

### 燃料液滴の燃焼に関する研究

HARA, Hitoshi / 原, 人志

---

(開始ページ / Start Page)

1

(終了ページ / End Page)

191

(発行年 / Year)

1992-03-19

(学位授与番号 / Degree Number)

32675乙第64号

(学位授与年月日 / Date of Granted)

1992-03-19

(学位名 / Degree Name)

博士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)

法政大学 (Hosei University)

(URL)

<https://doi.org/10.11501/3088959>

燃料液滴の燃焼に関する研究

原 人 志

①

燃料液滴の燃焼に関する研究

燃料液滴の燃焼に関する研究

原 人 志

目次

第一章 燃料液滴の燃焼に関する研究 1

第二章 燃料液滴の燃焼に関する研究 11

2.1 燃料液滴の燃焼に関する研究 11

2.2 燃料液滴の燃焼に関する研究 12

2.3 燃料液滴の燃焼に関する研究 15

2.4 燃料液滴の燃焼に関する研究 16

2.5 燃料液滴の燃焼に関する研究 18

2.6 燃料液滴の燃焼に関する研究 17

2.7 燃料液滴の燃焼に関する研究 18

2.8 燃料液滴の燃焼に関する研究 19

2.9 燃料液滴の燃焼に関する研究 20

燃 料 液 滴 の 燃 焼 に 関 す る 研 究	1
序	1
第一部 微小重力状態における自由燃料液滴の燃焼に関する研究	7
第1章 研究目的	7
第2章 実験装置および方法	11
2.1 微小重力状態を達成する方法（自由落下法について）	11
2.2 燃焼容器中に相対的に静止した自由燃焼液滴を 形成するための実験技術	12
2.3 落下装置	15
a) 燃焼容器	15
b) 点火装置	16
c) 制御系	16
d) 光学系	17
2.4 落下塔	18
2.5 実験操作	20

第 3 章 実験結果および考察	22
3.1 燃烧液滴の非定常な燃烧過程	22
a) 概要	22
b) 液滴直径の自乗 $d^2$	23
c) 火炎直径 $D$	24
d) 液滴直径に対する火炎直径の比 $D/d$	25
3.2 蒸発定数	26
a) 初期直径に対する蒸発定数の依存性	26
b) 正アルカン燃料の炭素数に対する蒸発定数の依存性	29
3.3 煤の生成	30
3.4 消炎現象	33
a) 消炎の観察結果	33
b) エタノール燃料液滴の消炎	34
c) 消炎現象に関する簡単な計算	36
第 4 章 第一部の結論	41

第二部 標準重力状態における微小燃料液滴の球状燃焼に関する研究	43
第5章 研究目的	43
第6章 実験装置および方法	47
6.1 単一微小燃料液滴の形成装置	47
6.2 点火方法	49
6.3 光学系	52
6.4 制御系	54
第7章 実験結果および考察	56
7.1 概要	56
7.2 蒸発定数	59
第8章 第二部の結論	65
第三部 燃料液滴列における火炎伝送に関する研究	67
第9章 研究目的	67
第10章 実験装置および方法	70
10.1 落下塔	70
10.2 落下装置本体	70
10.3 燃焼容器	71

10.4 実験操作	72
第11章 実験結果および考察	74
11.1 液滴列火炎伝送における自発点火	74
11.2 火炎伝送の形態	75
11.3 火炎伝送速度	79
11.4 区間時間	80
11.5 燃焼液滴周囲の温度分布の時間的变化	83
第12章 第三部の結論	88
総括	90
謝辞	93
参考文献	94

## 序

燃料液滴の燃焼に関する研究は、約40年も以前から世界中の研究者らによって行なわれてきた。この研究の主なる目的は、先ず単一液滴の燃焼を調べ、複雑な現象として知られている噴霧燃焼を解明する基礎を固めることにあった。噴霧燃焼は、液体燃料の微粒化、液滴の蒸発および燃焼が周囲空気との乱流混合の中で行なわれ、物質移動、化学反応および熱移動が同時に進行する極めて複雑な現象である。したがって、これを総括的に調べるだけでは、現象の本質を把握することはほとんど不可能であった。そこで、多くの研究者らは、この燃焼形態をできるだけ基本的なものに分割し、各々の現象を調べることから始めたわけである。

歴史的に言えば、単一液滴燃焼の観察が、先ず標準重力のもとで、熊谷やGodsaveら<sup>1-4)</sup>によって行なわれた。彼らの実験では、直径約0.1mmの熔融石英糸に懸垂された、容易に扱うことのできる初期直径1mm程度の燃料液滴が使用された。実際に噴霧燃焼している液滴粒径は数十マイクロンから数百マイクロンに分布しているが、このような微小単一液滴の燃焼を調べることには、実験的に非常な困難が伴う。したがって、実験は先ず直径1mm程度の液滴から始められた。この実験では、液滴周囲に形成される火炎は、自然対流の影響を受け、鉛直方向に引き延ばされた流線



形となり、実際の微小液滴の周囲に形成されると考えられる球状火炎とはかけ離れたものであった。しかし、この場合でも、液滴直径の自乗が時間経過に伴って直線的に変化するという事実が明かにされ、蒸発定数や燃焼時間が求められた。この実験とほぼ同時に、液滴燃焼に関する理論解析も進められており、今では古典的なものとして知られている準定常理論<sup>2), 5), 6)</sup>などが提唱された。この理論は、球対称一次元のもとでその解析が展開されたもので、上記のような標準重力状態における液滴燃焼の実験事実と照らし合わせるには、当然、無理なところがある。しかし、その理論的な帰結として、液滴直径の自乗が時間経過に伴って直線的に減少することなど、定性的には実験事実と一致するものも得られた。また、この理論の主な仮定から、火炎直径の液滴直径に対する比が時間的に変化しないことが導出されていたが、この理論的予測の合否は、本論文第一部に示されるような、後の実験結果を待たざるをえなかった。

前述のように、火炎形状を実際の球状火炎に近づけるには、自然対流の影響を除く必要があった。そこで、約30年前に、熊谷・磯田<sup>7), 8)</sup>によって、自由落下する燃焼容器中に実現される微小重力状態のもとで、懸垂液滴の燃焼実験が行なわれた。この研究によって、単一液滴燃焼の実験は実際の燃焼形態に近づいたこととなった。さらに、この実験にお

いても、液滴直径の自乗と時間との直線関係が成立するが、自然対流の影響を受ける場合と比較して蒸発定数の値が低下することなどが確認された。

しかし、この段階でも、標準重力下の実験から持ち越されてきた問題が依然として残されていた。それは、懸垂用石英糸が液滴形状にあたる影響である。すなわち、懸垂液滴は石英糸に平行な方向に長く引き延ばされた回転楕円体のようになり、この球体からの変形は液滴燃焼が進行するほど顕著になり、ついには液滴直径の測定が不可能になる。このような問題を解決し、液滴を球形にするためには、石英糸から液滴を解放し、自由な状態にする必要があった。このような球状液滴、かつそれと同心な球状火炎を実現するには、克服しなければならない実験技術的困難があった。この実験に世界で初めて成功したのは、熊谷・岡島<sup>9)</sup>であった。彼らは、微小重力下で燃焼容器中に静止した自由燃焼液滴を観察し、その研究は世界的な評価を受けることとなり、様々な議論を醸し出すに至った。この研究によって、液滴燃焼の真の姿が明かになり、液滴直径および火炎直径の時間的な変化や蒸発定数の正しい値などが提示された。しかし、この実験は、落下塔の高さからくる微小重力状態の時間（約1 sec）の制限から、液滴燃焼の前半における燃焼挙動の観察だけ

に終わっていた。したがって、その後、燃焼挙動が如何に進行するかが謎のまま残されていた。当時の理論解析<sup>10)</sup>においても、液滴燃焼の後半には球状火炎の消炎が起こることが予想されており、理論的にも興味ある部分が未解決のままであった。

この液滴燃焼の後半部における現象を明かにするために、本論文の第一部では、自由燃焼液滴を実現するための新しい装置を開発し、高さ約11mの落下塔（微小重力時間約1.5sec）を用いて実験を行ない、液滴燃焼の全貌を明かにする。使用された燃料は、アルカン燃料として正ヘプタン、正オクタン、正ノナンおよび正デカン、アルコール燃料としてエタノールおよびブタノールの合計6種類であり、それぞれの燃料についての燃焼挙動を明かにするとともに、煤の形成や消炎などについての考察を行なう。また、理論的に予測されている準定常的な燃焼挙動の成立や、消炎の有無に対し、その答えを提示する。

最初に述べたように、単一液滴の燃焼に関する一連の研究は、実際の噴霧燃焼を把握するための一手段として行なわれ、微小重力状態での自由液滴燃焼の研究によって、一応の終止符が打たれたかのように思える。しかし、この段階においても、微小重力状態における自由液滴燃焼の実験結果が、実際の噴霧燃焼に適用できるか否かを論ずるには、なお解決

すべき疑問が残っていた。それは、液滴の初期直径の相違が液滴燃焼に与える影響である。微小重力状態における実験で使用された液滴の初期直径は、実際の噴霧燃焼に存在する液滴直径の約10~100倍に相当する。液滴初期直径を減小させた場合、火炎温度の低下なども予想され、これが火炎周囲の非定常な現象に与える影響などが明白にされていない。したがって、実際の噴霧火炎中に存在するような、初期直径約100 $\mu$ m程度の液滴燃焼の実験を行ない、その燃焼挙動を明かにする必要がある。また、今までの初期直径1mm程度の液滴燃焼に関する実験結果を噴霧燃焼へ適用することが適切か否かも、微小液滴の燃焼挙動が明かになって、初めて明かになるといえよう。

このことから、本論文第二部では、初期直径約100 $\mu$ mの液滴を用い、周囲空気との相対速度のほとんど存在しない状態で実験を行ない、その燃焼挙動を明かにし、液滴直径の時間的な変化や蒸発定数などを求める。さらに、微小液滴燃焼におよぼす周囲空気流の影響をも調べ、得られた結果と以前の微小重力状態における実験結果との比較を行なう。

最後に、本論文第三部では、噴霧燃焼に見られるような、液滴群の中を火炎が伝わっていく現象について考察する。実験は、液滴群を理想的に単純化した、一列一直線状に並べられた液滴（初期直径約1.8mm）列に



## 第一部 微小重力状態における自由燃料液滴の燃焼に関する研究

## 第1章 研究目的

今から約20年前に世界で初めて、熊谷、岡島らは、微小重力状態にある燃焼容器中に相対的に静止した自由燃焼液滴の観察に成功した。<sup>9)</sup> 当時、非常に画期的なものとして世界的な評価を受けたこの研究は、液滴燃焼に関して様々な議論を呼び起こすに至った。この実験から、以前の懸垂液滴を使用した実験結果<sup>7)、8)</sup>との比較が可能となり、懸垂液滴を使用した場合と同様に、液滴直径の自乗が時間とともに直線的に減少することなどが確かめられ、懸垂線の影響から解放された球状液滴の真の燃焼現象が解明されたわけである。しかし、彼らの実験は、落下塔の高さによる微小重力時間（約1sec）に制限され、全燃焼時間の前半約30～40%での燃焼挙動の観察のみに終わったのである。したがって、初期の過渡的な現象の後に液滴の燃焼挙動が如何に行なわれるのかが解明されておらず、例えば、液滴は最後には燃え尽きるのか、または火炎を維持することができずに消炎するのか、多くの興味を集める部分が未確認のままであった。この液滴燃焼の後半の現象を解明すべく、近年、特に米国と日本との研究者らによって独自の実験方法を開発する努力がなされ、

燃焼液滴の後半の現象（例えば、消炎現象や破裂現象）が明かになりつつあるが、完全な燃焼挙動の究明には至っていないのが現状である。<sup>11)</sup>

-16)

微小重力状態では自然対流の影響が無視できるので、液滴の火炎形状は球面となり、幾何学的には一次元である。このことから、理論解析をする上で非常に簡単なものとなり、今までに多くの液滴燃焼を扱った理論が提唱されている。<sup>2), 5), 17) - 22)</sup> 例えば、従来からの準定常理論がその一例であるが、火炎直径  $D$  と液滴直径  $d$  との比  $D/d$  が時間的に変化することなく一定値を保つことが、その理論の主な結論として予測されている。点火された直後の液滴は、火炎からの熱伝導によってその内部が初期温度から徐々に加熱される非定常な状態である。したがって、準定常理論から予想される液滴周囲のガス層での準定常性は、液滴内部が十分に加熱された後の実験結果からその妥当性が判定されるべきである。ところが、以前の岡島らの実験結果は、過渡的な現象の支配的な前半の観察に留まっていたので、この準定常理論に対しても明確な回答を出すには十分でない。また、燃焼液滴の消炎に関する理論<sup>10)</sup>が米国の研究者によって提唱され、液滴燃焼の末期には火炎を維持することのできない消炎直径の存在が予測されている。このDamköhler数に基づいた解析では、

火炎の単位面積あたりを通過する未燃の燃料の割合が増加し、その結果として火炎温度を低下させて消炎に至ることが示されている。この消炎現象に関しても、実験事実がこのことを明確に立証するには至っていない。

以上のように、燃焼液滴の後半部には、実験および理論の両方の立場から、多くの疑問や興味を集める部分が残されている。したがって、液滴燃焼の全燃焼過程を観察することにより、全燃焼時間における液滴燃焼の挙動を解明し、特に後半部の現象を究明することが、本研究の主な目的である。そこで、以前の研究における問題点であった微小重力時間の不足と自由燃焼液滴の形成困難とを克服すべく、約11mの高さを持つ落下塔を建設し、さらに自由燃焼液滴の球状火炎を得るための新装置の開発を行ない、燃焼液滴の全挙動の解明を試みた。

実験に使用される燃料は、煤生成を伴う燃料として、正ヘプタン、正オクタン、正ノナン、および正デカンのアルカン燃料の4種類、煤生成を伴わない燃料として、エタノールとブタノールの2種類である。実際の噴霧燃焼に使用されている燃料はガソリンや軽油などの混合燃料であるが、混合燃料液滴の燃焼挙動は複雑なものとなる。したがって、本実験では、現象を単純化し、考察を行ない易くする意味もあって、前述の



混合燃料中に含まれる単一成分の燃料液滴を使用した。また、これまでの実験結果と比較するためにも、以前の実験で使用された燃料と同じ燃料を使用した。

これらの単一成分の液滴燃焼について、火炎直径  $D$ 、液滴直径の自乗  $d^2$ 、液滴直径と火炎直径との比  $D/d$  の全燃焼時間にわたる変化を求め、蒸発定数やその非定常な現象の解明を行ない、燃焼の後半の消炎の確認やその現象の起こる根拠などを考察する。

## 第2章 実験装置および方法

### 2.1 微小重力状態を達成する方法（自由落下法について）

本研究では、高質の微小重力状態を得るために自由落下法が採用された。微小重力状態を得るためには様々な方法が挙げられるが、比較的簡単に地上において高質の微小重力状態を得るには、自由落下法が最適と考えられる。この方法は、落下するエレベーターの中が慣性系になるという原理を利用したものである。すなわち、燃焼容器を自由落下させれば、その燃焼容器の系内では相対的に重力が働かない無重量状態が実現できる。燃焼の分野においては、燃焼液滴の球状火炎を実現するために、今から約30年前に世界で初めて熊谷らによって、この方法<sup>7)</sup>が採用されたのである。

自由落下法は、無重量にすべき系を落下させるわけであるから、その無重量状態の持続時間  $t$  と落下距離  $s$  との関係は、 $s = (1/2)gt^2$  ( $g$ : 重力加速度,  $9.8\text{m/sec}^2$ ) となる。したがって、落下距離は時間の自乗に比例して延長され、長時間の無重量状態を得るにはかなり高い落下塔が要求される。(例えば、10secの無重量状態を得るには、490mの落下距離が必要である。)しかし、燃焼現象には、数ミリ秒程度の時間でその燃焼過程を終えるものが多数あり、その中でも比較的長時間を要する直径1mm

程度の単一液滴の燃焼においても、1~1.5sec程度の時間があれば、その燃焼現象を最後まで観察することが可能である。

## 2.2 燃焼容器中に相対的に静止した自由燃焼液滴を形成する実験技術

岡島、熊谷らによって開発された燃焼容器中に静止した自由燃焼液滴を形成するための実験方法<sup>9)</sup>は、次のようなものであった。まず熔融石英糸の先端に燃料液滴を懸垂し、次にその懸垂線を鉛直上方にかなりの加速度で引き上げると、液滴は懸垂線から引き離される。この操作の際、液滴は懸垂線から解放の後、一度は上昇、次いで降下する。この落下過程にある液滴の真下で電気火花を飛ばし、その火花の擾乱による上向力と液滴自身に働く重力とを釣り合わせることによってその運動を止め、同時に点火も行なう。さらに、この瞬間に燃焼容器の自由落下を開始させる、という神業に等しいものであった。この方法は、譬えるなら、球の上に球を静止させるようなもので、非常に困難であり、実験の成功率も非常に低いものであった。また、液滴を静止させるために重力を積極的に利用しているので、原理的には宇宙ステーション内での使用は不可能である。このような従来の方法における実験技術の困難を克服し、さらに多くの実験データを得るために、本研究では、新しい実験方法を採

用した。

自由液滴を燃焼容器中に静止させる新方法の原理を図1に示す。まず、対向した二本の熔融石英糸の先端を懸垂すべき液滴直径の程度だけ重ね合わせ、その重なり合った部分に燃料液滴を懸垂する。次に、この二本の石英糸を互いに逆方向に、同時にかつ同速で引き抜く。この際、この過程を無重力状態で行ない、さらにこの二本の石英糸が液滴に及ぼす影響（付着力によるもの）が等しいならば、液滴はもとの懸垂された位置に静止することが可能となる。解放前の液滴の懸垂に関して、様々な方法（例えば、石英糸の先端をちょうど接触させ、その接点に液滴を懸垂する方法や、石英糸の先端に間隙を設け、その部分に液滴を懸垂する方法など）を試みたが、石英糸の先端を重ね合わせた部分に液滴を懸垂させる方法が、液滴を初期位置に容易に固定することが可能な点において、最良の方法であった。また、前述したように、以前の方法では、点火と同時にその擾乱によって液滴を静止させたが、新方法においては液滴が懸垂されている時に点火が行なわれるので、点火の擾乱が液滴をカメラの視野の外に動かすことはない。この方法の連続動作を図2に示す。このように、操作は全て微小重力状態のもとで行なわれるので、この方法は宇宙ステーションの中での使用も可能である。

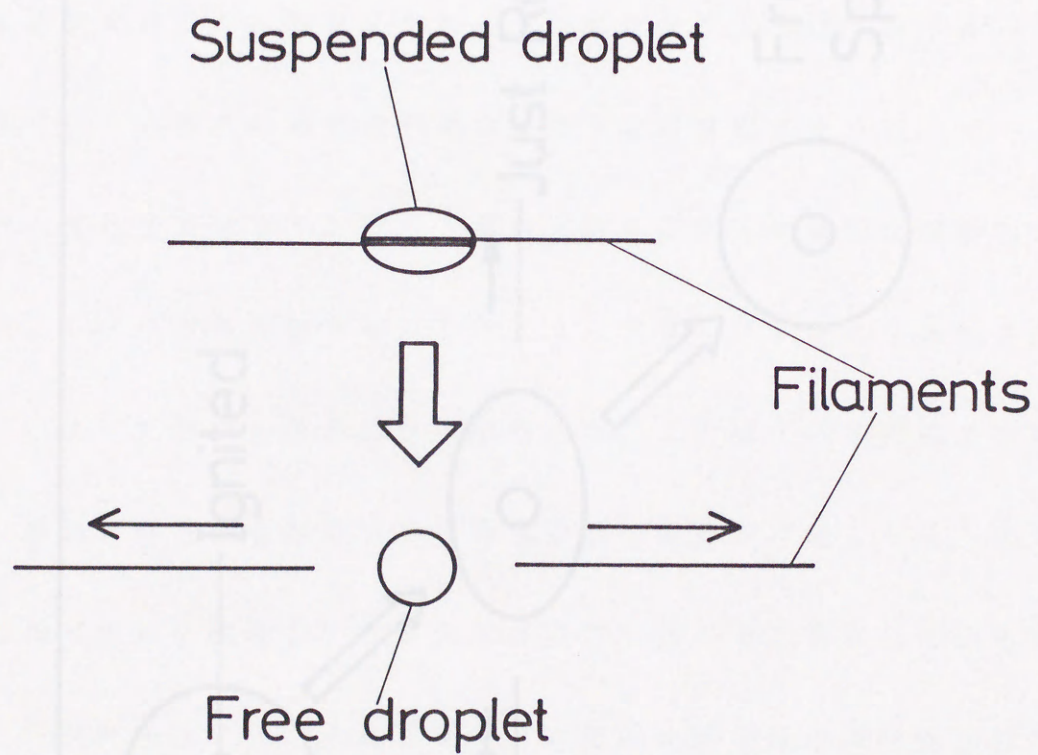


図 1 自由燃焼液滴を形成する方法の原理

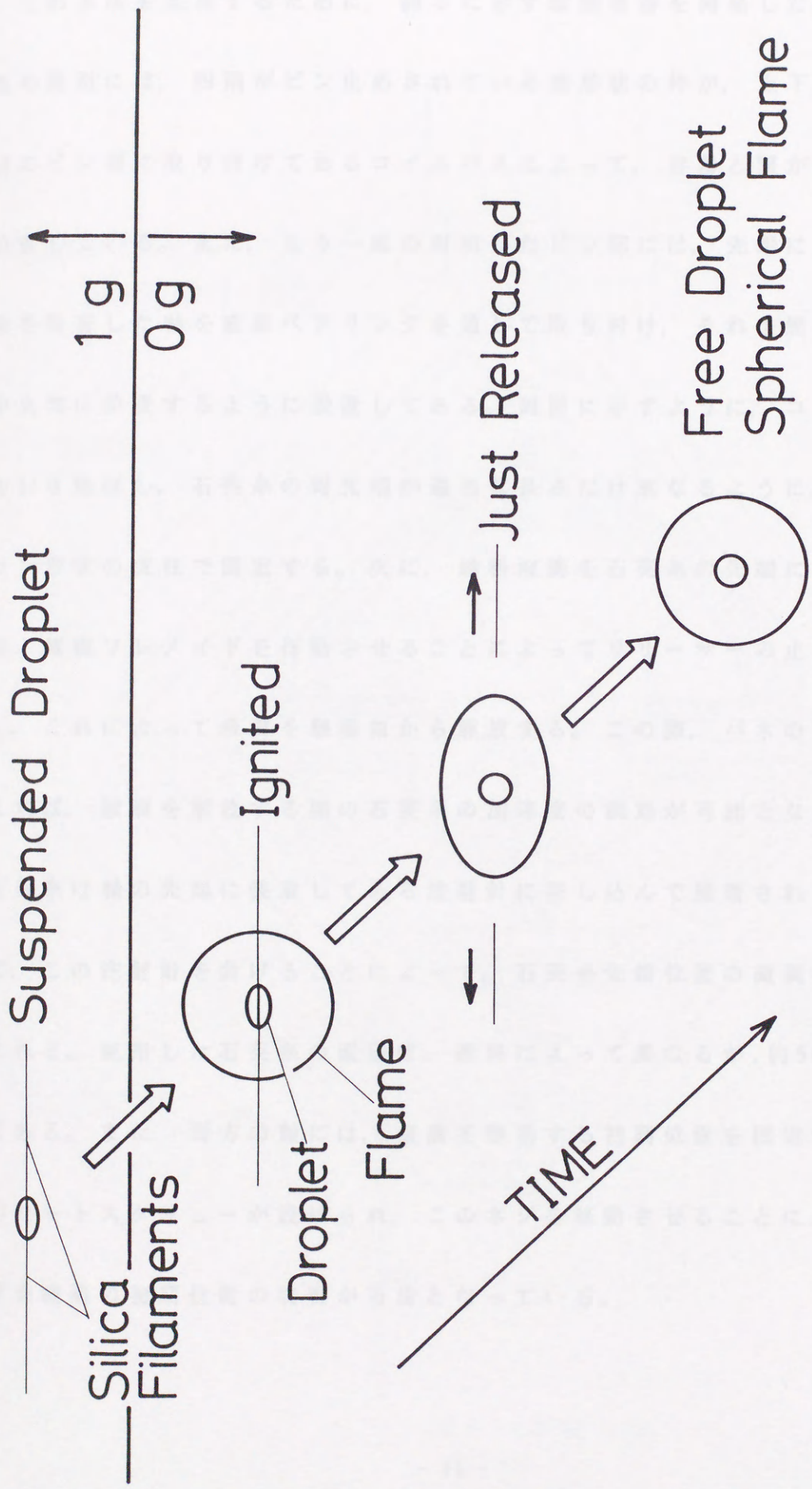


図2 自由燃焼液滴を形成する連続動作

この方法を実現するために、図3に示す燃焼容器を開発した。燃焼容器の周囲には、四隅がピン止めされている菱形状の枠が、上下にある一組のピン部に取り付けてあるコイルバネによって、容器と繋がるように位置している。また、もう一組の対向したピン部には、先端に熔融石英糸を装着した軸を直線ベアリングを通して取り付け、それを燃焼容器の中央部に位置するように設置してある。同図に示すように、コイルバネを引き延ばし、石英糸の両先端が適当な長さだけ重なるように、ブーメラン形状の支柱で固定する。次に、燃料液滴を石英糸の先端に懸垂した後、電磁ソレノイドを作動させることによってリリーサーの止め金を外し、これによって液滴を懸垂線から解放する。この際、バネの強さを変えれば、液滴を解放する際の石英糸の加速度の調節が可能となる。また、石英糸は軸の先端に装着してある注射針に差し込んで接着されているので、この注射針を曲げることによって、石英糸先端位置の微調整が行なわれる。使用した石英糸の直径は、燃料によって異なるが、約 $50\sim 70\mu\text{m}$ である。また、両方の軸には、液滴を懸垂する初期位置を固定するためのセットスクリューが設けられ、このネジを移動させることによって、懸垂液滴の初期位置の調整が可能となっている。

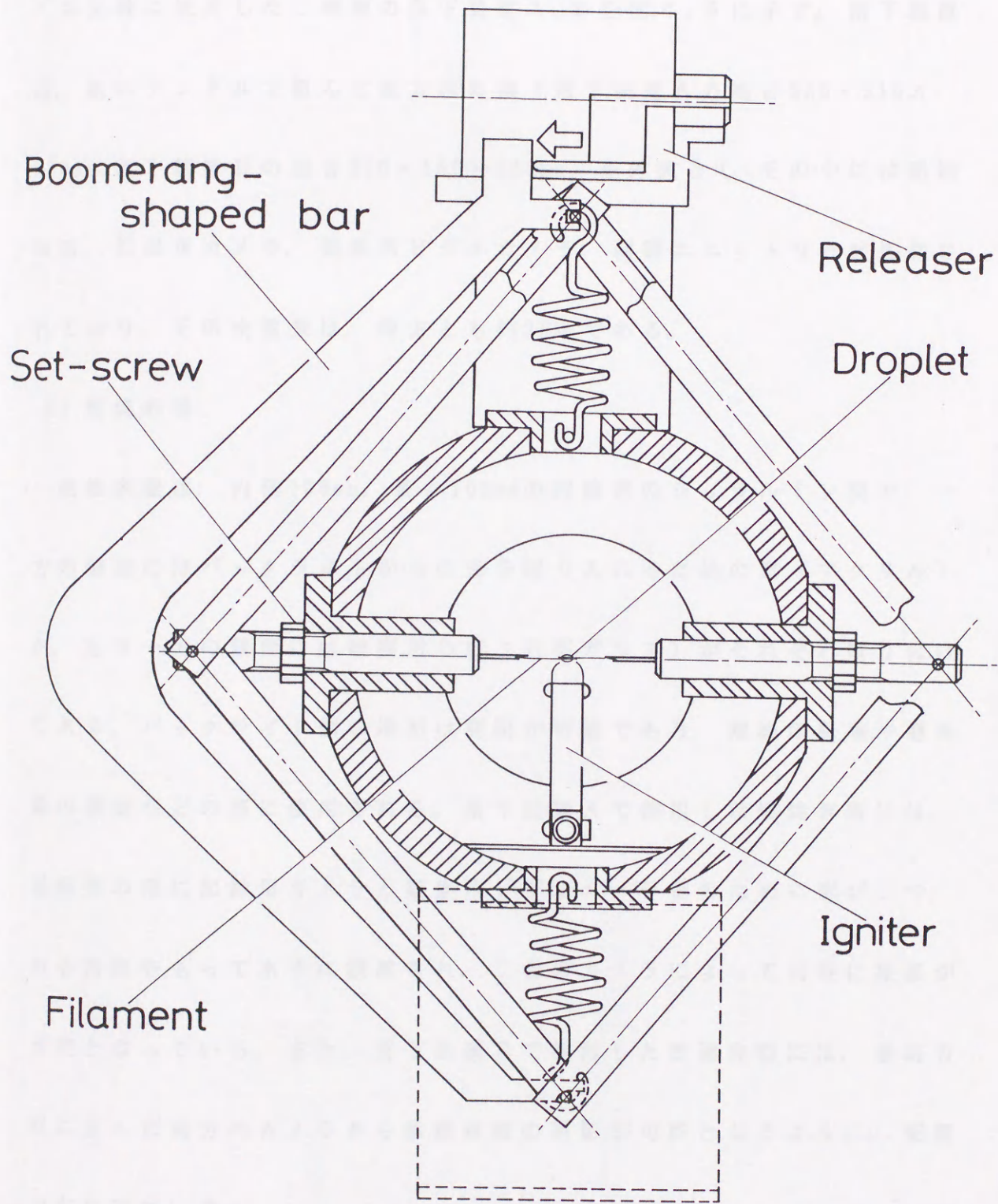


図 3 燃烧容器



### 2.3 落下装置

本実験に使用した二種類の落下装置 A, B を図 4, 5 に示す。落下装置は、鉄のアンクルで組んだ直方体の箱（落下装置 A の場合  $360 \times 510 \times 320$ mm, 落下装置 B の場合  $370 \times 560 \times 340$ mm）を外装とし、その中には燃焼容器、記録用カメラ、観察用ビデオカメラ、制御ユニットなどが搭載されており、その全重量は、両方とも約 20kg である。

#### a) 燃焼容器

燃焼容器は、内径 100mm, 長さ 100mm の円筒形のジュラルミン製で、一方の端面にはバックライトからの光を取り入れるための窓（アクリル）が、もう一方の端面には観察用の窓（石英ガラス）がそれぞれ取り付けられている。バックライト側の端面は開閉が可能であり、液滴の懸垂や懸垂線の調節などの際に使用される。落下装置 A で使用した燃焼容器には、観察側の端に記録用カメラと観察用ビデオカメラとのために窓が二つ、ある角度をもって水平に設置され、二台のカメラによって同時に撮影が可能となっている。また、落下装置 B で使用した燃焼容器には、垂直方向に並んだ両方のカメラから燃焼液滴の撮影が可能となるように、配置がなされている。

両方の燃焼容器には、自由液滴を形成するための機構部として、前述

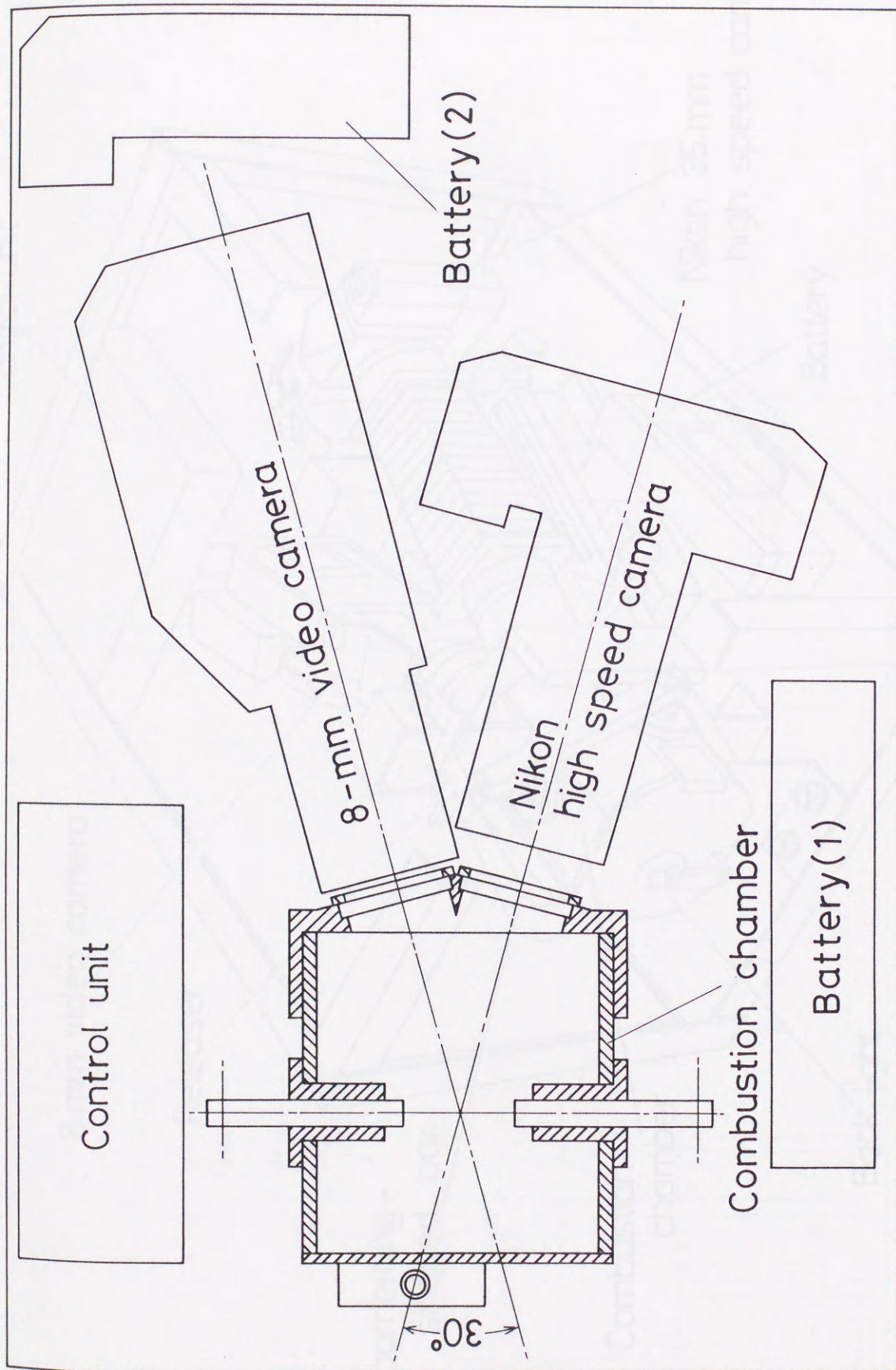


図 4.1 落下装置本体 (A) の平面図

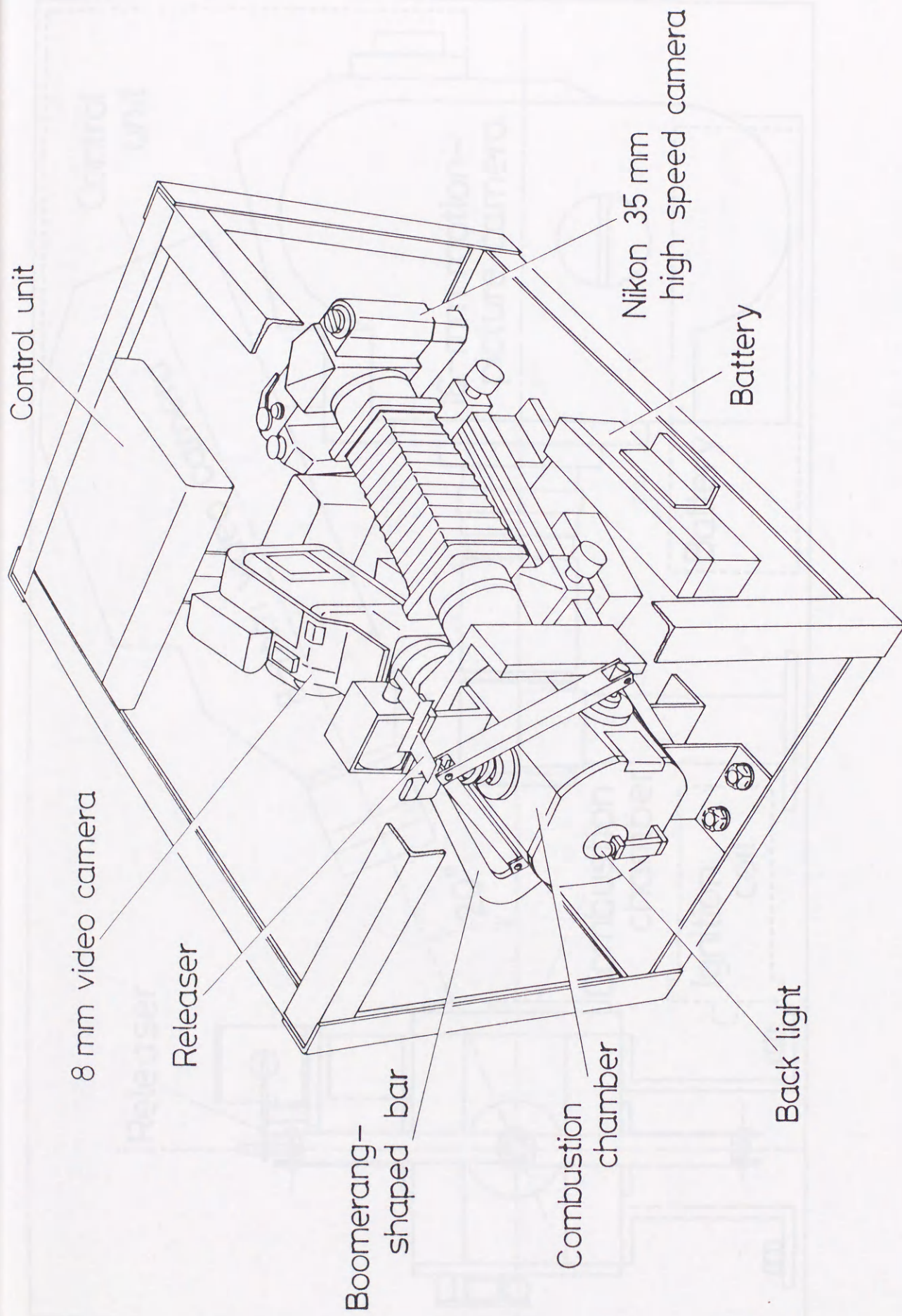


図 4.2 落下装置本体 (A) の立体図

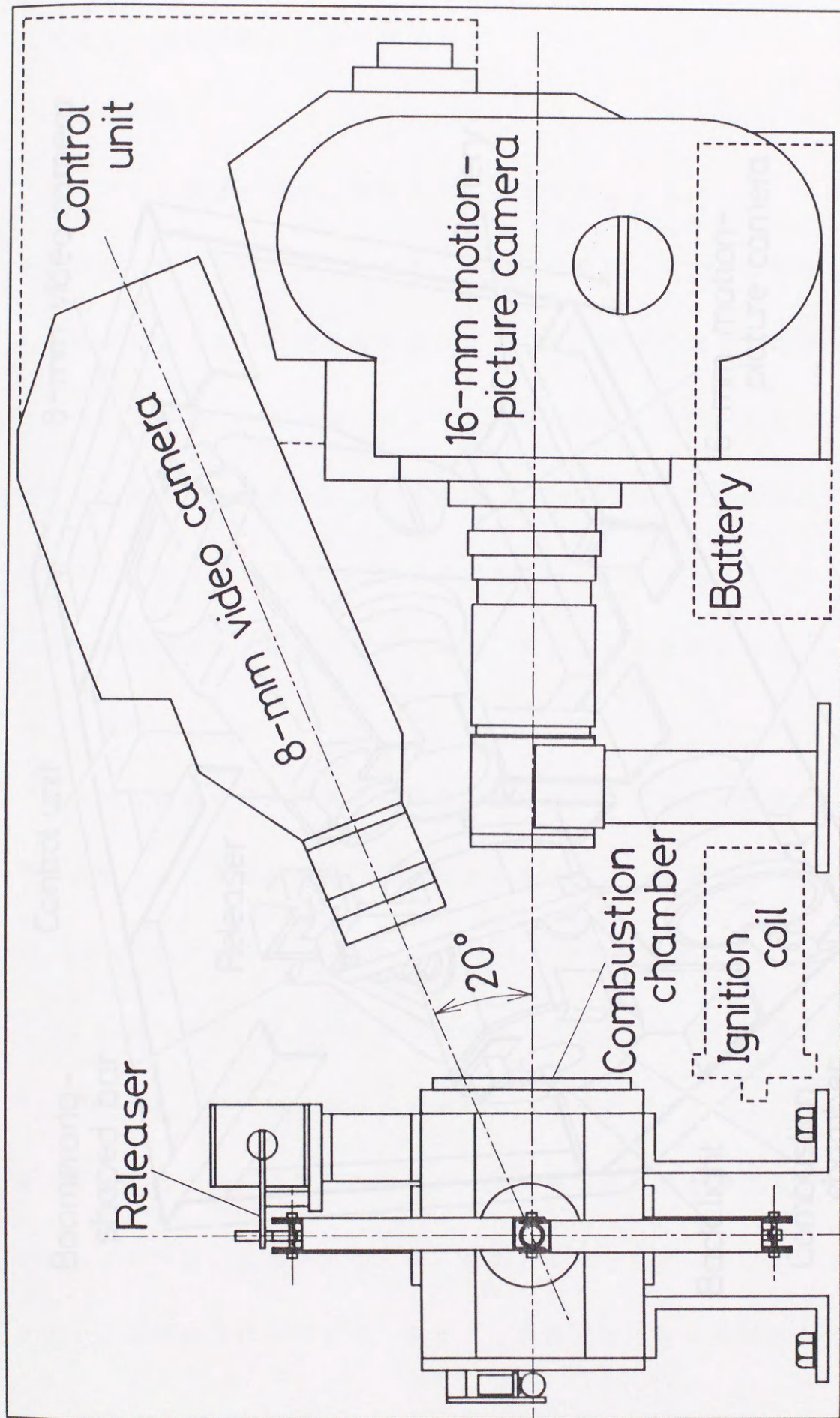


図 5.1 落下装置本体 (B) の側面図

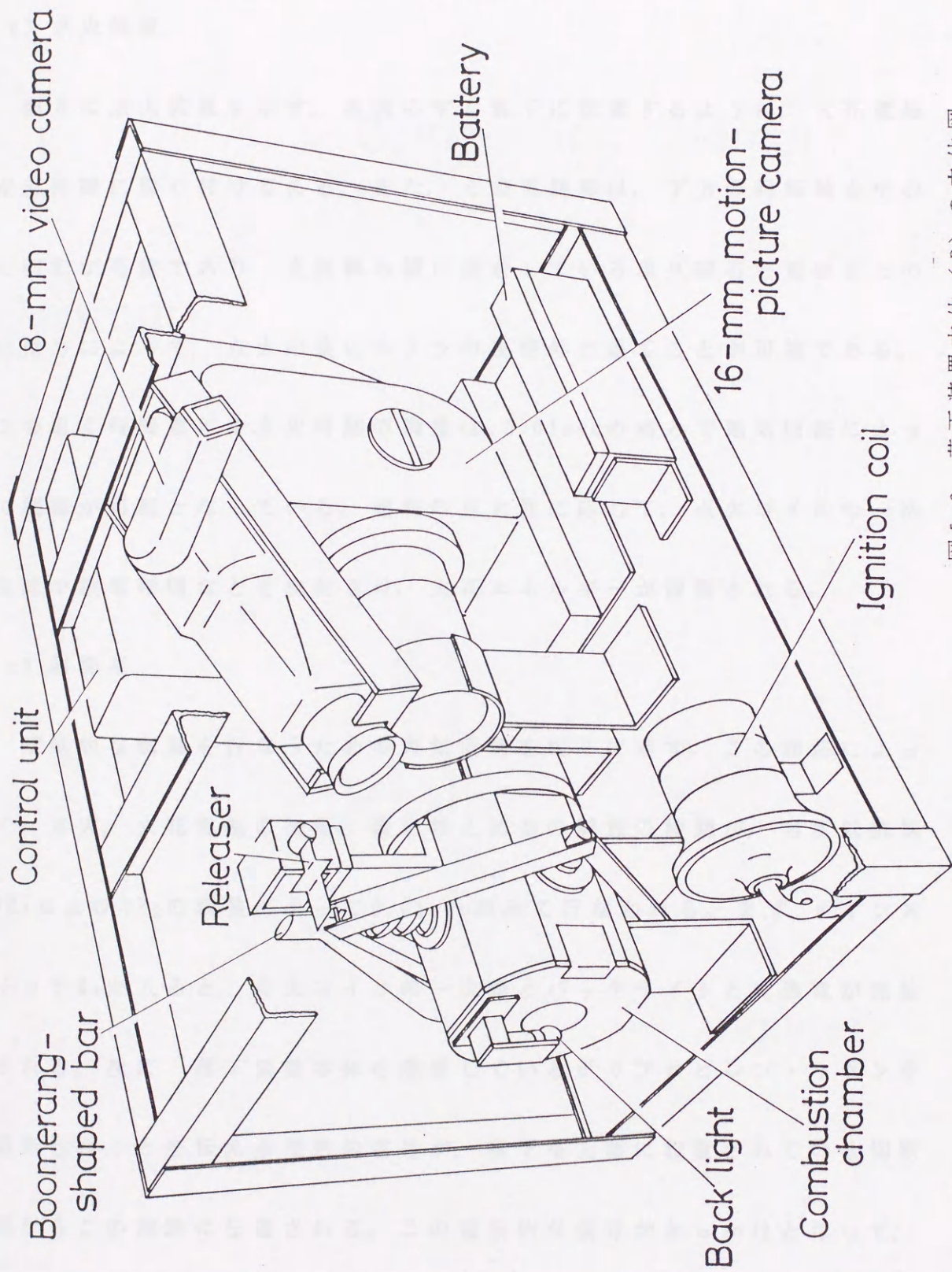


図 5. 2 落下装置本体 (B) の立体図

した菱形の枠が周囲に取り付けてある。

#### b) 点火装置

図6に点火装置を示す。液滴のすぐ真下に位置するように、火花電極が支持棒に取り付けてある。また、その支持棒は、下方の回転軸を中心に回転が可能であり、支持棒の横に接着している永久磁石と電磁石との反発力によって、点火の後にカメラの視野外に退くことが可能である。

この退く時間遅れや点火時期の調整は、0.01secの刻みで電気回路によって制御が可能となっている。燃料の点火性に応じて、点火コイルの一次電流や放電時間などを変化させ、火花エネルギーが調整される。

#### c) 制御系

電氣的な制御を行なうための電気回路を図7に示す。この回路によって、点火、火花電極の後退、菱形枠止め金の解放の時期が、可変抵抗器 $VR_1$ および $VR_2$ の調整によって0.01sec刻みで行なわれる。まず、メインスイッチ $K_1$ が入ると、点火コイルの一次側とバックライトとに通電が開始される。次に、落下装置本体を懸垂しているポリプロピレン・リボンを切断したことを伝える電氣的信号が、落下塔上部に設置されている切断器からこの回路に伝達される。この電氣的な信号がきっかけとなって、点火からの連続動作が始まる。また、この回路は、動作開始から約4sec

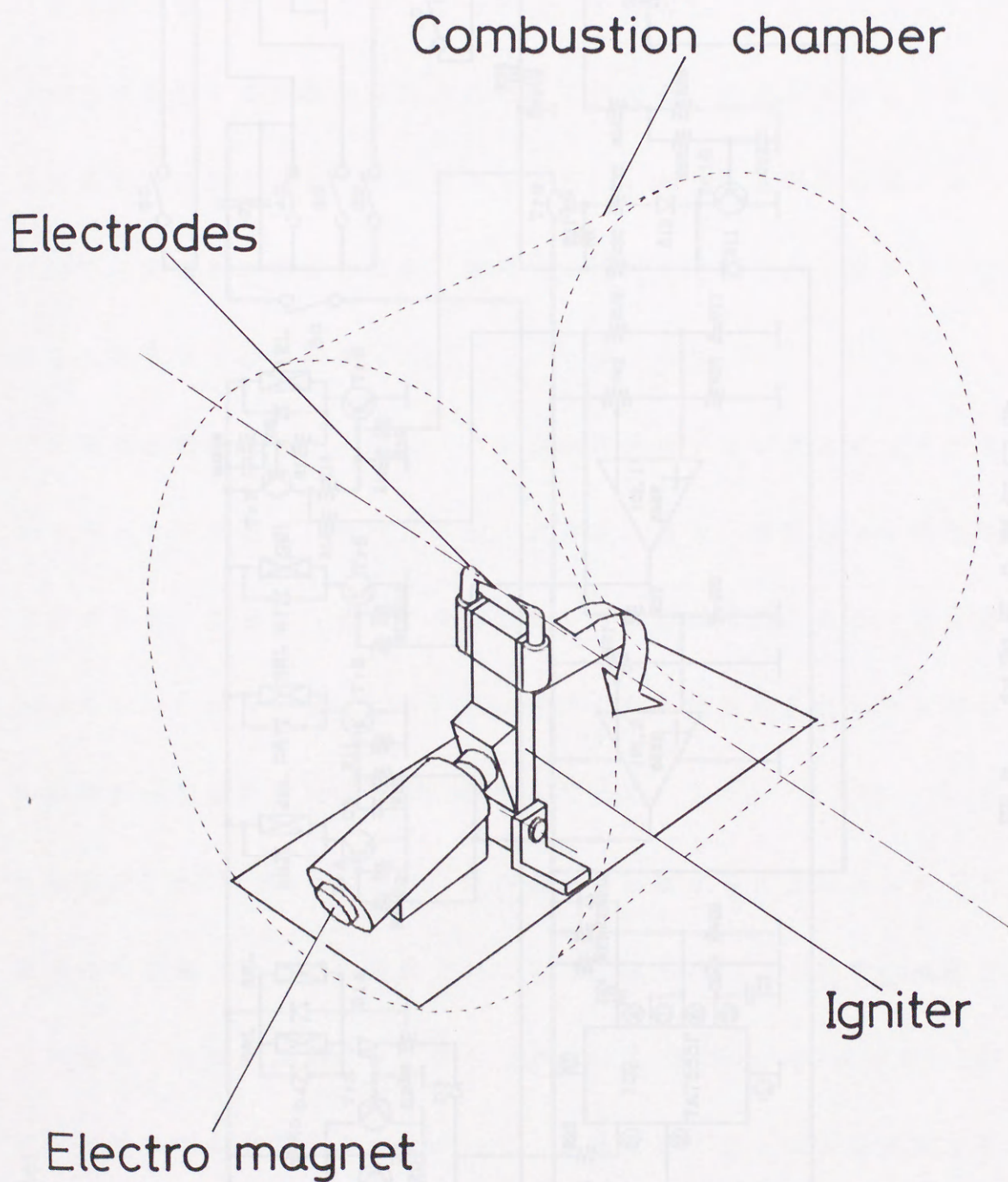


图 6 点火装置

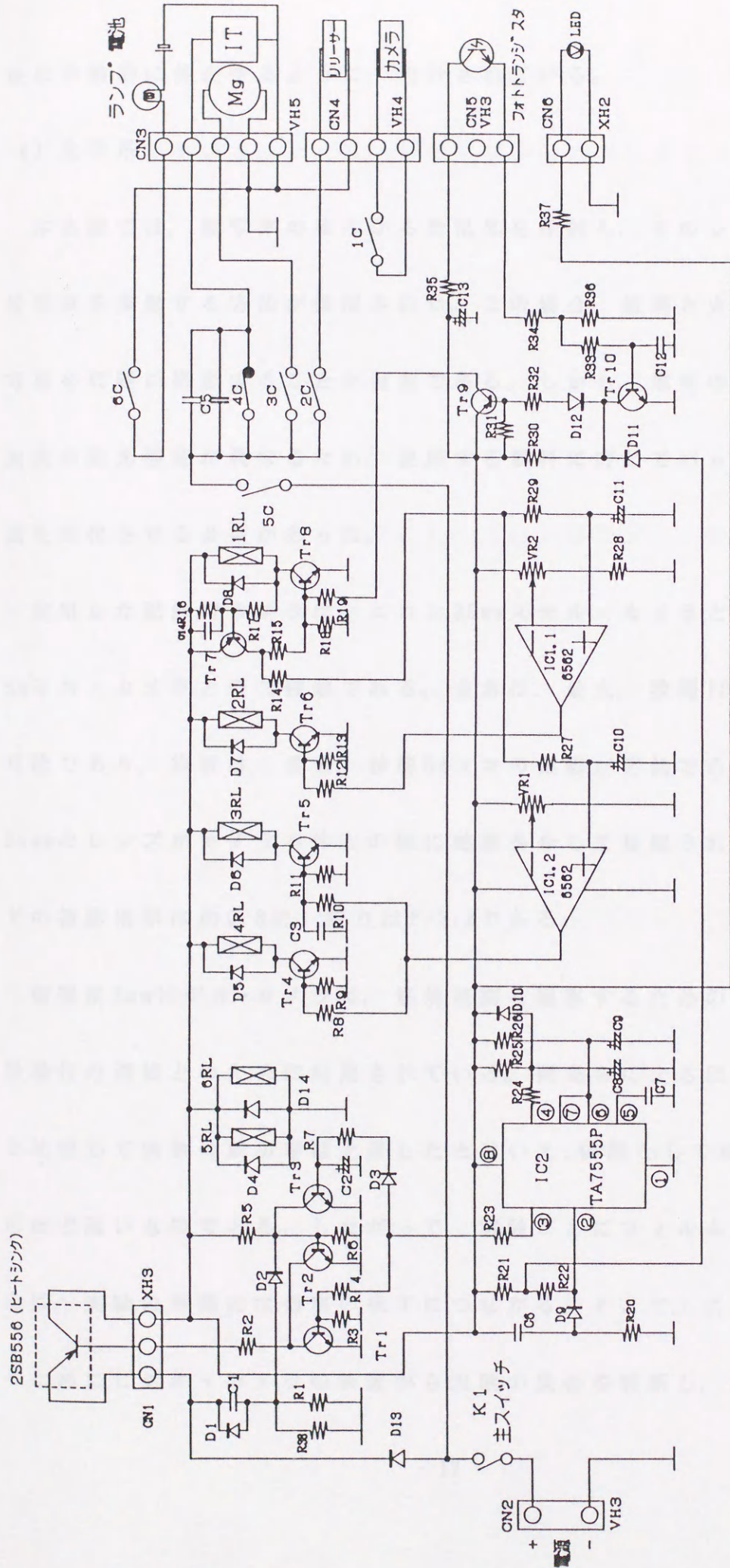


図7 制御系の電気回路



後に自動的に停止するように、設計されている。

d) 光学系

本実験では、被写体の後ろから散乱光を照射し、そのシルエットの直接写真を撮影する方法が採用された。この場合、液滴と火炎との両方の写真を撮同時に撮影することが可能である。しかし、燃料の種類によって火炎の発光強度が異なるため、使用する燃料に応じてバックライトの光量を変化させる必要があった。

