

一様な斜面上で砕波する内部ケルビン波 により誘起される流れ

CURRENT INDUCED BY BREAKING OF INTERNAL KELVIN WAVE ON A UNIFORM SLOPE

中山恵介¹・宮澤功²・山敷庸亮³・宮澤兼佑²・金刺俊之²

Keisuke NAKAYAMA, Takumi MIYAZAWA, Yosuke YAMASHIKI, Kensuke MIYAZAWA and
Toshiyuki KANESASHI

¹正会員 工博 国土交通省国土技術政策総合研究所 沿岸海洋研究部沿岸環境研究室 (〒239-0826 神奈川県横須賀市長瀬3-1-1)

²学生会員 日本大学 土木工学科 (〒101-8303 東京都中央区神田駿河台1-8)

³正会員 工博 日本大学 土木工学科 (〒101-8303 東京都中央区神田駿河台1-8)

This paper describes influence of internal Kelvin wave breaking over a uniform slope on mass transport and mixing. A rotating tank, whose length and width are 6 m and 0.4 m, was used to investigate fundamental characteristics of internal Kelvin waves with and without a uniform slope. The theoretical solution of internal Kelvin waves including the friction effect was derived, which agrees with the laboratory experiment results. Energy dissipation due to the friction effect was evaluated using the viscous boundary theory, which reveals that the rate of energy dissipation is larger in the case with the Coriolis effect rather than without the Coriolis effect. Density flux measurements revealed that cyclonic circulation appears when internal Kelvin waves propagate and break over a uniform slope.

Key Words: *Internal Kelvin wave, uniform slope, Coriolis effect, internal wave breaking, energy dissipation, residual current*

1. はじめに

海洋や湖沼において、夏季において特に日射の影響により温度成層が発達することが多い。そのような場において、風や潮汐に起因する第1モードの内部波は湖沼や海洋の底面において大きな流速の流れを生み出し、斜面が存在している場合には砕波による乱れも発達する可能性があることが示されている^{1) 2)}。内部波の砕波に伴う乱れは、海底面近傍における物質の巻上げを誘発することも知られている^{3) 4) 5)}。また、内部波の砕波は残差流も生み出し、物質輸送にも影響を及ぼしている。その残差流は、例えば湖沼において、巻き上げられた物質を湖央に輸送するという、長期的な輸送過程にも関係している^{6) 7)}。それ故、長期的な物質輸送の観点から、内部波の砕波の機構と砕波による残差流を理解することは、非常に重要な検討すべき項目であると言える。

成層場における内部波の一様勾配斜面への遡上に関して、過去に多くの研究成果が存在する。Grue⁸⁾は、上層に浮力振動数一定の水塊、下層に一様な密度の水塊を用意し室内実験を行い、内部波の砕波により内部波の分散が発達することを示した。Lamb⁹⁾は、一様な浮力振動数の場において内部波が進行する場合、内部波の内部にトラップされたコア

が発生することを示した。その他、多くの重要な研究成果が存在する^{10) 11) 12) 13) 14)}。例えば、Michallet¹³⁾により、斜面上での内部波の砕波によるエネルギー散逸が示されたり、Wallace¹¹⁾により、内部波の砕波とそれにより誘起されたボアの遡上距離の関係が示されたりしている。連続成層場における研究では、Silvia¹⁵⁾、Ivey¹⁶⁾、Macphree-Shaw¹⁷⁾により、内部波の砕波による斜面付近での貫入現象が報告されている。

しかし、これまでの多くの研究において、コリオリ力が無視されてきたため、内部ケルビン波の斜面上での砕波の影響は、十分に研究が行われているとは言えない。そこで本研究では、閉鎖性の湾において発生する乱れの影響を示すため、斜面上を進行し砕波する内部ケルビン波による乱れの構造を解明することを最終目的とし、特に基礎的な検討に着目するために、2成層、一様勾配の斜面を与えた室内実験、解析を行った。

