- 4) Y. SONE; Phys. Fluids **15**, 1418 (1972).
- 5) Y. SONE; in Rarefied Gas Dynamics (Proceedings of the 9th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Göttingen, West Germany, 1974), Vol. II, D-23.
- 6) P. L. BHATNAGER, E. P. GROSS and M. KROOK: Phys. Rev. **94**, 511 (1954).
- 7) P. WELANDER, Arkiv Fysik **7**, 507 (1954).
- 8) Y. SONE; in Rarefied Gas Dynamics, edited by L. Trilling and H. Y. Wachman (Academic, New York, 1969), Vol. I, p. 243.
- 9) Y. P. PAO: Phys. Fluids **14**, 1340 (1971).
- 10) Y. ONISHI: Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. **17**, 151 (1974).
- 11) P. S. EPSTEIN, Z.: Physik **54**, 537 (1929).
- 12) L. WALDMANN; in Rarefied Gas Dynamics, edited by L. Talbot (Academic, New York, 1961), p. 323.
- 13) J. R. BROCK: J. Colloid Sci. **17**, 768 (1962).
- 14) S. JACOBSEN and J. R. BROCK: J. Colloid Sci. **20**, 544 (1965).
- 15) J. R. BROCK: J. Colloid Interface Sci. **23**, 448 (1967).
- 16) H. A. DWYER: Phys. Fluids **10**, 976 (1967).
- 17) Y. ONISHI: Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. **15**, 28 (1972).
- 18) 曾根良夫, 青木一生: 日本航空宇宙学会誌, **23**, 56, 1975.

エアゾル粒子に働く熱流力*

Thermal Force on Aerosol Particle

曾 根 良 夫**・青 木 一 生**

Yoshio SONE and Kazuo AOKI

Abstract

A solid spherical particle in an infinite expanse of gas at rest with a uniform temperature gradient is considered. The flow induced around the particle and the thermal force acting on it are investigated on the basis of the asymptotic theory for a slightly rarefied gas. The thermal force is found to be in the direction of the given temperature gradient or in the opposite direction depending on the size and heat conductivity of the particle.

1. ま え お き

温度勾配のある静止した気体の中に物体がおかれているとき、日常接する条件では、重力を考えないと、気体は静止したままであり物体には力は働かない。しかし気体の圧力が低いあるいは物体が非常に小さい場合、すなわち気体分子の平均自由行路が物体の代表長にくらべて無視できない場合には、物体のまわりに流れが誘起され、物体に力が働くことが古くから知られており、多くの研究者の興味をひいてきた¹⁻⁶⁾。この場合に働く力は熱流力 (thermal force) と呼ばれている。しかし、その物理的メカニズムは単一ではない。気体の圧力が充分低く、気体の平均自由行路が物体の基準長にくらべて充分大きいとき (すなわち Knudsen 数 K_n が充分大きいとき) には WALDMANN の研究がある⁵⁾。逆の場合、すなわち Knudsen 数が小

さい場合は、EPSTEIN¹⁾ をはじめとして古典的なすべりの理論に基づく結果がいくつか報告されている²⁾。EPSTEIN の結果が希薄化効果の実質的に正しい一次近似をあたえることは漸近理論^{7,8)} から容易に理解されるが、さらに希薄化の影響を考慮するときには、物体表面の曲率、熱応力および気体論的境界層の影響も無視できなくなり、これらを正確に考慮するには、Boltzmann 方程式にたちかえて調べなければならない。したがってここでは、Boltzmann 方程式をもとにした曾根による漸近理論^{7,8)} を応用して球形の物体のまわりに誘起される流れおよび物体に働く熱流力を求め、曲率、熱応力、気体論的境界層がそれらによぼす影響について調べる。