使用した記録用カメラは、ニコン35mmスチル・カメラとボレックス16mmシネ・カメラとの二種類である。前者は、最大、秒間10コマの撮影が可能であり、後者は、最大、秒間64コマの撮影が可能である。焦点距離85mmのレンズがカメラ本体との間に蛇腹を介して接続され、フィルム上での撮影倍率は約0.8倍、絞りは $F=2.8$ である。

観察用8mmビデオ・カメラは、燃烧液滴を観察するためのモニターと実験操作の調節とのために利用されている。岡島らによる以前の実験方法と比較して実験の成功率は上昇したとはいえ、依然として成功率は100%にほど遠いものである。したがって、実験ごとにフィルムを現像することは、実験の時間的な効率の低下につながる。そこで、この効率を上げるためにビデオ・カメラの映像から実験の成否を判断し、液滴が静止し

て燃焼している場合にのみ、フィルムを現像することにした。この8mmビデオ・カメラの使用によって、時間的な実験効率は非常に向上した。

#### 2.4 落下塔

岡島らによる以前の燃焼液滴の研究<sup>9)</sup>は、その落下塔の高さによる制限から、全燃焼時間の前半約30~40%のみの観察に終わっていた。すなわち、燃焼液滴の中期から後期にわたる燃焼挙動が未だ確認されておらず、前半の過渡的な現象の後に、古典的な理論である準定常理論が成立するのか、球状火炎の消炎が観察されるのか、などが明白ではなかった。そこで、この高さからくる制限を解決し、燃焼液滴の後半部の燃焼挙動を明かにするために、有効な落下距離11mの落下塔を建設した。この高さから得ることのできる微小重力時間は約1.5secであり、初期直径1mm程度の液滴の全燃焼過程が観察可能となる。

図8に示すように、落下塔は1.5×1.5mの横断面を持ち、その底部には、落下装置の着地の衝撃を吸収するために、発泡スチロールの粒子が約1.6mの高さだけ敷き詰められている。また、落下塔上部には、落下装置を懸垂しているポリプロピレン・リボンを切断するための切断装置(図9)が設置されている。切断装置には、引き延ばされたバネを解放する

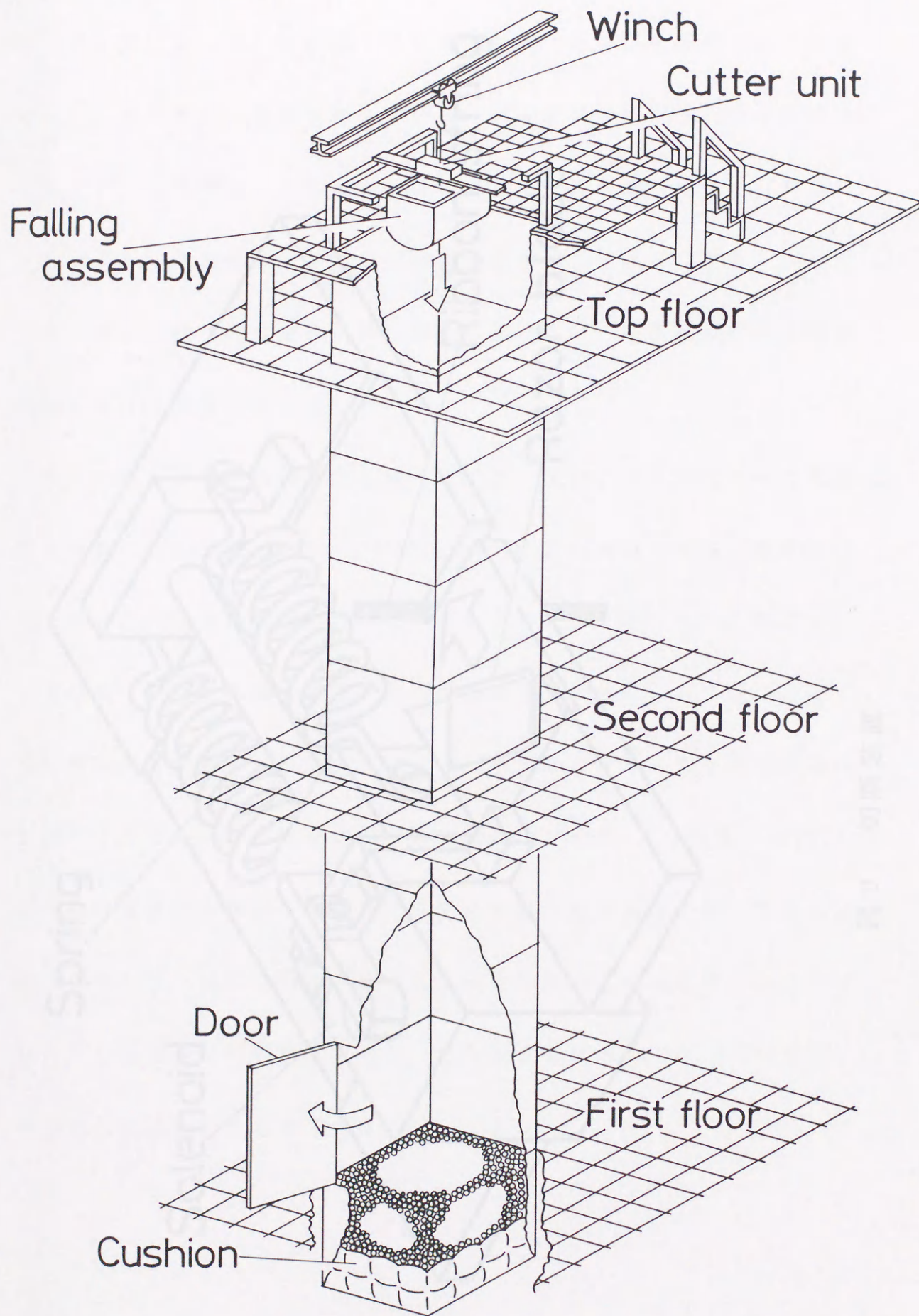


图 8 落下塔

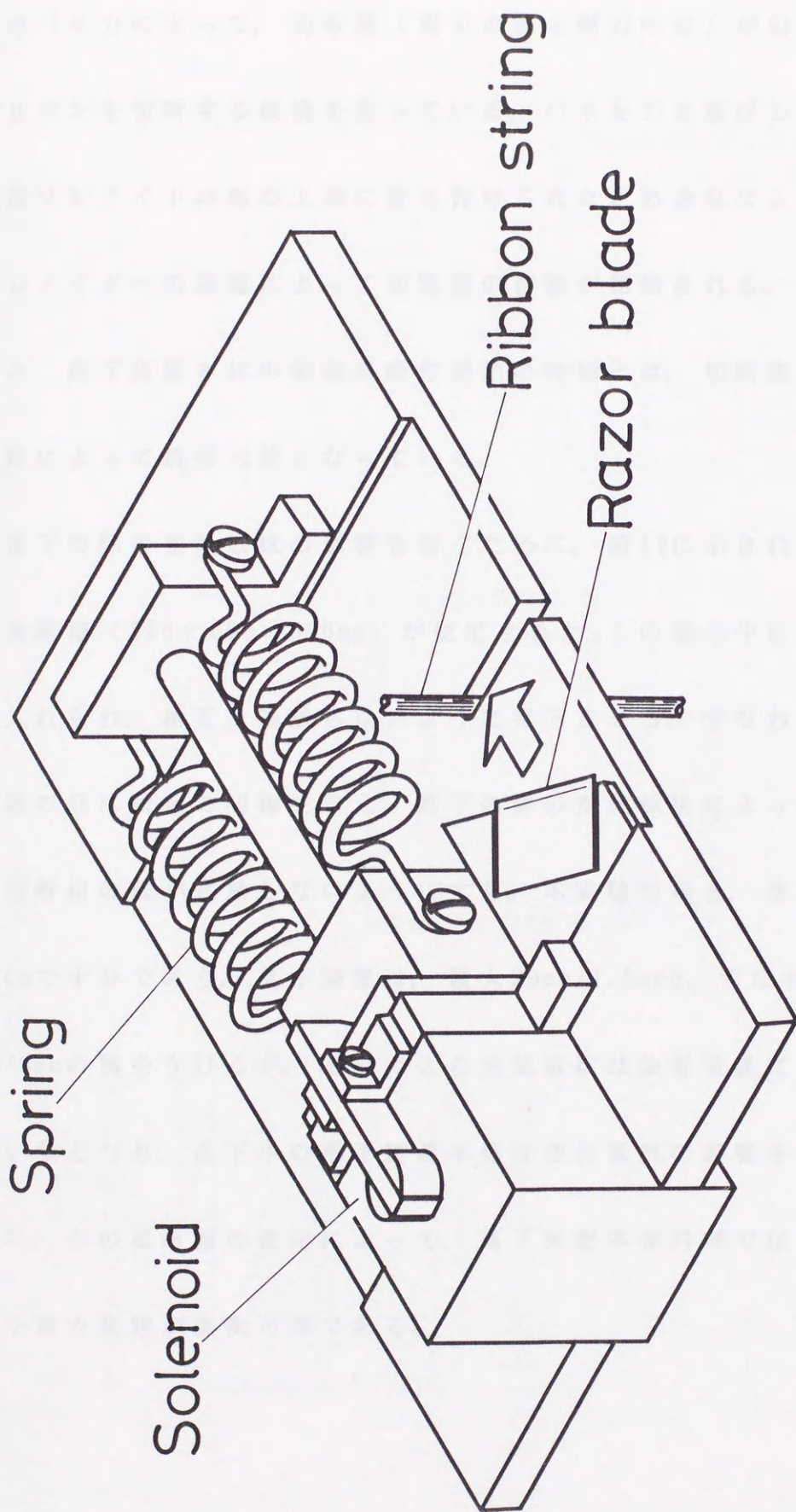


图 9 切断装置

際のバネ力によって、切断器（両刃の安全剃刀の刃）が約 $45^\circ$ の迎え角でリボンを切断する機構を持っている。バネを引き延ばした際の固定は、電磁ソレノイドの軸の上部に取り付けられた止め金具によって行なわれ、ソレノイドへの通電によって切断器の移動が開始される。また、切断時期と、落下装置本体の制御系動作開始の時期とは、切断装置にある電気回路によって調整可能となっている。

落下の際の空気抵抗の影響を防ぐために、図10に示されている空気抵抗遮断箱（ $500 \times 650 \times 650\text{mm}$ ）が使用された。この箱の中に落下装置本体が入れられ、相互に接触しないように落下させる。すなわち、落下前に、両箱の底に所定の間隙を与え、落下の際の空気抵抗によって接近してくる遮断箱の底が接触しないようにする。本実験の場合、落下前の間隔は $20\text{cm}$ で十分であり、落下装置は、最大 $20\text{cm}/1.5\text{sec}$ 、すなわち、約 $13.3\text{cm}/\text{sec}$ の風をうけるが、それによる空気抵抗は装置重量に比して非常に低い値となり、落下中の落下装置本体は空気抵抗の影響をほとんど受けない。この遮断箱の使用によって、落下装置本体内部では、 $10^{-5}\text{g}$ 程度の微小重力状態が実現可能である。

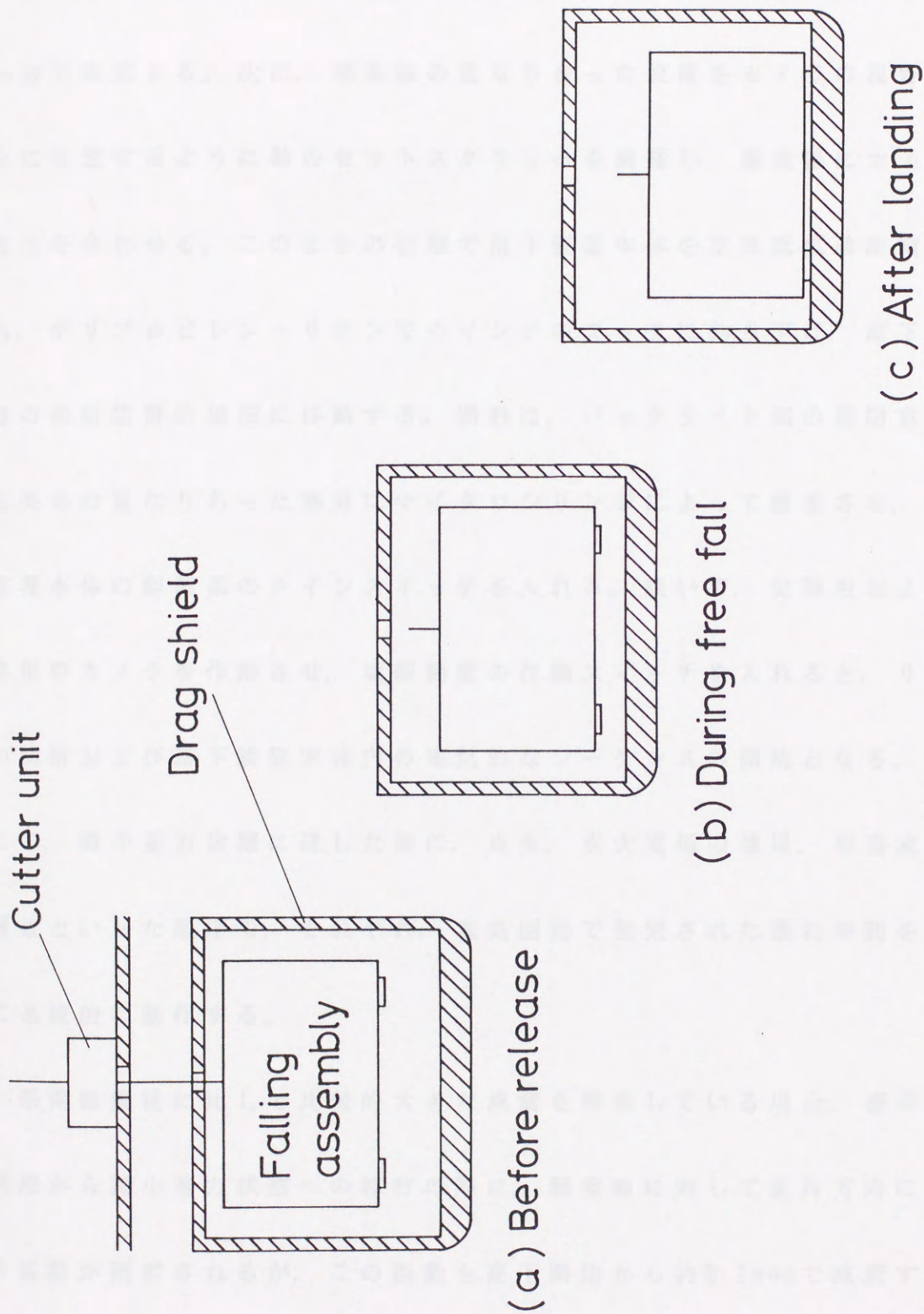


図10 落下中の落下装置本体と空気抵抗抗遮断箱との連続動作

## 2.5 実験操作

まず、燃焼容器の周囲に位置する菱形枠を鉛直方向に引き延ばし、止め金で固定する。次に、懸垂線の重なり合った位置をカメラの視野の中央に位置するように軸のセットスクリューを調整し、懸垂線にカメラの焦点を合わせる。このままの状態ですべての落下装置本体を空気抵抗遮断箱に入れ、ポリプロピレン・リボンでウインチのフックに釣り下げ、落下塔上部の切断装置の場所に移動する。燃料は、バックライト側の開閉窓から、石英糸の重なりあった部分にマイクロシリンジによって懸垂させ、落下装置本体の制御系のメインスイッチを入れる。続いて、記録用および観察用のカメラを作動させ、切断装置の作動スイッチを入れると、リボンの切断および落下装置本体内の電氣的なシーケンスの開始となる。すなわち、微小重力状態に達した後に、点火、点火電極の後退、懸垂液滴の解放といった順序で、それぞれ、電気回路で指定された遅れ時間を持って連続的に動作する。

懸垂線直径に比して比較的大きな液滴を懸垂している場合、標準重力状態から微小重力状態への移行の際に、懸垂線に対して直角方向に液滴の振動が観察されるが、この振動も落下開始から約0.1secで減衰するので、この時間の後に液滴の解放が行なわれるように、電気回路の遅延時

間を調整する。また、液滴を解放した際にも、懸垂線に対して平行な方向に液滴の振動が観察されるが、この振動は液滴解放時から0.015sec以内に減衰するので、液滴の燃焼過程にはほとんど影響を及ぼさない。

本研究においては、全ての実験が大気圧（0.1MPa）および一定温度（ $298 \pm 1K$ ）のもとで行なわれた。



## 第3章 実験結果および考察

## 3.1 燃焼液滴の燃焼過程

## a) 概要

煤生成を伴う燃料である正ヘプタン，正オクタン，正ノナン，正デカンなどの燃焼液滴の連続写真を図11～14に，煤生成を伴わない燃料としてエタノールとブタノールとの燃焼液滴の連続写真を図15，16にそれぞれ示す。図11の最初の第一コマにおいて，懸垂線から液滴を解放した影響のために，火炎が懸垂線に平行な方向に多少変形しているが，第三コマにおいてはその影響もなくなり，液滴と同心な球状火炎が観察される。この現象は，全ての燃焼液滴について同様に観察されるが，前述のように，その火炎形状に及ぼす影響は，液滴解放の後ただちに消失するので，液滴の燃焼過程には大きな影響を及ぼさないと思われる。

正ヘプタンなどの煤生成を伴う燃焼液滴においては，煤粒子の発光領域（輝炎）が青炎のすぐ内側（液滴側）に位置すると考えられる。今回の実験では，液滴像を撮影するために，周囲の輝炎の発光強度に近い散乱光を被写体の後方から照射しているので，その光に消されて輝炎周囲の青炎は写真に感光していない。しかし，前述したように，青炎が輝炎のすぐ外側に位置すると予想されることから，輝炎の外側の境界を火炎

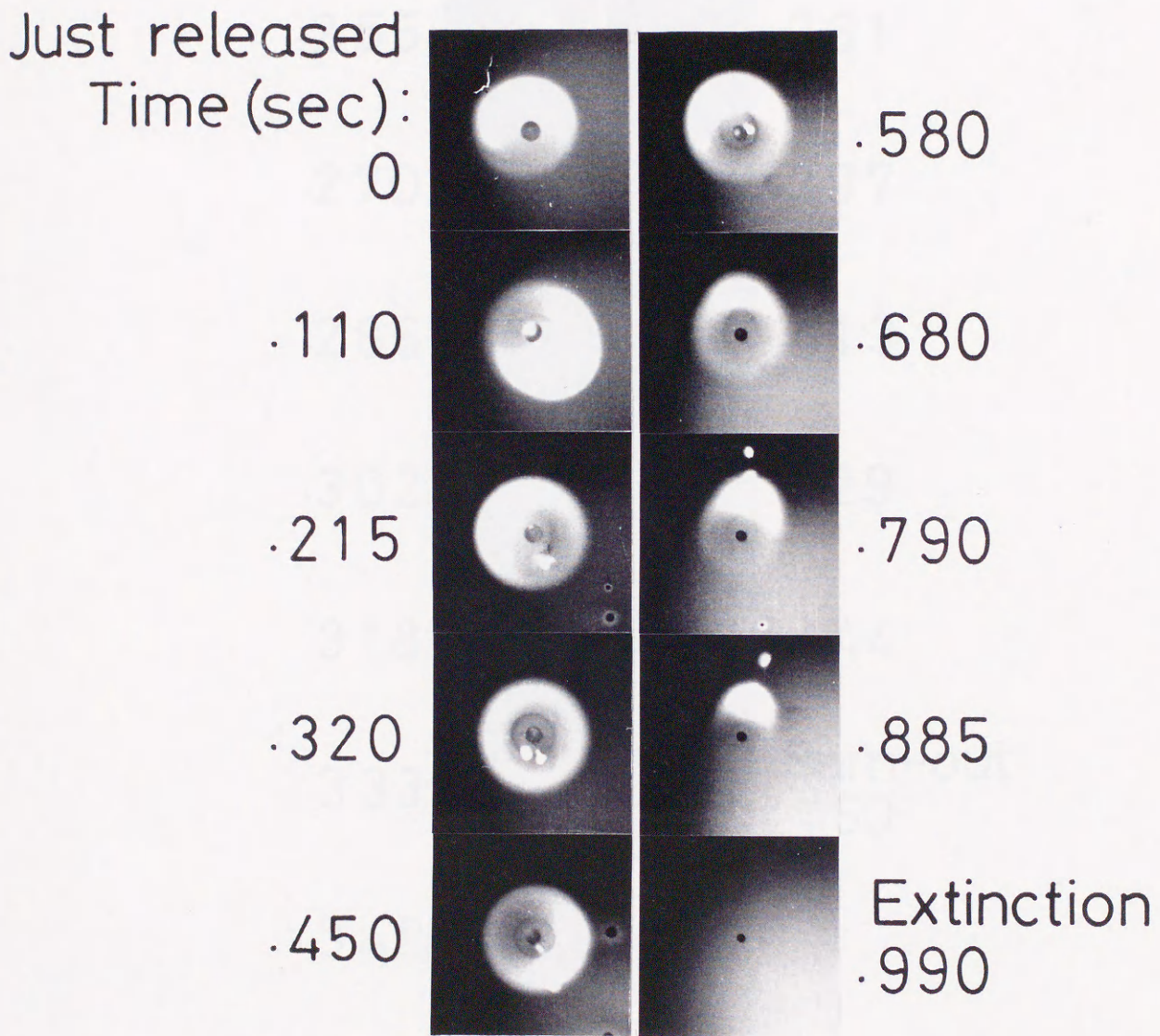


図11(a) 正ヘプタン自由燃焼液滴の連続写真  
(35mm),  $d_0=0.920\text{mm}$

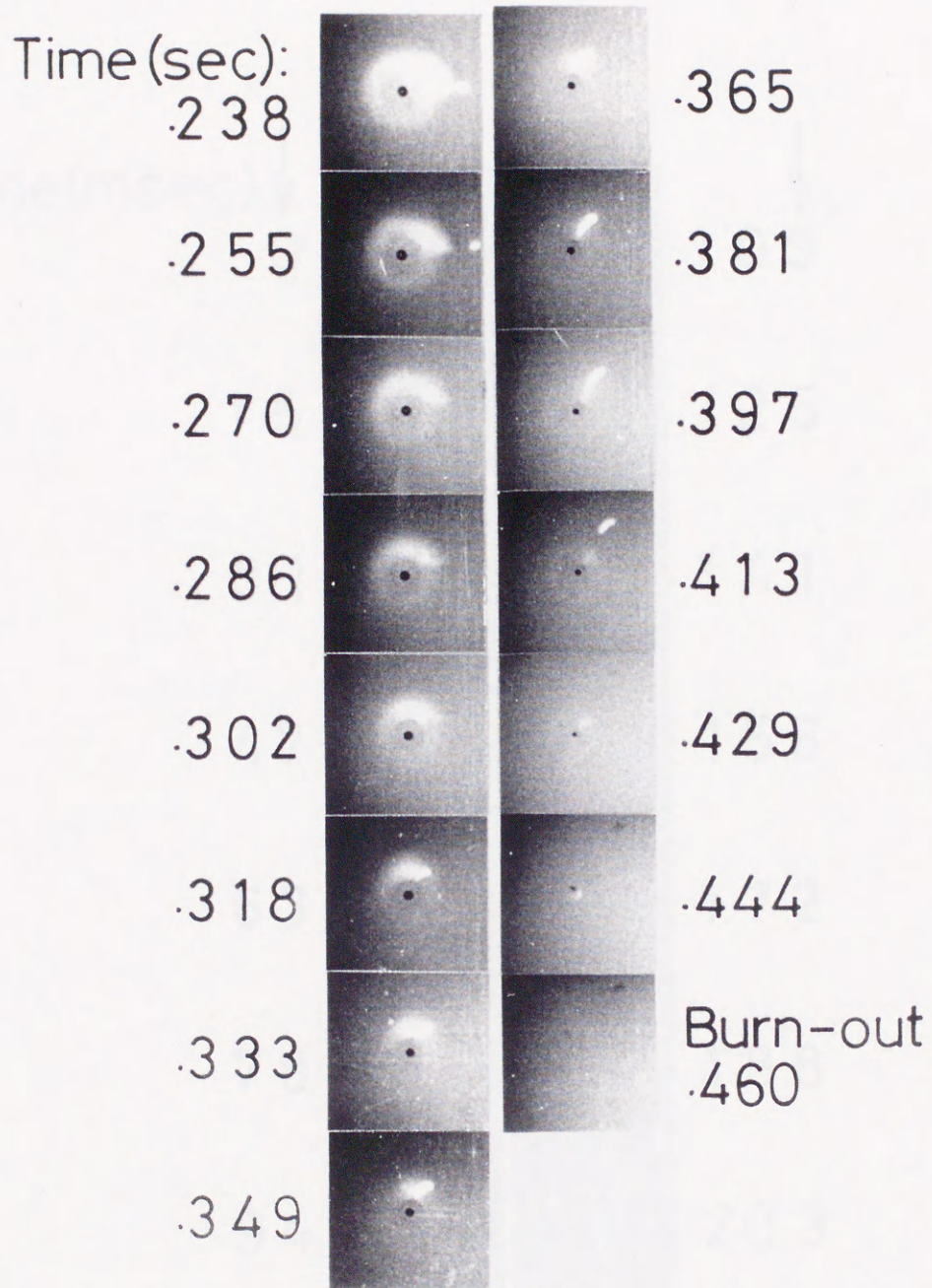


図 11(b) 正ヘプタン自由燃焼液滴の連続写真  
(16mm),  $d_0 = 0.836\text{mm}$

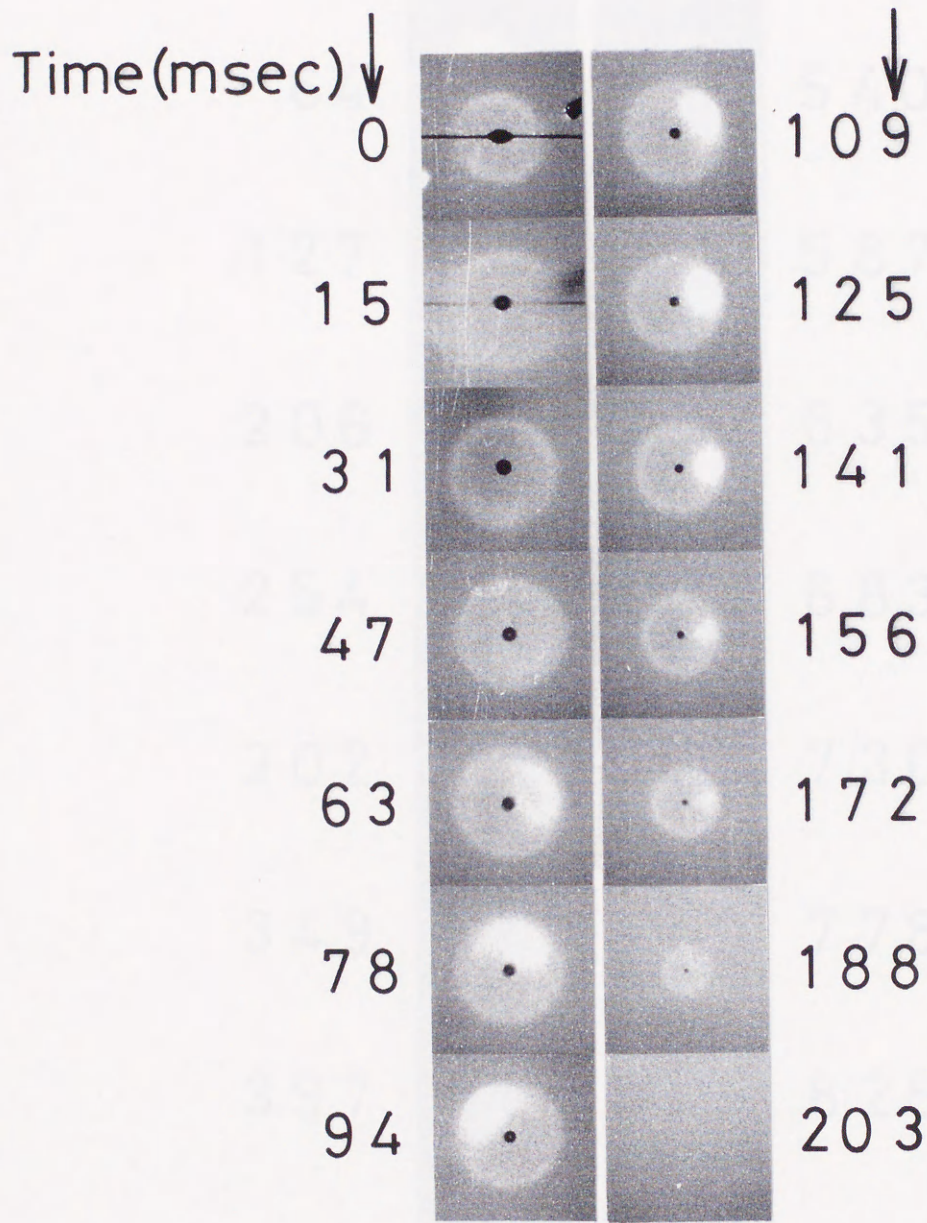


図11(c) 正ヘプタン自由燃焼液滴の連続写真  
(16mm),  $d_0 = 0.375\text{mm}$

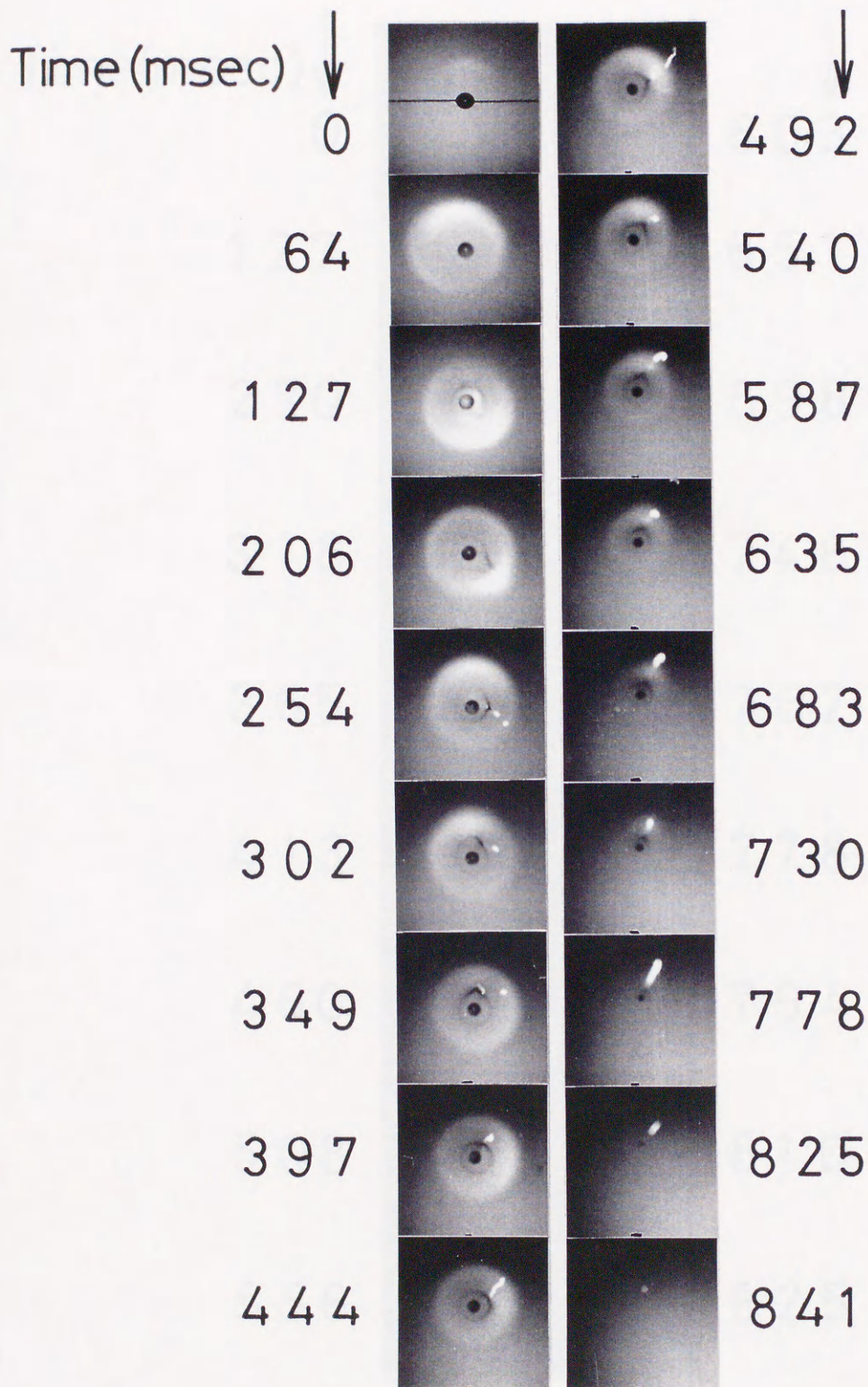


図12 正オクタン自由燃焼液滴の連続写真  
(16mm),  $d_0 = 0.751\text{mm}$

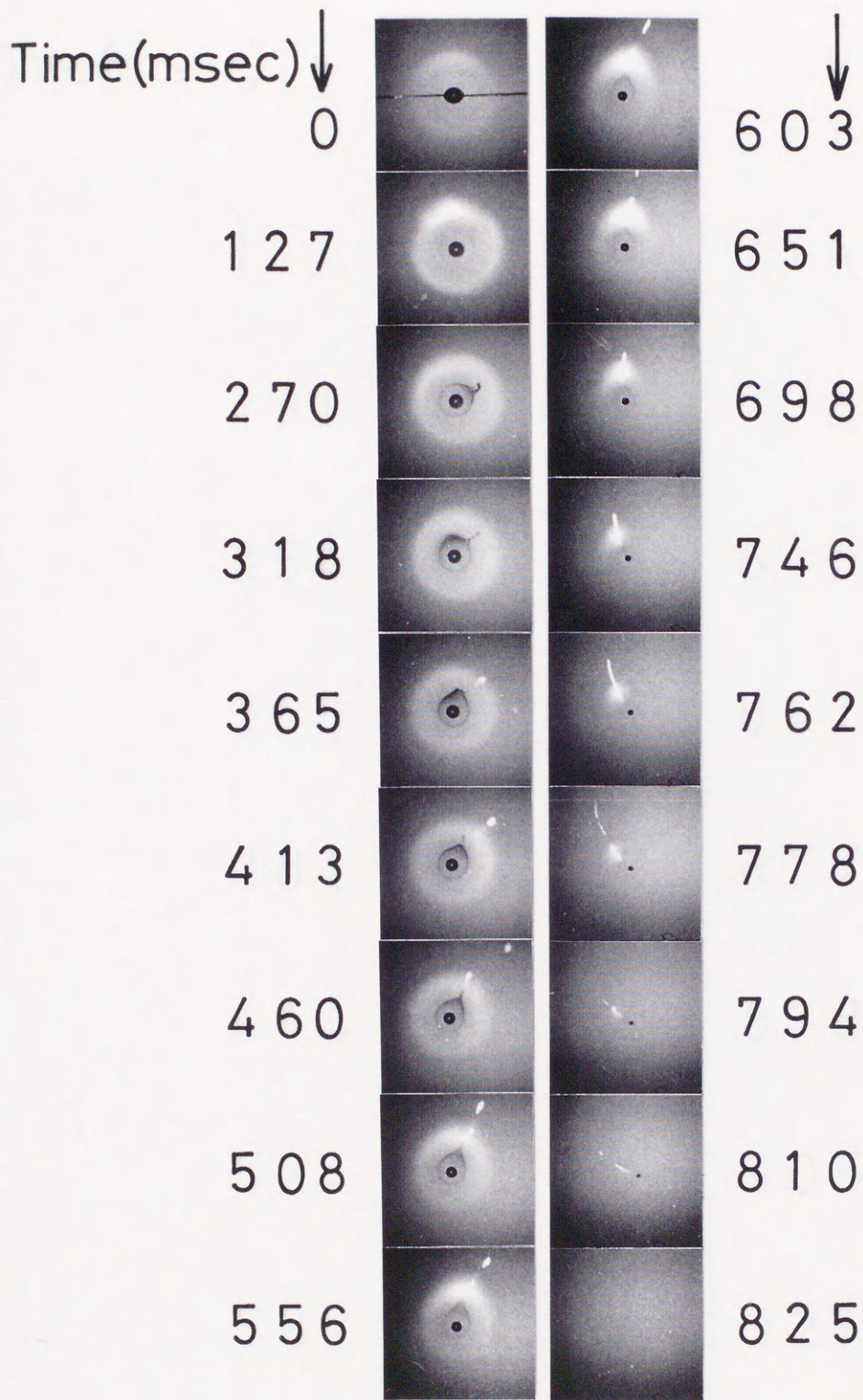


図13 正ノナン自由燃焼液滴の連続写真  
(16mm),  $d_0=0.747\text{mm}$

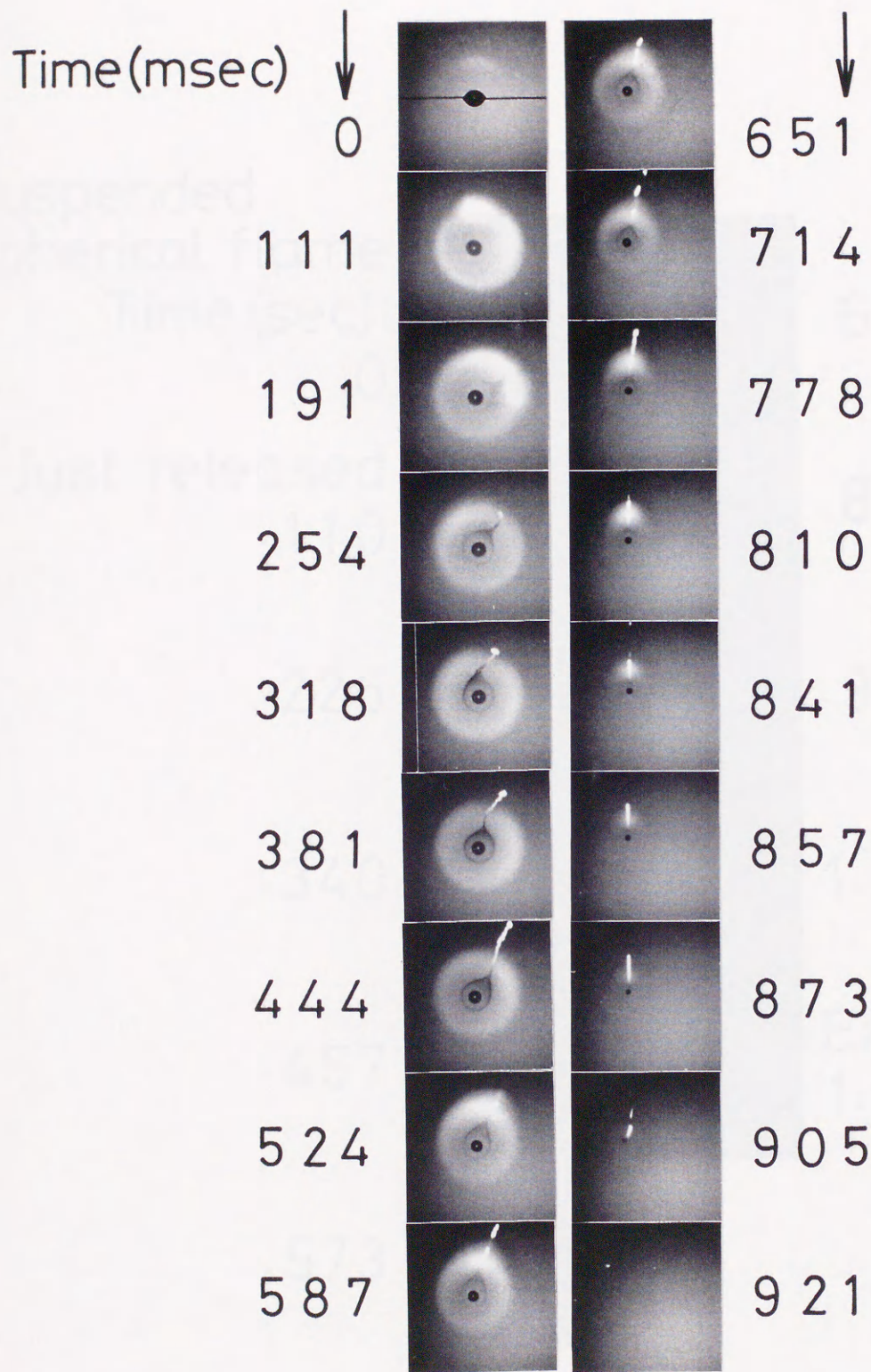


図14 正デカン自由燃焼液滴の連続写真  
(16mm),  $d_0=0.768\text{mm}$

Suspended  
spherical flame

Time (sec):  
0

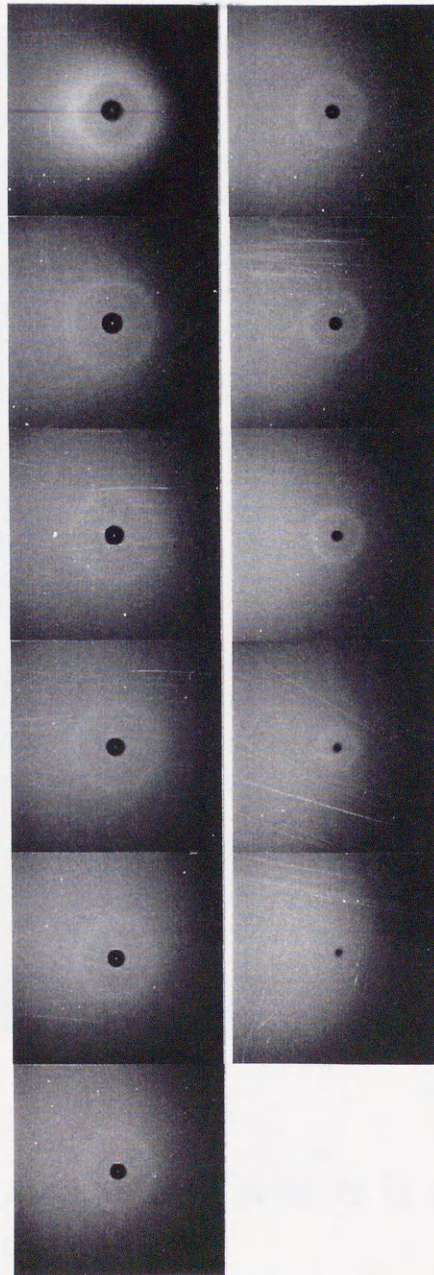
Just released  
.110

.225

.340

.457

.573



.691

.809

.927

1.044

Extinction  
1.145

図15(a) エタノール自由燃焼液滴の連続写真  
(35mm),  $d_0=0.834\text{mm}$



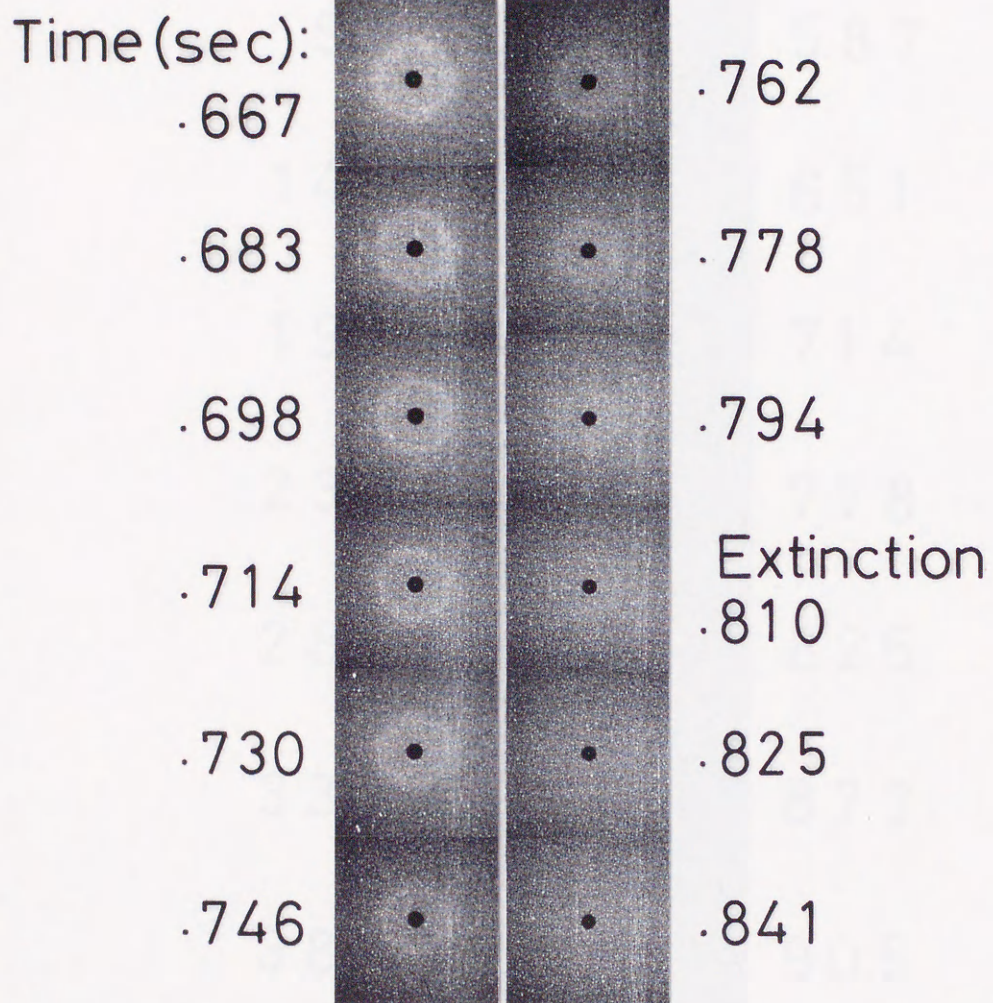


図 15(b) エタノール自由燃焼液滴の連続写真  
(16mm),  $d_o = 0.930\text{mm}$

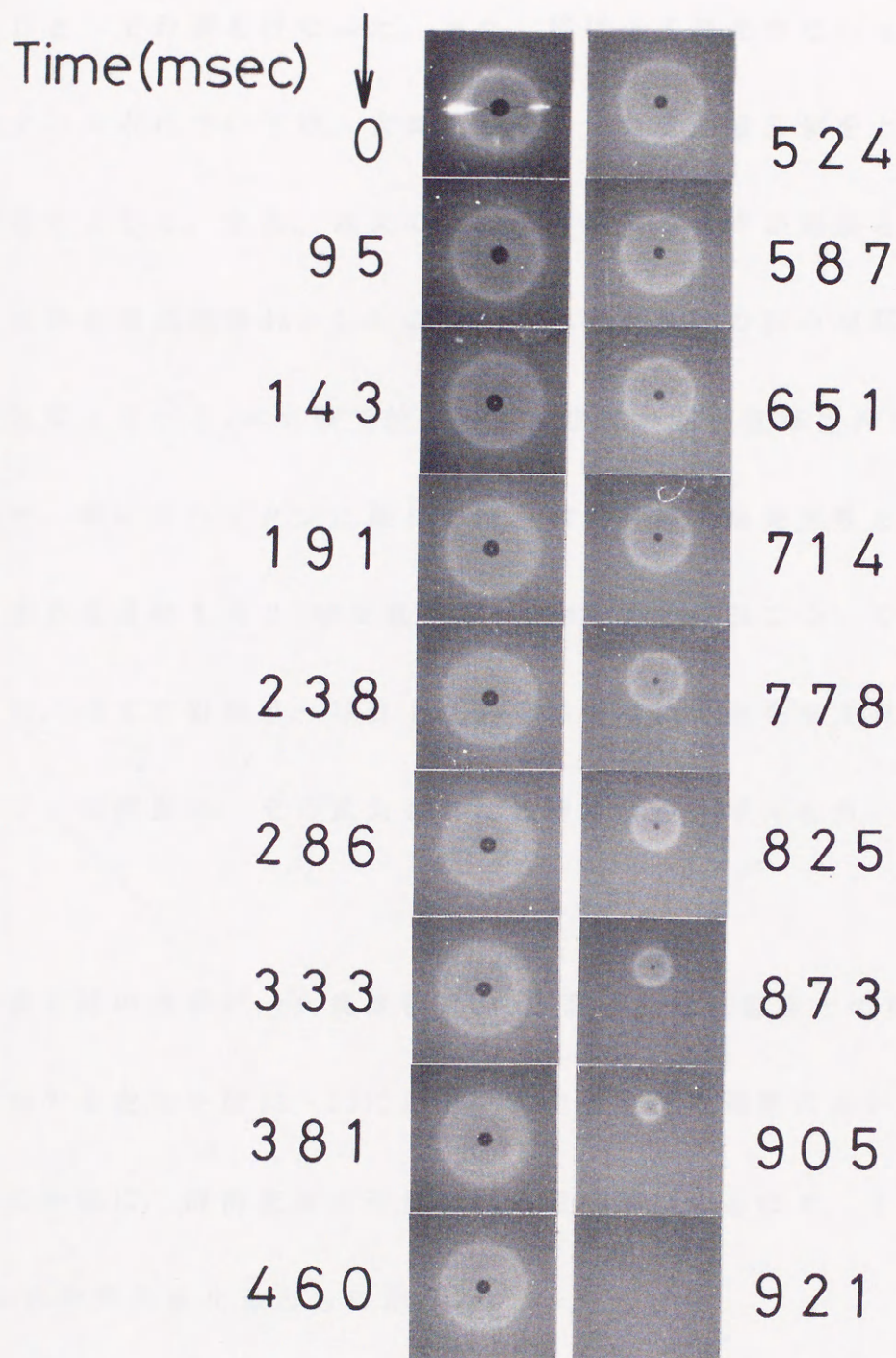


図16 ブタノール自由燃焼液滴の連続写真  
(16mm),  $d_0=0.764\text{mm}$

直径  $D$  として計測を行なった。また、煤による発光のないエタノールとブタノールとについては、火炎からの発光強度が最高値をとる場所を火炎直径  $D$  とした。また、点火の後に、写真上で火炎が確認された時の液滴の直径を初期直径  $d_0$  としたので、それは点火前の真の初期直径とは多少は異なっている。本実験で使用された燃料の初期直径は約  $1\text{mm}$  のものであるが、特に正ヘプタンに関しては、初期直径と蒸発定数との関係を幅広く求める目的もあり、初期直径が  $0.4\text{mm}$  程度の液滴についても実験を行なった。全ての計測は、写真上にある燃焼液滴の像を拡大投影機でスクリーン上に投影し、その拡大された液滴像からノギスを用いて行なわれた。

液滴直径の自乗  $d^2$ 、火炎直径  $D$ 、火炎直径と液滴直径との比  $D/d$  の時間  $t$  に対する変化を図 17~22 に示す。煤生成を伴う燃料においては、燃焼過程の中期に、液滴表面の近傍に煤の殻を形成するので、その殻の直径  $D_{s.o.t}$  の時間的变化もともに示した。

b) 液滴直径の自乗  $d^2$

図 17~22 から明かなように、全燃料において、 $d^2-t$  の直線関係が成立していることがわかる。また、蒸発の度合いを表わす蒸発定数  $k$  は、この傾き  $-d(d^2)/dt$  によって算出される。このような  $d^2-t$  の関係を式に表

