

(昭和 50 年 5 月日本造船学会春季講演会において講演)

# 二次元水上物体の抵抗について

—半没円柱, 垂直平板—

正員 鈴木 勝 雄\*

On the Drag of Two-Dimensional Bluff Bodies Semi-Submerged in a Surface Flow

by Katsuo Suzuki, *Member*

## Summary

Experiments were carried out for the study of bow breaking waves using two-dimensional circular cylinders and normal plates semi-submerged in a steady surface flow. The influences of the breaking waves on the drag coefficients, the pressure distributions and the surface elevations are discussed.

A theory is presented for the flow past a normal plate with front separation bubbles. The present wake model, two parameters of which are given by the surface elevations on the both sides of the surface-piercing plate, predicts the drag, the pressure distribution on the plate and the surface elevation in front of the plate in good agreement with the experiments.

The drag of two-dimensional semi-submerged bodies is shown to be determined by the surface elevations on the both sides and the equivalent drag which means the one without the effect of free-surface.

The empirical functions for the former is obtained and it is shown that the other one of the plate is calculated from the present theory and the drag of circular cylinder with splitter plate is available to the equivalent one.

## 1 序 言

特に肥大船などの船首部分には波くずれや、それに伴って生ずる船首首飾り渦りが観察されている。そのもたらす碎波抵抗成分が、船の全抵抗のうちかなりの割合を占めることもあることが指摘されて以来<sup>2)</sup>、その重要性が注目されている。波くずれ線とか、碎波抵抗に関する研究<sup>3,4)</sup>も行われてはいるが、この碎波現象に関する解析方法も、船の碎波抵抗成分の計算方法も、その研究はまだ発展段階にあると言えよう。

そこで、この碎波現象に関する基礎的資料を得ることを目的として、いくつかの実験を行った。現象としてはかなり様相を異にはするが、問題を単純化するために、二次元物体を対象とすることとした。二次元の半円柱、垂直平板を一樣な流れの中に半没させ、碎波現象の観察、圧力分布の計測などを行い、圧力抵抗成分の分解を試みた。

以上の資料はまた、潮流中に浮遊する長いオイル・フェンスなどの二次元的な水上物体に作用する抵抗及び、その成分の値とか、相似則に関する基礎的資料ともなり得るものである。

また波くずれに伴い、物体前方にできる一種の死水領域に注目し、前方剥離渦領域を伴った伴流模型を用いて波くずれの効果を表わすことを試みた。この伴流模型を用いて、平板前後面の波高の計測値から、半没垂直平板の抵抗値、及び前方の波くずれ点などを求めることができる。

## 2 流れの状態

一樣流中に半没させた二次元物体のまわりの流れの状態を Fig. 1 に示した。物体前方の水面は、あるフルード数を越えると (§5)、波くずれの状態を呈し、フルード数増加に伴い激しくくずれ、気泡を吸い込むようになる

\* 防衛大学校 機械工学教室

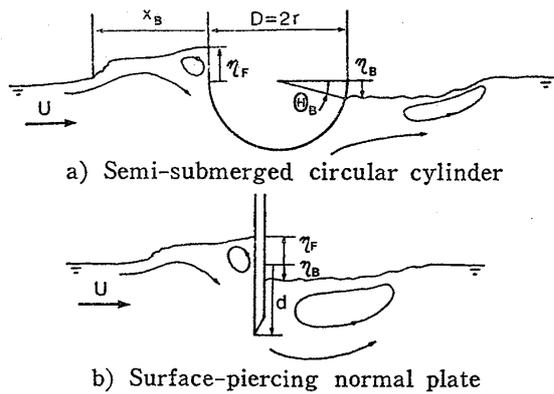
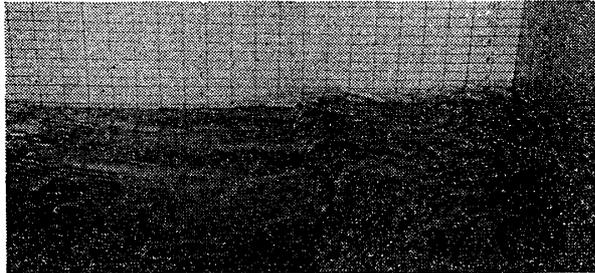
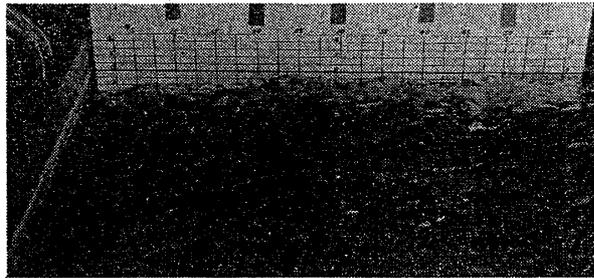


Fig. 1 流れの概略図



a) 前方の波形



b) 後方の波形

Photo. 1 半没円柱の波形

( $D=0.214 M$ ,  $H/r=0.463$ ,  $Re=1.66 \times 10^5$ )

る例えば<sup>7)</sup>(以降, 表面渦領域も前方剥離渦と呼ぶ)。このように固体壁上などの乱流境界層に対するに, 自由表面の波くずれと, その生成原因はまったく異なるにもかかわらず, 結果として生ずる現象が類似しているということは興味深い。

また, こうした類推を三次元物体に適用すれば, 船首付近の波くずれによって生じる船首首飾り渦と, 平板上に置かれた物体の前方より生ずる馬蹄型渦<sup>8)</sup>とを対応して考えることができよう。

物体の後方には, 剥離に伴う後流渦領域が観察される (Fig. 1)。通常の全没二次元物体の後方には, かなり広いレイノルズ数領域で, 渦を交互に放出する現象が見られるのが普通である。ところが半没物体の場合には, 水面からの水の流出も流入もないため, 水面を境界とする流れを形成しており, 上述のような運動量の大きな混合現象は生じない。従って全没物体の現象と比較したとき, 水面があたかも固定壁の作用をするかのような効果を持つと考えられる。こうした現象は, 物体に所謂分離板 (splitter plate) を取り付けて後流を制御した流れ, 或いは平らな壁に物体が埋めこまれている時の流れと対応して考えることができる。その意味からは, 半没物体の後方の流れに及ぼす水面の効果を *splitter effect* 或いは *ground effect* と呼ぶことができよう。

後流の渦領域の状態及び水面の形状 (Photo. 1) はまた, 水路の堰として使われる水門の後側に生ずる水没跳水 (*submerged jump*) と対応付けて考えることもできる。なお, 平板の場合には或るフルード数を越えると平板の背面に水がなくなって, 自由表面は噴流の状態となり, その後流は普通の跳水と類似の状態となる。いずれの場合も後流には明らかな波動は見られない。

半没物体の前後に生ずる流れの状態の特徴は, 前方では, 前方剥離渦が生じ, 後方では *splitter effect* がある

(Photo. 1)。この波くずれの位置で流れに乱れが生じ, 物体前方には表面渦領域が観察される。この渦領域の物体上にある付着点は停留点で, 限界流線はこの点を境に上下に分かれる。ここで, この波くずれ, 渦領域について, その生成原因, 他の現象との類似性などに関する所見を記してみた。

物体前部の水面近くに停留点ができるため, 水面が上昇する (この量はフルード数に依存する)。水面の上昇が大きくなると重力と慣性力との釣合がこわれ (§5), 水粒子は水面に沿って前方にすべり落ち, 流れに剥離を, 水面に波くずれを起こす。この波くずれの現象は跳水現象と良く類似しており<sup>9)</sup>, 浅水に生ずる跳水の場合には, 跳水の後方の流れは壁面噴流として取扱うことができると言われている<sup>10)</sup>。今の場合には波くずれの後方の流れは自由噴流現象と見做すことができよう。ところで自由噴流現象は乱流を起こすほどの充分高いレイノルズ数領域であれば, レイノルズ数に関係しない現象であるので, この波くずれの現象もレイノルズ数依存性が少ないと予想される。

この自由噴流現象は, 水面付近に乱流の剪断流れを生じたことになり, 水面を固定壁と見做せば水面に沿って乱流境界層が生じたと解釈することもできる。このような観点に立つとき, 半没物体の前方波くずれによって生じる現象を乱流境界層内に置かれた (これを *over ground* という) 物体に関する現象から類推することによって, 理解, 予想することができるのではないかと思われる。実際, 乱流境界層内に置かれた物体の前方には前方剥離渦と呼ばれる渦領域が存在し<sup>11)</sup>, その生成原因は境界層の剪断流れであると言われている

