

# 定在型バックウォッシュ・ボルテックスと 剝離型バックウォッシュ・ボルテックス

松 永 信 博\*

## 1. 緒 言

磯波帯と打ち上げ波帯の境界付近では、しばしばステップが形成され、その沖側では砂れんが発達している。著者達<sup>1)</sup>は、斜面上に打ち上げられた波が戻り流となり入射してくる波と衝突するときに形成される剝離渦が、そのステップの形成に重要な役割を果たしていることを実験によって明らかにした。この剝離渦をバックウォッシュ・ボルテックスと呼び、バックウォッシュ・ボルテックスによって形成されるステップをバックウォッシュ・ステップと名付けた。さらにバックウォッシュ・ステップを引き金として砂れんが沖に向かって発達する過程も示した。

本研究の目的は、波が砕けない単純化した条件のもとで作業流体の粘度を種々変えることによって、汀線付近に形成される渦流れのパターンの遷移および特性を実験的に明らかにすることである。

## 2. 実験装置および実験方法

実験装置の模式図を 図-1 に示す。流れの様子をどの方向からも可視化できるように、水槽は全面透明なアクリル板で作られている。水槽の大きさは長さ 180 cm、深さ 20 cm、幅 15 cm である。長さが 170、110 および 50 cm の 3 種類の斜板を用いることにより、斜面と水平面とのなす角 ( $\theta$ ) を、 $8^\circ$ 、 $12^\circ$  および  $32^\circ$  と変えた。造波にはフラップ・タイプの造波機を用い、振動数 ( $f$ ) を 0.4 から 1.0 Hz の間で変えた。作業流体として、動粘性係数 ( $\nu$ ) が 0.1 から 4.7 cm<sup>2</sup>/s の範囲のグリセリン・水混合液を用いた。流れの可視化方法と

して直接投影法<sup>2)</sup>を用い、流れのパターンを水槽に対して静止した 35 mm カメラで撮影した。

## 3. 実験結果

まず、選ばれた座標系と流れの特性量をあらかじめ 図-2 で定義しておく。極座標系 ( $r, \phi$ ) を静止状態における汀線の位置を極  $O$  とするように導入する。 $r$  は動径、 $\phi$  は斜面から自由水面に向かって測った偏角である。波の特性量としては、入射波の波長、波高を直接的に考慮せず、遡上長さ  $l$  と波の遡上流下運動の角振動数  $\omega$  を用いる。その時、流れの特性量は次式で関係づけられる。

$$a=f(l, \omega, \nu) \cdots \cdots \cdots (1)$$

ここで、 $f$  は任意の関数である。次元的考察から、

$$\frac{a}{l}=g(R_{e1}) \cdots \cdots \cdots (2)$$

が得られ、流れの無次元特性量  $a/l$  は、 $R_{e1}$  のみに依存することが推測できる。ここで、 $g$  は任意の関数であり、 $R_{e1} \triangleq \omega l^2/\nu$  である。以下では、可視化実験に基づいて流れのパターンの変化の様子や  $a/l$  が、 $R_{e1}$  にどのように依存するかを定性的に述べる。流れのパターンを示したすべての図は、汀線の位置が最下点に達した時のものである。

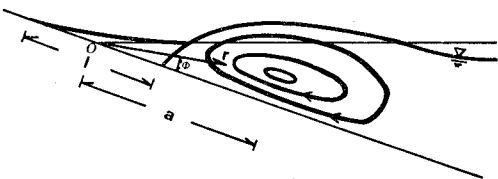


図-2 座標系の設定と特性量の定義

図-3 (a)~(e) は、砕波することなく入射してきた波が、斜面上を遡上し戻り流となる過程を繰り返すことによって誘起される流れの発達過程を示したものである。記号  $T$  は、造波開始後の経過時間を表わす。図-3 (a) は造波開始前のパターンで、流体内に見られる模様はグリセリンと水との不均一な混合によるものである。図-3 (b) は、 $T=0.5$  min における流れのパターンであり、汀線付近のくさび状領域に反時計回りの流れが誘起されている。図-3 (c) は、 $T=2$  min における

