

# エンジン壁面の乱流熱伝達を捉える隣接多点MEMS熱流束センサの開発

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 公開日: 2019-07-30 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 出島, 一仁 メールアドレス: 所属:
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10291/20274">http://hdl.handle.net/10291/20274</a>

明治大学大学院理工学研究科

2018 年度

博士学位請求論文

エンジン壁面の乱流熱伝達を捉える  
隣接多点 MEMS 熱流束センサの開発

(Development of adjacent multipoint  
MEMS heat flux sensor for turbulent heat transfer  
on engine walls)

学位請求者 機械工学専攻

出島 一仁

# 目次

<b>第1章 序論</b> .....	<b>1</b>
1.1 研究背景.....	2
1.2 燃焼室壁面熱伝達の研究.....	5
1.2.1 燃焼室壁面の熱伝達.....	5
1.2.2 壁面熱伝達に関する実験相関式.....	6
1.3 燃焼室壁面熱流束の測定.....	9
1.3.1 熱電対式センサ.....	10
1.3.2 サーモパイル式センサ.....	14
1.3.3 測温抵抗体式センサ.....	16
1.4 熱伝達メカニズム解明へ向けた先端的研究.....	18
1.5 研究目的及び本論文の構成.....	26
1.5.1 研究目的.....	26
1.5.2 本論文の構成.....	27
<b>第2章 金属基板 MEMS 熱流束センサの開発</b> .....	<b>32</b>
2.1 概要.....	33
2.2 熱流束センサの開発方針.....	34
2.3 金属基板を用いた薄膜抵抗体式熱流束センサの開発.....	35
2.3.1 ステンレス基板を用いた平板型熱流束センサの製作.....	35
2.3.2 センサの較正.....	37
2.3.3 1次元非定常熱伝導解析による熱流束算出.....	39
2.3.4 層流予混合燃焼場における熱流束測定試験.....	39
2.4 エンジンへの導入を想定したプラグ型熱流束センサの開発.....	44
2.4.1 Al 合金基板を用いたプラグ型センサの製作.....	44
2.4.2 2次元非定常熱伝導解析による熱流束算出.....	47
2.4.3 エンジン環境における熱流束測定試験.....	49
2.5 まとめ.....	57
<b>第3章 エンジンの燃焼室壁面における瞬時局所熱流束計測</b> .....	<b>59</b>
3.1 概要.....	60
3.2 隣接3点 MEMS 熱流束センサの開発.....	61
3.2.1 隣接3点 MEMS 熱流束センサ.....	61
3.2.2 非定常3次元熱伝導解析による熱流束算出.....	65
3.2.3 熱流束測定における不確かさ.....	66

3.3	燃焼室壁面における熱流束測定 .....	71
3.3.1	大気圧下の予混合燃焼場における熱流束測定 .....	71
3.3.2	火花点火式ガソリンエンジンにおける熱流束測定 .....	72
3.4	まとめ .....	89
<b>第4章</b>	<b>乱流熱伝達評価手法の構築 .....</b>	<b>91</b>
4.1	概要 .....	92
4.2	壁面熱流束に基づく乱流特性の推定 .....	93
4.2.1	相関解析による乱流特性推定手法の開発 .....	93
4.2.2	移動平均の時間幅の検討 .....	102
4.3	乱流特性と熱伝達 .....	104
4.3.1	乱流特性 .....	104
4.3.2	PIV との比較 .....	116
4.3.3	壁面平行流速と熱伝達の関係 .....	121
4.4	まとめ .....	125
<b>第5章</b>	<b>結 論 .....</b>	<b>127</b>

第 1 章  
序 論

## 1.1 研究背景

近年、環境・エネルギー問題の観点から電気自動車や燃料電池自動車の研究開発が進められている。しかしながら、価格やインフラ整備、電気自動車ではさらに充電時間や航続距離等に課題があり、現状の技術ではすぐさま内燃機関（エンジン）に代替することは難しい。2050年においても自動車の半数以上は動力源にエンジンを利用するとの予測（図 1-1 [1]）もあり、エンジンの高効率化は依然として重要な課題といえる。

現在、自動車用ガソリンエンジンの熱効率は30%程度であり、燃料が持つ残り70%のエネルギーは損失として大気中に捨てられる（図 1-2 [2]）。損失はその形態によって排気損失、冷却損失、摩擦損失、ポンプ損失等に分類される。本研究では、エネルギーバランスの20-40%を占めるといわれる冷却損失に着目した。冷却損失とは高温の燃焼ガスから燃焼室壁面へと熱が奪われることで生じる損失であり、熱効率向上のために冷却損失の低減は必須である。

冷却損失低減技術を開発するためには、まずエンジンの燃焼室壁面における熱伝達メカニズムを明らかにする必要がある。なぜならば、いつ、どこで、どのように、どのくらいの熱輸送が生じるかを正しく理解することで、冷却損失低減のための指針が得られるためである。

また、近年のコンピュータ性能の向上に伴い活発化している数値シミュレーションを用いたエンジン燃焼解析においても熱伝達メカニズムの解明が重要な課題となっている。数値シミュレーション手法の1つに支配方程式をモデル化なしで直接解くDNS（Direct Numerical Simulation）がある。DNSは正確な結果を与える一方で、コルモゴロフスケールの渦を解像できるだけの微細な計算格子を設定するために計算負荷が非常に高く、エンジン内の乱流燃焼場を3次元的に解こうとすると地球シミュレータを用いたとしても $10^5$ 年の歳月を要する[3]とされており、エンジン燃焼への適用は現実的ではない。従ってエンジンの数値シミュレーションを行うためには支配方程式をモデル化し、粗視化による計算負荷の軽減が不可欠となる。ここで、モデル化において時間平均を行うものはRANS（Reynolds Averaged Navier Stokes）と呼ばれ、空間平均を行うものはLES（Large Eddy Simulation）と呼ばれる。RANSやLESの精度はモデル化の精度に依存するため現象の適切なモデル化が求められるが、現在のエンジンLESで利用されている熱伝達モデル[3, 4]では熱流束を過小評価するとの指摘があり[5]、モデルの改良が必要である。壁面熱伝達は熱効率だけでなく出力や排気等エンジン性能へ大きな影響を及ぼすことから、熱伝達を適切にモデル化できるかどうかはエンジンシミュレーション全体の信頼性を左右する重要な問題となる。

日本では2014年に内閣府の主導によって戦略的イノベーション創造プログラム（SIP）「革新的燃焼技術[6]」が発足し、国を挙げた総合的な研究が行われている。SIPでは2つの大目標を掲げており、その1つがエンジンの正味熱効率50%の達成であり、もう1つが国産のエンジンシミュレータ「HINOCA[7]」の開発である。冷却損失低減による熱効率向上に

加え、HINOCA では LES を行いクランク角度毎に現象をシミュレートすることを目指しており、HINOCA 検証用の瞬時の壁面温度及び熱流束の詳細な実験データの取得や、それに基づく壁面熱伝達のモデル化及びメカニズム解明が重要課題として設定されている。

以上のような背景から、約一世紀にわたりエンジン壁面熱伝達に関する様々な研究が行われてきた。しかしながら、現象の複雑さと測定の難しさが主たる原因となり、未だ熱伝達メカニズムには不明な点が多く残されている。燃焼室内はピストンによる圧縮膨張及び燃焼によって温度、圧力、流動、化学種（物性）が高速に変化するうえ、ガス側にはマイクロからミリメートルオーダーの乱れ[8]が存在する。加えて、光学的アクセスが難しく、振動や電氣的ノイズの多い過酷な環境といえる。そのため、従来の計測技術では詳細な測定が困難であり、時間あるいは空間平均的な議論に終始する研究が大半であった。

高分解能測定が可能なセンサの 1 つに、近年の微細加工技術の進展により製作が可能となった MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) センサがある。MEMS とは基板上にマイクロメートルオーダーの微細構造を集積させたデバイスであり、その中で微細な薄膜熱電対や測温抵抗体を搭載した MEMS 熱センサを利用すれば、伝熱現象をマイクロメートル及びマイクロ秒オーダーの分解能で測定することが可能である（例えば、沸騰気泡底部の壁面温度測定[9]）。一方で、MEMS センサは繊細で壊れやすく、エンジンのような機械への適用は難しい。MEMS センサをエンジンへ適用して高分解能測定を実施するためには、高温高圧なエンジン環境に耐える新たなセンサの開発が必要となる。

MEMS センサが機械になじまない原因は脆性材料であるシリコンを基板として利用する点にある。そこで本研究では、微細薄膜センサを金属基板上に形成した金属基板 MEMS センサを開発することにより、エンジン燃焼室壁面における熱伝達をこれまでになく高分解能に測定することを方針とした。燃焼室壁面における熱伝達の実像を明らかにすることで、研究者や技術者の理解を深め、将来的な冷却損失低減手法の開発や数値シミュレーション技術の発展に貢献する。また、本研究で開発される金属基板 MEMS センサは他の研究者に対し新たな熱流束測定法の選択肢を与えることとなり、将来のエンジン研究の発展に寄与するものである。

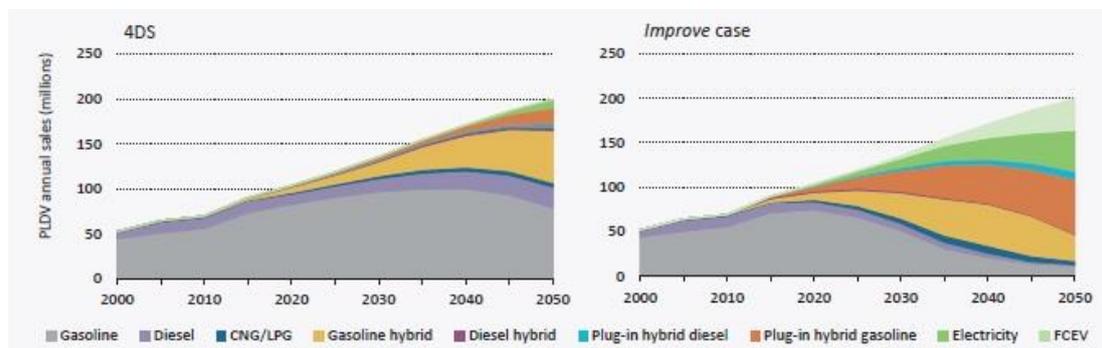


Fig. 1-1 Forecast of worldwide automobile sales [1].

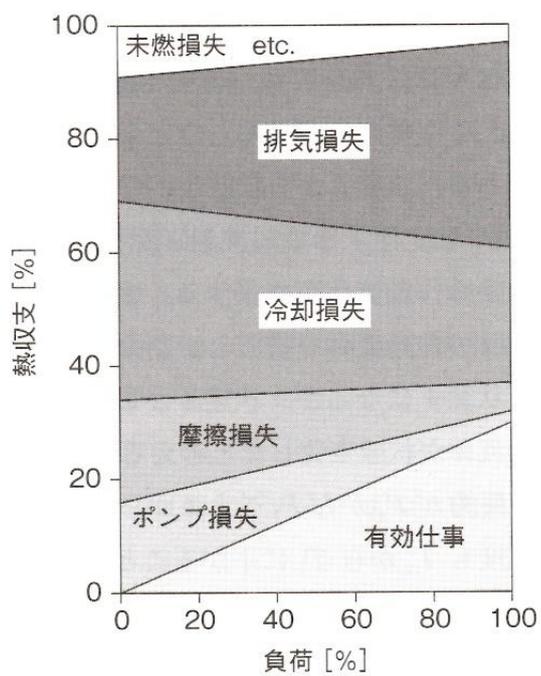


Fig. 1-2 Heat balance of automobile engines [2].

## 1.2 燃焼室壁面熱伝達の研究

### 1.2.1 燃焼室壁面の熱伝達

燃焼室壁面における熱伝達は、エンジンの熱効率や排気、出力に影響を及ぼす重要な問題である。自動車用エンジンの場合、燃焼ガス温度は最高で約 2500 K となるが、燃焼室壁面は冷却水によって 500 K 程度に保たれる。従って、ガスと壁面には約 2000 K の温度差が生じ、ガスから壁面へと熱が輸送されることとなる。

燃焼室壁面の熱伝達はエンジンの形状や運転条件、クランク角度、位置によって大きく異なるが、最も大きな熱輸送が生じる上死点付近における熱伝達の様相を模式的に表すと図 1-3 のようになる。ガスの流速は数 m/s から数十 m/s 程度[10]であり、マイクロからミリメートルスケールの乱れ[8, 11]を含む。ピストンによる圧縮膨張によって伸縮される非定常な場であり、温度境界層はサブミリからミリメートルオーダー[12-14]といわれ、生じる熱流束は条件によっては 10 MW/m<sup>2</sup> に達する。

このような高熱流束は燃料の持つエネルギーの損失として熱効率悪化の原因となるだけでなく、熱応力を引き起こしエンジン部材へダメージを与える。従って、壁面熱伝達機構を明らかにし、熱損失の予測や低減のための技術開発が求められている。

図 1-4 は壁面熱伝達の伝熱因子を模式的に表している。エンジンの場合、熱拡散や壁面垂直流、平行流、渦による強制対流熱伝達に加え、圧縮膨張による温度境界層の伸縮、火炎やすすからのふく射[15]、燃焼による熱発生、水蒸気や燃料の凝縮・蒸発[16]等の影響が重ね合わさって熱輸送量が決定される。加えて、潤滑油による冷却やすす等の堆積物も影響を与える[17, 18]ため、そのメカニズムは非常に複雑となる。

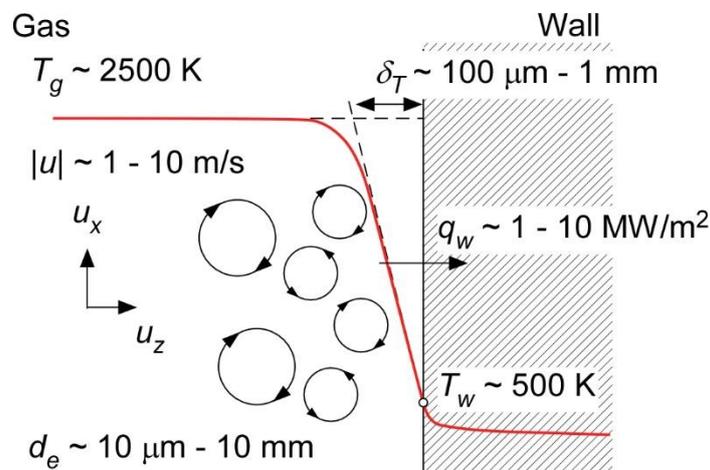


Fig. 1-3 Schematic diagram of heat transfer on engine walls.

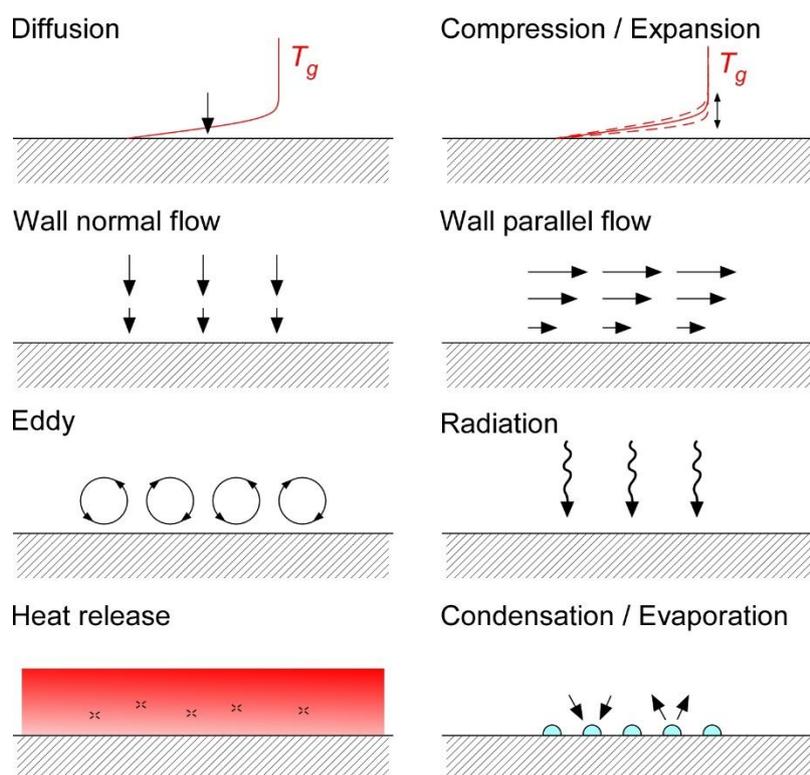


Fig. 1-4 Factors of engine heat transfer.

### 1.2.2 壁面熱伝達に関する実験相関式

燃焼室壁面の熱伝達は様々な伝熱因子が影響を及ぼす非常に複雑な系であるが、ほとんどの研究では壁面熱伝達における各種の因子の影響を切り分けることはできておらず、全熱流束 $\dot{q}_w$ とガスと壁面の温度差( $T_g - T_w$ )を結び付ける熱伝達率 $h$ を次式のニュートンの冷却則から求める程度に留まっている。

$$h = \frac{\dot{q}_w}{T_g - T_w} \quad (1-1)$$

様々なエンジン形状や運転条件下での熱損失量を予測するためには、実験的に得られた熱伝達率を適切に無次元化して一般化する必要がある。一般化に際しては、燃焼室内の伝熱現象を円管内の乱流熱伝達と捉え、ヌセルト数 $Nu$ をレイノルズ数 $Re$ とプラントル数 $Pr$ で表現する次のような関係式が用いられてきた。なお、 $c$ 、 $m$ 、 $n$ は実験定数である。

$$Nu = cRe^m Pr^n \quad (1-2)$$

ここでは先行研究を振り返ることで現状の課題の明確化を目的とし、特に著名な実験相関式である Woschni の式[19]について概説する。なお、エンジン壁面熱伝達研究をまとめた

ものとして、例えば Borman & Nishiwaki によるレビュー[15]や Heywood の著書[20]がある。

Woschni はヌセルト数とレイノルズ数の関係式として、式 (1-3) を仮定した。これは、式 (1-2) においてプラントル数の変化は小さいとして定数と扱う形である。

$$Nu = cRe^m \quad (1-3)$$

ボア径  $B$  を代表長さ、代表流速を  $w$  とし、ガスの熱伝導率  $k$  と粘度  $\mu$  をガス温度  $T$  の関数として  $k \propto T^{0.75}$ ,  $\mu \propto T^{0.62}$  と仮定する。圧力  $p$  は理想気体の状態方程式に従うとすれば、式 (1-3) から熱伝達率  $h$  を次のように表現できる。

$$h = cB^{m-1}p^m w^m T^{0.75-1.62m} \quad (1-4)$$

代表流速  $w$  については、吸気・圧縮・排気行程と、燃焼・膨張行程で分けて考える。前者では  $w$  はピストン平均速度  $c_m$  に比例すると仮定した。一方で、燃焼開始以降はピストンの運動により誘起される流動に加えて燃焼に起因する流動が生じるとして、燃焼の効果を表す項  $w_c$  を追加した。ここで、 $w_c$  はモータリング時の圧力  $p_0$  とファイアリング時の圧力  $p$  の差の関数として与えた。以上をまとめると、代表流速  $w$  は次のようになる。

$$w = c_1 c_m + c_2 \frac{V_s T_1}{p_1 V_1} (p - p_0) \quad (1-5)$$

$$c_1 = \begin{cases} 6.18 & 0 & \text{(for the gas exchange period)} \\ 2.28, & c_2 = \begin{cases} 0 & \text{(for the compression period)} \\ 3.24 \times 10^{-3} & \text{(for the combustion \& expansion period)} \end{cases} \\ 2.28 & \end{cases}$$

ここで、 $V_s$  はシリンダ体積、 $p_1$  及び  $T_1$  は吸気弁が閉じた瞬間や燃焼開始時期といった基準となる体積  $V_1$  における瞬時の圧力とガス温度である。

ただし、後にスワールの影響を考慮し、Woschni 自身によって筒内ガスの周方向成分  $c_u$  を用いた以下の修正式が提案されている。

$$c_1 = \begin{cases} 6.18 + 0.417 \frac{c_u}{c_m} & \text{(for the gas exchange period)} \\ 2.28 + 0.308 \frac{c_u}{c_m} & \text{(for the rest of cycle)} \end{cases} \quad (1-6)$$

式 (1-4) における指数  $m$  は 0.8 としているため、最終的に Woschni の式は以下で表される。

$$h = 3.26B^{-0.2}p^{0.8}w^{0.8}T^{-0.55} \quad (1-7)$$

本式は1967年に提案されたが、クランク角度毎の熱伝達率を代数的に求められる利便性から、未だサイクルシミュレーション等で広く利用されている。しかし、Woschniの式中の実験定数はサイクルの積分値に対して適合されたものであり、瞬時値の予測精度は検討されていない。また、代表速度はピストン平均速度を基に与えられているが、燃焼室形状や吸気ポート形状が異なれば実験定数が変化することは容易に想像できる。加えて、後述するDNS研究では、熱伝達に支配的な影響を与えるのは壁面平行方向の流動ではなく、壁面垂直方向の流動であると指摘されており、ピストン平均速度と周方向成分をのみを用いるWoschniの式では流動効果を正しく評価できない可能性が高い。実際、Woschniの式で予測される熱伝達率が実測値と合わないとの指摘は多く[22, 23]、流動と熱伝達の関係性を明らかにし、瞬時熱伝達率をより高精度に予測する技術が求められている。

また、最新の研究[24]によって圧縮行程の壁面近傍の速度境界層はBlasiusの境界層に近い振る舞いを取り、エンジン筒内は完全発達した乱流場ではないと指摘されていることを補足しておく。すなわち、式(1-2)は長年にわたりエンジン熱伝達の相関式の基礎として用いられてきたが、今後は式の形から見直さなければならない可能性がある。

熱伝達メカニズムを真に解明するということは、各クランク角度においてどの程度の熱がどのような伝熱形態によってどこに輸送されるかを定量的に明らかにすることである。そのためには、壁面と気相の両面から現象を詳細に観察し、さらには数値シミュレーションとの比較検証を密に行っていく必要がある。しかしながら、現状は実験的に現象を捉えることすら難しい状況であり、まずはオーバーオール熱輸送量を調べるところから研究が行われている。将来的な熱伝達メカニズムの解明のためには、伝熱現象を高い分解能で捉える測定技術の開発が第一の課題となっている。



### 1.3.1 熱電対式センサ

エンジン用熱流束センサとして最も一般的なものは熱電対を利用したものである。センサ表面の温接点を薄膜等で形成することで熱容量を小さくし、応答速度 10 - 100 kHz 程度とエンジン測定において十分な時間分解能を有するものが多い。一方で、熱電対式では熱起電力の不確かさ、センサ内部構造を反映した熱伝導解析における物性値や熱抵抗の不確かさ（多くの研究では1次元的な熱流と均質な材料を仮定している）、センサの個体差に対応できないことが懸念され、得られる熱流束の精度には疑問が残る。これらの問題は、センサに既知の熱流束を付与することが難しいために熱流束較正方法が未だ確立されていないことに原因がある。熱電対式センサは製作が比較的容易でアンプやフィルタを除けば駆動回路が不要なために広く利用されており、較正法の確立が熱電対式センサによる熱伝達メカニズム調査をする上での最重要課題の1つといえる。

図 1-6 に示すように、熱電対式センサは構造によって同軸型、ペアワイヤ型、フィルム型に大別される[15]。以下に、各構造のセンサについて述べる。

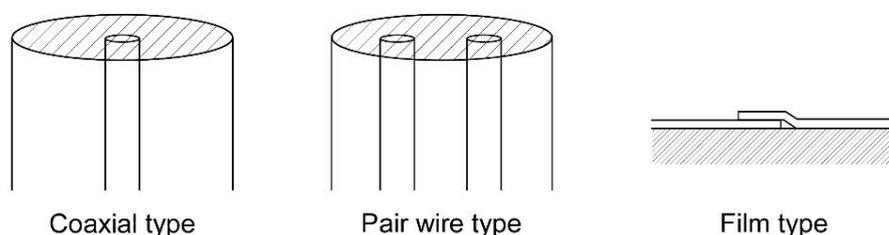


Fig. 1-6 Typical types of a thermocouple heat flux sensor.

#### (1) 同軸型

同軸型センサは熱電対を構成する金属の片方を心線とし、もう片方をセンサ母材とする。表面の温接点の形成方法としては、真空蒸着等を利用した薄膜によるものや端面をやすりがけ等してできる“まくれ”を利用したものがある。

日本においては武蔵工業大学（現・東京都市大学）の榎本らの研究グループ（例えば[28, 29]）が同軸型熱電対の開発に取り組み、様々な運転条件下で熱流束測定を行って先駆的な成果を残してきた。図 1-7 は榎本らの熱流束センサを示している。本センサはエンジン部材として一般的なアルミ合金をセンサ母材とし、心線材料にはコンスタントンを用いている。表面温接点は厚さ 7-10  $\mu\text{m}$  の銅薄膜によって形成することで応答性を確保している。図 1-8 は本センサを用いて測定された直噴式ディーゼルエンジンにおける壁面温度と熱流束を示している。本データは 256 サイクルのアンサンブル平均を取ることでエンジンの代表的な熱流束波形を得ており、吸気、圧縮、膨張、排気の各行程における熱流束が明瞭に示されている。また、本センサでは図 1-9 に示すように S/N 比の良い瞬時壁面温度の測定に成功している。しかし、運転条件に対する代表的な熱流束波形を調べることを目的としていたため、「サイクル変動のある波形では 1 サイクルの瞬間温度波形だけでその運転条件における壁

表面瞬間温度および熱損失状態を判断することは適切ではない」[30]として、図 1-9 のようなサイクル変動特性を詳しく調べることはされていない。

Heichal *et al.* [31]と Marr *et al.* [32]は同軸型を一步進化させた測定点を 3 つ持つセンサを開発した。これは著者の知る限り熱電対式センサでは唯一の多点測定センサであり、Marr らのセンサ (図 1-10) の測定点間の距離は 4.5 mm となっている。本センサはアルミ母材とコンスタンタン線を熱電対材料とし、表面温接点を銅薄膜で形成している。Marr らは壁面温度を高精度に測定することを目的としており熱流束の算出は行っていないが、母材と熱物性値の異なるコンスタンタン線や絶縁材の存在によって温接点温度が母材のみの場合と異なってしまうことを指摘し、熱伝導率の良い銅薄膜を適切な厚さで成膜することで温度をならし、正確に壁面温度を測定できることを数値シミュレーションによって示している。これは、従来同軸型熱電対の熱伝導解析で行われてきた 1 次元の仮定の正しさを否定するものであり、膜厚の最適化あるいはセンサ構造を反映させた 2 次元熱伝導モデル等での計算が必要であることを示している。一方で、Marr らは本センサをエンジンに挿入して実験を行ったものの、3 点の測定点間での波形の比較等を行っていない。また、本センサはノイズの影響で 200 Hz のカットオフ周波数を持つローパスフィルタを介して信号を取り出しているため、瞬時の壁面温度変動は捉えられていない。

同軸型熱電対は市販されているものもある[33]ためエンジンの熱伝達研究で最もよく利用されるセンサといえる。しかしながら、真の温接点はどこにあるのか、すなわち、真に測定されるのはどこの温度かという問題がある。また、Marr らが示したようにセンサ内部構造を反映させた 2 次元モデル等で熱流束を算出すべきであるにも関わらず、過去の研究を踏襲した 1 次元の仮定に基づく計算が現在も多く見受けられ、提示される熱流束の精度には疑問が残る。

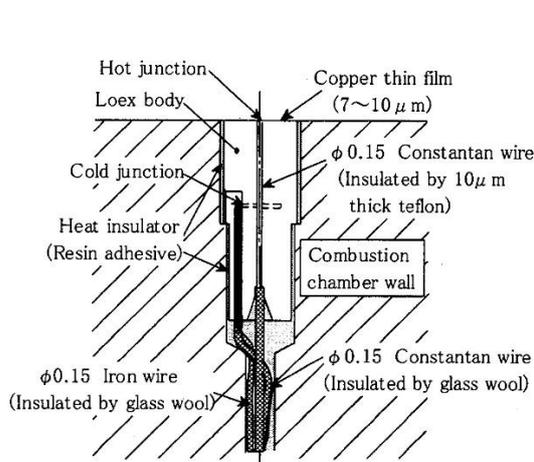


Fig. 1-7 Coaxial type thin film thermocouple sensor [30].

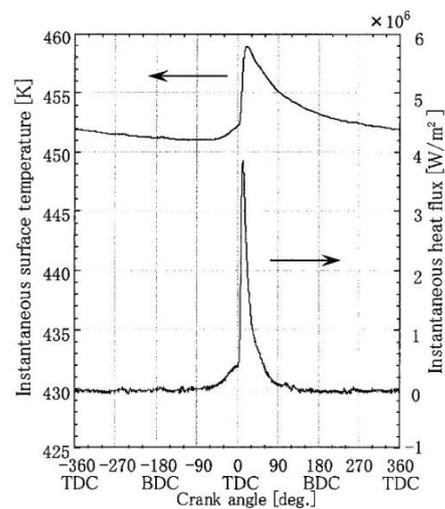


Fig. 1-8 Heat flux and wall temperature measured with the coaxial type sensor [30].

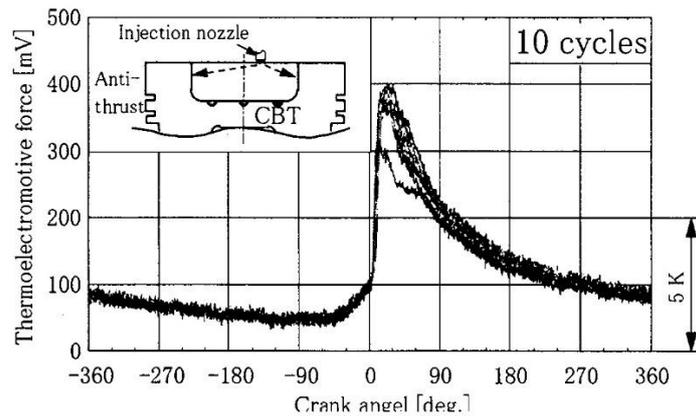


Fig. 1-9 Cyclic variability of engine wall temperature [32].

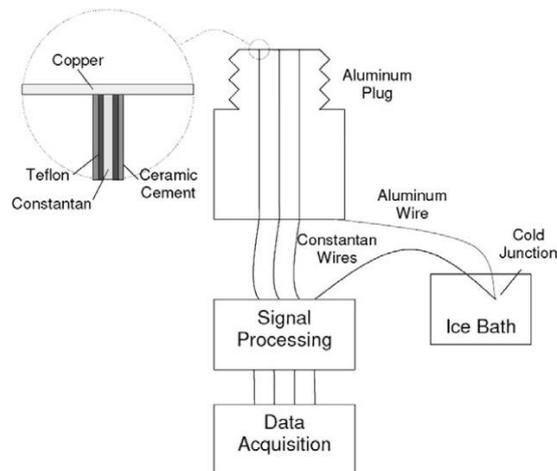


Fig. 1-10 Three-point thermocouple sensor [32].

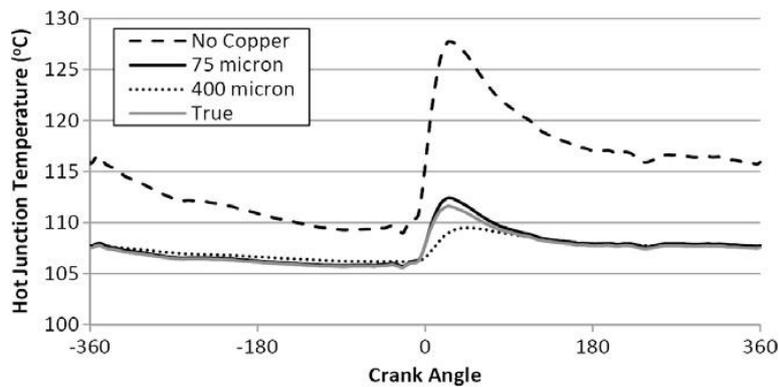


Fig. 1-11 Hot junction temperature with varied copper film thickness [32].

(2) ペアワイヤ型

ペアワイヤ型は熱電対を構成する 2 種類の金属線が挿入されたセンサで、センサ母材と熱電対は絶縁されている。表面の温接点は第 3 の金属薄膜あるいはまくれによって形成されている。

Hara & Oguri [34]は図 1-12 に示すペアワイヤ型センサを開発し、エンジンのピストン頂面における壁面温度測定を行った。本センサは鉄・コンスタンタンによって熱電対が構成され、アルミ薄膜によって温接点が形成されている。図 1-13 は測定された壁面温度を示しており、周期的なノイズを含むものの瞬時温度を評価できる良好な S/N 比のデータが得られている。一方で、鉄とコンスタンタンは熱拡散率が約 3.7 倍異なる ( $a_{\text{Iron}} = 2.3 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $a_{\text{Con.}} = 6.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ) ため、コンスタンタンワイヤ上の温度は鉄ワイヤ上に比べて有意に大きくなる。従って、各ワイヤとアルミ薄膜間でも熱起電力が発生するため壁面温度を高く評価する可能性があることに注意しなければならない。

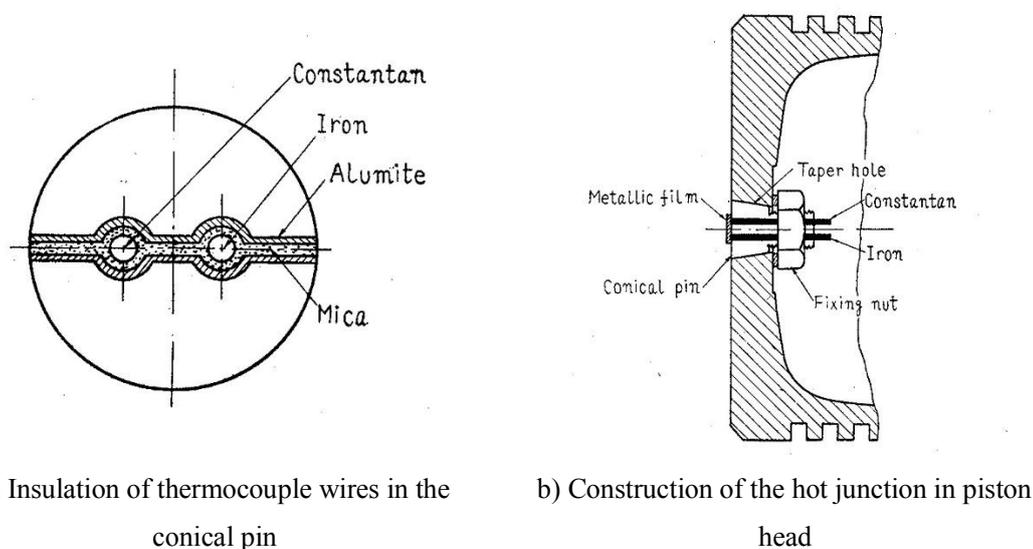


Fig. 1-12 Pair wire type thermocouple sensor [34].

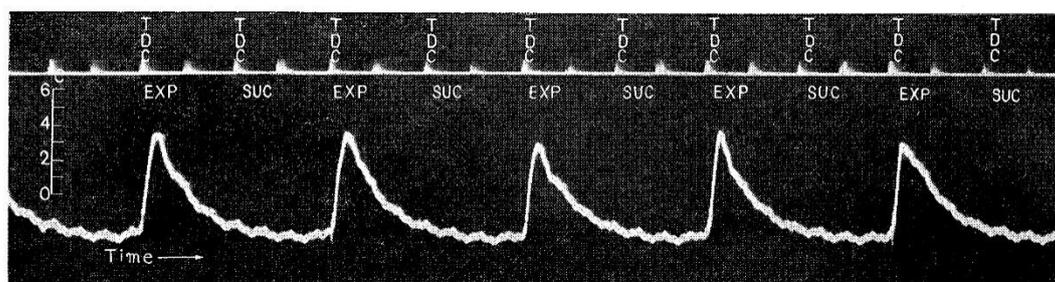


Fig. 1-13 Periodic temperature change on piston surface [34].

## (3) 薄膜型

薄膜型では熱電対を構成する金属が両者とも薄膜であり，温接点形成用の第3の金属薄膜はない．このタイプでは薄膜と基板を絶縁する必要があるが，温接点をワイヤから離すことができるため測温部にワイヤの影響を与えにくいという特徴がある．

中尾ら[35]はAg - Niからなる薄膜型熱電対(図1-14)を開発し，遮熱コーティングの影響を調査している．中尾らは熱伝導解析によって測温部におけるワイヤの影響を検討し，ワイヤの有無による熱流束の変化は1.72%と小さいため無視できるとしている．また，レーザ照射を用いてセンサの応答速度を評価しているが，照射エネルギーに基づく熱流束較正には至っていない．

一方で，熱流束を算出するには熱伝導解析で用いる遮熱コーティング材や薄膜の熱物性値の精度，多層化によって生じる界面熱抵抗の影響が問題となる．これらは同一プロセスで製作しても個体差が大きくなると予想されるため，センサの較正がより一層重要となる．

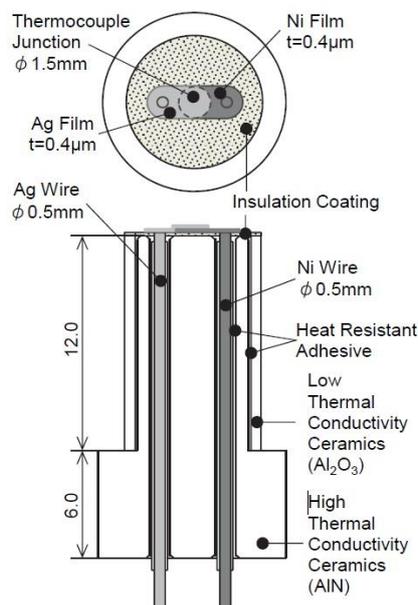


Fig. 1-14 Film type thermocouple sensor [35].

## 1.3.2 サーマパイル式センサ

1.4.1 節で述べた熱電対式センサの他に，サーモパイルによって熱流束を測るセンサも利用されている．サーモパイルは熱電対を直列に接続したもので， $n$  対の熱電対をつなぐことで単体の熱電対に比べて  $n$  倍の出力を得ることができ，S/N 比の高い測定が可能である．一方で，熱電対を多数配置するために測温部の面積が大きくなる傾向があり，サブミリメートルオーダーといわれる乱流渦スケールと同等の空間分解能での測定は難しい．

図1-15はVatell社の販売するサーモパイル式センサ[36]を示している．本センサは熱電対接点を熱抵抗層によって高さをずらして形成することで，センサ表面から深さ方向への熱

流を測定する (図 1-16). 熱電対式ではまず壁面温度を測定し, 熱伝導方程式を解くことで熱流束を求めるのに対し, サーモパイル式では熱流を直接測ることができる (この観点では, 熱電対式センサは温度センサであり, サーモパイル式センサは熱流束センサといえる). 本センサは Vatell 社によってふく射を利用した熱流束較正が行われており, 公称の測定不確かさは $\pm 3\%$ となっている.

Demuynck *et al.* [38]は図 1-15 のサーモパイル式センサを用いてメタン及び水素を燃料としたときの燃焼室壁面熱流束を測定した (図 1-17). サーモパイル式センサはサイクル毎の瞬時熱流束を高い S/N 比で捉えており, 燃料にメタンを使用した場合はサイクル毎に熱流束の立ち上がり時期にばらつきが見られる一方で, 水素の場合は熱流束の立ち上がり時期のばらつきは小さいことがわかる. Demuynck *et al.*はこれをメタンに比べて水素の燃焼速度が速いためであると説明している. また, 特にメタンの場合に瞬時熱流束がアンサンブル平均と異なる波形を示しており, 火炎伝播や筒内の流動状態がサイクル毎に大きく変動していることが推察される. 水素の場合, 瞬時値はアンサンブル平均値を中心に分布しているが高周波な熱流束変動が確認されており, ガス側に乱れの影響を捉えていると考えられる. しかしながら, このような熱流束変動は著者らの関心からは外れているようであり, 詳細な分析は行われていないようである.



Fig. 1-15 Thin film thermopile sensor [36].

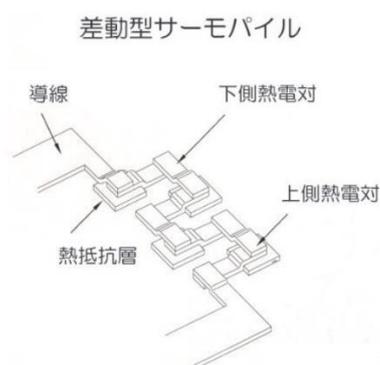


Fig. 1-16 Schematic diagram of the thin film thermopile [37].

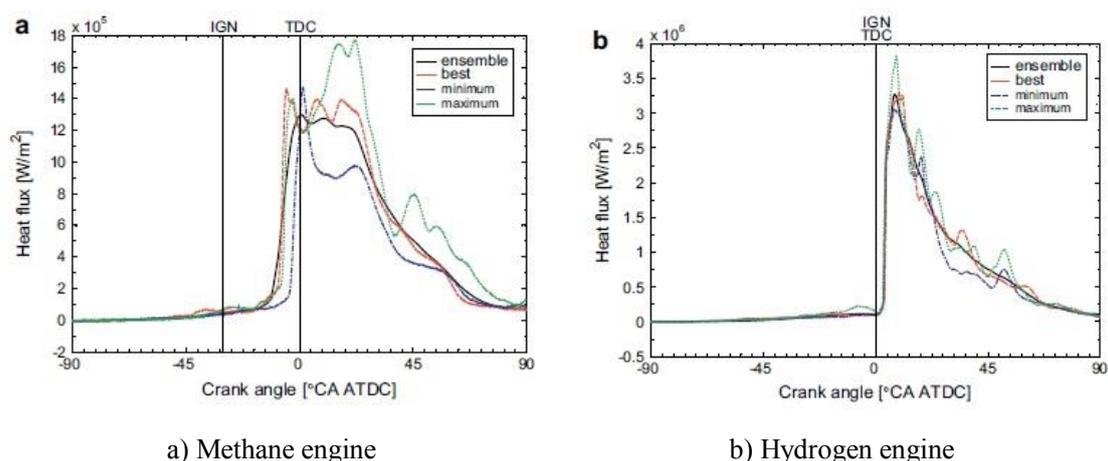


Fig. 1-17 Heat flux measured with the thermopile sensor [38].

### 1.3.3 測温抵抗体式センサ

熱電対式，サーモパイル式以外では，測温抵抗体（RTD: Resistance Temperature Detector）を利用した熱流束センサがある．RTDは抵抗値の温度依存性を利用した温度センサであり，熱電対式と同様に壁面温度を測定し，熱伝導解析によって熱流束を求める．

中別府ら[39]はMEMS（Micro-Electro-Mechanical Systems）技術を用いてSi基板上にPt薄膜RTDを形成したセンサを開発した（図1-18）．RTD式の重要な特徴として，外部から電圧を印加することで自己発熱を生じさせることが可能である点が挙げられる．この自己発熱によって生じる熱流束はRTDに印加された電圧値と電流値の積をRTD面積で除して求められるため，この付与熱流束と測定熱流束が一致するよう解析モデルを修正することで熱流束較正[40]が可能である．中別府らはこの熱流束較正手法を開発したセンサへ適用し，熱流束測定の定量性を確保している（図1-19）．加えて，RTD式のもう一つの利点として熱電対式に比べて高感度な測定が可能である点が挙げられる．これは抵抗値読み取りのためにRTDへ流す電流値を調整することで，測定感度を制御することができるためであり，予混合層流燃焼場での実験では図1-20に示すように瞬時熱流束を優れたS/N比で捉えることができている．エンジンへ設置するためには基板材料や形状の再選定が必要であるが，高精度・高S/N比熱流束測定へ向けて重要な指針を示す研究となっている．

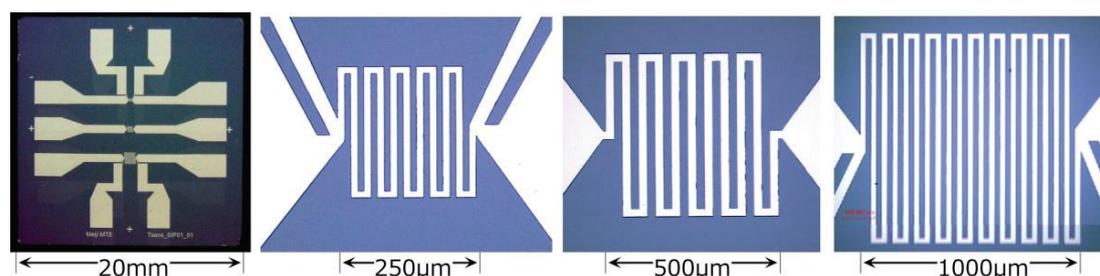


Fig. 1-18 Thin film resistance sensor on a Si substrate [39].

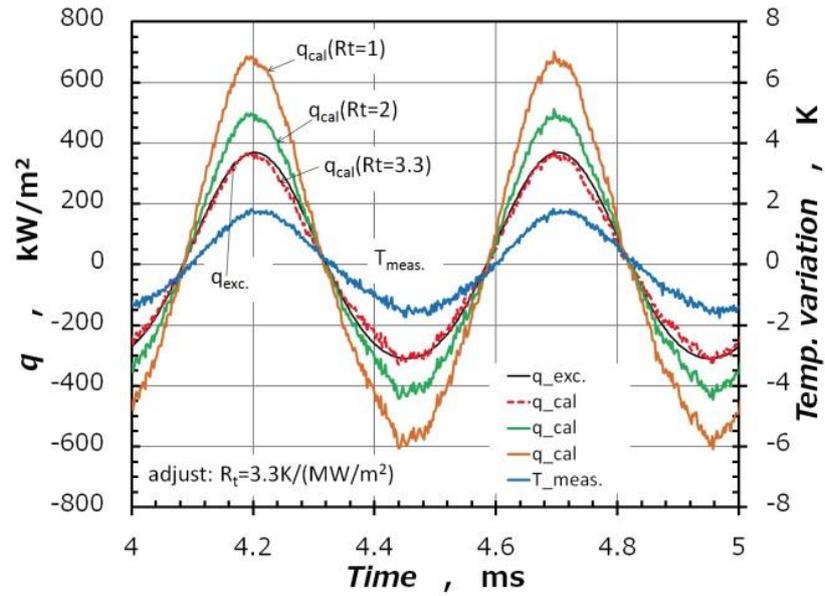


Fig. 1-19 Adjustment of measured heat flux to excited heat flux by changing interfacial thermal resistance for heat input at 2 kHz [39].

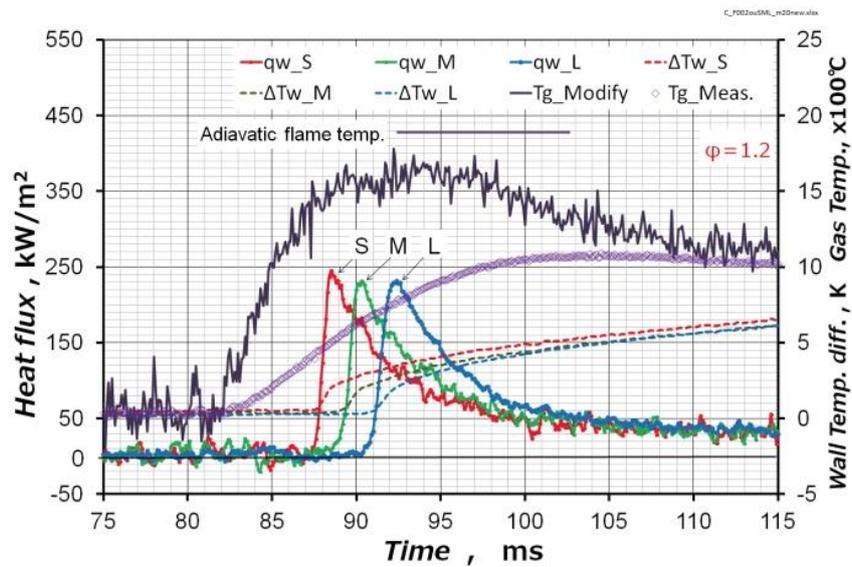


Fig. 1-20 Wall heat flux measured with the resistance sensor in a laminar premixed combustion [39].

