



Title	青森県ヘナシ崎沖で観測された近慣性振動流
Author(s)	坂田, 陽一郎; SAKATA, Youichirou; 磯田, 豊 他
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 55(2), 121-137
Issue Date	2004-10
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/22001">https://hdl.handle.net/2115/22001</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	55(2)_P121-137.pdf



## 青森県ヘナシ崎沖で観測された近慣性振動流

坂田陽一郎<sup>1)</sup>・磯田 豊<sup>2)</sup>

(2004年3月26日受付, 2004年6月10日受理)

### Near-Inertial Oscillation Observed off Henashi-zaki of Aomori Prefecture

Youichirou SAKATA<sup>1)</sup> and Yutaka ISODA<sup>2)</sup>

#### Abstract

Near-inertial oscillations in current record collected at the depth of 130 m, i.e., below the surface mixed-layer, off Henashi-zaki of Aomori prefecture during April and September 1992 have been examined. A strong response to the temporal change of wind stress was observed at the well-stratified northward flow of the Tsushima Current, with much of the energy into baroclinic mode internal waves. It has been known that the vorticity  $\zeta$  shifts the lower bound of the internal waveband from the planetary value of the Coriolis frequency  $f$  to an effective Coriolis frequency  $f_{eff} \approx f + \zeta/2$  (Kunze, 1985). We examined the propagation behavior of near-inertial waves in a model geostrophic flow of the Tsushima Current. Trapping and amplification occur in regions of negative vorticity where near-inertial waves propagate downward from the coastal boundary. It is also found that  $2f$ -waves with a half period of inertial oscillation are generated due to the intense nonlinear effect near the coast.

**Key words:** near-inertial oscillation, Tsushima Current, effective Coriolis frequency,  $2f$ -waves

#### はじめに

近年, ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler: 超音波ドップラー流速計) を用いた実測流速観測から対馬暖流の流動構造及び流量見積りの試みが数多くなされるようになった (例えば, Kato, 1993a, 1993b, 1994a, 1994b, Isobe and Isoda, 1997)。しかしながら, スナップショット的な ADCP 観測データには潮流成分や慣性振動流などの非地衡流成分が含まれており, 実測流速と言っても地衡流速場としての代表性には疑問がある。それゆえ, Kato (1994a, b) は潮流成分を除去するために4回往復観測法を提案し, 対馬海峡周辺の平均流動場を記述している。この方法は潮流の大きな海域では非常に有効的な観測方法である。しかし, 本研究対象海域である津軽海峡南西部は潮流が小さく, むしろ低・高気圧の通過によって発生する慣性振動流が卓越している。この慣性振動流の増幅はイベント的に発生・伝播することから, この成分を予測し天文潮のように除去することは困難である。本研究では1992年に青森県ヘナシ崎沖で行われた係留観測資料を用いて, 実際に慣性振動流が卓越していることを示し, その変動の特徴を記述す

る。次に, 数値モデルを用いてその物理的特性を議論し, 将来も観測の主流となるであろう ADCP 観測資料の解釈のための一情報を提供したいと考える。

本研究で用いた係留観測資料は津軽海峡の西方海域における対馬暖流の変動特性及びその原因, そして実測流速をもとにした傾圧地衡流速の代表性を検討することを目的として, 北大水産学部の旧海洋学・気象学講座により得られたものである。係留観測に選んだ青森県ヘナシ崎沖では青森県水産試験場 (以下, 青森水試) による定線観測が行われており, 比較的長期の海洋観測資料も蓄積されている。青森水試の観測点は, Fig. 1の海底地形図に●印で示した北緯  $40^{\circ}36'$  上の St. 1~6の計6地点である。磯田ほか (1998) ではこの観測線における長期の海洋観測資料を整理し, 平均的な対馬暖流の海洋構造について次のように記述している。この海域における対馬暖流の密度場は塩分場よりも水温場によって支配されており, 季節の区別なく岸に補足された沿岸密度流の構造を示す。また, 塩分分布は沿岸近く (St. 2) の水深 100 m 付近に高塩分水塊が存在し, その下部境界は  $4^{\circ}\text{C}$  等温線にほぼ対応している。この  $4^{\circ}\text{C}$  等温線の形状は長期平均場ではほとんど季節変化せ

<sup>1)</sup> 株式会社 CSK  
(CSK Corporation)

(e-mail: Youichirou\_Sakata@cii.csk.co.jp)

<sup>2)</sup> 北海道大学大学院水産科学研究科資源環境科学講座

(Laboratory of Marine Environmental Science, Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University)

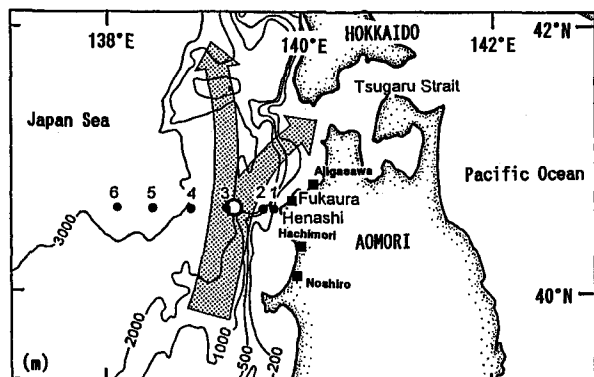


Fig. 1. Study area showing locations of instrumented mooring (○), CTD (●) and wind (■) observations. Shaded arrow shows the schematic flow pattern of the Tushima Current.

ず、沿岸側の St. 2 では水深 250 m 付近にある。さらに、地衡流計算による断面通過流量は春から秋の間に約 0.7 Sv 増加し、地衡流速分布は春には沿岸側に最大流速域 (約 25 cm/s) がみられ、秋に近づくにつれて沖合側に最大流速域 (約 30 cm/s) が移動する傾向がある。

このような対馬暖流域内に流速計は係留されたため、平均的には北上流が存在する成層流体内にある。過去の研究から、傾圧流体内における近慣性波 (成層場に存在できる近慣性内部重力波を含む) の伝播は場の水平シアの影響を強く受けると言われている。そこで次節では、このような既往の研究成果を紹介し、近慣性波についての簡単なレビューを行う。

### 近慣性波に関する既往の研究

Kunze (1985) はガルフストリームや中規模暖水渦などの地衡流シア内における近慣性波の分散関係の近似式を求めた。それによると、場の平均流に水平シアがある場合、実効的なコリオリパラメータは  $f_{eff} \approx f + \zeta/2$  ( $f$  は惑星渦度、 $\zeta$  は相対渦度) で近似される。さらに彼は WKB ray tracing 法を用いて、傾圧地衡流ジェット内における近慣性波の伝播特性を調べた。その結果、ジェット流に対して直角に進入する近慣性波は、負のシア領域では顕著な下方伝播を示すこと、正のシア領域では反射されて負のシア領域に捕捉されることを示した。

Lee and Eriksen (1997) は Sargasso 海で観測された近慣性流が順圧ジェット内において小さな水平スケールのモード状構造を持っていること、海洋上層のフロント付近における慣性周期の流速楕円がフロントを横切る方向に扁平していることなどを示した。さらに彼らは、単一周期の平面波に関する WKB ray tracing モデルを用いて、フロント付近のモード状構造は正のシア領域で反射された近慣性波と入射波の重ね合わせで説明でき、反射の程度は近慣性波がジェットに進入する角度によって決まり、入射角がほぼ

直角の場合に彼らが観測した流速楕円と一致する計算結果を示した。

上述の研究はどちらも WKB ray tracing モデルを用いて、水平シア流内での単一周期の近慣性波の振る舞いを調べ、モデル計算結果は観測事実を説明し得るものであった。しかしながら、実際に観測される近慣性波とジェット流の水平スケールはほぼ同程度である場合が多く、WKB 法が適用できるジェット流の水平スケールが波動の水平スケールよりも十分に大きいという仮定が成立していない。すなわち、現場の近慣性波に対しての WKB モデルの正当性には疑問が指摘されている。そこで最近、Wang (1991) や Klein and Treguier (1995) は WKB モデルを用いずに鉛直 2 次元のプリミティブ方程式を数値的に解くことによって、表層での風強制によって励起された近慣性波の地衡流ジェット内における振る舞いを調べている。その結果、表層で励起された近慣性波はやはり負のシア領域において顕著な下方伝播を起すことがわかった。これは WKB 法の適用範囲を超えているにもかかわらず、WKB モデルによって求められた近慣性波の基本的振る舞いには誤りが無いことを示している。

また、Millot and Crepon (1981) は Lion 湾での観測結果とシンプルな 2 層モデルを仮定した解析結果から、地衡流フロント付近での近慣性波の生成機構として、局所的な風強制のほかにフロントの地衡流調節によるものが加わっていることを指摘している。

### 係留観測及び解析資料

流速計の係留地点は Fig. 1 の海底地形図に ○ 印で示した北緯 40°36.6′、東経 139°22.0′ である。この地点が選択された理由は、水温・塩分場及び流れの季節変化の影響が比較的小さい対馬暖流の下部境界付近に流速計を設置しようと考えたためである。用いた流速計はアンダーラ RCM7 で、30 分間隔で流速・流向及び水温を測定している。係留観測は 1992 年 4 月から 1993 年 3 月まで行われたが、流速計は整備のために 1992 年 10 月 13 日に 1 度回収された後、再設置されている。設置終了後に投入位置から推定された実際の流速計設置水深は、前半の観測が約 130 m、後半の観測が約 180 m であった。本研究では観測が継続していた前半、4 月から 10 月までの記録を用いることにした。

流速計を設置した 1992 年 4 月 2 日と一時回収した 10 月 13 日に行った北大水産学部附属練習船おしよ丸と北星丸による CTD 観測資料を用いて、水温の鉛直断面分布 (Fig. 2) を作成した。なお、図中の ● 印は流速計の位置を示す。この図から、設置・回収時には流速計は 5~6°C 等温線上にあり、ほぼ対馬暖流の下部境界付近に位置されていたことがわかる。また、4 月の水温分布から沿岸側に弱い逆流域が推測されることを除けば、両観測ともに沿岸側ほど上層が厚くなる沿岸密度流の構造を示している。

