

円柱の非対称な振動によって作られる二次流れ

辰野, 正和
九州大学応用力学研究所 : 助教授

<https://doi.org/10.15017/4743632>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 55, pp.9-26, 1981-09. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



円柱の非対称な振動によって作られる二次流れ[†]

辰 野 正 和*

概 要

静止流体中において、円柱が非対称な振動を行う場合に誘起される二次的定常流は、正弦的振動に基づく循環流と付加的定常流との合成された流れとなっている。 $D > 100$ では、付加的定常流成分は、大体、振動軸に沿った一方向流れとなっており、その流れの強さは、円柱の振動運動の非対称性に依存して強くなる。一方、ある一定の非対称振動においては、付加的定常流の強さは、 S の増大とともに大きくなるが、 D には依存しない。ここで、 $S = \omega s^2/\nu$ 、 $D = \omega d^2/\nu$ であり、 ω は角振動数、 s は円柱の振動振幅、 ν は作業流体の動粘性係数、 d は円柱直径である。

Key words: Secondary flows, Anharmonic oscillations, Circulatory streaming, Unidirectional flows

1. は じ め に

鈍頭物体が静止流体中で振動運動を行う場合、あるいは、振動運動を行っている非圧縮性粘性流体中に鈍頭物体がおかれた場合には、振動境界層内におけるレイノルズ応力の作用によって、物体まわりの流体に二次的定常流が誘起される。

特に、物体が円柱であり、その流体との相対的な振動運動が正弦的な場合については今日までかなり研究されてきた¹⁻⁶⁾。振動振幅が小さい範囲内では、振動境界層で形成される二次的定常流の存在する層の厚さは、 D という量に支配される。ここで、 $D = \omega d^2/\nu$ であり、 ω は角振動数、 d は円柱直径、 ν は作業流体の動粘性係数である。この場合、流れ場は、振動軸およびこれに直角な軸に対して物理的に対象であるので、二次的定常流は、各象限内で循環流を形成している。振動境界層内で形成されるこの循環流をここでは、内部循環流と呼ぶことにする。 D に依存した一定の厚さをもった内部循環流の外側には逆向きの定常な循環流が誘起される。これを外部循環流と呼ぶことにする。このように、一般的に、円柱の正弦的な振動によって誘起される二次流れの場は、内部、外部の循環流で構成される二重構造を持っている。しかし、 $D < 100$ の範囲では、振動境界層が厚く、そのため、内部循環流の層が遠くまで張り出しており、円柱まわりの流れ場のほとんどは、内部循環流で占められている。一方、 $D > 100$

* 九州大学助教授，応用力学研究所

† 本論文の一部は，J. Phys. Soc. Japan, Vol. 50, No. 1, 1981, 330. に発表されている。

の範囲では、内部循環流の層は薄く、流れ場のほとんどは、外部循環流で占められている⁶⁾。

ところで、Miyagi 等⁷⁾ は、円柱が静止流体中で、非対称な振動を行う場合に誘起される二次流れについて理論的な研究を行った。彼等の研究は、Schlichting³⁾ の理論に沿った解析であって $D \gg 1$, $S \ll 1$ の範囲で適用されるものである。ここで、 $S = \omega s^2 / \nu$ であって、 s は振動振幅を表わす。彼等は、円柱まわりの流体中に、外部循環流のほかに、振動軸に沿った一方向流成分が誘起されると報告している。

本研究の主な目的の一つは、Miyagi 等⁷⁾ の理論的予測を実験的に確かめることである。さらに、Miyagi 等⁷⁾ の研究は、 $D \gg 1$, $S \ll 1$ という範囲での解析であるが、本研究では、 D, S の広い範囲にわたって非対称振動によって誘起される二次流れの場の特性を、正弦振動による二次流れの場と比較することによって詳細に調べようとするものである。ところで、Miyagi 等⁷⁾ は、振動速度を $-U_\infty(\cos \omega t + \cos 2\omega t)$ という形で与えたが、本研究においては、発振器の正弦出力波形の duty 比をわずかに変えた場合、および鋸歯状信号による場合の二種類の非対称な振動運動を作り出した。

2. 実験装置および実験方法

図 1 に実験装置の主要部の写真を示す。実験は、静止流体中で、円柱を振動させる方法がとられた。モデルの円柱は、大型の低音用スピーカーのコーンに支持棒を介して固定されている。スピーカーのコーンは、発振器からの出力を増幅器を通した信号によって振動させられる。

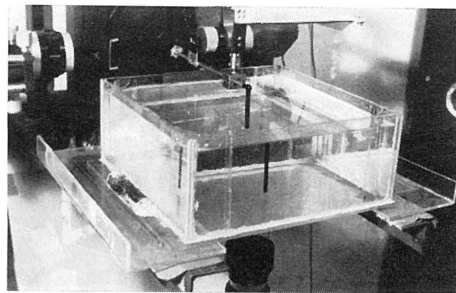


図 1 実験装置

使用されたモデル円柱は、直径 0.405 cm, 0.604 cm および 0.807 cm の三種類であり、いずれも長さ 12.5 cm であった。作業流体は、水とグリセリンとの混合液であり、動粘性係数は、 $0.053 \text{ cm}^2/\text{s}$ から $0.645 \text{ cm}^2/\text{s}$ まで変化させた。流体運動を可視化するために、ガラスの微粒子（平均直径 $10 \mu\text{m}$ ）が流体中に一様に分散させてある。流体の容器は、アクリル樹脂製であり、正方形断面が $30 \times 30 \text{ cm}$ 、深さ 12 cm であった。円柱は、容器の中央部に垂直に配置されている。スライドプロジェクターあるいは、円柱の運動と同期させたストロボスコープのスリット光線によって、円柱の軸に垂直な容器の中央部の水平断面を照らしており、流れの写真撮影は、容器の下方に配置したカメラによった。

ここで、流れ場の座標系と円柱の振動運動の方向を図 2 に示すように定義する。つまり、円柱の振動変位の中心を原点とし、円柱の振動方向を座標系の x 軸とする。 y 軸は、 x 軸および円柱軸に直角な

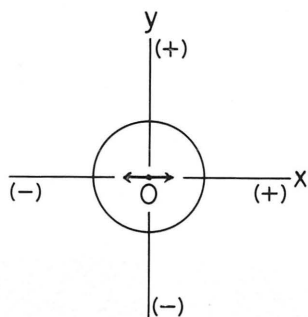


図 2 座標系と円柱運動方向の定義

方向にとる．また，円柱の非対称な振動においては，常に円柱は， x 軸の負の方向に向って早く移動し， x 軸の正の方向へは，ゆっくり移動するものとする．円柱の実際の振動波形を図 3 に示す．本実験では，二種類の非対称振動を行わせた．これらの振動波形は，モデルをスピーカコーンに固定した支持棒上に取り付けられたピンホルルの動きを光学的に記録したものである．この波形から振動振幅も求められる．円柱が x 軸の負および正の方向へ向かう各ストロークに要する時間を，それぞれ t_1 , t_2 とすると，その比 $t_2/t_1 = \tau$ が非対称性の度合いを示すことになる． τ を duty 比と呼ぶことにする．ここでは，図 3 (a) に示す $\tau = 1.1$ と図 3 (b) に示す $\tau = 2.6$ の二種類の運動について調べた．なお，一定の入力波形であっても，振動数が変化すると，振動系の機械的な慣性によって，実際の円柱の振動波形に変化を受けるので，本実験では，振動数は 10 Hz と固定した．

