熱音響理論と従来理論との基本的相異

富 永 昭

筑波大学物理学系 つくば市天王台 1-1-1

(1997 年 12 月 15 日受理)

Basic Differences between Thermoacoustic Theory and Traditional Theory

Akira TOMINAGA

Institute of Physics, University of Tsukuba, 1-1-1 Tennohdai, Tsukuba 305-0006

(Received December 15, 1997)

Synopsis:

The basic differences between thermoacoustic theory and traditional theory are reviewed. The first is a difference of image. Traditional theory discusses only enthalpy flow, while thermodynamic theory discusses not only enthalpy flow but also entropy flow and work flow in conjunction with the second law of thermodynamics. Definitions of these flows in the traditional theory are vague and sometimes conflict with both the first and second laws of thermodynamics, while the definitions in thermoacoustic theory are clear and consistent to thermodynamics. The concept of a state variable plays a key part of thermodynamic discussion regarding thermoacoustical phenomena. The last difference is related to transverse averages. Most people who follow traditional theory discuss the transverse averages of oscillating quantities at first, and after that, handle the product of oscillating quantities. Thermoacoustic theory discusses transverse distribution of the oscillating quantities at first and then handles the transverse averages of products of oscillating quantities. Since the product of averages and the average of a product are different in general, results of those following traditional theory are different from those obtained by thermoacoustic theory. This is one of the reasons why thermoacoustic theory succeeds in discussing a wide variety of thermoacoustic phenomena including intrinsically irreversible phenomena.

Keywords: thermoacoustics, state variables, transverse average

1. はじめに

熱音響理論は数学的には易しいのに難解だと言われる。伝統的な視点を知らない若者は素直に受け入れるのに、伝統的な視点を身につけた方々から言われることである。熱音響理論¹⁾がかなり基本的なところで従来の視点とは異なるためであろう。

従来の視点とはスターリング機関を理解するために採用された視点であり、G. Schmidt が 1871 年に導入した等温モデルに始まり、1984 年に出版された I. Urieli and D.M. Berchowitz の著書²⁾まで続いてきた伝統ある視点である。この間に G. Walker の 2 冊の著書³⁾を通して、蓄熱器や蓄冷器を特殊な熱交換器と

みなす視点も発展してきた。

この解説では熱音響理論の視点と従来の視点との基本的な相異を整理する。目の付け所が違っているとイメージも異なる。イメージの相異から始めて、基本概念の相異、基本方程式の相異へと進むことにする。

2. イメージの相異

スターリング冷凍機を例としてイメージの違いを調べよう。

単段スターリング冷凍機の基本構成は熱交換器に挟まれた蓄冷器の両端に圧縮ピストンと膨脹ピストンとを配置したものである (Fig. 1 参照)。作業流体にはヘリウムなどが使われている。膨脹ピストン側の熱交

Fig. 1 Traditional image of a Stirling refrigerator.

換器は吸熱器であり、圧縮ピストン側の熱交換器は放熱器である。蓄冷器には蓄冷材が詰めてある。蓄冷材には目の細かい金網などを積層したものがよく使われる。

Schmidt の提唱した等温モデルは2つのピストンの運動と圧力変動との関係を見積もるのに役だった。このために等温モデルが長期にわたり受け入れられてきた。この等温モデルでは圧縮過程も膨脹過程も等温可逆と仮定する。これが2本の等温線と2本の等圧線からなるスターリングサイクルの起源であろう。1960年に T. Finkelstein がこれに異議を唱え、ピストンの動作する空間では圧縮過程も膨脹過程も断熱可逆とする断熱モデルを提唱した。ピストンの動作する空間内の流体は、シリンダーとの熱交換が悪いので、等温近似よりも断熱近似に近いのは当然のことである。Finkelstein の断熱モデルは2本の断熱線と2本の等圧線からなるブレイトンサイクルに近い。

スターリング冷凍機の伝統的イメージは次のようなものであろう。圧縮ピストンで断熱圧縮されると作業流体の温度が上昇する。この流体は放熱器を通過する際に冷やされてほぼ室温になり、さらに蓄冷器を通り抜ける際に蓄冷材と熱交換して、充分温度が下がってから、膨脹ピストンで断熱膨脹するので、蓄冷器の低温端の温度よりも低くなる。この作業流体は、吸熱器を通過する際に周囲から熱を吸収し、さらに蓄冷器を通り抜ける際にも蓄冷材と熱交換して温度上昇し、ほぼ室温になって圧縮ピストンまでもどる。蓄冷材が熱の一時預かりを行い、蓄冷器の高温端から低温端へ向かう作業流体を蓄冷器で予冷し、逆に低温端から高温端へ向かう作業流体を予熱する。一周りに渡る時間平均を考えると良い冷凍機では蓄冷器を通過するエンタ

ルピー流が無視できるくらい小さいので、この冷凍機は膨脹ピストンの pV 仕事だけの冷凍能力を持ち、圧縮ピストンの pV 仕事だけ放熱する。

従って蓄冷器の伝統的イメージは次のようになる。蓄冷器は半周期だけの時間差を伴う対向流熱交換器であり、良い蓄冷器とは良い熱交換器である。圧力変動を度外視するとエンタルピー流と熱流とは値が同じなので、一周りに渡る時間平均を考えると、良い蓄冷器では熱流がない。一周りに渡る時間平均を考えると、蓄冷器は低温部と高温部とを熱的に遮断している。

スターリング冷凍機や蓄冷器の新しいイメージはこれとはかなり異なる。以下に新しいイメージを述べよう。

断熱可逆的な圧縮・膨脹では作業流体のエントロピーは変化しない。吸熱器で熱を吸収することは、外界からエントロピーを吸収することであり、放熱器で熱を放出することはエントロピーを外界へ放出することである。エントロピーは示量性の量だから、吸熱器で吸収したエントロピーをどこかへ運び去らなければ、冷凍機内にエントロピーが蓄積され、冷凍機の定常運転は不可能である。蓄冷器はこのエントロピーの通路である。蓄冷器を通して放熱器に達したエントロピーは放熱器で外界に放出される。一周りに渡る時間平均を考えると、蓄冷器には低温部から高温部へ向かうエントロピー流が存在する。エントロピー流の大きさは、理想的な蓄冷器では、低温部と高温部とで同じになるが、一般的には熱力学第二法則により低温部よりも高温部の方が大きい（原動機の蓄熱器では逆に高温部よりも低温部の方が大きい。原動機ではエントロピー流は高温部から低温部へ向かうからである）。