ことで、共に水面が固定壁と同じような効果を有していると思わせるので、水面が *ground effect* を有していると言ってよかろう。半没物体の前後の水面の形状は前方では跳水とよく似た波くずれが生じており、後方では水没跳水が生じているなど、共に跳水現象という面からながめることもできる。

### 3 前方剥離渦を伴った伴流模型

水面に半没している物体の前方には、乱流境界層の中に置かれたときに生ずる前方剥離渦と類似した表面渦が観察されることを述べた。前方剥離渦に関して、Kiya 等<sup>7)</sup>は一定強さの剪断流れの中に物体があるとして解析に成功している。著者は、それとは異なり、所謂 Roshko の伴流模型<sup>9)</sup>に自由流線で囲まれた前方剥離渦領域を付け加えた伴流模型 (Fig. 2) を考案し、平板のまわりの流れに関して種々の比較を試みた<sup>10)</sup>。

解法の要点は

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= \log \frac{dz}{df} \\ u &= \frac{4K}{\pi} i(\zeta + \beta) + K \\ w &= \text{sn } u \end{aligned} \right\} (3.1)$$

なる等角写像を考えることで

$$\left. \begin{aligned} \frac{K'}{K} &= \frac{4}{\pi} (\alpha + \beta) \\ \alpha &= -\log q_F, \quad \beta = \log q_B \end{aligned} \right\} (3.2)$$

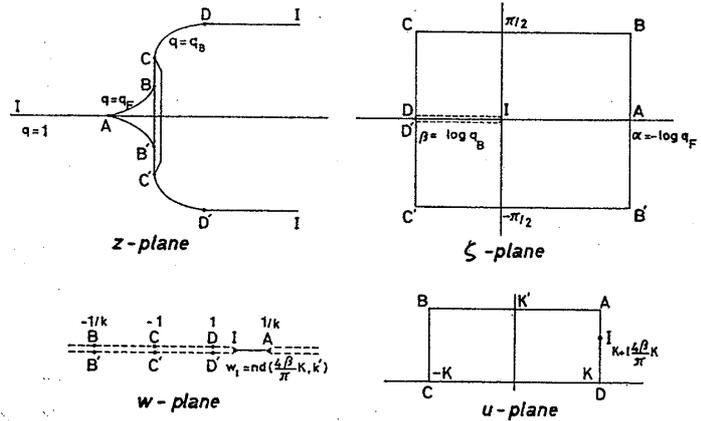


Fig. 2 前方剥離渦を伴う流れの等角写像 (垂直平板)

なる関係がある。ここで  $K=K(k)$ ,  $K'=K(k')$  はそれぞれ母数を  $k, k'=\sqrt{1-k^2}$  とする第一種完全楕円種分,  $\text{sn}$  等は Jacobi の楕円関数である。 $q_F, q_B$  は各々、前方、後方剥離流線上の流速である。即ち、前方剥離渦領域内の圧力係数  $C_{PF}'=1-q_F^2$  と背圧係数  $C_{PB}=1-q_B^2$  を与えれば、解は求まり、

$$\left. \begin{aligned} z - z_0 &= \int_{w_0}^w \frac{dz}{df} \cdot \frac{df}{dw} dw \\ &= A \int_{w_0}^w \frac{e^\zeta}{(w - w_I)^2} dw \\ \text{圧力係数 } C_P &= 1 - e^{-2R_0[\zeta]} \end{aligned} \right\} (3.3)$$

となる。ここで  $A$  は正の実数で平板の幅を決める。更に  $w_I = nd(4\beta/\pi \cdot K, k')$ 。また伴流の半幅  $d_w$  及び抵抗係数  $C_D$  は

$$\left. \begin{aligned} d_w &= A \frac{\pi^2}{4k'^2 K} ds \left( \frac{4\beta}{\pi} K, k' \right) dc \left( \frac{4\beta}{\pi} K, k' \right) \\ C_D &= -C_{PB} d_w \end{aligned} \right\} (3.4)$$

により求めることができる。

さて、この伴流模型は  $C_{PF}', C_{PB}$  を与えれば完全に解くことができるので、水流中に半没している垂直平板について、この前方剥離渦領域内の圧力係数、背圧係数の計測値を用いれば、その平板の圧力分布、抵抗係数を求めることができる。その際、伴流模型の平板の半幅としては Fig. 1 に示す平板の深さ  $d$  と平板前面での水面の上昇量  $\eta_P$  とを加えた量に取ることとする。また伴流模型の前方剥離点  $A$  を半没平板の前方に生ずる波くずれの位置に対応させること、Fig. 2 の  $\overline{AI}$  上の圧力係数を半没平板の前方の波形と対応させて考えることも可能である。なお、本理論と Kiya 等の理論との比較、乱流境界層内に置かれた平板に関する実験結果との比較を行った結果<sup>10)</sup>、水流中に半没した垂直平板に関しては本理論の方が適しているという考察を得ている。水面の波くずれに伴う渦運動について、優れた理論的解析方法が開発されていない段階ではこうしたモデル化された流れによる解析も 1 つの有効な方法であろう。

### 4 実験結果

実験は実験部断面が、1.2 M□ の回流水槽で行い、使用模型としては、270 mmφ, 214 mmφ の 2 つの半円柱に垂直壁面を接合したものと、深さ 60 mm, 52 mm, 45 mm, 28 mm の平板を用いた (Fig. 1)。

## 4.1 波 形

円柱前後の波形を Photo. 1, Fig. 3-1 に示す。ここで、 $H$  は上流の速度水頭でフルード数との間に  $H/r = U^2/2gr = 1/2 F_n^2$  なる関係がある。円柱前方では明らかな波くずれとそれに伴う泡立ち、渦巻きが見られる。円柱直前では、水流が前壁面に衝突し上方に湧き上がるような噴流現象が見られる。この湧き上がっている部分は、流速が大となる程、顕著に大きくなる (Fig. 3-1)。極く低速では明らかな波くずれは見られず、表面張力波と思われる波動が観察されたが、今回の実験では波くずれの生じている速度域のみを扱った。Fig. 3-1 はサーボ式水位計で計測した各流速における波形を示し、各点は約 20 秒程度の時間平均をしたものである。水面の変動はかなり激しく、水槽の静水面の変動もあるため、精度的には問題はあるが、円柱前方の波くずれの位置と、盛り上がり量が流速が増すにつれて、前方に押しつぶされたようになって行くのが判るであろう。また前方の波高はどの場合にも速度水頭まで上昇していない。一樣流速の無限流体中に円柱が置かれている時の速度ポテンシャルから計算した、停留点を通る対称軸上の圧力を実線で示した。水面の上昇量の小さい、流速が 0 の極限で、前方の波形はこの圧力の値と一致すると考えられるが、 $H/r = 0.098$  の場合を除いて高速になる程、波形はこの圧力を示す曲線から遠ざかっている。円柱後方の水面は水門の後方の流れと同様な湧き立ちを見せるが、全体としては Fig. 3-1 に示すように流速にはほぼ関係なく一定の形態を示している。

平板の前後方に生ずる波形は円柱についてのそれと殆んど同じ特徴を有している。平板の前方の波形を Fig. 3-2 に示す。一樣流速の無限流体中の平板のまわりの流れに関する Roshko の伴流模型<sup>9)</sup> (背圧係数 = -0.8) より計算した対称軸上の圧力を点線で図に示す。更に前述した前方剥離渦領域を伴った伴流模型より計算した対称軸上の圧力を一点鎖線で示した。この伴流模型に使用した  $C_{PF}$ ,  $C_{PB}$  の値は後述するそれらの実験式を用いて計算した。平板の前面の水面の上昇量が速度水頭まで達しないこと、波くずれによる水面の盛り上がりなど、この理論の示す波形は実際の波形の特徴をよくとらえていると言えよう。

