



Title	斜面上を流れる順圧流の線型不安定について
Author(s)	大島, 慶一郎; OHSHIMA, Keiichirou
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 45, 65-78
Issue Date	1985-03-15
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.45.65
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14136
Type	departmental bulletin paper
File Information	45_p65-78.pdf



斜面上を流れる順圧流の線型不安定について

大 島 慶一郎

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和60年1月10日)

Instability of a Barotropic Jet on a Sloping Bottom

by Keiichirou OHSHIMA

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received January 10, 1985)

Linear instability of a barotropic jet on a sloping bottom with isobaths parallel to the flow is investigated. In the case of a symmetric jet, where exist two unstable waves, a symmetric mode and an antisymmetric mode, it is found that the stability properties are different in according to the direction of the flow. For $R_0 > 0$ (the case that the direction of the flow is opposite to the propagating direction of the topographic Rossby waves), the bottom slope stabilizes the flow strongly, but not for $R_0 < 0$. For $R_0 > 0$, increasing the steepness of a slope, the preferred scale becomes large drastically on a certain slope, where the preferred mode changes from the symmetric mode to the antisymmetric mode because of the stronger stabilizing effects of the slope on the symmetric mode. For $R_0 < 0$ with a side boundary, kissing phenomenon occurs between the two modes on a certain slope. In the case of an antisymmetric jet with a side boundary, although there exist only one unstable wave, the stability properties are similar to that of a symmetric jet.

I: はじめに

大気中の運動における順圧流の安定性に関しては (Kuo, 1949) によって先駆的な研究がなされた。彼はポテンシャル渦度に極値をもつことが順圧不安定の必要条件であることを示した。それ以来、 β 平面上における順圧不安定に関して数多くの研究がなされている (Kuo, 1973)。しかし、これらの研究はおもに大気運動に焦点を当てたものであり、海洋における順圧流の不安定性に関する研究は充分ではない。海洋は大気の場合と比較したとき、緯度変化による β 効果に対応して海底地形の変化による地形性 β 効果が重要になってくる。また、境界 (岸) が存在する点が大気の場合と異なる点である。今回の研究の目的は、海洋における順圧流の安定性が、斜面の存在あるいは岸の存在によってどうなるかを調べることである。殊に、実際に夏季の宗谷暖流において

順圧不安性が示唆されたこと(大島, 1984)を考えると, 海洋における順圧流の安定性に関して, より一般的に議論することは, 単なる理論的な興味以上の意味をもつと思われる。

海底地形に変化がある場合に生ずる波に関しては, 一般流が伴わない場合は地形性ロスビー波あるいは陸棚波として非常に多くの研究がある(Mysak, 1980)。一方, 一般流を伴うような場合, 不安定波が生ずることが考えられるが, 解析的に解くことが困難なこともあって十分な研究が行なわれていない。(Niiler and Mysak, 1971)はステップ型の地形と三角形の流速分布をもつモデルを用いて不安定波を調べた。(Collings and Grimshaw, 1980 a)はこのモデルに多少の発展を加えた。さらに(Collings and Grimshaw, 1980 b; 1983)では地形が指数関数型の場合について調べた。しかしこれらのモデルはいずれも流速分布が三角形のため, 流速シアに(従ってポテンシャル渦度も)不連続点を生じている点で一般性のあるモデルとは言い難い。また,(Grimshaw, 1976., Collings and Grimshaw, 1983)は一般的な地形・流速分布の場合の順圧不安定に関し理論的な考察を行なっているが, 具体的なモデルを用いた計算はしていない。今回の研究では, 海底地形及び流速シアに不連続的をもたない, より一般的なモデルを用いて, 斜面上を流れる順圧流の線型安定性を調べた。

II. モ デ ル

Fig. 1のように座標系をとり, 北半球で, y 方向には地形の変化は考えない。順圧・非粘性・非

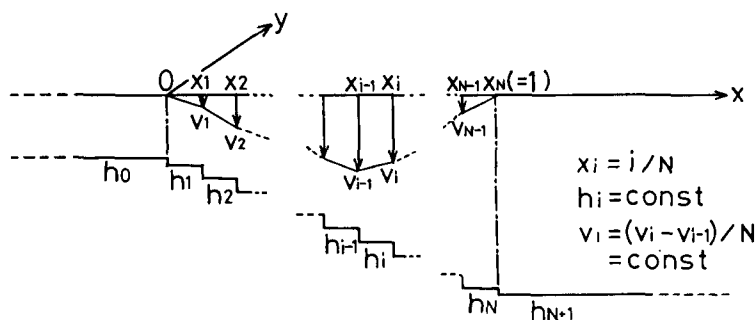


Fig. 1 Schematic diagram of the method used in this study.

圧縮を仮定し, 惑星 β 効果は無視する。変数の無次元化を行なうために, 時間を $1/f$ (f はコリオリパラメーター), 水平座標を陸棚幅 l , 水深を最大深 H_{max} で規格化する。基本場には y 方向にのみ流速 $v(x)$ があり, $h(x)$ を水深とする。

ポテンシャル渦度保存を用い, rigid-lid を仮定して流量流線関数 $\psi(x, y, t)$ を導入し, y 方向に波動解 $\psi = \phi(x)e^{i(ky + \sigma t)}$ を与えると, 次のような渦度方程式が得られる。

$$(\sigma + vk) \left[\left(\frac{\phi'}{h} \right)' - \frac{k^2}{h} \phi \right] - kP'\phi = 0 \quad \dots\dots\dots \textcircled{1}$$

