HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	線形ロスビー波の励起
Author(s)	磯田, 豊
Citation	北海道大學水産學部研究彙報, 48(3), 41-51
Issue Date	1997-12
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/24161
Type	bulletin (article)
File Information	48(3)_P41-51.pdf

Instructions for use

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北 大 水 産 彙 報
48(3), 41-51. 1997.

線形ロスビー波の励起

磯 田 豊

Generation of Linear Rossby Waves

Yutaka ISODA[1)]

Abstract

This paper reviews the propagation characteristcs of linear Rossby waves produced by initial disturbance and by suddenly applied forcing steady or periodic in time. From a viewpoint of field observations on the shelf, the question we seek to answer is how we can speculate the forcing informations from the propagation of the generated topographic Rossby waves.

Key words: linear Rossby wave, propagation characteristics, initial disturbance, suddenly applied forcing

緒 言

慣性周期よりも長周期で，渦モードの波動「ロスビー波」の伝播と考えられる変動は，海洋で観測された流れ，沿岸水位，水温，海面高度データの中にしばしば見つけることができる。我々はこのような資料解析から主として変動の周期性と伝播速度の情報を抽出し，適当な条件のもとで計算したロスビー波の分散関係との比較から現場の波動特性を記述し，さらに波動を励起した強制力を推測している。しかし，ロスビー波を励起した強制力の時空間スケールは一般にロスビー波の分散関係とは一致しない。さらに，強制力の空間スケールは強制初期から決定できるものの，その時間スケール（周期性）は時間経過の結果として決定される。また，ロスビー波は励起されながら伝播を始め，その伝播にはロスビー波特有の分散性が加わっている。この意味において，観測されたロスビー波の伝播特性から，その強制力を推測することは必ずしも容易な問題ではない。本論では，線形ロスビー波が励起されるときに強制力の時間スケールと空間スケールの情報はどのように波に伝えられ伝播するのかを理想化された単純モデルを用いて整理する。そして例えば，陸棚上で観測した地形性ロスビー波の伝播特性から強制力を推測するとき，どのような点に注意しなければならないのかについて考察する。

ロスビー波の励起方法は Fig. 1 に示すように大きく 2 つのタイプに分けられる。図中の渦は β 面（惑星 $\beta=df/dy$ と地形性 $\beta=-f/h(dh/dy)$, f はコリオリパラメータ，h は水深，y は f と h が変化する方向を示す）上に形成された渦を模式的に表している。一つは海流からの切り放し渦や大きな河川・海峡からの一次的な水塊流出で形成された渦（Fig. 1（ケース a)），もう一つは周期的な風強制や海峡から陸棚上を往復運動する流れ（潮流など）によって形成された渦（Fig. 1

1) 北海道大学水産学部物理海洋学講座
(*Laboratory of Physical Oceanography, Faculty of Fisheries, Hokkaido University*)

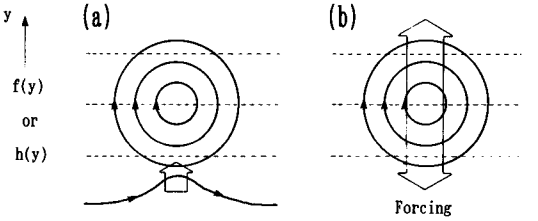

Fig. 1. Schematic diagram to show the generation patterns of Rossby wave, which is produced by initial disturbace (Case a) and by suddenly applied forcing steady or periodic in time (Case b).

(ケース b)) である。ケース (a) は一次的に強制力を受けて空間スケールは決められるものの，その後は自由波として伝播できる渦であり，ケース (b) は強制力の時空間スケールの影響を常に受けながら伝播する渦である。本論において，ケース (a) は初期擾乱によって形成された自由ロスビー波の問題として，ケース (b) はある空間範囲に限定された強制場で励起されるロスビー波の問題として扱う。

ロスビー波は慣性周期よりも長い，ある特定の周期以上にしか存在できない。しかし，ロスビー波が励起されない短周期で水柱を強制振動させても，緯度変化もしくは水深変化による相対渦度の変化は起こるはずである。ではなぜ，この場合にロスビー波は励起されないのか，ケース (b) では慣性周期よりも短い周期強制に対する応答も調べた。

ロスビー波の分散性のために，励起された波は振幅と波長を時間の関数で変化させる (Pedlosky, 1979)。特に，分散領域で励起されたロスビー波の解析解の形は線形理論においても複雑である。そこで，本論では線形順圧非発散のロスビー波の渦度方程式を適当な初期条件及び強制力のもとに数値積分し，ロスビー波の励起・伝播を再現した。