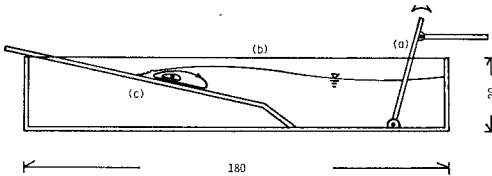


図-1 実験装置 (単位 cm)

(a) 造波機, (b) 水槽, (c) 斜板

\* 正会員 工修 九州大学工学部助手 水工土木学

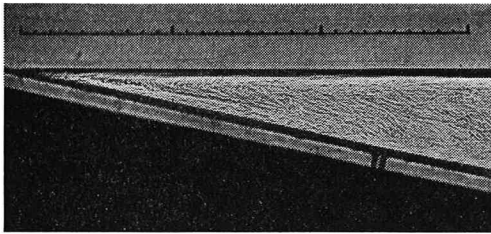
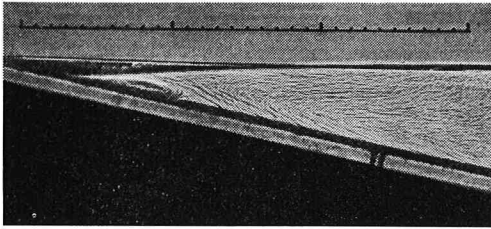
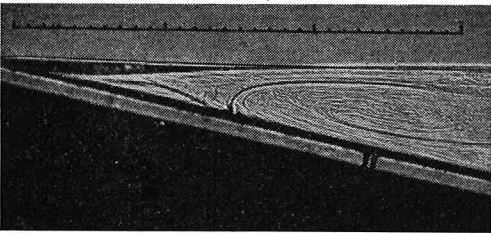
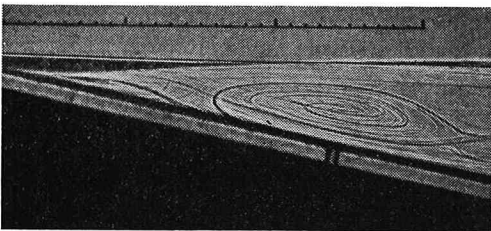
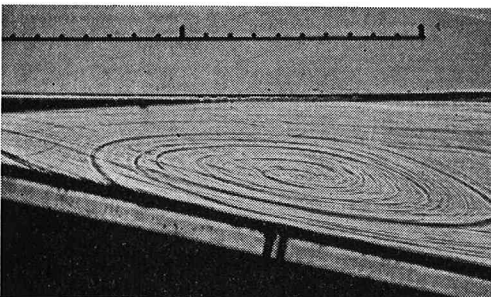
(a)  $T=0\text{ s}$ (b)  $T=0.5\text{ min}$ (c)  $T=2\text{ min}$ (d)  $T=6\text{ min}$ (e)  $T=9.5\text{ min}$ 

図-3 定在型バックウォッシュ・ボルテックスの発達過程  
(スケールの1目盛 1 cm)

$$\left[ \theta=12^\circ, \omega=4.22\text{ s}^{-1}, \nu=3.07\text{ cm}^2/\text{s}, l=4.5\text{ cm}, \right. \\ \left. a=24.7\text{ cm}, a/l=5.49, Re_1=27.8 \right]$$

流れのパターンで、図-3(b)で示した流れの沖側にそれと反対方向つまり時計回りに回転する流れが形成され始めている。この流れの向きは、著者等<sup>1)</sup>によってすでに見出されている非定常なバックウォッシュ・ボルテックスの流れの向きと同じである。しかしながら、図-3(b)および(c)で示した流れは、波による流体の最大振動速度に比べ小さな速度をもっていることから、二次的な流れであることがうかがわれる。図-3(d)は、誘起された流れのパターンがほぼ定常状態に達した時のものである。この二次的な流れは水面変化の任意の位相において観察されることから、特に沖側に見られる時計回りの流れを「定在型バックウォッシュ・ボルテックス (standing backwash vortex)」と呼び、非定常的に剝離するバックウォッシュ・ボルテックスを新たに「剝離型バックウォッシュ・ボルテックス (separated backwash vortex)」と呼ぶことをここで提案する。図-3(e)は、定在型バックウォッシュ・ボルテックスを拡大して示したものである。汀線付近に見られる反時計回りの渦流れは、くさび領域に形成されるモファット渦<sup>3)</sup>に類似したものと考えられる。この渦流れは  $Re_1$  の値が増すにつれ、汀線へ向かって縮退していく傾向がある。以下では、この流れよりむしろ、その沖側に形成される

