

## 振動境界層の自然遷移と剥離

本地, 弘之  
九州大学応用力学研究所 : 講師

<https://doi.org/10.15017/4743487>

---

出版情報 : 應用力学研究所所報. 38, pp.11-28, 1972-08. 九州大学応用力学研究所  
バージョン :  
権利関係 :



## 振動境界層の自然遷移と剝離†

本 地 弘 之††

## 概 要

一様流中で流れ方向に正弦的に加振された円柱上に形成される非定常境界層に関する風洞実験の結果についてのべる。実験範囲はレイノルズ数  $R$ ,  $8 \times 10^4 \sim 4 \times 10^5$ , 振幅/直径  $< 0.14$ , 加振振動数を無次元化したストローハル数  $S < 0.5$ 。主な結果は以下の通り。(1)一定風速に対する変動風速の重畳は臨界レイノルズ数  $R_c$  を下げる。(2)風速の上昇と下降に伴う  $R_c$  の差は  $S$  とともに減少する。(3)  $R < R_c$  および  $S < 0.3$  においては定常剝離点の前方  $15^\circ$  付近から境界層内速度分布にインフレクションの存在が認められ, 定常剝離点の後方では加振効果の影響範囲は  $S$  とともに増す。(4)  $S \sim 0.26$  では振動境界層のロックイン現象が現われ, 低  $R$  数における後流渦のロックイン現象と対応していて, 主流振動数の  $1/2$  に同期する。(5)  $S$  が大きいとき, 前方よどみ点から測った角度で  $60^\circ \sim 100^\circ$  付近にわたって境界層の二重構造(主境界層と振動底層)の存在が推測され, これと境界層の剝離位置との関係が考察される。

## 1. はじめに

一様流の中で, 流れと平行な方向に強制加振された円柱上に形成される境界層の構造と遷移および剝離に関する風洞実験を行なった。実験の主な目的は, 第1に一様流に重畳された速度変動が臨界レイノルズ数に与える効果を調べること, 第2に非定常剝離位置の一般的定義の確立に役立つ資料を得ることであった。

流体力学的安定の理論で知られているように, 速度分布の形は層流の安定性に対して大きな影響を及ぼす。一様な主流中で物体を振動させるか, あるいは主流が周期的な交流速度を含む場合, その中におかれた物体表面上に形成される層流境界層内の速度分布は, 境界層外のポテンシャル流の変動に応じて変化するであろう。そしてこの速度分布の各瞬間における形は, 境界層流れの安定性を決定していると考えられる\*。この種の振動境界層の遷移に関する研究は Miller と Fejer<sup>1)</sup> および Obremski と Fejer<sup>2)</sup> が平板について行なったもの以外には公表されていない。

実験としては, 振動の各位相における速度分布を見出し, それと遷移の発生とを直接的に結びつけて

† 日本物理学会 1972年春の分科会(4月5日, 電気通信大学)において講演

†† 九州大学講師, 応用力学研究所

\* ここでのべていることと, 線型安定理論で普通取扱っていることとの違いにふれておく。後者は与えられた形の速度分布をもった流れに一定の微小攪乱を与えて, その攪乱の増幅, 減衰を調べる。壁面を伴う境界層流では  $R_c$  付近における増幅領域の攪乱の振動数は一般に高い。一方, 本実験で直接対象としている振動現象は  $0 \sim 5$  Hz であって, これ自体は与える攪乱としてではなく, 速度分布を時間的に変化させる原因として非定常安定問題<sup>3)</sup>の枠内で取扱われるべき性質のものである。

観測する方法をとるべきであろうが、今回までは非定常な速度分布の形は測定していない。また、自然遷移のみを扱う限り、定量的諸結果には相対的な意味しか与えられない。これを改めるには振動境界層に、さらに人為的攪乱（これが前頁の脚注における安定論での攪乱に相当）を加え、その増幅、減衰を追跡する外ないが、本実験ではこの点にはふれない。

加速、減速あるいは振動を伴う境界層の非定常剝離の一般的定義\* は、未だはっきりとは確立していないように見える。定常境界層の剝離点は  $(\partial u/\partial y)_{y=0}=0$  ( $u$  は速度の接線成分,  $y$  は法線方向の距離) が満足される点（したがって、表面上で摩擦応力が消失する点の一つ）というのが、一般に受け入れられている\*\*。非定常流に移ると、この定義は、採用する座標系への依存および速度分布の時間的変動との関係で困難を生ずる。これに対して、種々の個別的ケースを包摂しうる定義が考えられている。(1) 壁の近傍の流体中で  $u$  と  $\partial u/\partial y$  が同時に 0 になる点<sup>4)</sup>, (2) 摩擦応力が最小になる点, (3) 壁面から一定距離離れたところでの流れ関数  $\psi=0$  の流線の位置<sup>5)</sup>, (4) 1 サイクルの間で速度分布中流速 0 あるいは逆流がはじめて生ずるところ<sup>6)</sup>, (5) 渦度の流れ出すところ<sup>7)</sup>, 等々。これらは主として 2 次元振動流に関連したもので、より複雑な、一様流中における回転円柱の境界層の剝離現象などまで含めうるものか否かは一律には論ぜられない。剝離位置の決定には任意性が大きすぎるものもある。実際、振動境界層を扱った理論的研究\*\*\* では、これらの種々の定義のうちどれか 1 つを仮定する形で剝離点を取り扱っているが、その仮定を支持する根拠は必ずしも明確でない。

なお、 $R_c$  付近では遷移現象と境界層の剝離は不可分の関係にあるが、単純さを保つために剝離に関する実験は  $R \sim 8.5 \times 10^4$  の遷移の関係しないところで行なった。流れの可視化法を用いて、振動円柱の周りの流れを調べた結果については先に報告した<sup>10)</sup>。しかし、振動流に対する可視化法の適用には制約が大きく、そこではモデル、粗さ、スプリッタープレートなどの種々の配置に対して、煙の流れの剝離位置の後退に伴う平均的な  $R$  の数値が得られたにすぎなかった。したがって、今回の実験はすべて熱線流速計によった\*\*\*\*。本報は振動境界層に関する一連の実験的研究の文献 (10) に続く第 2 報をなすものである。

## 2. 風洞、加振、測定の名装置と模型円柱

実験は応用力学研究所津屋崎海洋災害実験所の大型風洞装置 (4 m × 2 m テストセクション) を用いて行なわれた。風速は 2~25 m/sec, 乱れの強さは 0.1% 以下, 横型カート (横 4 m, 高さ 2 m) を

\* 流れの個々のケースについて定義できればよいとの考え方もありうる。また、非定常流においては剝離点を定義すること自体に積極的意味がないという見方も聞かれる。

\*\* Landau と Lifshitz<sup>8)</sup> は境界層内速度の法線成分が  $v \sim u/\sqrt{R}$  のオーダーになるところで考えている。この様な方法が非定常流の場合、どこまで当てはめて行けるか興味ある問題である。

\*\*\* Lighthill<sup>9)</sup> 以後多くの研究<sup>10)-16)</sup> が行われている。主流を  $U(x, t) = U_0(x) + \varepsilon U_1(x)e^{i\omega t}$  ( $\varepsilon \ll 1$ ), あるいはもっと狭く  $U(x, t) = U_0(x)(1 + \varepsilon e^{i\omega t})$  と仮定して非定常境界層方程式  $u_t + uu_x + vu_y = U_0 + UU_x + \nu u_{yy}$ ,  $u_x + u_y = 0$  を  $y=0$  で  $u=v=0$ ,  $y \rightarrow \infty$  で  $u=U(x, t)$  の下に逐次近似で解いて行く方法あるいはそれを修正したものにつくる。

\*\*\*\* プローブの存在は剝離線の位置に影響を与えるが、 $R < R_c$  においては  $R_c$  付近におけるほどその影響は大きくない。

使用した。装置全体の概略を図1に示す。模型の加振装置の一部は風洞内に入れられた。可変モータを含む駆動装置主要部は風洞床の上に固定された。この駆動部分と風洞内の可動部とは直径5mmのワイアロープで結合された。その後方は引張りバネを介して支柱に固定された。この装置で振動数( $f$ )0.7~6 Hz, 振幅( $a$ )0~11 cmの模型加振ができた。最大の欠点は $f$ および $a$ が増すとスプリングの応答遅れのために正弦波形がくずれることであった。

