

亜臨界および超臨界雰囲気における
燃料液滴の蒸発に関する研究

野村 浩 司

①

亜臨界および超臨界雰囲気における 燃料液滴の蒸発に関する研究

指導教官 河野 通方 教授

野村 浩司

目次

| | |
|----------------------------------|----|
| 第1章 序論 | 1 |
| 第2章 通常重力場における燃料液滴の蒸発 | 4 |
| 2-1 まえがき | 4 |
| 2-2 実験装置および方法 | 4 |
| 2-2-1 実験装置 | 4 |
| 2-2-2 液滴直径の測定 | 6 |
| 2-2-3 液滴の温度測定 | 9 |
| 2-2-4 シュリーレン撮影 | 10 |
| 2-3 実験結果 | 11 |
| 2-3-1 蒸発中の液滴の挙動 | 11 |
| 2-3-2 液滴直径の時間変化 | 13 |
| 2-3-3 蒸発係数 | 19 |
| 2-3-4 修正液滴寿命 | 21 |
| 2-3-5 液滴温度の時間変化 | 23 |
| 2-3-6 蒸発液滴温度 | 25 |
| 2-3-7 蒸発する液滴のシュリーレン撮影 | 25 |
| 第3章 微小重力場における燃料液滴の蒸発 | 29 |
| 3-1 まえがき | 29 |
| 3-2 実験装置および方法 | 30 |
| 3-2-1 5 m の落下塔を用いた実験 | 30 |
| 3-2-2 110 m の落下塔（ブレイメン落下塔）を用いた実験 | 32 |
| 3-2-3 液滴直径の測定 | 33 |
| 3-2-4 液滴温度の測定 | 33 |
| 3-3 実験結果 | 34 |
| 3-3-1 蒸発中の液滴の挙動 | 34 |
| 3-3-2 液滴直径の時間変化 | 35 |
| 3-3-3 蒸発係数 | 38 |
| 3-3-4 修正液滴寿命 | 39 |

| | | |
|-------|--------------------------|----|
| 3-3-5 | 液滴の温度の時間変化 | 40 |
| 第4章 | 考察 | 42 |
| 4-1 | まえがき | 42 |
| 4-2 | 実験結果の考察 | 43 |
| 4-2-1 | 実験条件が現象に及ぼす影響 | 43 |
| 4-2-2 | 測定法が実験結果に及ぼす影響 | 53 |
| 4-3 | 自然対流を考慮した液滴蒸発に関する従来の理論 | 59 |
| 4-3-1 | 蒸発量が少ない場合の理論 | 60 |
| 4-3-2 | 蒸発量が多い場合の理論 | 64 |
| 4-4 | 液滴直径の時間変化 | 66 |
| 4-5 | 液滴温度の時間変化 | 73 |
| 4-6 | 自然対流が蒸発係数および修正液滴寿命に及ぼす影響 | 74 |
| 第5章 | 結論 | 76 |
| | 謝辞 | |
| | 参考文献 | |

図表

| | |
|--------------|--------------------------------------|
| 図 2. 1 | 実験装置の概略 |
| 図 2. 2 | 高温室内の温度分布 |
| 図 2. 3 | 画像処理の方法 |
| 図 2. 4 | 画像処理に用いる x 軸方向輝度分布 |
| 図 2. 5 | 液滴温度測定用熱電対の概略 |
| 図 2. 6 | シュリーレン撮影用光学装置の概略 |
| 図 2. 7 | 蒸発する液滴の影写真 |
| 図 2. 8 | 亜臨界雰囲気中で蒸発する液滴の連続影写真 |
| 図 2. 9 | 超臨界雰囲気中で蒸発する液滴の連続影写真 |
| 図 2. 10 | 液滴の中心を通る鉛直線上の輝度分布 |
| 図 2. 11, 12 | 液滴直径の 2 乗の時間変化に及ぼす初期直径の影響 |
| 図 2. 13 | 液滴直径の 2 乗の時間変化 |
| 図 2. 14, 15 | 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化に及ぼす初期直径の影響 |
| 図 2. 16 ~ 20 | 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす雰囲気温度の影響 |
| 図 2. 21 ~ 25 | 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす雰囲気圧力の影響 |
| 図 2. 26 ~ 28 | 準定常蒸発割合と雰囲気温度の関係 |
| 図 2. 29 | 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 30 | 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (超臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 31 | 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 32 | 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (超臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 33 | 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 34 | 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (超臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 35 | 蒸発係数と雰囲気温度の関係 |
| 図 2. 36 ~ 38 | 蒸発係数と雰囲気圧力の関係 |
| 図 2. 39 | 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力) |

| | |
|----------------|--|
| 図 2. 4 0 | 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係 (超臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 4 1 | 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 4 2 | 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係 (超臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 4 3 | 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 4 4 | 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係 (超臨界雰囲気圧力) |
| 図 2. 4 5 ~ 4 7 | 修正液滴寿命と雰囲気圧力の関係 |
| 図 2. 4 8 ~ 5 0 | 液滴直径の 2 乗および液滴温度の時間変化 |
| 図 2. 5 1 | 液滴温度の時間変化に及ぼす液滴初期直径の影響 |
| 図 2. 5 2 | 液滴温度の修正時間に対する変化に及ぼす 液滴初期直径の影響 |
| 図 2. 5 3 | 蒸発温度と液滴初期直径の関係 |
| 図 2. 5 4 | 蒸発温度と雰囲気温度の関係 |
| 図 2. 5 5 | 蒸発温度と雰囲気温度の差の雰囲気温度依存性 |
| 図 2. 5 6 | 蒸発する正ヘプタン液滴のシュリーレン写真 |
| 図 2. 5 7 | 蒸発する正ヘプタン液滴の連続シュリーレン写真 |
| 図 2. 5 8 | 蒸発する正ヘプタン液滴の連続シュリーレン写真 a) 乱れの小さい状態, b) 乱れの大きい状態 |
| 図 2. 5 9 | 蒸発する正ヘプタン液滴の連続シュリーレン写真 a) 乱れの小さい状態, b) 乱れの大きい状態 |
| 図 2. 6 0, 6 1 | 蒸発する正ヘプタン液滴の連続シュリーレン写真 |
| 図 2. 6 2, 6 3 | 液滴直径, 蒸気層直径および直径比の時間変化 |
| 図 2. 6 4 | 直径比と雰囲気温度の関係 |
| 図 2. 6 5 | 直径比と雰囲気圧力の関係 |
| 図 3. 1 | 5 m の落下塔用実験装置の概略 |
| 図 3. 2 | 5 m の落下塔の概略 |
| 図 3. 3 | 1 1 0 m の落下塔用実験装置の概略 |
| 図 3. 4 | 1 1 0 m の落下塔の概略 |
| 図 3. 5 | 微小重力実験時における重力の時間変化 |
| 図 3. 6, 7 | 蒸発する正ヘプタン液滴の連続影写真 |
| 図 3. 8 | 蒸発する正ヘプタン液滴の影写真 |

| | |
|--------------|--|
| 図 3. 9 | 蒸発する正ヘプタン液滴の連続写真 |
| 図 3. 10 | 液滴直径の 2 乗の時間変化に及ぼす初期直径の影響 |
| 図 3. 11 | 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化に及ぼす 初期直径の影響 |
| 図 3. 12 ~ 15 | 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化 |
| 図 3. 16 ~ 19 | 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす 自然対流の影響 |
| 図 3. 20, 21 | 蒸発係数と雰囲気温度の関係 |
| 図 3. 22 ~ 25 | 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係 |
| 図 3. 26 | 液滴直径の 2 乗および液滴温度の時間変化 |
| 図 4. 1 | 液滴に内包される懸垂線体積の算定に用いたモデル |
| 図 4. 2 | 液滴に内包される懸垂線端部の熱容量が液滴の熱容量に 占める割合の液滴温度依存性 |
| 図 4. 3 | 懸垂液滴の蒸気層の概略 |
| 図 4. 4 | 液滴に内包される懸垂線体積の時間変化が蒸発係数に 及ぼす影響 |
| 図 4. 5, 6 | 液滴に流入する単位時間当たりの熱量の時間変化 |
| 図 4. 7 | 液滴直径の 2 乗の時間変化の、液滴直径評価法による差異 |
| 図 4. 8, 9 | 蒸発係数の算定に及ぼす直線近似区間の影響 |
| 図 4. 10 | 修正液滴寿命の算定に及ぼす液滴直径の評価法の影響 |
| 図 4. 11, 12 | 液滴温度上昇に消費される単位時間当たりの熱量の 時間変化 |
| 図 4. 13, 14 | 蒸発係数および液滴寿命に及ぼす自然対流の影響 |
| 表 2. 1 | 物性値 |

記号表

| | |
|-----------|---------|
| A | 定数 |
| C | 定数 |
| C_p | 定圧比熱 |
| c | 熱容量 |
| D | 拡散係数 |
| d | 液滴直径 |
| d_0 | 液滴初期直径 |
| G | 定数 |
| Gr | グラスホフ数 |
| g | 重力加速度 |
| I | 輝度 |
| k | 蒸発係数 |
| L | 蒸発潜熱 |
| M | 質量 |
| Nu | ヌッセルト数 |
| n | 個数 |
| P | 圧力 |
| Pr | プラントル数 |
| \dot{Q} | 熱流 |
| Re | レイノルズ数 |
| Sc | シュミット数 |
| Sh | シャーウッド数 |
| T | 温度 |
| t | 時間 |
| t_E | 液滴寿命 |
| t_e | 修正液滴寿命 |

| | |
|-----------|-------|
| v | 体 積 |
| x | 座 標 |
| Y | 重量濃度 |
| y | 座 標 |
| z | 座 標 |
| κ | 温度伝導率 |
| λ | 熱伝導率 |
| ν | 動粘性係数 |
| ρ | 密度 |

下付添字

| | |
|--------|--------|
| a | 雰囲氣 |
| $c\ r$ | 臨界狀態 |
| f | 燃料 |
| l | 液体 |
| m | 混合氣 |
| q | 懸垂線 |
| s | 液滴表面 |
| t | 熱電対 |
| 0 | 微小重力狀態 |

第 1 章 序 論

ディーゼルエンジンやガスタービン、ロケットエンジンなどの燃焼器に用いられる噴霧燃焼は、近年高温高圧の下で行われる傾向がある。それらの燃焼器内の温度、圧力が共に燃料の臨界値を越えている場合も少なくない。しかしながら、雰囲気圧力が燃料の臨界圧を越えると燃焼に要する時間が増加する傾向があることも報告されており[1-3]、燃焼器内の圧力を増加させたことによって燃焼器を大型化しなければならなくなる可能性もある。このようなことから、噴霧燃焼を行う燃焼器などの設計においては、噴霧された燃料液滴が燃焼する過程を考慮する必要があるが、その資料とすべき高温高圧雰囲気下における噴霧燃焼についての研究は少なく、未だ経験に頼るところが多い。

今日までにも、ディーゼルエンジンなどの実機に燃料を噴霧し、その燃焼の様子を高速カメラなどを用いて観察したり、圧縮比や噴霧された燃料の平均粒径を変化させて最高圧力やそれに達するまでの時間遅れなどを測定した研究は数多くなされている。しかし、実験条件が複雑なため、噴霧燃焼の機構解明のための理論的な解析には適さないものであった。また、実験条件を単純化し噴霧燃焼の圧力依存性や燃料粒径依存性を定量的に調べた実験[4,5]も少数ながら報じられているが、やはり噴霧燃焼の機構解明には至っていない。

噴霧燃焼の構成要素である液滴燃焼に関しては、古くから多くの

研究が行われてきた[6-8]。これは、系統的な実験が行いやすく、解析することが比較的容易であるためだと考えられる。また現象をモデル化しやすいので数値シミュレーションの検証に有用であることも原因の一つであると考えられる。最近では、さらに自然対流の影響を除くために、微小重力場において懸垂液滴[9]や自由液滴[10]の燃焼実験が行われている。

液滴燃焼の研究は噴霧燃焼の解析に大きく寄与してきたが、高圧力雰囲気中における噴霧燃焼を解析する上で欠くことのできない高圧力雰囲気中の液滴蒸発に関する研究の数は少ない[6,7]。特に燃料の臨界圧力を雰囲気中の圧力が越えるような条件における実験的研究は、ほとんどなされていない。従来より、亜臨界雰囲気における単一液滴の蒸発の研究は、理論的にも実験的にも数多く為されてきた[11-20]。一方で、超臨界雰囲気における単一液滴の蒸発に関しては、理論的解析がいくつか行われている[21-24]が、実験的研究の数は少ない[25-27]。従来から行われている理論的研究の検証を行う意味においても、高温高圧雰囲気下における液滴蒸発の実験データが必要であると考えられる。即ち、亜臨界から超臨界におよぶ雰囲気条件においての液滴の蒸発の実験的研究が必要であると考えられる。

通常重力場における液滴の燃焼や蒸発は自然対流の影響を受ける。この自然対流は液滴蒸発の現象を複雑にする。自然対流の影響を含まない液滴の燃焼および蒸発の実験結果は、解析モデルや数値計算モデルの検証に有用でると考えられる。また、雰囲気圧力の増大に

伴い自然対流の影響は増すことが知られている。高圧力雰囲気における液滴の蒸発を研究する上で、自然対流が液滴蒸発に及ぼす影響を知ることは重要であると考えられる。実験的にこの影響を調べる方法はいくつかある。重力を変化させるのもその一つである。この方法の利点は、液滴の蒸発に影響を及ぼす変数、たとえば雰囲気圧力、を変化させずに自然対流の影響を変化させられることである。

本研究においては、未だ不明な点の多い高温高圧雰囲気における噴霧燃焼の機構を解明するため、噴霧燃焼の蒸発過程に注目し、亜臨界雰囲気から超臨界雰囲気までの広範囲な雰囲気条件下での単一燃料液滴の蒸発の研究を行った。また、通常重力場および微小重力場で実験を行なうことによって、液滴蒸発に及ぼす自然対流の影響について調べた。本論文で用いる超臨界雰囲気という用語の定義は、燃料液滴を取り巻く雰囲気の温度および圧力がともに燃料の臨界値を越えてる雰囲気のことであり、亜臨界雰囲気とはそれ以外の雰囲気のことである。雰囲気圧力が燃料の臨界圧力を越えるような条件における噴霧燃焼においては、火炎から放出される熱によって、噴霧された燃料液滴の近傍の雰囲気温度が燃料の臨界温度を越えていることが予想される。このことより、雰囲気圧力が燃料の臨界圧力を越えるような条件では、燃料液滴は超臨界雰囲気中で蒸発することになると考えられる。

第 2 章 通常重力場における

燃料液滴蒸発

2-1 まえがき

ディーゼルエンジンやロケットエンジンなどの燃焼器内で行われている高温高压下における噴霧燃焼の基礎研究として、雰囲気温度および圧力がともに燃料の臨界値を越えている雰囲気、すなわち超臨界雰囲気、における単一液滴の蒸発の研究を通常重力場で行った。

高温高压雰囲気における液滴蒸発に関する実験的研究の数は少なく、Matloszら[25]、廣安ら[26]および角田と廣安[27]を除くとほとんど無い。特に超臨界雰囲気における実験データは不足しており、未だ不明な点が残っている。

2-2 実験装置および方法

2-2-1 実験装置

図 2.1 に実験装置の概略を示す。図中央は、外形 $210\text{ mm} \times 210\text{ mm} \times 370\text{ mm}$ の超超ジュラルミン製高压容器であり、その内部は $\phi 80\text{ mm} \times 260\text{ mm}$ の円筒形である。容器内部の圧力は高压ポンプ中の窒素を導くことにより、大気圧から 200 bar まで設定することができる。高压容器には、観察用の直径 20 mm の窓が 4 つ設けられている。2 台の CCD カメラを用い、液滴生成部および測定部の監視を行う。

高圧容器内部には、液滴生成装置、液滴移動装置、および高温室が組み込まれている。液滴の生成は、高温室の外部下方において液滴生成装置により行う。液滴の初期直径は、0.6 から 0.8 mm の範囲に調整する。液滴移動装置の可動部に取り付けられた石英線（直径 0.15 mm）の端部に液滴を懸垂し、石英線を移動させることにより液滴を高温室内に挿入する。液滴生成部と測定部の距離は鉛直方向に 60 mm であり、移動に要する時間は約 0.16 sec である。液滴移動開始時および終了時の液滴の落下を防止するため、石英線を水平に取り付けた。液滴を高温室外部で生成した主な理由は以下の 2 点である。

1. 液滴生成による測定部雰囲気の流れが避けられる。
2. 蒸発の開始時刻が明確になり、液滴の初期直径と初期温度を把握できる。

高温室は熱伝導性の低いセラミックス製の容器であり、内部は $\phi 30 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ の円筒形である。加熱時の対流の発生を極力抑えるため、電気加熱器は天井面に設置した。高温室内の温度分布を図 2. 2 に示す。測定は高温室の対称軸上に沿って行った。縦軸の原点は液滴を固定した位置であり、温度 T_0 はその点で測定した雰囲気気体の温度である。雰囲気温度 T_a は T_0 と定義した。液滴固定位置付近の

鉛直方向の温度勾配 $\left. \frac{d(T/T_0)}{dz} \right|_{z=0}$ は雰囲気温度および圧力の増加とと

もに増加した。最大で、その値は $7 \times 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$ であった。実験に用いた液滴の初期直径は約 0.7 mm であるので、温度勾配の現象に及ぼす影響は無視できると考える。

高温室には直径 15 mm の観察用窓が2つ設けられており、窓には熔融石英ガラスがはめ込まれている。雰囲気温度は、線径 0.03 mm のクロメル・アルメル熱電対を用い、液滴を蒸発させる位置から水平方向に約 4 mm 離れた位置において測定する。

燃料として、正ペンタン、正ヘプタンおよび正ヘキサデカンの3種類を用い、雰囲気気体として窒素を用いる。これらの物性値を表2.1に示す。

2-2-2 液滴直径の測定

液滴の蒸発する様子は、液滴の背後に光源を置いて液滴の輪郭を撮影する方法を用い、ビデオテープレコーダで録画する。液滴直径の時間変化は、実験終了後、画像を 512×512 ピクセル、256 輝度レベルのデジタルデータに変換し、パーソナルコンピュータを用いて測定する。以下に測定方法を示す。

1. 検査領域を設定する (図2.3)。座標の原点は検査領域の右上の角のピクセルとする。x 軸および y 軸の単位はピクセルである。操作の都合上、 $0 \leq y \leq 9$ の領域には懸垂線のみが含まれている

ように検査領域を設定する。

2. 検査領域を、 $y=0$ から y 正方向に向かって、10 ピクセルラインごとに x 方向に分割する。分割した領域は、右から数えて i 番目のものを第 i 分割領域とする。
3. 分割領域に含まれる 10 ピクセルラインの輝度を y 方向に加え合わせ、その分割領域の x 方向輝度分布 $I_i(x)$ を得る (図 2.4)。
4. 輝度分布から、最大輝度をとる $(x_{\max})_i$ 、および最小輝度をとる $(x_{\min})_i$ をそれぞれ求める。
5. $(x_{\max})_i < (x_{\min})_i$ の場合は $x \leq (x_{\max})_i$ 、 $(x_{\max})_i > (x_{\min})_i$ の場合は $x \geq (x_{\max})_i$ の平均輝度を計算し、分割領域 i の明部輝度 $(I_{\max})_i$ とする (図 2.4 の A-A')。
6. 領域 $(x_{\min})_i - 9 \leq x \leq (x_{\min})_i$ および $(x_{\min})_i \leq x \leq (x_{\min})_i + 9$ の平均輝度をそれぞれ計算し、値の小さい方を分割領域 i の暗部輝度 $(I_{\min})_i$ とする (図 2.4 の B-B')。
7. 領域 $x \leq (x_{\min})_i$ において、 $I_i(x) \geq \frac{(I_{\max})_i + 2(I_{\min})_i}{3}$ を満たす最小の x を検索し、その x を上境界位置 x_- とする。
8. 領域 $x \geq (x_{\min})_i$ において、 $I_i(x) \geq \frac{(I_{\max})_i + 2(I_{\min})_i}{3}$ を満たす最大の x を検索し、その x を下境界位置 x_+ とする。

9. $x_+ - x_-$ を計算し, 第 i 分割領域における被写体直径 d_i を得る.

3 から 9 までの操作を検査領域全面にわたって行った後, 液滴の体積を求める操作に移る.

1 0. $i=2$ から検索を始め, 最初に $d_i \geq 1.0 \left(\frac{1}{i-1} \sum_{j=1}^{i-1} d_j \right)$ を満たす

i を求める. この i を液滴右端位置 i_- とする.

1 1. $\frac{1}{i_- - 1} \sum_{j=1}^{i_- - 1} d_j$ を懸垂線直径 d_s とする.

1 2. $I \geq \frac{1}{3(i-1)} \sum_{j=1}^{i-1} (I_{\max})_j + \frac{2}{3(i-1)} \sum_{j=1}^{i-1} (I_{\min})_j$ を満たす最初の i

を求め, $i-1$ を液滴左端位置 i_+ とする.

1 3. 第 i 分割領域に含まれる液滴の体積 V_i を, 軸が y 軸に平行な円柱と仮定して求める. 円板の厚みは, 分割領域の y 軸方向の幅 (10ピクセル) なので, V_i を求める式は

$$V_i = \frac{\pi d^2}{4} \times 10 = \frac{5\pi d^2}{2} \quad (2.1)$$

である.

1 4. 液滴の体積を次式によって求める.

$$V = \sum_{j=i_-}^{i_+} V_j \quad (2.2)$$

1 5. 液滴の体積を実寸法（単位は mm）で求めるための校正を行う。

拡大率は、直径の分かっている懸垂線（ $\phi 0.15$ mm）から求める。

また、y 軸方向の拡大率の x 軸方向の拡大率に対する比

C_{xy} は定数であるので、予め測定し、その値を用いる。校正式

は次式である。

$$V_r = C_{xy} \left(\frac{0.15}{d_s} \right)^3 V \quad (2.3)$$

求められた液滴の体積から、液滴の直径を求める。液滴の直径は、

液滴の体積と等価な球の直径と定義した。

1 6. 液滴の直径 d を、次式によって求める。

$$d = \sqrt[3]{\frac{6V}{\pi}} \quad (2.4)$$

以上 1 から 1 6 の操作によって、画面上の液滴の直径を求める。1

つの液滴について、蒸発開始から終了まで、この一連の操作を繰り返

返し、液滴直径の時間変化を得る。

2 - 2 - 3 液滴温度の測定

正ヘプタンについては、液滴の温度測定を行う。測定には、直径

0.03 mm のクロメル-アルメル熱電対を用いる。熱電対の温接点は、

可動式の懸垂線に固定した(図2.5)。懸垂線が移動する際に温接点
が懸垂線に対して相対的に動くのを避けるため、熱電対は図のよう
に懸垂線に一巻きして固定した。温接点は液滴直径が約 0.36 mm 以
下になるまで霧閉気体にふれることは無かった。測定は液滴移動
開始時から行い、測定結果はオシロスコープによって記録する。

2-2-4 シュリーレン撮影

正ヘプタンについては、蒸発中の燃料液滴の周りに形成される蒸
気層の観察をシュリーレン撮影法を用いて行った[28]。実験装置の
詳細は参考文献[28]にあるので、ここでは光学装置についてのみ説
明を行う。

光学装置の概略を図2.6に示す。光源には 1000 W の水銀ランプを
用いた。光源から発せられた光を、レンズ1および直径 0.02 mm の
ピンホールを用い、点光源とした。レンズ2により光を平行光にし、
現象を通過させた後、焦点距離 30 mm のレンズ3により集光させた。
そして、その集光点にナイフエッジを置くことで、ハーフカットの
シュリーレン像を得た。ナイフエッジは、水平方向の蒸気濃度分布
を観察する場合は垂直に、垂直方向の蒸気濃度分布を観察する場合
は水平に置いた。現象は35 mm カメラと 16 mm 高速度カメラを用い
て撮影した。

2-3 実験結果

2-3-1 蒸発中の液滴の挙動

蒸発中の液滴の挙動を亜臨界雰囲気における挙動と超臨界雰囲気における挙動に分け、両者を相互に比較しながら述べる。本論文において、超臨界雰囲気とは雰囲気温度 T_a 、圧力 P_a がともに燃料の臨界値 T_{cr} 、 P_{cr} を越えている雰囲気のことである。亜臨界雰囲気とは、 T_a および P_a のいずれかが燃料の臨界値を越えていない雰囲気のことである。

亜臨界雰囲気における蒸発液滴の挙動

亜臨界雰囲気は、さらに3つに区分される。雰囲気温度・圧力が共に亜臨界値の場合、雰囲気温度が超臨界値で雰囲気圧力が亜臨界値の場合、そして雰囲気温度が亜臨界値で雰囲気圧力が超臨界値の場合である。図2.7の写真(a)、(b)および(c)は、それぞれの雰囲気中で蒸発する正ヘプタン液滴の影写真である。これらの液滴の初期直径は約 0.7 mm であり、写真は液滴径が約 0.55 mm になったときの液滴の蒸発の様子を示している。

雰囲気温度・圧力が共に亜臨界値の場合(写真(a))、液滴の輪郭は鮮明である。燃料蒸気は観察されない。液滴は、写真程度の液滴直径のとき、ほぼ上下対称である。

雰囲気温度が超臨界値で雰囲気圧力が亜臨界値の場合(写真(b))、

写真(a)に比較し液滴の輪郭が少し不鮮明である。液滴下面に、僅かながら蒸気の影が観察される。これらは、燃料の蒸発量が増加したためと考えられる。液滴の形は上下非対称であり、下方方向に膨らんでいる。これは、液滴の温度が高くなっているため、表面張力が減少したことによると考えられる。図2.8は図2.7の(b)と同一液滴の連続写真である。1こま目は、高温室に挿入された直後の液滴である。この時点で、液滴温度はほぼ室温であると考えられる。4こま目以降、液滴の懸垂線側下方に蒸気の影が観察される。熱の流入により液滴温度が上昇し、蒸発が激しくなった結果であると考えられる。

雰囲気温度が亜臨界値で雰囲気圧力が超臨界値の場合(写真(c))、液滴の形は上下対称であり、液滴の輪郭は少し不鮮明である。また、蒸気の影が僅かに観察される。

超臨界雰囲気における蒸発液滴の挙動

図2.7の(d)は、超臨界雰囲気中で蒸発する液滴の影写真である。超臨界雰囲気における液滴の蒸発挙動は、亜臨界雰囲気におけるそれと大差がない。本研究で行った実験条件の範囲では、超臨界雰囲気であっても液滴は懸垂線から落下することではなく、常に液相の存在が観察された。このことから、燃料液滴は蒸発中に臨界温度に達しないことが分かる。

超臨界雰囲気においては、液滴の輪郭が不鮮明である。これは、燃料が臨界状態に近づき、液体と気体の密度差が減少するためであ

ると考えられる。また、液滴下面の懸垂線側に、蒸気の影が濃く観察される。液滴は上下非対称であり、下方向に膨らんでいる。図 2.9 は図 2.7 の (d) と同一液滴の連続影写真である。図 2.8 と比較し、早い時期から燃料蒸気の影が観察される。また、その影が懸垂線側で非常に濃く、徐々に大きくなっていることが観察される。

図 2.10 は、液滴の中心を通る鉛直線上の輝度分布である。雰囲気温度を約 600 K で一定にし、雰囲気圧力を変化させた。雰囲気圧力が低い場合、液滴と雰囲気の境界の輝度分布の傾きは急である。即ち、液滴の輪郭が鮮明である。一方、雰囲気圧力が高い場合、その傾きは緩い。即ち、液滴の輪郭が不鮮明である。液滴の輪郭は、雰囲気圧力の増加にともない不鮮明になることが分かる。

2-3-2 液滴直径の時間変化

液滴直径の 2 乗の時間変化に及ぼす初期直径の影響

図 2.11 に、蒸発する正ヘプタン液滴の直径の 2 乗の時間変化の一例を示す。同一条件で、液滴の初期直径を 0.5 から 0.9 mm の範囲で変化させた。横軸の原点は、液滴の移動終了時刻である。液滴の最終直径が零でないのは、液滴直径の定義を“内包する懸垂線の体積を含めた液滴体積と等価な体積を持つ球の直径”としたためである。液滴の最終直径は、液滴落下防止のために設けられた懸垂線先端部の球（図 2.4 または図 2.5 参照）の直径（約 0.34 mm）に相当している。図中の直線は、液滴直径の 2 乗が液滴初期直径の 2 乗の 2

分の1以下である測定点を最小2乗法で直線近似した直線である。

初期直径の違いに依らず、液滴直径の2乗は同様の時間変化を示す。蒸発初期にみられる減少率の小さい期間は、初期加熱期間と呼ばれる。この期間は、液滴に流入する熱が液滴の温度上昇に消費されるため蒸発量が少ないこと、液滴の熱膨張があることなどの理由で蒸発の初期段階に存在すると考えられる。初期加熱期間を経た後、液滴直径の2乗はほぼ直線的に減少する。この事実は、 d^2 法則に一致している。また、その直線の傾きは液滴の初期直径に依らずほぼ一定となっている。

図2.12に、雰囲気圧力 20 bar における液滴直径の2乗の時間変化を示す。図2.11と同様、液滴の初期直径に依らず、蒸発の初期に加熱期間が存在し、加熱期間を経た後液滴直径の2乗は直線的に減少する。しかしながら、直線と見なせる期間の全蒸発時間に占める割合は減少しており、また、直線部の傾きは初期直径に依って多少変化している。

蒸発が早くなるにしたがい、直線と見なせる期間の全蒸発時間に占める割合は減少し、初期加熱期間の占める割合が増加する傾向がある。超臨界雰囲気においては、蒸発期間中常に曲線が上に凸となる例もみられる。また、直線部の傾きは、初期直径が大きい場合は初期直径に依らずほぼ一定であるが、初期直径が小さい場合は、初期直径の減少にともない、減少する傾向がある。

図2.13に、モデル化した液滴直径の2乗の時間変化を示す。点A

において液滴の移動が終了し、蒸発が開始する。この時の液滴直径を液滴初期直径 d_0 とする。初期加熱期間を経た後、液滴直径の2乗は直線的に減少して点Bに至る。点Bにおいて蒸発は終了し、液体燃料は懸垂線上に存在しない。点Bの時刻 t_B を蒸発終了時間と呼ぶことにする。また、点Bにおける液滴直径が最終液滴直径 d_B であり、その値は液滴落下防止のために設けられた懸垂線先端部の球の直径に等しい。液滴直径の2乗が、液滴初期直径の2乗の2分の1以下であるデータ点を最小自乗法で直線近似したのが直線DEである。直線DEと横軸の交点を点Eとすると、その時刻 t_E は懸垂線直径を零と仮定した場合の蒸発終了時間と考えられる。本研究においては、 t_E を液滴寿命と定義する。

無次元液滴直径の2乗と修正時間の関係に及ぼす初期直径の影響

図2.14および15は、それぞれ図2.11および12の縦軸と横軸を液滴の初期直径 d_0 の2乗で除したものである。縦軸の d/d_0 を無次元液滴直径、横軸の t/d_0^2 を修正時間とそれぞれ呼ぶことにする。最終の無次元液滴直径は液滴初期直径の減少にともない増加する。これは、液滴初期直径が減少すると、相対的に液滴最終直径 ($=d_B$ 一定) が増加するためである。両図より、液滴直径の2乗の時間変化を示す曲線は、副変数である液滴初期直径に依らないことがわかる。他の

雰囲気条件においても同様の結果が得られた。よって、液滴直径の2乗の時間変化を表す曲線は、縦軸に無次元液滴直径の2乗、横軸に修正時間をそれぞれ用いると、雰囲気条件が決まれば一意的に決まると推察される。即ち

$$(d/d_0)^2 = f_1(p_a, T_a)(t/d_0^2) \quad (2.5)$$

と表すことができると考えられる。ここで、 f_1 は P_a および T_a によって決まる修正時間の関数である。

初期加熱期間が液滴寿命に占める割合に及ぼす雰囲気条件の影響

式(2.5)が成り立つと仮定すれば、液滴寿命 t_E に占める初期加熱期間の割合は雰囲気条件に固有の値であると考えられる。図2.16から2.25に、雰囲気条件の変化にともなう t_E に占める加熱期間の割合の変化を調べた結果を示す。縦軸は無次元液滴直径の2乗 $(d/d_0)^2$ 、横軸は無次元時間 t/t_E である。正ペンタン、正ヘプタン、正ヘキサデカンの順で、雰囲気条件の変化による曲線の形の変化は顕著であった。

