沿岸における流れ

九州大学応用力学研究所　本　地　弘　之

沿岸の小規模な粘性流れと，それらによって形成される地形を調べる。

1. はじめに

沿岸は一つの流体摩擦層である。水平方向をみると，沿岸は大洋の縁であって，波と流れのエネルギーはここで水の粘性によって熱化し，あるいは地形（位置エネルギー）の変化となって終焉する。鉛直方向をみると，流れは海底を変形させ，この変形は流れにフィードバックされて，そこで水と海底がせめぎあっている。このような様相は深さ 4 Km もある深海では問題にならない。　沿岸の流れは複雑である。沿岸の水の流れをひき起す原因はたくさんある。原因に応じて種々の流れが誘起される。実際の沿岸では，ある一つの流れだけが実現されることはなく，種々の流れがお互いにからみ合って複雑な流れを作っている。さらに，流れが乱流であること，底泥の巻き上げがあること，密度成層していること，スケールによっては地球回転の効果を無視できないこと等が沿岸の流れを一層複雑にしている。

この複雑な流れを扱って行くには，素過程をつきとめてそれをよく理解しなければならない。現実の流れは素過程の単なる重ね合わせで再構成されるとは限らない。しかし，現実の流れの中にはある支配的な過程が潜在しているものなので，それをつきとめればそれから先の仕事はやりやすくなる。

沿岸流の原因とその現象のスケールは様々である。原因として最もよく調べられてきたものは沿岸の波である。その波にはまた，潮汐，風波，地形性の波，内部波等多くの種類があり，これらの波をひき起す原因がある。波を原因としなくても，西岸強化流が原因となっているときのように，一つの流れが他の沿岸流をひき起すこともある。海水の温度および密度差も沿岸流をひき起す。海底地形の急変が混濁流という一時的・局所的な沿岸流をひき起すこともある。混濁流は陸棚縁の現象として研究されてきたが，最近では小規模なスケールで沿岸付近でも起りうることが知られている。離岸流の原因は諸説行われているが，実際にはおそらく離岸流に何種類かありうるのであろう。

沿岸のあらゆるスケールの流れを体系化してレヴィユーしようとすれば，まず古典的な流体力学と海洋波の取扱いがきて，次に成層流体の力学，回転流体の力学，浮遊粒子を含む流体の力学，拡散の力学がきて，その後で沿岸の流れの各論がきて，最後に特定沿岸の地理学的ケイス・スタディーを示す，という順序になろう。このようなまとまったレヴィユーは最近の本[1-6]に委ねることができる。ここでは，問題を沿岸域に可能な比較的小規模な誘導流れと砂質地形との相互作用に限って，粘性流

体力学のバイアスのかかった見方を提示したい。最後にこれらの誘導流れの枠外にある流れの例として，成層流体中の孤立内部波をとりあげる。体系に拘泥しないので，いきなり例題から始める。

2. 振動流，粒子波，およびリップル・マーク

沿岸地形の中で最もスケールの小さいものはリップル・マーク(RM)であろう。RMの上の流れと形成機構は古くから調べられてきた。RMあるいは波長の比較的長いサンド・ウェーブは一方向流の中でも，振動流の中でも形成される。一方向流中のウエーブは河床波と呼ばれ，河川工学の人々によって調べられてきた。振動流中のウェーブはオッシレイション・リップルと呼ばれ，沿岸工学の人々によって調べられてきた。これらの小規模地形は，底質の巻き上げを容易にする点で工学的重要性をもつとはいえ，多くの研究はその規則的形態に魅せられて，というゆとりある動機に基づくものが多いと思われる。

ここでは，振動流の下に形成されるRMとその周りの流れについて調べる。水深 h の x, y 面内における微小振幅波を考えると，平均値 x_0, y_0 の周りの水粒子は

$$\frac{(x-x_0)^2}{a^2}+\frac{(y-y_0)^2}{b^2}=1 \qquad (1)$$

で表わされる楕円軌道の上を動く。ここで，

$$a=\frac{A\cosh\{k(y_0+h)\}}{\sinh(kh)}, \qquad b=\frac{A\sinh\{k(y_0+h)\}}{\sinh(kh)}$$

