

## 2次元角柱前縁隅角部における圧と流れについて

石崎 潑雄・桂 順治・河井 宏允

### THE PRESSURE AND FLOW NEAR THE LEADING EDGE OF LONG RECTANGULAR CYLINDERS

By *Hatsuo ISHIZAKI, Junji KATSURA and Hiromasa KAWAI*

#### Synopsis

The fluctuating and averaged pressures at the leading edge of a rectangular cylinder normal to a smooth stream were assumed to be extrapolated from the pressure distributions on the side surface. The variable mean pressures for a short averaging time take place on the afterbody surface because of the instabilized property of the vortex generation for  $b/d < 1$ , ( $b$ : streamwise dimension of cross section of cylinder,  $d$ : dimension normal to stream). On the other hand, the pressure acting on the cylinder with  $b/d > 1.5$  is stable in consequence of the simultaneous reattachment near the leeward edge. It is clarified about the flow pattern around these rectangular cylinders that the instantaneous velocity across the leading edge exceeds always the free stream velocity. Regarding a cylinder with  $b/d = 0.6$ , the vortex behind the cylinder keeps itself from divergence of the vorticity and from mixture of the counterwise vorticity.

#### 1. ま え が き

2次元角柱に関するこれまでの研究は、A. Roshko<sup>1)</sup>によれば流れに直面する平板と正方形断面のもの  
の抗力を求めた A. Fage と F. C. Johansen (1927) に始まったようで、正方形断面のものに生じる変動力と  
乱れの背圧に及ぼす影響を調べた B. J. Vickery (1966)<sup>2)</sup>、乱れと背圧との関係を扱った P. W. Bearman  
(1968)<sup>3)</sup>、断面形の違いによって抗力が大きく異なることを発見した中口、橋本、武藤 (1968)<sup>4)</sup>、が基本的  
なものである。その後、前記中口等の結果を再検討した P. W. Bearman, D. M. Trueman (1972)<sup>5)</sup>、抗力と  
背圧の変動が P. W. Bearman の理論 (1967)<sup>6)</sup> に合うことを確かめた河井、石崎 (1974)<sup>7)</sup>、交番渦の発生  
しない流れ方向に細長い断面について乱れの影響を調べた桂 (1974)<sup>8)</sup>(1975)<sup>9)</sup>、揚力変動と断面形との関係  
を求めた桂 (1975)<sup>10)</sup>、正方形断面の変動圧および乱れの影響を調べた B. E. Lee (1975)<sup>11)</sup>,<sup>12)</sup>、前記中口等  
の研究を乱流中で行った中村、友成 (1976)<sup>13)</sup>、断面形による流れの形態変化と乱れの影響を平均的な値で示  
した A. Laneville, I. S. Gartshore, G. V. Parkinson (1976)<sup>14)</sup>、正方形断面柱の非2次元性を調べた B. E. Lee  
(1977)<sup>15)</sup>、正方形断面柱の迎角と再交付着点を調べた J. M. Robertson, J. B. Wedding, J. E. Cermak (1977)<sup>16)</sup>、  
風洞壁の閉塞効果を各種断面形を用いて調べた H. B. Aubi (1978)<sup>17)</sup>、剝離流を隅角部から放出する点渦に  
置換して流れの形態を調べた溝田 (1978)<sup>18)</sup>、各種断面について変動圧の軸方向相関を調べた石崎、桂、河  
井 (1978)<sup>19)</sup>、端板の変動圧から渦の経路を調べた石崎、桂、河井 (1979)<sup>20)</sup>、乱れの影響をそのスケールと  
強さに分けて正方形断面を扱った D. G. Petty (1979)<sup>21)</sup> といった研究があり、角柱が振動する場合や、3次  
元のものも含めると、さらに多くの研究がある。これらの研究を通して、乱れの影響や、現象の概要は把握  
できるようになった。しかし、これらの問題は、もっとも簡単な一様流中の現象に限っても、剝離流の渦化  
の問題、後流部分とその外側の一様流部分との力学的な釣合の問題がはっきりしない以上、終了している  
とはいえない。

本研究は、一様流中で角柱の渦度の発生源である前縁隅角部の圧の挙動から、渦発生の不規則性に伴う平均圧の変化を調べ、流れの形態の解明に役立てようとするものである。

## 2. 実験方法

用いた風洞は乱流境界層生成用に新設されたものであるが、周辺の計測設備が未完で本格的には稼動していないものである。しかし、一様な流れさえあれば、実行できる本実験には最適のものであった。測定断面積は  $2.5\text{ m} \times 2\text{ m}$  と大きく、流速分布のむらは0.5%以内、乱れの強さは0.4%以下で、一様流とみなすことができる。模型の設定は Fig. 1 に示すように断面の長辺を模型の軸に合わすようにした。見付巾 5 cm で長さ 98.2 cm の模型、端板とその支持棒等を含めて閉塞率は約 4%、影響が強いと思われる模型の軸に平行な壁面の間隔に対する模型見付巾の比は2.5%で、このような場合には5%ではほとんど影響がない Aubi の実験結果<sup>17)</sup> からみても、閉塞効果は無視できる。

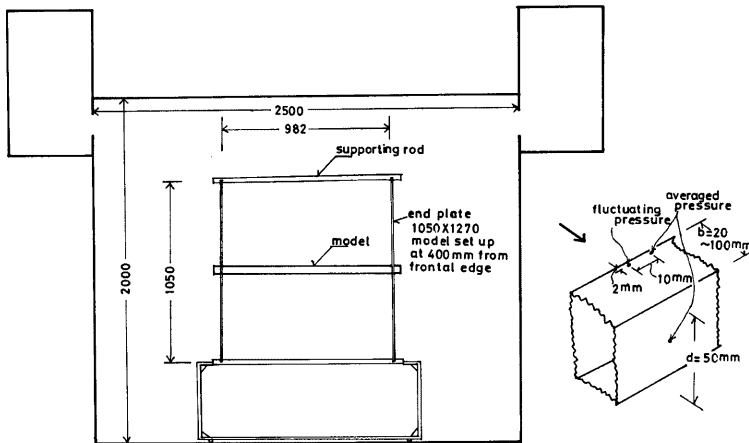


Fig. 1. Arrangement of model.