ここで $'$ は x に関する微分を表わし, k は y 方向の波数, σ は振動数である。また $P(x)$ は基本場のポテンシャル渦度を表わし,

$$P(x) = \frac{1+v'}{h} \dots\dots\dots ②$$

実際に①の渦度方程式を解くために今回用いた方法を、まず岸が存在する場合から説明することにする。Fig. 1のように領域を $(N+1)$ 個に分割して地形及び流速分布を近似すると、各領域 i では $h_i = p'_i = 0$ となるので次式が成り立つ。

$$\phi_i'' - k^2 \phi_i = 0 \dots\dots\dots ③$$

よって各領域での解は次のようになる。

$$\phi_i = A_i \exp(kx) + B_i \exp(-kx) \dots\dots\dots ④$$

岸が存在する場合の境界条件は $\phi = 0$ ($x = 0, x \rightarrow \infty$) となるから

$$\phi_1 = A_1 \sinh kx \dots\dots\dots ⑤$$

$$\phi_{N+1} = \exp(-k(x-1)) \dots\dots\dots ⑥$$

また N 個の不連続点では次の接続条件が成り立つ。

$$[\phi]^\pm = 0 \dots\dots\dots ⑦$$

$$(\sigma + vk)[h^{-1}\phi]^\pm - k[P\phi]^\pm = 0 \dots\dots\dots ⑧$$

物理的には⑦、⑧はそれぞれ、流量の連続、及び圧力の連続を表わす。

④、⑤、⑥の ϕ を用い、⑦、⑧の条件を N 個の不連続点において適用すれば、

$$P = *(A_1, A_2, B_2, \dots, A_i, B_i, \dots, A_N, B_N, B_{N+1})$$

に対して次式が成り立つ。

$$AP = \theta \dots\dots\dots ⑨$$

ここで、 A は $2N \times 2N$ の行列であり (具体的な行列成分は (大島, 1984) を参照)、さらに σ を含む部分と含まない部分の2つに分けることができる。すなわち次のように書ける。

$$A = B - \sigma D \dots\dots\dots ⑩$$

もし B が正則で、逆行列 B^{-1} をもてば、 I を単位行列とすると

$$(I - \sigma B^{-1}D)P = \theta \dots\dots\dots ⑪$$

$P \neq \theta$ となるための条件は

$$\text{Det}(I - \sigma B^{-1}D) = \theta \dots\dots\dots ⑫$$

よって

$$\text{Det}\left(B^{-1}D - \frac{1}{\sigma}I\right) = \theta \dots\dots\dots ⑬$$

従って σ^{-1} は行列 $B^{-1}D$ の固有値となるから、任意に与えた k に対して σ は求められる。⑬から 2

N 個の固有値が得られるわけであるが、その中には singular waves も含まれ、これらは N を無限大にもっていくと連続スペクトルを形成する。不安定波が存在するときは一組の共役複素数として固有値が得られる。 N を無限大にもっていくと、正確な解が得られるわけであるが、 $N \geq 20$ であれば分散関係においてほとんど変化はみられない。そこで本解析では $N=30$ とした。

次に岸が存在しない場合であるが、このときは境界条件が $\phi = 0$ ($x \rightarrow -\infty, x \rightarrow \infty$) と変わり、従って、 $\phi_1 = A_1 \sinh kx$ なる条件に変わって $\phi_0 = A_0 \exp kx$ なる条件が適用され、

$$P = *(A_0, A_1, B_1, A_2, B_2, \dots, A_i, B_i, \dots, A_N, B_N, B_{N+1})$$

に対して、やはり $AP = \Theta$ を成り立たせる A が存在する。この場合、 A は $(2N+2) \times (2N+2)$ の行列になる。あとは岸の存在する場合と同様にして分散関係が求まる。

III. 斜面の影響

最初に岸がない場合、ジェット型の流速プロファイルをもつ流れの安定性について斜面の効果を探ることにする。流速プロファイルとしては次に示す三角関数型のプロファイルを用いた (Fig. 2).

$$\begin{aligned} v(x) &= 0 && ; x < 0 \\ v(x) &= \frac{R_0}{2} (1 - \cos 2\pi x) && ; 0 \leq x \leq 1 \quad \dots\dots\dots ⑭ \\ v(x) &= 0 && ; x > 1 \end{aligned}$$

ここで、 $R_0 = V_{max} / fl$

また海底地形としては次に示すプロファイルを用いた (Fig. 2).

$$\begin{aligned} h(x) &= h_0 && ; x < 0 \\ h(x) &= (1 - h_0)x + h_0 && ; 0 \leq x \leq 1 \\ h(x) &= 1 && ; x > 1 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots ⑮$$

(1) 平坦及び緩い斜面の場合

Fig. 3 は底が平坦な場合 ($h_0 = 1$) 及び緩やかな斜面がある場合 ($h_0 = 0.8$), $R_0 = 0.2$, -0.2 としたときの分散関係を示したものである。底が平坦な場合、対称型ジェットにおいては、対称モードと非対称モードの2つの不

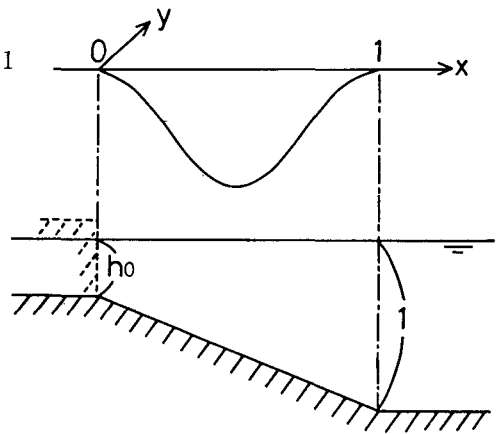


Fig. 2 The current and topographic configurations of the model.

安定波が存在する (Lipps, 1962). Fig. 3 では位相速度の絶対値が大きい方 (以後, 位相速度の大きさは絶対値を用いる) が非対称モードで, 小さい方が対称モードである. それぞれのモードにおいて成長率が最大となる波数 (以後 k_p とする) での流線のプロファイルを Fig. 6 に示した. A1 が非対称モード, A2 が対称モードである. 対称モードは, 流軸で振幅最大となり, 非対称モードに比べ k_p は大きく ($k_p=3.2$), かつ成長率が大きい. 一方非対称モードは流軸で振幅が 0 となり, $k_p=2.4$ である.

斜面が存在することによって, これら 2 つのモードがどう影響されるかを, まず斜面が緩い場合 ($h_0=0.8$) についてみてみよう. 斜面があると, 同じ大きさと分布をもつ流れであっても流れの進む方向 (R_0 の正負) によって, β 効果の非等方的作用のため, 分散特性が異ってくる.

