

Bluff Body に作用する流体力

Fluid Forces Acting on Bluff Bodies

小 林 敏 雄*

Toshio KOBAYASHI

近年、流体機械や車輛の高速化、あるいは建造物の高層大型化などに伴ない bluff body とよばれている非流線形物体に作用する流体力の性質を知ることが必要になってきた。このような物体の背後には大きな剥離域が生じ、その挙動が物体に作用する流体力に大きな影響を与えると同時に構造物の振動、騒音等の原因となる。本稿では流体力や後流うずの研究の幾つかと理論的取り扱い方法を紹介する。

1. ま え が き

流体中を物体が運動するとき、あるいは物体に流れがあたり物体には抗力とか揚力とか呼ばれる流体力が作用する。この流体力は流体の種類、速度や物体の形状などによって異なる。もしそれらが定まれば作用する流体力は長い流体力学の歴史から考えても完全に理論的に求まると思われがちであるが、実際には流体力学の基礎方程式から出発して理論計算だけで流体力を求めることは、たとえ流れが定常であるとしても難かしい場合が多い。また、bluff body と呼ばれる物体（たとえば円柱）の背後には大きな後流 (wake) が生じ、後流中のうずの周期的な発生、離脱によって主流と直角方向の変動流体力が生じることが工業煙突や潜水艦潜望鏡の振動などによってよく知られているが、その変動流体力を理論的に求めることは後流の機構自体に未知の部分が多い現在不可能であろう。しかし最近、車両の高速化や建築構造物の高層化などに伴ない流体力を前もって推定することがより必要になってきた。また原子炉熱交換器中の管群の外部流体による振動破壊とかプラント配管系の流体振動などの原因を解明するため流体の自励振動や後流の相互干渉などを含む非定常流の研究が要望されている。ここでは特に bluff body に作用する流体力と背後の後流の挙動についての研究を紹介する。

2. 基礎方程式

bluff body とは何か、bluff という言葉について絶対的な定義はなく、定性的直観的な使われ方をしている。たとえば、流れに直角に置かれた同程度の大きさの平板、円柱、翼を考える。これらの物体に作用する抗力の大きさ、あるいは後流の大きさは流体、流速が同じならば平板、円柱、翼の順に小さくなる。このとき平板は円柱よりも、円柱は翼よりも bluff であるという。また剥離うずを特徴づけるストローハル数 S_i は bluff な物体ほど小さな値をとる。すなわち bluff body とは一般に抵

抗が大きく、物体背後の後流が大きく、ストローハル数が小さいもの（後述するようにこれらは互いに独立ではない）で流線形物体と対比されるものである。

さて bluff body として円柱を考える。円柱に一樣な流れがあたる場合流速によって流れの様子が異なることはよく知られている。すなわちレイノルズ数 R_e が 1 より小さい場合には流線は円柱の前後でほぼ対称になり、 R_e が 10 程度になると円柱背後に一对のうず (双子うず) を生じる。 R_e が 100 程度になるとこのうずの対は不安定となり von Kármán のうず列が生じる。更に大きな R_e では円柱の背後の流れは時間的、空間的に不規則に変化する。このような種々の流れの状態を支配する流体力学の基礎方程式はナビエ・ストークス (Navier-Stokes)

表 1 主 な 記 号

c_p : 圧力係数	$c_p = (p - p_\infty) / \frac{1}{2} \rho U^2$
d : 円柱、球直径、流れと直角方向の代表長さ	
d' : 後流の幅	
f : うずの離脱周波数	
f_n : 固有振動数	
k : 背圧パラメータ	$k = \sqrt{1 - c_{pb}}$
p : 圧力	p_b = 背圧, p_∞ = 主流圧力
s : 円柱中心間距離	
v : 速度ベクトル	
v_n : 法線方向速度成分	
μ : 粘性係数、定数	
ν : 動粘性係数、複素平面	
ρ : 密度	
C_D : 抗力係数	$C_D = D / \frac{1}{2} \rho U^2 d$ (円柱)
C_L : 揚力係数	$C_L = L / \frac{1}{2} \rho U^2 d$ (円柱)
D : 単位長さあたりの抗力、球の全抗力	
F : 外力ベクトル	
L : 単位長さあたりの揚力	
R_e : レイノルズ数	$R_e = Ud/\nu$
R_e^* : 後流レイノルズ数	$R_e^* = U_s d'/\nu$
S_i : ストローハル数	$S_i = fd/U$
S_i^* : 後流ストローハル数	$S_i^* = fd'/U_s$
U : 主流速度	
U_s : 剥離点における自由流線速度	
W : 複素ポテンシャル	

* 東京大学生産技術研究所 第2部

の運動方程式，連続の式および特性方程式で次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{\nu}{3} \text{grad div } \mathbf{v} \\ &+ \nu \text{div grad } \mathbf{v} \\ \partial \rho / \partial t + \text{div } \rho \mathbf{v} &= 0 \\ \rho &= f(p) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここでは話を簡単にするため水とか空気とかの亜音速流を取り扱うものとし，流体の圧縮性を無視し粘性係数も一定であると仮定する。実際水とか空気の場合には $\rho = \text{一定}$ ， $\nu = \text{一定}$ の仮定は合理的である。更に流れを定常流とし，外力が作用しないと考えると基礎方程式は

$$\left. \begin{aligned} (\mathbf{v} \text{ grad}) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \text{div grad } \mathbf{v} \\ \text{div } \mathbf{v} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

