

JEBAR について*

—その物理的解釈と陸棚域への適用—

磯 辺 篤 彦**

On the Joint Effect of BARoclinicity and bottom Relief (JEBAR) —its physical interpretation and an application to the shelf region—

Atsuhiko Isobe

JEBAR (Joint Effect of BARoclinicity and bottom Relief) の物理的解釈を述べ、これを簡単な2層モデルを用いて検証する。さらに、黄海・東シナ海における JEBAR 項の空間分布と、これを用いて流量分布を求めた診断モデルの結果について紹介する。

A physical interpretation of the JEBAR (Joint Effect of BARoclinicity and bottom Relief) is presented, and it is examined using a simple two-layer numerical model. We, then, show a result of the diagnostic model experiment in which we estimate the spatial distribution of the JEBAR term and the volume transport in the Yellow and the East China Seas.

キーワード：JEBAR, 渦度方程式, 成層流体, 海底地形

1. はじめに

密度の水平勾配と海底地形を考慮すると、鉛直平均流の渦度方程式中に現れる JEBAR (Joint Effect of BARoclinicity and bottom Relief) 項によって、風応力がなくとも海洋に鉛直平均流が励起される (Sarkisyan and Ivanov, 1971¹⁾)。例えば海底地形を与えた大循環モデルでの西岸強化流の流量は、平坦な地形での計算に比べ3倍近く増加することが知られている (Holland and Hirschman, 1972²⁾)。Holland and Hirschman (1972)²⁾ はこれを鉛直積分流の渦度方程式中に現れる “bottom pressure torque” が駆動力として働いたためと説明した。その後、Mertz and Wright (1992)³⁾ は bottom pressure torque 項と JEBAR 項の関連を明確に示している (後述)。この他にも例えば Mellor *et al.* (1982)⁴⁾ は北大西洋での JEBAR 項の空間分布を密度の気候値と水深分布から求め、これを与えた診断モデルによって流量分布を算出した。また最近 Sakamoto and Yamagata (1996)⁵⁾ は、黒潮流量と北太平洋の Sverdrup 輸送量との差異を JEBAR によって説明した。これら以外にも、海洋大循環に及ぼす JEBAR の影響を論じた研究は近年数多く発表

されている。

密度の水平勾配が大きく、また海底地形も複雑な陸棚、沿岸海域では、JEBAR の流量分布に与える影響は特に大きいと考えられる。Shaw and Csanady (1983)⁶⁾ は “self - advection” として、また Csanady (1985)⁷⁾ は “pycnobathic currents” として、JEBAR によって陸棚斜面に励起される流れについて論じた。また、Isobe (1994)⁸⁾ や Isobe (1997a)⁹⁾ は、対馬海峡周辺での対馬暖流の流路に与える JEBAR の影響について述べている。

本報では、最初に JEBAR の物理的解釈を Mertz and Wright (1992)³⁾ に沿って述べ、次にこの説明を簡単な数値モデルを用いて検証する。最後に著者が最近求めた、黄海・東シナ海での JEBAR 項の空間分布と、これを用いた診断モデルの計算結果を紹介する。

2. JEBAR 項の物理的解釈

f 平面において静水圧近似をした、定常・線形・非粘性の運動方程式は次のように表現できる。

$$-fv = -\rho_0^{-1} \partial P / \partial x \quad (1)$$

$$fu = -\rho_0^{-1} \partial P / \partial y \quad (2)$$

$$\partial P / \partial z = -\rho g \quad (3)$$

ここで f はコリオリパラメータ, u, v はそれぞれ x, y 方向の流速, ρ_0 は基準密度, P は圧力, g は重力加速度,

*1997年6月20日受領, 1997年9月26日受理

**九州大学大学院総合理工学研究科

そして ρ は海水密度である。 z 軸は平均水面 ($z = 0$) から上向きを正とする。

(1), (2)を海底面 ($z = -H(x, y)$) から海面 ($z = \eta(x, y) \ll H$) まで鉛直平均すると,

$$-fV/H = -\rho_0^{-1}\partial P_b/\partial x - H^{-1}\partial x/\partial x \quad (4)$$

$$fU/H = -\rho_0^{-1}\partial P_b/\partial y - H^{-1}\partial x/\partial y \quad (5)$$

ここで, U, V は x, y 方向の流速の鉛直積分値(以降, 流量と呼ぶ)を意味する。また, 海底での圧力 P_b および x は, それぞれ次のように表すことができる。

$$P_b = g\rho_0\eta + \int_{-H}^0 \rho g dz \quad (6)$$

$$x = \int_{-H}^0 \rho_0^{-1} \rho g z dz \quad (7)$$

ここで rigid-lid ($\partial\eta/\partial t \approx 0$) を仮定して(4), (5)を交差微分すると, 次のような定常状態での渦度方程式を得る。

$$f(U\partial H^{-1}/\partial x + V\partial H^{-1}/\partial y) = J(x, H^{-1}) \quad (8)$$

