燃料液滴の自発着火に及ぼす変動放射加熱の影響 に関する数値解析*

加地 俊雅^{*1}, 中谷 辰爾^{*1}, 瀬川 大資^{*1}
角田 敏一^{*2}, 津江 光洋^{*3}

Numerical Analysis on Effect of Variable Radiative Heating on Ignition of Single Fuel Droplet

Toshimasa KAJI, Shinji NAKAYA^{*4}, Daisuke SEGAWA,
Toshikazu KADOTA and Mitsuhiro TSUE

^{**} Department of Mechanical Engineering, Osaka Prefecture University,
1-1 Gakuen-cho, Naka-ku, Sakai-shi, Osaka, 599-8531 Japan

Numerical analysis on the effect of fluctuating radiative heating on ignition of a n-heptane droplet under high-temperature condition is conducted. A model of the radiative heat transfer to the fuel droplet, which is based on the electromagnetic wave theory, is employed in the analytical model. Governing equations in one-dimensional coordinate system are discretized by the finite volume method and numerically solved by SIMPLE algorithm. Chemical kinetics model of n-heptane, which consists of 160 species and 1 540 reactions, is employed. The results indicate that ignition delay time of a n-heptane droplet with continuous radiative heating decreases with increase in the intensity of radiative heating. When fluctuating radiative heating starts as the leading edge of the pulse, the ignition process with lower-frequency of the fluctuating radiative heating is asymptotic to that with continuous one of the same amplitude. When fluctuating radiative heating starts as the leading edge of the pulse with 180 degree phase delay, the ignition process with lower-frequency of the fluctuating radiative heating is asymptotic to that without radiative heating. On the other hand, the ignition process with higher-frequency of the fluctuating radiative heating is asymptotic to that with continuous one of the same mean energy.

Key Words: Droplet, Combustion, Numerical Simulation, Radiative Heating, Ignition, Chemical Reaction

1. 結 言

近年、噴霧燃焼は多くの実用燃焼装置において広く利用されている。噴霧燃焼を利用した実用燃焼装置において、噴霧中の燃料液滴は噴霧火炎内の高温のすす粒子および燃焼器の内壁から放射熱を受けている。放射吸収により液滴表面温度が上昇し、燃料の蒸発が促進する。したがって、放射加熱は燃料液滴の自発着火過程に強く影響を及ぼす。

実用燃焼装置において、周囲の乱流は燃焼に影響を与える。噴霧火炎内の周囲の乱流は燃料液滴の軌跡を変える。また、その乱流は噴霧火炎の形状自体を変動させる。このため、燃料液滴と放射熱源との距離は変動しており、燃料液滴は変動する放射加熱の影響を受

けつつ蒸発し、自発着火が起きる。

噴霧燃焼の機構解明は工学的に重要であり、これまでに様々な研究がなされている。放射加熱に関する研究に関しては、高温高圧力雰囲気中の燃料液滴の蒸発に対し、放射加熱が及ぼす影響に関する実験的研究⁽¹⁾⁽²⁾が行われている。液滴燃焼に関しては、すすや気相の放射の影響を考慮した数値計算が行われており、燃焼速度定数に及ぼす影響が示されている⁽³⁾。しかしながら、着火に関する数値計算も行われているものの⁽⁴⁾⁽⁵⁾、燃料液滴の着火に対し、連続あるいは変動する放射加熱の影響に関する研究はほとんど行われていない。噴霧燃焼において、放射加熱の影響は無視できないものであり、噴霧燃焼の機構解明のために基礎データの蓄積は必要不可欠である。そこで、本研究では燃料液滴の自発着火への変動放射加熱の影響を調べることを目的とし、放射熱伝達場および対流熱伝達場における n - ヘプタン単一液滴の着火特性に関して数値

* 原稿受付 2009年1月13日。

^{*1} 正員、大阪府立大学大学院工学研究科機械系専攻(〒599-8531 堺市中区学園町1-1)。

^{*2} 正員、フェロー、大阪府立大学大学院工学研究科機械系専攻。

^{*3} 正員、東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻(〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)。

E-mail: nakaya@me.osakafu-u.ac.jp

計算により検討する。燃料液滴内の複素屈折率や放射エネルギーの変化による吸収特性を数値計算し、その放射加熱モデルを、素反応を考慮した n -ヘプタン液滴の着火燃焼数値計算コードに組入れ、 n -ヘプタンの自発着火に及ぼす放射伝熱とその周波数の影響を調べる。

