定在音場と液滴燃焼との干渉*

(熱音響流の発生と燃焼促進)

田 辺 光 昭^{*1}, 桑 原 卓 雄^{*1}
藤 森 俊 郎^{*2}, 河 野 通 方^{*3}

Interaction between Standing Sound Wave and Droplet Combustion (Occurrence of Thermo-acoustic Streaming and Combustion Promotion)

Mitsuaki TANABE^{*4}, Takuo KUWAHARA,
Toshiro FUJIMORI and Michikata KONO

^{*4} Department of Aerospace Engineering, College of Science and Technology, Nihon University,
7-24-1 Narashinodai, Funabashi-shi, Chiba, 274-8501 Japan

Combustion in standing sound wave induces a new type of convection that is named as thermo-acoustic streaming. The mechanism of the streaming is analyzed and experimental investigations are made to evaluate its influence on burning rate of a droplet. Since natural convection has characteristics very similar to the streaming, microgravity conditions were used to suppress it. Burning rates are measured for an acoustic frequency of 900 Hz and SPL of up to 150 dB under ambient pressure of 0.1 to 0.5 MPa. As a result, the excess burning rate $(k/k_0 - 1)$ is confirmed to be proportional to $Gr_a^{0.25}$ or $Gr_a^{0.5}$, where Gr_a is the ratio of acoustic radiation force to viscosity. The hypothesis that the streaming is driven by acoustic radiation force is validated and burning enhancement is explained through enhanced convective transfer due to the streaming.

Key Words: Combustion, Liquid Fuel, Combustion Oscillation, Droplet, Acoustic Streaming, Burning Rate

1. 緒 論

予期しない燃焼振動の発生は、燃焼器に過大な機械的・熱的負荷を強いるため、非常に危険である。燃焼器の破壊をもたらす強い燃焼振動は、音響学的共鳴と燃焼との干渉によって引き起こされていることが多い。この干渉現象の詳細を明らかにすることは、燃焼振動抑制に必要不可欠である。

従来から単純化したモデルとして、音波中での液滴燃焼について、実験的・理論的解析が行われてきている。音響振動流れ中の液滴燃焼に関する系統的な研究は、Kumagai and Isoda による研究¹⁾に始まる。彼らは、振動流れの持つ拡散促進効果が燃焼速度を支配するとしている。三上らは同様の実験を行い、準定常対流伝達の観点から燃焼促進を説明することに成功している²⁾。一方で、燃焼器破壊などをもたらす強い音場である定在音場が燃焼に及ぼす影響については、Saito らが実験により成果を得ている³⁾。これらすべて

は、音もたらす速度振動が燃焼を促進するという考えに基づいた解析である。理論においても、Duvvur ら⁴⁾や Ha⁵⁾により、速度振動の影響評価が行われている。近年、音の圧力振動に注目した研究も報告されている。Umemura は、特に遷臨界圧において、圧力振動が燃焼不安定を引き起こす可能性を理論的に示している⁶⁾。

著者らは、音場と燃焼が干渉する際に引き起こされる新たな 2 次流れを発見し⁷⁾、音場のもつ速度・圧力振動以外にも、燃焼促進効果が発現する機構があることを見出した。これまで知られていなかった、この新たな対流の定量化とそれによる燃焼促進効果を明らかにすることは、音響振動と燃焼の干渉現象を正確にモデル化するのに不可欠である。

2. 理 論

定在音場において、雰囲気と異なる密度をもつガス塊が存在するとき、その塊は音響放射力を受けることになる。音響放射力については、Gor'kov の解析⁸⁾を元に Nyborg がガス塊が球状と仮定した場合につき定式化している⁹⁾。これに、 e_p , e_k をそれぞれ音場のポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの

* 原稿受付 2003 年 2 月 27 日。

^{*1} 正員、日本大学理工学部 (〒274-8501 船橋市習志野台 7-24-1)。

^{*2} 正員、石川島播磨重工業(株) (〒235-8501 横浜市磯子区新中原町 1)。

^{*3} 正員、東京大学大学院工学系研究科 (〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1)。

E-mail: tanabe@aero.cst.nihon-u.ac.jp

時間平均値, x を空間座標 (音波の伝播方向) とした時, 定在音場で成り立つ以下の条件を加味すると,

$$\frac{\partial e_p}{\partial x} = -\frac{\partial e_k}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(1)$$

ガス塊に働く放射力は以下の式で表現できる.

