

多重噴流衝突圧縮原理の航空宇宙用エンジンおよび凝縮系核
反応への応用可能性に関する研究

Experimental and Computational Study on the
Applicability of Focusing Compression Principle Based
on Supermulti-Jets Colliding to Aerospace Engines and
Condensed Matter Nuclear Reaction

2023年12月

小林 知嵩
Tomotaka KOBAYASHI

多重噴流衝突圧縮原理の航空宇宙用エンジンおよび凝縮系核反応への
応用可能性に関する研究

Experimental and Computational Study on the
Applicability of Focusing Compression Principle Based
on Supermulti-Jets Colliding to Aerospace Engines and
Condensed Matter Nuclear Reaction

2023年12月

早稲田大学大学院 基幹理工学研究科
機械科学・航空宇宙専攻 熱流体科学・生命基礎研究

小林 知嵩
Tomotaka KOBAYASHI

目次

第1章	緒言	1
1.1.	研究背景	1
1.2.	本研究の目的	7
1.3.	本論文の構成	8
1.4.	本論文中の圧力単位	8
第2章	多重噴流衝突圧縮原理を利用した航空宇宙用エンジンの研究	9
2.1.	先行研究	9
2.2.	研究目的	11
2.2.1.	直噴インジェクターの導入	11
2.2.2.	数値解析プログラムを用いた燃焼数値解析	12
2.3.	実験装置	12
2.3.1.	作動気体系	13
2.3.2.	燃料系	19
2.3.3.	制御系	20
2.3.4.	計測系	20
2.3.5.	消火系	22
2.4.	燃焼実験手順	22
2.5.	燃焼実験結果	23
2.5.1.	燃料を噴射しない場合の実験結果（対照実験）	23
2.5.2.	1サイクルのみ燃料を噴射した実験の結果	24
2.5.3.	複数サイクル燃料を噴射した実験の結果	27
2.5.4.	予熱時間を短くした場合の実験結果（グロー無しでの燃焼実験）	33
2.6.	燃焼数値解析方法	36
2.6.1.	基礎方程式	37
2.6.2.	着火判定	42
2.6.3.	解析条件	42
2.7.	燃焼数値解析結果	43
2.8.	まとめ	45
第3章	多重噴流衝突圧縮原理のさらなる発展形の可能性検討	47
3.1.	先行研究	47
3.2.	凝縮系核反応の理論研究	48
3.2.1.	本研究で利用した理論モデル	48
3.2.2.	ウラン 235 の核分裂生成物の解析	57

3.2.3.	凝縮系核反応の解析.....	60
3.3.	金属粉末への水素吸蔵時に生じる発熱反応に関する実験的研究.....	62
3.3.1.	定容器型反応装置を用いた基礎実験.....	62
3.3.2.	パルス噴流を導入した場合の発熱への影響.....	78
3.3.3.	高圧水素を用いた実験.....	86
3.4.	まとめ.....	98
第4章	結言.....	100
4.1.	燃焼を用いたエンジンの研究.....	100
4.2.	凝縮系核反応を含む未知の発熱反応の利用可能性の検討.....	100
	謝辞.....	102
	引用文献.....	103

第1章 緒言

1.1. 研究背景

近年、地球温暖化や化石燃料枯渇等の問題を受け、内燃機関の熱効率を向上が求められている。熱損失を低減し、熱効率を向上させることで、同量の燃料からより多くのエネルギーを取り出すことができるため、エンジンの出力向上や燃費向上に繋がる。また、積載する燃料を減らせるため、航空機やロケットにおいては機体の総重量の低減から、軽量化による運動性向上や燃料消費率の低減も期待できる。

内燃機関の熱損失には様々なものがあるが、高温の排気ガスによる損失や、燃焼室壁面での冷却損失によるものが大きな割合を占める [1] [2] [3]。熱損失を低減し、熱効率を向上させる方法として代表的なものとして、圧縮比（圧力比）を高め、排気ガスの温度を下げる事が挙げられる。レシプロエンジンに用いられるオットーサイクルの熱効率の式を式(1)に、ジェットエンジンに用いられるブレイトンサイクルの熱効率の式を式(2)にそれぞれ示す [4]。熱効率 η_{th} は、オットーサイクルでは圧縮比 ε および比熱比 κ に依存し、ブレイトンサイクルでは圧力比 ρ および比熱比 κ に依存する [4]。空気中では比熱比 $\kappa \cong 1.4$ であるため、圧縮比（圧力比）を高めることは熱効率の向上に直結する。

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

$$\eta_{th} = 1 - \left(\frac{1}{\rho}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (2)$$

しかし、従来型のエンジンでは、振動や騒音の問題から、圧縮比の大幅な向上は難しくなっている [2] [3]。また、再生冷却を利用した大型ロケットエンジンは真空に近い高高度において 55%を超える熱効率を実現している [1] [3] [5]が、地上付近では熱効率が悪化する上、燃焼室壁面は高温・高圧にさらされるため、耐熱性や信頼性の面で問題を抱えている [6]。近年登場した HCCI エンジン [7]や市販されている自動車用ディーゼルエンジン [3]についても、ノッキング限界による圧縮比の制約や燃焼室壁面からの熱損失の影響によって、熱効率は 50%以下にとどまっている。ジェットエンジンやロータリーデトネーションエンジン [1] [3] [8]は、数十年以上にわたって改良されてきたが、高温の燃焼ガスが燃焼室壁面に接触するため、冷却損失の影響を無視できない。

そこで、当研究室では、振動や騒音の問題を解決し、信頼性を保ったまま熱効率を大幅に向上させる可能性がある新圧縮燃焼原理（図 1）を提唱してきた [9] [10] [11] [12] [13] [14] [15]。

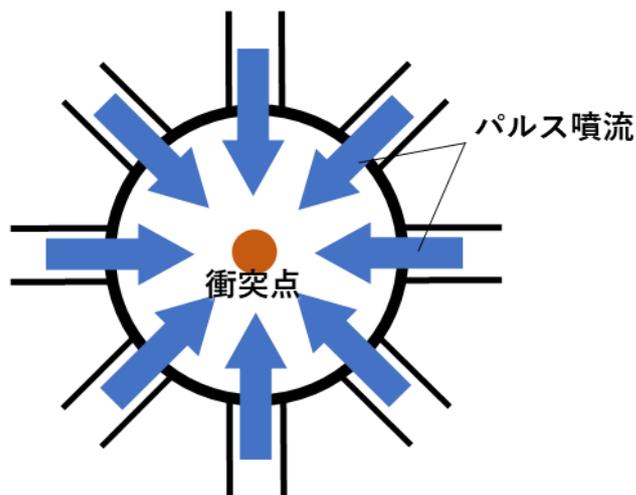


図1 多重衝突パルス噴流圧縮原理

この多重衝突パルス噴流圧縮原理は、パルス状の高速噴流群を燃焼室中央部で衝突させることで、高温・高圧の領域を生成するものであり、本原理を利用して燃料を自己着火燃焼させることで、先述した問題を解決できる可能性がある。

まず、着火領域が高圧縮状態となるため、高い圧縮比による高熱効率化が見こめる。本原理による燃焼では、燃焼室中心部付近の領域において、ごく短時間で自己着火（デトネーション）が起きるため、おおまかに定容燃焼と近似でき、タービンエンジンやロケットエンジンのように排気を大気開放とした場合は、アトキンソンサイクルと近似できる [6] [16]。アトキンソンサイクルの熱効率は式(3)に示す通り、圧縮比 ε および膨張比 ε' に依存するため、圧縮比だけでなく、圧力比・膨張比の効果による熱効率向上効果も期待できる。本原理を用いたエンジンは、3気圧以上の過給を加えることで、60%を超える図示熱効率を得られることが理論的に示されており [17]、過給圧を上げることでさらなる熱効率の向上も可能と考えられる [6]。

$$\eta_{th} = 1 - \kappa \frac{\varepsilon' - \varepsilon}{\varepsilon'^{\kappa} - \varepsilon^{\kappa}} \quad (3)$$

また、噴流群が燃焼ガスを包み込むことで、燃焼室壁面への大幅な断熱が可能となり、熱効率の向上が見込める [18]。

加えて、燃焼室中心付近での自己着火によって発生した圧力波は、燃焼室壁面に到達するまでに膨張することで弱まるため、燃焼室壁面での圧力レベルは従来のエンジンと同程度に抑えられる [6]。そのため、燃焼時の振動および騒音を従来レベルに保ったまま、全体の圧縮比を高められる可能性がある [9] [10] [11] [12]。例えば、航空機用のジェットエンジンの場合は、圧縮の一部を燃焼室内で行えるため、圧縮機の段数を減らせる可能性が

あり、高圧縮比化による燃焼ガスの温度低下により、タービンの耐熱に余裕が生まれることと合わせて、エンジン全体の軽量化につながる可能性がある。また、レシプロエンジンでは、燃焼室壁面でのノッキングの発生を抑えられるため、機械圧縮による圧縮比をより高くとれる可能性がある。レシプロ型試作エンジンの燃焼実験では、本原理による圧縮に、ピストンによる機械圧縮を加え、スパークアシスト自己着火技術を併用することで実用化レベルの安定燃焼を実現しており（図 2）、燃焼時の圧力変動度がノッキング限界を下回っている（図 3）ことから、ノッキングの抑制効果も確認できている [6]。

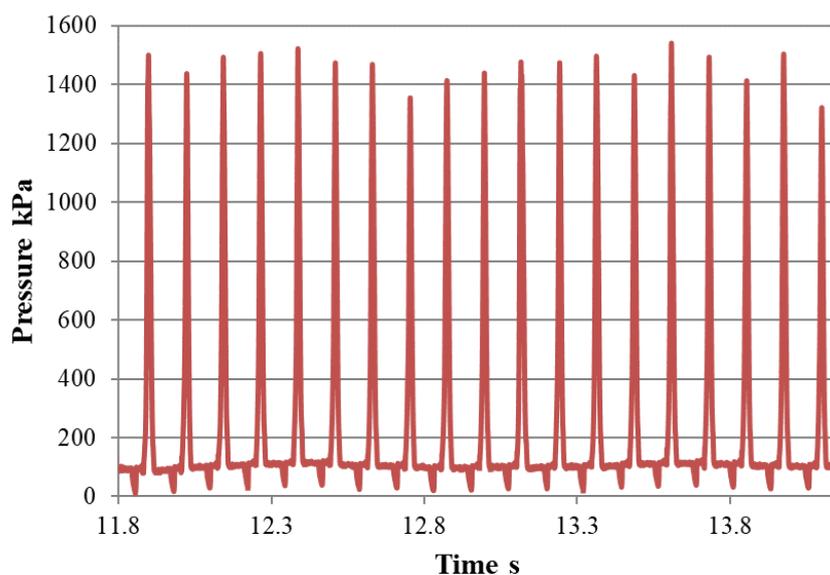


図 2 レシプロ型試作エンジンの燃焼実験結果（圧力グラフ） [6]

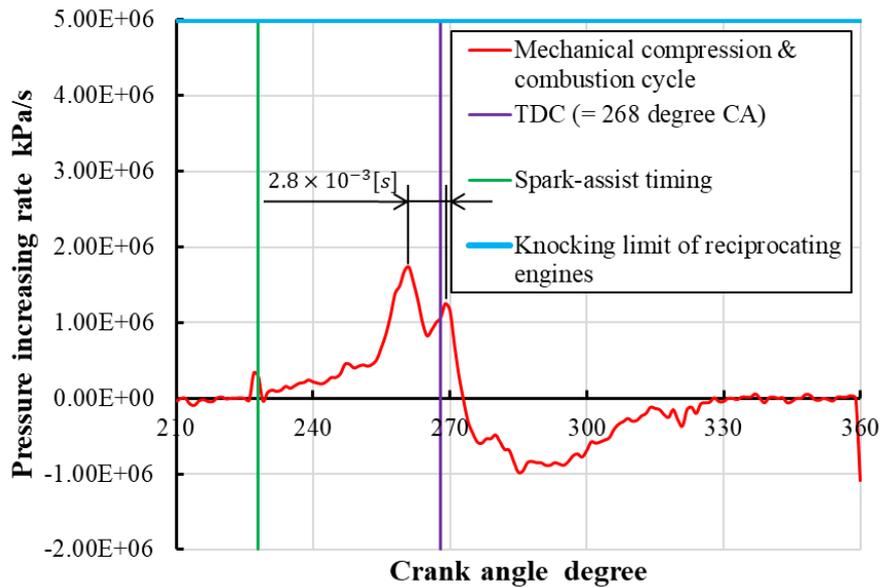


図3 レシプロ型試作エンジンの燃焼実験結果（圧力変動度グラフ） [6]

他にも、衝撃波を伴った高速噴流により、燃料液滴の微粒化および混合気形成が促進されることで、安定した燃焼と煤などのエミッションの低減が期待できる [6]。また、中央部を高圧縮とした自己着火であることを利用して、従来エンジンと比べて大幅に希薄な条件での燃焼を実現できれば、水素エンジンで得られている NOx レベルの低減と高い熱効率 [19] も期待できる [16] [20]。過去に実施されたシミュレーション（図4 は解析形状、表1 は解析条件）では、燃料噴射のみのケースでは気化していない燃料液滴（Droplet）が燃焼室内に留まり（図5）、燃料気化率が20%以下にとどまっていた（図7）のに対し、パルス噴流を導入したケースでは、気化していない燃料液滴は噴流群通過後に消滅し（図6）、燃料気化率がほぼ100%となっていた（図7）ことから、パルス噴流による燃料液滴の気化促進効果を確認できた [18] [20]。また、レシプロ型試作エンジンを用いた燃焼実験でも、パルス噴流群による燃料液滴の微粒化効果を示す結果が得られている [21]。

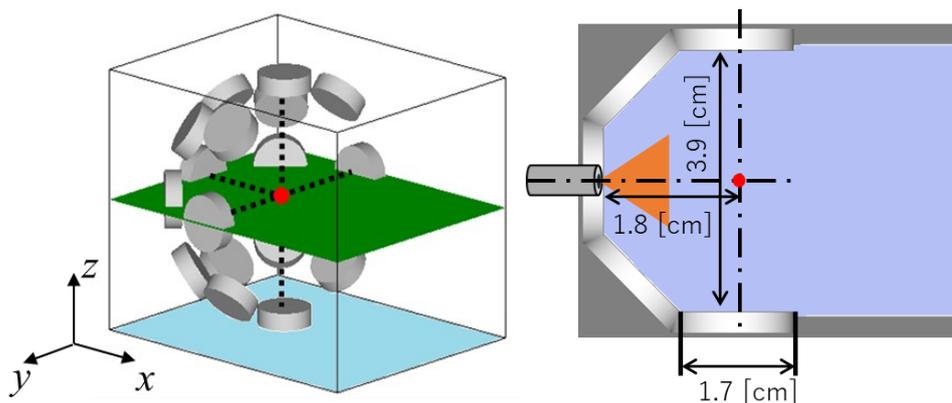


図4 噴霧シミュレーションにおけるノズル配置（左）および解析形状（右） [20]

表1 噴霧シミュレーションの解析条件 [20]

Bore [cm]	3.9
Length of chamber [cm]	5.3
Capacity of chamber [cm ³]	6.1
Diameter of inlet ports for air [cm]	1.7
Number of inlet ports for air	16
Number of fuel injectors	1
Fuel	Gasoline
Starting time of injection [μ s]	0
Starting time of air intake [μ s]	100

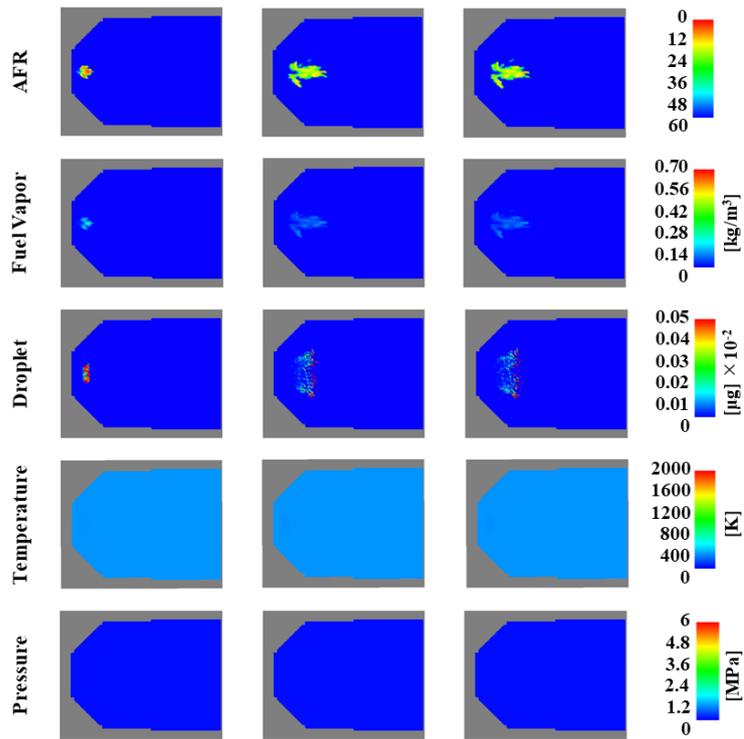


図 5 燃料噴霧のみでの解析結果 [18] [20]

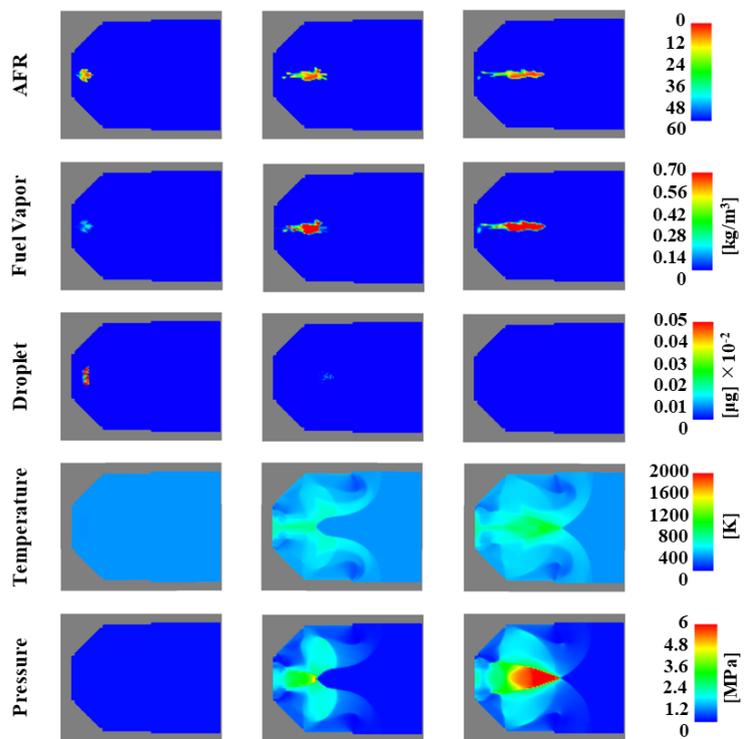


図 6 パルス噴流を導入したケースの解析結果 [18] [20]

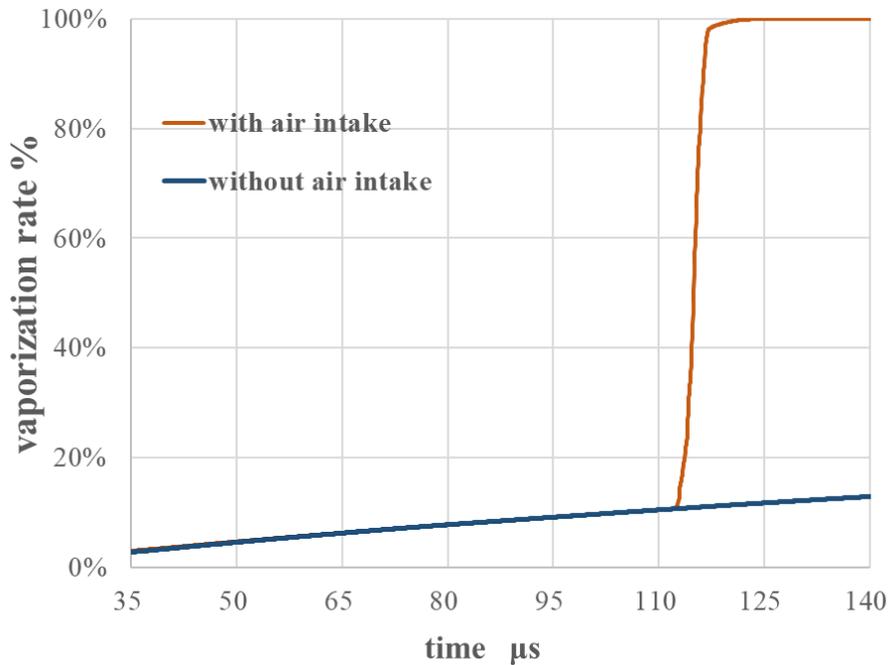


図7 パルス噴流による燃料気化の解析結果（燃料気化率） [18] [20]

多重衝突パルス噴流圧縮原理は、噴流群の衝突により高温・高圧領域を作り出すものであるため、内燃機関以外への応用も考えられる。本研究では、多重衝突パルス噴流圧縮原理の応用可能性として、パラジウムやニッケル系の合金に大量の水素を吸蔵させた際に起きる発熱反応に着目した。

パラジウムやニッケル、またはそれらを含む合金のナノ粒子を水素ガスにさらすことで、化学反応では説明ができない異常な発熱が生じることが報告されている [22] [23] [24]。また、パラジウムやニッケルを電極に使い、重水を電気分解した場合に、投入した以上のエネルギーが放出されるという報告もある [25] [26]。これらの発熱は凝縮系核反応によるものと考えられており、金属に大量の水素を吸収させることがトリガーとなっていると考えられている。ただし、高圧条件においてパルス噴流で反応させた研究例はない。

そのため、水素ガスのパルス噴流群を衝突させ、多重衝突パルス噴流圧縮原理によって生じる高温・高圧の水素ガスをパラジウムやニッケル等のナノ粉末に吸収させることで凝縮系核反応を促進し、より大きな発熱を得られる可能性がある。また、多重衝突パルス噴流圧縮原理を利用し、水素を燃料として用いるエンジンであれば、凝縮系核反応を導入し、燃焼反応と併用できる可能性もある [27]。

1.2. 本研究の目的

本研究の目的は、多重衝突パルス噴流圧縮原理を利用して燃料を自己着火燃焼させるこ

とで、高出力および高熱効率化を目指した航空宇宙用エンジンの実現に向け、多重衝突パルス噴流圧縮原理による安定した燃焼を達成することと、さらなる高出力・高効率化を実現する発展型に向けた試みとして、多重衝突パルス噴流圧縮原理の凝縮系核反応への利用可能性を探ることである。

1.3. 本論文の構成

本論文は、本章を含めた全5章で構成される。

第1章(本章)では、まず本研究の研究背景と、本研究の根幹となる多重噴流衝突圧縮原理、およびその効果について述べ、本研究の目的を示す。

第2章では、多重噴流衝突圧縮原理を利用した航空宇宙用エンジンの研究について記す。まず、多重噴流衝突圧縮原理の先行研究を示し、本研究において行った試みを述べた後、航空宇宙用試作エンジンを用いた燃焼実験と、試作エンジン形状での燃焼数値解析の結果から、本原理による燃料への自己着火の確認と、高圧縮化および本原理による燃焼室壁面での断熱効果による高効率化について論ずる。

第3章では、多重噴流衝突圧縮原理の凝縮系核反応への利用研究について記す。まず、連続体近似モデルをベースにした準安定理論を用いて凝縮系核反応の理論解析を行い、反応の可能性について検討する。次に、金属ナノ粉末に水素ガスを吸収させる基礎実験を実施し、発熱が生じることを確認する。既知の発熱機構では説明がつかない発熱があるかを確認するとともに、多重噴流衝突圧縮原理によって発熱を促進できる可能性を検証する。

第4章では、本研究で得られた知見を総括し、結言として記す。

1.4. 本論文中の圧力単位

本論文において、特に記載のない圧力表記(MPa, kPa等)は絶対圧を示す。ゲージ圧を表記する場合は、圧力単位の後にGを付記する(例:MPaG, kPaG)。

第2章 多重噴流衝突圧縮原理を利用した航空宇宙用エンジンの研究

2.1. 先行研究

当研究室では、この多重衝突パルス噴流圧縮原理について、これまでに実験と数値解析の両面から研究を進めてきた。衝撃波を集中させることで圧力および温度を上昇させられることは古くから知られており [28] [29]、閉鎖系における爆縮のための研究は行われてきたが、開放系において、高速の気体噴流群を衝突させることで高圧縮を目指した研究は、当研究室のもの以外は見られず、内藤によって特許化されている [3] [9] [10]。本原理を用いたエンジンは、騒音を抑制したまま高圧縮比化（高圧力比化）が見込める。レシプロエンジンやパルスデトネーションエンジンといった、間欠燃焼方式の従来エンジンでは、燃焼室壁面近くで燃焼が起きるため、燃焼騒音を抑えつつ圧縮比（圧力比）を大きくすることは難しい。また、ターボファンエンジンやラムジェットエンジン等、連続燃焼方式の従来エンジンにおいても、振動騒音、耐熱性（信頼性）、重量等の観点から、圧力比には上限があった。本原理による燃焼では、着火領域の高圧縮化と、噴流群が燃焼ガスを包み込むことによる燃焼室壁面への大幅な断熱化によって熱効率の向上が見込める [18]。加えて、燃焼室中心付近での自己着火によって発生した圧力波が、燃焼室壁面に到達するまでに膨張することで弱まることと、燃料の自己着火によって生じた圧力波が燃焼室壁面に徐々に接することで、従来エンジンと比較して振動および騒音の低減が可能となる [6] [16]。

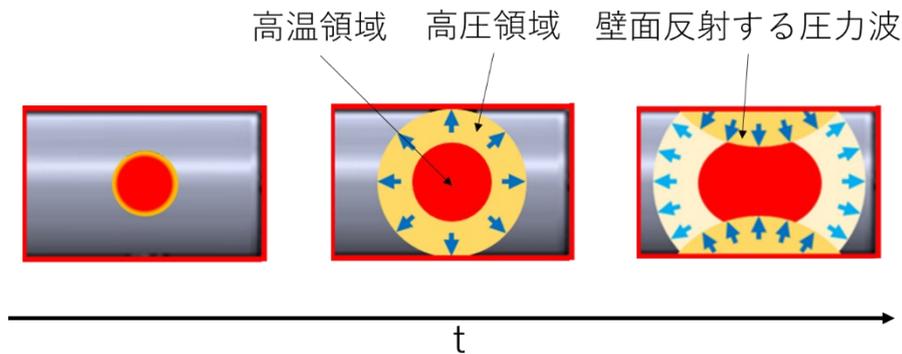


図8 燃焼による圧力波の壁面反射イメージ [6]

過去の研究では、14本のパルス噴流群を衝突させる航空宇宙用試作エンジンを用いて、パルス噴流群による圧縮および燃焼が可能であることを確認した [6] [15] [16]。試作エンジンを用いた燃焼実験では、燃焼室壁面の圧力上昇中に温度がほぼ上昇しなかったことから、燃焼室壁面でのほぼ完全な断熱効果を確認し、直径18mmと小型の燃焼室ながら100Nを超える推力の発生を確認した [6] [13] [14] [15] [16]。しかし、複数サイクルにわ

たつての安定な燃焼は達成できていない。一方で、数値解析の結果から、噴流群を導入する吸気管の径を広げ、本数を増やした上で球面状に配置することで、噴流群の衝突点での圧縮度（噴流群衝突位置の圧力・温度）を高め、燃焼の安定性を向上させられるとの試算を得た [15] [16]。高压室圧力 310 kPa、低压室圧力 40 kPa での衝撃波管実験を模擬した解析（計算領域は図 9 に示す）では、過去の試作エンジンと同等の、 $\phi 18$ mm の燃焼室に、 $\phi 6.5$ mm の 14 本の吸気管を同一平面上に配置した形状で行った場合（図 10）、燃焼室中心部の最高温度は 749 K、最高圧力は 963 kPa であった [16] のに対し、 $\phi 18$ mm の燃焼室に、 $\phi 8.6$ mm の 24 本の吸気管を球面状に配置した形状で行った場合（図 11）、燃焼室中心部の最高温度は 1220 K、最高圧力は 4.76 MPa となった [30]。24 本の吸気管を球面上に配置することで、噴流群の衝突点での温度は約 1.6 倍、圧力は約 4.9 倍と、圧縮度が高まる試算が得られている。

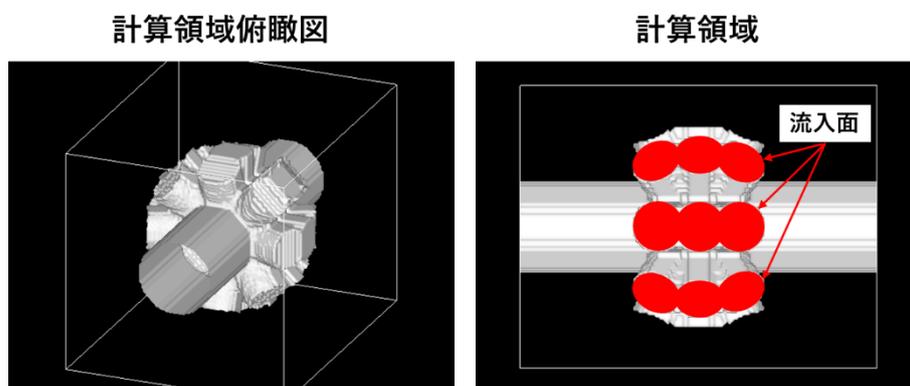


図 9 衝撃波管実験を模擬した解析での計算領域

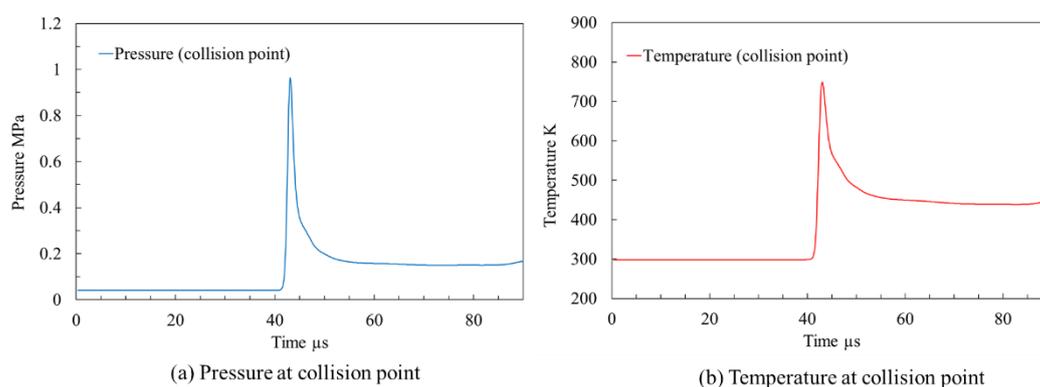


図 10 吸気管 14 本を同一平面上に配置した形状での解析結果 [16]

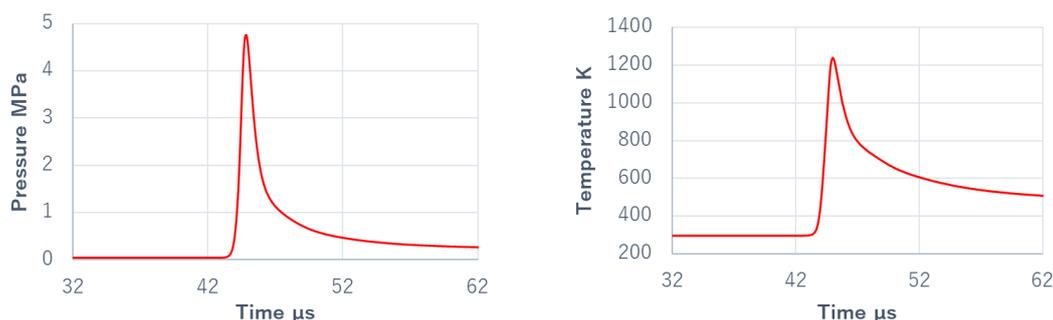


図 11 吸気管 24 本を球面状に配置した形状での解析結果 [30]

2.2. 研究目的

本研究の目的は、多重衝突パルス噴流圧縮原理による、複数サイクルにわたっての安定な燃焼を実現することである。そのため、本研究では、24本の吸気管を球面状に配置し、直噴インジェクターを導入した新型試作エンジン（以降、単に試作エンジンと呼称する）を制作し、複数サイクル燃焼実験を実施した。併せて、当研究室で保有する、3次元非定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式をベースとした数値解析プログラムを用いて、試作エンジン形状での燃焼数値解析も実施し、試作エンジン内での燃焼形態について検討を行った。

2.2.1. 直噴インジェクターの導入

旧型試作エンジンでは燃料の供給方式に、各吸気管内に燃料を噴射する予混合方式を採用していたが、本研究では、燃料の噴射方式に直噴方式を採用し、パルス噴流群の衝突時に高温となる領域に、噴流群の到達前に燃料を直接供給することで燃焼安定化を目指した。

本研究で用いる試作エンジンは、高速のパルス噴流群を燃焼室中心部で同時衝突させ、圧縮による高温・高圧を利用して燃料を自己着火させる点火機構を持つため、噴流群の衝突時に燃料が燃焼室中心部に存在する必要がある。しかし、予混合方式を想定した試作エンジン形状での数値解析（計算領域は図 9 と同様）では、高温・高圧となる燃焼室中心部に燃料蒸気が存在せず（図 12）、予混合方式ではパルス噴流群の衝突で生成される高温領域に燃料を供給できていないことが分かった。対して、直噴方式での燃料噴霧シミュレーション（図 6）では、高温・高圧となる衝突点付近の燃料密度が高くなっていることから、直噴方式を採用することで、高温領域への安定した燃料の供給が可能となり、試作エンジンの着火安定性を改善できると考えた。

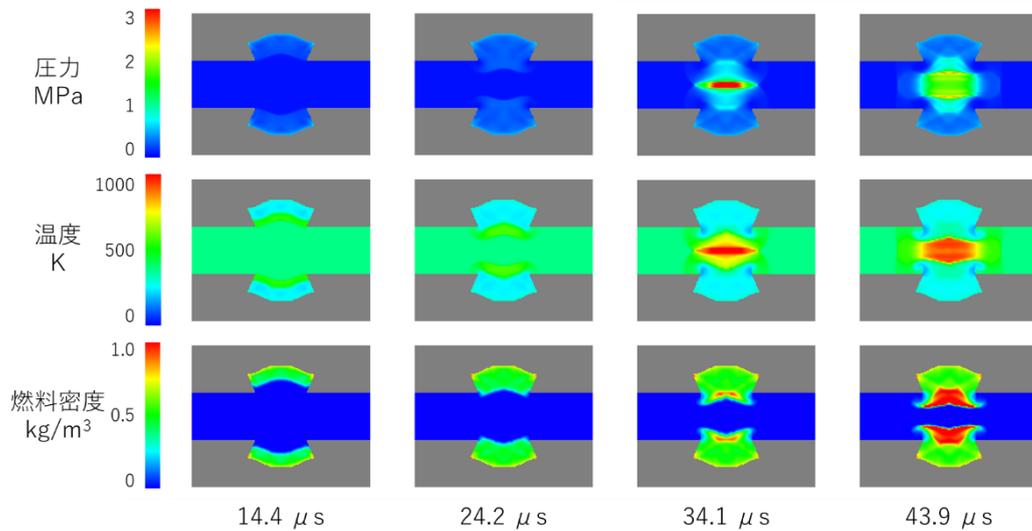


図 12 予混合方式を想定した解析結果

2.2.2. 数値解析プログラムを用いた燃焼数値解析

多重噴流衝突圧縮原理による燃料の自己着火は燃焼室中心部付近で起きるため、燃焼形態や燃焼時の温度・圧力の変化を測定することが難しい。

そのため、本研究では、試作エンジンの燃焼形態を把握し、中心部の高圧縮化や燃焼室壁面での断熱効果等、狙った効果が得られているかを検討するために、当研究室で保有する高精度数値解析プログラムを用いて、試作エンジン形状の燃焼数値解析を行った。

2.3. 実験装置

実験装置全体の構成図を図 13 に示す。実験装置を作動気体系、燃料系、制御系、計測系、消火系に分類し、詳細は各系について個別に説明する。

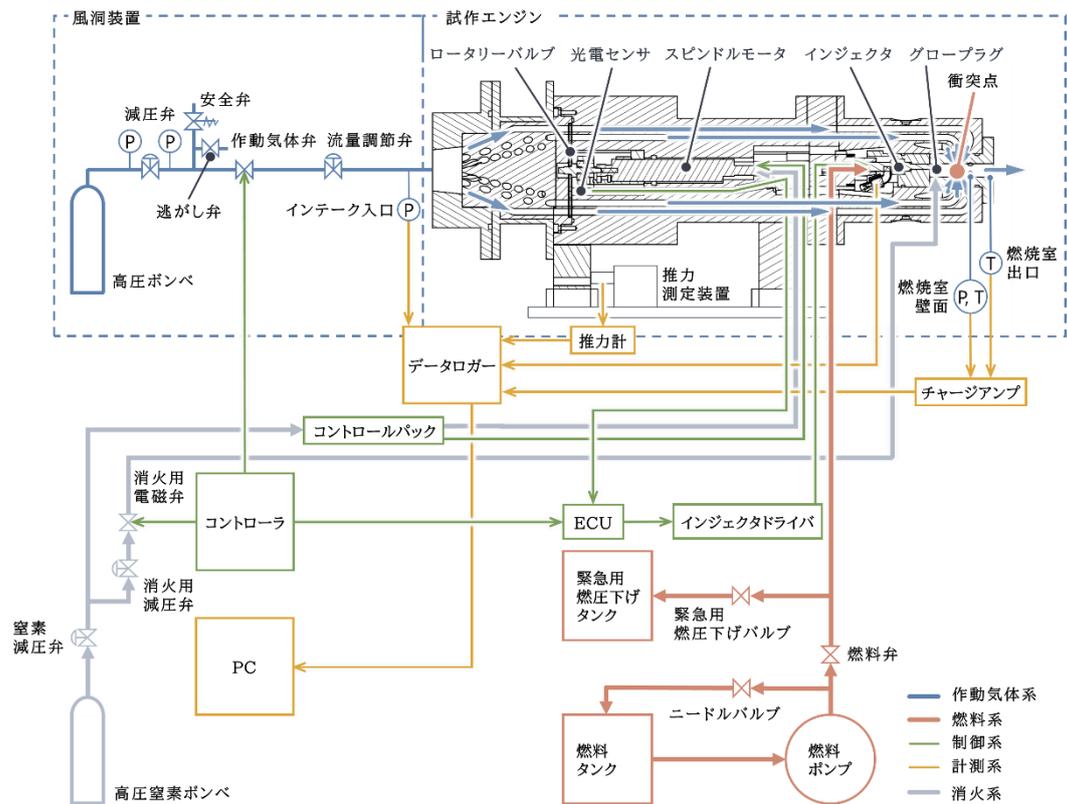


図 13 実験装置全体の構成図

2.3.1. 作動気体系

作動気体系は図 13 中の青色で示す部分である。以下に作動気体系各部の説明を記す。

2.3.1.1. 風洞装置

高圧ポンペ 3 本から供給された作動気体は、風洞装置によって圧力および流量を調整され、試作エンジンへ供給される。図 14 に風洞装置の外観を示す。風洞装置は減圧弁、逃がし弁および安全弁、作動気体弁、流量調節弁から構成される。本研究では、作動気体に酸素ガスを用いている。



