

Fire Dynamics Simulator とその境界条件の与え方 に関する研究

東京理科大学工学部第一部建築学科
辻本研究室
4110054 田坂光司

目次

第1章	序論	
1-1	研究背景と目的	1
1-2	本論文の構成	2
第2章	Fire Dynamics Simulator	
2-1	概要	3
2-2	入力パラメータ	3
2-3	出力データ	3
2-4	支配方程式と解析手法	3
2-4-1	流体力学モデル	3
2-4-2	燃焼モデル	4
2-4-3	放射モデル	4
2-4-4	固体モデル	5
2-5	使用上の注意	5
2-5-1	低速流れ	5
2-5-2	直線形状	5
2-5-3	火災進展と延焼	5
2-5-4	燃焼	5
2-5-5	放射	6
第3章	境界条件の違いによる解析結果への影響分析	
3-1	メッシュの与え方	7
3-2	格子解像度の差異による影響分析	7
3-3	障害物の与え方	44
3-3-1	壁体の熱伝導率の差異による影響	45
3-3-2	壁体の比熱の差異による影響	52
3-3-3	壁体の密度の差異による影響	59
3-3-4	壁体の熱拡散率による境界条件の与え方に関する考察	66
3-4	換気の与え方	71
3-4-1	機械換気における風速分布の差異による影響	71
3-4-2	機械換気における区画内流動安定の有無による影響	73
3-5	まとめ	78
第4章	原子力プラントの油火災等の実証試験	
4-1	実験背景・目的	79
4-2	実験条件および測定項目	79
4-3	隣接区域への影響試験	79

4-4	実証試験結果	81
4-5	まとめ	82
第5章	FDSを用いた隣接区域への影響試験解析	
5-1	計算条件および計算結果	84
5-2	実証試験結果と計算結果の比較	87
5-3	まとめ	92
第6章	結論	
6-1	まとめ	93
6-2	今後の課題	94
	謝辞	95
	付録	
	・流体力学 基礎のきそ	
	・梗概発表資料	
	・解析ファイル一覧	

第 1 章 序論

1-1 研究背景と目的

2011 年の東日本大震災による東京電力株式会社福島第一原子力発電所の事故を契機に、わが国では、原子力発電所の安全評価について大規模な見直しが進められている。従来の原子力発電所における火災に関して言えば、発電所内で発生する火災について、ケーブル（電気）火災・補機漏えい油（非常用発電の燃料油・循環潤滑油）火災に大別し、対策が行われてきた。しかし、それらの火災影響評価については、昭和 50 年代の電力共同研究による実証試験に基づき定められており、その精度についても新たな評価指標の確立が求められている。

ここで原子力施設の火災防護に関する考え方について述べておくと、「我が国では、火災の発生防止、火災の検知及び消火、火災による影響の軽減という 3 つの方策を適切に組み合わせる「深層防護」の概念で安全設計が行われてきた。」¹⁾ また、火災安全設計については簡易的な方程式を用いて性能が満たされることを確認しており、今後より複雑かつ多様な設計が要求されてくる上で、火災安全設計についてもより高度な火災影響評価手法の確立が求められてくる。しかし、温度評価式などの評価式を一から作り直すには、再び研究しなおす必要があり、膨大なコストと長い年月が必要不可欠である。

そこでそれらの代替策として注目されているのが、FDS (Fire Dynamics Simulator) に代表される火災数値流体力学解析である。我が国の建築物の火災安全では、設計時に二層ゾーンモデルを用いて煙層高さを解析し、避難安全の検証を行っているが、近年の建築意匠の多様化・複雑化により従来方法の適用が困難になりつつあるのが現状である²⁾。またアメリカをはじめ世界各国ではすでに設計や避難安全検証に CFD(Computational Fluid Dynamics)モデルによる解析結果が用いられているため、日本でもその導入を目指す動きが今後活発になることが予想される。

さらに原子力規制委員会により定められた新規規制基準⁴⁾によると、火災安全設計の考え方は変わっていないが、その火災防護対策の有効性についての評価を行い、その効果を確認することが新たに求められており、その評価手法としての火災ハザード解析に注目が集まっている。

よって本研究は、火災ハザード解析ツールとして FDS (Fire Dynamics Simulator) を選び、過去の実験データを FDS でしっかり再現するために、各条件の差異による解析結果への影響分析を行うことで、境界条件等の与え方を検討する。加えて、その特徴及び適用範囲・適用能力の把握を目的とするとともに、それらを踏まえた解析結果を実証試験結果と比較することで、火災影響評価に反映させることを最終目標とする。

1-2 本論文の構成

本論文は、以下の構成から成り立つ。第 2 章では、FDS ユーザーマニュアル及び FDS 関連の他論文から得られる知見をもとに FDS の概要をまとめることを目的としている。第 3 章では、昭和 59 年度電力共同研究「原子力プラントの油火災等の実証試験」³⁾の中から単純な形状区画を用いて格子解像度、障害物、火源、換気など境界条件の違いによる解析結果への影響を分析し、考察する。第 4 章では、第 5 章との比較対象として昭和 59 年に行われた電力共同研究「原子力プラントの油火災等の実証試験」³⁾で得られた実証試験結果のデータ整理を行う。第 5 章では、前章までに得られた知見をもとに FDS を用いて「原子力プラントの油火災等の実証試験」³⁾の数値解析を行い、その解析結果と実証試験結果を比較・考察し、結論を導いていく。

参考文献

- 1) 渡辺憲夫：原子力発電所の火災事例，日本火災学会誌，vol.58 No.2 2008.4 p11
- 2) 阿部伸之：CFD を用いた火災の数値シミュレーション，日本流体力学会数値流体力学部門 Web 会誌，第 12 巻，第 2 号，2004 年 11 月
<http://www2.nagare.or.jp/jscfd/j-jscfd/122/p122-6.pdf#search='CFD%E3%82%92%E7%94%A8%E3%81%84%E3%81%9F%E7%81%AB%E7%81%BD%E3%81%AE%E6%95%B0%E5%80%A4%E3%82%B7%E3%83%9F%E3%83%A5%E3%83%AC%E3%83%BC%E3%82%B7%E3%83%A7%E3%83%B3'>
- 3) 中部電力(株)、北海道電力(株)、東北電力(株)、東京電力(株)、北陸電力(株)、関西電力(株)、中国電力(株)、四国電力(株)、九州電力(株)、日本原子力発電(株)、(株)東芝、三菱重工業(株)、(株)日立製作所：電力共同研究報告書「原子力プラントの油火災等の実証試験 (Phase-Ⅱ)」，昭和 59 年度上半期（最終報告書）
- 4) 原子力規制委員会：原子力発電所の内部火災影響評価ガイド，平成 25 年 10 月

第 2 章 Fire Dynamics Simulator

2-1 概要

フィールドモデル FDS (Fire Dynamics Simulator) は米国 NIST (National Institute of Standards and Technology) により開発された、火災時の熱流動や物質輸送等を主な対象とする数値流体力学 (CFD) モデルである。

- ・オープンソースコードで無償での利用が可能なこと
- ・一般的な WindowsPC で動作可能であること
- ・解析結果を視覚的に確認するための Smokeview ツールがあること

上記 3 点から建築物を対象とした火災事象の評価や防火設計に広く利用されている。モデル内容は FDS の Technical Reference Guide に詳しく記載されているが、ここでは入力パラメータ、出力データ、支配方程式、解析手法、使用上の制限など概略を述べる。

2-2 入力パラメータ

全てのパラメータは一つのテキストファイルに記述される。このファイルには、解析格子 (矩形メッシュの配置等)、周辺環境 (周辺の風速・温度・圧力等)、区画形状、物質の特性 (熱伝導率・比熱・密度・厚さ等)、燃焼特性 (発熱速度・燃料組成等)、出力データ (気体や壁面における各種物理量の出力項目等) に関する情報が含まれている。

2-3 出力データ

FDS は離散的な各時間ステップにおける各格子点での気体の温度・速度・密度・化学種濃度等を計算する。通常格子点数は数十万を超えるため、全てのデータを保存するには膨大な記憶装置容量が必要となる。そのため任意の点や断面における物理量の時系列出力、出力時間間隔の指定等必要に応じて設定できる様々な出力オプションが備わっている。出力物理量としては、気体の温度・密度・速度・圧力、化学種濃度、体積当たりの発熱速度、壁面での温度・熱流束、区画内での総発熱速度、開口部と壁面を通じた区画外へのエネルギー流束等がある。

2-4 支配方程式と解析手法

火災を主な解析手法とする FDS は流体力学モデル、燃焼モデル、放射モデル、固体モデルから構成されている。

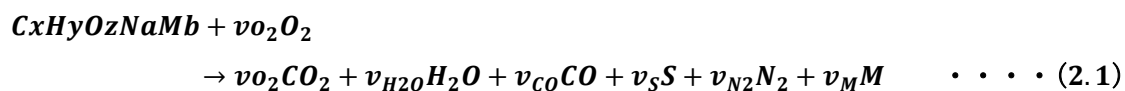
2-4-1 流体力学モデル

火災によって励起される低速の流動に適した熱流動の基本方程式 (低マッハ数近似に基づく質量、運動量、エネルギー保存式) 及び物質 (保存スカラー量) の輸送方程式を数値的に解く。ただし、ここで扱う流体とは空気のことである。解析アルゴリズムは、時間に二次の精度を有する陽的予測子修正子法である。これらの方程式は、直交座標系上で二次

精度の差分法により離散化される。具体的には、移流項に風上偏倚差分 (upwind-biased differences) (予測子ステップ)、または風下偏倚差分 (downwind-biased differences) (修正子ステップ)、その他の項に中心差分が適用される。ここで風上 (風下) 偏倚差分とは、局所クーラン数に応じて、これが 1 に近いところで完全風上 (風下) 差分、0 に近いところで中心差分と変化するものである。気流の流れは、格子サイズ以下の小さなスケールの乱れ成分のみをモデル化するラージエディシミュレーション (LES) のスマゴリンスキーモデルによって表現される。壁面上では壁法則に基づくハーフスリップ条件 (Werner and Wengle,1991) および自然対流・強制対流の熱伝達に関する経験式が与えられる (壁外面でも、同一の熱伝達率の経験式 (外気温一定、風速ゼロ) が与えられる)。なお、LES の計算では、壁面を粘着条件とし、壁面近傍に格子を細かく配置して粘性低層まで直接解析する手法を適用することが多いが、その場合計算負荷が大幅に増大する。よって FDS では、壁面近傍に格子を細かく配置する必要がなく、計算負荷の観点から大領域解析への実用性が高い上記の壁法則条件が採用されている。

2-4-2 燃焼モデル

次に示す燃料と酸素の反応を取り扱う (一段反応の場合)。



ここで C,H,O,N は元素 (それぞれ、炭素、水素、酸素、窒素) を表す。また、 $C_xH_yO_zNaMb$, O_2 , CO_2 , H_2O , CO , N_2 , S , M は化合物または分子 (それぞれ、ある種の燃料、酸素、二酸化炭素、水、一酸化炭素、窒素、スス、追加の生成物)、 ν はそれぞれの化学量論係数を表す。燃焼反応の基本的な表現に混合分率モデルを採用している。混合分率モデルは、流動場の任意の点における可燃ガスの割合として定義される保存スカラー量であり、上記の各化学種の濃度は混合分率から代数関係式を使って算出される。火炎面の位置は混合分率から決定され、発熱速度 (HRR) は火炎面の存在する格子において、その内の燃料・酸素の濃度に応じて与えられる。通常の混合分率モデルでは、混合した可燃ガスと酸素は瞬時に反応すること (一段反応) が仮定されるが、FDS では複数の保存スカラー量を利用して、酸素濃度と温度に応じた局所消炎 (消炎を考慮した一段反応)、中間生成物としての CO 生成 (消炎を考慮した二段反応) などを考慮するための複数のオプションが用意されている。なお、局所消炎の考慮には、酸素濃度・温度に応じた経験的な基準が併用される。可燃ガス (燃料) の発生速度は局所消炎がない場合の HRR の次元で入力パラメータとして与えられる。

2-4-3 放射モデル

灰色ガスの放射輸送方程式を有限体積法により数値的に解く。物体表面では (壁外面でも)、一定の放射率を設定する。壁相互の放射も考慮される。放射計算に用いる離散的な角

度を 100 程度の個数に限定することで、計算負荷を低減している（火災場を対象とした計算時間全体の約 20%に抑制される）。放射スペクトルをより正確に表現するため、灰色モデル以外に広帯域モデルも用意されている。

2-4-4 固体モデル

固体内部や表面の温度推定のため、一次元の熱伝導方程式が用いられる。空間離散化には二次精度の差分法、時間発展には二次精度の Crank-Nicolson 法が採用されている。直交座標に対応して矩形の固体物質が設定され、 x,y,z 方向それぞれに対して、互いに反対を向く 2 つの面での対流熱流束、放射熱流束を境界条件とした熱伝導計算が行われる。また、小さな断面を有する円柱形上の固体物質に適用するための円筒座標系一次元熱伝導方程式を解くオプションも用意されている。ただし、この場合、境界条件となる表面での対流熱流束や放射熱流束は面に対して一様な(平均的な)ものを想定することとなる。理想的な方法ではないが、流体力学モデルへは合理的な表面温度条件を与えるものである。

2-5 使用上の注意

上記の支配方程式と解析手法に対応する主な使用上の制限、留意事項として次のものが挙げられる。

2-5-1 低速流れ

低マッハ数近似に基づく基礎方程式を採用していることから、爆発のような音速に近い熱流動現象の評価は困難である。

2-5-2 直線形状

直交座標系に基づき、直線直交格子上の格子点で各種物質量が計算されるため、座標軸に一致しない複雑形状物体等の表面付近の予測精度は低下する可能性がある。

2-5-3 火災進展と延焼

HRR が入力パラメータとして予め与えられることを前提に、熱や物質の輸送を評価することを目的として設計されており、HRR 自体を予測すること、すなわち火災進展や延焼を予測することは困難である。HRR 自体を予測するオプション（サブモデル）も用意されているが、固体可燃物の物性の詳細は多くの場合不明であること、可燃物の熱分解プロセスは複雑で FDS では表現しきれていないこと等から、モデルの不確かさは高くなる。また、同サブモデルを用いた場合の解析結果は種々のパラメータに大きく依存する。

2-5-4 燃焼

換気が抑制された区画や CO₂消火設備等の作動により酸素濃度が低下し、燃焼反応せず

に混合する場合等には、酸素濃度・温度に応じた消炎に関する経験的な基準が適用される。消炎の物理メカニズムに基づくものでないため、その適用性には留意を要する。

2-5-5 放射

放射計算に用いる角度が離散的に扱われることに起因して、火源から離れた場所において放射エネルギーは不連続な分布となりうる。ただし多くの場合、そのような場所の放射熱流束は小さく、火源近傍に比べて重要度は低くなる。

参考文献

- 1) NIST : Fire Dynamics Simulator (Version 5) User' s Guide
- 2) NIST : Fire Dynamics Simulator (Version 5) Technical Reference Guide
- 3) 電力中央研究所 : 火災モデル FDS による大規模区画内火災解析 (その 1)
— 区画内空気温度評価への適用性検討 —, 2012, N11060

第3章 境界条件の違いによる解析結果への影響分析

3-1 メッシュの与え方

FDSにおけるCV（検査空間）は、解析領域をXYZ方向へ任意の数に分割した3辺で構成される空間セルとしてモデル化される。また、オプションとしてある範囲のみ格子解像度を高めるために不等間隔格子を設け、局所的に細分化してモデル化する方法も存在する。しかしながらX,Y,Z方向の分割数はCV（検査空間）がキューブとなるように設定することが好まれる。数値解析の誤差に関与する要素の中で、解析格子の解像度は非常に大きな割合を占めるため、どの程度の解像度にするか判断することは非常に重要かつ難しい問題である。一般に、CV（検査空間）の大きさを小さくすると解析結果の精度が向上する、といわれているがFDSのマニュアルでは、

$$D^* = \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_{\infty} c_p T_{\infty} \sqrt{g}} \right)^{\frac{2}{5}} \dots (3.1)$$

で与えられる火炎特性長さ D^* と空間刻み幅 δx を用いる変数 $D^*/\delta x$ を $4 \leq D^*/\delta x \leq 16$ の範囲を満たす格子間隔に設定することが推奨されている。また、ある火災現象を表現する時に限り、 $\delta x = 0.1\text{m}$ 程度の空間刻み幅を有すればよいとの報告もあるが、多用性に乏しい。

```
&MESH ID='Mesh', IJK=234,156,129, XB=-1.00,8.00,0.00,6.00,0.00,5.00/
```

上の入力例では、計算領域が3次元直交座標系空間で各方向に $-1\text{m} \leq x \leq 8\text{m}$ 、 $0\text{m} \leq y \leq 6\text{m}$ 、 $0\text{m} \leq z$ (鉛直方向) $\leq 5\text{m}$ の範囲であり、それぞれの次元について234,156,129個に分割して空間セルを構成するよう設定している。

3-2 格子解像度の差異による影響分析

導入として、以下の解析を行うことで体験的な知見を得ることとする。今回の解析では、「原子力プラントの油火災等の実証試験」より火災の影響範囲を確認するため、タービン油の燃焼によるデータ収集を目的とした試験の中から、建屋サイズ7m×6m×5m（高さ）の第一種機械換気が行われる区画を選別し、解析を行った。計算領域は、3次元直交座標系空間を対象とし、各方向に $-1\text{m} \leq x \leq 8\text{m}$ 、 $0\text{m} \leq y \leq 6\text{m}$ 、 $0\text{m} \leq z$ （鉛直方向） $\leq 5\text{m}$ の範囲とした。空間座標の原点は給気側壁面である。区画内の開口は壁面に設けたダクトを介する給排気口のみであり、区画外は床面を除いて大気開放条件、壁面境界はハーフスリップ条件、伝熱に関しては壁面垂直方向に一次元熱伝導方程式を解いて、失熱を考慮している。ただし、壁への吸熱は外壁面の温度を一定とした吸熱を使用している。またFDSはHRRの入力を前提としているため、可燃物の種類は煙等のガス発生量に依存し、可燃物の違いによる熱的な影響はないものとして、火源にバーナーを設定した。表3-1に解析ケース一覧、表3-2～3に解析条件、図3-1～5に幾何形状および解析結果の可視化イメージ図を示す。以降の節についても特に記述がなければ、上記と同様の幾何形状・計算条件とした。

表 3-1 解析ケース一覧

ケース名	換気回数 [回/h]	給排気量 [m ³ /s]	HRR [kW]	格子間隔 dx[m]	着火時間[s]	計算時間[s]	$\frac{D^*}{\delta x}$
F-1	0	0.000	205.0	0.10	0.000	600	5.09
F-2	0	0.000	205.0	0.25	0.000	600	2.04
F-3	0	0.000	205.0	0.50	0.000	600	1.02
F-4	5	0.292	225.1	0.10	300.0	900	5.28
F-5	5	0.292	225.1	0.25	300.0	900	2.11
F-6	5	0.292	225.1	0.50	300.0	900	1.06
F-7	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24
F-8	5	0.292	225.1	0.12	300.0	900	4.40
F-9	0	0.000	205.0	0.06	0.000	600	8.48
F-10	5	0.292	225.1	0.06	300.0	900	8.80
F-11	0	0.000	205.0	0.04	0.000	600	12.7
F-12	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24
F-13	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24
F-14	0	0.000	205.0	0.06	0.000	600	8.48
F-15	5	0.292	225.1	0.12	0.000	600	4.40
F-16	5	0.292	225.1	0.06	0.000	600	8.80

※F-13以降はF-12までと比べて排気口高さが1150mm高くなっている。

表 3-2 モデル改良後(F-12以降)の床面物性値

項目	設定
熱物性・厚さ (床面)	・ CFAST の thermal properties (Concrete, Normal Weight(6 in)) を基に設定 熱伝導率 1.75 W/(m K) 密度 2200 kg/m ³ 比熱 1 kJ/(kg K) 放射率 0.9 厚さ 0.15 m

表 3-3 共通条件一覧

項目	設定
初期値	<ul style="list-style-type: none"> ・ 室内外温度 実験データの室内気温度 ・ 気圧 101300 Pa ・ 速度 0 m/s
熱物性・厚さ (天井・壁・床)	<ul style="list-style-type: none"> ・ スーパーテンプボードのカタログ値と CFAST の thermal properties (Calcium Silicate Board(1/2in)) を基に設定 熱伝導率 0.03 W/(m K) 密度 250 kg/m³ 比熱 1.293 kJ/(kg K) 放射率 0.9 厚さ 0.025 m
熱物性・厚さ (ダクト)	<ul style="list-style-type: none"> ・ 熱的な影響を受けないように設定
形状 (区画・ダクト)	<ul style="list-style-type: none"> ・ 直方体の組み合わせで表現 ・ 給排気用の 3 つの開口は大きな 1 つの開口として表現
形状 (火皿)	<ul style="list-style-type: none"> ・ 直方体で表現
HRR	<ul style="list-style-type: none"> ・ タービン油の質量減少速度の測定値と単位質量あたりの発熱量 10280 kcal/kg より推定 ・ 換気有の場合には、着火前に区画内流動が安定するよう時間 (300s) を確保 ・ 燃焼によるススの生成 あり (デフォルト)
時間ステップ幅	<ul style="list-style-type: none"> ・ クーラン数が 1 以下 (0.8~1.0) となるように設定 (デフォルト)

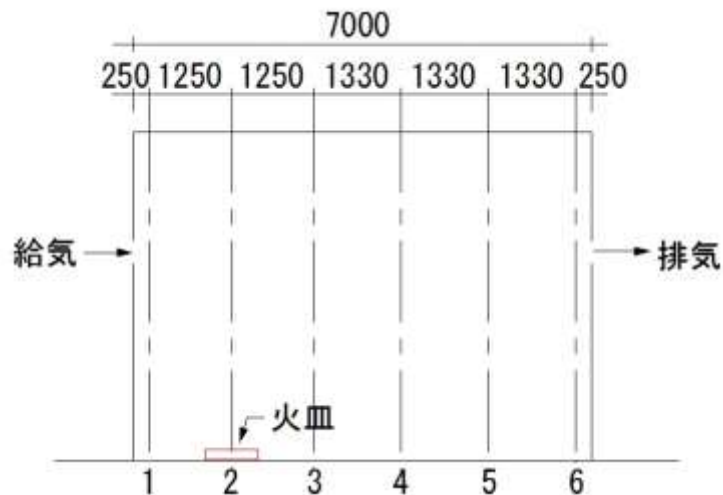


図 3-2-1 長手方向断面簡略図

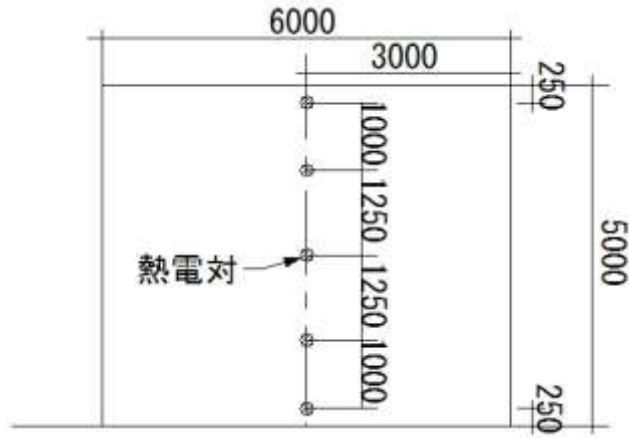


図 3-2-2 短手方向断面簡略図

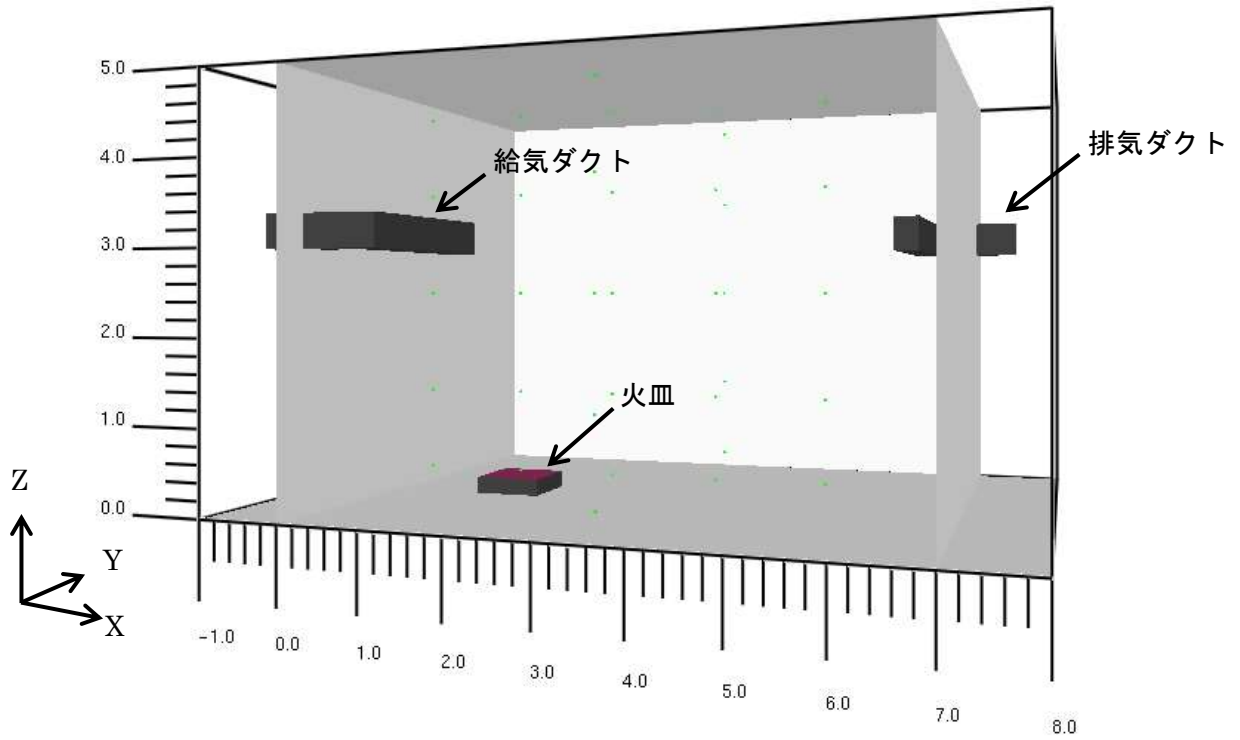


図 3-2-3 計算領域幾何形状図

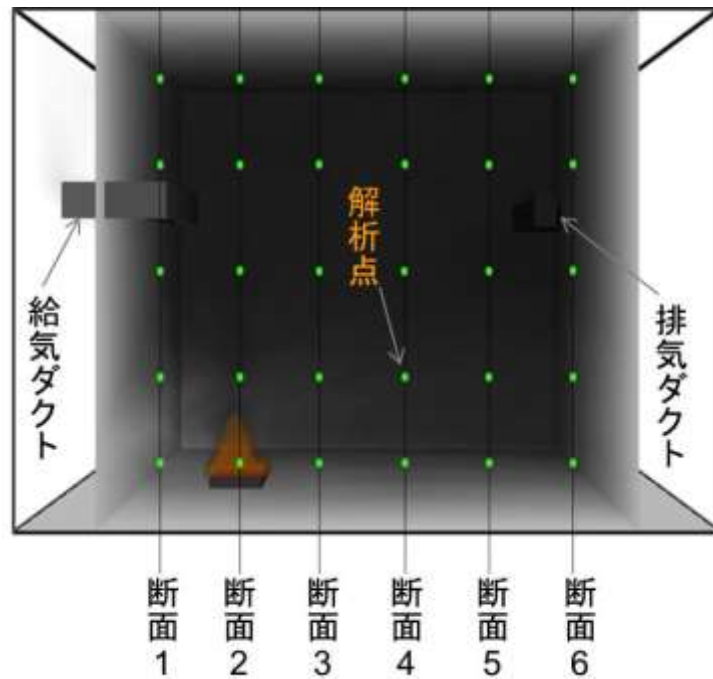


図 3-2-4 計算領域幾何形状図

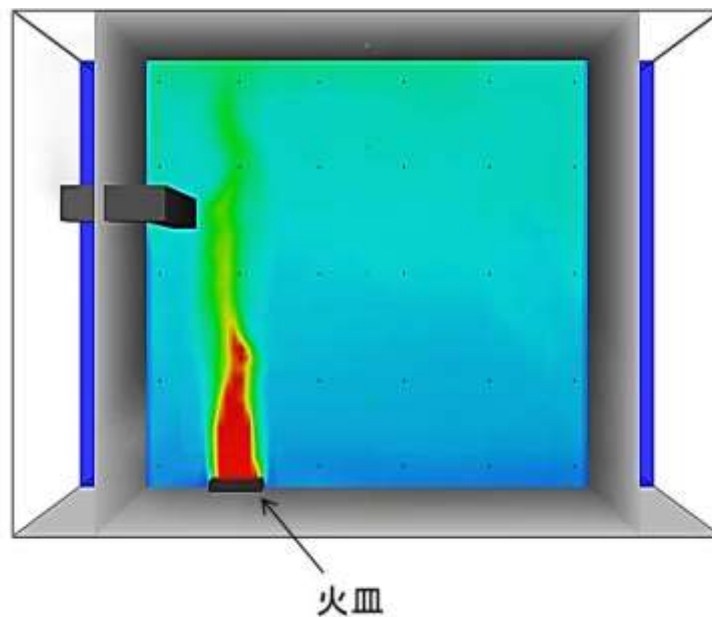


図 3-2-5 解析結果の可視化イメージ図

今回の解析では、図 3-4 のように試験時の熱電対位置である断面 1～6 の高さ方向へ温度解析点を設定し、燃烧開始 600 秒後の区画内空気温度上昇量について実験値と解析値の比較を行っている。以降は表-1 における解析ケース F-1 から F-6 の結果である。またそれに続けて、格子解像度の依存度についても示す。

