

球と細長い物体のおそい運動

東大生研 成瀬 文雄 (Humio Naruse)

§ 1. 序

球と細長い物体が流体中でともにおそい運動をするときの流れは、ストークス近似で取扱うことができるが、この問題をストークス方程式の境界値問題として直接解くことは難しい場合が多い。その場合、細長い物体の中心線上にストークス源を分布させ、これらストークス源の強さおよび方向を未知関数とする積分方程式をストークス方程式より導出し、この積分方程式を解くことによって精度のよい解が得られる。

このような積分方程式を解くときの方法として、(I) 球による流れをストークス源による流れでおき換え、細長い物体の中心線上に分布してゐるストークス源との相互の干渉効果を考慮して解く方法、すなわち、球が比較的小さいときに適切な計算方法、(II) 球の外に1個のストークス源があるとき球上で流体が静止するという境界条件を満たすために要求さ

れる補正関数を導入し、これを積分方程式に組み込んで解く方法、すなわち、球が任意の大きさであるときに適切な方法の二つの方法が考えられる。

ここで、この問題に関するりままでの研究について述べよう。まず、球と有限の長さの細長い直線棒（横断面の形は円）によって構成される物体が前進するときの流れが、N.J. De Mestre et al.¹⁾ によって解析的に研究され、(II)の方法による積分方程式の近似解および物体に働く抵抗が $O(\varepsilon^2)$ ($\varepsilon = (\log l/b)^{-1}$, l は細長い物体の代表的長さ、 b は横断面の大きさ)まで得られている。また、小さい球と細長いリング（任意の形の横断面）がおそい運動をするときの流れが、成瀬²⁾によって(I)の方法で解析され、物体に働く力やトルクが積分方程式の厳密解として決定されている。さらに、無限に広がる流体中をべん毛（横断面の形が円）の波動運動により前進している微生物（頭部は球と仮定、以下同じ）のまわりの流れを、J.J.L. Higdon^{3), 4)} は(II)の方法で、R.D. Dresdner et al.⁵⁾ は(I)の方法で、積分方程式を数値的に解き、前進速度や効率を求めている。また、成瀬⁶⁾ はべん毛（任意の形の横断面）の波動運動により微生物が壁に沿って前進する場合を、(I)の方法で積分方程式を近似的に解析し、前進速度や壁に近づく速度の式を得ている。さらに、J.J.L.

Higdon⁷⁾ は壁に頭部を固定された微生物が、べん毛(横断面の形は円)の波動運動により、どのような流れを誘起するかを(II)の方法で調べ、流量を決定してゐる。

本論文では、おそい運動をしてゐる球の外または内で、任意の横断面形をもつ細長い物体がおそい運動をしてゐる場合を取扱う。まず、§2で、球の外または内にストークス源があるとき、球上で流体が静止してゐるという境界条件を満たすために要求される補正関数、および、上記ストークス源による流れがあるために球に働く力とトルクについて述べる。つぎに、§3では、この補正関数が組み込まれ、かつ、細長い物体の中心線上に分布されたストークス源を未知関数とする積分方程式を構成する。一般に、この種の積分方程式は厳密解を求めることが困難である場合が多い。しかし、細長い物体が細長いリングである場合には、厳密解が得られる。筆者は、いままでに、リングのみがあるとき⁸⁾、一枚の壁とリング⁹⁾、二つのリング²⁾、小さな球とリング²⁾などの場合について、厳密解を求めてきた。任意の大きさの球と細長いリングが運動してゐるときでも、リング面が球とリングの中心を通る直線に垂直である場合には、種々の場合に対し、厳密解を求めることができる。すなわち、§4~§6において、球およびリングが、それぞれ、(i) リング面に垂直方向

に運動するとき、(ii) リング面に垂直な軸のまわりに回転するとき、(iii) リング面に平行な方向に運動するとき、の三つの場合についで、§7では、球とリングの中心が一致し、かつ、リング面内にある軸のまわりにそれぞれが回転する場合についで、厳密解を導出する。とくに、(i)、(ii)の場合には、厳密解の式を具体的に計算し、球やリングに働く力、トルクの諸性質を明らかにする。

§2. 補正関数と球に働く力、モーメント

静止する球の外または内にストークス源があるときに、球上で流体が静止するより境界条件を満たすために要求される補正関数は、Oseen¹⁰⁾によつてつぎのまゝに与えられる。図1に示されるまゝに、半径 \hat{a} の球が静止の状態に

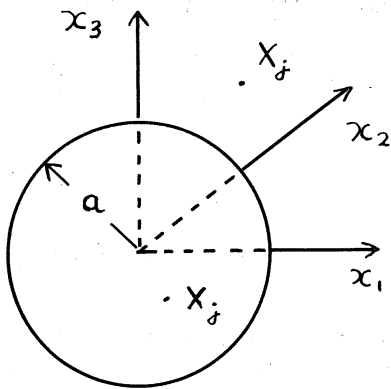


図 1

あり、その中心を座標軸の原点にとる。また、長さ \hat{a} は代表的長さとして、速度は代表的速度 U_0 で無次元化し、次元のある量には $\hat{}$ をつけ、無次元の量は $\hat{}$ をとって表わすことにする。

球の外または内にある一点 X_j に強さ C_j のストークス源があるときの

速度 $q_j(x)$ 、圧力 $p(x)$ はつぎのまゝに表わされる。

$$\left. \begin{aligned} q_{j_k}(x) &= [S_{j_k}(x, x) + G_{j_k}(x, x)] C_k \\ p(x) &= [P_k(x, x) + P_k(x, x)] C_k \end{aligned} \right\} (1)$$

ここで、 S_{j_k}, P_k は X 点にあるストークス源が無限に広がる流体中にあるときの流れに関するもので、

$$\left. \begin{aligned} S_{j_k}(x, x) &= -\delta_{jk}/\bar{r} - (x_j - x_j^*)(x_k - x_k^*)/\bar{r}^3 \\ P_k(x, x) &= -2(x_k - x_k^*)/\bar{r}^3, \quad \bar{r} = \sqrt{(x_k - x_k^*)(x_k - x_k^*)} \end{aligned} \right\} (2)$$

であり、 $G_{j_k}(x, x), P_k(x, x)$ は球が存在するために必要な補正関数でつき"の形をもつ。

$$\left. \begin{aligned} G_{j_k} &= \frac{a}{R} \frac{\delta_{jk}}{r^*} + \frac{a^3}{R^3} \frac{(x_j - x_j^*)(x_k - x_k^*)}{r^{*3}} + \frac{R^2 - a^2}{R} \left[\frac{X_j^* X_k^*}{a^3 r^*} - \frac{a}{R^2 r^{*3}} \{ X_j^* (x_k - x_k^*) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + X_k^* (x_j - x_j^*) + \frac{2X_j^* X_k^* X_k^* (x_k - x_k^*)}{a^3 r^{*3}} \right] + (r^2 - a^2) \frac{\partial \phi_k}{\partial x_j} \\ P_k &= \frac{2a^3}{R^3} \frac{(x_k - x_k^*)}{r^{*3}} + 2 \left(\phi_k + 2x_k \frac{\partial \phi_k}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \right\} (3)$$

$$\text{ここで、} \quad X_j^* = \frac{a^2}{x_j}, \quad r = \sqrt{x_k x_k}, \quad R = \sqrt{X_k X_k}, \quad R^* = \sqrt{X_k^* X_k^*}, \quad r^* = \sqrt{(x_k - x_k^*)(x_k - x_k^*)} \quad \dots (4)$$

で、また、 ϕ_k はストークス源が球の外にあるか、または、内にあるかによって異なり。

(i) ストークス源が球の外にあるとき (以下 Case I とする)

$$\phi_k = \frac{R^2 - a^2}{2R^3} \left\{ \frac{3X_k}{ar^*} + \frac{a(x_k - x_k^*)}{r^{*3}} - \frac{2X_k X_k^* (x_k - x_k^*)}{a r^{*3}} + \frac{3a}{R^*} \frac{\partial}{\partial X_k^*} \log \frac{r^* R^* + x_k X_k^* - R^{*2}}{r R^* + x_k X_k^*} \right\} (5)$$

