九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

遷移重力場における熱・物質移動現象に関する研究

有馬, 博史
九州大学総合理工学研究科熱エネルギーシステム工学専攻

https://doi.org/10.11501/3150950

出版情報：九州大学, 1998, 博士（工学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：

遷移重力場における熱・物質移動現象に関する研究

有　馬　博　史

①

遷移重力場における熱・物質移動現象に関する研究

平成十年度

有馬　博史

目次

1　緒言　1
　1.1　本研究の背景および目的　1
　1.2　微小重力下の熱流動･拡散現象と材料実験における既往の研究　4
　1.3　本論文の構成　7
　参考文献　8
2　微小重力実験施設　10
　2.1　落下塔　10
　　2.1.1 JAMIC　10
　　2.1.2 MGLAB　11
　2.2　航空機　18
　参考文献　21
3　ステップ状重力変動場における局所加熱型密閉装置内の熱流動の過渡特性　22
　3.1　研究の背景　22
　3.2　円柱状微小熱源を有する密閉容器内の温度場の可視化実験　24
　　3.2.1 実験装置の概略　24
　　3.2.2 実験方法　28
　　3.2.3 Michelson 干渉計による温度場の可視化　31
　3.3　数値解析　34
　　3.3.1 解析モデル　34
　　3.3.1.1 基礎方程式・境界条件　35
　　3.3.1.2 数値解法および離散化　36
　　3.3.1.3 計算に用いた物性値　40
　　3.3.1.4 計算条件　41
　　3.3.2 数値計算結果からの干渉像の計算(円筒座標系)　42
　3.4　結果と考察　44
　　3.4.1 1G およびμG 下における定常計算結果　44
　　3.4.2 ステップ状重力変化に伴う温度場の遷移挙動　46
　　3.4.3 遷移過程に及ぼす装置容積の影響　57
　3.5　まとめ　85
　参考文献　86
4　ステップ状重力変動場における部分加熱型流通装置内の熱流動の過渡特性　88
　4.1　研究の背景　88
　4.2　部分加熱型水平ダクト内の温度場の可視化実験　94

4.2.1 実験装置 94
4.2.2 実験方法 96
4.3 数値解析 98
4.3.1 解析モデル 98
4.3.1.1 基礎方程式・境界条件 100
4.3.1.2 数値解法および離散化 101
4.3.1.3 計算に用いた物性値 102
4.3.1.4 計算条件 103
4.3.2 数値計算結果からの干渉像の計算(3 次元直交座標系) 104
4.4 結果と考察 106
4.4.1 1G 下における高 *Re* 数ガス流の挙動(Ar-gas) 106
4.4.2 1G 下における低 *Re* 数ガス流の挙動(振動流の挙動)(N_2, Kr-gas) 109
4.4.2.1 N_2 ガス(Re_{av}=3.4, Gr_{av}=7556)の実験結果 109
4.4.2.2 Kr ガス(Re_{av}=6.9, Gr_{av}=31660)の実験結果 109
4.4.2.3 3 次元数値解析の結果(N_2 ガス(Re_{av}=6.7, Gr_{av}=7556)) 109
4.4.3 ステップ状重力変化におけるガス流の挙動 127
4.4.3.1 高 *Re* 数流の挙動(Ar-gas) 127
4.4.3.2 低 *Re* 数流の挙動(N_2gas) 129
4.5 まとめ 142
参考文献 143
5 連続的重力変動場に対する部分加熱型流通装置内の濃度場の過渡特性 144
5.1 研究の背景 144
5.2 濃度場測定実験 146
5.2.1 実験装置 146
5.2.2 実験方法 152
5.2.3 四重極質量分析計（QMS）による濃度分析法 153
5.2.4 航空機実験における QMS の安定化対策 156
5.3 数値解析 160
5.3.1 解析モデル 160
5.3.1.1 基礎方程式・境界条件 161
5.3.1.2 数値解法および離散化 162
5.3.1.3 計算に用いた物性値 164
5.3.1.4 計算条件 167
5.4 結果と考察 169
5.4.1 地上重力場における実験結果と計算結果の比較 169
5.4.1.1 He-SF_6 系に関する結果 169

5.4.1.2 Ne-SF_6系に関する結果 170
5.4.2 微小重力場における実験結果と計算結果の比較 180
5.4.2.1 He-SF_6系に関する結果 181
5.4.2.2 Ne-SF_6系に関する結果 182
5.4.3 熱拡散現象に及ぼす微小重力のレベルの影響 200
5.4.4 熱拡散現象に及ぼすガス流量の影響 202
5.5 まとめ 206
参考文献 207
6 総括 208
使用記号 211
謝辞 214

第 1 章 緒論

1.1 本研究の背景および目的

宇宙空間における長期滞在型の科学実験が人類の夢であった時代は終わろうとしている。まさに新世紀の幕開けとともに、国際宇宙ステーション(ISS: International Space Station)の運用が開始†され、無対流、無容器、無沈降、無静圧など、微小重力環境において期待される効果を生かした、新材料プロセス、流体、生命科学分野の様々な実験がスタートする。今後、微小重力空間において種々の実験が行われ成果が期待されている。

一言に、微小重力実験といっても、実験の目的、現象に応じてその必要とする微小重力保持時間は異なってくる。例えば、燃焼実験のように、ほとんど瞬間的に実験が完了してしまうものもあれば、タンパク質の結晶成長では数ヶ月オーダーの時間を必要とする場合もある。

ところで、微小重力実験施設には、宇宙空間を利用したフリーフライヤー††、スペースシャトル、また現在建設中の宇宙ステーションといった施設が挙げられる。これらの宇宙空間に長期間滞在する施設以外にも、小型無人ロケット†††、あるいは小型航空機や落下塔など地上において実験できる施設なども存在する。これらの微小重力実験施設において実現される、重力レベル、微小重力保持時間を **Fig. 1-1-1** に示した。

宇宙実験は、実験機会が得にくく、高額である。よって、そのリスクに見合った実験を行うためには、地上において予備実験を繰り返し、微小重力下で想定される現象を考慮しつつ、実験準備を進めなければならない。幸い、各種の短時間微小重力実験施設があり、それらは宇宙実験より安価であり、比較的機会が得やすい。この利点を生かして、宇宙実験に対する予備実験を行い、効果的な実験方法や条件を選定することが出来る。

---

†本論文を執筆中(1998 年末)に、ロシアのモジュール(11 月 20 日: 愛称ザーリャ)を皮切りに、アメリカのモジュール(12 月 4 日: 愛称ユニティ)が打ち上げられ、組立が開始された。現在着々と計画が進行中である。

††日本のフリーフライヤーは SFU(Space Free flyer Unit)と呼ばれ、1995 年 3 月 H-II ロケットで打上げられ、約 10 ヶ月間、衛星軌道上で地球を周回しつつ、微小重力実験が行われた。その後、1996 年 1 月、スペースシャトルを使って回収されたが、その時の日本人宇宙飛行士、若田光一さんのロボットアーム操作を使った回収作業は、記憶に新しい。

††† 日本の微小重力実験用小型ロケットである TR-1A(愛称たけさき)は、1991 年から 1998 年にかけて 1〜7 号機が打ち上げられた。約 6 分間の微小重力環境を得られる。

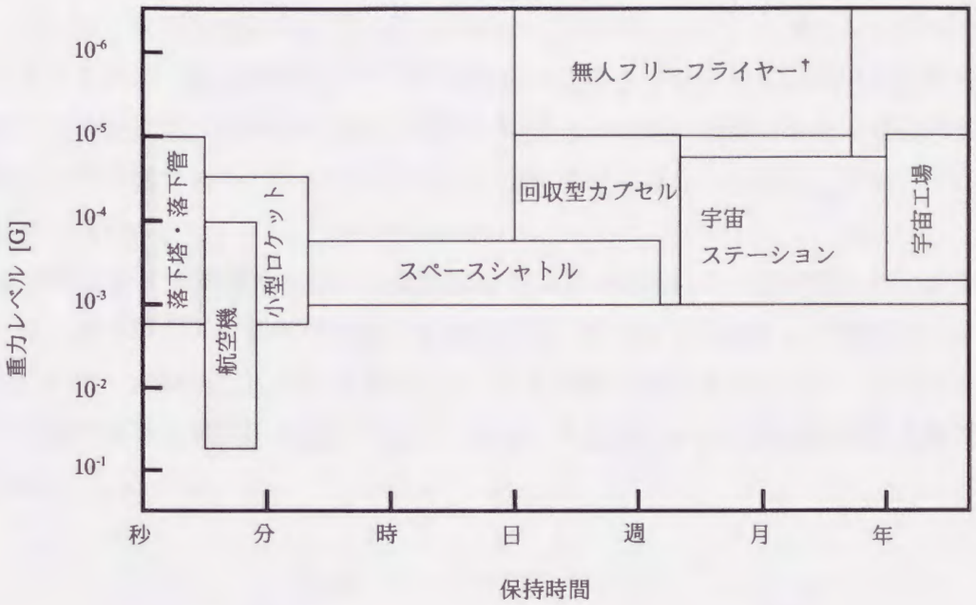


Fig. 1-1-1 微小重力実験手段[1]

ところで、我々が微小重力実験という場合、純粋な微小重力環境下で現象の観察を行うことを思い浮かべる。長時間の宇宙空間の実験では、最初から最後まで微小重力環境で実験を実行することが可能である。しかし、短時間の微小重力実験の場合は、極めて困難である。例えば、落下塔においては、地上重力（1G）から微小重力（10^{-3}～10^{-5}G）に瞬時に重力場が変化するステップ状の重力変動場†、また、航空機ではパラボリックフライトによって 1G→2G→μG→1G といった時間的に重力が変動する連続的重力変動場†において実験を行うことになる。このような場合、微小重力保持時間が短いために、実験対象が微小重力下の定常状態に達し得ない可能性がある。したがって、短時間微小重力施設を用いた実験結果を解析する際には、重力加速度が時間的に変動する場での諸現象の遷移過程の理解が重要である。特に材料製造プロセスに関連した流体現象を扱う場合、流動・伝熱・物質移動が複雑に絡み合っているために、非定常状態の予測を行うことは難しい。また、気液界面が存在する場合、マランゴニ対流のように、地上では重力に隠蔽されている微弱な力が顕在化するため、過渡現象はいっそう複雑となる。

---

† 本論文では、落下塔で得られる 1G→μG の重力変動場を**ステップ状重力変動場**、航空機実験で得られる 1G→2G→μG→1G といった重力変動場を**連続的重力変動場**と呼ぶ

そのため、流動・伝熱・物質移動機構の過渡現象を正確に理解することが重要となる。例えば、局所加熱型の密閉装置内の流動伝熱機構は 1G 下と微小重力環境では大きく異なるため、重力変動に伴う遷移挙動が存在する。短時間微小重力実験を有効に利用するためには、これらの遷移に要する時間スケール、過渡期間内の現象の定量的評価などが重要である。しかし、これまで現象論的立場から定量的に評価した研究例は見当たらない。

本研究では、気相系熱流動・物質拡散現象の重力変動に伴う過渡特性を、数値計算ならびに落下塔および航空機を利用した短時間の微小重力実験により考察する。実験においては、密封系ならびに流通系装置内の熱流動状態のさらに詳しい考察のために光干渉温度場可視化実験を遂行するとともに、流通系において熱拡散濃度分離実験を行った。

1.2 微小重力下の熱流動・拡散現象と材料実験における既往の研究

前節では、短時間の微小重力実験を行う際の重力変動に伴う気相系熱流動・物質拡散現象の過渡特性の解析の重要性を指摘した。しかし、過渡特性を追うことを目的とした研究は非常に少ない。一般に、微小重力を利用した研究の報告は、流体現象を伴う、材料製造プロセスに関連した実験が多い。それらは宇宙空間で行われる長時間(定常)微小重力下においておこなわれるために、重力変化に伴う過渡現象の議論の必要がない。一方、落下塔・航空機等を使った短時間微小重力実験では、重力変化に伴う遷移過程を考える必要がでてくる。

①長時間(定常)微小重力下における材料実験

長時間の微小重力環境を使った材料実験は、アメリカのアポロ時代(1970 年代)から行われている。特に、宇宙空間における微小重力実験施設では、長時間の微小重力場を得られるため、非常に長い成長時間を必要とする単結晶成長、特にタンパク質や半導体の結晶成長実験が行われている。

通常結晶成長は液相・気相等の流体を使った非平衡プロセスを用いる。1G 下においては、温度差、または不純物の濃度差による自然対流が発生し、結晶成長の制御が難しくなってくる。一方、微小重力下においては浮力対流がほぼ消滅することから、浮力対流に対する制御は必要ない。スカイラブ(Skylab)実験で Witt ら[2]によって InSb(インジウム-アンチモン)のブリッジマン結晶成長法による単結晶化の実験が行われた。この結果、地上と宇宙実験で得られた結晶を比較すると、後者のほうが結晶品質が良かった。この成長実験は、地上で行った場合メルト内の浮力対流の乱れによって結晶中に不純物縞が生じる。しかし微小重力下では浮力対流が消滅するために不純物縞のない結晶となったと述べられている。その他に、Ge の結晶成長[3]、GaAs の結晶成長[4]など、結晶成長について、様々な実験が行われている。一方、微小重力では自然対流停止に伴い、マランゴニ対流が顕在化する。マランゴニ対流は、浮力を駆動力とする対流とは異なり、表面張力の差を駆動力とする対流である。マランゴニ対流はスカイラブ実験[5]で確認されており、その後微小重力実験の主要なテーマの一つとなっている。

成膜装置としてよく取り上げられる CVD 装置についても、古くから宇宙実験が行われている[6][7]。CVD 装置の中でも、コールドウォール型 CVD 装置は、矩形ダクト内にサセプターと呼ばれる加熱部を配しその上に Si ウエハー等の基板を置き、装置内に

原料ガスを流通させることによって、薄膜生成を行う装置である。このタイプの装置は、原料の基板以外での析出を防ぐためにサセプター以外の部分が冷却されている。また一般に分子量の大きな原料ガスと分子量の小さなキャリアガスとを混合して装置に供給するため、コールドウォール型のような局所加熱されて大きな温度勾配を持つ場合、温度差による物質の拡散、いわゆる熱拡散と呼ばれる現象によって高温基板近傍における重分子量の原料ガスの濃度の減少が起きる。

したがって、成膜速度分布を正確に予測するには熱拡散現象を正確に把握することが不可欠である。しかし、地上重力場では自然対流に基づく複雑な共存対流場が形成されるため、濃度分布も流れの影響を強く受け、熱拡散による成分分離挙動の本質が把握しづらい面がある。これに対し微小重力場ではガス種や操作条件によらずスムーズな流れ場が得られるので、地上重力場では分離できない対流混合の影響を排除して熱拡散現象を考察することが可能となると考えられる。

しかし、濃度場を含む熱流動現象の変動重力場における遷移挙動の研究は見当たらない。我々はこの点に注目して、部分加熱型の流通系装置内の短時間微小重力場における熱流動ならびに物質移動現象の解析を行うことにした。なお、航空機実験において濃度測定の際、ターボ分子ポンプと Q マスからなるガス分析装置を航空機に搭載した実験は、日本初の試みとなったことを付記しておきたい。

②短時間微小重力下における材料実験

一方、短時間微小重力施設を使った実験では、1G からμG への重力変動が必然的に発生する。変動重力環境を使った流体実験として、亀井ら[8]による縦型の CVD 装置を模擬した局所加熱密閉装置内の熱流動場の可視化実験がある。彼らは、航空機を使った変動重力場において、重力が気相対流挙動に及ぼす効果について調べている。また、熱対流がμG における定常状態に達する時間(遷移時間)のオーダーとして Order of Magnitude Analysis (OMA) 法[9][10]による推算式 $t_v \approx L^2/\nu$ (実験系の空間スケール L[m]、動粘度ν[m^2/s])を提唱している。これは、遷移過程を含む短時間微小重力実験には必要なパラメーターであり、本研究においては、OMA 法についての評価も行った。

落下塔などで得られる、ステップ状の遷移重力下における熱流動場の遷移挙動については、Davis ら[11][12]による、宇宙空間における原子力反応装置内流体の安全性について検討を行った研究がある。彼らは、矩形密閉装置内に封入された溶融 Na 流体の微小重力・低重力場(0.001G, 0.01G, 0.1G)および 0.1G→1G→0.1G のパルス状の変動重力場における伝熱機構の遷移挙動を、3 次元の数値計算によって解析を行っている。そ

の結果から、加熱部における平均 *Nu* 数は、1G→0.1G の遷移過程において指数関数的に減少し、0.1G の定常状態に達する直前、一旦アンダーシュート(つまり、0.1G の定常値より低い値)を示した後、定常状態に落ち着くという過渡現象があることが分かった。Giarratano[13]らは、航空機を使った連続的重力変動環境下で、光学干渉計(ホログラフ法)を使った、微小セル上の空間温度の測定を行い、伝熱機構の遷移挙動の解析を行っている。彼らは実験結果とシミュレーション計算結果との比較を行うことで、計算の有効性を立証した。また、温度場の測定を行った研究には、Chadwick ら[14]によって行われた矩形の密閉装置内温度場の Mach-Zender 干渉計を使った光学測定がある。Chadwick らは、干渉像から得られた温度分布から局所 *Nu* 数を求めている。また、数値計算結果との比較から *Gr* 数と *Nu* 数の関係を述べている。

また、微小重力実験とは異なるが、1G またはμG に対し重力の微弱な変動(G-ジッター)を与えた時の影響を考察した研究もある。Fu[15]らおよび Biringen[16]らは密閉容器内の熱対流に G-ジッターを与えた場合の熱流動場の遷移挙動について研究を行っている。Fu らは、1G 下で熱対流の存在する密閉容器内で、時間 0 で突然 G-ジッターを地面に対して鉛直な方向に与えた場合の、壁面における *Nu* 数の非定常変化を 2 次元の数値計算によって解析した。その結果 *Nu* 数の低下がおこり、またそれは振動の周期によって異なると述べている。Biringen らは、同様に水平方向に G-ジッターを与えた場合との比較も行っている。

このように、変動重力に伴う過渡現象を扱った研究は非常に少ないため、本論文では、局所加熱された密閉系および、前述した流通系装置を取り上げ、ステップ状あるいは航空機実験における連続的重力変動場での熱・物質移動現象について温度場・濃度場の可視化実験およびシミュレーション計算を行った。

1.3 本論文の構成

本論文は全 6 章から構成されており、第 1 章では、序章として本研究の背景、意義及び目的について述べるとともに、微小重力場を含めた連続的重力変動場で生じる過渡現象について従来の研究を総括し、本研究の必要性を示した。

第 2 章では、今回実験に使用した落下塔・航空機を使った微小重力実験施設施設の概要や、施設に特有な重力レベルの時間依存性について説明した。

第 3 章では、微小な円柱状熱源を有する密閉型容器を使って、落下塔における微小重力実験を行った結果について述べた。マイケルソン型干渉計を使った温度場の可視化実験装置を使用し、ヒーター温度、ガス種、圧力を変えた実験を行い、干渉像を観察することにより、温度場の遷移挙動についての考察を行った。また、現象の定量的な解析のために 2 次元の円筒モデルを使った非定常の数値解析を行い、実験結果との比較を行った。

第 4 章では、部分加熱型矩形流通型の装置を使い、落下塔における微小重力実験を行った結果について述べた。本論文では特に、干渉計を使った温度場の可視化実験において、干渉像の変化より温度場の遷移挙動についての考察を行った。同時に 1G 下における熱流動の振動現象について考察を行った。

また、以上の現象の定量的な解析のために 3 次元のモデルを使った非定常の数値解析を行い、実験結果との比較を行った。

第 5 章では、第 4 章と同様な部分加熱型矩形流通装置を使い、航空機における微小重力実験を行った結果について述べた。

この実験は、航空機を使った実験では初めての四重極分析計を使った濃度場の測定実験であった。微小重力環境下における浮力対流による混合が伴わない場での、熱拡散現象についての考察を行うと同時に、連続的重力変動に対する濃度および熱流動過渡現象の解析を行った。

また、現象の定量的な解析のために 3 次元のモデルを使った定常および非定常の数値解析を行い、実験結果との比較を行った。

第 6 章は、本論文の総括である。

参考文献(第 1 章)

1) 石川正道, 日比谷孟俊, アドバンストエレクトロニクス I-7 「マイクログラビティ」培風館, 東京, pp. 184 (1994)

2) A. F. Witt, J. C. Gatos, M. Lichtensteiger, M. C. Lavine, and C. J. Herman, J. Electrochem. Soc. 122, pp. 276 (1975)

3) Vlaeenka L. L., Galvin B.I., Ourbatov L. N., et al., Crystallization of germanium under microgravity at high speeds. Ref. 21, pp. 221-230 (1982)

4) Berdnik V. V., Karamov A. G., Markov E. V., Kriapov V. T., "Study of the process of growth of gallium arsenide crystals, using radioactive indicators, in weightlessness," Ref. 49, pp. 146

5) R. J. Naumann and H. W. Herring , Early Experiments, NASA SP-443 (1980)

6) H.Wiedemeier, H.Sadeek, F. C. Klaessig , M. Norek and Santandra, Symposium SKYLAB results, pp. 235 (1974)

7) M.K. Debe, R.J. Poirier, E. L. Cook, L. R. Miller, M.S. Spiering and S. P. Floeder, J. Vac. Sci. Rechnol, A8, pp. 49 (1990)

8) 亀井、石川、渋川他,日本マイクログラビティ応用学会誌、vol. 9, No2, pp57-66 (1992)

9) 石川正道、化学工学、53、pp.738(1989)

10) Avduyevsky, V. S. , MIR Publishers, (1984)

11) Davis, F.J., Jr., Hassan, Y.A., Soc. (USA), vol.57, 374-5 (1988)

12) Davis, F.J., Jr., Hassan, Y.A., Trans. Am. Nucl. Soc. (USA), vol.56, 615-617 (1988)

13) Giarratano, Patricia J., Kumakawa, A., Arp, Vincent D., Robert B., J. Thermophys. Heat Transfer, Vol 4, pp. 53-58, (1990)

14) M.L. CHADWICK, B.W. WEBB and H.S. HEATON, Int. J. Heat. Mass. Transfer vol 34,7, pp1679-4693 (1990)

15) Wu-Shung Fu, Wen-Jiann Shieh , Int. J. Heat Mass Transf. (UK), vol.36, no.2, 437-52, (1993)

16) S. Biringen, G. Danabasoglu, Vol4, No.3 ,July (1990)

第２章 微小重力実験施設

本研究で使用した微小重力実験施設について紹介を行う。

2.1 落下塔

日本国内における落下塔微小重力実験施設には、JAMIC (Japan Microgravity Center ・地下無重力実験センター, 北海道空知郡上砂川町)と、MGLAB (Micro-Gravity Laboratory of Japan ・日本無重量総合研究所, 岐阜県土岐市)がある。それぞれの施設の概要について説明する。

2.1.1 JAMIC

炭坑のたて抗跡を利用したこの落下塔微小重力施設(**Fig. 2-1-1**)は、深さが 710m (自由落下部 490m、制動部 200m、非常制動部 20m)の落下塔内に、カプセル(全長 7.85m、外径 1.8m、重量 5.5t)を自由落下させることにより、10^{-5}G で約 10 秒間の微小重力環境が得られる。重力の時間変動の一例を **Fig. 2-1-2** に示す。

落下カプセル(**Fig. 2-1-3**)は、実験装置を搭載する内カプセルと外カプセルの二重構造をとり、内外のカプセルの間は真空気密される。これは、「大気中落下・空気抗力補償・二重カプセル方式」と呼ばれ、内カプセル内の実験装置に及ぼすカプセル外環境の影響を遮断する機能を持つ方式である。

空気抗力補償の方法は以下の通りである。カプセルは、落下ボタンが押された直後、内カプセルが外カプセルより先に落下をはじめ、次に外カプセルが落下する。JAMIC の外カプセルは、大気圧の空気中を落下する。自由落下後の物体の速度は、時間に比例して増加し、1 秒後には、約 10m/s、10 秒後には、約 100m/s に達することになる。しかし、自由落下部は大気圧であるために、空気抵抗で外カプセルの落下速度が遅くなる。そのまま落下を続けると、真空中を自由落下中の内カプセルが外カプセルの底面に衝突するので、光センサーにより内外カプセル間のクリアランスを測定し、その出力信号に比例した量の推進力をカプセル上部の高圧空気をガスジェットスラスタから噴射して衝突を防ぎ、理想的な自由落下状態を作り出す。また、カプセルを停止させる制動部は、空気の圧縮性を利用して落下カプセルを減速させるエアダンピング機構とメカニカルブレーキを備え、過重力レベル約 8G 以下で完全停止させる。

内カプセルには、最大幅 870mm×奥行き 870mm×高さ 918mm、重量 500Kg の装置が搭載でき、最大 4 ユーザーが同時に利用できる。モジュール内の実験装置の組立な

らびに動作確認操作は、全て内部ラックインテグレーション室で行う。ユーザー側の調整後、JAMIC 側に受け渡されたラックは、内カプセルとして組み立てられ、さらに外カプセル内に収められ、ペイロードモジュールとして組み立てられる。さらに上部にスラスタモジュール、下部に通信・制御系のバスモジュールが取り付けられ、落下カプセルとして組み立てられる。これらのカプセルの組立作業はカプセルインテグレーション室でおこなわれる。

Table 2-1-1 に JAMIC の仕様を、後述の MGLAB 落下施設の仕様と合わせて示す。

2.1.2 MGLAB

Fig. 2-1-4 に MGLAB 落下施設の概要を示す。直径 1.5m 深さ 150m の落下塔内に、長さ 100m の自由落下部と、50m の制動部が設けられている。この落下塔内にカプセルを自由落下させることにより、10^{-5}G で約 4.5 秒間の微小重力環境が得られる(**Fig. 2-1-5**)。JAMIC 施設と異なり自由落下塔内は 4Pa 以下に減圧され、カプセルはその中を自由落下する。カプセルには最大、直径 720mm×高さ 885mm、重量 400Kg の装置が搭載でき、全長 2.28m、外径 0.9m、重量 1.0t の落下カプセルとして組み立てられる。制動は、塔壁周囲に取りつけられた円筒型フリクションダンパ(ポリスチレンゴム製)と最下部のベローズにより行われ、過重力レベル約 10G 以下で完全停止する。

Table 2-1-1 Main specification of facility of JAMIC and MGLAB

	JAMIC[1]	MGLAB[2]
Method of drop	Free drop in atmosphere pressure type (controlled during the free drop with gas-jet thruster) double capsule type	Free drop in vacuum type (P<4Pa) (not controlled during the free drop) single capsule type
Free drop zone length	490m	100m
Braking zone length	220m (Include emergency braking zone 20m)	50m
Accuracy of microgravity	10^{-5}G	10^{-5}G
Duration of microgravity	10s	4.5s
Braking method	Damping effect of released air with Mechanical braking	Friction damper with Bellows braking
Braking G-level	about 8G	about 10G