模型断面の種類は、見付巾  $d$  がすべて 5 cm、流れ方向の長さ  $b$  が 2 cm, 3 cm, 3.75 cm, 5 cm, 7.5 cm, 10 cm でアクリル板を組合わせたものである。変動圧の測点は側面上前縁から 2 mm のところを中心とした内径 1 mm の穴を軸方向に 7 cm 間隔で15点とり、変動圧の軸方向相関の測定にも利用できるようにしたが、今回の解析には中央断面のもののみを用いている。平均圧の測点は変動圧用の近くで軸方向に 1 cm 離れたところと背面中央部に設け、内径 1.5 mm のビニール管を通して、ゲッチングン型マンオメータに導いた。

変動圧の検出には半導体を貼ったダイヤモンド式の圧力変換器（豊田工機 PMS 5-0.5）を用いた。この圧力変換器は Helmholtz の共鳴現象によって、もっとも低いモードの共鳴が生じる<sup>22)</sup> が、その共鳴周波数は 1.2 KHz で、200 Hz 程度以下の領域を対象とする本実験には支障はない。ただ、温度ドリフトは大きく、平均圧の測定には不向きである。感度もまた温度により変化するため、共鳴管を用いた較正装置で測定前後には必ず較正を行った。したがって測定強度の誤差は 4% 以内に収まっていると思われる。

上に述べたアクリル板の模型の他に断面が  $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$  の木製の模型も使用した。木製の模型に注射針を用いると、圧の値を調べようとする位置をかなり自由に選ぶことができ、ここでは先を切落した外径 0.6 mm の針で稜線から 1 mm の点まで平均圧を調べることができた。また、変動圧は外径 1 mm の針で稜線

から 2 mm まで測定することが可能であった。

風速は全測定を通じて 8.1 m/sec で、模型の見付巾を基準とした Reynolds 数は  $3.9 \times 10^4$  である。

### 3. 実験結果と考察

#### 3.1 正方形断面について

5 cm × 5 cm の木製の模型を用いて、正方形断面については、とくに詳細な断面内の圧の測定を行った。Fig. 2 はその断面内の平均圧と変動圧を圧係数の形で示している。変動圧については Lee の結果<sup>11)</sup> の一部も転載した。側面における値は、彼のものはやや大きく、前縁付近で小さくなる傾向を示しているが、本実験ではそのようなことはなく、むしろ同じ文献<sup>11)</sup> に比較されていた Chaplin と Shaw のものが後縁付近で異なるものよく合っている。後縁での不一致は流れに含まれる乱れが少し強いと、剥離流の渦化が早まって、このような結果になることは容易に想定される。

一般に物体の上流側の面の圧はポテンシャル流を仮定した場合によく合うことが知られており、流れもまたポテンシャル流に近いものと思われる。本実験のように Kármán 渦状の渦が発生する場合、物体付近では非定常流が生じているものと考えられるため、重力項を無視した圧力方程式は次のようになる。

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\rho}{2} u^2 + p = f(t) \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここで、 $\rho$  は流体密度、 $\phi$  は速度ポテンシャル、 $u$  は流速、 $p$  は圧、 $f(t)$  は一つの流れの場で固有な任意の時間関数である。いまここで、この関係式が前面の極限である隅角部にまで適用できるものと仮定する。

つぎに上流での速度ポテンシャルを  $\phi_0$ 、速度は基準速度で  $U$ 、静圧を  $p_0$  とすると、(1) 式は、

$$\rho \frac{\partial \phi_0}{\partial t} + \frac{\rho}{2} U^2 + p_0 = f(t) \quad \dots\dots\dots(2)$$

となり、上流での流れは定常であると考えられるから、 $\partial \phi_0 / \partial t = 0$  となり、

$$f(t) = \frac{\rho}{2} U^2 + p_0 = \text{const} \quad \dots\dots\dots(3)$$

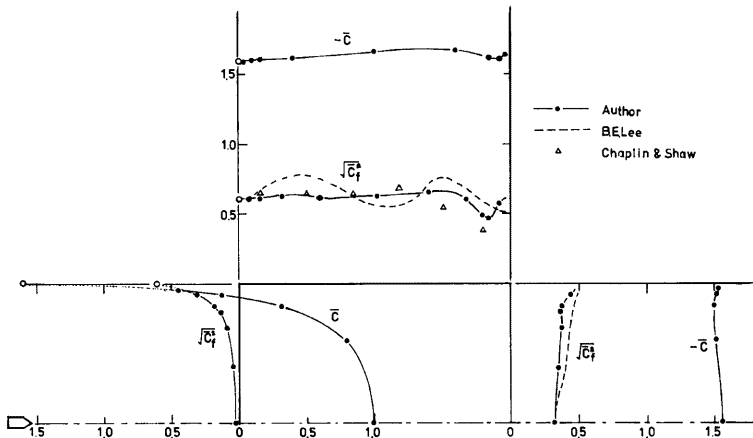


Fig. 2. Pressure distributions around square cross section.

