一様せん断流中にある球からの渦放出*

(中間レイノルズ数領域)

坂本 弘 志^{*1}, 羽二生 博 之^{*1}
小畑 芳 弘^{*2}, 榊 原 雅 之^{*3}

Vortex Shedding from Spheres in a Uniform Shear Flow (On the Region of Moderate-Reynolds Number)

Hiroshi SAKAMOTO, Hiroyuki HANIU,
Yoshihiro OBATA and Masayuki SAKAKIBARA

The vortex shedding frequency and the wake structure of a sphere in a uniform shear flow were experimentally investigated. The Reynolds number Re , which was defined in terms of the sphere diameter and approaching velocity at its centre, ranged from 200 to 3000. The shear parameter, which was the transverse velocity gradient of the shear flow nondimensionalized by the above two quantities, was varied from 0 to 0.25. The critical Reynolds number beyond which vortex shedding from the sphere occurred was found to be lower than that for a uniform flow and decreased approximately linearly with increasing the shear parameter. Also, the Strouhal number St of the loop-shaped vortex which was discharged from the high-velocity side became larger than that for the uniform flow and increased as the shear parameter increased. Moreover, the formation and structure of the sphere wakes corresponding to each range of Reynolds number, which was classified into three regions, were examined on the basis of successive photographic evidence. It was found that the wake configuration did not differ substantially from that for a uniform flow.

Key Words: Sphere, Uniform Shear Flow, Vortex Shedding Frequency, Hot-Film Technique, Flow Visualization, Configuration of Wakes

1. 緒 論

三次元物体として最も基本的な形状を有する球の後方に形成される渦に関しては、これまで渦の生成機構、形状、放出周波数さらには後方での性状等について多くの研究が行われてきている。その中で渦放出周波数に限定してもかなりの報告がある^{(1)~(8)}。特に Kim-Durbin⁽⁷⁾ならびに Sakamoto-Haniu⁽⁸⁾は、球のストローハル数を広範囲なレイノルズ数に関して詳細に調べ、レイノルズ数が約 800 を超えると後流の周期的変動に基づく Low モードと球表面からの離せん断層の周期的変動による High モードとの二つのストローハル数が存在することを明らかにしている。また Achenbach⁽⁴⁾ならびに Taneda⁽⁶⁾は、周期的な渦放出はレイノルズ数が 3×10^5 いわゆる臨界レイノルズ数まで行われることを明らかにしている。しかしながら、これまでの研究は球への近寄り流れが一様流として取扱ったものが大部分であり、主流と直角方向に速度こう配を有するせん断流中にある球に関しては、それに

作用する抗力および揚力についてのいくつかの報告が行われているだけで、放出される渦に関するものは著者らの知る限りではない。またせん断流中にある球の流体力に関しても、レイノルズ数が 300 以下のものが大部分であり^{(9)~(12)}、球から周期的な渦放出が開始するレイノルズ数が 300 を超える領域におけるものはほとんどない。

せん断流中にある球からの渦放出は、流体力学的に極めて興味のある問題であるが、また工学的にも、たとえば壁面近傍を通過する気泡等の挙動、境界層内の固体粒子の運動や拡散、輸送管の固体粒子の運動と付加圧力損失の予測、さらには地表面に発生する吹雪の生成機構と雪粒子の運動などを解析するうえで重要な基礎資料を与えるものである。

本研究は、速度こう配を有する流れとして最も単純な一様せん断流を採用し、その中に設置した球の後方に形成される渦に関して実験的研究を行ったものである。具体的には、レイノルズ数が 3000 までの範囲に関して、一様せん断流の速度こう配を無次元化したシアパラメータを種々変化させた場合における球後方の渦の放出周波数を詳細に調べ、あわせて一様流中にある球からのそれとの比較検討を行ったものである。また、球後方の渦形成領域および放出された渦の断面の可視