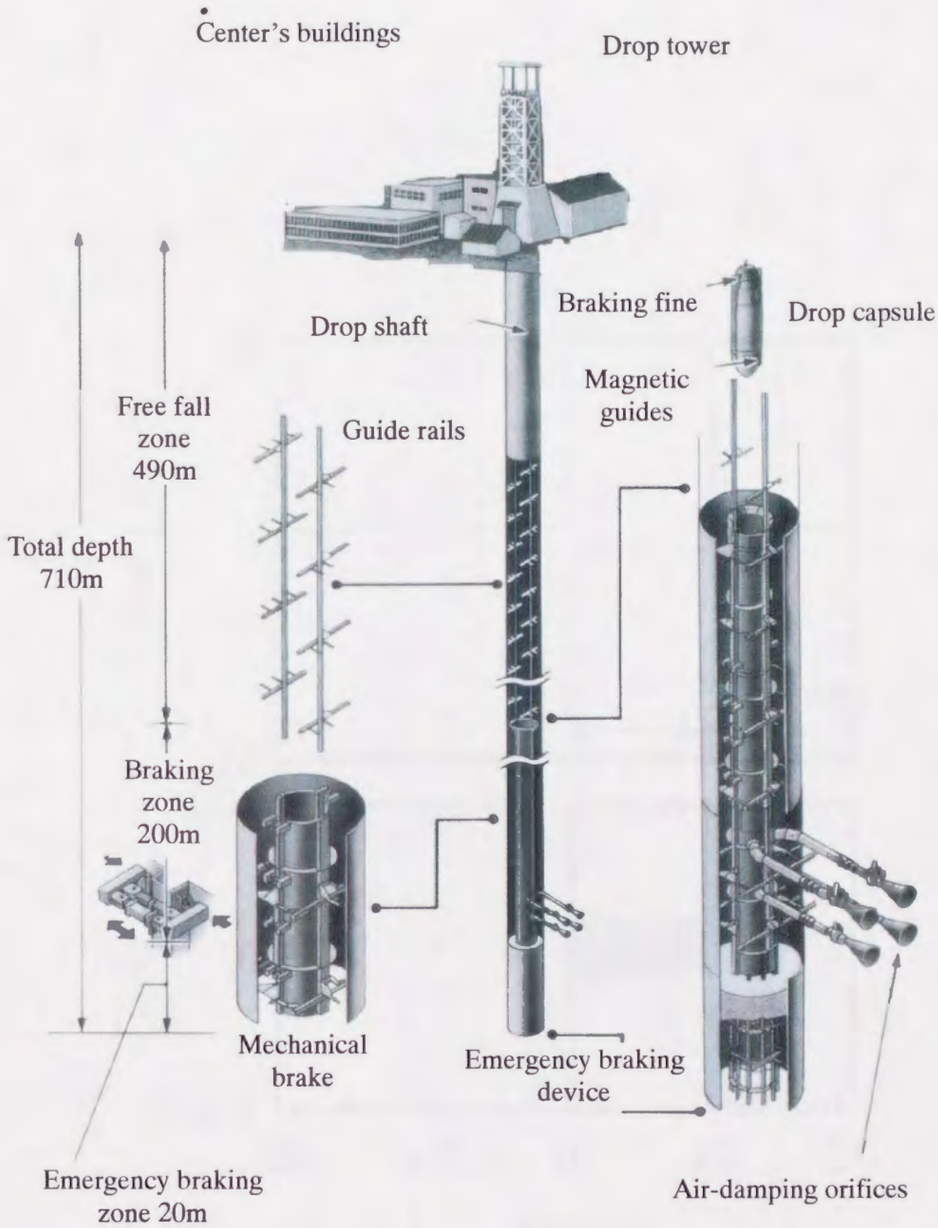


Fig. 2-1-1 Schematic drawing of the drop shaft experiment facility at JAMIC

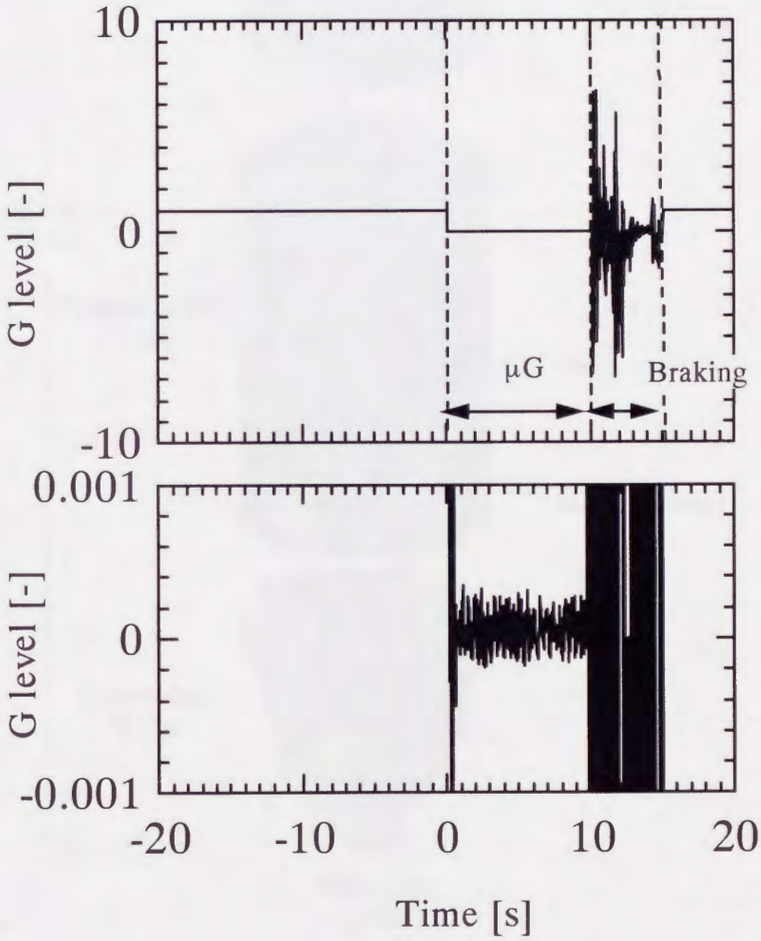


Fig. 2-1-2 Typical variation of gravity level at JAMIC

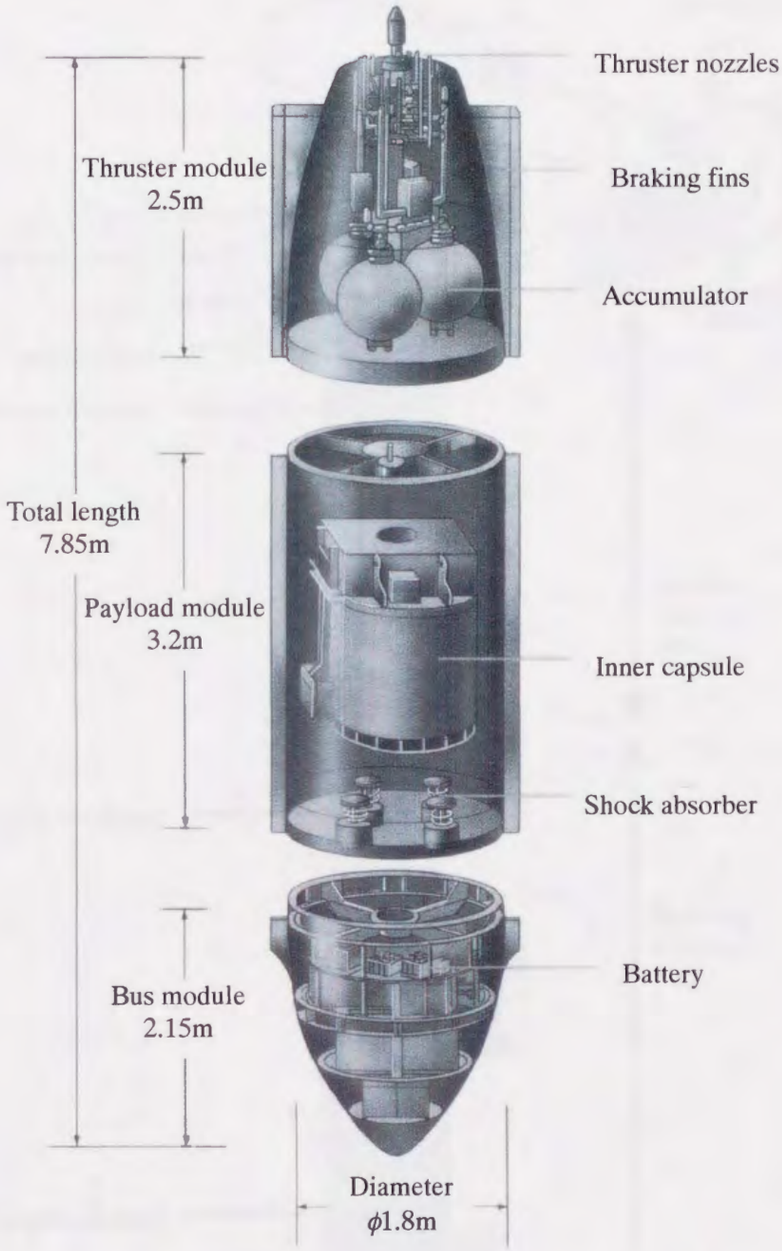


Fig. 2-1-3 Schematic of drop capsule at JAMIC

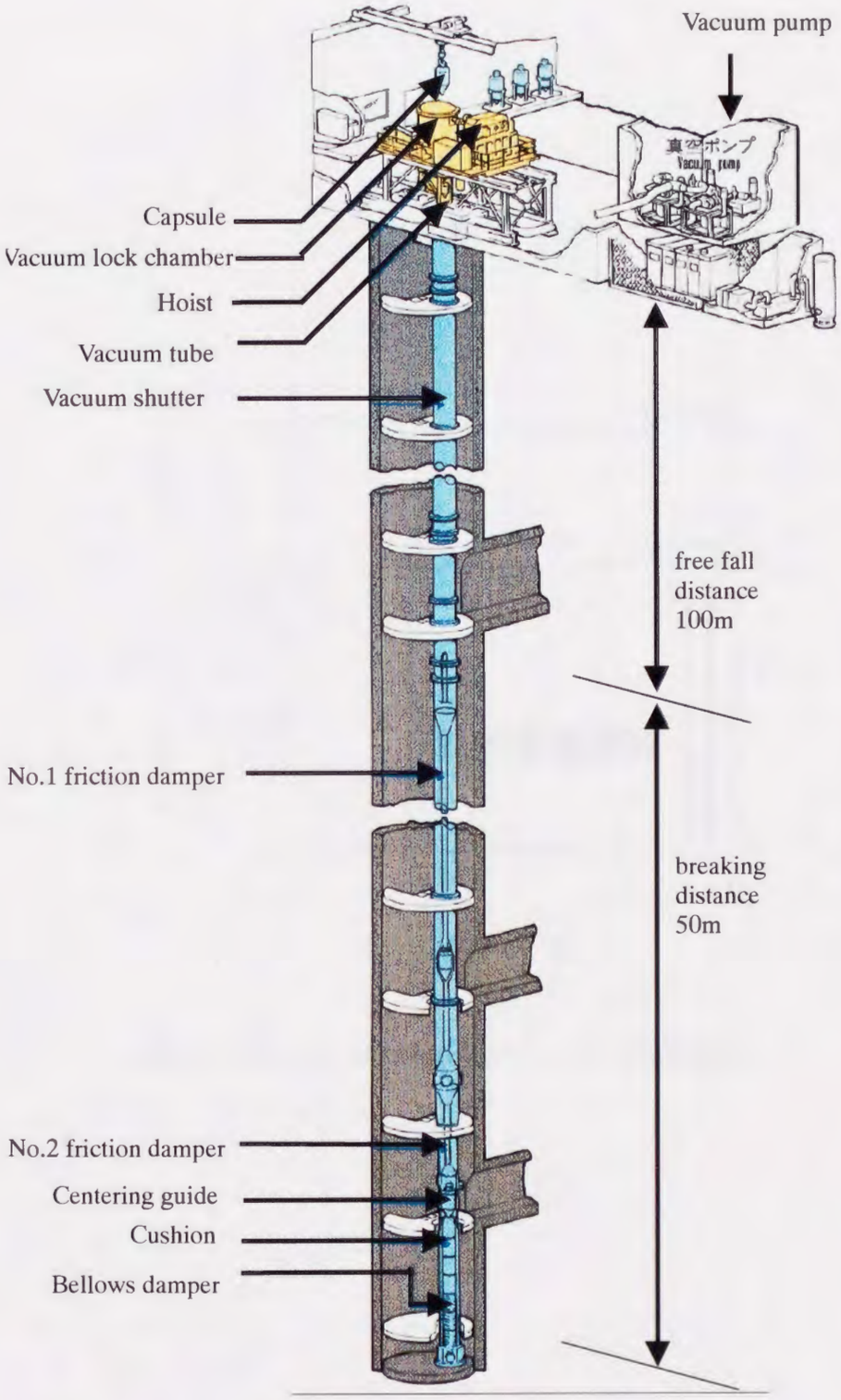


Fig. 2-1-4 Schematic drawing of the drop shaft experiment facility at MGLAB

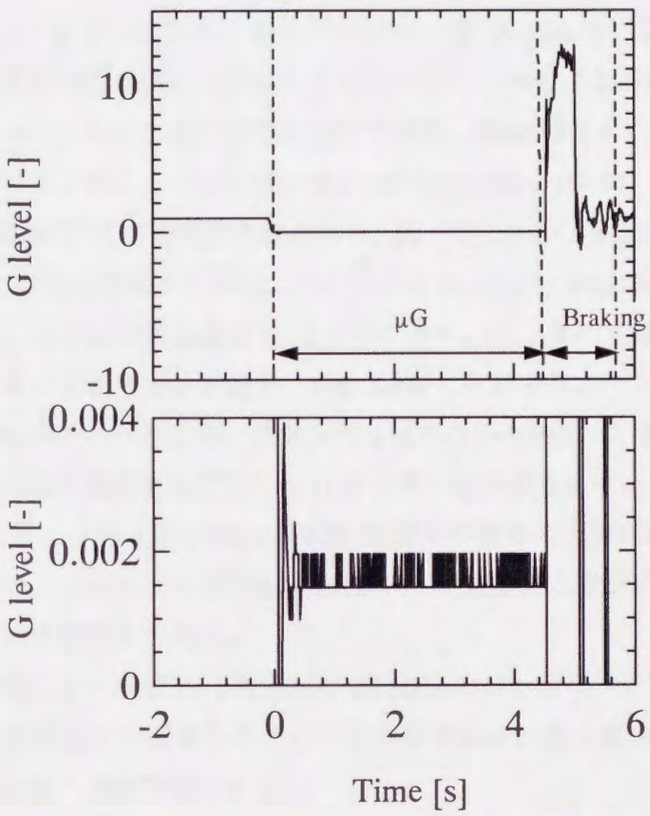


Fig. 2-1-5 Typical variation of gravity level at MGLAB

2.2 航空機

国内にある航空機を使った微小重力実験は、DAS(Diamond Air Service ・㈱ダイヤモンドエアサービス、愛知県西春日井郡豊山町)によって運行される。施設の概要について説明する。

航空機実験は、三菱重工㈱製の双発小型ジェット機 MU-300 (**Fig. 2-2-1**)を高度 7000m～8000m において放物線飛行（パラボリックフライト）(**Fig. 2-2-2**)させ、約 20 秒間、最小重力レベル 10^{-2}G の微小重力環境を実現させる。**Table 2-2-1** に MU-300 の仕様を示す。パラボリックフライトでは、1G→2G→10^{-2}G→1.5G→1G の、機体に対して鉛直方向に働く重力加速度 G_z の連続的変化があり、落下塔において実現される瞬間的な 1G →10^{-5}G の変化とは実験環境が本質的に大きく異なる。なお、**Fig. 2-2-3** に G_z を、進行方向の加速度 G_x、水平方向の加速度 G_y とともに表す。G_z 以外の加速度変化は小さく、G_z の値のみが大きく変動する。しかし、**Fig. 2-2-4** でそれぞれのレンジ幅を広げて加速度の高感度な比較を行ったところ、変動レベルは小さいものの G_z と同様 G_x、G_y も、機外の気象条件や操縦条件を原因とした G ジッター成分を有していることが分かる。

一方、パラボリック突入時の機体の体勢(加速度や機体の上昇角度)により任意の重力値を設定可能なことから、比較的容易に種々の移動現象に及ぼす重力加速度の影響を検討できるという特色を有する。

航空機実験では、1 フライト(1 時間)中、約 10 回のパラボリック実験が可能である。落下塔とは異なり実験者が搭乗することができるために、微小重力期間も実験装置の操作が可能なことも大きな特徴である。

実験装置は、幅 600mm×奥行き 450mm×高さ 900mm のラックを 2 ラック搭載可能で、最大 2 ユーザーが利用可能である。**Fig. 2-2-5** に実験装置搭載例を示す。

Fig. 2-2-1 Mitsubishi MU-300

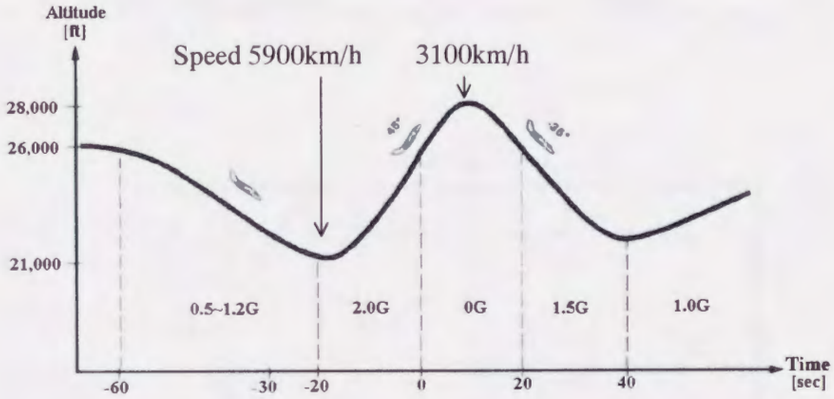


Fig. 2-2-2 Parabolic flight pattern

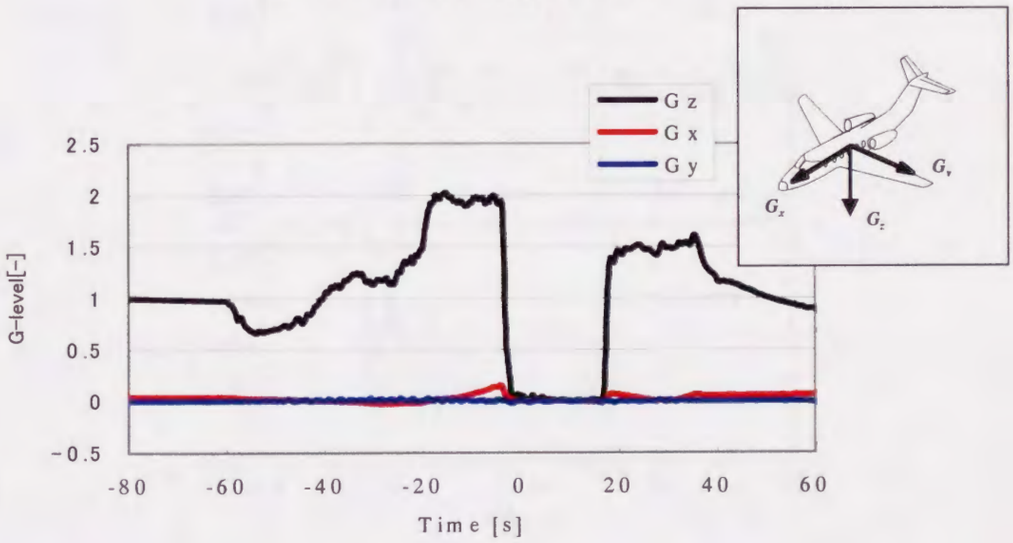


Fig. 2-2-3 Typical variation of gravity level

Table2-2-1 Main specification of facility of MU-300 [3]

Dimension	Length (cabin)	14.75m (4.76m)
	Width (cabin)	13.25m (1.50m)
	Height (cabin)	4.20m (1.45m)
Weight	Seating capacity	7
	Payload weight (maximum fuel)	800kg
Speed	Maximum cruising speed	800km/h
	Speed of stall	195km/h
Etc.	Electric Power Supply	DC28V about 300A
	Max operation altitude	125000m
	Maximum pressurization	9.1PSI (0.619atm)
	Runway distance	1500m
	Max cruising duration	3.5hr
	Max cruising range	2000m

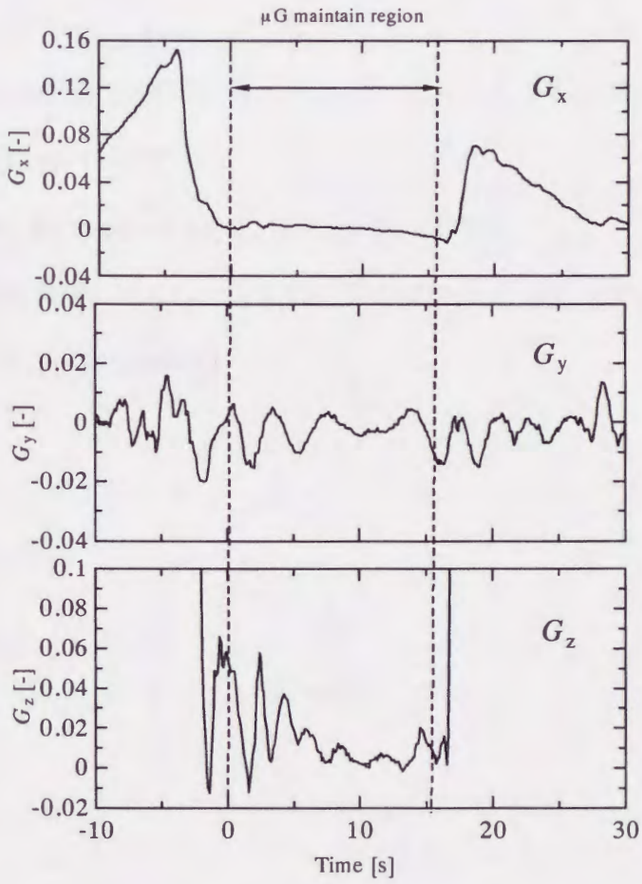


Fig. 2-2-4 Sensitive *G*-level profiles

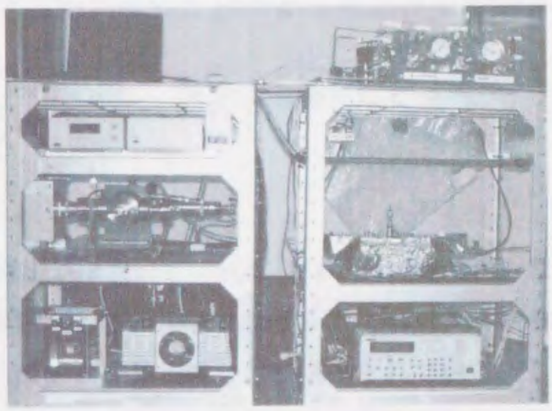


Fig. 2-2-5 Experiment lack

参考文献(第 2 章)

1) 石川正道, 日比谷孟俊, アドバンストエレクトロニクス I-7 「マイクログラビティ」培風館, 東京, pp. 184 (1994)

2) S. Asano, J. J. Soc. Microgravity Appli., 11-3, pp. 107 (1994)

3) 石川正道, 日比谷孟俊, アドバンストエレクトロニクス I-7 「マイクログラビティ」培風館, 東京, pp. 191 (1994)

第３章 ステップ状重力変動場における局所加熱型密閉装置内の熱流動の過渡特性

― 落下塔実験と解析 ―

3.1 研究の背景

近年、微小重力環境下において、流体･材料･燃焼等の様々な実験が活発に行われている。例えば材料実験として、小型ロケット、スペースシャトルを利用した微小重力場環境下の融液からの結晶成長実験などが試みられている。しかしながら、このような宇宙空間を使った微小重力実験の機会は非常に限られており、ほとんどは航空機や落下塔によって実現される数秒から十数秒間の短時間の微小重力環境下で行わざる得ないのが実状である。

我々は溶融 NaOH の微小液柱内のマランゴニ対流が微小重力環境でどのような挙動を示すのかを調べるために、航空機による短時間微小重力実験を行った経験 [1]がある。この実験では、直径 70mm×高さ 95mm 程度の密閉容器のほぼ中心に、直径 2mm×高さ 3mm の液柱を形成し、600~800K 程度の高温に保ち、マランゴニ対流の観察を行った。この液柱加熱には装置の都合上、定電圧加熱法を採用していた。

この時、1G→2G の重力の増加に対し、気相内の自然対流の強度が増加し、加熱部温度が低下した。また 2G→μG の重力の減少に対し、気相内の自然対流の強度が減少し、加熱部温度が上昇する現象が観察された。これは、対流強度の増減に伴う液柱周囲気体中の温度境界層の厚みの増減が、熱流束一定で熱容量小さい加熱部の温度の上昇、低下を引き起こしたためである。この現象をブランケット効果と呼ぶ。このブランケット効果のため、定電力加熱実験はしばしば困難な状況を迎える。

この例からも推測されるように、短時間に重力が変動する環境、例えば 1G→2G→μG(航空機)、 1G→μG(落下塔)、と変動する環境下では、微小重力場における定常状態に到達する前段階、すなわち時間依存型重力変動と伝熱・流動・物質移動機構の過渡特性との関係を定量的に把握する必要がある。また過渡特性のみならず、微小重力場における定常状態に到達するまでの遷移期間は、短時間微小重力実験にとって重要となってくる。

現在、重力変動後の遷移期間の推定法は確立されておらず、無次元時間 $t^*(=t\alpha/L^2$,または $t\nu/L^2)$を用いた評価法[2][3]が知られている。1G→μG の重力変化に伴い、温度および流速が定常状態に達する過程が、熱あるいは運動量の拡散速度に支配されていると考えて、その遷移に必要な時間 t_α, t_νのオーダーを実験系の空間スケール L[m]と熱拡散

率α[m^2/s]、動粘度ν[m^2/s]を使って次式により推定する方法である。

$$t_\alpha \approx L^2/\alpha \tag{3-1-1}$$

$$t_\nu \approx L^2/\nu \tag{3-1-2}$$

重力の時間変動に対して示す密閉容器内の熱流動場の過渡現象は、最も単純であり物理的特性を理解しやすいと期待される。そこで本章では、ステップ状重力変動からμGにおける定常状態に到達するまでの、密閉容器内に置かれた小型ヒーター周囲の気相自然対流の過渡現象を把握することを試みた。

密閉容器内の熱流動の観察法には様々な手法がある。気相流れ場の可視化としては、局所速度測定のためのレーザードップラー法[4]、多数の細い糸(タフト)を使って糸のなびき具合から表面の流れを見るタフト法[5]、気相中に微粒子を混入させてスリット光を入射し流れパターンを観察するトレーサー法[6]などが挙げられる。

一方、気相温度場の測定法には、熱電対等の測温プローブを使用した接触式測定法と、光学系などを利用する非接触測定法がある。接触式測定方法は、固体温度測定の最も簡便な方法である反面、プローブの存在により流れ場や温度場が乱される危険性がある。一方、このような阻害要目がない非接触測定法として、光学的手法が最適であると考える。光学的観察手段には Shadowgraph 法[7]や Schlieren 法などの定性的可視化法や、Mach-Zehnder 干渉法[7][8]や Michelson 干渉法[9]などの定量的な可視化法がある。本実験では空間の密度分布が得られる Michelson 干渉法を採用した。

本章では、円柱形状の微小な加熱部を有する密閉容器内の気体の自然対流が、落下塔における 1G→10^{-5}G へのステップ状重力変動現象によってどのような遷移挙動を示すのかを把握するために、Michelson 干渉法による温度場の可視化実験を行うとともに、数値計算に基づき過渡特性の解析を行った。そして、ステップ重力変動後の遷移過程に及ぼすガス種、ヒーター温度の影響を、数値計算と比較しつつ考察した。

3.2 円柱状微小熱源を有する密閉容器内の温度場の可視化実験

3.2.1 実験装置の概略

円柱状微小熱源を有する密閉容器内の温度場の重力変化に伴う経時変化を測定するため、MGLAB カプセル内に **Fig. 3-2-1** に示す温度場可視化実験装置システムを搭載した。**Fig. 3-2-2** にカプセル組み込み時の装置外観の写真を示す。本実験システムは干渉光学系と、測定記録・リモートコントロール用支援装置部からなる。各ユニットの詳細を以下に述べる。

