

**炭酸ガスを媒質とした赤外線二色CT
による温度測定法の研究
(光学厚さが厚い場合のアルゴリズム)**

**Study on Infrared Two-Band-CT Pyrometry
Employing Carbon Dioxide as
Radiation Active Medium
(Algorithm for Thick Optical Length)**

2000年1月

学位論文：博士(工学) 甲118

諸頭 眞和

目次

第1章 序論	3
1.1 本研究の背景	3
1.2 従来の赤外線を用いた温度計測法の研究	6
1.2.1 赤外線温度計開発の原点	6
1.2.2 赤外線ふく射 CT 法	8
1.2.3 赤外線吸収ふく射 CT 法	8
1.2.4 吸収二色 CT 法	9
1.2.5 ふく射二色 CT 法	10
1.3 本研究の目的	11
第2章 赤外線二色 CT 温度計の原理	12
2.1 赤外線二色 CT の測定原理	12
2.2 吸収法への統計モデルの組み込み	13
2.3 ふく射法への統計モデルの組み込み	16
第3章 計算機シミュレーションによる検討	23
3.1 吸収二色 CT 法	23
3.1.1 収束性	23
3.1.2 選択波長と波長幅の影響	24
3.1.3 光学厚さの影響	24
3.1.4 測定精度の温度依存性	24
3.1.5 検出器のノイズの影響	25
3.2 ふく射二色 CT 法	27
3.2.1 収束性	27
3.2.2 光学厚さの影響	28
3.2.3 検出器のノイズの影響	28
3.2.4 非対称温度分布の再構成	29

第4章 実験的検討	42
4.1 実験装置	42
4.1.1 実験装置概要	42
4.1.2 黒体	43
4.1.3 赤外線検出部	43
4.1.4 スキャン装置	44
4.1.5 チョッパ	45
4.1.6 信号処理	45
4.1.7 バーナ	45
4.2 吸収二色 CT 法の測定結果	46
4.2.1 選択波長と測定精度	46
4.2.2 非一様温度分布火炎温度	48
4.2.3 実用バーナへの応用	48
4.3 ふく射二色 CT 法の測定結果	49
4.3.1 円形フラット火炎による一様温度分布	49
4.3.2 吸収二色法との比較	50
第5章 結論	70
参考文献	73
謝辞	79

第1章 序論

1.1 本研究の背景

人類が他の動物と違うのは文字を持つことと火(燃焼)を使うことといわれて来た。その燃焼は、エネルギー危機、大気汚染、地球温暖化、酸性雨、オゾン層破壊、未処理廃棄物の氾濫など、良きにつけ悪しきにつけ長い歴史の中で人類の存続と深く関わってきている。現代の人類の消費するエネルギーは、その燃焼以外に、水力、地熱、数々の新エネルギーにより供給されているが、いまや燃焼に続くパワーを持つのは原子力であろう。上述のように燃焼は、その過程でまき散らされる大気汚染物質や、気候変動に大きく影響を与える炭酸ガス(以下 CO₂ と記載)発生源として問題視されるようになり、また資源量の問題もからんで石炭、石油、天然ガスの利用を慎む方向に動いている。さてそれに続くべき原子力発電は、とくに最近の敦賀第二原発再生熱交換器からの冷却水漏れ事故、あるいは東海村における臨界事故などの安全性や、核拡散の点で足踏みを余儀なくされている。たとえ安全性について短い期間に保証できるようになったとしても、化石燃料同様のウランの埋蔵量の問題が立ちどころ、60年程度と言われている。つまり、高速増殖炉が足踏みを余儀なくされている現状では原子力は化石燃料の代替にはなり得ない状況にある。一方、新エネルギー利用システムの開発も飛躍的に進むという状況にないばかりか、たとえかなりの技術的進展を見たとしてもその供給能力の総量が総消費エネルギーに比較してあまりに少ないことは容易に予測できることであり、これも化石燃料の代替にはなれそうにない状況にある。こうなるとまだまだ化石燃料に頼らざるを得ないが、それを利用するのに最近話題になっているのが燃料電池である。しかしこれもまだまだどこまで今の熱機関に代わりうるのか、話題ほどの実力が本当にあるのか定かではない。たとえば最も普及が早くデモンストレーションされている車用の動力発生源についても、大メーカの重要なポストにいる人や世界的に活躍している研究者の冷めた見方では、まず2010年までは純内燃機関が主役で、それからハイブリッドが本格的に台頭してくる、燃料電池がそこへどう食い込むかはその頃になってみないとわからない、というのが本当のところのようである。したがって、21世紀初頭もエネルギー供給の主役は燃焼であり、とくに日本のように資源を輸入し加工して成り立つ国にとって、燃焼技術が工業化社会を支えていく重要な役割を担うことになる⁽¹⁾と言えよう。

化石燃料が利用される温度は 2000K 以上に達し、エネルギー利用の立場からはその温度は高いほど良いが、一方燃焼による有害排気を考えると、その成分ごとに清浄化のための要求温度場が異なり^{(2),(3)}、複雑な温度制御をする必要がある。また、高効率でクリーンな燃焼方法の開発やエンジンの性能向上、排気ガス対策などを研究する上では、火炎あるいは燃焼ガスの状態量の中で、温度は燃焼機構を支配する最も重要な因子であるため、その把握は燃焼の研究に不可欠である。このように、燃焼場での温度制御や機器開発、燃焼機構の研究などにおいてつねにより高度な温度測定技術が求められ、それに応えるべく様々な測定法が開発されてきた。それらの中で 1000K を超える高温場に適用できる最も身近な方法は、熱電対に代表される接触法による温度測定であろう。しかし高温ガス、特に燃焼ガスでは熔融や腐食による劣化、挿入による物理的妨害、触媒作用による化学的妨害、伝導・ふく射による測定誤差の存在等の問題がある。そうとはいえ、熱電対については一般に安価で扱いも比較的簡単である長所もあり、火炎では影響が避けられない触媒作用防止のために被覆を施したり^{(4),(5)}、適切なふく射損失の補正を行えば精度良く測れる^{(6),(7)}ものと信じられて、新測定法の比較には頻繁に使われている⁽⁸⁾のが現状である。それらの対策を施したとしても、物理的に流れ場に干渉することや材質的に 2000K を超える火炎への適用は無理なこと、あるいは応答性が十分ではないことなどから、たとえばエンジンの燃焼室への適用は不可能であるため、適用範囲は限られていた。さてエンジン開発の歴史の中で、1960 年代にノッキング⁽⁹⁾の問題がクローズアップされ、エンドガスの中から発生することがシュリーレン写真などから明らかになるにつれ、そのエンドガスの温度を測定する要望が高まり、自ずと非接触で応答性が高く燃焼場への影響が少ない方法の開発が精力的に始められた。エンドガスの温度であるから、温度範囲はそれほど高いものではなく、せいぜい 1000K 以下を対象としているが、応答性にすぐれた方法が模索された。音速法^{(10),(11)}、吸収発光法^{(12),(13),(14),(15)}、2バンド法⁽¹⁶⁾、ヨウ素法⁽¹⁷⁾などである。10 年を経ると今度は NO_x の問題がクローズアップされ、まさに燃焼ガス温度の測定の必要性が高まることとなり、上記のなかで吸収発光法の高温・高速化⁽¹⁸⁾が進められた。Hopkinson 効果⁽¹⁹⁾により既燃ガス中に発生した温度分布が NO_x の発生量を大きく支配することが燃焼モデルで明らかにされると、2バンド法の発展型としてバンドの中を分割することにより光軸方向の温度分布が測定できることを示し、応用する研究も進められた^{(20),(21),(22)}。

時代は燃焼の分野で NO_x の問題のみならず、様々な環境問題への対応を要求するようになり、また二度にわたる石油ショックを経験したことから石油の消費を減らすための高効率化がそれまでの動力性能の改善にとって代わることとなった。省燃費と排気浄化は内燃機関にとってトレードオフの関係にあったため、乱流燃焼、非予混合火炎など実際の燃焼室内で発生している現象の把握、解明、モデリングによる予測へと研究対象が移っていった。そう

いう中でレーザが一般に利用できるようになると、空間・時間分解能の高い流速測定に適用できるだけでなく、種々の方法で同じく空間・時間分解能の高い温度測定に利用できることが示され⁽²³⁾、赤外線や音速などの非接触法の発展型の開発から一挙にレーザ利用へと研究の主流が移っていった。

一方、1917年 Radon⁽²⁴⁾がある断面を多方向から奥行き方向に見たデータ集団から二次元分布を再構成できることを理論的に示して以来、種々の改善がなされ、1970年代になって現在使われている数学的な方法いわゆるコンボリューション法が確立され X 線を用いる医療用 CT (Computed Tomography、Computer Tomography とも言われる) に適用できることが示され⁽²⁵⁾、1980年代になるとそれを流れ場⁽²⁶⁾や火炎の二次元温度測定⁽²⁷⁾に適用しようという試みがなされるようになった。

結局二次元温度分布、あるいは局所温度測定を目指す研究は、強力なレーザを用いて散乱または蛍光を利用する局所温度測定法と CT (Computed Tomography) を利用した二次元温度分布測定法という流れに分かれた。前者のレーザを用いる局所温度計測法としては、レイリー散乱法、ラマン散乱法、CARS(Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy) 法、LIF(Laser Induced Fluorescence) 法などがあり、一般に空間分解能が高く、応答性に優れている⁽²⁸⁾。これらは局所温度を高速に測定する試みであるが、二次元温度分布測定法の開発も試みられるに至り、二次元分布を得るレーリ散乱法⁽²⁹⁾、CARS 法⁽³⁰⁾、PLIF(Planar Laser Induced Fluorescence) 法⁽³¹⁾がある。

一方、後者の CT を用いるものとしては、光の吸収やふく射を利用する光 CT 法 (吸収二色法、吸収ふく射法、ふく射二色法)、光・音の伝播速度を利用する、フリンジ (干渉縞) 法⁽³²⁾、音速法⁽³³⁾、⁽³⁴⁾などが開発されている。変わったものとして、高温の場合への適用はまだ不可能と考えられるが、上記方法がエンジンシリンダー壁に光学的あるいは音響的な窓を取り付けて光源や音源からの信号をシリンダー内に導くと共にその反対方向ではその信号を受けるための窓が必要となり、これが相当難しいという欠点を持っているのに対し、細い抵抗線をエンジン内に張り巡らしてプロジェクションデータを得るセンサーとし、そのデータから現段階では未燃ガス温度程度の測定は可能である、という研究も報告されている⁽³⁵⁾。これらの CT 法の中で、光源を必要とするものについては前者と同じレーザを用いながら屈折現象⁽³⁶⁾を利用したり前述したが可視光 (紫外線) での吸収量から温度を測定⁽²⁷⁾しようという方法もある。前者のレーザによる散乱、蛍光を用いる方法と光 CT 法を比較すると、二次元温度分布を得るためには前者は大きい火炎には適応が難しく、また装置が高価で大きかりな設備が必要となる。一方、後者は応答性、空間分解能は前者に劣るものの二次元分布の測定や大きい火炎への適応は容易である。また、赤外線を利用した方法などでは、迷光の影響が少ないため室外でも利用可能であるとか、また、音利用であれば、媒質に多量のごみ

が含まれていても影響が少ないなどの長所がある。従って、これらの非接触法による各種の測定法は、測定対象、その目的により選んで使うべきものであるが、実験室レベルでは完成の域にあるものの、実機に応用しようとしたときにその状況に合わせた技術開発をしなくては使えないものも多く、まだまだ完成した技術とは言い難い。特に、レーザを用いた方法においては、装置の価格・取り扱い性や共存物質の影響（計測の定量性）等の問題があり、実プラントへの適応が難しいという問題が指摘されている⁽³⁷⁾。そこでこの問題を克服するために最近発達してきた半導体による赤外線レーザを用い古典的な吸収法による濃度測定、温度測定の研究^{(38), (39), (40)}も行われるようになってきているが、結局のところ取り扱いビームが細すぎることによると思われるが、実際に火炎温度分布を示した発表は Ray⁽²⁷⁾ が OH を用いて理論的に示し、実測では障害があったためか可視域の Na D-線を用いた方法が成功例として有るのみのものである。このように、赤外線半導体レーザを用いた成功例はまだ聞かないが、とくに日本においてここ数年、精力的に開発が進められているのは事実である。

本論文は測定対象温度を 2500K 程度までの燃焼ガス温度とし、その温度分布を得るために燃焼ガス中に高濃度で含まれる CO₂ を媒質とし、その CO₂ が持つ 4.3 μ バンドにおける赤外線を利用した光 CT 法の開発である。詳細は後述するが、これまでもかなりの段階まで開発は進められているが特にこの論文が扱うのは、実機レベルでのスケールに適応できるふく射二色 CT 法についてであり、従来は光学厚さが厚い場合への対応が未解決であり、その解決のためのアルゴリズムの構築である。これが完成すれば、装置の価格・取り扱い、背景光の問題等は少なく実機への導入も比較的容易であると考えられる。

1.2 従来の赤外線を用いた温度計測法の研究

ここでは、上記の研究背景の中で本論文に密接に関係する赤外線を用いた測定法について詳しく振り返ることとする。

1.2.1 赤外線温度計開発の原点

上述したように、赤外線温度計は当初エンジンの動力性能の改善にたちはだかっていたノッキング現象を解明することにあつた。そのため、エンドガスの温度を測ろうとしたのであるが、赤外線が使われたのはエンドガスに含まれる水蒸気（以下 H₂O と記載）が 1.4, 1.9, 2.7 μ に強い吸収帯を持っていたからである。強いとは言え、大気中の H₂O 濃度では、エンジンシリンダーを縦断する光軸について見ても、吸収率はせいぜい 0.1~1% のオーダーであり、当時の計測技術からは雑音の方が大きい。ありがたいことに、エンジンは圧縮行程があ

り、そこで吸収率が急激に上がり、エンドガスとしては測定可能レベルに達するのである。さて、この赤外線について、上記いずれかのバンドを使って吸収率を測ってもすぐには温度にならない。つまり、吸収率は光軸の幾何学条件が決まっても、吸収媒質の温度と濃度の関数である。したがって、温度を測定しようとするなら、二つの独立な情報が必要となり、結果として赤外線活性媒質の濃度も求まることになる。そこで、吸収のみでなく、ふく射量をも測定すれば、ふく射量は吸収率に関係したふく射率とガスの温度における黒体の放射強度との積であるとともに、二つの測定値は互いに温度に独立な関係を持っているため、二つの未知数に対して二つの情報を得たことになり数学的にはそれら二つの未知数が解けることになる。この二つの情報をエンジンの高速回転に追従するためには、チョッパーを用いた断続データとして二つを分離する方法が考えられ、開発された。チョッピング機構を設けること自体は大きな問題とは言えないが、吸収量を測定するときは黒体のエネルギーレベルに検出器感度を合わせなくてはならない、一方ふく射量測定時はガス温度が黒体温度と比較して非常に低いので感度を上げなくてはならない。そのため、同一の検出器でそれを達成するための工夫が研究の対象ともなっていた⁽¹³⁾,⁽¹⁴⁾。あるいは、1 サイクルで1 点しか測定できないものの、Kurlbaum⁽⁴¹⁾により提案された原理のいわゆるゼロ位法を赤外線を用いるもの⁽¹²⁾も精度が高いことを長所として開発された。そのチョッピングも不要、レベル調整も不要な方法の一つとして、ふく射2 バンド法が開発された⁽¹⁶⁾。これは、二つの温度に独立な影響を受ける情報として、二つのバンドの放射量を測定するのである。チョッパーを用いない場合は、分光器(あるいは二つのフィルター)と二つの検出器が必要となる。もう一つのチョッパーを必要としない方法⁽⁵⁰⁾は、光の偏光の性質を利用するものである。いずれの方法も、光軸上ガスのある種の平均温度が得られることになる。

このうち、吸収ふく射法はノッキングの解明問題が一段落し、NO_xなどの問題がクローズアップされると、既燃ガス温度測定法へと発展した。測定原理は未燃ガス温度であれ既燃ガス温度であれ変わりはないが、未燃ガスから既燃ガスへの急激な温度上昇にチョッピングされた信号をどう処理するかなどであった。赤外線を利用した吸収ふく射法に対し、NaのD線を使った吸収発光法(吸収ふく射法と変わらない)も開発された。この方法はしかし、とくに発光のエネルギーが単原子の電子励起により発生するので1600K付近から急激に励起が起こらなくなること、さらに放射強度の温度依存性は火炎の温度域では、温度依存性が非常に強く、検出器のダイナミックレンジが広くないと温度測定範囲が狭くなるという欠点がある。逆に、信号に対する温度の分解能は高いことになり、可視域が対象であるから使いやすい検出器や光学系が安いこと、さらに原理は簡単なこともあって市販品がある。ふく射2色法をさらに多色化すると、ふく射率の高い波長では検出器から遠くにあるガスからの放射エネルギーが近くのガスに吸収されてしまうが、ふく射率の低い波長では自己吸収が少な

く遠くからの放射エネルギーも届く。これを数学的に解けば、波長の数に応じた分解能の光軸上の温度分布が得られるのである。

1.2.2 赤外線ふく射 CT 法

上記のように多色放射エネルギーを測定すれば、ある程度の分解能での温度分布は得られるが、十分ではない。そこで医療用に開発が進められていた CT⁽⁴²⁾ の技術を火炎に適用する方法が、中山⁽⁴³⁾ら、あるいは Uchiyama ら⁽⁴⁴⁾により開発され始めた。この方法は、光軸上の一つの波長または一つのバンドの赤外線放射エネルギーを各場所、各方向に取り、CTにより放射エネルギー分布を描き出すものである。上述したように、放射エネルギーはガスの濃度と温度に依存するので、一つの情報から両方を得ることができない。ふく射率を仮定すればその分布を温度分布に変換できるが、結局物理的意味が曖昧だとして、この方法は発展しなかった。しかし、燃焼場に CT を持ち込んだということでは両グループの仕事はおおいに評価されるものであり、当研究の足がかりとなった以下の方法についても、それに触発されて始めたと言って良い面が有る。また中山らは、Fourier 法にもとづく CT のアルゴリズムで不可欠なフィルター関数について、Bracewell⁽⁴⁵⁾, Ramachandran⁽⁴⁶⁾, Chesler⁽⁴⁷⁾ あるいは Shepp ら⁽⁴⁸⁾ の提案する形を詳細に調べており、CT を使う研究に多大な貢献をしたと評価できる。

1.2.3 赤外線吸収ふく射 CT 法

上述の赤外線吸収ふく射法は、そのままでは光路中のエネルギー平均温度を示すものであり、特別な場合以外はその分布を知ることができないが、その信号はふく射も吸収もともに光学厚さが薄い場合は局所の物理量である吸収係数あるいはふく射率と黒体放射強度の積の線型積分になっていることに着目すれば、医療用 CT のアルゴリズムを適用して 2 次元温度分布の測定が可能となる^{(18), (49)}。赤外線活性媒質には炭化水素火炎の燃焼ガスとして安定で且つ高濃度で存在する H₂O 又は CO₂ を用いており、その原理は、まず黒体を用いてガスの吸収係数の分布を求め、次にチョッパーが黒体を遮る時にふく射データを取り、それから局所ふく射量を求め、両者の局所値の比から温度、さらに濃度分布を求めるものである点は上述の平均温度を求める方法と同じであるが、これを目的とする測定断面についてくまなく多方向、位置についてデータを集めて CT のアルゴリズムにかけるのである。この方法は、ガスのふく射活性成分の吸収係数を知る必要がなく、また、測定には一つの波長帯しか

使わないため、最も都合の良い波長帯を選べることを特徴としている。従来、この方法は平均温度測定の場合もそうであったようにチョッパーを用いることが欠点の一つと考えられており、CT のため膨大なデータを多方向から収録するにはチョッパーの問題は致命的とも言えたが、チョッパを使わなくても良い方法も開発され瞬時測定にも対応が可能となった⁽⁵⁰⁾。それでもなお、光源を必要とすることから測定対象の大きさに対する制約が大きく、 H_2O を媒質とする場合は、大気の補正をする必要もあり、またふく射を利用するため低温域での測定に制限があるなど、次に述べる吸収二色 CT 法とふく射二色 CT 法の欠点を併せ持つことになるため、利用価値は高いとは言い難い。

1.2.4 吸収二色 CT 法

吸収二色 CT 法は前述の吸収ふく射 CT 法のようにその前身となるエネルギー平均温度測定法に開発例がなく、最初から CT 法として開発された。その最初の報告は Ray⁽²⁷⁾ らの研究であり、レーザを用いた可視領域の Na の二つの吸収線を用いたものである。しかし、Na の吸収発光は電子励起によるものであり、1600K より低い部分ではその活性原子数密度が極端に低くなるため、測定可能温度限界があり、また十分な測定精度が得られなかったためか、その後その方法が応用された報告は見ない。

一方、若井らは、光源としては黒体を用いた赤外線吸収二色 CT 法⁽⁵¹⁾を開発している。これらの測定にはガス、とくに火炎の場合は安定に十分な濃度で存在する H_2O や CO_2 の吸収率を用いるが、光学厚さが厚いときはこれらのガスの吸収率を Lambert-Beer の式では表現できなくなる。そこで吸収二色 CT 法については、統計モデルを用いた解決法が提案された⁽⁵²⁾。赤外線の吸収媒質としては $1.8 \mu m$ バンドと $2.7 \mu m$ バンドの H_2O の吸収帯を対象としている。これは、この波長域で用いられる InAs 赤外線検出器の分光感度 D^* が、 $4.3 \mu m$ バンドの CO_2 の吸収帯で用いられる InSb のそれより大きい⁽⁵³⁾ため、精度が高くなることが主な理由である。しかし、実験室規模の火炎での H_2O の吸収率は非常に小さいため、そのプロジェクションデータはノイズの影響を大きく受けることになりノイズに弱い測定法となる。Wakai によれば、温度の精度を 20K に保つためには理論的に検出器のノイズは 7000 分の一に抑える必要があり、汎用性には欠ける。また、計算領域外の周囲大気に含まれる H_2O の影響も無視できないため、その吸収量の補正が必要となりアルゴリズムをより複雑なものにしている。一方、 CO_2 の吸収率は H_2O の吸収率と比べ、二桁程大きな値を持っているため、小さなバーナーでも吸収エネルギーが大きく、測定精度が高くなることが予測される。しかし、吸収率が大きい分、バンドモデルの適用が不可欠となる。従って、吸

吸収二色 CT 法では、光学厚さが厚い場合の、つまり赤外線吸収媒質として CO_2 を用いた場合の測定精度や測定限界等の検討が必要と考えられる。

次に吸収二色法に関しては、最近、赤外線半導体レーザーが入手しやすくなり、それを光源として CO_2 を吸収媒質とした濃度あるいは温度の計測法の開発がなされるようになってきた (38), (39), (40), (54), (55), (56)。これを用いると前述の黒体を光源とする方法と比べ、線スペクトルを用いることができるため統計モデルなどの複雑なバンドモデルを用いる必要が無いことから、簡便で高精度が期待できる。しかし、前述のように火炎温度の測定となるとレーザービームが細いことによる火炎のゆらぎや半導体レーザー自体のゆらぎなどが原因と思われるが、まだ満足できる精度で測定したという報告は見あたらない。

1.2.5 ふく射二色 CT 法

内山ら^{(44),(57)}により発表されたふく射 CT 法は、温度を得るためにはガスのふく射率を一定として扱い、また、自己吸収の補正もしない方法であったためその結果の信頼性が保証されなかった。まずふく射率の問題を解決する論文が、1988年に若井らにより発表された。吸収ふく射法、吸収二色法と進んできた流れから見れば自ずとその背景がわかるであろうが、ともかくふく射エネルギーは温度と濃度の情報を同時に持っているため、それを分離するためここではふく射エネルギーを二波長にわたって測定するものであり、Agnew の平均温度測定法の発展型とも言える。ふく射二色 CT 法として、ガスのふく射率や、自己吸収の補正をしたアルゴリズムが開発され実際にガス給湯器のバーナの温度測定に応用された⁽⁵⁸⁾。この方法は、測定ガスからのふく射エネルギーのみを測定する方法であるため測定装置には、比較光源やチョッパーを必要とせず、吸収ふく射法や吸収二色法と比べると測定対象の大きさには理論的には制約がなく、容器内の測定に対しては窓が少なくすむという大きな利点がある。しかし、光学厚さが薄い場合においても自己吸収の補正が必要となり、吸収媒質に CO_2 を用いた場合や規模の大きな火炎などの光学厚さが厚い場合には、自己吸収の補正とバンドモデルの導入という二重の問題を抱えることとなりそのアルゴリズムの構築が望まれる。この問題が解決されると、前述の様に光源、窓、チョッパー等が必要でないため、リニアアレイ検出器を必要な角度分だけ配置すれば変動温度場にも適用が可能である。すなわち CT 法が苦手とする時間分解能をあげることも可能なのである。ふく射媒質としては、燃料として一般には水素、炭化水素、一酸化炭素が用いられるので、 CO_2 または H_2O を選べば良く、またこれらのガスの性質は非常に詳細に調べられているので扱いも容易である。 H_2O を用いた場合にはリニアアレイセンサーは PbS が安価に入手でき、 CO_2 についても、InSb に代わり、PtSi が二次元 CCD として開発されており、そのリニアアレイが製造されれば

扱いは非常に簡単で応答性の良い測定が期待できるため、CTの最大の欠点とされてきた応答性の問題は解決できる見込みがあるといえる。

1.3 本研究の目的

前節では二次元温度分布測定法の中でも実機へ適応の可能性が高い光CT法を中心に従来の研究をレビューし、現状と問題点を整理した。この結果、吸収ふく射CT法では、光学厚さが厚い場合の計算アルゴリズム（統計モデルの組み込み）が未解決である。吸収二色CT法では、 H_2O における統計モデルの適用がなされているものの、光学厚さが厚い場合は CO_2 を媒質とした方が測定精度の向上が期待できるため、 CO_2 を媒質とした場合のアルゴリズムの構築と測定精度の検討が必要である。ふく射二色CT法では、吸収ふく射法と同様に統計モデルの組み込みがなされておらず、光学厚さが厚い場合の測定ができない現状である。ただし、吸収ふく射法は、吸収とふく射の両方を使用するため吸収法の問題点とふく射法の問題点を合わせ持っているが、吸収法、ふく射法でそれぞれの問題点が解決できれば同様の手法によりその問題点を解決できると考えられる。

従って、本研究では、吸収二色CT法、ふく射二色CT法ともに CO_2 を媒質に選んだ場合について、再構成温度と吸収媒質の濃度の計算アルゴリズムの構築を第一の目的とし、次にそのアルゴリズムを用いたシミュレーションにより各々の測定法の精度の検討を行い、最後に実験によりそれらを検証することにより赤外線二色CT法による温度測定法を確立する事を目的としている。

本論文は5章より構成されている。

第1章は、本章でもある「序論」であり、二次元温度分布測定法に関して、特にCTを中心に従来の研究をレビューし、残された課題を記述している。

第2章は、「赤外線二色CT温度計の原理」と題し、本論文で展開する光学厚さが厚い場合のアルゴリズムの構築法について吸収二色CT法とふく射二色CT法についてそれぞれ記述している。

第3章「計算機シミュレーションによる検討」では、計算機によりプロジェクションデータを作成し、前章で示したアルゴリズムにより温度、濃度の再構成を行った結果を基に、その収束性や測定精度について検討を行い、十分満足できる結果を得た。

第4章「実験的検討」では、温度検定用の円形フラットバーナを用いてシミュレーションによる結果の検証を行った。また、吸収二色CT法においては家庭用瞬間湯沸かし器用多列バーナの火炎温度の測定を試み、本測定法が実用バーナへ適用できることを示した。

第5章は、「結論」であり、主たる成果を纏め、残された課題について記述している。

第2章 赤外線二色CT温度計の原理

2.1 赤外線二色CTの測定原理

赤外線二色CT温度計は、測定に赤外域の二つの波長帯を使用するものであり、その二波長帯におけるスペクトル特性が温度に独立の影響を受けるよう選ばばその比率は温度と一定の関係を示すことを利用して、この比率から被測定対象の温度を決めるものである。また、CT法とは、直線上に沿う情報量はその直線上の物理量 $f(x, y)$ の線型な和あるいは積分量として与えられる場合、その物理量を検出したものをプロジェクションデータとし、それを測定対象の測定したい断面全体にわたって多くの位置 (X)、多くの角度 (θ) について収録した組 $P(X, \theta)$ すなわち、

$$P(X, \theta) = \int f(x, y) dY \quad (2.1)$$

から内部の二次元的物理量分布 $f(x, y)$ を計算により定量的に再現するもの⁽⁴²⁾であり、式(2.1)で示される $P(X, \theta)$ を用いて $f(x, y)$ を求めることが再構成の内容である。本研究では、この二色法とCTの手法を組み合わせて二次元温度分布を求めようとするものである。

