放射加熱による炭化水素燃料の蒸発と爆発

日大生産工(院)	○原	将史	日大生産工	野村	浩司
日大生産工	山﨑	博司	日大生産工	氏家	康成

1. 緒言

ディーゼル機関や、ガスタービン、ロケッ トエンジン、工業炉などの燃焼器には噴霧燃 焼が採用されている.噴霧は多数の液滴によ り構成され、その燃焼は燃料の蒸発,拡散・ 混合および燃焼が同時に進行し、互いに影響 しあうため、現象の詳細を解明することが難 しい.噴霧燃焼を解明する手法の一つとして、 噴霧を微視的にとらえた単一液滴の蒸発の 研究^[16]が行われてきた.実機において噴霧 中の液滴蒸発は、温度や圧力、気体との相対 速度などの影響の他に、火炎からの強い放射 の影響を受ける.近年、燃料液滴の蒸発・燃 焼の数値解析で放射の影響が考慮^[5,7]される ようになってきたが、未だ放射加熱による燃 料液滴蒸発の実験データは多くない^[36]

本研究では,噴霧燃焼における燃料液滴の 蒸発過程に着目し,放射加熱が液滴蒸発回に 及ぼす影響の解明を目的としている.自由液 滴による実験が理想的であるが,自由液滴を 空間に静止させるのが困難であるため,単一 懸垂液滴による実験を行った.本報では,正 デカン(以後,デカン)の放射加熱蒸発特性と 爆発特性を調べた結果を報告する.

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置

実験装置の概略をFig.1 に示す. 放射加熱源と して,火炎からの放射には炭酸ガスからの放 射が多く含まれていること,波長分布幅が狭 くて解析が容易なことなどの理由から炭酸 ガスレーザ(波長10.55 ~ 10.63 µm,出力 35 W)を用いた. 放射出力密度 q を変化させ るため,炭酸ガスレーザに焦点距離95.25 mmの凸レンズを取り付け,レーザと液滴と の距離を変化させた. 放射出力はカロリー メータで計測した. 懸垂線への液滴の付着力 を増大させるため,2本の懸垂線を直交させ, その交点に液滴を付着させた. 懸垂線には, 炭酸ガスレーザの放射エネルギーの99.4%を



Fig.1 Experimental apparatus.



Fig.2 Image processing method.

反射する金を用いた. 懸垂線の長さは14 mm であり, 懸垂線が蒸発に及ぼす熱的影響^[1]を 低減させるため, 直径10 µm の線を使用し, 直径2 mmの穴を開けたアパーチャをレーザ と懸垂液滴の間に設置して放射加熱範囲を 制限した. アパーチャの材料には, 放射エネ ルギーの透過, 反射がない煉瓦を用いた. レーザの始動時出力不安定性を考慮し, 暖機 後に放射加熱を開始する. 暖気中のレーザ光 を遮断するため, ロータリーソレノイドと金

Experimental Study on Radiative Heating Evaporation and Explosion of Hydrocarbon Fuel Droplet

Masafumi HARA, Hiroshi NOMURA, Hiroshi YAMASAKI and Yasushige Ujiie

属板を用いたシャッターを設けた. 放射開始 時刻を明確にするため、シャッターに位置セ ンサを取付け,画像に赤色レーザによるマー クを記録した.実験は室温(300 K),大気 圧で行った. 燃料には, デカン(沸点474.2 K) [8],を用いた.

液滴観察装置として、高速度ビデオカメラ (露光時間:1,8 ms, フレームスピード: 60,250 fps)を用いた.液滴の背後に光源を 置き、液滴の輪郭を撮影した.画像は、1画 面あたり横512 ピクセル、縦480 ピクセル、 輝度256階調のデジタルデータ画像として記 録した. Fig.2に画像解析の方法を示す.5ピク セルラインごとに画像を縦に分割し、各分割 領域の輝度をy軸方向に平均してその分割領 域のx軸方向輝度分布を得た.得られた輝度 分布から、分割領域の液滴部平均輝度と雰囲 気部平均輝度を1対1に内分する輝度を示す 最もお互いに近いピクセルの組みの位置を 求め、これを液滴の輪郭位置とした. 各分割 領域において液滴の輪郭を求めた後、それら を楕円近似し、楕円の鉛直方向軸回りに回転 させた回転楕円体の体積を求めた.得られた 体積と等しい体積の球の直径を液滴直径 d と定義した.本実験の液滴直径範囲では、液 滴はほぼ球形であった.