となる。上流の流れは一様な流れであると仮定しているため右辺の一定値は時間的のみならず、空間的にも一定となる。隅角部のポテンシャル、速度、圧をそれぞれ (1) 式のまま添字なしで用いることにすると、

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\rho}{2} u^2 + p = \frac{\rho}{2} U^2 + p_0 \quad \dots\dots\dots(4)$$

となる。隅角部における速度ポテンシャル  $\phi$  の値は時間的には変化しないと仮定すると、つまり、速度ポテンシャルが隅角部の前で増大するときは後で減少し、隅角部の前で減少するときには後で増大するものとして、隅角部の位置では不変であるとするならば、 $\partial \phi / \partial t = 0$  となるから、結局 Bernoulli の式と同じになって、隅角部における圧は次式で表わすことができる。

$$p - p_0 = \frac{\rho}{2} (U^2 - u^2) \quad \dots\dots\dots(5)$$

通常非定常現象には成立しない Bernoulli の定理を上流の空間的な一様性と、隅角部における  $\phi$  の不変性を仮定することによって、圧  $p$  と速度  $u$  が変化しても適用するというにすることするのである。

ポテンシャル流では凸な隅角部で速度が無限大になるのであるが、これは流れが面に沿って折曲がるからである。隅角部とはいっても流体粒子の大きさからみれば、いくらかの曲率半径を有する曲面であり、かりに流体が面に沿って流れても、速度が無限大になることはないだろうが、現実にはこのような流れは粘性のために剝離する。流れが物体表面から剝離するとき、曲面上の圧が流れに沿って逆勾配になることが必要条件となるが、このように曲率が大きいところでは、慣性力の影響が強く、無限小の圧上昇で剝離するという考えは、それほど間違っていないと思われる。

Fig. 2 に示したような方法で隅角部の圧を測定することは不可能であるが、この程度の隅角部に近いところまで測定することは可能である。上述した現象が実現しているならば、隅角部は前面側からの極限と、側面側からの極限とが一致し、側面側の圧にはほぼ等しくなるという結論が得られる。Fig. 2 中の○印は側面側からの値を前面側に移し、前面の分布図をつくりあげたものであるが、平均圧、変動圧の実効値とも不自然さは感じない。このようなところへ (5) 式を適用するとき、速度  $u$  は隅角部を過ぎる流速だといえても、具体的にどの点の速度を表わすのかはわからない。しかし、何か代表的な速度であることは否めないから、ここではより定義の明らかな圧の測定を通じて、 $u$  についての情報を知ることにする。

$u$  には後方に生じる Kármán 渦状の渦に誘起される時間的な変動分  $u'$  が含まれている。平均値を  $\bar{u}$  として、

$$u = \bar{u} + u' \quad \dots\dots\dots(6)$$

また同様に圧  $p$  も平均値を  $\bar{p}$ 、変動値を  $p'$  とすれば、

$$p = \bar{p} + p' \quad \dots\dots\dots(7)$$

と表わすことができる。これらを (5) 式に代入すれば、

$$\bar{p} - p_0 + p' = \frac{\rho}{2} U^2 \left\{ 1 - \left( \frac{\bar{u}}{U} \right)^2 - 2 \left( \frac{\bar{u}}{U} \right) \left( \frac{u'}{U} \right) - \left( \frac{u'}{U} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots\dots(8)$$

この式を平均的な成分と変動成分とに分けて書けば、

$$\bar{p} - p_0 = \frac{\rho}{2} U^2 \left\{ 1 - \left( \frac{\bar{u}}{U} \right)^2 \right\} - p_e \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$p' = - \frac{\rho}{2} U^2 \left\{ 2 \left( \frac{\bar{u}}{U} \right) \left( \frac{u'}{U} \right) + \left( \frac{u'}{U} \right)^2 \right\} + p_e \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$p_e = \frac{\rho}{2} U^2 \left( \frac{u'}{U} \right)^2 \quad \dots\dots\dots(11)$$

ここで  $p_e$  は変動が生じて発生する静的な圧で、(10) 式の時間平均をとり、それを 0 と置けば出てくるものである。平均圧係数を  $\bar{C}$ 、変動圧係数を  $C_f$ 、 $p_e$  の係数を  $C_e$  で表わすと、(9)、(10)、(11) 式はそれぞれ

$$\bar{C} = 1 - \left( \frac{\bar{u}}{U} \right)^2 - C_e \quad \dots\dots\dots(12)$$

$$C_f = -2\left(\frac{\bar{u}}{U}\right)\left(\frac{u'}{U}\right) - \left(\frac{u'}{U}\right)^2 + C_e \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$C_e = \left(\frac{u'}{U}\right)^2 \quad \dots\dots\dots(14)$$

となる。

ここで実際の変動圧波形について調べることは興味がある。**Fig. 3** は前面の隅角部に近い点と、側面の隅角部に近い点における変動圧の同時記録である。また側面の圧に重なっているのは、ローパスフィルターによって、同じ信号の渦による直接的な変動成分を除いたものである。渦による変動周波数は約 19 Hz であるのに対して、ローパスフィルターの上限周波数を 3 Hz とした。ローパスフィルターを片道だけ通せば、どうしても時間遅れが生じてしまうため、一度フィルターを通したデータを磁気テープに再録し、それを逆転して2度同じフィルターを通してしている。したがって、平均圧曲線は、平均時間  $2 \times (1/3)$  秒程度の加重移動平均となっている。

