平面壁上の有限長角柱の渦流出および乱流後流*

岡本史紀^{*1}, 松永勝秀^{*2}, 砂走行貞^{*3}

Vortex Shedding and Turbulent Wake from a Square Cylinder of Finite Length Placed on a Ground Plane

Shiki OKAMOTO, Katsuhide MATSUNAGA and Yukisada SUNABASHIRI

This paper describes the formation and decay of vortex shedding, turbulent eddies, and turbulent wakes from a square cylinder of finite length placed on a ground plane. The experiment was carried out in an N. P. L. blowdown-type wind tunnel having a working section of 500 mm×500 mm×2 000 mm in size at the Reynolds number 2.5×10^4 . As a result, it was found that (i) the vortices shed from a square cylinder are arch vortices for $H/D=1$ and 2, and change into Karman vortices at $H/D=4 \sim 7$; (ii) the number of turbulent eddies of a large scale contained in the turbulent near wake increases as the downstream distance increases, and the scale of eddies in the near wake enlarges with an increase in the value of H/D ; and (iii) the effect of the free end of a square cylinder on the near and far wake was determined from the velocity measurement.

Key Words: Vortex, Flow Visualization, Eddy, Velocity Distribution, Wake, Downwash, Free End, Square Cylinder, Ground Plane

1. 緒 言

地面上の建物, ガスタンク, 冷却塔などの構造物まわりの流れを調べることは, 構造設計上必要である。近年, 特に建設物の高層化に伴い, その耐風強度が重要となるため, 各種建築物に働く空気抗力の評価が大きな問題となっている。したがってその点に着目して, 従来, 構造物に働く空気力に関する研究は数多く報告されている^{(1)~(3)}。また, 有限長角柱から流出する周期的な渦は構造物などの振動に関係するので構造強度上重要な問題である。平面壁上の有限長角柱から流出する渦は, 角柱自由先端の影響により三次元構造となり, 渦生成の様子は無限長角柱の場合とは異なる。この角柱からの流出渦については立方体の場合, アーチ渦が生成され⁽⁴⁾, 無限長角柱になるとカルマン渦の流出⁽⁵⁾が知られているが, 従来この有限長角柱の縦横比(H/D)の値をパラメータとして系統的に渦生成の様子, 並びに流出渦の形態移行に伴う乱流渦の変化を調べたものは少ない。

著者は前報⁽⁶⁾において, 流出渦の形態のアーチ渦からカルマン渦への移行に伴う表面圧力分布, 空気抗力などの縦横比 H/D による変化を実験的に明らかにし, 有限長円柱の結果⁽⁷⁾⁽⁸⁾と比較検討した。

また, 今まで述べた構造強度上の観点に加えて, 最近, 構造物周辺の流れの様子はビル風, 大気汚染などの環境問題の点からも重要視されている。特に高層建築物の自由先端からの吹きおろしが建築物周辺の流れの挙動に影響を与えるため, 有限長角柱の後流への自由先端の影響を明らかにすることは必要である。

以上の点から, 本研究は平面上に垂直に置かれた有限長角柱の流出渦の形態および生成と減衰の縦横比(H/D)による変化, 流出渦の形態移行に伴う近傍後流における乱流渦の変化, さらに乱流後流への角柱の自由先端の影響を調べ二次元角柱の結果と比較検討する。

記 号

D : 正方形断面を持つ角柱の辺長

E_u : 変動速度 u' のパワースペクトル関数

H : 角柱の高さ

n : 渦流出振動数

Re : レイノルズ数 $= DU_\infty/\nu$

* 平成2年3月13日 東海支部第39期総会講演会において講演, 原稿受付 平成元年6月1日。

^{*1} 正員, 芝浦工業大学 (〒108 東京都港区芝浦3-9-14)。

^{*2} 准員, 三菱重工業(株) (〒850-91 長崎市飽の浦町1-1)。

^{*3} 学生員, 芝浦工業大学大学院。

R_u : 変動速度 u' の自己相関係数

R_{uuy}, R_{uuz} : 変動速度 u' の Y , および Z 方向空間相関係数

St : ストローク数 $= Dn/U_\infty$

U : 時間平均速度

U_m : 遠隔乱流後流における速度分布の二次元的部分における速度(図 14 参照)