となり，無限遠で一樣流，物体表面で流体は物体に粘着するという境界条件で解けばよいことになる。しかしこれを解析的に解くことは困難な場合が多く，ナビエ・ストークスの方程式の厳密解の例としては Couette の流れや Hagen-Poiseuille の流れなど数えるほどしかない¹⁾。一樣流中に置かれた物体に作用する流体力をナビエ・ストークスの方程式から理論的に求める試みとして $R_e < 10$ の範囲ではストークスやオゼーンの近似を用いた解法， $10 < R_e < \text{数百}$ の範囲では数値解法， $R_e \rightarrow \infty$ の極限ではポテンシャル流としての扱いがあるが bluff body の場合，われわれが日常経験するレイノルズ数範囲では統一的な取り扱いができず，特別な工夫や仮定が必要である。

3. 理論的取り扱い

(1) レイノルズ数の小さい流れ

レイノルズ数が非常に小さい場合にはナビエ・ストークスの方程式(2)において左辺の慣性項は右辺の粘性項に比べて極めて小さく，これを全部省略する(ストークスの近似)か，または適当な近似で線形化する(オゼーンの近似)ことによって近似解を求めることができる。

ストークスの近似を行なうと式(2)は

$$\mu \text{div grad } \mathbf{v} = \text{grad } p \quad (3)$$

となる。物体が球の場合についてこれを解き球面の圧力分布および速度勾配から抗力，抗力係数を計算すると

$$\left. \begin{aligned} D &= 3\pi\mu U d \\ C_D &= \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U^2 \left(\frac{\pi}{4}d^2\right)} = \frac{24}{R_e} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

このストークスの近似を2次元物体の場合に適用すると境界条件を満足する解が得られない(ストークスのパラドックス)。これは物体中心から距離 r の点では慣性

項と粘性項の比が

$$\frac{\text{(慣性項)}}{\text{(粘性項)}} \sim \frac{\rho u \frac{\partial u}{\partial r}}{\mu \frac{\partial^2 u}{\partial r^2}} \sim \frac{U r}{\nu} = R_e \frac{r}{d}$$

となり， R_e が小さくとも物体から十分離れたところでは慣性項を省略することが不適當になるためである。したがってストークスの近似は流れが無限に広がるような場合には適用できないことになる。ところが球の抵抗則(4)は $R_e < 1$ の場合に実験結果とよく一致する。これは抗力が球の近くの流れだけで定まり，球の近くに限ればストークスの近似が流れをほぼ正しく与えるためである。

オゼーンの近似は，物体から十分離れた点の流速が一樣流の流速 U と少ししか違わないとして加速度 $(\mathbf{v} \text{ grad}) \mathbf{v}$ を $U \cdot \partial \mathbf{v} / \partial x$ で置き換えたものである(ただし一樣流の方向を x 方向とする)。すなわち

$$\mu \text{div grad } \mathbf{v} - \rho U \partial \mathbf{v} / \partial x = \text{grad } p \quad (5)$$

実際には物体表面近くで流速は U とは非常に異なる。しかし R_e が小さい限り物体近傍では粘性の影響の方が慣性項の近似化による誤差よりもずっと大きいと思われる。この点でオゼーンの近似は R_e の小さい流れにしか適用できないことになる。オゼーンの近似による球の抗力係数²⁾は

$$C_D = \frac{24}{R_e} \left(1 + \frac{3}{16} R_e - \frac{19}{1280} R_e^2 + \frac{71}{20480} R_e^3 - \dots \right) \quad (6)$$

この第1項はストークスの抗力係数に等しい。

直径 d の無限に長い円柱の抗力係数は H. Lamb³⁾ 等によって計算され

$$C_D = \frac{8\pi}{R_e} \cdot \frac{1}{T + \frac{1}{2}} \left\{ 1 - \frac{R_e^2}{32} \left(T + \frac{5}{16} \cdot \frac{1}{T + \frac{1}{2}} \right) + \dots \right\} \quad (7)$$

で与えられる。ただし $T = \log(8/R_e) - \gamma$ ， $\gamma = 0.5772 \dots$ (オイラー数)。円柱の抗力係数の理論計算結果と実験結果との比較を図1に示す。図より R_e が1程度以下のとき理論と実験がよく一致することがわかる。

ストークスの近似やオゼーンの近似による解法は R_e が十分小さいときにしか適用できず， R_e が10程度になると理論解と実験結果はかなり隔たりを生じる。このような場合に適用できる一般的な近似解はなく，個々の問題を数値的に解く方法が用いられる。これは連続の式およびナビエ・ストークスの方程式を流れ関数とわずうずを用いて表わし数値積分を繰り返す方法で，円柱の場合を Thom⁷⁾，川口⁸⁾等が計算している。図1にその結果を示す。この方法は定常解が安定な範囲ではよい結果を与えるが膨大な計算労力を必要とする。したがって原理