図2.17および18は、燃料に正ヘプタンを用い、雰囲気圧力を一定にして雰囲気温度を変化させた場合の結果である。雰囲気圧力が1.0 bar の場合(図2.17)、雰囲気温度が296 Kの曲線は時間とともにほぼ直線的に減少している。他の雰囲気温度の曲線は、ほぼ同形

であり、初期加熱期間の t_E に占める割合が同程度である。雰囲気圧力が 50 bar の場合、雰囲気温度 489 K まで雰囲気圧力雰囲気温度の増加にともない初期加熱期間が t_E に占める割合が増加する。

図 2.19, 20 および 21 は、燃料に正ヘキサデカンを用い、雰囲気圧力を一定にして雰囲気温度を変化させた場合の結果である。雰囲気圧力はそれぞれ 1.0, 10, および 50 bar である。いずれの雰囲気圧力においても、雰囲気温度が低い場合 $(d/d_0)^2$ は直線的に減少しており、初期加熱期間の t_E に占める割合は小さい。雰囲気温度が高い場合、最初 $(d/d_0)^2$ は増加しその後減少しており、全体として上に凸の曲線を描いている。初期加熱期間が占める割合は、雰囲気温度の増加にともない増加している。

次に、雰囲気温度を一定にし雰囲気圧力を変化させたときの結果を図 2.22 から 25 に示す。図 2.22 および 23 は正ヘプタン、図 2.24 および 25 は正ヘキサデカンの結果である。雰囲気温度が低い場合、雰囲気圧力の増加にともない初期加熱期間の t_E に占める割合が減少し、 $(d/d_0)^2$ は直線的に減少する。雰囲気温度が高い場合、雰囲気圧力の増加にともない初期加熱期間の t_E に占める割合は増加し、

$(d/d_0)^2$ の t/t_E に対する変化を示す曲線は上に凸の傾向を増す。

液滴寿命から初期加熱時間を除いた時間を準定常蒸発時間と呼ぶ

ことにする。初期加熱期間が終了し、準定常蒸発期間に移る時刻は明確ではない。そこで本研究では初期加熱期間終了時刻を図 2.13 における t_F と定義した。ただしここで時刻 t_F とは、点 A から横軸に平行に引いた直線 A F と直線 D E の交点 F の時刻である。この初期加熱期間終了時刻を使って、初期加熱時間および準定常蒸発時間は次のように表される。

$$(\text{初期加熱時間}) = t_F$$

$$(\text{準定常蒸発時間}) = t_E - t_F \quad (2.6)$$

液滴寿命に占める準定常蒸発時間の割合を準定常蒸発割合と定義し、 ϕ と表すことにすると

$$\phi = \frac{t_E - t_F}{t_E} \quad (2.7)$$

となる。式 (2.7) は幾何学的な考察により次式のように変形することができる。

$$\phi = \frac{d_0^2}{d_D^2} \quad (2.8)$$

実験結果から ϕ を求めるときは、液滴直径の 2 乗の時間変化を表す曲線から d_D を求め、式 (2.8) に代入して求めた。正ペンタン、正ヘプタンおよび正ヘキサデカンについて、 ϕ の雰囲気温度依存性を調べた結果をそれぞれ図 2.26、27 および 28 に示す。 ϕ は、燃料および

霧囲気圧力に依らず、ほぼ同様の霧囲気温度依存性を示す。霧囲気温度の上昇にともない ϕ は減少し、その減少率は次第に小さくなる。一つの燃料について同霧囲気温度で比較すると、霧囲気圧力の増加にともない ϕ の霧囲気温度依存性が増す。同一霧囲気条件において3つの燃料を比較すると、炭素数が多い順に ϕ の霧囲気温度依存性が増す。正ペンタンおよび正ヘプタンの高温領域においては、 ϕ はほぼ一定となっている。以上の一般的傾向の例外は正ヘキサデカンにおける無次元霧囲気圧力が3.5と7.09の場合である。この2つの霧囲気条件においては、 ϕ の霧囲気温度依存性を示す曲線の傾きは霧囲気温度の上昇とともに急になる。

それぞれの図において、霧囲気圧力を一定にした曲線は、ほぼ一点で交わっている。この点の霧囲気温度を境にして、 ϕ の霧囲気圧力依存性が変わることが分かる。即ち、低温側では、 ϕ は霧囲気圧力の増加にともない減少し、高温側では増加する。

2-3-3 蒸発係数

液滴直径は、式(2.5)のような霧囲気条件 P_a , T_a によって決まる時間の関数で表されると考えられる。このことを考慮し、霧囲気条件に固有な液滴蒸発の早さを記述する値、蒸発係数を導入する。図2.13を用いて定義の説明を行う。図中の直線DEは、 $(d/d_0)^2$ が

0.5 以下である測定点を最小自乗法で近似した直線である。この直線の傾きの絶対値を蒸発係数と定義した。単位は mm^2/sec である。液滴直径の時間変化を示す曲線の形は雰囲気条件により固有なので、蒸発係数も雰囲気条件に固有な値になると考えられる。ただし、液滴初期直径が小さい場合、無次元液滴最終直径 (d_B/d_0) が大きいので直線近似する区間が短くなる。よって、直線近似する区間の曲線に強い上に凸の傾向があれば、液滴の初期直径の減少にともない蒸発係数は減少する。ここでは、準定常蒸発割合が大きい、即ち液滴直径の2乗の時間変化を示す曲線が比較的直線に近い、亜臨界雰囲気について蒸発係数の測定を行った。

図2.30から35に、正ペンタン、正ヘプタンおよび正ヘキサデカンの3種類の燃料について、雰囲気圧力一定の条件における蒸発係数の雰囲気温度依存性を示す。臨界温度、臨界圧力は燃料により異なるので、無次元の雰囲気温度 T_a/T_{cr} 、雰囲気圧力 P_a/P_{cr} を導入した。これらの図から、蒸発係数の温度依存性は雰囲気圧力によらず、雰囲気温度の上昇にともない単調増加することが分かる。また、副変数である P_a/P_{cr} の増加にともない、蒸発係数の温度依存性が増すことがわかる。

亜臨界圧力雰囲気においては、副変数である P_a/P_{cr} が異なる曲線がほぼ一点で交わっている。この交点の雰囲気温度を交点温度と

呼ぶことにする。交点温度の臨界圧力に対する比は、正ペンタンの場合約 0.75, 正ヘプタンの場合約 0.8, そして正ヘキサデカンの場合約 0.85 である。超臨界圧力雰囲気においては、曲線は雰囲気圧力の増加にともない上方に移動する。正ヘキサデカンについて、交点付近の詳細を示したのが図 2.36 である。正ヘキサデカンの場合、 $P_a/P_{cr} = 3.5$ の曲線もこの交点付近を通っている。

図 2.36, 37 および 38 は、雰囲気温度を一定にし、雰囲気圧力を変化させたときの蒸発係数の変化を、3 種類の燃料についてそれぞれ示したものである。実験結果を示す点は、図 2.30 から 35 の曲線を適当な次数の多項式（主に 4 次式）を用いて近似し、補完することによって求めた。これらの図から、蒸発係数の圧力依存性は雰囲気温度により異なることが分かる。雰囲気温度が交点温度より低い場合は、蒸発係数は圧力の増加にともない減少し、その後増加する。すなわち、ある雰囲気圧力において蒸発係数は極小値をとる。交点温度付近の場合、蒸発係数は圧力の増加にともない初めほぼ一定値を保ち、その後増加する。そして、交点温度以上の場合、蒸発係数は圧力の増加にともない単調に増加する。

2-3-4 修正液滴寿命

無次元液滴直径は、式 (2.5) に表されるように雰囲気条件 P_a , T_a によって決まる修正時間の関数であると考えられる。このことを

考慮し、雰囲気条件により一意的に決まる液滴蒸発の早さを記述する値として修正液滴寿命を導入する。前出の図 2.13 を用いて、その定義を説明する。図中の液滴寿命 t_E は、初期直径に依存する。しかしながら、 $(d/d_0)^2$ と t/d_0^2 の関係は雰囲気条件により一意的に定まるので、 t_E/d_0^2 は雰囲気条件に固有な値である。そこで、

t_E/d_0^2 に 1 mm の 2 乗をかけた値を修正液滴寿命 t_e と定義した。

単位は、sec である。 t_e は、初期直径 1 mm の液滴が蒸発するのに要する時間を表している。

正ペンタン、正ヘプタンおよび正ヘキサデカンの 3 種類の燃料について、雰囲気圧力一定の条件における修正液滴寿命の雰囲気温度依存性を図 2.39 から 44 に示す。これらの図から、修正液滴寿命の温度依存性は雰囲気圧力によらず、雰囲気温度の上昇にともない単調減少することが分かる。また、副変数である P_a/P_{cr} の増加にともない修正液滴寿命の温度依存性が増すことがわかる。亜臨界圧力雰囲気における結果を示す曲線は、蒸発係数と同様、ある雰囲気温度で互いに交わっている。その雰囲気温度は蒸発係数における交点温度とほぼ同じである。超臨界圧力雰囲気においては、曲線は雰囲気圧力の増加にともない下方に移動する。

図 2.45、46 および 47 に、3 種類の燃料について、雰囲気温度一定の条件における修正液滴寿命の雰囲気圧力依存性をそれぞれ示す。

実験結果を表す図中の点は、図2.39から44の曲線を適当な次数の多項式（主に4次式）を用いて近似し、補完することによって求めた。これらの図から、修正液滴寿命の圧力依存性は雰囲気温度により異なることが分かる。雰囲気温度が交点温度より低い場合は、修正液滴寿命は圧力の増加にともない増加し、その後減少する。即ち、ある雰囲気圧力において修正液滴寿命は極大値をとる。交点温度付近の場合、修正液滴寿命は圧力の増加にともない初めほぼ一定値を保ち、その後減少する。そして、交点温度以上の場合、修正液滴寿命は圧力の増加にともない単調に減少する。

2-3-5 液滴温度の時間変化

蒸発中の燃料液滴の温度変化を、図2.48, 39および50に示す。比較のために、液滴直径の2乗の時間変化をともに示す。液滴温度 T_l を示す曲線は、液滴が高温室に挿入された直後急速に上昇する。その後、次第にその上昇速度を減じ、やがて、僅かな傾きを持つ直線になる。液滴蒸発終了時、曲線は急激に立ち上がる。これは、熱電対の温接点が高湿雰囲気気体に触れるためと考えられる。曲線が急激に立ち上がる直前の温度を蒸発温度 T_e と定義する。

液滴直径の2乗の時間変化を表す曲線との対応を見ると、液滴温度が僅かな傾きで直線的に上昇している期間が、液滴直径の2乗が直線的に減少している期間、即ち準定常蒸発期間に対応しているこ

とが分かる。液滴初期直径および雰囲気圧力を一定にした場合、液滴温度の準定常期間は雰囲気温度の上昇にともない短くなる。また、準定常期間における温度上昇率は増加する。液滴初期直径および雰囲気温度を一定にした場合、液滴温度の準定常期間の圧力依存性は雰囲気温度に依って異なる。雰囲気温度が比較的低い場合、雰囲気圧力の増加にともない、準定常期間は長くなり、その期間における温度上昇率は減少する。雰囲気温度が比較的高い場合は、短くなり、その上昇率は増加する。

同一雰囲気条件において液滴の初期直径を変化させ、液滴温度の時間変化を比較した結果を図2.51に示す。液滴の初期直径が増加すると、液滴の温度変化を示す曲線の傾きが全体的に減少するが、 T_e は変化しない。

図2.51の横軸を修正時間 t/d_0^2 変換すると、図4.52が得られる。2つの曲線がほぼ同一の曲線になることが分かる。このことから、液滴温度の時間変化は次式のように表されることが示唆される。

$$T_l = f_2 P_a T_a (t/d_0)^2 \quad (2.9)$$

ここで、 f_2 は P_a および T_a によって定まる修正時間の関数である。

T_e の液滴初期直径依存性を図2.53に示す。 T_e は液滴の初期直径に依存せず、ほぼ一定であることがわかる。このことは、式(2.9)が成立することを支持すると考えられる。

2 - 3 - 6 蒸発温度

図 2.54 に、前節で定義した蒸発温度 T_e の雰囲気温度依存性を示す。実験を行った範囲では、蒸発中に液滴温度が燃料の臨界温度に達することはなかった。 T_e は、雰囲気温度の上昇にともない、単調に増加する。雰囲気温度の低い領域においては、曲線は直線 $T_l/T_{cr} = T_a/T_{cr}$ (図中の点線) に接しており、雰囲気温度の上昇にともない下方に離れる。即ち、最終液滴温度の上昇率は、雰囲気温度の低い領域ではほぼ 1 であり、雰囲気温度の上昇にともない零に漸近する。また、雰囲気温度を一定とした場合、雰囲気圧力の増加にともない T_e が増加することが分かる。

液滴温度と雰囲気温度の差は、雰囲気から液滴に流入する熱量および液滴周囲に誘起される自然対流の強さを支配する値である。蒸発温度と雰囲気温度の差の雰囲気温度依存性を図 2.55 に示す。雰囲気温度の上昇とともに、液滴温度と雰囲気温度の差は、初め小さな傾きで、そして次第に傾きを増しながら単調に増加する。その後傾きはほぼ一定となり、直線的に増加する。また、雰囲気温度を一定にした場合、雰囲気圧力の増加にともない温度差は減少する。

2 - 3 - 7 蒸発する液滴のシュリーレン撮影

図 2.56 は、雰囲気条件を変えて燃料液滴の蒸発の様子を撮影したシュリーレン写真である。ナイフエッジを垂直に置き、液滴周囲の

水平方向の濃度勾配を調べた。写真全体に見える横筋は耐圧ガラスの脈理が写ったものである。雰囲気温度と圧力がともに燃料の臨界値を越えているのは d) の写真である。雰囲気圧力が低い場合、液滴の表面ははっきりとしているが、蒸気層の輪郭がはっきりしない。雰囲気圧力の増加にともない、温度上昇による液滴表面の乱れが顕著になる。特に液滴上部から濃度の高い蒸気が吹き出していることがわかる。これらの蒸気の吹き出しが液滴周囲の蒸気濃度分布に影響を及ぼしていることが示唆される。

図 2.57 から 2.61 は液滴周りの蒸気の挙動を示す連続写真である。液滴の直径は約 $0.5 \sim 1 \text{ mm}$ となっている。

図 2.57 は、雰囲気圧力が燃料の臨界値以上であり、雰囲気温度が臨界値以下の雰囲気における蒸発の様子である。蒸気の流れは軸対称性を保ち乱れることなく安定している。

図 2.58 は、雰囲気圧力が燃料の臨界値以下であり、雰囲気温度が臨界値以上の雰囲気における蒸発の様子である。蒸気の流れに乱れが生じるのが頻繁に観察される。図の上段 (a) は蒸発中の比較的安定した乱れの小さい状態の蒸気層の様子であり、下段 (b) は乱れの大きい状態の蒸気層の様子である。蒸発中、(a)、(b) の両状態が交互に現れる。本雰囲気条件下においては、乱れの小さい状態で蒸発している時間の方が長い。(b) には液滴上部の一部から左方向に、燃料蒸気が吹き出している現象が認められる。これは部分的に熱を供給された表面近くの燃料が突沸を起こしたのではないかと考

えられる。

図2.59は雰囲気圧力、雰囲気温度共に燃料の臨界値以上の雰囲気、即ち超臨界雰囲気における蒸発の様子である。比較的安定した期間においても液滴下部の蒸気層に乱れが生じており、その乱れが大きくなり蒸気の流れ全体を乱している様子が観察される。本条件下では(b)のような蒸気層の乱れが大きい状態で蒸発する期間の方が長い。

亜臨界雰囲気で蒸発する液滴の連続拡大写真を図2.60に示す。液滴表面は滑らかであり、蒸気の層は安定している。次に、超臨界雰囲気で蒸発する液滴の連続拡大写真を図2.61に示す。蒸気層が乱れる過程を詳細に追ってみる。第1番目の写真の蒸気層にはまだ乱れは起こっていない。液滴の左下の蒸気層には図2.60には観られない白い領域、即ち周りの蒸気に比べて濃度の低い領域がある。これは、液滴上部から吹き出した燃料蒸気が液滴表面に沿って流れずに剥離したためにできた領域であると考えられる。また、液滴下部からも濃度の高い燃料が降下している。これは液滴表面を沿って効果する燃料蒸気が液滴下部に集まり、降下していると考えられる。第2番目の写真に移ると液滴下部からの蒸気の流れが中心軸より大きく右にずれて断ち切れ、濃度の低い領域が液滴下面にまで広がり、そして新たに中心軸の左に燃料の流れができていたのが観察できる。第3番目の写真では、液滴上部から吹き出している蒸気の流れが進路を液滴に近い方向に変え、厚さの増加した濃度の低い領域の中を降

下する様子が観察される。第4番目の写真で、液滴周りの蒸気はおよそ元の状態に戻っているが、第3番目の写真で分断された濃度の低い領域が、燃料の流れとともに降下して行く様子が観察される。

図2.62および2.63に、蒸気層直径の時間変化の例を示す。蒸気層直径は、液滴中心を含む水平面における蒸気層の直径と定義し、連続シュリーレン写真から測定した。横軸の原点は、液滴生成後の蒸気層の乱れが消滅した時刻とした。図中の黒丸は直径比、即ち蒸気層直径の液滴直径に対する比である。ただし、ここでの液滴直径は、液滴中心を含む水平面で測定した。蒸気層直径は液滴直径と同様、初め緩やかにそして次第に減少率を増しながら減少する。一方、直径比は、蒸発中ほぼ一定である。この事実は他の雰囲気条件においても確認された。

直径比の雰囲気温度依存性を図2.64に示す。それぞれの点は、4～5回の実験結果の平均値である。雰囲気温度の上昇とともに、直径比は増加し最大値をとった後減少する。このような温度依存性は雰囲気圧力が低い方が顕著に現れる。

直径比の雰囲気圧力依存性を図2.65に示す。いずれの雰囲気温度においても、 P_a/P_{cr} の値が0.36から0.73の領域においては、直径比は大きく減少しているが、0.73以上の領域においては大きな変化はみられず、緩やかに減少している。雰囲気圧力依存性は、雰囲気温度が高いほど顕著にみられる。

第 3 章 微小重力場における

燃料液滴蒸発

3-1 まえがき

第2章では、通常重力場に懸垂した単一燃料液滴の蒸発実験について述べた。しかしながら通常重力場で観察される液滴の蒸発現象は、自然対流の影響を受けるため、現象が複雑になりその解析が困難である。また、液滴の蒸発が軸対称から大きくずれたり、不規則になったりする現象がシュリーレン撮影から観察されたが、これらが自然対流によって引き起こされた現象なのか、または高圧下の液滴蒸発に固有な現象なのか分かっていない。

高温高圧下における単一燃料液滴の蒸発に関する理論的研究は古くから行われているが、多くのものが自然対流の影響を考慮しておらず、通常重力場で測定された実験値との比較が困難であった。しかしながら、高圧雰囲気において自然対流の影響を受けない液滴蒸発に関する実験的研究はこれまで報告されていない。液滴蒸発に及ぼす自然対流の影響を小さくする方法としては、雰囲気圧力を低くする方法、液滴の初期直径を小さくする方法、そして実験を行う場の重力を小さくする方法等が考えられる。第1の方法は高圧力雰囲気中の液滴蒸発実験には用いることができない。第2の方法では、懸垂液滴を用いる場合、液滴初期直径の下限が 0.5 mm 程度なので自然対流の影響を免れない。また、自由液滴で液滴径を十分に小さく

した場合、液滴の位置を定めにくく、測定が困難になる。

そこで本研究においては、第3の方法を採用し、微小重力状態の高温高压雰囲気において、自然対流の影響を受けない単一燃料液滴の蒸発現象を観察した。微小重力場を利用した液滴蒸発の実験は、Gökalpら[29]によって行われた実験以外にない。Gökalpらは、航空機を用いた放物飛行により微小重力場を実現し、レイノルズ数が小さい強制対流場における液滴蒸発の実験を行っている。強制対流の温度および圧力は室温および大気圧であった。高温高压静止雰囲気における液滴蒸発の実験は本研究が最初である。

3-2 実験装置および方法

微小重力場の実現には、自由落下法を用いる。原理的には熊谷と磯田[30,31]が用いた実験方法と同じである。通常重力場の実験に用いた実験装置(2-2-1参照)を実験ラックに納め、自由落下距離 5 および 110 m の落下塔を用いて自由落下させる。空気抵抗により微小重力状態が悪化するのを防ぐため、5 m の落下塔においてはドラッグシールドを用い、110 m の落下塔においては落下経路を真空(10^{-4} bar 以下)にする。実験は全て遠隔操作で行う。燃料には正ヘプタン、雰囲気気体には窒素を用いる。

3-2-1 5 m の落下塔を用いた実験

図3. 1に示すように、通常重力場で用いた実験装置を円筒形の

実験ラック（ $\phi 700 \text{ mm} \times 1000 \text{ mm}$ ）に納め、その実験ラックをさらに外筒（ドラッグシールド）に納める。ドラッグシールドの内のりは $\phi 900 \text{ mm} \times 1100 \text{ mm}$ であり、自由落下中実験ラックは外筒に触れることはなかった。燃料および雰囲気気体を充填した後、実験ラックを鋼鉄線で引き上げ、実験ラックの上面をドラッグシールドの天井面に押し当てる。この状態で更に実験ラックを引き上げ、図 3.2 のように、実験ラックおよびドラッグシールドを塔の最上部に位置させる。

高温室内部を約 30 分間加熱し、液滴が蒸発する雰囲気気体の温度を所定の温度にする。可動熱電対を液滴蒸発部に移動し、雰囲気温度を測定する。液滴生成部において液滴を石英先端部に懸垂し、液滴直径が 0.7 mm 程度になったとき、実験ラックを吊り下げている鋼鉄線を切断し、実験ラックおよびドラッグシールドを自由落下させる。液滴移動装置は、重力センサにより実験ラック内が微小重力状態になったのを感じ、液滴を高温室に挿入する動作を開始する。高温室内で蒸発する液滴の様子は、実験ラックに搭載した CCD カメラおよびビデオレコーダにより録画する。ドラッグシールドは落下速度に比例する空気抵抗を受けるのに対し、実験ラックは外箱との相対速度に比例する空気抵抗しか受けないため、実験ラックにおける重力は $10^{-4}g$ 程度と考えられる。実験ラックおよびドラッグシールドは、 5 m の距離を自由落下した後、マットを組み合わせで作成した深さ 1.2 m の減速容器に突入し、静止する。本落下施設により、

約 1.0 sec の微小重力状態を実現することができる。

3-2-2 110 m の落下塔（ブレーメン落下塔）を用いた実験

図 3.3 および 4 に、実験装置およびブレーメン落下塔の概略をそれぞれ示す。燃料および雰囲気気体を充填した後、実験装置を円筒形の落下カプセル（内のり寸法 $\phi 559 \text{ mm} \times 1029 \text{ mm}$ ）に納める。カプセルは気密が保たれており、その内部の圧力は常に大気圧である。カプセルを塔の最上部に引き上げた後、自由落下中の空気抵抗による微小重力状態の悪化を防ぐため、落下経路を 10^{-4} bar 以下まで減圧する。実験装置の操作はレーザ通信を用いた遠隔操作で行う。雰囲気温度および液滴温度のデータは、同通信により地上で監視し、かつカプセル内の記憶装置に記録する。蒸発する液滴の様子は、カプセルに搭載した CCD カメラおよびビデオレコーダにより録画する。

高温室内部を約 30 分間加熱し、液滴が蒸発する雰囲気温度を所定の温度にする。可動熱電対を液滴蒸発部に移動し、雰囲気温度を測定する。液滴生成部において液滴を石英先端部に懸垂し、液滴直径が 0.7 mm 程度になったときに、カプセルを自由落下させる。液滴移動装置は、重力センサによりカプセル内が微小重力状態になったのを感じし、液滴を高温室に挿入する動作を開始する。カプセルに搭載した重力センサの測定結果を図 3.5 に示す。落下開始後約 200 ms は、カプセルの弾性振動およびカプセル保持ロッドが保持装置

から抜ける時の振動が見られるが、その後重力振動の振幅は $10^{-3}g$ 以下となっている。自由落下するカプセル内の重力は $10^{-6}g$ 程度と見積もられている。110 mm 自由落下した後、カプセルは発泡スチロールの粒で満たされた深さ 8 mm の減速容器に突入し、静止する。本落下施設により、約 4.7 sec の微小重力状態を実現することができる。

3-2-3 液滴直径の測定

落下実験終了後、ビデオ画像を 512×512 ピクセル、256 輝度レベルのデジタルデータに変換し、パーソナルコンピュータを用いて測定した。測定方法は、通常重力場における実験の場合と同様である（2-2-2参照）。

3-2-4 液滴温度の測定

測定には、直径 0.03 mm のクロメル・アルメル熱電対を用いる。熱電対の温接点は、可動式の懸垂線に固定した（図2.5）。懸垂線が移動する際に温接点が懸垂線に対して相対的に動くのを避けるため、熱電対は図のように懸垂線に一巻きして固定した。温接点は液滴直径が約 0.36 mm 以下になるまで雰囲気につれることは無かった。測定は液滴移動開始時から行い、データは A/D 変換器を介してデジタルメモリに記録する。

3-3 実験結果

3-3-1 蒸発中の液滴の挙動

通常重力場における液滴の挙動との比較

液滴表面付近の混合気は雰囲気気体に比べて密度が大きい。これは、液滴表面付近の混合気が、雰囲気気体に比べて大きな分子量を持つ燃料蒸気を含んでいることと、その温度が雰囲気気体の温度に比べて低いことによる。通常重量場においては、この密度差によって浮力が生じ、自然対流が生じる。図3.6(a)において、その自然対流が液滴周りに発達する様子が観察できる。上半面で発生した密度の大きい混合気は液滴表面に沿って降下し、下半面に僅かに回り込んだ辺りで液滴表面から剥離している。液滴下半面の再循環領域の気液境界面は蒸発中終始鮮明であるのに対し、液滴頂上部の気液境界面は蒸発後期非常に不鮮明である。これは、下降する自然対流により燃料蒸気濃度の低い高温の雰囲気気体が液滴上面近くまで運ばれ、下面に比べて上面の蒸発が盛んであるためと考えられる。

一方、図3.6(b)においては、自然対流は観察されない。代わって、液滴の幾何的対称軸に対称な混合気の流れが発達する様子を観ることができる。この事実は、本実験の微小重力場において、浮力の影響が小さいことの証明にもなると考えられる。燃料蒸気は液滴表面に混合気層を形成し、徐々にその厚みを増す。やがて懸垂線側の液滴端部に白い筋が現れる。これは、蒸気層がレンズの役割をし、背後の光を集光したために生じたと考えられる。その後、白い筋は徐

々に中央部に移動し、液滴中央部に定着する。液滴の屈折率の減少のため、液滴内部の懸垂線を観ることができる。

雰囲気条件が液滴の蒸発挙動に及ぼす影響

図3.7は、 P_a が臨界圧力以上、 T_a が臨界温度以下の雰囲気中で蒸発する液滴の連続影写真である。図の1, 2番目の写真においては、蒸気層は薄い、液滴の輪郭は既にぼやけ始めている。3番目の写真になると液滴左右に白い筋が現れる。その後、左右の白い筋の間が蒸気でおおわれ始め、液滴表面が不鮮明になる。白い筋は徐々に消える。懸垂線付近は蒸気層に覆われておらず、比較的はっきりと液滴表面を観ることができる。液滴がほぼ均一に蒸気に覆われた後も、懸垂線付近の蒸気層の穴は残る(図3.8)。

図3.9は、 P_a が臨界圧力以下、 T_a が臨界温度以上の雰囲気中で蒸発する液滴の連続影写真である。この雰囲気条件においては、液滴と蒸気層の区別がつけられない。これは、蒸気層の混合気密度が高く、図3.6(b)や3.7の場合のように光を集光せず散乱しているためと考えられる。7番目の写真において、液滴の懸垂線側から蒸気層が巻上がっているのが観察される。

3-3-2 液滴直径の時間変化

図3.10に、液滴直径の2乗の時間変化に及ぼす液滴初期直径の影

響を調べた結果を示す。実験は、初期直径が 0.61, 0.69 および 0.84 mm の液滴を用いて行った。初期直径の違いに依らず、液滴直径の 2 乗は同様の時間変化を示す。蒸発初期にみられる減少率の小さい期間は、初期加熱期間と呼ばれる。図 3.6-(a) の 1 番目、2 番目の写真はこの期間の液滴の様子を示している。この期間は、液滴に流入する熱が液滴の温度上昇に消費されるために蒸発量が少ないこと、液滴の熱膨張があることなどの理由で蒸発の初期段階に存在すると考えられる。初期加熱期間を経た後、液滴直径の 2 乗はほぼ直線的に減少する。図 3.5(a) の 3 番目の写真はこの期間のものである。この事実は、準定常理論から得られる d^2 則に一致する。また、その直線の傾きは液滴の初期直径に依らずほぼ一定となっている。

図 3.11 は、図 3.10 と同じ実験結果を縦軸に無次元液滴直径 d/d_0 、横軸に修正時間 t/d_0^2 を用いて示した図である。液滴直径の 2 乗の時間変化を表す曲線は、副変数である液滴の初期直径に依らず同一曲線となっていることがわかる。他の雰囲気条件においても同様の結果が得られた。よって、無次元液滴直径の 2 乗は修正時間の関数であり、その関数は雰囲気条件に固有であると推察される。これは、通常重力場で得られた結果と一致する。

次に、無次元液滴直径の 2 乗と修正時間の関係に及ぼす雰囲気条件の影響を調べた。その例を図 3.12 から 3.15 に示す。比較のため、通常重力場で得られた結果を図中に示す。いずれの雰囲気条件にお

いても、無次元液滴直径の2乗は、加熱期間を経た後、直線的に減少する。雰囲気温度および圧力が変化することにより、初期加熱期間が蒸発時間に占める割合および準定常蒸発期における曲線の傾きが変化している。これらの点について、詳細は後述する。

無次元液滴直径の2乗が、初期加熱期間を経た後、直線的に減少する現象は、微小重力場と通常重力場で共通にみられる現象である。両者の異なる点は、各時刻における無次元液滴直径の2乗の減少率の違いである。通常重力場における液滴蒸発は、全体的に無次元液滴直径の2乗の減少率が大きい。これは、通常重力場で蒸発する液滴の周囲に生じる自然対流が、液滴蒸発を促進するためであると考えられる。

図3.16から3.19は、初期加熱期間が液滴寿命に占める割合が自然対流の影響によってどのように変化するかを示している。縦軸は無次元液滴直径、横軸は時間を液滴寿命で除した値、即ち無次元時間である。図には、それぞれ図3.12から3.15と同じ実験結果を使用した。全ての条件において、微小重力場における蒸発から得られた曲線と通常重力場における蒸発から得られた曲線は、一致している。このことは、初期加熱期間が液滴寿命に占める割合は自然対流の影響を受けないこと、そして微小重力場における準定常蒸発割合の雰囲気条件依存性は通常重力場におけるそれと同じであることを意味すると考えられる。また、これらの図より、液滴直径の2乗の時間変化に及ぼす自然対流の影響は液滴直径の2乗の時間変化を表す曲

線を時間軸方向に縮小する形で現れることがわかる。即ち、次式が成り立つことが推察される。

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^2 = f_a P_a T_a \left(\frac{t}{G \cdot t_{E0}}\right) \quad (3.1)$$

ここで、 f_a は雰囲気温度および圧力によって決まる無次元時間の関数であり、 t_{E0} は微小重力場における液滴寿命である。 G は雰囲気温度、雰囲気圧力および重力の大きさによって決まる定数であり、次式で定義される。

$$G \equiv \frac{t_E}{t_{E0}} \quad (3.2)$$

3 - 3 - 3 蒸発係数

液滴直径の2乗が直線的に減少している部分の勾配の絶対値が蒸発係数と定義されている。この蒸発係数を蒸発を特徴付ける値と考え、雰囲気温度、圧力を変化させてその測定を行った。微小重力場においては燃料蒸気が液滴周囲に堆積するので、高温高圧雰囲気においては蒸発液滴の液滴表面が不鮮明になる。そのような雰囲気条件においては液滴直径の測定が困難であったので、蒸発係数は得られなかった。ここでは、雰囲気圧力 1.0 bar および 10 bar で得られた結果を示す。