## 1.4 熱伝達メカニズム解明へ向けた先端的研究

ここでは燃焼室壁面の熱伝達メカニズム解明へ向けた最新の研究について概説する。

### (1) 実験的研究

前節で述べた熱流束センサによる測定では局所の熱伝達特性が調べられるが、燃焼室壁面の熱伝達は空間的に一様ではなく、位置によってその特性が異なることが知られている。熱流束センサで空間的な熱伝達特性を調べるためには多数のセンサを挿入しなければならない上に離散的な情報しか得られない。そこで、画像計測によって熱伝達特性の空間分布を調べる研究が行われている。

Aizawa & Kosaka [41]は燐光体を塗布したサファイア窓を急速圧縮膨張装置に設置し、壁面温度分布の測定を行った。図 1-21 はディーゼル噴霧火炎の輝炎画像と二色法で得られた壁面温度を示している。温度画像中の丸く抜けた部分は噴霧火炎の衝突によって燐光体が剥がれ落ちてしまった領域である。従って火炎衝突部分の壁面温度は不明であるが、火炎との熱伝達による高温部の広がりや火炎構造を反映したと考えられるミリメートルからサブミリメートル程度の局所的な温度むらが捉えられている。加えて、Aizawa らは燐光の寿命を利用した 10 kHz の高時間分解能測定を実施し、壁面温度の時系列変化から熱流束の算出を行った (図 1-22)。燐光体を塗布する場合、燐光体の物性や塗布厚さ、ボイド率等を知ることが難しいため測定精度に懸念があるものの、数 MW/m<sup>2</sup>程度の熱流束が算出されており、熱流束センサによる測定値[42]と比較してオーダーの一致が見られている。

現状では高繰り返しレーザの出力不足から熱流束の面計測には至っていないものの、レーザ技術の進展によって近い将来可能になると予想される。また、近年では最高 100 kHz の超高速撮影が可能な IR カメラ[43]が開発され、エンジン研究でも利用されつつある。測定精度の懸念はあるものの、熱伝達メカニズム解明のための強力なツールとなるポテンシャルを有している。

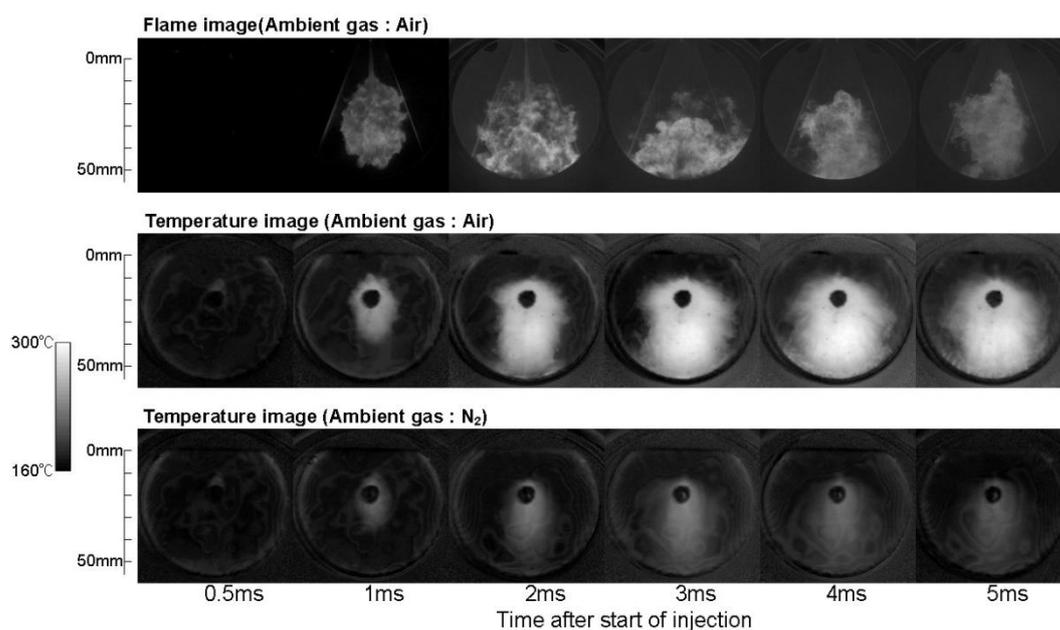


Fig. 1-21 High-speed direct photograph of combustng diesel spray impinging on the wall surface (top), measured 2-D temperature distribution on the wall surface for combustng spray (middle) and for non-combustng spray (bottom) at different timings after start of fuel injection for injection pressure of 120 MPa [41].

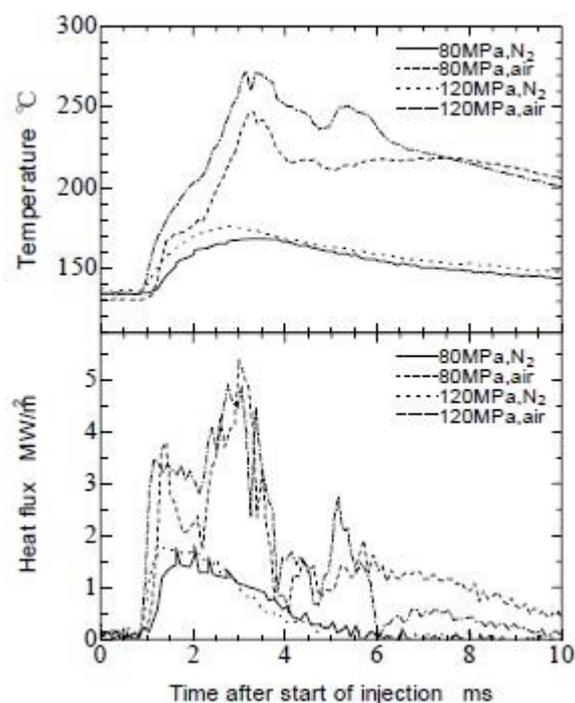


Fig. 1-22 Time history of wall surface temperature and heat flux obtained by time-resolved lifetime-based phosphorescence thermometry [41].

## (2) 数値解析的研究

エンジン筒内のフルシミュレーションを DNS で行うことは計算負荷の観点から現状不可能であるが、定容容器での燃焼やエンジンの非燃焼（モータリング）条件への適用は可能である。DNS では支配方程式をモデル化なしで直接解くために実験と同等に正しい結果が得られる上、実験では測定困難な種々の物理量を把握することができ、現象解明へ向けて非常に強力なツールである。

Yenerdag *et al.* [44, 45]は定容容器における乱流燃焼の DNS を行い、火炎と壁面の相互作用を調べた。図 1-23 は壁面熱流束の最大値と圧力の関係を示している。火炎到達後は圧力の増加に伴い最大熱流束が概ね線形に増加しており、この時の傾きをグラフから読み取ると約  $1.5 \text{ (MW/m}^2\text{)/atm}$  であった。これらは圧力上昇に伴い火炎厚さが減少したためであると考えられる。火炎が薄くなると温度勾配が急峻になるため熱流束が増加すると推察されるが、Yenerdag らはむしろ火炎が薄くなることで局所的な熱発生が増加した効果が大いとい説明している（図 1-24）。図 1-23 の結果は火炎壁面間の熱流束を圧力で整理できる可能性を示唆している。

さらに、Yenerdag らは燃焼場を未燃領域、反応領域、既燃領域に分け、領域ごとの熱伝達特性を調べている。図 1-25 は壁面熱流束と各領域の分布を示しており、熱流束は反応領域で最も高く、次いで既燃領域となり、未燃部では気相と壁面の温度差が小さいため熱流束も低いことがわかる。反応領域では熱発生による温度上昇に加えて温度境界層が薄くなるために熱流束が飛躍的に増加し、その後熱伝導によって温度境界層が発達するため熱伝達率が低下することで既燃領域では熱流束が減少するものと考えられる。図 1-26 は領域ごとに平均した熱伝達特性を示している。反応領域では既燃領域の 2 倍程度高い熱流束が生じることがわかるが、一方で反応領域の面積は点火直後を除いて既燃領域に比べて微小であるため、全体の熱損失に対しては既燃領域の影響が支配的になることが示されている。

Schmitt *et al.* [12, 21]はエンジンのモータリングを模擬した条件下での DNS を行い、流動場と壁面熱伝達の間を調べた。ここでは直径 75 mm、高さ 90 mm の円筒を計算領域として設定し、ピストンストロークは 82.5 mm となっている。図 1-27 は圧縮行程の上死点前  $14^\circ$  におけるシリンダヘッドから 0.375 mm 離れた位置の流速 3 成分と壁面熱流束を示している。壁面平行方向の 2 成分に対し、壁面垂直方向の流速は壁による減衰の影響で 1 桁程度小さくなっている。半径方向や周方向の流動構造は壁面垂直方向に比べて大きく、熱流束との相関性は弱い一方で、壁面垂直方向の流動構造は熱流束分布との明確な一致が見られている。すなわち、ガスが壁面に向かう（青色）場合には熱流束が増加（黄色）し、逆に壁面から離れる（赤色）場合には熱流束が低下（水色）している。

図 1-28 は壁面垂直方向の流速とガス温度の分布を示している。壁面から 3.75 mm 離れた位置では流速とガス温度に相関はほとんど見られないが、壁面に近いほど両者に相関が現れ、壁面から 0.375 mm の位置では壁面へ向かう流速を持つ場合には温度が高く（赤色）、壁面から離れていく場合には温度は低く（青色）になっている。すなわち、壁面へは高温のガス

が向かっていくため、壁面との温度差の増加と温度境界層圧縮による熱伝達率上昇という2つの要因によって熱伝達が促進されると解釈できる。一方で、図 1-28 はシリンダヘッド近傍の温度・速度場であるから、壁面で冷却されたガスと壁面から離れた高温のガスが浮力によって駆動されて交換が起きたという解釈も可能であり、ピストン表面やライナでも同様の傾向があるかを調査する必要があるように思われる。また、壁面に近づくほど流動構造が微細化することが読み取れる。

以上のように数値シミュレーション技術の急速な発展により火炎と壁面間の熱伝達特性に関する様々な知見が得られつつある。一方で、数値シミュレーションと比較可能な実験データの不足が問題となっている。

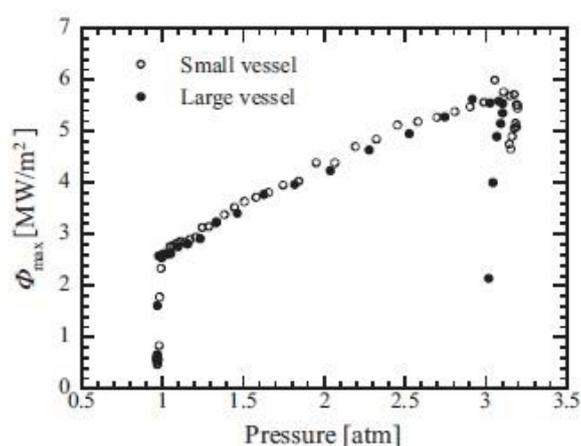


Fig. 1-23 The maximum wall heat flux on the lower wall as a function of pressure in the small and large vessels [44].

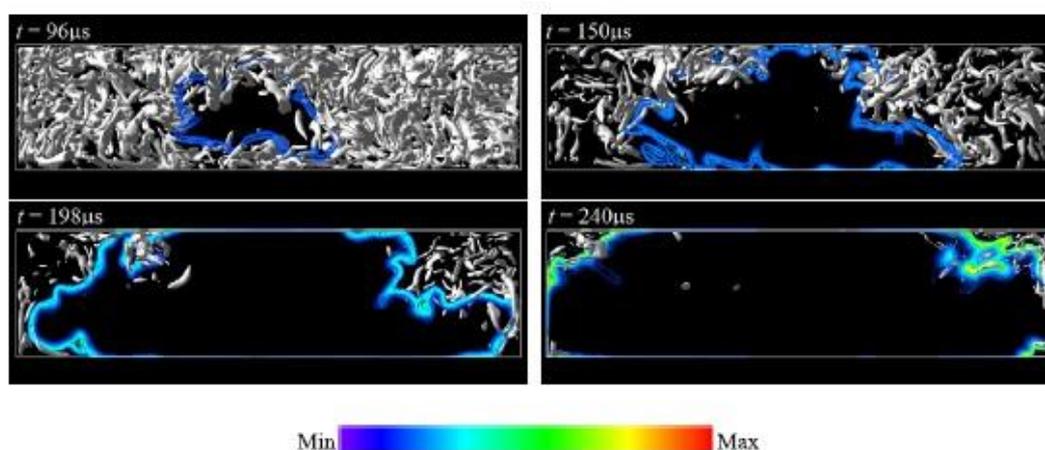


Fig. 1-24 Temporal development of the heat release rate in the center plane and turbulent vortices near the center plane in the small vessel ( $Q^* = 0.01$ ) [44].

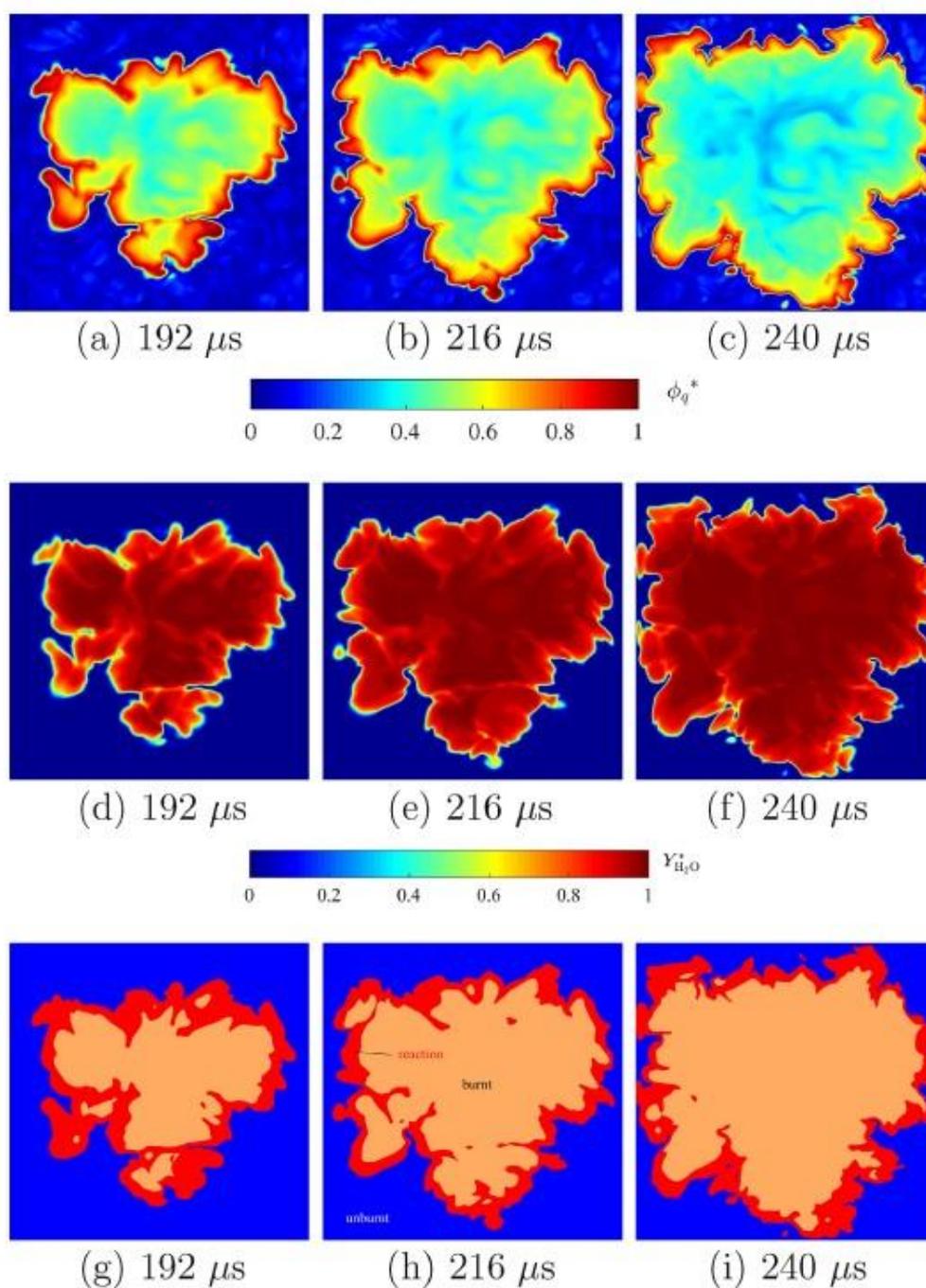


Fig. 1-25 Distributions of wall heat flux (a, b, c) and mass fraction of  $\text{H}_2\text{O}$  (d, e, f) on the lower wall. The color bars indicate that  $\phi_q^*$  and  $Y_{\text{H}_2\text{O}}^*$  are normalized by their instantaneous maximum values. Separation of unburnt, reaction and burnt regions (g, h, i), three regions are determined based on the corresponding  $Y_{\text{H}_2\text{O}}$  distribution on the lower wall [45].

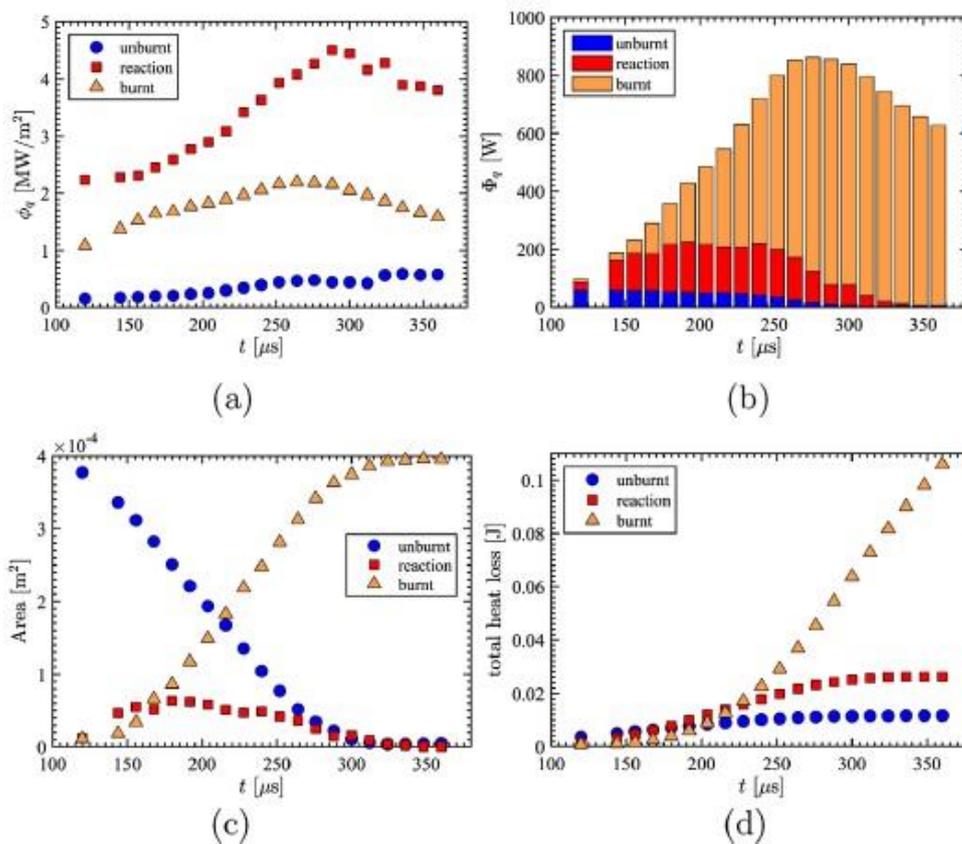


Fig. 1-26 Mean values of wall heat flux through the lower wall of unburnt, reaction and burnt regions (a), instantaneous total heat loss through the lower wall of unburnt, reaction and burnt regions (b), temporal development of the surface area on the lower wall of each region (c), temporal development of total heat loss of each region (d) [45].

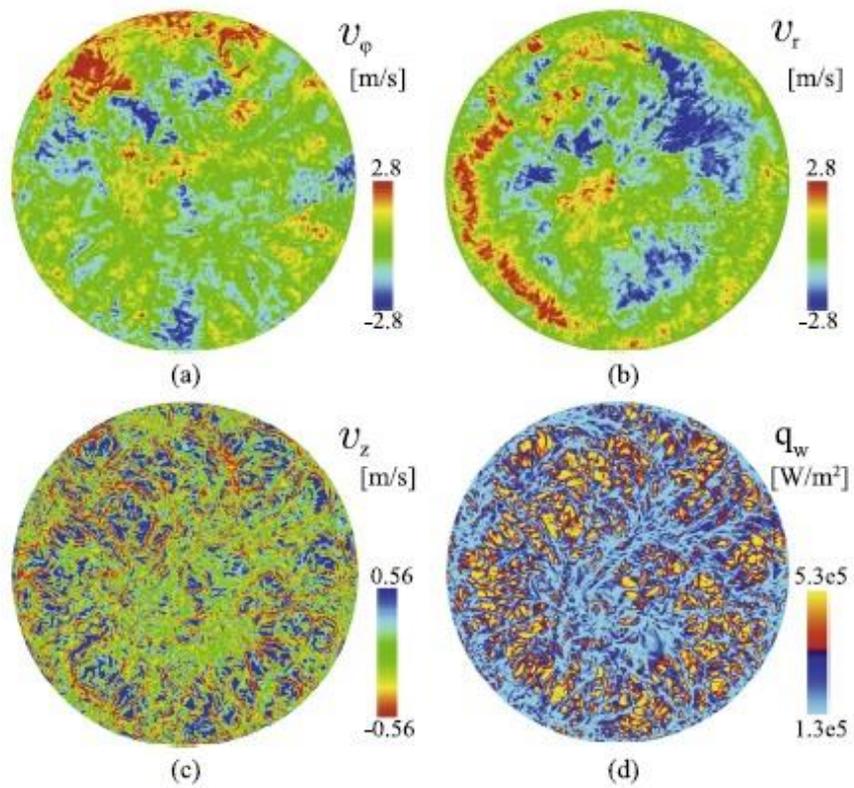


Fig. 1-27 Velocity components in the (a) azimuthal, (b) radial and (c) axial direction at a horizontal slice at  $z = -0.375$  mm and  $346$  °CA; (d) heat flux distribution on the cylinder heat d at  $346$  °CA [21].

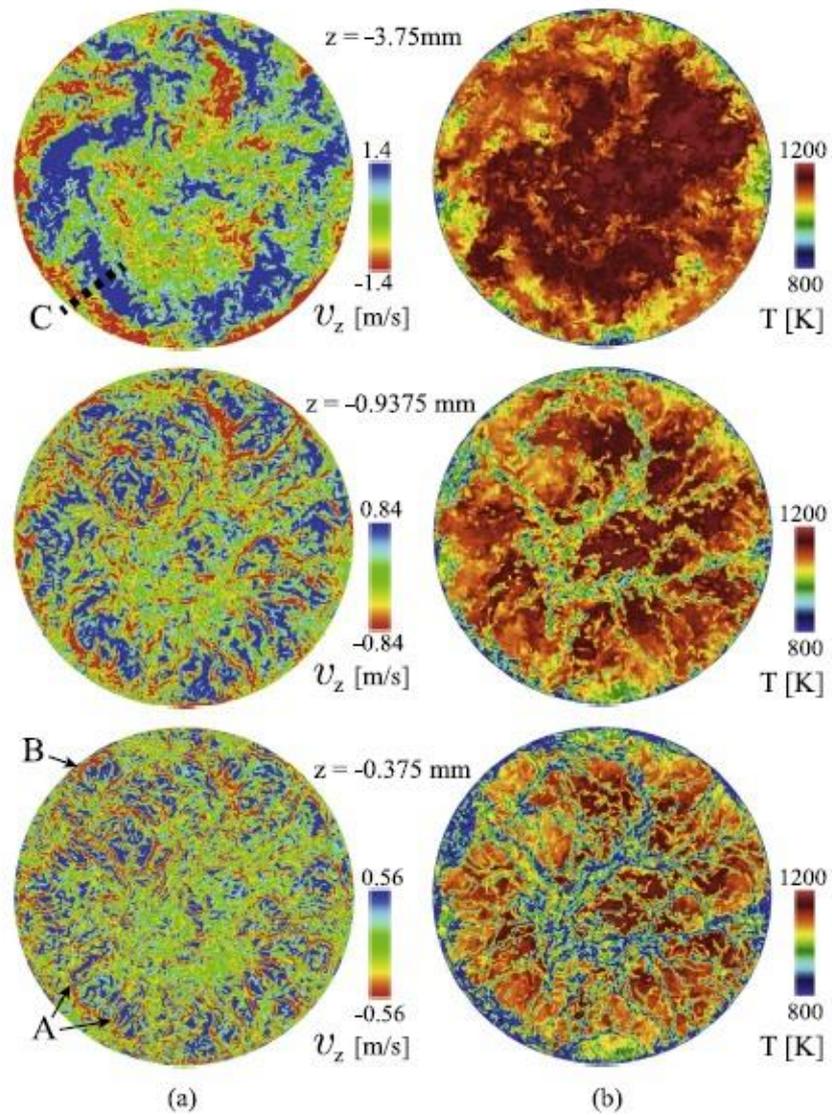


Fig. 1-28 (a) Axial velocity and (b) temperature on horizontal slices at  $z = -3.75 \text{ mm}$  ( $y^+ = 180$ ),  $z = -0.9375 \text{ mm}$  ( $y^+ = 46$ ) and  $z = -0.375 \text{ mm}$  ( $y^+ = 23$ ) at  $346 \text{ }^\circ\text{CA}$  [21].

## 1.5 研究目的及び本論文の構成

### 1.5.1 研究目的

本研究では、エンジンの燃焼室壁面における乱流熱伝達を捉える熱流束センサの開発を目的とする。ここで、乱流熱伝達を捉えるとは、固気界面の瞬時熱流束を測定するだけでなく、その原因である流動場の情報も取得することを目指す。

そのために満足せねばならない性能を表 1-1 に示す。まず、サブミリメートルオーダーといわれる乱れと同等の空間スケールで多点測定が可能で、サブミリ秒オーダーの応答速度を有する必要がある。また、瞬時値を評価するために測定ノイズは  $10 \text{ kW/m}^2$  程度に抑えなければならない。加えて、燃焼室内の高温・高圧・高熱流束環境にて正常に作動する耐久性を備えている必要がある。その他、較正が可能であること、圧力センサと同等程度には小さいこと、燃焼室壁面の温度場を乱さないようエンジン部材と同等の熱物性を持つこと、壁面と面一で設置できることが求められる。

従来の熱流束センサのほとんどは単点測定で、ノイズレベルは明記されている文献が見当たらなかったものの数十から数百  $\text{ kW/m}^2$  程度と考えられる。また、センサにとって定量性を確保するために極めて重要な較正についても、既知の熱流束を与えることの難しさを原因として、実施されている研究は稀である。

本研究では、表 1-1 の要求を満足するセンサを開発して燃焼室壁面の熱伝達を詳細に調べることで、将来的な熱伝達メカニズムの解明や冷却損失低減技術の開発、熱効率向上へ貢献することを目指す。また、繊細で壊れやすいために機械への適用が難しいとされてきた MEMS センサをエンジンへ適用することで、MEMS センシング技術の適用範囲拡大という点も目的の 1 つに位置付けている。

Table 1-1 Required performances for an engine heat flux sensor

Sensing performance		Durability	
- Spatial resolution	Sub-millimeter, multipoint	- Pressure	~ 10 MPa
- Temporal resolution	Sub-millisecond	- Temperature	~ 470 K (~ 200 °C)
- Heat flux noise	~ 10 $\text{ kW/m}^2$	- Heat flux load	~ 10 $\text{ MW/m}^2$
Others			
- Calibratable			
- Small size (comparable to a pressure transducer)			
- Similar thermal properties to those of engine walls			
- Flush mount and attachable to engines easily			

### 1.5.2 本論文の構成

本論文は5つの章で構成されている。本章（第1章）ではエンジン燃焼室壁面の熱伝達研究の背景を示し、これまでに開発されてきた種々の熱流束センサの特性や課題について概説した。

第2章では、MEMS センシング技術をエンジンへ適用するために金属基板 MEMS センサの開発を行った。センサの形状や材料を選定し、金属基板上に薄膜センサを面一に形成するプロセスを構築した。予混合燃焼場及び急速圧縮膨張装置における測定試験を行い、ノイズや耐久性が要求を満足することを確認し、エンジンへ MEMS センサを適用できる見込みを得た。

第3章では、エンジン壁面の乱流熱伝達測定用の隣接3点熱流束センサを開発した。測定点を3点にすることに伴い、熱流束算出モデルを3次元系へと拡張した。また、熱流束測定の不確かさ解析を実施した。開発したセンサを用い、実験用エンジンでモータリング及びファイアリング条件において隣接3点で瞬時熱流束を測定した。その結果、従来はアンサンブル平均処理によって見落とされていた熱伝達現象の実像を明らかにした。

第4章では、隣接3点で得られた熱流束波形から乱流特性の推定を試みた。瞬時熱流束の高周波数成分から相関解析を用いて乱流特性を推定する手法を開発し、第3章で得られた熱流束データを基に流動場の速度や乱れ渦スケールを算出した。さらに、推定された乱流特性と熱伝達特性を比較し、両者の相関を調べた。

第5章では本論文の成果を総括し、今後の展望について述べた。

## 参考文献

- [1] IEA, Energy Technology Perspectives 2012.
- [2] 人見光夫, 第21回内燃機関シンポジウム基調講演(2010).
- [3] 店橋護, 名田讓, 宮内敏雄, 乱流火炎の秩序構造, *ながれ* 23 (2004), pp.375-384.
- [3] Z. Han and R.D. Reitz, 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* 40 3 (1997), pp.613-625.
- [4] C.D. Rakopoulos, G.M. Kosmadakis and E.G. Pariotis, Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation, *Applied Energy* 87 (2010), pp.1612-1630.
- [5] 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自動車技術会講演予稿集(2017), 20176214.
- [6] 内閣府, SIP(戦略的イノベーション創造プログラム) (online) available at <<https://www8.cao.go.jp/cstp/gaiyo/sip/>> (2014), (accessed on 14<sup>th</sup> January, 2019).
- [7] JST(科学技術振興機構) (online) available at <[http://www.jst.go.jp/sip/event/k01\\_hinoca/index.html](http://www.jst.go.jp/sip/event/k01_hinoca/index.html)>, (accessed on 14<sup>th</sup> January, 2019).
- [8] 志村祐康, 吉田真吾, 源勇氣, 松田昌祥, 横森剛, 橋本英樹, 瀬尾健彦, 店橋護, 高空間分解能PIVによるタンブル流強化ガソリンエンジン内の流動特性の解明, 第54回日本伝熱シンポジウム講演論文集(2017), A214.
- [9] T. Yabuki and O. Nakabeppu, Heat transfer mechanisms in isolated bubble boiling of water observed with MEMS sensor, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 76 (2014), pp. 286-297.
- [10] 横森剛, 松田昌祥, 飯田訓正, 浦田泰弘, 横尾望, 中田浩一, 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, 自動車技術会2016年春季大会学術講演会講演予稿集(2016), 20165267.
- [11] 森吉康生, エンジン内の熱と流れの数値シミュレーションの現状と将来, *Motor Ring*, No. 16 (2016), pp. 10-12.
- [12] M. Schmitt, C. F. Frouzakis, Y. M. Wright, A. G. Tomboulides and K. Boulouchos, Direct numerical simulation of the compression stroke under engine-relevant conditions: Evolution of the velocity and thermal boundary layers, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 91 (2015), pp. 948-960.
- [13] X. Fan, Z. Che, T. Wang and Z. Lu, Numerical investigation of boundary layer flow and wall heat transfer in a gasoline direct-injection engine, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 120 (2018), pp. 1189-1199.
- [14] E. J. Layford-Pike and J. B. Heywood, Thermal boundary layer thickness in the cylinder of a

- spark-ignition engine, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27, 10 (1984), pp. 1873-1878.
- [15] G. Borman and K. Nishiwaki, *Internal-combustion engine heat transfer*, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 13 (1987), pp. 1-46.
- [16] G. T. Kalghatgi, *Combustion chamber deposits in spark-ignition engines – A literature review*, *SAE International Journal of Fuels and Lubricants* 952443 (1995).
- [17] A. B. Hopwood, S. Chynoweth and G. T. Kalghatgi, *A technique to measure thermal diffusivity and thickness of combustion chamber deposits in-situ*, SAE 982590 (1998).
- [18] O. Güralp, M. Hoffman, D. Assanis and Z. Filipi, *Characterizing the effect of combustion chamber deposits on a gasoline HCCI engine*, SAE 2006-01-3277 (2006).
- [19] G. Woschni, *A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine*, SAE paper 670931, (1967).
- [20] J.B. Heywood, *Internal combustion engine fundamentals* (1988), McGraw-Hill Book Company.
- [21] M. Schmitt, C.E. Frouzakis, Y.M. Wright, A. Tomboulides and K. Boulouchos, *Direct numerical simulation of the compression stroke under engine relevant conditions: Local wall heat flux distribution*, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 92 (2016), pp.718-731.
- [22] 窪山達也, 古典を辿る : 熱損失の経験式(Woschni の式), *Engine Review* 23 (2012), pp.20-24.
- [23] T.D. Cuyper, S. Broekaert, K. Chana, M.D. Paepe and S. Verhelst, *Evaluation of empirical heat transfer models using TFG heat flux sensor*, *Applied Thermal Engineering* 118 (2017), pp.561-569.
- [24] M. Shimura, S. Yoshida, Y. Minamoto, T. Yokomori, K. Iwamoto, M. Tanahashi, H. Kosaka, *Micro PIV investigation of near wall behaviors of tumble enhanced flow in an IC engine*, *Proceedings of the Ninth International Conference on Modeling and Diagnostics for Advanced Engine Systems (COMODIA 2017)* (2017), A205.
- [25] 熊谷清一郎, 酒井忠美, *内燃機関測定法*(1967), pp.143-146, 養賢堂.
- [26] 八田桂三, 浅沼強, 松木正勝編, *内燃機関計測ハンドブック* (1979) p.132, 朝倉書店.
- [27] 一色尚次, 西脇信彦, 上條健, 荒井潤, 小原誠一, *密閉容器内の燃焼による熱伝達*, *日本機械学会論文集 (第2部)*, Vol. 39, No. 328 (1973), pp. 3760-3770.
- [28] 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, 456 (1984), pp. 1972-1980.
- [29] 榎本良輝, 古浜庄一, *四サイクルガソリン機関の燃焼室壁への直接熱損失 (第2報, シリンダヘッドおよび吸・排気弁への熱損失)*, *日本機械学会論文集 (B編)*, Vol. 51, No. 471 (1985), pp. 3631-3640.
- [30] 江見雅彦, 杉原健, 島野健二郎, 永野洋, 石井敦, 水上浩, 榎本良輝, *薄膜型熱電対を*

- 用いた内燃機関の燃焼室壁表面瞬間温度計測システム, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 73, No. 732 (2007), pp. 1759-1766.
- [31] Y. Heichal, S. Chandra and E. Bordatchev, A fast-response thin film thermopouple to measure rapid surface temperature changes, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30 (2005), pp. 153-159.
- [32] M. A. Marr, J. S. Wallace, S. Chandra, L. Pershin and J. Mostaghimi, A fast response thermocouple for internal combustion engine surface temperature measurements, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34 (2010), pp. 183-189.
- [33] Medtherm Corporation, available at <<http://medtherm.com/>> (accessed on December 2, 2018).
- [34] M. Hara and T. Oguri, Measurement of piston temperature of spark-ignition engine, *Bulletin of JSME*, Vol. 2, No. 7 (1959), pp. 382-389.
- [35] 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, *マツダ技法*, No. 32 (2015).
- [36] Vatell Corporation, available at <<http://vatell.com/>> (accessed on 2<sup>nd</sup> December, 2018).
- [37] テクノオフィス, available at <<http://www.techno-office.com/file/vatell-hfm.pdf>> (accessed on 2<sup>nd</sup> December, 2018).
- [38] J. Demuynck, N. Raes, M. Zuliani, M. De Paepe, R. Sierens and S. Verhelst, Local heat flux measurements in a hydrogen and methane spark ignition engine with a thermopile sensor, *International Journal of Hydrogen Energy*, 34 (2009) pp. 9857-9868.
- [39] 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), DOI:10.1299/transjsme.16-00083.
- [40] 中別府修, 熱流束センサおよびその較正方法, 被測定物の異常検知方法並びにエンジンの動作異常検知方法, 特願 2015-209118 (2015).
- [41] T. Aizawa and H. Kosaka, Laser-induced phosphorescence thermography of combustion chamber wall of diesel engine, *SAE paper 2008-01-1069* (2008).
- [42] 木村修二, 松井幸雄, 小池正生, 榎本良輝, 直噴ディーゼル機関の燃焼室内熱損失のメカニズムに関する研究(第1報, 燃焼室内局所熱流れの特性), *日本機械学会論文集(B編)*, 63 613 (1997), pp.3187-3193.
- [43] Telops, available at <<http://telops.com/products/high-speed-cameras>> (accessed on 14<sup>th</sup> January, 2019).
- [44] B. Yenerdag, N. Fukushima, M. Shimura, M. Tanahashi and T. Miyauchi, Turbulent-flame interaction and fractal characteristics of H<sub>2</sub>-air premixed flame under pressure rising condition, *Proceedings of the Combustion Institute* 35 (2015), pp.1277-1285.
- [45] B. Yenerdag, Y. Minamoto, Y. Naka, M. Shimura and M. Tanahashi, Flame propagation and heat transfer characteristics of a hydrogen-air premixed flame in a constant volume vessel,

International Journal of Hydrogen Energy 41 (2016), pp.9679-9689.

## 第 2 章

### 金属基板 MEMS 熱流束センサの開発

### 2.1 概要

本章では、金属基板 MEMS 熱流束センサの開発について述べる。一般に MEMS センサは優れた時空間分解能を有するものの、脆性材料である Si 等を基板として利用するために繊細で壊れやすく、エンジンのような機械への適用は難しい。そこで、エンジンへ適用できる耐久性を備えた金属基板 MEMS センサの開発を行った。

2.2 節では、エンジン用熱流束センサの開発方針を決定した。1 章で示したセンサへの要求性能を満足するための方策を検討し、MEMS 技術の利用や RTD 式の採用を決定した。また、測定点数と得られる情報の関係を整理した。

2.3 節では、エンジン用金属基板上に面一の薄膜センサを形成するプロセスを構築するため、ステンレス基板を用いた平板型センサの開発を行った。平板型センサを用いて大気圧下の予混合層流燃焼場において熱流束測定試験を行い、金属基板センサで燃焼場の熱流束を測定できることを確認した。

2.4 節では、エンジンへの設置を想定したアルミ合金基板を用いたプラグ型センサの開発し、大気圧下及びエンジン環境での作動試験を行った。ここではエンジンに設置する際に要求されるセンサ形状、材質、耐久性についての検討を行い、作動試験を通じて MEMS センサをエンジンへ適用できる見込みを得た。

## 2.2 熱流束センサの開発方針

燃焼室内の乱流熱伝達特性を調べるために、熱流束センサには表 1-1 に示したような性能が要求される。高い分解能が要求される点においては、MEMS 技術を用いた微細薄膜センサの集積化によって対応することとした。一方で、MEMS センサは一般に脆性材料である Si 基板上に形成されるため、エンジンに適した形状への加工が難しく、耐久性に懸念がある。そこで、エンジンへ適用可能な金属基板 MEMS センサを開発することで、耐久性に関する課題を克服する方針とした。

また、エンジンはスペースに限りがあるため熱流束センサは圧力センサと同等程度には小さくしなければならない。従って、MEMS を用いてセンサを多点化する場合には空間的な制約から基板上に形成できる測定点数に限りがある。図 2-1 に測定点数と得られる情報を示す。a)のような単点の場合には局所熱流束の時系列変化が得られる。b)に示すように測定点を 2 点に増やすと、熱流束の時系列変化に加えて測定点間の信号の位相差から 1 軸方向の流速を推定することが可能となる。さらに c)に示すように測定点を直線上から外して 3 点形成すれば、3 組の信号の相関解析から 2 次元流速を求めることができる。d)に示すように測定点を 4 点とした場合、連続の式を適用することで壁面垂直方向の速度を推定できるため、3 次元の流速情報を取得できる可能性がある。第 3 章にて述べる通り、本研究では直径 6 mm の基板を用いて 3 点までの多点化に成功し、4 点センサは現在開発中である。

壁面温度測定方法としては RTD 式を採用する。これは、瞬時熱流束を評価するために S/N 比の高い信号を得る必要があること、熱流束較正が容易に行えることといった要求を満足するためである。例えば、熱起電力が比較的大きい T 型 (Cu-Constantan) 熱電対の出力が約  $40 \mu\text{V/K}$  であるが、抵抗値  $100 \Omega$ 、抵抗温度係数  $0.002 \text{ K}^{-1}$  の RTD に  $2 \text{ mA}$  の定電流を流した場合  $400 \mu\text{V/K}$  の出力を得ることができ、T 型熱電対の 10 倍の感度で測定が行える。また、熱流束較正については中別府らの自己発熱を利用した方法[1]を適用することができる。

一方で、測定時には微小な抵抗体に電流を流すため数  $\text{kW/m}^2$  の発熱が生じるが、発熱による温度変化は  $0.001\text{--}0.1 \text{ K}$  程度であり、燃焼場に影響を与えるものではない。また、本研究で開発する RTD 型センサは熱流束の変化量を測る AC センサであるため、発熱による熱流束のオフセットは測定結果に影響を与えない。

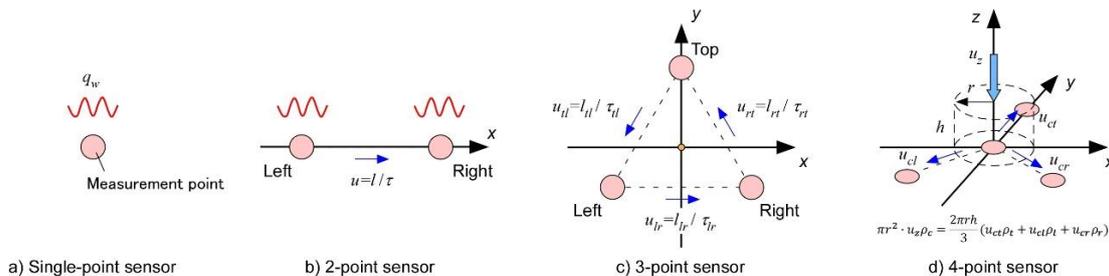


Fig. 2-1 Relationship between number of measurement points and derivable information.

## 2.3 金属基板を用いた薄膜抵抗体式熱流束センサの開発

### 2.3.1 ステンレス基板を用いた平板型熱流束センサの製作

第一段階として、ステンレスの中でも加工性に優れ、化学的に安定で、熱膨張率の低い SUS430 を基板としたセンサの製作を通じ、金属基板センサの製作プロセスの開発と作動確認を行った。また、燃焼室壁面に面一に設置するため、ここでは配線を基板背面から取り出す方法についても検討した。

図 2-2 に製作した SUS430 基板の平板型センサを示す。本センサは SUS430 基板（厚さ 4 mm）、 $\text{SiO}_2$  絶縁層（厚さ 2  $\mu\text{m}$ ）、Pt センサ層（厚さ 0.65  $\mu\text{m}$ ）、 $\text{SiO}_2$  保護層（厚さ 2  $\mu\text{m}$ ）から構成され、S（センササイズ 250  $\mu\text{m}$ 、線幅 12.5  $\mu\text{m}$ ）、M（センササイズ 500  $\mu\text{m}$ 、線幅 25  $\mu\text{m}$ ）、L（センササイズ 1000  $\mu\text{m}$ 、線幅 25  $\mu\text{m}$ ）の 3 つの RTD を搭載している。

金属基板を使用する場合、Si 基板のように平滑な表面を持つ基板を入手することは難しいため、始めに基板表面を算術平均粗さ 0.03  $\mu\text{m}$  程度まで研磨した。その後、フォトレジスト塗布、露光、現像、スパッタリング、リフトオフという一連の MEMS 技術を用いて  $\text{SiO}_2$  絶縁層、Pt センサ層、 $\text{SiO}_2$  保護層を成膜した（図 2-3）。また、基板に穴をあけて Au 細線を通し、絶縁材で基板との絶縁を確保して背面から配線を取り出す貫通配線により、表に配線のない平坦なセンサ面に仕上げた（図 2-2 b）。

図 2-2 g) はセンサ L の自己発熱の様子を赤外線カメラで撮影したものであり、通電により RTD 部で発熱が生じていることがわかる（センサ右上の斜めの暗部は画素の故障）。一方で、センサ S とセンサ M は基板との短絡が生じてしまい、測定には使用できなかった。これは、基板表面の汚れや研磨で取り切れなかった傷により、 $\text{SiO}_2$  絶縁層にホールや亀裂が生じてしまったことが原因と考えられる。表面粗さのさらなる低減と、絶縁層厚さの増加が改善事項であるが、このセンサは製作プロセスの確立と作動確認のために企画したものであり、後述する燃焼場での熱流束測定試験ではセンサ L による作動試験が行えている。

図 2-4 にセンサの駆動回路を示す。駆動回路から RTD に一定電流を供給し、RTD での電圧降下から抵抗値を読み取り、温度を求める。ここで、RTD からの信号は計装アンプを用いたローパスフィルタ付きの 100 倍増幅アンプを介して出力する。ローパスフィルタのカットオフ周波数は 10 kHz とした。

センサ L の抵抗値は約 600  $\Omega$  となり、測定時の電流値を 0.3 mA 程度としたため、出力は約 350  $\mu\text{V/K}$  となる。

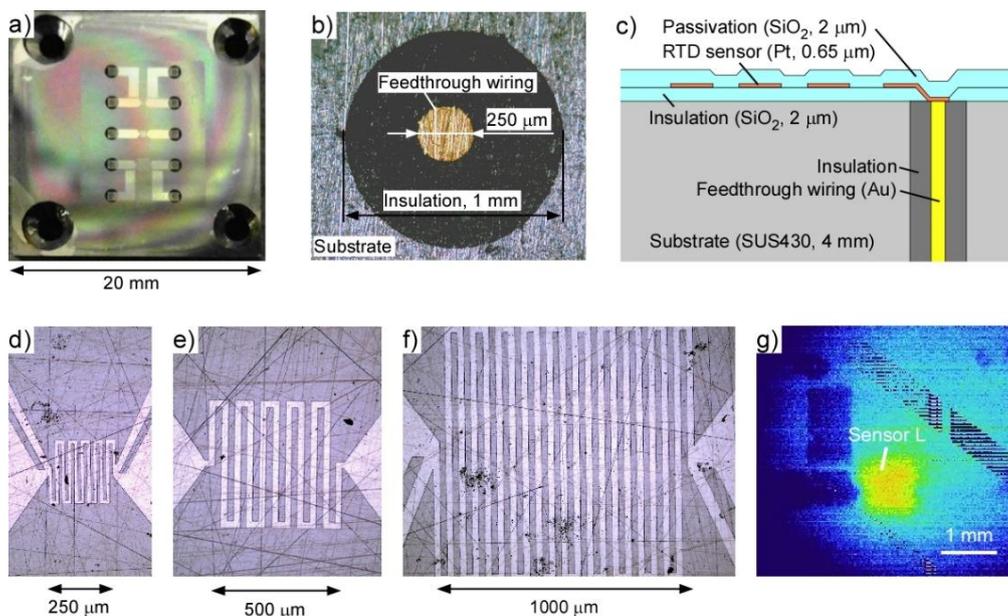


Fig. 2-2 Flat plate shape sensor with a SUS430 substrate. a) Top side of the sensor, b) Feedthrough wiring, c) Schematic diagram of the layer structure, d) Sensor S with the scale of 250  $\mu\text{m}$ , e) Sensor M with the scale of 500  $\mu\text{m}$ , f) Sensor L with the scale of 1000  $\mu\text{m}$ , g) IR image of self-heating sensor L. The sensor L was fabricated without short, and it produces heat in the RTD area homogeneously in a self-heating operation.

