

Landsat による急傾斜湾内密度流フロントの 観測と安定性に関する考察

OBSERVATION OF FRONTAL WAVES FROM LANDSAT AND THEORETICAL
ANALYSIS OF ITS STABILITY OVER STEEP SEA BOTTOM TOPOGRAPHY

大西 外明*・田中 總太郎**

By Sotoaki ŌNISHI and Sōtarō TANAKA

1. 緒 論

1957年10月4日、人類初の人工衛星スプートニク1号が地球をまわり始めて以来、数々の気象衛星や地球観測衛星が打ち上げられ、搭載された赤外放射計やマルチスペクトル走査計等の観測機器により収集された地球表面の種々の画像情報が送り続けられている。

人工衛星はまず地球の表面を調査するための空とぶ観測所として役に立つであろうと、まだ人工衛星が打ち上げられていない時期に予想されていたが、1972年7月23日、NASA(米国航空宇宙局)によって打ち上げられた地球資源技術衛星(Earth Resources Technology Satellite 略して ERTS、現在では改称されて Landsat とよぶ)による映像は人々がそれを改めて認識する機会を与えた。

Landsat は地球の鉱物資源の分布や森林、土壌、海洋および大気等の実態を明らかにすることを目的として打ち上げられたものであり、約920kmの上空を約103分の周期でまわりながら、RBVカメラ(Return Beam Vidicon Camera)とMSS(Multispectral Scanner)により地球を観測している。日本全土は10本の軌道で覆われ、観測は18日目ごとに日本標準時で午前9時半頃に行われる。

Landsat により得られたデータは、従来は米国から間接的に入手していたのであるが、本年(1979年)1月よりわが国においても Landsat データ地上受信処理施設が運転を開始し、Landsat からの信号を直接受信して入手できるようになった。これにより今後はこのデータの種々の分野における活用が、ますます盛んになってゆくものと考えられる。

このような情勢に鑑み、著者らはリモートセンシング

の水利・水文学への応用を目途し、その手初めに河口密度流現象調査への応用につき研究を行ってきた^{1),2)}。前報告では、航空機にマルチスペクトルスキャナー(Bendix社製M³S)を搭載して、4000mの高度より富山湾を観測し、そのデータをもとに庄川・小矢部川河口部の河川水拡散現象につき考察し、また、カラー航空写真について濃度分割を行いカラースライス表示をすることが水質汚濁の状況を解明するうえで有用な方法の一つであることを提示した。

しかし、これらはいずれも実際の水利現象の規模に比較して相対的に近接したリモートセンシング情報をもとにしており、網羅する情報量が多様であり多量である反面、対象水域の範囲が狭いため、大規模な現象を見落すことが多い。この点、Landsat等の地球観測衛星からの情報は、深味においては前者に劣るにしても、地表で80mの物体の判別が可能であり、その位置精度はその画像を5万分の1地形図に重ね合わせることができる程度であり、また、一瞬に観測し得る区域の広大さからいって、陸上および沿岸水域における水利・水文現象への応用の可能性は大きいものといえよう。

今後は、目的に応じて Landsat による観測を航空機等による低高度リモートセンシングおよび地上における通常の現地調査と有機的に組み合わせて実施するためのシステムの確立が切望される。本論文では、検討対象を主として前報告と同様に富山湾に選び、同湾内水域で観測される密度流フロントの安定性に特に注目して考察を行い、湾内海底地形の特性が密度流フロントの安定化に寄与していることを解析的に示す。

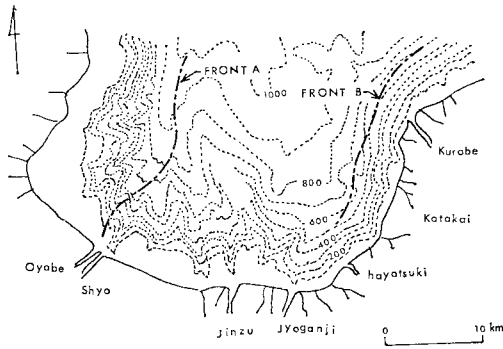
2. Landsat による 湾内密度流フロントの観測

(1) 富山湾の特性

Landsat より得られたデータを解析するに先立って、

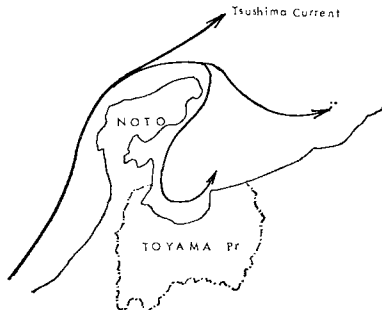
* 正会員 工博 東京理科大学教授 理工学部土木工学科

** 正会員 工博 リモート・センシング技術センター

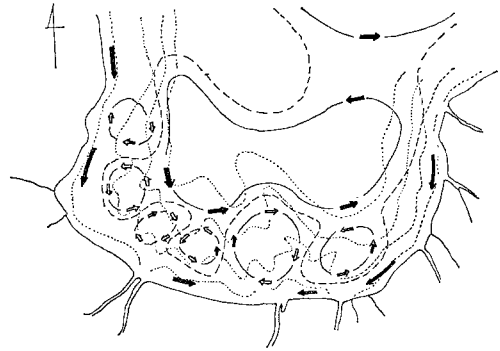


図一 富山湾等深線図

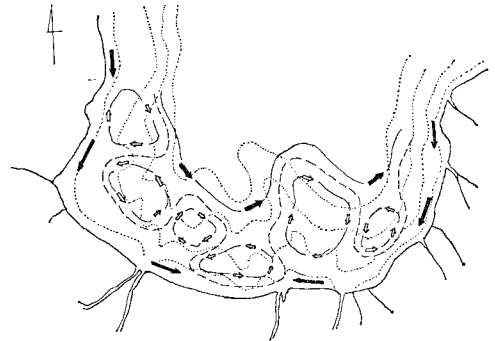
今回の検討対象に選んだ富山湾水域の特性につき概説する。同湾は富山県北部にあり、一方を能登半島にやくされ、図一に示すように、その海岸線は単調な凹字形をなし、海岸線にはほぼ直交して、黒部川、片貝川、早月川、常願寺川、神通川、庄川、小矢部川の大河川のほか、50余の河川が大小の河川扇状地を形成しながら流入している。この湾の海底地形は急峻な起伏に富み、海岸線に迫って顕著に発達している海谷は、同湾が有する特徴の1つにあげられる。また、同湾は神通川右岸より突出する神通海脚によって、東西の2つの海区に区分されている。この海脚は富山湾を斜断する方向をとるので西海区はとざされた湾入となり、東海区は開放された湾入を形成している。西海区の海底地形は、海岸線沿いに幅3~5km程度の所はほぼ平坦であるが、それより沖側では急勾配で落ち込んで水深800~1000mの比較的平らな海底に連なっている。一方、東海区においては、海岸線沿いの棚の発達が悪く、その幅は1~2kmである。次に湾内の流れについてであるが、日本海を北上した対馬海流は図二のように能登半島先端沖で分岐して湾内に流入し、東岸沿いに流出する。この分岐海流より岸側の水域では、図三に示したような循環流が存在し³⁾、さらに海岸沿いには、一般に西側では南流し、西海区南側では海岸沿いに東流する。一方、東海岸沿いの水域では、海岸沿いに湾奥部に向かって流れる。



