

特別寄稿

マイクロ・ナノ熱流体工学への誘い*

(高クヌッセン数流れのミクروسケール・アナリシス)

Invitation to Micro- and Nano-Thermal Fluid Engineering (Micro-scale Analyses of High Knudsen Number Flows)

新美智秀
Tomohide NIIMI

1. はじめに

日本機械学会において「量子・分子熱流体工学」の調査研究分科会を主宰し、平成14年4月から平成16年3月までの2年間にわたって活動してきた。この分科会は主に日本機械学会の流体工学部門および熱工学部門に所属する研究者を中心に構成し、さらなる微細化が要求される半導体製造プロセスやマイクロマシン技術、量子・分子レベルからの解明が必要な環境問題や宇宙工学関連の問題等のシーズを掘り起こすとともに、これら熱流体現象の実験的解明および量子・分子モデルの開発・応用、分子シミュレーション技術等について活発に議論した。流体や熱工学に関連した各種学会の講演会では、最近「量子・分子熱流体工学」をはじめとして、「原子・分子流れの先端技術への応用」や「分子スケールの流れ」などのオーガナイズドセッションが企画されるようになり、数多くの講演が行われている。このように、超高真空やマイクロ・ナノデバイスを扱う先端技術をはじめとして、原子・分子レベルで熱流体現象を理解する必要性が高まってきており、このような分野は「マイクロ・ナノ熱流体工学」や著者らが提唱している「高クヌッセン数流れ」などと呼ばれている。

本レビューでは、このような熱流体工学の新分野であるマイクロ・ナノ熱流体工学に関連した基礎的事項を解説するとともに、著者らが現在推進している研究内容および結果を簡単に紹介する。

2. 高クヌッセン数流れ

熱流体現象を原子・分子レベルで扱うことが必要かどうかは、気体流の希薄度を表わす重要な無次元パラメータとしてクヌッセン数 (Kn : Knudsen number) を用いて判断できる。クヌッセン数は、平均自由行程 λ (Fig. 1参照) と流れ場の代表長さ L を用いて $Kn = \lambda/L$ で定義され、一般に Kn 数が0.01を超えると、気体流は連続体として近似できず、原子・分子の流れとして扱

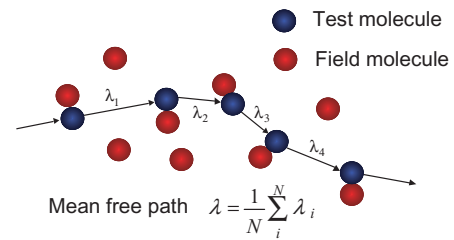


Fig. 1 平均自由行程

わなくてはならない。高真空を利用する半導体薄膜製造などの平均自由行程 λ が大きい場合はもちろんのこと、大気圧下でも代表長さ L が数十nm程度になるMEMSやNEMS(Micro/ Nano Electro Mechanical Systems)に代表されるナノ・マイクロデバイス近傍の流れ場も Kn 数の大きな流れとなる。このような流れにおいては、平均自由行程が大きい場合には分子間衝突数が極端に減少して気体流中に強い非平衡現象が発現し、代表長さが極端に小さい場合には気体分子は他の気体分子よりも固体表面と数多く衝突するため、流れ場が固体表面の影響を強く受けることになる。著者らは、このような流れを「高クヌッセン数流れ」と定義・総称して、高クヌッセン数流れに関連した精緻実験データの取得、および高クヌッセン数流れで生起するサイエンスの総合的解明の重要性を、Fig. 2を用いて多くの機会に国内外に呼びかけている。

Fig. 3は、後述するモンテカルロ直接法(DSMC法, Direct Simulation Monte Carlo Method)に関するパイブルとでも言うべきG.A.Birdの著書¹⁾に掲載されている図を少し修正したもので、縦軸は流れ場の代表長さ L 、横軸は数密度 n (標準状態: $n_0 = 2.7 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$) であり、 $Kn=0.01$ に対応する線が図中に破線で示してある。流れを連続体として近似できる場合には、一般に支配方程式としてナビエ・ストークス(NS)方程式が利用されるが、 Kn 数が0.01より大きくなると(Fig. 3の破線の下領域)、この近似が成立しなくなり、ボルツマン方程式が支配方程式となる。すなわちFig. 3は、

