

海洋循環中の波動と大規模風応力変動に対する海洋の応答： 2.5層モデル

北海道大学大学院地球環境科学研究院 久保川 厚

Atsushi Kubokawa

Faculty of Environmental Earth Science,

Hokkaido University

1 はじめに

地球は24時間で1回自転する球である。大気と海洋はその球の表面を薄く覆う流体であり、その運動は地球自転の影響を強く受ける。海洋の水深は5km程度、大気も、対流圏だけを考えれば10km程度なので、水平距離100 - 1万kmスケールの大規模なゆっくりとした運動においては水平流速が卓越する。それ故、強い2次元性を示す。水平運動に伴う流体の渦度は、基本的には鉛直軸周りである。この鉛直軸周りの渦度の力学を考えるときには、地球がその自転に伴い持っている渦度(角速度を Ω とした時、 2Ω)の鉛直成分(緯度を θ とした時 $f = 2|\Omega| \sin \theta$)を考慮する必要がある。すなわち、地球上の大規模流体運動の渦度の鉛直成分は、地球上で観た時の渦度(相対渦度)の鉛直成分を ζ とした時、 $f + \zeta$ であり、これを絶対渦度と呼ぶ。また、 f はコリオリ因子であるが、この渦度力学の文脈では、惑星渦度と呼ばれる。水平流速が非発散な場合には(粘性や強制がなければ)、 $f + \zeta$ はラグランジュ的に保存する。 f は、北ほど大きいので、初期に $\zeta = 0$ の流体が北に行けば、 $\zeta < 0$ となる。このことはある部分の流体が北に行くとその周りに時計回りの流れが出来、その流体の西側の流体を北に移動させることを意味する。すなわち、流体の南北変位の位相が西に進むことになるが、これがロスビー波(もしくは惑星ロスビー波)である。また、 f の緯度依存性が流体運動に及ぼす効果を β 効果という。なお、 f の北向き距離による微分($2a^{-1}|\Omega| \cos \theta$, ここで a は地球半径)を β という。

高さの異なる2枚の物質面を考え、その2面の鉛直距離を h 、その2面の間での水平流速は鉛直方向に変化しないとすると、 $(f + \zeta)/h$ がポテンシャル渦度となり、粘性や強制がなければラグランジュ的に保存する。海洋を対象とし、密度が一様だと仮定すると、海面と海底を物質面に取りることが出来る。その場合、初期に $\zeta = 0$ の流体が h (水深)の浅い方向に動けば、北(南)半球では h の減少に伴い、 $\zeta < 0$ ($\zeta > 0$)となる。上のロスビー波と同様に考えれば、北(南)半球では位相は浅い方を右(左)に見る方向に伝播することが分かる。この流体の厚さ分布が持つ f の緯度分布と同様の効果を、地形性 β 効果といい、それによって生じる波動を地形性ロスビー波という。特にその水深分布が陸棚斜面によって作られている場合は陸棚波という。

上述のように、地球上の大規模なゆっくりとした流れは、流体要素の持つポテンシャル渦度を保存するように運動する。それ故、ポテンシャル渦度の分布が主に f で決まっているような場合には、平均的な流れは等緯度線に沿う東西流が卓越する傾向があり、その場合、

変動は等緯度線に補足された振動になる。大気は等緯度線に沿って一回りするので、この構造は維持される。他方、海洋は、南極と北極の回りを除くと、等緯度線は全て岸によって遮られており、大規模な海洋の流れは、等緯度線を大きく外れていくこととなる。これにより、海洋中のポテンシャル渦度の分布には、 f のみならず h も重要となり、平均場のポテンシャル渦度傾度の向きも場所により大きく異なることになる。これが波動伝播に大きく影響することは想像に難くなく、また、海洋上層の循環は海面風により駆動されるがその変動の影響も海洋循環の構造に依存することが予想されよう。

本稿では、このようなポテンシャル渦度の保存に基づく、海面風によって駆動される海洋上層循環構造のシンプルな理論、および、その理論解を基本場とした時の波動の性質を簡単に説明し、最後に、周期的な風を与えた時の海洋循環の線形応答について述べる。なお、本稿で念頭に置いている波動の振動周期は1年から数年程度である。また、表題の2.5層というのは、密度の若干異なる3層を考え、その最下層(第3層)は十分に厚く、そこでの運動は無視できるとするモデルである。海洋は5000m程度の深さであるが、実際に流れが強いのは、水深数100mまでである。水深数100mから1000mぐらいいままでに密度が大きく変わる層があり、それを密度躍層(もしくは水温躍層)というが、2.5層モデルとは、密度躍層を2層で表し、それより深い層(深層)は静止していると仮定したものをいう。