2. 実験装置

本研究では、閉鎖性内湾において発生する内部ケルビン波の砕波による輸送過程を解明することが主たる目的である。例えば東京湾を例にとると、原因

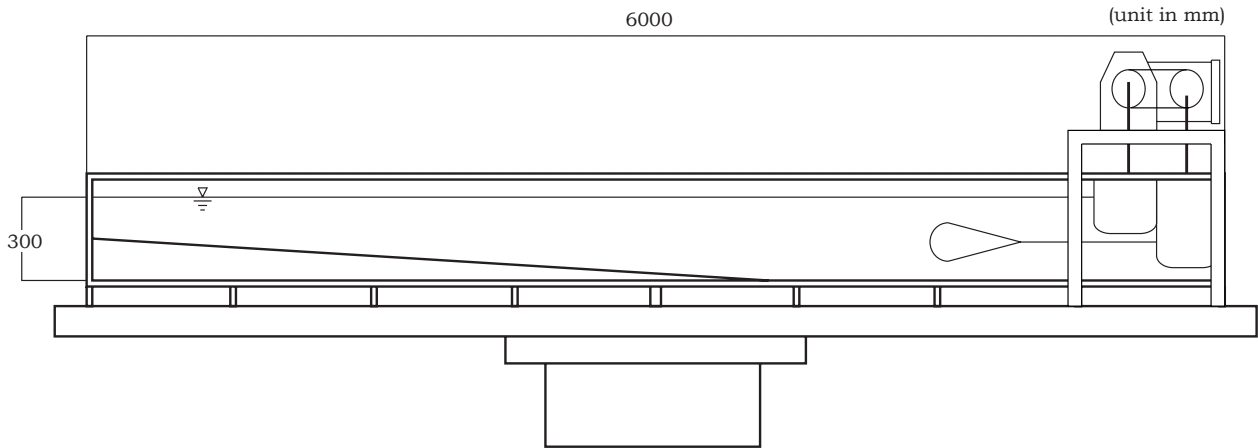


Fig. 1 Schematic diagram of rotating tank

は様々ではあるが、主として風により内部ケルビン波が発生すると予想され、3方向が側壁で囲まれているという特徴をもつ。その特徴を模擬するため、矩形タンクによる実験を行うこととする。また、東京湾奥で形成される成層による上下層の密度差比は、夏季を例にとると0.004であるため、内部回転半径は、約4 kmから5 kmであると推定される。湾奥での幅が約15 kmであることから、内部回転半径の湾奥幅に対する比は約1/3であることが分かる。

本研究で用いられた水槽は、図-1に示されるものである。長さ6 m、幅0.4 m、上層下層の厚さそれぞれ0.15 mであり、上下層の密度差比は0.02とした。水槽の回転速度は、 $2\pi/30$ [radian s⁻¹]を与えた。この値から実験水槽の内部回転半径を推定すると、下層水深は斜面の影響を考慮して7.5 cmとすることで、約0.2 mという値が得られる。水路幅に対する比は1/2であり、上述の東京湾における値に近い値であることが分かる。斜面勾配は0.15/2.6と非常に緩いものを与えた。電気伝導度計は50 Hzでデータ取得可能なものを用い、各実験においてキャリブレーションを行った。電気伝導度計のプロブの間隔は3 mmであり、センサーが取り付けられている本体の大きさは縦1 cm、横5 mm、高さ2 mmのものを用いた。7つの電気伝導度センサーが1 cm間隔で設置されており、初期中立状態において7つのセンサーを1 mm間隔で移動させることにより、1 mm間隔での密度分布の測定を可能とした(図-2)。その初期の鉛直分布が実験中に維持されるものとし、7つのセンサーの値の補間を行い、密度界面変位の時系列を得た。また、流速と密度フラックスを測定するために、超音波流速計(Vectorino, NORTEK)を用いた。