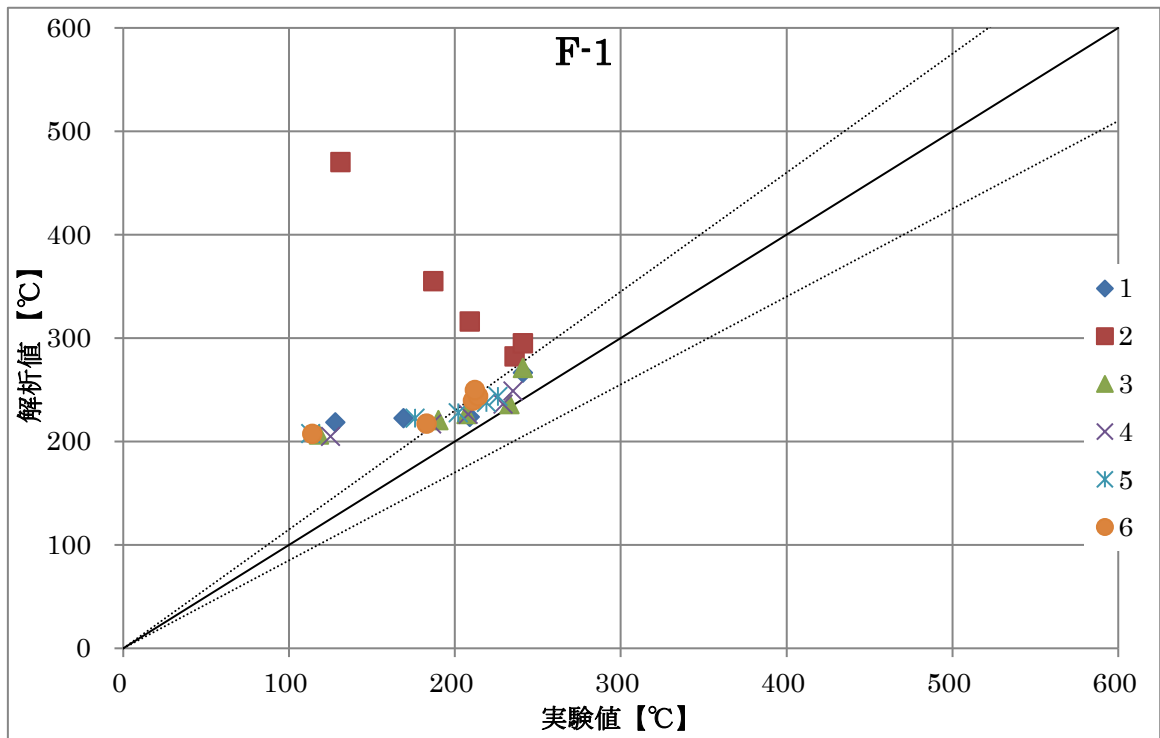


図 3-2-6 解析値 (F-1) と実験値の断面位置ごとの比較

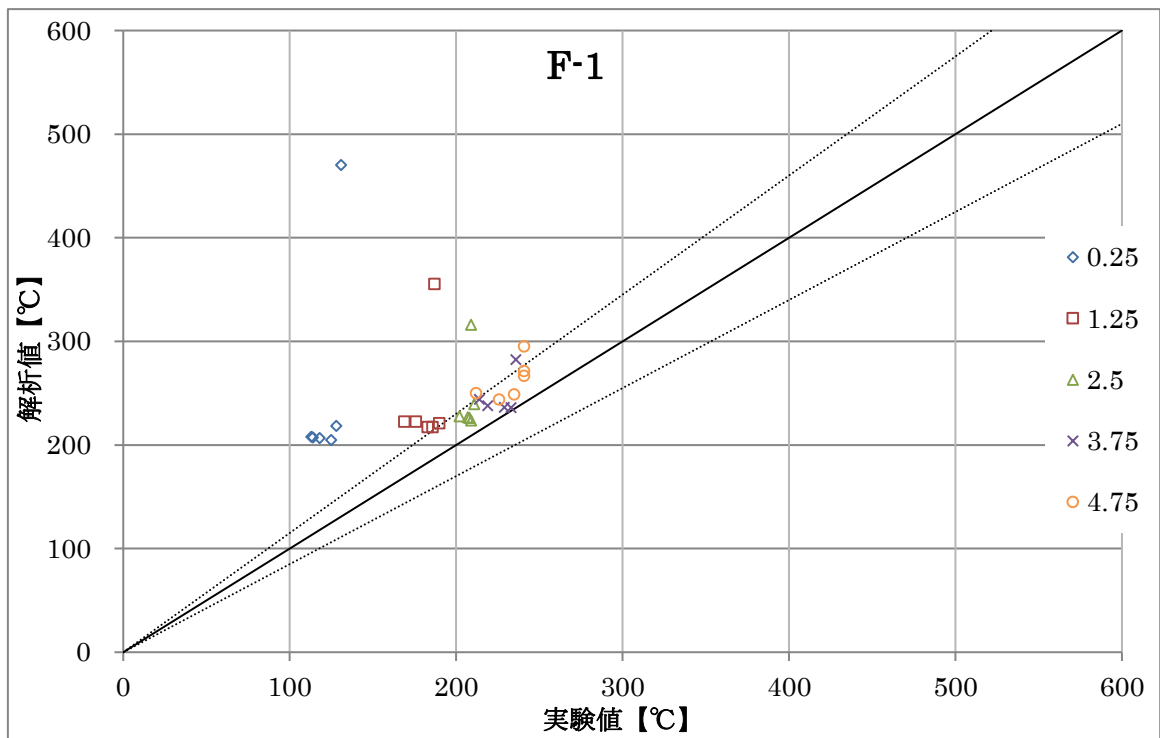


図 3-2-7 解析値 (F-1) と実験値の高さ位置ごとの比較

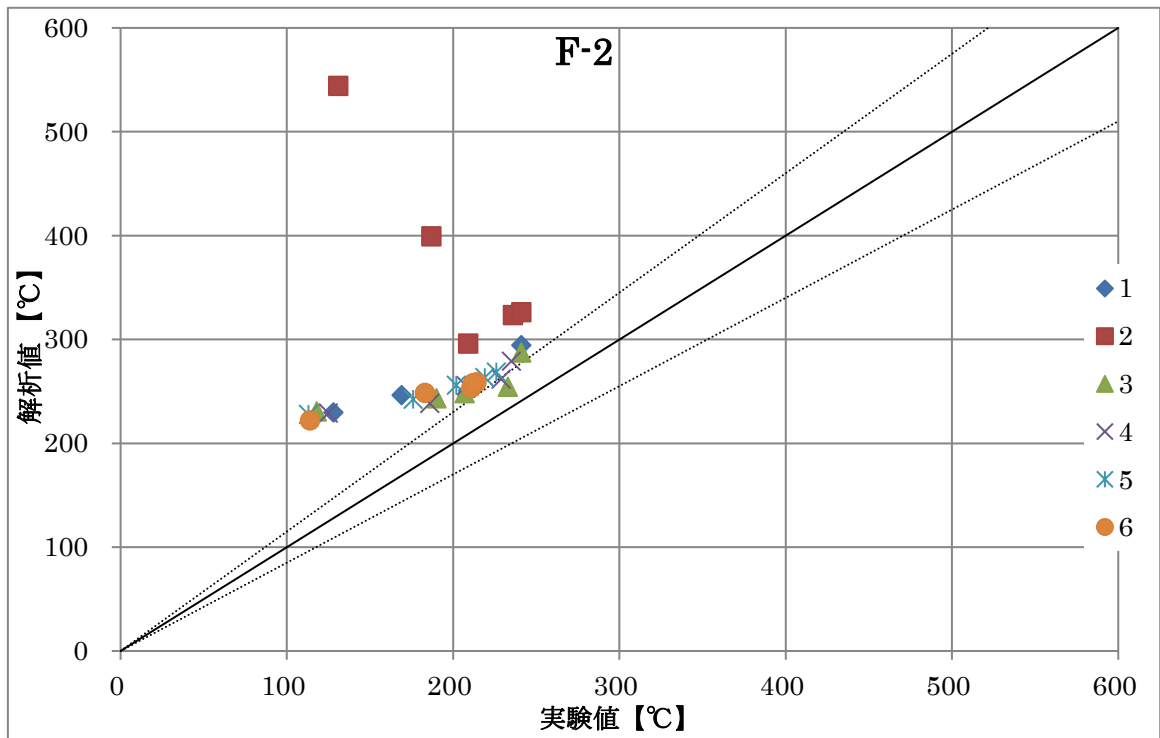


図 3-2-8 解析値 (F-2) と実験値の断面位置ごとの比較

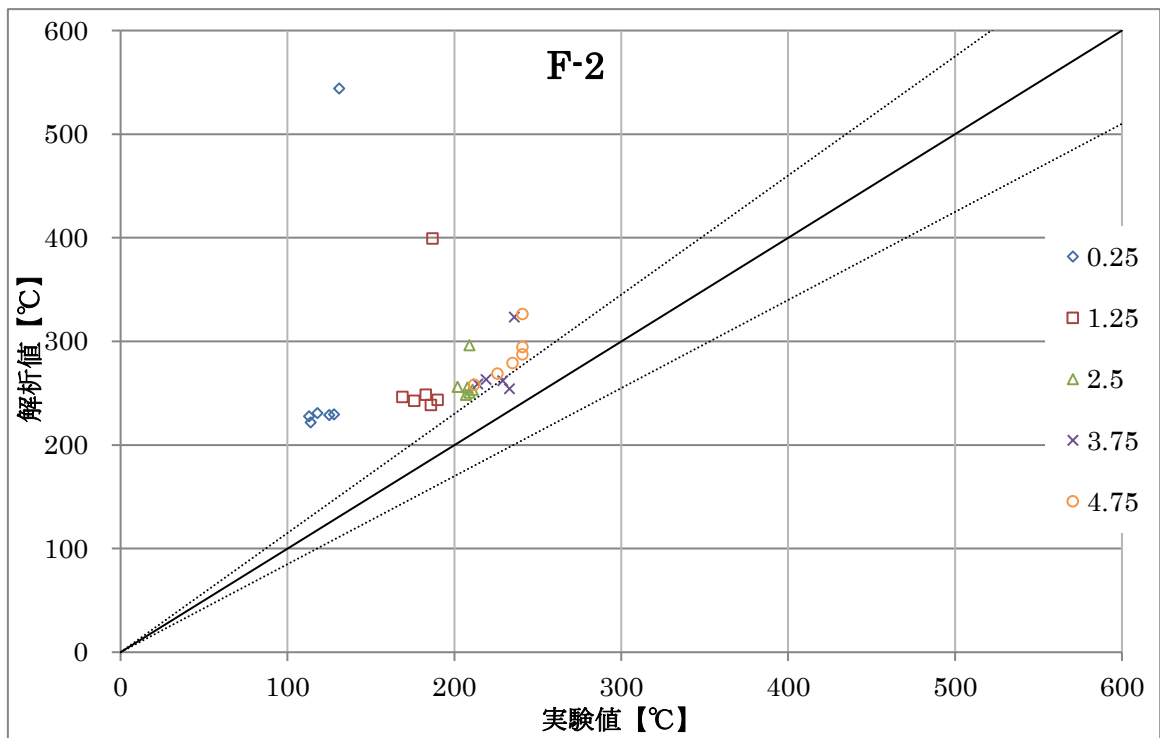


図 3-2-9 解析値 (F-2) と実験値の高さ位置ごとの比較

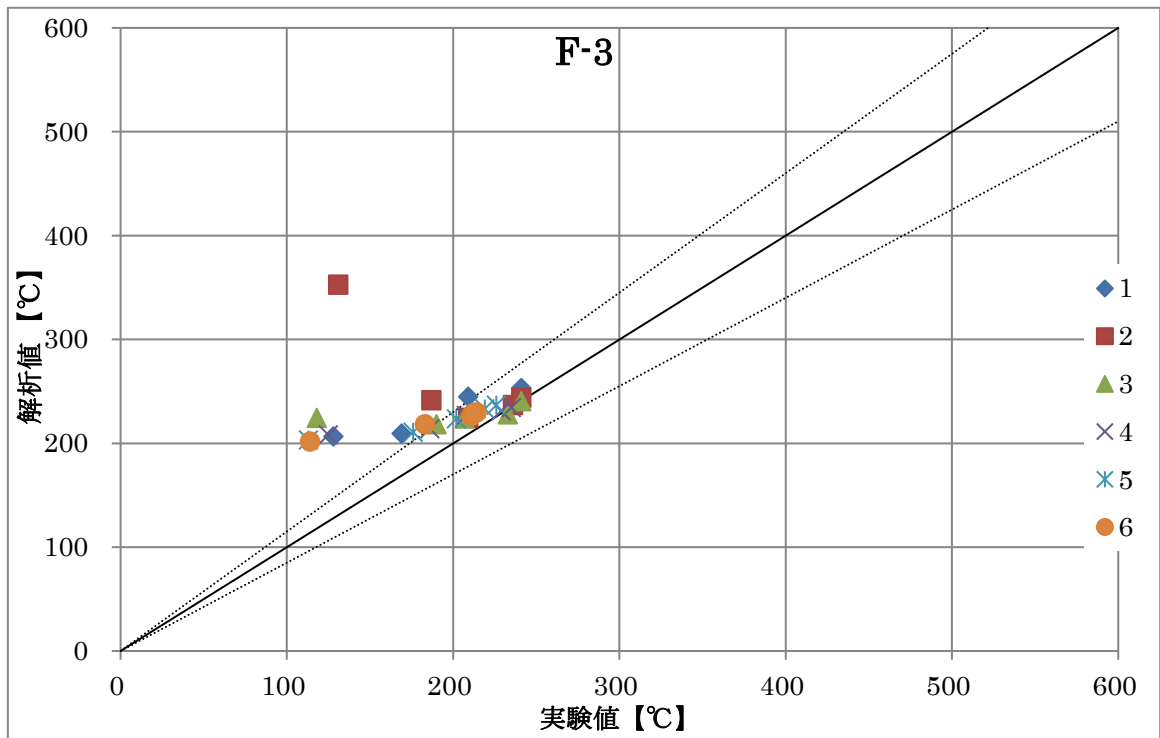


図 3-2-10 解析値 (F-3) と実験値の断面位置ごとの比較

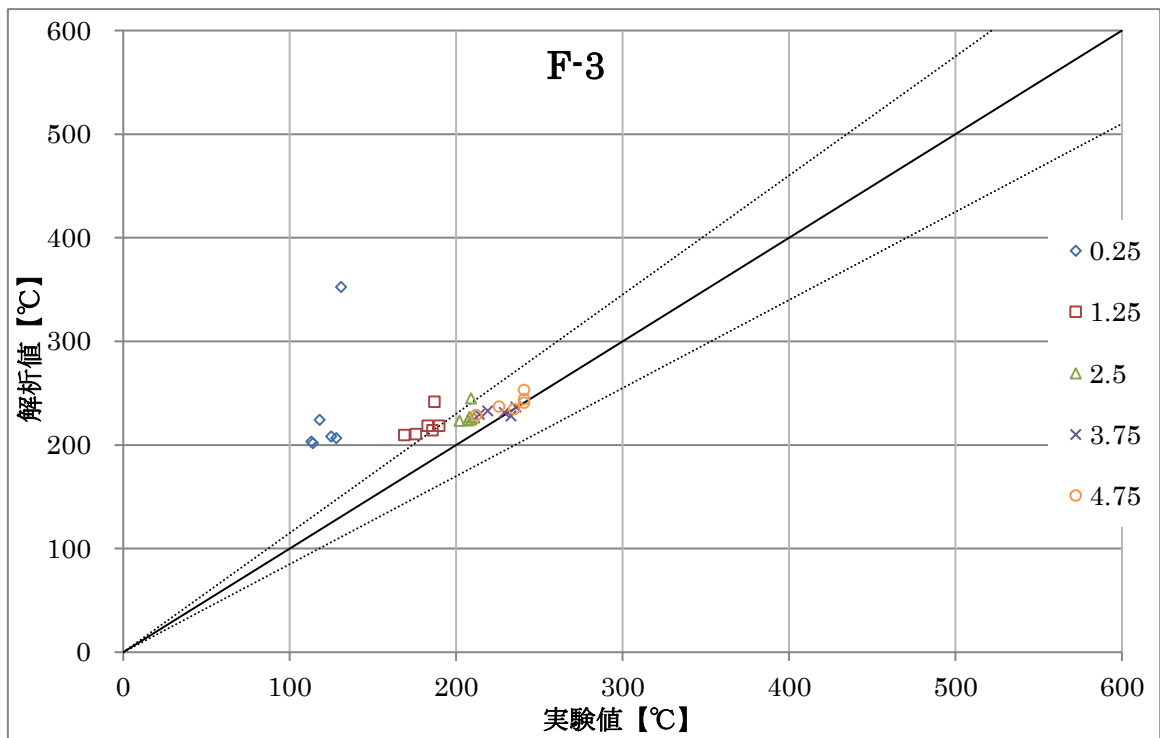


図 3-2-11 解析値 (F-3) と実験値の高さ位置ごとの比較

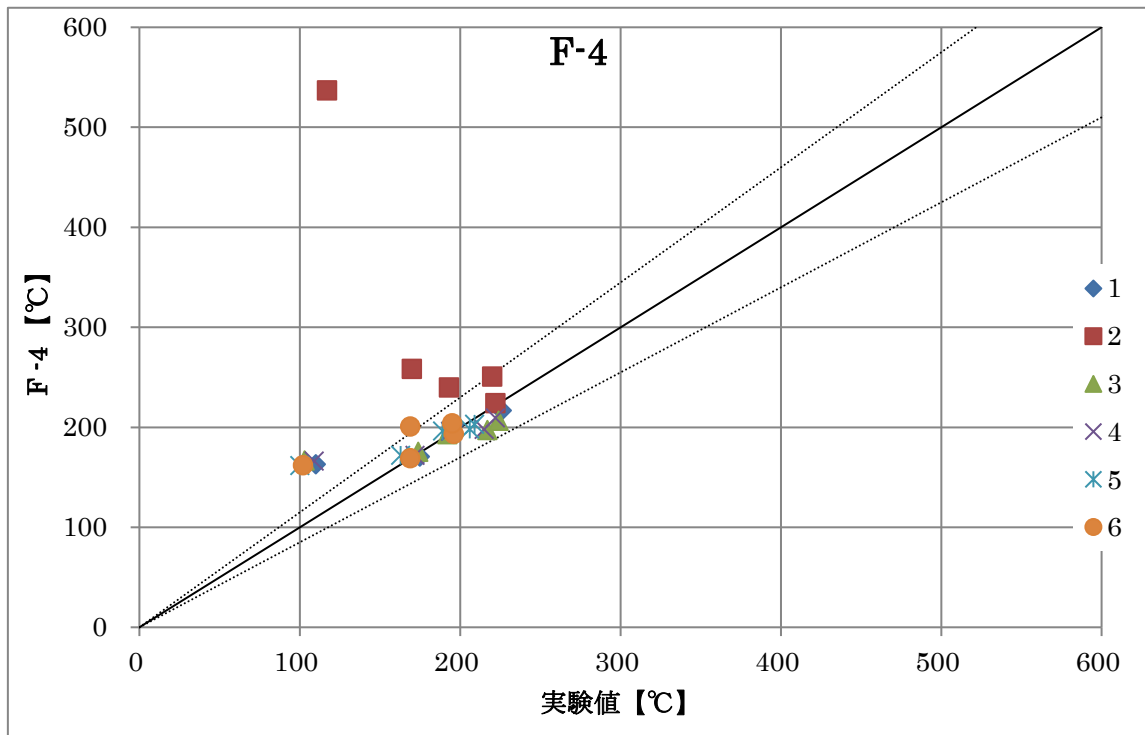


図 3-2-12 解析値 (F-4) と実験値の断面位置ごとの比較

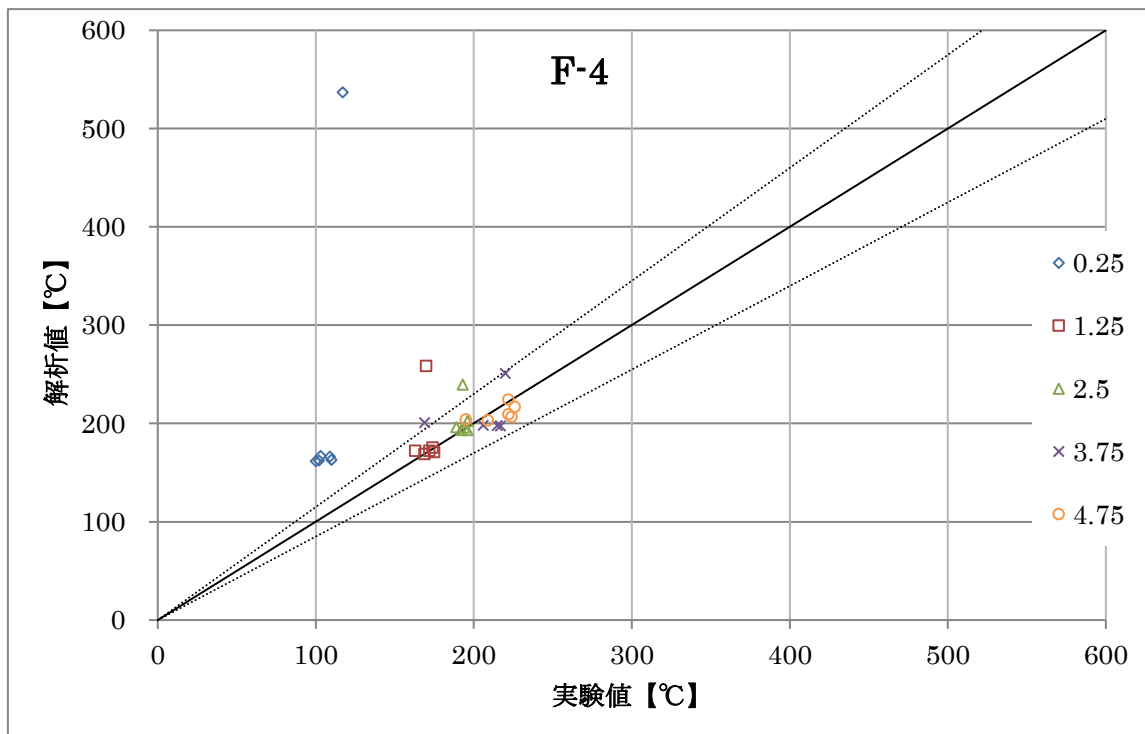


図 3-2-13 解析値 (F-4) と実験値の高さ位置ごとの比較

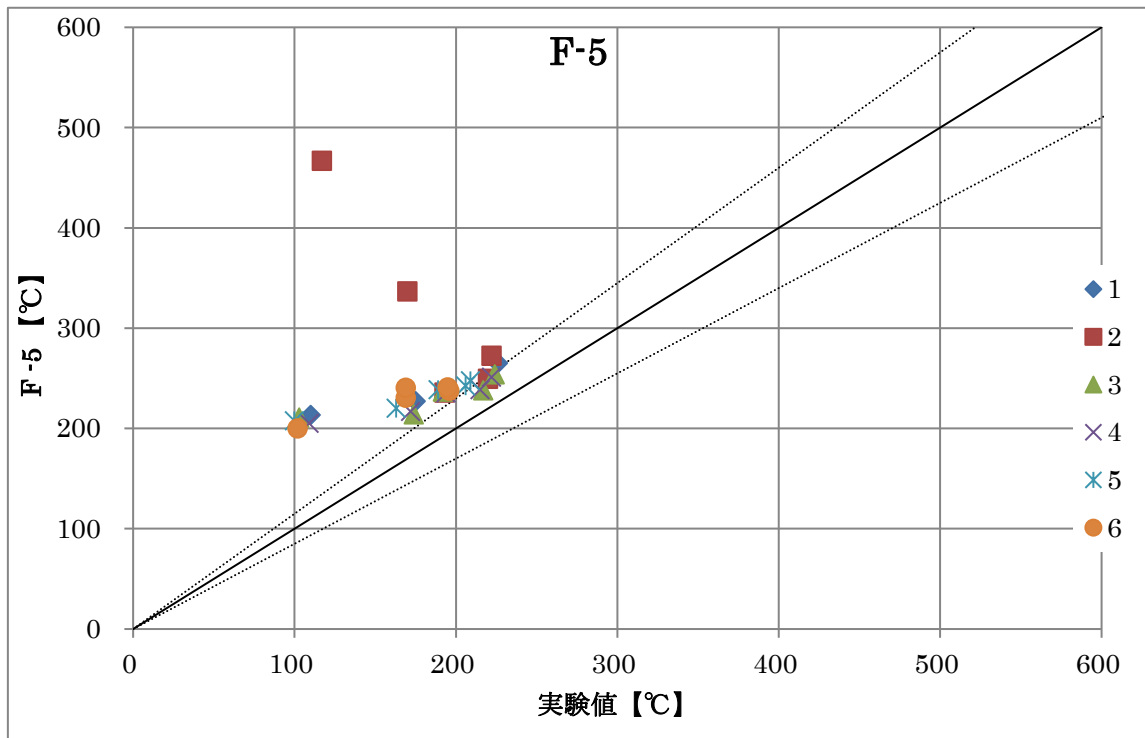


図 3-2-14 解析値 (F-5) と実験値の断面位置ごとの比較

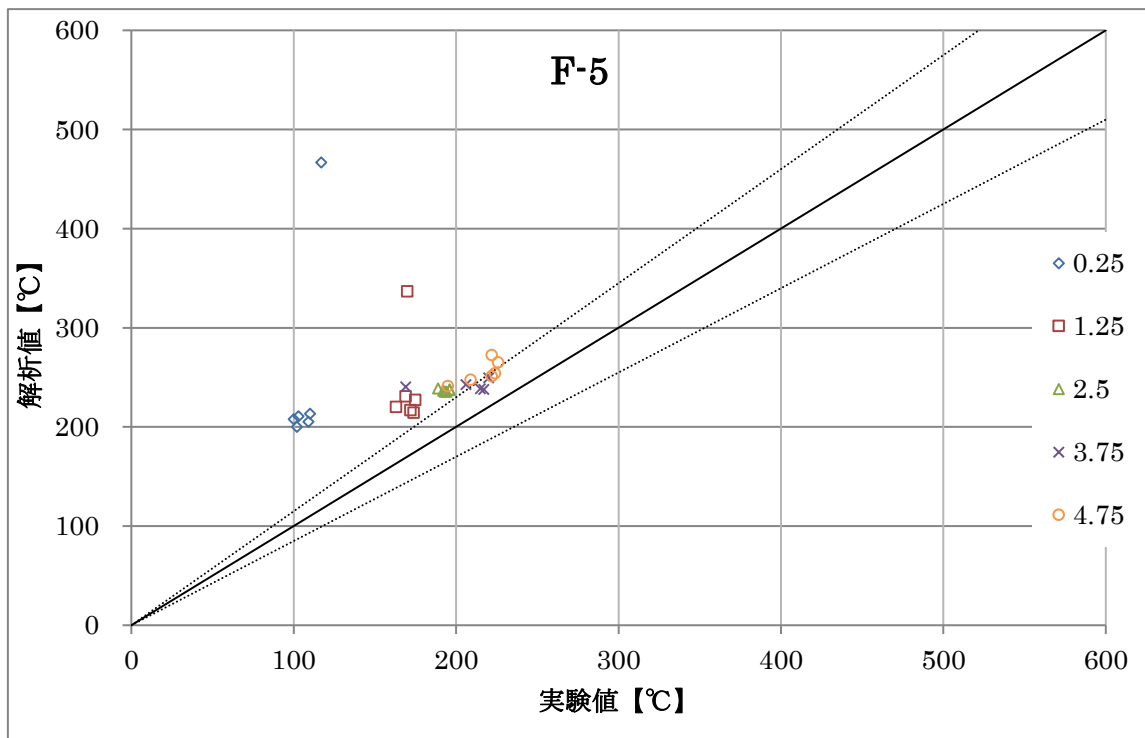


図 3-2-15 解析値 (F-5) と実験値の断面位置ごとの比較

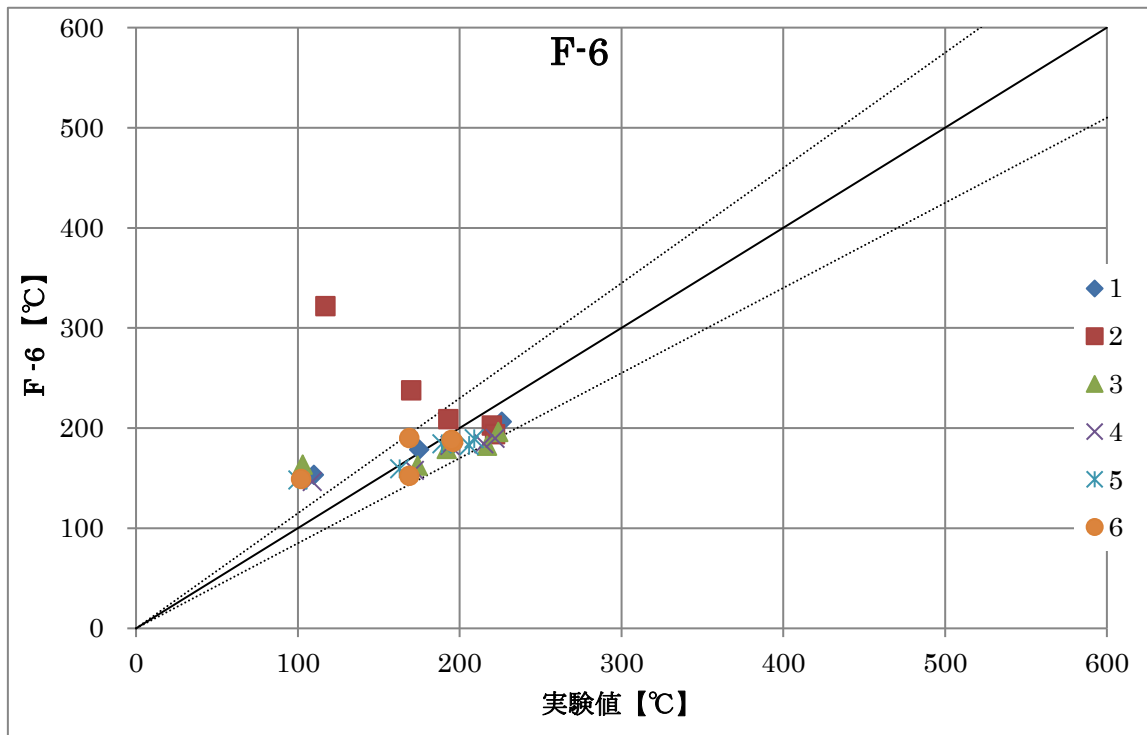


図 3-2-16 解析値 (F-6) と実験値の断面位置ごとの比較

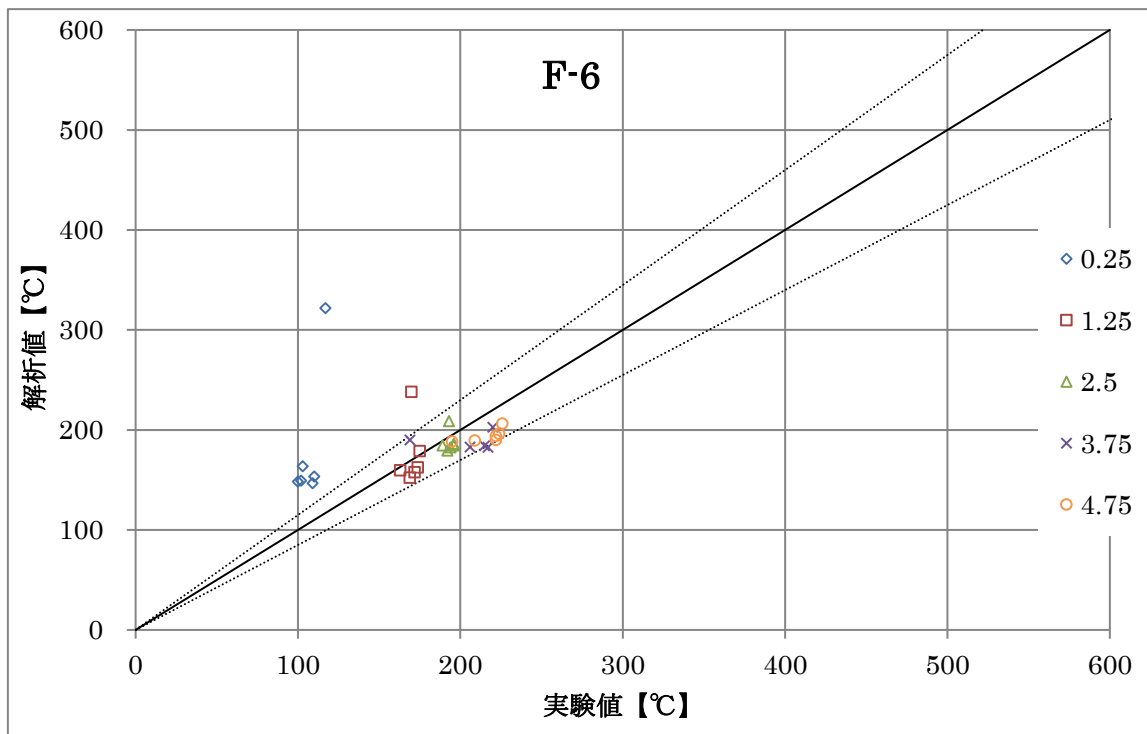


図 3-2-17 解析値 (F-6) と実験値の高さ位置ごとの比較

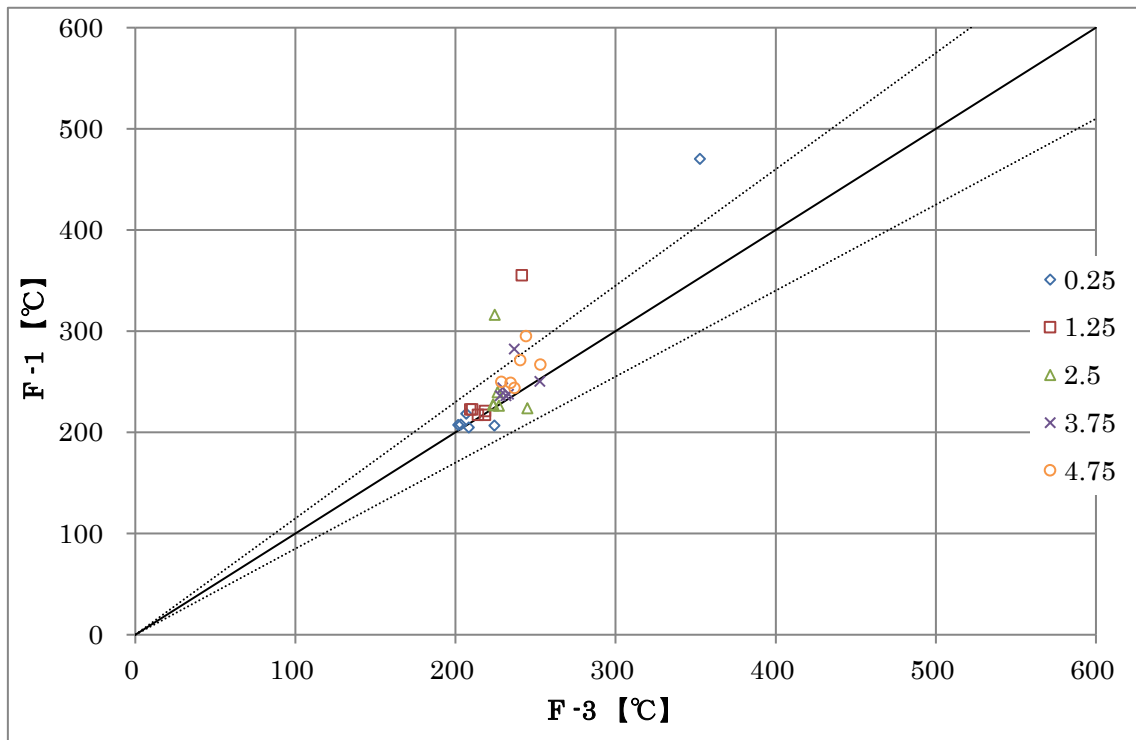


図 3-2-18 高さ位置ごとの格子解像度への依存 (F-1 と F-3)

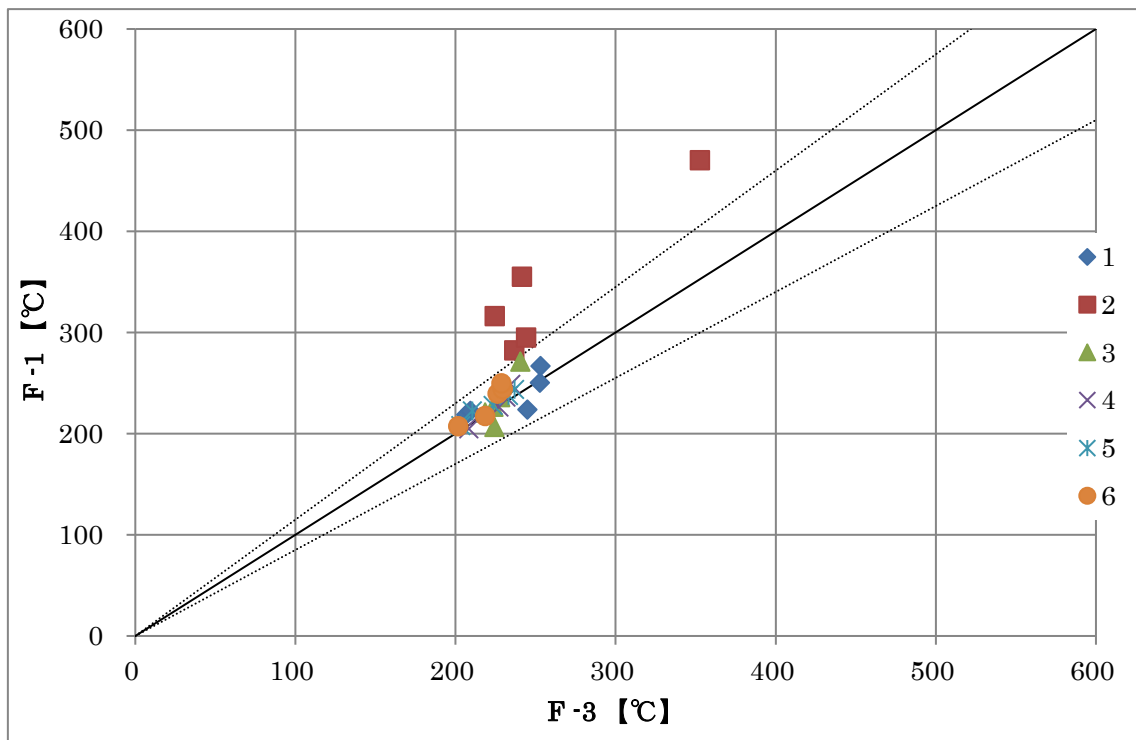


図 3-2-19 断面位置ごとの格子解像度への依存 (F-1 と F-3)

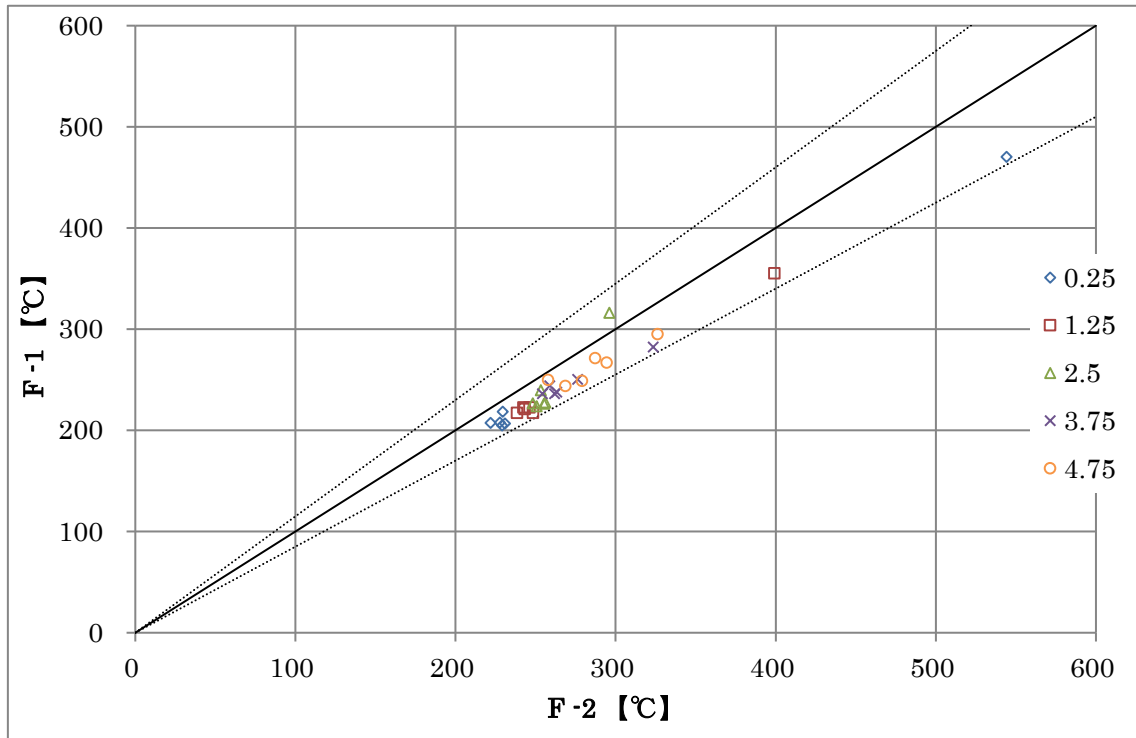


図 3-2-20 高さ位置ごとの格子解像度への依存 (F-1 と F-2)

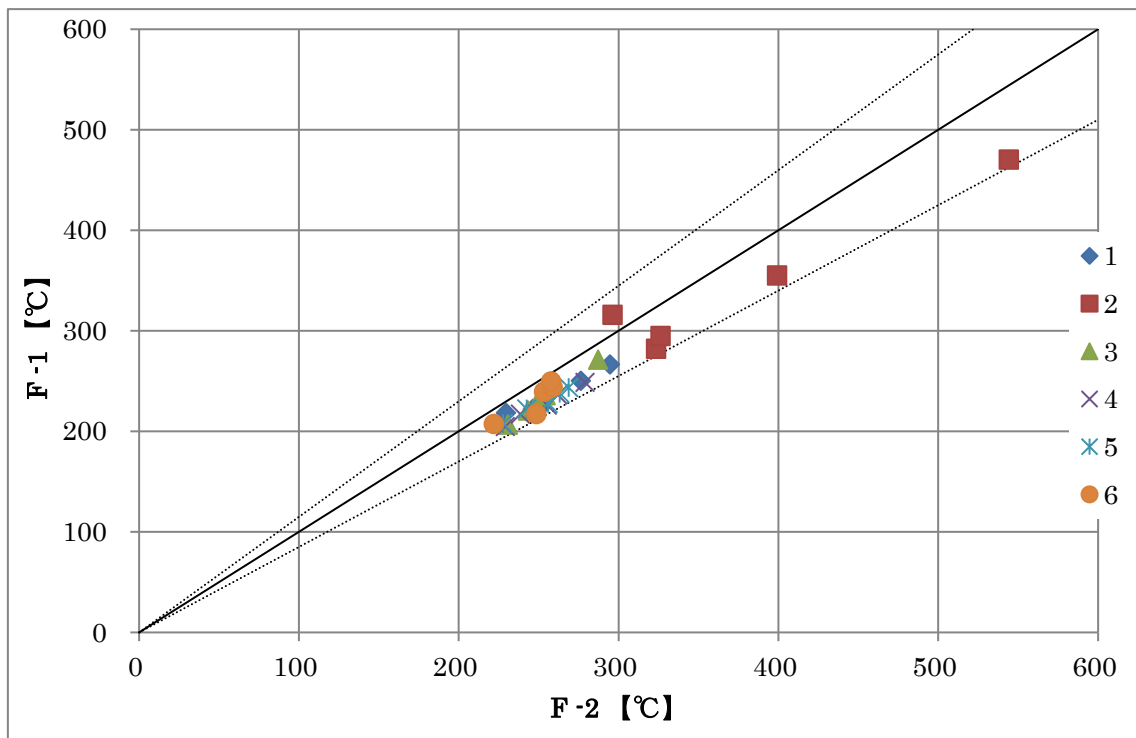


図 3-2-21 断面位置ごとの格子解像度への依存 (F-1 と F-2)

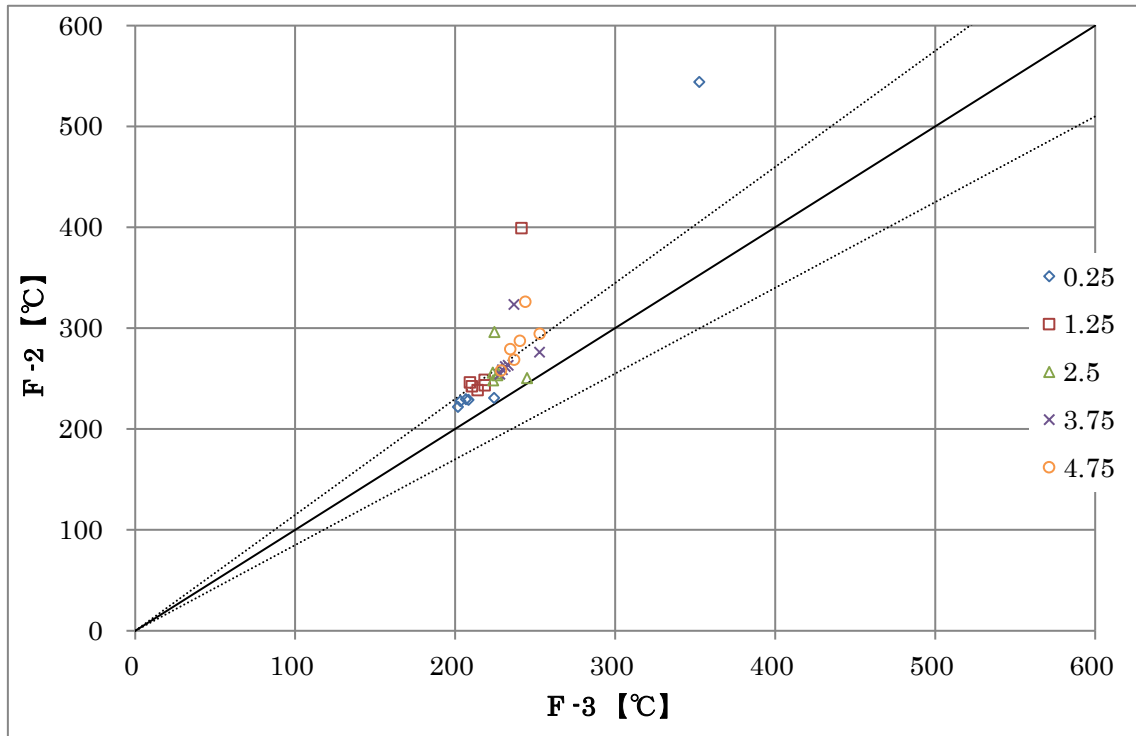


図 3-2-22 高さ位置ごとの格子解像度への依存 (F-2 と F-3)

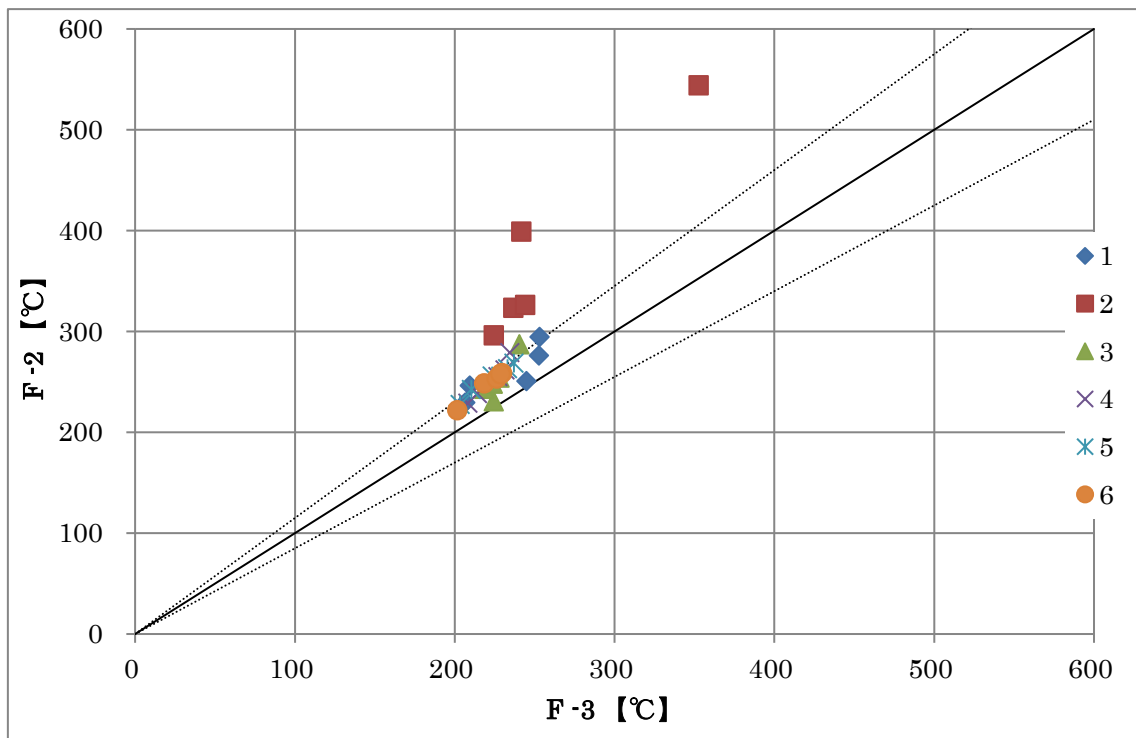


図 3-2-23 断面位置ごとの格子解像度への依存 (F-2 と F-3)

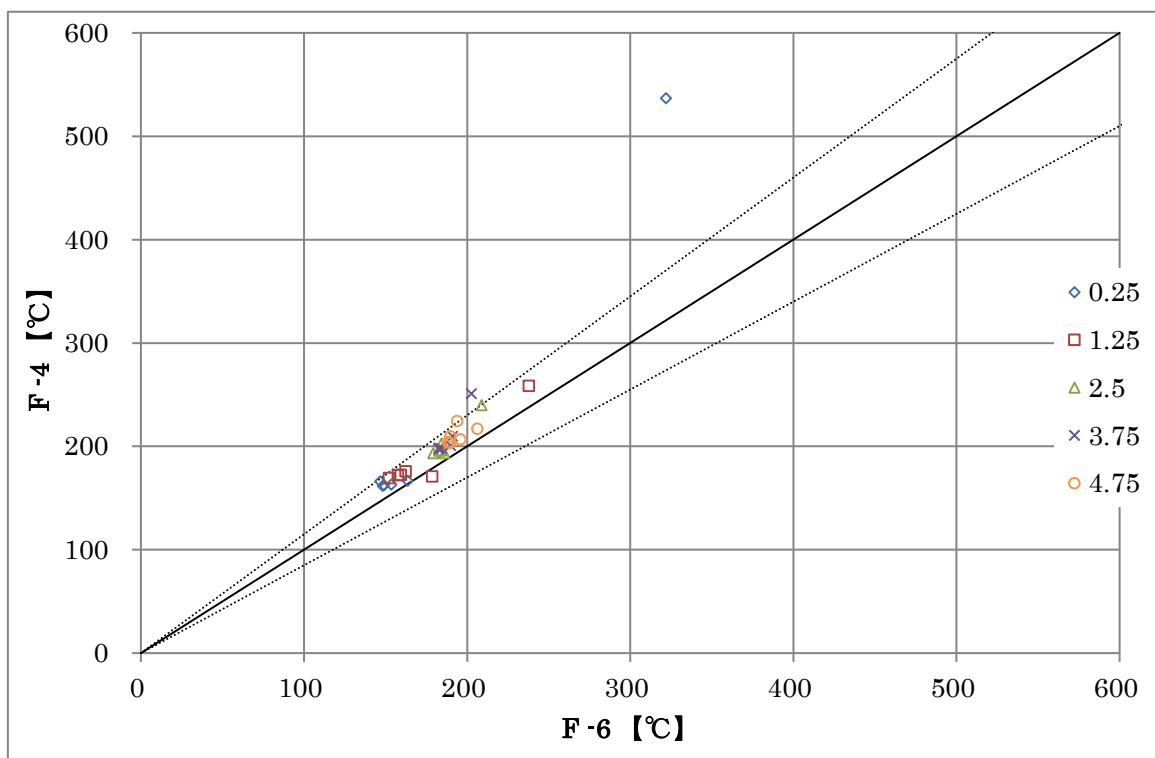


図 3-2-24 高さ位置ごとの格子解像度への依存 (F-4 と F-6)

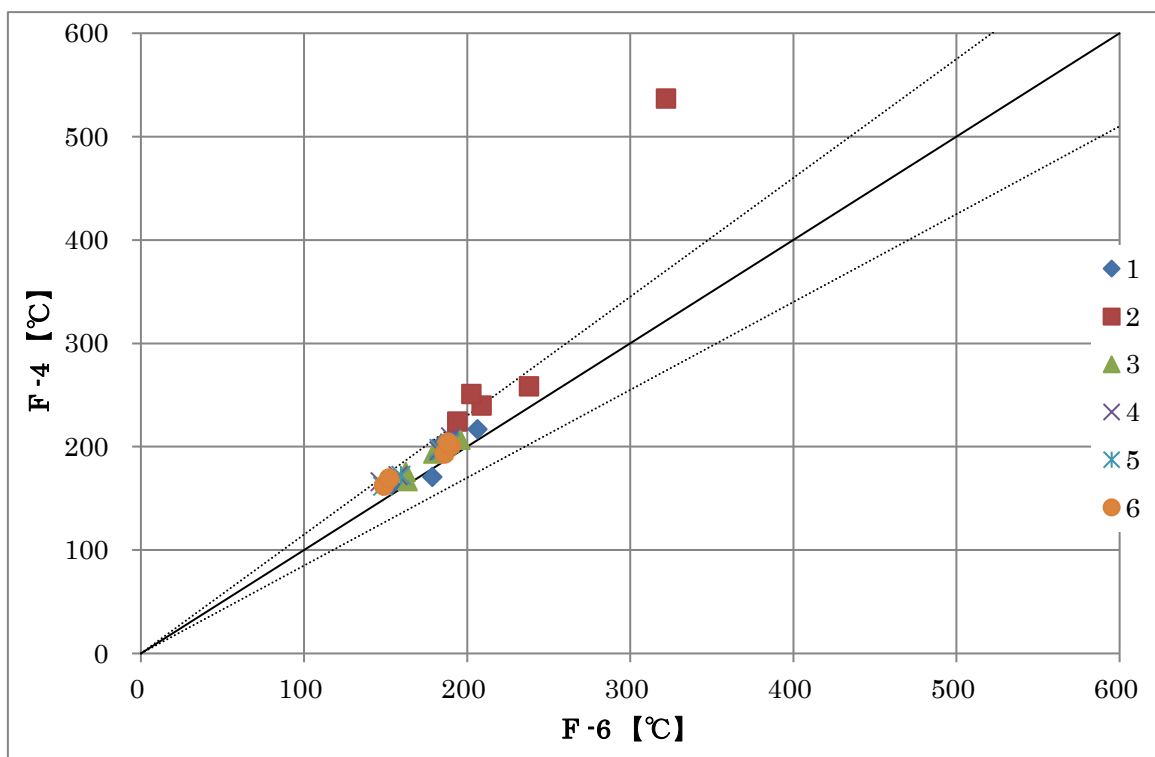


図 3-2-25 断面位置ごとの格子解像度への依存 (F-4 と F-6)

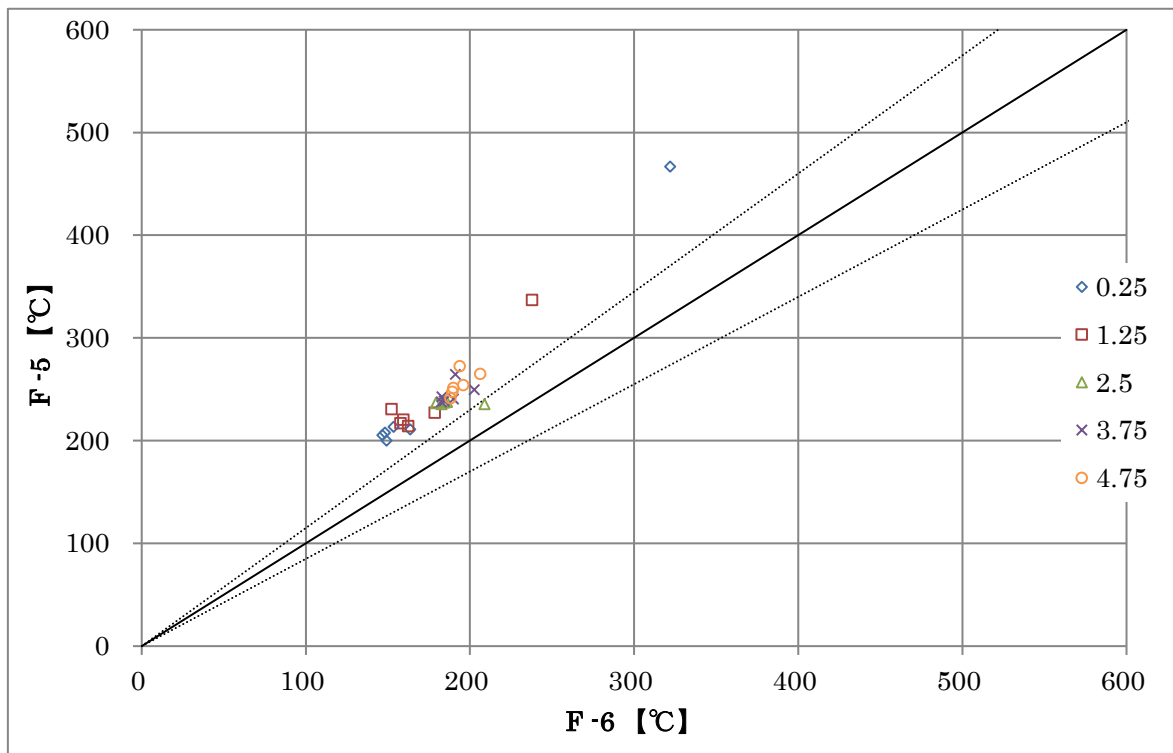


図 3-2-26 高さ位置ごとの格子解像度への依存 (F-5 と F-6)

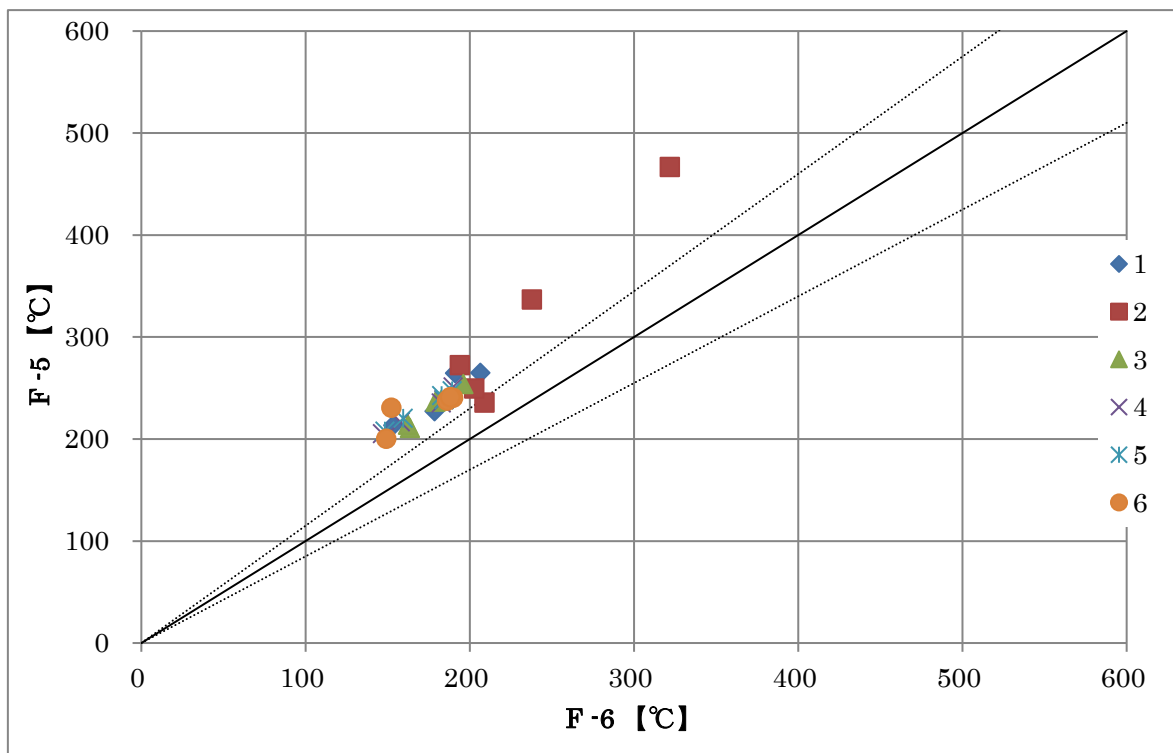


図 3-2-27 断面位置ごとの格子解像度への依存 (F-5 と F-6)

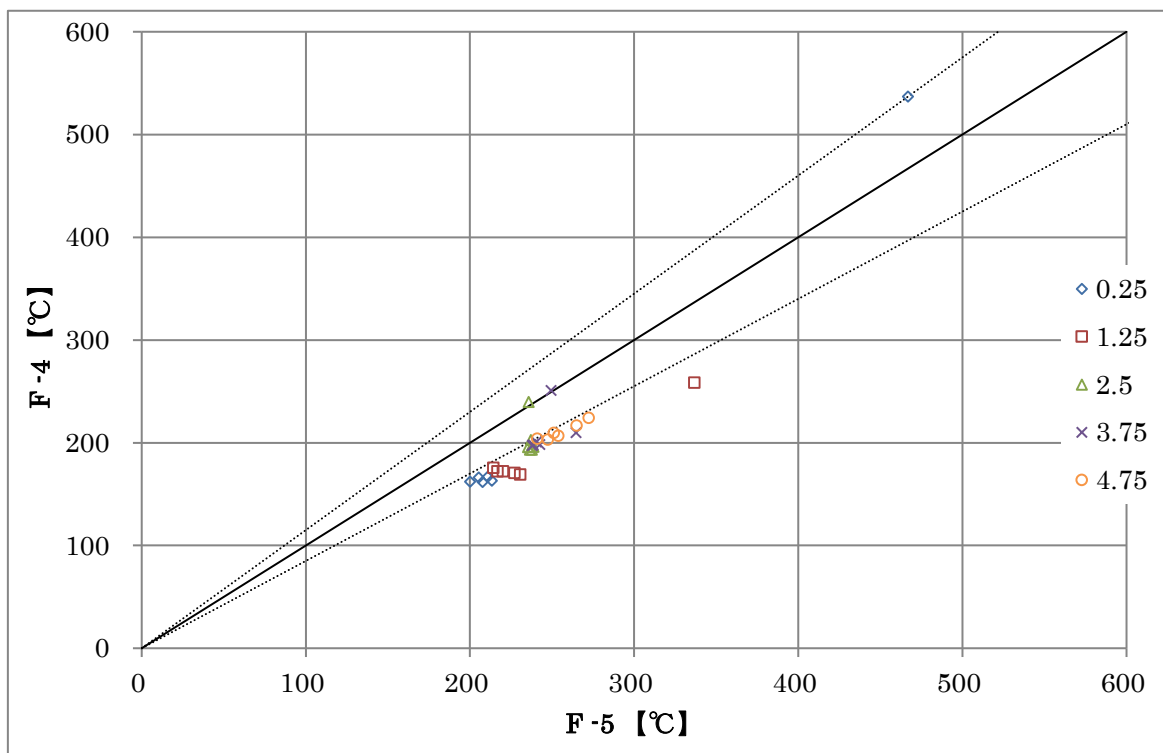


図 3-2-28 高さ位置ごとの格子解像度への依存 (F-4 と F-5)

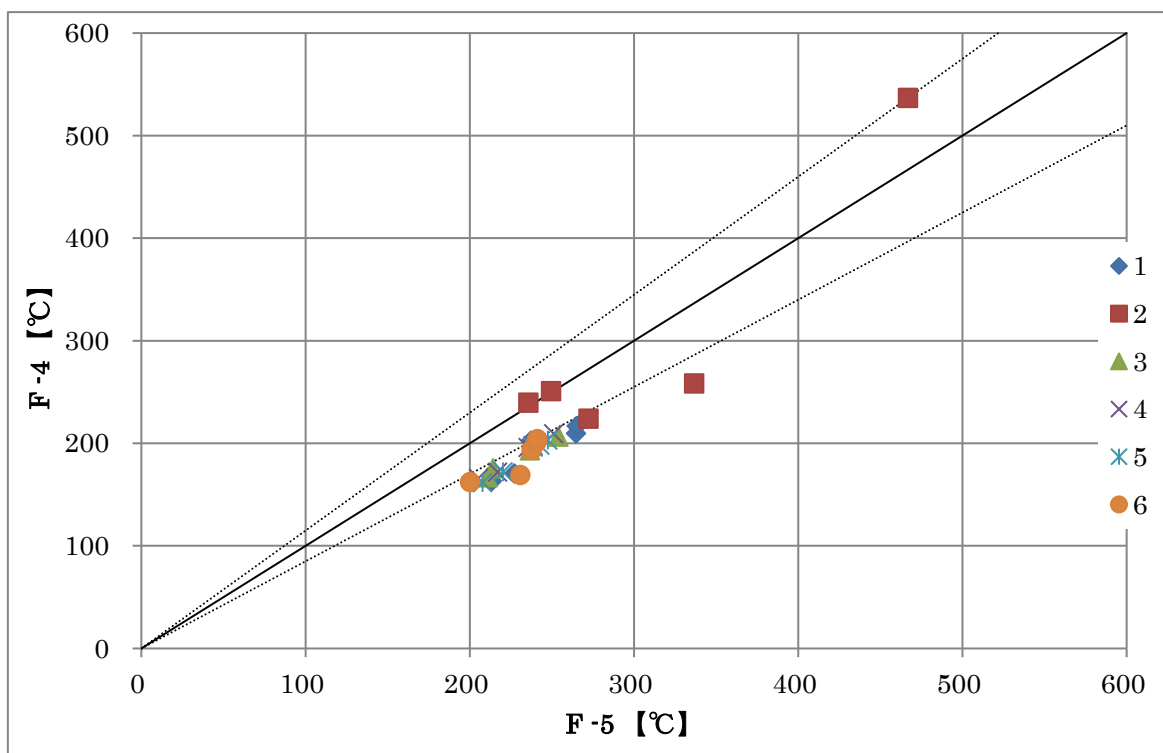


図 3-2-29 断面位置ごとの格子解像度への依存 (F-4 と F-5)

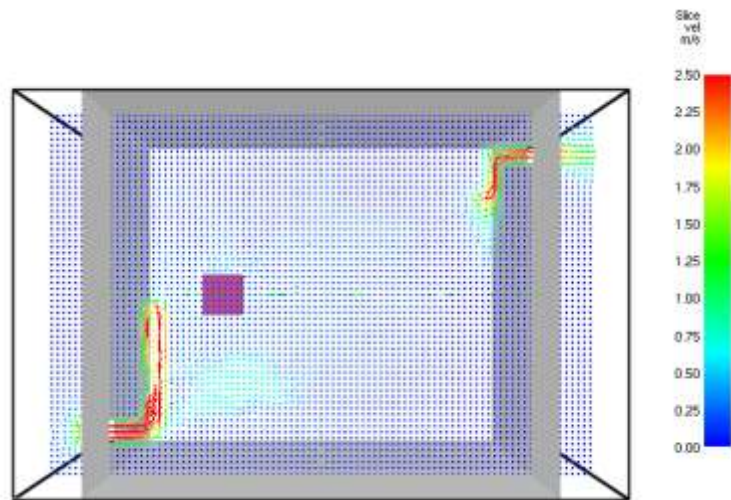


図 3-2-30 F-4 の計算時間 50 秒時の高さ 3.25m における気流速度

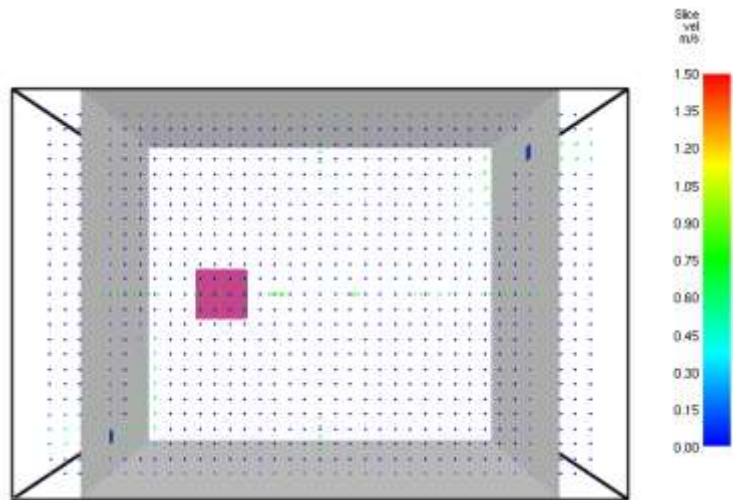


図 3-2-31 F-5 の計算時間 50 秒時の高さ 3.25m における気流速度

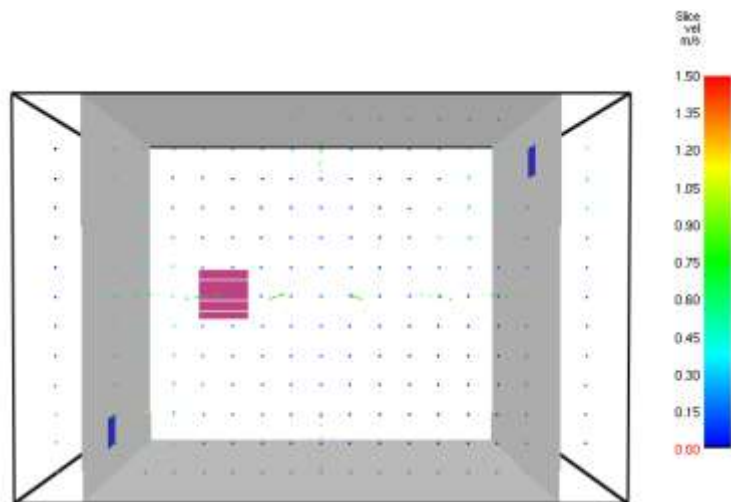


図 3-2-32 F-6 の計算時間 50 秒時の高さ 3.25m における気流速度

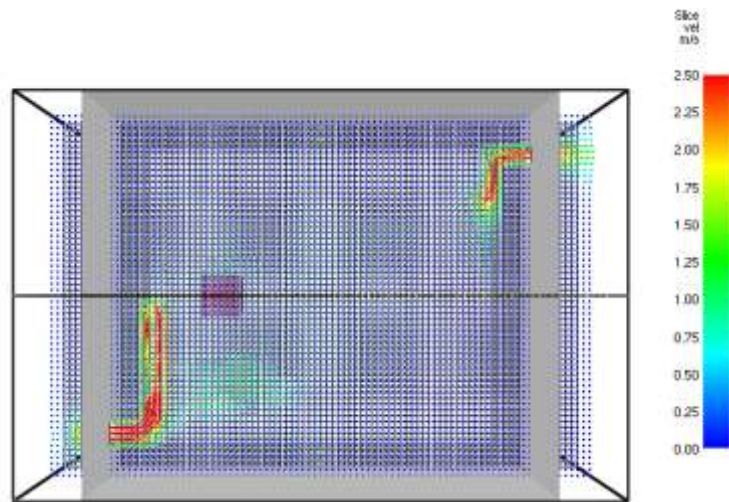


図 3-2-33 F-4 における格子解像度と気流速度の関係

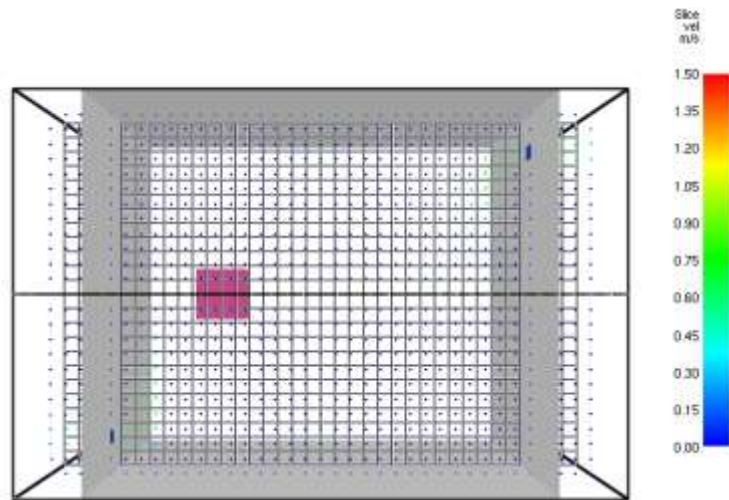


図 3-2-34 F-5 における格子解像度と気流速度の関係

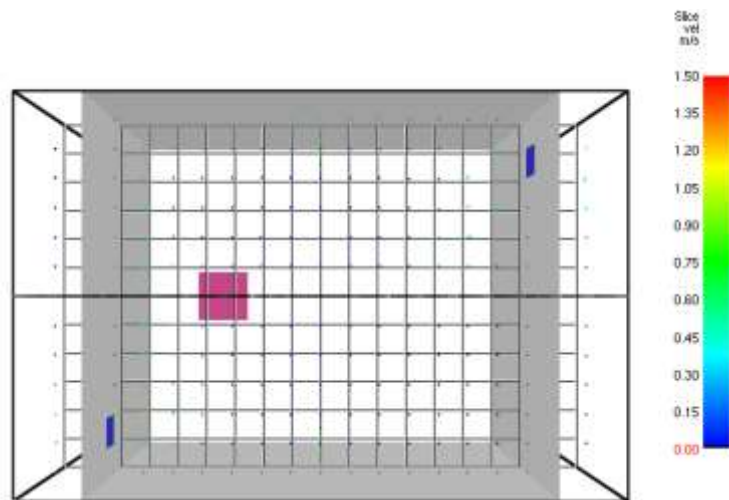


図 3-2-35 F-6 における格子解像度と気流速度の関係

図 3-2-6 から図 3-2-17 に示した解析ケース F-1 から F-6 のすべてにおいて高さ位置 0.25m における区画内空気温度解析値は実験値と大幅に乖離する傾向が見て取れる。火皿直上である断面 2 についても同様である。また、図 3-2-18 から図 3-2-29 は区画内温度解析値の格子解像度への依存を示しているが、全体的な傾向として格子解像度が高いほど解析値の空気温度も高くなるということがいえる。しかし、図 3-2-20、図 3-2-21、図 3-2-28、図 3-2-29 のように解析ケース F-1 と F-2、F-4 と F-5 を比較した場合では、格子解像度の低い方が解析値は高くなるという全体的な傾向とは反対の結果となった。これは F-2 及び F-5 の解析ケースで格子間隔 $\delta x = \delta y = \delta z = 0.25\text{m}$ を与えており、図 3-2-4 に示した区画内温度解析点が格子の境界上に設定された状態であることが問題だと思われる。FDS のユーザーマニュアルでは、格子境界上の障害物・解析点などの設定について注意するよう喚起されており、この F-2 及び F-5 については格子境界上に温度解析点が設定されているため、モデル構成にミスがあると推測される。よって F-1 と F-3 の格子解像度への依存について図 3-2-18、図 3-2-19 を見ると、火皿直上位置である断面 2 を除いて格子への大きな依存は見られない。さらに図 3-2-10、図 3-2-11 の解析ケース F-3 を見ると、高さ位置 0.25m を除いて実験値と区画内温度解析値は±15%の範囲となり、図 3-2-6、図 3-2-7 の解析ケース F-1 と比べても、火皿直上である断面位置 2 を除いて大幅な乖離はない。つまり、F-3 程度の格子解像度を有するモデルであれば、区画内の温度解析については比較的精度のよい結果を得ることができると言えそうである。