線形順圧非発散のロスビー波の渦度方程式

座標系は Fig. 1 の例に示すようにコリオリパラメータ $f(y)$ が増加または水深 $h(y)$ が減少する方向に y 軸，その直角右方向に x 軸を設定した。このとき，β 平面近似 (水深変化は指数関数 $h(y)=h_0e^{ay}$ で近似できる場合に $\beta=-f/h(dh/dy)=-fa=$一定となる) における線形順圧のロスビー波の渦度方程式は次式で表される。

$$\partial\zeta/\partial t+\beta v=0 \tag{1}$$

ここで，$\zeta=\partial v/\partial x-\partial u/\partial y$ は相対渦度，u, v はそれぞれ x, y 方向の水柱平均の流速成分である。非発散の仮定より，次の流線関数 ϕ が導入できる。

$$u=\partial\phi/\partial y,\ v=-\partial\phi/\partial x \tag{2}$$

(2) 式を (1) 式に代入し整理すると

$$\partial(\partial^2\phi/\partial x^2+\partial^2\phi/\partial y^2)/\partial t+\beta\partial\phi/\partial x=0 \tag{3}$$

となる。y 方向の波数 m を固定したときの平面波の解を

$$\phi=\psi(x, t)\sin(my) \tag{4}$$

と仮定し，この (4) 式を (3) 式に代入し整理すると次式を得る。

$$\partial(\partial^2\psi/\partial x^2-\psi)/\partial t+\beta\partial\psi/\partial x=0 \tag{5}$$

次に，この式を $t=(m\beta^{-1})t'$, $\psi=\psi_0\psi'$, $x=m^{-1}x'$ で無次元化すると（以下，′は省略）

$$\partial(\partial^2\psi/\partial x^2-\psi)/\partial t+\partial\psi/\partial x=0 \tag{6}$$

となる。ここで x 方向へ伝播する波動解を次式のように仮定する。

$$\psi(x,t)=A\ \exp i(nx-\omega t) \tag{7}$$

n は m^{-1} で規格化した x 方向の無次元波数，ω は $(m\beta^{-1})$ で規格化した無次元周波数である。(7) 式を (6) 式に代入し整理すると，次の分散関係式を得る。

$$\omega=-n/(n^2+1) \tag{8}$$

Fig. 2 は (8) 式が示す分散曲線図である。無次元波数 $n=-1$ で群速度は $Cg=0$ となり，このときの無次元周波数は $\omega=0.5$ である。また，$n<-1$ の長波領域では群速度 Cg と位相速度 C は同符号 ($Cg<0$, $C<0$) であるのに対し，$n>-1$ の短波領域では異符号 ($Cg>0$, $C<0$) となる。

(6) 式に風の強制や河川水の流出などを表現した強制項 $F(x,t)$ を加えると

$$\partial(\partial^2\psi/\partial x^2-\psi)/\partial t+\partial\psi/\partial x=F(x,t) \tag{9}$$

となる。この (9) 式または (6) 式を差分化し，数値積分によって解の時間変化を求める。具体的な計算方法は磯田 (1997) の付録に示した方法と同じである。なお，以下の計算結果はすべて相対渦度の値

$$\zeta=\partial^2\psi/\partial x^2-\psi \tag{10}$$

を描いている。

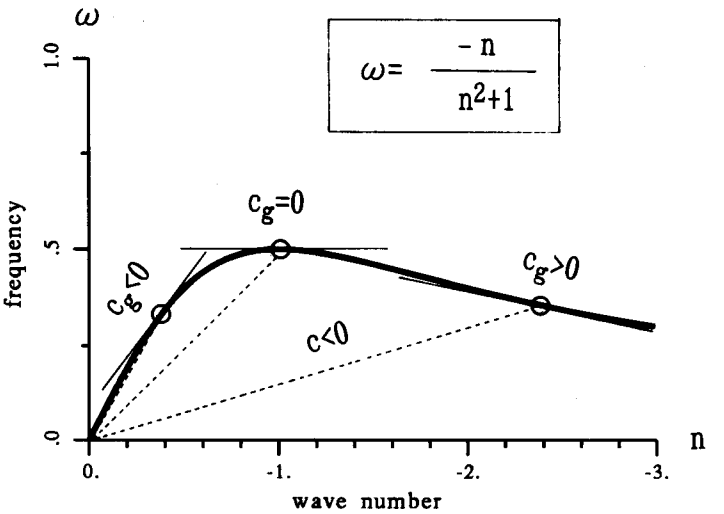

Fig. 2. Dimensionless dispersion curve of Rossby waves, ω, frequency ; n, wave number ; C, phase velocity and Cg, group velocity.

初期擾乱によって形成されたロスビー波の伝播特性（ケース (a)）

$t=0$ における初期渦の渦度 ζ を次式で与えた。

$$\zeta(x,0)=\begin{cases} 0 & l_X<x \\ \sin\ (2\pi x/(2l_X)) & 0<x<l_X \\ 0 & x<0 \end{cases} \tag{11}$$

Fig. 3(a) (b) にはそれぞれ，初期渦の空間スケールを $l_X=10$ ($n=-2\pi/l_X=-0.63$), $l_X=25$ (n=−0.25) とした場合の時間発達を渦度の時空間分布図 ($t=0$〜80, $x=-100$〜100 の範囲) として示した。各図の上段は $t=0$，下段は $t=80$ における渦度の水平分布パターンを示す。図中のハッチは正の渦度の領域を示し，正の渦度のピーク付近の値を濃いハッチで強調してある。時空間分布図の太い実線は $x=0$ からの $x=Cg(n_0)t$ の伝播距離を示す。ここで，$n_0=2\pi/l_X$, $Cg(n_0)$ は初期渦がもつ最大のエネルギーをもつ波数成分の群速度である。