図2に使用した模型円柱の寸法を示す。円柱の直径は39.8 cm, 流れに直角方向(軸方向)の長さは150 cm, 両端には支えを兼ねて小さな端板をつけた。模型の主要部は重量を減らすために厚さ3 cmの発泡スチロールで作られ、表面粗さをさげるために厚さ0.1 mmのビニール膜が全面にわたって接着された\*。熱線流速計としては、文献(7)を参考にして製作されたもの2チャンネルを用いた。その他L. P. フィルター(<8.9 kHz), D. C. 増幅器, 直記式電磁オシログラフ, 簡易流速計などを用いた。熱線流速計のプロープには直径5  $\mu$ のメッキタングステン線を用いた。これは測定中、常に円柱表面上の所定の高さ( $h$ )に固定された。

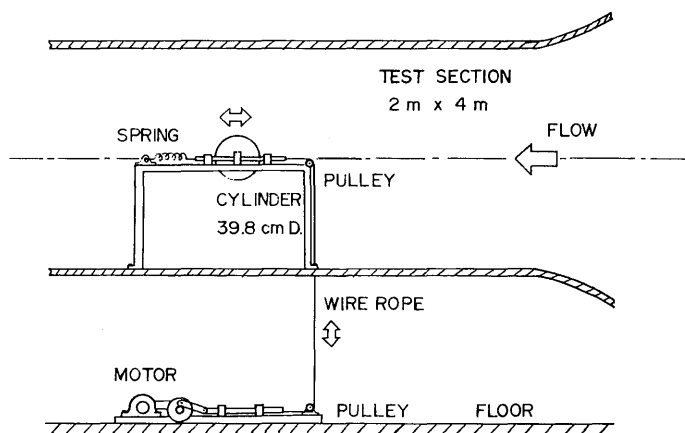


図1 実験装置

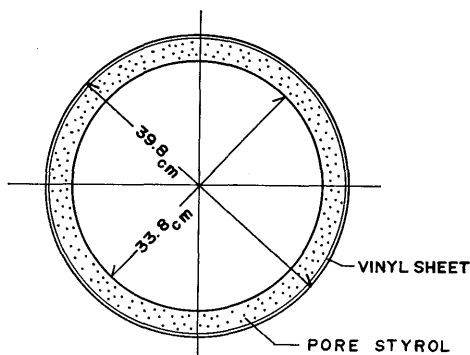
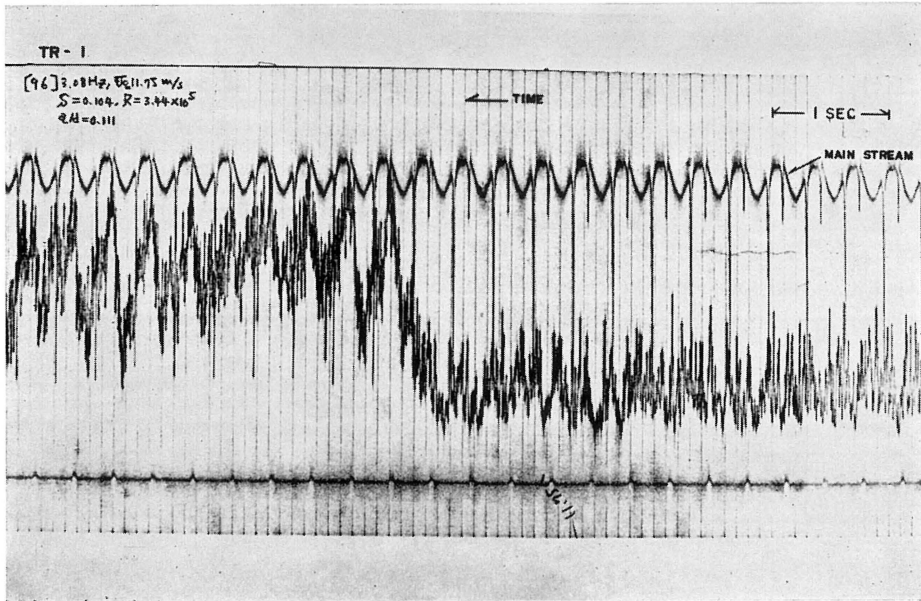
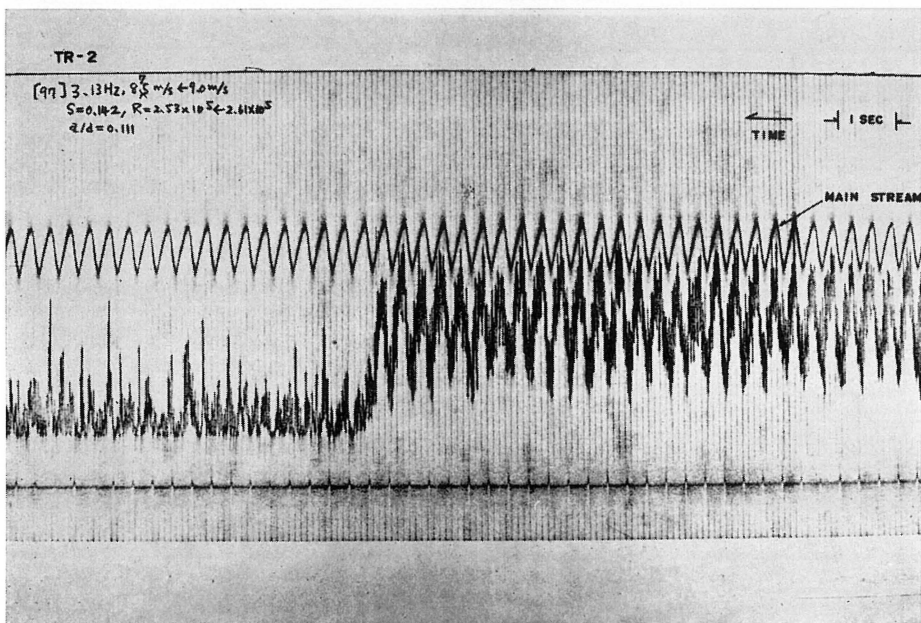


図2 模型円柱

\* 端板を除く重量約1 kg.

写真 1  $R_c$  付近の増界層流れ写真 2 風速を下げたときの  $R_c$  付近の境界層流れ

3. 遷移に関する結果

定常流の場合でも、鈍い物体としては最も単純な円柱をとっても、 $R_c$  付近での境界層の振舞いは複雑である。定常な層流境界層は、前方よどみ点から円周にそって測った角度 ( $\phi$ )  $70^\circ$  付近で最大流速に達し、 $82^\circ$  付近で剝離することが知られている。遷移現象の伴う  $R$  になると、境界層の主剝離点は  $120^\circ$  をこえて後退するが、前方から後退した剝離点まですべて層流境界層でおおわれる訳ではない。すなわち、 $R$  が  $R_c$  を大きく越えない限り円柱表面上に付着したままの境界層の遷移は起こらず、前方からの流れはいわゆる separation bubble を作って乱流剝離の過程をたどる。熱線プローブを  $100^\circ$  前後の境界層内におくと、層流剝離した境界層が遷移するのに伴って剝離点が後退し、今まで後流死水域の中に埋没していたプローブが境界層流れにさらされるようになり流速のジャンプが検出される。写真 1 は、右側が後流、左側が境界層からの  $R_c$  における波形を示す。振動主流を示す波形の中にある鋭いピークはピックアップの支持棒の振動による雑音である。

写真 1 から境界層の後退 ( $\phi$  の大きい所への拡がり) は、減速位相で始まっていることがわかる。後流\* 中の波形はランダムな速度変動を示しているが、一旦境界層流れが到来しはじめると明瞭な周期性を持つにいたる。注意すべきことは、境界層流れになっても後流中とほとんど同じレベルの乱れが含まれていることである。この付近では、主流の 1 サイクルの振動に応じて、減速位相のときプローブより前方に進入していった後流が加速位相時に流れ下って、結局 1 サイクル全体にわたって乱れが観測されるものようである\*\*。

