論

文

平面壁上の立方体周りの流れに関する研究 (乱流境界層厚さの影響)

Flow around a cube placed on a ground plane
(Effects of turbulent boundary layer thickness)

山田 英巳^{*1}

Hidemi YAMADA

SUMMARY

The effects of boundary layer thickness upon the flow around a cube mounted on a ground plane, on which a turbulent boundary layer is developing, have been investigated. The height ratio h/δ , which indicates the ratio of cube height h to boundary layer thickness δ , is varied between 0.29 and 2.86. In particular the measurements in $h/\delta = 0.72$ and 2.86 on the surface pressure distribution and the drag coefficient of the cube, the reattachment length and the Strouhal number were compared in detail with the past experimental data.

The following results are obtained. The reattachment distance corresponding to the tail of the separation bubble behind the cube, the minimum pressure and its position on the ground plane corresponding to the roots of the arch type vortex may be estimated by the experimental equation correlated with h/δ , respectively. Both the drag coefficient C_D and the Strouhal number St decrease with decreasing h/δ in the range of h/δ smaller than about 3, and become nearly the constant values of $C_D = 1.3$ and $St = 0.11$ in the range of h/δ larger than about 3.

1. まえがき

平面壁上に存在する三次元物体まわりの流れは、地表面上の建築構造物の周辺およびその下流の流れ環境、ならびに建築物に作用する流体力の評価等の風工学上の基本的問題に関係している。したがって、これまでに種々の形状を有する三次元物体について、それが平面壁上の乱流境界層中に存在する場合の周辺流動特性に関する研究がなされてきている。しかしながら、相似な形状の三次元物体が同様に乱流境界層の発達している平面壁

上に存在する場合の結果でさえも、個々の研究結果が相互に相違する場合が少なくない。これは、物体へ接近する流れの特性、特に零圧力勾配下の接近流においてはその平均速度の分布形状に大きく依存するものと考えられるが、この影響についてはこれまであまり留意されてきていないようである。接近流特性の相違は、相似な速度分布を有する乱流境界層については、境界層厚さと物体高さとの比 h/δ の違いとして簡潔に表わすことができる。しかしながら、 h/δ の影響に関しては坂本ら^{1),2)}

*1 山口大学工学部, 助教授

Dept. of Mechanical Engineering, Yamaguchi Univ., Associate Professor

(原稿受理: 1992年4月25日)

による立方体の抗力係数および渦放出周波数に及ぼす研究がある程度であり、三次元物体が立方体形状を有する場合に限っても h/δ に対するフローパターンの変化はまだ十分明らかであるとは言えない。最近、有限長角柱等の基本的形状の三次元物体についてはその周辺流動の数値計算^{3), 4)}が種々試みられており、それらの結果を検証するためにも実験結果を踏まえて h/δ の影響を十分吟味することは意義あるものと思われる。

したがって、本研究では最も基本的な建物形状であると考えられる立方体が平面壁上に存在する場合に限定し、この周りの流れ特性に及ぼす h/δ の影響を風洞実験により明らかにすることを試みる。その際、これまでになされた研究の中で接近流における h/δ の条件が与えられているものについてはその結果を含めて比較検討を加えた。

記 号

- x, y, z : 立方体底面中心を原点とする直角座標 (Fig. 1)
 h : 立方体の一辺の長さ
 δ : 境界層厚さ
 U_1 : 主流速度
 U : 任意位置における平均速度の x 方向成分
 C_p : 立方体表面の圧力係数 $= (p - p_1) / (\rho U_1^2 / 2)$,
 p は表面圧力, p_1 は主流静圧
 C_{pw} : 平面壁上の圧力係数 $= (p_w - p_1) / (\rho U_1^2 / 2)$,
 p_w は平面壁上の表面圧力
 C_{pv} : 平面壁上の最小圧力係数
 C_D : 立方体の抗力係数
 St : ストローハル数 $= fp h / U_1$, fp は渦放出周波数
 Re : レイノルズ数 $= U_1 \cdot h / \nu$
 L_r : 平面壁中心線上の再付着距離
 X_v : 平面壁上の最小圧力位置までの x 方向距離
 Z_v : 平面壁上の最小圧力位置までの y 方向距離