正方形断面は長方形断面のうちでも、渦発生がもっとも不規則な断面として知られている<sup>19)</sup> が、この場合も例外ではない。しかし、この不規則性のためにいくつかのことがわかる。まず、前面の変動と側面の変動とは振巾が異なるだけで相似な波形になっている。つまり前面寄りの  $u'$  と側面寄りの  $u'$  とは速度が異なるが、同時性をもっており、ともに後方で生じる渦によって誘起されるものであることが確認される。また、このような状態は **Fig. 2** に示した平均的な値ばかりではなく、瞬間的にも隅角部で不連続性がないことを暗示している。**Fig. 3** では圧を上方に高くとっているのだが、渦による変動圧の極値の変化が圧の高い方のものより低い方のものの方が激しいことがわかる。平均圧の方は渦の発生が盛んなときとそうでないときとは異った値をとる。すなわち、速度変動  $u'$  の強さによって、平均圧  $\bar{p} - p_0$  が変化することは明らかである。ここでは不規則な渦発生を伴う場合の平均圧という言葉に2重の意味がある。つまり、渦発生に伴う変動のみを平均化した短い時間間隔の平均と、渦発生の不規則性をも平均化した長い時間間隔の平均とである。一般にはこの長い時間にわたる平均を平均値として扱っており、ここでも **Fig. 2** ではそのような値をとったつもりである。しかし、この測定は通常のマノメータでは注意が必要で時定数の高いものか、ドリフトの極めて少ない変換器に平均操作のできる回路をもった装置がないかぎり、正確な測定結果を得ることは難かしい。

隅角部における速度  $u$  は角柱全体の流れの形態に影響する後方の渦を形成する渦度の発生源であるから、 $\bar{u}/U$  および  $u'/U$  の値がわかれば、このような物体まわりの流れを理解するのに役立つであろう。式 (13) に式 (14) を代入し、その両辺を2乗平均すると、

$$\overline{C_f^2} = \left(\frac{u'}{U}\right)^4 + 4\left(\frac{\bar{u}}{U}\right)\left(\frac{u'}{U}\right)^3 + 4\left(\frac{\bar{u}}{U}\right)^2\left(\frac{u'}{U}\right)^2 - \left\{\left(\frac{u'}{U}\right)^2\right\}^2 \quad \dots\dots\dots(15)$$

となる。この式から変動圧の実効値が変動速度の2乗平均  $\overline{u'^2}$  のみならず、 $\overline{u'^3}$ 、 $\overline{u'^4}$  にも関係していること

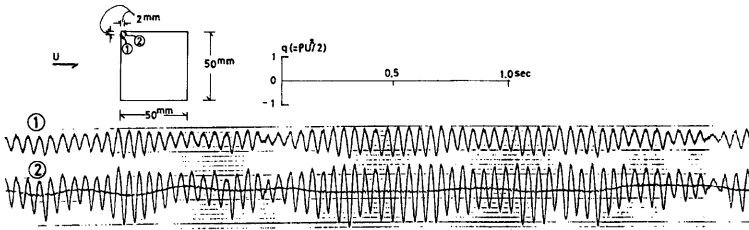


Fig. 3. Fluctuating pressures near leading edge of square cylinder.

がわかる。 $u'$  の概要もわからない段階で、その確率分布形まで知ることはできず、また一つの隅角部からみた渦の生成位置は対称ではなく、 $\overline{u'^2}$  が0にはならないだろうが、ここでは単に  $u'$  が正弦的に変動しているものと仮定しておく。そそのようにすれば、 $\overline{u'^2}=0$ 、 $\overline{u'^4}=1.5(\overline{u'^2})^2$  となるから (15) 式は、

$$\overline{C_f^2}=4\left(\frac{\overline{u}}{U}\right)^2\left(\frac{\overline{u'}}{U}\right)^2+\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\overline{u'}}{U}\right)^2\right\}^2 \quad \dots\dots\dots(16)$$

と簡単化される。そこで Fig. 2 に示した隅角部での推定値  $\overline{C}=-1.60$ 、 $\overline{C_f^2}=(\sqrt{\overline{C_f^2}})^2=0.36$  を (12) 式、(14) 式、(16) 式を用いて、連立方程式をつくり、それを解くと、

$$\frac{\overline{u}}{U}=1.60 \quad \dots\dots\dots(17)$$

$$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U}=0.19 \quad \dots\dots\dots(18)$$

を得る。すなわち剝離の瞬間におけるポテンシャル流れに等価な剝離流の平均速度は基準速度の約1.6倍、速度変動の実効値は平均速度の12%程度となることになる。なお付加的な平均圧は  $C_e=0.033$  となり、あまり大きくない。

以上の議論は長い時間にわたる平均的なものについての結果であって、渦発生の盛んなときとそうでないときの差については別に考えなくてはならない。まず、両方の場合で隅角部付近での平均的な流れの形態には変化がなく、(13) 式が用いることができ、 $\overline{u}/U$  が不変で (17) 式で与えられるものとし、なおかつ変動  $u'/U$  が正弦的な変動

$$\frac{u'}{U}=r \cos \omega t \quad \dots\dots\dots(19)$$

で表わされるものとすれば、(13)、(14) 式はそれぞれ、

$$C_f=3.2r \cos \omega t - \frac{r^2}{2} \cos 2\omega t \quad \dots\dots\dots(20)$$

$$C_e=\frac{1}{2} r^2 \quad \dots\dots\dots(21)$$

(19) 式で  $\omega$  は渦の発生数を角周波数で表わしたものである。また (20) 式で  $\cos \omega t$  と  $\cos 2\omega t$  の成分が同相で加えられると、 $\cos \omega t$  成分の波形の極値の一方に加えられ他方の極値では減じられるから、Fig. 3 において変動波形の両振巾はそのまま  $\cos \omega t$  成分のものと同じと考えるとよい。注意深くみると波形の上の極値付近は下のものと比較して丸みを帯びている。もしも基本的な正弦波に小振巾の倍の周波数成分が重なればこのようになる。大きい振巾が4～5波続くところで両振巾を  $2.4q(q=\frac{1}{2}\rho U^2)$  と読むと、 $r=0.375$  となり、 $C_e=0.07$  ぐらいにはなる。また、これは2倍の周波数成分の基本周波数成分に対する割合が5.8%に相当していることになる。しかしながら、Fig. 3 をみると、渦が盛んに出ているところと、そうでないところの平均圧の差は  $0.3q$  以上になっており、また Fig. 3 の渦が出ている部分を拡大して調べても、2倍の周波数成分は基本周波数成分の2.5%程度である。結局、5.8%と2.5%という違いは正弦波を仮定したことから生じたものであり、0.07と0.3との違いは (20) 式の考え方に問題があるものと考えられる。