図 14 風洞装置外観

2.3.1.2. 減圧弁

作動気体の圧力を調整するため、ヤマト産業製の R-150 を使用した。減圧弁の仕様を表 2 に示す。

表 2 R-150 の仕様

メーカー	ヤマト産業株式会社
型式	R-150
使用ガス	O ₂ ,N ₂ ,Ar,Air
一次側圧力(MPaG)	2~20
二次側圧力(MPaG)	0.2~0.99
材質	C3771B
質量	15kg
標準流量(m ³ /h)	720 (P ₂ =0.99MPa)
最大流量(m ³ /h)	900 (P ₂ =0.99MPa)

2.3.1.3. 逃がし弁および安全弁

作動気体の圧を手動で逃がすための逃がし弁と、異常な高圧が風洞装置にかかった際に作動気体が高圧ポンベへ逆流することを防ぐために安全弁を設置している。安全弁の作動圧力は 5.1 MPa である。逃がし弁、安全弁ともに動作時は大気開放となる。

2.3.1.4. 作動気体弁

燃焼実験時に試作エンジンへ作動気体を供給するための作動気体弁には、ケイヒン製の電磁弁 VKD-25WG を使用した。作動気体弁の仕様を表 3 に示す。開弁にかかる時間は圧力によって異なり、上流圧力が大気圧の場合は 30 ms である。

表 3 VKD-25WG の仕様

メーカー	株式会社ケイヒン
型式	VKD-25WG
流体	水・空気
温度	MAX 60°C
使用圧力	MAX 1MPaG
口径	Rc1
電源	AC100V50/60Hz,AC110V60Hz
動作	通電時開
オリフィス Φ [mm]	28
Cv 値	11.5
重量 [kg]	1.5

2.3.1.5. 流量調節弁

作動気体の流量を調整する流量調節弁には、キット製のグローブバルブを使用した。流量調節弁の仕様を表 4 に示す。実験時には最大流量で使用し、実験後に燃焼ガスをエンジンから排出する際には 0.5 回転だけ開いた状態で使用した。

表 4 グローブバルブの仕様

メーカー	株式会社キット
製品記号	UJ
呼び径	32
接続	Rc1 1/4

2.3.1.6. 試作エンジン

試作エンジンの構成図を図 15 に、吸気管の配置図を図 16 に示す。

風洞装置から供給された作動気体は、インテークで 24 本の噴流に分けられる。各噴流の吸気管は内側から 8 本ずつ 3 段の構成となっており、各段の間に 24° の角度をつけて配置されている。吸気管径は試作エンジン全体を通して吸気管径は $\phi 8.6$ mm となっている。燃焼室径は $\phi 18$ mm である。試作エンジンは 6 MPa の内圧に対して安全率 2.5 を確保できる設計となっており、実験では上流圧力 1 MPa を超える条件においてもエンジン内部の破損等は見られず、十分な強度があることを確認している。 [31]

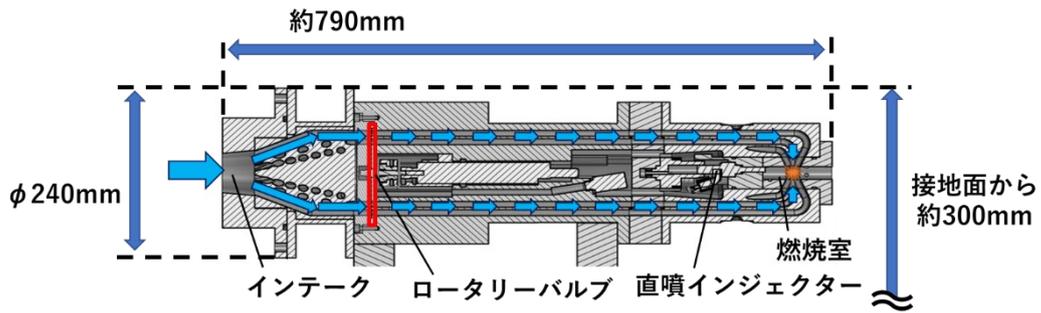


図 15 試作エンジン本体の構成図 [18]

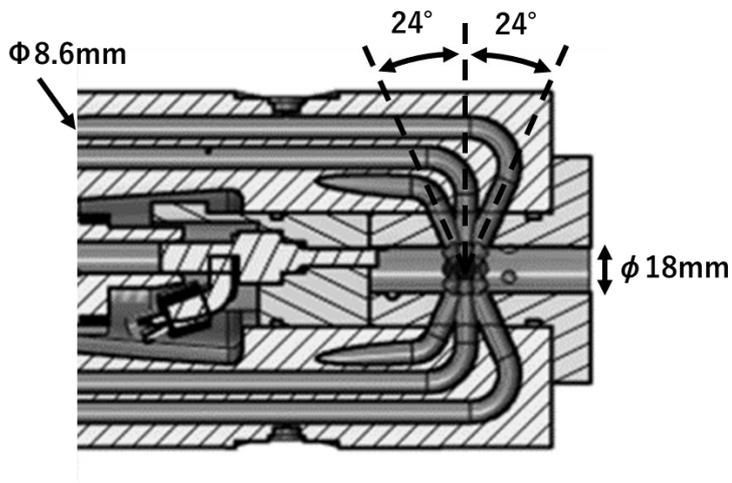


図 16 吸気管の配置図

吸気管の途中にはロータリーバルブが設置されている。吸気管と同様に、内側から 8 個ずつ 3 段の穴が開けられており、ロータリーバルブが回転することで開閉を切り替え、パルス噴流を生成する。ロータリーバルブの形状を図 17 に、ロータリーバルブの開閉状態図を図 18 に示す。ロータリーバルブは直径 125 mm の円盤に 1 周 8 個×3 段の長穴が等間隔に開けられた形状をしている。ロータリーバルブ 1 回転につき 8 回のパルス噴流が生成されるため、1 分当たりのサイクル数はロータリーバルブの回転数の 8 倍となる。本研究では、ロータリーバルブの回転数は 1000 rpm に設定されている。

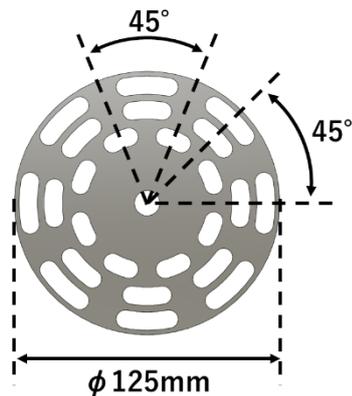


図 17 ロータリーバルブの形状

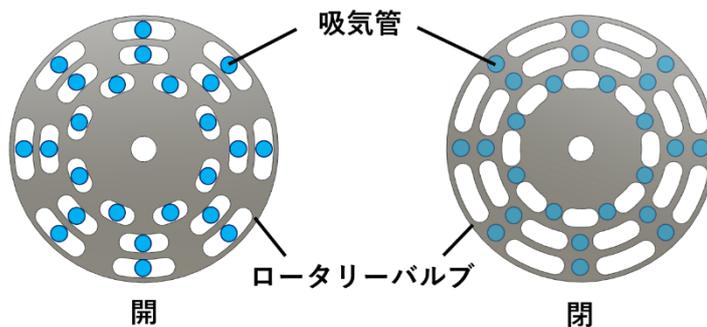


図 18 ロータリーバルブの開閉状態 [18]

ロータリーバルブによって生成された 24 本のパルス噴流群は、燃焼室中心部で衝突し、圧縮によって燃料を自己着火させる。燃焼室まわりの構造を図 19 に示す。燃料のガソリンは直噴インジェクターから燃焼室内に直接噴射される。始動時の着火補助として、グロープラグによって燃焼室を予熱できている。グロープラグの突き出しは、インジェクターから噴射された燃料がグロープラグに直接当たらないように調整されている。燃焼圧力を測定するため、燃焼室壁面には 2 つの圧力センサーが対称に設置されている。また、温度センサーは燃焼室壁面だけでなく燃焼室出口部の壁面にも設置可能となっている。各部品の仕様は表 5～表 8 に示す。また、燃焼室中心に向けて流れを押し戻し、噴流群の衝突圧縮レベルを高める [16] 目的で、噴流群衝突点の下流に直径 10 mm の固体壁を設置している。固体壁を設置しない場合の燃焼室まわりの構造は図 20 に示す通りである。

安全対策として、緊急時の消火のため、窒素ガスを燃焼室内に流すことができるようになっている。

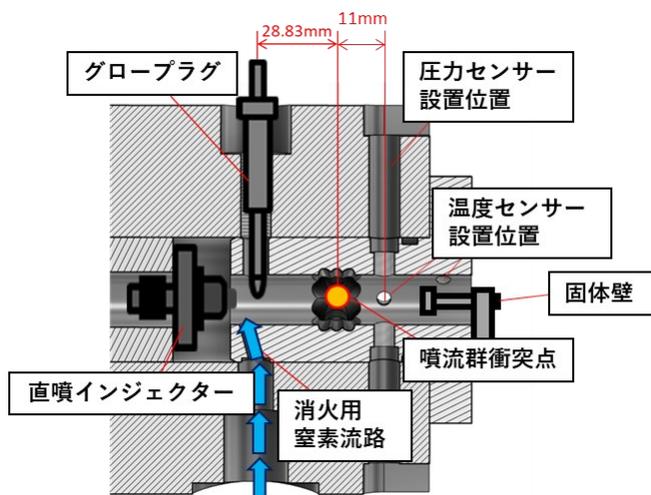


図 19 燃焼室まわりの構造 [18]

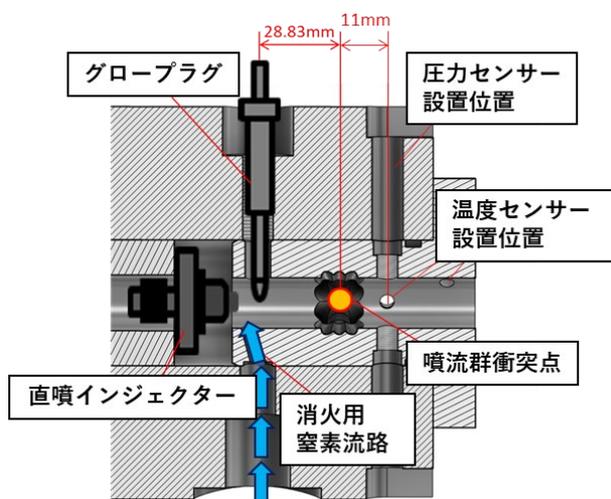


図 20 燃焼室まわりの構造（下流壁無しの場合）

表 5 直噴インジェクターの仕様

製造	日立 Astemo
型番	JSDB-C1 (1660-0A-A300)
混合気生成	スプレーガイド方式
燃圧	最低 4 MPaG 通常 15 MPaG

表 6 グロープラグの仕様

メーカー	日本特殊陶業株式会社
型番	CZ206 (1820A022)
バッテリー電圧	12 V

表 7 圧力センサーの仕様

メーカー	Kistler
型番	6045A
受圧部直径	7 mm
測定範囲	0~250 bar
感度	-45 pC/bar
固有振動数	>80 kHz

表 8 温度センサーの仕様

メーカー	株式会社アンベエスエムティ
型番	特殊 KFG-25-320-010 (M6SUS 首下部 60mm 六角ボルト強化仕様)
オプション	オメガコネクタ取付(C オス) ボルト首下部Φ4 2mm 掘削, 先端 0.5~1mm 出し
測定温度	-200~1350 °C
応答速度	60 μs

2.3.2. 燃料系

燃料系は図 13 中の赤色で示す部分である。燃料は燃料タンクから燃料ポンプを用いてインジェクターまで供給される。緊急時に燃圧を下げるため、燃料弁とインジェクターの間に専用の流路を設け、緊急用燃圧下げバルブから緊急用燃圧下げタンクへ燃料を逃がせるようにしている。

2.3.2.1. 燃料ポンプ

直噴インジェクターへの燃料の供給を行う燃料ポンプには、西圧製の HT-50A を使用した。燃料ポンプの仕様を表 9 に示す。

表 9 HT-50A の仕様

メーカー	株式会社西圧
型番	HT-50A(ガソリン仕様)
最大使用エア圧力	0.7 MPaG
最大エア消費量	1.2 L/min
最大吐出圧力	35 MPa
最大吐出量	9.7 cc/cyc
目安吐出量	1.8 L/min
吸入口径	Rc3/8
吐出口径	Rc3/8
概算重量	15 kg

2.3.3. 制御系

制御系は図 13 中の緑色で示す部分である。コントローラは作動気体弁，燃料弁，ECU，消火用電磁弁を制御し，コントロールパックはスピンドルモーターを介してロータリーバルブの回転を制御する。燃料噴射は ECU によって制御される。噴射はロータリーバルブの回転と同期して行われる。

2.3.4. 計測系

計測系は図 13 中の黄色で示す部分である。先述の温度センサーおよび圧力センサーによる燃焼室内の温度および圧力の他に，インテーク入口部の圧力，軸方向への推力を測定している。測定されたデータはグラフテック製のデータロガーを通して PC に収録される。インテーク入口圧力センサー，推力測定装置，データロガーの仕様を表 10～表 12 に示す。実験中，軸方向への推力は推力測定装置内のロードセル（ひずみゲージ）で電気信号に変換され，推力計でデータロガーで収録可能な信号に変換されている。

表 10 インテーク入口圧力センサーの仕様

メーカー	株式会社キーエンス
型番	GP-M010
定格圧力範囲	-0.1 ~ +1 MPaG
表示可能	-0.210 ~ +1.110 MPaG
耐圧	4 MPaG
破壊圧力	15 MPaG
表示分解能	0.001 MPa
適応流体	接液部材質を腐食しない気体および液体
精度	±1.0% of F.S.以下
接続口径	G3/4
応答性	3 ~ 5,000 ms
使用周囲温度	-20 ~ +80 °C
対応ケーブル	M12 コネクタ 4 ピン

表 11 推力測定装置の仕様

メーカー	株式会社イマダ
ロードセル型番	SW1-5000N
最大荷重	5000 N
ねじ径	M10
定格出力	±2 mV/V
非直線性	±0.25 %R.O
許容印加電圧	DC 10 V
許容過負荷	120 %
温度許容範囲	-30 ~ 50 °C
零点の温度影響	0.005 %/°C
出力の温度影響	0.005 %/°C
アンプ型番	FAP-SW1-5000N
レンジ	5000 N
精度	±0.5 %F.S. 以内
表示	5000 N
最小分解能	1 N

表 12 データロガーの仕様

メーカー	グラフテック株式会社
型番	GL980
アナログ CH 数	8CH 固定
最高サンプリング間隔	1 μ s
使用環境	0~40 °C、5~85 % RH (バッテリー使用時は 15~35 °C)
電源	・ AC アダプタ : AC100~240 V / 50~60 Hz ・ DC 入力 : DC8.5 ~ 24V
外形寸法 (約)	250(W)×161(H)×80(D) mm
質量 (約)	1.4 kg
耐震性	自動車部品第一種 A 種相当

2.3.5. 消火系

消火系は図 13 中の灰色で示す部分である。実験シーケンス終了後も燃焼が停止しない場合に備え、窒素ガスを用いた消火機構を設置している。作動時には、コントローラからの信号で消火用電磁弁が開き、消火用減圧弁で 0.3 MPa まで減圧した窒素ガスを燃焼室に流す。

2.4. 燃焼実験手順

燃焼実験の実験シーケンスの一例を図 21 に示す。燃焼実験では、グロープラグに通電を開始し、燃焼室の予熱を開始してから 15 秒後に作動気体弁を開き、燃焼室にパルス噴流群を導入する。燃料（レギュラーガソリン）は、作動気体弁の開弁から 160 ms 遅らせて燃焼室に直接噴射した。実験シーケンスは基本的には先行研究で実施された燃焼試験のもの [6] [15] [16] を踏襲しているが、燃料の噴射方式を直噴方式に変更したことに伴い、燃料噴射開始タイミングを変更している。燃料噴射タイミングは、別途点火確認を行った結果、最も安定して着火が確認されたタイミングとしている。また、本研究で使用する試作エンジンには、始動用のトーチシステムが搭載されていないため、トーチの着火プロセスが省略されている。

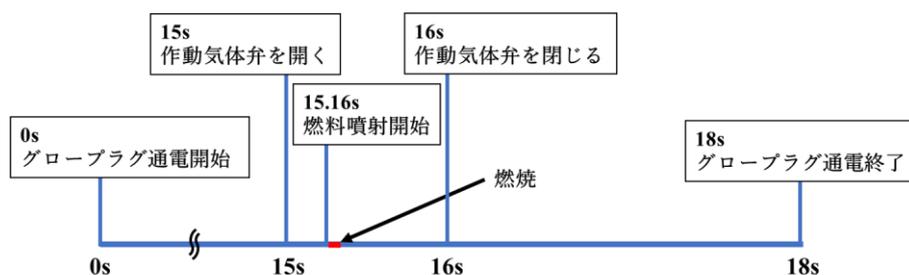


図 21 実験シーケンスの一例 [18]

2.5. 燃焼実験結果

2.5.1. 燃料を噴射しない場合の実験結果（対照実験）

対照実験として、燃料を噴射しない実験も実施した。図 22 に対照実験の実験シーケンスを示す。また、表 13 に実験条件を、図 23 に実験結果をそれぞれ示す。この実験では、酸素ガスの流入によるインテーク前圧力（Intake Pressure）、燃焼室壁面圧力（Wall Pressure）、および推力（Thrust）の上昇が確認できる。インテーク前圧力および推力のグラフから、概ね図中 0.8 秒あたりで定常状態となっていると考えられる。燃焼室壁面圧力はピエゾ式の圧力センサーによって測定されているため、定常状態ではドリフトによって見かけ上の測定値が下がっていると考えられる。

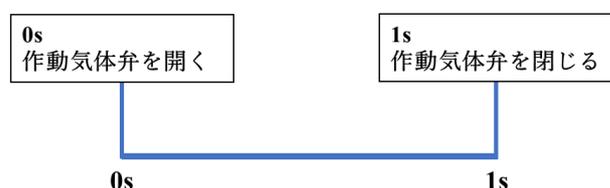


図 22 対照実験の実験シーケンス

表 13 実験条件（20220825-1）

入口マッハ数	約 0.5
インテーク前圧力	0.8 MPa
上流設定圧	0.95 MPa
作動流体	酸素ガス
ロータリーバルブ回転数	1000 rpm
1 分あたりサイクル数	8000 rpm
作動気体流量	0.21 Nm ³ /s

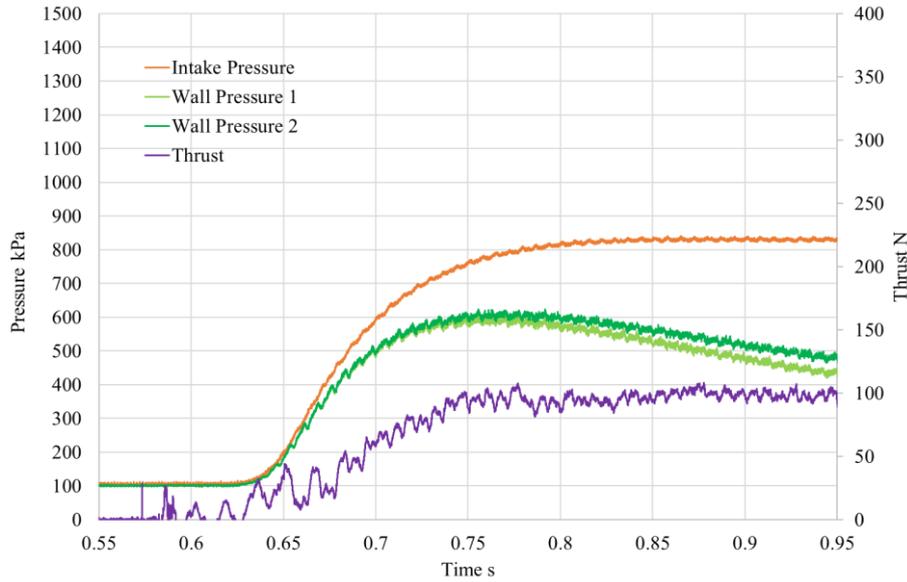


図 23 実験結果 (20220825-1)

2.5.2. 1 サイクルのみ燃料を噴射した実験の結果

本研究では、まず1回のみ燃料を噴射する実験を行った。実験条件を表14に示す。本研究では、上流設定圧およびロータリーバルブ回転数は先行研究 [6] [15] [16]と同じ条件を設定し、(旧型の) 試作エンジンを用いた過去の実験 [6]よりも当量比 Φ が小さい条件で実験を行っている。式(4)に当量比の算出方法を示す。式中の m は1サイクルあたりに供給された燃料または酸素の質量を、添字 st は理論混合比条件を表す。本研究では直噴インジェクターを使用しているため、式(4)から算出した当量比では希薄燃焼条件となっているが、局所的にはストイキ条件となっている可能性がある。燃料噴射ディレイは、別途点火確認を行った結果、最も安定して着火が確認された160msとした。

$$\Phi = \frac{m_{fuel}/m_{O_2}}{(m_{fuel}/m_{O_2})_{st}} = \frac{m_{fuel}/m_{O_2}}{0.294} \quad (4)$$

表 14 1 サイクル燃焼実験の条件

入口マッハ数	約 0.5
インテーク前圧力	0.7 MPa
上流設定圧	0.95 MPa
作動流体	酸素ガス
ロータリーバルブ回転数	1000 rpm
1 分あたりサイクル数	8000 rpm
燃料噴射ディレイ	160 ms
燃料噴射時間	0.5-6.0 ms
燃料噴射回数	1
燃料噴射量	0.018-0.075 g
作動気体流量	0.21 Nm ³ /s
当量比 Φ	0.027-0.111

各実験条件を表 15 に、実験結果を図 24～図 26 にそれぞれ示す。図中青色の線は燃焼室壁面温度を、橙色の線はインテーク入口圧力を、緑色の線は燃焼室壁面圧力を、紫色の線は推力の実測値をそれぞれ表す。

表 15 各実験条件 [18]

実験日	20220825-2	20220825-3	20220825-5
入口マッハ数	約 0.5	約 0.5	約 0.5
インテーク前圧力	0.7 MPa	0.7 MPa	0.7 MPa
上流設定圧	0.95 MPa	0.95 MPa	0.95 MPa
作動流体	酸素ガス	酸素ガス	酸素ガス
ロータリーバルブ回転数	1000 rpm	1000 rpm	1000 rpm
1 分あたりサイクル数	8000 rpm	8000 rpm	8000 rpm
燃料噴射ディレイ	160 ms	160 ms	160 ms
燃料噴射時間	1.5 ms	3.0 ms	6.0 ms
燃料噴射回数	1	1	1
燃料噴射量	0.018 g	0.037 g	0.075 g
作動気体流量	0.21 Nm ³ /s	0.21 Nm ³ /s	0.21 Nm ³ /s
当量比 Φ	0.027	0.055	0.111

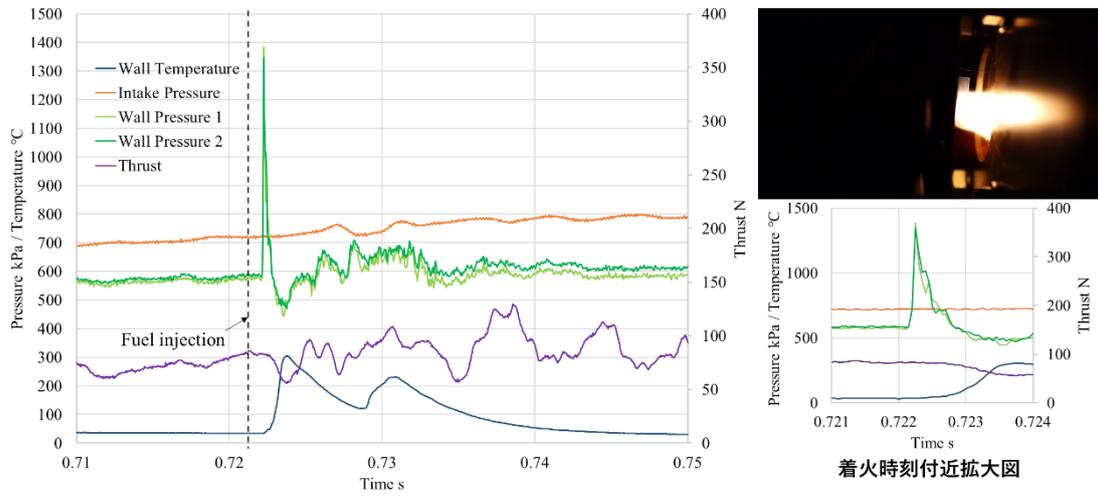


図 24 実験結果 (20220825-2) [18]

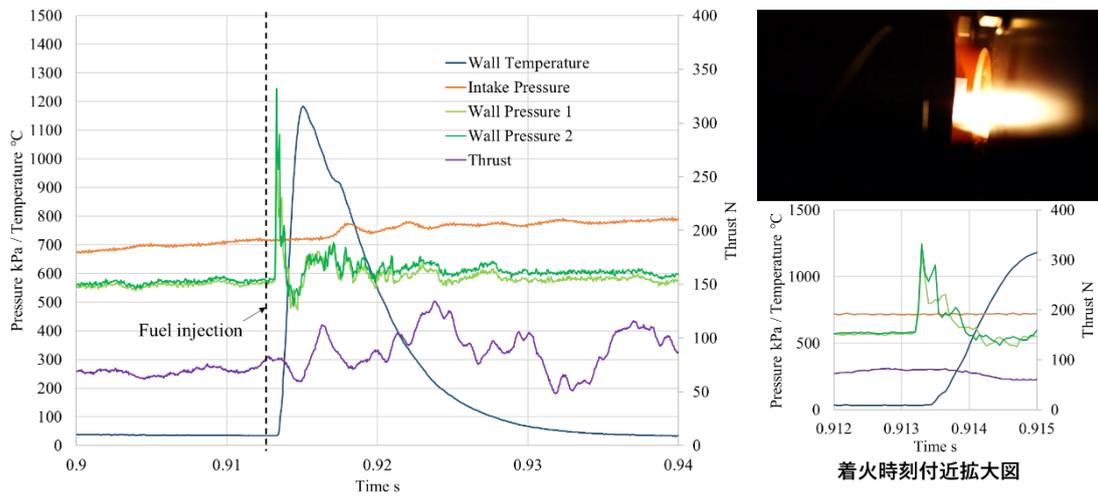


図 25 実験結果 (20220825-3) [18]

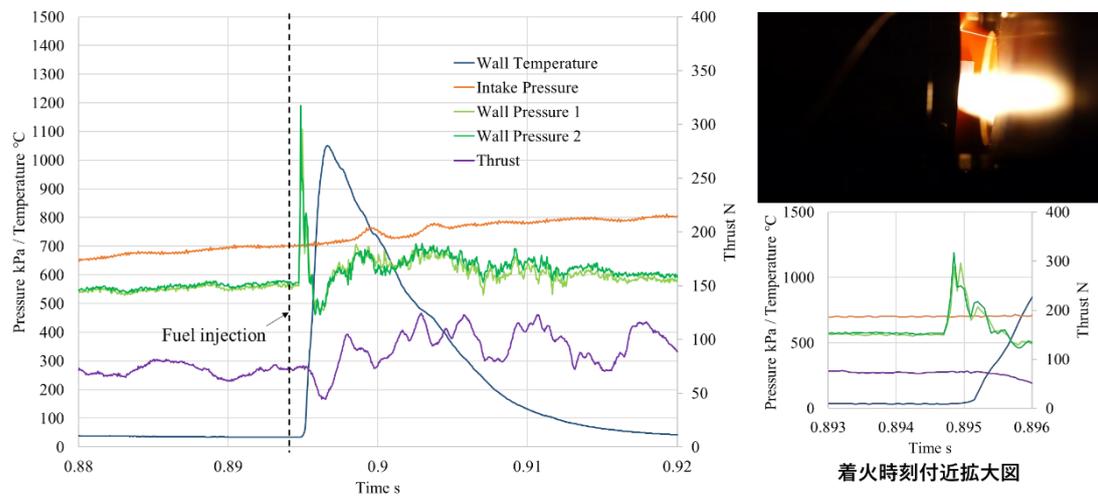


図 26 実験結果 (20220825-5) [18]

1 サイクルのみ燃料を噴射した実験では、燃料を噴射した直後に燃焼による発光および圧力上昇が確認できた。圧力のピークは約 1.36 MPa に達しており、これは（旧型の）試作エンジンを用いた燃焼実験で得られた値よりも高い [6] [18]。また、圧力の時間変化率 dp/dt がノッキングレベル [6] 以下であることも確認できている。

実験番号 20220825-2（図 24）において、燃焼室壁面に向かい合うような形で設置された 2 つの圧力センサーで測定された圧力ピークは 1.35 MPa および 1.38 MPa であり、差は 2.9 % であった。2 つの圧力センサーで測定した圧力ピークの差が 20 % 未満である場合、燃料の着火は燃焼室中心から 0.197 mm 以内の位置で生じている [32] ことから、燃焼室中心部での燃料の着火を確認できた [18]。加えて、燃焼室壁面の圧力上昇中に温度がほぼ上昇しなかったことから、燃焼室壁面での断熱効果も確認できている。

実験番号 20220825-3 および 20220825-5 においても、測定された圧力ピークの値と差はそれぞれ 1.24 MPa, 1.16 MPa, 7.1 %（図 25）, 1.19 MPa, 1.11 MPa, 7.5 %（図 26）であり、燃焼室中心での着火を確認している [18]。また、燃焼室壁面の圧力上昇中に温度がほぼ上昇していないことから、燃焼室壁面での断熱効果も確認できている。

3 ケース全てで燃焼室中心部での燃料の着火を確認出来ており、燃焼室壁面での断熱効果も確認できていることから、多重噴流衝突圧縮による燃料の自己着火には一定の再現性があると考えられる。

実験番号 20220825-2 において、燃焼室壁面温度は最大でも約 300 °C にとどまっていたのに対し、燃料噴射量を増加させたケース（実験番号 20220825-3 および 20220825-5）では、燃焼室壁面温度は最大で 1000 °C 以上となっていた。それに対し、実験番号 20220825-3 と 20220825-5 との比較では、燃料噴射量の少ない 20220825-3 の燃焼室壁面温度が高くなっていた。ケース数が少ないため断定はできないが、実験番号 20220825-5 では燃料が燃え残っている可能性がある。

2.5.3. 複数サイクル燃料を噴射した実験の結果

複数サイクル燃料を噴射した実験について、各実験条件を表 16 に、実験結果を図 27～図 29 にそれぞれ示す。図中橙色の線はインテーク入口圧力を、緑色の線は燃焼室壁面圧力を、紫色の線は推力の実測値をそれぞれ表す。なお、温度センサーの故障により、この実験群では燃焼室壁面温度の測定が行えていない。

表 16 各実験条件 [18]

実験日	20220914-2	20220914-3	20220914-4
入口マッハ数	約 0.5	約 0.5	約 0.5
インテーク前圧力	0.7 MPa	0.7 MPa	0.7 MPa
上流設定圧	0.95 MPa	0.95 MPa	0.95 MPa
作動流体	酸素ガス	酸素ガス	酸素ガス
ロータリーバルブ回転数	1000 rpm	1000 rpm	1000 rpm
1分あたりサイクル数	8000 rpm	8000 rpm	8000 rpm
燃料噴射ディレイ	160 ms	160 ms	160 ms
各サイクルの燃料噴射時間	0.5 ms	1.0 ms	1.5 ms
燃料噴射回数	6	6	5
総燃料噴射量	0.036 g	0.072 g	0.090 g
作動気体流量	0.21 Nm ³ /s	0.21 Nm ³ /s	0.21 Nm ³ /s
当量比 Φ	0.009	0.018	0.027

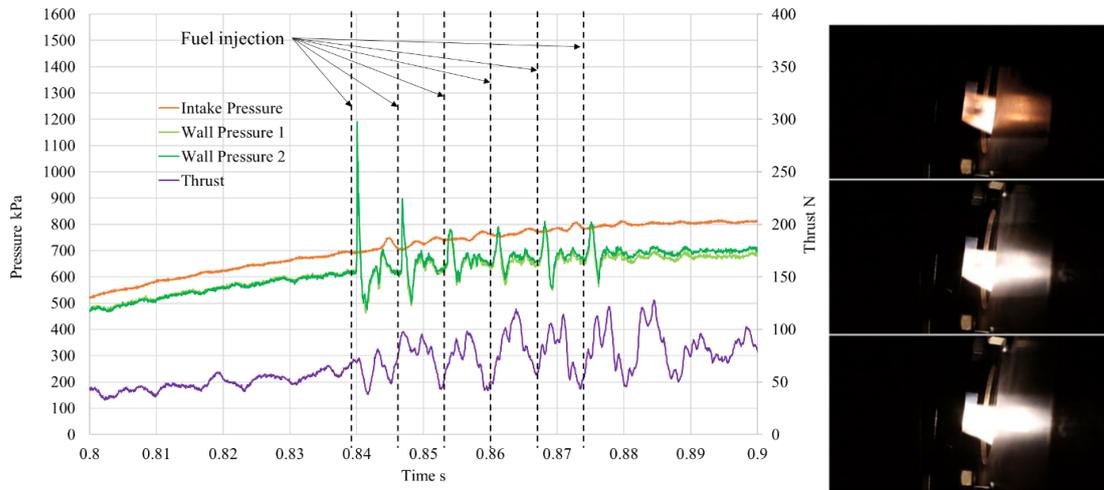


図 27 実験結果 (20220914-2) [18]

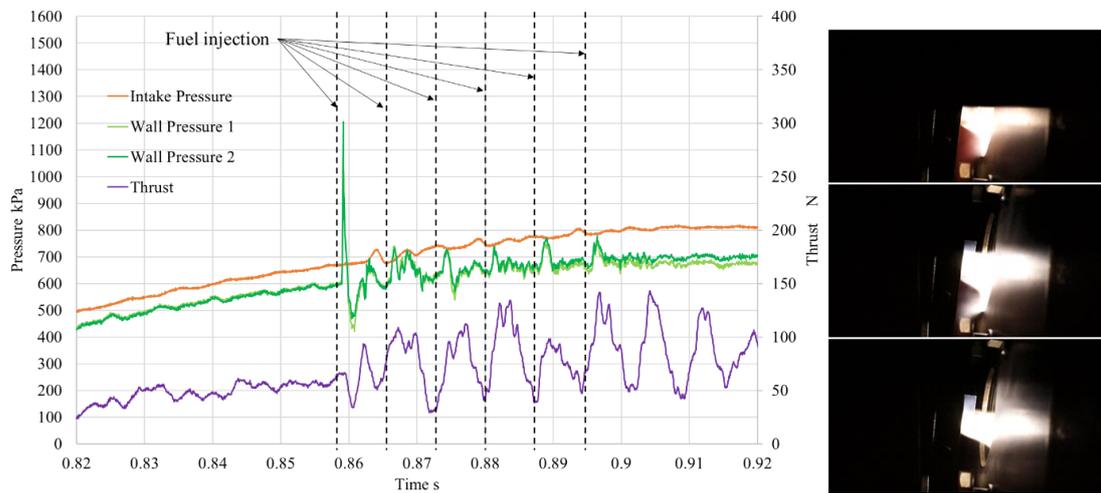


図 28 実験結果 (20220914-3)

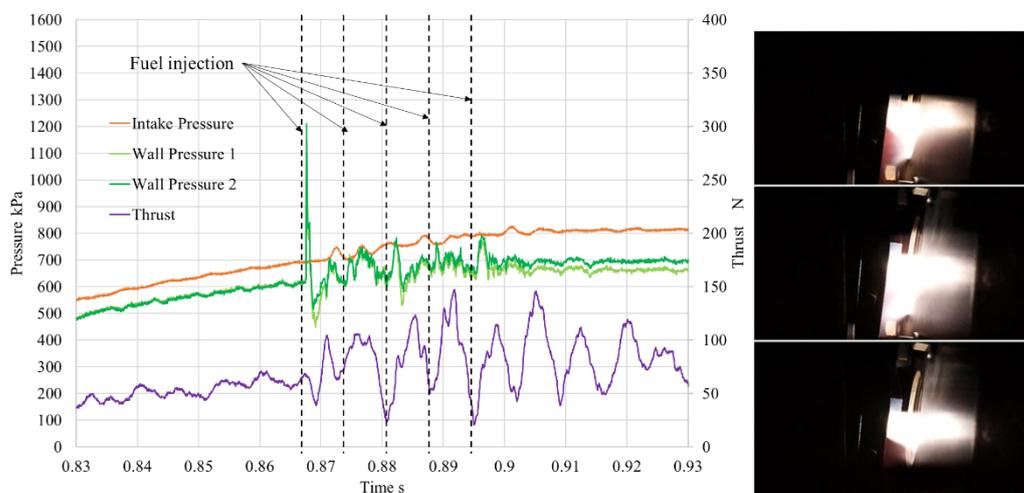


図 29 実験結果 (20220914-4)

複数サイクル燃料を噴射した実験でも、燃焼による発光および燃料を噴射した直後の圧力上昇が確認できている。各ケースの結果を比較すると、燃料噴射量が最も少ないケース（図 27）では、2 サイクル目以降も規則的な圧力上昇が見られたのに対し、燃料噴射量を増やしたケース（図 28, 図 29）では、2 サイクル目以降の圧力波形が乱れているのが分かる。1 サイクルのみ燃料噴射を行った場合も、燃料が燃え残っている可能性があったことから、実験番号 20220914-3 および 20220914-4 では、燃料過剰な条件での燃焼になったために圧力波形が乱れたと考えられる。

このような結果となった原因として、燃焼室内に設置された固体壁によって燃焼ガスの排出が妨げられていることが考えられたため、燃焼室内の固体壁を取り外した上で、さらに長いサイクル数の燃焼実験を行った。実験条件を表 17 に、実験結果を図 30～図 33 に示す。図中赤色の線は燃焼室出口温度を、水色の線は燃焼室壁面温度を、橙色の線はインテーク入口圧力を、緑色の線は燃焼室壁面圧力を、紫色の線は推力の実測値をそれぞれ表す。