$$F_R = V \left\{ \frac{3(\rho_s - \rho_\infty)}{2\rho_s + \rho_\infty} - \left(1 - \frac{\delta_s}{\delta_\infty} \right) \right\} \frac{\partial e_k}{\partial x} \quad (2)$$

圧縮率 δ_s , δ_∞ が同一と仮定し, e_k を速度振動で表すと,

$$F_R = V \frac{3(\rho_s - \rho_\infty)}{2\rho_s + \rho_\infty} \frac{\rho_\infty}{2} \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(3)$$

となる. すなわち, ガス塊 (液滴燃焼の場合, 燃焼ガスあるいは燃料蒸気) の体積 V , それらの密度 ρ_s と周囲空気密度 ρ_∞ の差, 音に伴う粒子速度の2乗 (運動エネルギー) の勾配に比例して音響放射力は強くなる. ここで, 音場は運動エネルギー勾配を通して影響することがわかる. 音響周波数が高く波長が短い, 音圧が高く粒子速度が大きいかのいずれかによりこの勾配は大きくなる. また, 定在音場の腹と節の丁度中間 (節から $1/8$ 波長) でこの勾配は最も大きくなる. これらの条件がそろって放射力が大きくなり, 強い対流を生じることになる. この流れを「熱音響流」と呼んでいる. この対流により, 熱・物質伝達が高まることによって燃焼が促進される可能性がある.

また, $(\rho_s - \rho_\infty)$ の符号から, 定在音場では, 密度の低いものが速度振動の腹から節に向かい, 高いものが節から腹に向かう流れが生じる. 図1に定在音場における速度振動分布と密度の低いガス塊 (例えば燃焼ガス) によって生じる熱音響流速 u_s の分布を示す.

Fig. 1 Distribution of thermo-acoustic streaming

この放射力がもたらす熱音響流の燃焼促進効果は以下のように解析できる. (2)式の力について, 液滴燃焼の場合, 体積力を受けるのは燃焼ガスであり, 雰囲気との温度差を考慮すると近似的に,

$$\frac{3\rho_\infty}{2\rho_s + \rho_\infty} \approx 2 \quad \dots\dots\dots(4)$$

である. また加速度の次元を持つ運動エネルギー勾配について,

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x} = \frac{1}{2} g_a \quad \dots\dots\dots(5)$$

と書くことにすると,

$$F = (\rho_s - \rho_\infty) V \cdot g_a \quad \dots\dots\dots(6)$$

と表記することができる. すなわち, 音響放射力は, 近似的に重力による浮力と相似な体積力である.

さらに, 熱・物質伝達促進の度合いを評価するために, 熱音響流のレイノルズ数を推定してみる. 運動エネルギー勾配が小さく体積力が弱い場合には流速が小さく, 体積力と粘性力が釣り合うように対流の速度が決まると考えられる. すなわち, 流速 u , 粘性係数 μ , 代表径 D を用いて,

$$F = (\rho_s - \rho_\infty) V \cdot g_a \propto \mu \frac{u}{D} D^2 \quad \dots\dots\dots(7)$$

なる関係式が導かれる. ここで, 浮力に対してグラスホフ数が定義できるのと同様に, 音響放射力に対して無次元数として「音響グラスホフ数」

$$Gr_a = \frac{(\rho_\infty - \rho_s) D^3 \cdot g_a}{\rho \nu^2} \quad \dots\dots\dots(8)$$

(ν は動粘性係数, ρ は代表密度) を新たに定義すると, $\nu \propto D^3$ であるから,

$$Gr_a \propto \frac{\mu u D}{\rho \nu^2} = \frac{u D}{\nu} = Re \quad \dots\dots\dots(9)$$

が導かれ, 熱音響流のレイノルズ数は音響グラスホフ数に比例することがわかる.