2. 実験装置および方法

実験には入口部断面の高さが340mm, 幅が900mm, 長さが2.4mの測定部を有する風洞を使用し、その測定部床平面を立方体を設置する平面壁とした。実験概要および記号をFig. 1に示す。供試モデルは、一辺 h が20, 30, 39, 50mmの黄銅製の立方体で、平面壁の前縁から525mm下流位置にその一面が主流と直角となるように設置される。この立方体周囲の平面壁には直径0.5mmの圧力測定孔が多数開けられている。風洞実験においては測定部断面に対するモデル投影面積の比（閉塞率）が十分小さいことが要求される。モデル周囲の圧力分

Fig. 1 実験概要および記号
(Experimental setup and nomenclature)

Fig. 2 乱流境界層の速度分布
(Mean velocity profile of turbulent boundary layer)

布や後流の特性等については閉塞率が5~6%以内^{5), 6)}であることが要求されるが、モデル近傍の速度分布については1%以内であることが望ましい⁷⁾ようである。本研究における閉塞率は最大で約0.8%であるので実験結果に対する閉塞の影響は極めて小さいものと判断される。

実験ではFig. 1に示すような方法により供試体設置位置における境界層厚さ δ を2種に変化させた。即ち、一つは鋭く加工された平面壁の前縁より10mm下流の平面壁上に直径0.3mmのトリップワイヤのみを取り付けた場合 (RUN1), もう一つは平面壁前縁より上流の絞り部出口の2箇所に直径10mmの丸棒を設置し、さらにトリップワイヤの直後にサンドペーパー (#40) を張付けて境界層を厚くした場合 (RUN2) である。これらの実験条件下における立方体設置前の境界層の速度分布をFig. 2に示す。Fig. 2に示すように立方体設置前における速度分布はRUN1およびRUN2の場合とも(1/6)乗則分布によく一致している。一方、乱れ強さ

Table 1 境界層特性値 (Boundary layer parameter)

	h/δ	$U, \text{m/s}$	$\delta \text{ mm}$	δ^*/δ	θ/δ	H	u_τ/U_1
Present	2.86	15	17.5	0.1457	0.1040	1.41	0.044
	0.72	15	69.1	0.1515	0.1131	1.34	0.037
Okamoto ¹⁰⁾	11.67	10.2	6				
Okamoto et al. ¹¹⁾	10	9.9~ 20.6	about 4				
Sakamoto et al. ¹⁾	0.14	15	48.6	0.1543	0.1111	1.40	0.037
	~	20	51.6	0.1531	0.1124	1.36	0.036
	1.44	25	50.4	0.1507	0.1111	1.34	0.035
Castro-Robins ⁹⁾	0.10		2000	0.2105 *	0.1305 *	1.61 *	

δ ; Boundary layer thickness, δ^* ; Displacement thickness, θ ; Momentum thickness,

H ; Shape factor ($=\delta^*/\theta$), u_τ ; Friction velocity

* is the values calculated from the figure.

分布 (図略) は RUN2 の場合に外層領域の乱れ強さが若干大きい。RUN1, RUN2 の場合とも概ね Klebanoff の分布に一致していた。立方体設置前の境界層厚さは RUN1 の場合 17.5mm, RUN2 の場合 69.1mm であるので、境界層厚さに対する各立方体の高さの比は、それぞれ $h/\delta = 1.14 \sim 2.86$ および $h/\delta = 0.29 \sim 0.72$ の範囲で変化する。実験は、零圧力勾配のもとで主流速度を 15m/s ($Re = U_1 \cdot h/\nu \approx 2.2 \times 10^4 \sim 5.6 \times 10^4$) の一定に保って行われた。このとき主流の乱れ強さは 0.4% であった。なお、参考として本報告で取り上げた従来の研究における境界層特性値を Table 1 に示す (表中の * 印の数値は著者による引用文献からの計算値である)。