3. フラットな面を進行する内部ケルビン波

内部波が斜面上で砕波してエネルギーを失い、特殊な流れ場を形成することを調べるためには、まず、斜面が存在しない場合における内部ケルビン波

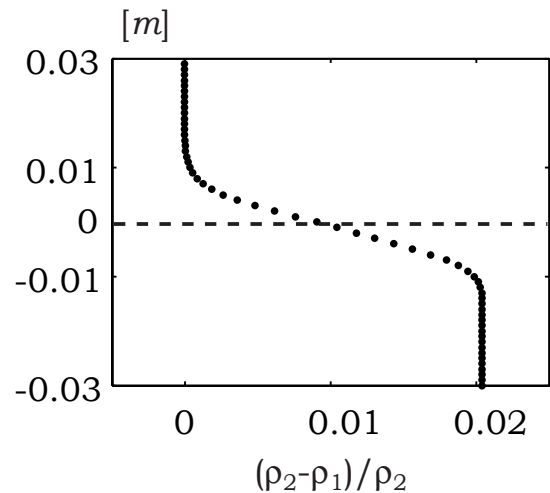


Fig. 2 Vertical density profile measured by using conductivity sensors

の摩擦減衰によるエネルギーの損失を把握する必要がある。そうすることで、砕波現象が発生している周辺における領域での、純粋な砕波によるエネルギーの減衰を評価することが可能となる。そこで本章と次章では、フラットな底面上を進行する内部ケルビン波の摩擦によるエネルギー損失に関して検討を行った。

流速に比例して摩擦抵抗が与えられるものと仮定し、線型化された連続式と運動方程式を用いて、進行する内部ケルビン波の理論解を得た。その際、上下層において考慮すべき摩擦損失は側壁、界面、底面の3種類であるため、式(1)や式(3)のような簡略化された摩擦損失の推定は、厳密には正確ではない。しかし、平均的な摩擦損失に関する係数を推定するという目的から、簡略化された摩擦損失を取り扱う

こととした。また、線形化を行うために、摩擦は流速に比例して変化すると仮定した。

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - \alpha u_1 \quad (1)$$

$$-f u_1 = -g \frac{\partial \eta_1}{\partial y} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - \varepsilon g \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - \alpha u_2 \quad (3)$$

$$-f u_2 = -g \frac{\partial \eta_1}{\partial y} - \varepsilon g \frac{\partial \eta_2}{\partial y} \quad (4)$$

$$-\frac{\partial \eta_2}{\partial t} + H_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial t} + H_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

ここで、 u_1 ：上層における流速 [$m s^{-1}$], t ：時間 [s], g ：重力加速度 [$m s^{-2}$], x ：タンクの長軸方向 [m], α ：抵抗係数 [s^{-1}], f ：コリオリ係数 [s^{-1}], y ：タンクの短軸方向 [m], u_2 ：下層における流速 [$m s^{-1}$], ε ：下層に対する上下層 (ρ_1, ρ_2) の密度差比, H_1 ：上層厚さ [m], H_2 ：下層厚さ [m], である。

連続式における水表面の時間変動成分は、界面変位に比較してオーダーが小さいことから省略した。式(1)から(6)を変形しまとめると、式(7)から(9)を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t}(u_2 - u_1) = -\varepsilon g \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - \alpha u_2 + \alpha u_1 \quad (7)$$

$$-f(u_2 - u_1) = -\varepsilon g \frac{\partial \eta_2}{\partial y} \quad (8)$$

$$u_1 = -\frac{H_2}{H_1} u_2 \quad (9)$$

式(9)を式(7)と式(8)に代入し、下層流速のみの運動方程式へと変形する。

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = -\varepsilon g \frac{H_1}{H_1 + H_2} \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - \alpha u_2 \quad (10)$$

$$-f u_2 = -\varepsilon g \frac{H_1}{H_1 + H_2} \frac{\partial \eta_2}{\partial y} \quad (11)$$

内部ケルビン波の解を、式(12)と(13)のように与えることで、式(10)、(11)、(6)が以下の通り変形される。

$$u_2 = u(y) \exp\{i(kx - \omega t)\} \quad (12)$$

$$\eta_2 = \eta(y) \exp\{i(kx - \omega t)\} \quad (13)$$

$$-i\omega u(y) = -\varepsilon g \frac{H_1}{H_1 + H_2} i k \eta(y) - \alpha u(y) \quad (14)$$

$$-f u(y) = -\varepsilon g \frac{H_1}{H_1 + H_2} \frac{\partial \eta(y)}{\partial y} \quad (15)$$

$$k H_2 u(y) = \omega \eta(y) \quad (16)$$

式(16)を式(14)に代入することにより、分散関係式である式(17)を得る。

$$\omega = -i \frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{-\left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 + k^2 \varepsilon g \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2}} \quad (17)$$

また同様に、式(16)を式(15)に代入することにより、横断方向の界面形状が式(18)の通り得られる。

$$\eta(y) = \eta_0 \exp\left\{f \frac{\omega}{k} \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2} y\right\} \quad (18)$$