R_0 が正 ($R_0=0.2$) のとき, これは流れの進む方向と地形性ロスビー波の伝播方向が逆の場合であるが, 位相速度の小さい対称モードは長波領域では安定な地形性ロスビー波となっている (Fig. 3). 逆の見方をすれば, 長波領域では安定である地形性ロスビー波が,

短波領域では流れの移流を強くうけ, ある波数より大きいところでは不安定領域 ($\sigma_r < 0$) に突入し, 対称モードの不安定波となる, ということもできる. 尚, ここで生ずる地形性ロスビー波は, 気象学のアナロジーでいけば地形性ロスビー・ホーロウィッツ波ということになる.

次に R_0 が負 ($R_0=-0.2$) の場合であるが (尚, この場合は Fig. 3 における σ_r の符号が逆になる), 流れの進む方向と地形性ロスビー波の伝播方向は同じであり, 対称モード・非対称モードともに超長波領域では安定な地形性ロスビー波になっている.

斜面が緩い場合, 不安定波モードとしては 2 つあるが preferred scale (実際に起こるのであろう不安定波のスケールで, 具体的には成長率が最大となるスケール) は対称モードで決まる. 注目される点は, 対称モードに関し, R_0 が正の場合は斜面は安定化させる作用として働き, R_0 が負の場合は斜面はむしろ不安定化させる作用として働いていることである. 次に, 斜面がもっと急な

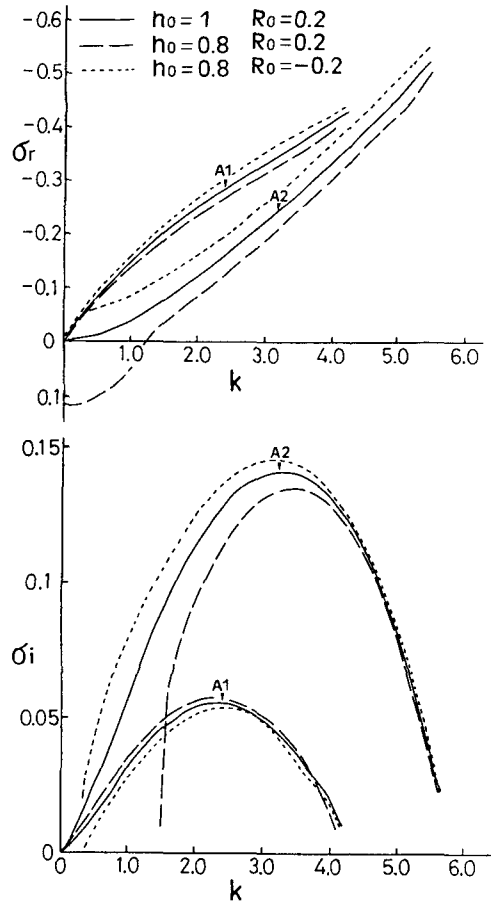


Fig. 3 The dispersion relations for the symmetric jet case with no side boundary when $h_0=1, 0.8$, and $R_0=0.2, -0.2$. For $R_0=-0.2$, the sign of σ_r becomes positive.

場合を R_0 が正の場合と負の場合に分けて議論する。

(2) $R_0 > 0$, 急な斜面の場合

Fig. 4 は $R_0 = 0.2$ のとき, 斜面を徐々に急にしていった場合 ($h_0 = 0.5, 0.35, 0.2$) の分散関係を示したものである。斜面が急になると地形性 β 効果が強く効いてくるため, 地形性ロスビー波の存在する波数領域が大きくなり, それに従って対称モードの不安定波は存在しうる波数領域が小さくなり, かつその成長率も小さくなる。殊に $h_0 = 0.2$ になるともはや対称モードは存在しなくなる。但し, 対称モードは存在する限りにおいては k_p に関しては $k_p = 3.2 \sim 3.6$ 程度でほとんど変わらない。一方非対称モードは, 地形性ロスビー波との特性変換もなく, ほとんど斜面の影響を受けない。 $h_0 = 0.35$ 程度までの斜面ならば, preferred scale は対称モードで決まり, その波数は 3.4 程度となる。 $h_0 = 0.2$ ぐらい斜面が急になれば, 対称モードは存在しないので pre-

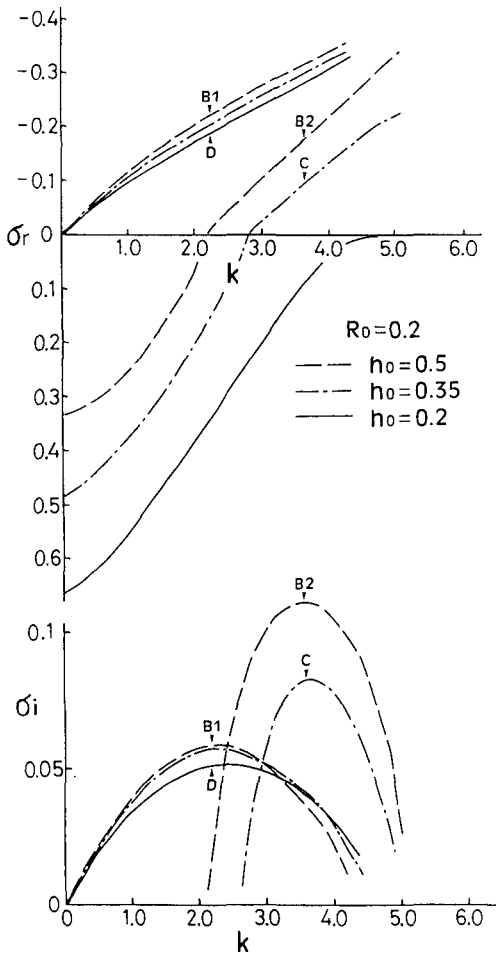


Fig.4 As in Fig.3. except for $R_0 = 0.2$, $h_0 = 0.5, 0.35, 0.2$.