図 3.20 および 3.11 に、微小重力場で測定した蒸発係数の温度依存性を示す。両雰囲気圧力において、雰囲気温度の上昇にともない、

蒸発係数は単調に増大した。蒸発係数の雰囲気温度依存性は、雰囲気圧力が 10 bar の場合の方が 1.0 bar の場合に比べて大きい。

次に、微小重力場および通常重力場で得られた結果を比較してみる。雰囲気圧力 1.0 bar においては、通常重力場で得られた蒸発係数と微小重力場で得られたそれは同一曲線付近に存在している。一方、10 bar では微小重力場の曲線は通常重力場の曲線とほぼ一定の間隔を保ち下方に存在している。これらのことから自然対流は、初期直径 0.7 mm 程度の正ヘプタン液滴の蒸発に対し、1.0 bar では顕著な影響を及ぼさず、10 bar では蒸発を約 1.5 倍促進することが分かる。

3-3-4 修正液滴寿命

修正液滴寿命は、液滴の初期直径および蒸発終了時間をビデオレコーダで記録した画像から測定し、求めた。最終液滴直径が零でない分の補正は、蒸発中の液滴直径が測定可能な場合は、通常重力場における実験と同様な方法で行い(2-3-4参照)、不可能な場合は、式(3.1)を仮定して以下のような方法で行った。

- (1)ビデオレコーダで記録した画像データから、液滴の初期直径 d_0 と蒸発終了時間 t_B を測定する。液滴最終直径 t_B (懸垂線先端部の球の直径に等しい) は予め測定しておく。

(2) 通常重量場において同一雰囲気条件の実験を行い、関数 f_z を求める。

(3) 測定した d_0 、 d_B および t_B を式(3.2)に代入し、 $G=1$ として最後の未知数である t_{E0} を求める。

(4) t_{E0} を d_0^2 で割り、修正液滴寿命 t_e を求める。

上述の方法で求めた修正液滴寿命の雰囲気温度依存性を、通常重力場で得られた結果と比較して、図3.22から3.25に示す。いずれの雰囲気圧力においても、修正液滴寿命は雰囲気温度の上昇にともない単調に減少する。雰囲気圧力 1.0 bar においては、微小重力場で得られた結果と通常重力場で得られた結果に大きな違いは見られない。一方、雰囲気圧力 10 bar 以上においては両者に違いがみられる。微小重力場で得られた修正液滴寿命は、通常重力場で得られたそれに比べて大きな値を示している。

3-3-5 液滴温度の時間変化

図3.26に、微小重力場で得られた液滴温度の時間変化の一例を示す。初期加熱期間において、液滴温度は初め急速に上昇し、その後徐々にその上昇率が減少する。準定常蒸発期間においては、液滴温度は僅かな傾きをもって直線的に上昇する。微小重力場においても準定常蒸発期間中液滴温度が上昇することが確認されたことにより、

この現象が自然対流の影響によって起こるのではないことがわかる。

第 4 章 考 察

4-1 ま え が き

高温高圧力雰囲気における単一燃料液滴の蒸発の実験を、第2章では通常重力場で、第3章では微小重力場で行った。本章においては、まず現象に及ぼす懸垂線等の影響および実験誤差について考察する。次に、従来の理論モデルを用いて実験結果に理論的考察を加え、最後に微小重力場および通常重力場の実験結果から液滴蒸発に及ぼす自然対流の影響について考察する。

実験は主に高温高圧雰囲気において行ったので、用いる理論モデルは液滴からの蒸発量が多い現象に合ったもの、即ち物質移動にとりなうエネルギーの移動が考慮されたものである必要がある。また、影写真やシュリーレン写真からもわかるように、高温高圧力雰囲気においては自然対流の影響は相当に大きいと考えられる。よって、用いる理論モデルは自然対流の影響が考慮されているものである必要がある。高温高圧雰囲気における燃料液滴の蒸発に関する研究は林[24]、角田と廣安[32]、Manrique and Borman[33]およびMatloszら[25]によって行われている。林および角田、廣安は、自然対流を考慮した準定常理論を用いて、蒸発係数および蒸発時間に及ぼす雰囲気の温度および圧力の影響を調べている。Manrique, Bormanは、実在気体効果の影響を調べている。Matloszらは、非定常理論を用いて液滴直径および液滴温度の時間的変化を計算している。

4-2 実験結果の考察

本液滴蒸発実験においては、電気炉内で蒸発する懸垂燃料液滴を用いた。よって、実験結果には懸垂線の熱伝導の影響や電気炉の熱放射の影響などが含まれている。また、液滴直径の測定や温度測定には、さらに測定誤差が含まれている。前者を実験条件の影響、後者を測定方法の影響と呼ぶことにする。実験結果を従来理論と比較する前に、これらについての考察を行う。

4-2-1 実験条件が現象に及ぼす影響

ここでは、実験を行う条件によって必然的に実験結果に含まれてくる影響について考察する。それぞれの影響は、単位時間当たりに液滴に流入する熱量の増し分に換算して評価し、最後に比較する。懸垂線の影響については、熱的影響と物理的影響に大別して考察を行う。熱的影響として、懸垂線から液滴へ流入する熱および液滴に内包される懸垂線の熱容量を考える。また物理的影響として、懸垂線による蒸気層の変形および液滴に内包される懸垂線の体積の時間変化を考える。

懸垂線の熱的影響

最初に、単位時間当たりに液滴に流入する総熱量 \dot{Q}_{total} に及ぼす懸垂線の影響を考察する。 \dot{Q}_{total} は次式で表され则认为られる。

$$\dot{Q}_{total} = \dot{Q}_g + \dot{Q}_q + \dot{Q}_r \quad (4.1)$$

\dot{Q}_g : 蒸気層から液滴に流入する単位時間当たりの熱量

\dot{Q}_q : 懸垂線から液滴に流入する単位時間当たりの熱量

\dot{Q}_r : 電熱炉壁面からの熱放射により液滴に流入する単位時間当たりの熱量

\dot{Q}_g および \dot{Q}_r についての詳細は後述する。懸垂線が \dot{Q}_{total} に及ぼす影響は \dot{Q}_q に表されており、懸垂線がない場合、即ち自由液滴の場合 $\dot{Q}_q = 0$ である。

懸垂線から液滴へ流入する熱量は、以下のような簡単なモデルで評価した。

1. 蒸気層外の懸垂線の温度は雰囲気温度 T_a に等しい。
2. 液滴内の懸垂線の温度は液滴温度 T_l に等しい。
3. 蒸気層内の懸垂線の温度は T_a から T_l まで直線的に減少する。

このとき、懸垂線を伝わって液滴に流入する単位時間当たりの熱量

\dot{Q}_q は

$$\dot{Q}_q = \frac{\pi d_q^2}{4} \lambda_q \frac{T_a - T_l}{\delta} \quad (4.2)$$

となる。ここで、 d_q は懸垂線の直径であり、 λ_q は懸垂線の熱伝導

率、 δ は蒸気層の厚さである。シュリーレン撮影の実験結果によると、通常重力場において δ はほぼ液滴直径 d に比例する。比例定数は雰囲気条件によって異なるが、高温高压雰囲気においてはほぼ 0.5 である。比例定数を ε とすれば、式(4.2)は次式のように書き直すことができると考えられる。

$$\dot{Q}_q = \frac{\pi d_q^2}{4} \lambda_q \frac{T_a - T_l}{\varepsilon d} \quad (4.3)$$

後述する関係式 $\dot{Q}_g = \pi d \lambda_m (T_a - T_l) \xi_Q Nu$ と上式を式(4.1)に代入し整理すると次式が得られる。

$$\dot{Q}_{total} = \left(1 + \frac{\lambda_q d_q^2}{4 \varepsilon \lambda_m \xi_Q Nu d^2} \right) \dot{Q}_g + \dot{Q}_r \quad (4.4)$$

ここで、 λ_m は蒸気層の平均熱伝導率であり、 ξ_Q は物質伝達量がヌッセルト数に及ぼす影響を表す係数、 Nu はヌッセルト数である。これらについての詳細は後述する。式(4.3)より、懸垂線による熱の輸送が \dot{Q}_{total} を増加させること、その増加量は d_q の増加にともない増加することがわかる。また、液滴直径の減少とともに懸垂線の影響が増すことがわかる。微小重力場の場合、 δ が通常重力場の場合より大きくなると考えられるので \dot{Q}_q の値は式(4.4)で求められる値より小さくなると推察される。

次に、液滴に内包される懸垂線端部の熱容量が蒸発に及ぼす影響

を考察する。液滴温度が時間的に一定であるときは懸垂線端部の熱容量は現象に影響を及ぼさないと考えられる。しかしながら、液滴温度が時間的に変化する場合、その影響が現象に現れる可能性がある。ここでは、図4.1に示すモデルを仮定し、液滴に内包される懸垂線端部の熱容量による液滴の熱容量を変化の割合を調べる。

液滴の熱容量 c を液体燃料の熱容量 c_l と液滴に内包される懸垂線の熱容量 c_q の和と定義すれば、 c は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} c &= c_l + c_q \\ &= \rho_l C_{pl} v_l + \rho_q C_{pq} v_q \end{aligned} \quad (4.5)$$

ここで、 ρ_l および ρ_q はそれぞれ燃料液体および懸垂線の密度であり、 C_{pl} および C_{pq} はそれぞれ燃料液体および懸垂線の比熱である。また、 v_l および v_q はそれぞれ燃料液体の体積および液滴に内包される懸垂線の体積である。図4.1より、 v_q および v_l は次式のよう求められる。

$$v_q = \frac{\pi}{4} d_q^2 (d - d_B) + \frac{\pi}{6} d_B^3 \quad (4.6)$$

$$v_l = \frac{\pi}{6} d^3 - v_q \quad (4.7)$$

ここで、 d_B は液滴落下防止のため設けられた懸垂線先端部の球の直径である。式(4.5)に式(4.7)を代入して、

$$c = \frac{\pi}{6} \rho_l C_{pl} d^3 - (\rho_l C_{pl} - \rho_q C_{pq}) v_q \quad (4.8)$$

を得る。上式の右辺第2項が懸垂線の影響を表している。そこで、

$\Delta c \equiv (\rho_l C_{pl} - \rho_q C_{pq}) v_q$ と定義し、式(4.6)および(4.8)から

$\Delta c/c$ の液滴温度依存性を示したのが図4.2である。ただし、 ρ_q は温度に対して一定とし、次の値を用いた[34]。

$$\rho_q = 2.2 \text{ g/cm}^3$$

C_{pl} は温度変化を考慮し、実測値[34]を最小2乗法で近似して求め

た。また、 ρ_l および C_{pl} は対応状態原理[35,36]を用い計算によっ

て求めた。 $\Delta c/c$ は液滴温度の増加とともに増加する。その増加の割合は液滴直径の増加とともに減少する。 $\Delta c/c$ の正負は、

T_a/T_{cr} が 0.75~0.8 で変化する。液滴温度が低い場合、 $\Delta c/c$

は負であり、液滴温度が高い場合は正である。即ち、蒸発初期において懸垂線は液滴温度の上昇を妨げる働きがあることがわかる。

Δc に温度上昇率 (dT_l/dt) を掛けた値は、液滴の一部が懸垂線で置き換えられたことにより液滴温度上昇時に過剰になる単位時間当たりの熱量を表す。即ち、見かけ上増加した単位時間当たりの流入熱量 \dot{Q}_c は、

$$\dot{Q}_c = (\rho_l C_{pl} - \rho_g C_{pg}) v_g \frac{dT_l}{dt} \quad (4.9)$$

と表すことができる。

懸垂線の物理的影響

最初に、懸垂線による蒸気層の変形が液滴蒸発に及ぼす影響をシェリーレン撮影および逆光撮影の結果から考察する。通常重力場における蒸発実験では、鉛直に固定した懸垂線の下端部に懸垂した液滴が蒸発する様子および水平に固定した懸垂線の端部に懸垂した液滴が蒸発する様子を観察した。鉛直に固定した懸垂線を用いた場合、高温高压雰囲気では懸垂線が液滴表面と交わる付近で蒸発が盛んに起こる様子が観察された。懸垂線付近の蒸発が特に激しい場合は、液滴の頂上部を頂点とする円錐形に濃い蒸気が広がることがわかった。これは、図4.3に示すように、液滴表面の上部が懸垂線によって欠落したため起こる現象と考えられる。即ち、自然対流による高温雰囲気気体の下降流は、懸垂線付近ではステファン流の抵抗を受けずに液滴表面近傍にまで接近する。そのため、局部的に雰囲気気体から液滴への熱伝達が増加し、蒸発が盛んになっていると考えられる。一方、水平に固定した懸垂線を用いた場合、液滴の上半球は蒸気層に覆われている。そして、下半球の懸垂線付近において蒸気は液滴から離脱して降下する。熱の授受に大きな役割を果たす液滴上半球の蒸気層に懸垂線はあまり影響を及ぼしていないので、液滴へ

単位時間当たりに流入する熱量に及ぼす影響は小さいと考えられる。

微小重力場において懸垂液滴の周りに形成される蒸気層には、懸垂線によって生じる穴があることが観察された（図3.8参照）。この蒸気層の穴は、懸垂線によってステファン流が阻害された部分に生じていると考えられる（図4.3の領域A）。蒸発が激しい雰囲気条件においては、蒸気層の穴の縁付近から蒸気層が乱れ始め、蒸気層に鈎のような突起が生じる現象も観察された（図3.9参照）。

懸垂線による以上のような蒸気層の変形が液滴蒸発に及ぼす影響を定量的に見積もることはできなかった。しかしながら、懸垂液滴を用いて行った実験の結果は、蒸気層の変形の影響を受けていることが示唆された。

次に、液滴に内包される懸垂線の体積の時間変化が液滴直径の時間変化に及ぼす影響を考察する。式(4.7)に(4.6)を代入し両辺を時間 t で微分すると次式が得られる。

$$\dot{v}_l = \frac{\pi}{2} d \frac{dd}{dt} - \frac{\pi}{4} d^2 q \frac{dd}{dt} \quad (4.10)$$

液滴に流入した熱が全て蒸発に使われるとすると

$$\dot{Q}_{total} = -L\rho_l \dot{v}_l \quad (4.11)$$

が成り立つ。ここで L は蒸発潜熱であり、 ρ_l は液滴の密度である。

式(4.10)を(4.11)に代入し、次式が得られる。

$$\dot{Q}_{total} = -L\rho_l \left(\frac{\pi}{2} d^2 \frac{dd}{dt} - \frac{\pi}{4} d^2 q \frac{dd}{dt} \right) \quad (4.12)$$

蒸発係数 k に及ぼす影響を調べるために k の定義式である次式を用いる。

$$k \equiv -\frac{d d^2}{d t} = -2 d \frac{d d}{d t} \quad (4.13)$$

式(4.12)に上式を代入して整理すると、

$$\dot{Q}_{total} = \frac{\pi}{8} L \rho_l d \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{d q}{d} \right)^2 \right\} k \quad (4.14)$$

が得られる。懸垂線が無いと仮定したときの蒸発係数を k_f とすると、

k/k_f は次式で表される。

$$\frac{k}{k_f} = \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{d q}{d} \right)^2 \right\}^{-1} \quad (4.15)$$

図4.4に、 k/k_f の d 依存性を示す。ただし、 d_q として実験で用いた懸垂線の直径 0.15 mm を用いた。液滴に内包される懸垂線の体積の時間変化 \dot{v}_q の影響は、 d の減少とともに増加することがわかる。本研究において k の測定を行った $d = 0.43$ mm 付近では、 \dot{v}_q の影響により k が 6.5% 程度増加していることがわかる。

式(4.12)の右辺を展開して整理すると、

$$\dot{Q}_{total} + \left(-\frac{\pi}{4} L \rho_l d^2 q \frac{d d}{d t} \right) = -\frac{\pi}{2} L \rho_l d^2 \frac{d d}{d t} \quad (4.16)$$

となる。左辺第2項は見かけ上増加した単位時間当たりの流入熱量である。これを \dot{Q}_v とおけば、

$$\dot{Q}_v = -\frac{\pi}{4} L \rho_l d^2 q \frac{dd}{dt} \quad (4.17)$$

である。

電熱炉の熱放射の影響

電熱炉の壁面温度は雰囲気温度 T_a に等しいと仮定し、電熱炉からの熱放射により液滴に流入する単位時間当たりの熱量 \dot{Q}_r を見積もることとする。放射電熱量は次式で求められる。

$$\dot{Q}_r = \frac{4.88 \times 10^{-8} \times 4185.5}{3600} \pi d^2 \varepsilon (T_a^4 - T_l^4) \quad (4.18)$$

ここで放射率 ε は 0.49 とした [37]。 T_a が増加するのにもとない、

\dot{Q}_r が急激に増加することがわかる。

熱電対の熱伝導の影響

熱電対を伝って単位時間当たりに液滴に流入する熱量 \dot{Q}_t を、

\dot{Q}_q を見積もった方法と同様な方法で見積もると、

$$\dot{Q}_t = \frac{\pi d_t^2}{2} \lambda_t \frac{T_a - T_l}{\varepsilon d} \quad (4.19)$$

となる。ここで d_t は熱電対の素線の直径 (0.03 mm) であり、 λ_t は

熱電対の熱伝導率である。 λ_t については温度変化を考慮し、実測値

[34]を最小2乗法で近似して求めた。

実験条件が現象に及ぼす影響の定量的比較

ここで、懸垂線の熱伝導の影響および液滴に内包される懸垂線の熱容量の影響、液滴に内包される懸垂線の体積の時間変化の影響、電熱炉の熱放射の影響、熱電対の熱伝導の影響について定量的にその大きさの比較を行う。それぞれの影響は、単位時間当たりに液滴に流入する熱量の増し分として評価する。式(4.1)に、見かけ上の単位時間当たりの流入熱量を加えると次式が得られる。

$$\dot{Q}_{total} = \dot{Q}_g + \dot{Q}_q + \dot{Q}_r + \dot{Q}_c + \dot{Q}_v + \dot{Q}_l \quad (4.20)$$

右辺の6つの項の \dot{Q}_{total} に対するそれぞれの比の時間変化を、実験結果を用いて求める。液滴に流入する熱は、蒸発潜熱と液滴の温度上昇に消費されるので、 \dot{Q}_{total} について次式が成り立つ。

$$\dot{Q} = -\frac{\pi d}{4} L \rho_l \frac{dd^2}{dt} + c_l \frac{dT_l}{dt} \quad (4.21)$$

この式に実験結果より得られる (dd^2/dt) 、 T_l および

(dT_l/dt) を代入し、 \dot{Q}_{total} を求める。液体の物性値は状態原理想法を用い計算によって求めた。気体の物性値は、理想気体を仮定し状態原理想法によって計算で求めた。 \dot{Q}_q および \dot{Q}_l を求めるために必要な ε は、図2.62または2.63から求めた。図4.5および4.6に結果を

示す。ただし、それぞれの図は、図 2.49 および 2.50 の実験結果を用いた。両図より、 \dot{Q}_{total} に及ぼす \dot{Q}_q および \dot{Q}_t の影響が、他の影響に比べて大きいことがわかる。また、その影響は蒸発後半において急激に増すことがわかる。これは、懸垂線および熱電対の温度勾配が液滴直径に反比例して増加するためと考えられる。 \dot{Q}_{total} に及ぼす \dot{Q}_r の影響は 5% 程度であり、液滴温度の上昇とともにその影響は減少する。 \dot{Q}_{total} に及ぼす \dot{Q}_c の影響は 2% 程度である。また、蒸発初期において \dot{Q}_c の値は負であり、液滴温度の上昇とともに増加する。 \dot{Q}_{total} に及ぼす \dot{Q}_v の影響は液滴直径の現象とともに増加し、蒸発後期において 5% を越える。以上より、懸垂液滴を用いた蒸発実験においては懸垂線の熱伝導の影響は無視できないことがわかる。懸垂線の影響を除いた液滴蒸発においては、液滴径が小さくなったとき蒸発係数が減少する可能性が示唆される。

4 - 2 - 2 測定方法が実験結果に及ぼす影響

液滴直径の評価方法の影響

液滴を懸垂線で固定する場合、液滴は懸垂線によって変形し、球形でなくなる。変形した液滴の直径の評価方法は、幾通りか提案されている[38]。代表的なものを挙げると、

(1) 懸垂線の軸に直角な方向の最大径

- (2) 液滴中心を通る45度方向の液滴輪郭間距離
 - (3) 懸垂線の軸に直角な方向の最大径を短径とし、軸方向長さを長径とする回転楕円体の体積と等価な体積の球の直径
 - (4) 全表面積を流れに垂直な濡れ縁長さで除した値
 - (5) 全表面積と等価表面積を持つ球の直径
 - (6) 内包する懸垂線の体積を含めた液滴体積と等価な体積を持つ球の直径
 - (7) 内包する懸垂線の体積を差し引いた液滴体積と等価な体積を持つ球の直径
- などである。

(1), (2)および(3)の評価方法は、計測が比較的容易でありネガフィルムやビデオ画面等から直接液滴直径を計測する場合にしばしば用いられる。一方、コンピュータの普及にともない、(5), (6)および(7)の評価方法を用いて液滴直径を計測する例も最近増えている。以下、それぞれの評価方法の問題点について考察してみる。

評価方法(1)による液滴直径は液滴の形の影響を受け易い。蒸発量が零であっても、液滴の形が変化すれば、液滴直径が変化してしまう。評価方法(2)による液滴直径の測定は、微小重力場における自由液滴の測定結果にもっとも近いことが示されている[39]。しかしこの評価方法は鉛直な懸垂線に懸垂された液滴の測定に提案されたものであり、水平な懸垂線を用いた実験には適さない。評価方法(3)は評価方法(6)による液滴直径の測定を簡単化するための評価方法と考

えられる。測定結果は、評価方法(6)を用いた測定結果とほぼ一致する。ただし、液滴表面と懸垂線の境界において濡れ縁効果が働くので、懸垂線軸方向の液滴直径の測定が不正確になる。液滴が小さくなったとき、この誤差の影響は大きい。また、評価方法(3)および(6)を用いる場合は4-2-1項で考察した液滴に内包される懸垂線の体積の時間変化を考慮に入れる必要がある。評価方法(4)および(5)のような液滴表面積から液滴直径を測定する評価方法は、輪郭の位置の決定のばらつきが表面積を増大させてしまうので、液滴の輪郭が不鮮明なとき値の信頼性を欠く。評価方法(7)を用いる場合は、液滴に内包される懸垂線の体積の時間変化を考慮する必要はない。しかしながら、液滴が小さくなったとき、液滴直径が液滴の実直径に比較して非常に小さな値になるという問題がある。熱伝達と物質伝達は液滴の実表面積による。また、自然対流が液滴蒸発に及ぼす影響も液滴の実直径によると考えられている。よって、評価方法(7)を用いた液滴直径の測定結果を理論と比較する場合、液滴の実直径を考慮する必要があると考えられる。評価方法(3)、(6)および(7)を用いて求めた液滴直径をそれぞれ d_3 、 d_6 および d_7 とし、これらの2乗の時間変化を図4.7に示す。 d_3 は、 d_6 と比較して蒸発初期において値が大きく、蒸発後期において値が小さい。 d_7 は d_6 と比較して蒸発期間中常に値が小さい。また、蒸発終了直前において d_7 の減少速

度は d_6 および d_6 の減少速度に比較して有意に大きいことがわかる。

蒸発係数の評価方法の影響

蒸発係数 k は液滴直径の 2 乗の時間変化率 (dd^2/dt) の絶対値と定義されている。 (dd^2/dt) が蒸発中一定であるならば、 k は雰囲気条件に固有な蒸発の早さを表す値として有用である。 しかしながら、第 2 章および第 3 章で示したように、 (dd^2/dt) は時間経過とともに変化する。 特に初期加熱期間においてその変化は大きい。 そこで、一般には液滴直径の 2 乗の時間変化を示す曲線の初期加熱期間を除いた部分を直線とみなし、その直線の傾きの絶対値を雰囲気条件に固有な k と定義することが多い。 この評価方法を用いた場合、曲線のどの部分を直線とみなすかが得られる k に影響を及ぼす。 図 4.8 および 4.9 は、最小 2 乗法で直線近似する期間を変化させて蒸発係数を測定した結果を示している。 両図においては、蒸発係数を算定する区間の違いにより、蒸発係数が 15~20% 変化していることがわかる。 この算定する区間の違いによる蒸発係数の変化は、準定常蒸発割合の減少にともない増加する傾向がある。 また、蒸発後期において、蒸発係数が減少する傾向が両図からわかる。 前節で得られた結果、即ち蒸発後期において懸垂線からの流入熱量が急激に増加することを考慮に入れると、自由液滴においては蒸発後期に蒸発係数がかなり減少することが推察される。

修正液滴寿命の評価方法の影響

実験結果から修正液滴寿命 t_e を評価する場合、その評価方法として以下の2つが用いられることが多い。

(A) 蒸発終了時間 t_B を液滴の初期直径の2乗 d_0^2 で除した値を t_e とする。

(B) 液滴寿命 t_E を d_0^2 で除した値を t_e とする。

第2章で定義したように、 t_B は液滴が蒸発を開始してから消滅するまでの時間であり、 t_E は液滴直径の時間変化を示す曲線を外挿して求められる液滴直径が仮想的に零となるまでの時間である。液滴直径の評価に前出の評価方法(7)を用いた場合、評価方法(A)と(B)は同一の評価方法になる。この場合に得られる t_e を t_{e7} とする。液滴直径の評価に前出の評価方法(6)を用いた場合、評価方法(A)を用いて得られる結果と評価方法(B)を用いて得られる結果は異なる。前者を t_{e6A} 、後者を t_{e6B} とする。図4.10は1つの実験結果を3通りの方法で評価した結果である。得られる値は、 $t_{e6A} < t_{e7} < t_{e6B}$ の大きさの順になる。この大小関係は雰囲気条件や液滴初期直径によらない。また、液滴初期直径が懸垂線直径に比して小さい場合および準定常割合が大きい場合、 t_{e6A} と t_{e6B} の値の差は大きい。

液滴直径の測定誤差

C C D カメラで取り込まれた画像の倍率は画像中の懸垂線の直径から算定した。よって、懸垂線直径の測定誤差が液滴直径の測定に与える影響は大きい。画像中の懸垂線直径は、雰囲気条件によって異なるが、20ピクセル程度であった。この値の測定における誤差は ± 1 ピクセルであるから、倍率の算定における誤差は

$$\left| 1 - \frac{20 \text{ pixel}}{20 \pm 1 \text{ pixel}} \right| \times 100 < 5.3\%$$

となる。

高温高圧雰囲気においては、液滴表面の不鮮明化にともなう測定誤差が液滴直径の測定誤差に支配的になる。図2.10からわかるように、雰囲気圧力の増加にともない輝度曲線に細かい振動が生じるため、数居値 $\{(I_{\max})_i + 2(I_{\min})_i\} / 3$ を横切る輝度曲線の幅が増加する。図2.10の最上段の雰囲気条件 ($P_a = 1 \text{ bar}$, $T_a = 601 \text{ K}$) において、数居値横を切る輝度曲線の幅は1ピクセルである。一方、最下段の雰囲気条件 ($P_a = 100 \text{ bar}$, $T_a = 600 \text{ K}$) において、その幅は6ピクセル程度である。輝度曲線の幅による測定誤差の d_i に対する割合は、 d_i の減少とともに増加し、最上段の雰囲気条件において最大2.1%、最下段の雰囲気条件において最大13%である。微小重力場においては蒸気が液滴周囲に堆積するので、さらに輝度曲線の幅による測定誤差は増加する。

倍率の測定誤差と液滴直径の測定誤差を総合すると、本実験における液滴直径の測定誤差は 7.3~18% となる。

蒸発係数および修正液滴寿命の測定誤差

蒸発係数は時間の経過とともに変化する。そこで本研究においては、 d^2 の時間変化を示す曲線の $d_B^2 \leq d^2 \leq d_0^2/2$ の部分を最小 2 乗法によって直線近似することにより蒸発係数を求めた。よって、得られた蒸発係数は $d^2 = \{d_B^2 + (d_0^2/2)\}/2$ 付近における値と考えることができる。 d_0 および d_B はそれぞれ 0.7 および 0.34 mm 程度である。前節の液滴直径の測定誤差の考察より、 $d = 0.43$ mm における液滴直径の測定誤差は 7.0~15% となる。よって、蒸発係数の測定誤差は 13~28% である。

修正液滴寿命の算定には蒸発終了時間と液滴初期直径が必要である。蒸発終了時間の測定誤差はビデオ画像の 1 こまでであるから、 ± 0.02 sec である。最も早い蒸発の場合、蒸発終了時間は 0.35 sec であったので、測定誤差の蒸発終了時間に対する割合は最大で 5.7% である。液滴初期直径の測定誤差は、前節の考察より、6.3~11% である。よって、修正液滴寿命の測定誤差は 14~33% である。

4-3 自然対流を考慮した液滴蒸発に関する従来の理論

液滴蒸発に及ぼす自然対流の影響に関する理論的研究は、その現

象が複雑なためあまりなされていなかった。しかしながら、今日のコンピュータの発達にともない、数値解析によって自然対流の影響を解析した研究が近年多数発表されている。

4-3-1 蒸発量が少ない場合の理論

強制対流が液滴蒸発に及ぼす影響に関する理論的研究は、比較的現象が単純であるため、数多くなされ、実験によっても検証されてきた。ここではまず、強制対流中に置かれた液滴からの蒸発量を表す半実験式が導かれる過程を追ってみる。

温度 T_a の強制対流中に、直径 d 、液滴温度 T_l の液滴が固定されている場合を考える。ただし、液滴内部の温度は均一とし、時間的に一定とする。液滴温度が余り高くない場合を考え、蒸気移動によるエンタルピ輸送を無視する。従って液滴表面からの蒸気の外向きの流れは余り激しくないで、雰囲気から液滴への熱伝達 は 固体球の熱伝達と類似していると考えられる。液滴に単位時間に流入する熱量 \dot{Q} は、強制対流中の固体球のヌッセルト数 Nu_B を用いて

$$\dot{Q} = \pi d \lambda_m (T_a - T_l) Nu_B \quad (4.22)$$

と表される。ただし λ は熱伝導率であり、添え字 m は燃料蒸気/雰囲気気体混合気（以降単に混合気と呼ぶ）における値であることを示す。混合気の物性値は、混合気の平均温度 T_m および平均燃料蒸気

質量分率 Y_{fm} における値を用いる。 T_m および Y_{fm} は次式で定義した。

$$T_m = \frac{T_a + T_l}{2} \quad (4.23)$$

$$Y_{fm} = \frac{Y_{fa} + Y_{fs}}{2} \quad (4.24)$$

T_s は液滴表面近傍の混合気温度であり T_l に等しいとする。 また Y_{fa} および Y_{fs} は、それぞれ雰囲気および液滴表面近傍における燃料蒸気の質量分率である。

Nu_B にはいくつかの実験式が提案されている。 ここでは、弓削 [40] の提案した次式を用いる。

$$Nu_B = 2 + 0.55 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}}, \quad (10 < Re < 1.8 \times 10^3) \quad (4.25)$$

ただし、 Re および Pr はそれぞれレイノルズ数およびプラントル数であり、

$$Re = \frac{u_a d}{\nu_m} \quad (4.26)$$

$$Pr = \frac{\nu_m}{\kappa_m} \quad (4.27)$$

と定義されている。 ここで、 u_a は強制対流流速、 ν は動粘性係数そして κ は温度伝導度である。 式(4.25)を式(4.22)に代入して次式が得られる。

$$\dot{Q} = \pi d \lambda_m (T_a - T_l) (2 + 0.55 Re^{\frac{1}{4}} Pr^{\frac{1}{4}}), \quad (4.28)$$

$$(10 < Re < 1.8 \times 10^3)$$

一方、液滴から単位時間あたりの蒸発量 ($-\dot{M}$) は、上式を物質伝達と熱伝達のアナロジ[37]を用いて変換して

$$-\dot{M} = \pi d \rho_m D_{fm} (Y_{fs} - Y_{fa}) (2 + 0.55 Re^{\frac{1}{4}} Sc^{\frac{1}{4}}) \quad (4.29)$$

が得られる。ここで ρ は密度、 D_f は雰囲気気体に対する燃料蒸気の拡散係数である。また、 Sc はシュミット数であり、

$$Sc = \frac{\nu_m}{D_{fm}} \quad (4.30)$$

と定義されている。式(4.29)の第2括弧の中身はシャーウッド数と呼ばれ、 Sh と標記される。

Frössling[41]は、強制対流中に固定された液滴からの蒸発量を実験的に求めている。その実験結果によれば、液滴からの蒸発量は

$$-\dot{M} = \pi d \rho_m D_{fm} (Y_{fs} - Y_{fa}) (2 + 0.552 Re^{\frac{1}{4}} Sc^{\frac{1}{4}}) \quad (4.31)$$

となる。また、RanzとMarshall[15]の実験結果によれば、シャーウッド数が多少異なり

$$-\dot{M} = \pi d \rho_m D_{fm} (Y_{fs} - Y_{fa}) (2 + 0.60 Re^{\frac{1}{4}} Sc^{\frac{1}{4}}) \quad (4.32)$$