* 原稿受付 平成 4 年 9 月 21 日。

^{*1} 正員、北見工業大学 (〒090 北見市公園町 165)。

^{*2} 北見工業大学。

^{*3} トピー工業(株) (〒102 東京都千代田区四番町 5-9)。

化観測を行い、一様せん断流中にある球の渦生成機構を明らかにしたものである。

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置 実験に当たっては、図1に示す幅29 cm、水位30 cm、長さ1 mの試験部を有する還流式開水路を用いた。試験部の両側壁は、流れの可視化観測を可能にするために厚さ5 mmのガラス板でできている。上流側タンクにはウレタンと金網で構成された整流装置を設け、かつ縮流部を三次元絞りとし、試験部へ流入する流れの一様性と整流化を図った。試験部内の流速は還流パイプに設けたバルブの開度を調節することによって行った。一様せん断流は適切な形状に成形されたポリエチレン製のハニカムブロック(セルサイズ4 mm)を試験部入口付近に設置することによって生成した。本試験においては5種類のハニカムブロックを作製し、一様せん断流の速度こう配 G を $0.04 \sim 0.55 \text{ S}^{-1}$ の範囲で種々変化させた。

供試物体である球は、ベアリングのボールを使用し、直径 d を $3 \sim 45 \text{ mm}$ の範囲で34種類のものを用いた。球は放電加工によって設けた細い穴に直径 $0.1 \sim 0.3 \text{ mm}$ のニクロム線を通して、水路試験部の上下方向から支持した。また供試物体としての球は、ハニカムブロックの下流面から100 mm下流、水深(z 方向)の中間位置すなわち水面から150 mm、そして水路幅(y 方向)の中間位置すなわち側壁から145 mmに設置した。

2.2 実験方法 レイノルズ数の変化は、球の直径 d ($=3 \sim 45 \text{ mm}$)、水温を変化させることによる水の動粘性係数 ν ($=1.146 \sim 0.602 \text{ mm}^2/\text{s}$) および球中心への近寄り流れの速度 U ($=0.8 \sim 10.3 \text{ cm/s}$) をそれぞれ変化させることによって行った。この場合、速度ならびに動粘性係数の変化によって、せん断流の速度こ

う配が変わるために各ハニカムブロックに関して、それらの変化に対するせん断流の速度こう配 G をそれぞれ求めた。せん断流の速度分布は、直径 $10 \text{ }\mu\text{m}$ のタングステン線から発生する水素気泡のタイムラインをビデオカメラで撮影し、その結果をビデオデッキのコマ送りを利用してコンピュータに取り込み、画像処理することによって算出した。

球からの渦放出周波数は、石英コーティングされた直径 $51 \text{ }\mu\text{m}$ の白金ホットフィルムプローブを球から直径の3~4倍下流の位置に設置し、それによって検出された変動速度をスペクトル解析することによって求めた。また球後方に形成される渦の可視化は、ウラン色素を球の上流側から注入することによって行った(流脈線の観測)。なお、本実験で使用した座標系は図1および図2に示すように、球の中心位置を原点とし、流れ方向を x 、水深方向を z 、そして水路の幅方向を y とした。また本実験においては、球中心への近寄り速度 U 、球の直径 d および動粘性係数 ν に基づくレイノルズ数 $Re(=Ud/\nu)$ は $200 \sim 3\,000$ の中間レイ

図2 座標系および記号の定義

図1 実験用水路概略

図3 せん断流の速度分布(第1次近似)

ノルズ数の範囲にある。

2・3 一様せん断流の生成 一様せん断流は、二次元曲面を有するハニカムブロックによって生成した。曲面形状は Kotansky⁽¹³⁾ が提案した一様せん断流の生成方法を基本として決定した。具体的には、流速の相違はハニカムの長さ $L(y)$ を通過する流れの圧力損失に基づくものとして、以下に示すハニカムブロックの曲面形状を与える算定式を求めて行った。

$$L(y) = \{ \alpha / (Gy + U)^2 \} - \beta \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