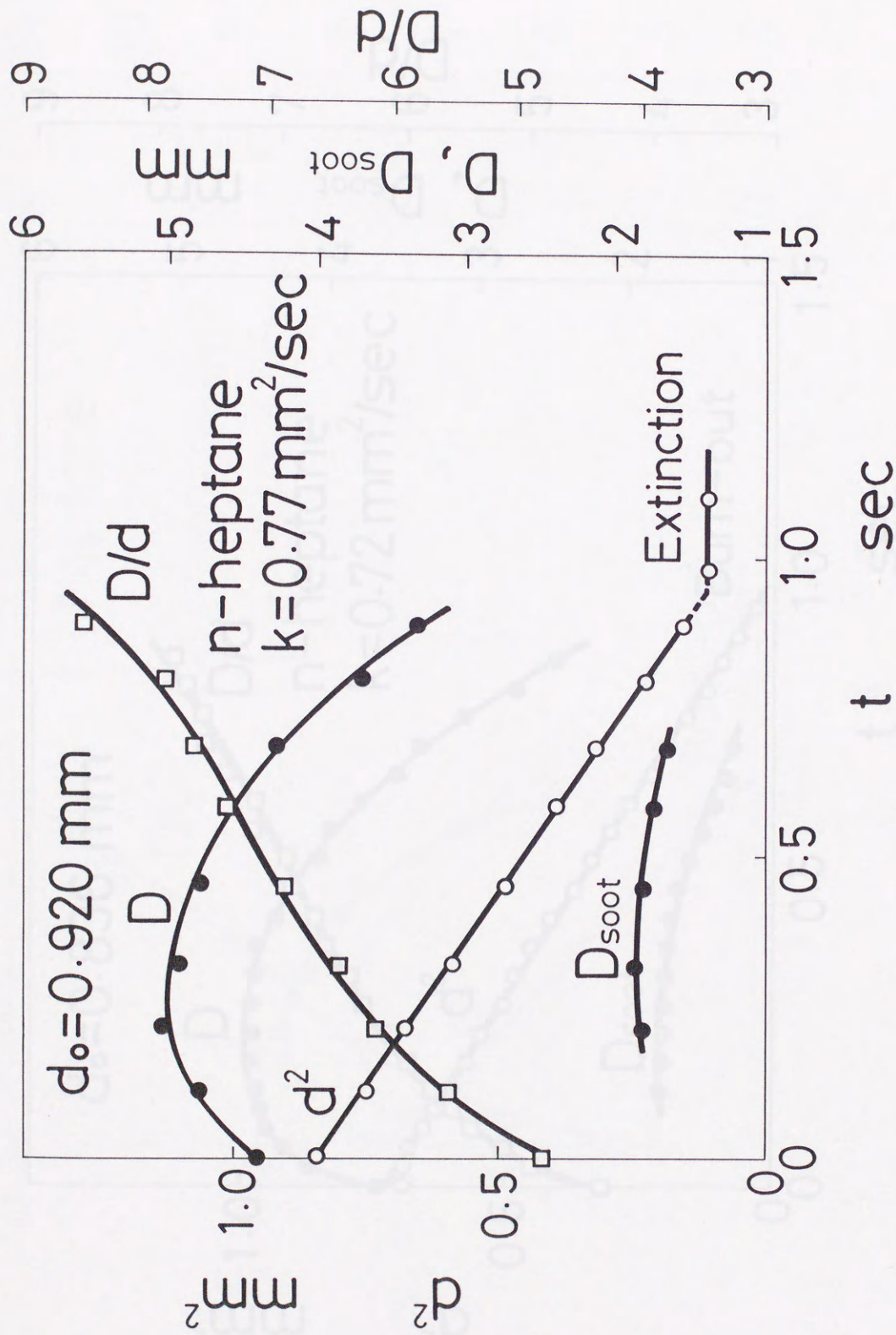


図17(a) 正へプタン自由燃焼液滴における液滴直径の自乗 ( $d^2$ ), 火炎直径 ( $D$ ), 火炎直径と液滴直径との比 ( $D/d$ ) および煤の殻の直径 ( $D_{\text{soot}}$ ) の時間 ( $t$ ) に対する変化

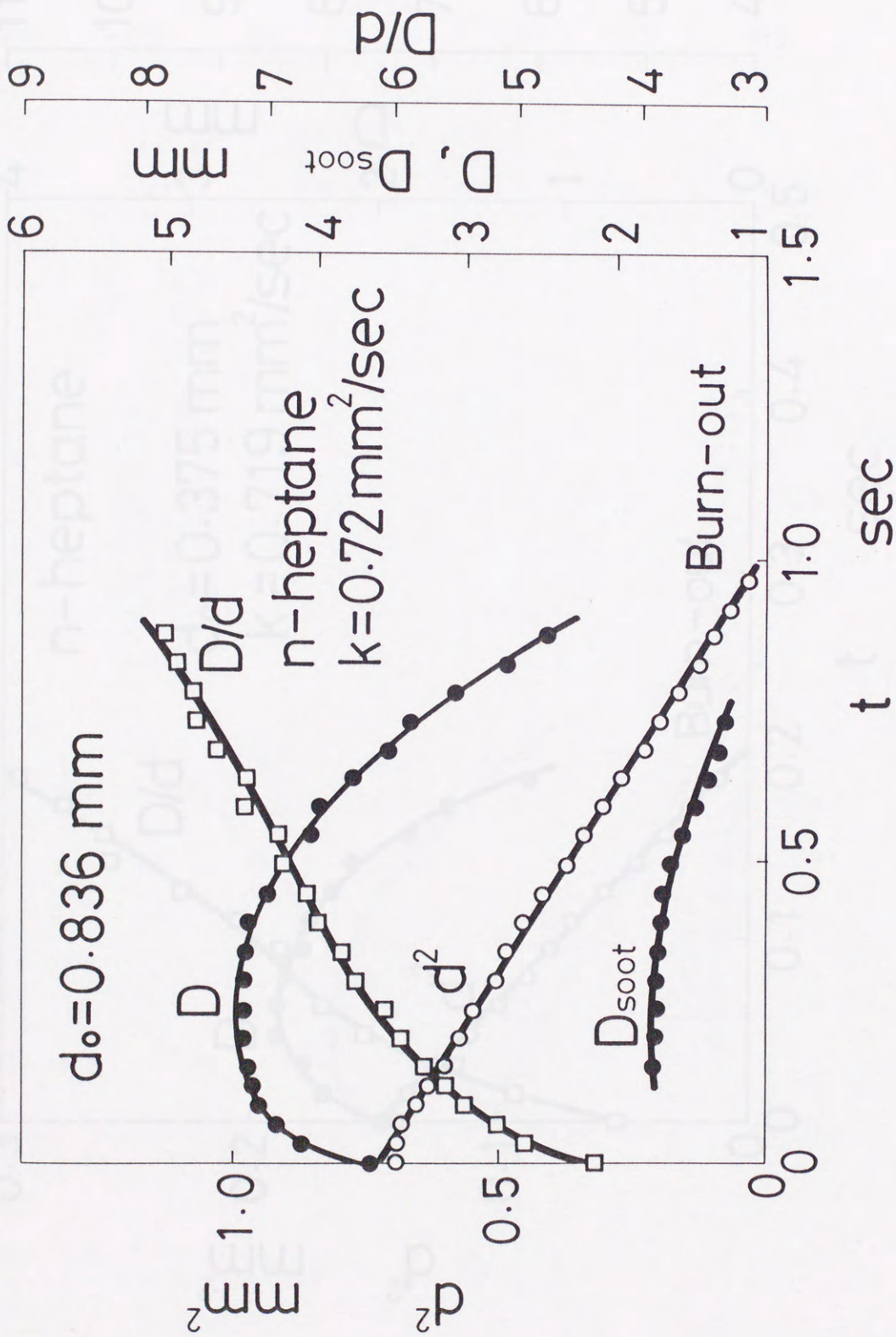


図17(b) 正へプタン自由燃焼液滴における液滴直径の自乗 ( $d^2$ ), 火炎直径 ( $D$ ), 火炎直径と液滴直径との比 ( $D/d$ ) および煤の殻の直径 ( $D_{soot}$ ) の時間 ( $t$ ) に対する変化

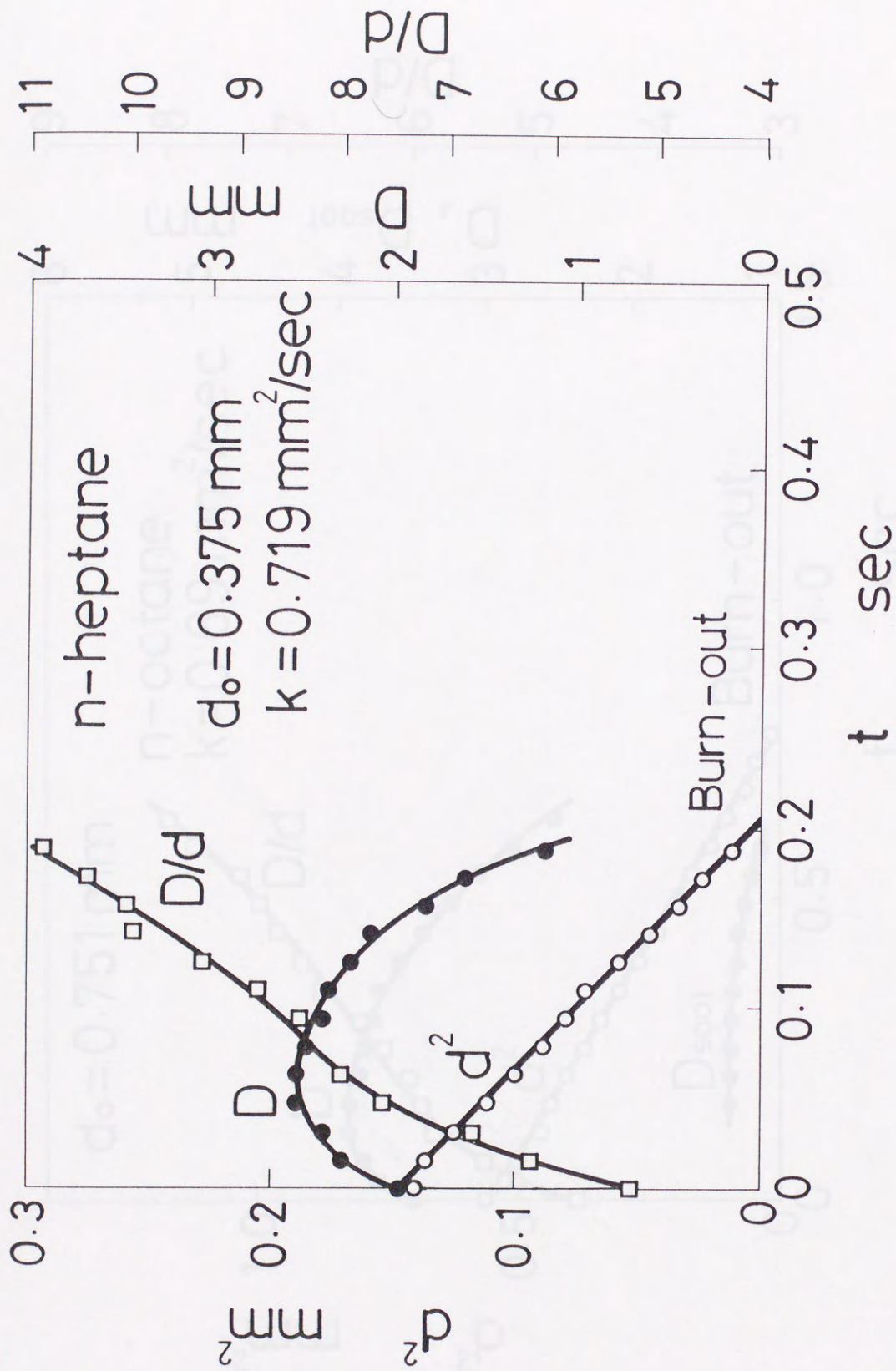


図17(c) 正へプタン自由燃焼液滴における液滴直径の自乗 ( $d^2$ ), 火炎直径 ( $D$ ) および火炎直径と液滴直径との比 ( $D/d$ ) の時間 ( $t$ ) に対する変化

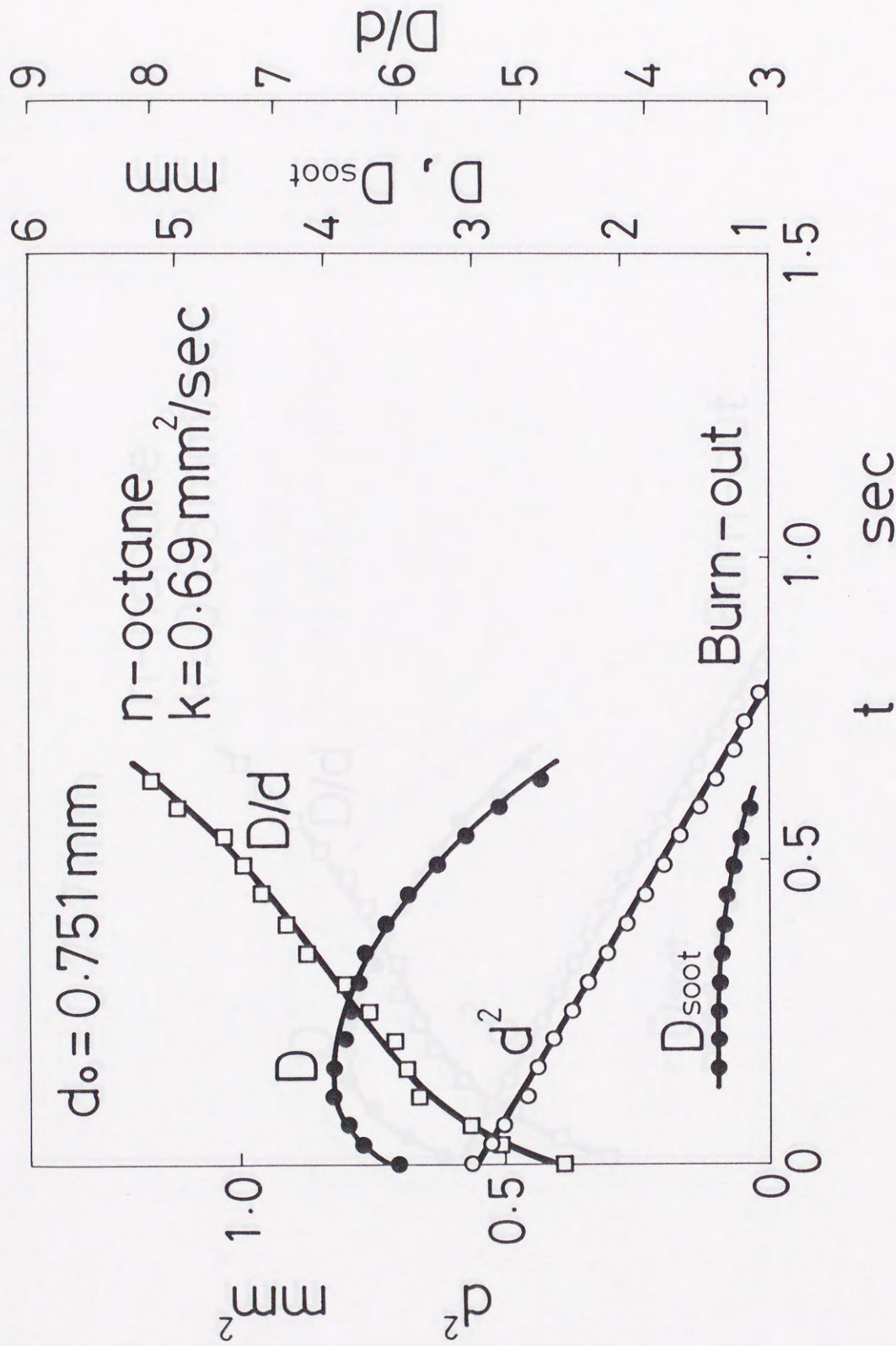


図18 正オクタン自由燃焼液滴における液滴直径の自乗 ( $d^2$ )，火炎直径 ( $D$ )，  
 火炎直径と液滴直径との比 ( $D/d$ ) および煤の殻の直径 ( $D_{\text{soot}}$ ) の時間  
 ( $t$ ) に対する変化

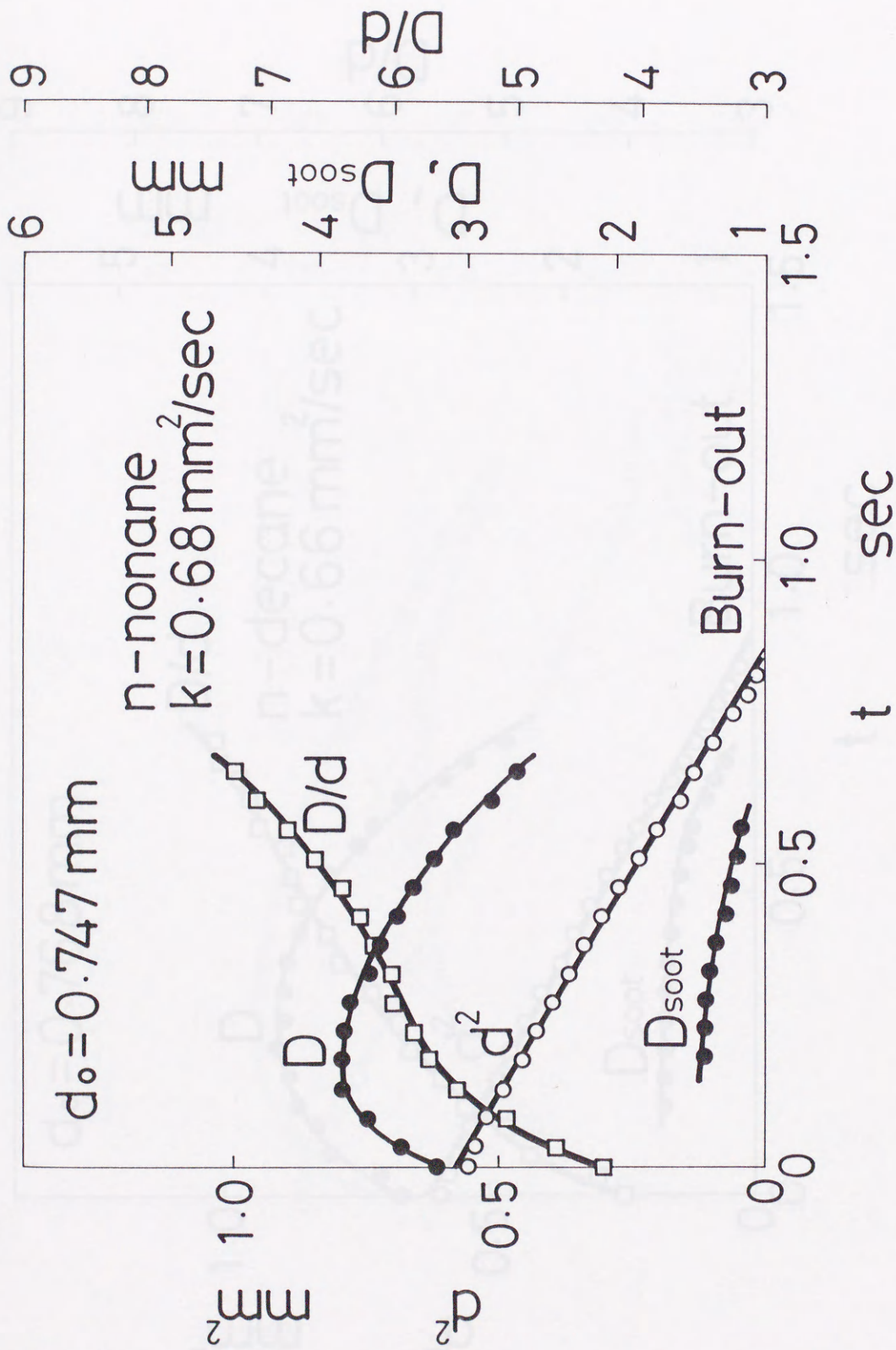


図19 正ノナン自由燃焼液滴における液滴直径の自乗 ( $d^2$ ), 火炎直径 ( $D$ ), 火炎直径と液滴直径との比 ( $D/d$ ) および煤の殻の直径 ( $D_{soot}$ ) の時間 ( $t$ ) に対する変化



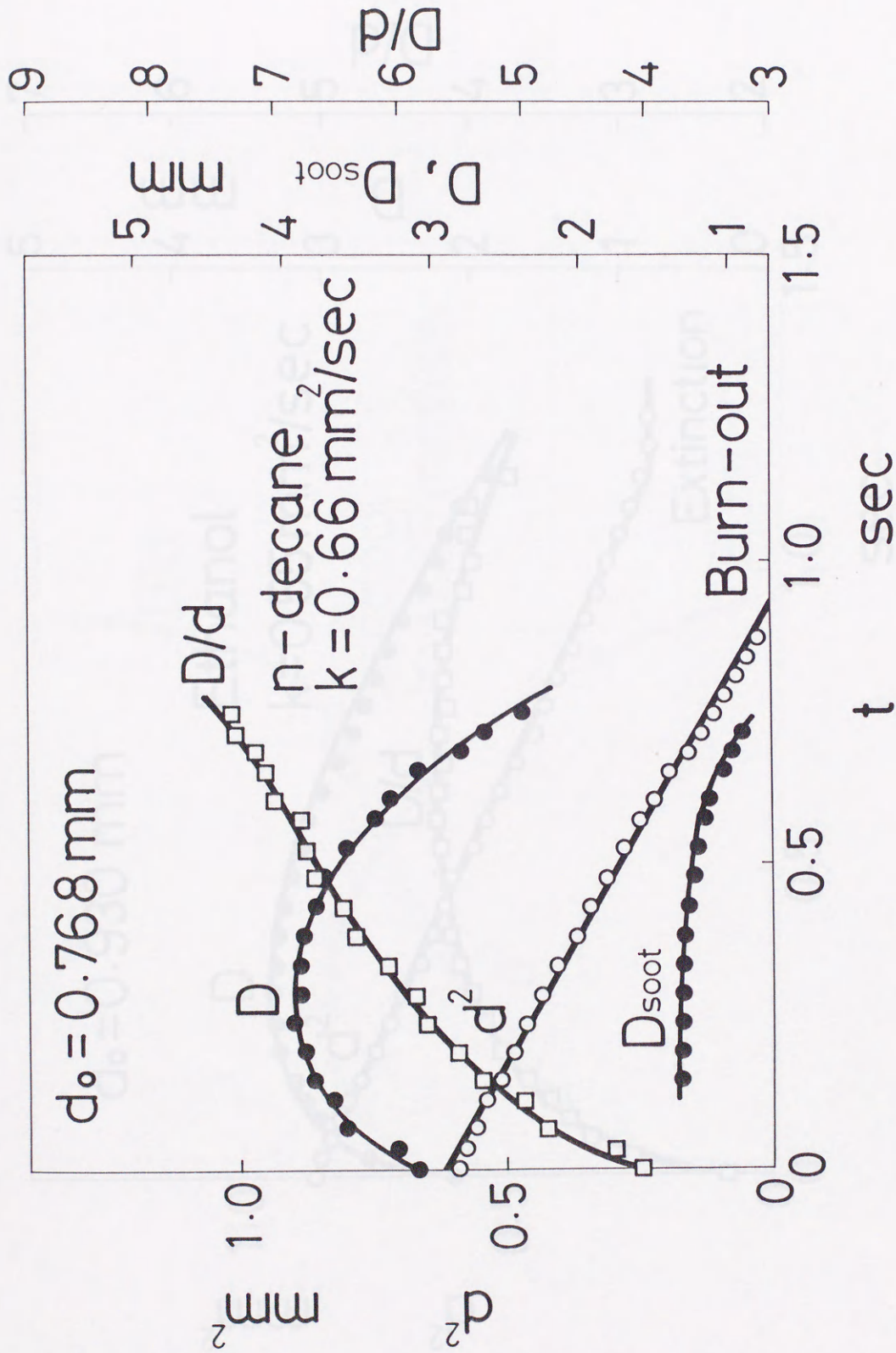


図 20 正デカン自由燃焼液滴における液滴直径の自乗 ( $d^2$ )、火炎直径 ( $D$ )、火  
 炎直径と液滴直径との比 ( $D/d$ ) および煤の殻の直径 ( $D_{\text{soot}}$ ) の時間 ( $t$ )  
 に対する変化

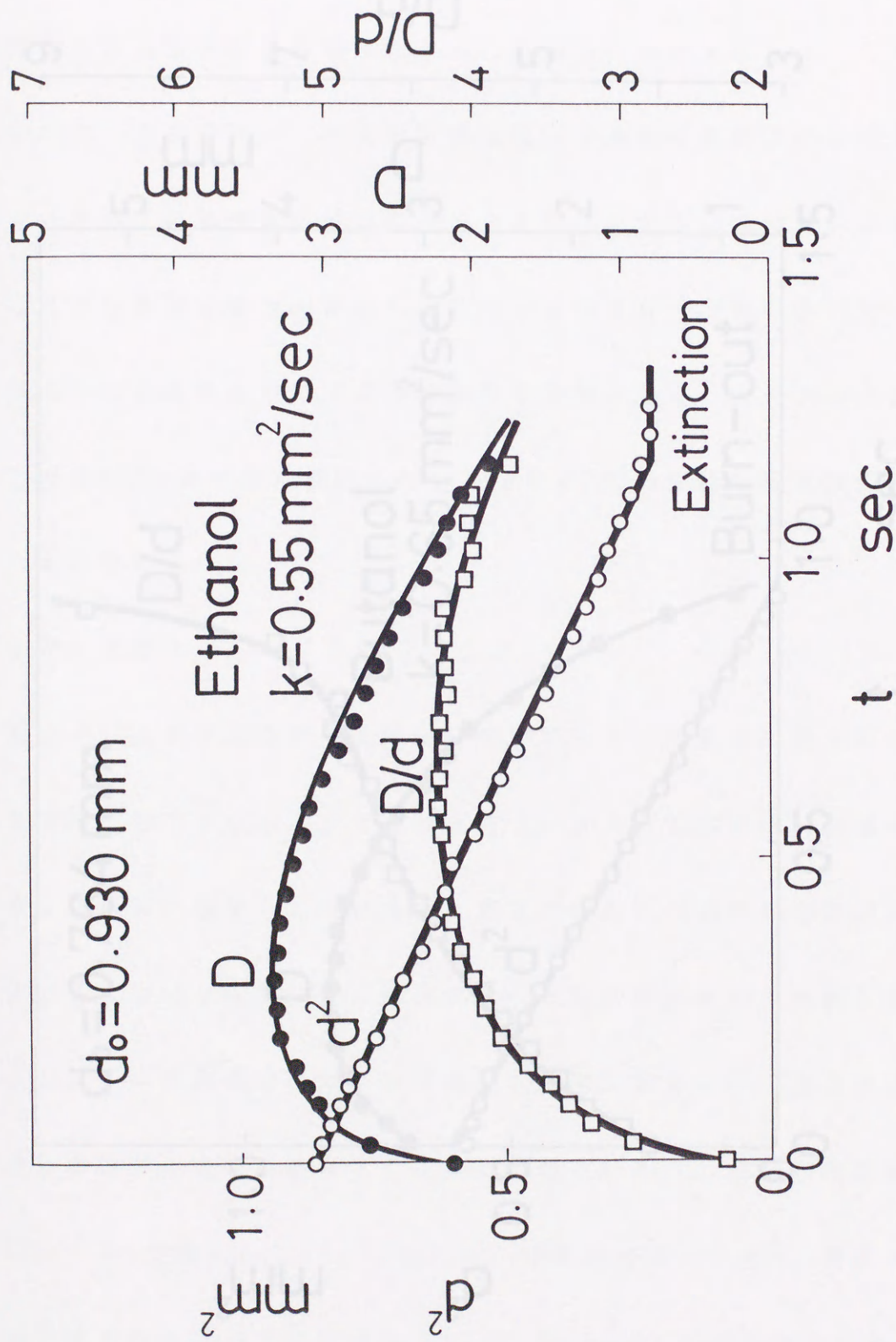


図21 エタノール自由燃焼液滴における液滴直径の自乗 ( $d^2$ ), 火炎直径 ( $D$ ) および火炎直径と液滴直径との比 ( $D/d$ ) の時間 ( $t$ ) に対する変化

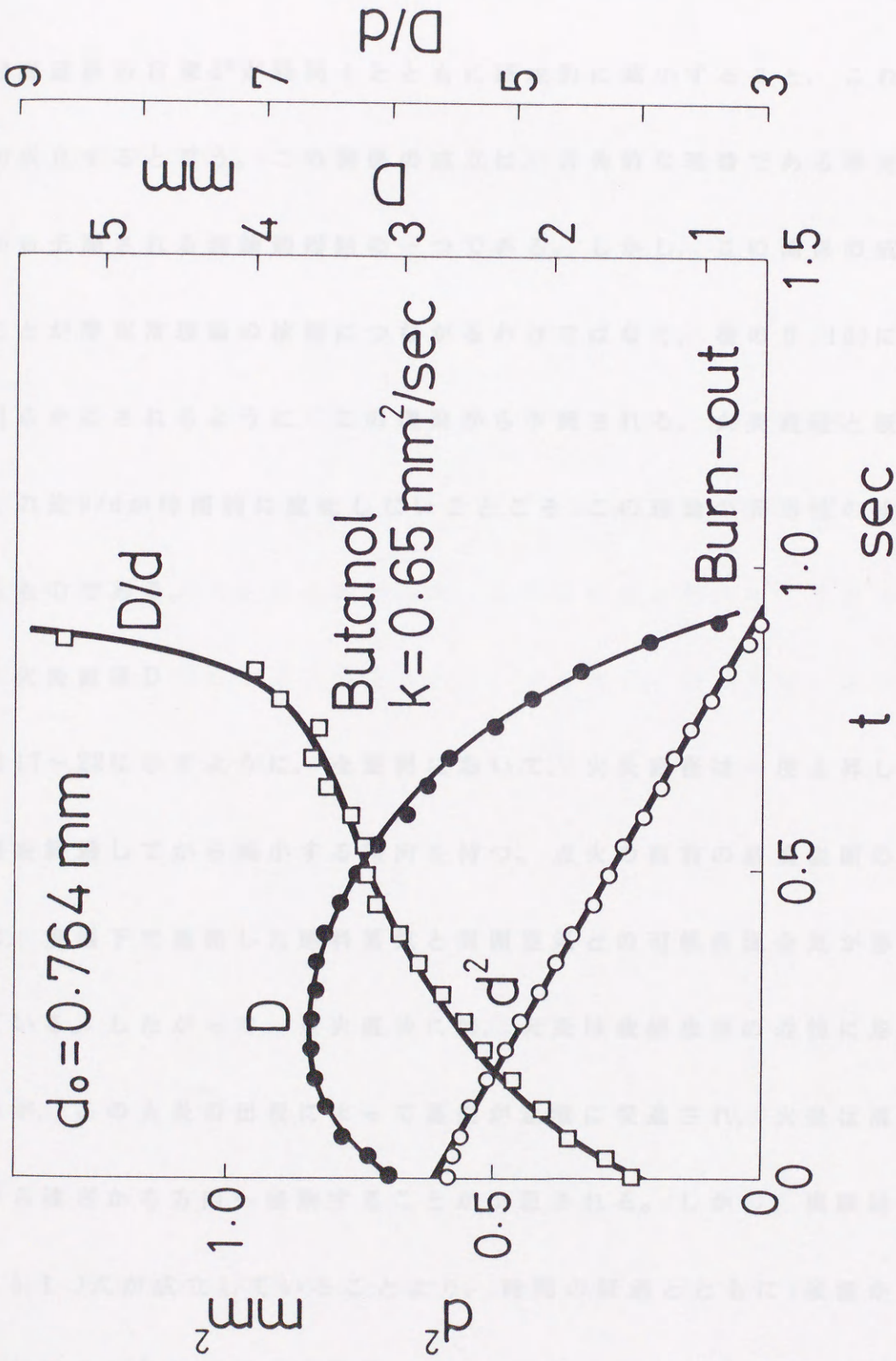


図22 ブタノール自由燃焼液滴における液滴直径の自乗 ( $d^2$ ), 火炎直径 ( $D$ ) および火炎直径と液滴直径との比 ( $D/d$ ) の時間 ( $t$ ) に対する変化

すと、燃焼過程の初期の部分を除けば、次のようになる。

$$d^2 = d_0^2 - kt \quad (3.1)$$

液滴直径の自乗 $d^2$ が時間 $t$ とともに直線的に減少すること、これを $d^2$ 則が成立すると言う。この関係の成立は、古典的な理論である準定常理論から予測される理論的帰結の一つである。しかし、この関係の成立することが準定常理論の検証につながるわけではなく、後の3.1d)において明らかにされるように、この理論から予測される、火炎直径と液滴直径との比 $D/d$ が時間的に変化しないことこそ、この理論の妥当性の検証となるものである。

#### c) 火炎直径 $D$

図17～22に示すように、全燃料において、火炎直径は一度上昇し、最高値を経過してから減少する傾向を持つ。点火の直前の液滴表面の近傍には、室温下で蒸発した燃料蒸気と周囲空気との可燃性混合気が形成されている。したがって、点火直後には、火炎は液滴表面の近傍に形成されるが、この火炎の出現によって蒸発が急激に促進され、火炎は液滴表面から遠ざかる方向へ移動することが予想される。しかし、実験結果から(3.1)式が成立していることより、時間の経過とともに、液滴からの単位時間あたりの燃料の蒸発量 $(m)$ は、 $m = (\rho \pi / 4)k(d_0^2 - kt)^{1/2}$ の

関係に従って、減少することがわかる。すなわち、火炎直径は、増加の後に、燃料蒸気の蒸発量の減少に伴って減少していくと考えられる。

d) 液滴直径と火炎直径との比  $D/d$

$D/d$ の時間的な変化の傾向は、次の二種類に分類できる。一つは、初期の過渡的な上昇の後、変曲点を通過してから無限大に漸近する傾向を持つもの、もう一つは、初期の上昇の後、最高値を経過してから減少するものである。この一般的な関係を理解するために、 $D/d$ と  $t$  とを  $(D/d)/(D_0/d_0)$  と  $t/($ 全燃焼時間) とで無次元化したものを、図23~24に示す。本実験で使用された燃料の範囲内で、この二種類の傾向は、燃焼過程の末期での現象に関係すると考えられる。すなわち、燃焼液滴が最後まで燃え尽きる場合は、 $D/d$ が無限大に漸近し、途中で消炎する場合は、最高値を経過した後に減少する。

燃焼液滴が燃え尽きる場合、燃料蒸気が液滴表面から火炎帯に到達するための拡散時間が存在するので、燃焼過程の最終段階において、液滴が完全に蒸発した瞬間にもその周囲に火炎が存在し、 $D/d$ が無限大になることが予想される。したがって、このことから、 $D/d$ の値は液滴燃焼の末期において無限大に漸近すると考えられる。また、後の3.4c)における簡単なモデル計算によって説明されるように、液滴燃焼の後半に  $D/d$ の値

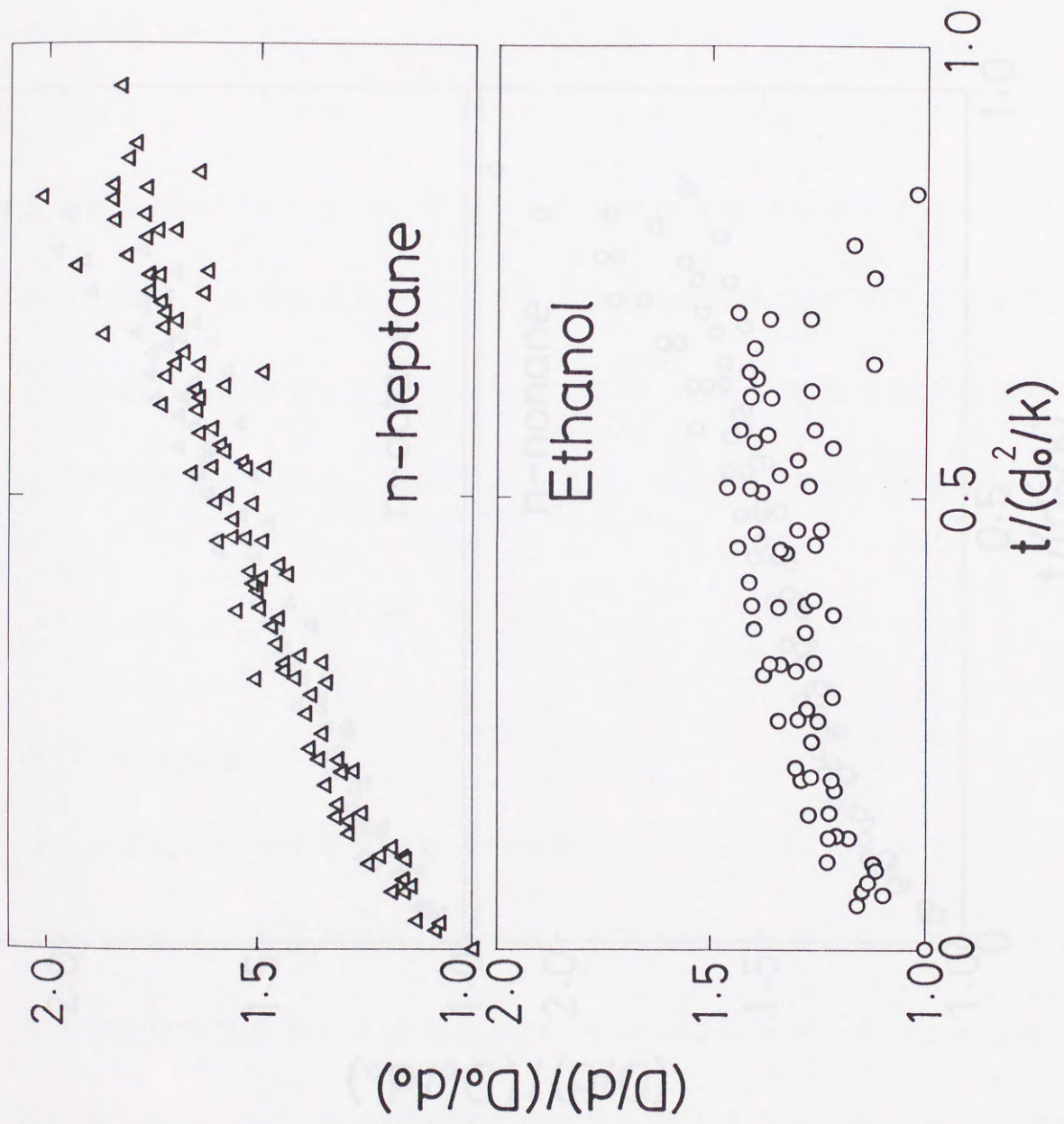


図23 無次元化した液滴と火炎直径との比  $(D/d) / (D_0/d_0)$  の無次元化した時間  $t / (d_0^2/k)$  に対する変化

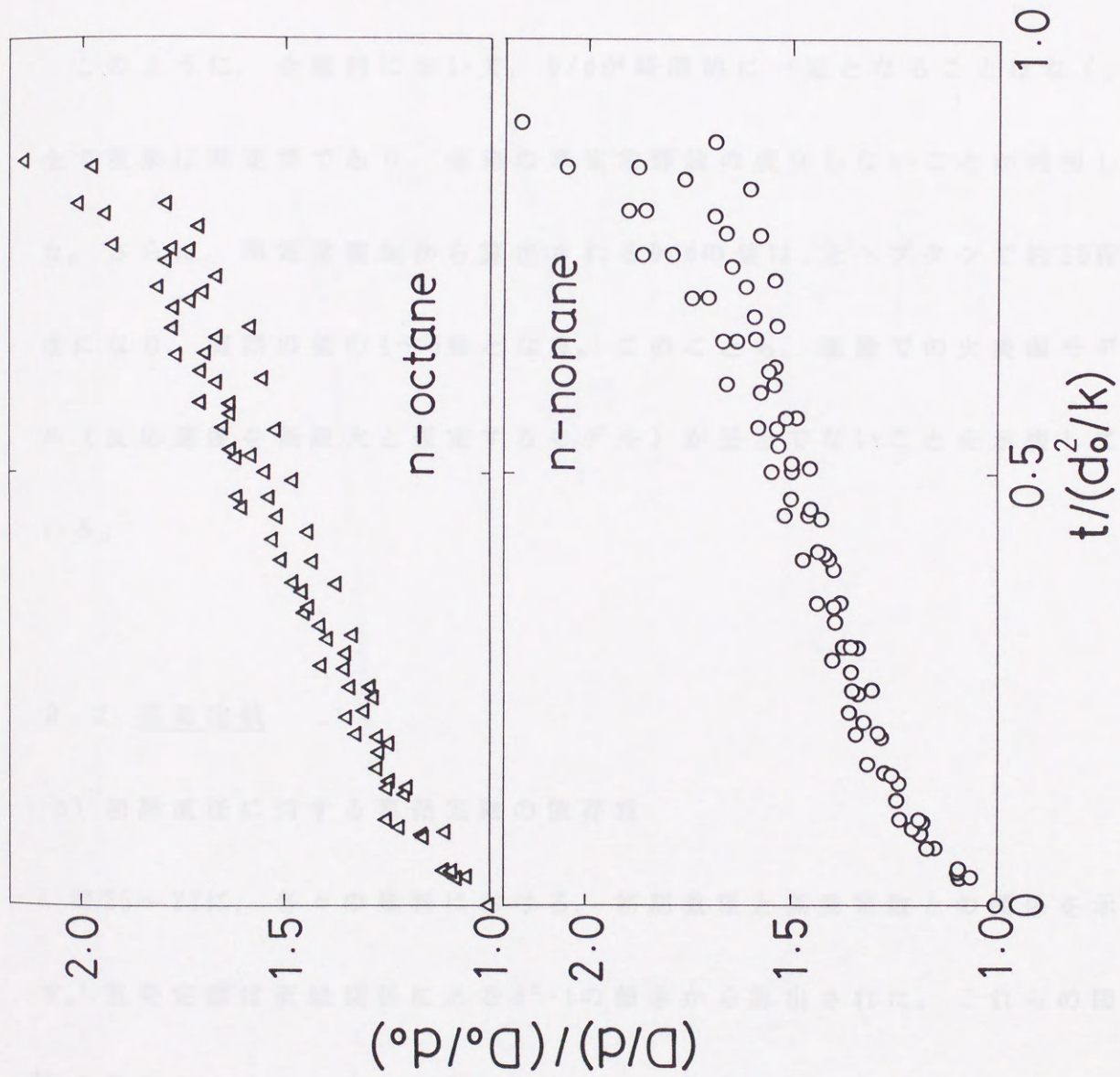


図24 無次元化した液滴と火炎直径との比  $(D/d) / (D_0/d_0)$  の無次元化した時間  $t / (d_0^2 / k)$  に対する変化

が減少した場合、火炎の単位面積あたりに流入してくるの燃料蒸気の量が増加することがわかる。このことは、火炎を通過する未燃の燃料蒸気の量が増加し、火炎温度を低下させる原因となり、消炎を引き起こすことを示唆している。

このように、全燃料において、 $D/d$ が時間的に一定となることはなく、全て現象は非定常であり、従来の準定常理論の成立しないことが判明した。さらに、準定常理論から算出される $D/d$ の値は、正ヘプタンで約30程度になり、実際の値の4~5倍となる。このことも、理論での火炎面モデル（反応速度を無限大と仮定するモデル）が妥当でないことを示唆している。

### 3.2 蒸発定数

#### a) 初期直径に対する蒸発定数の依存性

図25~27に、各々の燃料における、初期直径と蒸発定数との関係を示す。蒸発定数は直線関係にある $d^2-t$ の傾きから算出された。これらの図から明かなように、全ての燃料において、初期直径の増加に伴い、蒸発定数が、若干、増加する傾向がみられる。岡島らによる以前の実験結果<sup>9)</sup>もこれと同様な傾向を示しているが、彼らの実験値と比較して、本実



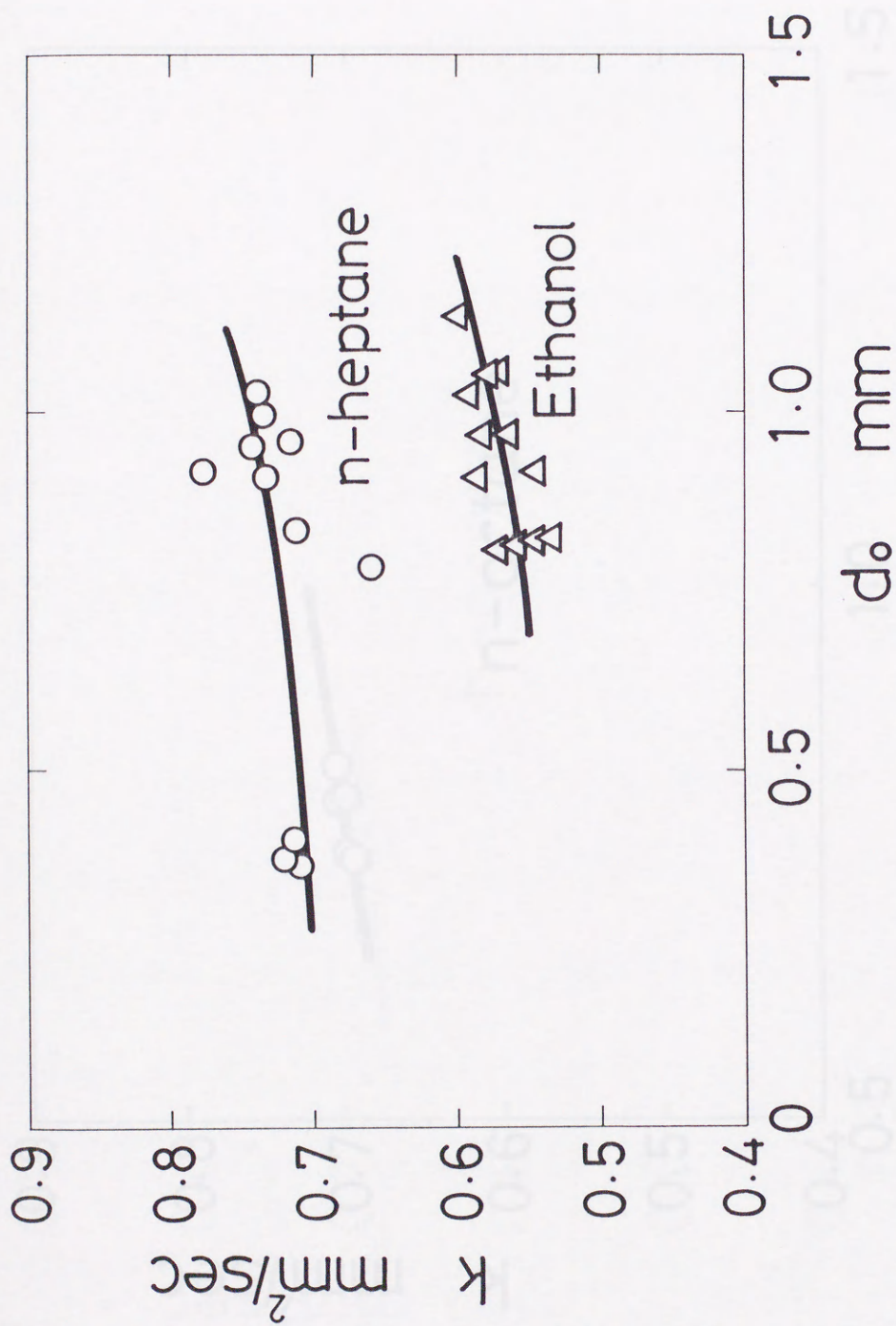


図 25 初期直径 ( $d_0$ ) と蒸発係数 ( $k$ ) の関係

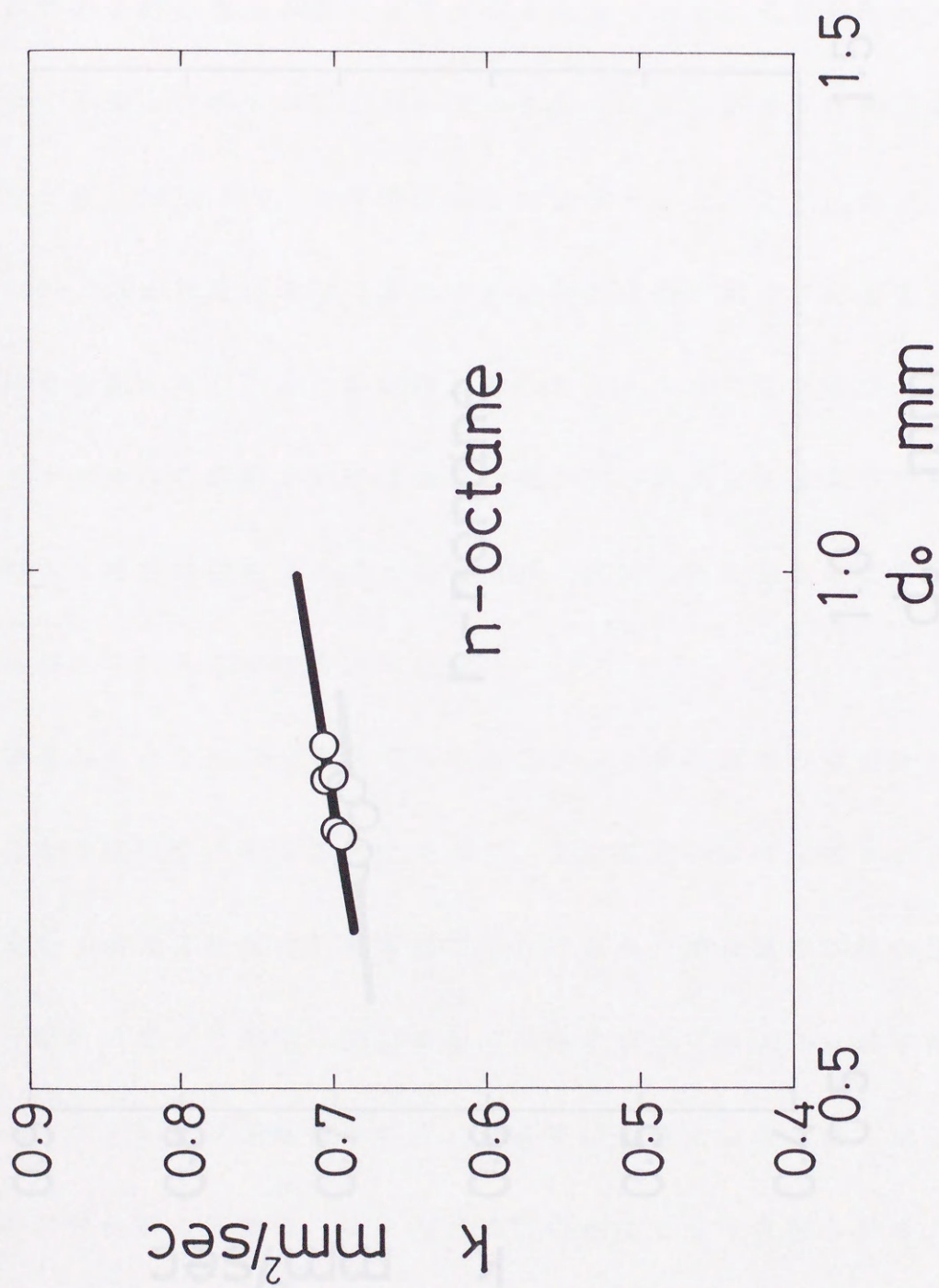


図 26 初期直径 ( $d_0$ ) と蒸発係数 ( $k$ ) の関係

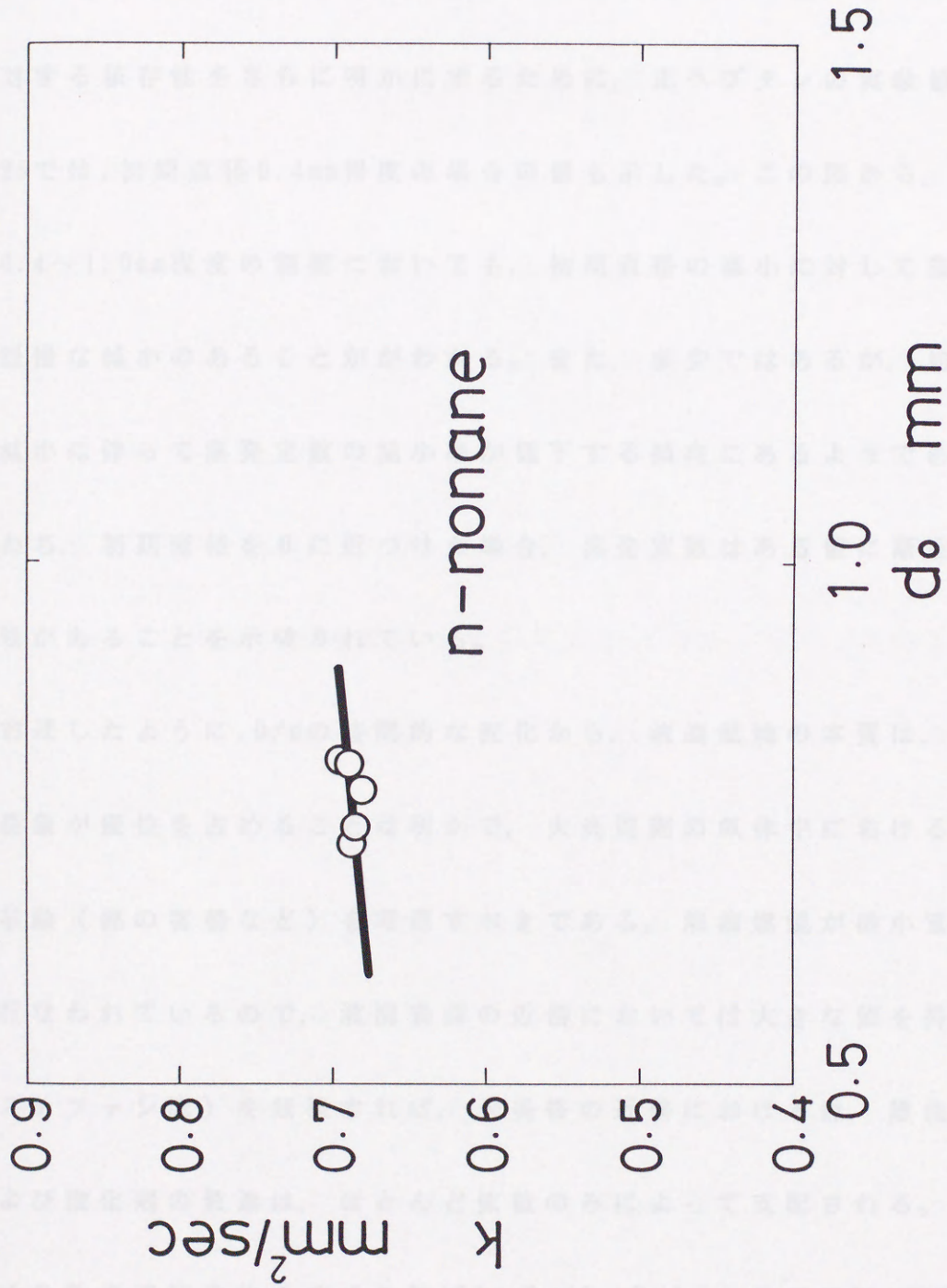


図 27 初期直径 ( $d_0$ ) と蒸発係数 ( $k$ ) の関係

験で得られた蒸発定数の値は、多少、小さい値が得られた。これは、蒸発定数の算定の際に採用された燃焼時間の範囲によるもの、また液滴直径の計測の際の測定誤差によるものと考えられる。蒸発定数の初期直径に対する依存性をさらに明かにするために、正ヘプタンの実験値を示す図25では、初期直径0.4mm程度の場合の値も示した。この図から、初期直径0.4~1.0mm程度の範囲においても、初期直径の減少に対して蒸発定数の緩慢な減少のあることがわかる。また、多少ではあるが、初期直径の減少に伴って蒸発定数の減少率が低下する傾向にあるようである。すなわち、初期直径を0に近づけた場合、蒸発定数はある値に漸近する可能性があることを示唆されている。