$l_X=10$, $l_X=25$ のいずれのケースにおいても，波動は x が負の方向に伝播している。これは惑星 β 面では西向きに，地形性 β 面では浅い方を右手に見て伝播していることを示す。両ケースの先端波に注目すると，その伝播速度には大きな差は見られない。両ケースで異なる波動伝播の特徴は，$l_X=10$ の場合には先端の波の背後にいくつもの波列 (wave train) が形成されているのに対し，$l_X=25$ の場合には先端の波の振幅だけが大きく波列の形成は不明瞭な点である。このような初期擾乱によって形成された波列の解析解は Pedlosky (1979) によって与えられ，すでに詳しく議論されている。その解を以下に示す。

$$\phi_n(x,t)=2^{1/2}\pi^{1/2}\frac{A_n(k_m)}{|Cg''(k_m(t/2))|^{1/3}}\cos\left[k_m x-\sigma(k_m)t\right]Ai\left(\frac{x-Cg(k_m)t}{|Cg''(k_m)t/2|^{1/3}}\right) \tag{12}$$

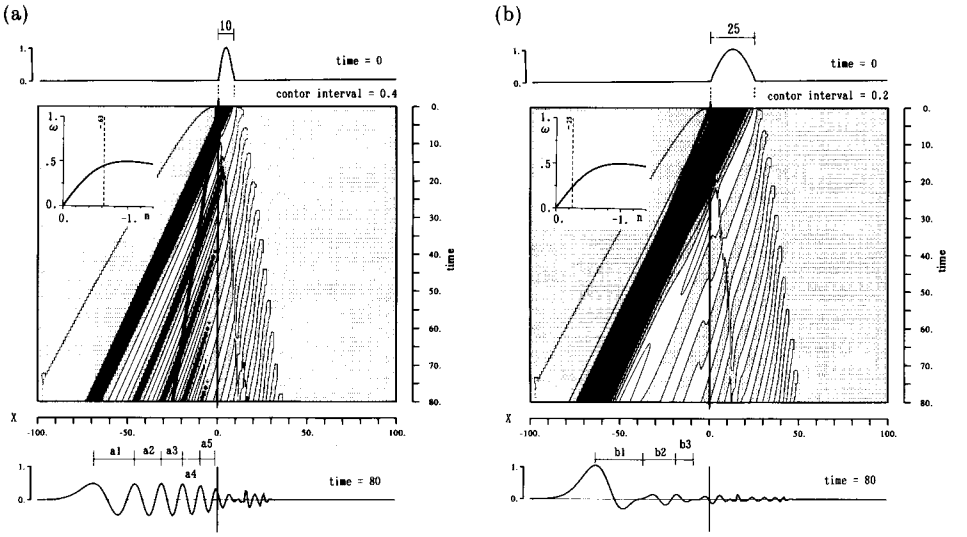

Fig. 3. Dimensionless space-time diagrams of vorticity after the initial disturbance with the spatial scale of $l_X=10(a)$ and $l_X=25(b)$. The schematic dispersion curve is shown within this diagram. Upper and lower panels show the instantaneous diagrams of vorticity at $t=0$ and $t=80$, respectively. The thick solid line denotes the maximum group velocity $x/t=Cg\ (n_0)$ of initial disturbance ($n_0=2\pi/l_X$: wave number). The each wave train at $t=80$ is named $a1$ to $a5$ in the case of $l_X=10$, and $b1$ to $b3$ in the case of $l_X=25$.

この解は $t=0$ の初期値を波数空間でフーリエ変換した n 番面の成分 $A_n(k_m)$ に対する x 方向の流線関数 $\phi_n(x, t)$ を次元のある量で示している。ここで，k_m は初期値 $A_n(k)$ がもつ最大群速度の波数，σ は周波数，t は時間，$Ai(X)$ は波列の形を表現している Airy 関数，そして $Cg''=\partial^2 Cg/\partial k^2(k_m)$ である。ここで，Airy 関数を Pedlosky(1979) から引用して Fig. 4 に示した。(12) 式の導出を簡単に述べると，初期渦の波数 k_m の近傍における波（波数 k）の分散性によって生じる位相変化 θ

$$
\begin{aligned}
\theta &= kx-\sigma(k)t \qquad (13)\\
&= kx-\sigma(k_m+(k-k_m))t\\
&= kx-\{\sigma(k_m)+\partial\sigma(k_m)/\partial k\cdot(k-k_m)\\
&\quad +\partial^2\sigma(k_m)/\partial k^2\cdot(k-k_m)^2/2+\cdots\}t\\
&= k_m x-\sigma(k_m)t+[x-Cg(k_m)t](k-k_m)\\
&\quad -\partial Cg(k_m)/\partial k\cdot(k-k_m)^2/t+\cdots
\end{aligned}
$$

