



Title	宗谷暖流域におけるサブメソスケール波動に関する研究 II : 数値モデル実験
Author(s)	大島, 慶一郎; OHSHIMA, Keiichirou
Citation	低温科学. 物理篇, 47, 131-145
Issue Date	1989-03-10
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/18570
Type	departmental bulletin paper
File Information	47_p131-145.pdf



宗谷暖流域におけるサブメソスケール 波動に関する研究 II*

— 数値モデル実験 —

大島 慶一郎
(低温科学研究所)
(昭和 63 年 11 月受理)

I. はじめに

論文 I.¹⁾ では、IR 画像、流氷レーダ、測流データ等によって、宗谷暖流域におけるサブメソスケール波動の実態を一部明らかにしてきた。本論文 II. では、それらをもとにこの波動の生成機構を数値的手法を用いて明らかにすることを試みる。

論文 I. では、IR 画像からみた波動の様子は季節によって異なること、そして、波動の生成には、流れが海峡を抜けクリリオン岬から剝離することが関係しているらしいことが示唆された。一方 Ohshima²⁾ は、線型安定論を用いて、この海峡の波動生成には水平シアによる順圧不安定が本質的であろうということを示唆している。そこで本研究では、流れが岬から剝離することによってできる強い水平シア流によって波動が生成される、という予想のもとに数値実験を行なう。最近、D'Asaro³⁾ は同様な観点に立って、ポーフォート海のサブメソスケール渦 (submesoscale eddy) の生成機構を論じている。

さて実際に数値モデルをつくる場合、すべての状況を取り入れることは不可能であるから、どういうモデルをつくるかということが問題となってくる。同時にそのモデルの適用限界をきちんと押さえる必要がある。こういった議論も含め、第 II 章では具体的なモデルの概要を述べる。実際につくったモデルを動かすと、適当な条件のもとでもっともらしい波動が生成されるのであるが、第 III 章ではこの実験結果を示し、その詳しい解析を行なう。第 IV 章ではそのまとめ、第 V 章では観測との比較を行なう。

II. 数値モデルの概要

宗谷暖流域のような浅い陸棚域をモデル化する場合、海底傾斜の成果と成層の効果の 2 つの効果を考える必要がある。季節によって成層の強さも異ってくるので、当然この 2 つの効果のかね合いも季節によって異ってくる。Huthnance⁴⁾ は、この両者の効果の度合いを表わすパラメータとして、次のような成層パラメータ S を導入した。

* 北海道大学低温科学研究所業績 第 3185 号

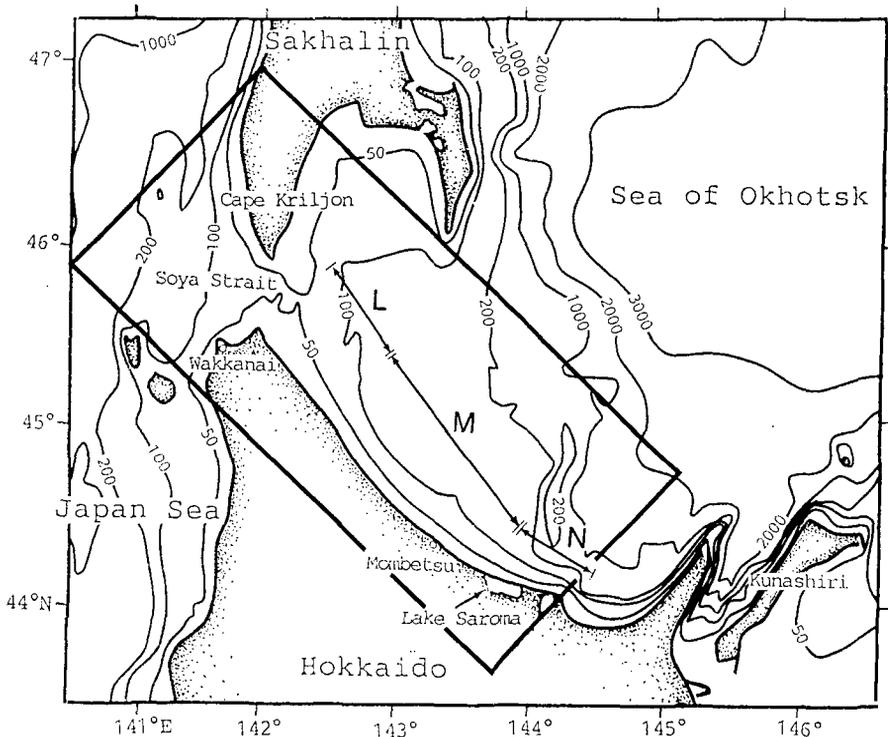
$$S = \left(\frac{N}{f} \cdot a \right)^2 \quad (1)$$

ここで、 N はバイサラ振動数、 f はコリオリパラメータ、 a は海底斜面勾配を表わす。この海域のようなウェッジ型の陸棚では、 S がおおむね $S < 0.2$ 程度では、沿岸捕捉波は海底斜面の効果のみが本質的になり順圧の陸棚波になる。一方、 S が大きくなると成層の効果が重要となり、 $S > 1$ になると波はかなり内部ケルビン波的な要素をもつようになる。

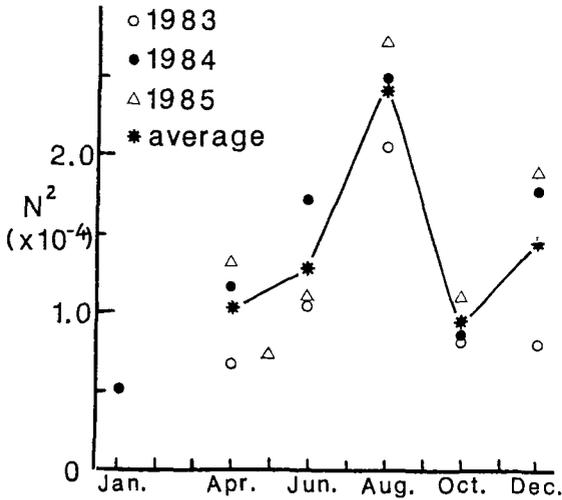
これらの知見を参考にして、以下に各海域及び各季節における S を見積り、どういうモデルをつくるのがよいか、またそのモデルがどの範囲まで適用できるかを議論する。但し、Huthnanceの議論は、 N が一定の場合であり N の分布が一様でない場合にそのまま適用できるという保証はない。しかし、だいたいの目安としては非常に有用であると考えた。