前述したように、 $D/d$ の時間的な変化から、液滴燃焼の本質は、非定常な現象が優位を占めることは明かで、火炎周囲の気体中における非定常な挙動（熱の蓄積など）を考慮すべきである。液滴燃焼が微小重力状態で行なわれているので、液滴表面の近傍においては大きな値を持つ対流（ステファン流）を無視すれば、火炎帯の近傍における熱、燃焼生成物および酸化剤の散逸は、ほとんど拡散のみによって支配される。この際、両者の散逸速度の比をルイス数（ $Le = D_g / (\rho C_p \lambda)$ 、ここで $D_g$ :拡散係数、 $\rho$ :密度、 $C_p$ :低圧比熱、 $\lambda$ :熱伝導率）で表し、 $Le$ の値が1よりも大きい場

合を考えると、火炎帯に流入してくる酸素の拡散に比べて、火炎帯の周囲への熱の拡散のほうが緩慢になり、熱が火炎の周囲に蓄積する結果となる。したがって、 $Le > 1$ の場合には、燃焼時間の長い、すなわち液滴の初期直径の大きいほど、多くの熱が火炎周囲に蓄積し、拡散してくる酸素の予熱が促進され、火炎温度の上昇、さらには蒸発定数の増加へとつながる。このような、 $Le > 1$ であることによる熱の蓄積が、蒸発定数が初期直径に依存する一つの原因であると考えられる。他の研究者によって  $Le$  の影響が計算され、火炎周囲の  $Le$  の少しの増大が火炎の位置を実際の火炎の位置に近づける傾向を持つことが示されている。<sup>22)</sup> これも、火炎周囲に  $Le > 1$  であることを妥当とする裏付けとなる。また、蒸発定数が低下することのもう一つの原因を挙げるとすれば、それは火炎の曲率の増大に伴う熱損失の増大が考えられる。今、火炎周囲の温度境界層の厚み  $\delta$  が一定で、かつ火炎の単位面積あたりに発生する熱量が等しいと仮定した場合、温度境界層の体積と火炎面積との比は、 $(2/3)(19 + 3\delta^2 + (1/D) + 2\delta^3(1/D^2))$  となる。この場合、火炎直径  $D$  が減少すると、周囲への熱損失が増加することになり、火炎温度の低下につながると予想される。以上のように、液滴初期直径の減少に伴う蒸発定数の低下は、火炎周囲における熱の蓄積や、火炎曲率の増大に伴う熱損失の増大による

ものと考えられる。

b) 正アルカン燃料の炭素数に対する蒸発定数の依存性

図28に正アルカン燃料の炭素数に対する蒸発定数の関係を示す。この図での蒸発定数の値は、初期直径が約1mm液滴燃焼の平均値を示す。同図から明かなように、炭素数の上昇に伴う蒸発定数の減少が確認できる。理論的な解釈によると、燃焼液滴における蒸発を促す度合いを表すものとして、トランスファー数Bが次のように定義される。<sup>23)</sup>

$$B = \{ \Delta H f Y_{O_2 A} + C_g (T_A - T_b) \} / \{ L + C_l (T_b - T_r) \} \quad (3.2)$$

ここで、 $\Delta H$ : 単位質量あたりの燃料の発熱量

$f$ : 単位質量の酸素が消費されるために必要な  
燃料の重量

$Y_{O_2 A}$ : 周囲空気中の酸素の質量分率

$C_g$ : 周囲気体の熱容量

$C_l$ : 液体燃料の熱容量

$T_A$ : 周囲空気の温度

$T_b$ : 液体燃料の沸点

$T_r$ : 液滴表面の温度

$L$ : 燃料の気化潜熱

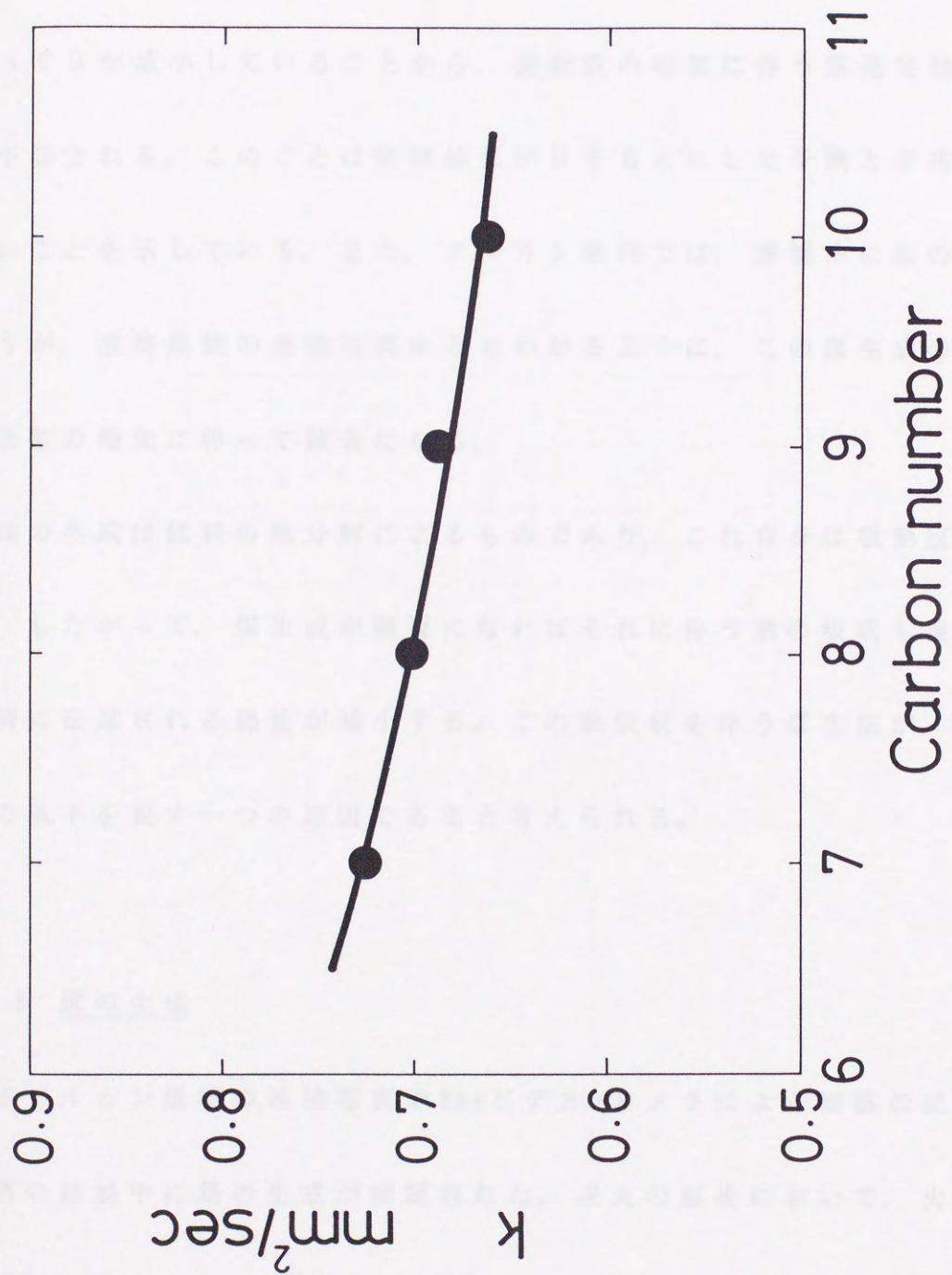


図28 正アルカン燃料の炭素数に対する蒸発係数 (k) の関係

式(3.2)をもとにして算出されたBの値を次の表1に示す。

表1の計算の際、各々の物性値としては、断熱火炎温度と周囲温度との算術平均の値を用いた。この表からもわかるように、炭素数の増加に伴ってBが減少していることから、炭素数の増加に伴う蒸発定数の減少が予想される。このことは実験結果がBをもとにした予測と矛盾していないことを示している。また、アルカン燃料では、燃焼中に煤の生成を伴うが、液滴燃焼の連続写真からもわかるように、この煤生成の傾向は炭素数の増加に伴って顕著になる。

煤の生成は燃料の熱分解によるものであり、これ自身は吸熱反応である。したがって、煤生成が顕著になればそれに伴う熱の吸収も促進され、液滴に伝達される熱量が減少する。この熱吸収を伴う煤生成が、蒸発定数の低下を促す一つの原因であると考えられる。

### 3.3 煤の生成

正アルカン燃料の連続写真や8mmビデオ・カメラによる観察の記録から、液滴の燃焼中に煤の生成が確認された。点火の直後において、火炎は液滴周囲の青炎として観察されるが、ただちに煤の発光による輝炎に遷移する。その後、大きく成長した煤粒子が液滴表面の近傍に蓄積されてい



表1. トランスファー数Bの値

燃 料	B
正ヘプタン	5.82
正オクタン	5.24
正ノナン	4.72
正デカン	4.34

き、そこで煤の殻を形成する。この煤の殻は、ある所から火炎帯に向かって成長する煤の尾を持つ。この煤の尾は、火炎帯を通過する際に、一部は燃焼するが、一部は燃え残り、火炎帯の外側にかんがりの速度を持って放出される。火炎帯を通過する煤の一部が燃焼する際に、燃焼生成物が膨張し、この運動量の変化から、燃え残った煤は、火炎帯からある速度を持って火炎の外側に向かって放出されると考えられる。また、液滴燃焼の後半においては、煤の殻は消失し、煤の尾だけが観察されるようになる。

巨大に凝縮していく煤の元になるもの（こらはあくまでも一つの仮説であるが、例えば、活性化学種やイオンなど）は、燃料側の火炎帯近傍の高温領域で、熱分解によって発生することが知られている。煤の元はここで最高濃度を持つこととなり、生成された煤の元は拡散によって一部は火炎帯に向かい、残りは内側に向かって拡散し、凝縮を行ないつつ煤を形成していく。外側に向かって拡散する煤は火炎帯を通過する際に燃焼するが、液滴表面に向かう煤は、外側に向かう燃料蒸気の流れに逆らって拡散し、火炎と液滴との間のある場所で、燃料蒸気の数と煤の拡散速度とが釣り合う場所が存在する。この釣り合う場所において、煤の蓄積が活発となり、前述したような煤の殻を形成すると考えられる。

このように、煤は火炎帯に付随して生成されるものであるので、図17に示したように、煤の殻も火炎直径の減小に伴って、減小する傾向をもつ。しかし、火炎直径の減小割合に対して、煤の殻の減小割合が低いことが同図からわかるが、このことは、気体の拡散に比較して固体粒子である煤の移動速度は著しく小さいことに起因し、火炎の変化に伴う煤の殻の変化の追従性が乏しいことを示唆する。また、燃焼の後半では煤の殻が消失するが、これは、煤の殻を形成している煤が煤の尾に向かって移動し、この煤の尾が火炎帯に成長していくことによって、火炎帯の外側に放出されることによると考えられる。煤の殻におけるこの煤の移動は、煤の殻における微妙な煤濃度の不均一性や、微小な液滴の速度（最大1 mm/sec）に起因すると考えられる。

図11の(c)における初期直径0.38mmの正ヘプタンの燃焼液滴の連続写真からわかるように、液滴の初期直径を減小させると、煤の生成が緩慢になる。このことは、前述した煤生成が燃料の熱分解によることに起因していると考えられる。すなわち、液滴の初期直径の減小に伴う火炎直径の減小が、液滴表面と火炎帯との絶対距離を低下させることになり、その結果、液滴表面から火炎帯へ拡散していく燃料の拡散時間の減小、すなわち、燃料蒸気の予熱時間の減小につながる。この予熱時間の減小

が煤生成を緩慢にさせる原因であると考えられる。初期直径の比較的大きな液滴を使用した際、燃焼過程の後半、液滴直径のかなり減小した状態で観察された、煤の殻の消失も、このことに原因の一部があると考えられる。

### 3.4 消炎現象

#### a) 消炎の観察結果

使用した燃料の中で、正ヘプタンとエタノールとにおいてのみ消炎現象が観察された。撮影された連続写真をもとに、液滴はなお存在するが火炎の発光が確認できなくなる場合を、消炎現象の発生とみなした。また、燃焼後期での火炎の発光が弱くて確認が困難な場合は、 $d^2-t$ の関係（消炎時には、 $d^2$ の減小率が急激に低下し、ほとんど0になる。）から判定された。

正ヘプタンにおいては、図11(a)に示す消炎が観察されたのは、本実験範囲の中のただ一度のみであり、その他の実験では全て燃え尽きる現象が観察された。したがって、正ヘプタンは、消炎するよりも燃え尽きる傾向を持つ燃料であると思われる。また、エタノールでは、全ての実験において消炎現象が観察された。図15(b)にエタノール燃焼液滴の消炎現

象を観察した連続写真を示す。消炎が近づくとつれ、液滴周囲の火炎からの発光強度は徐々に低下し、消炎時にその発光が停止していることがわかる。

#### b) エタノール燃料液滴の消炎

エタノール\*が非常に吸湿性に富んでいることはよく知られている。したがって、火炎帯で燃焼によって生成された水蒸気が、液滴表面に向かって拡散し、エタノール液滴に吸収される可能性は非常に高いことが予想される。燃焼の初期の段階には、吸収される水蒸気のエンタルピーをエタノール液滴が得ることになり、沸点の低いエタノール自身の蒸発が選択的に促進されるが、燃焼の後半では、エタノールと水との蒸発となり、液滴直径の見かけ上の減小の割に、エタノールの蒸発が緩慢になっていることが予想される。エタノール液滴燃焼の後半で、 $D/d$ の値が減小するのは、液滴直径の減小の割合から推定されるよりもエタノール自身の蒸発量が減小し、火炎の位置が液滴表面に近づくことに起因すると考えられる。また、一度、液滴に吸収された水蒸気も蒸発するので、火炎

---

\*註) 水100gに対する溶解度は、エタノールでは $\infty$ 、ブタノールでは7.9gである。

帯の内側の水蒸気の濃度が上昇し、不活性ガスである水蒸気が多量に火炎帯を通過する結果となる。このことによって、火炎温度は低下することが予想され、消炎する原因は水蒸気にある可能性が高い。この水蒸気による影響を確かめるために、同じアルコール系の燃料で、吸湿性のほとんどないブタノール液滴の実験を行なった。図16に示すブタノール燃焼液滴の連続写真、および図22に示す $d^2$ ,  $D$ ,  $D/d$ と $t$ との関係から明かなように、エタノールで観察されたような消炎現象は観察されず、ブタノールはアルカン燃料のように最後まで燃え尽きていることがわかる。また、 $D/d$ も、アルカン燃料と同様に、燃焼の最後に無限大の値に漸近する傾向があり、このこともブタノールが液滴として燃え尽きる燃料であることの証明となる。

以上のように、ブタノールとエタノールとの比較実験から、エタノールの消炎には、火炎帯で生成される水蒸気が大きく原因していると推定される。

第1章で既に述べたが、液滴燃焼の消炎現象を予測している理論解析は、その仮定として定常な液滴燃焼モデルを導入している。しかし、本論文の中で述べてきたように、実験的には、非定常な現象が液滴燃焼を支配していることは言うまでもない。また、水蒸気の影響をほとんど受

けない本実験に使用された全燃料においては、液滴燃焼の最終段階で、液滴が完全に燃え尽きる現象が観察されたことは、本研究の実験結果から明白である。したがって、燃焼液滴の消炎に関する定常理論では、その理論展開が定常燃焼の仮定に基づいているが故に、その理論的な帰結である消炎現象は妥当性に乏しいことがわかる。

#### c) 消炎現象に関する簡単な計算

前述したように、液滴の燃焼過程の後半部で、 $D/d$ が減少するものは消炎し、そのまま上昇し続けるものは消炎せずに燃え尽きるものが、大まかな傾向として確認された。そこで、この二種類の場合において、火炎の単位面積あたりの燃料流量が、いかに燃焼時間に伴って変化しているのかを求め、それが消炎現象にどのように影響しているのかを考察した。

まず、次のような仮定をする。

i)  $d^2$ 則が液滴燃焼の最後まで成立する。

ii) 燃料の拡散時間を無視する。したがって、蒸発した燃料が直ちに火炎で消費されるものとする。

i)の仮定は、全燃料において成立することが、本研究の結果から明らかであり、さらに、液滴周囲の温度伝導率 $\alpha$ に対する蒸発定数 $k$ の比が $10^{-2}$ の程度であることから、ii)の仮定も妥当であると予想される。

i)の仮定から

$$-d(d^2)/dt = k$$

$$\therefore -d(d)/dt = (1/2d)k \quad (3.3)$$

また、燃料の質量減少率  $m_f$  は、液滴の密度を  $\rho$  とすると、

$$m_f = -d(\rho \pi d^3/6)/dt$$

$$= -(\rho \pi d^2/2)d(d)/dt$$

$$(3.3) \text{式から, } m_f = (\rho \pi dk)/4 \quad (3.4)$$

ここで、液滴直径に対する火炎直径の比を  $D/d = Ad^x$  ( $A$ :定数) とすると、

火炎面積  $A_D$  は次のようになる。

$$A_D = 4\pi (D/2)^2 = \pi D^2$$

$$= \pi A^2 d^{2(x+1)} \quad (3.5)$$

式(3.4)と(3.5)とから、火炎の単位面積あたりの燃料の質量流量  $M_f$

は、

$$M_f = (m_f/A_D)$$

$$= (\rho \pi dk/4)/(\pi A^2 d^{2(x+1)})$$

$$= (\rho k/4A^2)d^{-2x-1} \quad (3.6)$$

式(3.6)から、 $M_f$  は  $d$  の減少に伴って変化し、さらにその変化は  $X$  の値

に依存することが分かる。そこで、 $X$  の値を場合分けし、さらに各々の場



合における  $M_f$  について述べ、消炎現象について考察をする。

1)  $X = 0$  の場合

$X = 0$  では、 $D/d = A$  となり、これは、準定常理論から導出される結果に相当する。この場合の  $M_f$  は、

$$M_f = (\rho k / 4A^2) d^{-1} \quad (3.7)$$

となり、 $d$  が 0 に近づくに伴って、 $M_f$  の値は無限大に近づく。したがって、液滴燃焼の後半では、未燃のまま火炎を通過する燃料の割合が増加する。それによって、火炎温度が低下し、消炎に至ることが予想される。

2)  $-2X - 1 = 0$  すなわち  $X = -(1/2)$  の場合

$X = -(1/2)$  では、 $M_f$  は、

$$M_f = \rho k / 4A^2 = \text{Const.} \quad (3.8)$$

となり、液滴燃焼の全過程において、 $M_f$  の値は変化せずに一定となる。

したがって、火炎が燃料と酸素との化学量論比を満足する位置に存在したとすると、火炎の状態は変化せず、消炎が起こらないと予想される。

3)  $X > -(1/2)$  の場合

式(3.6)から、 $d$  の減小に伴い  $M_f$  は増大し、 $d$  が 0 に近づくとき  $M_f$  は無限大に近づく。この場合は、1) の場合と同様な理由から、消炎が起こると予想される。

4)  $X < -(1/2)$  の場合

式(3.6)から、 $d$ の減小に伴い $M_f$ も減小し、 $d$ が0に近づくと $M_f$ も0に近づく。この場合は、液滴燃焼の後半部において、火炎での燃料不足が生じ、それによって火炎温度が低下し、消炎が起これると予想される。

次に、これらの事を実際の実験値と比較するために、1)から4)の各々における $D/d$ の時間的変化を以下に求める。 $d$ と時間 $t$ との間には、 $d^2 = d_0^2 - kt$ の関係が成立している。したがって、 $d$ は次のようになる。

$$d = (d_0^2 - kt)^{1/2} \quad (3.9)$$

式(3.9)を $D/d = Ad^X$ に代入すると、 $D/d$ は、

$$D/d = A(d_0^2 - kt)^{X/2} \quad (3.10)$$

となる。

今、 $M_f$ の値が一定となる2)の場合(消炎は予想されない)、 $X = -0.5$ を式(3.10)に代入して得られる $D/d$ の時間的変化と、正ヘプタンの燃え尽きるデータとを比較すると、図29のようになる。この図から、燃焼過程の中盤から後半にわたり、式(3.10)から計算された値と実験から得られた値とがある程度一致していることが分かる。したがって、正ヘプタン液滴燃焼の後半部での $M_f$ の値が変化しないことが予想され、消炎は観察されず、液滴は燃え尽きたと考えられる。また、図30に示すように、

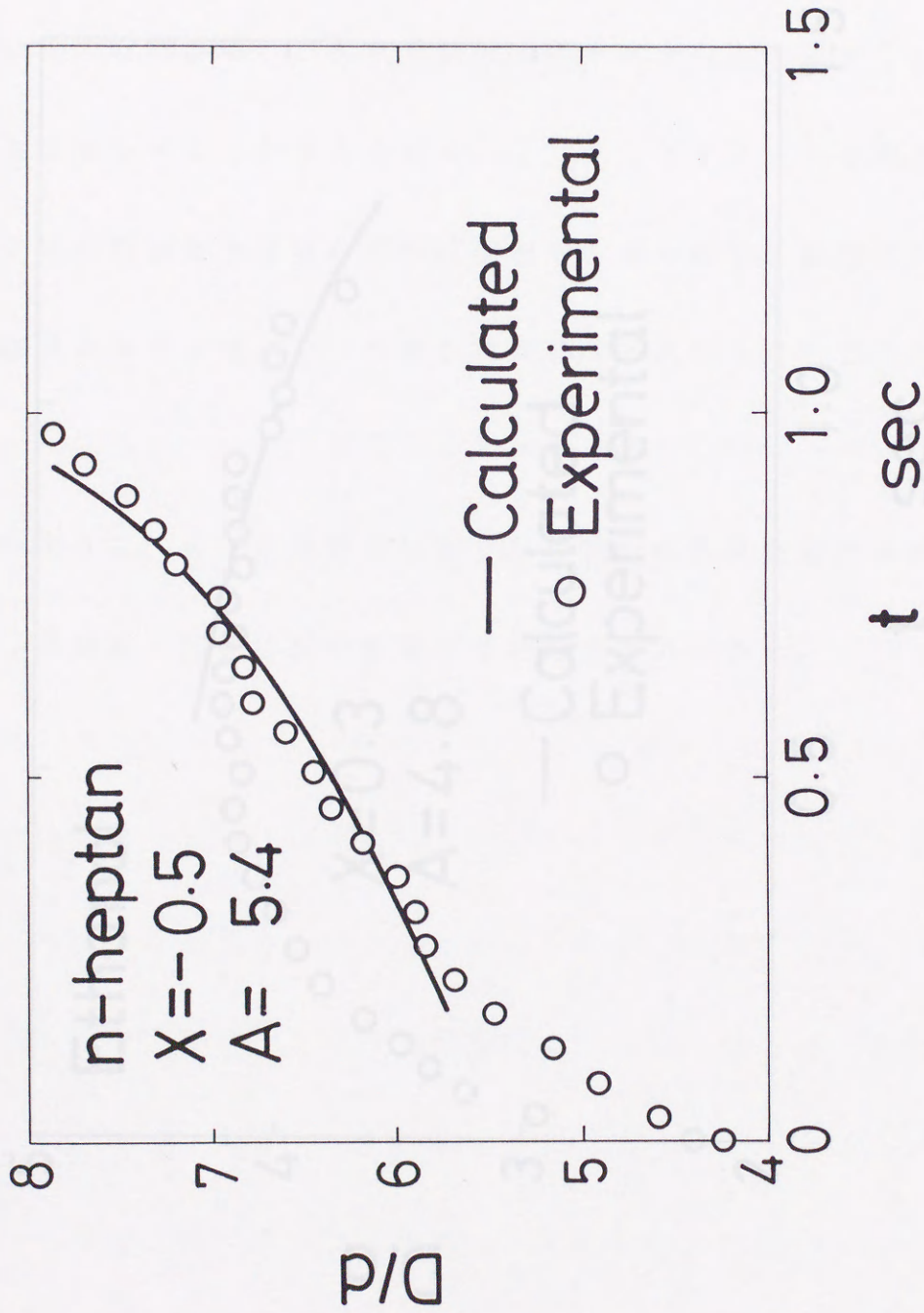


図29 正へプタンの (D/d) における実験値と計算結果との比較

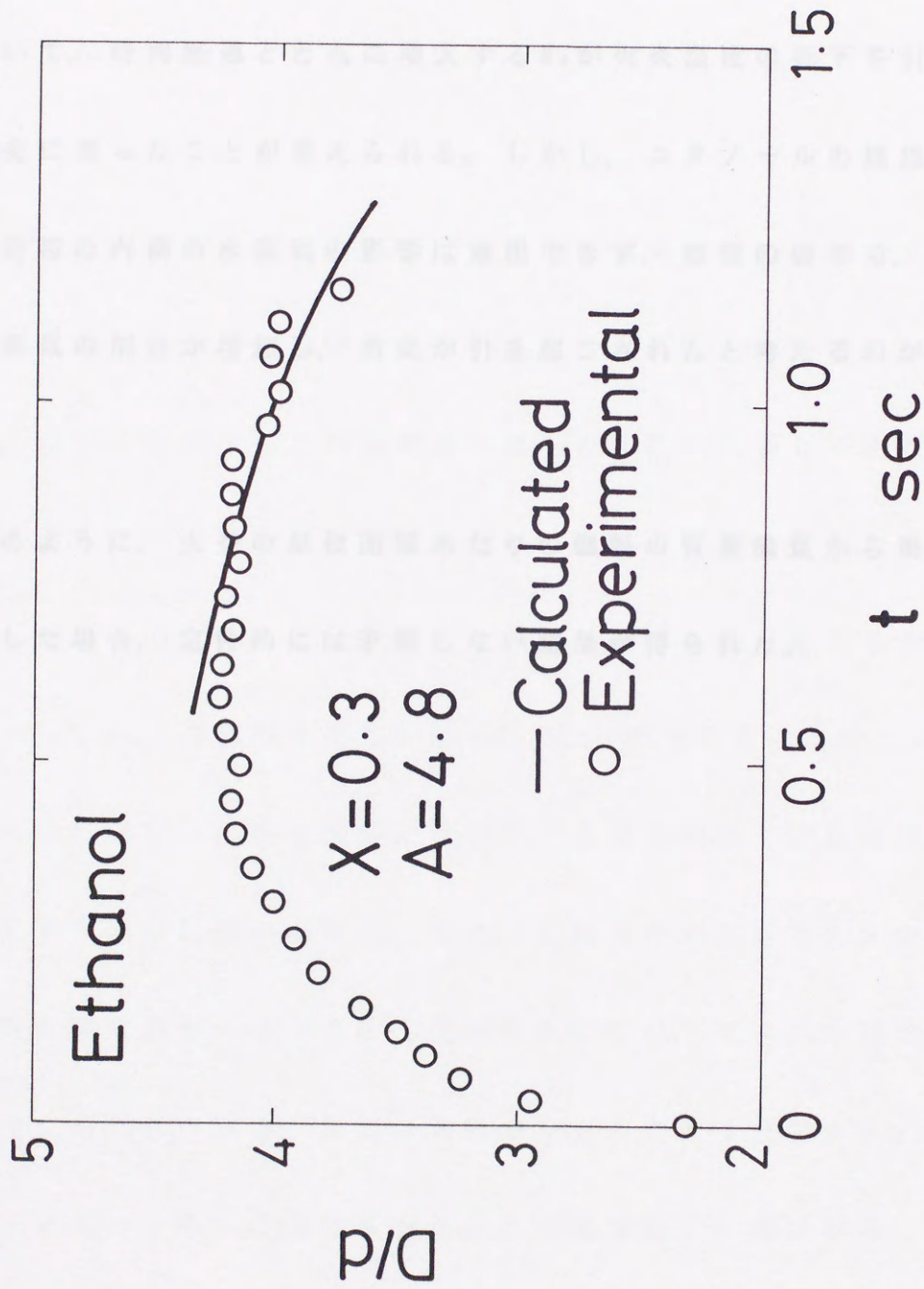


図30 エタノールの  $(D/d)$  における実験値と計算結果との比較

消炎現象が観察されたエタノールのデータは、液滴燃焼の後半部において、式(3.10)に $A=4.8$ ,  $X=0.3$ を代入して得られる値と良く一致する。このことは、 $X=0.3$ が前述の3)の場合に属することから、燃焼過程の後半において、時間経過とともに増大する $M_f$ が火炎温度の低下を引き起こし、消炎に至ったことが考えられる。しかし、エタノールの燃焼液滴では、火炎帯の内側の水蒸気の影響は無視できず、燃焼の後半で、 $M_f$ における水蒸気の割合が増加し、消炎が引き起こされたと考えるのが妥当であろう。

以上のように、火炎の単位面積あたりの燃料の質量流量から消炎現象を考察した場合、定性的には矛盾しない結果が得られた。

## 第4章 第一部の結論

微小重力状態での自由燃焼液滴を形成する新装置を用いて実験を行ない、従来の実験では観察されなかった、後半から最後にかけての燃焼液滴の挙動を観察することに成功した。この実験において得られた結果は次の通りである。

(1) 準定常理論で仮定される、液滴周囲の気体層での準定常性は、燃焼液滴の全過程において確認されない。すなわち、 $D/d$ の時間的な変化は一定値を保つことがなく、液滴燃焼の後半の現象に関連して次の二種類の傾向を示した。一つは、 $D/d$ が、初期の過渡的な上昇の後に、変曲点を通り、無限大の値に向かって上昇し続け、液滴が燃え尽きるものであり、もう一つは、燃焼の後半に $D/d$ が減少し、消炎に至るものである。

(2) 実験に使用された全燃料において、蒸発定数は、初期直径の増加に伴って若干の増加傾向を示す。特に、広範囲の初期直径における正ヘプタンの実験結果からも、このことが明かになり、さらに、初期直径が0に近づくとつれ、ある一定値に漸近する傾向があると考えられる。

(3) 正アルカン燃料における炭素数と蒸発定数との関係から、炭素数が増加するに伴って、蒸発定数が減少することが明かになった。このことは、トランスファー数を用いた、燃料の揮発性による予想と定性的に

は矛盾していない。

(4) 正アルカン燃料において、煤の生成が観察された。液滴側の火炎帯の近傍で生成された煤は、一部は液滴に向かって拡散し、燃料の拡散とちょうどつり合う位置で大きく成長し、ここで煤の殻を形成する。この煤の殻は、火炎直径の減少とともに減少するが、その減少の割合は、火炎のそれに比べて小さい。

(5) 吸湿性の高いエタノールの液滴燃焼における全実験において、消炎現象が観察された。しかし、同じアルコール系の燃料でも、吸湿性の乏しいブタノールでは、消炎することなく燃え尽きる現象が観察された。したがって、エタノール燃焼液滴の消炎には、その火炎帯で生成される水蒸気が大きく影響していることが明らかになった。

(6) 火炎の単位面積あたりの燃料流量をもとにした簡単な計算モデルによって、消炎の起こる原因の一つに、火炎の単位面積あたりの燃料流量の増加の挙げられることが、実験結果との比較によって、定性的に示された。

## 第二部 標準重力状態における微小燃料液滴の球状燃焼に関する研究

## 第5章 研究目的

噴霧燃焼は、燃料液滴群、燃料蒸気および空気の混合体からなる不均一な系において、熱、物質および運動量の移動と化学反応とが同時に行なわれる極めて複雑な現象である。この複雑な現象を理解するためには、噴霧燃焼を総括的に調べることだけでは、その本質を把握することは困難であるから、その最も基本的な構成要素である単一な燃料液滴の燃焼を調べる必要があった。しかも、実際の噴霧燃焼における液滴の直径は数十から数百マイクロメートルに分布しており、その各々の液滴に着目した場合、直径が微小であるために、ほとんど重力の影響を受けない無重量状態での燃焼であるといえる。したがって、第一部におけるような直径1 mm程度の液滴を対象とする場合、自然対流の影響を除くために、自由落下する燃焼容器中で実現される微小重力状態での液滴燃焼を調べる研究が行なわれたわけである。この微小重力状態での実験によって、液滴や火炎の形状は球形となり、実際の微小な燃焼液滴に近づいたことになるが、液滴の大きさそのものが液滴燃焼にあたえる影響は依然として残存している。例えば、火炎直径の減小に伴う火炎曲率の増大が、火



炎温度や液滴の蒸発に及ぼす影響、また、大きな液滴に比較して燃焼時間が極端に短縮されることによる、火炎周囲での非定常な現象に対する影響などである。これらの影響を明かにする必要性もあって、以前の熊谷らの研究<sup>9)</sup>が行なわれてから現在に至るまで、実際の噴霧燃焼中にも存在する直径 $100\mu\text{m}$ 程度の単一燃焼液滴を研究する試みがなされてきたが、成功例は未だに発表されていない。このことは、微小な液滴を形成し、かつ点火する方法が困難なことに起因していると思われるが、今までの微小重力状態での直径 $1\text{mm}$ 程度の液滴燃焼の研究が実際の噴霧燃焼の解明に役立つか否かは、微小な液滴燃焼を観察した結果から判断する以外にない。すなわち、微小な単一燃料液滴の燃焼の研究が、一連の液滴燃焼の研究を完結させる意味においても、非常に重要なものになってくる。

今までにも、微小な燃料液滴の燃焼を扱った研究<sup>24)-27)</sup>は、数多く発表されているが、これらのほとんどが、高温の雰囲気中に燃料液滴を打ち出して自発点火させ、その周囲空気との比較的大きな相対速度のもとに燃焼している液滴の研究や、連続した燃料液滴の列を形成し、その各々の液滴間の干渉効果を調べる研究などである。このように、燃焼液滴は周囲空気の流れと周囲温度との両方からの影響を受け、火炎は液滴の

進行方向と逆方向に流れる形状となっているので、第一部におけるように、室温の周囲空気との相対速度のない、微小重力での球状の液滴燃焼と比較するには、これは妥当なものではない。このことを考慮すると、室温の空气中で、しかも周囲空気との相対速度のほとんどない状態での液滴燃焼を調べることは、必要不可欠な課題となる。

このような単一の微小燃料液滴の燃焼に関する研究の必要性から、本研究では、噴霧燃焼中にも存在しうる直径 $100\mu\text{m}$ 程度の正ヘプタン液滴を形成する装置を開発し、周囲空気との相対速度のほとんどない状態で液滴を燃焼させ、その過程を調べることを試みた。

自然対流の強さの度合いを表わす無次元数として、グラスホフ数が次のように定義される。

$$\text{Gr} = (x^3 g \beta \Delta T) / \nu^2 \quad (5.1)$$

ここで、 $x$  : 物体の代表長 (液滴の直径)

$g$  : 重力加速度 ( $9.8\text{m}/\text{sec}^2$ )

$\beta$  : 膨張係数

$\Delta T$  : 温度差

$\nu$  : 流体の動粘性係数

である。

今回の実験では、直径 $100\mu\text{m}$ 程度の液滴を使用するため、以前の直径 $1\text{mm}$ 程度の液滴と比較して、 $Gr$ は $1000:1$ に減少する。また、火炎曲率の増大に伴う火炎温度の低下をも含めて考慮すれば、さらに $Gr$ は減少し、自然対流の影響のほとんどない状態で燃焼が行なわれていることが予想される。このことは、予備実験の段階でのビデオカメラによる観察によって、標準重力状態において、液滴と同心な球状火炎が確認されたことから確かめられた。したがって、重力による影響をほとんど無視できる程度にすることが可能である。なお、第一部で用いた実験技術をこの程度の微小な液滴燃焼の実験に使用することは、原理的には可能である。しかし、第一部の実験装置では、液滴直径を減少させるほど、液滴を開放する際の懸垂線の影響が顕著になる。したがって、その影響を低下させるには、さらに懸垂線の直径を減少させる必要があるが、直径 $100\mu\text{m}$ 程度の液滴にあまりその影響を与えないほど細い熔融石英糸の懸垂線を作成し、それを用いて実験することは、現実には不可能であろう。このことから、第二部における実験では、第一部で用いた自由燃焼液滴の生成装置は使用しなかった。

## 第6章 実験装置および方法

6.1 単一微小燃料液滴の形成装置

最近のジェットプリンターに使用されている、微小なインク液滴を形成する方法として、ノズル内の圧力を短時間に上昇させることによって、その先端から液滴を噴出させる方法がある。ノズル内のインクの加圧は、図31に示すように、ノズルの元に塗られてある piezo 素子にパルス状の電圧をかけ、この素子を歪ませることによって行なわれる。この方法の原理を参考にして、本研究では、図32に示す微小燃料液滴の形成装置を開発した。上面にノズルを持つ円筒状の燃料タンクの底は、磷青銅に piezo 素子が塗られた円形の振動板になっている。この振動板にパルス状の電圧をかけることによって、そのパルスの周期に応じて、1パルスにつき1粒の液滴がノズルの先端から噴出される。今回の実験装置の振動板には、ブザーの振動部として使用されているものを利用した。

噴出される液滴の直径を決定する要因としては、piezo 素子に加えるパルス電圧の大きさ、パルス周期、パルス幅、ノズルの先端の形状および燃料タンクに供給する燃料の圧力などがある。この中で、ノズルの先端の形状は、液滴の形成に対して非常に大きな影響を持つ。試作の段階において、外径2mm、内径1mmのガラス管を引き延ばし、図33(a)に示すよ

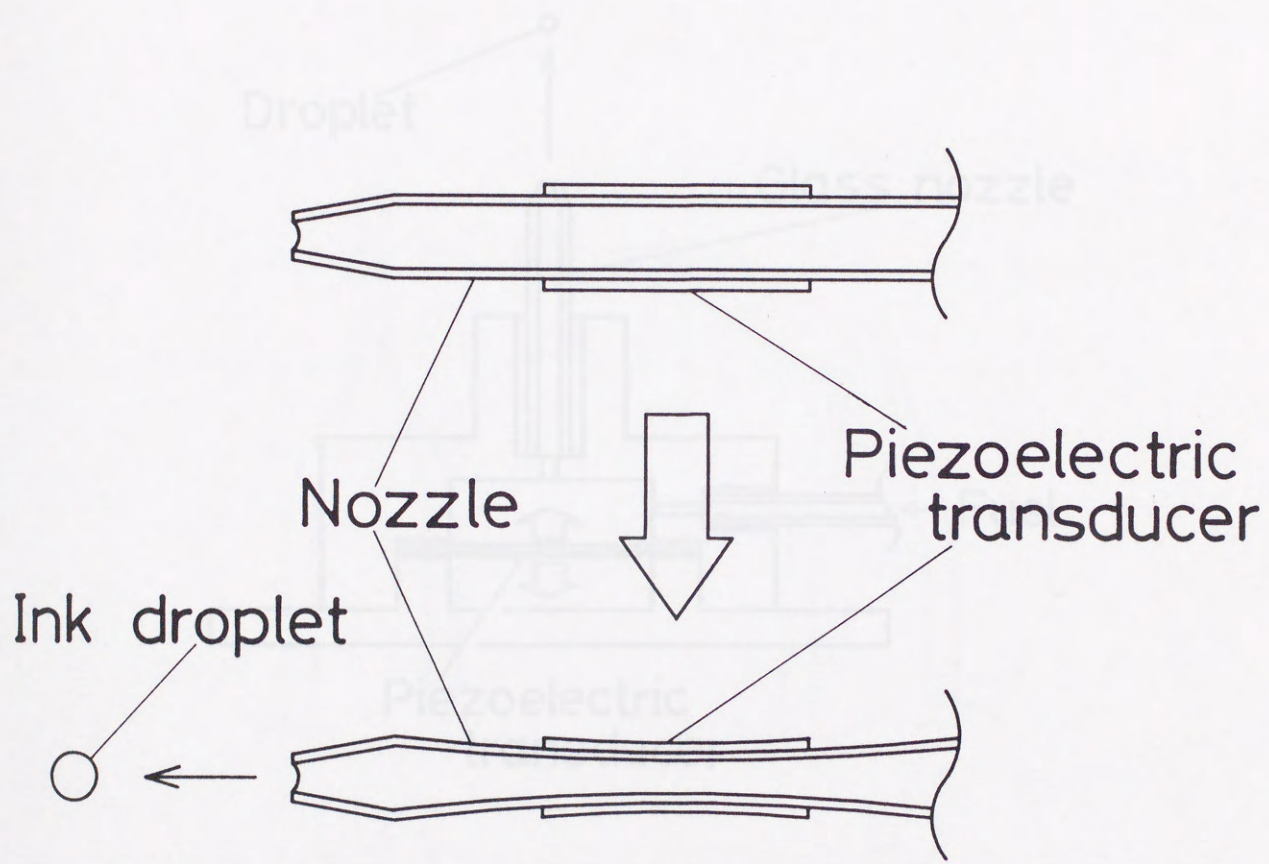


図31 微小液滴形成装置

図31 インク液滴形成方法の原理

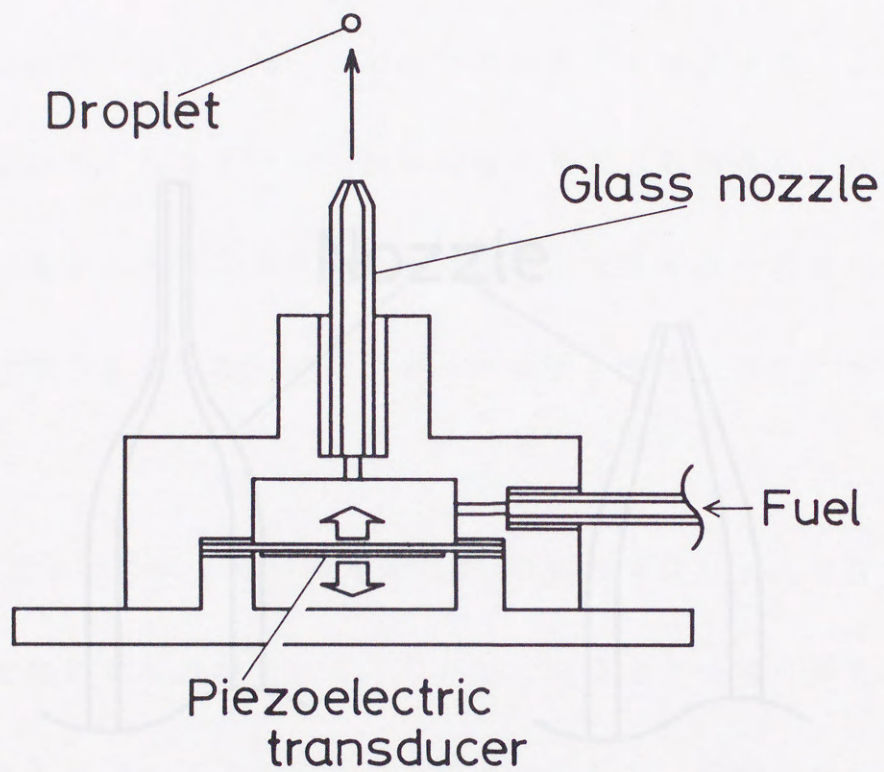


図32 微小液滴形成装置

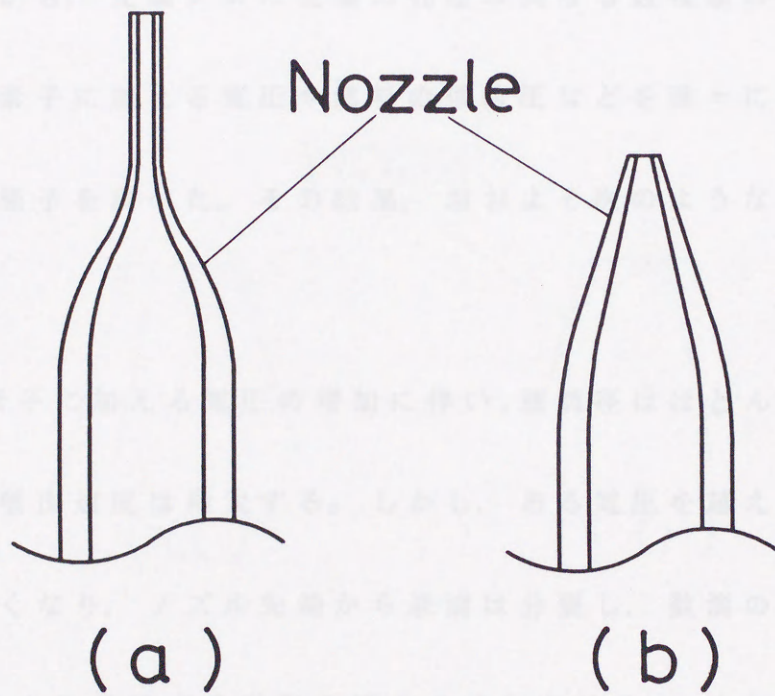


図33 ノズル先端の形状

うに、ノズルの先端を内径 $50\mu\text{m}$ の直管に整形し、液滴の形成を試みた。この場合、ピエゾ素子に加える電圧その他を一定に保持しても、液滴直径とその噴出速度とが定まらず、均一な液滴形成の再現性に乏しい。そこで、ノズルの先端を加工し、図33(b)に示すような先細ノズルにしたところ、均一な直径の液滴を均一な速度で再現性よく噴出することができた。このことから、先細ノズル先端の孔径の異なる数種類のノズルを試作し、ピエゾ素子に加える電圧や燃料の供給圧などを種々に変化させ、液滴の形成の様子を調べた。その結果、おおよそ次のようなことがわかった。

1) ピエゾ素子に加える電圧の増加に伴い、液滴径はほとんど変化しないが、液滴の噴出速度は増大する。しかし、ある電圧を越えると、液滴は単一ではなくなり、ノズル先端から液滴は分裂し、数滴の群となる。

2) 燃料タンクに供給する燃料の圧力を増加させると、すなわち燃料供給タンクの液面を上昇させると、ノズル先端が完全に燃料で濡れ、図34(a)に示すように、孔の周囲を燃料が覆う状態となり、液滴の形成が不均一となる。したがって、燃料を供給する元の燃料タンクの液面を調整してノズル先端とほぼ同じ高さになるようにし、図34(b)に示すように、ノズル先端を完全に濡らさない状態にする必要がある。



1) 噴出する液滴の粒径は、ノズル先端の孔径の約2倍程度となる。

以上1)~10)のことに基づき、電圧やノズル先端の孔径などが実験条件

によって決定された。また、今回の実験の目的は、単一の液滴生成の

現象を観察することにあるので、連続して噴出される毎々の液滴が干渉

しないように、パルスの周波数は十分に低くとる必要がある。したがって、

毎秒1枚の液滴が生成されるように、ビネツ端子に接続される電圧パル

スの周波数を1Hzとした。電圧100V程度の液滴の生成は、70ms以内でその

電圧は変動するので、噴出の瞬間に電圧が変動しているものと想定さ

れる。

この液滴生成の現象を観察することによって、ノズル先端に位置

する液滴の生成を観察することが可能である。

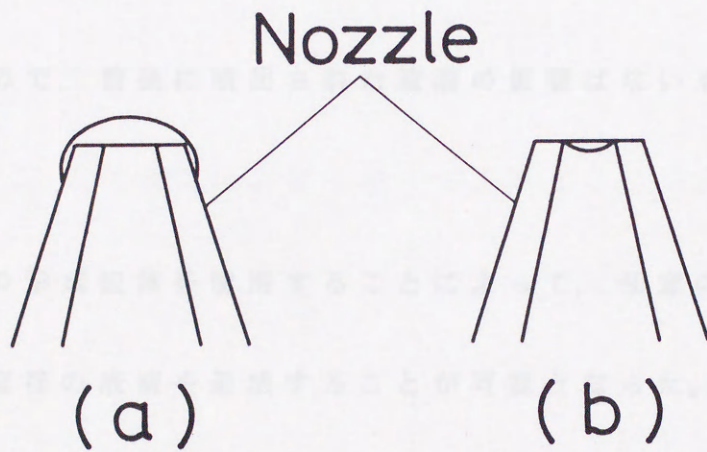


図34 ノズル先端の液面の状態

3) 噴出する液滴の粒径は、ノズル先端の孔径の約2倍程度となる。

以上1)~3)のことを参考にし、電圧やノズル先端の孔径などが実験条件に応じて決定された。また、今回の実験の目的は、単一の微小液滴の燃焼を観察することにあるので、連続して噴出される個々の液滴が干渉しないように、パルスの周期は十分に長くとる必要がある。したがって、毎秒1粒の液滴が形成されるように、ピエゾ素子に加えられる電圧パルスの周期を1secとした。直径 $100\mu\text{m}$ 程度の液滴の場合、20ms以内でその燃焼は完結するので、前後に噴出された液滴の影響はないものと考えられる。

この微小液滴の形成装置を使用することによって、任意の時間に任意の場所に任意の直径の液滴を形成することが可能となった。

## 6.2 点火方法

燃料液滴に点火するには、自発点火、電熱線による点火、火炎による点火および電気火花による点火などが考えられる。自発点火は、自発点火するのに十分な温度に加熱された空気中に燃料液滴を導入する必要があるので、本実験で意図している常温での燃焼液滴の観察には使用できない。また、電熱線による点火では、電熱線を加熱する際に時間遅れが

生じ、点火のタイミングの制御が困難であり、また電熱線の周囲の空気を必要以上に加熱することが予想されるので、今回の実験にはこの点火方法も不適當である。したがって、残る二つが点火方法として考えられる。そこで、まず最初に火炎による液滴の点火を試みた。この実験装置の概略図を図35に示す。外径2mm、内径1mmのガラス管の先端を絞り、パイロット火炎用のノズルとし、その部分に燃料としてプロパン・ガスを導入する。このガスの流速を調整することによって、パイロット火炎用のノズルの先端に直径1mm程度の火炎を形成する。この火炎の周囲の気体は、自然対流によって温度境界層を伴って上昇する。したがって、液滴をこの火炎の下方から鉛直上方に噴出して点火させる場合には、燃焼は高温ガス中で行なわれることとなる。このことを回避するために、放物線の軌跡を描くように液滴を飛行させ、その最高点がちょうどパイロット火炎の下側の高温ガスに接するようにする。こうすることによって、パイロット火炎の上方にある高温ガスの影響を最小限に止めつつ、点火液滴を燃焼させることが可能である。しかし、この場合でも、燃焼中の液滴に及ぼすパイロット火炎周囲の高温ガスの影響を避けるために、この高温ガス領域から点火後の液滴を遠ざけなければならない。したがって、液滴にかなりの初速度を持たせる必要があり、周囲空気との相対速

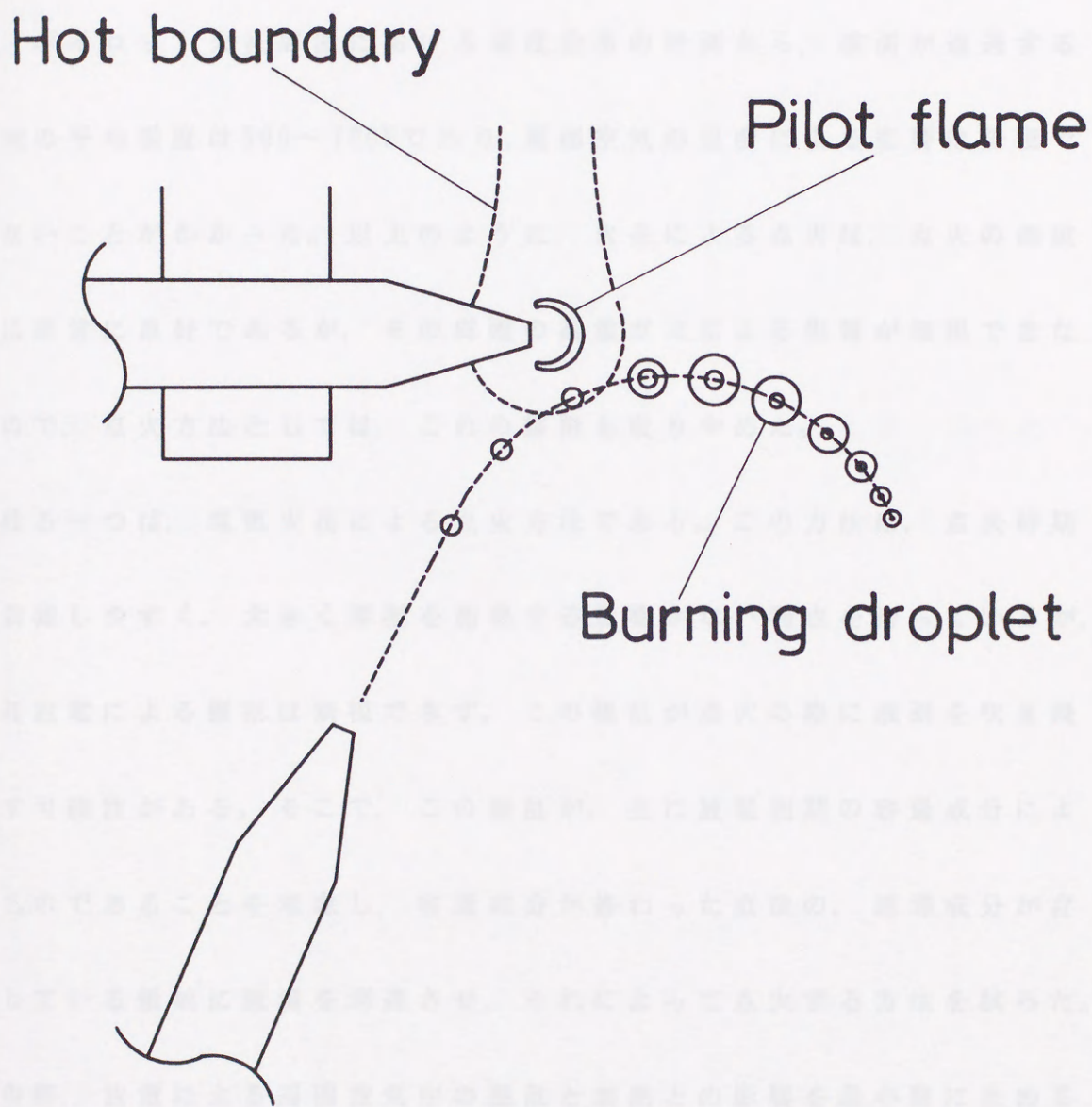


図35 実験装置の概略 (パイロット火炎による点火)