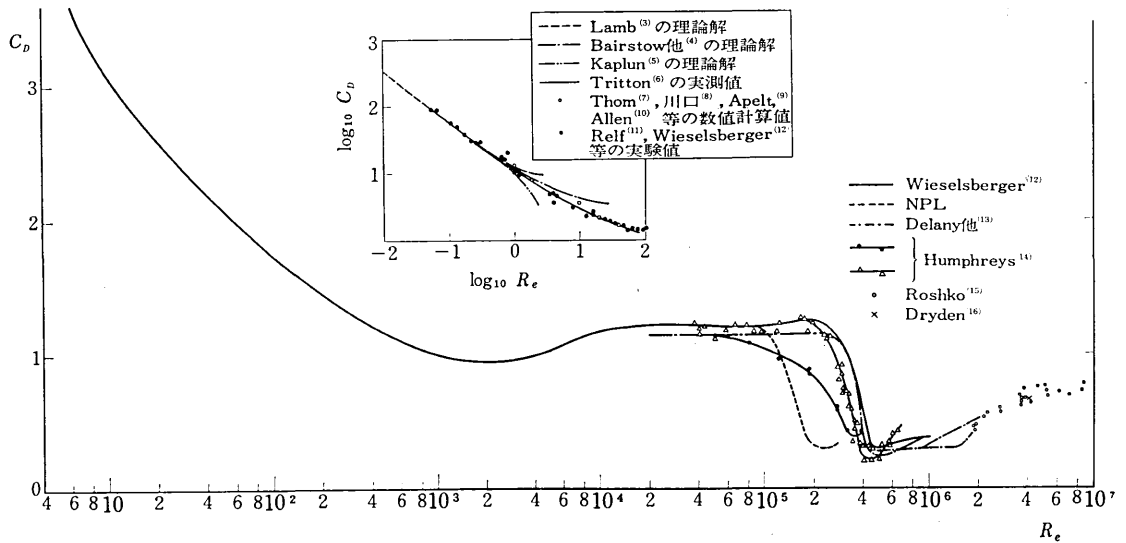


図1 円柱の抗力係数

的には大きな R_e まで適用できると思われるが電子計算機を用いても数百の R_e までしか計算されていない。

(2) ポテンシャル流

非圧縮性粘性流体の定常流の運動方程式(2)を無次元化すると、たとえば直交座標系の x 方向については

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} + w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{R_e} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} \right) \quad (8)$$

となる。したがって $R_e \rightarrow \infty$ の極限では運動方程式は粘性項が消え完全流体の基礎方程式、いわゆるオイラーの運動方程式と一致する。完全流体の場合速度ベクトルは一般に速度ポテンシャルを用いて $\mathbf{v} = \text{grad } \phi$ で表わされるが、これと連続の式より

$$\text{div grad } \phi = 0 \quad (9)$$

すなわち、一様な完全流体の流れの中に物体が置かれた場合の解を求めることはラプラス方程式(9)を無限遠での流れの条件および物体表面で法線方向の速度成分が存在しないという境界条件で解くことになる。オイラーの方程式はナビエ・ストークスの方程式よりも低次の方程式であるのでオイラーの方程式の境界条件は物体表面の粘着条件に矛盾したものになる。この矛盾は Prandtl の境界層の概念の導入によって解決された。Prandtl は粘性がいかに小さくとも物体表面近くには流速の急激な変化が起こる薄い層(境界層)が存在すると考えた。この境界層を想定すれば物体表面での境界条件や剪断応力の発生など実際の粘性流体の特質を説明することができる。特に流線形物体の場合、仮想のポテンシャル流と実在の粘性流体の流れとを結びつける上でこの概念が重要な役割を果たしている。一方 bluff body では物体の背後に大きな剥離域を生じ、剥離のないポテンシャル流

と著しく異なった流れとなる。図2にポテンシャル流の圧力分布の計算値と実際の流れの測定値を示す。しかし bluff body の場合にも剥離点より上流の領域では流れの様子はポテンシャル流と近似的に等しいと予想されるし、またポテンシャル流は境界層や後流を考慮した流れの計算の第1次近似になると思われる。そこでここでは翼列の解法として用いられている摂動法¹⁹⁾を適用し1列円柱列まわりの循環のない流れの計算例をあげておく。