式(17)を式(18)に代入し、最終的に摩擦を考慮した界面変位の解が式(19)の通りに得られる。

$$\eta_2 = \eta_0 \exp\left(-\frac{f}{c^2} \beta y\right) \exp\left(-\frac{\alpha}{2} t\right) \exp\left\{i k \left(x - \frac{\alpha f}{2 k^2 c^2} - \beta t\right)\right\} \quad (19)$$

$$\beta = \sqrt{-\left(\frac{\alpha}{2k}\right)^2 + c^2} \quad (20)$$

$$c^2 = \varepsilon g \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2} \quad (21)$$

流速に関しても同様に、式(22)が得られる。

$$u_2 = \frac{1}{H_2} \left(\beta - i \frac{\alpha}{2k}\right) \eta_0 \exp\left(-\frac{f}{c^2} \beta y\right) \exp\left(-\frac{\alpha}{2} t\right) \exp\left\{i k \left(x - \frac{\alpha f}{2 k^2 c^2} - \beta t\right)\right\} \quad (22)$$

式(19)から明らかなように、摩擦抵抗を考慮することにより、時間発展とともに指数関数的に界面振幅が減少すること、波速が定常的に減少することが分かった。

まず、内部ケルビン波の振幅が、横断方向にどの程度減少するかを検討するための実験を行った (Case A seriesと呼ぶ)。全てのケースにおいて、角速度 $2\pi/30$ [$rad s^{-1}$], 上下層の密度差比、約0.02を与えた。測定は、造波装置から1.5 mにおける、波の進行方向に向かって壁面から1.5 cm離れた地点とX cm離れた2地点(地点Aと地点B)に内部波高測定装置を設置して行った。これまでの研究成果から明らかなように、式(20)は、 $\beta \approx c$ と近似することができ、式(19)における横断方向への振幅の変化は、進行方向に対して同一地点での比較であるため時間に関する項は無視でき、 $\exp(-fy/c)$ と表すことができる。実験結果から、内部波の波速は0.109 [$m s^{-1}$]を用いることとした。横軸に実験結果、縦軸に理論解をプロットした結果、両者がほぼ一致していたことが分かった(図-3)。

4. エネルギー

まず内部ケルビン波の基本的な性質を把握するために、斜面が存在しない場合における、壁面摩擦による内部ケルビン波のエネルギー散逸について検討を行った。式(19)における係数 α を、実験結果を用いて推定するだけでなく、理論的に導出することを目的とした。そこで、Batchelar(1967)による、振動流場における壁面での粘性の効果によるエネルギー散逸の考えを用いることとした。

$$\frac{dE}{dt} = -\int \frac{\mu U_1^2}{2\delta_b} dA_1 - \int \frac{\mu U_2^2}{2\delta_b} dA_2 - \int \frac{\mu (\Delta U)^2}{2\delta_b} dA_1 \quad (23)$$

$$U_1 = \hat{U} \exp(-\eta y) \quad (24)$$

$$U_2 = \hat{U} \exp(-\eta y) \quad (25)$$

$$\Delta U = 2\hat{U} \exp(-\eta y) \quad (26)$$

$$\gamma = \frac{f}{c^2} \beta \quad (27)$$

ここで、 E : 1周期タンク横断面における総運動エネルギー [$m^5 s^{-2}$]、 A_1 : 上層における1周期断面積分、 A_2 : 下層における1周期断面積分、 A_i : 界面における1周期断面積分、 $\hat{U}$: 最大流速 [$m s^{-1}$]、である。

式(23)における第1項は、上層における粘性によるエネルギー散逸、第2項は下層における散逸、第3項は界面における散逸に対応する。式(23)を対象領域で積分すると、式(29)を得る。

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\mu}{2\delta_b} \hat{U}^2 H_1 L - \frac{\mu}{2\delta_b} \hat{U}^2 e^{-2\gamma B} H_1 L \quad (28)$$

$$- \frac{\mu}{2\delta_b} \hat{U}^2 H_2 L - \frac{\mu}{2\delta_b} \hat{U}^2 L \int_0^B e^{-2\gamma y} dy - \frac{\mu}{2\delta_b} \hat{U}^2 e^{-2\gamma B} H_2 L$$

$$- \frac{\mu}{2\delta_i} (2\hat{U})^2 L \int_0^B e^{-2\gamma y} dy$$

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\mu \hat{U}^2 L}{2\delta_b} \left\{ (H_1 + H_2)(1 + e^{-2\gamma B}) + \frac{5\delta_b}{2\gamma\delta_i} (1 - e^{-2\gamma B}) \right\} \quad (29)$$

