く異なるが、静止からの出発の場合に流線が物体を離れる点と、streak line が物体を離れる点は一致する。

(5) 一定速度から加速される場合、流線では剝離渦が一時的に消えてその後は静止からの出発のときと同じ変化をたどるのに対して、streak line では加速前の剝離渦は消えないまま次々と変形する。

(6) 一般に、強い非定常運動は流れを綺麗に保つ作用をもつ。

参考文献

- 1) HONJI H. & TANEDA, S.: Unsteady flow past a circular cylinder, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 27 (1969), pp. 1668-1677.
- 2) TANEDA, S. & HONJI, H.: Unsteady flow past a flat plate normal to the direction of motion, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 30 (1971), pp. 262-272.
- 3) TANEDA, S.: Visualization experiments on unsteady viscous flows around cylinders and plates, Presented at IUTAM Symposium on Unsteady

- Boundary Layers, Laval University, May, (1971).
- 4) 種子田定俊, 天本 肇, 石井幸治: 静止から急に一定速度で動き出した円柱の揚力, 九大応力研所報, 第38号 (1972), pp. 29-35.
- 5) HONJI, H. & TANEDA, S.: Time-dependent flow around a circular cylinder accelerated from one steady speed to another, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 17 (1969), pp. 187-193.
- 6) TATSUNO, M. & TANEDA, S.: Visualization of the unsteady flow past cylinders and plates decelerated from a steady speed, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 31 (1971), pp. 1266-1274.
- 7) CHEN, C.F. & CHRISTENSEN, D.K.: Stability of flow induced by an impulsively started rotating cylinder, Phys. Fluids, Vol. 10 (1967), pp. 1845-1846.
- 8) KIRCHNER R.P. & CHEN, C.F.: Stability of time-dependent rotational Couette flow, J. Fluid Mech., Vol. 40 (1970), pp. 39-47.
- 9) TANEDA, S.: Negative Magnus effect, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol. 5 (1957), pp. 123-128.

円柱を過ぎる流れの剝離*

Separation in a Flow Past a Circular Cylinder

松 井 辰 彌**
Tatsuya MATSUI

1. ま え が き

剝離の現象は、粘性流体力学の分野の中で、実際上重要であるにもかかわらず未だ不明な点が多く残されている興味ある問題である。ここでは円柱を過ぎる流れの剝離現象について述べることにするが、それに先立ってまず一般的に剝離の問題について考えてみよう。

1.1 物体形状の流体力学的分類 物体の形状は、流体力学的には剝離に関連して次のように分類することができよう。

(1) 流線形物体: これは剝離を起こさない形の物体であって、圧力抵抗は小さい。例えば、翼型 (小迎角)、流れに平行な平板など。

(2) 鈍い物体: これは剝離を起こすものであって、圧力抵抗は大きい。これはさらに次のように分類される。

(a) 角をもつ鈍い物体: この場合、流れは角から剝離するので剝離点は一定である。例えば角柱や流れ

に垂直な平板など。

(b) 角をもたない鈍い物体: この場合剝離点の位置は前の場合のようにはきまらず、 R 数 (レイノルズ数) によって変わる。例えば翼型 (大迎角) や円柱など。

この最後の剝離点不定の場合が、実際上最も重要な問題であり、また興味深い研究課題でもある。

1.2 剝離の基準 剝離は、物体表面に接した境界層内の渦度が、境界層外部のポテンシャル流の領域へ“貫入”する現象である。循環の保存則から、この“貫入”は境界層内の流体自身と主流とが直接混合することによって初めて起こり得るものである。すなわち、境界層内の流れは物体表面から剝離しなければならない。つまり、流線は表面の層を離れて流体内に入っていくことになる。境界層内では流れが剝離しないため物体面に沿う x 方向の速度成分を u 、これに垂直な y 方向の速度成分を v とすると $v \ll u$ であるが、流れが剝離するためには $v \sim u$ でなければならない。したがって剝離点は $v/u \sim 1/\sqrt{R}$ から $v/u \sim 1$ へと v が $\sqrt{R}$ 倍に不連続的に変化する特異点である¹⁾。この考え方にもとづいて TELIONIS は剝離点を定める基

* 昭和 47 年 8 月 28 日原稿受理

** 岐阜大学工学部

準を次のようにとっている²⁾.