図2.1にCO₂の4.3 μ mバンドの吸収係数 $a_\omega (= a_\omega^0 \cdot T_0/T)[\text{cm}^{-1}]$ を温度をパラメータにして示す。ここで、 a_ω^0 は標準圧力(1atm)、標準温度(273K)で正規化された吸収係数である。従って、吸収係数 a_ω はガス濃度が圧力変化に依存する分については影響を受けないようにしているものの、温度変化に依存する分については影響を受ける形になっているのに対し、 a_ω^0 は温度変化により濃度が変化する影響も受けず、真にガスの性質としての吸収の程度を示す、いわば真の物性値である。図中に矢印で示した $\Delta\omega_1$ 、 $\Delta\omega_2$ をそれぞれ第一波長、第二波長の波長幅とし、その中心波数を ω_c とする。この吸収係数は W. Grosshandler が Malkmus の理論⁽⁵⁹⁾ を元に開発した計算コード RADCAL⁽⁶⁰⁾ を利用して求めた。上述のように二色法では、これらの二つの波長帯は、吸収係数の温度依存性がお互いに異なるように選ぶ。吸収二色法は、これら二つの波長帯から求めた平均吸収係数 a_1^0 、 a_2^0 の比 R

$$R \equiv \frac{\frac{1}{\Delta\omega_1} \int_{\Delta\omega_1} a_\omega d\omega}{\frac{1}{\Delta\omega_2} \int_{\Delta\omega_2} a_\omega d\omega} = \frac{a_1^0}{a_2^0} \quad (2.2)$$

の温度依存性を予め調べておき、実測値と比較して温度を決める方法である。ここで、 $a_j^0 = \int_{\Delta\omega_j} a_\omega^0 d\omega / \Delta\omega_j$ ($j = 1, 2$) である。

図 2.2 は、 $\omega_c = 2285\text{cm}^{-1}$ 、 $\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2 = 50\text{cm}^{-1}$ の場合の R を温度の関数として示したものである。これよりガス中の局所の R が測定されれば一義的に温度 T が求められる。吸収二色 CT 法では、これら a_1^0 、 a_2^0 の分布を CT 法により求めている。

一方ふく射二色法は、これら二つのバンドから求めたふく射強度の比

$$R \equiv \frac{\frac{1}{\Delta\omega_1} \int_{\Delta\omega_1} a_\omega I_{G\omega} d\omega}{\frac{1}{\Delta\omega_2} \int_{\Delta\omega_2} a_\omega I_{G\omega} d\omega} \approx \frac{a_1^0 \cdot I_1}{a_2^0 \cdot I_2} \quad (2.3)$$

の温度依存性を予め調べておき、実測値と比較して温度を決める方法である。ここで、 $I_{G\omega}$ は、波数 ω におけるガス温度に等しい黒体のふく射強度を示し、 $I_j = \int_{\Delta\omega_j} I_{G\omega} d\omega / \Delta\omega_j$ ($j = 1, 2$) である。 $\Delta\omega_j$ ($j = 1, 2$) が狭いときは、 $I_{G\omega}$ はほとんど波数に依存しないため R は近似的に右側の式で表すことができる。

図 2.3 に CO_2 の $4.3\mu\text{m}$ バンドのスペクトル吸収係数 $a_\omega (= a_\omega^0 \cdot T_0/T)$ [cm^{-1}] と黒体のふく射強度 $I_{G\omega}$ [$\text{W}/\text{cm}^{-1}/\text{cm}^2$] の積を温度をパラメータにとって示す。 $a_\omega \cdot I_{G\omega}$ [$\text{W}/\text{cm}^{-1}/\text{cm}^3$] は、微小ガス塊が単位体積あたりに射出するエネルギーであり、ふく射 CT 法で重要な因子である。図中に矢印で示した $\Delta\omega_1$ 、 $\Delta\omega_2$ をそれぞれ第一波長、第二波長の波長幅とし、その中心波数を ω_c とする。図 2.4 は、 $\omega_c = 2200\text{cm}^{-1}$ 、 $\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2 = 50\text{cm}^{-1}$ の場合の R を温度の関数として示したものである。これよりガス中の局所の R が測定されれば一義的に温度 T が求められる。ふく射二色 CT 法では、 $a_j^0 \cdot I_j$ の分布を CT 法により求めている。

2.2 吸収法への統計モデルの組み込み

この方法は、 H_2O に対してはすでに開発済み⁽⁵²⁾ である。ここでは、 CO_2 への適用を前提としてその方法を示す。

図 2.5 に吸収二色 CT 法の測定装置の概念図を示す。測定対象 ④ と計算領域 ③ は静止座標系 ($x-y$) に固定されている。図は、 $x-y$ 座標系に対し温度計の光軸 (Y 軸に平行) が θ だけ回転した状態を表し、この軸を X 軸に沿ってスキャンした後、次の投影角へ光軸を回転する、いわゆる T-R (Translate-Rotate) 方式により投影データを記録する。光源から発せられた波長帯 j ($= 1, 2$) の光エネルギー $E_{B,j}$ は、測定対象で吸収を受け分光器で波長分離選択された後、各波長帯用の検出器に入る。測定は、種々の角度 θ (その数をプロジェクション数とする)、位置 X (おなじくサンプリング数とする) において行うものとする。角度 θ 、位置 X にて波長帯 j の光源からの透過エネルギー $P_{X\theta,j}$ (プロジェクションデータ)

は、測定対象ガスからのふく射エネルギーを $P_{GX\theta,j}$ 、検出器の受けるエネルギーを $P'_{X\theta,j}$ 、装置定数を k_j 、波長帯 j での平均透過率を τ_j として、

$$\begin{aligned} P_{X\theta,j} &= P'_{X\theta,j} - P_{GX\theta,j} \\ &\approx k_j \cdot \tau_j \cdot E_{B,j} \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。ここで、光源の輝度温度がガス温度より十分高ければ $P_{X\theta,j} = P'_{X\theta,j}$ とおけるが、とくに波長が長い場合は、ガス温度が高いと光源からのふく射エネルギー $P'_{X\theta,j}$ に対し、ガスからのふく射エネルギー $P_{GX\theta,j}$ が無視できないので、その影響を除去するためにチョッパで光源からの光エネルギーを遮ることにより測定した $P_{GX\theta,j}$ を減じている。この方法は、時間応答性を悪くし、データの質も落とすこととなるが、光学系としては志水ら⁽⁵⁰⁾によりチョッパを用いない方法も提案されている。

さて、式 (2.4) の平均透過率 τ_j を統計モデル⁽⁶¹⁾により表すと、

$$\tau_j = \exp \left\{ \frac{-a_j^0 \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \cdot \ell}{\sqrt{1 + \frac{1}{\pi} \frac{a_j^0 (\rho/\rho_0) \ell}{C_j}}} \right\} \quad (2.5)$$

ここで、 a_j^0 : 波長帯 j の平均吸収係数、 ρ : 赤外活性成分濃度、 ℓ : 光路長さ、 C_j : 微細構造パラメータである。下付添字 0 は、0℃の標準状態の値を示す。

また、非一様温度分布のガスに対し、Curtis-Godson の式⁽⁶²⁾から厚さが Y_1 から Y までのガス層の透過率 $\tau_{Y,j}$ は、

$$\tau_{Y,j} = \exp \left\{ \frac{-\tilde{a}_{xy,j}^0 \cdot \tilde{u}}{\sqrt{1 + \frac{1}{\pi} \frac{\tilde{a}_{xy,j}^0 \cdot \tilde{u}}{\tilde{C}_{xy,j}}}} \right\} \quad (2.6)$$

ここで、

$$\tilde{a}_{xy,j}^0 = \frac{\sum_{Y_1}^Y a_{xy,j}^0 \cdot u}{\tilde{u}} = \frac{\int_{Y_1}^Y a_{xy,j}^0 \cdot \frac{\rho_{xy}}{\rho_0} dY}{\int_{Y_1}^Y \frac{\rho_{xy}}{\rho_0} dY} \quad (2.7)$$

$$\tilde{C}_{xy,j} = \frac{\sum_{Y_1}^Y a_{xy,j}^0 \cdot C_{xy,j} \cdot u}{\tilde{a}_{xy,j}^0 \cdot \tilde{u}} = \frac{\int_{Y_1}^Y a_{xy,j}^0 \cdot C_{xy,j} \cdot \frac{\rho_{xy}}{\rho_0} dY}{\int_{Y_1}^Y a_{xy,j}^0 \frac{\rho_{xy}}{\rho_0} dY} \quad (2.8)$$

$$\tilde{u} = \sum_{Y_1}^Y u = \int_{Y_1}^Y \frac{\rho_{xy}}{\rho_0} dY \quad (2.9)$$

$A_{xy,j} = a_{xy,j}^0 \cdot (\rho_{xy}/\rho_0)$ と置いて、式(2.6)を整理すると、

$$\tau_{Y,j} = \exp \left\{ \frac{- \int_{Y_1}^Y A_{xy,j} dY}{\sqrt{1 + \frac{\left(\int_{Y_1}^Y A_{xy,j} dY \right)^2}{\pi \int_{Y_1}^Y A_{xy,j} C_{xy,j} dY}}} \right\} \quad (2.10)$$

式(2.10)の $\tau_{Y,j}$ を式(2.4)の τ_j に代入し両辺の対数を取ると、

$$\frac{- \int_{Y_1}^Y A_{xy,j} dY}{\sqrt{1 + \frac{\left(\int_{Y_1}^Y A_{xy,j} dY \right)^2}{\pi \int_{Y_1}^Y A_{xy,j} C_{xy,j} dY}}} = \ln \left(\frac{P_{X\theta,j}}{k_j \cdot E_{B,j}} \right) \quad (2.11)$$

となる。ここで、 $A_{xy,j} = a_{xy,j}^0 \cdot (\rho_{xy}/\rho_0)$ の $a_{xy,j}^0$ は、座標 (x,y) における波長帯 $j(=1,2)$ の平均吸収係数であり、 $C_{xy,j}$ とともに、前述の公開プログラムRADCAL⁽⁶⁰⁾を利用して各波数における 5cm^{-1} ごとの平均値を用いて計算した。さて、式(2.11)の形では通常のコンプリーション法⁽⁴⁸⁾により直接 $a_{xy,j}^0$ を解くことができないので、第一次近似として式(2.11)の左辺分母の第2項を0とする。これは、Lambert-Beerの式を使うことと一致する。すると、式(2.11)の左辺の分母が1となり、

$$- \int_{Y_1}^Y A_{xy,j} dY = \ln \left(\frac{P_{X\theta,j}}{k_j \cdot E_{B,j}} \right) \quad (2.12)$$

と示され、多方向(回転角 θ)に多数の X の位置で、 $P_{X\theta,j}$ を測定すれば、先程述べたCT計算により計算断面内の局所 (x,y) の物性値 $A_{xy,j}$ を求めることができる。これは $a_{xy,j}^0 \cdot (\rho/\rho_0)$ の第一近似である。得られた $a_{xy,1}^0 \cdot (\rho/\rho_0)$ と $a_{xy,2}^0 \cdot (\rho/\rho_0)$ の比をとることで R_{xy} が求められる。

$$R_{xy} = \frac{a_{xy,1}^0 \cdot \frac{\rho}{\rho_0}}{a_{xy,2}^0 \cdot \frac{\rho}{\rho_0}} = \frac{a_{xy,1}^0}{a_{xy,2}^0} \quad (2.13)$$

次に図 2.2 で示した R と T の関係から、局所温度が得られることになる。この局所温度から使用波長帯平均の吸収係数 $a_{xy,1}^0, a_{xy,2}^0$ が得られるので、全ガスに対する CO_2 のモル分率 χ も次式により得ることができる。

$$\chi = \frac{A_{xy,j}}{a_{xy,j}^0} \cdot \frac{p_0}{p} \cdot \frac{T_{xy}}{T_0} \quad (2.14)$$

このようにして求めた $a_{xy,j}^0$ より式 (2.11) の分母を求め式 (2.12) の右辺の値に補正を加える。この新しい $P_{X\theta,j}$ を用いて再び式 (2.12) より CT 計算にて、 $a_{xy,j}^0 \cdot (\rho/\rho_0)$ の第二近似を求める。このように計算を繰り返すことで温度、濃度を真の値に近づけていくことができる。

2.3 ふく射法への統計モデルの組み込み

図 2.6 にふく射二色 CT 法の測定装置の概念図を示す。ふく射 CT 法は光源を必要としないので、図 2.5 の吸収二色 CT 法の装置から光源（黒体）とチョッパを取り除いた図となっている。従って、図 2.5 と同様に測定対象 ②と計算領域 ①は静止座標系 ($x-y$) に固定されており、光学系は回転座標系 ($X-Y$) に固定されている。図は、 $x-y$ 座標系に対し温度計の光軸 (Y 軸に平行) が θ だけ回転した状態を表し、この軸を X 軸に沿ってスキャンした後、次の投影角へ光軸を回転する。測定対象である火炎②から発せられたふく射エネルギーは、途中のガスの吸収（自己吸収）を受けつつ分光器⑤に到達し、波長分離選択された後、各波長用の検出器⑥に入る。角度 θ 、位置 X にて、光軸に沿って検出器に入射するふく射エネルギーの波長帯 $j (= 1, 2)$ における積分量、いわゆるプロジェクションデータ $P_{X\theta,j}$ は、

$$P_{X\theta,j} = k_j \int_{Y_1}^{Y_2} I_{Gxy,j} \left\{ \frac{d\epsilon_{Y,j}}{dY} \right\} dY \quad (2.15)$$

となる⁽⁶²⁾。CT 法で局所の値を求める必要があり、積分の中を各点の値として表現するため以下のように変形する。すなわち自己吸収の影響と統計モデル導入によりプロジェクションデータが単純な線型成分の積分から外れてしまうのに対し、線型成分の積分部分（吸収法の時と同様、これは Lambert-Beer の法則に従う場合）と、そうでない成分とに強引に分けるのである。吸収法と比べ複雑な手続きを踏むことになる。

$$\begin{aligned} P_{X\theta,j} &= k_j \int_{Y_1}^{Y_2} I_{Gxy,j} A_{xy,j} \left[1 - 1 + \frac{\left\{ \frac{d\epsilon_{Y,j}}{dY} \right\}}{A_{xy,j}} \right] dY \\ &= k_j \int_{Y_1}^{Y_2} I_{Gxy,j} A_{xy,j} \times \left[1 + \frac{\left\{ \lim_{\Delta Y \rightarrow 0} \frac{\epsilon_{Y,j} - \epsilon_{Y-\Delta Y,j}}{\Delta Y} \right\} - A_{xy,j}}{A_{xy,j}} \right] dY \end{aligned} \quad (2.16)$$

ここで、 ϵ : ふく射率、 k_j : 装置定数、 $A_{xy,j} : a_{xy,j}^0 \cdot (\rho_{xy}/\rho_0)$ である。
 さて、統計モデルから気体のふく射率 ϵ_j は、

$$\epsilon_j = 1 - \exp \left\{ \frac{-a_j^0 \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \cdot \ell}{\sqrt{1 + \frac{1}{\pi} \frac{a_j^0 (\rho/\rho_0) \ell}{C_j}}} \right\} \quad (2.17)$$

また、吸収法と同様に非一様温度分布のガスに対し、Curtis-Godson の式⁽⁶²⁾ から厚さが Y_1 から Y のガス層のふく射率 $\epsilon_{Y,j}$ は、

$$\epsilon_{Y,j} = 1 - \exp \left\{ \frac{-\int_{Y_1}^Y A_{xy,j} dY}{\sqrt{1 + \frac{\left(\int_{Y_1}^Y A_{xy,j} dY\right)^2}{\pi \int_{Y_1}^Y A_{xy,j} C_{xy,j} dY}}} \right\} \quad (2.18)$$

したがって、

$$P_{X\theta,j} = k_j \int_{Y_1}^{Y_2} I_{Gxy,j} A_{xy,j} \times \left[1 + \frac{\left\{ \lim_{\Delta Y \rightarrow 0} \frac{-e^{-\eta} + e^{-\xi}}{\Delta Y} \right\} - A_{xy,j}}{A_{xy,j}} \right] dY \quad (2.19)$$

また η, ξ は以下の通りである。

$$\eta, \xi = \frac{\int_{Y_1}^Z A_{xy,j} dY}{\sqrt{1 + \frac{\left(\int_{Y_1}^Z A_{xy,j} dY\right)^2}{\pi \int_{Y_1}^Z A_{xy,j} C_{xy,j} dY}}} \quad (2.20)$$

$$\left(\begin{array}{l} \eta : Z = Y \\ \xi : Z = Y - \Delta Y \end{array} \right)$$

以上において CT 計算を行うためには積分記号 (\int) を和記号 (Σ) に、微分記号 (dY) を差分記号 (ΔY) に置き換えて、CT 計算の方法に依存した分割方法で計算を遂行することに

なる。さて、式(2.19)は、[]内第一項は1であるから空間 (x, y) の物理量である射出エネルギー $I_{Gxy,j}A_{xy,j}$ の線型和の項、第二項がそれ以外の項として分離できたことになる。そこで、吸収法と同様、右辺第二項を左辺へ移項する。すると、 $P_{X\theta,j}$ からこの項を引いたものが擬似的なプロジェクションデータである。 $P_{X\theta,j}$ はもちろん、実験から求めることができるが、この第二項はCT計算後明らかになる未知数から成り立つ。そこで、第一近似として、この項をゼロと置いて求める。すると、右辺の $I_{Gxy,j}A_{xy,j}(=B_{xy,j}$ とおく) が二波長帯 ($j=1,2$) についてコンボリューションバックプロジェクション法などで容易に求まる。そのようにしてCT計算にて求めた二つの $B_{xy,j}(j=1,2)$ を用いて

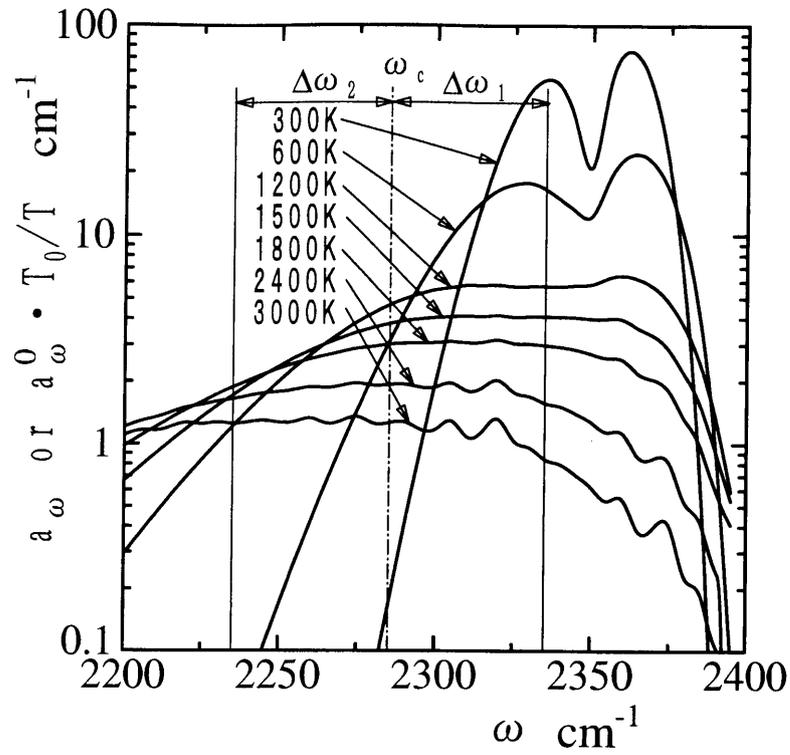
$$R_{xy} = \frac{B_{xy,1}}{B_{xy,2}} = \frac{I_{Gxy,1} \cdot a_{xy,1}^0 \cdot \frac{\rho_{xy}}{\rho_0}}{I_{Gxy,2} \cdot a_{xy,2}^0 \cdot \frac{\rho_{xy}}{\rho_0}} = \frac{I_{Gxy,1} \cdot a_{xy,1}^0}{I_{Gxy,2} \cdot a_{xy,2}^0} \quad (2.21)$$

が得られる。図2.4に示したように、予めこの R と T の関係はわかっているので、 $T_{xy} = f(R_{xy})$ として温度が求まる。この温度から $a_{xy,j}^0$ や $I_{Gxy,j}$ が求まるので、式(2.19)の右辺第二項は計算できる。この値を用いて疑似プロジェクションデータを修正し、第二近似計算を遂行する。これを繰り返すことによって徐々に温度が真の値に近づくことになる。

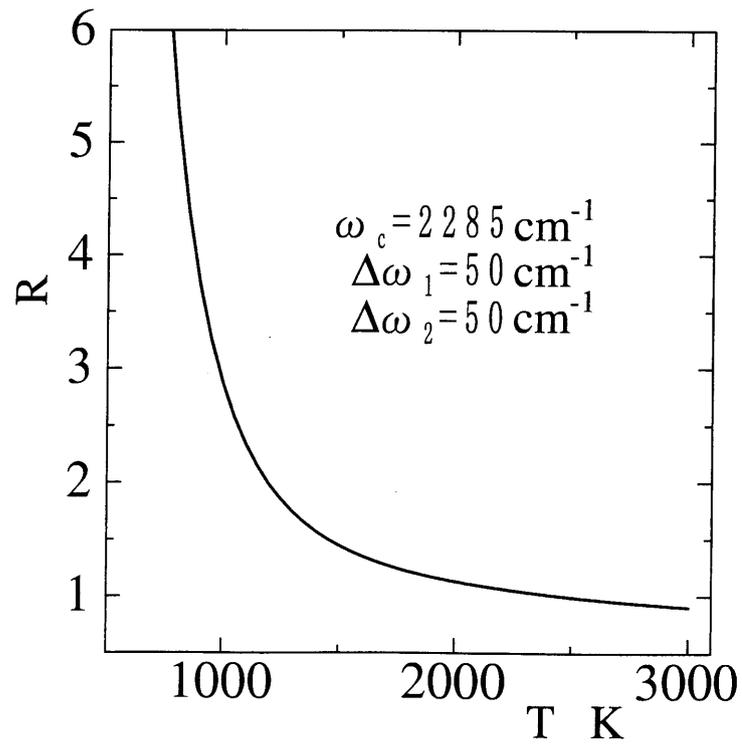
そのようにして求めた温度をもとに、全ガスに対する CO_2 のモル分率 χ は次式により得ることができる。

$$\chi_{xy} = \frac{B_{xy,j}}{a_{xy,j}^0 \cdot I_{Gxy,j}} \frac{P_0}{P} \frac{T_{xy}}{T_0} \quad (2.22)$$

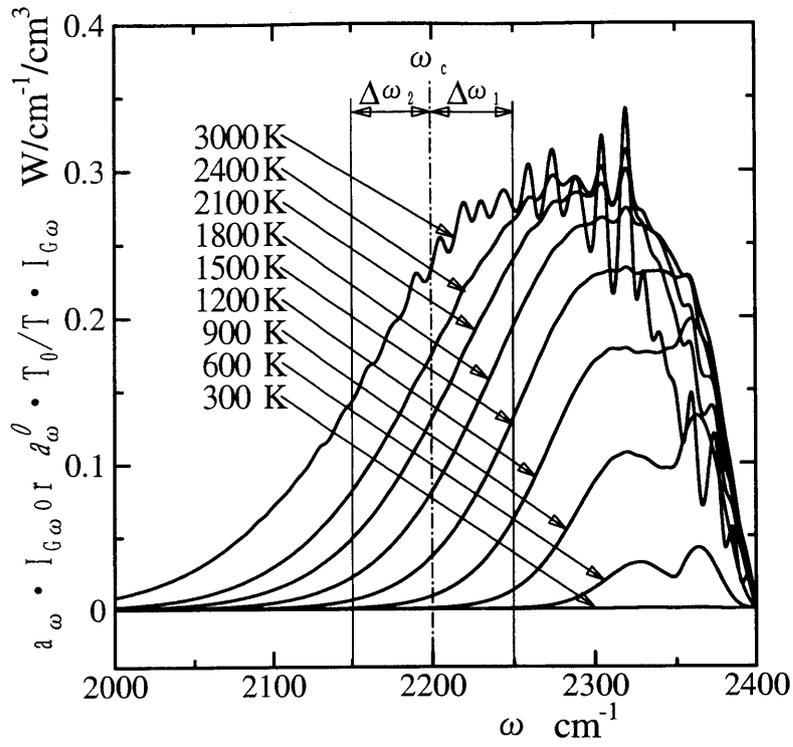
ここで、 P は圧力であり、 P_0, T_0 はそれぞれ、吸収係数の与えられている基準圧力温度状態を意味する。



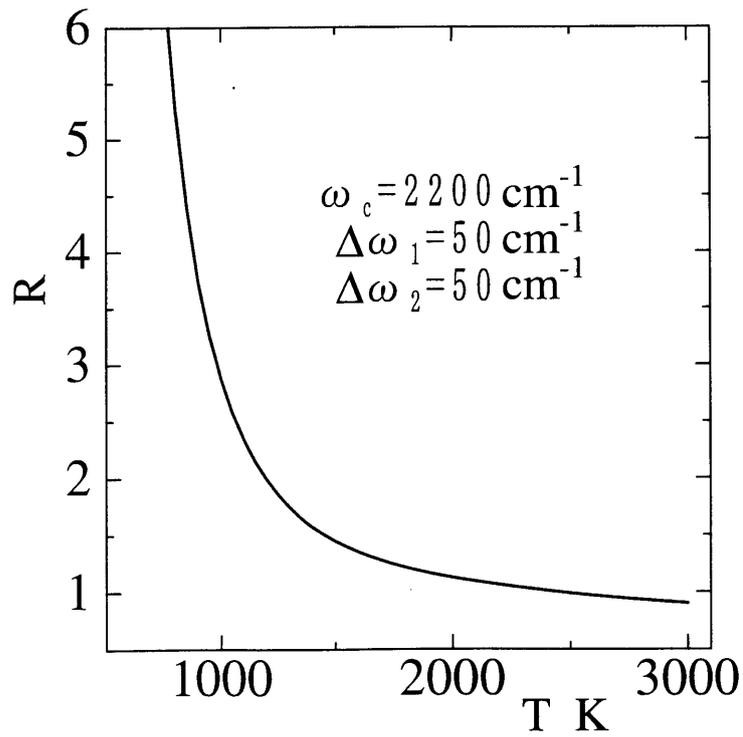
⊠ 2.1 Spectral characteristics of CO₂ for absorption CT