ここで、 δ_b : 壁面におけるストークス層 [m]、

δ_i : 界面における境界層暑さ [m]、 B : 水槽の幅 [m]、 L : 内部波の1波長 [m]、である。

また、総運動エネルギーは、以下の通り得られる。

$$E = \hat{U}^2 L (H_1 + H_2) \frac{1}{8\gamma} (1 - e^{-2\gamma B}) \quad (30)$$

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = -\frac{4\mu}{\delta_b} \left\{ \frac{1 + e^{-2\gamma B}}{1 - e^{-2\gamma B}} \gamma + \frac{5\delta_b}{2(H_1 + H_2)\delta_i} \right\} \quad (31)$$

コリオリ力を考慮しない場合、式(29)と式(30)は、以下の通り変形される。

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\mu \hat{U}^2 L}{2\delta_b} \left\{ 2(H_1 + H_2) + \frac{5B\delta_b}{\delta_i} \right\} \quad (32)$$

$$E = \hat{U}^2 L (H_1 + H_2) \frac{B}{4} \quad (33)$$

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = -\frac{2\mu}{\delta_b} \left(\frac{2}{B} + \frac{5}{H_1 + H_2} \frac{\delta_b}{\delta_i} \right) \quad (34)$$

式(31)と(34)における右辺は指数関数的に減少する運動エネルギーに対する係数であり、この項を利用することにより、粘性によるエネルギー散逸を評価することができる。

エネルギー散逸を検討するために、水槽内に斜面を設置せず、コリオリ力を考慮した場合としない場合の2種類の実験を行った (Case B seriesと呼ぶ)。測定は、造波装置から1.5mの地点と3mの、波の進行方向に向かって壁面から1.5cm離れた2地点(地点Aと地点C)に内部波高測定装置を設置して行った。内部波の周期は、全てのケースで13.5 [s]とした。

結果、コリオリ力を考慮しない場合、内部波が1.5m進行する間に振幅は平均で0.84倍(偏差0.018)、考慮した場合には平均で0.76倍(偏差0.031)であった。界面における境界層厚が $\delta_i = 2\delta_b$ であるとする、理論解は0.84倍、0.80倍と得られた。コリオリ力を考慮した場合における振幅の減衰が、実験では理論値より大きく得られたが、コリオリ力を考慮することにより、エネルギー散逸が増大するという傾向は捉

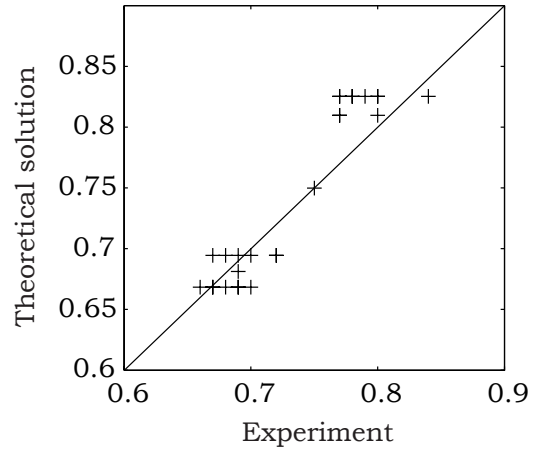


Fig. 3 Ratio of amplitude of internal Kelvin waves between Stations B and A. Horizontal and vertical coordinate denote laboratory experiment results and theoretical solutions, respectively.