3. 結果および考察

3.1 放射加熱による蒸発と爆発

Fig.3に放射加熱蒸発中の液滴を示す. d₀は 初期液滴直径を示している. 高放射出力密度の 条件では、燃料蒸気が周囲気体により冷却されて 凝縮し、Fig.3 のように霧が発生する場合があっ た. 画像のコマの後, この液滴は爆発した. さら に放射出力密度の高い条件では, 初期液滴直径の 大きな液滴に爆発現象が観察された.

放射加熱蒸発においても,液滴寿命を蒸発の 速さの指標として用いることは可能であるが, 液滴直径が小さくなると蒸発速度が非常に遅 くなるので、適当ではないと判断した.本報で は、液滴直径が初期液滴直径の半分になる時間 Tudを蒸発の速さの指標として用いた. 放射出力 密度を変化させて、初期液滴直径doと Thdの関係 を調べた結果をFig.4に示す.

図中の破線は、液滴を無放射蒸発させたとき の直径履歴から蒸発係数を導き、d²法則より Thd を求めた結果である. 放射出力密度が大きい場 合, 初期液滴直径の増大に伴ってthdは単調に増 大した. 放射出力密度が0.32 W/mm²の場合, τhdは減少し、初期液滴直径0.5 mm 付近から増 大した.いずれの放射出力密度においても存在



 $\dot{q}=1.0 \text{ W/mm}^2$ $d_0 = 0.90 \text{ mm}$ Exposure time:180 ms

Backlit image of evaporating decane Fig.3 droplet by radiative heating.



Fig.4 Effect of radiation power density on relation between initialdroplet diameter and half-diameter period.



n-decane

 $\dot{q}=1.0 \text{ W/mm}^2$

 $d_0 = 0.90 \text{ mm}$

 $d_{ex} = 0.84 \text{ mm}$





(b)Explosion

Fig.5 Sequantial photographs of droplet explosion.

する tudが増大する初期液滴直径範囲では,初期 液滴直径の増大に伴って液滴直径が半分にな るまでに蒸発する燃料の量が増大するために Thdが増大する. 放射出力密度が0.32 W/mm²の 条件において, 初期液滴直径の増大に伴って The が急激に減少する初期液滴直径の範囲は、対流 熱伝達蒸発支配から放射加熱蒸発支配に遷移 する範囲であり,液滴直径が半分になるまでの 放射エネルギーの吸収量に対して液滴表面か らの熱放出量が相対的に小さくなるために初 期液滴直径の増大に伴ってThd が減少したと考 えられる. さらに液滴直径を減少させれば,無 放射加熱蒸発の曲線(図中の破線)に漸近し, 初期液滴直径が非常に小さい範囲では、一致す ると考えられる. 放射出力密度0.66および1.0 W/mm²においても,初期液滴直径が十分に小さ い範囲では,初期液滴直径の増大に伴って Tud が減少する遷移範囲が観察されると推察され る.

3.2 爆発特性

Fig.5は、放射出力密度1.0 W/mm²で放射加熱 された液滴の爆発直前と爆発時の画像である. 放射出力密度の高い条件では、初期液滴直径の大 きな液滴に爆発現象が観察された.

Fig.6 に放射加熱中に液滴が爆発する条件 を放射出力密度と初期液滴直径の関係で示 す.放射出力密度を1.1 W/mm²まで,初期液滴 直径を1.0mmまで変化させて実験を行った.エ ラーバーは,同じ放射出力密度で爆発しない最 大液滴直径と爆発する最小液滴直径を示して おり,それらの平均値がプロットで示されてい る.放射出力密度と初期液滴直径が大きい条件 で爆発することがわかる.

初期液滴直径が大きい条件で爆発が起こる のは、デカンは液滴体積にほぼ比例した放射エ ネルギーを吸収すると考えられる.^[1]初期液 滴直径が大きい条件で爆発が起こるのは、液滴 直径の2乗に比例する液滴表面からの熱放出量 に対して液滴直径のほぼ3乗に比例する放射エ ネルギーの吸収量が大きくなるため、液滴の平 衡温度が上昇し、沸点に達するからだと考えら れる.

本報では、爆発直前の液滴直径と爆発する までの所要時間(以後、爆発誘導時間)をそ れぞれdex, texとした.Fig.7は、Fig.6の爆発領 域内で測定された爆発直径を初期液滴直径 で除した無次元爆発直径と放射出力密度の 関係を示している.爆発直径を初期液滴直径 で除しているのは、同一放射出力密度におい て初期液滴直径と爆発直径が比例関係であ



Fig.6 Explosion limit as a function of initial droplet diameter and radiation power density.