ヘナシ崎周辺における風データとして気象庁発行のア



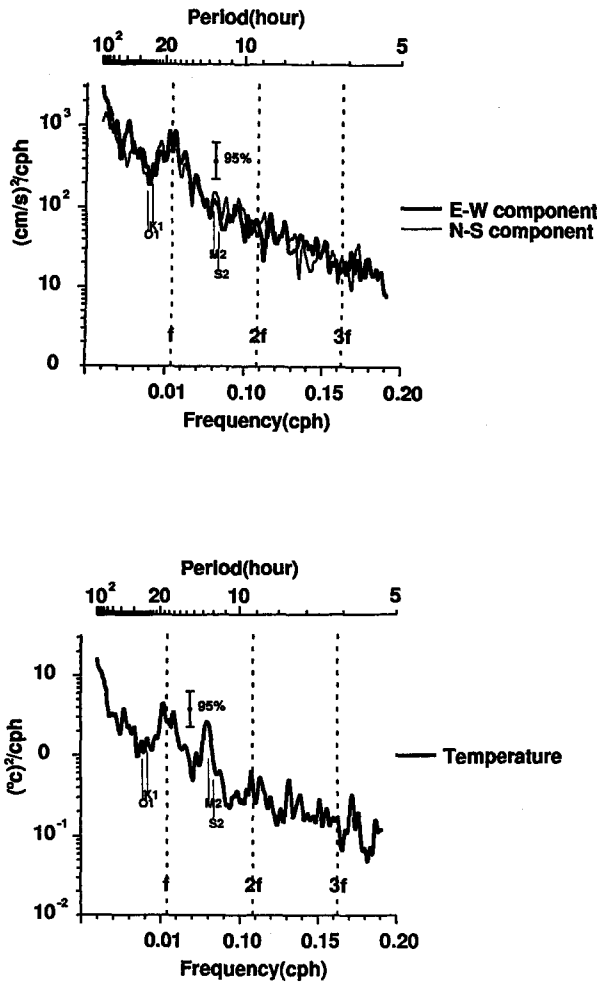


Fig. 4. Spectra (FFT) of current component (upper), thick line: E-W, thin line: N-S, and temperature (lower). 95% confidence limit and the frequencies of  $f$ ,  $2f$ ,  $3f$  and the tidal constituents of M2, S2, K1, O1 are shown.

る。2段目に示した回転方向は○印が時計回り、●印が反時計回りであることを示す。また、長軸方向および楕円率の時間変化図における●印の大きさは各楕円の長軸振幅に比例させてある。この操作を1日づつずらした流速記録に対して行い、慣性周期の流速楕円の時間変化図を作成した。

まず、流速楕円の回転方向は全期間ほとんど時計回りであったことがわかる。流速楕円の長軸振幅は観測を開始した4月は5 cm/s前後であったが、5月上旬に最大10 cm/s程度まで増幅している。しかしながら、この期間の楕円率には大きな変化が無く、ほとんどの流速楕円で0.5~1.0と円に近い形をしていた。その後いったん流速楕円の振幅は小さくなるものの、6月中旬には流速楕円の長軸振幅は再び大きくなり、長軸振幅は最大10 cm/s程度となる。6月下旬~8月下旬にかけて、流速楕円の長軸振幅は5 cm/s前後になり、再び小さな値となる。この6月~8月にかけての期間の楕円率はほとんどが0.5以下で偏平していたことがわ

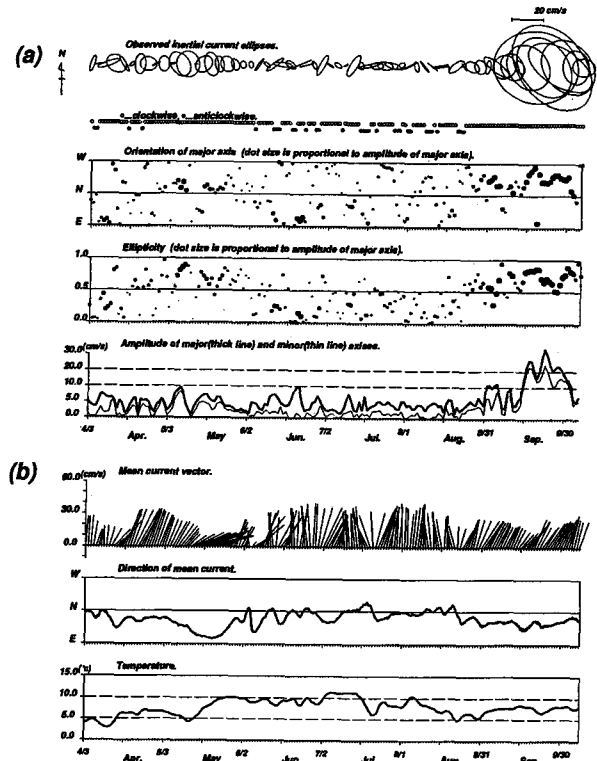


Fig. 5. (a) Time series of inertial current ellipses, rotation, orientation of major axis, ellipticity and amplitude of major (thick line) and minor (thin line) axes. (b) Time series of low-passed current vector, its flow direction and low-passed temperature.

かる。このときの流速楕円の長軸方向はばらつきが大きいものの、東西方向(岸沖方向)に向く傾向がある。9月になると、流速楕円の長軸振幅は再び大きくなり、特に、9月中旬以降の振幅は最大で約30 cm/sと非常に大きな値を示す。この期間の楕円率は再び0.5以上の値となり、流速楕円は円形に近くなる。

以上の特徴をまとめると、観測された慣性周期帯の変動は5月上旬、6月中旬、9月中旬~下旬の3回顕著な増幅を示すこと、そして4~5月と9月中旬~下旬の流速楕円は円形に近く、6~8月は岸沖方向に偏平していることがわかった。このような慣性周期帯の増幅現象は、対馬暖流域内でADCP観測を行ったとしても、スナップショット的な実測流速は時期によって傾圧地衡流と一致しない可能性があることを示している。次節では観測された慣性周期帯の時間変化の原因について、まず風強制の時間変化との対応を調べる。

#### 風強制慣性振動モデル

先に紹介した過去の研究成果から、内部領域に存在する慣性周期帯の変動原因の第一候補として、表層混合層内において風により励起された近慣性波エネルギーの下方伝播が挙げられている。そこで本節では、時間変化する風応力から予測される表層混合層内の慣性振動流と観測された慣

性周期帯の流速変動の時間変化の対応を調べる。

まず、風応力から予測される表層エクマン境界層内の慣性振動流はスラブモデルを用いて計算した。用いた式を以下に示す。風応力によって駆動される表層エクマン境界層内の流体の動きを“板”の運動と考えると

$$\nabla \mathbf{u} = 0, \nabla p = 0, \frac{\partial}{\partial z} = 0$$

となる。ここで  $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$  で、 $\mathbf{u} = (u, v, 0)$  は  $x, y, z$  軸方向の流速成分、 $p$  は圧力である。さらに粘性項を Rayleigh 摩擦で置き換えると

$$\nu \nabla^2 \mathbf{u} \rightarrow r\mathbf{u}, r \geq 0$$

となる。さらに外力は風応力のみとすると、水平方向の運動方程式は

$$\frac{du}{dt} - fv = \frac{\tau_x}{\rho_0 h} - ru \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = \frac{\tau_y}{\rho_0 h} - rv \quad (2)$$

となる。(1) 式、(2) 式を差分して数値積分することで  $u, v$  を求める。なお、時間差分スキームはリープフロッグを用い、200 回に 1 回の割合で Matsuno スキームを使用した。またタイムステップは 1 時間とした。ここで、 $f$  は北緯  $40^\circ 36.6'$  におけるコリオリパラメータ ( $= 9.47 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ )、 $\rho_0$  は海水密度 ( $= 1.0 \text{ g/cm}^3$ )、 $r$  は減衰係数 ( $r^{-1} = 4 \text{ days}$ , Pollard (1980) による) である。 $h$  は表層エクマン境界層の厚さで、次節で述べる青森水試による CTD 観測の結果から 20 m と仮定した。 $\tau_x, \tau_y$  は風応力の  $x, y$  成分で、係留観測を行った期間のヘナシ崎近辺 (鯨ヶ沢・深浦・八森・能代) におけるアメダスの毎時風向・風速データのベクトル平均値を用いて下記の式から計算した。

$$\tau_x = \rho_a C_D W_x \sqrt{W_x^2 + W_y^2}$$

$$\tau_y = \rho_a C_D W_y \sqrt{W_x^2 + W_y^2}$$

ここで、 $\rho_a (= 1.25 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3)$  は空気の密度、 $C_D (= 1.5 \times 10^{-3})$  は海面の抵抗係数で、海上風速 ( $W_x, W_y$ ) は先に述べたように陸上風を 4 倍した値である。

Fig. 6 は上から順に平均風速ベクトル、風応力、風向と上記の (1), (2) 式から計算される慣性周期帯の流速楕円およびその回転方向、長軸方向、楕円率、長軸・短軸振幅の時間変化を示す。これら流速楕円の形状に関する特性は、数値計算により求めた、 $u, v$  を用いて、Fig. 5(a) と同様にして求めた。Fig. 6 をみると、風応力から計算された流速楕円は 4 月から 5 月中旬、7 月中旬から 8 月上旬、8 月中旬以降の 3 回顕著な長軸振幅の増幅を示している。4 月から 5 月中旬および 7 月中旬から 8 月上旬の期間の風向はほぼ北東で安定していたが、風応力の値は大きく変動している。そのため、この期間で計算された流速楕円の長軸振幅の増幅は、主として風応力変化によるものと考えられる。一方、8 月中旬以降の期間は風応力の値が非常に小さく、風応力の