⊠ 2.2 Relation between R and T for absorption CT



⊠ 2.3 Spectral characteristics of CO₂ for emission CT



⊠ 2.4 Relation between R and T for emission CT

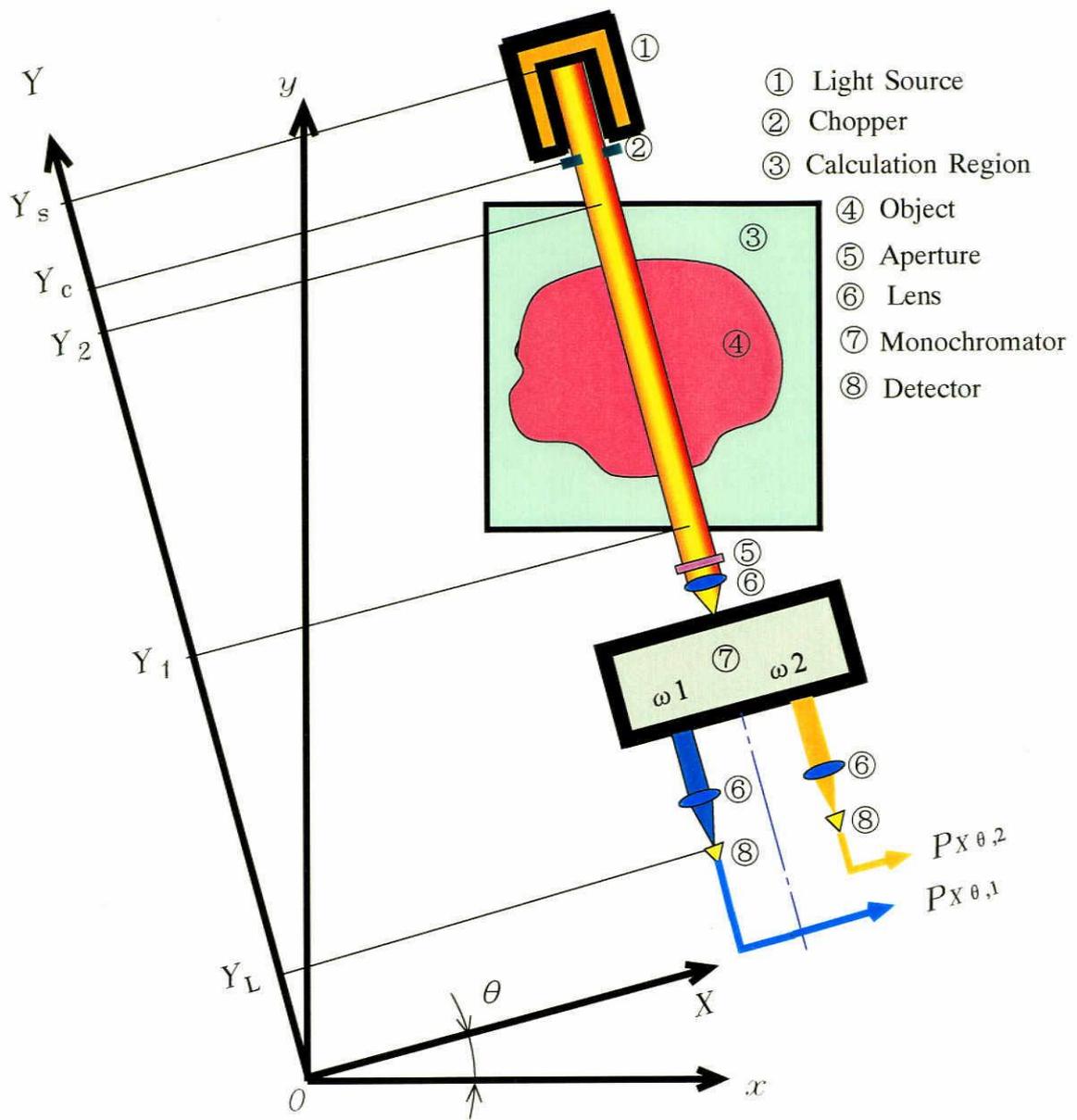


图2.5 Experimental system of 2-band absorption CT

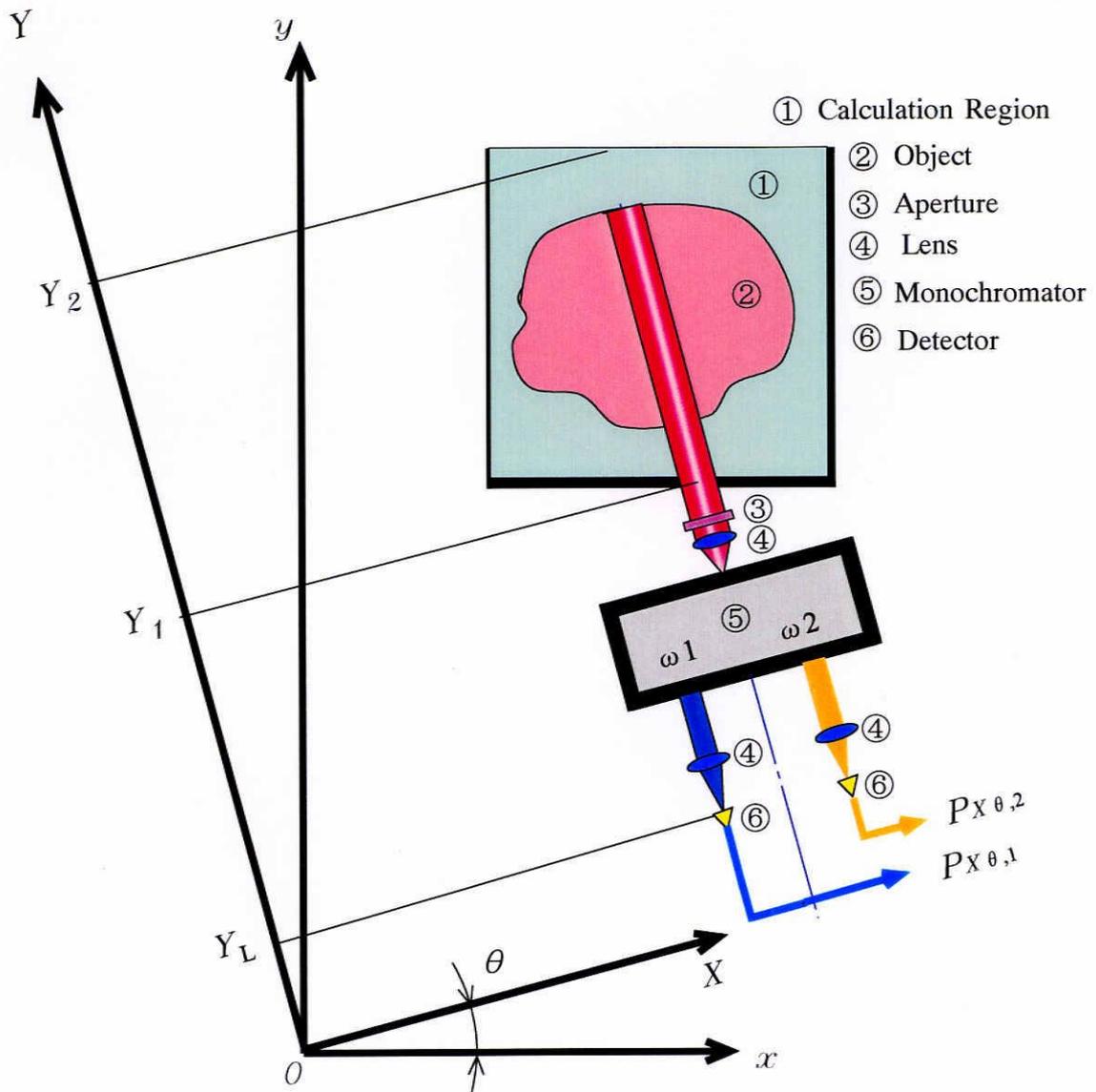


图2.6 Experimental system of 2-band emission CT

第3章 計算機シミュレーションによる検討

ここではいくつかのモデル温度、濃度分布を与え、吸収2色CT法の場合は式(2.4)、ふく射2色CT法の場合は式(2.15)で表されるプロジェクションデータを計算機によって作成し、それから第2章で導いた収束法によるCT計算により再構成される2次元分布を用い、本方法による再構成分布の特性、精度、ノイズの影響などについて検討する。CT計算にはコンボリューション法を、フィルタ関数にはノイズのある場合に適している Shepp ら⁽⁴⁸⁾の修正形を用い、プロジェクション数とサンプリング数をそれぞれ120と100にとり計算した。

3.1 吸収二色CT法

3.1.1 収束性

まず、第2章で示した収束法のアルゴリズムの収束性について調べる。モデルとしては、直径4cmのハニーカム状フレームホルダー上に温度2000Kの一様温度のC₃H₈-空気予混合火炎(当量比1で、CO₂の相対モル濃度 $\chi = 11.6\%$ も一様分布)が形成されているものとし、計算機によりプロジェクションデータを発生させてCT計算によりその分布を再構成させた。図3.1は $\Delta\omega_1 = 20\text{cm}^{-1}$ 、 $\Delta\omega_2 = 50\text{cm}^{-1}$ 、 $\omega_c = 2350\text{cm}^{-1}$ での温度、濃度が収束していく様子を示す(この場合、最大光路長での吸収率は約70%になる)。プロジェクションデータは、数値計算誤差以上の誤差を含まないものとし、統計モデルを導入するためにここで提案した方法が、どの程度精度よく収束するかを示している。 $i = 1$ はバンドモデルを導入しないこと(つまり Lambert-Beer の式で解いたこと)に相当するが、中心温度は設定した温度から350Kも離れた値を、また相対濃度も1.3倍程度大きな値を示している。つまり、バンドモデルを導入しないと70%程度の吸収率であっても、非常に大きな誤差を生じることを示している。それがバンドモデルに適合するように収束計算を繰り返すと、 $i = 2$ ですでに真の値に非常に近くなり、 $i = 3$ ではほとんど真の値になっており急速に本来の値に近づいていくことが分かる。つまり、CO₂を媒質とした場合もH₂Oの場合も同様に収束が可能である。

3.1.2 選択波長と波長幅の影響

CT 計算では、個々の波長ごとの吸収係数を使用波長幅にわたって平均化した値を用いて計算を行うため、吸収係数の波長依存性がある場合は使用波長と波長幅が再構成温度に影響を及ぼすことになる。この影響を調べるため前述と同じモデル火炎により、 $\omega_c = 2350\text{cm}^{-1}$ と 2300cm^{-1} において $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2$ をそれぞれ 15cm^{-1} から 75cm^{-1} まで変化させた場合の再構成温度の誤差を計算した。その結果を図 3.2(a)、(b) に示す。図 2.1 に示したように吸収係数 a_ω は、 $\omega_c = 2350\text{cm}^{-1}$ の場合、 $\Delta\omega_1$ での波長依存性が大きいいため、使用波長幅が狭いほど再構成温度の精度が良くなっている。また、 $\omega_c = 2300\text{cm}^{-1}$ の場合は $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2$ ともに比較的吸収係数の波長特性がフラットであり、この場合は再構成温度の誤差が小さくなる最適な波長幅の組み合わせ（例えば、 $\Delta\omega_1 : \Delta\omega_2 = 15\text{cm}^{-1} : 30\text{cm}^{-1}, 30\text{cm}^{-1} : 50\text{cm}^{-1}, 50\text{cm}^{-1} : 75\text{cm}^{-1}$ など）が存在することが分かる。

3.1.3 光学厚さの影響

光学厚さが厚いほど Lambert-Beer の式からずれて式 (2.11) の分母の影響が大きくなり補正を繰り返す必要がある。図 3.3 は、光学厚さが再構成温度に与える影響を見るために $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2$ ともに 50cm^{-1} に固定し、中心波長 ω_c をパラメータにして $\rho/\rho_0 \times l$ を横軸にして示した結果である。なお、横軸に光学厚さではなく $\rho/\rho_0 \times l$ を取って示したのはバーナサイズが直接イメージできるからである。これよりガス温度 $T_g = 2000\text{K}$ では $\omega_c = 2285\text{cm}^{-1}$ にすれば、 $\rho/\rho_0 \times l = 0.19\text{cm}$ 、つまりモデルバーナの中心軸上での吸収率換算では 95%、光学厚さでは 3（火炎直径 12cm 相当）程度までなら再構成温度の誤差を 5K 以下にできることが分かる。これは、吸収係数の波長特性がフラットな波長帯を使用すれば誤差を小さくできることを示している。

3.1.4 測定精度の温度依存性

本方法においては、図 2.2 に示す $R-T$ の関係より温度を求めるため、高温においては、測定精度が悪くなることが予想される。図 2.2 より、 T が R に近似的に反比例すると考えれば、

$$T = \frac{k}{R_{xy}} = k \cdot \frac{a_{xy,2}^0}{a_{xy,1}^0} = k \cdot \frac{A_{xy,2}}{A_{xy,1}} \quad (3.1)$$

ここで、 k は定数であり、誤差伝ぱんの法則から、

$$\frac{dT}{T} = \left\{ \left| \frac{\Delta A_{xy,1}}{a_{xy,1}^0} \right| + \left| \frac{\Delta A_{xy,2}}{a_{xy,2}^0} \right| \right\} \cdot \frac{T}{p} \cdot \frac{p_0}{T_0} \cdot \frac{1}{\chi} \quad (3.2)$$

ここで、 $\Delta A_{xy,1}/a_{xy,1}^0$ と $\Delta A_{xy,2}/a_{xy,2}^0$ の大きいほうを $\Delta A_{xy}/a_{xy}^0$ と表すことにより、誤差 ΔT の近似式は、

$$\Delta T \propto \frac{\Delta A_{xy}}{a_{xy}^0} \cdot \frac{T^2}{p} \cdot \frac{p_0}{T_0} \cdot \frac{1}{\chi} \quad (3.3)$$

となる。 ΔA_{xy} は検出器のノイズにより決まり、被測定対象の影響を受けないと考えることができ、温度に依存する項は T^2/a_{xy}^0 となる。そこで、各バンドに対する式 (3.3) の性質を $T=2000\text{K}$ の値 (ΔT_{2000}) で無次元化して示せば、図 3.4 の実線 ($j=1$) と破線 ($j=2$) となる。図より 2500K での精度は 2000K のときの精度に比べ約 1.65 ~ 1.9 倍ほど悪くなることが分かる。一方、破線 ($j=2$) の場合は、約 400K 以下の温度で急激に精度が悪くなっている。これは第 2 波長 ($j=2$) の吸収係数が 400K 以下では、ほぼ零となる (図 2.1 参照) ことに起因している。

3.1.5 検出器のノイズの影響

プロジェクションデータにノイズが含まれる時の精度は、吸収係数が一定で吸収率が Lambert-Beer の法則に従うならば、基本的には式 (2.11) から理論的に予測できる。しかし、統計モデルを用いたり、吸収係数が波数や温度の複雑な関数になっているため理論的な解析は難しい。そこで、実験に現れうるノイズを、計算機により正規乱数を発せさせてプロジェクションデータに乗せてシミュレーションによる解析を行った。火炎のモデルは前節と同じで使用波長を $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2$ ともに 50cm^{-1} に固定し、中心波長 $\omega_c = 2285\text{cm}^{-1}$ とした。プロジェクションデータに含まれる誤差の大きさは、その波長幅における黒体エネルギーの 0.1 ~ 1.0% とし、第一波長のみこれらのノイズを乗せた場合、第二波長のみに乗せた場合、両波長ともに乗せた場合の計 3 種類について再構成温度に現れる誤差の標準偏差 σ_T を計算した。これらの結果を図 3.5 に示す。図より光源からのエネルギーの 0.1%、0.5%、1.0% の大きさのノイズが両波長ともに乗っても再構成温度に現れる誤差の標準偏差 σ_T はそれぞれ 13.4 K、64.8 K、116.2 K 程度に収まっていることが分かる。また、この計算条件では第一、第二波長とも同程度の吸収率であるため誤差の現れ方も同程度になっている。これらの値は文献⁽⁵²⁾で求められている H_2O の場合に比べ約 36 倍のノイズが有っても同程度の誤差で再構成できることに相当する。しかし、 4.3μ バンドの CO_2 の吸収帯で用いられる赤外線検出器 (InSb) の分光感度 D^* は、 H_2O (2.7μ バンド) に用いる InAs のそれより約 1/4 倍小さい⁽⁵³⁾ ため、それを考慮すると電子回路に約 9 倍のノイズがあっても同程度の誤差で再構成できることがわかる。

次に、図 3.6 に図 3.5 と同じモデルの火炎について第一、第二波長ともに 0.1% のノイズを乗せた条件で $\rho/\rho_0 \times \ell$ を $0.000635\text{cm} \sim 0.3167\text{cm}$ まで変化させた場合の再構成温度の平均値

T_{ave} と誤差の標準偏差 σ_T を示す。 $\rho/\rho_0 \times l$ が大きくなると吸収量も大きくなり前述のように吸収率の推定に統計モデルを用いても収束精度が悪くなり再構成温度の平均値 T_{ave} も誤差の標準偏差 σ_T もともに悪くなる。また、その一方では、 $\rho/\rho_0 \times l$ が小さくなると吸収量も小さくなるため、相対的に信号に乗る誤差が大きくなる。このため再構成温度に現れる誤差の標準偏差も大きくなる。 $T_g = 2000\text{K}$ の条件では、黒体エネルギーの 0.1% 程度のノイズ (S/N 比 1000) が乗っても $\rho/\rho_0 \times l$ が 0.016cm~0.19cm (円形フラット火炎の場合には直径が 1cm ~ 12cm に相当する) 以内であれば標準偏差 30K 程度以内のばらつきで再構成できることが図より読みとれる。

次に実際の火炎を想定して、図 3.7(a),(b),(c) に $\rho/\rho_0 \times l = 0.0633\text{cm}$ (火炎直径 4cm 相当)、ノイズ 0.1% での再構成された温度分布の鳥瞰図と半径方向分布及び CO_2 濃度の鳥瞰図を示す。中心における一様温度部のノイズの標準偏差は 13.4K である。特に温度の外周部に大きなスパイク状のノイズが現れているが、これはモデル分布がステップ状に変化しているにもかかわらず、Shepp らの修正形フィルタ関数を用いているため数メッシュに渡ってぼけが生じるためである。

3.2 ふく射二色 CT 法

3.2.1 収束性

前節と同じ円形フラット火炎（ガス温度 $T_g = 2000\text{K}$ 、 CO_2 の相対モル濃度 $\chi = 11.6\%$ ）をモデルとして 2.3 節で示したアルゴリズムの収束性を調べる。図 3.8 は、ノイズがない場合のモデル火炎のプロジェクションデータを計算機により発生させて CT 計算によりその分布を再構成させた結果である。この条件での、バーナ中心を通る光軸に沿った光学厚さは吸収率にして、第一波長、第二波長においてそれぞれ 52.5、27.6% となる。(a) はプロジェクション数 = 120 (180 度を 120 分割)、サンプリング数 = 100 (一辺 80mm の計算領域を 100 分割) の場合の第一波長のプロジェクションデータ $P_{X\theta,1}$ を示す。モデルは円形の一様分布であるから、角度方向には変化がない。(b) は温度が収束して行く様子を繰返し数 i (Iteration No.) が 1、2、4、8、16 について、半径方向分布で示している。 $i=1$ の場合は式 (2.19) の右辺第二項が無いとして解いているためバンドモデルを導入しないこと（つまり、Lambert-Beer の式で解いたこと）に相当するが、中心温度は真の温度 2000K に比べ 347K も高く再構成されている。これは、自己吸収の影響やバンドモデルの導入をしないと 50% 程度の吸収率であっても非常に大きな誤差を生じることを示している。それが、式 (2.19) の右辺第二項の影響を補正する計算を繰返すことにより本来の温度 2000K に近づいてゆく。(c) は、1 回前との再構成温度が 1 度以下になりほぼ収束したと判断できる $i=16$ の再構成温度の鳥瞰図を示す。バーナ中心部での収束値は、与えた温度 2000K に対して 2008K となっており十分な精度で再構成できることが分かる。バーナ最外周部で温度が少し高く出ている現象は吸収二色 CT の場合と同様、温度分布がステップ状に変化しているにもかかわらず、Shepp らの修正形フィルタ関数を用いるため、CT 計算のぼけが数メッシュにわたって現れることが原因である。すなわち、二つの波長それぞれで再構成した $B_{xy,j}$ の値が数メッシュでぼけており、その比から温度に変換するため、波長によってぼけ方が異なったためかえって温度では外輪山のような影響になって現れたのである。(d) は、 CO_2 の濃度が収束していく様子を半径方向分布、(e) は収束した濃度の鳥瞰図である。バーナ中心部での相対濃度の収束値は、11.22% であり真の値 11.6% に対する誤差は約 3.3% あり温度の収束値に対して約 10 倍ほど誤差が大きくなっている。これは、式 (2.22) より、 χ_{xy} が $I_{Gxy,j}$ すなわち温度の指数関数として求めることになるため、温度に現れる誤差が拡大されるからである。

3.2.2 光学厚さの影響

図 3.9 は、使用している二波長で、吸収率の大きい第一波長の吸収率をパラメータに取り、繰返し計算により温度が収束していく状況を示している。これより、吸収率が 50% 程度の場合には 10 回の繰返し計算にて誤差 8K ($T_g = 2000\text{K}$ の場合) 程度で真の値に収束することがわかる。一方、光学厚さが厚い場合には収束計算の繰返し数、誤差ともに大きくなっていく。これは、波長の選択によりさらに良い結果を得ることが可能と思われるが、選択波長および波長幅の収束温度への影響は、対象とするバーナサイズ、検出器のノイズの大きさ、さらには火炎温度の関数となり、一義的にこの波長が良いということとはできないであろう。このことは今後の検討課題である。

3.2.3 検出器のノイズの影響

次に今回選択した波長において、検出器のノイズが再構成温度・濃度分布に与える影響を調べる。吸収法と同様に同一レベルの検出器ノイズがプロジェクションデータに含まれる場合、同じガス温度であっても信号の大きさが測定温度によって異なるため測定精度の温度依存性は吸収法以上である。図 2.4 の $R-T$ 線図は、近似的に次の式で表現できる。

$$T - T_s = \frac{k_s}{R_{xy}} = k_s \cdot \frac{B_{xy,2}}{B_{xy,1}} = k_s \cdot \frac{I_{Gxy,2} \cdot a_{xy,2}^0}{I_{Gxy,1} \cdot a_{xy,1}^0} \quad (3.4)$$

ここで、 T_s 、 k_s は定数である。また検出器のノイズは $B_{xy,j}$ に現れるので、Wakai ら⁽⁶³⁾の方法と同様の解析を行えば ΔT の近似式は、

$$\Delta T = \left| \frac{\Delta B_j}{a_j^0 I_j} \right| \frac{P_0 T}{p T_0 \chi} (T - T_s) \quad (3.5)$$

と表すことができる。この式を今回の条件について計算し表示したのが、図 3.10 中の点線 ($j = 1$) と破線 ($j = 2$) である。横軸に温度を取り、縦軸は 2000K の雑音で正規化して示している。

一般にふく射を利用する方法は、吸収を利用する方法⁽⁶⁴⁾と比べて高温で精度が良く、低温側測定範囲はあまり低くとれない。ノイズを 2000K の 5 倍以上悪くしないように制限すると、図の二つの波長のうち誤差の大きい $j = 2$ の方に依存することとなるので、せいぜい 1250K までが測定可能となる。さて、この式による理論的な ΔT の予測は高温部ではおおざっぱに $T^2 / (a_j^0 \cdot I_j)$ に依存するということでもわかりやすいが、実際は式 (3.4) の仮定、統計モデルを考慮していないなどのため、それに近いかどうか不明である。そこで、やはり円形

一様温度条件で、中心を通る吸収率を 50% 一定の条件でノイズの影響を示したのが 図 3.10 中の実線である。この場合、プロジェクションデータに与えたノイズの大きさは正規分布するものとし、その標準偏差は、バーナの中心軸上での吸収量の 2% ととし、計算機により正規乱数を発生させて求めた。同じ吸収率を与えるためには、火炎温度の違いによりバーナサイズを変化させていることになることに注意を要する。このシミュレーション結果は、前述の簡単な解析結果 ($j = 2$ の場合) とほぼ同様の傾向を示しており、その値も大きな隔たりはなく、ノイズを 2000K の 5 倍以上悪くしないと制限すると、図よりせいぜい 1150K 程度までが測定可能であることがわかる。

3.2.4 非対称温度分布の再構成

次に非対称温度分布でも本方法により再構成が可能であることを示す。モデルの火炎温度はやはり 2000K であるが中央から少し偏心して円形の温度のくぼみがあるモデル (凹分布)、逆に温度の突起があるモデル (凸分布) について 図 3.11、図 3.12 にそれぞれの分布に対する結果を示す。図 3.11、図 3.12 とともに (a) には、半径方向の温度分布の収束値を、(b) には、それらの鳥瞰図を示す。このときの中心を通る $j = 1$ の吸収率は両分布共に約 52% である。これらからわかるように、偏心した温度分布であっても、ほぼ忠実にもとの温度分布を再構成している。

図 3.13 は、これらの図を得るまでの凸分布の最高部分、凹分布のくぼみ部分の温度の期待値からの隔たり (ΔT) と繰り返し数 (i) との関係を図 3.8 の吸収率 52.5% の結果と比較の形で示す。一般的に温度が急変化する部分については、CT 計算特有のぼけが出るため、ステップ状の不等温分布を 2 重に持つ凹凸分布の場合には等温分布に比べこの影響が 2 重に出て収束に要する繰り返し数や収束精度が悪くなる可能性がある。しかし、図より凹分布の場合はこの影響がキャンセルする方向に作用し等温分布の場合に非常に近い結果となっている。また、凸分布の場合も収束精度、繰り返し数共に等温分布と比べ大きな差は出ていないと言える。以上、不等温分布の再構成も等温分布の場合と大きな違いはなく、この方法は一般の火炎に適用できることを示している。

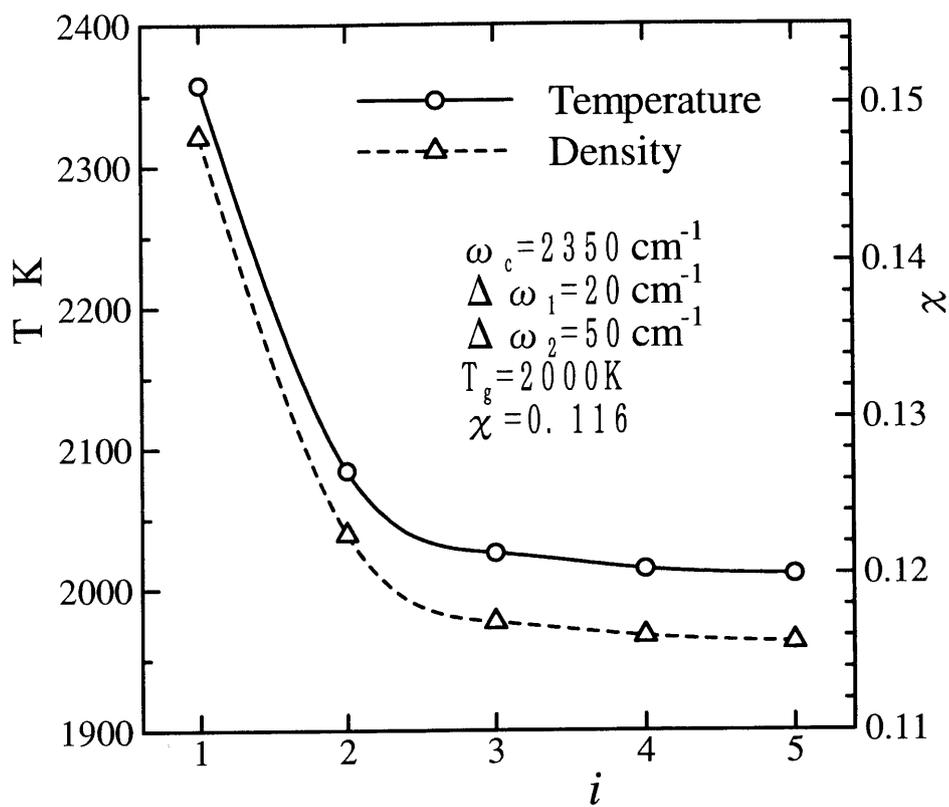
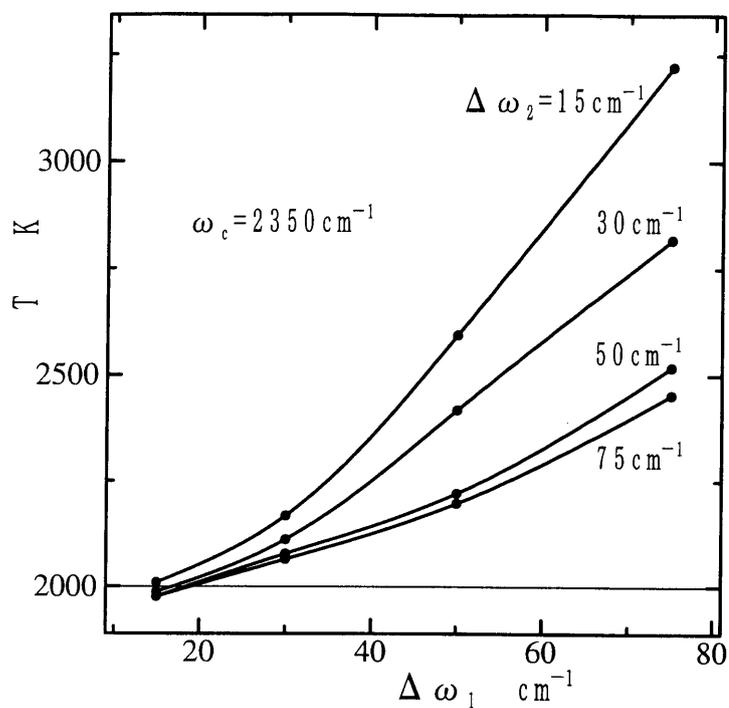
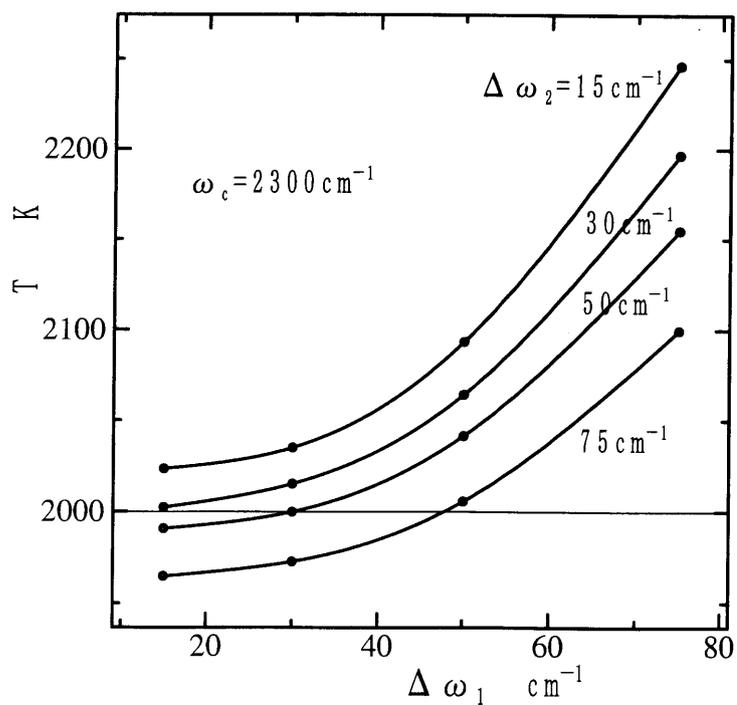