## 4.2 前後面波高と前後面圧力係数

物体前面の水面の盛り上った部分の静圧分布を計測し、無限前方の静圧との差を水頭で無次元化した圧力係数

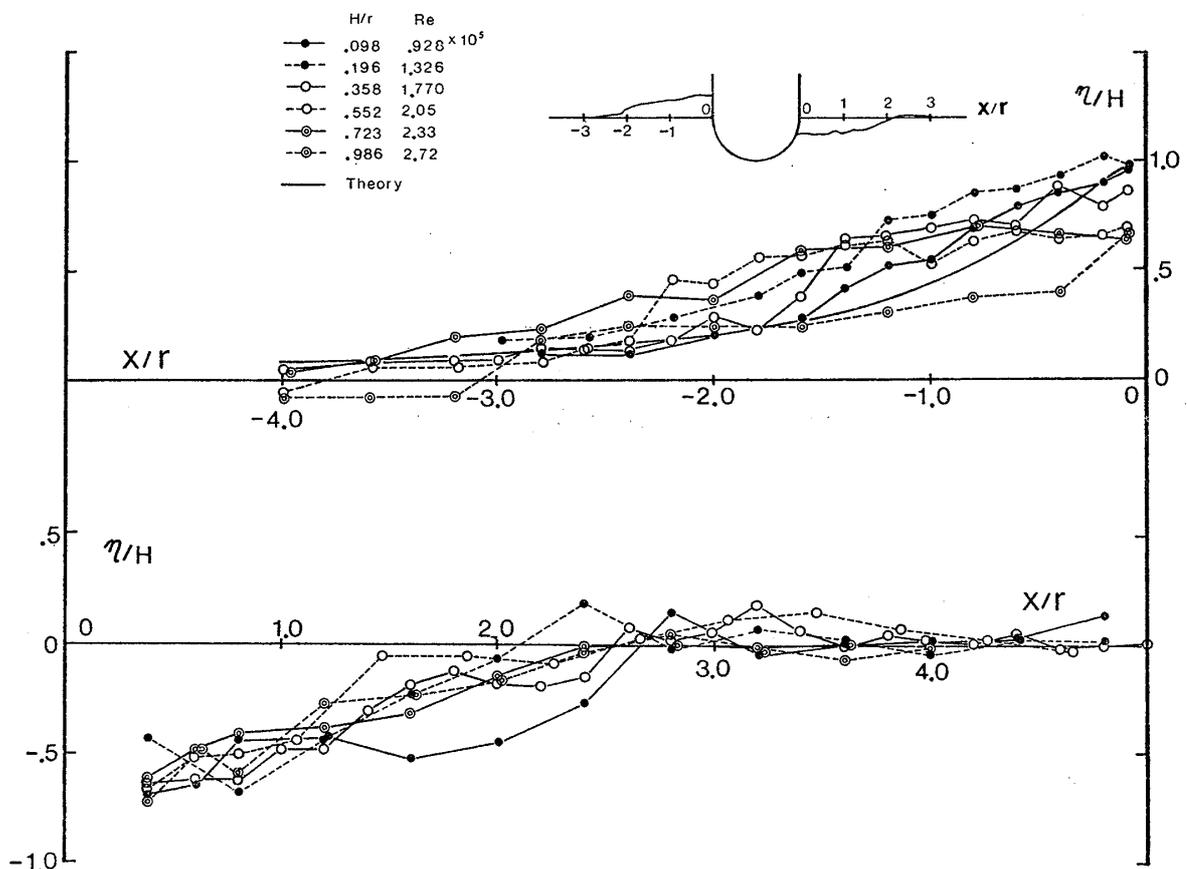


Fig. 3-1 半没円柱 ( $D=0.214$  M) 前後方の波形

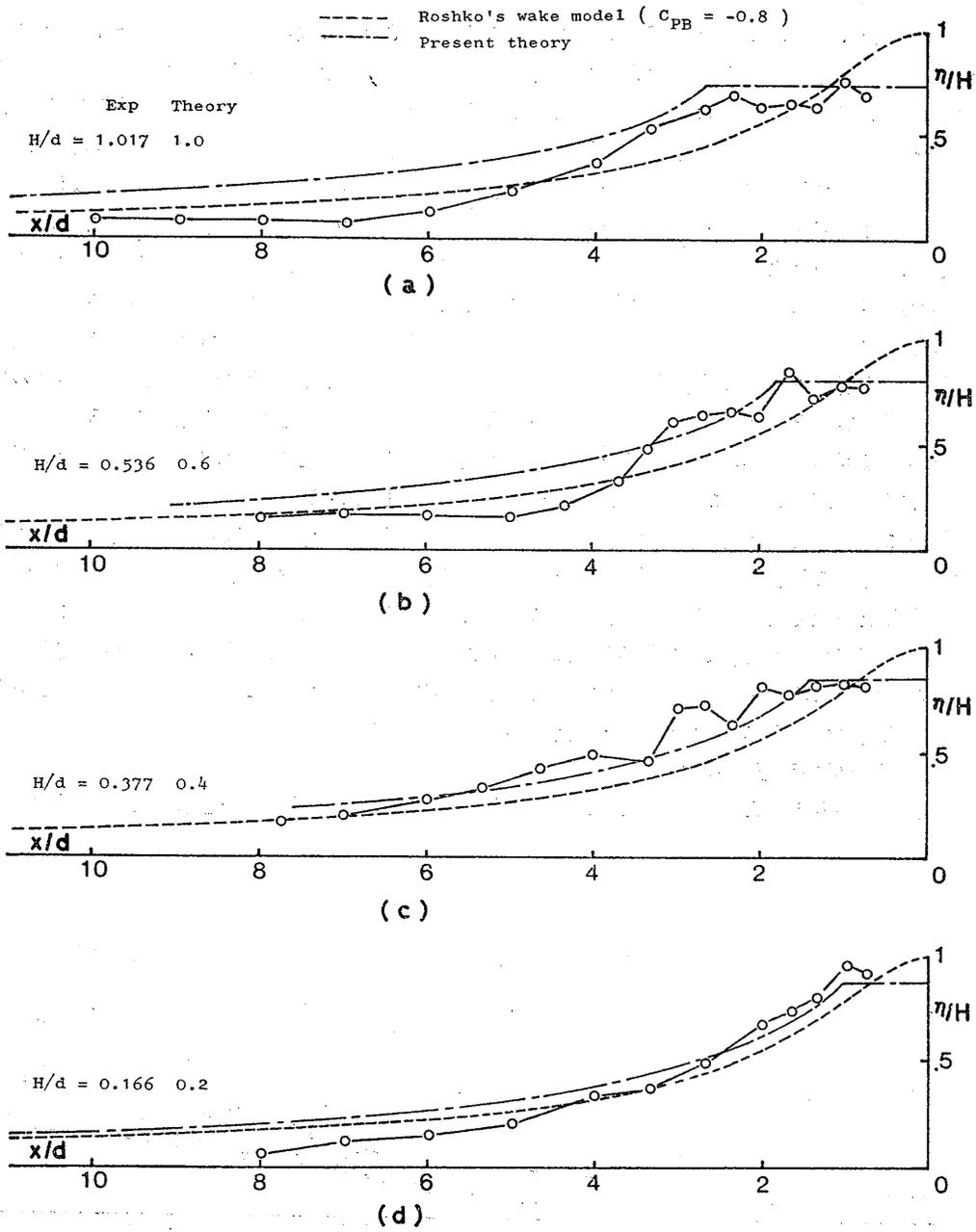


Fig. 3-2 垂直平板 ( $d=60$  mm) 前方の波形

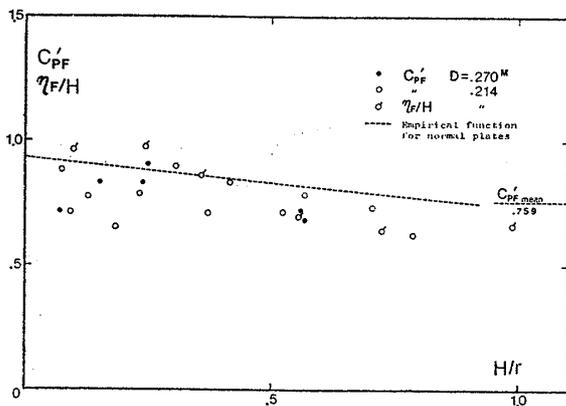


Fig. 4-1 前面圧力係数と前面波高 (半没円柱)

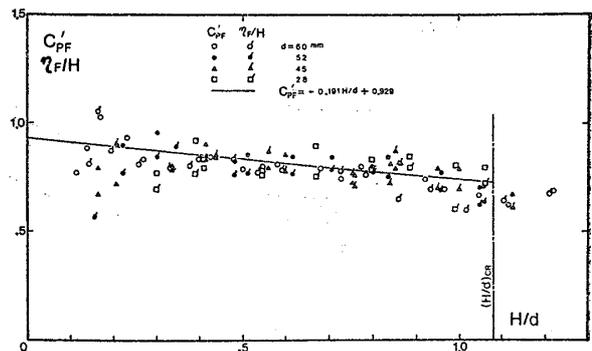


Fig. 4-2 前面圧力係数と前面波高 (垂直平板)