となる。いずれの実験式も、式(4.29)を導く過程の妥当性を裏づけていると考えられる。

次に、自然対流中に置かれた液滴からの蒸発量を表す半実験式を、

上理論と同様な方法で導く。自然対流中の固体球のヌッセルト数は、
前出の弓削の実験によると、

$$Nu_B = 2 + 0.43 Gr^{\frac{1}{4}} Pr^{\frac{1}{4}} \quad (4.33)$$

である。ここで Gr は自然対流の強さの尺度となる無次元数、グラス
ホフ数であり、次式で定義される。

$$Gr = \frac{g(\rho_s - \rho_a)d^3}{\nu_m^2 \rho_m} \quad (4.34)$$

ここで g は重力加速度である。式(4.33)を式(4.22)に代入し、

$$\dot{Q} = \pi d \lambda_m (T_a - T_l) (2 + 0.43 Gr^{\frac{1}{4}} Pr^{\frac{1}{4}}) \quad (4.35)$$

が得られる。また、上式を物質伝達と熱伝達のアナログを用いて変
換して

$$-\dot{M} = \pi d \rho_m D_{fm} (Y_{fs} - Y_{fa}) (2 + 0.43 Gr^{\frac{1}{4}} Sc^{\frac{1}{4}}) \quad (4.36)$$

が得られる。前出の Ranz と Marshall の実験結果によれば、シャーウ
ッド数が異なり

$$-\dot{M} = \pi d \rho_m D_{fm} (Y_{fs} - Y_{fa}) (2 + 0.60 Gr^{\frac{1}{4}} Sc^{\frac{1}{4}}) \quad (4.37)$$

となる。

式(4.35)および(4.36)を用いて自然対流中で蒸発する液滴の蒸発
量を求めるには、未知数が \dot{Q} , \dot{M} , T_l , Y_{fs} および d の5つある
ので、更に3つ式が必要となる。液滴温度は時間的に一定としてい

るので、液滴に流入した熱は全て蒸発に使われる。よって、

$$\dot{Q} = -L\dot{M} \quad (4.38)$$

の関係が成り立つ。ここで、 L は蒸発潜熱である。また、 \dot{M} と d には

$$\dot{M} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{6} \pi \rho_l d^3 \right) \quad (4.39)$$

という関係がある。 Y_{fs} と T_l の関係は、理想気体理論を用いて

Wagnerの蒸気圧方程式[36]を変形すると

$$\begin{aligned} & \ln \left(\frac{W_a Y_{fs}}{W_f (1 - Y_{fs}) + W_a Y_{fs}} \frac{P_a}{P_{cr}} \right) \\ &= \frac{T_{cr}}{T_l} \left\{ A \left(1 - \frac{T_{cr}}{T_l} \right) + B \left(1 - \frac{T_{cr}}{T_l} \right)^{1.5} + C \left(1 - \frac{T_{cr}}{T_l} \right)^3 + D \left(1 - \frac{T_{cr}}{T_l} \right)^6 \right\} \end{aligned} \quad (4.40)$$

となる。ここで、 A 、 B 、 C および D は物質によって固有な定数である。また、 W_a および W_f はそれぞれ雰囲気気体および燃料の分子量である。式(4.35)、(4.36)、(4.38)～(4.40)の連立方程式を解くことにより、全ての未知数を求めることができる。以上が、自然対流場において比較的遅い速度で蒸発する液滴の蒸発量を求めるための簡単な理論の一つである。

4-3-2 蒸発量が多い場合の理論

角田と廣安[32]は、RanzとMarshallが上理論を用いて実験的に求

めた Nu と Sh を用い、蒸発量の多い場合の自然対流の影響を考慮した液滴蒸発モデルを次のように提案している。

仮定：1. 液滴は真球であり、その内部における温度は一樣である。

2. 拡散は濃度差のみによるものとする。

3. 液滴の初期温度は室温 T_r であり、液滴の雰囲気温度は急

激に所定の温度 T_a まで上昇する。

物質伝達に関する方程式：

$$-\dot{M} = (\xi + 1) Y_{fs} (-\dot{M}) + \pi d \rho_m D_{fm} (Y_{fs} - Y_{fa}) \xi_M Sh \quad (4.41)$$

熱伝達に関する方程式：

$$\dot{Q} = \pi d \lambda_m (T_a - T_l) \xi_Q Nu \quad (4.42)$$

流入熱量と蒸発量の関係：

$$\dot{Q} = MC_{pl} \frac{dT_l}{dt} - L \dot{M} \quad (4.43)$$

液滴直径と蒸発量の関係：

$$\frac{dd}{dt} = \frac{2}{\pi d^2 \rho_l} \left(\dot{M} - \frac{\pi d^3}{6} \frac{d\rho_l}{dT_l} \frac{dT_l}{dt} \right) \quad (4.44)$$

ここで、 ξ は雰囲気気体流量の燃料蒸気流量に対する比であり、

ξ_M および ξ_Q は、それぞれ物質伝達量がヌッセルト数およびシャー

ウッド数に及ぼす影響を表す係数である。式(4.41)の右辺第1項は

ステファン流による物質移動を表している。このモデルにおいては、

液滴の温度変化および熱膨張も考慮されている。式(4.41)から(4.42)に式(4.40)のような T_l と Y_{fs} の関係式を加えた連立方程式を解くことにより、蒸発量を時間の関数として求めることができる。角田と廣安は、このモデルを用いた数値計算の結果が、高温高压雰囲気においてもよく実験結果と一致することを報告している[32]。

4-4 液滴直径の時間変化

第2章および第3章において、液滴直径の2乗の時間変化を測定した。これらの実験結果を前節の理論と比較することを試みる。ここでは蒸発モデルとして前出の角田と廣安が提案したモデルを用いる。ただし式が複雑になるのを避けるため、次のように仮定する。

1. 物性値は蒸発期間中一定であるとし適当な時間的平均値を用いる。
2. 液滴の後退速度は十分に遅いとみなす。即ち、 $\dot{r}=0$ とする。
3. 液滴の熱膨張は無視する。

熱膨張を無視すると、式(4.44)は式(4.39)と同等の式になる。整理して、

$$\dot{M} = \frac{1}{2} \pi \rho_l d^2 \frac{dd}{dt} \quad (4.45)$$

となる。さらに右辺を変形して

$$\dot{M} = \frac{1}{4} \pi \rho_l d \frac{dd^2}{dt} \quad (4.46)$$

となる。式(4.42), (4.43)および(4.45)から \dot{Q} および \dot{M} を消去して整理すると,

$$\frac{1}{6} \rho_l C_{pl} d^2 \frac{dT_l}{dt} - \frac{1}{4} \rho_l L \frac{d^2 d}{dt^2} = \lambda_m (T_a - T_l) \xi_Q Nu \quad (4.47)$$

となる。上式を無次元化するために、次のような無次元数を導入する。

$$\mathcal{D} = \frac{d}{d_0}, \quad \mathcal{T} = \frac{\lambda_m t}{d_0^2 \rho_l C_{pl}}, \quad \mathcal{T}_a = \frac{T}{T_a}, \quad \mathcal{B}_Q = \frac{C_{pl} T_a}{L} \quad (4.48)$$

式(4.48)を式(4.47)に代入すると

$$\frac{1}{6} \mathcal{D}^2 \frac{d\mathcal{T}_l}{d\mathcal{T}} - \frac{1}{4\mathcal{B}_Q} \frac{d^2 \mathcal{D}}{d\mathcal{T}^2} = (1 - \mathcal{T}_a) \xi_Q Nu \quad (4.49)$$

となる。同様にして式(4.41)は

$$-\frac{1}{4} \frac{d\mathcal{D}^2}{d\mathcal{T}} = \frac{1}{Le'} \mathcal{B}_M \xi_M Sh \quad (4.50)$$

となる。ただし、無次元数 Le' および \mathcal{B}_M は

$$Le' = \frac{\lambda_m}{\rho_m C_{pl} D_{fm}}, \quad \mathcal{B}_M = \frac{Y_{fs} - Y_{fa}}{1 - Y_{fs}} \quad (4.51)$$

と定義した。文献[32]によると、ここで用いた仮定の下で ξ_M は Nu と

$(d\mathcal{D}^2/d\mathcal{T})$ の関数であり、 ξ_Q は \mathcal{B}_M の関数である。最後に残った

\mathcal{T}_l と \mathcal{B}_M の関係式はここでは取り上げないが、前者が決まれば一意的に後者が決まり、その関係は P_a および Y_{fa} によって決まる適当

な関数 F によって

$$\mathcal{B}_M = F P_a, Y f_a (\mathcal{C}_l) \quad (4.52)$$

と表されると考えられる。即ち、式(4.49)、(4.50)および(4.52)の連立方程式を解くことにより、 \mathcal{D} と \mathcal{T} の関係が求められることになる。

液滴初期直径が液滴直径の時間変化に及ぼす影響

蒸発現象を複雑にする自然対流の影響を含まない、即ち微小重力場において得られた実験結果を用い、液滴直径の時間変化に及ぼす液滴初期直径の影響を考察してみる。微小重力場の場合、式(4.34)より Gr は零となり、従って Sh および Nu は 2 となる。よって、式(4.49)および(4.50)は

$$\frac{1}{6} \mathcal{D}^2 \frac{d\mathcal{C}_l}{d\mathcal{T}} - \frac{1}{4\mathcal{B}_Q} \frac{d\mathcal{D}^2}{d\mathcal{T}} = 2(1-\mathcal{C}_l) \xi_{Q0} \quad (4.53)$$

$$-\frac{1}{4} \frac{d\mathcal{D}^2}{d\mathcal{T}} = \frac{2}{Le'} \mathcal{B}_M \xi_M \quad (4.54)$$

となる。ここで、 ξ_{Q0} は $Nu=2$ としたときの ξ_Q であり、

$(d\mathcal{D}^2/d\mathcal{T})$ のみの関数である。

微小重力場において、液滴の初期直径を変え同一雰囲気条件で液滴直径の時間変化を測定した結果が図3.8である。液滴の初期直径は無次元液滴直径の2乗と修正時間の関係に影響を及ぼさないことが

わかる。この事実が、初期直径の異なる液滴を用いても、蒸発係数や修正液滴寿命の測定結果に影響がないと考えた根拠であった。修

正時間 t/d_0^2 を式(4.48)を用いて書き直すと $\frac{\rho_l C_{pl}}{\lambda_m} \varphi$ となる。こ

で $\rho_l C_{pl}/\lambda_m$ は無次元定数であるから、実験結果は、 φ と φ の関係を表す関数がそれぞれの雰囲気条件において一意的に決まることを示唆している。

式(4.52)から(4.54)の3つの式から φ と φ の関係式が求められる。初期条件は

$$\varphi=0, \quad \varphi=1, \quad \varphi_l = \frac{T_r}{T_a}, \quad \varphi_{Q'}=0 \quad (4.55)$$

であり、 d_0 によらない。即ち、それぞれの雰囲気条件において φ と φ の関係を表す関数が一意的に決まるのは、3つの式中の全ての係数が d_0 によらないからであると考えられる。即ち、 φ_M および φ_{Q0} は d_0 に依らないことが示唆される。

自然対流が液滴直径の時間変化に及ぼす影響

図3.14から3.18より、自然対流の影響は液滴直径の2乗の時間変化を表す曲線を時間軸方向に縮小する形で現れることがわかった。即ち、重力の影響を表す時間的に一定な係数 G' を次式のように用いることにより、式(4.53)および(4.54)が通常重力場における液滴蒸

発を記述する方程式に変換できることが実験結果から示唆された。

$$\frac{1}{6} \mathcal{D}^2 \frac{d\mathcal{C}_I}{d(G' \mathcal{T})} - \frac{1}{4 \mathcal{B}_Q} \frac{d\mathcal{D}^2}{d(G' \mathcal{T})} = 2(1-\mathcal{C}_I) \mathcal{E}_{Q0} \quad (4.56)$$

$$-\frac{1}{4} \frac{d\mathcal{D}^2}{d(G' \mathcal{T})} = \frac{2}{Le'} \mathcal{B}_M \mathcal{E}_M \quad (4.57)$$

係数 G' は時間に依らないので、上 2 式は次のように書き換えることができる。

$$\frac{1}{6} \mathcal{D}^2 \frac{d\mathcal{C}_I}{d\mathcal{T}} - \frac{1}{4 \mathcal{B}_Q} \frac{d\mathcal{D}^2}{d\mathcal{T}} = 2G' (1-\mathcal{C}_I) \mathcal{E}_{Q0} \quad (4.58)$$

$$-\frac{1}{4} \frac{d\mathcal{D}^2}{d\mathcal{T}} = \frac{2}{Le'} G' \mathcal{B}_M \mathcal{E}_M \quad (4.59)$$

これらの式を通常重力場の液滴蒸発を記述する方程式 (4.49) および (4.50) と比較することにより次式が得られる。

$$\mathcal{E}_{QNu} = 2G' \mathcal{E}_{Q0} \quad (4.60)$$

$$Sh = 2G' \quad (4.61)$$

一方、式 (4.56) と (4.57) に式 (4.52) を加えた連立方程式から、

\mathcal{D}^2 を $(G' \mathcal{T})$ の関数で表せることがわかる。そしてこの関数は重力

の影響を受けない。実験結果より得られた式 (3.1) と比較し、

$$G = G' \quad (4.62)$$

であることがわかる。式 (4.62) に、式 (3.2) および (4.60) を代入することにより次式が成り立つことがわかる。

$$G = \frac{t_{E0}}{t_E} = \frac{\xi_Q Nu}{2\xi_{Q0}} \quad (4.63)$$

上式の左辺の分母分子を d_0^2 で除せば,

$$\frac{t_{e0}}{t_e} = \frac{\xi_Q Nu}{2\xi_{Q0}} \quad (4.64)$$

となる。修正係数を乗じたヌッセルト数を修正ヌッセルト数と呼ぶことにすれば、微小重力場で得られた修正液滴寿命 t_{e0} の通常重力場で得られたそれ t_e に対する比は、通常重力場における修正ヌッセルト数の微小重力場におけるそれに対する比であることがわかる。

また、蒸発係数は無次元数を用いて

$$k = -\frac{dd^2}{dt} = \frac{\lambda_m}{\rho_l C_{pl}} \frac{d\mathcal{D}^2}{d\mathcal{T}} = \frac{\lambda_m \xi_Q Nu}{\rho_l C_{pl}} \frac{d\mathcal{D}^2}{d(\xi_Q Nu \mathcal{T})} \quad (4.65)$$

と書き換えられる。よって、通常重力場で得られた蒸発係数 k の微小重力場で得られたそれ k_0 に対する比は

$$\frac{k}{k_0} = \frac{\xi_Q Nu}{2\xi_{Q0}} \quad (4.66)$$

となる。即ち、通常重力場で得られた蒸発係数 k の微小重力場で得られたそれ k_0 に対する比は、通常重力場における修正ヌッセルト数の微小重力場におけるそれに対する比であることがわかる。

グラスホフ数 Gr が、自然対流の強さの尺度となる無次元数である

ことは前に述べた。式(4.34)からわかるように、 Gr は液滴直径の3乗に比例する。即ち、自然対流の強さは液滴直径によって変化する。図2.14の7つの曲線および図2.15の6つの曲線は、同修正時間において互いに異なった強さの自然対流から影響を受けていることになる。図2.14の場合、最も初期直径の大きい液滴は最も小さい液滴の約5.8倍の強さの自然対流中で蒸発していることになる。式(4.33)によれば Nu は最大で約1.2倍になる。図2.15の場合は、最も初期直径の大きい液滴の Gr は最も小さい液滴のその約5.6倍であり、 Nu は最大で約1.3倍である。いずれの場合も、 Nu のこの程度の違いでは $(d/d_0)^2$ と t/d_0^2 の関係を表すグラフに大きな違いは現れないことがわかる。ただし、図2.14よりは図2.15において、 d_0 の違いによる時間変化の違いが現れており、 d_0 の大きな液滴の方が蒸発が早くなっている。これは、 d_0 の変化による Gr の変化が図2.14より図2.15の条件で大きいため、蒸発速度に差が現れたと考えられる。これは、 Gr が d_0 の関数であっても、その関数が d_0 に依らなければ起こらない結果である。しかしながら、 Gr は次式のように d_0 に依る d_0 の関数である。

$$Gr = \frac{g(\rho_s - \rho_a)d^3}{\nu_m^2 \rho_m} = \frac{g(\rho_s - \rho_a)d_0^3}{\nu_m^2 \rho_m} \mathcal{D}^3 \quad (4.67)$$

即ち、 $g(\rho_s - \rho_a) / \nu_m^2 \rho_m$ が大きな値をとるような条件においては、

d_0 の違いは \odot と \circ の関係を変化させると考えられる。

4 - 5 液滴温度の時間変化

通常重力場において、同一雰囲気条件で液滴の初期直径 d_0 を変えて液滴の温度測定を行った結果が図 2.46 である。液滴初期直径が異なるにも関わらず、液滴温度 T_L を修正時間 t/d_0^2 の関数として表した曲線はほぼ重なり合っている。 T_L の t/d_0^2 に対する変化に d_0 が影響をあまり及ぼさないことが示唆される。このことは、通常重力場における蒸発液滴の液滴温度を決定する方程式 (4.38) および (4.39) において、唯一 d_0 の影響を受ける無次元係数 G' の d_0 依存性が小さいことを意味していると考えられる。

液滴蒸発に関する準定常理論の解析的な解法においては、しばしば液滴の温度上昇が無視される。そこで、液滴温度上昇に消費される熱量の大きさを実験的に求めてみた。第 2 章において測定した液滴温度の時間変化の結果から温度上昇率を求め、液滴の温度上昇に消費される単位時間当たりの熱量 \dot{Q}_h を算定した結果が図 4.11 および 12 である。液滴直径の 2 乗が直線的に減少し始める蒸発中期において、 \dot{Q}_{total} に占める \dot{Q}_h の割合は 10% 程度であることがわかる。

その後 \dot{Q}_{total} に占める \dot{Q}_h は減少し、零に漸近する。

4-6 自然対流が蒸発係数および修正液滴寿命に及ぼす影響

自然対流が液滴の蒸発速度に及ぼす影響を調べるため、図 4.13 に k/k_0 および t_{e0}/t_e の Gr 依存性を示す。両者はほぼ同じ Gr 依存性を示すことがわかる。これは前節で導いた

$$\frac{k}{k_0} = \frac{t_{e0}}{t_e} = \frac{\xi_Q Nu}{2\xi_Q 0} \quad (4.68)$$

の妥当性を示していると考えられる。両図において実験結果を表す点が分散している理由には、 ξ_Q/ξ_{Q0} が Gr 以外の変数に依っていることおよび測定誤差が考えられる。実験点の分散は 4-2-2 項で見積もった測定誤差の範囲に入る。よって、後者が主たる理由であることが示唆される。

次に、燃焼液滴および燃焼液球を用いて蒸発係数に及ぼす自然対流の影響を実験的に調べた Law と Williams[12]、岡島と熊谷[42]、佐藤ら[2]および Agostonら[43]の結果と、本研究で蒸発液滴を用いて得られた結果を比較して図 4.14 に示す。ただし、本研究の結果には実験点の多い液滴寿命を用いた。また、雰囲気圧力 1 bar において得られた t_{e0}/t_e には 1 以下のものが含まれていたため、雰囲気圧力 1 bar の実験値には平均値を用いた。平均値の計算には次式のような算術平均を用いた。

$$\frac{t_{e0}}{t_e} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n \left(\frac{t_{e0}}{t_e} \right)_i \quad (4.69)$$

$$Gr = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n Gr_i \quad (4.70)$$

ただし、 n は雰囲気圧力 1 bar において得られた実験結果の個数である。本研究で得られた実験結果は、Agostonらによって得られた実験結果の延長線上にあり、佐藤らによって得られた実験結果を下方に平行移動した曲線上に分布している。即ち、同様なグラスホフ数範囲で液滴燃焼に及ぼす自然対流の影響を調べた結果と本研究の結果は、定性的に一致し定量的には値が小さくなることがわかる。また、低圧力雰囲気において多孔質球を用いて行われた実験結果とは、定量的に一致する可能性が示唆された。

第 5 章 糸吉 論

高温高圧下における噴霧燃焼の基礎研究として亜臨界雰囲気から超臨界雰囲気までの広範囲な雰囲気条件で液滴蒸発の実験を行った。また、通常重力場および微小重力場で実験を行うことにより、蒸発液滴に及ぼす自然対流の影響を調べた。以下、得られた結果を示す。

(1)初期直径が $0.6 \sim 0.8 \text{ mm}$ の範囲の液滴については、無次元液滴直径の2乗と修正時間の関係、および液滴温度と修正液滴温度の関係は雰囲気条件に固有であり、液滴初期直径に依らない。

(2)液滴寿命に占める初期加熱期間の割合は、雰囲気温度の増加にともない増加する。雰囲気温度が低い場合、液滴寿命に占める初期加熱期間の割合は雰囲気圧力の増加にともない減少し、雰囲気温度が高い場合、増加する。

(3)蒸発係数は、雰囲気温度の増加にともない、単調に増加する。雰囲気圧力の増加にともない、蒸発係数の雰囲気温度依存性は増す。

(4)亜臨界雰囲気において、蒸発係数が圧力依存性をほとんど示さない雰囲気温度（交点温度）が存在する。交点温度以下の雰囲気においては、蒸発係数は雰囲気圧力の増加にともない減少し、極小値をとった後増加する。交点温度以上の雰囲気においては、蒸発係数は雰囲気圧力の増加にともない単調に増加する。

(5)修正液滴寿命は、雰囲気温度の増加にともない、単調に減少する。また、雰囲気圧力の増加にともない、修正液滴寿命の雰囲気温度依

存性は増す。

(6) 亜臨界雰囲気において、修正液滴寿命が圧力依存性をほとんど示さない雰囲気温度が存在する。この温度は、蒸発係数における交点温度とほぼ一致する。交点温度以下の雰囲気においては、修正液滴寿命は雰囲気圧力の増加にともない増加し、極大値をとった後減少する。交点温度以上の雰囲気においては、修正液滴寿命は雰囲気圧力の増加にともない単調に減少する。超臨界雰囲気においては、修正液滴寿命は雰囲気温度に依らず単調に減少する。

(7) 初期直径が $0.6 \sim 0.8 \text{ mm}$ の液滴に対する自然対流の影響は、蒸発中一定である。

(8) 自然対流が蒸発液滴に及ぼす影響を、微小重力場での修正液滴寿命と通常重力場での修正液滴寿命の比で表し、その比のグラスホフ数依存性を調べた。その結果、同様なグラスホフ数範囲で液滴燃焼に及ぼす自然対流の影響を調べた結果と、本研究で得られた蒸発液滴に及ぼす自然対流の影響は定性的に一致し、定量的には値が小さくなることがわかった。

謝 辞

本研究を行うにあたり、ご指導頂いた東京大学工学部航空学科教授河野通方先生に感謝致します。また、論文作成にあたってご指導頂いた東京大学工学部反応化学科平野敏右先生、航空学科教授長島利夫先生、航空学科教授荒川義博先生、反応化学科助教授石塚悟先生に感謝致します。また、装置の製作および実験に協力して頂いた河野研究室の和田佳之助手、内海正文技官、日本郵船（株）宮野春雄氏（昭和61年度当時）、大阪府立大学の津江光洋氏（平成2年度当時）、大学院生の丹羽マリオ氏、三上真人氏、そして田辺光昭氏に厚くお礼を申し上げます。また、日本大学生産工学部機械工学科教授西野宏先生、同助教授氏家康成先生、学生の塚田智也氏と戸塚龍夫氏に厚くお礼を申し上げます。さらに、多大なるご助力と有益な議論をして下さった石川島播磨重工（株）の佐藤順一氏に謝意を表します。

本研究はドイツ・ブレーメン大学との国際協同研究として行われました。ブレーメン大学 Z A R M (Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation) の Prof. Rath, Dr. Iglseeder, Mr. Marks, Dr. Ristau, Dipl. Nagel、そして Mr. König にここで厚くお礼を申し上げます。

参考文献

1. Faeth, G. M., Dominicus, D. P., Tulpinsky, J. F. and Olson, D. R.: Supercritical Bipropellant Droplet Combustion, Twelfth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1969, pp.9-18.
2. Sato, J., Tsue, M., Niwa, M. and Kono, M.: Effects of Natural Convection on High-Pressure Droplet Combustion, Combustion and Flame, 82 (1990), pp.142-150.
3. 津江光洋, 宮野春雄, 佐藤順一, 河野通方: 高圧下における炭化水素燃料液滴の燃焼, 日本航空宇宙学会誌, 35 (1987), pp.433-438.
4. Burgoyne, J. H. and Cohen, L.: The Effect of Drop Size on Flame Propagation, Proceeding of The Royal Society of London, Series A, 225 (1954), pp.375-392.
5. Hayashi, S. and Kumagai, S.: Flame Propagation in Fuel Droplet-Vapor-Air Mixture, Fiteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1962, pp.631-638.
6. Law, C. K.: Recent Advances in Droplet Vaporization and Combustion, Progress in Energy and Combustion Science, 8 (1982), pp.171-201.
7. Feath, G. M.: Evaporation and Combustion of Spray, Progress in Energy and Combustion Science, 9 (1983), pp.1-76.
8. Sato, J., Tsue, M., Niwa, M. and Kono, M.: Effect of Natural Convection on High Pressure Droplet Combustion, Combustion and Flame, (in press).
9. Sato, J., Tsue, M., Niwa, M. and Kono, M.: Microgravity Droplet Combustion in High Pressures of Fuels, AIP Conference Proceedings 197 Drops and Bubbles, American Institute of Physics, 1989, pp.387-393.
10. Avedisian, C. T., Yang, J. C. and Wang, C. H.: On Low-gravity Droplet Combustion, Proceeding of The Royal Society of London, Series A, 420 (1988), pp.183-200.
11. 甲藤好郎: 液滴の蒸発および燃焼の理論について, 日本機械学会前刷集 No. 25, 1960, pp.37-51.
12. Law, C. K. and Williams, F. A.: Kinetics and convection in the combustion of alkane droplets, Combustion and Flame, 19 (1972), pp.393-405.
13. Sirignano, W. A.: Fuel droplet vaporization and spray combustion theory, Prog. Energy Combust. Sci., 9 (1983)

pp.291-322.

- 1 4. Kobayasi, K.: A Study on the evaporation and combustion of a single droplet. The Japan Society of Mechanical Engineers: preprint 1949.
- 1 5. Ranz, W. E.; Marshall, J.R., W. R.: Evaporation from drops. Chemical Engineering Progress. 48 (1952) pp.141-146.
- 1 6. Nishiwaki, N.: Kinetics of liquid combustion processes: evaporation and lag of fuel droplets. Fifth Symposium (International) on Combustion, 1954, pp.148-158.
- 1 7. Spalding, D. B.: Theory of particle combustion at high pressure, ARS J., (1959), pp.828-835.
- 1 8. Rosner, D. E.: On liquid droplet combustion at high pressure. ALAA J., 5 (1967), pp.163-167.
- 1 9. Kotake, S.; Okazaki, T.: Evaporation and combustion of a fuel droplet. Int. J. Heat Mass Transfer, 12 (1969), pp.595-609.
- 2 0. Rosner, D. E.; Chang, W. S.: Transient evaporation and combustion of a fuel droplet near its critical temperature. Combustion Science and Technology, 7 (1973), pp.145-158.
- 2 1. Abramzon, B. and Siriganano, W. A.: Approximate Theory of a Single Droplet Vaporization in Convective Field: Effects of Variable properties, Stefan Flow and Transient Liquid Heating. ASME/JSME Thermal Engineering Conference, 1 (1987), pp.11-18.
- 2 2. Curtis, E. W.; Farrell, P. V.: droplet vaporization in a supercritical microgravity environment. Acta Astronautica, 12 (1988), pp.1189-1193.
- 2 3. Curtis, E. W.; Hartfield, J. P.; Farrell, P. V.: Microgravity vaporization of liquid droplets under supercritical conditions. Proc. Third International Colloquium on Drops and Bubbles, 1988.
- 2 4. 林 茂: 高温・高圧の静止および流動雰囲気中の燃料液滴の蒸発, 航空宇宙技術研究所報告538号, (1978), pp.1-18.
- 2 5. Matlosz, R. L., Leipziger, S. and Torda, T. P.: Investigation of Liquid Drop Evaporation in a High Temperature and High Pressure Environment. Int. J. Heat Mass Transfer, 15 (1972), pp.831-852.
- 2 6. 廣安博之, 角田敏一, 千田達郎, 今本敏彦: 高温高圧の気体中における単一液滴の蒸発, 日本機械学会論文集, 40 (1974), pp.3147-3154.
- 2 7. 角田敏一, 廣安博之: 超臨界雰囲気中における液体燃料の蒸

- 発, 日本機械学会論文集, 44(1978), pp.3884-3892.
- 2 8. 野村浩司, 修士論文, (1989).
- 2 9. Gökalp, I.; Chauveau, C.; Richard, J. R.; Kramer, M.; Leuckel, W.: Observations on the low temperature vaporization and envelope or wake burning of n-heptane droplets at reduced gravity during parabolic flights. paper presented in the Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, 1988.
- 3 0. Kumagai, S. and Isoda H.: Combustion of fuel droplets in a falling chamber. Sixth Symposium (International) on Combustion, 1957.
- 3 1. Isoda, H. and Kumagai, S.: New aspect of droplet combustion. Seventh Symposium (International) on Combustion, 1959.
- 3 2. 角田敏一, 廣安博之: 高温高圧の気体中における単一液滴の蒸発, 日本機械学会論文集, 42 (1976), pp.1216-1223.
- 3 3. Manrique, J. A. and Borman, G. L.: Calculations of Steady State Droplet Vaporization at High Ambient Pressures, Int. J. Heat Mass Transfer, 12 (1969), pp.1081-1095.
- 3 4. 伝熱工学資料第4版, 日本機械学会, 丸善.
- 3 5. 佐藤一雄: 物性定数推算法, 丸善, 東京.
- 3 6. Reid, R. C., Prausnitz, J. M. and Poling, R. E.: The Properties of Gases and Liquids, Forth edition, McGraw-Hill, 1988.
- 3 7. 甲藤好郎; 伝熱概論, 養賢堂.
- 3 8. 小西克享, 酒井幸夫; 懸垂液滴の体積および表面積計測による燃焼速度定数の測定, 第29回燃焼シンポジウム前刷り集, pp.70-72.
- 3 9. 熊谷清一郎; 燃焼, 岩波書店, (1976).
- 4 0. 弓削達夫; Trans. ASME, J. Heat Mass Transfer, 5 (1962), p.83.
- 4 1. Frossling, N.: Über die Verdunstung fallender Tropfen. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 52 (1938), pp.170-216.
- 4 2. Okajima, S. and Kumagai, S.: Nineteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1982, p.1021.
- 4 3. Agoston, G. A., Wood, B. J. and Wise, H.: Influence of Pressure on the Combustion of Liquid, Jet Propulsion, 28, pp.181-188.