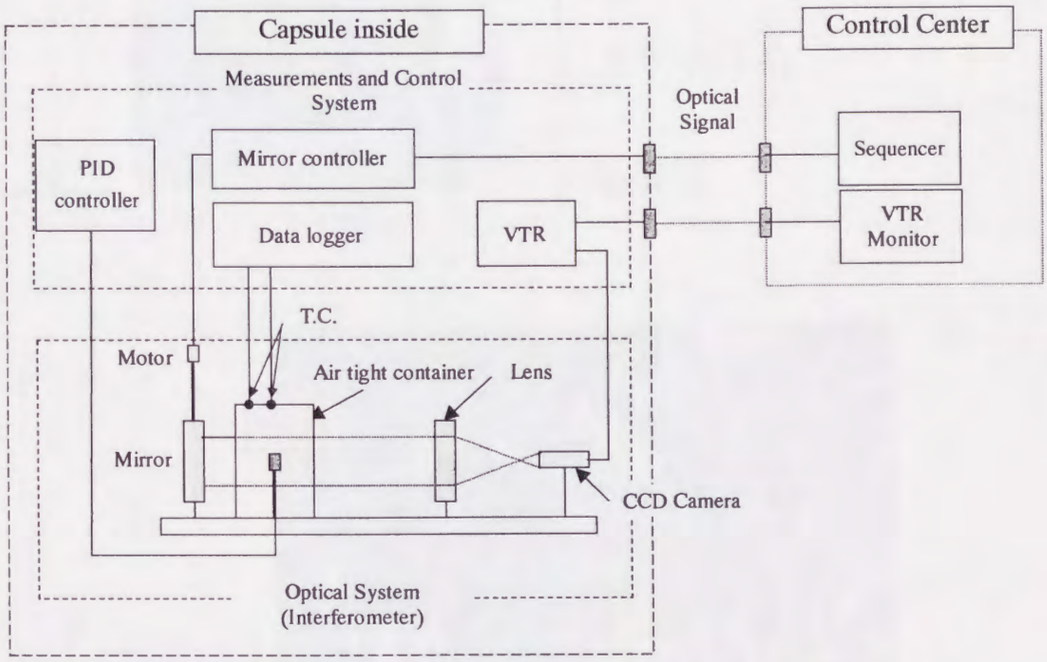


Fig. 3-2-1 Schematics of temperature distribution measurement system at MGLAB

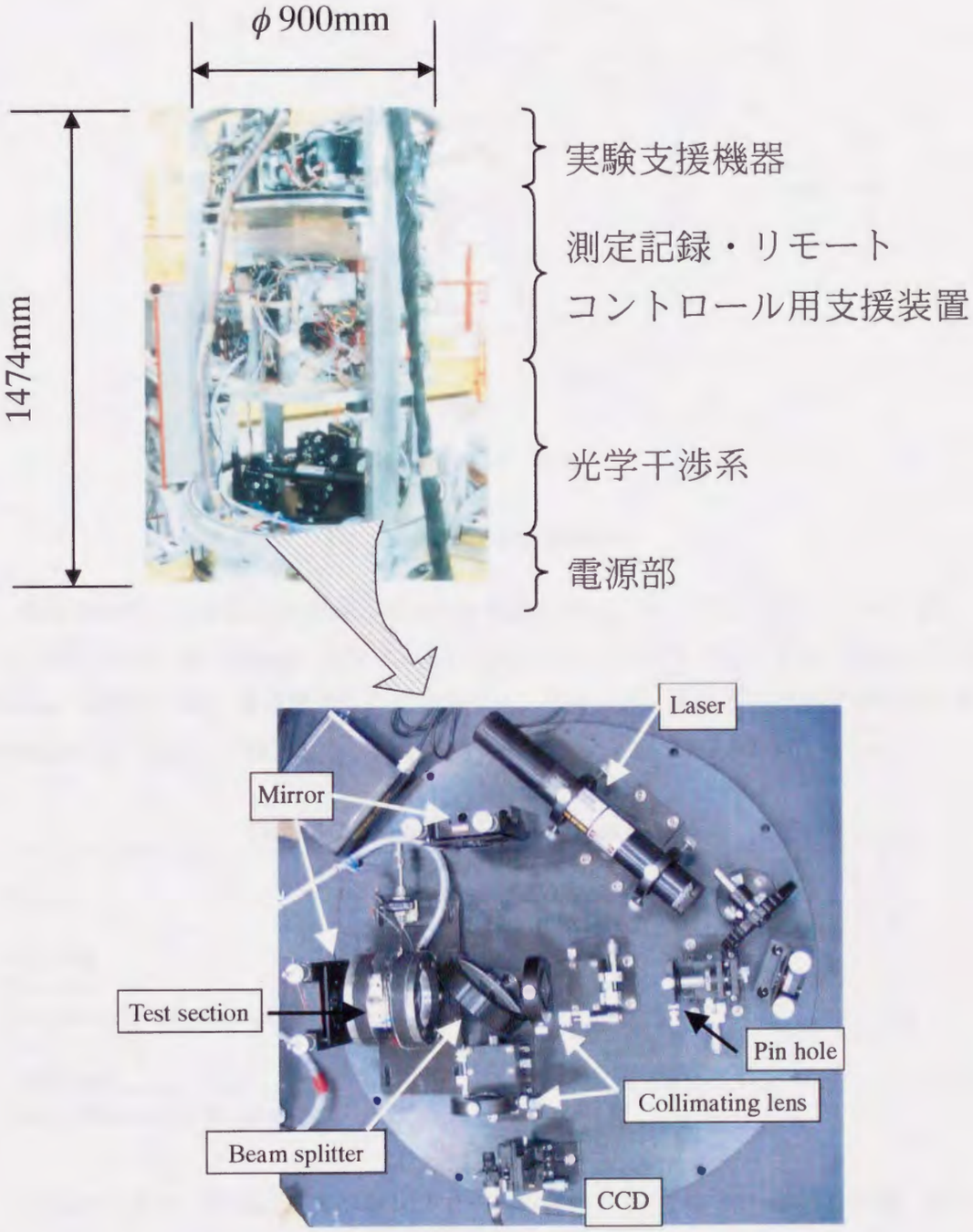


Fig. 3-2-2 Total experimental setup and Interferometer setup

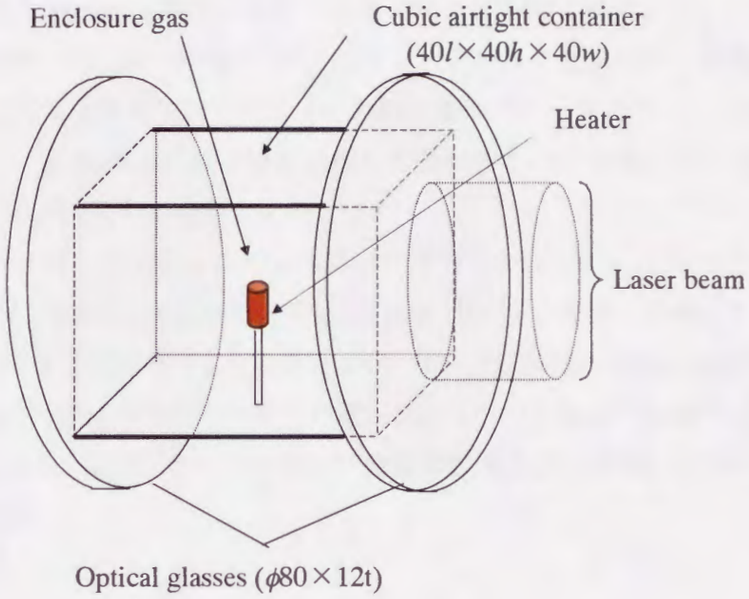


Fig. 3-2-3 Air tight container

温度場可視化実験用密閉容器の模式図を **Fig. 3-2-3** に示す。アルミ製の立方体容器(内寸: 高さ 40mm×幅 40mm×奥行 40mm)の側面の平行する 2 面を、厚さ 12mm×直径 80mm、面精度λ/20、平行度 2 秒の光学ガラス二枚で挟み、減圧および加圧実験時に気密性が保持できるよう設計した。光学ガラスのスペックを **Table 3-2-1** に示す。

Table 3-2-1 Specification of optical glass(es)

Model	SIGUMA KOKI Co., Ltd. Optical parallel substrates OPB-80C12-20-2
Diameter	80mm
Thickness	12mm
The quality of the material	BK-7 A-class
Face accuracy	λ/20†
Parallelism	0°00'2''

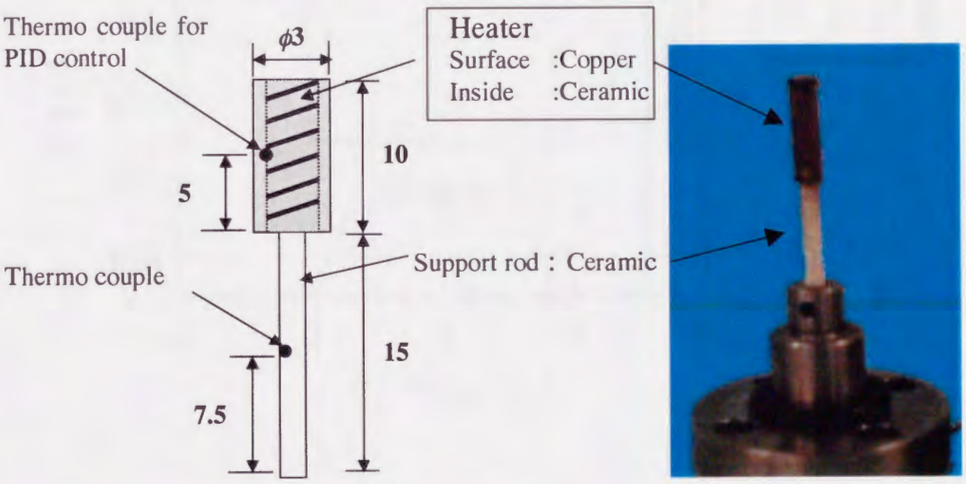
†λ=632.8nm (at He-Ne laser)

容器内へのガス充填は、真空ポンプで一旦容器内を真空(約 50Torr)にした後、後述するガスを 1atm、または 2atm 封入した。

円柱状微小熱源として **Fig. 3-2-4** に示すセラミックヒーター (加熱部：直径 3mm×長さ 10mm, 支持部：直径 2mm×長さ 15mm)を用いた。ヒーター外表面で温度が出来るだけ均一になるように、ヒーターコアの部分には極細銅線(直径 0.35mm 線抵抗 1.67

×$10^{-8}\Omega m^2/m$, ピッチ約 2mm)を巻き、その上にセラミックを薄く被覆した。さらにその表面部分を銅管(厚み 0.2mm)で被覆し PID により一定温度に制御した。容器内壁の温度は、15 箇所に設置した熱電対で測定し、その経時変化をデータロガーに記録した。また、データロガーには MGLAB の支援機器から出力される+5V の落下信号を記録して、映像との時間ずれが生じないようにした。

温度場可視化はレーザー光干渉システムを用いて行った。He-Ne レーザー光源(仕様を **Table 3-2-2** に示す) (λ=632.8nm)からの直径約 2mm の光を、光学系を使って直径約 40mm まで広げた光で干渉像を作り、その像を CCD カメラで撮影し VTR に記録した。**Table 3-2-3** に実験条件、**Fig. 3-2-5** に実験で測定されたヒーターおよび側壁の温度の経時変化を示す。**Fig. 3-2-5** より、ヒーターおよび側壁の温度は微小重力下においてもほとんど変化が無かった。



(a) Dimensional drawing (b) Photo

Fig. 3-2-4 Heater and Support rod

Table 3-2-2 Specification of He-Ne Laser

Model	SIGUMA KOKI Co., Ltd. Tube type Red He-Ne Laser 05-LHR-361
Power	5.0mW
Beam diameter	2.0mm
Beam spreading angle	8.0mrad
Wave length	632.8nm (Red)

Table 3-2-3 Experimental conditions

Enclosure gas	N_2, Ar, Kr
Pressure	1, 2 atm
Temperature of heater surface(T_h)	573, 673, 773K
Temperature of side wall(T_w)	300K

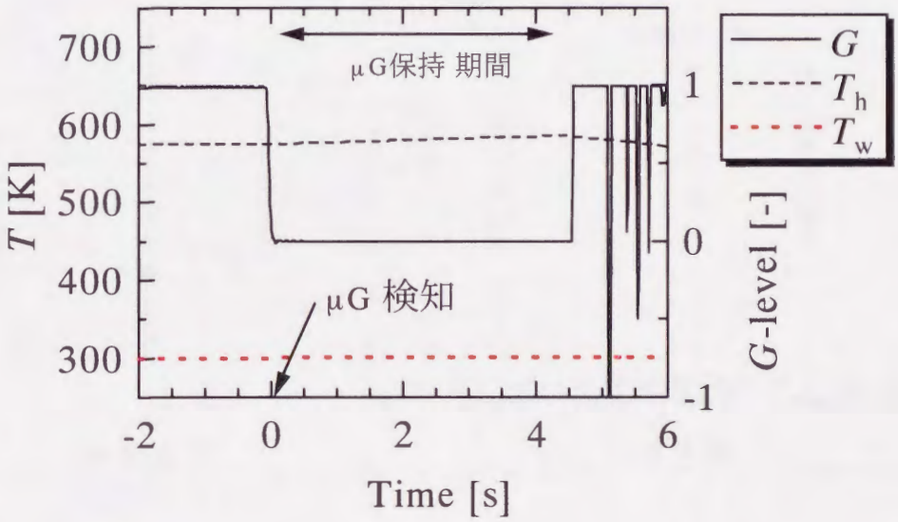


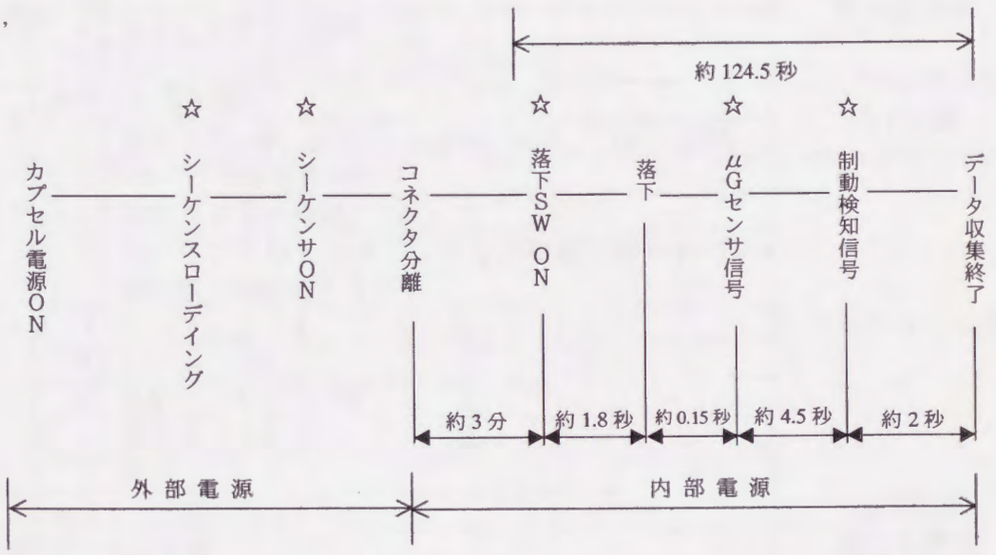
Fig. 3-2-5 Transient of heater and side wall temperature (N_2, T_h=573K, 1atm)

3.2.2 実験方法

MGLAB における落下実験手順は、カプセル落下前準備、カプセル組立・搬入、落下、カプセル回収・分解に分けられる。組立から落下までに約 40 分、落下時間が約 4.5 秒、カプセル回収に 30 分をそれぞれ要する。なお MGLAB では、カプセルへの実験装置装填後の実験装置の操作は全てシーケンス方式をとる。シーケンス方式は、例えば、

ヒーター加熱開始コマンドやモーター作動コマンドといったコマンド毎に、それぞれのコマンドを送出したい時間を決めて(予め決められたコマンド出力タイミング[**Table 3-2-4** の☆印]からの絶対時間)に沿ってシーケンスシートを組み、シーケンススタート以後、これに従って信号を送り出していく方法である。これは、JAMIC のように操作卓で任意の時間に任意のコマンドを送り出す方法とは異なり、コマンド送出のシーケンスの組み方を状況に合わせて作成する必要がある。**Table 3-2-5** に実験手順の一例を示す。

Table 3-2-4 Sequence chart



☆ コマンドを出力するタイミング

Table 3-2-5 Experiment process

		実験手順	作業場所
1		落下前準備	実験準備室
	1	外部電源を入れる	
	2	ガスの真空引き	
	3	ガスの封入	
	4	光学系の調整（無限幅干渉縞にセット）	
	5	PID 温度の設定	
	6	データロガー用バッテリーの交換	
	7	VTR 用バッテリーの交換	
	8	VTR テープの交換	
	9	VTR とデータロガーを同時に記録開始する	
	10	外部電源の切断	
	11	カプセルの引渡し	
2		カプセル組み立て	組立装着床
	1	カプセル組み立て	
	2	バランス測定・調整	
	3	カプセルのチャンバーへの移動・搬入	
3		カプセル落下準備	落下設備
	1	外部コネクタ（umbilical cable）をカプセルに接続	
4		コントロール室からの調整	コントロール室
	1	VTR モニター確認	
	2	シーケンスロードコマンドで反射鏡の調整を行い無限幅干渉縞に再セット	
	3	シーケンス ON	
	4	ヒーター ON	
	5	外部コネクタの切断	5 分
	6	落下スイッチ ON	
	7	落下	
5		カプセル回収	落下設備
6		カプセル分解	組立装着床
7		データ回収作業	実験準備室
	1	データロガー・VTR の停止	
	2	データロガーデータのダウンロード	
	3	VTR の取りだし	
次回の実験の準備			

3.2.3 Michelson 干渉計による温度場の可視化

温度場観察には、光干渉法に基づく非接触測定法を採用した。本研究では、Michelson 干渉法[9]による定量的な可視化法を試みた。

Michaelson 干渉法は、密度・温度・濃度変化等の高精度測定に適している。また、本実験のように観察対象となる実験装置が比較的大きく、しかも限られた空間内に構築する光学系としては、光路の設定に柔軟性があり比較的シンプルであることからこの光学系を採用した。

Michelson 干渉法の測定原理[10][11]を以下に説明する。まず、この干渉法の光路図を **Fig. 3-2-6** に示す。

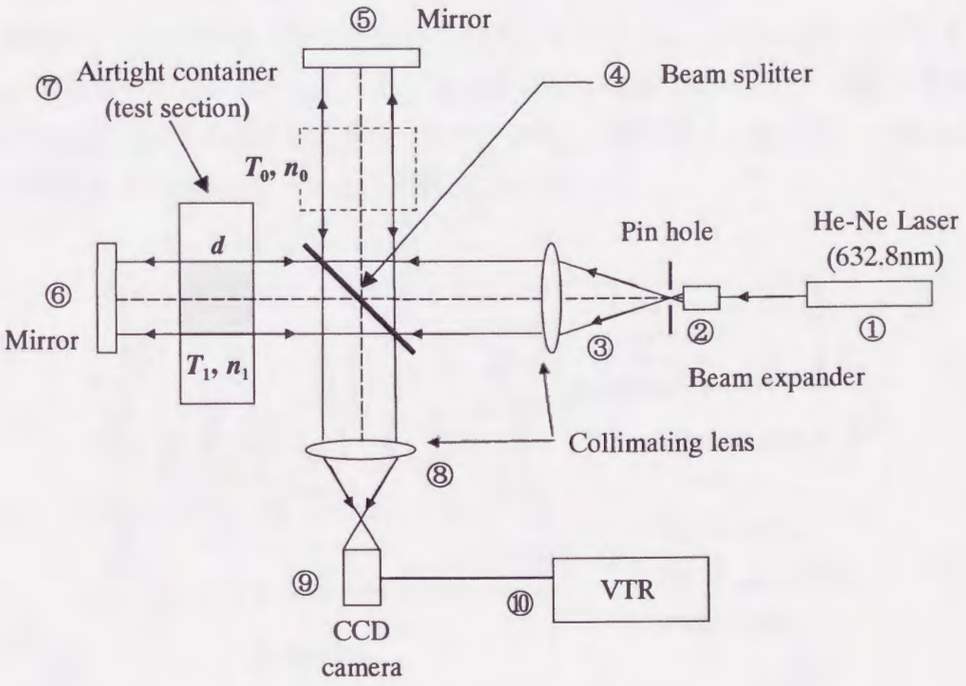


Fig. 3-2-6 Schematics of Michelson's interferometer

Fig. 3-2-6 に示す光学系が、一定温度 T_0(屈折率 n_0)の空間中に置かれているとする。ここに、光源である①のレーザーからの光束を③のコリメーターレンズで平行光束にしたあと、④の半透明鏡(Beam splitter)に入射させ光路を直進光と直角光に分割し、⑤と⑥の反射鏡で反射させる。ここで、④-⑤の光を参照光、④-⑥を試験光と呼ぶ。干渉実験では、④-⑥の光路中に測定対象となる温度分布を有する密封容器⑦を設置する。

このとき、試験装置⑦内の温度 T_1 (屈折率 n_1)の空間を通過した光と、④の反射板に戻ってきた光との間で、光路差Δl が生じる。この光路差Δl を、参照光が通過する空間の屈折率 n_0、試験光が通過する空間の屈折率 n_1、試験光が通過する空間の幅 d を使って表すと、以下の式となる。なお、試験光、参照光ともに光が往復するので光路長差は空間幅の二倍の $2d$ に比例する。

$$\Delta l = (n_0 - n_1) \cdot 2d \qquad \textbf{(3-2-1)}$$

密度分布のある空間内を通過した光(試験光)と参照光とが④で再結合し、その光路差の大小により、干渉縞(明暗の線)が発生する。明暗の線は、光源波長の 1/2 の整数倍の光路差で現れる。例えば、ある波面上で光の位相差が **Fig. 3-2-7(a)**のように半波長（λ/2）の奇数倍の場合、互いに打ち消し合う事により暗線になり、逆に **Fig. 3-2-7(b)** のように半波長（λ/2）の偶数倍の場合、互いに強め合う事により明線となって現れる。これらの明暗線が干渉縞となって⑧の視野内に出現する。

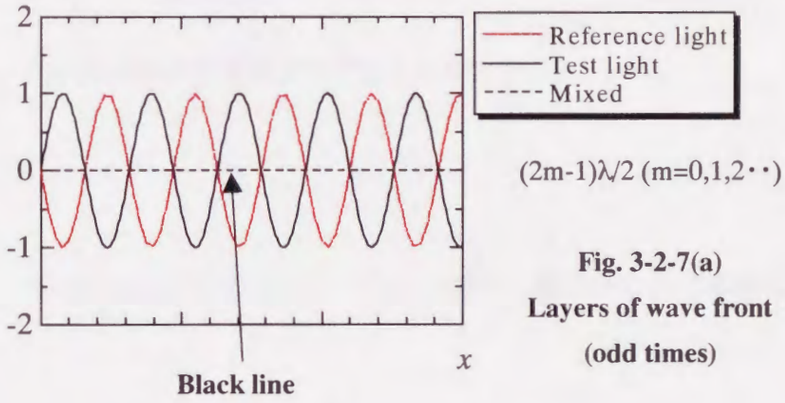


Fig. 3-2-7(a)
Layers of wave front
(odd times)

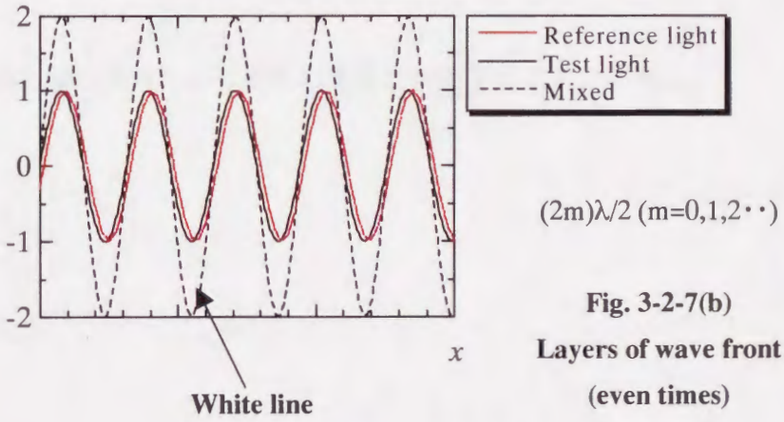


Fig. 3-2-7(b)
Layers of wave front
(even times)

ここで、局所温度の決定法の説明のために、レーザ光の透過する装置の幅(d)方向に温度分布が無く、高さ方向にのみ温度分布が存在する(2 次元の温度分布を持つ)場における容器内の局所温度の計算法を例に取り説明する。

縞次数 m 上のある点における光路差は、波長と縞次数の関係から次式で得られる。

$$\Delta l = (n_0 - n_1)d' = \frac{\lambda}{2}(2m-1) \qquad \textbf{(3-2-2)}$$

ここに、$d'=2d$, また m は縞の次数を示す

気体の密度と屈折率変化Δn との間には、次の Gladstone-Dale[12]の式が成立する。

$$\rho = \rho_0 - \frac{\Delta n}{\mathrm{K}} \qquad \textbf{(3-2-3)}$$

（K は光源の波長、空間の媒体による定数; グラッドストーン・デール定数）

Eq. 3-2-2、および **Eq. 3-2-3** により

$$\rho = \rho_0 - \frac{1}{\mathrm{K}}\frac{\lambda}{2d'}(2m-1) \qquad \textbf{(3-2-4)}$$

が得られる。光の通過媒体が理想気体であると仮定すると

$$\rho = \frac{PM}{\mathrm{R_g}T} \qquad \textbf{(3-2-5)}$$

以上より、Michelson 干渉計において(2m-1)番目の縞があらわす温度は、理想気体則より

$$T = \frac{PM}{\mathrm{R_g}}\left(\rho_0 - \frac{1}{\mathrm{K}}\frac{\lambda}{2d'}(2m-1)\right)^{-1} \qquad \textbf{(3-2-6)}$$

となり、任意の縞の次数により局所の温度を決定することが出来る。

3.3 数値解析

3.3.1 解析モデル

ステップ状の重力変化後の、密閉容器内熱流動場の遷移挙動の解析に使用した 2 次元物理モデルの模式図を、**Fig. 3-3-1** に示す。本体装置は立方体容器(一辺の長さが 40mm: **Fig. 3-2-3**)であるが、第一次近似として装置断面の大きさが等しい円筒 (直径 40mm×高さ 40mm)に置き換えた。計算空間は円筒座標系の軸対称モデルである。

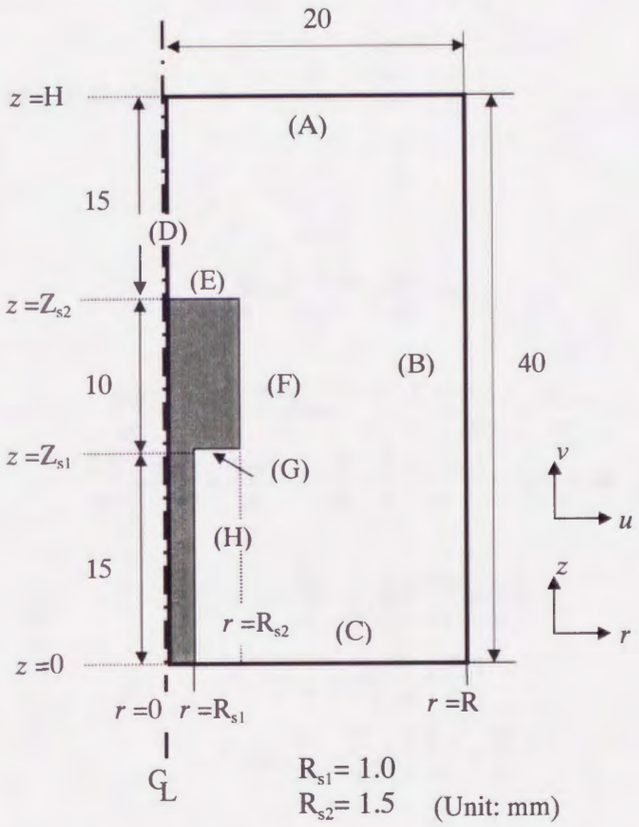


Fig. 3-3-1 2D- axisymmetric calculation model

シミュレーション計算では、**Eqs. 3-3-1~7** を基礎式として使用した。基礎式を導出する際には以下の仮定を置いた。

① 円筒座標系内の 2 次元軸対称な現象である。

② 理想気体則が成立する。

③ 物性値(密度・粘度・熱伝導度)は温度依存性を有する。

④ ヒーターならびに容器壁面の温度分布は実測値を使用する(**Fig. 3-2-5** 参照)。

⑤ 重力加速度は落下開始より 10^{-3} 秒で 1G から 10^{-5}G に変化する(**Fig. 2-1-5** 参照)。

温度の境界条件には実測された側壁温度を使った。側壁温度は、15 箇所に設置した熱電対の測定結果より T=300±1K 程度の分布であったので、T_w=300K とした。また、温度の境界条件は、ステップ状重力変動後においても、**Fig. 3-2-5** よりヒーターおよび側壁の温度は変化がほとんど無いために、地上重力の時と同じく T_w=300K の一定値とした。

3.3.1.1 基礎方程式・境界条件

(I) 基礎方程式

①連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial r\rho u}{\partial r}+\frac{\partial \rho v}{\partial z}=0 \qquad \textbf{(3-3-1)}$$

②運動方程式

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t}+\frac{\partial \rho vu}{\partial r}+\frac{\partial \rho vu}{\partial z}=-\frac{\partial P}{\partial r}-\frac{1}{r}\frac{\partial (r\tau_{rr})}{\partial r}-\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \qquad \textbf{(3-3-2)}$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t}+\frac{\partial \rho uv}{\partial r}+\frac{\partial \rho vv}{\partial z}=-\frac{\partial P}{\partial z}-\frac{1}{r}\frac{\partial (r\tau_{zr})}{\partial r}-\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}+\rho g \qquad \textbf{(3-3-3)}$$

ここに

$$\tau_{rr}=-2\mu\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{2}{3}\mu\left(\frac{1}{r}\frac{\partial ru}{\partial r}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)$$

$$\tau_{rz}=\tau_{zr}=-\mu\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial v}{\partial r}\right) \qquad \textbf{(3-3-4)}$$

$$\tau_{zz}=-2\mu r\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{2}{3}\mu\left(\frac{1}{r}\frac{\partial ru}{\partial r}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)$$

③エネルギー方程式

$$\rho Cp\left(\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial ruT}{\partial r}+\frac{\partial vT}{\partial z}\right)=-\frac{1}{r}\frac{\partial (rq_r)}{\partial r}-\frac{\partial q_z}{\partial z} \qquad \textbf{(3-3-5)}$$

ここに

$$q_r=-\lambda\frac{\partial T}{\partial r}、\quad q_z=-\lambda\frac{\partial T}{\partial z} \qquad \textbf{(3-3-6)}$$

⑤理想気体の方程式

$$\rho=\frac{PM}{\mathrm{R_g}T} \qquad \textbf{(3-3-7)}$$

(II)境界条件

(A)	上壁	$z=\mathrm{H}$、$0 \le r \le \mathrm{R}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{w}}$
(B)	側壁	$r=\mathrm{R}$、$0 \le z \le \mathrm{H}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{w}}$
(C)	下壁	$z=0$、$0 \le r \le \mathrm{R}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{w}}$
(D)	中心軸	$r=0$、$\mathrm{Z}_{s2} \le z \le \mathrm{H}$	: $u=\frac{\partial v}{\partial r}=\frac{\partial T}{\partial r}=0$
(E)	ヒーター上壁	$z=\mathrm{Z}_{s1}$、$0 \le r \le \mathrm{R}_{s2}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{h}}$
(F)	ヒーター側壁	$r=\mathrm{R}_{s2}$、$\mathrm{Z}_{s1} \le z \le \mathrm{Z}_{s2}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{h}}$
(G)	ヒーター下壁	$z=\mathrm{Z}_{s2}$、$0 \le r \le \mathrm{R}_{s2}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{h}}$
(H)	支持棒側壁	$r=\mathrm{R}_{s1}$、$0 \le z \le \mathrm{Z}_{s1}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{w}}+(T_{\mathrm{h}}-T_{w})\cdot z/\mathrm{Z}_{s1}$