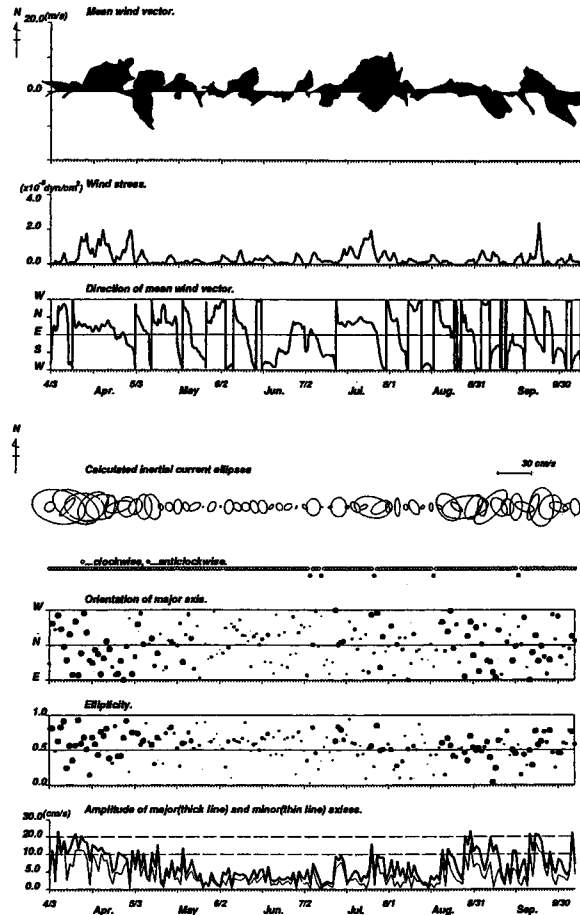


Fig. 6. Time series of hourly wind vector, wind stress and wind direction (upper three panels). Time series of modeled inertial current ellipses, rotation, orientation of major axis, ellipticity and amplitude of major (thick line) and minor (thin line) axes (lower five panels).

大きな変動はほとんどみられないが、風向の変化が目立っている。そのため、8 月中旬以降の計算された流速楕円の長軸振幅の増幅は、主として風向変化によるものと考えられる。計算された流速楕円の長軸振幅が増幅する期間は、観測された流速楕円の長軸振幅が増幅する期間とはずれがみられるものの、4 月から 10 月の間に 3 回顕著な長軸振幅の増幅を示すという特徴は一致している。このことから、観測された流速楕円の時間変化は風強制の時間変化による程度説明できることがわかる。

しかしながら、風応力から計算された流速楕円と観測された流速楕円の長軸振幅が増幅する時期のずれを詳しくみると、4 月から 5 月の期間は観測された流速楕円の長軸振幅値が最大となる時期が計算された流速楕円に対し、5~10 日ほど遅れていることがわかる。そして観測された流速楕円は 6 月中旬に観測期間中 2 度目の顕著な長軸振幅の増幅を示しているが、これは計算された流速楕円が 2 度目の長軸振幅の増幅を示す時期 (7 月中旬から 8 月上旬) よりも 1 ヶ月以上先行している。8 月下旬以降の期間における流速楕円の長軸振幅の増幅は、観測された流速楕円が計算され

た流速楕円よりもやはり5~10日ほど遅れている。加えて、計算された流速楕円の楕円率はほとんどが0.5以上で、6月から8月にかけて観測された岸沖方向に扁平する流速楕円は再現できていない。

### ヘナシ沖の海洋構造と近慣性波存在の可能性

スラブモデルを用いて計算された流速楕円と観測された流速楕円の特徴が一致しない原因として以下のような理由が考えられる。前節のモデルは表層エクマン境界層内の慣性振動流を計算しているのに対し、流速計は表層混合層外の内部領域に設置されている。本来、慣性振動は慣性重力波の分散曲線において波数ゼロ(波長が無大)の点に位置するため、位相速度は無大、群速度はゼロで波動として内部領域まで伝播することはできない。したがって、エクマン境界層内の慣性振動と内部領域の変動を対応させること自体に無理がある。しかしながら、沿岸境界流に水平シアが存在する場合、そのシア領域内の実効的なコリオリパラメータに変化が起こる。先に紹介したKunze(1985)によると、水平シアの存在する場における実効的なコリオリパラメータ( $f_{eff}$ )は以下のように近似することができる。

$$f_{eff} \approx f + \frac{1}{2}\zeta \quad (3)$$

ここで $f$ は測点における惑星過度、 $\zeta$ は基本場の水平過度である。(3)式から $\zeta < 0$ の場合、 $f_{eff} < f$ となり周波数 $f$ の変動は近慣性波として内部領域まで伝播することが可能となり、表層エクマン境界層内で励起された慣性振動が近慣性波(または近慣性内部重力波)として、時間とともに流速計の設置された地点まで伝播している可能性がでてくる。反対に $\zeta > 0$ のときは $f_{eff} > f$ となり、慣性振動でさえ存在できなくなる。そのため流速計が設置されていた場の水平シアがどの様に時間変化していたかを調べることが重要となる。

Fig. 5(a)の下段に示したFig. 5(b)は、3日移動平均した平均流の流速ベクトルおよびその流向と水温の時系列である。明らかに、係留点では北上流が卓越し、対馬暖流の水平シアの存在する場にある可能性が推測される。さらに、この平均流速場には時間変化がみられ、場の水平シアも時間的に変化していると考えられる。このことは表層エクマン境界層内で励起された慣性振動が近慣性波として内部領域まで伝播できるかを左右するであろう。したがって、風応力から計算される流速楕円と観測された流速楕円の対応を議論するためには、流速計が設置された場の水平シアとその時間変化を調べることが不可欠である。そこで、本節では係留観測期間中に青森水試によって行われたCTD観測による資料を用いて、流速計の設置されたヘナシ崎沖の海洋構造をみていきたい。

係留観測期間に行われたCTD観測は、5月6日、5月28日、6月29日、8月31日、10月1日の計6回である。測

点はFig. 1の海底地形図に●印で示した6点である。Fig. 7は観測が行われたときのポテンシャル密度(濃いハッチは欠測のために密度が計算できなかった領域)、水深400mを無流面と仮定して計算した傾圧地衡流速(ハッチは流速が負の領域)、その地衡流速を用いて計算した $f_{eff}/f$ (ハッチは $\zeta < 0$ の領域)の鉛直断面分布である。なお、各断面図の●印は流速計の位置を示す。密度の鉛直断面図をみると、5月28日は密度の水平勾配が小さく連続成層に近い密度分布をしている(小さな暖水渦の通過時;磯田ほか, 1998)ものの、他の観測日の密度場は沿岸側ほど上層の厚みが増す沿岸境界流の構造を示している。また、水深約20~50mの表層近くに季節躍層が形成されており、 $27.2\sigma_t$ 等密度線以下は日本海固有水内で密度はほぼ一様となっている。 $27.2\sigma_t$ 等密度線の深度は沿岸側で水深200~300m、沖合のSt. 6において水深約100mである(ただし5月28日は除く)。傾圧地衡流速はSt. 2~4付近の表層で最大となり、5月28日の観測を除いて最大値は30cm/s前後である。5月28日はSt. 3~4で最大となるものの、最大値は16cm/s程度である。また $f_{eff}/f$ 分布をみると、8月31日以外は沿岸側に $\zeta < 0$ の領域が存在し、流速計は負のシア領域に位置していたことがわかる。またSt. 4付近の表層には $\zeta > 0$ の領域が存在し、5月28日と8月31日を除くと $f_{eff}/f$ の値は最大で1.02~1.05に達する。5月28日と8月31日は全体的に場の水平シアが弱かった時期である。5月6日、6月29日、10月1日は観測された流速楕円が大きくなっていた時期と対応しており、5月28日と8月31日は観測された流速楕円が小さかった時期と対応している。したがって、観測された流速楕円が大きかった時期は流速計が $\zeta < 0$ の領域にあり、その沖側には比較的強い $\zeta > 0$ の領域があり、観測された流速楕円が小さかった時期は場の水平シアは弱かったと推測される。

先に述べたように、場に水平シアが存在しない場合、慣性振動は波動として伝播することはできない。しかし、場に負の水平シアが存在する場合、 $f_{eff}$ は $f$ よりも低周波側にシフトし、表層で励起された慣性振動は近慣性波として内部領域に伝播することができるようになる。正の水平シアが存在する領域では $f_{eff}$ は $f$ よりも高周波側にシフトするため、近慣性波は波動として存在できずにこの領域で反射されてしまう(Kunze, 1985)。観測された流速楕円が大きかった時期に、流速計は負の水平シアが存在する領域にあったため、表層で励起された慣性振動のエネルギーが近慣性波として下層まで伝播して流速楕円が大きくなった可能性が十分に考えられる。また、観測された流速楕円が小さかった時期は前節で述べたように風による外力が小さく、基本場の水平シアが弱かったために表層の慣性振動のエネルギーが下層まで輸送されなかった可能性がある。さらに、流速計は沿岸近くに設置されているために壁(岸境界)の存在が近慣性波の発生および伝播に影響を与えている可能性も考えられる。すなわち、岸境界では表層エクマン流の収束・発散が強制的に発生し、表層振動流