を $\exp(i\theta)$ の形で初期渦の波動伝播 $A_n(k_m)\cos[k_m x-\sigma(k_m)t]$ に乗じて導出される。(12) 式は初期渦の振幅の時間変化が Airy 関数の時空間変化に依存していることを示す。Fig. 4 の Airy 関数をみると，$X>0$ の領域にあるフロントの形状は指数関数的に減少し，$X<0$ の領域では波列の形

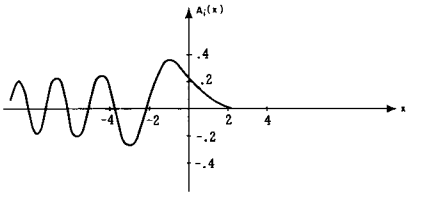

Fig. 4. The Airy function $Ai(x)$ (from Pedlosky (1979)).

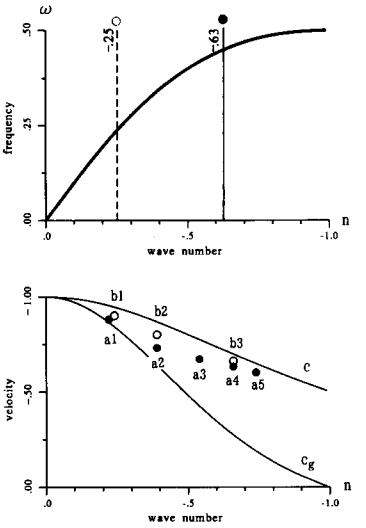

Fig. 5. Dimensionless dispersion curve (upper panel), and its phase velocity; C and group velocity; Cg (lower panel). Open and closed circles indicate the estimated propagation speeds of $a1$ to $a5$ and $b1$ to $b3$ wave trains in Figs. 3(a) and (b).

成を示している。このように (12) 式の Airy 関数は $x=Cg(k_m)t$ の地点より前方側で振幅が減少し，後方側では波列が形成されることを示す。それゆえ，先端波のフロント部はなめらかな形状となり，この部分の波長は相対的に長く (k〜0) なる傾向がある。

このような解の特徴を Fig. 3(a) (b) の数値計算例と分散曲線上でみる。Fig. 5 は $0 \leqq n \leqq -1$ における分散曲線 (上段) と位相速度 $C(n)$ 及び群速度 $Cg(n)$ (下段) を示す。図中，下段の黒丸と白丸印は $t=80$ の各渦度パターンから読み取れる $a1$〜$a5$ 波列と $b1$〜$b3$ 波列それぞれの波数と伝播速度を示す。先端波 $a1$ と $b1$ の波数と伝播速度はほとんど同じ値であり，ほぼ非分散 (C〜Cg, $n\rightarrow 0$) の波の領域にあることがわかる。ただし，$l_x=10$ の場合，先端波の位置が $x=Cg(n_0)t$ よりも先行し，$t=80$ の時点の振幅値は初期渦の半分以下の値になっている。$a1$〜$a5$ の各波列の伝播速度を比べると，先端波に近い $a1$ 波はほぼ群速度で伝播しているのに対し，後方の波列になるほど位相速度に近づいている。これは波列領域では分散が進んで単色波に近づいているためである。一方，$l_x=25$ の場合は，先端波の伝播速度と $n=n_0$ 波の群速度 $Cg(n_0)$ の伝播速度が近く，$t=80$ でも振幅値の変化は小さい。それゆえ，初期渦の形をほぼ保ったまま伝播し，後方の波列の振幅は非常に小さい。$b1$〜$b3$ の各波列の伝播速度を比べると，$b1$ 波は位相速度と群速度の中間くらいの伝播速度，$b3$ 波はほぼ位相速度に近い。

このように初期擾乱によって形成されたロスビー波の先端付近は，初期渦の空間スケールを必ずしも保存しない非分散に近い長波として伝播する性質がある。ただし，ロスビー波の振幅の時間発達の様子は初期渦の空間スケールに依存し，初期渦の空間スケールが小さいほど先端波の背後には振幅の大きな波列が形成される。

そこで，例で示した $l_x=10$ と 25 の波を陸棚上で観測した場合を考えてみる。両波の先端付近の波を観測で捉えたとき，両者の伝播速度にはほとんど差がないため，先端波の情報だけで初期渦の形状を推測することは難しい。仮に，$l_x=10$ の波の特徴である後方の波列を捉えたとしても，波列による周期的変動から似たような強制力の周期性を想像する可能性がある。

連続強制によって形成されるロスビー波の伝播特性 (ケース (b))

ここで与えた強制力は，ある区間 l_x に限定されている理想的な状態を考える。例えば，陸棚上の風強制を考えた場合，気象擾乱の伝播速度は励起される地形性ロスビー波の伝播速度より 1〜2 オーダも大きく，波動伝播に対し気象擾乱の伝播速度を無限大と理想化することができる。もし仮に，非常にゆっくり気象擾乱が伝播し，風が長期間連吹した場合でも，海岸線や海底地形変化によって励起される海域はある有限区間に制限されると考える。すなわち，

$$F(x,t)=\begin{cases} 0 & l_x<x \\ F_0 & 0<x<l_x \\ 0 & x<0 \end{cases} \tag{14}$$