しかしながら、図 3-2-30 から図 3-2-32 に示した計算時間 50 秒時の気流状態を見てみると、F-4 以外の F-5、F-6 では給排気口の気流速度 2.38 m/s を明らかに表現できていないことが分かる。よってモデルの計算結果を可視化し、検討する必要がある場合においては、F-3 及び F-6 程度の格子解像度では、不十分であると思われる。

以上のことから解析ケース F-1 から F-6 の予備的な解析では以下のことを確認した。

- ① 高さ位置 0.25m における区画内空気温度解析については、モデルの特徴として実際の値よりも高めに出るという傾向があること。
- ② 現実に近い気流状態・速度の可視化には、F-1 及び F-4 程度の格子解像度を有するモデルが必要であること。

上記のことから必要最低限の格子解像度は F-1 及び F-4 程度の格子間隔であると思われる。FDS のユーザーマニュアルの中にも例として、「格子間隔 0.1m 程度であればモデルの有効性が保証できるという報告もある。」と述べられているが、ここまでの結果のみでそれを決めてしまうのは早計である。よって続いては格子解像度の具体的な検討として、式(3.1)で与えられる変数 $D^*/\delta x$ を用いた検証を行うことにする。

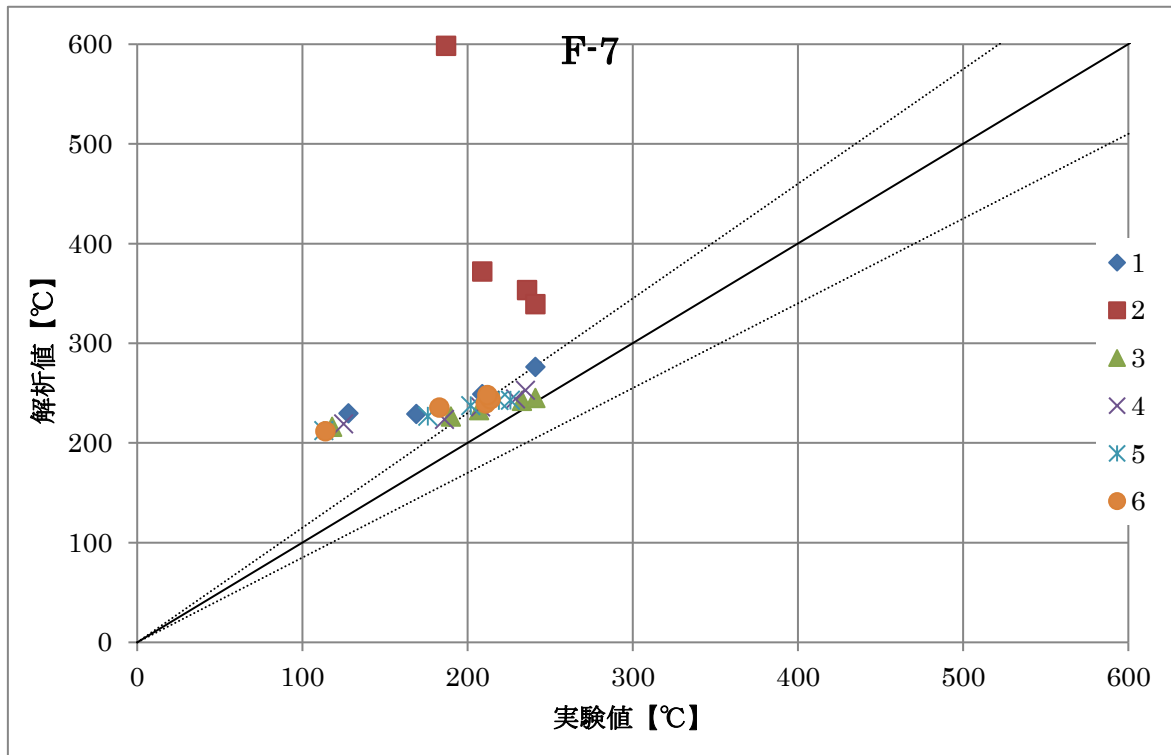


図 3-2-36 解析値 (F-7) と実験値の断面位置ごとの比較

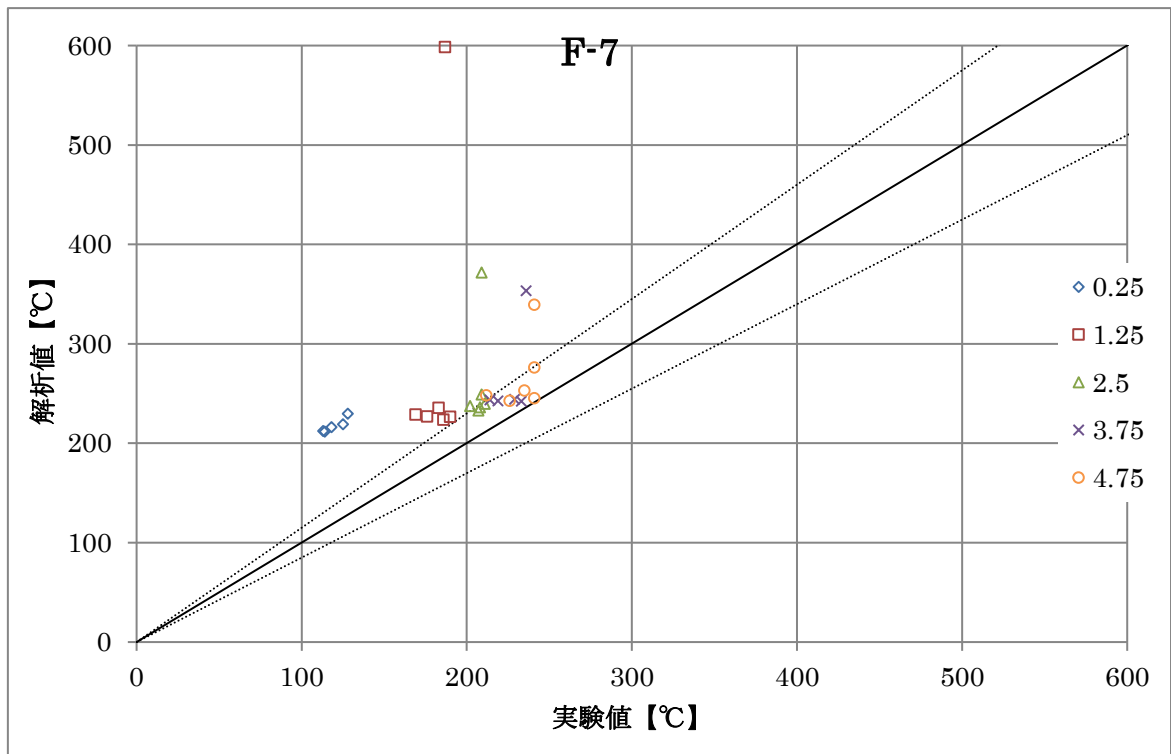


図 3-2-37 解析値 (F-7) と実験値の高さ位置ごとの比較

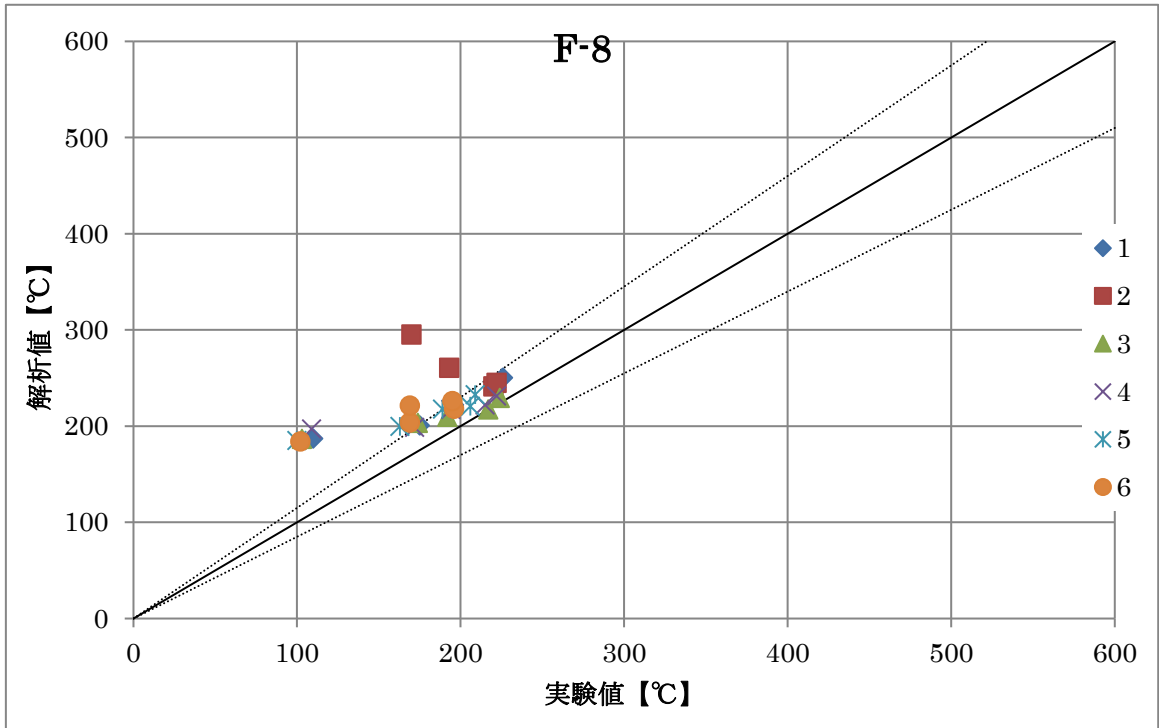


図 3-2-38 解析値 (F-8) と実験値の断面位置ごとの比較

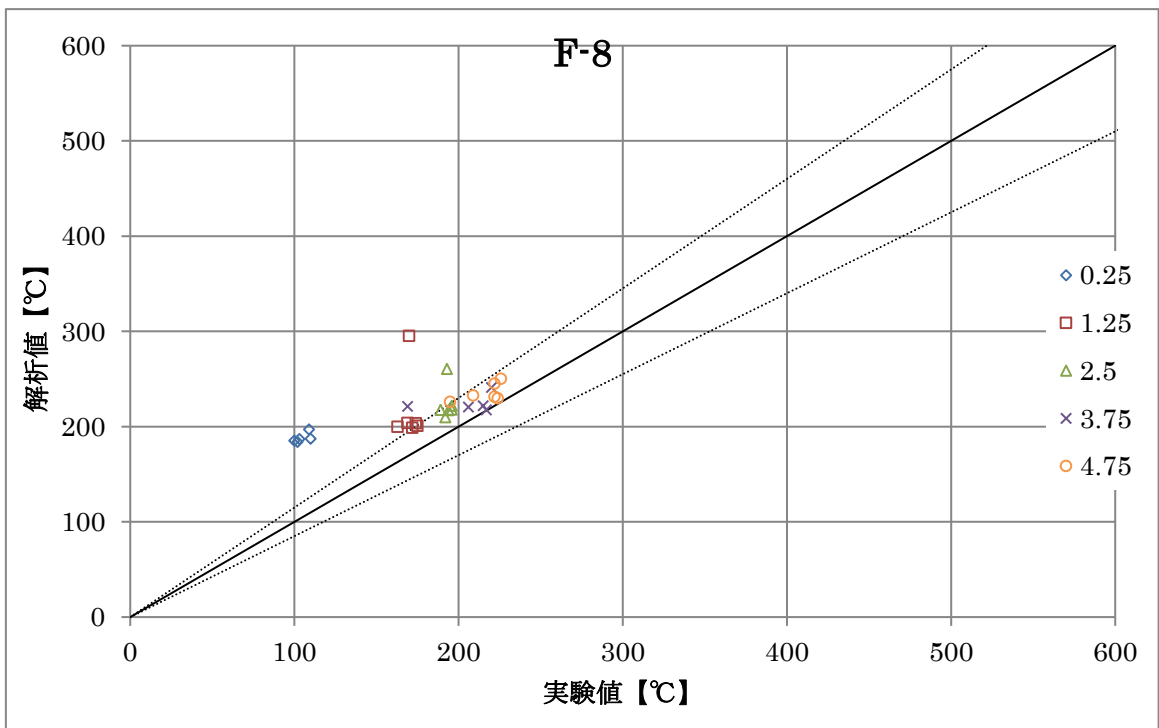


図 3-2-39 解析値 (F-8) と実験値の高さ位置ごとの比較

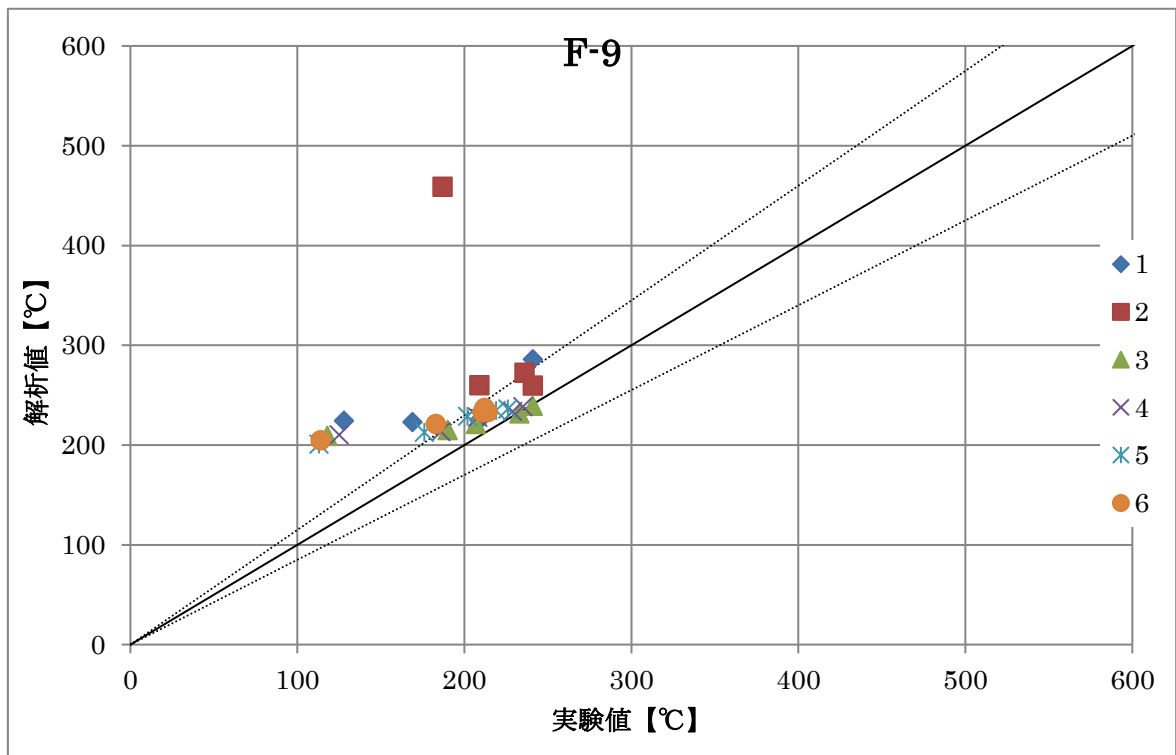


図 3-2-40 解析値 (F-9) と実験値の断面位置ごとの比較

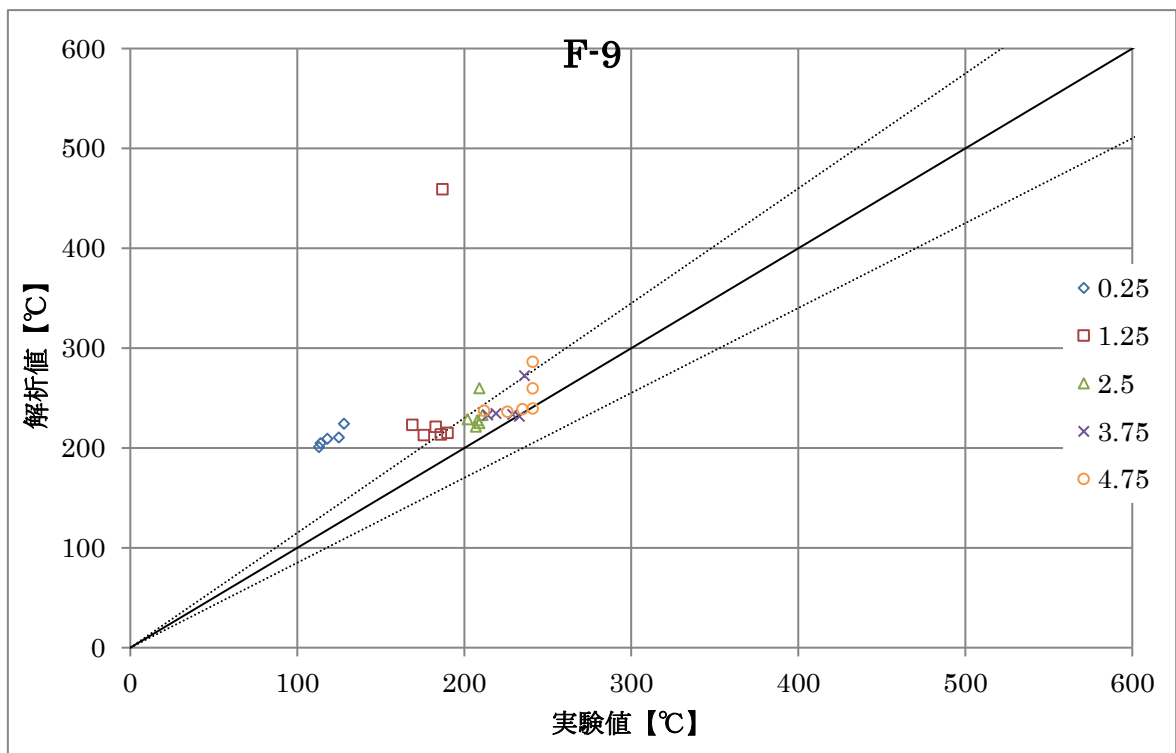


図 3-2-41 解析値 (F-9) と実験値の高さ位置ごとの比較

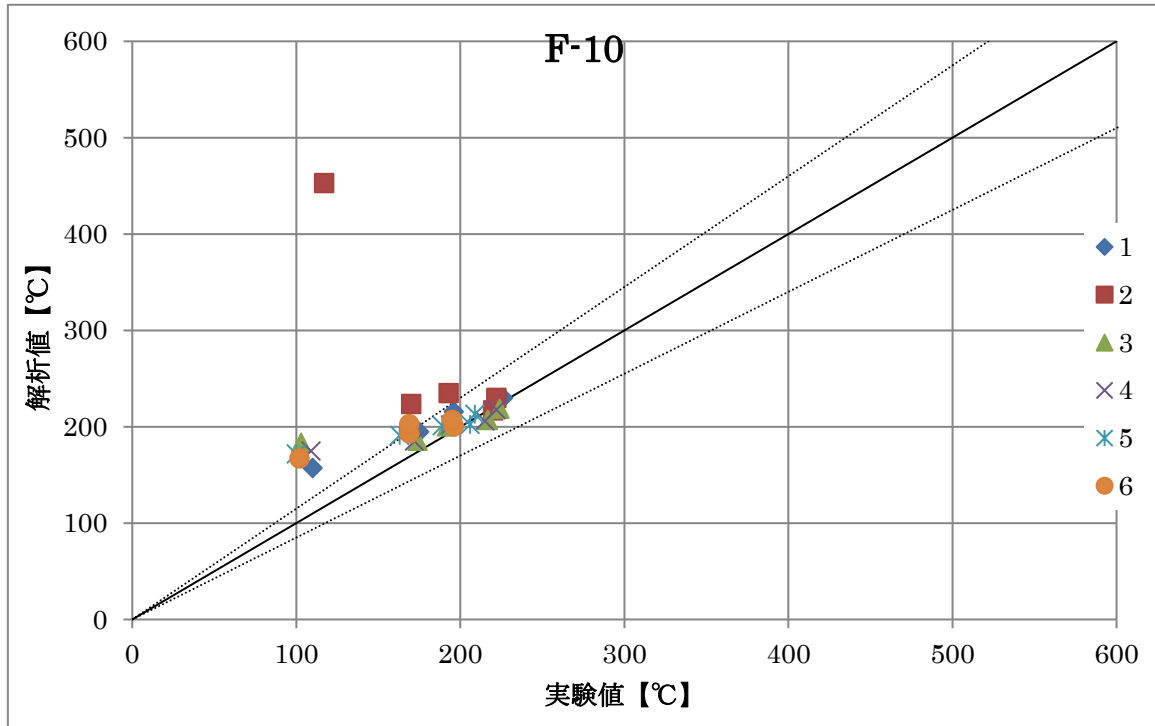


図 3-2-42 解析値 (F-10) と実験値の断面位置ごとの比較

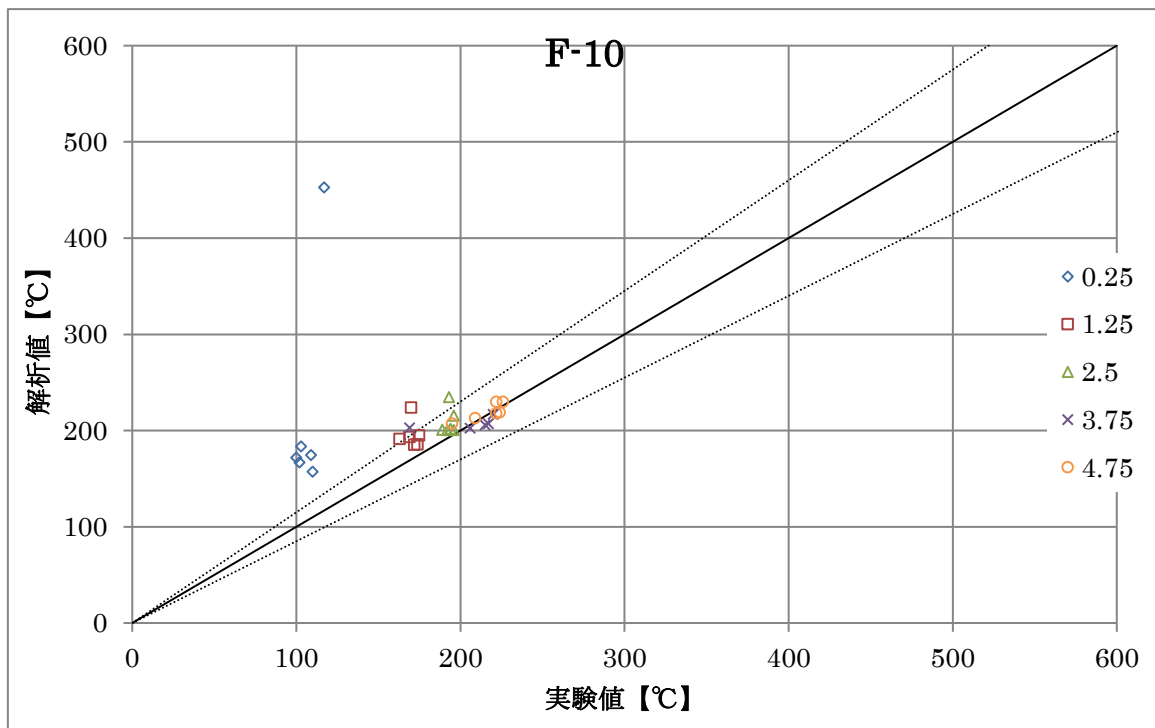


図 3-2-43 解析値 (F-10) と実験値の高さ位置ごとの比較

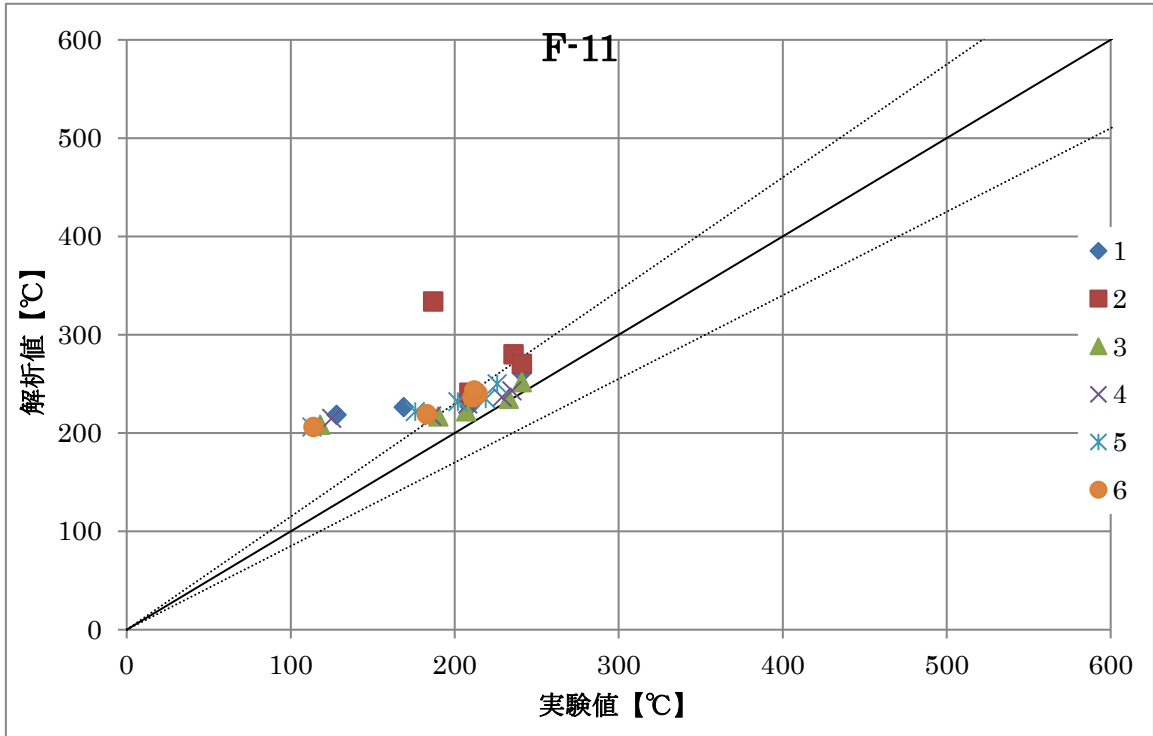


図 3-2-44 解析値 (F-11) と実験値の断面位置ごとの比較

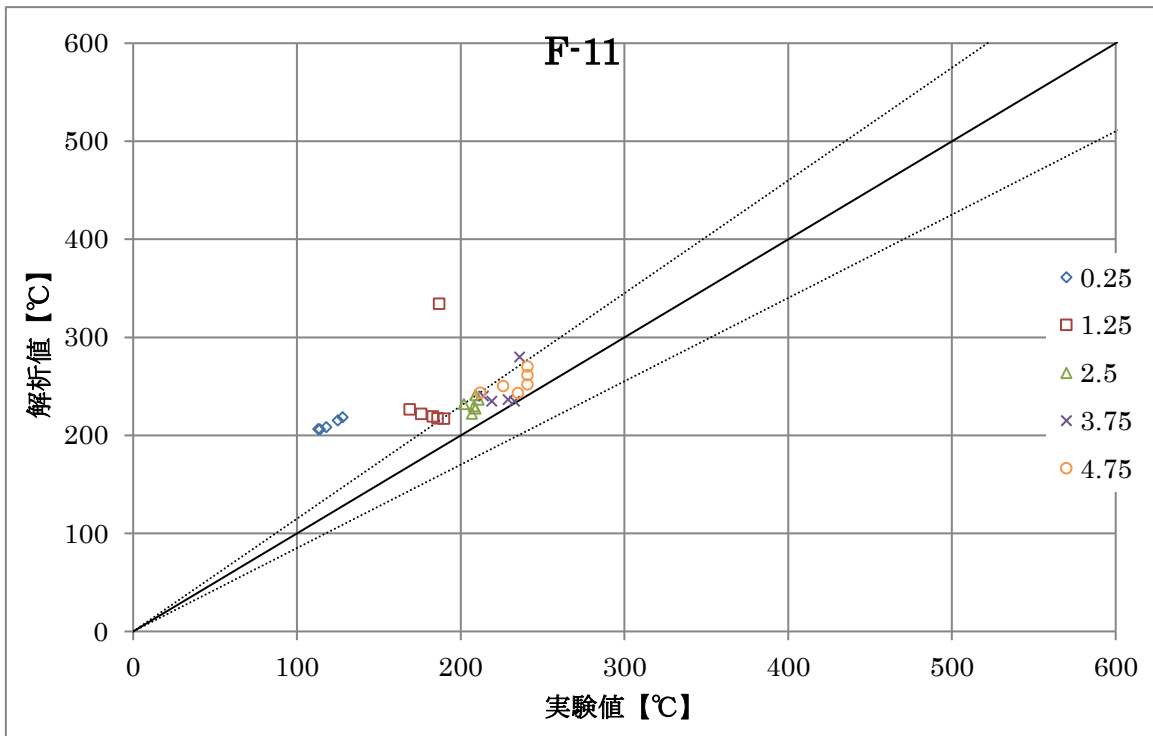


図 3-2-45 解析値 (F-11) と実験値の高さ位置ごとの比較

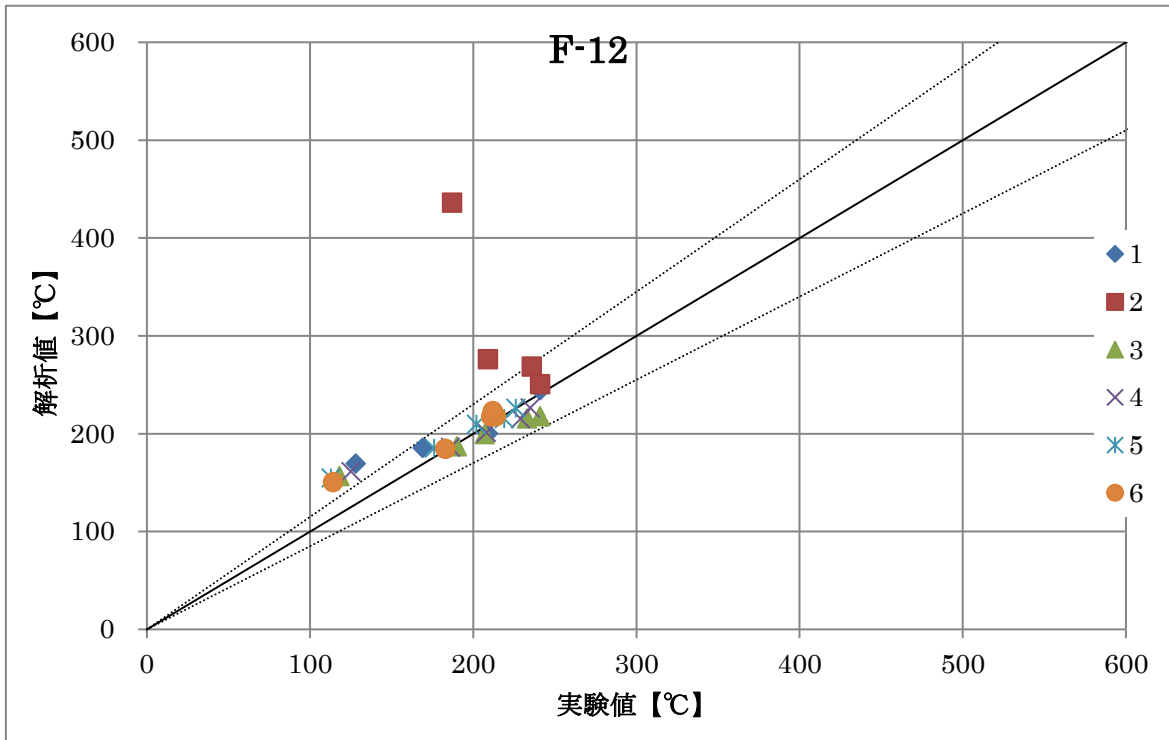


図 3-2-46 解析値 (F-12) と実験値の断面位置ごとの比較

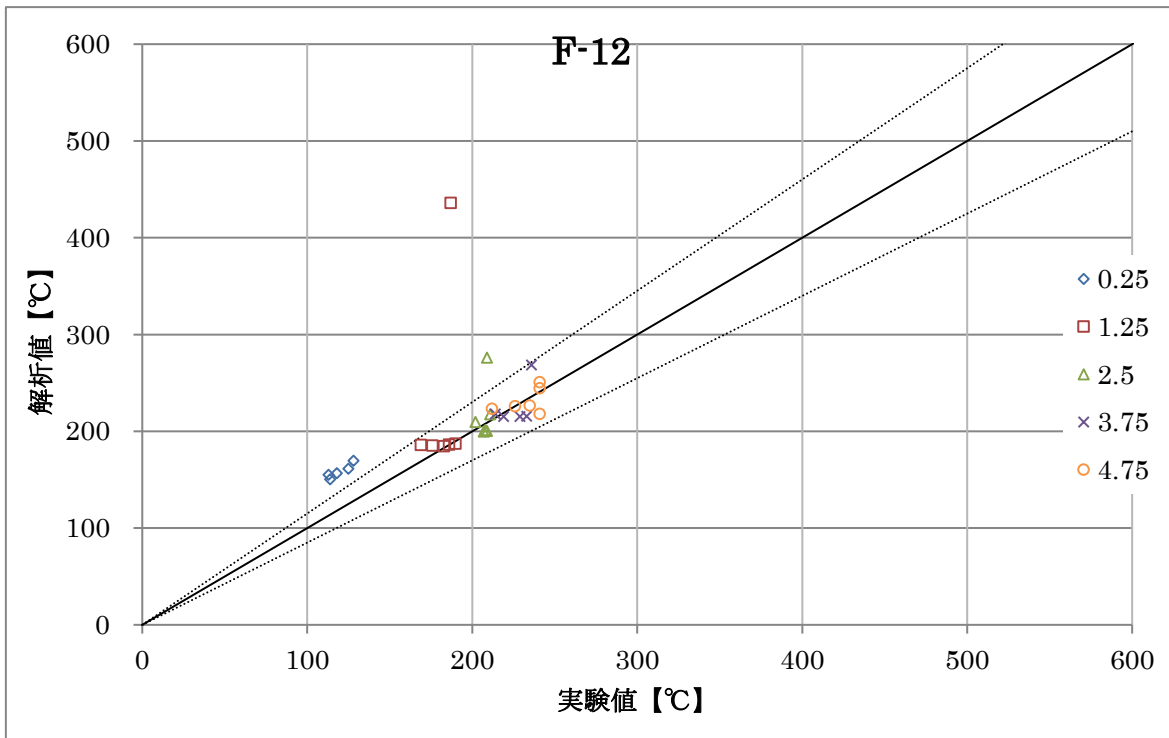


図 3-2-47 解析値 (F-12) と実験値の高さ位置ごとの比較

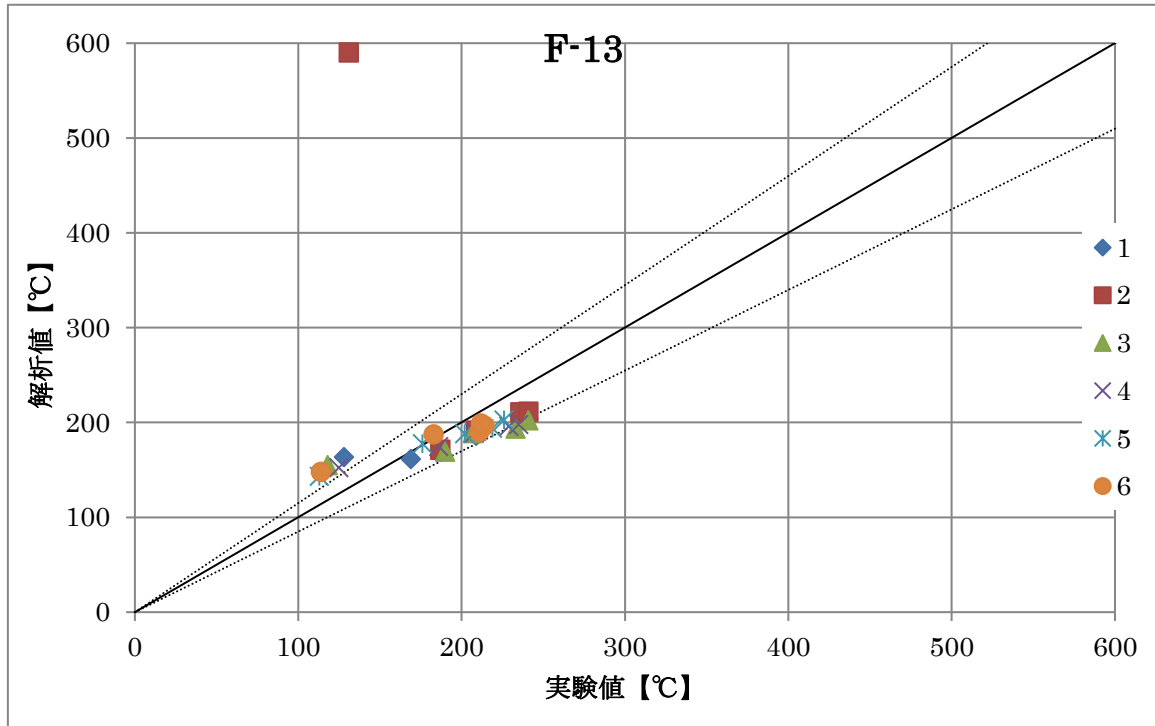


図 3-2-48 解析値 (F-13) と実験値の断面位置ごとの比較

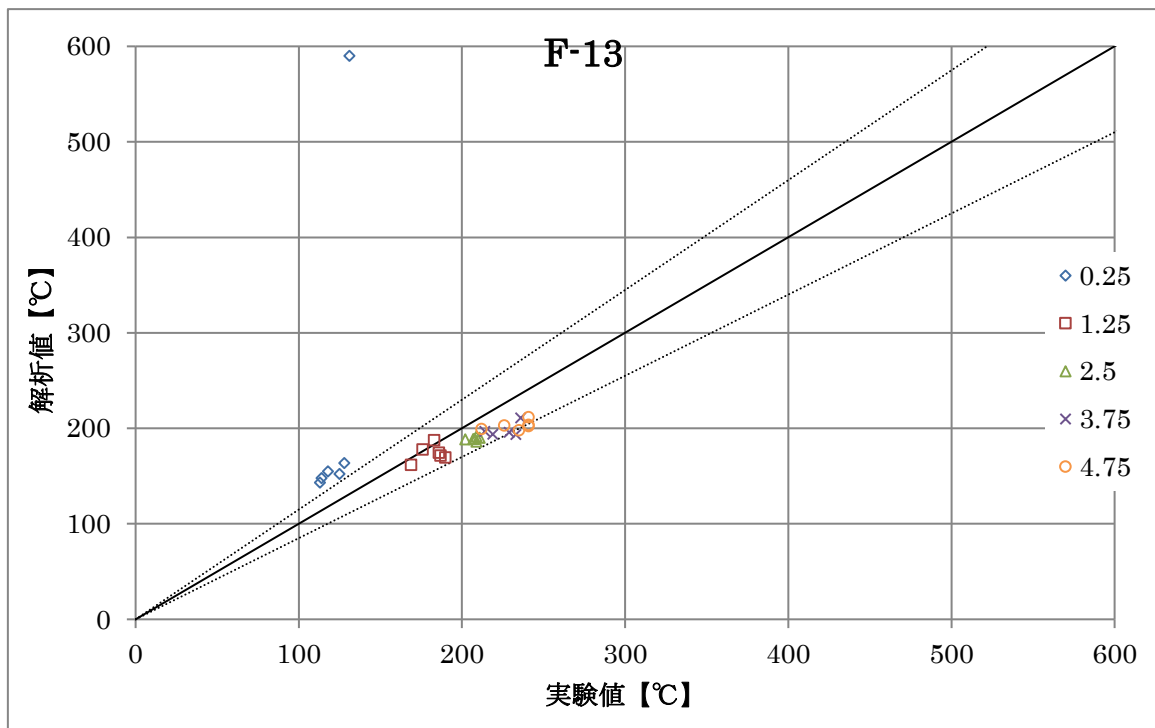


図 3-2-49 解析値 (F-13) と実験値の高さ位置ごとの比較

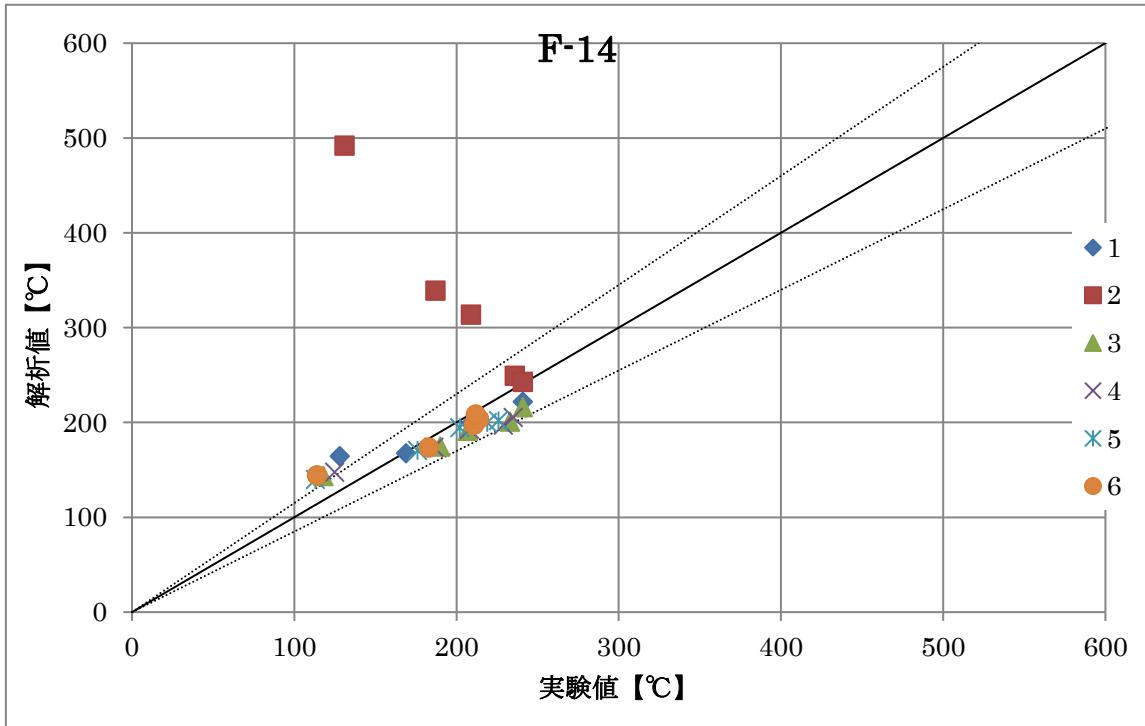


図 3-2-50 解析値 (F-14) と実験値の断面位置ごとの比較

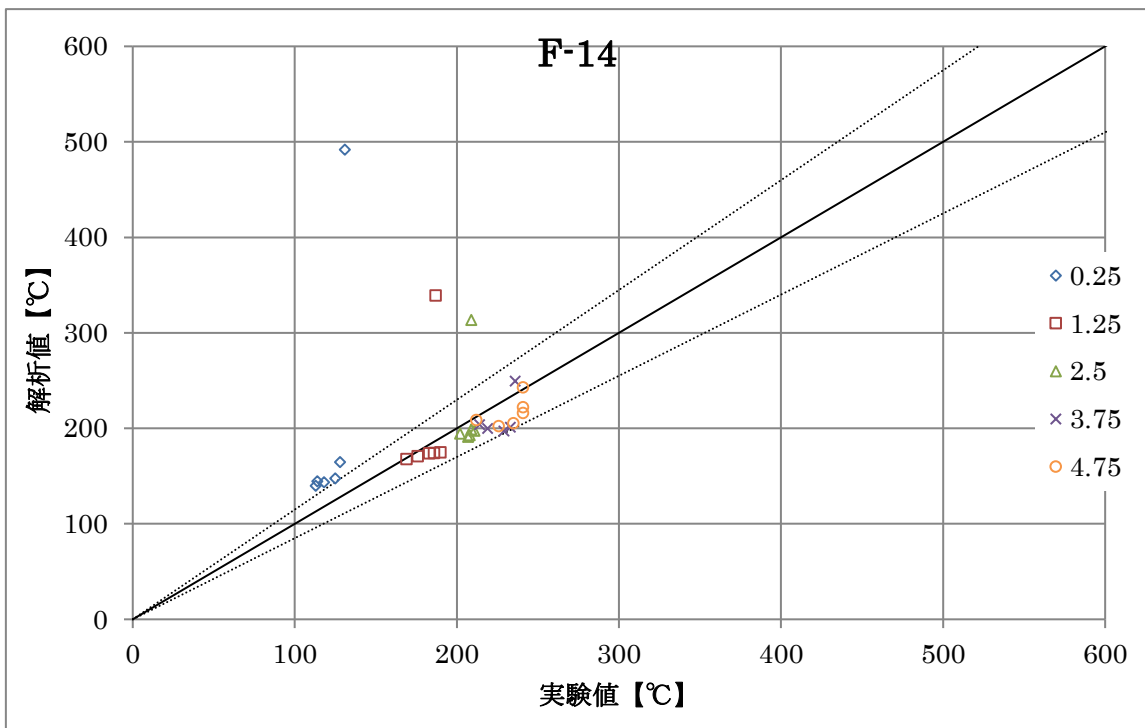


図 3-2-51 解析値 (F-14) と実験値の高さごとの比較

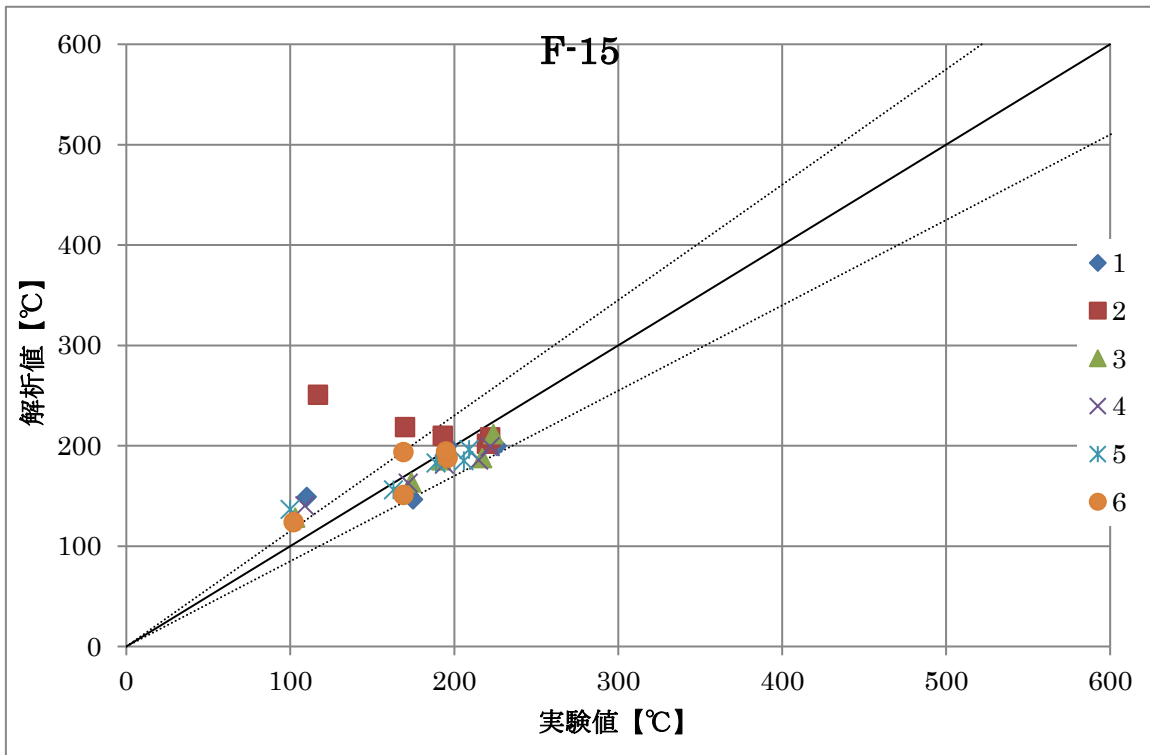


図 3-2-52 解析値 (F-15) と実験値の断面位置ごとの比較

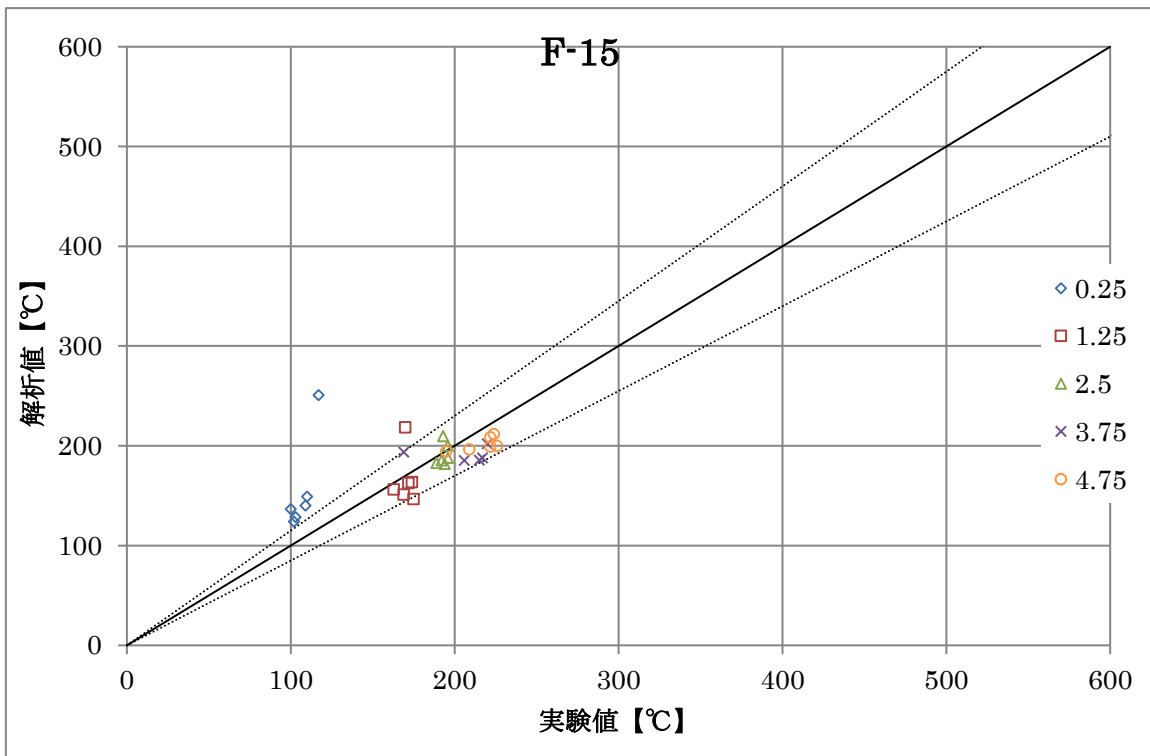


図 3-2-53 解析値 (F-15) と実験値の高さ位置ごとの比較

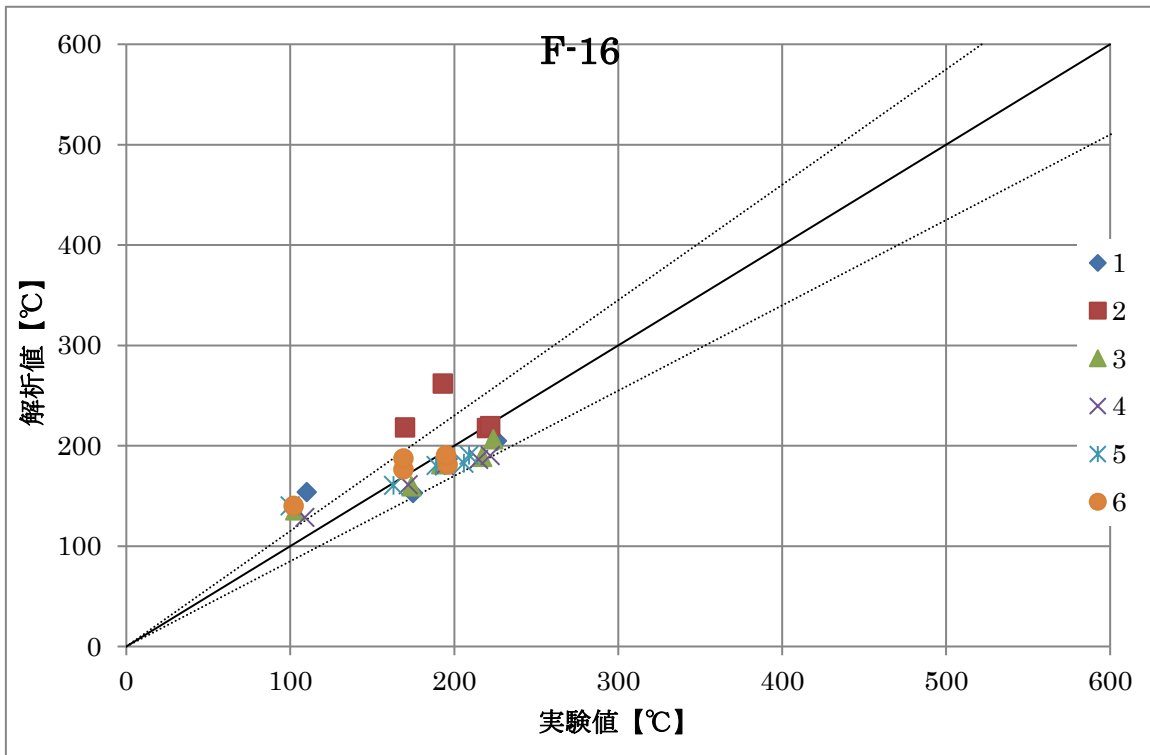


図 3-2-54 解析値 (F-16) と実験値の断面位置ごとの比較

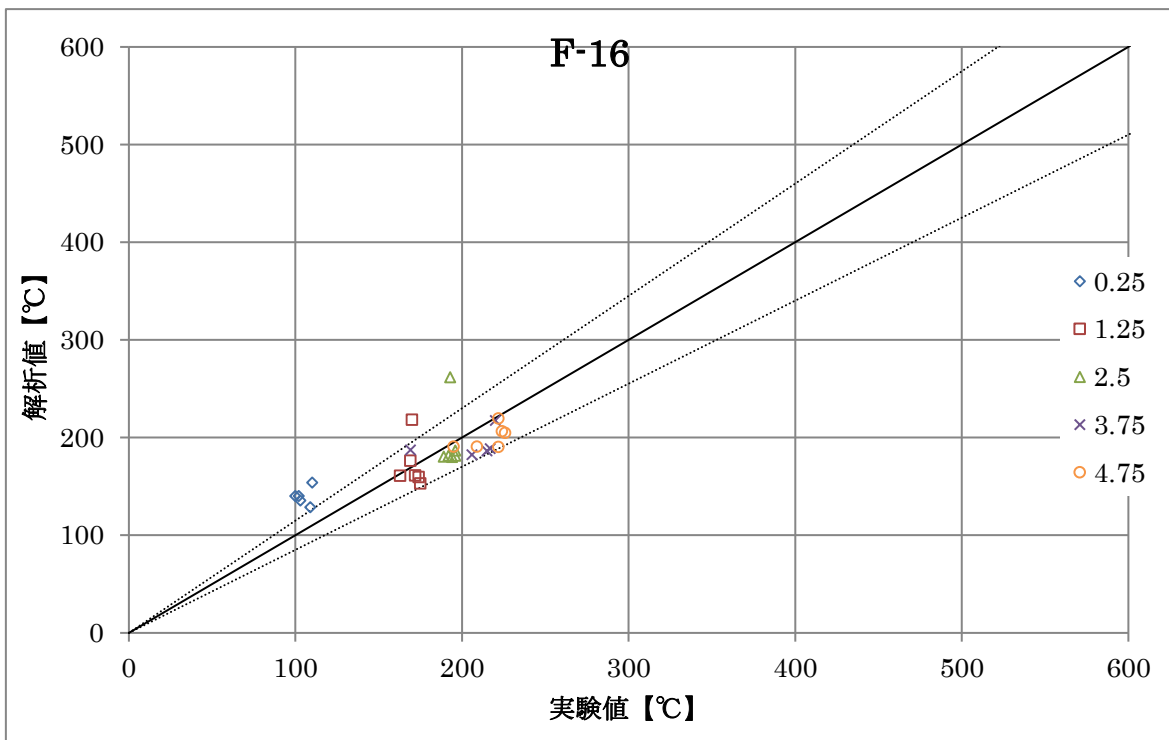
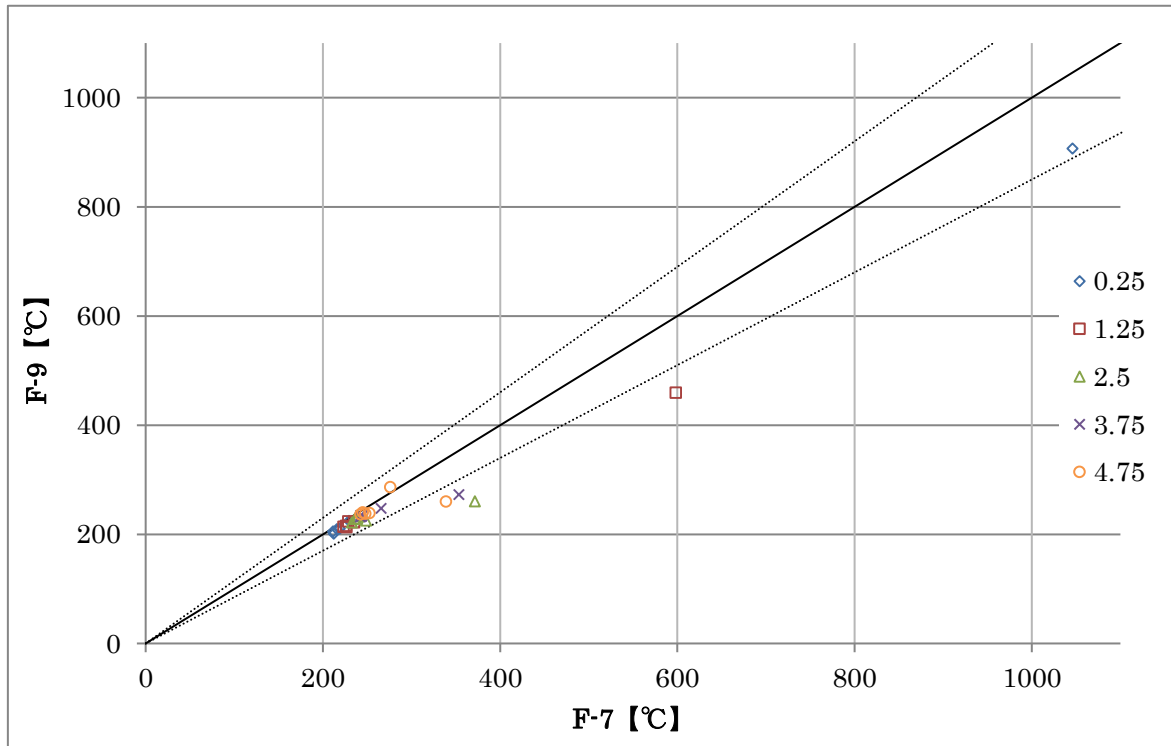