2. 解 析

一様な温度勾配を持ち、無限に広がっている静止した気体の中に半径 L の球が置かれているとき、そのまわりに誘起される定常的な気体の流れおよび球に働く力について考察する。気体のふるまいは Boltzmann-Krook-Welander 方程式に従い、球の表面では拡散反射 (diffuse reflection) すると仮定する。球は中実の一様な固体で熱流は Fourier の法則に従い、したがってその温度分布は Laplace 方程式で支配されるものとする。ここでは与えられた温度勾配が小さく、方程式および境界条件は静止平衡状態のまわりで線型化できるものとする。さらに気体の平均自由行路と球の半径との比 (Knudsen 数) が充分小さい場合に限って、曾根による漸近理論^{7,8)} の結果を用いて解析を行う。

* 昭和50年4月8日日本航空宇宙学会第6回講演会 (年会) (航空宇宙技術研究所, 三鷹において) で講演発表, 昭和50年5月21日原稿受理

** 京都大学工学部航空工学教室

漸近理論によれば、系の Knudsen 数が充分小さい場合の気体の漸近的ふるまいは次のような形で求められる。任意の物理量 f (速度分布函数, 流速, 温度, 密度, 等) は変化のおだやかな (物体の基準長さの範囲で $O(1)$ の変化) 流体力学的部分 (Hilbert 部分) f_H と, 変化の急激な (平均自由行路の範囲で $O(1)$ の変化) 気体論的境界層部分 f_K とに分けられ ($f = f_H + f_K$), 各々は Knudsen 数の巾級数であらわされる。

$$\begin{aligned} f_H &= f_{H0} + f_{H1}k + f_{H2}k^2 + \dots, \\ f_K &= f_{K1}k + f_{K2}k^2 + \dots. \end{aligned} \quad (1)$$

k は Knudsen 数のオーダーの無次元量で, $k = (2R T_0)^{1/2} \lambda^{-1} L^{-1}$ で定義される。ここで, T_0 は基準温度, R は気体定数, λ は衝突頻度で平均自由行路 l と, $l = \pi^{-1/2} \lambda^{-1} (8R T_0)^{1/2}$ なる関係にある。流体力学的諸量 (流速, 温度, 圧力, 等) の Hilbert 部分は Stokes 方程式系 (連続の式, Stokes の運動方程式, Laplace の方程式) で支配される。

$$\frac{\partial p_{H0}}{\partial x_i} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_{iHm}}{\partial x_i} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p_{Hm+1}}{\partial x_i} - \Delta u_{iHm} = 0, \quad (4)$$

$$\Delta \tau_{Hm} = 0, \quad (5)$$

$$(m=0, 1, 2, \dots, \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}).$$

ここに, Lx_i は空間の直交座標, $(2R T_0)^{1/2} u_i$ は気体の流速, $p_0(1+p)$ は圧力, $T_0(1+\tau)$ は温度, p_0 は基準の圧力である。これらの方程式に対する境界条件は, すべりの境界条件の形で与えられている。

ここで取り扱う問題では, 境界の温度分布は気体および物体内部の温度場を合わせて解いてはじめて決まってくるもので, あらかじめ指定することはできず, 一般には k の函数であると考えられる。しかし, 文献 7, 8) の結果は境界上の温度分布が k に依存しないものとしてみちびかれたものであるから, ここで使えるように一般化しておく必要がある。一般化は次のようにして簡単に行なうことが出来る。まず境界の温度を $T_0(1+\tau_w)$ としたとき, τ_w は次のように Knudsen 数の巾級数で書けるものとする。

$$\tau_w = \tau_{w0} + \tau_{w1}k + \tau_{w2}k^2 + \dots. \quad (6)$$

文献 7, 8) の結果は第二項以下がない場合に対するものであるが, 今, 線型の基礎方程式および境界条件を取扱っているので,

$$\tau_w = \tau_{w0}, \quad \tau_w = \tau_{w1}, \dots$$

としたときの文献 7, 8) の結果に k の適当な巾をか

けて重ね合わせればよい。その結果, 基礎方程式はなんらの変更もなく, (2), (3), (4), (5) のままでよいが, 境界条件は境界が静止している場合 ($u_{iw} = 0$) については次のように一般化される。