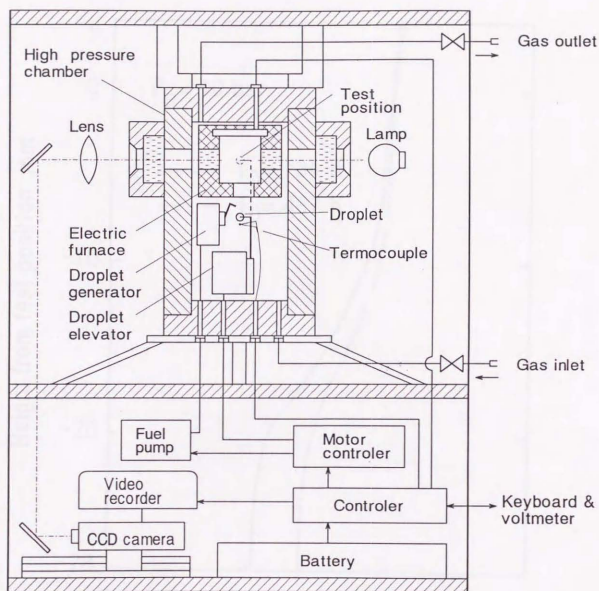


図 2. 1 実験装置の概略

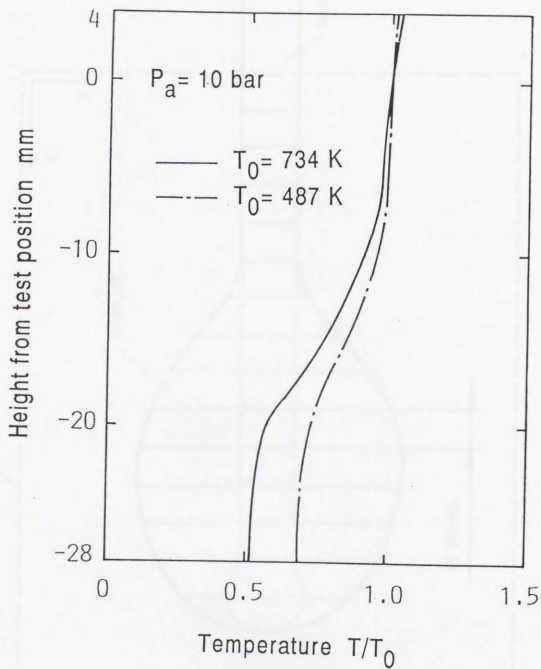


図 2. 2 高温室内の温度分布

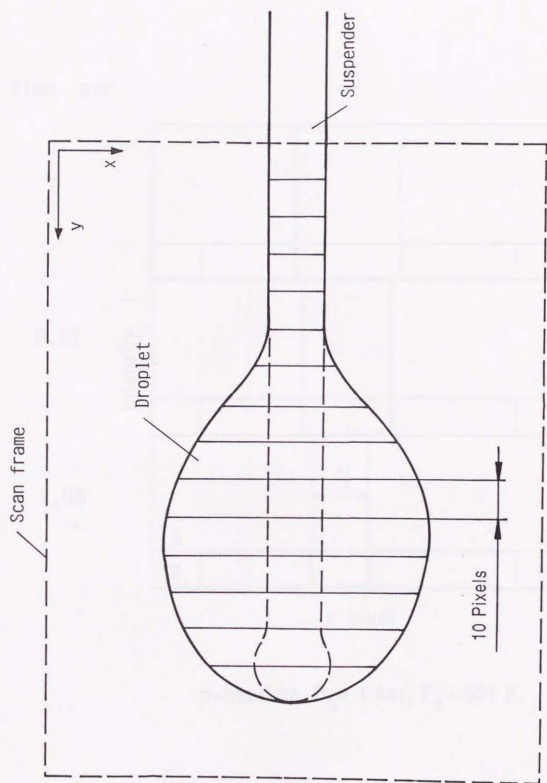


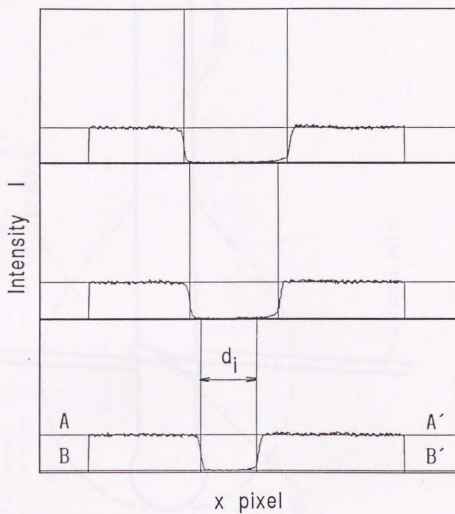
図 2. 3 画像処理の方法

Time sec

0

0.52

1.08



n-heptane, $P_a = 1$ bar, $T_a = 601$ K.

図 2. 4 画像処理に用いる x 軸方向輝度分布

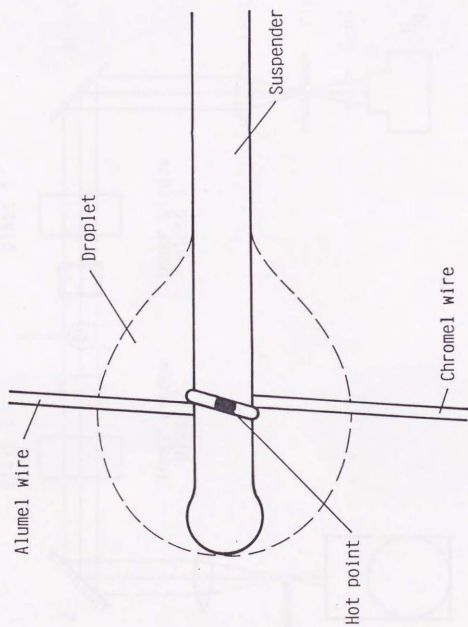


図 2. 5 液滴温度測定用熱電対の概略

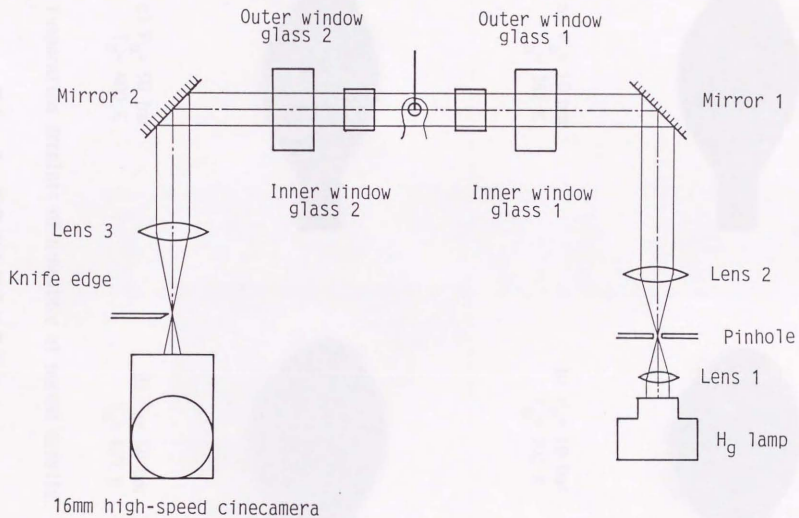
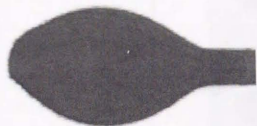


図 2. 6 シュリーレン撮影用光学装置の概略



a) $P_a = 10 \text{ bar}$
 $T_a = 382 \text{ K}$



b) $P_a = 10 \text{ bar}$
 $T_a = 742 \text{ K}$



c) $P_a = 50 \text{ bar}$
 $T_a = 400 \text{ K}$



d) $P_a = 50 \text{ bar}$
 $T_a = 671 \text{ K}$

Evaporating droplets of n-heptane at normal gravity.

図 2. 7 蒸発する液滴の影写真

Time



n-heptane
 $P_a = 10 \text{ bar}$
 $T_a = 742 \text{ K}$
normal gravity
10 frames/sec

図 2. 8 亜臨界雰囲気中で蒸発する液滴の連続影写真

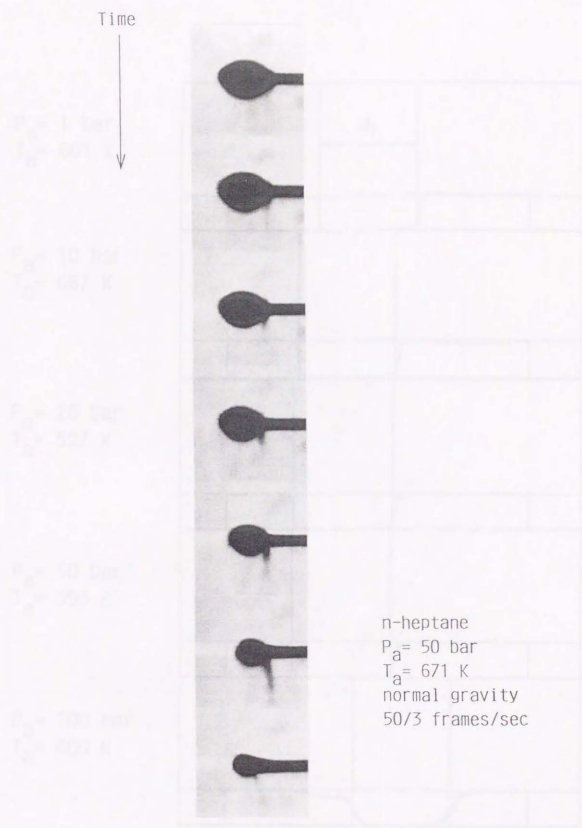


図 2. 9 超臨界雰囲気中で蒸発する液滴の連続影写真

$P_a = 1 \text{ bar}$
 $T_a = 601 \text{ K}$

$P_a = 10 \text{ bar}$
 $T_a = 667 \text{ K}$

$P_a = 20 \text{ bar}$
 $T_a = 597 \text{ K}$

$P_a = 50 \text{ bar}$
 $T_a = 593 \text{ K}$

$P_a = 100 \text{ bar}$
 $T_a = 600 \text{ K}$

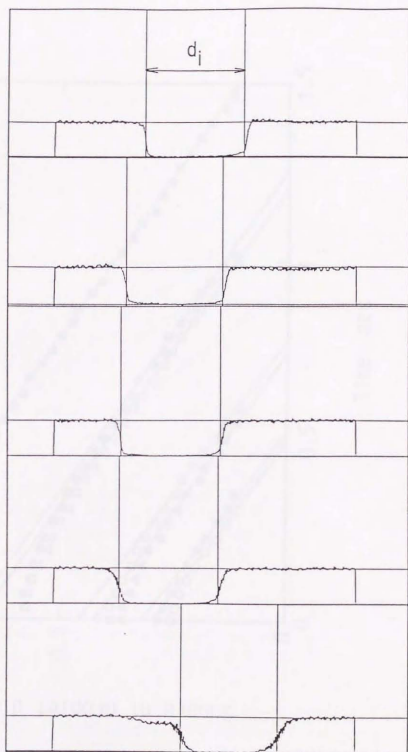


図 2. 1 0 液滴の中心を通る鉛直線上の輝度分布

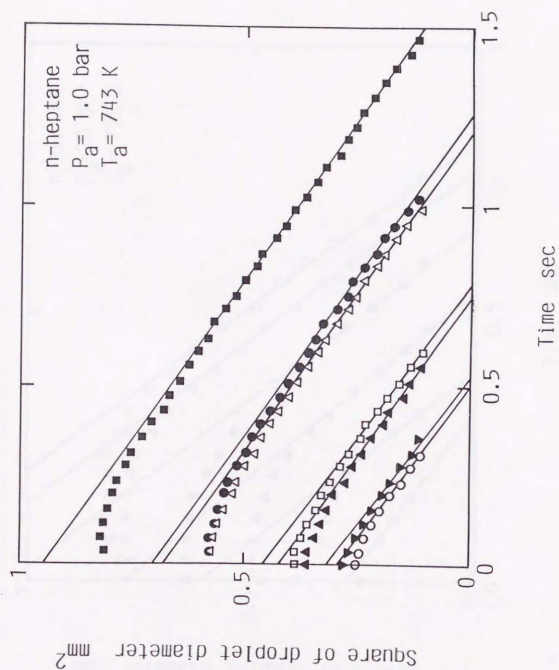


図 2. 1 1 液滴直径の 2 乗の時間変化に及ぼす初期直径の影響

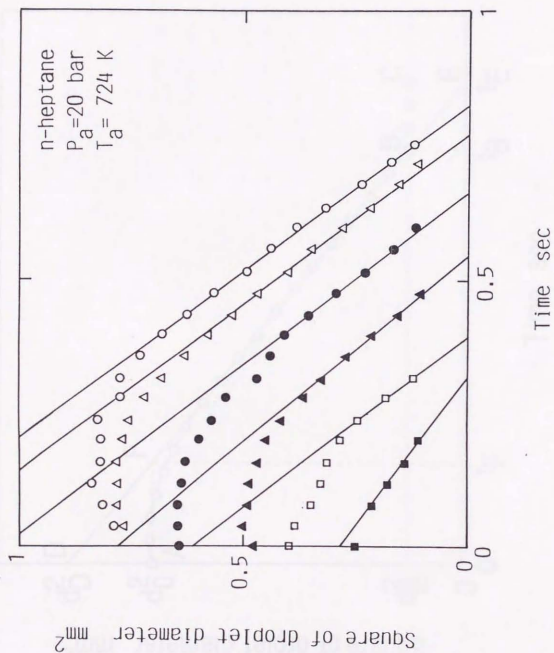


図 2. 1 2 液滴直径の 2 乗の時間変化に及ぼす初期直径の影響

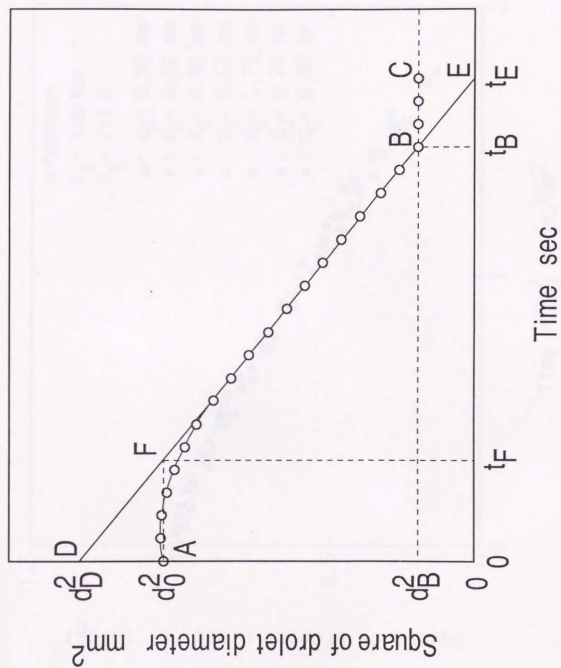


図 2. 13 液滴直径の 2 乗の時間変化

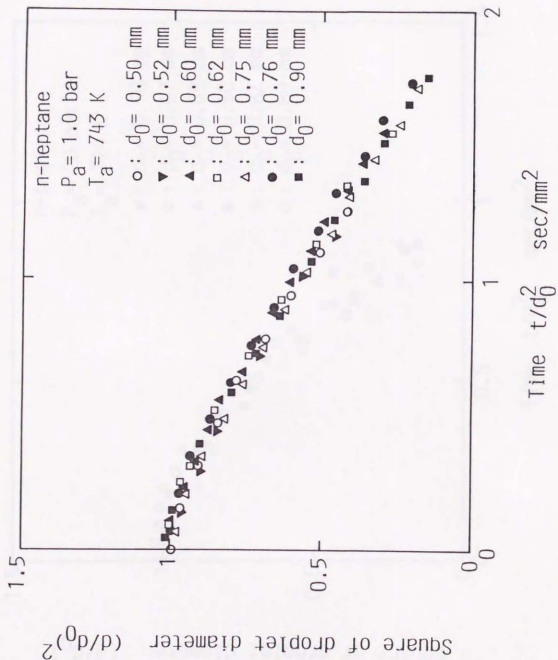


図 2. 1 4 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化に及ぼす
 初期直径の影響

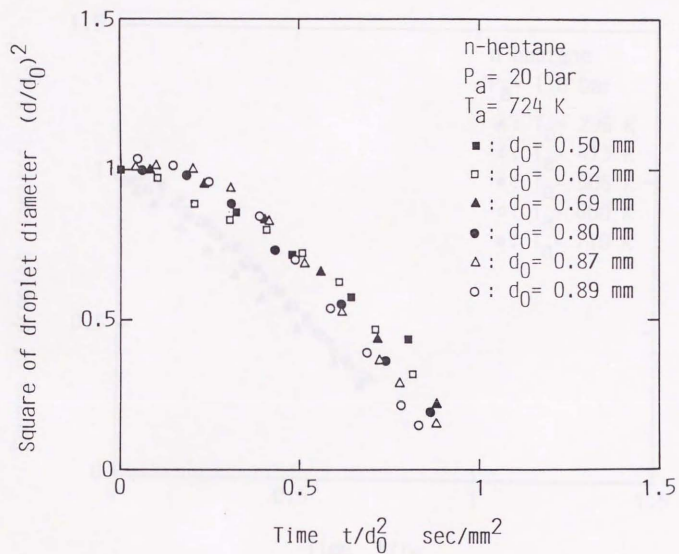


図 2. 15 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化に及ぼす初期直径の影響

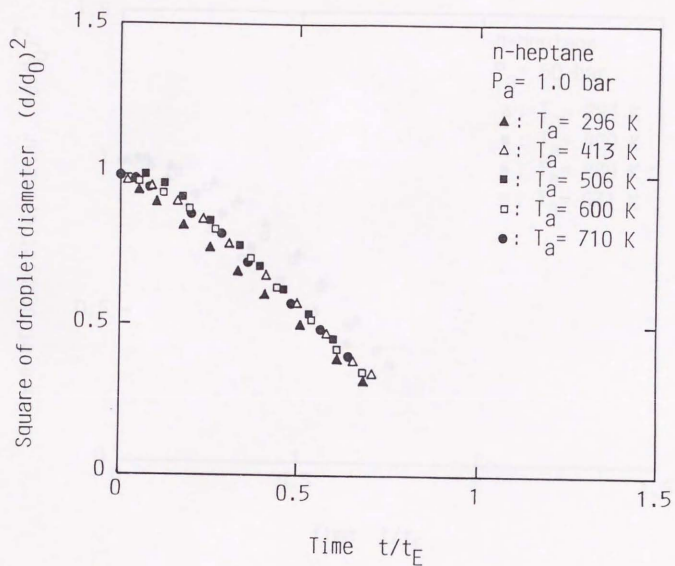


図 2. 16 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 雰囲気温度の影響

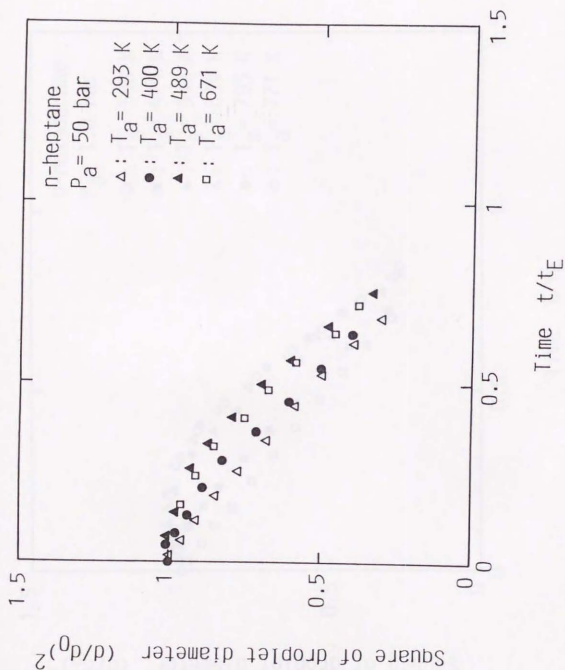


図 2. 1 7 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 周囲気温度の影響

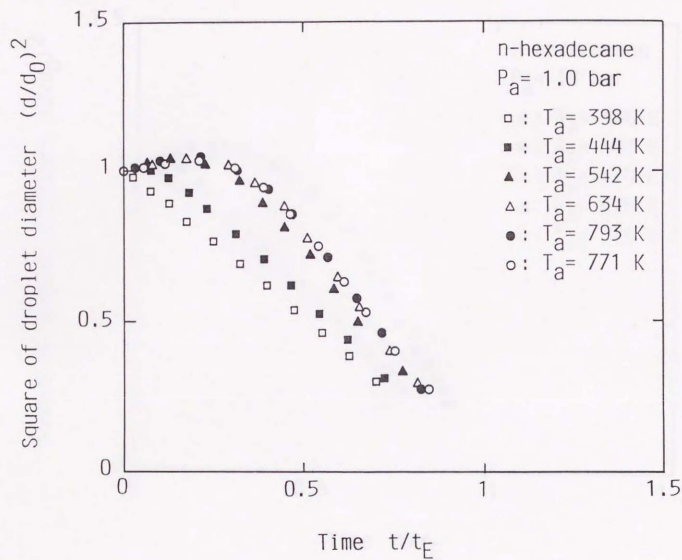


図 2. 18 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 雰囲気温度の影響

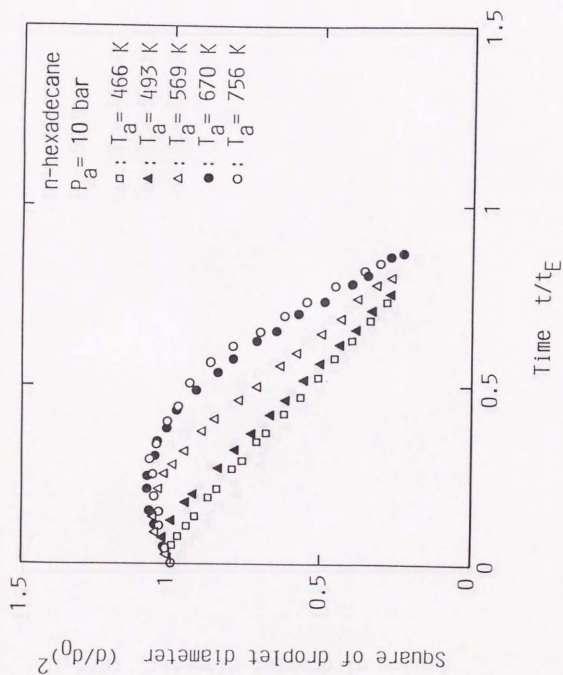


図 2. 1 9 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 雰囲気温度の影響

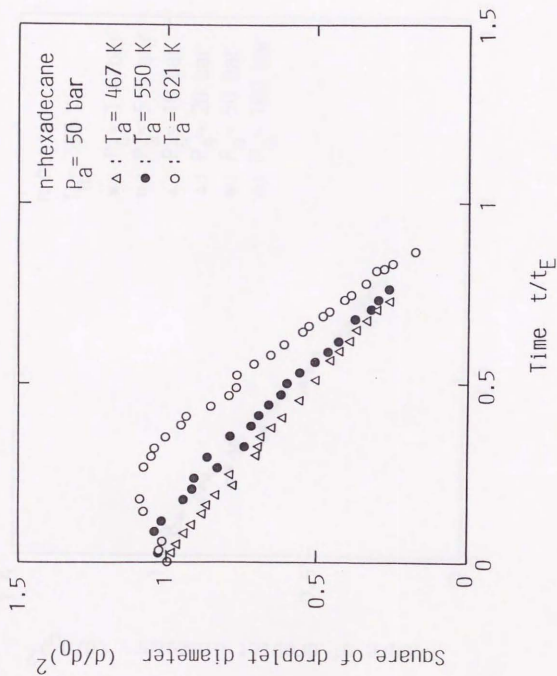


図 2. 20 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 周囲気温度の影響

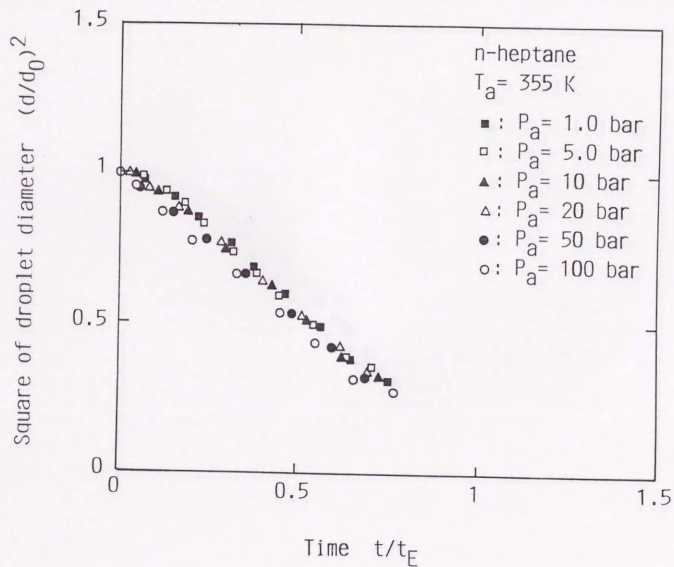


図 2. 2 1 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 雰囲気圧力の影響

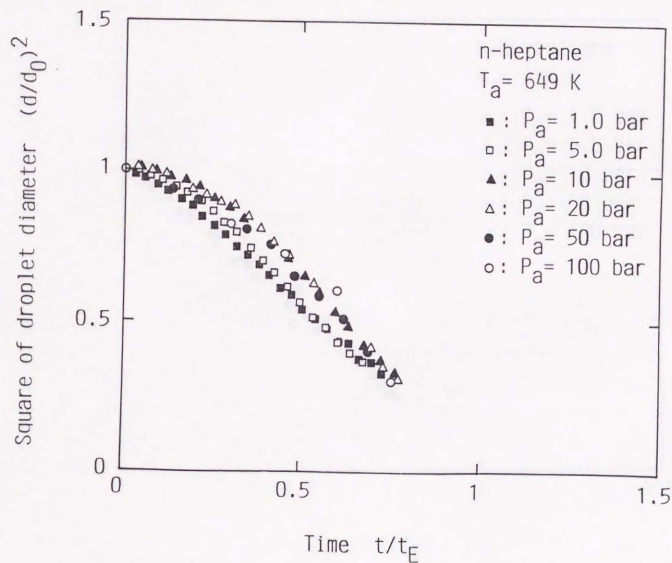


図 2. 22 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 雰囲気圧力の影響

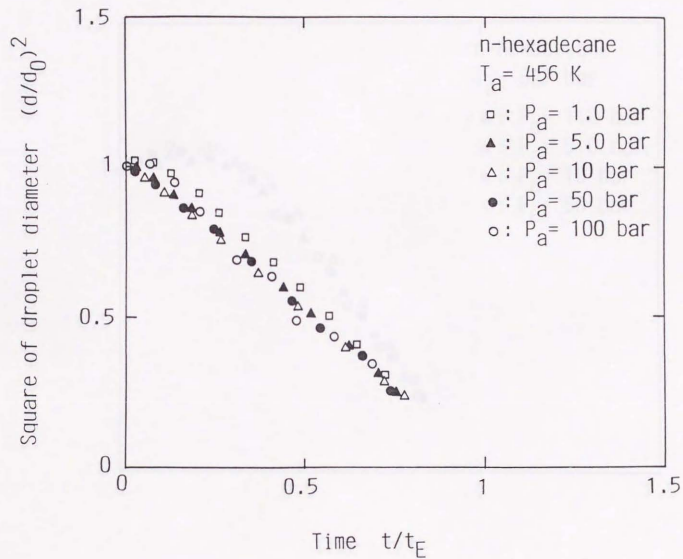


図 2. 23 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 雰囲気圧力の影響

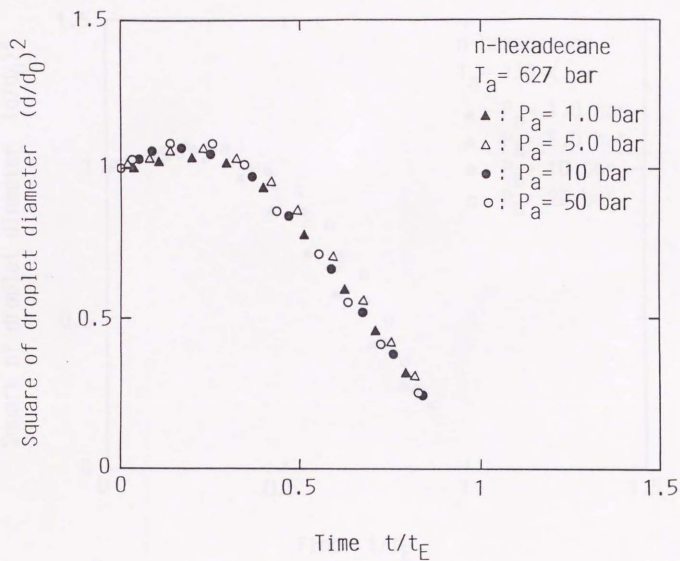


図 2. 2 4 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 雰囲気圧力の影響

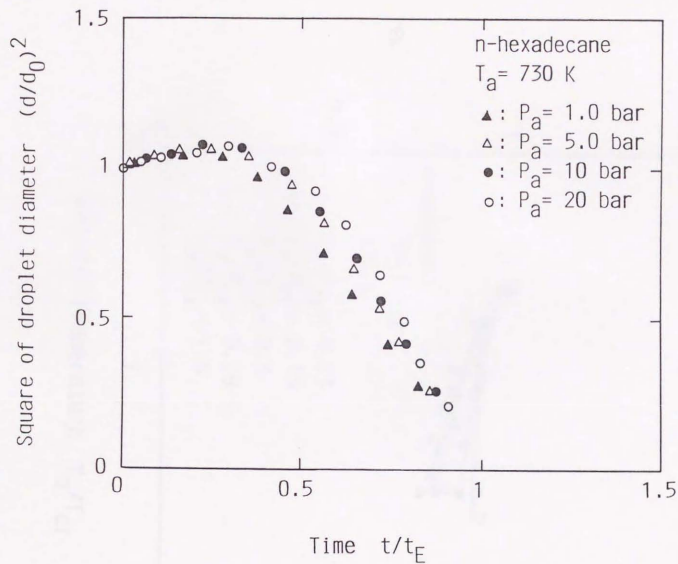


図 2. 2 5 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす
 雰囲気圧力の影響

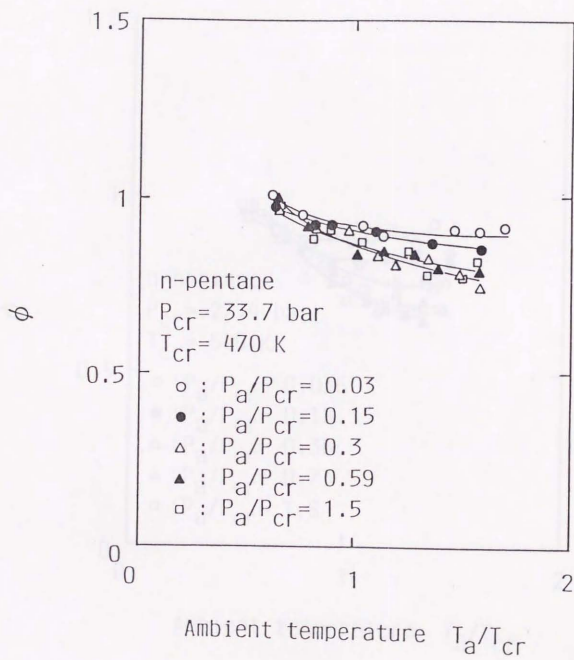


図 2. 26 準定常蒸発割合と雰囲気温度の関係

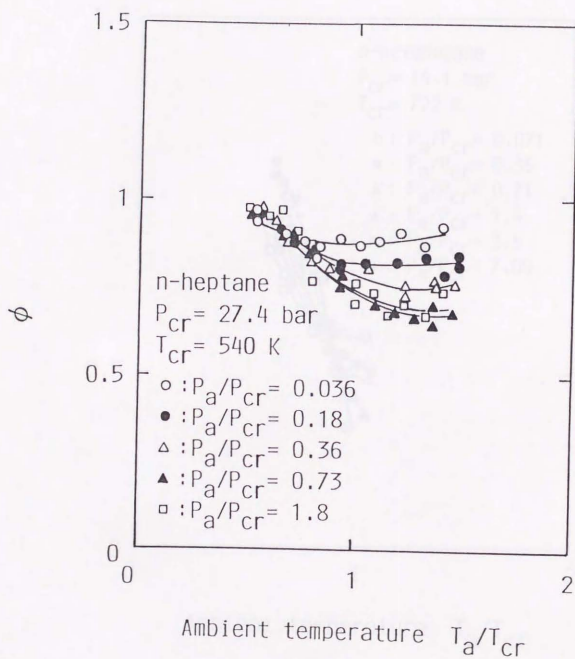


図 2. 27 準定常蒸発割合と雰囲気温度の関係

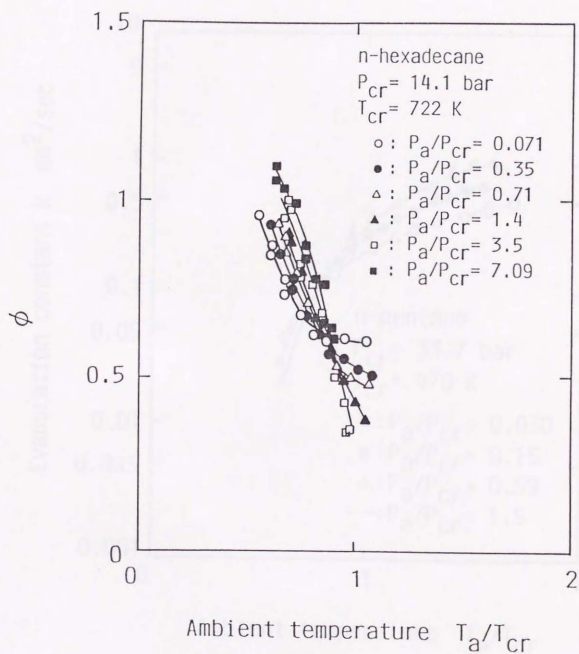


図 2. 28 準定常蒸発割合と雰囲気温度の関係

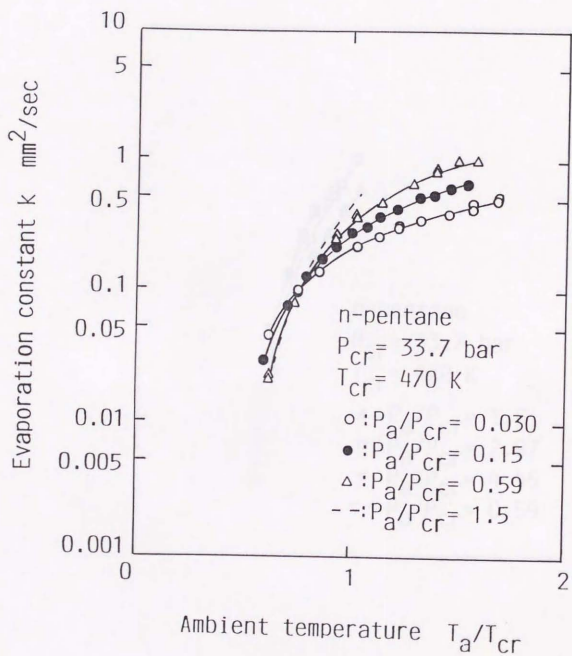


図 2. 2 9 蒸発係数と雰囲気温度の関係（亜臨界雰囲気圧力）

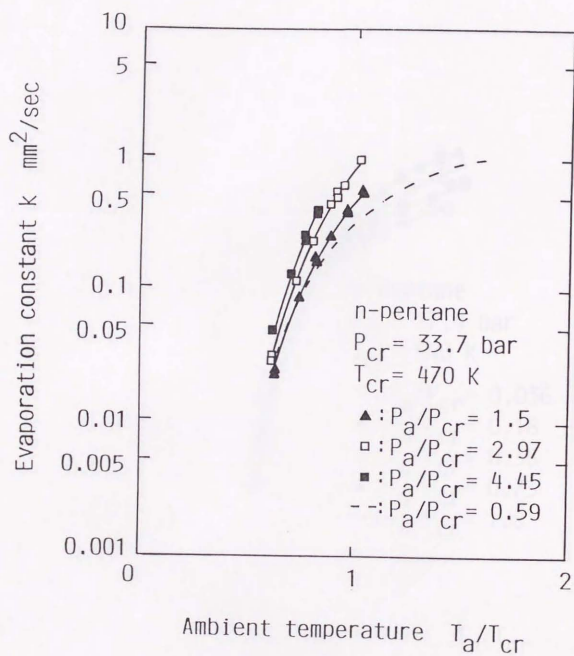


図 2. 3 0 蒸発係数と雰囲気温度の関係（超臨界雰囲気圧力）

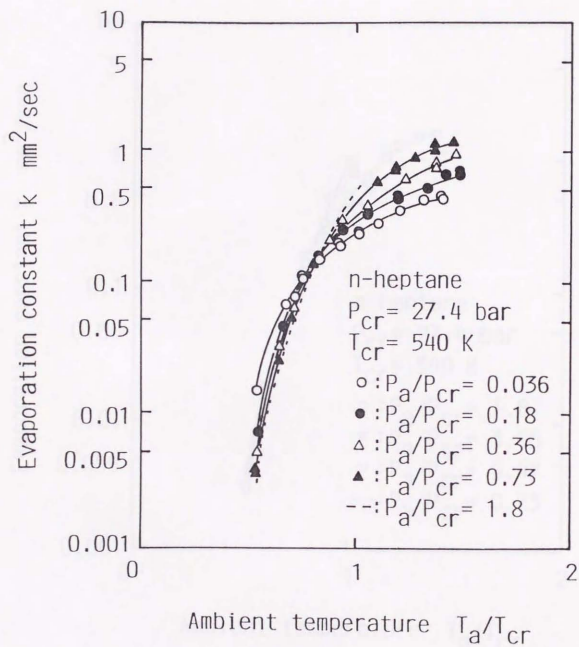


図 2. 3 1 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力)