図 3-2-55 解析値 (F-16) と実験値の高さ位置ごとの比較



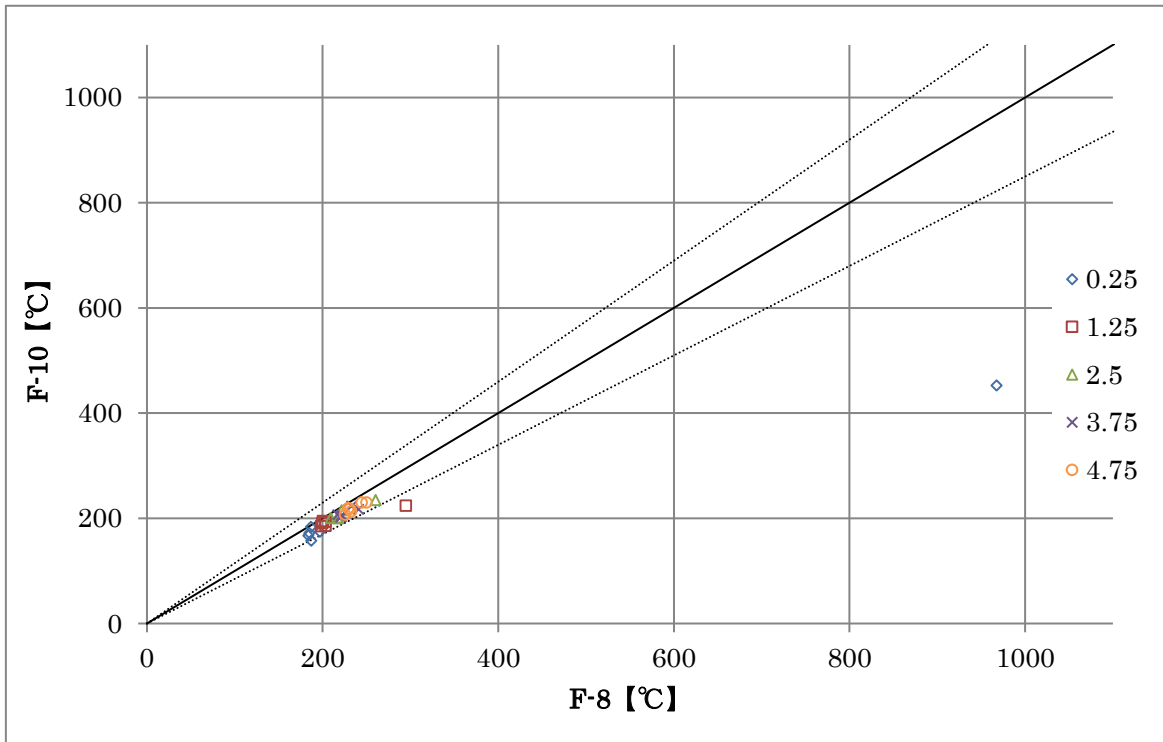


図 3-2-58 F-8 と F-10 の高さ位置ごとの格子解像度への依存

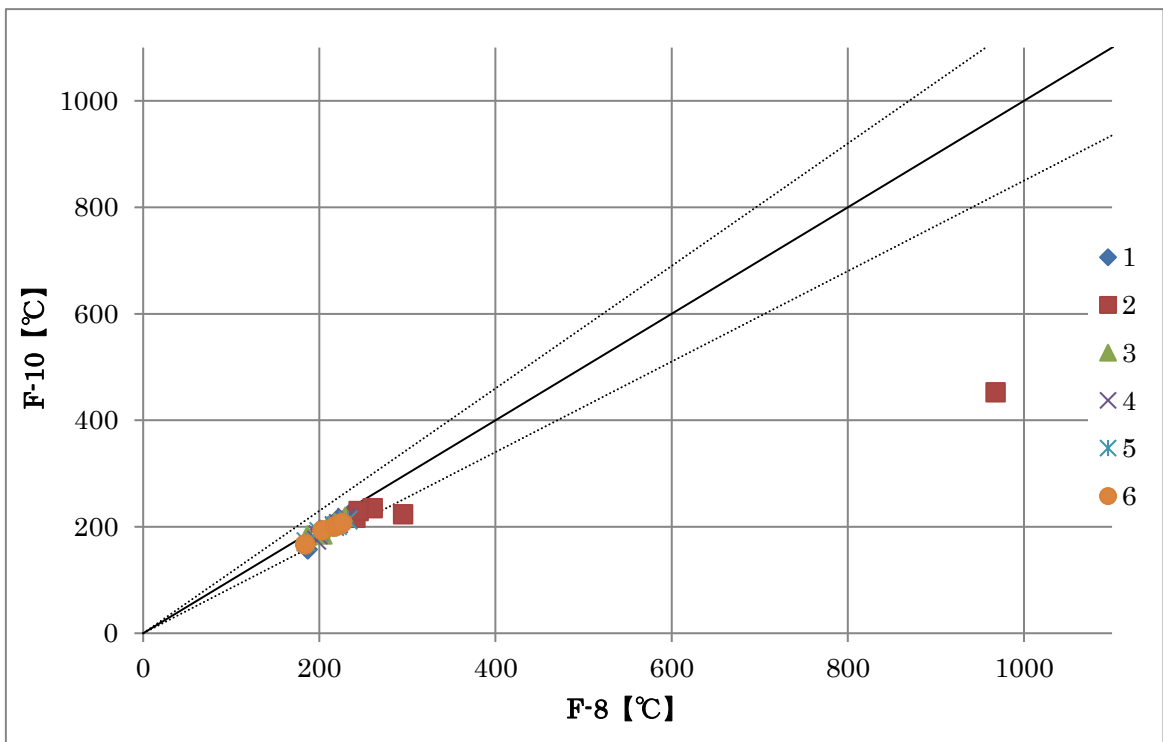


図 3-2-59 F-8 と F-10 の断面位置ごとの格子解像度への依存

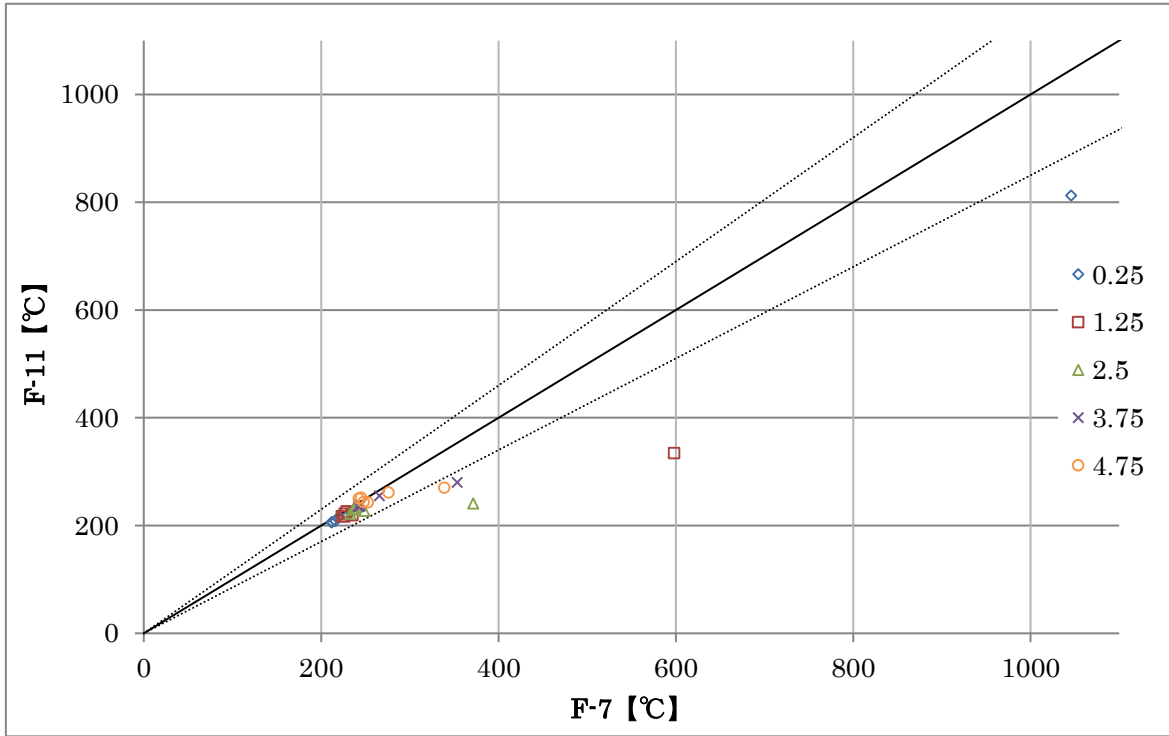


図 3-2-60 F-7 と F-11 の高さ位置ごとの格子解像度への依存

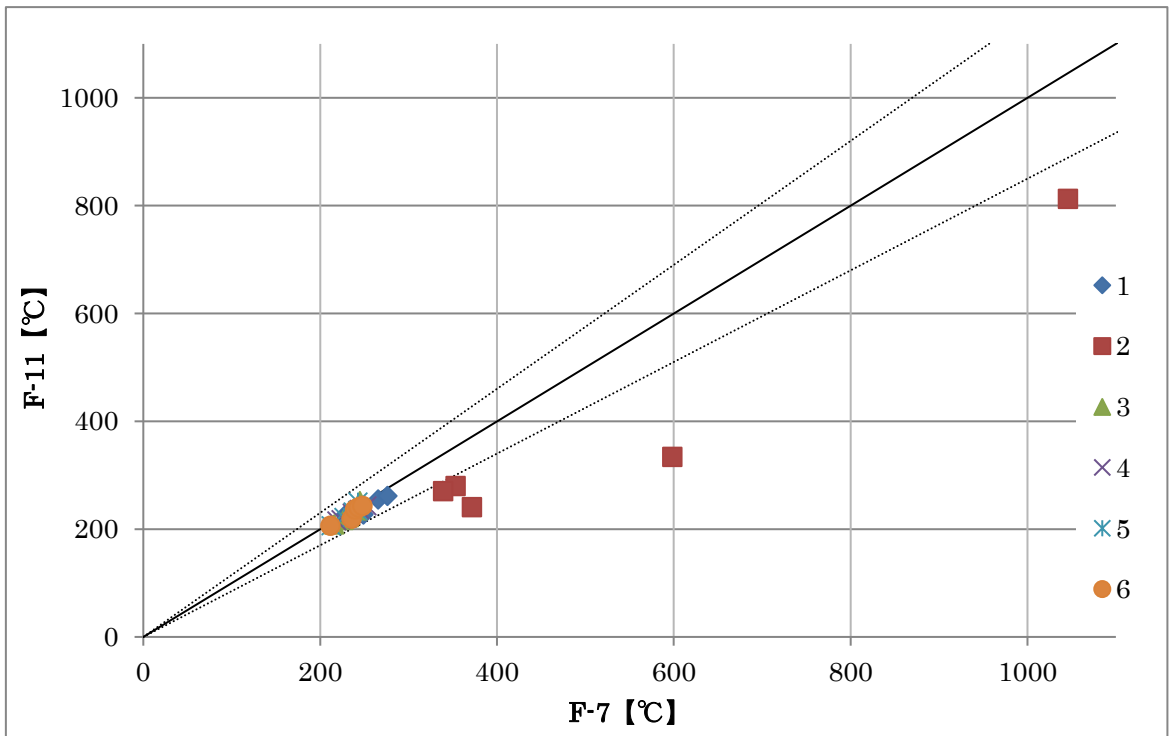


図 3-2-61 F-7 と F-11 の断面位置ごとの格子解像度への依存

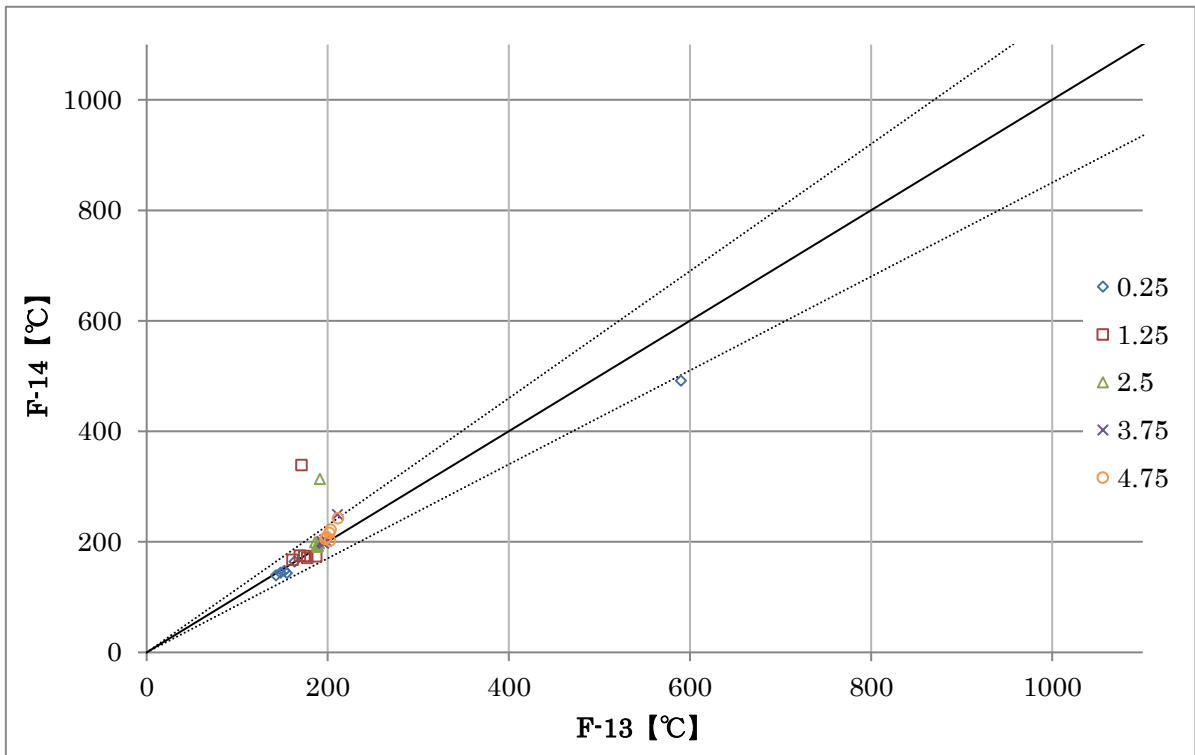


図 3-2-62 F-13 と F-14 の高さ位置ごとの格子解像度への依存

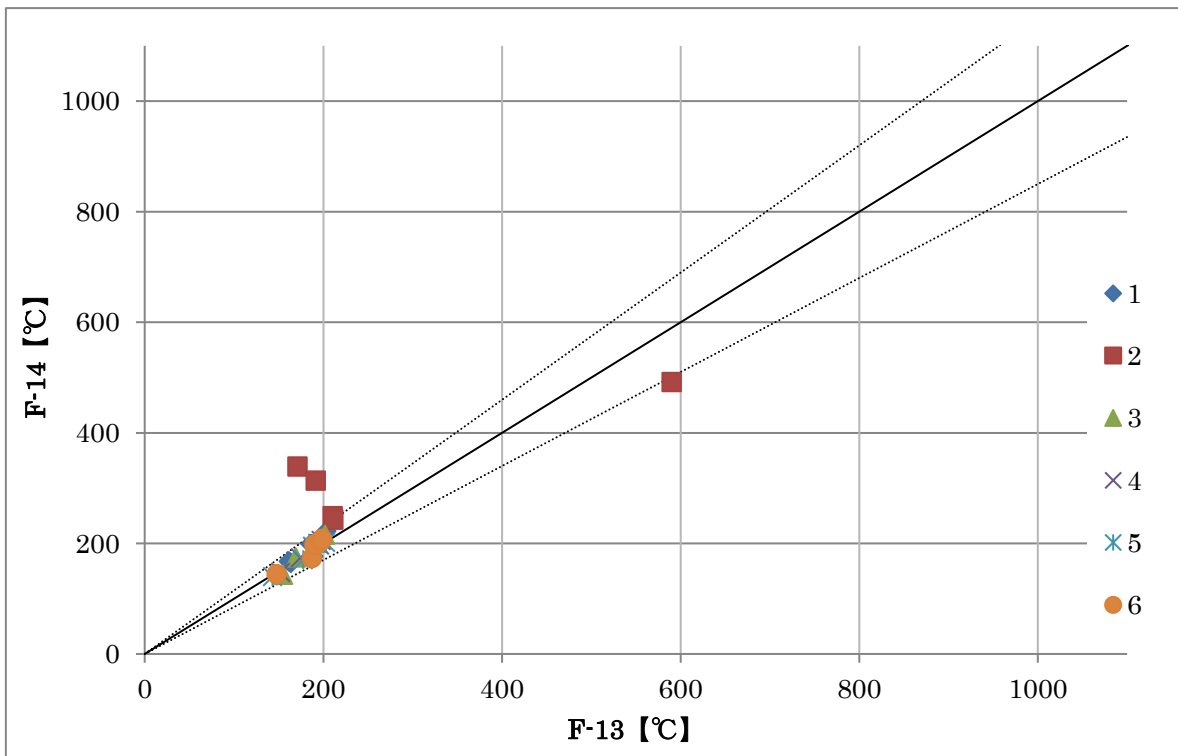


図 3-2-63 F-13 と F-14 の断面位置ごとの格子解像度への依存

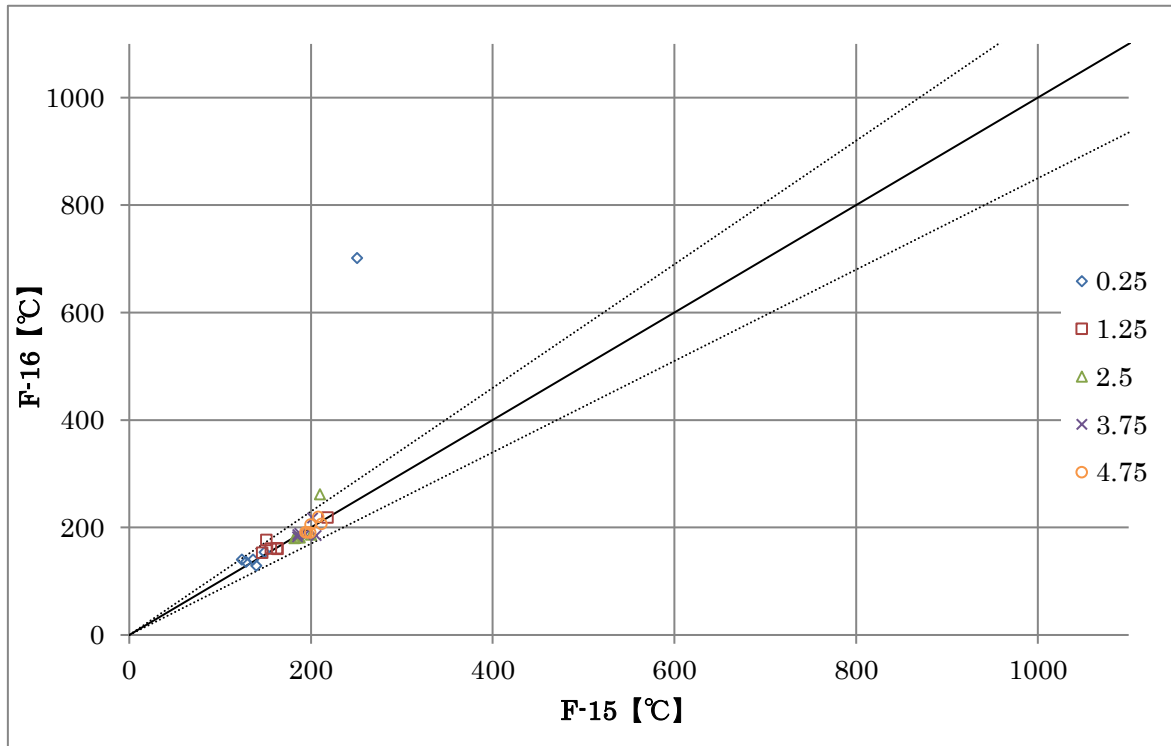


図 3-2-64 F-15 と F-16 の高さ位置ごとの格子解像度への依存

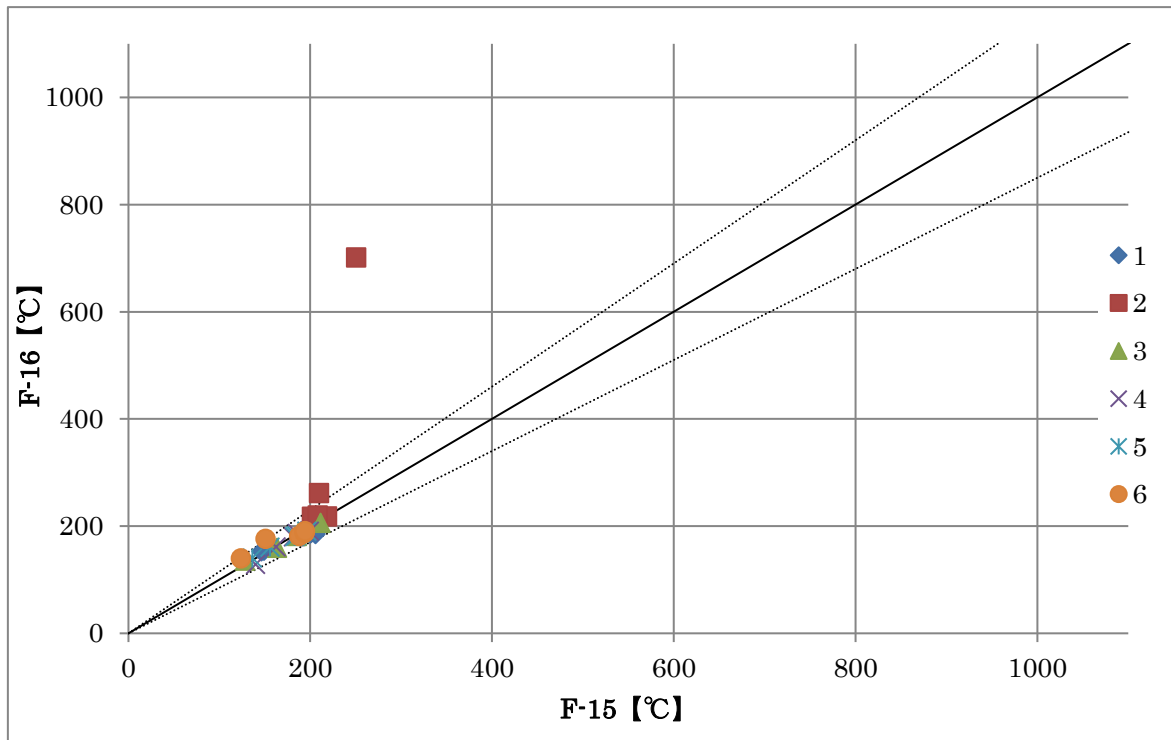


図 3-2-65 F-15 と F-16 の断面位置ごとの格子解像度への依存

図中凡例の 0.25、1.25、2.5、3.75、4.75 及び 1~6 はそれぞれ図 3-2-2、図 3-2-4 に示した熱電対の高さと位置に対応している。全体的な傾向として火皿位置である断面 2 を除き、区画内空気温度上昇量の解析値の実験値に対する解析精度は、概ね±15%(破線内の範囲)程度となっていることが分かる。図 3-2-36 から図 3-2-45 に示した F-7 から F-11 のケースでは、高さ位置 0.25m の位置について解析値が実験値と大幅に乖離する結果となった。これは床面からの失熱等の過小評価が考えられ、その床面の熱物性値を改良したモデルが図 3-2-46 と図 3-2-47 に示した F-12 である。F-12 と格子間隔が同等である F-7 を比べると、F-12 は高さ位置 0.25m についての解析精度が向上していることが見て取れる。しかし、F-12 のエネルギー収支を確認したところ、明らかにおかしい点があり、モデルを確認したところ、実験と比べて排気口の高さが 1150mm 低い設定となっていることが判明した。よって床面の熱物性値と排気口位置を改良し、変数 $D^*/\delta x$ に基づいて格子間隔を設定したものが図 3-2-48 から図 3-2-55 に示した F-13 から F-16 である。図 3-2-56 から図 3-2-65 はそれぞれのケースの格子解像度への依存について示しており、縦軸の方が横軸よりも格子解像度が高くなるよう整理している。

先にも述べた高さ位置 0.25m については F-12 への改良により、それ以前の解析と比べると大幅に精度が改善されたことが見て取れる。しかし、F-12 以降の結果を見ても高さ 0.25m における解析値は実験値との乖離が大きい。つまり、FDS のモデル自体の特徴として床面近傍範囲の解析はより温度が高くなるように計算が行われると思われる。以下に高さ位置 0.25m についてのみ F-7、F-12 を比較したものを示す。

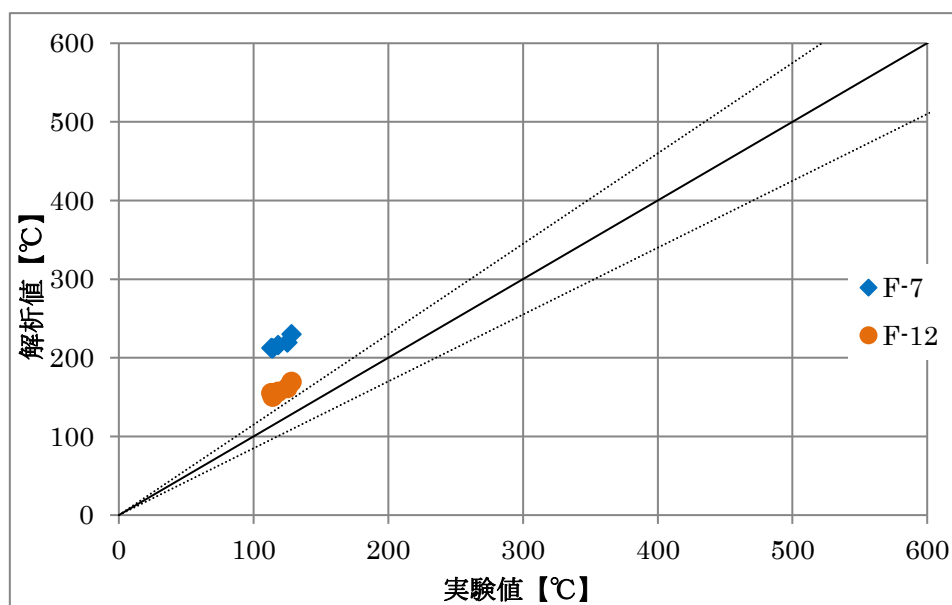


図 3-2-66 高さ 0.25m における床面熱物性値の違いによる比較

また火皿直上位置である断面 2 については、F-7 と F-9、F-8 と F-10 を比べるとわかるように、格子解像度を高めることで火炎近傍における解析精度についても改善される傾向

がある。つまり F-7、F-8 等の格子解像度では十分に火炎を捉えることができず、実験値と乖離したと考える。断面 2 についてのみ F-7、F-9、F-11 を比較した図を以下に示す。

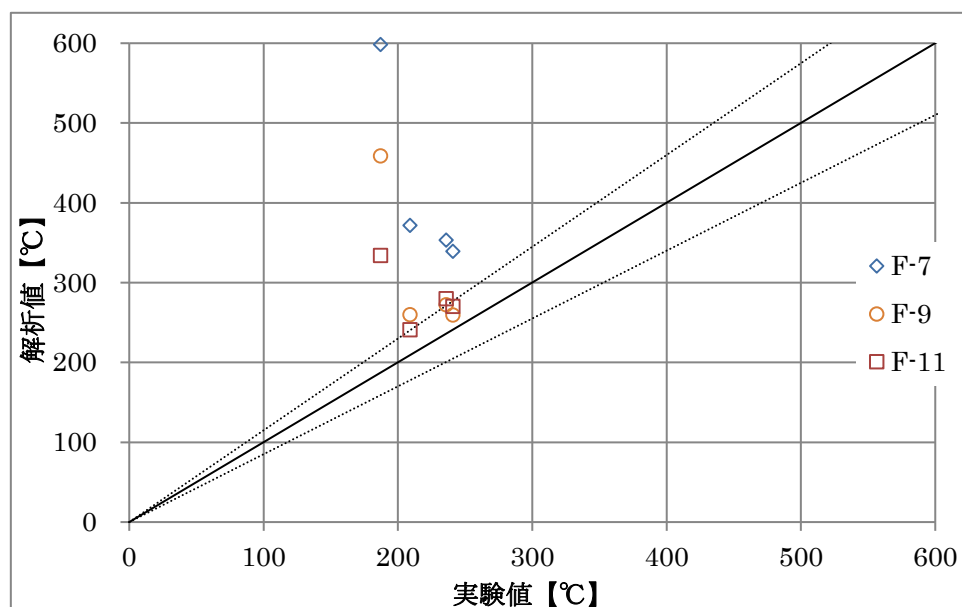


図 3-2-67 断面 2 における解析値の格子解像度ごとの比較

F-7 は変数 $D^*/\delta x$ が 4 程度、F-9 は 8 程度、F-11 は 12 程度の格子解像度を有する。図は換気のない場合の解析結果であるが、換気がある場合も同様であると考えられる。解析ケース F-11 以上の格子解像度については今後の課題である。

図 3-2-56 から図 3-2-65 に示した格子解像度への依存については、すべてのケースで火皿直上位置である断面 2 を除き、依存が見られないという結果となった。つまり、断面 2(火炎から直接的な影響を受ける範囲)を除き、実験値に対する解析精度は概ね±15%程度となり、F-7、F-8 以上の格子解像度における解析結果は格子解像度による依存が見られない(図 3-2-56~65)ことから、変数 $D^*/\delta x=4$ 程度の格子解像度を有するモデルであれば、比較的精度のよい解析結果を得られると思われる。

以上のことからこの節では以下のことを確認した。

- ① FDS のモデル自体の特徴として、床面近傍範囲における温度の解析値は実験値と比較してより高めに計算される傾向があること。
- ② 火炎近傍の温度解析精度については、格子解像度を高めることで改善することが期待できる。その具体的な格子解像度については今後の課題である。
- ③ 火炎近傍における熱的な影響評価を必要としないケースでは、変数 $D^*/\delta x=4$ 程度の格子解像度を有するモデルで解析を行えば、比較的精度のよい区画内空気温度の解析結果を得られることを確認した。よって以降は変数 $D^*/\delta x=4$ 程度の格子解像度を有するモデルで解析を行うこととする。

3-3 障害物の与え方

FDS における障害物の与え方は、OBST の文字列を用いる。具体的には、3次元直交系座標で幾何形状を与え、SURF の文字列でその幾何形状の表面特性・色・厚さを指定する。SURF の文字列には MATL の文字列でその材質の物質特性を指定して、空間をモデル化している。このモデル化には、格子間隔や空隙などいくつかの留意が必要である。詳しくは FDS のユーザーマニュアル及びテクニカルリファレンスガイドを参照されたい。

```
&OBST XB=0.00,0.00,0.00,6.00,0.00,5.00, REMOVABLE=.FALSE., SURF_ID='WALL'/  
  
&SURF ID='WALL',  
    RGB=200,200,200,  
    MATL_ID(1,1)='GYPSUM PLASTER',  
    MATL_MASS_FRACTION(1,1)=1.00,  
    THICKNESS(1)=0.0250/  
  
&MATL ID='GYPSUM PLASTER',  
    SPECIFIC_HEAT=1.29,  
    CONDUCTIVITY=0.0300,  
    DENSITY=250.00/
```

上の入力例は、ユーザー定義による三次元直交座標系で OBST の文字列により (XMIN,XMAX,YMIN,YMAX,ZMIN,ZMAX)=(0.00,0.00,0.00,6.00,0.00,5.00) つまり、X=0m の位置に 6m×5m の障害物(面)を設定している。この場合、X を幅(m)、Y を奥行き(m)、Z を高さ(m)と考える。表面は SURF の文字列で石膏を指定し、質量分率は 100%(つまり混合物を含んでいない)、厚さは 0.025m である。石膏の物質特性としては MATL の文字列で比熱 1.29 kJ/kg・K, 熱伝導率 0.03W/m・K, 密度 250kg/m³を与えている。

この節で検討する境界条件に関わる諸問題は、格子解像度と並んで重要かつ難しい問題である。以降では MATL の文字列で与える境界条件の中で、基本的な熱物性として熱伝導率、比熱、密度に着目し、それらの違いによる解析結果への影響分析を行う。

3-3-1 壁体の熱伝導率の差異による影響

種々ある境界条件の中でも壁体に与える熱伝導率について注目し、その条件の違いによる解析結果への影響分析を行う。モデルの雛形として F-13 を選別し、表 3-4 に示した条件以外は表 3-2、表 3-3 を適用した。

表 3-4 解析ケース一覧

ケース名	換気回数 [回/h]	給排気量 [m ³ /s]	HRR [kW]	格子間隔 dx[m]	着火時間[s]	計算時間[s]	$\frac{D^*}{\delta x}$	熱伝導率 [W/(m·K)]
F-13	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	0.0300, 1.75
N-5p	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	0.0315, 1.84
N-5m	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	0.0285, 1.66
N-10p	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	0.0330, 1.92
N-10m	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	0.0270, 1.58

※熱伝導率については床面、壁面という表現で値を示している。

表 3-5 雛形(F-13)の解析値と実験値一覧

ケース名	高さ(m)	1	2	3	4	5	6
F-13	0.25	163	590	155	152	143	148
	1.25	161	171	169	174	178	187
	2.5	186	191	189	189	188	190
	3.75	199	211	193	196	194	197
	4.75	203	211	202	198	203	199
実験値	0.25	128	131	118	125	113	114
	1.25	169	187	190	186	176	183
	2.5	209	209	207	208	202	211
	3.75		236	233	229	219	214
	4.75	241	241	241	235	226	212

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

表 3-6 解析結果一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
N-5p	0.25	161	281	140	149	139	147
	1.25	163	195	163	166	167	181
	2.5	196	215	217	187	186	195
	3.75	201	210	192	192	193	197
	4.75	210	217	205	208	202	201
N-5m	0.25	164	449	155	146	141	140
	1.25	163	204	173	173	167	163
	2.5	181	272	188	187	189	191
	3.75	196	236	196	195	193	195
	4.75	217	236	205	202	203	202

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

表 3-7 解析結果一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
N-10p	0.25	160	174	143	147	147	141
	1.25	173	312	171	168	167	168
	2.5	194	229	187	188	189	192
	3.75	202	200	190	191	191	195
	4.75	208	217	220	198	192	200
N-10m	0.25	169	491	153	143	144	145
	1.25	174	312	172	168	168	168
	2.5	193	264	189	191	191	197
	3.75	202	246	197	198	198	199
	4.75	224	233	203	204	202	204