ここで G は速度こう配、 U は球中心への近寄り流れの流速、 α および β は G 、 U および水路試験部幅 (y 方向の幅) によって決定される定数である。したがって、式 (1) に任意の y を代入することによって、それに対応するハニカムの長さ $L(y)$ が求められ、第一次近似のハニカムブロック形状が決定される。このようにして得られた第一次近似のハニカムブロックによる速度分布の一例を図 3 に示してある。図 3 から明らかなように第一次近似のハニカムブロックでは速度こう配 G が一定となる速度分布は得られていない。次に図 3 に示す結果に基づいて各 y の位置における速度 $u(y)$ とハニカムの長さ $L(y)$ との関係を求め、それに基づいて第二次近似のハニカムブロック形状を決定した。同様の手法を 2~3 回繰返すことによって、速度こう配が一定となるせん断流を与えるハニカムブロック形状を最終的に決定することができた。

3. 結果および考察

3・1 一様せん断流の特性 本実験においては 5 個のハニカムブロックを採用し、それぞれに対して球中心への近寄り速度 U および動粘性係数 ν (水温を 15~45°C の範囲で変えた) を変化させ、速度こう配 G が 0.04~0.55 S⁻¹ の範囲にある種々の一様せん断流

を生成した。図 4 (a), (b) に本実験で用いた一様せん断流の速度分布の一例を示してある。図 4 中の実線は測定データに最小二乗法を適用して得られた最適直線を示したものである。まず図 4 (a) に示すように水路幅方向 (y 方向) の $y = \pm 100$ mm の領域で、最適直線から $\pm 3\%$ (鎖線で示してある) の誤差範囲の良好な一様せん断流が生成されていることがわかる。また水深方向 (z 方向) の二次元性は $z = \pm 100$ mm の領域で良好であることがわかる。さらに図 4 (b) に示すように流れ方向 (x 方向) の各位置 ($x = 300$ mm まで測定) のいずれにおいても、良好な一様せん断流が保持されている。なおストローハル数、シアパラメータおよびレイノルズ数の算出に当たって用いた U および G は最適直線に基づいて決定したが、図 4 に示すように測定値のばらつきのために、レイノルズ数 $Re (= Ud/\nu)$ およびシアパラメータ $K (= Gd/U)$ には数% の誤差が含まれていると考えられる。

3・2 渦の放出機構 一様せん断流中にある球から放出される渦の生成機構の解明に当たっては、規則的な渦放出が行われるいわゆる規則モードの渦を取りあげて、それを可視化観測することによって行った。図 5 および図 6 は、可視化観測結果ならびにそれに基づいて作成された模式図をそれぞれ示したものである。図 5 中の (a)~(e) は、1 個の渦が放出される時間 T をほぼ 5 等分し、それぞれの時間における渦の全体形状 [図 5 に示すものは水路上面 (z 方向) からの観測結果、図 6 に示すものは x 軸上の断面図] ならびに垂直断面 (y - z 面) A-A', B-B' および C-C' における形状を示したものである。なお各断面における観測結果は、スリット光源によって照射された断面映像を球後方の位置に、流れに対して 45° に設置したミラーによって捕らえ、それをカメラ撮影したものである。A-A' は球背面のごく近傍の渦形成領域内 (はく離せん断層が筒状に巻き込んでくる領域) の断面、B-B' は渦形成領域端部付近の断面、そして C-C' は渦形成領域からいくぶん後方の断面としてある。

まず渦の全体形状ならびに A-A' 断面の観測結果に基づいて、その生成機構を考察する。渦の全体形状の観測結果から明らかなように、ループ状の渦が放出された直後での球からはく離れたせん断層は、図 6 の模式図 (a), (b) に示すように筒状の形状をもって背面に巻き込み始める。この場合、高速側のはく離せん断層の巻き込み強さが低速側のそれよりも大きいために、高速側における渦の成長が早い。その結果高速側に発生した渦は、周囲の筒状に巻き込んでくるせん断層からの渦度さらには低速側に発生した渦をも取り込む形

図 4 一様せん断流の速度分布の例

で成長する[図 6(c), (d)]. そして成長した渦は, 図 6(e)に示すように高速側のはく離せん断層に生じたくぼみによって切断され, ループ状の渦となって放出される. このような筒状に巻き込むはく離せん断層によって生成される渦は, A-A' 断面の可視化観測によっても明確に認められる. すなわち図 5 に示す A-A' 断面の可視化観測結果から明らかなように, 球からはく離れたせん断層は筒状に巻き込み始め, 時間の経過とともに高速側のせん断層の巻き込みがしだいに大きくなり, ループ状の渦に成長していくことがわかる. また低速側でのせん断層は左右から対称に巻き込み, すでに放出されたループ状の渦の根本となる 2 本の渦管を高速側に押し上げながら, それ自身は高速側の渦に取り込まれていくことがわかる.