U_∞ : 主流速度

u' : 変動速度の X 方向成分

X, Y, Z : 角柱底面中心に原点を持つ直角座標。主流方向に X 軸, それに垂直な水平方向に Y 軸, 鉛直方向に Z 軸をとる(図 1)。

X, Y, Z' : 角柱の自由先端中心に原点を持つ直角座標。 Z' 軸は鉛直下方にとる。

y, z : 空間相関測定における 2 本の熱線間の Y 方向, Z 方向の距離。

$Y_{1/2}$: $(U_\infty - U)/(U_\infty - U_m) = 0.5$ となる Y の値

τ : 遅延時間

2. 実験装置および実験方法

実験に使用した風洞は 500 mm × 500 mm の正方形断面を持つ N. P. L. 形ブローダウン式風洞で, 測定部の長さは 2 000 mm である。風洞壁面において発達した境界層を避けるため, 地面板は風洞壁面から上方に 25 mm だけ離して取付けられている。角柱の取付位置は前縁から 500 mm 下流位置であるが, この位置における境界層の厚さは約 4 mm であった(図 1)。角柱の種類は高さ(H)と辺長(D)の比, つまり縦横比を $H/D = 1, 2, 4, 7, 12.5, 30$ および二次元角柱の 7 通りとした。二次元角柱の場合は, 角柱の高さ(H)を風洞測定部の高さ(475 mm)とし, 角柱を風洞の上下壁間に取付けた。角柱の辺長 D は $H/D = 1, 2, 4, 7, 12.5$, 二次元角柱の場合は, $D = 20$ mm, $H/D = 30$ の場合は $D = 10$ mm である。実験条件は $H/D = 1, 2, 4, 7, 12.5$, 二次元角柱の場合, 主流速度 $U_\infty = 20$ m/s, レイノルズ数 $Re = U_\infty D/\nu = 2.5 \times 10^4$ であった。 $H/D = 12.5$ の角柱について, 主流速度 $U_\infty = 10$ m/s, $Re = 1.25 \times 10^4$ と

図 1 装置と座標

$U_\infty = 20$ m/s, $Re = 2.5 \times 10^4$ の 2 種類の条件下で $X/D = 25$ の位置で速度の Z 方向分布を求めたところ, 両者の場合における速度分布はよく一致した。したがって後流測定に用いた $H/D = 30$ の角柱については $U_\infty = 20$ m/s, $Re = 1.25 \times 10^4$ のもとで実験を行った。実験では, 流出渦の振動数, パワースペクトル, 自己相関係数, 空間相関係数の測定では, 定温度型熱線流速計, FFT アナライザ, 後流の速度分布の測定ではピトー管を用いた。また渦の形成については, 回流水槽を用い可視化観察し, 写真撮影を行った。この時の Re 数は $Re = 1.06 \times 10^3$ であった。

3. 実験結果とその考察

3.1 渦の生成および流出渦の形態の移行 小縦横比の角柱の自由先端から離れた流線は下流で平面壁上に再付着し, この流線で囲まれた内側に再循環領域が形成される。この再循環領域では, 渦が生成される。図 2 は $Z = H/2$ の位置で $H/D = 1, 2, 4, 7$ の角柱前面角から流出する渦の様子を上方より撮影した写真を示す。これによると $H/D = 1, 2$ の角柱では, 角柱前面の角から同時に剝離し, 周期的に下流へ流出する対称形の渦, すなわちアーチ渦の存在が確認される。さらに H/D の値を増し, $H/D = 7$ になると, 非対称形の渦, すなわちカルマン渦が確認される。