第1図はこの海域の海底地形図である。宗谷暖流の流れる沿岸付近の海底地形はおおむね岸沿い方向に一様であるが、宗谷海峡付近で斜面勾配が緩く、サロマ湖を越えたあたりから勾配が急に大きくなる。そこで、海底斜面勾配 a をL, M, Nの各領域ごとに見積った。次に成層の強度であるが、これは季節によりかなり異なる。第2図は、北海道立稚内水産試験場の観測⁵⁻⁷⁾より、この海域における上層から下層までの平均の N^2 の値を各季節ごとに調べたものである。夏季における N^2 の値が春季や秋季に比べ2~3倍大きいことがわかる。

波動の顕著な春季と夏季を代表させて、第1図のL, M, N各領域における S の値を見積ったのが第1表である。わくで囲ったのは $S < 0.2$ で、場をほぼ順圧とみなしてよいと考えられる



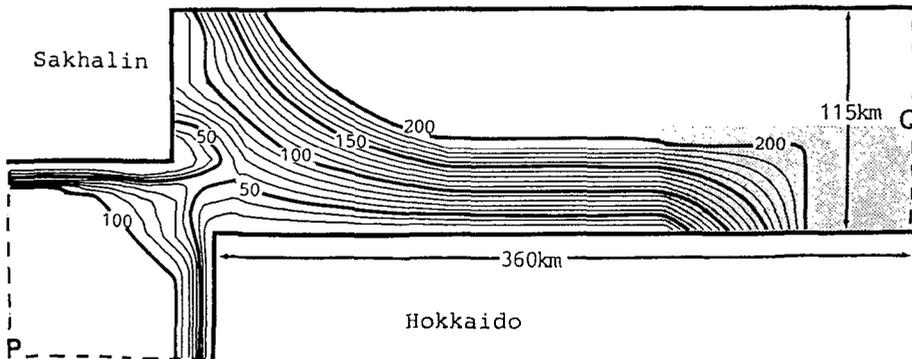
第1図 オホーツク海南西部の海底地形図。わくで囲った領域がモデルに対応する領域



第2図 季節による N^2 の変化。 N はバイサラ振動数

第1表 成層パラメータ S の見積り

領域	斜面勾配 a	春季の S	夏季の S
L	0.2×10^{-2}	0.04	0.1
M	0.4×10^{-2}	0.16	0.4
N	1.0×10^{-2}	1.0	2.5



第3図 モデルの概要。等値線は等深線を表わし、数値は水深を表わす。点線は開境界

場合である。これを見ると、春季は斜面が急となる下流域 N を除いておおむね順圧と考えてよいが、夏季はごく入口付近を除いて成層の効果が無視できないことがわかる。

本研究ではモデル化の第一歩として、海岸海底地形を模した、順圧モデルを用いることにする。上記の議論から、成層の強い夏季や斜面勾配の強い下流域を除いては、成層の効果より海底地形の効果の方が重要となり、順圧の仮定がおおむね成り立つであろうと考えたからである。また、青田⁸⁾、金成他⁹⁾、青田・河村¹⁰⁾らの測流観測でも、流れは順圧成分が卓越していることが報告されている。第3図がこの研究で用いたモデル地形である。第1図のわくで囲った海域がおおむねモデル領域に対応する。

用いた方程式系は、以下に示す運動方程式と連続の式である。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u} = -g \nabla \eta - \frac{r(h) \mathbf{u}}{(h + \eta)} + B h \Delta^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot \left\{ (h + \eta) \mathbf{u} \right\} = 0 \quad (3)$$

ここで、 \mathbf{k} は鉛直上向きの単位ベクトル、

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \Delta^2 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4},$$

\mathbf{u} (u, v) は鉛直方向に平均された流速ベクトル、 η は水位偏差、 h は水深、 f ($=1.0 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$) はコリオリパラメータ、 g ($=980 \text{ cm/sec}$) は重力加速度を表わす。

さて、ここで重要になってくるのは摩擦項のパラメータ化である。本実験では、海底摩擦はエクマン摩擦としてパラメータ化した。具体的には摩擦を流速 \mathbf{u} に比例する形にするわけであるが、この形にして渦度方程式をつくると、定常を仮定すれば海底境界層によるスピンドウン効果と同等の形が得られる。また、このパラメータ化は定常でない場合でも慣性周期より長い周期の波動に対して有効であることが Mitsudera & Hanawa¹¹⁾ によって示されている。摩擦係数 r は水深 h に依存する形で、以下に示す Chapman *et al.*¹²⁾ の提案したものと同様のものを用いた。

$$r(x) = \frac{a}{h(x) + h_0} + b \quad (4)$$

ここで $a = 300 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、 $b = 0.015 \text{ cm sec}^{-1}$ 、 $h_0 = 2,000 \text{ cm}$ である。この形は、Middle Atlantic Bight の陸棚域におけるいくつかの観測によって見積られた摩擦係数と Grant & Madsen¹³⁾ が指摘した、流れと表面重力波の相互作用で浅い所程が r 大きくなる効果の両者を取り入れたものとなっている。

次に水平粘性であるが、これは本来グリッド以下のスケールによるレイノルズストレスをパラメータ化すべきであるから、グリッドレベルのスケールの擾乱に対してのみ効き、それ以上のスケールの擾乱には効かさないのが望ましい。そこで(2)に示すような Biharmonics 型の粘性を用いた。従って、これから議論するスケールの波動に関しては、粘性としてはおおむね海底摩擦によるスピンドウン効果のみが効くようになっている。

用いた数値モデルは Ueno¹⁴⁾ と同様のものであり、グリッド間隔は 3.6 km、130×50 のグリッドで、時間ステップを 20 秒とした。岸による境界はすべり条件、流入口である境界 P (第 3 図参照) では流量の勾配が 0 であるという条件を用いた。

流出条件に関しては多少の工夫が必要となる。何らかで発生した擾乱が、この境界のところで溜まってしまえば、計算がオーバーフローしてしまうからである。そこで二つの工夫をした。一つ目はまず、流出口 Q 付近の水深を一定の 200 m にして、すべての擾乱を重力波モードに換えてやる。そして境界 Q の所に Orlanski¹⁵⁾ のスキームを適用して、擾乱をここから逃がしてやるようにした。二つ目は、第 3 図のドットで示した部分をバッファー領域として粘性係数を大きくしてやり、擾乱自体をここで減衰させるようにした。