は、ほぼ一定である。この静止水面より上の量を平均し前面圧力係数  $C_{PF}'$  と名付ける。波くずれに伴って形成される前方剥離渦領域内では圧力はほぼ一定であると考えられるから、物体前面の水面の上昇量、即ち前面波高  $\eta_F$  との間に

$$C_{PF}' = \frac{2g\eta_F}{U^2} = \frac{\eta_F}{H} \quad (4.1)$$

なる関係が成立する。

それらの計測値を Fig. 4-1, 4-2 に示す。 $C_{PF}'$  と  $\eta_F/H$  は良く一致し、流速が増すにつれて1の値より減少する傾向がある。模型船に関しても船首端の圧力係数が水面近くで水頭の約9割までしか上昇しないという実験結果<sup>11)</sup>が得られており、対応して興味深い。

さて、Fig. 4-2 より  $C_{PF}'$ ,  $\eta_F/H$  の値はフルード数のみの関数で、レイノルズ数には依存しないことが判る。このことは §2 で考察した波くずれの現象がレイノルズ数に依存しないであろうという予想と一致している。 $C_{PF}'$ ,  $\eta_F/H$  がフルード数とどんな関数関係があるかは不明であるが、速度水頭に関して直線で表現すると、最小自乗法により、平板の場合に次の実験式を得た。

$$C_{PF}' = -0.191 H/d + 0.929 \quad (4.2)$$

円柱の場合は計測上の難点があり、実験点が少ないが、平板の実験式と大差ない。なお、後で用いる抵抗算定式には平均値  $C_{PF}' = 0.759$  を採用した。

次に後面圧力係数、即ち背圧係数  $C_{PB}$  と後面波高  $\eta_B$  との間には前側と同様に

$$C_{PB} = \eta_B/H \quad (4.3)$$

なる関係がある。それらの計測値を Fig. 5-1, 5-2 に示す。円柱の場合にはこれらは一致して速度に関して一定

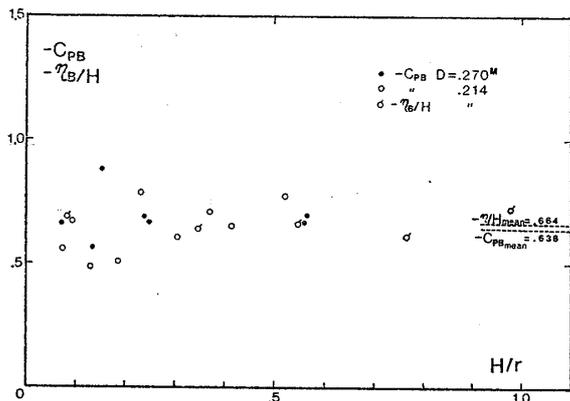


Fig. 5-1 背圧係数と後面波高 (半没円柱)

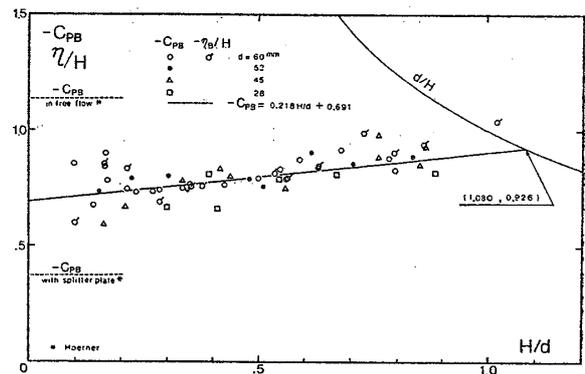


Fig. 5-2 背圧係数と後面波高 (垂直平板)

値を取っている。平板の場合には両者は一致してフルード数のみの関数であることを示している。速度水頭の一次式として実験式を作ってみると、

$$-C_{PB} = 0.218 H/d + 0.691 \quad (4.4)$$

となる。

さて、速度を上げて行くと、平板の後面の水面が平板の端より下降する、いわゆる水が切れる状態に至る。この状態では平板の端点の圧力は

$$C_{PB} = -d/H \quad (4.5)$$

となる。従って、(4.4), (4.5)式の交点  $H/d = 1.080$  で水が切れ始まることとなり、実際にこの臨界フルード数は実験的にも確認することができた。

なお、背圧係数の値は平板の後流中に *splitter plate* を取りつけた場合の値と自由流の場合の値<sup>12)</sup>との間にあり、水面の *splitter effect* を示すものと言えよう。

#### 4.3 圧力分布

半没円柱のまわりの圧力分布を Fig. 6-1 に示す。横軸の  $\theta$  は半円柱前面の静水面の位置を  $0^\circ$  とし、 $y/r$  はその点より鉛直上方の壁面の位置を示す。 $y/r = 0$  の付近での圧力分布は1より小でほぼ一定である。これは乱流境界層内に置かれた半円柱の前端部付近の圧力分布の特徴と一致している<sup>13)</sup>。図中実線は無限領域の完全流体の

中に置かれた円柱のまわりの圧力分布である。30° 付近では実験点は良く理論曲線と一致し、自由表面の波くずれ、前方剥離渦などの影響は少ない。これは 剪断流の中に置かれた円柱の場合と異なる点である。90° 付近の形状は低レイノルズ数の一点が層流域の特徴を示す他は乱流域の特徴を示している。この付近では自由表面の影響は特に無い。背圧係数は 90° 付近で層流域の特徴を示した場合も含めて、ほぼ一定値を取り、平均値は  $C_{PB} = -0.638$  である。この値は円柱後流に *splitter plate* を付けて行った Roshko の実験値<sup>14)</sup>  $C_{PB} = -0.5$  ( $Re = 10^4$ ) に近く、前述した水面の *splitter effect* によるものと思われる。図中の  $\theta_B$  は水没跳水に関する用語に倣って *backed up angle* というべき量で<sup>5)</sup>,

$$R \sin \theta_B = -\eta_B \quad (4.6)$$

で定義される。

平板上の圧力分布の一例を Fig. 6-2 に示す。点線で示した圧力分布は Roshko の伴流模型による値で、背圧係数はその実験点の値を用いている。前面圧力係数  $C_{PF}'$  が 1 より小さいことなど、Roshko 模型のそのままの適用は無理である。一点鎖線は本理論による圧力分布で、 $C_{PB}, C_{PF}'$  の値は実験式 (4.2), (4.4) 式を用いた。端点付近の不一致を除けば  $C_{PF}' < 1$  の効果をよく表わしている。二点鎖線は Kiya 等の理論による圧力分布で付着点 (Fig. 2 の点 B) を 0.6 に取ったものである<sup>7,10)</sup>。付着点、端点付近の状態を良く表わしている。