熱流は考えている場所での温度とエントロピー流との積だから、理想的な蓄冷器のようにエントロピー流が一樣でも、温度が一樣でなければ熱流も一樣ではない。蓄冷器中の熱流は、低温部から高温部へ向かい（ヒートポンピング）、低温部よりも高温部の方が大きい。

熱流だけでは蓄冷器の中でエネルギー保存則が満足されないが、蓄冷器の中に仕事流も考慮すればエネルギー保存則が満たされる (Fig. 2 参照)。エンタルピー流は熱流と仕事流との和である。蓄冷器中の仕事流は熱流とは逆に高温部から低温部へ向かい、高温部よりも低温部の方が小さい。熱流と仕事流とは向きが逆だが、良い蓄冷器ではエンタルピー流が小さいので、両者の大きさがほとんど等しい。熱交換器での仕事の

Fig. 2 New image of a Stirling refrigerator. This image includes heat flow and work flow. The heat flow in the regenerator is negative corresponding to the heat pumping.

散逸を無視すると、蓄冷器高温端での仕事流は圧縮ピストンのする仕事に等しく、蓄冷器低温端での仕事流は膨脹ピストンの受け取る仕事に等しい。このために良い蓄冷器の冷凍能力（蓄冷器低温端での熱流の大きさ）は膨脹ピストンの pV 仕事に等しい。

在来イメージと新しいイメージとの差はリジェネレーター（蓄冷器と蓄熱器の総称）の役割に大きな違いを生じる。伝統的イメージでは蓄冷器は高温部と低温部とを熱的に遮断するものだったが、新しいイメージでは蓄冷器は低温部から高温部へ向かう熱流の増幅器である。増幅器が増幅器として機能するには、エネルギー保存則により、エネルギー源が必要である。高温部の圧縮ピストンから供給された仕事流がエネルギー源となり、熱流が増大した分だけ小さくなって膨脹ピストンへ受け渡される。エレクトロニクスの電力増幅器で電源の役割をしているのがスターリング冷凍機の圧縮機と膨脹機とである。スターリングエンジンでは逆に低温部の圧縮ピストンから高温部の膨脹ピストンへ向かう仕事流が蓄熱器で増幅され、高温部の吸熱器で吸収された熱流が減少して低温部の放熱器で放出される。スターリングエンジンでは吸熱器に接触している高温熱浴と放熱器に接触している低温熱浴とが電源の役割を担っている。つまり蓄冷器と蓄熱器はそれぞれ熱流と仕事流の増幅器である。エレクトロニクスで言えば蓄冷器と蓄熱器は受動素子ではなく熱流と仕事流との相互変換を行う能動素子である。大雑把に言う、新しいイメージではリジェネレーターは熱流や

仕事流の通路であるとともに熱流と仕事流との相互変換を行っている。

熱流や仕事流の通路であるとともに熱流と仕事流との相互変換を行っているというイメージは、リジェネレーターに限ったものではなく、熱音響理論ではパルス管冷凍機のパルス管部にも共鳴管冷凍機や熱音響自励振動のスタックにもドリームパイプにも適用される。液体を作業流体とするドリームパイプでは、圧力変動の効果が無視できるくらい小さいので、仕事流がなく熱流と仕事流との相互変換もない。有限なのは熱流だけである。パルス管冷凍機のパルス管部では圧力変動があるので仕事流もある。パルス管中の仕事流の向きはパルス管の低温部から高温部へ向かう。パルス管中の熱流の向きは、第一世代では低温部から高温部へ向かうこともあるが、第二世代と第三世代では高温部から低温部へ向かう。この意味でパルス管は蓄熱器に近いが、熱流と仕事流との相互変換が非常に小さく、パルス管中での仕事流と熱流とはほぼ一様となる。共鳴管冷凍機のスタックでは熱流や仕事流の向きも熱流と仕事流との相互変換も蓄冷器に似ているがエンタルピー流が大きい。熱音響自励振動のスタックでは熱流や仕事流の向きも熱流と仕事流との相互変換も蓄熱器に似ているがやはりエンタルピー流が大きい。

このような量的な違いは流路のサイズと流体の運動様式の相異から生じる。リジェネレーターのように流路が熱境界層の厚さに比べて充分小さい場合には流路を構成する固体壁との間の熱交換が良好なために、熱流と仕事流との相互変換が大きくエンタルピー流が小さい。パルス管部のように流路が熱境界層の厚さに比べて充分大きいと流体の運動は断熱可逆的となり、圧力変動があっても熱流と仕事流との相互変換がほとんど行われない。スタックでは流路が熱境界層の厚さと同程度なので、固体壁との間の熱交換が中途半端になり、熱流と仕事流との相互変換も熱流そのものも不可逆過程の寄与が非常に大きい。このことが大きなエンタルピー流の原因である。ドリームパイプでは流路が熱境界層の厚さと同程度でしかも圧力変動が小さいので、熱流と仕事流との相互変換がなく、変位振幅の2乗に比例する熱流が大きい。

3. 基本概念の相異

イメージの違いは基本概念の相異でもある。従来の視点には熱流、仕事流、熱流と仕事流との相互変換などの概念がないか、あるとしてもかなり漠然とした

ものであり、定常流についてのみ意味がある。非定常流を扱う熱音響理論とは基本概念に重要な相異がある。

3.1 質量流

定常流では質量流という概念が定着している。質量流は、ある流路断面を単位時間にどれだけの質量が通過するかを表し、単位流路面積を通過する質量流は流体の密度と流速との積で表される。考えている場所で密度も流速も時刻に依存しないことが定常流の本質である。非定常流では、定常流とは異なり、密度や流速が時刻に依存する。

密度や流速の時刻依存性に明確な周期性のある流れを振動流と呼ぶことにする。従って脈動流も振動流に含まれる。

定常流で確立されている質量流という概念を振動流に拡張しよう。振動流では密度 $\rho_m + \rho$ も流速 $u_m + u$ も時刻に依存する。ここで添字 m のついていない量は時間平均を表し、添字のついていない量は時間平均からのずれを表す。定常流での質量流を拡張して、密度と流速との積の時間平均で単位流路面積を通過する質量流を定義すると、質量流は

$$\langle (\rho_m + \rho) \cdot (u_m + u) \rangle_t = \rho_m u_m + \langle \rho \cdot u \rangle_t$$

