平面壁上の有限幅直立平板まわりの流れ*

岡本 史紀^{*1}, 小林 正人^{*2}, 門野 司^{*3}
加賀谷 春幸^{*4}, 島根 淳^{*4}

Flow past Flat a Plate of Finite Width Placed Vertically on a Ground Plane

Shiki OKAMOTO^{*5}, Masato KOBAYASHI, Tsukasa KADONO,
Haruyuki KAGAYA and Atsushi SHIMANE^{*5} Department of Mechanical Engineering Shibaura Institute of Technology,
3-9-14 Shibaura, Minato-ku, Tokyo, 108-8548 Japan

This paper describes the flow past a flat plate of finite width placed vertically on a ground plane. The experiment was carried out in an 800 mm diameter Eiffel type wind tunnel with a working section of 1.5 m length and mainly at Reynolds number of 5.1×10^4 . The surface pressure distributions on the flat plate and on the ground plane around the flat plate were measured, and the drag coefficient was determined from them. The vortices generated in the flow field around a flat plate have also been observed by flow-visualization. Furthermore the time mean velocity in the flow field behind the flat plate was measured by use of a laser Doppler velocimeter. Consequently, it is found that the disappearance of shedding arch vortices is in the range of $W/H=4 \sim 7$, while the drag coefficient attains minimum near $W/H=5$.

Key Words: Pressure Distribution, Vortex, LDV, Velocity Distribution, Flow Visualization, Separation, Flat Plate, Finite Width

1. 緒 言

近年、環境問題に関連して建築物、土盛りされた高速道路、または防音へい等の二次元模型についての風洞実験がしばしば行われている。この種の二次元平板の実験的研究としては、平面壁上の境界層厚さと直立平板の高さの比率を変えた Good-Joubert⁽¹⁾、坂本ら⁽²⁾の研究があげられる。しかし実際に多く見られる防風フェンス、航空機のスポイラなどは平板でも有限幅であるため、その周辺の流れは平面壁上の二次元平板の結果をそのまま用いることはできない。このような有限幅の三次元平板では平板側面から背後への流れ込みが存在するため、平板上方から背後への流れ込みのみしか存在しない二次元平板とは周辺の流れ特性は大きく異なることが予想されるからである。

従来、三次元物体まわりの流れは構造設計または環境問題から重視され、有限長円柱⁽³⁾、有限長角柱⁽⁴⁾、円すい⁽⁵⁾、球⁽⁶⁾、半球柱体⁽⁷⁾ など多くの形状の研究がす

でに報告されている。しかしながらおのおのの形状についても比較的単純な有限幅平板の場合についてさえ、限られた内容の報告しかされていない。坂本ら⁽⁸⁾は有限幅平板の平板高さに対する平板幅の比、すなわち平板の有限幅比をパラメータとして、系統的に渦生成のようすを調べ、カルマン渦の生成限界は有限幅比が0.8付近で、それを境にしてカルマン渦からアーチ渦へと生成渦の形態移行を明らかにした。その後、岡本⁽⁹⁾はアーチ渦の生成に関して有限幅比が1の正方形平板からはアーチ渦が生成されることを明らかにした。しかしながらフェンスやスポイラなどに見られる有限幅比1以上となる平板の場合ではアーチ渦生成と消滅など、アーチ渦の生成限界となる有限幅比、およびアーチ渦消滅前後での平板まわりの流れの変化などの報告は見当たらない。他方、坂本ら⁽¹⁰⁾は平板の有限幅比の増減によって平板の表面圧力、抗力係数が変化し、特に有限幅比が5付近で抗力係数は最小値に達することを報告した。しかし、この抗力係数の有限幅比5付近の変化と流れ特性の関連については言及されていない。

本研究ではこれらに関連して、有限幅直立平板の有限幅比をパラメータとして、一様流中の有限幅直立平板まわりのアーチ渦生成のようすを可視化観察し、ア

* 原稿受付 2004年12月20日。

^{*1} 正員、芝浦工業大学工学部 (〒108-8548 東京都港区芝浦3-9-14)。^{*2} キヤノンファインテック(株)。^{*3} 准員、(株)本田技術研究所栃木研究所。^{*4} 学生員、芝浦工業大学大学院工学研究科。