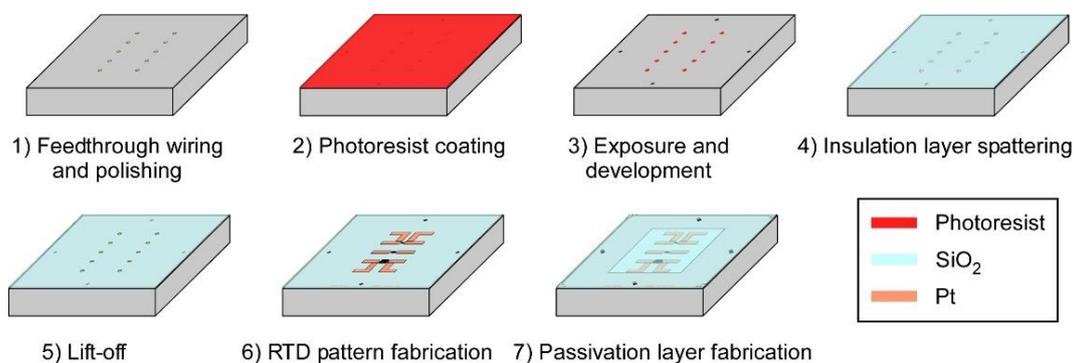


Fig. 2-3 Schematic diagram of a manufacturing process of the metal substrate MEMS sensor.

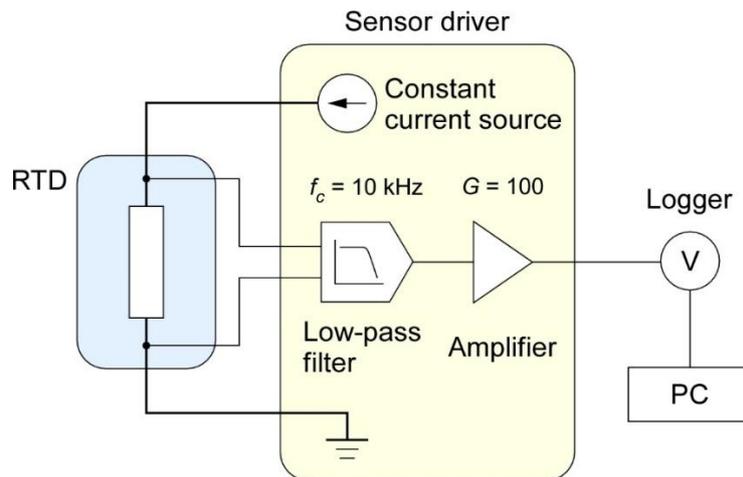


Fig. 2-4 Schematic diagram of the sensor driver.

### 2.3.2 センサの較正

#### (1) 温度較正

筐体内にセンサを設置して筐体温度を上昇・下降させるボックス法を用い、RTDの抵抗温度係数を調べた。その結果を図2-5に示す。センサLでは $0.001968 \text{ K}^{-1}$ と求められ、Ptのバルク値と比べて半分程度となった。理由は不明であるが、著者らの経験では $\text{SiO}_2$ 上にCrバッファ層を介して付加されたPt薄膜抵抗体はこの程度の抵抗温度係数を持っており、熱流束の算出では実測値 ( $0.001968 \text{ K}^{-1}$ ) を用いた。

#### (2) 熱流束較正

次に、自己発熱を利用した熱流束較正を行った。熱電対式センサの場合は既知の熱流束を外部から付与する必要があるため較正が難しい点が問題であるが、抵抗体式では電圧を印加することで既知の発熱を生じさせることが可能である。ここでは図2-6に示すような回路を用い、ファンクションジェネレータからRTDに変動電圧を印加することで周期的な発熱を生じさせ、後述する熱伝導解析によって算出される熱流束と印加した電圧・電流値から求められる付与熱流束が一致するように解析モデルを修正する。以下に具体的な較正手順を述べる。

図2-7に熱流束較正のフローチャートを示す。仮定の界面熱抵抗を調整パラメータ。この仮定界面熱抵抗を導入することで、センサ材料の熱物性値の文献値とのずれや、各層間の界面熱抵抗といった誤差要因の影響を補正する。

表2-1にセンサの層構造と各層の内部時定数、自己発熱を利用した熱流束較正法によって求めた界面熱抵抗を示す。界面熱抵抗は後述する熱伝導解析による熱流束算出において、測定結果を定量的に補償するために利用される。界面熱抵抗は全体の熱抵抗の1.4%程度であるが、薄膜層の熱抵抗の約40%を占めており、火炎到達直後の熱浸透厚さの薄い時間領域では界面熱抵抗が強く影響するため、較正は必須といえる。

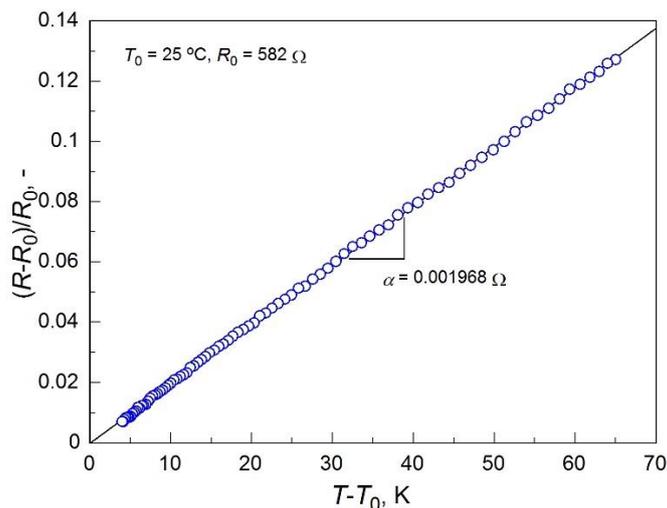


Fig. 2-5 Resistance temperature characteristic of the flat plate shape sensor.

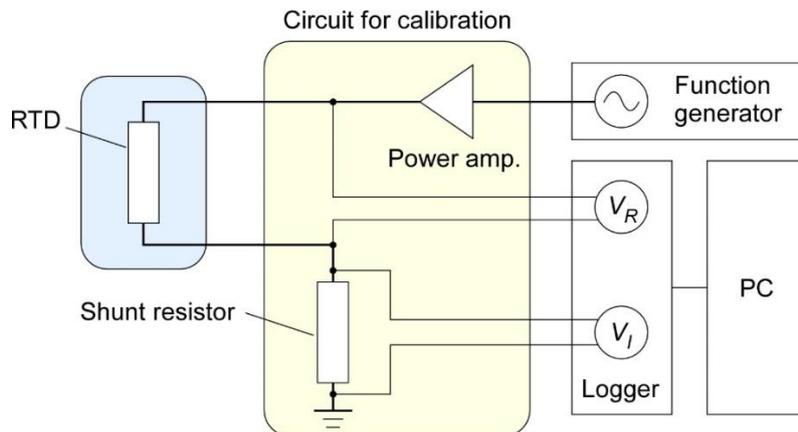


Fig. 2-6 Schematic diagram of the circuit for heat flux calibration.

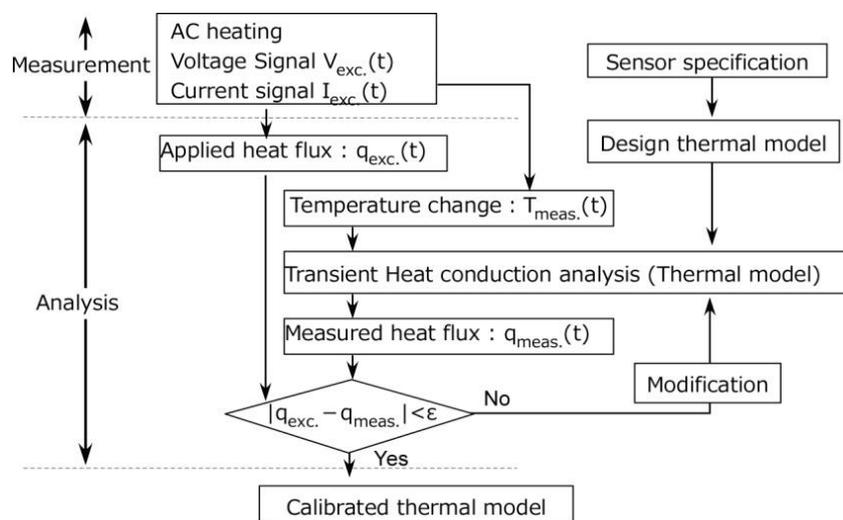


Fig. 2-7 Flow chart of a calibration process using self-heating [2].

Table 2-1 Layer structure and thermal properties of the flat plate shape sensor

Layer	Material	Thickness, μm	Time constant, μs	Thermal resistance, m <sup>2</sup> K/MW
Passivation	SiO <sub>2</sub>	2	4.7	1.4
RTD sensor	Pt	0.65	0.017	0.0091
Interfacial resistance	-	-	0	1.9
Insulation	SiO <sub>2</sub>	2	4.7	1.4
Substrate	SUS430	4000	2.2 s	156.3
Total	-	4004.65	-	161.0

### 2.3.3 1次元非定常熱伝導解析による熱流束算出

本センサでは、RTD で得られた壁面温度を境界条件として 1 次元非定常熱伝導解析を行い、熱流束を求める。ここで、熱伝導モデルは SUS 基板、SiO<sub>2</sub> 絶縁層、Pt センサ層からなり、Pt 層と SiO<sub>2</sub> 絶縁層の間に仮想の界面熱抵抗層を設け、較正で得た熱抵抗値を与えた。なお、その他のメッシュにはバルクの物性値を与えた。平板型センサの場合表面から流入した熱が背面に到達するまでにかかる時間は約 170 ms であり、ここで注目する範囲は火炎到達から数十 ms 程度であるため、背面境界には断熱条件を与えて計算を行った。数値解析ではコントロールボリューム法による離散化と完全陰解法による時間発展を行った。

センサ表面へ流入する熱流束は、熱伝導解析から得た温度分布より求められる Pt センサ層の最上層温度勾配と、SiO<sub>2</sub> 保護層の顕熱変化を加えた次式で算出する。

$$\dot{q}_w = -k \left. \frac{dT}{dx} \right|_{z=0} + \delta_p \rho c \frac{dT_p}{dt} \quad (2-1)$$

### 2.3.4 層流予混合燃焼場における熱流束測定試験

開発した平板型センサを用いて熱流束測定試験を行った。試験容器 (図 2-8) は前報と同様で、アクリル円筒 (内径 90 mm, 高さ 100 mm) を真鍮フランジで挟んだ形状であり、安全のため上部のフランジに開口を設け、シリコンゴムシートで簡易的に閉じ、内圧で上部フランジの口が自動的に開く仕組みである。この開放容器に所定の量の燃料を注入してファンで攪拌し、流動が収まるまで放置したあと、容器側壁に設置した点火プラグによって点火することで層流火炎を生じさせた。平板型センサは基板四隅を樹脂ねじで底部フランジに固定した。燃料にはブタンを用い、当量比は 1.2 とした。表面温度信号のサンプリング周波数は 100 kHz とし、取得したデータを 10 点平均して解析に使用した。火炎伝播の様子はハ

イスピードカメラを用いて 1000 fps の撮影速度で記録した。以下に同一条件で行った 4 回の実験結果を示す。

図 2-9 に火炎伝播の様子を示す。ここで、反応帯がセンサ面に到達した時刻を  $t=0$  ms とした。点火プラグで生じた火炎は層流状態で容器底部のセンサ設置位置に到達し、その後反応帯形状にわずかに乱れが生じている。火炎伝播速度は壁面から 1 mm の位置で約 0.6 m/s であった。

図 2-10 に平板型センサによって測定した熱流束と壁面温度変化を示す。火炎到達直前ややノイズが発生しているが、火炎到達直後に壁面温度が 2.1 - 2.4 K 鋭く立ち上がり、熱流束は 300 - 330 kW/m<sup>2</sup> のピーク値を取った。ブタンの燃焼温度が 2000 K を超えるのに対して壁面の昇温量はわずか 2 K 程度であった。4 回の実験の測定ノイズを標準偏差で評価すると、10 kHz までの周波数帯域において温度ノイズ 0.022 K、熱流束ノイズ 4.6 kW/m<sup>2</sup> であった。中別府らの Si 基板センサでは 5 kHz までの周波数帯域で温度 0.02 K、熱流束 10 kW/m<sup>2</sup> レベルからの測定が可能と評価されており、SUS 基板センサが Si 基板センサと同程度のノイズレベルで測定を行えることが示された。なお、4 回の測定結果は良く一致しており、実験の再現性は高く、センサが良好に作動していることが確認できた。

平板型センサによる測定結果の検証を行った。ここでは火炎到達から 20 ms 程度は流動の影響は小さいと考え、中別府らの解析[2]と同様に圧力  $p$  は一定として運動方程式は解かず、熱伝導現象を主とする簡略化を行った。以下に本解析における気相側の支配方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \quad (2-2)$$

$$p = p_0 \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial \rho c T}{\partial t} + \frac{\partial \rho c u T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (2-4)$$

ブタン-空気予混合気の断熱火炎温度 2200 K であるガスと 300 K のセンサが接触する系について解析を行った。ここで、気相側温度は 2200 K から 300 K 程度まで変化するため、物性値の温度依存性を考慮し、連続の式とエネルギー式には密度変化による流れの効果を移流項として含めた。また、本解析では化学反応を解かないため、壁から距離  $\delta$  の範囲に 300 K の低温ガス層を設定することで壁近傍での消炎効果を模擬した。方程式の離散化にはコントロールボリューム法を用い、移流項には風上法、時間発展には完全陰解法を適用した。気相側の境界には等温条件 (2200 K) を与え、センサ背面は断熱条件とした。

図 2-11 は実験と解析で得られた壁面温度変化と熱流束を示している。ここでは低温ガス層厚さ  $\delta = 90 \mu\text{m}$  とすることで熱流束ピーク値を一致させた。今回の簡易的な解析では火炎接触時の熱流束の立ち上がりは再現できていないが、ピーク後の減衰挙動は良い一致を示した。熱流束の減衰は時間の $-0.5$ 乗に比例しており、これは現象が気相側の熱伝導支配であることを意味している。解析では壁面温度の立ち上がりが急峻であるため、熱流束のピーク値を一致させるには実験と比べて壁面温度変化量はやや小さくなるが、実験値が  $2 \text{ K}$  なのに対して解析では  $1.5 \text{ K}$  とオーダーとしては一致している。 $2000 \text{ K}$  を超えるガスが接触しても壁面温度がわずかに数  $\text{K}$  しか変化しないのは、ガスと壁面の熱浸透率の差によって説明される。すなわち、1次元熱伝導系における半無限物体の接触では、界面温度は次式で表される[3]。

$$T_i = \frac{\sqrt{\rho_g c_g k_g} T_g + \sqrt{\rho_w c_w k_w} T_w}{\sqrt{\rho_g c_g k_g} + \sqrt{\rho_w c_w k_w}} \quad (2-5)$$

ここで、 $\sqrt{\rho ck}$ は熱浸透率である。空気では $\sqrt{\rho_g c_g k_g} \sim 6 \times 10^0 \text{ J/m}^2\text{s}^{1/2}\text{K}$  (at  $1200 \text{ K}$ )、Al 合金では $\sqrt{\rho_w c_w k_w} \sim 2 \times 10^4 \text{ J/m}^2\text{s}^{1/2}\text{K}$  (at  $300 \text{ K}$ )となり、壁面の熱浸透率は空気に比べて  $1000$  倍程度大きい。式(2-5)に熱浸透率と温度  $T_g = 2200 \text{ K}$ 、 $T_w = 300 \text{ K}$  を代入して界面温度  $T_i$  を求めると  $T_i = 300.6 \text{ K}$  となり、初期壁面温度  $T_w$  からほとんど変化しないことがわかる。

以上の検証から SUS 基板センサによる測定結果は非定常熱伝導によって説明できることがわかった。Si 基板センサによる測定でも同様の結果が得られており、層流燃焼場の熱伝達を大きな誤りなく捉えていると考えられる。また、再現性が高いこと、要求ノイズレベルを満たすことから、燃焼場の熱流束を測定できる MEMS センサを金属基板上に製作できたと判断した。

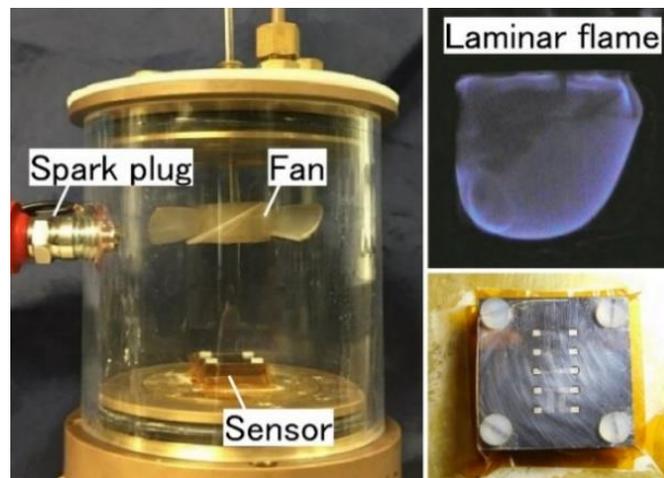


Fig. 2-8 Open Chamber for heat flux measurement in laminar premixed combustion fields.

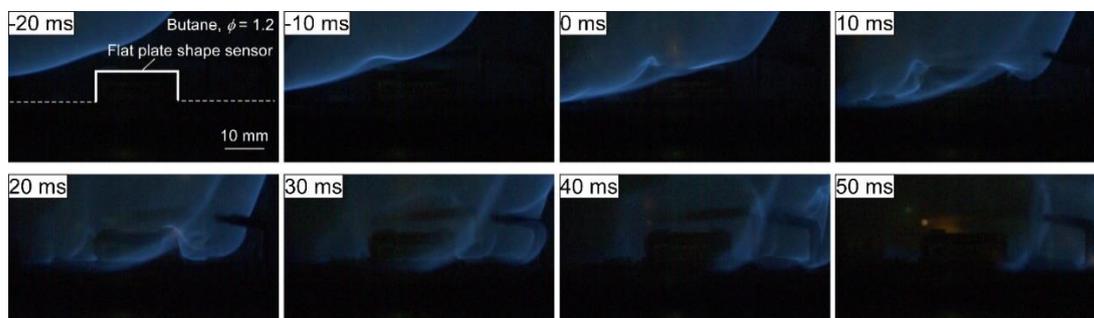


Fig. 2-9 Laminar flame propagation at  $\phi = 1.2$ .

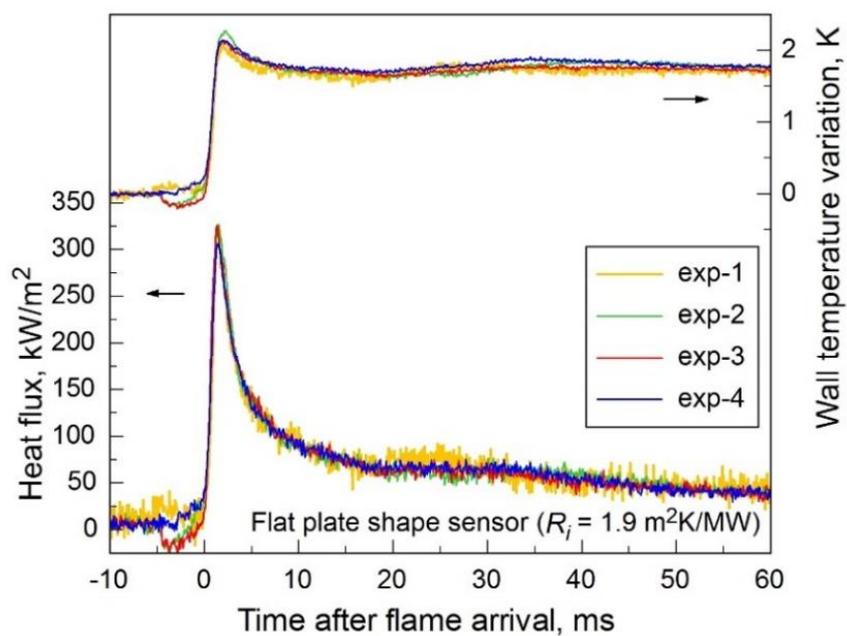


Fig. 2-10 Wall heat flux measured with the flat plate shape sensor.

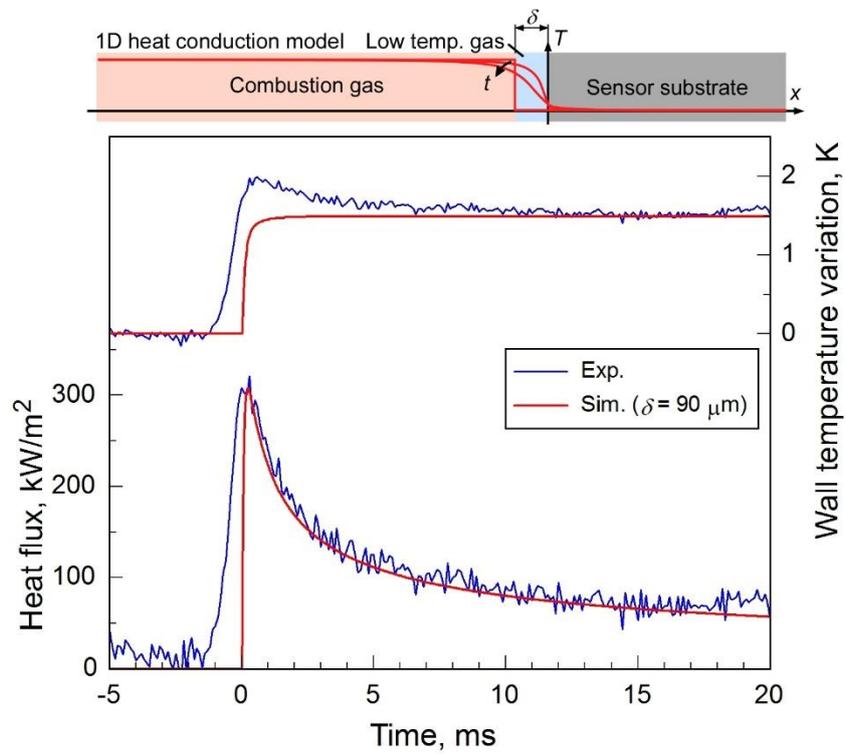


Fig. 2-11 Comparison between the transient heat conduction simulation and the experiment.

## 2.4 エンジンへの導入を想定したプラグ型熱流束センサの開発

### 2.4.1 Al 合金基板を用いたプラグ型センサの製作

次に、エンジン燃焼室での測定を想定したプラグ型熱流束センサの研究開発を行った。エンジンに導入する場合、設置スペースに限りがあるため、センサの小型化が必要となる。また、取付け・取外しが容易に行えるよう、エンジン壁面と機械的に接合できる形状であることが望まれる。また、物性値の違いによってセンサ面の温度がエンジン壁面温度と著しく異なる等、センサが特異点的に作用することを避けるため、基板材料の熱物性はエンジン壁面と同等であることが要求される。

以上の条件を満足するように設計製作したセンサを図 2-12 に示す。直径 6 mm、厚さ 4 mm の基板上に平板型センサと同様の手順で薄膜センサを形成（これをセンサコアと呼ぶ）し、このセンサコアを取り付け穴に合わせたアダプタ（図 2-12 では M10 ボルト型プラグ形状のアダプタ）に取り付ける構造とした。図 2-12 c), d) に示すように、このプラグ型センサは一辺 200  $\mu\text{m}$  のセンサ S1, S2 と、一辺 1200  $\mu\text{m}$  のセンサ L を搭載している。センサ S1, S2 は、壁面熱伝達に対する個々の乱流渦の影響を調べられるよう乱流渦と同等のスケールとし、センサ L は自己発熱による熱流束校正用にデザインした。配線には平板型センサと同様に貫通配線を採用し、シールドケーブルを介して A/D ボードまで信号を取り出す構造とした。

基板材料にはエンジン構成部材として利用されている Al 合金 (AC8A) を用い、エンジン壁面温度とセンサ面温度が大幅に変わらないようにした。一方で、AC8A は比較的熱膨張しやすい材料であるため、Si や SUS 基板センサで絶縁・保護層材料として用いた  $\text{SiO}_2$  では基板との線膨張係数の差が大きくなり（表 2-2）、エンジン内の高温環境下では熱応力によって薄膜が剥離してしまう恐れがある。そこで、センサの耐久性を向上させるため、絶縁層と保護層材料には AC8A に比較的近い線膨張係数を持つ  $\text{Al}_2\text{O}_3$  を選択した。 $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AC8A}$  の組み合わせでは、 $\text{SiO}_2/\text{Si}$ 、 $\text{SiO}_2/\text{SUS430}$  に比べて線膨張係数比が 1 に近い。通常は応力解析を行い、熱膨張によって生じる引張応力と材料の引張強度の比から安全率を評価するが、薄膜の場合は基板との膜付の相性を考慮する必要がある。さらに、薄膜はバルクに比べて引張強度が 20 倍程度大きくなるとの報告[4]もあり、一般の材料力学的観点からの評価は難しい。従って、本研究では基板との線膨張係数が候補となる材料のなかで最も近い  $\text{Al}_2\text{O}_3$  を使用することとした。なお、プラグ型センサの場合、後述するように 100  $^{\circ}\text{C}$  レベルの高温経験後も破損は見られず、エンジン環境での試験でも正常に作動することが確認されている。

表 2-3 にプラグ型センサの層構造及び各層の時定数、熱抵抗を示す。厚さ 4 mm の AC8A 基板の場合、火炎到達から 20 ms まで背面境界条件によらず信頼性のある熱流束データを得ることができる。

成膜プロセスの 1 つであるフォトレジストの現像において、現像液と AC8A が反応し、AC8A 基板表面が溶解することがわかった。ここでは、フォトレジストを通常より薄く塗布して現像時間を短縮したところ、深刻な表面溶解を避けて薄膜を形成することができた。た

だし、リフトオフ時に Pt パターン間の Pt 膜が除去しきれないという弊害がみられた (図 2-12 c)). フトリソグラフィを用いずに絶縁層を形成するようプロセスを改善し、それによりセンサ製作の歩留まりが向上を図る必要があることがわかった。

センサ S2 およびセンサ L については、前述のように Pt 間で短絡している上に、各所で断線や基板との短絡が生じたため、測定には使用できなかった。一方で、センサ S1 につながる配線 w1-w2 間では測定に使用できる程度の抵抗値 (約 60 Ω) が確認された。配線 w1-w2 間に電圧を印加したときの発熱の様子を赤外線カメラで観察 (図 2-12 e)) すると、詳細は不明であるが、センサ S1 と S2, さらに配線周りでの発熱が確認され、断線や基板との短絡が原因と推測された。測温部が意図せず複数形成されているが、図 2-13 に示すようにボックス法で抵抗温度係数を調べると  $0.001627 \text{ K}^{-1}$  となり、室温から約 100 °C の範囲で安定した抵抗温度特性を示したため、配線 w1-w2 を測定に使用した。なお、室温から 100 °C までの複数回の昇降温において薄膜の破損や剥離は観察されておらず、100 °C レベルの高温に耐えることが確認された。

プラグ型センサは正確な発熱面積が不明なため、正しい熱流束較正は実施できなかった。従って、熱流束測定の定量性は確保できていない。なお、表 2-3 には、後述する層流燃焼実験での平板型センサとの比較において、熱流束ピーク値が平板型センサによる測定値と一致するように定めた界面熱抵抗値 ( $3.7 \text{ m}^2\text{K}/\text{MW}$ ) を示している。

測定に使用した配線 w1-w2 間の抵抗値約 60 Ω に対し、定電流値は約 2 mA としたため、出力は 230 μV/K 程度となる。なお、駆動回路は平板型センサと同一である。

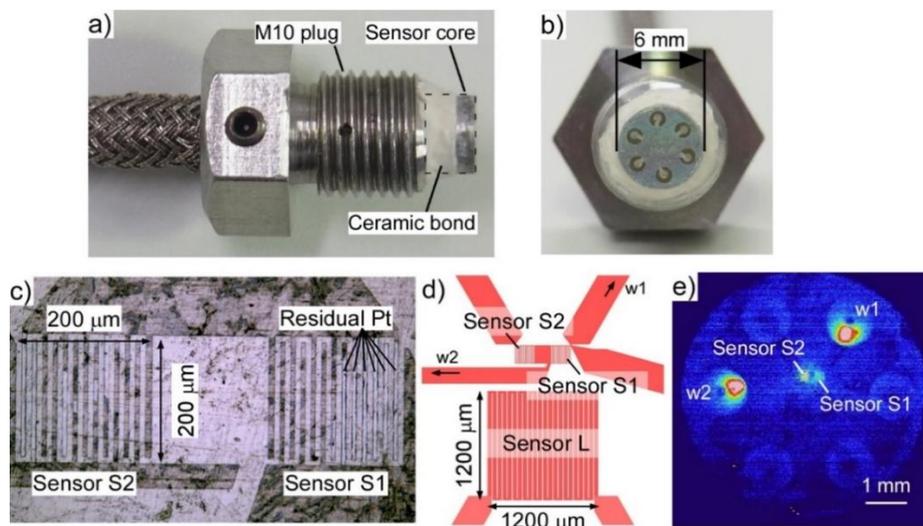


Fig. 2-12 Plug shape sensor with an AC8A substrate. a) Side view of the sensor b) Sensor surface, c) Sensor S1 and S2 with the scale of 200 μm, d) Pt pattern on the substrate surface e) IR image of self-heating sensor S1 and S2. The sensor S2 and L could not be used for measurements due to short and disconnection. On the other hand, the wiring w1 and w2 connecting with the sensor S1 has resistance enough to be used for measurements.

Table 2-2 Liner expansion coefficient of substrate and dielectric materials

Material	Liner expansion coefficient $\alpha$ , $10^{-6} \text{ K}^{-1}$	Liner expansion coefficient ratio, -		
		$\alpha/\alpha_{\text{Si}}$	$\alpha/\alpha_{\text{SUS430}}$	$\alpha/\alpha_{\text{AC8A}}$
Si [5]	2.6	(1)	0.24	0.13
SUS430 [6]	11	4.2	(1)	0.55
AC8A [7]	20	7.7	1.8	(1)
$\text{Al}_2\text{O}_3$ [8]	7.7	3.0	0.70	0.39
$\text{SiO}_2$ [5]	0.51	0.19	0.045	0.026
AlN [8]	4.5	1.7	0.41	0.23
$\text{Si}_3\text{N}_4$ [8]	3.0	1.2	0.27	0.16

Table 2-3 Layer structure and thermal properties of the plug shape sensor

Layer	Material	Thickness, $\mu\text{m}$	Time constant, $\mu\text{s}$	Thermal resistance, $\text{m}^2\text{K}/\text{MW}$
Passivation	$\text{Al}_2\text{O}_3$	2	0.27	0.043
RTD sensor	Pt	0.65	0.017	0.0091
Interfacial resistance	-	-	0	(3.7)
Insulation	$\text{Al}_2\text{O}_3$	2	0.27	0.043
Substrate	AC8A	4000	267 ms	28.2
Total	-	4004.65	-	(29.4)

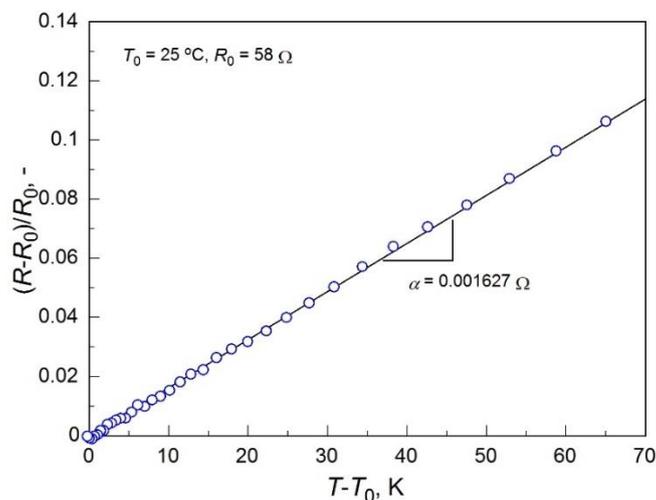


Fig. 2-13 Resistance temperature characteristic of the plug shape sensor.

#### 2.4.2 2次元非定常熱伝導解析による熱流束算出

本研究で開発したセンサは薄膜測温抵抗体でセンサ表面温度を測定し、その温度データを境界条件としたセンサ内の非定常熱伝導方程式を解くことによって壁面熱流束を求める。平板型センサではセンサ基板の面方向の長さスケールが厚さスケールに対して十分大きい。ため 1次元熱伝導のみを考えていたが、プラグ型センサではエンジンに導入する際の大きさの制約から直径 6 mm の基板を使用したため、基板の側面から流入する熱の影響を無視できず、2次元熱伝導方程式を解く必要が生じた。また、RTD サイズが 200  $\mu\text{m}$  と小さいため、自己発熱を利用した熱流束較正においても基板内の 2 次元的な熱伝導を考慮する必要がある。以上の理由から、熱流束の較正及び算出モデルを軸対称 2 次元の熱伝導系へ拡張した。

熱伝導解析では図 2-14 a) に示すような Pt センサ層、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  絶縁層、AC8A 基板層の三層構造モデルを考える。自己発熱時の測定温度データを Pt センサ層の最上層に与え、他の境界条件は断熱とし、2次元熱伝導解析から求められる温度分布をもとに熱流束を算出する。ここで、実際の RTD は Pt 線が蛇行した矩形であるが、2次元解析では同心円で近似した。なお、温度データを与える領域は実際の RTD の線幅・間隔に合わせて設定している。算出した熱流束と付与熱流束を比較し、両者が一致するように界面熱抵抗値を決定することで、測定熱流束を定量的に補償できるようにする。数値計算ではコントロールボリューム法による離散化と完全陰解法による時間発展を行った。

図 2-14 b) は熱流束算出時の解析モデルと境界条件を示している。頂面中央から半径  $r_T$  以内の領域には測定温度データを与える。一方で、側壁面近傍では頂面と側面から熱が流入するため、中央部に比べて温度が高くなり、測定された温度データを直接境界条件として与えることは適切ではない。そこで、 $r_T$  より外側の領域には  $r_T$  より内側で算出される熱流束を境界条件として与えることとした。側面の境界条件は、頂面から深さ  $z_q = 2 \text{ mm}$  までの領域には熱流束を与える。これは、センサ側面と取り付け部材の間にギャップが存在する場合に、そのギャップに高温の燃焼ガスが進入し、センサ側面から熱が流入する影響を考慮するためである。なお、頂面から 2 mm 以深の領域は断熱性の高いセラミックボンドで覆われている (図 2-12) ため、その部分は断熱条件とした。センサ表面に流入する熱流束は、計算領域最上層 ( $z = 0 \text{ mm}$ ) の Pt センサ層内で基板深さ方向へ向かう熱流束に、厚さ  $\delta_p$  の  $\text{Al}_2\text{O}_3$  保護層の顕熱変化を加えた式 (2-1) より算出する。

側面境界条件について、熱流束を与える領域の広さが算出される熱流束に与える影響を検討した。図 2-15 に 2.2 節と同様の装置・条件下で測定した熱流束と、センサ基板断面内温度分布を示す。側面境界条件としては、すべて断熱とした場合 ( $z_q = 0 \text{ mm}$ )、頂面から深さ 2 mm まで熱流束を与えた場合 ( $z_q = 2 \text{ mm}$ )、すべて熱流束を与えた場合 ( $z_q = 4 \text{ mm}$ ) を示している。ここで、プラグ型センサでは熱流束較正を正しく実施できなかったため、平板型センサと熱流束ピーク値が一致するよう界面熱抵抗値  $R_i$  を  $3.7 \text{ m}^2\text{K/MW}$  と設定した。側面からの熱浸透厚さがセンサ半径より薄い火炎到達から 10 ms 程度では、側面境界条件によらず同じ熱流束が算出されるが、その後側面の影響で熱流束の低下が生じ、熱流束条件を

与える側面領域が狭いほどセンサ頂面での熱流束は大きく評価される。これは、側面の熱流束付与領域を狭くすると、センサ内の温度を上昇させる熱はすべてセンサ頂面から流入するという計算になり、センサ頂面における熱流束を過大に評価するためである。センサコアがセラミックボンドで覆われていない領域が頂面から約 2 mm であること (図 2-12 a) と、平板型センサとの比較から、ここでは  $z_q = 2 \text{ mm}$  が妥当であると判断した。なお、図 2-15 において平板型センサと比べてプラグ型センサの測定熱流束の減衰が遅れている。これはプラグ型センサの実質的な測温部が RTD 部に加え貫通配線部の絶縁材上にも形成されてしまったため、測定温度の低下が遅くなり、熱流束の減衰が遅れたものと推測される。

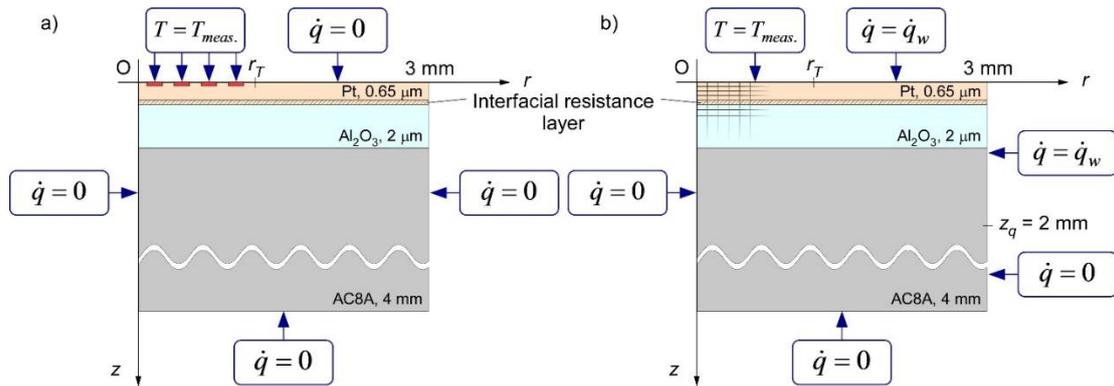


Fig. 2-14 Two-dimensional heat conduction model for a) heat flux calibration and b) heat flux calculation.

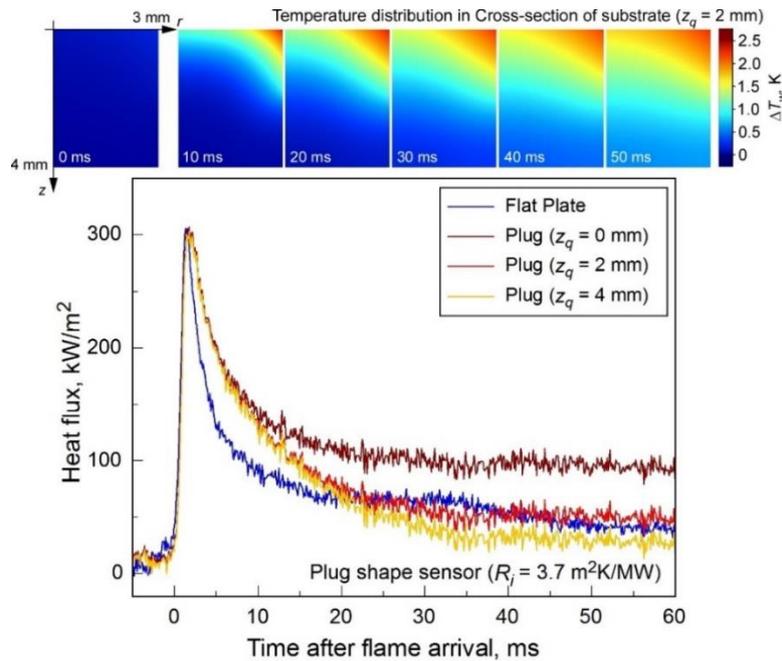


Fig. 2-15 Comparison of wall heat fluxes calculated with different boundary conditions given for the sensor sidewall.

2.4.3 エンジン環境における熱流束測定試験

(1) 実験条件

エンジンの 1 サイクルを模擬できる急速圧縮膨張装置 (RCEM : Rapid Compression and Expansion Machine) [9]を用い、高圧・高熱流束負荷環境下において熱流束センサの作動試験を行った。図 2-16 に示すように、プラグ型センサを燃焼室側壁に設置し、対向する位置に市販の薄膜熱電対型熱流束センサ (Medtherm, TCS-224-AL-KU(KU-.156)-“Z”-11443) を設置した。RCEM のスペースの都合から、熱流束センサはピストンが上死点付近にあるとき、センサ表面がピストン側壁に平均 500  $\mu\text{m}$  のクリアランスを介して覆われる位置に設置されている。

RCEM はボア×ストローク = 75 mm × 112.5 mm で、圧縮比は 13.4 : 1 である。圧縮および膨張行程は各 30 ms (1000 rpm 相当) で行い、圧縮開始時刻を  $t = 0$  ms と定義した。点火は火花点火によって行い、点火時期は  $t = 25$  ms とした。各時刻の燃焼室体積はピストン位置をレーザ変位計で測定することで求めた。シリンダ内の絶対圧力は、初期圧をひずみゲージ式圧力計で、圧縮や燃焼による変動分をピエゾ式圧力計でそれぞれ測定し、それらを足し合わせることで求めた。各実験条件を表 2-4 に示す。モータリング条件で 20 回、ファイアリング条件で 12 回、計 32 回実験を行った。燃料にはガソリンサロゲート S5R [10]を使用し、燃料量は一定で酸素、窒素の量を調節することで当量比を設定した。本実験では、ピストンが下死点にある状態で筒内を真空引きしておき、そこに当量比を調節した予混合ガスを吸気した後にピストンを駆動させた。初期温度はモータリング条件では室温とし、ファイアリング条件ではヒータにより吸気ガス、RCEM 壁面温度を共に 80 °C とした。サンプリング周波数は 500 kHz とし、後に 20 点平均を行って 25 kHz までデータを圧縮した。なお、熱流束は  $R_i = 3.7 \text{ m}^2\text{K/MW}$ ,  $z_q = 2 \text{ mm}$  とした解析モデルで算出した。

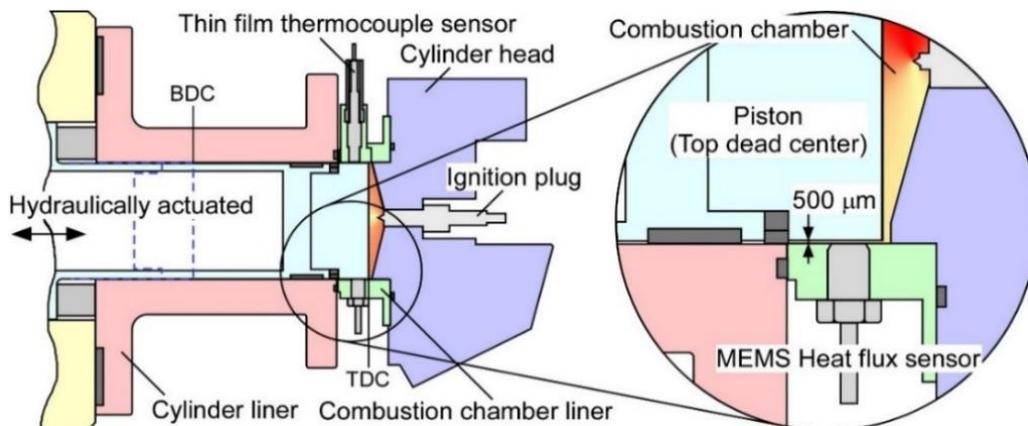


Fig. 2-16 Schematic diagram of the cross-section of a rapid compression and expansion machine.

Table 2-4 Experimental conditions of the durability test of the MEMS heat flux sensor in a RCEM

Category		Intake gas pressure $p_0$ , MPa	Initial temperature $T_0$ , K	Equivalence ratio $\phi$ , -	Number of runs
Motoring		0.1	Room temp.	-	20
Firing	Normal firing	0.05	353 (80 °C)	1.0	3
		0.07	353 (80 °C)	0.7	3
		0.1	353 (80 °C)	0.5	3
	Knocking	0.1	353 (80 °C)	1.0	3

## (2) 実験結果及び考察

まず、モータリング条件で高圧環境下での作動確認を行った。図 2-17 に同一条件下で 3 回行ったモータリング試験時の筒内圧力、平均ガス温度、燃焼室体積を示す。ここで、ガス温度は筒内圧力と体積の測定値をもとに、気体の状態方程式を用いて算出した。圧縮開始から筒内圧力が上昇していき、上死点付近にて最高圧力 2.8 MPa となった。一方で、膨張行程の後半では圧力の測定値が 0.1 気圧程度と小さくなり、また、次に行ったファイアリング条件では圧力（絶対圧）が負となる領域が確認された。この要因として、使用したピエゾ式圧力計で電荷漏れが生じ、圧力が有意に低く測定された可能性がある。しかし、この誤差は圧力を過小に評価する方向であり、熱流束センサの耐久性を過大評価することはないため、ここでは参考値として利用することとした。平均ガス温度は最高で約 600 K となっているが、これも圧力から算出しているため実際より低く見積もられている。

図 2-18 にプラグ型センサにより測定した壁面温度変化と熱流束及び熱流束の時間積分によって求められた単位面積当たりの輸送熱量を示す。圧縮による筒内ガス温度の上昇に伴い、壁面温度は約 3 K 上昇し、最大で 450 - 600 kW/m<sup>2</sup> の熱流束が測定された。3 回の測定結果は良く一致しており、また、センサの破損や外観の変化はみられていないため、プラグ型センサが正常に作動したと評価できる。

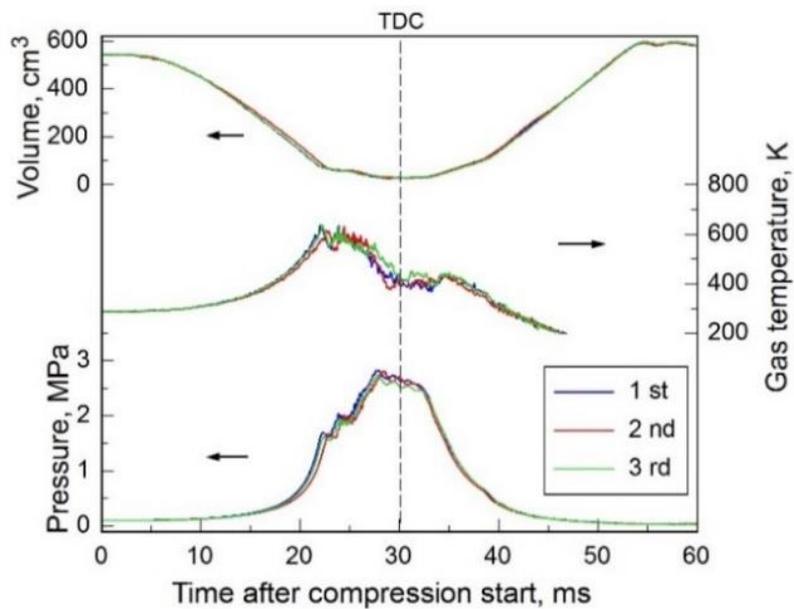


Fig. 2-17 Pressure, mean gas temperature and combustion chamber volume under the motoring condition.