* 2005年1月28日 原稿受理

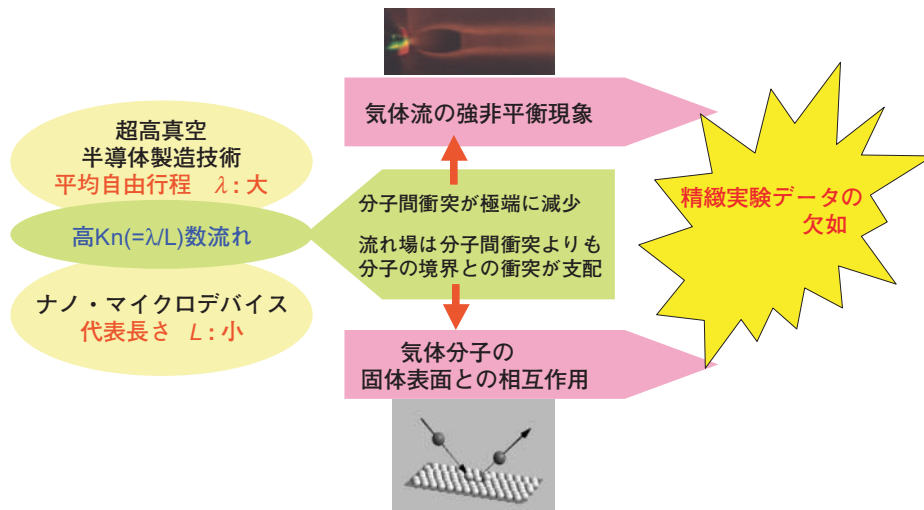


Fig. 2 高クヌッセン数流れ

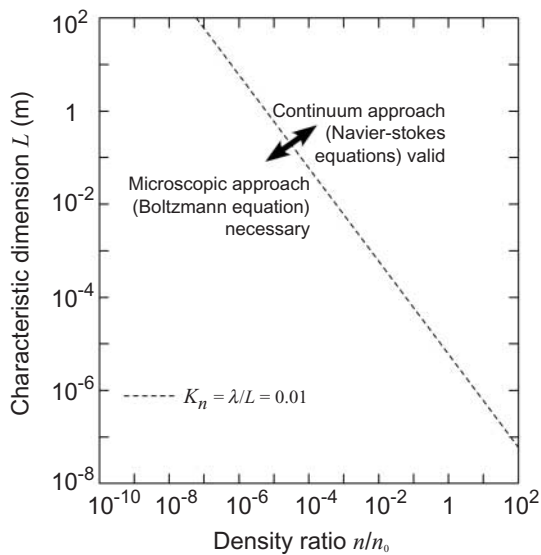


Fig. 3 Kn数, 代表長さ, 数密度の関係

前述したように、密度が低い（平均自由行程λが大きい）か代表長さLが小さいKn数の大きい流れ場では、従来の連続体としての近似が成立せず、分子の運動を考慮に入れて熱流体現象を原子・分子レベルで理解しなければならないことを定量的に示している。

2004年10月にハワイ島コナにおいて「Transport phenomena in micro and nanodevices (マイクロ・ナノデバイスにおける輸送現象)」²⁾に関する国際会議が開催された。東京大学の笠木伸英教授が共同議長としてこの会議を主催され、マイクロ・ナノデバイスの界面近傍における流動、伝熱、物質輸送などに関する70件の講演が採択された。界面近傍における熱流体現象の解析に関しては、シミュレーションが多く、後述す

るモンテカルロ直接法でシミュレーションするグループと境界面（壁面）にて滑り速度を与えてNS方程式でシミュレーションするグループに大別された。これらの発表が世界各国から十数件あったが、ほとんどの研究者が、Fig. 3を用いて研究背景を説明し、自らの研究が原子・分子レベルでシミュレートすべき領域にあることを示したことは興味深く、高クヌッセン数流れが熱流体工学の今後の一つの潮流になりうることを再認識した。