さらに，強制力は一定強制する場合 (風の長期連吹や河川・海峡からの定常流出など) と周期的に強制する場合 (周期的な気象擾乱の通過や潮流振動など) を考えた。一定強制では

$$F_0=-\sin(2\pi x/(2l_x)) \tag{15}$$

とし，周期強制では

$$F_0=-\sin(2\pi x/(2l_x))\cdot\sin(\omega_f t) \tag{16}$$

とした。ここで，ω_f は強制力の無次元周波数である。

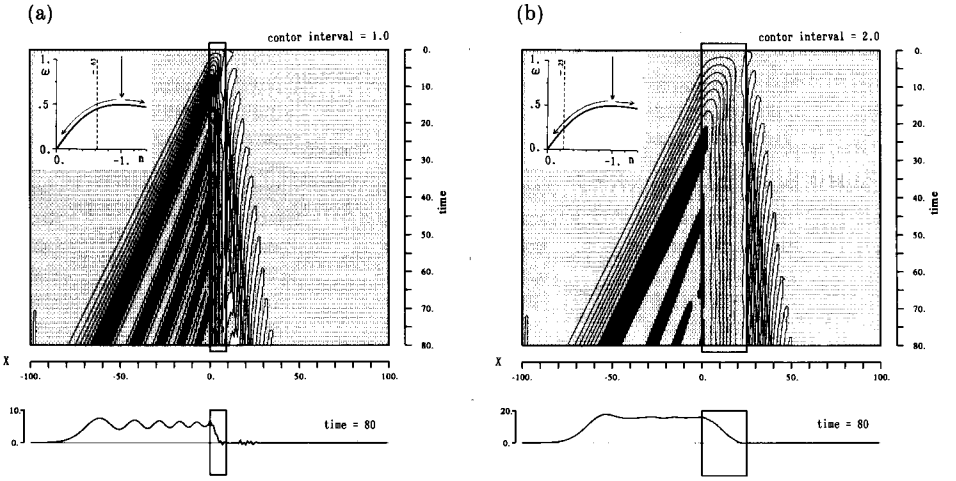

Fig. 6. Dimensionless space-time diagrams of vorticity after the sudden onset of forcing with the spatial scale of $l_x=10(a)$ and $l_x=25(b)$. The schematic dispersion curve is shown within this diagram. Lower panel shows the instantaneous diagram of vorticity at $t=80$. The enclosed solid line area denotes the forcing region.

一定強制の場合

Fig. 6(a) (b) はそれぞれ，初期擾乱の計算と同じ $l_x=10$ と 25 の区間に一定強制したときの渦度の時空間分布図を示す。図中の太線枠内が強制域である。図の下段は $t=80$ の渦度の空間パターンである。いずれのケースも先端波が強制域を脱した後，強制域内はスベルドラップ平衡し，振幅の増加は見られない。$x<0$ の領域には，強制域内から連続したほぼ一定振幅の渦度が伝播している。$x>0$ 領域にも短波ロスビーの伝播はみられるが，その振幅値は非常に小さい。非分散の極限における平衡解 $(\partial/\partial t\rightarrow 0)$ は (9) 式と (16) 式から求まる。その解は，

$$\zeta\ (x,\infty)=\begin{cases} 0 & l_x<x \\ (\cos(\pi x/l_x)+1)l_x/\pi & 0<x<l_x \\ 2l_x/\pi & x<0 \end{cases} \tag{17}$$

となる。例えば，$x<0$ における振幅値を $\zeta=2l_x/\pi$ を用いて見積もると，$l_x=10$ で $\zeta\sim6.4$, $l_x=25$ で $\zeta\sim15.9$ となり，これらの値は数値計算結果 (Fig. 6(a) (b) の下段 t=80 の $x<0$ における渦度の振幅値) をほぼ説明することができる。ただし，計算結果は (17) 式で表される平衡解の上に小さな振幅の波列が重なっていることを示している。この波列の振幅の大きさは初期擾乱の計算結果と同様，$l_x=10$ の場合に大きく，$l_x=25$ の場合では小さい。これは強制力が加わった $x=0$ から強制域の空間スケールに規定された自由ロスビー波が伝播していることを示唆している。この自由波の伝播については次節で議論する。そしてこの自由波の伝播の背後には，強制力の時間経過に従ってより波長の長い波 ($t\rightarrow\infty$ で $n\rightarrow 0$, $Cg\sim C$：非分散波) が励起され続け，強制域とつながった一定振幅の渦度場が形成されている。

周期強制の場合

緒言で述べたように，まず最初にロスビー波が存在できない周期帯 ($\omega>0.5$) において強制振動させた計算を行った。なお，周期強制の計算において強制の空間スケールは全て $l_x=25$ とし，