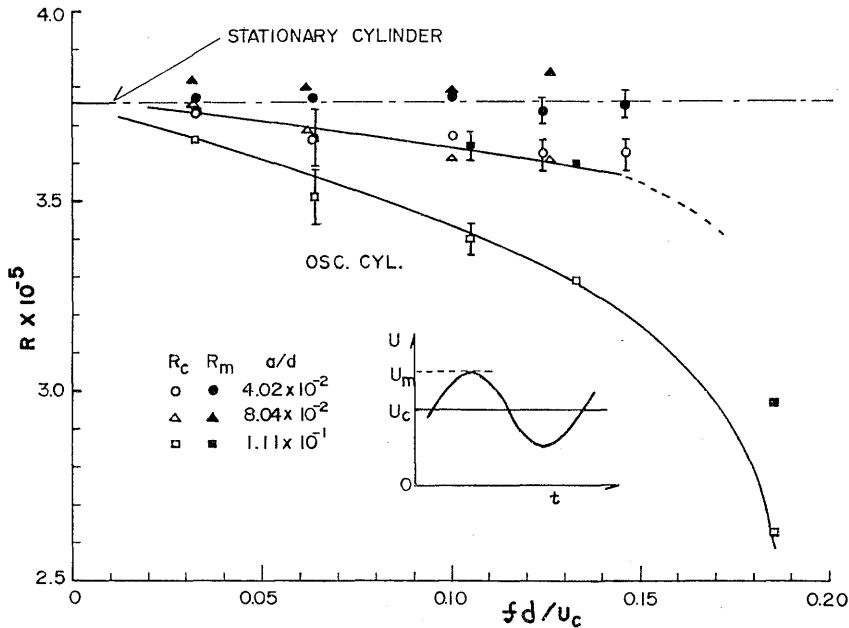


図 3  $R_c$  の  $fd/U_c$  依存 (1)

\* 乱れた後流の中でも、表面近くには境界層が形成されるが、平均的には弱い流れであろう。

\*\* そういう意味では、この付近の流れを普通に層流境界層流れと言って良いか疑問である。

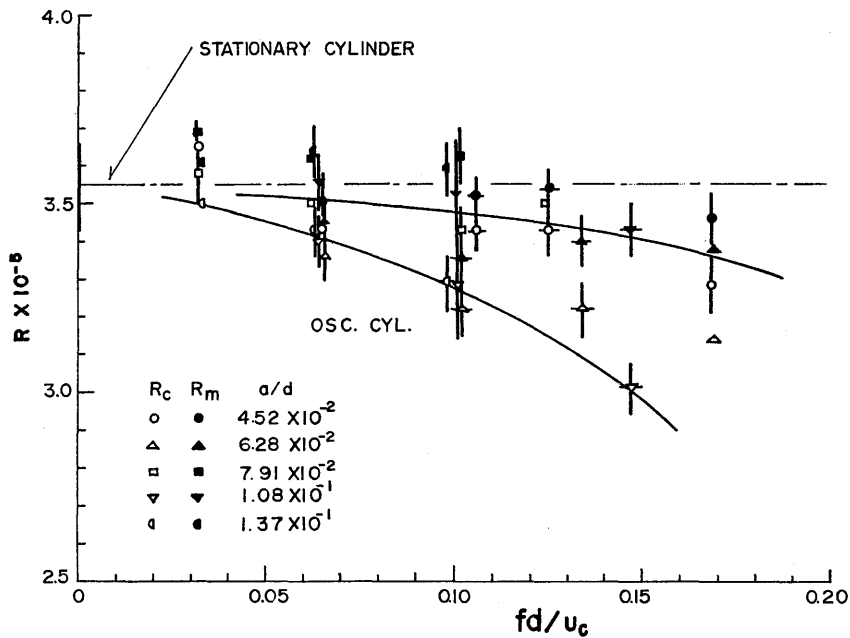


図 4  $R_c$  の  $fd/U_c$  依存 (2)

図 3, 4 は  $R_c$  の  $S_c (=fd/U_c)$  に対する依存性を示す 2 例である。  $U_c$  は臨界風速の平均値,  $U_m$  はその最大値,  $t$  は時間である。 空気の動粘性係数を  $\nu$ , 円柱の直径を  $d$  とすると  $R = Ud/\nu$  で定義しているから,  $R_c = U_c d/\nu$  および  $R_m = U_m d/\nu$  となる。 実際の各瞬間の風速は正弦的に変化しているから実質的な臨界風速は  $U_m - \Delta U = \Delta U$  とすると  $(U_c + \Delta U) \sim (U_c - \Delta U)$  間にあることになる。 どの瞬間にどこで遷移が始ったかの測定は容易でないので, とりあえず最大値をおさえることになる。 両図において, 実質的  $R_c$  はすべて  $R_m$  以下にあることを考えると,  $R_c$  は大略  $S_c$  および  $a/d$  とともに減少する傾向がみられる\*。 文献 (1, 2) の実験に関連して, 最近 Monin と Yaglom<sup>18)</sup> はこのような流れで, 高い振動数の速度のフラクチュエーションの強い発生があることを指摘し, 乱流スポットの発生との関係を瞥見している\*\*。

図 5 は主流の最大速度に相対的な境界層の後退の位相の  $S_c$  依存性を示す。 図中  $U_{max}$  は主流速が最大になるところ,  $\theta (=2\pi ft)$  の範囲で  $-\pi/2 \sim +\pi/2$  は主流の加速位相,  $+\pi/2 \sim +3\pi/2$  は減速位相であり, 時間は上向きに経過する。 後退は主流の速度が最大付近のところから減速位相へかけて終っているものが多い。 位相の  $a/d$  依存性は必ずしも明らかでないが,  $S_c$  の大きいところでは  $a/d$  が小さいとき加速中に後退が起る傾向もみられる。

\*  $R_m$  に対しては  $fd/U_m$  を用いるべきかもしれないが,  $R$  の値は上下に移動しないので, 両図の比較のために  $fd/U_c$  に対してプロットしてある。

\*\* Landau と Lifshitz<sup>9)</sup> は流体運動の自由度  $N$  を  $N \sim (R/R_c)^{9/4}$  と評価している。 振動流では  $(R_m/R_c)^{9/4}$  となり, 波数空間で考えた運動の規準型の数は増加し, 不安定領域に対応する波数の値も大きいものとなる。

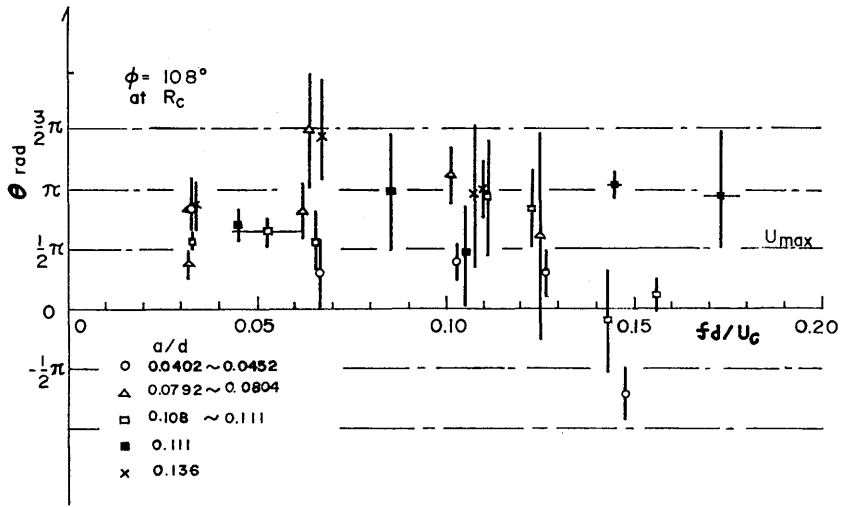


図 5 境界層の後退する位相の  $fd/U_c$  依存

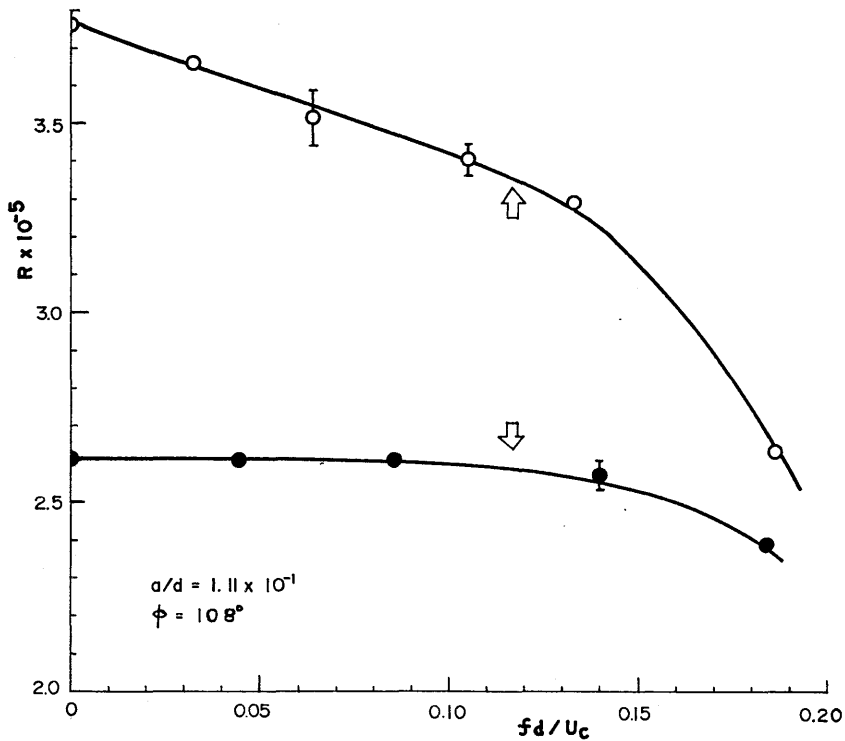


図 6  $R_c$  のヒステリシス

$U_c$  より少し低い一様風速に大きな変動風速を加えたら、合成された風速が  $U_c$  を越えるか否かによって、当然各サイクル毎に遷移したり層流に戻ったりしてよさそうに思われる。今までのデータにこれ