次に角柱から流出する渦の形態について詳細に調べるために, 熱線流速計および FFT アナライザを用いてパワースペクトルを測定した。図 3 は $H/D = 2$ (測定位置, $X/D = 0.95, Y/D = 0.43$) と $H/D = 7$ (測定位置, $X/D = 1.43, Y/D = 0.58$) の高さ方向におけるパワースペクトルを示す。パワースペクトルは流出渦の振動数に相当する周波数で鋭いピークを持つが, そのピークの位置での卓越周波数は $H/D = 2, 7$ の両者とも, 高

(a) アーチ渦($H/D = 1$) (b) アーチ渦($H/D = 2$)

(c) アーチ渦($H/D = 4$) (d) カルマン渦($H/D = 7$)

図 2 アーチ渦, カルマン渦($Re = 1.06 \times 10^3$)

さ方向にほとんど一定である。また、 $H/D=2$ の角柱では $Z/D=0.25\sim 2$ の範囲で鋭いピークが存在しているが、 $Z/D=2$ すなわち自由先端でのピークは、そこでのアーチ渦の形成を意味している。 $H/D=7$ の角柱では $Z/D=0.25\sim 5$ の範囲では $H/D=2$ の角柱と同様に、ピーク値は他の周波数域での値より、明らかに大きい値であるが、自由先端付近の $Z/D=7$ ではピーク値は低周波数部分における値以下である。すなわち、これは $H/D=2$ の角柱の場合は付け根から自由先端まで一体をなすアーチ渦が流出しているが、 $H/D=7$ の角柱の自由先端付近では、円柱の場合と同様、表面圧力分布から見られたように⁽⁶⁾、流出渦は対称渦の形となって流出するが、下流の位置では自由先端からの吹き下ろしを受けて崩れ、自由先端近傍では渦は見られない。この事実を確認するために、回流水槽を用いて $H/D=7$ の角柱から流出するカルマン渦の Z 方向の変化を可視化観察し、その結果を図4に示す。図を見るとカルマン渦は角柱の自由先端付近、 $Z/D=6.35, 5.35$ [図4(a), (b)] では見られないが、図4(c)～(f) すなわち $Z/D\leq 4.6$ ではカルマン渦の生成がみられ、パワースペクトルの結果を裏付けている。

スペクトル分布におけるピーク値に対応する振動数より流出渦の St 数を求め、その結果を図5に示す。図中には比較のため坂本らの結果⁽⁹⁾、Vickeryの結果⁽¹⁰⁾、二次元正方形柱の Bearman-Truemanの結果⁽⁵⁾を記入した。この図を見ると、 St 数は円柱の結果と比べて、アーチ渦が流出している $H/D<4$ ($D/H>0.25$) の場合では、 H/D の値が増しても変化は少ないが、カルマン渦が流出している $H/D\geq 7$ ($D/H\leq 0.14$) では反対に H/D の値を増すと、急激に増加することが明らかにわかる。

次に角柱直後の乱流渦の様子を調べるために、変動速度の X 方向成分 u' の自己相関係数 $R_u(\tau)$ を求めた。図6は $H/D=2, 7$ の角柱について、各々 $X/D=0.95, Y/D=0.43$ と $X/D=1.43, Y/D=0.58$ の位置で