とくに後者の違いは大きく、これについてはさらに考える必要がある。(20) 式では (13) 式で  $\overline{u}/U$  を不変と仮定している。つまり隅角部近辺の流れの平均的な形態は不変でそれに任意の変動値が重っており、平均圧の変化は  $C_e$  の寄与によってのみ生じるものと考えている。しかし、これは誤りであって、渦が出ているときと、そうでないときは  $\overline{u}/U$  も変化することになるのである。Fig. 4 は Fig. 3 における変動圧一波づつの両振巾を横軸に、その振巾が生じている時点の平均圧をマノメータで読み取った値を加算して縦軸にとり各瞬間における値を記入したものである。横軸は後の比較や実効値計から得られる長時間の平均的な値との比較に便利のように正弦波を仮定した実効値に換算した。正弦波への置換は上の議論から完全に正しいとはいえないが、高周波の混入は少なく、実効値という観点からは許されるものと考えられる。図中の破

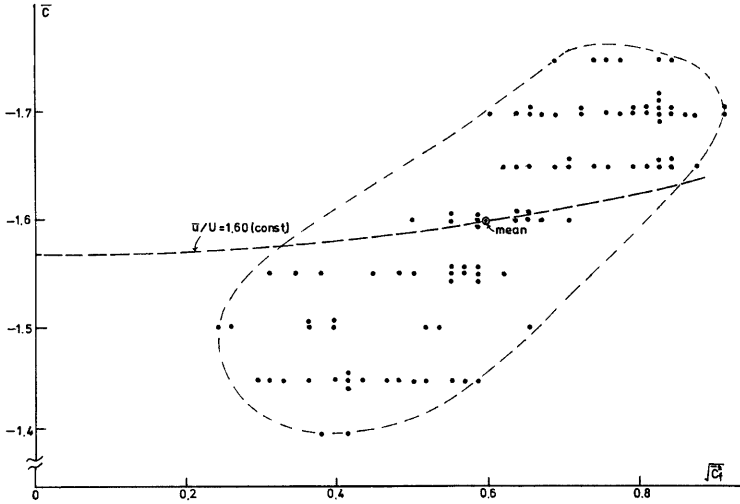


Fig. 4. Distribution of averaged pressures against rms pressures near leading edge.

線は  $\bar{u}/U$  を長時間の平均値と等しく、しかも不変であると仮定したときの計算式を明示したもので、平均圧に対する  $C_p$  の寄与が小さい。実測では剥離点の速度変動の増加と平均速度の増加がより急激なることを示す。ただ、ばらつきは大きく、1対1の対応にはなっていない。これには現象の不規則性の他に平均圧の平均時間の選び方が関係している。平均時間をより長くすれば平均圧は全体の平均値に近づいて、ばらつきは少なくなるだろうが、平均圧の変化を解析する意味がなくなる。逆に平均時間をより短くすれば、平均圧に個々の渦による影響がでて、平均圧という言葉自身の意味がわからなくなる。ここで選んだ  $2/3$  秒という時間は変動圧のアナログ信号波形をローパスフィルターに通して、個々の渦の波形が目視できなくなる範囲という意味で選んだものである。したがって、ばらつきの主な原因は生成する渦のもつ不規則性によるものであると考えられる。渦の生成流出現象は粗くみると前縁で生じる渦度の渦化、渦の流出という周期を繰り返すだけであるが、渦に伴う負圧が(5)式より前縁速度を増大させ、渦度の生産を助長するという帰還と、渦度の渦化過程で Kármán 渦状の渦にはならない拡散現象とがある。後者は渦度の生産が増大すれば拡散も増大する安定化要因とも考えられるが、前者は自動的作用をもっており、不安定化要因になりうる。その上このような現象が模型の軸方向に同時に生じておれば、まだ安定性が保たれる可能性があるのだが、そのようなことはない<sup>19)</sup>。

### 3.2 長方形断面について

前節では正方形断面について詳しく考察したが、他の断面形も含めて考えることは興味がある。Fig. 5 は Fig. 4 と同じ手法で平均圧と変動圧の関係を求めたものである。また、Fig. 6 は Fig. 3 と同じく平均圧を重ねて記録した波であり、別にマノメータで測定した平均圧から基準圧を定め、それを原点とした圧の値を示している。両方の図を見合わせて現象の考察を進めることにする。

Fig. 5 において●印は長時間にわたる平均値を示し、120個の測点の散らばる範囲を破線で囲った。また平均値を通る破線は  $\bar{u}/U$  を一定にし正弦波形の速度変動を適用したものである。長時間の平均値を結べば、一つの曲線になりそうな様子から、長時間的に見れば、平均圧と変動圧は独立ではないことがわかる。Bearman の考察<sup>9)</sup> によれば、Strouhal 数  $S$  と抗力係数  $C_D$  との積  $SC_D$  が背圧から定まる定数  $k$  と直線関