図3のように円柱列中のある円柱の中心を原点とする

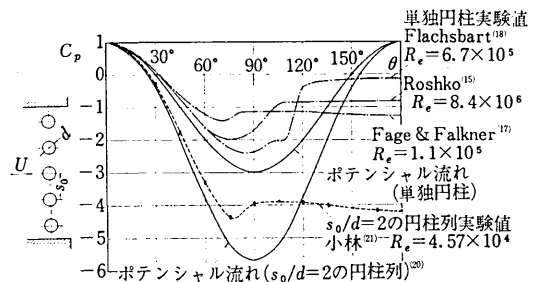


図2 円柱まわりの圧力分布

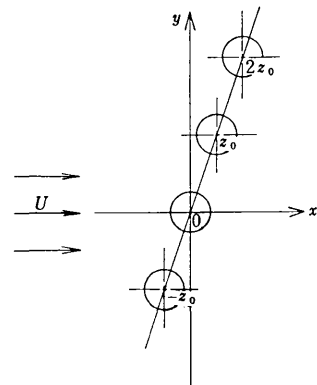


図3 物理面

$z-pl$ を考え、隣接する円柱の中心座標を $\pm z_0, \pm 2z_0, \dots$ 、円柱半径を a 、複素ポテンシャル W とする。まず第 0 次近似として $z-pl$ 上の至る所で x 軸の正方向を向く大きさ U の一様流を考える。この複素ポテンシャルは $W_0 = Uz$ である。この流れは円柱表面で法線方向速度成分 v_n をもつ。中央円柱の v_n を打ち消すために第 1 次修正複素ポテンシャル $W_{1,0} = U(a^2/z)$ を導入する。このとき他の円柱についての第 1 次修正複素ポテンシャル $W_{1,m} = Ua^2/(z+mz_0)$ ($m = \pm 1, \pm 2, \dots$) によって新たに中央円柱に v_n を生じてしまう。これを打ち消すために第 2 次修正複素ポテンシャルを導入する。この繰返しによって最終的な複素ポテンシャルは

$$W = U \left(z + \frac{a^2}{z} \right) + \sum_i \sum_j A_{ij} \frac{z^{2i-1}}{a^{2(i-1)}} + \sum_i \sum_j \bar{A}_{ij} \frac{a^{2i}}{z^{2i-1}} \quad (10)$$

となる²⁰⁾。ここに A_{ij} は a, z_0, U の関数、 \bar{A}_{ij} は A_{ij} の共役複素数である。ちなみに $A_{3,3}$ は

$$A_{3,3}/U = -\frac{(\alpha_1 \mu (\alpha_1 \mu) + 3 \alpha_2 \mu^2 (\alpha_2 \mu^2) + 5 \alpha_3 \mu^3 (\alpha_3 \mu^3) + \dots) \alpha_3 \mu^3}{-21 (\alpha_1 \mu (\alpha_2 \mu^2) + 10 \alpha_2 \mu^2 (\alpha_3 \mu^3) + 35 \alpha_3 \mu^3 (\alpha_4 \mu^4) + \dots) \alpha_4 \mu^4} - \frac{126 (\alpha_1 \mu (\alpha_3 \mu^3) + 21 \alpha_2 \mu^2 (\alpha_4 \mu^4) + 126 \alpha_3 \mu^3 (\alpha_5 \mu^5) + \dots) \alpha_5 \mu^5}{\dots} \quad (11)$$

ただし $\alpha_k = 2^{2k} B_k / (2k)!$ (B_k は Bernoulli 数)
 $\mu = (\pi a / z_0)^2$

図 2 に $s_0/d = 2.0$ 、流入角 0° のときの圧力分布の計算結果と実測値を示す。ポテンシャル流の計算ではダランベールのパラドックスにみられるように抗力を得ることができない。したがってポテンシャル解を第 1 近似として境界層を考えるとか別の取り扱いをしなければならない。

(3) 不連続流の理論

流れに直角に置かれた平板の場合、ポテンシャル流では図 4 (a) のような前後対称な流れが可能であるが、この流れが R_c の大きい実在流体の流れを表わすとは考えられない。実在流体では板の端から流れが剝離するため

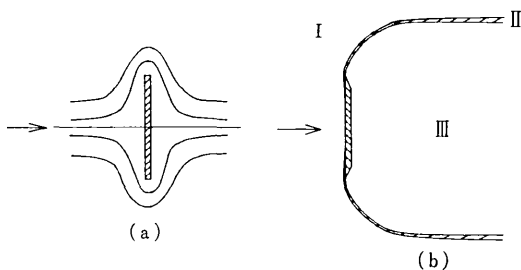
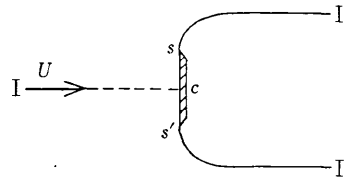


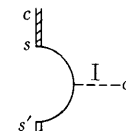
図 4 流れに直角におかれた平板まわりの流れ



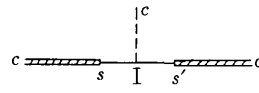
(a) $z-pl$.



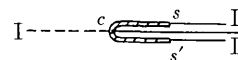
(b) $w-pl$.



(c) $\zeta-pl$.



(d) $t-pl$.



(e) $W-pl$.

図 5 不連続流の等角写像

で、これを表わすのに Kirchhoff の死水領域を含む流れがある。Kirchhoff の流れは図 4 (b) に示すように流れの場をうずなしの流れ(I)、死水領域(III)と剪断層(II)とに分割したものである。剪断層(II)は $R_c \rightarrow \infty$ の極限では無限小の厚さ(自由流線)となるが、この層を境として外側のうずなし流れと内側の静止した死水領域とで流速が不連続的に変化する。Kirchhoff はこの自由流線上の速度を無限遠での速度 U に等しいと仮定した。図 5 に Kirchhoff のモデルによるうずなし流れの場の計算順序を示す。図 5 (a) は物理面、(b) の $w-pl$ はホドグラフ面である。すなわち $w = dW/dz = u - iv$ 。これと複素ポテンシャル $W-pl$ との関係を求めるために中間写像面の $\zeta-pl$ 、 $t-pl$ を考える。各複素平面間の写像関係は

