解 説

熱流動現象における場の拘束効果

Field Restriction Effect on Thermo-Fluid Phenomena

西 尾 茂 文* *東京大学 生産技術研究所

Shigefumi Nishio* *Institute of Industrial Science University of Tokyo

1. はじめに

エネルギー技術を中心として展開してきた熱流体工学がこれまで扱ってきた時空間場は、空間的にはミリメートルのオーダー以上、時間的にはミリ秒のオーダー以上が主体であった。しかし、計算機および計算手法の発達により可能となってきた分子動力学 (Molecular Dynamics, MD) に代表されるように、近年の熱流体工学が扱う空間スケールは分子・原子スケールに及ぶようになり、これに伴い時間スケールもナノ秒以下にまで及ぶようになってきている。

こうしたマイクロ時空間場への進展は、主に二つの動因に基づいていると考えられる。第一は、対象とする場はマクロ場であるが、このマクロ場をより精緻に把握するためにマイクロ時空間場に関する分析が必要となってきたことである。例えば、身近な現象である凝縮では、液体表面に衝突してくる蒸気分子が液体に捕獲される確率 (これを凝縮係数と呼ぶ) がマクロな凝縮速度に当然影響を与えるが、凝縮係数を求めるには分子・原子のマイクロな動的挙動を知る必要がある。

第二の動因は、様々な技術領域において熱制御が重要となり、熱制御において遭遇する時空間場がマイクロ化してきていることである。例えば薄膜高温超電導体では、蒸着時の基盤温度は薄膜の熱放射に支配されている。また、薄膜の広さ方向の温度分布は、薄膜内の熱伝導とも関係している。したがって、薄膜といった空間的に限定された場における熱伝導や熱放射が膜厚に対してどのように変化するかを知る必要が出てくる。このような例は、酸化物超電導体を含む様々な電子素子から複雑かつ微細な構造を有する生体組織の凍結などまで広い技術範囲に及んでいる。

本稿で表題として使用した「場の拘束効果 (Field Restriction Effect)」は筆者の造語であるが、主に上述した第二の動因を対象とするものである。即ち、熱流動に関

する時空間場がマイクロに拘束されることによりどのような熱流体現象が発現するかに着目しながら、本稿における解説を進めたい。

2. 熱伝導現象におけるマイクロ場拘束効果

熱の移動機構には、物質中を分子・原子、電子、フォノンなどのエネルギーキャリアが運ぶ熱伝導と、空間中を電磁波が運ぶ熱放射との二つがある。熱放射に対するマイクロ場拘束効果については文献[1]などを参考にさせていただくことにして、本稿では熱伝導について紹介する。

熱伝導においては、電気伝導におけるオームの法則と同様の勾配法則である次のフーリエの法則が成立する。

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1)$$

ここで、 x は座標、 T は温度、 q は x 方向に伝えられる熱流束 (単位時間・面積当たりの熱移動量) であり、 k は熱伝導率と呼ばれ、温度勾配に依存しない値である。

さて、平行に置かれた温度の異なる 2 平板間の静止気体を例として熱伝導を考える。分子運動論によれば気体の温度は気体分子の運動エネルギーに比例するので、高温板近くの気体分子は低温板近くの気体分子より高い運動エネルギーを持っている。気体分子は互いの衝突により運動エネルギーを交換し、この結果として高温板近くの気体分子から低温板近くの分子へと運動エネルギーが拡散していく。この拡散過程が熱伝導であるが、分子運動論によれば物質の熱伝導率 k は一般に次式で与えられる。

$$k = Cu\Lambda/3 \quad (2)$$

ここで、 C , u , Λ はそれぞれエネルギーキャリアの比熱、平均速度、平均自由行程であり、エネルギーキャリアは気体では分子、金属では電子などである。

式(2)に含まれる平均自由行程 Λ は、上の例では 2 平板間の空間中央部における気体の平均自由行程 Λ_{mf} と平板近くにおける平均自由行程 Λ_{ms} により定まる値 Λ_m である。 Λ_{ms} は、当然のことながら平板との衝突により Λ_{mf} に比べて短い。平板間隔 L が Λ_{mf} より十分に大きい場合は $\Lambda \sim \Lambda_{mf}$ となり、この場合は熱伝導率は空間寸法に依

原稿受付 1996 年 7 月 1 日

キーワード: Microscale Heat Transfer, Microchannel, Micro Heat Sink, Micro Heat-Transport Device, Bubble Driven Micro Actuator

*〒106 東京都港区六本木七丁目 22-1

*Roppongi, Minato-ku, Tokyo

存しない一定値すなわち物質の種類、温度、圧力により定まる物性値となる。しかし、平板間隔が減少するにつれて Λ に占める Λ_{ms} の割合が大きくなり、熱伝導率は平板間隔に依存するようになり、もはや物性値としては扱えなくなる。