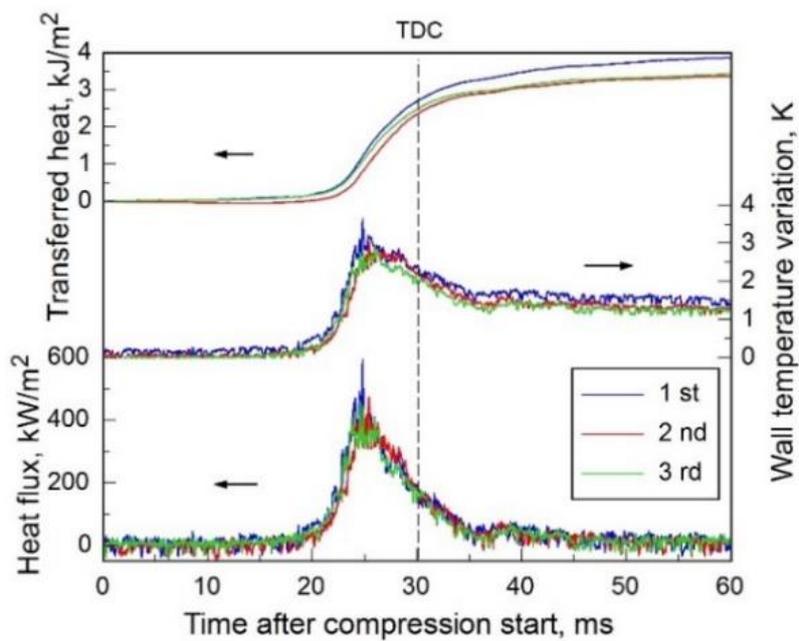


Fig. 2-18 Heat flux, wall temperature variation and transferred heat under the motoring condition.

次に、ファイアリング条件で測定試験を行った。吸気圧 0.05 MPa, 当量比 1.0 としたときの筒内圧力, 平均ガス温度, 燃焼室体積を図 2-19 に示し, 図 2-20 にはプラグ型センサにより測定した壁面温度変化と熱流束及び熱流束の時間積分によって求めた単位面積当たりの輸送熱量を示す。筒内圧力と平均ガス温度は上死点付近で最大となり, それぞれ 2.0 - 2.4 MPa, 1000 - 1100 K であった。壁面温度と熱流束は最大で 8 - 11 K, 1.7 - 2.1 MW/m<sup>2</sup> であり, 実験ごとに異なる波形が得られた。これはファイアリング時では同一に設定した条件下でも着火や火炎伝播に違いが生じ, 火炎到達時期や流動が異なるためである。また, ガス温度が少なくとも 600 K 程度上昇していることを考えれば, 壁面温度の上昇はわずかであり, この熱伝達の律速要因は気相側にあることがわかる。壁面温度, 熱流束のピーク付近には 5 kHz 程度の振動が見られ, その振幅はそれぞれ 1 - 2 K, 500 kW/m<sup>2</sup> 程度であった。標準偏差で評価した測定ノイズは, 温度測定で 0.026 K, 熱流束測定で 6.9 kW/m<sup>2</sup> と十分小さいため, ピーク付近の振動はノイズではなく, 燃焼場の瞬時かつ局所的な乱れを反映した信号であると考えられる。熱流束を時間積分して求めた単位面積あたりの輸送熱量は膨張行程終了時で 5.9 - 7.7 kJ/m<sup>2</sup> であり, モータリング時の約 2 倍となった。また, 測定熱流束で筒内熱流束を代表した場合, 圧縮膨張行程における熱損失量は, 燃料の持つエネルギーの 9.7 - 10.9% と見積もられた。ただし, 測定点はピストンが上死点付近にあるときにピストン側壁で覆われる位置であるため, 測定熱流束は筒内平均熱流束と比べて低いと考えられ, 実際の熱損失量はこの見積りより大きいと推測される。

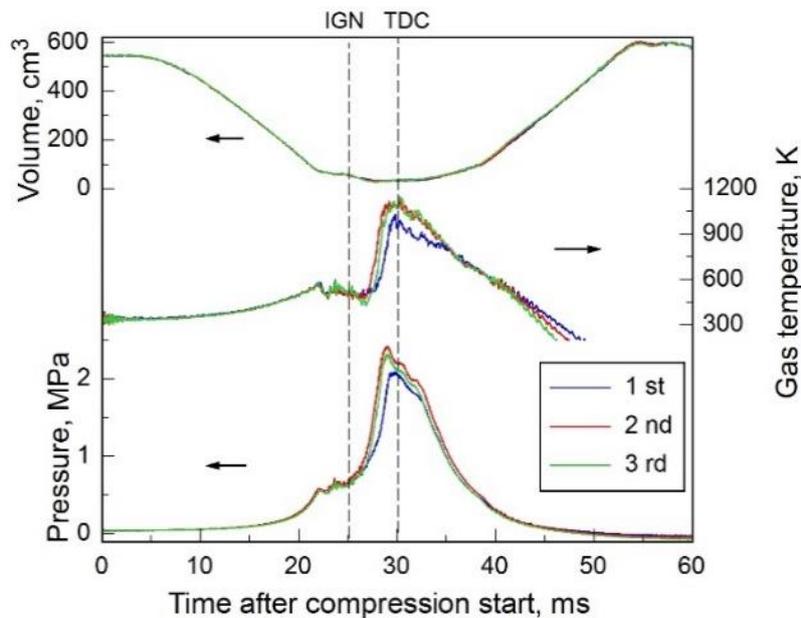


Fig. 2-19 Pressure, mean gas temperature and combustion chamber volume at  $p_0 = 0.05$  MPa,  $\phi = 1.0$ .

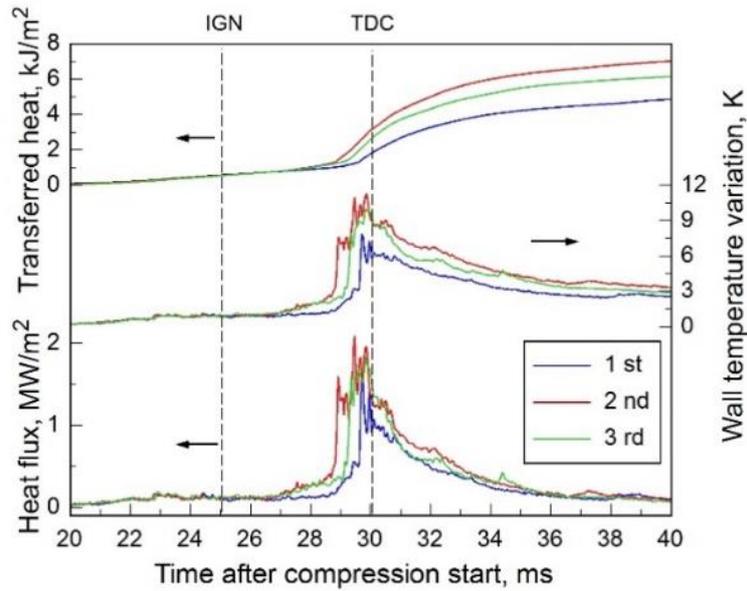


Fig. 2-20 Heat flux, wall temperature variation and transferred heat at  $p_0 = 0.05$  MPa,  $\phi = 1.0$ .

最後に、ノッキング条件の高圧・高熱流束負荷環境下で測定試験を行った。図 2-21 にノッキング条件での筒内圧力、平均ガス温度、燃焼室体積を示す。ノッキング条件では吸気後に十分時間をおいて静かな状態から圧縮を開始した。正常燃焼時と比べてガス流動が弱くなるため、火炎伝播が遅くなり、圧力ピークが時間的に後ろに現れている。ピーク付近の圧力データには約 10 - 5 kHz の振動がみられ、ノッキングが生じていることがわかる。この時の最高圧力は 9.1 MPa、最高ガス温度は 1790 K であった。図 2-22 には壁面温度、熱流束、輸送熱量を示している。ノッキング条件においても壁面の昇温量は 30 - 40 K 程度であり、燃焼ガスの温度上昇と比べてわずかである。また、温度と熱流束の測定ノイズはそれぞれ 0.023 K、5.9 kW/m<sup>2</sup> であった。輸送熱量は膨張行程終了時で 15.2 - 19.9 kJ/m<sup>2</sup> で、モータリング時の約 5 倍、正常燃焼時（吸気圧 0.05 MPa、当量比 1.0）の約 2.5 倍となった。また、熱損失量は燃料の持つエネルギーの約 32% であると見積もられた。図 2-23 にはノッキング発生時における熱流束、壁面温度変化、筒内圧力波形のピーク付近を拡大して示している。ここでは、取得したデータを 5 点平均して求めた 100 kHz 相当の波形を示している。圧力変動の周期と一致する熱流束変動が測定されており、熱流束センサがノッキング時の圧力変動による熱流束変化を捉えられる 10 kHz 程度の応答速度を持つことがわかる。

図 2-24 にはファイアリング条件（吸気圧 0.05 MPa、当量比 1.0）におけるプラグ型センサと Medtherm の比較を示している。Medtherm についてはノイズが多かったため、500 kHz で取得した温度データについて移動平均を取り、1 kHz 相当にした熱流束波形を示している。プラグ型センサによる測定値は Medtherm と同程度となった。プラグ型センサは発熱面積が不明なために直接の較正は実施できず、平板型センサの測定値と一致させるように界面熱抵抗値を決定したが、図 2-24 の結果から大きな誤りなく熱流束を測定できているものと考

えられる。また、平均化によってノイズレベルは両者で同等になっているものの、Medtherm の測定値は立ち上がりが鈍り、実現象に則した波形ではなくなっている。本研究で開発した RTD 型センサは S/N 比が高いため、過度な平均化処理を必要とせず、瞬時の熱流束データを取得できた。

RCEM で実施したすべての実験において、プラグ型センサの温度及び熱流束測定ノイズは平均で  $0.044\text{ K}$ 、 $11.0\text{ kW/m}^2$  と評価された。熱流束センサは MPa オーダーの圧力と  $\text{MW/m}^2$  オーダーの熱流束環境において繰り返し測定を行ったが、薄膜の剥離などの破損はなく、外観に大きな変化は見られなかった。RCEM での実験を挟んで 10 ヶ月後に再度抵抗温度係数を測定した結果、 $0.001627\text{ K}^{-1}$  から  $0.001894\text{ K}^{-1}$  と約 1.16 倍増加していた。層流燃焼場での測定に使用した平板型センサも 10 ヶ月間で  $0.001968\text{ K}^{-1}$  から  $0.002087\text{ K}^{-1}$  と 1.06 倍増加しており、高負荷環境への曝露や時間経過によってセンサ特性が変化することがわかった。しかしながら、その変化は急激なものではなく、適切な間隔で較正を実施することで測定誤差を最小限に留められると考えられる。

以上より、プラグ型センサは MPa オーダーの圧力、 $\text{MW/m}^2$  オーダーの熱流束負荷環境において繰り返し熱流束測定を実施できる耐性を持つことがわかった。また、 $10\text{ kHz}$  までの周波数帯域中で壁面温度測定ノイズ  $0.044\text{ K}$ 、熱流束測定ノイズ  $11.0\text{ kW/m}^2$  と評価され、エンジン内の燃焼場における瞬時の熱流束を測定できることが示された。本研究で実施したセンサ構造や材質の検討及び RCEM での測定試験から、エンジンに適用可能な MEMS 熱流束センサ開発の見込みが得られた。

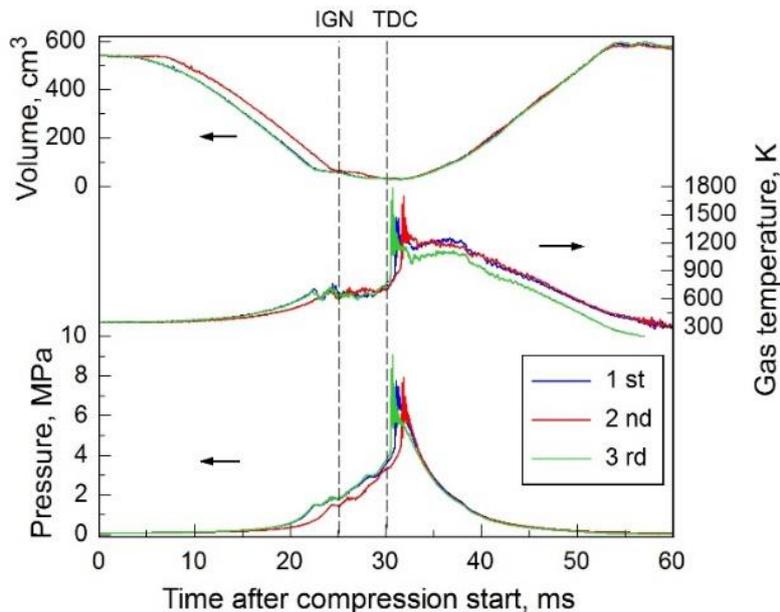


Fig. 2-21 Pressure, mean gas temperature and combustion chamber volume at  $p_0 = 0.1\text{ MPa}$ ,  $\phi = 1.0$  (knocking condition).

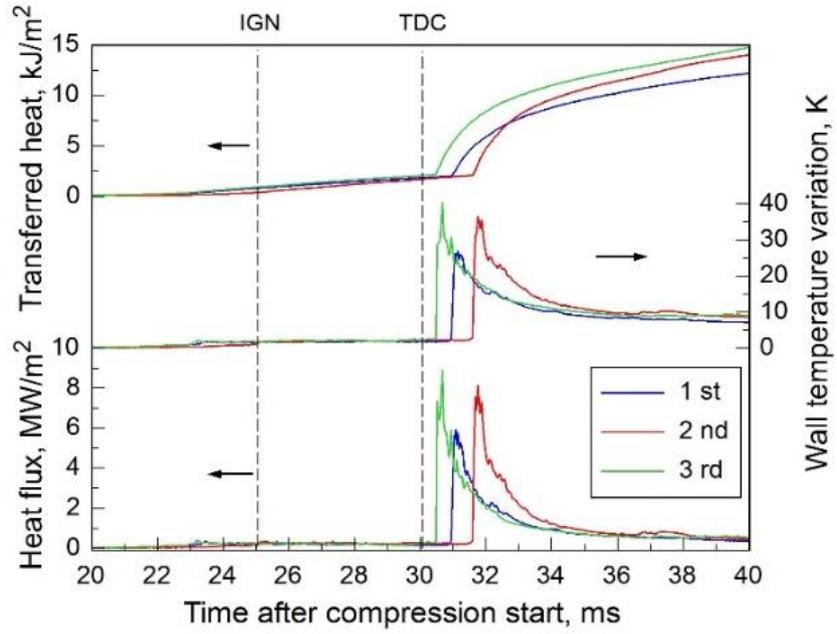


Fig. 2-22 Heat flux, wall temperature variation and transferred heat at  $p_0 = 0.1$  MPa,  $\phi = 1.0$  (knocking condition).

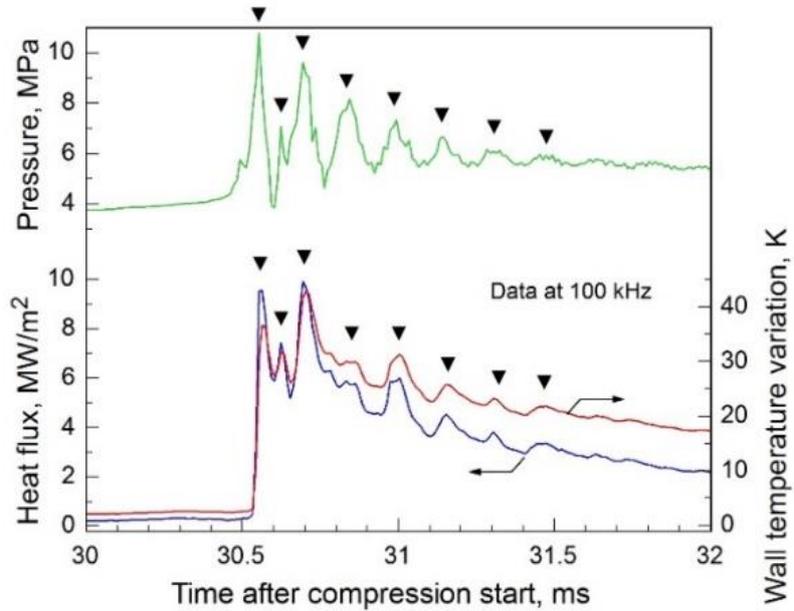


Fig. 2-23 Oscillation of heat flux and wall temperature caused by knocking.

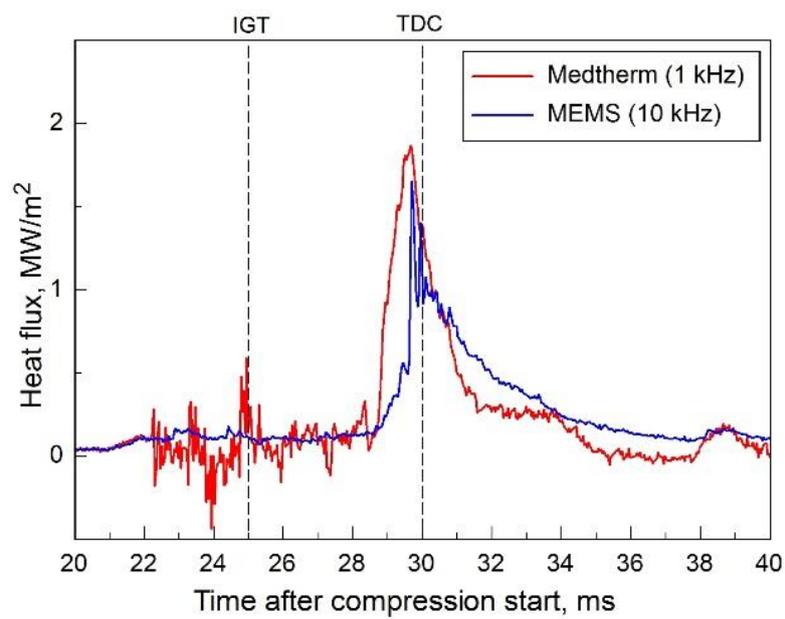


Fig. 2-24 Comparison of heat flux measured with the plug shape MEMS sensor and Medtherm.

## 2.5 まとめ

SUS430 基板と AC8A 基板を用いた金属基板 MEMS センサの開発を行った。層流予混合燃焼場及び急速圧縮膨張装置を用いたエンジン環境における熱流束測定試験を行った結果、以下の結論を得た。

- ・ SUS430 を用いた平板型センサの製作を通じ、MEMS 薄膜センサを金属基板上に面一に形成するプロセスを開発した。層流予混合燃焼場での測定試験では熱伝導現象によって説明される壁面熱流束が捉えられ、開発した金属基板 MEMS センサが正常に作動したことが確認された。また、壁面温度測定手法に測温抵抗体を採用することで、瞬時熱流束評価のための測定ノイズに対する要求を満足することを確認した。
- ・ エンジン壁面材料に近い熱物性を持つ AC8A を基板に用い、小型でエンジンへの取付が可能なプラグ型センサを開発した。ここでは、基板と絶縁層、保護層の線膨張係数比を改善して熱応力の影響を低減した結果、最大圧力 9.1 MPa、最大熱流束 8.9 MW/m<sup>2</sup> のエンジン環境で破損なく繰り返し使用できる耐久性を実現した。

以上より、従来は機械への適用が困難であった MEMS センシング技術をエンジンへ適用できる見込みが得られた。次章では本章で得られた知見を基に乱流熱伝達を評価するための隣接 3 点センサの開発し、実験用エンジンでの測定試験を行う。

参考文献

- [1] 中別府修, 熱流束センサおよびその較正方法, 被測定物の異常検知方法並びにエンジンの動作異常検知方法, 特願 2015-209118 (2015).
- [2] 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), DOI:10.1299/transjsme.16-00083.
- [3] 日本機械学会編, 伝熱工学 (2005), pp.42-43, 丸善.
- [4] 土屋智由, 坂田二郎, 静電力チャックを用いた絶縁薄膜の引張試験, T. IEE Japan, Vol. 119-E, No. 5 (1999).
- [5] 日本熱物性学会編, 新編熱物性ハンドブック (2008), p. 254, 養賢堂.
- [6] ステンレス協会編, ステンレス鋼便覧第3版 (1995), p. 1427, 日刊工業新聞社.
- [7] 軽金属協会編, アルミニウム百科事典 (1969), p. 57, 軽金属通信社.
- [8] 大西俊次編, 新素材・材料集成 PART II (1988), pp. Ne-58-Ne-64.
- [9] 小堀繁治, 神本武征, ディーゼル機関の基礎燃焼実験のための急速圧縮膨張装置の開発, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 62, No. 593 (1996), pp. 392-397.
- [10] 三好明, 酒井康行, ガソリンサロゲート詳細反応機構の構築, 自動車技術会 2017 年春季大会学術講演会講演予稿集, No. 65-17 (2017), pp. 1722-1727.

### 第3章

### エンジンの燃焼室壁面における瞬時局所熱流束計測

### 3.1 概要

本章では、前章のセンサ開発で得られた知見をもとに、エンジン壁面の乱流熱伝達を評価するための隣接3点センサの開発と熱流束測定試験を行った。

3.2節では開発した隣接3点センサの特性を述べた。測定点を3点に増やしたため、熱流束算出のための非定常熱伝導解析を2次元系から3次元系へと拡張した。加えて、測定原理に基づく不確かさ解析を行い、熱流束測定の定量性を評価した。

3.3節では、まず大気圧下の予混合燃焼場における測定試験を行った。ここでは静かな条件とファンを用いた乱れた条件で測定を行い、隣接3点センサが流動場の乱れを反映した信号を捉えられることを確認した。次に、実験用の火花点火式ガソリンエンジンにおいて熱流束測定を行った。ここでは非燃焼のモータリング条件と、ファイアリング条件において壁面熱流束を測定し、サイクル毎に生じる瞬時熱伝達の実像を明らかにした。また、隣接3点同時測定により、流動場の情報を反映した熱流束信号を捉えた。

## 3.2 隣接3点MEMS熱流束センサの開発

### 3.2.1 隣接3点MEMS熱流束センサ

エンジン内の乱流熱伝達特性を評価するためには、瞬時かつ隣接多点での熱流束データが必要となる。エンジン内には様々なスケールの乱流渦が存在するが、オーダーとしては10  $\mu\text{m}$  程度から数 mm といわれている[1,2]ため、測定点間の距離は少なくともサブミリメートルオーダーであることが要求される。また、壁面の二次元温度情報を得るためには、少なくとも3つの測定点が必要である。3つの測定点を同一直線上から外して配置することで、平面上での最大測定次元を最低限確保できる。

図3-1に開発した隣接3点MEMS熱流束センサの一例を示す。センサ構成材料はプラグ型センサと同様で、厚さ4 mm、直径6 mmのAl合金(AC8A)基板の上に、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 絶縁層(厚さ:3.5  $\mu\text{m}$ )、Ptセンサ層(厚さ:0.53  $\mu\text{m}$ )、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 保護層(厚さ:2  $\mu\text{m}$ )をMEMS技術により成膜した。また、貫通配線を採用することでセンサをエンジン内壁面に面一に設置できる。センサの外形は市販の圧力センサ(Kistler)および熱電対式熱流束センサ(Medtherm)と互換性を持たせ、置換できるようにした。

基板には3つのRTD(センササイズ:315  $\mu\text{m}$ 、線幅:15  $\mu\text{m}$ )が直径900  $\mu\text{m}$ の円周上に回転対称に形成されており、RTDの中心間距離は約780  $\mu\text{m}$ である。ここで、3つのRTDをそれぞれTop RTD, Left RTD, Right RTDと呼ぶこととする。

図3-2にボックス法によって求めた各RTDの抵抗温度特性を示す。室温から200  $^{\circ}\text{C}$ 程度の範囲において、抵抗値は温度に対して線形に変化することが確認された。抵抗温度係数はいずれも0.00195  $\text{K}^{-1}$ 程度となり(表3-1)、Pt薄膜が概ね均質に成膜されていると考えられる。ここで、抵抗温度係数は70  $^{\circ}\text{C}$ から170  $^{\circ}\text{C}$ の範囲で算出した。

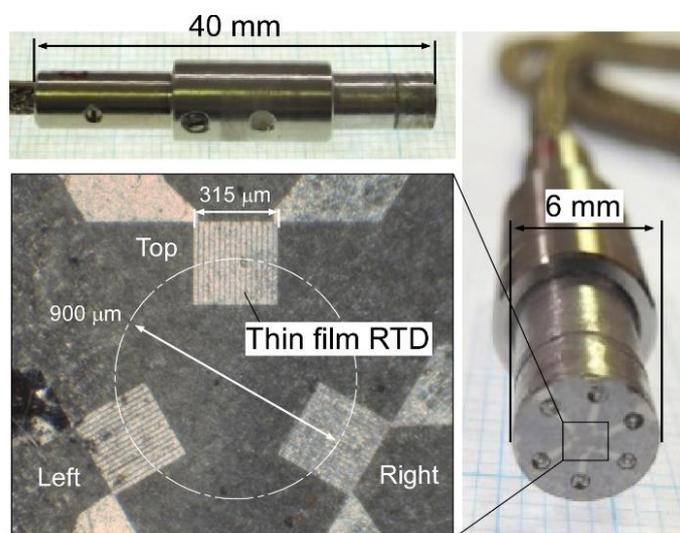


Fig. 3-1 Three-point MEMS heat flux sensor on an Al alloy substrate.

自己発熱を利用した熱流束較正を行うため、通電加熱時の RTD の発熱状態を IR カメラによって観察したところ、図 3-3 に示すように抵抗体部全体で発熱していることが確認された。したがって、すべての RTD はデザイン通りに形成されていると判断でき、熱流束較正において印加電圧と電流の積を RTD の面積で除すことで付与熱流束を算出できる。図 3-4 は発熱周波数 1 kHz にて実施した各 RTD の熱流束較正結果を示しており、界面熱抵抗値を  $R_i = 1.34 \text{ m}^2\text{K/MW}$  とすることですべての RTD の測定熱流束を付与熱流束と一致させることができた。発熱周波数を変化させた場合の結果を図 3-5 に示す。0.3 kHz の低周波数側では 1 kHz と同じ界面熱抵抗値で測定熱流束を付与熱流束とよく一致させることができた。一方で、10 kHz の高周波数条件では測定値が 3 割程度小さくなり、付与熱流束に一致させることができなかった。これは高周波数条件では発生した熱のうち保護層側に流れる割合が無視できなくなったためであり、詳細は後述する。なお、ここでの熱流束較正は 2 次元座標系にて行った。

表 3-2 は各層の熱物性値と膜厚から計算される時定数と熱抵抗を示している。保護層の時定数は  $0.27 \mu\text{s}$  (3.7 MHz) であり、測定対象である燃焼室壁面の熱流束変動の周波数 10 kHz に比べて有意に大きいため、熱流束測定において保護層が遮熱膜的に作用することはない。熱流束較正で求めた仮想の界面熱抵抗は薄膜構造の熱抵抗の約 9 割を占めており、較正が必須であることがわかる。

また、プラグ型センサでは絶縁層の成膜プロセスにおいて AC8A 基板と現像液が反応して基板表面が溶解し、歩留まりが悪化するという問題が生じた。本センサは同一基板上に 3 点の RTD を形成するため、歩留まりの確保は重要である。そこで、フォトリソを金線上にピンポイントで塗布し、現像工程無しで絶縁層を成膜するようプロセスを改善した。それにより、基板表面が侵食されることなく絶縁層を製膜することが可能となった。

測定時には各 RTD に 2 mA 程度の定電流を流し、RTD の電圧降下を読み取る。電圧降下から RTD の抵抗値を求め、抵抗値の温度依存性から表面温度を算出する。初期抵抗値  $R_0 = 160 \Omega$ 、抵抗温度係数  $\alpha = 0.00195 \text{ K}^{-1}$  の RTD の場合、出力は  $624 \mu\text{V/K}$  となり、K 型熱電対の約 15 倍高い S/N 比での測定が可能である。一方で、微小な RTD に電流を流すことで局所的に数  $\text{kW/m}^2$  の発熱が生じるが、温度変化は 0.2 K 程度と小さく、燃焼場に影響を与えるものではない。

駆動回路は前章と同様で、カットオフ周波数 10 kHz のローパスフィルタを備えている。なお、エンジン環境でのノイズ低減のため、電源には鉛蓄電池を採用した。

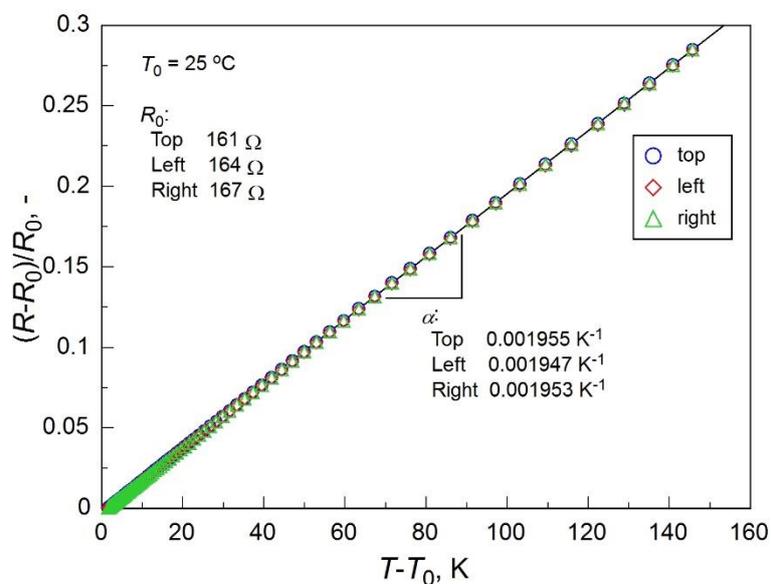


Fig. 3-2 Resistance temperature characteristics of the three-point sensor.

Table 3-1 Specifications of three thin film RTDs

RTD	Size, $\mu\text{m}$	Stripe / space width, $\mu\text{m}$	Resistance (25 $^\circ\text{C}$ ), $\Omega$	Temp. coefficient, $\text{K}^{-1}$
Top	315	15 / 5	161	0.001955
Left			164	0.001947
Right			167	0.001953

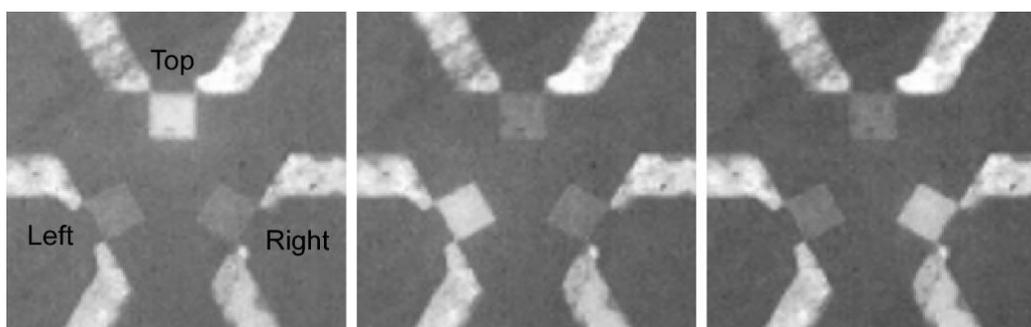


Fig. 3-3 Self-heating observed with an IR camera.

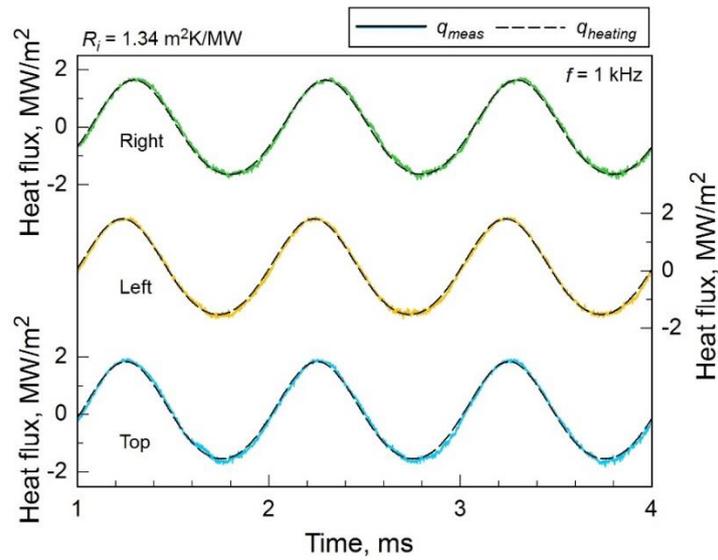


Fig. 3-4 Heat flux calibration by using self-heating (black: heat flux generated by self-heating, color: measured heat flux adjusted by tuning interfacial resistance)

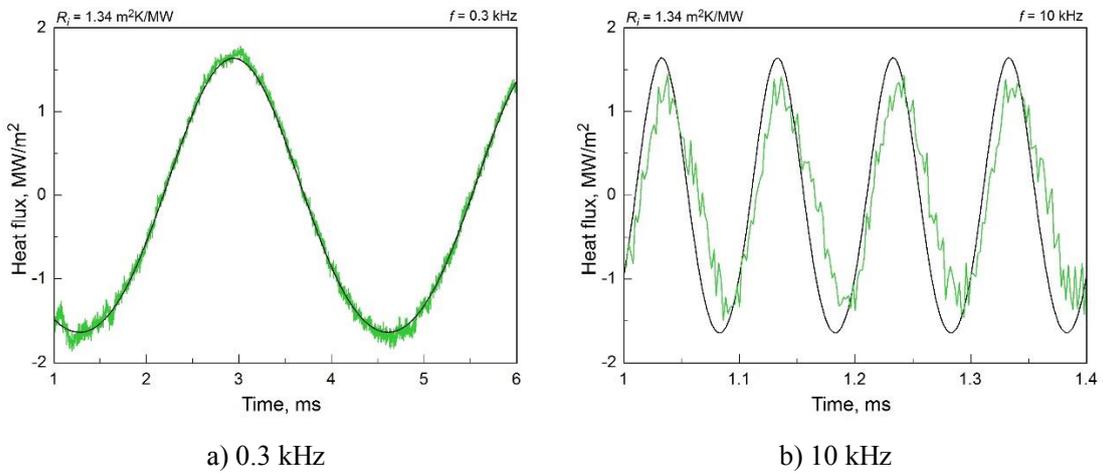


Fig. 3-5 Heat flux calibration of Right RTD with changing heating frequency (black: heat flux generated by self-heating, green: measured heat flux at  $R_i = 1.34 \text{ m}^2\text{K/MW}$ ).

Table 3-2 Layer structure and thermal properties

Layer	Material	Thickness, $\mu\text{m}$	Time constant, $\mu\text{s}$	Thermal resistance, $\text{m}^2\text{K/MW}$
Passivation	$\text{Al}_2\text{O}_3$	2	0.27	0.043
RTD sensor	Pt	0.53	0.011	0.0074
Interfacial resistance	-	-	0	1.34
Insulation	$\text{Al}_2\text{O}_3$	3.5	0.82	0.076
Substrate	AC8A	4000	267 ms	28.2

3.2.2 非定常3次元熱伝導解析による熱流束算出

壁面の2次元熱流束分布を得るため、熱流束算出用の解析モデルを3次元円筒座標系へ拡張した。図3-6に解析モデルを示す。ここでは、AC8A基板、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>絶縁層、熱流束較正によって求めた熱抵抗を有する界面熱抵抗層、Ptセンサ層、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>保護層の5層からなるモデルを考える。

まず、Ptセンサ層のRTD部に測定温度  $T_{meas}$  を与え、直下の計算メッシュとの温度勾配から熱流束  $\dot{q}_s$  を求める。次に、熱流束  $\dot{q}_s$  に保護層の顕熱変化を加えた熱流束  $\dot{q}_w$  を以下の式より求め、センサ頂面の境界条件として与える。

$$\dot{q}_w = \dot{q}_s + \delta_p \rho_p c_p \frac{dT_p}{dt} \tag{3-1}$$

センサ側面の境界条件としては、頂面から深さ  $z_q$  までの領域 ( $0 \leq z \leq z_q$ ) にはセンサ頂面と同様の熱流束  $\dot{q}_w$  を与え、 $z > z_q$  では断熱条件を与える。これは、センサ側面と取付部材に間隙が存在する場合に、高温の燃焼ガスが間隙に進入し、センサ側面から熱が流入する影響を考慮するためである。センサ背面は熱伝達率  $h_{back}$  の熱伝達条件とした。以上の条件で繰り返し計算を行い、収束したときの  $\dot{q}_w$  が求める壁面熱流束となる。数値計算ではコントロールボリューム法による離散化と完全陰解法による時間発展を行った。

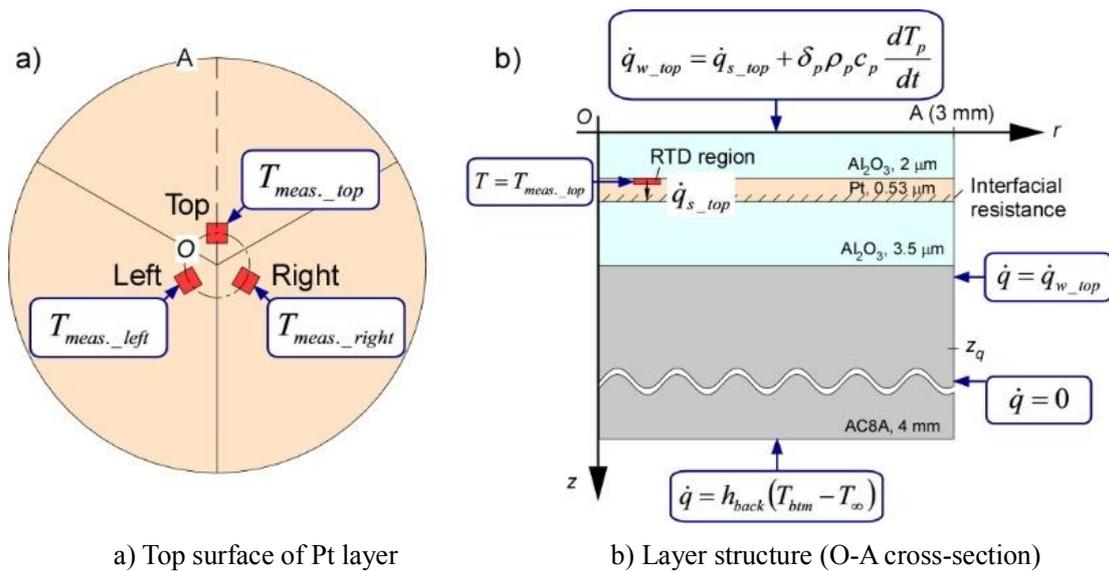


Fig. 3-6 Cylindrical three dimensional model of transient heat conduction analysis for heat flux calculation.

### 3.2.3 熱流束測定における不確かさ

#### (1) 熱流束較正を実施しない場合

熱流束測定における不確かさ解析を行った。半無限固体において表面温度  $T_w$  が式 (3-2) のように周期的に変化するときに、壁面熱流束  $\dot{q}_w$  は式 (3-3) で表される[3].

$$T_w = T_0 \cos(\omega t - \varepsilon) \quad (3-2)$$

$$\dot{q}_w = \sqrt{\rho c \lambda \omega} \cdot T_0 \cos\left(\omega t - \varepsilon + \frac{\pi}{4}\right) = \sqrt{\rho c \lambda \omega} \cdot T'_w \quad (3-3)$$

ここで、 $T_0$  は振幅、 $\omega$  は角速度、 $t$  は時間、 $\varepsilon$  は位相であり、 $T'_w$  は壁面温度  $T_w$  の位相を  $45^\circ$  だけ進めたものである。なお、実際のエンジン壁面温度は様々な周波数成分の和として表現されるが、表面温度から熱流束へは線形変換となっており、評価は  $\omega$  に依存しないため、一つの周波数成分のみ考える。実験では RTD にかかる電圧  $V$  と電流  $I$  を測定し、アンプのゲイン  $G$ 、抵抗温度係数  $\alpha$ 、初期抵抗  $R_0$  を用いて以下の式より壁面温度  $T_w$  が求められる。

$$T_w = \frac{V}{G \cdot I \cdot \alpha \cdot R_0} = \frac{V}{G \cdot I \cdot \frac{\partial R}{\partial T}} \quad (3-4)$$

ここで、 $\partial R / \partial T$  は較正で求められる RTD の温度変化に対する抵抗値変化の傾きを意味する。実際のセンサでは界面熱抵抗の影響  $E_{Ri}$  や、実験によるセンサ特性の変化に起因する誤差  $E_{\Delta Ri}$ 、 $E_{\Delta R/\partial T}$  が生じるため、これらを考慮した熱流束測定における不確かさ  $E_{q_w}$  は、誤差伝播の法則より次式で表される。

$$E_{q_w} = \pm \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 E_{\rho c \lambda}^2 + E_V^2 + E_G^2 + E_I^2 + E_{\partial R/\partial T}^2 + E_{\Delta \partial R/\partial T}^2 + E_{Ri}^2 + E_{\Delta Ri}^2} \quad (3-5)$$

ここで、 $E$  は百分率で表した不確かさを示す。

各不確かさを表 3-3 に示す。測定機器の精度由来の電圧や電流測定における不確かさ  $E_V$ 、 $E_I$  やアンプゲインの不確かさ  $E_G$  はそれぞれ大きくとも 0.2 % 程度であり、主要な誤差要因ではない。また、RTD の抵抗温度変化は良い線形性を示し、1 次式による近似の不確かさ  $E_{R/\partial T}$  も 0.013 % と無視できる。一方で、基板材料の AC8A は合金であるため文献によって物性値に差があり、ここでは不確かさ 13 % と評価した。加えて、薄膜の物性値はバルク値と異なる場合があることが知られており、Pt や  $\text{Al}_2\text{O}_3$  の物性値誤差はさらに大きいものと推測される。実際に自己発熱によって既知の熱流束を付与すると、与熱流束に対して約 3 倍大きな熱流束が測定された。これは物性値の誤差に加え、本センサが多層構造であるため、層

間に存在する界面熱抵抗の影響が強く出たものと考えられる。このことから、較正を行わない場合、測定結果の定量性を確保できないといえる。

## (2) 熱流束較正を実施する場合

上述の検証から熱流束較正の必要性が示された。そこで本研究では、界面熱抵抗  $R_i$  を調整パラメータとして、測定熱流束が自己発熱による付与熱流束と一致するよう較正を行っている。本手法により、物性値の不確かさ  $E_{\rho ck}$  および界面熱抵抗の影響を補正することが可能である。

ただし、熱流束較正時には図 2-14 a) のように保護層を考慮せず、発生した熱はすべて基板側へ流れると仮定した解析となっている。これは、保護層上は空気であり熱伝導率が低いため、発生させた熱はほぼ基板方向へ流れると考えたためである。この仮定は保護層の熱的時定数に比べて発熱周波数が十分低い場合には問題とならないが、図 3-5 に示したように高周波数条件になると保護層側へ流れる熱の影響が無視できなくなり、低周波数条件と同一界面熱抵抗値では測定熱流束を付与熱流束に一致させることができなくなることがわかった。そこで、図 3-7 のような 1 次元熱伝導モデルにおいて自己発熱時に基板側と保護層側へ流れる熱の割合を調べた。

図 3-8 は発熱周波数 1 kHz のときの基板側へ流れる熱流束と保護層側へ流れる熱流束を示している。基板側へ流れる熱流束の振幅  $Aq_s$  が  $1926 \text{ kW/m}^2$  のとき、保護層側へ流れる熱流束の振幅  $Aq_p$  は  $218 \text{ kW/m}^2$  となり、 $Aq_s$  に対して 10.2 % であった。較正では自己発熱で生じた熱はすべて基板側へ流れると仮定しているため、保護層側へ流れる熱量分が較正時の誤差となる（自己発熱によって 100 の熱流束を発生させた場合、測定値が 100 になるよう界面熱抵抗を調整するが、そのとき保護層側へ 10 の熱が流れていれば本来は測定値が 90 になるよう調整すべきであり、保護層へ流れた 10 が誤差となる。ここで、保護層へ流れる熱は測定熱流束を大きく評価する方向の誤差となる）。なお、保護層は基板側に比べて熱的な時定数が小さく温度の飽和が早いいため、熱流束の位相が進んでいる。

図 3-9 は発熱周波数を変化させた場合の保護層側へ流れる熱の割合を示している。ここでは較正で得られた界面熱抵抗を含めた解析と、界面熱抵抗を考慮しない場合を示している。界面熱抵抗層は発熱層より基板側に設定されているため、熱が基板側へ流れるのを阻害し、保護層側へ流れる熱を大きくする方向に影響する。本研究では発熱周波数 1 kHz を基準として界面熱抵抗値を決定したが、約 10% の熱が保護層側へ流れており、その 10% 分が熱流束較正における誤差となることがわかった。従って、より精密な熱流束較正を行うためには、保護層を含めた熱伝導解析を行うか、保護層への熱流が無視できる低周波数条件で自己発熱を生じさせる必要がある。ただし、温度境界層が基板背面まで届くほどの低周波数条件では背面境界条件を正しく与えることができないため、利用できる周波数には制限がある。本センサ（厚さ 4 mm の AC8A 基板）の場合、利用できる発熱周波数の下限は 50 Hz であり、そのとき保護層側へ流れる熱の割合は 1–2 % 程度となる。この誤差を許容できない場合に

は保護層を含めた熱伝導解析が必要となる。ただし、本検証は1次元系を仮定しているが、実際には深さ方向の他に面方向への熱流が生じ、面方向の熱流を深さ方向に制限しているため保護層側へ流れる熱流を大きく評価している可能性がある。図3-9の10 kHzの条件では界面熱抵抗ありで誤差約50%と見積もられているが、図3-5 b)に示したように実際には10 kHzでは30%程度の誤差であったことを指摘しておく。

また、エンジン燃焼等の過酷な環境に曝されると実験前後で $R_i$ の値に変化が生じる場合があることが確認された。同様に、温度変化に対する抵抗値変化の傾きも実験前後でわずかに変化することが確認されている。従って、実際の測定における不確かさは実験によるセンサ特性の変化についても考慮する必要がある。隣接3点センサの場合、 $R_i$ は平均で5.5%、抵抗値変化の傾きは平均1.6%の変化が見られた。これらは実験中に徐々に変化していくものか、あるいはある閾値を超えた時に突然変化するものかは現在のところわかっていない。なお、これまでの経験ではRTDの抵抗値は実験を通じて低下することはなく、変化しないか増加しており、これは保護層の影響と同様に熱流束を大きく評価する方向である。以上踏まえ式(3-5)から熱流束測定の不確かさを評価すると、11.7%と見積もられた。

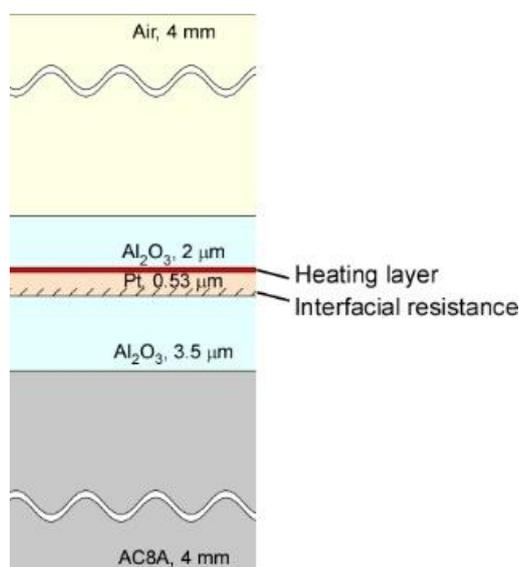


Fig. 3-7 1D heat conduction model for evaluating the effect of the passivation layer on the heat flux calibration.