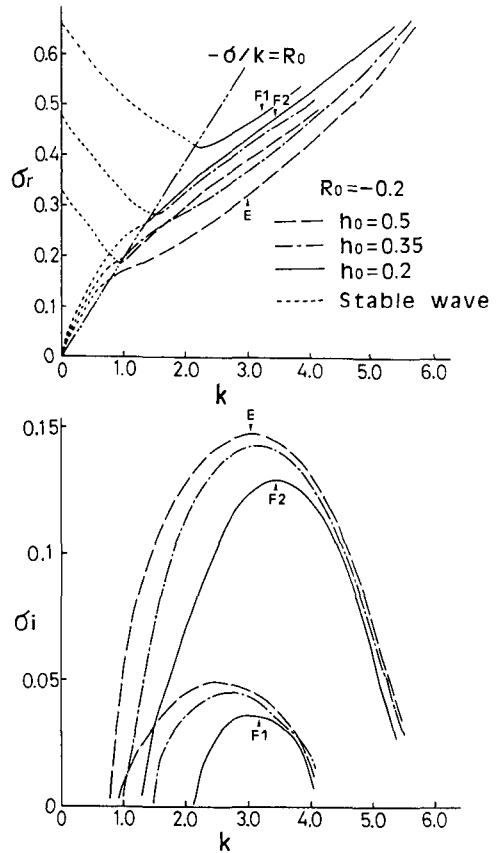


Fig.5 As in Fig.3. except for $R_0 = -0.2$, $h_0 = 0.5, 0.35, 0.2$.

ferred scale は非対称モードで決まり、その波数は 2.4 程度となる。 $h_0 = 0.35$ と $h_0 = 0.2$ を境に、 preferred scale 及びそこでの不安定波の特性は急激に変化することがわかる。

(3) $R_0 < 0$, 急な斜面の場合

Fig. 5 は $R_0 = -0.2$, 及び $h_0 = 0.5, 0.35, 0.2$ における分散関係を示したものである。 長波領域において、位相速度の大きい非対称モードは地形性ロスビー波の第 0 モードになっており、位相速度の小さい対称モードは第 1 モードになっている。 成長率をみると、対称モードにおいて、斜面の存在は $h_0 = 0.5$ 程度までなら不安定化させる作用に働き、それより急になると安定化作用

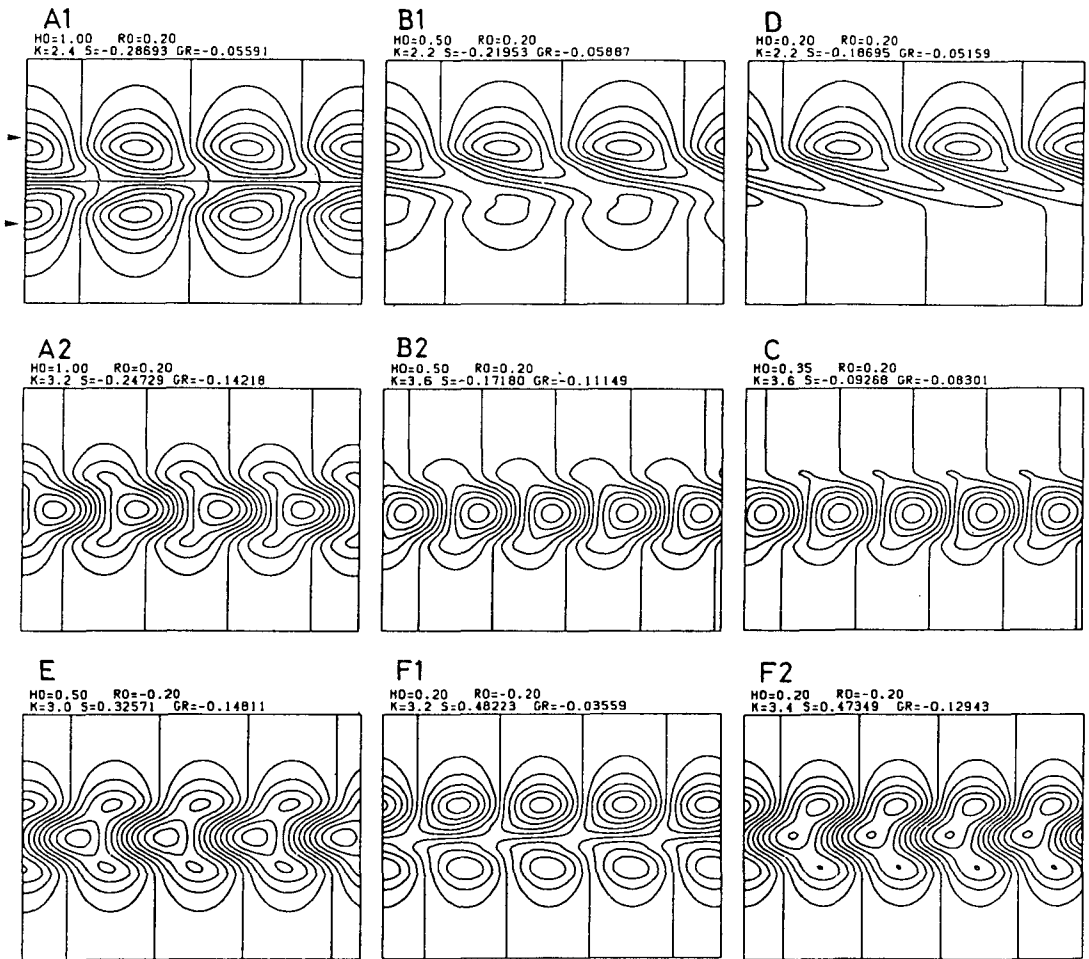


Fig. 6 The mass transport streamfunction for the symmetric jet case with no side boundary. A1, A2 are found in Fig.3, B1, B2, C, D are found in Fig.4, E, F1, F2 are found in Fig.5. K,S,GR denotes wavenumber, frequency, and growthrate, respectively. Tip mark denotes flowing region.