图 3.1 Conversion process



(a) The case of $\omega_c = 2350 \text{ cm}^{-1}$



(b) The case of $\omega_c = 2300 \text{ cm}^{-1}$

☒ 3.2 Dependence of wave number and widths (a),(b)

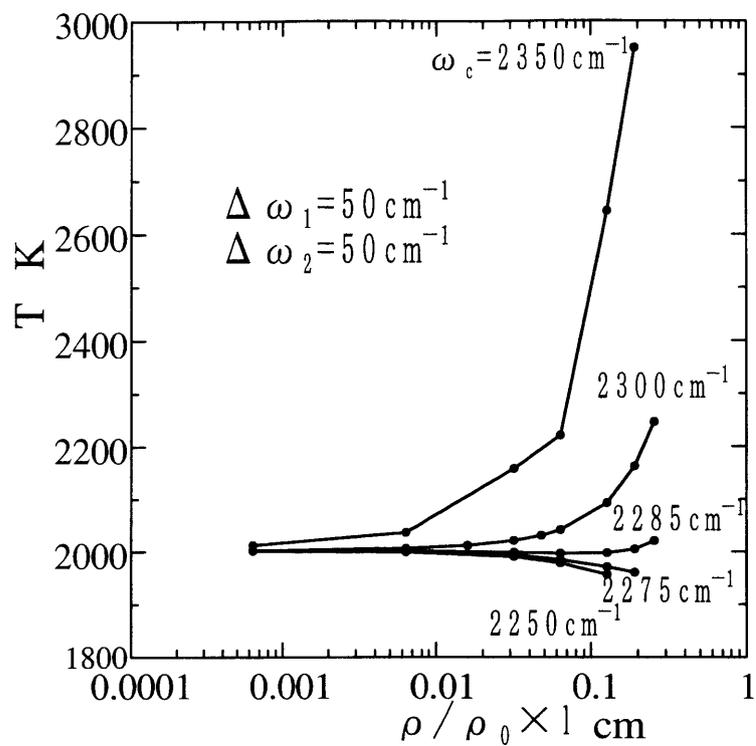


图 3.3 Relation between reconstructed temperature and $\rho/\rho_0 \times \ell$

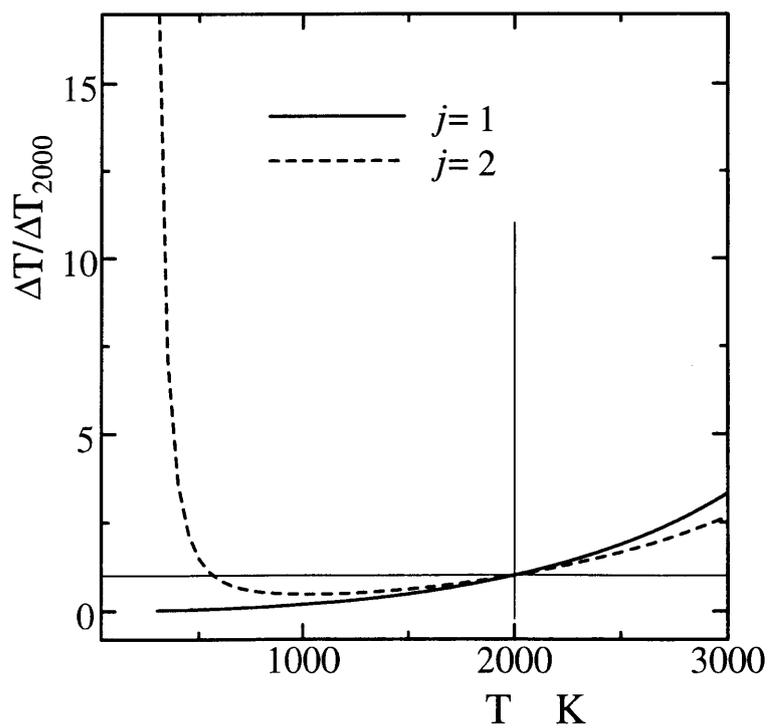


图 3.4 Dependence of accuracy on temperature

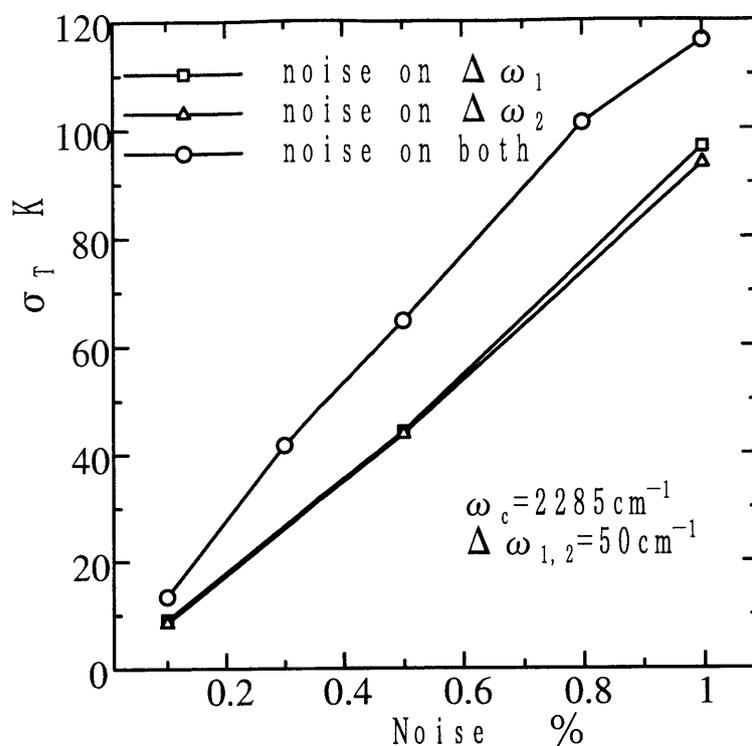


图 3.5 Relation between noise and standard deviation of T

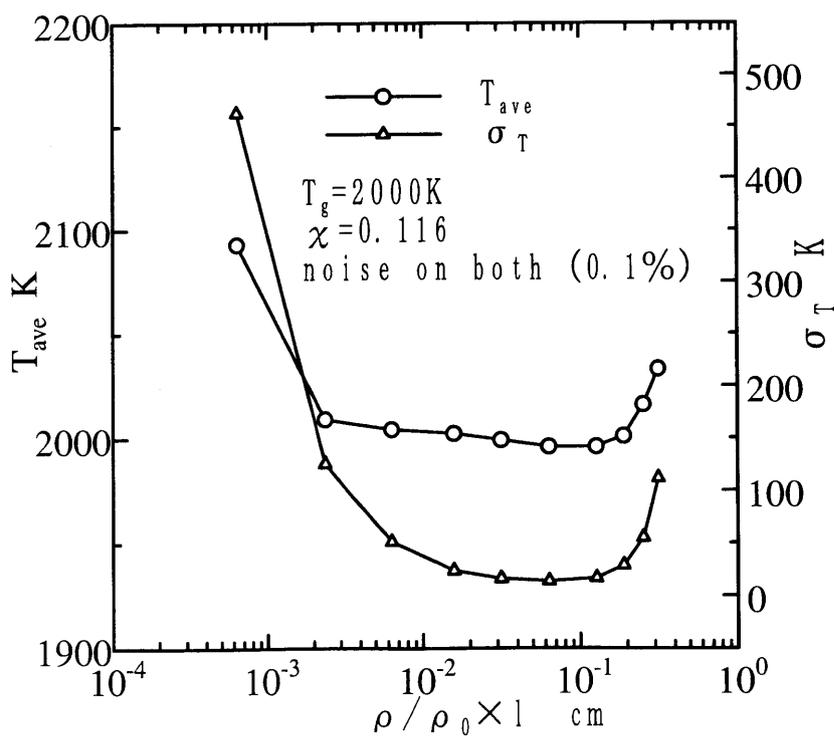
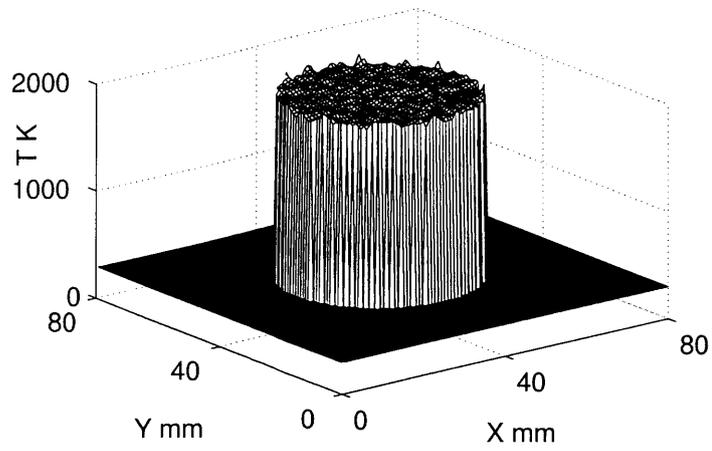
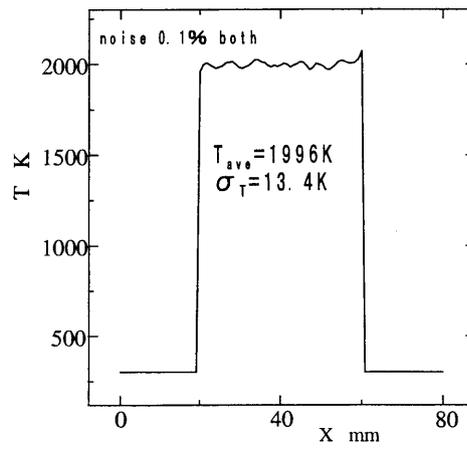


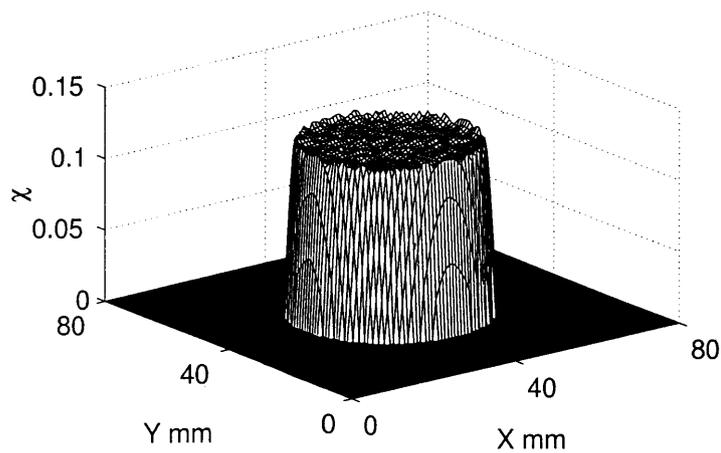
图 3.6 Dependence of accuracy on $\rho/\rho_0 \times \ell$



(a) Temperature (Bird-view)

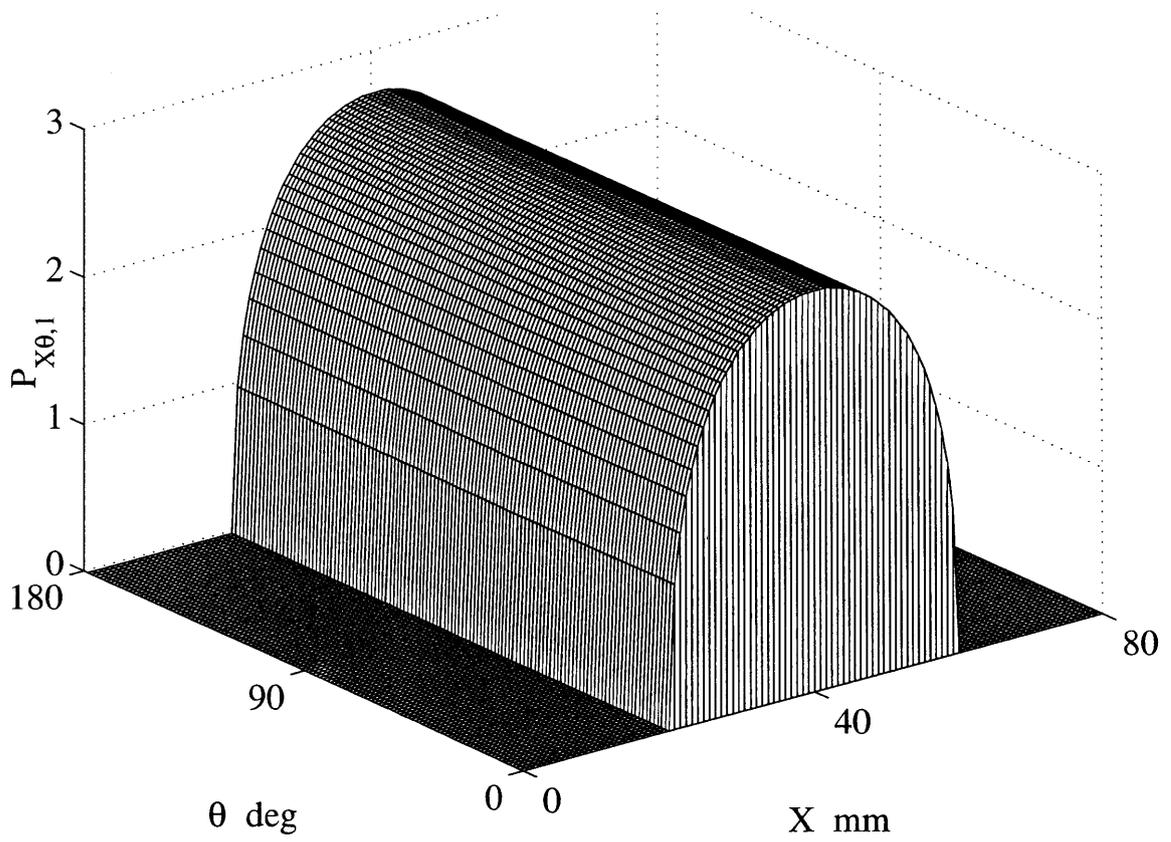


(b) Temperature (Radial)



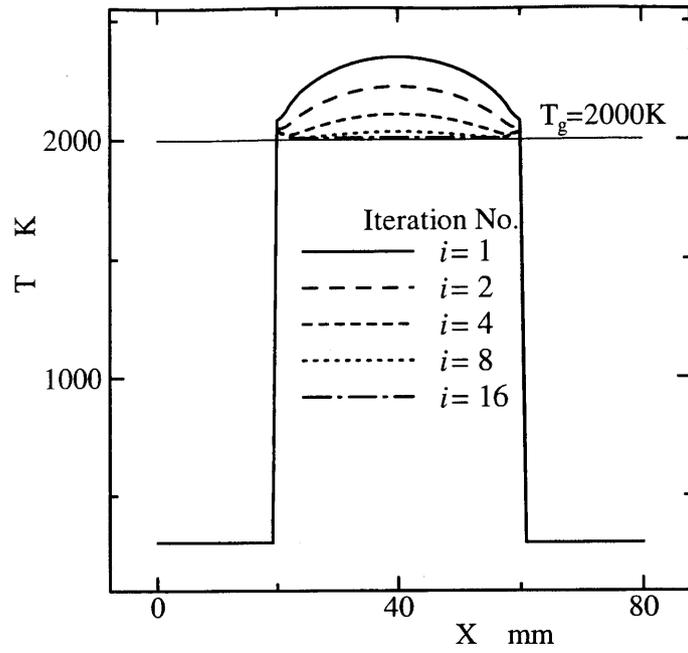
(c) Density (Bird-view)

☒ 3.7 Reconstructed results of circular flat flame (a),(b),(c)

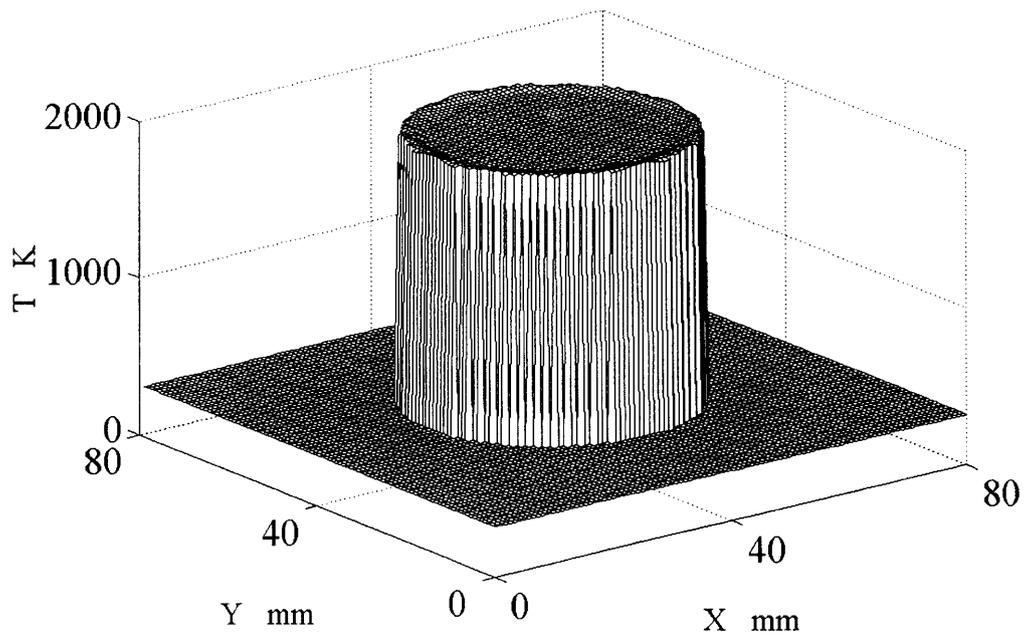


(a) Projection data ($j = 1$)

☒ 3.8 Circular flat flame (a)

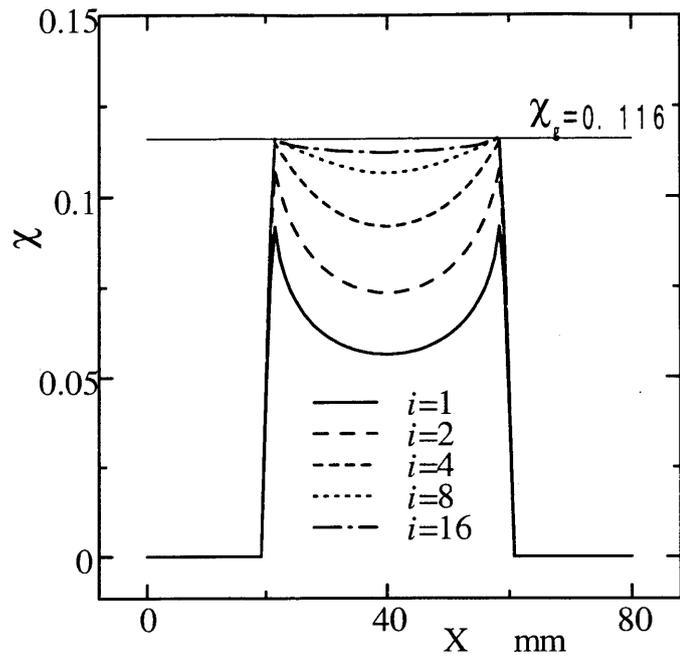


(b) Temperature (Radial)

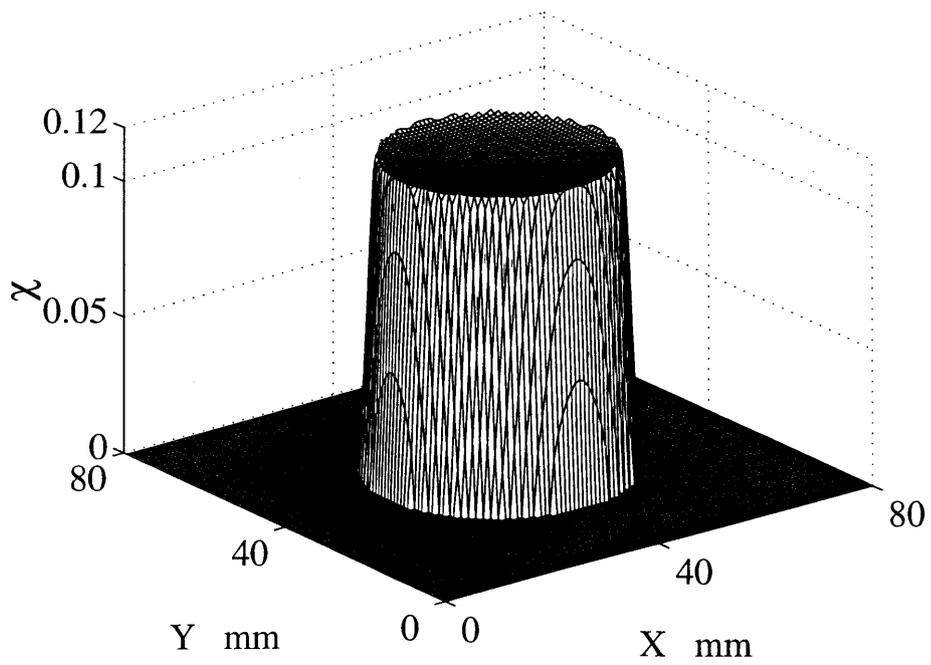


(c) Temperature (Bird-view)

☒ 3.8 Circular flat flame (b),(c)



(d) Density (Radial)



(e) Density (Bird-view)

☒ 3.8 Circular flat flame (d),(e)

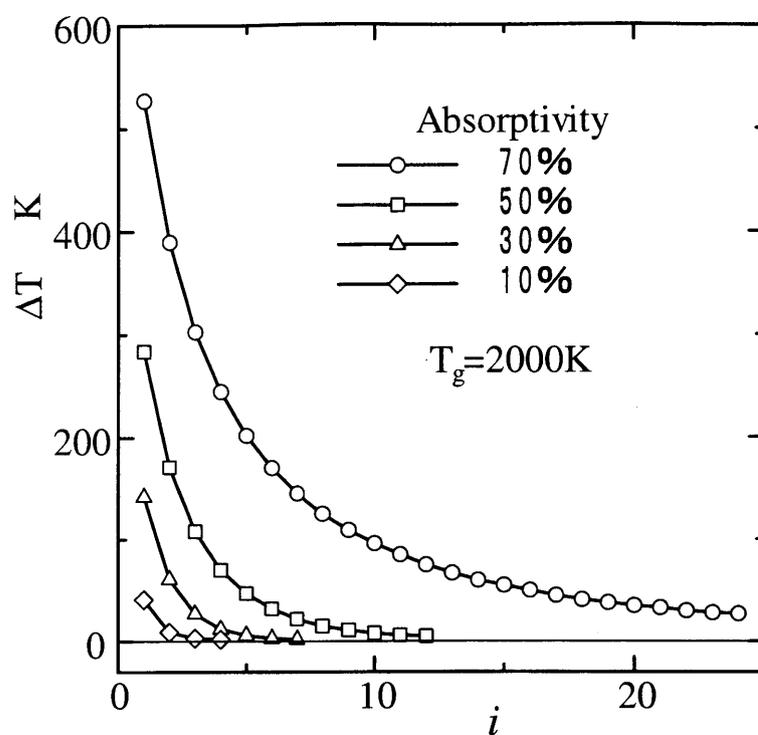


图 3.9 Convergence of ΔT with i

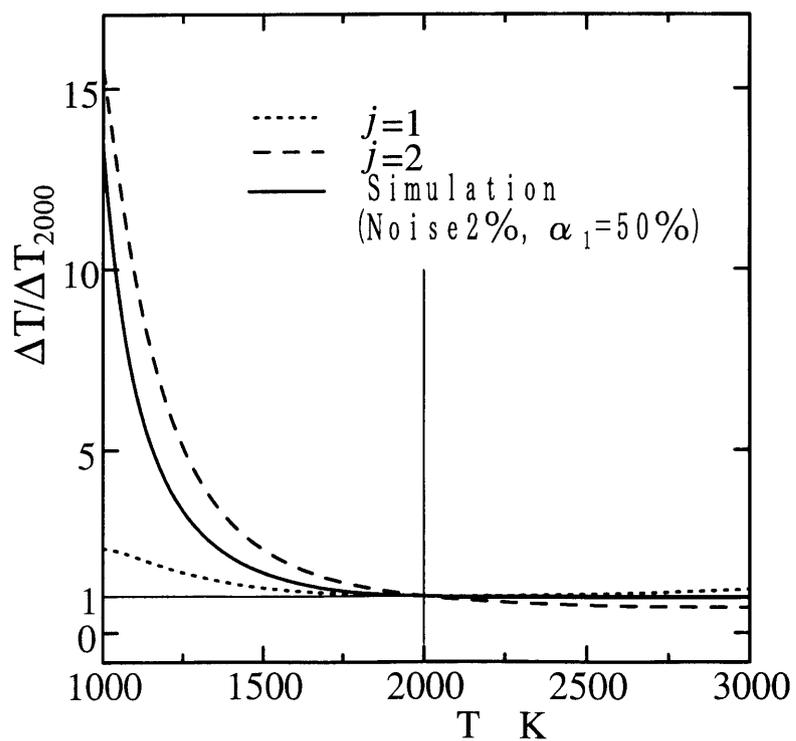
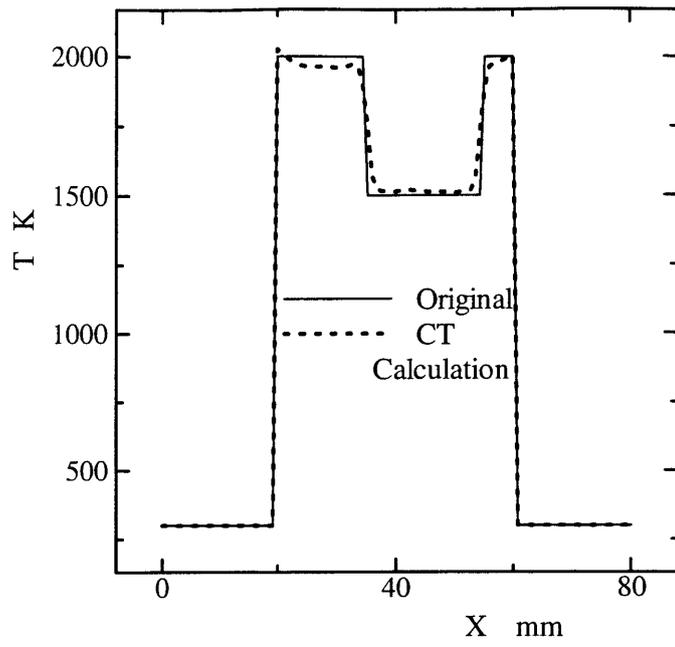
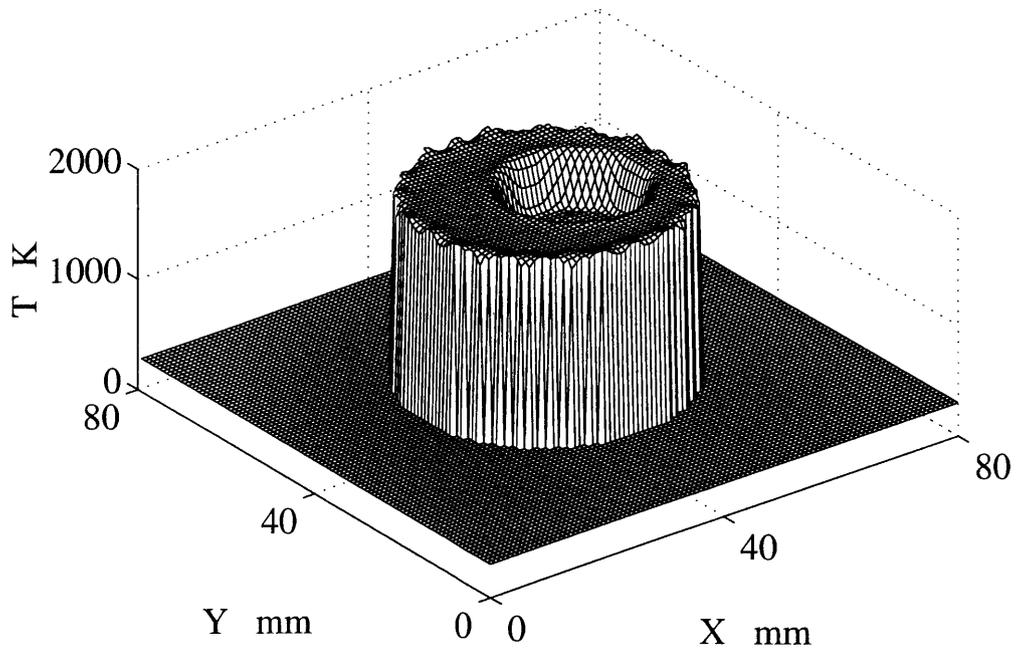