$$u_{iH0} = 0, \quad (7a)$$

$$\tau_{H0} = \tau_{w0}, \quad (7b)$$

$$u_{iH1}t_i = k_0 S_{ij0} n_j t_i + K_1 G_{i0} t_i, \quad (8a)$$

$$u_{iH1}n_i = 0, \quad (8b)$$

$$\tau_{H1} - \tau_{w1} = -d_1 G_{i0} n_i, \quad (8c)$$

$$\begin{aligned} u_{iH2}t_i &= k_0 S_{ij1} n_j t_i + a \frac{\partial S_{ij0}}{\partial x_r} n_j n_r t_i + b \bar{\kappa} S_{ij0} n_i t_j \\ &\quad + c \bar{\kappa}_{ij} S_{rj0} n_r t_i + e \frac{\partial G_{i0}}{\partial x_j} n_j t_i + f \bar{\kappa} G_{i0} t_i \\ &\quad + g \bar{\kappa}_{ij} G_{j0} t_i + K_1 G_{i0} n_i t_i, \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} u_{iH2}n_i &= \frac{1}{2} \alpha \frac{\partial S_{ij0}}{\partial x_r} n_i n_j n_r \\ &\quad + \left(\frac{\partial G_{i0}}{\partial x_j} n_i n_j + 2 \bar{\kappa} G_{i0} n_i \right) \beta, \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\begin{aligned} \tau_{H2} - \tau_{w2} &= -d_1 G_{i1} n_i - d_4 \frac{\partial S_{ij0}}{\partial x_r} n_i n_j n_r \\ &\quad - d_5 \bar{\kappa} G_{i0} n_i, \end{aligned} \quad (9c)$$

$$S_{ijm} = - \left(\frac{\partial u_{iHm}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{jHm}}{\partial x_i} \right), \quad G_{im} = - \frac{\partial \tau_{Hm}}{\partial x_i},$$

$$G_{iwm} = - \frac{\partial \tau_{wm}}{\partial x_i}, \quad k_0 = -1.016, \quad K_1 = -0.383,$$

$$a = 0.766, \quad b = 0.499, \quad c = -0.266, \quad e = 0.279,$$

$$f = 0.267, \quad g = -0.766, \quad \alpha = 0.234, \quad \beta = 0.267,$$

$$d_1 = 1.302, \quad d_4 = 0.112, \quad d_5 = 1.821.$$

ここに, n_i は境界の (流体に向かう) 法線ベクトルの方向余弦, t_i は境界に沿う任意のベクトルの方向余弦, $\bar{\kappa} = (1/2)(\kappa_1 + \kappa_2)$, $\kappa_{ij} = \kappa_1 a_i a_j + \kappa_2 b_i b_j$, $L^{-1} \kappa_1$, $L^{-1} \kappa_2$ は境界の2つの主曲率, a_i , b_i はそれらの方向の方向余弦で, 曲率中心が流体側にあるとき $\kappa_i < 0$ とする。(8c)(9c) の左辺の第2項および(9a)の右辺の最後の項が一般化により付け加わった項である。気体論的境界層部分についても容易に一般化できる。第1近似は参考文献 7, 8) と同じである。第2近似は修正が必要であるが, 結果は省略する。

球の内部の温度場は Laplace 方程式で支配される。 $T_0(1+\tilde{\tau})$ を球の内部温度とし,

$$\tilde{\tau} = \tilde{\tau}_0 + \tilde{\tau}_1 k + \tilde{\tau}_2 k^2 + \dots, \quad (10)$$

のように, $\tilde{\tau}$ を Knudsen 数で展開しておく, 各 $\tilde{\tau}_m$ は Laplace 方程式で支配される。すなわち,

$$\Delta \tilde{\tau}_m = 0. \quad (11)$$

さて問題は Stokes 方程式系 (2), (3), (4), (5) と Laplace 方程式 (11) を次の条件のもとで解けばよい。

(i) 無限遠で一樣な温度勾配が与えられている。
すなわち、無限遠で、 $\tau_H \rightarrow Bx_1$ (B は与えられた定数)、 $u_{iH} \rightarrow 0$, $p_H \rightarrow 0$. (無限遠での圧力を p_0 , 球が無い場合の $x_1=0$ での温度を T_0 にとる.)