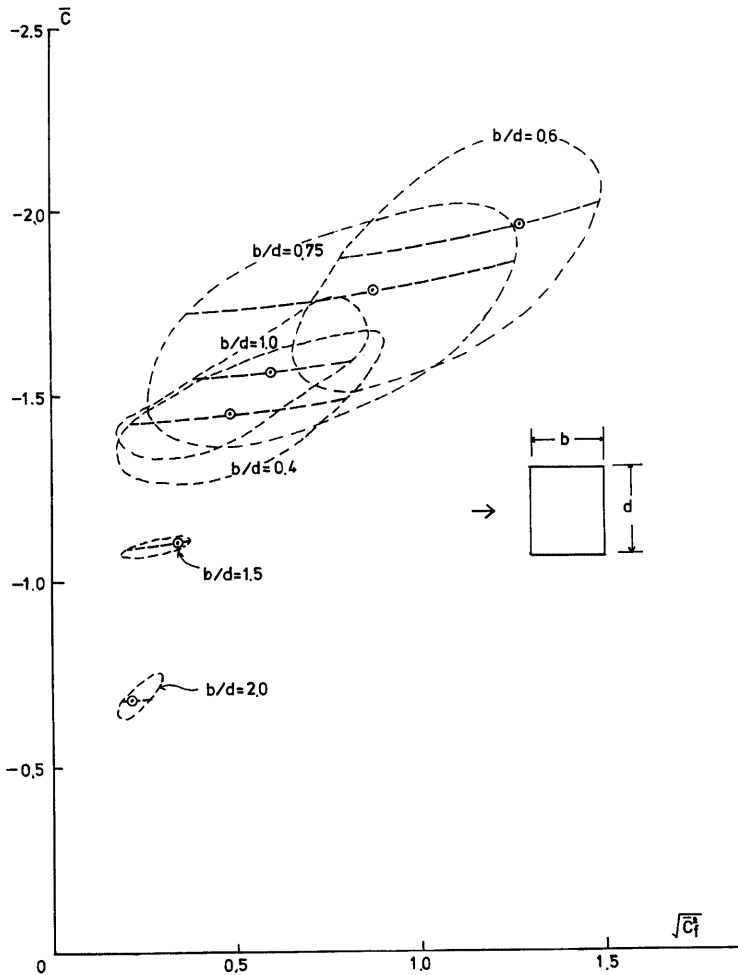


Fig. 5. Distributions of averaged pressures against rms pressures.

係にあり、河井・石崎<sup>7)</sup>によれば、背面の変動圧もまた  $k$  と関係があることになっている。したがって、 $SC_D$ を平均圧、背面の変動圧を隅角部の変動圧と読替えれば、平均圧と変動圧とが1対1で対応することは予測することはできた。ただ、彼等が用いた定数  $k$  というものは、もともと、Roshko<sup>1)</sup> が剥離流の速度を Kirchhoff の死水モデルより、どの程度、増大すれば現実性のあるものになるというところから考えたもので、もともと剥離点の圧と背圧が等しいと仮定して、背圧を代用するようになっている。しかしながら、個々の渦による負圧が平均されて物体表面に作用すると、渦の生じる位置によって常に剥離点の圧が背圧と等しいときばかりではないことがわかってきた。したがって、ここでは背圧を対象とするかわりに隅角部の圧



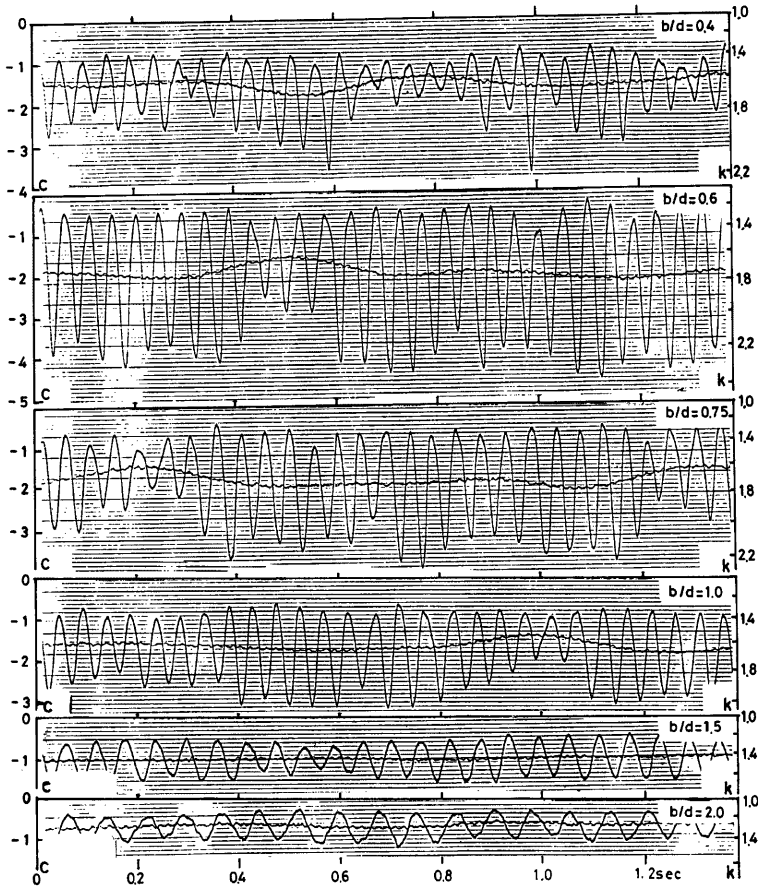


Fig. 6. Fluctuating pressures on side surface near leading edge.