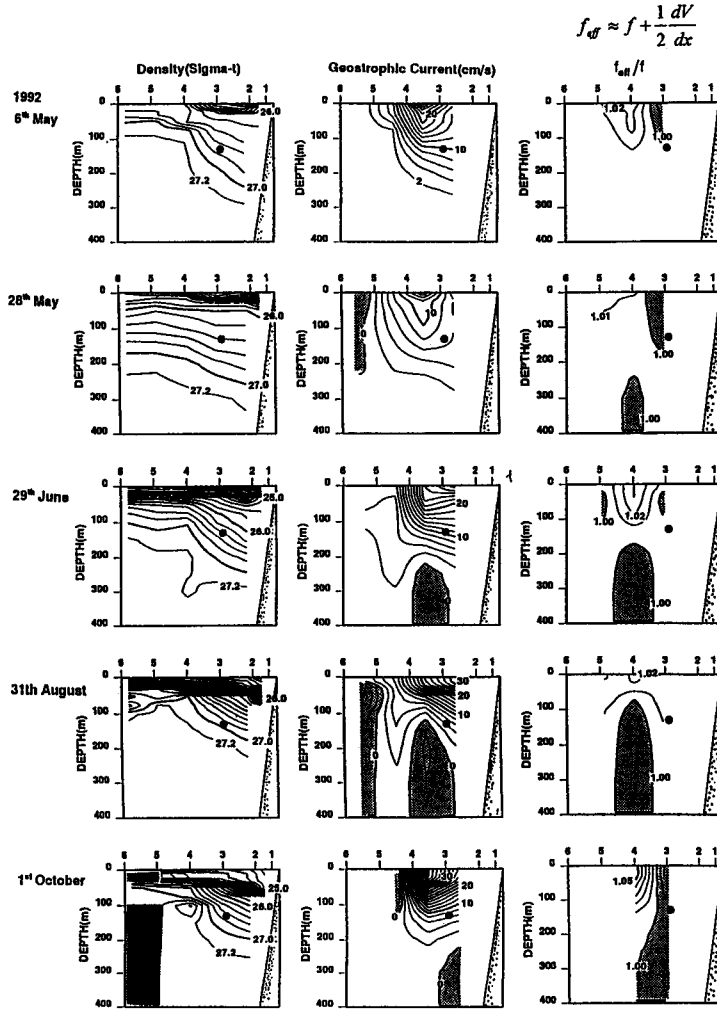


Fig. 7. Vertical distributions of density (left), geostrophic current (middle) and  $f_{eff}$  (right) on 6 May, 28 May, 29 June, 31 August and 1 October. Solid circle denotes current meter.

の影響は何らかの形で内部領域に生ずるはずである。

以下の節では、沿岸境界を模した鉛直壁と理想的な沿岸境界流を表現した鉛直2次元モデルを用いて、観測された流速楕円が大きかった時期(9~10月)の海洋構造を再現し、場の水平シアと鉛直壁の存在が内部領域の流れ場にどのような影響を与えているのかを考察する。

### 風強制鉛直2次元モデルを用いた考察

#### モデル構造

前節までに述べてきたように、係留観測が行われたヘナシ崎沖の対馬暖流は沿岸に捕捉された、北上する沿岸境界流の構造を呈している。それ故、 $\partial/\partial y=0$  ( $y$ 軸は沿岸線に沿った方向)と仮定した  $x-z$  平面の鉛直2次元モデルでヘナシ崎沖の平均的な海洋構造を再現することができる。基礎方程式は

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + A_h \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (4)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = A_h \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (5)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + A_h \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{\rho}{\rho_0} g \quad (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = K_h \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_v \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \quad (8)$$

である。座標系は直交デカルト座標を使用し、 $x$ 軸を岸沖方向(岸向きを正とする)、 $y$ 軸を岸に平行な方向、 $z$ 軸を鉛直上向きに設定した。 $u, v, w$ はそれぞれ  $x$ 軸、 $y$ 軸、 $z$ 軸方向の流速、 $\rho$ は密度、 $\rho_0$ は平均密度、 $p$ は圧力、 $g$ は重力加速度、 $f$ はヘナシ崎(北緯40°36.6')におけるコリオリパラメータである。水平粘性係数、水平拡散係数はそれぞれ  $A_h=10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、 $K_h=10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ とし、鉛直粘性係数、鉛直拡散係数  $A_v, K_v$ はMunk and Anderson (1948)に従

い、以下に示すリチャードソン数  $R_i$  の関数とした。

$$A_v = 1.0(1 + 10R_i)^{\frac{1}{2}}$$

$$K_v = 1.0(1 + 3.33R_i)^{\frac{3}{2}}$$

(7) 式より流線関数  $\psi$  ( $u = \partial\psi/\partial z$ ,  $w = -\partial\psi/\partial x$ ) を導入することができる、(4) 式と (6) 式は渦度方程式

$$\frac{d\zeta}{dt} = f \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} + A_h \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + A_v \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \quad (9)$$

の形に変形することができる。ここで  $\zeta = \nabla^2 \psi$  ( $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$ ) である。同様にして (8) 式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial z} + K_h \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_v \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \quad (10)$$

となる。(5) 式, (9) 式, (10) 式を差分化し、以下に示す条件のもとで数値積分を行った。なお、時間差分はリープロックを用い、移流項には Arakawa Jacobian スキームを適用した。

モデル海洋は水平 500 km, 鉛直 1,000 m の矩形海とした。なお、座標軸原点は矩形海の左下角に設定した。格子間隔は水平方向 2.5 km, 鉛直方向 4 m とし、タイムステップは 120 秒とした。また、計算機の容量を節約するためにデータのサンプリング間隔は 1 時間とした。側壁境界ではスリップ条件を与え、外力として海表面で風応力を以下の形で与えた。

$$\rho_0 A_v \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_s(t) \quad (11)$$

初期密度場は観測された流速楕円が最も大きかった時期 (1992 年 10 月 1 日) のヘナシ崎沖の密度分布をガウス関数

$$D = h_0 \exp\left\{-\left(\frac{x_0 - x}{r}\right)^2\right\} + D_0, \quad h_0 = f(\sigma_t)$$

で表現した。ここで  $D$  は等密度線の水深を表しており,  $x_0$  ( $= 500$  km) は側壁の位置である。 $h_0$  は  $x = x_0$  における密度 ( $\sigma_t$ ) の関数とした ( $h_0 = -300(27.2 - \sigma_t) + 350$ ,  $\sigma_t \leq 27.2$ )。最下層の等密度線 ( $h_0 = 350$  m) は Fig. 7 の  $27.2\sigma_t$  等密度線に合うように設定し、その下の層は密度一様とし

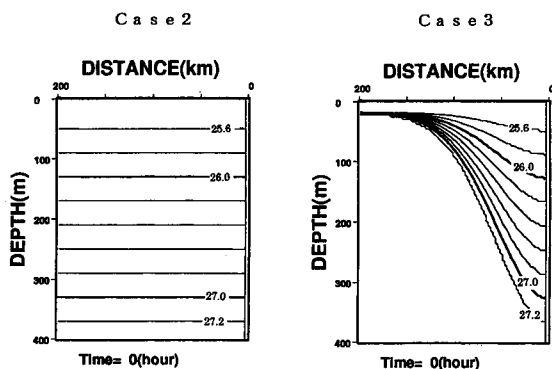


Fig. 8. Initial conditions of density in Case 2 and Case 3.

た。最上層の等密度線の値は  $25.6\sigma_t$  とし、表層混合層の厚さは最小で約 20 m になるように  $D_0 = 20$  m とした。また、 $r$  は流速  $v$  の最大値や水平シアの値を再現することを第一に考えて  $r = 80$  km とした。さらに、水深 1,000 m を無流面として計算される地衡流速を流速  $v$  の初期値として与えた。

本モデル計算においては、比較のために初期の密度場を一樣としたケースと連続成層を与えたケースについても計算を行った。これ以降、初期の密度場を一樣としたケースを Case 1, 連続成層を与えたケースを Case 2, ヘナシ沖の密度場を表現したケースを Case 3 とする。Fig. 8 に Case 2 と Case 3 の計算開始時の密度場を示す。なお、Case 2 で与えた密度場は

$$D = h_0 + D_0, \quad h_0 = f(\sigma_t)$$

とした。 $h_0, D_0$  は Case 3 と同じ値である。

各ケースの風強制は次のように与えた。Case 1 と Case 2 は計算開始時から 12 時間だけ、 $y$  軸の正の方向 (岸に平行) の一様風 (モデルの発散を抑えるために小さめの風速 1.5 m/s を使用) を全海面に与えた。また、Case 3 では計算開始時から 5 日目まで地衡流調節させた後、Case 1・Case 2 と同様の風を全海面に 12 時間強制させた。その後 Case 1 と Case 2 は 10 日目まで、Case 3 は 15 日目まで数値積分を行い、内部領域の応答を調べた。

### 密度一様・連続成層のモデルケースにおける計算結果

#### (a) 岸沖流速振幅の時間変化

Fig. 9 は Case 1, Case 2 における沖合 25 km の鉛直線 (以下 A-line とする) 上の岸沖流速振幅 ( $u$ ) の時間変化図である。Fig. 9 をみると両ケースともに風強制を与えた後、表層には慣性振動による顕著な流速変動が起こっていることがわかる。内部領域に注目すると、Case 1 では風強制後 1 日目くらいから振幅は 1 cm/s 以下と微弱であるものの、同位相のほぼ慣性周期の流速変動が起こっていることがわかる。一方、Case 2 では風強制後 1 日目くらいから水深 150 m 以浅の流速振幅が増幅し始め、風強制後 3 日目以降は水深 50 m 付近に流速振幅が 2 cm/s を超える領域がほぼ慣性周期で現れていることがわかる。また、水深 200 m ~ 300 m 付近には短周期の流速変動も現れている。

#### (b) 岸沖流速のスペクトル解析

前節で述べた内部領域での流速変動の周期性を調べるために、沖合 25 km (A-line) と沖合 75 km (B-line) 上の水深 40 m, 100 m, 200 m における風強制後 5-10 日目の岸沖流速 ( $u$ ) 変動のスペクトルを計算し、Fig. 10 に示した。前述したようにデータのサンプリング間隔を 1 時間としているためデータ数が少なく、FFT 法では正確なスペクトルが求められないので、ここでは少ないデータでも安定したスペクトルが得られる MEM を用いて各スペクトル密度を求めた。各スペクトル密度は風強制後 5-10 日目のデータを用いて求めたもので、データ数は 120 個である。な