で，A は波の振幅，k は波数である。楕円軌道の扁平度は

$$b/a=\tanh\{k(y_0+h)\} \qquad (2)$$

となるが，これは深さと共に減少し，水底では $b/a=0$ となる[7]。水底の水粒子は水平単振動を行なう。ここでさらに長波または浅水波の近似を行っても，水底粒子の運動を考える限り状況に大差ない。したがって，波と底質との相互作用を室内実験で調べるとき，波の代りに直接一定振幅および振動数をもった一次元振動流を発生させて，振動流と底質との相互作用を調べることができる。実際の沿岸の波はこのような規則正しいものではなく，場所によって振幅も位相も異なり，波は二次元的でもないから，振動流によるおきかえは近似である。

一次元振動流の下で形成される疎らな粒子の粒子波を考える。これは考えうる最も単純な系であり，サンド・リップルにおける原子系に相当する。二個の球形粒子（例えば直径200 μm 程度のガラス・ビーズ）を水槽の床の上に接近させておいて水を振動させると，二個の粒子は主振動流と同じ位相で振動するが，次第に接近して振動流と直角な方向に並んでしまう。これが粒子波形成の始まりとなる。二個の粒子が流れと直角方向に近接しているときには，レイノルズ数が小さければ粘性力が効いて粒子は互いに反発する。レイノルズ数が大きければ，粒子はさらに接近する。数個の粒子があるときには，

お互いの距離，粒径（D），水の流速等に依存する複雑な力を及ぼしあうが，最終的には振動方向に$10D$程度のピッチをもった規則正しい粒子波が形成される。

粒子の数が少ない間は水槽の幅に余裕のある限り，一つの粒子波の山はいくらでも横に長く伸びることができるので，粒子が他の粒子の上に積み重なることはない。したがって，粒子波の波高はDである。しかし，粒子の数が多くなると，粒子波の山は水槽の全幅をスパンしてしまい，他の粒子達はその山の上に積み上る外に行き場所がなくなる。このようにして，粒子波はRM(波高$>D$)に移行する。これがより大規模なサンド・ウェーブに移行するのかどうかはまた別の問題である。しかし，煎じつめれば，二個の粒子でもそのまわりの流体力によって粒子波を作るのである。

次にRMについてのべる。以上にのべた粒子波を経過してRMが出来上がる過程はあまりにカイネマティカルであって，原因はもっとスケールの大きな振動境界層の性質に求めるべきであるという批判がありうる。しかし，この批判は，今までのところ，境界層に周期構造をもたせるために曲面，つまり粒子波の山の存在を始めから仮定しており，なぜ粒子波ができるのかは不問に付している。これまでのところは二段階説であって，まず粒子波が形成され，それが引金となってRMが形成され，RMは振動境界層との相互作用で維持されるとするものである。しかし，一つの粒子も曲面の原因とみなせば，結局は粒子波とRMは単にスケールの違いであって両者に対してその形成因をことさら区別する必要はなくなる。そして，振動境界層と底質の系のとりうる最も安定した構造が粒子波，RM，あるいはサンド・ウェーブであるとする統一的取扱いが可能かもしれない。この目標を念頭において以下RMの上の流れを調べる。

3. RM上の流れ

振動流の下の定常なRMを正弦波状の変形しない二次元波面で近似できると仮定する。底質表面の周期構造を維持する原因が専ら流体側にあるとすれば，波れの解析はRMの波長（λ）に関する情報を知らせてくれるようなものでなければならない。

波面の振幅（α）があまり大きくないときは，波面上の振動境界層の厚さ（δ）は

$$\delta = \sqrt{2\nu/\omega} \tag{3}$$

のオーダである。νは流体の動粘性係数，fを流体の振動運動の振動数とすると$\omega = 2\pi f$である。Stokesの水平振動平板では，$|u|/U = 0.01$で厚さを決めると$\delta = 4.6\sqrt{2\nu/\omega}$である。

波面上の無限遠の流れは水平振動流であり，エネルギーの源である。底質表面付近の周期構造を荷う流れは曲面をもった底質表面によって誘導される定常流と考えられる。このような流れの解析は渦度方程式

$$2\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2\Psi) - \varepsilon\frac{\partial(\Psi, J\cdot\nabla^2\Psi)}{\partial(\xi,\eta)} = \nabla^2(J\cdot\nabla^2\Psi) \tag{4}$$