図二 対馬海流の回り込み



MARCH 1961



JULY 1961

図三 富山湾内海流分布(参考文献3)より

(2) 湾内における密度フロントの分布特性

写真一1は、1972年10月5日午前9時59分におけるLandsat MSSデータのバンド5についてTV映像出力時のゲインを高めることにより画像のコントラストを強め、湾内海水の濁り分布を求めた結果を示す。前報告では高度約4000mからの熱赤外を含むマルチスペクトルデータを取り扱っており、水域における密度流フロントを表示するためには、水温が適切なパラメーターとなり得た。本報告で扱うLandsat MSSデータのスペクトル領域は可視光線の緑より近赤外域であるため水温差を推定することは困難であり、水域の密度流フロントの識別には、写真一1のように濁りをパラメーターに用いる方がよい。写真一2は写真一1と同様の情報について水域の濁りを強調して表示すべく、カラーライス法による濁りの特徴抽出を施したものである。写真一2により、撮影時における湾内の濁り分布への庄川・小矢部川の寄与は、他の諸河川に比して著しく大きいことがわかる。ただし、濁りの定量値は対比すべきグラントルースによる資料がないために定め難い。なお、本文では濁りを温度に対応させ、水の属性を表わす用語として使用した。水温はセンサーに到達する遠赤外エネルギーから、大気の状態や水の放射率による補正を施した後推定

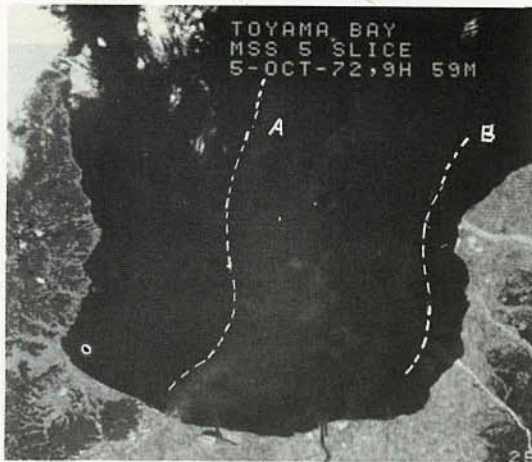


写真-1 Landsat MSS映像上で識別されるフロント

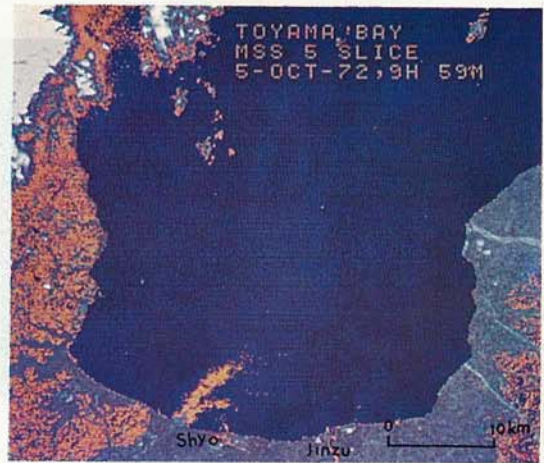


写真-2 濁水域の抽出



写真-3 黒部川河口部付近水域の熱映像

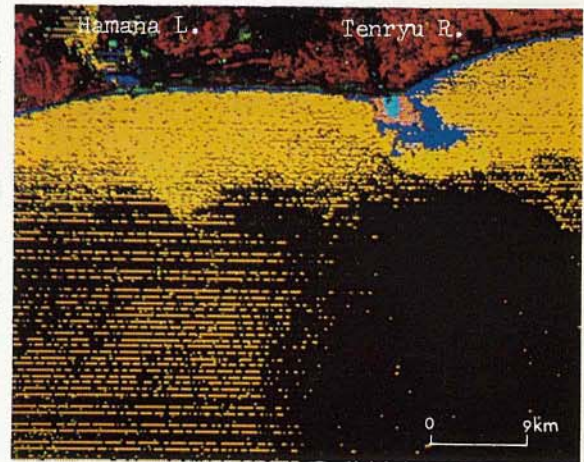
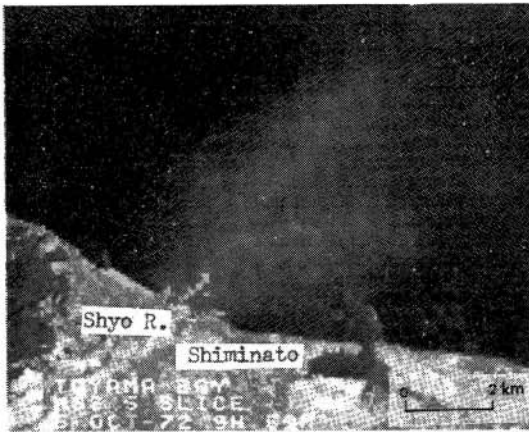


写真-4 Landsatによる天龍川河口水域の濁り分布



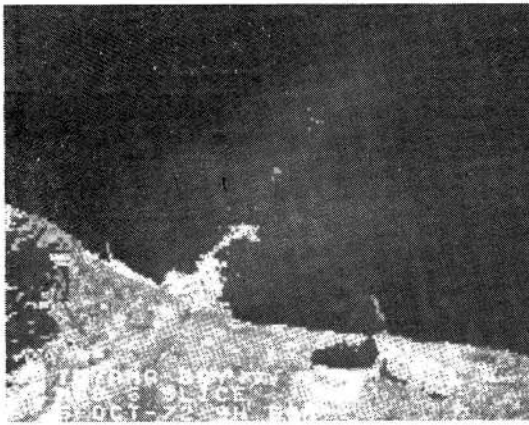
写真-5 Landsatによる熊ノ川河口水域の濁り分布



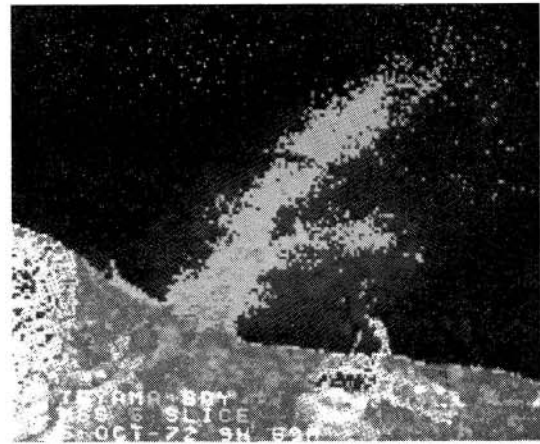
(a)



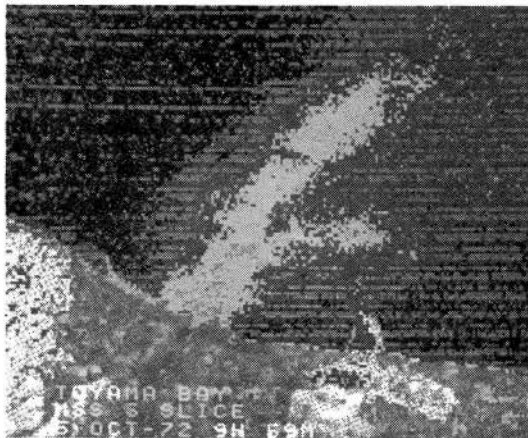
(b)



(c)



(d)



(e)