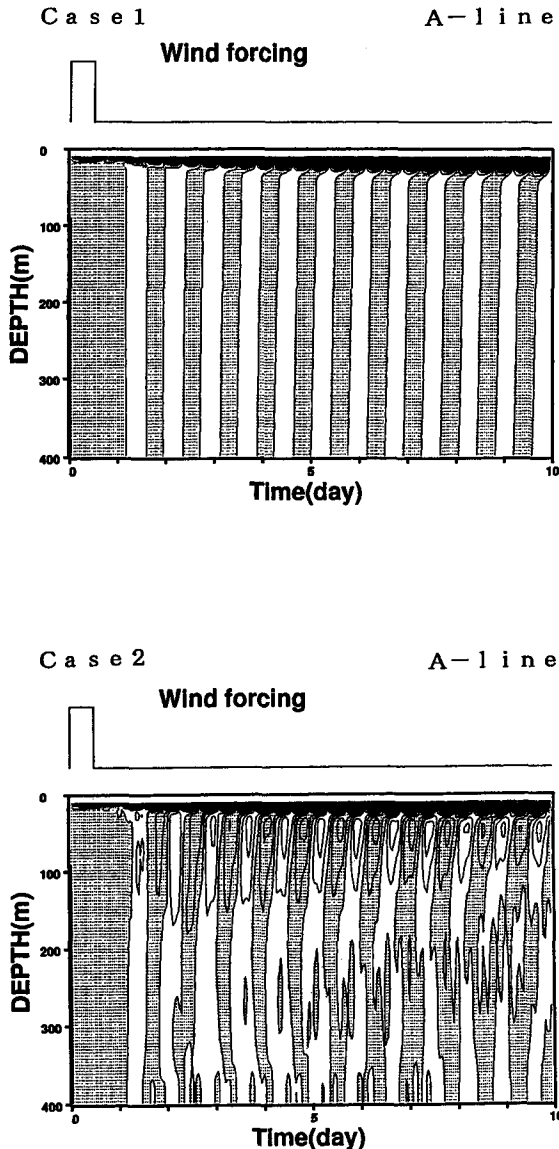


Fig. 9. Depth-time plot of offshore current component at A-line ( $x=25$  km) in Case 1 (upper) and Case 2 (lower). Contour interval is 1 cm/s. Shaded regions indicate the negative velocity.

お、予測誤差フィルターの項数は 25、自己相関を求める最大ラグ数は 40 とした。

密度一様な Case 1 をみると、A-line 上ではどの深度においても慣性周期帯にピークが現れており、そのエネルギー密度はほとんど同じであることがわかる。A-line と同様に B-line 上のどの水深においても、ほぼ同レベルの慣性周期帯のピークが現れている。しかしながら、そのエネルギー値自体は非常に小さく、最大でも A-line の水深 40 m で  $0.05[(\text{cm/s})^2/\text{cph}]$  ( $\approx$  流速振幅 1 cm/s) 程度である。また、選んだ格子点において Case 1 では慣性周期帯以外に明瞭なスペクトルのピークはみられない。

連続成層している Case 2 における岸沖流速のスペクトルをみてみよう。Case 1 と同様に A-line 上では全ての深度

で慣性周期帯に卓越したピークが現れていることがわかる。そのエネルギー密度は上層の 40 m、100 m 深のものが高く、下層の 200 m では上層の半分以下となっている。また、A-line 上の慣性周期帯のエネルギーはどの水深においても、Case 1 のエネルギーに比べて 10~30 倍になっていることがわかる。また、Case 2 の A-line 上のスペクトルには慣性周期以外に卓越したピークがみられない。Case 2 の B-line に注目すると、水深 200 m で慣性周期帯の変動が非常に卓越していることがわかる。水深 40 m、100 m のスペクトルにも慣性周期帯のピークが現れているが、そのエネルギー密度は 200 m 深のものとは比べると 1/3 程度と比較的小さく、A-line 上の同水深のスペクトルと比べても 1/2 程度である。一方、B-line 上水深 40 m のスペクトルには  $2f$  周波数に顕著なピークが現れている。そのエネルギー密度は水深 40 m の慣性周期帯よりも 2 倍以上大きく、水深 200 m の慣性周期帯のエネルギーに匹敵するほどの大きさとなっている。

#### (c) $f$ 及び $2f$ 周波数変動のエネルギー分布

前節のスペクトル解析によって、慣性周期帯の変動以外に  $2f$  周波数の変動がみつかった。そこで、Case 1、Case 2 における内部領域での  $f$  及び  $2f$  周波数変動のエネルギー分布及びその時間変化図を Figs. 11, 12 に示す。これらのエネルギー分布図は、各格子点で計算された  $u$  のスペクトルを MEM により計算し、 $f$  及び  $2f$  周波数帯のエネルギー値だけをピックアップすることで作成した。用いたデータの個数はほぼ 4 慣性周期分に相当する 76 個で、予測誤差フィルターの項数は 9、自己相関を求める最大ラグ数は 40 とした。このような計算を Case 1、Case 2 それぞれについて、風強制開始時から 76 時間目 (Period-1)、77 時間目から 152 時間目 (Period-2)、153 時間目から 228 時間目 (Period-3) の 3 期間に分けて行った。なお、 $f$  周波数変動のエネルギー分布図は、エネルギー密度  $E[(\text{cm/s})^2/\text{cph}] \geq 10$  の領域だけをコンターで示し、 $10^2 \leq E < 10^3$  の領域には薄いハッチ、 $E \geq 10^3$  の領域には濃いハッチをつけて強調した。 $2f$  周波数のエネルギー分布図は、エネルギー値が小さいためレンジを変えて  $E \geq 10^{-2}$  の領域をコンターで示し、 $10^{-1} \leq E < 10^0$  の領域には薄いハッチ、 $E \geq 10^0$  の領域には濃いハッチをつけて強調した。

密度一様な Case 1 の  $f$  周波数変動のエネルギー分布をみると、どの期間においても内部領域で高エネルギーになる領域は無く、風強制によって励起された慣性振動のエネルギーが表層に捕捉されていることがわかる。先に述べたように、A, B-line では  $f$  周波数変動にスペクトルのピークが現れていたが、そのエネルギー値は非常に小さいために Fig. 11 には現れていない。Case 1 の  $2f$  周波数変動のエネルギー分布をみると、表層の壁際に高エネルギー領域が存在しているのがわかる。本モデルは矩形海を考えているため、表層の壁際付近で強い収束・発散が生じていると考えられる。その収束・発散に伴う流速の水平及び鉛直シアーによる非線型効果によって、表層壁際の  $2f$  周波数変動が

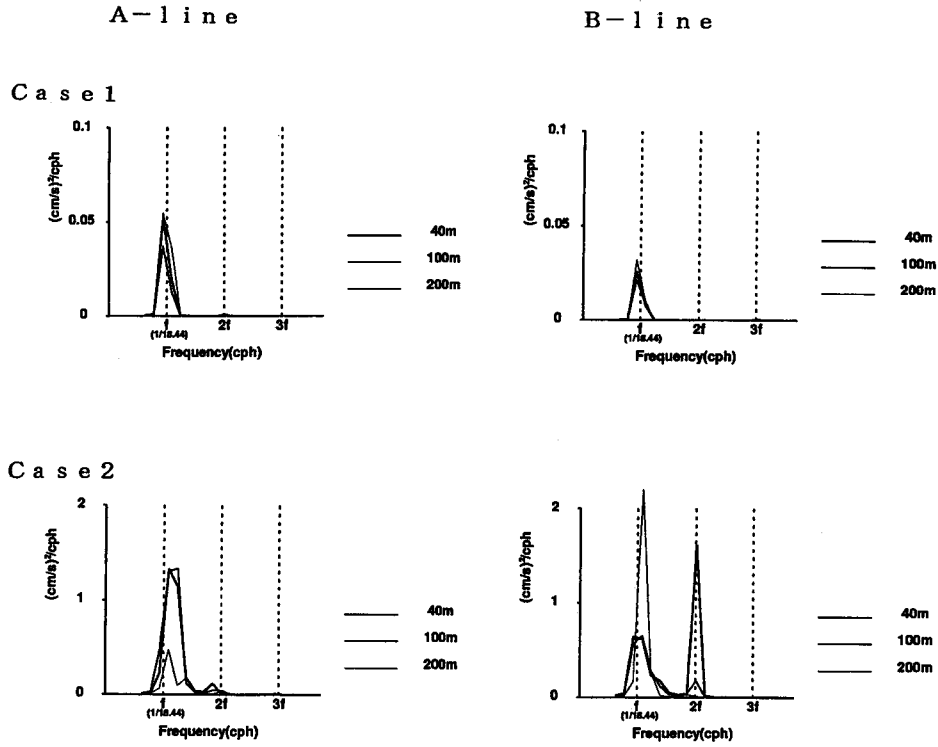


Fig. 10. Spectra (MEM) of offshore current component (40 m, 100 m and 200 m depth) at A-line ( $x=25$  km) and B-line ( $x=75$  km) in Case 1 (upper) and Case 2 (lower).