图 3.10 Dependence of noise on temperature

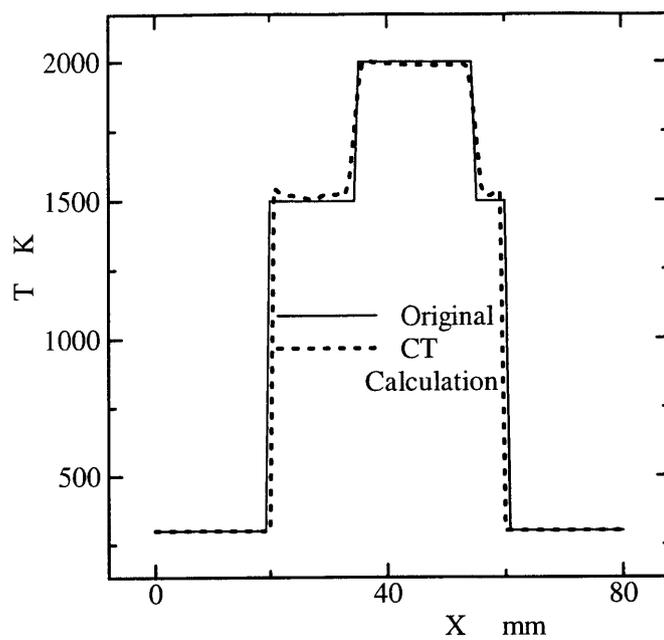


(a) Temperature (Radial)

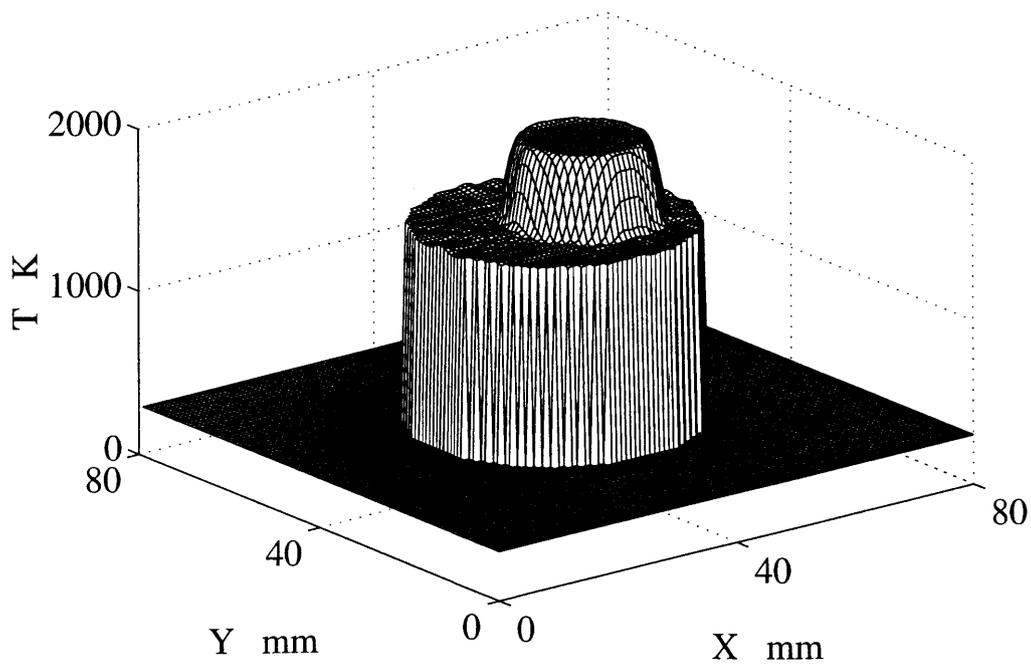


(b) Temperature (Bird-view)

☒ 3.11 Eccentric defect case (a),(b)

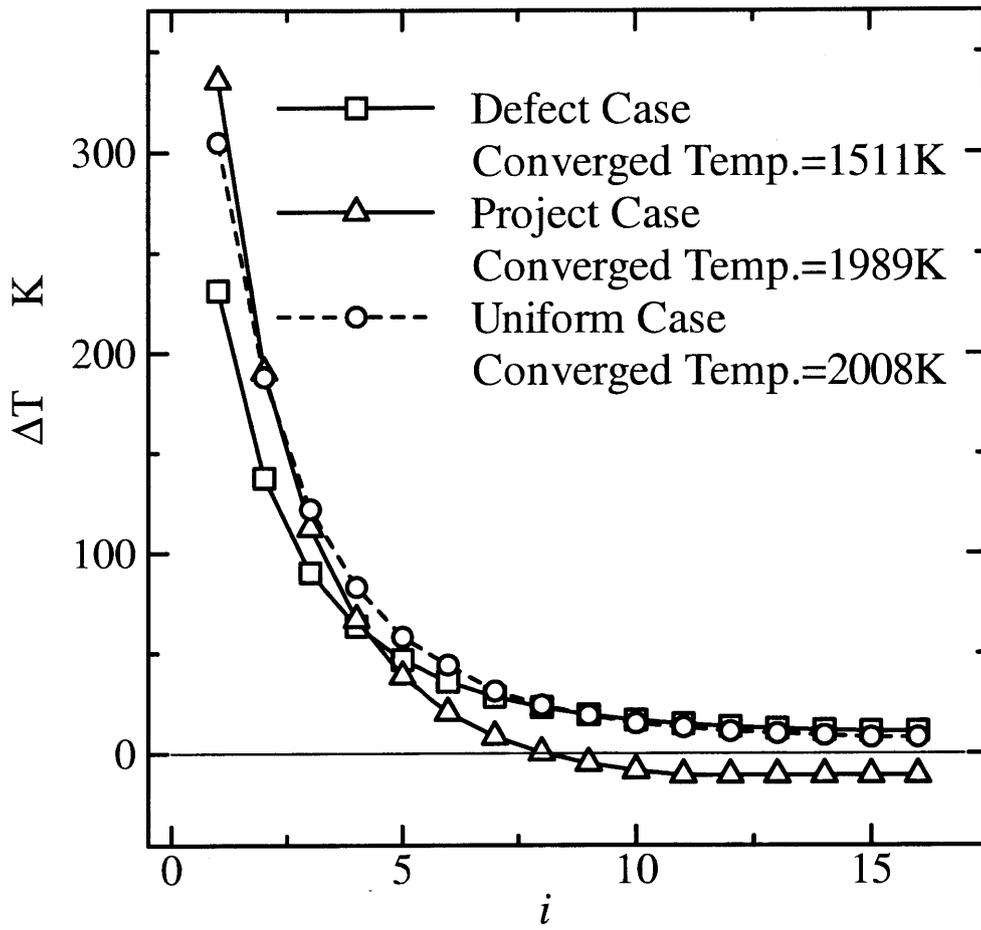


(a) Temperature (Radial)



(b) Temperature (Bird-view)

☒ 3.12 Eccentric project case (a),(b)



☒ 3.13 Convergence of ΔT with i (Non-uniform)

第4章 実験的検討

4.1 実験装置

本実験では、通常の医療X線CTの旧モデルに相当するトランスレート・ローテート (T-R) パラレルビーム法による測定を行った。また、測定対象として定常火炎を用いた。ただし、医療用では測定対象の患者を動かすわけにはゆかず、大がかりな測定装置を回転させる構造になっているのと同様に、第二章での測定原理の説明では、図 2.5、図 2.6 において測定対象であるバーナは固定されており光学系、検出器などの測定装置を移動、回転させることを想定して説明した。しかし実際の実験となると、実験室レベルとは言え装置は非常に重く、それに比して構造は頑健とは言えないためこれを回転させると光軸に狂いが生じる可能性が高い。一方、実験用火炎の目的は、この測定方法を信頼性の高い他の方法との比較によりこの方法を保証しようというものであるから、火炎は適当な大きさを持ち、他の方法による温度測定が精度良くできるものであれば良い。つまり定常で一様な温度を持ち且つ適度な大きさで他の方法による温度測定が精度良く行える必要がある。そこで、むしろ測定装置は静止させ、火炎を動かすこととした。火炎は定常火炎を用いるとしても、空気の流動など外乱の影響を強く受けるので、それなりに工夫は必要である。以下にそれら装置について詳しく述べる。

4.1.1 実験装置概要

本研究に用いた吸収二色 CT 法の実験装置の概要を図 4.1 に示す。装置は主に赤外線的光源となる黒体①、赤外線を検出する赤外線検出部④、バーナ③を T-R スキャンさせるスキャン装置⑥、バーナに予混合気を供給する燃料系⑦～⑫、スキャン装置の制御と赤外線検出部からの各信号を処理、記憶するパーソナルコンピュータ⑤で構成されている。測定に必要な信号は、チョッパ②によって断続される。尚、本研究に用いたふく射二色 CT 法の実験装置は、光源としての黒体及びチョッパを使わない(実際には黒体は検出器の感度を調べるためには使用する)が、それ以外は吸収二色 CT 法で使用した装置と全く同じものを使用しているため、ここでは、吸収二色 CT 法の実験装置について以下、主要部分を説明をする。

4.1.2 黒体

ここで用いた黒体は補償型であり、内径 16mm 長さ 250mm の加熱体 (エレマ管) の軸方向中心付近にアルミナで作った直径 15mm 長さ 20mm のターゲットを設置してある。この円柱状ターゲットの一方の端面を実際に黒体表面として用い、他方の端面には内径 4mm 奥行き 10mm ほどの穴を開け、そこにターゲット温度測定用 PR 熱電対 (直径 0.5mm) を磁製管を介して挿入している。補償型であるから、検出器が覗く黒体表面の真の放射率は 1 ではないが、アルミナ表面からの放射エネルギーに加熱体 (エレマ管) からの放射エネルギーをアルミナ表面で反射したエネルギーが加わってトータルとして輝度温度が熱電対により測定したアルミナ温度に一致するように設計してある。実際これらの温度が一致するかどうかについては、坂井ら⁽⁶⁵⁾が調べており、ここではそれと構造が同じものを作成し、さらに光高温計を用いて検定している。この黒体を用いると、光軸延長上に内径 15mm の範囲でアルミナ表面を覗くとき、放射率を 1 と扱うことができる。

4.1.3 赤外線検出部

赤外線検出部を図 4.2 に示す。検出部は主に波長を選択するための分光部①～⑨と赤外線を検出するための赤外線検出器⑩で構成されている。

赤外線分光部

今回、吸収媒質に使用した CO_2 は $4.3\mu\text{m}$ 付近に強い吸収帯を持つので分光器にはリッシー応用光学株式会社製のモノクロメータ (MC-20L) を使用し、回折格子には分散波長範囲 $1.8 \sim 5.0\mu\text{m}$ 、格子数 150line/mm、ブレイズ波長 $3.5\mu\text{m}$ のものを使用している。回折格子⑥には、絞り I ①、レンズ②、絞り II ③を通して光軸に平行な部分からのエネルギーだけが入るようになっている。空間分解能を決める絞り I の寸法は、検出器の感度とノイズとの関係、及び空間分解能を高くしたいという考えから $1.5 \times 4.0\text{mm}$ としている。すなわち、この分光部を通して最終的に検出器に入射するエネルギーは、高さ 4mm 幅 1.5mm の断面を持つ光軸に囲まれた火炎のガスから発せられるエネルギー、また黒体も同じく高さ 4mm 幅 1.5mm で限られたターゲット表面から発せられて同様のガスに吸収されたエネルギーのみである。尚、フィルタ④は、高次光をカットするために用いた。このように入射した光は回折格子⑥により第一波長、第二波長に分光され集光用レンズ⑨を通してそれぞれの検出器⑩に入射する。ここで用いているレンズは、全てサファイア製でありここで採用する赤外線の波長透過率は十分高い。それら二つの波長帯に分割する境界波長は、直角プリズム表面をアルミメッキし

て作成した、端面を接する二つの平面鏡のその端面に焦点を結ぶ波長 ω_c を回折格子⑥の角度を変えることにより任意の値に設定できる。さらに、分光器出口に取り付けたスリット⑦の間隔を調整することにより波長幅を自由に選択できるが、今回の実験では $\Delta\omega_1$ 、 $\Delta\omega_2$ それぞれ 50cm^{-1} に固定した。

赤外線検出器

検出器⑩は、第一波長、第二波長とも高感度で直進性の良いデュワタイプの浜松ホトニクス製の InSb 光起電力型赤外線検出器 (P5172-200) を使用している。この検出器は、液体窒素で -196°C まで冷却することにより、高感度および低ノイズを得ることを可能としている。これは、 2.7μ の H_2O を吸収媒質として用いる場合に使用される同じくデュワタイプの InAs 光起電力型検出器に比べ、感度は約 $1/4$ である。しかし、 CO_2 の吸収率は H_2O の吸収率に比べ、二桁ほど大きな値を持っているため、 H_2O の場合と比べ高い精度が期待できる。この検出器を x-y-z の三方向に微動可能な検出器台に固定し、三次元で微調整可能となるようにしている。

光起電力検出器は、起電力を発生するため本質的に電源が不要であり、それに伴う零点ドリフトも少ないので、出力の小さいところでの誤差が小さくなっている。また、図 4.3 に示す電流-電圧変換増幅回路により、検出素子に発生した微小電流を電圧に変換、増幅して信号とする。一般的に電流-電圧変換回路はノイズに強く、また検出器からアンプまでの入力配線を短くすることにより、さらに低ノイズ化を図った。

4.1.4 スキャン装置

スキャン装置は、図 4.4 のトランスレート方向 (X 方向) 駆動用のトラバース装置と図 4.5 のローテート方向 (θ 方向) 駆動用の回転装置を組み合わせた構造になっている。この装置上に測定対象物を置いて T-R スキャンをおこなう。トラバース装置は、ステッピングモータの軸と直結されたおねじがスライド台のめねじを通るというシンプルな構造である。スライド台は、1 パルスあたり 0.02mm 、最大 230mm 駆動可能である。回転台は、望遠鏡の赤緯軸 (高橋製作所製 スペースボーイ赤緯微動ユニット) を流用した。これには、ウォームホイール (歯数 92)、ウォームが内蔵されており、ステッピングモータと組み合わせて 1 パルスあたり約 $3.5 \times 10^{-4}\text{rad}$ 回転する。これによりプロジェクション数 N は、ほぼ任意にとることができる。なお、これらはコンピュータに内蔵したステッピングモータ制御基板を介して駆動するようになっており、測定の自動化が可能となっている。

4.1.5 チョツパ

図 4.1 に②a,b で示すチョツパは、火炎のふく射エネルギーを補償するために用いられる。2枚のチョツパ a,b は同一形状で、図 4.6 に示すように六枚の扇型の歯を持ち、同軸上に歯の位相を $\pi/6\text{rad}$ ずらして取り付けられている。これを回転させることにより、

1. チョツパ②b を閉じる。(D₀ を測定)
2. チョツパ②ab を開く。(D₃ を測定)
3. チョツパ②a を閉じる。(D₂ を測定)
4. チョツパ②ab を開く。(再び、D₃ を測定)

というサイクルを繰り返し、各信号を測定することができる。図 4.7 に信号波形の例と D₀、D₂、D₃ の大きさを示す。ここで、D₀ はエネルギー遮断状態、D₂ は測定対象ガスからのふく射量 $P_{GX\theta\omega}$ 、D₃ はプロジェクションデータ $P'_{X\theta\omega}$ である。また、実験開始時に光源から発せられた光エネルギーを $E_{B,j}$ として測定している。

4.1.6 信号処理

本実験は、パーソナルコンピュータを用いて測定の自動化を可能としている。パソコンからの信号により測定対象物をトラバースまたはローテートし、それに伴う測定対象物のゆらぎが消えてから、その角度、座標における測定を開始する。検出器からの信号は A/D 変換器によりデジタル信号となり、一角度のプロジェクションごとにハードディスクに書き込まれる。ハードディスクに収められたデータは、一つにまとめてワークステーション上で CT 計算を行い、二次元温度分布、濃度分布を求める。

4.1.7 バーナ

試験用バーナには、二つの目的のために以下のものを用意した。一つは研究対象の CT 温度計の精度を確認することを目的とするものであり、最も信頼性の高い測定が可能な一様温度分布を与えることができるとともに、複雑な温度分布にも精度良く対応できることを示すために、非一様温度分布をも提供することができるフラットバーナである。もう一つの目的は、より実用に近いバーナで測定可能なことを示すことであり、そのために市販のガス瞬間湯沸かし器のバーナと家庭用ガスコンロの二種類を用意した。

フラットバーナの構造を図 4.8 に示す。一様温度場を得るために直径 40mm 厚さ 10mm の真鍮版に直径 0.9mm の穴を 1.2mm 間隔で蜂の巣状に開けた多孔質金属のフレームホルダー

を用い、そこへ至るガスは1:4のベルマウスで絞られる前に数枚の細かいメッシュの金網で整流されている。通常、フレームホルダーには焼結合金が用いられることが多く、その場合の火炎の一様性⁽⁶⁶⁾・安定性⁽⁶⁷⁾が論じられているが、その圧力損失の大きさ、熱伝導率の悪さなどを考えるとメタルハニカムフレームホルダーが最も良い温度場を提供すると思われる⁽⁶⁸⁾。当量比 $\phi = 1.0$ の C_3H_8 -空気の予混合ガスを流速20cm/sで供給した。測定時にはバーナ周囲に幅5mmの乾燥空気を伴流として流し、外乱の影響を少なくした。再構成された温度の信頼性を確認するため、バーナ中心にNa蒸気を出し、1900K付近では初心者でも若干練習すれば精度が $\pm 4K$ で測定ができるD線反転法により温度検定を行った。

つぎに、市販のガス瞬間湯沸かし器のバーナは、図4.9に示すように、長さ9cm、幅9mmのスリット状バーナを、22.5mmのピッチで平行に4列並べたものである。実際はこれが二つセットで水平に並べて使われ、その周囲には安全のためと空気の整流を行うため、および熱損失を防ぐためにフードがついているが、測定のためじゃまになるので外した。そのため、火炎は外乱の影響を受けやすくなり、バーナ近傍での測定のみを行った。このバーナに、当量比 $\phi = 1.0$ の C_3H_8 -空気の予混合ガスを供給した。もう一つの実用バーナである家庭用ガスコンロの写真を、図4.10に示す。このコンロは、リンナイ株式会社製の家庭用バーナ(RTS-1NEA-13A、ガス消費量1.6kw)であり、スリット状のガス流出口が径72mmのバーナ側面に、また、少数の円型ガス流出口が径25mmの二次空気流入口の周り三カ所に配置されるという形状をしている。コンロの実験では一般使用時により近づけるために、バーナ上面との間隔15mmで調理用鍋をかざした状態で実験を行っている。この鍋はJIS S 2103により口径160mm、深さ80mmとした。バーナには当量比 $=1.6$ の CH_4 -Air予混合ガスを17の流量で供給した。当量比はあらかじめ通常の使用状況におけるガスの状態をガスクロマトグラフにて分析し求めた。

4.2 吸収二色CT法の測定結果

4.2.1 選択波長と測定精度

図4.11に中心波数 $\omega_c = 2250\text{cm}^{-1}$ で測定したフラットバーナの測定結果を示す。光軸中心は、バーナの出口上端面からの距離 z が6mmの位置にある。図(a)は、プロジェクション数20(180度を20分割)、 X 軸方向のサンプリング数100(移動距離80mmを100分割)として測定した第一波長($j = 1$)のプロジェクションデータ $P_{X\theta,1}$ より求めた $-\ln\{P_{X\theta,1}/(k_j \cdot E_{B,j})\}$ を示す。フラットバーナが軸対称形のため θ 方向にはほとんど変化が現れていない。図(b)、(c)に再構成された温度分布の鳥瞰図と半径方向温度分布を示す。外周部温度に大きなスパイク状のノイズが現れているが、これは火炎と伴流の境界部分での乱れが現れたものである。

中心における一様温度部の平均温度 T_{ave} は 1885K、温度変動の標準偏差 σ_T は 16.4K であり、バーナ中心にスポット状に Na 蒸気を出し、D 線反転法より求めた火炎温度 1917K とは 32K の差となりほぼ満足できる値を示した。また、図 (d)、(e) に CO_2 のモル分率 χ の鳥瞰図と半径方向分布をそれぞれ示す。 CO_2 の平均モル分率は 7.1 % となり、化学平衡計算から求めた値の 11.4 % とは多少のずれを生じた。これは、今回の計算に使用した計算式の提案者である Malkmus 自身が示しているように吸収係数の計算値が比較した実験結果⁽⁶⁹⁾ より大きめに出ていることが主な原因の一つと考えられよう。また、上記 32K の誤差の原因の一つは、このデータに依存しているところにもありうる。しかし、温度については二波長の吸収係数の比を取って求めるため、この影響は相殺され誤差が出にくいと考えられるが、濃度については式 (2.14) から分かるように吸収係数の誤差が直接濃度の値に影響を与えることになる。

なお、ここでの CT 計算においては、検出器のノイズや CT 計算の計算誤差に伴う誤差を取り除くために CT 計算により求められた $A_{xy,j}$ の値がある限界値（ここでは $A_{xy,j}$ の最大値の 10 %）以下の場合には温度を 300K として表示した。

次に図 4.12 は選択波長（中心波数 ω_c で表示）と再構成温度の平均値 T_{ave} 及びその温度分布の標準偏差 σ_T の関係を示したものである。図中の●、▲は、 $\omega_c = 2200, 2225, 2250, 2285, 2300\text{cm}^{-1}$ における測定結果を示している。なお、実験で信号に含まれるノイズの大きさは図には示していないが波数の小さい方からそれぞれ標準偏差で 0.18%、0.15%、0.18%、0.19%、0.21%あり、2225 cm^{-1} 付近でノイズの大きさが最低になり、この影響が再構成温度の標準偏差に現れている。なお、図中に示した曲線は、実験に使用したフラットバーナと同じ直径 4cm で D 線反転法より求めた火炎温度 1917K 一様温度のモデル火炎に対して、プロジェクションデータを計算機により作成し、それから CT 計算により再構成されたものである。プロジェクションデータに含まれるノイズの大きさは、黒体エネルギーの 0.1% と 0.5% の 2 種類とし計算機により正規乱数を発せさせてプロジェクションデータに乗せて解析を行い、再構成温度に現れる誤差の標準偏差を計算した。モデル火炎による計算値と実験値を比較すると、 T_{ave} 、 σ_T とともにほぼ一致しており、特に T_{ave} は、2250 ~ 2300 cm^{-1} の範囲では D 線反転法により測定した値ともよく一致していることがわかる。また、 σ_T においては、実験値、計算値ともに中心波数が 2250 cm^{-1} 以下ではあまり変動が無く、それ以上では波数が大きくなるほど大きくなる傾向にある。これより本方法による温度測定では CO_2 の吸収係数の波長特性が比較的フラットな部分（例えば 2200 ~ 2300 cm^{-1} ）を使用することによりノイズに強く且つ精度よく温度分布を測定できることが実験的にも示された。

4.2.2 非一様温度分布火炎温度

前小節のフラットバーナのフレイムホルダ上に、幅 3mm、長さ 40mm の黄銅薄板をバーナ中心に置いた場合の実験結果を図 4.13 に示す。プロジェクション数、 X 軸方向のサンプリング数は、前小節と同様でそれぞれ 20、100 であり、光軸中心は $z=5\text{mm}$ である。ガスの体積流量は前小節と同一であるが測定時の外気温度の違いと上記薄板の影響により単位面積当たりの質量流量は前小節の場合よりわずかに多い。図 (a)(b) は、再構成された温度分布の鳥瞰図とフレイムホルダ上に置いた黄銅薄板の長手方向と垂直な半径方向温度分布を示す。図 (b) 中には、D 線反転法により調べた温度も示す。この場合、D 線反転法による測定値がバーナ外周辺部の低温度部の影響を受けるのを避けるため、光軸を薄板長手方向とし、Na 蒸気はバーナ中心軸を通り光軸に直角方向のスリット状に供給した。これより、D 線反転法による測定結果と CT 法による再構成温度分布とは良い一致を示している。また、図 (c),(d) に、 CO_2 のモル分率 χ の鳥瞰図と半径方向分布をそれぞれ示す。バーナ中心部の温度の低い部分においても CO_2 濃度は周囲とそれほど変化しないという予測通りの結果が得られた。ただし、前小節と同様の理由によりモル分率の絶対値は化学平衡計算から求めた 11.4 % と比べると低い値となっている。

4.2.3 実用バーナへの応用

本測定法の実用バーナへの応用として前述の図 4.9 に示すガス瞬間湯沸かし器のバーナ及び図 4.10 に示す家庭用ガスコンロ火炎それぞれにつき、温度及び CO_2 濃度の測定を行った。実験に使用した中心波数 ω_c は、4.2.1 節の結果より得られた最適値の 2250cm^{-1} とした。また、ガス瞬間湯沸かし器のバーナではプロジェクション数とサンプリング数はそれぞれ 60 (180 度を 60 分割) と 100 (移動距離 130mm を 100 分割) とし、光軸中心はバーナの出口上端面から 5mm 上方の位置にある。図 4.14 にガス瞬間湯沸かし器の測定結果を示す。(a) に第一波長 ($j=1$) のプロジェクションデータ $P_{X\theta,1}$ より求めた $-\ln\{P_{X\theta,j}/(k_j \cdot E_{B,j})\}$ を、(b)、(c) にそれぞれ温度、 CO_2 のモル分率分布の測定結果を示す。温度、 CO_2 のモル分率共に火炎両端部の一部に乱れが生じている。これは、実験中に火炎にある程度の揺れが生じるが、測定は定常と見なし順次 X, θ のプロジェクションデータを収録するため、個々のデータは異なる火炎のものを同一火炎のものとして処理することによる誤差が現れたものである。今回は実験装置が一对の黒体と光学系で構成されており、プロジェクションデータを採集するために長時間 (今回の実験では光学系の代わりにバーナ自身を移動、回転させているため、火炎に乱れが生じないように十分時間を掛けて測定を行ったため一プロジェクション (サンプリングデータ 100 個) 当たり約 5 分の測定時間をかけた) を要するが、安定した火炎であ

れば、構造がかなり込み入ったバーナでも、二次元温度分布再構成が比較的容易に可能であることが分かる。火炎は実際、この当量比では平面火炎になっているというよりかなりブンゼン火炎的になっていると考えられ、一様温度分布部分は有ったとしても光軸の幅 1.5mm に近い部分に限られるものであろうことを考慮すれば、真の温度、濃度は測定していないもののこの条件ではほぼ妥当な結果と考えられる。

次に、図 4.15 に家庭用ガスコンロの測定結果を示す。プロジェクション数とサンプリング数はそれぞれ 20 (180 度を 20 分割) と 100 (移動距離 200mm を 100 分割) とし、光軸中心はバーナの出口上端面から 4mm 上方の位置にある。バーナ外周部に放射状に形成される火炎とバーナ中心部に 120 度間隔にある 3ヶ所のガス吹き出し穴に形成される火炎の位置に高温部が現れ、火炎形状と一致した温度分布が測定された。また、CO₂ 濃度分布についてはこの 3ヶ所について、他と同様に同じ当量比であろうから同じ濃度になるべきであるが、実際に再構成されたその部分は他の濃度にほとんど埋没しており、温度とは異なる様相を呈している。もし、温度が正しく計算されなければ、前述したように温度の誤差は濃度の誤差に拡大して現れるので、その場合は濃度の誤差は非常に目立つはずであるが、上述のようにほぼ妥当な分布結果が得られていることから温度も妥当であるという裏付けにもなっている。

4.3 ふく射二色 CT 法の測定結果

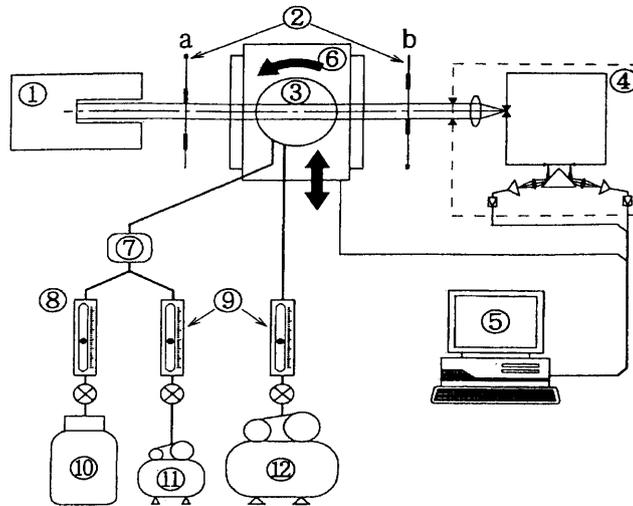
ふく射二色 CT 法での実験は、まだこれからという段階なので、実験データとしては吸収法で用いたものと同じ温度検定用のフラットバーナに対して 1 条件での火炎温度、濃度分布の測定値しかないが、以下にその測定結果と吸収法での測定結果との比較を示す。