度を零に近づけることは不可能である。また、 $100\mu\text{m}$ 程度の液滴をその火炎が球状燃焼を維持する程度の速度で飛行させた場合、燃焼液滴はパイロット火炎のごく近傍でその燃焼過程を完結する結果となる。この場合、パイロット火炎周囲における温度分布の計測から、液滴が通過する領域の平均温度は $500\sim 700\text{K}$ であり、周囲空気の温度による影響は無視できないことがわかった。以上のように、火炎による点火は、点火の確実性は非常に良好であるが、その周囲の高温ガスによる影響が無視できないので、点火方法としては、これの採用も取りやめた。

残る一つは、電気火花による点火方法である。この方法は、点火時期を制御しやすく、大きく周囲を加熱する影響がない利点を持っているが、火花放電による擾乱は無視できず、この擾乱が点火の際に液滴を吹き飛ばす可能性がある。そこで、この擾乱が、主に放電初期の容量成分によるものであることを考慮し、容量成分が終わった直後の、誘導成分が存続している領域に液滴を到達させ、それによって点火する方法を試みた。この際、放電による周囲空気中の擾乱と加熱との影響を最小限に止めるために、容量成分を弱くするように点火コイルの電気定数を調整し、また火花エネルギーを点火に必要な最小限に抑えた。さらに、周囲空気と相対的な液滴の動きを最小限に止めることの必要性から、液滴は鉛直上

方に噴出され、その軌跡の最高点がちょうど火花の位置にくるように、液滴の初速度を調整して実験を行なうことにした。この方法による点火時期の影響を調べるための予備実験を行なった結果、火花のわずか下方で液滴の軌跡が最高点を迎えるように液滴を噴出し、液滴がまだ上昇速度を持っている時期に放電が開始されると、最も擾乱の少ない点火が可能であることがわかった。当然のことであるが、放電の瞬間に液滴が火花の位置に到達した場合、液滴は放電の擾乱によって飛ばされる。また、液滴は鉛直上方に噴出されるので、それが元のノズルの先端に戻ると、次の液滴の形成に影響を及ぼすことになる。したがって、液滴を噴出する方向を鉛直上方よりもわずかだけ傾け、連続して噴出される個々の液滴が相互に干渉しないようにした。

### 6.3 光学系

本研究においては、被写体である液滴の直径が $100\mu\text{m}$ 程度であるので、精度の良い解析を行なうためには、顕微鏡写真的な記録を行なう必要がある。それに加えて、燃焼現象が $20\text{ms}$ 程度で完結するので、高速撮影の可能な記録装置を使用する必要もある。これらのことを考慮して、図36に示すような $35\text{mm}$ 高速撮影装置を開発した。この撮影装置は、ニコン35

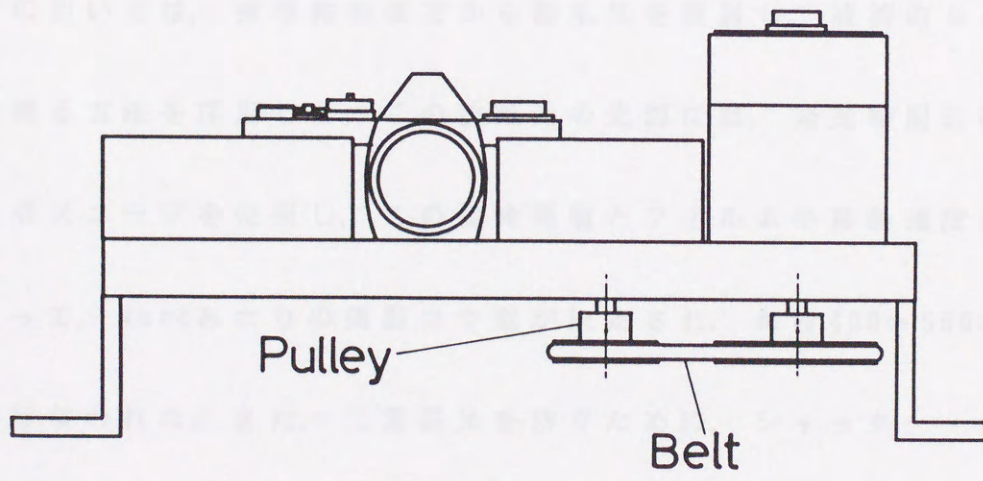
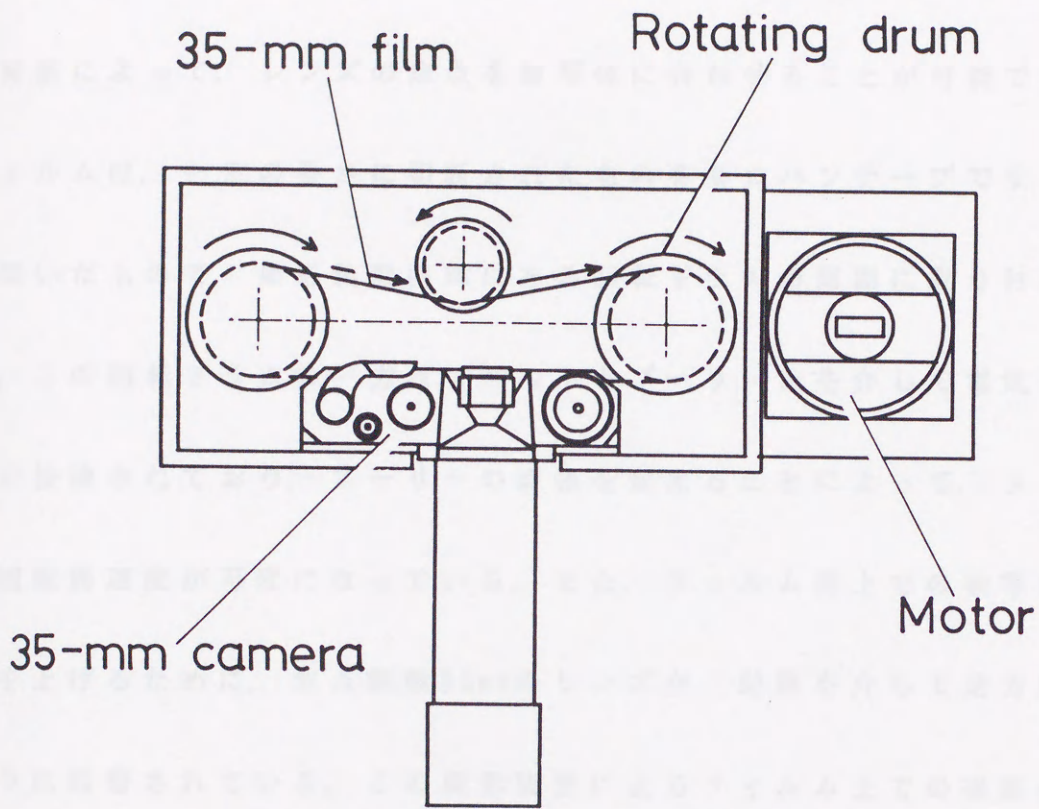


図36 35mm高速撮影装置

mmカメラの本体を利用したもので、その焦点面をフィルムが連続的に走行する機構を持っている。したがって、カメラ本体のファインダーからの観察によって、レンズの焦点を被写体に合わせる事が可能である。

フィルムは、一定の長さに切断されたものをセロハンテープでリング状に繋いだもので、撮影装置内部にある回転ドラムの周囲に取り付けられる。この回転ドラムの一方は、ベルトとプーリーとを介して電気モーターに接続されており、プーリーの直径を変えることによって、フィルムの回転周速度が可変になっている。また、フィルム面上での被写体の倍率を上げるために、焦点距離50mmのレンズが、蛇腹を介して逆方向にカメラに装着されている。この撮影装置によるフィルム上での撮影倍率は約3.5である。

撮影においては、被写体の後方から散乱光を照射し、液滴のシルエット像を撮る方法を採用した。この散乱光の光源には、発光時間 $0.8\mu\text{s}$ のストロボスコープを使用し、この発光間隔とフィルムの移動速度との調整によって、1secあたりの撮影コマ数が決定され、毎秒400~500コマで撮影が行なわれた。また、二重露光を防ぐために、シャッター・ボタンに接続されている電磁ソレノイドへの通電時間を制御することによって、カメラ・シャッターの開閉時間を調整した。これらの光学系を含む実験



装置の全体を図37に示す。

#### 6.4 制御系

実験上の操作，すなわち火花点火やカメラ露光などの時間的配列は，キーエンス社製のシーケンス・コントローラーを用いて行なわれた。これは，1msの時間間隔で制御可能なタイマーや，周波数の変更可能な電気パルス発信などの機能を備えている。実験に使用された制御系のシステム図を図38に示す。ファンクション・ジェネレーターから出力される矩形波の周波数を1Hz，時間幅を5～10msに設定し，これをスイッチボックス内にあるトランジスタのベースに送る。このトランジスタの出力側は，20～40Vに設定された直流電源に接続されており，この電圧パルス波が液滴形成装置の振動部のピエゾ素子に送られ，液滴が形成される。また，ストロボの発光間隔は，電圧パルスの周波数によって決定され，400～500Hzに調整される。点火火花の放電は，点火コイルの一次側にあるリレー接点を閉じて通電を開始することによって行なわれ，その火花エネルギーは，一次通電時間をシーケンス・コントローラーのタイマーで調整することによって決定される。シーケンス・コントローラーにはファンクション・ジェネレーターからのパルス信号が常時送られており，

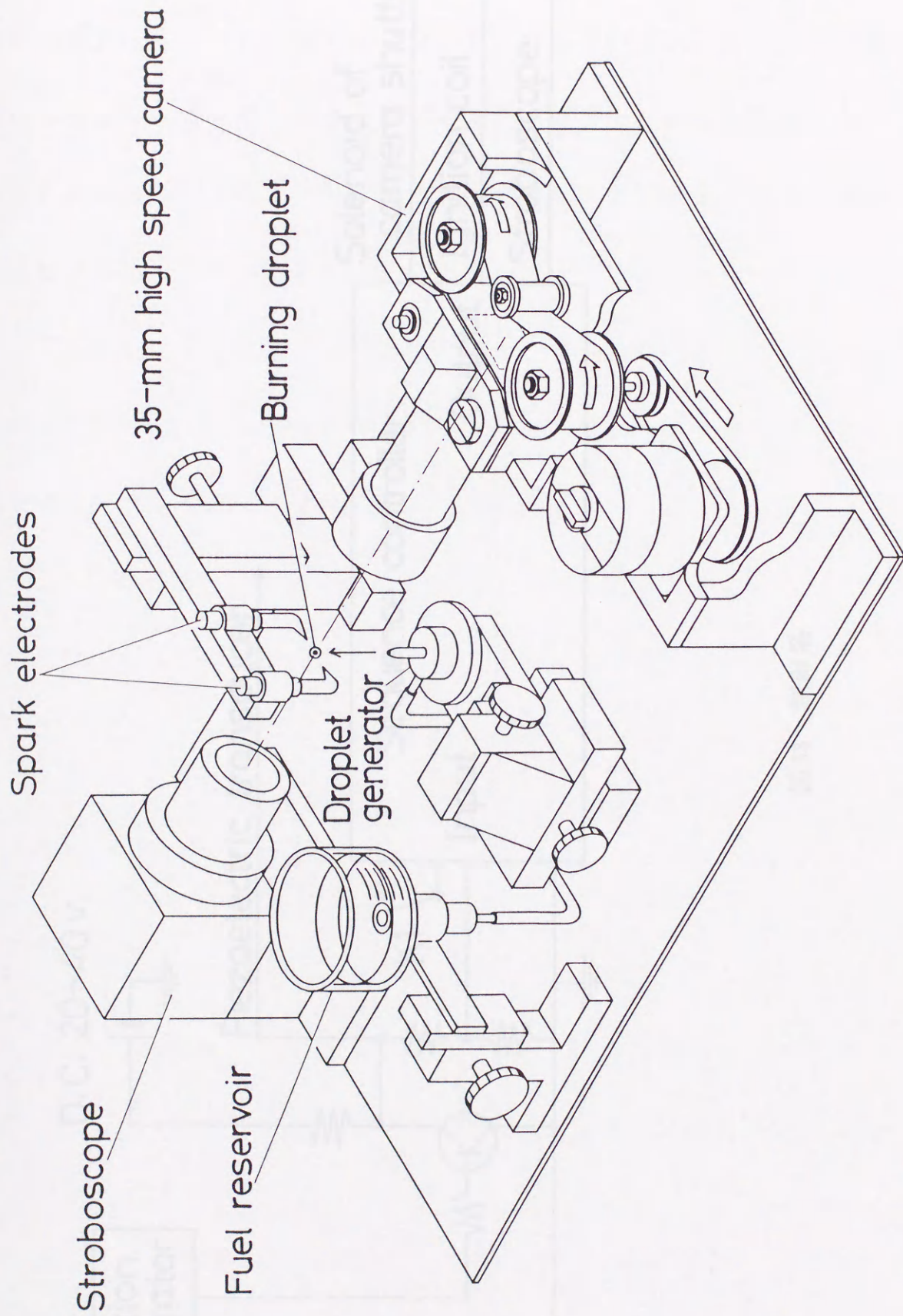


図37 微小燃料液滴の燃焼を観察するための実験装置

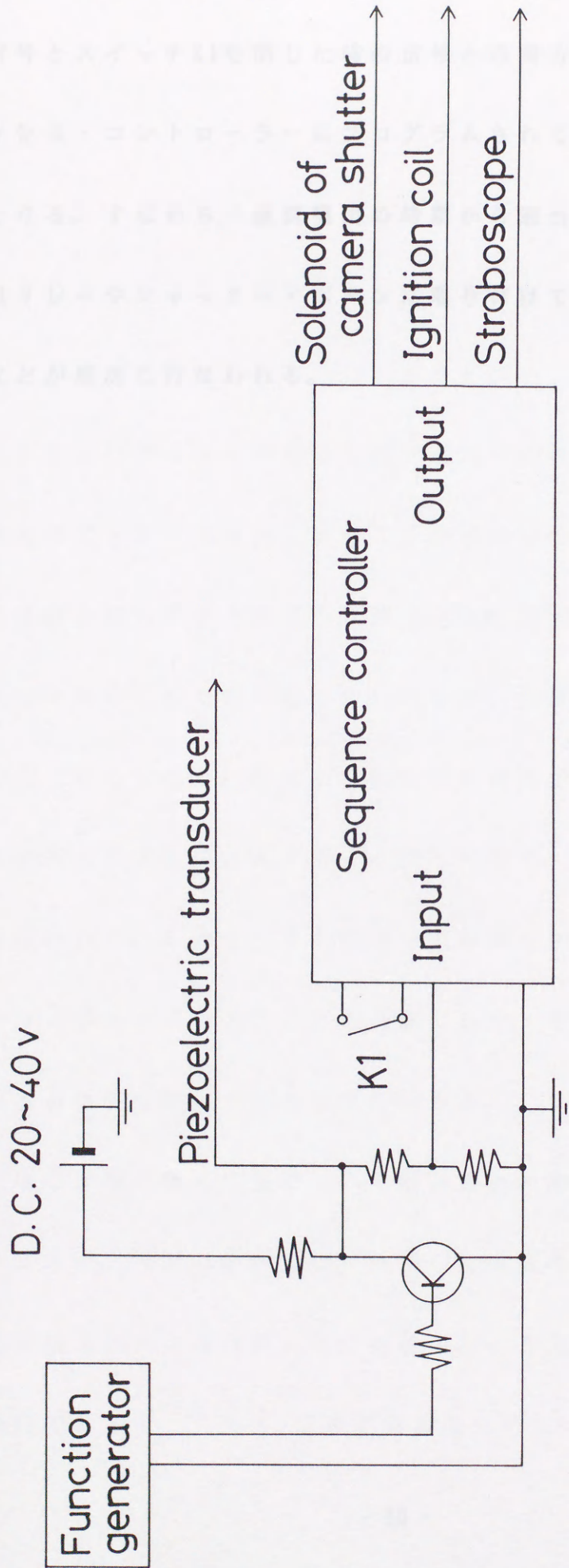


図 38 制御系

この信号とスイッチK1を閉じた時の信号との両方がONの状態になれば、シーケンス・コントローラーにプログラムされているシーケンスが作動開始となる。すなわち、液滴噴出の時期から適当な時間遅れを置いて、点火用リレーやシャッター・ボタンに取り付けてある電磁ソレノイドの作動などが順次に行なわれる。

## 第7章 実験結果および考察

## 7.1 概要

本研究では、液滴の噴出方向を二種類に分けてその燃焼を観察した。一つは、前述のように、鉛直上方に液滴を噴出し、その軌跡の最高点付近で点火させるもの。もう一つは、液滴を斜め上方に噴出し、放物線の軌跡を描かせながら点火させるものである。後者では、液滴に周囲空気との相対速度をある程度持たせることが可能なので、微小液滴の燃焼における周囲空気との相対流速の影響を幅広く調べることができる。これら二種類の飛行液滴の概略図を図39に示す。実験は全て標準重力状態のもとで行なわれたので、鉛直上方に液滴を噴出する場合においても、燃焼液滴が完全に空間に静止することは不可能で、微小な動きを伴って燃焼が行なわれる。しかし、その燃焼中の液滴の動きも、1ミリメートル平方のマス目の中に抑えることが可能であり、その場合の周囲空気との相対流速の影響は無視できると考えられる。

これら二種類の噴出方法において観察された燃焼液滴の連続写真を図40～46に示す。今回の実験では、使用した液滴の粒径が微小であるので、周囲に形成される火炎は煤の発光を伴わない青炎となり、火炎からの発光が微弱であった。しかも、高速度撮影のためにフィルムの周速度は9.4

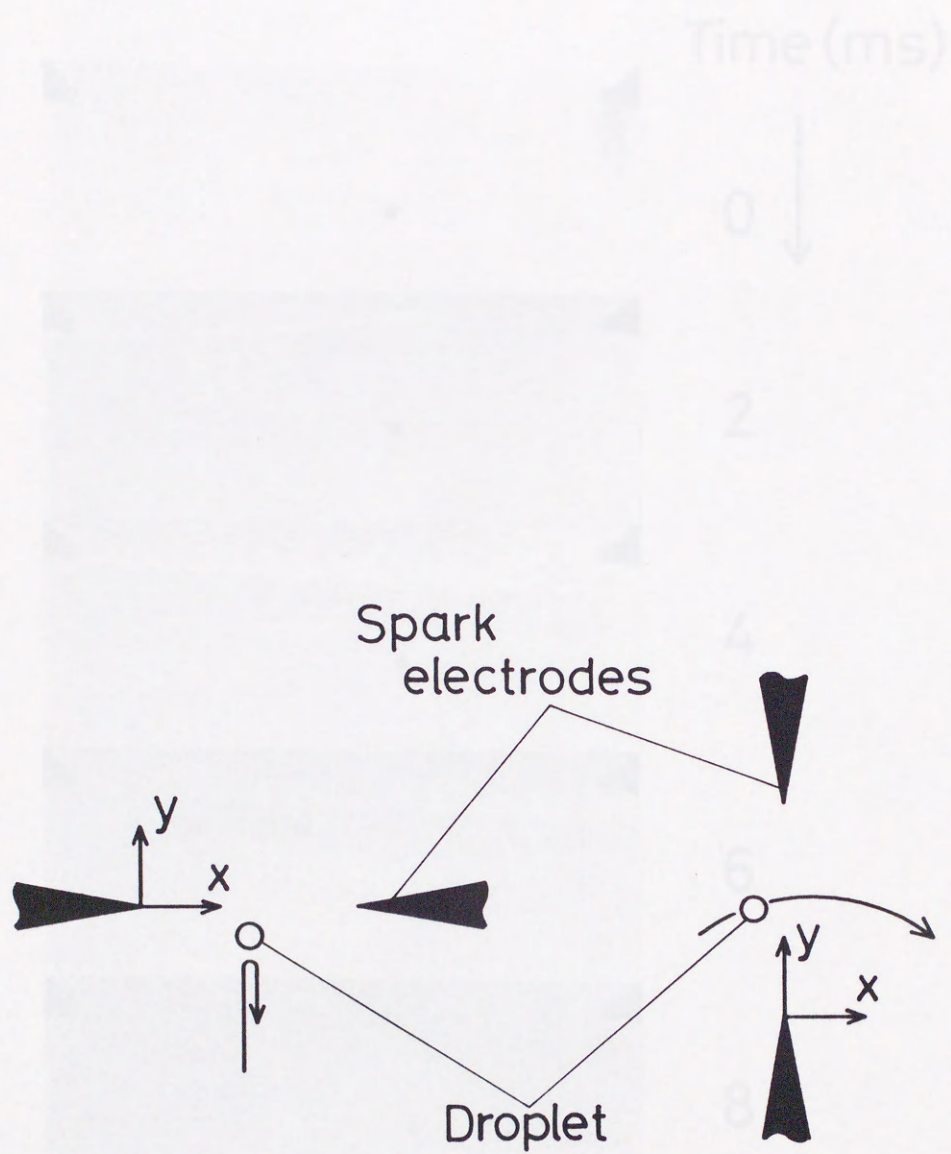


図39 液滴の軌跡

図40. 塵埃液滴の連続写真 (4. = 0.0078ms)

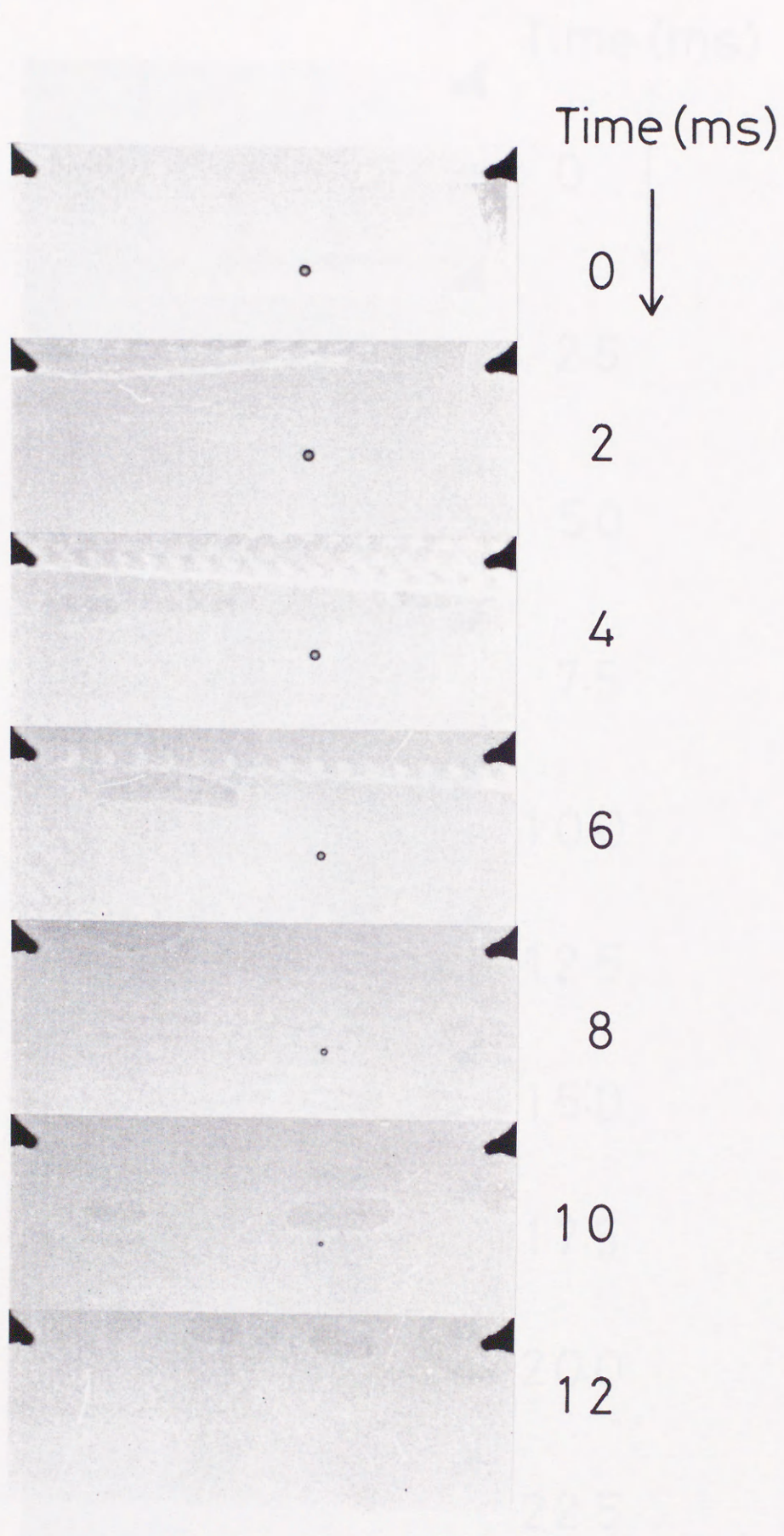


図40 燃烧液滴の連続写真 ( $d_0=0.0878\text{mm}$ )

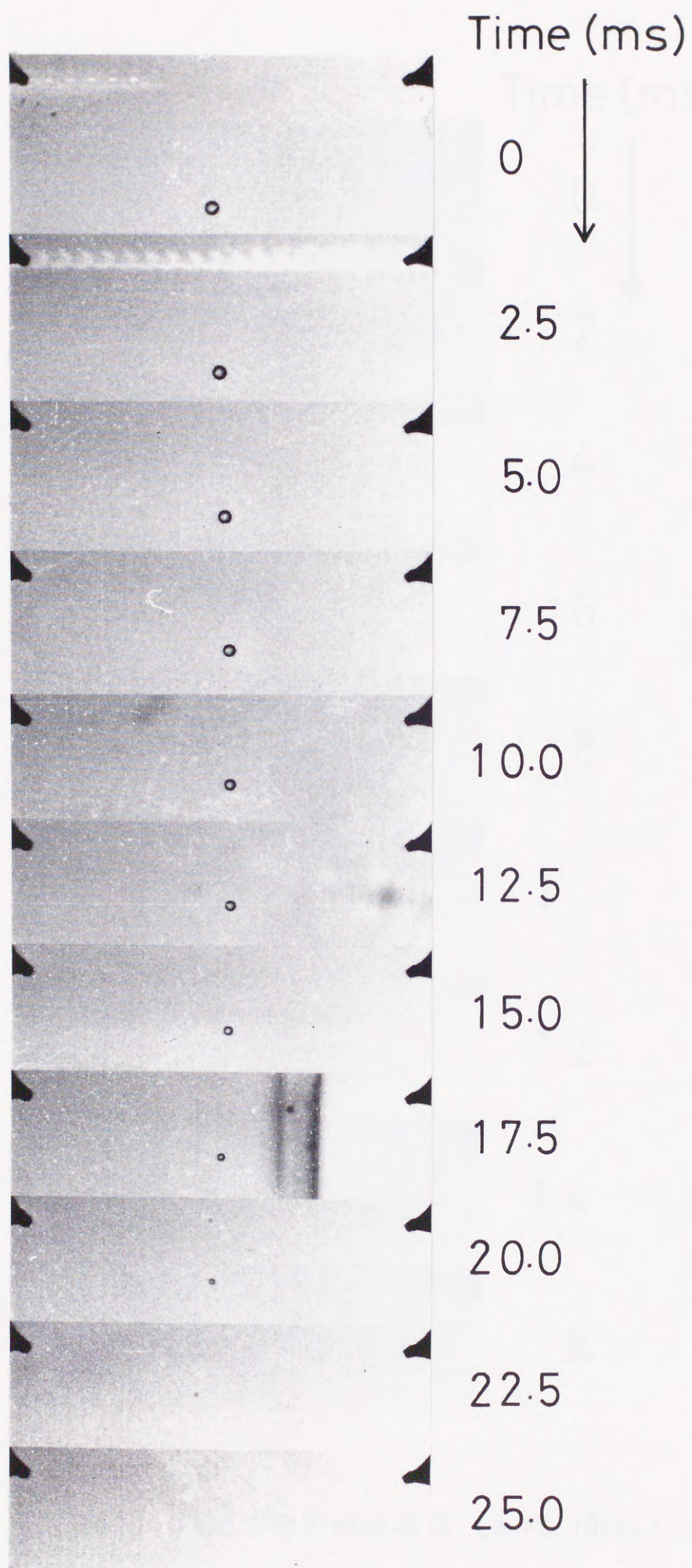


図41 燃烧液滴の連続写真 ( $d_0=0.119\text{mm}$ )



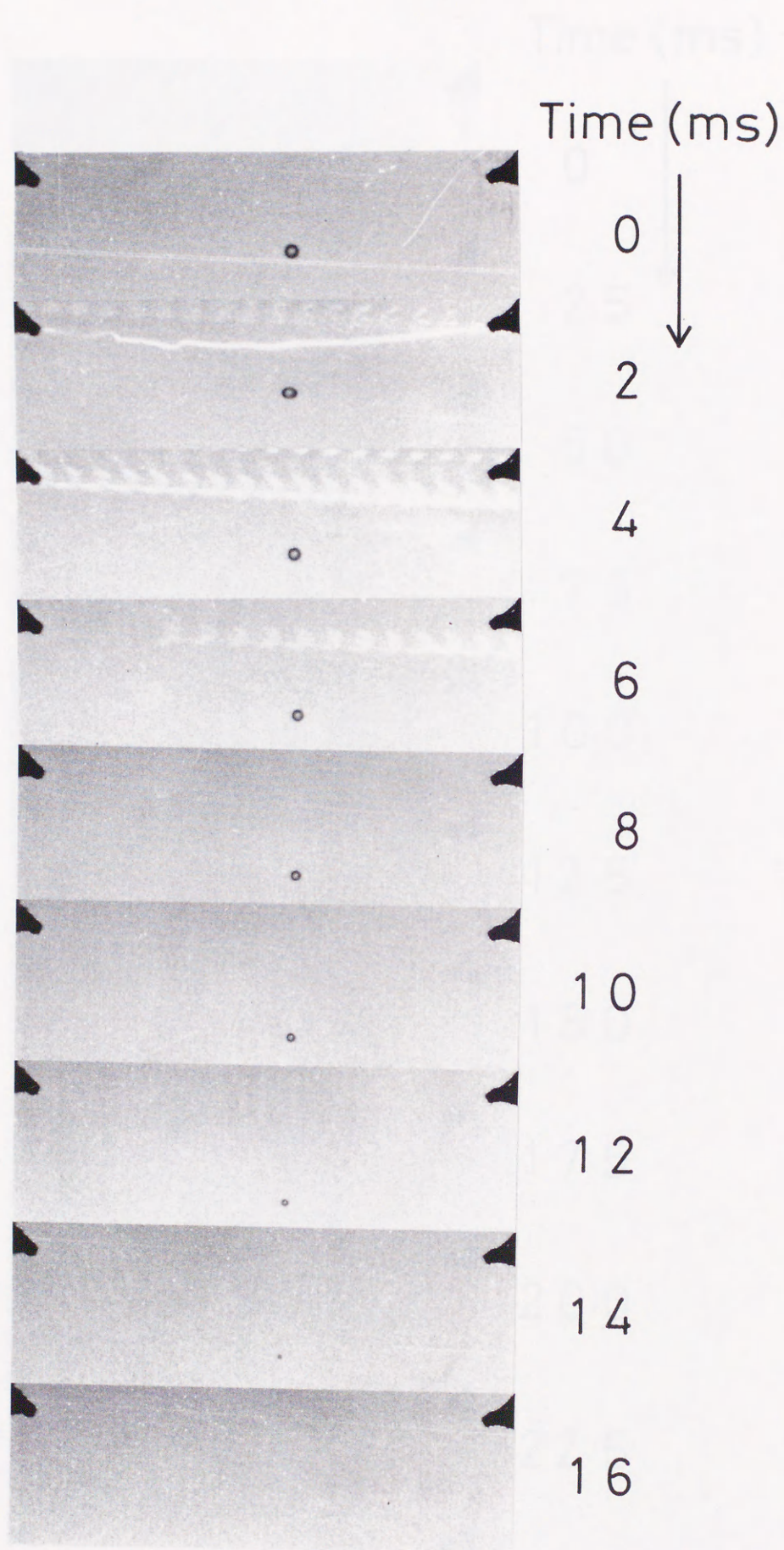


図42 燃焼液滴の連続写真 ( $d_0=0.104\text{mm}$ )

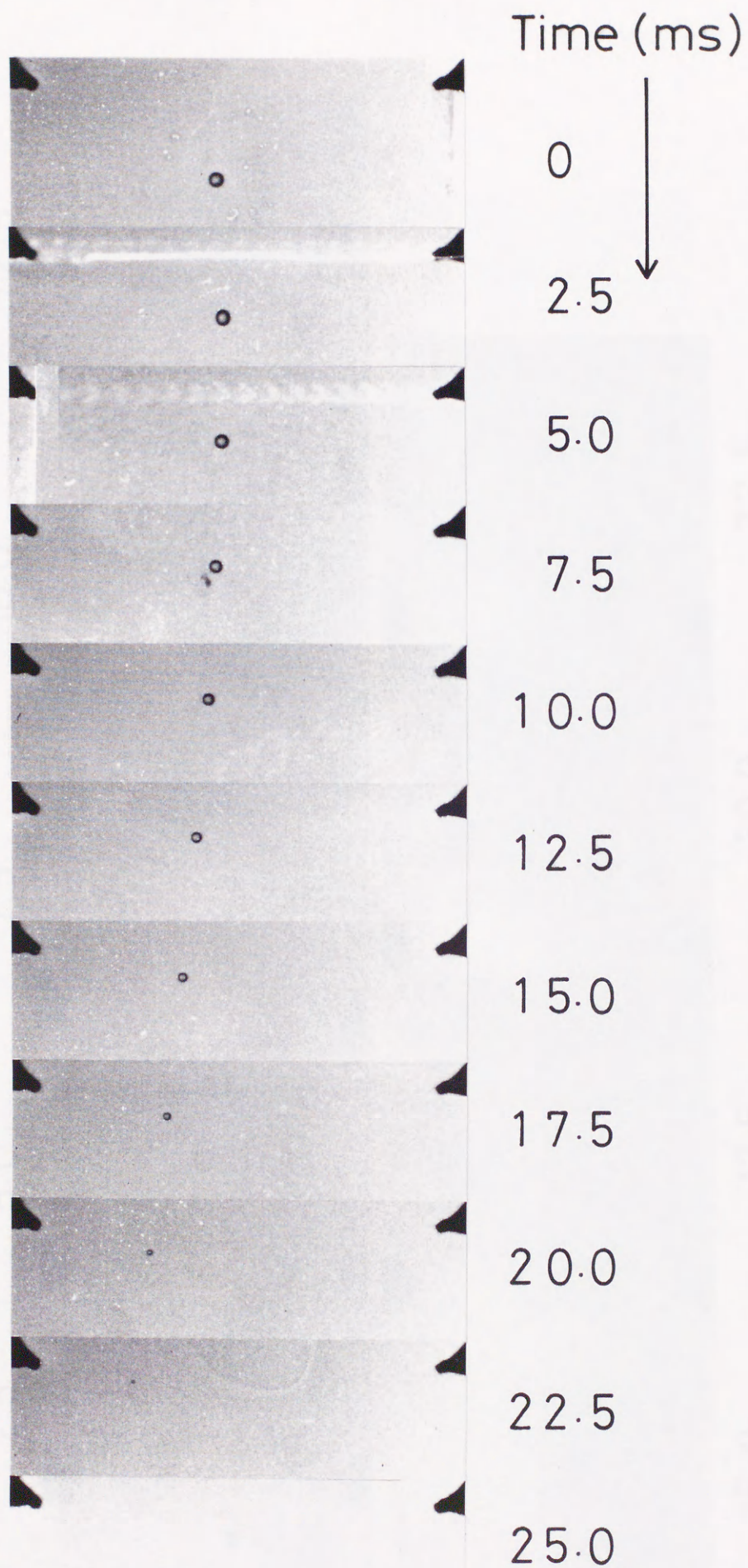


図43 燃烧液滴の連続写真 ( $d_0=0.117\text{mm}$ )

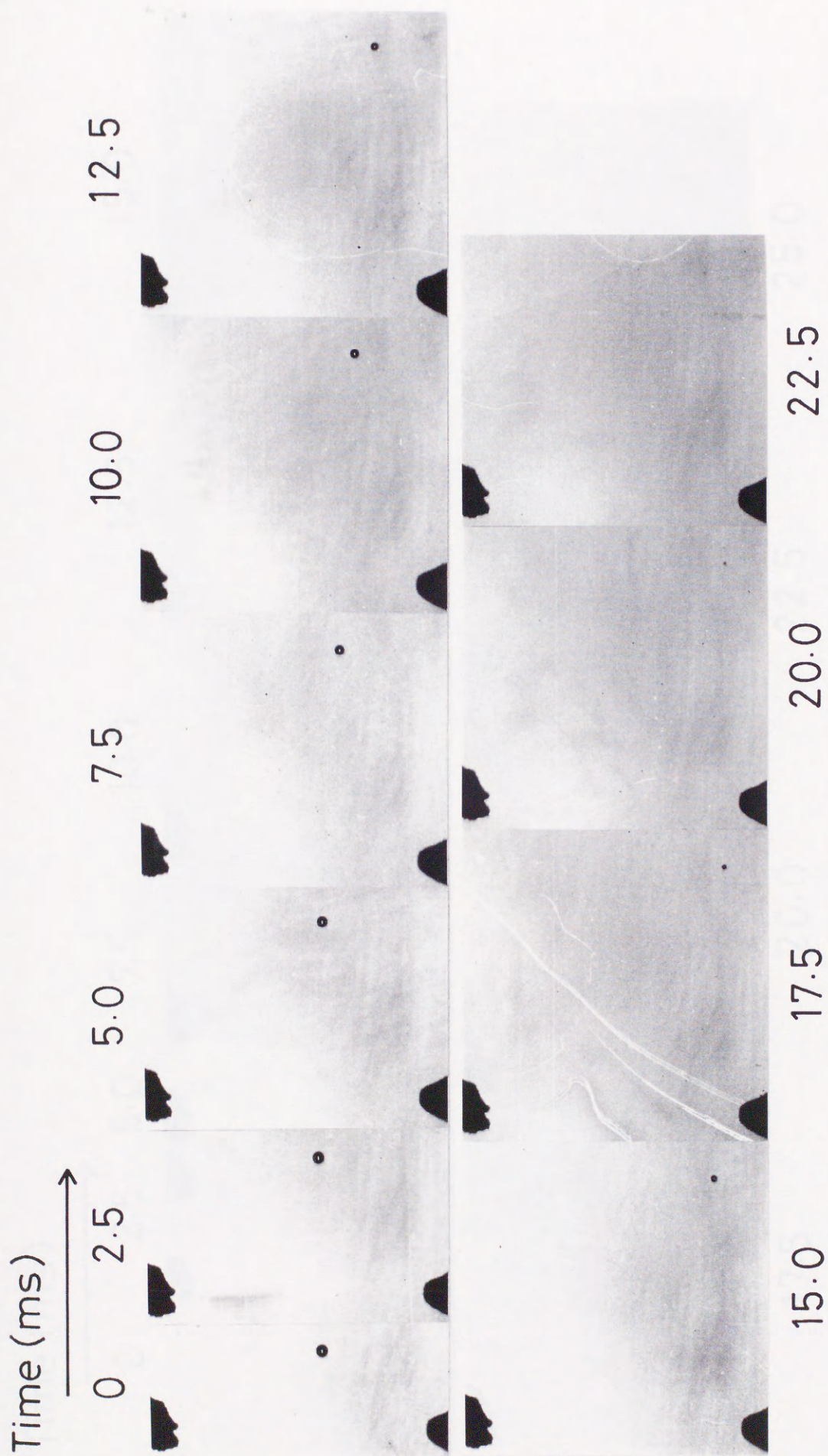


図44 燃焼液滴の連続写真 ( $d_0=0.117\text{mm}$ )

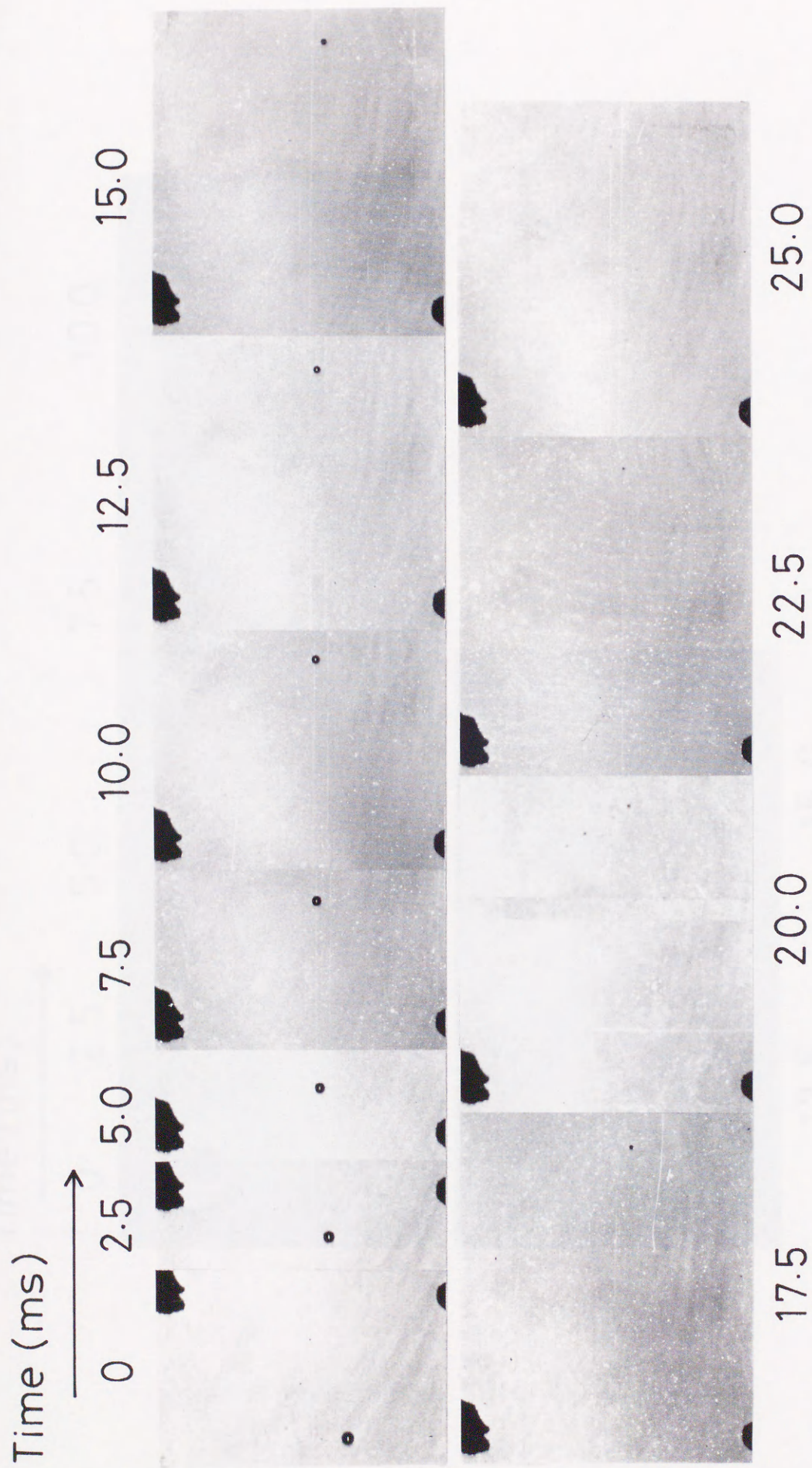


図45 燃燒液滴の連続写真 ( $d_0=0.108\text{mm}$ )

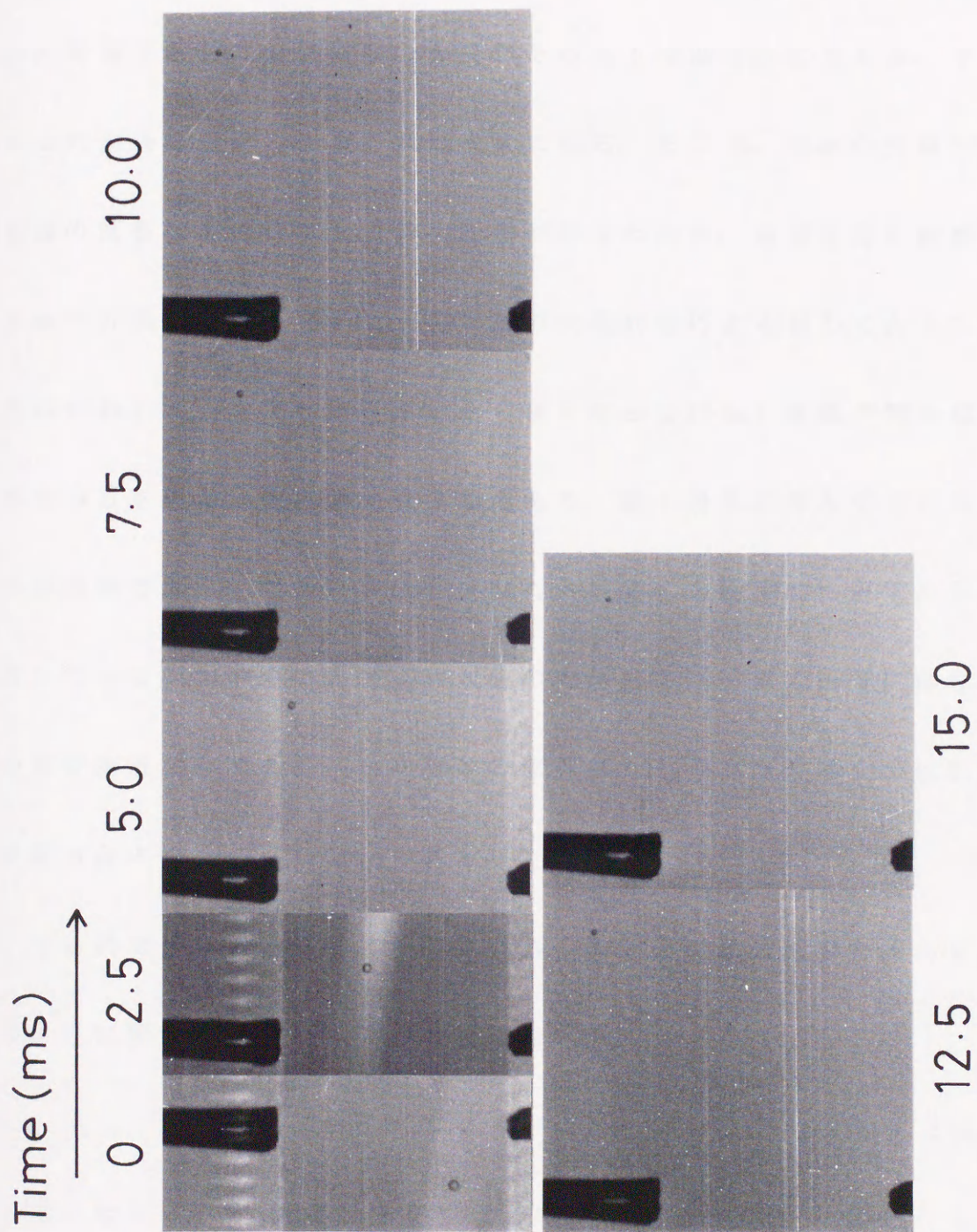


図46 燃焼液滴の連続写真 ( $d_0=0.0942\text{mm}$ )

~11m/secとなり、感光時間が非常に短い。これらのことが原因となって、ストロボの発光強度を鮮明な液滴のシルエット像を得るための適当な強さに調整すると、液滴周囲の火炎がそのストロボの光に覆われ、フィルム上に火炎を感光させることが困難になる。そこで、今回の実験では、液滴の直径とその位置との計測のみが行なわれた。電極付近に観察される水平方向の線状の発光は、点火用の火花放電によるものである。図40~43において、水平方向に左右から張り出している、先端が鋭角に削られているものが火花電極の両先端であり、黒く円形に浮きでているものが液滴像である。同様に、図44~46において、鉛直方向に上下から張り出している二つの黒い影が点火電極の先端であり、黒く円形に浮きでているのが液滴像である。火花電極の間隙は、水平方向の場合には3.2mm、鉛直方向の場合には1.92mmである。

本研究では、周囲空気との相対流れの影響を定量的に表わすため、次のように定義されたレイノルズ数を用いた。

$$Re = (u d) / \nu \quad (7.1)$$

ここで、 $u$  : 液滴と周囲空気との相対速度

$d$  : 液滴の直径

$\nu$  : 周囲空気の動粘性係数

である。

運動している液滴周囲の空気が静止していると仮定し、液滴の速度を周囲空気との相対的な速度とした。この際、図39に示すように、火花電極の一方の端を原点とし、水平方向にx座標を、鉛直方向にy座標をとり、液滴中心の軌跡 $(x(t), y(t))$ を観察写真から計測した。 $x(t), y(t), d^2(t), Re(t)$ , および $(x(t), y(t))$ を図47~53に示す。 $x(t)$ と $y(t)$ とは、 $t$ に関する3~4次の多項式によって近似され、この多項式から各時間での傾きを算出し、 $x$ および $y$ 方向の速度 $u_x(t), u_y(t)$ とした。さらに、 $u_x(t)$ と $u_y(t)$ との合ベクトルの絶対値を計算することによって、液滴の速度、すなわち $u(t)$ が算出される。 $\nu$ には、大気圧での正ヘプタンの断熱火炎温度と周囲空気温度との算術平均における空気の動粘性係数が採用された。これらの $\nu$ 、 $u(t)$ および液滴直径 $d(t)$ によって $Re(t)$ が求められた。また、 $d^2-t$ の関係から、 $d$ が減少し始める一つ前の液滴の直径を初期直径 $d_0$ とした。

$x(t)$ 、 $y(t)$ および $d(t)$ は、液滴を撮影した写真フィルムを投影機によって実物の約30倍に拡大し、ノギスを用いて計測された。前述したように、フィルムは約10m/secの速度で連続的に流れているので、ストロボの発光時間が $0.8 \mu s$ の場合、フィルム上に感光した像には水平方向に $8 \mu m$