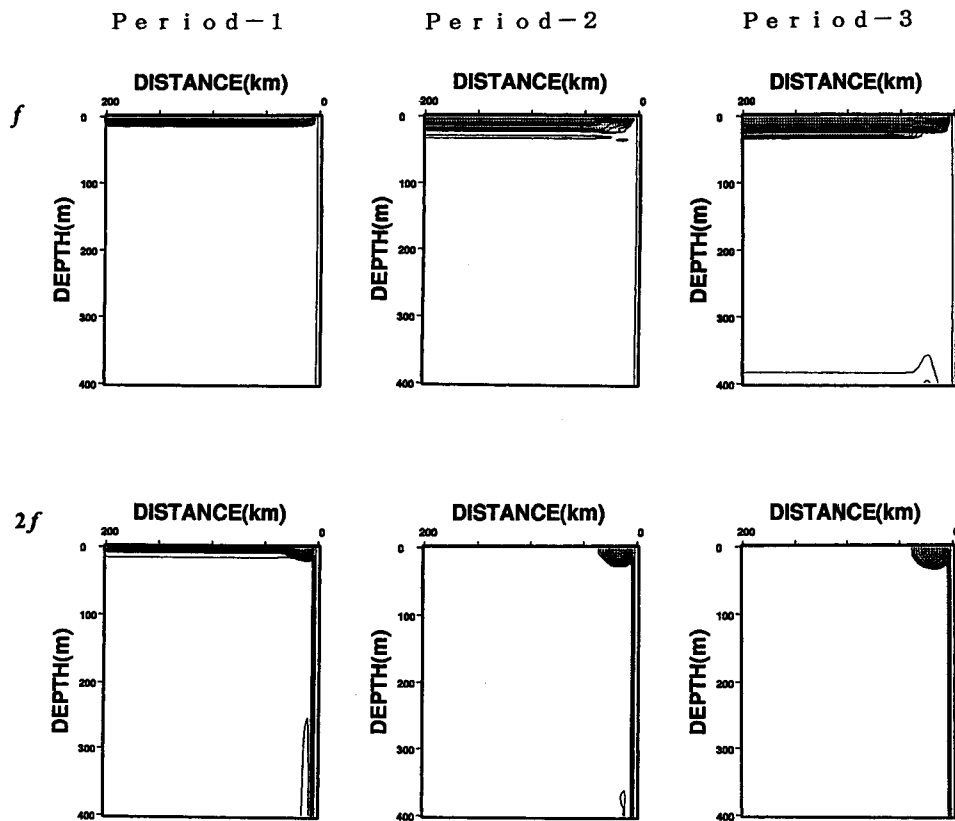


Fig. 11. Energy sections for  $f$  (upper) and  $2f$  (lower) frequencies in Case 1, which are calculated by using modeled output data at the period-1 (0-72 hours), period-2 (77-152 hours) and period (153-228 hours). Shaded regions for  $f$  and  $2f$  frequencies indicate the higher energy more than  $10^2$   $(\text{cm/s})^2/\text{cph}$  and  $10^{-1}$   $(\text{cm/s})^2/\text{cph}$ , respectively.

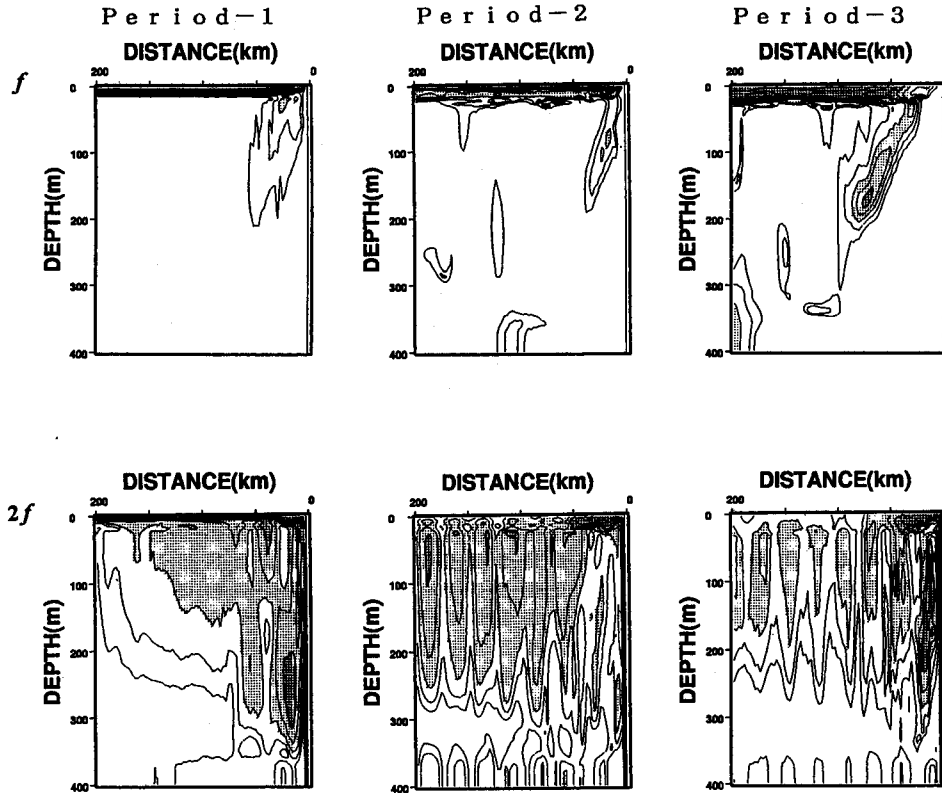


Fig. 12. Same as Fig. 11 but Case 2.

励起されていると考えられる。しかしながら、Case 1では内部領域に密度成層が存在しないために内部波の存在は許されない。そのために、表層で励起された  $2f$  周波数変動のエネルギーは内部領域まで輸送されず、励起された領域にとどまり続けていると考えられる。

次に、連続成層している Case 2 における  $f$  及び  $2f$  周波数変動のエネルギー分布をみてみよう。 $f$  周波数変動のエネルギー分布をみると、Case 1 と同様に表層に高エネルギー領域が存在することがわかる。しかしながら、Case 1 とは異なり、表層壁際で励起された  $f$  周波数変動のエネルギーが時間の経過に伴って内部領域へ輸送されていることがわかる。本来、理論上の慣性振動は波動ではないためエネルギーが輸送されることはない。にもかかわらず、このような内部領域への  $f$  周波数変動のエネルギー輸送が起こる理由について以下の可能性が考えられる。本モデルでは有限の大きさを持った矩形海を考えているため、表層で励起された振動流は厳密には慣性振動流とはならないであろう。このモデルの場合 500 km 程度の水平スケールをもった近慣性振動流となっている可能性がある。実際の海洋状態を考えても無限の海など存在しないし、外力である大気擾乱も有限の水平スケールを持っているため、表層で励起される慣性振動流は近慣性波の性質をもっていると思われる。そのため、連続密度成層流体中では近慣性内部重力波として鉛直斜め方向の群速度を持つことが可能となり、本モデル計算結果が示すように表層の  $f$  周波数変動の

エネルギーは内部領域に輸送されることが考えられる。その進入方向をアスペクト比  $\alpha$  で表すと、Fig. 12 から読みとれる値は

$$\alpha = \frac{\text{鉛直スケール}}{\text{水平スケール}} \approx \frac{200 \text{ m}}{75 \text{ km}} = 0.0027$$

程度と見積もられる。一方、理論的な近慣性内部重力波の群速度方向は

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \quad (12)$$

で与えられる。ここで、 $\omega$  は内部波の周波数、 $f$  ( $=9.46 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) はコリオリパラメータ、 $N$  はプラント・バイサラ振動数 (Case 2 では  $N=0.0069 \text{ s}^{-1}$ ) である。よって、Case 2 における近慣性内部重力波の周波数は、(12) 式に  $\alpha=0.0027$  と  $f, N$  を代入して、 $\omega=9.64 \times 10^{-5} \approx 1.02f$  と見積もられる。

次に  $2f$  周波数変動のエネルギー分布をみると、Case 1 と同様に表層の壁際に高エネルギー領域が存在していることがわかる。詳しくみると、Period-1 では表層壁際の高エネルギー領域が鉛直壁に沿って下方へ広がっていることがわかる。その後、Period-2, Period-3 と時間の経過に伴って、壁際の高エネルギー領域は徐々に沖側水平方向に移動している。この  $2f$  内部波の理論上の進入方向は、(12) 式から  $\alpha=0.024$  という値となる。この値は  $\alpha \approx 200 \text{ m} / 10,000 \text{ m} = 0.02$  に相当し、Fig. 12 ではほとんど鉛直方向へのエネルギー

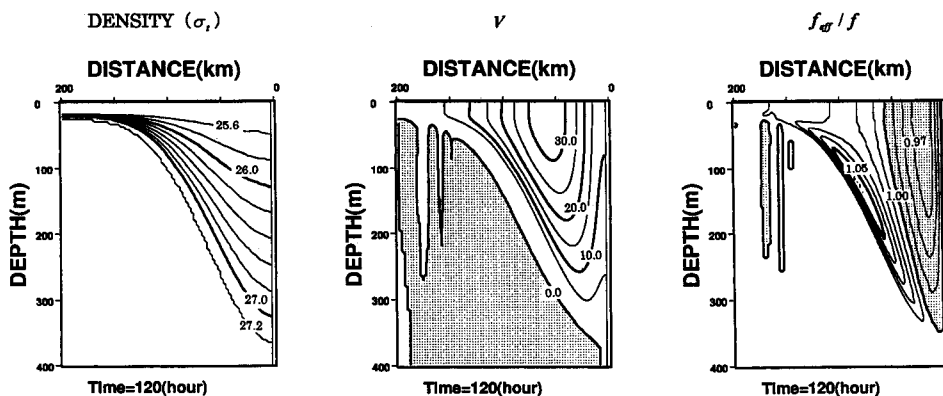


Fig. 13. Vertical distributions of modeled density (left), alongshore current (middle) and  $f_{eff}/f$  (right) after 120 hour in Case 3.

ギー輸送のようにみえる。また、350 m 以深には  $2f$  周波数変動の高エネルギー領域はほとんど存在していない。これは、Case 2 で初期に与えた密度成層が水深 350 m までで、350 m 以深は密度一様となっているためである。

沿岸境界流場のモデルケースにおける計算結果

(a) 風強制前の地衡流調節過程

Fig. 13 は風強制を与える直前 (計算開始後 5 日目) の Case 3 における密度分布, 紙面に直交する流れ  $v$  の流速分布, この流速分布から計算される  $f_{eff}/f$  分布の鉛直断面図である。Fig. 13 をみると, 流速  $v$  の分布は岸から約 60 km の表層で最大 30 cm/s 以上となっている。水平シアの分布をみると, 岸側に負のシア領域が存在し,  $f_{eff}$  は  $0.97f$  以下となっている。そして負のシア領域の沖側中層には強い正のシア領域が存在し,  $f_{eff}$  は最大で  $1.05f$  を超えている。Fig. 13 と Fig. 7 に示した 10 月 1 日の CTD 観測結果との比較から, 本モデルはヘナシ沖における地衡流速や水平シア分布の特徴をある程度再現できていると考える。ただし, 先述したように本モデルで与えた初期密度場は流速  $v$  や水平シアの最大値を再現することを第一に考えたため, 流速  $v$  や水平シアが最大となる位置が観測結果よりも少し岸に近くなってしまっている。したがって, 計算結果を考える際, 実際の場合よりも壁の影響が顕著に現れることを考慮に入れる必要がある。