4.3.1 円形フラット火炎による一様温度分布

図 4.16 に図 3.8 の計算と同じ条件のバーナを用いて実験した結果を示す。中心波数 ω_c は、 2200cm^{-1} で、吸収法での実験と同様に予混合ガスをフレームホルダに流速 20cm/s で供給し、光軸中心はバーナの出口上端面からの距離 z が 6mm の位置にある。また、プロジェクション数は 20、 X 軸方向のサンプリング数は 100 として測定した。図 (a) は、温度分布の鳥瞰図、(b) は半径方向の温度分布を示す。中心部における平均温度は 2040K、温度変動の標準偏差 σ_T は 20K であり、D 線反転法より求めた火炎温度 1917K とは 123K の差となった。また、図 (c)、(d) に CO₂ のモル分率 χ の鳥瞰図と半径方向分布をそれぞれ示す。CO₂ の平均モル分率は 7.0% となり、吸収法の結果と同じ理由により化学平衡計算から求めた値の 11.4% より小さい値となった。

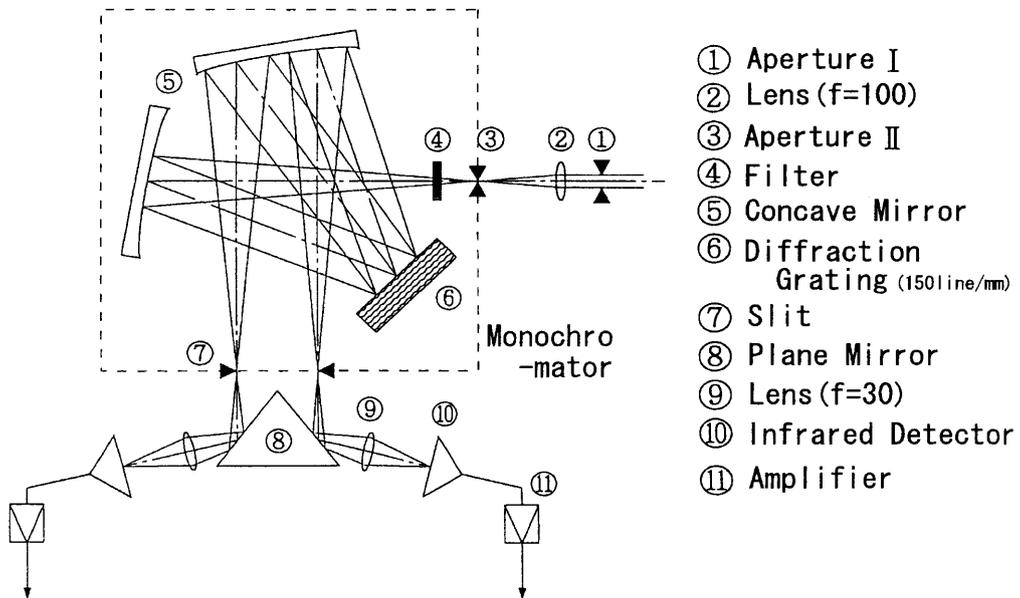
4.3.2 吸収二色法との比較

図 4.17 にふく射二色CT法と吸収二色CT法の両測定法により測定した温度と濃度の半径方向分布をそれぞれ (a)(b) に示す。ふく射及び吸収の両測定法とも温度、濃度の両方ではほぼ同じ測定結果が得られている。詳しく見ると再構成温度の平均値 T_{ave} はふく射及び吸収でそれぞれ 2040K と 2044K とほぼ同じ値である。一方、再構成温度に現れる誤差の標準偏差 σ_T はふく射及び吸収でそれぞれ 11.8K と 20.3K とふく射法の方が若干ノイズに強い結果となっている。これは、図 2.2 と図 2.4 を比較すると 2000K あたりでは吸収法よりふく射法の方が温度の解像度が高くなっており、このことが実験結果に現れているものと考えられる。

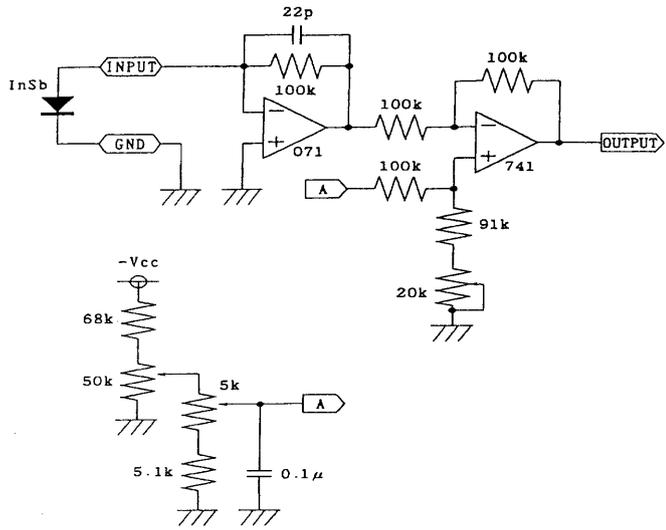


- | | |
|-----------------------|-----------------------|
| ① Black Body | ⑦ Mixture Tank |
| ② Chopper | ⑧ Flowmeter (Propane) |
| ③ Burner | ⑨ Flowmeter (Air) |
| ④ Infrared Detec Part | ⑩ Propane Gas |
| ⑤ Computer | ⑪ Compressor (0.5MPa) |
| ⑥ Scanning Device | ⑫ Compressor (2.0MPa) |

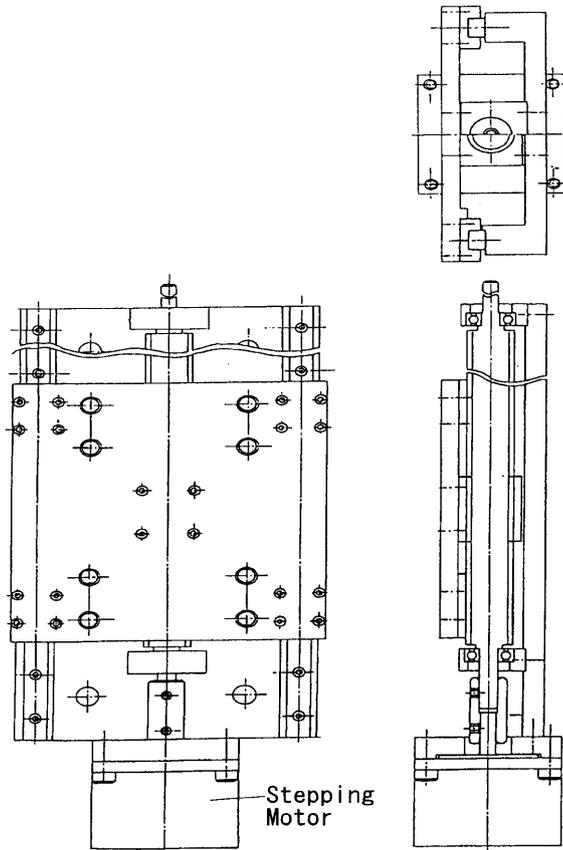
☒ 4.1 Outline of experimental device



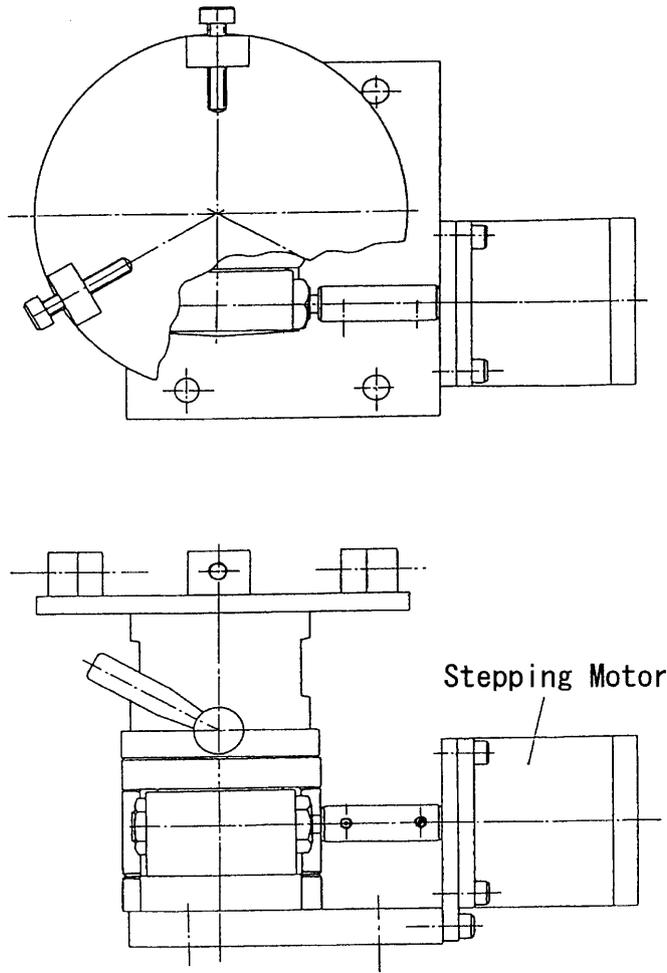
☒ 4.2 Infrared detection part



☒ 4.3 Signal amplifier



☒ 4.4 Traverse apparatus



☒ 4.5 Rotate apparatus

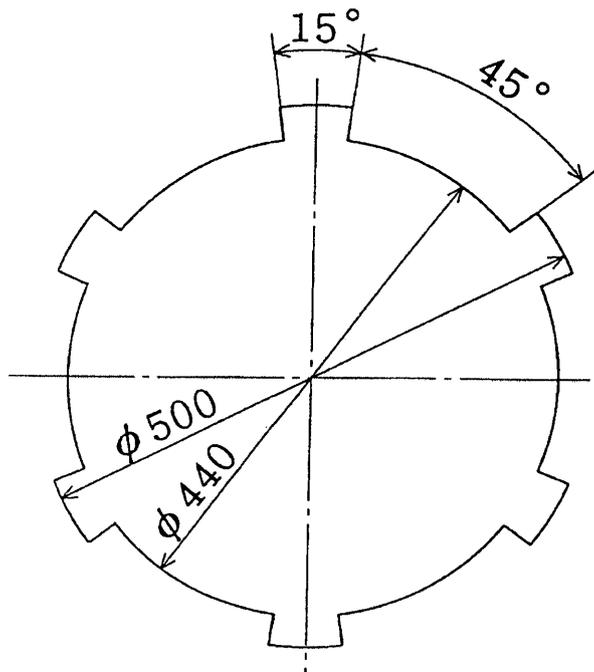


图 4.6 Chopper

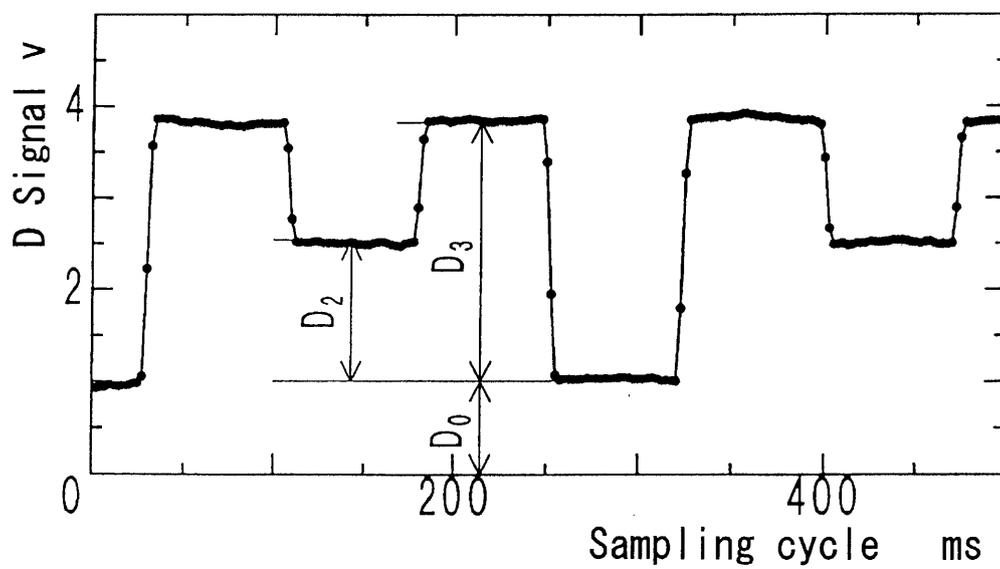
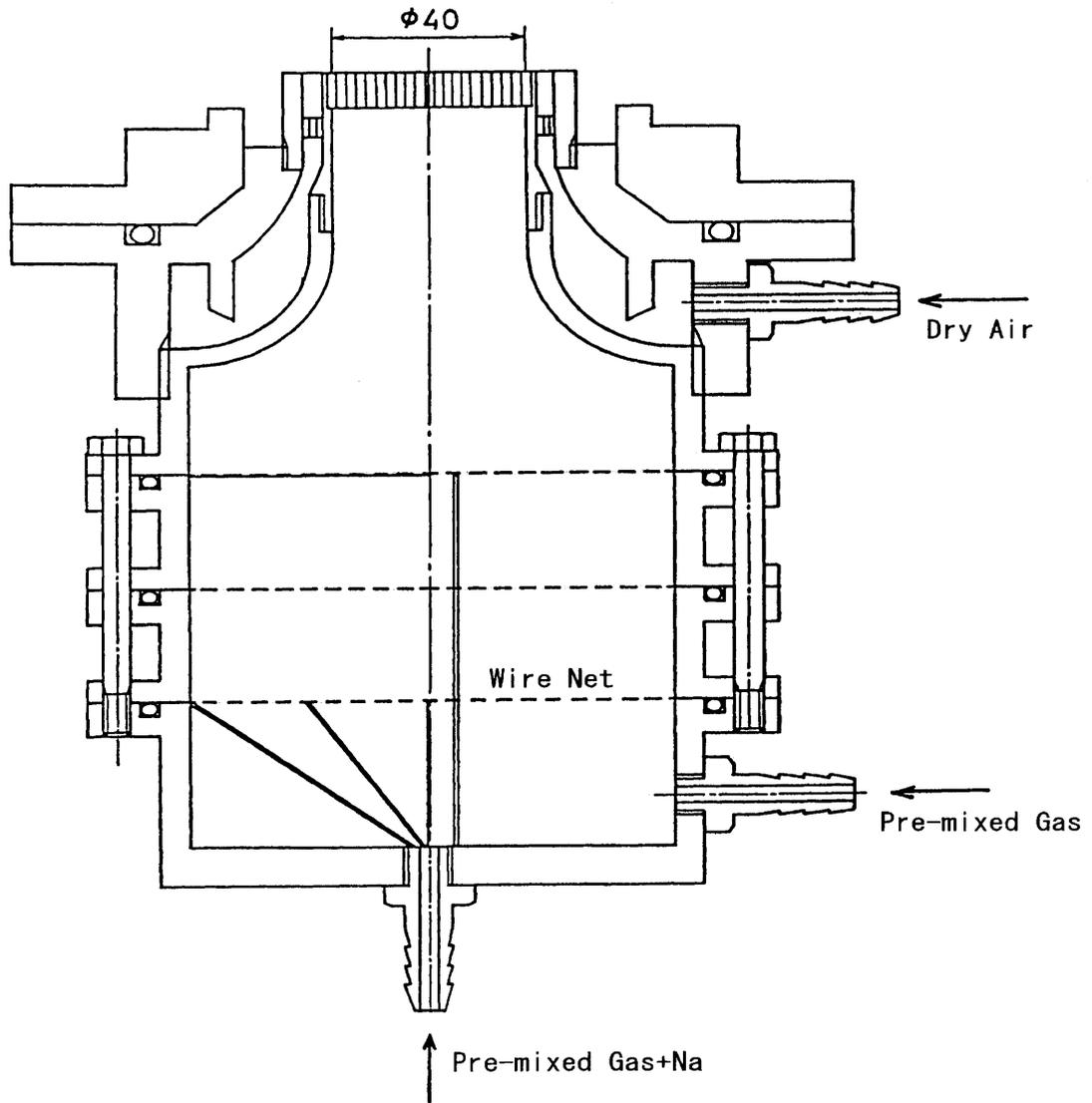
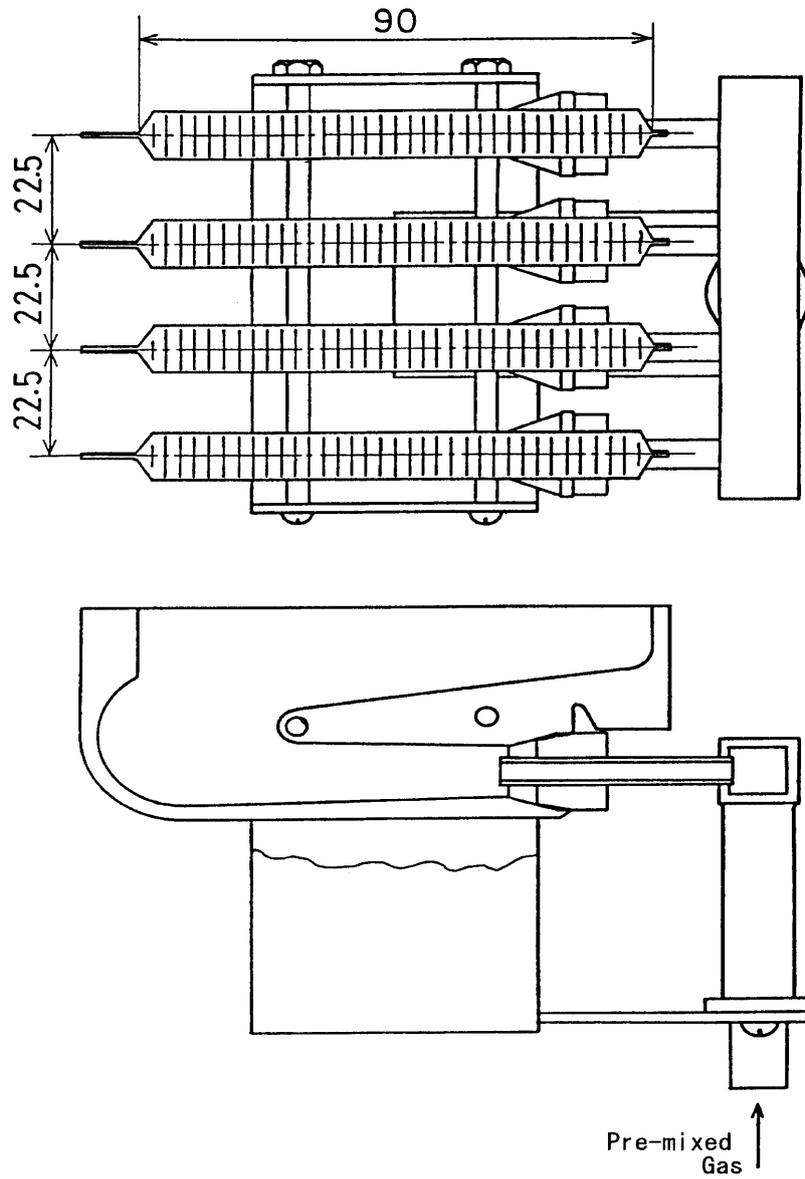


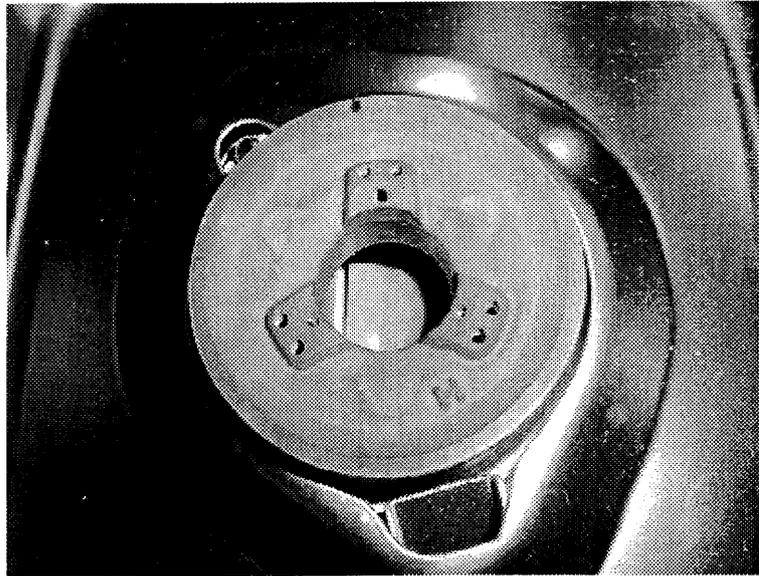
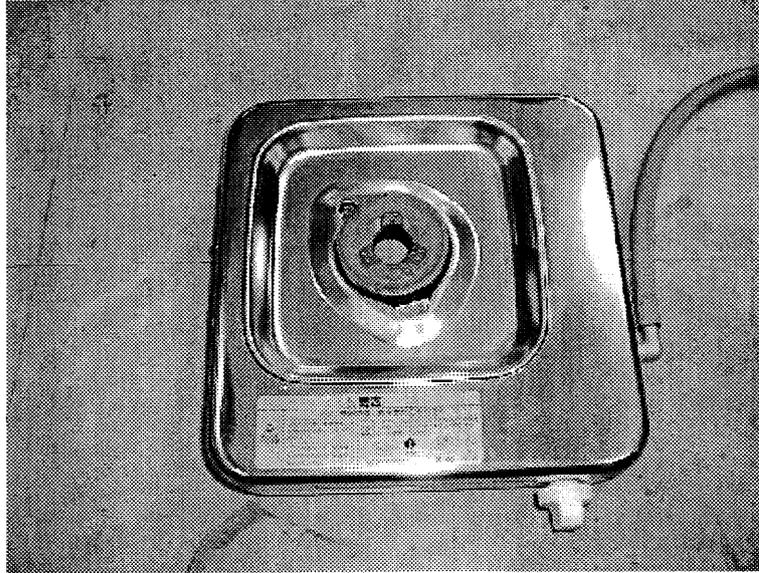
图 4.7 Sample of signal



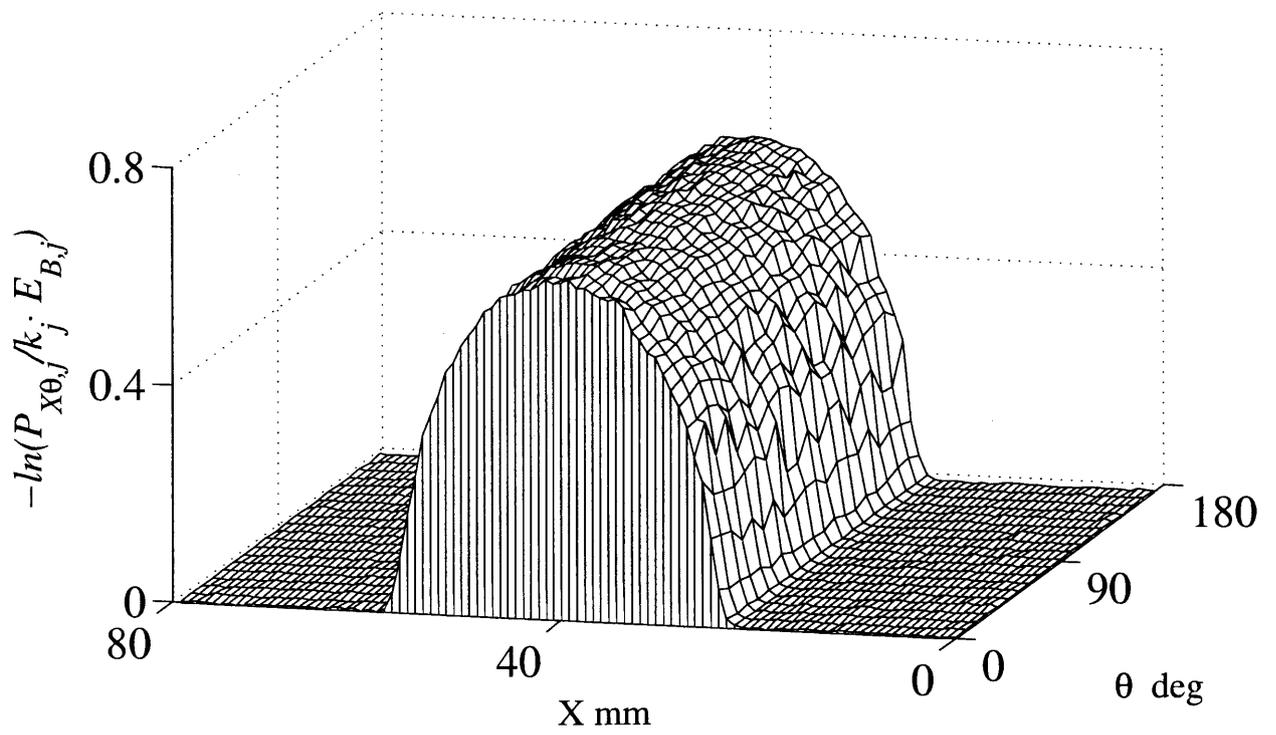
☒ 4.8 Circular flat burner



☒ 4.9 Parallel row burner

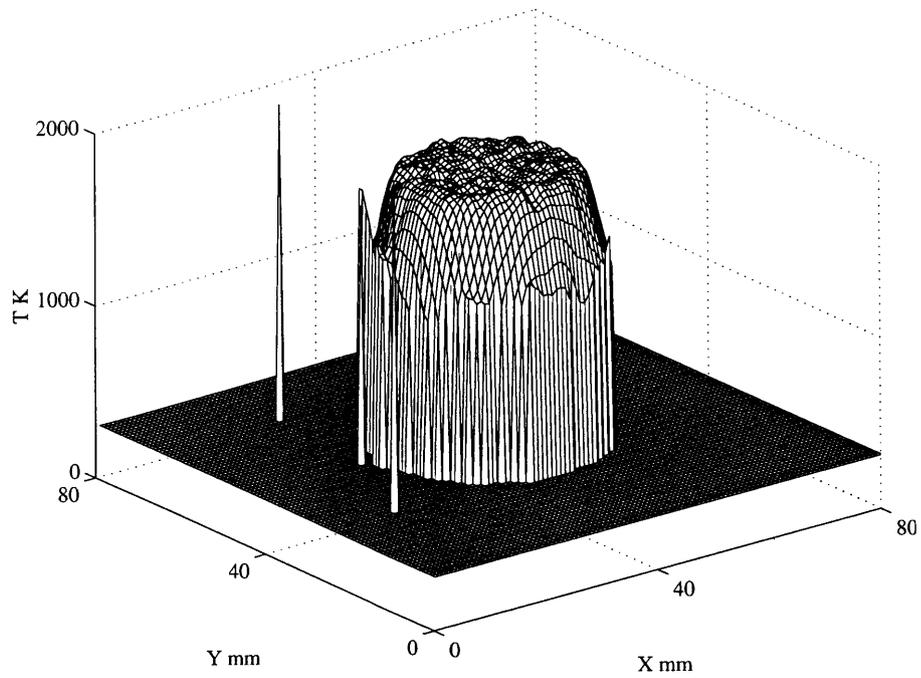


☒ 4.10 Domestic use stove

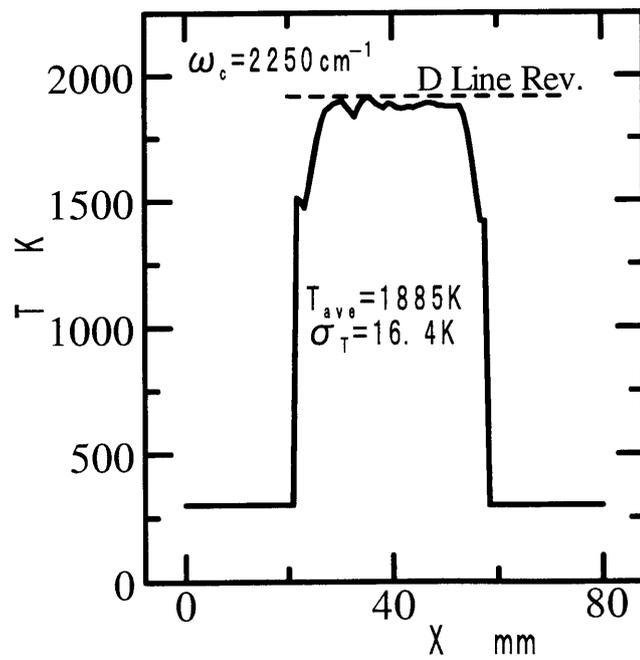


(a) Projection data ($j = 1$)

⊠ 4.11 Experimental results of a circular flat flame (a)