写真-6 (a)~(e) Landsat による庄川濁水の拡散解析

される。一方、水の濁りは可視光の赤に反映されるが、厳密には大気の状態、水深および水面における太陽光の入射角と反射角、波浪の状態に関する補正が行われなければならない。

さて、富山湾に流入した諸河川からの河川水は、湾中央部から東寄りの幅広い水域を通過して北上しているが、その際、同湾西海区および黒部から水橋にかけての東海岸沖に、緩やかに蛇行した密度流フロントを形成している。写真—1 には、それらのフロントを紙上で明示するために点線で示してある、また同じフロントの位置を図—1 に太い 1 点鎖線により示した。これらフロントの両側水域における海水密度の具体的数値は不明であるが、前報告で述べた著者らによる同湾内塩分濃度分布の現地調査を参考にすると、沿岸水域の海水密度は湾中央部および沖合水域のそれに比べて小さいものと推測される。したがって、両河川より出た濁り物質の一部は、河口部の低密度の図—3 に示した沿岸循環流域を超えて、比較的高密度の湾中央部に出て、写真—1 または 図—1 上のフロントを形成しているものと考えられる。富山湾内のこのフロントに関して注目したいのは、図—1 に示したように、フロント A は西海区海底棚線に、また、フロント B は東海区海底棚線に沿って、それぞれ緩く蛇行しながら分布している点である。写真—3 は、1977 年 6 月 4 日に高度 4000 m の上空から M²S スキャナーを用いて行った著者らの現地調査により得られた、黒部川河口部付近水域の熱映像である。この場合、写真—1 や 写真—2 と異なって、パラメーターとしては濁りではなくて温度を用いている。写真—3 において特に興味深いのは、黒部川河口沖で鋭角を形成しながら交差している密度流フロントの存在である。図—1 からわかるように、黒部川河口は、富山湾内外を境とする特殊の位置に存在し、その付近の沿岸流は河口部付近より突出する海脚によって東西に分割されており、鋭角状フロントの左側（西側）部分は前記の B フロントに相当し、右側（東側）部分は糸魚川方向に流動する沿岸流のフロントを形成しているものように推測できる。黒部川河口部より糸魚川に至る海岸もまた、富山湾内におけると同様に、その海底地形は急峻である。また、写真—4 と 写真—5 は、それぞれ天竜川河口の遠州灘および熊野川河口の熊野灘の水域における密度流フロントを示す。これらの水域でのフロントの存在は、Landsat による異なる観測時においても認められるものである。これらの水域の海底は、いずれも海岸近くの棚が沖合に向かって急傾斜をしている共通点がある。ただし、このような海岸線沿いの境界は水底勾配が特に急変しない場所でも現われることがあるので、写真—4、5 の事例を水底傾斜の存在によるフロント安定化の傍証に直截的に採用するには、なお検討の余

地があるものと考えられる。

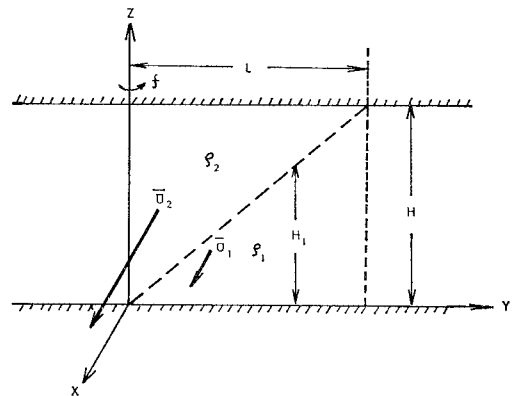
(3) Landsat による河口部拡散の測定について

前報告では、航空機による MSS データおよび天然色航空写真による河口部拡散調査の有用性につき述べた。自然環境の保全もしくは管理の立場からは、この種の調査を長期にわたって定期的実施することが重要なのであるが、航空機をそのつど運航することには、経費の面から困難を感じる人が多い。この点、Landsat 等の地球観測衛星はきわめて便利であり、しかも、観測日時が正確に定まっているために、地上での同時測定を行うにも困難が少ない。問題は、遠距離（Landsat の場合約 920 km）からの観測によってわれわれが知り得る情報の量と質の程度である。この点を解明する手掛りを得る目的で、小矢部川・庄川河口水域の濁りに関する Landsat のデータを詳細に検討してみた。写真—6 は、写真—2 のうちで小矢部川・庄川河口部を拡大して、濁りの大きさを 5 段階に分割し、それぞれの濁りに相当する水域を示したものである。この場合は地上での同時観測を行っていないので、濁りの定量値は不明であるが、各段階の濁りに相当する水域の面積は写真—6 より容易に算定することができる。さらに、Landsat が当域水域を通過する時刻に合わせて地上観測を実施しておけば、河川水のマクロ的な拡散状況をも定量的にとらえることが可能となる。

3. 急傾斜海底水域で直線状フロントを有する非定常流の基礎方程式

(1) 解析モデルと基礎方程式

大気中の二層密度流フロントの安定性に関しては、図—4 のような水平な地形上の直線状フロントの場合について Orlandski⁴⁾ が解析しているが、その結果による



図—4 密度流フロントの Orlandski の解析モデル

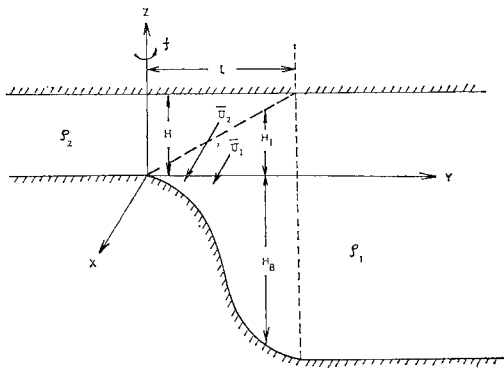


図-5 急傾斜水域における密度流フロントの解析モデル

と、攪乱に対するフロントの安定条件は、リチャードソン数およびロスビー数の大きさにより支配される。また、外洋における密度流フロントに関しては、Flagg と Beardsley⁵⁾ はニューイングランド南方の大陸棚沿いに観測されたフロントの安定性につき数値解析を行い、大陸棚傾斜面の存在がフロントを安定化させる効果があることを示唆している。本論では、図-1 または 写真-1 にみられるフロントの水理学的性質を把握する目的で、海底急傾斜部の陸側および沖側の海底地形が水平であり、かつ、フロントの縦断形状が Orlanski モデルと同様に直線形をなす図-5 に示すモデルを想定し、フロントの安定性に及ぼす海底急傾斜面の影響を解析的に検討を行う。この場合、Orlanski モデルと同様に、水面を固体面で置き換えるものとする。

沿岸側の水の密度を ρ_2 、沖側の水の密度を $\rho_1 (> \rho_2)$ とし、ともに非圧縮性かつ非粘性であり、また均等質であるものとする。直交座標系の Z 軸を鉛直上向きにとり、沖合方向に Y 軸を、これと直交する方向に X 軸をとる。座標系の原点を海底面とフロントの交点にとり、フロントと水面との交点の座標を (H, L) とする。

海底地形は X 軸方向に一様であり、下層および上層の水が、Z 軸のまわりに回転しながら、X の正方向に一樣流速 \bar{U}_1 および \bar{U}_2 で流れている場合を考える。回転はコリオリー力および沿岸流の曲りによって発生するものであり、これらの効果を合わせてコリオリー因子 f で表わすものとする。このような定常流に微小な攪乱を加えると流れの場が非定常となるが、そのときの水平面内の流速 \hat{U}_j を

$$\hat{U}_j = \langle U_j, V_j \rangle; \quad j=1 \text{ (下層)}, j=2 \text{ (上層)} \quad (1)$$