表 17 各実験条件

実験日	20221202-2	20221202-3	20221208-3	20230413-2
入口マッハ数	約 0.5	約 0.5	約 0.5	約 0.5
インテーク前圧力	0.6 MPa	0.6 MPa	0.6 MPa	0.5 MPa
上流設定圧	0.95 MPa	0.95 MPa	0.95 MPa	0.95 MPa
作動流体	酸素ガス	酸素ガス	酸素ガス	酸素ガス
ロータリーバルブ回転数	1000 rpm	1000 rpm	1000 rpm	1000 rpm
1 分あたりサイクル数	8000 rpm	8000 rpm	8000 rpm	8000 rpm
燃料噴射ディレイ	160 ms	160 ms	160 ms	160 ms
各サイクルの燃料噴射時間	0.5 ms	1.5 ms	2.5 ms	0.5 ms
燃料噴射回数	16	16	17	17
総燃料噴射量	0.096 g	0.288 g	0.527 g	0.102 g
作動気体流量	0.21 Nm ³ /s			
当量比 Φ	0.009	0.027	0.046	0.009

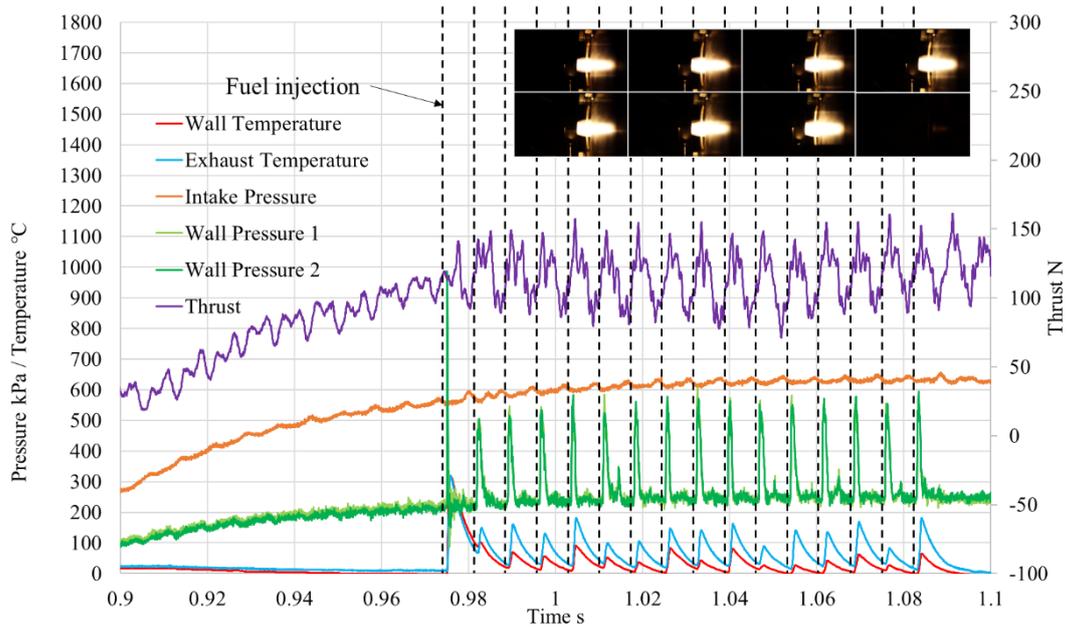


図 30 実験結果 (20221202-2)

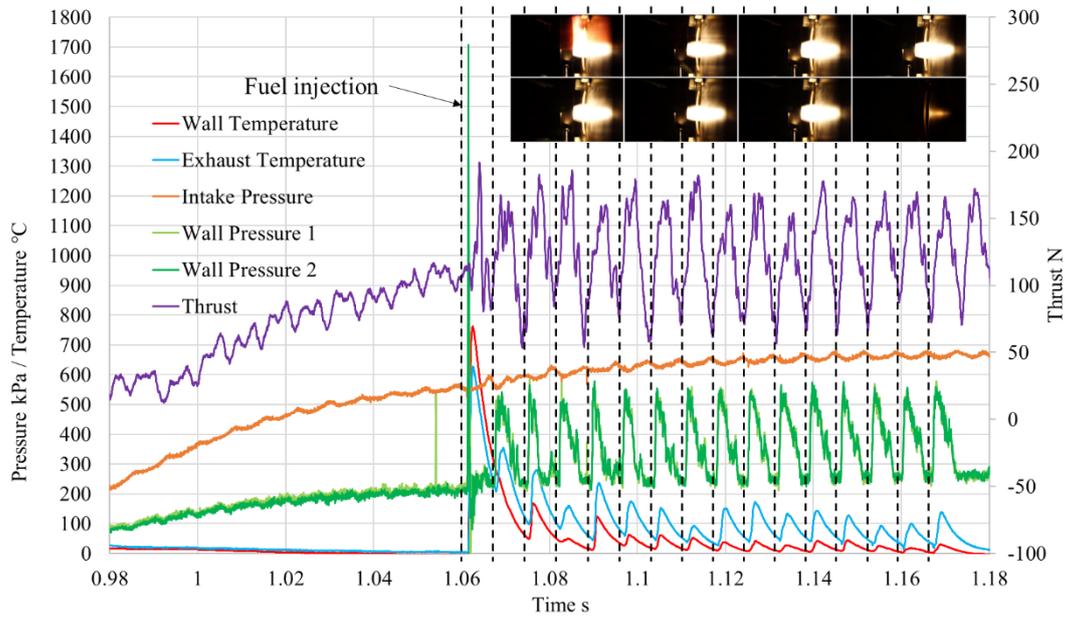


図 31 実験結果 (20221202-3)

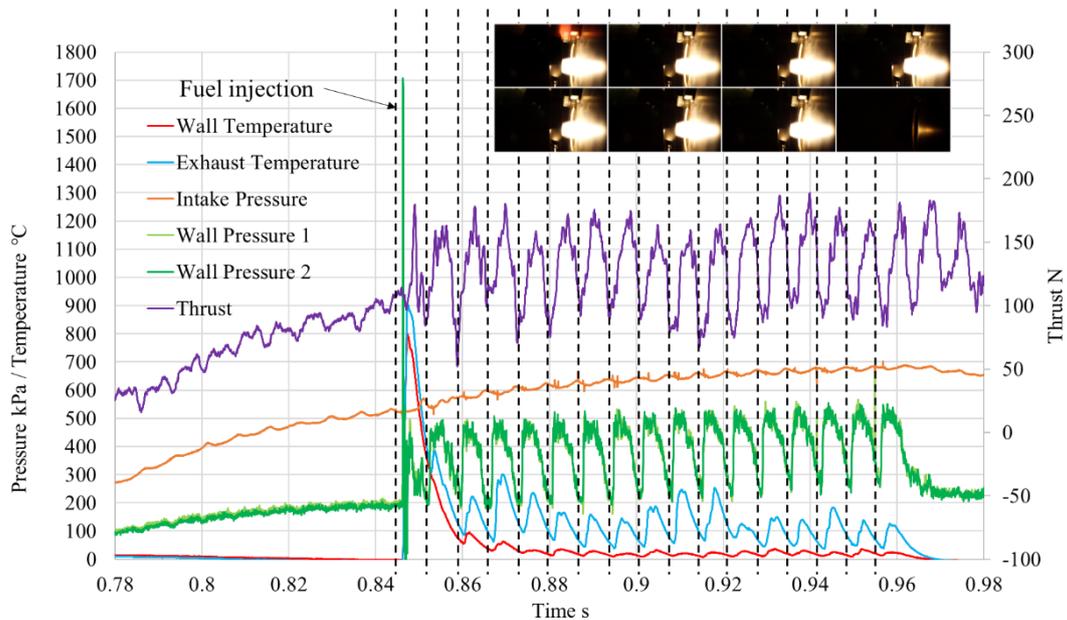


図 32 実験結果 (20221208-3)

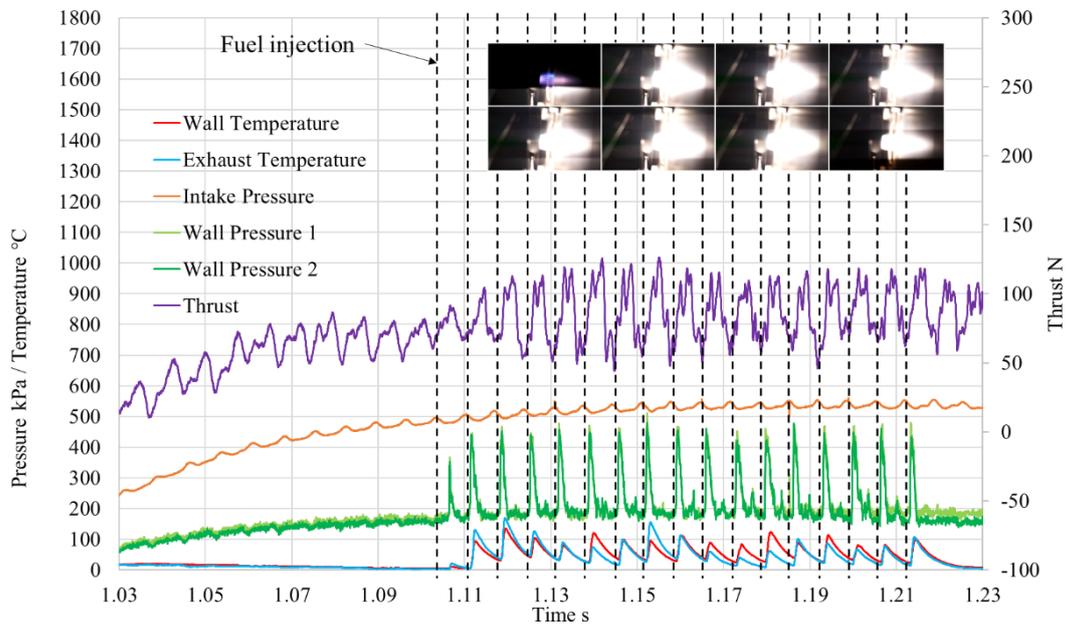


図 33 実験結果 (20230413-2)

10 サイクルを超える燃焼実験においても、燃料噴射直後に圧力上昇を確認できており、燃焼による発光も確認できたことから、複数サイクルにわたっての安定な燃焼を確認できた。燃焼室内に固体壁を設置して行った実験では圧力波形が乱れていたケース (図 31)、およびそれを上回る燃料噴射量で実施したケース (図 32) においても、規則的な圧力上昇

が得られており、固体壁を取り外したことで、安定に燃焼できる当量比が拡大されたことが確認できる。

特に、当量比 Φ が 0.009 となる希薄条件においても安定した燃焼となっており、既存エンジンの希薄限界はレシプロエンジンで当量比 $\Phi \approx 0.5$ [33] [34]、航空用では $\Phi \approx 0.08$ [35]であることから、既存エンジンよりも希薄条件で安定燃焼できる可能性を見出したといえる。本研究では酸素ガスを用いて燃焼実験を行っているため、着火性において有利であり、当量比の算出結果も希薄となる（空気中の酸素の質量分率を約 23 %と仮定すると、単純計算で当量比 Φ は 4.34 倍となるため、当量比 $\Phi=0.009$ の条件は、酸素ガスを大気に置き換えると $\Phi=0.039$ に相当する）。しかし、その事実を加味しても既存エンジンと比較して希薄な条件での燃焼となっているため、圧縮空気を用いた燃焼実験等で検証する必要はあるものの、多重噴流衝突圧縮原理による燃料の自己着火は、希薄条件における着火安定性に関して優位性を持ちうる。

また、複数サイクルの燃焼実験では、エンジンの始動 1 サイクル目を除き、燃焼室壁面温度が 400 °C以下となっていたことから、燃焼室壁面での断熱効果を確認できたと考えている。

2.5.4. 予熱時間を短くした場合の実験結果（グロー無しでの燃焼実験）

本研究では、グロープラグの予熱時間を短くし、グロープラグの表面温度を低下させた場合での燃焼実験も行った。図 34 に予熱時間を短くする場合の実験シーケンスを示す。作動気体弁を開く 1 秒前にグロープラグの通電を停止することで、グロープラグ表面温度を低下させた状態で燃料を噴射した。この実験群は、燃焼室内の固体壁を取り付けた状態で実施された。

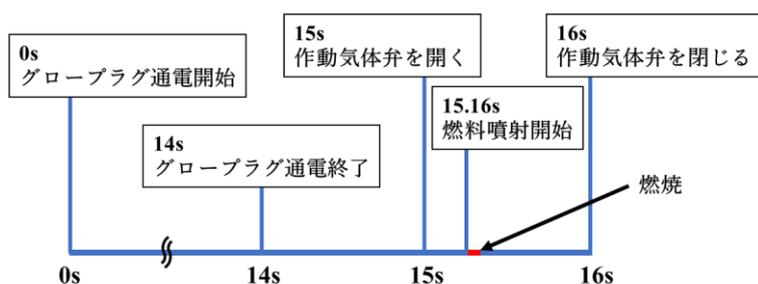


図 34 予熱時間を短くする場合の燃焼実験シーケンス [18]

実験条件を表 18 に、実験結果を図 35 および図 37 に示す。本実験群では、燃焼による圧力上昇が各実験で 1 回のみ観測されたため、表 18 内の当量比 Φ は、噴射された燃料全てが 1 サイクルで燃焼したと仮定して算出した。予熱時間を短くした実験では、6 サイクルの燃料噴射が終了した後に圧力上昇が見られており、着火遅れが生じていることがわかる。実

験番号 20220907-2 では、6 サイクルの燃料噴射が終了してから約 0.02 秒後に、燃焼による圧力上昇と強い発光が確認された (図 35)。この実験では最高で 1471.35 kPa の燃焼室壁面圧力が測定されたが、圧力波形を確認したところデータロガーで設定した収録上限で頭打ちとなっており、実際には黒色の破線で示すような圧力変化となっている可能性がある (図 36)。

実験番号 20220915-3 でも燃焼による発光が確認されたが、圧力波形の頭打ちは見られなかった (図 38)。2つの圧力センサーで測定された圧力ピークはそれぞれ 3.77 MPa, 3.72 MPa であり、圧力の上昇幅は、通常の予熱を行った実験の 5 倍以上となっている (図 37)。圧力ピークの差は 1.3 % であり、着火遅れこそあるものの、燃料の着火は燃焼室中心部で生じていることが分かった [18]。

実験結果から、グロープラグの表面温度 (および燃焼室内の温度) が低下した状態では着火遅れが生じることが分かった。低温環境下での安定した始動には、より高圧縮が必要となると考えられる。

表 18 各実験条件

実験日	20220907-2	20220915-3
入口マッハ数	約 0.5	約 0.5
インテーク前圧力	0.7 MPa	0.7 MPa
上流設定圧	0.95 MPa	0.95 MPa
作動流体	酸素ガス	酸素ガス
ロータリーバルブ回転数	1000 rpm	1000 rpm
1 分あたりサイクル数	8000 rpm	8000 rpm
燃料噴射ディレイ	160 ms	160 ms
各サイクルの燃料噴射時間	4.5 ms	1.0 ms
燃料噴射回数	6	6
総燃料噴射量	0.337 g	0.072 g
作動気体流量	0.21 Nm ³ /s	0.21 Nm ³ /s
当量比 Φ	0.498	0.106

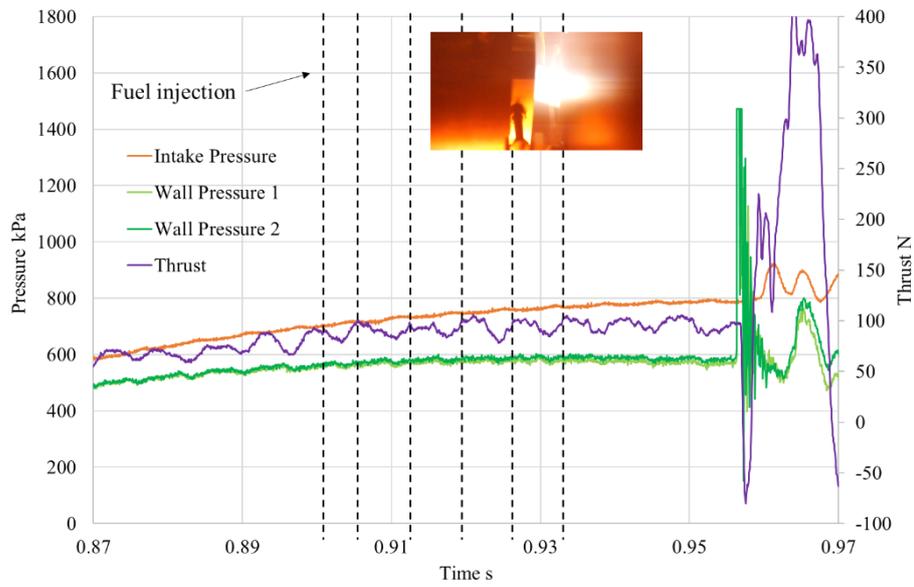


図 35 実験結果 (20220907-2)

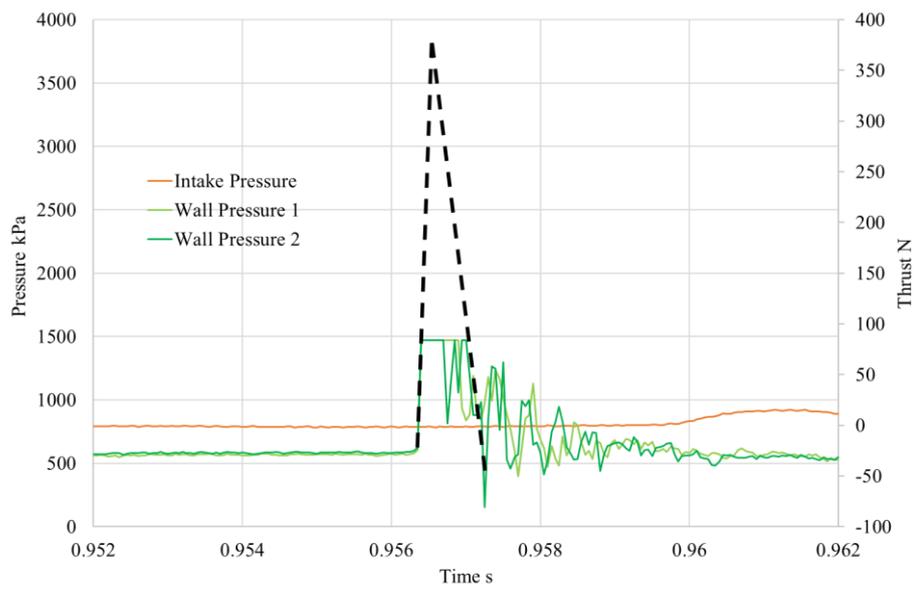


図 36 着火時刻付近の圧力波形拡大図 (20220907-2)

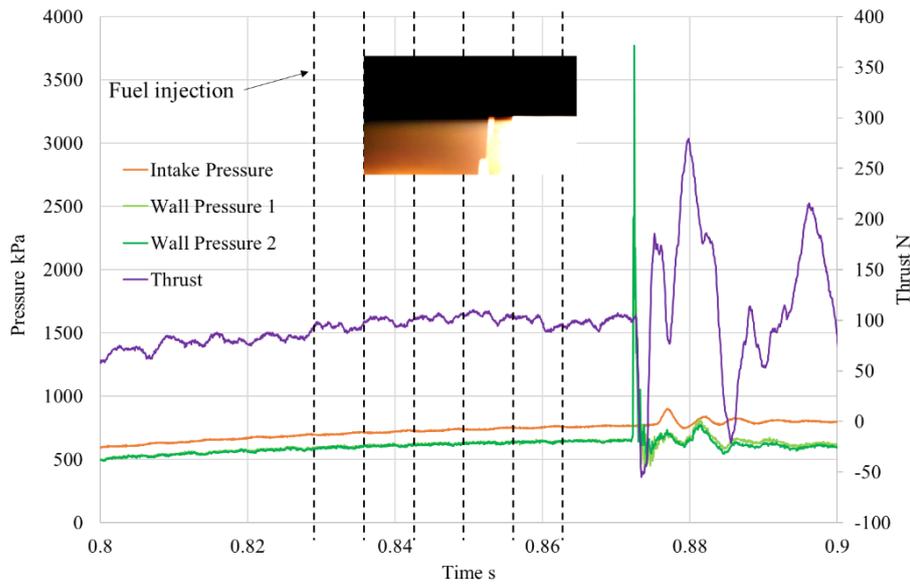


図 37 実験結果 (20220915-3) [18]

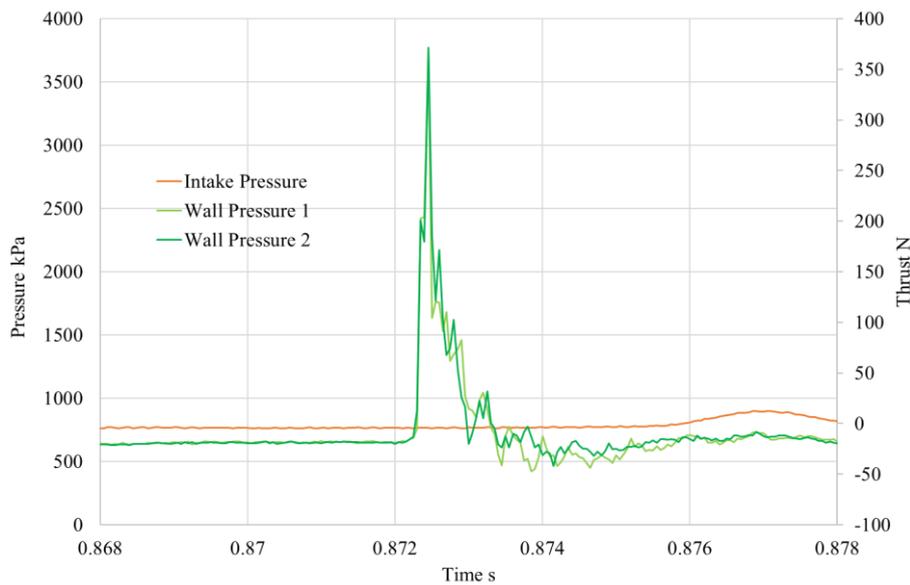


図 38 着火時刻付近の圧力波形拡大図 (20220915-3)

2.6. 燃焼数値解析方法

本研究では、試作エンジン形状での燃焼数値解析を行い、試作エンジン内での燃焼形態を定性的に考察した。数値解析には、当研究室で保有する、3次元非定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式をベースとしたモデル [36] に任意定数の少ない乱流モデル [37] を加えた Large Eddy Simulation (LES) 数値解析プログラム [38] [39] を用いた。非線形項の離散化に

は CIP 法 [40]を用いている.

2.6.1. 基礎方程式

2.6.1.1. 空気流動の基礎方程式

空気流動の基礎方程式を式(5)～式(9)に示す. 3次元非定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式を非保存型に変形したものであり [36], 各式は上から順に運動量保存則, エネルギー保存則, 圧力の Poisson 方程式, 質量保存則, 状態方程式である.

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho_{air}} p_{air,i} + \nu_T \left(u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{2}{3} u_{k,k} \delta_{ij} \right)_{,j} \quad (5)$$

$$\frac{DT}{Dt} = -\frac{1}{C_p - R_{air}} \frac{p_{air}}{\rho_{air}} \bar{D} + \frac{1}{C_p - R_{air}} \frac{1}{\rho_{air}} \left\{ -q_{i,i} + \mu_T \left(u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{2}{3} u_{k,k} \delta_{ij} \right) u_{i,j} + \dot{Q} \right\} \quad (6)$$

$$p_{2,ii} = -\rho_{air} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\bar{D} = -\frac{C_p - R_{air}}{C_p} \frac{1}{\rho_{air}} \frac{Dp_{air}}{Dt} + \frac{1}{\rho_{air} C_p T} \left\{ -q_{i,i} + \mu_T \left(u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{2}{3} u_{k,k} \delta_{ij} \right) u_{i,j} + \dot{Q} \right\} \quad (8)$$

$$p_{air} = \rho_{air} R_{air} T \quad (9)$$

ここで, t は時間, u_i は流速, ρ_{air} は空気密度, p_{air} は圧力, T は温度, C_p は空気の定圧比熱, D/Dt は物質微分, R_{air} は空気のガス定数, $\bar{D}(\equiv u_{i,i})$ は流速の発散, μ_T は乱流粘性係数, ν_T は乱流動粘性係数を表す. $q_i(\equiv \kappa_T T_{,i})$ は熱流束で Fourier の法則から求め, κ_T は乱流熱伝導率である. さらに, \dot{Q} は単位時間当たりの発熱量である. また, 式(5)～式(9)において使用されている空間微分の添字の定義は以下の通りである.

$$f_{,i} = \frac{\partial f}{\partial x_i} \quad (i = 1,2,3)$$

$$f_{i,i} = \frac{\partial f_1}{\partial x_1} + \frac{\partial f_2}{\partial x_2} + \frac{\partial f_3}{\partial x_3}$$

$$f_{,ii} = \frac{\partial^2 f}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial x_3^2}$$

$$f_{i,j} = \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \quad (i = 1,2,3 \quad j = 1,2,3)$$

$$x_1, x_2, x_3 = x, y, z$$

2.6.1.2. 乱流モデルの基礎方程式

乱流モデルの基礎方程式を式(10)に示す．本研究では，Yakhot-Orszag の乱流モデル (式(11) [37]) を単純化したものを使用した．

$$\nu_T = \nu_0 \left\{ \frac{C_S \Delta^4}{\nu_0^3} \nu_T (u_{i,j} + u_{j,i})^2 \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (10)$$

$$C_S = \frac{0.06}{(2\pi)^4}, \quad \Delta = C_g \Delta x$$

$$\nu_T = \nu_0 \left[1 + H \left\{ \frac{C_S \Delta^4}{\nu_0^3} \nu_T (u_{i,j} + u_{j,i})^2 - 75 \right\} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (11)$$

2.6.1.3. 燃料流動の基礎方程式

燃料（炭化水素）および化学反応の中間生成物の流動計算は，各物質に対して質量保存則を用いて行った．炭化水素の質量保存則を式(12)に，中間生成物の質量保存則を式(13)～式(15)に示す．中間生成物 n の添字は物質の種類を表し， \bar{R} はラジカル， Q はアルデヒド， B は過酸化物を表す．

$$\frac{D\rho_{f2}}{Dt} + \frac{d\rho_{f1}}{dt} = -\rho_f \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + D_T \rho_{f,ii} \quad (12)$$

$$\frac{Dn_{\bar{R}}}{Dt} = -n_{\bar{R}} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + D_T n_{\bar{R},ii} \quad (13)$$

$$\frac{Dn_Q}{Dt} = -n_Q \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + D_T n_{Q,ii} \quad (14)$$

$$\frac{Dn_B}{Dt} = -n_B \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + D_T n_{B,ii} \quad (15)$$

2.6.1.4. 自己着火燃焼の基礎方程式

本研究では，燃料の自己着火燃焼を解析するために，Halstead らが提唱する炭化水素の自己着火燃焼モデル (Shell モデル [41]) を使用した．このモデルでは，炭化水素の圧縮自己着火過程を，反応の中間生成物の濃度および温度の時間履歴を計算することで着火時間を予測する．Shell モデルの基礎方程式を式(16)～式(19)に示す．式中の \bar{R} はラジカル， RH は燃料（炭化水素）， O_2 は酸素， B は過酸化物， Q はアルデヒドを表す．

$$\frac{1}{V} \frac{dn_{\bar{R}}}{dt} = 2 \left\{ k_q [RH][O_2] + k_B [B] - k_t [\bar{R}]^2 \right\} - f_3 k_p [\bar{R}] \quad (16)$$

$$\frac{1}{V} \frac{dn_B}{dt} = f_1 k_p [R] + f_2 k_p [Q][R] - k_B [B] \quad (17)$$

$$\frac{1}{V} \frac{dn_Q}{dt} = f_4 k_p [R] - f_2 k_p [Q][R] \quad (18)$$

$$\frac{1}{V} \frac{dn_{O_2}}{dt} = -p k_p [R] \quad (19)$$

式(16)～式(19)中の係数は以下の通りである。ここで、炭化水素の分子式は $C_n H_{2m}$ で表されるものとする。

$$k_i = A_i e^{-\frac{E_i}{RT}} \quad (i = p_1, p_2, p_3, q, B, t)$$

$$k_p = \frac{1}{1/k_{p_1}[O_2] + 1/k_{p_2} + 1/k_{p_3}[RH]}$$

$$f_1 = f_1^0 [O_2]^{x_1} [RH]^{y_1}$$

$$f_3 = f_3^0 [O_2]^{x_3} [RH]^{y_3}$$

$$f_4 = f_4^0 [O_2]^{x_4} [RH]^{y_4}$$

$$f_j^0 = A_{f_j}^0 e^{-\frac{E_{f_j}}{RT}} \quad (j = 1, 3, 4)$$

$$f_2 = A_{f_2} e^{-\frac{E_{f_2}}{RT}}$$

$$p = \frac{(2 - \gamma)n + m}{2m}$$

燃料のモル数は、酸素のモル数を用いて式(20)で求められる。

$$\frac{dn_{RH}}{dt} = \frac{1}{pm} \frac{dn_{O_2}}{dt} \quad (20)$$

本研究では、炭化水素はオクタン価 90 のガソリンを仮定している。各成分の濃度変化を計算する際に使用する定数は表 19 に示す通りである。

表 19 Shell モデルにおける各成分の濃度変化計算に使用する定数 [41]

パラメータ	パルス噴流無しでの ΔT
A_{p1}	1.0×10^{12}
E_{p1}	0.0
A_{p2}	1.0×10^{11}
E_{p2}	1.5×10^4
A_{p3}	1.0×10^{13}
E_{p3}	8.5×10^2
A_q	1.20×10^{12}
E_q	3.5×10^4
A_B	4.4×10^{17}
E_B	4.5×10^4
A_t	3.0×10^{12}
E_t	0.0
A^0_{α}	7.3×10^{-4}
E_{α}	-1.5×10^4
A_{β}	1.8×10^2
E_{β}	-7.0×10^3
A^0_{β}	1.47
E_{β}	1.0×10^4
A^0_{α}	1.88×10^4
E_{α}	3.0×10^4
x_1	1.0
y_1	0.0
x_3	0.0
y_3	0.0
x_4	-1.0
y_4	0.35
n	7.90
m	8.90
γ	0.67
q (cal/cycle)	9.4×10^4

2.6.1.5. 火炎伝播の基礎方程式

本研究では、火炎伝播燃焼の基礎方程式として、予混合火炎伝播を捕捉する G 方程式を

用いた [11]. G 方程式を式(21)に示す.

$$\frac{DG}{Dt} = S_T |G_i| \quad (21)$$

乱流燃焼速度 S_T は, 以下の式(22)で与えられる.

$$S_T = S_L \left\{ 1 + C_f \left(\frac{u'_g}{S_L} \right) \right\} \quad (22)$$

式(22)中の各係数は以下の通り与えられる. ここで, C_f, C_μ は任意の定数 (本計算では $C_f = 1.71, C_\mu = 0.09$), S_L は層流燃焼速度, u' は乱流強度, K は乱流運動エネルギー, ε は乱流散逸率を表す.

$$u'_g = \sqrt{2K}$$

$$\varepsilon = \frac{\nu_T (u_{g,i,j} + u_{g,j,i})^2}{2}$$

$$K = \sqrt{\frac{\varepsilon \nu_T}{C_\mu}}$$

層流燃焼速度 S_L は以下の式で与えられる. β は希釈効果, Φ は当量比, 添字 0 は初期条件を表す.

$$S_L = S'_L (1 - 2.1\beta)$$

$$S'_L = \{26.32 - 84.72(\Phi - 1.13)^2\} (T_u/T_0)^{\{2.18 - 0.8(\Phi - 1)\}} (p/p_0)^{\{-0.16 + 0.22(\Phi - 1)\}}$$

2.6.1.6. 発熱量の基礎方程式

発熱量 \dot{Q} の基礎方程式は, 低温酸化反応では式(2333)を, 火炎伝播による燃焼では式(24)を用いる. q は燃料の単位質量当たりの発熱量である.

$$\dot{Q} = k_p q V [R] \quad (23)$$

$$\dot{Q} = S_T |G_i| q \rho_{fv} \quad (24)$$

ただし,

$$\rho_{fv} = \rho_f - \max \left(0, m_f \times \left(\frac{\rho_f}{m_f} - \frac{\rho_{O_2}}{m_{O_2} \cdot p \cdot m} \right) \right)$$

である。

2.6.2. 着火判定

Halstead らは、ラジカル・過酸化物・アルデヒドの濃度および温度が、低温酸化反応時には比較的穏やかに変化し、自己着火時には急激に上昇することから、各中間生成物の濃度および温度が急激に上昇するタイミングで自己着火したと判断している。Halstead らのプログラム上では、温度が 1100 K 以上かつ温度上昇速度が 10⁷ K/s を超えた場合に着火したと判定している [41]。当研究室では、数値解析中に物理量が急激に変化する（発散する）際に数値振動が生じることを利用し、反応に関わるいずれかの成分の濃度が負になった場合に数値振動の始まりとみなし、その時刻で自己着火したと判定している。自己着火の判定条件は以下の通りである。

$$[O_2] \leq 0.0$$

$$[RH] \leq 0.0$$

$$[R] \leq 0.0$$

$$[B] \leq 0.0$$

$$[Q] \leq 0.0$$

2.6.3. 解析条件

図 39 に数値解析を行った形状を示す。実験と合わせ、燃焼室径を $\phi 18$ 、吸気管径を $\phi 8.6$ としている。燃料蒸気の初期配置は図中黄色で示される、噴流群の幾何学的衝突点を中心とした、半径 10 mm の球状に配置されている。

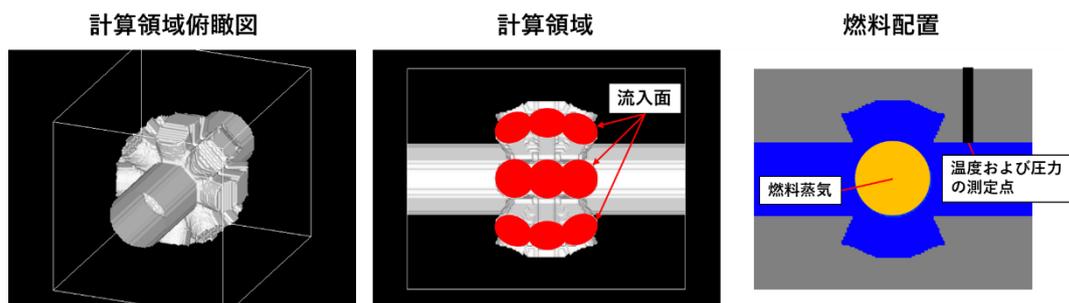


図 39 解析形状と燃料初期配置 [18]

表 20～表 23 に数値解析の条件を示す。燃料蒸気配置部分がストイキ条件となるように燃料蒸気の密度を設定した。吸気管上流の圧力は実験時の設定上流圧 0.95 MPa とし、燃焼室内の初期条件は、予熱を行わない場合を想定した 298 K, 0.1 MPa と、グロープラグによる 15 秒間の予熱を考慮した 373 K, 0.1 MPa を設定した。計算格子の幅は 0.50 mm とし

て数値解析を行った。また、解析中はクーラン数が 0.1 となるように、最大流速と格子幅から毎ステップの時間刻みを計算している。

表 20 計算格子

格子点数 (x×y×z)	2,160,000 (150×120×120)
格子幅 [mm]	0.5

表 21 解析領域内初期条件

圧力 [MPa]	0.101
温度 [K]	298.2, 373.2
密度 [kg/m ³]	0.946
流速 [m/s]	0
燃料密度 [kg/m ³]	0.062 (理論混合比)

表 22 流入面境界条件

圧力 [MPa]	0.950
温度 [K]	298.2
密度 [kg/m ³]	11.099
流速 [m/s]	0

表 23 流出面・壁面境界条件

流出面	Thompson の無反射境界条件 [42]
壁面	流速：non-slip 条件 圧力：Neumann 条件 温度：断熱条件

2.7. 燃焼数値解析結果

解析結果を図 40～図 43 に示す。

予熱を考慮しない場合の解析では、燃焼室中心部でパルス噴流群が衝突しても、燃料の自己着火は確認できなかった (図 40)。パルス噴流群の流入によって燃焼室壁面圧力は最大で約 400 kPa まで上昇したが、燃焼室壁面温度はほぼ変化がなかった (図 41)。

予熱を考慮した解析では、パルス噴流群の衝突による燃料の自己着火が確認され、高温の燃焼ガスの生成および燃料蒸気の消滅が確認できた (図 42)。グロープラグ等による燃焼室の予熱が、多重噴流衝突圧縮原理による着火の成否に寄与していると考えられる。また、約 3000 K の燃焼ガスによる高温領域が燃焼室壁面に到達しておらず、燃焼室壁面圧力

が燃焼によって約 600 kPa まで上昇したのに対し、燃焼室壁面温度は最大で 500 K 程度と大きくは上昇していない (図 43)。この結果から、定性的ではあるが、パルス噴流群が燃焼ガスを包み込むことによる燃焼室壁面への断熱効果を数値解析の面からも確認できた。数値解析結果において、燃焼によって燃焼室壁面圧力は約 500 kPa、燃焼室壁面温度は約 100 K 程度上昇しているが、これは図 30 の 2 サイクル目以降の圧力および温度の上昇度合いと概ね一致している。このことから、計算結果にはある程度の妥当性があると考えられる。また、図中 1 サイクル目の圧力および温度の波形とは異なる結果が得られたことから、1 サイクル目の実際の燃焼では、数値解析結果とは異なる燃焼形態となっている可能性がある。