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

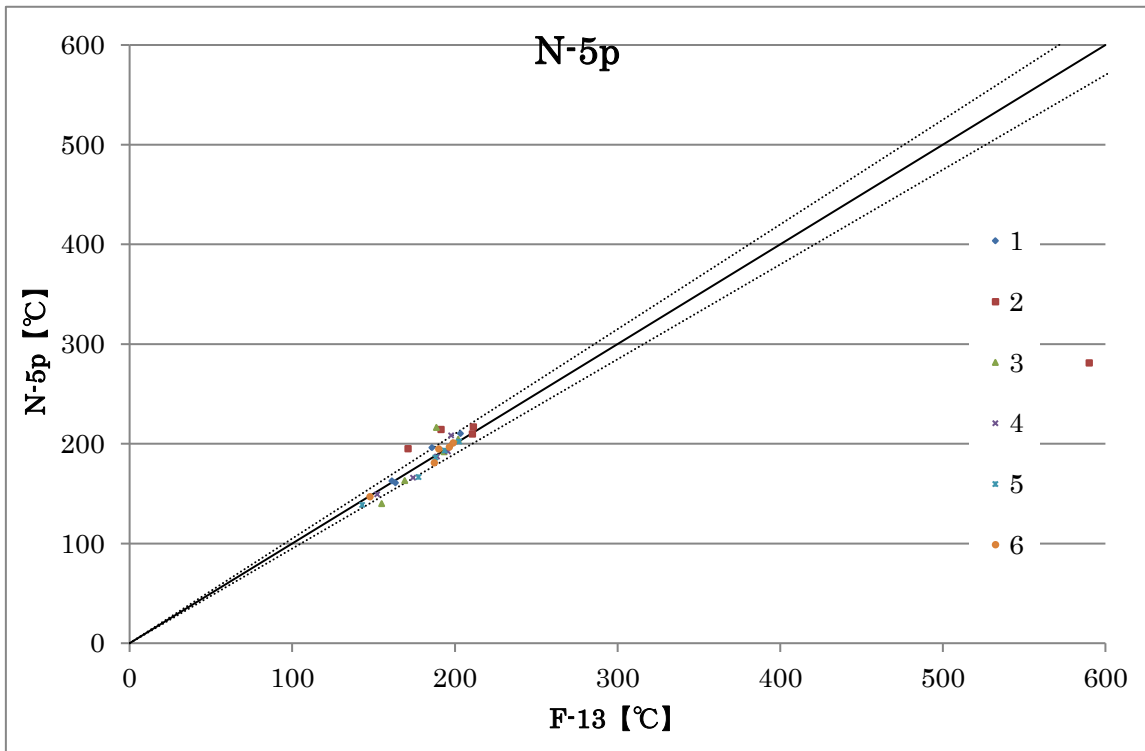


図 3-3-1 雛形 (F-13) と N-5p の断面位置ごとの比較

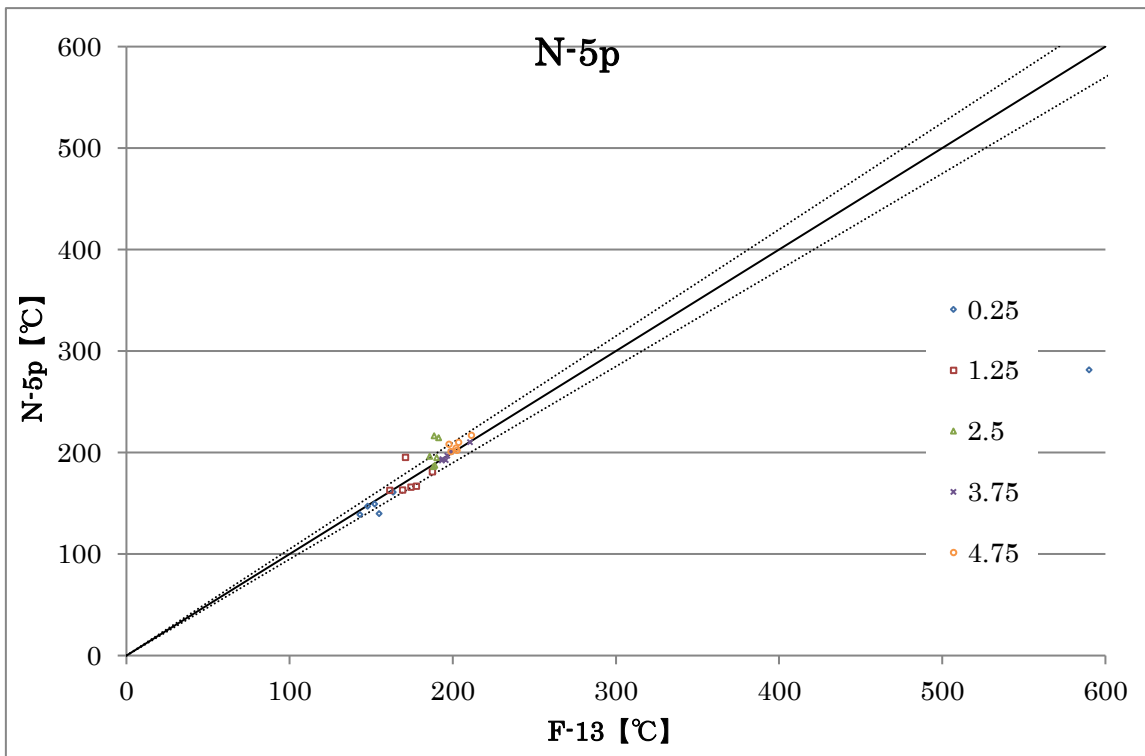


図 3-3-2 雛形 (F-13) と N-5p の断面位置ごとの比較

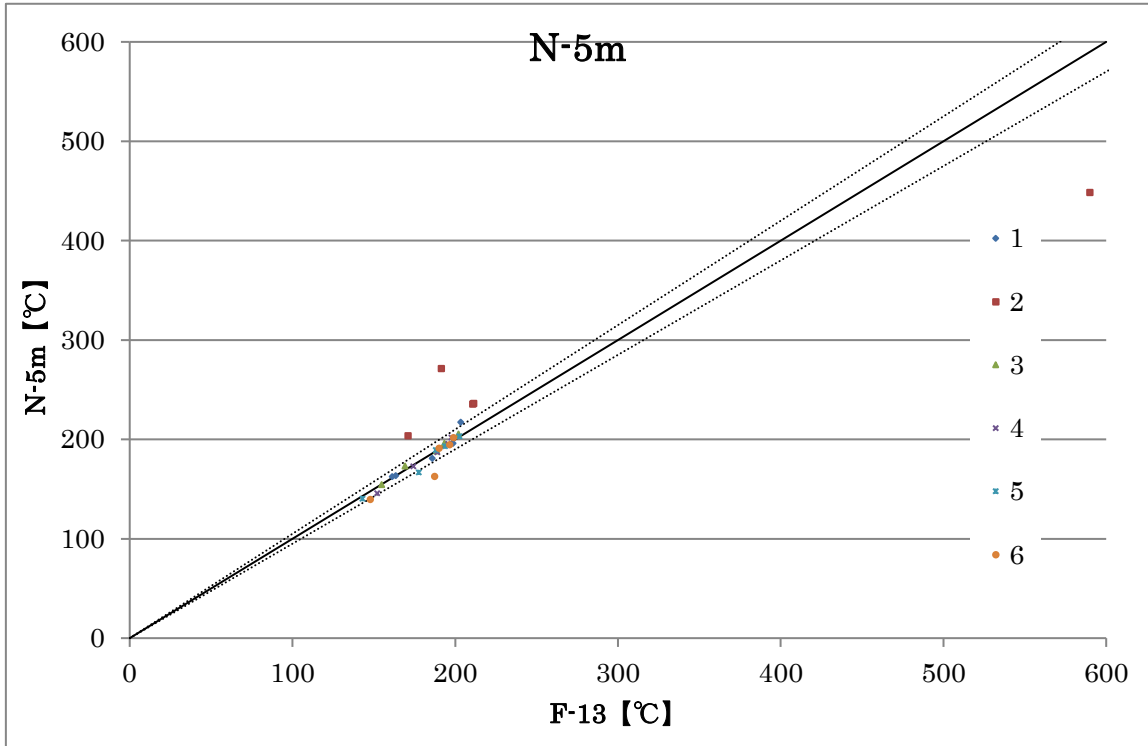


図 3-3-3 雛形 (F-13) と N-5m の断面位置ごとの比較

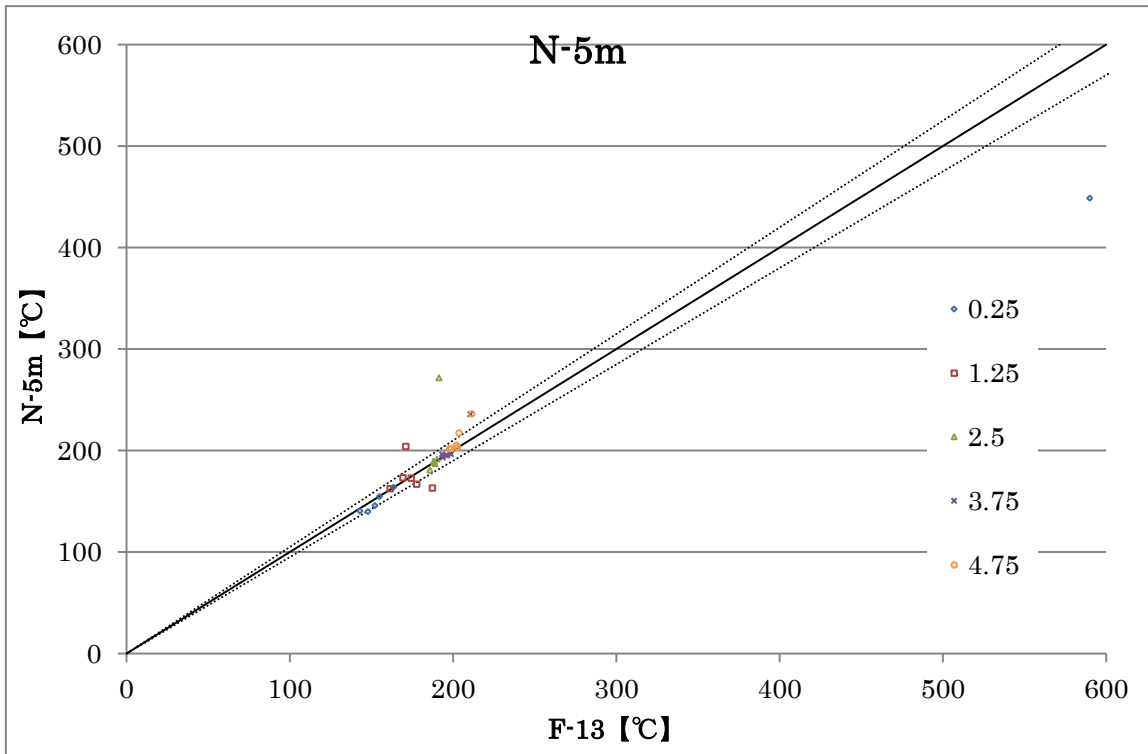


図 3-3-4 雛形 (F-13) と N-5m の高さ位置ごとの比較

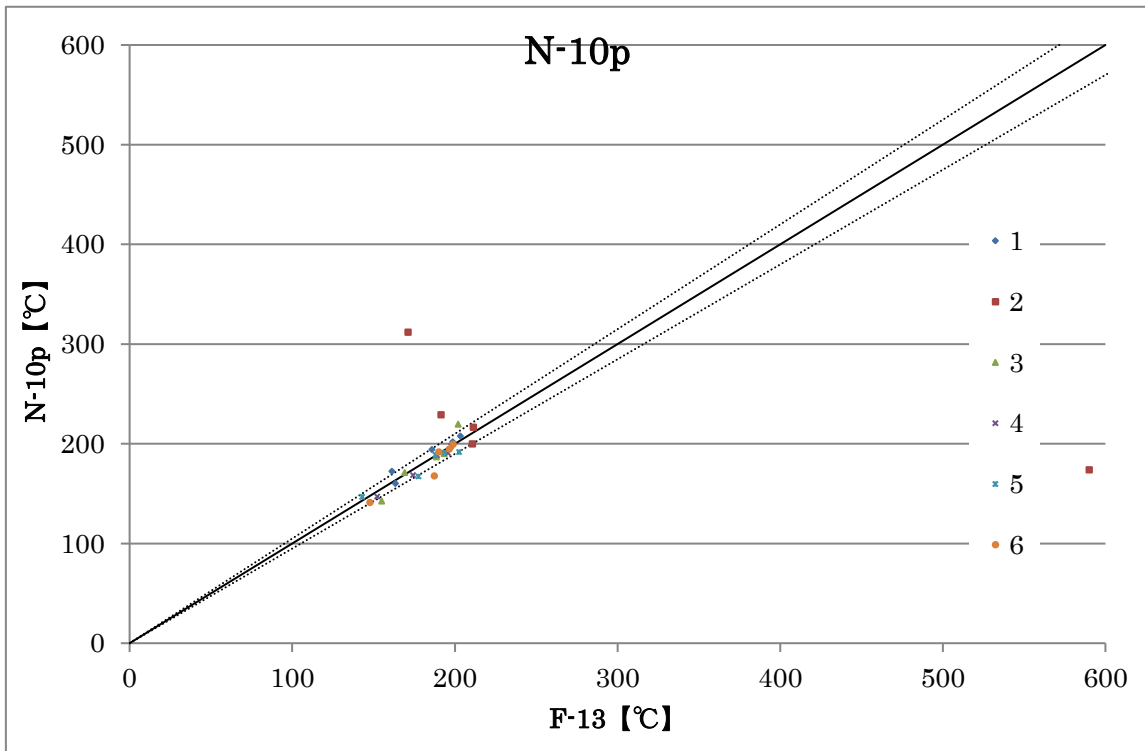


図 3-3-5 雛形 (F-13) と N-10p の断面位置ごとの比較

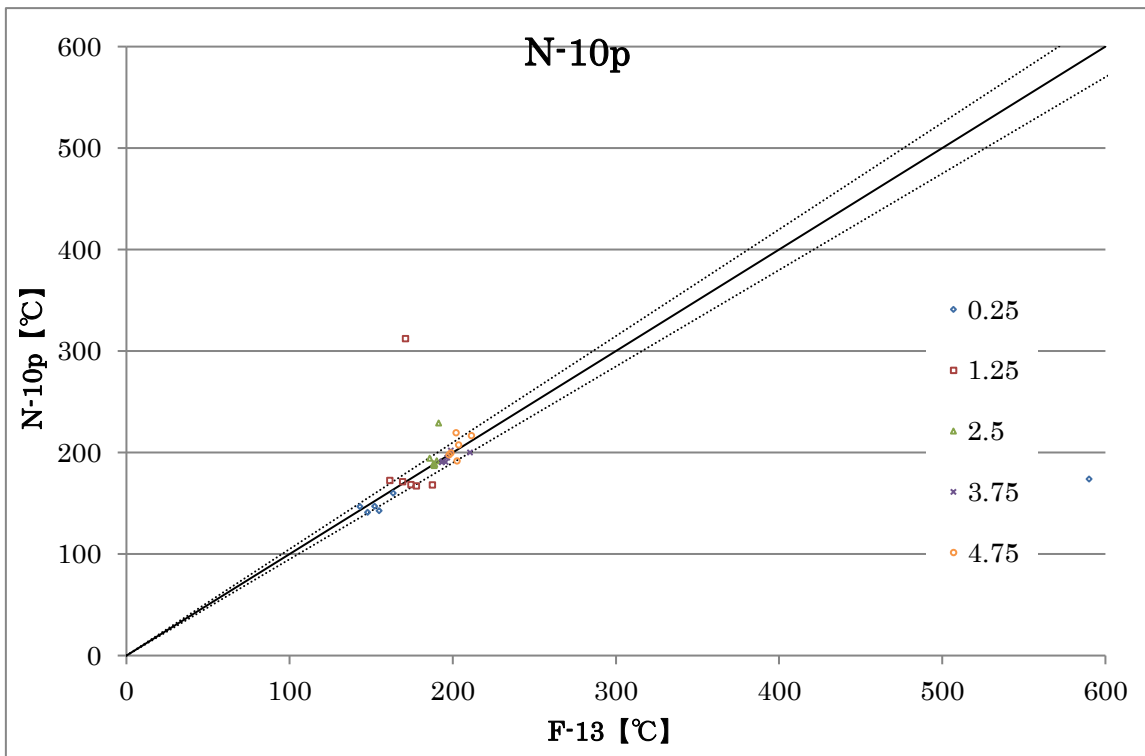


図 3-3-6 雛形 (F-13) と N-10p の高さ位置ごとの比較

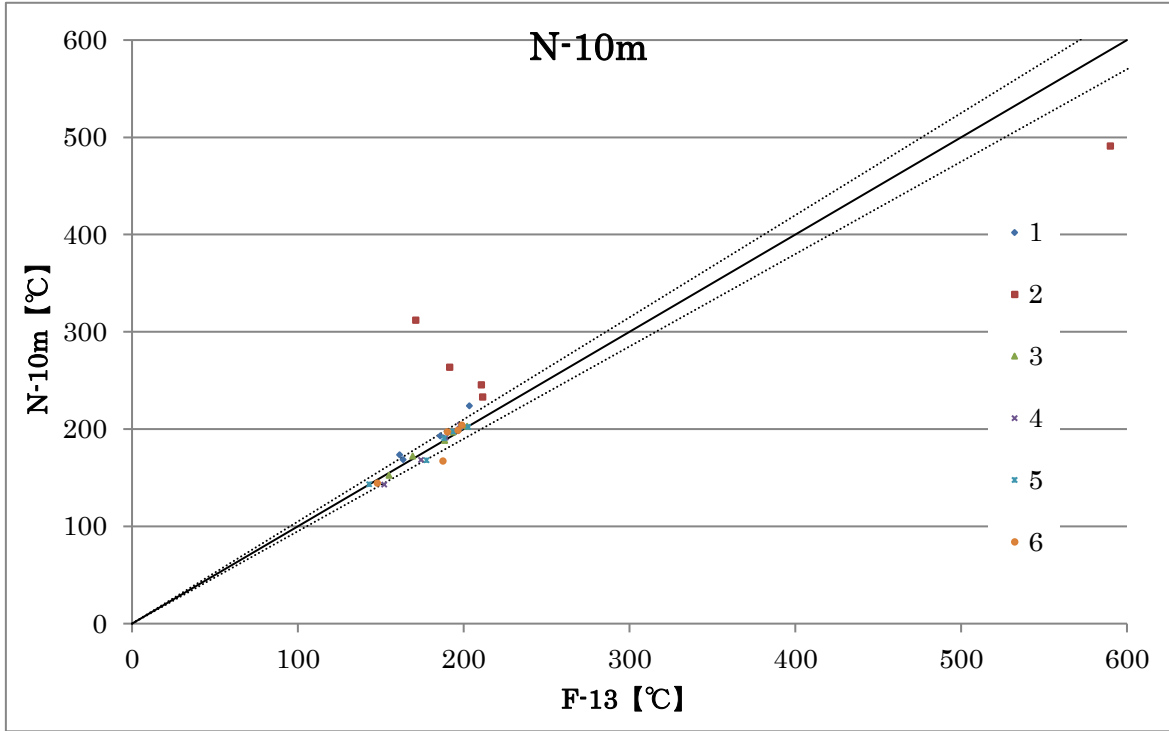


図 3-3-7 雛形 (F-13) と N-10m の断面位置ごとの比較

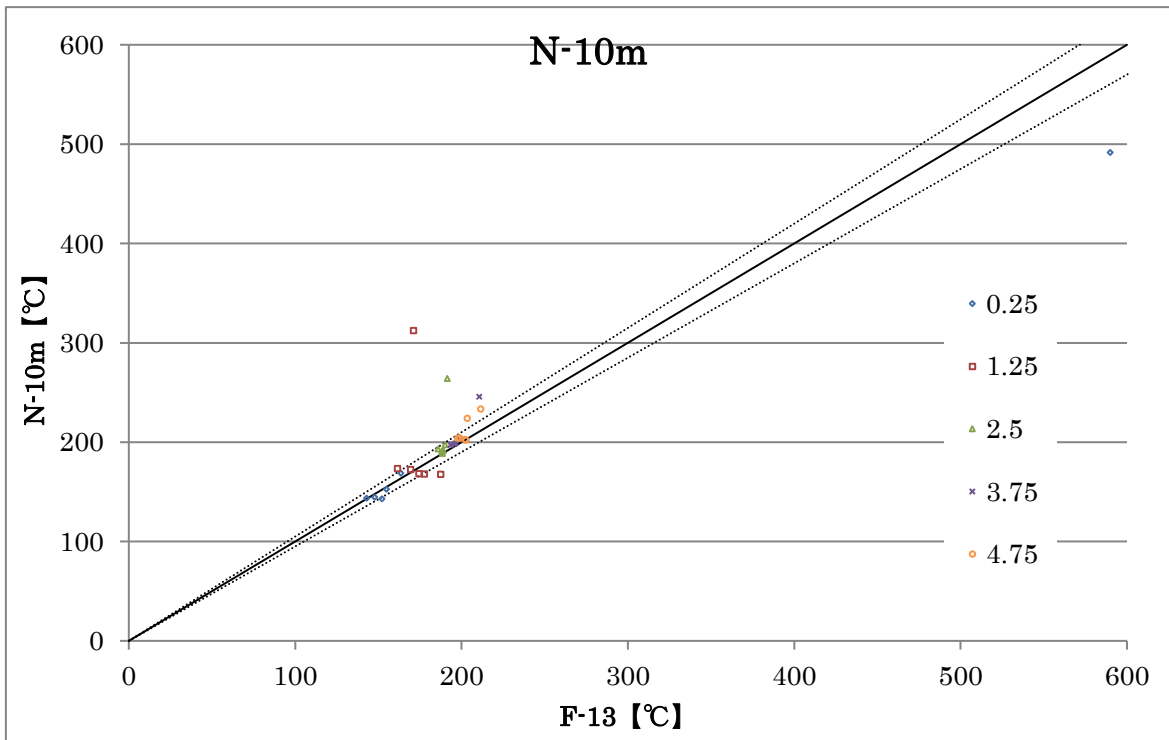


図 3-3-8 雛形 (F-13) と N-10m の高さ位置ごとの比較

図の破線内は雛形(F-13)の解析値に対する精度 $\pm 5\%$ の範囲を示している。図 3-3-1 から図 3-3-8 は雛形である F-13 の解析値とそれぞれの温度解析値を比較したものである。N-5p は F-13 より 5%熱伝導率が大きく、N-5m は F-13 より 5%小さくなっている。N-10p 及び N-10m についても同様である。全体的な傾向として火皿直上位置である断面 2 を除き、熱伝導率の差異による解析結果への影響はほとんど見ることができないことを確認した。3-2 節で述べたように、本解析による格子解像度では火炎近傍の区画内空気温度解析の精度について期待できないため、考察対象から除外してよいと考える。本解析条件による壁体の熱伝導率の雛形に対する入力範囲は $\pm 10\%$ であるが、区画内空気温度解析を対象とした場合、熱伝導率 $\pm 10\%$ の差異での影響はほぼ見られないことを確認した。つまり、本解析条件による壁体の熱伝導率の入力許容範囲は $\pm 10\%$ であると思われる。ただし、今回の解析では雛形の熱伝導率が 0.03、1.75 というように、あまり大きな値ではないという点に留意すべきである。それ以上の許容範囲については、別ケース、条件等でも検討する必要があると思われる、その点については今後の課題である。

3-3-2 壁体の比熱の差異による影響

種々ある境界条件の中でも壁体に与える比熱について着目し、その条件の違いによる解析結果への影響分析を行う。モデルの雛形として F-13 を選別し、表 3-8 に示した条件以外は表 3-2、表 3-3 を適用した。

表 3-8 解析ケース一覧

ケース名	換気回数 [回/h]	給排気量 [m ³ /s]	HRR [kW]	格子間隔 dx[m]	着火時間[s]	計算時間[s]	$\frac{D^*}{\delta x}$	比熱 [kJ/(kg·K)]
F-13	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	1.293, 1.000
I-5p	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	1.350, 1.050
I-5m	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	1.230, 0.950
I-10p	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	1.420, 1.100
I-10m	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	1.160, 0.900

※比熱については床面、壁面という表現で値を示している。

表 3-9 雛形 (F-13) の解析値と実験値一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
F-13	0.25	163	590	155	152	143	148
	1.25	161	171	169	174	178	187
	2.5	186	191	189	189	188	190
	3.75	199	211	193	196	194	197
	4.75	203	211	202	198	203	199
実験値	0.25	128	131	118	125	113	114
	1.25	169	187	190	186	176	183
	2.5	209	209	207	208	202	211
	3.75		236	233	229	219	214
	4.75	241	241	241	235	226	212

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

表 3-10 解析結果一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
I-5p	0.25	158	597	137	144	144	150
	1.25	167	236	172	169	170	180
	2.5	191	248	187	187	187	189
	3.75	197	195	193	191	191	194
	4.75	204	196	191	199	194	195
I-5m	0.25	163	441	148	145	138	138
	1.25	157	180	169	168	175	182
	2.5	188	218	189	191	192	197
	3.75	212	198	194	196	193	196
	4.75	210	212	209	200	198	198

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

表 3-11 解析結果一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
I-10p	0.25	164	515	131	144	143	148
	1.25	173	209	173	171	173	182
	2.5	184	255	188	188	190	191
	3.75	207	207	198	196	190	199
	4.75	210	231	201	203	200	201
I-10m	0.25	166	325	146	148	134	144
	1.25	180	208	176	169	167	163
	2.5	195	193	185	188	192	201
	3.75	199	212	198	196	196	199
	4.75	211	229	204	206	202	203

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

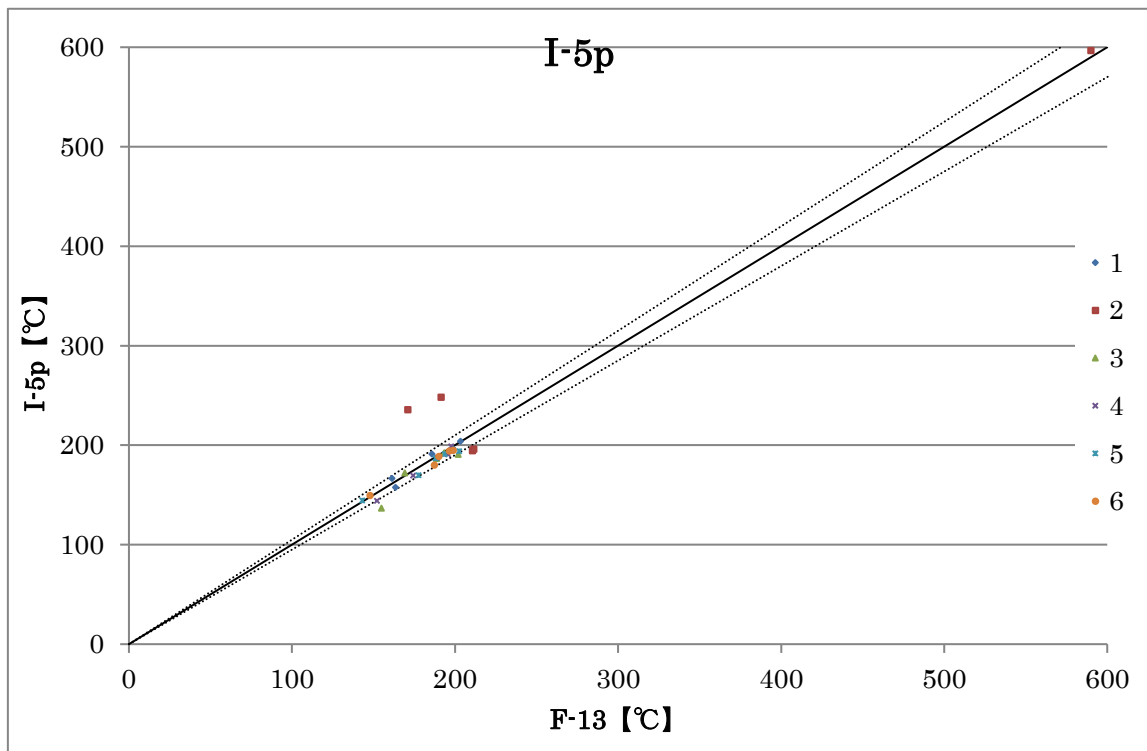


図 3-3-9 雛形 (F-13) と I-5p の断面位置ごとの比較

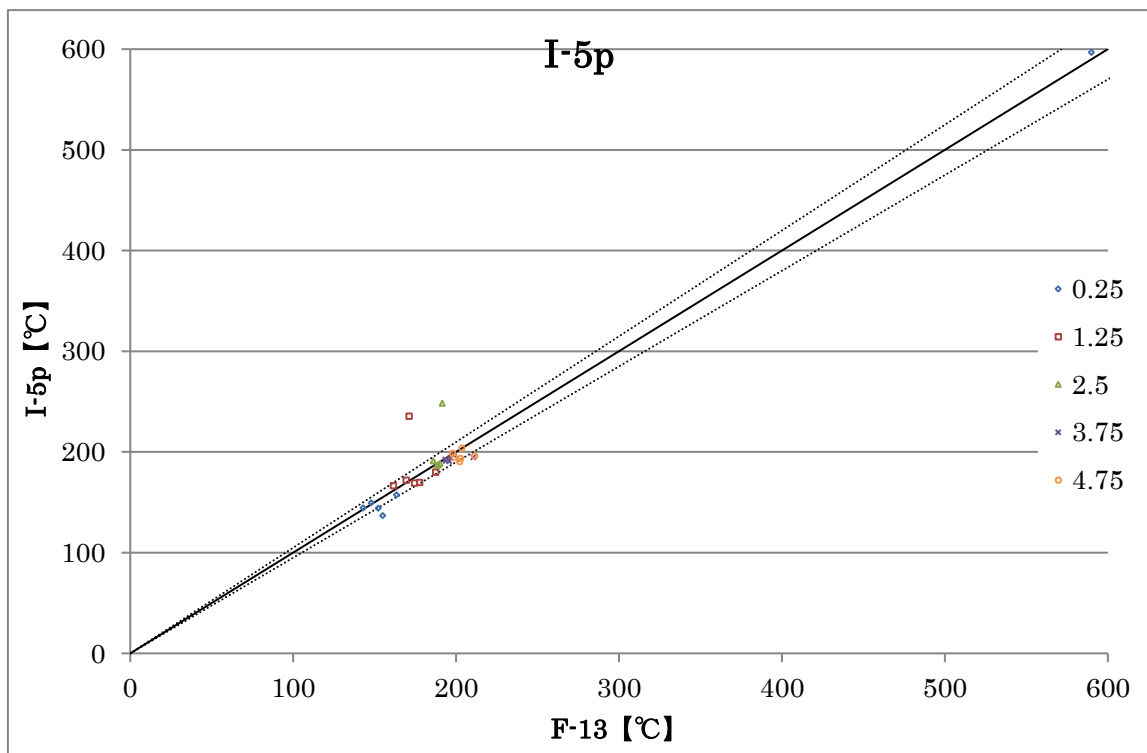


図 3-3-10 雛形 (F-13) と I-5p の高さ位置ごとの比較

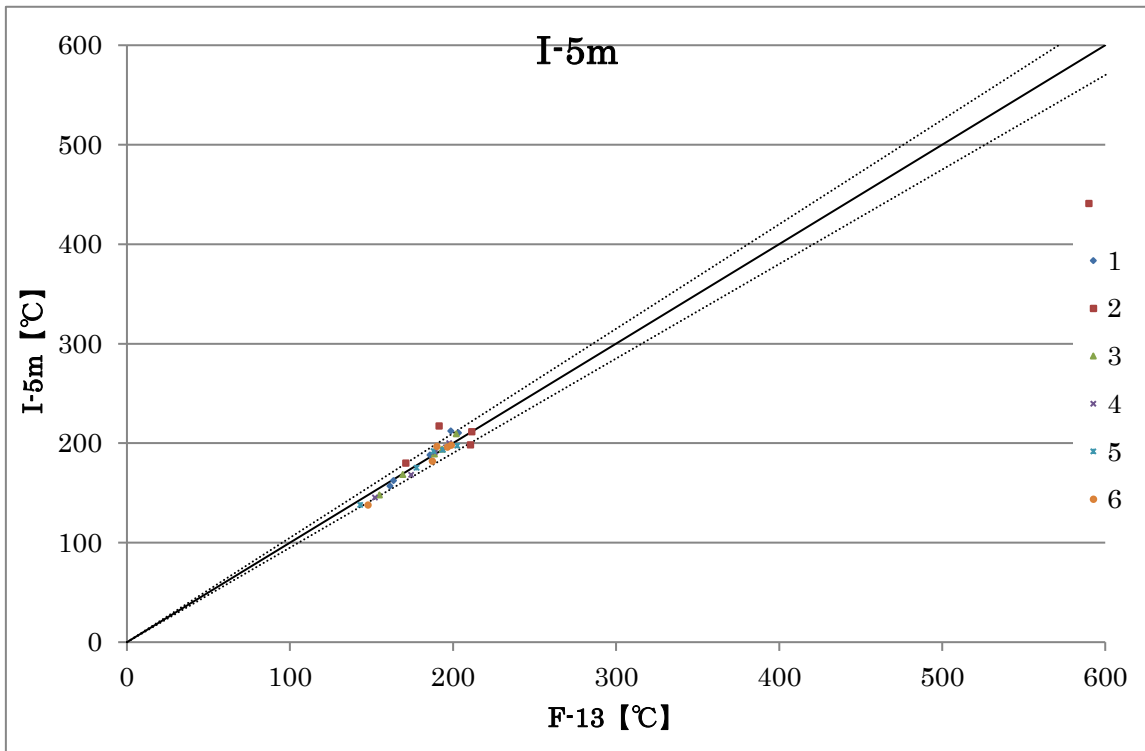


図 3-3-11 雛形 (F-13) と I-5m の断面位置ごとの比較

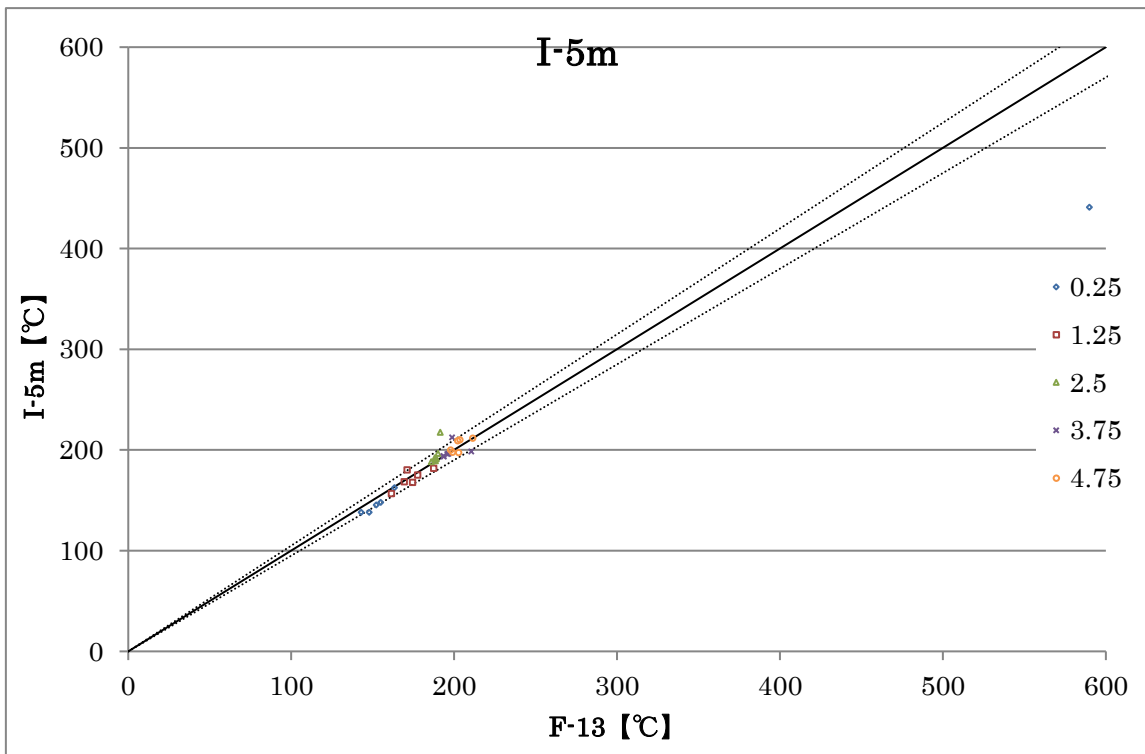


図 3-3-12 雛形 (F-13) と I-5m の高さ位置ごとの比較

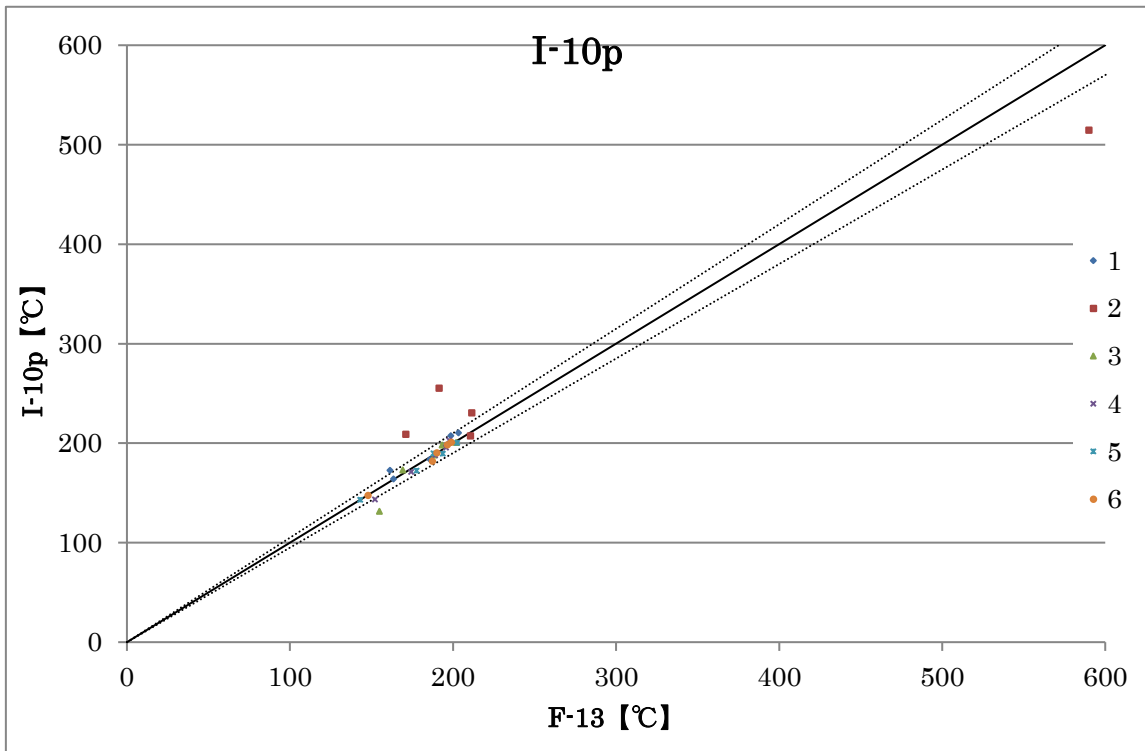


図 3-3-13 雛形 (F-13) と I-10p の断面位置ごとの比較

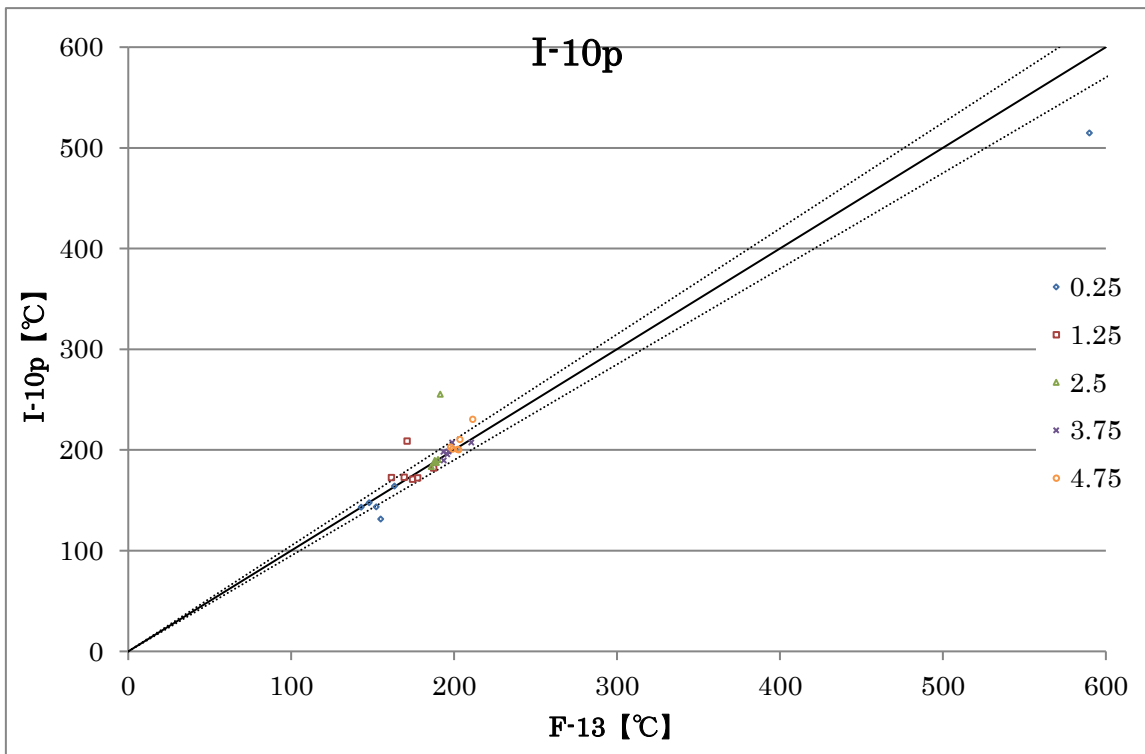


図 3-3-14 雛形 (F-13) と I-10p の高さ位置ごとの比較

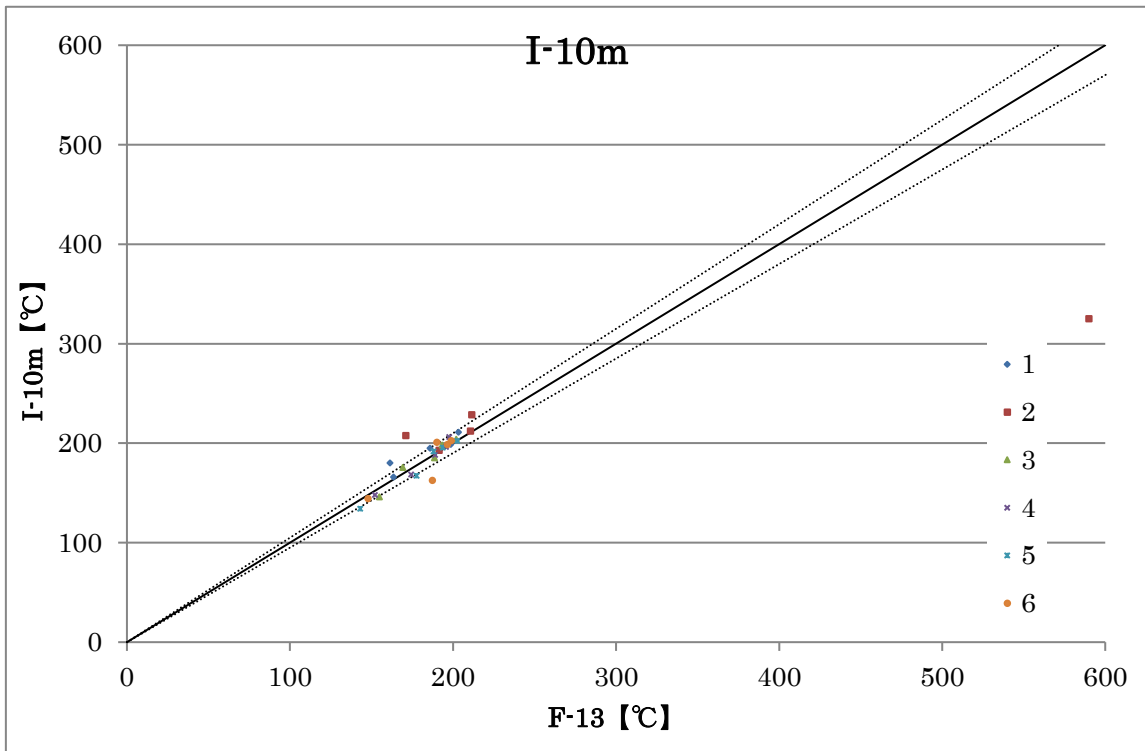


図 3-3-15 雛形 (F-13) と I-10m の断面位置ごとの比較

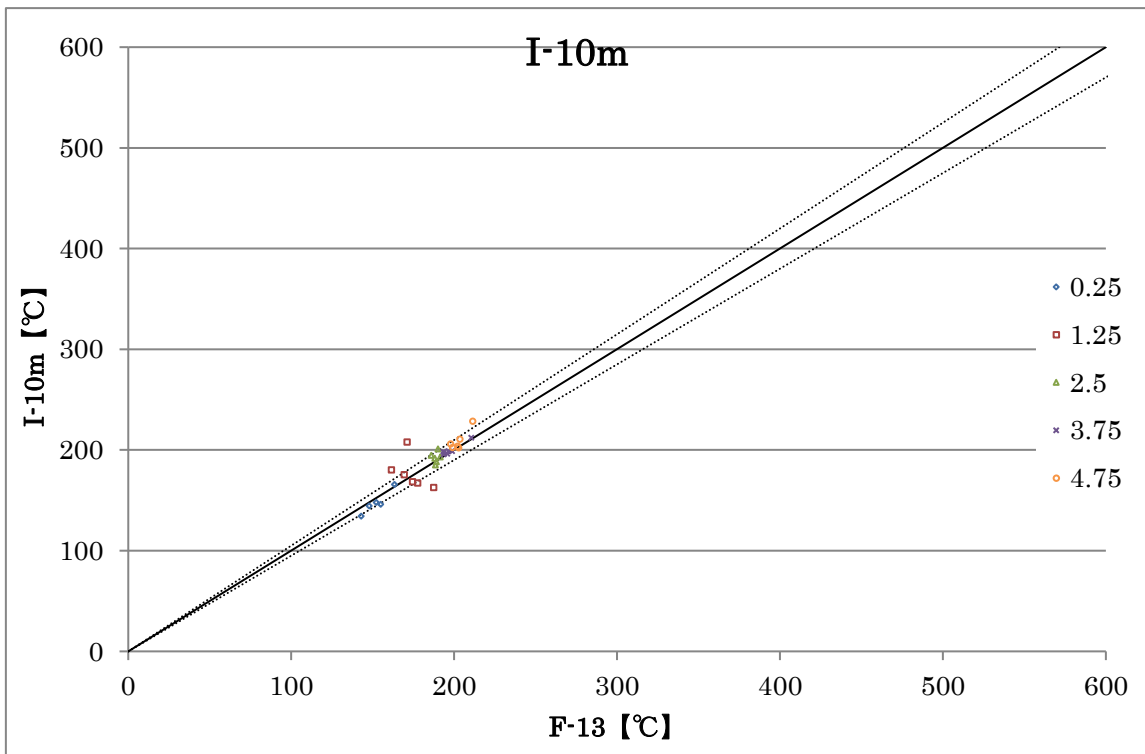


図 3-3-16 雛形 (F-13) と I-10m の高さ位置ごとの比較

図の破線内は雛形(F-13)の解析値に対する精度 $\pm 5\%$ の範囲を示している。図 3-3-9 から図 3-3-16 は雛形である F-13 の解析値とそれぞれの温度解析値を比較したものである。I-5p は F-13 より 5% 比熱が大きく、I-5m は F-13 より 5% 小さくなっている。I-10p 及び I-10m についても同様である。全体的な傾向として火皿直上位置である断面 2 を除き、比熱の差異による解析結果への影響はほとんど見る事ができないことを確認した。3-2 節で述べたように、本解析による格子解像度では火炎近傍の区画内空気温度解析の精度について期待できないため、考察対象から除外してよいと考える。本解析条件による壁体の比熱の雛形に対する入力範囲は $\pm 10\%$ であるが、区画内空気温度解析を対象とした場合、比熱 $\pm 10\%$ の差異での影響はほぼ見られないことを確認した。つまり、本解析条件による壁体の比熱の入力許容範囲は $\pm 10\%$ であると思われる。ただし、今回の解析では雛形の比熱が 1.293、1.0 というように、あまり大きな値ではないという点に留意すべきである。それ以上の許容範囲については、別ケース・条件での検討が必要と思われ、その点については今後の課題である。

3-3-3 壁体の密度の差異による影響

種々ある境界条件の中でも壁体に与える密度について着目し、その条件の違いによる解析結果への影響分析を行う。モデルの雛形として F-13 を選別し、表 3-12 に示した条件以外は表 3-2、表 3-3 を適用した。

表 3-12 解析ケース一覧

ケース名	換気回数 [回/h]	給排気量 [m ³ /s]	HRR [kW]	格子間隔 dx[m]	着火時間[s]	計算時間[s]	$\frac{D^*}{\delta x}$	密度 [kg/m ³]
F-13	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	250.0, 2200
M-5p	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	262.5, 2310
M-5m	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	237.5, 2090
M-10p	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	275.0, 2420
M-10m	0	0.000	205.0	0.12	0.000	600	4.24	225.0, 1980

※密度については床面，壁面という表現で値を示している。

表 3-13 雛形(F-13)の解析値と実験値一覧

ケース名	高さ(m)	1	2	3	4	5	6
F-13	0.25	163	590	155	152	143	148
	1.25	161	171	169	174	178	187
	2.5	186	191	189	189	188	190
	3.75	199	211	193	196	194	197
	4.75	203	211	202	198	203	199
実験値	0.25	128	131	118	125	113	114
	1.25	169	187	190	186	176	183
	2.5	209	209	207	208	202	211
	3.75		236	233	229	219	214
	4.75	241	241	241	235	226	212

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

表 3-14 解析結果一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
M-5p	0.25	159	479	142	143	146	149
	1.25	169	211	173	172	173	165
	2.5	190	192	188	189	189	194
	3.75	207	209	195	195	194	198
	4.75	205	218	209	200	195	197
M-5m	0.25	163	132	151	147	139	145
	1.25	173	177	173	173	174	172
	2.5	201	236	188	188	191	193
	3.75	207	235	195	195	196	198
	4.75	202	209	206	202	202	201

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

表 3-15 解析結果一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
M-10p	0.25	149	220	147	137	137	143
	1.25	172	193	170	164	168	186
	2.5	188	240	186	187	189	189
	3.75	197	213	191	192	193	192
	4.75	219	206	201	208	201	201
M-10m	0.25	171	179	150	145	145	156
	1.25	180	171	165	172	170	166
	2.5	195	254	189	188	191	195
	3.75	212	201	197	201	197	201
	4.75	209	214	200	204	204	204