ただし、(A)~(H)は **Fig. 3-3-1** に示す境界の位置に対応する。

(III)初期条件

(A)	上壁	t=0: $z=\mathrm{H}$、$0 \le r \le \mathrm{R}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{w}}$
(B)	側壁	t=0: $r=\mathrm{R}$、$0 \le z \le \mathrm{H}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{w}}$
(C)	下壁	t=0: $z=0$、$0 \le r \le \mathrm{R}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{w}}$
(D)	中心軸	t=0: $r=0$、$\mathrm{Z}_{s2} \le z \le \mathrm{H}$	: $u=\frac{\partial v}{\partial r}=\frac{\partial T}{\partial r}=0$
(E)	ヒーター上壁	t=0: $z=\mathrm{Z}_{s1}$、$0 \le r \le \mathrm{R}_{s2}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{h}}$
(F)	ヒーター側壁	t=0: $r=\mathrm{R}_{s2}$、$\mathrm{Z}_{s1} \le z \le \mathrm{Z}_{s2}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{h}}$
(G)	ヒーター下壁	t=0: $z=\mathrm{Z}_{s2}$、$0 \le r \le \mathrm{R}_{s2}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{h}}$
(H)	支持棒側壁	t=0: $r=\mathrm{R}_{s1}$、$0 \le z \le \mathrm{Z}_{s1}$	: $u=v=0$、$T=T_{\mathrm{w}}+(T_{\mathrm{h}}-T_{w})\cdot z/\mathrm{Z}_{s1}$
	気相空間	t=0: (A)~(H)を除く全点	: $u=u(1G)$、$v=v(1G)$、$T=T(1G)$

ただし、(A)~(H)は **Fig. 3-3-1** に示す境界の位置に対応する。

3.3.1.2 数値解法および離散化

前節における基礎方程式および境界条件に、**Eq. 3-3-8～Eq. 3-3-14** に与えられる諸物理量に基づく無次元化を施した後、不等間隔スタッガード格子上でコントロールボリューム法[13]に基づき離散化を行った。数値解析においては、対流項にべき乗法[13]を適用し、SIMPLE 法[13]により漸近定常解および非定常解を求めた。漸近定常計算では、連続の式の残差が 10^{-6} 以下になることをもって収束条件とした。また、非定常計算で

は、各時間ステップ毎の計算において、連続の式の残差が 10^{-6} 以下になることをもって収束条件とした。

代表温度: T_0

代表長さ: R

代表速度: $$u_0 = \frac{\mu_0}{\rho_0 \mathrm{R}} \tag{3-3-8}$$

代表時間: $$t^* = \frac{t u_0}{\mathrm{R}} \tag{3-3-9}$$

$$r^* = \frac{r}{\mathrm{R}}、\quad z^* = \frac{z}{\mathrm{R}} \tag{3-3-10}$$

$$u^* = \frac{u}{u_0}、\quad v^* = \frac{v}{u_0}、\quad p^* = \frac{(p - p_0)}{\rho_0 {u_0}^2}、\quad T^* = \frac{T}{T_0}、\quad \varphi^* = \frac{\varphi}{\rho_0 u_0 \mathrm{R}^2} \tag{3-3-11}$$

$$\rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}、\quad \mu^* = \frac{\mu}{\mu_0}、\quad \lambda^* = \frac{\lambda}{\lambda_0}、\quad Cp^* = \frac{Cp}{Cp_0} \tag{3-3-12}$$

$$\tau^* = \frac{\tau \mathrm{R}}{\mu_0 u_0}、\quad q^* = \frac{q \mathrm{R}}{\lambda_0 T_0} \tag{3-3-13}$$

無次元パラメーター: $$Re = \frac{\rho_0 u_0 \mathrm{R}}{\mu_0} = 1.0, \quad Fr = \frac{{u_0}^2}{g\mathrm{R}} \quad Pr = \frac{\mu_0 Cp}{\lambda_0} \tag{3-3-14}$$

ただし、添え字 0 で示す物性値は、温度境界条件(**Table 3-2-3**)として与えられた壁面温度 T_w に対応する値を示すものとする。

(I) 無次元基礎方程式

①連続の式

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \frac{1}{r}\frac{\partial r \rho^* u^*}{\partial r^*} + \frac{\partial \rho^* v^*}{\partial z^*} = 0 \tag{3-3-15}$$

②運動方程式

$$\frac{\partial \rho^* u^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho^* v^* u^*}{\partial r^*} + \frac{\partial \rho^* v^* u^*}{\partial z^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial r^*} - \frac{1}{Re}\left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial (r^* \tau^*_{rr})}{\partial r^*} + \frac{\partial \tau^*_{rz}}{\partial z^*}\right) \tag{3-3-16}$$

$$\frac{\partial \rho^* v^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho^* u^* v^*}{\partial r^*} + \frac{\partial \rho^* v^* v^*}{\partial z^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial z^*} - \frac{1}{Re}\left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial (r^* \tau^*_{zr})}{\partial r^*} + \frac{\partial \tau^*_{zz}}{\partial z^*}\right) + \frac{\rho^*}{Fr} \tag{3-3-17}$$

ここに

$$\begin{aligned} \tau^*_{rr} &= -2\mu^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + \frac{2}{3}\mu^* \left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial r^* u^*}{\partial r^*} + \frac{\partial v^*}{\partial z^*}\right) \\ \tau^*_{rz} &= \tau^*_{zr} = -\mu^* \left(\frac{\partial u^*}{\partial z^*} + \frac{\partial v^*}{\partial r^*}\right) \\ \tau^*_{zz} &= -2\mu^* r^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} + \frac{2}{3}\mu^* \left(\frac{1}{r^*}\frac{\partial r^* u^*}{\partial r^*} + \frac{\partial v^*}{\partial z^*}\right) \end{aligned} \tag{3-3-18}$$

③エネルギー方程式

$$\rho^* Cp^* \left(\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial r^* u^* T^*}{\partial r^*} + \frac{\partial v^* T^*}{\partial z^*} \right) = -\frac{1}{Pr} \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial (r^* q^*{}_r)}{\partial r^*} + \frac{\partial q^*{}_z}{\partial z^*} \right) \qquad \textbf{(3-3-19)}$$

ここに

$$q^*{}_r = -\lambda^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} 、\ q^*{}_z = -\lambda^* \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \qquad \textbf{(3-3-20)}$$

(II)無次元境界条件

(A)	上壁	$z^* = \mathrm{H/R}$ 、 $0 \le r^* \le 1$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = 1$
(B)	側壁	$r^* = 1$ 、 $0 \le z^* \le \mathrm{H/R}$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = 1$
(C)	下壁	$z^* = 0$ 、 $0 \le r^* \le 1$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = 1$
(D)	中心軸	$r^* = 0$ 、 $\mathrm{Z}_{s2}/\mathrm{R} \le z^* \le \mathrm{H/R}$	: $u^* = \frac{\partial v^*}{\partial r^*} = \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = 0$
(E)	ヒーター上壁	$z^* = \mathrm{Z}_{s1}/\mathrm{R}$ 、 $0 \le r^* \le \mathrm{R}_{s2}/\mathrm{R}$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = T_\mathrm{h}/T_\mathrm{w}$
(F)	ヒーター側壁	$r^* = \mathrm{R}_{s2}/\mathrm{R}$ 、 $\mathrm{Z}_{s1} \le z^* \le \mathrm{Z}_{s2}$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = T_\mathrm{h}/T_\mathrm{w}$
(G)	ヒーター下壁	$z^* = \mathrm{Z}_{s2}/\mathrm{R}$ 、 $0 \le r^* \le \mathrm{R}_{s2}/\mathrm{R}$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = T_\mathrm{h}/T_\mathrm{w}$
(H)	支持棒側壁	$r^* = \mathrm{R}_{s1}/\mathrm{R}$ 、 $0 \le z^* \le \mathrm{Z}_{s1}$	: $u^* = v^* = 0$ $T^* = 1 + (T_\mathrm{h}/T_w - 1) \cdot z/\mathrm{Z}_{s1}$

ただし、(A)~(H)は **Fig. 3-3-1** に示す境界の位置に対応する。

(III)無次元初期条件

(A)	上壁	t=0: $z^* = \mathrm{H/R}$ 、 $0 \le r^* \le 1$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = 1$
(B)	側壁	t=0: $r^* = 1$ 、 $0 \le z^* \le \mathrm{H/R}$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = 1$
(C)	下壁	t=0: $z^* = 0$ 、 $0 \le r^* \le 1$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = 1$
(D)	中心軸	t=0: $r^* = 0$ 、 $\mathrm{Z}_{s2}/\mathrm{R} \le z^* \le \mathrm{H/R}$	: $u^* = \frac{\partial v^*}{\partial r^*} = \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = 0$
(E)	ヒーター上壁	t=0: $z^* = \mathrm{Z}_{s1}/\mathrm{R}$ 、 $0 \le r^* \le \mathrm{R}_{s2}/\mathrm{R}$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = T_\mathrm{h}/T_\mathrm{w}$
(F)	ヒーター側壁	t=0: $r^* = \mathrm{R}_{s2}/\mathrm{R}$ 、 $\mathrm{Z}_{s1} \le z^* \le \mathrm{Z}_{s2}$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = T_\mathrm{h}/T_\mathrm{w}$
(G)	ヒーター下壁	t=0: $z^* = \mathrm{Z}_{s2}/\mathrm{R}$ 、 $0 \le r^* \le \mathrm{R}_{s2}/\mathrm{R}$	: $u^* = v^* = 0$ 、 $T^* = T_\mathrm{h}/T_\mathrm{w}$
(H)	支持棒側壁	t=0: $r^* = \mathrm{R}_{s1}/\mathrm{R}$ 、 $0 \le z^* \le \mathrm{Z}_{s1}$	: $u^* = v^* = 0$ $T^* = 1 + (T_\mathrm{h}/T_w - 1) \cdot z/\mathrm{Z}_{s1}$
	気相空間	t=0: (A)~(H)を除く全点	: $u^* = u^*(1G)$ 、 $v^* = v^*(1G)$ $T^* = T^*(1G)$

ただし、(A)~(H)は **Fig. 3-3-1** に示す境界の位置に対応する。

(IV)無次元の流れ関数

流れ関数については、次のように定義した。

$$\rho^* u^* = \frac{1}{r^*}\frac{\partial \varphi^*}{\partial z} \tag{3-3-21}$$

$$\rho^* v^* = -\frac{1}{r^*}\frac{\partial \varphi^*}{\partial r} \tag{3-3-22}$$

(V)平均ヌッセルト数の定義

平均ヌッセルト数 Nu_{av} は、ヒーター表面近傍での温度分布から以下の定義式 **Eqs. 3-3-23~3-3-26** に従って算出した。

$$Nu_{av} = \frac{h_{av} l}{\lambda_{av}} = \frac{h_{av}(Z_{s2} - Z_{s1})}{\lambda_{av}} \tag{3-3-23}$$

ただし

$$h_{av} = \frac{2\pi \mathrm{R}\int_{Z_{s1}}^{Z_{s2}} h_z dz + 2\pi \mathrm{H}\int_0^{\mathrm{R}} h_r dr}{A_{all}} = \frac{\mathrm{R}\int_{Z_{s1}}^{Z_{s2}} h_z dz + \mathrm{H}\int_0^{\mathrm{R}} h_r dr}{\mathrm{R}(\mathrm{R}+\mathrm{H})} \tag{3-3-24}$$

ヒーター上面,下面:

$$h_r = \frac{q_r}{A_r \Delta T_r} = \frac{-\lambda_r A_r \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{r=r}}{A_r (T_r - T_\infty)} \tag{3-3-25}$$

ヒーター側面:

$$h_z = \frac{q_z}{A_z \Delta T_z} = \frac{-\lambda_z A_z \left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{z=z}}{A_z (T_z - T_\infty)} \tag{3-3-26}$$

(VI) μG における定常状態の判断

次の式を使って、各時間における値とμG における定常値との相対誤差を取り、その値が 10^{-3} 以下となった時をμG における定常状態であると判断した。

$$\left|\frac{Nu_{\mathrm{av}t} - Nu_{\mathrm{av}\infty}}{Nu_{\mathrm{av}\infty}}\right| < 10^{-3} \tag{3-3-27}$$

$$\left|\frac{\varphi_{\max t} - \varphi_{\max\infty}}{\varphi_{\max\infty}}\right| < 10^{-3} \tag{3-3-28}$$

ただし、

$Nu_{\mathrm{av}t}$: 時間 t における Nu_{av}

$Nu_{\mathrm{av}0}$: 1G 下の定常状態における Nu_{av}

$Nu_{av\infty}$： μG 下の定常状態における Nu_{av}
(μG における定常計算から得られた値)

$\varphi_{max t}$： 時間 t における φ_{max}
φ_{max0}： 1G 下の定常状態における φ_{max}
$\varphi_{max\infty}$： μG 下の定常状態における φ_{max}
(μG における定常計算から得られた値)

3.3.1.3 計算に用いた物性値

物性値は物性値ハンドブック[14]および伝熱工学資料[15]を引用し、最小二乗法により温度の関数とした 3 次の多項式に近似して、数値計算に用いた。**Table 3-3-1** に各々の物性に対する係数の値を示す。これらの多項式は、T=100~800K の範囲内で、各々の物性値を 0.5%以内の精度で滑らかに近似している。

Table 3-3-1 Temperature dependence of physical properties

Density	$\rho = \dfrac{PM}{R_g T}$
Viscosity	$\mu = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3$
Thermal conductivity	$\lambda = b_0 + b_1 T + b_2 T^2 + b_3 T^3$
Specific heat capacity	$Cp = c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3$

	Gas	N_2	Ar	Kr
μ [Pa s]	a_0	-1.19503e-07	-1.01475e-07	-7.86312e-06
	a_1	7.59396e-08	8.98048e-08	1.41350e-07
	a_2	-6.02223e-11	-5.10501e-11	-1.14391e-10
	a_3	2.70658e-14	1.69885e-14	4.54152e-14
λ [W/m·K]	b_0	-1.81181e-04	-1.04516e-04	6.75877e-04
	b_1	1.07401e-04	7.02928e-05	3.26278e-05
	b_2	-8.25614e-08	-4.01244e-08	-8.91704e-09
	b_3	4.65257e-11	1.33901e-11	1.41292e-12
Cp [J/kg·K]	c_0	1075.4	520.0	248.0
	c_1	-2.55240e-01	0.0	0.0
	c_2	5.08945e-04	0.0	0.0
	c_3	-1.43794e-07	0.0	0.0

3.3.1.4 計算条件

計算は、**Table 3-2-3** に示す実験条件に対応する条件を実行した。全ての計算条件をGr_{av}数とともに **Table 3-3-2** に示す。なお、Gr_{avZ}、Gr_{avR}、Gr_{avTop}は基準長さとして、それぞれヒーターの長さ($\Delta Z=Z_{s2}-Z_{s1}$)、容器半径 R、ヒーター上部から上壁までの長さ($H-Z_{s2}$)をとる。

Table 3-3-2 Calculation condition

	Temperature [K]		Gr_{avZ}	Gr_{avR}	Gr_{avTop}
	Heater side wall T_h	Side wall T_w			
N_2	573	300	6.609E+03	5.288E+04	2.230E+04
	673	300	5.594E+03	4.475E+04	1.890E+04
	773	300	4.625E+03	3.700E+04	1.563E+04
Ar	573	300	8.063E+03	6.450E+04	2.721E+04
	673	300	6.734E+03	5.388E+04	2.273E+04
	773	300	5.500E+03	4.400E+04	1.856E+04
Kr	573	300	2.609E+04	2.088E+05	8.823E+04
	673	300	2.172E+04	1.738E+05	7.322E+04
	773	300	1.766E+04	1.413E+05	5.971E+04

$$Gr_{avZ} = \frac{g\beta_{av}\Delta T\Delta Z^3}{\nu_{av}^2} = \frac{g(T_h - T_w)(Z_{S2} - Z_{S1})^3}{\nu_{av}^2 T_{av}}, \quad Gr_{avR} = \frac{g\beta_{av}\Delta T R^3}{\nu_{av}^2} = \frac{g(T_h - T_w)R^3}{\nu_{av}^2 T_{av}},$$

$$Gr_{avTop} = \frac{g(T_h - T_w)(H - Z_{S2})^3}{\nu_{av}^2 T_{av}}, \quad T_{av} = (T_h - T_w)/2$$

3.3.2 数値計算結果からの干渉像の計算(円筒座標系)[12]

実験により得られた密度干渉縞と計算結果との比較検討を行う目的で、二次元温度分布計算結果から干渉縞を再現した。以下にその手順を述べる。

まず、**Fig. 3-3-2** のような軸対称の温度分布を考える。

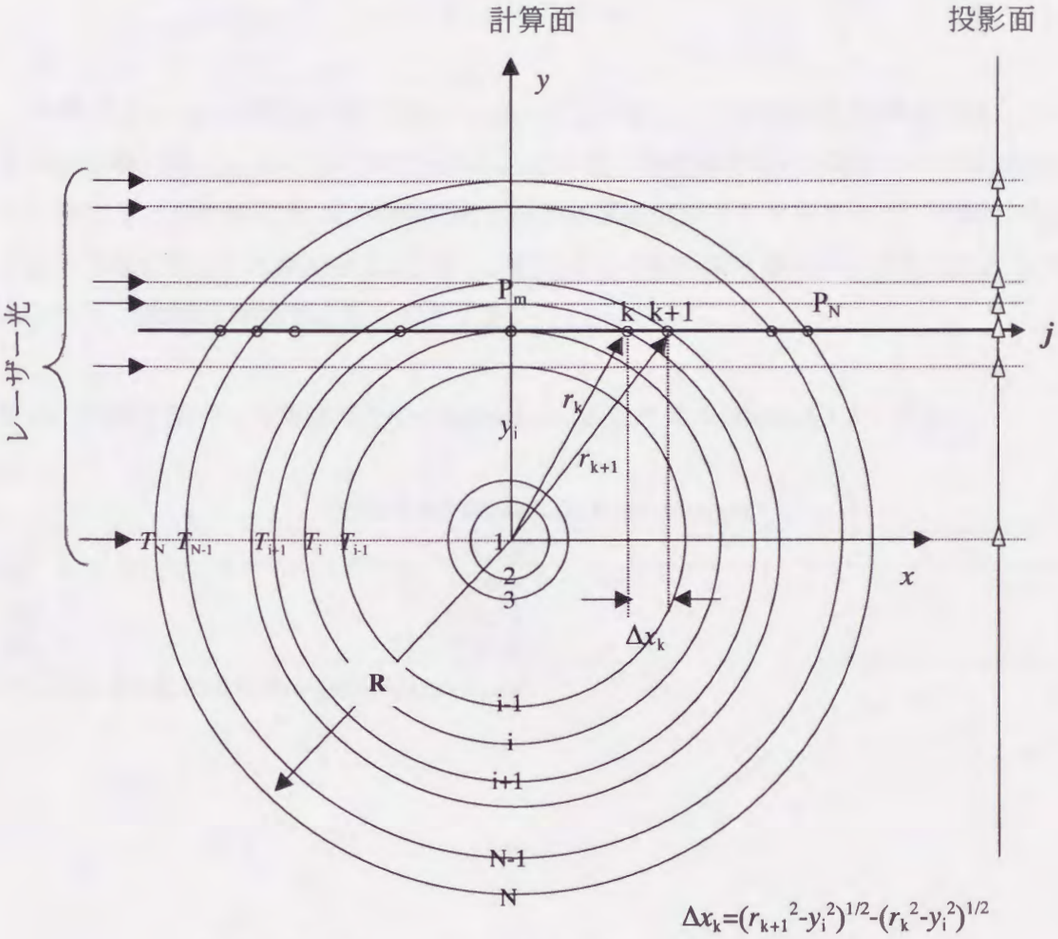


Fig. 3-3-2 Temperature distribution around the heater

この時各点の屈折率 n_i は、温度 T_i から、次式のように与えられる。

$$n_i - n_0 = \mathrm{K}\Delta\rho = \mathrm{K}\frac{PM}{\mathrm{R_g}}\left(\frac{1}{T_i}-\frac{1}{T_0}\right) \qquad \text{(K: Gladstone-Dale constant)} \qquad \textbf{(3-3-29)}$$

図中線分 j 線上の光路差 $\Delta l_j=2(P_N-P_m)$ は、屈折率 n_i と刻み幅 Δx_i の積を k=i～N-1 の範囲で x 方向に数値積分をすることにより求められる。

$$\Delta l_j = 2\int_y^{l(y)} [n_0 - n_i(y)](dx) = 2\int_y^R [n_0 - n(r)](rdr)(r^2 - y^2)^{1/2} \qquad \textbf{(3-3-30)}$$

光路差が光源の 1/2 波長（$\lambda/2$）の実数倍となる位置が、干渉縞の明線・暗線となる。縞次数 $S(y)$とΔl_jの関係は以下のように与えられる。

$$S(y)(\lambda/2) = \Delta l_j \qquad \textbf{(3-3-31)}$$

投影面上の y-z 平面上の全ての点においてこのような光路差Δl_j を計算すれば、二次元面内の縞次数 $S(x, y)$の分布が得られる。ここで、光路差が$\lambda/2$ の偶数倍の時は明線となる事から、投影面上で $S(y)$の偶数倍となる座標をプロットすることで、明線に対応する干渉縞を得ることが出来る。ただし、流路内での屈折率分布による光路の曲がり(シュリーレン効果)は無視できるものとする。

なお、実験で使用した各種ガスの Gladstone-Dale 定数 K を **Table 3-3-3** に示す。

Table 3-3-3 Gladstone-Dale constant [13]

Gas	K [m^3/kg]
N_2	2.388e-4
Ar	1.578e-4
Kr	2.373e-4

*at 293K, 1atm, λ=632.8nm (He-Ne Gas Laser)

3.4 結果と考察

3.4.1　1G およびμG における定常計算結果

Fig. 3-4-1 に 1G 、μG および 0G における定常計算結果を温度分布(左図)およびベクトル図(右図)について示す。なお、μG および 0G における速度ベクトルは、1G と比べ約 3×10^5 倍に拡大してある。計算条件として、ガス種を N_2 および Kr、ヒーター温度 T_h=573K, 圧力 P=1atm とした。

1G 定常下においては、いずれの条件においても加熱ヒーター直上に上壁に向かう高温の上昇流が発生し、これに従って容器全体にわたる強い循環流が存在している。また、ヒーター周囲において密な等温線が形成される。特に Kr ガスは熱伝導度が小さいため、さらに密な分布を形成する。

一方、μG(10^{-5}G)下でも微弱ながらも自然対流が存在する。しかし、0G では一切の流れが停止する。しかし、μG での気体の運動は熱移動には影響を与えず、温度分布は 0G における伝導伝熱による結果と完全に一致する。

Table 3-4-1 に、1G、μG の定常計算で得られた最大流速 U_{max},V_{max}、平均ヌッセルト数(Nu_{av})および流れ関数の最大値φ_{max} を全ての計算条件に対して示した。なおφ_{max} は質量基準の値であるため同速度の場合、密度の大きいガスの方がφ_{max} の値は大きくなることに注意を要する。

Table 3-4-1a Calculated data (1G)

Gas	T_h	U_{max}[m/s]	V_{max}[m/s]	φ_{max} [kg/s]	Nu_{av0}
N_2	573	0.147	0.236	14.25	5.58
	773	0.189	0.301	16.85	5.11
Ar	573	0.152	0.241	20.24	5.68
Kr	573	0.161	0.268	28.48	6.85

Table 3-4-1b Calculated data (10^{-5}G)

Gas	T_h	U_{max}[m/s]	V_{max}[m/s]	φ_{max}[kg/s]	$Nu_{av\infty}$	$Nu_{av\infty}$ (0G)
N_2	573	2.51e-7	9.02e-7	4.05e-6	2.93	2.93
	773	3.32e-7	1.17e-6	5.60e-6	2.72	2.72
Ar	573	2.81e-7	1.00e-6	6.48e-6	2.94	2.94
Kr	573	5.19e-7	1.83e-6	2.53e-5	2.89	2.89

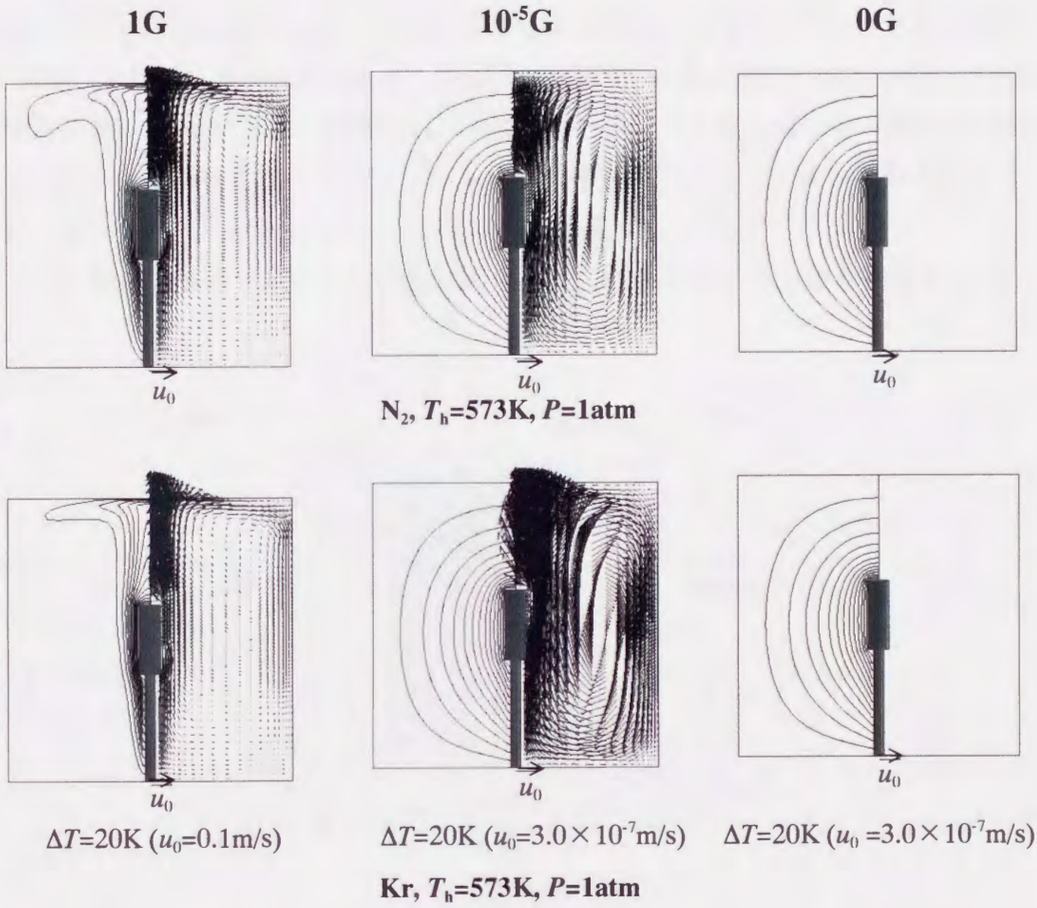


Fig. 3-4-1 Temperature distributions and flow patterns under 1G, μG and 0G

3.4.2 ステップ状重力変化に伴う温度場の遷移挙動

Figs. 3-4-2~3-4-4 にヒーター温度 573K、充填圧 1atm 一定として、ガス種を N_2, Ar, Kr と変化させた場合、また **Fig. 3-4-5** にヒーター温度を 753K とした場合の N_2 ガス系の、落下からの経時変化を実験結果および数値計算結果と比較して示す。図は左から数値計算より得られた(a)温度分布、(b)流れ関数、(c) 数値計算結果から再現された干渉縞、(d) 実験より得られた干渉像である。干渉像について、実験装置と VTR 映像との視野の関係を **Fig. 3-4-6** に示す。実験では、出来るだけヒーター周辺部に近い領域における干渉縞の分布の観察を行うために、レーザーの透過範囲に比べ、狭い視野を取った。なお、図中央のシルエットはヒーター部の投影を表す。

なお、数値計算結果からの干渉縞の算出には 3.3.2 節に示した方法を採用した。

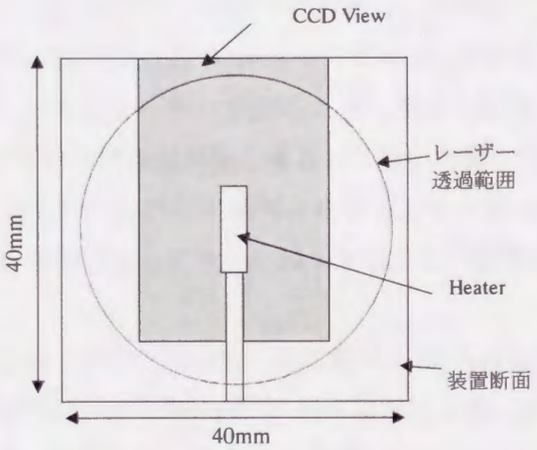


Fig. 3-4-6 View pattern

1G 下において、**Figs. 3-4-2~3-4-4** に比べヒーター温度が高温条件の **Fig. 3-4-5** の場合、浮力対流の強度が増し容器全体の循環流は強くなる。また、ヒーター温度が高くなると壁面との密度差が大きくなるために干渉縞の本数は多くなる。Kr ガスの場合他の二つのガスに比して干渉縞の本数が多いが、これは密度が大きいためである。1G 下における計算結果と実験結果を干渉縞で比較すると、いずれの条件でも両者は一致しており、解析の妥当性が確かめられた。

Figs. 3-4-2~3-4-5 の実験結果ならびに数値計算結果から、1G 下においてヒーター上方に伸びた等密度線(等温度線)分布が、重力変動後にヒーターを中心に側壁に向かっ