を用いてなされる。ここで，

$$\nabla^2 = \frac{1}{M^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2},$$

$$J = \{1 - 4\pi a \cdot \exp(-2\pi\eta/M)\cos(2\pi\xi) + (2\pi a)^2 \exp(-4\pi\eta/M)\}^{-1}$$

である。ここでは，有次元の量，時間 t', RM の波面にそう直交曲線座標 ξ', η', 流れ関数 Ψ' から，

$$t = 2\pi f t',\ \xi = \xi'/\lambda,\ \eta = \eta'/\delta,\ \Psi = \Psi'/U\delta,\ M = \lambda/\delta,$$

$$\epsilon = d_0/\lambda,\ k = 2\pi/\lambda,\ 2a = 2\alpha/\lambda,\ U = \pi f d_0$$

を導入しており，d_0 は振動幅（振幅の二倍），(ξ', η') と (x', y') の関係は

$$x' = \xi' - \alpha \cdot \exp(-k\eta')\sin(k\eta'),$$

$$y' = \eta' + \alpha \cdot \exp(-k\eta')\cos(k\eta') \qquad (5)$$

で表わされている。主流は x' 方向に振動し，流速は $U \cdot \cos(2\pi f t')$ で表わされ，各方向の流速は

$$u' = \frac{\partial \Psi'}{\partial y'}, \qquad v' = -\frac{\partial \Psi'}{\partial x'} \qquad (6)$$

から導かれる。

解析を進めるに当って，$(\alpha/\delta) \ll 1$, $(2\alpha/\lambda) \ll 1$ などいろいろな微小パラメータの取り方がありうる。ここでは d_0 が大きくて流れが剝離することを好まないとして $(d_0/\lambda) \ll 1$ を仮定する。$2a = 1/7$ であり，これは実際の RM の値に近い。*B. C.* は

$$\eta = 0 \text{ で} \qquad \Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = 0$$

$$\eta \to \infty \text{ で} \qquad \Psi = \eta \cdot \cos t - \frac{1}{2}(\cos t + \sin t), \qquad \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = \cos t.$$

静水中で波面が振動すると考えて

$$\hat{\Psi} = \eta \cdot \cos t - \Psi \qquad (7)$$

とおきかえる。渦度 Ω は

$$\Omega = J \cdot \nabla^2 \hat{\Psi}. \qquad (8)$$

（4）式は

$$\frac{2}{J}\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \epsilon\left\{\frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial \xi}\frac{\partial \Omega}{\partial \eta} + \left(\cos t - \frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial \eta}\right)\frac{\partial \Omega}{\partial \xi}\right\} = \nabla^2 \Omega, \qquad (9)$$

B. C. は

$$\eta = 0 \text{ で} \qquad \hat{\Psi} = 0, \quad \frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial \eta} = \cos t,$$

$$\eta \to \infty \text{ で} \qquad \hat{\Psi} = \frac{1}{2}(\cos t + \sin t), \quad \frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial \eta} = 0$$

となる。$\varepsilon \ll 1$ を考慮して

$$\hat{\Psi} = \hat{\Psi}_0 + \varepsilon \hat{\Psi}_1 + \varepsilon^2 \hat{\Psi}_2 + \cdots\cdots,$$
$$\Omega = \Omega_0 + \varepsilon \Omega_1 + \varepsilon^2 \Omega_2 + \cdots\cdots \qquad (10)$$

と展開し，(10) 式を (8)，(9) 式に代入して $O(\varepsilon^{\circ})$ の項を集め，得られた式を差分表示して数値計算する。$O(\varepsilon^1)$ についても同様にして数値計算する。$\hat{\Psi}_1$ の数振動にわたる時間平均をとって定常流線を求める。計算過程の詳細と流れの写真は文献[8,9]にゆずる。

解析結果と観測事実についてのべる。振動境界 (Stokes) 層 δ が厚いときには RM の谷の上に逆向きの流れ方向をもつ定常渦対が誘導される。流れの向きは RM 表面に接する流れが山の斜面を上る向きである。δ が薄くなると，谷の上の渦対の間に別の逆方向の流れの向きをもった新しい渦対が発生する。この新しい渦対の出現によって，振動境界層内の流れは二重構造を呈する。この二重構造の出現が安定な RM の波長決定に密接な関連をもつ可能性もある。