次に B-B' は高速側に発生する渦の断面を観測したものである. 断面上方に現れた渦は(図 6 中 c), 時間の経過とともに球の円周に沿ってしだいに成長していくことがわかる [図 6 中(d), (e)]. このような高速側に形成された渦は, 低速側から巻き込んできたせん断

層とともに左右対称に 2 本の渦管を形成し, ループ状の渦に成長する. また図 6 中にはすでに放出されたループ状の渦の渦管が明りょうに認められ, 時間経過とともにしだいに渦管は細くなることがわかる. さらに C-C' は放出されたループ状の渦の渦管の断面を観測したものであるが, B-B' 断面の観測結果と同じく 2 本の渦管の大きさの変化が明りょうに認められる. 以上述べた渦生成機構は規則モードの渦に基づいて明らかにしたものであるが, レイノルズ数が大きくなると不規則モードの渦となり, その形状は不明りょうとなる. レイノルズ数が大きい場合の乱流化する渦の生成機構ならびに形状は現在のところ定かではない. ただ Perry ら⁽¹⁴⁾ は軸対称な円体の乱流後流を測定し, その構造は, 低レイノルズ数の場合におけるループ状の渦と同じであることを明らかにしている. したがって, 球の場合の乱流化した渦の構造も本質的にはループ状の形状を有し, かつその生成機構もまた規則モードの渦と同一であるものと考えられる. また, 一様流中にある球から放出される渦の生成機構に関しては著者らはすでに明らかにしているが, その生成機構ならびに形状は一様せん断流の場合とまったく同一である. ただループ状の渦の放出位置は, 一様流においては固定されないが一様せん断流の場合にはつねに高速側に固定される. 一様せん断流においては, 速度こう配の存在によって高速側から渦形成領域内に流入してくる渦度が最も大きいために, その位置に発生した渦は周辺ならびに低速側に生じた渦を取り込む形で成長し, つねに高速側から放出される.

3・3 球の渦放出周波数 一様せん断流中にある球から放出されるループ状の渦の周波数 f に基づくストローハル数 $St(=fd/U)$ は, レイノルズ数 $Re(=Ud/\nu)$ およびシアパラメータ $K(=Gd/U)$ の二つの無

図 5 放出された渦の可視化観測

図 6 可視化観測に基づいて作成した模式図

図 7 St と K および Re との関係曲線

次元量によって支配される。

$$St = \phi(Re, K) \dots\dots\dots (2)$$

ここでシアパラメータ K を一定に保持し、レイノルズ数 Re の変化に対するストローハル数 St を求めようとする、速度こう配 G が一定の場合であっても d/U の比を一定に保持しなければならず、実験遂行上容易ではない。まして U を変化させると同一のハニカムブロックでは G が変化し、 K を一定に保持することはできなくなる。そこで本実験では U を固定すると（したがって G は一定）、 K および Re はともに球の直径 d に比例して変化することを着目し、球の直径を種々変化させる方法を採用した。このようにして得られた測定結果の一例を図 7 に示してある。これにより、ある一定の K に対する St および Re の値を内そう法によって求めることができる。したがって、このような曲線を十分な数だけ求めておけば、 K を一定に保持したときの $Re-St$ 線図を定めることができることとなる。

図 8 はこのような方法で求めた St と Re との関係

ある。図 8 中には一様流に対する結果も合せて示してある。シアパラメータ K が小さい場合 ($K=0.05$) には、 St は一様流の場合とあまり差異はないが、 K が大きくなると両者の差異は顕著になることがわかる。著者らはすでに広範囲のレイノルズ数における一様流にある球のストローハル数を調べ、 Re 数による St の領域区分を行ってある⁽⁸⁾。その中で本実験で行った $Re=$