(ii) ストークス源が球の内にあるとき (以下 Case II とする)

$$\phi_k = \frac{R^2 - a^2}{2R^3} \left\{ \frac{3X_k}{aR^*} + \frac{a(X_k - X_k^*)}{r^{*3}} - \frac{2X_k X_k^* (X_k - X_k^*)}{a r^{*3}} + \frac{3(r - R^* \cos \vartheta + r^* \cos \vartheta)(a^2 X_k - X_k X_k^*)}{a r r^* R^{*2} \sin^2 \vartheta} \right\} \quad (6)$$

で、ただし

$$\cos \vartheta = X_k X_k^* / r R^* \quad (7)$$

である。(1) で表示されるような流れが球に及ぼす力およびモーメントについて考へる。

(i) Case I のとき:

$r \gg 1$ のときの G_{ijk} , P_k の振る舞いを調べる。すなわち、補正関数による流れが球の内部にどのような singularity (ストークス源、回転源など) があるときと同等の流れになるかを調べることにまつてつぎのように得られる³⁾。図2のよ

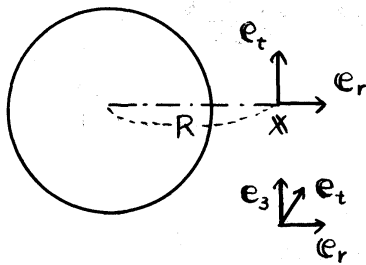


図 2

うに、 e_r は r 方向の単位ベクトル、 e_t を e_r に垂直な単位ベクトルとし、強さを C のストークス源を

$$C = C_r e_r + C_t e_t \quad (8)$$

のように分解する。 e_r 方向のストークス源 C_r のみが存在するとき、球に働く力 F およびモーメント M は、 μ は粘性率を表わすとして、

$$F = -8\pi\mu U_0 l C_r \left(3a/2R - a^3/2R^3 \right) e_r, \quad M = 0 \quad (9)$$

で、 e_t 方向のストークス源 C_t のみが存在するときには

$$F = -8\pi\mu U_0 l C_t \left(3a/4R + a^3/4R^3 \right) e_r, \quad M = -8\pi\mu U_0 l^2 C_t \left(a^3/R^2 \right) e_3 \quad (10)$$

で与えられる。ここで、 e_3 は図2で示されるような e_r, e_t

に直交する単位ベクトルである。

(ii) Case II のとき：

ストークス源による流れを作っている微小な物体が一定の速度で動くようなときには、ストークス近似では、球の内部の流れは定常流と考えるべく、ストークス源に働く力やモーメントを打ち消すような力やモーメントが球に働くと考えられる。その結果、ストークス源を(8)のように分解するとき、球に働く力 F 、モーメント M は

$$F = -8\pi\mu U_0 l (c_r e_r + c_t e_t), \quad M = -8\pi\mu U_0 l^2 R c_t \quad (11)$$

で与えられる。

§3. 細長い物体に対する積分方程式

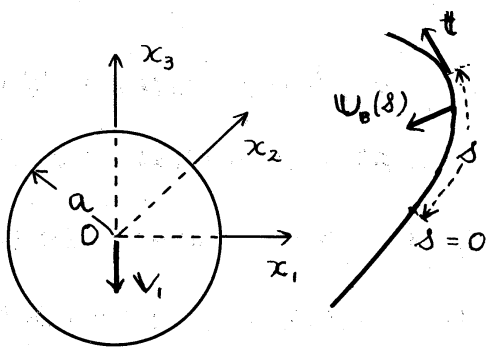


図 3

半径 \hat{a} 、速度 \hat{v}_i で動いている球の外または内で、任意の形の横断面（断面の大きさの尺度 b ）をもつ長さ $2l$ の細長い物体が運動している場合を考え、一般の長さは l で、横断面は b で

無次元化する。なお、仮定より $b/l \ll 1$ と考える。図3のように、細長い物体をその中心線でおき換え、中心線上に強さ、方向とも未定のストークス源 $C(s)l'(s)$ を分布させ、細長い物

体に働く力を代表させる。さて、 $\pi(s)$ を s における接線ベクトル、 $\hat{i}(s)$ 、 $\hat{j}(s)$ を π に直交し、かつ、お互いに直交する単位ベクトルとし、

$$C(s)\hat{e}'(s) = \frac{A(s)}{4}\pi + \frac{I(s)}{2}\hat{i} + \frac{J(s)}{2}\hat{j} \quad (12)$$

とかくとき、 $A(s)$ 、 $I(s)$ 、 $J(s)$ に対する積分方程式は、壁があるときの積分方程式(文献(9)の(14)式)と同一の形となつてよい。ただし、前述の式に現われる $q''(s)$ は壁がある場合には、壁が存在するたのゝ真に誘起される速度であるが、現在の場合は球が存在するたのゝ真に誘起される速度と考へればよい。したがつて、 $A(s)$ 、 $I(s)$ 、 $J(s)$ に対する積分方程式

$$A\left(\chi' - \frac{1}{2} - \log a_1\right)\pi + \left[\left(\chi' + \frac{1}{2} - \bar{b}_1(\chi) - \log a_1\right)I - C_1(\chi)J\right]\hat{i} + \left[-C_1(\chi)I + \left(\chi' + \frac{1}{2} + \bar{b}_1(\chi) - \log a_1\right)J\right]\hat{j} + W_0(s) - W(s) = K(s) + q''(s) \quad (13)$$

が得られる。ここで $\chi' = \log 2\ell/b$ であり、 a_1 、 $\bar{b}_1(\chi)$ 、 $C_1(\chi)$ は横断面の形によつて決まる断面係数で、一般に δ の関数であつてよく、その求め方は Appendix に示す。また、 $K(s)$ は細長 Ω 物体上に存在するストックス源によつて δ 真に誘起される速度で

$$K(s) = - \left\{ \int_{\delta_0}^{\delta - \varepsilon_0} + \int_{\delta + \varepsilon_0}^{\delta_2} \right\} C(s') \left\{ \frac{\hat{i}(s')}{R} + \frac{(\hat{i}(s') \cdot R)R}{R^3} \right\} ds' - (A\pi + I\hat{i} + J\hat{j}) \log \varepsilon_0 \quad (14)$$

で表わされる。ただし、 ε_0 は $1 \gg \varepsilon_0 \gg b/\ell$ の微小少量、 δ_0 、 δ_2 は細長 Ω 物体の両端の座標であり、 R は s および s' 真の座標を x_j 、 X_j とおき、 x_j 方向の単位ベクトルを e_j とおいて

$$IR = (x_e - x_e) e_e \quad (15)$$

である。また、 $q''(s)$ は、球が静止してゐるとき、 s の補正関数 G_{jk} によつて s 處に誘起される速度で、

$$c(s) e'(s) = c_e e_e \quad (16)$$

でストークス源を表示するとき、

$$q''(s) = e_j \int_{s_0}^{s_2} G_{jk}(s, s') c_e(s') ds' \quad (17)$$

となる。ただし、 G_{jk} は (3)~(7) で、 x_j としては s 處の座標を、 x_j としては s' 處の座標を用いたのでよい。さらに、 $U_B(s)$ は細長い物体の s 處の速度であり、また、 $U(s)$ は細長い物体が存在しなかつたときの s 處の速度である。例へば、球が $-x_3$ 方向に V_1 で動いてゐるとき、 $U(s)$ はつぎの式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \text{(i) Case I: } U(s) &= -\frac{3aV_1}{4r^3} \left[\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) x_3 x_j e_j + \left(r^2 + \frac{a^2}{3}\right) e_3 \right] \\ \text{(ii) Case II: } U(s) &= -V_1 e_3 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

(13) を解いて、 $A(s)$, $I(s)$, $J(s)$ が決定されるとき、 s 處の単位長さ当り働く力 f は

$$f = 8\pi\mu U_0 c(s) e'(s) = 2\pi\mu U_0 \{ A(s) e + 2(I(s) e + J(s) e) \} \quad (19)$$

となり、細長い物体全体に流体が及ぼす力 F_2 および P 處のまわりのモーメント M_2 は

$$F_2 = \int_{s_0}^{s_2} f ds, \quad M_2 = \int_{s_0}^{s_2} r_0(s) \times f ds \quad (20)$$