最後に、流れの駆動方法であるが、2つの海(境界)の水位差で駆動するようにした。この際、平均として差がつくという条件だけを与え、境界上の各点の水位や流速をアブリオリに与えるわけではない。このようにして初期から 6 日間までに除々に水位差をある値までつけてやり、その後更に 4 日間、その平均水位差を保つように水位分布や流速分布を調節させる。そしてその後はこの 10 日目の流速分布で流入口の条件を固定させ、さらに 20 日間走らせた。どの実験の場合も、15 日目以降はほぼ統計的定常状態に達していた。

III. 結果と解析

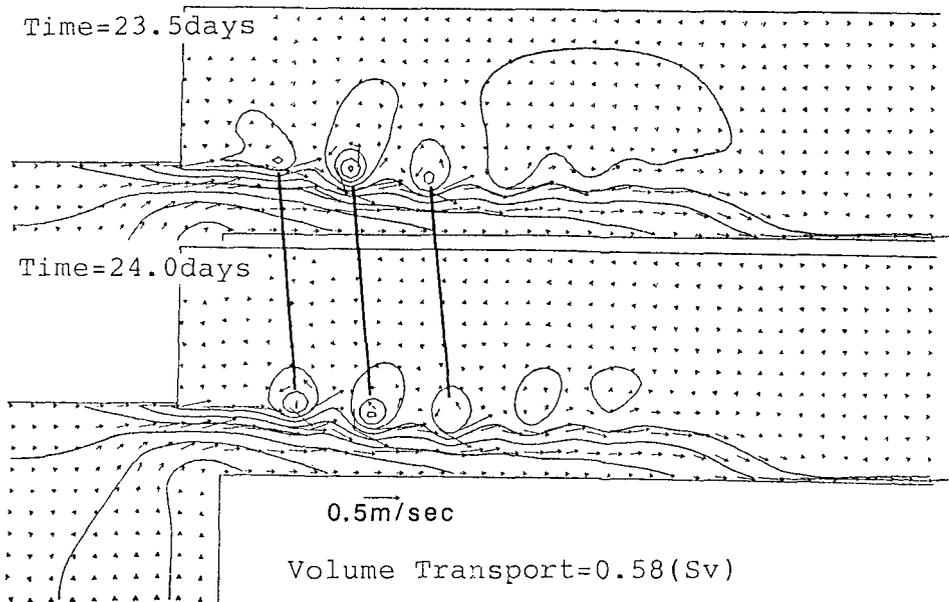
第4図に水位差 8 cm の場合の、23, 5日後と 24日後の瞬間場の流速ベクトル及び水位偏差を示した。この場合の流量は 0.58 (Sv) であり、春から秋における典型的な値と思われる (青田¹⁶⁾, 金成⁹⁾ 他)。第4図をみると、流れがクリリオン岬より剥離して波動がつくられ、下流に伝播しているのがわかる。

第5図は、20日目から30日目までの10日間を平均した場を表わす。下に示したのは、A, B, Cの各線上での岸沿い方向の流速の分布である。流れは等深線に沿って流れ、岸から40kmの幅を保って流れている。これらの状況は論文 I.¹⁾ の第3図や青田⁸⁾ による観測結果ともよく一致している。また、流れが剥離した直後は強い水平シアが存在するが、それが下流に行くに従い緩くなることがわかる。

さて、実験で現れた波動であるが、これは流れが剥離することによってできる強い水平シアによる不安定性 (順圧不安定) によって生じると考えられる。一方、この水平シアはもとをたただせば流れが境界から剥離したことによって生じたわけであり、その意味ではこの波動を剥離渦列とする捉え方もできる。剥離過程そのものを扱うには、壁面での境界層をきちんとした形で取り入れる必要があるが、本研究ではそのようなことは行なわない。流れの剥離が生じた後には結局は強い水平シアが生じるわけで、この水平シアによる順圧不安定波動という捉え方で以下に結果の解析を行なう。

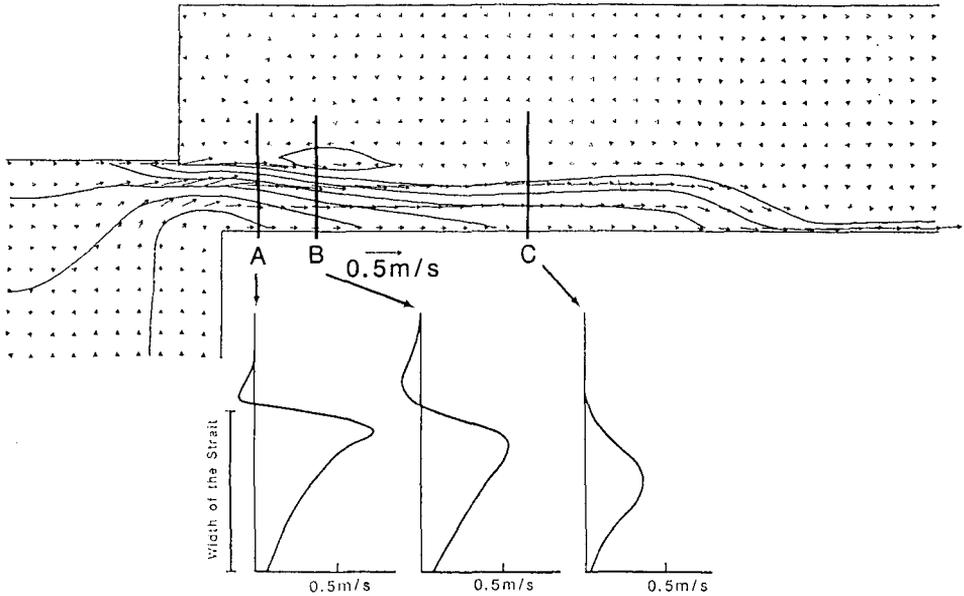
まず、解析にはいる前に支配方程式 (2), (3) を以下のように渦度方程式に書き換えておく。

Instantaneous fields



第4図 水位差 8 cm の場合の瞬間場の流速ベクトルと水位偏差。等値線が等水位線で 2 cm 間隔

Mean fields



第5図 水位差8 cmの場合の平均場の流速ベクトルと水位偏差。等水位線は2 cm間隔。下図は各線上での岸沿い方向の流速の分布

$$\frac{D\zeta}{Dt} - \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla h \right) \frac{f + \zeta}{h} = -\text{rot} \frac{r}{h} \mathbf{u} + Bh \text{rot} \Delta^2 \mathbf{u} \quad (5)$$

ここで $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla$, $\zeta = \text{rot} \mathbf{u}$.