Fig.7 Relation between radiation power density and normalized explosion diameter.



Inverse of radiation power density, 1/q, mm²/W

Fig.8 Relation between inverse of radiation power density and normalized explosion time.

ることが実験結果から確認されたからであ る. 放射出力密度を0.66から1.1 W/mm²まで, 初期液滴直径を1.0 mmまで変化させて実験を 行った. 放射出力密度が大きいほど,爆発直 径は増大し,初期液滴直径に近づくことがわ かる. このことから,放射出力密度が大きい ほど,爆発誘導時間において液滴の蒸発量が 少なくなることが示唆される.

Fig.8は、初期液滴直径d₀で正規化した爆発 誘導時間τ_{ex}と放射出力密度の逆数の関係を 示している.爆発誘導時間は放射出力密度の 逆数にほぼ比例して増大する.液滴が爆発す るまでに吸収する放射エネルギーが全て液 滴の温度上昇に使われ、液滴が沸点に達する と爆発すると仮定した場合、次式が成り立つ

$$\eta_{\rm r} \frac{\pi}{4} d_0^2 \dot{q} \tau_{\rm ex} = \frac{\pi}{6} d_0^3 \rho_l c \left(T_{\rm b} - T_0 \right) \qquad (1)$$

ここで、 η_r はデカン液滴の放射エネルギー吸 収率、 $\rho_l \geq c$ は液体燃料の密度と比熱であり、 液滴温度に依存しないとする.

T₀とT_bは液滴の初期温度と沸点である.この 式を変形して,正規化された爆発誘導時間と 放射出力密度の関係を求めると

$$\frac{\tau_{\rm ex}}{d_{\rm o}} = \frac{2\rho_l c \left(T_{\rm b} - T_0\right)}{3\eta_{\rm r} \dot{q}} \tag{2}$$

となり,正規化された爆発誘導時間が放射出 力密度の逆数に比例すること_n,を示してい る.非常に簡単なモデルではあるが,実験結 果をうまく説明していることがわかる.

4. 結言

炭酸ガスレーザを放射加熱源とし,デカン 液滴の放射加熱蒸発および爆発を実験的に調 べた.以下に得られた知見を列挙する.

- 放射出力密度が小さい条件では、液滴直径 が初期液滴直径の半分になるまでの時間は、 初期液滴直径が小さい範囲では初期液滴直 径の増大に伴って減少し、極小値を示した 後に増大する.放射出力密度が大きい条件 では、単調に増大した.
- 2) 放射加熱により液滴直径が初期液滴直径の 半分になるまでの時間は、初期液滴直径の 減少に伴って、無放射加熱蒸発の液滴直径 が初期液滴直径の半分になるまでの時間を 示す曲線に漸近し、初期液滴直径が非常に 小さい範囲では、一致すると考えられる。
- 3) 放射出力密度の高い条件では、初期液滴直径

の大きな液滴に爆発現象が観察された.

- 4) 初期液滴直径で無次元化した爆発液滴直径は,放射出力密度の増大に伴って増大し、1に近づく.
- 5) 初期液滴直径で正規化された爆発誘導時 間は,放射出力密度の逆数に比例する.

参考文献

- 野村 浩司・氏家 康成, 機論 B, Vol. 61, pp. 1834-1840 (1995).
- (2)斉藤 武雄・山崎 浩司・Raymond VISKANTA, 機論 B, Vol. 57, pp. 1485-1490 (1991).
- (3)瀧川 仁志・野村 浩司・氏家 康成, 第13 回微粒化シンポジウム・講演論文集, pp. 151-154 (2004).
- (4)瀧川 仁志・野村 浩司・氏家 康成, 日本 大 学 生 産 工 学 部 研 究 報 告 A,Vol.39,pp.19-24 (2006)
- (5)斉藤 悦朗・山崎 浩司, 燃焼シンポジウム・講演論文集, Vol. 29,pp. 76-78 (1991).
- (6)廣光 兆·川口 修, 日本機械学会論文集 B, Vol. 65, p. 324-329 (1999).
- (7)篠竹雅彦・幸田清一郎・秋田一雄,安全
 工学シンポジウム・講演予稿集, Vol. 13,pp.
 85-86 (1983).
- (8)中西 香爾, 有機化学(上)第6版, 1994, pp. 121