E-mail: okamoto@sic.shibaura-it.ac.jp

一渦消滅のメカニズム、生成限界および限界付近での有限幅直立平板の表面圧力、抗力係数、平面壁上のフローパターン、近傍後流の変化の詳細について実験的に明らかにする。

記 号

C_D : 平均抗力係数

$$= \int_0^1 \int_{-0.5}^{0.5} (C_{P1} - C_{P2}) d(Y/W) d(Z/H)$$

C_P : 圧力係数 $= (P - P_{S\infty}) / (1/2) \rho U_\infty^2$

C_{P1}, C_{P2} : 平板前面, 背面圧力係数

H : 平板高さ

n : 振動数

P : 静圧

$P_{S\infty}$: 主流の静圧

Re : レイノルズ数 $= HU_\infty / \nu$

U : 時間平均速度

U_∞ : 主流速度

W : 平板幅

X, Y, Z : 平板の前面底面中央を原点とする直角座標軸, 流れ方向に X 軸, 水平方向に Y 軸, 鉛直方向に Z 軸をとる

x : 平面壁上前縁から流れ方向の距離

ν : 空気動粘性係数

ρ : 空気密度

2. 実験装置および実験方法

本実験では表面圧力測定, レーザ・ドップラー流速計による速度測定, 流れの可視化観察に際して3種類の実験装置を用いた。まず表面圧力測定や平板まわりの流れの実験に使用した風洞は吹出し口直径が800 mmのEiffel形風洞で測定部の長さは1500 mmである。地面板として幅1000 mm, 長さ1500 mm, 厚さ4 mmのアルミニウム板を用い, その前縁は前縁はく離を防ぐため流線形に削り, 図1に示すように風洞吹出し口底面から上方に離して取付けた。平板の取付位置は前縁から500 mm下流のところである。平板の取付位置における境界層特性を表1に示す。この実験では境界層厚さに対する平板の高さの割合は $H/\delta = 4.81$ である。平板の幾何学的形状は高さ $H=50$ mm, 有限幅比 $W/H=0.5, 1, 2, 4, 7, 10$ の6種類に変え実験を行った。平板の表面圧力, 地面板上の平板まわりの静圧の測定には精密微差圧計を用いた。実験は主流速度 $U_\infty=15$ m/s 付近とし, 平板高さを代表長さにとるとレイノルズ数 $Re=HU_\infty/\nu=5.1 \times 10^4$ のもとで行った。

Table 1 Boundary layer

Boundary layer thickness	δ (mm)	10.4
Momentum thickness	θ (mm)	1.13
Displacement thickness	δ^* (mm)	1.46
Shape factor	H^*	1.30
H/δ		4.81

Fig. 1 Scheme of apparatus and nomenclature

次にレーザ・ドップラー流速計による実験に使用した風洞は200 mm×200 mmの正方形断面をもつ循環形風洞で測定部の長さは2000 mmである。平板はノズル出口から530 mm下流の位置に設置した。平板の幾何学的形状は高さ $H=15$ mm, 有限幅比 $W/H=2, 4, 7$ の3種類に変え, 実験を行った。実験では平板まわりの流れを中心として, 平均速度の測定には二次元レーザ・ドップラー流速計を用いた。実験に用いたドップラー流速計の諸元は次のようである。前方散乱形, デュアルビームモード(2カラー4ビーム法), 最大出力4 W(測定時の出力300 mW), アルゴン・イオンレーザ(波長: 緑514.5 nm, 青488 nm), ビーム間隔50 mm, 収束レンズ焦点距離500 mm, ビーム交差部測定体積最大直径緑0.16 mm, 青0.16 mm, 長さ緑3.2 mm, 青3.0 mm, シーディングには線香の煙を用いた。実験は主流速度 $U_\infty=10$ m/s とし, レイノルズ数 $Re=HU_\infty/\nu=9.92 \times 10^3$ のもとで行った。最後に流れの可視化観察の実験に使用した回流水槽は幅400 mm, 深さ300 mm, 測定部の長さ1000 mmである。平板の幾何学的形状は $H=30$ mm, 縦横比 $W/H=2, 4, 7$ の3種類に変え, 実験は速度 $U_\infty=3$ cm/s, $Re=8.96 \times 10^2$ のもとで行った。ここで3種類の実験装置を用いた実験では実験条件としてレイノルズ数が異なっているが, 本実験のレイノルズ数の範囲では, 平板まわりの流れは一般に平板の抗力係数の変化に見られるように, レイノルズ数に依存しないことが知られている。特に, 流れの可視化観察の実験では平板まわりの流れの定性的変化を調べるために行ったものであり, レイノルズ数の違いについてもその点で配慮した。