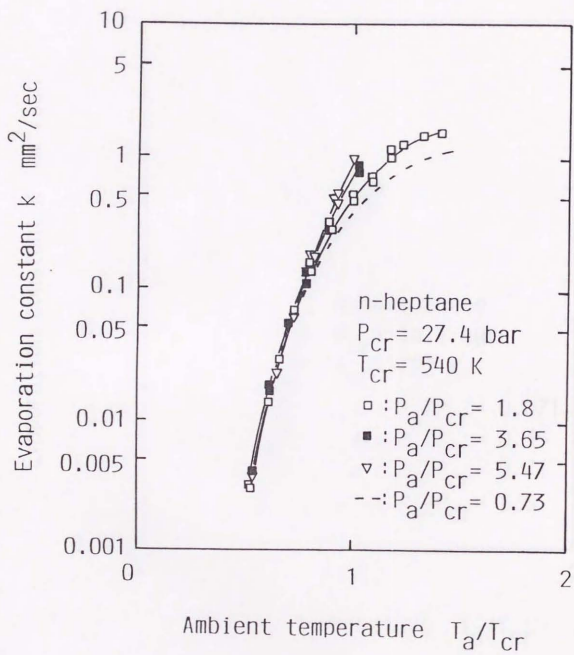


図 2. 3 2 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (超臨界雰囲気圧力)

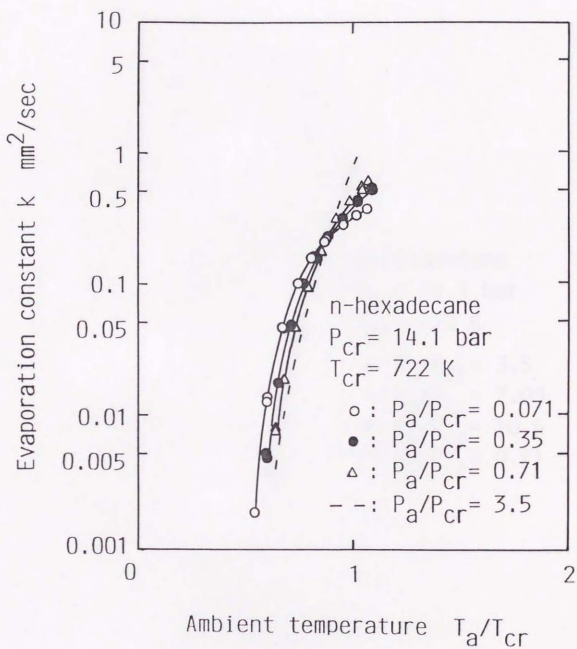


図 2. 3 3 蒸発係数と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力)

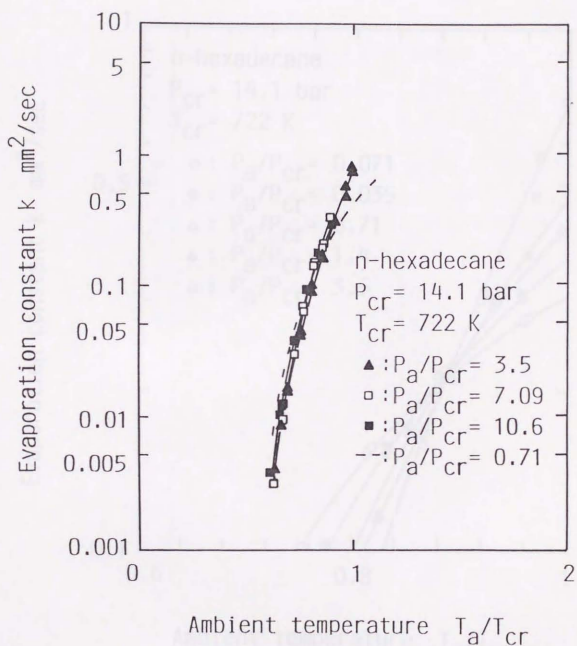


図 2. 3 4 蒸発係数と雰囲気温度の関係（超臨界雰囲気圧力）

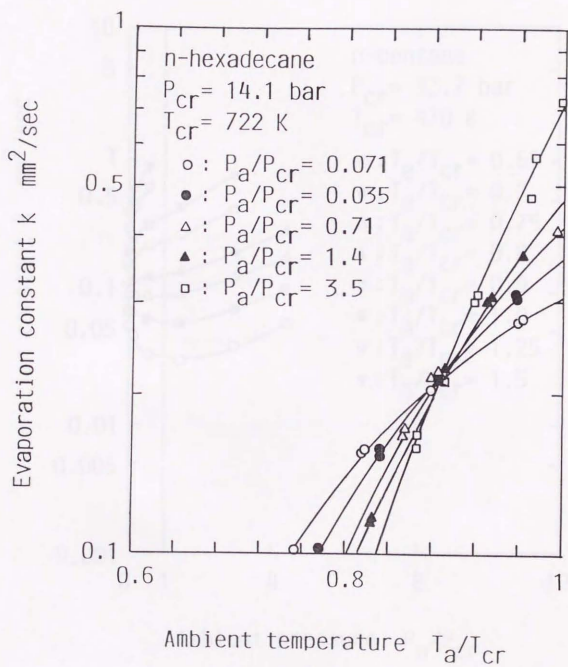


図 2. 35 蒸発係数と雰囲気温度の関係

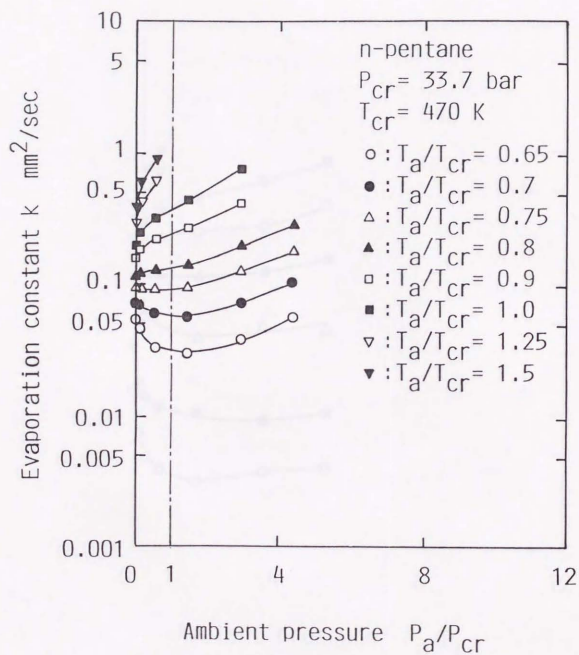


図 2. 3 6 蒸発係数と雰囲気圧力の関係

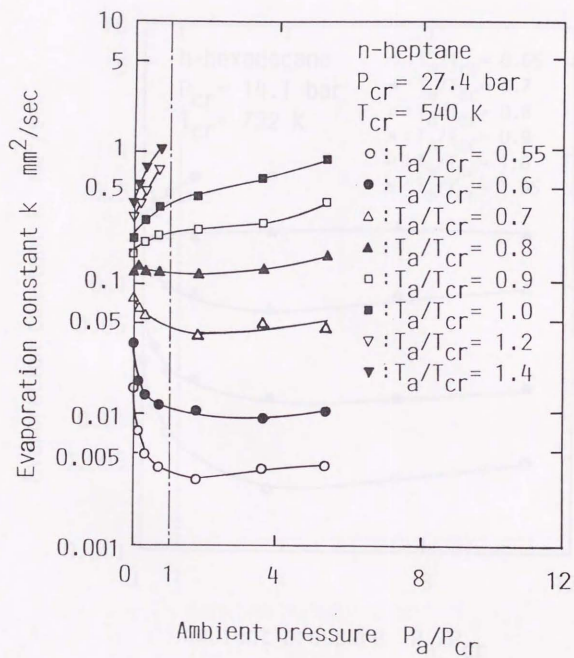


図 2. 3 7 蒸発係数と雰囲気圧力の関係

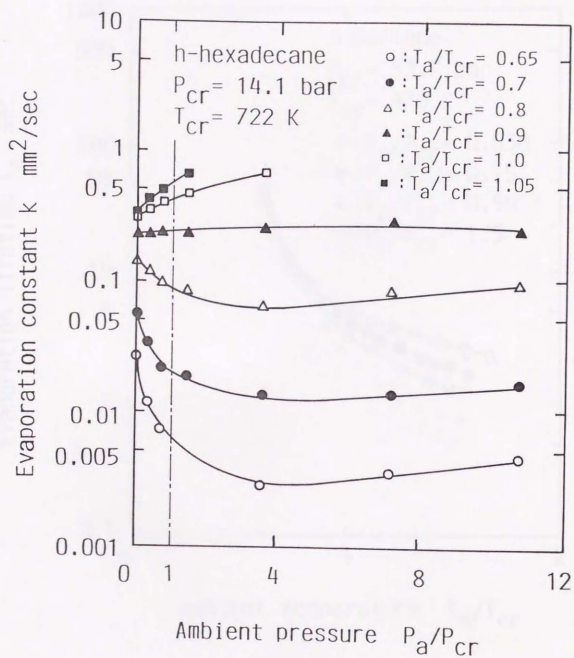


図 2. 38 蒸発係数と雰囲気圧力の関係

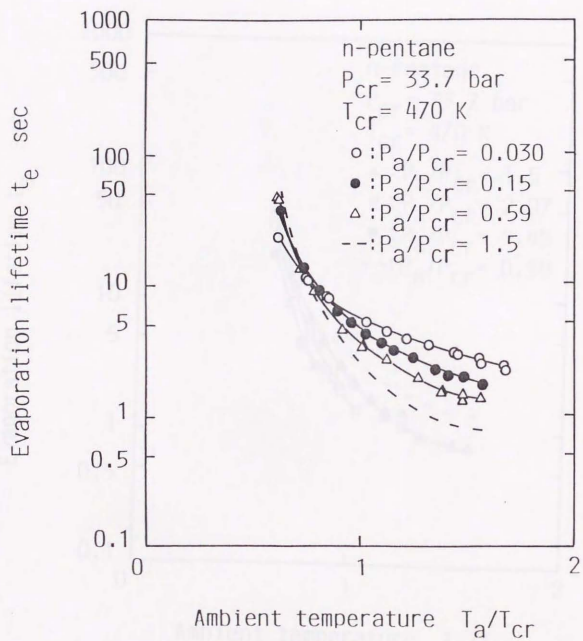


図 2. 39 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係（亜臨界雰囲気圧力）

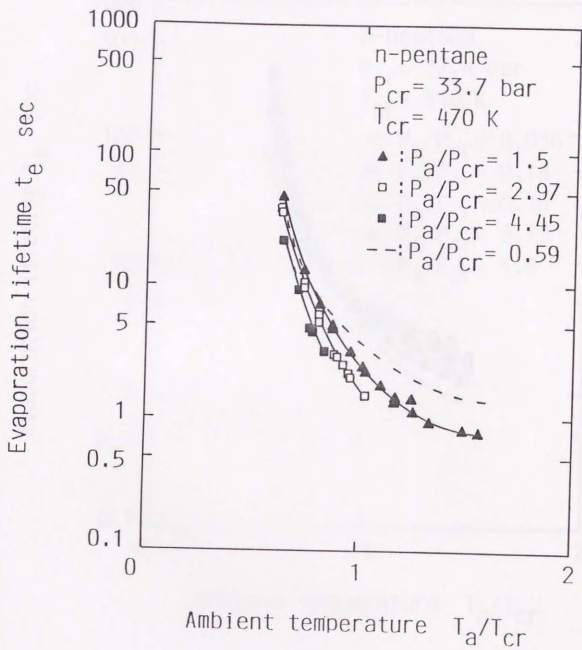


図 2. 40 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係（超臨界雰囲気圧力）

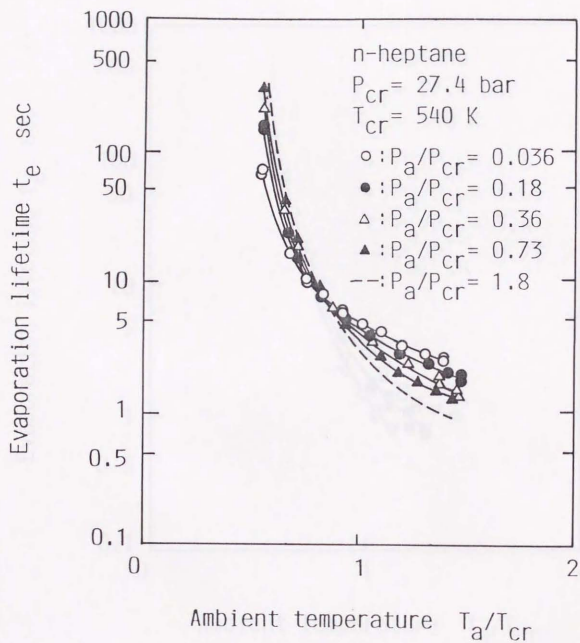


図 2. 4 1 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係 (亜臨界雰囲気圧力)

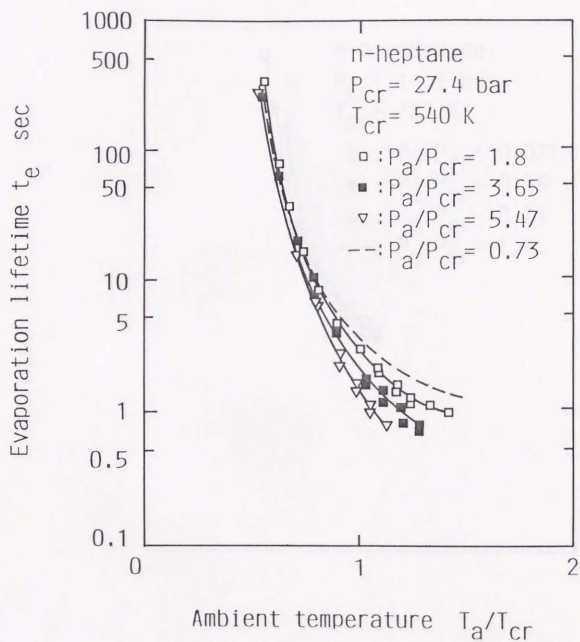


図 2. 4 2 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係（超臨界雰囲気圧力）

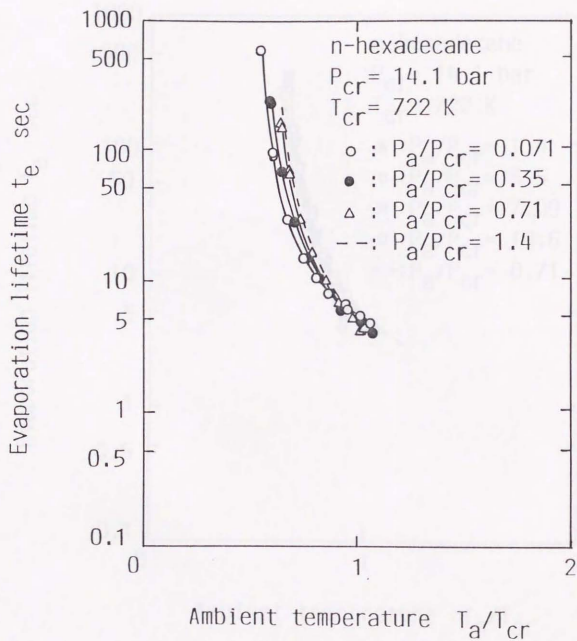


図 2. 4 3 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係（亜臨界雰囲気圧力）

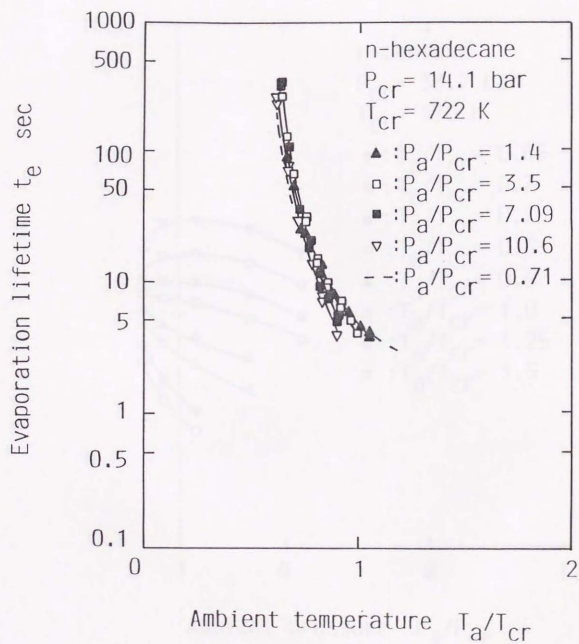


図 2. 4 4 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係（超臨界雰囲気圧力）

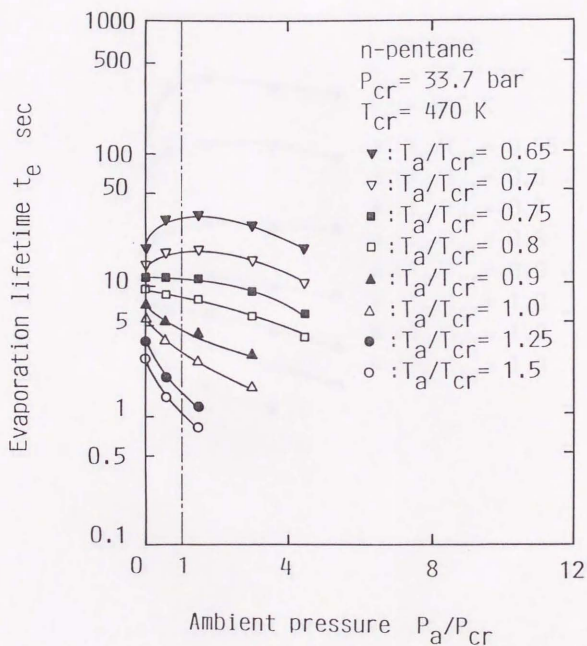


図 2. 4 5 修正液滴寿命と雰囲気圧力の関係

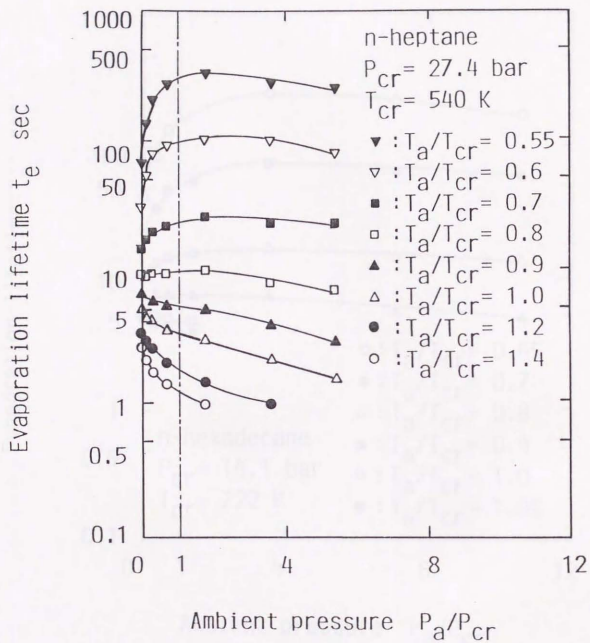


図 2. 4 6 修正液滴寿命と雰囲気圧力の関係

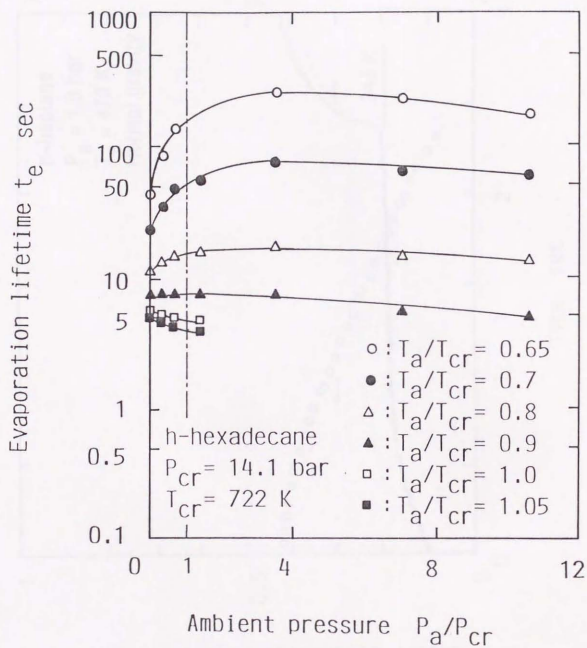


図 2. 4 7 修正液滴寿命と雰囲気圧力の関係

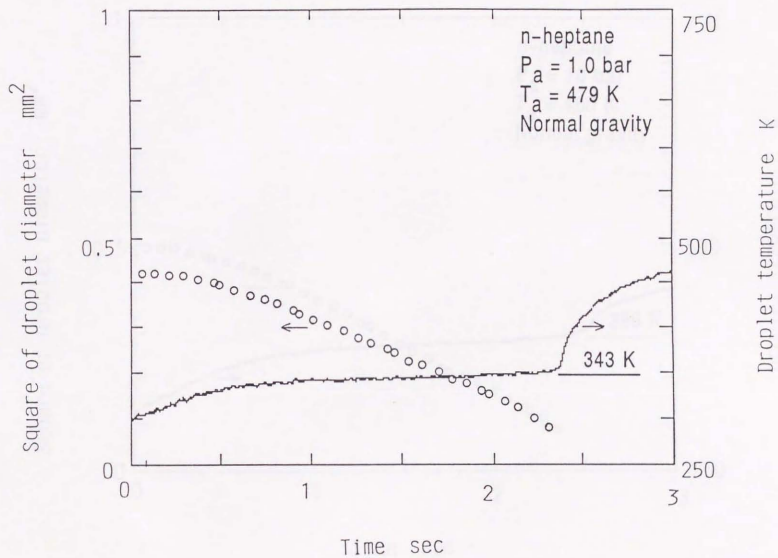


図 2. 4 8 液滴直径の 2 乗および液滴温度の時間変化

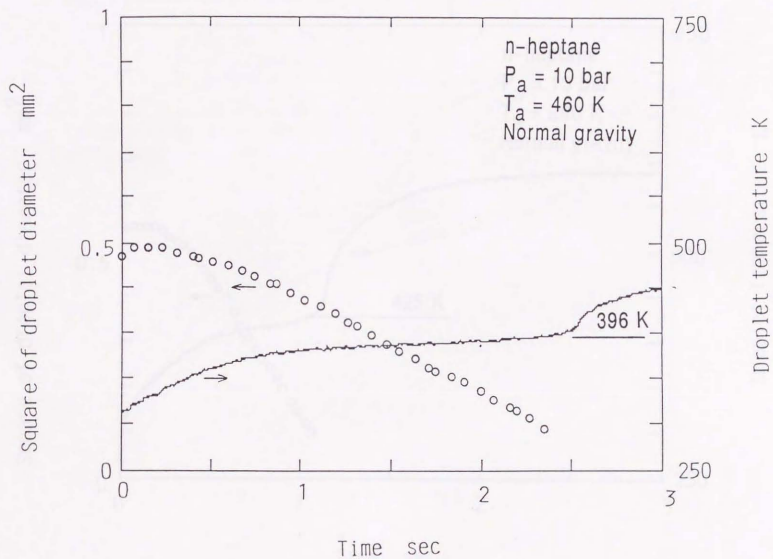


図 2. 4 9 液滴直径の 2 乗および液滴温度の時間変化

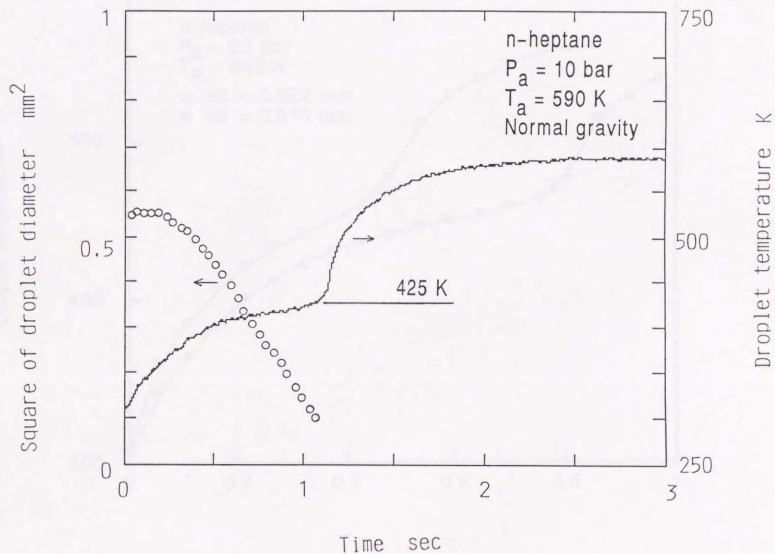


図 2. 5 0 液滴直径の 2 乗および液滴温度の時間変化

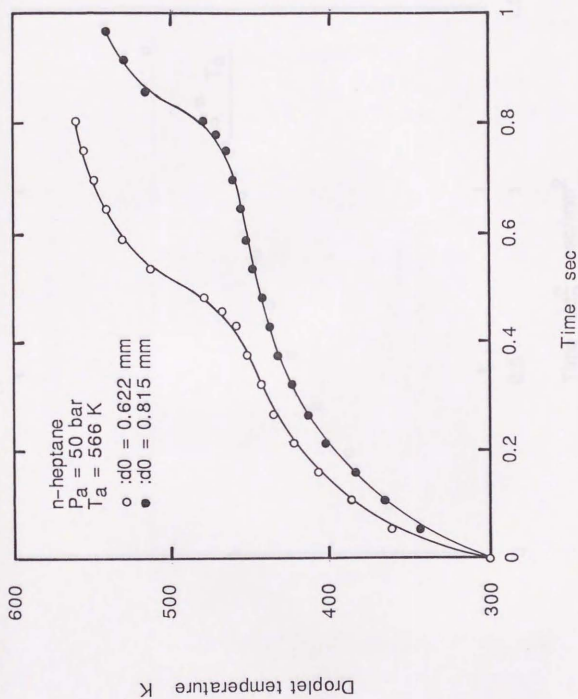


図 2. 5. 1 液滴温度の時間変化に及ぼす液滴初期直径の影響

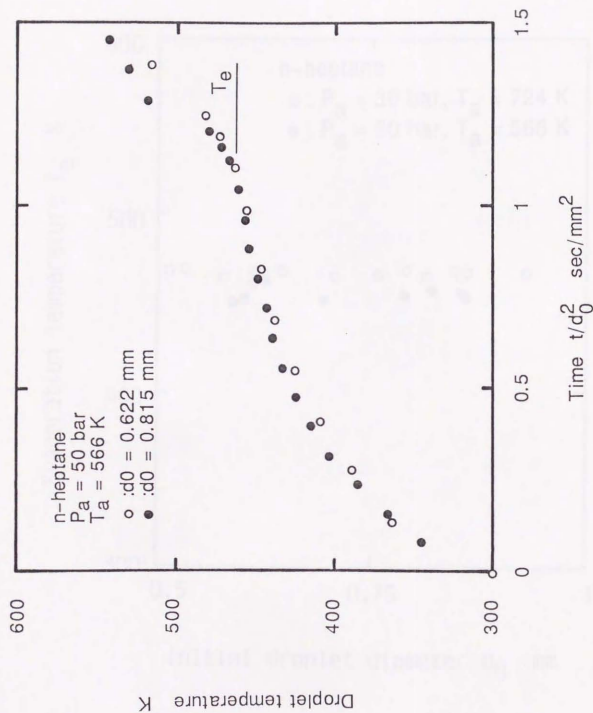


図 2. 5. 2 液滴温度の修正時間に対する変化に及ぼす液滴初期直径の影響

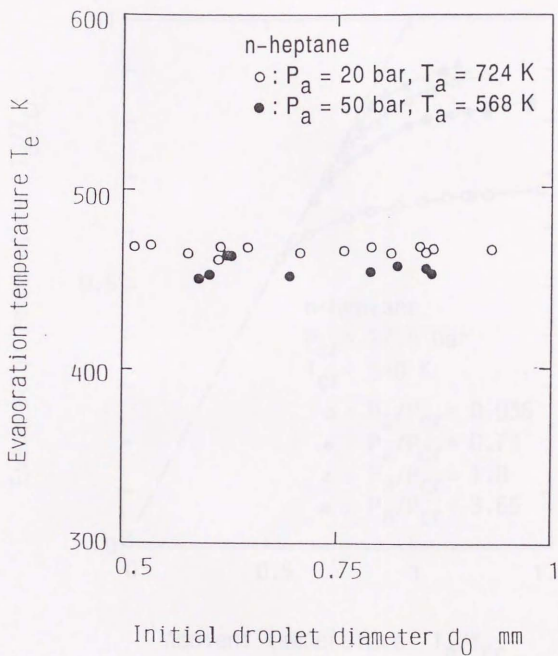


図 2. 5 3 蒸発温度と液滴初期直径の関係

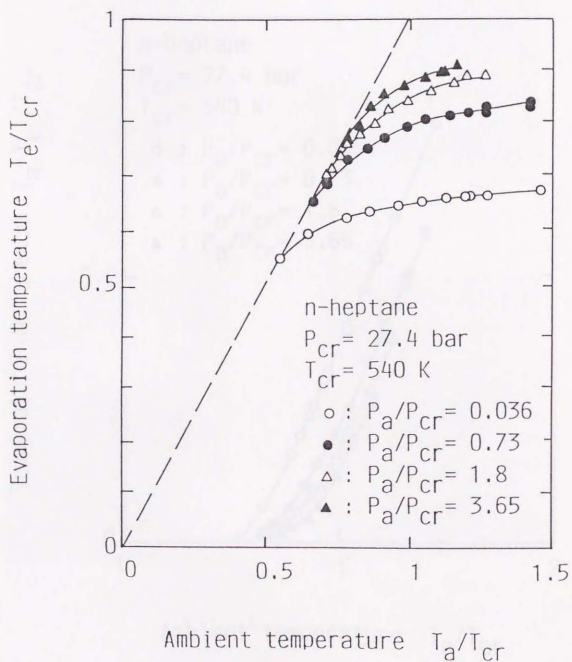


図 2. 5 4 蒸発温度と雰囲気温度の関係

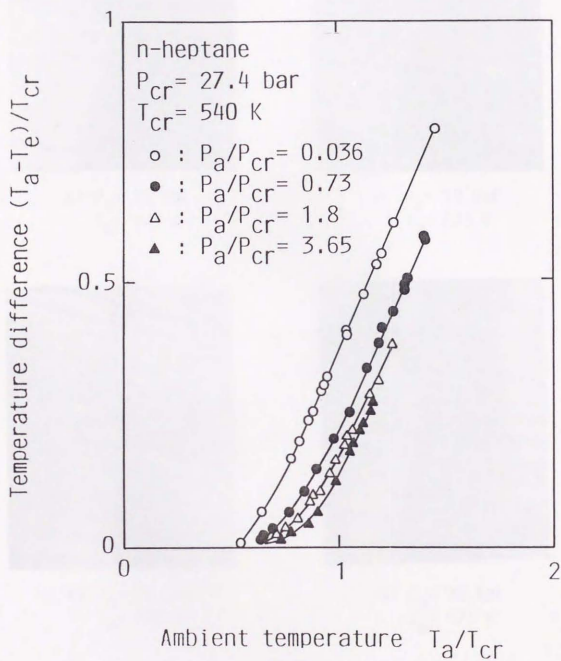
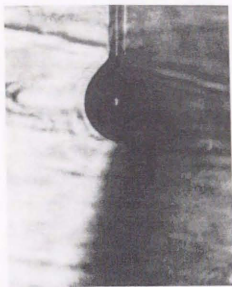
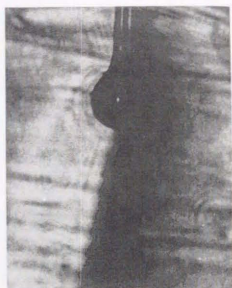