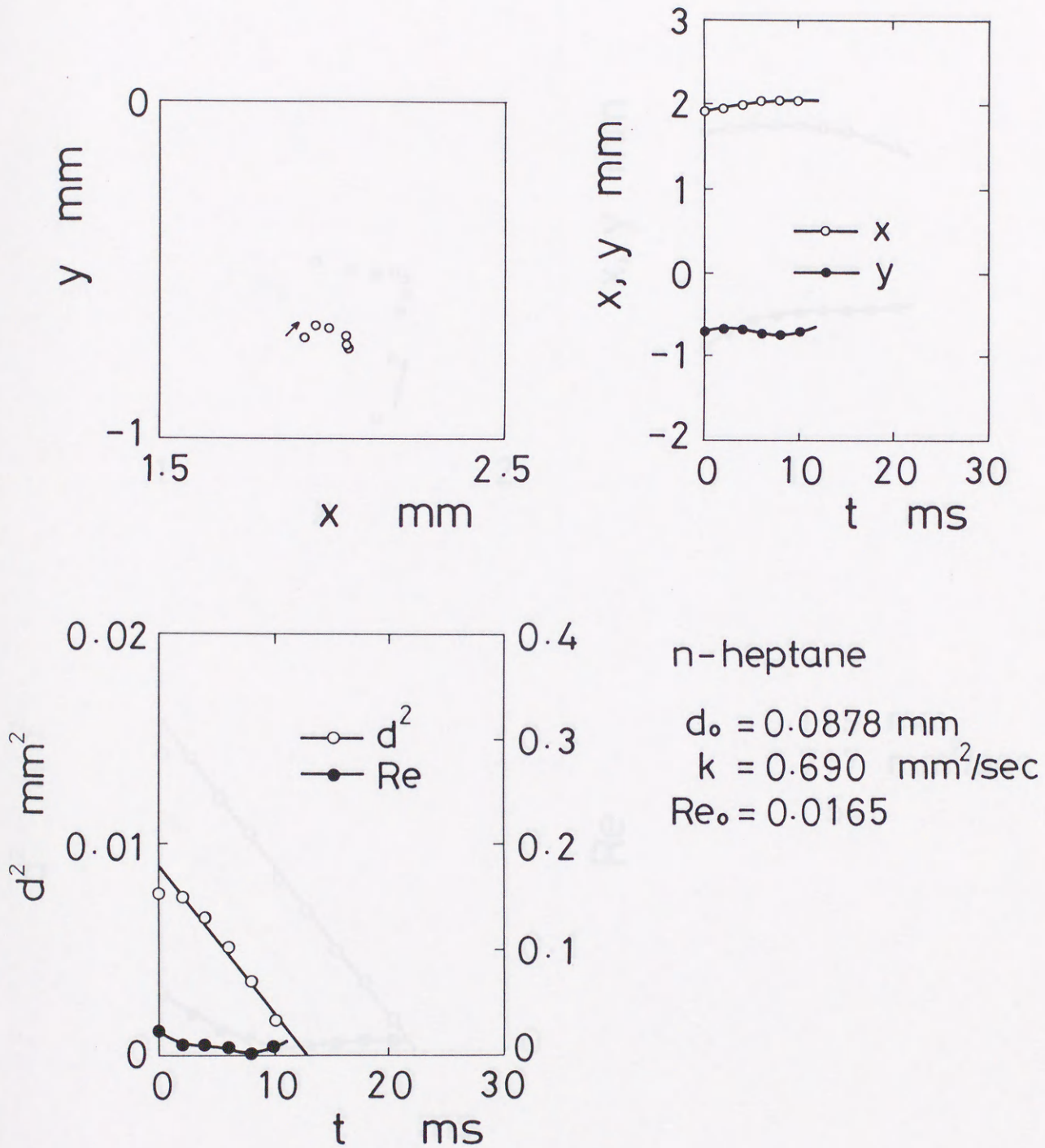


図47 (上左) 燃焼液滴の軌跡

(上右) 燃焼液滴の座標  $(x, y)$  の時間  $(t)$  に対する変化

(下) 液滴直径の自乗  $(d^2)$  およびレイノルズ数  $(Re)$  の時間  $(t)$  に対する変化



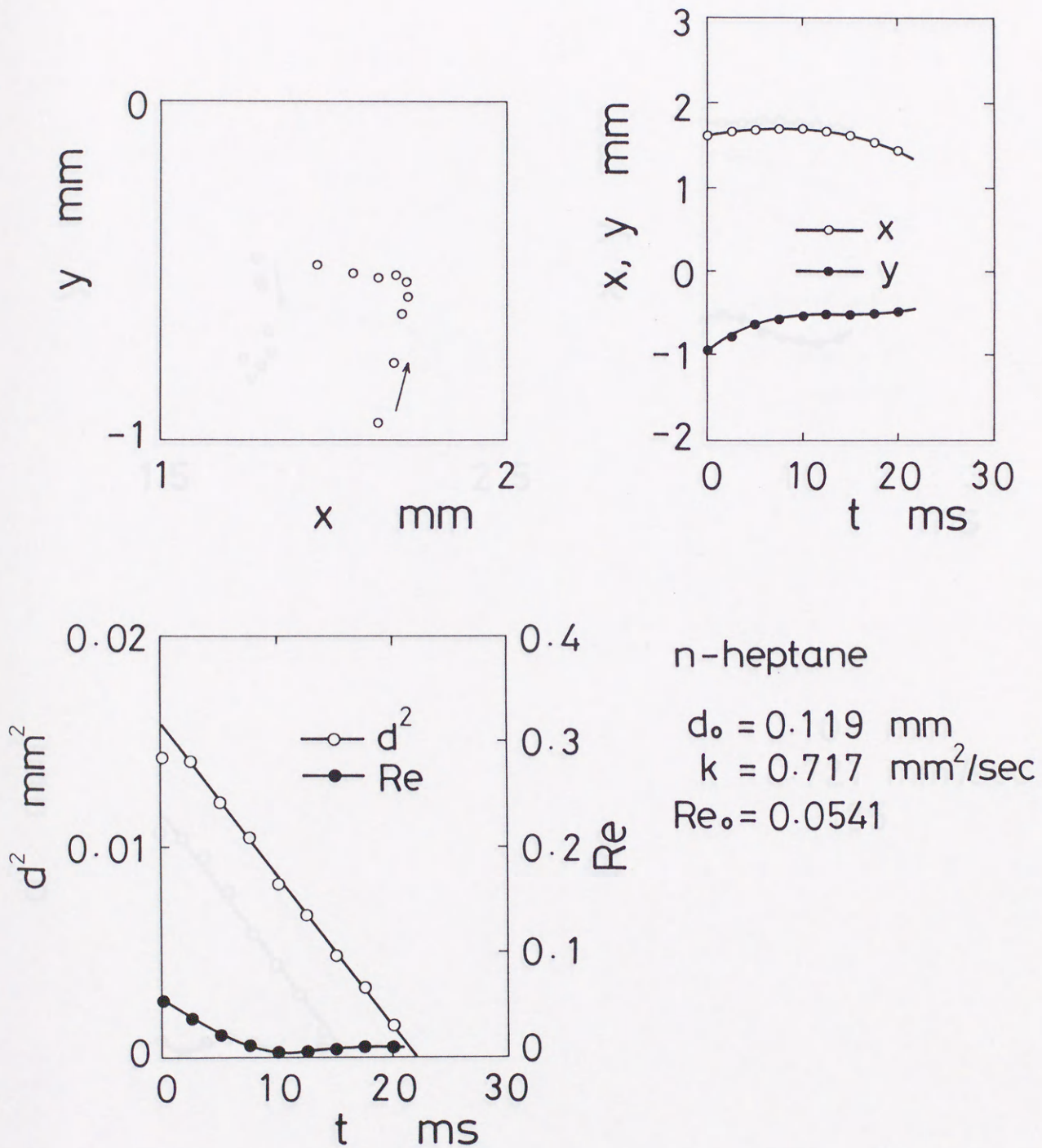


図48 (上左) 燃焼液滴の軌跡

(上右) 燃焼液滴の座標  $(x, y)$  の時間  $(t)$  に対する変化

(下) 液滴直径の自乗  $(d^2)$  およびレイノルズ数  $(Re)$  の時間  $(t)$  に対する変化

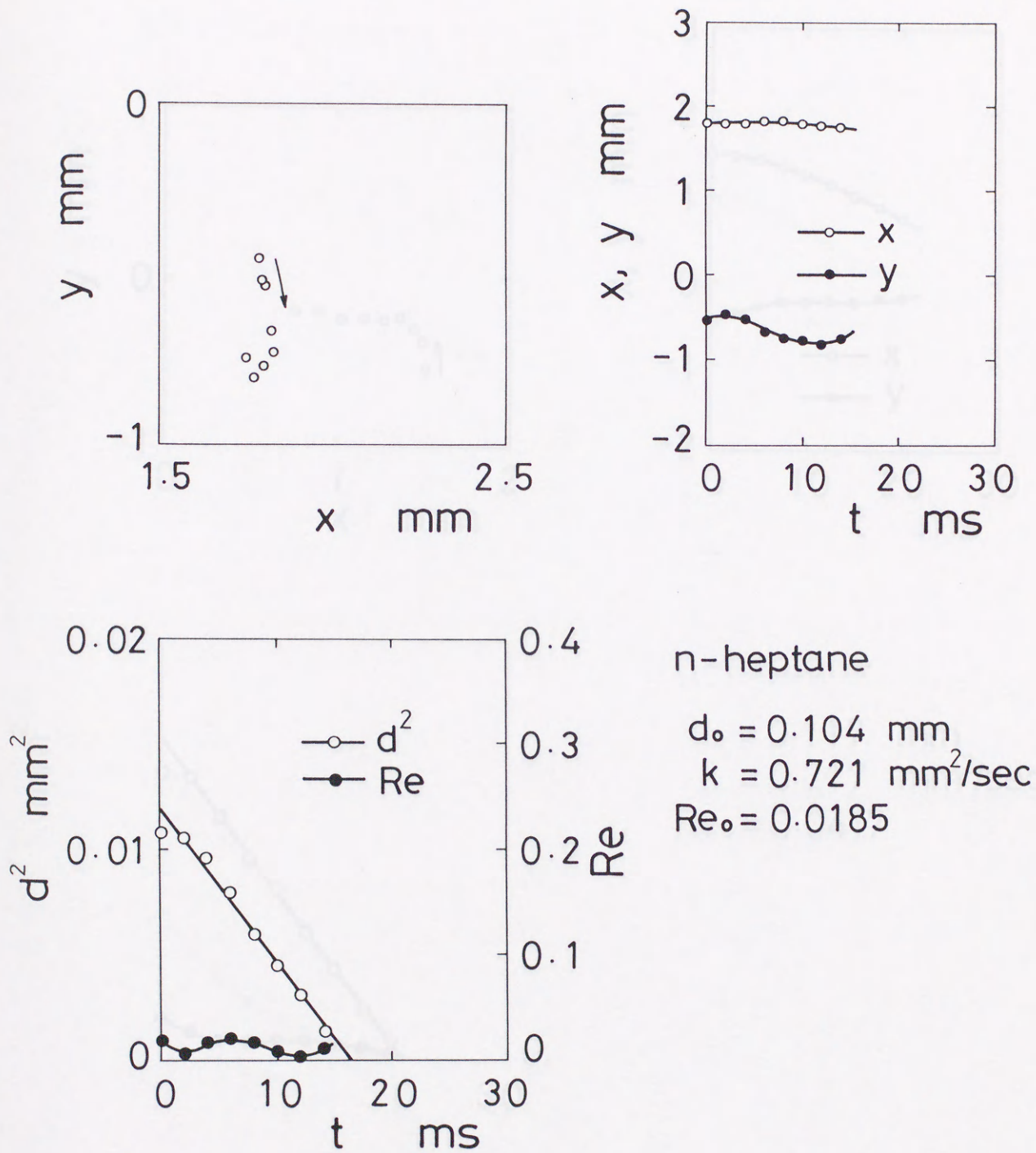


図49 (上左) 燃焼液滴の軌跡

(上右) 燃焼液滴の座標 (x, y) の時間 (t) に対する変化

(下) 液滴直径の自乗 ( $d^2$ ) およびレイノルズ数 (Re) の時間 (t) に対する変化

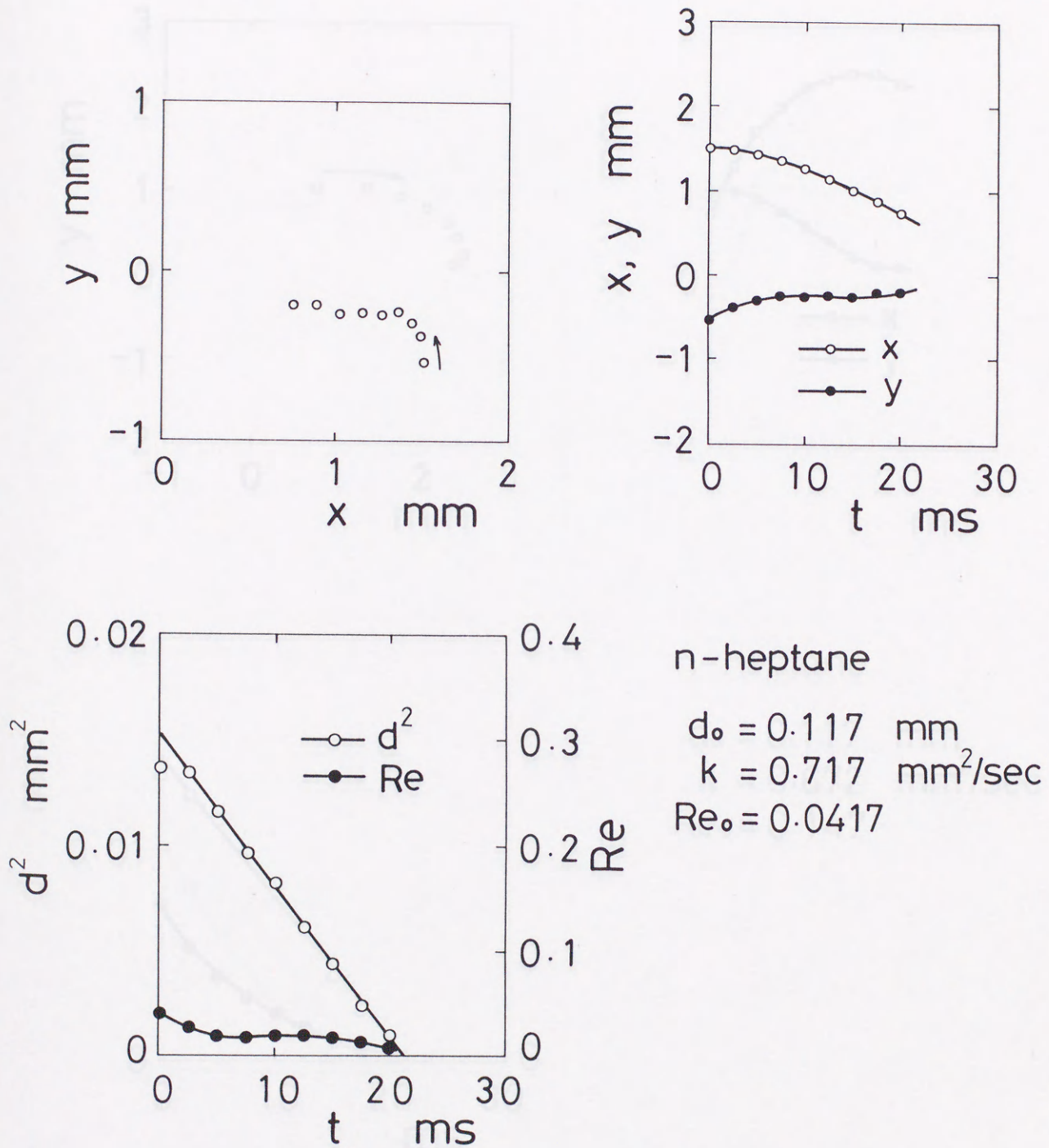


図50 (上左) 燃焼液滴の軌跡

(上右) 燃焼液滴の座標  $(x, y)$  の時間  $(t)$  に対する変化

(下) 液滴直径の自乗  $(d^2)$  およびレイノルズ数  $(Re)$  の時間  $(t)$  に対する変化

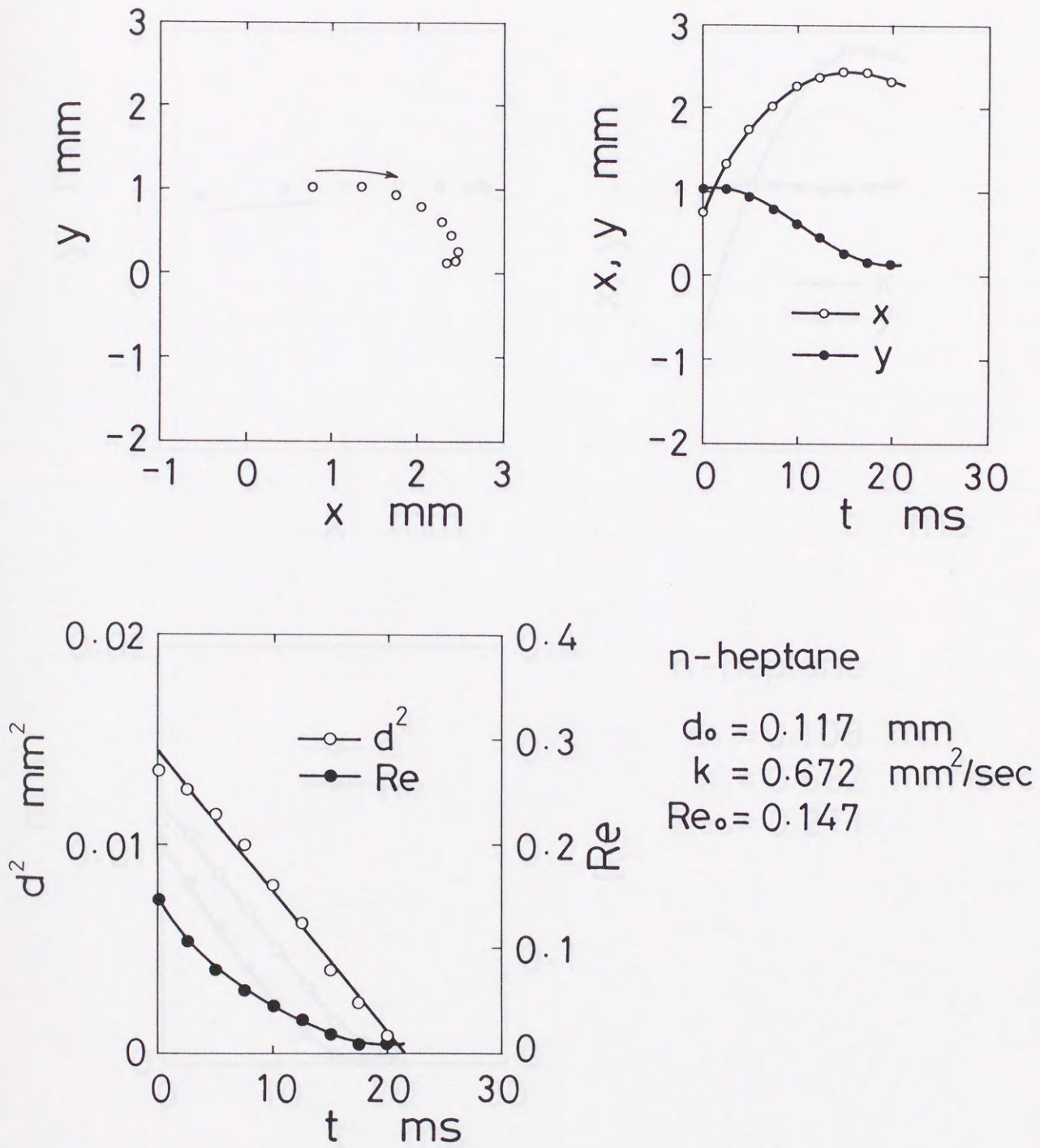


図51 (上左) 燃焼液滴の軌跡

(上右) 燃焼液滴の座標(x, y)の時間(t)に対する変化

(下) 液滴直径の自乗( $d^2$ )およびレイノルズ数(Re)の時間(t)に対する変化

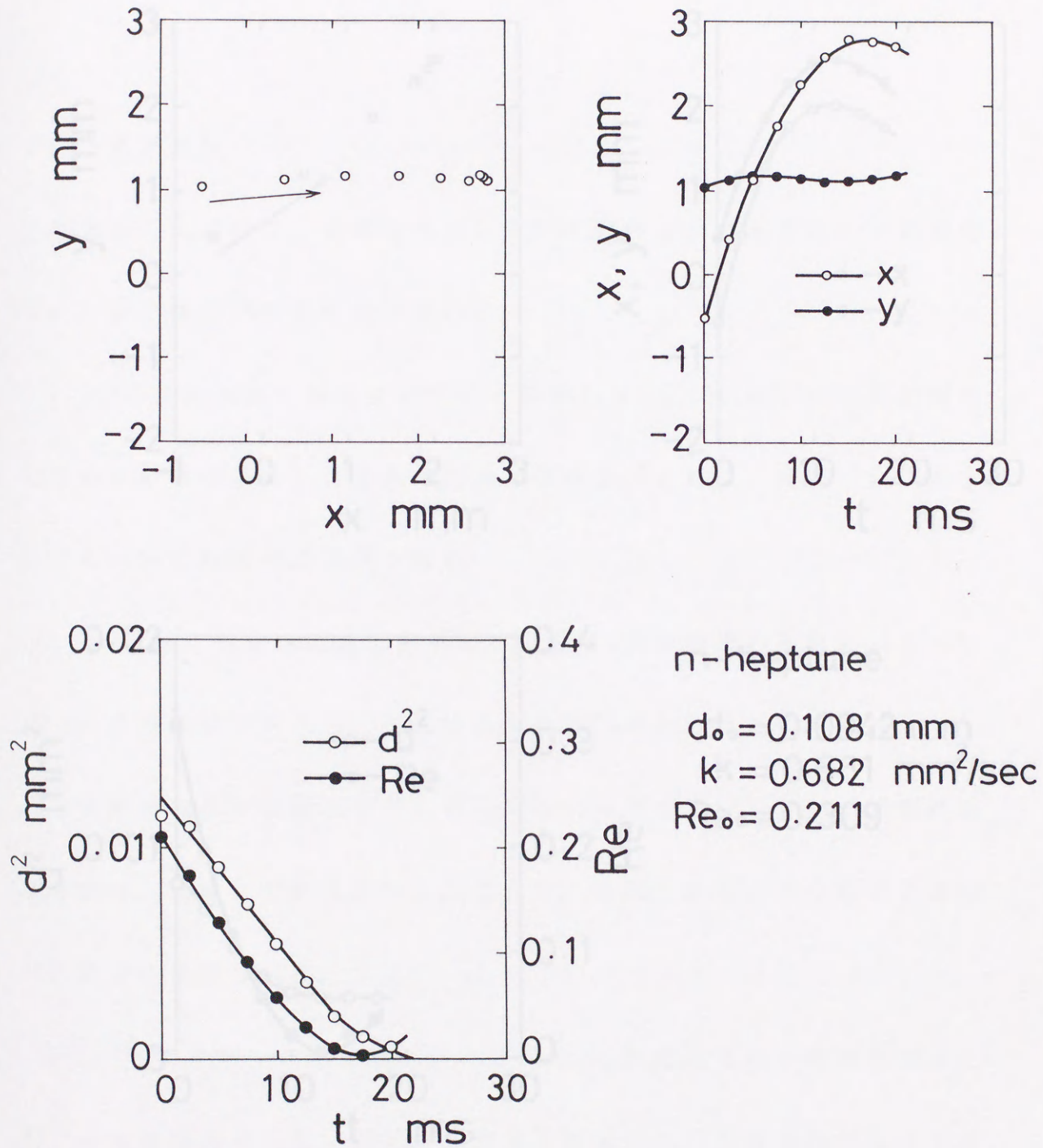


図52 (上左) 燃焼液滴の軌跡

(上右) 燃焼液滴の座標(x, y)の時間(t)に対する変化

(下) 液滴直径の自乗( $d^2$ )およびレイノルズ数(Re)の時間(t)に対する変化

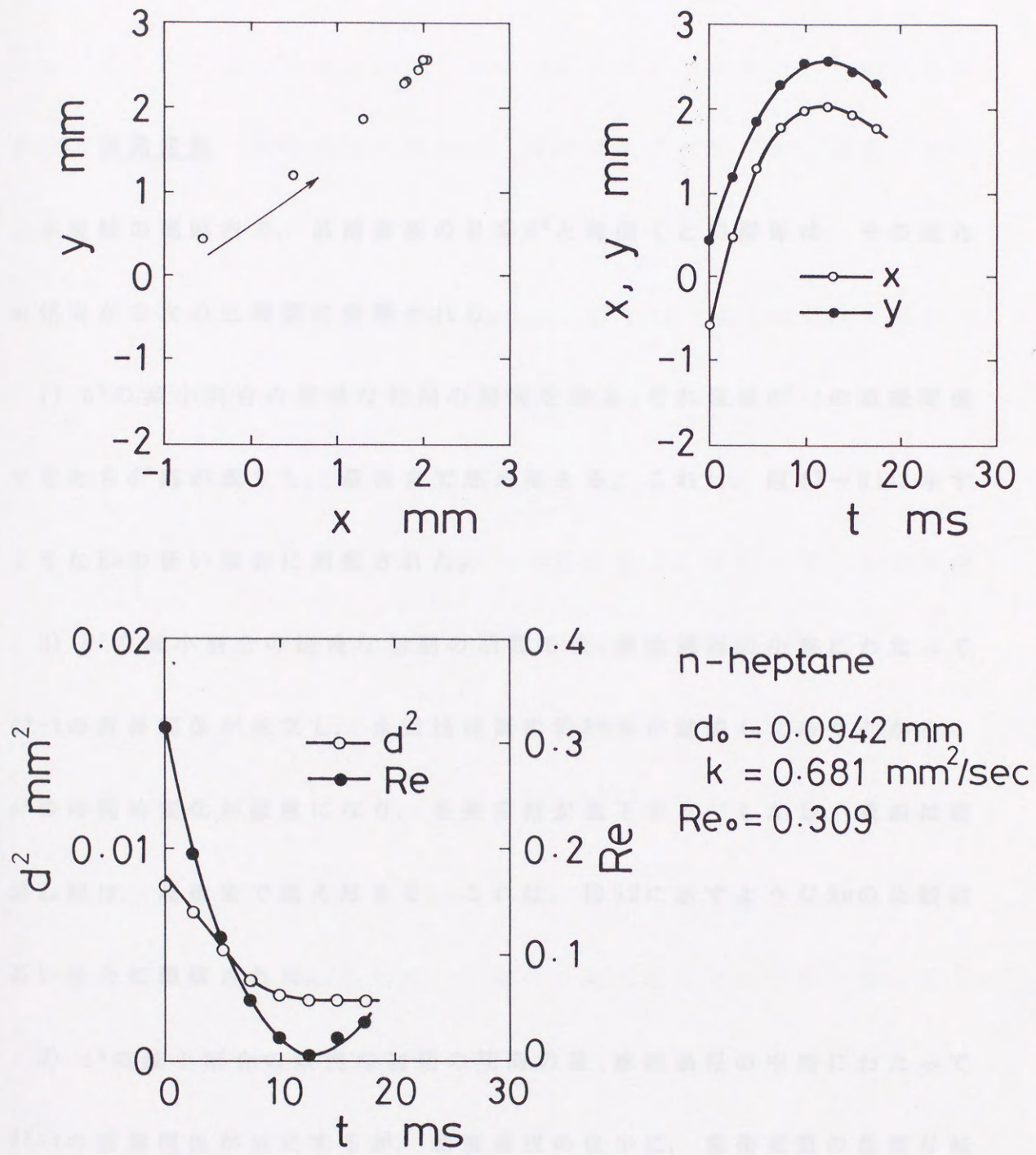


図53 (上左) 燃焼液滴の軌跡  
 (上右) 燃焼液滴の座標  $(x, y)$  の時間  $(t)$  に対する変化  
 (下) 液滴直径の自乗  $(d^2)$  およびレイノルズ数  $(Re)$  の時間  $(t)$  に対する変化

のズレが生じている。したがって、このズレによる誤差を防ぐために、液滴直径の計測には、全て鉛直方向の値が採用された。

## 7.2 蒸発定数

本実験の範囲内で、液滴直径の自乗 $d^2$ と時間 $t$ との関係は、その変化の傾向から次の三種類に分類される。

i)  $d^2$ の減少割合の緩慢な初期の期間を除き、それ以後 $d^2-t$ の直線関係すなわち $d^2$ 則が成立し、最後まで燃え尽きる。これは、図47～51に示すような $Re$ の低い場合に観察された。

ii)  $d^2$ の減少割合の緩慢な初期の期間の後、燃焼過程の中盤にわたって $d^2-t$ の直線関係が成立し、全燃焼時間の約80%が燃焼したあたりから、 $d^2$ の時間的变化が緩慢になり、蒸発定数が低下する。しかし、液滴は燃焼し続け、最後まで燃え尽きる。これは、図52に示すような $Re$ の比較的高い場合に観察された。

iii)  $d^2$ の減少割合の緩慢な初期の期間の後、燃焼過程の中盤にわたって $d^2-t$ の直線関係が成立するが、燃焼過程の後半に、蒸発定数の急激な減少があり、 $d^2$ の変化が認め難くなる。したがって、この場合には、消炎が起きたものと考えられる。これは、図53に示すようなii)の場合よりも

Reのさらに高い場合に観察された。

これらの全ての場合において、Reは初期の値から時間経過とともに減小し、特にii)とiii)との両方の場合にその減小割合が大きい。このことは、燃焼の経過に伴う液滴直径の減小と、周囲空気の粘性による液滴速度の急激な減小とに起因すると考えられる。また、iii)のようなReの比較的に高い場合でも、その初期値 $Re_0$ は約0.3と極めて低い値である。したがって、このような場合においても、周囲空気との相対流速が火炎形状などに及ぼす影響はほとんどないと思われる。

消炎の起きたiii)の場合には、他のi)やii)の場合に比較して、Reの平均値も高い値を示しているが、それ以上に初期のRe、特に $Re_0$ の値の高いことがわかる。また、消炎時には液滴の速度は減小し、Reは $Re_0$ の値の30%以下になっている。したがって、この場合の消炎は、周囲空気との相対流速の増大によって吹き消されたのではなく、むしろ初期の発熱による火炎周囲における熱の蓄積を、初期の火炎周囲の流れが奪い去ってしまうことに起因する消炎であると推測される。微小液滴の燃焼においては、その燃焼時間が極めて短いために、発熱の最大である燃焼過程の初期における周囲への熱の蓄積は、燃焼の全過程にわたって非常に重要なものとなる。したがって、燃焼過程の初期の段階に大きな速度を持って



飛行する液滴の場合、初期の発熱によって火炎周囲に形成された高温ガスを置き去りにして燃焼することになり、火炎の周囲の熱の蓄積が低下する。すなわち、火炎周囲の温度境界層の厚さが減小し、周囲から火炎帯に拡散してくる酸素の予熱が低減することになる。この酸素の予熱の低減が、火炎温度の低下、さらには消炎現象を引き起こす一つの要因であると推測される。初期の $Re$ の値がi)の場合に比べて1.5倍程度に増加しているii)の場合、i)よりも火炎周囲への熱の蓄積が若干低下する。このことによって、火炎温度が若干低下し、燃焼の末期において、蒸発定数の減小が確認されたと考えられる。このように、液滴の初期速度の増加に応じて、微小液滴の燃焼過程はi)の状態からii)の状態、さらにiii)の状態へと移っていくことが、本実験結果から明かになった。

次に、周囲空気の流れ速度と蒸発定数との関係を調べるために、i)～iii)の場合における蒸発定数を次のように定義する。i)の場合には、 $d^2$ の減小割合の緩慢な初期の期間以後の $d^2-t$ 直線の傾きから蒸発定数を算出する。ii)の場合には、燃焼の後期に蒸発定数が減小するが、 $d^2$ の減小割合の緩慢な初期の期間以後の蒸発定数の平均値をその蒸発定数とする。iii)の場合には、液滴燃焼の全過程については、蒸発係数は零となるが、便宜上、 $d^2$ の減小割合の緩慢な初期の期間以後、消炎までの $d^2-t$ の関係

から蒸発定数を決定する。

初期直径が $83.8 \sim 129 \mu\text{m}$ の液滴について、この算出方法によって計算されたの蒸発定数 $k$ とレイノルズ数初期値 $Re_0$ との関係を図54に示す。 $Re$ として $Re_0$ を採用したのは、前述したように、初期の周囲の流れの状態が液滴の燃焼過程に最も影響を与えられ考えられるからである。また、図54の横軸には $Re_0^{1/2}$ の値が示されており、直径 $1\text{mm}$ 程度の液滴を使用した岡島らによる実験結果<sup>28)</sup>との比較を容易にしてある。

この図から明かなように、 $Re_0$ の増加に伴って $k$ は消炎に至るまで徐々に減少していることがわかる。また、 $Re_0$ を零に近づけるにつれ、 $k$ の値はある一定値に漸近する傾向にある。岡島ら（図55）は初期直径 $1\text{mm}$ 程度の液滴を用いて蒸発定数と周囲空気の流れとの関係を求めたが、その実験結果からは $Re_0^{1/2}$ の増大に伴う $k$ の直線的な上昇が確認されている。しかし、初期直径 $100 \mu\text{m}$ 程度の微小な液滴を用いた本研究は、以前の研究とはまったく異なった実験結果を示し、今までの直径 $1\text{mm}$ 程度の液滴に作用する周囲空気の影響とは逆な作用の存在を示している。このことは、初期直径 $1\text{mm}$ 程度の液滴を用いて行なった以前の研究の結果を、初期直径 $100 \mu\text{m}$ 以下の微小な液滴で構成されている実際の噴霧燃焼へ適用することには問題があることを示唆している。

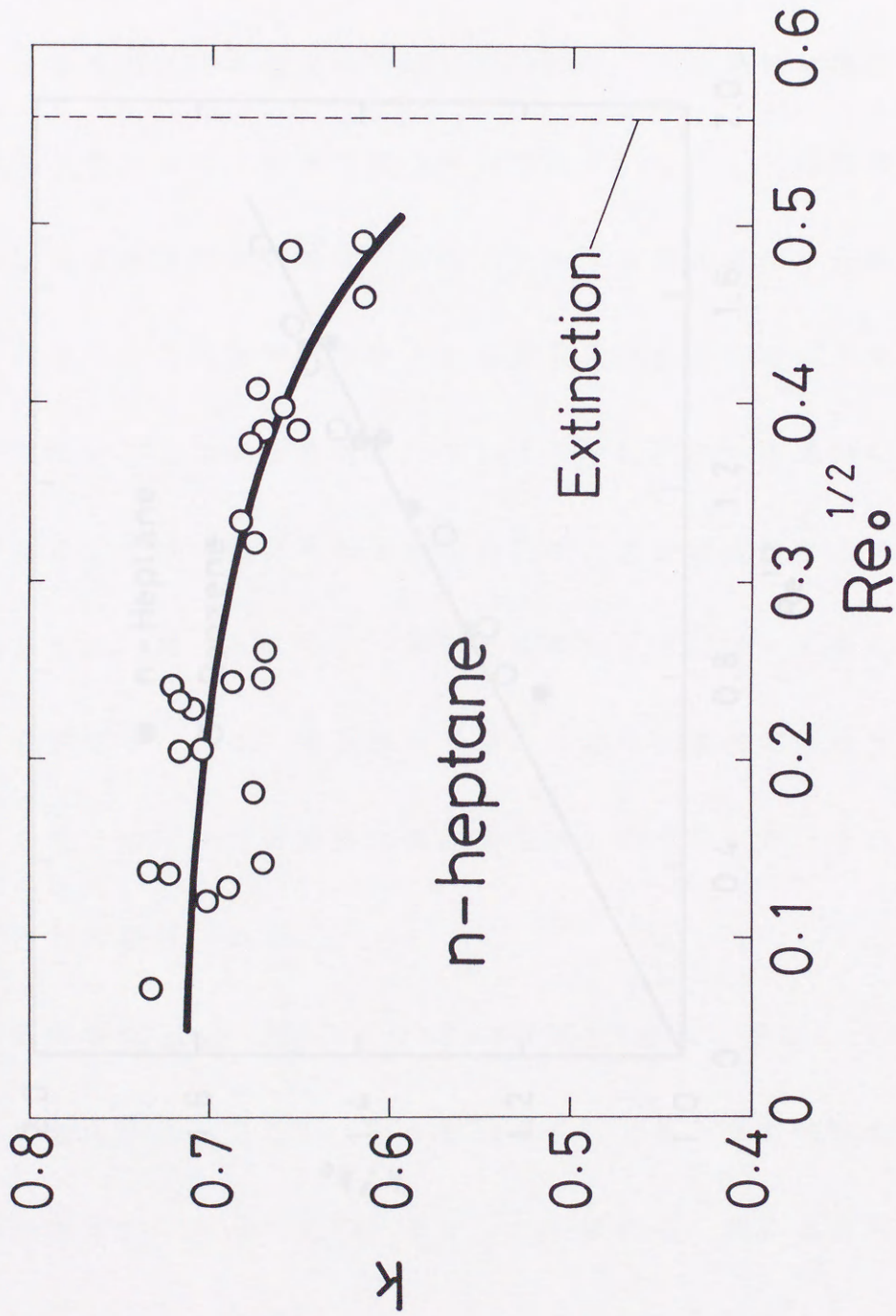


図54 レイノルズ数初期値 ( $Re_0$ ) と蒸発定数 ( $k$ ) との関係

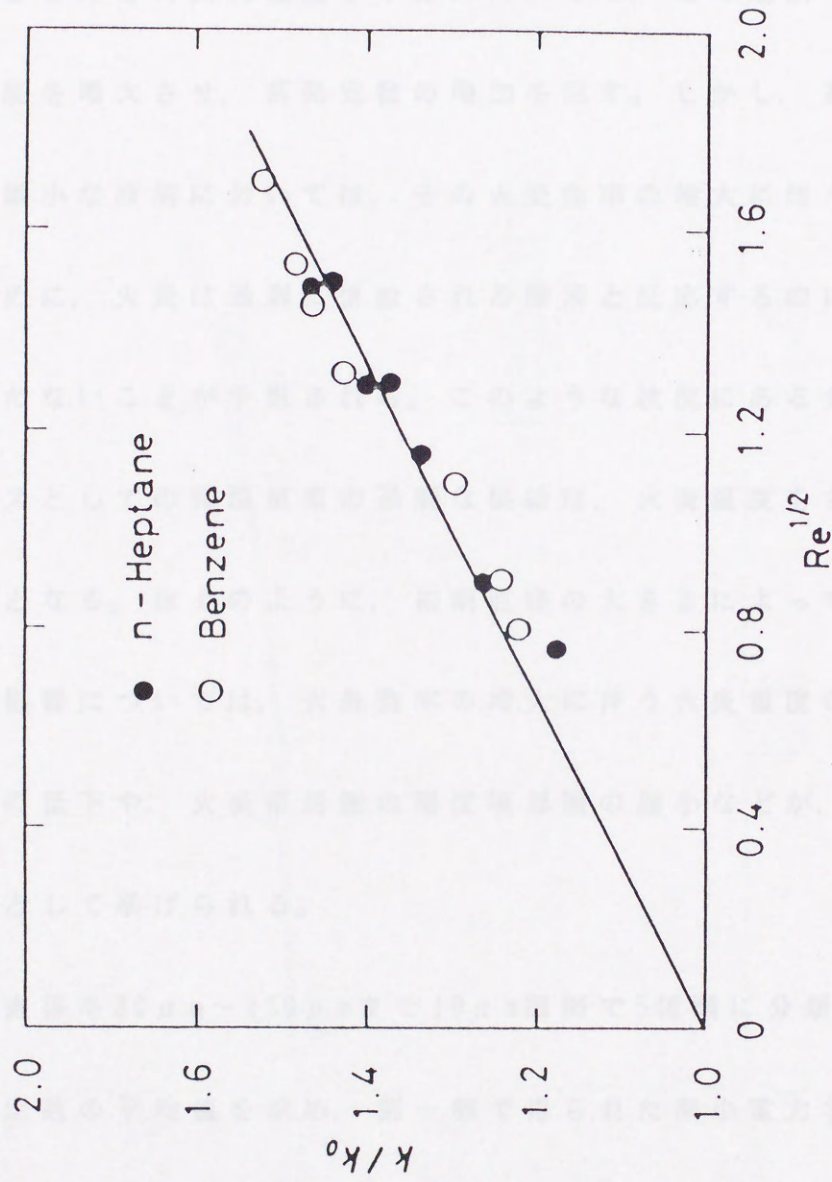


図55 レイノルズ数初期値 ( $Re_0$ ) と蒸発定数 ( $k$ ) との関係 (岡島らによる結果)

以上の実験結果から、初期直径の範囲によって、微小液滴燃焼に及ぼす周囲空気流の影響が異なることが判明した。初期直径1 mm程度の比較的大きな液滴の場合、周囲空気の流れに伴って供給される過剰な酸素を消費できるほどに火炎温度が十分に高いので、この過剰な酸素の供給が火炎温度を増大させ、蒸発定数の増加を促す。しかし、初期直径100  $\mu\text{m}$ 程度の微小な液滴においては、その火炎曲率の増大に伴う火炎温度の低下のために、火炎は過剰に供給される酸素と反応するのに十分な反応速度を持たないことが予想される。このような状況にある火炎に対する不活性ガスとしての常温室素の過剰な供給は、火炎温度をさらに低下させる要因となる。以上のように、初期直径の大きさによって異なる周囲空気流の影響については、火炎曲率の増大に伴う火炎温度の低下による反応速度の低下や、火炎帯周囲の温度境界層の縮小などが、そのおおまかな要因として挙げられる。

初期直径を80  $\mu\text{m}$ ~130  $\mu\text{m}$ まで10  $\mu\text{m}$ 間隔で5種類に分類し、 $Re_0 < 0.1$ での蒸発定数の平均値を求め、第一部で得られた微小重力状態での正ヘプタンの蒸発定数と併せて図56に示す。この図から、初期直径約100  $\mu\text{m}$ ~約1 mmの正ヘプタン液滴における、蒸発定数と初期直径との関係が明かになる。蒸発定数は、初期直径の増大とともに若干増大する傾向にある。

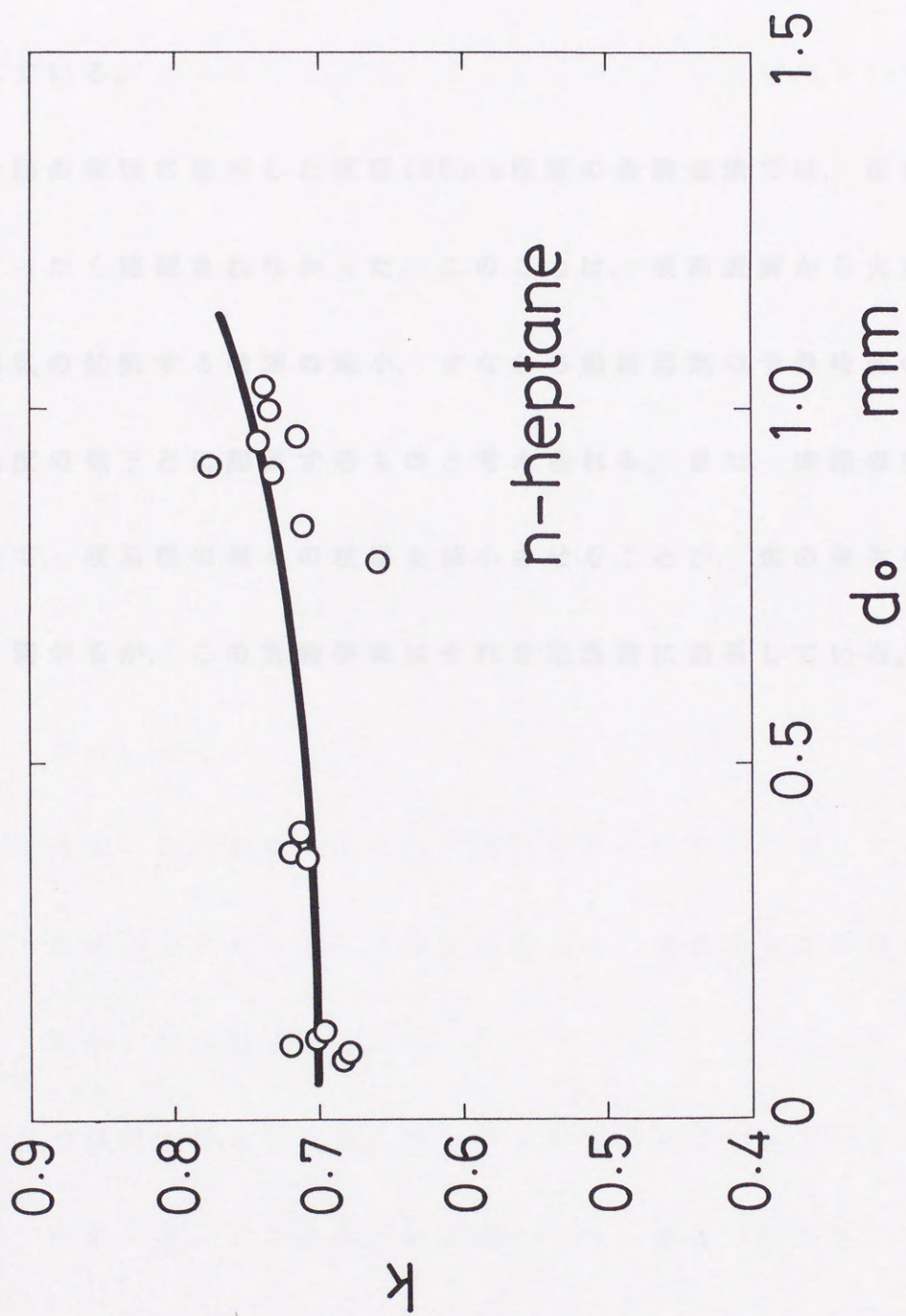


図56 液滴初期直径( $d_0$ )と蒸発定数( $k$ )との関係

また、初期直径を零に近づけるにつれて、蒸発定数はある一定値に漸近する傾向もある。これらのことは、今までの準定常理論などからは予想されず、非定常な過程が液滴燃焼に大きく影響を及ぼしていることを示唆している。

今回の実験に使用した直径 $100\mu\text{m}$ 程度の液滴燃焼では、煤による発光はまったく確認されなかった。このことは、液滴表面から火炎帯まで燃料蒸気の拡散する時間の減少、すなわち燃料蒸気の予熱時間の減少と火炎温度の低下とに起因するものと考えられる。また、実際の噴霧燃焼において、液滴群の個々の粒径を減少させることが、煤の発生を抑えることに繋がるが、この実験事実はそれを定性的に説明している。

## 第 8 章 第二部の結論

実際の噴霧燃焼中にも存在する初期直径  $100 \mu\text{m}$  程度の単一液滴の燃焼を調べるために、常温大気圧中で微小液滴の燃焼状態を観察する実験装置を開発して実験を行なった。これによって、初期直径  $1 \text{mm}$  程度の単一液滴を用いて行なった今までの微小重力状態での実験結果との比較が可能になり、また実際の噴霧燃焼へそれを適用することも可能となった。

本研究で得られた結果をまとめると、次のようになる。

(1) 液滴と周囲空気との相対速度の増加に伴う  $d^2-t$  の関係は、次の三種類に分類される。

a) 液滴の初期加熱期間を除き、 $d^2-t$  の直線関係が燃焼過程の最後まで成立する。

b) 液滴の初期加熱時間の後、燃焼過程の中盤にわたって  $d^2-t$  の直線関係が成立するが、燃焼過程の後半、液滴の蒸発が緩慢になり、蒸発定数が減少する。

c) 液滴の初期加熱期間の後、 $d^2-t$  の直線関係が成立するが、燃焼過程の後半、 $d^2$  の変化が認め難くなり、消炎が起こる。

(2) 蒸発定数は  $Re$  の増加とともに徐々に減少し、消炎に至る。また、 $Re$  を零に近づけるにつれ、蒸発定数はある一定値に漸近する傾向にある。



(3) 液滴の初期直径に対する蒸発定数の依存性が存在している。すなわち、初期直径の増加とともに蒸発定数は若干増加し、また初期直径を零に近づけるにつれ、蒸発定数はある一定値に漸近する傾向にある。

(2)の実験結果は、直径1mm程度の液滴についての実験結果とは異なり、蒸発定数と $Re$ との関係は、初期直径に依存して変化することを示している。この異なった結果が両者の実験から得られた原因は、火炎曲率の増大に伴う火炎温度の低下と火炎周囲への熱の蓄積の効果とにあると考えられる。また、(3)の実験結果は、従来の準定常理論からは予想できず、非定常な過程が液滴燃焼を大きく支配していることを示唆している。

## 第三部 燃料液滴列における火炎伝送に関する研究

## 第9章 研究目的

第一部および第二部における単一燃料液滴の燃焼に関する研究によって、噴霧燃焼を構成する最も基本的な液滴燃焼の特性が明かになった。しかし、液滴の集合体で構成されている噴霧燃焼が、個々の液滴の挙動に支配されることは当然であるが、その構成要素としての液滴の燃焼と単一液滴の燃焼とは、個々の液滴間の相互作用のために、その燃焼挙動は異なってくる。すなわち、実際の噴霧燃焼では、燃料液滴の点火、燃焼液滴間の干渉、および燃料液滴群の中を火炎が燃え移っていくことなどが行なわれており、その現象を単一液滴燃焼の単なる集合として考察することには無理がある。噴霧火炎中において、燃焼している液滴に隣接する未燃液滴が、条件によっては、その燃焼液滴を原因として点火し、燃焼することができる。このような機構によって、いわば燃焼拠点としての燃料液滴を中継点として、燃料液滴群の中に火炎の広がっていく現象を、本論文では仮に、火炎伝送 (flame delivery) と呼ぶことにする。このような火炎を巨視的に見れば、可燃性混合気の中の火炎伝播 (燃焼波) における火炎伝播速度と類推的に、火炎伝送速度 (flame delivery

velocity)などを考えることもできる。この液滴群内部の火炎伝送機構および伝送速度などは、単一液滴に基づいては説明、算出することができず、液滴群に基づいて初めて説明されるべき性質のものである。このような火炎伝送の基本的な性質を探求する目的には、まず整然と配列された燃料液滴群、すなわち燃料液滴列 (fuel droplet array) を考察の対象とするのが便利である。このような観点から、液滴を格子状あるいは直線状に配置した液滴群の燃焼挙動を把握するための実験も今までに試みられており、一直線上に、均一直径の液滴を等間隔に配置した液滴列における火炎伝送機構や干渉効果などが解明されつつある。<sup>29)-32)</sup> 古くは、Pennerらが、高温ガスの没入深さの概念を導入して燃料液滴列における火炎伝送の機構を説明している。<sup>29)</sup> また、岡島らは、微小重力状態における燃料液滴列火炎伝送の挙動を、室温、大気圧のもとで調べ、火炎伝送機構の基本的な特性を明らかにした。<sup>30)</sup>

このような液滴列に関する一連の研究の一環として、本研究の目的は、一列一直線上に等間隔に配置した燃料液滴列の火炎伝送速度やその伝送機構に関して、周囲圧力の影響を明らかにすることにある。

実験は、使用液滴 (初期直径  $\approx 1.8\text{mm}$ ) の燃焼に及ぼす自然対流の影響を回避するために、微小重力状態で行なわれ、周囲圧力  $0.1 \sim 0.5\text{MPa}$  およ

び常温のもとでの火炎伝送が調べられた。さらに、実験を標準重力場で行なうことによって、周囲圧力0.1~0.5MPaのもとで、液滴列火炎伝送に及ぼす自然対流の影響も調べられた。

第一編と第二編の自由落下法が採用された。十段の試験に採用した落下塔(図17)では、高さ約5mであるので、約1secの落下時間が必要とされている。落下塔の構造は、落下装置の調整を容易にするために、内部に調整を含むフラスコが置かれている。落下装置は、空気抵抗の影響を抑えるために、空気抵抗係数調整の中に入れられ、落下が速くならないように落下させる。

## 10.2 落下装置本体

落下装置本体(図18)は、外形400×300×370mmの立方体の箱で囲まれており、その高さは約370mmである。本体の中には、落下装置、液滴列火炎を撮影するための15mmドラム・カメラおよび制御系などが搭載されている。ドラム・カメラの撮影機はベルトとプーリーとを介してシンクロナス・モーターに結合されている。カメラの露光時間を約1secに設定し、このドラムをもっと撮影させることによって、液滴列火炎伝送の様子を撮影し写真を撮る。

## 第10章 実験装置および方法

### 10.1 落下塔

本研究では微小重力状態を得るために、第一部と同様の自由落下法が採用された。今回の実験に使用した落下塔（図57）では、高さが約5mであるので、約1secの微小重力状態が実現可能となっている。落下塔の底には、落下装置の衝撃を吸収するために、内部に羽毛を含むクッションが置かれている。落下装置は、空気抵抗の影響を抑えるために、空気抵抗遮断箱の中に入れられ、両者が接触しないように落下させられる。

### 10.2 落下装置本体

落下装置本体（図58）は、外形450×350×370mmの直方体の枠で囲まれており、その重さは約32kgである。本体の中には、燃焼容器、直接流し写真を撮影するための35mmドラム・カメラおよび制御系などが搭載されている。ドラム・カメラの回転軸はベルトとプーリーとを介してシンクロナス・モーターに結合されている。カメラの露出時間を約1secに設定し、このドラムを毎秒1回転させることによって、液滴列火炎伝送のようすを直接流し写真で撮影する。