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

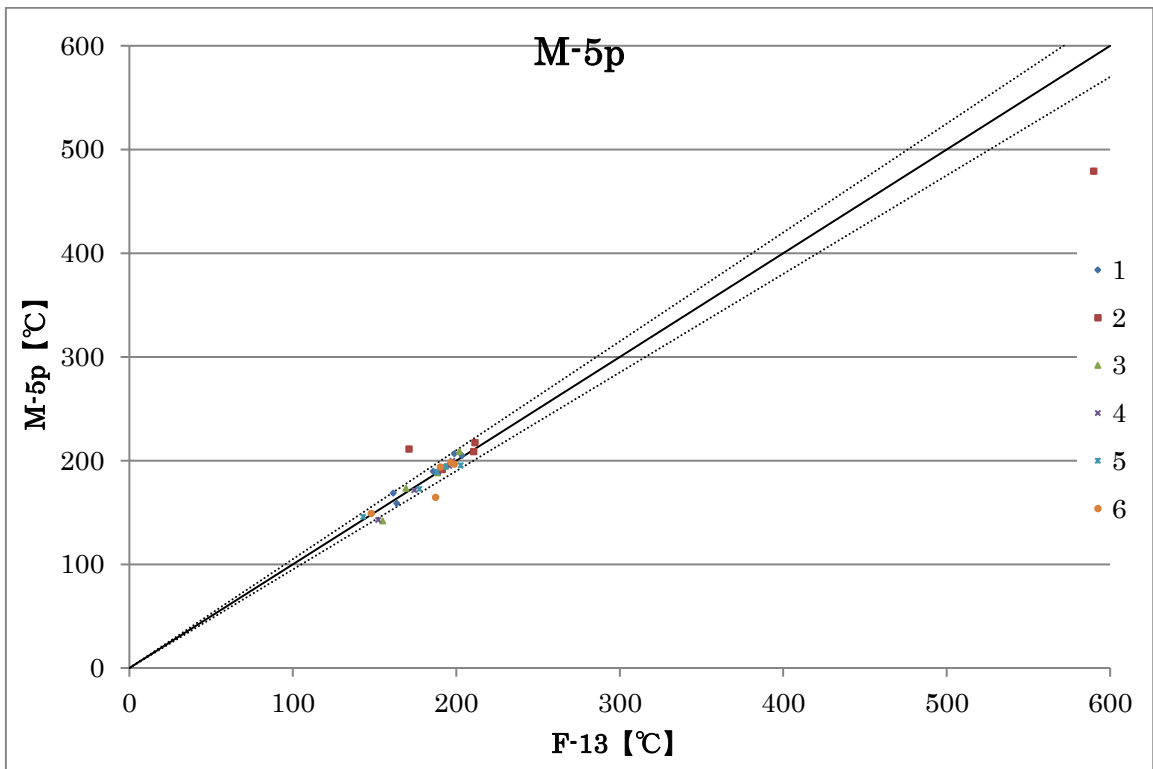


図 3-3-17 雛形 (F-13) と M-5p の断面位置ごとの比較

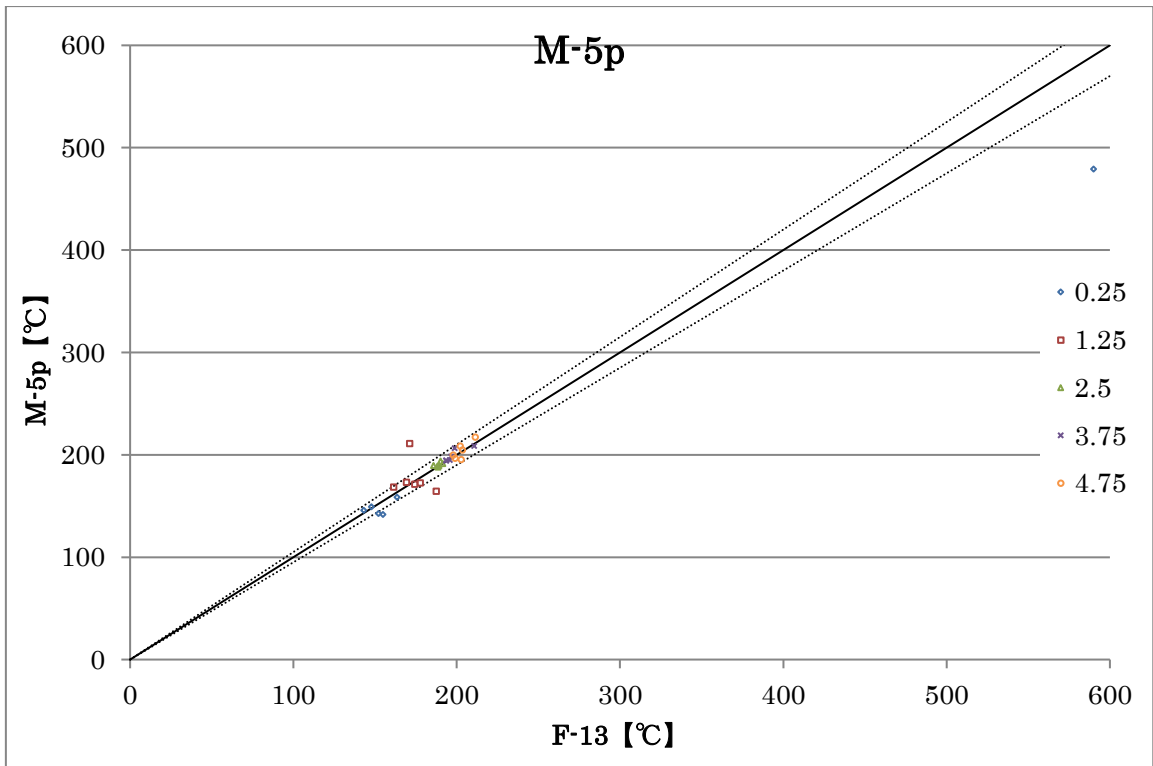


図 3-3-18 雛形 (F-13) と M-5p の高さ位置ごとの比較

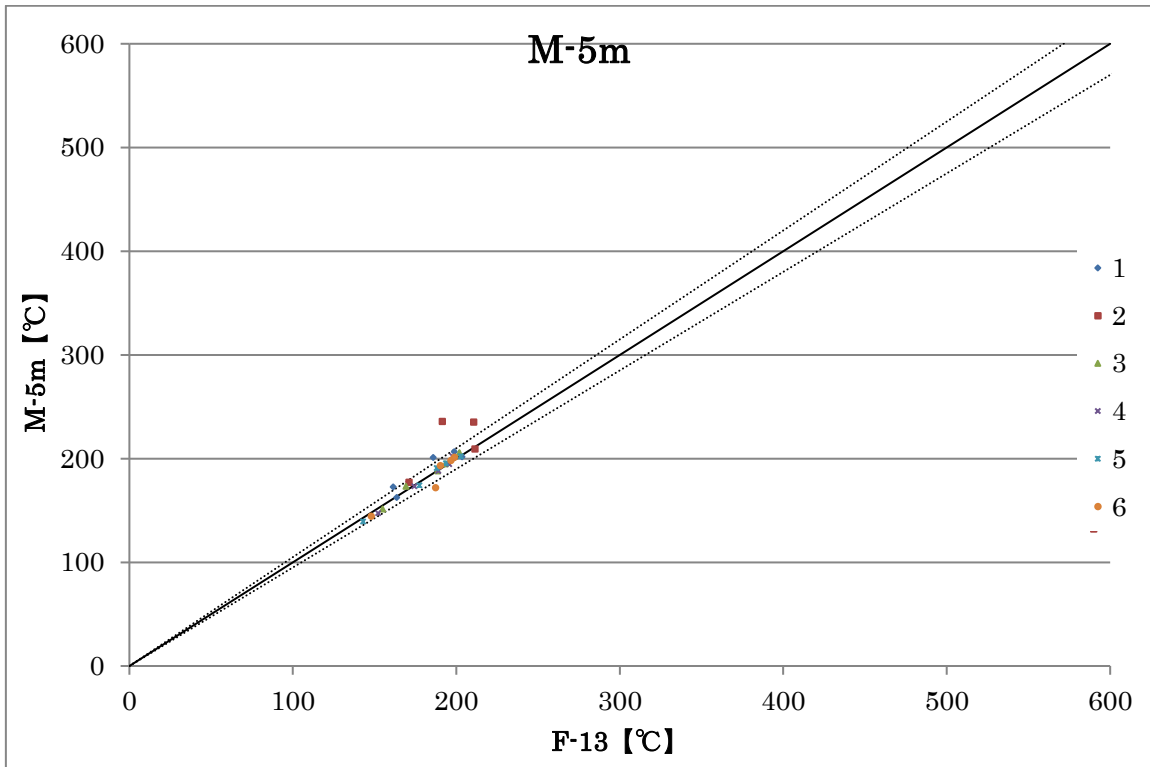


図 3-3-19 雛形 (F-13) と M-5m の断面位置ごとの比較

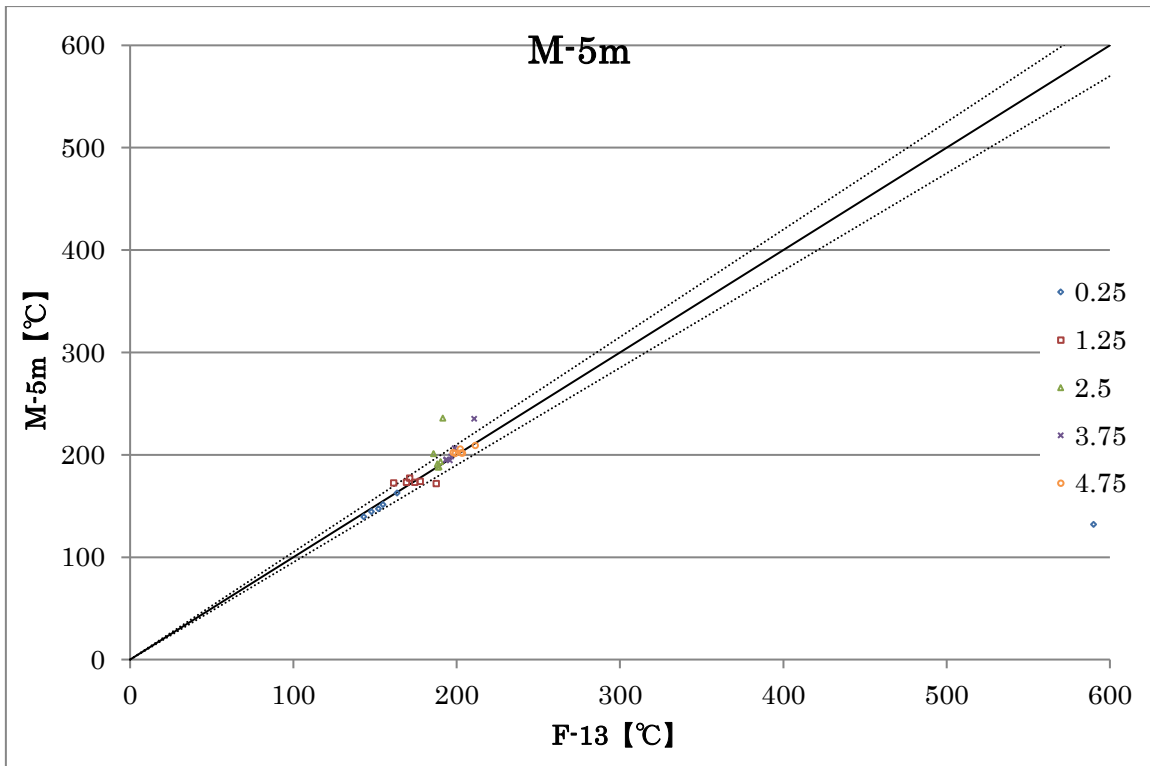


図 3-3-20 雛形 (F-13) と M-5m の高さ位置ごとの比較

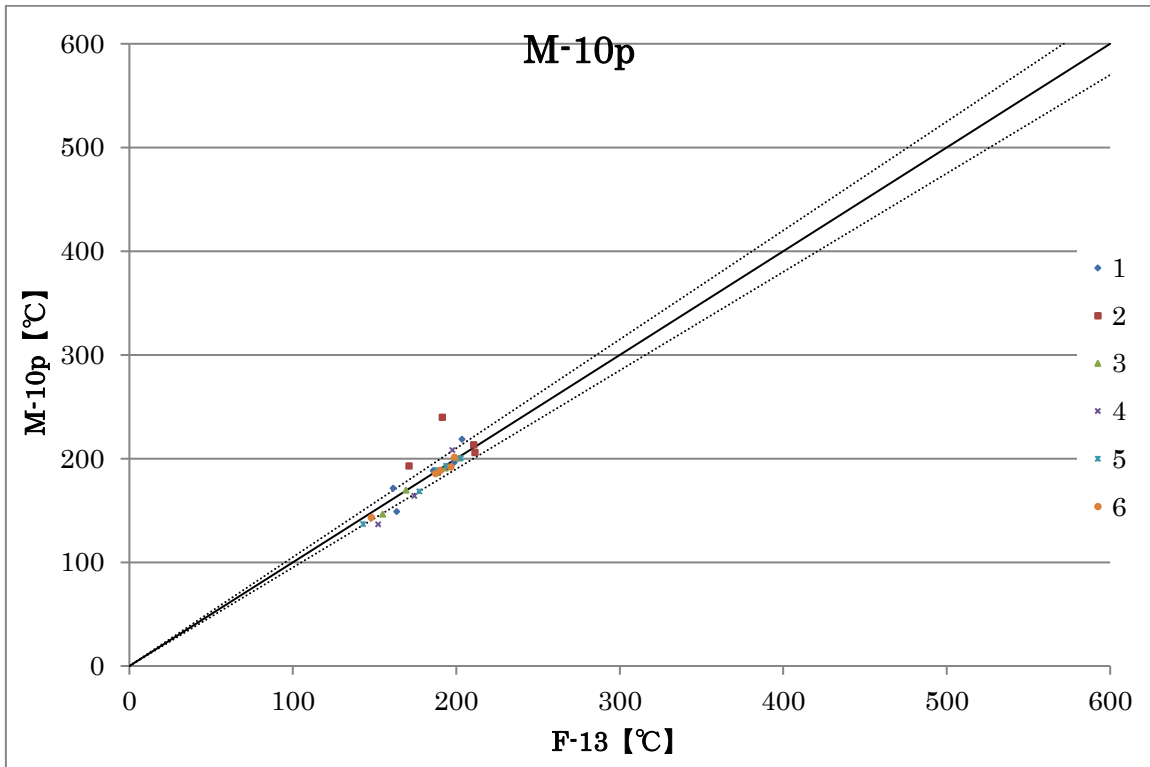


図 3-3-21 雛形 (F-13) と M-10p の断面位置ごとの比較

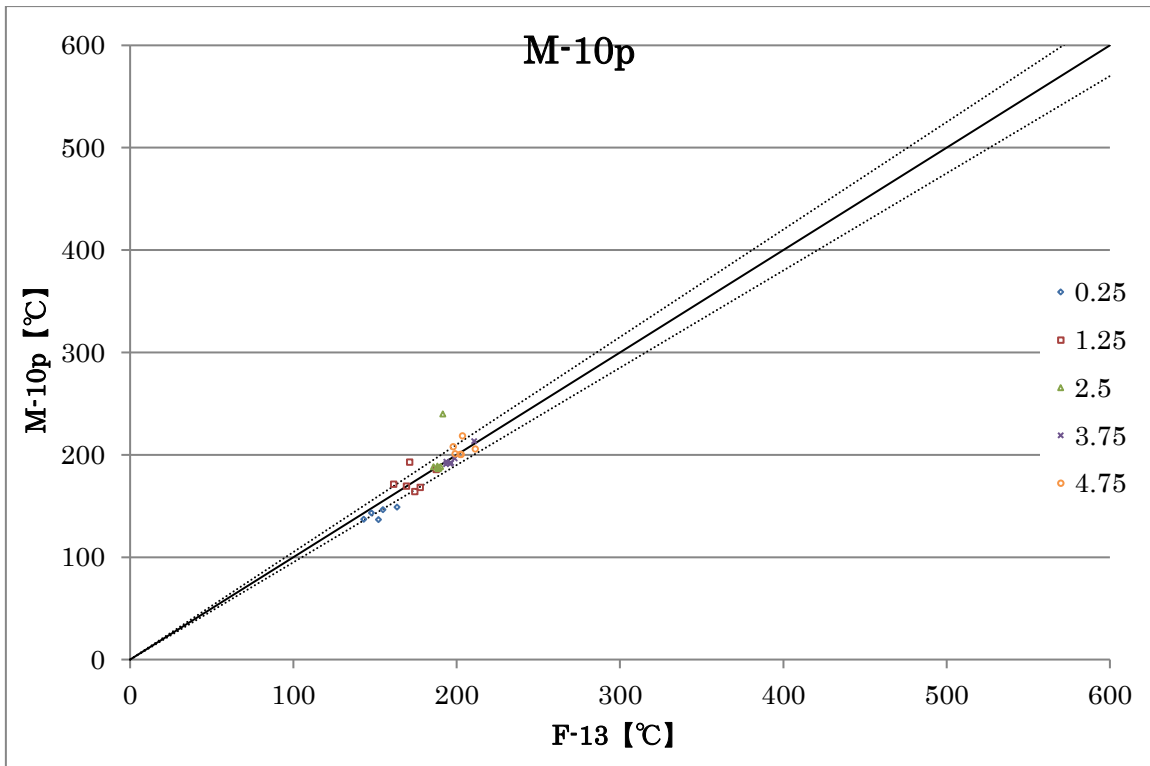


図 3-3-22 雛形 (F-13) と M-10p の高さ位置ごとの比較

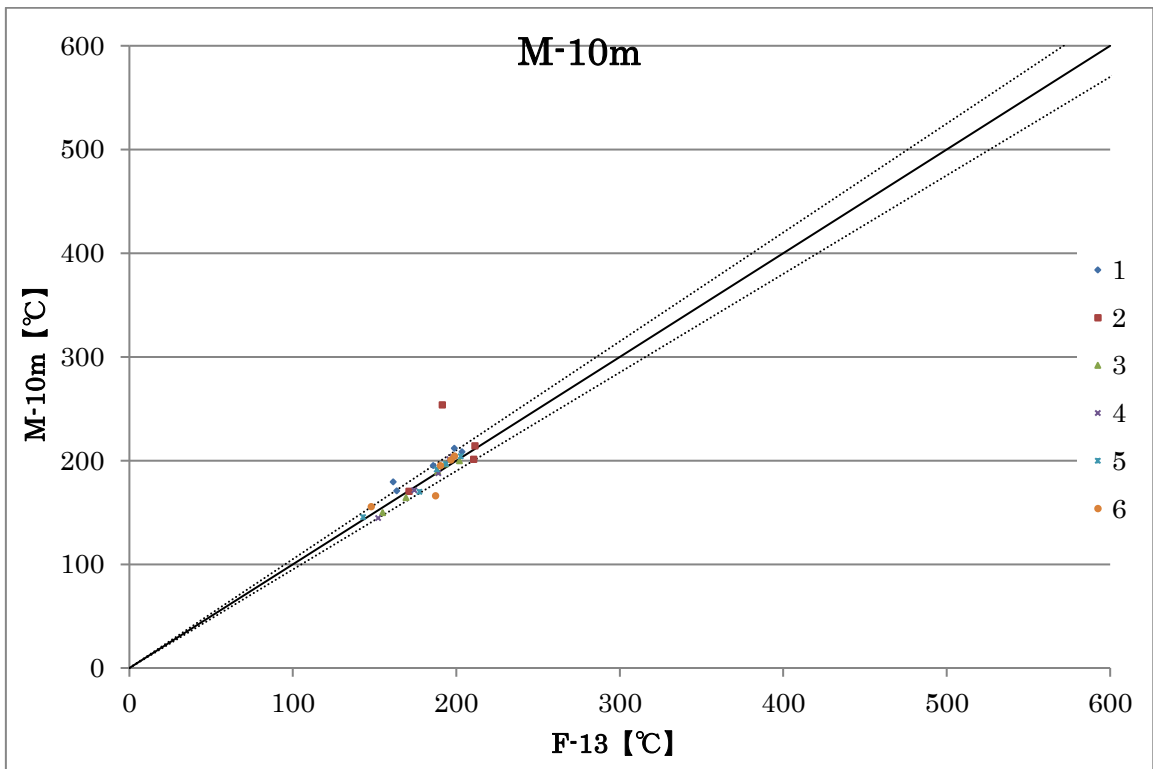


図 3-3-23 雛形 (F-13) と M-10m の断面位置ごとの比較

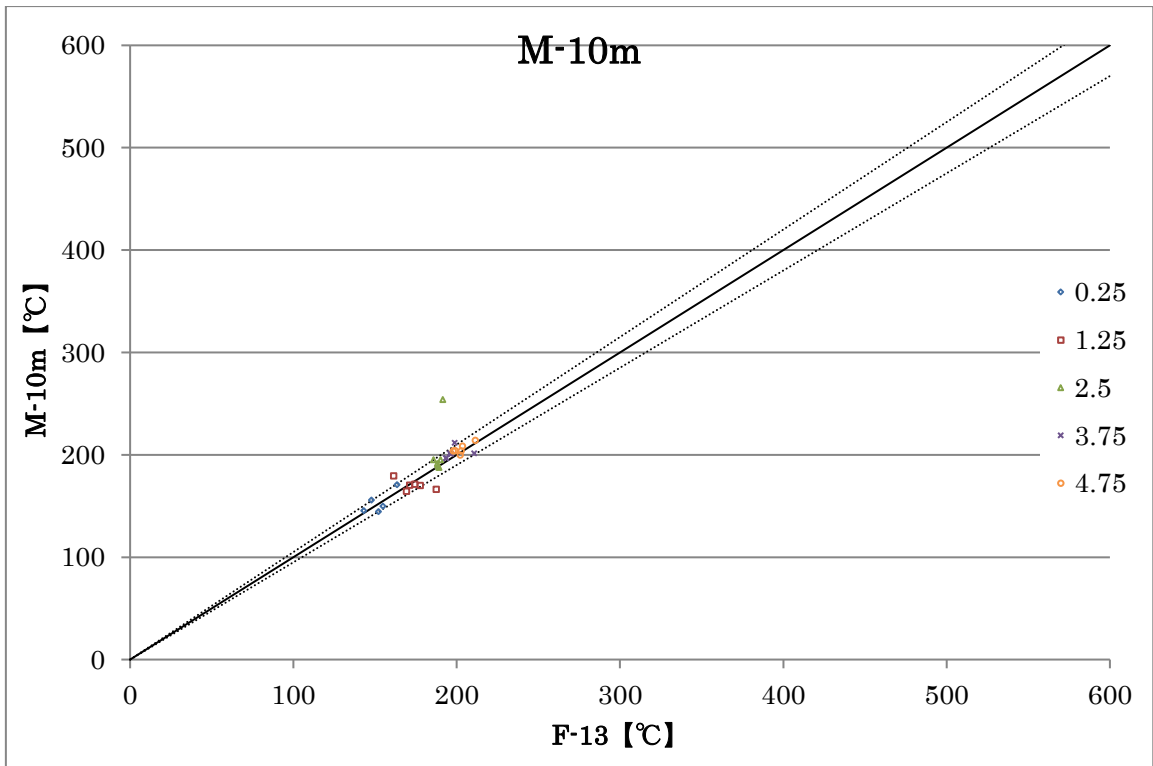


図 3-3-24 雛形 (F-13) と M-10m の高さ位置ごとの比較

図の破線内は雛形(F-13)の解析値に対する精度 $\pm 5\%$ の範囲を示している。図 3-3-17 から図 3-3-24 は雛形である F-13 の解析値とそれぞれの温度解析値を比較したものである。M-5p は F-13 より 5% 密度が大きく、M-5m は F-13 より 5% 小さくなっている。M-10p 及び M-10m についても同様である。全体的な傾向として火皿直上位置である断面 2 を除き、熱伝導率の差異による解析結果への影響はほとんど見ることができないことを確認した。3-2 節で述べたように、今解析による格子解像度では火炎近傍の区画内空気温度解析の精度について期待できないため、考察対象から除外してよいと考える。本解析条件による壁体の密度の雛形に対する入力範囲は $\pm 10\%$ であるが、区画内空気温度解析を対象とした場合、密度 $\pm 10\%$ の差異での影響はほぼ見られないことを確認した。つまり、本解析条件による壁体の密度の入力許容範囲は $\pm 10\%$ であると思われる。それ以上の許容範囲については、別ケース、条件等でも検討する必要があると思われ、その点については今後の課題である。

3-3-4 壁体の熱拡散率による境界条件の与え方に関する考察

前節まででは壁体の熱物性値の与え方について、熱伝導率・比熱・密度といった個々の入力パラメータに着目し、その差異による解析結果への影響分析を行った。その結果、個々の入力パラメータについては±10%程度の差異では、解析結果への影響がほぼ見られないことを確認している。しかし、モデルの高度化を行う場合には、複数のパラメータを同時に変動させることが考えられるため、その点については支配方程式①から熱拡散率 $k/\rho c$ を用いて検討を行った。以下にその方程式および各ケースの熱拡散率を示す。モデルの雛形として F-13 を選別し、表 3-16 に示した条件以外は表 3-2、表 3-3 を適用した。

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + q_c'' \quad \dots \textcircled{1}$$

ρ_s : 壁体の密度 [kg/m^3]
 c_s : 壁体の比熱 [$kJ/kg \cdot K$]
 T_s : 壁体の温度 [K]
 k_s : 壁体の熱伝導率 [$kW/(m \cdot k)$]
 t : 時刻 [sec]
 q_c'' : 熱伝導方程式の生成項 [kW]

表 3-16 熱拡散率一覧

ケース名	壁面	熱伝導率 [$kW/(m \cdot k)$]	密度 [kg/m^3]	比熱 [$kJ/kg \cdot K$]	$k/\rho c$
雛形 (F-13)	天井・壁	0.03	250	1.293	0.0000928
	床	1.75	2200	1	0.0007955
N-5p	天井・壁	0.0315	250	1.293	0.0000974
	床	1.84	2200	1	0.0008352
N-5m	天井・壁	0.0285	250	1.293	0.0000882
	床	1.66	2200	1	0.0007557
N-10p	天井・壁	0.0330	250	1.293	0.0001021
	床	1.93	2200	1	0.0008750
N-10m	天井・壁	0.0270	250	1.293	0.0000835
	床	1.58	2200	1	0.0007159
I-5p	天井・壁	0.03	250	1.35	0.0000889
	床	1.75	2200	1.05	0.0007576
I-5m	天井・壁	0.03	250	1.23	0.0000976
	床	1.75	2200	0.95	0.0008373
I-10p	天井・壁	0.03	250	1.42	0.0000845
	床	1.75	2200	1.1	0.0007231

表 3-16 熱拡散率一覧

パターン	壁面	熱伝導率 [kW/(m·k)]	密度 [kg/m ³]	比熱 [kJ/kg·K]	k/ρc
I-10m	天井・壁	0.03	250	1.16	0.0001034
	床	1.75	2200	0.9	0.0008838
M-5p	天井・壁	0.03	262.5	1.293	0.0000884
	床	1.75	2310	1	0.0007576
M-5m	天井・壁	0.03	237.5	1.293	0.0000977
	床	1.75	2090	1	0.0008373
M-10p	天井・壁	0.03	275	1.293	0.0000844
	床	1.75	2420	1	0.0007231
M-10m	天井・壁	0.03	225	1.293	0.0001031
	床	1.75	1980	1	0.0008838
NIM-5p	天井・壁	0.0315	262.5	1.35	0.0000889
	床	1.84	2310	1.05	0.0007576
NIM-5m	天井・壁	0.0285	237.5	1.23	0.0000976
	床	1.66	2090	0.95	0.0008373
NIM-10p	天井・壁	0.0330	275	1.42	0.0000845
	床	1.93	2420	1.1	0.0007231
NIM-10m	天井・壁	0.0270	225	1.16	0.0001034
	床	1.58	1980	0.9	0.0008838
IM-5p	天井・壁	0.03	262.5	1.35	0.0000847
	床	1.75	2310	1.05	0.0007215
IM-5m	天井・壁	0.03	237.5	1.23	0.0001027
	床	1.75	2090	0.95	0.0008814
IM-10p	天井・壁	0.03	275	1.42	0.0000768
	床	1.75	2420	1.1	0.0006574
IM-10m	天井・壁	0.03	225	1.16	0.0001149
	床	1.75	1980	0.9	0.0009820

表 3-17 各ケースの熱拡散率と雛形に対するその変化量

N	$k/\rho c$	雛形に対する変量
5% (壁)	0.0000974478	1.05
	(床) 0.0008352273	1.05
-5% (壁)	0.0000881671	0.95
	(床) 0.0007556818	0.95
10% (壁)	0.0001020882	1.10
	(床) 0.0008750000	1.10
-10% (壁)	0.0000835267	0.90
	(床) 0.0007159091	0.90
I	$k/\rho c$	雛形に対する変量
5% (壁)	0.0000888889	0.96
	(床) 0.0007575758	0.95
-5% (壁)	0.0000975610	1.05
	(床) 0.0008373206	1.05
10% (壁)	0.0000845070	0.83
	(床) 0.0007231405	0.91
-10% (壁)	0.0001034483	1.11
	(床) 0.0008838384	1.11
M	$k/\rho c$	雛形に対する変量
5% (壁)	0.0000883880	0.95
	(床) 0.0007575758	0.95
-5% (壁)	0.0000976920	1.05
	(床) 0.0008373206	1.05
10% (壁)	0.0000843704	0.91
	(床) 0.0007231405	0.91
-10% (壁)	0.0001031194	1.11
	(床) 0.0008838384	1.11

IM	$k/\rho c$	雛形に対する変量
5% (壁)	0.0000846561	0.91
	(床) 0.0007215007	0.91
-5% (壁)	0.0001026958	1.11
	(床) 0.0008813901	1.11
10% (壁)	0.0000768246	0.83
	(床) 0.0006574005	0.83
-10% (壁)	0.0001149425	1.24
	(床) 0.0009820426	1.23
NIM	$k/\rho c$	雛形に対する変量
5% (壁)	0.0000888889	0.96
	(床) 0.0007575758	0.95
-5% (壁)	0.0000975610	1.05
	(床) 0.0008373206	1.05
10% (壁)	0.0000845070	0.91
	(床) 0.0007231405	0.91
-10% (壁)	0.0001034483	1.11
	(床) 0.0008838384	1.11

表 3-16 の表中 5p、5m はそれぞれ雛形(F-13)に対して+5%、-5%を表しており、表 3-17 は各ケースの熱拡散率について雛形に対する変化量を示している。10p、10m も同様である。表 3-17 に示した熱伝導率のみを±10%変動させた N、比熱のみを±10%変動させた I、密度のみを±10%変動させた M を見ると、雛形(F-13)に対する熱拡散率の変量はおおよそ±10%であることが分かる。また熱伝導率・比熱・密度を同時にそれぞれ±10%変動させた NIM を見ると、その熱拡散率の雛形に対する変量はやはり±10%である。つまり、熱伝導率・比熱・密度の入力パラメータを同時にそれぞれ±10%程度変動させた場合であっても解析結果への影響はほぼ見られないということが推測できる。また、比熱と密度の 2 つの入力パラメータを変動させる場合は、互いに相反ではなく付加的な関係であるため、IM の各パターンについては別の検討が必要である。ただし、比熱・密度それぞれの入力パラメータを±5%変動させたとき、熱拡散率の雛形に対する変量は±10%程度であるため、解析結果への影響はないと判断する。IM-10p、IM-10m については以下にその解析結果を示す。

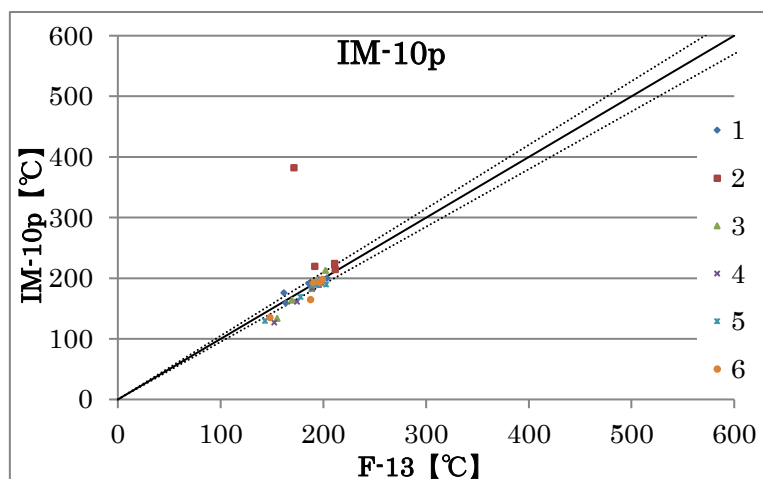


図 3-3-25 雛形 (F-13) と IM-10p の断面位置ごとの比較

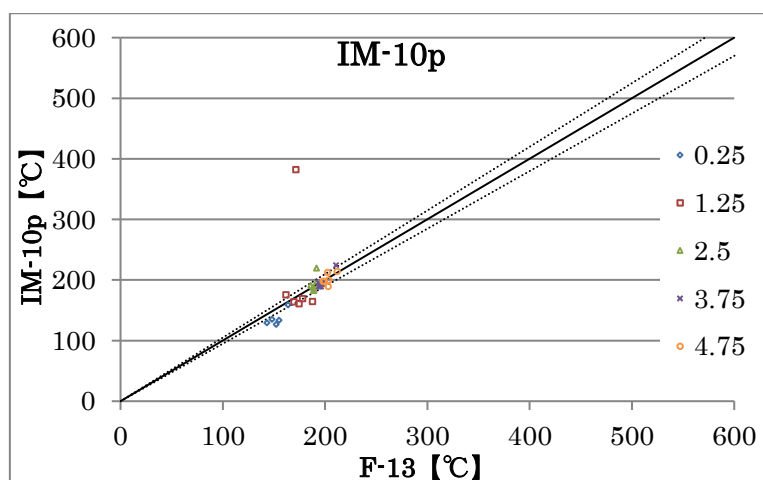


図 3-3-26 雛形 (F-13) と IM-10p の高さ位置ごとの比較

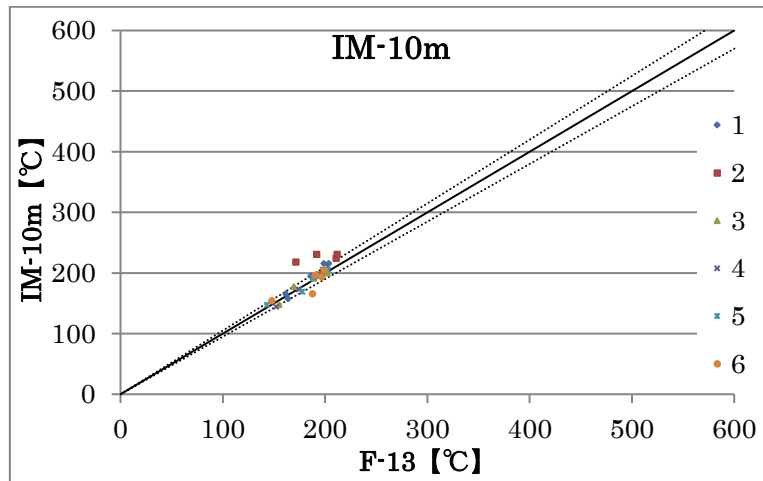


図 3-3-27 雛形(F-13)と IM-10m の断面位置ごとの比較

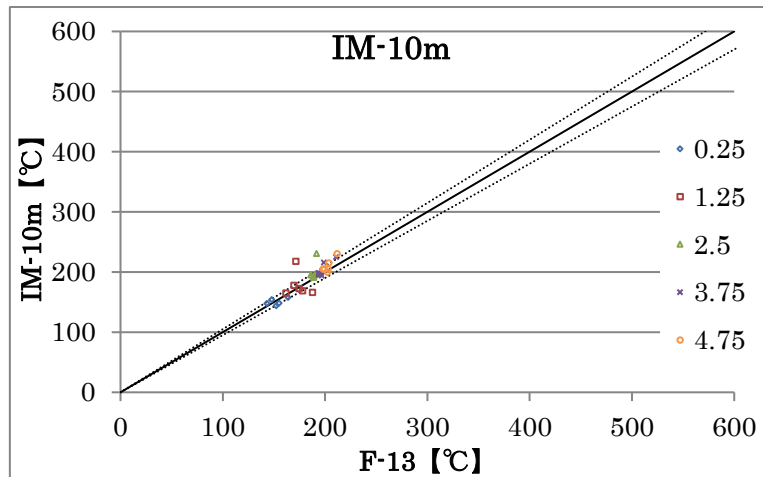


図 3-3-28 雛形(F-13)と IM-10m の高さ位置ごとの比較

図の破線内は雛形(F-13)の解析値に対する精度 $\pm 5\%$ の範囲を示している。図 3-3-25 から図 3-3-28 は雛形である F-13 の解析値とそれぞれの温度解析値を比較したものである。IM-10p は F-13 より 10%比熱・密度が大きく、IM-10m は F-13 より 10%小さくなっている。全体的な傾向として火皿直上位置である断面 2 を除き、熱伝導率の差異による解析結果への影響はほとんどないことを確認した。3-2 節で述べたように、今解析による格子解像度では火炎近傍の区画内空気温度解析の精度について期待できないため、考察対象から除外してよいと考え、熱伝導率・比熱・密度の入力パラメータの入力許容範囲はどの組み合わせによっても $\pm 10\%$ 程度であれば、解析結果への影響はないと言える。しかしケース IM のように、変動するパラメータが互いに付加的である場合は、その入力範囲により解析結果への影響は無視できないと思われ、その点については留意すべきである。

3-4 換気の与え方

FDS における換気の与え方は FLOW と FAN を使った 2 種類に分類することができる。前者は主に窓から流出入する気体の流れ、後者は換気扇のようなものである。再現できる気流速度の精度は FAN の方が高い。したがって高精度の解析結果を必要とする場合は、FAN の文字列を用いることを FDS のマニュアルでは推奨している。

3-4-1 機械換気における風速分布の差異による影響

計算領域へ換気をモデル化する場合、風速分布については一様・双曲線・べき乗則の 3 つのうち 1 つを適用することができる。よってこの節では、換気を FAN の文字列で与えた場合の風速分布の違いによる解析結果への影響について分析・検討を行う。

表 3-18 解析ケース一覧

ケース名	換気回数 [回/h]	給排気量 [m ³ /s]	HRR [kW]	格子間隔 dx [m]	着火 時間[s]	計算 時間[s]	$\frac{D^*}{\delta x}$	風速分布
H-1	5	0.292	225.1	0.12	0.000	600	4.40	一様
H-2	5	0.292	225.1	0.12	0.000	600	4.40	双曲線
H-3	5	0.292	225.1	0.12	0.000	600	4.40	べき乗則

表 3-19 解析結果一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
H-1	0.25	149	251	128	140	136	124
	1.25	146	218	163	163	156	151
	2.5	200	210	185	182	183	188
	3.75	206	202	188	186	185	194
	4.75	200	208	212	199	196	194
H-2	0.25	149	251	128	140	136	124
	1.25	146	218	163	163	156	151
	2.5	200	210	185	182	183	188
	3.75	206	202	188	186	185	194
	4.75	200	208	212	199	196	194
H-3	0.25	149	251	128	140	136	124
	1.25	146	218	163	163	156	151
	2.5	200	210	185	182	183	188
	3.75	206	202	188	186	185	194
	4.75	200	208	212	199	196	194

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

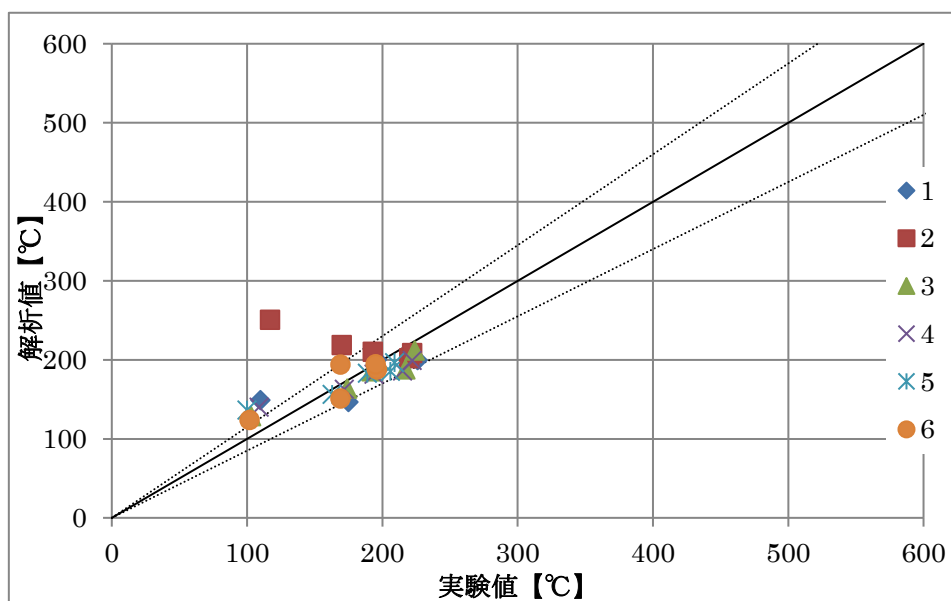


図 3-4-1 解析値 (H-1~3) と実験値の断面位置ごとの比較

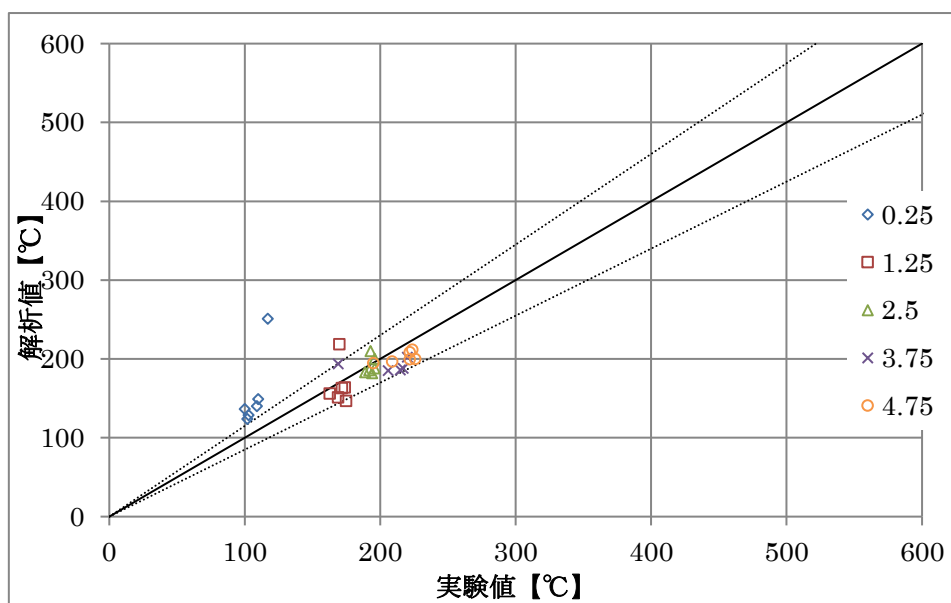


図 3-4-2 解析値 (H-1~3) と実験値の高さ位置ごとの比較

表 3-19 の解析結果一覧を見て分かるように、今回の出力パラメータである空気温度については風速分布の違いによる解析結果への影響は全くないことが分かる。また、区画内流動についても風速分布の違いによる変化は見られなかった。よって風速分布については区画内温度解析を対象とした場合、その条件の差異による影響はないといえる。しかし、ファン付近の気流速度などが解析対象に含まれる場合は、風速分布等の違いにより受ける影響は無視できないと思われるため、この点については今後の課題である。

3-4-2 機械換気における区画内流動安定の有無による影響

シミュレーションでは現実を忠実に再現するために、可能な限り現実に近くなるよう境界条件を与えることが重要であるが、換気のある場合、区画内の流れが安定するよう発熱速度(Heat Release Rate)を与える前に、ある程度の時間を確保した場合とそうでない場合ではどのような違いがあるのか、その解析結果への影響を検討する。

表 3-20 解析ケース一覧

ケース名	換気回数 [回/h]	給排気量 [m ³ /s]	HRR [kW]	格子間隔 dx [m]	着火 時間[s]	計算 時間[s]	$\frac{D^*}{\delta x}$	風速 分布
T-1	5	0.292	225.1	0.12	0.000	600	4.40	一様
T-2	5	0.292	225.1	0.12	300.0	900	4.40	一様

その他条件については表 3-2、表 3-3 を適用することにした。なお、今回は区画内流動が安定する時間を 300 秒と仮定して計算している。以下にその結果を示す。

表 3-21 解析結果一覧

ケース名	高さ (m)	1	2	3	4	5	6
T-1	0.25	149	251	128	140	136	124
	1.25	146	218	163	163	156	151
	2.5	200	210	185	182	183	188
	3.75	206	202	188	186	185	194
	4.75	200	208	212	199	196	194
T-2	0.25	148	302	137	144	131	126
	1.25	179	186	160	160	163	161
	2.5	184	213	186	183	183	187
	3.75	199	211	188	188	186	190
	4.75	217	213	196	194	193	192

※1~6 は図 3-2-4 における断面位置を示し、表内の値は区画内空気温度【℃】である。

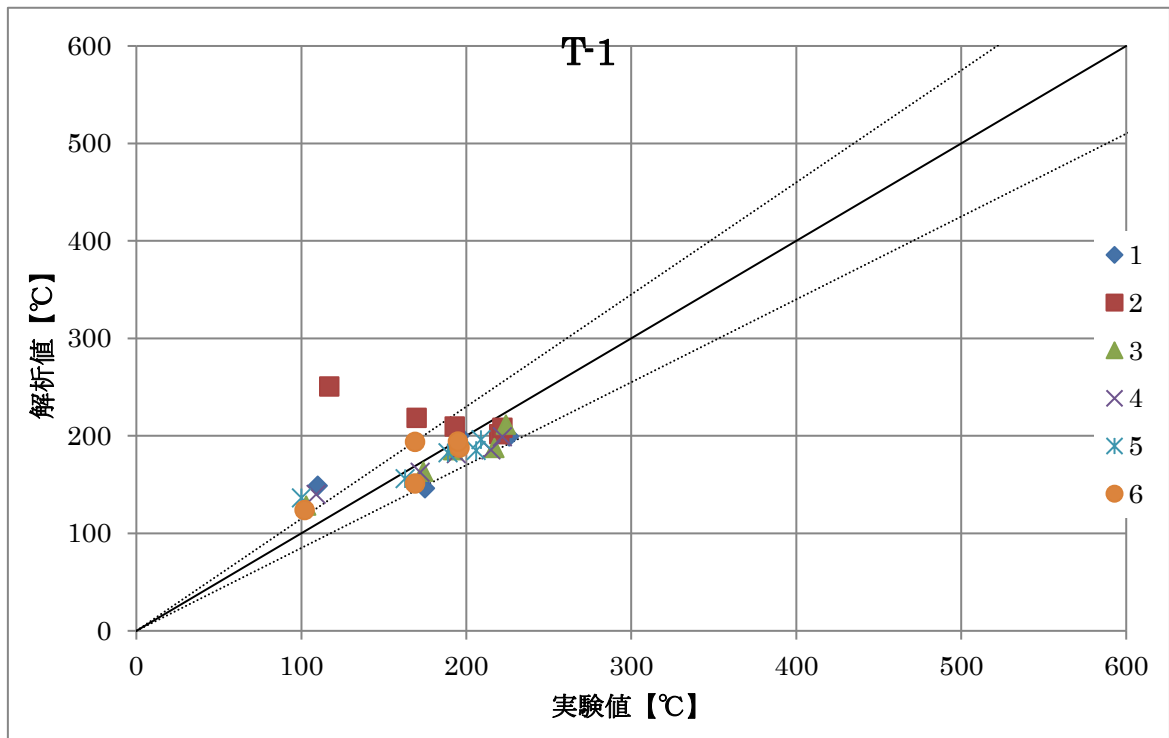


図 3-4-3 解析値(T-1)と実験値の断面位置ごとの比較

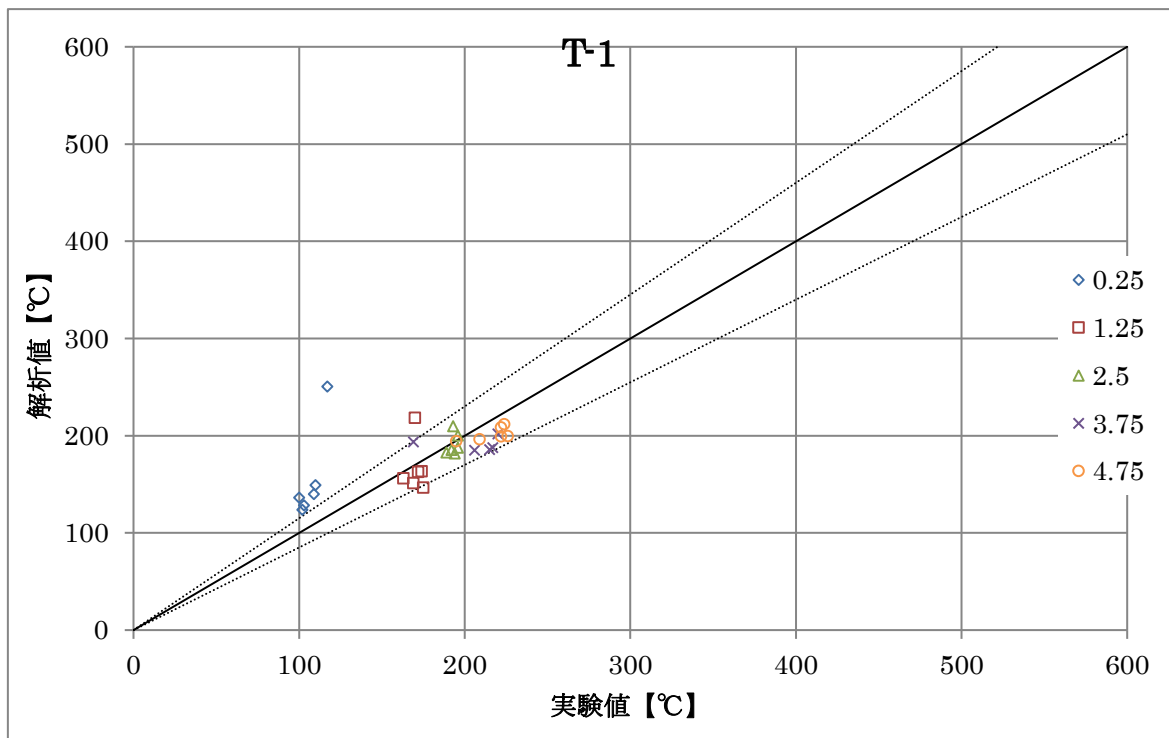


図 3-4-4 解析値(T-1)と実験値の高さ位置ごとの比較

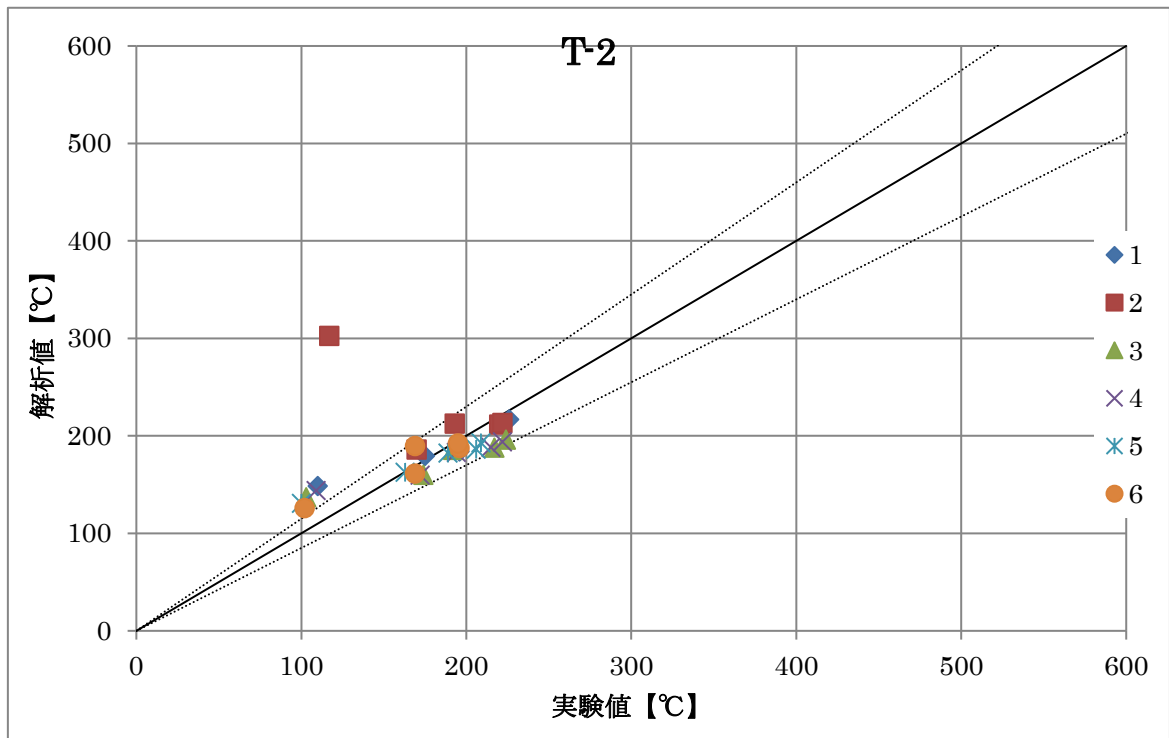


図 3-4-5 解析値(T-2)と実験値の断面位置ごとの比較

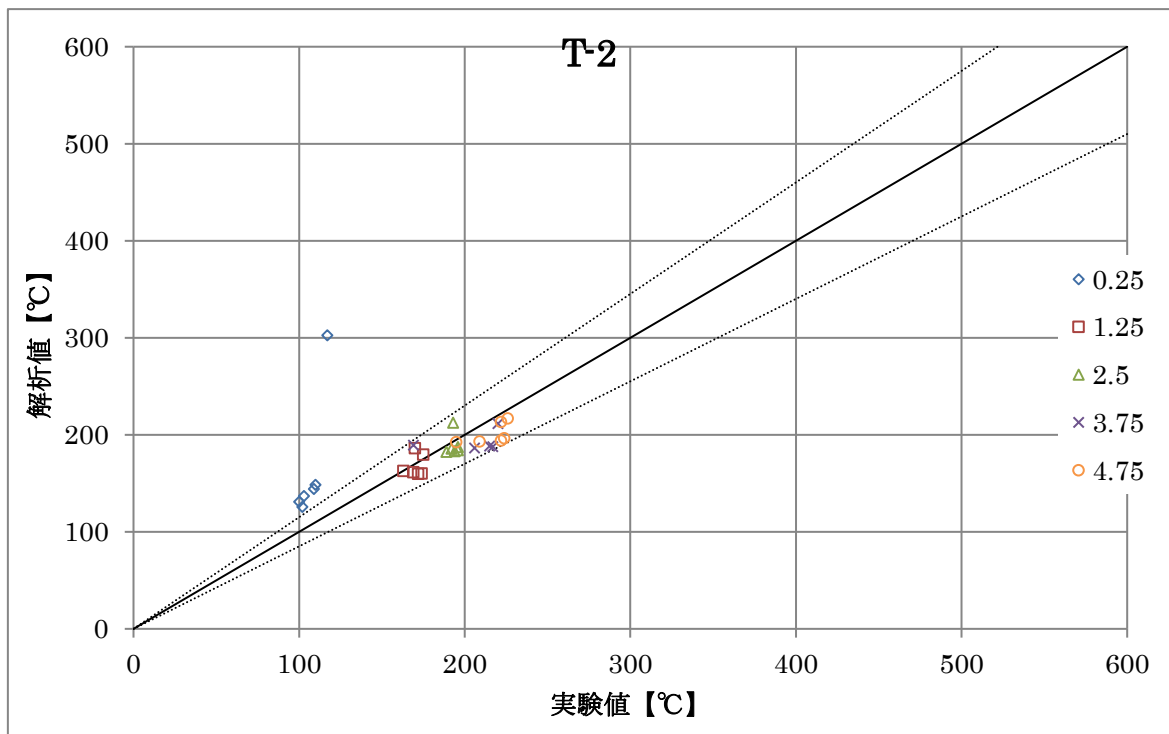


図 3-4-6 解析値(T-2)と実験値の高さ位置ごとの比較

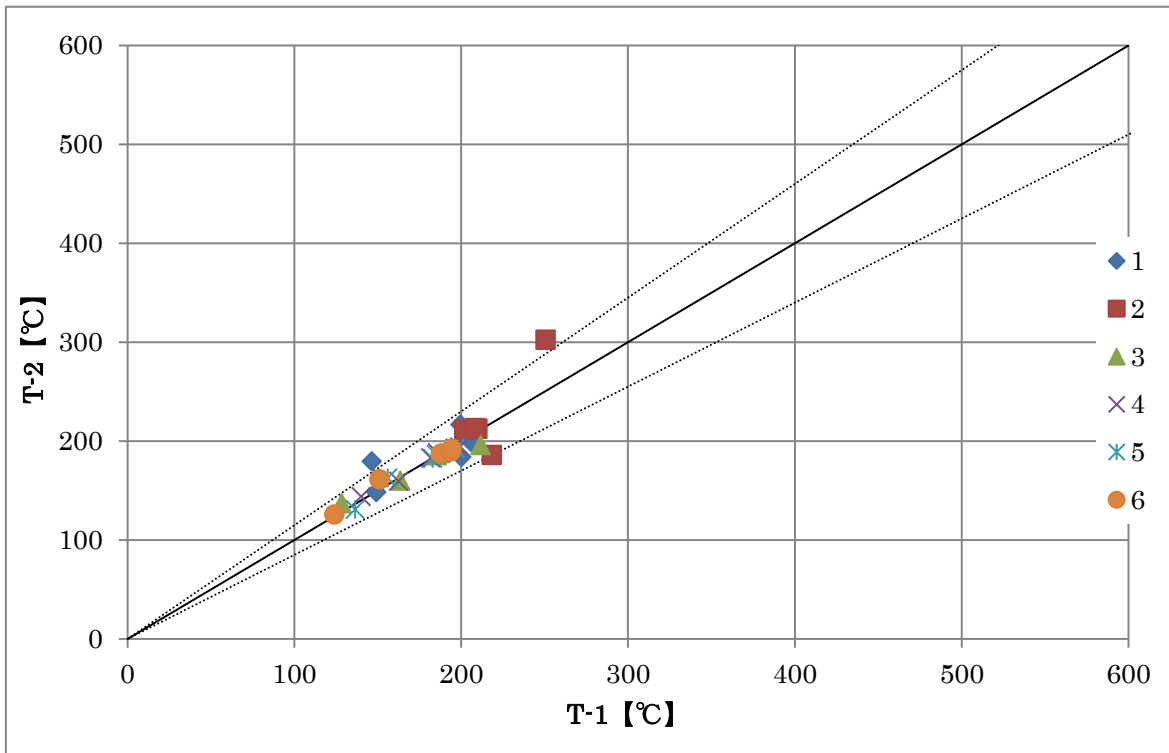


図 3-4-7 T-1 と T-2 の断面位置ごとの比較

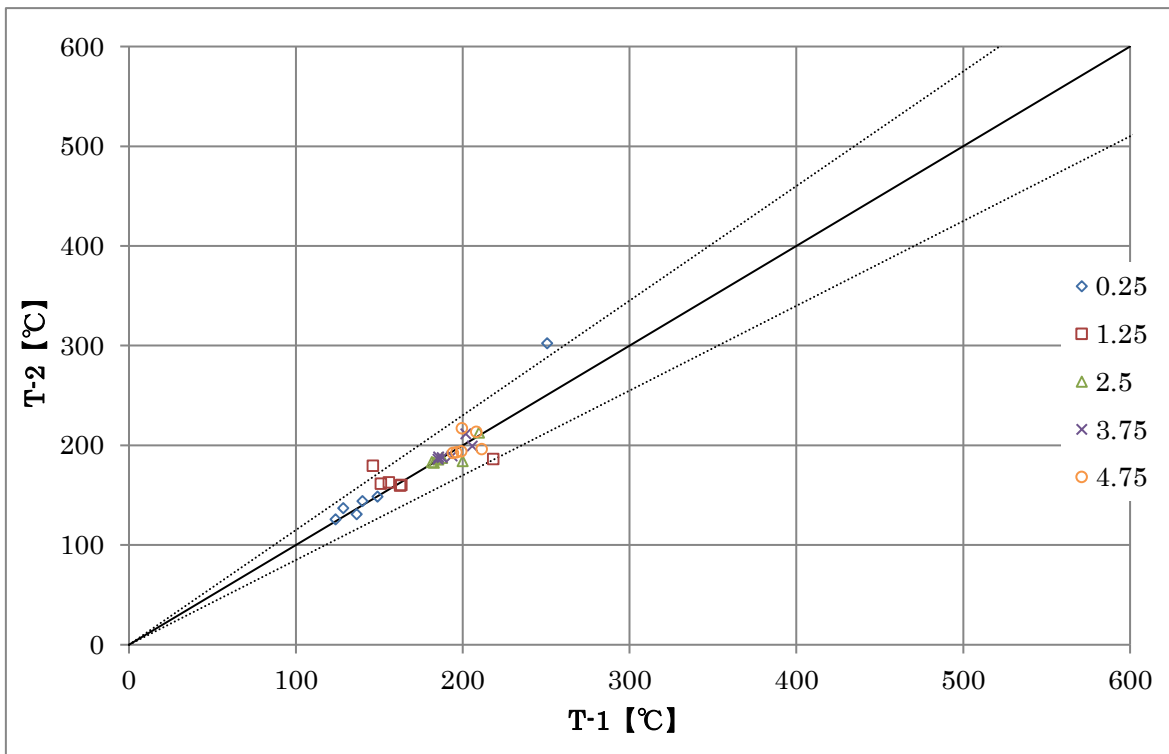


図 3-4-8 T-1 と T-2 の高さ位置ごとの比較

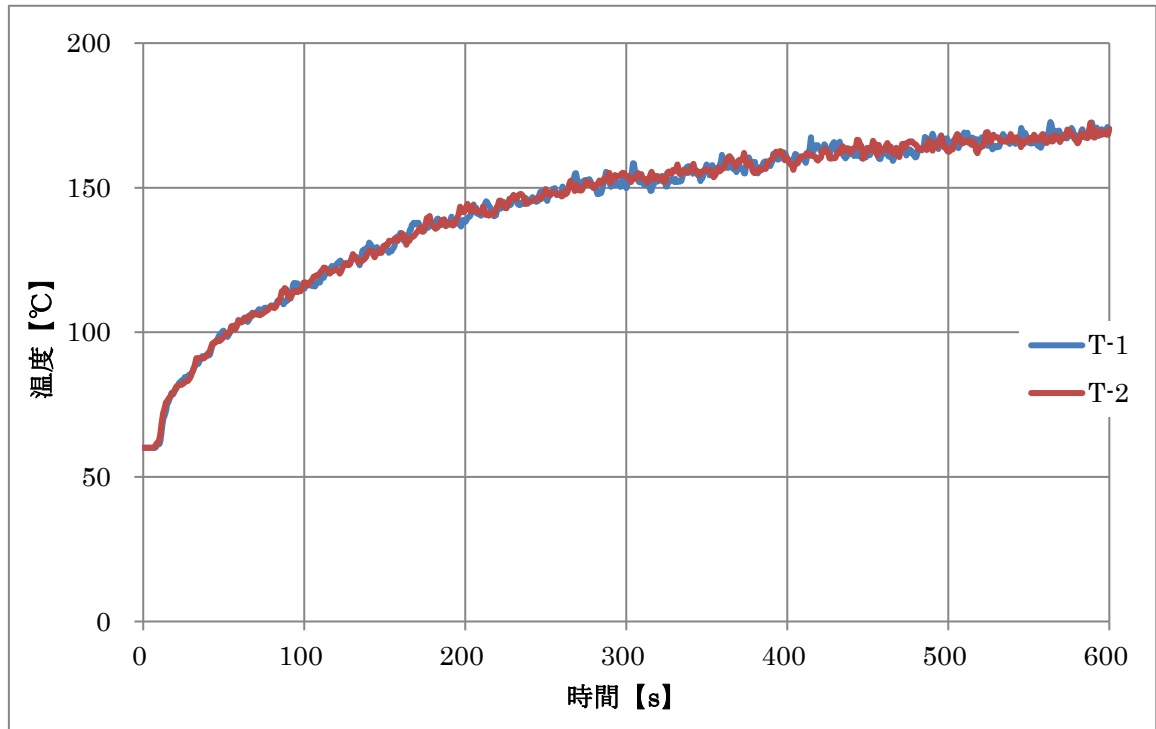


図 3-4-9 排気空気の温度比較

図 3-4-3 から図 3-4-6 を見ると、高さ位置 0.25m は実験値と大きく乖離することが確認できた。T-1 と T-2 では厳密にいうと、T-2 の方は高さ位置 0.25m を除いて実験値との乖離 $\pm 15\%$ となり、T-1 と比べて高精度であるように思われる。また図 3-4-7 と図 3-4-8 からも、換気による区画内気流状態を安定させるための時間確保の有無は、解析結果への依存が所々見られるが、誤差の範囲と思われる。図 3-4-9 に示した排気空気の温度について、T-1 と T-2 ではほとんど差異がない。さらに数値計算では、気流の流れと熱の流れを同時に解いていく必要があり、計算機的能力がまだ心許なかった頃、計算を楽にするための工夫として気流の安定を確保し、解析が行われていた。つまり区画内の気流が安定するまでの時間を確保することは必要ないと考える。

3-5 まとめ

第3章では以下のことを確認した。

・格子解像度の差異による影響

- ① 現実に近い気流状態・速度の可視化には、変数 $D^*/\delta x = 4$ 程度の格子解像度が必要であること。
- ② モデル自体の特徴として、床面近傍範囲における温度解析値は、実際の値より高めに計算される傾向があること。
- ③ 火炎近傍範囲における解析値の精度についても、格子解像度を高めることで改善が期待されること。
- ④ 火炎近傍を除き、変数 $D^*/\delta x = 4$ 程度の格子解像度を有するモデルであれば、実験値との乖離は概ね $\pm 15\%$ となり、比較的精度のよい温度解析を行うことができること。
- ⑤ 変数 $D^*/\delta x = 4$ 以上の格子解像度への依存は、火炎近傍範囲のみ依存すること。

・壁体物性値の差異による影響

- ① 壁面の熱伝導率、比熱、密度、それぞれの差異による解析結果への影響は入力パラメータ $\pm 10\%$ の入力範囲においてほとんど影響がないこと。

・換気の差異による影響

- ① 風速分布の差異は温度解析結果には影響を与えないこと。
- ② 区画内気流の安定のための時間確保は必要がないこと。

また今後の課題については以下のことが挙げられる。

- ① 火炎近傍範囲の解析に必要な格子解像度の検討
- ② 壁体物性値の差異による影響については、互いのパラメータが相反的ではなく、付加的な関係である場合、それらの差異による影響がより大きくなるものとする。よって支配方程式などから付加的であると判断できるものについては、今回とは別の方法による検討が必要であると思われる。