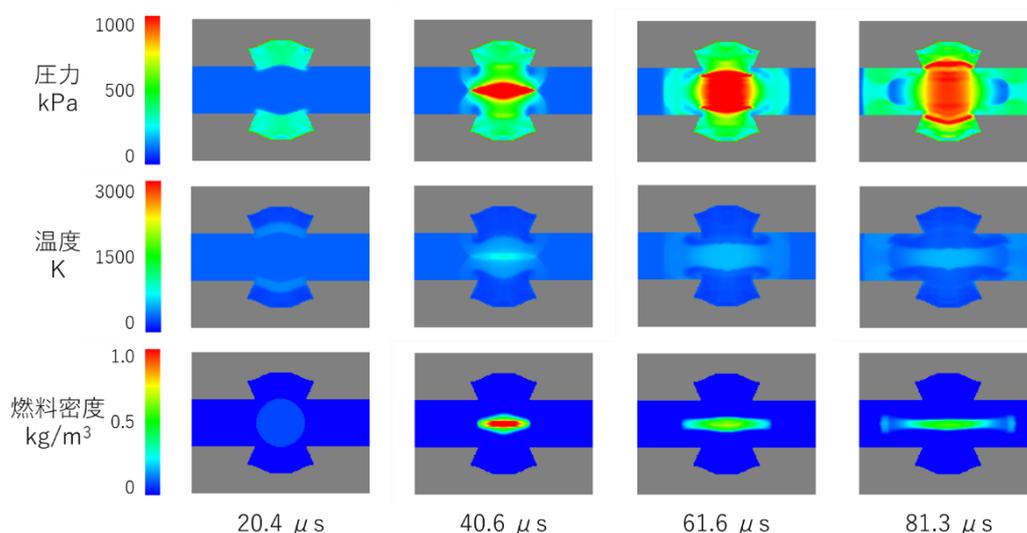


図 40 グロープラグによる予熱を考慮しない場合 (初期温度 298 K) の解析結果

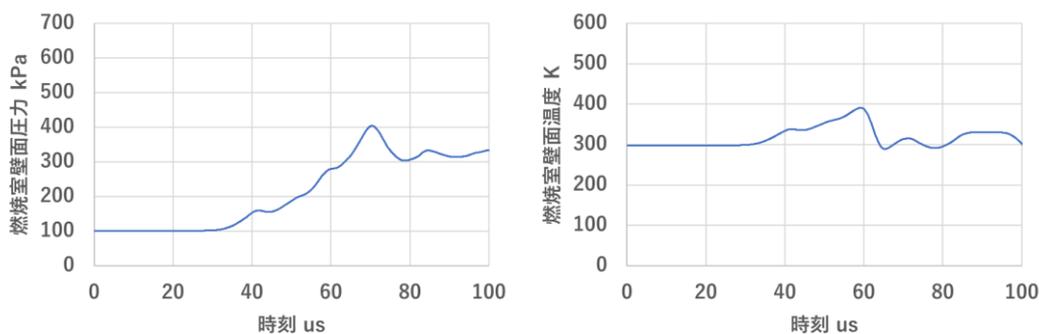


図 41 予熱を考慮しない場合の燃焼室壁面圧力および燃焼室壁面温度の解析結果

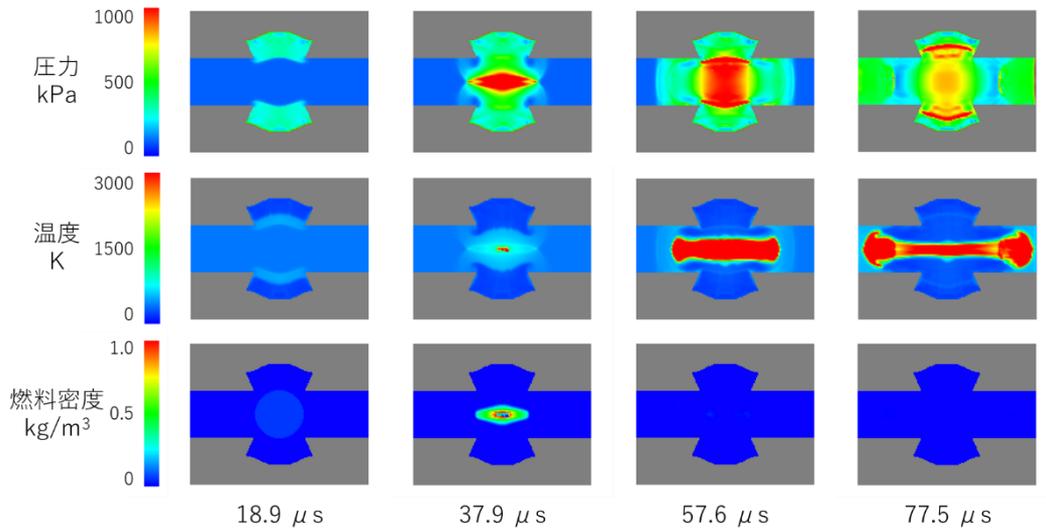


図 42 グロープラグによる予熱を考慮した場合（初期温度 373 K）の解析結果

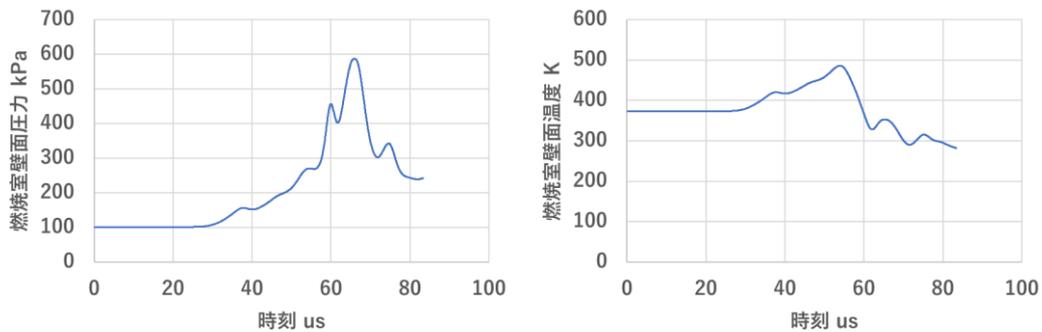


図 43 予熱を考慮した場合の燃焼室壁面圧力および燃焼室壁面温度の解析結果

2.8. まとめ

多重衝突パルス噴流圧縮原理のエンジンは実用化されていないため、本研究ではまず、燃料噴射弁等の一部を除き、ほぼ全ての構成要素を独自に設計した。24本の吸気管を球面状に配置して燃焼室中央部を高圧縮した上で、燃料の噴射方式に直噴方式を採用し、パルス噴流群の衝突時に高温となる領域に、噴流群の到達前に燃料を直接供給することで燃焼安定化を目指したものである。次に、金属 3D プリンターで製作したこの試作エンジンを用いた燃焼実験と、試作エンジン形状での燃焼数値解析を行った。

試作エンジンを用いた燃焼実験では、既存エンジンを下回る当量比 $\Phi=0.009$ の条件においても、燃焼室中心付近での安定した燃料自己着火と、安定した複数サイクル燃焼を確認できた。また、燃焼室壁面における断熱効果も確認できている。更に、始動時に補助点火装置の不要化、ピストンによる機械的圧縮無しで燃焼室入口圧力の 10 倍を超える燃焼時圧

力を示唆する結果も得ており、高効率化・高出力化を示唆する知見となっている。

また、試作エンジン形状を用い、燃焼実験を想定した燃焼数値解析も行った、3次元非定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式をベースとしたモデルに任意定数の少ない乱流モデルを加えた Large Eddy Simulation (LES) 数値解析プログラムに、自己着火と乱流火炎伝播の2つの燃焼モデルを組み込んでいる。グロープラグによる予熱を行うことで、多重衝突パルス噴流圧縮原理による自己着火燃焼を起こせることを確認できた。また、パルス噴流群が燃焼ガスを包み込むことによる燃焼室壁面での大幅な断熱効果をもたらすことを裏付ける結果も、定性的ではあるが得ることができた。

第3章 多重噴流衝突圧縮原理のさらなる発展形の可能性検討

3.1. 先行研究

パラジウムやニッケル，またはそれらを含む合金と（重）水素の組み合わせで，既知の化学反応では説明ができない現象が生じることが報告されている．これらの現象は，発熱現象と核種変換に大別できる．

発熱現象としては，（重）水素を吸収した金属が，外部から与えた以上の熱を放出する現象が報告されている．パラジウムや水素吸蔵合金が水素を吸収する際の反応は発熱反応であることはよく知られているが，化学反応では説明できない大きさの発熱が報告されたケースもある．荒田らは $ZrO_2 \cdot Pd$ 合金に D_2 ガスを吸収させた場合に約 50 K，Pd-Ni-Zr に D_2 ガスを吸収させた場合に約 20 K の温度上昇を観測した [23]．Kitamura らは Pd・Zr 混合酸化物のナノ粉末に D_2 ガスを吸収させた際に約 0.8 W の発熱が生じ，重水素化が終了した後も継続的な発熱を観測したと報告している [24]．Karabut らは，重水素を吸蔵させた Pd 電極を用いて希ガス中でグロー放電を行い，最大で投入した電力の 1.7 倍の発熱が生じたと報告した [43]．Miley らはパラジウムやニッケルを電極に用い，重水を電気分解した場合に，投入した以上のエネルギーが放出されたと報告した [25] [26]． H_2 ガスによる過剰熱の発生も報告されており，Takahashi らは Pd-Ni-Zr 系合金粉末および Cu-Ni-Zr 系合金粉末と H_2 ガスを反応させ，100-400 W/kg の持続的な発熱を観測した [44]．Iwamura らは 2 nm 厚の銅と 14 nm 厚のニッケルを組み合わせた多層構造の膜内を水素が拡散する過程での過剰熱発生を報告しており [45]，これを用いた産業用ボイラの開発も進められている．

核種変換としては，ヘリウム 4 の生成，および金属原子核の変換とみられる現象が報告されている．荒田らは， D_2 ガスでの実験後に 4He を検出したことから，核反応が生じている可能性があるとして報告している [23]．Karabut らは，実験後の電極から Pd 以外の様々な原子核を検出したことと，それらの同位体比が天然存在比から大きく外れていることから，核種変換が生じた可能性があるとして報告している [43]．

これらの研究で報告されている，既知の化学反応では説明できない大きさの発熱を生じ，時として核種変換を伴う反応は，凝縮系核反応によるものではないかと考えられている．現時点では，金属に大量の水素を吸収させることがトリガーの一つとなっていると考えられており，この発熱現象を解明し，発熱量を増加させる方法を確認できれば，新たなエネルギー源として利用できる可能性があると考えられる．

そのため，水素ガスのパルス噴流群を衝突させ，多重衝突パルス噴流圧縮原理によって生じる高温・高圧の水素ガスをパラジウムやニッケル等のナノ粉末に吸収させることで凝縮系核反応を促進し，より大きな発熱を得られる可能性がある．また，多重衝突パルス噴流圧縮原理を利用し，水素を燃料として用いるエンジンであれば，凝縮系核反応を導入し，

燃焼反応と併用できる可能性もある [27]. 先述の通り, 凝縮系核反応による発熱を目的とした実験には様々な方法があるが, 当研究室では特に, 水素ガスの吸収過程における発熱に着目した. 当研究室で研究しているエンジンに凝縮系核反応を導入する場合, 反応の組み合わせは必然的に (重) 水素ガスを含むものに限られる. また, 燃焼を伴うエンジンのサイクルに組み込む場合, エンジンの応答性を考えて, 発熱反応は (重) 水素ガス導入とほぼ同時に生じることが求められる. 本研究では, 入手性等を考慮し, 水素ガス (H_2 ガス) と金属粉末の組み合わせで実験を行い, 水素ガスの吸収過程における発熱を観測している.

3.2. 凝縮系核反応の理論研究

凝縮系核反応による発熱や生成される核種を理論的に予測できれば, 反応条件の最適化等や特定の出力を狙った装置設計などが可能になり, 実用化に大きく近づくと考えられるが, 現時点では画一的な反応モデルが無い. そこで本研究では, 凝縮系核反応の反応モデル構築へのアプローチとして, 幅広い粒子の分裂現象に適用できる, 連続体近似モデル [46] [47] をベースとした準安定理論 [48] [49] を用いて, ウラン 235 の核分裂反応および凝縮系核反応の理論解析を行い, 反応の可能性について検討した.

3.2.1. 本研究で利用した理論モデル

本研究では, 連続体近似モデルをベースとした準安定理論を用い, 多次元テーラー展開を利用して求めた準安定比を使用して理論解析を行った. 以下に使用した理論モデルを示す.

3.2.1.1. 連続体近似モデル

連続体近似モデルは, 自然界に存在する大小さまざまな粒子の分裂や結合を流体力学的な観点から分析するためのモデルであり, 粒子を液滴のような流体とみなして分裂や結合の定式化および理論モデル化を行う. モデル化にあたり, 以下に示す 5 種の仮定を与える.

仮定 1: 2 個のやわらかい粒子が 1 点で接触している状態を仮定する. 各粒子は回転楕円体であり, 変形率 $\gamma_i(t) = a_i(t)/b_i(t)$ を持つ. ただし, $a_i(t)$ および $b_i(t)$ は各粒子の長半径および短半径とする. (球形では $\gamma_i = 1$ である.)

仮定 2: 各粒子には, $1/r^m$ に比例する大きさの一般化された表面力が働くことと仮定する. ただし, r は粒子表面の曲率半径とし, 表面力の種類は定数 m によって表されるものとする. 例を挙げると, $m = 1$ の場合は一般的な流体力学的表面張力を表す.

仮定 3: 連続体近似モデルは, 粒子が分裂する時刻付近のごく短い時間のみに適用する.

仮定 4: 粒子内部の流れはポテンシャル流れを仮定する. 粒子は分裂する際, 短時間に急激に変形するため, 内部流れをポテンシャル流れで近似できることが流体力学でよく知られている.

仮定 5：2 つの接触した粒子の等価半径比（各粒子と同じ体積となる球の半径の比）を ε とする。

以上の仮定より，連続体近似モデルの基礎方程式が導出される．式(25)に $m = 1$ での連続体近似モデルの基礎方程式を示す [46]．

$$\frac{d^2}{d\bar{t}_i^2} \gamma_i = \frac{1}{Det} \left\{ \begin{array}{l} \left[\left(-\varepsilon - \varepsilon^4 + \frac{2}{3} \varepsilon E_{0j} \gamma_j^{-\frac{1}{3}} \right) B_{0i} + \frac{2}{9} \varepsilon^3 E_{0i} \gamma_i^{-\frac{4}{3}} \right] \left(\frac{d}{d\bar{t}_i} \gamma_i \right)^2 \\ + \left(-\varepsilon - \varepsilon^4 + \frac{2}{3} \varepsilon E_{0j} \gamma_j^{-\frac{1}{3}} \right) C_{0i} \gamma_i \\ + \left[\frac{2}{3} \varepsilon^3 E_{0i} \gamma_j^{-\frac{1}{3}} B_{0j} - \frac{2}{9} \varepsilon^3 E_{0i} \gamma_j^{-\frac{4}{3}} \right] \left(\frac{d}{d\bar{t}_j} \gamma_j \right)^2 \\ + \frac{2}{3} \varepsilon^3 E_{0i} \gamma_j^{-\frac{1}{3}} C_{0j} \gamma_j \end{array} \right\} \quad (25)$$

[for (i,j) = (1,2), (2,1)]

ただし

$$Det = -\varepsilon - \varepsilon^4 + \frac{2}{3} \varepsilon^4 E_{0i} \gamma_j^{-\frac{1}{3}}, B_{0k} = \frac{1}{3\gamma_k} \frac{\gamma_k^2 - 2}{\gamma_k^2 - 1/2},$$

$$C_{0k} = \frac{3}{8} \frac{2\gamma_k^2 - \frac{1}{\gamma_k} - \gamma_k}{\gamma_k^2 - 1/2}, E_{0k} = 3 \frac{\gamma_k^{7/3}}{\gamma_k^2 - 1/2}$$

ここで，式中の \bar{t}_i [$i = 1, 2$] は無次元化された時間を表し，

$$\bar{t}_i = \sqrt{\frac{8\sigma}{\rho_L r_{di}^3}} t$$

で表される．上式中の σ は粒子の表面張力係数を， ρ_L は粒子の密度を， r_{di} は各粒子の等価半径をそれぞれ示す [46] [48]．

なお，生命細胞の 70% は水であり，生命分子では，多くの水分子が水素結合して水和しており，その集合体を，柔らかく変形する回転楕円体粒子として近似している．また，その外側から衝突する他の分子は，音速レベルのランダム運動として短時間に，この楕円体近似粒子に衝突する．従って，基礎流体力学で良く知られているように，衝突時付近の短時間の現象はポテンシャル流れで近似できる．原子核以下でも同様に上記の仮定が有効であることを以下で検証する．

3.2.1.2. 準安定理論および準安定比

粒子の分裂解析は準安定理論に基づいて行われる．準安定理論による解析は，連続体近

似モデルの基礎方程式を変形したもものから導出される準安定比を利用して行われる。

各粒子の変形量を y_k ($k = 1, 2$)とおき、粒子の変形度を記述する。 y_k は球からの変形度合いを表し、 $y_k = \gamma_k - 1$ と定義される。ここで、式(25)について $y_1 = y_2 = 0$ まわりで1次元のテーラー展開を行い、一次までの微小項を残して近似することで式(26)が得られる。
[47]

$$\frac{d^2 y_i}{d\bar{t}_i^2} = \left[\begin{array}{c} -2(1 - \varepsilon^3) \left(\frac{dy_i}{d\bar{t}_i} \right)^2 - 4\varepsilon^2 \left(\frac{dy_j}{d\bar{t}_j} \right)^2 \\ + 3(3 - \varepsilon^3)y_i + 12\varepsilon^2 y_j \end{array} \right] / [3(\varepsilon^3 + 1)] \quad (26)$$

右辺にある4項の中で、上段にある2つの項は粒子内部の対流による変形を、下段にある2つの項は表面力による変形を意味する。ここで、右辺の各項のうちいずれか1つの項が0となる場合、 $d^2 y/d\bar{t}^2$ の値が比較的小さくなることで、系全体として比較的安定な状態をとると考えられる [48]。そこで、この状態を中立安定よりも弱い最弱の安定状態として、準安定状態と定義する [48]。また、準安定状態を作る比を準安定比と呼称する。ここで、式(26)について考えれば、 $\varepsilon = 1$ または約1.44のとき（粒子のサイズ比が1:1または約1:1.44のとき）、右辺の各項のうちいずれか1項が0となり、系は準安定状態となる。このことから、1:1および約2:3のサイズ比に分裂する粒子が多くなると考えられる。実際、自然界の粒子にも1:1および約2:3の特異な分裂比をとるものが確認できる [46] [50]。

ここで、非常に弱い安定状態を作る準安定比が自然界の粒子の比に現れてくる理由として、自然界の粒子には寿命がある（≡不安定である）ものが多く存在することが挙げられる。例を挙げると、生命分子や原子核等は、ある程度の時間しか存在できない。生命は永遠には生きられず、原子核も崩壊していくためである。そのため、中立安定より弱い準安定の方が、自然界の粒子の分裂現象を説明するのに適していると考えられる。 [47] [48]

3.2.1.2.1. 準安定理論を用いた解析例

式(25)の一次元テーラー展開に基づく近似から得られる準安定比の例を表24に示す。式(25)を一次元テーラー展開することで以下の式(27)を得られ、式(28)～式(32)に示す各方程式を ε について解くことで、正の実数解として表中の準安定比が得られる。これらの準安定比からは、塩基対や細胞分裂などに現れるサイズ比が説明できる。図44に準安定理論による塩基対の解析例を示す [47]。DNAやRNA中にみられる塩基対のサイズ比に対応する準安定比が現れていることが確認できる。

$$\frac{d^2 y_i}{d\bar{t}_i^2} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{2(-1 + \varepsilon^3)}{3(1 + \varepsilon^3)} \left(\frac{dy_i}{d\bar{t}_i} \right)^2 - \frac{2(-21 + 5\varepsilon^6)}{9(1 + \varepsilon^3)^2} y_1 \left(\frac{dy_1}{d\bar{t}_1} \right)^2 \\ + \frac{8(-63 - 27\varepsilon^3 + 9\varepsilon^6 + 5\varepsilon^9)}{27(1 + \varepsilon^3)^3} y_1^2 \left(\frac{dy_1}{d\bar{t}_1} \right)^2 \\ + \frac{3 - \varepsilon^3}{1 + \varepsilon^3} y_1 + \frac{-99 + 30\varepsilon^3 + \varepsilon^6}{12(1 + \varepsilon^3)^2} y_1^2 \end{array} \right\} \quad (27)$$

$$\frac{2(-1 + \varepsilon^3)}{3(1 + \varepsilon^3)} \left(\frac{dy_i}{d\bar{t}_i} \right)^2 = 0 \quad (28)$$

$$- \frac{2(-21 + 5\varepsilon^6)}{9(1 + \varepsilon^3)^2} y_1 \left(\frac{dy_1}{d\bar{t}_1} \right)^2 = 0 \quad (29)$$

$$\frac{8(-63 - 27\varepsilon^3 + 9\varepsilon^6 + 5\varepsilon^9)}{27(1 + \varepsilon^3)^3} y_1^2 \left(\frac{dy_1}{d\bar{t}_1} \right)^2 = 0 \quad (30)$$

$$\frac{3 - \varepsilon^3}{1 + \varepsilon^3} y_1 = 0 \quad (31)$$

$$\frac{-99 + 30\varepsilon^3 + \varepsilon^6}{12(1 + \varepsilon^3)^2} y_1^2 = 0 \quad (32)$$

表 24 連続体近似モデルから得られる準安定比の例 [51]

Variables of terms	m=1
$(y_1')^2$	1.00
$y_1 (y_1')^2$	1.27
$y_1^2 (y_1')^2$	1.35
y_1	1.44
y_1^2	1.44

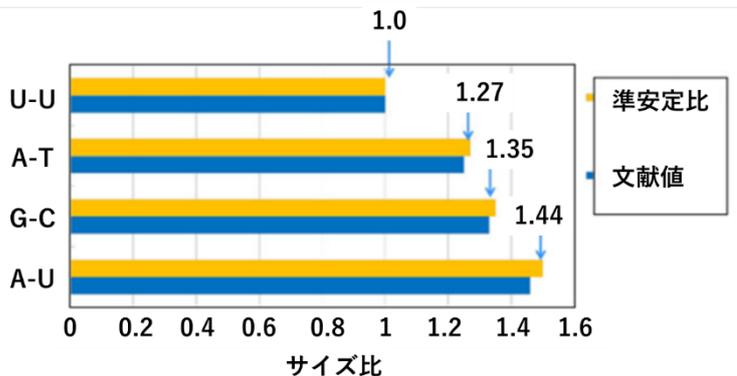


図 44 準安定理論による解析例（塩基対） [47]

3.2.1.3. 多次元テーラー展開の近似による準安定比の拡張

粒子の分裂および結合は 3 次元空間での現象であることを考えると，連続体近似モデルをベースにした準安定理論を，多次元テーラー展開の近似を用いて拡張することで，より精度の高い分裂解析が可能となる [49].

式(25)は 2 つの粒子の変形量を記述する関数であるため，多次元テーラー展開後の項の中には，それら 2 つの粒子の変形量が混在した項 (Cross terms) が現れる. 式(25)を $m = 1$ の条件下で， $y_1 = y_2 = 0$ まわりで展開して求められる準安定比のうち，9 次までの項から求められたものを表 25 に示す [49]. 多次元テーラー展開の近似によって新たに現れる準安定比は赤字で示してある. これらの準安定比を加えることで，準安定理論による分裂解析の精度が向上する.

表 25 多次元テーラー展開の近似で得られる準安定比 [49]

Order	Variables of terms	m = 1
0	$(y_1')^2$	1.00
1	y_1	1.44
	$y_1 (y_1')^2$	1.27
	$y_1 (y_2')^2$	1.19
2	y_1^2	1.44
	$y_1^2 (y_1')^2$	1.35
	$y_1^2 (y_2')^2$	1.36
	$y_1 y_2$	1.88
	$y_1 y_2 (y_1')^2$	-
	$y_1 y_2 (y_2')^2$	1.41
3	y_1^3	1.44, 3.58
	$y_1^3 (y_1')^2$	1.39
	$y_1^2 y_2$	1.66
	$y_1^2 y_2 (y_1')^2$	-
	$y_1 y_2^2$	2.20
	$y_1 y_2^2 (y_1')^2$	-
4	y_1^4	1.44, 2.47
	$y_1^4 (y_1')^2$	1.40
	$y_1^3 y_2$	1.65
	$y_1^3 y_2 (y_1')^2$	-
	$y_1^2 y_2^2$	1.91
	$y_1^2 y_2^2 (y_1')^2$	-
	$y_1 y_2^3$	2.36
	$y_1 y_2^3 (y_1')^2$	-
5	y_1^5	1.44, 2.10
	$y_1^5 (y_1')^2$	1.41
	$y_1^5 (y_2')^2$	1.43, 2.00
	$y_1^4 y_2$	1.62, 3.76

Order	Variables of terms	m = 1
5	$y_1^4 y_2 (y_1')^2$	2.47
	$y_1^4 y_2 (y_2')^2$	1.56, 2.96
	$y_1^3 y_2^2$	1.83
	$y_1^3 y_2^2 (y_1')^2$	-
	$y_1^3 y_2^2 (y_2')^2$	1.72
	$y_1^2 y_2^3$	2.09
	$y_1^2 y_2^3 (y_1')^2$	-
	$y_1^2 y_2^3 (y_2')^2$	1.92
	$y_1 y_2^4$	2.50
	$y_1 y_2^4 (y_1')^2$	-
	$y_1 y_2^4 (y_2')^2$	2.03
	y_2^5	0.28
	$y_2^5 (y_1')^2$	0.41
	6	y_1^6
$y_1^6 (y_1')^2$		1.42
$y_1^6 (y_2')^2$		1.43, 1.80
$y_1^5 y_2$		1.59, 2.61
$y_1^5 y_2 (y_1')^2$		-
$y_1^5 y_2 (y_2')^2$		1.54, 2.29
$y_1^4 y_2^2$		1.76, 4.29
$y_1^4 y_2^2 (y_1')^2$		-
$y_1^4 y_2^2 (y_2')^2$		1.68, 3.34
$y_1^3 y_2^3$		1.98
$y_1^3 y_2^3 (y_1')^2$		-
$y_1^3 y_2^3 (y_2')^2$		1.86
$y_1^2 y_2^4$		2.24
$y_1^2 y_2^4 (y_1')^2$		-
$y_1^2 y_2^4 (y_2')^2$		2.08
$y_1 y_2^5$		0.29, 2.63
$y_1 y_2^5 (y_1')^2$		-
$y_1 y_2^5 (y_2')^2$		2.18
y_2^6	0.39	
7	y_1^7	1.44, 1.79
	$y_1^7 (y_1')^2$	1.43
	$y_1^7 (y_2')^2$	1.43, 1.69
	$y_1^6 y_2$	1.56, 2.24
	$y_1^6 y_2 (y_1')^2$	1.83
	$y_1^6 y_2 (y_2')^2$	1.52, 2.05
	$y_1^5 y_2^2$	1.70, 2.99
	$y_1^5 y_2^2 (y_1')^2$	2.22
	$y_1^5 y_2^2 (y_2')^2$	1.64, 2.58
	$y_1^4 y_2^3$	1.88, 4.58
	$y_1^4 y_2^3 (y_1')^2$	2.96
	$y_1^4 y_2^3 (y_2')^2$	1.79, 3.68

Order	Variables of terms	m = 1
7	$y_1^3 y_2^4$	2.10
	$y_1^3 y_2^4 (y_1')^2$	-
	$y_1^3 y_2^4 (y_2')^2$	1.98
	$y_1^2 y_2^5$	0.27, 2.37
	$y_1^2 y_2^5 (y_1')^2$	0.34
	$y_1^2 y_2^5 (y_2')^2$	2.21
	$y_1 y_2^6$	0.39, 2.74
	$y_1 y_2^6 (y_1')^2$	0.45
	$y_1 y_2^6 (y_2')^2$	2.33
	y_2^7	0.47
	$y_2^7 (y_1')^2$	0.55
8	y_1^8	1.44, 1.71, 4.54
	$y_1^8 (y_1')^2$	1.43
	$y_1^8 (y_2')^2$	1.44, 1.63
	$y_1^7 y_2$	1.54, 2.05
	$y_1^7 y_2 (y_1')^2$	-
	$y_1^7 y_2 (y_2')^2$	1.51, 1.92
	$y_1^6 y_2^2$	1.65, 2.53
	$y_1^6 y_2^2 (y_1')^2$	2.00
	$y_1^6 y_2^2 (y_2')^2$	1.60, 2.29
	$y_1^5 y_2^3$	1.80, 3.24
	$y_1^5 y_2^3 (y_1')^2$	2.39
	$y_1^5 y_2^3 (y_2')^2$	1.73, 2.84
	$y_1^4 y_2^4$	1.98, 4.84
	$y_1^4 y_2^4 (y_1')^2$	3.16
	$y_1^4 y_2^4 (y_2')^2$	1.89, 3.99
	$y_1^3 y_2^5$	0.26, 2.22
	$y_1^3 y_2^5 (y_1')^2$	0.32
	$y_1^3 y_2^5 (y_2')^2$	2.09
	$y_1^2 y_2^6$	0.37, 2.49
	$y_1^2 y_2^6 (y_1')^2$	0.42
	$y_1^2 y_2^6 (y_2')^2$	2.34
$y_1 y_2^7$	0.45, 2.85	
$y_1 y_2^7 (y_1')^2$	0.50	
$y_1 y_2^7 (y_2')^2$	2.45	
y_2^8	0.30, 0.51	
9	y_1^9	1.44, 1.65, 2.93
	$y_1^9 (y_1')^2$	1.43
	$y_1^9 (y_2')^2$	1.44, 1.59, 3.25
	$y_1^8 y_2$	1.52, 1.93
	$y_1^8 y_2 (y_1')^2$	1.66
	$y_1^8 y_2 (y_2')^2$	1.50, 1.83
	$y_1^7 y_2^2$	1.62, 2.28
	$y_1^7 y_2^2 (y_1')^2$	1.87

Order	Variables of terms	m = 1
9	$y_1^7 y_2^2 (y_2')^2$	1.58, 2.11
	$y_1^6 y_2^3$	1.74, 2.74
	$y_1^6 y_2^3 (y_1')^2$	2.14
	$y_1^6 y_2^3 (y_2')^2$	1.68, 2.50
	$y_1^5 y_2^4$	1.89, 3.45
	$y_1^5 y_2^4 (y_1')^2$	2.54
	$y_1^5 y_2^4 (y_2')^2$	1.81, 3.07
	$y_1^4 y_2^5$	0.25, 2.08, 5.07
	$y_1^4 y_2^5 (y_1')^2$	0.30, 3.34
	$y_1^4 y_2^5 (y_2')^2$	1.98, 4.27
	$y_1^3 y_2^6$	0.35, 2.32
	$y_1^3 y_2^6 (y_1')^2$	0.39
	$y_1^3 y_2^6 (y_2')^2$	2.19
	$y_1^2 y_2^7$	0.42, 2.60
	$y_1^2 y_2^7 (y_1')^2$	0.47
	$y_1^2 y_2^7 (y_2')^2$	2.45
	$y_1 y_2^8$	0.12, 0.49, 2.94
	$y_1 y_2^8 (y_1')^2$	0.54
	$y_1 y_2^8 (y_2')^2$	2.57
	y_2^9	0.38, 0.55
$y_2^9 (y_1')^2$	0.60	

3.2.1.3.1. 多次元テーラー展開の近似によって拡張された準安定比を用いた解析例

多次元テーラー展開を用いて準安定理論を拡張することで、より精度の高い解析が可能となる。例として、アミノ酸残基の解析結果を示す。図 45 に拡張前の準安定理論による解析結果を、図 46 に拡張後の準安定理論による解析結果をそれぞれ示す。拡張前の準安定理論による解析では、本来は種類ごとに異なる分子量比 (Actual mass ratio) に、同じ準安定比 (Quasi-stable ratio) が対応する場合 (2.47, 2.10 など) が多く、誤差も最大で 10%程度と大きくなっていったが、拡張後の準安定理論による解析では、ほぼ全ての種類の分子量比を、それぞれ異なる準安定比で表せており、誤差も最大 3%程度と、解析精度の明確な向上が見られることから、準安定理論を拡張することの有効性が確認できる [49]。

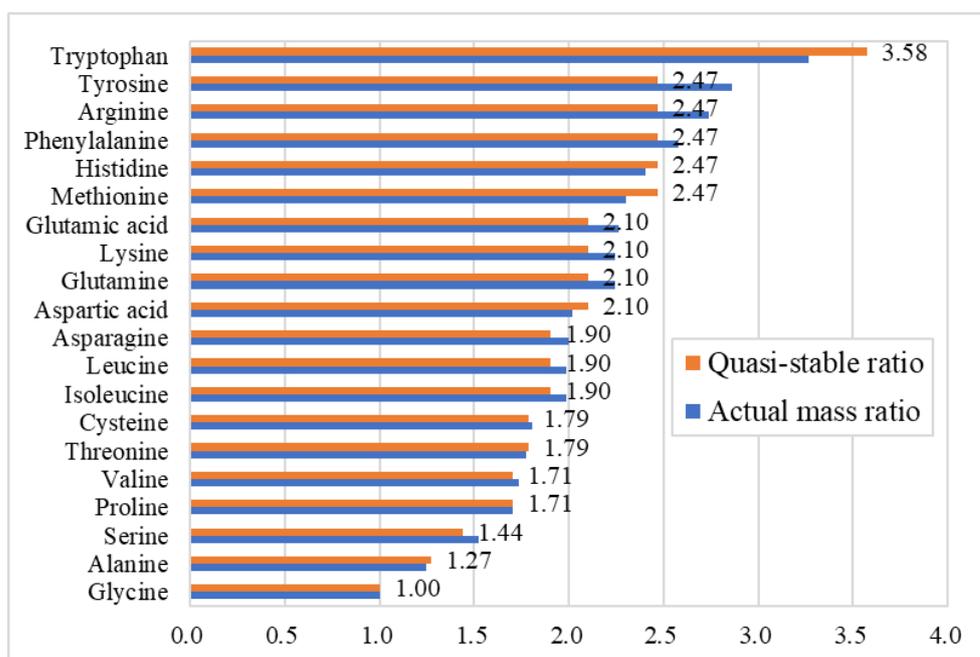


図 45 拡張前（1次元テーラー展開）の準安定理論による解析例 [49]

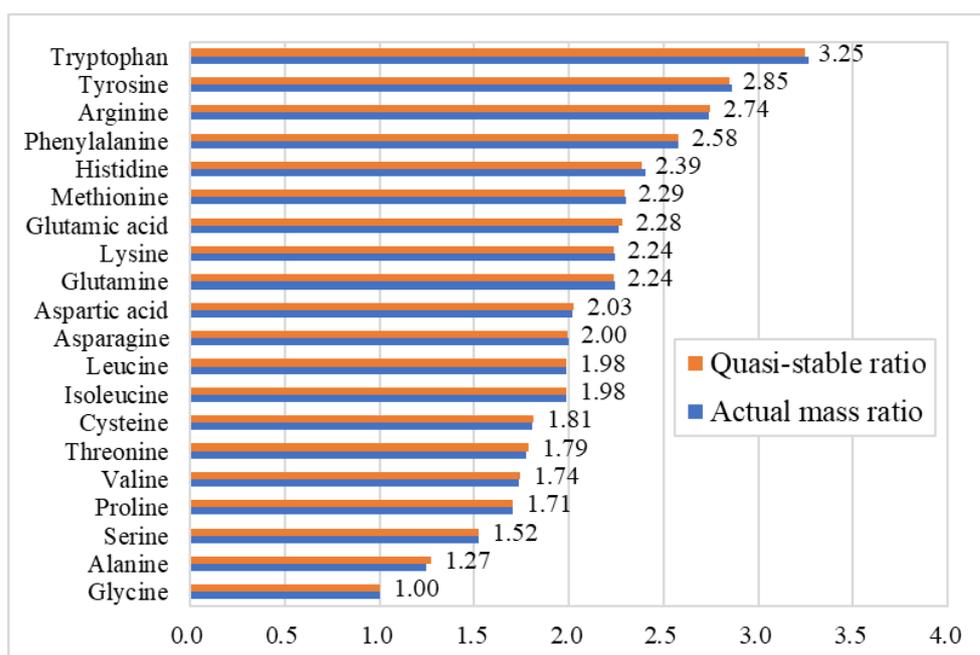


図 46 拡張後（多次元テーラー展開）の準安定理論による解析例 [49]

3.2.1.4. テーラー展開の近似項の力学的分類による準安定理論の拡張

多次元テーラー展開後の項を、以下に示す3種の力学的分類 [52]に分ける。

- ・粒子の変形率 y の影響が大きい表面力系
- ・粒子の変形速度 $dy/d\bar{t}$ の影響が大きい対流系
- ・双方の影響を同程度に受ける中間系

例えば、表 25 中の準安定比のうち、2次までの準安定比を分類すると表 26 のようになる。これら3種の項の影響度を考慮することで、投入エネルギーの分裂への影響を考慮した解析が可能となる。

表 26 準安定比の力学的分類 [53]

分類	準安定比
表面力系	1.44, 1.88
対流系	1.00, 1.19, 1.27
中間系	1.35, 1.36, 1.41

3.2.2. ウラン 235 の核分裂生成物の解析

本研究では、凝縮系核反応の理論解析を行う準備として、準安定理論が核反応にも適用可能であるかを確認するため、よく知られた核反応であるウラン 235 の核分裂生成物の質量分布解析を行った。拡張された準安定理論を用いて解析を行い、実験での収率曲線と近い結果を得ることに成功した。ここでは、原子核を流体とみなして準安定理論を適用しているが、原子核を流体として扱う液滴モデルが Bohr らによって提唱され、核分裂現象をうまく説明できていることから [54]、本研究においても、原子核を流体近似する合理性はあると考えられる。

ウラン 235 の核分裂で生成される核種は、主に質量数が 90 および 130 前後であることが知られている [50]。また、高エネルギーの高速中性子を照射した場合、生成される核種のうち、質量数 120 に近いものが増加するというデータもある [50]。このように、投入されたエネルギーにより、分裂後の粒子に違いが生じる理由として、以下の通りに考えられる。

低エネルギーの中性子が原子核に衝突する場合は、原子核表面付近に衝突するが、原子核の内部の奥深くまでは入れず、内部が強くかき乱されない。そのため、内部の対流系の項が相対的に弱く、原子核表面の変形は大きいので、表面力系の項が律速すると考えられる。そのため、表 26 に示す表面力系および中立系の準安定比 (1:1.3~1:1.9) となるような分裂を起こしやすい。これに対して、高エネルギーの中性子による核分裂では、原子核内部で強い対流が起こるため、相対的に対流系の項が律速となりやすく、表 26 に示したように、分裂後の原子核に対流系の準安定比 (1:1~1:1.3) が多く見られるようになる。

図 47 および図 48 はウラン 235 の核分裂生成物の解析結果であり、図 47 が低エネルギーの熱中性子による核分裂の解析結果を、図 48 が高エネルギーの高速中性子による核分裂の解析結果をそれぞれ示す。比較のため、実験で得られる収率の文献値 [50] を、収率曲線として図中に記載している。ここでは、投入エネルギーの影響を考慮し、「高速中性子による核分裂では、100 と 135 付近の質量数の原子核の収率分布の最大値と、質量数 110～120 付近の原子核の収率の最大値の比が、6:1 程度であるのに対し、熱中性子による核分裂では 700:1 程度と、衝突する中性子のエネルギーの差異によって、頻度分布の 2 つの最大値とその間の谷間にある最低値との比が 120 倍程度、変化する。」という実験事実 [50] から、高速中性子による核分裂の解析では、「表面力系+中間系」と「対流系」の影響度を約 4:1 と仮定し、熱中性子による核分裂の解析では、「表面力系+中間系」と「対流系」の影響度を約 480:1 と仮定して解析を行った。