Kn数を、熱流体解析で一般に用いられる無次元数であるレイノルズ数(Re)と関係づけてみよう。

μ: 粘性係数, ρ: 密度, λ: 平均自由行程, a: 音速, \bar{C} : 分子の熱運動速さの平均値, γ: 比熱比, m: 分子質量, R: 気体定数, T: 絶対温度とし、気体分子運動論や圧縮性流体力学の結果として知られる以下の式、

$$\mu \cong \rho \bar{C} \lambda$$

$$\bar{C} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8}{\pi} RT}$$

$$\bar{C} \cong a = \sqrt{\gamma RT}$$

が成立する場合、V: 速度, L: 代表長さ, M: マッハ数 (V/a) とすると、Re数は次式のように近似できる。³⁾

$$Re = \frac{\rho VL}{\mu} = \frac{\rho \bar{C} \lambda}{\mu} \cdot \frac{V}{a} \cdot \frac{a}{\bar{C}} \cdot \frac{L}{\lambda} \cong \frac{V}{a} \cdot \frac{L}{\lambda} = M \cdot \frac{1}{Kn}$$

したがって、

$$Kn \cong \frac{M}{Re}$$

の関係が成立する。すなわち、高クヌッセン数流れは、通常の状況では（マッハ数が高くない限り）、粘性支配の低レイノルズ数の流れと考えることもできる。

3. 分子運動と巨視的物理量

気体は非常に多くの原子や分子によって構成されており、これらの粒子に関する運動方程式を正しい初期条件の下に解くことが可能であれば、通常経験する巨視的現象も説明できると考えられる。しかし、1気圧には1cm³あたりに分子が2.7×10¹⁹個も存在しており、超高真空状態やマイクロ・ナノスケールの流れを解析する場合においても、相当数の粒子を取り扱わなければならないので、上記の方法は不可能である。したがって、統計的方法で解くしか術がなく、これにはこの章で後述するような分子の速度分布関数が導入される。速度分布関数（平衡状態であればマックスウエル分布）の時間変化が空間、速度（外力）および分子間衝突によって引き起こされるとした方程式が前節で述べたボルツマン方程式である。ところが、このボルツマン方程式は速度分布関数に関する微積分方程式（積分項は分子間衝突に関連する）であり、分子間衝突がほとんどなければ積分項がなくなって解析解が求められるが、通常の条件下ではこれはほとんど不可能である。そこで、最近はいくつかのサンプル分子を用いて、他の分子や境界との衝突を直接計算しながら、分子の位置と速度を刻々と変化させることで流れ場を直接シミュレートするモンテカルロ直接法¹⁾⁵⁾が利用されている。この手法による計算は、ボルツマン方程式に則していることが証明されており、低密度気体流やマイクロ・ナノスケールの流れの解析には非常に有力である。

ここで、速度分布関数のイメージをつかんでいただくために、数式を用いて少し考えてみよう。分子の速度3成分が、それぞれ $c_x \sim c_x + dc_x$, $c_y \sim c_y + dc_y$, $c_z \sim c_z + dc_z$ である割合を

$$f(c_x, c_y, c_z) dc_x dc_y dc_z$$

とすると、体積 $dV = dx dy dz$ 中の分子の数は、 n を数

密度（単位体積中の分子数）とすると、

$$n dx dy dz f(c_x, c_y, c_z) dc_x dc_y dc_z$$

となる。一般に速度分布は位置と時間によっても変化するから f は $f(c_x, c_y, c_z, x, y, z, t)$ の七つの変数であり、これを速度分布関数と呼ぶ。あらゆる速度の分子を集めれば $n dx dy dz$ であるから、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f dc_x dc_y dc_z = 1$$

となり、流速（巨視的速度）の x 方向成分は

$$u = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f c_x dc_x dc_y dc_z = \overline{c_x}$$

で与えられる。流速の x 方向、 z 方向成分の v , w も同様に計算できる。巨視的に見て静止している気体（流速がない状態）の分子でも、もちろんランダムな熱運動はしているが、その場合の u , v , w は0、すなわち静止気体であるので当然ではあるが平均速度は0となる。一方、巨視的な流れのある場合の分子速度 $c(c_x, c_y, c_z)$ は、平均速度 u , v , w に熱運動の速度 $C(C_x, C_y, C_z)$ を加えることで、次式のように与えられる。

$$c_x = u + C_x, c_y = v + C_y, c_z = w + C_z$$

分子の並進エネルギーは熱運動に関連したエネルギーであり、温度を熱運動のエネルギーの平均値に関係した量として次式のように定義されている。なお、 e_{tr} は分子1個あたりの平均運動エネルギーである。

$$e_{tr} = \frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} \overline{mC^2} = \frac{1}{2} \overline{m(C_x^2 + C_y^2 + C_z^2)}$$