(5)はさらに以下のような渦位保存則に書き換えられる。

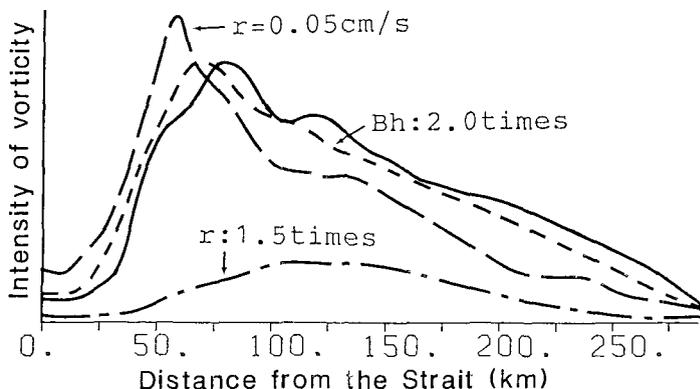
$$\frac{D}{Dt} \cdot Q = \frac{1}{h} \left(-\text{rot} \frac{r}{h} \mathbf{u} + Bh \text{rot} \Delta^2 \mathbf{u} \right) \quad (6)$$

ここで $Q = \frac{f + \zeta}{h + \eta}$ は渦位を表わす。

1. 海底摩擦の効果

第6図は摩擦をいくつか変えた場合の結果を示したもので、横軸に海峡からの距離をとり、擾乱成分の渦度の振幅変化をみたものである。今考えているようなスケールの波動に関しては、海底摩擦によるスピンドダウンのみが粘性として効くであろうという思想のもとにモデル化している。実際に第6図をみると、水平粘性を2倍にしても波動の様子はあまり変わらない。従って、この波動を考える場合には水平粘性が本質的なものにはならない。

当然のことながら、重要となってくるのは海底摩擦の方である。まず、(4)で示した形のまま値を1.5倍にした場合であるが、波動の振幅が極めて小さくなることがわかる。次に r を h に依存する形にはせず一定の0.05 cm/secにした場合の結果も示しているが、波は急速に大きな振幅に成長するが、下流に行くとき逆により強く減衰するという結果が出る。これは、海峡付近の浅い所では(4)型のものより摩擦が小さくなり波が成長しやすいが、下流に行って水深が深くなると(4)型に比べ摩擦が大きくなるので減衰しやすくなるからと考えられる。



第6図 擾乱成分の渦度の振幅変化。横軸に海峡からの距離、縦軸に岸から沖合50 km までの平均の渦度の1/2乗をとっている。すべて水位差8 cmの場合。実線は通常の摩擦。点線は水平粘性を2倍にしたとき。一点破線は海底摩擦係数を1.5倍にしたとき。破線は海底摩擦係数を一定の0.05 cm/secにしたとき

これらの結果は、波動の生成や減衰においては、海底摩擦によるスピンドアウン効果が極めて敏感に効くということを意味している。従って、 r の与え方によって、いかようにも波動を生成させたり減衰させたりすることができることになる。ただ、過去の研究に則った r を与えたときにもっともらしい波動が生じたことは、本モデルの現実に対する再現性を支持する一つの根拠になるとは言える。

2. 線型安定論による解析

次に線型安定論の手法を用いて、波動の波長・周期・位相速度がどう決まるのかを議論する。

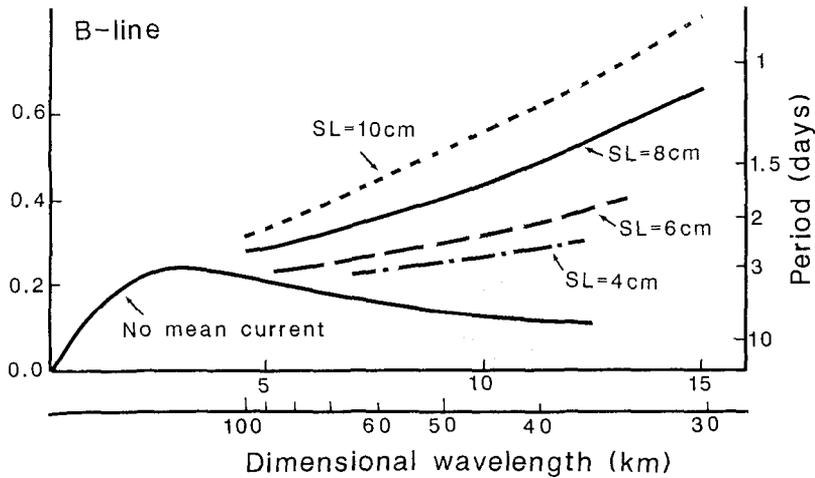
第2表は、駆動力の水位差をいくつか変えて行った実験結果をまとめたものである。この表から言えることは、流れの強さ(流量)に対して、波の波長はあまり依存しないが、周期や位相速度はかなり依存しているということである。これは次のように説明される。

第7図は各実験におけるB-線上(第5図参照)での海底地形及び平均流を用いて計算した線形不安定波の分散関数である。この計算では摩擦としては海底摩擦のみを考え、計算手法はOhshima²⁾と同様のものを用いた。第7図からわかるように、平均流が強くなるに従い、分散曲線は立ち上がる。一方、波動の波長はほぼ流れの幅のスケールで決まり、40~50 kmの範囲にある。従って、生成される波動は第7図に示した分散曲線とドット部の交わったあたりの波動の性質が反映されて、周期や位相速度が平均流の大きさに強く依存することになる。

これらのことは、カルマン渦列において渦のスケールが円柱の半径 R で決まり、その振数 ν_K が $\nu_K = StU/R$ (St はストローハル数、 U は平均流の大きさ)で決まることに対応している。ただし、本モデルの場合は、渦(波動)の伝播速度に対し、平均流の移流効果 U の他に地形性 β 効果が効いてくるので、この効果の分だけげたをはかせた形になる。ちなみに第2表には、波動の振数 ν から一般流のない場合の陸棚波の振数 $\nu_0 (=0.12)$ を引いた $(\nu - \nu_0)$ と、流量 T_r の比を示してある。その比はほぼ一定となり、おおむね $(\nu - \nu_0) \propto U$ の関係が成り立っていることがわかる。