2. 数値計算方法および条件

本研究では単一液滴の着火過程を一次元球対称座標系における数値計算を行うことで調べる。初期条件として、雰囲気温度は 900 K とし、液滴内部の温度は 298 K とする。雰囲気圧力は 101.3 kPa とし、流速は 0 m/s とする。また、液滴半径は 1 mm とし、雰囲気組成は体積割合で窒素 79.1%，酸素 20.9% とする。

燃料液滴の自発着火過程において、初期には、液滴温度上昇にともなう膨張と蒸発による液滴直径の変化は小さい。そのため、液滴表面の位置を初期液滴直径のまま固定する。

2.1 支配方程式 本数値計算で使用した支配方程式を以下に示す。

理想気体を想定する。気相領域において、一次元球対称座標系における質量保存則は以下のように書き表される。

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \rho_g u}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

ここで、 ρ_g は気体の密度、 u は半径方向速度、 r は半径方向座標を表す。次に、運動量保存則は以下のように書き表される。

$$\frac{\partial \rho_g u}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \rho_g u^2}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2)$$

ここで、 p は圧力、 μ は粘性係数を表す。エネルギー保存則は以下のように書き表せる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g h}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \rho_g u h}{\partial r} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa_g \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \sum_{j=1}^S D_j h_j \frac{\partial \rho_g Y_j}{\partial r} \right) + \dot{q} \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 h はエンタルピー、 κ_g は気体の熱伝導率、 D_j は化学種 j の混合気に対する拡散係数、 Y_j は化学種 j の質量分率、 $\dot{q}$ は生成項であり、化学反応によるエンタルピー変化を表す。化学種保存則は以下のように書き表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g Y_j}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \rho_g u Y_j}{\partial r} \\ = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D_j \frac{\partial \rho_g Y_j}{\partial r} \right) + \omega_j \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 ω_j は化学反応による化学種の生成項である。気相における熱物性値の算出は NASA の化学平衡コー

ドに用いられている方法を用いる。輸送係数に関しては気体分子運動論によって導かれた近似式に基づいて計算する。衝突積分に Lenard-Jones 12-6 ポテンシャルを利用し、分子粘性係数に Chapman-Enskog の式を用い、全ての化学種を考慮して混合気の分子粘性係数を求める。熱伝導係数に関しては化学種ごとに Eucken の修正式により求め、混合気の粘性係数は Wassiljewa の式により求める。化学種の拡散係数に関しても、相互拡散係数を Chapman-Enskog の式により求め、混合気の拡散係数を求める⁽⁶⁾。

液相領域においては、液相内の対流および気相から液相への凝縮は考慮せず、エネルギー保存則のみを考慮する。エネルギー保存則は以下のように書き表される。

$$\rho_l c_{pl} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa_l \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \dot{q}_{ab} \quad (5)$$

ここで、 θ は液滴の温度、 ρ_l は液体の密度、 c_{pl} は定圧比熱、 κ_l は液体の熱伝導率、 $\dot{q}_{ab}$ は放射の吸収量を表す。

気液境界における気相側の燃料の分圧はクラウジウス-クラペイロンの式により以下のように書き表される。

$$p_f = p_a \exp \left\{ -\frac{L}{RT_b} \left(\frac{T_b}{T} - 1 \right) \right\} \quad (6)$$

ここで、 L は蒸発潜熱、 p_a は沸点における蒸気圧、 T_b は沸点を表す。

気液境界における境界条件を以下に示す。気液境界における質量バランスは以下ようになる。

$$-(\rho_g D_f \frac{\partial Y_f}{\partial r})_s = \rho_g u_s (1 - Y_f) \quad (7)$$

$$(\rho_g D_j \frac{\partial Y_j}{\partial r})_s = \rho_g u_s Y_{js} \quad (8)$$

ここで、 Y_f は燃料成分の質量分率、添え字 s は気液境界の値、 u_s はステファン流の流速を表す。気液境界においては、気液の密度差によりステファン流が生じる。ステファン流の速度は以下のように表される。

$$u_s = \frac{dR}{dt} \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \quad (9)$$

ここでの R は液滴の半径を表す。気液境界における温度条件は以下ようになる。

$$\theta_s = T_s \quad (10)$$

気液境界における熱バランスは以下ようになる。

$$\rho_l L \frac{dR}{dt} = \left(\kappa_l \frac{\partial \theta}{\partial r} \right)_s - \left(\kappa_g \frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \quad (11)$$