(ii) a. 気体と固体の境界ですべりの境界条件 (7), (8), (9) をみす。

b. 境界を通るエネルギーの流れが連続である。すなわち

$$KQ_i n_i = -\frac{5}{4} \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial x_i} n_i k. \quad (12)$$

ここに、 $p_0(2RT_0)^{1/2}Q_i$ は熱流ベクトル、 K は気体の熱伝導係数 k_g と球の熱伝導係数 k_s との比である ($K=k_g/k_s$). Boltzmann-Krook-Welander 方程式では、 $k_g=(5/4)(2Rp_0/\lambda)$ となる。熱流ベクトル Q_i の k が小さいときの漸近的振舞は上記の一般化において文献 8) の結果に対する変更の必要はない。すなわち

$$\left. \begin{aligned} Q_i &= Q_{iH} + Q_{iK}, \\ Q_{iH} &= Q_{iH1}k + Q_{iH2}k^2 + \dots, \\ Q_{iK} &= Q_{iK2}k^2 + \dots, \\ Q_{iH1} &= \frac{5}{4}G_{i0}, \quad Q_{iH2} = \frac{5}{4}G_{i1} - \frac{1}{2}\frac{\partial S_{ij0}}{\partial x_j}, \\ Q_{iK2}n_i & \text{ (境界上)} \\ &= \gamma_1 \left(\frac{\partial G_{i0}}{\partial x_j} n_j + 2\bar{\kappa} G_{i0} n_i \right) \\ &\quad + \gamma_2 \frac{\partial S_{ijk0}}{\partial x_j} n_j n_k, \\ \gamma_1 &= 0.4156, \quad \gamma_2 = 0.0585. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Q_{iK2} については簡単のため境界上の値のみを示した。
 u_{iH1} に対する方程式、境界条件を見れば EPSTEIN の結果が実質的に正しい第 1 近似をあたえることがわかる。

解析に先だち、次の球座標 (r, θ, ϕ) を導入する；
 $x_1 = r \cos \theta$, $x_2 = r \sin \theta \cos \phi$, $x_3 = r \sin \theta \sin \phi$. なお、 v_{rHm} , $v_{\theta Hm}$, $v_{\phi Hm}$ をそれぞれ u_{iHm} の r, θ, ϕ 成分とする。

(2) より明らかに、

$$p_{H0} = 0. \quad (14)$$

第 0 近似では、すべり無しの条件 (7a, b) より、

$$u_{iH0} = 0, \quad \tau_{H0} = \bar{\tau}_0, \quad (r=1). \quad (15)$$

無限遠での条件 (i) より、

$$\begin{aligned} u_{iH0} &\rightarrow 0, \quad \tau_{H0} \rightarrow Br \cos \theta, \\ p_{H1} &\rightarrow 0, \end{aligned} \quad (r \rightarrow \infty). \quad (16)$$

さらに条件 (ii) b より、

$$K \frac{\partial \tau_{H0}}{\partial r} = \frac{\partial \bar{\tau}_0}{\partial r}, \quad (r=1). \quad (17)$$

境界条件 (15), (16) をみす速度、圧力場 ((3),

(4) の解) は容易に

$$u_{iH0} = 0, \quad p_{H1} = 0. \quad (18)$$

軸対称の Laplace の方程式

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) = 0,$$

は一般解

$$f = \sum_{n=0}^{\infty} \left(A_n r^n + \frac{B_n}{r^{n+1}} \right) P_n(\cos \theta), \quad (19)$$

$$P_n(z) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n (z^2 - 1)^n}{dz^n},$$

をもつ。ここに、 $P_n(z)$ は Legendre の多項式⁹⁾ である。これから、境界条件 (15), (16), (17) をみす解を容易に作る事ができる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \tau_{H0} &= B \left[r + \frac{K-1}{2K+1} \frac{1}{r^2} \right] \cos \theta, \\ \bar{\tau}_0 &= B \frac{3K}{2K+1} r \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