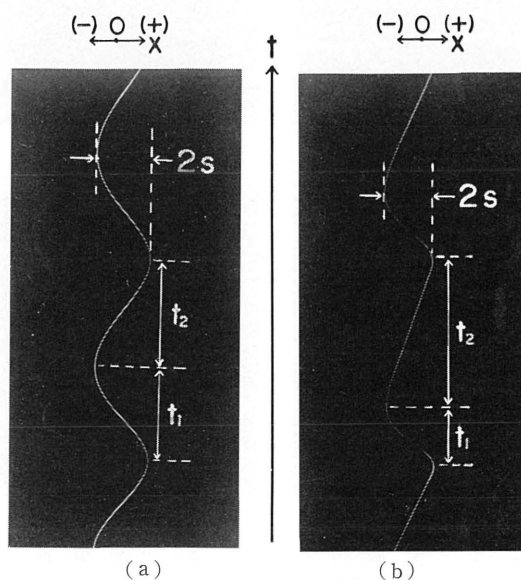
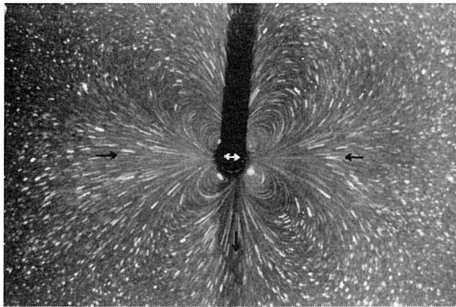


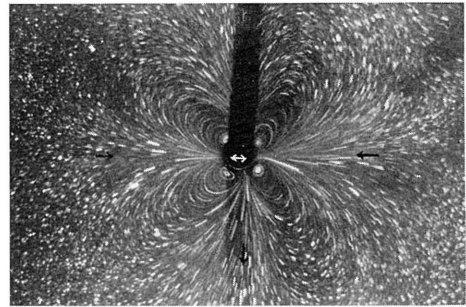
図 3 円柱の非対称振動運動波形
(a) $\tau = t_2/t_1 = 1.1$, (b) $\tau = 2.6$

3. 実 験 結 果

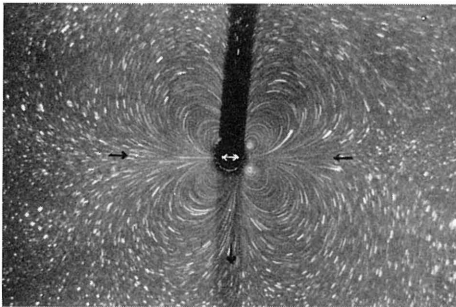
以下に示す図4～図8では、非対称振動による二次流れと正弦振動による二次流れの写真とを並べて示している。本実験では、振幅を段階的に増大させ、各振幅値での定常状態の流れを観察しているが、二つの振動モード（正弦振動、非対称振動）での各段階での振幅の値は、できるだけ等しくなるようにしている。図中で、 t_e は写真撮影のための露出時間である。また、二重矢印は円柱の振動方向を、矢印



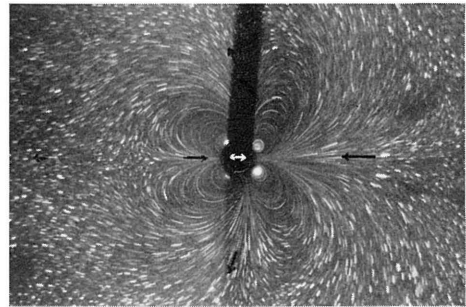
(a)-1. $S=3.62$, $t_e=10s$.



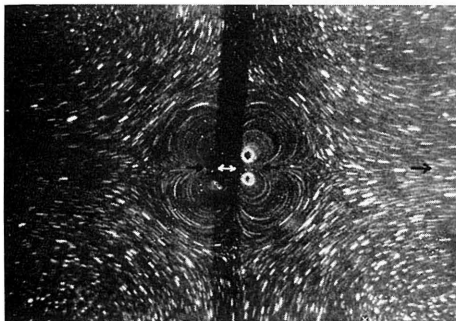
(b)-1. $S=3.62$, $t_e=10s$.



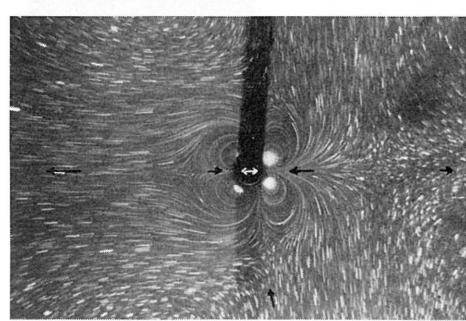
(a)-2. $S=6.03$, $t_e=10s$.



(b)-2. $S=6.09$, $t_e=10s$.



(a)-3. $S=9.13$, $t_e=10s$.



(b)-3. $S=9.13$, $t_e=10s$.

図 4 振動円柱による二次流れ(続)
 $d=0.604cm$, $f=10.0Hz$, $\nu=0.33cm^2/s$,
 $D=69.4$, (a) 正弦振動, $\tau=1.0$, (b) 非
 対称振動, $\tau=1.1$.

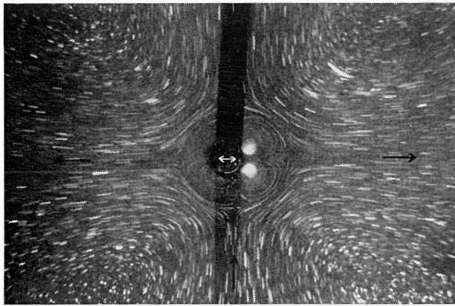
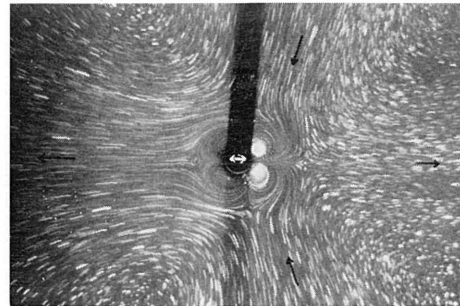
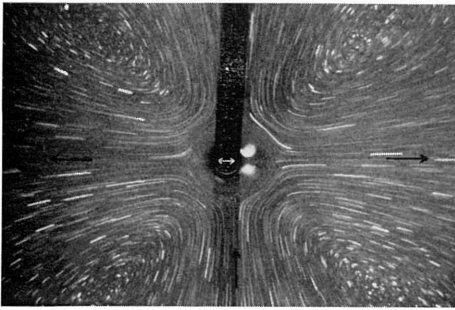
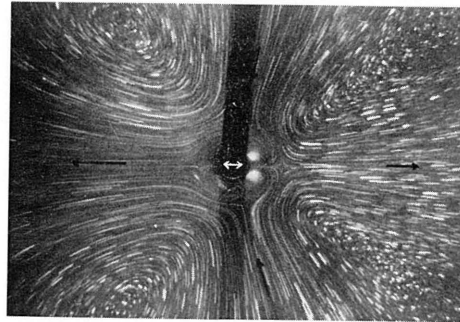
(a)-4. $S=12.4$, $t_e=5s$.(b)-4. $S=12.4$, $t_e=5s$.(a)-5. $S=15.9$, $t_e=5s$.(b)-5. $S=16.0$, $t_e=5s$.

図 4 振動円柱による二次流れ
 $d=0.604cm$, $f=10.0Hz$, $\nu=0.33cm^2/s$,
 $D=69.4$, (a) 正弦振動, $\tau=1.0$, (b) 非
 対称振動, $\tau=1.1$.