2.2 液滴の放射吸収 半透明の液滴内における放射吸収分布は均一でないことが知られている。液滴内の放射吸収分布を求める方法として、電磁気学的手法、ミー散乱理論および光線追跡による放射熱伝達式を考慮した手法があるが、本数値計算では、電磁気学的手法を用いる^{(7)~(9)}。図1に示すような均一な半透明の球状液滴を想定する。この液滴に、周囲から均一に非分極な光が照射され透過および反射を繰返すと仮定する。液滴表面の法線に対する入射角を θ とし、その屈折角を φ とする。この時、無次元半径 $y = r/R$ を持つ球によって吸収される熱量 $Q(y)$ は以下のようになる。

$$Q(y) = 4\pi^2 R^2 I_s \int_0^{\theta_{end}} \left\{ \exp(-2x\kappa(\cos\varphi - \sqrt{y^2 - \sin^2\theta})) - \exp(-2x\kappa(\cos\varphi + \sqrt{y^2 - \sin^2\theta})) \right\} \times \left\{ \frac{1 - \rho_{\perp}(\theta)}{1 - \rho_{\perp}(\theta) \exp(-4x\kappa \cos\varphi)} + \frac{1 - \rho_{\parallel}(\theta)}{1 - \rho_{\parallel}(\theta) \exp(-4x\kappa \cos\varphi)} \right\} \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (12)$$

ここで、 I_s は放射強度を、 θ_{end} は入射角度の上限値を、 x はサイズパラメータを表し、 $x = 2\pi R/\lambda$ である。 λ は波長、 κ は吸収係数、 $\rho_{\parallel}$ は外部への正反射反射率の水平分極成分、 $\rho_{\perp}$ は外部への正反射反射率の垂直分極成分を表す。したがって、単位時間当たりの放射による加熱量 q_{ab} は以下のように表される。

気相の燃料成分等の密度は液相と比較して非常に小さく、存在領域が限られるため、気相による放射吸収効果は小さいと考えられる。よって、本研究では液相内での放射吸収のみを考慮することとする。

$$q_{ab} = \frac{dQ(y)}{4\pi r^2 dr} \quad (13)$$

2.3 化学反応モデルと計算方法 化学反応モデルに関して、本研究の液滴サイズでは着火に及ぼす物理的な遅れ時間と化学反応による遅れ時間のオーダーに大きな違いがないため、反応の遅れ時間を正確に見積もるために、 n -ヘプタンの素反応モデルを用いる。ただし、詳細素反応モデルでは計算負荷が非常に大きいため、比較的幅広い圧力および温度範囲に適用される Lawrence Livermore National Laboratory の reduced モデル⁽¹⁰⁾を使用する。この反応モデルは 160 化学種、1540 反応から構成されている。この反応モデルの妥当性を検証するために、Ciezki らの Shock Tube による n -ヘプタン / 空気混合気着火遅れの実験結果⁽¹¹⁾と比較し、この反応モデルによって妥当な計算結果が得られることを確認した。

Fig. 1 Ray tracing and physical geometry in droplet

Fig. 2 Total spectral absorbance as a function of size parameter

本数値計算において、上記の保存則をスタッガード格子を利用し、有限体積法を用いて陰解法で離散化するにあたり、密度変化を考慮した Semi - Implicit Method for Pressure - Linked Equations (SIMPLE) 法⁽¹²⁾を用いる。また、化学反応計算には、マルチステップ陰解法の一つである 5 次精度 Backward Differentiation Formula (BDF) 法⁽¹³⁾を用いる。その際に、計算の高速化を図るために、濃度変化の常微分方程式のヤコビアン行列を解析的に求める。

3. 結果および考察

最初に、燃料液滴による照射光の吸収特性を数値計算により求める。図2に液滴寸法とエネルギー吸収率の関係を示す。図の縦軸はエネルギー吸収率であり、照射光のエネルギーに対する吸収エネルギーの割合で