Fig. 7 の太線枠内がその強制域を示す。Fig. 7(a) (b) はそれぞれ，$\omega_f=0.8$ と $\omega_f=0.5$ ($Cg=0$ のロスビー波が存在する周期) で周期強制したときの渦度の時空間分布図で，下段に $t=80$ の渦度の空間パターンを示した。

両ケースとも共通して，強制初期にのみ強制域から脱する波動伝播がみられる。この波動伝播の $t=80$ における $x<0$ の渦度パターンは，$l_X=25$ のロスビー波の初期擾乱の計算結果 (Fig. 3(b) の $t=80$ の渦度パターン) とほとんど同じである。このことから強制域の空間スケールに依存した自由ロスビー波の励起が示唆される。強制初期においては，生成される渦度の空間勾配がその時間勾配に比べてまだ十分に小さい ($\partial/\partial x \to 0$) と考えられ，このとき強制ロスビー波の渦度方程式 ((9) 式) は次式で近似できる。

$$\partial\psi/\partial t \sim F(x, t) \tag{18}$$

周期強制 F は (16) 式より，簡単な表示で $F(x, t)=X(x)\cdot\sin(\omega_f t)$ とする。この強制 F を (18) 式に代入し，$t=0$ で $\psi=0$ の初期条件のもとに時間積分すると

$$\psi \sim X(x)\{\cos(\omega_f t)+1\}/\omega_f \tag{19}$$

となる。(19) 式の解は強制周期 ω_f で周期変動する $X(x)\cos(\omega_f t)/\omega_f$ と時間変化しない $X(x)/\omega_f$ の二つの解の重ね合わせであることを示している。このように $t<0$ で全く擾乱がない状態から $t=0$ で突然強制を与えたとき，どのような周期強制を与えても，強制域の空間構造 $X(x)$ に依存した擾乱が励起される。これは前節でみた一定強制の場合でも同じである。この擾乱が数値計算の強制初期に現れ強制域を脱した自由ロスビー波である。ただし，励起された自由ロスビー波の振幅値は ω_f^{-1} に比例し，上記の例の場合，$\omega_f=0.8$ の振幅は $\omega_f=0.5$ の振幅の半分程度 (Fig. 7(a) (b) の $t=80$ における先端の波の振幅値を比較) である。

次に，上述の自由ロスビー波の伝播後の渦度変化をみる。両ケースともに強制周期に応じた正負の渦度生成が強制域内にだけ起こっている。ロスビー波が存在できない周期帯 $\omega_f=0.8$ (Fig. 7(a)) の強制では強制域内に渦度の生成はあるものの，ロスビー波の位相伝播はみられない。ただ

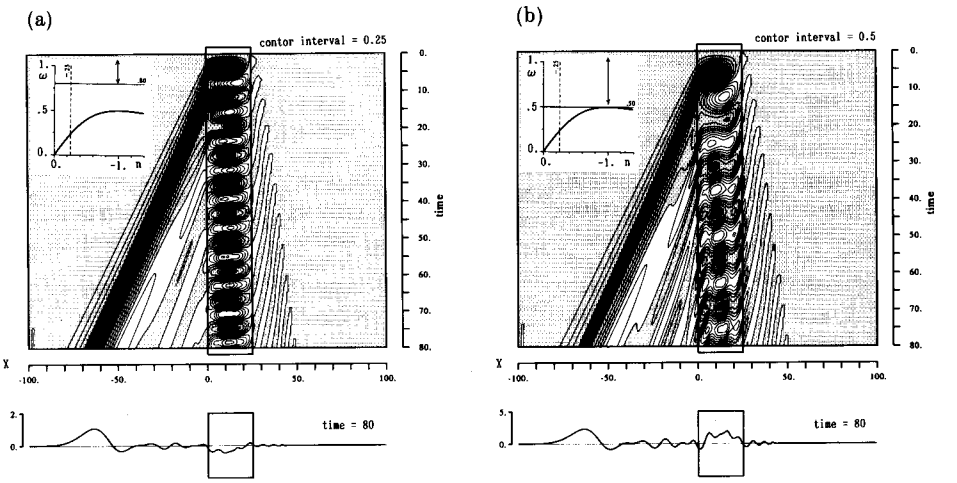

Fig. 7. Dimensionless space-time diagrams of vorticity under the periodic forcing of $\omega_f=0.8$ (a) and $\omega_f=0.5$ (b). The schematic dispersion curve is shown within this diagram. Lower panel shows the instantaneous diagram of vorticity at $t=80$. The enclosed solid line area denotes the forcing region $l_X=25$.