ヤコビアン $J(A, B)$ は, $\partial A/\partial x \cdot \partial B/\partial y - \partial A/\partial y \cdot \partial B/\partial x$ を意味する。(8)の左辺は, 等深線に直交する流量が存在するときの, 水柱の伸縮に伴う渦度の生成項(以降, ストレッチング項と呼ぶ)である。右辺にある渦度の生成項は, 等密度線と等深線が交差するときに存在し, これを JEBAR 項と呼ぶ。

ここで Fofonoff (1962)¹⁰⁾ の定義に従い, 流量を鉛直一様な順圧流の流量 U_b と海底面準拠の地衡流量(傾圧流成分) \tilde{U}_g に分ける。このとき, 水平流速の鉛直プロファイルはこれら2つの成分の重ねあわせとして, Fig. 1 のように描くことができる。(8)の左辺で表現されるストレッチング項は, Fig. 1 の2成分を足し合わせた流量(U)が等深線を横切る際に渦度を生成することを表している。しかし, 流量 U に含まれる傾圧流量 \tilde{U}_g は海底付近で流速を持たず海底の起伏を感じないので, 本来ならばストレッチング項には寄与しないはずである。つまり(8)式のストレッチング項は, 海底地形を伴った成層流体で

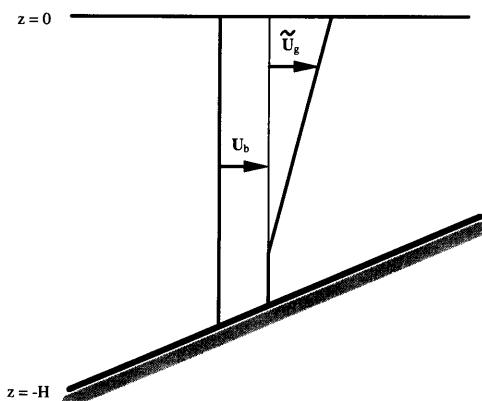


Fig. 1 A schematic diagram showing the separation of the volume transport into barotropic (U_b), baroclinic (\tilde{U}_g) components.

は, 水柱の伸縮に伴う渦度の生成項を正しく表現していない。しかし, 渦度の生成にかかわるこの矛盾は, (8)式が JEBAR 項を持つことによって陰に解決されている。このことを Mertz and Wright (1992)³⁾ に従って以下に示す。

まず, 静水圧近似の式(3)を $z = -H$ から z まで鉛直積分した後, $z = -H$ から平均水面 ($z = 0$) まで鉛直平均すると次式を導き出すことができる。

$$\rho_0 x = H(\bar{P} - P_b) \quad (9)$$

ここで, \bar{P} は圧力の鉛直平均値である。(9)の x, y 方向への勾配をそれぞれとると,

$$\rho_0 \partial x / \partial x = H\{\partial \bar{P} / \partial x - (\partial P / \partial x)_b\} - \rho_b g H \partial H / \partial x \quad (10)$$

$$\rho_0 \partial x / \partial y = H\{\partial \bar{P} / \partial y - (\partial P / \partial y)_b\} - \rho_b g H \partial H / \partial y \quad (11)$$

ここで, ρ_b は海底での密度である。さらに(10) $\partial H^{-1} / \partial y$ - (11) $\partial H^{-1} / \partial x$ をとると,

$$J(x, H^{-1}) = -(\rho_0 H)^{-1} \partial H / \partial y \{\partial \bar{P} / \partial x - (\partial P / \partial x)_b\} + (\rho_0 H)^{-1} \partial H / \partial x \{\partial \bar{P} / \partial y - (\partial P / \partial y)_b\} \quad (12)$$

となる。また, (12)は次のように変形することもできる(証明は略)。

$$HJ(x, H^{-1}) = -\rho_0^{-1} J(\bar{P}, H) + \rho_0^{-1} J(P_b, H) \quad (13)$$

Holland and Hirschman (1972)²⁾ は鉛直積分した JEBAR 項の一部である(13)の右辺第2項を, bottom pressure torque 項と呼んでいる。