測定した自己相関係数 $R_u(\tau)$ を示す。ここで変動速度 u' の自己相関係数 $R_u(\tau)$ は次式のように定義される。

$$R_u(\tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{\overline{u'^2}}$$

ただし、 t は任意の時刻、 τ は遅延時間である。相関曲線は負の値を持つ周期的な曲線であるが、これは周期的な流出渦が存在することを示している。自己相関係数が最初に零となる遅延時間は乱流渦の減衰の速さ、すなわち乱流渦の平均スケールに関係がある。乱流渦の減衰の速さは、その位置における乱流渦の大きさにより定まり、減衰の速さが遅ければ、乱流渦の大きさが大きいことを表している。 $H/D=2$ の角柱では、 $Z/D=0.25\sim 2$ の範囲で、相関係数が最初に零となる遅延時間はほとんど一定であり、乱流渦の減衰の速さは高さ方向に一定であることを意味する。一方、 $H/D=7$ の角柱では $Z/D\leq 5$ の範囲ではその遅延時間はほぼ一定で $H/D=2$ のものと等しいが、 Z/D の値がさらに増し、自由先端付近 ($Z/D\geq 6$) になると、遅延時間は長くなる。したがって乱流渦の減衰の速さは $H/D=7$ の角柱の場合、図3、図4で明らかになったように周期的なカルマン渦が流出している領域では乱流渦の減衰は速いが、周期的なカルマン渦が存在しない自由先端付

(a) $H/D=2$ (b) $H/D=7$

図3 パワースペクトル

近では、乱流渦の減衰の速さは遅く、乱流渦の平均スケールは大きくなる。

さらに空間相関係数を2本の熱線を用いて測定した。その方法は熱線①を $Z/H=1$ で固定し、熱線②を下へ動かして行くというものである。空間相関係数は、

$$R_{uuz}(X, Y, Z) = \frac{\overline{u'(X, Y, Z, t)u'(X, Y, Z-z, t)}}{\overline{u'^2(X, Y, Z)}}$$

と定義される。図7は $H/D=1$ (測定位置, $X/D=0.95$, $Y/D=0.29$), $H/D=2$ (測定位置, $X/D=0.95$, $Y/D=0.43$), $H/D=4$ (測定位置, $X/D=1.9$, $Y/D=1.1$), $H/D=7$ (測定位置, $X/D=1.43$, $Y/D=0.58$) の角柱の空間相関係数を示す。空間相関係数は、2本の熱線の距離 z が渦の大きさより小さい場合は相関係数は大きい値であり、渦の大きさより大きい場合には相関係数は小さい値となる。 $H/D=1, 2$ の角柱では空間相関係数は角柱根元付近で正の値を持つ。一方、 $H/D=4, 7$ の角柱では $Z/H=0.35 \sim 0.4$ 付近で零になる。すなわち $H/D=1, 2$ の角柱では角柱の付け根から自由先端まで一体をなすアーチ渦が流出しているため、角柱の付け根付近でさえ、大きな相関係数の値をとる。

3・2 近傍乱流後流における流出渦の減衰と乱流渦

近傍乱流後流における角柱からの流出渦の減衰につい

図4 カルマン渦の形成($H/D=7$)

て調べるためにパワースペクトルを求める。図8は $H/D=2, 7$ の角柱, 二次元角柱に対する $Y/D=2$, $Z/H=0.5$ における $X/D=5 \sim 25$ でのパワースペクトルを示す。 H/D の値にかかわらず, $X/D \leq 14$ ではパワースペクトルに鋭いピークがあり, この下流位置では周期的な流出渦が存在していることを示している。しかし $X/D=25$ の位置になると, $H/D=2$ の角柱では $X/D \leq 14$ のピークに比べて小さいピークが存在するが, $H/D=7$ の場合, ピークは $H/D=2$ のピークと比べると小さく, さらに二次元角柱になるとピークは消滅する。これは $X/D \leq 14$ では $H/D=2$ の角柱から流出するアーチ渦, $H/D=7$ および二次元角柱から流出するカルマン渦はともに存在しているが, $X/D=25$ になるとアーチ渦は存在しているが, カルマン渦は少なくともアーチ渦ほどははっきりとは残っていないことを示しており, カルマン渦のほうがアーチ渦に比べて減衰が速いことを示している。したがってアーチ渦の渦度はカルマン渦に比べて大きいと考えられる。これは自己相関係数からも説明できる。