て広がる分布に推移して行く様子がわかる。これは自然対流下で形成された温度分布が、自然対流の消滅により徐々に伝導伝熱支配の温度分布に変化して行くためと考えられる。また、本実験ではこのような温度場の遷移は MGLAB における微小重力期間の 4 秒間では完了しないことが、実験および計算結果から分かる。

MGLAB の微小重力保持時間である 4 秒の倍の 8 秒を仮想して、熱流動場の遷移挙動をシミュレーションした結果を **Fig. 3-4-7** に示す。温度分布図から、いずれの場合も 8 秒後においても温度分布はまだ変化しつづけている。

また、各条件における非定常変化を、流れ関数の最大値φ_{max} およびヒーター表面における平均 Nu 数(Nu_{av})の経時変化として **Fig. 3-4-8** に示す。図中の Nu_0 は1G 下の定常状態における Nu_{av}, Nu_∞ はμG 下の定常状態における Nu_{av} を示す。

温度場の遷移時間は、いずれの条件も 10 秒以上必要としている。特に、熱伝導度の小さい Kr では、Ar、N_2 の約 2 倍の遷移時間を要している。

ステップ状重力変化後に気相中に残存する対流が、熱移動の過渡特性に及ぼす影響の程度を考察するため、1G 下の自然対流場での温度分布を初期値として求めた非定常熱伝導解との比較を行った。ヒーター表面での Nu_{av} 数の時間変化を求めた結果を **Fig. 3-4-9** に示した。図中には非定常速度場を連立して解いた場合の、対流を考慮した数値解析の結果も併せて示した。この図の結果から残留対流の寄与分は、落下直後では全体の約 10%であるが、時間とともに徐々に減少することが理解できる。

ところで、先に述べた無次元時間による遷移時間の評価法(Order of Magnitude Analysis)によると、温度場、速度場がμG における定常状態に達するまでに必要な遷移時間 t_α t_νは、代表長さとして半径 R を使った次式で表すことができるとされている。

$$t_\alpha \approx R^2/\alpha \qquad \textbf{(3-4-1)}$$

$$t_\nu \approx R^2/\nu \qquad \textbf{(3-4-2)}$$

この評価法で得られた値と、数値計算あるいは落下塔実験から得られた遷移時間を次の **Table 3-4-2, 3-4-3** に比較して示す。速度場については、φ_{max} の値が完全にμG 下での定常値に到達するまでの時間を示す。

Table 3-4-2 Transient time t_α

Gas	T_h	t_α from t_α*=1(A)	Calculated(B)	Experimental	Ratio(B/A)
N_2	573K	9.4sec	16.5 sec	>4.5s sec	1.76
	773K	6.6 sec	12.0 sec		1.82
Ar	573K	9.6 sec	16.5 sec		1.72
Kr	573K	17.3 sec	27.0 sec		1.56

Table 3-4-3 Transient time t_v

Gas	T_h	t_v from t_v*=1(A)	Calculated(B)	Ratio(B/A)
N_2	573K	13.1 sec	6.5 sec	0.50
	773K	9.2 sec	6.0 sec	0.65
Ar	573K	14.5 sec	7.0sec	0.48
Kr	573K	26.1 sec	13.0sec	0.50

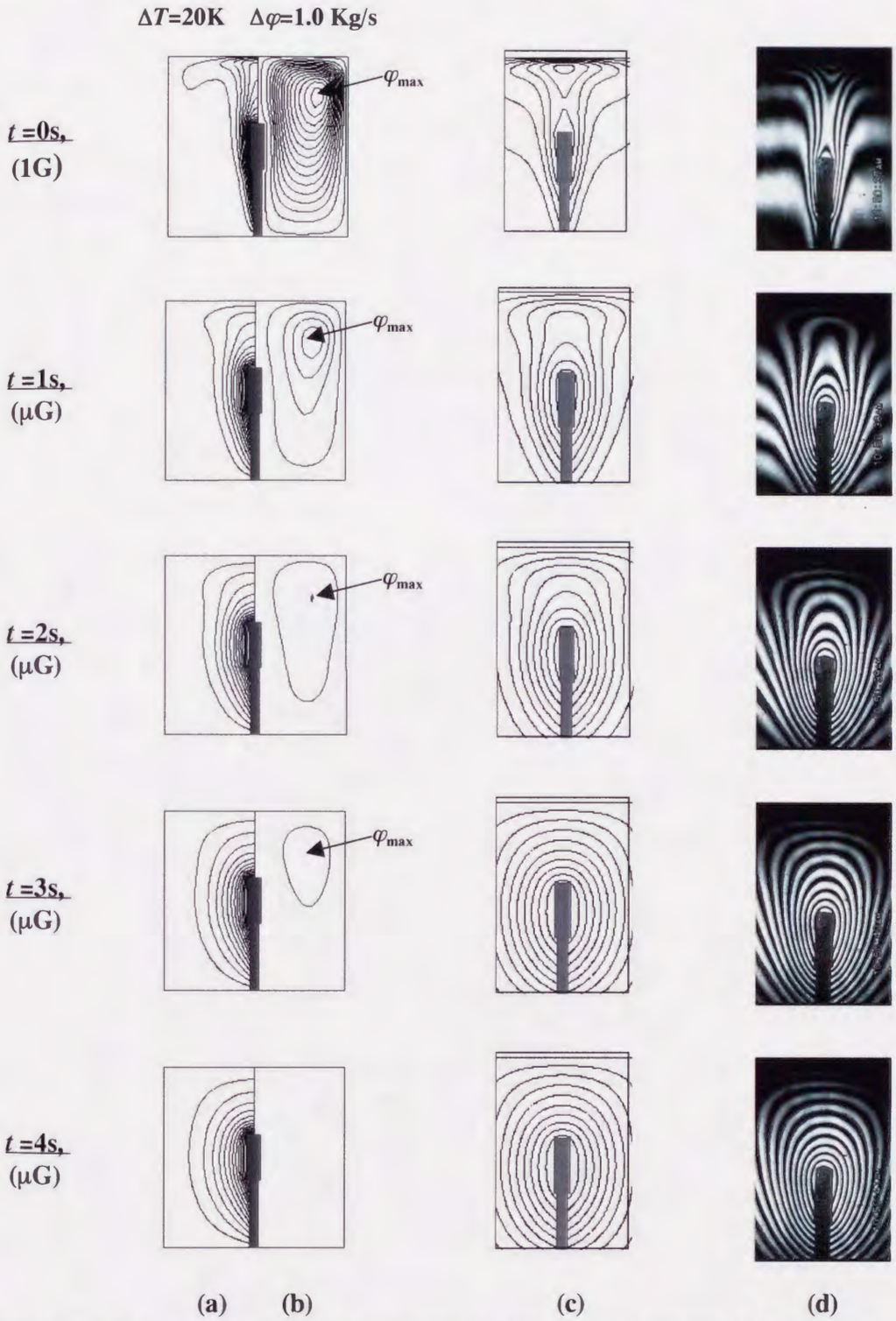


Fig. 3-4-2 Calculated results of (a)Isotherms ,(b)Stream functions and (c)interference fringes in comparison with the experimental interference fringe(d)

(N_2, 1atm, 573K, $Gr_{avR}=5.29\times10^4$, $Gr_{avTop}=2.23\times10^4$)

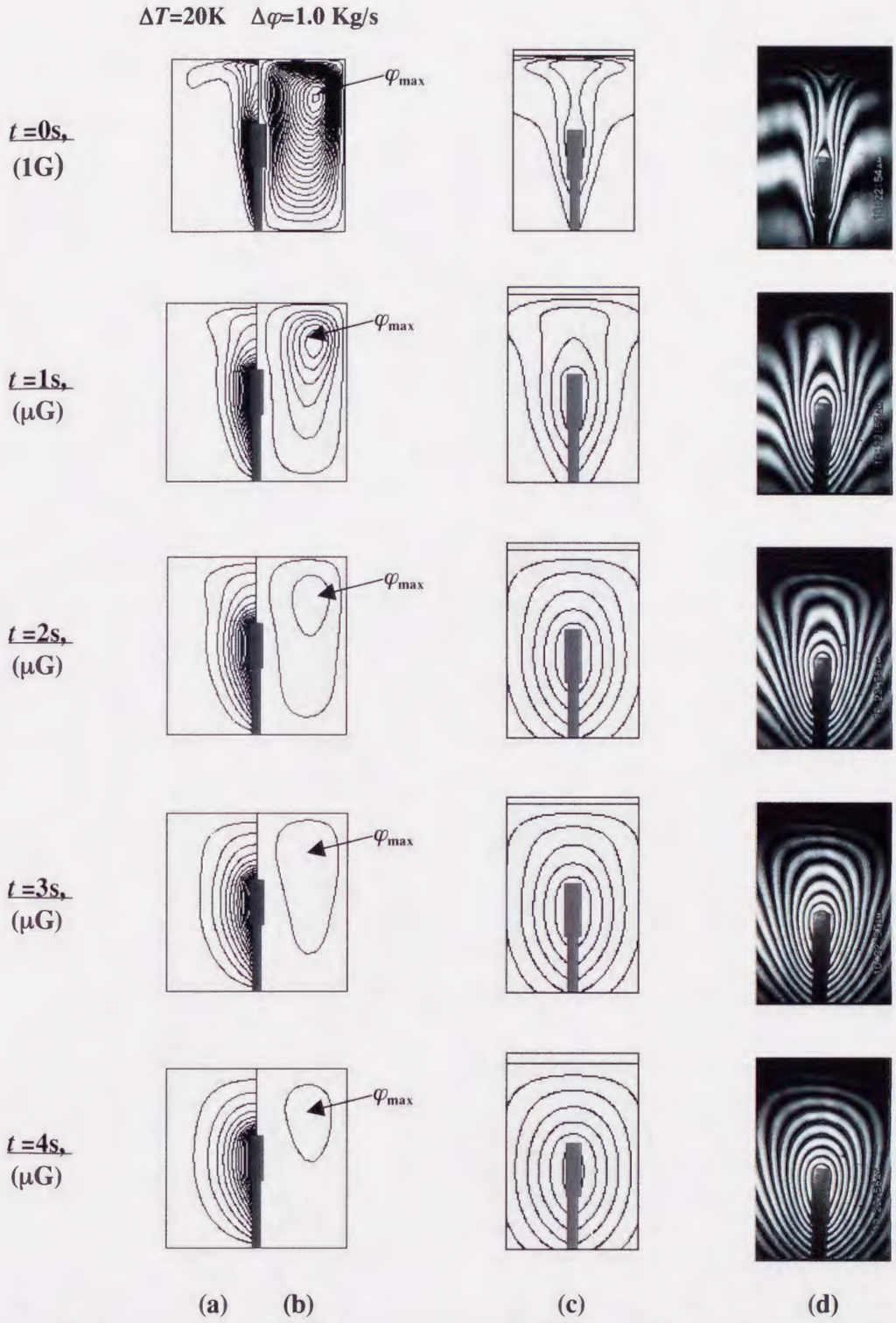


Fig. 3-4-3 Calculated results of (a)Isotherms ,(b)Stream functions and (c)interference fringes in comparison with the experimental interference fringe(d)

(Ar, 1atm, 573K, $Gr_{avR}=6.45\times10^4$, $Gr_{avTop}=2.72\times10^4$)

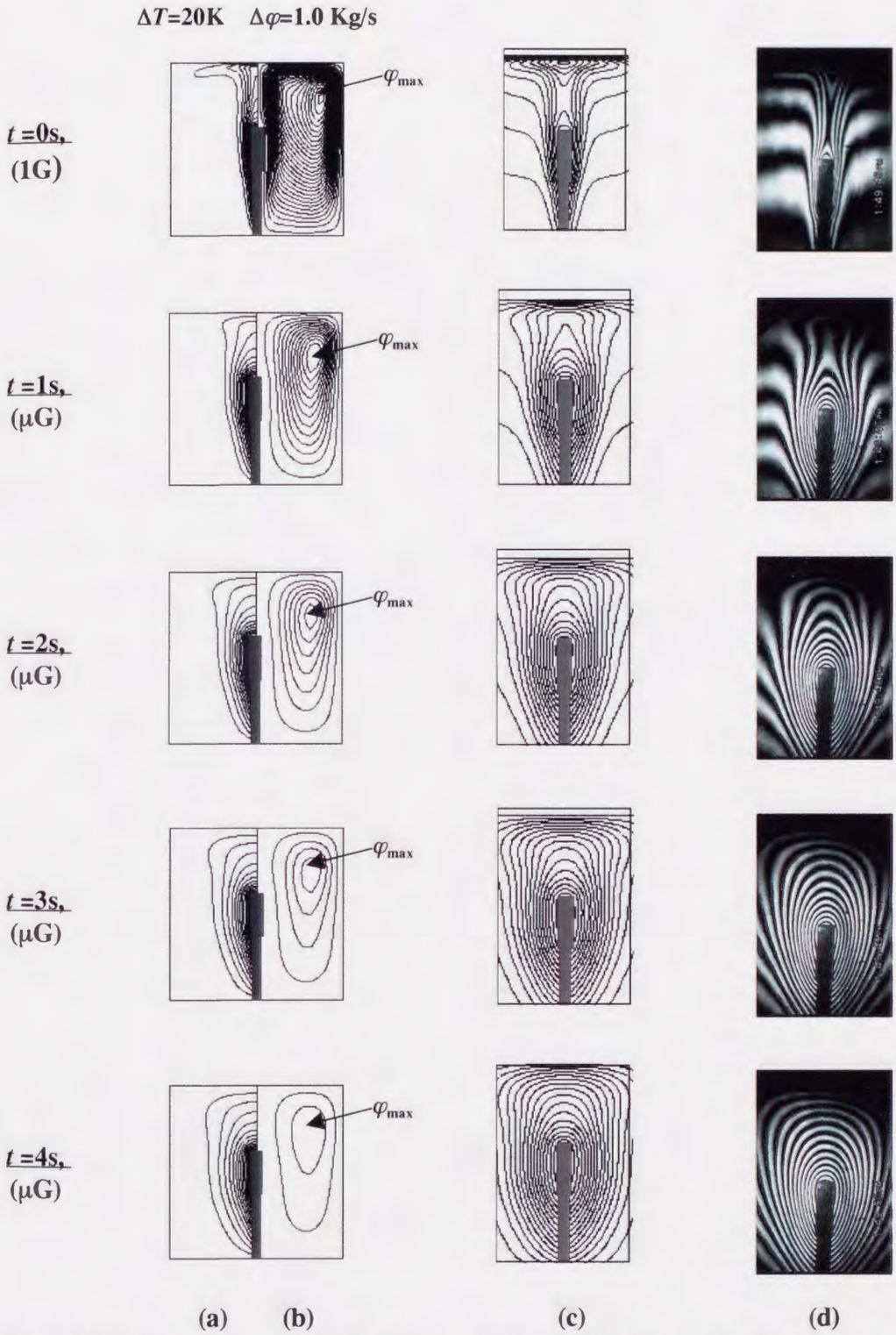


Fig. 3-4-4 Calculated results of (a)Isotherms ,(b)Stream functions and (c)interference fringes in comparison with the experimental interference fringe(d)

(Kr, 1atm, 573K, $Gr_{avR}=2.09\times10^5$, $Gr_{avTop}=8.82\times10^4$)

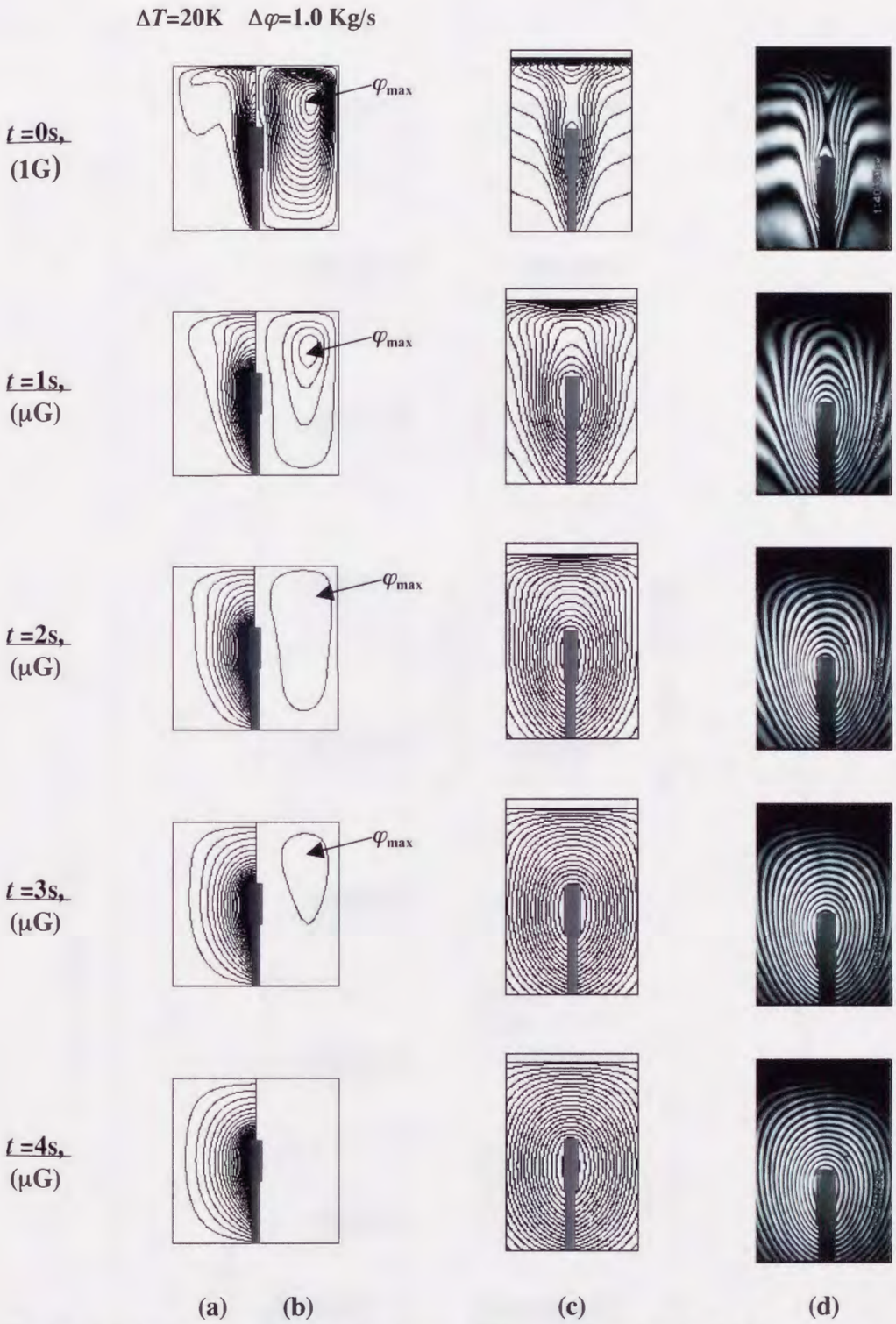


Fig. 3-4-5 Calculated results of (a)Isotherms ,(b)Stream functions and (c)interference fringes in comparison with the experimental interference fringe(d)

(N_2, 1atm, 773K, $Gr_{avR}=3.70\times10^4$, $Gr_{avTop}=1.56\times10^4$)

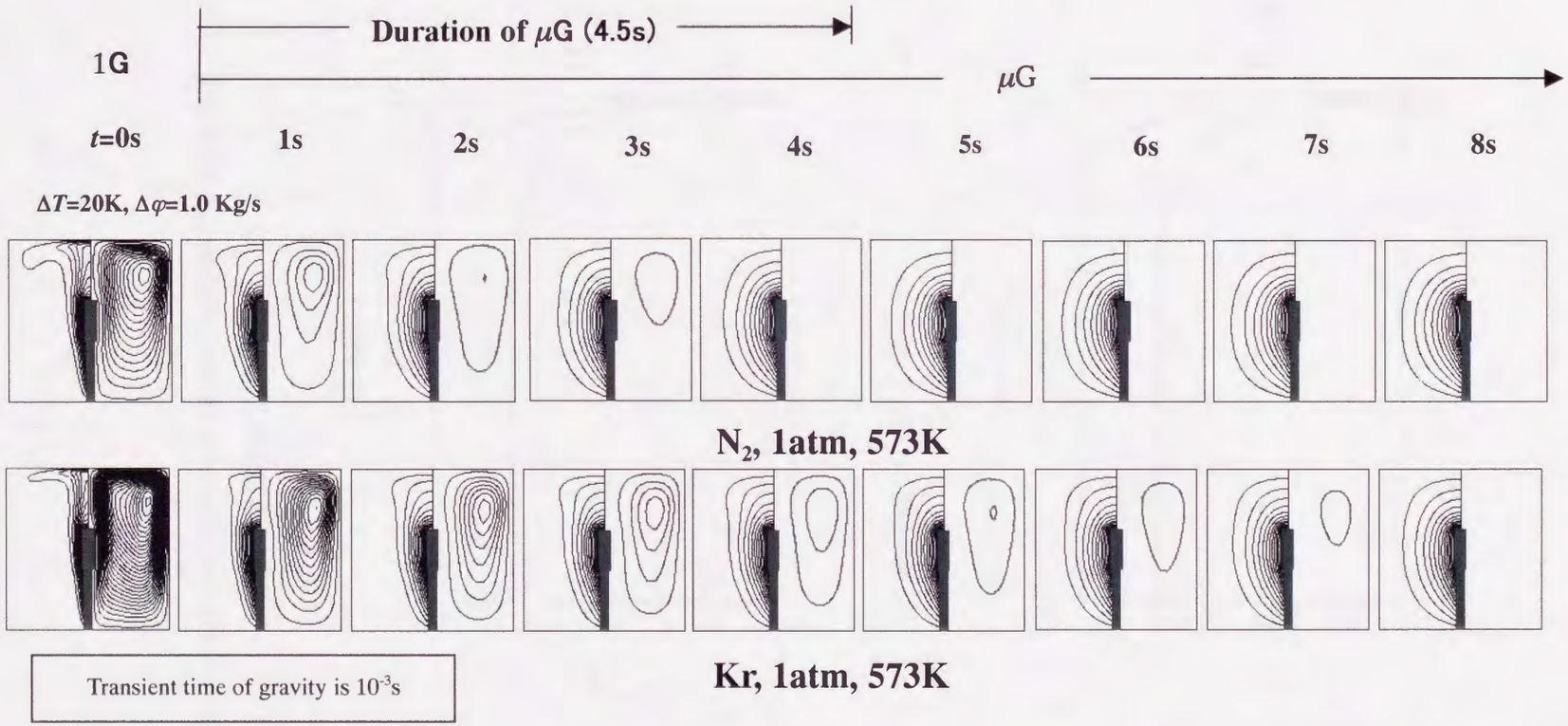
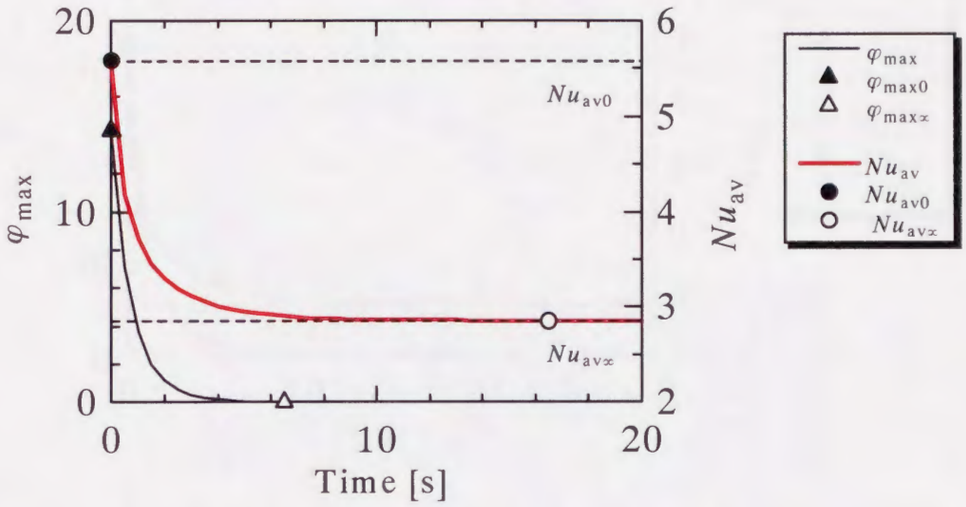
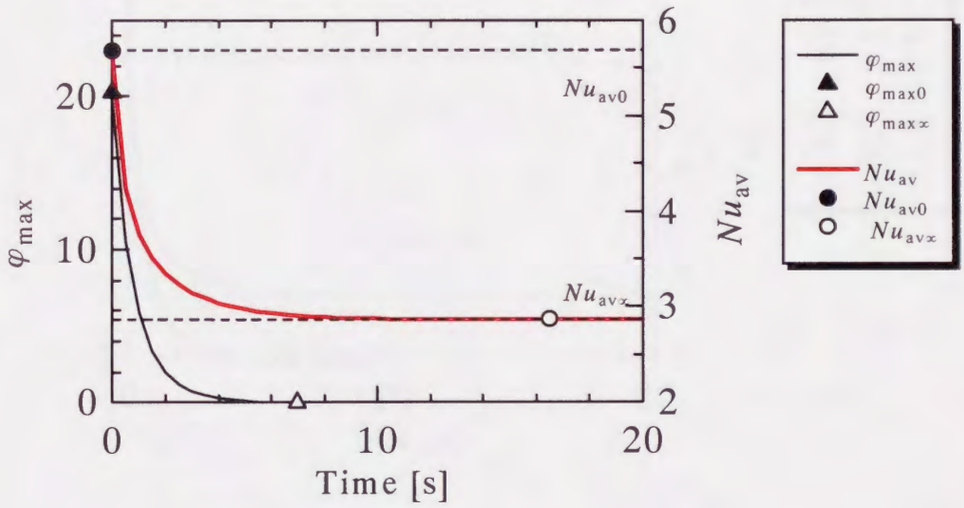


Fig. 3-4-7 Temperature distributions and stream function after a stepwise gravity change

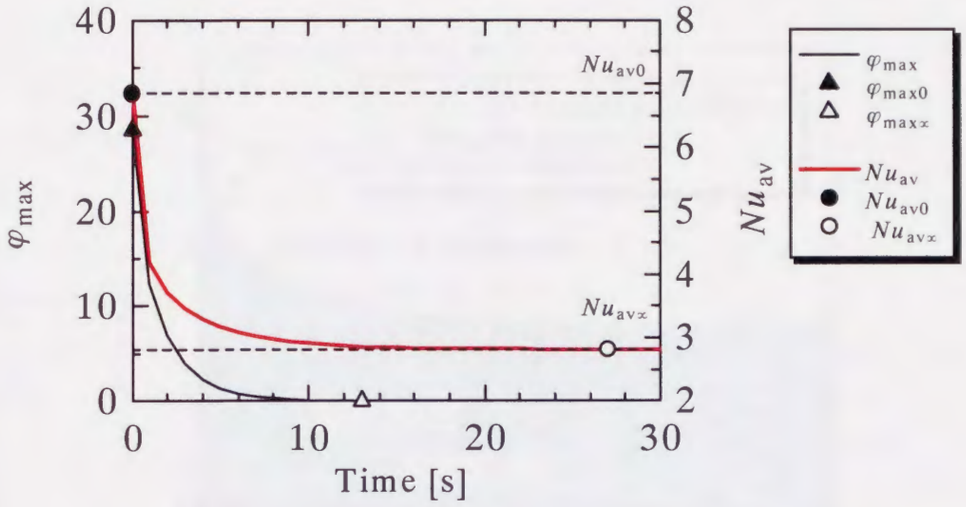


(I) N_2, T_h=573K, P=1atm

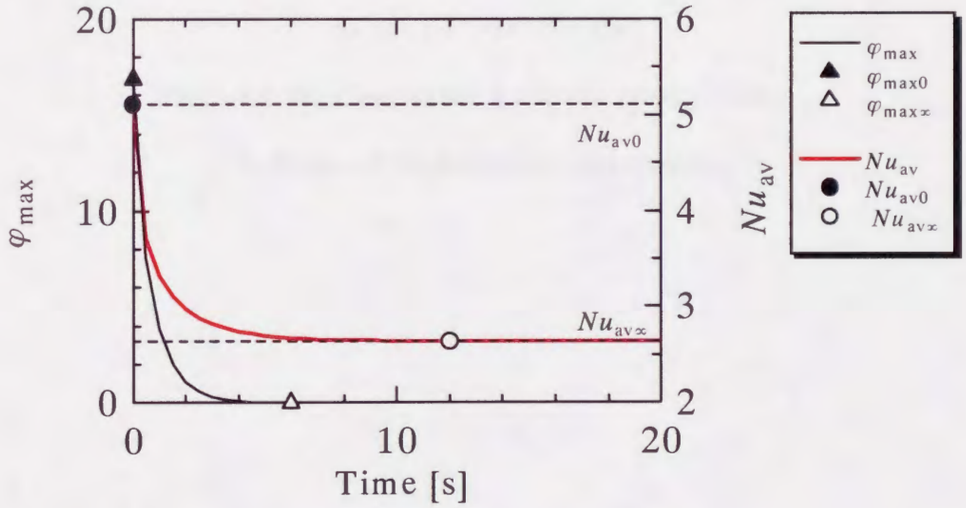


(II) Ar, T_h=573K, P=1atm

Fig. 3-4-8 φ_{max} and Nu_{av} change after a stepwise gravity change (I)