2 風成海洋循環：通気水温躍層理論

ここでの話題は、海洋循環中の波動とそれに基づく海洋の海面風応力変動に対する海洋の応答である。この議論を進めるには、海洋循環の基本構造に対する理解が必要となる。

2.1 風成海洋循環論の概要

大規模な海水運動は、非圧縮、静水圧近似の下で考える。基礎方程式は、

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \nabla_H p + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \boldsymbol{\tau}}{\partial z} \quad (1)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad \nabla_H \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \frac{D\rho}{Dt} = \mathcal{H} \quad (2)$$

となる。ここで、 D/Dt は物質微分、 z は鉛直座標、 ∇_H は水平微分演算子、 \mathbf{u} は水平流速(東向き成分を u , 北向き成分を v とする)、 w は鉛直流速、 ρ は密度、 p は圧力、 g は重力加速度の大きさ、 $\boldsymbol{\tau}$ は渦粘性による水平運動量の鉛直フラックス、 \mathcal{H} は浮力ソース(温度・塩分拡散等による項)。大規模でゆっくりとした海洋現象では、コリオリ項が左辺第1項に比べて十分に大きい。それ故、水平運動方程式の左辺第1項は多くの場合無視される。

海洋上層(概ね水深1000mよりも浅い層)の循環は基本的には風による。風の直接的な影響は $\boldsymbol{\tau}$ に含まれる。海面での $\boldsymbol{\tau}$ が海面風応力である。しかしながら、この $\boldsymbol{\tau}$ は、海面から10mオーダーの深さで、速やかに減衰し、それより深い層では鉛直渦拡散はあまり働かない

と考えられている。この海面近くの τ が大きい層をエクマン層という。エクマン層内では、

$$\rho f \mathbf{k} \times \mathbf{u} = -\nabla_H p + \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (3)$$

となり、これをエクマン層内 $(-\delta_e, 0)$ で鉛直に積分すると

$$f \mathbf{k} \times \int_{-\delta_e}^0 \rho \mathbf{u} dz = -\nabla_H \int_{-\delta_e}^0 p dz + \tau_0 \quad (4)$$

となる。ここで、 τ_0 は海面 ($z = 0$) での風応力、 $z = -\delta_e$ はエクマン層下端で、そこで $\tau = 0$ とした。また、海面で $w = 0$ で、かつ、 ρ の空間変化は十分に小さいので、この式と連続の式より、

$$w(z = -\delta_e) = \mathbf{k} \cdot \left[\nabla_H \times \frac{\boldsymbol{\tau}_0}{\rho f} \right] - \frac{\beta}{a \rho f^2 \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \int_{-\delta_e}^0 p dz \quad (5)$$

を得る。ここで、 λ, θ は経度、緯度、 a は地球半径。(無視しなくとも同様の議論は可能であるが) 右辺第 2 項は第 1 項に比べて十分に小さいので、ここでは無視する。この時のエクマン層下端での鉛直流速

$$w_e = \mathbf{k} \cdot [\nabla_H \times \boldsymbol{\tau}_0 / \rho f] \quad (6)$$

はエクマンパンピング速度と呼ばれ、偏西風と貿易風に挟まれた亜熱帯から中緯度までの領域では下向きである。これは、偏西風に伴う東向きの τ_0 とコリオリ力が釣り合うためにはエクマン吹送流は南向き、他方、貿易風帯では北向きなので、その間で収束し下降流を生み出すということである。より深い層の力学を考えるため、(3) に $\mathbf{k} \cdot \nabla \times$ を作用させ、 $\tau = 0$ とすると