第2表 水位差を変えたときの実験から得られる波動の諸性質。a, b, c はそれぞれ海峡から 60 km, 100 km, 140 km の地点での波長を表す。振動数 ν は f で規格化している。 $\nu_0 (=0.12)$ は平均流がないときに得られる陸棚波の振動数

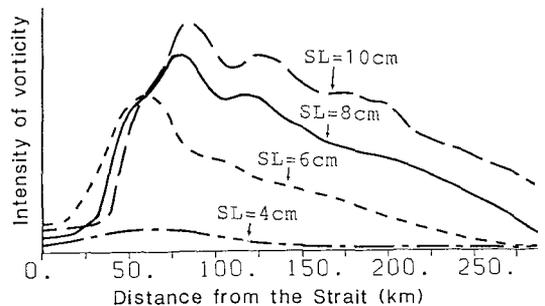
水位差 (cm)	流量 T_r (Sv)	周期 (days)	波長 (km)			振動数 ν	T_r / ν_0
			a	b	c		
4	0.29	2.62	45	42	37	0.28	1.81
5	0.36	2.24	46	48	39	0.32	1.80
6	0.43	2.00	46	54	44	0.36	1.79
8	0.58	1.56	35	39	42	0.47	1.66
10	0.72	1.32	36	43	52	0.55	1.67



第7図 B-線上における線型不安定波の分散関係

水位差 (SL) が 4 cm から 10 cm までの場合と平均流のない場合 (陸棚波) について示す

第2図は、第2表に対応する各実験で擾乱成分の渦度の振幅が下流方向に行くに従いどう変化するのか示したものである。どの場合も海峡から 70 km 程度までは波動が成長し、その後徐々に減衰しているのがわかる。水位差 4 cm になると非常に振幅の小さな波動しか生成されない。また、第2表の波長の下流方向への変化を対応させてみると、波動が十分に減衰してしまう前までは下流に行く程波の波長が長くなる傾向があることがわかる。



第8図 擾乱成分の渦度の振幅変化。第6図と同様なもの。水位差を 4 cm から 10 cm まで変えた場合を示す

これは以下のように説明される。第9図は、水位差 8 cm のときの A, B, C-線上 (第5図参照) での不安定波の成長率を線型安定論の手法により示したものである。まず第5図からみる

と、流れが剝離した直後の A では、限られた領域に強いシアが存在するが、C に行くに従い、シアが弱くなる分シア領域も広がることがわかる。不安定波の成長率はシアの強さに比例し、その選択スケール (prefer scale) はシア領域の広がり に比例すると考えられ、第 9 図でもそのような結果になっている。すなわち波は下流に行く程波長が長くなる傾向をもつ。

3. 渦位の保存

(6) 式を簡単に次のように表わす。

$$\frac{D}{Dt} \cdot Q = F \quad (6')$$

ここで F は摩擦による渦位の散逸。

(6') の示すところは、水柱のもっている渦位 Q は摩擦による散逸がなければラグランジュ的に保存されるということである。この節では渦位場から波動を見てやり、この渦位保存則がいかに反映されているかを示す。

第 10 図は、水位差 8 cm の場合の 0.5 日おきの渦位場の時系列を示したものである。流れが剝離した直後には、剝離に伴う強い正の水平シアによって非常に顕著な高渦位領域が生じる。図の矢印に着目してわかるように、この高渦位領域が周期的にくびれて下流に掃き出されている様子がわかる。この図では同時に高渦位領域からトレーサーを流してやっているが、その様子から水粒子自体も高渦位領域ののっかっていっしょに掃き出されているのがわかる。そしてその後等渦位線に沿ってくるくる回りながら下流に流されていく。これは、一般のカルマン渦がその渦度を保ちながら周期的にくびれて掃き出されることに対応する。本モデルの場合には保存量が渦位になっている点に違いはあるが、本質的には同様の現象と考えてよいであろう。

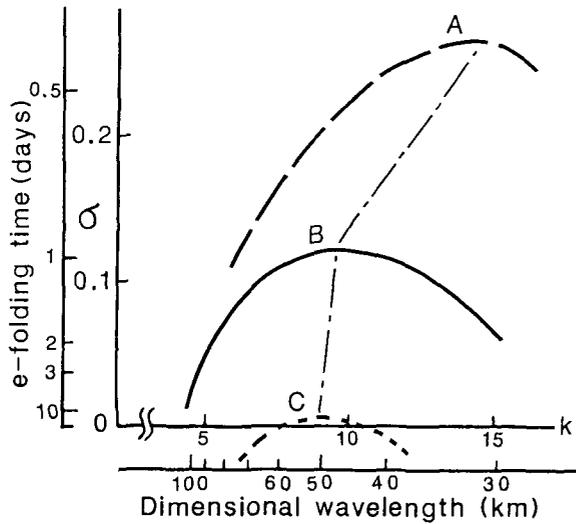
4. 渦度バランス

次に渦度バランスがどうなっているかを調べ、波動の存在によって力学的平衡状態がどのように保たれているかをみる。流速 $\mathbf{u}=(u, v)$ 及び相対渦度 ζ を時間平均成分と擾乱成分にわけて (5) に代入し、その時間平均をとって渦度バランスの式を導き、重要となる項のみを書き下すと、