Figs. 14(a), (b) はそれぞれ Case 3 における計算開始後 0-1 日目と 4-5 日目の  $f$  流速楕円の鉛直断面分布図である。各流速楕円は格子点において計算された  $u, v$  に対して 18.44 時間周期の正弦波を最小 2 乗法によってフィッティングさせることで求めた。なお, ハッチは負の水平シアの領域を示す。Fig. 14(a) (0-1 日目) をみると計算開始直後にフロントに沿って 2-3 cm/s の長軸振幅を持つほぼ円形の  $f$  流速楕円が分布しており, フロント付近以外では  $f$  流速楕円の振幅は非常に小さくなっている。このフロント付近にみられる流速変動は初期に与えた密度場の地衡流調節に伴うものと思われる。次に, Fig. 14(b)(4-5 日目) を

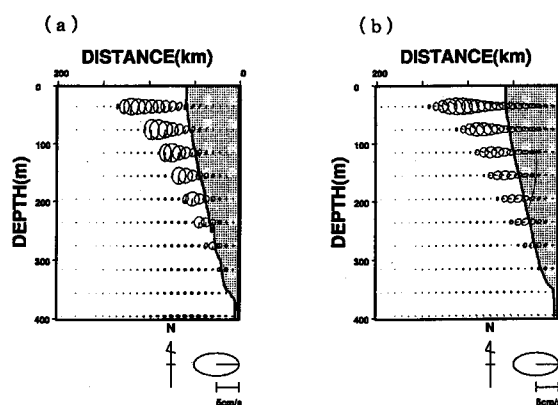


Fig. 14. Vertical distributions of inertial ellipses after (a) 0-1 days and (b) 4-5 days in Case 3. Shaded regions denote the negative vorticity of alongshore current.

みると, フロント付近における流速楕円の長軸振幅は 1-2 cm/s となり, 計算開始直後と比較してやや減衰しているのがわかる。一方, ジェット流内部の流速楕円の長軸振幅は多少増幅してきており, フロント付近で発生した近慣性波がジェット流内に進入してきていることがわかる。ジェット流の沖側の密度一様な領域では  $f$  流速楕円の振幅はほとんど零である。密度一様な領域では内部波は存在することができないため, フロント付近で励起された近慣性波のエネルギーはジェット流の沖側には輸送されず, 慣性振動流の振幅は卓越しないと考えられる。

地衡流ジェット内の負のシア領域に注目すると,  $f$  流速楕円が岸沖方向に扁平していることがわかる。このことは風強制が小さかった時期 (6 月~7 月) に, ヘナシ沖で観測された  $f$  流速楕円が岸沖方向に扁平するという特徴を再現している。Fig. 7 で記述したように, 観測が行われた海域では約 1 ヶ月周期のフロント渦の通過やイベント的な暖水渦の通過があり, 密度場は常に地衡流調節を行っていると思われる。したがって, 風強制の小さい時期に観測された岸沖方向に扁平する  $f$  流速楕円は, 対馬暖流フロントの

地衡流調節に伴って発生した岸沖振動によるものと推測される。

(b) 岸沖流速振幅の時間変化

Figs. 15(a), (b)は Case 3 における A, B-line (それぞれ沖合 25 km, 75 km の地点) 上での岸沖流速振幅の時間変化図である。A-line は負のシア領域に位置し、流速計の係留地点に対応しており、B-line は正のシアが最大となる領域にある。風強制前に注目すると、B-line の水深 50-150 m 付近の流速振幅は 1-2 cm/s まで達しているものの、A-line ではどの水深においても 1 cm/s 程度の振幅値であることがわかる。この B-line 上でみられる流速振幅の増幅は、先述した初期の密度場の地衡流調節に伴う変動である。

次に、風強制後の流速変化をみてみよう。Case 3 においても Case 1, Case 2 と同様に表層では慣性振動流による顕著な流速変動が起こっていることがわかる。A-line では時間の経過とともに内部領域の流速振幅が顕著に増幅しているが、B-line 上の内部領域では風強制後も流速振幅の増幅はほとんど起きていない。A-line 上の岸沖流速のエネルギーは時間の経過に伴って表層から徐々に下層へと輸送されているが、流速の符号は下層から上層へ変化しており、エネルギーの鉛直輸送と位相伝播の方向が異なっているこ

とがわかる。流速計の設置水深に相当する A-line の水深 130 m の流速振幅は風強制から 5~6 日ほど遅れて増幅し始め、風強制後 10 日目 (計算開始 15 日後) の流速振幅は 2-3 cm/s まで達している。

(c) 岸沖流速のスペクトル解析

Fig. 16 は風強制開始後 5-10 日目の A, B-line 上における水深 40 m, 100 m, 200 m での岸沖流速成分のスペクトル (MEM による) である。なお、データ数、各パラメータ値は Fig. 10 を作成した場合と同じ値である。まず、A-line 上のスペクトルをみると、水深 40 m における慣性周期帯の変動が非常に卓越していることがわかる。水深 100 m, 200 m でも慣性周期帯の変動が卓越しているが、そのエネルギー密度の大きさは水深 40 m のものと比べると 1/5 程度である。ただし、Case 2 と比較すると、水深 100 m, 200 m でも慣性周期帯のエネルギー密度は 10 倍以上の大きさとなっている。慣性周期帯以外に注目すると、水深 200 m の  $2f$  周波数帯のエネルギー密度が慣性周期帯のものに匹敵する大きさとなっているが、それ以外に顕著なピークは認められない。次に、B-line 上のスペクトルをみると、水深 40 m での  $f$  及び  $2f$  周波数帯に比較的顕著なピークが現れているが、A-line 上のスペクトル密度と比べると、その値はどの深度においても小さいことがわかる。ただし、B-line

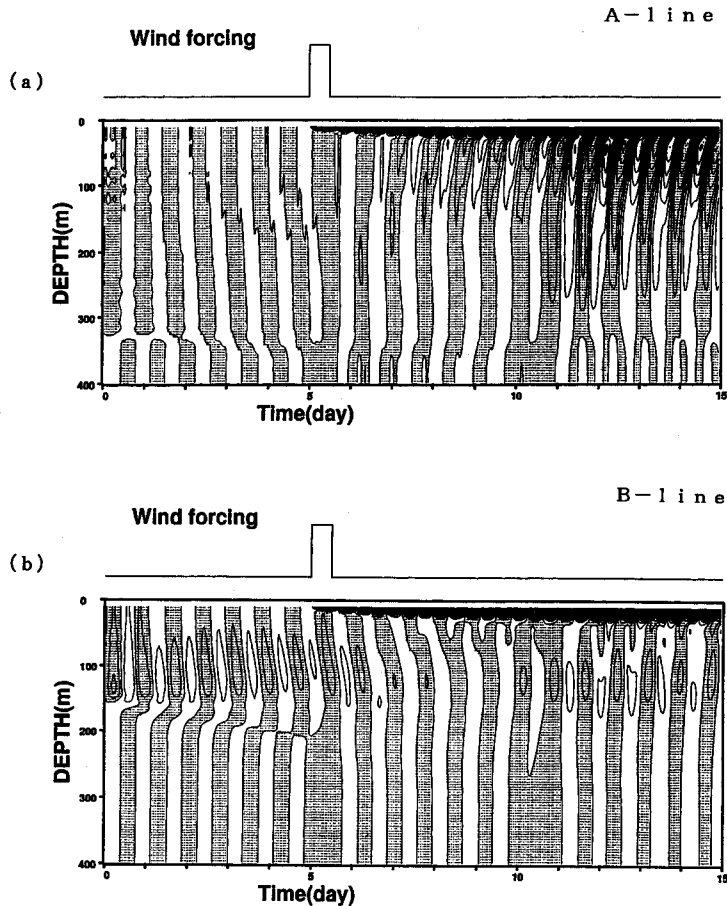


Fig. 15. Same as Fig. 9 but at A-line and B-line in Case 3.

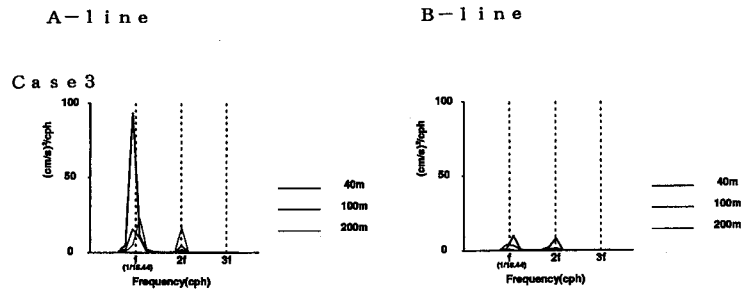


Fig. 16. Same as Fig. 10 but at A-line and B-line in Case 3.

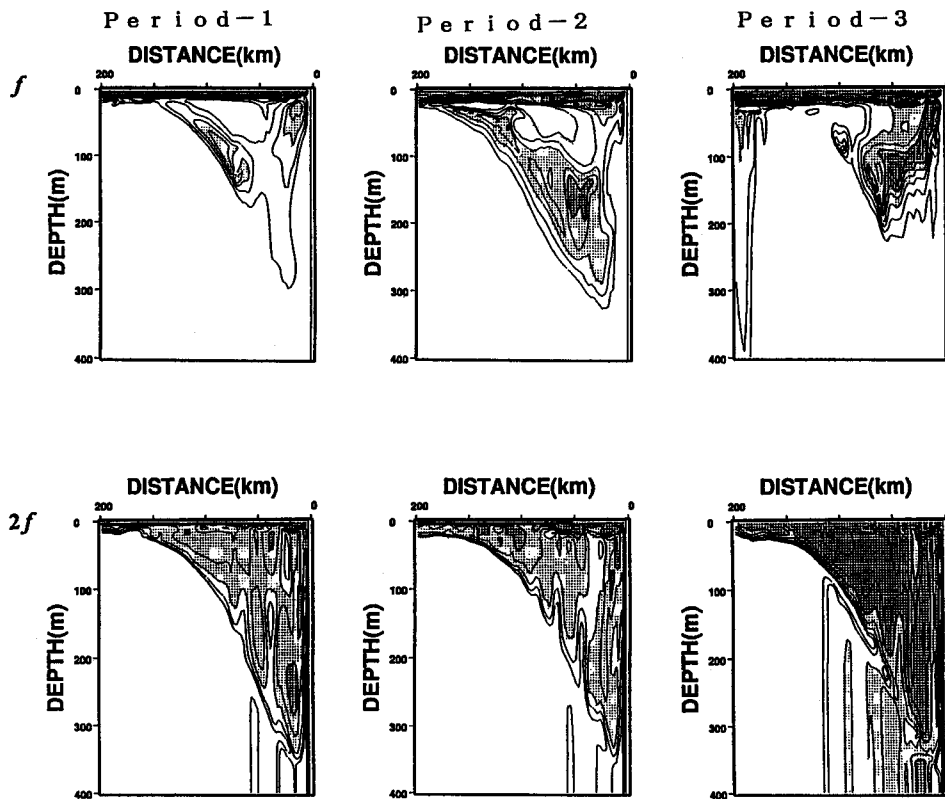


Fig. 17. Same as Fig. 11 but Case 3.