をとりあげることにしたのである。

Fig. 6 をみると、隅角部の負圧は後方に生じる Kármán 渦状の渦による寄与と、Kármán 渦状の渦にならずに拡散する渦による寄与とで定まるようである。すなわち、 $b/d$  が 1.5 や 2.0 といったものでは後方の渦 (Kármán 渦状の渦) の寄与が小さく、安定度がよい。とくに  $b/d=1.5$  の場合は変動の割に平均的な負圧が強く、Fig. 5 の 平均値が偏って非常に安定しており、しかも  $\bar{u}/U$  が一定に近いことを示している。 $b/d=2.0$  の方は Fig. 6 からわかるように、変動圧は  $b/d=1.5$  の場合よりやや小さい程度であるにもかかわらず、平均圧は半分強となっており、後方の渦の寄与する割合は大きくなっていることがわかる。したがって、外部拡散型の不安定性を示すが 2 次元性は悪くない<sup>17)</sup>。いずれにしろ、これらの場合は  $b/d$  がさらに小さい場合と比べれば、安定で、 $b/d < 1$  の場合の負圧の増大はその増分がほとんど後方の渦によるものであるかのようである。非 2 次元性という意味では  $b/d=1.0$  のものが強いと前に述べた。渦の配置が

Kármán 渦列ともっとも近く、2次元性が強いと考えられている  $b/d=0.75^{19)}$  のものはここでいう安定性ももっとも悪い。したがって、2次元性と渦の安定性とは別個のものとして考えなくてはならないようである。 $b/d=0.4$  の場合と  $b/d=1.0$  の場合とでは、ほぼ同じ範囲で変動圧と平均圧が変化するのだが、平均値の位置がずれている。Fig. 6 で比較すると、 $b/d=0.4$  の方は、強い渦が間欠的に現われており、 $b/d=1.0$  の方は間欠的に渦が崩れている様子がわかる。渦度が渦化する過程で、前者は両方の前縁から発生する反対方向の渦度が背後で混合して渦化が妨げられるのに対して、後者は前縁で発生した渦度が外側の一様流の方へ拡散して渦化が妨げられるものと考えられる。もっとも渦化が強い  $b/d=0.6$  の場合は形としては後者と同じ外部拡散型であるが、一応これらの中間的なものとして位置づけておくことにする。

Fig. 6 の波形のうち渦が強いものについて共通している現象は圧が高い方の極値はほぼ一定、低い方の極値は個々の渦によって変化している。したがって、平均圧もまた、その傾向を引継いでいる。個々の渦が平均圧に及ぼす掃過現象の一端はこの波形からもわかる。さて (5) 式を無次元化して書き直すと、

$$C = 1 - k^2 \dots\dots\dots(22)$$

ここで  $C$  は変動成分を含んだ圧係数、 $k$  は本来の意味での剝離流の速度と基準流速の比  $u/U$  で、変動成分も含まれる。この関係式が成り立つものと仮定すると、Fig. 6 はそのまま剝離流の速度変動としてみることもできる。 $C=0$  は  $k=1$ 、すなわち  $u=U$  を意味するから、いかなる場合も  $u > U$ 、つまり淀み点は前面からみ出すことはない。このことを念頭において  $b/d=0.6$  の極大現象を考察しよう。 $b/d=0.4$  の場合は先にも述べたように渦度の内部混合型である。 $b$  が大きくなって混合が妨げられると、片方の渦度のみが渦化する。そして前縁の一方では、 $b/d=0.6$  を例にとると、極値が  $u \approx 2.3U$  のとき、反対側の前縁では  $u \approx$

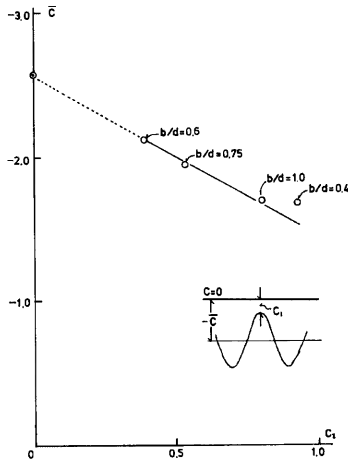


Fig. 7. Relation between remaining pressures and averaged pressures.

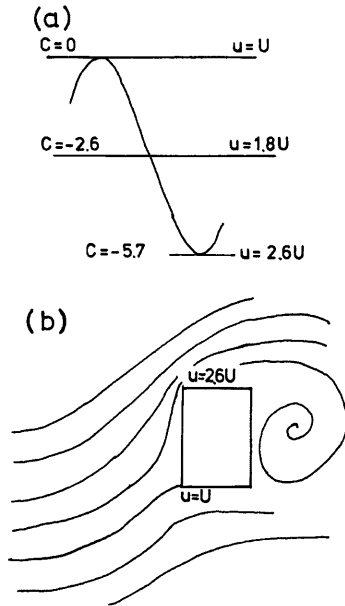


Fig. 8. Sketch of vortex charge model.

1.2*U* 程度で、混合すべき反対向きの渦度が衰弱してしまっているのである。したがって、不安定現象が生じるとすれば、外部拡散型になる。これが  $b/d=0.6$  の極大現象の機構的な説明であり、この場合が  $b/d=0.75$  の場合より安定することも理解される。すなわち、渦化がやや弱くなるため背後の平均圧が上昇して、外部拡散が生じやすくなるのである。 $b/d=1.0$  となると、この傾向は強まるかに思われるが、拡散する渦度も負圧に寄与し、その割合が増加するため現象は安定化する。

一方、 $b/d=0.6$  の現象がより理想化されれば、どのようになるかを考えることは興味がある。すなわち瞬間的な淀み点が前面の稜線上にまで来ると考えるのである。ここで扱った断面形のうち、後方の渦による負圧の寄与が大きいものの平均圧  $\bar{C}$  を縦軸に、変動圧の上の極値  $C_1$  を横軸にとって、Fig. 7 に示すように  $C_1=0$  となるとき  $\bar{C}$  を求めると、 $\bar{C}=-2.6$  となり、速度変動に正弦波を仮定すると、それは Fig. 8(a)、そのときの流れの形態のスケッチは Fig. 8(b) である。平行に流れていた流れが模型のところで段状に変化する。このような流れは風洞壁の閉塞効果をもっともよく受けると考えられる。Aubi の実験結果<sup>17)</sup> がそれを証明している。