(c) $K=0.15$

(a) $K=0.05$

(d) $K=0.20$

(b) $K=0.10$

(e) $K=0.25$

図 8 一様せん断流中にある球のストローハル数とレイノルズ数との関係

3 000 までの範囲における St は三つの領域に区分できることを明らかにしている。すなわち、渦の大きさならびに周期が極めて均一となるいわゆる規則モードの渦が放出される $Re=300$ から 420 付近までの範囲を領域Ⅰ、放出される渦が不規則モードとなる $Re=420$ から 800 付近までの範囲を領域Ⅱ、そして不規則モードでかつ High モードと Low モードとの二つのタイプの渦が放出される $Re=800$ から 3 000 付近までの範囲を領域Ⅲとした ($Re=3 000$ を超えるとはく離せん断層が乱流化し、 St が急激に減少する領域Ⅳに移行する)。一様せん断流中にある球についても、図 8 に示すようにストローハル数は本実験で行った $Re=3 000$ までの範囲ではいずれの K についても三つの領域に区分できることがわかる。以下、一様流の場合との比較を含め、各領域におけるストローハル数の変化と放出される渦の性状との関係について述べるものとする。

(1) 領域Ⅰ 図 9 は各領域における球から放出されるループ状の渦の可視化観測結果および球後方の変動速度の波形の測定結果を示したものである。この領域では図 9(a) に示すように、渦放出に基づく後流の速度変動波形が極めて均一となるいわゆるループ状の渦が規則モードで放出されていることがわかる。また一様流の場合の規則モードの渦が発生する領域の上限は $Re=420$ 程度であるが、一様せん断流の場合の上限は K の増加とともに大きくなり、 $K=0.25$ では $Re=520$ 付近まで拡大する。物体背後の渦は、渦形成領域内に流入してくる渦度の集中によって形成される。したがって、渦形成領域内に流入してくる渦度と渦形成に要する渦度とのバランスがつねに保持されている場合には、形成される渦のおおのの大きさが等しいいわゆる規則性を有する渦となって放出される。一様流の場合に $Re=420$ を超えると不規則な渦が放

図 9 各領域における後流パターンと変動速度波形

出される原因の一つとしては、渦の形成位置が不規則に変化し始めるために渦度の拡散を生じ、その結果おのおのの大きさが異なる渦が生成されることによるものと考えられる。一様せん断流の場合には、渦の形成位置がつねに高速側に固定されるために、その不規則な変化による渦度の拡散は生じない。したがって、渦形成領域内に流入してくる渦度と渦形成に要する渦度とのバランスが一様流に比べてより大きなレイノルズ数まで保持され、規則性のある渦の放出が行われるものと考えられる。

(2) 領域Ⅱ 図 9(b) に示す変動速度の波形から明らかなように、ループ状の渦は不規則モードとなって放出される領域であり、領域の上限は K の増大とともに拡大する。たとえば $K=0.25$ においては、領域Ⅲに移行する遷移領域を含めると一様流の場合の $Re=800$ に比べ、 $Re=1 400$ 付近まで拡大する。またストローハル数は一様流の場合に比べて大きく、かつ K が大きくなるにしたがって増大する。この領域における一様流の場合には、渦の放出方向は不規則に変化し、かつ放出された渦は左右に揺動する。しかし一様せん断流では図 9(b) に示す可視化観測結果に見られるように、渦の放出方向は高速側に固定され、かつ放出された渦の左右の揺動もあまり生じない。一般に渦放出は、渦形成領域内へ流入してくる渦度と渦形成に要する渦度とがバランスする形で行われる。したがって、渦形成領域内に供給される渦度が増加すると渦の生成が促進され、放出回数が増大する。せん断流中にある球のストローハル数が一様流の場合に比べて大きくなることは、速度こう配の存在によって高速側から流入してくる渦度が増大することと、渦の形成位置が固定しているためにその不規則な変化に基づく渦度の拡散がないことにより、一様流に比べより短時間で渦が形成されて放出することによるものと考えられる。