解析ではまず、ウラン 235 が表 26 中のそれぞれの比に対応する質量数を持つように分裂した場合を考える。例えば、準安定比 1.44 に対応する質量数として、1.44:1 の質量数比を持つように、質量数 138.7 と 96.3 に分裂すると仮定する。

次に、仮定した分裂後の質量数が、質量数 10 毎に区切られた範囲に出現した回数をカウントし、ヒストグラムを作成する。ここで、分裂後の質量数が整数となっていない場合も、整数に直さず扱っている。質量数の出現回数をカウントする際、表 26 中の力学的分類に応じた係数をかけることで、各系の影響度を表現する。ここでは、実験での収率曲線のピークと解析結果のピークがほぼ同じ高さとなるように、熱中性子による核分裂（図 47）の場合は、表面力系の出現回数に 2、対流系の出現回数に 2/300、中立系の出現回数に 298/300 を、高速中性子による核分裂（図 48）の場合は、表面力系の出現回数に 2、対流系の出現回数に 2/3、中立系の出現回数に 1/3 を掛けてヒストグラムを作成している。

その結果、各実験の収率曲線とよく一致する解析結果が得られた。核分裂生成物の質量分布が、中性子のエネルギーレベル（≡ウラン原子核内部で生じる対流の強さ）によって変化する現象を捉えることもできており [52]、準安定理論を核反応に適用できる可能性を確認できた。

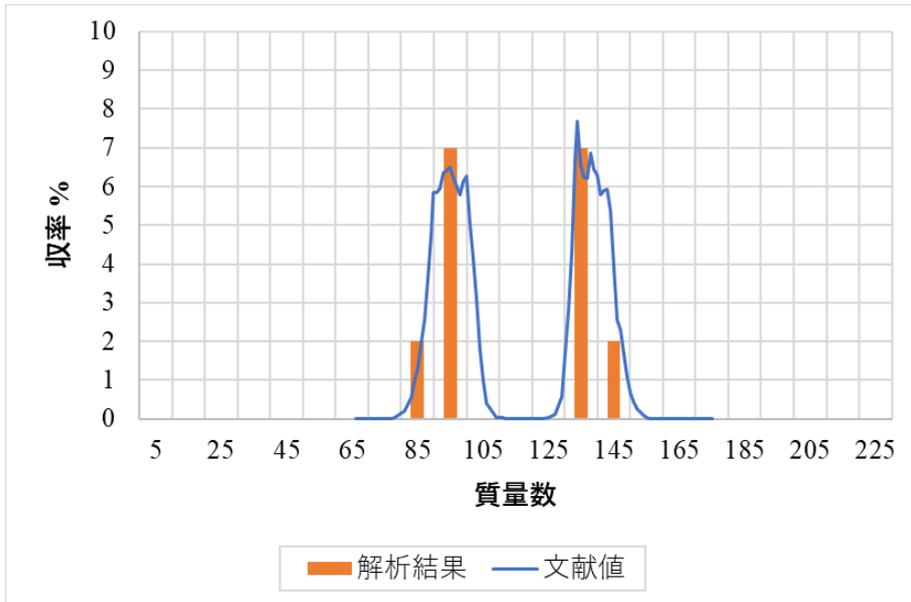


図 47 熱中性子による核分裂の解析結果と文献値 [50]の比較 [52]

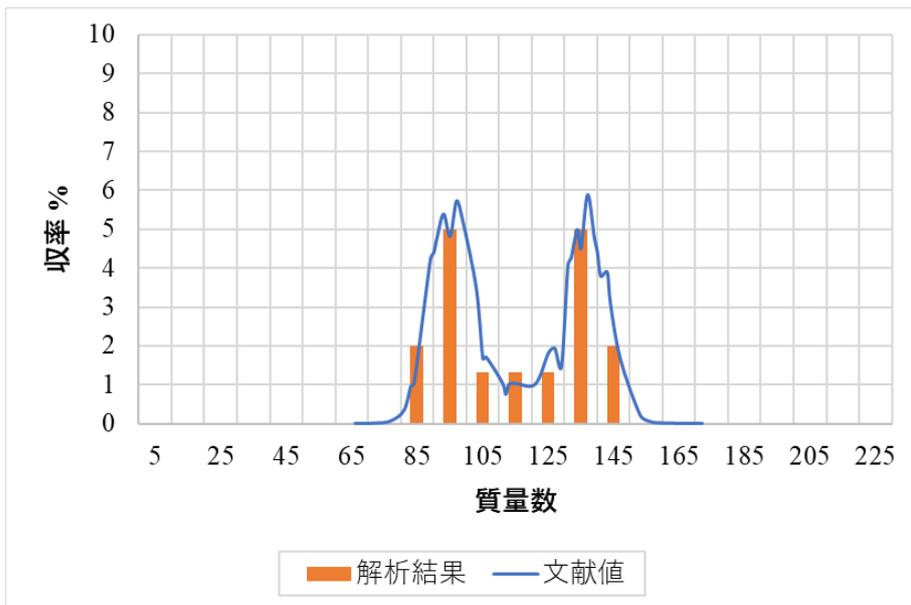


図 48 高速中性子による核分裂の解析結果と文献値 [50]の比較 [52]

3.2.3. 凝縮系核反応の解析

Miley は、パラジウム電極を用いて重水を電気分解した際、過剰熱の発生とパラジウムの核変換が生じることを報告した [26]. また, Karabut はパラジウム電極を用いて重水素ガス中でグロー放電を行い, 同様に過剰熱の発生と核変換を確認した [43]. これらの反応は凝縮系核反応と呼ばれ, 反応メカニズムの研究が進められている. 最近, パラジウムの粉末の粒径をナノメートルレベルに微細化することで, 安定にこれらの反応が起きることもよく知られるようになってきている. また, パラジウム原子が複数個 (クラスター) から分裂していることを示唆するデータも多々知られている. [26] [43]

本研究では, これらの実験事実から, 以下の 2 つの論理を用いることができると仮定して凝縮系核反応の解析を行った.

- ・凝縮系核反応において, グロー放電などによって投入されるエネルギーレベルは, 高エネルギー中性子の衝突の場合と比較して格段に小さいため, 原子核内部に対流が生じないか, 無視できる.

- ・凝縮系核反応の実験データでは, パラジウムと水素 (または重水素) の系で, パラジウムよりも小さな元素だけでなく, パラジウムより大きな元素も生成されることが多々報告されているが, これはパラジウム原子が複数個 (クラスター) から分裂しているためと仮定する.

以上をもとにして, 表 26 の系のうち, 対流系を除いた準安定比を用いて, Pd 原子核からの分裂, Pd 原子核 2 つからの分裂を仮定して質量分布計算を行った.

計算では, Pd 原子核 (質量数 106.42 と仮定) および Pd 原子核 2 つ (質量数 212.84 と仮定) は, 表 26 に示す準安定比を質量比に持つように分裂すると仮定している. 得られた計算結果 (反応生成物の質量数) を用い, 質量数 5 刻みのヒストグラムとして質量分布グラフを作成した (図 49). ここで, 分裂後の質量数が整数となっていない場合も, 整数に直さず扱っている. ここでは, 表面力系の出現回数に 1, 対流系の出現回数に 0, 中立系の出現回数に 1 を掛け, 対流系の影響を除いてヒストグラムを作成している [53].

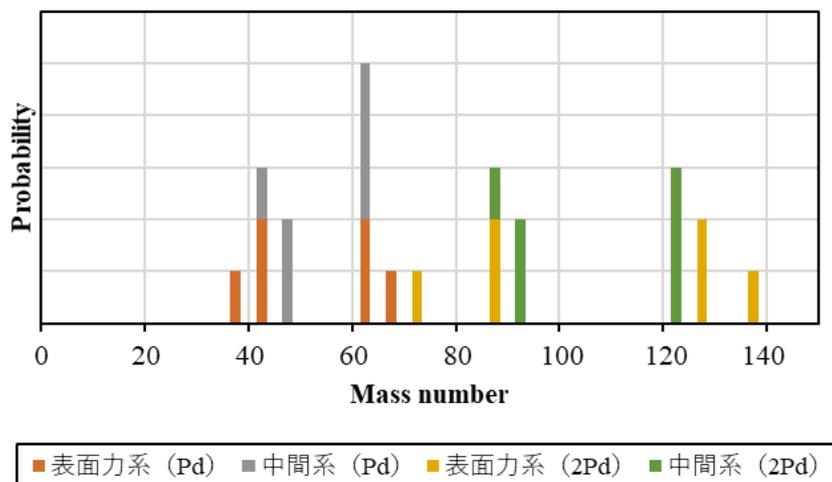


図 49 凝縮系核反応における質量分布計算結果 [53]

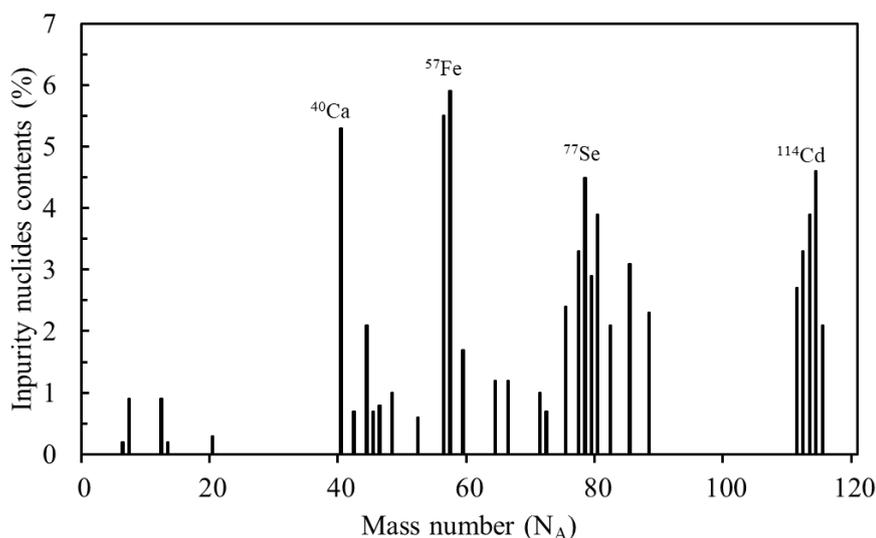


図 50 Karabut の実験結果 [43]

ここで、図 49 に見られる 4 つのピークはそれぞれ Karabut の実験結果 (図 50) の Ca, Fe, Se, Cd に対応すると考えられる。加えて、図 49 に示す質量分布計算結果は図 50 における Fe~Se 間の元素の存在および、質量数 90~110 付近の元素が生成されないことを示唆しており、凝縮系核反応の反応生成物の質量分布を、定性的には表せているといえる。ただし、図 49 と図 50 で、生成頻度の高い質量数 (Mass number) に若干のずれが見られる。以下はその理由の考察である [53]。

図 49 および図 50 に示すグラフを比較すると、図 49 の質量分布計算結果の方が、生成元素の質量数が若干大きくなる傾向が見られる。このような傾向が見られる原因として、Pd 原子以外からの反応経路の存在が考えられる。Karabut は、凝縮系核反応実験において、

Pd 原子が Nb 原子および Rh 原子に変化した可能性を述べている [43]. これらの原子は Pd 原子より 10 程度質量数が小さいため、実験において Pd 原子がこれらの原子を経由して分裂した結果、生成される原子核の質量数が減少し、本研究の計算結果より質量数が小さい原子が反応生成物として現れたと推測される [53].

以上の結果から、連続体近似モデルをベースに、不確定性を考慮した確率論的運動量保存則から、多次元テーラー展開の近似によって拡張された準安定理論を用いて解析することで、凝縮系核反応の反応生成物の質量分布を基本的には説明できる可能性を得たと言える。今後は、詳細な反応経路を考慮した分析を進めることで、質量分布の定量的な分析も可能になると考えている。

以上の解析結果から、凝縮系核反応の可能性の一端を見出した。そこで、次節以降に示す基礎的な実験研究を実施し、多重衝突パルス噴流圧縮原理によって、凝縮系核反応を含む未知の発熱を促進できる可能性を検討した。

3.3. 金属粉末への水素吸蔵時に生じる発熱反応に関する実験的研究

先行研究では、未知の発熱現象による過剰熱が観測されるまで長い時間がかかっており、実験開始直後には十分な発熱が生じていない。これは（重）水素が十分に吸収されるまでにある程度の時間を要するためであると考えられる。多重噴流衝突圧縮原理を用いて高温・高圧とした水素ガスを吸収させることで、より短時間で発熱させられる可能性がある。

本研究では、多重衝突パルス噴流を用いた発熱実験に向けて、定容器型の反応装置を設計・製作し、金属ナノ粉末に水素を吸収させる実験を三段階に分けて実施し、多重衝突パルス噴流圧縮原理によって発熱反応が促進される可能性を検討した。一段階目の実験では、1 MPaG 未満の低圧水素を、ニードルバルブを用い、10 秒以上かけて反応容器に導入した。二段階目の実験では、1 MPaG 未満の低圧水素を、電磁弁を用いてパルス噴流として反応容器に導入した。このケースは、水素ガスの噴流 2 本の衝突に相当する条件となっている。三段階目の実験は、1 MPaG を超える高圧水素のパルス噴流を導入し、水素ガスの噴流 2 本の衝突に相当する条件で実施した。

3.3.1. 定容器型反応装置を用いた基礎実験

金属粉末が水素ガスを吸収する際に生じる未知の発熱について、実験的研究を行うにあたり、最初に定容器型反応装置を製作し、基礎的な実験を行った。

3.3.1.1. 実験装置

製作した定容器型反応装置を図 51 および図 52 に示す。実験装置は主に、ヒーター、反応容器、測定系、ガス供給装置、真空ポンプによって構成されている。また、実験中の安全のため、実験装置には圧力が 1 MPaG を超えると作動するリリーフ弁が取り付けられて

いる。内径は反応容器部が $\phi 7.4$ mm, 他配管部が $\phi 4.3$ mm である。

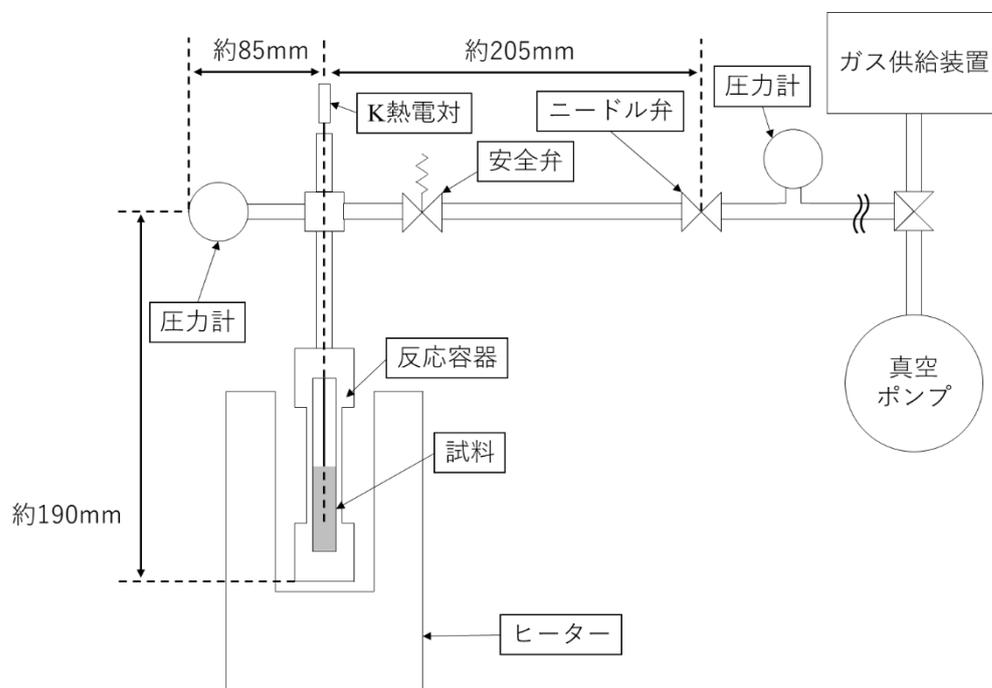


図 51 製作した定容器型反応装置構成図



図 52 製作した定容器型反応装置 [55]

3.3.1.1.1. ヒーター

加熱用のヒーターは、アズワン製の GBSD-300 を使用した。仕様を表 27 に示す。槽内温度が一定となるように制御でき、目標温度は 100～300 °C の範囲で設定可能である。

表 27 GBSD-300 の仕様

メーカー	アズワン株式会社
型番	GBSD-300
外寸法	130×145×215 mm
槽内寸法	φ 40×140 mm
設定温度範囲	100 °C～300 °C
消費電力	250 W

3.3.1.1.2. 反応容器

反応容器はフジキン製の配管部品を組み合わせて製作されている。容器の材質は SUS316L、体積は約 2 mL である。450 °C、12.2 MPa までの条件での使用可能となっており、実験に十分な安全性を確保している。

3.3.1.1.3. 測定系

試料温度の測定には八光電機製の K 熱電対 HTK0227 を使用し、反応容器内圧力の測定にはキーエンス製の GP-M025 を使用した。熱電対の仕様を表 28 に、圧力センサーの仕様を表 29 にそれぞれ示す。

表 28 HTK0227 の仕様

メーカー	株式会社八光電機
型番	HTK0227
シース部寸法	φ 1.6×250 mm
常用温度	650 °C

表 29 GP-M025 の仕様

メーカー	株式会社キーエンス
型式	GP-M025
定格圧力範囲	-0.1 ~ +2.5 MPaG
表示可能範囲	-0.360 ~ +2.760 MPaG
ゼロカット圧力値	±0.5% of F.S.
破壊圧力	35 MPa
表示分解能	0.001 MPa
適応流体	接液部材質を腐食しない気体及び液体
精度	±1.0% of F.S. 以下
繰り返し精度	±0.3% of F.S. 以下
温度特性	±0.6% of F.S. /10°C
接続口径	G3/4
筐体回転角度	最大 330°
使用流体温度	-20 ~ +100°C (氷結・結露しないこと)
応答性	3 ~ 5000 ms 選択
保護構造	IP67
耐圧力	10 MPa
使用周囲温度	-20 ~ +80 °C (氷結、結露しないこと)
使用周囲湿度	35 ~ 85 % RH (結露しないこと)

3.3.1.1.4. ガス供給装置

実験時に試料に吸収させるための水素ガスの供給には、フロント製のログミックス（型番：LMX2-J-A7）を使用した。ガス供給装置の仕様を表 30 に示す。この装置はプッシュ缶タイプの水素ガスを供給源としており、供給できるガス圧力が最大で 0.7 MPaG であるため、高圧ガス保安法の規制対象とならない。

表 30 LMX2-J-A7 の仕様

メーカー	株式会社フロント
型番	LMX2-J-A7
入口圧力	Max 0.8 MPa
使用温度範囲	5 °C~50 °C
配管接続	φ6 ワンタッチ継手
寸法	90×248×160 mm
操作軸回転数表示	有
設定圧計	700 kPa フルスケール

3.3.1.1.5. 真空ポンプ

実験時の真空引きには、アネスト岩田製の ISP-250C を使用した。真空ポンプの仕様を表 31 に示す。

表 31 ISP-250C の仕様

メーカー	アネスト岩田株式会社
型番	ISP-250C
設計排気速度	250 L/min
到達圧力	1.6 Pa
電動機出力	0.4 kW
リーク量	$\leq 1.0 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$
寸法	400×252×336
吸気口径	NW25
排気口径	NW16
冷却方式	空冷

3.3.1.2. 実験手順

実験の流れを図 53 に示す。

まず、試料を反応容器に入れ、反応容器に真空を引く。真空引きの後、ヒーターを用いて試料の予熱を行う。

予熱が完了した後、ガス供給装置から水素ガスまたは対照実験用の窒素ガスを反応容器に充填し、試料の温度変化を測定する。この実験では、ニードル弁を少しずつ開き、10 秒以上の時間をかけてゆっくりと水素ガスを導入している。

実験終了後は再び真空引きを行い、充填された水素ガス試料から放出させ、反応を停止させる。

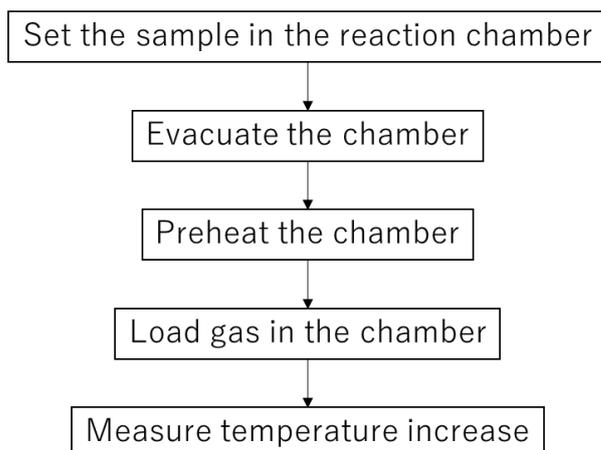


図 53 水素ガス吸収時の発熱反応の基礎実験手順 [55]

3.3.1.3. 実験結果

実施した実験の条件を表 34 に示す。ここでは、試料としてニッケル粉末 (NFP201S, JFE ミネラル製) または PNZ10r (Pd-Ni-Zr 系合金ナノ粉末) [44] を使用している。試料として使用したニッケル粉末の諸元は表 32 および表 33 に示す通りである。

表 32 NFP201S の物性値

メーカー	JFE ミネラル株式会社
型番	NFP201S
平均径 (μm)	0.2
比表面積 (m^2/g)	3.4
タップ密度 (g/cm^3)	3.4
粗粒カットポイント	$2\mu\text{m}$

表 33 NFP201S の化学成分 (%)

Ni	Fe	Co	Mn	Cr	Na	K	Cl	O
> 99.9	0.005	0.002	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002	2.0
(O を除く)	~ 0.002							~ 0.3

表 34 定容器型反応装置を用いた基礎実験条件

実験日	試料種類	試料質量 [g]	ヒーター設定温度 [°C]	気体圧力 [MPa]
2020/9/30	PNZ10r	3.0	300	0.5
2020/11/18	Ni	3.0	300	0.12
2020/11/24	Ni	3.0	100	0.5
2020/11/25	Ni	3.0	300	0.5
2020/12/2	Ni	3.0	300	0.5
2020/12/8	PNZ10r	3.0	100	0.12
2020/12/16	PNZ10r	3.0	300	0.12
2021/1/13	Ni	3.0	200	0.5
2021/1/19	Ni	3.0	300	0.5
2021/3/2	Ni	3.0	200	0.5
2021/3/9	Ni	3.0	300	0.3
2021/5/12	Ni	3.0	300	0.3
2021/5/18	PNZ10r	3.0	300	0.5
2021/6/21	PNZ10r	3.0	300	0.3
2021/6/30	PNZ10r	3.0	300	0.8

ニッケルを使用した場合の実験結果を図 54～図 62 に、PNZ10r を使用した場合の実験結果を図 63～図 68 に示す [55]。図中青色の線は水素ガスを使用した実験の温度変化を、橙色の線は窒素ガスを使用した対照実験の温度変化をそれぞれ表す。温度変化の大まかな傾向としては、ニッケル粉末を使用した場合は水素導入後 400～500 秒程度経過してから温度が上昇し、PNZ10r を使用した場合は水素導入後すぐに温度上昇することを確認できた。また、同じヒーター設定温度、気体圧力の条件下では、PNZ10r を使用した場合の方がニッケルを使用した場合よりも温度上昇幅が大きくなる傾向が見られた。

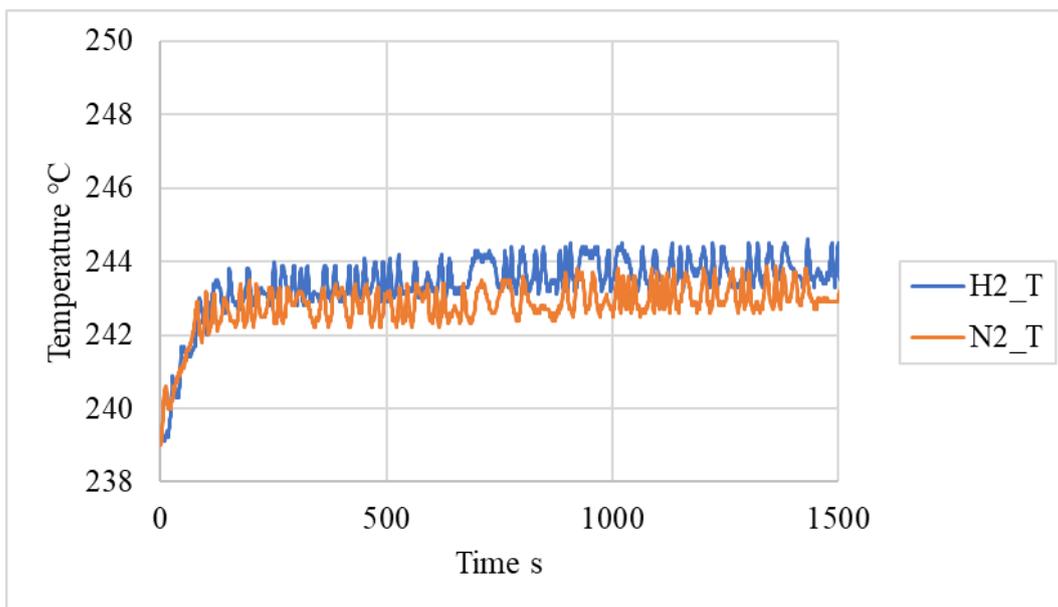


図 54 2020/11/18 の実験結果 (Ni 3.0 g, 300 °C, 0.12 MPa)

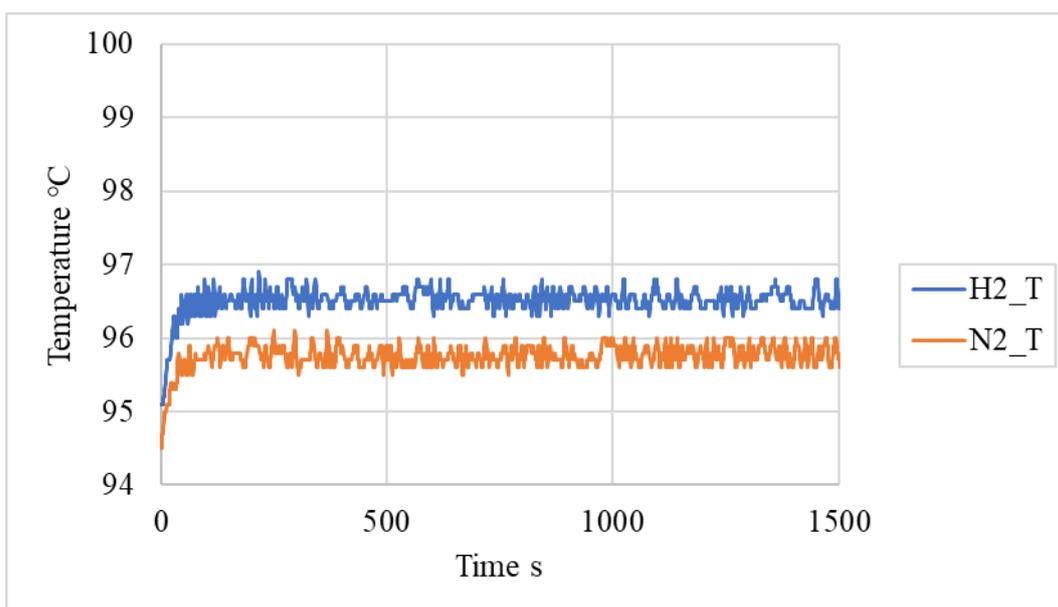


図 55 2020/11/24 の実験結果 (Ni 3.0 g, 100 °C, 0.5 MPa)

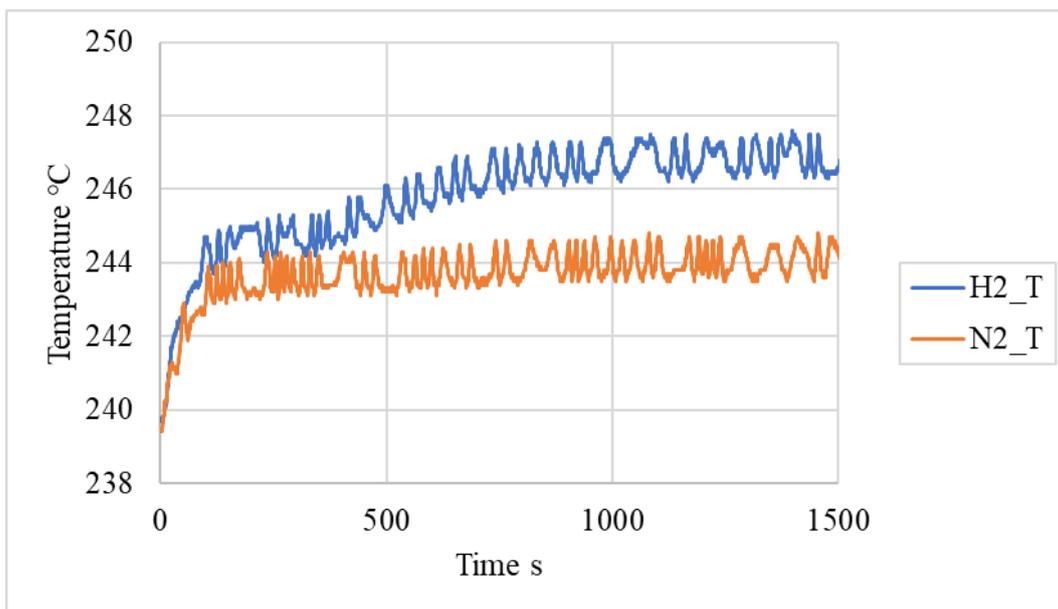


図 56 2020/11/25 の実験結果 (Ni 3.0 g, 300 °C, 0.5 MPa)

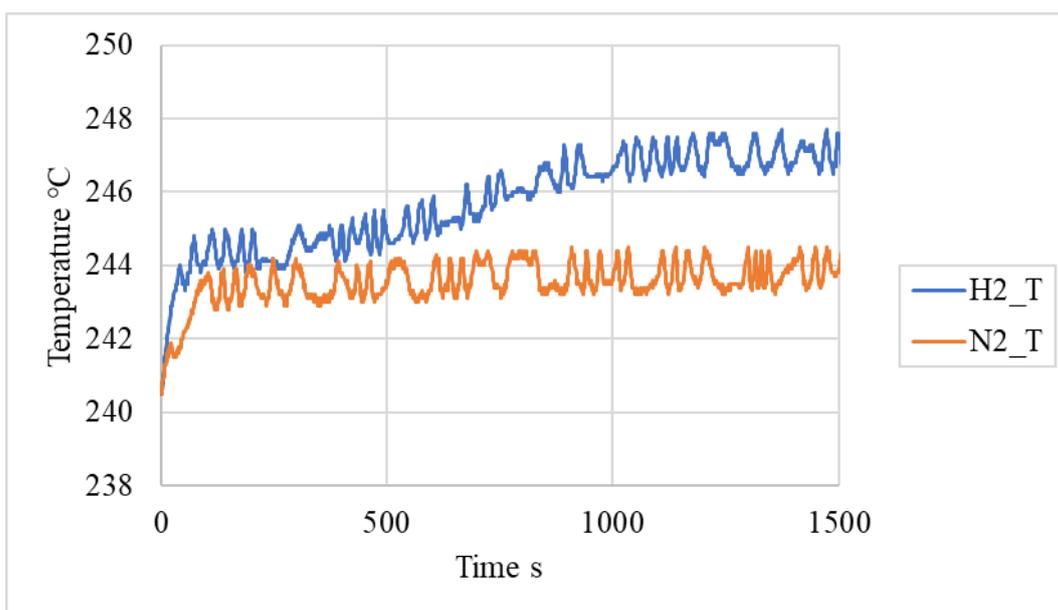


図 57 2020/12/02 の実験結果 (Ni 3.0 g, 300 °C, 0.5 MPa)

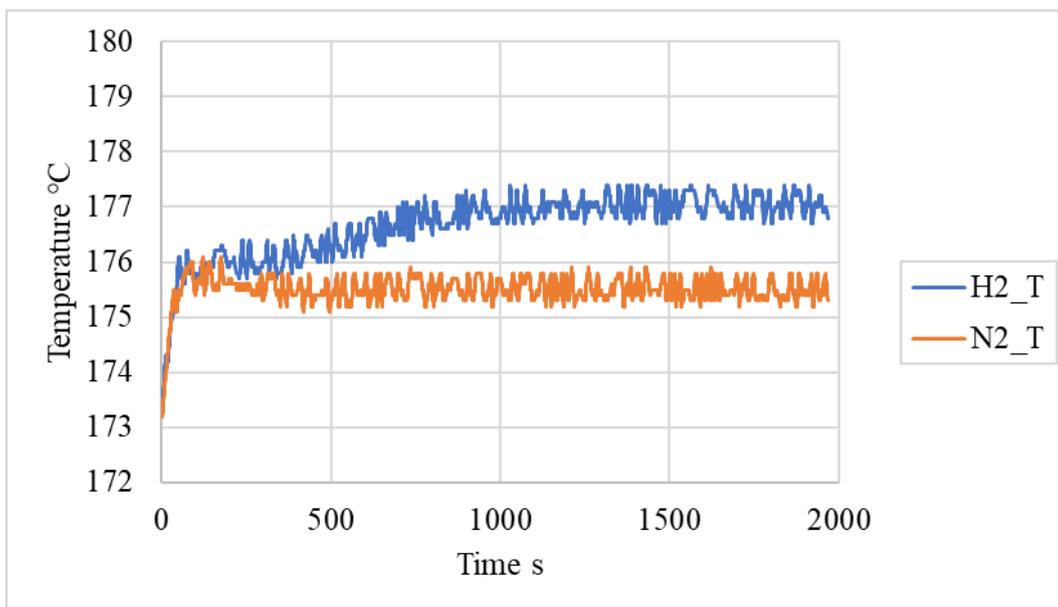


図 58 2021/1/13 の実験結果 (Ni 3.0 g, 200 °C, 0.5 MPa)

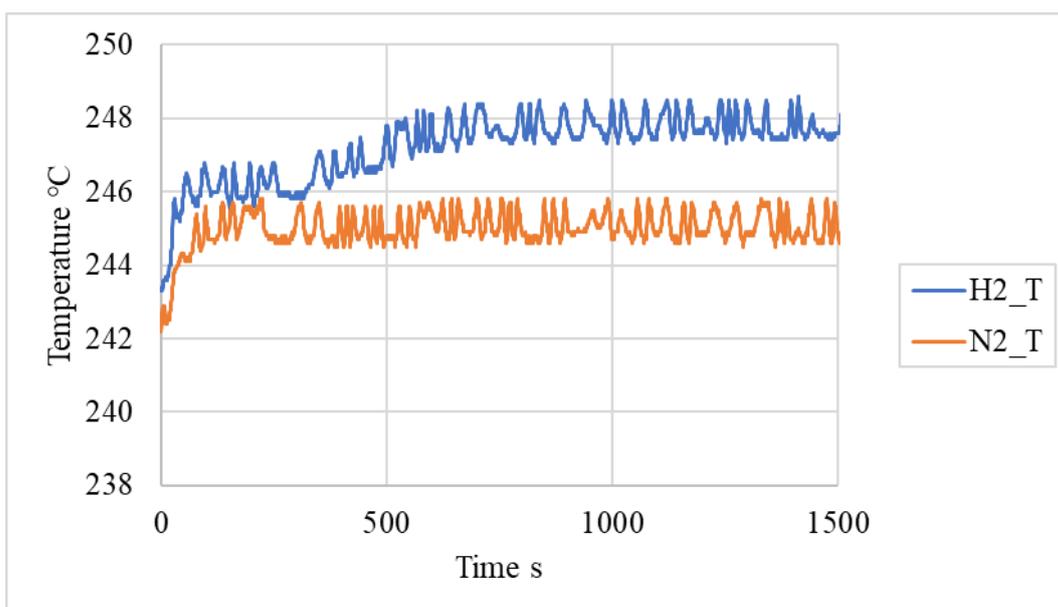


図 59 2021/1/19 の実験結果 (Ni 3.0 g, 300 °C, 0.5 MPa)

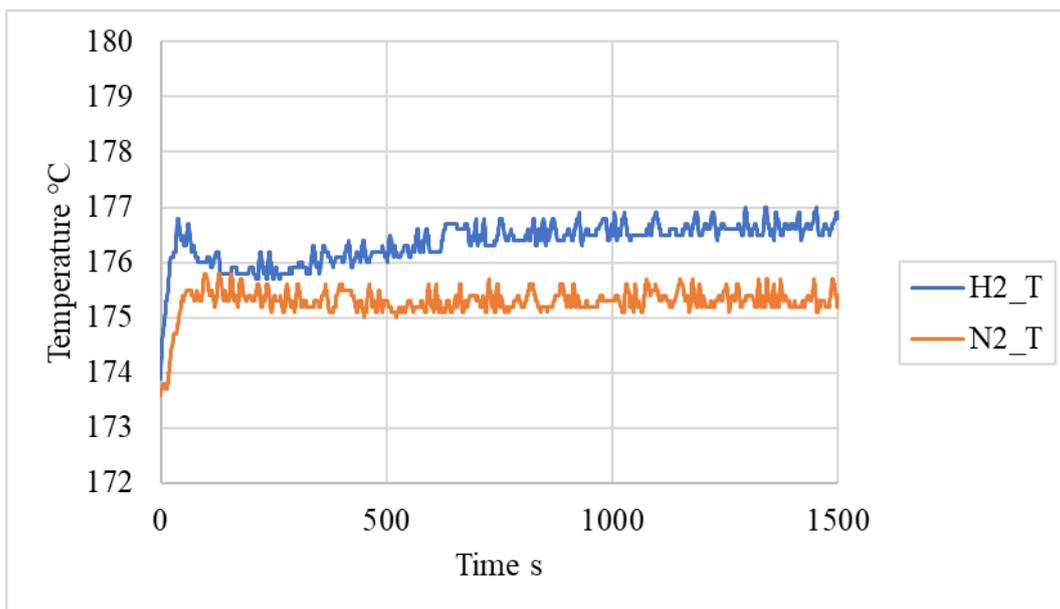


図 60 2021/3/2 の実験結果 (Ni 3.0 g, 200 °C, 0.5 MPa)