図9は $H/D=2, 7$ の角柱および二次元角柱の場合に対する $Y/D=2$, $Z/H=0.5$ の $X/D=5 \sim 25$ における

図5 ストローハル数

(a) $H/D=2$

(b) $H/D=7$

図6 自己相関係数

自己相関係数を示す。 $X/D=5\sim 10$ では H/D の値にかかわらず、周期的な流出渦による大きな負の相関が現れており、さらに下流の $X/D=25$ では大きな負の相関は存在しない。また、その中間の $X/D=14$ においては、 $H/D=2$ の場合、 $X/D=5\sim 10$ におけると同様な大きな負の相関があるが、 $H/D=7$ および二次元角柱の場合では $X/D=5\sim 10$ に比較して負の相関は小さい。つまり $H/D=7$ の角柱および二次元角柱から流出するカルマン渦は $H/D=2$ の角柱から流出するアーチ渦に比べて減衰が速く、先のパワースペクトルの結果を裏付けている。

次に乱流渦の減衰の速さを調べるために相関係数が最初に零となる遅延時間を調べてみる。相関係数が零となる遅延時間は、 H/D の値にかかわらず、 $X/D\leq 14$ ではほとんど一定である。これは乱流渦の減衰の速さが H/D の値にかかわらず、この範囲では変化しないことを意味している。しかしながら、 $X/D=25$ における遅延時間は、 H/D の値にかかわらず、 $X/D\leq 14$ の値に比べると大きい値であり、乱流渦の減衰の速さは遅く、乱流渦の平均スケールは大きくなっている。以上のことよりアーチ渦やカルマン渦などの周期的に流出する渦が減衰しないで残っているところでは、乱流渦の平均スケールは小さく一定であるが、周期的な流出渦が減衰すると乱流渦の平均スケールは大きくな

ることがわかる。また、 $X/D=25$ の位置で相関係数が零となる遅延時間は、二次元角柱の場合が最も大きい。これはカルマン渦が減衰するにつれ、乱流渦の混合過程が二次元角柱が最も急激であることを意味している。したがって乱流渦の平均スケールは、二次元角柱の場合が最も大きい。この点は空間相関係数からも確認できる。

$H/D=1, 2, 4, 7, 12.5$ および二次元角柱に対して近傍後流内の空間相関係数を2本の熱線を用いて測定した。その方法は熱線①を $Y/D=0, Z/H=0.5$ で固定し、熱線②を横へ動かして行くというものである。空間相関係数は

$$R_{uuy}(X, Y, Z) = \frac{u'(X, Y, Z, t)u'(X, Y-y, Z, t)}{u'^2(X, Y, Z)}$$

と定義される。図10は空間相関係数を示す。空間相関係数は下流に行くに従い、横方向に広がっている。これは乱流後流内に含まれる大規模な乱流渦の数は下流に向かうにつれ、増加することを意味しており、乱流渦の平均スケールが下流に行くに従い、 Y 方向に大きくなっていることを示している。自己相関係数のところで述べた乱流渦の大きさは、 X 方向の大きさであり、その大きさは H/D の値にかかわらず、 $X/D=5\sim 14$ ではほとんど一定で、 $X/D=25$ になると大きくなることがわかったが、この空間相関係数の結果を併せて考えると、乱流渦の大きさは下流に行くにつれ、三次元的に大きくなるものと思われる。また、空間相関係数の曲線は H/D の値が増すにつれ、横方向に広がっている。したがって近傍後流における乱流渦の Y 方向の平均スケールは H/D の値が増すにつれ大きくなるものと思われる。

3・3 乱流後流の速度分布 有限長角柱の乱流後流は角柱自由先端からの吹き下ろしが角柱周辺の流れの挙動に影響を与えるので、環境問題に関連して重要性をもっている。ここでは角柱自由先端からの吹き下