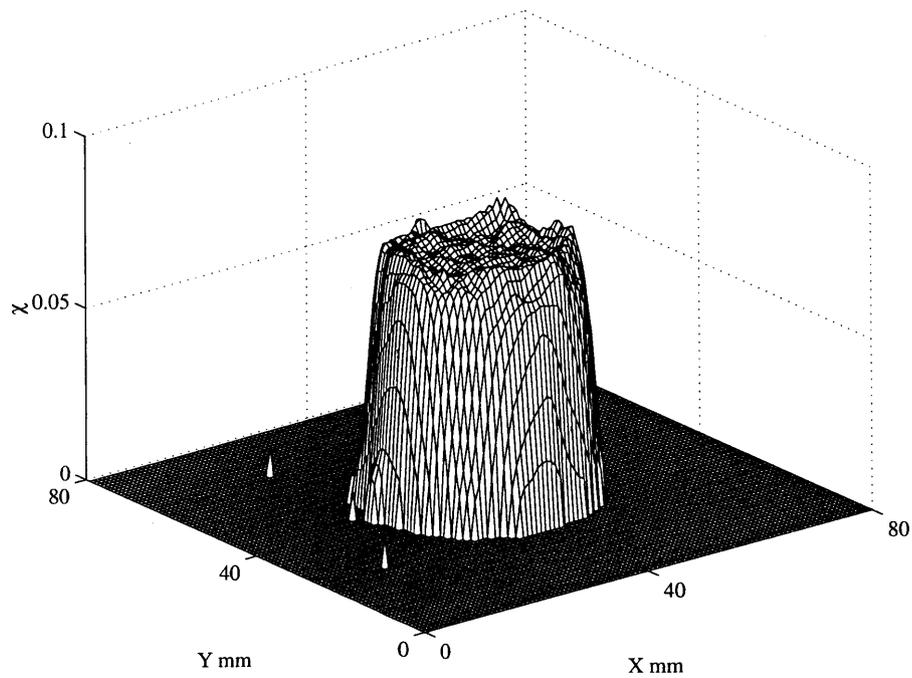


(b) Temperature (Bird-view)

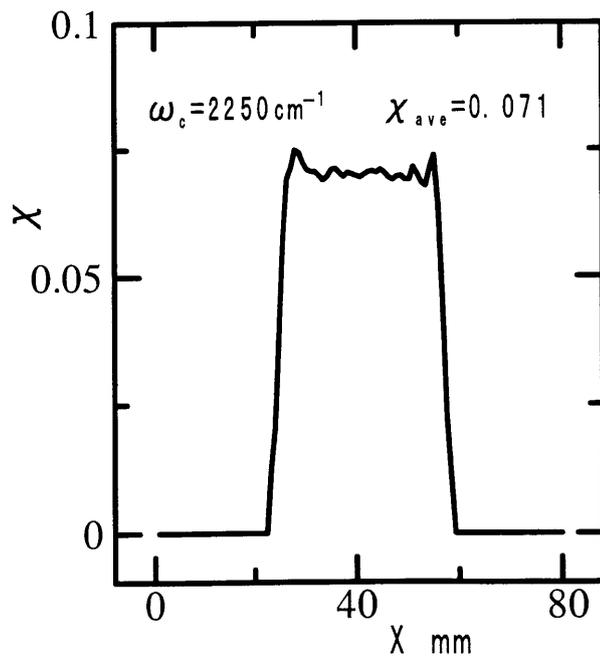


(c) Temperature (Radial)

☒ 4.11 Experimental results of a circular flat flame (b),(c)

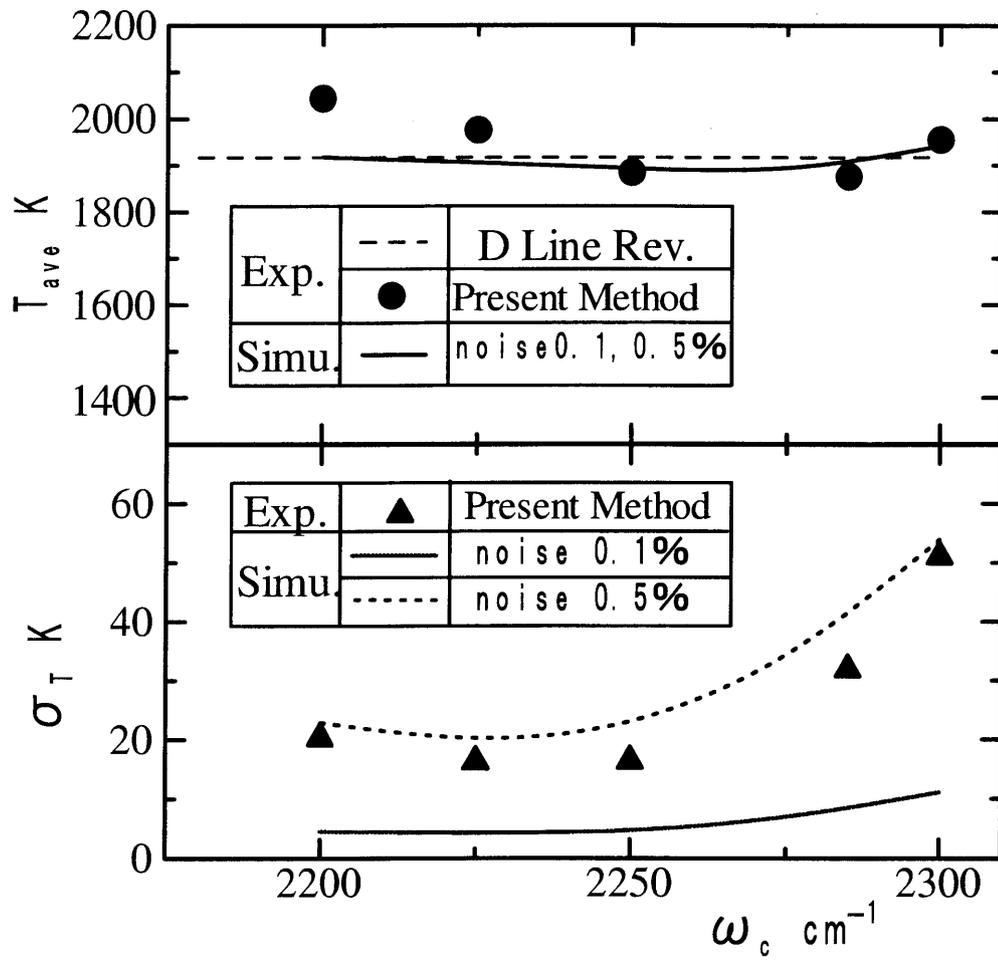


(d) Density (Bird-view)

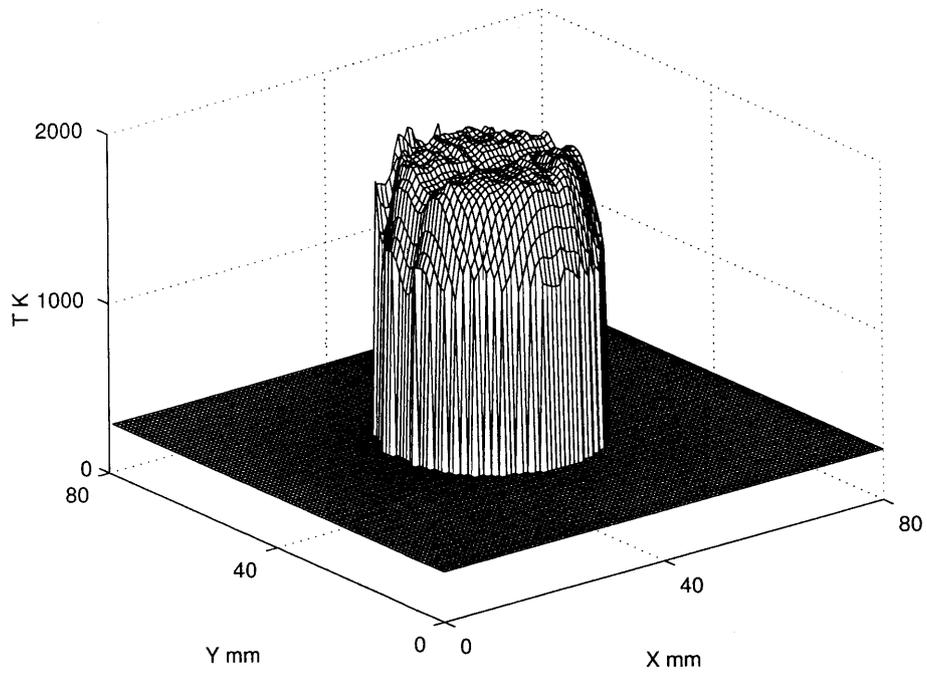


(e) Density (Radial)

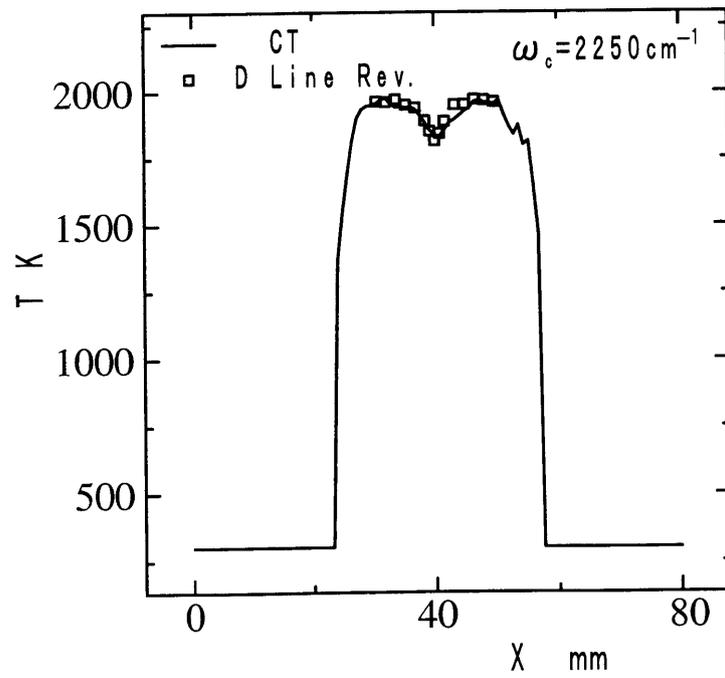
⊠ 4.11 Experimental results of a circular flat flame (d),(e)



⊠ 4.12 Dependence of accuracy on wave number

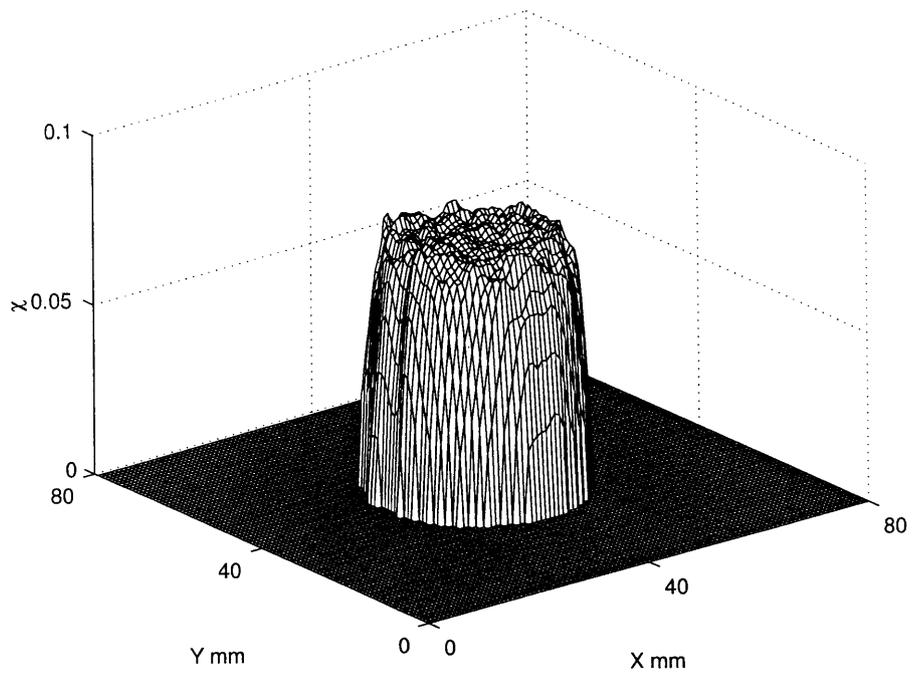


(a) Temperature (Bird-view)

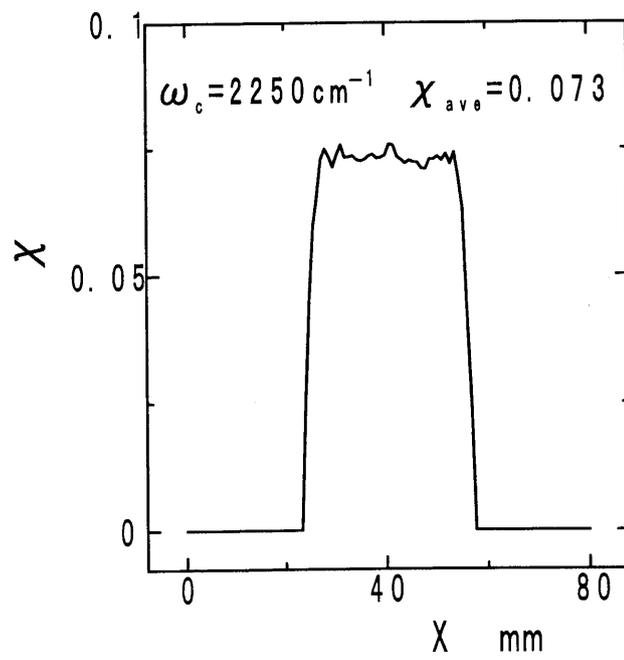


(b) Temperature (Radial)

☒ 4.13 Experimental results of non-uniform temperature distribution(a),(b)

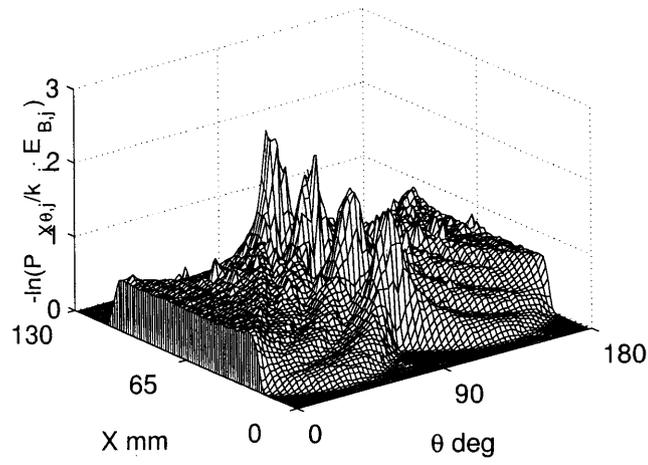


(c) Density (Bird-view)

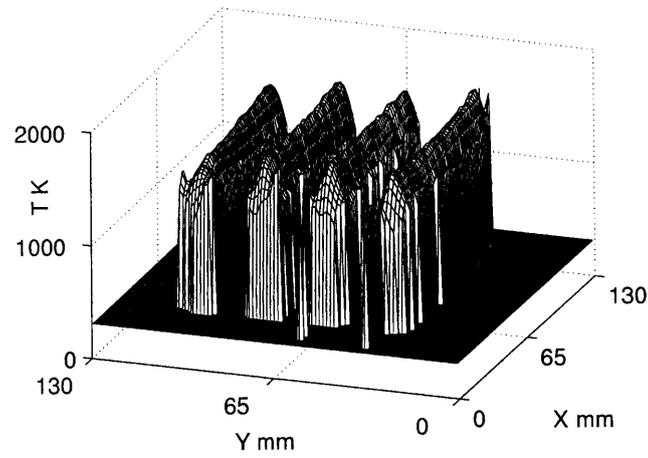


(d) Density (Radial)

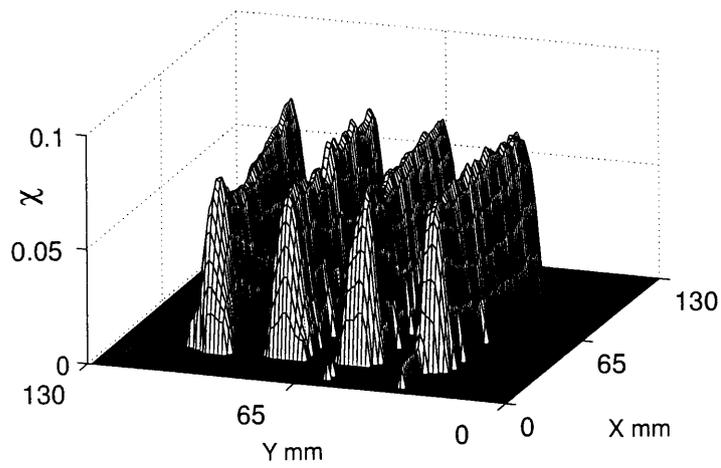
☒ 4.13 Experimental results of non-uniform density distribution(c),(d)



(a) Projection data($j = 1$) (Bird-view)

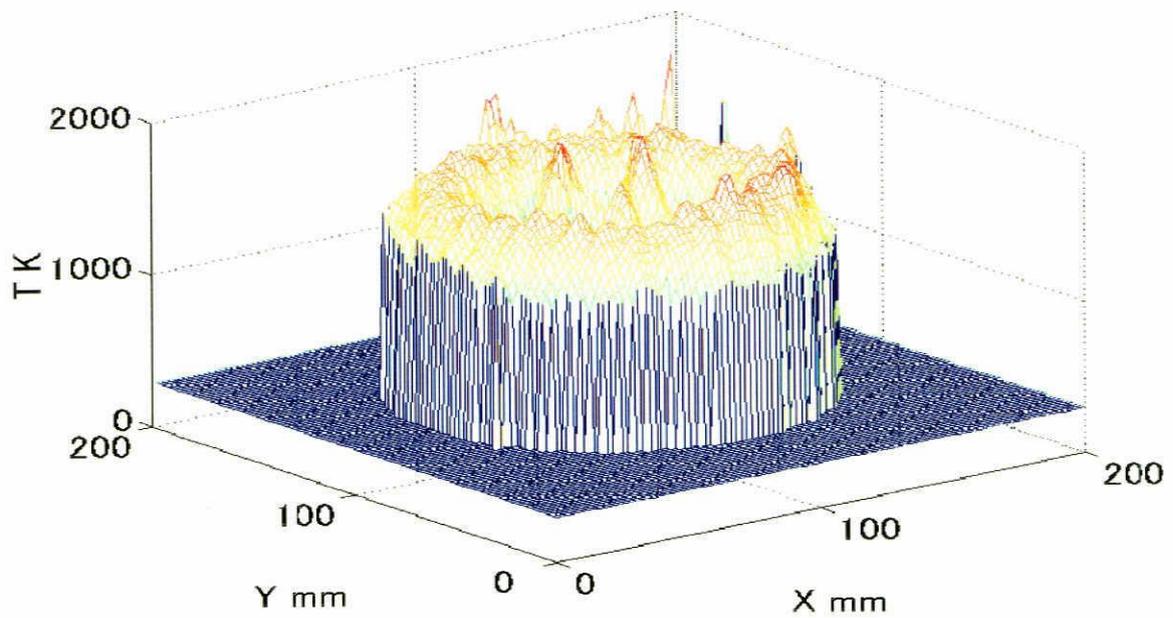


(b) Temperature (Bird-view)

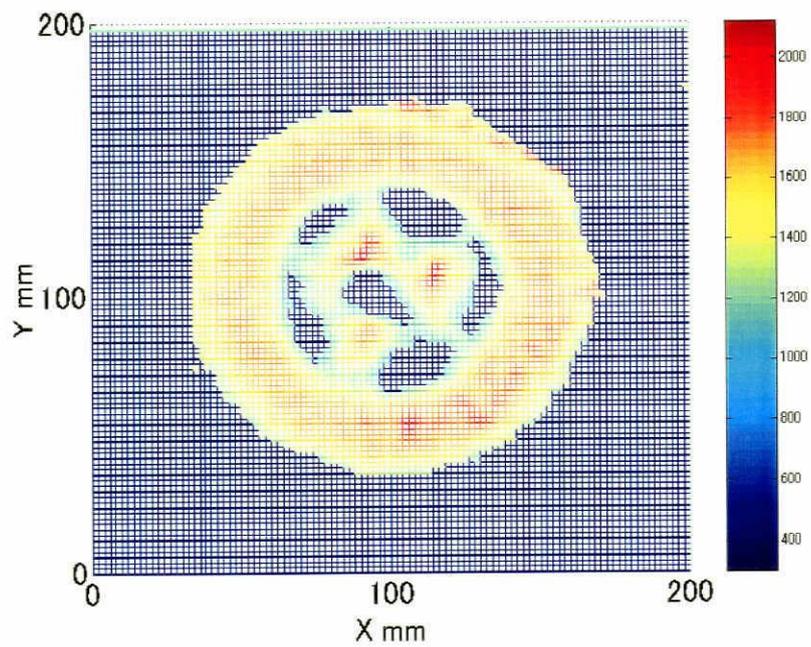


(c) Density (Bird-view)

⊠ 4.14 Experimental results of a parallel row burner (a),(b),(c)

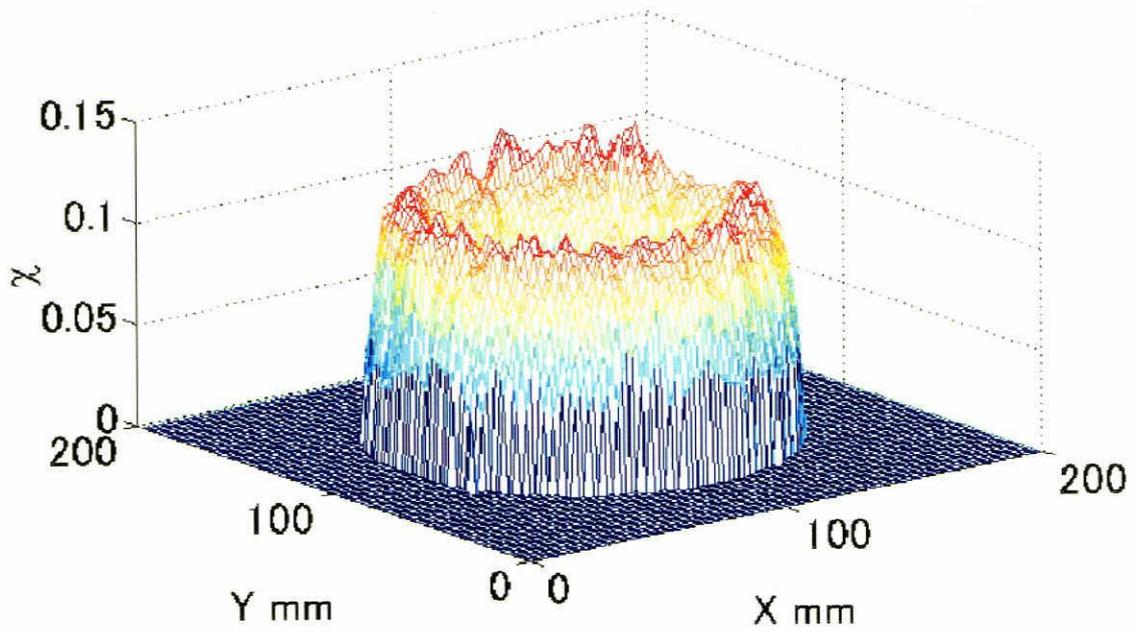


(a) Temperature (Bird-view)

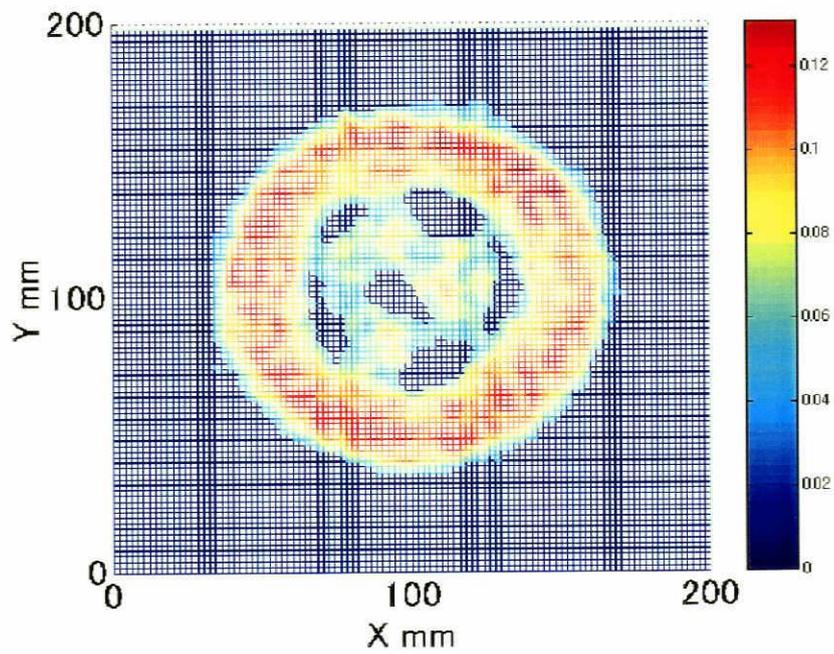


(b) Temperature (Contour)

图 4.15 Experimental results of domestic use burner (a),(b)

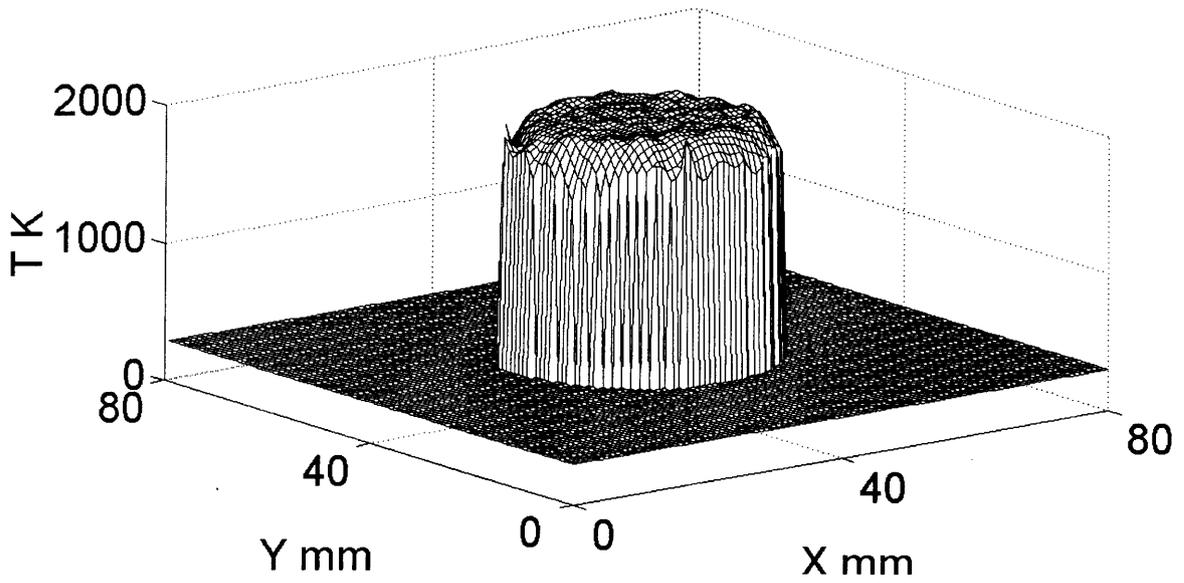


(c) Density (Bird-view)

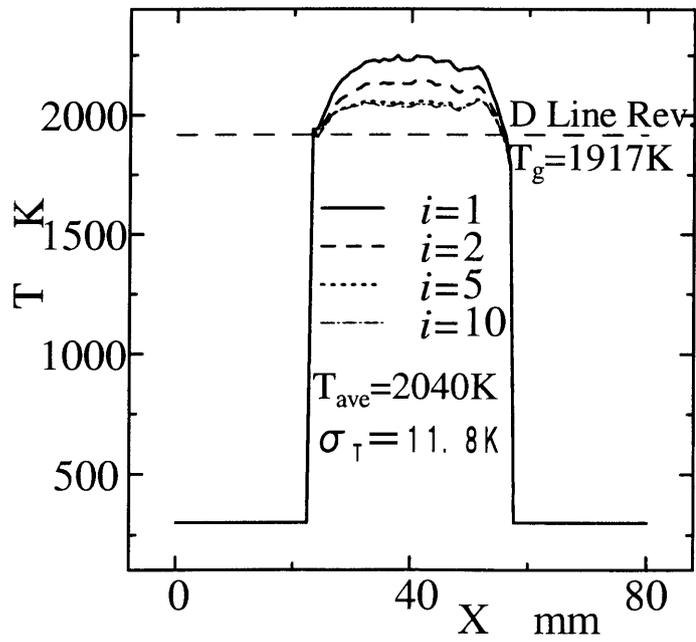


(d) Density (Contour)

⊗ 4.15 Experimental results of domestic use burner (c),(d)