が見られないのは変動幅  $\Delta U$  が比較的小さいことと、風速の上げ下げに伴う遷移現象の持つヒステリシスによる。すなわち、この現象は定常流でも見られるのであるが、風速を下からゆっくり上げて行くときの  $R_c$  と、 $U_c$  より上から下げたときの  $R_c$  とは一致せず前者の方が大きい。したがって、風速変動がこのヒステリシス分を上まわるように与えられない限り、一旦後退してしまった境界層流れは元の幅に縮まない。写真 2 ははじめの風速 ( $> U_c$ ) を下げたときの波形の時間的変化を示す。主流が最小になった付近で、死水域がプロブ位置を越えて前進したことを示している。このときの  $R=2.53 \times 10^5$  で、写真 1 の  $3.44 \times 10^5$  より小さい。図 6 は平均の  $R_c$  を  $fd/U_c$  に対してプロットしたもので、上向き下向きの矢印はそれぞれ風速を下から上げた場合、上から下げた場合に対応する。両  $R_c$  の差は  $S$  とともに減少している。

なお、自然遷移のみを扱ったから、 $R_c$  に関してはその相対的差異にのみ注目してきた。文献(16)にのべたように、構造物(支柱その他)の下方への集中のために遷移は一般に上下対称に起こらず、上方側での遷移が一般に遅れたが、本測定はすべてこの上方側で行なわれたことを付け加えておきたい。

#### 4. 剥離に関する結果

本報にのべる実験では、まず振動境界層の振舞いを探ることに主眼をおいた。以下にのべる剥離の実験はすべて  $R \sim 8.5 \times 10^4$  付近の、遷移あるいは乱流剥離などの関係しないところで行なわれた。高  $R$  数での層流境界層の定常剥離点は種々の方法で測定されており、その  $R$  依存性はすてによく確立されている。図 7 は後に続く振動実験の結果と比較するために測定した定常円柱上の層流境界層の剥離点(約  $76^\circ$  にある)を示す\*。

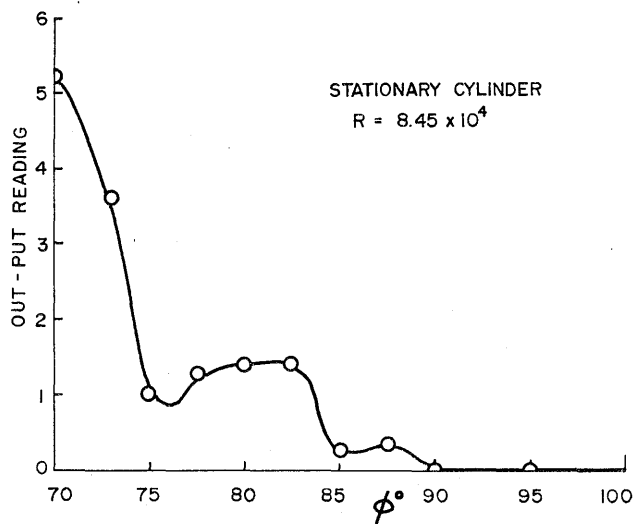


図 7 定 常 剥 離 点

\* この付近の  $R$  は剥離点はかなり前進するところに対応する。Achenbach<sup>19)</sup> は約  $77^\circ$  を得ている。

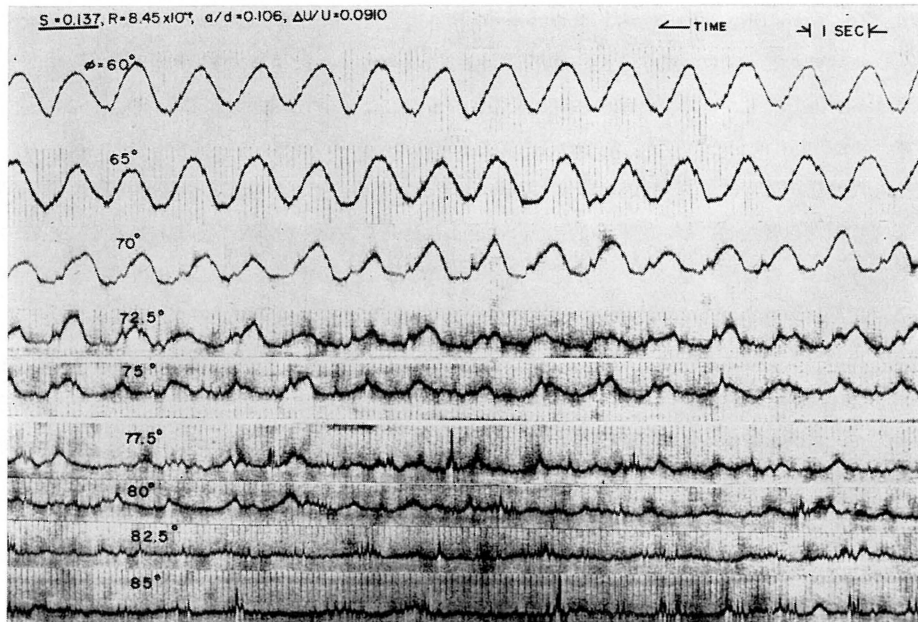


写真 3  $f \sim 1\text{Hz}$  における  $\phi$  変化による波形の比較

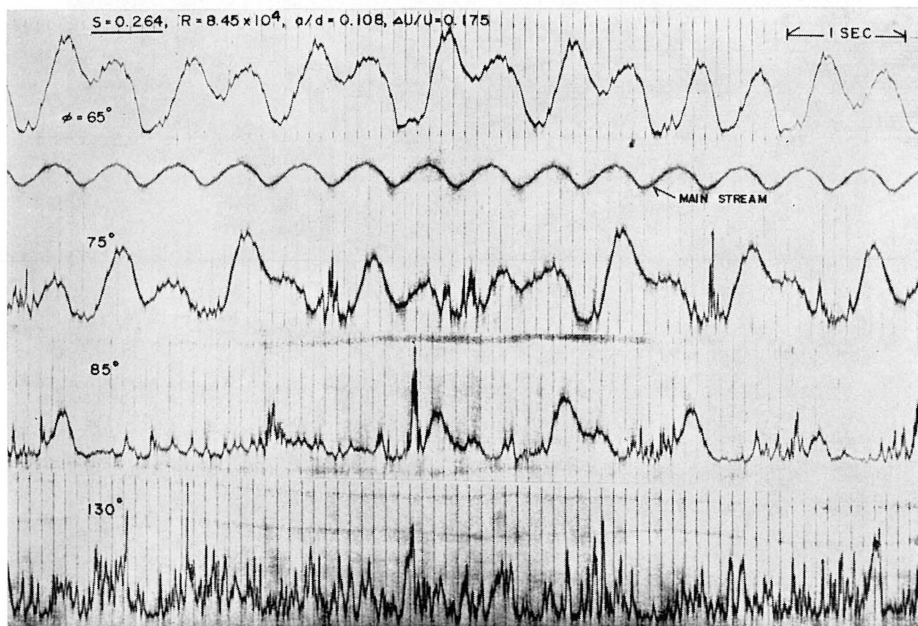


写真 4  $f \sim 2\text{Hz}$  における  $\phi$  変化による波形の比較

写真 3 は,  $S=0.137$ , 平均の  $f \sim 1 \text{ Hz}$  において  $\phi$  を変えたときの境界層流れの波形の比較を示す.  $h/d \sim 0.0126$  である. 定常剥離点は  $75^\circ \sim 77.5^\circ$  間にある.  $f$  が小さい場合, 非定常効果によってその平均位置がシフトしても, その割合は小さいと予想される. したがって, 振動境界層の平均的な剥離位置に“相当する”点もほぼこの定常剥離点の近傍にあるだろう.  $\phi \sim 77.5^\circ$  から後の波形においてのみ, 尖点をもった波形が見られる.  $60^\circ$  では主流の変動に対する境界層流の完全な応答が見られるが,  $60^\circ \sim 70^\circ$  にかけては最低速度付近において平坦で速度のほとんど消失する瞬間が出てくるようになる. これは主流の速度が減少した位相において, 後方にあった後流死水域の先端が前方におしよせてきたものと解釈される. 定常剥離点の後方では,  $82.5^\circ$  付近は全時間にわたって完全に死水域の中に埋没している.