δ が非常に小さいときには，二重渦対の上層の渦対が強くなり，下層の渦対はそれに押しつぶされて実験的には観測不可能な厚さとなる。室内実験では δ の大きい流れにはグリセリン水溶液を用いる。水の割合を増すにつれて δ は減少する。水で実験すると，もはや二重境界層は観測されず，谷の上に一つの渦対が形成されるだけである。この渦対内の流れの方向はグリセリンのときの下層渦対内の流れの方向とは逆になっており，RM の山を下る方向に流れている。もし，RM 表面にそう誘導流れが RM 自体を作りあげているものなら，最下層の流れは山を上る方向であるべきであって，そのためには目には見えないけれども非常に薄い下層渦対がもう一つ押しつぶされた形で存在すると考えざるをえない。

剥離流についてのべる。念のためにつけ加えると，以上の流れの解析と実験では $d_0 \ll \lambda$ であり，RM 上の流れは剥離していない。実際，非定常剥離流の解析は容易でない。現実に生起している流れはほとんど剥離流であることを考えると，上にのべた解析は衒学的な意味しかもたないようにみえる。しかし，次のようにして剥離流の非剥離流モデルを考えることによって，少なくとも定性的には両者を結びつけることができる[10]。

RM 上の周期的剥離流の構造は，例えば主流が左から右へ向かう位相では，流れが山から剥離して山の背後に時計まわりの渦を作る。この渦流れの分岐流線の先端はちょうど RM の谷に達して谷を洗掘する。位相が逆転して主流が右から左へ向かうときには，向きあう山からの剥離によって反時計まわりの渦が形成される。したがって，流れを一周期にわたって時間平均してみると，谷の上に一つの仮想的な渦対を考えることができる。仮想渦対はその中の流れの方向から二重渦対の下層に対応する。このような剥離流を時間平均して得た仮想渦対と非剥離流の定常誘導渦対との対応を認めると，

両者の間に本質的差はなくなり，いずれの場合にも谷の上に一つの渦対が安定して納まるとき，流れとRMは平衡状態にあるといえる。一つの渦の流れ方向の長さを s とすれば，RMの λ は

$$\lambda = 2s \tag{11}$$

という単純な関係で決まる。実際，平衡状態にある振動流とRMの系で，流れの d_0 を急に変化させると，系は流れとRMの波長がマッチしない状態になるが，時間がたつと λ が変化して(11)式の関係が満足された状態におちつく。この事実は上の二つの渦対の対応の正しさを支持する。このようにして，主振動流によって誘導される流れと底質とは相互干渉によってRMという平衡構造を作りあげていることになる。そして，砂のRMの場合，基本的には

$$d_0 \rightarrow s \rightarrow \lambda \tag{12}$$

という図式がなりたつ。すなわち，流体の振動幅が与えられると，剥離渦の長さが決まり，それによってRMの波長が決まる。もちろん，λ は粒子の粒径等にも依存するが，支配的な過程は (12) である。

4.　定在波による流れとRM

水面定在波は空間的に固定しているので，進行波に較べて単純で室内実験も容易である。定在波中の水粒子は波の節では左右に，腹では上下に振動する。

ここで観測事実をのべる[11]。水槽の中に一つの定在波が形成されているとき，水槽の上から水面を見ると，水槽の側壁にそって周期的なセル状の循環流が誘導されていることがわかる。水槽の幅が狭いときには全水面が循環流でおおわれる。隣り合うセルの回転方向は逆になっている。流れの向きは定在波の腹にあたる水槽側壁から沖に向かい，節にあたる側壁に入る方向であって，一つのセルの中で流れは循環している。セルの大きさは側壁にそっては波長の1/4であり，それに直角な方向，すなわち沖方向の大きさもほぼ同じである。渦流れは水面で最も強く深さが増すにつれて弱まるが，水底近くまで達している。

この循環流の原因は水面定在波の腹の部分での水粒子の上下振動運動にある。古く，Reyleigh は Kundt の実験に関連して sounding tube の中の定常二次流れの研究を行った[12]。いま考えている系では音波が水面定在波におきかわっているが，本質的には同じ現象である。振動によって誘導される流れは acoustic streaming とも呼ばれ，波からの流れの発生の問題とともに，現在でもさかんに研究されている[13]。沿岸流の立場からみると，もし定在波やエッジ波が海岸にそって形成されれば，同様な循環流が観察されるはずである。そして，この循環流はリズミックな海岸地形を作るはずである。