とし、Z 方向には一樣とする。ただし、 U_j, V_j はそれぞれ X, Y 方向の速度成分である。Z=0 および Z=H における圧力を P_1 および P_2 とすると、非定常流の運動方程式は、

$$\left[\frac{\partial}{\partial T} + (\hat{U}_j \cdot \nabla) \right] \hat{U}_j + f \hat{k} \times \hat{U}_j = -\frac{1}{\rho} \nabla P_j; \quad j=1, 2 \quad (2)$$

ここに、“ ∇ ” はベクトル量を意味し、T は時間、 \hat{k} は Z 方向の単位ベクトル、 $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial X}, \frac{\partial}{\partial Y} \right)$ である。また上式では、

$$\rho_j \approx \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} = \bar{\rho} \quad (3)$$

とした。式 (2) の右辺中の P_j に関しては、Y 軸からフロントまでの鉛直距離を $H_I(Y)$ とすると、次式が成り立つ。

$$P_1 = P_2 + (\rho_1 - \rho_2)gH_I + \rho_2gH \quad (4)$$

ここに、g は重力の加速度である。次に連続の関係は、Y 軸から海底までの鉛直距離を H_B とすると、 $0 \leq Y \leq L$ の領域では、

$$\begin{aligned} \text{(下層)}: & \frac{\partial \{ (H_B + H_I) U_1 \}}{\partial X} + \frac{\partial \{ (H_B + H_I) V_1 \}}{\partial Y} \\ & + \frac{\partial (H_B + H_I)}{\partial T} = 0 \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{(上層)}: & \frac{\partial \{ (H - H_I) U_2 \}}{\partial X} + \frac{\partial \{ (H - H_I) V_2 \}}{\partial Y} \\ & + \frac{\partial (H - H_I)}{\partial T} = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

となる。

以上で得られた式 (2), (4)~(6) を用いて、流れに加わる攪乱に対するフロントの安定性を検討するのであるが、攪乱が加わる以前の定常状態下での上・下層の圧力を \bar{P}_1, \bar{P}_2 とすると、それぞれの層内の流速は \bar{U}_1, \bar{U}_2 であるから、式 (2) より、

$$f \bar{U}_1 = -\frac{1}{\rho_1} \frac{d\bar{P}_1}{dY} \quad (7)$$

$$f \bar{U}_2 = -\frac{1}{\rho_2} \frac{d\bar{P}_2}{dY} \quad (8)$$

式 (7) と式 (8) の差をとると次式を得る。

$$f(\rho_1 \bar{U}_1 - \rho_2 \bar{U}_2) = \frac{d\bar{P}_2}{dY} - \frac{d\bar{P}_1}{dY}$$

さらに、上式に式 (4) の関係を代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{dH_I}{dY} &= \frac{f(\rho_2 \bar{U}_2 - \rho_1 \bar{U}_1)}{(\rho_1 - \rho_2)g} = \frac{f \left(\frac{\rho_2}{\bar{\rho}} \bar{U}_2 - \frac{\rho_1}{\bar{\rho}} \bar{U}_1 \right)}{\frac{\rho_1 - \rho_2}{\bar{\rho}} g} \\ &\approx \frac{f(\bar{U}_2 - \bar{U}_1)}{g'} \quad (9) \end{aligned}$$

ここに、

$$g' = (\rho_1 - \rho_2)g/\bar{\rho} \quad (10)$$

フロントの形状が図-5 のように直線の場合は、

$$\frac{dH_I}{dY} = \frac{H}{L} \quad (11)$$

式 (9) と式 (11) より、

$$\frac{g'}{\bar{U}_2 - \bar{U}_1} = \frac{fL}{H} \quad (12)$$

となる。

(2) 基礎方程式の無次元化

流速が \bar{U}_1, \bar{U}_2 である定常な流れの場に加えられる攪乱を、 X 方向の波数が k 、振動数が σ の微小振幅波であるとし、以下の変数変換を行って基礎方程式 (2)、(4)~(6) を無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} x &= kX & p_1 &= \left(\frac{k}{\rho f \bar{U}} \right) P_1 \\ y &= Y/L & p_2 &= \frac{k}{\rho f \bar{U}} (P_2 + \rho_2 g H) \\ z &= Z/H & h_I &= H_I/H \\ t &= k\bar{U}T & h_B &= H_B/H \\ \hat{u}_j &= \hat{U}_j/\bar{U} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、

$$\bar{U} = \frac{\bar{U}_2 - \bar{U}_1}{2} \dots\dots\dots (14)$$

である。

式 (13) を式 (2) に代入すると次式を得る。

$$R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \hat{u}_j \cdot \nabla \right\} \hat{u}_j + \hat{k} \times \hat{u}_j = -\nabla \cdot p_j \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 R_0 は次式で定義されるロスビー数である。

$$R_0 = \frac{k\bar{U}}{f} \dots\dots\dots (16)$$

また、

$$\nabla = \hat{i} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{j} \frac{1}{kL} \frac{\partial}{\partial y}; \quad (i, j) = \text{単位ベクトル} \dots\dots\dots (17)$$

である。

次に式 (4) と式 (13) より、

$$p_1 - p_2 = 4 \frac{k\bar{U}}{f} \cdot \frac{g'H}{(\bar{U}_2 - \bar{U}_1)^2} h_I = 4 R_0 R_i h_I \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 R_i は次式で定義されるリチャードソン数である。

$$R_i = \frac{g'H}{(\bar{U}_2 - \bar{U}_1)^2} \dots\dots\dots (19)$$

式 (19) に式 (12)、(14) の関係を代入すると次式を得る。

$$R_i = \frac{H}{(\bar{U}_2 - \bar{U}_1)} \cdot \frac{g'}{(\bar{U}_2 - \bar{U}_1)} = \frac{fL}{2\bar{U}} \dots\dots\dots (20)$$

式 (5)、(6) は、式 (13) の変換により無次元化されて、

$$\begin{aligned} \text{(下層)} : & \frac{\partial \{(h_B + h_I)u_1\}}{\partial x} + \frac{1}{kL} \frac{\partial \{(h_B + h_I)v_1\}}{\partial y} \\ & + \frac{\partial h_I}{\partial t} = 0 : (0 \leq y \leq 1) \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{(上層)} : & \frac{\partial \{(1-h_I)u_2\}}{\partial x} + \frac{1}{kL} \frac{\partial \{(1-h_I)v_2\}}{\partial y} \\ & - \frac{\partial h_I}{\partial t} = 0 : (0 \leq y \leq 1) \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

となる。

式 (16) と式 (20) より、

$$kL = 2 R_i R_0 \dots\dots\dots (23)$$

であるから、この関係を式 (21) と式 (22) に代入すると、連続の式は結局、

$$\begin{aligned} \text{(下層)} : & \frac{\partial \{(h_B + h_I)u_1\}}{\partial x} + \frac{1}{2 R_i R_0} \frac{\partial \{(h_B + h_I)v_1\}}{\partial y} \\ & + \frac{\partial h_I}{\partial t} = 0 : (0 \leq y \leq 1) \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{(上層)} : & \frac{\partial \{(1-h_I)u_2\}}{\partial x} + \frac{1}{2 R_i R_0} \frac{\partial \{(1-h_I)v_2\}}{\partial y} \\ & - \frac{\partial h_I}{\partial t} = 0 : (0 \leq y \leq 1) \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