Fig. 3 Local spectral absorption as a function of radial position

ある。ここで、複素屈折率を $m = n - ik$ とする。複素屈折率の実数部は屈折率、虚数部は減衰の強さを表しており、虚数部が大きくなるほど光が減衰してエネルギーが吸収される。この虚数部を減衰係数とする。n-ヘプタンの吸収波長および複素屈折率のデータは Pinkley らの実験値⁽¹⁴⁾を参照した。入射光は単色で CO₂ レーザーの代表スペクトルの1つである 4.6 μm とした。この時の複素屈折率は $m = 1.375 - 0.117i$ であるが、本研究では簡略化のため、虚数部分の有効数字を1桁で変化させる。屈折率や減衰係数は実際は温度の関数であるが、本研究では温度変化は考慮しない。液滴が大きくなるとともにエネルギー吸収率は高くなり、ある程度まで液滴が大きくなるとエネルギー吸収率は収束することがわかる。減衰係数が大きくなると、より小さい液滴寸法でエネルギー吸収率は収束し、液滴が小さいときには、同一の液滴寸法におけるエネルギー吸収率は大きくなる。液滴が大きいたときには液滴表面での反射率が大きくなり、減衰係数が大きくなると、エネルギー吸収率は逆に小さくなる。

図3に液滴半径が一定の場合のエネルギー吸収率の液滴内分布に及ぼす減衰係数の影響を示す。液滴直径を 2 mm、屈折率を 1.375 とし、減衰係数を 0.1 から 0.0001 まで変化させた場合の吸収率分布を計算した結果である。減衰係数が大きいたときには、大半のエネルギーが液滴表面近傍で吸収され、減衰係数が小さくなるとともに吸収領域が液滴内部へ広がっている。減衰係数が 0.0001 のときに、半径 0.7 mm 付近においてエネルギー吸収率が極大となっている。原因として、減衰係数が大きくなるにつれて、液滴表面での反射率が高くなる。反射率は入射角が大きくなるにつれて大きくなるため、法線方向に近い成分の入射量が多い。

Fig. 4 Ignition delay times as a function of droplet diameter

Fig. 5 Ignition delay time as a function of intensity of continuous radiative heating

また、屈折により、液滴表面とほとんど平行で入射しても、約 45° の屈折角を取るため、表面付近の光路が限られる。また、減衰係数が小さいため、光が吸収されるまでの光路長が必要となり、液滴表面で何度も反射を行うことで吸収されると考えられる。

次に、放射加熱しない場合の単一液滴の自発着火の数値計算を行った。図4に放射加熱しない場合の着火遅れの計算結果を示す。初期の雰囲気温度は 1000 K または 850 K であり、雰囲気圧力は 101.3 kPa である。着火時期は温度分布における極大値が 1500 K 以上となる時点と定義する。雰囲気温度が 1000 K の場合、着火遅れに及ぼす液滴直径の影響が非常に小さいことがわかる。それに対し、雰囲気温度が 850 K の場合、着火遅れに及ぼす液滴直径の影響が強く、液滴が小さくなるにつれて着火遅れが大きくなっている。

Fig. 6 Ignition delay time as a function of frequency of fluctuating radiative heating

この傾向は Niioka らによる通常重力実験の結果⁽¹⁵⁾と同様である。通常重力環境下での実験において、液滴直径に対し着火遅れは極小値を持つが、本計算結果の着火遅れは、液滴が大きくなるにつれてある値に収束する。これは数値計算において、完全な対称性を仮定し、また、液滴内の対流を考慮していないことによると考えられる。液滴表面温度は気相からの熱流入と、気相内部への熱拡散、蒸発量とのバランスで決まるため、液滴表面温度は本計算では液滴径が大きくても上昇する。また、その内部への熱拡散は熱伝導方程式によるため、内部への拡散の時定数は大きい。実際の現象では懸垂線の影響や浮力による対流の影響により、液滴が加熱されるには液滴全体を加熱する必要があるため、液滴径が大きくなるにつれて熱容量の増大により、加熱期間が大きくなり極小値が観察されると考えられる。

次に、連続的に放射加熱を行う場合の単一液滴の自発着火の数値計算を行った。図5に雰囲気気を高温にしつつ連続的に放射加熱を行い、その強度を変化させた場合の着火遅れの計算結果を示す。初期の雰囲気気温度は900 Kとする。入射光の波長は4.6 μm 、複素屈折率は $m = 1.375 - 0.1i$ とする。放射強度が大きくなるとともに着火遅れは小さくなっており、減衰係数0.1では、2000 W/m^2 までの着火遅れの減少はほぼ直線的である。

次に、変動する放射加熱を行う場合の単一液滴の自発着火の数値計算を行った。図6に放射加熱の変動が着火遅れに及ぼす影響の計算結果を示す。図中に含まれる横線は無放射の場合および放射強度が1000 W/m^2 および2000 W/m^2 の連続放射加熱を行う場合の着火遅れを示している。変動する放射加熱は振幅

Fig. 7 Ignition delay time as a function of frequency of fluctuating radiative heating measured experimentally under microgravity

