

微小重力場における音場を利用した熱対流の生成

日本大学 田辺光昭

Thermal convection driven by acoustic field under microgravity

Mitsuaki Tanabe

CST, Nihon University, Narashinodai, Funabashi, Chiba 274-8501

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

Abstract: Natural convection is suppressed in space environment due to the weightlessness. Only centrifugal force is utilized currently to drive gas-phase thermal convection in space. This paper presents an alternative way to drive thermal convection. From the investigation of combustion oscillation in rocket motors, a new thermal convection had been found in stationary acoustic fields. Analyzing the phenomena, acoustic radiation force is found to be the candidate driving force. With a simplified system using a hot wire as a cylindrical heat source, the characteristics of the convection in acoustic field are investigated experimentally. A numerical modeling that includes the radiation force succeeded in reproducing the convection. Knowledge for further application is obtained.

Key words; Space Utilization, Convection, Acoustics, Combustion

はじめに

宇宙環境は微小重力場であり、自然対流が抑制される。この特徴を利用した様々な研究がなされている。しかし、この特徴はいつも役に立つわけではない。宇宙での様々な活動を考える場合には、自然対流のような熱対流が有用になる場合も存在する。現在、重力に代わり熱対流を発生させる、あるいは密度差による物質の分離を行うには、遠心分離機を使用する必要がある。安定した擬似重力場が得られるが、実験試料の大きさに比べて比較的大きな装置が必要となるのが欠点である。また、回転慣性のため、状況に応じて(擬似の)重力加速度を変化させる際の応答時間が長い。もっと自由に加速度を変化でき、かつ小型の装置が望まれる。

著者らはロケットエンジンなどの高負荷の連続燃焼器で問題となる振動燃焼の機構解明を目的とした微小重力実験¹⁾において、定在音場での燃焼により、対流が発生することをこれまでに確認した。

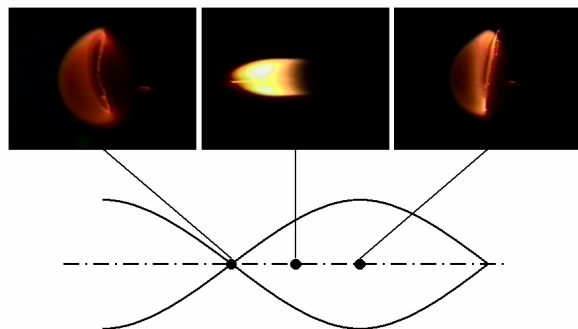


Fig. 1 Flames around a fuel droplet at different locations in a standing sound wave

Figure 1 に示すように、定在音場の速度振動の腹や節 (= 圧力振動の節や腹) においては、燃料粒子の周囲に形成される火炎はその場に留まっているが、腹と節の間においては、速度振動の節に向かって流されることがわかっている。

この対流は振動燃焼中の火炎挙動や発熱分布に影響を与えるものであり、燃焼特性の予測と燃焼器の設計という点からも機構解明とモデル化が必要である。また、このように音場において、重力が無くても燃焼によって対流が発生していることから、新たな熱対流の駆動機構が存在する可能性があり、機構解明と、性質の調査によって、新しい熱対流生成方法としての応用が期待できる。

熱対流の駆動力

この対流の駆動力を流体中の応力分布から考察してみる。音場では、音による流体の並進振動があり、その速度である粒子速度を u'_a として、相関項 $u'_a u'_a$ の時間平均から生じるレイノルズ応力のうち、垂直応力の空間不均一がある。これが平均圧勾配とキャンセルせず、駆動力が生じて対流が発生すると考えられる。表現は違うが、音響工学で音場中の検査面 S について導かれる音響放射力

$$F = - \int_S \left\{ \bar{p} \cdot n + \rho_0 \overline{u'_a (u'_a \cdot n)} \right\} dS$$

と同じである。ここで n は面の法線ベクトル、 p は圧力および平均密度である。また、 $\bar{}$ は時間

平均を表す。燃焼器で起こるような定在音場においては、最大音圧を与えると音の粒子速度を決定でき、積分の中の第二項に出てくる u'_a の自己相関項は簡単に導出できる。第一項の平均圧力項がどの程度かは問題による。例えば、強い音場の振動を 2 次の微小項まで考慮し、主要項だけにすると平均圧項は、

$$\overline{p} = \frac{c_0^2 \overline{\rho_a'^2}}{2\rho_0} - \frac{\rho_0 \overline{u_a'^2}}{2} = \overline{e_p} - \overline{e_k}$$