$$\beta v = f \frac{\partial w}{\partial z} \quad (7)$$

を得る。 $z = -H$ で $w = 0$ になるとして、そこから $z = -\delta_e$ まで積分すると、

$$\beta \int_{-H}^{-\delta_e} v dz = f w_e \quad (8)$$

となる。これは、 w_e が負であれば流れは赤道向きとなることを意味する。ポテンシャル渦度の保存 $(f + \zeta)/h$ において、 $w_e < 0$ は h の減少に対応する。(8) は f/h を一定に保つように h の減少分だけ $|f|$ が小さいところに移動することを意味し、Sverdrup の関係式と呼ばれる。 $w_e < 0$ となる亜熱帯域では、 $(f + \zeta)/h = \text{一定}$ より、 $\zeta/f < 0$ となり、東側では赤道向き、西側では極向きの高気圧性の循環が励起されると予想されるが、その中心は、§1 で述べたロスビー波により西方に伝播し、赤道向きの流れのみが残ったのがこの状態である。この高気圧生循環を亜熱帯循環という。現実の亜熱帯循環における流れの分布は、web で海流とかを検索すれば見ることができるが、北太平洋だと、北緯 15° ぐらいから 45° ぐらいまでの緯度帯で、中心が西岸近傍に存在する時計回りの循環になり、西の端には非常に強い北上流 (西岸境界流) が存在する。

もう一つ重要なのは、海洋は成層流体であるという事である。基本となる鉛直成層は熱及び淡水フラックスの地域分布に伴う地球規模の海洋子午面循環 (熱塩循環) により作られ

る。また、上で述べた亜熱帯循環域では、海面密度は高緯度ほど大きい。それ故、西岸境界流域を除く、亜熱帯循環の南向きの流れによって、海面にあった水は、密度面に沿って亜表層へと移動して行く事になる。これは、海面密度の南北勾配が、鉛直勾配に置き換わる現象であり、海面で大気に接していた水(酸素が豊富、かつ、温室効果ガスなども吸う)に亜表層の水が入れ替わっていく現象でもあるので、これは ventilation(通気)と呼ばれ、それによって生じる鉛直水温勾配の生じる層は ventilated thermocline(通気水温躍層)と呼ばれる。

2.2 2.5層通気水温躍層モデル

海洋上層循環の特徴は、風によって海洋に与えられる渦度の分だけ流体が f の異なる緯度へ移動する、また、亜熱帯循環では、海面密度が高緯度ほど大きいがため、ventilation が起きることであるが、これらを表す最もシンプルなモデルが、2.5層モデルである。このモデルは、静水圧、ブジネスク近似の下で密度の異なる3つの層を考える。最深層(3層目)は十分に深くその運動は無視できるとする。このような、密度界面の変動はあるが、一つの層の運動を考えないモデルを $N\frac{1}{2}$ 層モデル、もしくは、 $N.5$ 層モデルという言い方をする。また、ここでは、第1層と第2層の境界は亜熱帯循環内で海面と交差する。すなわち、その緯度より極側では2層目が海面に露出する。この密度面の露出により、海面密度の南北傾度を表現する。この密度界面と海面が交差しているところをここでは、outcrop と呼ぶ。北半球を考え、outcrop の緯度を θ_1 とすると、それより北は、1.5層で、南は2.5層となる。なお、この θ_1 は経度に依らないとする。最上層には風による w_e が作用するが、2層目では流れに沿ってポテンシャル渦度が一定となる。また、流れは地衡流平衡にあると仮定する。 j 層目と $j+1$ 層目の密度界面の深さを h_j 、 j 層の密度を ρ_j とすると、 j 層での圧力(z のみに依存する部分は除く)、と流速は

$$p_2/\rho_0 = \gamma_2 h_2, \quad p_1/\rho_0 = \gamma_2 h_2 + \gamma_1 h_1, \quad \mathbf{u}_j = \frac{1}{\rho_0 f} \mathbf{k} \times \nabla p_j, \quad (9)$$

となる。ここで、 $\gamma_j = \rho_0^{-1} g(\rho_{j+1} - \rho_j)$ で j は1、もしくは、2。流体量の保存式より、ポテンシャル厚さ(ポテンシャル渦度の逆数)、 $q_1 = h_1/f$ and $q_2 = (h_2 - h_1)/f$ の式は

$$\frac{\partial q_j}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0 f} J(p_j, q_j) = -\frac{1}{f} \delta_{1j} w_e, \quad (10)$$

と書ける。ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタで、 $J(*, *)$ はヤコビアン。球面では、

$$J(A, B) = \frac{1}{a^2 \cos \theta} \frac{\partial A}{\partial \lambda} \frac{\partial B}{\partial \theta} - \frac{1}{a^2 \cos \theta} \frac{\partial B}{\partial \lambda} \frac{\partial A}{\partial \theta}, \quad (11)$$