で与えられる。ここで、 $U_0(x)$ は P 点より見た B 点の位置ベクトルである。また、球に働く力およびモーメントは、Case I の場合には (9)、(10) を、Case II の場合には (11) を用いて、それぞれ、決定することができる。

(13) は一般には $\varepsilon = 1/\lambda$ の展開で解ける。すなわち、

$$A = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \varepsilon^n, \quad I = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \varepsilon^n, \quad J = \sum_{n=1}^{\infty} J_n \varepsilon^n \quad (21)$$

のように展開して、(13) に代入するとき、まず、 A_1, I_1, J_1 が

$$A_1 \boldsymbol{\pi} + I_1 \boldsymbol{i} + J_1 \boldsymbol{j} = U(x) - U_B(x) \quad (22)$$

より決まる。つぎに、これらの値を $K(x), q''(x)$ の A, I, J の所に代入して計算することによって、 A_2, I_2, J_2 が求まる。以下、同じような方法で高次近似を決定することができる。

しかし、本論文では、§3 以降において、細長い物体としてリングを選び、リングと球が運動する場合に存在する (13) の厳密解を種々の場合について求める。

§4. リング面に垂直な運動

本節では、長さを無次元化するとして、リングの半径 ρ を選び、また、リングの横断面は任意の形でもり、一様であると仮定する。このとき、 b を適当に選び、(13) に現われる $\log a_1 = 0$ にすることができる。さらに、図 4 に示されるように、球の中心 O とリングの中心 O' を結ぶ方向に x_3 軸をとり、

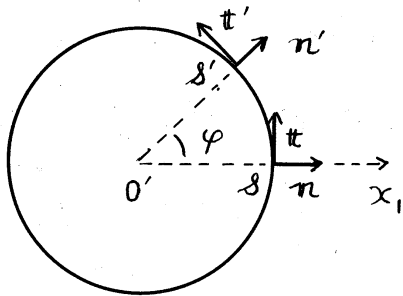
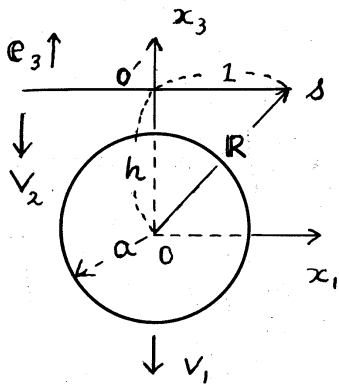


図 4

リングは x_1-x_2 面に平行な面内にある。
 なお、 O と O' の間の距離を h 、 $O'S$
 と $O'S'$ のなす角を φ とし、また、
 n は S 点における法線および接
 線ベクトルであるとする。

さて、球およびリングは V_1 および
 V_2 で $-x_3$ 方向に運動している場合を
 考える。このとき、リング上のスト
 ークス源は対称性から

$$c(s) \delta'(s) = (I/2) \mathbf{e}_3 + (J/2) \mathbf{n} \quad (23)$$

のようになり、 I, J を定数と仮定

してよい。また、(13) の IK は (23) を (14) に代入して

$$IK = -2 \log 2 I \mathbf{e}_3 + (3 - \log 2) J \mathbf{n} \quad (24)$$

の如く得られる。なお、 U_B, U は、それぞれ

$$U_B = -V_2 \mathbf{e}_3, \quad U = -E_0 V_1 \mathbf{e}_3 - G_0 V_1 \mathbf{n} \quad (25)$$

で与えられ、 E_0, G_0 は

$$\text{Case I: } E_0 = \frac{a}{4R^3} \left\{ 3(1+2h^2) - \frac{a^2(2h^2-1)}{R^2} \right\}, \quad G_0 = \frac{3ah}{4R^3} \left(1 - \frac{a^2}{R^2} \right) \quad (26)$$

$$\text{Case II: } E_0 = 1, \quad G_0 = 0 \quad (27)$$

となる。ただし $R = \sqrt{1+h^2}$ である。さらに、(17) に (23) を
 代入するとき、 $q''(s)$ はつきのような形となり、

$$q''(s) = (A_0 I + B_0 J) e_3 + (C_0 J + D_0 I) \pi \quad (28)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} G_{33}(\varphi) d\varphi, & B_0 &= \frac{1}{2} \left[\int_0^{2\pi} G_{31}(\varphi) \cos\varphi d\varphi + \int_0^{2\pi} G_{32}(\varphi) \sin\varphi d\varphi \right] \\ C_0 &= \frac{1}{2} \left[\int_0^{2\pi} G_{11}(\varphi) \cos\varphi d\varphi + \int_0^{2\pi} G_{12}(\varphi) \sin\varphi d\varphi \right], & D_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} G_{13}(\varphi) d\varphi \end{aligned} \right\} (29)$$

である。ただし、 $G_{jk}(\varphi)$ は (3) ~ (7) の G_{jk} に

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= \cos\varphi, & X_2 &= \sin\varphi, & X_3 &= h, & x_1 &= 1, & x_2 &= 0, & x_3 &= h, \\ X_1^* &= \frac{a^2}{R^2} \cos\varphi, & X_2^* &= \frac{a^2}{R^2} \sin\varphi, & X_3^* &= \frac{a^2 h}{R^2}, & r &= R = \sqrt{1+h^2}, & R^* &= \frac{a^2}{R} \\ r^* &= \sqrt{1 + \frac{h^*}{a^*} + h^2 \left(1 - \frac{a^2}{R^2}\right)^2 - \frac{2a^2}{R^2} \cos\varphi} \end{aligned} \right\} (30)$$

を代入して得られる φ の関数である。

(24) ~ (30) を (13) に代入して、 π 方向および e_3 方向を、それぞれ、満足する式を解けば、 I, J は π のように決まる。

$$\left. \begin{aligned} I &= \left[(V_2 - E_0 V_1) \left(S - \frac{\xi}{2} + \bar{b}_1(i) - C_0 \right) - G_0 V_1 (C_1(i) + B_0) \right] / \Delta \\ J &= \left[(V_2 - E_0 V_1) (C_1(i) + D_0) - G_0 V_1 \left(S + \frac{1}{2} - \bar{b}_1(i) - A_0 \right) \right] / \Delta \\ \Delta &= \left(S + \frac{1}{2} - \bar{b}_1(i) - A_0 \right) \left(S - \frac{\xi}{2} + \bar{b}_1(i) - C_0 \right) - (C_1(i) + B_0) (C_1(i) + D_0) \end{aligned} \right\} (31)$$

ここで

$$S = \log(8P/b) \quad (32)$$

である。さて、リソフに働く力 \mathbb{F}_2 は (19), (20), (23) より

$$\mathbb{F}_2 = 4\pi\mu U_0 L I e_3 \quad (33)$$

で与えられる。ここで、 $L = 2\pi P$ で、 I は (31) で得られる

である。また、球に働く力は Case I のときには、(9), (10), (23)

を用いて、Case II のときは (11)、(23) を用いて

$$\text{Case I: } \mathbb{F}_i^0 = \left[6\pi\mu\hat{V}_i\hat{a} - 2\pi\mu U_0 L \left\{ \frac{3a}{2R^3} (2h^2+1)I + hJ \right\} - \frac{a^3}{2R^5} (2h^2-1)I + 3hJ \right] \mathbb{E}_3 \quad \dots(34)$$

$$\text{Case II: } \mathbb{F}_i^i = \left[6\pi\mu\hat{V}_i\hat{a} - 4\pi\mu U_0 L I \right] \mathbb{E}_3 \quad (35)$$