は流れの方向を示す。

図 4, 5 は, $\tau=1.1$ の場合の流れ写真である。図 4 は, $D=69.4$ の場合であり, 図 4 (a)-1 で見られるように, 写真に示す流れ場の範囲は, 内部循環流で占められている。内部循環流は, 常に安定なのではなくて, ある振幅の臨界値で不安定となって急にその層の厚さが縮小する⁶⁾。図 4 (a)-2 は, 内部循環流が不安定となった状態の流れを示しており, 図 4 (a)-3 は, 内部循環流が縮小して, 次の安定状態となった流れを示している。その後は, 振幅の増大とともに内部循環流の層の厚さは薄くなっていくが, 不安定現象は現れない。また, 流れ場は, x, y 両軸に対して対称である。一方, 図 4 (b)-1 ~ 5 に見られるように, 非対称振動による二次流れの場合は, y 軸に対して非対称となっている。さらに, 図 4 (b)-2 では, 負の x 軸上で流れの逆転が起っており, 図 4 (b)-3 以下の写真からも, 流れ場全体において, x の負の方向への流れが強くなっていることがわかる。

図 5 は, $D=132$ の場合で, 円柱近傍を除いて流れ場の大部分を外部循環流が占めている。この場合も, 図 5 (b)-1 ~ 3 の写真において, y 軸に対する流れの傾き, あるいは, 正および負の x 軸上の粒子の軌跡長を比較すれば, 非対称振動によって, x の負の方向への流れが若干優越しているのがわかる。

図 6, 7, 8 は, $\tau=2.6$ の場合であって, 円柱振動の非対称性がより強い場合である。

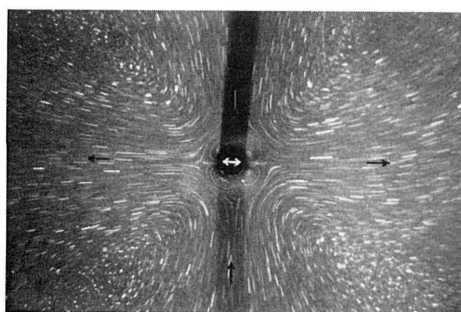
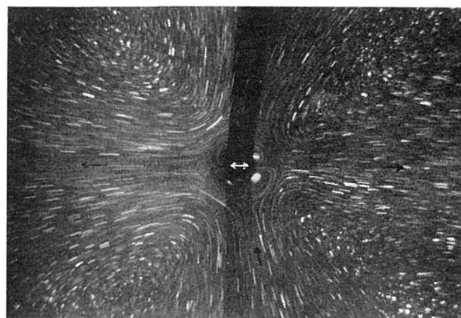
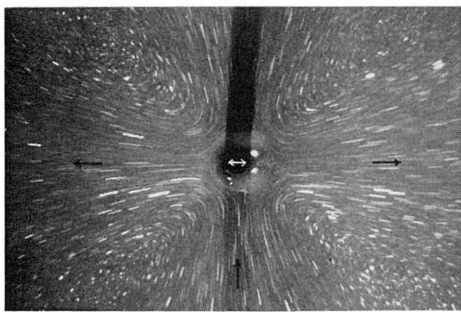
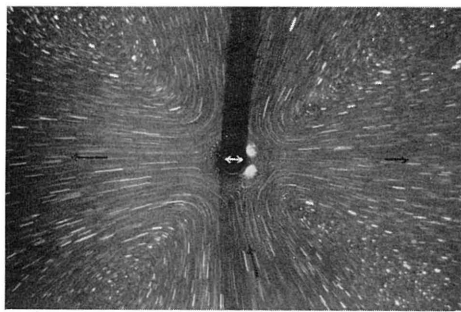
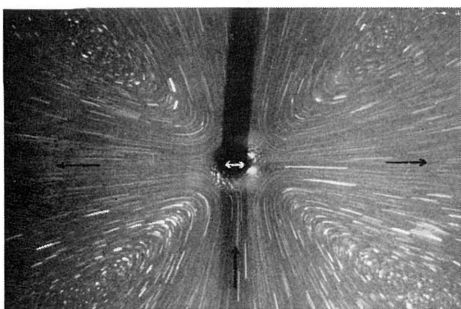
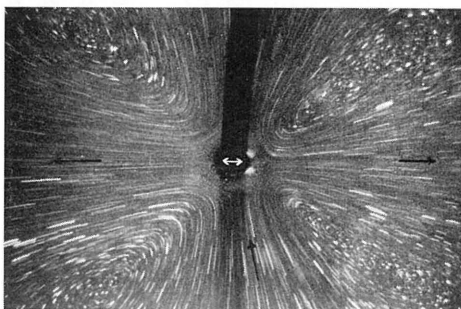
(a)-1. $S=11.4$, $t_e=5s$.(b)-1. $S=11.5$, $t_e=5s$.(a)-2. $S=16.5$, $t_e=3s$.(b)-2. $S=16.4$, $t_e=3s$.(a)-3. $S=22.7$, $t_e=3s$.(b)-3. $S=22.7$, $t_e=3s$.

図 5 振動円柱による二次流れ
 $d=0.604\text{cm}$, $f=10.0\text{Hz}$, $\nu=0.174\text{cm}^2/\text{s}$,
 $D=132$, (a) 正弦振動, $\tau=1.0$, (b) 非
 対称振動, $\tau=1.1$.

図 6 は, $D=55.2$ であり, 写真に示す S の範囲内では内部循環流が流れ場のほとんどを占めている. 図 6 (b)-1 を見ると, 正および負の x 軸上の粒子の軌跡長の差は, 図 4 (b)-1 の $\tau=1.1$ の場合に比べて, より大きく明瞭である. 図 6 (b)-2, 3 では, 負の x 軸上で流れの逆転が起り, 一方, 正の x 軸上での流れは, 正弦振動の場合と同じ向きを持っているが, その流速は, 正弦振動の場合と比べて, はるかに大きくなっている.

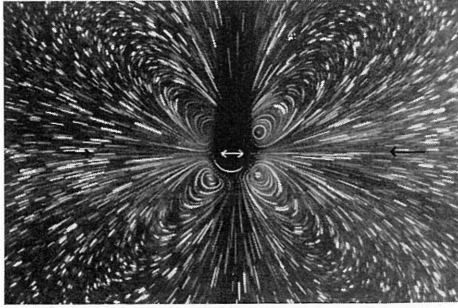
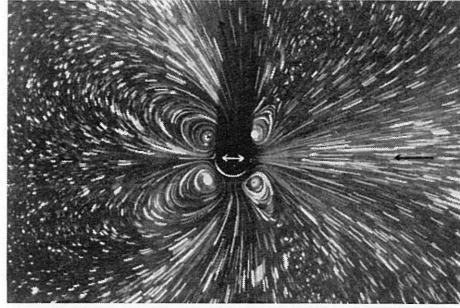
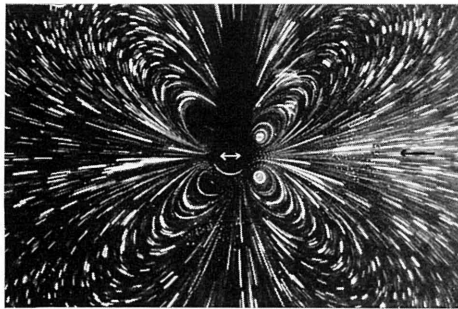
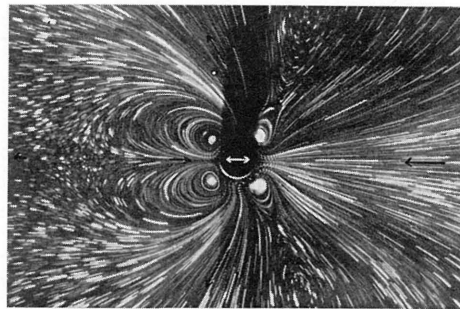
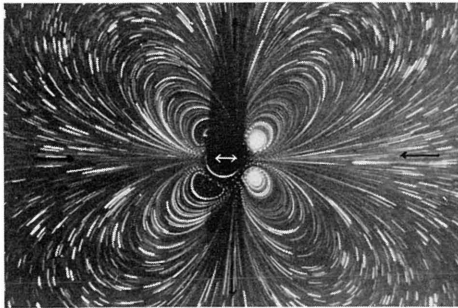
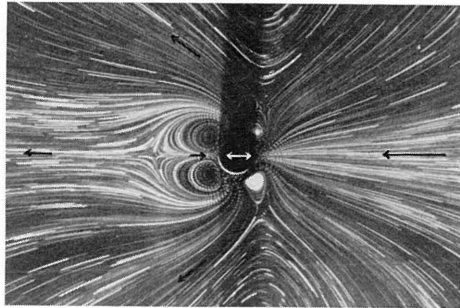
(a)-1. $S=1.54$, $t_e=10s$.(b)-1. $S=1.54$, $t_e=10s$.(a)-2. $S=3.23$, $t_e=10s$.(b)-2. $S=3.23$, $t_e=10s$.(a)-3. $S=6.57$, $t_e=10s$.(b)-3. $S=6.57$, $t_e=10s$.