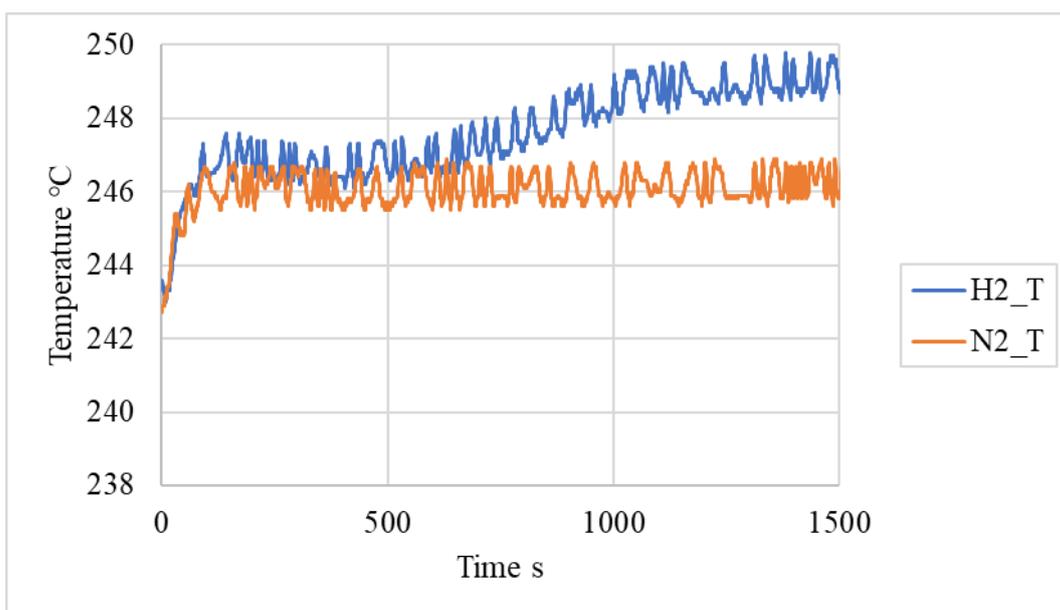


図 61 2021/3/9 の実験結果 (Ni 3.0 g, 300 °C, 0.3 MPa)

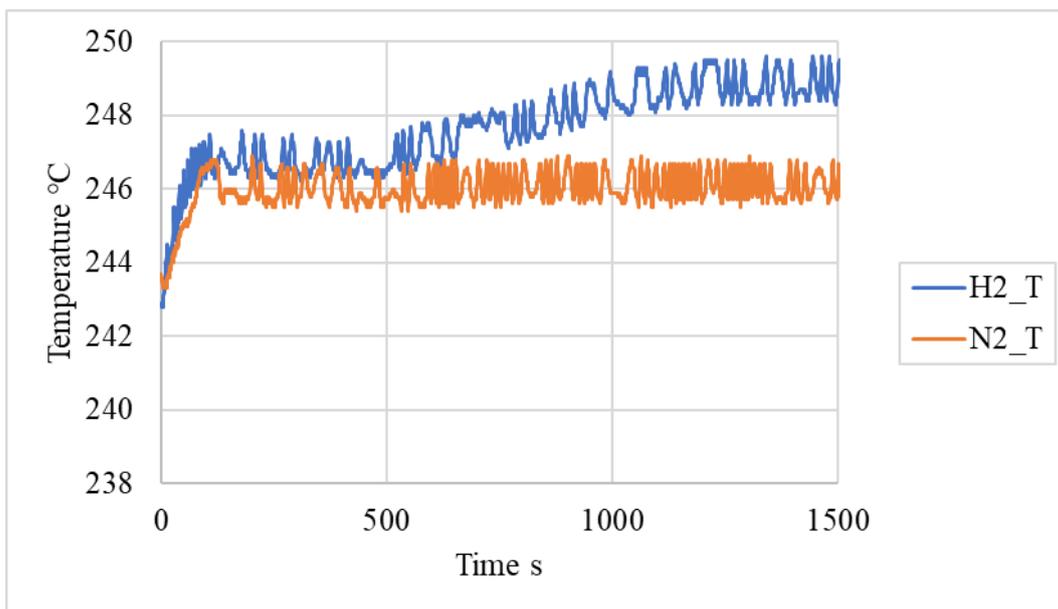


図 62 2021/5/12 の実験結果 (Ni 3.0 g, 300 °C, 0.3 MPa)

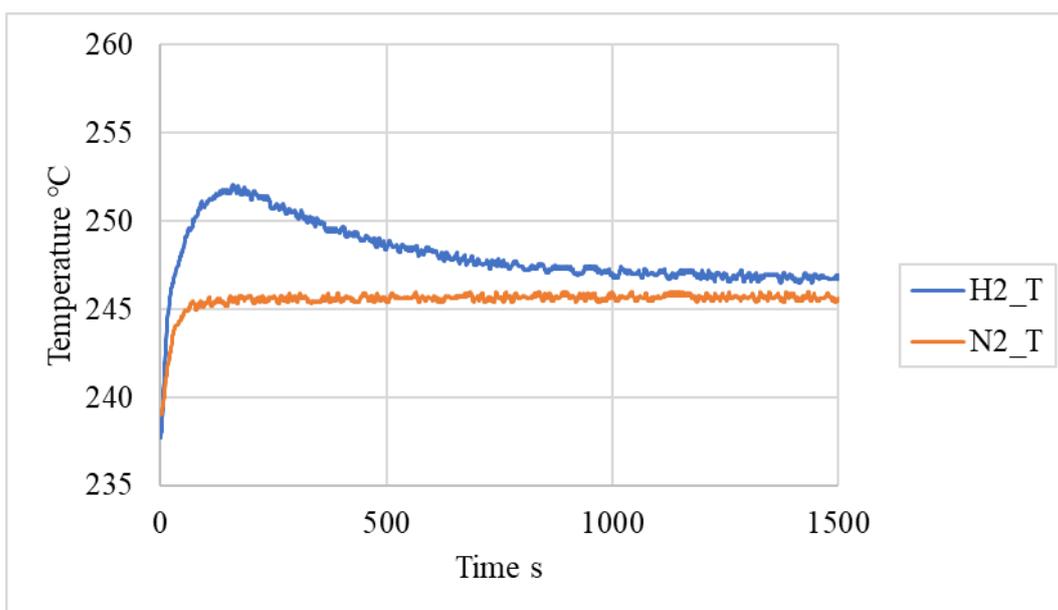


図 63 2020/9/30 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 300 °C, 0.5 MPa)

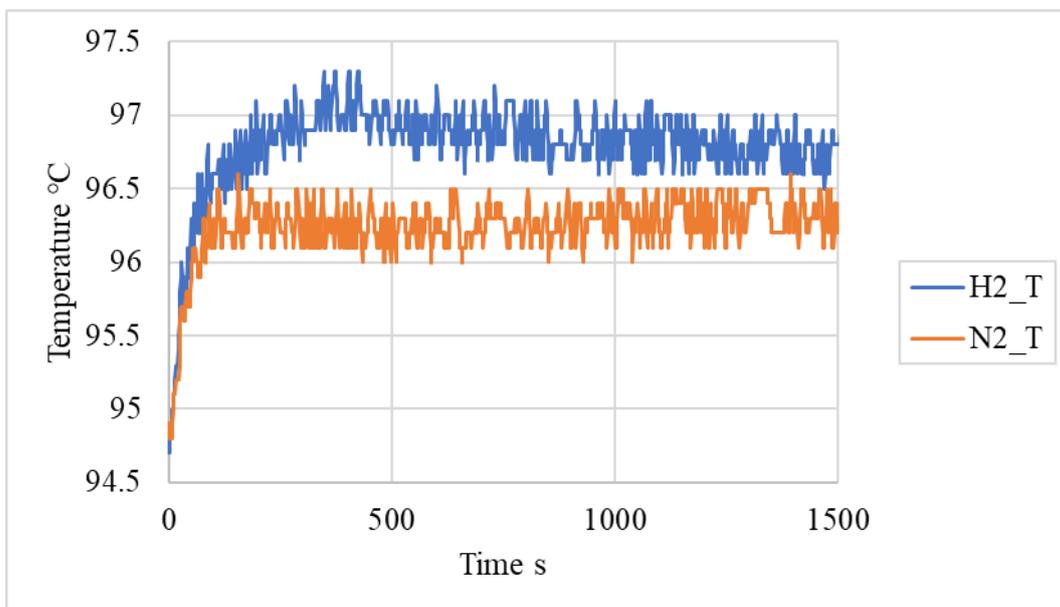


図 64 2020/12/8 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 100 °C, 0.12 MPa)

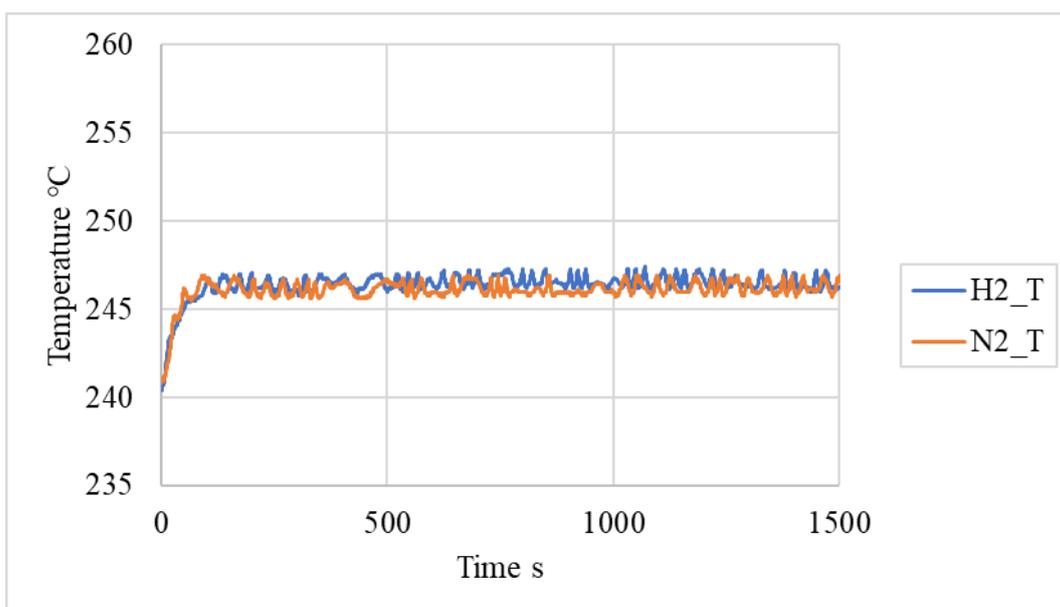


図 65 2020/12/16 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 300 °C, 0.12 MPa)

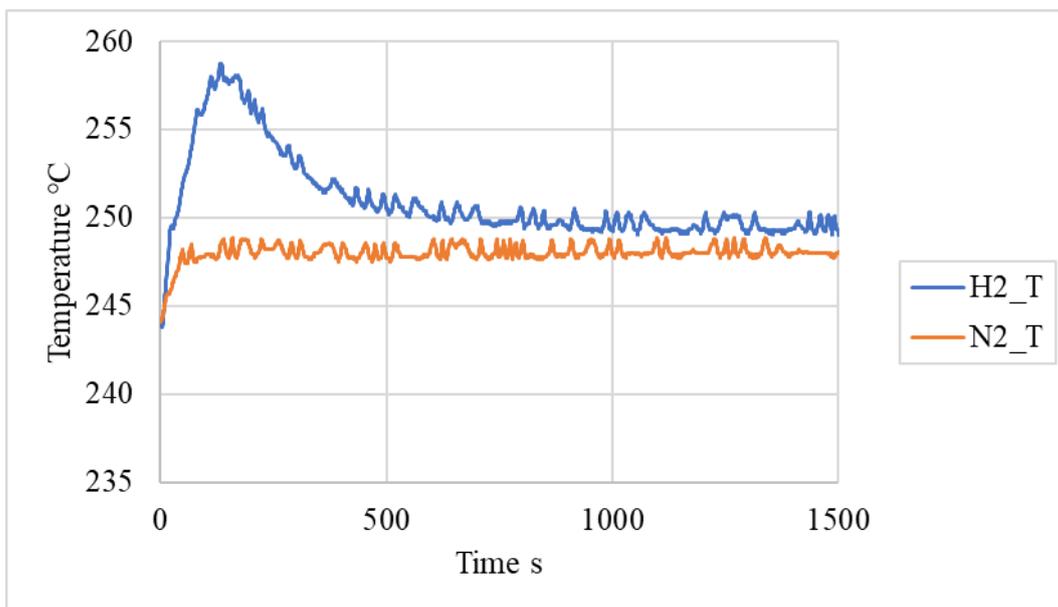


図 66 2021/5/18 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 300 °C, 0.5 MPa)

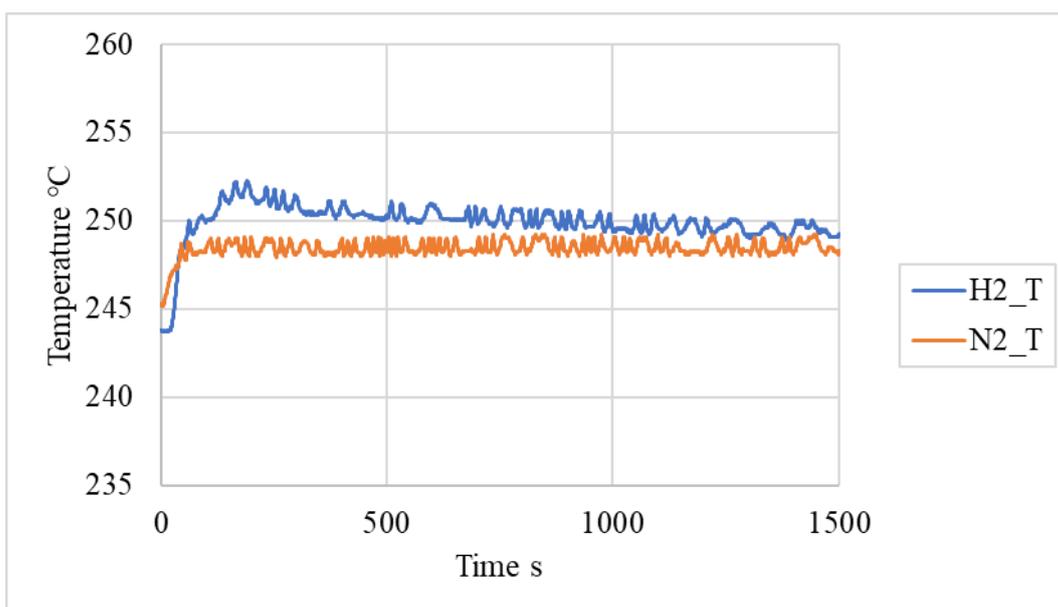


図 67 2021/6/21 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 300 °C, 0.3 MPa)

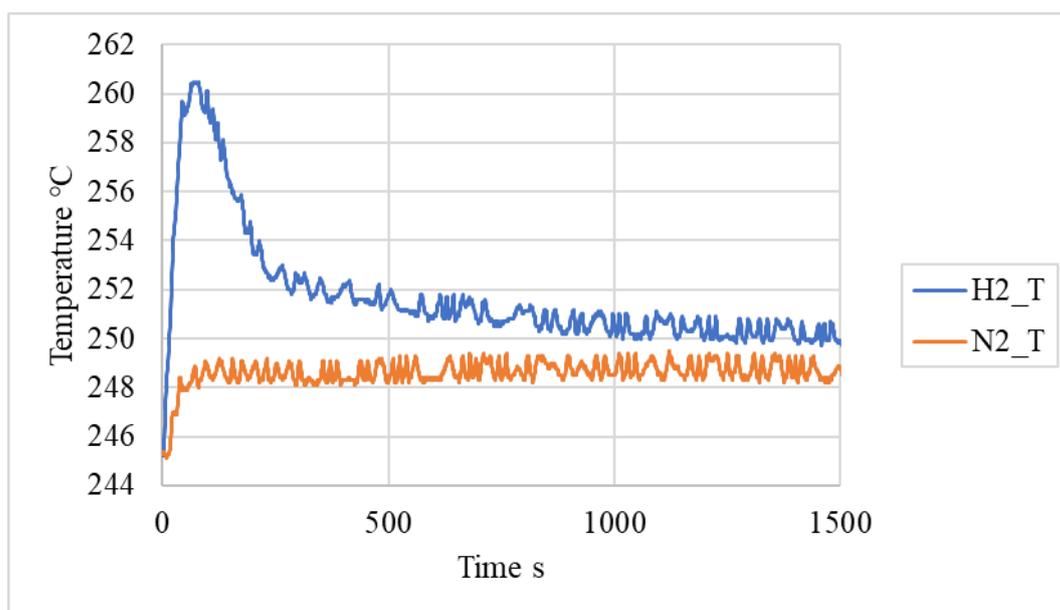


図 68 2021/6/30 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 300 °C, 0.8 MPa)

3.3.1.4. 発熱反応の温度および圧力依存性についての考察

各実験結果について、水素導入時の温度変化と対照実験の温度履歴の差分をとることで、水素導入による実質的な温度上昇度 ΔT を推定した。推定した実質的な温度上昇を縦軸にとり、ヒーター設定温度または水素圧力を横軸にとってプロットしたものを図 69～図 71 に示す [55]。 ΔT とヒーター設定温度および水素圧力には正の相関が見られることから、高温・高圧環境下では金属粉末が水素ガスを吸収する際の温度上昇が促進される可能性が確認できた。

この結果は多重衝突パルス噴流圧縮原理による発熱反応の促進効果が期待できるものであったため、引き続き実験を行い、パルス噴流による発熱反応の促進について検証を行った。

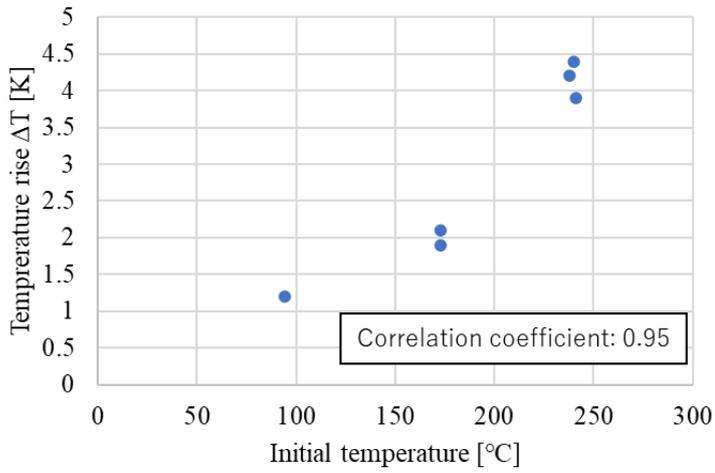


図 69 ニッケル粉末を使用した実験での実質的な温度上昇度（水素圧力 0.5 MPa の場合）
[55]

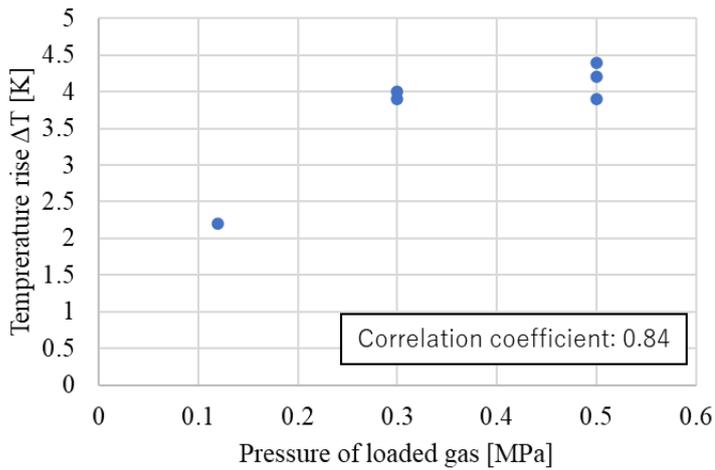


図 70 ニッケル粉末を使用した実験での実質的な温度上昇度（ヒーター設定温度 300 °C の場合） [55]

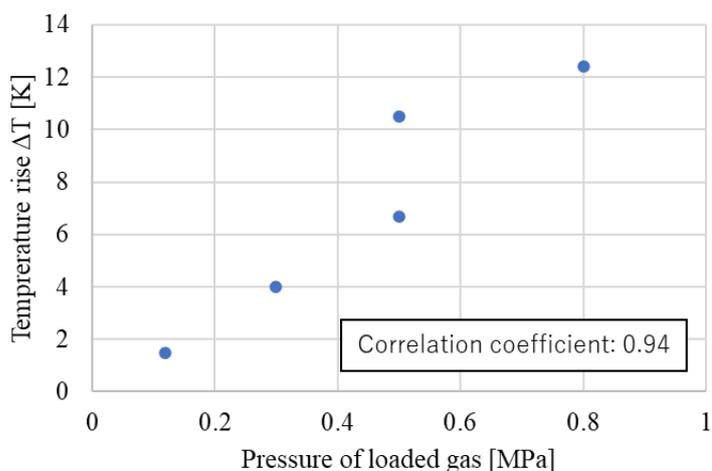


図 71 PNZ10r を使用した実験での実質的な温度上昇度（ヒーター設定温度 300 °Cの場合） [55]

3.3.2. パルス噴流を導入した場合の発熱への影響

前節でパルス噴流による発熱反応の促進が期待できる結果を得られたため，反応装置に電磁弁を追加し，パルス噴流を導入した場合の試料温度変化を測定した．この実験群では，反応容器に水素ガスのパルス噴流を吹き込むため，試料表面に水素ガスのパルス噴流 1 本が衝突する条件となる．試料表面を固体壁と考えた場合，鏡像の原理より，固体壁への噴流の衝突は，対向する 2 本の噴流の衝突と同等とみなせるため（図 72），この実験群は水素ガスのパルス噴流 2 本の衝突に相当する条件となる．

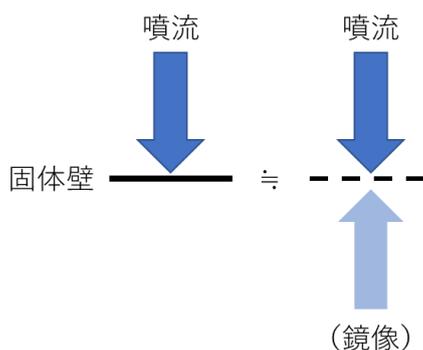


図 72 鏡像の原理

3.3.2.1. 実験装置

使用した実験装置を図 73 および図 74 に示す．実験装置は主に，ヒーター，反応容器，測定系，ガス供給装置，真空ポンプによって構成されている．また，実験中の安全のため，実験装置には圧力が 1 MPaG を超えると作動するリリーフ弁が取り付けられている．内径

は反応容器部が $\phi 7.4$ mm, 他配管部が $\phi 4.3$ mm である. ここでは, パルス噴流を用いた実験を行うため, 電磁弁を流路に追加した. 図中の電磁弁右側のニードルバルブで流量調節が可能となっている. また, より高圧での実験を行うため, 水素ガスの供給は水素吸蔵合金ポンベから行っている.

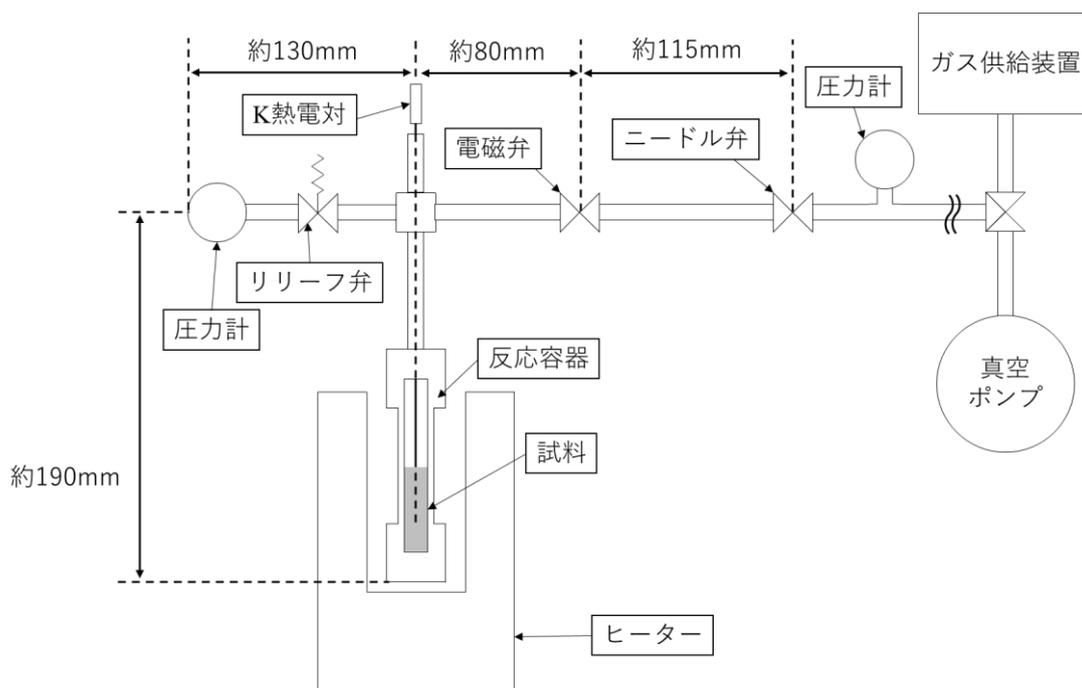


図 73 電磁弁設置後の定容器型反応装置構成図 [56]



図 74 電磁弁設置後の定容器型反応装置

3.3.2.1.1. 電磁弁

本研究では、パルス噴流を生成するための電磁弁に甲南電機製の YS302AH88M9BC9 を用いている。電磁弁の仕様を表 35 に示す。

表 35 YS302AH88M9BC9 の仕様

メーカー	甲南電機株式会社
型番	YS302AH88M9BC9
弁作動方式	ノーマルオープン
配管口径	Rc1/4
オリフィスサイズ	2.4 mm
定格電圧	AC100V (50/60Hz) ・ AC110V (60Hz)
コイルの絶縁耐熱クラス	Class H

3.3.2.1.2. 水素吸蔵合金ポンプ

ここでは、水素ガスの供給源として SPACE-DEVICE 製の MHCh-500L を使用している。水素吸蔵合金ポンプの仕様を表 36 に示す。

表 36 MHCh-500L の仕様

メーカー	SPACE-DEVICE 株式会社
型番	MHCh-500L
水素貯蔵量	500NL
寸法 (mm)	φ81.0×L270
質量	4.3kg
容器材質	アルミニウム合金, A6061-T6
接続口	テーパードネジ, Rc1/8
使用温度	0~40°C
安全装置	バネ式安全弁(吹き出し圧力: 4MPaG)
水放出水素流量	560 Ncc/min
放出水素圧力	0~1 MPaG @ 20°C(水素残量に依存)
放出温度	20~40°C

3.3.2.2. 実験手順

実験手順は前節とほぼ同じである。実験の大まかな流れは図 53 に示した通りである。

まず、試料を反応容器に入れ、反応容器に真空を引く。真空引きの後、ヒーターを用いて試料の予熱を行う (図 75)。

予熱が完了した後、ガス供給装置から水素ガスまたは対照実験用の窒素ガスを電磁弁まで充填した後（図 76）、電磁弁を開いて反応容器に高速噴流を導入する（図 77）。

実験終了後は再び真空引きを行い、充填された水素ガス試料から放出させ、反応を停止させる。

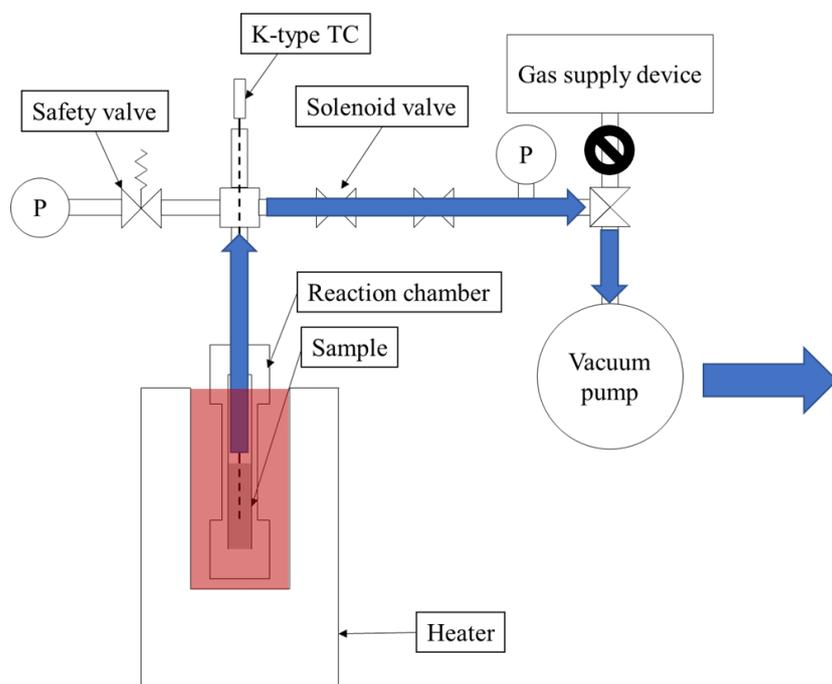


図 75 パルス噴流を導入する実験の模式図（真空引き時）

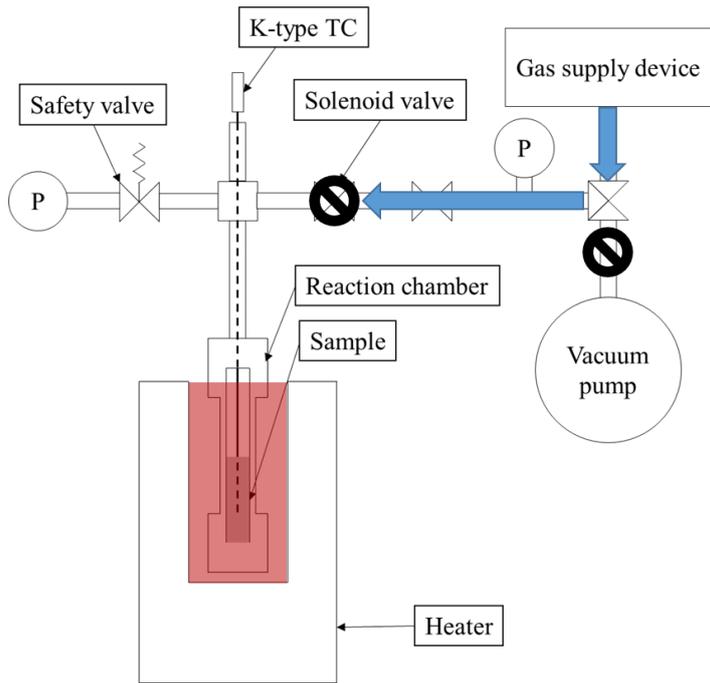


図 76 パルス噴流を導入する実験の模式図（パルス噴流導入直前）

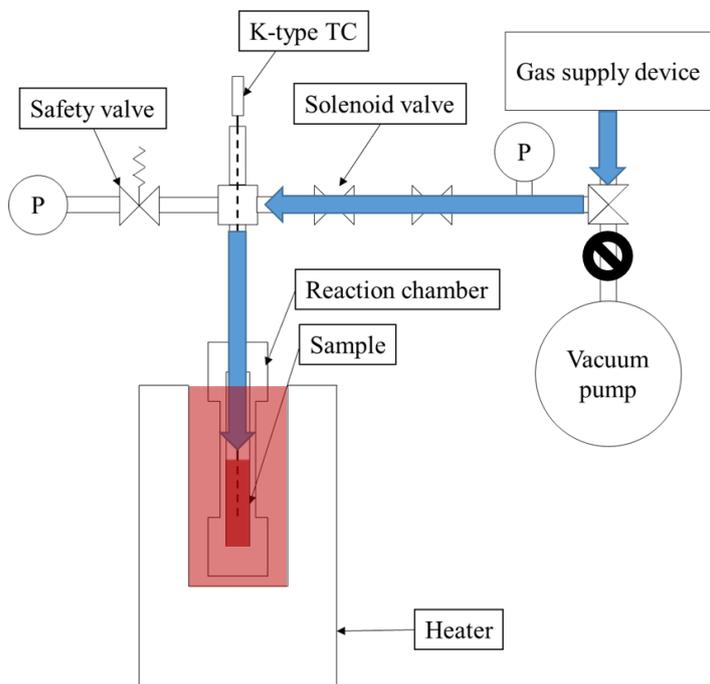


図 77 パルス噴流を導入する実験の模式図（パルス噴流導入時）

3.3.2.3. 実験結果

実施した実験の条件を表 37 に示す。試料にはニッケル粉末（NFP201S, JFE ミネラル

製) または PNZ10r (Pd-Ni-Zr 系合金ナノ粉末) [44]を使用している。

表 37 パルス噴流を導入した実験条件

実験日	試料種類	試料質量 [g]	ヒーター設定温度 [°C]	気体圧力 [MPa]
2021/7/13	Ni	3.0	300	0.5
2021/7/26	PNZ10r	3.0	100	0.1
2021/7/28	PNZ10r	3.0	100	0.5
2021/8/2	PNZ10r	3.0	100	0.9
2021/8/4	PNZ10r	3.0	300	0.9

ニッケルを使用した場合の実験結果を図 78 に、PNZ10r を使用した場合の実験結果を図 79～図 82 に示す [56]。図中青色の線は水素ガスを使用した実験の温度変化を、橙色の線は窒素ガスを使用した対照実験の温度変化をそれぞれ表す。温度変化の大まかな傾向として、ニッケル粉末を使用した場合は水素導入後 400～500 秒程度経過してから温度が上昇し、PNZ10r を使用した場合は水素導入後すぐに温度上昇することを改めて確認した。

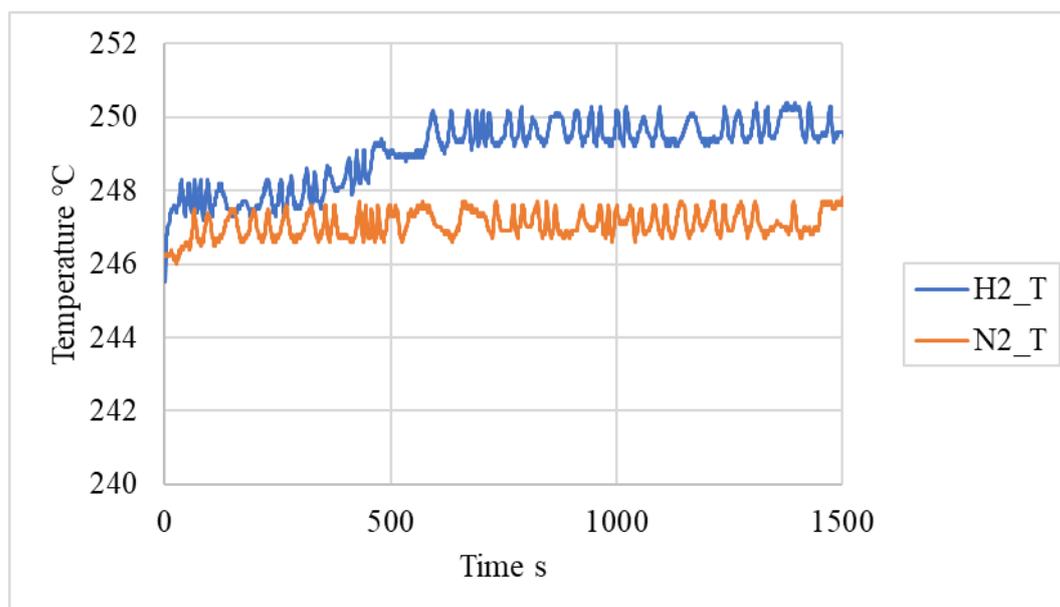


図 78 2021/7/13 の実験結果 (Ni 3.0 g, 300 °C, 0.5 MPa)

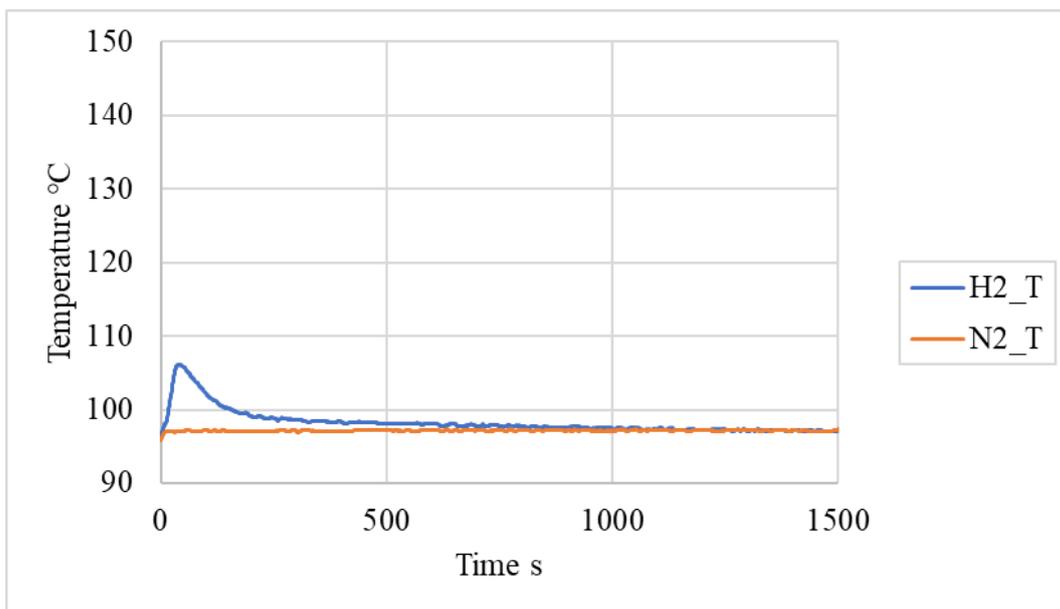


図 79 2021/7/26 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 100 °C, 0.1 MPa)