速度分布関数を用いれば、次式のようにも与えられる。

$$\begin{aligned} e_{tr} &= \frac{1}{2} \overline{m(C_x^2 + C_y^2 + C_z^2)} \\ &= \frac{1}{2} m \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [(c_x - u)^2 + (c_y - v)^2 + (c_z - w)^2] f dc_x dc_y dc_z \end{aligned}$$

ここでは温度 T が分子の運動エネルギーや速度分布関

数と関連付けられることを示したが、この例のように速度、エネルギー、温度などの巨視的物理量は分子運動によって説明できる。さらに分子運動を統計的に考察（統計熱力学）すれば、エントロピーの本来の意味や分子運動と完全気体の状態方程式との関係なども明らかになるが、これらは紙面の都合で割愛する（例えば文献4) 5)参照）。

さらに、熱運動速度の大きさ（速さ） $C=|C|$ の平均値はほぼ音速に等しく、巨視的流速の大きさ $c=|c|$ は、通常では $c \ll C$ である。このような高速で運動する原子・分子の熱運動によって、空間中の仮想的な面を通して質量、運動量、エネルギーが輸送されると、Table 1に示すように、巨視的にはそれぞれ拡散、粘性、熱伝導の現象が現れる。たとえば、空間中のある面の上と下に速度差があり、上の速度が大きいとすると、速度の遅い下の分子が上に移動した場合には、運動量の小さい分子が上に侵入したことになり、上の領域の速度を遅くしようと作用する。これを巨視的に考えれば、粘性が現れたことになる。

Table 1 分子により輸送される物理量と巨視的熱流体现象

分子により輸送される物理量	巨視的熱流体现象
質量	拡散
運動量	粘性
エネルギー	熱伝導

この章では、一般の巨視的熱流体现象は分子運動、分子間衝突と関連付けられることを述べてきたが、本レビューの主題である高クヌッセン数流れの場合には、流れ場は分子間衝突よりも分子と固体表面との衝突によって形成され、分子が固体表面とどのように相互作用するかの方が重要になる。

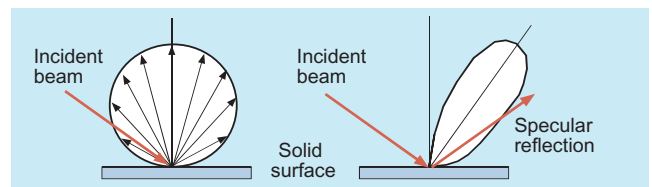
4. 高クヌッセン数流れの総合的理解に向けて

いわゆるナノテクノロジーにおいては、デバイスの構築・形成に重点が置かれているが、これらは作動時においては常に雰囲気ガスと接触しているために、気体分子とデバイスとの相互作用が非常に重要であるにもかかわらず、そこには力点が置かれていない。今後のMEMS/NEMSなどのナノ・マイクロデバイスの開

発には、第2章でも述べたように、これらを取り巻く高クヌッセン数流れの理解、すなわち流れ場の原子・分子オーダーでの理解と固体表面近傍における原子・分子の挙動の理解が必要である。たとえば固体表面における気体分子の運動量やエネルギー交換、吸着確率、速度すべり、温度飛躍などのデータは、デバイス開発には特に重要である。

4.1 気体分子と固体表面との相互作用

固体表面に入射した気体分子が完全に表面温度 T の平衡状態になった後に表面から散乱された場合、その散乱された分子群の速度分布は、温度 T の平衡状態にある気体が孔から流出する分子群のそれと同様に与えられ、流束強度（単位面積、単位時間に散乱される分子数）はFig. 4(a)のように円形となり（Cosine法則）、拡散反射（Diffuse reflection）と呼ばれる。しかし、表面が清浄になると、流束強度分布がFig. 4(b)のように葉状の散乱分布（Lobular scattering）へと変化する。清浄表面では、固体表面に吸着されずに平衡状態に達する前に散乱される気体分子が増加するためである。この分布は、気体分子と固体表面の干渉特性を反映した結果を与えるため、拡散反射と比較して多くの有用な情報を含んでいる（詳細は参考文献5)の4章参照）。



(a) 拡散反射 (Cosine法則) (b) 葉状 (Lobular) 散乱

Fig. 4 分子の流束強度分布

気体分子が固体表面と干渉すると、エネルギーと運動量が交換される。エネルギー交換と運動量交換の素過程の表現として適応係数 (Accommodation coefficient) が定義され⁹⁾、たとえばエネルギー適応係数は次式で与えられる。

$$\alpha = \frac{\overline{E_i} - \overline{E_r}}{\overline{E_i} - \overline{E_s}}$$