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= 1/w \\ t &= (i/2)(\zeta - 1/\zeta) \\ W &= 1/t^2 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

これらより $W = W(z)$ なる関数関係が得られ dW/dz より速度分布が得られる。平板前面の圧力分布をこの理

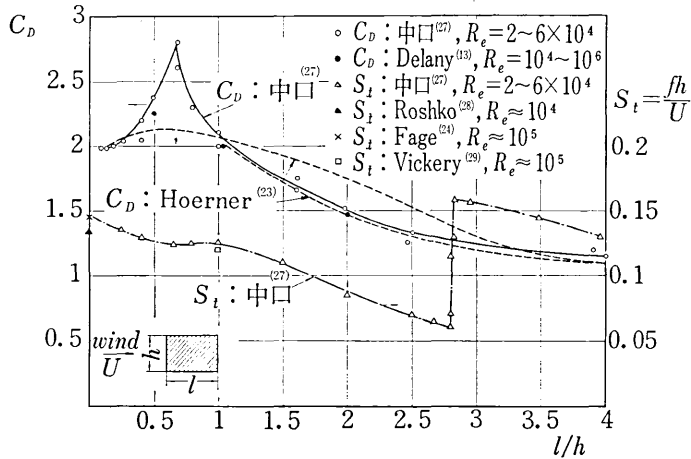


図 6 矩形柱の抗力係数

論から求め抗力係数を計算すると

$$C_D = \frac{2\pi}{\pi + 4} \quad (13)$$

となる²²⁾。しかしこの値は実際に測定される抗力係数(たとえば 1.98²³⁾)に比べ小さすぎる。これは自由流線上の速度を主流速度に等しい、すなわち死水領域の圧力を無限遠での圧力に等しいと仮定したためである。実際に平板背後の圧力は時間的に変動しているがその時間平均値 p_b を測定してみると $Re = 10^5$ のとき $C_{pb} = (p_b - p_\infty) / (1/2)\rho U^2 = -1.4$ となり²⁴⁾、 p_b は p_∞ より相当低い。そこで Roshko²⁵⁾ は前述の Kirchhoff の方法を発展させ任意の背圧 p_b を用いて計算できるようにした。この方法では図 5 (a) の s, s' 点での速度はベルヌーイの定理より

$$\left. \begin{aligned} U_s &= kU \\ k &= \sqrt{1 - C_{pb}} \geq 1 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

すなわち速度は自由流線 sI 上での U_s から I での U に変化し、死水領域の圧力も p_b から p_∞ に変化することになる。Roshko は流れに垂直に置かれた平板、90° 楔形柱、円柱について k をパラメータとして抗力係数を計算し実験結果と良く合うことを示している。

一方、今井²⁶⁾は Kirchhoff のモデルを基礎とし、粘性によって自由流線が幅をもつこと、およびその結果死水領域自身も変形することを考慮して運動量理論より抗力係数を求めている。それによると Re の大きい場合には

$$C_D = (\sqrt{C_{D\infty}} + c/\sqrt{Re})^2 \quad (15)$$

c は物体により定まる定数である。たとえば、 $Re = 4$ に対してオゼーンの近似で計算した C_D と Kirchhoff の理論により計算した $C_{D\infty}$ を用いて c を求めることができる。今井は前述した円柱についての川口や Thom の数値解と比較し(15)式が満足すべき結果を与えると述べ

ている。

この不連続流の理論は半実験的な理論で Re の高い場合の時間的平均流に対してのみ有効で、後流の詳しい挙動等については何の情報も与えてくれない。またこの理論によって得られる抗力は圧力抗力であり摩擦抗力は別に計算されねばならない。更に Kirchhoff の理論は、たとえば円柱の場合、遷移後の流れに適用できない。これは剥離点の位置が物体の後方へ移ってしまったモデルについては図 5 の写像変換が成立しなくなるためであろう。

4. bluff body の抗力

bluff body に作用する流体力は構造物や機械の設計に不可欠な情報であるが、それを統一的に理論的に取り扱うことは前述のように困難であるので、多くの場合実験結果に頼らざるを得ない。一様流中の円柱の抗力係数を広い範囲のレイノルズ数にわたって整理した結果を図 1 に示してある。最近の流体機械や車輛の高速化、建築構造物の高層巨大化などに伴ない高い Re におけるデータが必要となってきている。Humphreys¹⁴⁾ は遷移域における $C_D - Re$ の関係を研究し、この領域では円柱両端の端末条件によって C_D が変わり得ることを示している。図 1 の遷移域 ($Re = 10^5 \sim 4 \times 10^5$) でデータがバラツクのは主流の乱れ、円柱表面の粗さや端末条件の差異のためである。また Roshko¹⁵⁾ は可変密度風洞を使用し $2 \times 10^6 \sim 10^7$ 程度の高い Re の領域での C_D のデータを得ているが、それによると C_D は Re とともに漸増する傾向にある。