えることができた。この結果、式(1)と式(3)において与えた摩擦によるエネルギー散逸の効果を示す係数 α は、およそ0.04 [s^{-1}]であることが分かった。注目すべき点として、本章で得られた結果は、3方に側壁をもつ閉鎖性内湾における内部ケルビン波の室内実験を行う際に必要となる重要な検討項目である。そのため、同様な研究を行う際に有益な情報を与えるものであると言える。

5. 密度フラックス

これまでの章で、内部ケルビン波の形状、粘性によるエネルギー散逸という基本的な特性をつかむことができた。そこで本章では、水槽内に斜面を設置し、進行してきた内部ケルビン波が斜面上で砕波する際、どのような流れを誘起しているかを実験により検討することとした。実験条件は、上下層の密度差に対する下層の密度比を0.02、地点Aにおける内部ケルビン波の片振幅を1.8 [cm]、内部波の周期を13.5 [s]とした。この実験ケースを、Case C1と呼ぶこととする。流速に対しては、Vectrino (Nortec)を利用し200 [Hz]での流速を測定し、密度に対しては、伝導度計を2つ利用して50 [Hz]での塩分濃度を測定し、密度への変換を行った。流速および電気伝導度の測定は、上下層の中間地点において行うこととした。

まず、ケルビン波が斜面を遡上することにより砕波する様子を紹介する(図-4)。初期中立状態において内部波が斜面に接する付近における、内部波の遡上の様子を示している。破線で示されているのは、実験結果から推定される界面を目視により描いたものである。そのため、厳密な界面を示しているものではないが、現象理解を補助するために表示した。コリオリ力を考慮しない結果において報告されてい

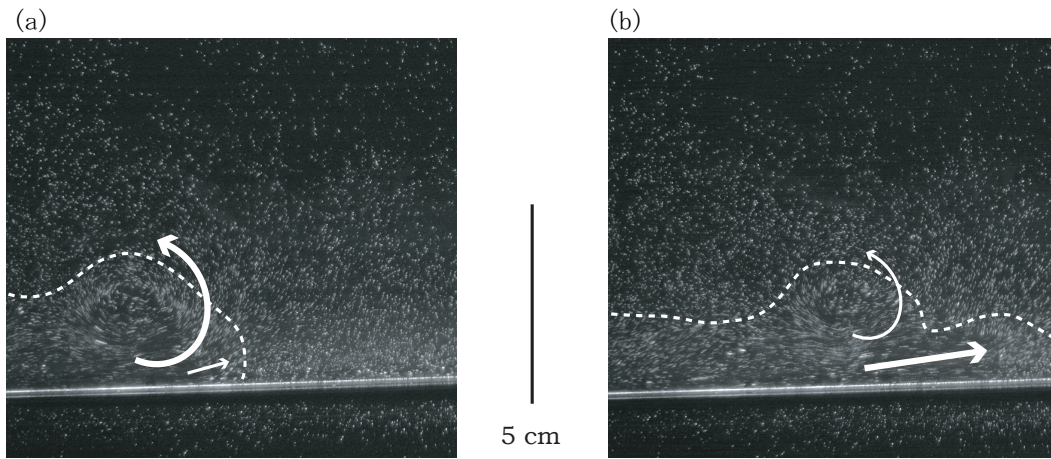


Fig. 4 (a) Visualized run-up of internal Kelvin wave at 65.5 s. (b) Visualized run-up of internal Kelvin wave at 65.9 s.