として働くことがわかる。もっともいずれにしても成長率はそれほど変化しない。従ってどんな斜面でも preferred scale は対称モードによって決まり、その波数は 3.0~3.4 程度となる。

(4) 各モードのプロファイル

斜面が存在すると、本来もっていた対称モードと非対称モードの流線のプロファイルもかなり変形される。Fig. 6 は Fig. 3, 4, 5 に示した, $A1, A2, B1, B2, C, D, E, F1, F2$ における流線のプロファイルを示したものである。

非対称モードから見ていくと, $R_0 > 0$ の場合, $B1$ 及び D からわかるように, 斜面が急になるに従って浅い方の振幅の山はどんどん小さくなり, $h_0 = 0.2$ になるとほとんど存在しなくなってしまい, もともとの非対称モード $A1$ からはかなり変形されたプロファイルとなる。一方 $R_0 < 0$ の場合 ($F1$) では斜面が急 ($h_0 = 0.2$) であっても $A1$ とはそれほど変わっていない。

次に対称モードを見てみる。対称モードのプロファイルは $A2$ からわかるように, 流軸に最大の振幅をもつ山の他に, 基本流の存在するへりにも, 最大の山とおおよそ 90° 位相のずれたところに山がみられる。その山 (特に水深の大きい方の山) が, $R_0 > 0$ の場合 ($B2, C$) では小さくなり, $R_0 < 0$ の場合 ($E, F2$) では大きくなる。 $C, F2$ はそれぞれ ($R_0 = 0.2, h_0 = 0.35$), ($R_0 = -0.2, h_0 = 0.2$) の場合の preferred scale でのものであるが, 同じ対称モードであってもかなり違ったプロファイルをしている。

IV. 岸の存在する場合

(1) 平坦及び緩い斜面の場合

岸が存在する場合, 底が平坦及び緩い斜面 ($h_0 = 0.8$) のときの分散関係を Fig. 7 に示した。これと, Fig. 3 を比べると, 岸の存在は対称モードにも非対称モードにも強い安定化作用として働くことがわかる。次に岸の存在によって, 対称モードと非対称モードの流線のプロファイルがどう変形されるかを $h_0 = 1$ の場合についてみる。Fig. 7 の $G1, G2$ に対応する流線のプロファイルを Fig. 10 に示した。Fig. 6 の $A1, A2$ と比較すると, 岸の存在によって, 岸の方の流線が圧縮された形になっているが基本的なプロファイルの様相は変わらない。

(2) $R_0 > 0$, 急な斜面の場合

Fig. 8 に分散関係を示した。この場合は岸のない場合の議論がそのまま当てはまる。斜面が急になると対称モードが安定化し, $h_0 = 0.35$ ではもはや preferred scale は非対称モードによって決まってしまう。従って preferred scale は, $h_0 = 0.5$ までは波数にして 3.6~3.8, $h_0 = 0.35$ 以上急になると, 2.4 程度となる。各モードの流線の様子 ($H1, H2, J$) も岸のない場合と同様の傾向を示す。

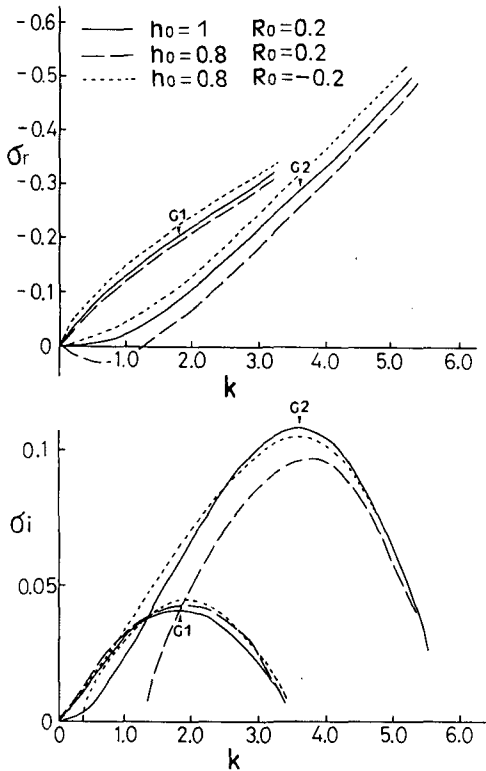


Fig. 7 As in Fig.3. except with a side boundary.

(3) $R_0 < 0$, 急な斜面の場合

Fig. 9に分散関係を示した。この場合は岸のない場合とは異なり、2つのモード間にはっきりとした特性変換が起こりうるので少し詳細に議論する。 $h_0 = 0.5$ 程度までの緩い斜面の場合は岸のない場合と同様の傾向を示し問題はない。ところが $h_0 = 0.35$ の場合、非常に興味深い現象が2つのモード間で起こる。Fig. 9の $h_0 = 0.35$ における分散関係をみると、 $k = 3.0$ 付近で2つのモードの分散曲線が、 σ_r についても σ_i についても急激に接近していることに気がつく。さらに σ_i に関してはそこで2つの曲線が交錯し、それより少し大きい k ではまた急に離れるといった様相を呈している。そこで、分散曲線が接近する前の $k = 2.2$ と、接近したあとの $k = 3.2$ に

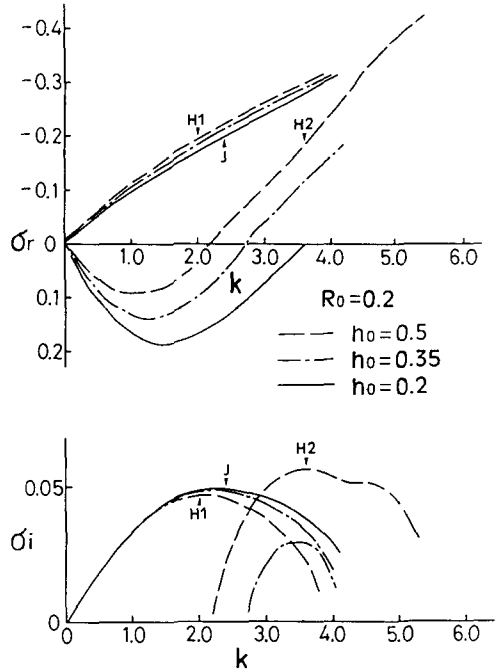


Fig. 8 As in Fig.4. except with a side boundary.

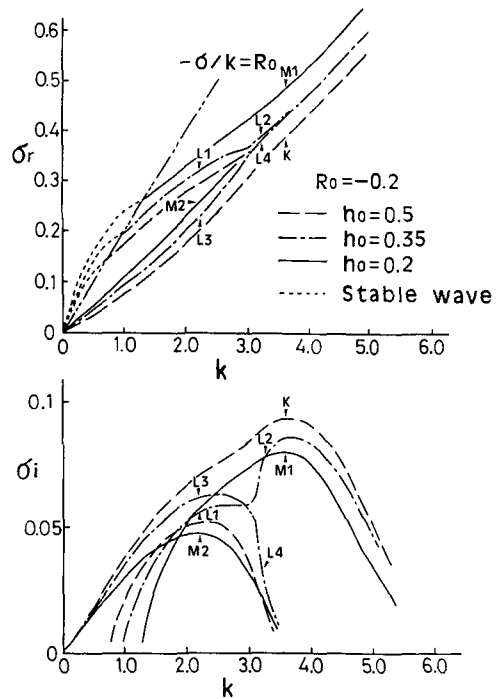


Fig. 9 As in Fig.5. except with a side boundary.