(1) 定常流の場合

(a) 静止壁

$$\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{\text{wall}} = 0, \text{ Prandtl's criterion}$$

この場合の剥離点近傍の速度分布と流線を模型的に第1図に示す。

第1図 Prandtl's criterion (TELIONIS²⁾)

第2図 M.R.S. criterion (TELIONIS²⁾)

第3図 一様流中の回転円柱 (TELIONIS²⁾)

第4図 Sears' problem (TELIONIS²⁾)

(b) 運動壁

$$u = \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \text{ M. R. S. Criterion}$$

この条件は MOORE, ROTT および SEARS によるものであって、剥離点は壁面上ではなくて流体中に現われる。それは、表面に接して表面と同方向に運動する流体の層が存在しなければならないからである。壁面が主流と同方向および反対方向に運動する場合の流線を模型的に第2図に示す。一様流中にこれに垂直に回転円柱が置かれたとき、この2つの場合が同時に起こる。このときの流線の模型が第3図に示されている。

(2) 非定常流の場合

$$u = U_1(t), \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0$$

ここで $U_1(t)$ は剥離点における速度を表わし、時間とともに変る未知数である。例として Sears' problem の場合の流れを第4図に示す。Sears' problem は、主流の下流方向の速度の変化が $U_\infty = U_0(1-x/L_1)$ から $U_\infty = U_0(1-x/L_2)$ へと突然変わったときの剥離の問題である。この場合も、剥離点は流体中に現われて、第4図に示されるように、 S_1 から S_2 へと流体中を移動する。

2. 円柱を過ぎる流れの剥離と渦列

2.1 R 数による流れの分類 一般に物体を過ぎる流れが物体の両側の表面から剥離すると下流にいわゆるカルマン渦列を形成する。この現象を、“物体の背面の両側から交互に渦が‘放出’されてカルマン渦列

第5図 小迎角の翼型の伴流内のカルマン渦列
(BROWN¹⁸⁾)

を形成する”と表現されることが多い。このため、剥離とその結果の渦放出がカルマン渦列発生の必要条件であるかのように誤解される場合があるが、剥離が起こらなくても、互に平行な二つの剪断層が接近して存在し、かつ剪断層内の渦度の符号が逆であれば、カルマン渦列発生が可能である。例えば一様流中にこれと平行に置かれた平板の場合、剥離は起こらないのにその伴流にはカルマン渦列が発生する³⁾。また、小迎角の翼型の場合も同様である。第5図にその例を示す。

円柱の場合は、一般に剥離が起こり交互に渦が放出される。剥離の起こる R 数の下限は友近・宮城⁴⁾ の計算によれば3程度とされ、種子田³⁾ の実験によれば5程度である。円柱表面から剥離した剪断層から渦列が形成される現象については、MORKOVIN⁵⁾ が R 数によって分類しているが、ここではそれと多少違った分類をした。

(1) $R < 3 \sim 5$, 無渦領域 (No-vortex region)

R 数がこのように非常に低い場合円柱表面の流れは剥離せず、表面で作られる渦度は流体中に広く拡散する。

(2) $3 \sim 5 < R < 60 \sim 70$, 双子渦領域 (Twin-vortex region) 円柱表面の境界層が剥離してできた層流剪断層はらせん状になって、ここに渦度の集中した領域を形成、すなわち円柱背面に付着した双子渦を形成する。 $R < 30 \sim 40$ では伴流は直線状であるが、これより大きい R 数に対しては波状となる。

(3) $60 \sim 70 < R < 150 \sim 300$, 純カルマン渦列領域 (Pure Karman-vortex region) 双子渦の強さと規模が大きくなり、円柱背面に安定に付着していることができなくなって、左右交互に放出されて下流の伴流内に典型的ないわゆるカルマン渦列を形成する。現象の過程を模型的に表わせば次のようになる。すなわち、

層流剥離剪断層——渦度集中——渦形成——放出

——カルマン渦列

(4) $150 \sim 300 < R < 6 \times 10^3$, 亜臨界領域 I (Sub-critical region I) 層流剥離した剪断層内で、その不安定性のため微小攪乱が発達して第1次の渦度集中が起こり、小さい剪断層渦 (shear layer vortex) を作る。この剪断層渦の列となった剪断層がらせん状になって第2次の渦度集中が進み、剪断層渦より一段大規模な渦を形成する。この渦が交互に放出されてカルマン渦列となる (第6図)。