供試立方体まわりの速度ベクトルの測定には、直径 0.3mm の受圧孔をもつ外径 3mm の円筒ピトー管を用いた。この際、あらかじめ円筒ピトー管の表面圧力が主流静圧と等しくなる淀み点からの角度 θ_c のレイノルズ数に対する変化を一様流中における検定実験により求めておく。したがって、円筒ピトー管の軸に垂直で受圧孔をとる回転面内における速度ベクトルは、所定の位置で円筒ピトー管を回転させて決定した淀み点の角度 α (流れの方向)、および淀み点角度 α と静圧点角度 θ_c とにおいて測定された圧力差に基づいて算出された。平板後方の変動速度のパワースペクトル分布は、I 形熱線風速計からの信号をデジタル型相関計に直接入力して求めた。平面壁表面上の流れの可視化は、黒色の艶消し塗装を施した厚さ 1mm の亜鉛メッキ鉄板をトリップワイヤ (RUN1) またはサンドペーパー (RUN2) の下流の平面壁上に新たに設置して、その表面上に白色の油膜

を塗布して行った。

3. 実験結果および考察

3.1 速度分布

Fig. 3 (a), (b) は、それぞれ $h/\delta = 2.86$ および 0.72 の場合の立方体まわりの $z/h = 0$ 対称断面における平均速度ベクトルの分布を示す。立方体の上方および背後に逆流が観察され、これより剥離泡が形成されているのが分かる。 $x/h = 1$ 位置の立方体背後における上流向きの速度ベクトルの y 方向の広がりおよび $x/h = 0$ 位置の立方体上方の速度ベクトルの方向を見ると、 $h/\delta = 2.86$ の場合剥離泡は立方体前縁から生じ立方体の背後にまで達しているものと推察される。一方、 $h/\delta = 0.72$ の場合立方体前縁から生じた剥離は立方体上面に再付着し、立方体背後の剥離泡は後縁からの新たな剥離によるものであることが分かる。これに関し、Castro-Robins⁹⁾ は立方体上面の圧力分布の変化パターンの結果からおよそ $h/\delta \leq 0.7$ の範囲では常に立方体上面に再付着が生じ、およそ $h/\delta \geq 0.7$ の範囲では再付着が間欠的となることを示している。この内容は上述の本実験結果とも一致する傾向にある。一方、奥田^ら⁸⁾ は、本研究結果等とは異なり、ドライアイスの煙による可視化観察から h/δ の大きい場合でも後流中にアーチ形渦が放出されるときには立方体上面に再付着が生じると報告しているが、これは間欠的に生じた再付着現象が煙による可視化では捉えにくかったためではないかと思われる。

剥離泡後縁部の平面壁上の再付着距離 L_r をタフトスティック法と全圧管を用いる方法 (先端の受圧部を上流

Fig. 3 立方体周りの速度ベクトル分布
(Velocity vectors profile around a cube)

Fig. 4 再付着距離の変化
(Variation of reattachment distance)

に向けた細い全圧管を壁面上に接しながら x 方向にトラバースさせて、壁面傍の動圧の正負の境界を見だし、それを再付着点とする方法) とを併用して求めていると、 $h/\delta = 2.86$ の場合 $L_r/h = 2.40$ 、 $h/\delta = 0.72$ の場合 $L_r/h = 1.94$ であった。以上の結果は h/δ が小さい場合の方が再付着距離 L_r/h が小さいこと、即ち立方体背後の剥離泡が小さいことを示している。他に立方体背後の再付着距離に関する資料は少ないが、岡本^{10,11}の結果を照合すると h/δ の変化に対する立方体背後の再付着距離は Fig. 4 中の実線で示される実験式

$$L_r/h = \log(h/\delta)^{1.382} + 2.02 \quad (1)$$

で近似できるようである。

Fig. 5 平面壁上の等圧線分布
(Contours Map of surface pressure on a ground plane)

3. 2 平面壁上の圧力分布

Fig. 5 はそれぞれ $h/\delta = 0.72$ および 2.86 の場合の立方体周辺における平面壁上の等圧線分布を示す。全体として $h/\delta = 2.86$ の場合の方が等圧線の間隔が密で変化が大きく、かつ立方体による影響範囲が広いことが分かる。