となる。

以上で得られた、式 (15)、式 (18)、式 (24)、式 (25) が攪乱によって誘起される非定常流に対する無次元化した基礎方程式である。

4. フロントの安定性解析

(1) 微小攪乱波に対する摂動方程式

a) $0 \leq y \leq 1$ の領域に対する式

上で得られた非定常流の基礎方程式中の無次元変数 u_j, v_j, p_j, h_I を次式のように定常的な主流成分と微小振幅 ε の波状攪乱成分とに分けて表わす。

$$\left. \begin{aligned} u_j &= \bar{u}_j + \varepsilon R_e \mathcal{U}_j(y) e^{i\varphi} + 0(\varepsilon^2) \\ v_j &= 0 + \varepsilon R_e \mathcal{V}_j(y) e^{i\varphi} + 0(\varepsilon^2) \\ p_j &= \bar{p}_j + \varepsilon R_e \mathcal{P}_j(y) e^{i\varphi} + 0(\varepsilon^2) \\ h_I &= \bar{h}_I + \varepsilon R_e \mathcal{H}(y) e^{i\varphi} + 0(\varepsilon^2) \\ \varphi &= kX + \sigma T = x + \frac{\sigma}{k\bar{U}} t \end{aligned} \right\} (j=1, 2) \dots\dots\dots (26)$$

上式で、一は主流成分を表わし、 R_e は実数部を意味する。また、 $\mathcal{U}_j, \mathcal{V}_j, \mathcal{P}_j, \mathcal{H}$ はそれぞれ x 方向流速、 y 方向流速、圧力およびフロント位置の変動分である。なお、上式中の \bar{u}_j は、定常な主流部分を表わし、

$$\bar{u}_j = \begin{cases} \bar{u}_1 = \frac{\bar{U}_1}{\bar{U}} = \text{const.} : \text{(下層)} \\ \bar{u}_2 = \frac{\bar{U}_2}{\bar{U}} = \text{const.} : \text{(上層)} \end{cases} \dots\dots\dots (27)$$

である。

x 軸方向については、式 (15) より次式が成り立つ。

$$R_0 \left\{ \frac{\partial u_j}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_j}{\partial x} + v_j \cdot \frac{1}{kL} \frac{\partial u_j}{\partial y} \right\} - v_j = -\frac{\partial P_j}{\partial x}$$

上式に式 (26) を代入して、 $\partial \bar{u}_j / \partial x = \partial \bar{u}_j / \partial y = 0$ であることを考慮に入れたうえで、左右両辺における ε の一次の項を等しいと置いて次式を得る。

$$iR_0 \left(\frac{\sigma}{k\bar{U}} + \bar{u}_j \right) \mathcal{U}_j - \mathcal{V}_j = -i\mathcal{P}_j \dots\dots\dots (28)$$

y 軸方向については、式 (15) は、

$$R_0 \left\{ \frac{\partial v_j}{\partial t} + u_j \frac{\partial v_j}{\partial x} + v_j \cdot \frac{1}{kL} \frac{\partial v_j}{\partial y} \right\} + u_j = - \frac{\partial P_j}{\partial y}$$

であり、上式に式 (26) を代入して、式 (28) を得た場合と同様にして次式を得る。

$$iR_0 \left\{ \frac{\sigma}{k\bar{U}} + \bar{u}_j \right\} \mathcal{V}_j + \mathcal{Z}_j = - \frac{1}{kL} \frac{d\mathcal{P}_j}{dy} \quad \dots (29)$$

次に式 (18) に式 (26) を代入すると、

$$\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2 = 4 R_0 R_i \mathcal{H} \quad \dots (30)$$

となる。

下層の連続の式、式 (24) を変形すると、

$$(h_B + h_I) \left\{ \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{1}{2 R_0 R_i} \frac{\partial v_1}{\partial y} \right\} + u_1 \frac{\partial (h_B + h_I)}{\partial x} + \frac{v_1}{2 R_0 R_i} \frac{\partial (h_B + h_I)}{\partial y} + \frac{\partial h_I}{\partial t} = 0$$

となり、これに式 (26) を代入すると次式を得る。

$$i \left(\frac{\sigma}{k\bar{U}} + \bar{u}_1 \right) \mathcal{H} = -i (h_B + \bar{h}_I) \mathcal{Z}_1 - \frac{(h_B + \bar{h}_I)y}{2 R_0 R_i} \mathcal{V}_1 - \frac{(h_B + \bar{h}_I)}{2 R_0 R_i} \frac{d\mathcal{V}_1}{dy} : (0 \leq y \leq 1) \quad \dots (31)$$

同様にして、上層の連続の式、式 (25) に式 (26) を代入して次式を得る。

$$i \left(\frac{\sigma}{k\bar{U}} + \bar{u}_2 \right) \mathcal{H} = i(1 - \bar{h}_I) \mathcal{Z}_2 + \frac{(1 - \bar{h}_I)y}{2 R_0 R_i} \mathcal{V}_2 + \frac{(1 - \bar{h}_I)}{2 R_0 R_i} \frac{d\mathcal{V}_2}{dy} \quad \dots (32)$$

以上で得られた式 (28) と式 (29) より \mathcal{V}_j を求めるると、

$$\mathcal{V}_j = i \left\{ \frac{1}{1 - R_0^2 A_j^2} \mathcal{P}_j + \frac{A_j R_0}{kL(A_j^2 R_0^2 - 1)} \frac{d\mathcal{P}_j}{dy} \right\} \quad \dots (33)$$

となる。ここに、

$$A_j = \frac{\sigma}{k\bar{U}} + \bar{u}_j \quad (j=1, 2) \quad \dots (34)$$

式 (23) の関係を考慮すると式 (33) は次式となる。

$$\mathcal{V}_j = i \left\{ \frac{1}{1 - R_0^2 A_j^2} \mathcal{P}_j + \frac{A_j}{2 R_i (A_j^2 R_0^2 - 1)} \frac{d\mathcal{P}_j}{dy} \right\} \quad \dots (35)$$

\mathcal{Z}_j も同様にして導かれて次式となる。

$$\mathcal{Z}_j = \frac{R_0 A_j}{1 - R_0^2 A_j^2} \mathcal{P}_j - \frac{1}{2 R_0 R_i (1 - R_0^2 A_j^2)} \frac{d\mathcal{P}_j}{dy} \quad \dots (36)$$

また、 \mathcal{H} は式 (30) より、

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2}{4 R_0 R_i} \quad \dots (37)$$

となる。式 (35)~(37) を式 (31) および式 (32) に代入すると、次の2式を得る。

$$\frac{d^2 \mathcal{P}_1}{dy^2} + \frac{(h_B + \bar{h}_I)y}{(h_B + h_I)} \frac{d\mathcal{P}_1}{dy} - \left\{ 4 R_i^2 R_0^2 + \frac{2 R_i}{A_1} \cdot \frac{(h_B + \bar{h}_I)y}{(h_B + h_I)} \right\} \mathcal{P}_1$$

$$= \frac{R_i(1 - A_1^2 R_0^2)}{(h_B + h_I)} (\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2) \quad \dots (38)$$