水面定在波の水底の粒子波についてのべる。水底に散布された粒子は波の節の下に集まる。その集まり方は水槽の幅と粒子の数によって変わる。粒子の数が，粒子が横に一列になっても水槽の全幅をおおいきれない程度に少ない場合には，その一列の粒子が粒子波の山となって水面定在波の節，すなわち水粒子の水平振動の振幅が最大となるところの水底に定着する。粒子の数がそれ以上に多い時には，数列の粒子波の山の群が節の水底に集まる。さらに粒子の数が多くなると粒子の積み重ねが起こり，粒子波はRMに移行する。いずれの場合でも，固体粒子が水粒子の左右振動の最大振幅のとこ

ろに集まる傾向があることに変わりない。

このようにして，水面定在波があればそれが岸にそって水平定常循環流を誘起し，水底が砂質であればそこには波の節の下に RM の山，腹の下に谷が形成される。この状態で，水面定在波，誘導流，および水底地形の三者の間に平衡状態が保たれる。

ここで離岸流との関係を考えてみる。先にのべたように，離岸流の原因はこれまでに諸説出されている。例えば，沿岸砕波に伴う radiation stress 等。離岸流の定義が問題であるが，上にのべた循環流を波の腹の岸に立ってみると，そこに岸から沖へ向かう“離岸”流を見るわけである。もし，沿岸地形が定在波の存在を許せば，上にのべた循環流の発生機構は離岸流の発生機構の一つとなっていると考えられる。

5. 三次元誘導流とブリック・パターン・リップル

振動流の下の砂の三次元小地形の典型的なものは，古く Bagnold によって調べられたブリック・パターン・リップル(BPR)である[14]。BPR は通常の二次元の RM に主振動流の方向に短い橋が互いにちがいにかかった砂の地形である。これを真上からみると，あたかもレンガ積み模様にみえるので BPR という名称がでてきた。BPR はその上の水の振動振幅が二次元 RM の波長に較べて小さく，振動数が大きいときに発生する。この条件を考えると，BPR が現実の海浜地形として出現することは望みうすであるが，規則的サンド・パターンの発生機構の解明という点で興味がある。

まず，水槽中の静止した水の中で鉛直な円柱をその軸に直角な方向に振動させる実験をしてみる[15]。水槽の真上から円柱の断面を含む一水平面を観察すると，振幅が小さいとき円柱の周りに 4 つの対称的な循環流が誘起されることがわかる。流れの向きは円柱の振動方向に円柱から流体が外に向かってはき出され，それと直争な方向から円柱に向かって流体が入りこんでくるような方向である。この誘導循環流は二次元的である。振幅の二倍を d_0, 円柱の直径を D として $(d_0/D)\sim0.4$ を越えると，円柱の周りの振動境界層は遠心力不安定のために円柱の軸方向に周期的構造をもち始め、水平に規則的な筋をひいた誘導流 (これを streaked flow と呼ぶ) が発生する。streaked flow の発生領域は Stokes 数 ($\mathrm{St}=fD^2/\nu$; f は円柱の振動数，ν は流体の動粘性係数) にも依存する。実験範囲 $100<St<700$ 内では，St の増加と共に d_0/D の臨界値はわずかに減少する。$(d_0/D)>0.8$ になると，St の値にかかわらず，境界層の剥離のために流れ全体が乱流状態になって，streaked flow をはっきり見分けにくくなる。streaked flow の円柱軸にそう方向の筋と筋の間隔 (波長) は d_0/D および St に依存するが，約 0.8 D である。

円柱を半円柱にして，水槽の底床の上に軸を流れに直角な方向にして置いて，その上の水を左右に振動させても同様の streaked flow が形成される。このような半円柱を RM の山の一つとみなすことができる。RM の山には streaked flow が形成されてもいいはずである。BPR の橋渡し機構を調べるために，多数の半円柱を流れ方向に一定の間隔をとって並べて水槽の底に固定する。その上の水を