等圧線分布は $h/\delta = 2.86$ の場合 $x/h = 1.00$ 、 $z/h = 0.52$ の位置で極小値 $C_{pw} = -0.50$ を、 $h/\delta = 0.72$ の場合 $x/h = 0.82$ 、 $z/h = 0.37$ の位置で極小値 $C_{pw} = -0.27$ をとる。極小値をとる位置は、Fig. 6 の油膜パターンにおける立方体背後の油膜溜り、即ち立方体背後に形成されるアーチ形渦の付け根の位置に対応する。これに関し、 $h/\delta = 0.98$ の場合の坂本¹⁾の結果では極小値 $C_{pw} = -0.3$ が $x/h = 0.90$ 、 $z/h = 0.40$ の位置に、 $h/\delta = 11.67$ の場合の岡本¹⁰⁾の結果では極小値 $C_{pw} = -0.65$ が $x/h = 1.02$ 、 $z/h = 0.60$ の位置に認められる。したがって立方体背後の圧力の最小値およびその位置は明らかに h/δ の影響を受け、 h/δ が小さい場合は極小値は上昇しながらその位置は上流に移動し立方体に近づくものと考えられる。この極小値位置の変化傾向は Fig. 6 の油膜パターンからも明瞭に観察される。以上の結果をまとめて、 h/δ に対する圧力の最小値をとる x および z 方向距離 X_v 、 Z_v の変化を Fig. 7 に、最小値 C_{pv} の変化を Fig. 8 に示す。 X_v 、 Z_v および C_{pv} はそれぞれ図中の実線で示した式 (2)、(3) および式 (4) で近似できることが分かる。

$$X_v/h = 0.88 (h/\delta)^{0.073} \quad (2)$$

$$Z_v/h = 0.40 (h/\delta)^{0.175} \quad (3)$$

$$C_{pv} = -0.32 + \log(h/\delta)^{-0.324} \quad (4)$$

平面壁上の x 軸に沿う立方体上流および下流の圧力分

(a) $h/\delta = 0.43$

(b) $h/\delta = 0.72$

(c) $h/\delta = 1.71$

(d) $h/\delta = 2.86$

Fig. 6 平面壁上の油膜パターン
(Oil-film pattern on a ground plane)

Fig. 7 平面壁上の最小圧力位置の変化
(Variation of minimum pressure location on a ground plane)

Fig. 8 平面壁上の最小圧力の変化
(Variation of minimum pressure on a ground plane)

(a) 立方体上流

(b) 立方体下流

Fig. 9 x軸上の表面圧力分布
(Surface pressure distribution on x-axis)

布をそれぞれFig. 9 (a), (b) に示す。 h/δ の大きい場合の方が物体前方での圧力上昇および物体後方での圧力低下が大きいことが分かる。物体前方の圧力分布は $h/\delta = 2.86$ の場合およそ $x/h = 0.85$ 付近の位置で主馬蹄形渦の存在を示す極小値を示すのが分かる。極小値をとる位置は h/δ によらずほぼ一定であるが、

極小値の存在は h/δ の減少につれ不明瞭となる。一方、物体後方の圧力分布はFig. 5の結果から概ねアーチ形渦の2つの付け根の間にある x 軸上の位置で極小値をとることが分かる。圧力分布は極小値位置から下流に向かって比較的単調に上昇し、Fig. 4の結果から再付着点付近で $C_{pw} = 0$ に達することが分かる。立方体下流の表面圧力分布は、 h/δ の減少につれ極小値の値が上昇し、極小値をとる位置が立方体に近づく傾向を示す。

3. 3 立方体表面の圧力分布

Fig. 10は平面壁と水平方向($y/h = 0.5$)における立方体表面の圧力分布を示す。 $h/\delta = 2.86$ の場合の前面および後面の圧力分布は、立方体が乱流境界層厚さより十分大きい場合の岡本¹⁰⁾の結果に良く一致している。また、立方体が境界層中に埋没している $h/\delta = 0.72$ の場合の側面および後面の圧力分布は $h/\delta = 0.98$ の条件である坂本ら¹⁾の結果にかなり近い。