この第 0 近似の結果は、この問題に対する周知の古典的結果であり、流れは誘起されない。

第 1 近似に対するすべりの境界条件は、上の結果を用いて (8a, b, c) から得られる。

$$\left. \begin{aligned} v_{rH1} &= 0, \\ v_{\theta H1} &= K_1 B \frac{3K}{2K+1} \sin \theta, \\ v_{\phi H1} &= 0, \\ \tau_{H1} - \bar{\tau}_1 &= d_1 B \frac{3K}{2K+1} \cos \theta, \end{aligned} \right\} \quad (r=1). \quad (21)$$

上のすべり速度は、境界にそった温度勾配による熱はふくすべり¹⁰⁾ である。

無限遠での条件 (i) より、

$$u_{iH1} \rightarrow 0, \quad \tau_{H1} \rightarrow 0, \quad p_{H2} \rightarrow 0, \quad (r \rightarrow \infty). \quad (22)$$

条件 (ii) b の (12) は (13) を用いると次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{\tau}_1}{\partial r} = K \frac{\partial \tau_{H1}}{\partial r} + \frac{8}{5} K \gamma_1 B \frac{3K}{2K+1} \cos \theta, \quad (r=1). \quad (23)$$

右辺の第 2 項は気体論的境界層部分からの寄与で漸近理論によってはじめて正しく導かれたものである。

境界条件 (21), (22), (23) から判断して場は軸対称と考えられる。そこで、(3) をみす軸対称速度場に対して Stokes の流れの関数を導入する。すなわち

$$\begin{aligned} v_{rHm} &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi_m}{\partial \theta}, \quad v_{\theta Hm} = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi_m}{\partial r}, \\ v_{\phi Hm} &= 0. \end{aligned} \quad (24)$$

(4) の回転 (rotation) をとり圧力項を消去し、(24) を用いて速度を流れの関数でおきかえると、

$$D^2 D^2 \psi_m = 0, \quad (25)$$

ここに

$$D^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta)^{-1} \frac{\partial}{\partial \theta}.$$

速度に対する境界条件 (21), (22) を ϕ_1 であらわすと次のようになる。

$$\phi_1=0, \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial r} = -K_1 B \frac{3K}{2K+1} \sin^2 \theta, \quad (r=1), \quad (26)$$

および

$$\frac{\phi_1}{r^2} \rightarrow 0, \quad (r \rightarrow \infty). \quad (27)$$

容易にたしかめられるように、方程式 (25) は

$$\phi_m = r \sin^2 \theta, \quad r^2 \sin^2 \theta, \quad r^4 \sin^2 \theta, \quad r^{-1} \sin^2 \theta, \quad (28)$$

なる解をもっている、これらを用いて境界条件 (26), (27) を満たす解が次のように求められる。

$$\phi_1 = -\frac{K_1 B}{2} \frac{3K}{2K+1} \left(r - \frac{1}{r} \right) \sin^2 \theta,$$

すなわち

$$\left. \begin{aligned} v_{rH2} &= -K_1 B \frac{3K}{2K+1} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r^3} \right) \cos \theta, \\ v_{\theta H2} &= \frac{K_1 B}{2} \frac{3K}{2K+1} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r^3} \right) \sin \theta, \\ v_{\phi H2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

これらの速度場から圧力場を計算すると、

$$p_{H2} = -K_1 B \frac{3K}{2K+1} \frac{1}{r^2} \cos \theta. \quad (30)$$

境界条件 (21), (22), (23) をみたす (5), (11) の解は (19) を使って容易に求められる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} \tau_{H1} &= \frac{1}{3} B \left[\frac{8}{5} \gamma_1 + d_1 \frac{1}{K^2} \right] \left(\frac{3K}{2K+1} \right)^2 \frac{1}{r^2} \cos \theta, \\ \bar{\tau}_1 &= \frac{1}{3} B \left[\frac{8}{5} \gamma_1 - 2d_1 \frac{1}{K} \right] \left(\frac{3K}{2K+1} \right)^2 r \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