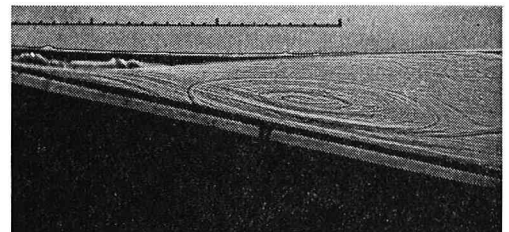
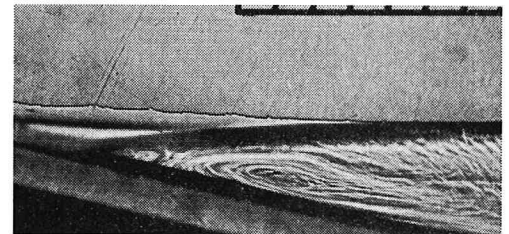
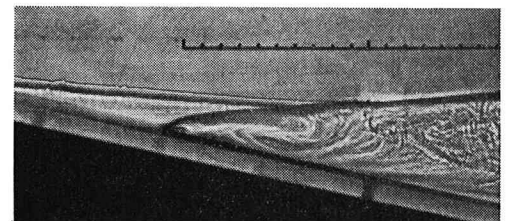
(a)  $\theta=12^\circ, Re_1=1.0 \times 10^2, a/l=3.25$ (b)  $\theta=12^\circ, Re_1=1.0 \times 10^3, a/l=0.963$ (c)  $\theta=12^\circ, Re_1=3.4 \times 10^3, a/l=0.752$ 

図-4  $Re_1$  の値の変化に伴う  $a/l$  の変化

定在型バックウォッシュ・ボルテックスと剝離型バックウォッシュ・ボルテックスに注目して、それらの特性について議論する。

図—4 (a), (b) および (c) は,  $\theta=12^\circ$  で  $Re_1$  がそれぞれ  $1.0 \times 10^3$ ,  $1.0 \times 10^3$ , および  $3.4 \times 10^3$  における流れのパターンを撮影したものである。  $Re_1$  の値が大きくなるにつれ  $a/l$  の値は小さくなる傾向がある。前述したように、汀線付近に誘起される反時計回りの渦流れは、  $Re_1$  の値が大きくなるにつれ縮退し、図—4 (c) ではすでに消滅している。図—4 (a) および (b) で示した流れは、定在型バックウォッシュ・ボルテックスであるが、図—4 (c) で示した流れのパターンは、波が遡上する過程においては観察されず、従って流れは剝離型バックウォッシュ・ボルテックスであると考えられる。  $\theta=12^\circ$  で  $Re_1=2.0 \times 10^3$  付近において直接投影法や鋸ぐず法によって詳しく流れのパターンを可視化した結果、定在型バックウォッシュ・ボルテックスは、急激なパターン変化を示すことなく剝離型バックウォッシュ・ボルテックスに遷移することがわかった。

図—5 (a) および (b) では、それぞれ  $Re_1=520$ ,  $\theta=12^\circ$  と  $Re_1=540$ ,  $\theta=8^\circ$  の条件下で形成された定在型バックウォッシュ・ボルテックスを示している。  $Re_1$  がほぼ同じ値においては、  $\theta$  の値が小さい方が  $a/l$  の値は大きくなる。



(a)  $\theta=12^\circ$ ,  $Re_1=520$ ,  $a/l=1.15$



(b)  $\theta=8^\circ$ ,  $Re_1=540$ ,  $a/l=2.56$

図—5  $\theta$  の変化に伴う  $a/l$  の変化 (スケールの 1 目盛 1 cm).