詳細にみていくと、前面の圧力分布は他の研究結果と互いに類似する傾向を示すが、 $h/\delta = 0.72$ の場合の値は坂本ら¹⁾およびCastroら⁶⁾の結果より若干小さくなっている。坂本らの値より若干小さい値をとるのは本実験が $h/\delta = 0.72$ の条件でなされているため、接近流の速度が若干小さいためである。なお、 $h/\delta = 0.1$ の条件でなされているCastroら⁶⁾の場合の値が比較的大きくなっているが、これはTable 1に示すように立方体設置位置における境界層がまだ平衡な乱流境界層となっていないためと思われる。次に、立方体側面における圧力分布を見ると、その上流側では h/δ に対する変化が小さく同程度の圧力を示すが、下流側の圧力は h/δ の減少とともに上昇するものと考えられる。また、立方体後面における圧力は側面の下流側の値にほぼ等しいが、 h/δ の大きい場合には中心に向かって若干上昇する傾向を示す。

Fig. 11は平面壁と垂直方向($x/h = 0$ または $z/h = 0$)における立方体表面の圧力分布を示す。 $h/\delta = 2.86$ の場合の前面および後面の圧力の値は、立方体が乱流境界層厚さより十分大きい岡本¹⁰⁾の場合と同様である。しかし分布形状は若干異なっている。立方体前面の圧力分布は、いずれも淀み点位置を示す圧力最大位置から平面壁方向に減少し、馬蹄形渦の影響により再び平面壁近傍で増加する傾向を示す。また、立方体への接近流速の違いにより h/δ の大きい場合の方が全体として C_p の値が大きいものと考えられるが、Castroらの場合 h/δ が小さいにもかかわらずかなり大きい値をとっている。立方体後面の圧力は、 h/δ の減少とともに

Fig. 10 立方体表面 ($y/h = 0.5$) の圧力分布
(Surface pressure distribution on a cube at $y/h = 0.5$)

Fig. 11 立方体表面 ($x/h = 0, z/h = 0$) の圧力分布
(Surface pressure distribution on a cube at $x/h = 0$ and $z/h = 0$)

上昇し、 $C_p = 0$ に近づく傾向にある。また他の研究結果を合わせると、この圧力上昇の大きさは背面の上部側の方が下部側より顕著であることが分かる。一方、側面の圧力は y 方向にあまり変化せず、 h/δ の減少につれ徐々に上昇するものと予想される。なおCastroらの結果は、Fig. 10およびFig. 11に見られるように系統的に示されているものの坂本ら¹⁾、岡本¹⁰⁾および本実験の結果と照合すると、 $h/\delta = 0.1$ の条件にしては立方体前面の圧力が若干高めの傾向にあるといえる。

以上のことより、立方体の表面圧力は、 h/δ が十分大きい(少なくとも $h/\delta = 2.86$ 以上)範囲ではほぼ等しく、それから h/δ が減少するにつれ前面では減少し側面および後面では上昇する傾向を示す。

次に、立方体前面の圧力分布について検討する。Fig. 12は、 $z/h = 0$ での前面における表面圧力係数 C_p の分布と、立方体を設置していない場合の無次元動圧 $(1/2)\rho U^2 / (1/2)\rho U_1^2 = (U/U_1)^2$ の分布とを比較したものである。 $h/\delta = 2.86$ の場合淀み点高さ($y_{stag}/h = 0.57$)付近を除き表面圧力係数は $(U/U_1)^2$ の分

Fig. 12 接近流速と立方体前面圧力
(Approaching velocity and frontal surface pressure on a cube)

Fig. 13 立方体前面の表面圧力分布の相似性
(Similarity of a frontal surface pressure distribution on a cube)

布形状にほとんど一致していない。一方、 $h/\delta = 0.72$ の場合 $y/h = 0.3 \sim 0.5$ の範囲の表面圧力係数は $(U/U_1)^2$ 分布に一致するが、淀み点高さ ($y_{stag}/h = 0.75$) 位置における表面圧力係数は $(U/U_1)^2$ 分布よりかなり小さい。この様に h/δ が小さい場合に淀み点位置の表面圧力係数が接近流の無次元動圧 $(U/U_1)^2$ より小さくなるという結果は、 h/δ が小さい場合ほど立方体設置前における接近流の速度分布が設置後に変形されやすいことを示すものと考えられる。

坂本ら¹⁾ は、Fig. 13に示すように $h/\delta = 0.14 \sim 1.44$ の範囲における前面の表面圧力分布が相似形状になると述べている。しかしながら坂本らによる h/δ の範囲より大きい h/δ の条件をもつ本実験 ($h/\delta = 2.86$) および岡本 ($h/\delta = 11.67$) の結果は、明らかに坂本らが示した相似分布からずれていることが分かる。そ