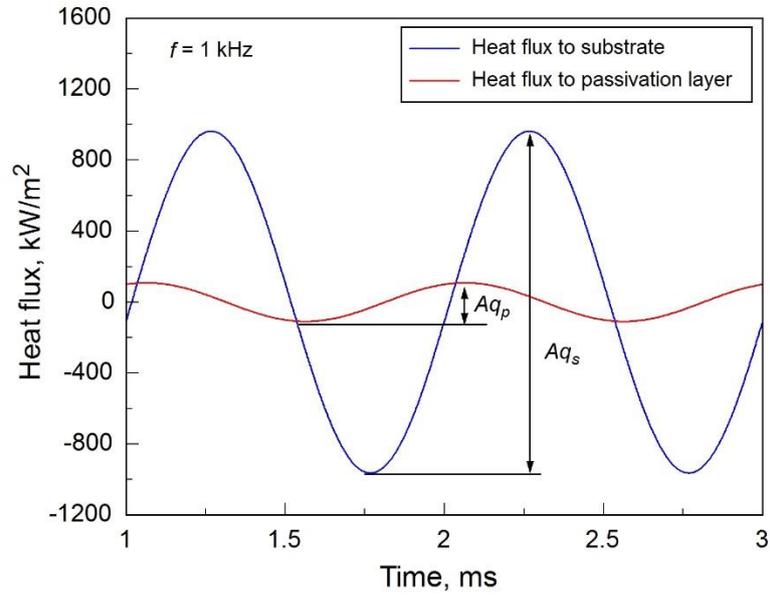


Fig. 3-8 Heat flux flowing to the substrate and passivation layer.

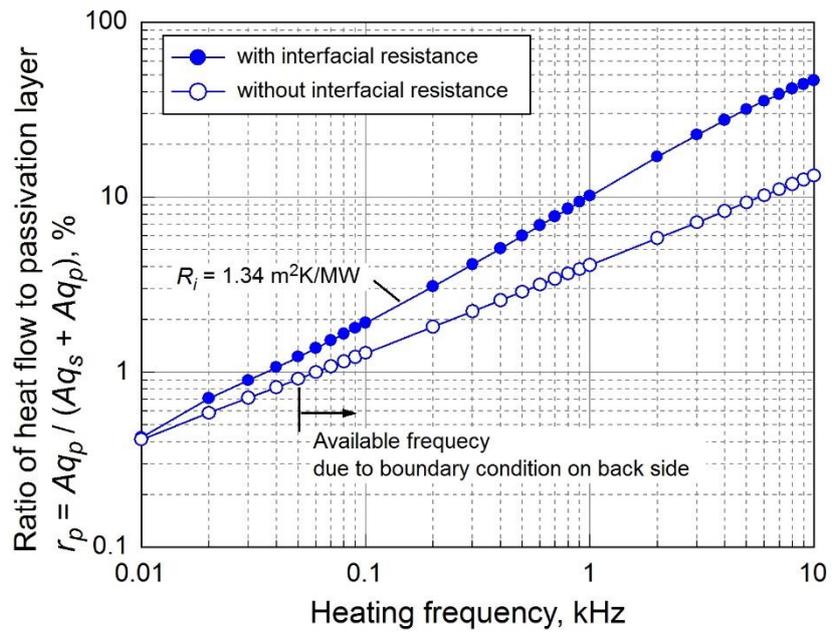


Fig. 3-9 Ratio of heat flow to the passivation layer.

Table 3-3 Uncertainty of heat flux measurement

	$E_{\rho\lambda}$	$E_V$	$E_G$	$E_I$	$E_{\partial R/\partial T}$	$E_{\Delta R/\partial T}$	$E_{Ri}$	$E_{\Delta Ri}$	$E_{q_w}$
Un-calibrated	> 13 %	0.018 %	0.15 %	0.11 %	0.012 %	-	~ 300 %	-	~ 300 %
On calibration	-					-	10.2 %	-	10.2 %
Calibrated (change over exp.)	-					1.6 %	10.2 %	5.5 %	11.7 %

### 3.3 燃焼室壁面における熱流束測定

#### 3.3.1 大気圧下の予混合燃焼場における熱流束測定

開発した隣接3点センサを用いて熱流束測定試験を行った。まず、前章と同様に大気圧下の予混合燃焼場での試験を行った。図3-10は実験装置を示しており、熱流束センサは開放容器の底部に設置されている。ここでは隣接3点に形成されたRTDが燃焼場の乱れを検知可能か確認するため、燃料と空気を攪拌した後に十分な時間放置した静かな状態と、ファンを用いて攪拌した直後の乱れた状態での測定を行った。燃料はブタンとし、当量比は1.2とした。熱流束センサから出力される壁面温度データは50 kHzでサンプリングし、熱伝導解析時には10 kHzまで平均化した。なお、流動場を可視化するため直径1  $\mu\text{m}$ のSiC粒子を導入している。

図3-11はハイスピードカメラによって撮影された燃焼場を示している。下段に示す攪拌条件では火炎到達前の時点で流動場が乱れており、静的条件に比べて反応帯の歪みが大きいことがわかる。

図3-12は隣接3点のRTDで同時測定された壁面温度変動と、熱伝導解析から算出された熱流束を示している。静的条件では火炎到達時に3点とも熱流束が鋭く立ち上がり、約250  $\text{kW/m}^2$ のピーク値を示した後、壁面近傍の温度境界層が発達するために熱流束は減衰する。一方で、攪拌条件では火炎到達によって熱流束が急峻な立ち上がりを見せているものの、3点でピーク値は異なっており、ピーク後の熱流束変動も大きくなっている。これは、攪拌によって生じた乱れの影響を反映したものであると考えられる。なお、火炎到達から約10 ms以降で3点の熱流束が互いに異なる値を示すのは、図3-10 b)に示すようにセンサ側壁と設置穴に隙間があり、そこから燃焼ガスが流出するためである。Top RTD側では特に隙間が大きいため、図3-12の波形ではTop RTDの測定値が大きくなっている。

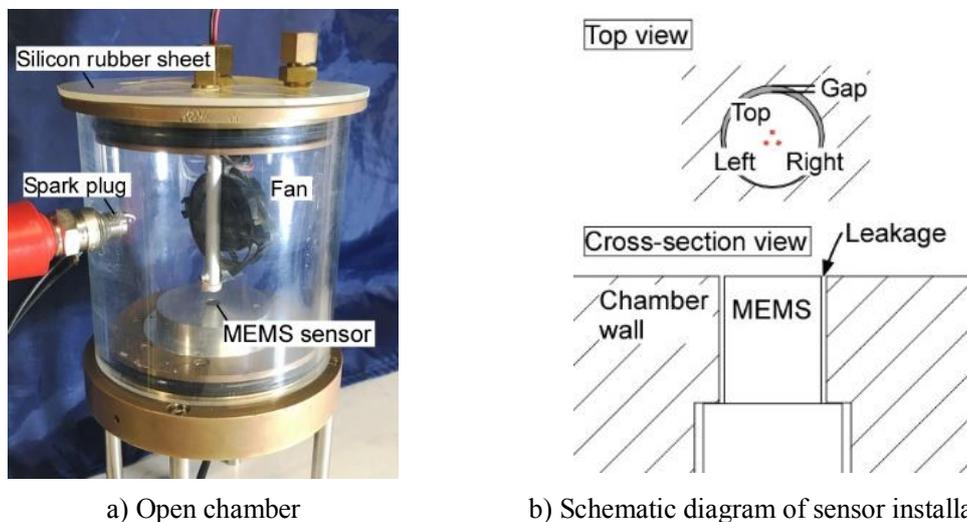


Fig. 3-10 Open chamber for heat flux measurement tests with gas turbulence.

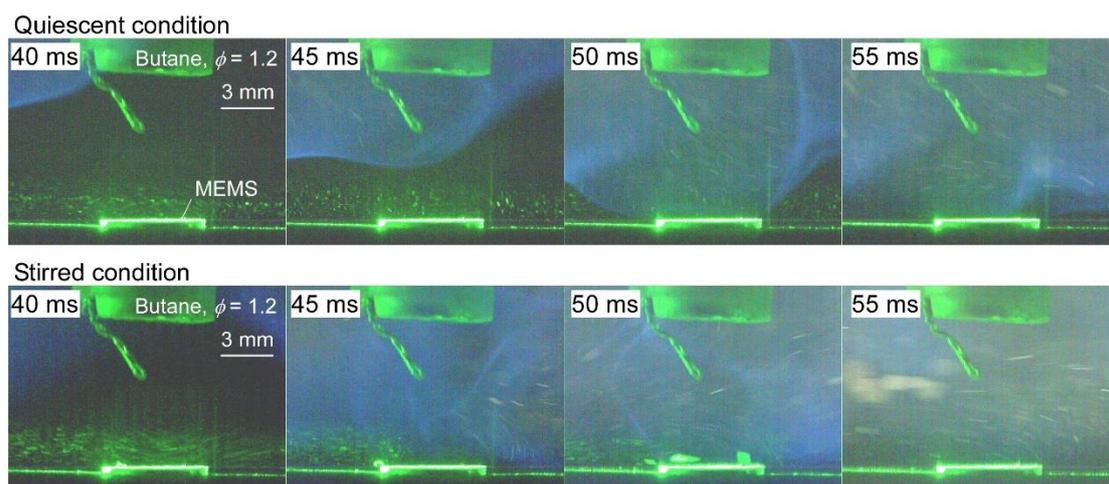


Fig. 3-11 Combustion field under the quiescent condition (upper) and stirred condition (lower) in the open chamber.

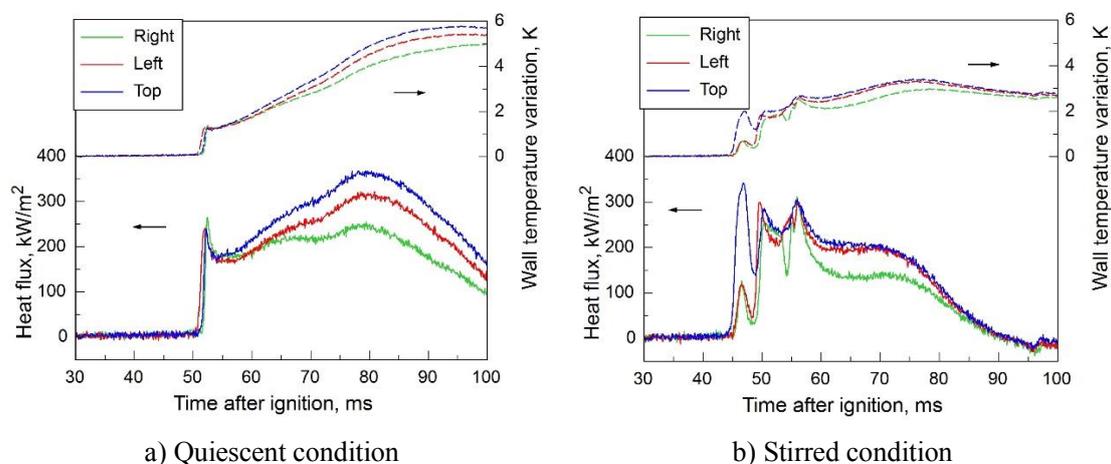


Fig. 3-12 Wall heat flux and wall temperature variation simultaneously measured with the Top, Left and Right RTDs measured in the open chamber.

### 3.3.2 火花点火式ガソリンエンジンにおける熱流束測定

次に、MEMS 熱流束センサを実験用エンジンに導入し、熱流束測定試験を行った。本研究で使用したエンジンを図 3-13 に示し、諸元を表 3-4 に示す。実験用エンジンは SIP 共有の火花点火式の 4 ストロークガソリンエンジンで、Bore × Stroke = 75 mm × 127.5 mm、圧縮比は 15:1 となっている。シリンダヘッドには MEMS センサと圧力センサがアダプタを介して取り付けられている。また、吸気ポートにはタンブル流動強化用のアダプタ [4] が取り付けられている。

表 3-5 に実験条件を示す。エンジン回転数は 2000 rpm とし、モータリング及びファイアリング条件で測定を行った。ファイアリング条件では図示平均有効圧力 (IMEP : Indicated Mean Effective Pressure) を 800 kPa、空気過剰率は 1.0 とし、中程度の負荷下で試験を行っ

た. 測定は連続 200 サイクルの間実施し, 壁面温度をクランク角度  $0.1^\circ$  毎 (120 kHz 相当) に記録した. 得られた温度データを 5 点の移動平均 (24 kHz 相当) を施し, 3 次元熱伝導解析により熱流束を算出した.

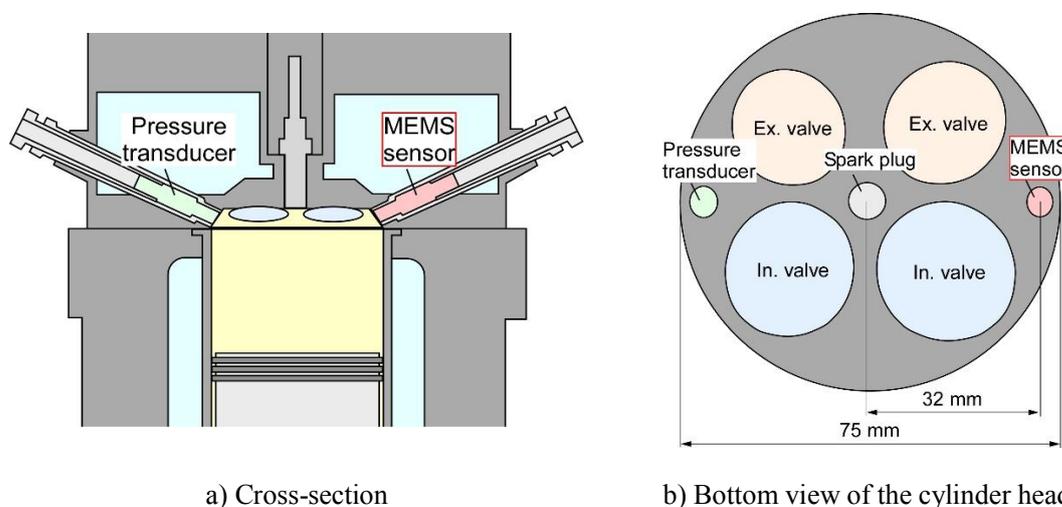


Fig. 3-13 Laboratory engine used for heat flux measurement tests. This is a spark ignition type gasoline engine and has four valves and single cylinder. Bore  $\times$  Stroke = 75 mm  $\times$  127.5 mm, and the compression ratio was 15 : 1. The MEMS sensor and a pressure transducer were installed in the cylinder head with adapters.

Table 3-4 Specifications of a laboratory engine

Engine type	4 stroke type gasoline engine
Bore	75 mm
Stroke	127.5 mm
Compression ratio	15:1

Table 3-5 Experimental conditions

	Motoring	Firing
Engine speed	2000 rpm	
Intake valve open/close	$-377^\circ / -82^\circ$ after TDC	
Exhaust valve open/close	$109^\circ / 330^\circ$ after TDC	
Coolant temperature	353 K (80 $^\circ$ C)	
Throttle	WOT	82.3 %
IMEP	-	800 kPa
Air excess ratio $\lambda$	-	1.0
Ignition timing	-	$-5.0^\circ$ after TDC

## (1) モータリング

まず、モータリング条件における熱流束測定結果について示す。図 3-14 はモータリング運転時の筒内平均圧力、筒内平均ガス温度、筒内体積を示している。ここで、筒内平均ガス温度は吸気バルブが完全に閉まってから排気バルブが開き始めるまでの筒内が密閉されている期間に対し、理想気体の状態方程式を適用して算出した（吸気バルブが閉まる前及び排気バルブが開いた後は、それぞれ吸気・排気マニホールドで測定されたガス温度を示している）。筒内圧力及びガス温度は上死点（CA=0°）で最大となり、それぞれ 3.2 MPa, 786 K であった。

隣接 3 点熱流束センサによって測定された壁面温度スイングと熱流束の 200 サイクルアサンブル平均を図 3-11 に示す。3 点のデータはそれぞれ Top RTD, Left RTD, Right RTD によって同時に測定されたものである。ピストンによる圧縮で筒内ガス温度が上昇するため、上死点に近づくほど壁面熱流束が増加し、壁面温度も高くなる。上死点を超えると作動ガスは膨張するためガス温度が低下していき、同時に熱流束も減少する様子が捉えられている。ここで、壁面温度スイングの振幅は Top: 3.3 K, Left: 3.1 K, Right: 3.2 K, 熱流束ピークは Top: 0.75 MW/m<sup>2</sup>, Left: 0.70 MW/m<sup>2</sup>, Right: 0.72 MW/m<sup>2</sup> であった。各 RTD の測定結果は互いに良く一致しており、直径 900 μm の測定領域において平均的な熱伝達特性は等しいことがわかった。

作動ガスの温度スイングが 500 K 程度であるのに対し、壁面温度スイングは平均 3.2 K と有意に小さく、熱伝達がガス側支配の現象であることがわかる。また、熱流束ピーク位置は平均で CA=-3.6°であり、上死点よりやや早いタイミングに現れている。熱流束ピーク位置は筒内ガス温度の上昇速度と壁面近傍の温度境界層の発達速度のバランスによって決まるものであり、上死点付近では圧縮によるガス温度上昇速度が低下することに加え、温度境界層の発達によって熱伝達率が低下した結果、熱流束ピークが上死点より前に現れたものと考えられる。

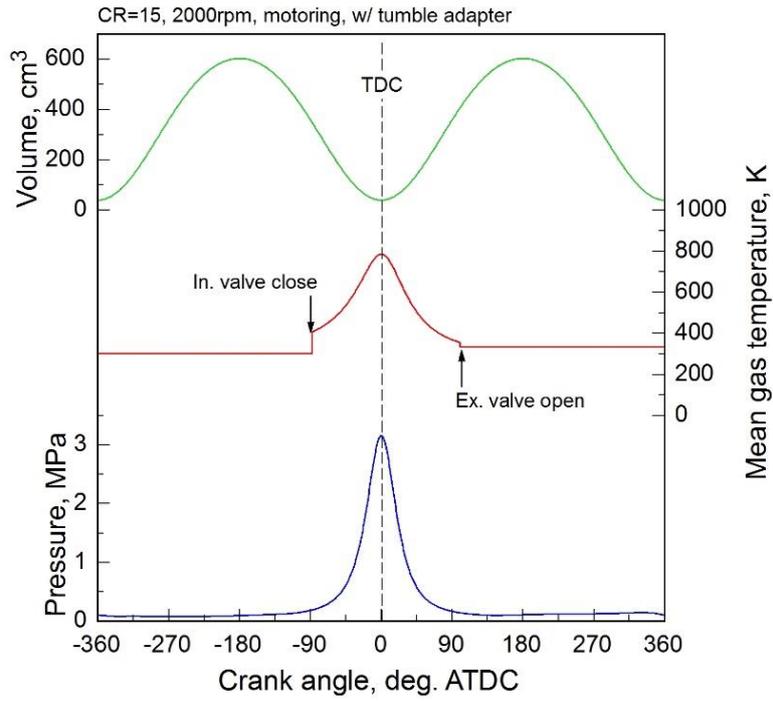


Fig. 3-14 Pressure, mean gas temperature and volume of combustion chamber under motoring condition.

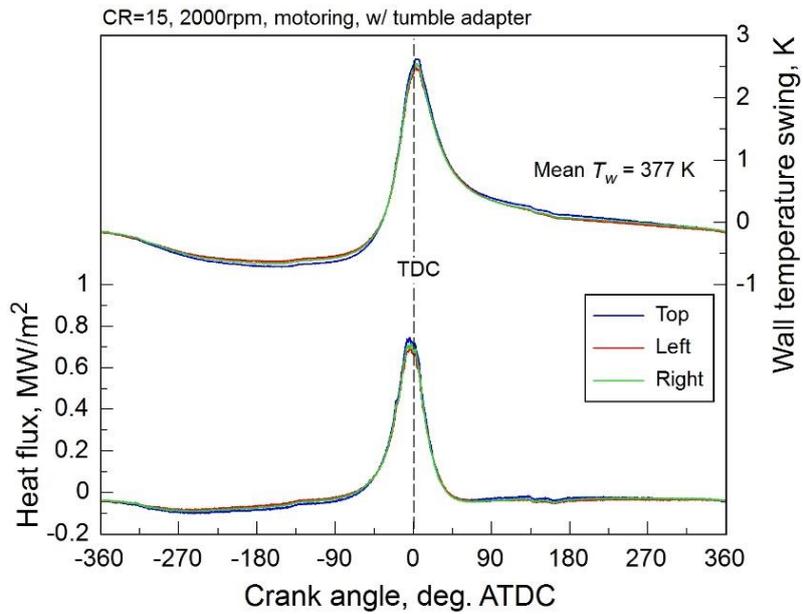


Fig. 3-15 Heat flux and wall temperature swing under motoring condition.

熱流束センサの測定ノイズを評価した。図 3-16 に示すように、瞬時熱流束値とアンサンブル平均熱流束値の差を取ることでノイズ成分を抽出し、 $-180^\circ < CA < -90^\circ$  の範囲における標準偏差を求めることでノイズレベルを評価した。その結果、200 サイクルの平均で各 RTD の熱流束ノイズは Top:  $16.5 \text{ kW/m}^2$ , Left:  $15.3 \text{ kW/m}^2$ , Right:  $16.2 \text{ kW/m}^2$  と算出された。これは  $\text{MW/m}^2$  オーダーの熱流束ピークや上死点付近の  $100 \text{ kW/m}^2$  オーダーの高周波熱流束変動に比べて十分小さく、本センサは機械・電氣的のノイズの多いエンジン環境において瞬時熱流束を評価できるほどの高い S/N 比での測定が可能であることが示された。

図 3-17 は Top RTD によって測定された連続 5 サイクルの瞬時熱流束と筒内圧力を示している。筒内圧力のサイクル変動はほとんどなく、アンサンブル平均値と良く一致している（圧力波形は 5 サイクル目しか表示されていないように見えるが、実際には 5 サイクル分+アンサンブル平均値が表示されている）。一方で、熱流束データはサイクル毎にばらついていくことがわかる。平均圧力はサイクル間で等しいことから、熱流束変動は局所的な流動状態の違いによって生じたものと考えられる。

図 3-18 は連続 30 サイクル分の瞬時熱流束を示しており、特に上死点付近でばらつきが大きいことがわかる。Top RTD の場合、瞬時熱流束のピーク値は最大で  $1.94 \text{ MW/m}^2$  となり、アンサンブル平均のピーク値  $0.75 \text{ MW/m}^2$  に比べて約 2.6 倍大きい。一方で、高熱流束が生じる時間は短く間欠的 ( $\Delta CA \sim 5^\circ$ ,  $\Delta t \sim 0.4 \text{ ms}$ ) であり、熱伝達を促進する流動状態が非定常なものであることを示唆している。渦によって誘起される壁面垂直流が熱伝達を促進すると考えると、渦スケールは小さく壁面垂直流による熱伝達促進は局所的なものであり、渦は主流によって即座に輸送されると解釈することができる。

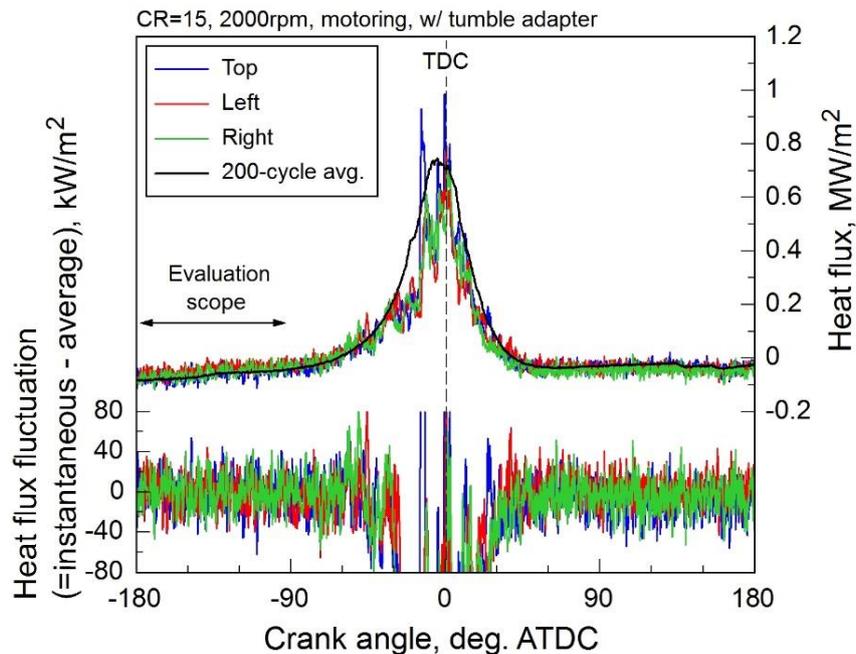


Fig. 3-16 Heat flux noise estimation under motoring condition.

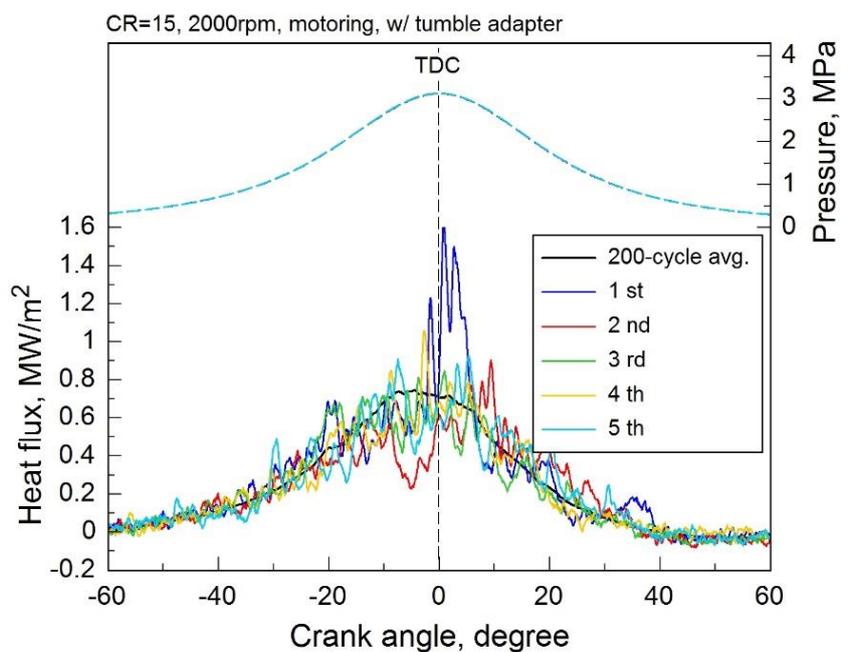


Fig. 3-17 Instantaneous heat flux and pressure for continuous 5 cycles under motoring condition.

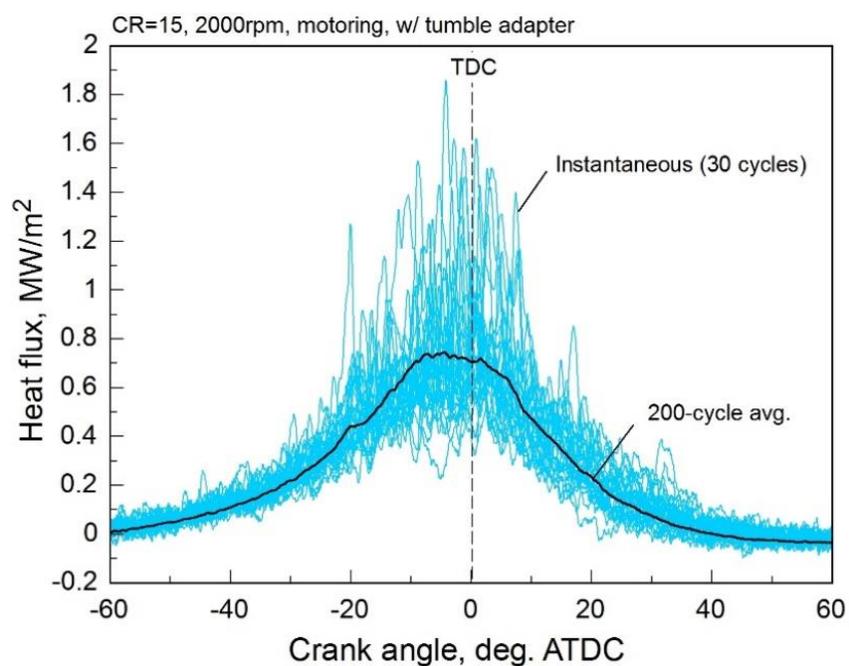


Fig. 3-18 Cyclic variability of heat flux for continuous 30 under motoring condition.

図 3-19 は各クランク角度における瞬時熱流束の確率分布を示している。図中の実線は 200 サイクルのアンサンブル平均を示し、破線はアンサンブル平均から標準偏差を足し引きした値を表している。瞬時熱流束はアンサンブル平均値付近を取る確率が比較的高いものの、上死点における熱流束の標準偏差は  $0.23 \text{ MW/m}^2$  で、変動係数は 33.3% となっている。同じく上死点における圧力の変動係数はわずか 0.4% であるから、圧力変動に対して熱流束変動は有意に大きいといえる。また、低確率ではあるが上死点付近においてアンサンブル平均の 2 - 3 倍大きな熱流束が生じることが明らかとなった。

図 3-20 は、壁面熱流束とガス-壁面温度差から求めた各クランク角度における熱伝達率の確率分布を示している。熱伝達率のアンサンブル平均値は  $CA = -7.9^\circ$  のとき最大で  $1.80 \text{ kW/m}^2\text{K}$  であるが、そのばらつきは大きく、サイクルによって  $0.5 - 5 \text{ kW/m}^2\text{K}$  程度の値を取り得る。このばらつきの原因は流動場の速度または温度の乱れにあると考えられる。上死点における熱伝達率の変動係数は 34.0% で、熱流束の変動係数 33.3% と同等であり、平均ガス温度の変動係数 0.45% に比べて有意に大きい。従って、ここで計算される熱伝達率のサイクル変動は熱流束の変動特性を反映したものである。ただし、ガス温度は筒内平均値であり、局所ガス温度の変動は熱伝達率や熱流束と同等に大きい可能性がある。また、膨張行程に比べて圧縮行程の熱伝達率が高くなっている。これは、圧縮行程では温度境界層が圧縮されて薄くなることで熱伝達率が増加し、膨張行程では逆に温度境界層が伸長されるため熱伝達率が低下したものと考えられる。また、 $CA = 40^\circ$  付近から後は熱伝達率が負の値となっている。本センサは直流熱流束を検知できないが、他センサ[5, 6]との比較からモータリング時の直流熱流束成分は  $20 \text{ kW/m}^2$  程度と想定される。熱流束は  $CA = 60^\circ$  で約  $40 \text{ kW/m}^2$  であるのに対し、平均ガス温度は  $CA = 80^\circ$  程度まで壁面温度より高いため、実際に熱伝達率は負となっている可能性が高い。これは、膨張による温度低下が熱拡散よりも高速に生じるためであると考えられる。すなわち、壁近傍のガス温度が壁面との熱伝達によって低下した状態でピストンによる膨張を受けるため、さらなるガス温度低下が生じ、壁近傍で局所的にガス温度が壁面温度よりも低くなったことが原因と考察される。この圧力仕事の効果は西脇ら[7, 8]によって指摘されており、近年では奥谷ら[9, 10]がこの実験結果を支持する内容の解析結果を報告している（図 3-21）。

図 3-22 は隣接 3 点で得られた瞬時熱流束の一例を示している。本センサの RTD は一辺  $315 \mu\text{m}$  の矩形で直径  $900 \mu\text{m}$  の円周上に 3 点配置されているため、1 つ当たりの熱流束は  $315 \mu\text{m} \times 315 \mu\text{m}$  の面の平均値であり、RTD の中心間距離は約  $780 \mu\text{m}$  である。a) は瞬時値とアンサンブル平均値が概ね良く一致しており、RTD 間のばらつきも比較的小さい。ここで、平均的な熱流束トレンドと高周波な熱流束変動がそれぞれ主流と乱れによって生じると考えると、a) では測定領域における主流速度は平均的で、乱れは比較的弱いと解釈できる。b) では上死点前において瞬時値が 3 点ともアンサンブル平均値を下回っていることから、壁面へ向かう主流速度は平均より低いと推察できる。c) は平均的なトレンドは 3 点で等しいものの、特に Left RTD でスパイク状の高熱流束が測定されている。これは渦に誘起される壁

面垂直流によって局所的に熱伝達が促進された可能性がある。一方で、d)では上死点直後に3点とも1 MW/m<sup>2</sup>近く急峻に立ち上がっており、比較的大きく強い渦によって広範囲で熱伝達促進が生じたと考えられる。図3-15では直径900 μmの測定領域において平均的な熱伝達特性は等しいことが示されたが、瞬時では互いに異なる熱流束波形が得られており、燃焼室壁面近傍にサブミリメートルオーダーの乱れが存在していることが示された。

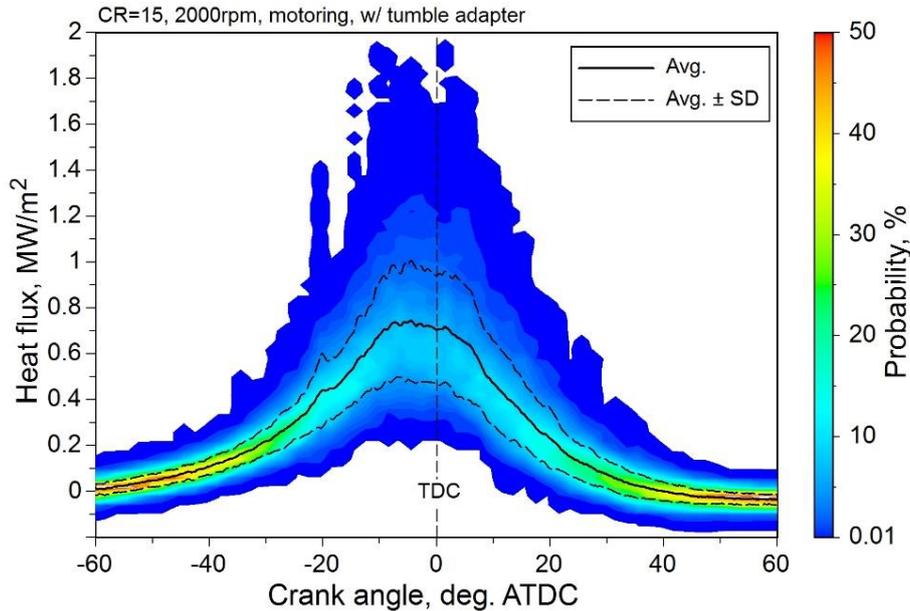


Fig. 3-19 Distribution probability map of heat flux for 200 cycles under motoring condition.

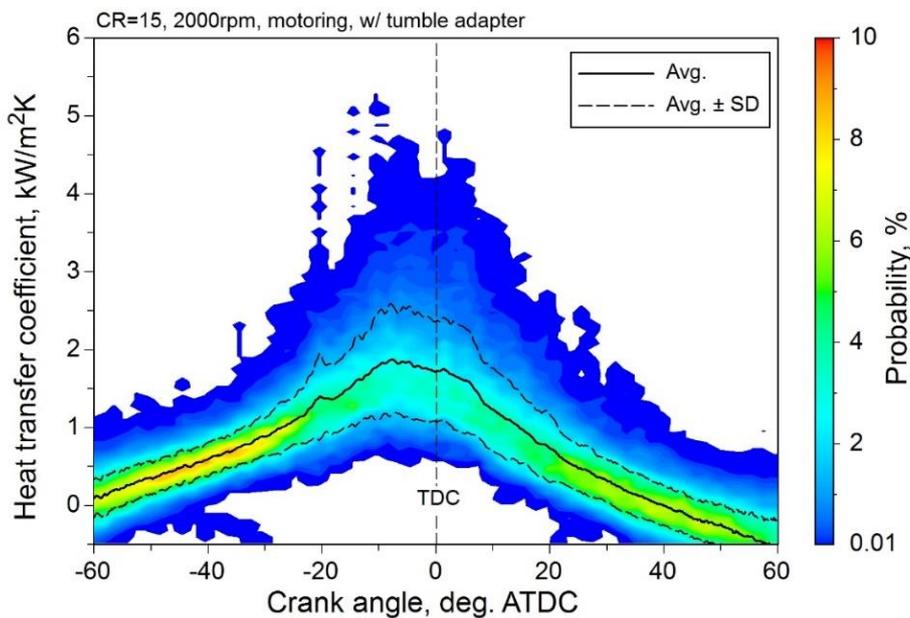


Fig. 3-20 Distribution probability map of heat flux for 200 cycles under motoring condition.

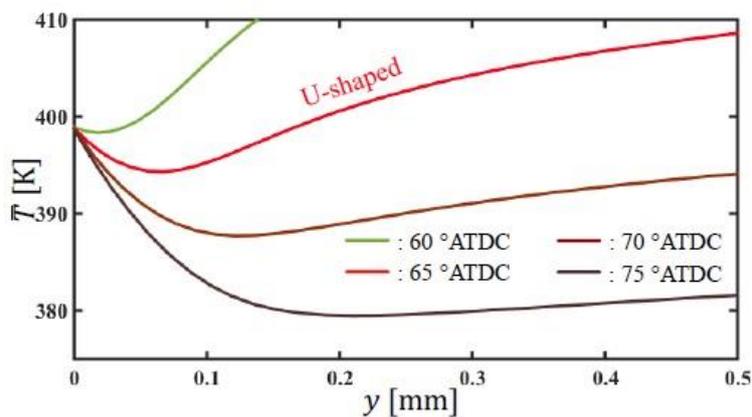


Fig. 3-21 Gas temperature distribution in expansion stroke [10].

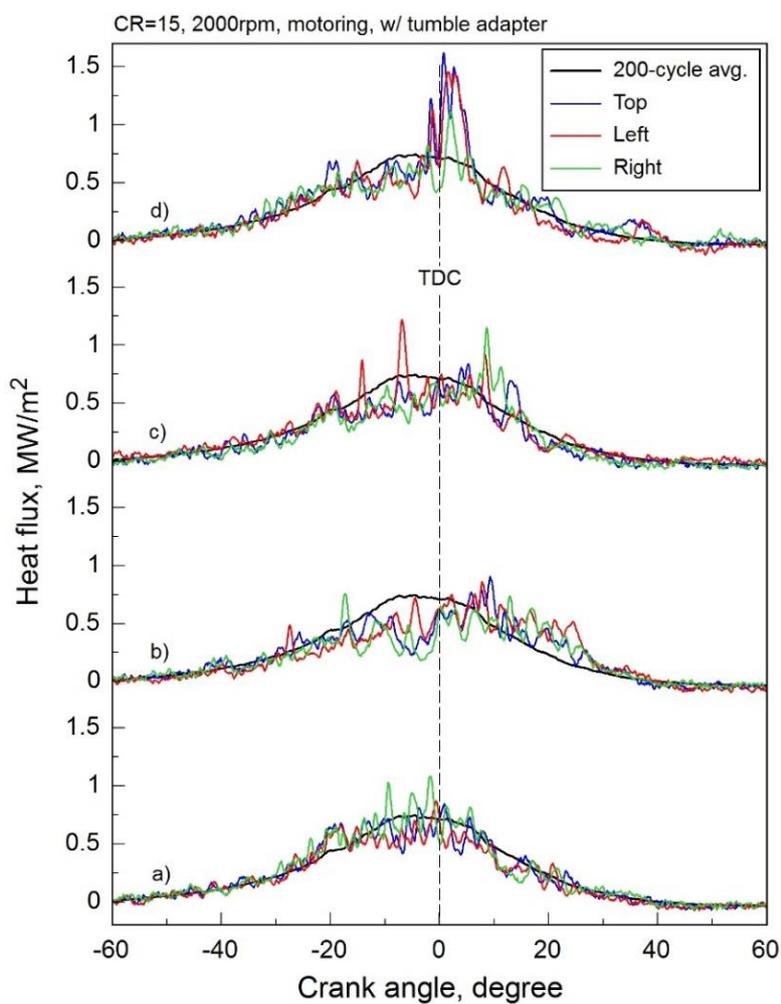


Fig. 3-22 Local heat fluxes distribution simultaneously measured with three RTDs under motoring condition.

(2) ファイアリング

次に、ファイアリング条件における実験結果を示す。図 3-23 はエンジン筒内の平均圧力、平均ガス温度、体積を示している。ガス温度については、モータリング時と同様にバルブが完全に閉まっている期間について理想気体の状態方程式と空気の気体定数を用いて概算した。筒内平均圧力は  $CA = 19.4^\circ$  にて最大値 4.8 MPa となり、平均ガス温度は  $CA = 24.2^\circ$  で最大値 2442 K と算出された。

壁面温度変化と熱流束の 200 サイクルアンサンブル平均値を図 3-24 に示す。壁面温度は平均値 430 K (156 °C) を基準に Top: 9.5 K, Left: 9.7 K, Right: 9.2 K の振幅が見られた。熱流束ピーク値については Top: 2.92 MW/m<sup>2</sup>, Left: 2.95 MW/m<sup>2</sup>, Right: 2.82 MW/m<sup>2</sup> であり、壁面温度振幅、壁面温度共に 3 点で同等の値が得られた。従って、ファイアリング条件においても測定領域直径 900 μm の範囲では熱伝達特性が平均的に等しいことがわかった。

熱流束測定ノイズについてもモータリング条件と同様に評価した (図 3-25)。その結果、Top: 18.3 kW/m<sup>2</sup>, Left: 18.1 kW/m<sup>2</sup>, Right: 17.9 kW/m<sup>2</sup> と求められ、瞬時熱流束を評価する上で十分低いノイズレベルであることが確かめられた。

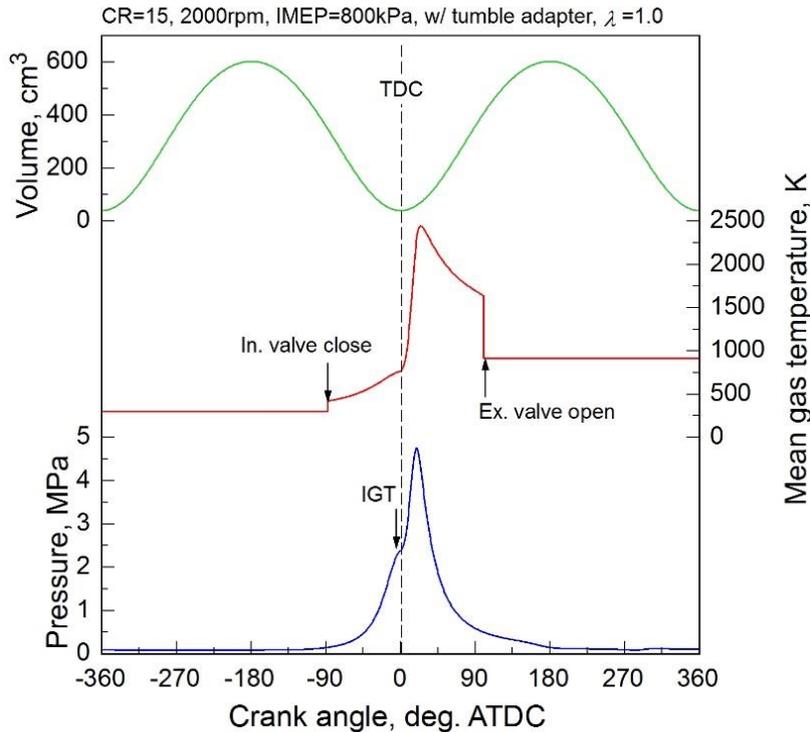


Fig. 3-23 Pressure, mean gas temperature and volume of combustion chamber under firing condition.

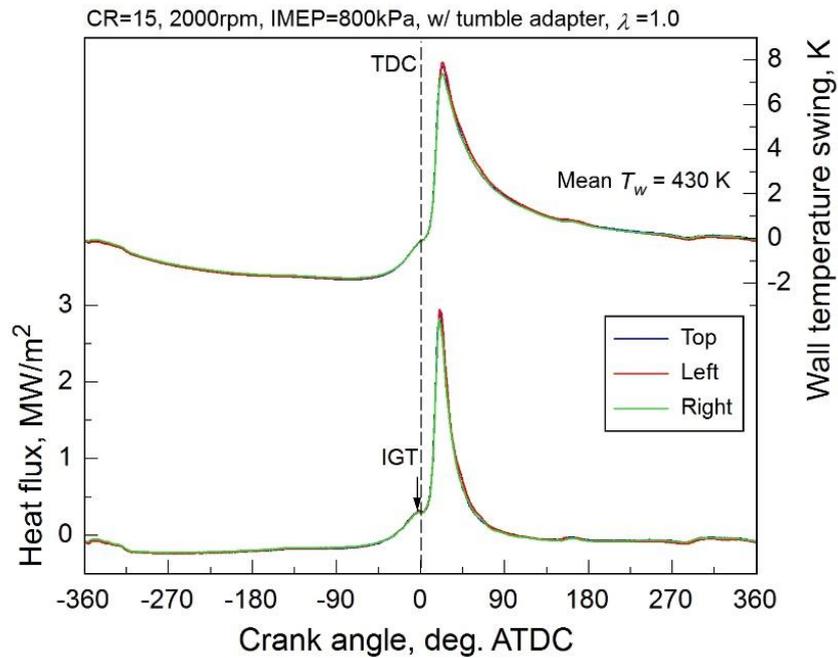


Fig. 3-24 Heat flux and wall temperature swing under firing condition.