Fig. 2 Surface pressure distribution on flat plate

Fig. 3 Surface pressure on flat plate at $Y/H=0$

3. 実験結果および考察

3.1 平板表面圧力分布 平板の前面と背面の圧力分布を図2に示す。図2より平板前面における圧力分布は、 W/H の変化によってかなり異なる。すなわち $W/H=0.5, 1$ の場合、圧力分布は、平板の中心線上 ($Y/H=0$) で最大となるが、 $W/H=4$ を超えると平板の両側端付近以外ではほぼスパン方向にフラットな分布を示している。また、平板上部 ($Z/H=0.85, 0.65$) と下部 ($Z/H=0.45, 0.25, 0.05$) では少し異なった分布になっていることが見てとれる。このように W/H が大きくなるにしたがって、圧力分布がしだいにフラットになるのは、 W/H の増加とともに平板両側端付近を除いて、圧力分布において Y 方向に変化しない二次元的部分が現れるためである。また $W/H=0.5, 1$ 以外の平板では平板上流前方より平板上端、および両側端へ向かう流れの傾向が強まり、相対的に平板正面に向かう流れが弱まるために中心部の圧力が $C_p=1$ にならない。

一方、背面における圧力は $W/H=0.5$ から $W/H=10$ まで、 Z/H の違いによる変化はほとんど見られない。また、 W/H が大きくなり、 $W/H=7$ からはスパン方向に変化が生じ、圧力の最小値となる位置は、 $W/H=7$ のときは $Y/H=\pm 2.5$ 、 $W/H=10$ のときは $Y/H=\pm 3.5$ というように有限幅比が増加するに伴いスパン方向に離れていく。つまり、 W/H が小さい場合には、流出する渦はすでに報告されているように⁽⁸⁾ 平板左右両側端からはく離する縦渦と平板上端からはく離する横渦とが一体になっているアーチ渦のため背面圧力分布もスパン方向にほぼ一定であるが、 W/H が増加し平板左右両側端からの縦渦がスパン方向に離

Fig. 4 Surface pressure distribution on flat plate ($Z/H=0.05\sim0.85$)

れると、平板上端からはく離れた横渦との一体性は崩れ、背面圧力分布もスパン方向に大きく変化する。

$Y/H=0$ における前面ならびに背面の圧力分布を図3に示す。図3の平板前面の圧力分布を見ると、最大圧力点は $W/H=1$ においては、 $Z/H \approx 0.55$ である。しかし、 W/H の増加に伴い最大圧力に達する高さ方向位置 Z/H も先に述べた平板上流側より平面壁上からはく離れた流れが、平板上端へ向かうために、平板上端に近づいていく。また、平板上端では、圧力が低くなっている。一方、平板背面の圧力分布を見ると W/H の値にかかわらず、 $C_p = -0.4$ 前後の値である。

図4に平板の前面ならびに背面の等静圧線図を示す。前面では $W/H=2$ の場合は中心付近で圧力が高くなる分布形であるが、 W/H が4を超えると $W/H=10$ までは平板の両側端付近ではく離の影響が顕著に現れ、それ以外ではスパン方向の圧力差が小さくほぼ同様な分布形で、平板側端の影響が中心まで及ばなくなることが見てとれる。一方、背面では圧力は前面と比べて変化は少なく、 $W/H=1$ の場合を除くと W/H が増加するとスパン方向の圧力変化が大きくなることわかる。特に W/H が2を超すと、平面両側端からはく離れた縦渦に関係する平板背面における圧力が最も低くなる位置は、ほぼ左右対称の2箇所があり、その位置は W/H が増加するに伴いスパン方向に離れている。

3.2 抗力係数 平板に働く平均抗力係数は表面圧力から求められる。ここで求めた抗力は厳密にいえ

Fig. 5 Local drag coefficient

Fig. 6 Drag coefficient

ば圧力抗力であるが、近似的に全抗力と見られる。図5には測定した平板前面および背面圧力から求めた局所抗力係数 C_{Di} を示す。平均抗力係数 C_D の変化を図6に示す。図6には岡本⁽⁹⁾、坂本⁽¹⁰⁾、および山田⁽¹¹⁾の結果を同時に示した。