一方, 変動速度勾配が大きく体積力が大きい場合には, 流速が大きく, 体積力は慣性力と釣り合うと考えられるから,

$$F = (\rho_s - \rho_\infty) V \cdot g_a \propto \rho u^2 D^2 \quad \dots\dots\dots(10)$$

すなわち,

$$Gr_a \propto \frac{\rho u^2 D^2}{\rho \nu^2} = \left(\frac{u D}{\nu} \right)^2 = Re^2 \quad \dots\dots\dots(11)$$

が導かれ、熱音響流のレイノルズ数は音響グラスホフ数の平方根に比例することがわかる。

一般に、対流による球のヌッセルト数 Nu の変化は、 A を定数として、

$$Nu = 2 + A \cdot Re^{0.5} \quad \dots\dots\dots (12)$$

である。熱・物質伝達率と液滴の燃焼速度は比例関係にあることから、静止雰囲気中の燃焼速度と流れ場での燃焼速度の比は以下のように表せる。

$$\frac{k}{k_0} = 1 + \frac{A}{2} \cdot Re^{0.5} \quad \dots\dots\dots (13)$$

この式中のレイノルズ数を音響グラスホフ数で置き換えることで、音場における熱音響流による燃焼促進効果が評価できる。

変動速度勾配が小さく流速が小さいとき、つまり、 Gr_a が小さいとき、 $Re \propto Gr_a$ より

$$\frac{k}{k_0} = 1 + B_1 \cdot Gr_a^{0.5} \quad \dots\dots\dots (14)$$

逆に、 Gr_a が大きいとき、 $Re \propto Gr_a^{0.5}$ より、

$$\frac{k}{k_0} = 1 + B_2 \cdot Gr_a^{0.25} \quad \dots\dots\dots (15)$$

となる。ただし、 B_1 、 B_2 は共に定数である。

ここでは、音響グラスホフ数 Gr_a により整理しているが、重力場の場合のグラスホフ数 Gr と燃焼速度との関係も上記 2 式と同様であるはずである。岡島ら⁽¹⁰⁾・Sato ら⁽¹¹⁾の燃焼実験により、 Gr のそれぞれの場合において、 $k/k_0 - 1$ が $Gr^{0.5}$ 、 $Gr^{0.25}$ に比例することが報告されている。上述の理論解析と比較して、 Gr が小さい場合について指数部に 0.02 の差があるものの、上記の関係式導出の妥当性が確認できる。

熱音響流による燃焼促進効果は、用いる周波数や音圧、液滴の位置をパラメータとして含む音響グラスホフ数により整理でき、 $Gr^{0.5}$ もしくは $Gr^{0.25}$ に比例するはずである。

3. 実験装置及び方法

上記の熱音響流の影響を評価するためには、音響グラスホフ数 Gr_a を広範囲に渡って変化できる装置が要求される。 Gr_a は、音響振動の運動エネルギー勾配と、雰囲気密度により主に支配されている。前者には、音響周波数と音圧、後者には雰囲気圧力がパラメータとなる。このため、これらを大幅に変化できる装置を導入した。

Fig. 2 Schematic of experimental apparatus

図 2 に装置概略図を示す。10 MPa 耐圧の高圧容器 (内寸 $\phi 150 \times 500$ mm) の中で、液滴は容器中央に設置された石英ガラス製の懸垂線 ($\phi 150 \mu m$) の先端に置かれ、燃焼する。容器内部には、2 つのスピーカーが向かい合わせに設置されており、この間に共鳴波を生じさせる。スピーカーはファンクションジェネレータからの正弦波によって駆動されている。本実験での共鳴周波数は雰囲気圧の違いにより若干の変化があったが、約 900 Hz で一定とした。また、共鳴時の音圧はスピーカーへの印加電圧で制御することができ、雰囲気圧力範囲 0.1~0.5 MPa において、最大 150 dB の音圧を発生できる。また、両スピーカーの位置は任意に選ぶことができる。熱音響流は、定在波の腹と節の間において最も強くなる。スピーカー位置を調整し、容器中央部の燃焼位置でこの条件が実現されるように定在波を発生させた。

燃料液滴の生成は、高圧ポンプにより送り出された燃料を細管を通して懸垂線端部に供給することにより行われる。液滴は半導体レーザーを光源とした影写真法によって高速度ビデオカメラにより撮影される。液滴生成時にも、撮影は行われており、着火前の初期液滴径は 1.5 ± 0.15 mm となるようポンプの駆動が制御される。生成された液滴への点火には、円形状に丸められた電熱線を使用した。燃料供給管・点火線ともにステッピングモータ駆動の回転機構により容器中央の液滴位置に接近・退避することができる。燃焼時には、これらが液滴近傍における音場を乱さないように、液滴近傍から退避させた。退避は、燃焼開始とともに現れる輝炎の発光を検出することにより行われる。輝炎発生から退避までは 0.2 秒以内である。