図 6 振動円柱による二次流れ
 $d=0.604\text{cm}$, $f=10.0\text{Hz}$, $\nu=0.415\text{cm}^2/\text{s}$,
 $D=55.2$, (a) 正弦振動, $\tau=1.0$, (b) 非
 対称振動, $\tau=2.6$.

図 7 は, $D=159$ の場合である. この場合も, 図 5 の $\tau=1.1$ の場合に比べて, 非対称の効果はより明瞭に現れる. 正弦振動の流れ模様と比べて, 非対称振動によって, 内部循環流も少し変形しているけれども, 大きな変化は, 外部循環流に見られる. この場合, 図 6 の場合と異なり, 正の x 軸上で流れの逆転が起こり, 一方, 負の x 軸上の流速が, 正弦振動の場合より, はるかに大きくなっている. 図 7 (b)-3 の流れ模様は, Miyagi 等⁷⁾ が理論的に求めた流線模様と定性的によく似ている.

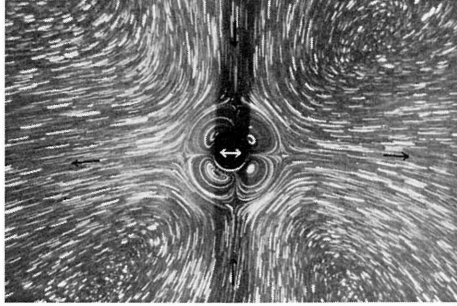
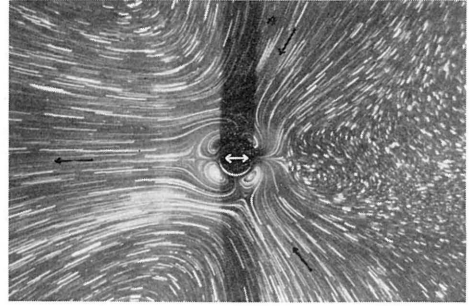
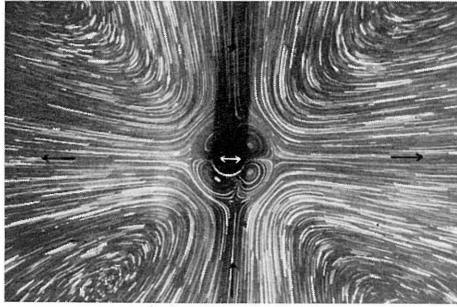
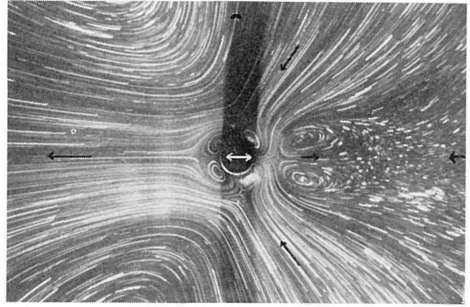
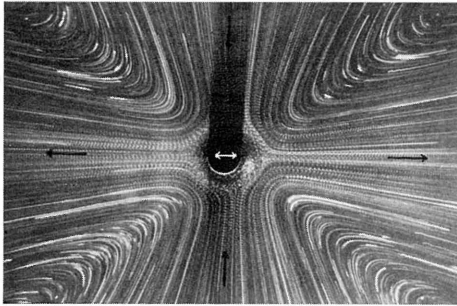
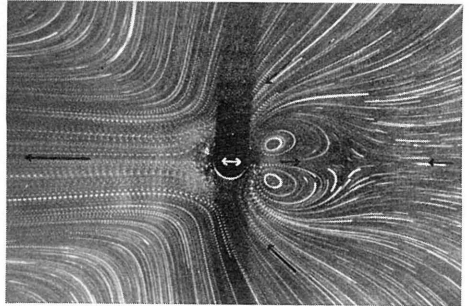
(a)-1. $S=4.99$, $t_e=20s$.(b)-1. $S=4.90$, $t_e=20s$.(a)-2. $S=8.55$, $t_e=20s$.(b)-2. $S=8.55$, $t_e=20s$.(a)-3. $S=30.4$, $t_e=10s$.(b)-3. $S=30.4$, $t_e=10s$.

図 7 振動円柱による二次流れ
 $d=0.604cm$, $f=10.0Hz$, $\nu=0.144cm^2/s$,
 $D=159$, (a) 正弦振動, $\tau=1.1$, (b) 非
 対称振動, $\tau=2.6$.

図8は, $D=417$ で, 内部循環流の層が非常に薄く, 流れ場のほとんどを外部循環流が占めている場合の例である。この場合, 大きな S の値でも, 正の x 軸上での流れの逆転は起きていないが, しかし, x の負の方向へ向かう流れがより強められていることがわかる。

以上示した流れ写真からわかるように, 非対称振動によって, x 軸に沿って, 正の方向へ向かう流れは弱められ, 負の方向へ向かう流れは強められている。つまり, D の値によらず, 非対称振動によっ

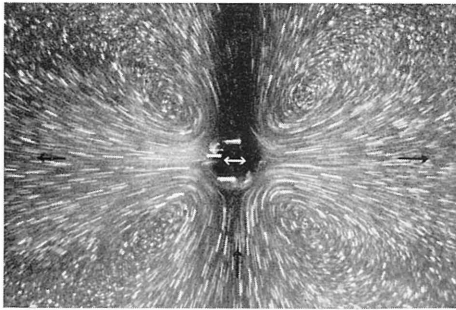
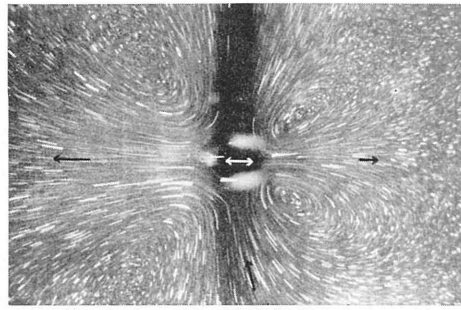
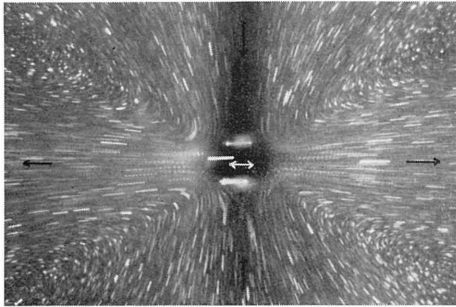
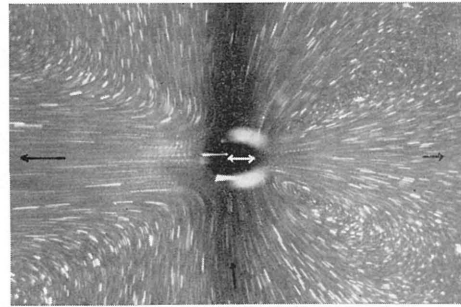
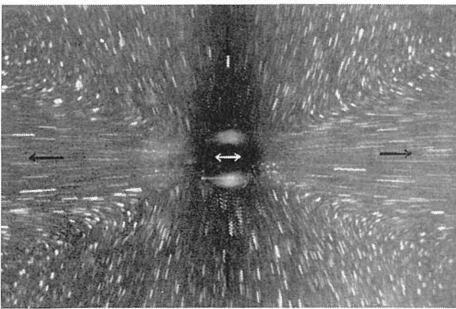
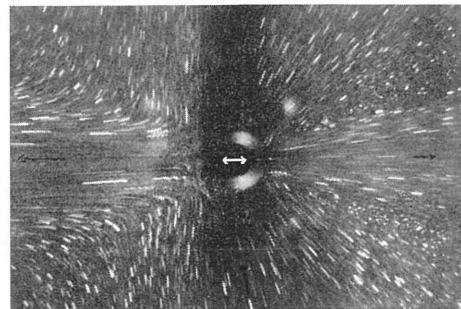
(a)-1. $S=11.2$, $t_e=3s$.(b)-1. $S=11.9$, $t_e=3s$.(a)-2. $S=38.8$, $t_e=1s$.(b)-2. $S=39.7$, $t_e=1s$.(a)-3. $S=68.5$, $t_e=0.5s$.(b)-3. $S=68.5$, $t_e=0.5s$.