写真 4 は  $S=0.264$ ,  $f \sim 2 \text{ Hz}$  において  $\phi$  を変えたときの波形の変化を示す. この付近の  $S$  では境界層流れの変動の円柱振動に対するロックイン現象が見られる. これは円柱後方の渦ウェークが円柱振動に同期して, その影響が円柱前方の境界層流れに及んでいるものである. 同様の現象は低  $R$  数領域での実験でも知られており, 本実験の結果と同様, 境界層の動きは円柱振動の  $f$  の  $1/2$  に同期する<sup>20,21)</sup>.

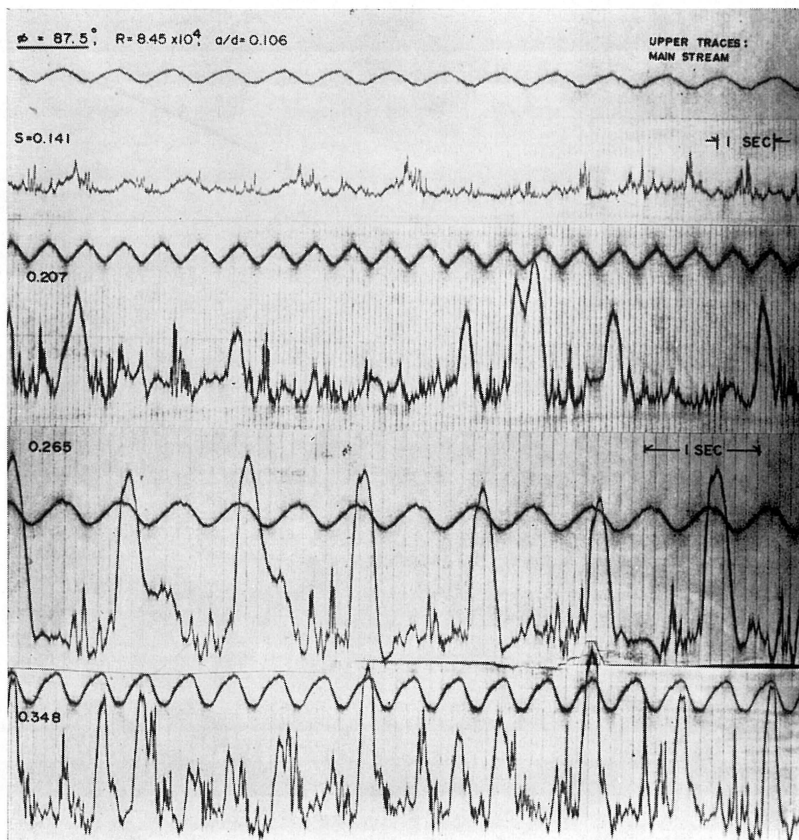


写真 5  $\phi=78.5^\circ$  における  $S$  変化による波形の比較

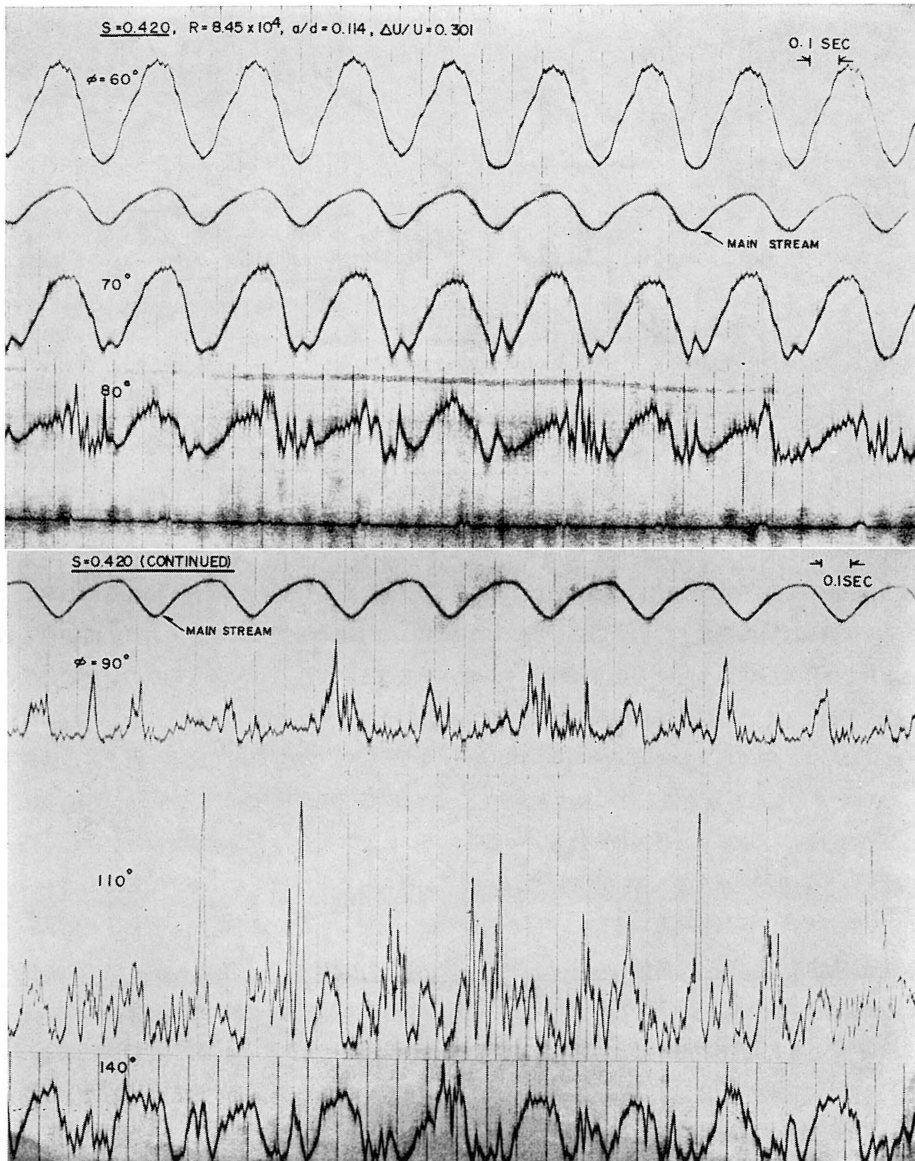


写真 6  $f \sim 3\text{Hz}$  における  $\phi$  変化による波形の比較

それらの関係は図 8 に示されている。  $S_c^*$  は円柱振動，  $S_c$  は渦放出の  $S$  数を示す。  $S=0.264$  は同期領域の中心付近にある。このとき境界層は上下の側から交互にはがれる。同期領域より大きい  $S_c$  の範囲では、1 振動毎に 1 対の対称渦が放出される。これは物体の振動が激しいとき加速位相のときは impulsive start に近くなる事情を考慮すれば自然なことである。一般に、物体後方の周期的ウェークは、

\* 本節の  $S$  のサフィックス c は cylinder の頭文字を示す。前節では臨界値を問題にしていたので c は critical の意味に用いたが、混同のおそれはないと思う。

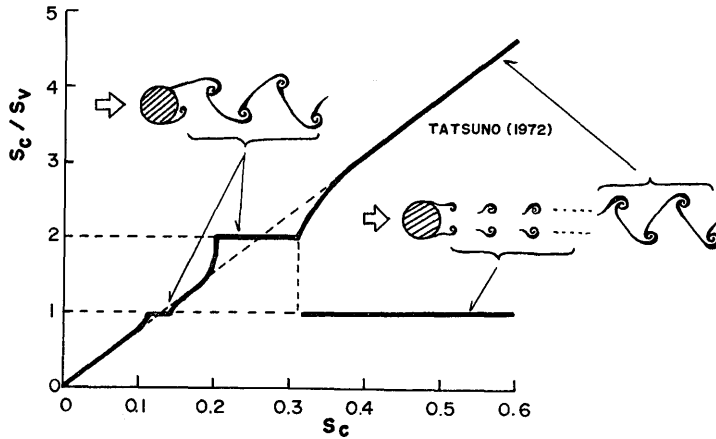


図 8 渦後流の同期現象

遠方後流側に流れ下ると選択されて生残った長周期のゆらぎに再編成されることが知られているが、辰野<sup>21)</sup>によれば流れ方向に加振した円柱では、このことがより明瞭に見られるようになる。しかし、ここで直接観測している物体上の境界層の振舞いに影響するのは物体近傍の渦だけであり、この再編成後のウェークは距離的にみてもほとんど影響を与えないであろう。すなわち、図8の右の2つの分枝の中、下方の水平線で示した分枝のみに着目しておけば良いということである。