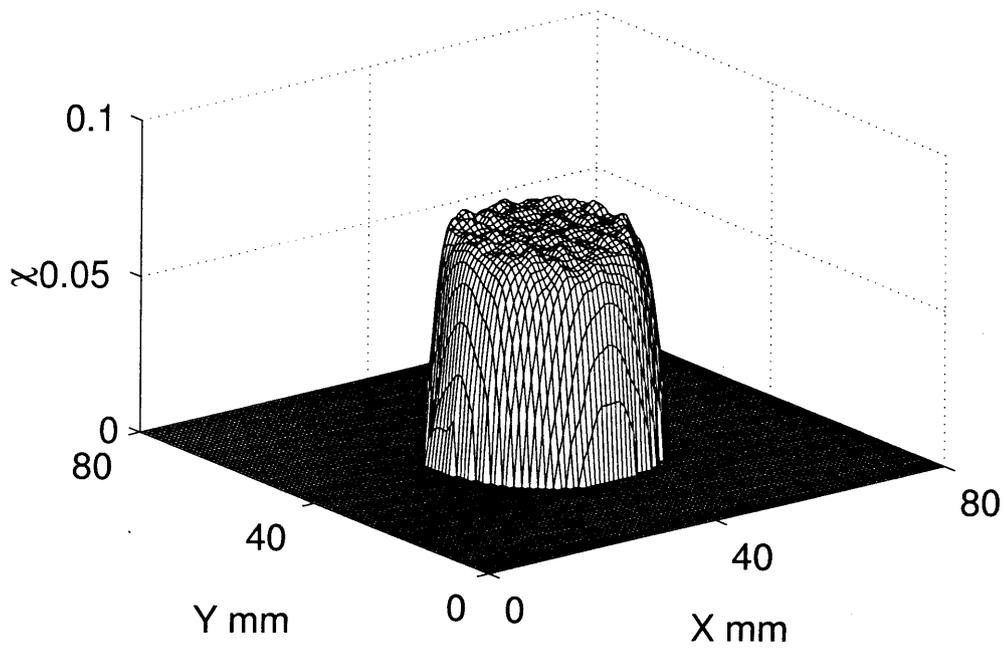


(a) Temperature (Bird-view)

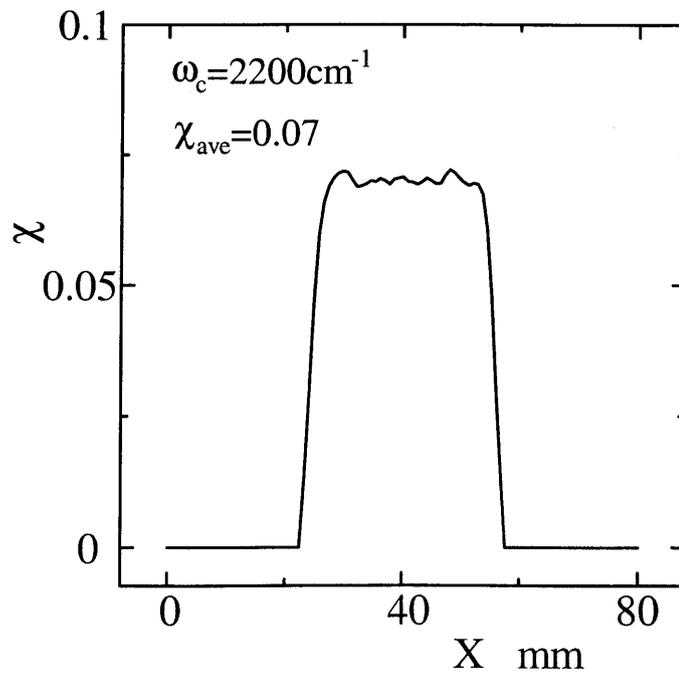


(b) Temperature (Radial)

⊠ 4.16 Experimental results of a circular flat flame by emission CT (a),(b)

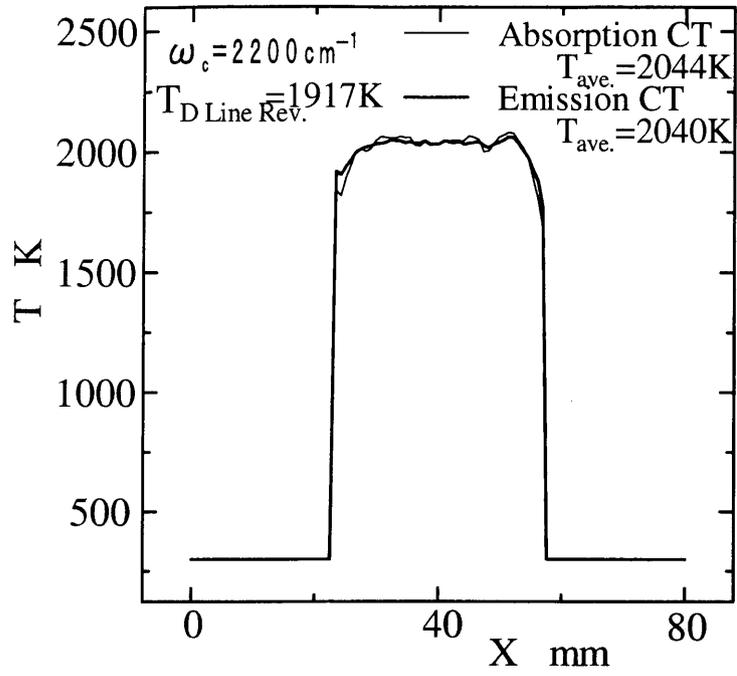


(c) Density (Bird-view)

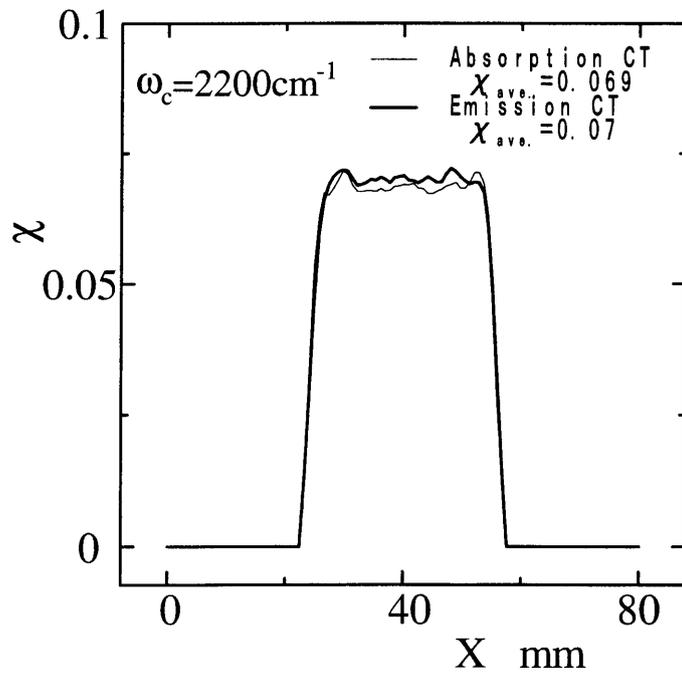


(d) Density (Radial)

☒ 4.16 Experimental results of a circular flat flame by emission CT (c),(d)



(a) Temperature(Radial)



(b) Density(Radial)

⊠ 4.17 Comparison of temperature and density distribution (a),(b)

第5章 結論

本研究は、光学厚さが厚い場合の赤外線二色 CT による温度測定法を確立する事を目的としている。そのために、まず吸収二色 CT 法、ふく射二色 CT 法ともに吸収率が大きい CO_2 を媒質に選んだ場合について、再構成温度と吸収媒質の濃度の計算アルゴリズムを構築した。次にそのアルゴリズムを用いたシミュレーションにより各々の測定法の精度の検討を行い、最後に実験によりそれらを検証した。本研究で得られた成果を以下に要約する。

第1章では、本研究の背景である二次元温度分布測定法に関して、特に CT を中心に従来の研究をレビューし、残された課題を示すとともに本研究の目的を明らかにした。

第2章では、 CO_2 を媒質として光学厚さが厚い場合でも温度、濃度の再構成が可能となるアルゴリズムを構築した。吸収二色 CT 法では、従来より開発されていた H_2O を吸収媒質としたアルゴリズムを CO_2 用に改良し、各波長、温度における吸収係数に RADCAL を用いたアルゴリズムを開発した。またふく射二色 CT 法においては、Lambert-Beer の法則に基づく従来のアルゴリズムのままでは正しく再構成する事ができなかったが、バンドモデルとして統計モデルを、不等温分布については Curtis-Godson 法を採用してふく射率、吸収率を見積もり、これにより非線型化したプロジェクションデータの逆解析にあたって、新たに収束法により再構成を可能とするアルゴリズムを構築した。

第3章では、計算機によりプロジェクションデータを作成し、前章で示したアルゴリズムにより温度、濃度の再構成を行った結果を基に、その収束性や測定精度について検討を行い、以下の結果を得た。

吸収二色 CT 法

(1) 収束性

- ・ CO_2 を媒質とした場合も H_2O の場合と同様に統計モデルを導入した場合でも収束が可能であり、適当な波長と波長幅を選べば4回程度の繰り返し計算でほぼ目標値に収束する。
- ・ これは、Lambert-Beer の法則を用いて解いた場合の 350K の誤差と比べて大きく改善された。

(2) 選択波長と波長幅の影響

- ・ 吸収係数の波長特性がフラットでない領域では、波長幅は狭いほどよい。
- ・ 吸収係数の波長特性が比較的フラットな領域では、再構成温度の誤差が小さくなる最適な波長幅の組み合わせが存在する。

(3) 光学厚さの影響

- ・ 波長特性がフラットな波長領域を選べば、吸収率が 95 % 程度の光学厚さ（例えば CO₂ 濃度 11.6% の場合なら火炎直径 12cm 程度に相当）までなら誤差 5 K 程度の精度で再構成できる。

(4) ノイズの影響

- ・ 黒体エネルギーの 0.1 % 程度のノイズ (S/N 比 1000) が乗っても $\{(\rho/\rho_0) \cdot \ell\}$ が 0.016cm~0.19cm（円形フラット火炎の場合には直径が 1cm~12cm に相当する）以内であれば標準偏差 30K 程度以内のばらつきで再構成できる。

ふく射二色 CT 法

(1) 光学厚さと収束性

- ・ 新しく開発した収束法による再構成アルゴリズムでは、50% 程度の吸収率の火炎では 10 回程度繰り返し計算すると収束し、その精度は 8K 程度である。
- ・ これは、光学厚さが厚いにも関わらず Lambert-Beer の法則を用いて解いた場合の 347K の誤差と比べて大きく改善された。
- ・ 光学厚さが厚くなるほど収束計算の繰り返し数、誤差ともに大きくなってゆく。

(2) ノイズの影響

- ・ 今回使用した波長帯においては、誤差解析から 2000K での誤差の 5 倍まで許容するとするなら、低温側は 1150K までの測定が可能であることが示された。もちろん、採用する波長によっては、もっと低温まで精度良く測定できる可能性がある。

(3) 非対称温度分布の再構成

- ・ 中央から少し偏心して円形の温度のくぼみがあるモデル（凹分布）の場合はこの影響がキャンセルする方向に作用し等温分布の場合に非常に近い温度収束結果となる。
- ・ また、温度の突起があるモデル（凸分布）の場合も収束精度、繰り返し数共に等温分布と比べ大きな差は現れず、不等温分布の再構成精度も等温分布の場合と大きな違いはなく、この方法が一般の火炎に適用できることを示した。

次に、第4章では、実験により第3章でのシミュレーションによる結果の検証を行った。その結果、吸収二色CT法では、温度検定用の円形フラットバーナを用いた実験結果よりシミュレーション通りに精度良く二次元温度分布が再構成できることが明らかになった。また、シミュレーションにより選択波長が再構成温度に与える影響を検討した結果もほぼ妥当であることがわかった。次に非一様温度分布火炎による測定精度の検証と家庭用ガス瞬間湯沸かし器用バーナ及び家庭用ガスコンロの火炎温度分布の測定を試み、本測定法が実用バーナへ適応できることを示した。一方、ふく射二色CT法での実験は、まだこれからという段階なので、吸収法で用いたものと同じ温度検定用のフラットバーナに対して1条件での火炎温度、濃度分布の測定値しか得られていないが、吸収法での測定結果とほぼ同じ値が得られ、新しく構築したアルゴリズムを検証することができた。

以上、CO₂を媒質とした赤外線二色CTによる温度測定法において、光学厚さが厚い場合の再構成アルゴリズムを構築し、それを用いたシミュレーションと実験による検討を行い、本測定法が実用バーナに適応できるようにした。

最後に、この赤外線二色CTによる温度測定法を実用燃焼場の解析に応用するための残された今後の課題をまとめる。

- ・ ふく射二色CT法での最適使用波長と波長幅の検討による測定精度の向上
- ・ 今回開発したアルゴリズムの吸収ふく射法への適用

赤外線二色CT全般に関して、

- ・ 測定精度向上のためにより正確な吸収係数の値の組み込み
- ・ リニアアレイセンサなどの応用による瞬時測定への適用
- ・ 測定装置のコンパクト化と可搬性の向上
- ・ エンジン、ガスタービンなど高圧場へ応用できるアルゴリズムの開発

参考文献

- (1) 日本機械学会熱工学部門 P-SC231 “「燃焼技術の将来・予測と研究指針調査研究分科会」成果報告書,” p.1(1995).
- (2) J.B. Heywood, “Internal Combustion Engine Fundamentals,” McGraw-Hill, Inc.(1988).
- (3) 竹内, “燃焼起源ダイオキシンの生成,” 燃焼研究, **112**, pp.25-34(1998).
- (4) R.M. Fristrom and A.A. Westenberg, “Flame Structure,” McGraw-Hill Book Company(1965).
- (5) Kent, “A Noncatalytic Coating for Platinum-Rhodium Thermocouples,” Combustion and Flame, **14**, p.279-281(1970).
- (6) W.E. Kaskan, “The Dependence of Flame Temperature on Mass Burning Velocity,” Proc. of 6th Symp.(Int) Combust., pp.134-143(1957).
- (7) 若井, 志水, 高橋, 太田, 谷口, “熱電対による高温ガス測定時の温度補正,” ガスタービン学会誌, **7-27**, pp.33-38(1979).
- (8) M.Allen, Miller, D.Sonnenfroh, and B.Upschulte, “New Diode Laser Sensors for Combustion and Emissions Measurements,” 第34回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.554-556(1996).
- (9) C.F. Taylor, E.S. Taylor, J.C. Livengood, W.A. Russell and W.A. Leary, “Ignition of Fuels by Rapid Compression,” SAE Quarterly Transactions, **4-2**, pp.232-274(1950).
- (10) J.C. Livengood, T.P. Rona and J.J. Baurch, “Ultrasonic Temperature Measurement in Internal Combustion Engine Chamber,” The Journal of the Acoustical Society of America, **26-5**, pp.824-830(1954).
- (11) 山家, “超音波による気体温度測定法 (第1報、常温付近の場合),” 機械学会論文集 第2部, **31-225**, pp.795-798(1965).

- (12) M.C. Burrows, S. Shimizu, P.S. Myers and O.A. Uyehara, "The Measurement of Unburned Gas Temperatures in an Engine by an Infrared Radiation Pyrometer," SAE Trans. **69**,p.514(1961).
- (13) 志水, "赤外線による予混合ガス温度の測定 (第1報, 赤外線温度計の精度)," 機論 (第2部), **38-310**, pp.1495-1505(1972).
- (14) 志水, "赤外線による予混合ガス温度の測定 (第2報, 温度分布の影響)," 機論 (第2部), **40-340**, pp.3479-3490(1974).
- (15) 志水, "赤外線による予混合ガス温度の測定 (第3報, ガスの組成および圧力の影響)," 機論 (第2部), **41-350**, pp.2971-2979(1975).
- (16) J.T. Agnew, "End Gas Temperature Measurement by a Two-wavelength Infrared Radiation Method," SAE Trans. **69**, pp.495-513(1961).
- (17) S.K. Chen, N.J. Beck, O.A. Uyehara and P.S. Myers, "Compression and End-gas Temperatures from Iodine Absorption Spectra," SAE Trans., **62**, pp.503-513(1954).
- (18) 志水, 坂井, 野村, 若井, "赤外線 CT による燃焼ガスの温度分布測定," 機論 (B編), **53-496**, pp.3803-3809(1987).
- (19) B. Hopkinson, "On the Measurement of Gas - Engine Temperatures," Phil. Mag., Ser.6,**13**, pp.84-95(1907).
- (20) C.C. Ferrisso and C.B.Ludwig, "An Infrared Band Ratio Technique for Temperature Determinations of Hot Gases," Applied Optics, **4-1** pp.47-51(1965)
- (21) G.A. Lavoie, J.B. Herywood and J.C. Keck, "Experimental and Theoretical Study of Nitric Oxide Formation in Internal Combustion Engines," Fluid Mechanics Laboratory Publication No.69-10 of MIT, pp.1-37(1969).
- (22) L.J. Muzio, W.S. Starkman, L.S. Caretto, "Temperature Variations in the Engine Combustion Chamber on Formation and Emission of Nitrogen Oxides," SAE Trans. **79**, pp.652-662(1971).
- (23) N.M. Laurendeau, "Temperature Measurements by Light-Scattering Methods," Prog. Energy Combu. Sci, **14**, pp.147-170(1988).

- (24) J. Radon, "On the Determination of Functions from their Integrals along Certain Manifolds," Ber. Verh. Sächs Akad. Wiss. **69**, pp.262-277(1917).
- (25) T. F. Buddinger and T. Gullberg, "Three-dimensional Reconstruction in Nuclear Medicine Emission Imaging," IEEE Transactions on Nuclear Science, **NS-21**, pp.2-20(1974).
- (26) R.J. Santoro and H.G. Semerjian, "Optical Tomography for Flow Field Diagnostics," AIAA 15th Thermophysics Conference, pp.1-10(1980).
- (27) S.R. Ray and H.G. Semerjian, "Laser Tomography for Simultaneous Concentration and Temperature Measurement in Reacting Flows," Progres in Astronaut and Aeronaut, pp.300-324(1984).
- (28) 日本機械学会, "燃焼のレーザ計測とモデリング," 丸善,(1987).
- (29) M. Komiyama, A.Miyafuji and T. Takagi, "Simultaneous Measurements of 2-D Temperature, OH Concentration and Velocity Profiles in Turbulent Diffusion Flames by Rayleigh Scattering and LIF," Proceedings of the 5th ASME/JSME Joint Thermal Engineering Conference March 15-19, San Diego, California, **AJTE99-6486**, pp.1-7(1999).
- (30) T. Wakabayashi, K. Moriya, Y. Nakamura, K. Shimodaira, Y. Kurosawa, and K. Suzuki, "Measurement of Temperature and Water Vapor Concentration at Gas Turbine Combustor Exit by Raman Scattering," Proceedings of the 5th ASME/JSME Joint Thermal Engineering Conference March 15-19, San Diego, California, **AJTE99-6449**, pp.1-8(1999).
- (31) P. Bucher, R.A. Yetter, F.L. Dryer, T.P. Parr and D.M. Hanson-parr, "PLIF Species and Ratiometric Temperature Measurements of Aluminum Particle Combustion in O₂,CO₂ and N₂O Oxidizers, and Comparison with Model Calculations," Twenty-Seventh Symposium(International) on Combustion, The Combustion Institute, pp.2421-2429(1998).
- (32) 佐藤,熊倉, "レーザ干渉法とCT法による火炎温度分布測定," 機論 (B 編) ,**55-511**, pp.841-846(1989).

- (33) 伊藤, 坂井, “ボイラー燃焼の音波計測とそのイメージ処理技術に関する基礎研究,” 機論 (B編), **53-489**, pp.1610-1614(1987).
- (34) 陸, 高橋, 若井, 志水, “ガスの二次元温度分布測定のための屈折を考慮した音波 CT のアルゴリズム,” 機論 (B編), **65-638**, pp.3468-3474(1999).
- (35) 若井, 伊藤, 高橋, 志水, “抵抗線 CT による急速圧縮されたガスの二次元温度分布測定法,” 機論 (B編), **65-638**, pp.3530-3536(1999).
- (36) 佐藤, 熊倉, “ビデオレート干渉 CT による燃焼場の 4 次元計測,” 第 34 回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.536-538(1996).
- (37) 牟田, 田浦, 藤村, 徳田, “半導体レーザーを用いた燃焼排ガス中酸素・煤塵濃度計測,” 第 34 回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.551-553(1996).
- (38) 田井, 山本, 木村, 上原, “半導体レーザー分光による気体濃度の高感度測定 —燃焼診断への応用—,” 第 34 回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.548-550(1996).
- (39) 相澤, 神本, 黒沢, 田丸, “赤外線半導体レーザー吸収法によるメタン—空気拡散燃焼における温度計測,” 第 33 回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.466-468(1995).
- (40) 宮崎, 池田, 中島, “半導体レーザー分光による火炎計測 (メタン) ,” 第 35 回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.510-512(1997).
- (41) A.G., Gaydon and H.G. Wolfhard, “Flames, Their Structure, Radiation and Temperature,” Chapman and Hall ltd., p.240(1970).
- (42) 岩井, “CT スキャナ — X 線コンピュータ断層撮影装置—,” コロナ社,(1979).
- (43) 中山, “画像解析法による噴霧流、燃焼火炎の内部構造の可視化の検討,” 燃焼研究, **71**, pp.31-45(1986).
- (44) H. Uchiyama, M. Nakajima and S. Yuta “Measurement of Flame Temperature Distribution by IR Emission Computed Tomography,” Applied Optics, **24-23**, pp.4111-4115(1985)
- (45) R.N. Bracewell and A.C. Riddle, “Inversion of Fan-beam Scans in Radio Astronomy,” The Astrophysical Journal, **150-2**, pp.417-434(1967).

- (46) G.N. Ramachandran and A.V. Lakshminarayanan, "Three-dimensional Reconstruction from Radiographs and Electron Micrographs: Application of Convolutions instead of Fourier Transforms," Proc. Nat. Acad. Sci USA, **68-9**, pp.2236-2240(1971).
- (47) D.A. Chesler and S.J. Riederer, "Ripple Suppression during Reconstruction in Transverse Tomography," Phys. Med. Biol., **20-4**, pp.632-636(1975).
- (48) Shepp,L.A. and Logan,B.F., "The Fourier Reconstruction of a Head Section," IEEE Transactions on Nuclear Science, **NS-21**, pp.21-43(1974).
- (49) S. Shimizu, S. Sakai and K. Wakai, "Simultaneous Measurement of Temperature and Density of Burnt Gases by an Infrared Radiation Computed Tomography," Heat Transfer in Radiating and Combusting Systems Proc. 17th Eurothermo Seminar, Springer-Verlag **18** pp.309-331(1990).
- (50) 坂井, 志水, "瞬時トモグラフィーによる非定常火炎温度・濃度分布時間経過の同時測定," 第29回燃焼シンポジウム講演論文集,pp.484-486(1991) .
- (51) 若井, 志水, 近藤, "吸収2色CT法による二次元温度濃度分布測定(理論的検討)," 機論(B編), **56-532**, pp.3932-3937(1990).
- (52) K. Wakai, S. Shimizu and Y. Matsubayasi, "Measurement of 2-D Temperature Distribution by a Two-Band-Absorption-CT Using Statistical Model for the Spectra of H₂O Bands," Proc. 24th Symp. (Int.) on Combustion, Sydney, pp.1629-1636(1992).
- (53) 田幸, 辻内, 南, "光学的測定ハンドブック," 朝倉書店,pp.101(1986).
- (54) 堂浦, 小宮山, 高城, 中田, "赤外線吸収を用いた温度測定法に関する検討," 第34回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.539-541(1996).
- (55) 中田, 小宮山, 高城, 松本, "赤外線吸収を用いた温度測定法に関する検討(続報)," 第35回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.477-479(1997).
- (56) 中田, 堂浦, 小宮山, 高城, "半導体レーザ赤外線吸収を用いた温度測定法に関する研究," 第35回伝熱シンポジウム講演論文集 ,pp.151-152(1997).
- (57) 内山, 中島, 溝口, 油田, "エミッション CT 手法の火炎内温度分布計測への適用の試み," 応用物理, **54-8** , pp.822-827(1985).

- (58) 若井, 志水, 園部, 坂井, “2色 CT による燃焼ガス温度分布測定,” 機論 (B 編), **54-508**, pp.3553-3558(1988).
- (59) W. Malkmus, “Infrared Emissivity of Carbon Dioxide (4.3- μ Band),” J. Opt. Soc. Amer., **53-8**, pp.951-961(1963).
- (60) W.L. Grosshandler, “RADCAL: A Narrow-Band Model for Radiation Calculations in a Combustion Environment,” NIST Technical Note, 1402(1993).
- (61) 西川, 藤田, 長島, 国友, “伝熱工学の進展 2,” 養賢堂, pp.235(1974).
- (62) C.L.Tien, “Advances in Heat Transfer(ed. by Irvin T. F.),” Academic Press,5, pp.300(1968).
- (63) K.Wakai, K.Kamiya, S.Sakai, and S.Shimizu, “Instantaneous Measurement of Two-Dimensional Temperature and Density Distribution of Flames by a Two-Band-Emission-CT Pyrometer,” SPIE-The International Society for Optical Engineering 1762, pp.564-575(1992).
- (64) 諸頭, 若井, 高橋, 志水, “CO₂ を媒質とする吸収二色 CT 法による燃焼ガス温度分布測定—選択波長と測定精度の実験的検討—,” 燃焼の科学と技術 **6**, pp.161-170(1999).
- (65) 坂井, 志水, “燃焼ガス温度測定に用いる黒体炉の試作,” 流体熱工学研究, **12-1**, pp.53-59(1979).
- (66) D.H. Kihara, J.S. Fox and C.M. Kinoshita, “Temperature and Velocity Non-uniformity in Edge Cooled Flat Flame Burners,” Combustion Science and Technology, **11**, pp.239-246(1975).
- (67) A. ボアッキー, 大澤, 尾崎, 甲藤, “火炎温度計測法の相互比較のための火炎を用いた安定な高温度場の生成,” 燃焼の科学と技術, **3**, pp.1-10(1995).
- (68) 若井, 隅田, 田中, “ハニーカム・メタルプレートによる一次元火炎の特性,” 第 30 回燃焼シンポジウム, pp.361-363(1992).
- (69) U.P. Oppenheim and Y. Ben-Aryeh, “Statistical Model Applied to the Region of the ν_3 Fundamental of CO₂ at 1200K,” J. Opt. Soc. Amer., **53-3**, pp.344-350(1963).

謝辞

本研究は、岐阜大学工学部 若井和憲教授のご指導のもとに行われたものであります。研究の方向づけから、遂行、取りまとめ全般にわたりまして終始御懇切なご指導を賜り、ここに本研究が完成し得たことを記し、深甚なる感謝の意を表します。

本論文をまとめるにあたり、論文の査読およびその審査において適切なるご指示を頂くと共に貴重なご意見とご助言を頂きました岐阜大学工学部長 熊田雅弥教授、北海道大学工学研究科 工藤一彦教授、岐阜大学工学部 西村誠教授、花村克悟助教授に心から感謝の意を表します。

さらに、坂井臣司先生には大学学部生および大学院修士課程在学中から実験の指導など細かい指導を受け、長い年月を経て再度博士後期課程に入学後も会うたびに励ましの言葉をいただきました。高橋周平先生には、私の在学途中から赴任されたにもかかわらず、実験室での私の共同研究の学生の面倒をずっと長く見ているかのごとく自然に接していただけ、私が指導する以上にてきばきと指示を与えていただけたおかげで実験編が完成したとも言えます。これらのお二人には、このようなお力添えをいただいたことを心から感謝する次第です。

また、実験に協力された岐阜大学大学院生(当時) 西田誠君、吉木大司君、4年生(当時) 立花英仁君、野田康弘君、野田弘幸君に厚く御礼申し上げます。

名城大学 志水昭史教授(岐阜大学名誉教授)には、学部4年生および大学院修士課程において、燃焼研究の広範囲に渡って研究とは何かから始まり、私が三洋電機株式会社に入社する心構えまで適切なるご指導を頂くとともに、博士課程入学後においても研究遂行の面で数々のご指導を賜りましたこと、ここに心より感謝の意を表します。

三洋電機株式会社メカトロニクス研究所の大隅正人所長には、在職中より上司としてご指導頂くとともに、退職後においても大隅所長の博士論文及びその関連資料をお借りするなど研究上のご指導を頂きましたことを心より感謝致します。

また、社会人博士として、職場での上司や同僚の暖かい配慮があったからこそ、この論文が完成に至ったことを忘れることはできません。滋賀職業能力開発短期大学校においては、石原安雄前校長、大槻雄香前副校長、並びに渡部良久校長、木村左右吉前副校長、北川久補教授、大坪武廣教授(現熊本県立技術短期大学校教授)を始めとするスタッフの方々に、職業能力開発総合大学校においては、梶信藤助教授並びに応用課程研修の皆様方に、九州職業能力開発大学校においては、平川賢爾校長、村岡隆副校長、永井正誼部長を始め他の職員の皆様にもここに深く感謝の意を表します。特に生産機械システム技術科の廣瀬渉助教授、塚本文彦助教授には、応用課程立上げの忙しい中でのご協力を頂いたことに心より感謝する

次第です。

最後に私事になりますが、このように勤務先が転々としながら私が岐阜大学に通えば、負担が何倍にもなるにもかかわらず、そのうえ正規の期間を延長して通うことになったにもかかわらず、博士号への取り組みを支持し続けてくれた家内はじめ家族にも、感謝を忘れることができません。