となる。 c_0 は音速であり、 e_p と e_k はそれぞれ音場のポテンシャルおよび運動エネルギーである。 $c_0 \rho_a'$ は圧力擾乱 p' に、さらに p' は音響インピーダンス Z を使って、 u'_a に書き換えられるから、結局平均圧の変化も $u_a'^2$ で表せる。雰囲気と燃焼ガスの密度差を ρ 、燃焼ガス塊の体積を V とし、 Z や形状の影響を γ に縮約すると、1 次元音場でガス塊に作用する力は、

$$F = \alpha V \Delta \rho g_a \quad \text{ただし,} \quad g_a = \frac{\partial u_a'^2}{\partial x}$$

と表せる。この F の式表現は浮力のものと同じであるから、音場はあたかも g_a の加速度を持った重力場のように流れ場に影響するということがわかる。このことから、音響放射力を利用して、浮力による自然対流とほぼ同様の熱対流を作れることが導かれる。また、1 次元定在音場において、速度振幅の空間分布は三角関数状であることから、みかけの加速度である g_a は速度振動の腹、節において 0 となることもわかる (Fig. 2 参照)。前述の燃焼実験で腹と節において観察された炎が流れず、燃料粒子付近に留まった事実と整合する。

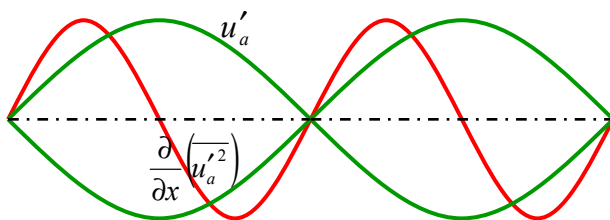


Fig. 2 Distributions of u'_a and g_a

この g_a は場所によって異なることに注意が必要である。 g_a の空間勾配が無視できるのは極値周辺であり、定在音場での振動の腹と節の中間地点のみである。このため、 g_a によって熱対流を生成する場合、通常重力場のように空間的にほぼ均一な外力場を実現するには、試料の寸法よりも十分長い波長の定在波を作る必要がある。均一な外力場を実現することは遠心分離機ではさらに難しい。遠心力によって

出来る外力場は回転中心からの距離に依存し、決して均一になることは無い。さらに、外力場の均一性を狙って回転半径を大きくすると、装置容積はその半径の少なくとも 2 乗で大型化する。定在音場を用いる場合には、装置寸法は波長の 1 乗に比例するだけであるから、均一な擬似重力場を作るには有利となる。

音響放射力で形成される擬似重力場のみかけの重力加速度は g_a であるが、これは、音響周波数・音響インテンシティに比例する。の値は場合によるが、一般的には約 0.5 ~ 1.0 付近にある。例えば、乱流計算で仮定されるように、平均圧勾配が振動運動の等方性分の空間勾配と平衡するとすれば、振動の自由度が 2 次元では 1/2 である。あるいは、熱せられたガスが圧力波を完全に反射するなら 1.0 といった具合である。音響周波数が 1 kHz の場合、約 145 dB で 1 g (=9.8 m/s²) 相当の g_a を実現できる。

微小重力場を利用した熱対流の生成実験

この音場での放射力は自然対流の場合の浮力と同じ形の式で表されていたことから、音場での対流を評価する際には、似た性質を持つ浮力を極力排除する必要がある。このため、MGLAB (日本無重量研究センター) の落下坑を利用し、微小重力実験を実施した。

Figure 3 に実験装置の概略図を示す。

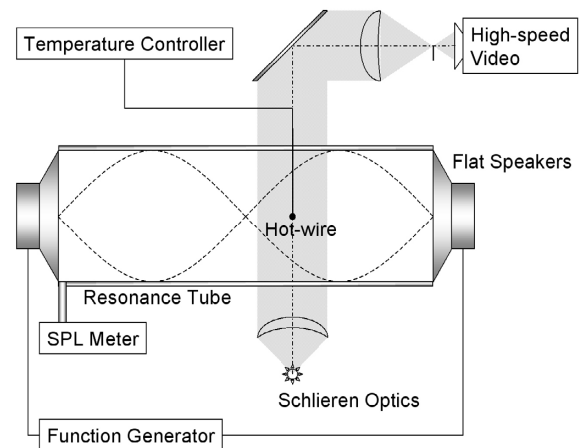


Fig. 3 Schematic of experimental apparatus

2 台の平面スピーカを正対させて設置し、位相を揃えて駆動することで共鳴管内に定在音場を形成した。共鳴管の長さは 340 mm であり、丁度 1 kHz の音波の 1 波長とした。この音場の様々な場所で直径