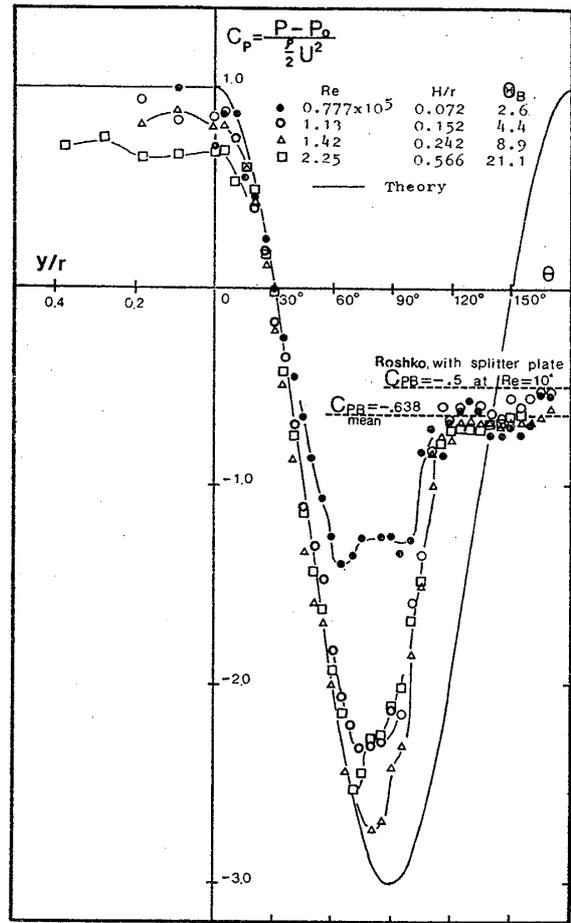


Fig. 6-1 半没円柱 ( $D=0.214$  M) 上の圧力分布

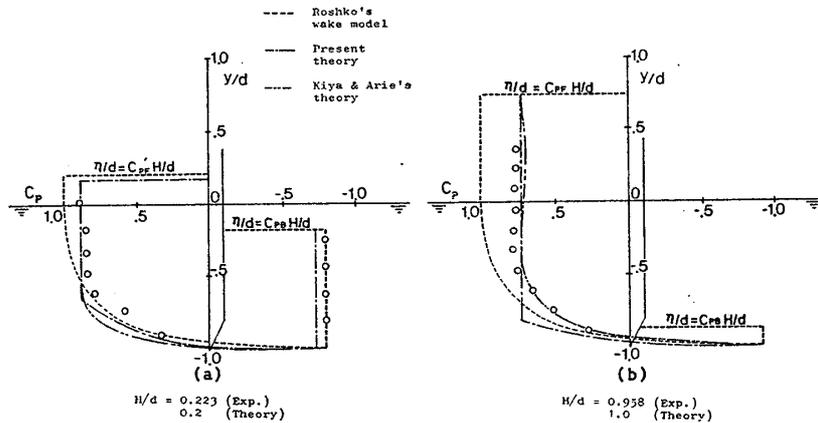


Fig. 6-2 垂直平板 ( $d=52$  mm) 上の圧力分布

#### 4.4 圧力抵抗とその成分

圧力抵抗は物体に働く圧力を  $P_i$ , 大気圧を  $P_0$  とすれば単位長さあたり

$$R = \int (P_i - P_0) n_x dS \quad (4.7)$$

抵抗係数は

$$C_D = \frac{R}{\frac{\rho}{2} U^2 r} \quad (\text{円柱})$$

$$= \frac{R}{\frac{\rho}{2} U^2 d} \quad (\text{平板}) \quad (4.8)$$

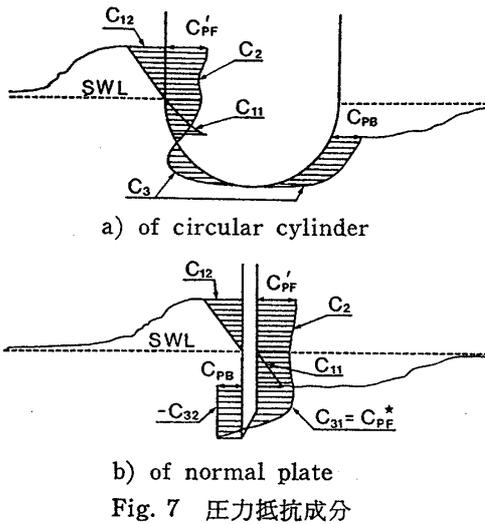


Fig. 7 圧力抵抗成分

全抵抗係数は成分の和として

$$\left. \begin{aligned} C_D &= C_1 + C_2 + C_3 \\ C_1 &= C_{11} + C_{12} \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

と書ける。各成分を Fig. 7 に図示した。

$C_1$  は物体前後で水面の高さに違いがあることから生じる静水圧抵抗で、 $C_{11}$  は後面で水面が  $\eta_B$  だけ低下したことによる静水圧抵抗、 $C_{12}$  は前面で  $\eta_F$  だけ水面が上昇したことによる静水圧抵抗である。ただし規準面を静止面を取っているため  $C_{12}$  は負値を取る。即ち

$$\left. \begin{aligned} C_{11} &= \frac{1}{2} C_{PB}^2 \frac{H}{r} & ; & \frac{1}{2} C_{PB}^2 \frac{H}{d} \left( \frac{1}{2} \frac{d}{H} \right) \\ C_{12} &= -\frac{1}{2} C_{PF}^2 \frac{H}{r} & ; & -\frac{1}{2} C_{PF}^2 \frac{H}{d} \\ C_1 &= \frac{1}{2} (C_{PB}^2 - C_{PF}^2) \frac{H}{r} & ; & \frac{1}{2} (C_{PB}^2 - C_{PF}^2) \frac{H}{d} \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

第 1, 2 式は、各々円柱、平板に関する式、また ( ) 内は臨界フルード数以上の場合の式である。以下、特に断らない。4.2 で示した平均値、実験式を代入すれば

$$\left. \begin{aligned} C_{11} &= 0.204 \frac{H}{r} ; \\ C_{12} &= -0.288 \frac{H}{r} ; \\ C_1 &= -0.084 \frac{H}{r} ; -0.193 \frac{H}{d} + 0.328 \left( \frac{H}{d} \right)^2 + 0.006 \left( \frac{H}{d} \right)^3 \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

$C_2$  は静水面より上方の物体の前面の静圧による圧力抵抗で、この静圧はほぼ一定であるので

$$C_2 = C_{PF}^2 \frac{H}{r} ; C_{PF}^2 \frac{H}{d} \quad (4.12)$$

実験式を代入すると

$$C_2 = 0.576 \frac{H}{r} ; 0.863 \frac{H}{d} - 0.355 \left( \frac{H}{d} \right)^2 + 0.036 \left( \frac{H}{d} \right)^3 \quad (4.13)$$

$C_3$  は静水面より下方の物体上の静圧分布による圧力抵抗を示す。後方の静止水面下で水の存在しない部分に背圧に等しい仮空の圧力を加えた式

$$C_{D0} = C_3 + C_{PB}^2 \frac{H}{r} ; C_3 + C_{PB}^2 \frac{H}{d} \left( C_3 + \frac{d}{H} \right) \quad (4.14)$$

は全没している物体の抵抗係数に対応すべき量であるので、相当没水抵抗係数と名付ける。

円柱の  $C_{D0}$  をレイノルズ数に対してプロットしたのが Fig. 8-1 である。レイノルズ数が  $1.2 \times 10^5$  より大のとき、ほぼ一定値を示し、平均値は  $C_{D0} = 0.298$  である。この値は乱流域の没水円柱の値として適当である。実線で示した曲線は本実験を行った回流水槽での直立円柱による圧力抵抗係数である。それに較べて、相当没水抵抗係数がレイノルズ数の低い所で遷移域への立ち上がりを見せているのは、4.3 で指摘した水面の *splitter effect* などによるものと思われる。この値を(4.14)式に代入すれば

$$\left. \begin{aligned} C_3 &= C_{D0} - C_{PB}^2 \frac{H}{r} \\ &= 0.298 - 0.407 \frac{H}{r} \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

となり、実験点と比較したのが Fig. 9-1 である。

平板の場合には  $C_3$  を平板の前後の成分に分けて

$$C_3 = C_{31} + C_{32} \quad (4.16)$$

と書き、静止水面下の平板前面の圧力係数の平均値を  $C_{PF}^*$  と書けば、前面圧力抵抗係数  $C_{31}$  は

$$C_{31} = C_{PF}^* \quad (4.17)$$

と書け

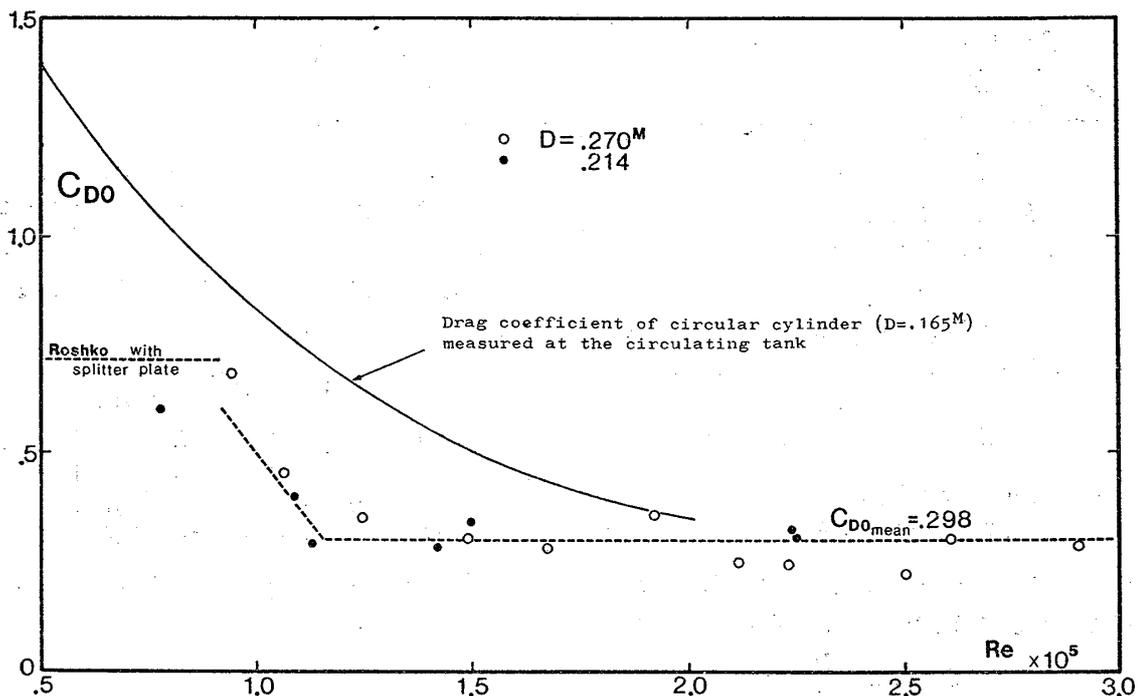


Fig. 8-1 相当没水抵抗係数 (半没円柱)