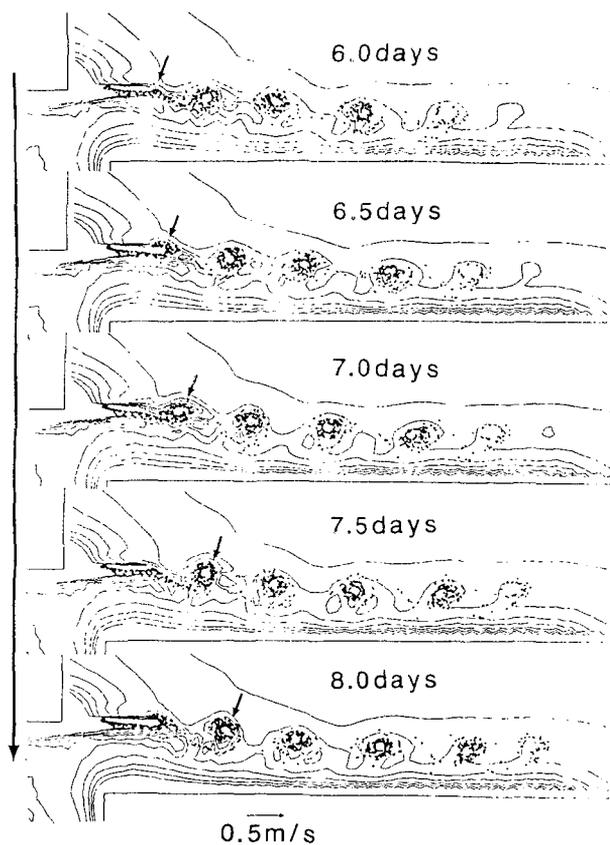
$$\underbrace{(\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla h)}_{\text{地形性 } \beta} \frac{f + \bar{\zeta}}{h} - \underbrace{\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\zeta}}_{\text{移流}} - \underbrace{\bar{\mathbf{u}}' \cdot \nabla \zeta'}_{\text{Re. Str.}} - \underbrace{\text{rot } \frac{r}{h} \cdot \bar{\mathbf{u}}}_{\text{海底摩擦}} = 0 \quad (7)$$

ここで $'$ は擾乱成分を表わし、 $\bar{\quad}$ は時間平均を表わす。

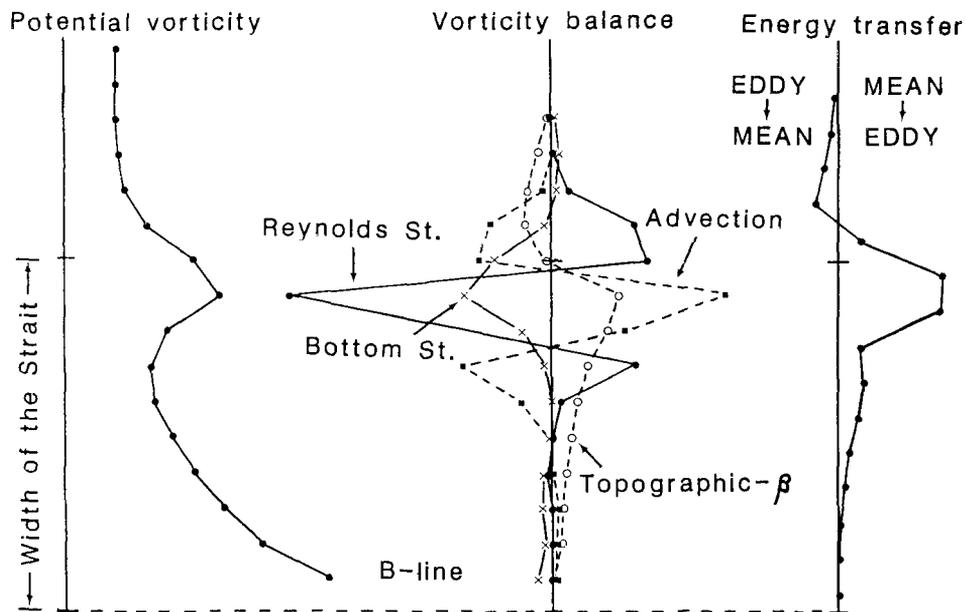
水位差 8 cm の場合の B-線上で、このバランスをみたのが第 11 図である。左端にこの線上での平均場の渦位分布も同時に示した。高渦位領域が海峡の方から伸びてくるあたりは、平均流による移流の効果で正の渦度をもらうが、それが渦によって回りの領域に運ばれる。従って



第 9 図 A, B, C-線上での線型不安定波の成長率。水位差 8 cm の場合



第10図 水位差8 cmの場合の0.5日おきの渦位場の時系列。トレーサーを2時間おきに海峡付近の高渦位領域から流してやり、6日から8日たったときの場を示す



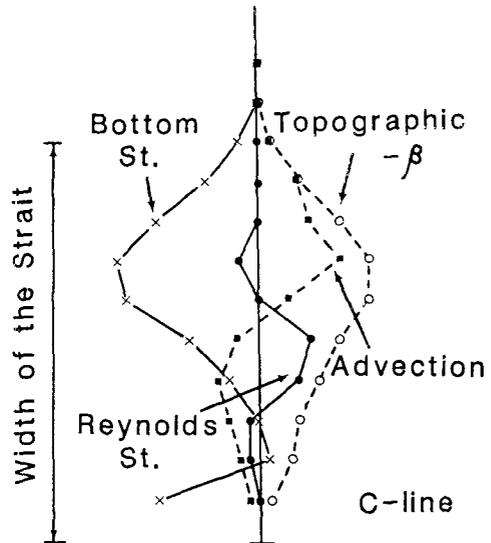
第11図 左から、平均場の渦位分布、渦度バランス、エネルギー輸送を表わす。実験は水位差8 cmの場合で、B-線上における分布を表わす

渦度のレイノルズフラックスとしては、高渦位の中心は負となり、そのすぐ外側は正となる。このように渦が活発な領域では平均流による移流の効果と擾乱によるレイノルズフラックスの効果が渦度バランスにおいて卓越する。

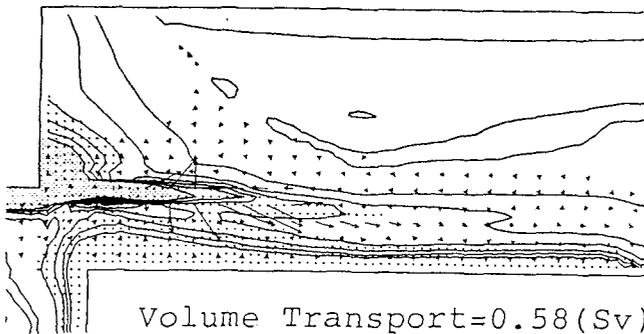
ところで、波動(渦)が生成されるか否やは何によって決まるのであろうか。渦度バランスの観点により考察してみる。もし波動が発生しない場合を考えると、平均流の移流及び地形性 β 効果による渦度のフラックスが、海底摩擦による渦度の散逸とバランスしなければならない。波動が生ずるのは、海底摩擦による散逸だけではそのバランスを賄いきれなくなったときとも考えられる。今、移流項と海底摩擦項が主要な項と考えれば、この2つの項の比 UH/rL が波動生成の可否を決める一つの目安となる。ここで U は平均流の強さ、 H は代表的水深、 r は海底摩擦係数、 L は渦度が平均流の方向に変化する代表的スケール。従って粗く言うと、平均流(流量)が $\frac{1}{2}$ になることと r が2倍になることは、波動生成の可否には同様な効果をもつ。以上の議論からも海底摩擦によるスピンドルダウン効果が波動生成に敏感であることがわかる。