即ち、熱伝導におけるマイクロ場拘束効果は熱伝導率の空間寸法依存性をもたらす。例えば、純粋な金属について熱伝導率と無次元板厚 L/Λ_e (Λ_e は電子の平均自由行程) との関係性を電子の衝突に関するボルツマン方程式を用いて計算した結果によれば、 $L/\Lambda_e < 4$ 程度で熱伝導率が急速に低下する。純粋な銅における 325[K] での Λ_e は 0.04[μm] 程度であるから、 $L < L_{cr} = 0.16[\mu\text{m}]$ 程度では熱伝導率が厚さ L の減少とともに急速に小さくなることになる。一般にこの限界厚さ L_{cr} は、温度が低くなるとともに、また固体では純度が高くなるとともに大きくなる。例えば純粋なシリコンでは、50[K] で 50[μm]、150[K] で 1[μm]、300[K] で 0.3[μm] 程度である[2]。膜厚が薄くなると厚さ方向の温度差も小さくなるのでこうした熱伝導率の減少は大きな問題とならないように思われるが、薄膜広さ方向の熱伝導率も同様の傾向を示すことに注意する必要がある。

逆にマイクロ場拘束効果を積極的に利用する例として、熱伝導率の低い固体材料多孔質体の中に熱伝導率の低い気体を封入することにより超低熱伝導率の熱絶縁体を実現する例を挙げることができる[3]。このことは、電気伝導における比抵抗と異なり実用材料における熱伝導率が高々 0.1~500[W/m²K] 程度までしか変化しないことを考えると、有意なことである。

3. 対流現象におけるマイクロ場拘束効果

次にマイクロヒートシンクを念頭に、流路中に流体を流し、流路壁を冷却する系を考える。流体は流路を進むにつれて、速度分布や温度分布が流れ方向に相似となるようになる。これを、発達した流れと呼ぶ。また、流路壁における熱流束を流路壁と流体との温度差で割った値を熱伝達率と呼ぶ。同一の温度差では、熱伝達率が高いほど熱交換が効率よく行われることになる。

さて、我々が工業的に使用している程度の断面寸法の流路内の発達した層流熱伝達率 h は、次式のように速度に依存せず、流路断面寸法の逆数に比例して大きくなる。

$$h = Ck/D \quad (3)$$

ここで、 C は加熱条件により定まる定数、 k は流体の熱伝導率である。したがって、断面寸法の小さなマイクロチャネルを用いると、高い熱伝達率が期待できる。

ところで、気体の流れについては、熱伝導と同様に分子の平均自由行程 Λ_m と D との関係により流れの様子が変化することが知られている[4]。即ち、クヌッセン数を

$Kn = \Lambda_m/D$ と定義すると、概ね $Kn < 0.01$ の場合は、流れは連続体として扱うことができ、チャネル壁における速度 u と温度 T の境界条件は、通常のように $u=0$ および $T=T_w$ (T_w はチャネル壁温度) で与えられる。これを、連続流れと呼ぶ。0.01 < $Kn < 0.1$ の場合は、連続流れと同様に流体中には速度や温度の分布が形成されるが、チャネル壁における境界条件は $u \neq 0$, $T \neq T_w$ となり、壁で速度と温度の不連続が発生するようになる。これを、スリップ流れと呼ぶ。さらに、10 < Kn の場合は、もはや流体を連続体として扱うことができなくなり、流れ場や温度場を定めるためには、熱伝導の項で述べたように分子の衝突過程を記述するボルツマン方程式を解くことになる。これを、自由分子流れと呼ぶ。例えば大気圧常温の空気では、 $D > 10[\mu\text{m}]$ 程度では連続流れとして扱えることになる。

円管内の気体スリップ流れでは、熱伝達率 h および摩擦係数 C_f はそれぞれ以下の式で表される[4]。

$$h = \left(\frac{k}{D}\right) \frac{J}{F + (F^2 - G)^{1/2}} \quad (4)$$

$$F = (17/140) + (7\eta/20) + \eta\zeta + \zeta/4$$

$$G = (2\eta/5)\{(8/21) + \eta\}\zeta, J = 1 + 4\eta$$

$$C_f = \frac{16}{Re} \left(\frac{1}{1 + 6Kn} \right) \quad (5)$$

ここで、 $\eta = \epsilon_u Kn$, $\zeta = \epsilon_T Kn$ であり、 ϵ_u , ϵ_T はそれぞれ速度、温度の壁面における不連続の程度を示す値である。式(4)は、 $Kn \rightarrow 0$ では式(3)に一致する。即ち、熱伝達におけるマイクロ場拘束効果は、 Kn の増加とともに連続流れにおける予測式の値より熱伝達率および摩擦係数を低下させる。