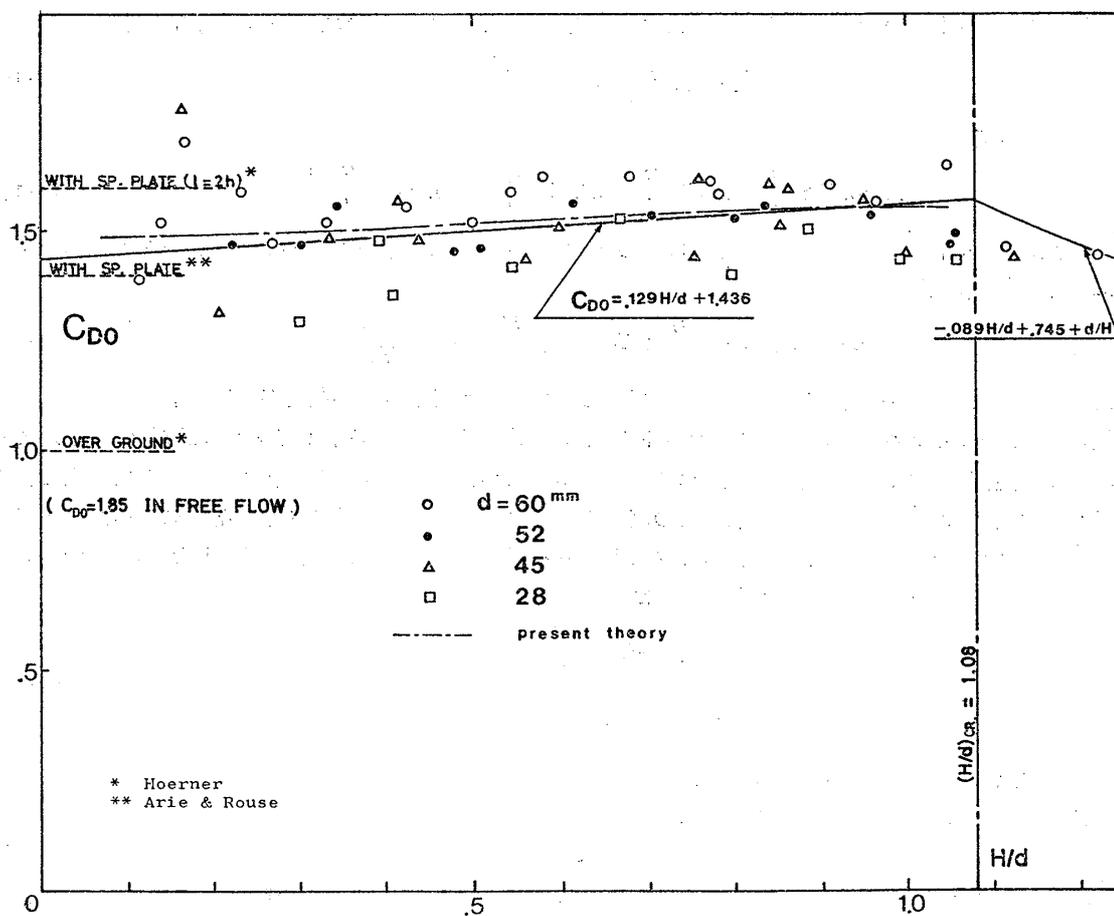


Fig. 8-2 相当没水抵抗係数 (垂直平板)

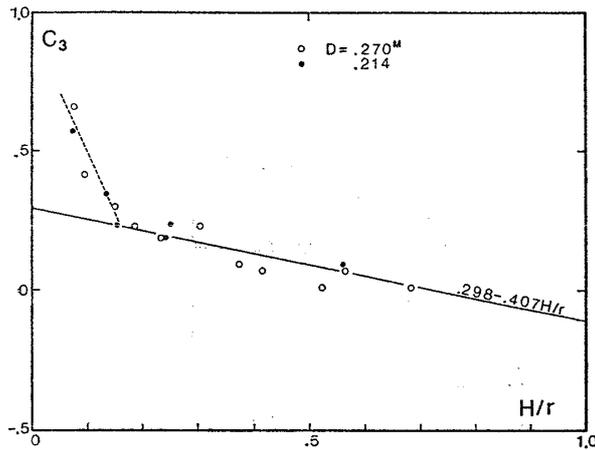


Fig. 9-1 静水面下圧力抵抗係数 (半没円柱)

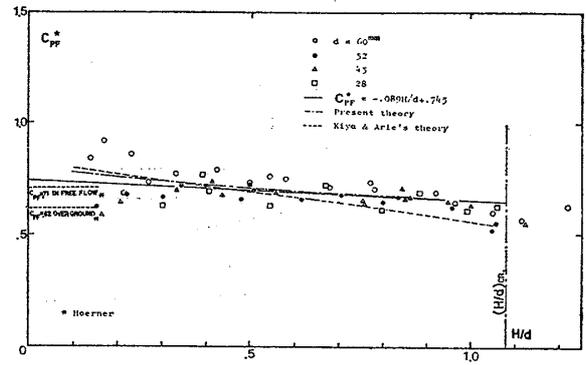


Fig. 9-2 静水面下圧力抵抗係数 (垂直平板)

$$C_{32} = -C_{PB} - C_{PB}^2 \frac{H}{d} \quad (4-18)$$

と書ける。前面圧力抵抗係数  $C_{31} = C_{PF}^*$  を Fig. 9-2 に示す。この値も  $C_{PF}'$  と同様、フルード数のみの関数で水頭に関する一次式で最小自乗近似すれば

$$C_{PF}^* = 0.745 - 0.089 \frac{H}{d} \quad (4-19)$$

なる実験式を得る。図中一点鎖線は前方剥離渦領域の圧力を(4.2)の実験式、背圧を(4.4)の実験式の値を用いた本理論より計算、換算した  $C_{PF}^*$  の値である。(4.19)の実験式と殆ど一致している。鎖線は同様な計算を Kiya 等の理論より求めた値である。臨界フルード数の近くで若干小さめの値をとるようである。さて平板の相当没水抵抗係数は(4.14); (4.16), (4.18)より

$$C_{D0} = C_{PF}^* - C_{PB} \left( C_{PF}^* + \frac{d}{H} \right) \quad (4-20)$$

となり実験式は

$$C_{D0} = 1.436 + 0.129 \frac{H}{d} \left( -0.089 \frac{H}{d} + 0.745 + \frac{d}{H} \right) \quad (4-21)$$

となる。Fig. 8-2 に平板の相当没水抵抗係数と実験式、及び本理論による計算値を示す。

全抵抗係数はまた以上より

$$\left. \begin{aligned} C_D &= C_{D0} + \frac{1}{2} (C_{PF}'^2 - C_{PB}^2) \frac{H}{r}; C_{D0} + \frac{1}{2} (C_{PF}'^2 - C_{PB}^2) \frac{H}{d} \\ &= C_{D0} - C_1 \left( C_{D0} + \frac{1}{2} \left( C_{PF}'^2 \frac{H}{d} - \frac{d}{H} \right) \right) \end{aligned} \right\} \quad (4-22)$$

と書ける。二次元の水上物体の圧力抵抗係数は相当没水抵抗係数  $C_{D0}$  と前後面圧力係数  $C_{PF}'$ ,  $C_{PB}$  (或いは前後面波高  $\eta_F, \eta_B$ ) とから計算できることをこの式は示している。円柱の場合には  $C_{D0}$  は *splitter effect* を考慮した全没円柱の圧力抵抗係数を用いればよく、前後面波高のみの計測で全抵抗係数を算出することができる。平板の場合には  $C_{D0}$  は  $H/d$  の関数であるが、§3 で開発した理論を適用すれば  $C_{PF}'$ ,  $C_{PB}$  の値、すなわち前後面波高が判っていれば計算することができ、結局全抵抗係数はやはり前後面波高のみの計測で算出することができる。

円柱の場合  $C_D$  の実験式は  $C_{D0} = 0.298$  を採用すれば

$$C_D = 0.298 + 0.085 \frac{H}{r} \quad (4-23)$$

Fig. 10-1 に円柱の全抵抗係数の実験値と実験式(4.23)、また各抵抗成分の実験式を示した。図中2重丸印は半没円柱の全抵抗係数  $C_T$  を直接抵抗試験により求めた値である。 $C_T$  が  $C_D$  と一致していないのは、 $C_T$  の計測において直接大きく影響を与える水槽の水位の変化を考慮した修正が困難なために、その影響が含まれていること、二次元流を保つための側板の抵抗が加算されていることなどによるためと思われる。各抵抗成分は  $H/r$  に関して大きな変化をするが  $C_D$  に関しては、それらが打ち消し合って結局はほぼ一定値  $C_D \doteq C_{D0}$ 、即ち没水円