さて, 地衡流を $u_g = -(\rho_0 f)^{-1} \partial P / \partial y$, $v_g = (\rho_0 f)^{-1} \partial P / \partial x$ と定義すると, (12)は次のように表すことができる。

$$J(x, H^{-1}) = -f H^{-1} \partial H / \partial y (\bar{v}_g - v_{gb}) - f H^{-1} \partial H / \partial x (\bar{u}_g - u_{gb}) \quad (14)$$

ここで, \bar{u}_g, \bar{v}_g は水柱全体で鉛直平均した地衡流を, また u_{gb}, v_{gb} は流底での地衡流を示す。 \tilde{U}_g, \tilde{V}_g を海底面準拠の地衡流量とすると(14)はさらに

$$J(x, H^{-1}) = f(\tilde{U}_g \partial H^{-1} / \partial x + \tilde{V}_g \partial H^{-1} / \partial y) \quad (15)$$

となる。

ここでもとの渦度方程式(8)に(15)を代入する。

$$f\{(U - \tilde{U}_g) \partial H^{-1} / \partial x + (V - \tilde{V}_g) \partial H^{-1} / \partial y\} = 0 \quad (16)$$

(16)を見ると, 傾圧流量 \tilde{U}_g のストレッチング項に与える寄与分は, (8)の中で陰に補正されていたことがわかる。つまり JEBAR 項は, ストレッチング項から傾圧流量 \tilde{U}_g の寄与分を除去する補正項であると解釈できる。

例えば Fig. 2 (a)に示すように, 流量がない場合 ($U = 0$) を考えてみる。このとき, (8)の左辺で表現されるストレッチング項は0であるが, 実際には底層に流れを持つので渦度の生成が行われるはずである。ここで(16)の“正味の”ストレッチング項をみると, JEBAR 項によって補正された結果として $f\{(-\tilde{U}_g) \partial H^{-1} / \partial x + (-\tilde{V}_g) \partial H^{-1} / \partial y\}$

JEBAR について
—その物理的解釈と陸棚域への適用—

が残り、渦度の生成が表現されていることがわかる。当然この状態のままで定常状態に達することはない。流量が海底面準拠の地衡流量と一致する場合、すなわち Fig. 2 (b) の場合 ($\tilde{U}_g = U$) は、(8) のストレッチング項と JEBAR 項は打ち消し合い、“正味の”ストレッチング項が消えて定常状態が成立する。

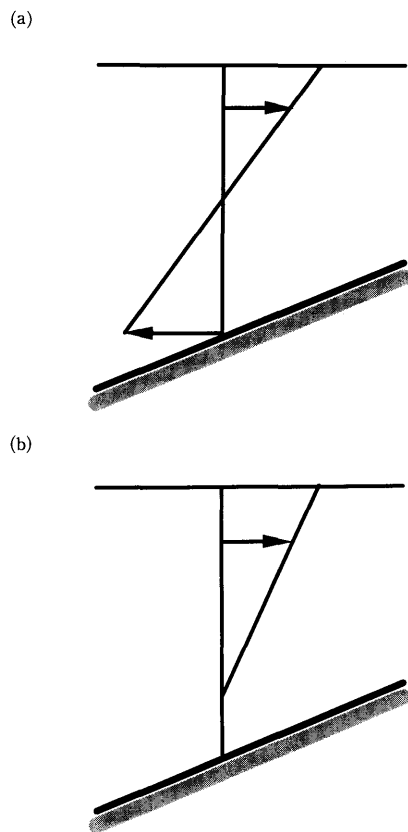


Fig. 2 Schematic diagrams showing the velocity profile of $U = 0$ (a), and of $U = \tilde{U}_g$ (b).

3. モデル

前節で述べた Fig. 2 (b) の場合、つまりストレッチング項が JEBAR 項によって補正され、“正味の”ストレッチング項が 0 になる状態を簡単な数値モデルを用いて表現してみよう。ここで用いるのは Isobe (1997a)⁹⁾ と同じ 2 層モデルなので、支配方程式は前節のものとは違った形をしているが、表現される物理過程は本質的に同じものである。支配方程式は線形で、解を平滑化するために大きめの水平粘性 ($A_h = 2 \times 10^7$ CGS) を考慮する。また、ここでは底面摩擦、壁面摩擦、海面風応力は与えない。それ以外のモデルの詳細は Isobe (1997a)⁹⁾ と同じである。

Fig. 3 に示すように、400 km 平方の箱型の海を考える。計算は海底地形を与えない平坦な場合 (case 1) と、一定勾配の傾斜を与える場合 (case 2) の 2 ケース行う。