燃焼中は、前述の高速度ビデオ (250 fps) により液滴の経時変化が記録され、デジタルビデオ (60 fps) によって直接像すなわち輝炎が記録される。

前章の理論解析から、熱音響流と自然対流とは似た性質を持ち合わせていることが予想される。熱音響流の影響を正確に評価するためには、自然対流を抑制することが必要不可欠である。このため、全ての実験を日本無重量総合研究所無重量研究センター (MGLAB) の大型落下抗を用いて行った。ここで得られる微小重力場は、残留重力が $10^{-5}g$ 、時間が約 4.5 s である。前述の実験装置は落下カプセルに収められて、遠隔操作で制御されている。落下前に液滴生成と音場印加を行う。落下開始後に電熱線の加熱を行い、微小重力場が達成されてから着火する。重力場中で電熱線の熱により対流が発生してしまうのを避けるためである。

4. 実験結果及び考察

図3に異なる音圧の音場で燃焼する液滴の火炎の時間変化を示す。音場なしの場合には、微小重力場での典型的な液滴燃焼の火炎である球状火炎が観察されている。音場を印加しない場合には、燃料の蒸発以外には対流が発生していないことがわかる。これは、点火線の移動や、懸垂線などが不要な擾乱を引き起こしていないことことの証明である。この装置によって、音場の液滴燃焼に与える影響を正確に求めることができるという。

音圧を 125 dB, 150 dB とあげていくにしたがって、火炎が左に伸びているのがわかる。音場と燃焼の干渉によって、実際に熱音響流が発生することが確認できる。液滴は定在音波の腹と節の丁度中間に位置し、図で向かって左方に速度振動の節、右方に腹が位置している。熱音響流が節の方向に向かって流れていることになる。理論で予測されるように、音場では、密度の低い燃焼ガスが音響放射力を受けて運動エネルギーの小さい節の方へと流されている。音圧が高くなると、音波による振動の運動エネルギーは大きくなる。このため、運動エネルギー勾配も大きくなり、より大きな音響放射力が働くことによって、熱音響流が強くなったものである。

音圧 150 dB の場合には、他に比べて約半分の時間で燃焼が終了している。火炎の幅 (図で縦方向の幅) が小さくなっていることから、液滴と火炎との距離が小さくなっていることが見て取れる。火炎が液滴に近づくということは、温度・濃度境界層ともに薄くなっ

ているということである。この状況では、液滴表面における温度・濃度勾配は大きく、蒸発速度が高くなった結果、早期に液滴が燃え尽きているということが想像される。音響流がもたらす対流伝達によって熱と物質の輸送が活発になり、燃焼が促進されたとする第2章の仮説は妥当であると考えられる。

Fig. 3 Sequential images of burning droplets
(ambient pressure: 0.5 MPa, quiescent / 125 dB / 150 dB)

図4に燃焼中の液滴の影写真を示す。画質調整及び背景ノイズの除去を行った修正画像である。十分な強度の背景光のもとでは、火炎は写らず、液滴とすすが黒い影となって観測できている。図の左右での違いは、音場の有無である。左側の音場なしの場合には、すす殻が存在しているのに対し、右の音ありの場合には殻は存在しない。すす殻は、火炎付近で発生したすす核が熱泳動によって温度の低い液滴側へ移動し、ステファン流とバランスした特定の半径の場所において

滞留することで形成されることが知られている。音場での燃焼では熱音響流が発生し、泳動で集まるはずのすすが対流で流されてしまうため、すすの凝集が抑制されたと考えられる。

Fig. 4 Shadowgraph of burning droplets
(ambient pressure: 0.1 MPa, left: quiescent / right: 140 dB)

これら影写真から液滴直径が求められる。実際に観測された液滴は完全な球ではなく、近似的に回転楕円体である。この影写真での長径と短径を測定し、回転楕円体の体積を求め、それと同一の体積を有する球の直径を液滴直径として逆算した。

Fig. 5 D^2 history with/without acoustic field
(ambient pressure: 0.1 MPa)

図5に点火後の液滴径の2乗の時間変化を示す。縦軸・横軸ともに点火線加熱開始前の液滴直径（初期液滴径）の2乗で無次元化してある。図に見られるように、音場なし（quiescent）の場合に比べて、140 dBの音場では、液滴径が早く減少する、すなわち、燃焼が早いことがわかる。