である。簡単な計算により、(10)は

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} - \frac{1}{2a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{\beta}{f^2} (\gamma_1 h_1^2 + \gamma_2 h_2^2) \right] = -w_e, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (h_2 - h_1) + \gamma_2 J(h_2, q_2) = 0, \quad (13)$$

となる。これが基礎方程式である。まずここでは定常解について説明する。定常強制を W_e 、定常解を大文字で表す。

東岸の座標を $\lambda = \lambda_E$ とする。そこでは岸を横切る流れがないので、東岸に沿って、 p_j は一定、すなわち、東岸での密度海面の深さ H_j は一定。 H_1 は θ_1 で 0 となるので、東岸でも 0、 H_2 は東岸で一定値をとるが、それを H_0 とする。(12) を東岸から積分することにより、

$$\gamma_1 H_1^2 + \gamma_2 (H_2^2 - H_0^2) = \frac{2f^2}{\beta} \int_{\lambda_E}^{\lambda} W_e a \cos \theta d\lambda = 2\Phi(\lambda, \theta) \quad (14)$$

を得る。この $\Phi(\lambda, \theta)$ をスベルドラップ関数と呼ぶ。亜熱帯循環域では $W_e < 0$ なので、 Φ は正である。 θ_1 より北では、 $H_1 = 0$ なので、

$$H_2 = \sqrt{H_0^2 + 2\gamma_2^{-1}\Phi} \quad (15)$$

これより、緯度 θ_1 での 2 層目のポテンシャル厚さは $Q_2 = f_1^{-1}H_2(\lambda, \theta_1)$ となる。ここで、 $f_1 = f(\theta_1)$ 。この露出線から出発する 2 層目の流線上では Q_2 一定で、かつ、2 層目の流線は H_2 一定の線なので、 $f^{-1}(H_2 - H_1) = f_1^{-1}H_2$ となり、この場合の解は、

$$H_2 = \left\{ \frac{2\Phi(\lambda, \theta) + \gamma_2 H_0^2}{\gamma_1 (1 - f/f_1)^2 + \gamma_2} \right\}^{1/2}, \quad H_1 = \left(1 - \frac{f}{f_1} \right) H_2, \quad (16)$$

となる。このように θ_1 より北で大気に曝されていた水が亜表層に入ってくる領域を通気領域 (ventilated zone) と呼ぶ。この領域の東の境界は、 $H_2 = H_0$ の流線によって与えられるが、それは東岸 (λ_E, θ_1) から出発し、

$$\Phi(\lambda, \theta) = \frac{1}{2}\gamma_1(1 - f/f_1)$$

となる。東岸では $\Phi = 0$ であるが、 $f < f_1$ では、 $\Phi > 0$ となる。これは $H_2 = H_0$ の線が東岸から離れて西に向かうことを意味する。その線と東岸との間では、 Q_2 の等値線が東岸から発するため 2 層目に流れが出来ない。その領域は影領域 (shadow zone) と呼ばれ、解は、

$$H_2 = H_0, \quad H_1 = \left(\frac{2}{\gamma_1}\Phi(\lambda, \theta) \right)^{1/2}, \quad (17)$$

となる。また、西岸が λ_W にある場合、 (λ_W, θ_1) から出てくる流線の西側はどうなるかという問題がある。この領域はプール領域 (pool zone) と呼ばれる。プール領域の流体は亜表層で循環し続けるので、その中の Q_2 は (λ_W, θ_1) での値 (Q_{2W}) で一様化されると考える。そうすると解は、

$$\begin{aligned} H_2 &= \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \left[\gamma_1 f Q_{2W} + \left\{ (\gamma_1 + \gamma_2) (\gamma_2 H_0^2 + 2\Phi) - \gamma_1 \gamma_2 f^2 Q_{2W}^2 \right\}^{1/2} \right], \\ H_1 &= H_2 - f Q_{2W}, \end{aligned} \quad (18)$$

となる。海洋の通気水温躍層理論については、Pedlosky (1996) の教科書に詳しい。

3 通気水温躍層の周期的風の場合への応答

通気水温躍層モデルにおける海洋循環は、上述の3つの領域からなる。ポテンシャル渦度から相対渦度を除いたこのモデルでは、流速は不連続となる。実際には、ロスビーの変形半径と呼ばれる数10km程度の距離で流速は変化して連続に接続する。3つの領域それぞれにおける波の性質は、例えば、Kubokawa and Nagakura (2002) に詳しく述べられている。