し，このことは強制域内で流速観測すれば，強制周期に同期した渦度変化に伴う流れ場は観測されることを示す。$\omega_f=0.5$ の場合 (Fig. 7(b)) は強制域内においてのみ位相伝播がみられ，これは $Cg=0$, $C=-0.5$ のロスビー波の伝播である。

(8) 式の分散関係式や Fig. 2 の分散曲線からロスビー波が存在できない周波数帯 ($\omega>0.5$) があることは理解できる。しかし，先にみたように強制領域内において渦度の生成はあるにもかかわらず，なぜ $\omega>0.5$ の強制振動ではロスビー波が励起されないのだろうか。強制によって励起された渦度 ζ_0 とこの渦の時間経過とともに生成される相対渦度 ζ の大きさの関係から，その理由を考える。以下の議論は次元のある量を用いて,簡単のために惑星 β 面上の渦を考えた。Fig. 8(a) に模式的に示した渦は東西スケールが L_X，南北スケール L_Y で，コリオリパラメータ $f_0 \sim f$ の範囲に存在している。座標軸は東向きを正に x 軸，北向きを正に y 軸を設定し，それぞれの流速成分は u, v である。先の強制によって励起された渦度を $|\zeta_0|$ とすると，その大きさは

$$|\zeta_0| = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y \sim 2(v/L_X - u/L_Y) \tag{20}$$

となる。渦の連続性 $\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0$ より

$$u = -vL_X/L_Y \tag{21}$$

となる。(21) 式を (20) 式に代入し，u を消去し，$|\zeta_0|$ を相対渦度を生成する v の関数で表現すると

$$|\zeta_0| \sim 2v(L_X{}^2 + L_Y{}^2)/(L_X L_Y{}^2) \tag{22}$$

となる。周期強制において，次回の同じ強制を受けるまでの時間 T (T は強制周期) 内に，今回励起された渦によって生成される相対渦度 $|\zeta|$ の大きさを概算する。水柱が南北スケール L_Y を移動すれば，ポテンシャル渦度保存則から $|f_0-f|$ の相対渦度を得る。そこで，vT 距離だけ南北方向へ水柱が移動したときに生成される相対渦度を $|\zeta|$ とすると

$$|\zeta| \sim vT\,|f_0-f|\,/L_Y \tag{23}$$

となる。ここで，$|\zeta_0|$ と $|\zeta|$ の大きさを比較する。すなわち，

$$|\zeta|/|\zeta_0| \sim T\,|f_0-f| L_X L_Y/(2(L_X{}^2+L_Y{}^2)) = |f_0-f| mk/(\sigma(k^2+m^2)) \tag{24}$$

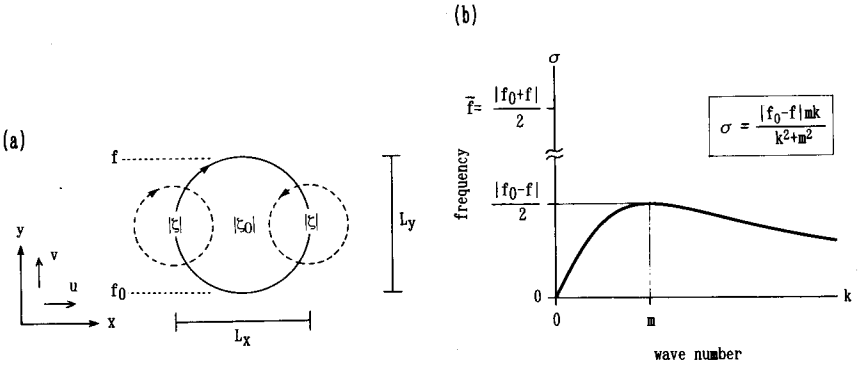

Fig. 8. (a) The schematic vorticity patterns characterized by an eddy. (b) The schematic dispersion curve of $\sigma=|f_0-f|\,mk/(k^2+m^2)$ in σ (frequency)-k (wave number) diagram.

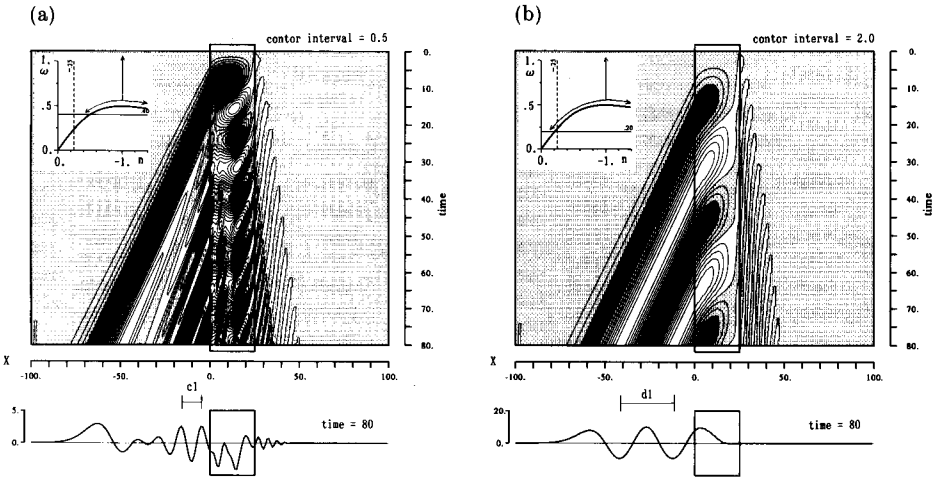

Fig. 9. As for Fig. 7 but for $\omega_f=0.4(a)$ and $\omega_f=0.2(b)$.