次に、波動の振幅が弱まった領域 C における渦度バランスをみる(第12図)。図からわかるように、地形性 β の効果と海底摩擦の効果が卓越して主に2つの項のバランスとなっている。海底摩擦は浅い岸側でより強く効くため、渦度としては海底摩擦によって負の渦度を得ることになる。一方、流れは水深の大きい沖合に徐々にではあるが広がるので、地形性 β 効果により正の渦度を得ることになる。この領域ではこの両者がバランスするという形になっている。

次に、このような波動が生ずる過程を通じて、平均場としては渦位が拡散されること、言い換えると渦位の不均一が一様化されることを示



第12図 C-線上における渦度バランス。実験は水位差8cmの場合



第13図 平均場の渦位分布と、渦位のレイノルズフラックススペクトル $\overline{Q'u'}$ の分布。渦位の高い部分はドットで示した。水位差8cmの場合

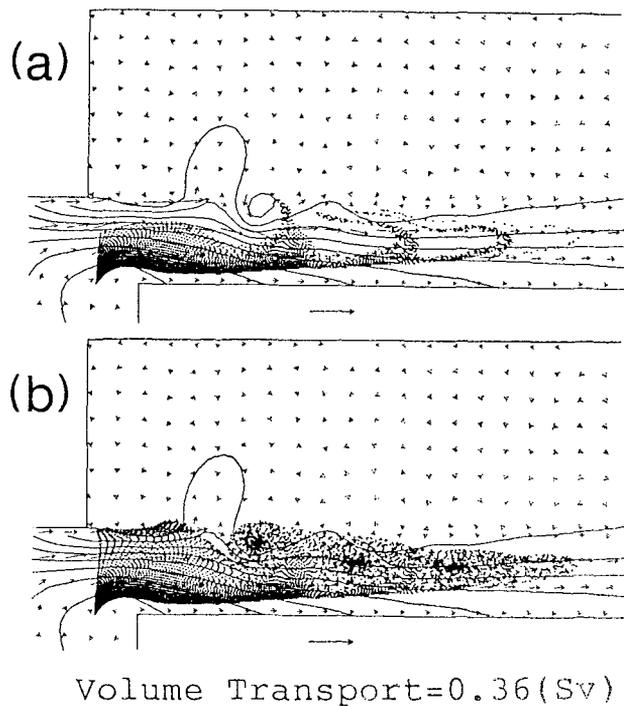
す。第13図は平均場の渦位分布と、渦位のレイノルズフラックスベクトル $Q'u'$ を示したものである。波動(渦)によって高渦位領域から低渦位領域への渦位が運ばれている(渦位が拡散されている)ことがはっきりとわかる。

最後にこれらの波動によって沖合側に反流が誘起されることに触れる。第5図で示されるように、平均場においてはB-線あたりの沖合に反流が生じ低気圧性の循環が出現しているのがわかる。波動がほとんど発生しない実験例では、このような循環は現れない。定性的には、この循環は高渦位(従って正の渦度)が波動によって正味として沖に運ばれることによって生じたと考えられる。第11図に平均場と擾乱場のエネルギー輸送の関係を示したが、反流の生じている所では渦から平均場にエネルギーが輸送されている。

5. トレーサー場のふるまい

我々が人工衛星やレーダーなどによって得られる情報は、流速場ではなく温度や流水などのトレーサーの分布である。定常な場では流速場とトレーサー場は一致するが、波動や渦が伝播しているような非定常な場では、トレーサー場が必ずしも流速場と対応しているとはいえない。そこでこの節では波動に伴うトレーサー場のふるまいを調べる。

第14図は、海峡からトレーサーを2時間ごとに投入しフロントのパターンがどうなるかを調べた一例である。(a)と(b)は同一の流速場であるが、フロントの位置によってまったく異



第14図 トレーサーの分布パターン。海峡からトレーサーを2時間ごとに投入しフロントのパターンを調べたもの。水位差5cmの場合で、トレーサーを投入してから10日目の分布を示している。(a)と(b)では全く同じ流速場のもとにトレーサーを流しているがフロントの位置を変えている

たパターンを示すことがわかる。フロントが岸に近い場合 (a) では、後方碎波が顕著にみられるが、岸から遠いとき (b) では、はっきりとそういうパターンは見られない。

第 14 図に示した等値線は水位偏差を表わしおおむね流線と考えてよいのであるが、トレーサーのパターンはこの流線には対応していない。このことは、トレーサー場のパターンを見てそれから直感的に流速分布を判断することに注意を喚起するものである。

IV. ま と め

本研究では、宗谷暖流域で観測されるサブメソスケール波動の生成機構を解明するために、数値モデル実験を行った。モデルは順圧で海岸・海底地形を考慮したものを用いた。この海域は成層の効果より斜面傾斜の効果の方が重要であるので、順圧の仮定が第 0 近似的には成り立つと考えたからである。

適当な条件のもとで実験を行なうと、現実の波動と同様のスケールをもつ波動が生成された。この波動は、流れの剝離によって生ずる強い水平シアに起因する順圧不安定波動と解釈される。この実験によって生じた波動の性質をまとめると以下ようになる。

1. 波動の生成・減衰は、おおむね平均流の大きさ U と海底摩擦係数 r の大きさの兼ね合いで決まる。従って r をどうとるかが波動の生成に敏感に効いてくる。
2. 波長は、流れの幅のスケールでほぼ決まり U などにはあまり依存しない。また、下流に行く程波長が長くなる傾向がある。
3. 振動数 ν は、 U に依存し、地形性 β 効果による分の ν_0 を差し引けばほぼ U に比例する。

さて、このような波動を渦位場でみると、海峡付近の強い高渦位領域から高渦位をもつ水塊が周期的に掃き出されていることが示される。また、このような過程を通じて、平均場としては渦位が拡散されることになる。