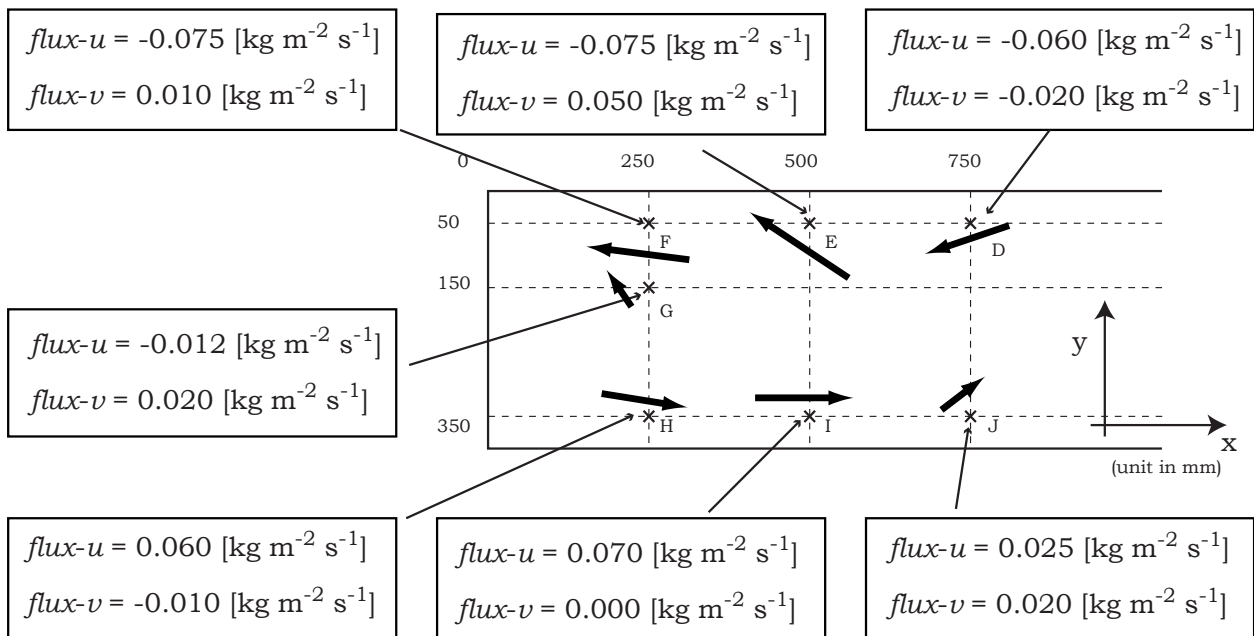


Fig. 5 Time series of density flux at each point from D to J.

るような、大きな渦をフロントに有する密度流が遡上していることが分かる。しかし0.4秒後、そのフロントは下層の密度進入から離れ、独立した渦として存在していた。コリオリ力を考慮しない場合には、フロントの渦は安定して存在することが報告されており、この点が内部ケルビン波の砕波による乱れの生成と大きく異なっていることが分かった。

内部ケルビン波が砕波する領域における物質輸送を解明するために、図-5に示される7地点において密度フラックスが計測された。密度フラックスは、定点に置いて流速計・伝導度計を設置し、50 Hzでの測定を行いそれらの値を掛け合わせることで

得た。 $flux-u$ および $flux-v$ はそれぞれ、 x 方向 y 方向の内部ケルビン波が斜面に接してから2周期分の密度フラックスの平均値を表す。平面図左端は、初期中立状態において界面が斜面に接する位置に相当する。ポイントDからFにおいて、内部ケルビン波の進行方向と一致する方向の密度フラックスが卓越して発生していたことが分かった。点Gでは、砕波の影響により、平均的に点Fへ向かうフラックスが計測された。また、点Hから点Jにかけて、反対側の密度フラックスを補償する密度フラックスが発生していた。

内部ケルビン波の砕波により、横断方向の密度

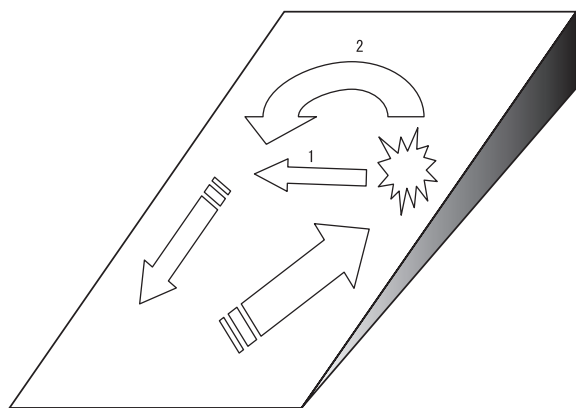


Fig. 6 Schematic diagram of density flux due to internal Kelvin wave breaking. Arrow 1 denotes lateral density flux due to breaking. Arrow 2 denotes density flux due to accumulation of denser water caused by breaking.