図 8 振動円柱による二次流れ
 $d=0.807\text{cm}$, $f=10.0\text{Hz}$, $\nu=0.098\text{cm}^2/\text{s}$,
 $D=417$, (a) 正弦振動, $\tau=1.0$, (b) 非
 対称振動, $\tau=2.6$.

て、常に、 x の負の方向への一方向の流れの成分が誘起されていることがわかる。そして、その強さは、 τ の値に依存している。

次に、非対称振動による二次流れの特性を定量的に詳しく調べる。まず、初めに、 x 軸（振動軸）上の流速について、正弦振動の場合の流速との相関関係を検討する。速度の計測は、 $\tau=2.6$ の場合の流れについて行い、測定点は、 x 軸上の $x=\pm 3d$, $x=\pm d$ の4点である。流速の値は、いろいろな S

の値で撮影した写真上のガラス粒子の軌跡長から求めた．図 9.1(a), 9.2(a), 10.1(a), 10.2(a) に, $D=19.5$ および 327 の場合について計測した流速の無次元量が S に対してプロットされている．ここで, u は, 正弦振動の場合の正の x 軸上の値であり, u_1, u_2 は, それぞれ, 非対称振動の場合の正の x 軸上の流速および負の x 軸上の流速である．図 9.1, 9.2 において, u と u_1 は常に負の値を持っているが, u_2 の正負は図中に示した様に変化し, $|u_1| > |u| > |u_2|$ である．一方, 図 10.1, 10.2 においては, u と u_1 は正の値, u_2 は負の値をとり, $|u_2| > |u| > |u_1|$ である．このように, $|u|$ の値は, $|u_1|, |u_2|$ の中間に位置している．このことは, 非対称振動によって, x 軸に沿った負の速度が卓越していることを意味している．円柱から流体に供給される全運動量は, ωs が等しければ, 振動波形によらず一定のはずである．非対称振動によって, この運動量の供給の方向に非対称性が現われるわけであり, その変化の程度は, x 軸に沿って円柱から等距離の点では, 等しいであろうと考えられる．そこで, この変化の程度を調べるために, 非対称振動の速度場を基本的な成分 u' と付加的な速度成分 u_+ とに分解する．つまり, $u_1 = u' + u_+, u_2 = -u' + u_+$ という分解を考える．図 9.1(b), 9.2(b), 10.1(b), 10.2(b) に, 各場合の $|u'|, |u_+|$ の無次元量が示されている．これらのグラフには, $|u|$ の値も同時に示されている．一見して, u' の値は, 全ての S の値について, u と極めてよく一致しているのがわかる．一方, $|u_+|$ の値は, S の増大とともに, 直線的に増大しており, 常に負の値をとる．同様な速度の計測とその分解とを多くの D の値についても行った．図 11.1, 11.2 は, それぞれ $x = \pm 3d, x = \pm 5d$ においてのものであり, 広い範囲の D について, u と u' とがよく一致していることがわかる．それゆえ, $u = u'$ と見なせる．つまり, $u_1 = u + u_+,$ および $u_2 = -u + u_+$ という関係が成立していることが判明した．一方, 多くの D についての $|u_+|$ の値を図 12.1, 12.2 に示す．これらの図から, $|u_+|$ は S の増大とともに増大するが, D の値には依存しないことがわかる．

以上は, x 軸上の速度についてのものであったが, その結果および写真で示した流線模様とを合わせ考えると, 非対称振動による二次流れの場合全体も, 正弦振動による循環流の流れ場と付加的な流れ場との合成されたものであろうことが予想される．流れ場の広い範囲にわたって, この様子を調べるために, 図 6 および図 7 に示した円柱まわりの流れ場の速度成分の分析を行った．図 13(a), (b) は, それぞれ, 図 6(a)-3, (b)-3 の速度場を示している．ここで, 各点での速度ベクトルおよびその x, y 成分の大きさは, 任意の単位で直線および点線の長さで表わし, 流れの方向は矢印で示している．図 13(c) は図 13(b) の非対称振動による速度場から, 図 13(a) の正弦振動の場合の対応する各点の速度を差し引いたものであって, 非対称振動による付加速度ベクトルの分布を示している．この図は, $D < 100$ の場合であって, 境界層の厚さも厚く, 非線型効果の強く効いている領域であって, 付加される定常流の場は複雑なものとなっているが, 図 13(c) を見ると, 円柱の位置に, あたかもストークスレットが存在するような流れ場であることがわかる．

図 14(a), (b) は, それぞれ図 7(a)-3, (b)-3 の速度場を示している．図 14(c) は, 図 13(a), (b) の速度場の差である．図 14(c) は, 一見して, 振動軸に沿った負の速度場であることがわかる．つまり, $D > 100$ では, 非対称振動によって, 基本的な循環流が, 振動軸に平行な一方向の流れで変形させられていることがわかる．この付加的な速度成分は, x 軸の近傍で大きい値をとり, x 軸から遠ざ

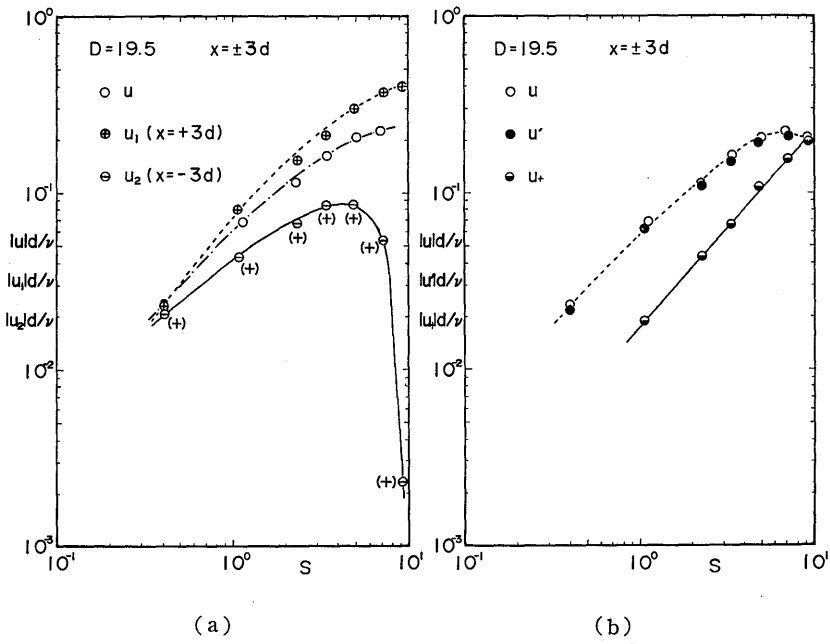


図 9.1 $D=19.5$ の場合の x 軸上 $x=\pm 3d$ での速度
(a) u , u_1 , u_2 の値 (b) u , u' , u_+ の値