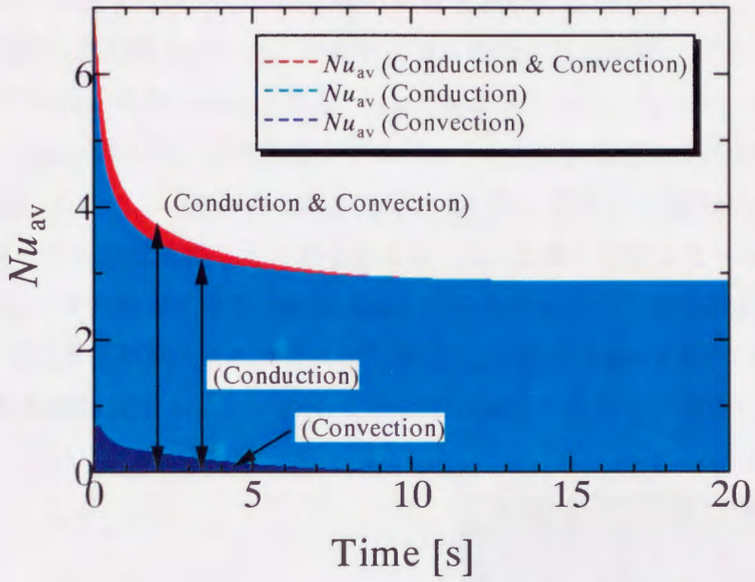


(III) Kr, T_h=573K, P=1atm



(IV) N_2, T_h=773K, P=1atm

Fig. 3-4-8 φ_{max} and Nu_{av} change after a stepwise gravity change (II)



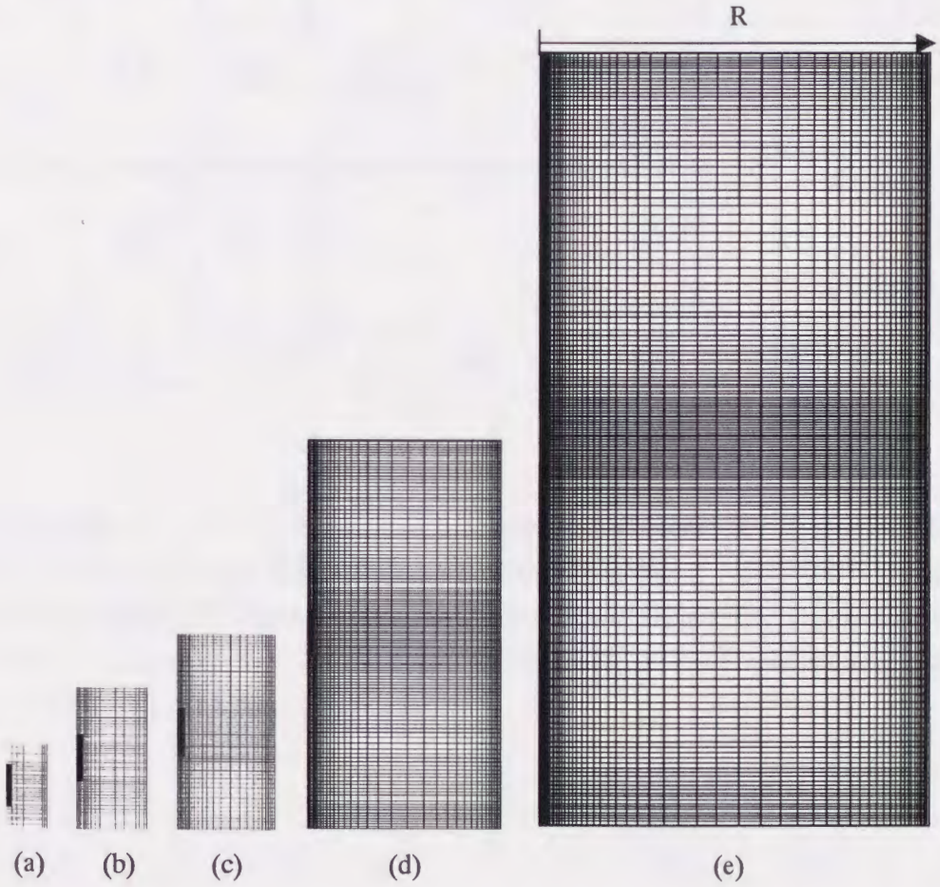
(Kr-gas, T_h=573K, P=1atm)

Fig. 3-4-9 Nu_{av} change after a stepwise gravity change

(Influence of the convective heat transfer)

3.4.3 遷移過程に及ぼす装置サイズの影響

ステップ状重力変動場(1G→μG)における流動場および温度場のμG 定常状態への遷移過程に及ぼす装置サイズおよびガス種の影響を検討する目的で、サイズの異なる 5 つの装置を想定した計算を行った。装置形状は、前節の数値計算で使用した **Fig. 3-4-1** のモデル(モデル(c): 直径 40mm×高さ 40mm)を基準として、ヒーターのサイズ(直径 3mm×長さ 10mm)および、容器断面のアスペクト比(直径:高さ=1:1)を固定し、容器半径(高さ)を 1/2、3/4、2、4 倍(体積 1/8, 27/64, 8, 64 倍)と変化させた(**Table 3-4-4**)。このとき、ヒーターの支柱は省略して計算をおこなった。計算に使用したメッシュ図を **Fig. 3-4-10(a)~(e)**に、また計算条件を **Table 3-4-5** にそれぞれ示す。各計算条件に対する熱拡散率α_{av}、容器半径基準の平均グラスホフ数 Gr_{avR} の値を **Table 3-4-5** にあわせて示す。なお、重力は 0.001s 間で 1G より 10^{-5}G に直線的に減少するものと仮定した。



(a) ϕ20mm×h20mm (Mesh: 19×41)
(b) ϕ30mm×h30mm (Mesh: 23×53)
(c) ϕ40mm×h40mm (Mesh: 29×61)
(d) ϕ80mm×h80mm (Mesh: 39×121)
(e) ϕ160mm×h160mm (Mesh: 59×161)

Fig. 3-4-10 Mesh of Calculated Model

Table 3-4-4 Volume of container

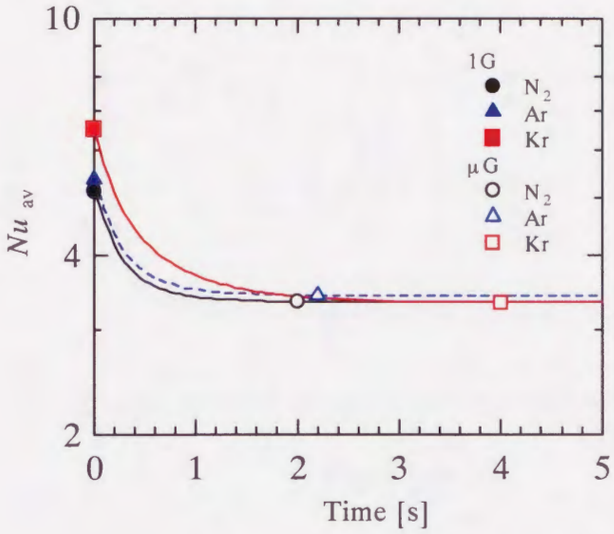
	Mesh	R [mm]	H [mm]	V [m^3]	V/V_0 [-]
(a)	19×41	10	20	6.2832e-6	1/8
(b)	23×53	15	30	2.1205e-5	27/64
(c)	29×61	20	40	5.0265e-5 (V_0)	1.0
(d)	39×121	40	80	4.0212e-5	8.0
(e)	59×161	80	160	3.2169e-3	64.0

Table 3-4-5 Calculation condition

Gas type	T_h [K]	T_w [K]	Pr_{av} [-]	α_{av} [m^2/s]	Model	Gr_{avR}
N_2	773	300	7.14e-01	6.05e-05	(a)	4.64E+03
					(b)	1.56E+04
					(c)	3.70E+04
					(d)	2.96E+05
					(e)	2.38E+06
Ar	773	300	6.66e-01	5.95e-05	(a)	5.50E+03
					(b)	1.86E+04
					(c)	4.40E+04
					(d)	3.53E+05
					(e)	2.81E+06
Kr	773	300	6.59e-01	3.35e-05	(a)	1.78E+04
					(b)	5.98E+04
					(c)	1.41E+05
					(d)	1.13E+06
					(e)	9.06E+06

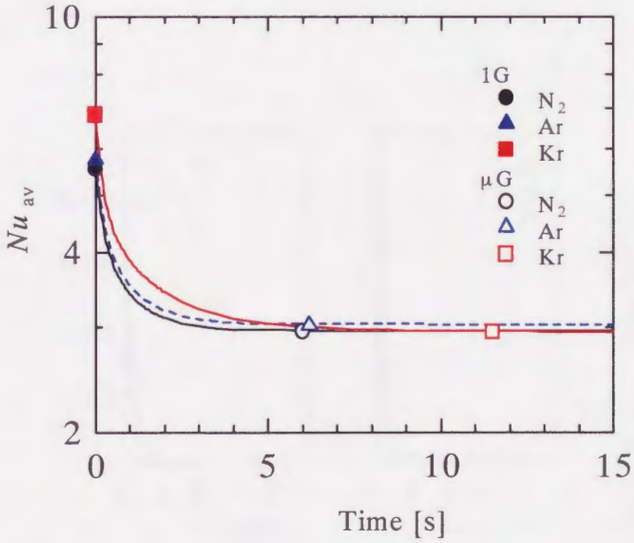
$$\alpha_{av} = \frac{\lambda_{av}}{\rho_{av} Cp_{av}}, \quad Gr_{avR} = \frac{g\beta_{av}\Delta T R^3}{\nu_{av}^2} = \frac{g(T_h - T_w)R^3}{\nu_{av}^2 T_{av}}$$

まず、比較的サイズの小さいモデル(a)~(c)を用いてガス種による影響の検討を行った。N_2, Ar, Kr に対する計算結果から、t=0 を落下開始時間とした時のモデル(a)~(c)の平均 Nu 数の経時変化を **Fig. 3-4-11(I)~(III)**に、最大速度の経時変化を **Fig. 3-4-12(I)~(III)** 示す。また、1G およびμG における定常値を各図の横に表で表し、μG における定常値に達した時間を図上に記号で示した。



	Nu_{av0}	$Nu_{av\infty}$
N_2	5.14	3.35
Ar	5.37	3.43
Kr	6.54	3.34

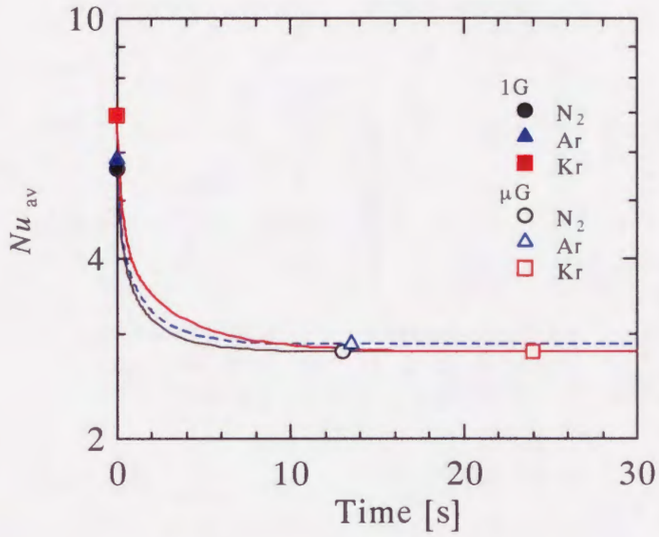
(I) Model (a)



	Nu_{av0}	$Nu_{av\infty}$
N_2	5.54	2.96
Ar	5.75	3.03
Kr	6.83	2.95

(II) Model (b)

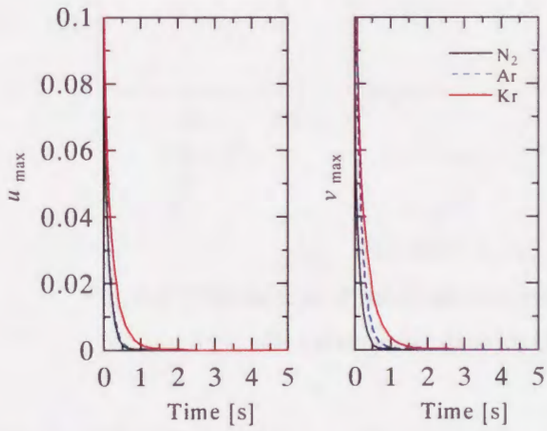
Fig. 3-4-11 Transient of Nu_{av} in different gases after a stepwise gravity change



	Nu_{av0}	$Nu_{av\infty}$
N_2	5.64	2.80
Ar	5.85	2.88
Kr	6.92	2.80

(III) Model (c)

Fig. 3-4-11 Transient of Nu_{av} in different gases after a stepwise gravity change

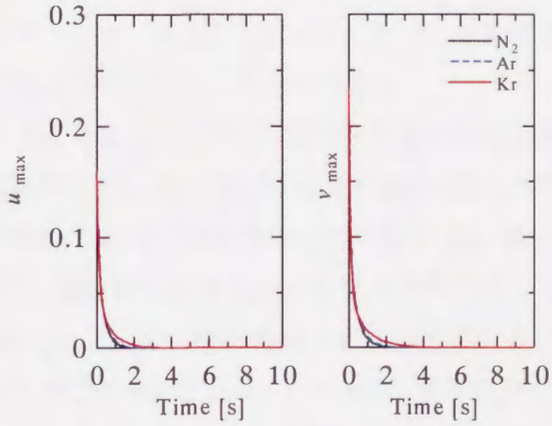


	U_{max0}	$U_{max\infty}$
N_2	5.24E-02	7.39E-08
Ar	5.76E-02	8.18E-08
Kr	8.08E-02	1.50E-07

	V_{max0}	$V_{max\infty}$
N_2	1.00E-01	2.36E-07
Ar	1.07E-01	2.54E-07
Kr	1.21E-01	4.60E-07

(I) Model (a)

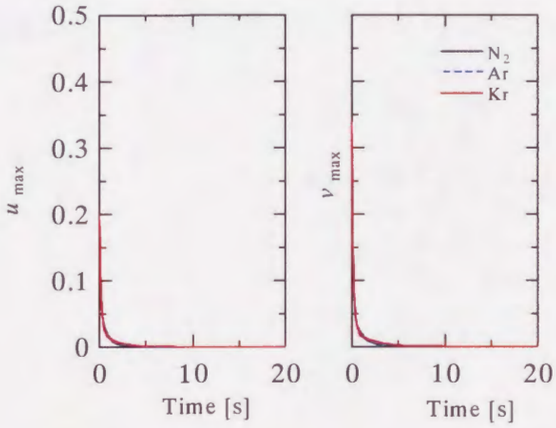
Fig. 3-4-12 Transient of maximum velocity in different gases after a stepwise gravity change



	U_{max0}	$U_{max\infty}$
N_2	1.42E-01	1.83E-07
Ar	1.16E-01	2.03E-07
Kr	1.59E-01	3.74E-07

	V_{max0}	$V_{max\infty}$
N_2	2.16E-01	6.16E-07
Ar	1.44E-01	6.76E-07
Kr	2.34E-01	1.23E-06

(II) Model (b)



	U_{max0}	$U_{max\infty}$
N_2	1.73E-01	3.19E-07
Ar	1.77E-01	3.57E-07
Kr	1.96E-01	6.62E-07

	V_{max0}	$V_{max\infty}$
N_2	2.95E-01	1.17E-06
Ar	3.01E-01	1.28E-06
Kr	3.37E-01	2.36E-06

(III) Model (c)

Fig. 3-4-12Transient of maximum velocity in different gases after a stepwise gravity change

Fig. 3-4-11 より分かるように、モデル(a)~(c)のいずれの場合においても、時間 0 からヒーター表面における Nu_{av} 数が急激に減少している。

また、平均熱拡散率α_{av} の大きい順(N_2>Ar>Kr)に、μG における定常状態に達するまでの遷移時間が短いことが分かる。特に、N_2, Ar に比べ熱拡散率α_{av} が約半分の Kr では、μG における定常値まで達するのに約 2 倍の時間を要する事が分かる。また、半径が(a)の 2 倍の(b)では、(a)の約 4 倍の時間を要している。同様の傾向は、サイズの異なる他のモデルでも言える。

このように、容器の半径ならびにガス種によって遷移時間に大きな差がある。なお、同じヒーター温度、圧力における N_2 と Ar の遷移挙動にあまり差が無いのは、両者の物性値がほぼ等しいためと考えられる。

また、**Fig. 3-4-12** に示した容器内の最大速度の経時変化を見ると、重力加速度消滅後もしばらくの間、慣性により対流運動が残留している。また、μG(10^{-5}G)においては、いずれの場合でも微弱な定常の自然対流が存在している。

つぎに、物性値の影響を明らかにする目的で、熱拡散率α_{av} 基準のフーリエ数(Fo_α 数**:Eq. 3-4-3**)により時間軸の規格化を行って再プロットした結果を **Fig. 3-4-13** に示す。縦軸は 1G 下での Nu 値とμG での Nu の定常値の比によって規格化した$\overline{Nu}$ **(Eq. 3-4-5)** を表す。また、ν_{av} 基準のフーリエ数(Fo_ν数 **:Eq. 3-4-4**)を横軸にとり、r, z 方向の最大速度成分 U,V を 1G 下での速度 U_0,V_0 で規格化した速度($\overline{U},\overline{V}$) **(Eq. 3-4-6)**の経時変化とともに示す。なお、図中破線は、Nu_{av},U_{max},V_{max} がほぼ定常化したとみなせる値(1G からμG への変化量のうち 99%変化時の値)である $\overline{Nu}=\overline{U}=\overline{V}=0.01$ を示す。

$$Fo_\alpha = \frac{t\alpha_{av}}{R^2} \tag{3-4-3}$$

$$Fo_\nu = \frac{\alpha_{av}}{\nu_{av}}\frac{t\nu_{av}}{R^2} = \frac{1}{Pr_{av}}Fo_\alpha \tag{3-4-4}$$

$$\overline{Nu} = \frac{Nu_t - Nu_\infty}{Nu_0 - Nu_\infty} \tag{3-4-5}$$

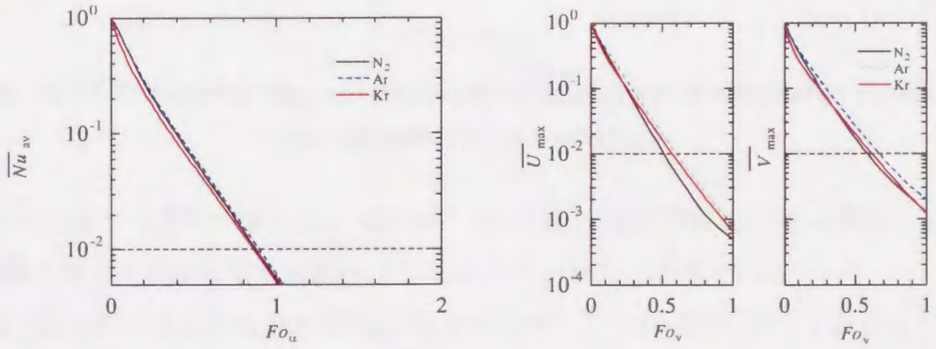
$$\overline{U} = \frac{U_t}{U_0},\ \overline{V} = \frac{V_t}{V_0} \tag{3-4-6}$$

ただし、

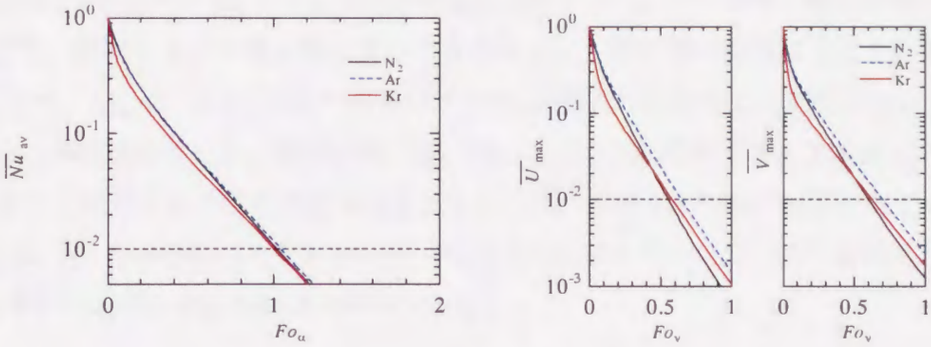
Nu_t :時間 t における Nu_{av},

Nu_0 :1G 下の定常状態における Nu_{av}

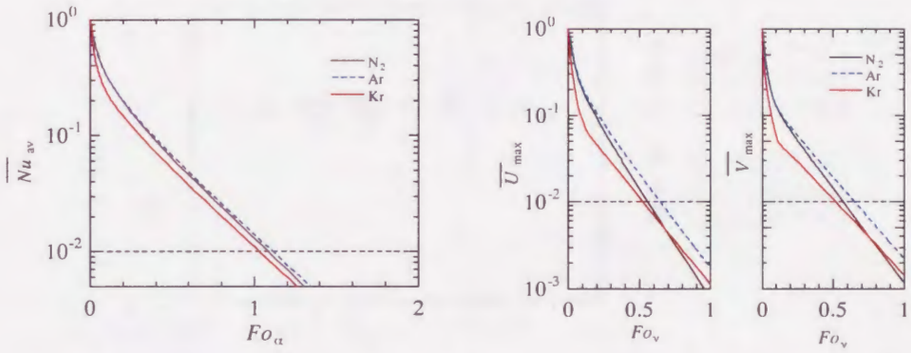
Nu_∞ :μG 下の定常状態における Nu_{av} (μG における定常計算から得られた値)



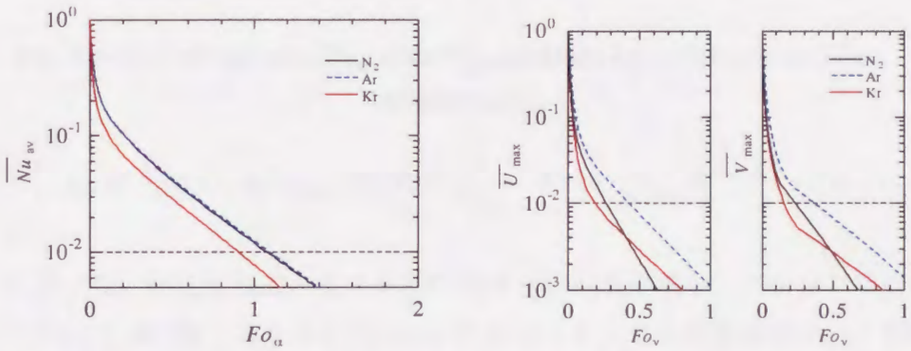
(I) Model (a)



(II) Model (b)



(III) Model (c)



(IV) Model (d)

Fig. 3-4-13 Transient of Nu_{av} and maximum velocity after stepwise gravity change (correlation by Fo_α, Fo_ν number)

図より容器サイズが小さい(a)の場合は、$\overline{Nu}$ はほぼ指数関数的に減少する。また、最大速度の変化も同様に指数関数的な変化をしていることが分かる。

一方大型容器である(b)(c)(d)での $\overline{Nu}$ は $0<Fo_\alpha<0.1$ で一旦急激に減少した後、やや緩やかな勾配に変化するという傾向が見られる。同様な傾向が速度の変化においてもみ

られる。(c)(d)の中でも Kr でその現象が顕著に現れており、特に速度の減少が著しい。

ここで、容器サイズやガス種によって異なる Gr_{avR} 数が遷移時間に及ぼす影響を調べる目的で、Nu_{av} の 1G からμG への遷移が 99%達成($\overline{Nu}$ =0.01)される時間における Fo_{α} 数と Gr_{avR} の相関を取った。種々のガス種に対して得られた結果を **Fig. 3-4-14** に示す。また、ここでは初めに与えた計算条件であるヒーター温度 T_h=773K の他に、N_2, T_h=373K (c)モデル、N_2, T_h=573K (c)モデルおよび、Kr, T_h=573K(d)モデルについての計算も行い、その結果についても **Fig. 3-4-14** にプロットした。

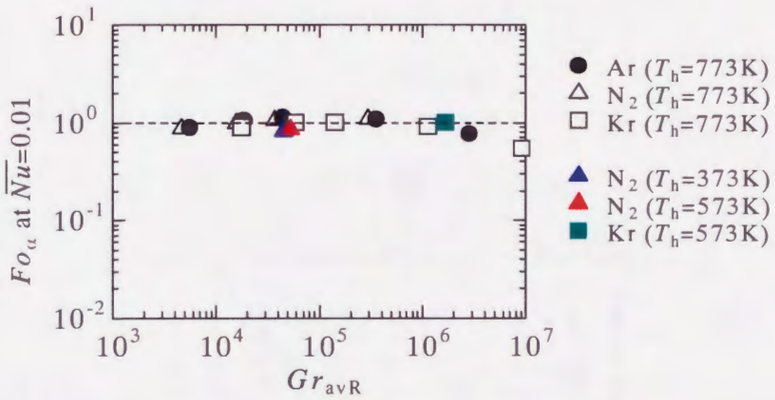
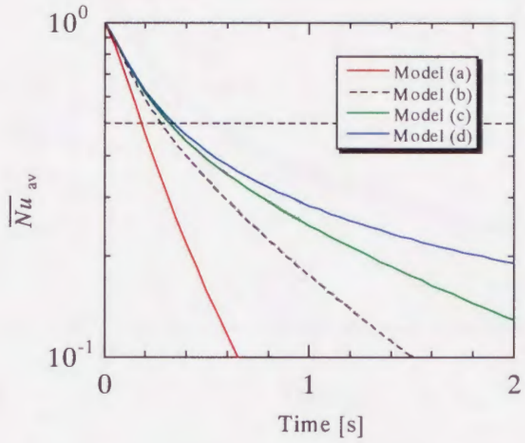


Fig. 3-4-14 Correlation of Fo_{α} with Gr_{avR} numbers for different conditions (Model (a)-(e))

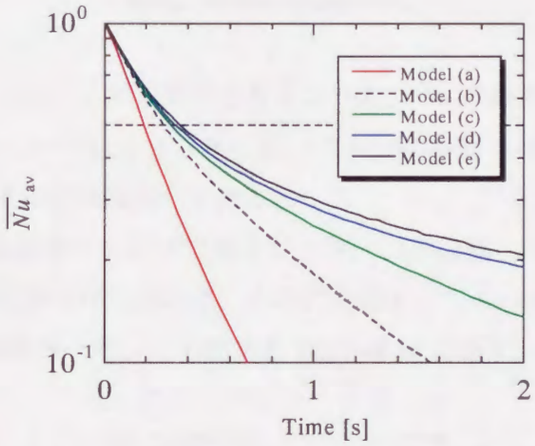
図より、$\overline{Nu}$ が 1%($\overline{Nu}$ =0.01)となる時間は、いずれの Gr_{avR} 数においても Fo_{α}=1.0 前後となる。

以上の事から、円柱状熱源を有する密閉容器内の熱流動場が、ステップ重力変動後にμG 下のほぼ定常状態とみなせる $\overline{Nu}$ =0.01 に到達するまでの遷移時間は、1G 下の Gr_{avR} 数によらず、大略 Fo_{α}=1.0 で表すことが出来ることが分かった。

つぎに、遷移初期における $\overline{Nu}$ 経時変化の挙動について調べる目的で、同一ガス種において容器サイズを変えたときの $\overline{Nu}$ の実時間に対する経時変化を N_2、Ar、Kr について **Fig. 3-4-15** に示す。また、$\overline{Nu}$ が 50%減少した時の値($\overline{Nu}$ =0.5)を破線で示した。

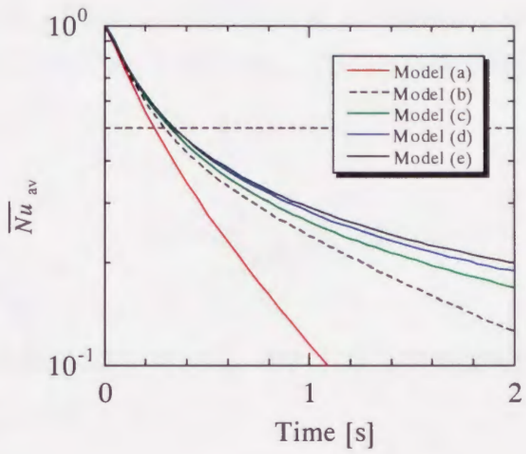


(I) N_2 gas



(II) Ar gas

Fig. 3-4-15 Transient of $\overline{Nu}_{av}$ after stepwise gravity change (Effect of the vessel size)



(III) Kr gas

Fig. 3-4-15 Transient of $\overline{Nu}_{av}$ after stepwise gravity change (Effect of the vessel size)

これらの図より、容器サイズが大きくなるにつれ、$\overline{Nu}$ の傾きが緩やかになっていることが分かる。また、いずれのガス種においても(a)の容器を除き、約 0.2 秒までの遷移初期の $\overline{Nu}$ の減少傾向はほぼ同一である。

つぎに、ガス種、容器サイズだけでなくヒーター温度の違いも含めた遷移初期での $\overline{Nu}$ の変化についての考察を行う目的で、その代表値として $\overline{Nu}$ =0.5 となる時間について Fo_{α}数と Gr_{avR} の相関を取った。その結果を **Fig. 3-4-16** に示す。