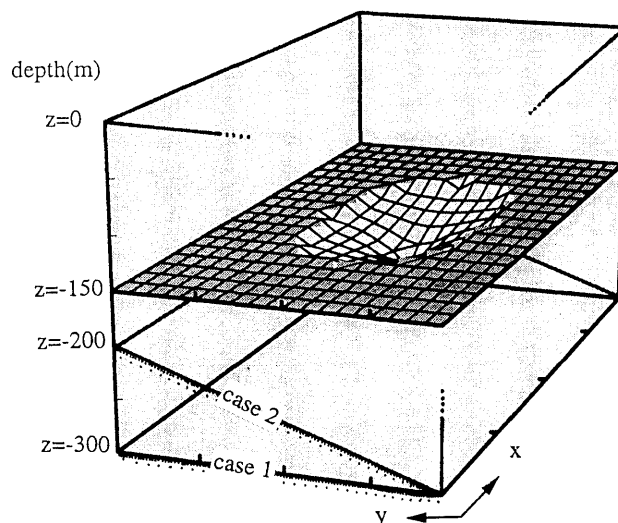


Fig. 3 A model domain with two bathymetry conditions (case 1 and case 2). The initial depletion at the interface is also shown.

このモデルでは、 $z = -150$ m の位置に内部境界面を設けている。初期条件として、内部境界面の中央部に最大 50m の下向き変位を与えておく。すなわち、初期に与えた内部境界面変位の地衡流調節問題を扱う。以下に地衡流調節に伴う擾乱が水平粘性によってほぼ平滑化された、計算開始後 200 日の結果を示す。解はこの後もゆっくりと平滑化されていくが、その進行は極めて遅いのでここでは 200 日目の結果を擬似的な定常解とした。

Fig. 4 の上段(a)~(d)は case 1 の計算結果を、また下段(e)~(h)は case 2 の結果である。四方を閉じられた海域で、風や底面摩擦がなく海底が平坦な場合、モデルでは渦度方程式中から駆動項がなくなり、定常状態に達するような流量分布は形成されない。Fig. 4 (a)~(d)をみると、上層の流速は高気圧性の、下層の流速は低気圧性の循環流を形成しており、(d)に示すように流量は領域内で発生していない。これは前節で示した Fig. 2 (a)の状態を示している。

海底に傾斜がある場合、等深線と交差するような下層流は渦度を生成するので、Fig. 4 (a)~(d)の状態では定常になりえない。海面風応力を考えないこの場合では、(16) から、定常状態で $U = \tilde{U}_g$ となるはずである。これはつまり、海底面準拠の地衡流の形成を意味している。

Fig. 4 (e)~(h)をみると、下層の流れは著しく小さくなり、上層にのみ高気圧性の循環流が形成されている。これは、内部境界面の変位に対応した海底面準拠の地衡流 (Fig. 2 (b)の状態) になっており、このとき流量分布が(h)に示すように形成される。case 2 での渦度方程式(8)におけるストレッチング項と JEBAR 項の空間分布を Fig. 5 (a), (b)に示す。ストレッチング項を(8)の右辺に移項した