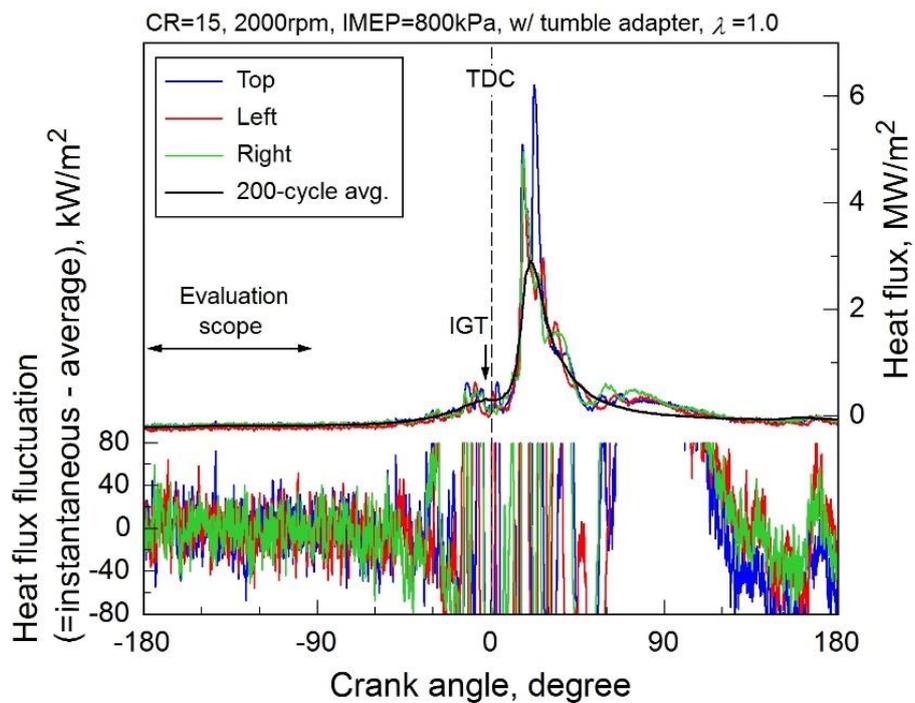


Fig. 3-25 Heat flux noise estimation under firing condition.

図 3-26 は Top RTD によって測定された連続 5 サイクルの瞬時熱流束と筒内圧力を示している。アンサンブル平均が滑らかに上昇するのに対し、瞬時熱流束は急峻な立ち上がりを見せている上に、位相がサイクル毎に異なっている。熱流束の急峻な立ち上がりは火炎の到達によるものと考えられ、位相のずれは流動状態のばらつきに起因するセンサ位置への火炎到達時期の変動を示していると解釈できる。圧力との関係を見ると、1st サイクルでは圧力波形の上昇が緩慢でピーク値が低く、熱流束も立ち上がり時期が遅くピーク値も低い。4th サイクルでは圧力の立ち上がりが早くピーク値も高くなっており、熱流束も同様の傾向になる。次章で詳しく述べるが、瞬時熱流束と圧力には一定の相関が認められる。

図 3-27 は連続 30 サイクル分の瞬時熱流束を示している。瞬時熱流束のピーク値は平均で  $5.09 \text{ MW/m}^2$  であり、アンサンブル平均のピーク値  $2.92 \text{ MW/m}^2$  に比べて有意に大きく、瞬時データはアンサンブル平均データに比べて鋭く高いピークを有していることがわかる。これは、瞬時値の位相がサイクル毎に異なるために、アンサンブル平均を取ると波形が過度に鈍化することが原因である。すなわち、アンサンブル平均データは熱伝達の実像を表しておらず、各サイクルで生じる熱伝達はアンサンブル平均値から推定されるものよりも激しい現象であることが明らかとなった。

火炎到達時期に対する熱伝達特性の変化を調べるため、熱流束ピークが近いものを抽出してアンサンブル平均を取るといった条件付きアンサンブル平均処理を行った。図 3-28 はピーク位置  $\pm 2^\circ$  以内の瞬時熱流束でアンサンブル平均を取った結果を示しており、火炎到達時期が上死点に近いほど熱流束ピークは高くなる傾向が見られた。Yenerdag *et al.* [11] は定容容器中での乱流燃焼の DNS を行い、容器内圧力の上昇に伴って熱流束が大きくなることを示している。図 3-28 の結果も火炎到達時期が上死点に近いほど圧力が高い状態で火炎が到達するため、火炎帯が薄くなり、熱流束が大きくなったものと考えられる。

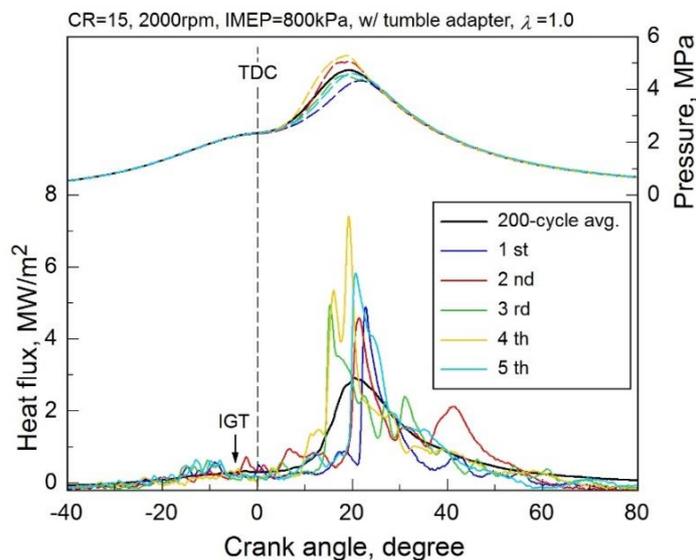


Fig. 3-26 Instantaneous heat flux and pressure for continuous 5 cycles under firing condition.

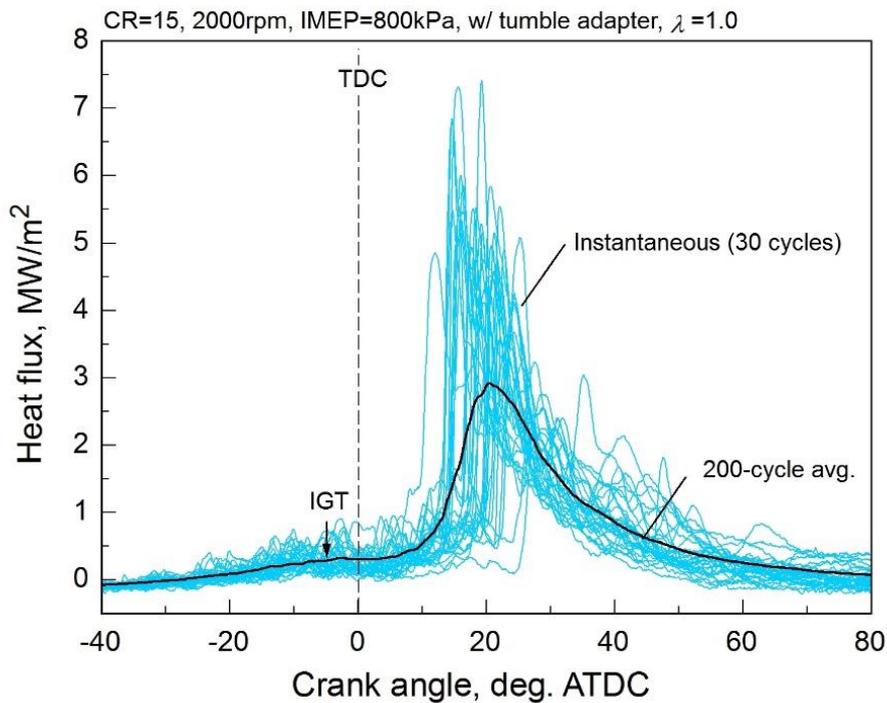


Fig. 3-27 Cyclic variability of heat flux for continuous 30 under firing condition.

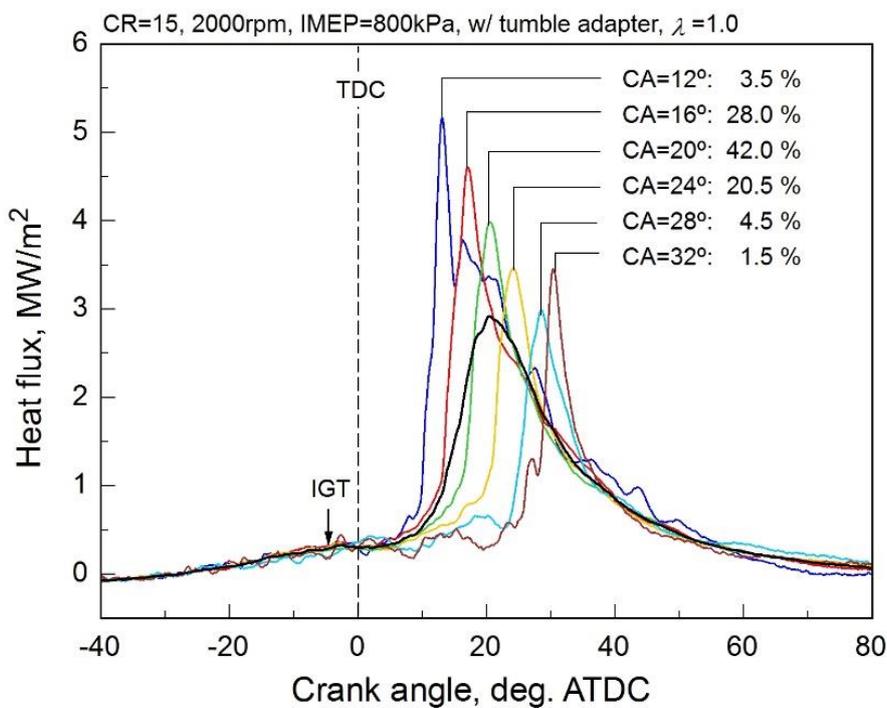


Fig. 3-28 Conditional ensemble average of heat flux under firing condition.

図 3-29 は瞬時熱流束の確率分布を示している。閾値を  $1.5 \text{ MW/m}^2$  として火炎到達時期を求めると平均で  $CA=17.7^\circ$  であり、分布確率の高い領域が火炎到達時期付近で不連続になっている。熱流束の標準偏差は  $CA=16.7^\circ$  のときに最大値  $1.82 \text{ MW/m}^2$  を取り、火炎が到達して高熱流束が測定されるサイクルと火炎が未到達で熱流束が低いサイクルの割合が拮抗する時期に標準偏差が最も大きくなったと考えられる。また、図 3-19 と図 3-29 のカラーバーのスケールを見れば、ファイアリング条件の方がモータリング条件より熱流束のばらつきが大きいことがわかるが、これは、モータリングが局所的な速度場の乱れによって熱流束変動が生じるのに対し、ファイアリングでは速度場の乱れに加えて未燃か既燃かによって空間的なガス温度のばらつきが大きいことが原因であると推察される。

図 3-30 は熱流束及び壁面温度と平均ガス温度の差から求めた熱伝達率の確率分布を示している。アンサンブル平均は  $CA=20.2^\circ$  のとき最大値  $1.50 \text{ kW/m}^2\text{K}$  を取り、そのときの変動係数は  $51.6\%$  である。熱流束の確率分布と同様、火炎到達時期を境に分布確率の高い領域が不連続になっている。図 3-20 と比べれば、火炎到達前はモータリング時と同様の傾向を示し、火炎到達によって既燃時の熱伝達特性へ移行したと解釈できる。未燃から既燃への切り替わりは火炎到達によるため、移行の確率は図 3-31 に示すような火炎到達時期の確率分布でモデル化できる（ここでは熱流束が  $1.5 \text{ MW/m}^2$  を超えたクランク角度を火炎到達時期と定義した）。未燃から既燃へ移行する際に熱伝達率が上昇する理由については、燃焼による既燃ガスの膨張や壁面近傍での熱発生によって温度境界層が薄くなるためであると考えられる。なお、火炎到達時に算出される熱伝達率はばらつきが極端に大きくなっているが、これは筒内平均ガス温度を用いて熱伝達率を算出していることが原因であり、局所ガス温度を用いればばらつきは小さくなると予想される。しかしながら、実エンジンで壁近傍の局所ガス温度を知ることは容易でなく、現実的には平均ガス温度で熱伝達を整理せざるを得ない。なお、上死点前で熱伝達率が負となっているが、これは本センサが直流熱流束を検知できないことが原因である。

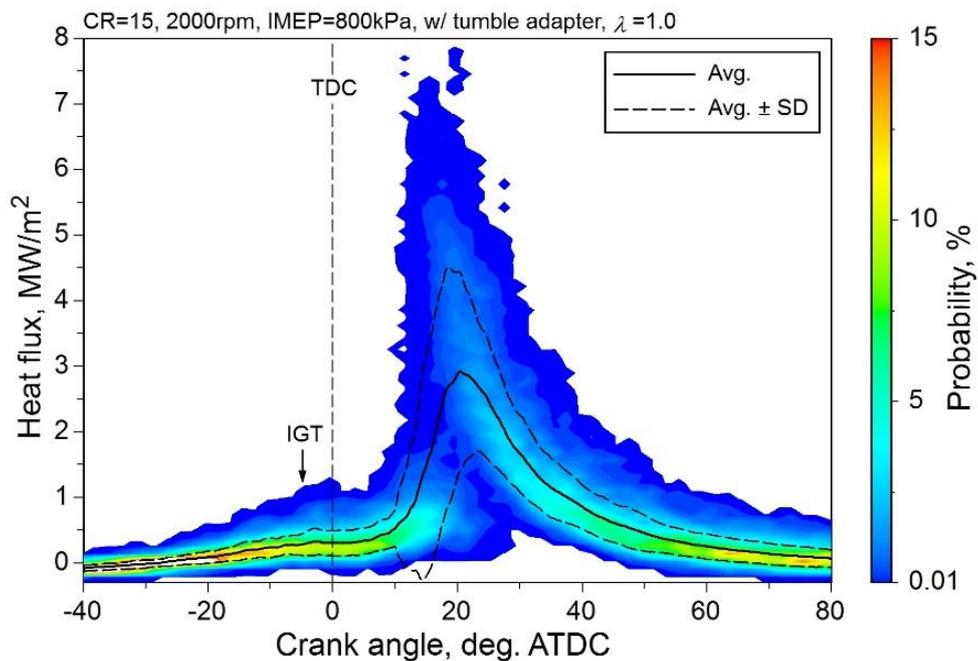


Fig. 3-29 Probability distribution of heat flux for 200 cycles under firing condition.

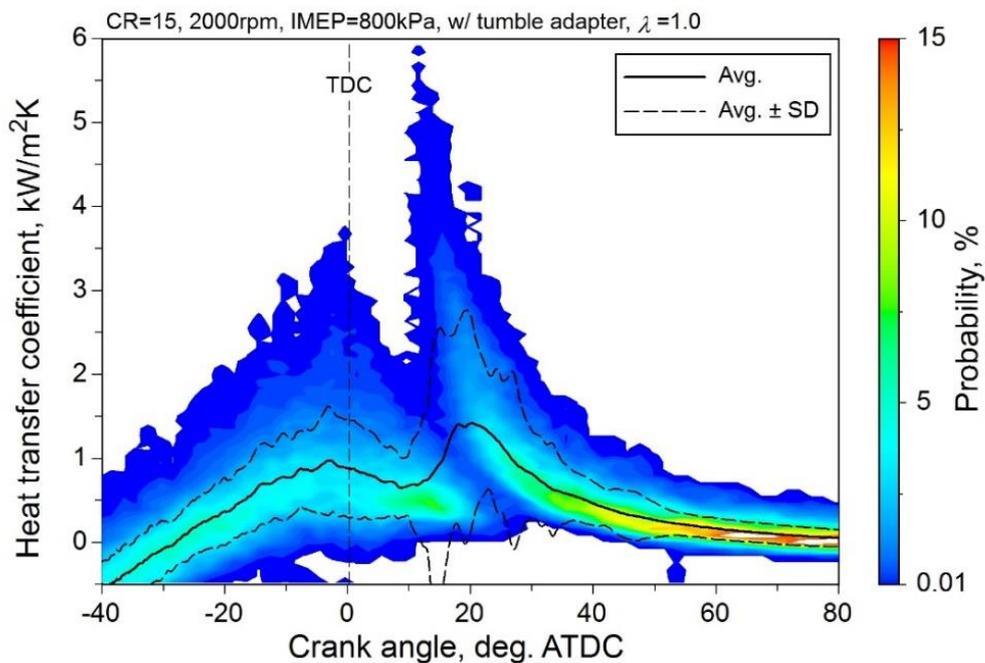


Fig. 3-30 Probability distribution of heat flux for 200 cycles under firing condition.

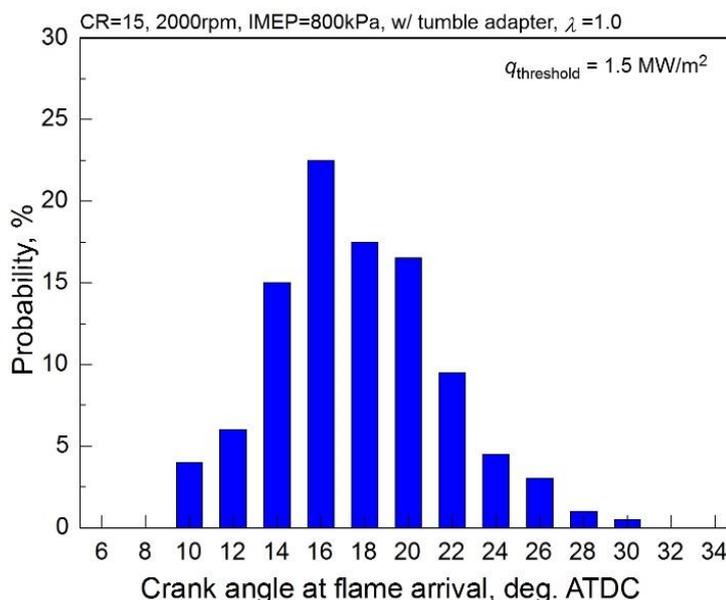


Fig. 3-31 Probability distribution of the flame arrival timing.

図 3-32 は隣接 3 点で同時測定された瞬時熱流束を示している。熱流束は火炎の到達により急峻な立ち上がりを見せるが、その前後にも熱流束変動が確認できる。これらの変動の振幅は  $0.1 - 1 \text{ MW/m}^2$  程度のオーダーであり、ノイズレベル  $18 \text{ kW/m}^2$  に比べて十分大きい。従って、これらの熱流束変動はノイズではなく、有意な信号であると判断できる。サイクル毎に見ると、直径  $900 \text{ mm}$  の円周上に形成された 3 つの RTD で似た波形が得られる場合と、大きく異なる波形が得られる場合があることがわかる。サイクル a) では、熱流束のピーク値や位相が概ね等しく、火炎面が RTD に対して均一に到達したと推察される。また、ピーク後も 3 点で同等の波形が得られており、速度場や温度場の乱れが比較的少ないと考えられる。サイクル b) では、熱流束ピークにおいて Top と Right に対して Left RTD の波形のやや遅れているのに加え、 $35^\circ < CA < 55^\circ$  付近では波形は似ているものの位相がずれている。これは熱流束変動を与える流体塊が Top→Right→Left と流動していったと解釈できる。サイクル c) では 3 点でピーク値が異なっており、ピーク後の変動周波数は比較的高い。これはガス側の速度場あるいは温度場の乱れスケールが a) や b) に比べて小さく、隣接 3 点で不均一な熱伝達が生じていると考えられる。サイクル d) は c) よりもさらに 3 点間のばらつきが大きい。さらに、ピーク後の熱流束変動の振幅も c) と比べて大きいため、ガス側により強い乱れが生じていることが示唆される。このように、隣接 3 点の壁面熱流束からある程度流動場の様子を推定することが可能である。次章では相関解析を用いた流動特性推定法について詳しく述べる。

また、近年では計算機性能の向上に伴いエンジンの複数サイクルにわたる LES が可能となり、サイクル変動の特性や原因を明らかにしようという取り組みが活発になりつつある。その中で、Vermorel *et al.* [12] はマルチサイクル LES における最も大きな障害の 1 つはサイ

クル毎に分解された実験データの不足とし、cycle-by-cycle データの重要性を指摘している。本センサは測温抵抗体方式の採用によりサイクル毎の瞬時熱流束を評価可能な高 S/N 比を実現しているため、アンサンブル平均値のみならず瞬時値や条件付き平均値、変動特性等、マルチサイクル LES の検証に資する実験データの取得が可能であると考えられる。

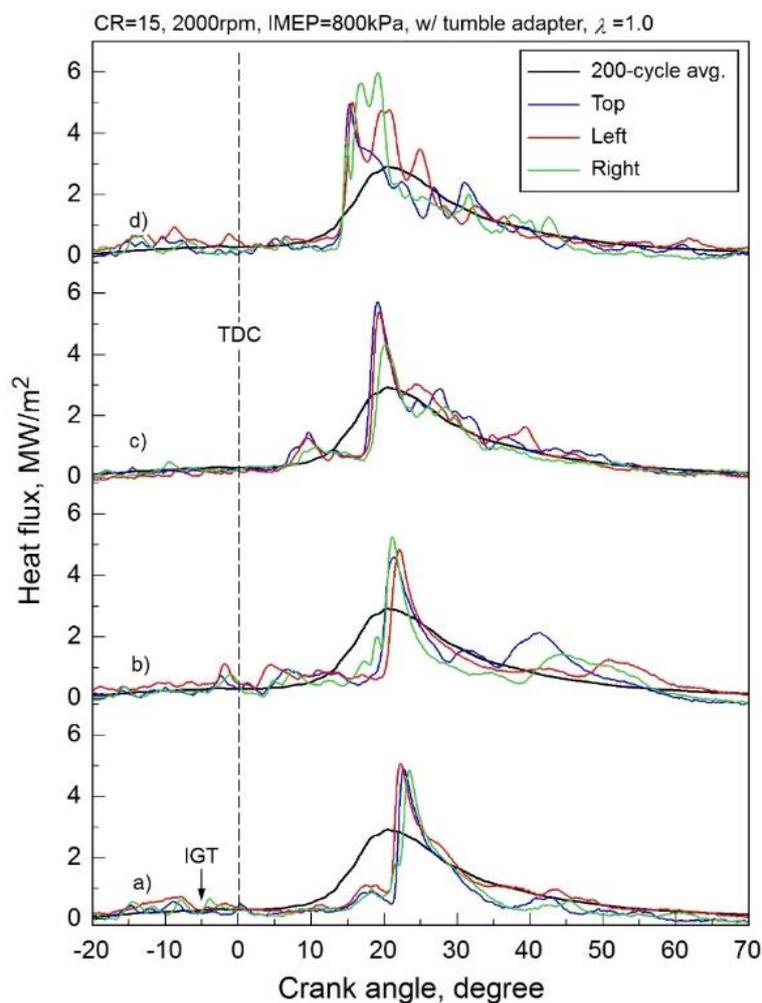


Fig. 3-32 Local heat fluxes distribution simultaneously measured with three RTDs under firing condition.

### 3.4 まとめ

エンジン壁面の熱流束に加えて流動情報を取得することを目的とし、隣接3点熱流束センサを開発した。エンジン内の乱流スケールはサブミリメートル程度のオーダーといわれるため、MEMS技術を用いて直径900 $\mu\text{m}$ の円周上に3つの測温抵抗体を形成した。開発したセンサを用いて予混合燃焼場及び火花点火式ガソリンエンジンにおいて熱流束測定試験を行い、以下の結論を得た。

- ・ エンジン試験において、開発したセンサの熱流束測定ノイズは10 kHzまでの周波数帯域において標準偏差で18 kW/m<sup>2</sup>と評価された。この値は上死点付近における100 kW/m<sup>2</sup>から1 MW/m<sup>2</sup>オーダーの熱流束変動と比べて有意に小さく、本センサはエンジン壁面の瞬時熱流束を評価可能であることが示された。
- ・ 熱流束の測定、算出方法に従って各誤差要因を結合し、熱流束測定の不確かさを評価したところ、11.7%と見積もられた。これは、熱流束較正によってセンサの物性値や寸法の誤差や界面熱抵抗の影響を補償したことの貢献が大きい。
- ・ RTD方式による高S/N比測定により、瞬時熱流束はサイクル毎にピーク値、位相、波形が大きく異なることを明らかにした。従来利用されてきたアンサンブル平均熱流束は瞬時値と比べて波形が鈍化しており、エンジン壁面熱伝達の実像を正しく表現していないことを示した。それに伴い、近年活発化している数値シミュレーションの検証において、マルチサイクル計算に基づく瞬時波形及び変動特性の比較の重要性を示した。
- ・ 直径900 $\mu\text{m}$ の円周上に3つのRTDを形成することで、互いに似ているが位相の異なる瞬時熱流束を捉えることができた。これはガス側にサブミリメートルオーダーの乱れが存在することを示唆しており、流動場の情報を含む熱流束波形を取得することができた。

以上より、エンジン壁面の乱流熱伝達を捉えるセンサの開発できたと判断した。次章では、隣接3点で得られた瞬時熱流束から流動特性を推定し、流動と熱伝達の間関係を調査する。

参考文献

- [1] 志村祐康, 吉田真吾, 源勇氣, 松田昌祥, 横森剛, 橋本英樹, 瀬尾健彦, 店橋護, 高空間分解能 PIV によるタンブル流強化ガソリンエンジン内の流動特性の解明, 第 54 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (2017), A214.
- [2] 森吉康生, エンジン内の熱と流れの数値シミュレーションの現状と将来, *Motor Ring*, No. 16 (2016), pp. 10-12.
- [3] H. Carslaw and J.C. Jaeger, *Conduction of heat in solids second edition*, Oxford University press (1959), pp.64-70.
- [4] 横森剛, 松田昌祥, 飯田訓正, 浦田泰弘, 横尾望, 中田浩一, 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, 自動車技術会 2016 年春季大会学術講演会講演予稿集 (2016), 20165267.
- [5] 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 2017 年春季大会学術講演会公園予稿集 (2017), 20175193.
- [6] 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 (2016), 20166384.
- [7] M. Ikegami, Y. Kidoguchi and K. Nishiwaki. A multidimensional model prediction of heat transfer in non-fired engines, SAE technical paper 860467 (1986).
- [8] 西脇一字, 内燃機関の燃焼室内熱伝達問題 (現状と最近の研究動向), 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 53, No. 496 (1987).
- [9] 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自動車技術会講演予稿集(2017), 20176214.
- [10] R. Okutani, T. Yokomori, M. Matsuda, H. Yamamoto, N. Iida, D. Ishii and Y. Mihara, Influence of tumble and unsteady effects on near-wall heat transfer in SI engine, Proceedings of 11<sup>th</sup> Asia-Pacific Conference on Combustion (2017), paper no. P100.
- [11] B. Yenerdag, N. Fukushima, M. Shimura, M. Tanahashi and T. Miyauchi, Turbulence-flame interaction and fractal characteristics of H<sub>2</sub>-air premixed flame under pressure rising condition, Proceedings of Combustion Institute, 35 (2015), pp. 1277-1285.
- [12] O. Vermorel, S. Richard, O. Colin, C. Angelberger, A. Benkenida and D. Veynante, Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES, *Combustion and Flame*, 156 (2009), pp. 1525-1541.

## 第 4 章

### 乱流熱伝達評価手法の構築

## 4.1 概要

エンジン壁面の熱伝達特性を明らかにするためには、壁面熱流束を詳細に測定するだけでなく、その原因となるガス側の流動特性を知ることが不可欠である。しかし、光学的アクセスの難しいエンジンでは流動場の情報を得ることは容易ではない。従来研究では可視化エンジンを用いた PIV 等を行っているが、その多くはモータリング条件であり、ファイアリング条件では輝炎の影響から壁面近傍の流動特性を調べることは困難であり、不明な点が多い。そこで、隣接3点センサで得られた瞬時熱流束から流動場の情報を抽出することを試みた。

4.2 節では、隣接3点で得られた瞬時熱流束変動から乱流特性を推定する手法を提案した。ここでは瞬時熱流束から流動情報を反映していると思われる高周波数成分を抽出し、相関解析を用いて隣接3点間の位相遅れを求め、壁面平行流速と乱れ渦スケールを推定した。

4.3 節では、モータリング及びファイアリング条件において熱流束から推定された乱流特性を示した。本手法の検証として、推定された壁面平行流速及び渦スケールと PIV で得られた結果との比較を行った。さらに、壁面平行流速と熱伝達特性との関係を調べた。

## 4.2 壁面熱流束に基づく乱流特性の推定

### 4.2.1 相関解析による乱流特性推定手法の開発

前章において得られた隣接3点の瞬時熱流束は、互いに似ているが位相がずれた高周波変動を示した。この変動の振幅はノイズレベルより有意に大きいため、ガス側の流動情報を反映した有意な信号であると考えられる。そこで、隣接3点の瞬時熱流束から乱流特性を推定することを試みた。光学的アクセスの難しいエンジンにおいてセンサを1本挿入するだけで熱流束に加えて乱流特性を取得できれば、流動と熱伝達を結び付けた解析をより簡便に行えるようになり、熱伝達メカニズムの解明に貢献すると考えられる。また、光学手法と異なり実エンジンの運転中に乱流特性をモニタすることも可能であるため、将来的なエンジンの診断・制御技術への貢献も期待される。

まず、瞬時熱流束のうち低周波な変動はピストンによる圧縮膨張及び燃焼に起因するものであり、高周波な変動は流動場の乱れに起因すると仮定する。このとき、熱流束変動を引き起こす流動場の様子を図4-1のようにモデル化する。図4-1 a)は乱流渦によって生じる壁面垂直方向の流れによって温度境界層が圧縮・伸長されることで熱流束変動が生じると考えるモデルであり、図4-1 b)は高温・低温の流体塊がセンサ上を通過することによると考えるモデルである。実際には両者の複合的な効果によって熱流束変動が生じると考えられるが、本研究では図4-1 a)のモデルをベースに壁面平行方向の流速  $u$  と乱れ渦スケール  $d$  の推定を行った。

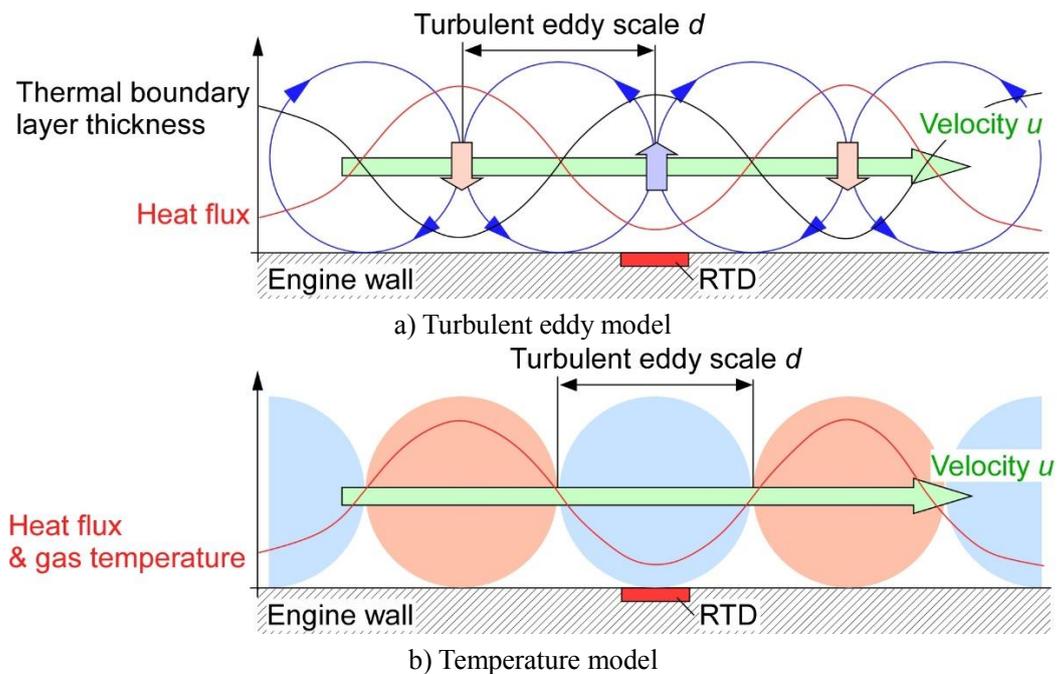


Fig. 4-1 Gas phase models causing heat flux fluctuation.

(1) 壁面平行方向の流速の推定

まず、実験で得られた瞬時値から流動場の変動を反映した高周波数成分を抽出する。ここでは次式で示されるレイノルズ分解[1]を利用し、瞬時熱流束 $\dot{q}_w$ から高周波変動成分 $\dot{q}'_w$ を抽出した。

$$\dot{q}'_w = \dot{q}_w - \bar{q}_w \tag{4-1}$$

$$\bar{q}_w = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \dot{q}_w dt \tag{4-2}$$

図4-2に瞬時熱流束とレイノルズ分解によって抽出された高周波数成分を示す。ここでは移動平均の時間幅 $\Delta t$ を1ms(クランク角度 $\Delta CA = 12^\circ$ 相当)としている。レイノルズ分解によって高周波熱流束変動が瞬時値から抽出されていることがわかる。レイノルズ平均の時間幅が乱流特性推定に及ぼす影響については後述する。

図4-3は図4-2の手法で抽出された隣接3点の瞬時熱流束の高周波数成分を示している。このサイクルでは火炎到達後に $MW/m^2$ オーダーのよく似た熱流束変動が捉えられており、LeftおよびRight RTDで得られた波形に比べてTop RTDの波形がやや位相が進んでいることが読み取れる。

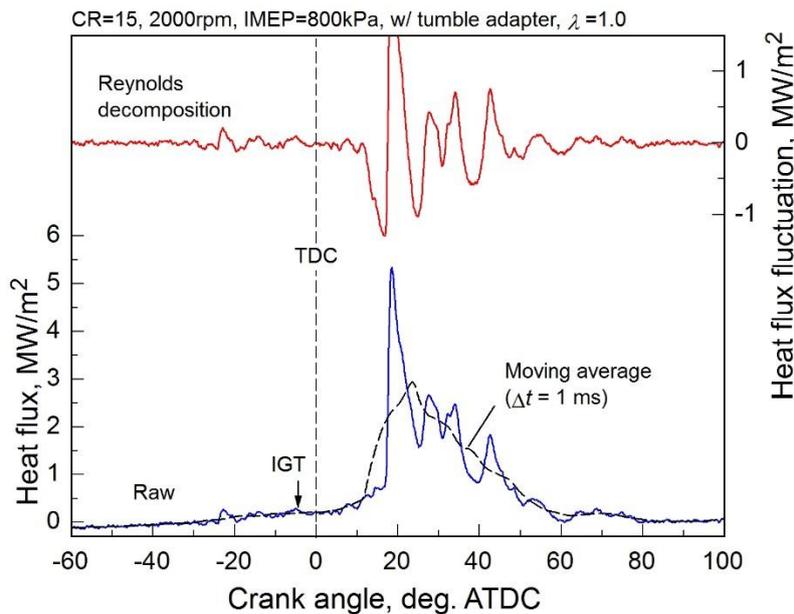


Fig. 4-2 Extraction of high frequency heat flux fluctuation with Reynolds decomposition ( $\Delta t = 1$  ms,  $\Delta CA = 12^\circ$ ).

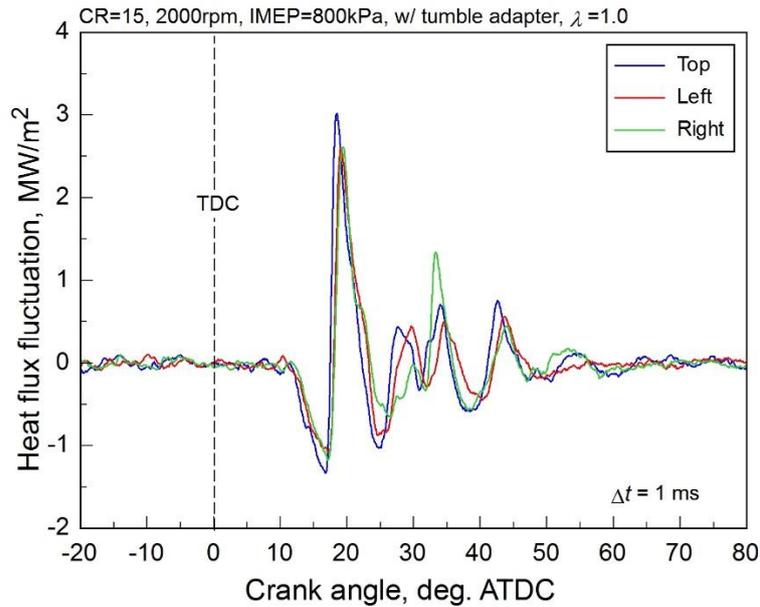


Fig. 4-3 High frequency heat flux fluctuations.

ここで、図 4-4 a) のような模式的な熱流束変動を考える。例えば Top-Left 間の遅れ時間が  $\tau_{12}$  である場合、これは熱流束変動を引き起こす流体塊が Top から Left へ時間  $\tau_{12}$  かけて移動したと解釈できる。ここで、Top-Left RTD 間の距離  $l_{12}$  は既知であるので、距離  $l_{12}$  を遅れ時間  $\tau_{12}$  で除すことで流体塊の移動速度が求められることとなる。

各 RTD 間の熱流束変動の遅れ時間  $\tau$  は相互相関解析によって算出する。ここでは例として図 4-3 のクランク角度  $t_a = 30^\circ$  から  $t_b = 60^\circ$  までの範囲について解析する。まず、次式で示される相互相関関数  $S_{ij}(\tau)$  を求める。

$$S_{ij}(\tau) = \frac{\int_{t_a}^{t_b} f_i(t) \cdot f_j(t + \tau) dt}{\sqrt{\int_{t_a}^{t_b} f_i^2(t) dt \cdot \int_{t_a}^{t_b} f_j^2(t) dt}} \quad (4-3)$$

ここで、 $f(t)$  は熱流束の高周波数成分、 $\tau$  は遅れ時間、 $i$  及び  $j$  はそれぞれ Top, Left, Right RTD を意味する。

得られた相互相関関数を図 4-5 a) に示す。Top-Left, Left-Right, Right-Top 間の相互相関関数のピークはそれぞれ遅れ時間  $\tau = 1.02^\circ, -1.09^\circ, -0.37^\circ$  に位置している。エンジン回転数が 2000 rpm なのでクランク角度  $1^\circ$  あたりの時間は 0.083 ms となるから、Top-Left, Left-Right, Right-Top 間の遅れ時間はそれぞれ 0.085 ms, -0.090 ms, -0.031 ms となる。従って、各 RTD 間の速度  $u_{tl}, u_{lr}, u_{rt}$  はそれぞれ 9.2 m/s, -8.5 m/s, -25.6 m/s と求められる。

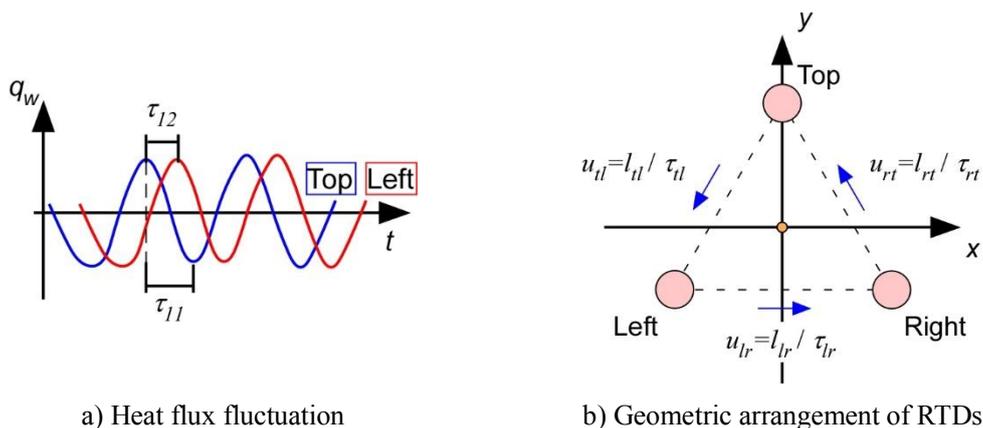


Fig.4-4 Schematic diagram of the flow velocity estimation method.

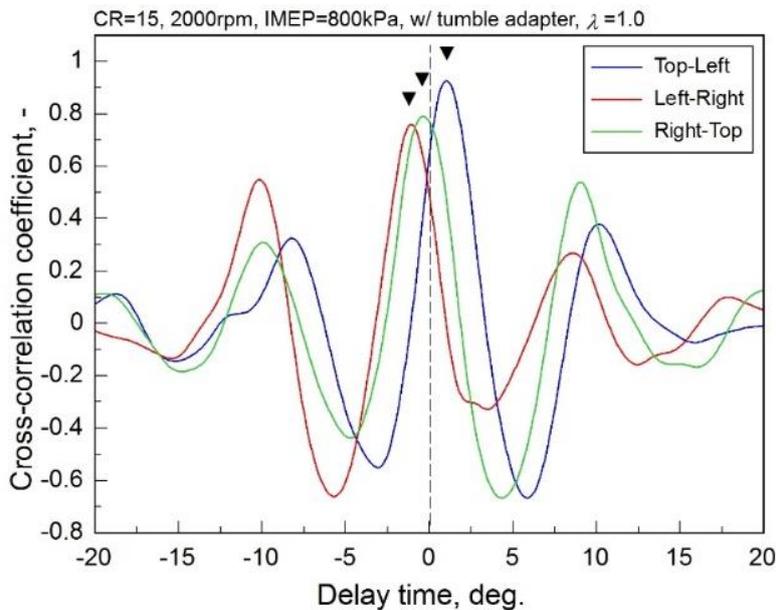


Fig. 4-5 Cross-correlation function of the heat flux fluctuation.

次に、各 RTD 間で推定された速度  $u_{ij}$  ( $= u_{tl}, u_{lr}, u_{rt}$ )から測定位置における代表速度  $u$  を求める。ここでは、熱流束変動を引き起こす流体塊が図 4-6 のように  $x$  軸に対して角度  $\theta$  方向に流動する場合を考える。ここで、測定スケールは乱れのスケールより小さいと仮定する。すなわち、測定スケールにおいて熱流束変動を引き起こす流体塊は進行方向と垂直な方向に一樣 (図 4-7) で、紙面垂直方向を回転軸とする渦度は 0 と見なせるものとする。すると、次式のように速度  $u_{ij}$  を分解し、 $\theta$  方向の速度  $u_n$  ( $n = 1, 2, 3$ ) が得られる。

$$u_n = c_n u_{ij} \tag{4-4}$$

ここで、 $c_n$  は成分分解のための係数である。 $c_n$  は表 4-1 に示すように角度  $\theta$  によって 13 通り

の値を取ることに注意されたい。また、流体塊の進行方向が3つのRTDが作る正三角形の辺に垂直な場合(図4-8の青色の領域)、その辺の頂点となるRTD間では熱流束変動の遅れ時間は0となり、流速を推定できない(推定される流速は0除算によって無限大に発散する)。このような場合には有意な遅れ時間が抽出できる2組のRTDで得られる遅れ時間から代表流速を算出することとした。なお、壁面に対して垂直に流体塊が流動してくる場合には3つのRTDの熱流束変動が一致するため、遅れ時間は0となり、流速を推定することはできない。

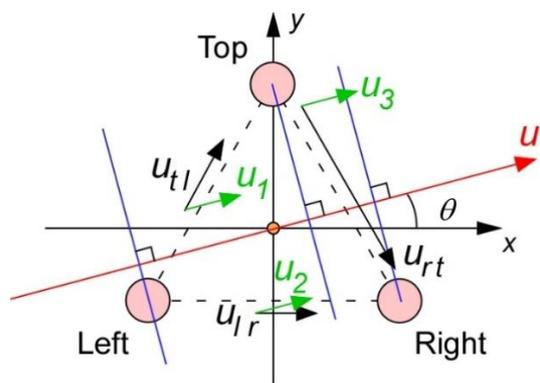


Fig. 4-6 Relationship between velocity  $u_{ij}$  and  $u$ .

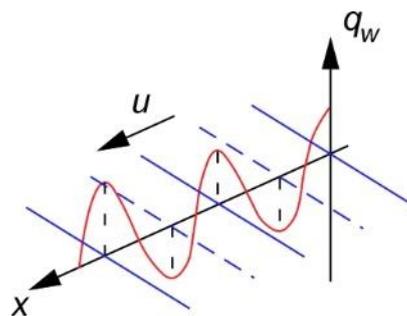


Fig. 4-7 Schematic diagram of the assumption of 1D fluid body propagation.

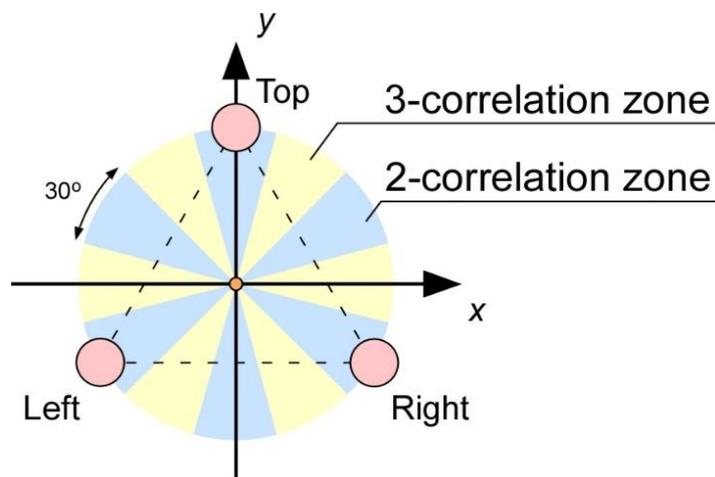


Fig. 4-8 Zones for calculating flow velocity with 3-correlation or 2-correlation.