ここで、 $\overline{E_i}$ は入射分子の平均並進運動エネルギー、 $\overline{E_r}$ は反射分子の平均並進運動エネルギー、 $\overline{E_s}$ は反射分子速度分布が固体表面の温度に相当するマックスウ

エル分布であるときの平均並進運動エネルギーである。運動量適応係数も表面に対する接線方向および法線方向の運動量について同様に定義される。拡散反射の場合には、気体分子が完全に固体表面と平衡して散乱 ($\overline{E_r} = \overline{E_s}$) されるので、 $\alpha = 1$ (完全適応) となる。

4.2 面・分子干涉実験

上記のような散乱分子の流束強度分布や適応係数に関するデータを実験的に得るにはどうすればよいか。これには一般に、分子線 (Molecular beam) を用いた面・分子干涉実験装置が用いられる (Fig. 5参照)。真空中に噴出する超音速自由噴流の中心軸上の分子をスキマーにより抽出すると、速度のそろった一群の分子、すなわち分子線を得ることができる。これを固体表面に衝突させ、反射前後の分子の速度分布を飛行時間法により求めると、気体分子が固体表面とどのような相互作用 (面・分子干涉)、たとえばエネルギー交換、運動量交換を行ったかを知ることができる。

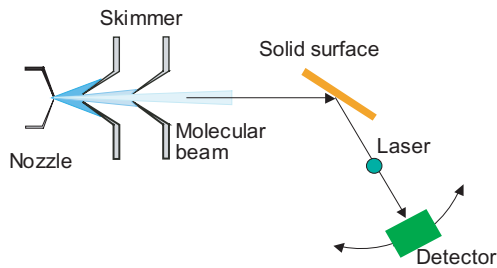


Fig. 5 面・分子線干涉実験装置概略

これまで反射分子の検出器には、主に質量分析器が利用されていた。しかし、これは基本的に密度 (流束強度) を検出するのみで、分子の内部状態を計測することはできない。したがって、分子の固体表面との干涉による内部エネルギーを含めたエネルギー交換に関する情報を高感度で計測するには分光学的な計測手法が必要となる。

気体流における分子のレーザー光との相互作用を利用した代表的なセンシング技術をTable 2にまとめた⁷⁾。これらは、分子それ自体からの発光や散乱を利用しており、流れ場の局所的な物理量のセンシングが可能である。Table 2のLIF (レーザー誘起蛍光法)、CARS (コヒーレント・アンチストークス・ラマン散乱)、DFWM (縮退4光波混合)、Rayleigh散乱、Raman散乱の原理については他書の解説にゆずるが⁹⁾⁻¹¹⁾、この中で最も感度の高いLIFでも 10^{12} molecules/cm³程度であり、分子線実験に適応できるほどの感度は有していない。一方REMPIは、基底準位に存在する気体分子を多光子により共鳴準位を介してイオン化準位へと遷移させ、イオン電流の検出から基底準位のエネルギー分布を計測する手法であり、非常に高感度である。^{12) 13)} たとえば、窒素の2R+2 REMPI¹⁴⁾では 10^9 molecules/cm³、2R+1 REMPI¹⁵⁾では 10^5 molecules/cm³の検出感度が報告されている。^{16) 17)}

そこで私の研究室では、この面・分子干涉実験装置にREMPIシステムを組み込み、REMPIによる反射分子の内部エネルギーの計測および飛行時間法を実現するためのFig. 6に示す実験装置を構築中である。これらにより気体分子の固体表面との内部エネルギーを含めたエネルギー交換、運動量交換、反射分子の流束強度分布の反射角度依存性、吸着確率と吸着脱離現象、適応係数、反射分子の内部エネルギーの非平衡性などを調査し、これらをデータベース化する計画である。

4.3 高ヌッセン数流れにおける固体表面上の圧力計測

一般に固体表面上の圧力計測には圧力タップが利用される。しかし、低密度気体流の場合にはタップに結合した細管のコンダクタンスや高精度な圧力計の結合が必要などの問題があり、この低密度気体流への適用は現実的ではない。また圧力タップのマイクロ・ナノデバイスへの適用も考えにくい。そこで、著者らは