(下層: $0 \leq y \leq 1$)

$$\frac{d^2 \mathcal{P}_2}{dy^2} + \frac{(1 - \bar{h}_I)y}{(1 - \bar{h}_I)} \frac{d\mathcal{P}_2}{dy} - \left\{ 4 R_i^2 R_0^2 + \frac{2 R_i}{A_2} \frac{(1 - \bar{h}_I)y}{(1 - \bar{h}_I)} \right\} \mathcal{P}_2 = \frac{R_i \{ A_2^2 R_0^2 - 1 \}}{(1 - \bar{h}_I)} (\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2) \quad \dots (39)$$

(上層: $0 \leq y \leq 1$)

b) $y \geq 1$ および $y \leq 0$ の領域に対する式

次に、 $y \geq 1$ および $y \leq 0$ の領域について考える。

$y \geq 1$ では、式 (24) において $h_I = 0$ と置いた次の連続の式が成り立つ。

$$\frac{\partial (h_B u_1)}{\partial x} + \frac{1}{2 R_0 R_i} \frac{\partial (h_B v_1)}{\partial y} = 0 : (y \geq 1) \quad \dots (40 \cdot a)$$

$y \leq 0$ についても同様に、

$$\frac{\partial \{ (1 - h_B) u_2 \}}{\partial x} + \frac{1}{2 R_0 R_i} \frac{\partial \{ (1 - h_B) v_2 \}}{\partial y} = 0 \quad (y \leq 0) \quad \dots (41 \cdot a)$$

水域底が水平な場合には、上の式 (40・a)、(41・a) は、

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{1}{2 R_0 R_i} \frac{\partial v_2}{\partial y} = 0 : (y \geq 1) \quad \dots (40 \cdot b)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{1}{2 R_0 R_i} \frac{\partial v_2}{\partial y} = 0 : (y \leq 0) \quad \dots (41 \cdot b)$$

式 (40・b)、(41・b) に式 (26) を代入して、 ε の一次の項までをとると、

$$i \mathcal{Z}_1 + \frac{d\mathcal{V}_1}{dy} = 0 : (y \geq 1) \quad \dots (42)$$

および、

$$i \mathcal{Z}_2 + \frac{d\mathcal{V}_2}{dy} = 0 : (y \leq 0) \quad \dots (43)$$

を得る。さらに、式 (42)、(43) に式 (35) と式 (36) を代入すると、結局次の2式を得る。

$$\frac{d^2 \mathcal{P}_1}{dy^2} - 4 R_0^2 R_i^2 \mathcal{P}_1 = 0 : (y \geq 1) \quad \dots (44)$$

$$\frac{d^2 \mathcal{P}_2}{dy^2} - 4 R_0^2 R_i^2 \mathcal{P}_2 = 0 : (y \leq 0) \quad \dots (45)$$

以上で得られた式 (38)、式 (39)、式 (44)、式 (45) が求める振動方程式である。

(2) $0 \leq y \leq 1$ の領域の振動方程式に対する境界条件

上に示した圧力に関する振動方程式の解が満たすべき境界条件は、次のとおりである。

(i) $y \rightarrow \pm \infty$ において $\mathcal{P}_j \rightarrow 0$ であること

(ii) $y=0, 1$ において \mathcal{P}_j は連続であること

(iii) 上層表面および海底面はともに固定面と考えているから、 $y=0, 1$ では境界面の鉛直移動速度は

0 であること。

まず、式 (44) と式 (45) より、 $y \geq 1$ および $y \leq 0$ の領域における一般解は、 $\mathcal{P}_j = C_j \exp[\pm 2 R_i R_0 y] + D_j$ (C_j, D_j は積分定数： $j=1, 2$) であるから、境界条件 (i) より、

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{P}_1 &= C_1 \exp\{-2R_i R_0(y-1)\} : (y \geq 1) \\ \mathcal{P}_2 &= C_2 \exp\{2R_i R_0 y\} : (y \leq 0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(46)$$

その結果、 $0 \leq y \leq 1$ の領域では式 (38) と式 (39) の解 \mathcal{P}_j は、境界条件 (ii) より次の関係を満足しなくてはならない。すなわち、式 (46) より、

$$\frac{d\mathcal{P}_1}{dy} = -2 R_0 R_i \mathcal{P}_1; y=1 \dots\dots\dots(47)$$

$$\frac{d\mathcal{P}_2}{dy} = 2 R_0 R_i \mathcal{P}_2; y=0 \dots\dots\dots(48)$$

次に、境界条件 (iii) について考える。速度の鉛直成分を w_j ($j=1, 2$) とすると、連続の関係から、

$$\frac{\partial w_j}{\partial z} = -v \cdot (u_j, v_j) = -\left(\frac{\partial u_j}{\partial x} + \frac{1}{kL} \frac{\partial v_j}{\partial y} \right)$$

z に independent な流れの場を考えているから、上式を積分したうえで式 (26) を代入すると、境界条件 (iii) は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} w_j &= -z \left(\frac{\partial u_j}{\partial x} + \frac{1}{kL} \frac{\partial v_j}{\partial y} \right) \rightarrow i\mathcal{W}_j + \frac{1}{kL} \frac{d\mathcal{V}_j}{dy} \\ &= 0 \dots\dots\dots(49 \cdot a) \end{aligned}$$

あるいは、上式に式 (23) を代入して、

$$i\mathcal{W}_j + \frac{1}{2R_i R_0} \frac{d\mathcal{V}_j}{dy} = 0 \dots\dots\dots(49 \cdot b)$$

式 (35) と式 (36) を式 (49・b) に代入すると、 $0 \leq y \leq 1$ の領域の流れは $y=0$ および $y=1$ で次の条件を満たさなくてはならないことになる。

$$\mathcal{P}_1 - \frac{1}{4R_i^2 R_0^2} \frac{d^2 \mathcal{P}_1}{dy^2} = 0; y=0 \dots\dots\dots(50)$$

$$\mathcal{P}_2 - \frac{1}{4R_i^2 R_0^2} \frac{d^2 \mathcal{P}_2}{dy^2} = 0; y=1 \dots\dots\dots(51)$$

式 (50) を式 (38) に、また式 (51) を式 (39) に代入すると、領域 $0 \leq y \leq 1$ の流れに対する $y=1$ および $y=0$ における境界条件として、次の関係式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{P}_1}{dy} - \frac{2R_i}{A_1} \mathcal{P}_1 &= \frac{R_i(1-A_1^2 R_0^2)}{(h_B + \bar{h}_I)y} (\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2); \\ &y=0 \dots\dots\dots(52) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{P}_2}{dy} - \frac{2R_i}{A_2} \mathcal{P}_2 &= \frac{R_i(A_2^2 R_0^2 - 1)}{(1 - \bar{h}_I)y} (\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2); \\ &y=1 \dots\dots\dots(53) \end{aligned}$$

式 (47), (48), (52), (53) が求める境界条件である。

(3) 摂動方程式の近似解 (水底が急傾斜する水域での大波長攪乱波の安定性)

