A., Pivec, R. and Sams, T., Heat transfer to the combustion chamber and port walls of IC engines – measurement and prediction, SAE Paper, No.2000-01-0568 (2000).

[156] Hensel, S., Sarikoc, F., Schumann, F., Kubach, H. and Spicher, U., Investigations on the Heat Transfer in HCCI Gasoline Engines, SAE Paper, No.2009-01-1804 (2009).

[157] Soyhan, H.S., Yasar, H., Walmsley, H., Head, B., Kalghatgi, G.T. and Sorusbay, C., Evaluation of heat transfer correlations for HCCI engine modeling, Applied Thermal Engineering, Vol.29 (2009), pp.541-549.

[158] Huegel, P., Kubach, H., Koch, T. and Velji, A., Investigations on the heat transfer in a single cylinder research SI engine with gasoline direct injection, SAE Paper, No.2015-01-0782 (2015).

[159] Borman, G.L., In-cylinder heat transfer research at the U.W. engine research center, Proceedings of the International Symposium on Modeling and Combustion in internal combustion engines (COMODIA) 90 (1990), pp.1-10.

[160] Wu, H.W. and Perng, S.W., LES analysis of turbulent flow and heat transfer in motored engines with various SGS models, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.45 (2002), pp.2315–2328

[161] Kleemann, K.P. and Gosman, A.D., Heat transfer sensitivity study for an advanced diesel engine, SAE Paper, No.2003-01-0561 (2003).

[162] Plengsaard, C. and Rutland, C., Improved engine wall models for Large Eddy Simulation (LES), SAE Paper, No.2013-01-1097 (2013).

[163] Jia1, M., Gingrich, E., Wang, H., Li, Y., Ghandhi, J.B. and Reitz, R.D., Effect of combustion regime on in-cylinder heat transfer in internal combustion engines, International Journal of Engine Research, Vol.1, No.16 (2015), pp.1-16.

[164] Lucht, R.P., Rankin, D.D., Walter, T., Dreier, T. and Bopp, S.C., Heat transfer in engines: comparison of cars thermal boundary layer measurements and heat flux measurements, SAE Paper, No.910722 (1991).

[165] Pierce, P.H., Ghandhi, J.B. and Martin, J.K., Near-wall velocity characteristics in valved and ported motored engines, SAE Paper, No.921052 (1992).

[166] Grandin, B. and Denbratt, I., The effect of knock on the heat transfer in an SI engine: thermal boundary layer investigation using CARS temperature measurements and heat flux measurements, SAE Paper, No.2000-01-2831 (2000).

[167] 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.

[168] 小堀繁治，大森剛茂，内燃機関の燃焼室壁面近傍における境界層温度分布と消炎距離の測定，日本機械学会論文集 B 編，Vol.77, No.784 (2011), pp. 250-259.

[169] Dronniou, N. and Dec, J., Investigating the development of thermal stratification from the near-wall regions to the bulk-gas in an HCCI engine with planar

imaging thermometry, SAE Paper, No.2012-01-1111 (2012).

[170] 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.

[171] Shimura, M., Yoshida, S., Minamoto, Y., Yokomori, T., Iwamoto, K., Tanahashi, M. and Kosaka, H., Micro PIV investigation of near wall behaviors of tumble enhanced flow in an IC engine, Proceedings of the International Symposium on Modeling and Combustion in internal combustion engines (COMODIA) 2017, No. A205.

[172] **田中達也**, **原田雄司**, **服平次男**, **山下洋幸**, **山本寿英**, **高応答遮熱壁面が速度境界層内現象に及ぼす影響**, **マツダ技報**, No.33 (2016), pp.100-105.

[173] Aoki, O., Nakao, A., Tanaka, T., Koike, Y., Kiyosue, R., Harada, Y. and Yamamoto, H., Analysis of heat transfer phenomena on high response heat insulation coatings by instantaneous heat flux measurement and boundary layer visualization, SAE Paper, No.2015-01-1996 (2015).

[174]Patanker, S.V., (**水谷ほか訳**), **コンピュータによる熱移動と流れの数値解析**, **森北出版**, (1985), p.198.

[175] Tanahashi, M., Kang, S.J., Miyamoto, T., Shiokawa, S. and Miyauchi, T., Scaling Law of Fine Scale Eddies in Turbulent Channel Flows up to Re_τ=800, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.25 (2004), pp.331-340.

[176] **西岡通男**, **乱流境界層の摩擦速度を推定する新しい方法**, **ながれ**, Vol.34, No.6 (2015), pp.397-402.

[177] Pope, S.B., Turbulent flows, Cambridge University Press (2000).

[178] **奥谷 亮介**, **横森 剛**, **松田 昌祥**, **山本 英継**, **飯田 訓正**, **石井 大二郎**, **三原 雄司**, SI **エンジン壁面近傍伝熱現象におけるタンブル流と非定常効果の影響**, **自動車技術会 2017 年秋季大会学術講演会講演予稿集**, No.20176214 (2017), pp.1168-1173.

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

[180] Abe, K., Kondoh, T. and Nagano, Y., A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows I. Flow field calculations, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.37, No.1 (1994), pp.139-151.

謝辞

本研究は，東京工業大学工学院　店橋護教授のご指導のもとで実施されたものであります．大学院入学から 3 年間，研究の進め方から論文のまとめ方に至るまで，懇切丁寧なご指導ご鞭撻を賜りました，店橋護教授に深く感謝いたします．

可視化計測技術や流速計測結果の解析方法に関して，ご指導をいただきました志村祐康准教授に深く感謝いたします．

また，論文投稿に関して有意義なご助言をいただきました源勇気助教に深く感謝いたします．事務関係に関して，大変お世話になりました川村尚子秘書に感謝いたします．共に研究生活を送り，数多くの有意義なご助言をいただきました，Basmil Yenerdag 氏，平岡克也氏，青木虹造氏，大沢耕介氏，吉田真悟氏，近藤悠太氏に感謝いたします．

マツダ株式会社　技術研究所　山本博之技監には，大学院入学の機会を与えていただき，今後の研究生活で大事にすべき的確なご助言をいただきました．深く感謝申し上げます．同社　技術研究所　山本寿英副所長には，業務負荷と博士研究との両立を常に気にかけてくださり，様々な面でご配慮いただきました．深く感謝いたします．同社　技術研究所　山下洋幸研究長は，大学院への入学を後押ししてくださり，研究で壁にぶつかった時，常に温かく的確なご助言，ご配慮をいただきました．深く感謝いたします．同社　技術研究所　藤本英史主幹研究員には，論文執筆にあたり，的確なご助言をいただきました．深く感謝いたします．同社　技術研究所　田中達也シニアスペシャリストには，急速圧縮膨張装置を用いた壁面境界層内流動計測の機会を与えていただきました．そして，社会人コースにおける研究生活の進め方に関して，ご助言をいただきました．深く感謝いたします．内田健司アシスタントマネージャーには，壁面熱伝達現象の考察に関して，的確なご助言をいただきました．深く感謝いたします．同社　技術研究所　服平次男氏には，実験装置の設計製作に関して，多大なサポートをいただきました．深く感謝いたします．同社　技術研究所　清末涼アシスタントマネージャー，中尾裕典氏には，壁面熱流束計測に関して，多大なサポートをいただきました．深く感謝いたします．同社　技術研究所　朱前進氏には，実験を実施する際に，多大なサポートをいただきました．深く感謝いたします．

最後に，研究生活を常に支え続けてくれた家族に心より感謝いたします．

2018 年 6 月

原田　雄司