写真5は平均的剝離点より後方の  $\phi = 87.5^\circ$ ,  $h/d = 0.0176$  で、 $S$  を変えて測定したときの波形を示す。この  $h/d$  の値は写真4のそれに較べると少し大きいので、同期の波形が見やすい。  $S = 0.141$  ではほとんどの時間、プローブは後流の中に入っている。  $S = 0.207$  になると周期的ではないが、主流の速度が最大のとき前方の速度の大きい境界層流れの到来が見られるようになる。  $S = 0.265$  ではロックイン現象が顕著で、円柱の2周期に正確に1個の割合でピークをもった波形が観測される。このピークは常に主流が加速状態に移った直後から最大速度の付近へかけて現われる。もちろん、この位相関係は  $h/d$  の値によって変化するものである。ピーク以外のところではプローブは乱れた後流の中にある。  $S = 0.348$  になると、先に指摘したように、各振動毎に1個のピークが現われる。この例にみられるように、渦放出の円柱振動に対する同期の現象は境界層の振舞いに大きな影響を与えていることがわかる。したがって、剝離位置の移動幅などを考える場合、同期しているか否かを区別しておかないと、それを無視して一律に論ずることはできない。

写真6は  $S = 0.420$ ,  $f \sim 3 \text{ Hz}$  において、 $\phi$  を変えたときの波形の比較を示す。  $f \sim 3 \text{ Hz}$  になると主流の波形が正弦波よりずれてくることに注意しておく。この歪みはまったく技術的な理由によるものである。以下、  $f \geq 3 \text{ Hz}$  の実験に関しては写真6に見られる波形の歪みを許容した上で議論する。境界層は  $60^\circ$  においては主流の周期的変動に完全に対応している。  $70^\circ$  では最低速度のところで小さなピークが見られる。波形が速度の絶対値だけに対応して、その方向性を表わさないものであることを考慮すると、このピークは境界層の底部で小さな速度分布の反転（逆流）が、この瞬間に生じたことを示すと考

えられる。このことは、この付近の  $\phi$  より後方で平均流を運搬する主境界層と振動的な壁近くの境界層との境界層の二重構造\*が発達していることを示唆するようにみえる。この小さなピークは  $80^\circ$  においても現われる。さらに後方では後流のランダムなピークと混合するために明らかでないが、 $110^\circ$  のところでは非常に鋭いピークが例外的に現われる。 $f \sim 3 \text{ Hz}$  では  $100^\circ$  付近で一旦全面的に後流におおわれるが、 $\phi$  が増すと再び高速のピークが出はじめる。この鋭いピークがどのような流れに対応しているのかは未だ明らかでない\*\*。 $140^\circ$  になると鋭いピークは消え、再び平均的には周期的流れが回復する。ここはすでに死水の中にあるから平均流は弱く、したがってそれによる境界層は卓越せず、振動境界層に後流の乱れが重なった波形が現われる。 $f \sim 4 \text{ Hz}$  における波形においても同様の現象が現われる\*\*\*。

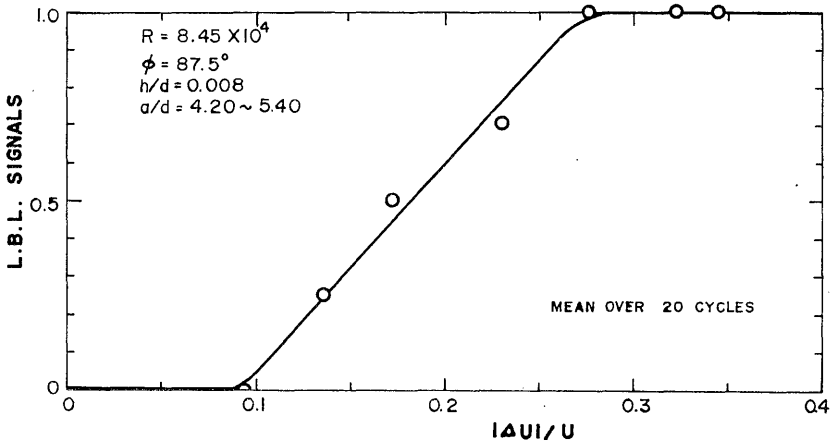


図 9  $\phi = 87.5^\circ$  へ境界層流れの到来する割合の  $|\Delta U|/U$  依存

いままで代表的波形を例示しながら種々のべてきたが、ここで少し定量的にみなおしてみよう。図9は定常剝離点より少し後の  $87.5^\circ$  のところにおいて、前方境界層流れが到来する割合を示したものである。死水域の先端は各振動毎にふらつきが大きく、常に同じ周期で同じ幅だけ移動するとは限らない。ここで  $\Delta U = 2\pi f a$  である。 $|\Delta U|/U \leq 0.09$  ではこの場所は完全に後流におおわれたままであるが、 $0.09$  をこえると境界層流れが到来する割合がほぼ直線的に増加し、 $|\Delta U|/U \geq 0.28$  になると各振動毎に必ず到来するようになる。

境界層内の最大速度と主流の最大速度との位相差の  $\phi$  依存性を  $h/d = 0.013$  の高さで測定した結果

- \* しかし、二重構造といっても境界層が判然と二層に分かれるのではない(少くとも  $f$  が非常に大きくない限り)。境界層は主流の変動に応じて全体として流速の増減を行うが、振動の影響は速度の遅い壁付近の流れに集中するので、方向を含めて速度の反転等変化の激しい底層が形成されているという意味である。
- \*\* 考えられ理由の1つは、速度の最大値付近で死水域が後退し、主流の振動、渦放出等の位相関係が一致して境界層の厚さの減少をもたらす、プローブに瞬間的に主流(ないしはそれに近い境界層外縁)がとらえられることである。
- \*\*\* 平均流が無いときは、静止流体中で円柱が振動している場合に相当し、これに関しては数多くの研究がなされてきている<sup>22)</sup>。円柱の周囲には4個の対称的な渦流(acoustic streaming)が定常的に現われる。本報で扱った問題に対するこの流れからの接近(平均流を0から次第に強くしていく)は未だ試みられていない。

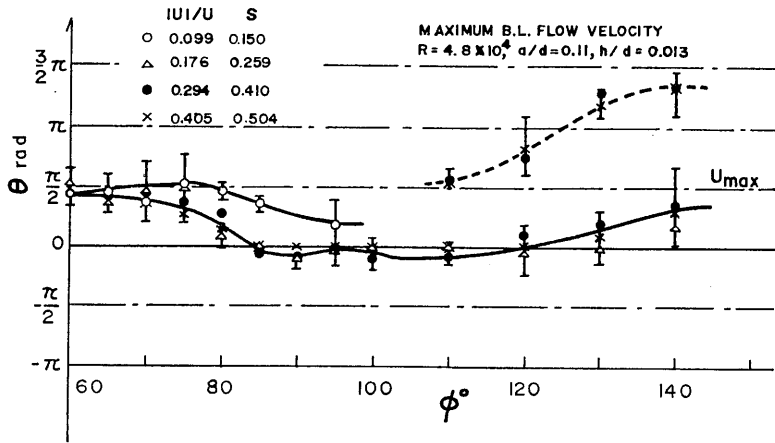


図 10 境界層流れの位相進み

を図10に示す。  $\theta(t) = 2\pi ft$  で、  $U_{max}$  は主流速 ( $U$ ) の最大値を示し、  $t$  の向きは上向きとする。  $-\pi/2 \sim +\pi/2$  が主流の加速位相、  $+\pi/2 \sim +3\pi/2$  が減速位相に対応している。  $S \sim 0.150$  のときは位相差 (境界層流の振動位相の進み) は他に較べて小さい。各  $S$  について、前方 ( $\phi$  の小さいところ) では位相差が小さく、  $\phi$  とともに増加して  $85^\circ \sim 120^\circ$  間では  $\pi/2$  以上となり、  $120^\circ$  を越えると逆に  $\phi$  とともに減少する。位相進みの生ずる理由は、壁付近の遅い流体の方が主流振動に伴う圧力変化に応答しやすいことによる。したがって、この位相差の絶対値はプローブの高さ ( $h/d$ ) によって異なる\*。円柱の  $110^\circ$  付近より後方においては減速位相において別系統のピークが生ずる。これは図10に点線で示されている。境界層の二重構造の存在にもかかわらず、このように境界層の最大速度が測定できることは、振動底層が平均流を持つことを意味する。いいかえれば平均流による主境界層の壁面近くの速度分