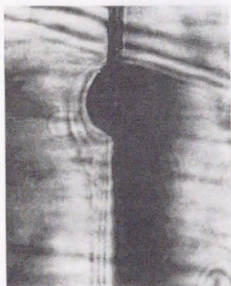
図 2. 5 5 蒸発温度と雰囲気温度の差の雰囲気温度依存性



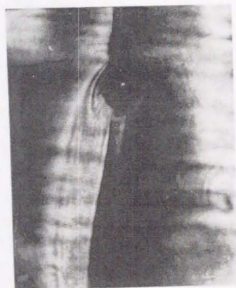
a) $P_a = 10 \text{ bar}$
 $T_a = 473 \text{ K}$



b) $P_a = 10 \text{ bar}$
 $T_a = 673 \text{ K}$



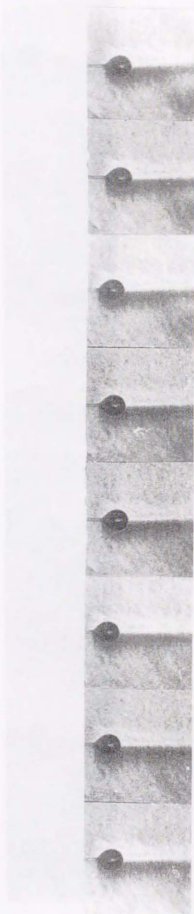
c) $P_a = 50 \text{ bar}$
 $T_a = 473 \text{ K}$



d) $P_a = 50 \text{ bar}$
 $T_a = 673 \text{ K}$

$P_{cr} = 27.4 \text{ bar}$, $T_{cr} = 540 \text{ K}$

図 2. 5 6 蒸発する正ヘプタン液滴のシュリーレン写真



Time →

$P_a = 40 \text{ bar}, T_a = 373 \text{ K}$

図 2.57 蒸発する正ヘプタン液滴の連続シュレーレン写真



(a)

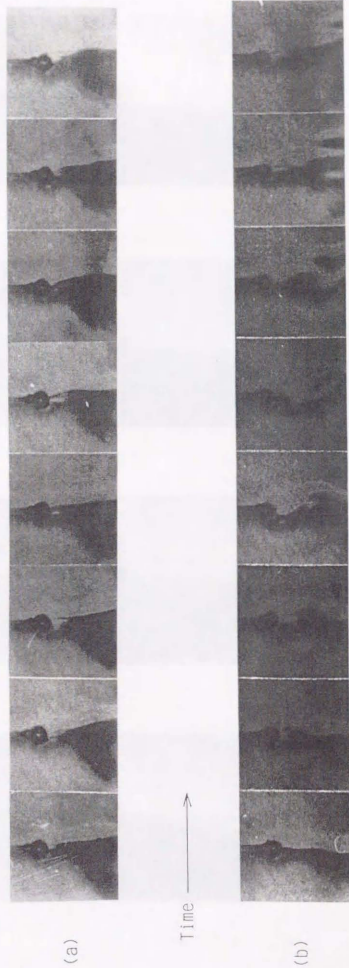
Time →



(b)

$P_a = 20 \text{ bar}, T_a = 673 \text{ K}$

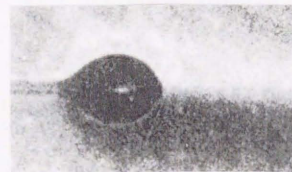
図 2. 5 8 蒸発する正へブタン液滴の連続シュリーレン写真
a) 乱れの小さい状態, b) 乱れの大きい状態



$P_a = 40 \text{ bar}, T_a = 673 \text{ K}$

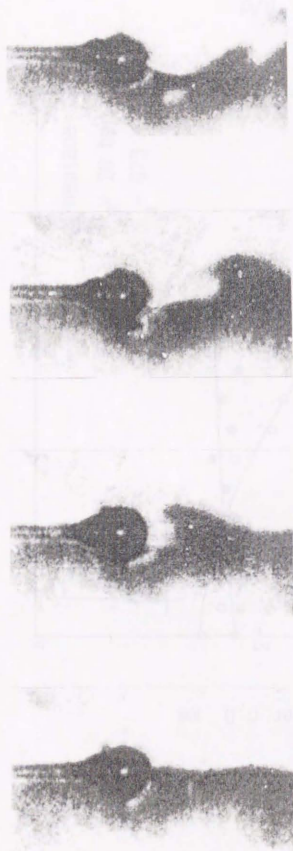
図 2. 5 9 蒸発する正ヘプタン液滴の連続シュレーレン写真
a) 乱れの小さい状態, b) 乱れの大きい状態

Time \longrightarrow



$P_a = 20 \text{ bar}$, $T_a = 373 \text{ K}$

図 2. 60 蒸発する正ヘプタン液滴の連続シュレーレン写真



$P_a = 40 \text{ bar}, T_a = 673 \text{ K}$

図 2. 6. 1 蒸発する正ヘプタン液滴の連続シュレーレン写真

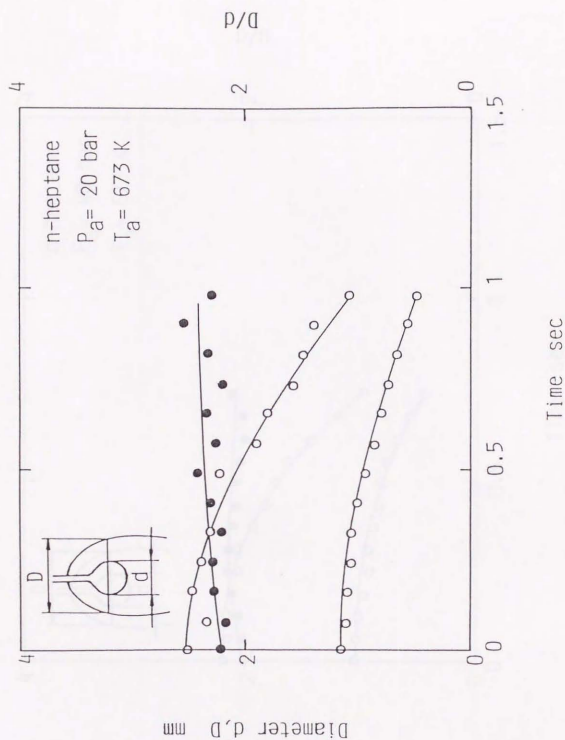


図 2. 6 2 液滴直径, 蒸気膜直径および直径比の時間変化

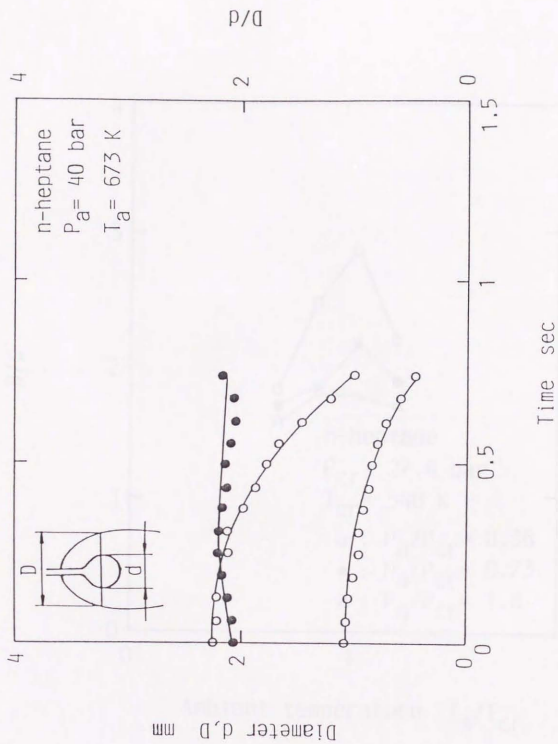


図 2. 6 3 液滴直径, 蒸気層直径および直径比の時間変化

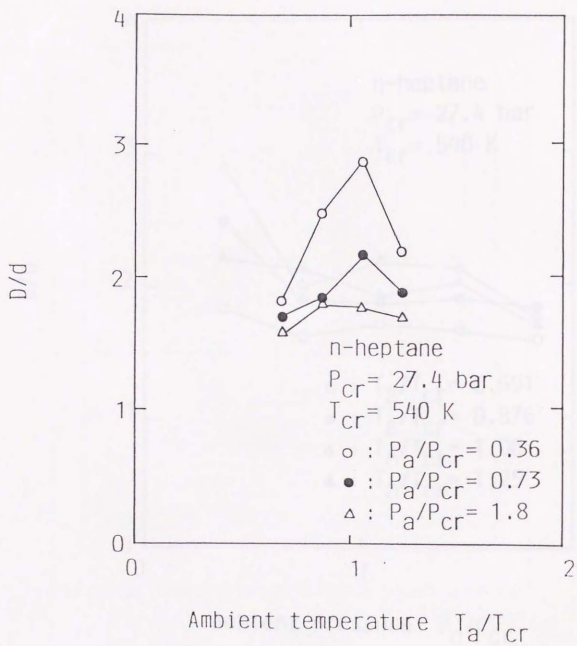


図 2. 6 4 直径比と雰囲気温度の関係

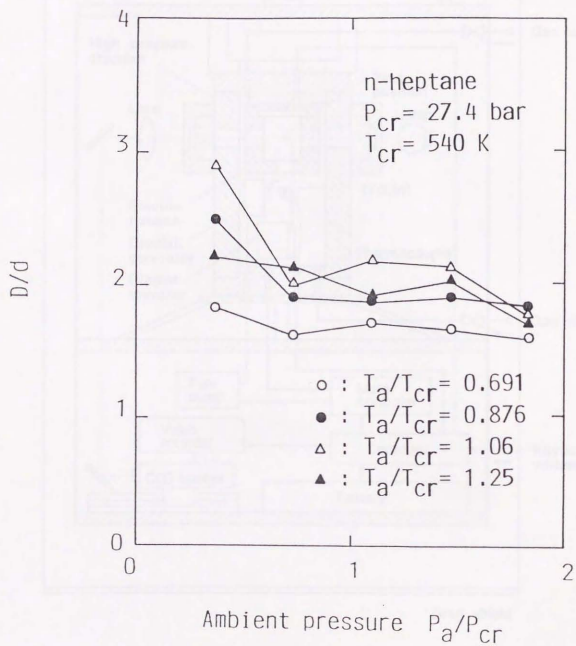


図 2. 6 5 直径比と雰囲気圧力の関係

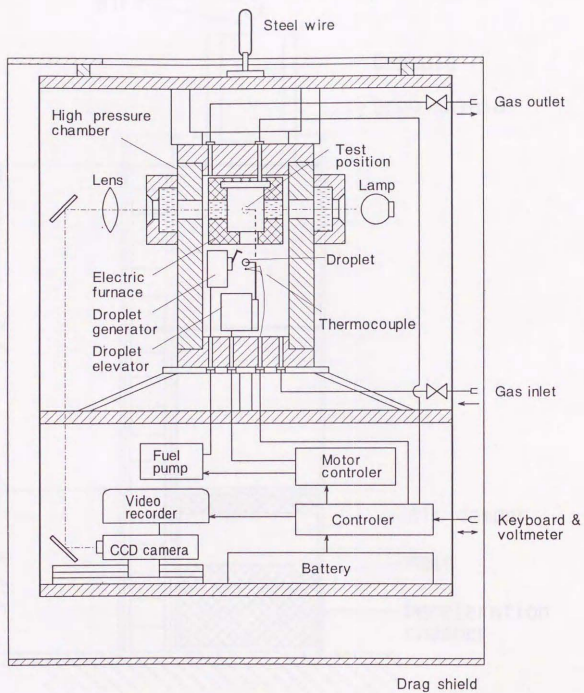


図 3. 1 5 m の落下塔用実験装置の概略

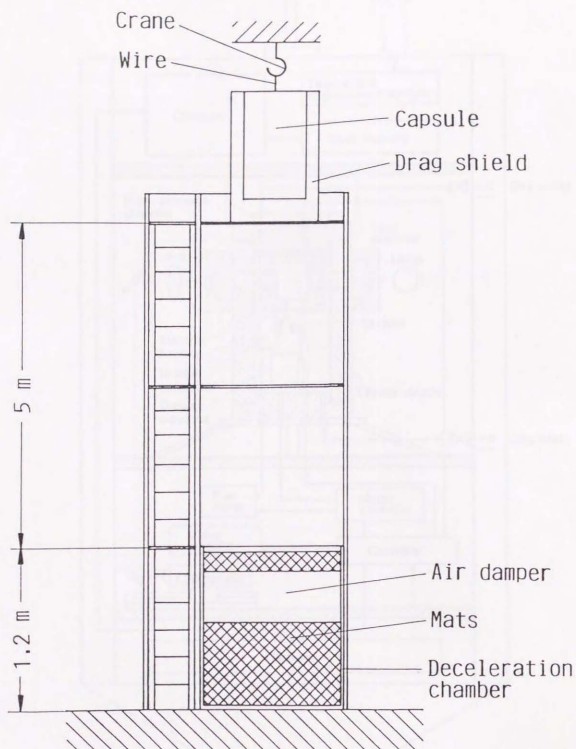


図 3. 2 5 m の落下塔の概略

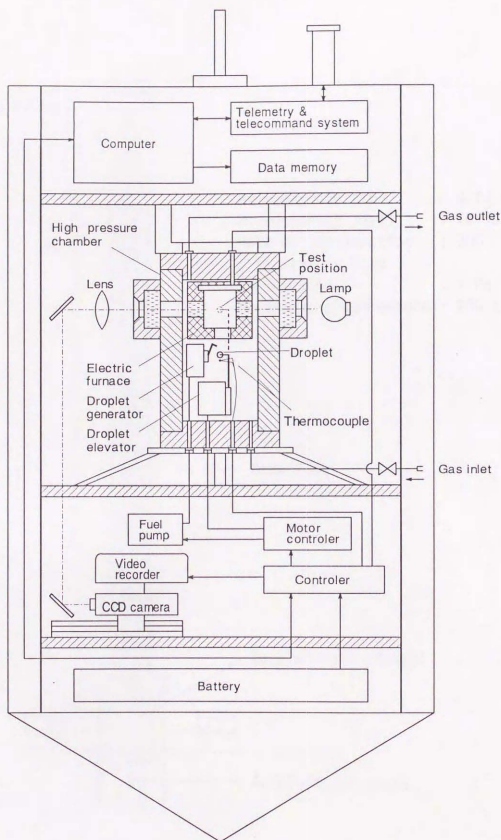


図 3. 3 110 m の落下塔用実験装置の概略

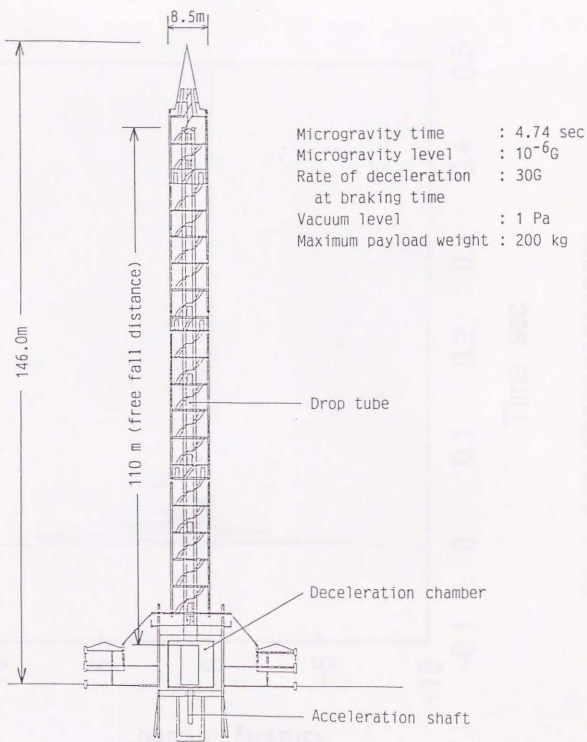


図 3. 4 110 m の落下塔の概略

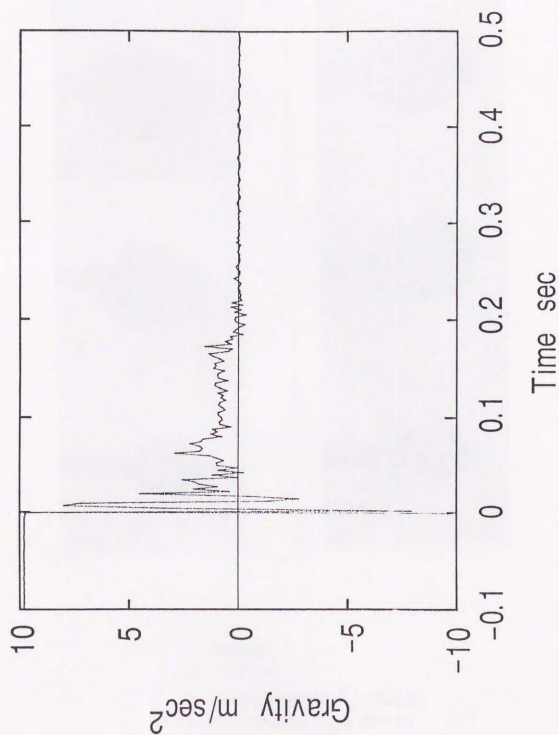
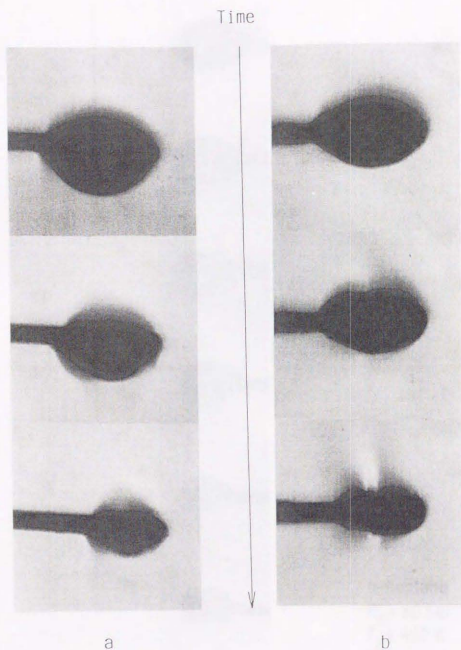


図 3. 5 微小重力実験時における重力の時間変化



n-heptane

$P_a = 10 \text{ bar}$

a : Normal gravity ($T_a = 755 \text{ K}$)

b : Microgravity ($T_a = 721 \text{ K}$)

図 3. 6 蒸発する正ヘプタン液滴の連続影写真

Time



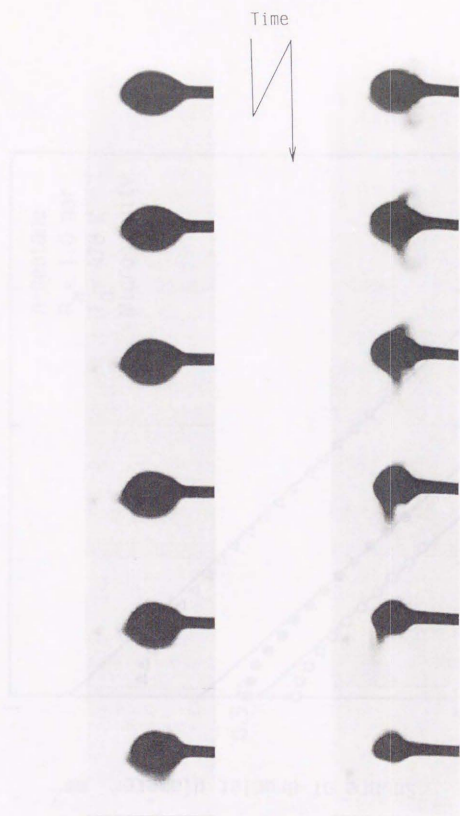
n-heptane
 $P_a = 50 \text{ bar}$
 $T_a = 452 \text{ K}$
Microgravity
2 frames/sec

図 3. 7 蒸発する正ヘプタン液滴の連続影写真



n-heptane, $P_a = 50$ bar, $T_a = 452$ K, microgravity.