で求めることができる。

いま、 $h=0$ のときには、 $G_{13} = G_{31} = G_{32} = 0$ であるから、 $B_0 = D_0 = 0$ となり、(31) の表示には、 A_0, C_0 のみが見られる。さらに、リレグの横断面の形が z 方向 (すなわち、 \mathbb{E}_3 方向) に對して対称である場合を考へよう。このとき、 $h=0$ 、 $C_i(i) = 0$ が成立し、(31) の I は

$$I = (V_2 - E_0 V_1) / (S + \frac{1}{2} - \bar{b}_i(i) - A_0) \quad (36)$$

のような簡単な形となる。ここで、 E_0 は (26)、(27) で $h=0$ とおけばよい。さて、力の式 (33) ~ (35) を決定するためには、(29) で A_0 だけを計算すれば十分である。この A_0 は (3) ~ (7) の G_{33} に $h=0$ とおいた (30) を代入して、Case I ($0 < a < 1$)、Case II ($1 < a < \infty$) のいずれの場合も、つぎの形で表示される。

$$A_0 = \frac{2a}{1+a^2} \left[\left\{ 1 + \frac{3(1-a^2)^2}{4a^4} \right\} K(k) + \left\{ \frac{1}{2} - \frac{3(1-a^4)}{4a^4} \right\} E(k) \right] \quad (37)$$

ただし、 $K(k), E(k)$ は第 1 種および第 2 種の完全楕円積分であり

$$k = 2a / (1+a^2) \quad (38)$$

である。 $a \ll 1$ 、 $|a-1| \rightarrow 0$ 、 $a \gg 1$ のときの A_0 の展開形は

$$a \ll 1 : A_0 = a\pi \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2}a^2 + \frac{9}{32}a^4 + \dots \right) \quad (39)$$

$$\begin{aligned} |a-1| \rightarrow 0 : A_0 &= \Lambda + \frac{1}{2} - 3k' + \left(3\Lambda - \frac{51}{8}\right)k'^2 + \dots \\ \Lambda &= \log 4/k', \quad k' = \sqrt{1-k^2} = |a^2-1|/(1+a^2) \end{aligned} \quad (40)$$

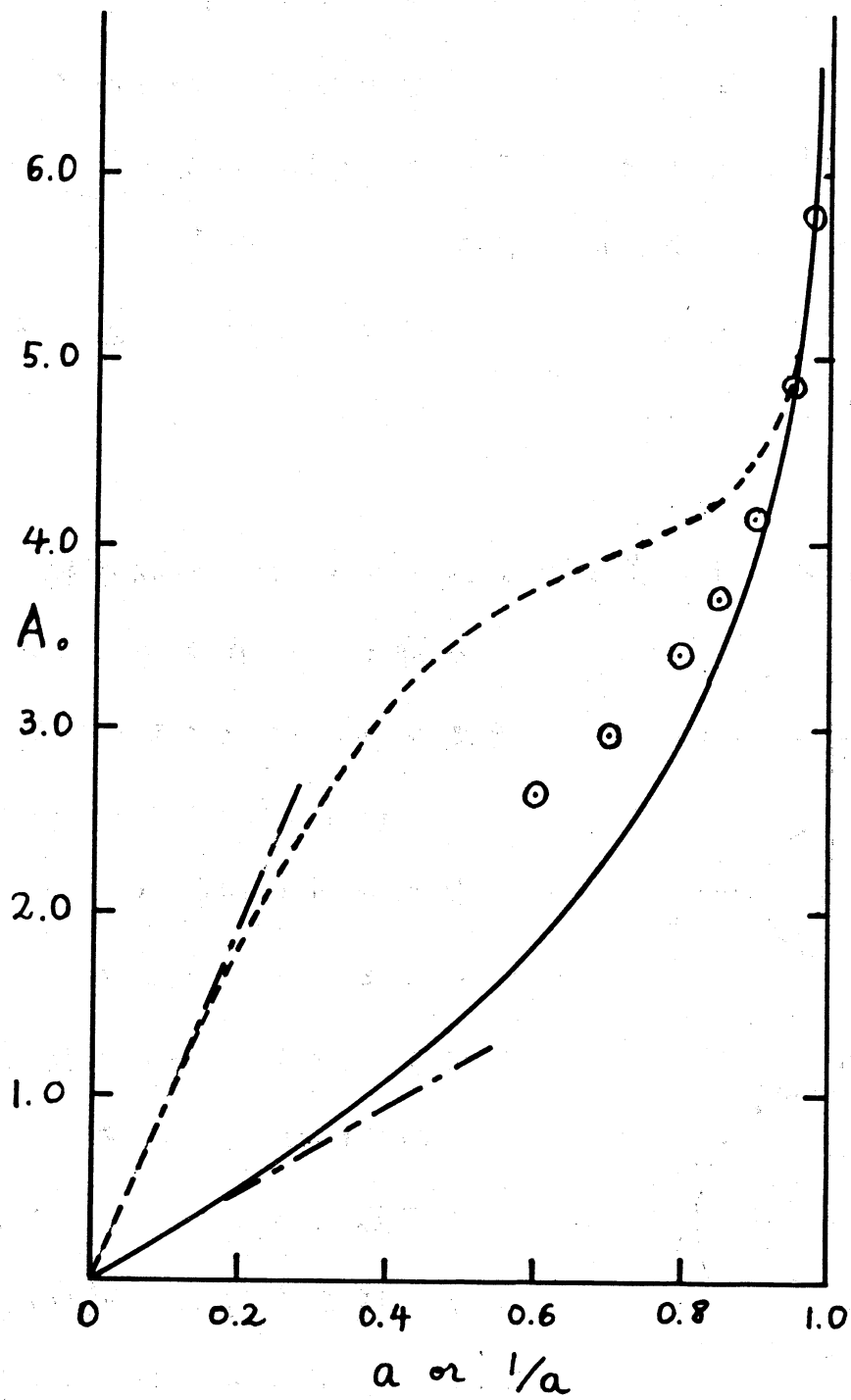
$$a \gg 1 : A_0 = \frac{3\pi}{a} \left(1 - \frac{4}{3a^2} + \frac{3}{2a^4} - \frac{3}{2a^6} + \dots \right) \quad (41)$$

いま、 $A_0 = 3a\pi/4$ とおけば、球が小さいと仮定し、球による流れをストークス源による流れでおき換えたときの結果²⁾と一致する。また、 $A_0 = \Lambda + \frac{1}{2}$ とおけば、リレグの各素片が、平面壁の付近で壁に平行に運動している2次元物体(同一の断面形をもつ)の一部をなすとして計算される結果¹⁾と一致する。なお、 $a \gg 1$ のときの初項が $A_0 = 3\pi/a$ であることを利用すれば、球の中心で微小なる2次元物体が運動するときの抵抗の式

$$F = F_0 / \left(1 - \frac{3F_0}{8\pi\mu\hat{v}_0\hat{a}} \right) \quad (42)$$

が得られる。ここで、 F_0 は任意の3次元物体が \hat{v}_0 の速度で、無限に広がる流体中を運動するときの物体に働く力であり、 F はこの物体が半径 \hat{a} の球の中心で同じ運動をするときに働く力を表わす。また $F_0 = |F_0|$ である。

図5に、 A_0 が、 a (Case Iの場合) または $1/a$ (Case IIの場合) に対し、どのように変化するかを示されている。ここで、実線はリレグが球の外部にあるとき、点線はリレグが球の内部



☒ 5

にあるときを示す。また、 \odot は $\lambda + \frac{1}{2}$ で、 A_0 がこれに近ければ、リンクの各素片が2次元物体の一部として行動して見ると見なしてよい。なお、金鎖線はそれぞれの曲線に対する原真での接線を表わす。すなわち、金鎖線と A_0 が近ければ、Case II ではリンクは3次元的に行動して見ると考えられる。また、Case I では球をストークス源でおき換える近似が良好であることを示している。

§ 5. リンク面に直交する軸のまわりの回転運動

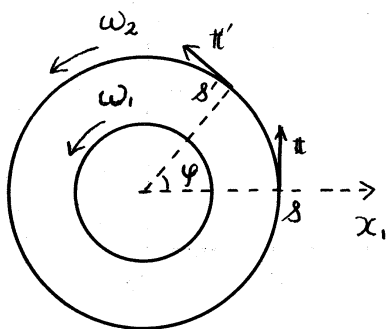
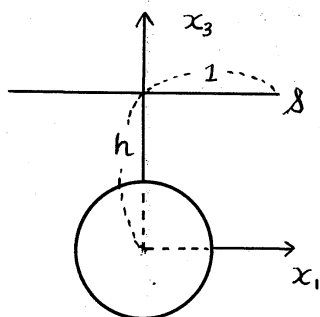