層流剥離剪断層——不安定——第1次渦度集中——剪断層渦——第2次渦度集中——大きい渦——放出——渦列。

(5) $6 \times 10^3 < R < 3.5 \times 10^5$, 亜臨界領域 II (sub-critical region II) 層流剥離剪断層は、第1次渦度集中を起こす前に乱流に遷移する。この乱流剪断層内に第1次渦度集中が起こって乱流の剪断層渦が形成される。この乱流剪断層渦が集中して第2次渦度集中が進みカルマン渦列を形成するようになる。この第2次渦度集中の起こる場所は R 数の低い場合よりずっと下流になる (第7図)。

層流剥離剪断層——遷移——乱流剪断層——第1次

第6図 剪断層渦からカルマン渦列の形成
(BROWN¹⁸⁾)

第7図 乱流剪断層渦 (BROWN¹⁸⁾)

渦度集中——第2次渦度集中——渦列

(6) $R \approx 3.5 \times 10^5$, 臨界領域 (Critical region)

よく知られているようにこの R 数のあたりで抵抗係数が急激に減少する。その変化はほとんど不連続的であることが谷⁶⁾によって示されている。抵抗減少の原因は剝離泡が形成されることである。すなわち、円柱表面の層流境界層が層流剝離し、この層流剪断層が乱流に遷移して円柱表面に再付着し、いわゆる剝離泡を形成する。再付着した後の乱流境界層は、層流剝離点よりずっと下流で再び剝離する。このため、円柱表面の圧力分布は亜臨界領域での圧力分布よりもポテンシャル流のそれに近くなり、抵抗が減少する。第8図に亜臨界(▽印)、臨界(△印)および超臨界(●印)の各領域での圧力分布を示す。図中の↑印は層流剝離点を示す。BEARMAN⁷⁾によれば臨界領域では剝離泡は円柱の片側にのみ形成されている。これが両側に形成されると次に述べる超臨界状態となる。

円柱表面から剝離した剪断層の再付着の結果、剝離泡が形成されるこの現象が臨界的な現象であるため、この R 数領域で現象が不連続的に変化するのである。剝離剪断層が再付着したりしなかったりするとき、流れは不安定で、はっきりした S 数 (ストローハル数) は測定されない。剝離泡が形成されるか否かで S 数が異なり、速度変動のスペクトルには2つのピークが現われる⁷⁾。HUMPHREYS⁸⁾によれば、流れは直径の1.4~1.7倍の波長で軸方向に変化し細胞構造を示す。

この場合の現象の過程は

層流剝離——層流剪断層——遷移——乱流剪断層——再付着(不安定または非対称)——乱流剝離——安定な渦列発生せず。

(7) $3.5 \times 10^5 < R < 1.5 \times 10^6$, 超臨界領域 (Super-critical region) この領域では円柱の両側面に剝離泡が安定に付着している⁹⁾。抵抗係数は亜臨界領域で

第8図 円柱表面の圧力分布 (谷⁶⁾)

の1.0~1.2に対して0.3程度である。一方、 S 数は、亜臨界領域での約0.2に対して、0.46程度に大きくなる。速度変動のスペクトルは鋭く、はっきりした渦列の存在を示している。剝離点は、亜臨界領域で上流側よどみ点から測って $78^\circ \sim 94^\circ$ であったのに、この領域では約 140° と下流へ移っている⁹⁾。 R 数が 1.5×10^6 に達すると剝離点は再び上流側へ移動して約 120° の位置に来る。この場合は次の遷臨界領域である。この上限に近い R 数になると、速度変動スペクトルは広がってピークは顕著でなくなる。それは外部流れの乱れや表面粗さのため、円柱表面の層流境界層が局部的に乱流に遷移して、いわゆる乱流楔を形成することによるものと思われる。この結果剝離泡が分断されることが考えられる。HUMPHREYSは臨界領域で軸方向に周期的な流れが現われる原因をこの乱流楔によるものと考えているようであるが、彼は剝離泡の存在に言及していないし、また臨界領域では剝離以前の境界層は未だ層流状態を保っているの、彼の考えには疑問の余地があると思われる。