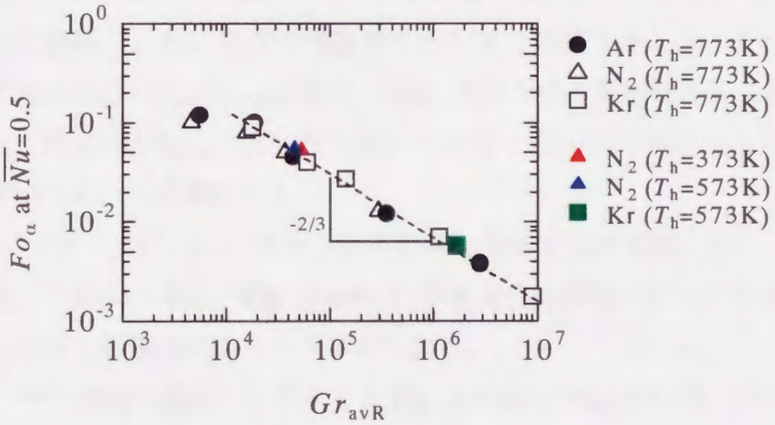


Fig. 3-4-16 Correlation of Fo_{α} with Gr_{avR} numbers for different conditions (Model (a)-(e))

Fig. 3-4-16 より、低 Gr_{avR} 数($Gr_{avR}<10^4$)ではほぼ一定値($Fo_{\alpha}=0.1$)となる。また $Gr_{avR}>10^4$ では、Gr_{avR} 数の増加とともに Fo_{α}は減少する。このときその傾きが-2/3 となることから次式が成り立つ。

$$t = \mathrm{C}\cdot Pr\left(\frac{\nu^{1/2}}{g\beta\Delta T}\right)^{2/3} \quad (\mathrm{C}= \text{constant}) \qquad \textbf{(3-4-7)}$$

従って、遷移の初期段階において、$\overline{Nu}=0.5$ となる時間は装置半径に無関係に **Eq. 3-4-7** で与えられることが分かった。

つぎに、残留対流が伝熱特性に及ぼす影響について、容器サイズを変えた比較を行った。ここでは、ガス種として Kr、Ar を使い、最も小型の(a)容器と最も大型の(e)容器に対して **Fig. 3-4-8** と同様な計算を行った。

初めに Kr についての結果を示す。**Fig. 3-4-17** において残留対流の有無による Nu_{av} の差を比較した。また **Figs. 3-4-18~3-4-21** は、重力変動後から 0.8 秒までの温度および流れ関数の分布状況の経時変化を示した。その中で、残留対流がある場合の結果を、(a)については **Fig. 3-4-18**、(e)については **Fig. 3-4-20** に、また残留対流がないと仮定した場合の結果を、(a)については **Fig. 3-4-19**、(e)については **Fig. 3-4-21** にそれぞれ示す。また、(e)のヒーター近傍での拡大図を **Figs. 3-4-22, 3-4-23** に示す。**Fig. 3-4-24** にはヒーター近傍の図に示した一点における速度の経時変化を示している。

Fig. 3-4-17 の図中、緑と赤の線は残留対流を考慮した計算結果(Nu_{avI})、一方青と黒の線は残留対流を無視し、非定常熱伝導計算をした場合の結果(Nu_{avII})、茶と黄色はそれぞれの Nu_{av} の差($\Delta Nu_{av}= Nu_{avI}-Nu_{avII}$)であり、$\Delta Nu_{av}$ だけ対流の影響があることを示す。図より(a)の$\Delta Nu_{av(a)}$は(e)の$\Delta Nu_{av(e)}$に比べ遷移初期には約 2 倍の差があることが分かる。これを残留速度場の違いから検討する。

Fig. 3-4-18 に示すように、(a)の場合、装置全体に広がる残留対流により、温度分布は空間内で歪む。一方(e)の場合、**Fig. 3-4-20** に示すように空間が広いことから残留対流が温度分布に及ぼす影響は(a)にくらべ小さくなる。

ここで、ヒーター近傍の速度に注目すると **Fig. 3-4-18** と **Fig. 3-4-22**、およびヒーター近傍の同一個所での速度の経時変化を比較した **Fig. 3-4-24** から分かるように、残留対流によるヒーター近傍の温度場への影響が大きい(a)の小型容器の場合、速度が若干大きく、$\Delta Nu_{av(a)}$が$\Delta Nu_{av(e)}$に比べ若干大きくなるものと考えられる。

以上のことから、ステップ状の重力変動後の熱流動場の遷移挙動を正確に解析するには、残留対流も含めた非定常熱流動場の計算が必要であるといえる。

また、Ar についての結果を **Figs. 3-4-25~3-4-32** に示す。Ar ガスの場合は、ヒーター近傍における速度の差がほとんど無く、ΔNu_{av} の容器の大きさによる差はほとんどない。

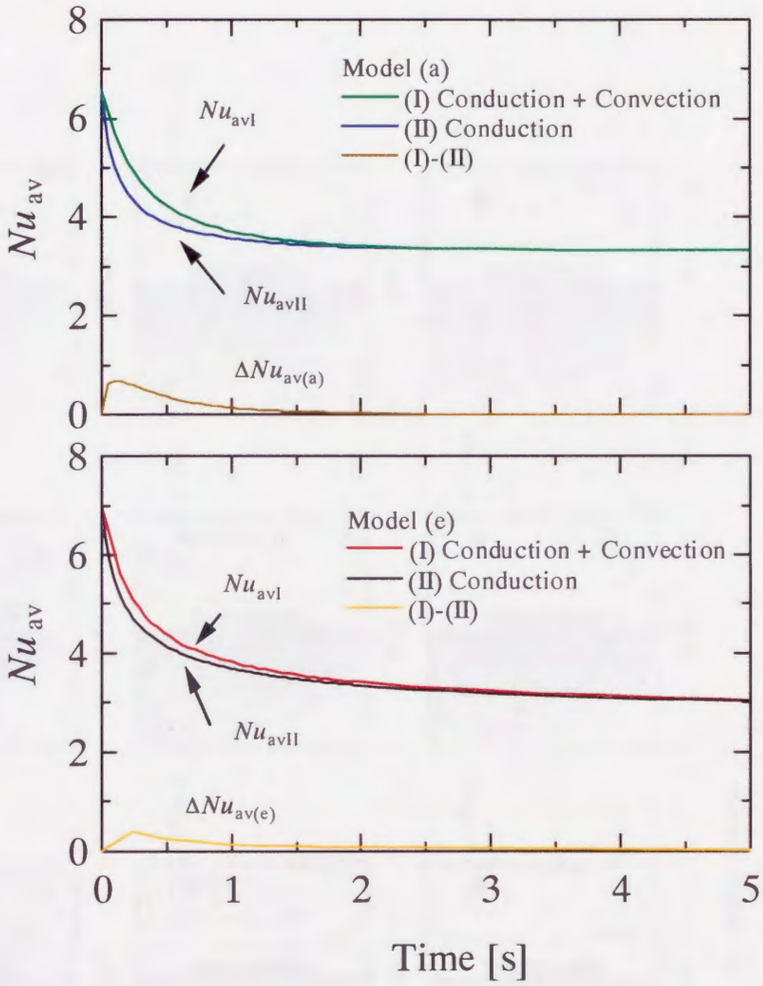


Fig. 3-4-17 Nu_{av} change after a stepwise gravity change

(Influence of the convective heat transfer)

(Kr-gas, T_h=773K, P=1atm, model (a):$Gr_{avR}=1.78\times10^4$, model (e): $Gr_{avR}=9.06\times10^6$)

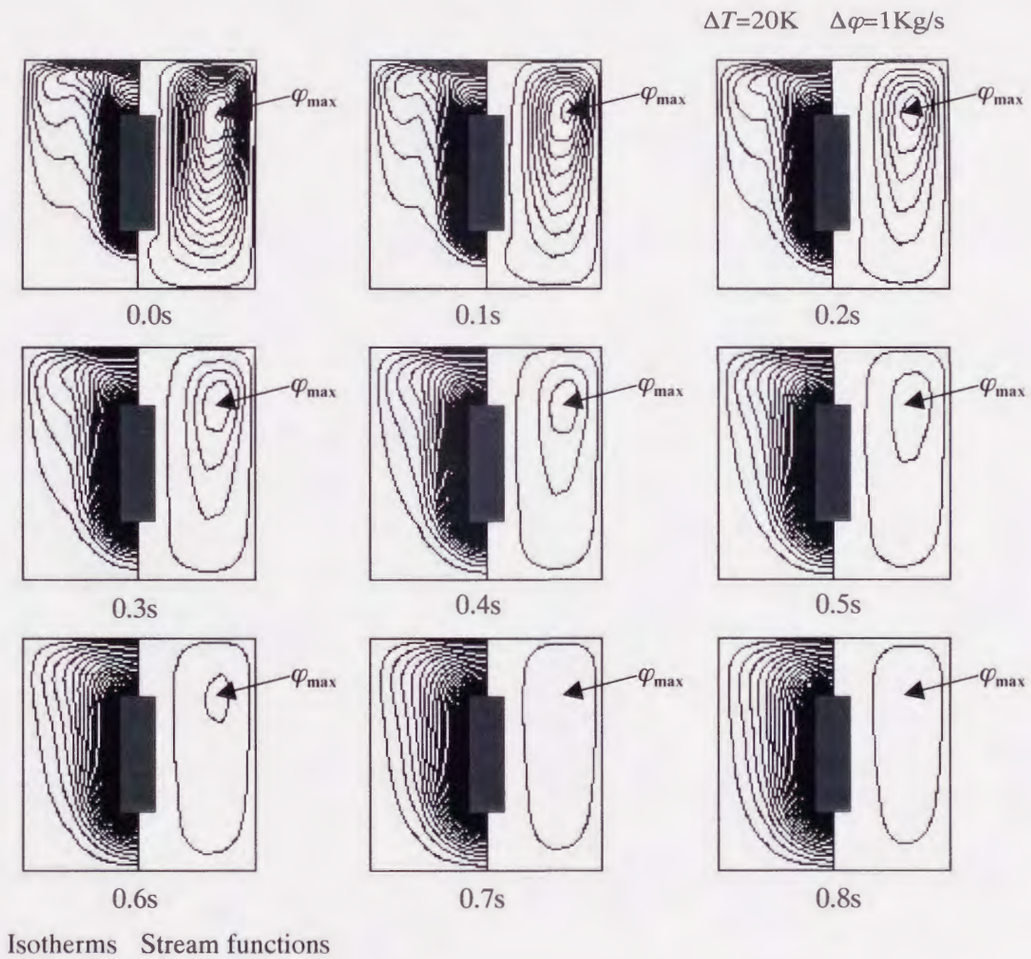


Fig. 3-4-18 Calculated results of Isotherms and Stream functions with convection (Kr, T_h=773K, Gr_{avR}=1.78×10^4, model (a))

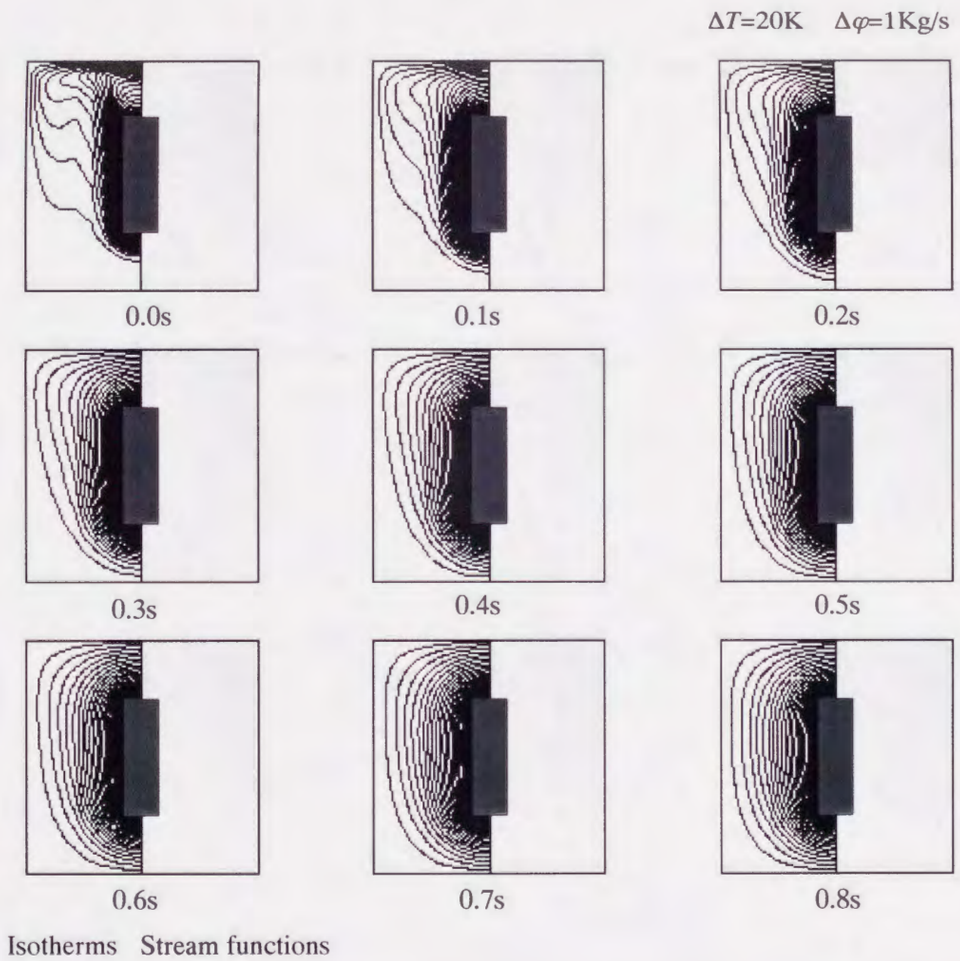


Fig. 3-4-19 Calculated results of Isotherms and Stream functions without convection (Kr, T_h=773K, Gr_{avR}=1.78×10^4, model (a))

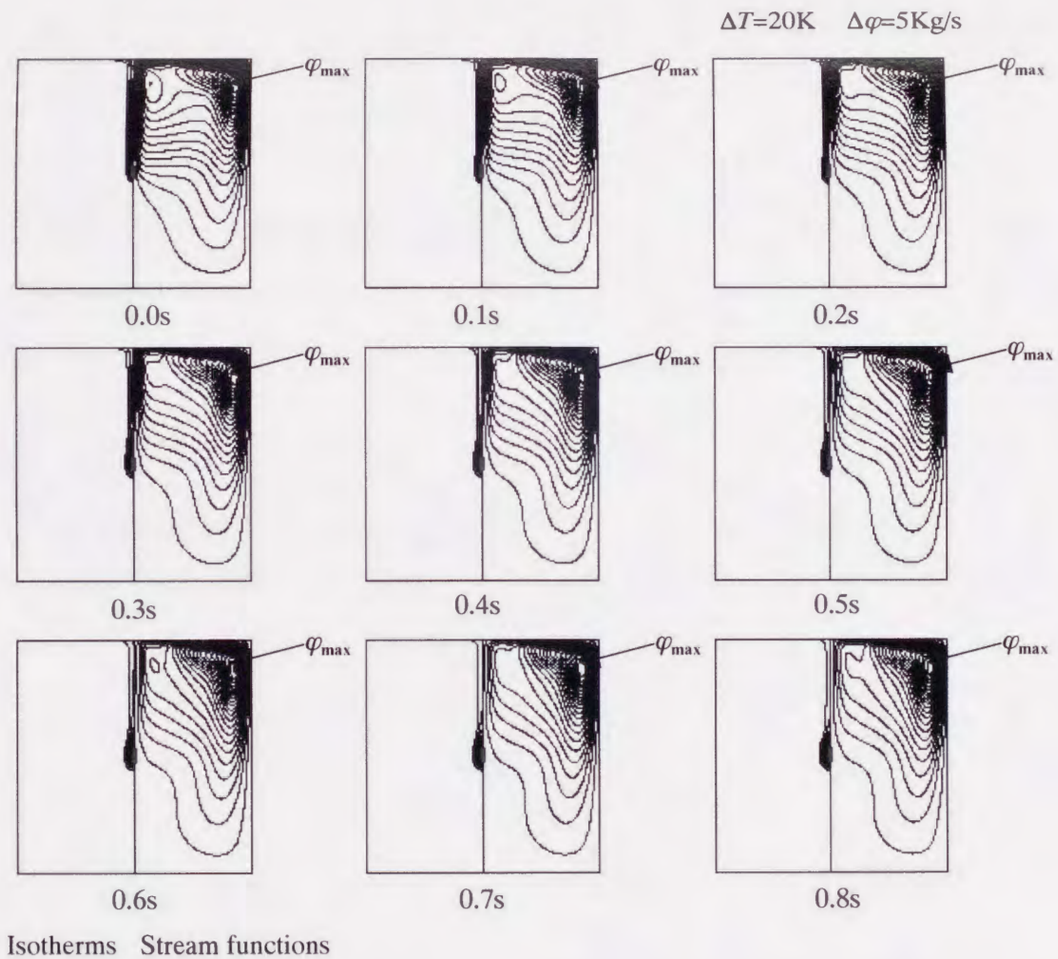


Fig. 3-4-20 Calculated results of Isotherms and Stream functions with convection (Kr, T_h=773K, Gr_{avR}=9.06×10^6, model (e))

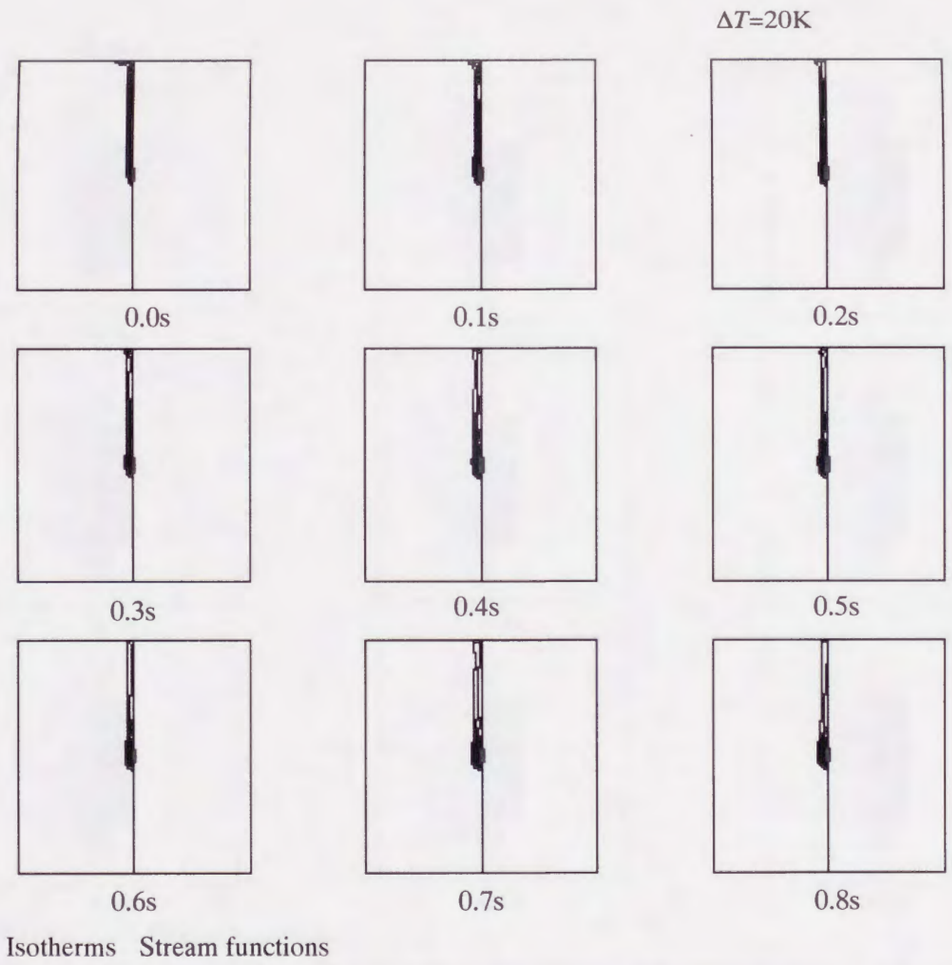


Fig. 3-4-21 Calculated results of Isotherms and Stream functions without convection (Kr, T_h=773K, Gr_{avR}=9.06×10^6, model (e))

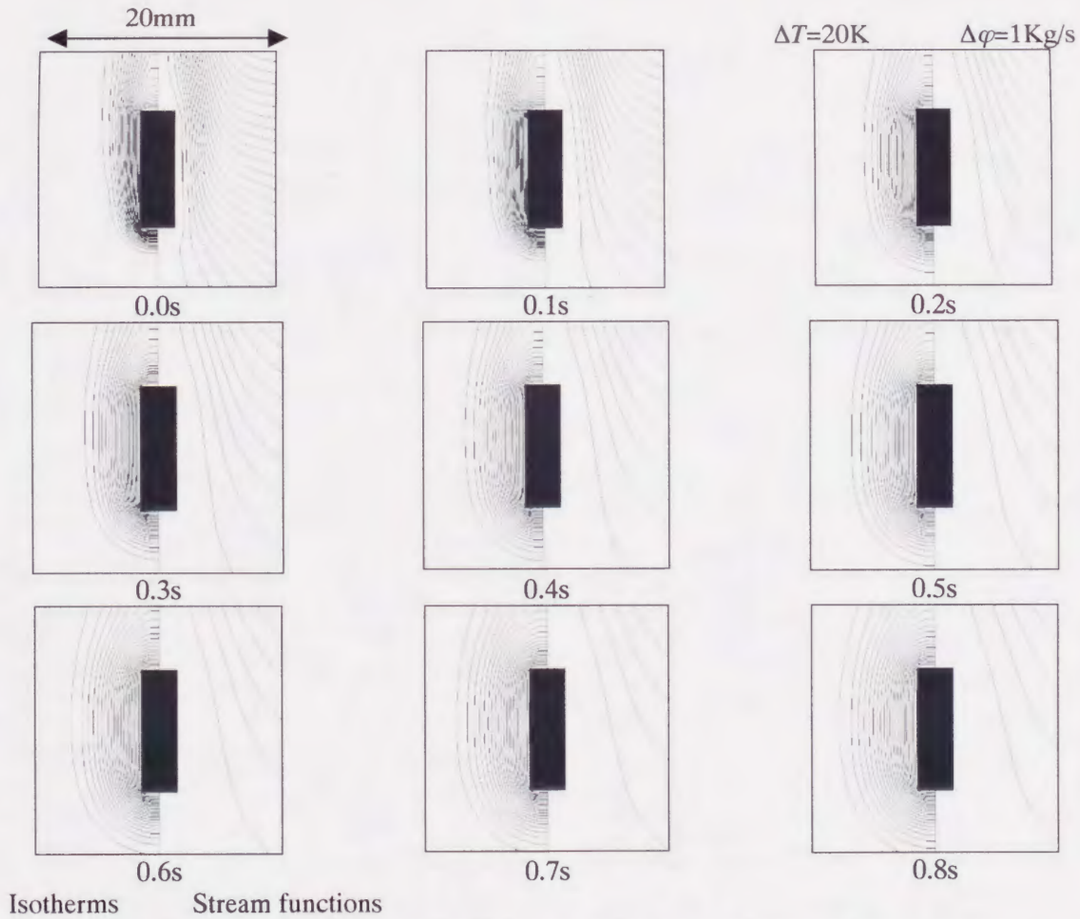


Fig. 3-4-22 Calculated results of Isotherms and Stream functions with convection around the heater (Kr, T_h=773K, Gr_{avR}=9.06×10^6, model (e))

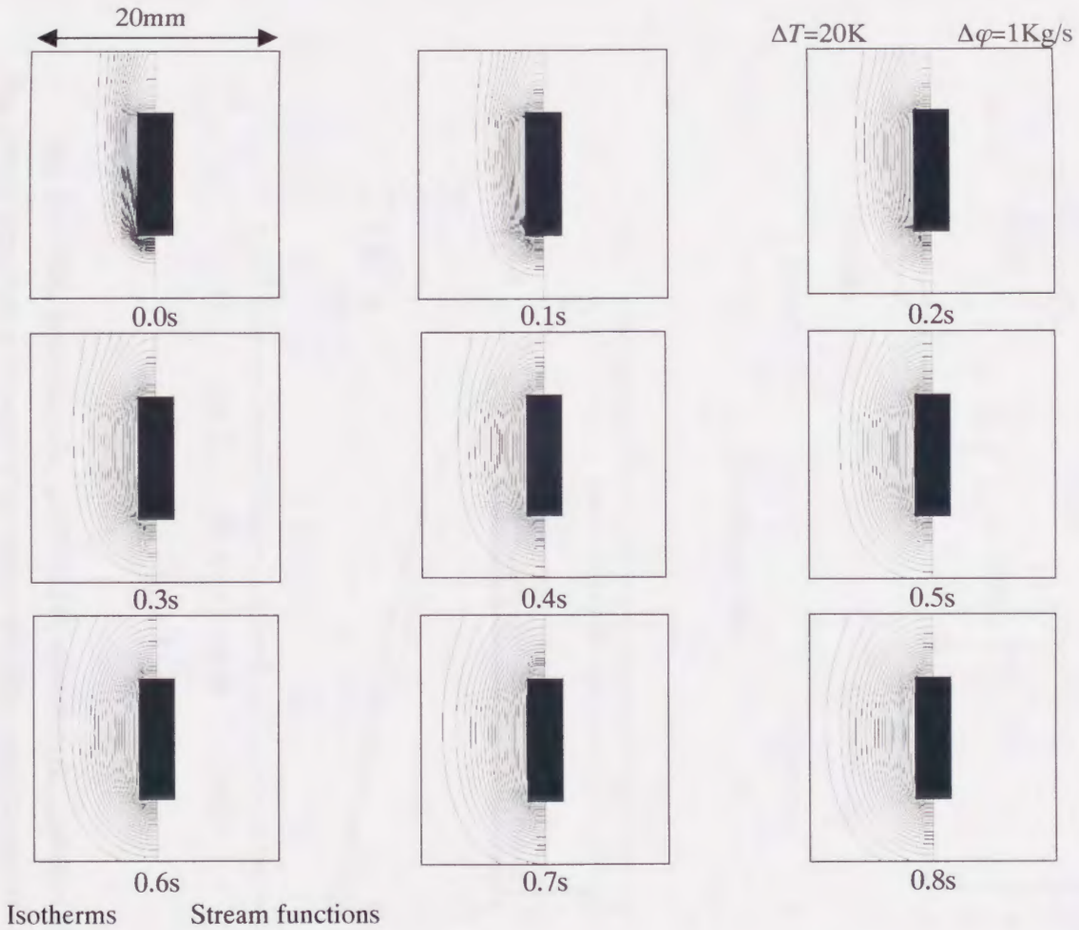
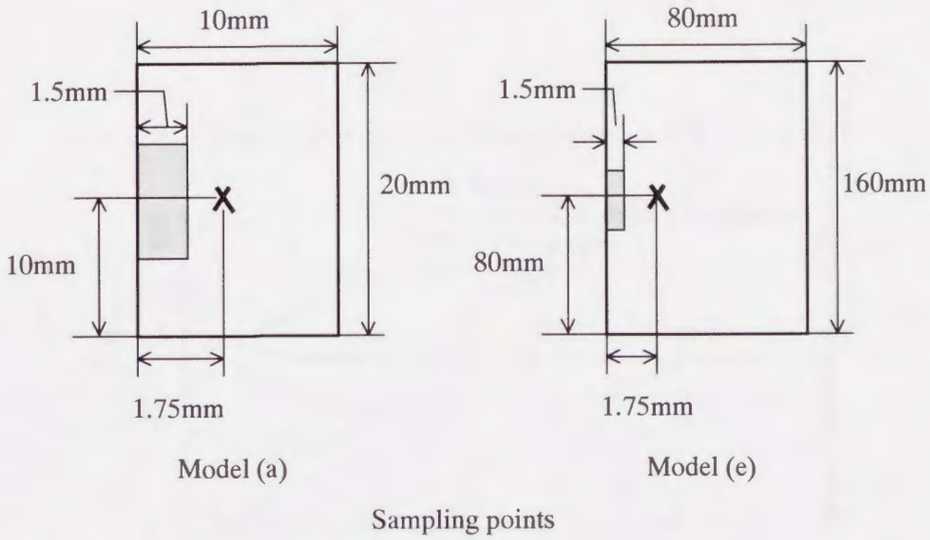
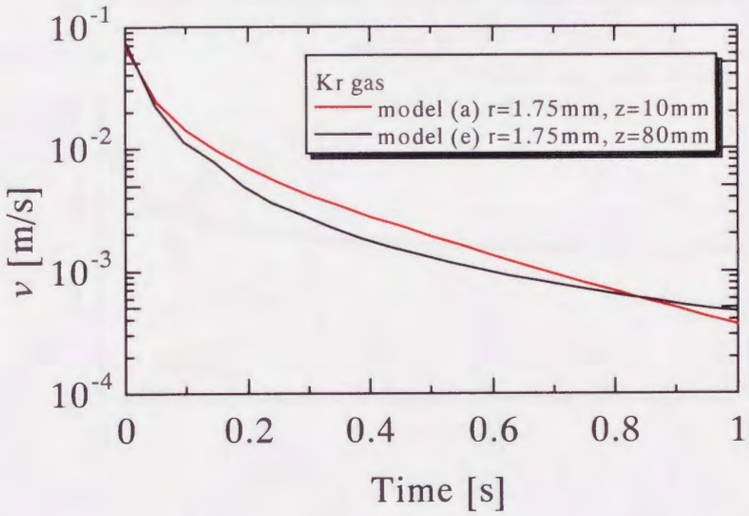