図 6

本節では、角速度は ω 、長さ l 、速度は $\omega \cdot l$ で無次元化し、図6のように、球は ω_1 で、リンクは ω_2 で x_3 軸の回りに回転して見るとする。このとき、リンク上のストークス源に対し、つぎの形を仮定し、

$$(18) \mathcal{E}'(s) = (A/4) \pi \quad (43)$$

A を定数と考えて、 K, \mathcal{E}'' を計算すれば、積分方程式の厳密解が見出される。すなわち、(13) に現われる K, U_0, U は前節と同様にして、

$$K = (-2 \log 2 + \frac{3}{2}) A \pi \quad (44)$$

$$U_B = \omega_2 \pi, \quad U = E_1 \omega_1 \pi \quad (45)$$

ただし、 E_1 は

$$\text{Case I: } E_1 = \frac{a^3}{R^3}, \quad \text{Case II: } E_1 = 1 \quad (46)$$

で与えられる。また、(17) に (43) を代入して

$$q_b''(\vartheta) = F_0 A \pi \quad (47)$$

が得られる。ここで、 F_0 は

$$F_0 = -\frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \{ G_{21}(\varphi) \sin \varphi - G_{22}(\varphi) \cos \varphi \} d\varphi \quad (48)$$

であり、 $G_{jk}(\varphi)$ は (3) ~ (7) の G_{jk} に (30) を代入して得られる φ の関数である。いま、(44) ~ (48) を (13) に代入すれば、 A はつきのように求まる。

$$A = -(\omega_2 - E_1 \omega_1) / (\delta - 2 - F_0) \quad (49)$$

また、リングの各点の単位長さには働く力およびリングには働くトルク M_2 は

$$f = 2\pi\mu\rho\omega_0 A \pi, \quad M_2 = -2\pi\mu\rho^2\omega_0 L A \pi \quad (50)$$

のように決定される。なお、 A に現われる E_1 は (46) で与えられており、つきに球には働くトルク M_1 について考へる。

(i) Case I のとき

リング上のストークス源の存在のために球には働くトルクは

(10)、(43) から

$$-2\pi\mu\rho^2\omega_0 L \left(\frac{a^3}{R^3}\right) A e_3 \quad (51)$$

と存るから、球に働く全トルク M_1^0 は、 ω_1 で回転するために生ずるトルクを加えて、つぎのように与えられる。

$$M_1^0 = -4\pi\mu P^2 \omega_0 L \left[a^3 \omega_1 - \frac{\pi a^3 (\omega_2 - \frac{a^3}{R^3} \omega_1)}{2R^3(S-2-F_0)} \right] e_3 \quad (52)$$

(ii) Case II のとき

リング上のストークス源の存在により球に働くトルクは (11) より $-M_2$ であることが分るから、球に働く全トルク M_1^L は

$$M_1^L = -4\pi\mu P^2 \omega_0 L \left[a^3 \omega_1 - \frac{\pi (\omega_2 - \omega_1)}{2(S-2-F_0)} \right] e_3 \quad (53)$$

で与えられる。

(49) ~ (53) に現われる F_0 は (48) より決定できるが、Case I ($R > a > 0$)、Case II ($\infty > a > R$)、いずれの場合も

$$F_0 = \left(\frac{2}{k^2} - 1 \right) k K(k) - \frac{2}{k} E(k) \quad (54)$$

で表わされる。ここで

$$k = 2aR / \sqrt{(R^2 + a^2)^2 + h^2(R^2 - a^2)^2} \quad (55)$$

である。さて (54) は k のみの関数であるから、Case I および Case II において、 k が同一であれば F_0 は同じ値と存る。このよう存例として、つぎの場合が与えられる。いま、球外および球内にあるリングが x_1-x_3 面と交り点を P および P' とするとき、 P' が P の鏡像であれば、両方のリングの k は同一と存る。また、 $a \ll R$ 、 $|a-R| \rightarrow 0$ 、 $a \gg R$ のときの F_0 の

展開形は

$$a \ll R : F_0 = \frac{\pi a^3}{2R^6} \left[1 + \frac{3a^2 h^2}{R^4} + \frac{3}{8} \frac{a^4}{R^8} (1-4h^2)^2 + \frac{15a^6 h^2}{2R^{10}} (3-8h^2-4h^4) + \dots \right] \quad (56)$$

$$|R-a| \rightarrow 0 : F_0 = \Lambda - 2 + \frac{3}{4} (\Lambda - 1) k'^2 + \dots \quad (57)$$

$$\Lambda = \log^4 k', \quad k' = \frac{R |R^2 - a^2|}{\sqrt{(R^2 + a^2)^2 + h^2 (R^2 - a^2)^2}} \quad (58)$$

$$a \gg R : F_0 = \frac{\pi}{2} \frac{1}{a^3} \left[1 + \frac{3h^2}{a^2} + \frac{3}{8a^4} (1-4h^2)^2 + \frac{5h^2}{8a^6} (3-4h^2)^2 + \dots \right] \quad (59)$$

と存る。いま、 $F_0 = \pi a^3 / 2R^6$ とおけば、球が小さいとし、球による流れをストークス源でおき換えたときの結果²⁾と一致し、 $F_0 = \Lambda - 2$ とすれば、リングの各素片に働く力は、平面壁の近傍で、壁に平行におかれた二次元物体（同一の横断面形をもつ）が軸方向に運動するときの同物体の同一長さの素片が受ける力¹⁾と一致する。図7に、 $h=0$ の場合について、 F_0 が、 a (Case Iの場合) または $1/a$ (Case IIの場合) に対し、どのように変るかが示されている。前述のように、球の内と外にあるリングが鏡像の位置にあるとき (a と $1/a$ が等しいとき)、 F_0 は等しいから、Case Iの場合とCase IIの場合の F_0 は、図のように、一つの曲線で表わされる。また、 \odot は $\Lambda - 2$ の値で、 F_0 がこれに近ければ、リングの各素片は二次元物体の一部として、行動して見ると見えてよい。