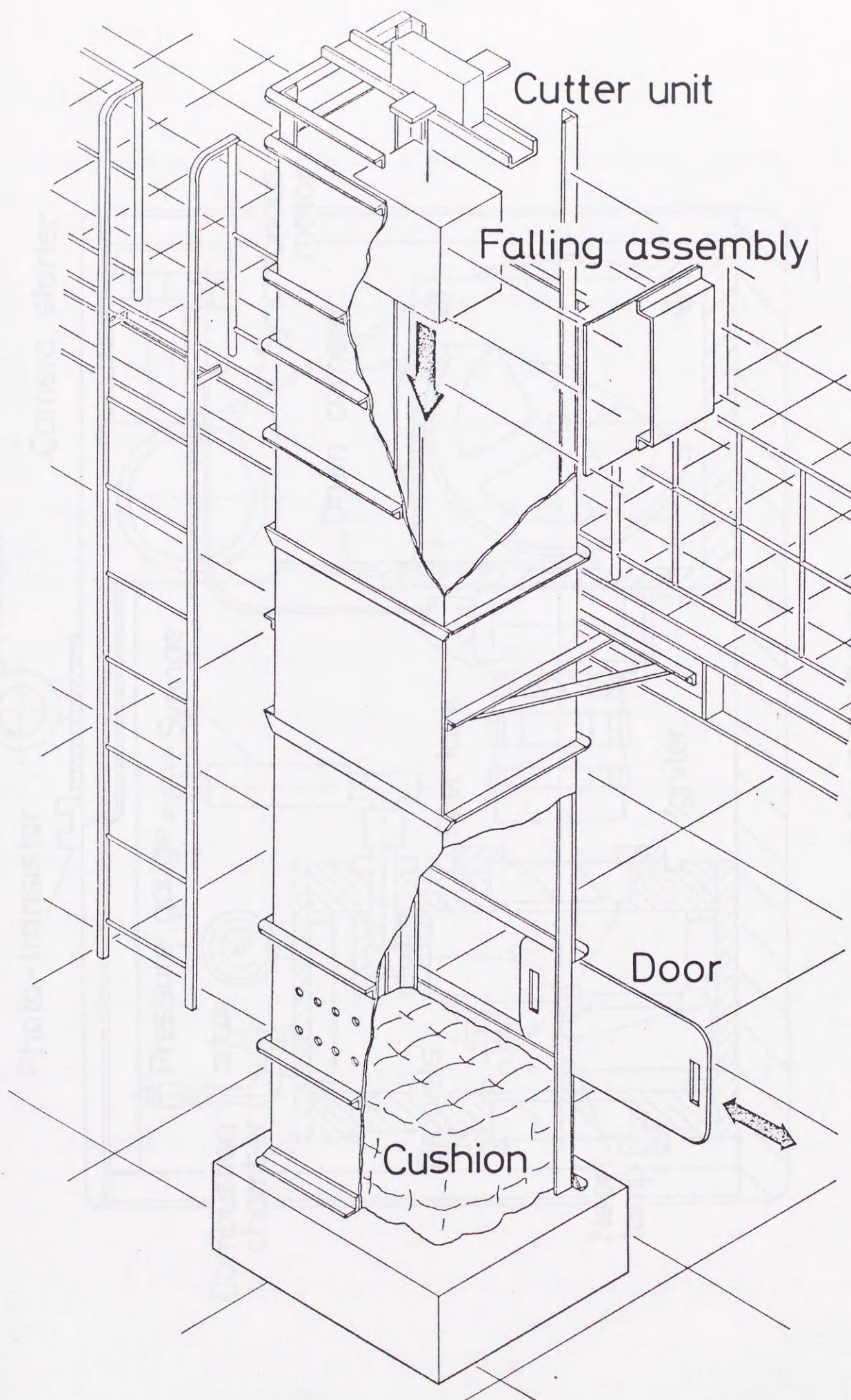


图57 落下塔

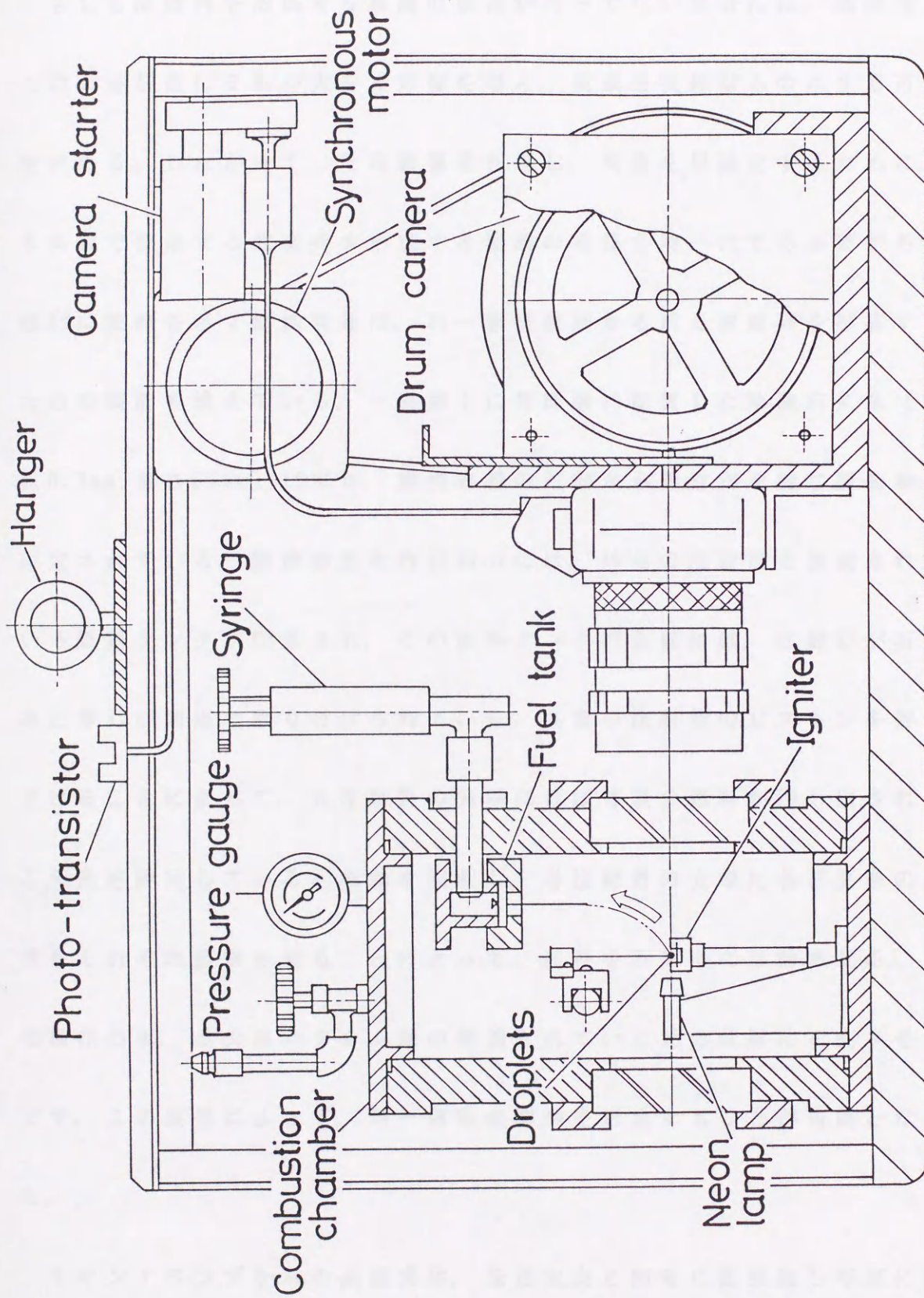


图58 落下装置本体

### 10.3 燃焼容器

もしも液滴列を形成する液滴の直径が均一でない場合には、液滴列上での火炎伝送にそれが大きく影響を与え、現象を複雑なものにする可能性がある。したがって、その影響を回避し、現象を単純化するために、本実験で使用する液滴列を形成する液滴の直径を均一にする必要がある。

図59に概略を示す燃焼容器は、均一直径液滴から成る液滴列を形成するための装置を備えている。一直線上に等間隔に配置した熔融石英糸（直径0.3mm,長さ35mm）10本が、燃焼容器の外部から操作が可能な回転軸に固定されている。燃焼容器の内部前方には、外部の注射筒と接続されている燃料タンクが配置され、この燃料タンクの底面には、注射針が石英糸と等しい間隔で取り付けられている。外部の注射筒のピストンを押し下げることによって、各注射針の先端にほぼ等量の燃料が押し出される。石英糸を固定している回転軸を回転し、各注射針の先端に各石英糸の先端をそれぞれ接触させることによって、燃料を石英糸に移動させる。この操作の後、点火用ニクロム線の準備されている元の位置に石英糸をもどす。この装置によって、均一直径液滴列を形成することが可能となった。

ネオン・ランプからの点滅光は、伝送火炎と同時に直接流し写真に撮



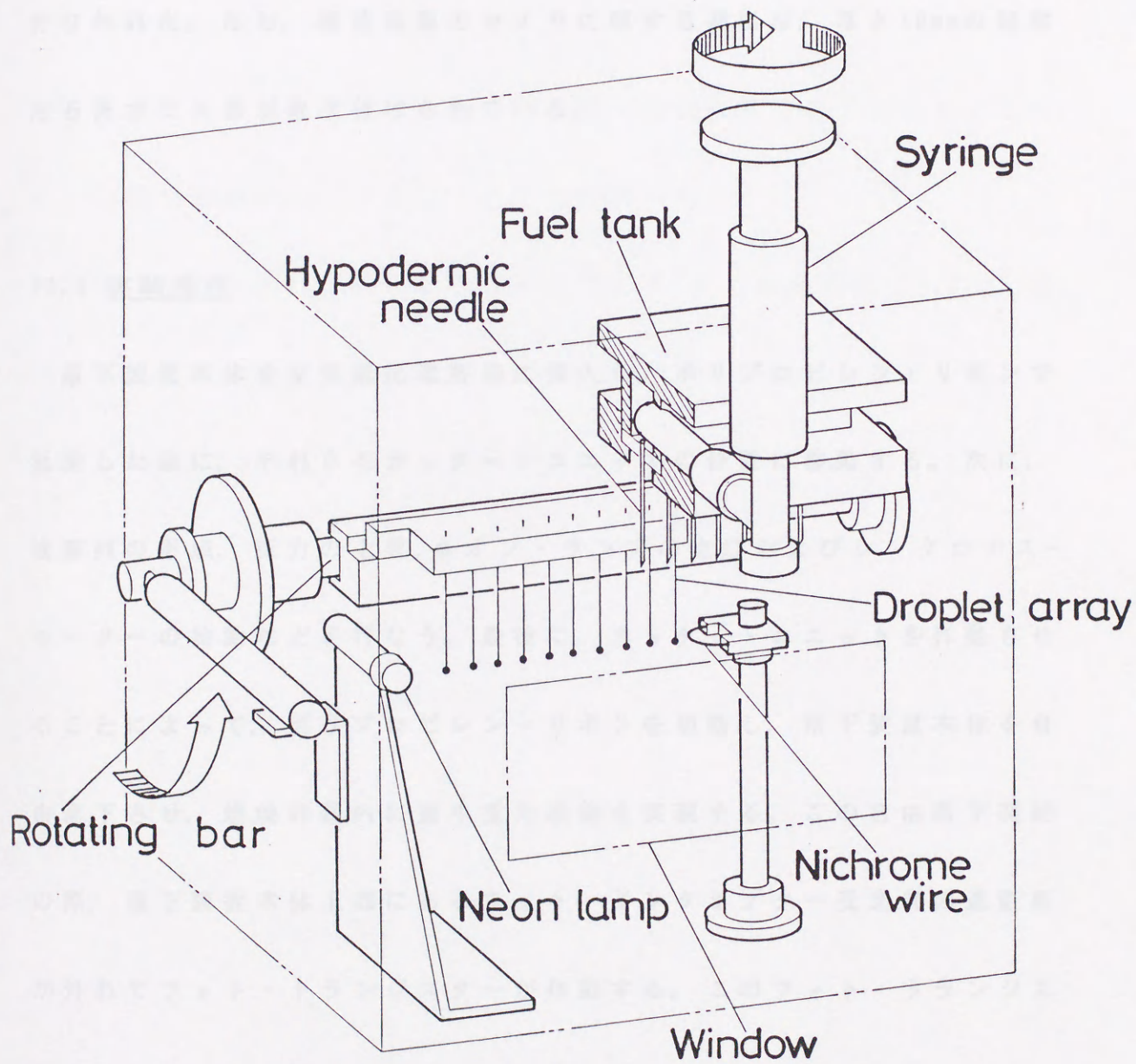


図59 燃烧容器

影され、時間経過を示すようになっている。本研究では、周囲圧力を上昇させて実験を行なうので、点火用電気火花を形成することが困難になる。したがって、液滴列の第一液滴の点火は、加熱ニクロム線を用いて行なわれた。なお、燃焼容器のカメラに面する壁には、厚さ10mmの観察用石英ガラス窓が取り付けられている。

#### 10.4 実験操作

落下装置本体を空気抵抗遮断箱に挿入し、ポリプロピレン・リボンで懸垂した後に、それらをカッター・ユニットの位置に移動する。次に、液滴列の形成、圧力の上昇、ネオン・ランプの点灯およびシンクロナス・モーターの始動などを行なう。最後に、カッター・ユニットを作動させることによって、ポリプロピレン・リボンを切断し、落下装置本体を自由落下させ、燃焼容器内に微小重力状態を実現する。この自由落下開始の際、落下装置本体上部にあるフォト・インタラプター受光部の遮蔽板が外れてフォト・トランジスターが作動する。このフォト・トランジスターからの電気信号が落下装置内の制御系電気回路の開始信号となる。すなわち、予め決定された時間遅れを持って、カメラ・シャッター用ソレノイドへの通電と点火用ニクロム線（直径0.4mm、長さ6mm）への通電

(約0.2sec)とが行なわれる。図60はこの制御系の概略である。図に示すように、落下装置本体の外部から供給されている交流100Vは、制御系電気回路の電源として使用され、交流55Vは点火用ニクロム線の加熱のために使用される。

自然対流の影響を調べるための実験は、実験装置を落下させることなく、上述した操作にしたがって机上で行なわれた。

実験に使用された燃料は正ヘプタンであり、その初期直径は1.8mmに設定された。実験は、室温(298K)、周囲圧力0.1~0.5MPaのもとで、液滴間隔3,4,5および6mmの4種類の液滴列について行なわれた。



図60 制御系

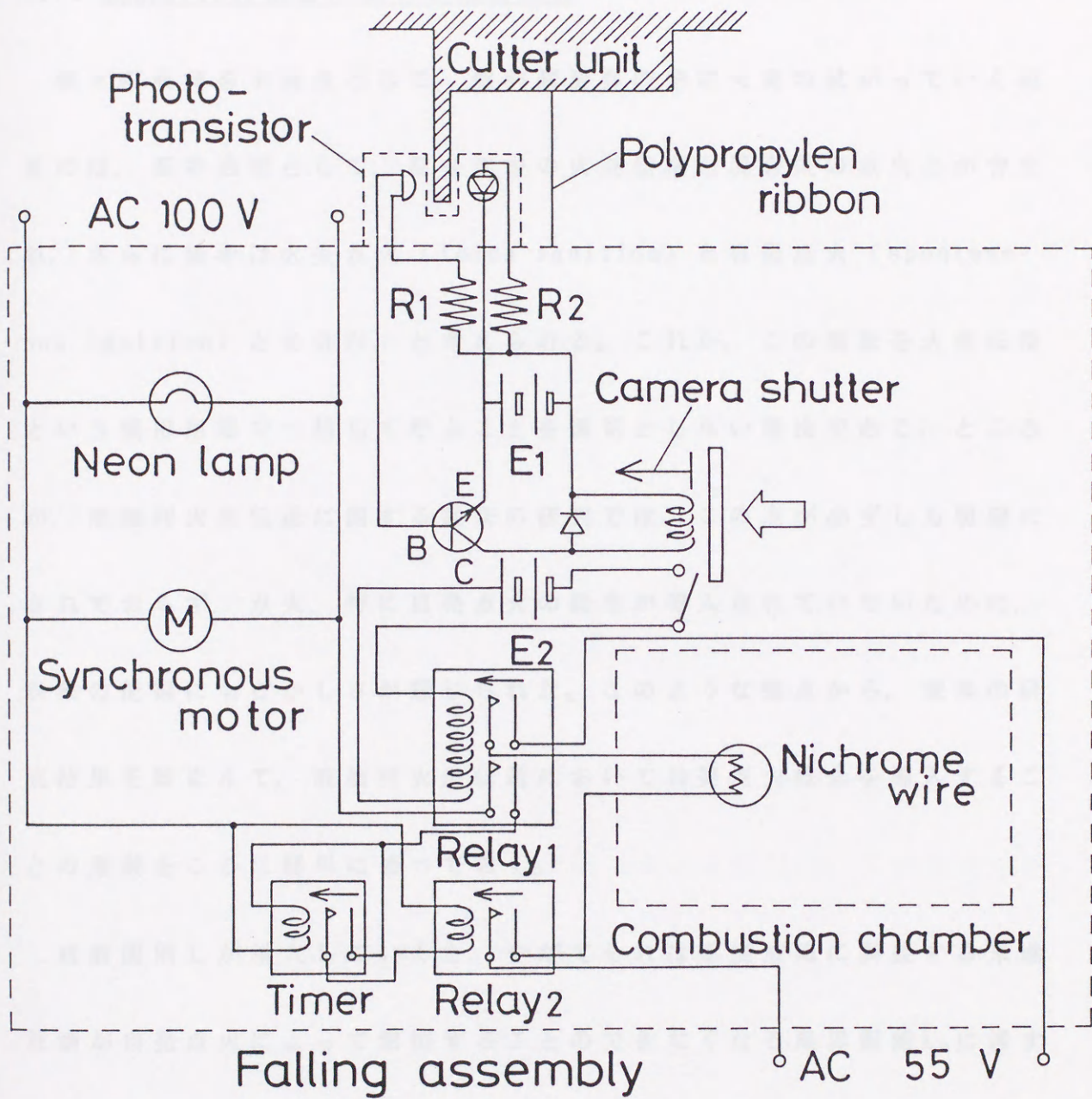


図60 制御系

## 第 11 章 実験結果および考察

## 11.1 液滴列火炎伝送における自発点火

個々の液滴を中継点として、燃料液滴群の中に火炎の拡がっていく現象には、基本過程として、混合気中の火炎伝播と混合気の点火とが含まれ、さらに後者は火炎点火 (torch ignition) と自発点火 (spontaneous ignition) とを含む、と考えられる。これが、この現象を火炎伝播という慣用語で一括して呼ぶことを適切としない理由である。ところが、液滴列火炎伝送に関する従来の研究では、この点が必ずしも明確にされておらず、点火、特に自発点火の概念が導入されていないために、現象の把握にもどかしさが感じられた。このような観点から、従来の研究結果を踏まえて、液滴列火炎伝送において自発点火概念を導入することの意義をここに簡単に述べておく。

液滴間隔  $L$  が増大していくと、やがてそれは燃焼液滴に隣接する未燃液滴が自発点火によって燃焼することのできなくなる限界距離  $L_m$  に達する。これはその液滴の周囲温度がその燃料の点火温度にまで上昇しなくなるからである。

点火温度は、理論上は点火遅れが無限大になる温度と定義されるが、事実上は点火遅れが 1sec 程度になる温度とほとんど変わらない。正へ

タン液滴の点火温度として妥当と考えられる正ヘプタン-空気理論混合気の点火温度は、点火遅れ1secの点として、約593Kである。

一方、燃焼液滴の周囲温度 $T_h$ は、時間 $t$ の経過とともに、しだいに変化が緩やかになり、それぞれの距離 $r$ において一定値に近づく傾向がある（参考文献33, 図10）。

一例として、液滴初期直径が1.4mmの場合には、 $t=0.8$ および1.0secにおける $T_h \sim t$ の関係は図61のようになっている。この図において、1sec後に593Kに達する点（ $r=15\text{mm}$ ）は、上述の理由から、ほとんど点火温度の状態になっている、と見ることができる。すなわち、この場合の限界距離は、

$$L_m \approx 15 + (1.4/2) = 15.7\text{mm}$$

となる。したがって、岡島らによる研究（参考文献30, 表1）で推定されている $L_m=15.2\text{mm}$ は妥当なものと言うことができる。

この一例の示すように、液滴列火炎伝送に関する従来の研究も自発点火概念の導入によって、より明確に把握することができる。

## 11.2 火炎伝送の形態

標準重力下および微小重力下の、液滴列火炎伝送の直接流し写真を図

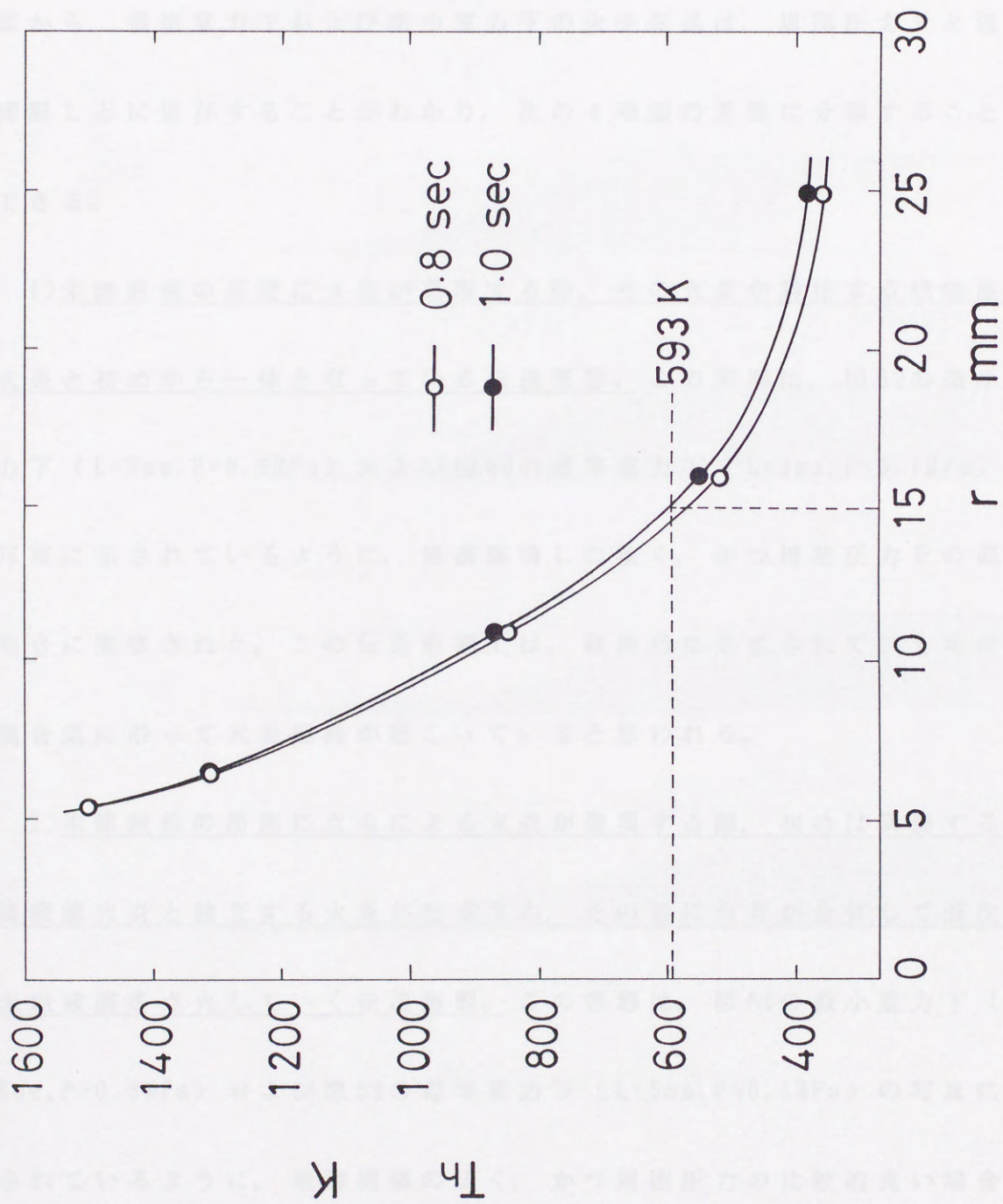


図61 点火後0.8secおよび1.0secにおける燃焼液滴の周囲温度 $T_h$ の分布

62～68に示す。これらの写真において、鉛直方向は火炎伝送の方向を、水平方向は時間経過をそれぞれ示している。したがって、各液滴火炎の包絡線の傾きは、火炎伝送速度を表わすことになる。また、これらの写真から、標準重力下および微小重力下の火炎伝送は、周囲圧力 $P$ と液滴間隔 $L$ とに依存することがわかり、次の4種類の形態に分類することができる。

1) 未燃液滴の周囲に火炎が発現する際、その火炎が隣接する燃焼液滴火炎と初めから一体となっている伝送形態。 この形態は、図62の微小重力下 ( $L=3\text{mm}$ ,  $P=0.2\text{MPa}$ ) および図66の標準重力下 ( $L=3\text{mm}$ ,  $P=0.1\text{MPa}$ ) の写真に示されているように、液滴間隔 $L$ の狭く、かつ周囲圧力 $P$ の低い場合に観察された。この伝送形態では、液滴列に形成されていく可燃性混合気に沿って火炎伝播が起こっていると思われる。

2) 未燃液滴の周囲に点火による火炎が発現する際、初めは隣接する燃焼液滴火炎と独立する火炎が形成され、その後両者が合体して順次に未燃液滴を点火していく伝送形態。 この形態は、図65の微小重力下 ( $L=6\text{mm}$ ,  $P=0.3\text{MPa}$ ) および図68の標準重力下 ( $L=5\text{mm}$ ,  $P=0.1\text{MPa}$ ) の写真に示されているように、液滴間隔の広く、かつ周囲圧力の比較的高い場合に観察された。周囲圧力を上昇させた場合、拡散係数の減少によって燃料



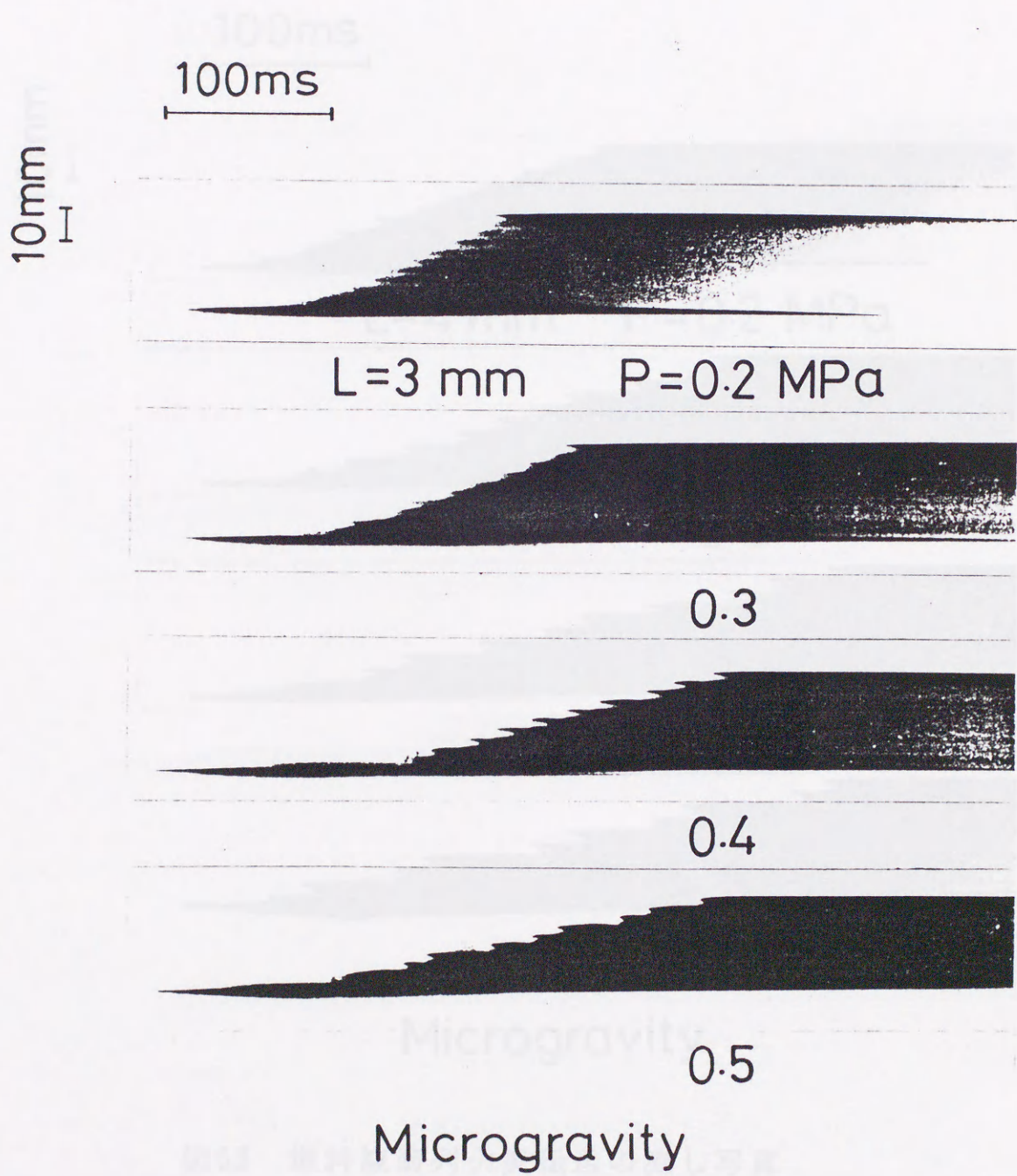


図62 燃料液滴列火炎伝送の流し写真

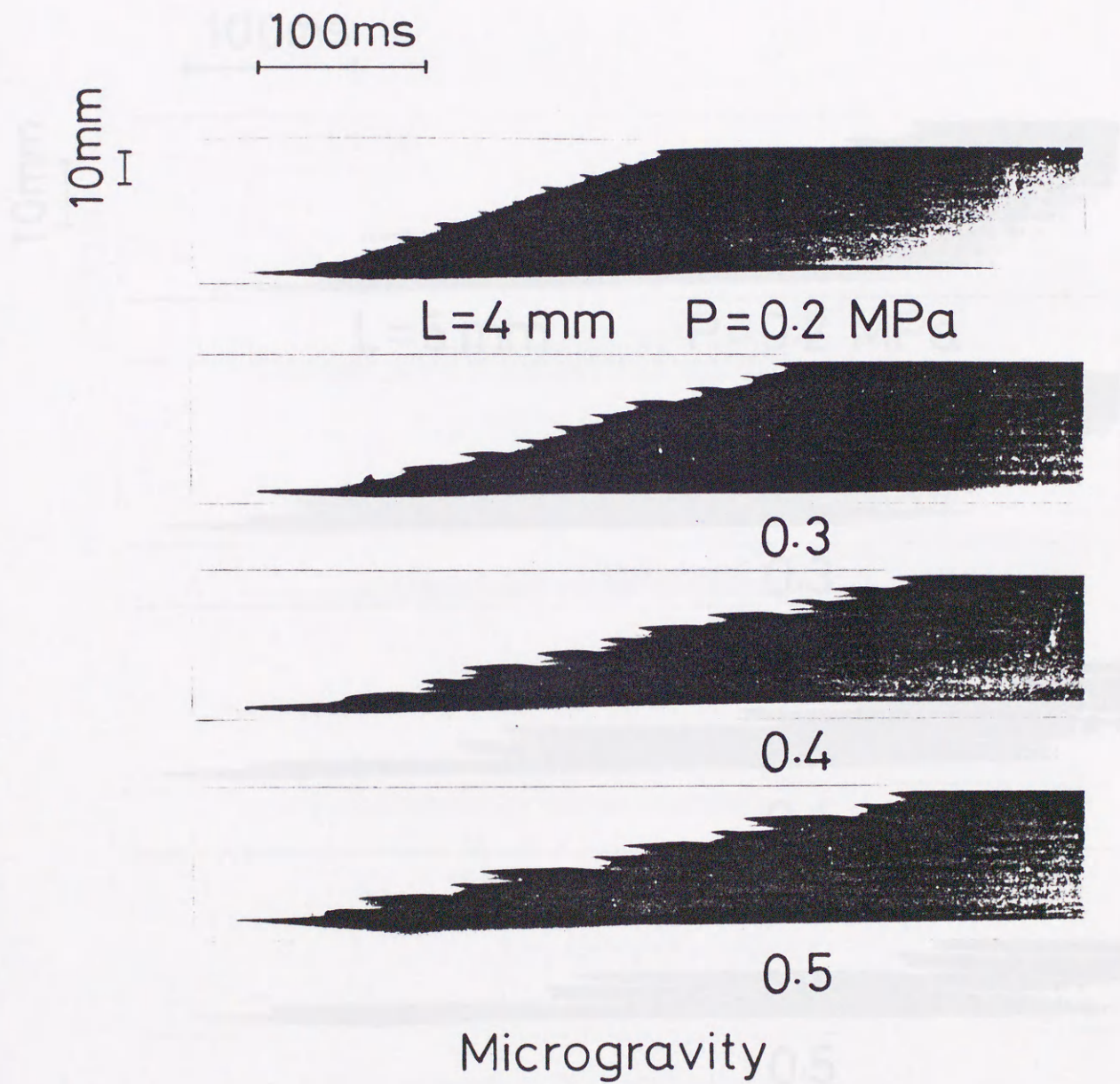


図63 燃料液滴列火炎伝送の流し写真

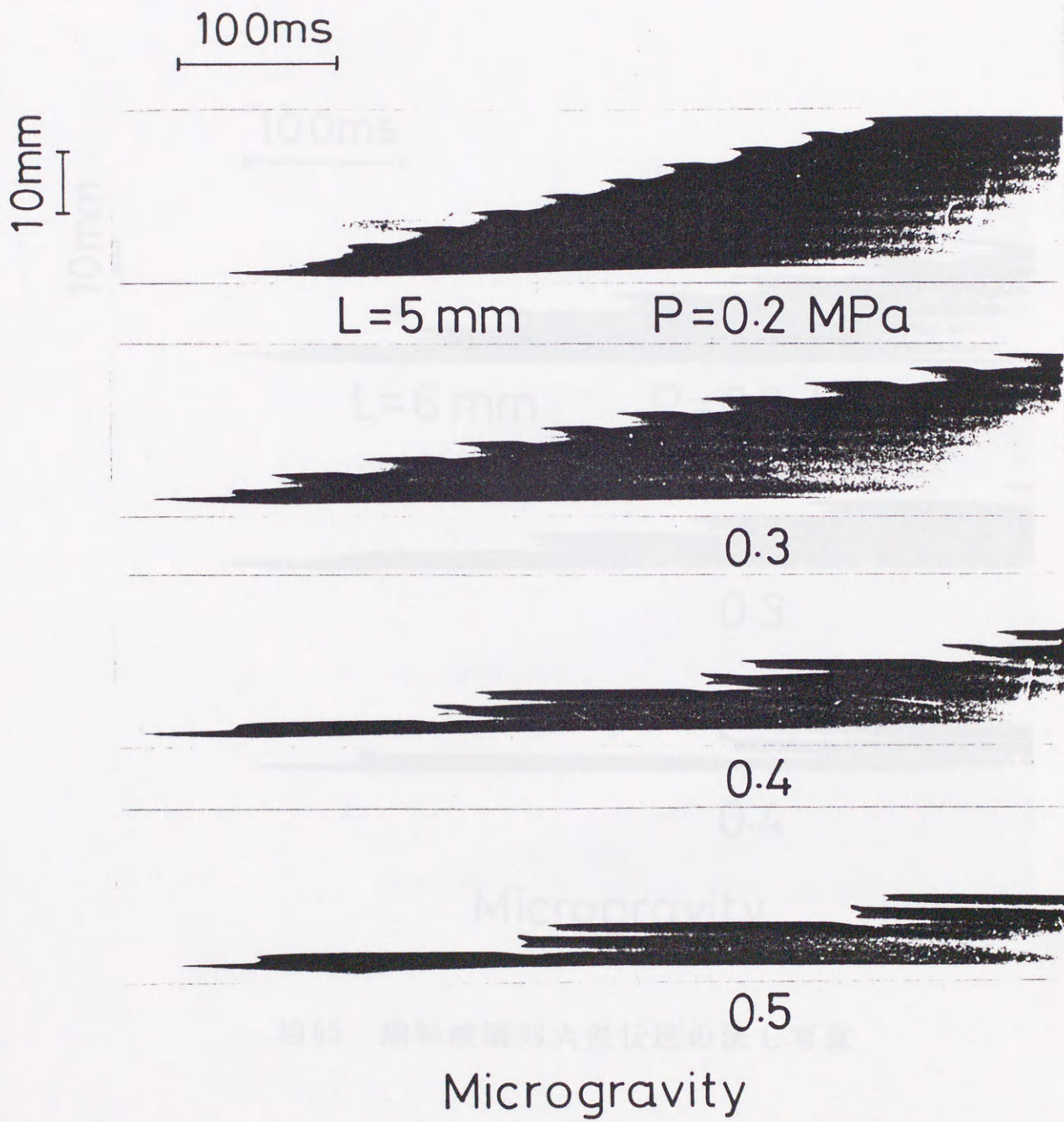


図64 燃料液滴列火炎伝送の流し写真

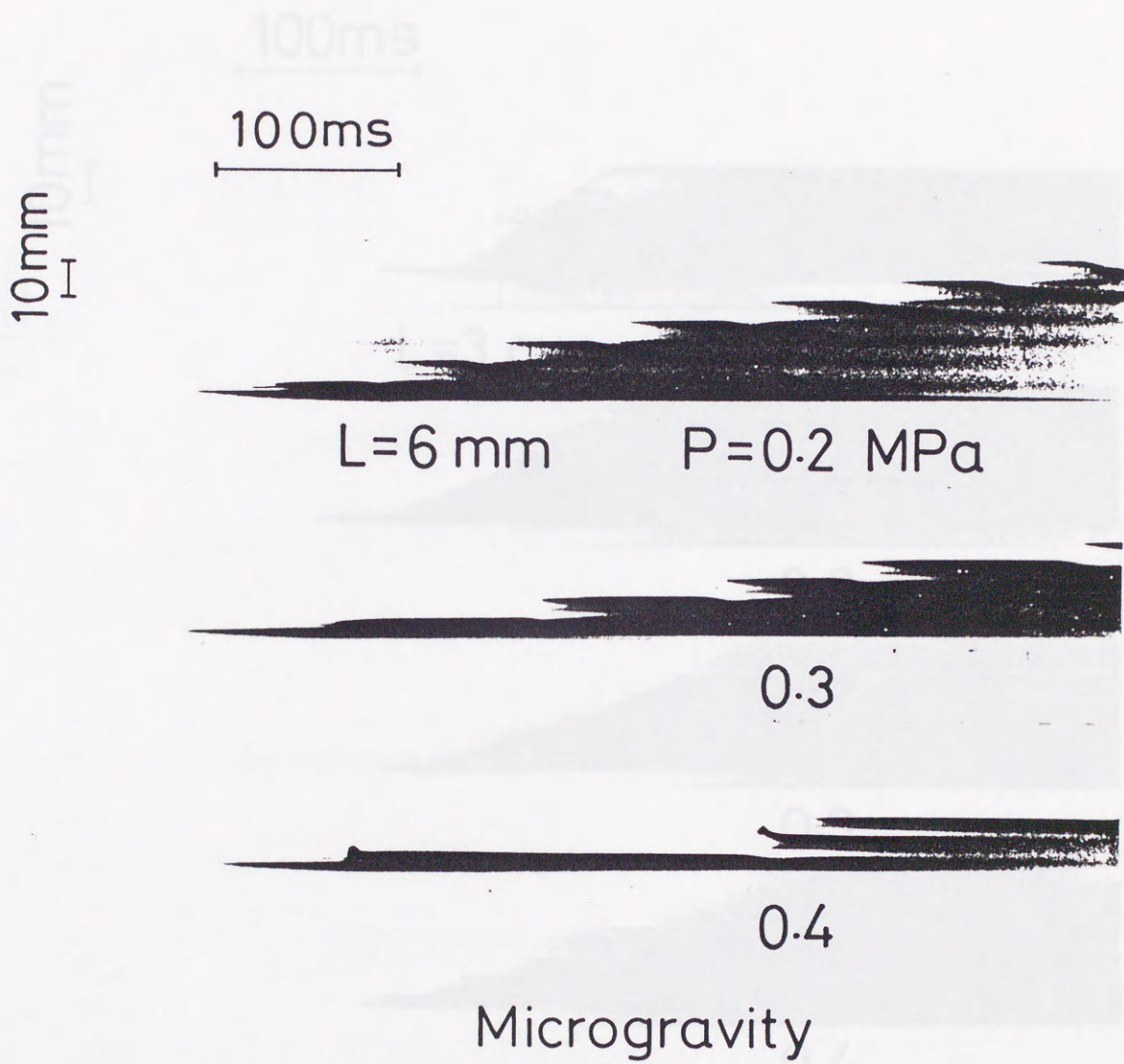


図65 燃料液滴列火炎伝送の流し写真

図65 燃料液滴列火炎伝送の流し写真

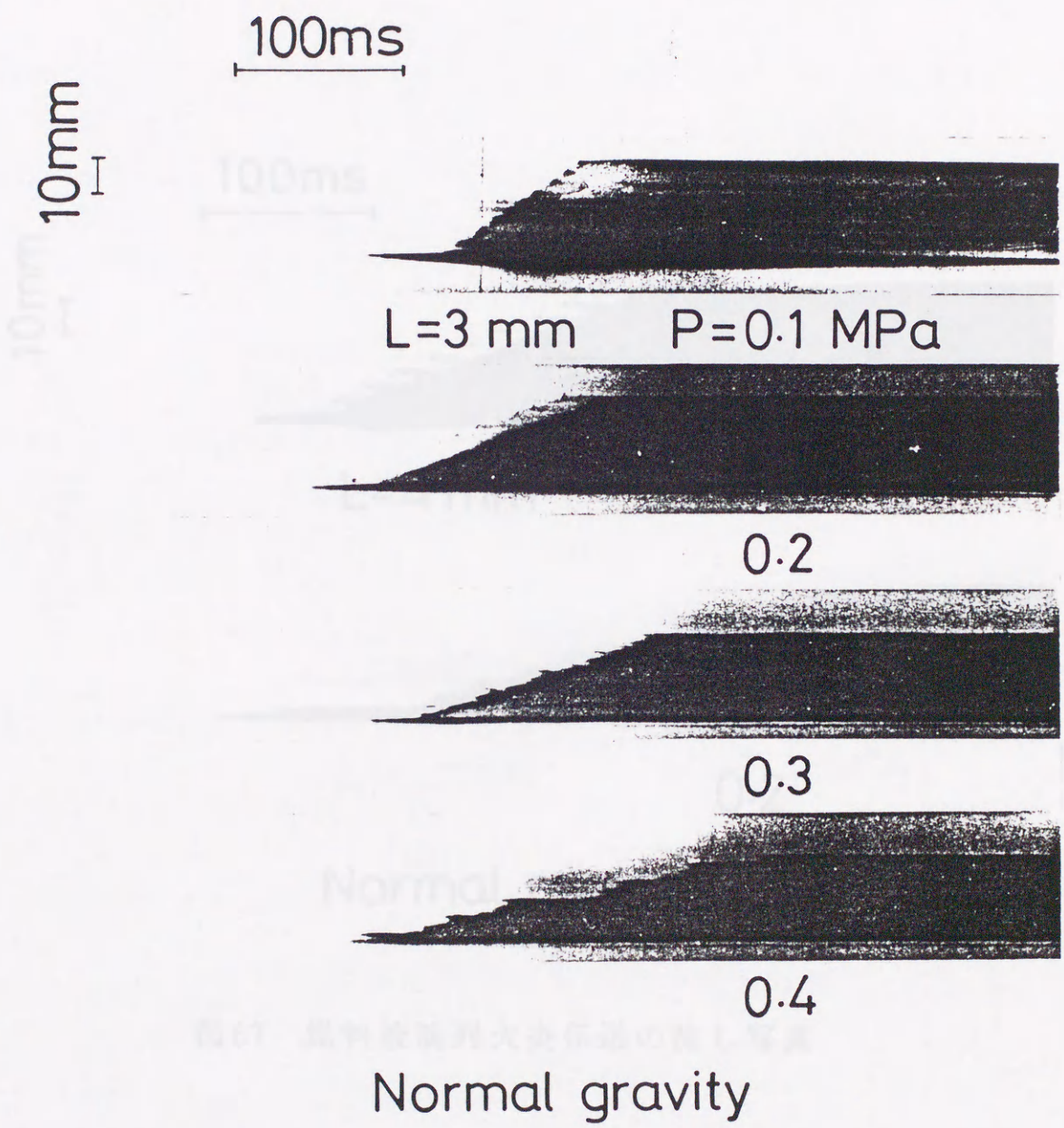


図66 燃料液滴列火炎伝送の流し写真

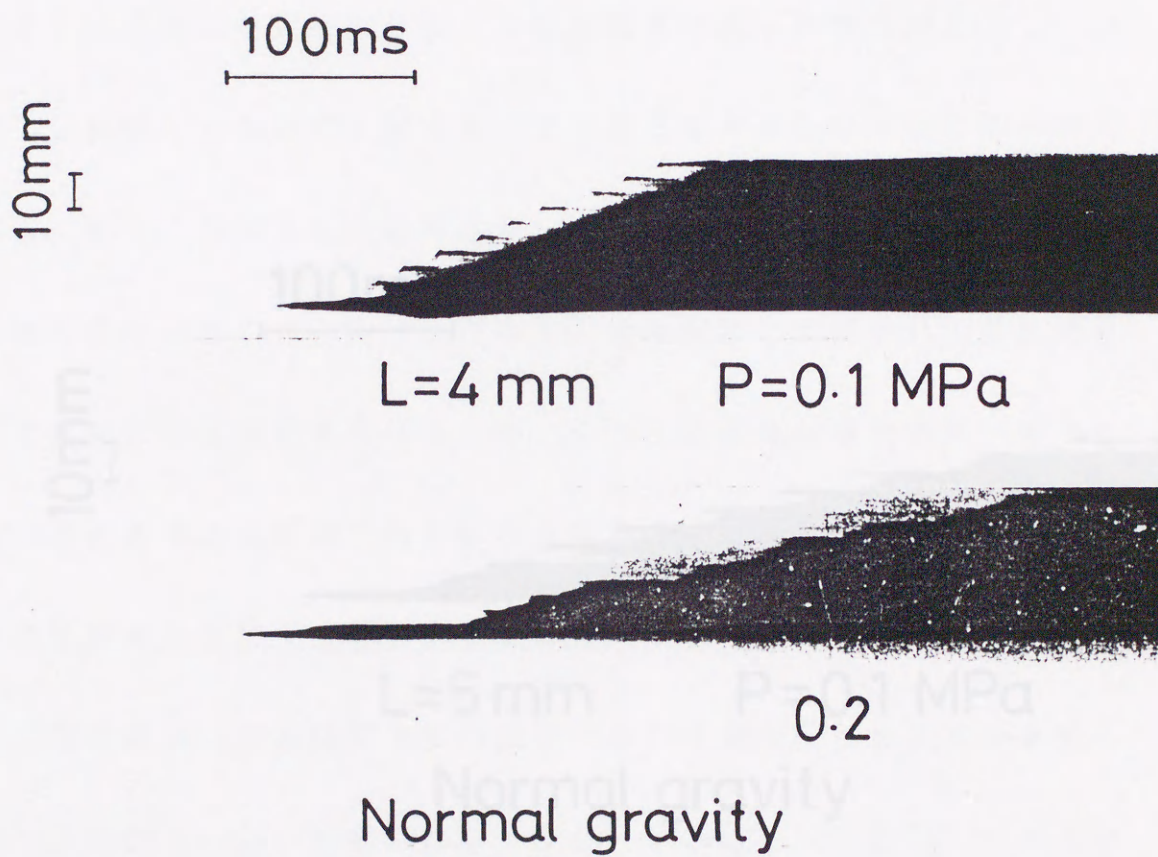


図67 燃料液滴列火炎伝送の流し写真



蒸気の拡散速度が低下し、化学量論比混合気の形成される位置が液滴表面に近づくことが予想される。このことは、単一液滴燃焼で周囲圧力を上昇させた場合の、以前の実験結果<sup>35)</sup>からも明かである。圧力上昇に伴うこのような火炎直径の減少は、隣接する未燃液滴への温度勾配の低下、さらには単位時間あたり伝えられる熱量の減少につながる。したがって、これが一つの原因となって、このような火炎伝送が起こると考えられる。また、この火炎伝送形態は、1)の場合と異なり、隣接未燃液滴周囲に火炎が伝播していくのではなく、火炎周囲に形成される温度境界層への隣接未燃液滴の没入によって、その未燃液滴の自発点火が促されることが火炎伝送の要因であると考えられる。

3) 燃焼液滴に隣接する二個の未燃液滴がほぼ同時に点火される伝送形態。この形態は、液滴間隔と周囲圧力とが2)の場合よりも大きい場合、すなわち図63 ( $L=4\text{mm}$ ,  $P=0.5\text{MPa}$ )、図64 ( $L=5\text{mm}$ ,  $P=0.4, 0.5\text{MPa}$ ) および図65 ( $L=6\text{mm}$ ,  $P=0.4\text{MPa}$ ) に示されるように、微小重力状態において観察された。この火炎伝送における隣接未燃液滴の点火機構は、2)の場合と同様に、火炎周囲の高温ガスからの熱移動によって隣接未燃液滴の自発点火が促されるものであると考えられる。火炎に隣接している第一番目の未燃液滴が自発点火した際、その点火遅れ期間中に、第二番目の未燃



液滴周囲の火炎側には、火炎からの受熱によって可燃性混合気がすでに十分に形成されており、このことによって、第二番目の未燃液滴の点火遅れが減少する可能性がある。このことを確かめるために、後(11.4)に、 $P=0.5\text{MPa}$ における火炎周囲の温度分布の時間的変化を計算によって求め、この火炎伝送機構に及ぼす高温ガスの影響について論ずる。

4) 火炎伝送にランダムな変動を伴う形態。 この形態は、図66( $L=3\text{mm}$ ,  $P=0.4\text{MPa}$ )および図67( $L=4\text{mm}$ ,  $P=0.2\text{MPa}$ )に示されるように、標準重力状態において観察された。また、液滴間隔 $L=3, 4, 5$ および $6\text{mm}$ 、周囲圧力 $P=0.5, 0.4, 0.2$ および $0.1\text{MPa}$ のそれぞれにおいて、10個の液滴から形成されている液滴列の最後まで火炎伝送することが不可能になる。すなわち、火炎伝送は液滴列の途中で停止する。この火炎伝送が途中で停止する事実は、次のことを示唆している。周囲圧力の上昇に伴って強められた自然対流は、火炎周囲の高温ガスを鉛直上方に押し上げるとともに、上昇気流による乱れを引き起こす。これによって、高温ガス層の未燃液滴側の温度境界層の厚さが減少かつ変動し、それに従って未燃液滴への熱移動の変動も起こる。さらに圧力を上昇させると、点火に到るだけの熱を未燃液滴へ伝えることが不可能となり、火炎伝送が停止する。これは、すでに前(9.2)に述べたところである。

### 11.3 火炎伝送速度

上述のように、火炎伝送速度  $S_d$  は、火炎伝送の直接流し写真における火炎包絡線の時間軸に対する傾きから算出される。ただし、3) および 4) の伝送形態の場合には、各液滴間での伝送速度の平均値を  $S_d$  とした。

標準重力下および微小重力下における、周囲圧力  $P$  に対する伝送速度  $S_d$  の関係を、液滴間隔  $L$  をパラメータとして、図 69 と図 70 とにそれぞれ示す。図 70 から明かなように、実験された全ての液滴間隔において、微小重力下での火炎伝送速度は、周囲圧力の上昇とともに減小し、その減小割合は圧力が上昇するにつれ減小する傾向がある。また、火炎伝送速度に対する周囲圧力の影響は、液滴間隔が狭いほど顕著である。図中の破線よりも高圧の側は、伝送形態 3) の出現領域を示している。微小重力下での火炎伝送形態は、液滴間隔を広げるにつれ、また周囲圧力を増加するにつれ、1) から 2) を経て 3) へと変化する傾向がある。図 69 には、標準重力状態での周囲圧力に対する火炎伝送速度を示している。この図から、標準重力状態での火炎伝送速度は、周囲圧力の増加に伴って直線的に減小し、微小重力状態の伝送速度に比較して、その減小割合は大きい。このことは、前述のように、自然対流によって未燃液滴へ伝えられる熱量の低下に起因していると考えられる。