西岸近くに生じる渦位一様なプール領域には、西向きに、 $c = -\beta f^{-2}(\gamma_1 H_1 + \gamma_2 H_2)$ で伝播する波と、2層目の流れによって流される2つのモードが存在する。前者は海洋の流れがどちら向きであるかに一切依らないので、Non-Doppler-shift mode (N-mode) と呼ばれ、後者は移流されるだけなので、Advective mode (A-mode) と呼ばれる (Liu 1999)。N-mode では η_1 と η_2 が同位相で、A-mode では逆位相である。これらの波は以下で議論する長波極限 (波に伴う相対渦度が無視できる場合) では両方とも非分散 (群速度が波数ベクトルに依らない) であるが、A-mode の鉛直構造が波数ベクトルの向きに依存するため、A-mode を含む孤立した初期擾乱を与えた場合、A-mode が常に N-mode を励起する形になる。また、N-mode の西方伝播速度は同じ成層構造の静止海洋における最低次モードのロスビー波速度もより大きい。渦位一様領域の東の通気領域では、2層目の渦位が一様ではないため、群速度は波数ベクトルの方向に依存するようになる。しかし、2つの鉛直モードはプール領域におけるものに近く、概ね N-mode と A-mode に分離できる。最後に、その東の影領域であるが、そこでは2層目は静止しており、長波擾乱に対しても傾圧不安定となる。なお、通気領域では、 θ_1 が経度に依らない場合には、長波擾乱に対して安定であることが証明できる。

さて本題に入ろう。以下は、ほぼ、Kubokawa (2013) の要約である。ここでは、周期的な強制に対する応答を扱うので、

$$w_e = W_e + \hat{w}_e e^{i\sigma t}, \quad h_j = H_j + \eta_j e^{i\sigma t}, \quad \mathbf{u}_j = \mathbf{U}_j + \hat{\mathbf{u}}_j e^{i\sigma t}, \quad q_j = Q_j + \hat{q}_j e^{i\sigma t}, \quad p_j = P_j + \hat{p}_j e^{i\sigma t}, \quad (19)$$

とする。変動成分に対する線形方程式は、

$$i\sigma\eta_2 - \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{\beta}{f^2} (\gamma_1 H_1 \eta_1 + \gamma_2 H_2 \eta_2) \right] = -\hat{w}_e, \quad (20)$$

$$i\sigma(\eta_2 - \eta_1) + \gamma_2 J(H_2, (\eta_2 - \eta_1)/f) + \gamma_2 J(\eta_2, Q_2) = 0. \quad (21)$$

となる。東岸 ($\lambda = \lambda_E$) 境界条件としては、 $\eta_1 = \eta_2 = 0$ を仮定する。また、密度に対する境界条件は固定されているとして、 $\theta = \theta_1$ で $\eta_1 = 0$ とする。式 (20) は東西方向の微分のみを含み、式 (21) は Q_2 もしくは、 H_2 に双方向のみの微分を含む。そこで、 $y = a\theta$ として、 (Q_2, y) 座標 (Q_2 一定のプール領域に関しては (H_2, y) 座標) を導入する。すると、 (Q_2, y) 座標上では、これらの方程式は、

$$\frac{i\sigma\eta_2}{Q_{2x}} - \frac{\partial}{\partial Q_2} \left[\frac{\beta}{f^2} (\gamma_1 H_1 \eta_1 + \gamma_2 H_2 \eta_2) \right] = -\frac{\hat{w}_e}{Q_{2x}}, \quad (22)$$

$$\frac{i\sigma(\eta_2 - \eta_1)}{\gamma_2 Q_{2x}} + \frac{\partial H_2}{\partial Q_2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\eta_2 - \eta_1}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \eta_2 = 0, \quad (23)$$

となる。ここで、添字 x は経度方向の微分を表す。プール領域では $\eta_2 - \eta_1 = 0$ なので、(20) だけでよく、それを (H_2, y) 座標で書けば、

$$\frac{i\sigma\eta_2}{H_{2x}} - \frac{\partial}{\partial H_2} \left[\frac{\beta}{f^2} (\gamma_1 H_1 + \gamma_2 H_2) \eta_2 \right] = -\frac{\hat{w}_e}{H_{2x}}, \quad (24)$$