§6. リング面に平行な運動

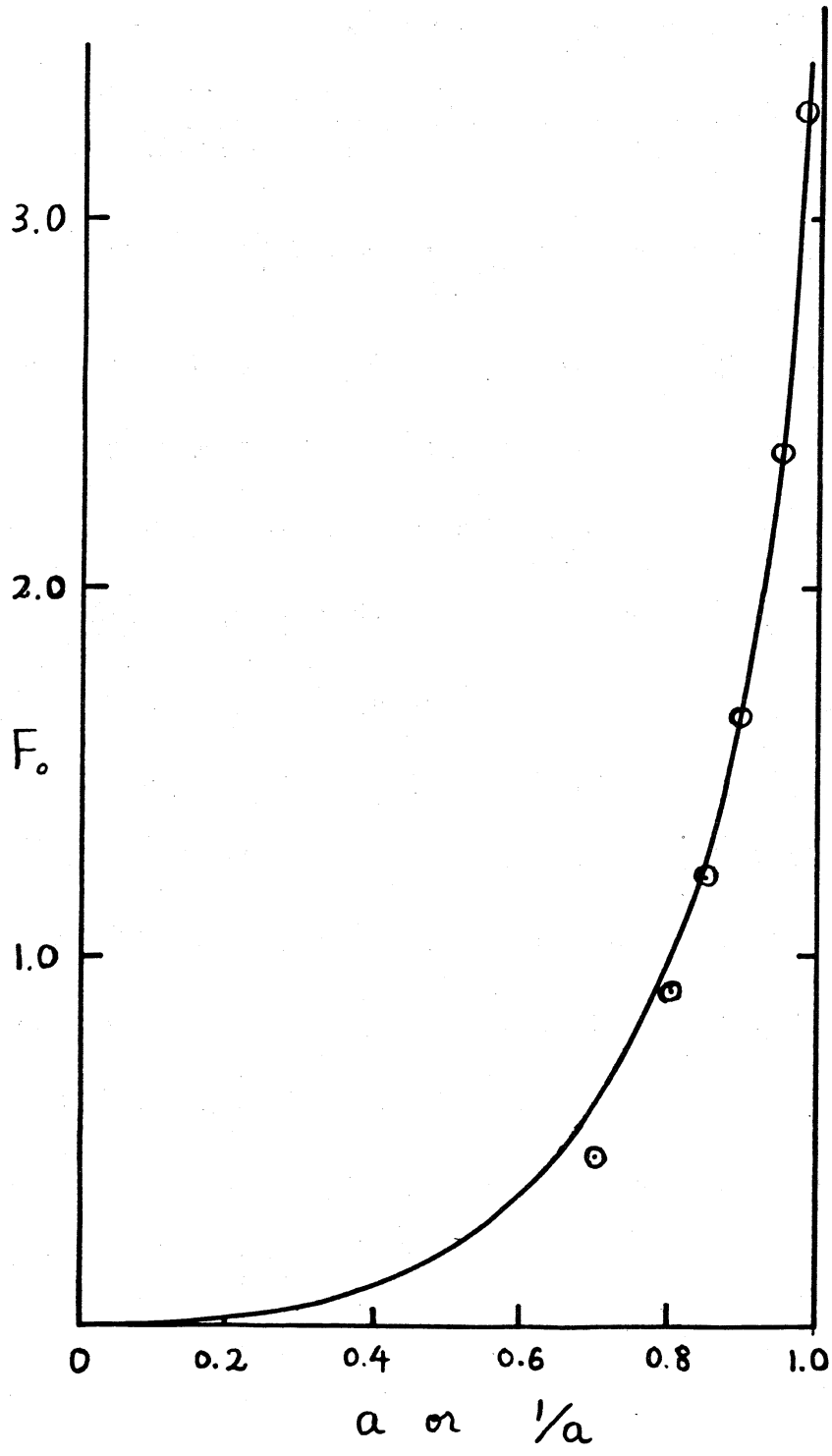


图 7

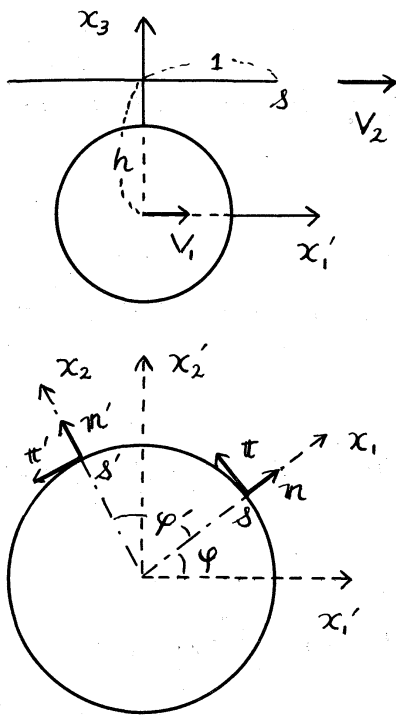


図 8

本節では、図 8 に示されるように、球およびリングが、 V_1 および V_2 の速度で、リング面に平行な方向、すなわち、 x_1' 方向に運動している場合を考える。このとき、リング上のストークス源まづきの形に仮定すれば、積分方程式を厳密に満たす解が得られる。

$$C(\delta) \mathbf{i}'(\delta) = -\sin\varphi \frac{\bar{A}}{4} \mathbf{t} + \cos\varphi \left(\frac{\bar{I}}{2} \mathbf{n} + \frac{\bar{J}}{2} \mathbf{e}_3 \right) \quad (60)$$

ここで、 $\bar{A}, \bar{I}, \bar{J}$ は δ による定数で、 φ は図 8 で示されているように

$O'\delta$ と x_1' 軸との間の角である。(13) に現われる IK, U_B, U は、前節と同様にして

$$IK = -\sin\varphi \left[(-2\log 2 + \frac{3}{2}) \bar{A} - 2\bar{I} \right] \mathbf{t} + \cos\varphi \left[(-2\log 2 + 1) \bar{I} - \bar{A} \right] \mathbf{n} + \cos\varphi (-2\log 2 + 2) \bar{J} \mathbf{e}_3 \quad (61)$$

$$U_B = V_2 (\cos\varphi \mathbf{n} - \sin\varphi \mathbf{t}) \quad (62)$$

$$U = V_1 (\sin\varphi E_2 \mathbf{t} + \cos\varphi G_2 \mathbf{n} + \cos\varphi F_2 \mathbf{e}_3) \quad (63)$$

の形となり、 E_2, G_2, F_2 は

$$\text{Case I: } E_2 = -\frac{a}{4R} \left(3 + \frac{a^2}{R^2} \right), \quad G_2 = \frac{a}{4R} \left\{ 3 + \frac{a^2}{R^2} + \frac{3}{R^2} \left(1 - \frac{a^2}{R^2} \right) \right\}, \quad F_2 = \frac{3ah}{4R^3} \left(1 - \frac{a^2}{R^2} \right) \quad (64)$$

$$\text{Case II: } E_2 = -1, \quad G_2 = 1, \quad F_2 = 0$$

で与えられた。ここで、 $O'\delta$ の方向を x_1 軸、これに直角に x_2 軸をとり、 $O'\delta$ と $O'\delta'$ とがなす角を φ' とし、(17) に (60) を代入

すれは、(13) に現われる $q''(s)$ として

$$q''(s) = \cos \varphi (A_0 \bar{A} + B_0 \bar{I} + C_0 \bar{J}) \pi - \sin \varphi (D_0 \bar{A} + E_0 \bar{I} + F_0 \bar{J}) \pi + \cos \varphi (G_0 \bar{A} + H_0 \bar{I} + I_0 \bar{J}) \epsilon_3 \quad \dots (65)$$

が得られる。こゝで、

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \sin \varphi' (G_{11}(\varphi') \sin \varphi' - G_{12}(\varphi') \cos \varphi') d\varphi', & B_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} G_{11}(\varphi') d\varphi' - 2A_0, & C_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} G_{13}(\varphi') \cos \varphi' d\varphi' \\ D_0 &= \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \cos \varphi' (G_{22}(\varphi') \cos \varphi' - G_{21}(\varphi') \sin \varphi') d\varphi', & E_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} G_{22}(\varphi') d\varphi' - 2D_0, & F_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} G_{23}(\varphi') \sin \varphi' d\varphi' \\ G_0 &= \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \sin \varphi' (G_{31}(\varphi') \sin \varphi' - G_{32}(\varphi') \cos \varphi') d\varphi', & H_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} G_{31}(\varphi') d\varphi' - 2G_0, & I_0 &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} G_{33}(\varphi') \cos \varphi' d\varphi' \end{aligned} \quad (66)$$

こゝで、 $G_{jk}(\varphi')$ は (3) ~ (7) の G_{jk} に、(30) の φ を φ' に変更した式を代入して得られる φ' の関数である。

さて、(60) ~ (66) を (13) に代入すれば、 \bar{A} , \bar{I} , \bar{J} がつきのように決定される。

$$\begin{aligned} \bar{A} &= \{(-V_2 - E_2 V_1) A_{11} + (-V_2 + G_2 V_1) A_{21}\} / \Delta, & \bar{I} &= \{(-V_2 - E_2 V_1) A_{12} + (-V_2 + G_2 V_1) A_{22}\} / \Delta \\ \bar{J} &= \{(-V_2 - E_2 V_1) A_{13} + (-V_2 + G_2 V_1) A_{23}\} / \Delta \end{aligned} \quad (67)$$