(3) 領域Ⅲ この領域における一様流の場合に

図 10 無次元渦周波数 F と Re 数との関係

は、球表面からはく離れた筒状のせん断層に脈動が生じ、それによって発生する小さな渦(いわゆる High モードの渦)が大規模な渦(いわゆる Low モードの渦)に絡み合った状態で放出される。一様せん断流においても同じく、この領域でははく離せん断層に脈動が生じ、High モードの渦が放出し始める(本実験では Low モードの渦によるストローハル数のみを測定)。また一様流の場合には放出された大規模の渦(基本的にはループ形状を有する)は流れ方向の軸を中心にランダムに回転しながら移動するが、一様せん断流の場合には、図 9(c)の可視化観測結果から明らかなように高速側から放出された渦はランダムな回転をすることなく、後方に流出していることがわかる。この領域でもまた K の増大とともにストローハル数は大きくなっている。これはおもに K の増大とともに高速側から渦形成領域内に流入してくるエネルギーが増大することによるものと考えられる。さらに一様流の場合は、 $Re=3000$ 付近を超えはく離せん断層が層流から乱流に移移するために、再び明りょうなスペクトルピークをもつ渦放出が行われる領域Ⅳのパターンに移行する。本実験では $Re=3000$ 付近までの測定しか行っていないために定かではないが、領域Ⅰ、Ⅱの領域の上限のいずれも大きくなることを考えると、同じく K の増大とともに領域Ⅲの上限も拡大するものと推察される。

Roshko⁽¹⁵⁾ は二次元円柱から放出されるカルマン渦の規則モードから不規則モードに移行する領域を明確化するために、 $F=fd^2/\nu$ (d : 円柱の直径)として定義される無次元渦周波数を導入し、放出される渦の性状の相違によって F はそれぞれ異なった直線上に分布するとしている。図 10 は同じく、 $K=0.15$ の場合の球

の無次元渦周波数 $F(=fd^2/\nu)$, d は球の直径)を示したものである。図 10 から明らかなように St で区分した各領域における F は、それぞれ異なった直線上に分布していることがわかる。二次元と三次元物体では渦の形状はまったく異なるが、放出される渦の性状の相違によって特定のレイノルズ数を境界に F はそれぞれ異なった直線上に分布するという両者の共通性は興味のあることである。また、 F に基づく領域区分は St に基づくそれよりも正確である。したがって、上述した St の変化に基づいて区分した各領域は、 F に基づいて区分したそれとよい対応を示すことから、図 8 に示す結果は妥当なものであると判断される。

3・4 渦の放出開始レイノルズ数 一様せん断流中にある二次元円柱から放出されるカルマン渦に関しては、Kiya ら⁽¹⁶⁾ はシアパラメータを変化させて測定を行い、その中で渦放出を開始するレイノルズ数はシアパラメータ K の増加とともに大きくなることを明らかにしている。すなわち一様流では $Re=50$ 付近から開始した渦放出は、 $K=0.2$ では $Re=170$ 、 $K=0.25$ では $Re=220$ 付近から行われるとしている。

図 11 は、一様せん断流中にある球から放出されるループ状の渦の放出開始レイノルズ数とシアパラメー

図 11 渦放出を開始する Re 数

図 12 渦放出を開始する Re 数付近の後流パターン

タ K との関係を示したものである。図 11 から明らかなように、二次元円柱のカルマン渦の場合とは逆に安定したループ状の渦の放出は K の増加とともにより小さなレイノルズ数から開始されることがわかる。二次元円柱の場合においては、渦形成領域内へ巻き込んできた二つのせん断層の相互作用(渦度の集中, 相殺, 渦の切離し)に基づいて生成される循環の大きさが等しい渦の形成と放出が, 高速側と低速側から巻き込んでくるはく離せん断層の強さが異なるために, 一様流に比べ抑制される。しかし球においては, すでに述べたように高速側に形成される渦はその周囲ならびに低速側から流入してくる渦度を取り込む形で成長し, 同じく高速側に発生した次の渦に押し出される形で後方へ放出される。したがって, 高速側に生成した渦は, 速度こう配の存在によって流入してくる渦度が増加するために, その成長は促進し, 一様流に比べより小さなレイノルズ数から放出を開始するものと考えられる。