フラックスが発生し、それが北半球を模擬した実験装置を用いると、水平面内の界面付近に反時計回りの密度フラックス（これ以降、短縮して水平循環とよぶ）を発生させていたことが分かった（図-6）。コリオリ力を考慮しない場合、undertowが発生することが確認されている。そのため、本実験のようにコリオリ力を考慮すると、undertowへのエネルギーが、水平循環の生成のために利用されていることが推測された。また、図-6の矢印2に示されるとおり、砕波によるsetupのエネルギーもまた、水平循環の生成に大きく寄与していることが予想された。今後、PIVを用いた画像解析により、より詳細な流れ場の再現を行い、上述の推測を確認してゆく予定である。

6. まとめ

内部ケルビン波発生装置を用いて実験を行った結果、以下のような結論が得られた。

- (1) 摩擦の影響を考慮した内部ケルビン波の理論を導き、実験結果との比較を行い、良好な再現性が得られることが分かった。
- (2) 粘性境界において失われるエネルギーの理論と実験結果を利用し、摩擦による運動エネルギーの散逸を推定した。理論から、コリオリ力を考慮することにより、コリオリ力を考慮しない場合に比較して、運動エネルギーの散逸率が大きくなることが分かった。
- (3) 密度フラックスの測定を行い、斜面上での内部ケルビン波の砕波により横断方向への密度輸送が発生し、水平循環が形成されることがわかった。

REFERENCES

- 1) Antenucci, J. P., J. Imberger, and A. Saggio, 2000: Seasonal evolution of the basin-scale internal wave field in a large stratified lake. *Limnol. Oceanogr.*, 45, 1621–1638.
- 2) Antenucci, J. P. and J. Imberger, 2001: Energetics of long internal gravity waves in large lakes. *Limnol. Oceanogr.*, 46, 1760–1773.
- 3) Gloor, M., A. Wuest, and M. Munnich, 1994: Benthic boundary mixing and resuspension induced by internal seiches. *Hydrobiologia*, 284, 59–68.
- 4) Pierson, D. C. and G. A. Weyhenmeyer, 1994: High resolution measurements of sediment resuspension above an accumulation bottom in a stratified lake. *Hydrobiologia*, 284, 43–57.
- 5) Steinman, B., W. Eckert, S. Kaganowsky, and T. Zohary, 1997: Seiche-induced resuspension in Lake Kinneret: A fluorescent tracer experiment. *Water, Air and Soil Poll.*, 99, 123–131.
- 6) Hakanson, L., 1982: Bottom dynamics in lakes. *Hydrobiologia*, 91, 9–22.
- 7) Ostrovsky, I., Y. Z. Yacobi, P. Walline, and I. Kalikhman, 1996: Seiche-induced mixing - its impact on lake productivity. *Limnol. Oceanogr.*, 41, 323–332.
- 8) Grue, J., A. Jensen, P. Rusas, and J. K. S., 2000: Breaking and broadening of internal solitary waves. *J. Fluid Mech.*, 413, 181–217.
- 9) Lamb, K. G., 2002: A numerical investigation of solitary internal waves with trapped cores formed via shoaling. *J. Fluid Mech.*, 451, 109–144.
- 10) Kao, T. W., F. S. Pan, and D. Renouard, 1985: Internal solitons on the pycnocline: generation, propagation, and shoaling and breaking over a slope. *J. Fluid Mech.*, 159, 19–53.
- 11) Wallace, B. C. and D. L. Wilkinson, 1988: Run-up of internal waves on a gentle slope in a two-layered system. *J. Fluid Mech.*, 191, 419–442.
- 12) Helfrich, K. R., 1992: Internal solitary wave breaking and run-up on a uniform slope. *J. Fluid Mech.*, 243, 133–154.
- 13) Michallet, H. and G. N. Ivey, 1999: Experiments on mixing due to internal solitary waves breaking on uniform slopes. *J. Geophys. Res.*, 104, 13467–13477.
- 14) Boegman, L., G. N. Ivey, and J. Imberger, 2005: The degeneration of internal waves in lakes with sloping topography. *Limnol. Oceanogr.*, 50, 1620–1637.
- 15) Silva, I. P. D. D., J. Imberger, and G. N. Ivey, 1997: Localized mixing due to a breaking internal wave ray at a sloping bed. *J. Fluid Mech.*, 350, 1–27.
- 16) Ivey, G. N. and R. I. Nokes, 1989: Vertical mixing due to the breaking of critical internal waves on sloping boundaries. *J. Fluid Mech.*, 204, 479–500.
- 17) McPhee-Shaw, E. and E. Kunze, 2002: Boundary layer intrusions from a sloping bottom: A mechanism for generating intermediate nepheloid layers. *J. Geophys. Res.*, 107, 1–16.

(2006. 9. 30受付)