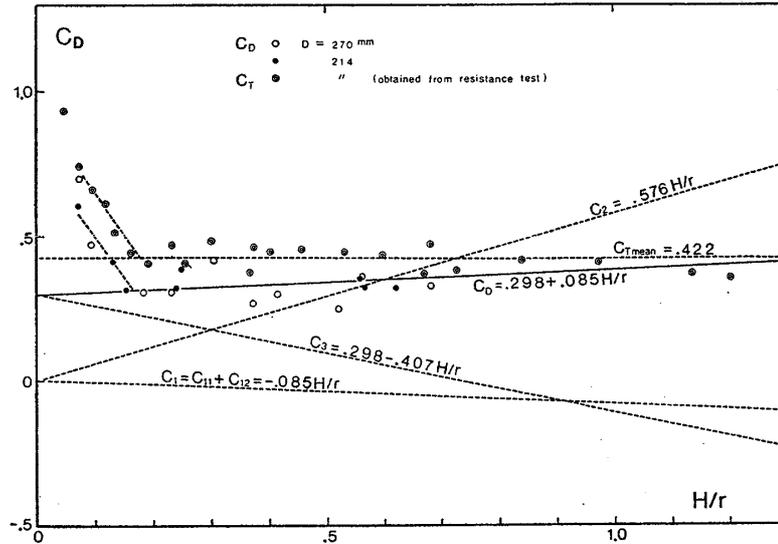


Fig. 10-1 全抵抗係数とその成分 (半没円柱)

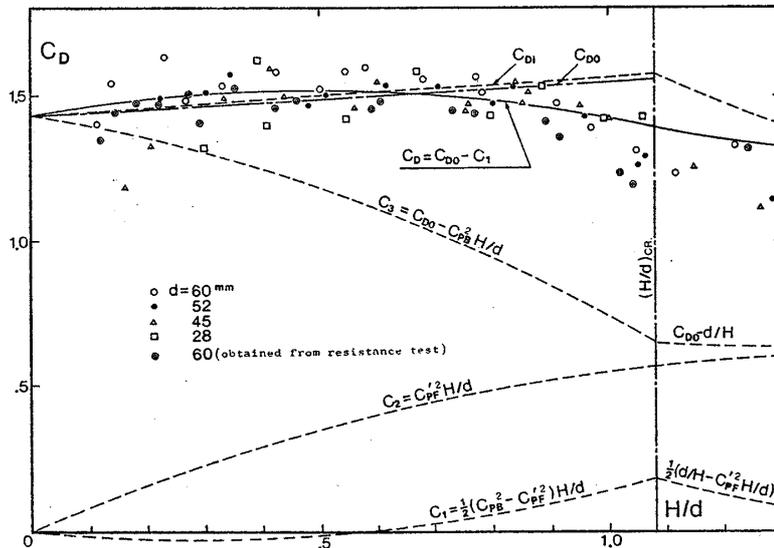


Fig. 10-2 全抵抗係数とその成分 (垂直平板)

柱の抵抗係数の値になっていることは興味深いことである。従って工学的には

$$C_D \doteq C_{D0} \tag{4.24}$$

として半没円柱の抵抗係数を評価することができる。

平板の場合の  $C_D$  の実験値、及び実験式と各抵抗成分の実験式を Fig. 10-2 に示した。2重丸印は抵抗試験によって直接計測した全抵抗値である。平板の場合には水槽水の水位の変化による修正は容易であるので各実験値はその修正を施した値を用いている。各抵抗成分の変化については円柱の場合と同じことが指摘できる。全圧力抵抗  $C_D$  は  $H/d$  に関して若干の変動を見せるが、臨界フルード数以下では工学的には  $C_D \doteq 1.5$  と評価してよいだろう。

また全体としては円柱の方が平板に較べて自由表面の影響が小さいようである。

## 5 碎波現象

### 5.1 臨界条件

一様流中に半没して置かれた二次元物体の前方に生ずる碎波現象の臨界条件などについて、若干の整理を試みる。

流速が極く低速で、いわゆる波動伝播の臨界速度 23 cm/sec 以下では物体前方には波動は存在せず、波面は滑らか（もっとも水頭はたかだか 3 mm 程度であるが）である。その臨界速度を越えると表面張力波と思われる定常な波が現われ、その波群には限界線が存在する。流速を増すと、表面張力波の波高が高くなり、その限界線付近では弱い波くずれが観察される。更に流速を増すと、波くずれが大きくなり、§2 で述べた碎波現象が生ずる。このように流速を徐々に増しながら観察を行ってみると、波くずれの初生条件は表面張力波と密接な関係があることがうかがわれる。重力波の波頂前面に生ずる表面張力波に関してはいくつかの文献が知られており、重力波の波くずれの原因として表面張力が主要な役割を演ずることが指摘されているが例えば<sup>15)</sup>、波くずれの初生についての明確な条件は知られていない。

Dagan 等<sup>16)</sup>は半没物体の前方の波形などを振動法を用いて解析したが、波くずれについては、それはいわゆるテイラーの不安定性によって生ずるとして、その臨界フルード数を約 1.5 であるとしている。しかしこの値は我々の実験では不当に大きい値である。しかし、この力の釣合に関するテイラーの不安定性の概念は、実際に生じている碎波現象を観察している限りでは、波くずれを説明する要因として充分納得できるものである。

さて更に流速を増して行くと、物体直前の水面が激しく噴き上げて来るのが観察される。この噴流的現象が生ずるフルード数を、種子田は、直立円柱の場合には 1.7 であるとしている（或いは著者の誤解かも知れない）。我々の二次元的な実験では、この噴流現象は波くずれが起きている場合には、多かれ少なかれ生じており、明確な臨界条件は得ていない。この噴流現象は物体直前に限られており、湧き上がった水は結局前方の波くずれに巻き込まれて行く。

## 5.2 碎波抵抗

船の抵抗成分のうち粘性抵抗でありながら、フルード則に従う量を馬場<sup>9)</sup>は発見し、この抵抗成分は碎波によるエネルギー損失であるとして、碎波抵抗と名付けた。二次元碎波現象における、この碎波抵抗成分は跳水現象との類推などから跳水（或いは波くずれ）の後方の表面渦などの渦動流によるレイノルズ応力<sup>17)</sup>、あるいは、前方別離渦領域の、いわゆる死水領域形成によるエネルギー損失という言い方も出来よう。ところで、こうした現象は §2 で指摘した如く、渦動流としてエネルギー損失が行われるにも係わらず、レイノルズ数に依存しない現象であって、これは馬場が碎波抵抗について得た結果<sup>9)</sup>とも一致している。

碎波抵抗の計測法は現在のところ *wake survey* によるしか方法がない。本実験においても、半没円柱直下でそれを試みたが、水槽自体の流速分布が一樣でない上、下に述べる馬場の方法で推定した碎波抵抗  $R_{WB}$  は

$$C_{WB} = \frac{R_{WB}}{\frac{\rho}{2} U^2 R} = 0.002 \frac{H}{r} \quad (5.1)$$

と全抵抗に較べて極めて小さいため、精度的に不可能であった。

次に碎波抵抗の算定方法としては、浅水における跳水現象に用いられている方法を応用した馬場の方法<sup>9)</sup>があるが、仮想の水浅深を仮定しなければならないという難点がある。

Dagan 等<sup>16)</sup>は、滑走艇の理論で用いられる *bow-returning jet* と名付けた噴流による運動量損失として碎波抵抗を求めたが、数値計算の結果は馬場による実験値<sup>9)</sup>の約 2 倍程度になったと述べている。同様な手法が馬場<sup>9)</sup>により三次元問題に 응용されている。

さて、次に碎波抵抗という成分は全抵抗値にとって、どういう意味を持っているかという問題を考えてみたい。具体的に言えば、例えば碎波現象の生じない理想的な状態があると仮定して、その場合の全抵抗値と碎波現象の生じている実際の状態の全抵抗値との差が碎波抵抗になっているかという問題である。そこで半没垂直平板について理想的な状態を想定してみた。すなわち、平板前面の波高は速度水頭と一致して

$$\left. \begin{aligned} \frac{\eta_F}{H} &= 1 \\ \frac{\eta_B}{H} &= C_{PBi} \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