#### 4. 次元解析的考察

汀線付近の流れの場を規定する基礎方程式として、非圧縮粘性流に対する渦度方程式

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} - \text{rot}(\mathbf{u} \times \Omega) = \nu \nabla^2 \Omega \quad (3)$$

を考える。ここで  $\mathbf{u}$  は速度ベクトルで、  $\Omega$  は  $\text{rot} \mathbf{u}$  で定義される渦度ベクトルである。もし流体の運動が非常に遅く、定在型バックウォッシュ・ボルテックスが形成されているような場合、流れの場は、

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} \sim \nu \nabla^2 \Omega \quad (4)$$

で示されるように非定常項と粘性項とがつり合った流れとして記述できるのである。時間スケールとして  $1/\omega$  を用いると渦のスケール  $a$  は、

$$a \sim \sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \quad (5)$$

で表わされる。ただし、  $\nabla^2$  を  $1/a^2$  で評価している。結局、非線形性に比べ粘性が支配的である流れの場では、(5) 式の両辺を代表長さスケール  $l$  で割って一つの関係式

$$\frac{a}{l} \sim \sqrt{\frac{\nu}{\omega l^2}} = Re_1^{-1/2} \quad (6)$$

を得る。

次に、流速が非常に大きくなって剝離型バックウォッシュ・ボルテックスが形成されるような場合、粘性項は無視できて、

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} \sim \text{rot}(\mathbf{u} \times \Omega) \quad (7)$$

で示されるように流れの場は、非定常項と非線形項のつり合いで記述できるのである。そのときの速度スケールとして  $l\omega$  を用いると渦のスケール  $a$  は

$$a \sim l \quad (8)$$

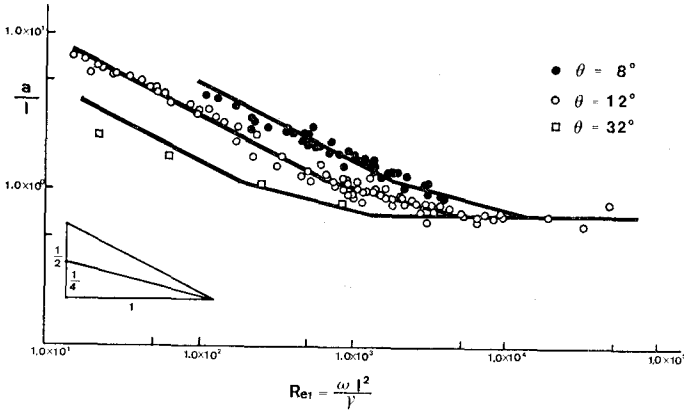
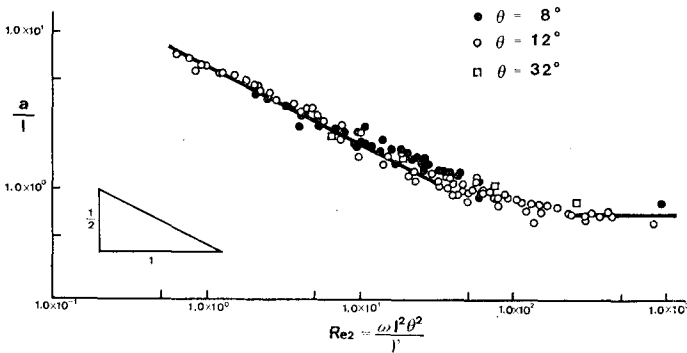
となり、遡上長さの程度となるであろう。結局、粘性に比べ非線形性が支配的な流れの場では、

$$\frac{a}{l} \sim 1 = Re_1^0 \quad (9)$$

となる。

図—6 は、  $\theta=8^\circ$ ,  $12^\circ$  および  $32^\circ$  において得られた  $a/l$  の測定結果を  $Re_1$  に対してプロットしたものである。各  $\theta$  ごとに、  $Re_1$  の値が小さい所では  $a/l$  は  $Re_1^{-1/2}$  に比例しており、  $Re_1$  が大きい所では一定値をとる。実験結果からその一定値はおおよそ 0.7 であることがわかる。特に  $\theta=12^\circ$  における実験結果によると  $700 \leq Re_1 \leq 6000$  の範囲は、渦のスケールが流れの非定常性、非線形性および粘性のつり合いで決定される領域で、定在型バックウォッシュ・ボルテックスから剝離型バックウォッシュ・ボルテックスへの遷移領域である。この遷移領域では、  $a/l$  はほぼ  $Re_1^{-1/4}$  に比例することがわかる。