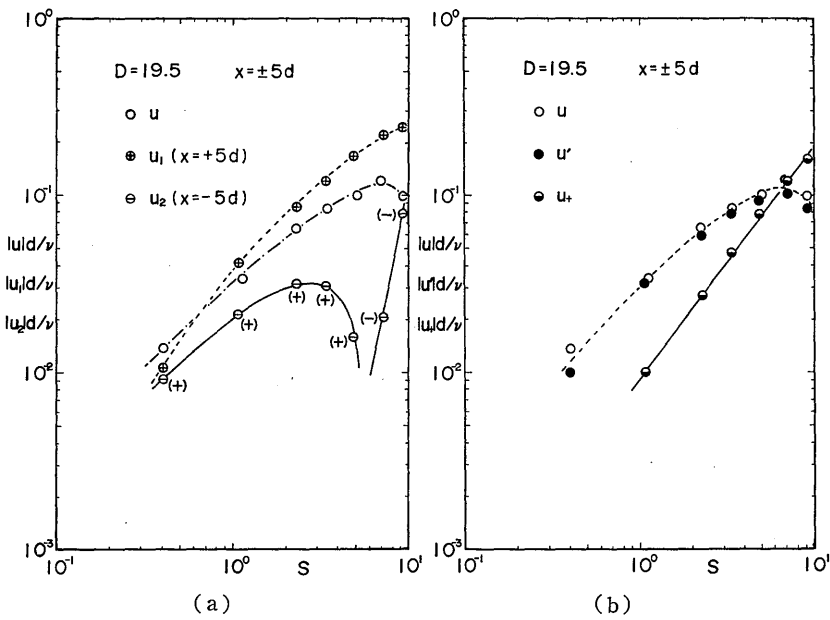


図 9.2 $D=19.5$ の場合の x 軸上 $x=\pm 5d$ での速度
(a) u , u_1 , u_2 の値 (b) u , u' , u_+ の値

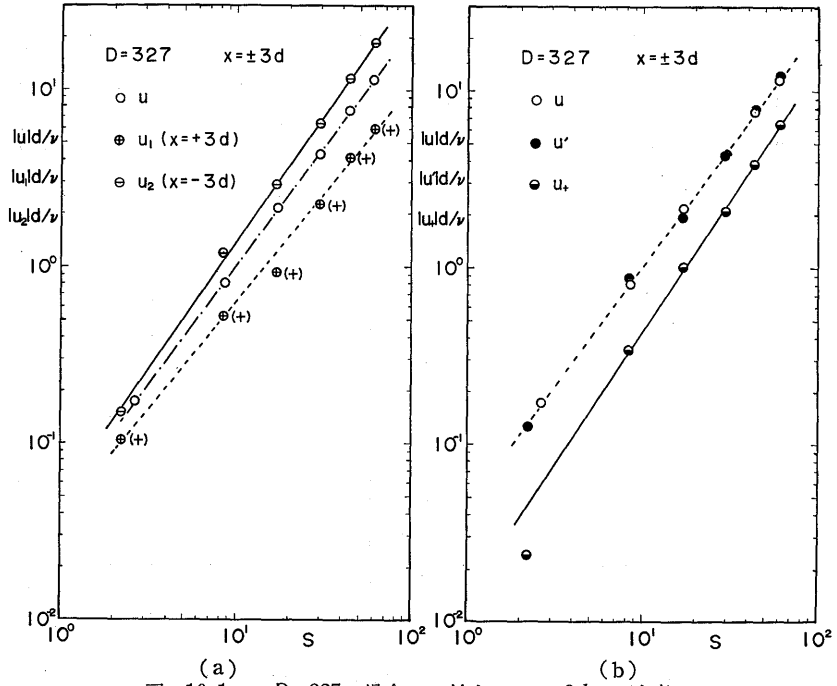


図 10.1 $D=327$ の場合の x 軸上 $x=\pm 3d$ での速度
(a) u , u_1 , u_2 の値 (b) u , u' , u_+ の値

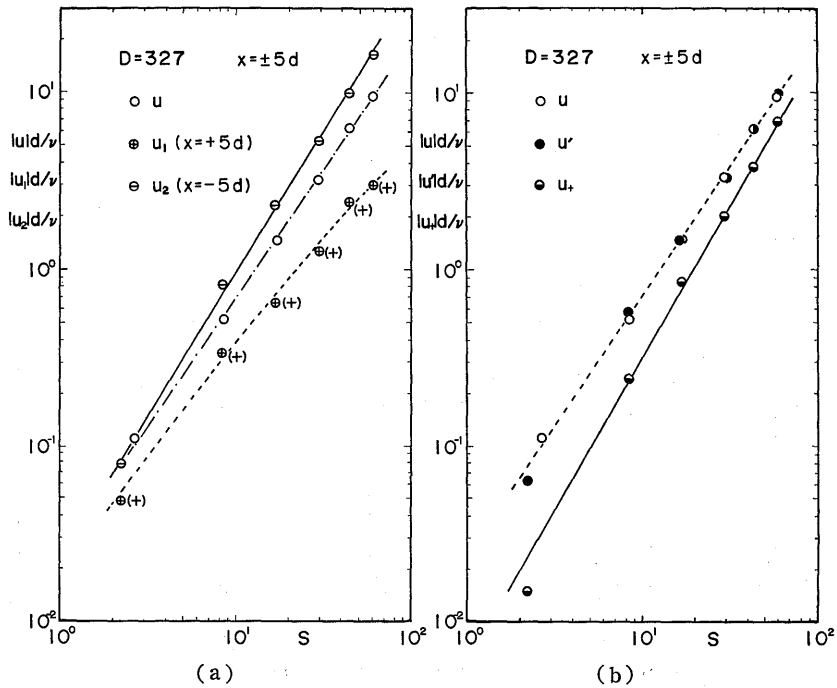


図 10.2 $D=327$ の場合の x 軸上 $x=\pm 5d$ での速度
(a) u , u_1 , u_2 の値 (b) u , u' , u_+ の値