$0 \leq y < 1$ の領域で任意の水底地形をもった水域に

おける定常流の場合に加えられる微小攪乱による圧力変動は、微分方程式 (38) と (39) を境界条件式 (47), (48), (52), (53) のもとで解くことにより求まる。しかし、これは非線形問題であり、解析的に厳密解を得ることは困難である。そこで以下の近似化を行う。まず、 $0 \leq y \leq 1$ の領域での水底形状は次式で表わされる直線形とする。

$$h_B = \alpha y \quad (\alpha : \text{定数}) \dots\dots\dots(54)$$

フロントが直線の場合、 $H_I/Y = H/L$ であるから、

$$\bar{h}_I = y \dots\dots\dots(55)$$

となる。写真-1 にみられるフロントの波長は十分に大きく、また、湾内の海流速度は小さいものと考えられることから、式 (16) において $k\bar{U} \rightarrow 0$ 、すなわち $R_0 \approx 0$ とすると式 (54) と (55) を式 (38) および (39) に代入して次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathcal{P}_1}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{d\mathcal{P}_1}{dy} - \frac{2R_i}{A_1} \frac{1}{y} \mathcal{P}_1 &= \frac{R_i}{(1+\alpha)} (\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2) \\ &(\text{下層} : 0 \leq y \leq 1) \dots\dots\dots(56 \cdot a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathcal{P}_2}{dy^2} - \frac{1}{1-y} \frac{d\mathcal{P}_2}{dy} + \frac{2R_i}{A_2} \frac{1}{(1-y)} \mathcal{P}_2 \\ = -\frac{R_i(\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2)}{1-y} \quad (\text{上層} : 0 \leq y \leq 1) \\ \dots\dots\dots(57 \cdot a) \end{aligned}$$

さらに水域底傾斜部の勾配が非常に大きい場合は、上式で $\alpha \approx \infty$ と置いて、

$$\begin{aligned} y \frac{d^2 \mathcal{P}_1}{dy^2} + \frac{d\mathcal{P}_1}{dy} - \frac{2R_i}{A_1} \mathcal{P}_1 &= 0 \\ &(\text{下層} : 0 \leq y \leq 1) \dots\dots\dots(56 \cdot b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (1-y) \frac{d^2 \mathcal{P}_2}{dy^2} - \frac{d\mathcal{P}_2}{dy} + \frac{2R_i}{A_2} \mathcal{P}_2 &= -R_i(\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2) \\ &(\text{上層} : 0 \leq y \leq 1) \dots\dots\dots(57 \cdot b) \end{aligned}$$

となる。

この場合の境界条件は式 (47)~(53) より、

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathcal{P}_2}{dy} = 0 \\ \frac{d\mathcal{P}_1}{dy} - \frac{2R_i}{A_1} \mathcal{P}_1 = 0 \end{aligned} \right\} : y=0 \dots\dots\dots(58)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathcal{P}_1}{dy} = 0 \\ \frac{d\mathcal{P}_2}{dy} - \frac{2R_i}{A_2} \mathcal{P}_2 = -R_i(\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2) \end{aligned} \right\} : y=1 \dots\dots\dots(59)$$

ここで、

$$y = \eta^2 \dots\dots\dots(60)$$

と置くと式 (56・b) は、

$$\frac{d^2 \mathcal{P}_1}{d\eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{d\mathcal{P}_1}{d\eta} + \left(\sqrt{\frac{8R_i}{A_1}} \right)^2 \mathcal{P}_1 = 0 \dots\dots\dots(61)$$

となる。この式はベッセルの微分方程式であり、その一般解は、

$$\mathcal{P}_1 = E \cdot J_0 \left(2\sqrt{\frac{2R_i}{A_1}} \eta \right) + F \cdot Y_0 \left(2\sqrt{\frac{2R_i}{A_1}} \eta \right)$$

$$=E \cdot J_0 \left(2\sqrt{\frac{2R_i}{A_1}} y^{1/2} \right) + F \cdot Y_0 \left(2\sqrt{\frac{2R_i}{A_1}} y^{1/2} \right) \dots\dots\dots (62)$$

ここに、 E と F は定数、 $J_0(x)$ は第一種のベッセル関数、 $Y_0(x)$ は第二種のベッセル関数である。いま、

$$2\sqrt{\frac{2R_i}{A_1}} = \beta \dots\dots\dots (63)$$

と置き、さらに、

$$\beta y^{1/2} = \zeta \dots\dots\dots (64)$$

と置くと、式 (62) は、

$$\mathcal{P}_1 = E \cdot J_0(\zeta) + F \cdot Y_0(\zeta) \dots\dots\dots (65)$$

となる。一方、境界条件式 (58) の第2式は、

$$\frac{d\mathcal{P}_1}{dy} - \frac{\beta^2}{4} \mathcal{P}_1 = 0; y=0 \dots\dots\dots (66)$$

となる。上式に式 (65) を代入すると、式 (64) より $y=0$ のとき $\zeta=0$ であるから、

$$\begin{aligned} \frac{\beta^2}{2\zeta} \{E \cdot J_0'(\zeta) + F \cdot Y_0'(\zeta)\} \\ + \frac{\beta^2}{4} \{E \cdot J_0(\zeta) + F \cdot Y_0(\zeta)\} = 0; \text{ at } \zeta=0 \end{aligned} \dots\dots\dots (67)$$

となる。

$$\begin{aligned} J_0'(\zeta) &= -J_1(\zeta) \\ Y_0'(\zeta) &= \frac{1}{J_0(\zeta)} \left\{ \frac{2}{\pi\zeta} + J_0'(\zeta) Y_0(\zeta) \right\} \end{aligned}$$

であるから式 (67) は、

$$\begin{aligned} E \cdot \left\{ -\frac{J_1(\zeta)}{\zeta} + \frac{J_0(\zeta)}{2} \right\} + F \cdot \left\{ \frac{2}{\pi\zeta^2 J_0(\zeta)} \right. \\ \left. + \frac{J_0'(\zeta) Y_0(\zeta)}{\zeta J_0(\zeta)} + \frac{Y_0(\zeta)}{2} \right\} = 0; \text{ at } \zeta=0 \end{aligned} \dots\dots\dots (68)$$

$J_1(\zeta)/\zeta|_{\zeta=0} = 1/2$ であり、また、 $J_0(0) = 1$ であるから、式 (68) の係数 E にかかるかっこ内は 0 となり、その結果、

$$F = 0$$

となる。したがって、式 (65) より、

$$\mathcal{P}_1 = E \cdot J_0(\zeta) \dots\dots\dots (69)$$

を得る。

次に、式 (69) を境界条件式 (59) の第1式に代入する。

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{P}_1}{dy} = \frac{d\mathcal{P}_1}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dy} = -E \frac{\beta^2}{2\zeta} J_1(\zeta) \\ = -E \frac{\beta^2}{2\zeta} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{1}{2}\zeta \right)^{1+2r}}{r!(1+r)!} \end{aligned}$$

であり、また、 $y=1$ のとき式 (64) より $\zeta = \beta$ であるから、

$$\left. \frac{d\mathcal{P}_1}{dy} \right|_{y=1} = -E \cdot \frac{\beta^2}{2} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{1}{2}\beta \right)^{2r}}{r!(1+r)!} = 0 \dots\dots\dots (70)$$

となる。上式より β は、

$$\beta^2 = \frac{8R_i}{A_1} = 0 \dots\dots\dots (71)$$

あるいは、

$$\begin{aligned} 1 + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{\beta}{2} \right)^{2r}}{r!(1+r)!} = 1 + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{2R_i}{A_1} \right)^{2r}}{r!(1+r)!} \\ = 0 \dots\dots\dots (72 \cdot a) \end{aligned}$$