Fig. 14 立方体前面の淀み点位置の変化
(Variation of stagnation position on a cube surface)

れぞれの分布形状に対して淀み点高さ y_{stag} を求めたものを Fig. 14に示す。淀み点高さはおよそ $h/\delta \leq 1$ の範囲ではほぼ一定値をとり、また坂本らの結果にも近いことが分かる。これより、およそ $h/\delta \leq 1$ の範囲における立方体前面の表面圧力分布が相似形状を示すことは十分推察される。しかしながら、 y_{stag} は $h/\delta = 2 \sim 3$ の範囲で急変化し、およそ $h/\delta > 3$ の範囲では h/δ の増加につれ徐々に減少する傾向を示しており、この様な範囲では前面圧力分布の相似性は成り立たないものと考えられる。以上の結果から、淀み点位置における接近流速が主流速度 U_1 と等しくなりうる h/δ の最小値 (Fig. 14からおよそ $h/\delta = 2 \sim 3$ と推察される) を境に、それより小さい h/δ の範囲では近似的に相似な前面圧力分布が得られるが、それより大きい h/δ の範囲では前面圧力分布は h/δ に依存して徐々に変化するものと考えられる。

3. 4 抗力係数

Fig. 15は、 $h/\delta = 0.72$ および 2.86 の場合について表面圧力分布より求めた立方体の抗力係数

$$C_D = F / (1/2) \rho U_1^2 h^2$$

を示す。ここで抗力 F は、立方体の側面および上面に作用する抗力成分を無視し、前面および後面における表面圧力の面積分の差として求めた。およそ $h/\delta = 3$ 以下の場合、 C_D には立方体前面位置への接近流の速度分布の差、即ち h/δ による相違が見られる。 $h/\delta = 2.86$ の場合の C_D の値は、 h/δ の十分大きい場合の岡本ら^{10), 11)} の結果とはほぼ同様であり、また坂本ら¹⁾ の実験結果 (図中の実線部; $C_D = 0.78 (h/\delta)^{0.437}$) の延長線上にある。しかしながら $h/\delta = 0.72$ の場合の C_D の値は坂本らの結果より若干大きくなっている。この原因は、今のところ他の研究者による $h/\delta < 1$ の範囲における実験データが不足しているため明白でない。いずれにしろ上述

Fig. 15 抗力係数の変化
(Variation of drag coefficient)

Fig. 16 ストローハル数の変化
(Variation of Strouhal number)

した淀み点の変化および後述するストローハル数の変化傾向を参照すると、抗力係数はおよそ $h/\delta < 3$ の範囲では h/δ の減少に伴い低下し、およそ $h/\delta > 3$ の範囲では約 $C_D = 1.3$ の一定となるようである。

3.5 ストローハル数

Fig. 16は、立方体の後流中 ($x/h = 1.5$, $y/h = 0$, $z/h = 0.7$ の位置) で測定された速度変動のパワースペクトル分布より得られたアーチ形渦の放出周波数 f_p を用いて算出された、ストローハル数 $St = f_p \cdot h / U_1$ の変化を示す。本実験結果は坂本²⁾ の実験結果 (図中の実線部) に良く一致しており、比較的 h/δ が小さい場合には St は h/δ に依存するものと判断される。また $h/\delta = 2.86$ の場合の St は h/δ の十分大きい岡本^{10), 11)} の結果とほぼ同様である。これより h/δ の大きい領域における St はほぼ一定になるものと考えられ、坂本ら²⁾ の結果の延長線 (図中破線) 上にある。したがって、ストローハル数はおよそ $h/\delta < 3$ の範囲では h/δ の減少に伴い低下し、およそ $h/\delta > 3$ の範囲では約 $St = 0.11$ の一定値をとる。

4. 結論

平面壁上に置かれた立方体のまわりの流れに及ぼす乱流境界層厚さの影響について調べ、次の結論を得た。

(1) ここで扱った $h/\delta = 2.86$ の場合剥離泡は立方体前縁から生じ立方体の背後にまで達するが、 $h/\delta = 0.72$ の場合立方体前縁から生じた剥離は立方体上面に再付着する。なお立方体背後の剥離泡の大きさに対応する再付着距離 L_r は h/δ をパラメータとして式 (1) で近似できる。