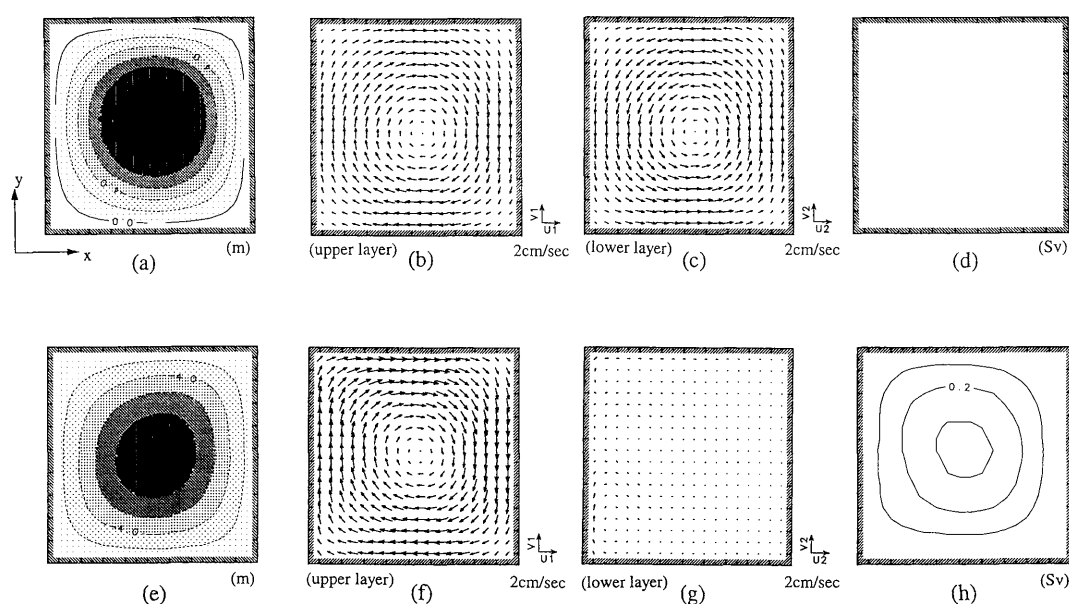


Fig. 4 The calculated results of the interface displacement (a), upper velocity (b), lower velocity (c) and the volume transport (d) in case 1. The contour intervals of the interface displacement and the volume transport are 2 m and 0.1 Sv, respectively. The vector scale of the current velocity is shown at the lower right in figures (b) and (c). Figures (e)-(h) are the same as (a)-(d) except for case 2.

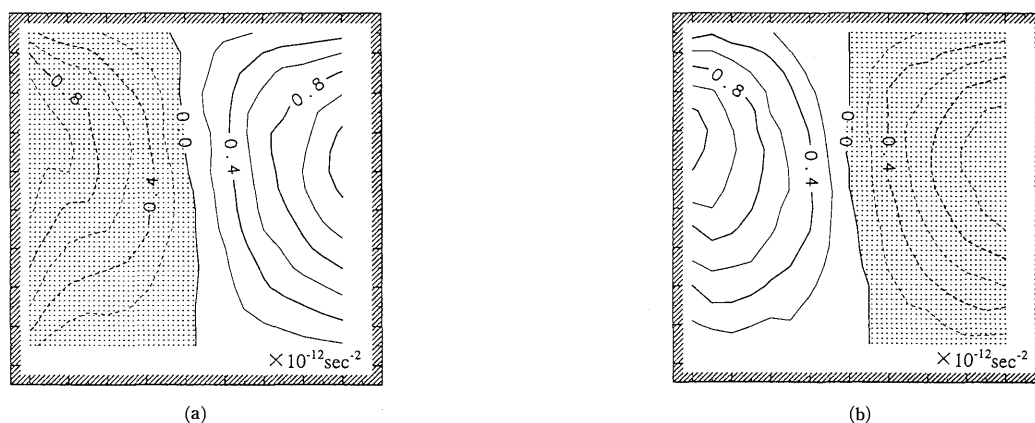


Fig. 5 The contributions of the stretching term (a) and JEBAR term (b). The hatched region indicates the negative value. The contour interval is $0.2 \times 10^{-12} \text{ sec}^{-2}$.

状態で計算しているので、図中のストレッチング項の符号は(8)と逆になっていることに注意されたい。これを見るとストレッチング項とJEBAR項はお互いに打ち消し合っていることがわかる。つまり、(8)のストレッチング項はJEBAR項によって補正され、(16)左辺で表現される“正味の”ストレッチング項が0になっている状態を示している。

4. 黄海・東シナ海での適用

定常状態を仮定した上で海面風応力を考慮して、さらに体積輸送関数 ψ を、

$$-\partial\psi/\partial y = U, \quad \partial\psi/\partial x = V \quad (17)$$

と定義すると(8)は、

$$\begin{aligned} & -\partial(fH^{-1})/\partial y \cdot \partial\psi/\partial x + \partial(fH^{-1})/\partial x \cdot \partial\psi/\partial y \\ & = -J(x, H^{-1}) - \rho_0^{-1} \text{curl}_z(\tau^s H^{-1}) \end{aligned} \quad (18)$$

となる。(18)の左辺はストレッチング項、右辺第1項はJEBAR項、そして第2項は海面風応力による渦度の供給項である。 τ^s は海面風応力を示す。ここで、観測値からJEBAR項(付録参照)と海面風応力の項を評価してやれば、(18)は体積輸送関数 ψ に関して解くことのできる診断モデルになる。このときJEBAR項は、風応力の項と同様に駆動項の一つ、ただし擬似的な駆動項、として