振動させると，各半円柱の上には streaked flow が形成されるが，隣り合う半円柱の streaks はお互いに衝突することをさけようとして互いに位置をずらす結果，全体としては半円柱群の上にはブリック・パターン状の誘導流が形成される[16)]。

これですぐ BPR が説明されるのではなく，実際の砂の BPR とその上の流れの構造をつじつまのあったものとするためにはもう一つの仮説が必要である。それは，誘導流の橋は RM の山を一つとばしにしてかかる，とするものである。このようにして，BPR の形成機構は矛盾なく説明できる。基本的な事は，流体運動の非線形性によって誘導される二次元流れが，遠心力不安定によって三次元構造をとることである。この三次元構造が砂に押印されるのである。

6. 水平方向の周期構造

2～5でのべた構造は，定在波中の循環流を除いては，沿岸の鉛直方向の小規模構造あるいは地形の凹凸に関連したものであった。ここで水平方向の周期構造の一例をのべる。

直線海岸の流れの基本的図式は,それに向って沖から波が押しよせ,砕波や Stokes の機構に基づく質量輸送が生ずるとするものである。また，離岸流が形成されると，隣り合う離岸流の間にはロングショア・カレントが発生する。さらに，海岸線にそってカプスが形成されているときには，もどり流が影響を受けて鉛岸流にも周期性が現われる。カプス形成の原因にも諸説あって，どれか一つにしぼることは困難である。

カプスを室内実験で作ろうと試みても，それらしい地形は形成されない。相似性に問題があるのかもしれない。実際のカプスはやや湾曲した砂質海岸線にそってよくみかけられるが，形成時にどの様な波があったのかをはっきり示した例はみかけない。角形の波浪水槽は反射波の処理が困難で一様な波面を得にくい。そこで，円形の波浪水槽を作り，その中心にプランジャーを置いて対称一様な円形波を起し，水槽の内側の縁に砂の海岸線を作ってカプスの形成を試みてみる[17)]。

円形波が海岸を洗いはじめると，スウォッシュ・ゾーンが形成され，十分時間がたつと，海岸線にそって花弁状の砂のもり上がりができる。全体を水槽の真上からみおろすと，あたかも一個の花が開いたようにみえるので,一つの花弁状の砂のもり上がりをサンド・ペタルと呼ぶことにする。サンド・ペタルの海岸線方向の間隔はスウォッシュ・ゾーンの幅と共に線形に増加する。実際の海岸でみられるビーチ・カプスにも同じ傾向があり，しかもそのデータはサンド・ペタルに関する室内実験のデータの外挿された直線上に分布する。この事実は，カプスとペタルが本質的には同じ周期地形であることを示唆する。

ペタルの上およびその周辺の流れについてのべる。ペタルの部分では砂がもり上っているので，沖から寄せた波はペタルの中心で左右に分かれてペタルを下ってもどり流となる。そのとき，流れはペタルとペタルの間から小規模な離岸流となって沖の方へ流れ出す。ペタルの波打ち際には小規模なビーチ・ステップが形成される。沖から寄せる波と流れはいつもこのステップを乗りこえてペタルに乗り上げる。したがって，ステップという曲面が流れの不安定をひき起こし，ひいてはペタルをひき

起しているのかもしれない。ステップはバック・ウォッシュ・ボルテックスによって形成される。ステップの上で流れが三次元的周期性をもち始める機構は streaked flow の発生機構と同じである。現在のところ，カプスが真にペタルの延長上にある現象か否かは推測の域を出ない。

7.　成層界面にそう内部孤立波

2～6にのべた波および流れは何らかの形で空間的周期性をもった誘導流れに関連していた。沿岸の流れ系がこの型の流れでつきるものでないことはもちろんである。その多様性の一端を示すため，密度成層した流体の界面にそって発生する内部孤立波についてのべる。

通常の内部波はもちろん，水面孤立波も古くから多くの研究の対象であった。孤立波は，近年，ソリトンの概念が種々の物理現象を横に貫いていることがわかって以来，再び注目されるものとなった。沿岸付近の海水は種々のプロフィルの成層状態をとる。安定密度成層の転移層がまわりの上下の流体層の厚さに較べて薄いとき，そこに何かの刺激が与えられると，ヘビが卵を飲みこんだときのようなバルジ（二次元的ふくらみ）が発生し，転移層にそって伝播する。これを内部孤立波と呼ぶ。内部孤立波は，バルジの振幅が小さいときには定常流線は開いているが，振幅が大きいときには定常流線は閉じた一つの渦対を作る[18]。