これに対して、最近、 $D = 3 \sim 120[\mu\text{m}]$ 程度の円管流路について気体の流動抵抗および熱伝達率(例えば[5])が、間隔が 0.48~600[μm] 程度の矩形流路について気体、液体の流動抵抗(例えば[6])が測定されている。こうしたマイクロチャネルに関する研究は端緒についたばかりであり、研究例は少ないが、これらを総合すると以下の結果が得られている。まず、気体流れにおける圧力損失と流量との関係は、上述の程度の流路寸法のマイクロチャネルでは壁面粗さの影響が相対的に増大すること(このことは摩擦係数を増大させるとともに乱流遷移レイノルズ数を低下させる)を除けば、圧縮性を加味したスリップ流モデル[6]が良い近似となる。液体流れについては、スリップ流れが存在するか否かについても明らかにされていないが、マイクロチャネルでの摩擦係数は、通常の連続流れから予測される摩擦係数に比べて流路寸法が小さくなるにつれて小さくなる。一方、熱伝達率については、マイクロチャネルでは式(2)あるいは式(4)のような関係は示さず、流速に顕著に依存する。但し、マイクロチャネルにおける熱伝達率の測定は難しく、今後の研究に期待するところが大きい。

図1 マイクロヒートシンク概念図

図1は、電子素子の冷却用に設計・試作されたマイクロヒートシンクである[7]。流路幅50[μm]、高さ300[μm]程度の矩形マイクロチャネルを厚さ50[μm]程度のシリコン壁を挟んで積層した構造となっている。このマイクロヒートシンクでは、マイクロチャネルにおける高い熱伝達率と壁によるフィン効果を利用することにより素子から流体への熱抵抗は大幅に低減されており、水を冷却材とした場合は790[W]の発熱素子でも流れ方向最大温度差は71[K]に押さえられている。

4. 蒸発現象におけるマイクロ場拘束効果

次に、平板状発熱体表面に形成された薄い液膜の蒸発を例として蒸発現象を考える。いま、発熱体表面と蒸気との温度差を ΔT とすると、この液膜蒸発により処理できる熱流束 q は次式で表される。

$$q = \frac{\Delta T}{(\delta_f/k_l) + (1/h_{ev})} \quad (6)$$

ここで、 k_l は液体の熱伝導率、 δ_f は液膜厚さ、 h_{ev} は気液界面における蒸発熱伝達率である。蒸発熱伝達率は例えば大気圧水では800[kW/m²K]程度と極めて大きいので、液膜厚さが比較的厚い場合は、式(6)右辺の分母では第1項が卓越している。しかし、極めて薄い液膜を定常的に形成すると、熱流束は第2項が支配する程度まで向上できる。

平滑な平板表面では、液体供給の観点から定常的に薄液膜蒸発を維持することは難しい。薄液膜蒸発を定常的に維持する方法の一つとして、図2のようなメニスカス蒸発が考えられる。メニスカス蒸発では、図2に示したように、固体分子から受ける分子間力により固体表面に拘束され蒸発できない平衡薄液膜部分、比較的厚い液膜により形成される本来のメニスカス部分、および液膜が薄くしかも固体分子の影響から自由になった界線部分とが存在する。

即ち、メニスカス蒸発では、冷却面表面に界線部分を可能な限り密に配置することが肝要である。例えば、平板表面に微細な溝加工を施し、微細溝内に毛管力により液膜を形成し、蒸発メニスカスをマイクロ場に閉じこめることにより平板表面に占める界線部分の面積を増大させたマイクログループ蒸発が考えられる[8]。

図2 メニスカス蒸発における領域区分

5. 振動励起熱輸送現象におけるマイクロ場拘束効果

両端に温度差を持つ細管に流体を封入し、流体を管軸方向に振動させると熱の拡散が促進されたり、熱が低温端から高温端へと組み上げられたりする現象が起こる。これを、振動励起熱輸送と呼ぶ[9]。ここでは、熱拡散促進効果が顕著に現れる液体について考える。

さて、液体を封入し、小さな温度差で大量の熱を運ぶ管の中で、外径を1[mm]以下にしたものとしてマイクロヒートパイプMHPがある。封入液体量と管内容積との比を封入率と呼ぶと、ヒートパイプHPは封入率が小さい管である。図3(a)に示したように、蒸発部を加熱すると管内の液体の蒸発が起こり、この蒸気は他端で凝縮し、凝縮した液体は管内表面に設けられた溝などの毛管力により蒸発部に還流する。MHPでは、管径が小さいため有効な液体還流機構の構成が難しくなる。