となる。東岸境界から、(23) を南向きに、(22) を西向きに積分していけば、交点での η_1, η_2 が求まる。

影領域と通気領域、通気領域とプール領域の間での接続条件は、それらの内部境界をなす等ポテンシャル厚さ線が物質線であることから、基本場の内部境界に直交する方向の内部境界変動の変位 ξ が基本場の境界の両側で等しくなるように取る。具体的には、影領域での ξ は

$$\xi = \frac{i\gamma_2 Q_{2x}^{(s)}}{\sigma f |\nabla_H Q_2^{(s)}|} \frac{\partial \eta_2^{(s)}}{\partial y}, \quad (25)$$

となるので、これを、通気領域側での ξ の物質微分と内部境界と直交する流速が等しいと書いた式、

$$\frac{\partial \eta_2^{(v)}}{\partial y} = |\nabla_H Q_2^{(v)}| \left(\frac{if\sigma\xi}{\gamma_2 Q_{2x}^{(v)}} + f_1 \frac{\partial \xi}{\partial y} \right), \quad (26)$$

に代入し、 $y = y_1$ (ここでは $\eta_2 = 0$) から積分することによって得られる。ここで、上付きの (s) と (v) は、それぞれ、影領域と通気領域での値であることを意味する。これで η_2 が求まれば、 η_1 は(23) より求まる。通気領域とプール領域の接続条件は、通気側での ξ を

$$\frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{if\sigma\xi}{\gamma_2 f_1 Q_{2x}^{(v)}} = \frac{1}{f_1 |\nabla_H Q_2^{(v)}|} \frac{\partial \eta_2^{(v)}}{\partial y}, \quad (27)$$

から求め、

$$\frac{\partial \eta_2^{(p)}}{\partial y} = |\nabla_H H_2^{(p)}| \left(\frac{if\sigma\xi}{\gamma_2 H_{2x}^{(p)}} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \right), \quad (28)$$

によって、プール側の η_2 を求める。

上記方程式を数値的に解くことによって解が得られる。具体的な解の様子は Kubokawa (2013) を参照頂くとして、ここでは、本稿では、解の様子とその力学について簡単に言葉で紹介することにする。

Kubokawa (2013) では、風応力の空間分布は一様 (λ_E も定数) としたが、解はかなり複雑なものとなる。一様な強制による波動の発生は、境界並びに場の非一様性による。東岸境界からは第 1 傾圧モード (N-mode) が発生する。これは、風が一様なので、初期には南北に峰と谷が伸びた形である。ロスビー波速度は南ほど大きいので、徐々に波数ベクトルは西向きから北西向きに変わっていく。影領域は不安定なため、影領域ではこの波は西に伝播しながら成長する。そして、通気領域へと入っていく。通気領域には、(主に) 東岸起源のこの N-mode 以外に、2 種類の A-mode が重なった状況になる。これらの A-mode は 1 層目と 2 層目の密度界面が海面に露出する $\theta = \theta_1$ で励起されるもので、一方はその場の風により、他方は、 $\theta = \theta_1$ 上を西に伝播する N-mode による。

まず、直接的な風による励起を考える。 $\theta = \theta_1$ では $\eta_1 = 0$ であり、また、 $\theta \sim \theta_1$ では $H_1 \ll H_2$ である。N-mode の効果は考えないので、 $\partial(H_2\eta_2)/\partial Q_2 = 0$ とすると、(22) は、 $\eta_2 = i\hat{w}_e/\sigma$ を生み出す。 $\eta_2 = i\hat{w}_e/\sigma$ を (23) に代入すると

$$\frac{\partial\eta_1}{\partial y} + il_{A1} \left(\eta_1 + \frac{\hat{w}_e}{\sigma} \right) = 0, \quad (29)$$

を得る。ここで、 $l_{A1} = \frac{f\sigma}{f_1\gamma_2 Q_{2x}}$ であり、解は、

$$\eta_1 = \frac{l_{A1}\hat{w}_e}{\sigma} \left[1 - e^{i\int_{y_1}^y l_{A1} dy} \right], \quad (30)$$

となる Q_{2x} が東ほど大きいので、南北波数 l_{A1} は東ほど少し小さくなる。それ故、波数ベクトルは南へ行くに従って、若干時計回りに回転する。また、群速度は南西向きなので、このシグナルは南に行くにしたがって東部からは消えていく。