この場合の過程は

層流剝離——層流剪断層——遷移——乱流剪断層——再付着(両側に安定な剝離泡形成)——乱流境界層——乱流剝離——渦度集中——渦列

(8) $R \approx 1.5 \times 10^6$, 第2臨界領域 (The second critical region) ACHENBACH⁹⁾の剝離点の測定結果、BEARMAN⁷⁾やDELANY & SORESENSEN¹⁰⁾の S 数の測定結果によれば、 $R \approx 1.5 \times 10^6$ に第2の臨界領域が存在することが示唆されている。ROSHKO¹¹⁾の抵抗係数と S 数の測定もこれも裏づけている。この領域では、流れの R 数による変化は、第1の臨界領域よりも緩徐である。それは、第1臨界領域では再付着が流れの様子を左右する原因であったので、変化が急激であったが、第2臨界領域では、剝離以前の境界層が乱流に遷移するため剝離泡が消失することにより、さらにこの現象、すなわち層流境界層内に乱流斑点が発生し乱流楔を形成する現象は、時間的に平均すれば、 R 数の増加とともに連続的に発達することによるからである。この領域で S 数は一定とならず、0.45から0.32の範囲にわたっている。

この場合の現象の過程は

層流境界層——局部的遷移——乱流楔発生(三次元性)——剝離泡分裂——渦列発生せず。

(9) $1.5 \times 10^6 < R$, 超々臨界領域 (Hypercritical region) R 数を増加して行くと、 $R \approx 3.5 \times 10^5$ あたりで抵抗係数が1.2から0.3へ、 S 数が0.2から0.45へと急激に変化することはよく知られていたが、さらに R 数を増加すると、 $R = 3.5 \times 10^6$ で抵抗係数

0.7, S 数 0.27 が得られ, その後この値を保つことが Roshko¹¹⁾ によって示された. このため従来の超臨界領域の上にさらに新しい領域をつけ加えなければならなかった. MORKOVIN⁵⁾ はこれを trans-critical region (遷臨界領域) と呼んでいるが, これは必ずしも適切な名称とは思われず, むしろ hypercritical region (超々臨界領域) とでも呼んだ方がよいと思われる. (ACHENBACH⁹⁾ は, 従来の Supercritical region を Critical region, この新領域を Supercritical region と呼んでいる.)

この領域では, 境界層はまず層流から乱流遷移し, この乱流境界層が $115^\circ \sim 120^\circ$ で剥離し, 乱流の剥離剪断層の渦度集中が起こって, 規則的な渦列を形成し, そのため一定の S 数 (0.27) が測定される. 現象の過程は

層流境界層——遷移——乱流境界層——乱流剥離
——乱流剪断層——渦度集中——渦列

抵抗係数 C_d と S 数の逆数 $1/S$ とを R 数に対してプロットした Roshko のグラフ¹¹⁾ を第9図に示した. また剥離点位置の R 数による変化⁹⁾ を第10図に示した. なお, 各領域での流れの様子を模式的に第11図に示した.

2.2 三次元性 最後に, 流れの軸方向の変化, すなわち三次元性について付け加える. これには3種類あると思われる.

第9図 円柱の抵抗係数とストローハル数の逆数の R 数による変化 (Roshko¹¹⁾)

第10図 剥離角と R 数 (ACHENBACH⁹⁾)

第11図 流れの模型図

第1は純カルマン渦列領域において GERRARD¹²⁾ によって観察されたものである. これはカルマン渦の渦線が円柱軸に平行でなくて平均して 14° 程度傾いている場合である. このことは円柱表面からの境界層剥離か, または剥離した剪断層内の渦度集中かが, 軸に沿って同時に起こらずに, 最初に起こった点から両端へと一定速度で伝播することを示唆している. この現象は GERRARD も指摘しているように流れの乱れによるものと思われる.

第2は前述の HUMPHREYS や BEARMON によって観察された臨界領域付近での細胞構造による三次元性である.

第3は上流側淀み点付近から発生する GÖRTLER 型縦渦による三次元性である^{13), 14), 15)}. その模型を第12図に示す. このような縦渦が円柱表面境界層の遷移および剥離におよぼす影響は未だ明らかでない.