参考文献

- 1) NIST : Fire Dynamics Simulator (Version 5) User' s Guide
- 2) NIST : Fire Dynamics Simulator (Version 5) Technical Reference Guide
- 3) 電力中央研究所 : 火災モデル FDS による大規模区画内火災解析(その 1) - 区画内空気温度評価への適用性の検討 -, 2012, N11060
- 4) 電力共同研究 : 原子力プラントの油火災等の実証試験, 昭和 59 年

第4章 原子力プラントの油火災等の実証試験

以下の内容は「電力共同研究報告書：原子力プラントの油火災等の実証試験，昭和59年9月，油火災実証試験検討会」の中から実験目的・実験条件など、本論文に用いる部分を引用し、まとめたものである。

4-1 実験背景・目的

原子力発電所の火災では、火源として補機油火災と電気火災に大別でき、補機油火災については昭和56年当時、適切なデータがなかった。以上のようなことから本実験は、原子力発電所の潤滑油等を火源とした火災について、その規模・態様を把握・検討するとともに、耐火壁、隔壁及び間壁の組合せによる火災の影響の軽減効果を評価するための実証データを図ることを目的として行ったものである。

4-2 実験条件および測定項目

原子力発電所内の火災の影響を評価するため、本実証試験はプラントの調査結果より以下の点を把握する3つの試験に大別した。

- (1) 補機油火災の規模、態様（炎高さ・様子など）
- (2) 同一区域での距離による火災の影響効果 図4-2-1 参照
- (3) 隣接区域への開口、HVACダクト等を介しての火災の軽減効果 図4-2-2 参照

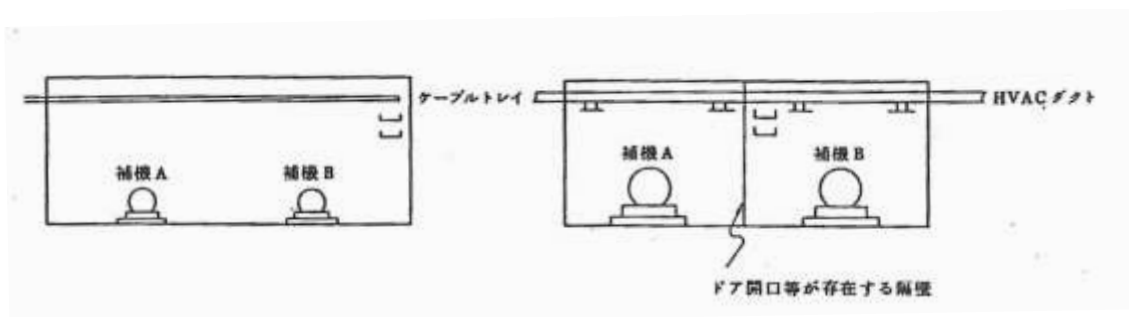


図 4-2-1

図 4-2-2

4-3 隣接区域への影響試験

ドア開口等を有する隔壁及び HVAC ダクトを介して隣接区域への火災の影響を確認するため、タービン油 90 をオイルパンにて燃焼させ、実際のプラントを模擬したケースの建屋サイズ、換気量、火源の条件、ダクト、開口等を変えて行われた。なお、建屋高さは全ケース 5m、測定項目は温度、煙濃度、気流速度、熱輻射量、燃焼速度、火災状況、火災検出作動時間、CO 濃度である。

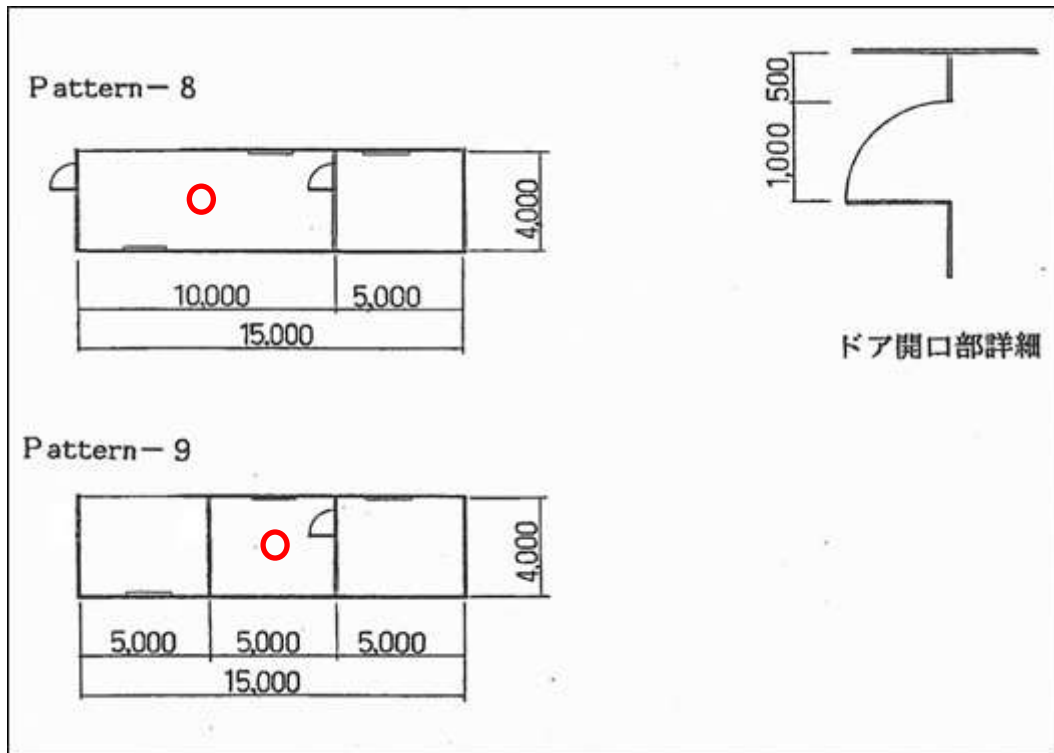


図 4-2-3 建屋平面プラン(赤い丸は火皿位置を示す)

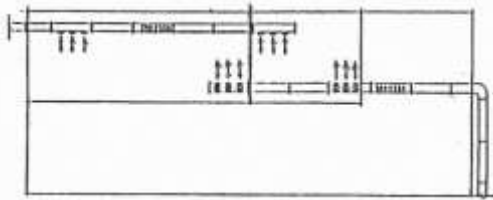


図 4-2-4 Pattern8 ダクト計画図

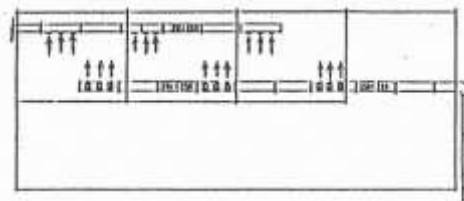


図 4-2-5 Pattern9 ダクト計画図

表 4-1 隣接区域への影響試験 試験ケース一覧表

試験ケース	区画番号	室形及び火源位置	開口の有無	換気回数	火皿大きさ	区画容積
Q-1	Pattern8	図 4-2-4 参照	無	2	1.0	200 m ³
Q-2	Pattern8	図 4-2-4 参照	2 m ²	2	1.0	300 m ³
P-1	Pattern9	図 4-2-5 参照	無	2	0.5 m ²	100 m ³
P-2	Pattern9	図 4-2-5 参照	1 m ²	2	0.5 m ²	200 m ³
P-3	Pattern9	図 4-2-5 参照	2 m ²	2	0.5 m ²	200 m ³

※第 5 章で解析を行う試験ケースのみ抜粋

4-4 実証試験結果

表 4-2 実証試験の着火 10 分後の区画内空気温度一覧

試験ケース	室 高さ (m)	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Q-1	0.25	131	133	134	129	130	106	96	102	—
	1.25	233	237	—	245	228	154	151	154	—
	2.5	316	306	320	315	319	179	177	179	—
	3.75	342	334	—	334	330	191	185	187	—
	4.75	346	372	—	356	334	195	195	191	—
Q-2	0.25	143	148	140	136	144	56	56	56	—
	1.25	296	295	—	311	310	72	71	71	—
	2.5	402	382	390	393	399	100	99	99	—
	3.75	433	426	—	428	422	113	115	116	—
	4.75	437	473	—	467	426	133	127	119	—
P-1	0.25	39	39	40	114	111	115	45	44	45
	1.25	45	45	46	260	—	246	52	52	52
	2.5	58	60	60	290	282	306	67	66	66
	3.75	84	81	84	311	—	314	83	83	81
	4.75	111	110	101	313	—	326	114	110	101
P-2	0.25	41	42	43	100	100	103	62	54	55
	1.25	50	51	52	220	—	220	89	88	86
	2.5	69	71	71	262	253	256	103	106	104
	3.75	94	90	98	274	—	269	111	115	113
	4.75	116	115	106	276	—	275	123	124	120
P-3	0.25	37	37	38	100	90	96	65	56	61
	1.25	46	47	48	174	—	163	114	113	111
	2.5	66	68	68	234	230	233	130	135	136
	3.75	91	89	97	248	—	242	144	139	142
	4.75	118	118	106	250	—	246	149	146	144

4-5 まとめ

原子力発電所内に設置される機器の潤滑油を火源とする火災について、その規模・態様を把握するとともに、耐火壁、隔壁、間隔等による火災の影響の軽減効果を評価するため油火災実証試験を実施し、今後の火災の影響評価に極めて重要な試験データの収集を図った。本試験による主な成果内容は下記の通りである。

1. 燃焼特性データの収集

- ・タービン油の火皿径と燃焼速度、熱輻射量、炎高さ等についての燃焼特性データを得ることができた。
- ・火皿形状(丸形、角形、ドレンリム)と燃焼特性の関係が明らかとなった。
- ・換気方式、火源位置と燃焼速度、室内温度、熱輻射量、気流方向、速度の関係を得た。

2. 火災規模の想定

- ・補機単体燃焼試験により、補機火災の規模・態様を把握することができ、これに基づき原子力発電所における補機の保有する潤滑油の火災規模の想定内容について提言を行った。

3. 火災の影響評価

- ・補機間分離性能試験により、同一区域内における距離による火災の影響軽減効果及び隣接区域への隔壁、開口、換気空調設備(HVAC)ダクトを介しての火災影響軽減効果に関わる実規模試験データの収集を行った。

収集データ

- ① 燃焼速度
- ② 熱輻射量
- ③ 室内温度
- ④ 煙濃度
- ⑤ CO濃度
- ⑥ 気流速度
- ⑦ 火災状況

以上の試験結果により原子力発電所における補機の潤滑油火災規模と周囲への影響程度を把握できた。

また、今後の課題として当時には以下のことが挙げられている。

- ① 火災の影響評価に基づく系統分離、火災区域の設定および配置要領の作成
火災の影響を受ける隣接補機に対して、補機の受ける環境条件(周囲温度、熱輻射量)は、本試験により収集したデータにより明確とすることができたが、今後それら環境条件における補機の機能維持及び延焼の有無の評価手法を確立することが必要である。
- ② 隣接区域への火災影響軽減と室内温度上昇量を考慮した火災発生時の換気空調設備(HVAC)運転要領の作成
- ③ 研究で得られた煙濃度、CO濃度等の貴重なデータに基づく原子カプラント内での火災発生時の消火活動要領の作成

参考文献

- 1) 電力共同研究：原子カプラントの油火災等の実証試験，昭和59年

第5章 FDSを用いた隣接区域への影響試験解析

5-1 計算条件および計算結果

前章で引用した「電力共同研究：原子力プラントの油火災等の実証試験，昭和59年」で行われた隣接区域への影響試験の中から建屋サイズ(10m×4m×5m)×(5m×4m×5m)の2つの建屋から成る試験区画と(5m×4m×5m)×3の3つの建屋から成る試験区画を選別した。両試験区画では第一種機械換気が可能である。計算領域は、3次元直交座標系空間を対象とし、各方向に $-0.6\text{m} \leq x \leq 15.6\text{m}$ 、 $0\text{m} \leq y \leq 4\text{m}$ 、 $0\text{m} \leq z$ (鉛直方向) $\leq 5\text{m}$ の範囲とした。空間座標の原点は給気側壁面である。区画内の開口は壁面に設けたダクトを介する給排気口のみであり、区画外は床面を除いて大気開放条件、壁面境界はハーフスリップ条件、伝熱に関しては壁面垂直方向に一次元熱伝導方程式を解いて、失熱を考慮している。ただし、壁への吸熱は外壁面の温度を一定とした吸熱を使用している。またFDSはHRRの入力を前提としているため、可燃物の種類は煙等のガス発生量に依存し、可燃物の違いによる熱的な影響はないものとして、火源にバーナーを設定した。図5-1-1～5に幾何形状および熱電対位置(温度解析点)、表5-1に解析ケース一覧、表5-2に解析条件を示す。

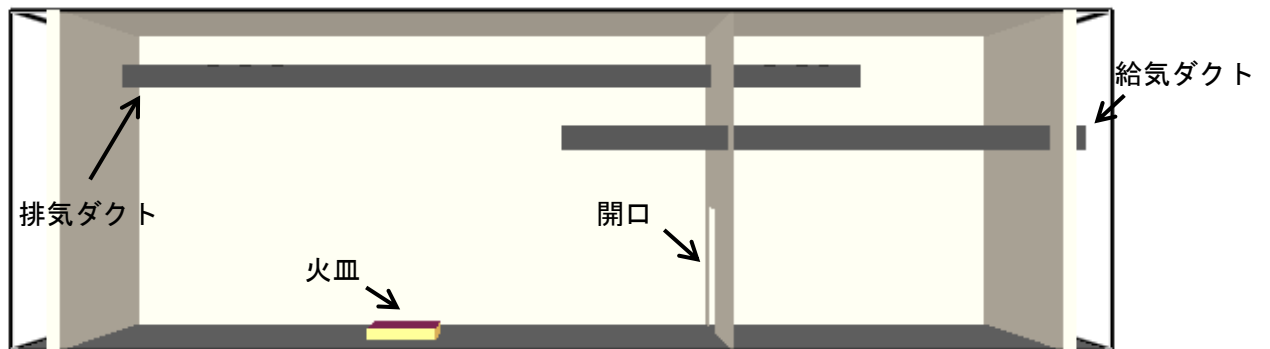


図 5-1-1 Qの計算領域幾何形状図

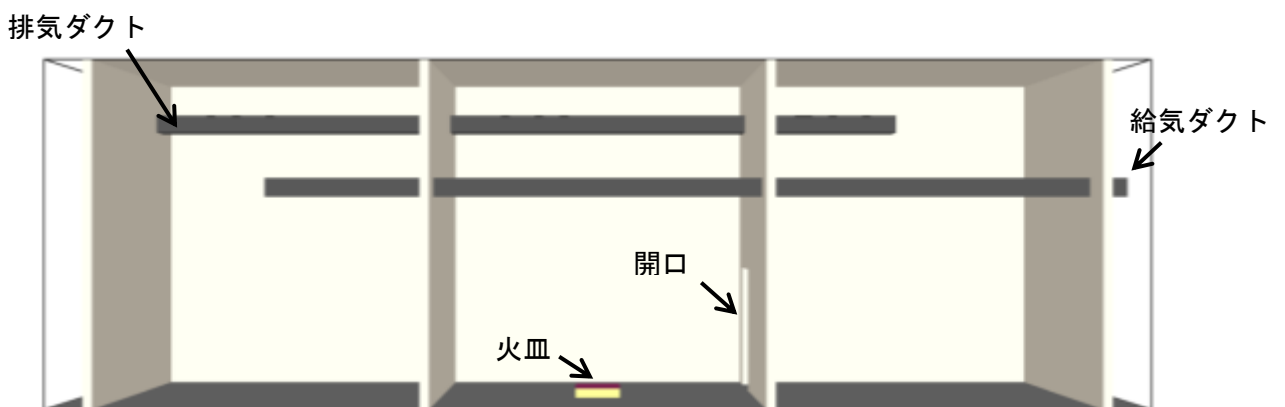


図 5-1-2 Pの計算領域幾何形状図

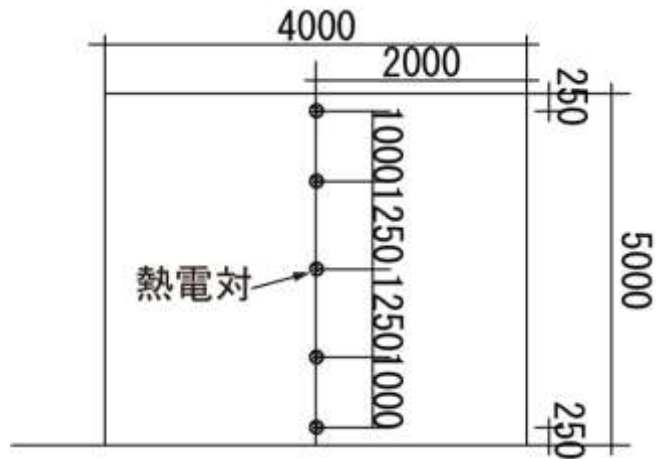


図 5-1-3 熱電対位置高さ方向簡略図

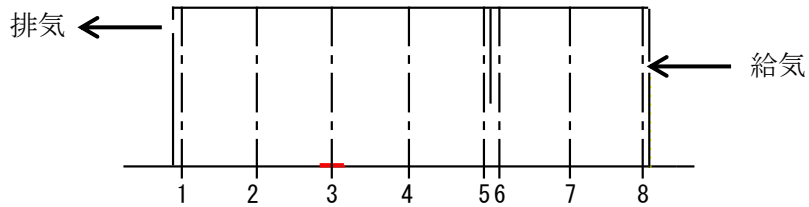


図 5-1-4 Qの熱電対位置簡略図

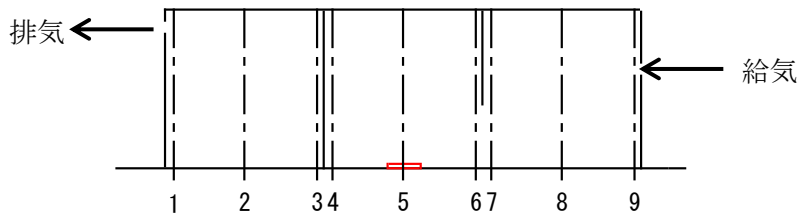


図 5-1-5 Pの熱電対位置簡略図

表 5-1 解析ケース一覧

ケース名	換気回数 [回/h]	給排気量 [m^3/s]	HRR [kW]	格子間隔 $dx[m]$	着火時間 [s]	計算時間 [s]	$\frac{D^*}{\delta x}$	開口面積 [m^2]
Q-1	2	0.167	607.2	0.21	0.000	600	4.13	0
Q-2	2	0.167	682.4	0.20	0.000	600	4.12	2
P-1	2	0.111	273.1	0.14	0.000	600	4.08	0
P-2	2	0.111	248.0	0.14	0.000	600	3.92	1
P-3	2	0.111	256.6	0.14	0.000	600	3.98	2

表 5-2 計算条件

項目	設定
初期値	<ul style="list-style-type: none"> ・ 室内外温度 実験データの室内気温度 ・ 気圧 101300 Pa ・ 速度 0 m/s
熱物性・厚さ (天井・壁)	<ul style="list-style-type: none"> ・ スーパーテンプボードのカタログ値と CFAST の thermal properties (Calcium Silicate Board(1/2in)) を基に設定 熱伝導率 0.03 W/(m K) 密度 250 kg/m³ 比熱 1.293 kJ/(kg K) 放射率 0.9 厚さ 0.025 m
熱物性・厚さ (床)	<ul style="list-style-type: none"> ・ CFAST の thermal properties (Concrete, Normal Weight(6 in)) を基に設定 熱伝導率 1.75 W/(m K) 密度 2200 kg/m³ 比熱 1 kJ/(kg K) 放射率 0.9 厚さ 0.15 m
形状 (区画・ダクト)	<ul style="list-style-type: none"> ・ 直方体の組み合わせで表現 ・ 給排気用の3つの開口は大きな1つの開口として表現
形状 (火皿)	<ul style="list-style-type: none"> ・ 直方体で表現
HRR	<ul style="list-style-type: none"> ・ タービン油の質量減少速度の測定値と単位質量あたりの発熱量 10280 kcal/kg より推定 ・ 燃焼によるススの生成 あり (デフォルト)
時間ステップ幅	<ul style="list-style-type: none"> ・ クーラン数が1以下 (0.8~1.0) となるように設定 (デフォルト)

5-2 実証試験結果と計算結果の比較

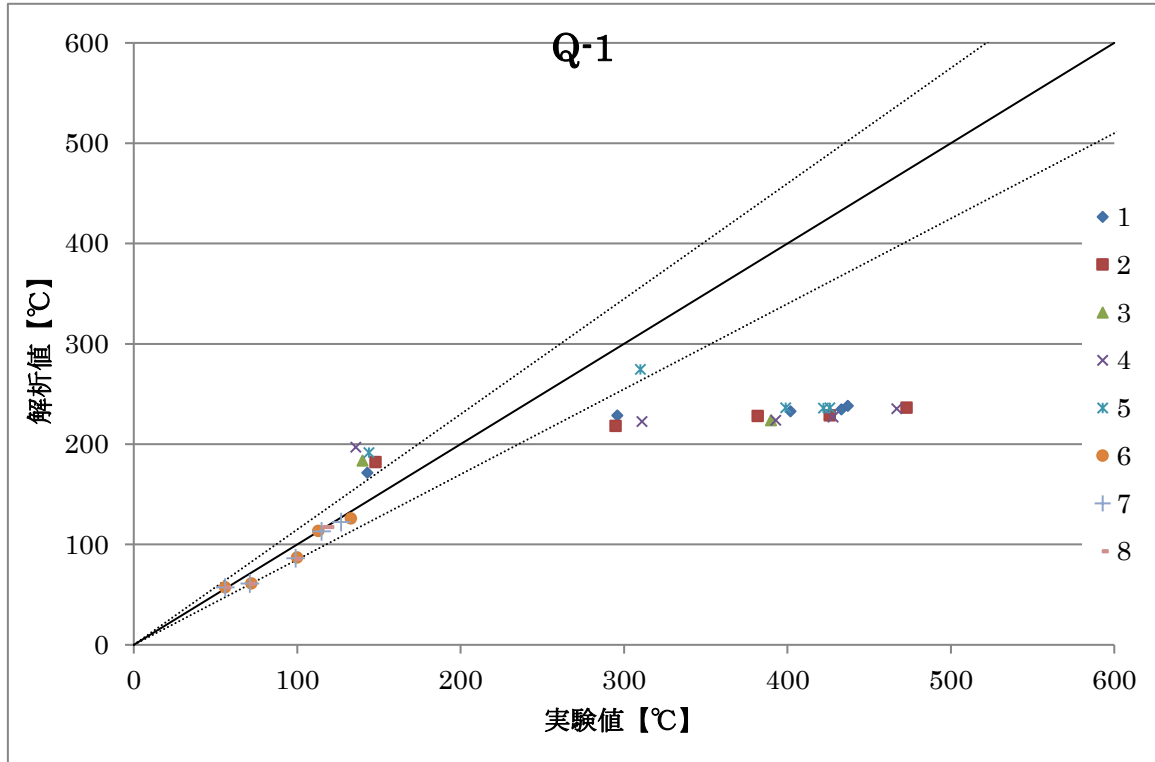


図 5-2-1 解析値 (Q-1) と実験値の断面位置ごとの比較

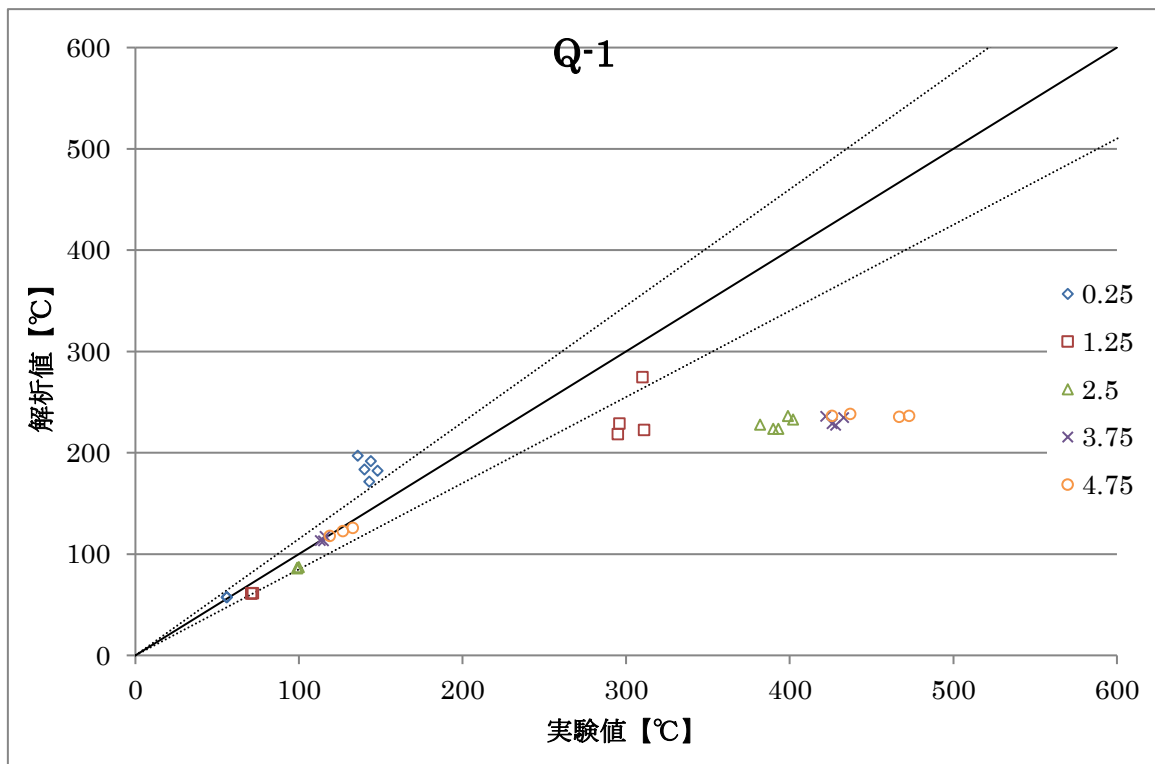


図 5-2-2 解析値 (Q-1) と実験値の高さ位置ごとの比較

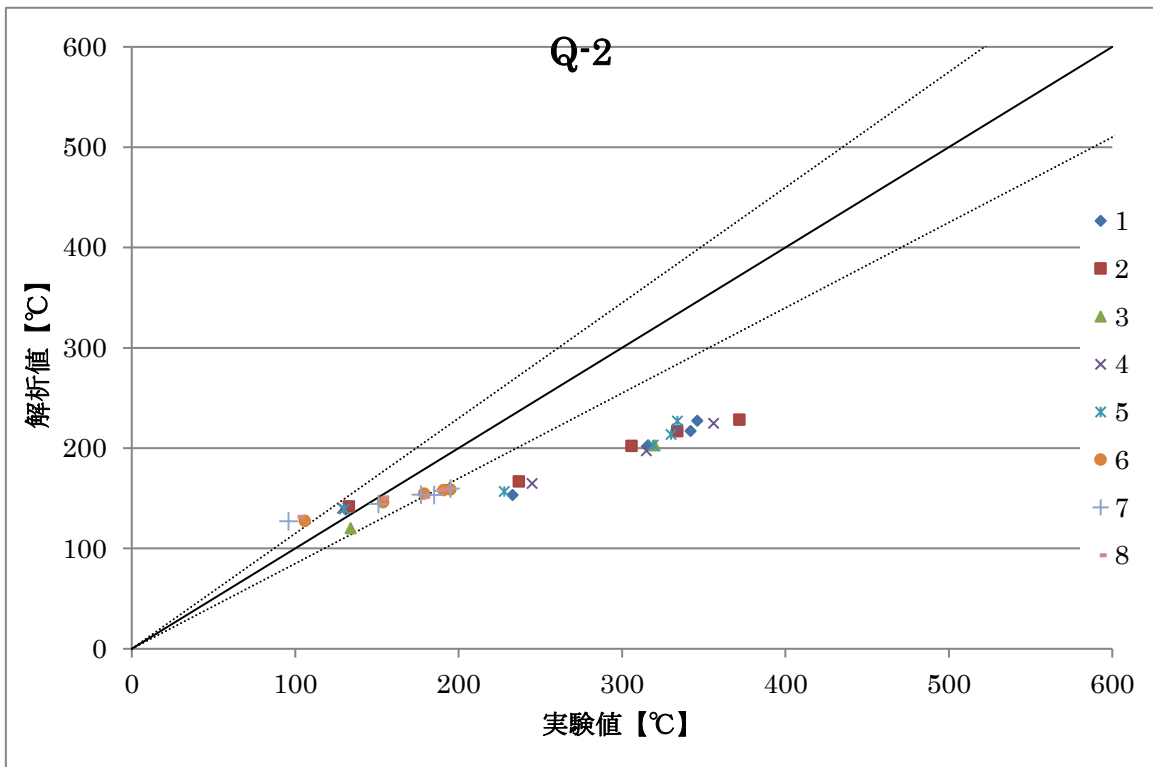


図 5-2-3 解析値(Q-2)と実験値の断面位置ごとの比較

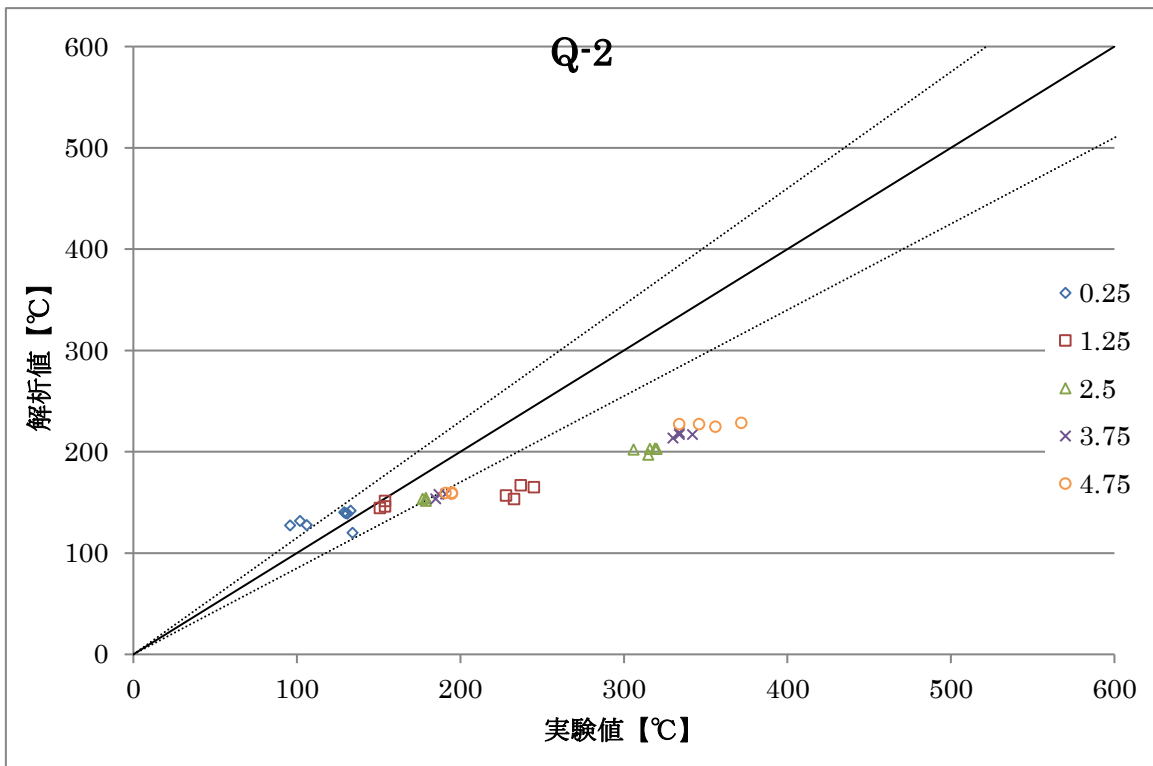


図 5-2-4 解析値(Q-2)と実験値の高さ位置ごとの比較

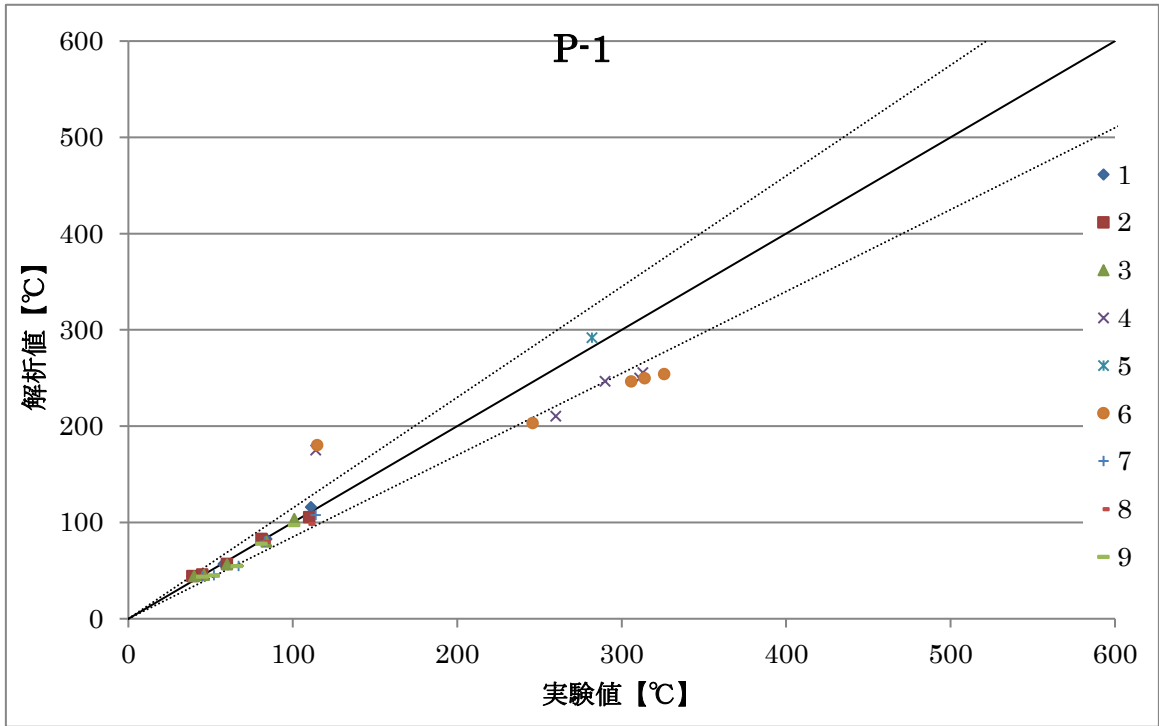


図 5-2-5 解析値 (P-1) と実験値の断面位置ごとの比較

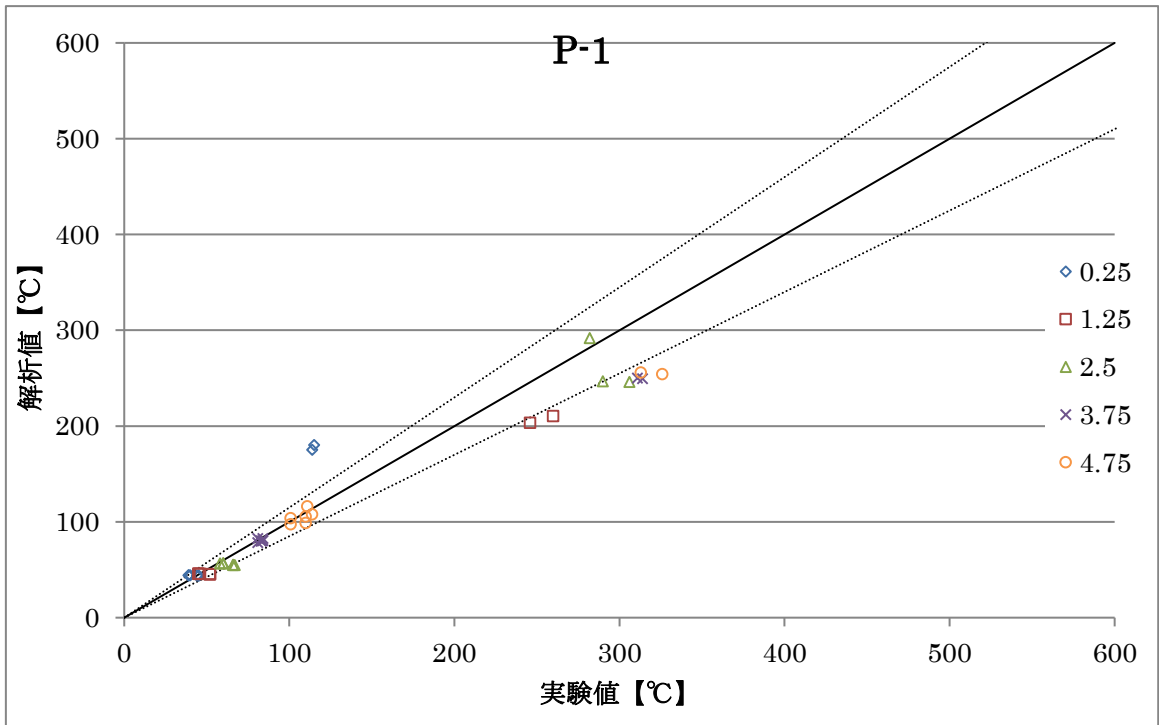


図 5-2-6 解析値 (P-1) と実験値の高さ位置ごとの比較

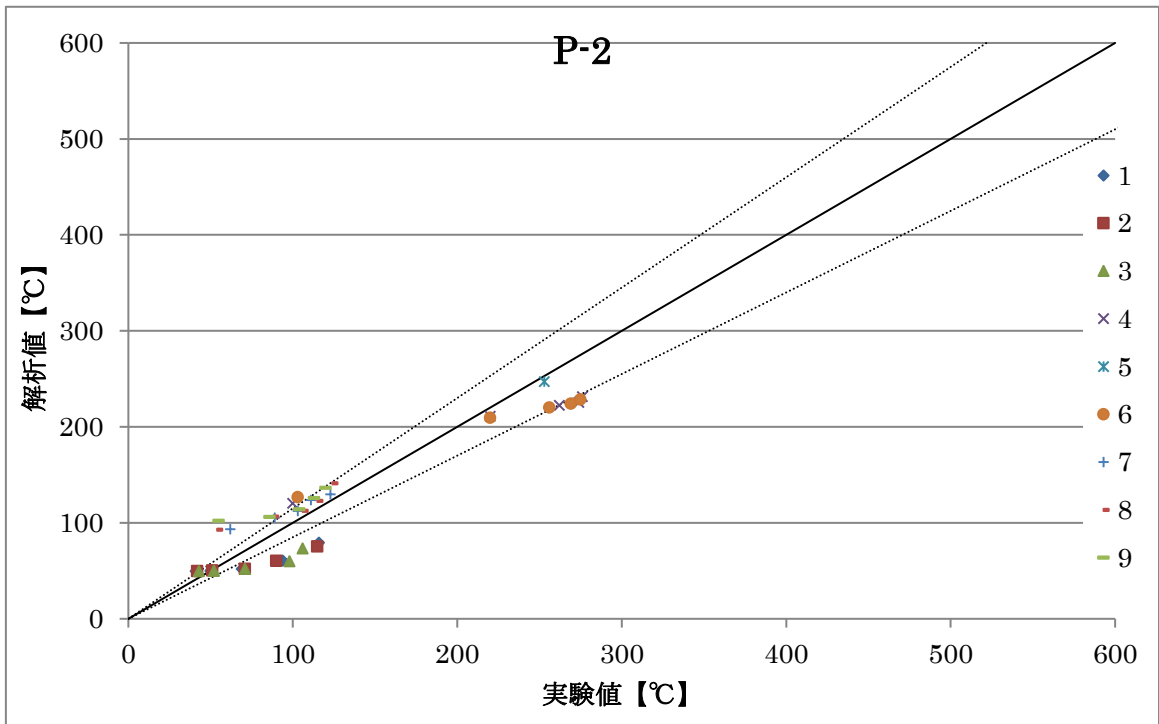


図 5-2-7 解析値 (P-2) と実験値の断面位置ごとの比較

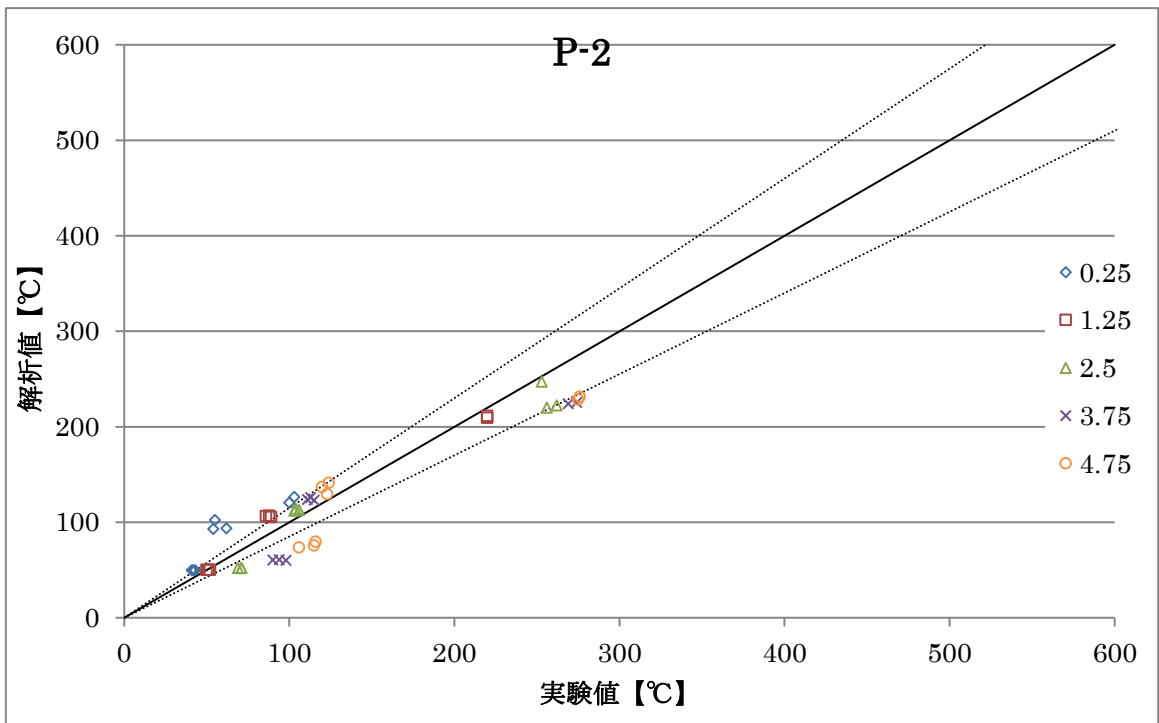


図 5-2-8 解析値 (P-2) と実験値の高さ位置ごとの比較

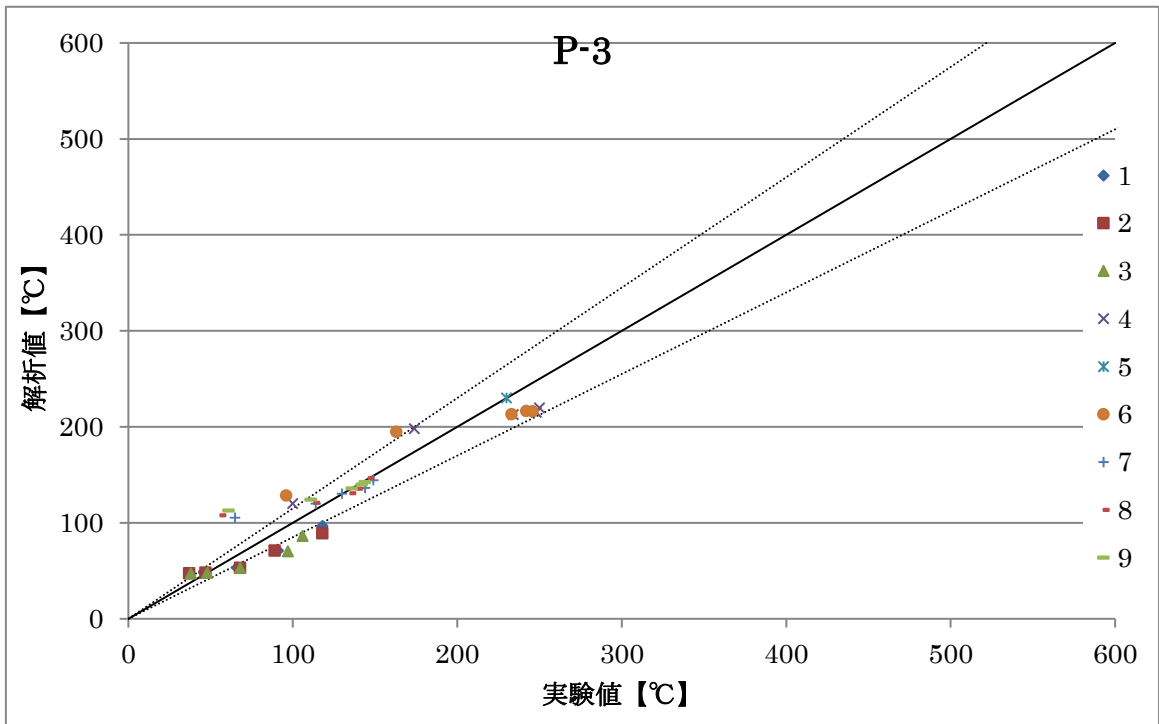


図 5-2-9 解析値 (P-3) と実験値の断面位置ごとの比較

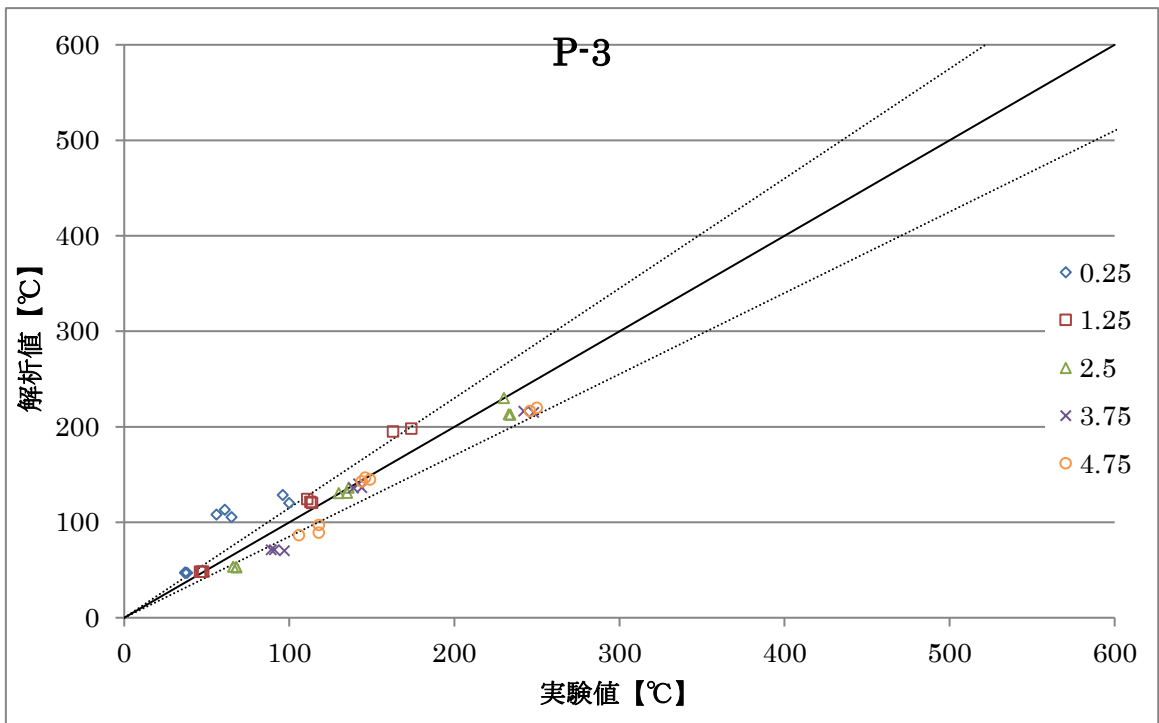


図 5-2-10 解析値 (P-3) と実験値の高さ位置ごとの比較

5-3 まとめ

図 5-2-1 から図 5-2-10 は着火から 600 秒時の実験値と解析値を比較したものである。図 5-2-1 から図 5-2-4 に示した Q-1 及び Q-2 の解析結果は、火災室である断面 1 から断面 5 において実験値との乖離が著しいことが分かる。これは両ケースとも解析開始 550s ごろに区画内の酸素濃度が 15%を下回り、消炎モデルが働き、発熱速度が低下したからであると考ええる。実際には、試験区画から外気へいくらかの空気の漏れがあること、実験は着火 20 分後まで燃焼していたことからモデルの改良により精度は改善できると思われる。その点については今後の課題であるが、今回の解析で消炎モデルの適用にはより一層の注意が必要であることを確認した。つまり、実験等を FDS で再現するような場合は、物理メカニズムとかけ離れている消炎モデルを適用すべきでないと思われる。

また、図 5-2-5 から図 5-2-10 に示した P-1、P-2、P-3 は Q-1、Q-2 と比べ、比較的現実に近い解析結果を得られたように思える。P-1 は 3 室が独立しており、火災室以外はおよそ ±15%の解析精度となっている。P の区画試験に対する改良は空気の漏れを新たに考慮することが考えられる。この点についても今後の課題ということにする。

参考文献

- 1) 電力共同研究：原子力プラントの油火災等の実証試験，昭和 59 年

第6章 結論

6-1 まとめ

本研究は、原子力施設の火災防護対策について、その有効性を評価するツールとして期待される、火災ハザード解析モデルの中から FDS を選び、基礎的な知識、特徴や適用範囲・能力を把握することを目的とした。

第2章では、主に FDS のユーザーマニュアルやテクニカルリファレンスガイドに記述されている内容を入力データ、出力データ、支配方程式、解析手法、使用上の注意等の項目でまとめている。ほかの CFD モデルと比べて特記すべきことは、モデル内に燃焼と放射が組み込まれていることである。また、燃焼モデル内の消炎メカニズムについては、本研究における解析でも扱いが難しいことを確認しており、適用には十分な注意が必要である。

第3章ではメッシュ、壁体の物性値、換気などの諸条件に着目し、その差異による影響分析・考察を行った。メッシュについては、ある一定の条件下における解析の分析を行い、限定的ではあるが1つの指標について、その妥当性を確認した。また、壁体物性値の入力パラメータの入力許容範囲は、少なくとも±10%であることを確認し、換気についても今回検討した項目は解析結果への影響がほぼ見られないという結論を得た。

第4章では過去の実験についての情報を整理し、まとめを行った。今回の解析対象として選んだ試験は、昭和59年に行われた原子力発電所における補機油火災についてのデータ収集が主な目的だったものである。測定項目には燃焼速度、熱輻射量、室内温度、煙濃度、CO濃度、気流速度、火災状況があるが、詳細データは室内温度しか得ることができなかつたため、その他については解析を行っていない。よってその点については今後の課題である。

第5章では、先に述べた実証試験の中から2つの試験区画を選別し、前章までに得られた知見を基に解析を行った。それらの温度解析値は実験値との乖離が部分的に見られ、更なるモデルの洗練化が必要であると思われる。

以上のように CFD モデルの使用は、モデルの特徴・能力の把握から始まり、様々な制限とうまく付き合いながら解析を行う必要があるように思える。また、解析結果の信憑性についても、ユーザーの知識・能力に左右される不確かな部分が多くを占めており、その判断が難しい。しかし、ユーザーの能力については、今回のような経験的学習が最も効果的であり、その積み重ねが重要であると思われる。火災ハザード解析の有効性は不確かなものも多く、精度についても不安定となりがちであるが、正しい使い方ができれば、一つの評価手法として十分な能力を発揮できるものと考えられる。

6-2 今後の課題

原子力発電所の火災安全を確保する上でまずやるべきことは、発電所で発生する火災の詳細について把握することである。原子力発電所の火災を分類すると電気火災と油火災に大別できるが、近年では持ち込み可燃物についての問題も浮き彫りになってきている。したがって国の研究機関及び大学等の研究施設では、そのような可燃物の燃焼特性についてのデータ収集に取り組んでいるのが現状である。今回用いた FDS は火災ハザード解析を行うためのシミュレーションモデルであり、その能力の発揮についてはユーザーに左右される点が多く、FDS の解析マニュアルの作成が必要不可欠であると言える。その一助となるためにも、ほかのパラメータについても考慮した分析・検討を行うとともに、様々なケースの解析結果を蓄積していくことが今後の課題である。

謝辞

本研究を進めるにあたり、東京理科大学 辻本誠教授には大変お世話になりました。研究を進める上での的確な助言を戴き、進路に関しても親身になって相談を受けて戴きました。この場を借りてお礼申し上げます。また東京理科大学 西田幸夫先生には、研究室のさまざまな面でお世話になりました。ここに感謝の意を表します。東京理科大学大学院 国際火災科学研究科 松山賢准教授、水野雅之准教授、内田英建先生にはシミュレーション技術および数値流体力学について助言を戴き、また本研究以外でも大変お世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げます。