図 3. 8 蒸発する正ヘプタン液滴の影写真



n-heptane, $P_a = 20$ bar, $T_a = 746$ K, microgravity, 25 frames/sec

図 3. 9 蒸発する正ヘプタン液滴の連続写真

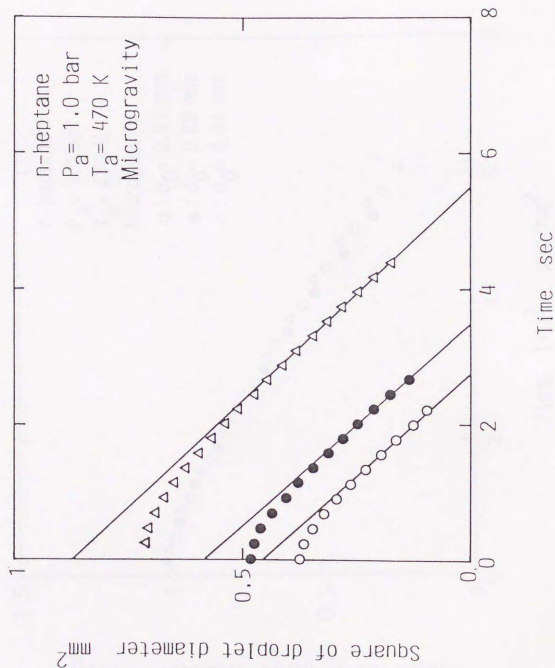


図 3. 1 0 液滴直径の 2 乗の時間変化に及ぼす初期直径の影響

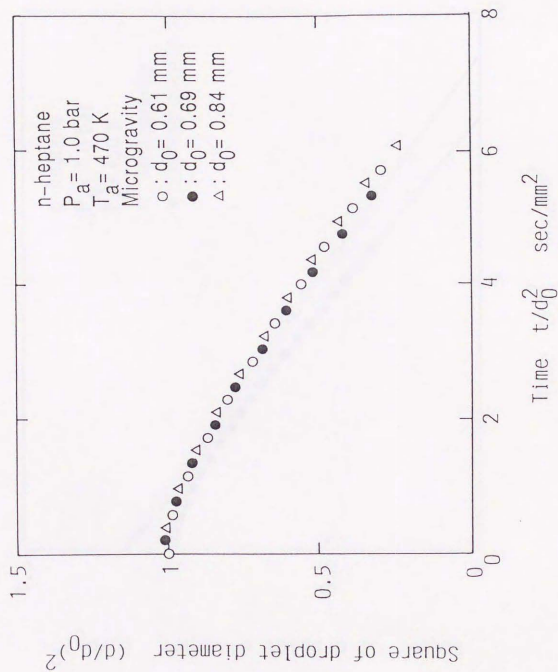


図 3. 1. 1 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化に及ぼす初期直径の影響

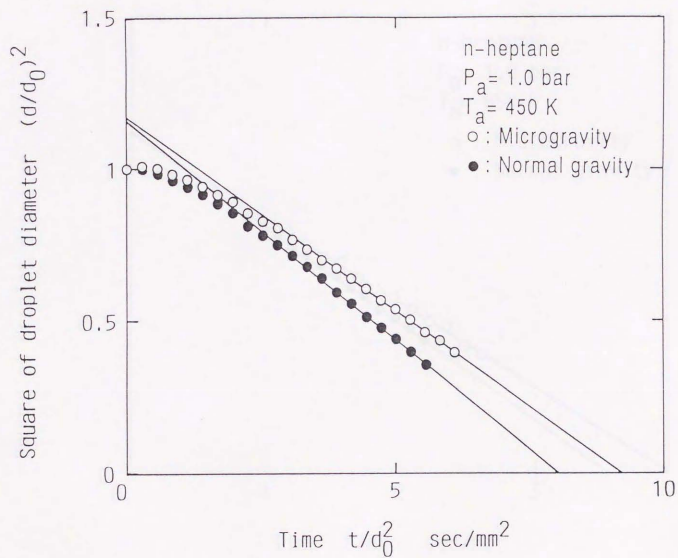


図 3. 1 2 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化

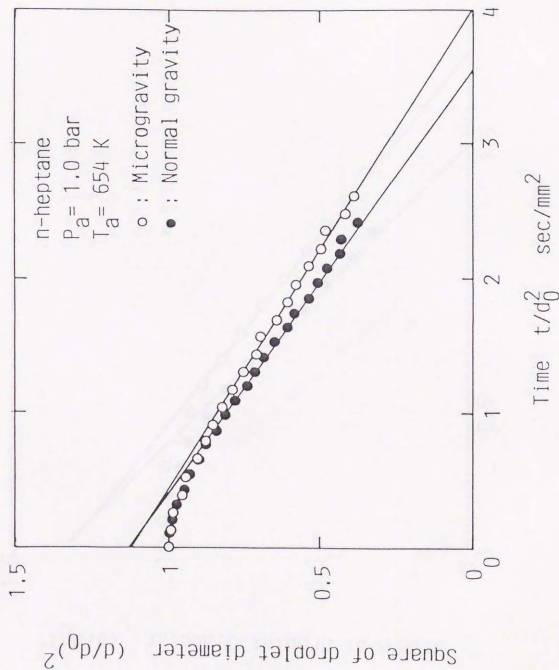


図 3. 1 3 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化

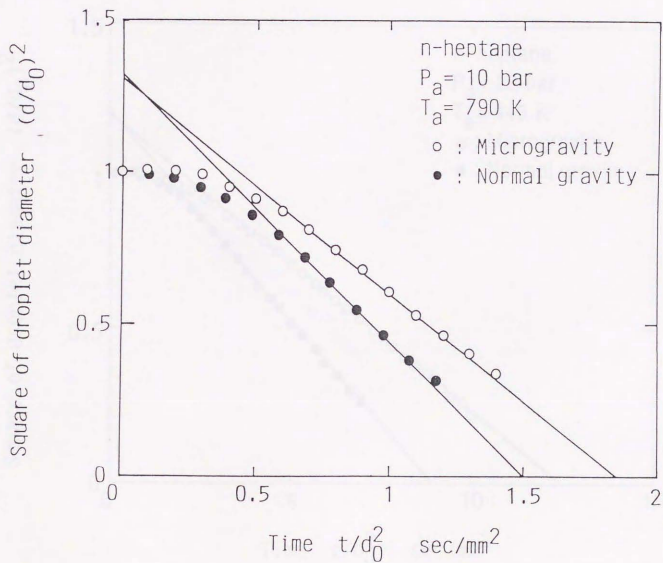


図 3. 1 4 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化

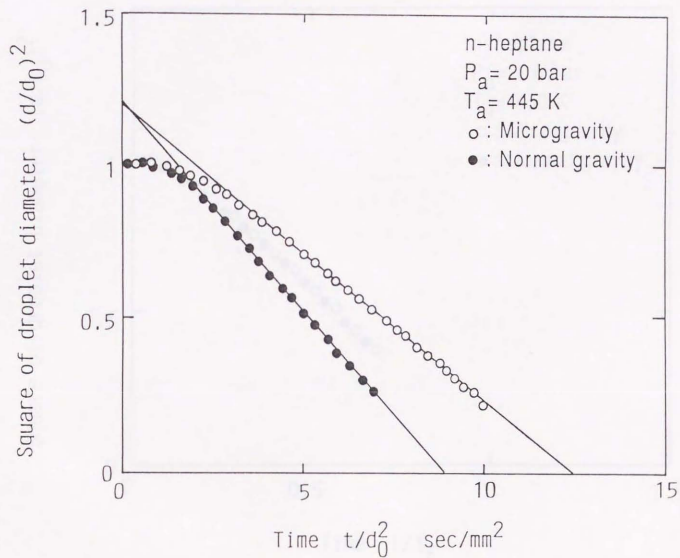


図 3. 15 無次元液滴直径の 2 乗の修正時間に対する変化

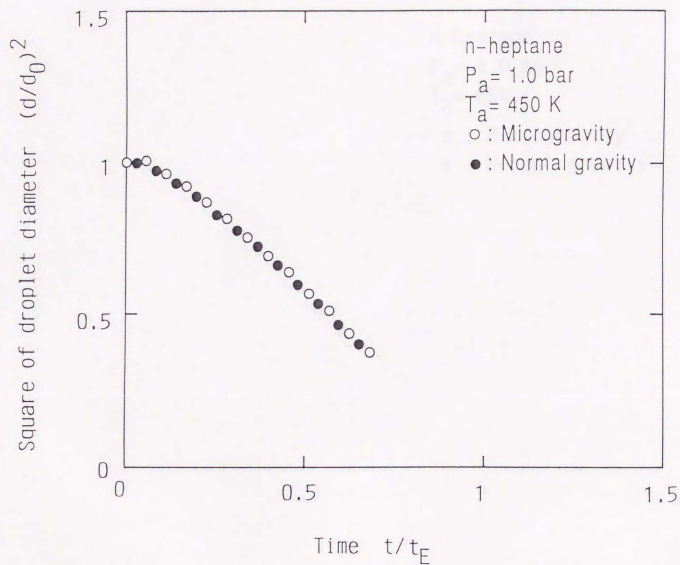


図 3. 16 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす自然対流の影響

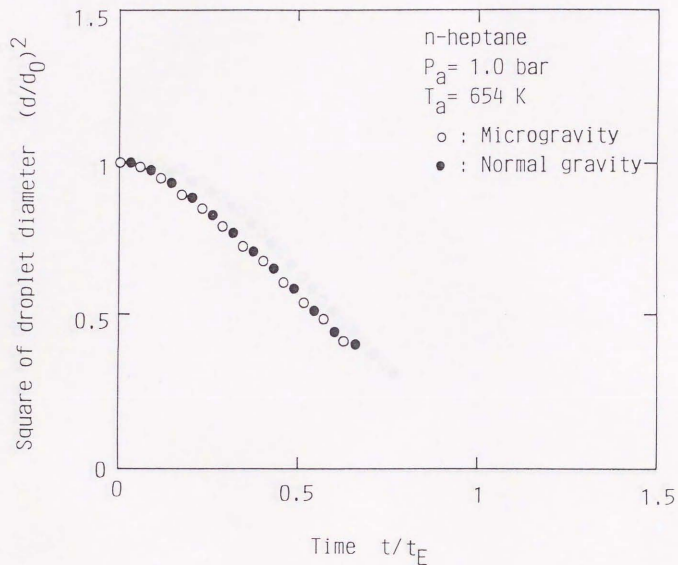


図 3. 17 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす自然対流の影響

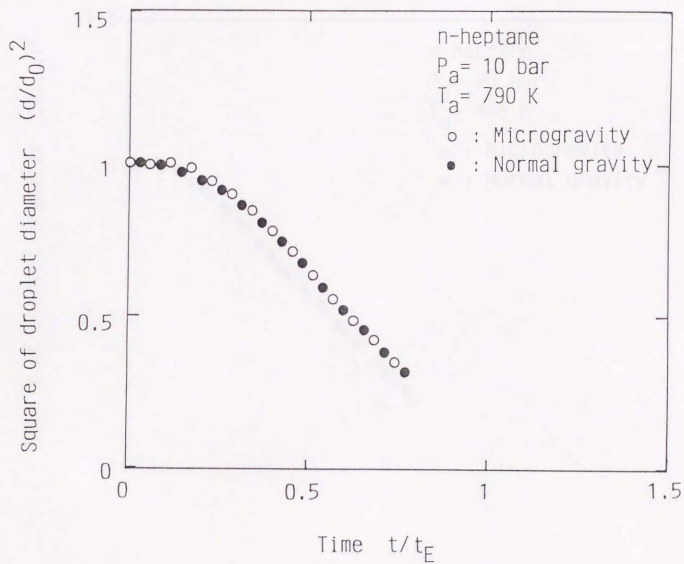


図 3. 1 8 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす自然対流の影響

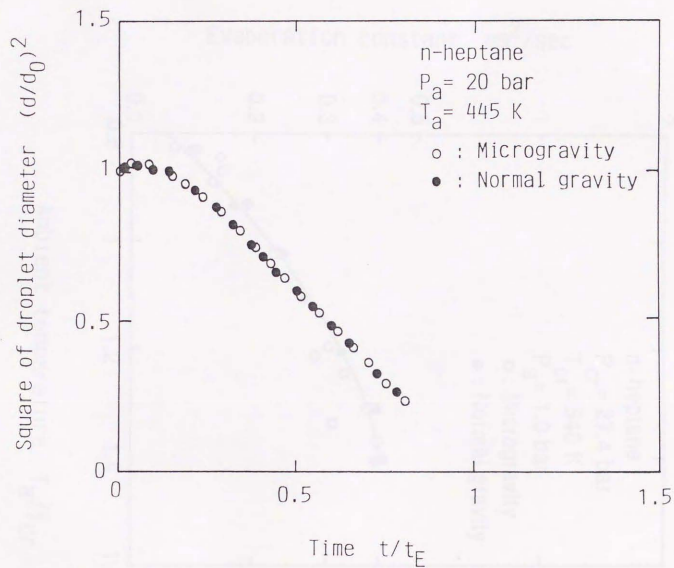


図 3. 19 無次元液滴直径の 2 乗の無次元時間に対する変化に及ぼす自然対流の影響

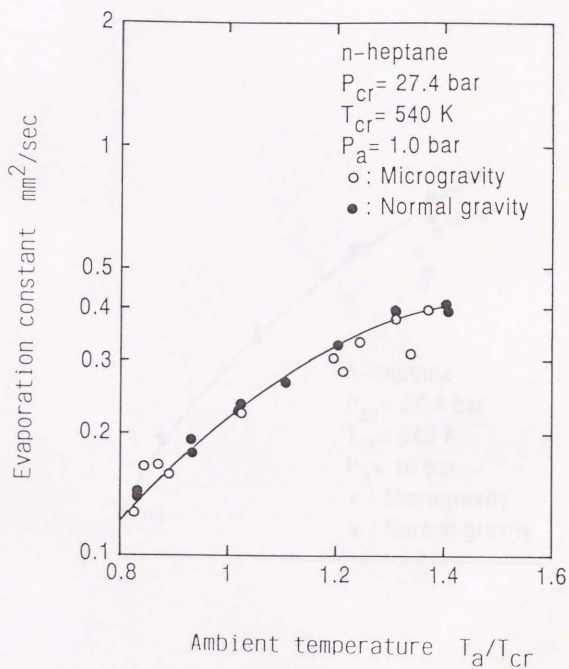


図 3. 20 蒸発係数と雰囲気温度の関係

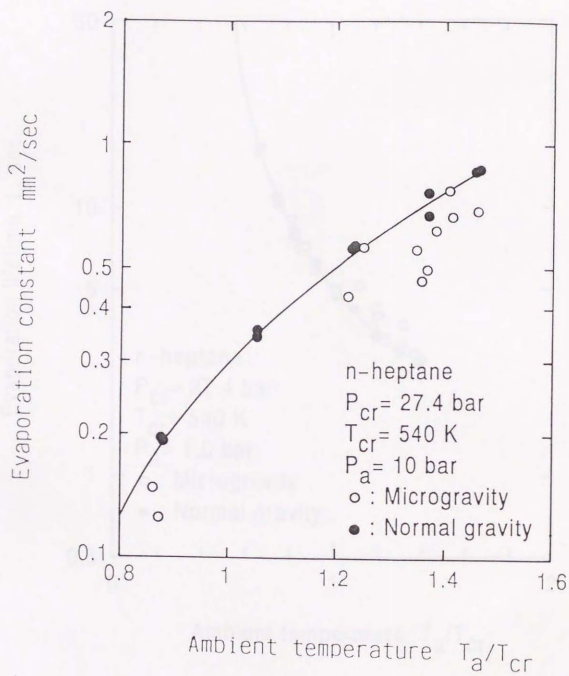


図 3. 21 蒸発係数と雰囲気温度の関係

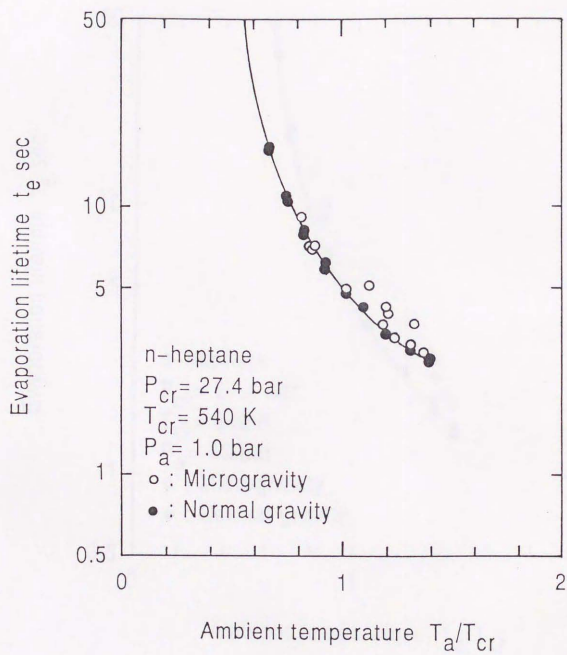


図 3. 2 2 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係

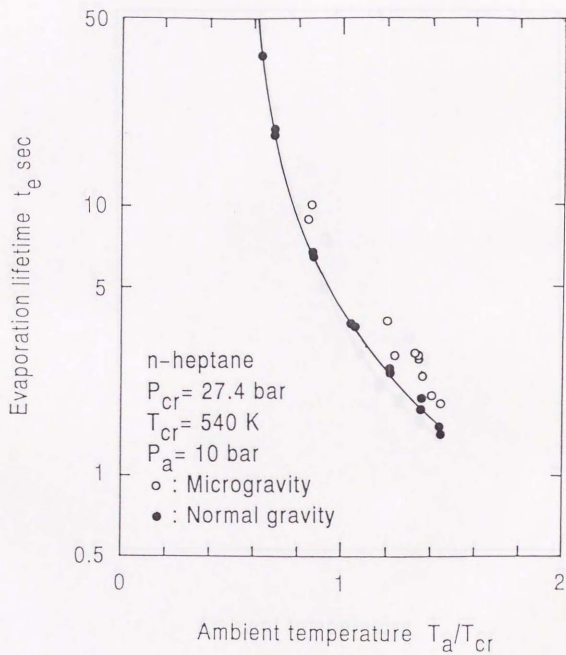


図 3. 23 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係

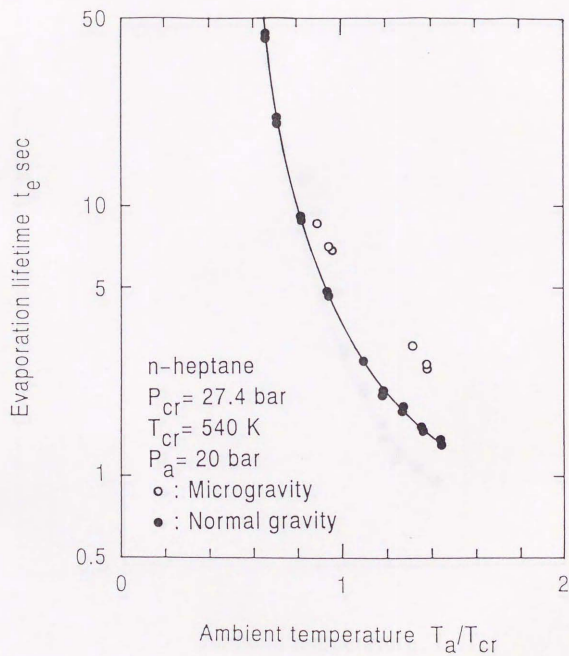


図 3. 2 4 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係

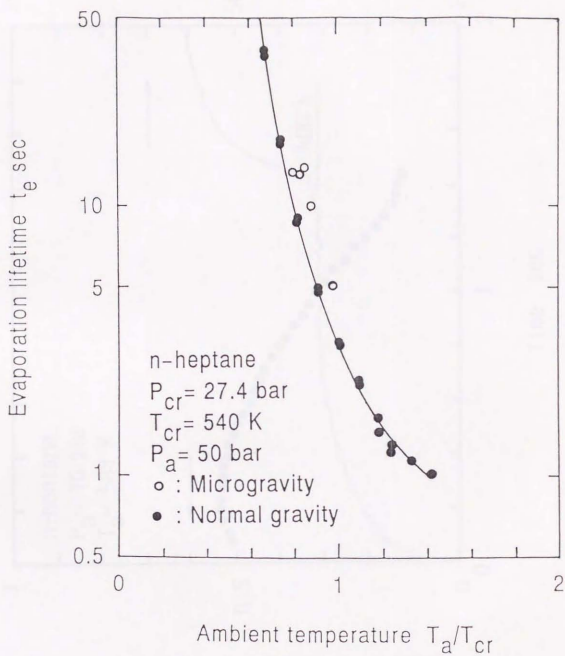


図 3. 2 5 修正液滴寿命と雰囲気温度の関係

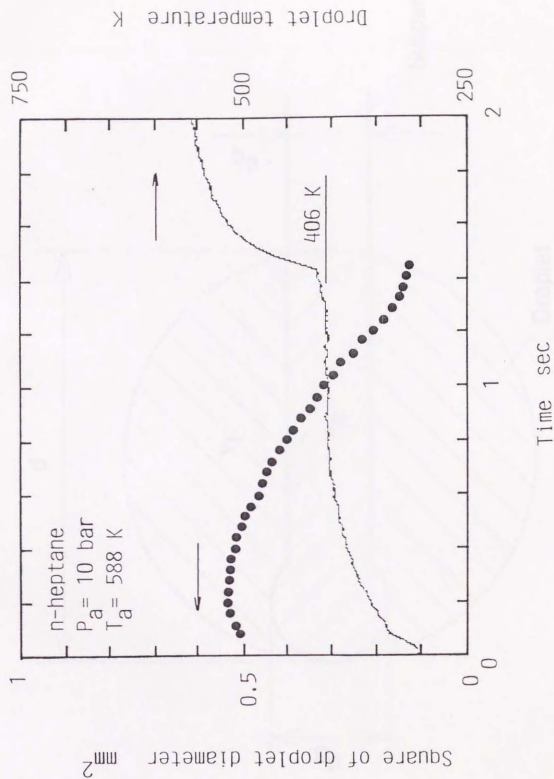


図 3. 2 6 液滴直径の 2 乗および液滴温度の時間変化

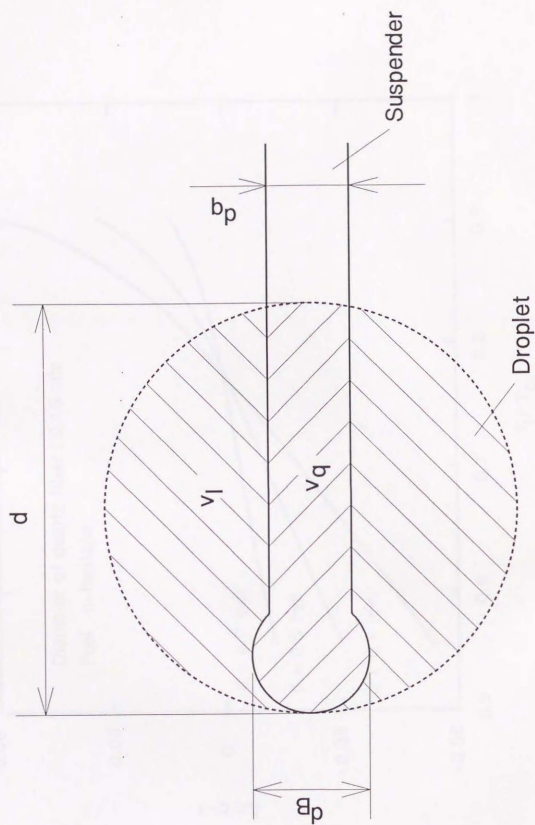


図 4. 1 液滴に内包される懸垂線体積の算定に用いたモデル

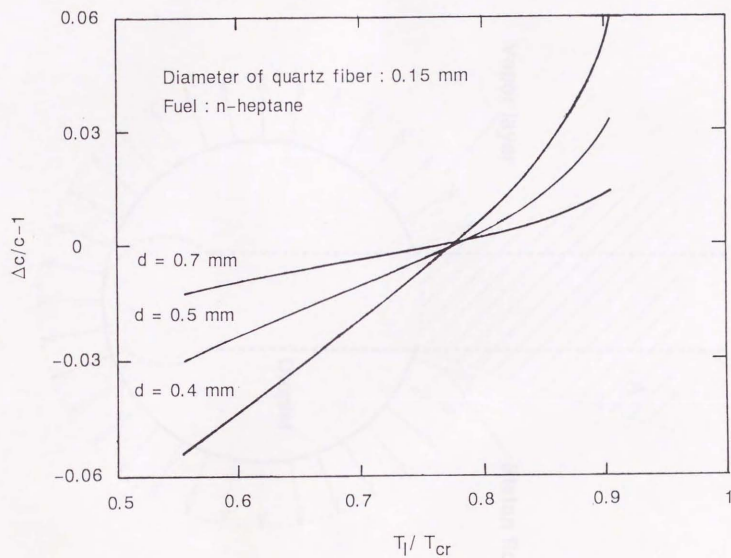


図 4. 2 液滴に内包される懸垂線端部の熱容量が液滴の熱容量に占める割合の
 液滴温度依存性

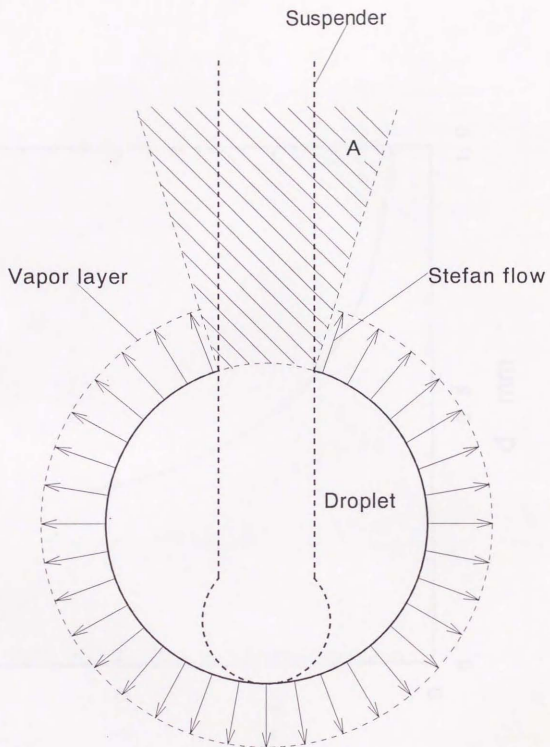


図 4. 3 懸垂液滴の蒸気層の概略

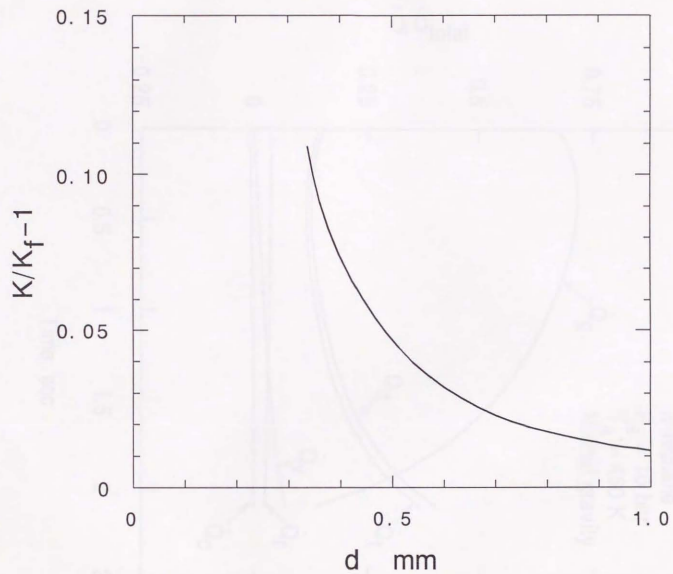


図 4. 4 液滴に内包される懸垂線体積の時間変化が蒸発係数に及ぼす影響

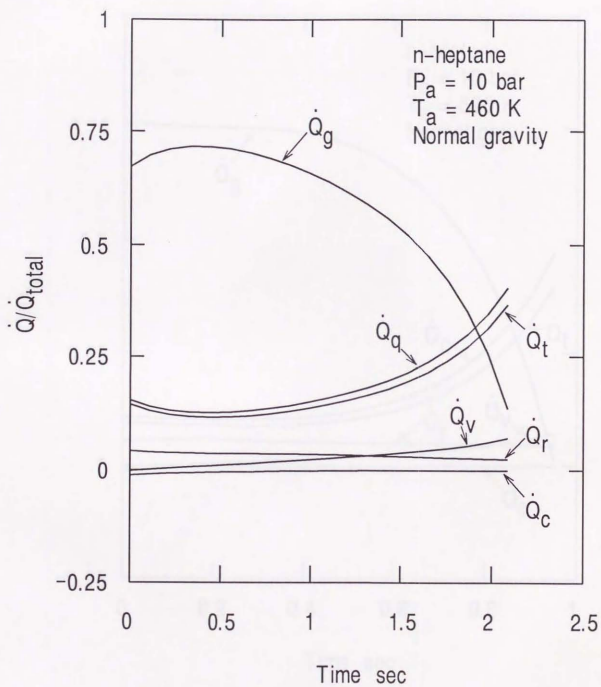


図 4. 5 液滴に流入する単位時間当たりの熱量の時間変化

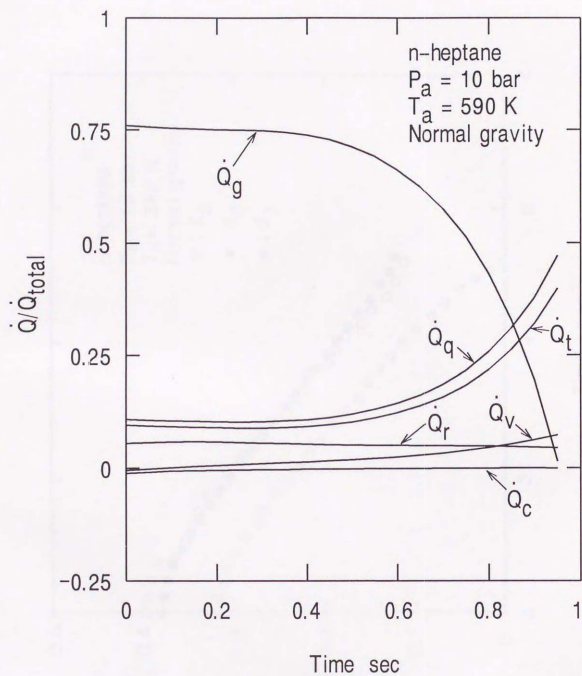


図 4. 6 液滴に流入する単位時間当たりの熱量の時間変化

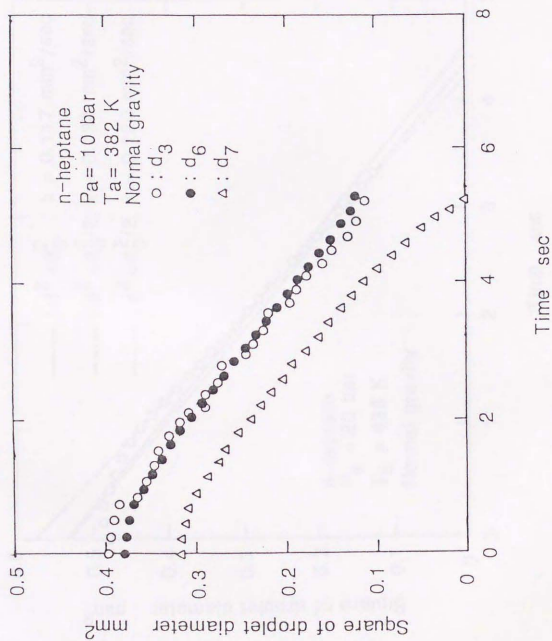


図 4. 7 液滴直径の 2 乗の時間変化の、液滴直径評価法による差異

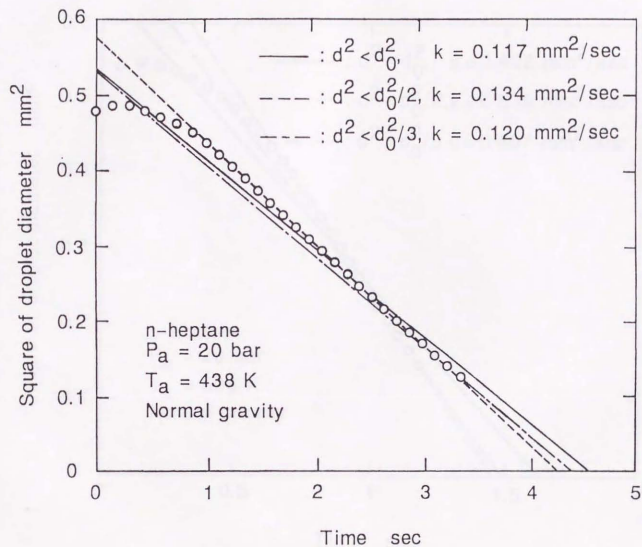


図 4. 8 蒸発係数の算定に及ぼす直線近似区間の影響

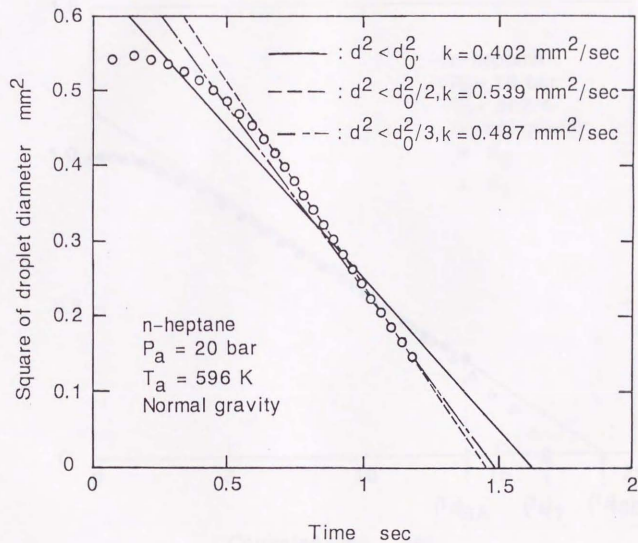


図 4. 9 蒸発係数の算定に及ぼす直線近似区間の影響

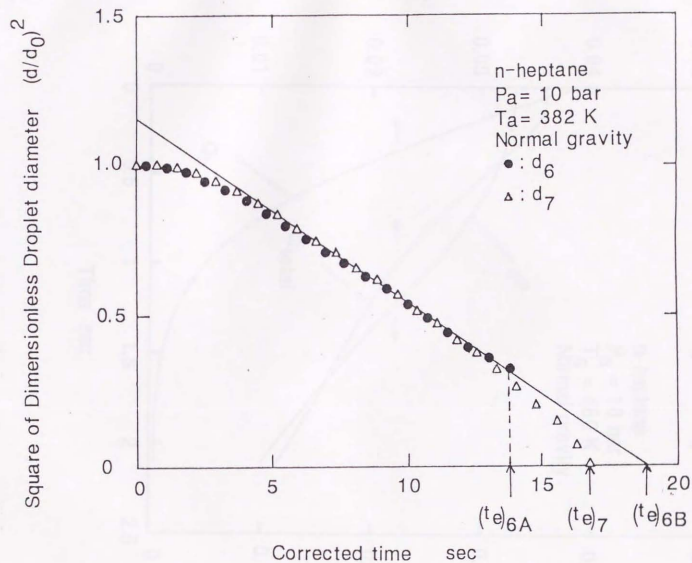


図 4. 10 修正液滴寿命の算定に及ぼす液滴直径の評価法の影響

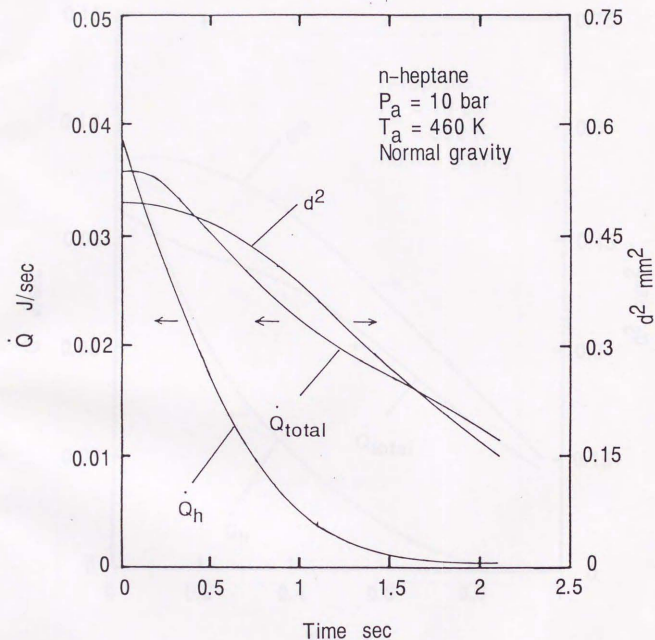


図 4. 1 1 液滴温度上昇に消費される単位時間当たりの熱量の時間変化

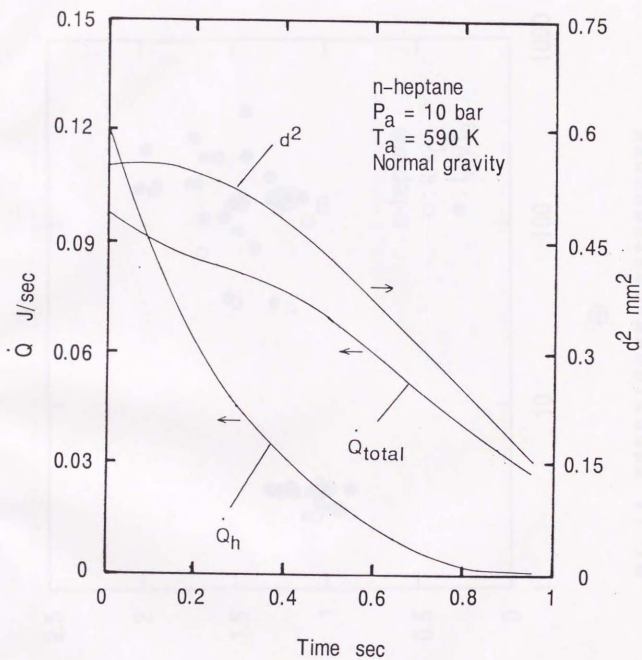


図4. 12 液滴温度上昇に消費される単位時間当たりの熱量の時間変化

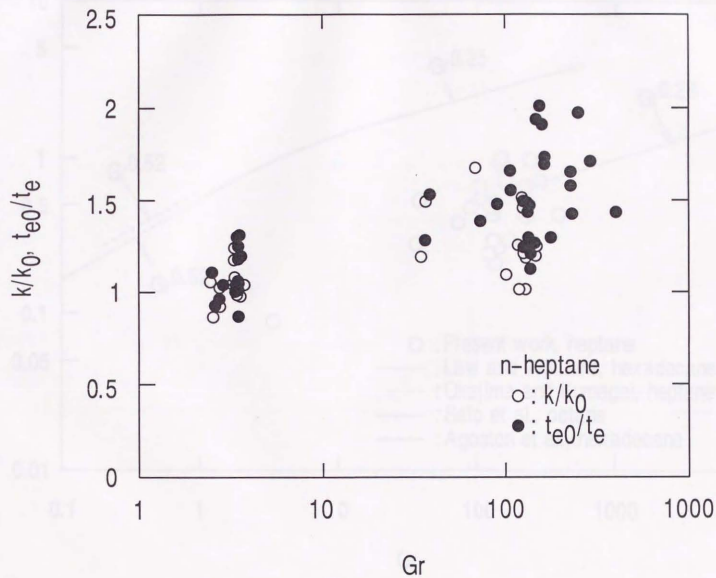


図 4. 13 蒸発係数および液滴寿命に及ぼす自然対流の影響

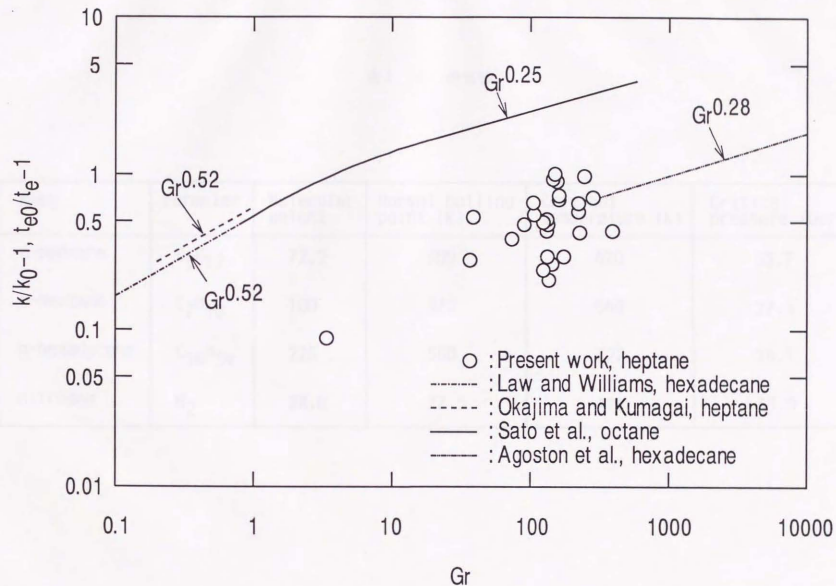


図 4. 1 4 蒸発係数および液滴寿命に及ぼす自然対流の影響

表 2. 1 物性値

| Name | Formular | Molecular weight | Normal boiling point (K) | Critical temperature (K) | Critical pressure (bar) |
|--------------|----------------|------------------|--------------------------|--------------------------|-------------------------|
| n-pentane | C_5H_{12} | 72.2 | 309 | 470 | 33.7 |
| n-heptane | C_7H_{16} | 100 | 372 | 540 | 27.4 |
| n-hexadecane | $C_{16}H_{34}$ | 226 | 560 | 722 | 14.1 |
| nitrogen | N_2 | 28.0 | 77.5 | 126 | 33.9 |