Table 4-1 Coefficient  $c_n$  to calculate  $u_n$

No.	$\theta$	$c_1$	$c_2$	$c_3$
1	$-180^\circ \leq \theta < -165^\circ$	$-\cos(\theta - \frac{\pi}{3})$	$-\cos\theta$	$-\cos(\theta + \frac{\pi}{3})$
2	$-165^\circ \leq \theta < -135^\circ$			-
3	$-135^\circ \leq \theta < -105^\circ$		$-\$	$\cos(\theta + \frac{\pi}{3})$
4	$-105^\circ \leq \theta < -75^\circ$			
5	$-75^\circ \leq \theta < -45^\circ$			
6	$-45^\circ \leq \theta < -15^\circ$	-		
7	$-15^\circ \leq \theta < 15^\circ$	$\cos(\theta - \frac{\pi}{3})$	$\cos\theta$	
8	$15^\circ \leq \theta < 45^\circ$			
9	$45^\circ \leq \theta < 75^\circ$		$-\$	$-\cos(\theta + \frac{\pi}{3})$
10	$75^\circ \leq \theta < 105^\circ$			
11	$105^\circ \leq \theta < 135^\circ$			
12	$135^\circ \leq \theta < 165^\circ$	-		
13	$165^\circ \leq \theta < 180^\circ$	$-\cos(\theta - \frac{\pi}{3})$	$-\cos\theta$	

進行方向と垂直な方向に乱れが一様で紙面垂直方向を回転軸とする渦度が 0 と見なせるとき、適切な $\theta$ における $u_n$ は $u$ に一致する。しかしながら、激しい乱れを伴うエンジン内ではこの仮定が完全に成立することは難しい。そこで、 $-180^\circ \leq \theta < 180^\circ$ においてそれぞれ $u_n$ 及びその平均値 $\bar{u}$ を求め、 $|u_n - \bar{u}|$ が最小となる $\theta = \theta^*$ を探索し、 $\theta = \theta^*$ において次のような判定を行うこととした。

$$u = \bar{u} \quad \text{if } \max[|u_n - \bar{u}|] < u_{th} \quad (4-5)$$

ここで、 $\max[|u_n - \bar{u}|]$ は $|u_n - \bar{u}|$ の最大値を意味する。本研究では $u_{th} = 1 \text{ m/s}$ と設定し、式(4-5)を満たす角度 $\theta$ がない場合には、そのサイクルの乱流特性は推定不能と判断した。

図4-3に示したサイクルの $30^\circ < CA < 60^\circ$ では、 $\theta = -144^\circ$ で流速 $u_1 = 7.66 \text{ m/s}$ 、 $u_2 = 7.65 \text{ m/s}$ と最も良い一致を示し、代表流速 $u = 7.7 \text{ m/s}$ と見積もられた。なお、 $\theta = -144^\circ$ は表4-1のNo.2に該当し、Right-Top間の遅れ時間から求められる流速は代表流速の算出時には使用しなかった。実際に、Right-Top間で得られる流速は上述のように $-25.6 \text{ m/s}$ と、Top-Left ( $9.2 \text{ m/s}$ )、Left-Right ( $-8.5 \text{ m/s}$ )間で推定される流速に比べて絶対値が有意に大きく、代表流速の算出時に除外する処理は適切であると考えられる。

## (2) 乱れ渦スケールの推定

次に、乱れ渦スケールを推定する。図4-1 a)のモデルを考えると、乱れ渦スケールは流体塊が作り出す熱流束変動の1/2周期に対応することがわかる。上述の方法によって推定した流速 $u$ を用いると、乱れ渦スケール $d$ は次式で表される。

$$d = \frac{T}{2} u \quad (4-6)$$

ここで、 $T$ は熱流束変動の周期を意味する。

式(4-6)から乱れ渦スケールを求めるためには熱流束変動の周期を求める必要がある。そのために、本研究ではまず熱流束変動のフーリエ変換を行った。図4-9に熱流束変動の周波数スペクトルを示す。ここで、測定時のカットオフ周波数が $10 \text{ kHz}$ であるためそれ以上の高周波数帯域はノイズの影響が支配的であり、物理的意味はないと考えられるため、 $10 \text{ kHz}$ 以下について注目する。レイノルズ分解によって低周波数成分は除去されているため、 $1.6 \text{ kHz}$ 付近の強度が最も高く、そこから高周波数側へ行くほど強度が低下している。ここで、周波数 $f$ は周期 $T$ の逆数であるから、式(4-6)は次のように書き換えられる。

$$d = \frac{1}{2f} u \quad (4-7)$$

流速  $u$  には相関解析から求めた代表流速を用いることで、熱流束変動の周波数スペクトルから乱れ渦スケールのスペクトルを図 4-10 のように導出できる。ここでは代表渦スケールとして、次式に示すように最も分布確率の高い  $d_{max}$  と確率で重み付けした平均値  $d_{avg}$  を求めたところ、 $d_{max} = 2.4 \text{ mm}$ 、 $d_{avg} = 1.9 \text{ mm}$  となった。

$$d_{max} = d \quad \text{at } p = p_{max}$$

$$d_{avg} = \sum p_i d_i \tag{4-8}$$

ここで、 $p$  は確率を意味する。

図 4-11 は熱流束から推定された流動場の様子を模式的に示している。図 4-3 で示したサイクルの  $30^\circ < CA < 60^\circ$  では、平均直径 1.9 mm の乱れ渦が流速 7.7 m/s でセンサ上を通過すると見積もられた。

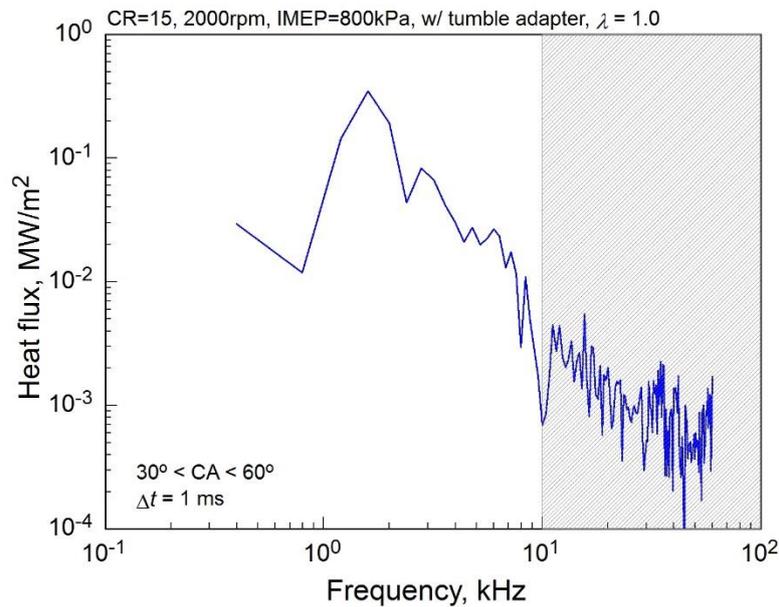


Fig. 4-9 Spectrum of amplitude of heat flux fluctuation.

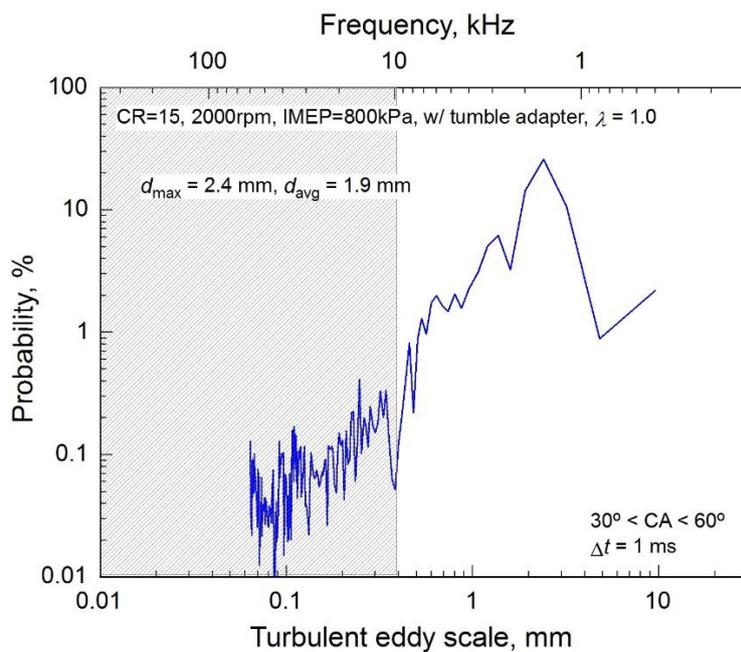


Fig. 4-10 Probability distribution of turbulent eddy scale.

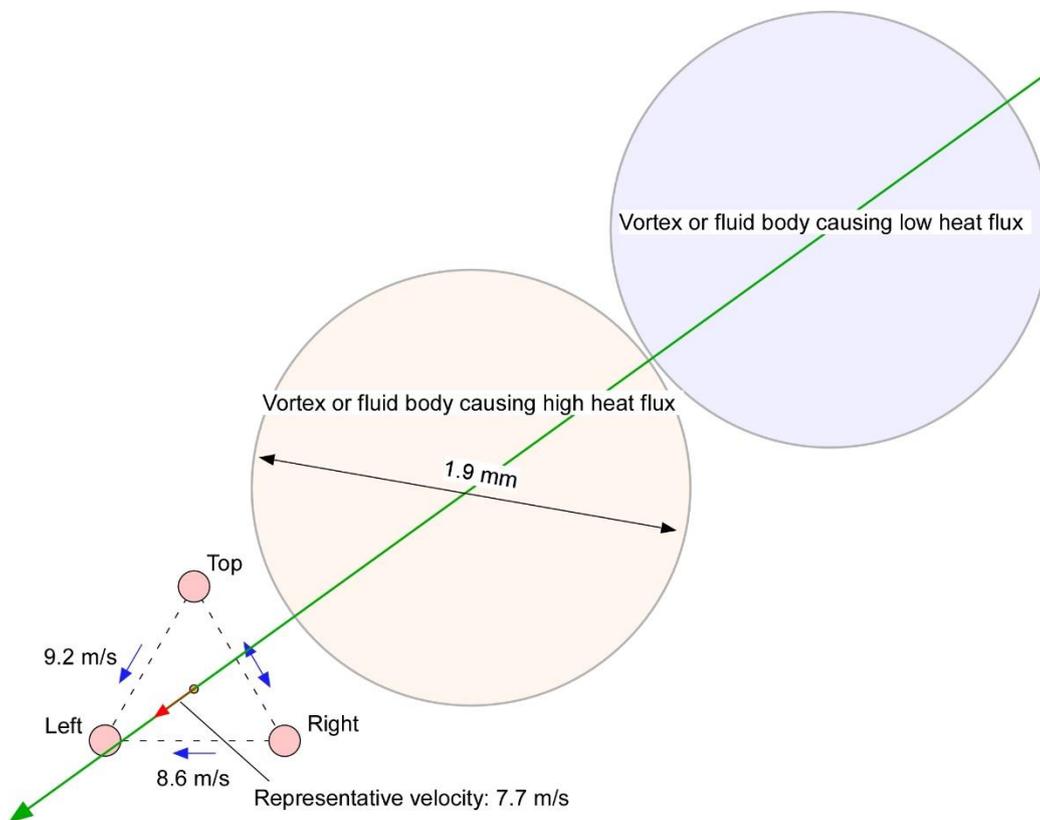


Fig. 4-11 Schematic diagram of flow estimated from wall heat flux.

## 4.2.2 移動平均の時間幅の検討

ここではレイノルズ分解を行う際の移動平均の時間幅 $\Delta t$ が乱流特性の推定に及ぼす影響について検討する。図4-12は移動平均の時間幅を変化させた場合に抽出される熱流束の高周波数成分を示している。時間幅を大きく取ると移動平均はより緩慢となり、抽出される熱流束変動にも低周波数成分が含まれるようになる。一方で、時間幅を小さくすると移動平均に比較的高速な変化が反映されるため、抽出される熱流束変動はより高周波な成分しか残らないこととなる。

図4-8は移動平均の時間幅に対して推定される流速と乱れ渦スケールを示している。図4-8 a)は $-30^\circ < CA < 0^\circ$ の火炎到達前の範囲で、b)は $30^\circ < CA < 60^\circ$ の火炎到達後の結果であり、200サイクルの平均値を示している。流速の平均値は火炎到達前後で5.9 m/sと3.2 m/sで、移動平均の時間幅によるばらつきを変動係数で評価するとそれぞれ11.3%と6.0%となり、概ね一定の値を示した。一方で、乱れ渦スケールは時間幅が短いほど小さく算出される傾向が見られた。これは、移動平均の時間幅を短くすると、相互相関解析で得られるRTD間の遅れ時間の変化は小さいが、熱流束変動の1/2周期は短くなる(=移動平均によって除去される低周波数帯域が広がり、より高い周波数成分に注目するようになる)ためである。

以上の結果を物理的に説明すると、ガス側には大小様々なスケールの渦が存在するが、それらは一定の速度で移動していることになる。これは様々なスケールの渦が同じ主流に乗って移動していると解釈できる。移動平均の時間幅を短くすることで推定される渦スケールが小さくなる点については、時間幅が短いほど抽出される熱流束変動の周波数帯域が高くなり、より細かく速い変化に注目するようになるためである。すなわち、移動平均の時間幅を変化させるという操作は、ガス側に存在する大小様々なスケールの渦から注目するスケールを選択することに相当する。時間幅を長くした場合にはより長周期の熱流束変動を見ることとなり、相関解析においてより大きな渦の影響が支配的となる。

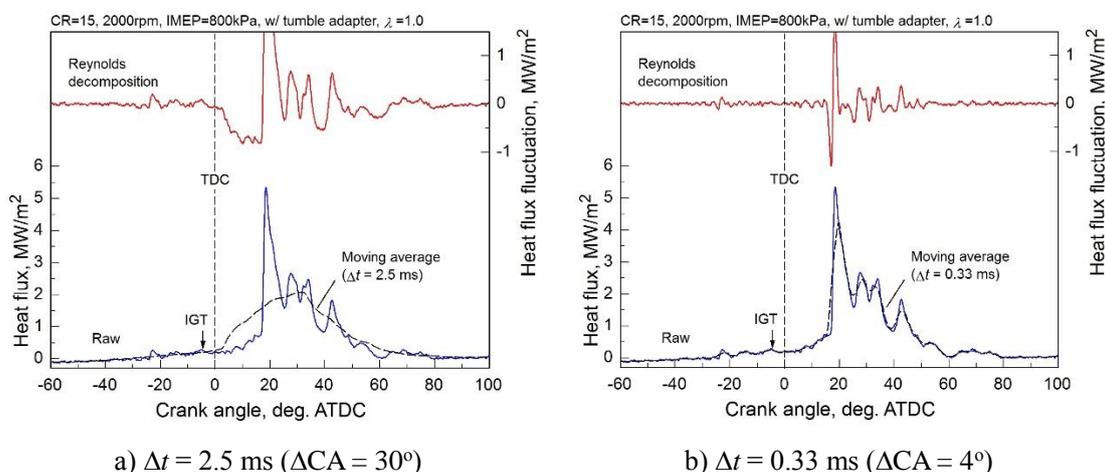
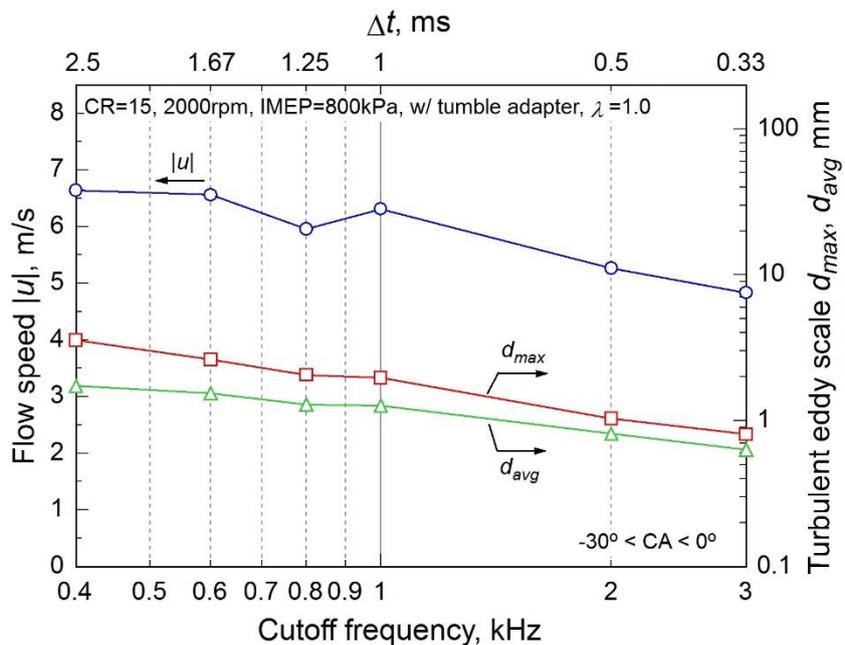
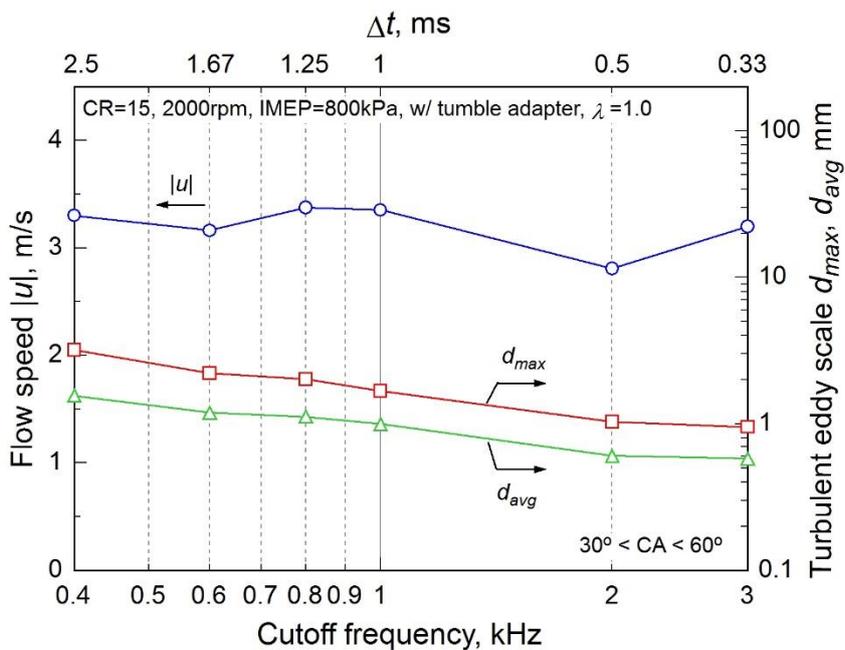


Fig. 4-12 Reynolds decomposition with various time windows  $\Delta t$ .



a)  $-30^\circ < CA < 0^\circ$  (before flame arrival)



b)  $30^\circ < CA < 60^\circ$  (after flame arrival)

Fig. 4-13 Spectrum of flow speed and turbulent eddy scale against cutoff frequency.

### 4.3 乱流特性と熱伝達

#### 4.3.1 乱流特性

モータリング及びファイアリングにおいて測定された熱流束から推定された統計的な乱流特性を示す。ここではレイノルズ平均の時間幅 $\Delta t = 1 \text{ ms}$ とした結果のみを示す。また、解析は200サイクルのうち相互相関係数が0.4以上のサイクルに対してのみ行った。なお、本手法では壁面垂直方向の流速は捉えられず、すべて壁面平行方向の流速に落とし込んだ計算が行われる。よって、壁面垂直方向に流体塊が移動してきた場合にはRTD間で同時に信号が立ち上がり、遅れ時間が極めて小さくなる。すると壁面平行方向の流速が実際より大きく見積もられることとなり、正しい結果が得られない。ここではその対策として、RTD間の流速が40 m/s以上と計算されるサイクルについては解析から除外することとした。

#### (1) モータリング条件

図4-14はモータリングで取得された瞬時熱流束とレイノルズ分解された熱流束変動を示している。MEMSセンサのノイズレベルは十分小さいため、モータリングにおいても高周波な熱流束変動を抽出できている。

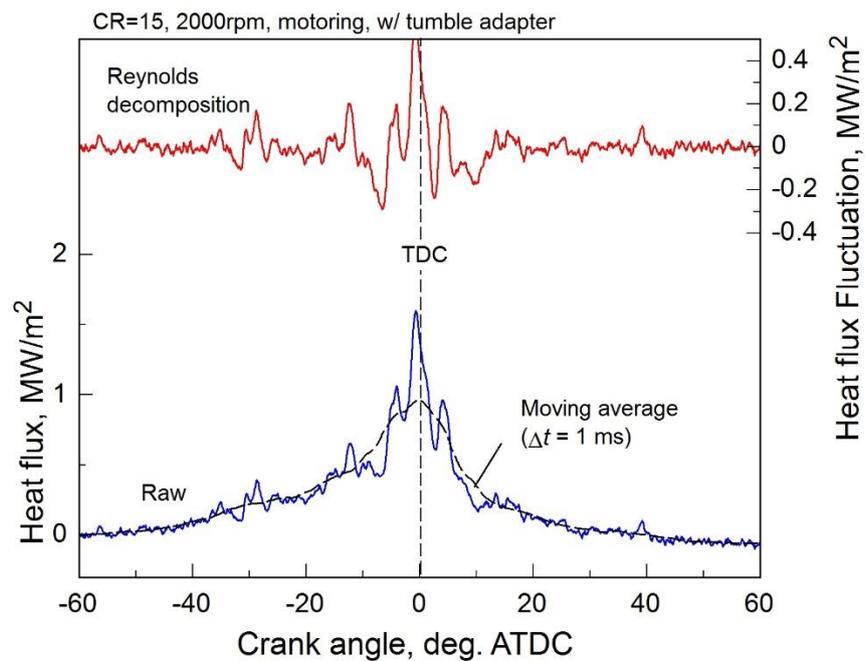


Fig. 4-14 Reynolds decomposition with  $\Delta t = 1 \text{ ms}$  under motoring condition.

図 4-15 は推定された壁面平行流速を示している。ここでは、 $-30^\circ < CA < 0^\circ$  の上死点前と、 $0^\circ < CA < 30^\circ$  の上死点後について相関解析を行い、上死点前後でそれぞれ 200 サイクル中 77 サイクルと 83 サイクルで乱流特性を推定した。図 4-15 では横軸を対数軸で示しており、流速は 0.4 m/s から 38 m/s の範囲の値を取り、平均値は上死点前後で 12.0 m/s から 5.4 m/s と遅くなった。これは上死点体積が小さいために壁面の影響を受けて流れが減衰された影響であると考えられる。

図 4-16 は乱れ渦スケールを示している。確率が最大となる  $d_{max}$  と平均値  $d_{avg}$  はそれぞれ 0.1 mm から 10 mm 程度の範囲に分布し、200 サイクルの平均値を見ると上死点前では  $d_{max} = 3.6$  mm,  $d_{avg} = 2.3$  mm, 上死点後では  $d_{max} = 1.7$  mm,  $d_{avg} = 1.1$  mm となり、共に上死点前に比べて上死点後の方が小さくなった。熱流束の周波数スペクトルを 200 サイクルのアンサンブル平均で示すと図 4-17 のようになる。上死点前は上死点後に比べて熱流束がやや大きい (図 3-19) ため、1 kHz から 10 kHz の帯域でわずかに強度が高くなっているが、両者はほぼ同様なトレンドを示している。これを乱れ渦スケールに変換したものを、図 4-18 に示す。式 (4-7) において、周波数  $f$  はほぼ等しいが流速  $u$  は上死点前の方が大きいため、上死点前の方が渦スケールが大きく算出されている。逆に言えば、渦スケールが大きいため高流速な条件でも熱流束変動周期が変わらない。なお、図 4-16 と図 4-18 で渦スケールの平均値がわずかに異なっているが、これは図 4-18 ではアンサンブル平均を取る際にサイクル間で強度による重み付けが行われるためである。

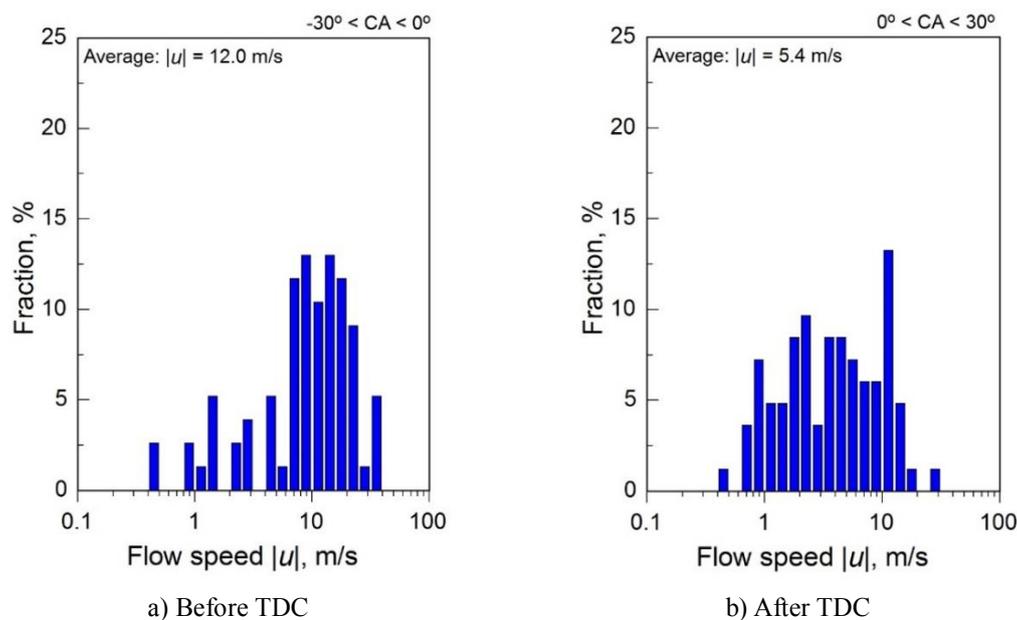


Fig. 4-15 Wall parallel flow speed estimated from wall heat flux under motoring condition.



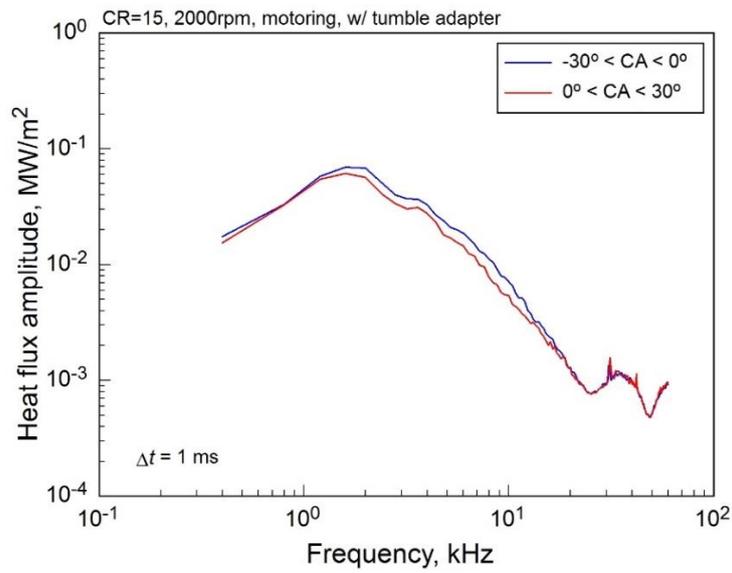


Fig. 4-17 Spectrum of amplitude of heat flux fluctuation under motoring condition.

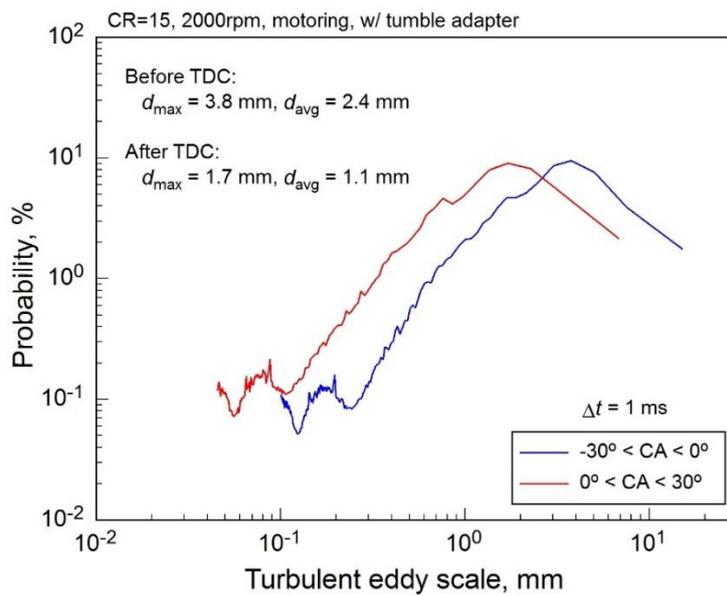


Fig. 4-18 Probability distribution of turbulent eddy scale under motoring condition.

図 4-19 のように流速を半径方向成分  $u_r$  と周方向成分  $u_\theta$  に分解すると図 4-20 c), d) のようになる。半径方向成分は上死点前後ともに概ね 0 を中心とした分布を示し、ばらつきは 9.7 m/s から 4.7 m/s と上死点後の方が小さくなった。周方向成分については、上死点前後で平均値がそれぞれ 6.9 m/s と 2.4 m/s となり、正の方向に偏っている。図 4-21 は流動方向の確率分布と流動速さの積を示しており、上死点前後でともに  $90^\circ$  方向に分布が偏っていることがわかる。本研究で使用した実験用エンジンでは吸気行程において吸気バルブから排気バルブ方向へと流れるタンブル流が形成されており、図 4-21 の  $90^\circ$  はその方向と一致しているため、タンブル流の影響を捉えていると考えられる。本研究で実験を行った範囲では、上死点におけるタンブル崩壊で流れが完全にランダム化されるといった様子は見られず、上死点後にもある程度のタンブル流は残存していると考えられる。

図 4-22 は乱流運動エネルギーと波数の関係を示している。ここで、乱流運動エネルギーは図 4-20 で示した半径方向流速と周方向流速の変動成分から求め、波数は乱れ渦スケール  $d_{avg}$  の逆数とした。乱流場の慣性小領域では乱流運動エネルギーは波数の  $-5/3$  乗 ( $\sim -1.67$  乗) に比例する (コルモゴロフの  $-5/3$  乗則) ことが知られているが、両者を関連付ける指数はそれぞれ  $-0.57$  と  $-1.19$  と求められた。特に上死点前において高波数側での乱流運動エネルギーの減衰が緩やかであるが、コルモゴロフの  $-5/3$  乗則に近い特性であると判断した。今後更なる調査が必要であるものの、本研究で提案した手法で推定される乱流特性の妥当性を支持する結果と捉えている。

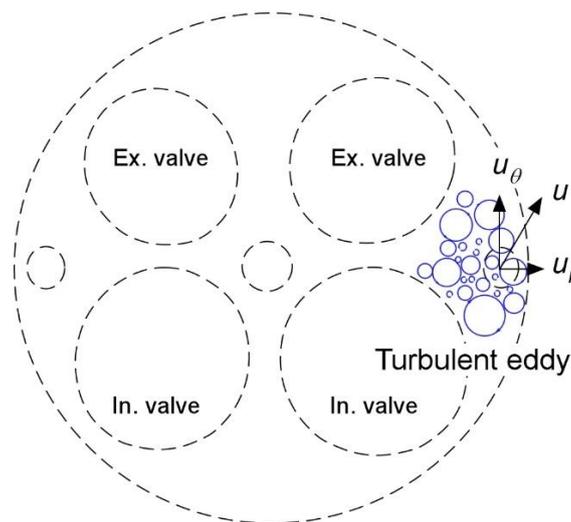


Fig. 4-19 Bottom view of the cylinder head and coordination of flow velocity.

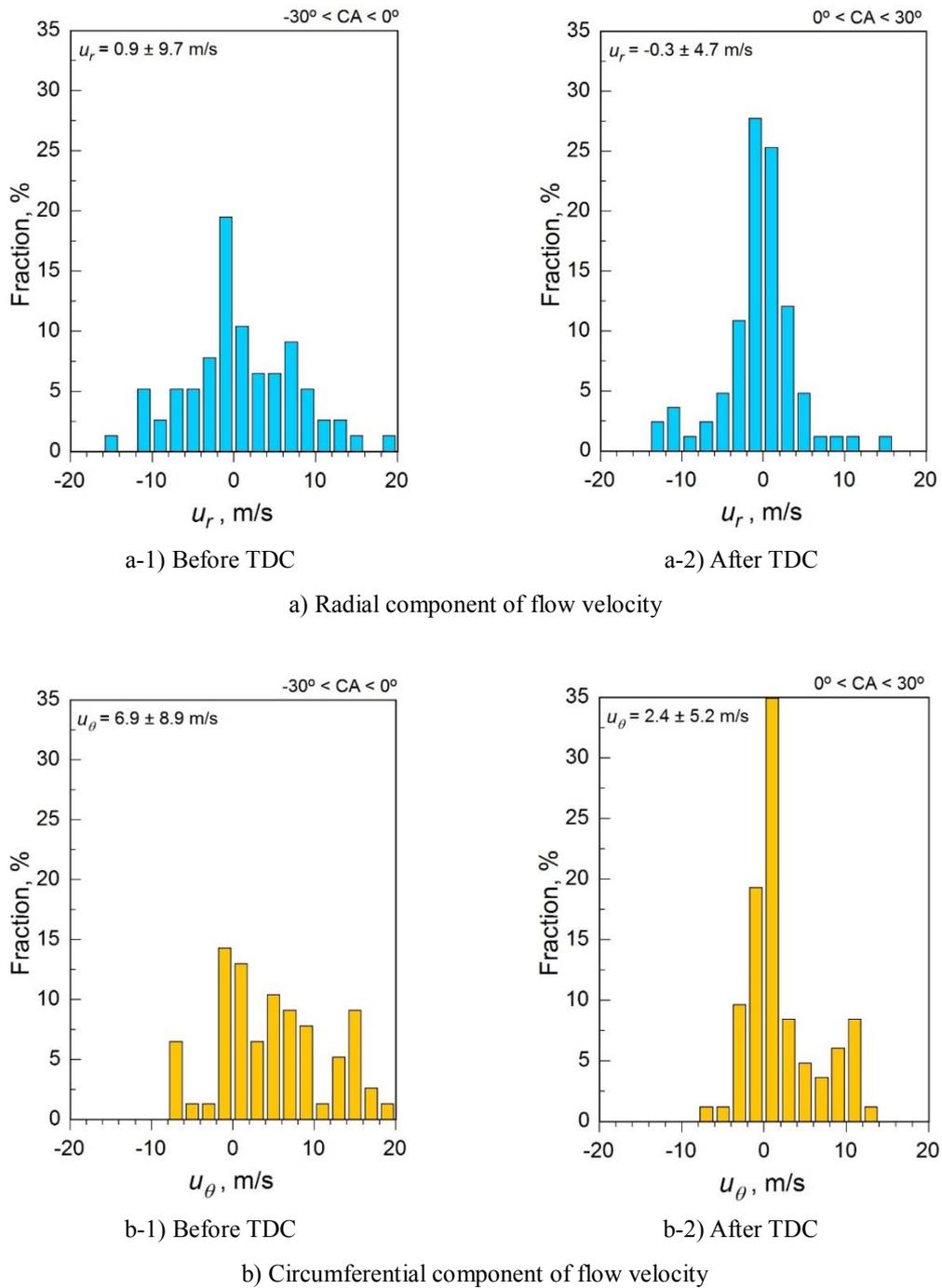


Fig. 4-20 Flow characteristics estimated from wall heat flux under motoring condition.

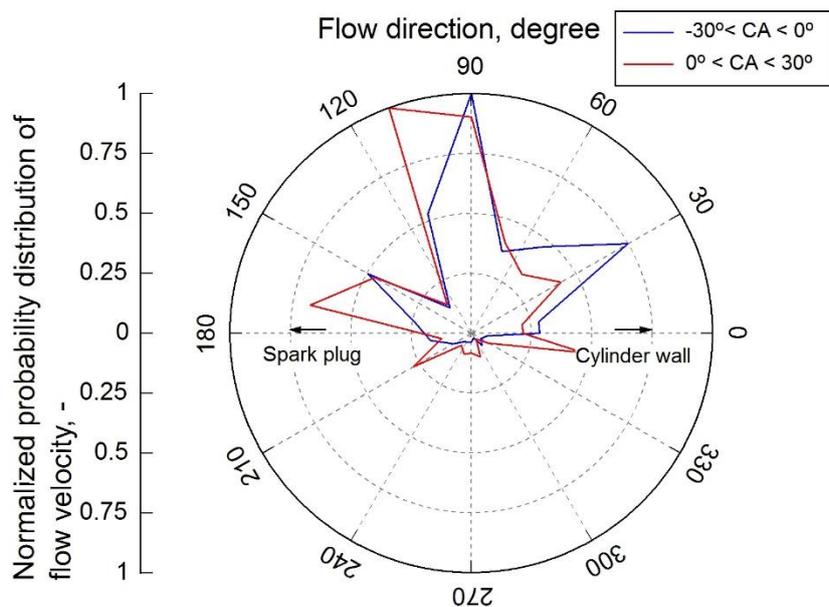


Fig. 4-21 Normalized probability distribution of flow velocity under motoring condition.

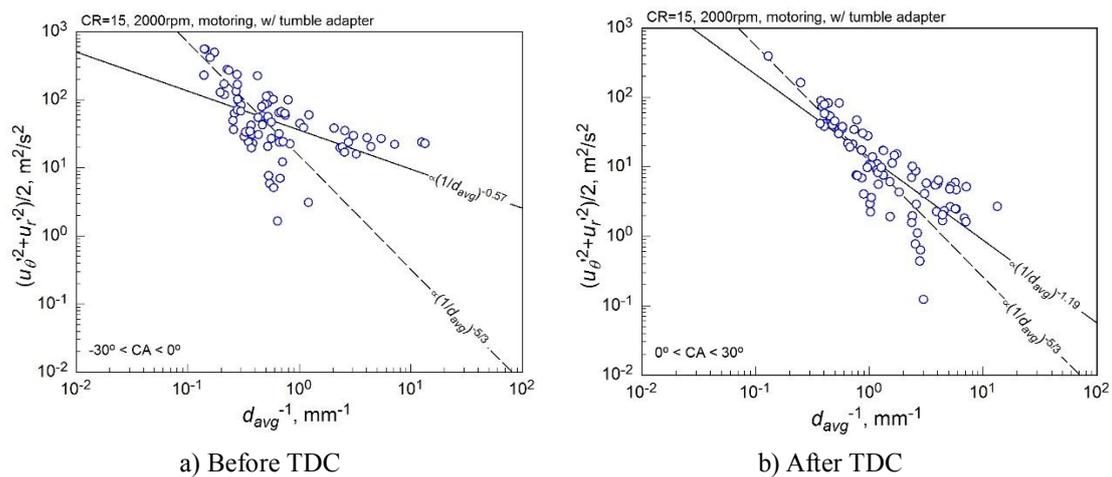


Fig. 4-22 Relationship between turbulent flow energy and wave number under motoring condition.

(2) ファイアリング

次に、ファイアリング条件で乱流特性の推定を行った。ここでは $-30^\circ < CA < 0^\circ$ の火炎到達前と $30^\circ < CA < 60^\circ$ の火炎到達後について解析を行い、200サイクルのうち火炎到達前では72サイクル、火炎到達後では107サイクルで乱流特性を推定できた。

図4-23は推定された壁面平行流速を示している。モータリング時と同様に流速は0.1 m/sのオーダーから10 m/sのオーダーまでサイクルによって幅広い値を取り得る。平均値を見ると、火炎到達前は6.3 m/sであるのに対し、火炎到達後は3.4 m/sと遅くなった。既燃ガスの膨張によってタンブル流が減衰され、流速が低下した可能性がある。さらに、 $-30^\circ < CA < 0^\circ$ と $30^\circ < CA < 60^\circ$ では燃焼による高温化でガス（空気と仮定）の動粘度が平均 $4.6 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ から $2.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ と5倍以上大きくなっており、慣性に対する粘性の影響が大きくなったことも流速低下の一因と推察される。

図4-24は乱れ渦スケールを示しており、渦スケールについても0.1 mmから10 mm程度と広い範囲に分布している。平均値を見ると火炎到達前では $d_{max} = 2.0 \text{ mm}$ 、 $d_{avg} = 1.3 \text{ mm}$ であったものが火炎到達後には $d_{max} = 1.7 \text{ mm}$ 、 $d_{avg} = 1.0 \text{ mm}$ と小さくなっているが、その差はモータリング時と比べてわずかである。このときのアンサンブル平均した熱流束変動の周波数スペクトルは図4-25のようになる。火炎到達後は熱流束変動が大きいいため強度が高くなり、さらにスペクトルが火炎到達前に比べてわずかに低周波数側にシフトしている。渦スケールの確率分布は図4-26のようになる。火炎到達前の流速に対して火炎到達後の流速は

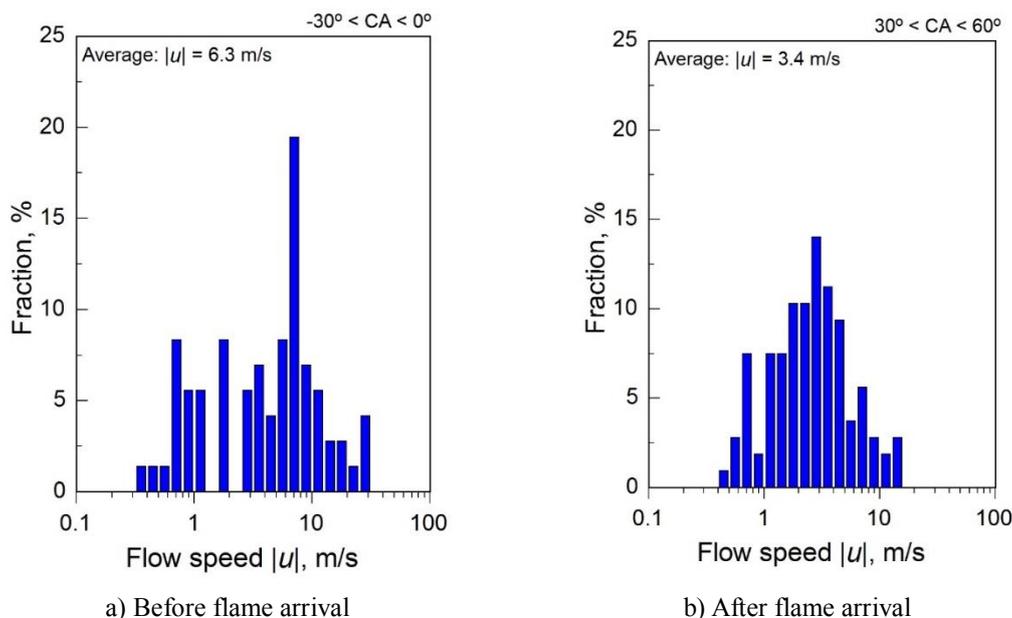


Fig. 4-23 Wall parallel flow speed estimated from wall heat flux under firing condition.

53% (47%減) しかないが、乱れ渦スケールは  $d_{max}$  で 85% (15%減),  $d_{avg}$  で 79% (21%減) と大きな変化はない。比較としてモータリング条件を見ると、上死点前に対して上死点後の流速は 45% (55%減) とファイアリングと大差ないが、渦スケールは  $d_{max}$  と  $d_{avg}$  でともに 47% (53%減) と減少量が多い。これは熱流束変動のスペクトルが低周波数側へシフトしているためであり、現状ではその物理的解釈は不明であるが、解析区間が  $30^\circ < CA < 60^\circ$  と膨張が進んでいる点や燃焼によって大きな乱れが作られたことが原因である可能性がある。

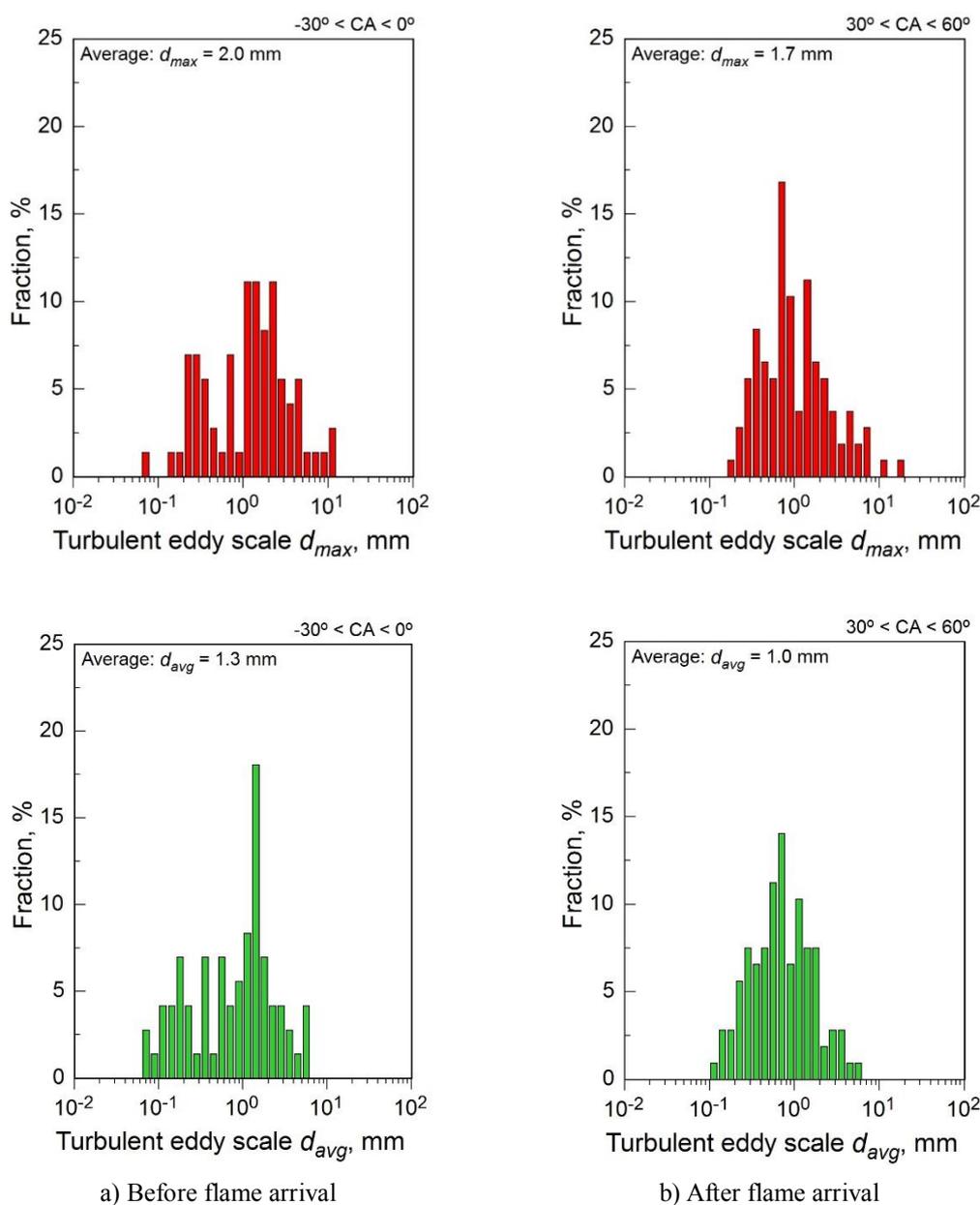


Fig. 4-24 Turbulent eddy scale estimated from wall heat flux under motoring condition.

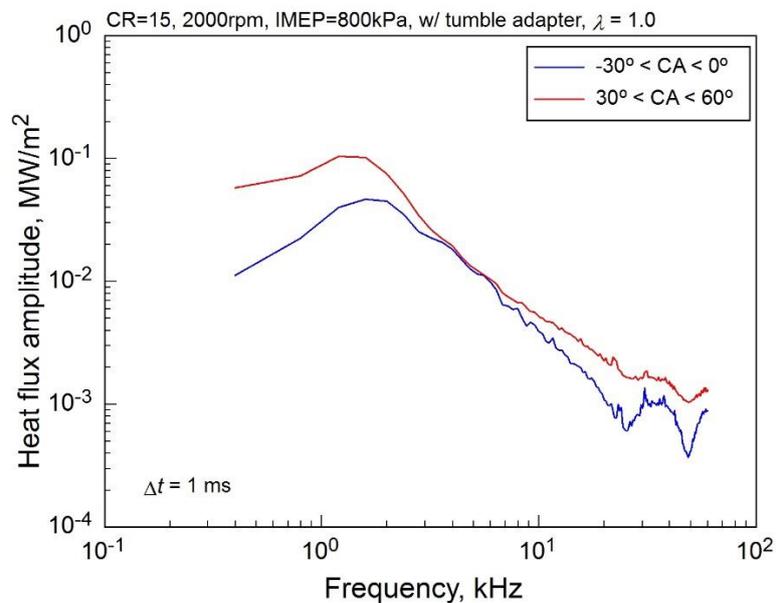


Fig. 4-25 Spectrum of amplitude of heat flux fluctuation under firing condition.