Fig. 3-4-23 Calculated results of Isotherms and Stream functions without convection around the heater (Kr, T_h=773K, Gr_{avR}=9.06 × 10^6, model (e))





(Kr, T_h=773K, model (a): $Gr_{avR}=1.78\times10^4$, model(e): $Gr_{avR}=9.06\times10^6$)

Fig. 3-4-24 Transient of velocity of the heater side after stepwise gravity change

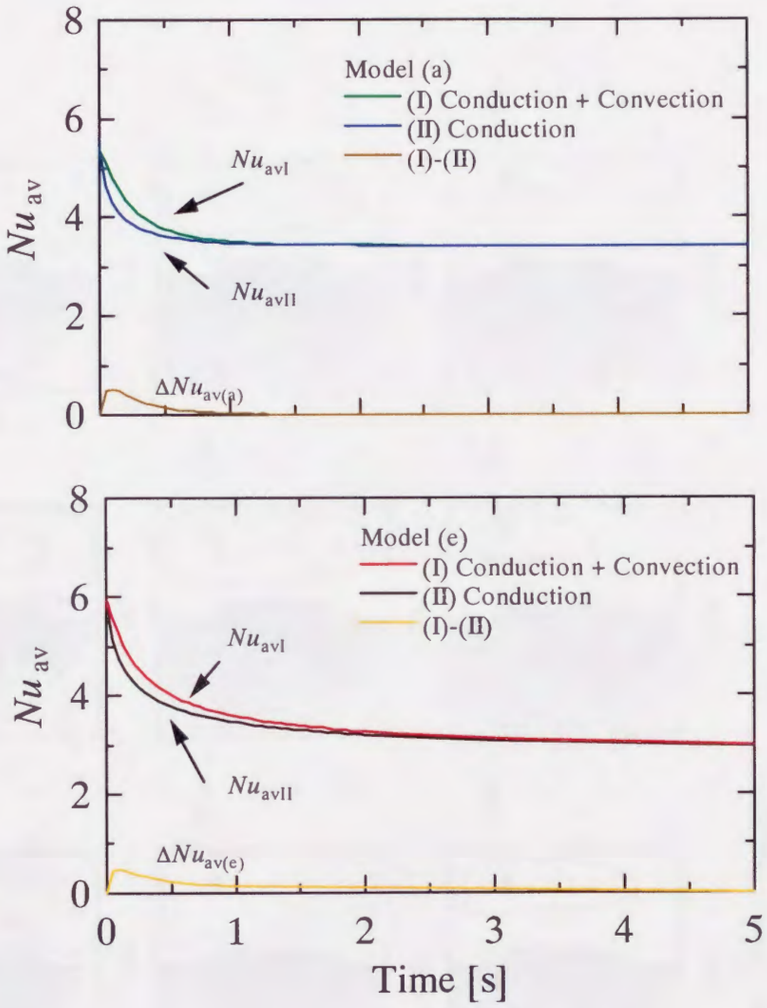


Fig. 3-4-25 Nu_{av} change after a stepwise gravity change

(Influence of the convective heat transfer)

(Ar-gas, T_h=773K, P=1atm, model (a): $Gr_{avR}=5.50\times10^3$, (e): $Gr_{avR}=2.81\times10^6$)

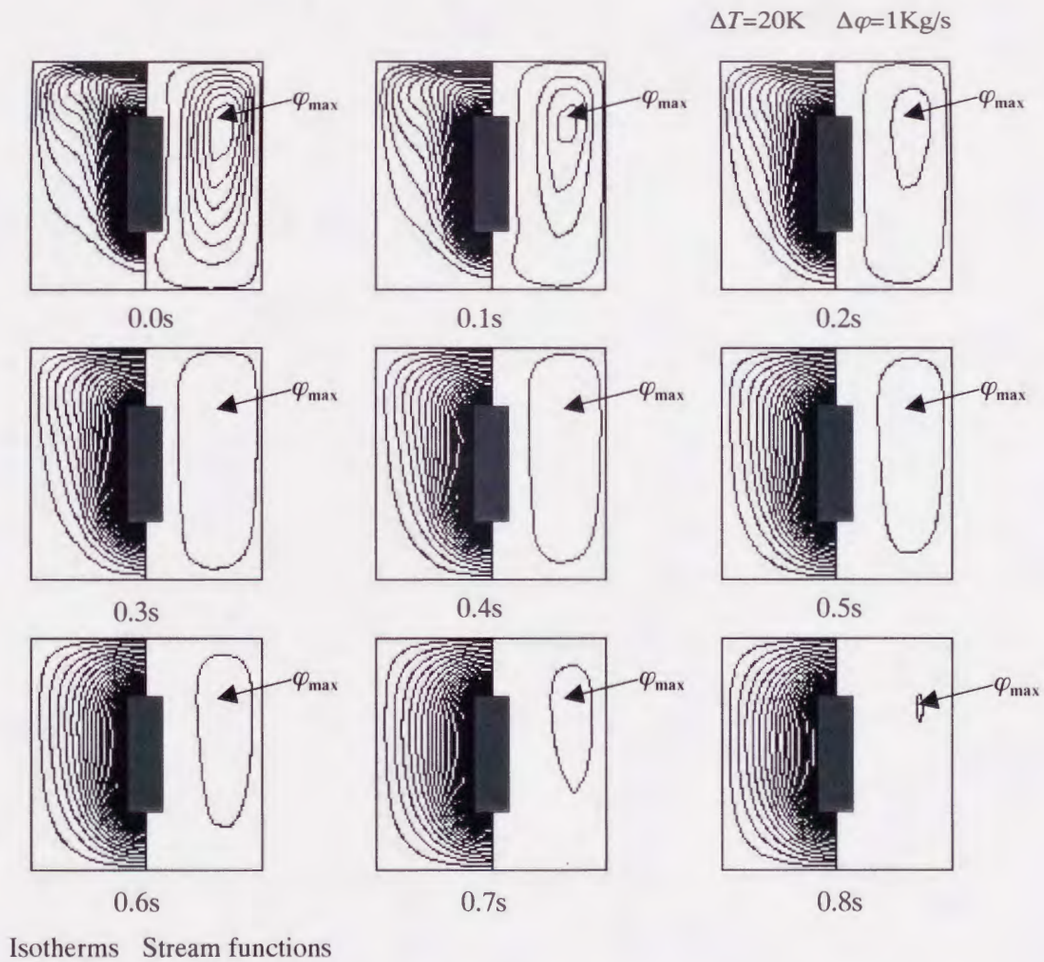


Fig. 3-4-26 Calculated results of Isotherms and Stream functions with convection

(Ar, T_h=773K, Gr_{avR}=5.50 × 10^3, model (a))

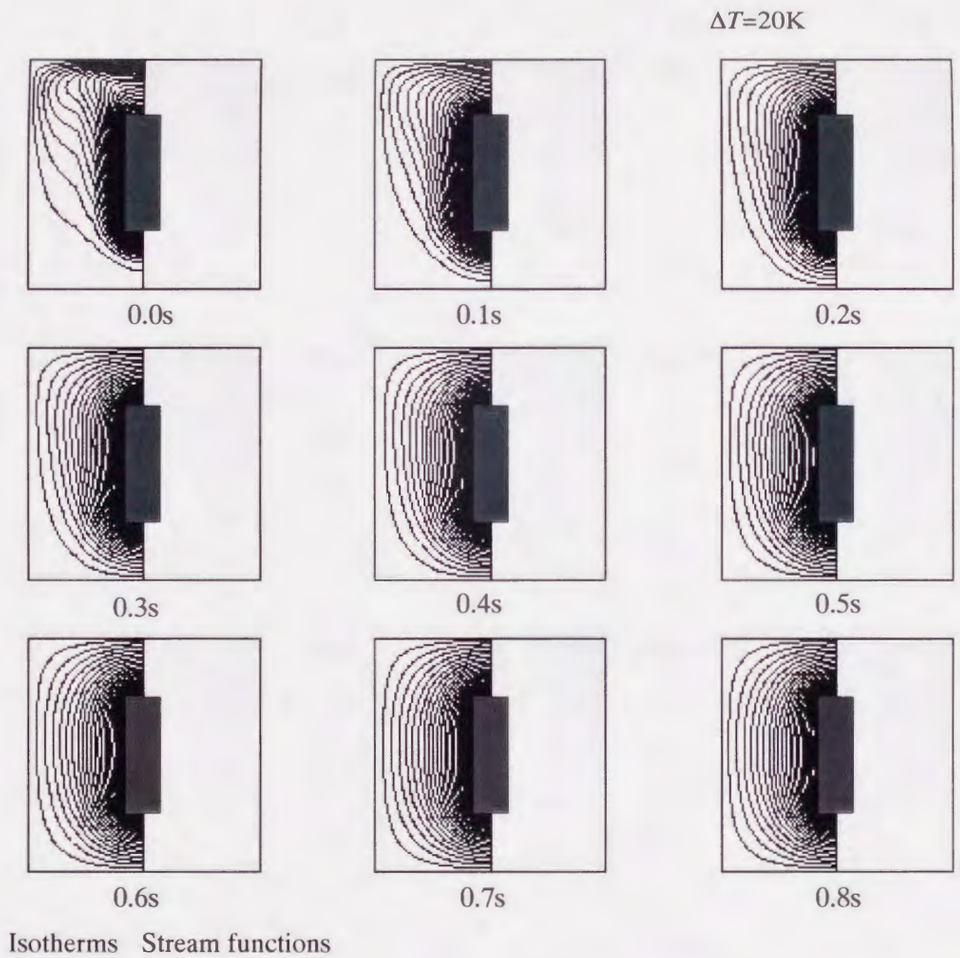


Fig. 3-4-27 Calculated results of Isotherms and Stream functions without convection

(Ar, T_h=773K, Gr_{avR}=5.50 × 10^3, model (a))

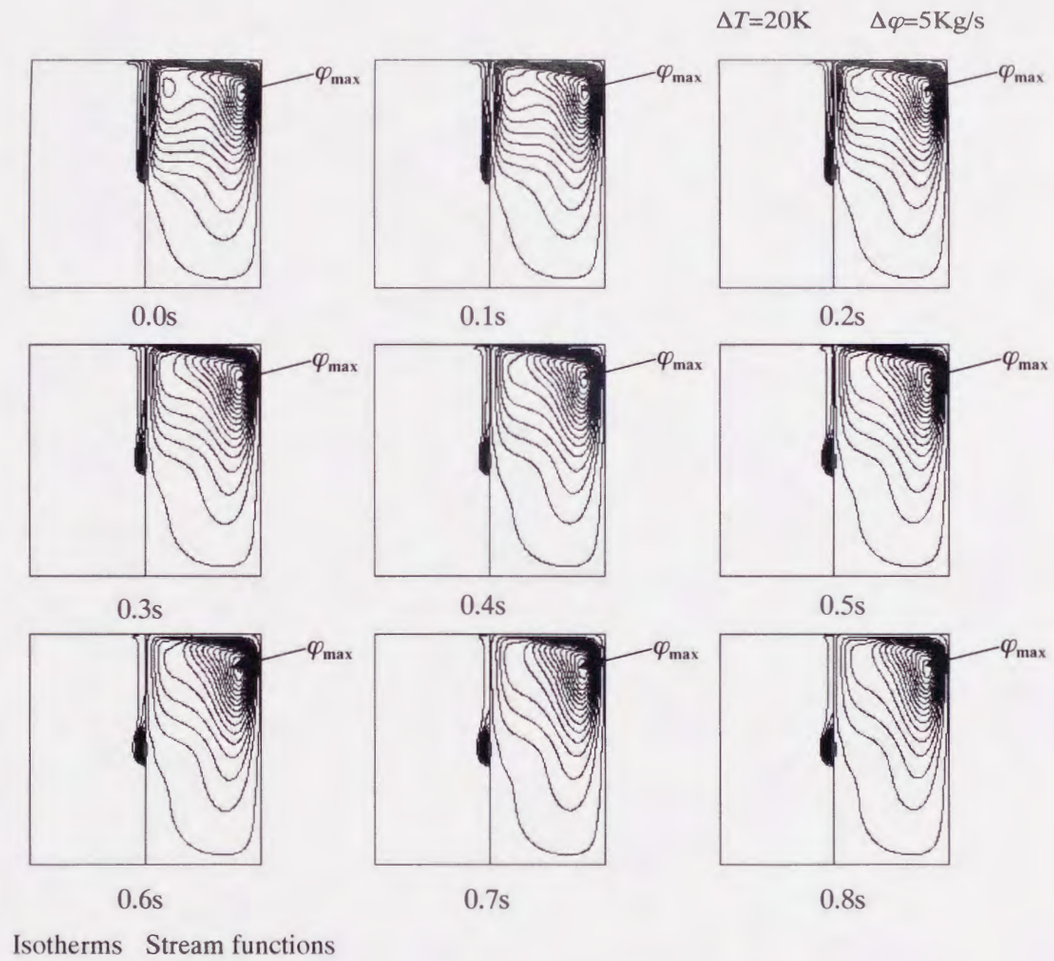


Fig. 3-4-28 Calculated results of Isotherms and Stream functions with convection (Ar, T_h=773K, Gr_{avR}=2.81 × 10^6, model (e))

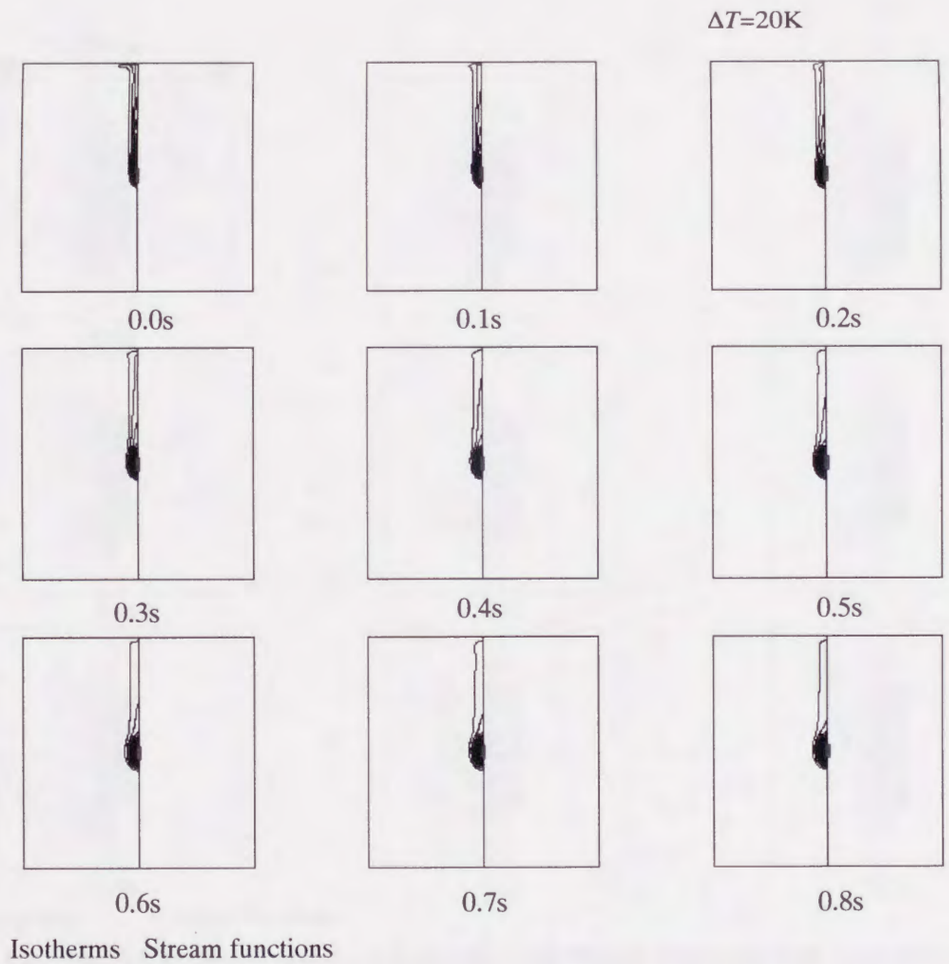


Fig. 3-4-29 Calculated results of Isotherms and Stream functions without convection

(Ar, T_h=773K, Gr_{avR}=2.81 × 10^6, model (e))

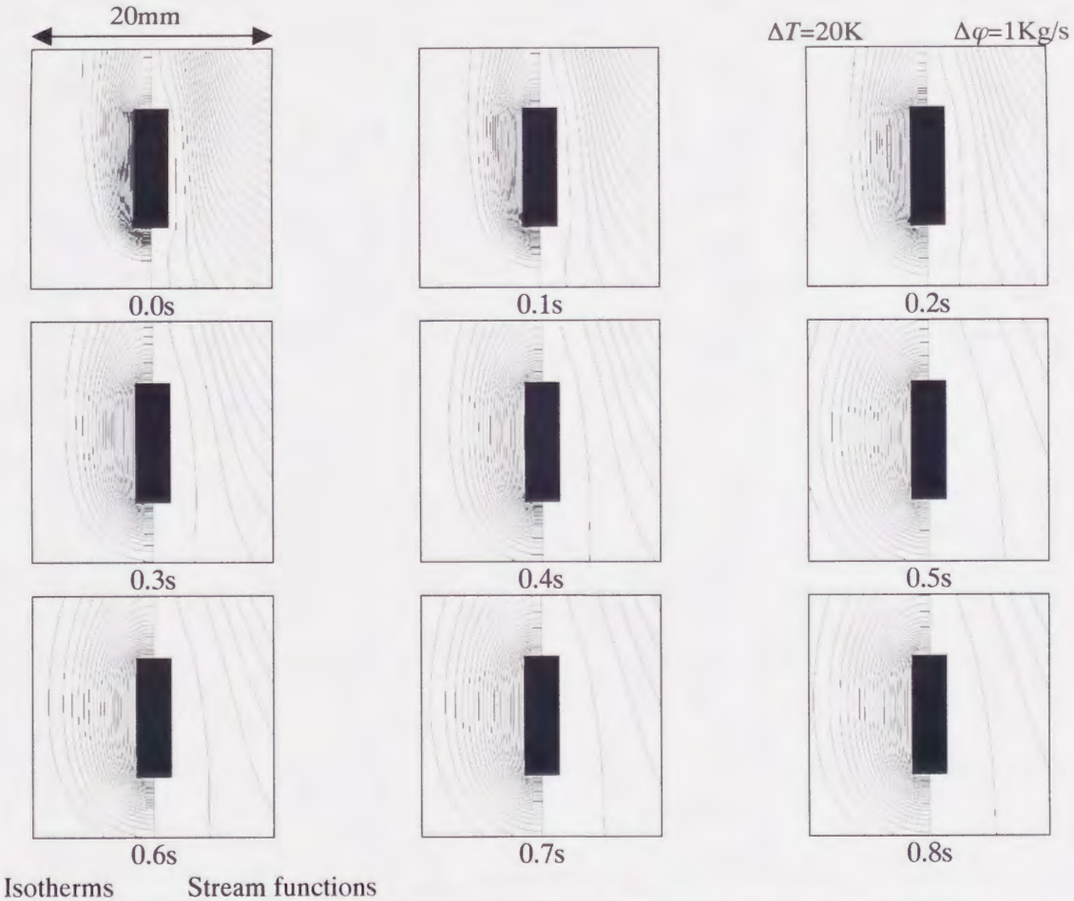


Fig. 3-4-30 Calculated results of Isotherms and Stream functions with convection around the heater (Ar, T_h=773K, Gr_{avR}=2.81×10^6, model (e))

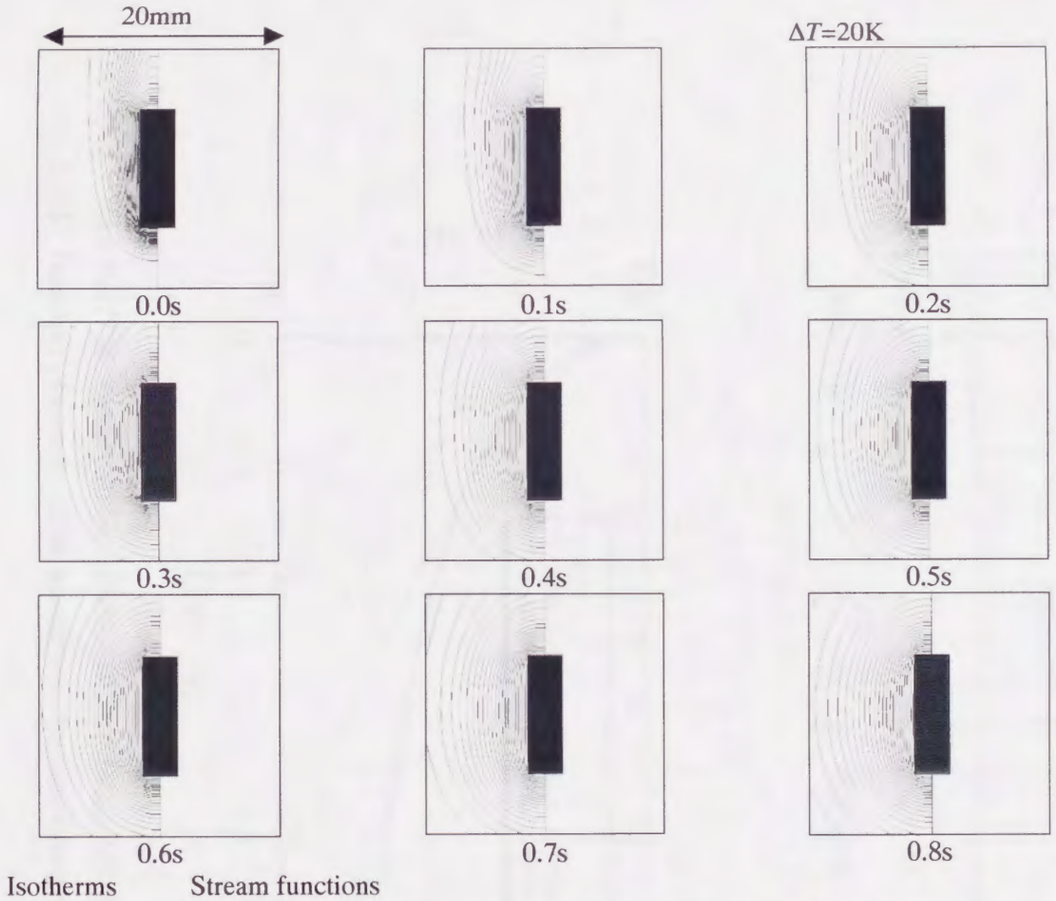
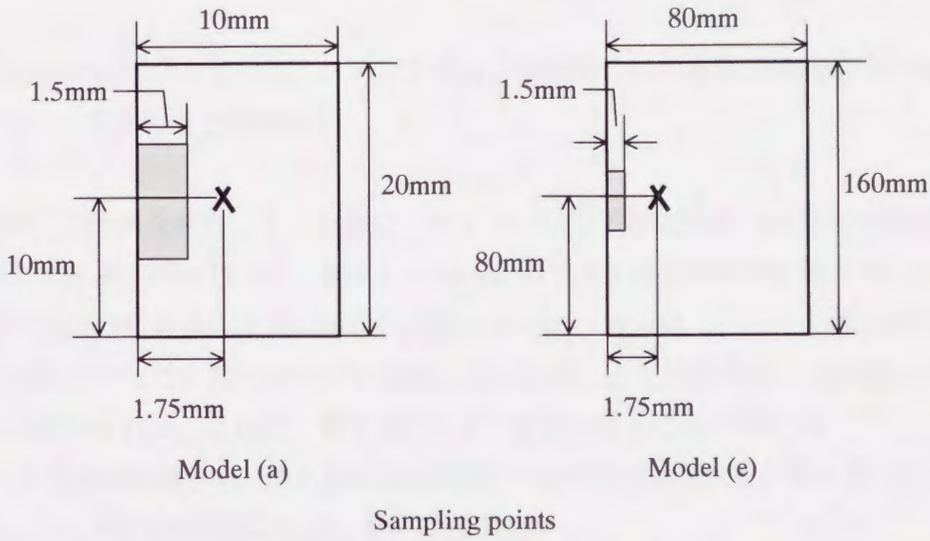
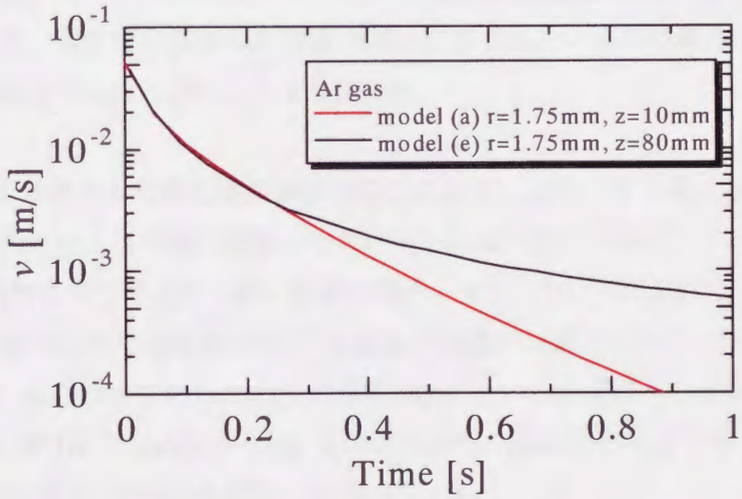


Fig. 3-4-32 Calculated results of Isotherms and Stream functions without convection around the heater (Ar, T_h=773K, Gr_{avR}=2.81 × 10^6, model (e))





(Ar, T_h=773K, model (a): Gr_{avR}=5.50×10^3, (e): Gr_{avR}=2.81×10^6)

Fig. 3-4-33 Transient of velocity of the heater side after stepwise gravity change

3.5 まとめ

局所加熱型密閉容器内の、ステップ状重力変動場に対する熱流動過渡現象を解析した。以下、本章のまとめを示す。

①温度場の詳細な解析を行うために、マイケルソン干渉法を使った温度場の可視化をMGLAB 落下塔で行った。40×40×40mm の立方体容器の中央に置かれたヒーターの周囲の自然対流の減衰の様相を理解するため、ガス種、ヒーター表面温度を変えた実験を行った。同一ヒーター温度、同一圧力による比較では、干渉縞の本数の違いが観察された。これは、ガス種によって密度が異なるからである。

干渉像の観察から、微小重力保持期間の 4.5 秒間では温度場が常に変化しつづけ、μG における定常状態に到達しないことが分かった。

非定常数値解析の結果から、ガス種の違いが温度場の減衰挙動に及ぼす影響を検討した結果、N_2, Ar ガスに比べ Kr ガスの場合は、遷移時間が長くなることが分かった。また、温度場と速度場の遷移時間の比較では、いずれの条件でも温度場の遷移時間が速度場に比べ長いことが分かった。

②ヒーターの大きさを可視化実験装置と同じにして、容器のサイズを 5 種類変えた数値計算を行った。この時、容器のアスペクト比は一定とした。

解析結果よりサイズが小さい容器の場合、また、1G 下において Gr 数が小さい場合は、時間に対し指数関数的に $\overline{Nu}$ および速度場が減衰することが分かった。$\overline{Nu}$ の減少は、容器サイズにかかわらず遷移初期においてほぼ同一の減少挙動を示した。また、$\overline{Nu}$ が 1G 下での値からμG での定常値への遷移を 99%終了するのに要する時間は $Fo_{\alpha}=\alpha t/R^2=1$ で推算できることがわかった。

参考文献(第３章)

1) 百崎信、有馬博史、有福智之、宮豪、安廣祥一、今石宣之、パラボリックフライト, NASDA, vol.6, No.1, pp. 1-12(1996)

2) 石川正道、化学工学、53、pp.738(1989)

3) Avduyevsky, V. S. ,"Scientific Foundation of Space Manufacturing," MIR Publishers, (1984)

4) 三品博達、朝倉利光、"応用物理"、42, pp.560 (1973)

5) 浅沼強, "流れの可視化ハンドブック", 朝倉書店, 東京, pp. 158 (1977)

6) G. A. Wang, S.H. Groves, S. C. Palameter, D. W. Weyburne and R. A. Brown, J. Crystal Growth, 77, pp. 136(1986)

7) W. Merzkirch, Flow Visualization , Academic Press, 86, pp.102 (1974)

8) J. W. Beams, Shadow and Schlieren Methods, High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion, Princeton Univ., Press9, 26 (1954)

9) A. A. Michelson and J. R. Benoit, Trav. et Mem. int. Bur. Poids et Mes. 11, pp.1-85, (1895)

10) 浅沼強, "流れの可視化ハンドブック", 朝倉書店, 東京, pp. 342-346 (1977)

11) 光学的測定ハンドブック, 朝倉書店, 東京, pp. 227-228 (1981)

12) Hauf, W. and Grigull, U. "Optical Methods in Heat Transfer," Advances in Heat Transfer, Vol6, edited by J. P. Hartnett and T. F. Irvine, Jr., Academic, New York, pp. 278-310 (1970)

13) Patankar, S.V., Heat transfer and fluid flow, Hemisphere pub. Co., McGraw-Hill, New York, (1980)

14) Thermal property Hand book Edition Committee, Netubuttusei Hand book, Tokyo, pp. 42-59 (1990)

15) JSME, JSME Data Book: Heat Transfer (4th Edition), Maruzen, Tokyo, pp. 328 (1990)