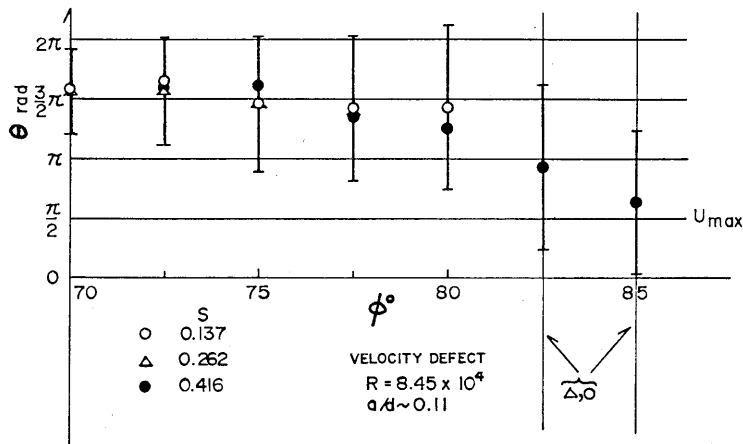


図 11 後流におおわれる位相の  $\phi$  依存

\* 境界層厚さを  $\delta$  とすると  $h/\delta \sim 1$  では  $U$  の位相と一致すべきものである。

布を振動流が、その強さに応じて歪ませているという描像を描くことができる。

図11はプローブが後流におおわれるときの位相の $\phi$ 依存性を示す。記号の意味は前図と同じである。 $S$ による差は明らかでないが、一般に $\phi$ とともに $\theta$ の値が減少しており、前方では減速位相に始まって加速位相にかけて終っていることがわかる。加速位相内でもなおかつ乱れの入る原因については3でふれた通りである。

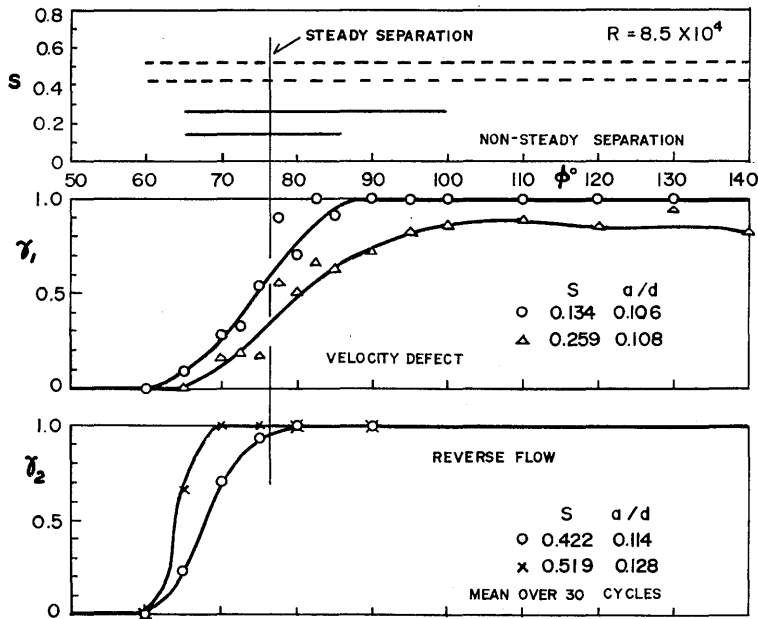


図 12  $\gamma_1$ , 後流が支配的である割合と  $\gamma_2$  速度反転が観測される割合の  $\phi$  依存

これまでの結果を境界層とウェークとの境界面\*の動きに関して、おおまかにまとめたのが図12である。図中タテ線は定常剝離点の位置を示す。 $\gamma_1$ は $S$ が小さいとき、30サイクルの間で後流が支配的である割合を示したものである。この場合には曲線が勾配を持つ範囲が、境界層流れと後流との境界面の動きに対応しているであろう。その範囲を $S-\phi$ の図に水平線で記入してある。 $S \leq 0.3$ では前方の動きは $\phi \sim 65^\circ$ 付近から始まっていることがわかる。しかし、 $\gamma_1-\phi$ 図からわかるように、 $S=0.259$ のときは $\phi$ の後方まで測定しても $\gamma_1$ は1にならない。これはこの付近の $S$ 以上での二重境界層の発達および同期現象と何らかの関連を持つだろう。(写真3を見る限り速度の反転を示す波形は見られず、 $f \sim 1\text{Hz}$ では未だ二重構造は卓越していないものと考えられる。)このことは剝離点を決めるには、二重境界層の振動底層の外側で何らかの条件を課す方が曖昧さをとりこまきずにするを示唆する。

$\gamma_2$ は $S=0.422$ および $0.519$ のとき、30サイクルの間に速度の反転を示すピークが減速時に円柱の前方で測定される割合を示したものである。 $60^\circ$ 付近からこのようなピークが現われはじめる。円柱後

\* 幾分曖昧なこのような表現の背後にはこの境界面と剝離位置との対応付けがある。定義の不明確さから剝離点という言葉は意識的に避けた。

方では、振動に基づく底層ができて、その中で測定する限り剥離現象との対応は明確につかめない。結局、剥離位置とどう対応するかという問題は依然残されたが、境界層流れの波形から、後流死水との境界面の動きの一端はとらえることができた。この動きの幅は  $S$  に依存し ( $a/d$  はほぼ一定に保っている),  $S$  とともに増加する。実験範囲内では主流振動の境界層への影響は定常剥離点より前方では  $S < 0.3$  において  $\phi \sim 65^\circ$  付近から,  $S > 0.4$  において  $60^\circ$  付近から現われる。定常剥離点の後方では  $S = 0.134$  では  $85^\circ$  付近まで影響が及ぶが, この場合振動は二重境界層が卓越するほど強くない。  $S = 0.259$  では影響の大きさは  $100^\circ$  まで増加し, それ以後一定となる。  $S > 0.3$  では影響は全面にわたって現われる。ここで,  $S = 0.134, 0.259, 0.422, 0.519$  は実際にはそれぞれ  $f \sim 1, 2, 3, 4$  Hz に対応していることを付加しておく。

圧力勾配を伴わない半無限平板上の振動境界層に関する理論的な研究の結果でも, 境界層の始点から測った距離が一定の値を越えてはじめて二重構造を呈することは指摘されている。また,  $f$  が大きくなると局在した振動底層ははっきりと形成されないであろう。平均流を無視するとこの底層の速度分布は

$$u(y, t) = U_0 e^{-ky} \cos(\sigma t - ky),$$

ここで  $k = \sqrt{\sigma/2\nu}$ , で与えられる。このときいわゆる penetration depth は

$$\delta = \sqrt{2\nu/\sigma}$$

となり\*,  $\delta$  は  $1/\sqrt{f}$  に比例するから振動数が高いほど底層は薄くなる。  $f$  が小さいとき  $\delta$  は主境界層厚さを越えうるが, このような振動流は平均主流による境界層流れに較べてはるかに弱いものである。

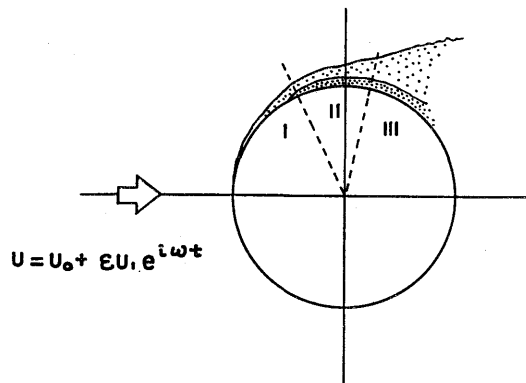


図 13 振動境界層の構造に対する予想図

以上のべたことから, 振動境界層とその剥離に対して得られる描像を予測したのが図13で,  $S$  が大きい場合に対応する。  $\phi \sim 60^\circ$  より前では, 通常速度分布からあまり大きく違わない分布を持った境界層