となる。ここで記号 $\langle \rangle_t$ は時間平均を示す。これは、時間平均しているのだから、時刻に依存しない量であり、その大きさは密度-変位空間での軌道の囲む面積に周波数を乗じたものである。 $\rho_m u_m$ は、定常流での質量流と同様に、質量流量計で測定可能だが、 $\langle \rho \cdot u \rangle_t$ を直接測定できる流量計はまだない。 $\langle \rho \cdot u \rangle_t$ を定義に基づいて評価するには、密度変動と流速変動とを同時測定する必要がある。 $\langle \rho \cdot u \rangle_t$ は熱音響理論では音響

質量流と呼ばれている。

質量流は定常質量流 $\rho_m u_m$ と音響質量流 $\langle \rho \cdot u \rangle_t$ との和である。定常質量流と音響質量流とが相殺している場合には質量流がない。定常質量流と音響質量流とを峻別する点で、熱音響理論は従来の考え方とは違う。

音響質量流はあまり親しみのない概念なので、少し蛇足をつけ加えよう。

オリフィスパルス管のように閉じた系では時間平均した質量流が零でなければならない。従ってオリフィスでの $\rho_m u_m$ が評価できると、そこでの音響質量流が評価できる。このことについては西谷らの研究⁴⁾がある。例えば Fig. 3 のような装置ではバッファータンクへ向かう音響質量流があり、これを相殺するようにバッファータンクから流れ出す定常質量流が存在する。定常質量流が細管中を流れるには粘性のために圧力差が必要であり、バッファータンク内の平均圧力はピストンシリンダー内の平均圧力よりも高くなる。この差圧は応答速度の違いで圧計で観測できる。

音響質量流は流体だけの問題ではなく、弾性体でも音響質量流が大切である。1本の棒の端を棒の長手方向にハンマーで叩くと棒が並進運動する。棒を剛体と見なすならこの運動は容易に理解できる。棒を弾性体と見なすと、ハンマーで叩かれた時に棒の左端で発生した歪み波（この密度は棒の密度より大きい）が棒の中を音速で伝わり右端で反射して密度が小さくなって戻ってくる（Fig. 4 参照）。再び左端で反射して密度が大きくなる。このように歪み波が棒の中を往復運動することにより棒が全体として並進運動するかのように見える：歪み波による音響質量流はまさに棒全体の運動量に等しい。これは1つの現象を2つの異なる立

Fig. 3 An example of measurement of a steady mass flow in an orifice, the counter flow compensating the acoustic mass flow. The counter flow is easily observed, and it is often called “acoustic streaming” in some literature.

Fig. 4 Propagation of a density wave in an elastic bar after hitting the left end of the bar with a hammer.

場で理解しただけであって、運動量に関する限り棒を剛体と見なしても弾性体と見なしても結果は変わらない。棒全体としての並進運動の速さは音速に比べて非常に遅いので、棒全体としての並進運動による運動エネルギーは歪み波の運ぶエネルギーに比べて非常に小さい。

しかし長さのみ異なる2本の棒の衝突の問題となると剛体近似では理解できない。静止している長い棒に短い棒が衝突すると短い棒が静止し、長い棒が運動する。2本の棒を剛体と見なすと衝突の前後で運動量は保存されているように見えるがエネルギー保存則が破れているように見える。この現象を理解するには2本の棒を弾性体と見なして歪み波を考慮する必要がある。歪み波の運ぶエネルギーを考慮するとエネルギー保存則も成立する。歪み波の運ぶエネルギー流は内部摩擦などの散逸がなければいつまでも棒の中を往復する。しかし現実には内部摩擦などの散逸機構のために歪み波の運ぶエネルギー流は熱に化ける。

3.2 エネルギー流

定常流でも振動流でも流体中でのエネルギー流は、流速が音速に比べて充分小さければ、エンタルピー流に等しい。振動流を念頭に置いて、振動運動している単位質量の流体のエンタルピーを $H_m + H$ としよう。つまり考えている流体のエンタルピーの時間平均を H_m とし、時間平均からのずれを H とする。

熱音響理論ではエンタルピー流を次のように定義する。振動流速を u とすると、単位質量の流体の振動運動によるエンタルピー流は $(H_m + H)u$ の時間平均 $\langle H \cdot u \rangle_t$ であり、その大きさはエンタルピー-変位平面での軌道の囲む面積に周波数を乗じたものである。これに平均密度を乗じたもの $\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t$ が熱音響理論で考察する単位流路面積を通過するエンタルピー流である。例えば理想気体近似では $\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t = \rho_m C_p \langle T \cdot u \rangle_t$ である。流体の振動運動が自由空間中の音波のように断熱可逆なら、圧力変動 p について2次までの近似で $\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t = \langle p \cdot u \rangle_t$ である。

平均流速 u_m が有限なら、定常質量流のためにさらに $H_m \rho_m u_m$ だけのエンタルピー流がつけ加わり、エンタルピー流は

$$\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t + H_m \rho_m u_m$$

となる。特に質量流がない場合には、定常質量流が音響質量流を相殺するので、エンタルピー流は

$$\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t - H_m \langle \rho \cdot u \rangle_t$$

となる。

世の中には熱音響理論とは別の考え方をする人々がいる。

ある人々は瞬間的質量流量が $(\rho_m + \rho)(u_m + u)$ だから、時間平均したエンタルピー流は

$$\langle (H_m + H) \cdot (\rho_m + \rho)(u_m + u) \rangle_t$$

であるとする。別の人々は、単位体積あたりのエンタルピーが $(\rho_m + \rho)(H_m + H)$ だから、時間平均したエンタルピー流は

$$\langle (\rho_m + \rho)(H_m + H) \cdot (u_m + u) \rangle_t$$

であるとする。いずれも、簡単な計算により

$$\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t + H_m \rho_m u_m + H_m \langle \rho \cdot u \rangle_t + u_m \langle \rho \cdot H \rangle_t$$