おける、2つのモードの流線プロファイル調べてみた (Fig. 10). $k=2.2$ では、非対称モード ($L1$), 対称モード ($L3$)のどちらも、 $h_0=0.5$ の場合と同様な流線プロファイルを示す. ところが、 $k=3.2$ では位相速度の大きい本来非対称モードであるはずの $L2$ が対称モード的なプロファイルを示し、また位相速度の小さい対称モードであるはずの $L4$ も、沖側の渦が大きくなり、岸側の渦との位相も 180° 近くずれて $G1$ に近い形、非対称モード的なプロファイルを示す. Fig. 10には示さなかったが2つの分散曲線が接近している $k=3.0$ 付近では、2つのモードのプロファイルは似ており、ともに対称モードと非対称モードが混合されたようなプロファイルを示す. 結局、これらのことから、 $k=3.0$ 付近で2つのモード間に特性の変換が起ったことがわかる. いわゆる kissing という現象である. kissing に関しては最初、海底傾斜がある2層海洋において陸棚波と内部ケルビン波の間でモード間に特性の変換が生じうることから議論されるようになった

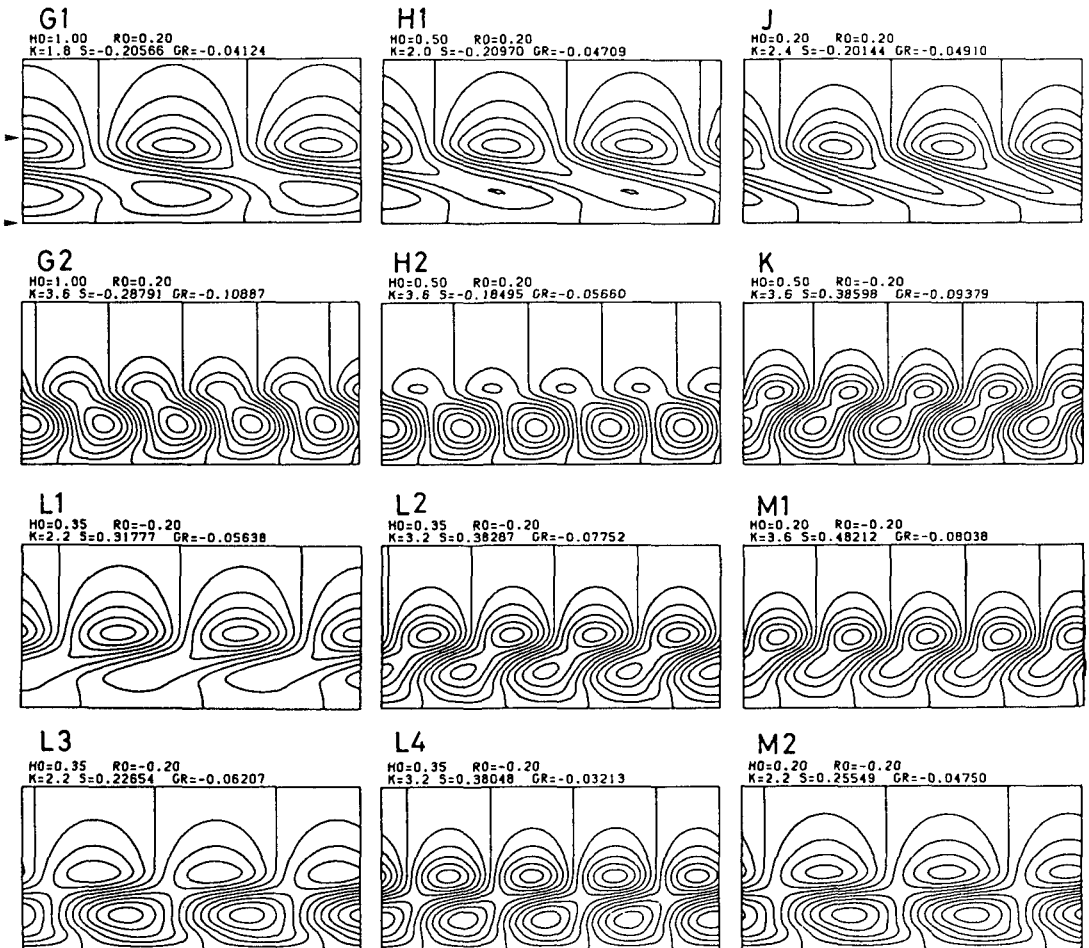


Fig. 10 The mass transport streamfunction for the symmetric jet case with a side boundary. G1, G2 are found in Fig.7, H1, H2, J are found in Fig.8, K, L1, L2, L3, L4, M1, M2 are found in Fig.9.

(Kajiura, 1974 ; Wang, 1975 ; Allen, 1975). 一層の海においても陸棚波のモード間同志で同様の現象が起ころう (Brooks and Moores, 1977 ; Takeda, 1984). しかし, 今までの研究で議論された kissing に関する例はすべて安定波どうしの間におけるものである. 今回, 不安定波の間でも kissing が起ころうことが示されたことは, 少なくとも理論的には興味深いことである.

さて, さらに斜面が急になるとどうであろうか. Fig. 9 の $h_0 = 0.2$ における分散関係をみた限りにおいては, $h_0 = 0.35$ の場合のようなことは起こっていないようである. ところが各モードのプロファイル調べてみると, $h_0 = 0.35$ の場合のように急激ではないが, 徐々にモードの特性に変換が起こっていることがわかる. 本来対称モードであるはずの $M2$ のプロファイルは, 沖側の渦も大きくなり, 岸側の渦との位相差も 180° に近づき, 非対称モード的な様相が強みられる. これは $h_0 = 0.35$ の $L3$ の場合も同様である. 一方, 本来非対称モードであるはずの $M1$ においてはもはや非対称的な要素はほとんどない. 対称モードに近い形であるが $G2$ に比べると渦の中心が沖の方に移っており, かなり変形されている.