第12図 円柱上流側淀み点付近に発生する縦渦 (KAYALAR¹³⁾)

HAMA¹⁶⁾ が観察したカルマン渦の三次元性は、この種の縦渦に起因している可能性がある。

3. 一様流中の回転円柱

3.1 負揚力 一様な流れの中に、これと垂直に置かれた回転円柱には、一様流の方向に垂直に揚力が働くということは、Magnus effect としてよく知られている。この場合揚力は、円柱表面の速度が主流速度と逆向きの側から同方向の側へと作用する。しかし R 数が大きくて円柱回転数があまり大きくないときは揚力の向きが逆になり、負揚力が働く場合がある^{17), 18), 19)}。第 13 図に田中・永野の結果を示す。このように一様流中の回転円柱の揚力は、翼型の場合のように簡単には計算で求めることはできない。翼型のまわりの流れが剝離しない場合には、JOUKOWSKI の仮設によって循環の大きさを求め、KUTTA-JOUKOWSKI の定理によって揚力を求めることができるが、回転円柱の場合には、剝離して失速した後の翼型の揚力を求めるのと同様で、円柱表面の境界層の剝離の様子が両側で異なっていてしかも容易に予知できず、したがって復環の大きさも揚力も求めることが困難である。この意味で、BROWN¹⁸⁾ の言うように、Magnus effect は円柱表面の境界層が両側で非対称に剝離することに依ると言うことができよう。この非対称剝離は、円柱の片側では外部流速度と表面速度が同方向であるので円柱表面近傍の流体は表面に entrain されて剝離点が下流に移動するが、反対側では逆に剝離点が上流に移動することによる。一様流速度による R 数が臨界 R 数に近くて円柱回転数があまり大きくない場合、相対速度が小さい側では、淀み点からの距離でつくった境界層 R 数

第 13 図 回転円柱の揚力と回転速度比 (田中・永野¹⁹⁾)

第 14 図 回転円柱の伴流

が小さいので境界層は層流のまま早期に剝離する。これに反して、相対速度の大きい側では、境界層 R 数が大きく、境界層は剝離する前にまず乱流に移移するので、剝離点はずっと下流へ移動する。このため剝離点の非対称性が前の場合と逆になり、揚力の向きが逆転して負揚力を発生することになる。第 13 図で $R = 3.71 \times 10^5$ の場合負揚力が現われず大きい正揚力を示しているのは、両側とも乱流剝離をしていることによるものであらうと思われる。

3.2 カルマン渦列と縦渦との連成した伴流^{20), 21)}

R 数が純カルマン渦列領域内にあって、回転円柱の表面速度が一様流速度のほぼ 2 倍以上になると、その伴流には、第 14 図に示されるように、カルマン渦列の各渦が円柱軸方向に顕著な周期性を示し、三次元性が

第 15 図 回転円柱まわりの流れの剝離

現われる。この場合問題が2つある。第1は剝離に関するものである、すなわち、静止円柱の場合境界層が表面から剝離することは明らかであるが、回転円柱の場合、こり無しの条件を考えると、境界層は同様に表面から剝離するだろうかという疑問である。第2は規則的な三次元性の原因は何かという問題である。

(a) カルマン渦列の形成 上記の第1の疑問に対する答は、“剝離の基準”の項で述べたように、剝離点は円柱表面ではなくて流れの中に現われるということである。第15図は、 $U_{\infty}=3.1\text{ cm/s}$, 回転数 99 r. p. m., 円柱直径 10 mm の場合、円柱上流から水素気泡を流したときの写真である。円柱表面から離れた流体中に剝離点があるのが見られる。このように剝離の様子は異なるが、剝離の結果カルマン渦列が形成される点では、静止円柱の場合と同様である。水面の流れは水中の流れとは異なっているので第15図は水中の流れを示したものである。

(b) 円柱表面の境界層の二重構造 回転による円柱表面の速度が一樣流速度の2倍以上になると、円柱表面近傍の流体は、円柱とともに回転することになる。この流体部分では、中心に近い方では円柱表面に entrain されて速度が大きく、中心から遠い部分は速度が小さく Taylor 不安定によって Taylor 渦を発生する可能性がある。実際、この部分では円柱を取りまく渦環が存在している。第16図は第15図と同じ条件でこの層の中に水素気泡発生導線を置いて得られた写真である。この層のすぐ外側に水素気泡導線を置く

第16図 回転円柱まわりの Taylor 渦

第17図 回転円柱まわりの Görtler 渦

第18図 Görtler 渦と Kármán 渦との連成開始

と、第17図に見られるように、Taylor 渦とは別の正負が対になった縦渦が大きいピッチで存在することがわかる。この縦渦は、Taylor 渦とは違って伴流へ流れ出している。水素気泡導線をさらに円柱の背面に置くと、第18図に示されるように、この縦渦がカルマン渦と連成し始める様子が見られる。この縦渦は、前述の上流側淀み点付近から発生する Görtler 型渦であろうと思われる。