本研究を進めるにあたり、研究に不可欠な情報提供をしてくださった株式会社 日立製作所、大手各電力会社にもお礼を申し上げます。また、日本火災学会学術専門委員会の各委員の方々にも、原子力発電所の火災について、行政機関や事業者、専門家としての経験に裏打ちされた助言・意見を戴きました。この場を借りてお礼を申し上げます。最後に、卒業研究論文梗概発表会にて的確な指摘を戴いた、東京理科大学 倉淵隆教授、長井達夫教授にも感謝の意を表します。

付録

・ 流体力学 基礎のきそ

流体力学 基礎のきそ 抜粋

(参考文献：絵とき流体力学基礎のきそ 久保田浪之助 日刊工業新聞社)

近年になってスーパーコンピューターの発達により、大容量、高速演算による大気の流れの予測が可能となっている。

流れの特性を表示するのに必要な物理的な物性値はまず、流体の性質である密度、粘性、熱伝導率である。流れている間にこれらが変わるか、一定であるか、で表す式が異なる。例えば、気体であれば密度は流れている場所によって変化する。また、油などの液体では粘性は温度によって変化する。流れている場所によって変化するのは流速 V 、流量 Q 、圧力 P 、温度 T がある。流速は流れの方向と速さを表すベクトル量であることが重要である。流れている時間 t によって変化するものも同様に V 、 Q 、 P 、 T である。

ロケットなどの飛翔体が高速度で飛行できるようになると、熱の壁という新たな課題が生じる。高速度になると速度エネルギーが熱エネルギーに変換されることが障害となって飛翔体が空力加熱によって材料が融けてしまう。

流れによって作用する力は効力と揚力とに分けられ、飛行機の場合、早く飛ぶために作用する抵抗力が抗力であり、重い機体を浮き上がらせるために作用する浮力が揚力である。

抗力には粘性抵抗、圧力抵抗、造波抵抗の 3 つがあり、これらの抗力は物体の大きさ、形状、表面の状態、飛行速度、空気の粘性、密度によって変化する。

1. 飛行機の表面との摩擦による抵抗 …粘性抵抗
2. 飛行機が前方の空気を押しよけることによる抵抗 …圧力抵抗
3. 飛行機が飛ぶことによって発生する波による抵抗 …造波抵抗

- | | |
|-----------------|-------|
| ① 粘性…物体表面との摩擦 | →粘性抵抗 |
| ② 圧力…物体前後との圧力差 | →圧力抵抗 |
| ③ 造波…衝撃波発生による圧力 | →造波抵抗 |

ベルヌーイの式・オイラーの運動方程式

$$E \text{ (全エネルギー)} = \rho g h \text{ (位置エネルギー)} + \frac{\rho v^2}{2} \text{ (運動エネルギー)} + \dots$$
$$\dots + P \text{ (圧力エネルギー)} \quad \text{— (1)}$$

(1) 式はベルヌーイの式という。ベルヌーイの式の適用条件として以下の7つが挙げられる。

1. 密度変化を無視できる流れ
2. 時間的に変化しない定常流れ
3. 流線に沿った流れ
4. 摩擦による損失が無視できる
5. 粘性による損失が無視できる
6. 乱れのない流れ
7. 熱エネルギーの変化が無視できる

オイラーの運動方程式 → 慣性力 = 圧力 + 外力 (重力)
(三次元非定常流れ)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g_x$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g_y$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g_z$$

上式は摩擦力が無視できる流れに適用することができる。

オイラーの式では流れが時間的に変化して密度も変化するような流れにも適用され、それに回転運動もしているような流れにも適用することができる。流れの境界における条件と流れの初期条件を設定する必要がある。

流れに熱が加えられた場合、あるいは運動エネルギーが熱エネルギーに変化した場合においても、オイラーの式は力の作用を表すための運動方程式であることから熱などのエネルギーの項は入ってこない。エネルギーが加えられた場合、あるいは運動エネルギーが熱に変化するような気体の高速流れではエネルギー保存則が必要であり、その式とオイラーの式が組み合わされて、結果的に速度、圧力などが求められる。

特に外力（重力）の作用しない水平方向の一次元流れでは

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

のように単純化され、管内の流れなどでの流速と圧力差を求めるときに多用される。定常状態の流れではさらに

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

と簡略化される。

ナビエ・ストークスの式 → 慣性力=圧力+外力+粘性力+変形応力

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{array} \right.$$

簡略化したナビエ・ストークスの式

変形応力の作用によって変形する流体は圧縮性流体とよばれ、変形しない流体は非圧縮性流体とよばれる。高速度で流れる流体は圧縮性を有しているが、低速で流れる気体、それに液体は非圧縮性である。したがって非圧縮性流体のナビエ・ストークスの式では変形応力の項を無視できるものとして

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\ \rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \\ \rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{array} \right.$$

上式はそれぞれ x,y,z 方向の力の平衡を示しており、

慣性力=圧力+外力+粘性力を示している。粘性を無視できるような流体では、

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x \\ \rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y \\ \rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z \end{array} \right.$$

と簡略化され、オイラーの式となる。

流れを厳密に表しているナビエ・ストークスの式は複雑であるが二次元流れで外力の作用していない非圧縮性流体に適用すると、簡略化されて

$$\text{質量} \times (\text{非定常加速度} + \text{場所の加速度}) = \text{圧力} + \text{粘性力}$$

の関係が成立する。

力はベクトル量であることから、この関係は x と y のそれぞれの方向に分けて成立する。

X方向に作用する力

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

Y方向に作用する力

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

となる。さらに加えて定常流れに適用すると時間の項がなくなり、

X方向に作用する力

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

Y方向に作用する力

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

のように表される。このようにナビエ・ストークスの式は条件を加えることによって簡略化されて用いることができる。これらの運動方程式には常に連続の式 $[\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0]$ が適用されて質量保存の法則が満たされていることが条件となる。

層流と乱流

ガラス管の内径 d ，流速 u ，密度 ρ ，粘性 μ ，とするレイノルズ数 R_e は

$$R_e = \frac{\rho u d}{\mu}$$

乱れの発生する値が d ， u ， ρ ， μ を任意に変化させても、乱れが発生するのは、 $R_e = 2310$ 以上の領域でそれ以下の領域では発生することはない。この 2310 の数値は管内流れの臨界レイノルズ数 R_{e_c} とよばれている。この値を超えると層流から乱流からへ遷移する。管の入口で故意に乱れを与えて着色水が乱れるようにしても、 R_e が 2310 以下であれば下流において乱れが減衰して層流になる。

レイノルズ数 $R_e = \rho u d / \mu$ を変形していくと

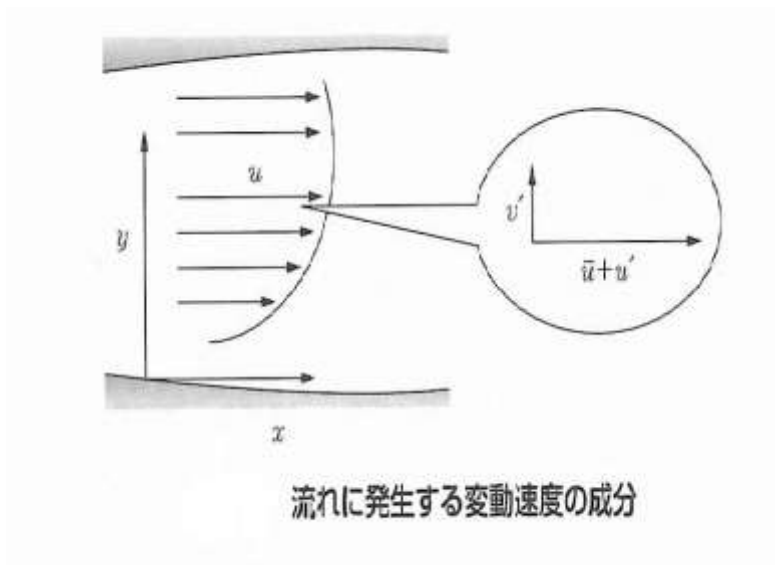
$$R_e = (\rho u A u) / (\mu A u / d) = (\text{密度} \times \text{流速} \times \text{断面積} \times \text{流速}) / (\text{粘性係数} \times \text{断面積} \times \text{流速} / \text{距離})$$

$$= \rho u^2 / (\mu / d) = (\text{流量} \times \text{流速}) / (\text{粘性係数} \times \text{断面積} \times \text{流速} / \text{距離})$$

$$= \text{慣性力} / \text{粘性力}$$

つまり、流れに置かれた物体に作用する慣性力と粘性力の比が同じ値であれば、物体の形状が相似であれば力学的に相似になることを暗示している。

乱流の発生のメカニズム



円管内で発生する乱流は軸方向の流れ u が時間的に変動していることから時間的な平均速度 \bar{u} と時間で変動する速度成分 u' の和で表すことができる。流れに直角方向の速度 v は同様に表すと

軸方向の流速： $\bar{u} + u'$ （時間平均速度＋変動速度）

半径方向の流速： $\bar{v} + v'$ （時間平均速度＋変動速度）

管内流れでは半径方向の時間平均速度 \bar{v} は $\bar{v} = 0$ と考える。

層流では流れの直角方向に運動量の移動はないが、乱流では速度成分 v' によって運動量の移動が行われ、

運動量の変動： $\rho v'(\bar{u} + u')$ が発生する。

この変動は時間平均すると、 $\rho \bar{u} v'$ となりこの運動量変動が流れの乱れを発生する応力と考えることができる。その応力 $\tau = -\rho \bar{u} v'$ はレイノルズ応力とよぶ。

乱流では層流で作用する摩擦応力 $\tau = \mu \cdot \frac{du}{dy}$ にレイノルズ応力を加えて

乱流の摩擦応力： $\tau = \mu \cdot \frac{du}{dy} - \rho u'v'$ — α が作用していることとなる。

乱れの粘性係数を ϵ とすると、レイノルズ応力は

$$\tau' = -\rho u'v' = \epsilon \frac{du}{dy}$$

のように表すことができる。よって α 式は

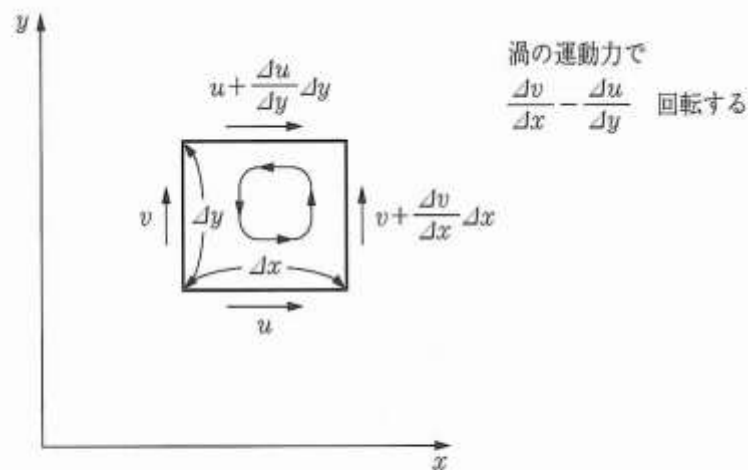
$$\text{乱流の摩擦応力} : \tau = \mu \cdot \frac{du}{dy} - \rho u'v' = (\mu + \epsilon) \frac{du}{dy}$$

よって乱流になると層流での粘性係数 μ が ϵ だけ増加したような流れとなる。

渦の定義と渦度

流れが曲げられると回転運動を伴う流れとなる。回転運動によって流体の要素は X 方向の速度を u , Y 方向の速度を v , とすると Δx だけ増加すると Δv だけ Y 方向に速度が増加して、 Δy だけ増加すると Δu だけ X 方向に速度が増加する。

よって流れは $\Delta v / \Delta x - \Delta u / \Delta y$ だけ回転する。



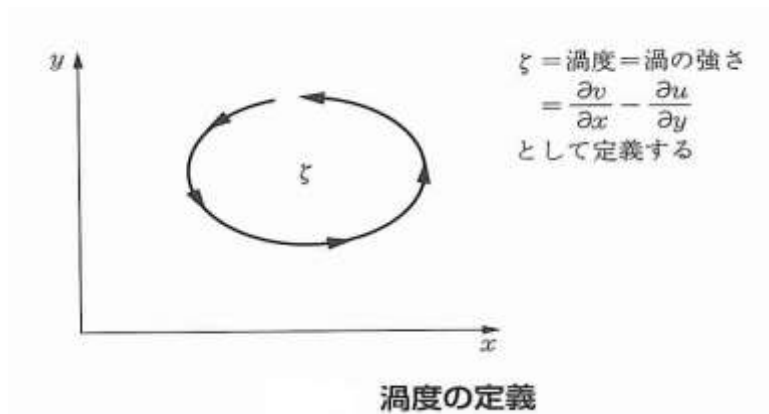
渦の定義

回転運動には強い運動と弱い運動があり、その強さを渦度 ζ (ゼータ) と定義すると平面 $x-y$ 座標で示される二次元流れでは

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

$\zeta = 0$ の場合、渦なし流れと定義する。

流れが X-Y-Z 座標で表される三次元流れでは、Z 方向の流速を w とすると、



$$\left\{ \begin{array}{l} \zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \\ \xi = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \end{array} \right.$$

と渦度が定義できる。

二次元流れで速度 u と v とが

$$\left\{ \begin{array}{l} u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ v = \frac{\partial \phi}{\partial y} \end{array} \right.$$

で表されるような ϕ があるとして、 u の式と v の式をそれぞれ y と x で微分してみると、

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial x} \end{array} \right.$$

になる。これを渦度を表す $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ に代入すると

$$\zeta = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial x} = 0$$

となり $\zeta = 0$ を満たすような流れであることを示す。すなわち、上述で定義された ϕ は渦なし流れを表すことになり、速度ポテンシャルとよばれる。

非圧縮性流れの渦流れ

二次元の非定常の圧縮流体の連続の式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial(v\rho)}{\partial y} = 0$$

で表すことができる。二次元非定常流れで非圧縮性流れでは、密度が変化しないことから

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

となる。

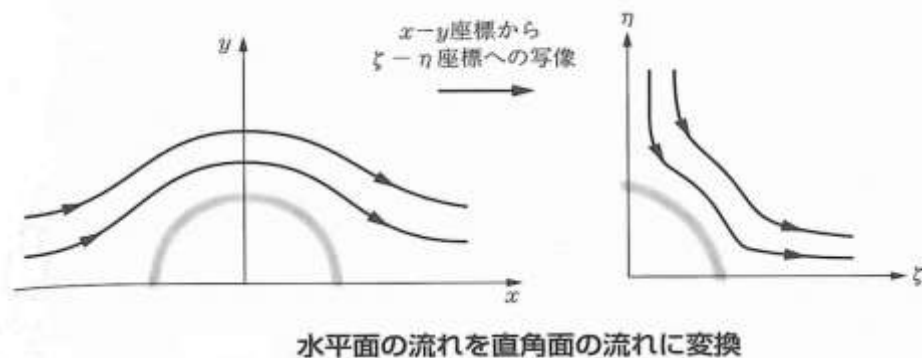
$u = \frac{\partial \phi}{\partial x}$ を X で微分して、 $v = \frac{\partial \phi}{\partial y}$ を Y で微分すると

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \\ \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \end{cases}$$

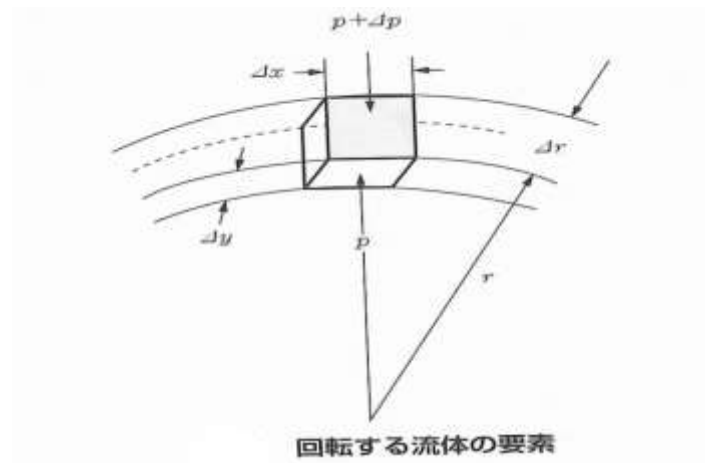
上記を $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ に代入すると連続の式は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0$$

の関係が得られる。すなわち、速度ポテンシャル ϕ が上式を満たす流れであれば、密度一定の流体の流れが渦なし ($\zeta=0$) である。上式は**ラプラスの方程式**とよばれており、二次元の定常熱伝導方程式および二次元の定常物質拡散方程式として熱の伝導と物質の拡散する現象を表す基本式でもある。ここでのラプラスの方程式は粘性のない流体が条件であり、そのために物体周りの流速が求まっても物体に作用する抵抗は存在しないことになる。速度ポテンシャルを用いて複素関数として表すと、複素ポテンシャルが得られる。さらに、等角写像とよばれる数学的な手法を用いて X-Y 座標で表した流れを複素座標である $\xi-\eta$ 座標に変換すると水平面の流れを直角面の流れに変換して表すこともできる。さらに円柱まわりの流れを翼型まわりの流れにするような変換もできる。



強制渦と自由渦



上図に示す非圧縮性の流体が回転しているとする。半径 r における圧力を P とすると、半径 $r + \Delta r$ において圧力は $P + \Delta P$ となる。その位置においての微小な体積 ΔV は内側と外側の距離を Δx , その厚さを Δy とすると、 $\Delta V = \Delta r \Delta x \Delta y$ となる。流体の密度を ρ とすると、その質量は $\rho \Delta r \Delta x \Delta y$ となる。その質量に作用する遠心力 F_r は

$$F_r = \frac{\rho \Delta r \Delta x \Delta y \cdot v^2}{r}$$

$$\text{遠心力 } F_r = \frac{mv^2}{r}$$

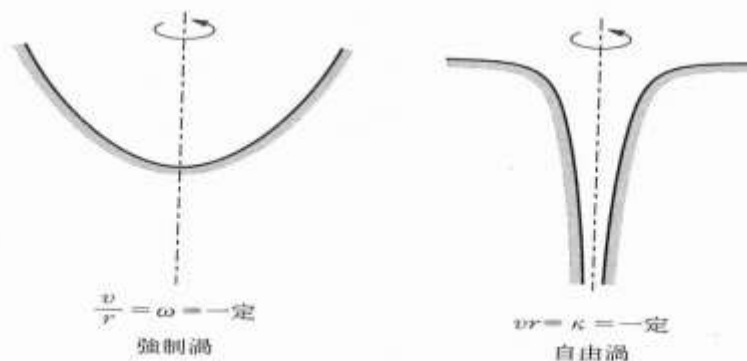
ここに m : 質量、 v : 速度、 r : 半径 円の中心に対して内または外側に働く力

回転している流体に作用する遠心力は、流体要素の内外面に作用する圧力差 ΔP に等しくなることから

$(P + \Delta P) \Delta x \Delta y - P \Delta x \Delta y = \rho \Delta r \Delta x \Delta y \cdot v^2 / r$ となる。したがって

$\frac{\Delta P}{\Delta r} = \frac{\rho v^2}{r}$ となり、微分形で表すと

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\rho v^2}{r}$$



強制渦と自由渦の水面形状

強制渦と自由渦ともに位置水頭は中心から離れているほど高くなっていることから、渦の同一水平面では外周ほど圧力が高くなっている。

$\frac{dp}{dr} = \frac{\rho v^2}{r}$ に示すように圧力勾配と遠心力が流線のどこでも平衡するような形状をとる。

渦の描くある流線の半径を r とすると、その半径での流速 v との関係は回転数が一定であることから

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{強制渦} : \frac{v}{r} = \omega \\ \text{自由渦} : \mathbf{vr} = \mathbf{K} \end{array} \right.$$

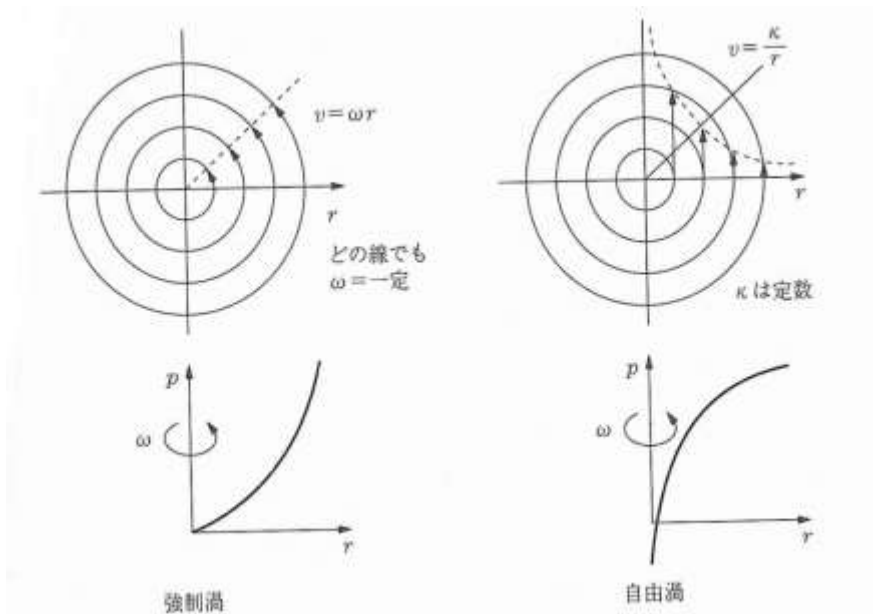
となっている。ここで ω は流線の角速度であり、 K はある一定値を示す。強制渦の中心では $v=0$ となり、自由渦の中心では $v=\infty$ である。

強制渦

流線が一定の半径に留まるためには、半径方向に圧力勾配 $\Delta P / \Delta r$ が存在している必要がある。ここで ΔP は半径方向の微小な増加分 Δr に対する圧力増加分を示す。この圧力勾配と半径 r においての流線内で発生している遠心力 $F_r = \frac{mv^2}{r} = \frac{\rho \cdot 1 \cdot (\omega r)^2}{r} = \rho \omega^2 r$ g が平衡

している。すなわち $\frac{dp}{dr} = \frac{\rho v^2}{r}$ に $\frac{v}{r} = \omega$ を代入すると、以下の式が導かれる。

$$\frac{dp}{dr} = \rho \omega^2 r$$



前図のように半径方向に圧力が増加していることが分かる。強制渦の断面はお椀形になっており、回転によって発生する遠心力によって外側の水が上方に押し上げられている。

自由渦

自由渦の半径 r における圧力勾配は $\frac{dp}{dr} = \frac{\rho v^2}{r}$ に $vr=K$ を代入して

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\rho K^2}{r^3}$$

前図のように半径方向に圧力が増加していくが、半径が大きくなるにつれて圧力の増加率は小さくなっている。中心では、 v =無限大となり、自由渦ではすべての流線についての渦エネルギー（全水頭） E が等しくなっており、ベルヌーイの定理によって

（運動エネルギー） + （圧力エネルギー） = 渦の全エネルギー

$$\frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} = E$$

すなわち、どこの半径 r においても全水頭が等しくなることを示している。

自由渦の圧力エネルギー $\frac{p}{\rho g}$ は式 $vr=K$ を $\frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} = E$ に代入すると、

$$\frac{p}{\rho g} = E - \frac{K^2}{2g} \cdot \frac{1}{r^2}$$

となる。自由渦の表面の圧力は大気圧 P_0 と等しいことから、渦表面より深さ z における圧力 $P(z)$ は

$$P(z) = P_0 + \rho g z$$

となる。これと $\frac{p}{\rho g} = E - \frac{K^2}{2g} \cdot \frac{1}{r^2}$ より

$$\frac{P(z)}{\rho g} = \frac{P_0 + \rho g z}{\rho g} = E - \frac{K^2}{2g} \cdot \frac{1}{r^2}$$

$$\frac{P_0}{\rho g} + z = E - \frac{K^2}{2g} \cdot \frac{1}{r^2}$$

$$z = E - \frac{P_0}{\rho g} - \frac{K^2}{2g} \cdot \frac{1}{r^2}$$

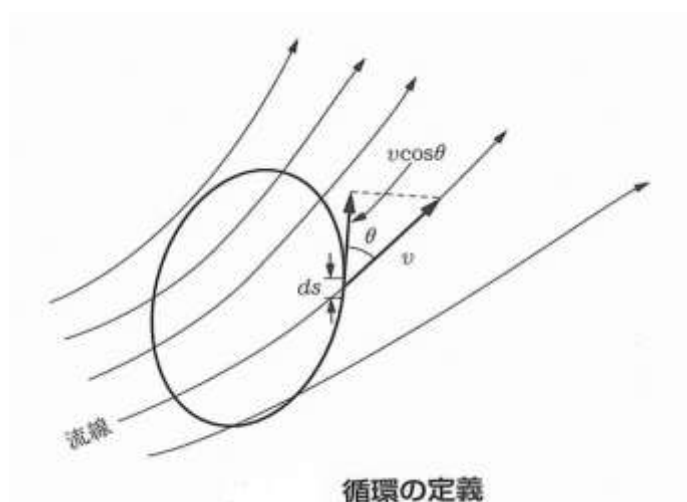
となり、 $r \rightarrow 0$ になると $z \rightarrow -\infty$ 、 $r \rightarrow \infty$ になると $z \rightarrow$ 一定値となる。

すなわち、自由渦ではすべての流線の全水頭が等しいために、渦の中心である半径 $r=0$ において、流速 $v=\infty$ になることを示している。実際の渦では中心部は空洞となっており、海上に発生する竜巻からも想像できる。また、台風でみられるように中心より離れるにつれて急速に風速が弱まるのも自由渦の特徴である。

循環の概念

流体力学の最大の目的は流れで発生する抵抗を予測することにある。理想流体では粘性がないことから本質的には抵抗が発生しない。そのような理想流体の流れに力を発生させるために「循環」という概念を導入する。下式が循環を示す式である。

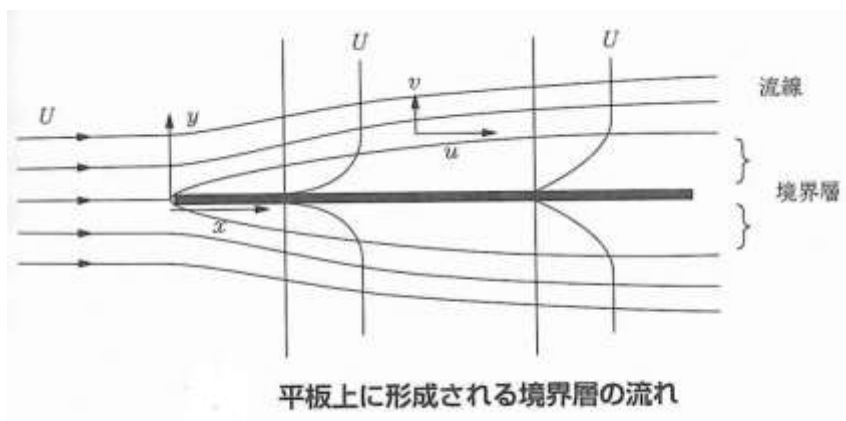
$$\tau = \int_s v \cos\theta \cdot ds$$



境界層の発見

流れの状態を厳密に解析するためには、ナビエ・ストークスの式が用いられるが、この方程式は非線形性が強いために解析的に解を得ることが困難であった。この式の特性を物理的に単純化させた方程式が境界層方程式であり、解を求めやすいことから応用ができるようになった。近年になって計算機の容量が増大して演算速度も高速化されてきたことから、数値流体力学の発展に支えられて境界層方程式を解くことが容易になってきた。さらに、ナビエ・ストークスの式の解が得られるようになってきた。境界層は流体の本質を表しているために、境界層の概念は流体の諸現象を直感的に理解するために大きな役割を果たしている。(航空機、ジェットエンジン、高層建築物によるビル風、風力発電の設計など) また、地球表面を覆う大気境界層流れによる干ばつによる砂漠化および黄砂の発散、海面温度の上昇、エルニーニョ現象など、多くの地球環境および生態系問題に境界層流れが関わっている。

境界層の性質

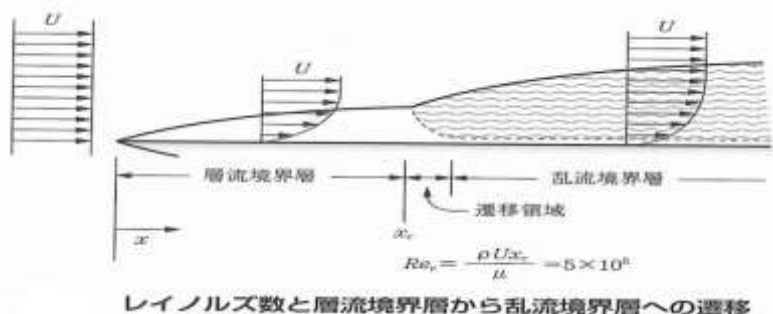


薄い平板を一様な流れに平行に置くと、流れは先端に達するまでは何ら変化することなく流れてきて、先端で上下に分けられて下流へ流れていく。先端から下流方向を X 、その直角方向を Y として流速を測定すると、 X 方向へ流れる流速 U は平板上のあるところに達すると減速されるようになり、下流になるにつれて減速域が増加している。平板から離れたところでは U が変化しない領域と減速された領域の境界とに分けることができる。この U が減速された領域が境界層と定義されている。

平板の表面である $y=0$ においてはどこでも $u=0$ となっており、表面から離れるにしたがって u は増加することから、境界層内では速度勾配 du/dy が存在している。その速度勾配 $du/dy=0$ の内側が境界層領域となる。境界層の外側では流速は変化することはないが、流線が平板の存在により発生した境界層により上下方向に曲げられて、下流になるほど境界層の厚みは増加する。境界層外側の領域は粘性による影響がないために理想流体の流れと見なすことができる。境界層内での du/dy は平板に近いほど大きくなっており、平板と流れが干渉して強いせん断流を発生させていることを示している。このせん断流れは無数の小さな渦を発生させており、これによって平板に摩擦応力を発生させている。このような境界層流れでも上流からの一様な流れが層流であれば形成される境界層は層流境界層と定義されている。

層流境界層から乱流境界層への遷移

平板上に発生する速度勾配は、円管内に水を流して層流と乱流の限界特性を求めたレイノルズの実験と関連している。

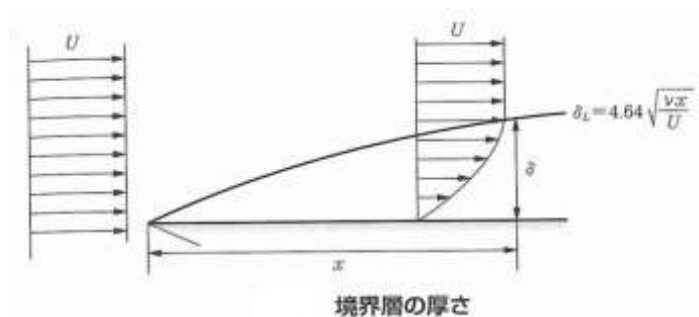


平板の先端からの距離を X として、レイノルズ数を R_e とすると、

$$R_e = \frac{U_x}{\nu}$$

によって表すことができる。レイノルズ数は平板の先端から離れるにつれて増加することになる。先端からの距離が増すと境界層内部に乱流が発生して乱流境界層となる。すなわち、層流境界層から乱流境界層への遷移が起こる。

境界層の厚さと摩擦応力



境界層の外側の流れは平板の存在によって何ら影響されない領域である。平板以外の形状をした物体でも物体表面近くには必ず境界層が生成されて摩擦応力による抵抗が発生する。平板上に形成される境界層の厚さ δ_L は

$$\delta_L = 4.64 \sqrt{\frac{\nu x}{U}}$$

で表すことができる。ここで動粘性係数 $\nu = \mu/\rho$ で表される。境界層の厚さ δ_L が平板の先端からの距離の平方根に比例して増加することの特徴がある。平板の単位表面に作用する τ_0 は

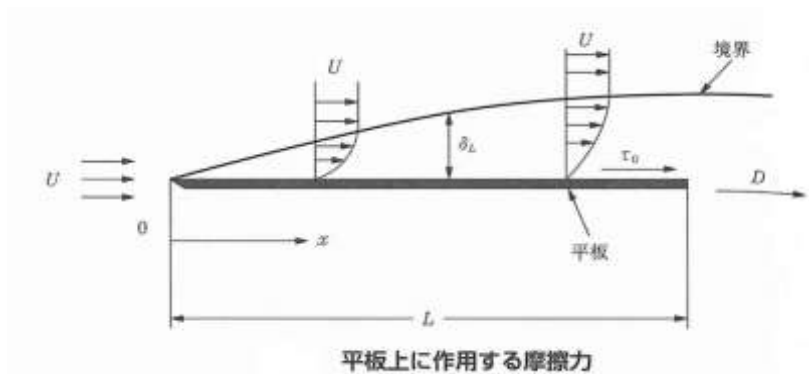
$$\tau_0 = 0.664 \left(\frac{\rho U^2}{2} \right) \sqrt{\frac{\nu}{U_x}}$$

によって求めることができる。

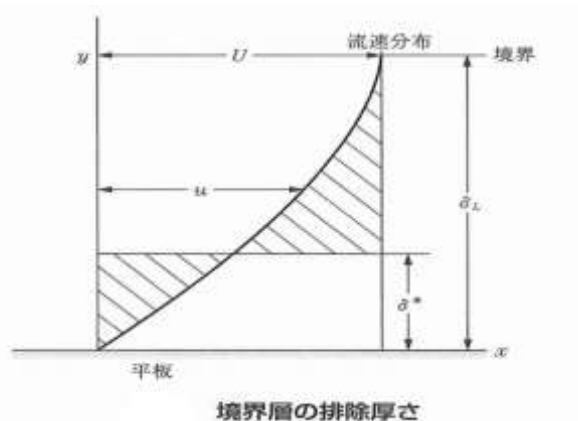
この τ_0 は X の平方根に比例して減少するが、これは平板の下流になるにつれて平板表面における速度勾配 du/dy が減少することを意味している。この摩擦応力は幅 b で L の平板に作用するものとする、その摩擦抵抗 D は

$$D = b \int_0^L \tau_0 dx = 0.664b\rho\sqrt{\nu U^3 L}$$

のように求めることができる。



境界層の排除厚さ



平板上に形成された境界層によって流速が低下することになる。すなわち、平板のない状態の流れと比較すると平板を置くことによって流れが押しのけられて上方へ流れることになる。押しのけられた流量を求めると境界層上に長柄が存在していない領域を考えてその厚み δ_* を求めると

$$\delta_* = \frac{1}{U} \int_0^\delta u(U - u) dy$$

によって表すことができる。ここで δ は境界層の厚さであり、 δ_* は排除厚さとよばれている。同様に流れの運動量 ρU^2 も平板上に押しやられていることから排除されている厚さを運動量厚さ θ と定義して

$$\theta = \frac{1}{U^2} \int_0^\delta u(U - u) dy$$

のように求めることができる。

境界層方程式

ナビエ・ストークスの式の簡略化

流れの中に物体を置くと流れは物体に沿って流れるが、その周辺と下流の流れが大きく変化する。しかしながら、物体より離れるにしたがって流れへの影響は少なくなる。流れの状態を記述するために流れの内部に発生するひずみ応力を考慮したナビエ・ストークスの式が用いられる。ナビエ・ストークスの式で表されている各項の流れに対する影響の程度を解析して、より単純化することによって得られる式が境界層方程式である。ここでは二次元流れの境界層方程式が得られる過程だけを示す。

非圧縮性の流体の定常二次元流れのナビエ・ストークスの式として

X 方向に作用する力

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

Y 方向に作用する力

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

これらの式を境界層の流れに適用するために境界層流れの特性を考えてみる。境界層流れでは $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ によって表される連続の式が適用できる。境界層内では、Y 方向の流速 v が X 方向の流速 u に比較して $v \ll u$ とおくことができる。さらに Y 方向の速度勾配が小さいことから $\frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}, \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ が無視できることになる。したがって、境界層内では $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ となって Y 方向に圧力勾配がないことを示している。したがって定常二次元流れの

非圧縮性流体に適用する境界層方程式は

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$
$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

境界層外側の流れは物体の存在に影響されないことから、粘性の影響がなく主流の速度 $U = U(x)$ として与えることができる。さらに流れの方向への圧力の傾斜は式

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \text{ を参考にして}$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

の関係が得られる。これを式 $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ に代入することにより

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

が得られる。さらに Y 方向についての圧力勾配がないものと仮定できることから境界層外においても $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ の関係が成立する。

さらに境界層外の主流の方向に圧力傾斜がない流れでは $U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$ より

$$U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

となるため、式 $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ は

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

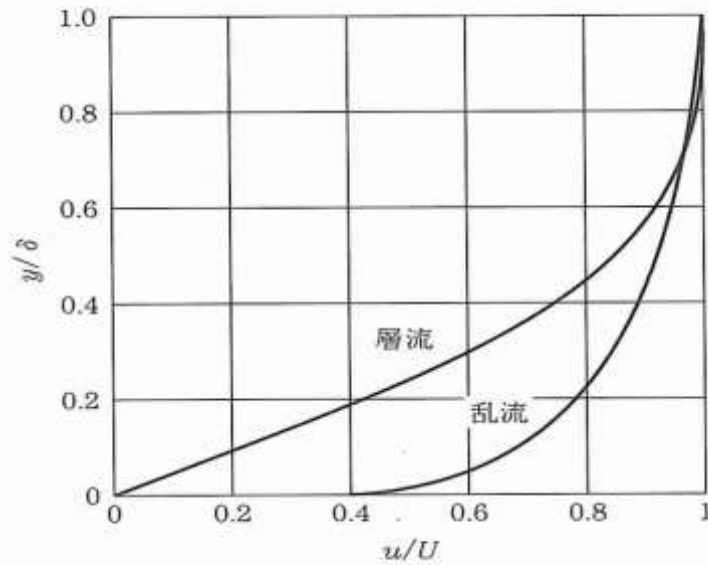
となる。ここに動粘性係数 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$

非圧縮性流体の二次元流れに形成される平板上の境界層について考えてみる。境界層方程式としては $U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0$ と $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ に連続の式 $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ を組み合わせて用いて、境界条件として

$$\text{平板表面 : } u(x, 0) = v(x, 0) = 0$$

$$\text{境界層外側 : } y = \infty : u(x, y) \rightarrow U$$

を与えることになる。



境界層内の流速分布

上図は計算によって求められた平板上の境界層の速度分布を表す。横軸は境界層内の速度 u と主流速度 U を用いて u/U の比、縦軸は境界層厚さ δ を用いて y/δ の比によって表している。流速は平板表面から急激に増加して大きな速度勾配 du/dy となっている。境界層内ではどこでも相似形の流速分布になっていることが分かる。また、乱流境界層についても示してある。乱流境界層は平板表面の近くで強い速度勾配が存在していることを示している。平板表面に作用する摩擦応力 τ_0 を求めるのには、平板表面に作用する摩擦応力

力： $\tau_0 = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$ で表される表面上の速度勾配の値が用いられる。この τ_0 を平板の表面全域

で積分すると、平板に作用する抗力： $D = b \int_0^L \tau_0 dx$ で示されるように平板に作用する抗力 D を求めることができる。ここで、 b は平板の幅である。

非定常二次元流れの非圧縮性流体に適用する境界層方程式には流速 u, v および主流の流速 U の時間変化の項が加えられて

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

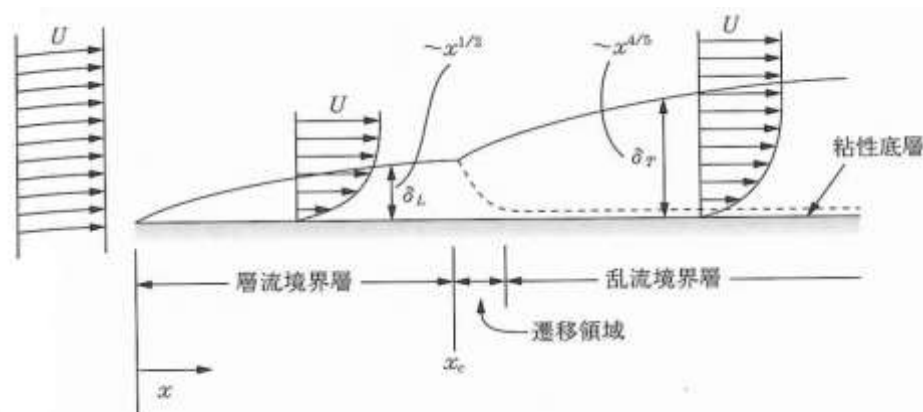
乱流境界層の生成

平板により生成される乱流境界層

物体の表面に沿って発達する境界層流れは、流速分布があることからせん断流となっている。このせん断流は小さな渦の塊であることから、乱れの塊とも考えることができる。ただし、このせん断流が境界層内で拡散あるいは混合することがないために、流線を想定することができる。すなわち、境界層の流れを層流と見なして層流境界層として扱われている。この流れがさらに下流に向かって物体の表面に沿って流れていくと、図 7-4 に示すように表面との摩擦応力によって、表面近傍の流れの運動量が失われていくことから、速度勾配が大きくなり、小さな渦の塊が互いに拡散・混合するようになる。これによって境界層内全体が乱流状態となり、層流の特性が消失する。このような境界層は乱流境界層と定義され、その間の流れの変化は層流境界層から乱流境界層への遷移と呼ばれている。乱流境界層になると、流体粒子の拡散と混合が活発になり、主流の運動エネルギーが物体表面近くまで達することになる。

測定結果によると、平板上の流れではレイノルズ数が 5×10^5 よりも小さいうちは流れが層流となっているが、この値を超えると平板上全体が乱流となってくる。乱流になると、境界層の厚さ δ_T の増加率が大きくなり、流れ方向の距離 X について $X^{\frac{4}{5}}$ に比例して増加する。

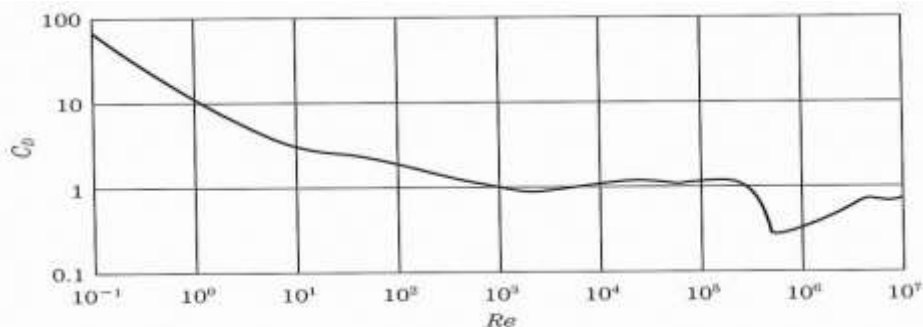
層流境界層が $X^{\frac{1}{2}}$ に比例するのに比較すると、乱流境界層は急激に厚さが増加することが分かる。この違いが平板に作用する摩擦力 D の違いとなって現れる。



境界層の厚さの変化と乱流境界層の粘性底層

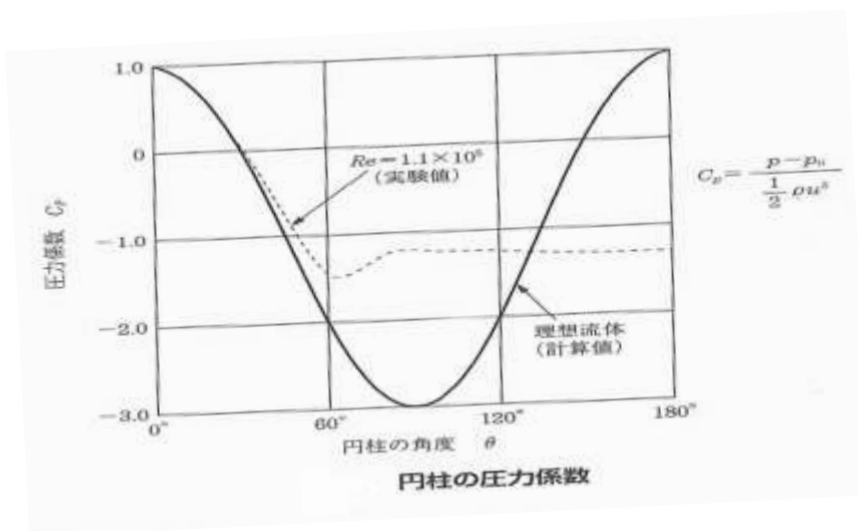
乱流境界層を拡大して観察すると物体表面に接して薄い層流流れが見られる。この層は粘性底層と呼ばれており、粘性の効果が大きいいため乱れが減衰されており、層流状態の流れとなっている。ただし、そのすぐ外側に接している乱流の平均流速が高いことから粘性底層内の速度分布が大きくなっており、摩擦力を大きくする要因となっている。

円柱表面に生成される乱流境界層



円柱の抗力係数とレイノルズ数との関係

円柱の抗力係数はレイノルズ数 Re が 2.3×10^5 から 4.5×10^5 の間で抗力係数 C_D が1/4倍になったことを示している。同じ直径 d の円柱であれば、流速 u が2倍に増加すると、抗力 D は $D = C_D(\rho u^2/2)S$ によって u の二乗分だけ増加することになる。それにもかかわらず、抗力係数が1/4倍になっているので、流速が2倍に増加しても抗力 D は変化しないことになる。このような急激な抗力係数の変化は円柱の前表面に生成されている層流境界層が途中から乱流境界層に遷移したことが起因している。

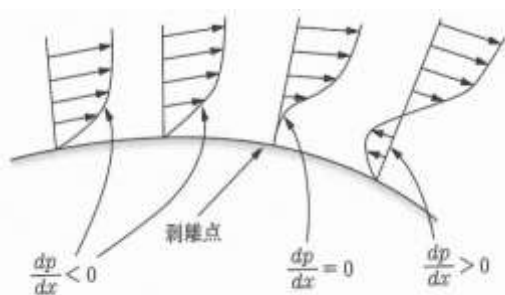


粘性のない理想流体では、上図のように円柱表面の流れは $\theta = 0^\circ$ においてよどみ点を形成して流速を失い、圧力を高くする。 θ が増加するにつれてベルヌーイの定理で示されるように流速が増加して圧力が減少していくことから、 $\theta = 90^\circ$ に達すると流速が最大になり、圧力が最小になる。流れが 90° の垂直線でも左右対称になって抗力が発生することはない。ここで、 $C_p = \frac{p-p_0}{\rho u^2/2}$ によって定義される圧力係数 C_p によって上流における動圧と物体表面に発生する圧力変化量の比で表されている。粘性のある現実流れでは、円柱の前表面から層流境界層が生成され、その厚さは θ の増加につれて増大している。しかしながら、 $Re = 1.1 \times 10^5$ の例では境界層流れは円柱表面から離れて圧力を高めることになる。この流れで

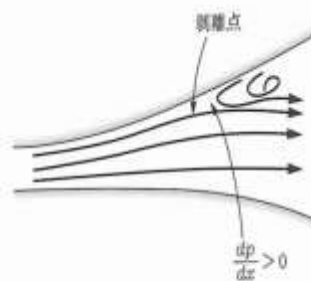
は境界層は $\theta = 60^\circ$ において層流境界層がはく離しており、摩擦応力のために境界層内で流体粒子の運動量は減少することにより圧力を増加させている。図 7-10 に示す $Re = 2.0 \times 10^5$ では境界層は層流境界層となっており、 $\theta = 85^\circ$ ではく離している。 $Re = 5.0 \times 10^5$ においては乱流境界層となっているために、はく離点が $\theta = 110^\circ$ くらいまで持ちこたえて、その後方では高い圧力を回復させている。したがって、圧力抵抗が小さくなり、図 7-8 に示すように円柱の抗力係数を急激に低下させている。このような抗力特性は球の流れでも見られる。

境界層の遷移

物体の表面に形成された境界層は流れの方向に厚さを増加させながら流れていく。



凸形物体のまわりを流れる境界層のはく離



末広管を流れる境界層のはく離

物体の表面が凸形状になっていると下流において圧力が増加していく。境界層の理論によると、その圧力の増加は境界層内でも同じように増加していく。物体の表面上を流れてきた流れは粘性力のために流速が遅くなっていることから運動量が減少しており、その下流で圧力が増加していると、そこに向かって流れていくことができなくなる。すると、境界層では、物体の表面に沿った流れは表面より離れて流れるようになり、境界層が表面から剥離するという現象を発生させる。この現象は境界層のはく離という。



翼面上の後方で境界層のはく離

境界層のはく離は高い圧力領域から低い圧力領域に流れているときには、起こることはない。末広管に空気が流れると、流速は低下して圧力が増加するような流れとなり、末広管の上流で形成された境界層は、流れるにつれて厚さを増しながら表面摩擦により運動量が減少していく。そのため、下流で待ち受けている管壁面の高い圧力を突破できなくなり、流線は曲げられて表面より離れて流れるようになり、境界層がはく離する。その後方では、

逆向きの流れも生成されて渦を発生することになる。

翼形状の上面でも同様にはく離が発生して圧力係数 C_p を低下させる。飛行機の翼面上で境界層がはく離すると、揚力係数 C_L が急激に低下して必要な揚力が得られなくなり、失速して危険な状態となる。迎角を大きくすると翼面上の圧力の増加率が高くなってはく離が発生しやすくなる。これに伴って、抗力係数 C_D が増大して飛行速度を低下させ、失速の要因ともなる。

気体の熱力学

状態方程式

気体の流れでは液体の流れと同様に、流れの状態は質量、運動量、エネルギーの3つの保存則によって表されるが、圧力と密度が温度によって変化することから、気体にはもう一つの関係式が必要となる。すなわち、流体の流れでは場所によって流速 u 、圧力 P 、密度 ρ 、それに温度 T が変化することから、一次元定常流れでもこれらの値を求めるためには、4つの式が必要となる。これらの関係を表すのは、状態方程式とよばれ、

$$P = \rho RT$$

によって表される。ガス定数 R は気体分子の種類によって変化する値であり、 M_g は気体の分子量である。さらに、ガス定数には $R = \frac{\underline{R}}{M_g}$ のような関係がある。

ここで \underline{R} は恒久ガス定数で気体の種類で変わることはなく、 $\underline{R} = 8.314472 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ の値である。状態方程式はボイルの法則とシャルルの法則が合体されて得られたものであり、密度 ρ と温度 T と圧力 P の関係を表している。 $P = \rho RT$ を対数微分すると

$$\frac{dp}{P} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T}$$

の関係式が得られる。単位質量当たりの気体の容積は比容積 V で定義すると、密度は $\rho = \frac{1}{V}$ となり、圧力変化による容積の変化は $P = \rho RT$ と $\rho = \frac{1}{V}$ によって求めることができる。

$P = \rho RT$ によって表される状態方程式は単純な関係ではあるが、気体の流体の流れによって変化する運動量保存の法則に現れる圧力変化とエネルギー保存則に現れる温度を結びつけるのに不可欠な関係式である。すなわち、圧力を温度あるいは密度に変換できること、またその逆にも変換できることを示している。ガス定数 R は気体分子を構成している原子の組み合わせと内部構造によって決定される値であり、厳密には分子運動論によって求めることができる。

$P = \rho RT$ で表される状態方程式は理想気体を想定しており、分子の大きさが無視できること、分子間の引力が無視できること、それに容器の壁との干渉がないことなどの条件が必要である。これらの条件は、高圧になると影響力が強くなるために適用に制限が加えられる。これらを考慮した状態方程式として

$$\left\{ P + a \left(\frac{n}{v} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{v}{n} - b \right\} = RT$$

を用いることができる。ここで n は容積 v 中の分子数、 $a(n/v)^2$ は分子間に作用する引力から求められる。 b は分子の占める容量である。低圧になってくると、圧力と密度が定義できなくなることから状態方程式の適用はできなくなる。

マッハ数

静止した大気中に音源を置くと、球状に伝播していく。大気に流れがあると、上流に伝播しようとする音は、流速分だけ押し戻されて音速が遅くなり、下流では流れに乗って音速は速くなる。すなわち、静止した音源からの音は、周囲に音速 a で伝わる。空気の流れが前方から流速 u でやってくると、音の伝わる速度は $a-u$ の速度で上流に伝わり、下流には $a+u$ で伝わることになる。流速が音速と等しくなると、 $a-u=0$ となり上流には音は伝わらなくなる。このように音速には特有な性質があり、その音速 a と等しい流速をマッハ 1 と定義してマッハ数を M で表すと、

$$M = \frac{u}{a}$$

この関係は音源が静止した大気中を速度 u で移動しても同じ関係が得られる。飛行機の速度 u が音速より遅い場合には、飛行機の発生する音は前方に伝わるが、 $M=1$ の音速で飛行すると前方には伝わらなくなる。ただし、飛行機の横方向には伝わっていく。さらに機速を増加させて $M=1$ 以上になると、下流にいても聞こえる横方向の範囲は狭くなる