Table 2 分子のレーザー光との相互作用を利用した気体流のセンシング技術

	検出信号	次元	光との相互作用	特徴
LIF	蛍光	0 ~ 2	吸収	比較的容易、衝突失活の影響
CARS	散乱光(コヒーレント)	0 ~ 1	散乱	理論スペクトルとの比較により計測、スペクトルが圧力にも依存、光波の位相整合が必要
DFWM	レーザー光	0 ~ 2	吸収, 誘導放射	信号光は位相共役光、LIFとCARSの特徴を有する
Rayleigh	散乱光	0 ~ 2	散乱	比較的強度が強い、Mie散乱との分離が困難
Raman	散乱光	0 ~ 1	散乱	強度が弱い
REMPI	イオン	0	吸収, イオン化	高感度計測、高真空場での検出に限られる

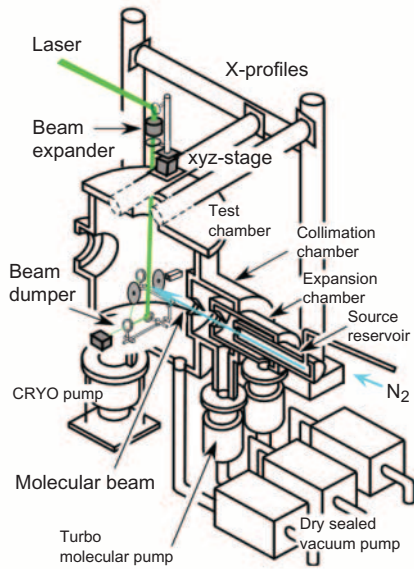


Fig. 6 分子線実験装置

PSP^{18)–21)}に着目した。Fig. 7のPSPの原理に示すように、PSPでは一般に固体表面に発光色素をポリマーで固定し、紫外光もしくは短波長可視光の照射による発光が気体中の酸素分子によって消光される現象に基づいて固体表面上の圧力が計測される。PSPでは、圧力に対する発光強度変化をあらかじめ求め、その校正曲線から圧力が計測されるが、ほぼ1Torr (133 Pa)以上の圧力域で校正曲線が得られており、それ以下の低圧力域でのデータは皆無であった。一般にPSPの発光強度は、酸素分圧にほぼ逆比例するので、低圧力域ではPSPが明るく発光するが、その発光強度変化が小さく表面圧力の計測には適さないと考えられていた。これが、低圧域へのPSPの適用を阻害していた要因であると思われる。しかし、1Torr以下の低圧力域ではPSPによる圧力計測で問題となる圧力感度のゆらぎや経時変化などが顕著に現れ、このような発光分子と酸素分子との分子レベルでの相互作用が非常に重要となる低圧力域での基礎特性の調査が、広い圧力範囲でのPSPによる表面圧力計測の高精度化にも重要であると考え

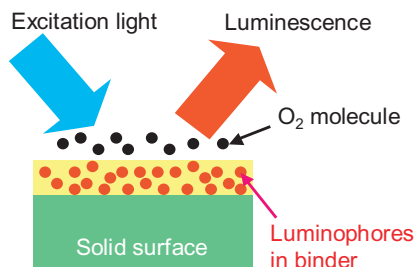


Fig. 7 PSPの原理

られる。

私の研究室では、初めに代表的な3種類のPSP [PtOEP/GP197, Bath-Ru/AA, PtTFPP/poly(TMSP)]を選び、これらの低圧力域 (1Torr以下)における圧力感度、発光強度の温度依存性と経時変化、圧力変化に対する発光強度の応答などの基礎特性を調査した¹⁹⁾。Fig. 8にこれら3種類のPSPに関する低圧域におけるStern-Volmer Plotを示す。縦軸はルミネセンス強度の比 (I_{ref}/I)、横軸は絶対圧力 (Pa)である。PtTFPP/poly(TMSP)は、低圧力域において調査した三つのPSPの中でも最も高い圧力感度を有しており、Stern-Volmer Plotの直線性も非常に良いことが分かる。さらにPtTFPP/poly(TMSP)は絶対的な発光強度も非常に強く、S/Nの高い圧力計測が可能であった。

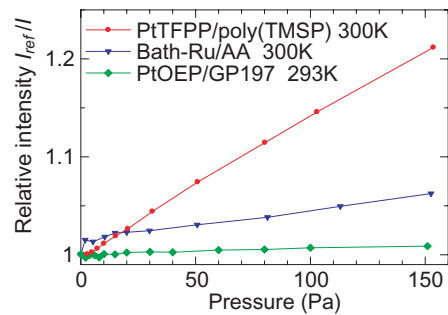


Fig. 8 Stern-Volmer Plots (発光強度の圧力依存性)