この式変形において，$L_X=k^{-1}$, $L_Y=m^{-1}$, $T=\sigma^{-1}$ (k, m は波数，σ は周波数) とした。ところで，(8) 式の分散関係式を次元のある量に戻すと次のようになる。

$$\sigma=-\beta k/(k^2+m^2)=|f_0-f|\,mk/(k^2+m^2) \tag{25}$$

ここで，$\beta\sim-|f_0-f|/L_Y=-|f_0-f|\,m$ とした。(25) 式が示すロスビー波の分散関係式は，(24) 式で $|\zeta|/|\zeta_0|=1$ とした場合と全く同じである。すなわち，ロスビー波が存在できる周期帯とは先の強制によって励起された渦度 $|\zeta_0|$ にとって変わる大きさの相対渦度 $|\zeta|$ が次の強制までに生成できる周期の範囲を表す。それゆえ，$|\zeta|<|\zeta_0|$ である短周期で強制した場合には，強制力で生成された渦度の打ち消しが繰り返えされるだけである。また，Fig. 8(b) に $|\zeta|/|\zeta_0|=1$ もしくは (25) 式で表される $\sigma(k)$ の値を模式的に示した。$k=m$ のときに最大周波数 $|f_0-f|/2$ の値をとる。この $|f_0-f|/2$ は場の平均コリオリパラメータ $|f_0+f|/2$ よりも必ず小さく，$|f_0-f|$ が小さいほどその差は顕著となることがわかる。このことは，ロスビー波がコリオリパラメータ f よりも必ず小さい周波数帯にしか存在できないことを示す。

最後に,ロスビー波が存在できる周期帯 ($\omega\leqq0.5$) において強制振動させた計算を行った。Fig. 9(a) (b) はそれぞれ，$\omega_f=0.4$ と $\omega_f=0.2$ で周期強制したときの渦度の時空間分布図で，下段に $t=80$ の渦度の空間パターンを示した。$\omega_f=0.4$ の場合 (Fig. 9(a)) も先のケースと同様に，強制力の空間スケールに依存した自由ロスビー波の伝播がまず始めに起こっている。この周期強制では強制域外にも波動伝播 ($c1$) がみられ，この波の波長 (~13) は強制域の空間スケール ($l_X=25$) とは明らかに異なる。周期強制の場合，先に議論したように強制周期が相対渦度の生成を左右する。そのため，励起されたロスビー波の波長 (~13) は強制周期に依存したロスビー波の分散関係によって決定されている。$\omega_f=0.2$ の場合 (Fig. 9(b)) は，強制力の空間スケールに規定された自由ロスビー波と強制周波数 ω_f で励起される波との分散関係が近いため，計算結果をみても両波はほとんど区別できない。

お わ り に

陸棚域において地形性ロスビー波を観測した場合を例に，ロスビー波の伝播特性と強制力の関

係をまとめると次のようになる。十分長い期間に渡って周期強制が継続すれば，このとき励起されるロスビー波は強制域の空間スケールに依存せず，強制周期に依存した分散特性を示す。例えば，高低気圧の周期的（4〜6日程度）な通過による風強制や海峡から陸棚上を往復運動する潮流強制の場合などである。このような地形性ロスビー波が観測されたとき，波の周期と伝播速度は分散曲線上で議論することができ，同周期の強制力を探すことも比較的容易と考えられる。一方，台風の通過など突発的な風擾乱で強制されたり，周期強制でもその初期段階において励起される地形性ロスビー波は，常に非分散に近い（波長の長い）自由波として伝播する。それゆえ，この自由波の波長も強制域の空間スケールとは必ずしも一致しない。ただし，伝播中における波の振幅の時間発達は強制域の空間スケールに依存し，強制域の空間スケールが小さいほど先端波の背後には振幅の大きな波列が形成される点に注意が必要である。

本論では線形のロスビー波を考えたが，例えば暖水渦の挙動には渦自身の非線形性や一般流との相互作用の方が重要な問題となる。さらに，ロスビー波が存在できる空間の有限性（水平及び鉛直方向）からモード波が生じる。このモード波は同じ強制に対しも各モードの分散性の違いによって伝播特性が異なる。陸棚域の観測資料には，これら各モードの地形性ロスビー波が重なって記録されている場合が多く，モード波を区別するためには岸沖または鉛直方向の流れ構造を捉えることが重要である。海洋観測から入手できる波の情報には限界があるものの，ロスビー波と強制力との関係を議論するためには，観測された変動の周期性，伝播速度に加え，振幅の時間発達の様子を空間的な拡がりの中できちんと抑えることが大切と考える。

最後に，本論をまとめるにあたり，いろいろと議論して頂いた北海道水産学部の東屋知範博士に深く感謝する。

文　　献

Pedlosky, J. (1979). *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag.
磯田　豊 (1997). ロスビー波の分散性. 沿岸海洋研究, **34**, 173-181.