円柱や球に関しては広い Re 範囲にわたっての C_D の実験結果が用意されているが、他の物体についてのデータは円柱や球ほど詳しくはない¹³⁾²³⁾。特に矩形柱断面の長短比 h/l を変化させたときの C_D の値を図 6 に示す。矩形柱の場合剥離点の移動がないため $Re = U \cdot h/\nu =$

$10^4 \sim 10^6$ の範囲で C_D の R_e による変化はほとんどなく、 h/l が約 0.7 のとき C_D は最大値をとりその値は流れに直角に置かれた平板や正方形柱の C_D よりも 30% 程度大きい²⁷⁾。

現在種々の物体形状について C_D を統一的に整理しようとする試みがなされているが²⁸⁾、今後は抗力と後流との関係を明確にし非定常流における抗力を評価することが必要であろう。

5. 変動揚力とうず離脱周波数

煙突や円柱部材の構造物に風があたると構造物が振動を起こすことはよく知られている。この現象についての研究は空気中を円形断面のワイヤが運動するとき生じる空気音についての Strouhal や Rayleigh の研究に始まるが、今世紀の初め Mallock³⁰⁾ は後流中に交替的に離脱するカルマンうずが原因でこの種の振動が起こると説明した。このうずの離脱周波数 f は流速に比例するので、カルマンうずによる振動は一般にある特定の流速で f と構造物の固有振動数 f_n が合致して生じる共振であると考えられてきた。ところが Thom は振動する円柱の振動数が f に近い場合には円柱の振動がうずの離脱を規制し流速を変化させても f は円柱の振動数に保たれることを発見した。その後この現象を den Hartog³¹⁾ や Bishop と Hasson³²⁾ あるいは Marris³³⁾ 等が強制的に円柱を振動させる実験などで確かめている。Marris は流れの中に細いピトー管を入れ、支持部からの長さを変えることにより固有振動数 f_n を変化させ管の振動状態を観察している。それによると f と f_n が著しく異なるとき管は非常に小さな振幅で振動しているが、この振動によって流れの状態やうずの離脱が著しく影響されることはない。ところが両者が同等の大きさになるといずれの振動数よりも低い振動数をもつ大きな振幅の振動が生じ、それが流れの状態を変化させてしまう。このようにカルマンうずによる振動は共振問題であると簡単にかたづけられない複雑な問題で、多くの研究者がこの問題を取り上げているが未だ変動流体力の性質や励振機構について明確な答は得られていない。

それでは円柱の場合、カルマンうずによる変動揚力の大きさはどの位なのだろうか。図 7 に静止円柱に作用する変動揚力係数とレイノルズ数との関係を示す。測定者によって著しく異なる値が得られているが、これは円柱端末条件、アスペクト比、主流の乱れや表面粗さ等の影響が非常に大きいことおよび測定者によってデータの解析方法が異なるためである。一方変動揚力の周波数を無次元化したスローハル数 S_t は図 8 に示すように測定条件が変わっても大差なく、 $R_e = 10^5$ 付近では S_t は 0.2 程度の値をとる。すなわち、円柱の端末条件やアス

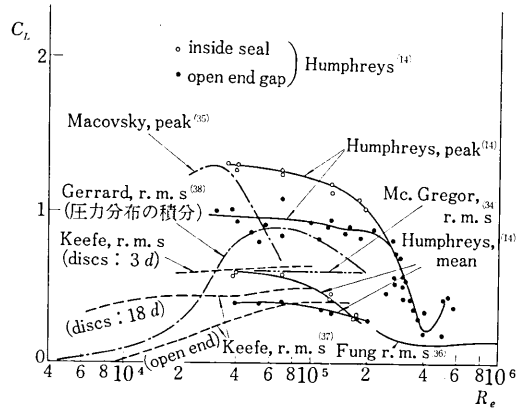


図 7 静止円柱の変動揚力係数

ペクト比等の相違は変動揚力の大きさには著しい影響を与えるが、変動の周波数には影響を与えていない。また円柱が流れと直角方向に振動しているときは、変動揚力の値は前述の端末条件やアスペクト比よりも振動振幅比に影響されることが確かめられている⁴⁰⁾。

円柱以外の bluff body についても変動流体力や変動周波数の研究が行なわれ始めている²⁷⁾²⁹⁾。Roshko²⁸⁾ は代表長さとして柱体背後の後流の幅 d' を採り変動周波数を無次元化することを提案している。すなわち d' を代表長さとした $S_t^* = f d' / U_s$ と $R_e^* = U_s d' / \nu$ の関係を種々の形状の柱体のデータからプロットし直すと図 9 のようになる。図より後流ストローハル数 S_t^* は物体の形状によらずほぼ 0.16 の値をとることがわかる。しかし