図7 空間相関係数

図8 パワースペクトル ($Y/D=2, Z/H=0.5$)

ろしを中心に調べることとする。

流出渦が減衰せず存在している範囲、すなわち近傍乱流後流の下流方向への変化を調べるために、図 11 に $Z/H=0.5$ の水平面における速度欠損分布を示す。速度欠損分布を見ると、二次元角柱は $Y/D=0$ で一つの山を持つ分布形であるが、下流に行くに従って最大速度欠損の値は減少し、後流が横に広がって行くことが明らかにわかる。有限長角柱では、 $H/D=1, 2$ の角柱の場合、 $X/D=5\sim 14$ においては二つ山を持つ分布形であるが、 H/D の値をまして $H/D=4, 7$ の角柱になると、 $X/D=5$ では一つ山、 $X/D\geq 7$ では二つ山を持つ分布形になる。しかし、 $H/D=12.5$ の場合では、 $X/D=5\sim 14$ において、二次元角柱と同じく $Y/D=0$ で一つ山を持つ分布形になる。二つ山を持つ分布形は有限長角柱の後流の特色で、角柱の自由先端からの吹き下ろしの影響が及ぶところでは、速度欠損の Y 方

向分布に二つ山が現れる。二つ山の中心部分は主流の吹き下ろしによる増速部分である。したがって、 $H/D=1, 2$ の角柱では、 $X/D=5$ で自由先端からの吹き下ろしが及んでいることが明らかである。さらに H/D の値を増し、 $H/D=4, 7$ の角柱になると $X/D=5$ では自由先端からの吹き下ろしの影響は現れず、角柱両側面からの吹き込みによって一つ山を持つ分布形になるが $X/D\geq 7$ では自由先端からの吹き下ろしが現れ、二つ山を持つ分布形になる。さらに $H/D=12.5$ の角柱になると、 $X/D=14$ においてさえ、 $Z/H=1/2$ ($Z/D=6.25$) までは吹き下ろしが及んでいないことが明らかにわかる。したがって、 H/D の値を増すにつれて、自由先端からの吹き下ろしの影響が及ぶ位置は下流に移動する。図 12 は $H/D=1, 2, 4, 7, 12.5$ の角柱の $X/D=5, 14$ で $Y/D=0$ における速度分布の Z 方向変化を示す。 $X/D=5$ の位置では、 $H/D\leq 4$ の角柱では、自由先

図 9 自己相関係数 ($Y/D=2, Z/H=0.5$)

図 10 空間相関係数 ($Z/H=0.5$)

図 11 速度欠損分布 ($Z/H=0.5$)

端の影響が角柱根元にまで及んでいる様子がわかる。 $H/D=7$ では $Z/D \leq 4.5$ に測定位置がないが、自由先端の影響は角柱根元にまで及ぶと思われる。 $Z/D \leq 4.5$ は再循環領域の内部になるので測定できなかった。さらに $H/D=12.5$ の角柱の場合、自由先端付近の分布はその他の角柱の場合の分布とほとんど同じであるが、 $Z/D \leq 8$ では Z 方向に変化のない二次元的な部分が存在し、自由先端の影響が根元まで達していないことが明らかである。なお、この二次元的部分で Y 方向の速度欠損分布を見ると、一つ山を持つ分布形になっている。一方、さらに下流の $X/D=14$ の位置では、吹き下ろしが根元まで及んでいない $H/D=12.5$ の角柱の分布形は、吹き下ろしの影響が根元まで及んでいる $H/D \leq 7$ の角柱の場合とは明らかに異なっている。

図12の $X/D=5, 14$, $Y/D=0$ の面内の速度分布では、 $H/D \leq 7$ の角柱では自由先端の影響が角柱付け根にまで及んでいたため、遠隔乱流後流における角柱自由先端の影響を詳しく調べるため、 $H/D=30$ の角柱について実験を行った。図13は $H/D=30$ の角柱の中心面内($Y/D=0$)の後流の速度分布を示す。各断面とも $Z/D=8$ 付近のほぼ二次元的な部分とみられる位置