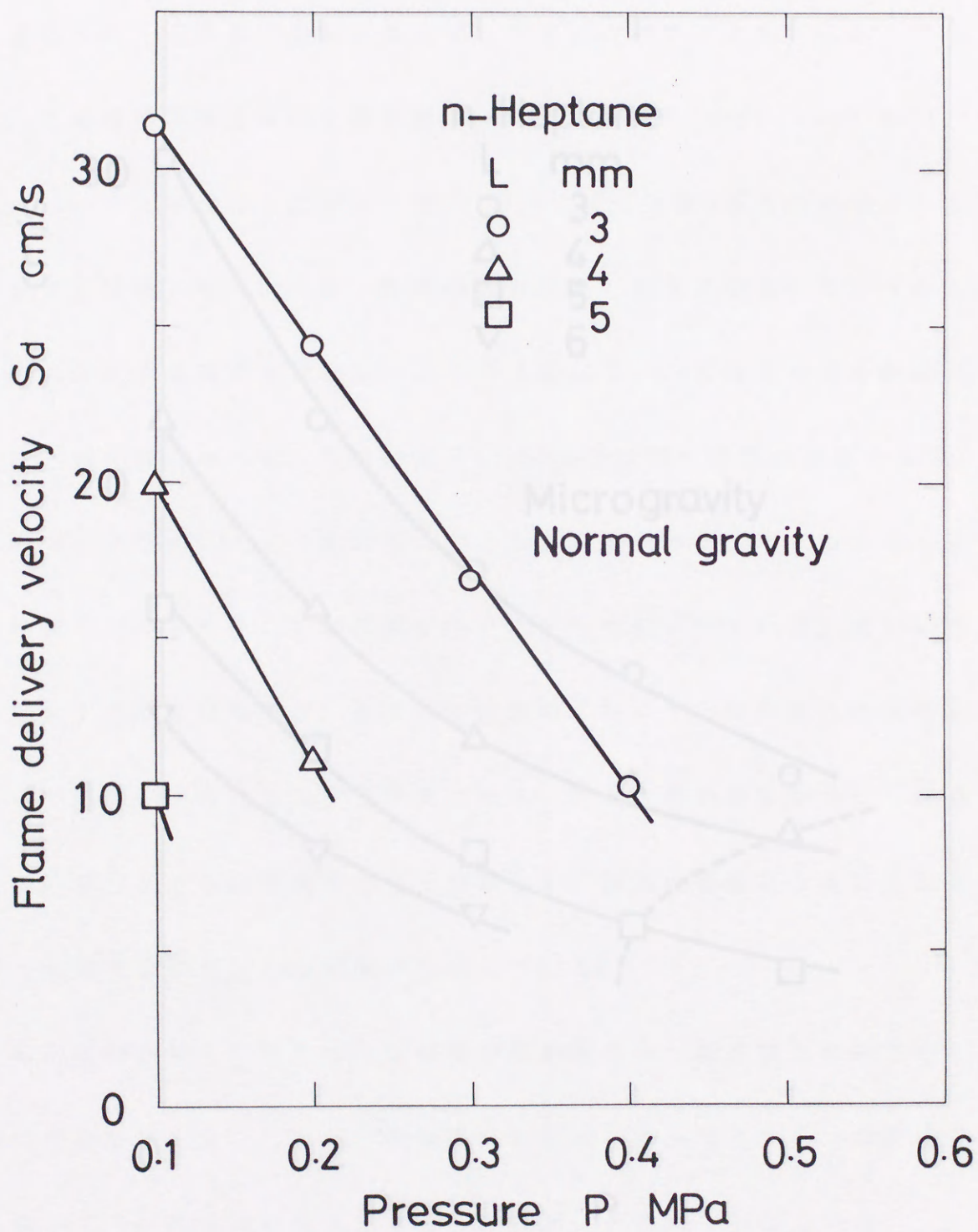


図69 燃料液滴列火炎伝送速度( $S_d$ )の周囲圧力( $P$ )に対する関係

## 11.4 伝送特性

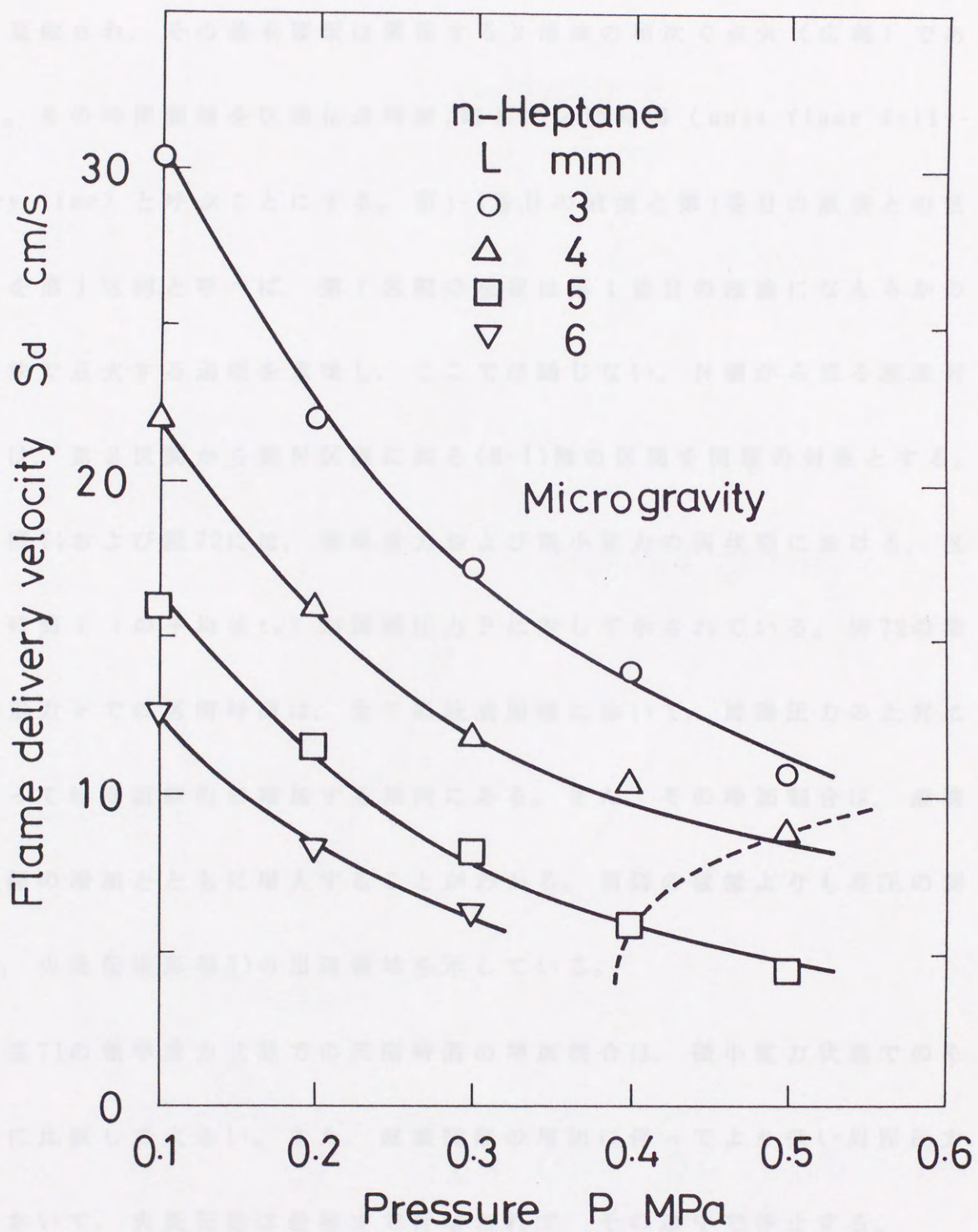


図70 燃料液滴列火炎伝送速度( $S_d$ )の周囲圧力( $P$ )に対する関係

#### 11.4 区間時間

いわゆる燃料液滴列火炎伝送は、各液滴が順次に火炎に包まれる現象と見做され、その基本要素は隣接する2液滴の相次ぐ点火（広義）である。その時間間隔を区間伝送時間、略して区間時間（unit flame delivery time）と呼ぶことにする。第 $j-1$ 番目の液滴と第 $j$ 番目の液滴との区間を第 $j$ 区間と呼べば、第1区間の現象は第1番目の液滴になんらかの方法で点火する過程を意味し、ここでは論じない。N個から成る液滴列では、第2区間から第N区間に到る(N-1)個の区間を問題の対象とする。

図71および図72には、標準重力および微小重力の両状態における、区間時間 $t$ （の平均値 $t_m$ ）が周囲圧力 $P$ に対して示されている。図72の微小重力下での区間時間は、全ての液滴間隔において、周囲圧力の上昇に伴ってほぼ直線的に増加する傾向にある。また、その増加割合は、液滴間隔の増加とともに増大することがわかる。同図の破線よりも高圧の側は、火炎伝送形態3)の出現領域を示している。

図71の標準重力状態での区間時間の増加割合は、微小重力状態でのそれに比較して大きい。また、液滴間隔の増加に伴ってより低い周囲圧力において、火炎伝送は最後まで行なわれず、その途中で停止する。

区間時間 $t$ は、ある液滴の周囲に形成された可燃性混合気層の一部

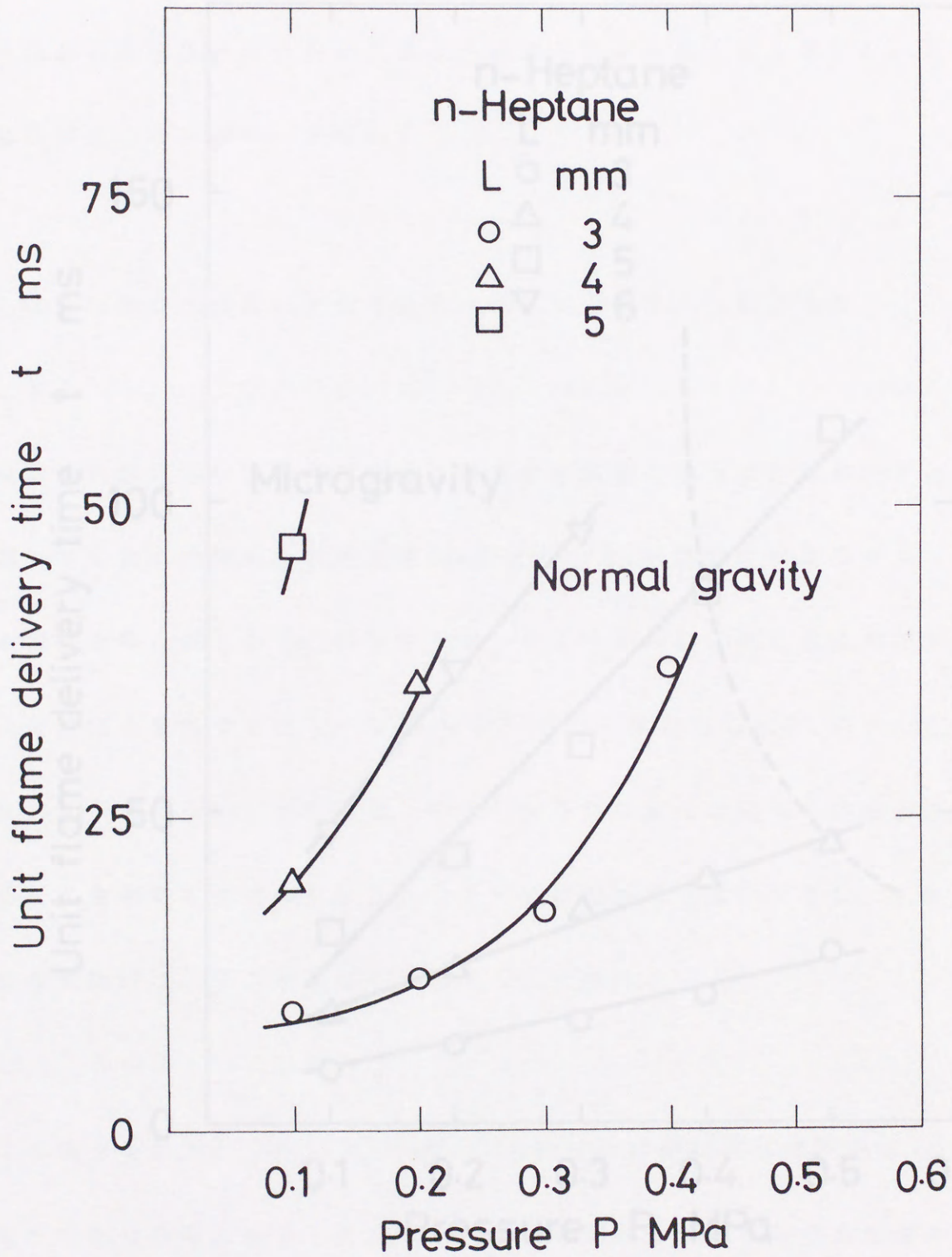


図71 区間時間(t)の周囲圧力(P)に対する関係

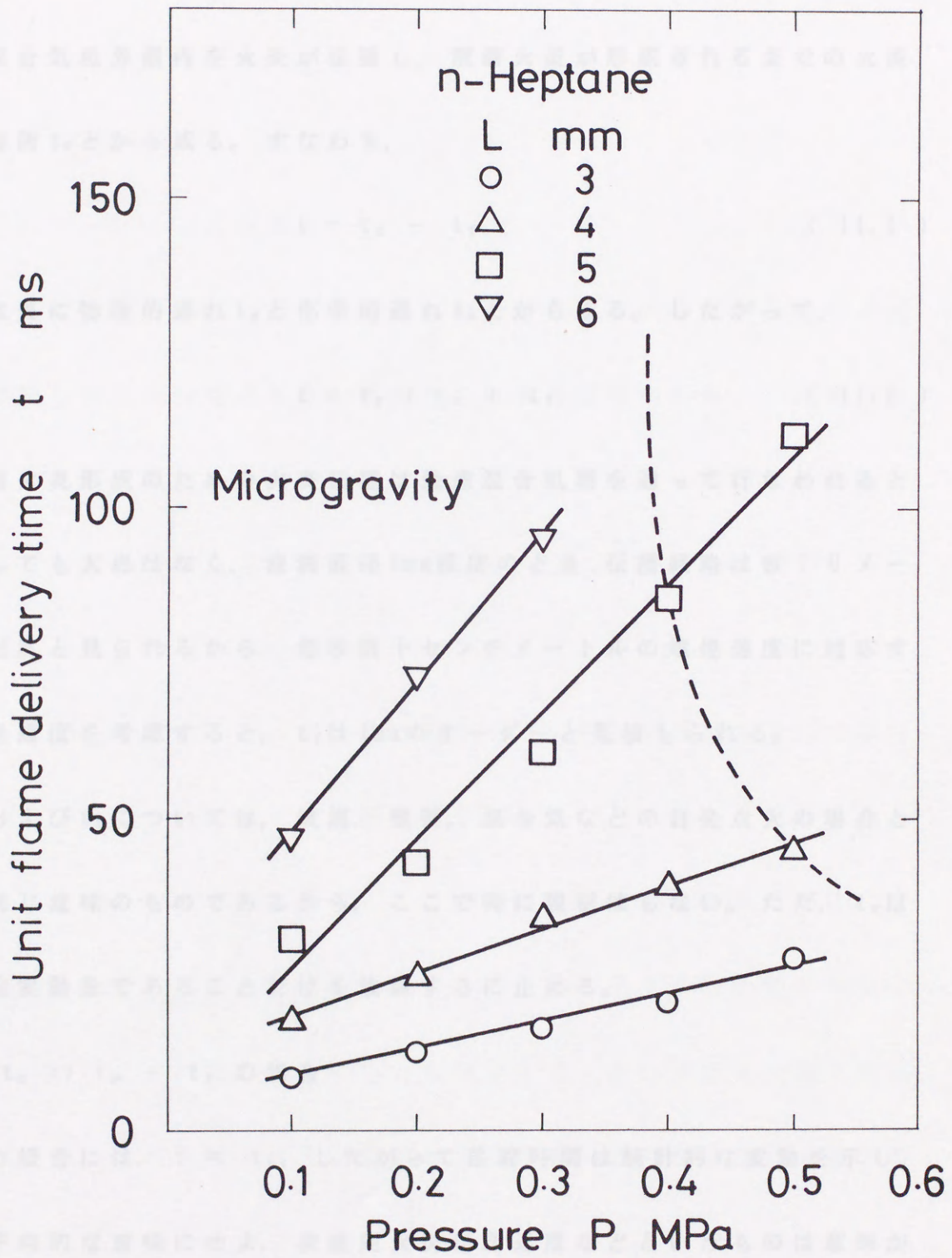


図72 区間時間(t)の周囲圧力(P)に対する関係

(一般に既燃液滴に近い側の場合が多いが、必ずしもそうとは限らない) が発炎するまでの点火遅れ時間(略して点火遅れ)  $t_d$ と、発炎点から可燃性混合気境界層内を火炎が伝播し、液滴火炎が形成されるまでの火炎伝播時間  $t_f$ とから成る。すなわち、

$$t = t_d + t_f \quad (11.1)$$

$t_d$ は更に物理的遅れ  $t_p$ と化学的遅れ  $t_c$ とから成る。したがって、

$$t = t_p + t_c + t_f \quad (11.2)$$

液滴火炎形成のための火炎伝播は最速混合気層を通過して行なわれると見做しても大過はなく、液滴直径1mm程度のとき、伝播経路は数ミリメートル程度と見られるから、毎秒数十センチメートルの燃焼速度に対応する火炎速度を考慮すると、 $t_f$ は1msのオーダーと見積もられる。

$t_p$ および  $t_c$ については、液滴、噴霧、混合気などの自発点火の場合と全く同じ意味のものであるから、ここで特に説明はしない。ただ、 $t_c$ は統計的変動量であることだけを強調するに止める。

a)  $t_c \gg t_p + t_f$  の場合

この場合には、 $t \approx t_c$ 、したがって区間時間は統計的な変動を示し、また平均的な意味にせよ、液滴列火炎伝送速度などというものは意味がない。火炎伝送形態4)はこの中に含まれるであろう。しかし、液滴列火



炎伝送時間  $\Sigma t$  は区間時間とともに明確な意味を持つ。また、 $t_p$  が短いために、火炎発現時に蒸発がほとんど完了していれば、火炎を液滴まわりに位置固定する作用が失われ、火炎前線は極めて不規則な変動を呈することになる。

b)  $t_f \gg t_p + t_c$  の場合

この場合には、 $t \approx t_f$ 、したがって液滴の周囲で火炎面が凸部を形成する連続した火炎伝播となる。すなわち、未燃液滴への熱の伝送が十分に行なわれ、可燃性混合気の十分な形成があり、火炎伝播が連続的に行なわれるような火炎伝送形態1)に相当する。

c)  $t_p + t_c \gg t_f$  の場合

この場合には、 $t \approx t_p + t_c$  となるが、 $t_c$  が  $t_p$  に対して無視できないものであれば、 $t_c$  によって変動が生じる。もし、 $t$  がその平均値  $t_m$  よりもかなり小さくなったとすると、この区間の区間時間が短くなる。その短区間時間終了の時点では次の液滴の蒸発量は未だ平均状態を下回っており、このことは次の区間の  $t_p$ 、したがって  $t$  を  $t_m$  よりも大きくするように作用し、つまりその区間時間が長くなる。その長区間時間終了の時点ではもう一つ先の液滴の蒸発量は既に平均状態を上回っており、このことは次の区間の  $t_p$ 、したがって  $t$  を  $t_m$  よりも小さくするように作用

し、つまりその区間時間が短くなる。このようにして区間時間は長短を交互に繰り返すことになる。したがって、この場合は火炎伝送形態3)に相当する。

以上、 $t$  の成分  $t_f$ ,  $t_p$  および  $t_c$  の大小関係について三つの極端な例を挙げ、それによって種々の火炎伝送形態の存在することを示したが、この3成分とも、または2成分がほぼ等しい関係になっている場合には、さらに様々な伝送モードの現れる可能性もある。このような種々の場合は、燃料の気化性（蒸発潜熱、沸点などは  $t_p$  に大きく影響する）、化学的活性（反応速度は  $t_c$  に大きく影響する）などによるほか、周囲圧力や温度、液滴直径や液滴間隔などの変化によって起こりうる。表2および表3は、標準重力および微小重力の両状態において、区間時間をそれら3種類に分割した値を示す。

#### 11.5 燃焼液滴周囲の温度分布の時間的变化

火炎伝送形態3)のような火炎伝送機構を説明するために、非定常な球対称熱伝導方程式を解くことによって、火炎周囲の温度分布の時間的变化を計算した。これによって、燃焼液滴周囲の高温ガスの挙動が隣接未燃液滴の点火に及ぼす影響を考察する。しかし、今回の計算には隣接未

表2. 微小重力状態における区間時間

L (mm)	P (MPa)	Unit flame delivery time t (ms)		
		$t_f$	$t_p + t_c$	t
3	0.1	9		9
	0.2	13		13
	0.3	16		16
	0.4		21	21
	0.5		27	27
4	0.1	18		18
	0.2	25		25
	0.3		34	34
	0.4		39	39
	0.5		76 or 17 47(mean)	47
5	0.1	30		30
	0.2		43	43
	0.3		61	61
	0.4		146 or 28 87(mean)	87
	0.5		196 or 17 107(mean)	107
6	0.1	47		47
	0.2		73	73
	0.3		95	95
	0.4		227 or 23 125(mean)	125
	0.5		297 or 21 158(mean)	158

燃焼波への燃焼速度なども考慮して計算したので、これは大まかな計算予想である。

燃焼波の単位燃焼長さ当たりの燃焼時間は、

$$t = \frac{L}{U} = \frac{L}{\sqrt{2gH}} \quad (11.5)$$

式(11.5)に於ける燃焼長さ及び燃焼速度は、

表3. 標準重力状態における区間時間

L (mm)	P (MPa)	Unit flame delivery time t (ms)		
		$t_r$	$t_p + t_c$	t
3	0.1	9	/	9
	0.2	12	/	12
	0.3	/	17(mean)	17
	0.4	/	28(mean)	28
4	0.1	20	/	20
	0.2	/	35(mean)	35
5	0.1	47	/	47

この表は、燃焼波の燃焼速度を考慮して計算したものである。

燃焼波の燃焼速度、燃焼長さ及び燃焼時間としては、7-8, 3479における燃焼速度と燃焼長さとの平均値に於ける燃焼速度を用いた。これらの燃焼速度を表3に示す。また、この計算では、燃焼波によって行なわれた燃焼

燃液滴への熱損失などを考慮していないので、これは大まかな計算予想である。

非定常の球対称熱伝導方程式は、

$$(\rho C_p/k)(\partial T/\partial t) = \partial^2 T/\partial r^2 + (2/r)(\partial T/\partial r) \quad (11.3)$$

式(11.3)における初期および境界条件は、

$$\text{初期条件: } T(r_f, 0) = 2223\text{K} \quad (11.4)$$

$$T(r > r_f, 0) = 293\text{K} \quad (11.5)$$

$$\text{境界条件: } T(r_f, t) = 2223\text{K} \quad (11.6)$$

$$T(r = \infty, t) = 293\text{K} \quad (11.7)$$

ここで、 $T$  : 温度

$r$  : 半径方向の距離

$k$  : 熱伝導率

$\rho$  : 密度

$C_p$  : 定圧比熱

である。

計算の際、 $k$ 、 $\rho$  および  $C_p$  の物性値としては、 $P=0.5\text{MPa}$  における火炎温度と周囲温度との平均温度における空気の値を用いた。これらの物性値を表4に示す。また、この計算では、岡島らによって行なわれた、高圧

での第一温度領域の研究結果<sup>13)</sup>から大気圧値を引用した。

高圧圧力 $P_0$ と $10^5$ Paでの燃焼火炎周囲の組成分布変化の計算値を図7に、高圧圧力による大気圧中における燃焼火炎周囲の組成分布変化<sup>13)</sup>の実験値を図7に示す。実験から明かなように、 $P_0=10^5$ Paにおける温度上昇に比較して、 $P_0=10^6$ Paにおける温度上昇が緩慢であることがわかる。これは、物性値が高圧圧力による変化（特に空気の組成の変化によるもの）と考えられる。

表4. 空気の物性値

Thermal conductivity	$k$ (J/mKs)	$920 \times 10^{-4}$
Density	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1.34
Heat capacity	$C_p$ (J/Kkg)	$1.21 \times 10^3$

て、高圧ガス燃焼の時間的変化を逐次に示す。図例には、大気圧と高圧での燃焼火炎の中心位置を示している。図例から明かなように、燃焼している第一番目の本燃焼管が熄灭した時、第二番目の本燃焼管は引火燃焼可能な高圧ガスの中に投入してはいないことがわかる。したがって、第二番目の本燃焼管の点火は、最初の高圧ガスの高圧燃焼の影響を受けるとは考えられなかったと推定される。

このような実験結果と計算結果との比較から、(1)(2)を想定した火炎伝播挙動の検証結果について実験を加える。計算結果によれば、第一番目の本燃焼管が熄灭した時、第二番目の本燃焼管の中心位置の

での単一液滴燃焼の研究結果<sup>35)</sup>から火炎直径を引用した。

周囲圧力 $P=0.5\text{MPa}$ での液滴火炎周囲の温度分布変化の計算値を図73に、岡島らによる大気圧中における液滴火炎周囲の温度分布変化<sup>33)</sup>の実験値を図74に示す。両図から明かなように、 $P=0.1\text{MPa}$ における温度上昇と比較して、 $P=0.5\text{MPa}$ における温度上昇が緩慢であることがわかる。これは、物性値の周囲圧力による変化、特に空気密度の変化によるものと考えられる。

参考文献33の実験結果から、単一液滴の火炎周囲に形成される高温ガスの境界温度は $463\text{K}$ であることが判明している。この境界温度に基づいて、高温ガス直径の時間的変化を図75に示す。同図には、火炎伝送形態3)の点火位置もともに示してある。図75から明らかなように、隣接している第一番目の未燃液滴が点火した時、第二番目の未燃液滴は自発点火可能な高温ガスの中に没入してはいないことがわかる。したがって、第二番目の未燃液滴の点火は、最初の高温ガスの直接的な影響を受けることなく行なわれたと考えられる。

このような実験結果と計算結果との比較から、11.1で予想した火炎伝送形態3)の伝送機構について説明を加える。計算結果によれば、第一番目の隣接未燃液滴が点火した時、第二番目の隣接未燃液滴の中心位置の

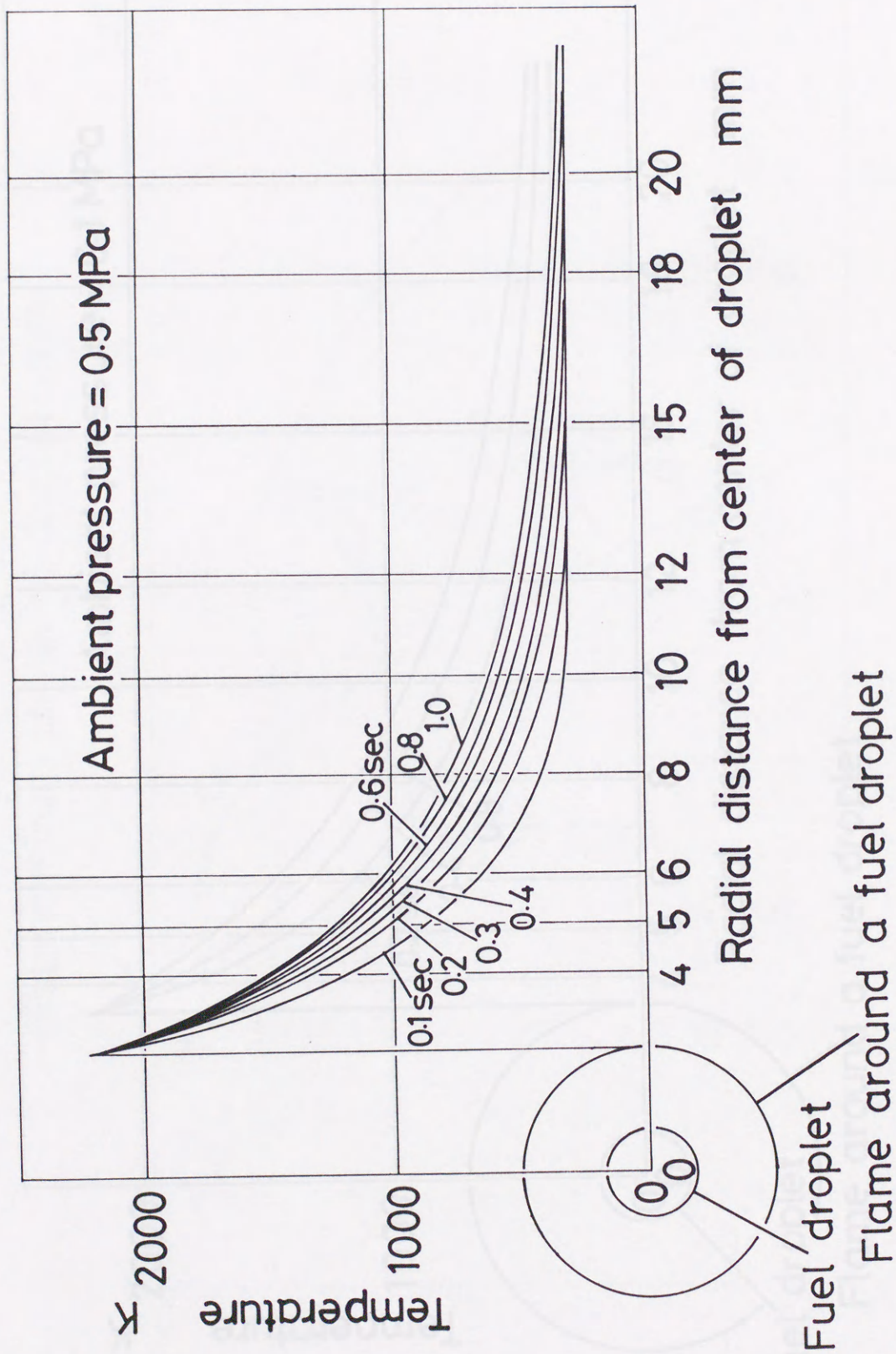


図73 燃烧液滴の火炎周囲における温度分布の変化(計算値)



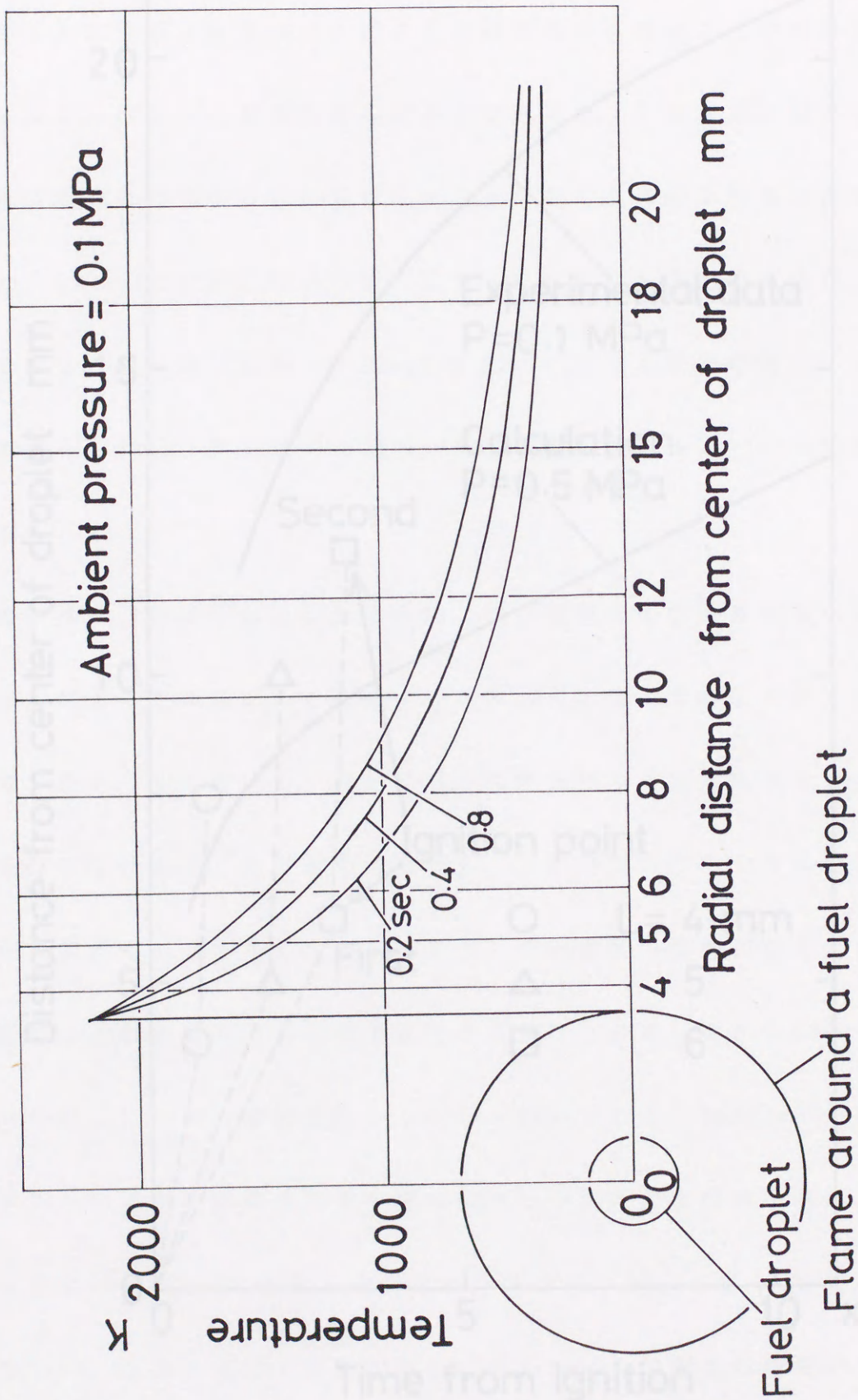


図74 燃烧液滴の火炎周囲における温度分布の変化（実験値）

図74 温度境界層の厚さと液滴位置との点火時間に対する関係

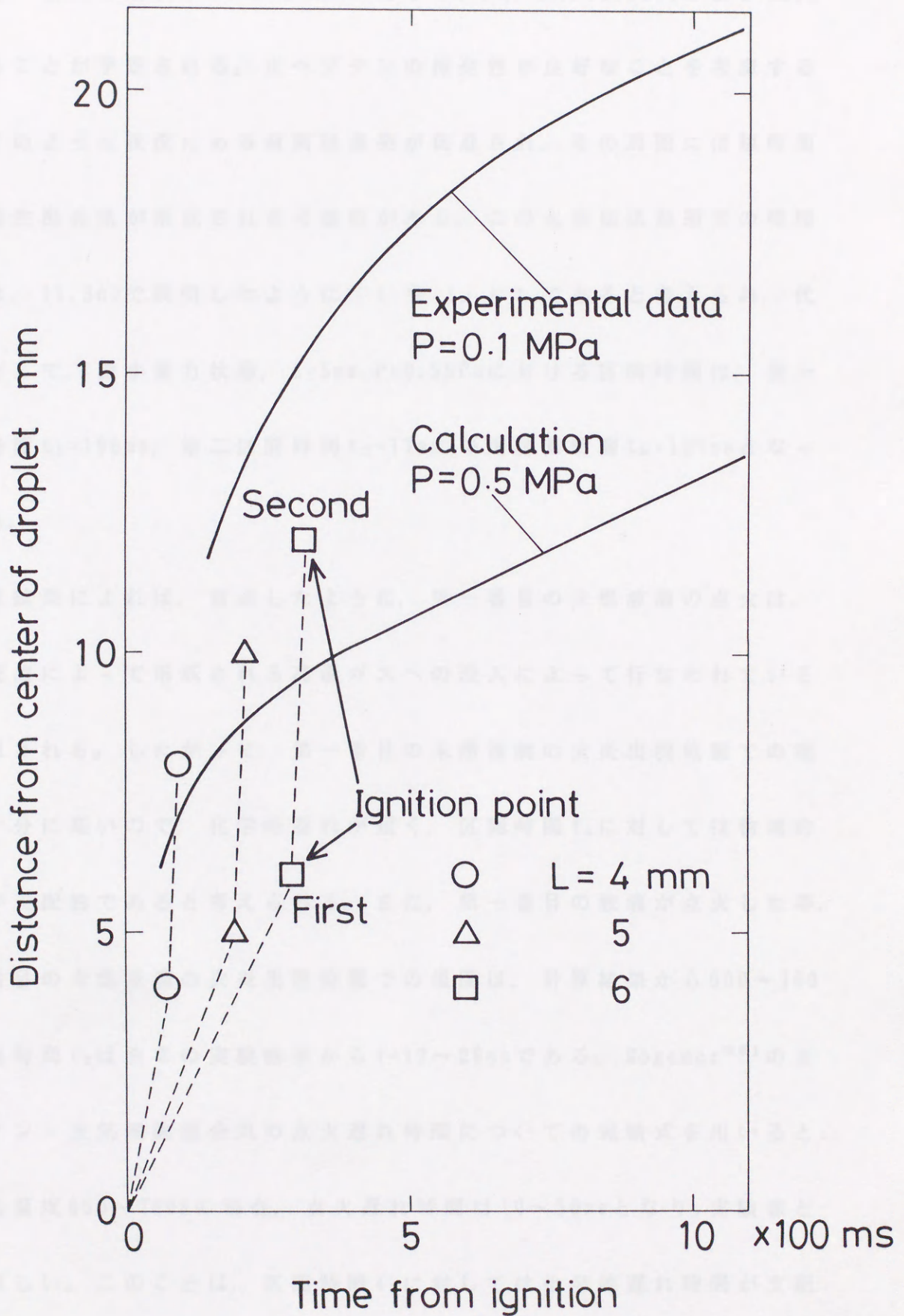


図75 温度境界層の厚さと液滴位置との点火時間に対する関係

温度は、液滴間隔  $L=4,5$  および  $6\text{mm}$  に対して、それぞれ  $410,393$  および  $339\text{K}$  になることが予想される。正ヘプタンの揮発性が良好なことを考慮すると、このような状況にある液滴は蒸発が促進され、その周囲には短時間に可燃性混合気が形成される可能性がある。この火炎伝送形態での時間区間は、11.3c) で説明したように、 $t = t_p + t_c$  であると考えられ、代表例として、微小重力状態、 $L=5\text{mm}$ ,  $P=0.5\text{MPa}$  における区間時間は、第一区間時間  $t_1=196\text{ms}$ 、第二区間時間  $t_2=17\text{ms}$ 、平均区間時間  $t_m=107\text{ms}$  となっている。

計算結果によれば、前述したように、第一番目の未燃液滴の点火は、燃焼液滴によって形成される高温ガスへの没入によって行なわれていると予想される。したがって、第一番目の未燃液滴の火炎出現位置での温度は十分に高いので、化学的遅れが短く、区間時間  $t_1$  に対しては物理的遅れが支配的であると考えられる。また、第一番目の液滴が点火した時、第二番目の未燃液滴の火炎出現位置での温度は、計算結果から  $600\sim 700\text{K}$ 、区間時間  $t_2$  は表 2 の実験結果から  $t=17\sim 28\text{ms}$  である。Rögner<sup>36)</sup> の正ヘプタン-空気理論混合気の点火遅れ時間についての実験式を用いると、混合気温度  $650\sim 700\text{K}$  の場合、点火遅れ時間は  $10\sim 50\text{ms}$  となり、実験値とほぼ等しい。このことは、区間時間  $t_2$  に対しては化学的遅れ時間が支配

的であることを示唆している。第一番目の未燃液滴の点火時にはすでに第二番目の未燃液滴の周囲に可燃性混合気が十分に形成されており、前者の火炎の出現とほぼ同時に（極めて短い点火遅れで）、後者が点火されるが、区間時間  $t_1$  に対しては、平均区間時間  $t_m$  を上回る物理的遅れ時間（ $t \approx t_p$ ）が支配的となり、区間時間  $t_2$  に対しては、平均区間時間  $t_m$  を下回る化学的遅れ（ $t \approx t_c$ ）が支配的となる。このようにして、区間時間は、交互に長短を繰り返していくものと考えられる。

この現象を説明することによって、それらの説明が可能である。

(1) 燃焼速度および燃焼速度の増減率のもとで、火炎伝達速度は、燃焼速度の上昇とともに増加する。従って、燃焼速度状態での火炎伝達速度は、圧力上昇に対して反比例的に減少し、その減少割合は、微小圧力状態でのそれと比較して大きい。

(2) 微小圧力状態のもとで、区間時間は、燃焼速度の上昇とともに増加し、その増加割合は燃焼速度の増大に伴って増加する。燃焼速度状態において、燃焼速度の上昇に伴う区間時間の増大は、燃焼速度状態でのそれと比較して非常に大きい。

(3) 微小圧力状態における火炎伝達において、燃焼速度と燃焼速度とをある程度以上に大きくした場合、燃焼する二つの未燃液滴間の火炎伝達

## 第 1 2 章 第三部の結論

燃料液滴列火炎伝送に及ぼす液滴間隔と周囲圧力との影響を調べるために、本実験は、先ず微小重力状態で行なわれた。それに加えて、燃料液滴列火炎伝送に及ぼす周囲の流体力学的な効果を調べるために、標準重力状態での実験も行なわれ、火炎伝送に及ぼす自然対流の影響も明かにされた。本研究で得られた結果をまとめて次に示す。

(1) 火炎伝送機構は4種類の形態に分類され、自発点火の点火遅れなどの概念を使用することによって、それらの説明が可能である。

(2) 標準重力および微小重力の両状態のもとで、火炎伝送速度は、周囲圧力の上昇とともに減小する。特に、標準重力状態での火炎伝送速度は、圧力上昇に対して直線的に減小し、その減小割合は、微小重力状態でのそれに比較して大きい。

(3) 微小重力状態のもとで、区間時間は、周囲圧力の上昇とともに増加し、その増加割合は液滴間隔の増大に伴って増加する。標準重力状態において、周囲圧力の上昇に伴う区間時間の増大は、周囲微小重力状態でのそれに比較して非常に大きい。

(4) 微小重力状態における火炎伝送において、周囲圧力と液滴間隔とをある値以上に大きくした場合、隣接する二つの未燃液滴の点火がほぼ

同時に起こる、すなわち長短の区間時間を交互に繰り返す伝送形態となる。

(5) 標準重力状態における火炎伝送において、周囲圧力の上昇とともに、火炎伝送速度にランダムな変動が伴うようになる。さらに周囲圧力を上昇させると、火炎伝送が停止する。

(6) 周囲圧力  $P=0.5\text{MPa}$  における液滴周囲の温度分布の時間変化を計算し、自発点火の点火遅れの性質から、伝送形態3)の伝送機構のおおよその説明ができた。

## 総 括

本論文 3 部, 12 章にわたって液滴燃焼に関する研究を行ない, その基本的な性質を明かにした。各部ごとにその結論を述べてきたが, それを以下に要約する。

1) 微小重力状態での単一自由液滴の燃焼

- 準定常理論から予測されていた, 液滴周囲の気相での準定常性は, 液滴燃焼の全般にわたって成立しない。
- 正アルカン燃料において, 炭素数の増加に伴って蒸発定数の減少がある。
- 正アルカン燃料において, 液滴表面と火炎との間に煤の殻が形成される。
- エタノールとブタノールとの比較実験において, エタノールでは消炎が観察され, ブタノールでは消炎が観察されなかったことから, 吸湿性に富むエタノールの消炎には, 火炎帯で生成される水蒸気の液滴への吸収が大きく影響していると考えられる。
- 簡単な計算から, 消炎の原因の一つに, 火炎の単位面積あたりの燃料流量の増加が挙げられる。

## 2) 微小液滴（初期直径100 $\mu$ m程度）の燃焼

○液滴と周囲空気との相対速度の大小によって、液滴直径の自乗と時間との関係は、3種類に分類できる。

○液滴と周囲空気との相対速度の増加とともに、蒸発定数は徐々に減少し、消炎に到る。また、周囲空気速度が零に近づくと、蒸発定数は一定値に漸近する傾向がある。この関係は、初期直径1mm程度の液滴を用いた結果と異なっている。また、その原因は、液滴直径の減少に伴う火炎温度の低下によると考えられる。

○初期直径の増加とともに、蒸発定数は徐々に増加し、また初期直径を零に近づけると、蒸発定数は一定値に漸近する傾向にある。

## 3) 燃料液滴列における火炎伝送

○標準重力状態と微小重力状態との両方において、液滴間隔および周囲圧力に依存して、4種類の火炎伝送形態が観察された。これらの伝送形態は、自発点火の点火遅れによって説明することができる。すなわち、区間時間は、液滴の物理的遅れ時間および化学的遅れ時間と液滴周囲に形成された可燃性混合気を火炎が伝播するために要する時間とに分けられ、各時間の大小関係によって、火炎伝送形態の分類が可能である。



○標準重力状態と微小重力状態の両方において、火炎伝送速度は周囲圧力の上昇とともに低下する。

○微小重力状態の火炎伝送において、周囲圧力と液滴間隔とをある値以上に増加させると、隣接する二つの未燃液滴がほぼ同時に点火する、区間時間の長短を繰り返す火炎伝送形態となる。

すでに序で述べたことであるが、本研究の最終的な目的は噴霧燃焼を把握することにある。本論文に示された研究結果は、もちろん噴霧燃焼の完全な解明を果たしたとは言い難いが、その一里塚とはなりうると思われる。今後、さらにこの分野の研究がなされ、かつ継続されることが、噴霧燃焼の真の理解につながるであろう。

謝 辞

本研究を行なうにあたり、御指導していただくとともに、有益な御助言をいただいた株式会社ノーリツ基礎研究所所長（東京大学名誉教授）熊谷清一郎、法政大学工学部飯沼一男教授、岡島敏教授、鈴木昭次教授、ならびに吉田忠雄教授の諸氏に深く感謝いたします。

また、実験その他で大変お世話になった株式会社ノーリツ基礎研究所、法政大学工学部機械工学科熱工学実験室の諸氏に、厚くお礼申し上げます。

参考文献

1. 熊谷・磯田：機械の研究，4，337（1952）.
2. Godsave, G. A. E.: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 818, The Williams & Wilkins Co., Baltimore, 1953.
3. Kobayashi, K.: Fifth Symposium (International) on Combustion, p. 141, Reinhold, New York, 1955.
4. Nishiwaki, N.: Fifth Symposium (International) on Combustion, p. 148, Reinhold, New York, 1955.
5. Spalding, D. B.: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 847, The Williams & Wilkins Co., Baltimore, 1953.
6. Williams, F. A.: Combustion Theory, 2nd ed., Benjamin-Cummings, Menlo Park, 1985.
7. Kumagai, S. and Isoda, H.: Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 726, Reinhold, New York, 1957.
8. Isoda, H. and Kumagai, S.: Seventh Symposium (International) on Combustion, p. 523, Butterworths, London, 1959.

9. Kumagai, S., Sakai, T., and Okajima, S.: Thirteenth Symposium (International) on Combustion, p. 779, The Combustion Institute, 1971.
10. Law, C. K.: Comb. and Flame, 24, 89 (1975).
11. Hara, H. and Kumagai, S.: Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 132, p. 139, AIAA, 1989.
12. Hara, H. and Kumagai, S.: Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, p. 1605, The Combustion Institute, 1990.
13. Yang, J. C. and Avedisian, C. T.: Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, p. 2037, The Combustion Institute, 1989.
14. Yang, J. C., Jackson, G.S., and Avedisian, C. T.: Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, p. 1619, The Combustion Institute, 1990.
15. Shaw, B. D., Dryer, F. L., Williams, F. A., and Haggard, J. B.: Acta Astronautica, 17, 1195 (1988).

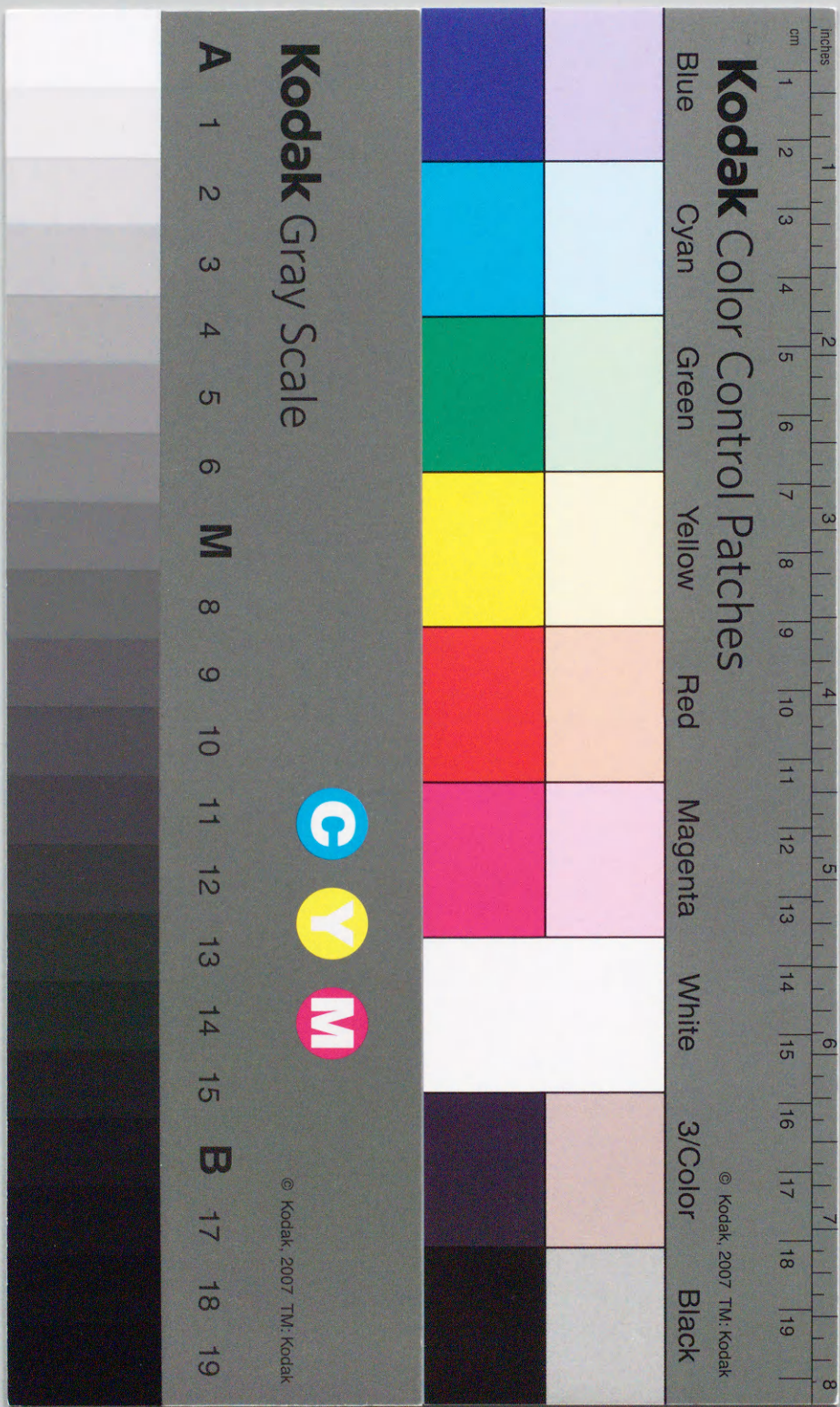
16. Choi, M. Y. and Dryer, F. L.: Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, p. 1597, The Combustion Institute, 1990.
17. Goldsmith, M. and Penner, S. S.: Jet Propulsion, 24, 245 (1954).
18. Waldman, C. H.: Fifteenth Symposium (International) on Combustion, p. 429, The Combustion Institute, 1975.
19. Crespo, A. and Liñán, A.: Comb. Sci. Tech., 11, 9 (1975).
20. Law, C. K., Chung, S. H., and Srinivasan, N.: Comb. and Flame, 38, 173 (1980).
21. Cho, S. Y., Choi, M. Y., and Dryer, F. L.: Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, p. 1611, The Combustion Institute, 1990.
22. Raghunandan, B. N. and Mukunda, H. S.: Comb. and Flame, 30, 71 (1977).
23. Kanury, A. M.: Introduction to Combustion Phenomena, Gordon and Breach Science, New York, 1975.

24. Hall, A. R. and Diederichsen, J.: Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 830, The Williams & Wilkins Co., Baltimore, 1953.
25. Bolt, J. A. and Saad, M. A.: Sixth Symposium (International) on Combustion, p. 717, Reinhold, New York, 1957.
26. Nuruzzaman, A. S. M., Hedley, A. B. and Beer, J. M.: Thirteenth Symposium (International) on Combustion, p. 787, The Combustion Institute, 1971.
27. Sangiovanni, J. J. and Kesten, A. S.: Sixteenth Symposium (International) on Combustion, p. 577, The Combustion Institute, 1977.
28. Okajima, S. and Kumagai, S.: Nineteenth Symposium (International) on Combustion, p. 1021, The Combustion Institute, 1982.
29. Reichenbach, R., Squires, D., and Penner, S. S.: Eighth Symposium (International) on Combustion, p. 1068, The Williams & Wilkins Co., Baltimore, 1961.

30. 岡島・木元・阿部・山口：日本機械学会論文集(B), 47, 2058-2065  
(1981).
31. Miyasaka, K. and Law, C. K.: Eighteenth Symposium (International) on Combustion, p. 283, The Combustion Institute,  
1981.
32. Brzustowski, T. A., Sobiesiak, A., and Wojcicki, S.: Eighteenth Symposium (International) on Combustion, p. 265, The  
Combustion Institute, 1981.
33. Okajima, S. and Kumagai, S.: Archiwum termodynamiki i  
spalania, Vol. 7, Nr. 1, pp. 42-55, (1976).
34. 熊谷清一郎：燃焼，岩波書店，東京，1976.
35. Egawa, T., Kawakami, T., and Okajima, S.: Archiv. Combust.,  
6, 51 (1981).
36. Rögner, H.: Z. Elektrochem., 53, 389 (1949).







0007.jp2	序 / p1
0013.jp2	第一部 微小重力状態における自由燃料液滴の燃焼に関する研究 / p7
0013.jp2	第1章 研究目的 / p7
0017.jp2	第2章 実験装置および方法 / p11
0017.jp2	2.1 微小重力状態を達成する方法(自由落下法について) / p11
0018.jp2	2.2 燃焼容器中に相対的に静止した自由燃焼液滴を形成するための実験技術 / p12
0024.jp2	2.3 落下装置 / p15
0033.jp2	2.4 落下塔 / p18
0038.jp2	2.5 実験操作 / p20
0040.jp2	第3章 実験結果および考察 / p22
0040.jp2	3.1 燃焼液滴の非定常な燃焼過程 / p22
0063.jp2	3.2 蒸発定数 / p26
0071.jp2	3.3 煤の生成 / p30
0075.jp2	3.4 消炎現象 / p33
0085.jp2	第4章 第一部の結論 / p41
0087.jp2	第二部 標準重力状態における微小燃料液滴の球状燃焼に関する研究 / p43
0087.jp2	第5章 研究目的 / p43
0091.jp2	第6章 実験装置および方法 / p47
0091.jp2	6.1 単一微小燃料液滴の形成装置 / p47
0097.jp2	6.2 点火方法 / p49
0101.jp2	6.3 光学系 / p52
0104.jp2	6.4 制御系 / p54
0108.jp2	第7章 実験結果および考察 / p56
0108.jp2	7.1 概要 / p56
0126.jp2	7.2 蒸発定数 / p59
0135.jp2	第8章 第二部の結論 / p65
0137.jp2	第三部 燃料液滴列における火炎伝送に関する研究 / p67
0137.jp2	第9章 研究目的 / p67
0140.jp2	第10章 実験装置および方法 / p70
0140.jp2	10.1 落下塔 / p70
0140.jp2	10.2 落下装置本体 / p70
0143.jp2	10.3 燃焼容器 / p71
0145.jp2	10.4 実験操作 / p72
0148.jp2	第11章 実験結果および考察 / p74
0148.jp2	11.1 液滴列火炎伝送における自発点火 / p74
0149.jp2	11.2 火炎伝送の形態 / p75
0161.jp2	11.3 火炎伝送速度 / p79
0164.jp2	11.4 区間時間 / p80
0169.jp2	11.5 燃焼液滴周囲の温度分布の時間的变化 / p83
0180.jp2	第12章 第三部の結論 / p88
0182.jp2	総括 / p90
0185.jp2	謝辞 / p93
0186.jp2	参考文献 / p94