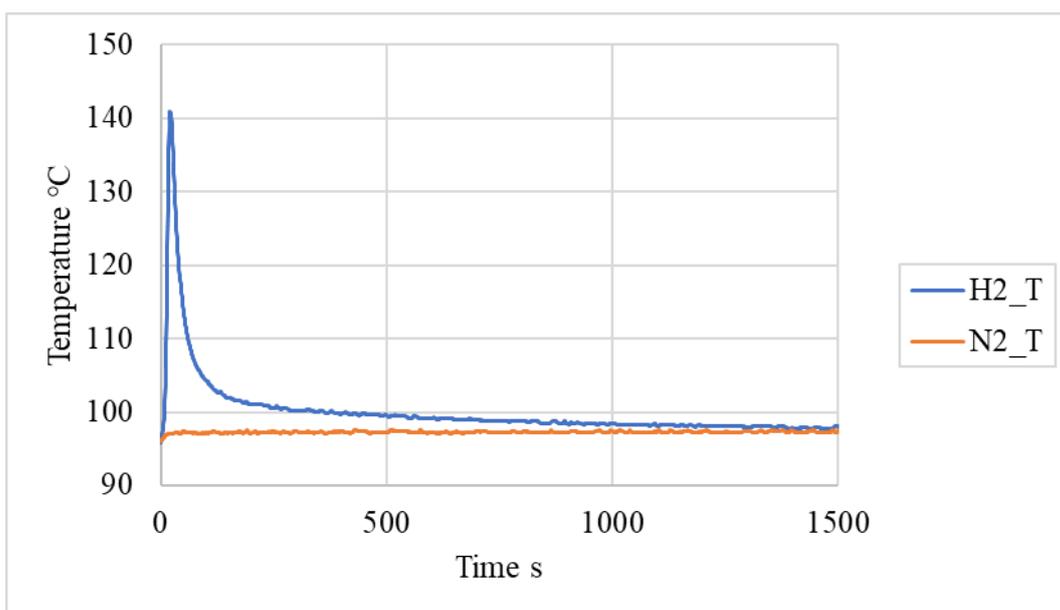


図 80 2021/7/28 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 100 °C, 0.5 MPa)

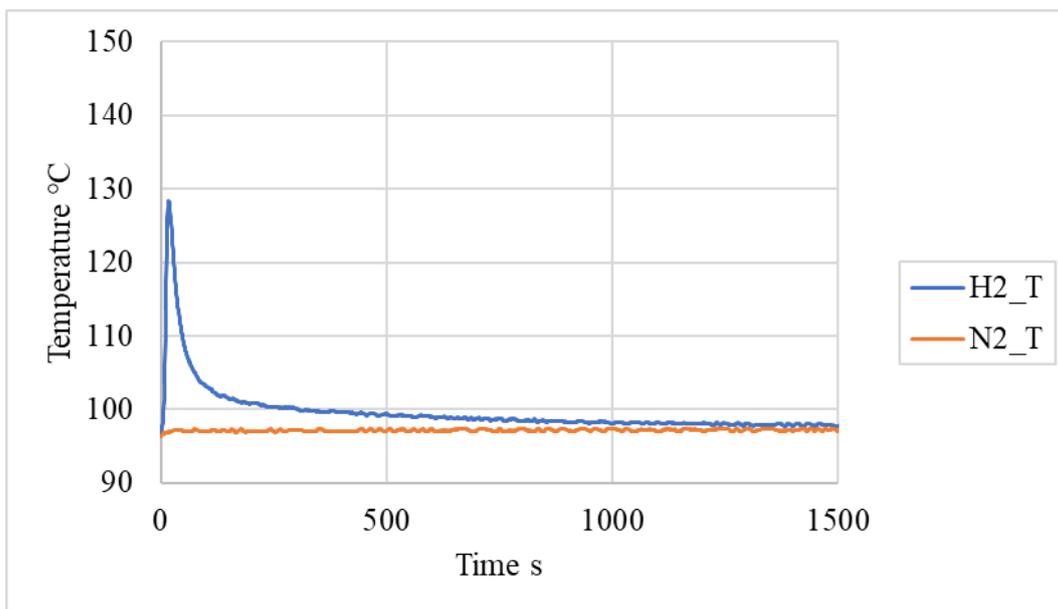


図 81 2021/8/2 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 100 °C, 0.9 MPa)

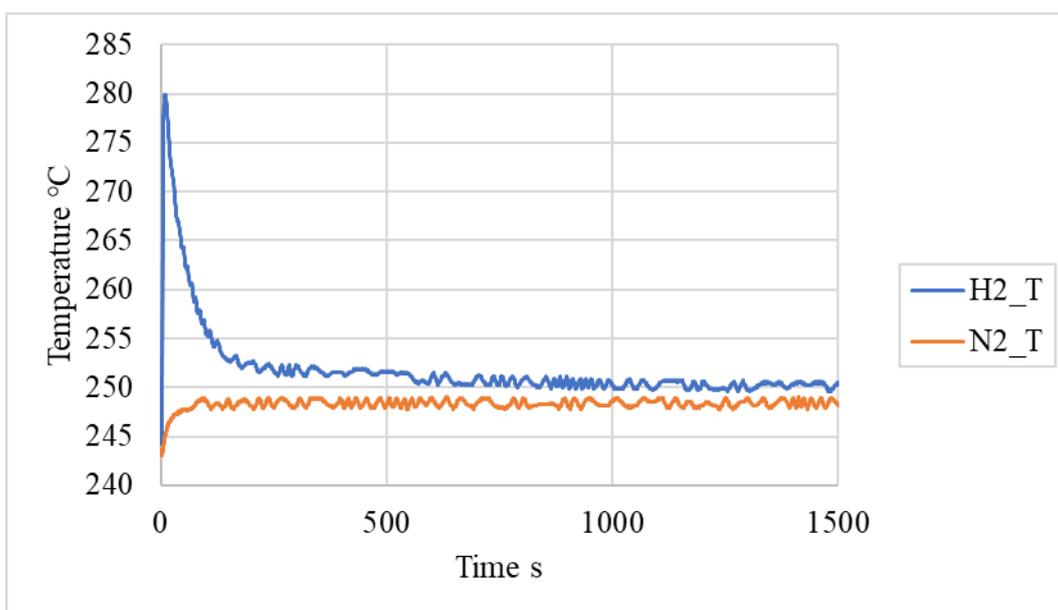


図 82 2021/8/4 の実験結果 (PNZ10r 3.0 g, 300 °C, 0.9 MPa)

3.3.2.4. パルス噴流による発熱への影響についての考察

各実験結果について、水素導入時の温度変化と対照実験の温度履歴の差分をとることで、水素導入による実質的な温度上昇度 ΔT を推定し、パルス噴流を用いていない、同条件での実験結果と比較した。結果を表 38 に示す。

ニッケルを用いた実験においては、パルス噴流無しの場合と比べてパルス噴流ありの場合での ΔT が 0.7 K (16 %)小さくなった。発熱の傾向も同じであり、ニッケルを用いた実験

ではパルス噴流による温度上昇への有意な影響は確認できなかった [56].

対して、PNZ10r を用いた実験においては、パルス噴流無しの場合と比較してパルス噴流ありの場合での ΔT は、ヒーター設定温度 100 °C、気体圧力 0.1 MPa の場合で 7.9 K (658 %), ヒーター設定温度 300 °C、気体圧力 0.9 MPa の場合で 22.6 K (182 %)大きくなっており、パルス噴流による温度上昇幅の増大が確認できた。

この結果も前節で得られた結果と同じく、多重衝突パルス噴流圧縮原理による発熱反応の促進効果が期待できるものであったため、より高圧の水素を用いた実験を引き続き行った。

表 38 パルス噴流の有無による温度上昇度の変化

実験条件	パルス噴流無しでの ΔT	パルス噴流ありでの ΔT	差
Ni 3.0 g, 300 °C, 0.5 MPa	4.4 K	3.7 K	-0.7 K
PNZ10r 3.0 g, 100 °C, 0.1 MPa	1.2 K	9.1 K	7.9 K
PNZ10r 3.0 g, 300 °C, 0.9 MPa	12.4 K	35.0 K	22.6 K

3.3.3. 高圧水素を用いた実験

より大きな発熱を得るため、高圧水素ガスを使用した発熱反応の基礎実験を行った。

高圧水素ガスを使用した実験は、室蘭工業大学が保有する白老エンジン実験場にて実施した。

3.3.3.1. 実験装置

使用した実験装置の構成図を図 83 および図 84 に示す。実験装置は主に、ヒーター、反応容器、測定系、フィルター、空圧弁、高圧ガス供給系、真空ポンプによって構成されている。また、実験中の安全のため、実験装置には圧力が 10 MPaG を超えると作動するリリーフ弁が取り付けられている。内径は反応容器部が $\phi 7.4$ mm、他配管部が $\phi 4.3$ mm である。

空圧弁は遠隔動作可能となっており、実験時には 50 m 以上離れた建屋から操作を行った。実験前には 9.5 MPaG での気密試験を行い、安全を確認した後実験を実施している。

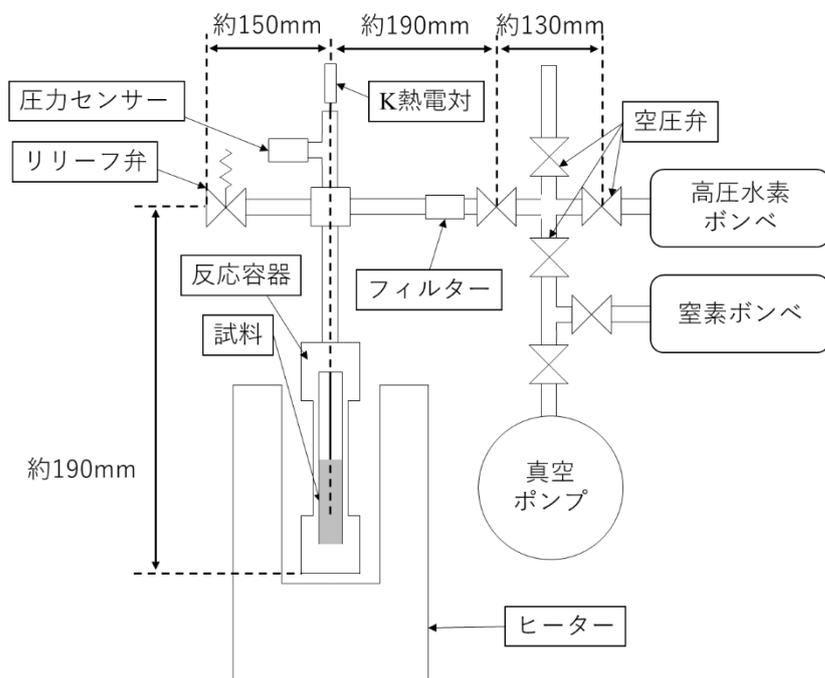


図 83 高圧水素を使用する実験装置の構成図

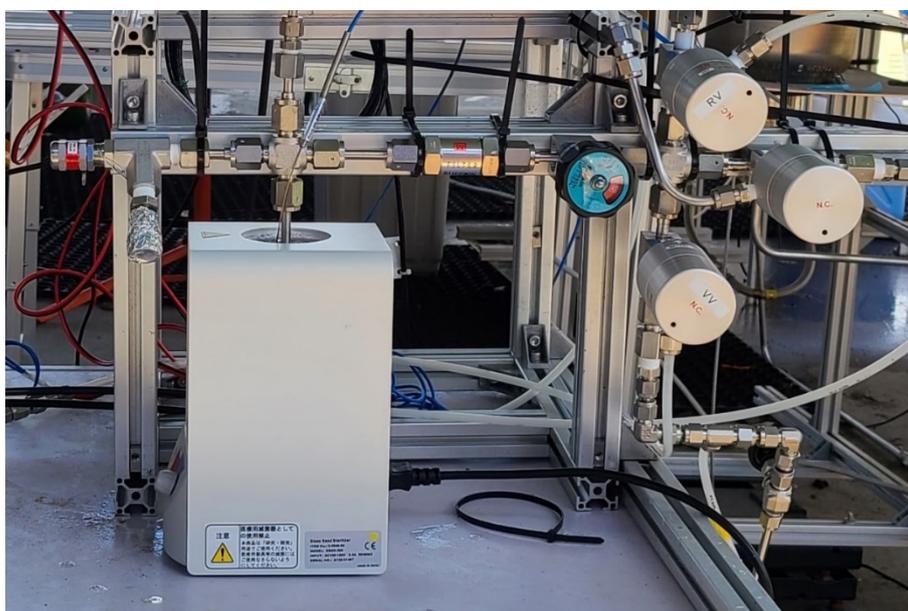


図 84 高圧水素を使用する実験装置

3.3.3.1.1. フィルター

試料粉末が空圧弁に入り込まないように，フジキン製のフィルターFUFL-715-6.35-0.1 を用いている．FUFL-715-6.35-0.1 の仕様を表 39 に示す．

表 39 FUFL-715-6.35-0.1 の仕様

メーカー	株式会社フジキン
型番	FUFL-715-6.35-0.1
呼び径	6.35
最高使用圧力	16.2 MPa
使用流体温度範囲	-10~+100 °C
フィルター形状	ラインタイプ
接続継手	UJR 継手
エレメントサイズ (μm)	0.1

3.3.3.1.2. 空圧弁

高圧水素ガスはフジキン製の空圧弁 FPR-UBF-716-6.35-2 を通してパルス噴流として供給される。FPR-UBF-716-6.35-2 の仕様を表 40 に示す。

表 40 FPR-UBF-716-6.35-2 の仕様

メーカー	株式会社フジキン
型番	FPR-UBF-716-6.35-2
呼び径	6.35
最高使用圧力	16.2 MPa
使用流体温度範囲	-10~+80 °C
MAX Cv 値	0.3
作動圧力	0.39~0.59 MPa
操作圧接続ポート	Rc1/8
接続継手	UJR
空気圧シリンダー作動方式	ノーマルクローズ (N.C)

3.3.3.2. 実験手順

実験の流れを図 85 に示す。

まず、試料を反応容器に入れ、ヒーターを用いて試料の予熱を行う。予熱が終了した後、反応容器に真空を引き（図 86）、高圧ガス供給系から空圧弁を用いて水素ガスの噴流を反応容器に導入し、反応容器内の圧力および試料の温度変化を測定する（図 87）。

実験終了後は水素ガスを逃がし（図 88）、反応容器内を窒素ガスで置換することで反応を停止させる（図 89）。

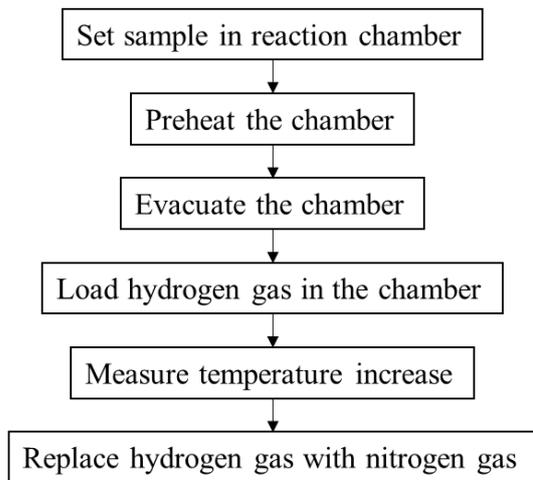


図 85 高圧水素を使用する場合の実験手順 (Kobayashi et al., JCF23)

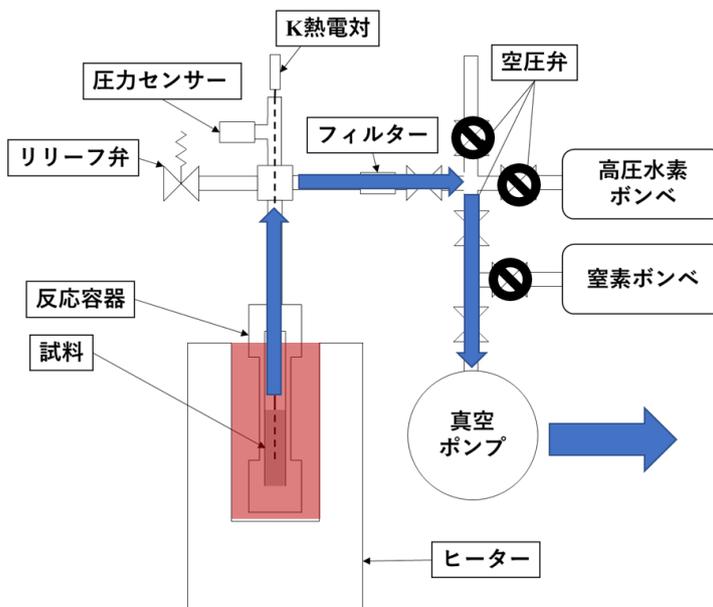


図 86 高圧水素を使用する実験の模式図 (真空引き時)

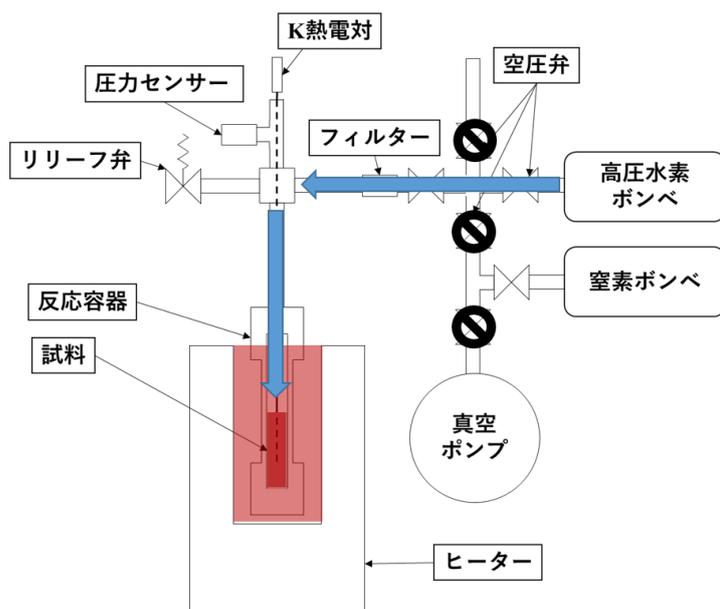


図 87 高圧水素を使用する実験の模式図（水素ガス導入時）

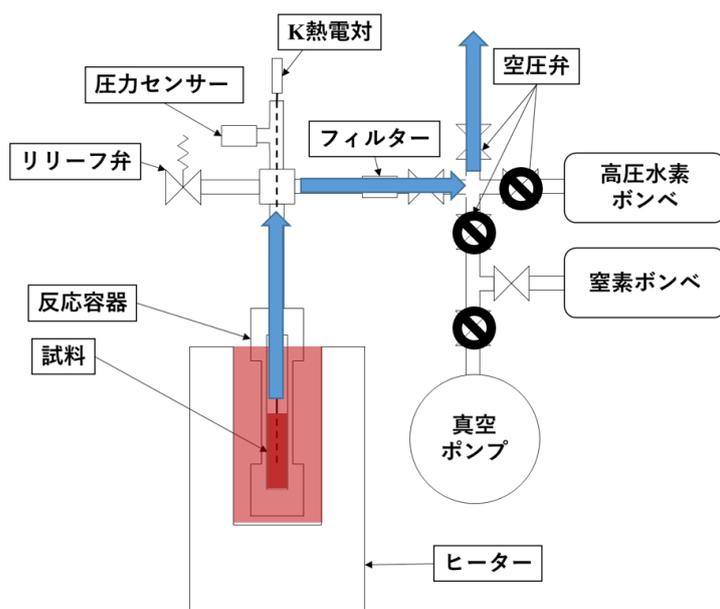


図 88 高圧水素を使用する実験の模式図（実験終了時①）

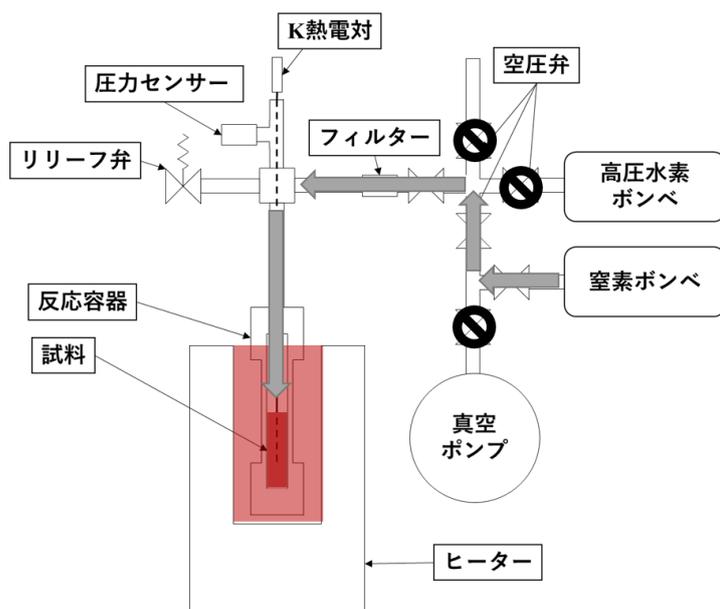


図 89 高圧水素を使用する実験の模式図（実験終了時②）

3.3.3.3. 実験結果

実施した実験の条件を表 41 に示す。試料にはPNZ10r (Pd-Ni-Zr系合金ナノ粉末) [44] を使用している。この実験では、実験装置の構成上高圧窒素を導入する実験が実施できないため、試料を反応容器に入れない状態で水素噴流を導入する実験を対照実験として行っている。また、本実験群では高圧水素系の都合で、ゲージ圧での圧力設定 (MPaG) となっている。

表 41 高圧水素を使用した実験条件

実験日	試料種類	試料質量 [g]	ヒーター設定温度 [°C]	気体圧力 [MPaG]
2022/6/13	PNZ10r	3.0	300	1.0
2022/6/14	PNZ10r	3.0	300	2.0
2022/6/14	PNZ10r	3.0	300	3.0
2022/6/14	PNZ10r	3.0	300	5.0
2022/6/15	PNZ10r	3.0	100	8.0
2022/6/15	PNZ10r	3.0	200	8.0
2022/6/15	PNZ10r	3.0	300	8.0
2022/6/16	blank	-	300	8.0

各実験の結果を図 90～図 96 に示す (Kobayashi et al., JCF23)。図中青色の線は水素ガス導入時の温度変化を、黄色の線は反応容器内の圧力変化をそれぞれ表す。試料温度は水素導入後すぐに上昇し、4～5 秒ほどでピークに達した。温度上昇幅は最大で約 160 K であり、

過去の実験よりも大きな温度上昇が得られた。

対照実験の結果を図 97 に示す。試料温度は水素導入直後にピークに達し、水素導入から 3 秒後にはほぼ初期温度に戻った。温度上昇幅は最大で約 18 K であった。

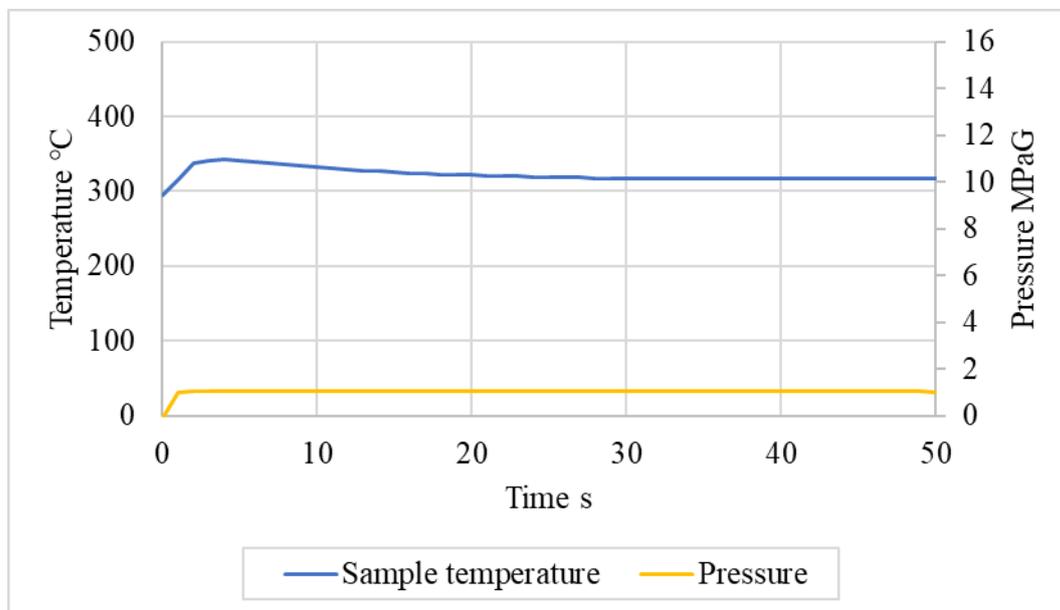


図 90 2022/6/13 の実験結果 (PNZ10r 3.0g, 300 °C, 1.0 MPaG)

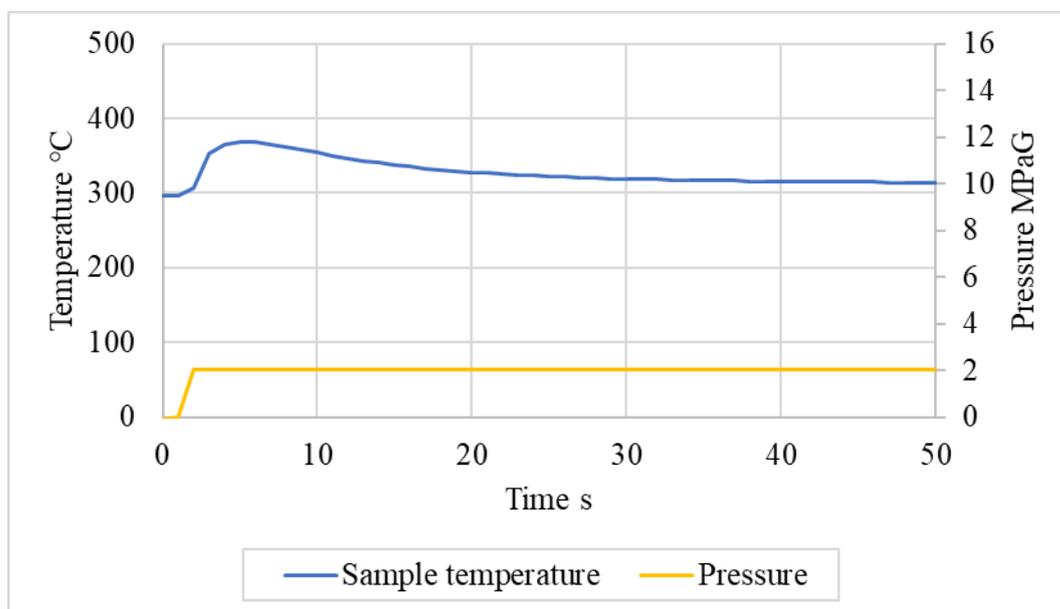


図 91 2022/6/14 の実験結果 (PNZ10r 3.0g, 300 °C, 2.0 MPaG)

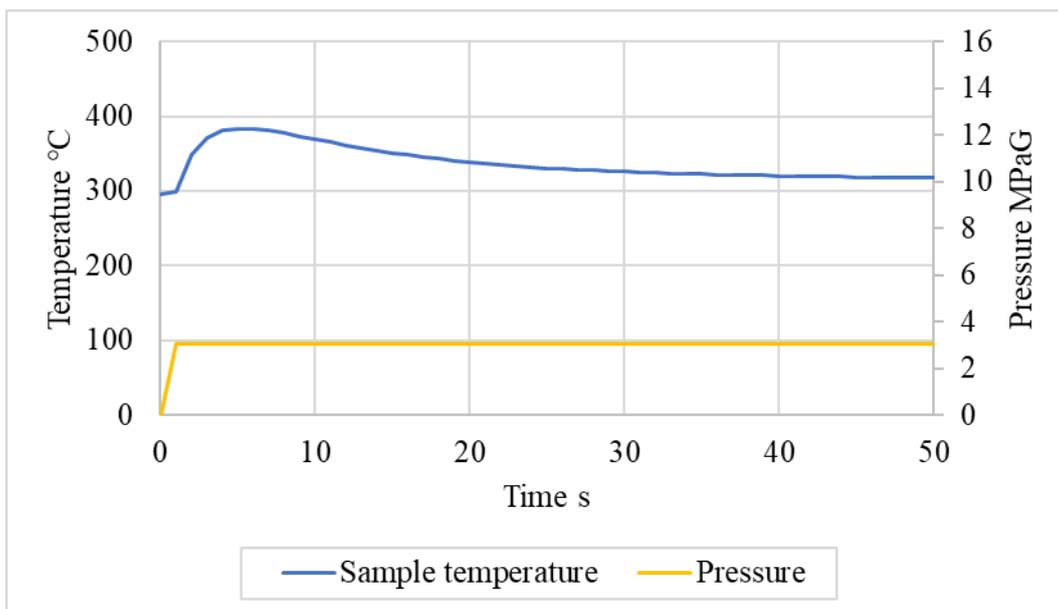


図 92 2022/6/14 の実験結果 (PNZ10r 3.0g, 300 °C, 3.0 MPaG)

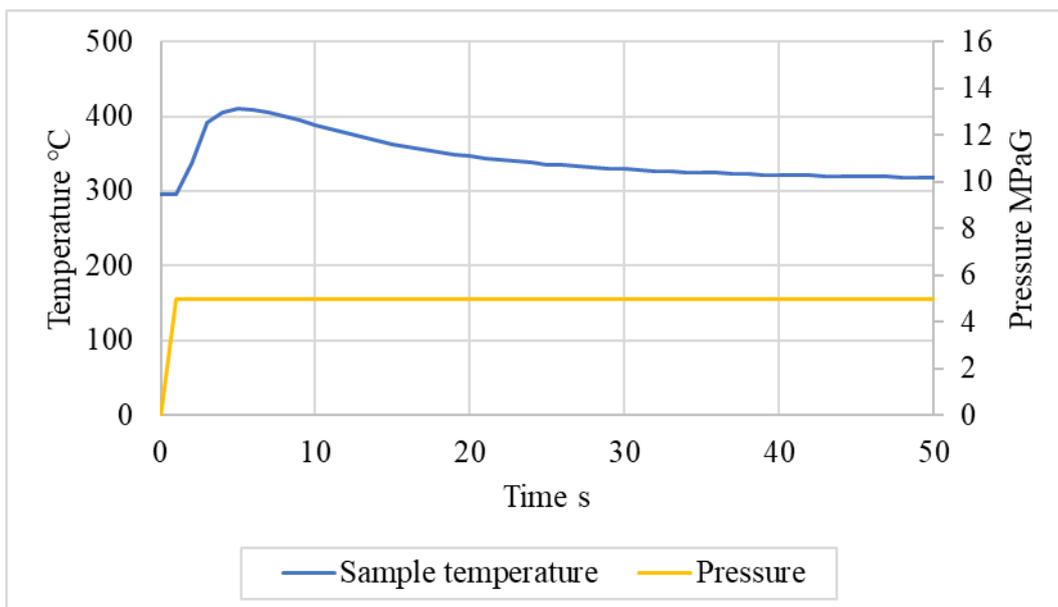


図 93 2022/6/14 の実験結果 (PNZ10r 3.0g, 300 °C, 5.0 MPaG)

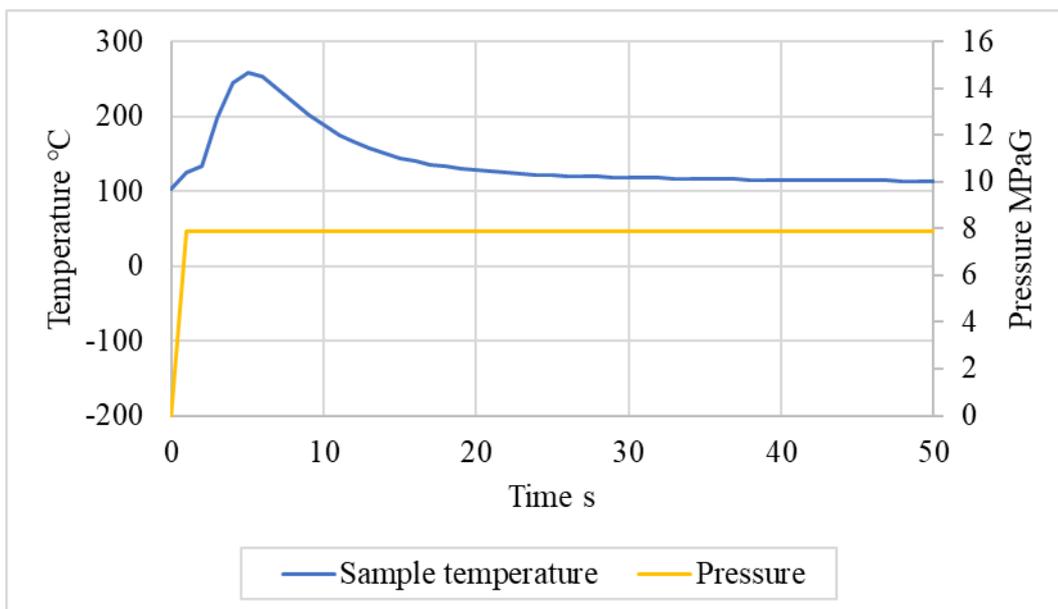


図 94 2022/6/15 の実験結果 (PNZ10r 3.0g, 100 °C, 8.0 MPaG)

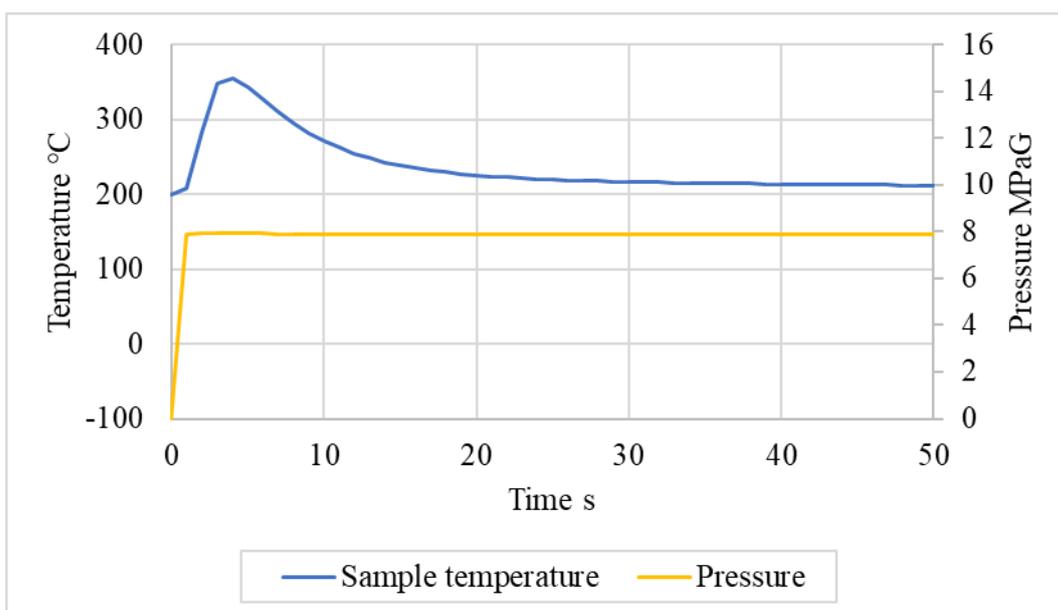


図 95 2022/6/15 の実験結果 (PNZ10r 3.0g, 200 °C, 8.0 MPaG)

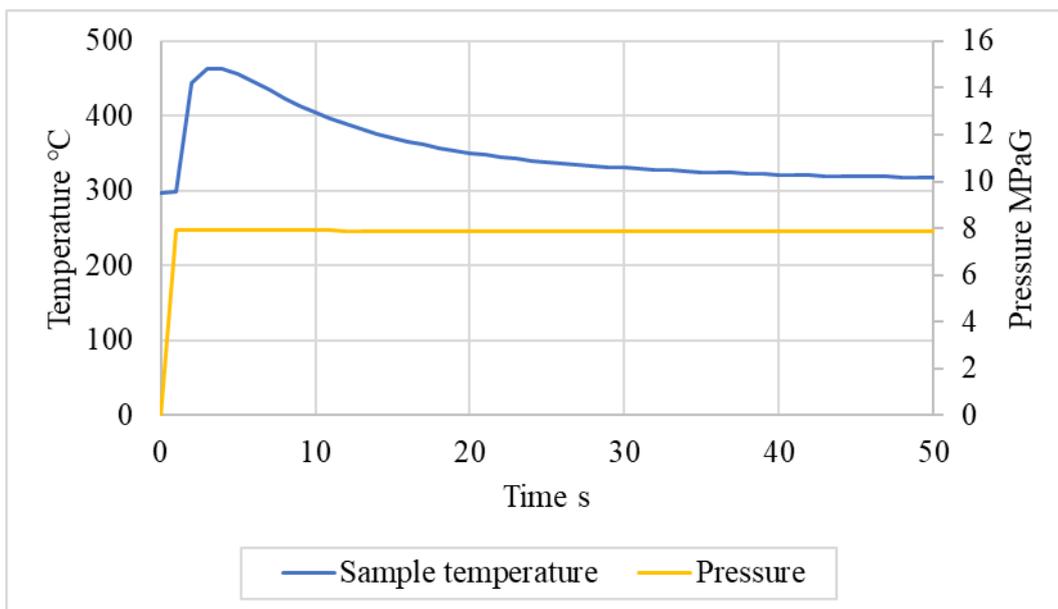


図 96 2022/6/15 の実験結果 (PNZ10r 3.0g, 300 °C, 8.0 MPaG)

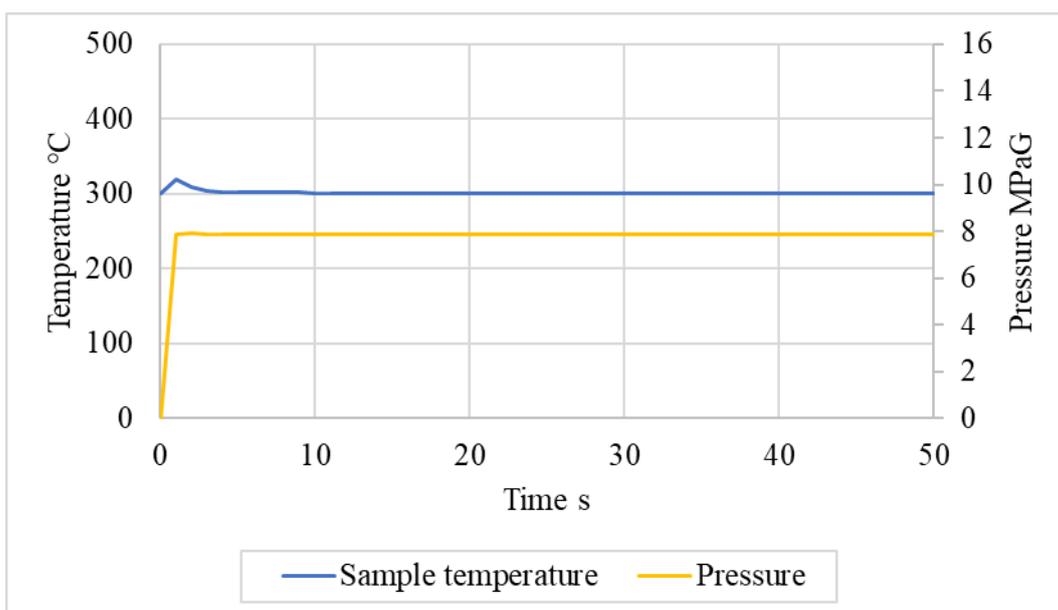


図 97 2022/6/16 の実験結果 (blank, 300 °C, 8.0 MPaG)