となり、熱音響理論の考え方とは、

$H_m \langle \rho \cdot u \rangle_t + u_m \langle \rho \cdot H \rangle_t$ だけ異なる。

どちらの考え方が良いのだろうか。 $u_m = 0$ の場合について調べてみよう。

例として、パルス管のように、平均温度が軸方向で一様でない管の中での音波を考えてみよう。管が充分太ければ管の中の流体の運動は等エントロピー的である。この場合には振動流によるエンタルピー流は音の強度 $\langle p \cdot u \rangle_t$ に等しく、熱力学第一法則により軸方向の場所に依存しない。 $\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t = \langle p \cdot u \rangle_t$ はまさにこの条件を満たしている。他方、2つの考え方の差 $H_m \langle \rho \cdot u \rangle_t = H_m \rho_m K_s \langle p \cdot u \rangle_t$ は、 $H_m \rho_m K_s$ に比例し、一般的には軸方向の場所に依存する。ここで K_s は断熱圧縮率である。このために $\langle (H_m + H) \cdot (\rho_m + \rho) u \rangle_t$ あるいは $\langle (\rho_m + \rho) \cdot (H_m + H) u \rangle_t$ を振動流によるエンタルピー流と考えると、熱力学第一法則に反することになる。従って $\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t$ を振動流によるエンタルピー流と考える方が明らかに正しい。

$\langle (H_m + H) \cdot (\rho_m + \rho) u \rangle_t$ あるいは $\langle (\rho_m + \rho) \cdot (H_m + H) u \rangle_t$ をエンタルピー流とみなして理想気体近似で議論してみよう。理想気体近似では、エンタルピーは温度に比例し、密度は圧力に比例し温度に反比例するので、どちらのエンタルピー流も

$$\frac{C_p}{R} \langle p \cdot u \rangle_t$$

となる。理想気体近似では C_p/R は一定なので、これは蓄冷器でもパルス管部でも成立しなければならない。パルス管部では断熱近似が良い近似なので、パルス管部のエンタルピー流は軸方向で一様となり熱力学第一法則を満たす（それでも C_p/R は1ではないからエンタルピー流の値は異常である）。しかし蓄冷器では熱力学第一法則を満たすようにすると $\langle p \cdot u \rangle_t$ が軸方向で一様であるとしなければならない。このこと

は実験事実と反する。逆に $\langle p \cdot u \rangle_t$ の非一様性を受け入れると蓄冷器で熱力学第一法則が破綻する。

$\langle (H_m + H) \cdot (\rho_m + \rho) u \rangle_t$ あるいは $\langle (\rho_m + \rho) \cdot (H_m + H) u \rangle_t$ を振動流によるエンタルピー流と考えることの本質的な欠陥は密度 $\rho_m + \rho$ もエンタルピー $H_m + H$ も状態量 (state variable あるいは state function) であるが、両者の積 $(\rho_m + \rho)(H_m + H)$ は単位体積あたりのエンタルピーであって、これは状態量ではないことに由来する。状態量ではない量をあたかも独立変数であるかのように扱うとおかしなことになる。歴史的には熱あるいは熱素が状態量でないことに気づいたことから熱学が熱力学へと脱皮したことを思い出して欲しい。

3.3 熱 流

熱音響理論では振動流体に対する熱流を本質的にはエントロピー流であると考え。つまりエントロピー流に考えている断面での平均温度 T_m を乗じたものを熱流とみなす。単位質量の流体のエントロピーを $S_m + S$ とすると、単位質量の流体の振動運動によるエントロピー流は $(S_m + S)u$ の時間平均 $\langle (S_m + S) \cdot u \rangle_t = \langle S \cdot u \rangle_t$ であり、その大きさはエントロピー変位平面での軌道の囲む面積に周波数を乗じたものである。これに平均密度を乗じたもの $\rho_m \langle S \cdot u \rangle_t$ が単位断面積を通過するエントロピー流である。このように定義したエントロピー流は非粘性流体では熱力学第二法則を自動的に満足していることが証明されているし、粘性流体でもこれまでの数値計算の結果は熱力学第二法則を満足している。

定常質量流がある場合には定常質量流によるエントロピー流がつけ加わって、エントロピー流は

$$\rho_m \langle S \cdot u \rangle_t + S_m \rho_m u_m$$

となる。

単位体積あたりのエントロピー $(\rho_m + \rho)(S_m + S)$ は熱力学的状態量ではないので $\langle (\rho_m + \rho) \cdot (S_m + S) u \rangle_t$ あるいは $\langle (S_m + S) \cdot (\rho_m + \rho) u \rangle_t$ をエントロピー流とは考えない。いずれも簡単な計算により、 $\rho_m \langle S \cdot u \rangle_t + S_m \langle \rho \cdot u \rangle_t$ となり、熱音響理論との差は音響質量流 $\langle \rho \cdot u \rangle_t$ に比例している。

逆に $\rho_m \langle S \cdot u \rangle_t + S_m \langle \rho \cdot u \rangle_t$ を振動流によるエントロピー流と見なす (こういう論文も散見するようになってきた) と、断熱音波のように振動流体のエントロピー変動がなくても、音響質量流に比例するエントロピー流 $S_m \langle \rho \cdot u \rangle_t$ が存在することになり、断熱音波はエントロピーを運ばないという経験事実と反する。さ

らに断熱音波では $S_m \langle \rho \cdot u \rangle_t = S_m \rho_m K_s \langle p \cdot u \rangle_t$ が軸方向の位置に依存するので熱力学第二法則に抵触する。

3.4 仕事流

エンタルピー流から熱流を差し引いたもの

$$\rho_m \langle H \cdot u \rangle_t - T_m \rho_m \langle S \cdot u \rangle_t = \langle p \cdot u \rangle_t$$

を仕事流と呼ぶ。これは音響学で音の強度と呼ばれているものに等しく、熱機関では James Watt 以来 pV 仕事と呼ばれている量に周波数を乗じたものに等しい。この意味で仕事流だけは定義が違うだけでその結果は従来の考え方と同じである。

誤ってエンタルピー流を $\langle (\rho_m + \rho) \cdot (H_m + H) u \rangle_t$ と見なすとともにエントロピー流を $\langle (\rho_m + \rho) \cdot (S_m + S) u \rangle_t$ とみなしてみよう。そうすると、エンタルピー流から熱流を差し引いたものには、熱音響理論の結果とは

$$H_m \langle \rho \cdot u \rangle_t - T_m S_m \langle \rho \cdot u \rangle_t = G_m \langle \rho \cdot u \rangle_t$$