図5から $W/H=0.5, 1$ と $W/H=2, 4, 7, 10$ の2種類に大きく局所抗力係数の分布形は分けられる。 $W/H=0.5, 1$ の場合は、局所抗力係数は高さ方向における変化は少ないが、 $W/H=2, 4, 7$ の場合は平板前面の圧力分布と同様に高さ方向における変化は大きく、平板上方に局所的に大きな力が作用していることがわかる。しかし、その傾向は $W/H=10$ になると二次元平板の結果⁽¹⁾と同様に少なくなるようである。

図6の平均抗力係数では本結果は、坂本⁽¹⁰⁾の結果より抗力係数が大きく、岡本⁽⁹⁾および山田⁽¹¹⁾の結果より小さい。この平均抗力係数の差異は坂本ら⁽¹⁰⁾が指摘したように平板高さと境界層厚さの比 H/δ の違いに起因する。図6から明らかなように各縦横比の平板における抗力係数 C_D は H/δ の値によって異なっており、かつ W/H が大きくなるにしたがってしだいに減少し、 $W/H=5.0$ を超えると再び増加している。このように W/H の増加に伴って抗力係数 C_D が減少するのは、前述した圧力分布から明らかなように平板の前面における圧力が、 W/H が大きくなるにしたがい、減少することによって起因する。また、 W/H が5.0を超えると C_D が増加するのは、前面における圧力が W/H によってあまり差異はないが、背面における圧力は平板下流に流出する渦の影響を強く受け、その結果両側端付近の背面圧が低下するためであると思われる。

3.3 平面壁上の平板まわりのフローパターン

図7は歯磨き粉の溶液を用い表面塗布法によって可視化した平面壁上の平板まわりのフローパターンを示す。平板の上流側手前にははく離線がはっきりと現れ、その内側には馬てい形渦が生じる。 $W/H=1\sim4$ の場合には、平板を大きく取り囲むように馬てい形渦の存在を示すはく離線が、明りように現れているが、 $W/H=7, 10$ の場合には平板前面中央付近では馬てい形渦の形跡は消滅しているようである。その点を詳細に調べると、平板前面中心付近において流れ方向に沿って多数の細かいしまが平板に向かって見えるが、これは流線が急激に上方へ曲げられ、流れがZ方向に立ち上がっているあとが、多数の細かいしまとして現れていると考える。さらにこれは $W/H=7, 10$ の平板前面圧力分布で、両側端付近の圧力より中央付近の圧力が低くなる部分と一致しており、側端より平板中央

Fig. 7 Flow pattern around flat plate on ground plane

Fig. 8 Surface pressure distribution on ground plane

付近に近づく流線の方向が急激に上方へ曲げられ、その結果、平板前面圧力分布において中央付近の圧力が側端付近の圧力より低くなったものである。どの W/H の値においても平板の後方に一對の白い粉だま

りが確認できる。これは平板左右両側端から離れる縦渦の下端部である。この、粉だまりの位置は W/H が増加するにしたがってスパン方向に離れている。このように平板両側端から離れた縦渦が W/H の増加とともにスパン方向に離れるために平板の背面圧力がこの渦の影響を強く受け、その結果として平板背面圧力分布で述べたように圧力がスパン方向に大きく変化する。

図8は $W/H=0.5, 1, 4, 7$ の平板まわりの平面壁上の等静圧線図を示す。どの場合でもスパン方向に対称な位置に閉じた等圧線で示される一対の最小圧力領域が見られる。これは可視化写真における粉だまりの位置に相当し、平板両側端から離れた縦渦の下端部に当たる。 $W/H=1$ の場合はこの渦は平板上端から離れた横渦と一体となるアーチ渦を形成し、これらの根元の位置を軸として、 W/H が大きい値のため先端からの強いダウンウォッシュによってアーチ渦は斜めに傾き倒され、下流に流出する。この一対の負圧領域(縦渦の下端部)は、 $W/H=1$ に比べ W/H が4から7へ増すとスパン方向に離れていく。また平板の上流側では W/H が増すにつれ、平板のかなり前方より圧力上昇が始まり、その結果等静圧線図の分布形も異なってくる。

3・4 アーチ渦の生成と消滅 平面壁上の有限幅平板まわりの流れ場においては次のような2種類の渦が存在する。

(1) 平板と平面壁との接続領域に発生する渦

(2) 平板の端からのはく離流によって発生する渦
平面壁上の平板近くのはく離線の内側に馬蹄形渦が生じ、この渦は平板前方から両側をまわり、流れ方向に軸をもち下流へ流れる。著者の岡本⁽⁹⁾は回流水槽を用いて、インキ流しの方法によって可視化観察を行い、 $W/H=1$ の平板の場合について馬蹄形渦の存在を示した。この馬蹄形渦の外側では吹上げ、内側では吹下ろしがあり、これが平板後方のダウンウォッシュを強める原因である。