を満足しなくてはならない。

$\beta \ll 1$ の場合、式 (72) より、

$$\beta^2 \approx 8 \dots\dots\dots (73)$$

上式に式 (63) を代入して、

$$A_1 \approx R_i \dots\dots\dots (74 \cdot a)$$

となる。なお、式 (71) は $R_i = 0$ 、すなわち、密度差のない均等質な流れの場合に相当する。

上では \mathcal{P}_1 の解を求めたが、式 (57) の解 \mathcal{P}_2 はまだ得られてはいない。しかし、図-5 に示す流れの場合においては、フロント直下での流れが安定であれば、その直上の流れも安定であると考えられるので、ここでは \mathcal{P}_1 の解を得たことで十分である。以上のように水底傾斜部の勾配が大きい水域に存在する密度流フロント上に生じる大波長の微小攪乱波に対しては、式 (63) で定義した $\beta(A_1)$ は、式 (72・a) より求められ、 $\beta < 1$ のときには、近似的に式 (74・a) を得る。ここで、式 (34) によって定義した A_j の物理的意味について考えよう。式 (34) に式 (27) を代入すると、

$$A_j = \frac{\sigma}{k\bar{U}} + \frac{\bar{U}_j}{\bar{U}} : (j=1, 2) \dots\dots\dots (75)$$

となる。いま、無次元数 τ を次式により定義する。

$$\tau = \left\{ \frac{\sigma}{k} + \frac{1}{2}(\bar{U}_1 + \bar{U}_2) \right\} / \frac{1}{2}(\bar{U}_2 - \bar{U}_1) \dots\dots (76)$$

ここに、 σ/k は攪乱波の負の位相速度である。式 (75) と式 (76) より、

$$A_1 = \tau - 1 \dots\dots\dots (77)$$

$$A_2 = \tau + 1 \dots\dots\dots (78)$$

となる。上の関係を式 (72・a) および式 (74・a) に代入すると、

$$1 + \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r \left(\frac{2R_i}{\tau-1} \right)^{2r}}{r!(1+r)!} = 0 \dots\dots\dots (72 \cdot b)$$

および、

$$\tau \approx 1 + R_i \left(\text{ただし、} \beta = 2\sqrt{\frac{2R_i}{1-\tau}} < 1 \right) \dots\dots\dots (74 \cdot b)$$

を得る。式 (72・b) または式 (74・b) を満足する τ は実数である。したがって、式 (76) の関係から σ/k も実数となる。その結果、式 (26) 中の振動項は時間の経過とともに増幅されることはなく、流れの場は安定となる。

このように、水底勾配急変部における密度流フロント

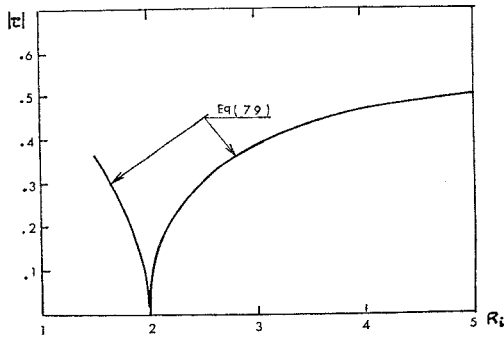


図-6 Orlanski 解析モデルでの τ と R_i の関係 ($R_0=0$) (参考文献 4) より

は、それに加わる大波長微小攪乱に対して、流れの場のリチャードソン数のいかんにかかわらず安定を保つが、ここで水底勾配の存在がフロントの安定性に寄与する場合について検討してみる。前出の図-4のように水底勾配急変部のない場合の基礎式は式(56・a)において $\alpha=0$ としたものであり、この場合については Orlanski⁹⁾ が解析を行っており、次式あるいは図-6の関係を得ている。

$$\left. \begin{aligned} |\tau| &= \frac{1}{2r} [r^2 - 4r \coth r + 4]^{1/2} \\ r &= \frac{4.798}{R_i}, R_0 \approx 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7.9)$$

この Orlanski の解は、 $R_i < 2$ のときには τ は実数となってフロントは安定を保つが、 $R_i > 2$ のときには τ は虚数となって不安定化することを示している。この $\alpha=0$ の場合の解と、 R_i の値のいかんにかかわらずフロントが安定となる $\alpha \approx \infty$ の場合の解との比較から、水域底傾斜部がそれに沿って分布するフロントの安定化に寄与していることを理解することができる。

5. 結 語

2. では、Landsat による富山湾内密度流フロントの観測結果を、湾内海水の流動状態および海底地形と関連づけて考察し、富山湾内では図-1に示すように緩く蛇行した2本の密度流フロントが海底棚線に沿って分布していることを明らかにした。この観測結果から、水域底急傾斜部の存在が密度流フロントの安定化に寄与する傾向があると予測し、この予測の妥当性を3.と4.で解析的に検証することを試みた。そのうち3.では、任意の形状の水底地形の場合に適用できる、直線状密度流フロントを有する非正常流の基礎方程式、式(15)、(18)、

(24)、(25)を導いた。4.ではこれらの基礎方程式から微小攪乱波に対する摂動方程式、式(38)、(39)、(44)、(45)と境界条件式、式(47)、(48)、(52)、(53)を得た。これらの諸式を用いて種々の水底地形の場合につき、地形とフロントの安定性の関係を解明する研究は現在実施中であり、後日改めて報告することとし、本論では、単純化した一例として水平な浅水域が垂直に降下して深水域となる場合について論じた。その結果、予測したように写真-1あるいは図-1にみられるような大波長の微小攪乱波に対しては密度流フロントは、水底急傾斜面の存在によって安定化されていることが明らかにされた。

なお、富山湾と同様に水底急傾斜部を有する遠州灘、熊野灘においても写真-4、5のように攪乱波に対して安定を保った密度流フロントの存在が認められているが、このような海岸線沿いのフロントは他の水域においてもよく現われるので、さらに多くの事例によって、密度流フロントの安定化のなかでの地形急変部の果たす役割についてさらに検討を進める必要があると思われる。

最後に、Landsat による観測データは、地上約900kmの遠隔点より得られるものにもかかわらず、海水の濁り分布について例示した写真-6に示すように、自然環境の管理等の面での実用性は高いものであると考えられる。

謝 辞：本研究の着手の機会を与えていただいた東京理科大学土木工学科 丸安隆和教授および本研究のために心よく航空機リモートセンシングデータを提供していただいた三菱商事(株)社会環境室の二宮 泰氏に深甚の謝意を表する次第です。

参 考 文 献

- 1) 大西外明・田中總太郎ほか：リモートセンシングによる河口拡散の実測、第22回水理講演会論文集、pp.15~20, 1978.
- 2) 大西外明・西村 司：リモートセンシングを用いた河口部拡散調査と密度流論的検討、土木学会論文報告集、第289号、pp.75~87, 1979.
- 3) 港湾審議会第57回計画部会資料：伏木富山港湾計画資料一改訂-1978年8月.
- 4) Orlanski, I.: Instability of frontal wave, Jour. of the Atmos. Sci., Vol. 25, pp. 178~200, 1968.
- 5) Flagg, C.N. and R.C. Beardsley: On the stability of the shelf water/slope wave front south of New England, Jour. of Geo. Res., Vol. 83, No. C9, pp. 4623~4631, Sept. 20, 1978.
- 6) Orlanski, I.: 前出 4) と同じ.

(1979.3.9・受付)