2000 W/m^2 の矩形波の変動放射加熱とする。矩形波のデューティ比は0.5としたので、平均放射強度は1000 W/m^2 である。周波数は1 Hz から500 Hz まで変化させる。変動の位相については、雰囲気気温度のステップ上昇時期である時刻0を、放射加熱のステップ上昇時期と一致させる場合をオンスタートと呼び、それから位相を180° 遅らせた場合をオフスタートと呼ぶ。したがって、オンスタートのとき、周波数が1 Hz の場合には加熱期間中に着火し、2000 W/m^2 の連続放射加熱を与えた場合と結果が同一となる。オフスタートのとき、周波数が1 Hz の場合には放射加熱が行われる以前に着火し、無放射の場合と結果が同一となっている。計算結果では、オンスタートおよびオフスタートどちらの場合も着火遅れは、周波数が大きくなると、平均放射強度と同じ強度の連続放射加熱を行った場合のそれに漸近する。周波数が小さくなると、オンスタートの場合は放射加熱の影響が強くなり、わずかではあるが着火遅れは平均放射強度と同じ強度の連続放射加熱を行った場合のそれより短くなる。一方、オフスタートの場合は放射加熱の影響がオンスタートに比べて小さくなり、わずかではあるが着火遅れは平均放射強度と同じ強度の連続放射加熱を行った場合のそれより長くなる。この計算結果は図7に示す微小重力環境下での実験結果と定性的に一致している。大きなばらつきはあるものの、放射がない場合は着火遅れが大きい。また、変動放射を与えた場合には、着火遅れの平均値が変動放射の平均エネルギーに等しい連続放射を与えた場合の遅れ時間と大差が無い。図にはデータ点とともに平均値と標準偏差を示している。実験結果において、無照射および各照射における着火遅

Fig. 8 Profiles of temperature as a function of radial position

Fig. 9 Profiles of O_2 and $n-C_7H_{16}$ mass fractions as a function of radial position

れにはばらつきがみられるが、この一因として初期液滴直径などの初期条件の影響が考えられる。微小重力実験において、初期の雰囲気温度は 870 K、雰囲気圧力は 90 kPa である。供試燃料はカーボンを添加した n -エイコサンであり、初期液滴直径は 1.1 ± 0.05 mm である。放射加熱の光源としてキセノンアークランプが用いられた。

以上の特性を調べるために、図 8 にオンスタートで 500Hz および 500Hz の変動放射加熱を与えた場合の着火直前の温度分布を、図 9 に同条件での酸素および n -ヘプタンの質量分率分布を示す。半径 0.004 m 付近で温度が周囲温度より上昇しているのが観察され、この直後に急速にその付近で温度上昇し、温度のピークが観察される。酸素分布に着目すると、その付近で酸素濃度の分布が変化していることがわかる。液滴近傍

Fig. 10 History of surface temperature (on start)

まで拡散していた酸素はこの後急激に消費され、一般的な液滴の拡散燃焼場に遷移していく。放射周波数が 500Hz の場合と 500Hz の場合、時刻は異なるながらも、温度や濃度分布にほとんど差はないことがわかる。着火位置に関してもほぼ同じであり、変動放射周波数が化学反応に及ぼす影響はほとんどない。また、照射無しの場合と比較しても、0.416 s 付近で同じような分布が得られており、ほとんど差はなかった。次に放射加熱の液滴温度に及ぼす効果を調べるため、図 10 にオンスタートの場合の放射加熱の変動が液滴表面温度の経時変化に及ぼす影響の計算結果を示す。図より連続放射加熱を行った場合、放射強度が大きくなると液滴表面温度は上昇することがわかる。これはオフスタートの場合も同様である。液滴表面温度の上昇は n -ヘプタンの蒸発を促進させる。変動放射加熱を行った場合、放射加熱の変動は液滴表面温度に影響を及ぼし、特に周波数が小さい場合は強く影響することがわかる。オンスタートおよびオフスタートのどちらの場合も液滴表面温度に周期的な変動が見られ、放射加熱期間の液滴表面温度の上昇率は無放射期間のそれより大きいことがわかる。周波数が小さくなると、オンスタートおよびオフスタートのどちらの場合も変動放射加熱の 1 サイクルにおける放射加熱期間および無放射期間はより長くなる。そのため、表面温度変動の振幅が大きくなっている。しかしながら、オンスタートの場合は放射加熱期間の影響がやや優位となり、液滴表面温度の経時変化はその放射強度と同じ強度の連続放射加熱を行った場合のそれに漸近する。一方、オフスタートの場合は無放射期間の影響がやや優位となり、液滴表面温度の経時変化は無放射の場合のそれに漸近する。周波数が大きくなると、オンスタートおよびオフスタートのどちらの場合も液滴表面温度の経時変化は平均放