また Kiya らは, カルマン渦が安定した状態で放出し始めるレイノルズ数の直前では, 流れが正弦波形のうねりとなるいわゆる Incipient vortex street⁽¹⁷⁾ と Karman vortex street との二つが不規則に交互に発生するとしている。一様せん断流中にある球においても同じく, 安定した渦放出が開始し始める Re 数の直前において, いわゆるウェークがウェーブ状で流出する場合とループ状の渦となって放出される場合との二つが不規則に交互に出現する。すなわち図 12 の可視化観測に示すように, $Re=284$ の同一のレイノルズ数においてウェーブ状のウェーク (Pattern B) とループ状の渦 (Pattern C) との 2 とおりのパターンが存在する。このように二次元と三次元物体では放出される渦の形状はまったく異なるが, 規則的に渦が放出される直前においては不安定な渦放出が行われるという両者の共通性は注目に値する。また球からの渦放出が不安定となる領域はシアパラメータ K によって若干異なるが, 図 11 に示すように大略的に $Re=260\sim 300$ の範囲であることがわかる。

4. 結 論

直線的な速度分布をもつ一様せん断流の中にある球からの渦放出について, レイノルズ数が $200\sim 3\,000$ の領域の中間レイノルズ数における測定を行い, 以下に示す結論を得た。

(1) 一様せん断流中にある球から放出される渦の

周波数は, 一様流の場合よりも大きくなる。またシアパラメータの増加に伴って渦形成が促進されるために放出周波数が増大する。

(2) 一様流の場合における球からの渦放出方向は不規則に変化するが, 一様せん断流の場合におけるそれはつねに高速側に固定される。このことから近寄り流れの非一様性は球からの渦の放出方向を決定する重要な要因である。

(3) レイノルズ数が $3\,000$ 以下の範囲におけるストローハル数は, 三つの領域に区分できる。各領域を示すレイノルズ数は一様流の場合とはかなり異なるが, それぞれの領域における渦の性状は本質的には一様流の場合と同じである。

(4) 二次元円柱のカルマン渦の放出開始レイノルズ数はシアパラメータの増加とともに大きくなるが, 球から放出されるループ状の渦の放出開始レイノルズ数は, 逆にシアパラメータの増加とともに小さくなる。

(5) 安定した渦放出が行われる直前の $Re=260\sim 300$ の領域では, ウェークがウェーブ状とループ状の渦となって放出される場合とが不規則に交互に出現する。

文 献

- (1) Möller, W., *Phys. Z.*, **39**(1938), 57.
- (2) Cometta, C., Div. Eng., *Brown Univ. Tech. Rep.*, WT-21(1957).
- (3) Magarvey, R. H. and Bishop, R. L., *Phys. Fluids*, **4**-7(1961), 800.
- (4) Achenbach, E., *J. Fluid Mech.*, **62**-2(1974), 209.
- (5) Pao, H. P. and Kao, T. W., *Phys. Fluids*, **20**-2(1977), 187.
- (6) Taneda, S., *J. Fluid Mech.*, **85**-1(1978), 187.
- (7) Kim, K. J. and Durbin, P. A., *Phys. Fluids*, **31**-11(1988), 3260.
- (8) Sakamoto, H. and Haniu, H., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **112**-4(1990), 386.
- (9) Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.*, **22**-2(1965), 385.
- (10) Bretherton, F. P., *J. Fluid Mech.*, **14**-1(1962), 284.
- (11) O'Neill, M. E., *Chem. Eng. Sci.*, **23**(1968), 1293.
- (12) Dandy, D. S. and Dwyer, H. A., *J. Fluid Mech.*, **216**(1990), 381.
- (13) Kotansky, D. R., *AIAA J.*, **4**-8(1966), 355.
- (14) Perry, A. E. and Watmuff, J. H., *J. Fluid Mech.*, **103**(1981), 33.
- (15) Roshko, A., *NACA Rep.*, 1191(1954).
- (16) Kiya, M., Tamura, H. and Arie, M., *J. Fluid Mech.*, **101**-4(1980), 721.
- (17) Morkovin, M. V. (Hansen, A. G., ed.), *Proc. Symp. Fully Separated Flows*, New York, (1964), 102.