このような一樣流中の回転円柱のまわりの流れは、円柱にともなって回転する表面に接した層の中には Taylor 渦、その外側の剝離して下流へ流れる層の中には Görtler 渦、さらに剝離した下流の伴流にはカルマン渦と、3種類の渦が同時に存在する特殊な場合であると言えることができる。

4. 平行2平板間の円柱の非定常運動²²⁾

平行2平板の中央に置かれた円柱が、静止状態から突然一定速度になったとき、円柱まわりの流体の非定常運動について二、三の興味ある現象が観察される。その第1は第2双子渦からの渦度放出の周期性であり、第2は平板表面に発生する壁渦である。

4.1 第2双子渦からの渦度放出の周期性 静止流体中で円柱が静止状態から衝撃的に一定速度で運動を開始するとき、その一定速度による R 数が 550 以上の場合、円柱背面に発生する双子渦の他に、剝離点近傍にさらに正負一対の小形の第2の双子渦が発生することが本地・種子田²³⁾によって指摘されている。第19図および第20図に永田²²⁾による写真を示す。これらは、平行2平板間距離と円柱直径との比 $d/h=0.11$ および R 数がそれぞれ 784 および 1219 の場合である。第2双子渦が明らかに見られる。これらを参考にして剝離点付近の流線図を模型的に示したのが第21図であって、剝離点は円柱表面の S_1 および S_2 、淀み点は円柱表面の S_{t1} および S_{t2} とそれぞれ2つずつ現われる。また $R=784$ の場合は条線が連続しているのに対して $R=1219$ の場合には断続している。

第19図 第2双子渦から双子渦への連続的渦度放出
 $R=784$, $Ut/d=2.07$, $d/h=0.11$ (永田²²⁾)

第20図 第2双子渦から双子渦への断続的渦度放出
 $R=1219$, $Ut/d=2.02$, $d/h=0.11$ (永田²²⁾)

第21図 第2双子渦の流れ線

この条線を形成する流体粒子は上流の円柱表面の境界層からきたものであるから渦度をもっている。すなわち、境界層から流体中への渦度放出が、 R 数が大きい場合には周期的に断続することが示されている。これは第1双子渦への渦度供給の周期性であって、第1双子渦の放出の機構に対して何らかの端緒を与えるものではないかと思われる。

4.2 壁渦 円柱直径と2平板間の距離との比 d/h が 0.5 以上で R 数が 200 以上の場合、円柱下流の平板表面に渦が発生する。第22図は $d/h=0.63$, $R=250$ の場合の流れを示す。この写真に見られるような壁渦の発生は、第1双子渦に近い平板表面の圧力が双子渦の影響で低下し、平板表面に沿うて下流方向へ圧力上昇が起るため、表面に沿う流れが剝離することに依る。

第22図 壁渦, $R=250$, $d/h=0.63$ (永田²²⁾)

4. む す び

円柱を過ぎる流れにおいて、円柱表面の境界層の剝離がいかに決定的な要因であるかについて概説してきた。一方、それにも拘わらず、剝離という現象については未解決の問題が多く残されている。例えば、剝離剪断流が捲き込んで双子渦を形成する過程、剝離剪断流が再付着する機構、回転円柱の場合のような運動壁からの剝離、あるいは第2双子渦に関連して非定常流の剝離などはその代表的なものであろう。