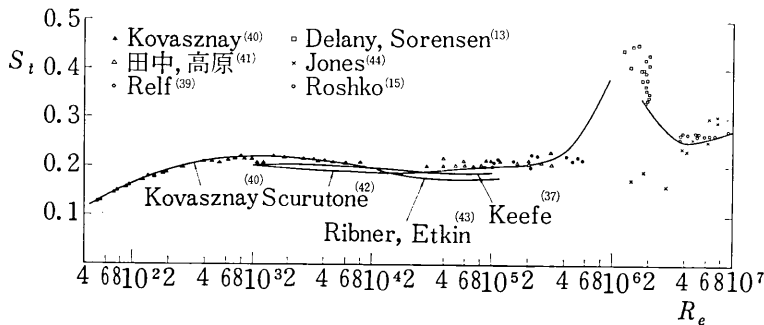


図 8 静止円柱のストローハル数

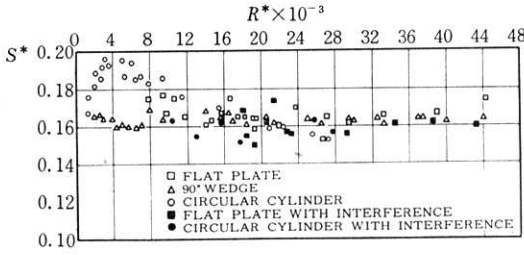


図 9 Wake Strouhal Number⁽²⁸⁾

この仮説も無条件に採ることはできないようである²⁷⁾。

以上のように bluff body に作用する変動揚力の性質やその大きさについて統一された評価方法は現在のところ存在せず、後流の変動と流体力の変動との関係など要望される研究は多い。

6. 後流の干渉

bluff body 背後に生じる大きな後流に関して他の重要な問題は後流の干渉であろう。熱交換器中の管群の振動破壊の問題などは後流の干渉によって更に複雑な問題となる。しかし単体の後流自体に未だ研究の余地が多く存在する状態であるため、複数物体の後流の干渉を扱った研究は少ない。複数物体の最も簡単な配列は流れに直角に置かれた 2 物体および流れと平行に置かれた 2 物体であろう。図 10 は流れに直角に置かれた 2 円柱の後流の

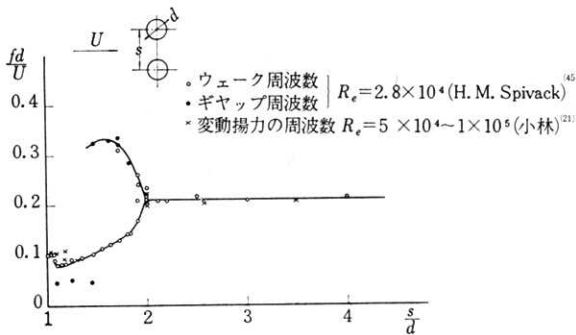


図 10 流れに直角におかれた 2 円柱の変動周波数

変動周波数と円柱間隔の関係である。s/d が 2 以下になると後流の干渉が起こる可能性を示している。図 11 は s/d と R_e に応じて 2 円柱まわりには 3 種類の流れの状態が存在することを示している²¹⁾。図 12 および写真 1 はそれぞれ流れに平行な 2 円柱の抗力係数とうず列の様子を示したもので、円柱の間隔によって流れが複雑に変化することが容易に想像される。また間隔と速度によっては後方円柱の C_D が負となり得ることも示されている。この他複数円柱についてのマクロ的研究もあるが今後ますます多方面からの研究が必要である。

(1) 対称逆相流れ (2) 非対称同相流れ (3) 対称同相流れ

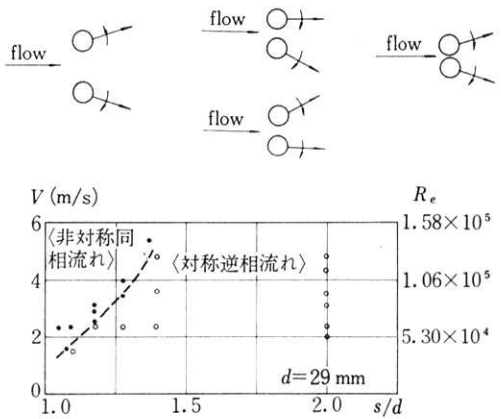


図 11 流れに直角におかれた 2 円柱まわりの 3 種類の流れ²¹⁾

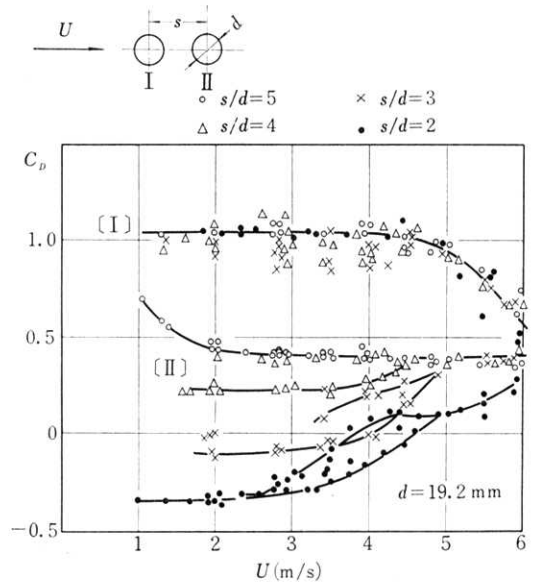


図 12 流れに平行におかれた 2 円柱の抗力係数⁽⁴⁵⁾

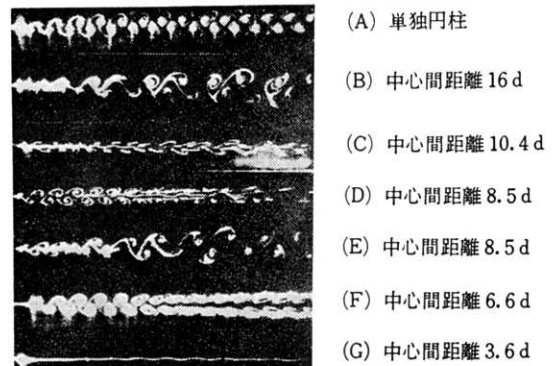


写真 1 煙法 (四塩化チタニウム) D.G. Thomas & K. A. Kraus⁽⁴⁷⁾ 流れに平行に置かれた 2 円柱後流のうず列 (d=2.4 mm, R_e=62)