PSPの適用例として、真空中へ噴出する超音速自由噴流が固体表面へ衝突した際の固体表面上の圧力計測を行った。この計測には、PtTFPP/poly(TMSP)を用いた。Fig. 9は、固体表面のPSPの発光強度分布および計測した圧力分布の擬似カラー表示である。実験条

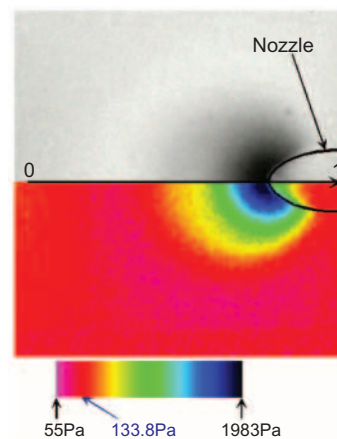


Fig. 9 超音速自由噴流が固体表面へ衝突した際の固体表面上の圧力

件は貯気室圧力53.9kPa, 膨張室圧力133.8Pa (圧力比403), 衝突角60°, ノズルから壁面までの距離2mm, ノズル直径0.3mmである. Fig. 9より, 低圧下においても固体表面の圧力分布が詳細に計測できることが明らかとなった.

現在, マイクロ・ナノデバイスへのPSPの適用を目指して, ポリマーを用いることなく発光色素の分子膜を固体表面へ付着させるための技術開発, および分子膜でPSPを構成した際の発光強度の本質, すなわちどのような物理量に発光強度が依存するのかの調査を実施している.

5. おわりに

コンピュータの発達により, 世界的に見ても研究・開発はシミュレーション中心となり, 実験的な研究・開発は減少の一途である. 高クヌッセン数流れの分野でも, ご紹介したようなモンテカルロ直接法や分子動力学法などの手法によって高精度なシミュレーションが可能となり, これとともに実験データにもさらなる精度向上が求められるようになってきた. 私の研究室では, 防塵服を着た学生がクリーンブースの中で分子膜製造装置, 蛍光顕微鏡, AFMなどを操作して, 感圧色素膜の作成・特性評価を行い, また他の学生はターボ分子ポンプやクライオポンプで排気された超高真空装置にレーザを入射してイオンを検出するなど, いわゆる機械系の熱流体研究室らしくない実験を遂行しているが, これも一つには実験精度の向上を目指しているためもある. PSPの開発は, 文部科学省の大型プロジェクトとして「分子の眼で流れを見る, 感じる, 知る」を合言葉に, 熱流体や化学研究者の異分野交流および産学連携により実施され, 単独の研究者では達成できない新しい「分子センサ」の開発を可能にした. このような新しい実験手法の開発が, 実験精度の向上につながり, ひいては新しい知見につながるものと信じている.

本レビューでは, 熱流体工学を連続体としてではなく, 原子・分子レベルから考える立場もあることをご理解いただき, さらにこの分野に興味をもっていただければと願って, 「マイクロ・ナノ熱流体工学への誘い」と題して執筆させていただいた. 冗長および教科書的な内容になってしまった感もあるが, お読みいただいた方の研究・開発のご参考になれば幸いである.