では二次元角柱の値とほぼ一致する。また、この二次元的部分は円柱の場合では $X/D \geq 50$ の範囲では、自由先端からの吹き下ろしが現れる部分を除いた領域では、 Z 方向にほとんど変化せず一定で広い部分であるが、角柱の場合は、 $X/D=100$ の位置においてさえ、二次元的部分は少なく、 $4 \leq Z/D \leq 8$ の範囲だけである。

次に $H/D=30$ の角柱の自由先端からの吹き下ろしを調べるために(1) $U/U_\infty=0.99$ となる Z'/D の値、(2) U/U_∞ の値が $(U_\infty+U_m)/2U_\infty$ となる Z'/D の値の X 方向変化を示したのが図14である。(1),(2)とも Z'/D は $\log(X/D)$ に対して直線的に増加する。また $X/D=100$ の位置で Y 方向速度分布が Z 方向で変わる様子を示したものが図15である。これは、特に角柱の自由先端よりどの距離で相似な分布となることを調べてみたものである。図15(a)は山が二つ現れた部分であって山の先端、すなわち最大速度欠損量が1となるように無次元化してあり、最大速度欠損となる Y の位置より外側では、速度分布はほぼ相似になっている。図15(b)は主流の吹き下ろしが及ばない部分の速度分布であって、 $Z'/D \geq 13$ で相似速度分布となる。

図12 後流速度の Z 方向変化

図13 後流速度の Z 方向変化($H/D=30$)

図14 角柱自由先端の影響($H/D=30$)

図 15 後流の速度分布の相似性 ($X/D=100$)

角柱の自由先端による後流への影響範囲を決める一つの方法として、速度の Y 方向分布が Z' 方向に相似となり始める Z'/D の値を図 14 に示しておいた。この場合も Z'/D は $\log(X/D)$ に対し直線的に増加しており、図 14 で明らかなように、 $U/U_\infty=0.99$ となる Z'/D の値や、 U/U_∞ の値が $(U_\infty+U_m)/2U_\infty$ となる Z'/D の値に比べて、角柱の自由先端による影響が最も大きいといえる。また図 14 には、円柱の場合の結果⁽⁷⁾を破線で示した。自由先端による影響は、円柱の結果と比べると下流に行くにつれ、角柱の場合は大きく現れる。しかし、柱体直後付近では、自由先端からの吹き下ろしは、角柱の場合より、円柱のほうが強いと言える。

4. 結 論

本研究によって得られた結果を要約すれば次のとおりである。

(1) 流出渦の形態は $H/D \leq 2$ のときのアーチ渦から $H/D=4$ を越すとカルマン渦へ移行する。

(2) $H/D \geq 4$ の角柱において、カルマン渦は自由先端付近では生成されない。 $H/D \geq 4$ の場合、自由先端付近では、乱流渦の減衰は他の場合に比べて遅く、乱流渦の平均スケールは大きくなる。

(3) 流出渦のストローハル数は、アーチ渦が流出する H/D の範囲では、 H/D の値が増しても変化は少ないが、カルマン渦が流出する H/D の範囲では急激に増加する。

(4) 近傍後流における流出渦の減衰は、アーチ渦に比べてカルマン渦のほうが速い。したがってアーチ渦の渦度はカルマン渦に比べて大きい。

(5) アーチ渦、カルマン渦が減衰しないで残って

いる領域では、乱流渦の平均スケールは小さくほぼ一定であるが、流出渦が減衰すると、乱流渦の減衰は遅くなり、平均スケールも大きくなる。乱流渦の平均スケールは H/D の値が増すにつれ、大きくなる。