JEBAR について
—その物理的解釈と陸棚域への適用—

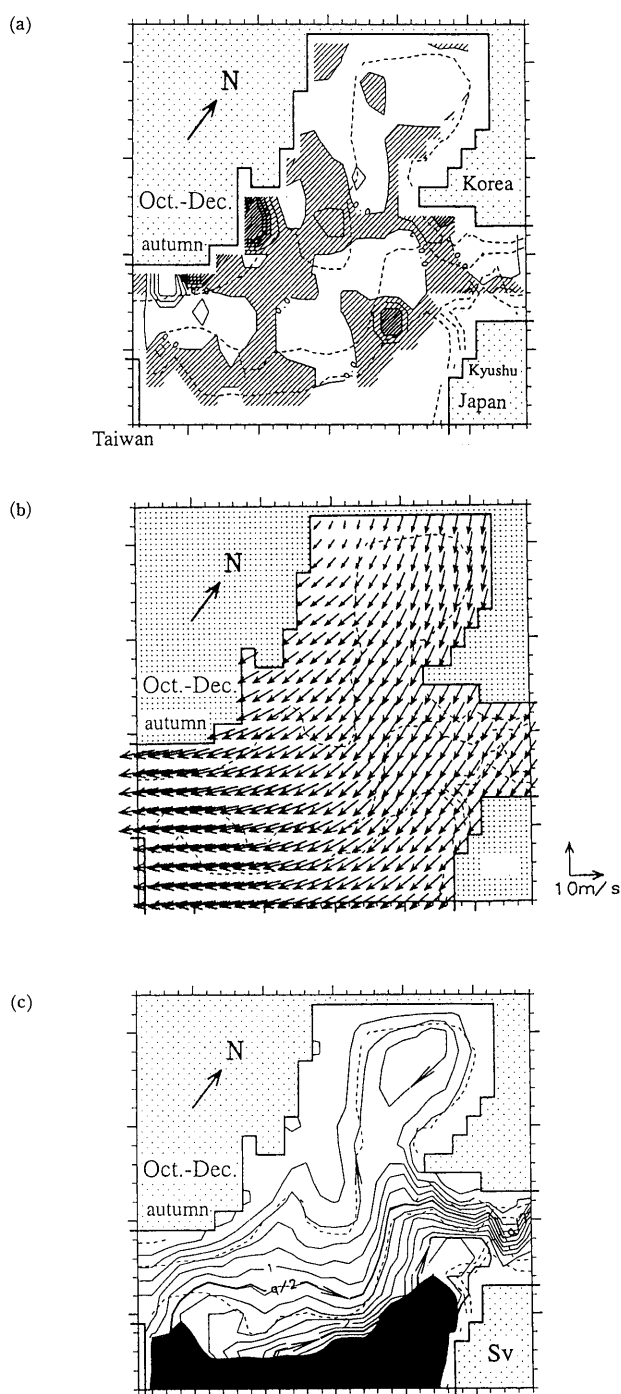


Fig. 6 The horizontal distribution of the JEBAR term (a), the wind velocity vector (b) and the volume transport function (c) in autumn in the Yellow and East China Seas. The hatched region in figure (a) shows the positive value, and contour interval of this figure is $5 \times 10^{-11} \text{ sec}^{-2}$. The contour interval of figure (c) is 0.2 Sv, and the letters 'q' and 'q/2' indicate the total volume transport and its half value through the Tsushima/Korea Straits ($q = 2.35 \text{ Sv}$ in this case). The Kuroshio region defined in the text is blacked out. Also shown are the isobaths of 50, 100 and 200 m by broken lines.

扱われる。例えば robust diagnostic model (Sarmiento and Bryan, 1982¹¹⁾) のような通常の診断モデルには、当然 JEBAR 項が陰に含まれている。従って、適切な境界条件のもとでは同様の流量分布の計算結果が得られるはずである。しかし流量分布を求めるだけなら、(18)を用いた方が計算も境界条件の設定も簡易であり、結果の解釈も容易であろう。

ここで著者が行った黄海・東シナ海での計算例 (Isobe, 1997 b¹²⁾) を紹介する。この計算では(18)に加えて海底摩擦を考慮しているが、その寄与は小さかったのでここでは触れない。Fig. 6 (a), (b)に、この海域での秋季(10～12月)の JEBAR 項と、風速ベクトルの空間分布を示す。JEBAR 項は、U. S. National Geophysical Data Center が公開している ETOPO5 の水深データと、JODC が公開している水温、塩分の各層観測データから求めた秋季の30年間(1961～1990年)平均値を用いて算出した。また、風のデータは COADS (Woodruff *et al.*, 1987¹³⁾) から求めた秋季の30年間平均値である。この計算では300mよりも深い海域を平坦とし、以降ここを黒潮流域と呼ぶ。

(18)は ψ の“移流”を表現する方程式であって、 ψ のパターンは浅い方を右手に見て、“流速” ($-\partial(fH^{-1})/\partial y$, $\partial(fH^{-1})/\partial x$) で運ばれると解釈できる。したがって、黒潮流域に向かって次第に深くなる海底地形を考慮すると、この海域での流量という情報のソースは対馬海峡にあると考えられる (Ohshima, 1994¹⁴⁾)。このモデルでは、対馬海峡に約 2 Sv の流出流量を与え、残りの開境界は全て自由端 ($\partial/\partial n = 0$; n は境界に直交) とした。今、黒潮流域から陸棚縁を乗り越えて東シナ海に流入する流量は、JEBAR 項と海面風応力項を観測データから見積もっているの、(18)から求めることができる。また、対馬海峡から流出する流量は境界条件として規定している。従って、台湾海峡から東シナ海に流入する流量は、それらの残差としてモデルの中で決定される。