定在型バックウォッシュ・ボルテックスが形成されている範囲では、ある  $Re_1$  の値に対して  $\theta$  が小さい程  $a/l$  の値は大きくなる傾向がある。そこで種々の  $\theta$  に対して実験結果を統一的に説明するために、  $\theta$  を考慮した無次元パラメータを導入する。(4) 式を二次元極座標系

図-6  $a/l$  と  $Re_1$  との関係図-7  $a/l$  と  $Re_2$  との関係

$(r, \phi)$  で書き表わすと,

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} - \nu \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \phi^2} \right\} \quad \dots (10)$$

となる。上式の各項をオーダーで評価すると

$$\omega \sim \nu \left\{ \frac{1}{a^2} + \frac{1}{a^2 \theta^2} \right\} \quad \dots (11)$$

となり、 $\theta \ll 1$  であるとき  $a/l$  は

$$\frac{a}{l} \sim \sqrt{\frac{\nu}{\omega l^2 \theta^2}} = Re_2^{-1/2} \quad \dots (12)$$

で表わされる。ここで、 $Re_2 \triangleq \omega l^2 \theta^2 / \nu$  で、 $\theta$  の単位はラジアンである。

図-7 は、図-6 で示した実験結果を横軸に  $Re_2$  をとってプロットしなおしたものである。図-7 から種々の  $\theta \ll 1$  の値における実験データは、 $Re_2$  に対して議論することによって  $a/l$  を統一的に記述できることがわかる。これによると、 $Re_2 \leq 30$  では定在型バックウォッシュ・ボルテックスが形成され、 $Re_2 \geq 200$  では剥離型バックウォッシュ・ボルテックスが形成されることがわかる。また、定在型から剥離型へ遷移する臨界値は、 $\theta =$

$12^\circ$  において  $Re_1 \approx 2.0 \times 10^3$  であることから種々の  $\theta$  の値における流れに対して、臨界値は  $Re_2 \approx 90$  であると考えられる。

流れの特性量  $a/l$  は、 $Re_2$  が小さい時  $Re_2^{-1/2}$  に比例し、 $Re_2$  が大きい時一定値をとることから、 $a/l$  は

$$\frac{a}{l} = A + B \cdot Re_2^{-1/2} \quad \dots (13)$$

と仮定し、任意定数  $A, B$  を ( $a/l=6.0$ ,  $Re_2=1.0$ ) と ( $a/l=0.7$ ,  $Re_2=1.0 \times 10^3$ ) を満たすように決めると、

$$\frac{a}{l} = 0.53 + 5.47 \cdot Re_2^{-1/2} \quad \dots (14)$$

となり、定在型および剥離型バックウォッシュ・ボルテックスの中心位置が、経験的に求められる。

## 5. 結 言

波が斜面を遡上し流下するという運動過程をくり返すことにより、汀線付近には渦流れが誘起される。 $Re_2 \leq 30$  ではその渦流れは定在型であり、 $Re_2 \geq 200$  では剥離型である。バックウォッシュ・ボルテックスが定在型から剥離型へ遷移する臨界値は、可視化実験によると  $Re_2 \approx 90$  である。渦流れの長さスケールを定在型から剥離型まで一貫して与える経験式として (14) 式を提案する。

謝辞: 本研究を行うに当たり、有益な討論ならびに助言をして下さいました九州大学水工土木学教室椿東一郎教授、応用力学研究所本地弘之教授、金子新助教授、増田章助手に感謝致します。また実験を直接支援して下さいった文部技官白石洋二氏に感謝致します。

## 参 考 文 献

- 1) Matsunaga, N. and H. Honji: The backwash vortex, Jour. Fluid Mech., Vol. 99, pp. 813~815, 1980.
- 2) Matsunaga, N. and H. Honji: Visualization of standing vortices behind a cylinder in glycerin-water solutions, Rev. Sci. Instrument, Vol. 51, pp. 314~316, 1980.
- 3) Moffat, K. H.: Viscous and resistive eddies near a sharp corner, Jour. Fluid Mech., Vol. 18, pp. 1~18, 1964.