これに対して、図3(b)に示したように封入率が1であるドリームパイプDPでは、液体の相変化は使用せず、管内の液柱の軸方向振動による熱拡散促進効果を利用する。DPでは、液体還流機構が不要であるためマイクロ化は容易である。またDPでは、振動振幅を一定とすると管軸方向熱流束が最大となる管径が周波数の関数として存在する(最適振動条件)。最適振動条件における熱流束は管径が小さくなるほど大きく、マイクロ場拘束効果が期待できる。DPの最大の欠点は管内液柱を加振するための仕事が必要であることであるが、幅0.2[mm]、長さ5[cm]の二次元管の両端に10[K]の温度差を設けた場合、駆動仕事は熱輸送量の2%程度に過ぎない。

6. 沸騰現象におけるマイクロ場拘束効果

固体で囲まれた微細空間内で気泡を発生させると、力の発生を伴うマイクロ場拘束効果が実現できる。微細な流路内で薄膜をパルス状加熱することにより起こる液体の突沸を

図3 各種熱輸送管の概念図

利用したマイクロポンプすなわちバブルジェットプリンターはこの典型であり、数10[kHz]の周波数特性を有する[10]。この原理をマイクロアクチュエータに利用する試みも始まっている。

一方、図3(c)に示した気泡駆動型ヒートパイプBDHPは、封入率がHPとDPの中間の熱輸送管であり、管はループとなっている。BDHPでは、加熱部管内で沸騰を、冷却部で凝縮を起こさせることにより、交互に連結した液柱と蒸気スラグに自発的な脈動循環流を起こさせ熱輸送を行う。BDHPは、還流構造を必要としないためマイクロ化が容易である。

7. ま と め

本稿では、熱流体現象における場の拘束効果について、熱現象におけるマイクロ場拘束効果を中心に解説した。マイクロ時間場における熱伝導の波動性、熱放射に関するマイクロ場拘束効果を利用した無反射面や、フォトリソグラフィー技術により流路を形成するマイクロ冷凍機などについて

は、誌面の都合上述することができなかった。本稿が、マイクロロボットなどの開発に多少の参考になれば幸いである。

参 考 文 献

- [1] W.-J. Yang and N. Zhang: "Micro- and nano-scale heat transfer phenomena: research trends," Transport Phenomena: Science and Technology, pp. 1-15, Higher Education Press, 1992.
- [2] M. I. Flik, B. I. Choi and K. E. Goodson: "Heat transfer regimes in microstructures," Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems, ASME DSC-vol. 32, pp. 31-47, 1991.
- [3] S. Q. Zeng, A. Hunt and R. Greif: "Mean free path and apparent thermal conductivity of a gas in a porous medium," ASME J. Heat Transfer, vol. 117, no. 3, pp. 758-761, 1995.
- [4] 甲藤好郎: 伝熱概論. pp. 201-220, 養賢堂, 1964.
- [5] S. B. Choi, R. F. Barron and R. O. Warrington: "Liquid flow and heat transfer in microtubes," Micromechanical Sensors, Actuators and Systems, ASME DSC-vol. 32, pp. 123-134, 1991.
- [6] J. Pfahler, J. Harley, H. Bau and J. N. Zemel: "Gas and liquid flow in small channels," Micromechanical Sensors, Actuators and Systems, ASME DSC-vol. 32, pp. 49-60, 1991.
- [7] D. B. Tuckerman and R. F. Pease: "High-performance heat sinking for VLSI," IEEE Electronic Device Lett., vol. EDL-2, no. 5, pp. 126-129, 1981.
- [8] X. Xu and V. P. Carey: "Film evaporation from a micro-grooved surface-an approximate heat transfer model and its comparison with experimental data," J. Thermophysics, vol. 4, no. 4, pp. 512-520, 1990.
- [9] S. Nishio: "Oscillation-induced heat transport and its application to thermal equipments," Thermal Sci. & Eng., vol. 4, no. 1, pp. 37-48, 1996.
- [10] A. Asai, T. Hara and I. Endo: "One-dimensional model of bubble growth and liquid flow in bubble jet printer," Jap. J. Appl. Phys., vol. 26, no. 10, pp. 1794-1801, 1987.

西尾茂文 (Shigefumi Nishio)

1949年4月24日生。東京大学大学院工学系研究科船用機械工学専攻博士課程を1977年に修了。工学博士。1977年に東京大学講師(生産技術研究所)に採用、1995年に同教授に昇任し現在に至る。1991年日本伝熱学会学術賞受賞、1994年日本機械学会論文賞受賞。主な研究分野は応用熱現象学。