(2) 立方体後方のアーチ形渦の付け根に対応して平面壁上で圧力の最小値をとる x および z 方向距離 X_v , Z_v の変化は式 (2), (3) で、最小値 C_{pv} の値は式 (4) で近似できる。即ち圧力の最小値およびその位置は明らかに h/δ の影響を受け、 h/δ が小さい場合ほど極小値は上昇しながらその位置は上流に移動し立方体に近づく。

(3) 立方体の表面圧力は、 h/δ が十分大きい (少なくとも $h/\delta = 2.86$ 以上) 範囲ではほぼ等しく、それから h/δ が減少するにつれ前面では減少し側面および後面では上昇する傾向を示す。

(4) $h/\delta = 2 \sim 3$ の条件を境に、立方体前面の表面圧力分布は h/δ の小さい範囲ではほぼ相似形となるが、 h/δ の大きい範囲では h/δ に依存して徐々に変化する。

(5) 抗力係数はおよそ $h/\delta < 3$ の範囲では h/δ の減少に伴い低下し、およそ $h/\delta > 3$ の範囲では約 $C_D = 1.3$ の一定値をとる。

(6) ストローハル数はおよそ $h/\delta < 3$ の範囲では h/δ の減少に伴い低下し、およそ $h/\delta > 3$ の範囲では約 $St = 0.11$ の一定値をとる。

最後に、本研究の遂行に当たり御助言を賜った大坂英雄教授、ならびに多大の協力を頂いた井上忠義技官、古屋雅啓氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) 坂本弘志, 谷口清一, 森谷 優, 有江幹男: 乱流境界層の中にある正方形柱周辺の流れに関する研究 (乱流境界層特性と抗力係数との関係), 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 46, No. 408, 1980, pp. 1437 - 1446.
- 2) 坂本弘志, 森谷 優, 有江幹男: 乱流境界層の中にある角柱および円柱からの渦放出, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 49, No. 437, 1983, pp. 44 - 52.
- 3) 村上周三, 持田 灯, 日比一喜; Large Eddy

- Simulationによる建物周辺気流の三次元数値解析
(その1), 日本建築学会計画系論文報告集, No. 360,
1986, pp. 1 - 11.
- 4) 村上周三, 持田 灯, 林 吉彦, 大和田 淳; $K-\epsilon$
型2方程式モデルによる建物周辺気流の数値解析(そ
の1), 日本建築学会計画系論文報告集, No. 392,
1988, pp. 11 - 21.
 - 5) G. S. West and C. J. Apelt: The effects
of tunnel blockage and aspect ratio on
the mean flow past a circular cylinder
with Reynolds numbers between 10^4 and
 10^5 , J. Fluid Mech., Vol. 114, 1982, pp. 361
- 377.
 - 6) 勝田高司, 村上周三, 鎌田元康, 池田耕一; 風洞気
流に対する模型のBlocking - Effectに関する実
験的研究, 生産研究, Vol. 23, No. 7, 1971, pp.
289 - 294.
 - 7) 黒谷靖雄, 関根 毅; 建築物周辺気流を対象とする
風洞実験における閉塞効果, 日本建築学会計画系論
文報告集, No. 415, 1990, 1 - 8.
 - 8) I. P. Castro and A. G. Robins: The flow
around a surface-mounted cube in uniform
and turbulent streams, J. Fluid Mech., Vol.
79, part 2, 1977, pp. 307 - 336.
 - 9) 奥田泰雄, 谷池義人; 3次元角柱まわりの流れの可
視化, 京都大学防災研究所年報, No. 30, B-1, 1987,
pp. 225 - 232.
 - 10) 岡本史紀; 平面壁上の正方形断面をもつ角柱まわ
りの流れ, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 32, No. 370,
1984, pp. 661 - 665.
 - 11) 岡本史紀, 松永勝秀; 平面壁上の有限長角柱まわ
りの流れ, 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 55, No.
512, 1989, pp. 1091 - 1096.