以上に示した特性は見方によっては次のようにも解釈できる. $R_0 < 0$ の場合は不安定波と陸棚波の伝播方向が同じである. だから, 斜面が急であると不安定波に陸棚波的な特性が強くなり混入すると考えられる. そういった見方でいくと, $M1$ は陸棚波の第 1 モード, $M2$ は陸棚波の第 2 モード的なプロファイルを示しているように見える. 実際に $M1$ は $M2$ より位相速度が大きい. $h_0 = 0.35$ より急になると特性変換が起こるのは陸棚波要素の混入と強く関係しているようである.

V. 非対称型ジェット不安定性

今までは三角関数型の対称型ジェットに関する安定性を調べてきたが, 沿岸境界流の場合では, むしろ次に示すような非対称型ジェットを基本流として考えた方がよいかもしれない. そこで岸が存在する場合, 次に示すような非対称型ジェットの安定性を調べた.

$$\begin{aligned}
 v &= R_0 \sin \frac{\pi x}{2a} && ; 0 < x < a \\
 v &= \frac{R_0}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi(x-a)}{1-a} \right) && ; a \leq x \leq 1 \\
 v &= 0 && ; 1 < x
 \end{aligned}$$

.....⑩

今回は $a=0.4$ を用い, $|R_0|$ は今まで同様 0.2 としして調べた. ⑩に示す流速分布は Fig. 11 に示した.

Fig. 12, 13 はそれぞれ $R_0 = 0.2$, $R_0 = -0.2$ の場合の分散関係である. まず $h_0 = 1$ の場合から対称型ジェットの場合 (Fig. 7) と比べてみて, 大きく異なる点は不安定波としては一つしかモードがないことである. Fig. 7 をみるとわかるように, 対称型

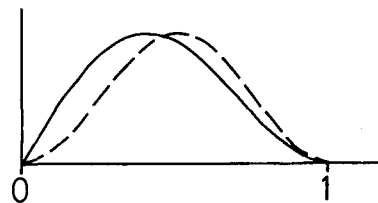


Fig. 11 The velocity profile of the antisymmetric jet (16) when $a=0.4$ (solid line), compared with the symmetric jet (broken line).

ジェットの場合、非対称モードに関しては分散曲線が凸型（従って位相速度は k が大きいほど小さくなる）、対称モードに関しては凹型となっている。一方非対称型ジェットの場合は、分散曲線が k の小さいところで凸型、 k が大きくなると凹型となっており、また成長率も最大となる $k=3.2$ 付近の他に $k=1.6$ あたりで盛り上がりを示している。こういった分散関係から、非対称型ジェットの不安定波モードは k が小さいときは非対称モード、 k が大きいときは対称モードに似た特性をもっているのではないかと予想される。実際に $k=1.6$ 及び $k=3.2$ における流線のプロファイル調べてみると (Fig. 14, N1, N2), 果たせるかな、 $k=1.6$ では非対称模式的、 $k=3.2$ では対称モードのプロファイルを示している。同様の傾向は斜面が存在するときも変わらない。 $R_0 = 0.2$, $h_0 = 0.8, 0.5, 0.2$ の場合、成長率から、 $h_0 = 0.8$ までは preferred scale は小さい ($k \approx 3.2$) が、 $h_0 = 0.5$ より急では成長率曲線の山は k の小さいところ ($k \approx 1.8$) に移り、従って preferred scale は大きくなる。それに伴ない preferred scale でのモードのプロファイル (Fig. 14) も O では対称模式的、 P では非対称模式的になっている。一方 $R_0 = -0.2$ の場合は preferred scale はほとんど変化なく ($k=2.8 \sim 3.2$) またそのときのモードプロファイルも似た様子 (Q, R) を示す。

以上、非対称ジェットにおける安定性の解析を行なったが、この際重要となる preferred scale

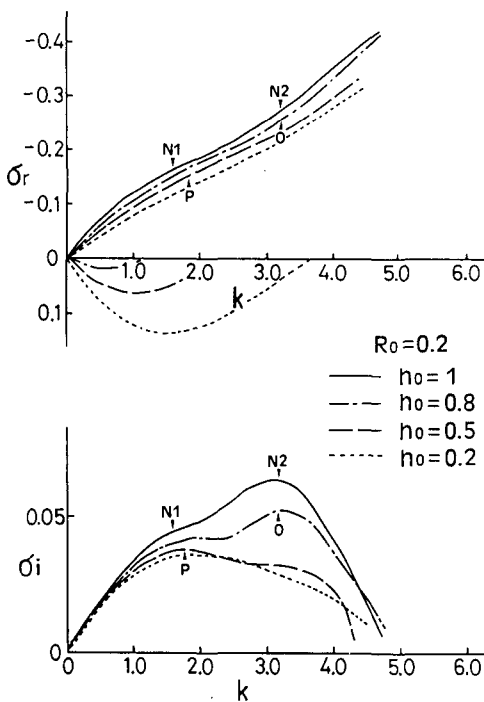


Fig. 12 The dispersion relations for the antisymmetric jet case with a side boundary when $R_0 = 0.2$, $h_0 = 1, 0.8, 0.5, 0.2$.

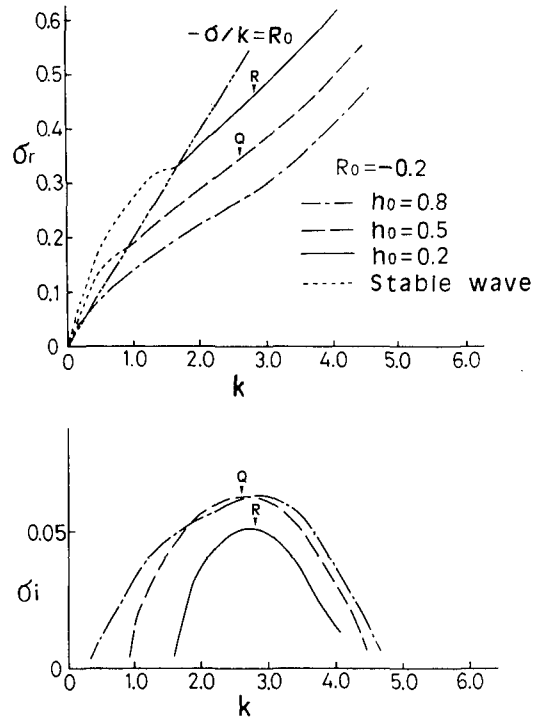


Fig. 13 As in Fig. 12. except for $R_0 = -0.2$, $h_0 = 0.8, 0.5, 0.2$.