だけの差が生じる。ここで G_m は単位質量あたりのギブスの自由エネルギーである。ここでも熱音響理論との違いは音響質量流 $\langle \rho \cdot u \rangle_t$ に比例している。単位体積あたりのエンタルピー $(\rho_m + \rho)(H_m + H)$ と単位体積あたりのエントロピー $(\rho_m + \rho) \cdot (S_m + S)$ とが熱力学的状態量ではないのに、誤って熱力学的状態量であるかのように取り扱っていると、このような奇妙な結果が得られる。

4. 基本方程式の相異

4.1 オイラー系とラグランジュ系

熱音響理論では熱力学的意味が判るようにラグランジュ系で議論が展開されている。他方、多くの在来理論ではオイラー系で議論されることが多いし、観測はオイラー系で行われるのが普通である。両者の関係を議論しておこう。

ある物理量 $Y_m + Y$ の時間変化は、 Y がスカラー量の場合には、

$$\frac{dY}{dt} = \frac{\partial Y}{\partial t} + u \cdot \nabla (Y_m + Y)$$

となる。ここで dY/dt はラグランジュ系での時間変化であり、 $\partial Y/\partial t$ はオイラー系での時間変化を表す。さらに線形近似では、

$$\frac{dY}{dt} = \frac{\partial Y}{\partial t} + u \cdot \nabla Y_m$$

となる。これを時間で積分すると

$$Y = Y_E + \xi \cdot \nabla Y_m$$

となる。ここで ξ は流体の変位を表し、添字 E はオ

イラー系であることを示す。

これを使って基本的状態量の変動についてオイラー系とラグランジュ系との違いを調べよう。熱音響現象では $\nabla p_m \approx 0$ なので、圧力変動についてはオイラー系とラグランジュ系とで違いがない。温度変動については

$$T = T_E + \xi \cdot \nabla T_m$$

となり、明らかに異なる。密度変動、エントロピー変動、エンタルピー変動についても同様である：

$$\rho = \rho_E + \xi \cdot \nabla \rho_m$$

$$H = H_E + \xi \cdot \nabla H_m$$

$$S = S_E + \xi \cdot \nabla S_m$$

しかし流体の振動運動による音響質量流，仕事流，エンタルピー流，エントロピー流などはオイラー系とラグランジュ系とで同じになる：音響質量流，仕事流，エンタルピー流，エントロピー流などの表式に現れる ρ , p , H , S などをそれぞれ ρ_E , p_E , H_E , S_E と入れ替えて差し支えない。変位と流速との積の時間平均が零だからである。オイラー系とラグランジュ系との相異がなくなったのは線形近似の結果であることに注意して欲しい。

4.2 温度変動

流体の温度変動の要因は2種類ある。1つは熱伝導であり、温度が一様でないときに生じる。もう1つは断熱可逆的な圧縮・膨張によるものである。

熱伝導方程式としてもっとも馴染み深いのはフーリエ方程式であろう。フーリエ方程式は剛体中での温度変動を表現するものであり、熱拡散係数 α を用いて

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha \nabla^2 (T_m + T)$$

となる。 α がラプラシアンの外に出ているのは線形近似の結果である。単位体積あたりの熱容量 $\rho_m C_p$ を乗じ、熱伝導度 $\kappa = \alpha \rho_m C_p$ を使う表現

$$\rho_m C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\kappa \nabla^2 (T_m + T)$$

の方が親しみがあるかも知れない。この右辺は $\text{div} [-\kappa \text{grad}(T_m + T)]$ の線形近似に等しいので、局所的な温度変動が熱伝導により支配されている場合には、温度変動がフーリエ方程式により記述できる。

しかしフーリエ方程式は万能ではない。熱伝導度あるいは熱拡散係数が非常に小さい場合を考えよう。この極限ではフーリエ方程式によれば温度が時刻に依存しないこととなる。これは明らかにおかしい。断熱可逆的な圧縮・膨張による温度変動がフーリエ方程式に

は含まれていないためである。

熱音響現象では、一般には圧力変動を伴うので、断熱可逆的な圧縮・膨張による温度変動 $(\partial T / \partial p)_s (\partial p / \partial t)$ をも考慮してフーリエ方程式を次のように拡張しなければならない：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha \nabla^2 (T_m + T) + \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s \frac{\partial p}{\partial t}$$

$(\partial T / \partial p)_s$ は固体や通常の液体では小さいので無視できるが気体ではとても無視できない。

このように拡張されたフーリエ方程式は

$$\left(\frac{\partial T}{\partial S} \right)_p \frac{\partial S}{\partial t} = -\alpha \nabla^2 (T_m + T)$$

を意味する。一般には

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{\partial T}{\partial S} \right)_p \frac{\partial S}{\partial t} + \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s \frac{\partial p}{\partial t}$$

だからである。このことに注意し、流体が移動することによるエントロピー変動を無視すると、温度ではなくてエントロピーが拡散方程式

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\alpha \nabla^2 (S_m + S)$$

を満たすことが判る。つまり圧力変動があると温度は拡散方程式を満たさないがエントロピーは拡散方程式を満たす。このことは熱伝導による熱の流れが本質的にはエントロピーの流れであることを如実に示している。なお上記のエントロピーについての拡散方程式は熱輸送の一般式の線形長波長近似に対応することをつけ加えておこう。さらに当然のことながら熱音響理論では流体が移動することによるエントロピー変動も考慮している。

流体力学の基礎方程式としてエネルギー方程式を採用しながら温度変動については単純なフーリエ方程式を用いている論文に出会うことがある（流石に最近は少なくなった）。このような取扱いは自己矛盾を含んでいる。熱輸送の一般式はエネルギー方程式と両立するが、温度変動についての単純なフーリエ方程式は圧力変動を考慮する限りエネルギー方程式とは両立できないからである。

4.3 一次元化

2つの物理量 X と Y とを考え、流路断面内での平均を記号 $\langle \rangle_r$ で表現することにとすると、 $\langle X \rangle_r$ と $\langle Y \rangle_r$ とは、それぞれ、 X と Y との流路断面内での平均であり、 $\langle XY \rangle_r$ は積 XY の流路断面内での平均を表す。 $\langle XY \rangle_r$ は X と Y とのどちらか一方が流路