次にこのような波動に伴なうフロントのパターンであるが、同じ流れの場であっても、フロントの位置によってそのパターンは大きく異なることがわかった。また、フロントが岸に近いときは、顕著な後方碎波を示す。

V. 観測との比較

さて、以上の結果を基に、観測結果との比較・検討を行なう。本数値モデルでは流量と海底摩擦の大きさが波動の生成の可否の決め手になる。今までの観測により推測される流量と、過去の研究に基づいた海底摩擦係数のもとでは、もっともらしい波動が再現された。このことは本研究で最も強調されるべきことで、現実の宗谷暖流域における波動の生成には、流れの剝離による順圧不安定性が本質的であろうことが示唆されたことになる。そこで以下に観測による波動の性質と数値実験の結果を比較する。

第 II 章でも述べたように、本研究の数値モデルは成層の比較的緩い春や秋によく対応する。そこでまず春季の波動との比較を行なう。波長が 40~50 km.程度で、下流に行く程波長が長くなる点、剝離した直後に碎波パターンが見られる点などが、観測事実と非常によく一致す

る。観測によると、周期は2日～5日程度で幅がある。2, 3日程度の波動は本モデルでも再現されるが、5日の周期をもつ波動は流量や ν を小さくしてもなかなか再現できない。概して観測による周期の方がモデルで再現される周期より長い傾向にある。このことは、本研究で無視した成層の効果によるものなのか等も含め、今後検討すべき課題である。

次に夏の場合であるが、観測によると周期1日であり、このモデルでそのような波長をつくるには1(Sv)程度の流量が必要となる。そうすると波動はかなり大きな振幅をもったものとなるはずである。ただし、夏季の波動を議論するには、成層の効果や潮汐の効果を考慮に入れる必要があるので、これ以上ここでは議論しない。

ところで、論文¹⁾で示されたように、春、初夏、秋とでは、成層の強さや流量がそれ程違わないのに、フロントのパターンがかなり異なっていた。例えば、後方砕波がいつも起っているのは春のみである。これは、第14図に示唆されているように、たとえ同じような波動が生じているのたとしても、フロントの位置や強さなどによって温度場は異ったパターンを示すことによるのかもしれない。実際、春は海面でのフロントが岸に近づくので、第14図より砕波パターンを示しやすいことになり、観測事実との対応がつく。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、終始、有益な御助言、暖かい励ましを頂いた、金成誠一教授、小野延雄教授には心から感謝の意を表します。尚、本研究のモデル作製には、金成教授提供の潮汐プログラムを参考にした。ここにあわせて感謝の意を表します。青田昌秋教授、若土正曉博士、竹内謙介博士との議論は大変有益であった。ここに深い感謝の意を表します。本研究に要した費用の一部は、文部省科学研究費奨励研究(A)研究課題番号62740229より支弁された。尚、計算には、北海道大学大型機算センターのHITAC, S-810を使用した。

文 献

- 1) 大島慶一郎 1988 宗谷暖流域におけるサブメソスケール波動に関する研究 I. —実態の把握—, 低温科学, 物理篇, **47**, 117-129.
- 2) Ohshima, K. I. 1987 On the stability of the Soya Warm Current. *J. Oceanogr. Soc. Japan.* **43**, 61-67.
- 3) D'Asaro, E. A. 1988 Generation of submesoscale vortices: A new mechanism. *J. Geophys. Res.*, **93**, 6685-6693.
- 4) Huthnance, J. M. 1978 On coastal trapped waves: Analysis and numerical calculation by inverse iteration. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 74-92.
- 5) 北海道立稚内水産試験場. 昭和58年度事業報告書.
- 6) 北海道立稚内水産試験場. 昭和59年度事業報告書.
- 7) 北海道立水産試験場. 海洋調査要報第1号.
- 8) 青田昌秋 1984 宗谷暖流域の海況変動. 沿岸海洋研究ノート, **22**, 30-39.
- 9) 金成誠一, 青田昌秋, 小賀百樹 1984 フリーフォール型電磁式流速プロファイラーによる宗谷暖流の流速分布とフロント周辺の渦度構造について. 北海道大学地球物理学研究報告, **44**, 67-76.
- 10) 青田昌秋, 河村俊行 1978 北海道オホーツク海沿岸の冬季の海況について. 低温科学, 物理篇, **37**, 93-105.
- 11) Mitsudera, H. and Hanawa, K. 1987 Effects of bottom friction on continental shelf waves.

Continental Shelf Research, **7**, 699-714.

- 12) Chapman, D. C., Barth, J. A., Beardsley, R. C. and Fairbanks, R. G. 1986 On the continuity of mean flow between the Scotian Shelf and the Middle Atlantic Bight. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 758-772.
- 13) Grant, W. and Madsen, O. 1979 Combined wave and current interaction with a rough bottom. *J. Geophys. Res.*, **84**, 1797-1808.
- 14) Ueno, T. 1964 Nonlinear numerical studies on tides and surges in Seto inland sea. *Oceanogr. Mag.*, **16**, 53-124.
- 15) Orlandi, I. 1976 A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251-269.
- 16) 青田昌秋 1975 宗谷暖流の研究. 低温科学, 物理篇, **33**, 151-172.

Summary

A numerical model experiment has been carried out in an attempt to elucidate the formation mechanism of submesoscale waves in the region of the Soya Warm Current. We have adopted a barotropic model which includes the bottom topography, since for the flow fields in this region the effects of the bottom slope seem to be more important than the effects of stratification. Under appropriate conditions, the model reproduced the waves which have a similar wavelength to that of the observed ones. The waves are generated by barotropic instability, which is induced by the flow separation.

Ratio of the intensity of the mean current to the bottom friction is crucial for the generation and the damping of the waves. Thus the parameterization of bottom friction constitutes an important factor in this model. The wavelength of the waves is determined by the width of the flow and does not depend much on the intensity of the current, while the period and the phase velocity depend much on the intensity of the current.

In potential vorticity fields, water masses which have high potential vorticity are swept away periodically from the region of high potential vorticity, the process of which corresponds to the generation of the waves. Through this process, diffusion or homogenization of potential vorticity is made.

Even if a flow field is equivalent, streaklines can form a fairly different pattern according to the position of the front. For a certain case, the front shows backward wave breaking soon after the flow separation, the situation of which is often observed in spring.