\* ちなみに本実験の条件で  $\delta$  は 2 Hz のとき 0.3 mm 程度となる。これに対して境界層厚さは  $\delta' = L/\sqrt{R}$  ( $L$ , 代表長さ) より  $90^\circ$  において  $R = 9 \times 10^4$  のとき約 1 mm となるから, おおまかにいって底層の厚さは境界層の厚さの約30%を占める。これはもちろん圧力勾配や曲率等を無視したときのことである。

が現われているであろう。これについては、 $\phi$  が  $90^\circ$  から  $0^\circ$  へ近づくにつれて振動に基づく加速度の円柱表面への接線成分が減少することを考え合わせるとよい。同様のことは  $\phi$  が  $90^\circ$  から  $180^\circ$  へ増すときにも当てはまる。そのために後方においても振動底層の形成には  $S$  や  $a/d$  の値に応じた  $\phi$  の限界値が存在するであろう。3Hz のとき、写真6にみられるように、 $90^\circ \sim 110^\circ$  間で波形が変化する。この付近でいわゆる平均主境界層は弱まり、したがって二重構造もはっきりしなくなるだろう。振動境界層の剝離位置に対して、直ちにここで理論的にも満足な定義を与えるのは困難である。二重構造の境界面が考慮に入れられるべきことは先に少しふれたが、主境界層の外縁付近の測定を行なうと境界層流れと後流との境界面ははっきり区別できる。

## 5. おわりに

円柱上に形成される振動境界層の遷移と剝離について風洞実験を行なった結果についてのべた。遷移に関しては、 $R_0$  および風速の上下に伴うそのヒステリシスは  $S$  および  $a/d$  とともに減少することをみた。遷移に伴う大幅な境界層の後退は減速位相のときに起こることがわかった。サブクリティカルな  $R$  での実験は非定常剝離位置の概念を明確にするという立場から、振動境界層の諸相について調べた。境界層流れと後流との境界面は剝離位置と何らかの対応がつけられるものと思われる。この境界面は主流の振動によって定常剝離点の前後に振動するが、その動きの  $\phi$  の幅は与える速度変動の大きさとともに増す。 $S \sim 0.25$  付近ではロックイン現象が境界層流れに第一義的な影響を与えている。ここでは境界層流れの広がりや後流の動きに支配されており、その動きは円柱振動数の  $1/2$  に同期している。この現象はまた低  $R$  数における流れの可視化法による既存の実験結果とも一致している。

主流振動に対応した境界層内の最大速度は主流のそれに較べて  $h/d \sim 0.013$  で、 $\phi$  が  $85^\circ \sim 120^\circ$  においては、 $\pi/2$  以上進んでいる。主流振動の影響は  $S < 0.3$  では  $65^\circ$  付近から後、 $0.3 < S < 0.6$  では  $70^\circ$  付近から後に現われる（但し、0.6 は実験範囲の上限を示したものである）。影響領域の円柱後方での限界は  $S$  によって異なる。これらの事実から、境界層のおおまかな構造を推量すると次のようになる。円柱の前方 ( $\phi$ ,  $0^\circ \sim 60^\circ$ ,  $65^\circ$ ) では、主流の瞬間の大きさに応じた普通の境界層が形成されている。これより後方、 $\phi$  の  $85^\circ \sim 100^\circ$ 、( $S$  によって異なる) までは平均主流による境界層の壁面に接して振動底層が局在し、境界層は二重構造を呈する。さらに後方になると、平均流は弱いから、振動層のみとなる。剝離はこの二重構造の卓越する広がりの上の現象である。速度分布は二重構造の境界面においてもなめらかで特異性は持たないと考えられるが、底層におけるその形は複雑に変化しているであろう。本来、剝離点は境界層が流れ出して行くところに対応している。一般平均流に重畳しているとはいえ、振動底層の特長はむしろ物体にとらえられている性格が強いことにある。このようにしてみると、振動境界層の場合には、剝離位置は二重構造の境界面において適切な数学的表現を与えられるべきもののように思われる。

ここでは、振動境界層の剝離位置の定義に関しては、振動層の厚さ、同期現象、および境界層流れと後流との境界面の動きが考慮に入れられるべきことが明らかにされた。 $h/d$  を本報にのべたものより大きくとって実験した結果を解析中であるので、第3報ではそれについてのべる。そこではもっと直接的

に剝離位置の動き自体に言及できるであろう。

おわりに、本実験に関して種々御教示頂いた種子田定俊教授に感謝致します。また、低  $R$  数実験の資料、熱線流速計、模型製作に関してそれぞれ辰野正和、友成義正、高田三郎の3氏、風洞使用に関して深町信尊、渡辺公彦の両氏の全面的な援助を得ました。ここに記して感謝致します。

#### 参 考 文 献

- 1) Miller, J. A. & Fejer, A. A., Transition phenomena in oscillating boundary layer flows, *J. Fluid Mech.*, vol. 18, 1964, pp. 438-484.
- 2) Obremski, H. J. & Fejer, A. A., Transition in oscillating boundary layer flows, *J. Fluid Mech.*, vol. 29, pt. 1, 1967, pp. 93-111.
- 3) Shen, S. F.; Some considerations on the laminar stability of time-dependent basic flows, *J. Aerospace Sci.*, vol. 28, no. 5, 1961, pp. 397-404.
- 4) Moore, F. K., *IUTAM Symposium 'Boundary Layer Research'*, 1957.
- 5) 堀栄一, 非定常境界層の研究(第3報), 日本機械学会論文集(第2部)27巻, 177号, 昭和36年, pp. 573-582.
- 6) Despard, R. A. & Miller, J. A., Separation in oscillating laminar boundary layer flows, *J. Fluid Mech.*, vol. 47, pt. 1, 1971, pp. 21-31.
- 7) 応用力学研究所, 流体力学ゼミナール '非定常剝離点の概念の明確化について', 1971.
- 8) Landau, L. D. & Lifshitz, E. M., *Fluid Mechanics*, Pergamon, 1959, p. 152, p. 123.
- 9) Lighthill, M. J., The response of laminar skin friction and heat transfer to fluctuations in the stream velocity, *Proc. Roy. Soc. London, A* 224, 1954, pp. 1-23.
- 10) Glauert, M. B., The laminar boundary layer on oscillating plates and cylinders, *J. Fluid Mech.*, vol. 1, no. 11, 1956, pp. 97-110.
- 11) Hill, P. G. & Stenning, A. H., Laminar boundary-layers in oscillatory flow, *Trans. ASME.*, D 82, 1960, pp. 155-167.
- 12) Farn, L. S. & Arpaci, V. S., On the numerical solution of unsteady laminar boundary layers, *AIAA J.*, vol. 4, no. 4, 1965, pp. 730-732.
- 13) Presz, W. M. & Heiser, W. H., Unsteady boundary layer analysis for two-dimensional laminar flow, *Z. Flugwiss.*, 16 Heft 2, 1968, pp. 33-39.
- 14) Ishigaki, H., Periodic boundary layer flow near a two-dimensional stagnation point, *J. Fluid Mech.*, vol. 43, pt. 3, 1970, pp. 477-486.
- 15) Ackerberg, R. C. & Phillips, J. H., The unsteady boundary layer on a semi-infinite flat plate due to small fluctuations in magnitude of the free-stream velocity, *J. Fluid Mech.*, vol. 51, pt. 1, 1972, pp. 137-157.
- 16) 本地弘之, 加振円柱をすぎる流れに関する予備的実験, 応用力学研究所所報, 36号, 昭和47年, pp. 1-11.
- 17) 西岡通男・佐藤浩, 低雑音, 定温度型熱線流速計の試作, 宇宙航空研究所報告, 6巻3号, 1970, pp. 571-589.
- 18) Monin, A. S. & Yaglom, A. M., *Statistical Fluid Mechanics*, vol. 1, MIT Press, 1971, p. 202.
- 19) Achenbach, E., Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re=5 \times 10^6$ , *J. Fluid Mech.*, vol. 34, pt. 4, 1968, pp. 625-639.
- 20) 森康夫・徳田仁, 振動する円柱からの非定常熱伝達, 日本機械学会論文集, 33巻 255号, 昭和42年, p. 1826.
- 21) 辰野正和, 流れ方向に振動する円柱後方の渦列, 応用力学研究所所報, 36号, 昭和47年, pp. 25-37.
- 22) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, 6th ed., McGraw-Hill, 1968, pp. 411-415.

(昭和47年5月29日 受理)