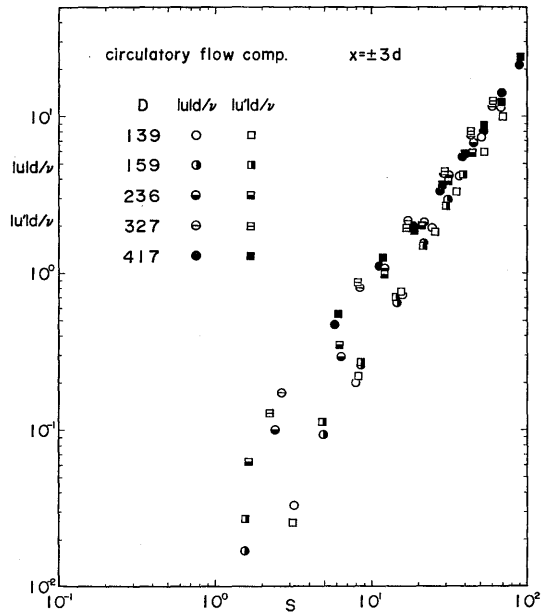


図 11.1 $x=\pm 3d$ における $|u|d/\nu$ と $|u'|d/\nu$

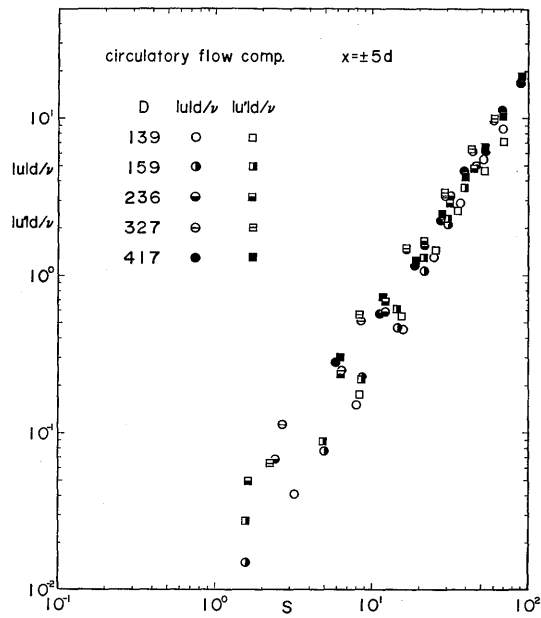
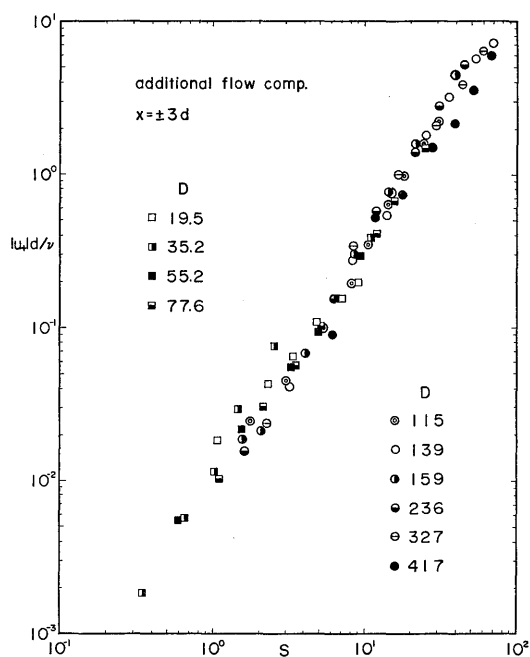
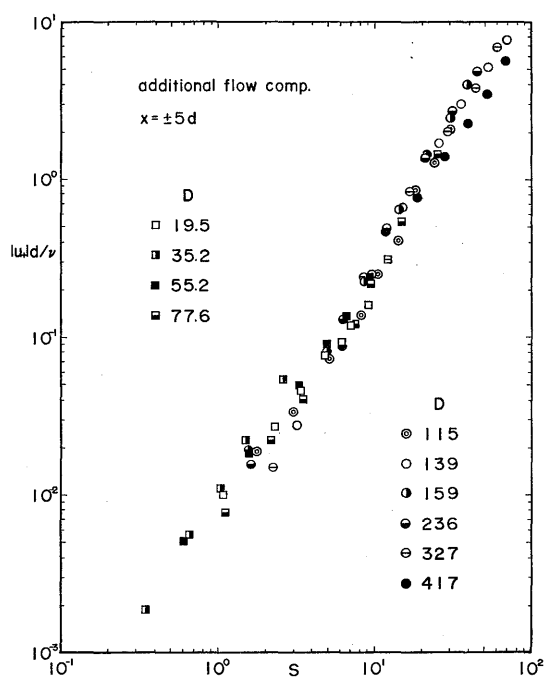
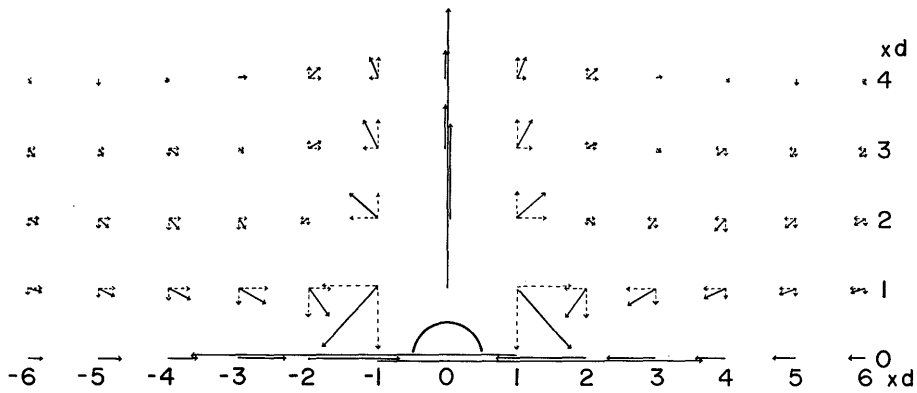
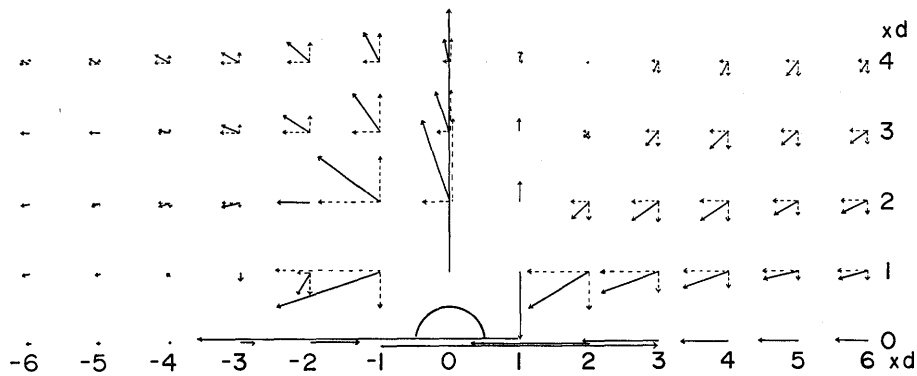


図 11.2 $x=\pm 5d$ における $|u|d/\nu$ と $|u'|d/\nu$

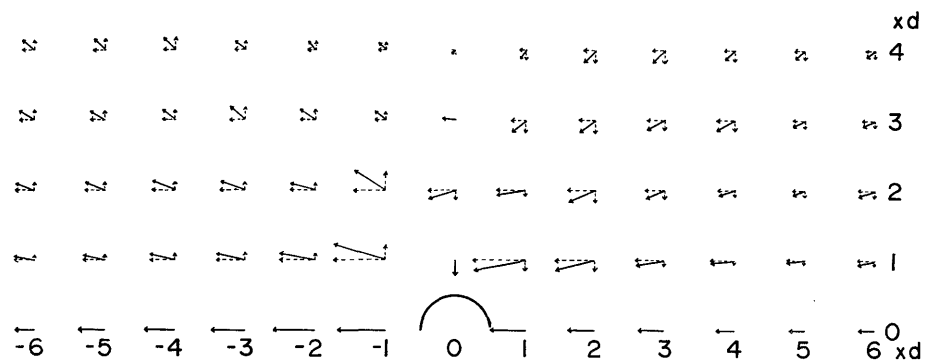
図 12.1 $x = \pm 3d$ における $|u_+|d/\nu$ と S との関係図 12.2 $x = \pm 5d$ における $|u_+|d/\nu$ と S との関係