#### 4. ま と め

2次元角柱の前縁隅角部にできるだけ近い風下の圧を測定し、それを隅角部の圧と仮定した上、そこでの流れをポテンシャル流に置換して剝離流の挙動を分析した。隅角部の平均圧は背圧とともに物体の後流域に接する面の圧の代表的なもののみならずことができ、稜線を横切る流速に関する情報を含んでいる。

後方に強い渦が発生する断面では平均圧が不安定で、それは渦の不安定性と結び付いている。その機構は、平均圧を後方に並ぶ渦の寄与と、そのようにならずに流れ去る渦の寄与に分けるとうまく説明できる。また後方に並ばない渦の発生を  $b/d < 0.6$  の場合の内部混合型と、 $b/d > 0.6$  の外部拡散型に分けることによって、 $b/d=0.6$  の極値現象が説明できる。

渦度がまったく渦化しない Kirchhoff のモデルに対して、渦の交代時を除いて、もっとも効果的に渦化するモデルを考えることができた。

#### 参 考 文 献

- 1) Roshko, A.: A New Hodograph for Free-Streamline Theory, N.A.C.A., Technical Note 3168, 1954.
- 2) Vickery, B. J.: Fluctuating Lift and Drag on a Long Cylinder of a Square Cross-Section in a Smooth and in a Turbulent Stream, J. Fluid Mech. Vol. 25, Part 3, 1966, pp. 481-494.
- 3) Bearman, P. W.: Some Effects of Turbulence on the Flow around Bluff Bodies, Proc. Symp. on Wind Effect on Buildings and Structures, Paper 11, Loughborough Univ., 1968.
- 4) 中口 博, 橋本貫久裕, 武藤真理: 矩形断面の柱の抗力に関する一考察, 日本航空学会誌, 第16巻, 第168号, 1968, pp. 1-5.
- 5) Bearman, P. W. and D. M. Trueman: An Investigation of the Flow around Rectangular Cylinders, Aeronaut. Q., Vol. 23, Part 3, 1972, pp. 229-237.
- 6) Bearman, P. W.: On Vortex Street Wakes, J. Fluid Mech. Vol. 28, Part 4, 1967, pp. 625-641.
- 7) 河井宏允, 石崎澄雄: 矩形断面を持つ2次元角柱に作用する風力について, 構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム論文集, 1974, 139-146.
- 8) Katsura, J.: On the Fluctuating Wind Pressure Working on the Side Surface of the Models with Long Rectangular Section, Proc. 2nd US-Japan Research Seminar on Wind Loads on Structures, Kyoto, 1974, pp. 113-124.
- 9) Katsura, J.: On Wind Pressure Distributions on the Side Surface of Model with Long Rectangular Sections, Proc. 2nd US National Conf. on Wind Eng. Research, Colorado State Univ, IV-20, 1975.

- 10) 桂 順治：種々の長方形断面 2 次元模型に作用する変動風圧力の測定，日本建築学会大会学術講演梗概集，1975，pp. 587-588.
- 11) Lee, B. E.: The Effects of Turbulence on the Surface Pressure Field of a Square Prism, *J. Fluid Mech.*, Vol. 69, Part 2, 1975, pp. 263-282.
- 12) Lee, B. E.: Some Effects of Turbulence Scale on the Mean Force on a Bluff Body, *J. Industrial Aerodynamics Vol. 1*, 1975/1976, pp. 361-370.
- 13) Nakamura, Y. and Y. Tomonari: The Effect of Turbulence on the Drag of Rectangular Prisms, *Trans. Japan Society for Aeronautical and Space Science*, Vol. 19, No. 44, 1976, pp. 79-86.
- 14) Laneville, A., I. S. Gartshore and G. V. Parkinson: An Explanation of Some Effects of Turbulence on Bluff Bodies, *Proc. 4th International Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures*, 1976, pp. 333-340.
- 15) Lee; B. E.: The Susceptibility of Test on Two-Dimensional Bluff Bodies to Incidental Flow Variations, *J. Industrial Aerodynamics Vol. 2*, 1977, pp. 133-148.
- 16) Robertson, J. M., J. B. Wedding and J. E. Cermak: Wall Pressures of Separation-Reattachment Flow on a Square Prism in Uniform Flow, *Ibid.*, pp. 345-359.
- 17) Aubi, H. B.: Wind-Tunnel-Wall Constraint on Two-Dimensional Retangular-Section Prisms, *Ibid.*, Vol. 3, 1978, pp. 285-306.
- 18) 溝田武人：非粘性渦点モデルによる角柱まわりの流れの数値解析，第 5 回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集，1978，pp. 155-162.
- 19) 石崎澄雄，桂 順治，河井宏允：2 次元角柱変動圧軸方向相関の測定と渦の経路，同上，pp. 183-190.
- 20) 石崎澄雄，桂 順治，河井宏允：2 次元角柱端板上の風圧と渦の状態，日本建築学会大会学術講演梗概集，1979，pp. 745-746.
- 21) Petty, D. G.: The Effect of Turbulence Intensity and Scale on the Flow Past Square Prisms, *J. Industrial Aerodynamics*, Vol. 4, 1979, pp. 247-252.
- 22) 桂 順治，守光正幸：変動風圧力変換器プローブにおける Helmholtz の共鳴現象について，日本建築学会大会学術講演梗概集，1972，pp. 389-290.