<参考文献>

- 1) G.A.Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon Press, Oxford (1994)
- 2) M.Gad-el-Hak ed., *Transport Phenomena in Micro and Nanodevices*, Engg. Conf. Int. (ECI) (2004)
- 3) A.H.Shapiro, *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, John Wiley & Sons (1953)
- 4) W.G.Vincenti and C.H. Kruger, *Introduction to Physical Gas Dynamics*, John Wiley and Sons Inc. (1967)
- 5) 藤本哲夫, 新美智秀ほか: 原子・分子の流れ, 共立出版 (1996)
- 6) 新美智秀, センシング工学, コロナ社 (1992)
- 7) 新美智秀, 高クヌッセン数流れのレーザ・画像応用センシング, 日本機械学会 熱工学コンファレンス (2003), pp.241-244.
- 8) 新美智秀, 光学的可視化手法の基礎と最前線「量子光学の利用」, 可視化情報学会講習会: 可視化フロンティア第1回「流れの可視化計測法」(2004), pp.21-32.
- 9) 新美智秀ほか, 可視化情報ライブラリー3: 光学的可視化「5章 燐光, 蛍光, 発色, 吸収の利用」, 朝倉書店 (2001)
- 10) 新美智秀ほか, 可視化情報ライブラリー4: PIVと画像解析技術「3章3.4 レーザ誘起蛍光法」, 朝倉書店 (2004)
- 11) A.C.Eckbreth, *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*, Abacus Press (1988)
- 12) T. Niimi, C. Dankert and B.K. Nazari, *Resonantly Enhanced Multiphoton Ionization for Analyses of Rarefied Gas Flows*, DLR-IB 223-96 A42 (1996)
- 13) 森英男, 石田敏彦, 青木義典, 新美智秀, REMPIによる超希薄気体流計測に関する研究(超音速自由分子流におけるREMPIスペクトルの解析), 機論, B, 66, 645 (2000-5), pp.1373-1379.
- 14) K.C. Carleton, K.H. Welge and S.R. Leone, *Detection of Nitrogen Rotational Distributions by Resonant 2+2 Multiphoton Ionization through the $a^1\Pi_g$ State*, Chem. Phys.Letts., 115-6 (1985), pp.492-495.

- 15) K.R.Lykke and B.D. Kay, Two-Photon Spectroscopy of N₂: Multiphoton Ionization, Laser-induced Fluorescence, and Direct Absorption via the a'' ¹Σ_g⁺ state. J. Chem. Phys., 95 (4) (1991), pp.2252-2258.
- 16) 森英男, 新美智秀, 丹羽健二, 秋山勇雄, REMPIによる超音速自由分子流における回転温度非平衡現象の解析に関する研究, 機論, B, 69, 679 (2003-3), pp.623-629.
- 17) 新美智秀, 共鳴多光子イオン化法による超希薄気体流計測 (高クヌッセン数流れのミクロスケール・アナリシスを目指して), ながれ, 22-4 (2003), pp.317-323.
日本流体力学会HPよりダウンロード可能
[http://www.nagare.or.jp/nagare/22-4/22-4-t05.pdf]
- 18) 新美智秀: 可視化画像による物理量の複合計測, 可視化情報, Vol. 20, No.77 (2000), pp. 126-132.
- 19) 新美智秀ほか, PSPの低圧力域における基礎特性に関する研究, 機論, B, 68, 676 (2002), pp.3360-3368.
- 20) H. Mori, T. Niimi, M. Yoshida, M. Kondo, Y. Oshima, Application of PSP to Low Density Gas Flows, J. of Visualization, 7-1 (2004), pp.55-62.
- 21) T. Niimi, M. Yoshida, M. Kondo, Y. Oshima, H. Mori Y. Egami, K. Asai, H. Nishide, Application of Pressure-Sensitive Paints to Low Pressure Range, J. of Thermophysics and Heat Transfer, AIAA, 19-1 (2005), pp.9-16.



< 著 者 >



新美 智秀
(にいみ ともひで)
名古屋大学大学院工学研究科
マイクロ・ナノシステム工学
専攻 教授
(名古屋大学 高等研究院
併任)

1977年名古屋大学工学部機械学科卒業, 1979年名古屋大学大学院工学研究科修士課程 修了, 1979年トヨタ自動車(株)入社, 1983年名古屋大学工学部助手, 1989年工学博士, 同年名古屋大学工学部講師, 1990年同助教授(1996年ドイツ航空宇宙研究所), 2002年同教授. 2003年10月より名古屋大学高等研究院 (<http://www.iar.nagoya-u.ac.jp/>) 教授を併任. 高クヌッセン数流れのミクロスケール・アナリシス, レーザ応用センシング技術などの研究に従事.

流れの可視化学会技術賞(1989), 日本機械学会奨

励賞(1990), 可視化情報学会映像展賞(1991), 日本機械学会賞論文賞(1992), 可視化情報学会グッドプレゼンテーション賞(1993), 永井科学技術財団賞学術賞(1994), 日本機械学会論文賞(2001), 日本機械学会流体工学部門フロンティア表彰(2004)などを受賞.

2002-2004年「量子・分子熱流体工学に関する調査研究分科会」主査, 2004年より日本機械学会フェロー, 2004年度日本機械学会流体工学部門技術委員長, 2005年度同副部門長などを歴任.