断面内で一様なら $\langle X \rangle_r$ と $\langle Y \rangle_r$ との積に等しいが、一般には $\langle X \rangle_r$ と $\langle Y \rangle_r$ との積とは異なる。

熱音響理論では局所平衡を仮定することのできる小さな流体要素に着目するので、出発点は三次元の方程式である。エントロピー変動、密度変動などの振動する状態量と流速が流路断面内で一様ではないことを考慮して、熱流、仕事流、熱流と仕事流との相互変換などを流路断面内で平均して一次元化する。つまり積の平均値と平均値の積とを区別している。

従来の見方では初めから一次元化した方程式を使うことが多い。つまり既に述べたように流路断面内で平均した量を独立変数として流体力学的議論を行っている。これは1つの近似である。一般には温度変動や密度変動のような熱力学的状態量と流速とが流路断面内で一様ではないからである。これがどの程度の近似なのか調べよう。

一例として密度変動を調べる。密度変動 ρ を圧力変動 p と温度変動 T とで展開すると

$$\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T p + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p T + \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial p^2} \right)_T \frac{p^2}{2} + \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial T^2} \right)_T \frac{T^2}{2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial p \partial T} p T + \dots$$

となる。これを流路断面内で平均すると

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle_r = & \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T \langle p \rangle_r + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \langle T \rangle_r \\ & + \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial p^2} \right)_T \frac{\langle p^2 \rangle_r}{2} + \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial T^2} \right)_p \frac{\langle T^2 \rangle_r}{2} \\ & + \frac{\partial^2 \rho}{\partial p \partial T} \langle p T \rangle_r + \dots \end{aligned}$$

となる。これは

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle_r = & \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T \langle p \rangle_r + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \langle T \rangle_r \\ & + \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial p^2} \right)_T \frac{\langle p \rangle_r^2}{2} + \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial T^2} \right)_p \frac{\langle T \rangle_r^2}{2} \\ & + \frac{\partial^2 \rho}{\partial p \partial T} \langle p \rangle_r \langle T \rangle_r + \dots \end{aligned}$$

とは違う。積の平均値と平均値の積とは異なるからである。 $\langle p \rangle_r$ と $\langle T \rangle_r$ について一次までの近似で止めれば両者は等しい（実際には p と $\langle p \rangle_r$ とを区別する必要がないので $\langle T \rangle_r$ について2次以上の項を無視すれば両者が等しくなる）。

つまり、流路断面内で平均した量を独立変数とする一次元化した議論では、熱力学的変数変換の際に暗黙のうちに線形近似を行っていることになる。熱音響理論でも線形化した基礎方程式を使っているの、線形近似という意味では在来理論と同じである。

次に流路断面で平均した流速 $\langle u \rangle_r$ を使うことの問題点を調べよう。仕事流 $\langle p \cdot u \rangle_t$ の流路断面内での平均は、圧力変動 p が流路断面内で一様なので p と $\langle p \rangle_r$ との区別をする必要がなく、 $\langle p \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t$ である。しかし音響質量流 $\langle \rho \cdot u \rangle_t$ の流路断面内での平均は、密度変動 ρ も流速変動 u も流路断面内で一様ではないので、 $\langle \langle \rho \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t$ とは異なる。エンタルピー変動やエントロピー変動が流路断面内で一様ではないので

$$\langle H \cdot u \rangle_r \neq \langle H \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r$$

$$\langle S \cdot u \rangle_r \neq \langle S \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r$$

である。

こういう訳で $\langle \rho \rangle_r$, $\langle H \rangle_r$, $\langle S \rangle_r$, $\langle u \rangle_r$ を使った求めた音響質量流 $\langle \langle \rho \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t$ エンタルピー流 $\rho_m \langle \langle H \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t$, エントロピー流 $\rho_m \langle \langle S \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t$ などは一般的には熱音響理論の結果とは異なる。例外的に両者が一致する場合が2つある。1つは粘性境界層の厚さ δ_v が流路半径 r_0 に比べて非常に小さい場合 ($\delta_v \ll r_0$) であり、この場合には流速 u が流路断面内で一様なので熱音響理論と同じ結果が得られる。例えば非粘性（プラントル数が零）の極限ではつねに $\delta_v = 0$ だからこの場合に相当する。第二は熱境界層の厚さ δ_a が流路半径に比べて非常に大きい場合 ($\delta_a \gg r_0$) である。良いリジェネレーターがこれに近い。この場合には温度変動 T が流路断面内で一様なので、 ρ , H , S も流路断面内で一様となり、熱音響理論と同じ結果が得られる。

$\langle \rho \rangle_r$, $\langle H \rangle_r$, $\langle S \rangle_r$, $\langle u \rangle_r$ を使って、音響質量流、エンタルピー流、エントロピー流などを求めると、一般的には温度変動と粘性による流速 u との流路断面内での非一様性が正しく評価されない。このために音響質量流、エンタルピー流、エントロピー流の実験的検討が難しい。比較的容易なのは仕事流の検討だけである。

初めから一次元化する伝統的議論では、定常流で確立されている質量流量を振動流に拡張した、瞬間的質量流量 $\dot{m}$ を使うことが多い。 $\dot{m}$ の定義は判然としなが

$$\begin{aligned} \dot{m} & \equiv \langle (\rho_m + \rho_E)(u_m + u) \rangle_r \\ & = \rho_m u_m + \rho_m \langle u \rangle_r + \langle \rho_E \rangle_r u_m + \langle \rho_E u \rangle_r \end{aligned}$$

あるいは

$$\begin{aligned} \dot{m} & \equiv \langle \rho_m + \rho_E \rangle_r \langle u_m + u \rangle_r \\ & = \rho_m u_m + \rho_m \langle u \rangle_r + \langle \rho_E \rangle_r u_m + \langle \rho_E \rangle_r \langle u \rangle_r \end{aligned}$$

の二通りあるように見受けられる。両者の違いは $\langle \rho_E u \rangle_r$ と $\langle \rho_E \rangle_r \langle u \rangle_r$ との違いだけであり、積の平均値

と平均値の積とを区別しなければ、両者は等しい。

これを使って $\langle (H_m + \langle H_E \rangle_r) \cdot \dot{m} \rangle_t$ を調べてみよう。

$u_m = 0$ の場合には

$$\dot{m} \equiv \rho_m \langle u \rangle_r + \langle \rho_E u \rangle_r$$

あるいは

$$\dot{m} \equiv \rho_m \langle u \rangle_r + \langle \rho_E \rangle_r \langle u \rangle_r$$