上で得られた速度場は実質的に EPSTEIN の結果と等しい¹³⁾。

これらの結果を用いて第2近似に進む。球のまわりには誘起される流れとこれに働く力を求めるには温度場を考えず、速度場だけで議論できる。すべりの境界条件 (9a, b) は、

$$\left. \begin{aligned} v_{rH2} &= 2B(M+N) \cos \theta, \\ v_{\theta H2} &= -B(M-N) \sin \theta, \\ v_{\phi H2} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (r=1), \quad (32)$$

ここに、

$$\begin{aligned} 2M &= -\left\{ \frac{3K}{2K+1} \left[A + \left(\frac{1}{K} - 1 \right) e \right] \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{3K}{2K+1} \right)^2 \left[D - \frac{1}{K} E \right] \right\}, \\ 2N &= \left\{ \frac{3K}{2K+1} \left[C + \left(\frac{1}{K} - 1 \right) e \right] \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{3K}{2K+1} \right)^2 \left[D - \frac{1}{K} E \right] \right\}, \\ A &= f + g + \beta + 3K_1 k_0 = 0.935, \end{aligned}$$

$$C = f + g - \beta + 3K_1 k_0 = 0.401,$$

$$D = -\frac{8}{15} K_1 \gamma_1 = 0.085,$$

$$E = -\frac{2}{3} K_1 d_1 = 0.332.$$

無限遠での条件 (i) から、

$$u_{iH2} \rightarrow 0, \quad p_{H3} \rightarrow 0, \quad (r \rightarrow \infty). \quad (33)$$

これらの条件をみたす (3), (4) の解は、解 (28) を用いて、次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} v_{rH2} &= 2B \left(\frac{M}{r} + \frac{N}{r^3} \right) \cos \theta, \\ v_{\theta H2} &= -B \left(\frac{M}{r} - \frac{N}{r^3} \right) \sin \theta, \\ v_{\phi H2} &= 0, \\ p_{H3} &= 2BM \frac{1}{r^2} \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

(34) の M, N を構成する種々の定数 (e, f, g) に着目してすべりの条件 (9a, b, c) および第1近似の温度場をきめるときの境界条件の1つ (12), (13) を検討すれば、上の第2近似の結果は次の3つの項から成立っていることがわかる：第1近似で補正された温度場および新しくあらわれた速度場のために必要な補正、境界が曲率をもつための影響、および熱応力 ($\sim k^2 (\partial^2 \tau / \partial x_i \partial x_j)$) によって誘起されるもの。あとの二つは古典すべり理論では全く考慮されなかったものである。特に、熱応力によって誘起される流れ（熱応力流）は、文献 6) でくわしく議論したが、熱はふく流とは別のメカニズムによるもので、後者があらわれない場合 ($K=0$) にも存在し、しかもこのときの流れの向きは熱はふく流が流れの大勢をきめる $K \sim 1$ のときとは逆である。なお最初のものについても気体論的境界層の存在による補正 ((12), (13) 参照) がふくまれていることを注意しておきたい。

球に働く力 F_i は球を囲む大きな検査面をとることによって、応力テンソルの Hilbert 部分⁶⁾ のみを用いて計算することができる。上の結果 ((14), (18), (20), (29), (31), (32)) を用いて F_i を求めると、

$$\begin{aligned} F_1 &= 4\pi p_0 L^2 k^2 B \left[K_1 \frac{3K}{2K+1} - 2Mk \right], \\ F_2 &= F_3 = 0. \end{aligned} \quad (35)$$

種々の K に対する $-F/(p_0 B L^2 k)$ を k の関数として第1図に示す。

この結果からわかるように、球の熱伝導係数が気体のそれと同程度のとき ($K \sim 1$) は球はあたえられた温度勾配の逆の方向の力をうけるが、球の熱伝導係数が非常に大きいとき ($K=0$) は温度勾配の方向の力をうける。また、Knudsen 数が非常に大きい場合 ($k \rightarrow \infty$) の WALDMANN⁵⁾ の結果によると、球はその性