こゝで、

$$\begin{aligned} \Delta &= (S - 2 - D_0) \left(S - \frac{1}{2} - \bar{b}_1(i) - B_0 \right) \left(S - \frac{3}{2} + \bar{b}_1(i) - I_0 \right) + F_0 (1 - A_0) (C_1(i) + H_0) + G_0 (2 - E_0) (C_1(i) + C_0) \\ &\quad - (S - 2 - D_0) (C_1(i) + C_0) (C_1(i) + H_0) - \left(S - \frac{3}{2} + \bar{b}_1(i) - I_0 \right) (1 - A_0) (2 - E_0) - \left(S - \frac{1}{2} - \bar{b}_1(i) - B_0 \right) F_0 G_0 \\ A_{11} &= \left(S - \frac{1}{2} - \bar{b}_1(i) - B_0 \right) \left(S - \frac{3}{2} + \bar{b}_1(i) - I_0 \right) - (C_1(i) + C_0) (C_1(i) + H_0) \\ A_{12} &= - \left[(1 - A_0) \left(S - \frac{3}{2} + \bar{b}_1(i) - I_0 \right) - G_0 (C_1(i) + C_0) \right] \\ A_{21} &= - \left[(2 - E_0) \left(S - \frac{3}{2} + \bar{b}_1(i) - I_0 \right) - F_0 (C_1(i) + H_0) \right] \end{aligned} \quad (68)$$

$$A_{22} = (S-2-D_0)(S-\frac{3}{2}+\bar{b}_1(i)-I_0) - F_0 G_0, \quad A_{13} = G_0(S-\frac{1}{2}-\bar{b}_1(i)-B_0) - (1-A_0)(C_1(i)+H_0) \\ A_{23} = (C_1(i)+H_0)(S-2-D_0) - G_0(2-E_0) \quad \left. \vphantom{A_{22}} \right\} (69)$$

なお、 A_0, \dots, I_0 は (66) で、 E_2, G_2 は (64) で与えられている。

$\bar{A}, \bar{I}, \bar{J}$ が上式によって与えられる。リングに働く力 F_2 およびトルク M_2 は、(19), (20), (60) を用いて

$$F_2 = \pi \mu U_0 L (\bar{A} + 2\bar{I}) e_1' \quad (70)$$

$$M_2 = -2\pi \mu U_0 P L \bar{J} e_2' \quad (71)$$

で与えられる。ここで、 e_1' および e_2' は、それぞれ、 x_1' 方向および x_2' 方向の単位ベクトルである。

つきに、球に働く力およびモーメントについて考察しよう。リング上にあるストークス源が原因となり、球に加わるモーメントおよび力は (9) ~ (11) および (60) を用いて計算できる。この力をモーメントに、球自身の運動による力を加えて、

Case I: 球に働く力 F_1^0 およびモーメント M_1^0

$$F_1^0 = -\mu U_0 L \left[3aV_1 + \pi \left[\frac{2}{R^2} \left(\frac{3}{2} \frac{a}{R} - \frac{1}{2} \frac{a^3}{R^3} \right) (\bar{I} + h\bar{J}) + \left(\frac{3}{4} \frac{a}{R} + \frac{1}{4} \frac{a^3}{R^3} \right) \left\{ \bar{A} + \frac{2h}{R^2} (h\bar{I} - \bar{J}) \right\} \right] \right] e_1' \\ M_1^0 = -\pi \mu P U_0 L \frac{a^3}{R^3} \left\{ h\bar{A} + 2(h\bar{I} - \bar{J}) \right\} e_2' \quad \left. \vphantom{F_1^0} \right\} (72)$$

Case II: 球に働く力 F_1^i およびモーメント M_1^i

$$F_1^i = -\mu U_0 L \left[3aV_1 + \pi (\bar{A} + 2\bar{I}) \right] e_1' \\ M_1^i = 2\pi \mu U_0 P L \bar{J} e_2' \quad \left. \vphantom{F_1^i} \right\} (73)$$

で、それぞれ与えられる。

いま、 $h = 0$ のときには、 $G_{13} = G_{31} = G_{23} = G_{32} = 0$ であるから、(68), (69) に現われる $C_0 = F_0 = G_0 = H_0 = 0$ となり、これらの式は若干簡単に存る。とくに、 $h = 0$, $C_1(i) = 0$ のときには、(67) の $\bar{J} = 0$ となり、したがって、(71) ~ (73) の M_2 , M_1^0 , M_1^i はそれぞれ 0 と存る。

§ 7. リンク面内にある軸のまわりの回転

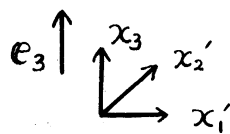
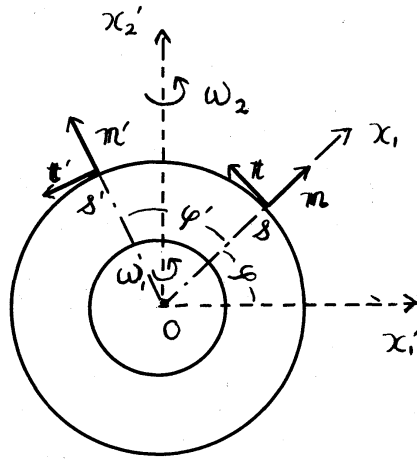


図 9

本節では図 9 に示されるように、球とリンクの中心が一致し、この中心を通り、リンク面内にある x_2' 軸のまわりに、球は ω_1 で、リンクは ω_2 で回転している場合を考える。このとき、リンク上のストークス源まっぎの形に仮定すれば、§ 6 のときと同様に、積分方程式を厳密に満たす解が得られる。

$$c(\delta) \bar{g}'(\delta) = -\sin \varphi \frac{\bar{A}}{4} \pi + \cos \varphi \left(\frac{\bar{I}}{2} e_3 + \frac{\bar{J}}{2} \pi \right) \quad (74)$$

ここで、 \bar{A} , \bar{I} , \bar{J} は δ に依存しない定数で、 φ は図 9 で示されるように 0δ と $0\delta'$ の存す角である。

(13) に現われる IK は、(61) の \bar{J} , \bar{I} を入れ替えた形で

$$K = -\sin\varphi \left[(-2\log 2 + \frac{3}{2})\bar{A} - 2\bar{J} \right] \mathbf{t} + \cos\varphi \left[(-2\log 2 + 1)\bar{J} - \bar{A} \right] \mathbf{n} + \cos\varphi (-2\log 2 + 2)\bar{I} \mathbf{e}_3 \quad (75)$$

となる。また、 U_B, U は

$$U_B = -\cos\varphi \omega_2 \mathbf{e}_3 \quad (76)$$

$$U = -E_3 \omega_1 \cos\varphi \mathbf{e}_3 \quad (77)$$

の形となり、 E_3 は

$$\text{Case I: } E_3 = a^3, \quad \text{Case II: } E_3 = 1 \quad (78)$$

で表えられる。ここで、§6 の場合と同様に、 $O\delta$ の方向を x_1 軸、これに直角に x_2 軸をとり、 $O\delta$ と $O\delta'$ のなす角を φ' とし、(17) に (74) を代入すれば、(13) に現われる $\mathcal{R}''(s)$ として (65) 式で \bar{J}, \bar{I} を交換した式が得られるが、 $h=0$ であることを考慮すれば

$$\mathcal{R}''(s) = \cos\varphi (A_0 \bar{A} + B_0 \bar{J}) \mathbf{n} - \sin\varphi (D_0 \bar{A} + E_0 \bar{J}) \mathbf{t} + \cos\varphi I_0 \bar{I} \mathbf{e}_3 \quad (79)$$

となる。ここで、 A_0, B_0, D_0, E_0, I_0 は (66) で表えられている。

いま、(75) ~ (79) を (13) に代入すれば、 $\bar{A}, \bar{I}, \bar{J}$ は \mathcal{R} のように決定される。

$$\bar{A} = \frac{(\omega_2 - E_3 \omega_1) A_{21}}{\Delta}, \quad \bar{I} = \frac{(\omega_2 - E_3 \omega_1) A_{22}}{\Delta}, \quad \bar{J} = \frac{(\omega_2 - E_3 \omega_1) A_{23}}{\Delta} \quad (80)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \Delta &= (s-2-D_0)(s-\frac{3}{2}-\bar{b}_1(i)-I_0)(s-\frac{1}{2}+\bar{b}_1(i)-B_0) - C_1^2(i)(s-2-D_0) \\ &\quad - (2-E_0)(1-A_0)(s-\frac{3}{2}-\bar{b}_1(i)-I_0) \\ A_{22} &= (s-2-D_0)(s-\frac{1}{2}+\bar{b}_1(i)-B_0) - (1-A_0)(2-E_0) \\ A_{21} &= -(2-E_0)C_1(i), \quad A_{23} = C_1(i)(s-2-D_0) \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

なお、 E_3 は (78) で、 A_0, B_0, D_0, E_0, I_0 は (66) で与えられている。したがって、§6 でこれらの値が計算されていれば利用できる。