また(2)の渦の生成については、坂本ら⁽⁸⁾によると平板後方に生成される渦の形態は、非対称形いわゆるカルマン渦形と対称形いわゆるアーチ渦形の二つのタイプに大別され、 $W/H=0.8$ 程度までは非対称形、 $W/H=0.8$ を超えると対称形となることが報告されている。本実験では、大半が $W/H=0.8$ を超えた場合であるが、有限幅比が大きくなると平板上端からのはく離した横渦の強さがしだいに大きくなり、その結果上端からのはく離した横渦と両側端からのはく離した縦渦が一体となるアーチ渦となって対称形で下流に流

Fig. 9 Power spectra at $Z/H=0.33$

出する。一方、 W/H が0.8より小さい場合では、平板上端からのはく離した横渦が平板両側端からのはく離した縦渦に比べて弱く、縦渦が支配的になるために、非対称形のカルマン渦となり下流に流出する。さらに無限幅平板(二次元平板)になると、平板上端からのはく離した横渦だけとなり、流れは平板の後方の平面壁上に再付着し、一つの安定した渦領域を形成し、有限幅平板とは背面近傍の流れはまったく異なったものとなる。

ここで、有限幅平板から流出する渦の存在を調べるために、 $W/H=2, 4, 7$ の平板の場合について平板の左右側端後方の $X/H=2$ および 3.33 の位置での熱線流速計で測定した速度変動の X 方向成分のパワースペクトルを図9に示す。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もつことが知られている⁽³⁾。したがってパワースペクトル曲線においてピークの存在の有無は周期的な流出渦の有無を意味する。

図9を見ると(a), (b)の $W/H=2, 4$ の場合にはピークの存在が確認され、平板両側端から渦の流出が明らかであるが、(c)の $W/H=7$ の場合になると、ピークの存在が消滅し、周期的な渦の流出がないことが示されている。図9(a), (b)の $W/H=2, 4$ の場合、先に述べた $W/H=0.8$ を超える範囲であるため、アーチ渦が生成されていることが考えられるが、これを

Fig. 10 Flow visualization

Fig. 11 Velocity vector at $Y/H=0$

回流水槽においてメチレンブルー水溶液を用いた注入トレーサ法により可視化観察を行い確認した。図10は $W/H=2, 4, 7$ の平板から流出する渦のようすを後方斜め上方より撮影した写真を示す。 $W/H=2, 4$ の平板では、平板の上端、側端から流れは同時にはく離し、はく離した縦渦と横渦が一体となるアーチ渦が生成され、周期的に下流へ流出するようすが確認された。一方、図10(c)の $W/H=7$ の場合では平板の上端、側端から同時にはく離するが、平板上端からはく離した横渦が支配的となるために一体となるはく離渦は生成されず、崩れ消滅する。これは図10(a), (b)の $W/H=2, 4$ の場合と比較して平板側端からはく

Fig. 12 Velocity vector at $Z/H=0.5$

離した縦渦が平板上端からはく離した横渦に比べ弱く、両渦の合体・成長によってアーチ渦が崩れ消滅することを示している。以上の結果より $W/H=2, 4$ の場合は、アーチ渦が流出し、 $W/H=7$ の場合になると、アーチ渦は消滅することが明らかになり、 $W/H=4 \sim 7$ がアーチ渦生成の限界範囲であることがわかった。

3・5 平面壁上の有限幅平板まわりの流れ 平面壁上の有限幅平板まわりの流れのようすを調べるため、中央部 ($Y/H=0$) における鉛直断面での速度ベクトルの分布を図11に示す。図11より平板先端から離れた流線は(a)の $W/H=2$ では $X/H=4.5$, (b)の $W/H=4$ では $X/H=5.7$, (c)の $W/H=7$ では $X/H=6.8$ 付近の下流でおおの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。二次元平板の場合には平板先端から離れた流線は $X/H=13$ 付近の下流で平面壁上に再付着する⁽¹⁾ ことを併せて考えると、平板幅が増すにつれて再循環領域は流れ方向に拡大することが明らかである。また平板前面