液滴燃焼の1次元準定常理論に従うと、液滴の2乗径は時間とともに直線的に減少していくことが知られている。図中の音場なしの場合について、この傾向が見て取れる。本実験の範囲では、熱音響流の強さはそれほど強くなく、図中の140 dBに見られるように、対流中でもこの直線性は変わらず、2乗則が成り立っていることがわかる。この2乗径の減少速度すなわちグラフの傾きを燃焼速度定数として求めた。ただし、着火直後と消炎直前は、それぞれ液相の加熱と懸垂線体積とに起因する非定常蒸発の期間があり、直線に乗らない変化をすることがあるので、液滴寿命の10%～90%のデータのみを速度定数の評価に用いた。

図6に音響グラスホフ数と燃焼促進率の関係を示す。音響グラスホフ数を求める際に用いる物性値の選び方は、Satoら⁽¹⁾の通常のグラスホフ数の場合と同一とした。すなわち、火炎温度を2300 K、雰囲気温度を300 Kとして燃焼ガス、雰囲気気の密度を計算し、代表密度 ρ 、動粘性係数などは代表温度として1300 Kを用いて計算した。

Fig. 6 Excess burning rate for three ambient pressures
- acoustic Grashof number correlation -

図6では、近似線として、音響グラスホフ数が1よりも小さい場合には0.5乗に比例し、1よりも大きい場合には0.25乗に比例する折れ線を記入してある。雰囲気圧の如何に関わらず、実験で得られた燃焼促進と音響グラスホフ数の関係はこの線上にほぼ乗っていることが見て取れる。浮力で生じる自然対流による液滴の燃焼促進を評価したSatoら⁽¹⁾と本実験は同様の

傾向を示している。彼らの燃焼促進率とグラスホフ数との関係図から読み取ると、グラスホフ数が約3で0.5乗と0.25乗の線が交わり、その時の燃焼促進率は約1である。図6に示されている結果に比べてわずかに右にずれた折れ線となるが、定性的にも定量的にもほぼ一致しているといえる。浮力によって発生する自然対流と音響放射力によって発生する熱音響流とが良く似た性質を持っていることから、両者で同様の燃焼促進が得られているものである。

第2章の解析で、弱い熱音響流が発生している場合には燃焼促進率 k/k_0 は音響グラスホフ数 Gr_a の0.5乗に比例し、強い場合には、0.25乗に比例することが導かれている。音響放射力による熱音響流の発生とその対流熱伝達による燃焼促進という音場での燃焼促進機構の仮説が証明されたといえる。

5. 結論

定在音場における液滴燃焼に関し、理論的考察と微小重力実験により解析を行った結果、以下の事実が明らかになった。

- 1) 定在音場中で燃焼が起こり、密度の低い燃焼ガスが生じると、熱音響流が発生する。
- 2) 熱音響流は、音響放射力によって駆動されている。
- 3) 熱音響流のもたらす対流伝達によって、音場において液滴燃焼は促進される。
- 4) 熱音響流によって燃焼が促進される場合、その促進効果は、音響グラスホフ数によって整理できる。音響グラスホフ数が小さいとき、すなわち音圧が低い場合には、燃焼促進率は音響グラスホフ数の0.5

乗に比例する。音圧が高い場合には、音響グラスホフ数の0.25乗となる。

謝辞

この研究は（財）日本宇宙フォーラムが推進している「宇宙環境利用に関する地上研究公募」プロジェクトの一環として行ったものである。

参考文献

- (1) Kumagai, S. and Isoda, H., Proc. Combust. Inst. 5, (1955), 129-132.
- (2) 三上・ほか3名, 機論, 62-600, (1966), 3178-3184.
- (3) Saito, M. et al., Fuel, 75-6, (1996), 669-674.
- (4) Duvvur, A. et al., Prop. Power 12-2, (1996), 358-365.
- (5) Ha, M. Y., J. Energy Res. Technol. 119, (1997), 110-119.
- (6) Umemura, A. and Shimada, Y., Proc. Combust. Inst. 27, (1998), 2659-2665.
- (7) Tanabe, M. et al., Proc. Combust. Inst. 28, (2000), 1007-1013.
- (8) Gor'kov, L. P., Sov. Phys. Doklady 6-9, (1962), 773-775.
- (9) Nyborg, W. L., J. Acoust. Soc. Am. 42-5, (1967), 947-952.
- (10) Okajima, S. and Kumagai, S., Proc. Combust. Inst. 19, (1982), 1021-1027.
- (11) Sato, J. et al., Combust. Flame, 82, (1990), 142-150.