(a) 図6(a)-3の速度場, 正弦振動

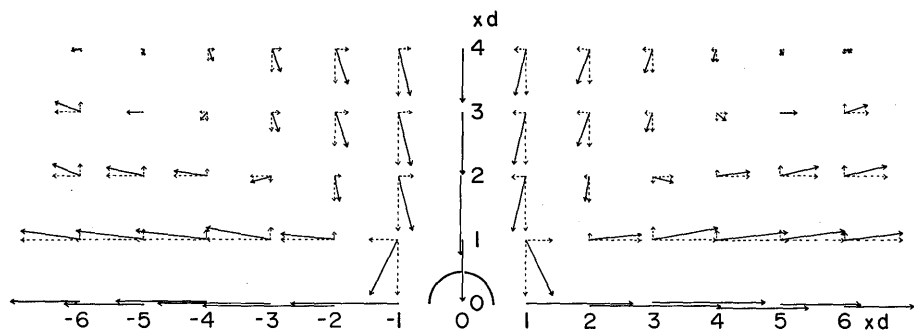


(b) 図6(b)-3の速度場, 非対称振動

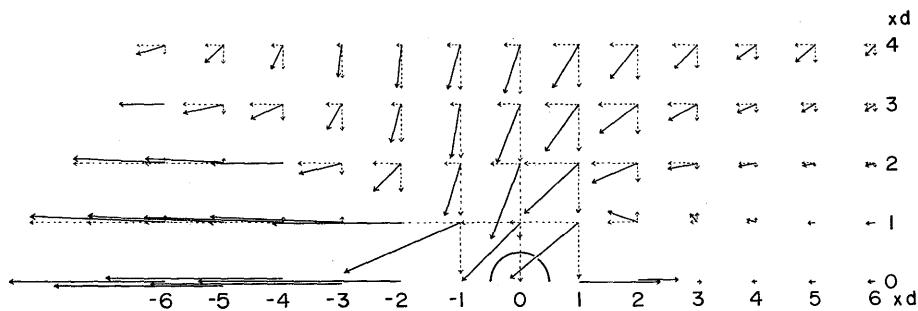


(c) (a), (b)の速度場のあいだの各点における速度差

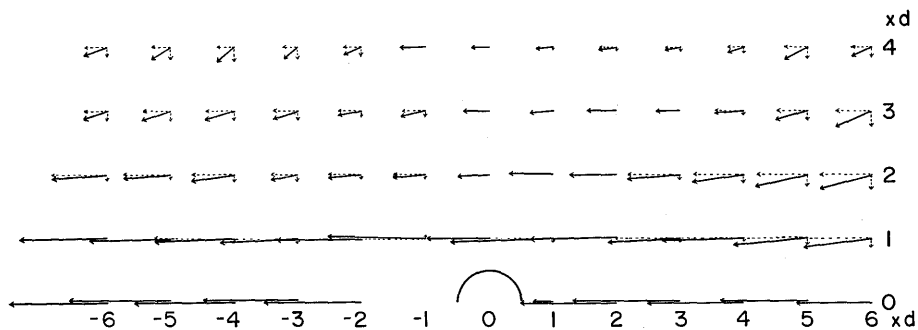
図 13 $D=55.2$ の円柱まわりの速度場



(a) 図7(a)-3の速度場, 正弦振動



(b) 図7(b)-3の速度場, 非対称振動



(c) (a), (b) の速度場のあいだの各点における速度差

図 14 $D=159$ での円柱まわりの速度場

かるにつれて小さくなっている。ところで、図14(c)で示した流れ場のすみの方に、小さな y 成分の速度が現れているが、これは、恐らく、実験に使用した流体の容器の壁の効果であろう。

なお、 x 軸上で、 $|u_+|$ が $|u_-|$ より大きくなると流れ方向の逆転が起こる。この流れの逆転は、 $D < 100$ では、 x の負の側で起こり、流れの岐点において、 $u_2=0$ である。 $D > 100$ では、 x の正の側に流速0の点が現れ、そこで、 $u_1=0$ である。図15に、 $u_1=0$ または、 $u_2=0$ の点が x 軸上に現れる時の S と D の間の関係を示す。 $D > 100$ の場合、 D の値が大きい程、流れの逆転が起こるには、大きな振

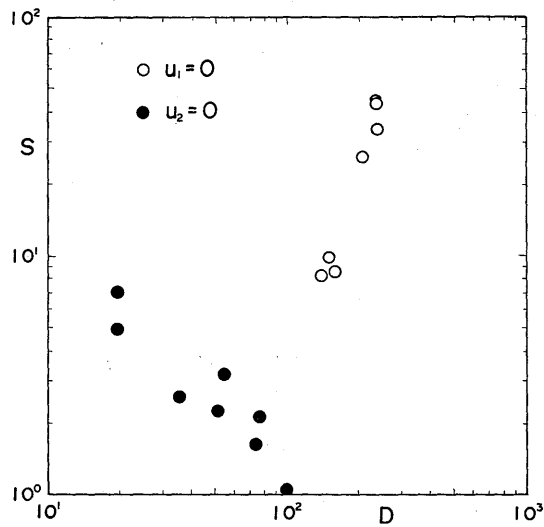


図 15 x 軸上で流れの逆転が起る点での S と D との関係

幅が必要ながわかる。図 8 の流れ写真は、こうした逆転点にまだ到達していない流れを示している。

4. 結 論

円柱が、静止流体中で非対称な振動を行う場合、誘起される二次流れの場は、正弦的振動に基づく基本的な循環流成分と付加的な流れ成分との合成されたものである。付加的定常流は、振動運動の非対称性が大きい程強い。 $D < 100$ の場合、付加的定常流は、あたかも、円柱の位置に、ストークスレットがある場合の流れ場によく似たものである。一方、 $D > 100$ の場合、付加的定常流は、大体、振動軸に平行な一方向の流れ場である。さらに、どの場合にも、付加的定常流の向きは、円柱が早く移動する方向を向いており、その振動軸上の大きさは、 S の増大とともに大きくなるが、 D の値には依存しない。流れの逆転は、 $D < 100$ の場合、 x 軸の負の側で起こり、 $D > 100$ の場合、 x 軸の正の側で起こる。

謝 辞

この研究について、有益な御討論、御批判をいただいた種子田定俊教授に厚くお礼申し上げます。また、実験装置作製において御助力いただいた石井幸治氏に深く感謝いたします。本研究は、文部省科学研究費の援助によって行われたものである。

参考文献

- 1) Carrière, Z.: *Analyse ultramicroscopique des vibrations aeriennes*, J. Phys. et radium, **10**, 1929, p.198.
- 2) Andrade, E.N. da C.: *On the circulations caused by the vibration of air in a tube*, Proc. Roy. Soc. L., A **134**, 1931, p.445.
- 3) Schlichting, H.: *Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen*, Phys. Z., **33**, 1932, p.327.
- 4) Holtmark, J., Johnsen, I., Sikkeland, T. and Skavlem, S.: *Boundary layer flow near a cylindrical obstacle in an oscillating, incompressible fluid*, J. Acoust. Soc. Am., **26**, 1954, p.26.
- 5) Raney, W.P., Corelli, J.C. and Westervelt, P.J.: *Acoustical streaming in the vicinity of a cylinder*, J. Acoust. Soc. Am., **26**, 1954, p.1006.
- 6) Tatsuno, M.: *Circulatory streaming around an oscillating circular cylinder at low Reynolds numbers*, J. Phys. Soc. Jpn, **35**, 1973, p.915.
- 7) Miyagi, T. and Nakahashi, K.: *Secondary flow induced by an unharmonically oscillating circular cylinder*, J. Phys. Soc. Jpn, **39**, 1975, p.519.
- 8) Tatsuno, M.: *Secondary flow induced by a circular cylinder performing unharmonic oscillations*, J. Phye. Soc. Jpn, **50**, 1981. p.330.

(昭和56年5月29日 受理)