上流平面壁付近には馬てい形渦の存在を示す小さい再循環領域が見られる。

次に近傍後流の水平面における下流方向への変化を調べるために、図 12 に $Z/H=0.5$ の水平断面における速度ベクトル線図を示す。速度ベクトルより平板まわりの流れは左右の側端よりはく離れた流れが平板背後に逆流域を含み大きな再循環領域が形成されていることが明らかである。この $Z/H=0.5$ の水平断面では、再循環領域は図 11(a) の $W/H=2$ では $4 \leq X/H \leq 4.5$, (b) の $W/H=4$ では $5 \leq X/H \leq 5.5$, (c) の $W/H=7$ では $6 \leq X/H \leq 6.5$ の範囲で終了する。さらに平板背後の再循環領域には左右一対の大きい循環領域が存在し、その循環領域の中心は平面壁上では図 7 に示した一対の白い粉だまりの位置、さらに図 8 に示した一対の最小圧力領域の位置にほぼ相当する。

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) 有限幅平板の表面圧力は平板両側端からはいく離する縦渦によって大きく影響する。平板の有限幅比が増すにつれ、縦渦の下端部と思われる一対の最小圧力領域はスパン方向に離れ、それによって背面圧力もスパン方向に変化が現れる。

(2) 有限幅平板に働く抗力係数は平板の有限幅比が増すにつれ減少し、平板幅 $W/H=5$ 付近で最小となり、それを超えると再び増加する。

(3) $W/H=2, 4$ の有限幅平板では平板上端からはいく離れた横渦と両側端からはいく離れた縦渦が一体となるアーチ渦が生成され、下流へ流出するが、 $W/H=7$ の有限幅平板では平板両側端からはいく離れた縦渦が平板上端からはいく離れた横渦に比べ弱く、横渦が支配

的となり両渦の合体・成長によってアーチ渦が、崩れ消滅する。したがって $W/H=4 \sim 7$ の範囲内にアーチ渦の生成限界があり、アーチ渦生成と消滅が上記(2)の抗力係数の増減に密接に関係する。

(4) 有限幅平板の後方には再循環領域が形成されるが、平板の有限幅比が増すにつれて、その領域は流れ方向に拡大する。

文 献

- (1) Good, M. C. and Joubert, P. N., The Form Drag of Two-Dimensional Bluff-Plates Immersed in Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, **31**-3 (1968), 547-582.
- (2) 坂本弘志・森谷優・有江幹男, 乱流境界層内におかれた鈍い物体周辺の流れに関する研究(第1報, 垂直平板の抗力), *機論*, **41**-342, B(1975), 526-535.
- (3) 岡本史紀, 平面壁上の有限長円柱を過ぎる流れ, *日本航空宇宙学会誌*, **36**-414(1988), 343-350.
- (4) 岡本史紀・松永勝秀, 平面壁上の有限長角柱まわりの流れ, *機論*, **55**-512, B(1989), 1091-1096.
- (5) Okamoto, S., Turbulent shear flow behind a sphere placed on a plane boundary, *Turbulent Shear Flows*, **2** (1980), 246-256, Springer-Verlag.
- (6) 岡本哲史・八木田幹・片岡真一, 平板上に置かれた円すいまわりの流れ, *機論*, **42**-359, B(1976), 2107-2115.
- (7) Okamoto, S., Turbulent shear flow behind hemisphere-cylinder placed on ground plane, *Turbulent Shear Flows*, **3** (1982), 171-185, Springer-Verlag.
- (8) 坂本弘志・有江幹男・森谷優・谷口清一, 乱流境界層内に埋没する有限幅平板周辺の流れ(第2報, ストローハル数およびフローパターン), *機論*, **48**-433, B(1982), 1683-1691.
- (9) 岡本史紀, 平面上の正方形断面をもつ鈍い物体を過ぎる流れの実験的研究, *機論*, **50**-457, B(1984), 2068-2076.
- (10) 坂本弘志・有江幹男・森谷優・谷口清一, 乱流境界層内に埋没する有限幅平板周辺の流れ(第1報, 平板に作用する圧力および抗力), *機論*, **48**-433, B(1982), 1674-1682.
- (11) 山田英巳・大坂英雄・影山芳郎・古屋雅啓, 平面壁上に直立する有限幅多孔平板まわりの流れ(第1報, アスペクト比が1の多孔平板の場合), *機論*, **53**-490, B(1987), 1696-1703.