第1図 エアゾル粒子に働く熱流力

質によらず温度勾配の逆方向の力をうける。したがって熱伝導性のよい球の場合 ($K=0$) には、ある Knudsen 数 (k) で力の逆転がみられる。いいかえると非常に小さい粒子は温度勾配の逆方向の力をうけるが、ある程度以上の大きさのものは温度勾配の方向の力をうける。なお、粒子が充分大きくて希薄化の効果が無視できるとき ($k=0$) は熱流力は働かない。

参 考 文 献

- 1) P. S. EPSTEIN: Z. Physik 54, 537 (1929).
- 2) G. M. HINZ and J. R. BROCK: The Dynamics of Aerocolloidal Systems (Pergamon, Oxford, 1970), Chaps. 5 and 6.
- 3) H. A. DWYER: Phys. Fluids 10, 976 (1967).
- 4) W. F. PHILLIPS: in the Book of Abstract, the 8th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Stanford Univ., Cal., U. S. A., (1972), p. 571.
- 5) L. WALDMANN: in Rarefied Gas Dynamics, edited by L. TALBOT (Academic, New York, 1961), p. 323.
- 6) Y. SONE: Phys. Fluids 15, 1418 (1972).
- 7) Y. SONE: Rarefied Gas Dynamics, edited by L. TRILLING and H. Y. WACHMAN (Academic, New York, 1969), Vol. 1, p. 243.
- 8) Y. SONE: in Rarefied Gas Dynamics, edited by D. DINE (Editrice Tecnico Scientifica, Pisa, Italy, 1971) Vol. II, p. 737.
- 9) M. ABRAMOWITZ and I. STEGUN, Handbook of Mathematical Functions (Dover, New York, (1968) Chap. 8.
- 10) Y. SONE: J. Phys. Soc. Japan 21, 1836 (1966).
- 11) Y. ONISHI: Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. 15, 28 (1972).

===== 告 =====

日本工学会シンポジウム開催ご通知

主 題: 産業施設の地震災害とその対策
 日 時: 昭和50年12月5日(金)9時~17時
 会 場: 土木学会図書館講堂 (東京都新宿区四谷1丁目無番地)
 (国電, 地下鉄丸の内線ともに「四谷」駅下車, 外濠公園方向へ徒歩5分)
 定 員: 150名
 参 加 費: 本会加盟の学協会所属会員 9,000円, 非会員 12,000円, 学生 6,000円 (いずれも, テキスト1冊代金を含む)
 テキスト: B5判約120ページ, オフセット印刷

申込方法: はがき大の用紙に「シンポジウム申込」と題記, (1) 勤務先の名称所属部課名, 所在地, 郵便番号, (2) 氏名(ふりがな), (3) 所属の学協会名を記入, 参加費を添えてご送付下さい。
 申込締切: 11月15日, ただし, 期日前でも満員になり次第締切ります。
 申 込 及: 〒104 東京都中央区銀座 8-5-4, 日本鉱業
 び 詳 細 会館内 社団法人 日本工学会
 問合せ先 電話 (03) 574-6176

第5回 FRP シンポジウム講演募集

共 催: 日本材料学会, 強化プラスチック技術協会, 関西複合材料研究会
 協 賛: 日本航空宇宙学会, 他9学協会
 期 日: 昭和51年3月24日(水), 25日(木)
 会 場: 大阪科学技術センター
 申込締切: 昭和51年1月17日(土)必着
 前刷原稿締切: 昭和51年2月20日(金)
 申込方法: B5判用紙に「第5回 FRP シンポジウム

講演申込み」と記し, (1)「研究発表」,「話題提供」の別, (2) 題目, (3) 概要(200字程度), (4) 氏名(連名の場合は講演者に○印), (5) 勤務先, (6) 連絡先, を明記のうえ
 〒606 京都市左京区吉田泉殿町1の101
 日本材料学会 強化プラスチック部門委員会, へお申込み下さい。