(6) 近傍後流、すなわち、流出渦が減衰していない $X/D \leq 14$ では、 $H/D=7$ 以下の角柱では吹き下ろしの影響が現れるところでは二つ山を持つ速度分布を示し、自由先端の影響は角柱付け根にまで達する。

(7) 遠隔後流では、有限長角柱後流の速度分布が Z 方向に一定となる二次元的部分があるが、それは円柱の場合に比べて、狭い領域で、そこにおける速度の値は二次元角柱の結果とほぼ一致する。角柱の自由先端による影響範囲は、円柱の場合と比べると、下流に行くにつれ、相対的に大きくなる。

最後に本実験に協力していただいた当時芝浦工業大学 4 年生の中村全人君、正橋満之君、木村耕英君に謝意を表す。

文 献

- (1) Melbourne, W. H. and Joubert, P. N., *Wind Effects on Building and Structures*, (1971), 105.
- (2) Sakamoto, H., *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 18(1985), 131.
- (3) Hunt, J. C. R., Abell, C. J., Peterka, J. A. and Woo, H., *J. Fluid Mech.*, 86(1978), 179.
- (4) 岡本, 機論, 50-457, B(1984), 2068.
- (5) Bearman, P. W. and Trueman, D. M., *Aeronaut. Q.*, 23(1972), 229.
- (6) 岡本・松永, 機論, 55-512, B(1989), 1091.
- (7) 岡本・八木田, 機論, 38-313(1972), 2259.
- (8) 岡本, 日本航空宇宙学会誌, 36-414(1988), 343.
- (9) 坂本・森谷・有江, 機論, 49-437, B(1983), 44.
- (10) Vickery, D. J., *Proc. ASCE EMI*, (1968), 31.

討 論

〔質問〕 亀本 番 司・横 井 嘉 文

〔横浜国立大学工学部〕

(1) 空気流での測定実験と水流での可視化実験では、レイノルズ数が1オーダー異なっているが、おのおのの H/D における渦放出のパターンおよび $H/D=7$ の角柱における z 方向カルマン渦の変化はレイノルズ数に依存しないと考えてよいのか。また渦放出の可視化に用いた回流水槽の測定部寸法をお教え願いたい。

(2) 図2(c)の説明にアーチ渦と記されているが、対称形の一对の渦放出とは見られず、カルマン渦と見受けられるがいかかが。また $H/D=1, 2$ ではアーチ渦、 $H/D=7$ 以上ではカルマン渦となると記されているが、その間、すなわち $2 < H/D < 7$ の場合については何か定まった渦放出パターンが存在するのか、あるいはアーチ渦、カルマン渦の両者の渦放出が間欠的に行われており、特定の渦放出パターンがないものと考えてよいのか。

〔回答〕 (1) 円柱まわりの流れは $Re =$

$10^3 \sim 10^5$ の間では C_D の変化に見られるように、 Re 数に依存しないと考える。したがって H/D における渦放出のパターンについても、本実験の範囲では Re 数に依存しないものとする。また $H/D=7$ の角柱における z 方向のカルマン渦の変化は回流水槽を用いた流れの可視化実験の結果(図4)と風洞実験でのパワースペクトルの結果(図3)がほぼ一致しているので、本実験の範囲では Re 数に依存しないものとする。なお、回流水槽の測定部寸法は400 mm(幅)×300 mm(深さ)×1500 mm(長さ)である。

(2) 著者らは図2(c)を図2(b)の $H/D=2$ の場合と図2(d)の $H/D=7$ の場合と比較して図2(b)アーチ渦に近いと判断したが、 $H/D=4$ の場合はすでに報告⁽⁶⁾してある角柱表面の等静圧線図、平面壁上の等静圧線図からはアーチ渦的な側面を持ち、本論文の図7の空間相関係数のうえでは、カルマン渦的な側面が見受けられる。したがって $H/D=4$ を含んだ $2 < H/D < 7$ の場合は、アーチ渦からカルマン渦へ移行する過程であると考えられる。