なので、それぞれ

$$\begin{aligned} \langle (H_m + \langle H_E \rangle_r) \cdot \dot{m} \rangle_t &= \rho_m \langle \langle H_E \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t \\ &\quad + H_m \langle \langle \rho_E \cdot u \rangle_t \rangle_r \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle (H_m + \langle H_E \rangle_r) \cdot \dot{m} \rangle_t &= \rho_m \langle \langle H_E \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t \\ &\quad + H_m \langle \langle \rho_E \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t \end{aligned}$$

となり、積の平均値と平均値の積との相異を無視する近似でも、熱音響理論の結果とは $H_m \langle \langle \rho_E \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t$ だけ異なる。

普通は $\langle \dot{m} \rangle_t = 0$ という条件が(暗黙のうちにあるいは当然のこととして)付け加わる。この場合には u_m は有限である。 $u_m \neq 0$ の場合には、積の平均値と平均値の積との相異を無視する近似でも、熱音響理論の結果との差はさらに $\langle \langle H_E \rangle_r \cdot \langle \rho_E \rangle_r \rangle_t u_m$ だけ増える。

いずれもエンタルピー変動と密度変動との積が状態量ではないためである。このために $\dot{m}$ を使ってエンタルピー流やエントロピー流を計算すると、積の平均値と平均値の積との相異を無視する近似でも、熱力学の第一法則や第二法則に抵触する結果が得られる。

この問題を避けるためには、エンタルピー流やエントロピー流を計算する際に、 $\dot{m}$ の代わりに

$$\dot{m}^* \equiv \rho_m \langle u_m + u \rangle_r = \rho_m (u_m + \langle u \rangle_r)$$

を使えば良い。そうすれば積の平均値と平均値の積との相異を無視する近似では熱音響理論の結果と一致する。液体の水を作業流体とするドリームパイプでは、密度変動 $\langle \rho_E \rangle_r$ が無視できるほど小さいので $\dot{m}$ と $\dot{m}^*$ とを区別する必要がない。このためにドリームパイプでは $\dot{m}$ を使っても積の平均値と平均値の積との相異を無視する近似では熱音響理論の結果と一致する(しかしドリームパイプでは普通は $\delta_\nu \ll \nu_0$, $\delta_\alpha \sim \nu_0$ なので積の平均値と平均値の積との相異を無視することは現実的でない)。

$\dot{m}$ の代わりに $\dot{m}^*$ を使っても、積の平均値と平均値の積との相異を無視しているので、 $\delta_\nu \ll \nu_0$ あるいは $\delta_\alpha \gg \nu_0$ の場合のみ意味がある。

5. 因果律

簡単のために非粘性(プラントル数が零)の極限を調べよう。この場合には $\delta_\nu = 0$ なので常に $\delta_\nu \ll \nu_0$ で

あり、平均値の積と積の平均値とを区別する必要がない。従ってこの場合には

$$\langle H \rangle_r = T_m \langle S \rangle_r + \frac{1}{\rho_m} p$$

あるいは $\langle S \rangle_r$ を正当に評価すればよい。 $\langle H \rangle_r$ あるいは $\langle S \rangle_r$ に実測値を用いるのが1つの正当な評価方法である(しかし現実の粘性流体での実測値を使っているながら非粘性流体とみなしている問題点が残る)。

ここで議論するのは理論的に $\langle H \rangle_r$ あるいは $\langle S \rangle_r$ を評価する際の問題である。以下では簡単のために蓄冷材などの固体壁の熱容量が充分大きい場合に限定する。

熱音響理論では

$$\langle S \rangle_r = \chi_\alpha \langle S_{qs} \rangle_r$$

とする。ここで S_{qs} は準静的(quasi static)エントロピー変動を表す:

$$S_{qs} = \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_r p + \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p \xi \nabla T_m$$

χ_α は流路断面内で平均した流体の熱力学的過程に依存する複素パラメーターである。この流体の運動が断熱可逆なら $\chi_\alpha = 0$ であり、固体壁との熱接触が完全なら $\chi_\alpha = 1$ である。一般的には $\langle S \rangle_r$ は $\langle S_{qs} \rangle_r$ よりも遅れるので、 χ_α はその位相角が負の複素数となり、その大きさは1以下である:

$$\begin{aligned} \chi_\alpha &= |\chi_\alpha| \exp i \theta_\alpha \\ |\chi_\alpha| &\leq 1 \\ \theta_\alpha &\leq 0 \end{aligned}$$

$\theta_\alpha \leq 0$ は因果律の結果であり、 χ_α の虚数部分 $\text{Im}\{\chi_\alpha\}$ は不可逆過程の寄与を表す。

χ_α が複素数であることに注意すると、単位流路断面積あたりのエントロピー流は

$$\begin{aligned} \rho_m \langle \langle S \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t &= -\beta [\text{Re}\{\chi_\alpha\} \langle p \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t + \text{Im}\{\chi_\alpha\} \omega \langle p \cdot \langle \xi \rangle_r \rangle_t] \\ &\quad + \rho_m \frac{C_p}{T_m} \nabla T_m \text{Im}\{\chi_\alpha\} \omega \langle \langle \xi \rangle_r \cdot \langle \xi \rangle_r \rangle_t \end{aligned}$$

となり、熱流は

$$\begin{aligned} T_m \rho_m \langle \langle S \rangle_r \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t &= -\beta T_m \text{Re}\{\chi_\alpha\} \langle p \cdot \langle u \rangle_r \rangle_t \\ &\quad - \beta T_m \text{Im}\{\chi_\alpha\} \omega \langle p \cdot \langle \xi \rangle_r \rangle_t \\ &\quad + \rho_m C_p \nabla T_m \text{Im}\{\chi_\alpha\} \omega \langle \langle \xi \rangle_r \cdot \langle \xi \rangle_r \rangle_t \end{aligned}$$

となる。右辺の第1項は熱流束の進行波成分 Q_{prog} を表し、第2項は熱流束の定在波成分 Q_{stand} を表し、第3項はドリームパイプで主となる熱流 Q_D を表す。 $\text{Im}\{\chi_\alpha\} = 0$ では Q_{stand} と Q_D とが消えてしまうので