3.3.3.4. 発熱量の算出

ここでは、実験中の温度変化から、簡易的な発熱量の算出を行う。発熱量の算出に用いた仮定は以下の通りである。

- ・実験で測定した温度上昇幅は、試料の発熱のみによって生じたと仮定する。
- ・実験中、試料 (PNZ10r) の温度は均一になっているものとする。
- ・発生した熱はすべて試料の温度を上昇させるために使われたものとする。

・その他の熱のやり取りは考慮しないものとする。

以上の仮定から導出される，式(33) (Kobayashi et al., JCF23)を用いて発熱量を算出した。

$$\begin{aligned} \text{発熱量 [J]} &= \text{温度上昇幅 [K]} \times \text{試料の熱容量 [J/K]} \\ \text{出力 [W]} &= \text{発熱量 [J]} / \text{最高温度に到達するまでの時間 [秒]} \end{aligned} \quad (33)$$

算出した発熱量を表 42 および表 43 に示す。高圧水素を使用した実験では，最大で 166.9 K の温度上昇が見られ，PNZ10r 1g 当たり最大で 76.9 J, 19.2 W の発熱を確認できた。

表 42 推定した発熱量(Kobayashi et al., JCF23)

実験条件	温度上昇幅	発熱量	出力
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 1.0 MPaG	47.7 K	66.0 J	13.2 W
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 2.0 MPaG	72.7 K	101 J	20.1 W
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 3.0 MPaG	88.5 K	122 J	24.5 W
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 5.0 MPaG	115.0 K	159 J	31.8 W
PNZ10r 3.0g, 100 °C, 8.0 MPaG	156.6 K	217 J	43.3 W
PNZ10r 3.0g, 200 °C, 8.0 MPaG	155.8 K	215 J	53.9 W
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 8.0 MPaG	166.9 K	231 J	57.7 W

表 43 PNZ10r 1g 当たりの推定発熱量

実験条件	温度上昇幅	発熱量	出力
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 1.0 MPaG	47.7 K	22.0 J/g	4.40 W/g
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 2.0 MPaG	72.7 K	33.5 J/g	6.70 W/g
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 3.0 MPaG	88.5 K	40.8 J/g	8.16 W/g
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 5.0 MPaG	115.0 K	53.0 J/g	10.6 W/g
PNZ10r 3.0g, 100 °C, 8.0 MPaG	156.6 K	72.2 J/g	14.4 W/g
PNZ10r 3.0g, 200 °C, 8.0 MPaG	155.8 K	71.8 J/g	18.0 W/g
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 8.0 MPaG	166.9 K	76.9 J/g	19.2 W/g

3.3.3.5. 反応容器内に空気を残した実験の結果

凝縮系核反応をエンジンに導入し，燃焼反応と共存させる場合は，反応時に酸素が存在することが予想されるため，真空引きを-0.09MPaG までとし，約 0.01MPa の空気を残した条件でも実験を行った。実験条件を表 44 に，実験結果を図 98 に，発熱量の推定結果を表 45 および表 46 にそれぞれ示す。

実験では，試料温度は水素導入直後から上昇し，約 4 秒で 447.1°C まで上昇した。

試料温度の上昇幅から算出した発熱量は 205 J, 51.2 W であり，同条件で空気を残さない場合と比較して同等以上の発熱となっており，エンジンへの導入に際し残存酸素は問題に

ならないことも確認できた。

表 44 反応容器に空気を残した実験の条件

実験日	試料種類	試料質量 [g]	ヒーター設定温度 [°C]	気体圧力 [MPaG]
2022/6/16	PNZ10r	3.0	300	5.0

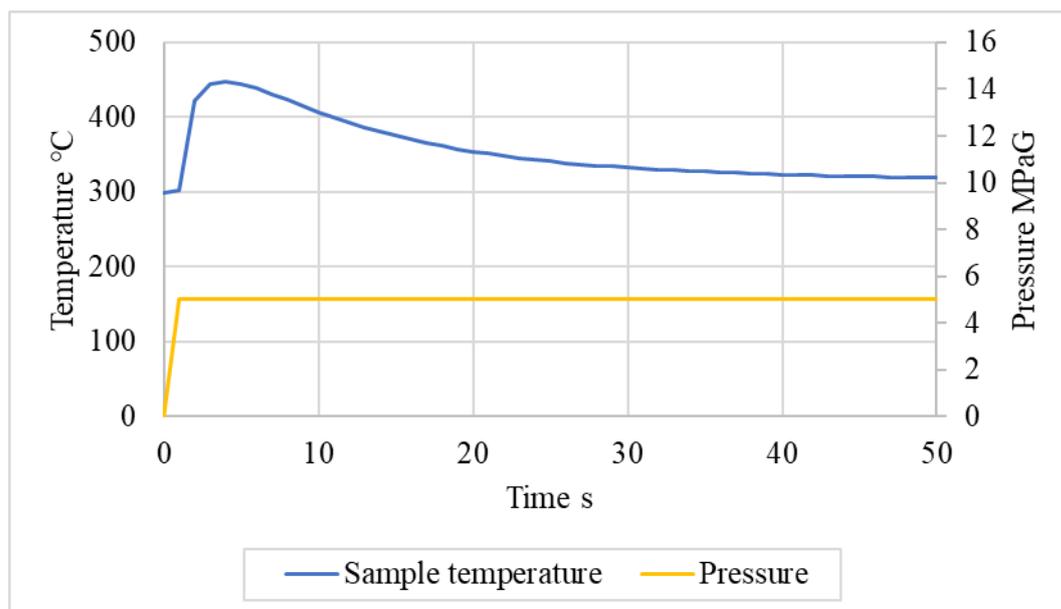


図 98 2022/6/16 の実験結果 (PNZ10r 3.0g, 300 °C, 5.0 MPaG)

表 45 反応容器に空気を残した実験の発熱量算出結果

実験条件	温度上昇幅	発熱量	出力
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 5.0 MPaG	148.2 K	205 J	51.2 W

表 46 反応容器に空気を残した実験の PNZ10r 1 g 当たりの発熱量

実験条件	温度上昇幅	発熱量	出力
PNZ10r 3.0g, 300 °C, 5.0 MPaG	148.2 K	68.3 J/g	13.7 W/g

本研究では、水素の吸収時に生じる複数の要因による発熱によって、見かけ上の発熱量が得られていると考えられる。既知の発熱反応の中で、主に考慮すべきである化学反応は、PNZ10r 粉末が水素を吸収する際の吸蔵熱および水素の反応熱である。ここで、実験中、酸化ニッケルはほぼ還元されず、酸化ジルコニウムは水素で還元されないことから、これらの反応による発熱と、ニッケルおよびジルコニウムの水素の吸蔵熱は無視できると考えられる。そのため、ここではパラジウムが水素化する際の反応熱および反応容器中の残留酸素と水素の反応熱のみを考える。本研究では、3.0 g の試料内に約 0.1 g のパラジウムが

含まれており [44], パラジウムへの水素の吸蔵熱が 19.1 kJ/mol H であることから [57], パラジウムの水素吸蔵熱は, $H/Pd = 1$ まで水素を吸収したと仮定して, 最大で約 20 J となる. 文献値では, 571 K, 10 MPa の条件下では $H/Pd < 0.6$ となることから [58] [59], パラジウムの水素化による発熱は少なくともこれ以上にはならないと考えられる. また, 配管を含む実験装置の内容積が約 50 mL であり, 水素の燃焼熱が 241.83 kJ/mol O であることから [60], 反応容器内に 1 kPa の空気が残っている状態で水素を導入した場合, 水素の酸化による発熱は約 3 J と推定される. これらを合計すると 23 J となるが, 本研究で行った高圧水素を用いた実験では, 発熱量の推定値が 66.0~231 J となっており, 最大で既知の反応で説明できる 10 倍の発熱量となっている. そのため, 凝縮系核反応であると断定はできないものの, 未知の反応による発熱が生じている可能性を確認できた. また, パラジウムが吸収した水素量は $H/Pd = 1$ を仮定しても最大で 0.001 mol 程度であり, この水素が全て燃焼したと仮定した場合の発熱量が約 120 J であることから, 水素を燃焼させる場合と比較して最大 2 倍程度の発熱となっている可能性もある.

3.4. まとめ

凝縮系核反応の理論研究ではまず, 柔らかく変形しながら接触する 2 粒子系に関する連続体近似タイプの運動量保存則を土台とし, Naitoh が提案した最弱の安定性を扱う準安定性理論を用いることで, 過去に報告された二種類の核反応後の生成物の質量分布を説明できる可能性を示した.

まず, 良く知られたウラン 235 の核分裂生成物の質量分布解析を行った. 多次元テーラー展開近似によって拡張された準安定理論を用いて解析を行い, 実験での収率曲線と近い結果を得ることに成功した. 重要な事は, 従来の一次元のテーラー展開近似よりも定量性のある説明が可能となったことである. また, 特筆すべきことは, 核分裂後の生成物質量の頻度分布が, 中性子のエネルギーレベルによって変化する現象を説明できたことである. これらのことから, 準安定理論が核反応に適用できる可能性を基本的に確認できた. 続けて, Karabut らが過去に実施した凝縮系核反応実験の生成物の頻度分布に現れた 4 つのピークに対応する結果をこの理論解析で得られたことから, 凝縮系核反応が起こりうる事を見出した. 補足事項ではあるが, この多次元テーラー展開による解析は, 上記以外の粒子の分裂現象の説明もしており, その点でも普遍性・有用性があるものとなっている.

そこで上記の理論的な検討をひとつのきっかけとして基礎実験を試みた. 燃料を変えて水素を用い, 特殊な触媒の効果を持つと考えられる金属ナノ粒子 (Pd-Ni-Zr 系合金粉末やその単体元素粉末) に吸収させる凝縮系核反応の基礎実験である. 従来の他研究者の凝縮系核反応の実験では, 大気圧レベルでの実験がほとんどであったため, パルス噴群の衝突による高圧縮によって発熱を促進できる可能性を検討したものである.

まず独自に定容器型の反応装置を設計・製作し, 高温・高圧環境下で, 三段階の実験を

実施した。一段階目の実験では、ニードルバルブを用い、1MPa未満の気体水素を10秒以上かけて反応容器にゆっくりと導入したところ、若干ではあるが、圧力を上げるほど、金属粉末が水素ガスを吸収する際の温度上昇を促進する可能性を得た。引き続き二段階目の実験として、電磁弁を用いてパルス噴流とした気体水素を反応容器に導入した。これは水素ガスの噴流2本の衝突に相当する実験であり、急激な圧力上昇によって温度上昇幅が増大される結果が得られた。そこで、8MPaの高圧水素のパルス噴流を導入する三段階目の実験を実施したところ、150度以上の温度上昇を得た。発熱量の推定も併せて行い、本研究で行った高圧水素を用いた実験では、発熱量の推定値が最大で231Jとなった。これは既知の反応で説明できる10倍の発熱量となっており、凝縮系核反応であると断定はできないものの、未知の反応による発熱が生じている可能性を確認できた。また、パラジウムが吸収した水素が全て燃焼したと仮定した場合の発熱量が約120Jであることから、水素を燃焼させる場合と比較して最大2倍程度の発熱となっている可能性も確認できた。

これらの実験事実と実験検証された数値解析から、24本の噴流群衝突圧縮であれば、更に一桁以上の高圧状態が生成できると考えられるため、kWレベルの発熱になりうると試算できる。以上から発熱のエネルギーを利用する、という視点から、その価値を見出した。

第4章 結言

本研究では、多重衝突パルス噴流圧縮原理を利用した、高出力・高効率な航空宇宙用エンジンの実現に向けて、2段階の研究を行った。

4.1. 燃焼を用いたエンジンの研究

本研究では、金属3Dプリンターで製作した24本の吸気管を球面状に配置した試作エンジンを用いた燃焼実験と、試作エンジン形状での燃焼数値解析を行った。

試作エンジンを用いた燃焼実験では、安全性を考慮し、20サイクル以下ではあるが、着火性の悪い燃料にも関わらず、当量比 $\Phi=0.009$ の超希薄条件においても、燃焼室中心付近での安定した燃料自己着火と、安定した複数サイクル燃焼を確認できた。これは、既存エンジンを下回る希薄条件である。また、燃焼室壁面における断熱効果も確認できている。

また、試作エンジン形状で、燃焼実験を想定した燃焼数値解析では、グロープラグによる100度程度の予熱があれば、多重衝突パルス噴流圧縮原理による自己着火燃焼を起こせることを定性的に説明できた。また、パルス噴流群が燃焼ガスを包み込むことによる燃焼室壁面での断熱効果を、定性的ではあるが数値解析の面からも確認できた。

これらは、高熱効率・高出力化のみならず、従来エンジンの作動範囲を広げる可能性をも示唆している。

4.2. 凝縮系核反応を含む未知の発熱反応の利用可能性の検討

また、多重衝突噴流圧縮原理のさらなる発展形の可能性検討として、凝縮系核反応を含む、金属への水素吸蔵時の発熱現象に関する研究も行った。

凝縮系核反応の理論研究では、連続体近似モデルをベースにして導出された運動量保存則を用いて、多次元テーラー展開の近似によって拡張された準安定理論による解析を行い、凝縮系核反応の反応生成物の質量分布を定性的に説明できる可能性を得た。

定容器型反応装置を用いた金属粉末への水素吸蔵時の発熱反応の実験的研究では、3段階に分けて実験を実施し、Pd-Ni-Zr系合金粉末に水素ガスを吸収させた際の発熱を確認した。また、発熱が高温・高圧にするほど増大する結果と、パルス噴流導入時（二本の対向のパルス噴流衝突に相当する条件）に発熱量が増大する現象も確認できた。これらの実験事実から、多重衝突パルス噴流圧縮原理による高温・高圧によって発熱反応を促進し、さらなる高出力を得られる可能性を確認できた。

この反応は未知の部分もあるが、多重衝突パルス噴流圧縮で、更にもう一桁以上、圧力・温度を上げられるため、発熱量がkWレベルになりうると試算・推定できるため、発熱のエネルギーを利用する、という視点から、その価値を見出した。

以上をまとめて最後に今後の方針について記す。

24本のパルス噴流群を球状配置して燃焼室中央部で衝突圧縮するエンジンは安定な燃焼

をもたらすと考えられる。耐久実証試験を実施可能な段階にまで到達したと考えられる。また、将来的には水素を燃料とした多重衝突パルス噴流圧縮原理の燃焼エンジンでは、二酸化炭素排出量を極端に減らしながら、燃料量の低減と高出力化も期待できる。更に凝縮系核反応と呼ばれる過剰発熱を利用・併用するための新たな糸口も提示したと考えている。

謝辞

本研究を遂行し、さらに本論文を執筆するにあたり、非常に多くの方々にお世話になりました。

まず、学部3年生から始まり、約7年にわたってご指導いただきました、内藤健教授に感謝いたします。厳しくも温かいご指導によって、研究の基礎を学ぶことができました。内藤先生から学んだことを胸に、今後の研究者人生を力強く歩んでいきたいと思えます。

また、本論文の執筆にあたり、副査として様々なご助言をくださった、東京大学 古田一雄教授、早稲田大学 佐藤哲也教授、早稲田大学 柳尾朋洋教授に深謝いたしますとともに、学内外の諸先生方にも感謝申し上げます。高圧水素を用いた実験を行うにあたり、実験装置、実験手順および安全面に関するアドバイスをくださった、室蘭工業大学 航空宇宙機システム研究センターの、内海政春教授・センター長、中田大将准教授、高野智之様にも深く感謝いたします。

本研究で数値解析を進めるにあたり、大阪大学 サイバーメディアセンターが提供する大規模計算システム SQUID および OCTOPUS を借用させていただきました、ここに感謝の意を表します。また、本研究の実験を行うにあたり、実験施設を使用させていただきました、角田宇宙センターおよび白老エンジン実験場の職員の皆様にも感謝いたします。学内での実験実施にあたり様々なサポートをいただいた、早稲田大学 熱工学・流体・制御工学実験室の各務彰紘様をはじめとする職員の皆様、実験装置の部品を製作していただいた、早稲田大学 工作実験室の職員の皆様にも感謝の意を表します。

本研究は JSPS 科研費 21J21973 の助成を受けたものです。また、本研究の一部は、一般財団法人 熱・電気エネルギー技術財団の助成を受けたものです。ここに感謝の意を表しますとともに、本研究で使用した Pd-Ni-Zr 系合金試料をご提供くださった、株式会社テクノバ様にも、この場を借りて御礼申し上げます。

本研究は、内藤研究室のメンバーの協力無くしては遂行できませんでした。本研究で使用した航空宇宙用エンジンの初期製作段階から試行錯誤を繰り返し、実験に関する知見を蓄積するとともに、現在の形に至るまで改良を続けてこられたすべての先輩方、また、至らない点ばかりであった私を支え、エンジンの改良や実験実施、特に新規テーマの立ち上げにも協力していただきました後輩の方々に深く感謝いたします。

最後に、博士課程への進学を後押しし、自由に研究できるよう見守ってくれた家族に感謝の意を表し、謝辞と致します。

参考文献

- [1] G. P. Sutton and O. Biblarz, *Rocket propulsion elements*, 9th ed., John Wiley & Sons, 2017.
- [2] 村中重夫, 後藤隆治, 兼利和彦, 金堂雅彦, 吉野太容, 内田正明, *自動車用ガソリンエンジン: 研究開発技術者の基礎と実際*, 養賢堂, 2011.
- [3] 内藤健, *最新・未来のエンジン: 自動車・航空宇宙から究極リアクターまで*, 朝倉書店, 2019.
- [4] 小泉睦男, 斎藤孟, *工業熱力学*, 2 編, 共立出版, 1985.
- [5] N. Negoro, T. Tamura, H. Manako, T. Onga, T. Kobayashi and K. Okita, "overview of le-9 engine development for h3 launch vehicle," in *67th International Astronautical Congress*, Guadalajara, Mexico, 2016.
- [6] R. Konagaya, K. Naitoh, T. Kobayashi, Y. Isshiki, H. Ito, H. Makimoto, Y. Kobayashi, Y. Tada, N. Kikuchi, A. Hosoi and Y. Fujii, "Two prototype engines with colliding and compression of pulsed supermulti-jets through a focusing process, leading to nearly complete air insulation and relatively silent high compression for automobiles, motorcycles, aircrafts, and rockets," *SAE Technical Paper*, Vols. 2020-01-0837, 2020.
- [7] T. Kuboyama, Y. Moriyoshi, T. Yamada, J. Takanashi, Y. Urata and K. Hatamura, "A Study of Newly Developed HCCI Engine With Wide Operating Range Equipped With Blowdown Supercharging System," *SAE International Journal of Engines*, vol. 5, no. 2, pp. 51-66, 2011.
- [8] K. Goto, J. Nishimura, A. Kawasaki, K. Matsuoka, J. Kasahara, A. Matsuo, I. Funaki, D. Nakata, M. Uchiumi and K. Higashino, "Propulsive Performance and Heating Environment of Rotating Detonation Engine with Various Nozzles," *Journal of Propulsion and Power*, vol. 35, no. 1, pp. 213-223, 2018.
- [9] 内藤健, "エンジン". 特許番号: JP5737632B, 1 5 2015.
- [10] 内藤健, "フリーピストンエンジン". 日本 特許番号: JP5971598B, 22 7 2016.
- [11] K. Naitoh, K. Nakamura and T. Emoto, "A new cascade-less engine operated from subsonic to hypersonic conditions: designed by computational fluid dynamics of compressible turbulence with chemical reactions," *Journal of Thermal Science*, vol. 19, no. 6, pp. 481-485, 2010.
- [12] K. Naitoh, T. Emoto, K. Nakamura and Y. Kainuma, "An Ultimate Engine: designed by Computational Fluid Dynamics," in *SAE International Powertrains*,

- Fuels and Lubricants Meeting*, 2011.
- [13] K. Naitoh, K. Ayukawa, D. Ikoma, T. Nakai, S. Oyanagi, T. Kanase and J. Tsuchiya, "Fundamental Combustion Experiments of a Piston-Less Single-Point Autoignition Gasoline Engine Based on Compression Due to Colliding of Pulsed Supermulti-Jets," in *SAE 2016 International Powertrains, Fuels & Lubricants Meeting*, 2016.
- [14] K. Naitoh, J. Tsuchiya, D. Ikoma, T. Nakai, S. Oyanagi, T. Kanase, T. Okamoto, Y. Tanaka, K. Ayukawa and R. Konagaya, "Computations and Experiments for Clarifying Compression Level and Stability of Colliding Pulsed Supermulti-Jets in a Piston-Less Single-Point Autoignition Engine," in *SAE 2016 International Powertrains, Fuels & Lubricants Meeting*, 2016.
- [15] R. Konagaya, S. Kawaguchi, J. Mikoda, K. Kinoshita, H. Makimoto, Y. Kobayashi, T. Kobayashi, Y. Tada, S. Lujiang and K. Naitoh, "Silent Strong Compression, Nearly-Complete Air-Insulation, and High Thrust Repeatedly Obtained by Pulsed Rocket Engine Based on Colliding Supermulti-jets," in *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*, Indianapolis, IN, 2019.
- [16] 小長谷礼美, "多重衝突パルス噴流に基づく圧縮自己着火エンジン原理の数値解析・実験・理論的研究," 2020.
- [17] K. Naitoh, Y. Tanaka, T. Tamura, T. Okamoto and et al., "Fugine cycle theory: predicting high efficiency of the supermulti-jet convergence engine working from startup to hypersonic scram mode," *AIAA Paper*, Vols. 2015-2968, 2015.
- [18] T. Kobayashi, K. Naitoh, A. Migita, K. Murata, R. Nakagawa, S. Matsumura, D. Ito, R. Sato, Y. Toba and D. Okada, "Experimental and Computational Study of Autoignition in the New Prototype Engine with Focusing Compression due to Supermulti-Jets Colliding," *SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mobility*, vol. 5, no. 5, pp. 1823-1833, 2023.
- [19] Y. Takagi, H. Mori, Y. Mihara, N. Kawahara and E. Tomita, "Improvement of thermal efficiency and reduction of NOx emissions by burning a controlled jet plume in high-pressure direct-injection hydrogen engines," *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 42, no. 41, pp. 26114-26122, 2017.
- [20] Z. Zhang, T. Kobayashi and K. Naitoh, "Fuel-mixing processes computed for autoignition engine having focusing compression based on colliding pulsed supermulti-jets of oxidant gas and high-pressure direct injection of liquid fuel," in *AROB-ISBC-SWARM 2022*, ONLINE, 2022.
- [21] 石禄江, 曾我部康浩, 内藤健, 伊東拓, 一色祐輝, 小林祥輝, 多田祐輔, 菊地望 and 細井恵, "多重衝突パルス噴流群を用いたエンジンにおける液体燃料微粒化効果の研

- 究," in 第28回微粒化シンポジウム, 山口県宇部市, 2019.
- [22] A. Parkhomov, V. Zhigalov, S. Zabavin, A. Sobolev and T. Timerbulatov, "Nickel-hydrogen heat generator continuously working for 7 months," in *22nd International Conference on Condensed Matter Nuclear Science ICCF-22*, Assisi, Italy, 2019.
- [23] 荒田吉明 and 張月娣, "「固体核融合」実用炉の達成," *高温学会誌*, vol. 34, no. 2, pp. 85-93, 2008.
- [24] A. Kitamura, T. Nohmi, Y. Sasaki, A. Taniike, A. Takahashi, R. Seto and Y. Fujita, "Anomalous effects in charging of Pd powders with high density hydrogen isotopes," *Physics Letters A*, vol. 373, no. 35, pp. 3109-3112, 2009.
- [25] G. Miley and J. Patterson, "Nuclear transmutations in thin-film nickel coatings undergoing electrolysis," *J. New Energy*, vol. 1, no. 3, p. 5, 1996.
- [26] G. Miley, G. Name, M. Williams, J. Patterson, J. Nix, D. Cravens and H. Hora, "Quantitative observation of transmutation products occurring in thin-film coated microspheres during electrolysis," in *ICCF-6*, Hokkaido, Japan, 1996.
- [27] T. Kobayashi, R. Konagaya, K. Naitoh and Y. Wake, "Development of weak Cold-fusion Engine Reactor (Fusine) Assisted by Molecular Chemical Reaction: Based on Focusing-compression of 1000 bar and 7000 K Due to Pulsed Supermulti-Jets Colliding," *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, vol. 34, pp. 148-166, 2021.
- [28] R. Courant and K. Friedrichs, *Supersonic Flow and Shock Waves*, Springer-Verlag New York, 1976.
- [29] L. Landau and E. Lifshitz, *Fluid Mechanics (2nd Edition)*, Oxford: Butterworth-Heinemann, 2004, pp. 1-552.
- [30] 村田紘平, 内藤健, 小林知嵩, 川崎貴史, 王呈蕙, 右田亜朗, 張沢偉, 中川竜輝 and 松村咲音, "Tri-octagon 型衝突噴流圧縮機構を有する航空宇宙用試作エンジンの衝撃波管内非燃焼試験," in 第65回宇宙科学技術連合講演会, WEBでのオンライン開催, 2021.
- [31] A. Migita, T. Kobayashi, Y. Sogabe, K. Naitoh, T. Kawasaki, C. H. Wang, K. Murata and S. Sato, "Focusing Compression due to Steady Supermulti-Jets Colliding for Aerospace Engine," in *AIAA Propulsion and Energy 2021 Forum*, VIRTUAL EVENT, 2021.
- [32] 川崎貴史, 内藤健, 小林知嵩, 王呈蕙 and 小長谷礼美, "Bi-octagon 型多重衝突パルス噴流圧縮機構を有する航空宇宙用エンジンの燃焼安定化," in 第64回宇宙科学技術連合講演会, WEBでのオンライン開催, 2020.
- [33] 草壁亮, 南波昇吾, 大場久浩 and 林智敏, "直噴エンジンの希薄限界向上に関する検討," *自動車技術会論文集*, vol. 52, no. 3, pp. 645-652, 2021.

- [34] 丸田薫 and 中村寿, "SI エンジンの超希薄燃焼と燃焼基礎研究," *日本燃焼学会誌*, vol. 58, no. 183, pp. 9-19, 2016.
- [35] ロールスロイス社, ザ・ジェット・エンジン / Rolls-Royce plc 著 ; 日本航空技術協会 訳, 日本航空技術協会, 1992.
- [36] K. Naitoh and K. Kuwahara, "Large eddy simulation and direct simulation of compressible turbulence and combusting flows in engines based on the BI-SCALES method," *Fluid Dynamics Research*, vol. 10, pp. 299-325, 1992.
- [37] V. Yakhot and S. A. Orszag, "Renormalized group analysis of turbulence. I. Basic theory," *Journal of Scientific Computing*, vol. 1, pp. 3-51, 1986.
- [38] N. Shinmura, T. Kubota and K. Naitoh, "Cycle-resolved computations of stratified-charge turbulent combustion in direct injection engine," *JSME Journal of Thermal Science and Technology*, vol. 8, no. 1, pp. 1-14, 2013.
- [39] K. Naitoh and H. Shimiya, "Stochastic determinism for capturing the transition point from laminar flow to turbulence," *Japan Journal of Industrial and Applied Mathematics*, vol. 28, no. 1, pp. 3-14, 2011.
- [40] H. Takewaki, A. Nishiguchi and T. Yabe, "Cubic interpolated pseudo-particle method (CIP) for solving hyperbolic-type equations," *Journal of Computational Physics*, vol. 61, no. 2, pp. 261-268, 1985.
- [41] M. Halstead, L. Kirsch and C. Quinn, "The autoignition of hydrocarbon fuels at high temperatures and pressures—Fitting of a mathematical model," *Combustion and Flame*, vol. 30, pp. 45-60, 1977.
- [42] K. W. Thompson, "Time-Dependent Boundary Conditions for Hyperbolic Systems, II," *Journal of Computational Physics*, vol. 89, no. 2, pp. 439-461, 1990.
- [43] A. Karabut and E. Karabut, "Experimental Results on Excess Power, Impurity Nuclides, and X-ray Production in Experiments with a High-voltage Electric Discharge System," *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, vol. 8, pp. 139-158, 2012.
- [44] A. Takahashi, H. Ido, A. Hattori, R. Seto, A. Kamei, J. Hachisuka, T. Yokose, Y. Mori, A. Taniike and Y. Furuyama, "Latest Progress in Research on AHE and Circumstantial Nuclear Evidence by Interaction of Nano-Metal and H(D)-Gas," *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, vol. 33, pp. 14-32, 2020.
- [45] Y. Iwamura, J. Kasagi, T. Itoh, T. Takahashi, M. Saito, Y. Shibasaki and S. Murakami, "Progress in Energy Generation Research Using Nano-Metal With Hydrogen/Deuterium Gas," *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, vol. 36, pp. 285-301, 2022.
- [46] K. Naitoh, "Cyto-fluid dynamic theory," *Japan Journal of Industrial and Applied*

- Mathematics*, vol. 18, no. 1, pp. 75-105, 2001.
- [47] K. Naitoh, "Gourdron theory: revealing synthetically the masses for biological molecular particles of DNA and proteins and abiological particles of quarks and leptons," *Artificial Life and Robotics*, vol. 18, no. 3, pp. 133-143, 2013.
- [48] K. Naitoh, "A spatiotemporal structure: common to subatomic systems, biological processes, and economic cycles," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 344, no. 1, 012008, 2012.
- [49] T. Kobayashi and K. Naitoh, "New quasi-stable ratios of particles in nature revealed by multi-dimensional Taylor approximation," *Journal of Advanced Simulation in Science and Engineering*, vol. 6, no. 1, pp. 80-93, 2019.
- [50] E. Crouch, "Fission-product yields from neutron-induced fission," *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 19, no. 5, pp. 417-532, 1977.
- [51] 小林知嵩 and 内藤健, "多様な粒子の必然性解明研究," シミュレーション = *Journal of the Japan Society for Simulation Technology*, vol. 41, no. 2, pp. 70-75, 2022.
- [52] 小林知嵩 and 内藤健, "原子核分裂後の質量分布と投入エネルギーの関係に関する確率論的運動量保存則による解析," *日本シミュレーション学会論文誌*, vol. 12, no. 2, pp. 54-58, 2020.
- [53] 小林知嵩 and 内藤健, "確率論的運動量保存則に基づく凝縮系核反応生成物の質量分布解析," *日本シミュレーション学会論文誌*, vol. 13, no. 1, pp. 18-22, 2021.
- [54] N. Bohr and J. A. Wheeler, "The Mechanism of Nuclear Fission," *Phys. Rev.*, vol. 56, no. 5, pp. 426-450, 1939.
- [55] T. Kobayashi, J. Shigemura, K. Naitoh, Y. Mori, R. Seto and J. Hachisuka, "Temperature and Pressure Dependence of Anomalous Heat Generation Occurring in Hydrogen Gas Absorption by Metal Powder," *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, vol. 36, pp. 318-326, 2022.
- [56] T. Kobayashi, K. Naitoh, J. Shigemura, D. Okada and Y. Nomura, "Heat generation of metal composite powder caused by the pulse flow of hydrogen gas," in *JCF22*, Online, 2022.
- [57] T. B. Flanagan, W. Luo and J. Clewley, "Calorimetric enthalpies of absorption and desorption of protium and deuterium by palladium," *Journal of the Less Common Metals*, Vols. 172-174, pp. 42-55, 1991.
- [58] 有賀哲也, "パラジウムによる水素吸収と水素化反応," *表面科学*, vol. 27, no. 6, pp. 341-347, 2006.
- [59] 深井有, 田中一英, 内田裕久, 水素と金属: 次世代への材料学, 内田老鶴圃, 1998.

- [60] M. Chase, NIST-JANAF Thermochemical Tables, 4th Edition, American Institute of Physics, 1998.

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 小林 知嵩

印

(2023年 11月 14日 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
学術論文	<p>(主著論文:査読有)</p> <p>○Experimental and Computational Study of Auto-ignition in the New Prototype Engine with Focusing Compression due to Supermulti-Jets Colliding, SAE Int. J. Adv. & Curr. Prac. in Mobility 5(5):1823-1833, 2023, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh, Aro Migita, Kohei Murata, Ryuki Nakagawa, Sato Matsumura, Daiki Ito, Riku Sato, Yuta Toba, Daiki Okada</p> <p>The weakest stability theory for stochastic momentum equation: revealing the sizes in biological and abiological particles, Artif Life Robotics 28, 8-14, 2023, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh</p> <p>○Temperature and Pressure Dependence of Anomalous Heat Generation Occurring in Hydrogen Gas Absorption by Metal Powder, J. Condensed Matter Nucl. Sci., 2022. 36: p. 318-326, 2022, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Junsuke Shigemura, Ken Naitoh, Yutaka Mori, Reiko Seto, and Joji Hachisuka</p> <p>Development of weak Cold-fusion Engine Reactor (Fusine) Assisted by Molecular Chemical Reaction: Based on Focusing-compression of 1000 bar and 7000 K Due to Pulsed Supermulti-Jets Colliding, J. Condensed Matter Nucl. Sci., 2021. 34: p. 148-166, 2021, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Remi Konagaya, Ken Naitoh and Yoshinari Wake</p> <p>○確率論的運動量保存則に基づく凝縮系核反応生成物の質量分布解析, 日本シミュレーション学会論文誌, 2021, 13 巻, 1 号, p. 18-22, 公開日 2021/05/25, <u>小林 知嵩</u>, 内藤 健</p> <p>原子核分裂後の質量分布と投入エネルギーの関係に関する確率論的運動量保存則による解析, 日本シミュレーション学会論文誌, 2020, 12 巻, 2 号, p. 54-58, 公開日 2020/05/20, <u>小林 知嵩</u>, 内藤 健</p> <p>○New quasi-stable ratios of particles in nature revealed by multi-dimensional Taylor approximation, Journal of Advanced Simulation in Science and Engineering, 2019, Volume 6, Issue 1, Pages 80-93, Released on J-STAGE March 15, 2019, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh</p> <p>(主著論文:査読審査のある国際講演会論文)</p> <p>○Heat generation of metal composite powder caused by the pulse flow of hydrogen gas, Proceedings of the 22nd Meeting of Japan CF Research Society JCF22, 40-49, 2022, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh, Junsuke Shigemura, Daiki Okada, Yoshiki Nomura</p> <p>Development of reaction system with small chamber for fundamental experiments measuring anomalous heat effect, Proceedings of the 20 th Meeting of Japan CF Research Society JCF20, 1-8, 2019, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh, Yoshinari Wake, Yohei Naridomi, Akito Takahashi, Reiko Seto, Hiroyuki Ido, Joji Hachisuka</p>

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 小林 知嵩

印

(2023年 11月 14日 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
	<p>(共著論文: 査読のある学術雑誌)</p> <p>Combustion Experiments of Focusing Engine with Asymmetric Double-Piston System Leading to Relatively-Silent High Compression Ratios, SAE Technical Paper 2023-01-0401, 2023, Ken Naitoh, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Satoshi Saba, Fumiya Kase, Ryui Matsuno, Riku Tanishima, Keidai Kawano</p> <p>Two Prototype Engines with Colliding and Compression of Pulsed Supermulti-Jets through a Focusing Process, Leading to Nearly Complete Air Insulation and Relatively Silent High Compression for Automobiles, Motorcycles, Aircrafts, and Rockets, SAE Technical Paper 2020-01-0837, 2020, Remi Konagaya, Ken Naitoh, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Yuuki Isshiki, Hajime Ito, Hiroki Makimoto, Yoshiaki Kobayashi, Yusuke Tada, Nozomu Kikuchi, Aya Hosoi, Yuto Fujii</p>
発表	<p>(主著者: 軽微な査読のある国際講演会論文)</p> <p>Computations on high efficiencies of pulsed focusing engine for rocket, Proc. JSST2021, 28-31, 2021, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Hayato Suzuki, Hiroki Kijima, Ken Naitoh</p> <p>Weakly-pulsated center combustion engine: resulting in nearly-complete air-insulation effect caused by wall reflection of pressure-wave, AIAA paper 2019-4394, 2019, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Junya Mikoda, Kodai Kinoshita, Hiroki Makimoto, Yoshiaki Kobayashi, Shi Lujiang, Remi Konagaya and Ken Naitoh</p> <p>New quasi-stable ratios of physical particles revealed by multi-dimensional Taylor expansion series, Proceedings of JSST2018, 301-304, 2018, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh</p> <p>(登壇)</p> <p>Fundamental experiments of anomalous heat effect in metal composite powder exposed to pulsed high-pressure hydrogen gas, The 23rd Meeting of Japan CF-Research Society, 2023, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh, Daiki Okada, Ryuki Nakagawa, Yuta Toba, Masaharu Uchiumi, Daisuke Nakata</p> <p>The weakest stability theory for stochastic momentum equation: revealing the sizes in biological and abiological particles having half-life periods, Proc. AROB-ISBC-SWARM 2022, 1483-1485, 2022, <u>Tomotaka Kobayashi</u> and Ken Naitoh</p> <p>Quasi-stability theory with multi-dimensional Taylor expansion: revealing transmutation of atoms in cold fusion, 22nd International Conference on Condensed Matter Nuclear Science (ICCF22) Book of Abstracts, 18-19, 2019, <u>Tomotaka Kobayashi</u> and Ken Naitoh</p>

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 小林 知嵩

印

(2023年 11月 14日 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
	<p>New quasi-stable size ratios appearing in biomolecular and subatomic particles revealed by the multi-dimensional Taylor expansion series, Proceedings of the Twenty-Third International Symposium on Artificial Life and Robotics and the Third International Symposium on BioComplexity, 970-973, 2018, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh, Shu Nemoto</p> <p>(ポスター)</p> <p>Estimation of the heat generation of the metal composite powder absorbing the pulsed flow of hydrogen gas, ICCF24, 2022, <u>Tomotaka Kobayashi</u>, Ken Naitoh, Daiki Okada</p>
その他	<p>(小特集) 多様な粒子の必然性解明研究, シミュレーション Vol.41 No.2, pp. 12-17(70-75), 2022.6, 小林知嵩, 内藤健</p> <p>(受賞) AROB-ISBC-SWARM 2022 Young Author Award (2022.2)</p> <p>(招待講演) 確率論的運動量保存則を用いた微小粒子の分裂解析について, 第11回計算力学シンポジウム, 2021.12, 小林知嵩</p> <p>(受賞) 日本シミュレーション学会 Student Presentation Award (令和3年度)</p> <p>(受賞) 日本機械学会 三浦賞 (2021.3)</p> <p>(受賞) 日本シミュレーション学会 Best Paper Award (令和2年度)</p> <p>日本学術振興会 特別研究員 (DC1: 2021年4月～2024年3月)</p> <p>(上記以外に、共著者としての国内外発表もある。)</p>