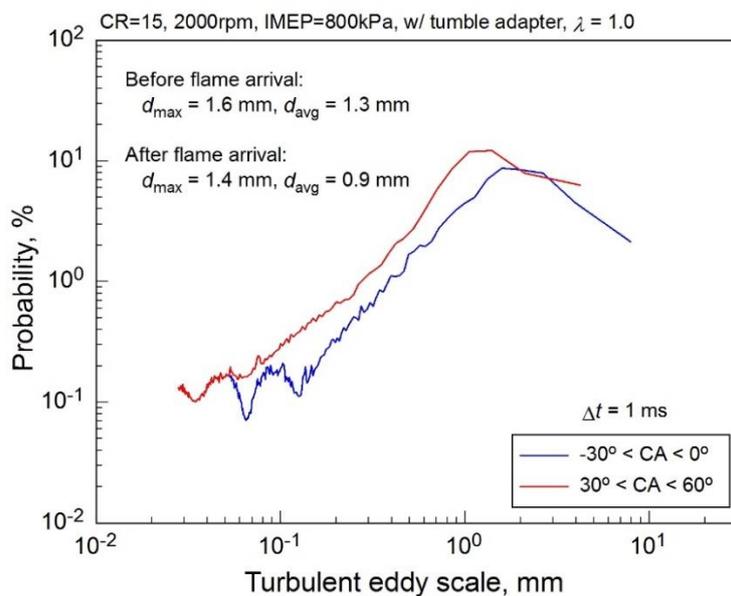


Fig. 4-26 Probability distribution of turbulent eddy scale under firing condition.

流速の半径方向成分と周方向成分を図 4-27 に示す。半径方向成分の平均値は火炎到達前後でそれぞれ  $-0.2 \text{ m/s}$  と  $0.5 \text{ m/s}$  と概ね  $0$  となっている。一方の周方向成分は、火炎到達前は平均  $3.1 \text{ m/s}$  とタンブル流と一致する方向へ偏りが見られたが、火炎到達後は平均値が  $-0.2 \text{ m/s}$  となり、流動方向の偏りはほとんど見られなかった。図 4-28 は流動方向の確率分布と流速の積を表しており、火炎到達前はモータリング時と同様にタンブル流と一致する方向への偏りが強いものの、火炎到達後は等方性が高くなっていることが読み取れる。モータリング条件では上死点後もタンブル流が残存する様子が見られたが、図 4-28 の結果は燃焼後の  $30^\circ < CA < 60^\circ$  ではタンブル流がほとんど消失していることを示唆している。

図 4-29 は乱流運動エネルギーと波数の関係を示している。火炎到達前では高波数側での乱流運動エネルギーの減衰が少ないが、火炎到達後では両対数軸で概ね直線的に低下するスペクトルが得られた。乱流運動エネルギーと波数は関係付ける指数は火炎到達前後でそれぞれ  $-0.86$  と  $-1.81$  と求められ、本手法によってコルモゴロフの  $-5/3$  乗則と大きく矛盾しない乱流特性が得られた。

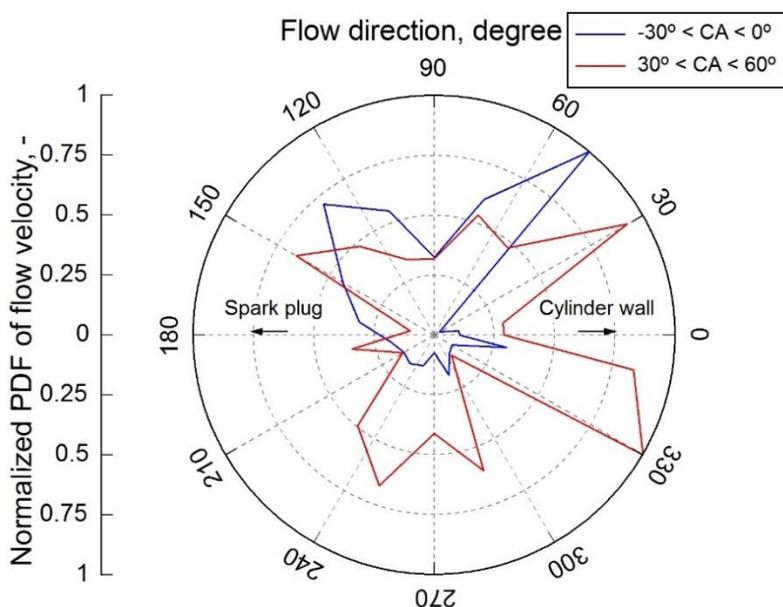
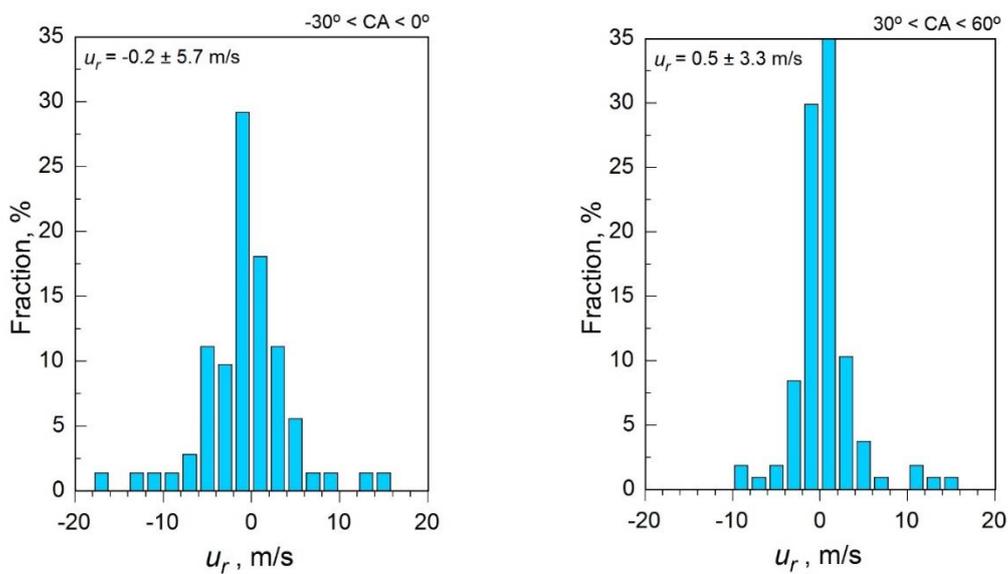
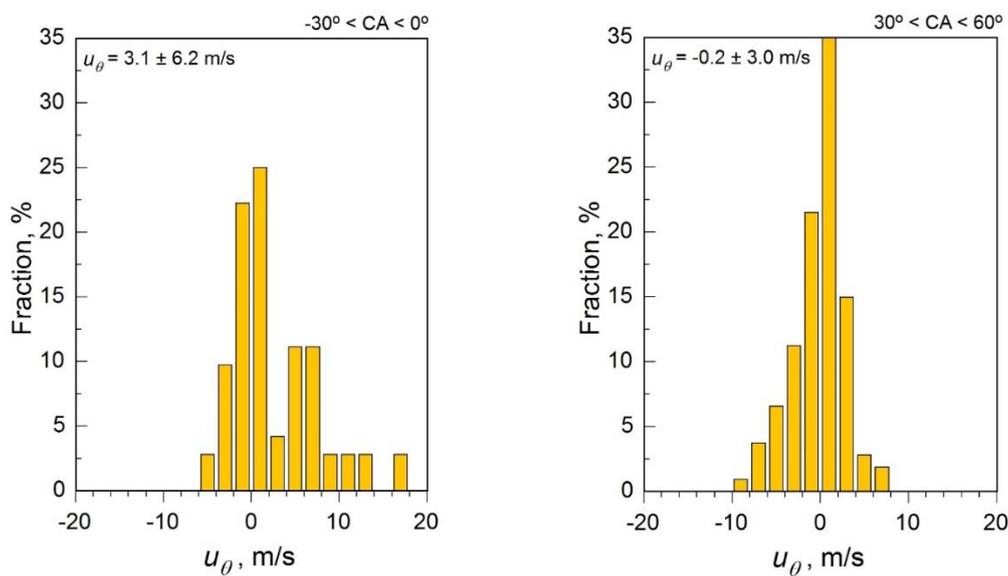


Fig. 4-28 Normalized probability distribution of flow velocity under motoring condition.



c) Radial component of flow velocity



d) Circumferential component of flow velocity

Fig. 4-27 Flow characteristics estimated from wall heat flux under firing condition.

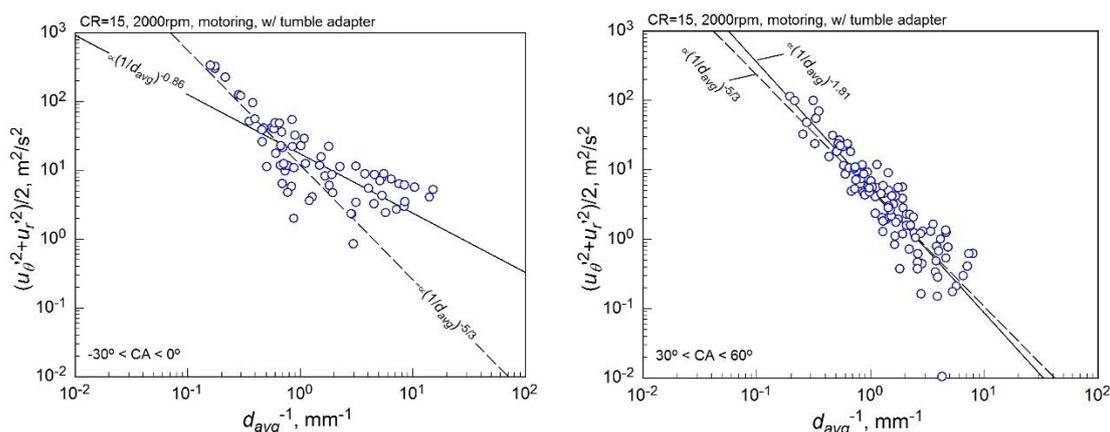


Fig. 4-29 Relationship between turbulent flow energy and wave number under firing condition.

### 4.3.2 PIV との比較

熱流束から推定された乱流特性の検証を目的とし、PIV で得られた流動特性との比較を行った。ここで比較する PIV データは若干の実験条件の差異はあるものの、本研究で使用した実験用エンジンと同一の燃焼室形状を持つ可視化エンジンで取得されたものであり、オーダーやトレンドの比較を行うことは有意義と思われる。

横森ら[2]は可視化エンジンにおいて広域 PIV を行い、巨視的な流動場を調べた。エンジン回転数は 2000 rpm で本研究と等しいが、圧縮比 13:1 の低圧縮比条件（本研究では圧縮比 15:1）であるため、平均ピストンスピードは 7.5 m/s と本研究と比べて 1 割程度低い（本研究では 8.5 m/s）ことに留意されたい。

図 4-30 に横森らによって得られた 78 サイクル平均の筒内速度場を示す。ここでは吸気ポートに設置したタンブル流動強化用アダプタが速度場に与える影響を調べており、本研究においても同じタンブル流動強化用アダプタを設置して実験を行っている。速度場からは吸気時にタンブル流が形成されている様子が確認できる。図 4-30 中で 330° ATDC のクランク角度が本研究の CA = -30° に相当し、この時期でも吸気バルブから排気バルブ方向へ速度ベクトルが向いていることから、壁面熱流束から推定された流動方向の分布がタンブル流と矛盾しないことがわかる。

図 4-31 は奥谷ら[3]によって報告された壁面平行流速と、MEMS センサによって推定された流速の比較を示している。ここで、PIV で得られたデータはピストン中央の表面近傍（速度境界層より外側、壁面から 1.6 mm 程度の位置）の流速であり、シリンダヘッドへ挿入された MEMS センサの測定位置とは異なっていることに留意されたい。両者を比べると、圧縮から膨張行程にかけて流速が低下していくトレンドや、上死点付近で 10 m/s 程度の流速を示す点で一致が見られる。実験条件や測定位置が異なるため直接的な評価は難しいが、本研究で提案する手法によって大きな誤りなく流速を推定できていると考えられる。CA = -30° 付近で PIV と MEMS の差が大きくなっているが、これは測定位置の違いが影響している可能性がある。図 4-32 は横森らが報告したプラグ位置のクランク角度に対する流速変化であ

り, MEMS と同様に  $-30^\circ < CA < 0^\circ$  で大きな流速の変化は見られていない.

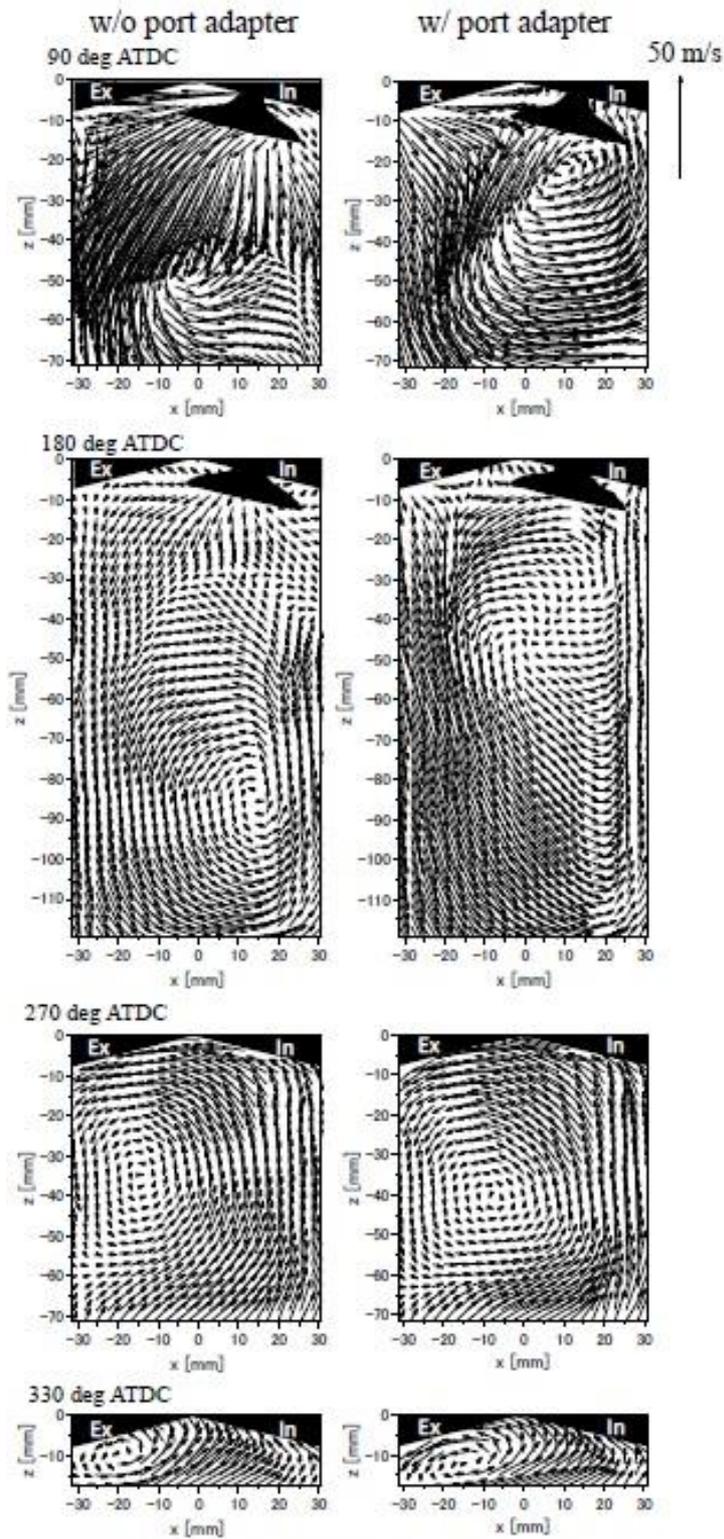


Fig. 4-30 Mean velocity distribution in the vertical plane [2].

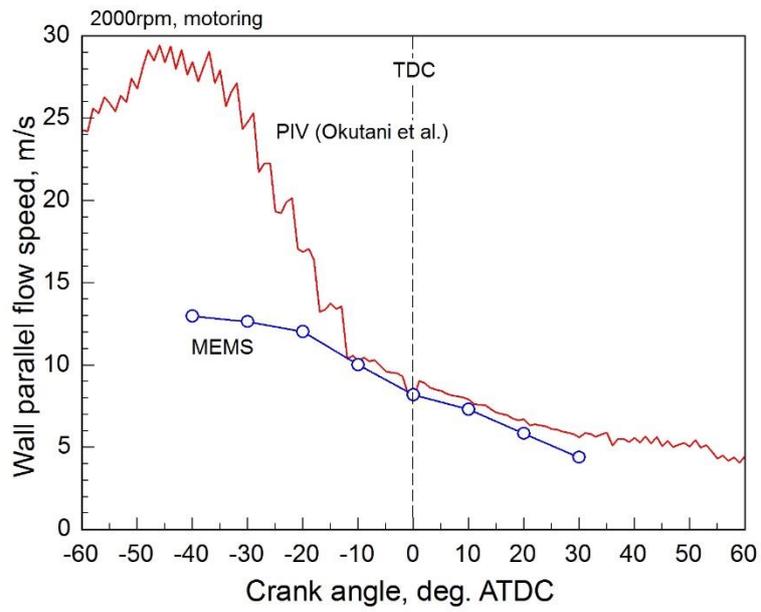


Fig. 4-31 Comparison of wall parallel flow speed measured with PIV and MEMS sensor.

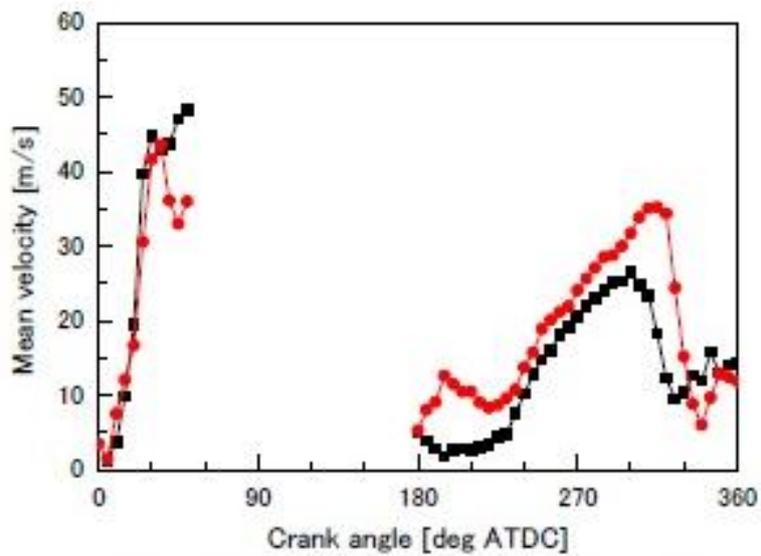


Fig. 4-32 Mean flow velocity at ignition plug [2].

次に志村ら[4]による $\mu$ PIV測定との比較を行った。志村らは横森らと同じ可視化エンジンをを用いて点火プラグ周辺の流れ場を $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ の高分解能で観察し、積分長さスケール $l$ 、テイラーのマイクロスケール $\lambda$ 、コルモゴロフスケール $\eta$ を求めた(図4-33)。ここで、志村らは一様等方性乱流の仮定を適用し、次式で長さスケールを求めている。

$$l = \frac{Re_\lambda \lambda}{15} = \frac{u'_{rms} \lambda^2}{15\nu} \quad (4-9)$$

$$\lambda = \sqrt{u_i'^2 / \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_i}\right)^2} \quad (4-10)$$

ここで、 $\nu$ は動粘度、 $Re_\lambda$ はテイラーマイクロスケールに基づくレイノルズ数である。

いずれの長さスケールも圧縮に伴い減少するトレンドを示している。図4-34は3つの長さスケールのうち最も大きい積分長さスケールと、熱流束から推定された乱れ渦スケールの比較を示している(ここでは積分長さスケールの値を図4-33から読み取り、MEMSによる推定結果と同一グラフ上に示した)。上死点に近づくにつれて減少していく点是一致的であるものの、PIVは下に凸のトレンドである一方でMEMSセンサは上に凸の結果を与えている。さらに、本研究で推定された乱れ渦スケールは積分長さスケールより1桁程度に大きい。本手法ではレイノルズ平均の時間幅によって得られる渦スケールが変化するものの、PIVで得られた積分長さスケールと比べると有意に大きいといえる。本研究では熱流束変動に基づいて乱れ渦スケールを求めており、熱流束変動は図4-1 a)に示したように渦に誘起される速度変動が原因と仮定している。しかしながら、実際には図4-35に示すように速度変動と空間的な温度むらの複合的な効果によって熱流束変動が生じると考えられるため、速度場のみから算出される積分長さスケールよりもマクロな乱れを推定している可能性がある。

壁面平行流速についてはPIVとある程度の一致が見られたものの、壁面からどの位置の情報が得られているかは不明であり、乱れ渦スケールについてもその物理的意味は現状明らかとなっていない。従って今後本手法で推定される乱流特性の検証は必須と考えている。検証にはエンジンのような複雑な系ではなく、まずはチャンネル流等の比較的シンプルで測定や数値シミュレーションが難しい系で行うことが適切であろう。本手法の検証が十分に行われれば、エンジン壁面近傍の流動状態をより簡便に知ることができ、熱伝達メカニズムの解明やエンジンの診断・制御技術への貢献が期待できる。また、本手法は対象をエンジンに限定しないため、これまで光学計測が困難であった系や、あるいは可能であっても手間やコストがかかる系に対して、より簡便な計測・診断技術を提供できる可能性がある。

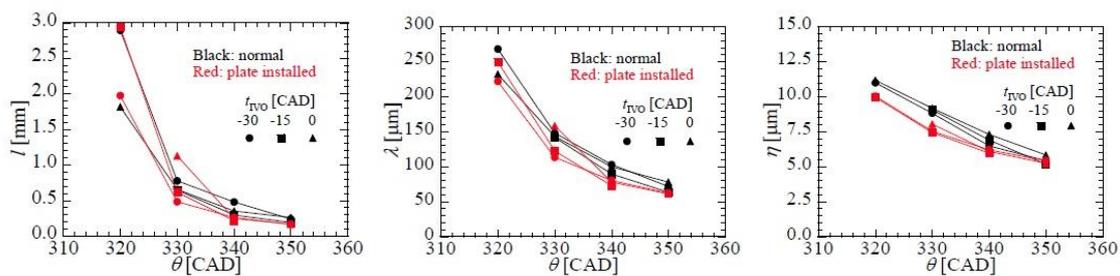


Fig. 4-33 Integral length scale  $l$ , Taylor micro scale  $\lambda$  and Kolmogorov scale  $\eta$  [4].

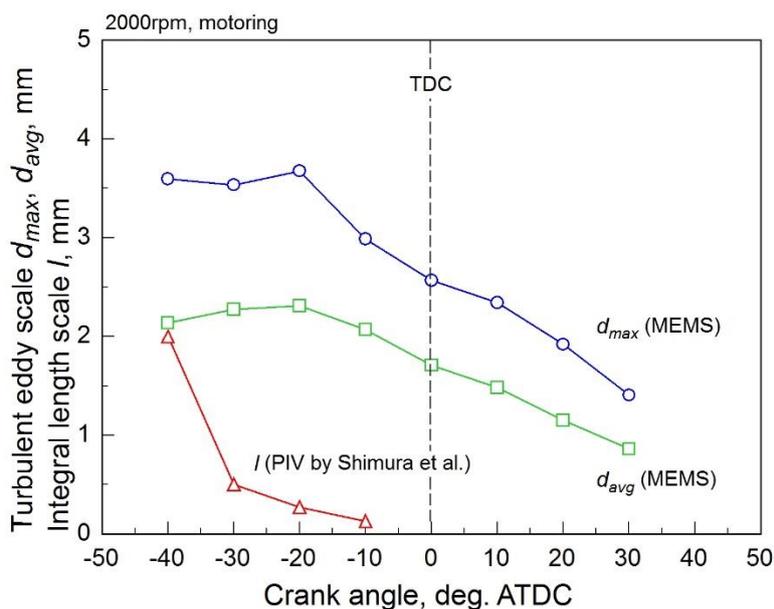


Fig. 4-34 Comparison of turbulent eddy scale estimated from wall heat flux and integral length scale measured with PIV.

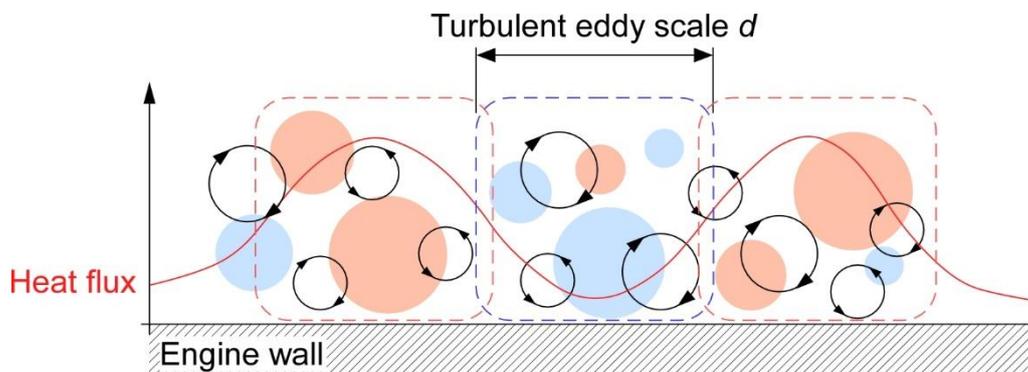


Fig. 4-35 Schematic diagram of gas turbulence presumed from heat flux fluctuation.

### 4.3.3 壁面平行流速と熱伝達の関係

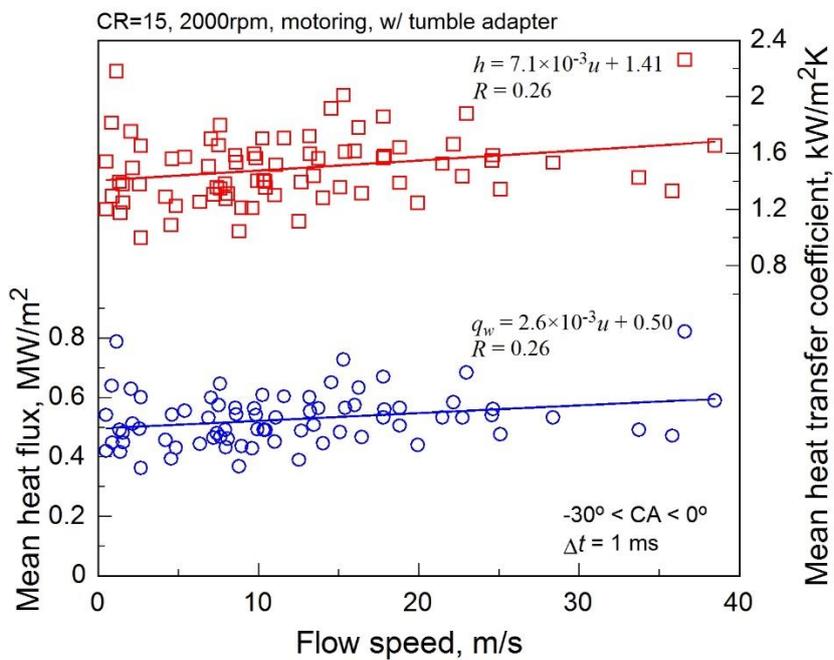
熱流束から推定された壁面平行流速と熱伝達の間関係を調べた。なお、ここで示す相関係数  $R$  は次式より求めた。

$$R = \frac{\sum(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum(x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum(y_i - \bar{y})^2}} \quad (4-11)$$

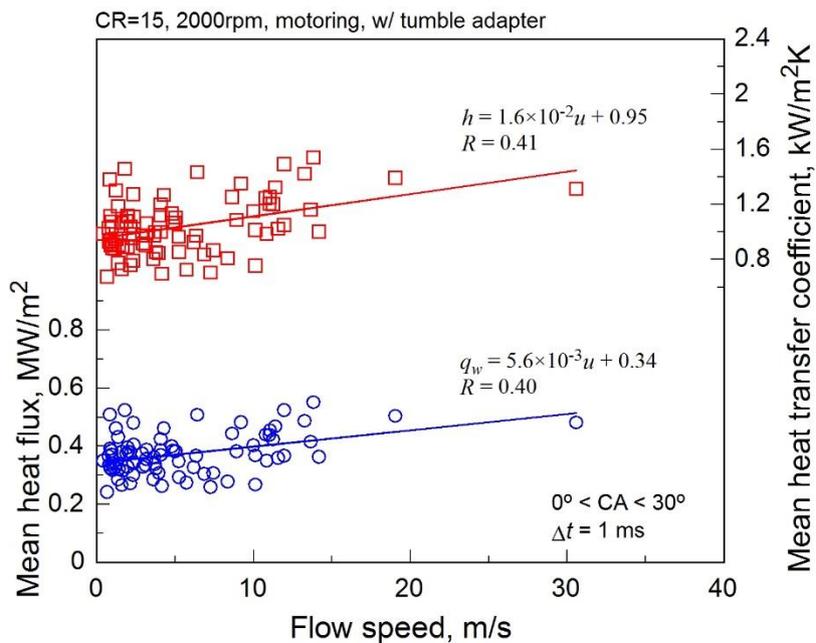
ここで、 $x$  は横軸に取る変数、 $y$  は縦軸に取る変数を示す。

#### (1) モータリング

まず、モータリング条件における流速と熱伝達の間関係を調べた。図 4-36 に熱流束から推定された壁面平行流速と解析区間における平均熱流束・平均熱伝達率の間関係を示す。上死点前後でともに流速が高いほど熱伝達が促進される傾向が見られた。一方で、相関係数は 0.3 から 0.4 程度と低く、同一流速であっても生じる熱流束や熱伝達率に大きなばらつきがある。第 1 章で示したエンジンのモータリングを模擬した系の DNS では、壁面平行流速と熱伝達の間にはほとんど相関は見られず、壁面垂直流速や壁面近傍ガス温度が熱伝達に支配的な影響を与えることが示されている。図 4-36 の結果も壁面平行流速が熱伝達に与える影響は小さく、その他の伝熱因子、すなわち壁面垂直流速やガスの温度むらが支配的であることを示唆している。この結果は壁面平行流速を低下させても冷却損失低減効果は小さい、あるいは壁面平行流速を上昇させても熱損失の増加は顕著でないと解釈できる。また、熱伝達メカニズム解明へ向けて第 2 章の始めに述べた隣接 4 点センサによる壁面垂直流速推定の重要性を示す結果であるとも捉えられる。



a)  $-30^\circ < CA < 0^\circ$  (before TDC)



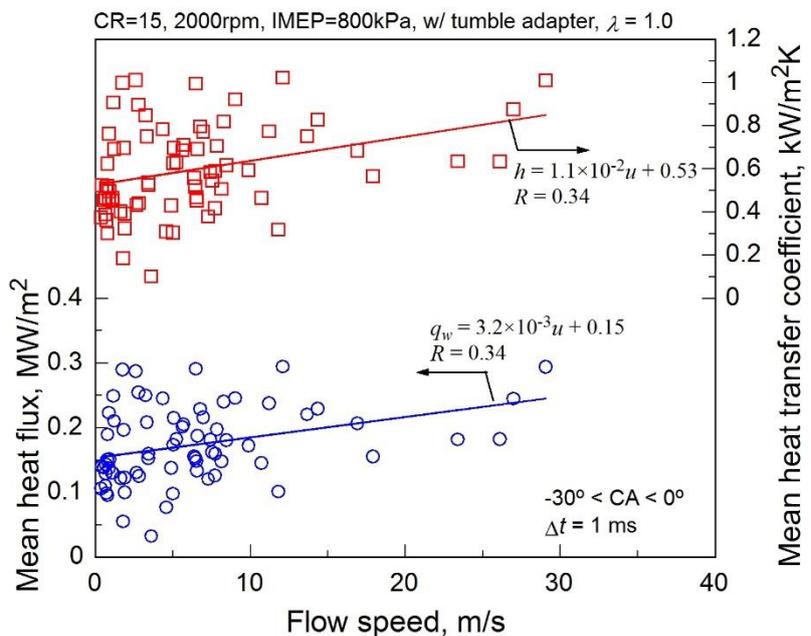
b)  $0^\circ < CA < 30^\circ$  (after TDC)

Fig. 4-36 Relationship between flow speed and heat transfer characteristics under motoring condition.

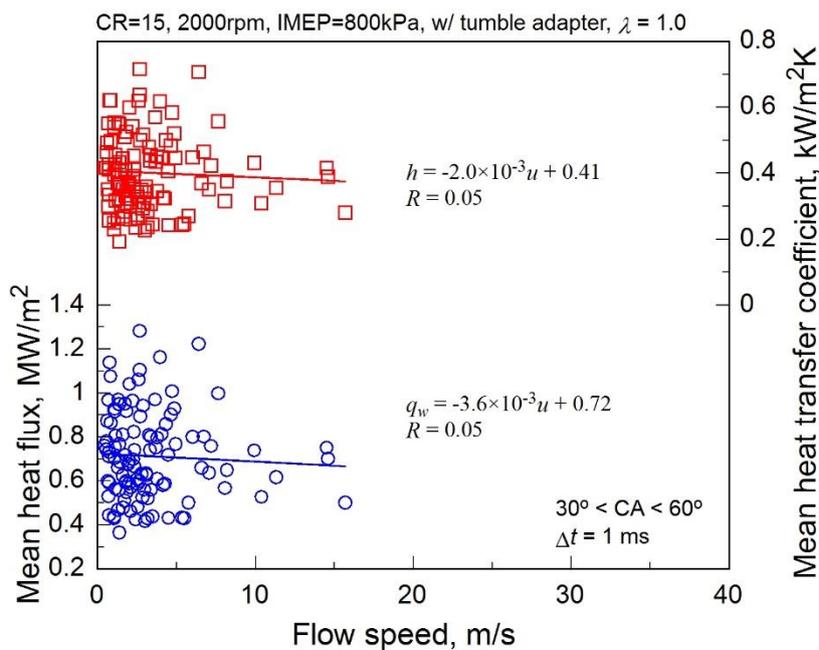
## (2) ファイアリング

図 4-37 はファイアリング条件で推定された流速と熱伝達特性の関係を示している。火炎到達前はモータリングと同様に高流速ほど高熱流束が生じており、熱伝達率も高い。一方で、火炎到達後では相関係数 0.05 とほぼ 0 になり、壁面平行流速と熱伝達の間にはほとんど相関は確認できなかった。火炎到達後は速度場の変動に加えて温度場の変動が大きくなるために相関が低くなったものと考えられる。すなわち、既燃状態では壁面平行流速は熱伝達にほとんど影響を与えず、壁面垂直流やガスの温度むらの影響がさらに大きくなると考えられる。

以上のように、モータリング（非燃焼条件）では壁面平行流速と熱伝達の間には弱いながらも相関が見られたが、ファイアリングではほとんど相関は確認できなかった。速度が同じでも生じる熱伝達にはばらつきが大きく、本手法では捉えられない壁面垂直方向の流速や壁面近傍のガス温度の変動が熱伝達に支配的な影響を与えていると考えられる。特に、壁面垂直流速は温度境界層厚さを直接的に増減させる重要なパラメータであると考えられるため、隣接 4 点センサによる 3 次元流速の推定と熱伝達の相関を調べるのが課題である。



a)  $-30^\circ < CA < 0^\circ$  (before flame arrival)



b)  $30^\circ < CA < 60^\circ$  (after flame arrival)

Fig. 4-37 Relationship between flow speed and heat transfer characteristics under firing condition.

#### 4.4 まとめ

開発した隣接3点センサを用いてサブミリメートルオーダーの空間スケールで互いに似ているが位相の異なる高周波熱流束変動を捉えることに成功した。モータリング及びファイアリングで得られた瞬時熱流束変動から相関解析によって乱流特性を推定する手法を提案し、PIVとの比較や乱流特性と熱伝達の関係調べた結果、以下の結論を得た。

- ・ 隣接3点で得られた熱流束の高周波数成分から、相関解析を用いて壁面平行方向の流速と乱れ渦スケールを推定する手法を開発した。推定された流速は大きさ・方向ともにPIV結果と矛盾せず、大きな誤りなく流速を求められていると考えられる。一方で、乱れ渦スケールはPIVと比べて有意に大きい値を示したため、推定される渦スケールの物理的意味を検討する必要がある。
- ・ モータリング条件やファイアリング条件の火炎到達前では、相関係数は0.3から0.4程度と低いものの、壁面平行方向流速が高いほど熱伝達が促進される傾向が見られた。一方で、ファイアリング条件の火炎到達後は壁面平行流速と熱伝達の間ほとんど相関は見られなかった。また、壁面平行方向の流速が等しい場合でも熱伝達の変動が見られ、壁面垂直流や壁面近傍の温度場の乱れが支配的な影響を及ぼす可能性が示唆された。

参考文献

- [1] 日本機械学会編, 伝熱工学 (2005), p.81, 丸善.
- [2] 横森剛, 松田昌祥, 飯田訓正, 浦田泰弘, 横尾望, 中田浩一, 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 (2016), 20165267.
- [3] 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自動車技術会講演予稿集(2017), 20176214.
- [4] 志村祐康, 吉田真吾, 源勇気, 松田昌祥, 横森剛, 橋本英樹, 瀬尾健彦, 店橋護, 高空間分解能 PIV によるタンブル流強化ガソリンエンジン内の流動特性の解明, 第 54 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (2017), A214.

## 第 5 章

## 結 論

本研究ではエンジンの燃焼室壁面における乱流熱伝達を評価することを目的とし、金属基板 MEMS 多点熱流束センサの開発を行った。

2章では、高分解能測定が可能な MEMS センサをエンジンへ適用するため、2種類の金属基板 MEMS センサの開発を行った。開発したセンサを用いた大気圧下及びエンジン環境下での熱流束測定試験を行い、MEMS 技術をエンジンへ適用できる見込みを得た。

3章では、2章で得られた知見を基に隣接3点熱流束を開発し、不確かさ解析によって測定精度を検証した。さらに、実験用エンジンにおける熱流束測定を行い、従来は平均化処理に埋もれていた燃焼室壁面の局所瞬時熱伝達特性を詳細に調べた。

4章では、隣接3点で得られた熱流束から流動場の乱流特性を推定する手法を提案した。燃焼室形状が同じ可視化エンジンで得られた PIV 結果との比較を行い、推定された乱流特性の妥当性を検証した。さらに、推定された壁面平行流速と熱伝達特性の関係を調べた。

以下に、本研究で得られた成果を示す。

## 第2章 金属基板 MEMS センサの開発

- ・ SUS430 を用いた平板型センサの製作を通じ、MEMS 薄膜センサを金属基板上に面一に形成するプロセスを開発した。層流予混合燃焼場での測定試験では熱伝導現象によって説明される壁面熱流束が捉えられ、開発した金属基板 MEMS センサが正常に作動したことが確認された。また、壁面温度測定手法に測温抵抗体を採用することで、瞬時熱流束評価のための測定ノイズに対する要求を満足することを確認した。
- ・ エンジン壁面材料に近い熱物性を持つ AC8A を基板に用い、小型でエンジンへの取付が可能なプラグ型センサを開発した。ここでは、基板と絶縁層、保護層の線膨張係数比を改善して熱応力の影響を低減した結果、最大圧力 9.1 MPa、最大熱流束 8.9 MW/m<sup>2</sup> のエンジン環境で破損なく繰り返し使用できる耐久性を実現した。

## 第3章 エンジンの燃焼室壁面における瞬時局所熱流束計測

- ・ エンジン試験において、開発したセンサの熱流束測定ノイズは 10 kHz までの周波数帯域において標準偏差で 18 kW/m<sup>2</sup> と評価された。この値は上死点付近における 100 kW/m<sup>2</sup> から 1 MW/m<sup>2</sup> オーダーの熱流束変動と比べて有意に小さく、本センサはエンジン壁面の瞬時熱流束を評価可能であることが示された。
- ・ 熱流束の測定、算出方法に従って各誤差要因を結合し、熱流束測定の不確かさを評価したところ、11.7%と見積もられた。これは、熱流束較正によってセンサの物性値や寸法の誤差や界面熱抵抗の影響を補償したことの貢献が大きい。
- ・ RTD 方式による高 S/N 比測定により、瞬時熱流束はサイクル毎にピーク値、位相、波形が大きく異なることを明らかにした。従来利用されてきたアンサンブル平均熱流束は瞬時値と比べて波形が鈍化しており、エンジン壁面熱伝達の実像を正しく表現していないことを示した。それに伴い、近年活発化している数値シミュレーションの検証に

において、マルチサイクル計算に基づく瞬時波形及び変動特性の比較の重要性を示した。

- ・ 直径 900  $\mu\text{m}$  の円周上に 3 つの RTD を形成することで、互いに似ているが位相の異なる瞬時熱流束を捉えることができた。これはガス側にサブミリメートルオーダーの乱れが存在することを示唆しており、流動場の情報を含む熱流束波形を取得することができた。

#### 第4章 乱流熱伝達評価手法の構築

- ・ 隣接 3 点で得られた熱流束の高周波数成分から、相関解析を用いて壁面平行方向の流速と乱れ渦スケールを推定する手法を開発した。推定された流速は大きさ・方向ともに PIV 結果と矛盾せず、大きな誤りなく流速を求められていると考えられる。一方で、乱れ渦スケールは PIV と比べて有意に大きい値を示したため、推定される渦スケールの物理的意味を検討する必要がある。
- ・ モータリング条件やファイアリング条件の火炎到達前では、相関係数は 0.3 から 0.4 程度と低いものの、壁面平行方向流速が高いほど熱伝達が促進される傾向が見られた。一方で、ファイアリング条件の火炎到達後は壁面平行流速と熱伝達の間にはほとんど相関は見られなかった。また、壁面平行方向の流速が等しい場合でも熱伝達の変動が見られ、壁面垂直流や壁面近傍の温度場の乱れが支配的な影響を及ぼす可能性が示唆された。

本研究で開発した MEMS 熱流束センサは、エンジンで使用できる耐久性を備え、十分な応答性と低ノイズ化により瞬時熱流束の評価が可能である。さらに、隣接多点同時測定により熱伝達の原因となる流動情報を得られる可能性を示した。加えて、従来困難であった熱流束較正機能を有し、形状的要求も満足している。従って、今後推定された乱流特性の検証や壁面垂直流速推定への発展は必要であるものの、第1章の表 1-1 に示した要求を満足するエンジン壁面の乱流熱伝達を評価可能な熱流束センサを開発できたと判断した。

本研究では薄膜抵抗体式の MEMS センサをエンジンへ適用することで、これまでになく高い S/N 比と分解能で壁面熱流束を測定することに成功し、従来は平均化処理によって見落とされていた熱伝達現象の実像を明らかにした。加えて、隣接点で同時測定された熱流束変動から乱流特性を推定する手法を提案した。推定された乱流特性の検証は必要であるものの、光学的アクセスの難しいエンジンにおいてセンサを 1 本挿入するだけで流動情報の取得が可能となれば、熱伝達と流動を結び付けた解析をより簡便に実施できるようになり、熱伝達メカニズムの解明へ向けて重要な成果であると考えている。また、本手法によって運転中の実機エンジンの筒内状態をモニタすることができれば、エンジンの診断・制御技術への貢献も期待される。

最後に、本研究の今後の展望を述べる。本研究の今後は開発したセンサをより良いものへ進化させていくという計測技術に関する研究と、燃焼室壁面の熱伝達特性の評価や冷却損失予測技術の開発という現象解明に関する研究の2つに大別できると考えている。

センサ改良の面では、壁面垂直流速情報を得ることを目的とした隣接4点センサの開発を行いたい。これまでの研究では壁面平行流は熱伝達に支配的な影響を与えないという結果が得られ、温度境界層を直接的に伸縮させる壁面垂直流速の重要性が示唆された。直径6 mmの基板上に4つの測温抵抗体を形成することはこれまでの実績から判断して加工不可能な難易度ではなく、4点同時測定は可能と見込まれる。壁面垂直流速を推定する上では連続の式中での密度の取り扱いや検査体積の設定方法が重要になると予想される。これらの検証のためにはチャンネル流や噴流等流れを可視化できる系での測定試験や数値シミュレーションとの比較を行う必要がある。さらに、本手法で推定される流動情報の検証も重要な課題である。特に乱れ渦スケールはPIV結果と異なる傾向を示し、物理的意味も明確でない。この検証についても流れの観察が比較的容易な系でのPIVとの同時測定や、DNSとの比較が有効であろう。

現象解明の面では、まずは空気過剰率やIMEPといった運転条件による熱伝達特性の変化を調べたい。条件の違いによる平均値や瞬時値、ばらつきの特性等の評価に加え、1次元非定常熱伝導解析を用いた瞬時ヌセルト数による整理を行いたい。エンジン壁面での熱輸送が熱伝導によってのみ生じる場合の熱流束を数値解析的に求め、実測値との比を取ることによって瞬時ヌセルト数とする。瞬時ヌセルト数は実際の熱伝達が熱伝導の何倍かを表し、内燃機関として高温ガスを取り扱う以上これが1を下回ることはない。すなわち、熱力学におけるエクセルギーと同様に「無駄な熱損失」を定量的に明らかにするための指標となり得る。

また、本センサが瞬時熱流束を評価できる点を活かし、可視化エンジンにおいて気相との同時測定を行いたい。近年では高繰り返しレーザが利用できるようになりつつあり、時系列PIVやLIFと熱流束測定を同時に実施できれば、どのような状態のときにどの程度熱輸送が生じるかが明らかとなり、熱伝達メカニズムの解明へ大きく貢献することが期待できる。

## 謝 辞

本研究は多くの方々のご支援の下に実施されました。ここに記し、感謝の意を表します。

本研究を行う機会を与えてくださり、多くのご指導をいただきました本学指導教員の中別府修教授に心より感謝いたします。研究の面白さや難しさ、奥深さを噛みしめながら、充実した研究生活を送らせていただきました。今後ともご指導のほどよろしくお願い致します。

お忙しい中本論文をご精読いただき、論文説明会や審査会で貴重なご意見、ご質問をいただきました本学の榊原潤教授と相澤哲哉准教授に深く感謝いたします。

本研究の一部は総合科学技術・イノベーション会議の SIP (戦略的イノベーション創造プログラム)「革新的燃焼技術」(管理法人: JST) によって実施されました。SIP でお世話になりました慶應義塾大学・飯田訓正特任教授や東京工業大学・小酒英範教授をはじめとする多くの先生方及び学生の皆様、実験をサポートしていただいた慶應義塾大学の小松浩幸専門員、山本英継研究員に心より感謝申し上げます。

海外での研究機会を与えてくださったフランス・IFP Energies nouvelles の Gilles Bruneaux 博士, Guillaume Pilla 博士, また 1 ヶ月という短い期間でしたが共に研究を行った Julien Moussou 氏に深謝いたします。

研究生活を送る上で苦楽を共にしたマイクロ熱工学研究室の仲間たちに心より感謝申し上げます。特に、同テーマに取り組んだ後輩の長坂圭輔氏, 中村優斗氏, 土屋智洋氏, 樋口雅晃氏には、本研究を遂行する上でセンサ製作や実験等で多大なるご協力をいただきました。本研究を博士論文としてまとめることができたのは、氏らのご協力のおかげです。また、博士後期課程進学という決断をする上で大きな影響を与えてくださった OB の九州工業大学・矢吹智英准教授, 同じく OB の小野田渚博士に深く感謝いたします。1 年という短い期間ではありましたが、先輩方と研究生活を共にできたことは私にとって非常に幸運でした。さらに、同期の溝部雅恭氏, 大聖多郎氏, 三澤喬氏からは日々研究への刺激をいただきました。修士課程では他大進学を選択した私ですが、離れたところにも切磋琢磨できる友がいることは大きな心の支えとなりました。加えて、公私にわたり親交を結び、研究のモチベーションを高め合った後輩の芳賀俊行氏, 細谷亮介氏, 川村歩史氏, 青木勇太氏に感謝いたします。今後の皆様の益々のご活躍をお祈りいたします。

2019 年 2 月 出島一仁