とする。  $C_{DR}$  を Roshko の伴流模型によって計算される全没平板の抵抗係数とすると、単位幅の平板前面でうける圧力抵抗  $R_F$  は

$$R_F = (C_{DR} + C_{PBi}) \times \frac{\rho}{2} U^2 (d + \eta_F) \quad (5.3)$$

平板後面でうける圧力抵抗  $R_B$  は

$$R_B = -C_{PBi} \times \frac{\rho}{2} U^2 (d + \eta_B) \quad (5.4)$$

静水圧抵抗  $R_S$  は

$$R_S = \frac{1}{2} \rho g (\eta_B^2 - \eta_F^2) \quad (5.5)$$

全抵抗係数は

$$\left. \begin{aligned} C_{Dt} &= \frac{R_F + R_B + R_S}{\frac{\rho}{2} U^2 d} \\ &= C_{DR} \left( 1 + \frac{H}{d} \right) - \frac{1}{2} (1 - C_{PBi}^2) \frac{H}{d} \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

ここで  $C_{DR}$  として碎波現象の影響の一番少ないと考えられる  $H/d=0$  の場合の全抵抗値 1.436 を採用し、Roshko 模型より  $C_{PBi} = -0.623$  が逆算できる。この値を用いて計算してみると、碎波現象の存在しない場合を想定した抵抗係数  $C_{Dt}$  は

$$C_{Dt} = 1.436 + 0.119 \frac{H}{d} \quad (5.7)$$

となり、Fig. 10-2 に示した。相当没水抵抗係数の値に非常に近いのはおそらく偶然であろうが、注目すべきことは、この値が実際の全抵抗値  $C_D$  をフルード数が1の付近で越えていることである。あるいは上のような設定とか、算定方法に無理があるかも知れないが、碎波現象を生じさせない理想的な状態は必ずしも抵抗が小さい状態ではないということは重要なことのように思われる。従って全抵抗のうち、碎波抵抗成分だけを取り出して、その大小を議論する場合には、他の成分との相関も考えて十分な注意が必要であろう。

### 5.3 碎波点

半没円柱前方の碎波点の位置  $x_B/r$  を波形の写真より読み取り、Fig. 11 に示した(平板については計測していない)。全体としては  $H/d$  について右上りであるが、 $D=0.270$  M の円柱については低速で左上りの領域がある。これは表面張力波の限界線を読み取ったものである。図中実線は平板についての本理論の前方剥離点を示したもので、この実験範囲では円柱の碎波点と傾向が良く一致しており、本理論による碎波点推定の可能性が認められる。一点鎖線は Kiya 等<sup>7)</sup> の理論の前方剥離点であるが、碎波点との一致は良好でない。

浅水の跳水現象については、跳水の長さ  $l$  と跳水の強さ(高さ)  $\Delta H$  との比を求めることができ<sup>17)</sup>、入射側のフルード数が大なるとき

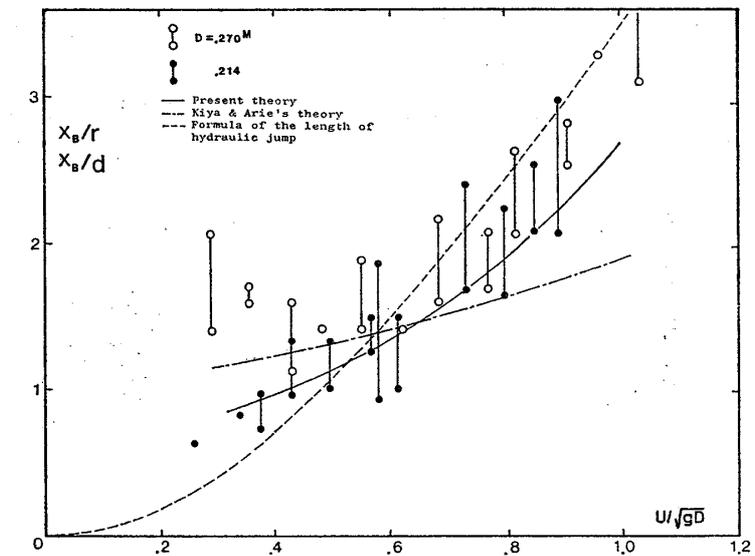


Fig. 11 碎波点の実験値(半と没円柱)と理論値(垂直平板)との比較

$$\frac{l}{\Delta H} \doteq 5 \quad (5.8)$$

が成立つ。この式を物体前方の碎波点について適用すれば

$$\left. \begin{aligned} \frac{x_B}{\eta_F} &\doteq 5 \\ \frac{x_B}{d} &= 5 \times C_{PF}' \frac{H}{d} \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

或いは

$C_{PF}'$  に平板の実験式(4.2)を代入すれば

$$\frac{x_B}{d} \doteq \left(4.5 - 1.0 \frac{H}{d}\right) \frac{H}{d} \quad (5.10)$$

で、図中点線で示した如く実験値と良く一致している。このことは、物体の前方に生ずる碎波現象と跳水現象との類似性を物語っている。

## 6 結 言

船首波くずれ現象、及び、二次元水上物体の抵抗に関する基礎的資料を得るため、半没円柱、垂直平板を用いて、波形観測、圧力分布測定、抵抗試験などの実験を行い、また、前方剥離渦を伴った伴流模型を開発し、以下の結果を得た。

1. 物体前後の碎波現象と跳水現象との類似性が、明らかとなった。
2. また、物体前後の自由表面には *ground effect* と言えるような効果がある。
3. 碎波現象はフルード則に従う。
4. 前後面波高と速度水頭との比は、前後面圧力係数と一致し、速度水頭の関係として実験式を得た。
5. 水上物体の圧力抵抗は、相当没水抵抗と前後面波高とから求めることができる。
6. 半没円柱の相当没水抵抗は *splitter plate* を付けた場合の円柱の抵抗とすればよく、他の項は無視しても大差ない。
7. 平板の場合、各抵抗成分はフルード則に従うが、全抵抗は約 1.5 としてよい。
8. 碎波現象の初生条件は表面張力波に関係している。
9. 碎波現象が存在しないと仮想した理想的な状態の抵抗は、実際の抵抗よりも必ずしも小さくならない。
10. 前方剥離渦を伴った伴流模型は碎波現象のよいモデルとなっており、平板の場合には、前後面波高の計測によって、圧力抵抗、波形、碎波点の推定ができる。

## 参 考 文 献

- 1) 種子田定俊：物体まわりの粘性流の観察、粘性抵抗シンポジウム、日本造船学会、(1973)、p. 35.
- 2) E. Baba : A new component of viscous resistance of ships, 日本造船学会論文集第 125 号、(1969)、p. 23.
- 3) E. Baba : Analysis of bow near field of flat ship, 日本造船学会論文集第 135 号、(1974)、p. 25.
- 4) K. Takekuma : Study on the non-linear free surface problem around bow, 日本造船学会論文集第 132 号、(1972)、p. 1.
- 5) N. Rajaratnam : Hydraulic Jumps, *Advances in Hydrosience*, 4, Academic Press.
- 6) M. C. Good, P. N. Joubert : The form drag of two-dimensional bluff-plates immersed in turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 31, (1968), p. 547.
- 7) M. Kiya, M. Arie : A free-streamline theory for bluff bodies attached to a plane wall, *J. Fluid Mech.*, Vol. 56, (1972), p. 201.
- 8) B. Thwaites ed.: *Incompressible Aerodynamics*, Oxford Univ. Press, (1960).
- 9) A. Roshko : On the wake and drag of bluff bodies, *J. Aeron. Sci.*, Vol. 22, (1955), p. 124.
- 10) 鈴木勝雄：前方剥離渦を伴った流れの自由流線理論による解析—その 1 平板のまわりの流れ—, 防衛大学校理工学研究報告, 12-4, (1974).
- 11) 並松正明：船体表面圧力の計測例 (その 1), 第 34 回 JTTC 第 1 部会資料, (1974).
- 12) S. F. Hoerner : *Fluid-dynamic Drag*, published by the author, (1965).
- 13) M. Arie, H. Rouse : Experiments on two-dimensional flow over a normal wall, *J. Fluid Mech.*, Vol. 1, (1956), p. 129.
- 14) A. Roshko : Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, Vol. 10, (1961), p. 345.
- 15) G. D. Crapper : Non-linear capillary waves generated by steep gravity waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 40, (1970), p. 149.
- 16) G. Dagan, M. P. Tulin : Two-dimensional free-surface gravity flow past blunt bodies, *J. Fluid Mech.*, Vol. 51, (1972), p. 529.
- 17) 本間 仁, 安芸峽一編：物部水理学, 岩波書店.