次に、N-mode による励起を考える。ここでは、風による直接の強制は考えない。 $y \rightarrow y_1$ の極限を考えると、(22) と (23) は

$$ik_N\eta_2 - \frac{\partial\eta_2}{\partial Q_2} = 0, \quad il_{A2}(\eta_2 - \eta_1) - \frac{\partial\eta_1}{\partial y} = 0, \quad (31)$$

となる。ここで、 $k_N = \frac{\sigma f^2}{\gamma_2\beta H_2 Q_{2x}}$ は東岸起源の N-mode の波数である。また、 $l_{A2} = \frac{\sigma}{\gamma_2 Q_{2x}}$ は σ と k_N に対応する A-mode の南北波数になっている。N-mode の鉛直構造は南北波数に依存し、 $\eta_1 = \eta_2/(1 + l/l_{A2})$ となるが、東岸で励起される N-mode は $l = 0$ なので、少なくとも東岸近くでは $\eta_1 = \eta_2 = -i\hat{w}_e/\sigma$ となる。それに対して、 $y = y_1$ では $\eta_1 = 0$ なので、この条件を満足するように A-mode が発生する。解は次のように書ける。

$$\eta_2 = -\frac{i\hat{w}_e}{\sigma} e^{-i\int_{Q_{2E}}^{Q_2} k_N(y)dQ_2}, \quad (32)$$

$$\eta_1 = -\frac{i\hat{w}_e}{\sigma} e^{-i\int_{Q_{2E}}^{Q_2} k_N(y)dQ_2} + \frac{i\hat{w}_e}{\sigma} e^{-i\int_{Q_{2E}}^{Q_2} k_N(y_1)dQ_2} e^{-il_{A2}(y-y_1)} \quad (33)$$

(33) の第 2 項が A-mode である。A-mode の波数ベクトルは北東向き (位相伝播は南西向き) であり、通気領域の変動は、それと南向きに位相伝播する A-mode と北西向きに位相伝播する N-mode の重ね合わせになる。

4 終わりに

回転流体中の長周期波はポテンシャル渦度の等値線に沿い、平均流に相対的には、ポテンシャル渦度が大きい方を右に見る方向に伝播する傾向がある。復元力の向きが層によって違う場合には、それぞれの復元力に支配されるモードが現れるのが通常である。ここでの 2.5 層通気水温躍層モデルでは、鉛直積分した渦位構造による N-mode と、2 層目の流れと 2 層

目の渦位傾度による A-mode が現れる。プール領域では A-mode は流されるだけであるが、通気領域では渦位傾度分布により、その位相速度は平均流による移流よりも遅くなる。風の場合が変動した場合には、これら 2 つの波が発生する。A-mode の発生源は outcrop であるが、直接的に風によって outcrop で 2 層目に渦位が供給される場合以外に、東岸で励起された N-mode が outcrop 沿いに伝わることによって発生する。これは、N-mode が outcrop での境界条件を満足しないためである。

海洋循環における大規模波動の問題は、大気場が変動した時、海洋循環のスピンアップ、スピンドアウンがどのように生じるか、また、海洋中の熱分布がどのように変わるか等を論じる際に有用である。海流による熱輸送や海洋貯熱量と水温分布変動の知識は気候システムを理解する上で必要な要素である。本稿で示した海洋の応答問題は極めてシンプルな系におけるもので、直接的に現実海洋に適用できるものではないが、数値モデル結果が現実になづく複雑化する中、海洋循環モデルの結果等を見る時のヒントを与えることを意図している。なお、本稿は、研究集会の記録を残す意味合いもあって書いたものであり、図表は入っていない。図表に関しては、原著論文をご参照頂ければ幸いである。

引用文献

- Kubokawa, A., 2013: Linear Response of a Ventilated Thermocline to Periodic Wind Forcing. *Journal of Physical Oceanography*, 43, 1811-1820. DOI:10.1175/JPO-D-13-08.1
- Kubokawa, A. and M. Nagakura, 2002: Linear planetary wave dynamics in a 2.5-layer ventilated thermocline model. *Journal of Marine Research*, 60, 367-404.
- Liu, Z., 1999: Forced planetary response in a thermocline gyre. *Journal of Physical Oceanography*, 29, 1036-1055
- Pedlosky, J., 1996: *Ocean Circulation Theory*, Springer, 450pp.