Q_{stand} と Q_b とは不可逆過程の結果である。

ここでは議論しないが、熱流と仕事流との相互変換についても、進行波成分 W_{prog} と定在波成分 W_{stand} と位置エネルギーの散逸を表す W_p とがある。 W_{stand} と W_p とは、 $\text{Im}\{\chi_a\}$ に比例し、不可逆過程の結果である。

熱伝達係数を使って議論する従来の理論では、因果律が無視されているので $\text{Im}\{\chi_a\}=0$ となり、従って熱流や熱流と仕事流との相互変換に及ぼす不可逆過程の効果が入っていない。このことは熱伝達係数を使って行われてきた議論のかなり本質的な欠陥である。何らかの方法で因果律を取り込まないと、熱伝達係数を使う議論では非粘性流体についても不可逆過程の効果が議論できない。

6. ま と め

振動流に対するエンタルピー流、熱流、仕事流などは熱音響現象を理解するために導入された新しい概念である。このような概念を定義したり、定常流の場合から拡張したりする際には、熱力学の第一法則や第二法則に抵触しないように注意する必要がある。熱音響理論ではここに細心の注意が払われているが、在来の視点ではかなり疎かにされているように見受けられる。2つの熱力学的状態量の積はもはや熱力学的状態量ではないということを忘れているのだろうか。

物事を粗く理解するためには近似あるいはモデル化が避けられない。十分な精度で理解できている事柄を初心者に判り易く説明するために近似する場合には、どの程度の近似であるかが判っているので問題ない。しかし未知の現象を取り扱う際には採用したモデルがどの程度の近似なのか判らないのが普通である。この場合には自己矛盾のないように論理展開することとモデル化の際に何が無視されているかに注意する以外に手がない。

実測データを解析する際にも普通は何らかのモデルが使われる。解析結果には採用したモデルの癖が反映されるから、予めモデルの癖を熟知しておく必要がある。

熱音響理論は、線形近似の流体力学的議論を使っているので、大振幅の場合には使えないが、従来の理論構成は大振幅の場合にも使える、と主張する人々がいる。しかし従来の理論構成では初めから一次元化する(これも1つのモデル化である)場合が多く、この場合には熱力学的変数変換の際に自動的に線形近似が含

まれているので、在来の理論構成と熱音響理論とは線形近似という意味では同等である。

熱音響理論では流体力学的議論は三次元空間で行われている。このために流速や温度変動の流路断面内での分布が流路断面内で平均した質量流、エンタルピー流、熱流、仕事流などの計算に自動的に取り込まれている。しかし初めから一次元化する在来理論を使ってこのような量を計算すると、流速や温度変動の流路断面内での分布に関する情報が抜け落ちてしまい、その結果に意味があるのは $\delta_v \ll r_0$ あるいは $\delta_a \gg r_0$ というかなり特別な場合に限定される。一般には積の平均値と平均値の積とは異なるからである。

エンタルピー流や熱流を計算する際に瞬間的質量流量 $\dot{m}$ を使うと熱力学の第一法則や第二法則に抵触する。しかし $\dot{m}$ を使う理論、解析、シミュレーションの類はあまりにも多い。R. Radebaugh が提唱しているエンタルピー流モデルもその1つである。

エンタルピー流や熱流を計算する際に瞬間的質量流量 $\dot{m}$ の代わりに $\dot{m}^*$ を使えばかなり改善されるが、積の平均値と平均値の積との違いを無視しているという問題は残る。

熱伝達係数を使うと流路断面内での温度の非一様性に基づく不可逆過程の寄与が欠落する。このために熱伝達係数を使う議論の適用範囲は、非常によりジェネレーターのように温度変動の流路断面内での分布が無視できる場合 ($\delta_a \gg r_0$) か流速の流路断面内での分布が無視できる場合 ($\delta_v \ll r_0$) に限られる。

7. 'おわりに

熱音響理論に基づく数値計算コード *THERMO-ACOUSTICA* では計算結果が熱力学第二法則に抵触するかどうかすらチェックしているのに、熱力学第一法則(エネルギー保存則)に矛盾するような計算あるいは解析結果を堂々と発表するという勇猛果敢な方々がおられる。1997年9月に大阪市立大学で開催された第6回日中セミナーではこのような方々とも議論することができたが、なかなか議論が噛み合わず、空転することが多かった。お互いに当然の常識と思っていることが実は常識ではなかったためである。この議論を通じて熱音響理論に疎遠な方々の常識が臆気ながら判ったような気がした。この解説はこの議論の成果である。

科学者は不可解な結果に直面した時に選択を迫られる。1つの選択肢は、不可解な結果をこねくりまわ

し、既成の理論に無理矢理適合させようとするところである。これは比較的容易だがうまくいかないことが多い。他の選択肢は既成の理論を捨てて、独自の理論を創造することである。これは遙かに難しくとても手に負えない代物かも知れない。どちらを選ぶにせよ勇気が要る。

熱音響理論の場合には2つの選択肢が入り交じっているように見える。局所平衡の仮定の基に成立している流体力学と平衡状態の熱力学とを既成の理論と呼ぶとしたら、熱音響理論は既成の理論を組み合わせたに過ぎない。この意味ではなにも新しいものはない。熱音響理論は、熱音響現象を流体力学と平衡状態の熱力学とが絡み合う学際的現象とみなし、既成の理論を組み合わせる際に熱力学の第一法則と第二法則とに抵触しないように熱流やエンタルピー流を定義しただけである。しかし流体力学的議論を三次元空間で行うこと

により、熱流や熱流と仕事流との熱力学的相互変換に可逆過程のみならず不可逆過程の寄与まで自動的に取り込んだ熱音響理論は熱音響現象を統一的視点で理解するために新しく創造された理論である。

参 考 文 献

- 1) A. Tominaga: Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory, *Cryogenics* **35** (1995), 427
- 2) I. Urieli and D.M. Berchowitz: *Stirling Cycle Engine Analysis*, Adam Hilger, Bristol (1984)
- 3) G. Walker: *Stirling Cycle Machines*, Clarendon, London (1973); G. Walker: *Cryocoolers*, Plenum Press, New York (1983)
- 4) T. Nishitani, K. Nakano, Y. Maruno and M. Yanai: Investigation of acoustic streaming and steady flow in the orifice of single stage pulse tube refrigerator, *Proc. JSJS-5* (Osaka, 1997) 66