射強度と同じ強度の連続放射加熱を行った場合にそれに漸近する。

4. 結 論

n - ヘプタン単一液滴の自発着火への変動放射加熱の影響について調べるために、素反応モデルを用いて一次元球対称座標系において数値計算を行った結果、以下の主要な結論が得られた。

1. 連続放射を与えることにより、放射強度が大きくなるにつれ着火遅れは小さくなる。
2. 変動放射を与えることにより、周波数が大きくなるにつれ、オンスタート、オフスタートの両方の場合において、液滴の自発着火過程は変動放射の平均放射強度と同じ強度の連続放射を与えた場合の挙動に漸近する。
3. 変動放射を与えることにより、周波数が小さくなるにつれ、オンスタートの場合、液滴の自発着火過程は変動放射の放射強度と同じ強度の連続放射を与えた場合の挙動に漸近する。一方、オフスタートの場合、それは無放射の場合の挙動に漸近する。

文 献

- (1) Nomura, H., Ujiie, Y., Evaporation Behavior of Fuel Droplet at High Pressures, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B* (in Japanese), Vol.61, No.585 (1995), pp. 246-252.
- (2) Nomura, H., Ujiie, Y., Evaporation Behavior of Fuel Droplet at High Temperatures and High Pressures under Microgravity Conditions, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B* (in Japanese), Vol.61, No.591 (1995), pp. 339-345.
- (3) Manzello, S.L., Choi, M.Y., Kazakov, A., Dryer, F., Dobashi, R., Hirano, T., The Burning of Large n-Heptane Droplets in Microgravity, *The Proceeding of the Combustion Institute*, Vol.28, (2000), pp.1079-1086.
- (4) Moriue, O., Mikami, M., Kojima, N., Eigenbrod, C., Ranzi, E., Lee, J., *The Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.30, (2005), pp.1973-1980.
- (5) Schnaubelt, S., Moriue, O., Coordest, T., Eigenbrod, C., Rath, H.J., Detailed Numerical Simulations of the Multistage Self-Ignition Process of n-Heptane Isolated Droplets and their Verification by Comparison with Microgravity Experiments, *The Proceeding of the Combustion Institute*, Vol.28, (2000), pp.953-960.
- (6) Reid, R.C., Prausnitz, J.M., Poling, B.E., *The Properties of Gases and Liquids*, (1988), McGraw-Hill, New York.
- (7) Liu, L.H., Tan, H.P., Tong, T.W., Internal distribution of radiation absorption in a semitransparent spherical particle, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol.72, (2002), pp.747-756.
- (8) Tuntomo, A., Tien, C.L., Park, S.H., Internal distribution of radiant absorption in a spherical particle, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol.113, (1991), pp.407-412.
- (9) Lage, P.L.C., Rangel, R.H., Total thermal radiation absorption by a single spherical droplet, *AIAA Journal Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.7, (1993), pp.101-109.
- (10) Curran, H.J., Gaffuri, P., Ritz, W.J., Westbrook, C.K., A Comprehensive Modeling Study of n-Heptane Oxidation, *Combustion and Flame*, Vol.114, (1998), pp.149-177.
- (11) Ciezki, H.K., Adomeit, G., Shock tube investigation of self-ignition of n-heptane-airmixtures under engine relevant conditions, *Combustion and Flame*, Vol.93, (1993), pp.421-433.
- (12) Mizutani, Y., Katuki, S., Numerical heat transfer and fluid flow, (1985), Morikita Publishing, Tokyo
- (13) Brown, P.N., Byrne, G.D., Hindmarsh, A.C., VODE: A variable coefficient ODE solver, *SIAM Journal of Scientific and Statistical Computing*, Vol.10, No.5 (1989), pp.1038-1051.
- (14) Pinkley, L.W., Sethna, P.P., Williams, D., Infrared Band Intensities of Saturated Hydrocarbons, *The Journal of Physical Chemistry*, Vol.82, No.13 (1978)
- (15) Nakanishi, R., Kobayashi, H., Kato, S., Niioka, T., Ignition experiment of a fuel droplet in high-pressure high-temperature ambient, *The Proceeding of the Combustion Institute*, Vol.25, (1994), pp.447-453.