つぎに、(19)、(20)、(75) から、リングに働く力 F_2 およびトルク M_2 は、 $\bar{A}, \bar{I}, \bar{J}$ を用いて

$$F_2 = \pi\mu\omega_0\rho L(\bar{A} + 2\bar{J})e_1', \quad M_2 = -2\pi\mu\omega_0\rho^2 L\bar{I}e_2' \quad (82)$$

で与えられる。また、球に働く力およびモーメントは、リング上にあるストークス源の存在のために働く力およびモーメントに、リングが有りときに球に働くモーメントを加えて、

Case I: 球に働く力 F_1^0 およびモーメント M_1^0

$$\left. \begin{aligned} F_1^0 &= -\pi\mu\omega_0\rho L \left\{ a(3-a^2)\bar{J} + \frac{a}{4}(3+a^2)\bar{A} \right\} e_1' \\ M_1^0 &= -8\pi\mu\hat{a}^3\omega_0 \left(\omega_1 - \frac{\pi}{2}\bar{I} \right) e_2' \end{aligned} \right\} (83)$$

Case II: 球に働く力 F_1^i およびモーメント M_1^i

$$\left. \begin{aligned} F_1^i &= -\pi\mu\omega_0\rho L(\bar{A} + 2\bar{J})e_1' \\ M_1^i &= -8\pi\mu\rho^3\omega_0 \left(a^3\omega_1 - \frac{\pi}{2}\bar{I} \right) e_2' \end{aligned} \right\} (84)$$

で与えられる。

とくに、 $C_1(i) = 0$ のとき、(80)、(81) の $\bar{A}, \bar{I}, \bar{J}$ は

$$\bar{A} = 0, \quad \bar{I} = (\omega_2 - E_3\omega_1) / (S - \frac{3}{2} - \bar{b}_1(i) - I_0), \quad \bar{J} = 0 \quad (85)$$

となる。このとき、 $F_2 = F_1^0 = F_1^i = 0$ であり、 M_2, M_1^0, M_1^i は (82) ~ (84) の \bar{I} に (85) を代入すればよい。

§ 8. 結言

細長リング（横断面の形は任意であるが、一様である）のリング面が球とリングの中心を結ぶ線に垂直であるときを選び、球およびリングが直進運動または回転運動をする4つの場合に対し、積分方程式の厳密解を導出した。とくに、球とリングが、(i) リングが球を二等分する面内にあり、かつ、この面に垂直な方向に運動するとき、(ii) リング面に垂直な軸のまわりに回転するとき、に対し、厳密解を具体的に計算し、球もリングに働く力やトルクの特徴を明らかにした。

その結果、リングの運動に及ぼす球壁の影響について、つぎのようなことが分った。

[I] リングが小さい場合には、微小な3次元物体の運動と同一の壁効果を受け、また、リングが球壁に近づく場合には、リングの各素片は平面壁の近くを壁に平行に運動する2次元物の一部のように振る舞う。上述の間の領域が、細長物体独特の壁効果を受ける。

[II] リングの半径を一定にして考えれば、垂直運動のときの方が、回転運動のときよりも著しい壁効果を受ける。また、壁に近いときには、回転運動の方が垂直運動よりも2次元性がよい。

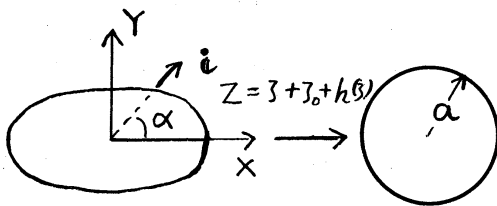
[III] リングが球外で運動している場合と球内で運動してい

る場合を比べるため、両者のリングが鏡像の位置関係にあるときを選んで比較しよう。このとき、回転運動の場合には、両方のリングに及ぼす球壁の影響は同一であり、また、垂直運動の場合には、球内で運動しているときが、球外で運動しているときよりも大きい壁効果を受けろ。

(IV) リングが小さい場合の抵抗の式から、微小な3次元物体が球の中心を運動するときの抵抗の式(42)が得られる。

Appendix: 断面係数 a_i , $\bar{b}_i(i)$, $c_i(i)$ について

細長い物体の横断面の形によって決まる断面係数は、2次元物体の断面から決定される断面係数と、断面の形が同一であれば全く同じであり、つぎのように求めることができる。^{8), 11)}



Z-面

z-面

Z面上で与えられている横断面の形が、写像関数:

$$Z = z + z_0 + h(z) \quad (z \rightarrow \infty: h(z) \rightarrow 0)$$

でZ面の半径 a の円に写像さ

れるとき、 a_i , $\bar{b}_i(i)$, $c_i(i)$ は次式で与えられる。

$$a_i = a, \quad \bar{b}_i(i) = -\left(\frac{\sigma}{2}\right) \cos(\beta + 2\alpha), \quad c_i(i) = \left(\frac{\sigma}{2}\right) \sin(\beta + 2\alpha)$$

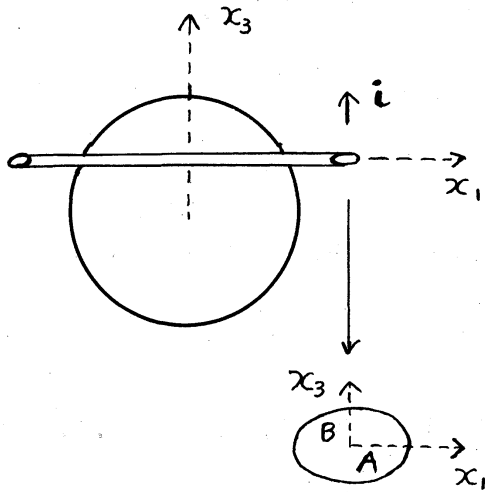
ここで

$$re^{i\beta} = \frac{1}{2\pi a} \int_0^{2\pi} \frac{\bar{h}(ae^{-i\theta}) - ae^{-i\theta} h'(ae^{i\theta})}{e^{i\theta} \{1 + h'(ae^{i\theta})\}} d\theta$$

ただし、 α は i と X 軸のなす角、 $\bar{h}(z)$ は $h(z)$ の共軛複素関

数、 $h'(s) = dh/ds$ である。

例えば、§4の(31)、(36)に現われる断面係数を計算する



ときには、まず、Z面のX方向を x_1 方向に、また、Y方向を x_3 方向に一致させ、余像関数を決定し、 σ, β を決める。

i は x_3 方向にとられてゐるから、Z-面で i は Y 軸と一致する。したがって、 $a, \bar{b}(i), C_1(i)$

$C_1(i)$ を決めるときに $\alpha = \pi/2$ とすればよい。

とくに、横断面の形が上図のような楕円であるときには、

$$a = \frac{A+B}{2}, \quad \bar{b}_1(i) = \frac{1}{2} \frac{(A-B)}{(A+B)}, \quad C_1(i) = 0$$

となる。また、§4で $\log a_1 = 0$ によってあるのは $b = a$ によってあることによる。

上記の断面係数は断面の形が楕円、円弓形、正九星形、矢形、等辺三角形、楔形、菱形、レンズ形などである場合に計算されてゐる。

文献

- 1). N.J. Mester and D.F. Katz : J. Fluid Mech. 64 (1974), 817

- 2) 成瀬文雄: 京都大学数理解析研究所講究録 360 (1979), 88
- 3) J.J.L. Higdon: J. Fluid Mech. **90** (1979), 685
- 4) J.J.L. Higdon: J. Fluid Mech. **94** (1979), 331
- 5) R.D. Dresdner, D.F. Katz and S.A. Berger: J. Fluid Mech. **97** (1980), 591
- 6) 成瀬文雄: 京都大学数理解析研究所講究録 476 (1983), 162
- 7) J.J.L. Higdon: J. Fluid Mech. **94** (1979), 306
- 8) 成瀬文雄: 京都大学数理解析研究所講究録 302 (1977), 58
- 9) 成瀬文雄: 京都大学数理解析研究所講究録 335 (1978), 42
- 10) C.W. Oseen: Hydrodynamik, Leipzig: Akad. Verlag (1927)
- 11) 成瀬文雄: 京都大学数理解析研究所講究録 234 (1975), 4