内部孤立波はいろいろな特異な振舞いをする。左右に進行する二つの渦対孤立波を正面衝突させると，渦対内の流体は互いにすりぬけることはできないので，反発してもと来た方へ引き返す。しかし，界面変位に着目してみると，あたかも二つの孤立波はお互いにすりぬけたようにみえる。そこでバルジは波（界面変位の伝播）か，渦かという非生産的な議論が起こるのであるが，波といっても渦といっても要するにバルジのもつ多くの局面の一つを表わしてる術語にすぎないのである。この外，上下二つの転移層を伝わる二つの内部孤立波がある場合，この二つは互いにエネルギーのやりとりを行って振幅を変化させ，したがって進行速度を変化させるので，追いつ追われつのリープ・フロッグ現象を呈する。また，転移層が水面近くにあるときには孤立波の上の水面が波立つ。実際の海洋では白波の立つことが観測されている。転移層が水底付近にあるときにも孤立波は発生し，水底にそって伝わる。孤立波の背後に通常の振動内部波が伴われることもある。沿岸からくる濁質は海底にネフェロイド層を作り，この層は海底に転移層を形成するのでそこに内部波が発生する可能性がある。

8.　おわりに

沿岸の比較的小さいスケールの規則的な，特に空間的周期性をもった流れと地形の発生には，波によって誘起される粘性定常二次流れが重要な役割を演じていることを示した。また，曲面にそうこのような流れの遠心力不安定性の役割についてものべた。沿岸の流れの多様性を示す目的で，内部孤立波についてのべた。さらに，もう少しスケールを大きくとると，地球の回転の影響を受ける島のまわりの波や流れ等も考える必要がある。実際の沿岸の流れはこれらすべてのスケールの流れが混在したものである。

おわりに，以上のべてきた内容は主として，金子　新（九大応力研），松永信博（現在，九大工），蒲地政文（九大工学研究科）の三氏との研究の結果に基づくものであることを記し，三氏の協力に感謝する。また，本稿を書くことになった滞在地の Wyoming 大学で便宜をはかっていただいた機械工学科長 Don L. Boyer 教授に感謝する。

参　考　文　献

1) Stanley, D. J. and Swift, D. J. P.: Marine Sediment Transport and Environmental Management, J. Wiley, N. Y., 1976.
2) Komar, P. D.: Beach Processes and Sedimentation, Prentice–Hall, N. J., 1976.
3) Davis, R. A., Jr. and Ethington, H.: Beach and Nearshore Sedimentation, Spec. Publ. Soc. Econ. Paleont. Miner., Tulsa, 1976.
4) 堀川清司：海岸工学，東京大学出版会，東京，1900.
5) Officer, C. B.: Physical Oceanography of Esturies (end Associated Coastal Waters), J. Wiley, N. Y., 1976.
6) Allen, J. C. R.: Physical Processes of Sedimentation, 2nd Edition, Allen and Unwin, London, 1977.
7) 巽　友正：流体力学，培風館，東京，1977.
8) Matsunaga, N., Kaneko, A., and Honji, H.: J. Hydraulic Research, 19, 1 (1981) 29.
9) Kaneko, A. and Honji, H.: J. Fluid Mech. 93 (1979) 727.
10) Honji, H., Kaneko, A., and Matsunaga, N.: Sedimentology 27 (1980) 225.
11) Honji, H. and Matsunaga, N.: Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ. 30, 94 (1982) 1.
12) Rayleigh, J. W. S.: The Theory of Sound, Dover, N. Y., 1945.
13) Lighthill, J.: Waves in Fluids, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1978.
14) Bagnold, R. A.: Proc. Roy. Soc. London 187 (1946) 1.
15) Honji, H.: J. Fluid Mech. 107 (1981) 509.
16) Matsunaga, N. and Honji, H.: Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Unive. 28 (1980) 27.
17) Matsunaga, N. and Honji, H.: Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ. 29 (1981) 1.
18) Kamachi, M. and Honji, H.: Phys. Fluids 25, 7 (1982) 1119.