7. あとがき

bluff body に作用する流体力および後流うずについて理論的取り扱い法と問題点の幾つかをあげたが、この分野の研究で書き残したのものも多い。近年、流体機械の高速化に伴う振動対策あるいは車輛の高速化、建造物の大型化に伴ない、これが突風を受けたときの安全対策などのため流体力の非定常特性の研究の必要性が増している。今後、データ処理方法の発達、計測機器の発達に伴なって非定常問題に関する新しい研究の出現が期待されている。
(1971年10月29日受理)

参 考 文 献

- 1) H. Schlichting, Grenzschicht Theorie (G. Braum), 英訳 Boundary Layer Theory. (McGraw-Hill)
- 2) S. Goldstein, Proc. Roy. Soc., A, 123 (1929)
- 3) H. Lamb, Phil. Mag., 21 (1911)
- 4) L. Baird, B. M. Cave & E. D. Lang, Phil. Trans., A 223 (1923)
- 5) S. Kaplum, J. Math. Mech. 6 (1953)
- 6) D. J. Tritton, J. Fluid Mech. 6 (1959)
- 7) A. Thom, ARC R & M no. 1194 (1929)
- 8) 川口, J. Phys. Soc. Japan, 8 (1953)
- 9) C. J. Apelt, ARC R & M (1959)
- 10) D. N. Allen & R. V. Southwell, Quart. J. Mech. Appl. Math. 8 (1955)
- 11) E. F. Relf, ARC R & M no. 102 (1913)
- 12) C. Wieselsberger, Phys. Z 22 & 23 (1921 & 1922)
- 13) N. K. Delany & N. E. Sorensen, NACA TN 3038 (1953)
- 14) J. S. Humphreys, J. Fluid Mech. 9 (1960)
- 15) A. Roshko, J. Fluid Mech., 10 (1961)
- 16) H. L. Dryden & G. C. Hill, Bur. Stand. J. Res., 5 (1930)
- 17) A. Fage & V. M. Falkner, ARC R & M no. 1369 (1931)
- 18) O. Flachsbar, 文献(15)より引用
- 19) 白倉, 機械学会論文集 15 (昭和 24)
- 20) 小林, 東大機械工学研究報告 5 (昭和 45)
- 21) 小林, 佐賀, 生産研究 23-9 (昭和 46)
- 22) H. Lamb, Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press (1932)
- 23) S. F. Hoerner, Fluid Dynamic Drag (1958)
- 24) A. Fage & F. C. Johansen, ARC R & M no. 1143 (1928)
- 25) A. Roshko, NACA TN 3168
- 26) 今井, 科学 28 (1958)
- 27) 中口他, 航空学会誌 16 (1968)
- 28) A. Roshko, J. Aeron. Sci. 22 (1955)
- 29) B. J. Vickery, J. Fluid Mech. 25 (1966)
- 30) A. Mallock, Proc. Roy. Soc. A, 79 (1907)
- 31) J. P. den Hartog, Proc. National Academy of Sci., 40 (1954)
- 32) R. E. D. Bishop & A. T. Hassan, Proc. Roy. Soc., A 277 (1964)
- 33) A. W. Marris, Trans ASME, J. Basic Eng. (1964)
- 34) D. MacGregor, Univ. Toronto, Inst. Aerophys. TN 14 (1957)
- 35) M. Macovsky, U. S. Navy Dept., D. Taylor Model Basin, Rep 1190 (1958)
- 36) Y. C. Fung, J. Aeron. Sci. 27 (1960)
- 37) R. T. Keefe, UTIA Rep 76 (1961)
- 38) J. H. Gerrard, J. Fluid Mech. 11 (1961)
- 39) E. F. Relf & L. F. G. Simmons, ARC R & M. no. 917 (1924)
- 40) L. S. G. Kovaszny, Proc. Roy. Soc., A 198 (1949)
- 41) 田中, 高原, 三菱重工技報 7-2 (1970)
- 42) C. Scruton, N. P. L., Paper 16 (1963)
- 43) H. S. Ribner & Etkin, Proc. 1st Int. Congr. Aero. Sci. (1958)
- 44) G. W. Jones, 文献(40)より引用
- 45) H. M. Spivack, J. Aeron. Sci. 13 (1946)
- 46) 小林, 佐賀, 機械学会関西支部 227 回講演論文集 (昭和 47)
- 47) D. G. Thomas & K. A. Kraus, J. Appl. Phys. 35 (1964)