0.2 mm 長さ 40 mm のニッケル製の電熱線を通電加熱し、周囲の温められた空気の流れをシュリーレン法により観察した。数値計算との比較を前提とし、熱線の温度はフィードバック回路²⁾により一定に保った。本実験では、熱線の加熱開始後、設定温度に達するのに約 0.2 sec を要した。

常温常圧の大気、熱線温度 1000 K、音響周波数 1 kHz、音圧 140 dB の条件で、速度振動の腹・節およびその中間点に熱線を置いて局所加熱を行った際の密度場の時間変化を Fig. 4 に示す。シュリーレン画像を等密度勾配線図になるように画像処理したものである。

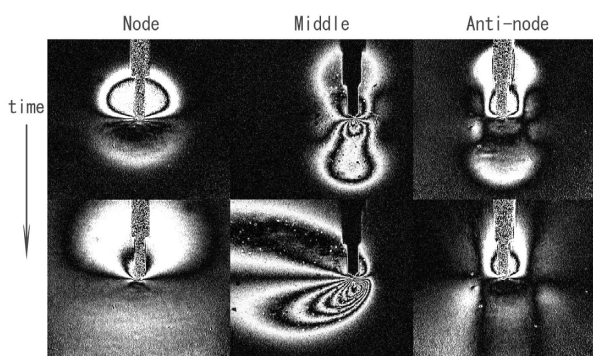


Fig. 4 Development of high temperature region (density gradient contour)

加熱直後(図上段)には横方向の対流は認められず、レイリーストリーミング³⁾など、ここでの研究対象外の音響流は発生していないことも確認できる。図の下段に示されるように、節(Node)や腹(Ant-Node)では、加熱されて密度の低下した空気は横方向に流れることは無い。一方腹と節の中間(Middle)においては、節に向かう流れが発達する様子が確認できる。燃焼でなく、温度上昇のみで対流が発生していることから、これが一種の熱対流であることが確認できた。

この腹と節で発生する熱対流について、熱線周囲の温度境界層の特性から定量的に評価することを試みた。音圧を様々に変化させて熱線表面での温度勾配を測定し、その音圧依存性を調べた。音響放射力と浮力とが似た駆動力であることから、自然対流について定義されているグラスホフ数のような無次元数で表面温度勾配が整理できるはずである。浮力について定義されているグラスホフ数は、

$$Gr = (\text{浮力} / \text{粘性})$$

で表されるが、これを流用し、音響放射力について

$$Gra = (\text{音響放射力} / \text{粘性})$$

なる音響グラスホフ数を定義する⁴⁾。浮力による自然対流の場合には、本実験で使用した熱線・実験条件では、円筒の自然対流熱伝達の比例関係として

$$(\text{表面温度勾配}) \propto Gr^{0.148}$$

となることが知られている⁵⁾。これに対して、本実験の音響放射力に駆動される熱対流について得られた結果は、Fig. 5 に示すように、

$$(\text{表面温度勾配}) \propto Gr^{0.147}$$

であり、非常に良い一致が得られているといえる。このことは、浮力と音響放射力の熱対流駆動力としての類似性を導いた前述の考察を支持するものである。

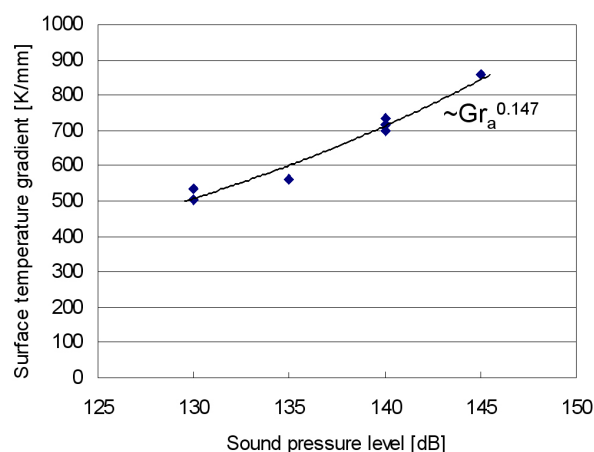


Fig. 5 Dependence of thermal boundary layer on sound pressure level and acoustic Grashof number

数値モデル化

音響振動中の流体现象を数値的に解析するためには音の圧力波の伝播過程を詳細に追跡する必要がある。これは高空間・時間分解能の直接計算を行う方法で、今回の現象も再現できるはずである。FDTD(Finite Difference Time Domain)法がこれにあたり、本研究でもこれにより、熱対流の再現を試みた。また同時に、音響放射力をモデル化し、音波の伝播を解かなくても定在音場の特性値だけで平均流れを再現できる方法として ARF(Acoustic

Radiation Force)モデルを新たに作成した .ARF モデルにおいては ,あらかじめ定在する音場を求め ,加熱前の応力場から求められる g_a を外力項として付加して流体の運動方程式を解くものである . Figure 6 にそれぞれのモデルの概念図を示す .