今回の剝離流シンポジウムをきっかけとして剝離の研究が一層盛んになることを期待する次第である。

参考文献

- 1) LANDAU, L. D. and LIFSHITZ, E. M.: Fluid Mechanics (1959), Pergamon Press, p. 151.
- 2) TELIONIS, D. P.: Boundary Layer Separation (1970), Ph. D. Thesis, Cornell Univ.
- 3) TOMOTIKA, S. and MIYAGI, T.: (1962), Memoirs of the College of Science, Univ. of Kyoto, Series A, Vol. XXX, No. 1.
- 4) TANEDA S.: J. Phys. Soc. Japan (1956), vol. 11, pp. 302-307.
- 5) MORKOVIN, M. V.: Pro. Symposium on Fully Separated Flows (1964), pp. 102-118.
- 6) TANI, I.: Progress in Aeronautical Sciences, Vol. 5 (1964), Pergamon Press, pp. 70-103.
- 7) BEARMAN, P. W.: J. F. M. (1969), vol. 37, pp. 577-585.
- 8) HUMPHREYS, J. S.: J. F. M. (1960), Vol. 9, pp. 603-612.
- 9) ACHENBACH, E.: J. F. M. (1968), Vol. 34, pp. 625-639.
- 10) DELANY, N. K. and SORENSSEN, N. E.: (1953) NACA T. N. No. 3038.
- 11) ROSKHO, A.: J. F. M. (1961), Vol. 10, pp. 345-356.
- 12) GERRARD, J. H.: J. F. M. (1966), Vol. 25, pp. 143-164.
- 13) KAYALAR, L.: Forsch. Ing-Wes. (1969), Vol. 35, pp. 157-167.
- 14) KESTIN, J. and WOOD, R. T.: J. F. M. (1970), Vol. 44, pp. 461-479.
- 15) COLAK-ANTIC, P. and HASSLER, H.: DFVLR-Nachrichten (1971), Heft 5, pp. 184-186.

- 16) HAMA, F. R.: J. A. R. (1957), Vol. 24, pp. 156-158.
 17) 谷 一郎: 科学 (1950), Vol. 20, pp. 405-409.
 18) BROWN, T. N. B.: See The Wind Blow (1971), Univ. of Notre Dame.
 19) 田中英穂, 永野進: 日本機械学会論文集 (1972), Vol. 38, pp. 1343-1352.

- 20) Matsui, T.: Physics of Fluids Supplement (1967), S305.
 21) 松井辰彌, 永田 拓: 日本物理学会第22回年会予稿集 (1967), 4aN10.
 22) 永田拓他: 日本機械学会講演論文集 (1972), No. 723-2, p.61.

Bluff Body の空力特性と後流*

On Aerodynamic Characteristics and Wake Flows of Bluff Bodies

中 口 博**
 Hiroshi NAKAGUCHI

1. ま え が き

Bluff body の空力特性およびそのまわりの流れは、流体力学の最も古典的な問題であると同時に、完全な解明が最も困難な問題の一つでもある。航空宇宙の分野では巨大なロケットに対する地上および低空での風の影響に関連して、土木建築の分野では高層建造物におよぼす風の影響に関連して、また船舶や陸上交通機械の高速化に伴い走行性能や振動、騒音に関連してそれらの分野でも、bluff body の空気力学に新たな関心が向けられている。ここでは、二次元物体のまわりの低速の流れについて、Reynolds 数があまり小さい範囲に限定して、これまでの研究を概観し、われわれの研究室での経験を参照しながら、問題点のいくつかを述べようと思う。

2. 記 号

C_D : 抗力係数.

C_L : 揚力係数.

C_{pb} : 背圧係数, $2(p_b - p_\infty)/\rho U^2$.

h : bluff body の寸法, 一様流に垂直な高さ.

n : 単位時間内に吐き出される渦対の数.

p_∞ : 一様流の静圧.

p_b : 背圧.

Re : Reynolds 数, Uh/ν .

S : Strouhal 数, nh/U

U : 一様流の速度.

U_∞ : 自由流線上の速度.

ρ : 流体の密度.

ν : 動粘性係数.

3. Bluff body のまわりの流れと空力特性の概要

Re が 40 程度以上の円柱, 流れに垂直に置かれた平板, 矩形柱など bluff body のまわりの流れは, 少なくとも概念的にはよく知られており, それはおよそ次のように要約される.

(1) bluff body は下流に幅広い wake を伴い, 流体から受ける時間平均的な抗力は非常に大きい (第1図).

第1図 Bluff body の抗力係数とレイノルズ数 (円柱と平板).

(2) 物体の直ぐ下流側にできる剥離域では, 圧力が場所によってあまり変化せず, 背圧係数 C_{pb} は負の大きい値を示し (第2図), この部分の流体は実効的に

第2図 Bluff body の背圧係数とレイノルズ数 (円柱と平板).

* 昭和 47 年 4 月 6 日日本航空宇宙学会「剥離流シンポジウム」で講演 昭和 47 年 9 月 5 日原稿受理

** 東京大学工学部