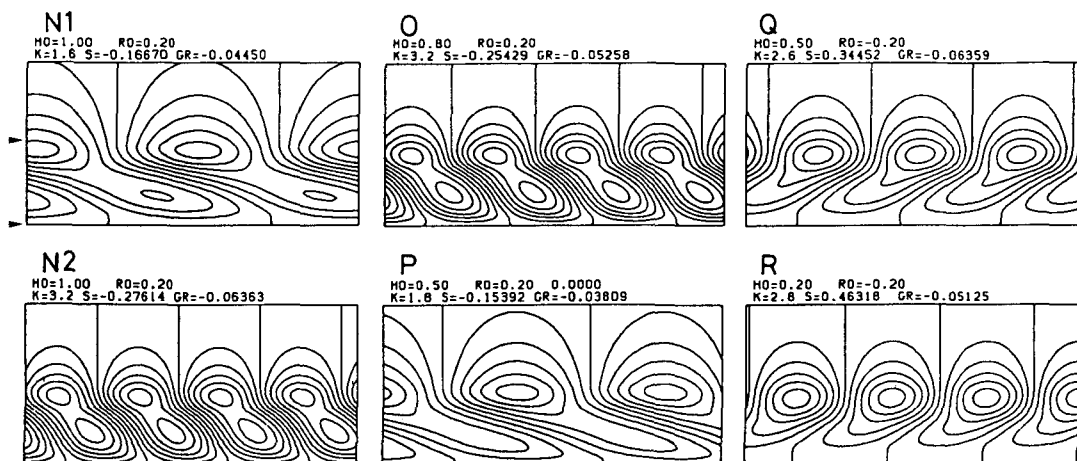


Fig. 14 The mass transport streamfunction for the antisymmetric jet case with a side boundary. N1, N2, O, P are found in Fig.12, Q,R are found in Fig.13.

やそのときのモードプロファイルに関しては対称型ジェットと同様な結果になっていることに注意したい。すなわち、実際に起こりうる不安定波に関しては、基本場の流速プロファイルがそれほど微妙に効いてはこないということである。

V. ま と め

本論文では、斜面上を流れる順圧流の安定性に関して、岸のない場合とある場合の両方について調べた。過去に調べられたモデルに比べ、海底地形や流速シアに不連続をもたないモデルを用いているので一般性の高い議論ができる。得られた結果の中で特に興味深い点としては次の2点があげられる。

- 1) $R_0 > 0$ の場合、斜面の傾斜を急にしていくと、ある傾斜で preferred scale が急に大きくなる。これは preferred mode が対称モードから非対称モードに変わることによって起こる。
- 2) $R_0 < 0$ でかつ岸がある場合、ある傾斜で対称モードと非対称モードの間で kissing を起こし、それより傾斜が急なときは常にモード間に特性変換が起こる。

実際の海岸においては傾圧的な流れが卓越する場合が多いので、その場合は今回のモデルをそのまま適用することはできないが、流れが底まで達しているような順圧的な流れの場合、例えば宗谷暖流の場合には今回のモデルが適用できる。そして実際に、(大島, 1984)では同様のモデルを用いて、夏季の宗谷暖流において順圧不安定が起こりうることを示唆している。他の海流においても同様なメカニズムで海流の不安定が起こりうることは充分考えられることである。実際の現象との対応も含めて今後さらに詳しい解析を進めていく予定である。

謝辞 本研究を行なうにあたり有益な御意見・励ましを頂いた、当教室の金成誠一教授、竹内謙介講師、小賀百樹助手に深く感謝いたします。

尚, 計算には北海道大学大型計算機センターの HITAC M-280 を使用した。

文 献

- ALLEN J.S., 1975. Coastal trapped waves in a stratified ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 300-325.
- BROOKS D.A. and C.N.K. MOOERS, 1977. Free, stable continental shelf waves in a sheared, barotropic boundary current. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 557-571.
- COLLINGS I.L. and GRIMSHAW R., 1980a. The effect of topography on the stability of a barotropic coastal current. *Dyn. Atmos. Oceans*, **5**, 83-106.
- COLLINGS I.L. and GRIMSHAW R., 1980b. The effect of current shear on topographic Rossby waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 363-371.
- COLLINGS I.L. and GRIMSHAW R., 1983. Stable and unstable barotropic shelf waves in a coastal current. *Mathematics Research Report, Univ. of Melbourne*, No. 21.
- GRIMSHAW R., 1976. The stability of continental shelf waves in the presence of a boundary current shear. *Univ. of Melbourne, School of Math. Sciences Research Report* 431976.
- KAJIURA K., 1974. Effect of stratification on long period trapped waves on the shelf. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **30**, 271-281.
- KUO H.L., 1949. Dynamic instability of two-dimensional non-divergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, **6**, 105-122.
- KUO H.L., 1973. Dynamics of quasigeostrophic flows and instability theory. *Adv. Appl. Mech.*, **13**, 248-330.
- LIPPS F.P., 1962. The barotropic stability of the mean winds in the atmosphere. *J. Fluid Mech.*, **12**, 397-407.
- MYSAK L.A., 1980. Recent advances in shelf wave dynamics. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 211-241.
- NIILER P.P. and MYSAK L.A., 1971. Barotropic waves along an eastern continental shelf. *Geophys. Fluid Dyn.*, **2**, 273-288.
- 大島慶一郎, 1984, 宗谷暖流の順圧不安定について. 北海道大学地球物理学研究報告, **44**, 85-98.
- TAKEDA H., 1984. Topographically trapped waves over the continental shelf and slope. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **40**, 349-366.
- WANG D-P., 1975. Coastal trapped waves in a baroclinic ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 326-333.