Fig. 6 (c)に体積輸送関数の空間分布を示す。このモデルでは、平坦な黒潮流域で(18)の各項を正確に評価していないので、平坦な領域での計算結果は物理的に無意味である。図ではこの流域を黒く塗りつぶしている。図を見ると、秋季に対馬海峡から流出する流量の大半は、黒潮流域から陸棚縁を乗り越えて流入する流量とバランスしていることがわかる。このとき対馬海峡を通過する流量の約30%程度が、台湾海峡からもたらされている。

5. おわりに

前節で述べたような定常を仮定したモデルの中で、JEBAR 項を擬似的な駆動項として取り扱い流量分布を求めることは有効である。また、本報では定常状態にお

ける議論に終始したが、流量や密度の空間分布が時間的に変化するとき、JEBAR 項とストレッチング項のバランスが崩れ“正味の”ストレッチング項が 0 にならない。この場合に生成される流れや定常状態に至るまでのプロセスは、例えば海流の流量、あるいは流路の季節的な変動機構を知る上で重要であろう(例えば、Anderson and Killworth, 1977¹⁵⁾; Sakamoto and Yamagata, 1996⁵⁾)。さらには、内湾における残差流の形成機構についても JEBAR というキーワードでもって考え直す必要があるかもしれない。

謝 辞

貴重なコメントをいただいた 2 人の査読者、ならびに九州大学応用力学研究所 柳哲雄教授に感謝します。

付 録

観測資料からの JEBAR 項の計算方法について

例えば、Fig. 7 のようなグリッド系(グリッド幅 Δ)で診断モデルを構築し、計算を行うとする。ここで、グリッドの中心に定義している H, ρ, x はそれぞれ水深、密度、そして本文(7)で表記しているポテンシャルエネルギーである。また、流速 u, v はグリッド間の中央で定義し、右すみに体積輸送関数 ψ と渦度 ξ を配置する。本文の渦度方程式(8)に現れる JEBAR 項の定義位置は、渦度と同じくグリッドの右すみになる。(8)の JEBAR 項の差分近似は

$$\begin{aligned} & \partial x / \partial x \cdot \partial H^{-1} / \partial y - \partial x / \partial y \cdot \partial H^{-1} / \partial x \\ &= \{[(x_{i+1,j} + x_{i+1,j-1})/2 - (x_{i,j} + x_{i,j-1})/2] \{ (H_{i+1,j}^{-1} + H_{i,j}^{-1})/2 - (H_{i,j-1}^{-1} + H_{i+1,j-1}^{-1})/2 \} - \{ (x_{i+1,j} + x_{i,j})/2 - (x_{i+1,j-1} + x_{i,j-1})/2 \} \{ (H_{i+1,j}^{-1} + H_{i+1,j-1}^{-1})/2 - (H_{i,j}^{-1} + H_{i,j-1}^{-1})/2 \}] / \Delta^2 \} \\ & \text{となる。この中では定義点を一致させるべく平均操作を施している。一方、JEBAR 項を次のように変形すると、} \\ & \partial(H^{-1} \partial x / \partial x) / \partial y - \partial(H^{-1} \partial x / \partial y) / \partial x \\ &= \{ (x_{i+1,j} - x_{i,j})(H_{i+1,j}^{-1} + H_{i,j}^{-1})/2 - (x_{i+1,j-1} - x_{i,j-1})(H_{i+1,j-1}^{-1} + H_{i,j-1}^{-1})/2 - (x_{i+1,j} - x_{i+1,j-1})(H_{i+1,j}^{-1} + H_{i+1,j-1}^{-1})/2 + (x_{i,j} - x_{i,j-1})(H_{i,j}^{-1} + H_{i,j-1}^{-1})/2 \} / \Delta^2 \} \end{aligned}$$

となる。平均操作は、陸棚斜面など密度や水深の空間勾配の大きなところでは誤差を生みやすい。前者の式は平均する回数も多い上に、平均操作で生まれた誤差同士を掛けることで新たな誤差を生んでしまう。従って、精度良く計算するためには後者の差分を用いた方がよい。