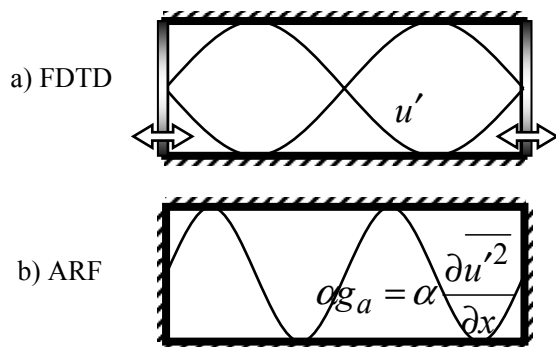


Fig. 6 Model comparison

FDTD 法では ,東西の境界を振動させて音場を形成するのに対し , ARF モデルでは ,図に示すような応力分布を与えるのみである .FDTD 法は音の 1 サイクルを十分に分解して計算するために 1 kHz の音波の計算に 10^{-5} sec 程度のタイムステップを刻む必要があるのに対し , ARF モデルでは 10^{-3} sec でも十分である .音響放射力に対流の駆動力と仮定することで ,時間ステップで 1/100 以下 ,CPU コストは約 1/1000 まで削減可能であった .

これらのモデルを汎用数値計算コード FLUENT に組み込んで計算し ,熱対流の生成の様子を再現した .得られた密度分布の時間発展を実験結果と比較ものを Fig. 7 に示す .

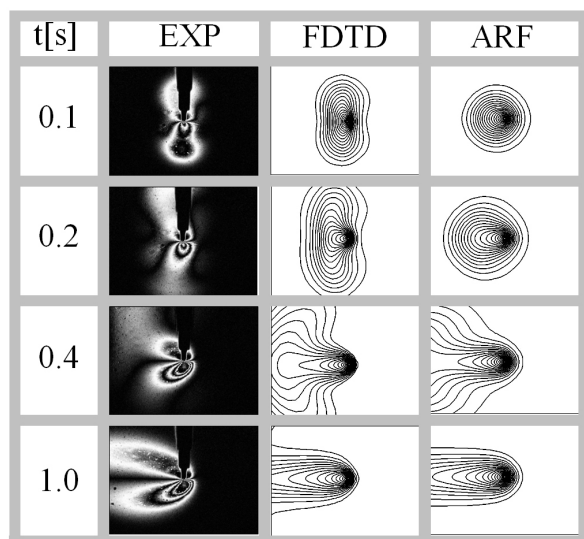


Fig. 7 Sequential images of density distribution around a hot wire. (1 kHz, 140 dB, 1000K)

FDTD 法では微小重力実験で得られた密度場の発達の様子を非常に良く再現できていることがわかる .このことは ,この熱対流が ,既知の流体の支配方程式から発現する現象であることを証明するものである .また ARF モデルでも ,加熱直後の縦方向への密度場の拡がりを適切に再現できていない点を除き ,対流の時間発展を良く再現できている .このことは ,対流の駆動力として音響放射力が妥当であることを示している .縦方向への拡がりを再現できないのは ,加熱開始前の定在音場は横方向の振動のみが存在する 1 次元振動であり ,縦方向に応力分布が無いのに対し ,実際には急速加熱による体積膨張と音場の干渉によって ,縦方向の流体振動が生じ ,この方向にも応力場の不均一が出来るためと考えられる .

まとめ

音場によって熱対流を生成できることが確認でき ,今後の応用のための知見が得られた .音響放射力が駆動力となるこの熱対流を利用すると ,低密度気体を速度振動の節に集めることが出来ることから ,高温ガスの分離や ,閉じ込め ,あるいは温度勾配の制御などが音場を制御することで可能となると思われる .

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 .また ,研究において多大な協力を賜りました桑原卓雄教授および舘和岳 ,木村優大 ,松井毅 ,山内芳樹 ,山本孝祐 ,小池竜治の各氏に感謝いたします .

参考文献

1. Tanabe, M. et al., Proc. Combust. Inst. 28 (2000) 1007-1013.
2. Nagata, H. et al., Proc. Combust. Inst. 25 (1994) 1719-1725.
3. Rayleigh, J. W. S., The Theory of Sound, Macmillan, London, UK, 1896.
4. Tanabe, M. et al., Proc. Combust. Inst. 30 (2005) 1957-1964.
5. Morgan, V. T., Advances in Heat Transfer 16 (1975) 1719-1725.