さらに、観測資料から JEBAR 項を求める場合、急峻な地形や誤った密度データの入力により、局所的に大きな値が算出されることがある。本文で述べたような診断モデルを行う場合、算出した JEBAR 項の空間分布を平滑化する操作が必要である。Fig. 6 (a)で示した空間分布

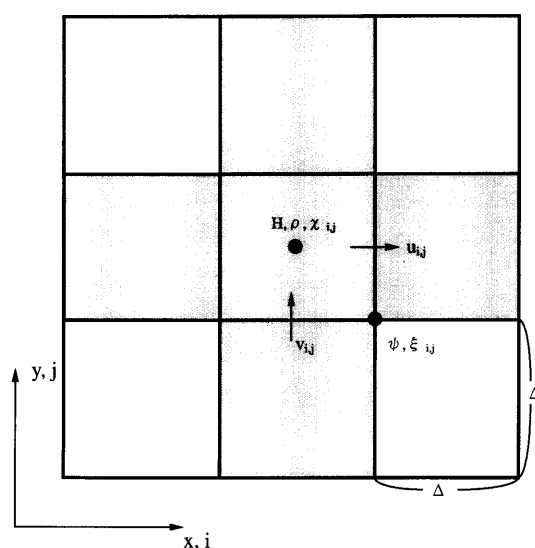


Fig. 7 The grid system and definition points of the depth (H), the density (ρ), the potential energy (x), the horizontal velocities (u, v), the volume transport function (ψ) and the vorticity (ξ). The hatched region indicates five grids in which the median filter is performed using values there.

には 2 回の median filter をかけている。これは、隣り合う 4 個のグリッドとそのグリッド自身 (Fig. 7 ハッチ部)での値の中央値で、そのグリッド自身の値を置き換える操作である。このフィルターは細かな擾乱を効果的に取り除く一方で、フロントの先鋭度は保持するといった特性を持つ (例えば Mellor *et al.*, 1982⁴⁾)。

参 考 文 献

- 1) Sarkisyan A. S. and F. F. Ivanov (1971): Joint effect of baroclinicity and bottom relief as an important factor in the dynamics of the sea currents. *Investiya Academy of Sciences, USSR, Atmospheric and Ocean Sciences*, **1**, 173-188.
- 2) Holland, W. R. and A. D. Hirschman (1972): A numerical calculation of the circulation of the North Atlantic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **2**, 336-354.
- 3) Mertz G. and D. G. Wright (1992): Interpretations of the JEBAR term. *Journal of Physical Oceanography*, **22**, 301-305.
- 4) Mellor, G. L., C. R. Mechoso and E. Keto (1982): A diagnostic calculation of the general circulation of the Atlantic Ocean. *Deep-Sea Research*, **29**, 1171-1192.
- 5) Sakamoto, T. and T. Yamagata (1996): Seasonal transport variations of the wind-driven ocean circulation in a two-layer planetary geostrophic model with a continental slope. *Journal of Marine Research*, **54**, 261-284.
- 6) Shaw, P. T. and G. T. Csanady (1983): Self-Advection of density perturbations on a sloping continental shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 769-782.

JEBAR について
—その物理的解釈と陸棚域への適用—

- 7) Csanady, G. T. (1985): "Pycnocathic" currents over the upper continental slope. *Journal of Physical Oceanography*, **15**, 306-315.
- 8) Isobe, A. (1994): Seasonal variation of the vertically averaged flow caused by the JEBAR effect in the Tsushima Strait. *Journal of Oceanography*, **50**, 617-633.
- 9) Isobe, A. (1997a): The determinant of the volume transport distribution of the Tsushima Warm Current around the Tsushima/Korea Straits. *Continental Shelf Research*, **17**, 319-336.
- 10) Fofonoff, N. P. (1962): Dynamics of ocean currents. p. 323-395, In, *The sea*, (I), ed. M. N. Hill, Interscience Publishers, New York.
- 11) Sarmiento, J. L. and K. Bryan (1982): An ocean transport model for the North Atlantic, *Journal of Geophysical Research*, **87**, 394-408.
- 12) Isobe, A. (1997b): On the origin of the Tsushima Warm Current and its seasonality. submitted to *Continental Shelf Research*.
- 13) Woodruff, S. D., R. J. Slutz, R. L. Jenne and P. M. Steurer (1987): A comprehensive ocean-atmosphere data set. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **68**, 1239-1250.
- 14) Ohshima, K. I. (1994): The flow system in the Japan Sea caused by a sea level difference through shallow straits. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 9925-9940.
- 15) Anderson, D. L. and P. D. Killworth (1977): Spin-up of a stratified ocean, with topography. *Deep Sea Research*, **24**, 709-732.