上におけるスペクトル値は Case 2 と比較すれば同程度かそれ以上の大きさとなっている。

(d)  $f$  及び  $2f$  周波数変動のエネルギー分布

Fig. 17 は Figs. 11, 12 と同様の方法で作成した Case 3 における  $f$  及び  $2f$  周波数変動のエネルギー分布とその時間変化である。まず、 $f$  周波数変動のエネルギー分布の時間変化をみてみよう。Period-1 のエネルギー分布をみると、密度フロント付近に高エネルギーの領域が存在しており、フロント付近では風強制直後においても地衡流調節に伴う近慣性波が卓越していることがわかる。また、沿岸側に存在する負のシア領域では、連続成層している Case 2 と同様に表層の壁際からエネルギーの下方輸送が始まっている。Period-2 になると、沖合 50 km の水深 150 m 付近に高エネルギー領域が存在している。これは、上述のフロントの地

衡流調節による近慣性振動流に、表層壁際から輸送されてきた近慣性波のエネルギーが加わって増幅したものと考えられる。Period-3 になると、フロント表層付近のエネルギーは減衰し、壁際から侵入している  $f$  周波数変動のエネルギー値が  $10^3[(\text{cm/s})^2/\text{cph}]$  ( $\approx$  流速振幅 6.4 cm/s) を超えるまで増幅している。Case 3 の内部領域における  $f$  周波数変動のエネルギーの最大値は、Case 2 の 10 倍以上の値である。それゆえ、Case 2 で議論した有限スケールの強制に伴う周期が変調された近慣性波だけでは説明できない。この壁際から侵入する  $f$  周波数変動の増幅は、過去の研究で指摘されているように、負のシア領域で輸送された近慣性波のエネルギーによる寄与が大きいと考えられる。正のシア領域との境界付近にある高エネルギー領域は、上述のフロントの地衡流調節で発生する近慣性振動流と表層か

ら輸送された近慣性波とがカップリングした結果と思われる。

次に、Case 3における $2f$ 周波数変動のエネルギー分布の時間変化をみてみよう。Period-1では、Case 2と同様に表層壁際と鉛直壁に沿って高エネルギー領域が分布している。このことから、Case 3でもCase 2と同様に、表層壁際での収束・発散に伴う非線型効果によって $2f$ 内部波が励起されていることを示唆している。その後、Period-2からPeriod-3へと時間が経過するにつれて $2f$ 周波数変動の高エネルギー領域が沖合に拡がり、ジェット流内全体にエネルギーが充満していくことがわかる。これは、本モデルにおいてジェット流の外部では密度が一様であるために内部波が存在できず、 $2f$ 内部波がジェット流内部から出ることができないためと思われる。

(e) 風強制後の $f$ 及び $2f$ 周波数の流速楕円分布

Figs. 18(a), (b)はCase 3における風強制後4-5日目、9-10日目(計算開始後9-10日目、14-15日目)の流速楕円の

鉛直分布図である。前述のようにCase 3では風強制後、内部領域で慣性周期の変動の他に $2f$ 周波数の流速変動も卓越するため、 $f$ および $2f$ 流速楕円は周波数の正弦波を用いて求めた。Fig. 18(a) (風強制後4-5日目)から、フロント付近の $f$ 流速楕円の振幅は最大でも $1\text{ cm/s}$ 程度と計算初期に比べて減衰していることがわかる。一方、ジェット流内部では負のシア領域の水深 $100\text{ m}$ 以浅で $f$ 流速楕円が大きくなっている。負のシア領域における $f$ 流速楕円は円形で、その振幅は表層に近くなるほど大きく、水深 $40\text{ m}$ では約 $3\text{ cm/s}$ となっている。また、正のシア領域における水深 $40\text{ m}$ の $f$ 流速楕円は非常に小さい。一方、 $2f$ 流速楕円の最大振幅は $0.3\text{ cm/s}$ 程度であるものの、ジェット流内部全域で卓越する傾向があり、表層ほど流速楕円の振幅は大きい。それゆえ、 $f$ 流速楕円とは異なり、 $2f$ 流速楕円の分布には正・負のシア領域での差はみられない。また、ジェット流内の $2f$ 流速楕円は偏平している。Fig. 18(b) (風強制後9-10日目)をみると、負のシア領域では流速

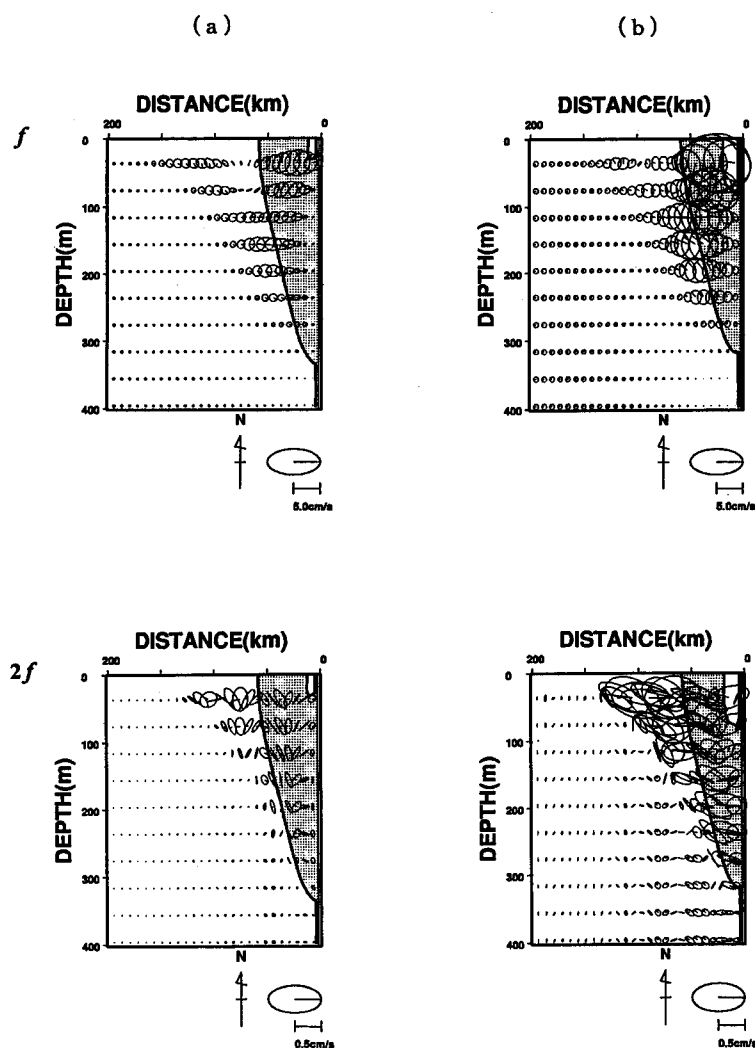


Fig. 18. Vertical distributions of ellipses for  $f$  (upper) and  $2f$  (lower) frequencies after (a) 9-10 days and (b) 14-15 days in Case 3. Shaded regions denote the negative vorticity of alongshore current.

計が設置してあった水深 130 m でも  $f$  流速楕円は大きくなっていることがわかる。負のシア領域における  $f$  流速楕円の形はほぼ円形で、その振幅は水深 130 m で約 3 cm/s である。負のシア領域内で増幅した  $f$  流速楕円の位相は表層と水深 300 m の間でほぼ逆位相であり、楕円は時計回りであるため下層ほど位相が進んでいる。ジェット流内の  $2f$  流速楕円の振幅も増幅しており、表層で最大 0.7 cm/s 程度となっている。ジェット流内の  $2f$  流速楕円の分布はやはり正・負のシア領域で差はみられず偏平しているが、楕円の長軸は岸沖方向に向く傾向が強くなっている。

以上の結果は、1992 年 9~10 月にヘナシ沖の負のシア領域約 130 m 深で観測された  $f$  流速楕円が風強制の後 5~10 日遅れて増幅し、その形は円に近づいているという特徴をよく再現している。

### おわりに

本研究では、1992 年 4 月~10 月の青森県ヘナシ崎沖における係留観測資料を解析し、この海域における慣性振動流の特徴について下記のことがわかった。

- (1) この海域における流速変動の短周期成分は慣性周期帯  $f$  の変動が顕著に卓越し、潮流成分の変動は小さい。
- (2) 流速資料から計算された  $f$  流速楕円は 5 月上旬、6 月上旬、9 月中旬以降に顕著な増幅を示した。5 月上旬と 9 月以降の  $f$  流速楕円は円形に近く、9 月以降の  $f$  流速楕円の振幅は非常に大きくなっていた。
- (3)  $f$  流速楕円が小さかった時期 (6~7 月) は、岸沖方向に楕円が偏平する傾向が強かった。
- (4) ヘナシ崎沖の海洋観測資料を解析した結果、 $f$  流速楕円が大きかった時期 (4~5 月、9~10 月) の流速計は対馬暖流内の負の水平シア領域に位置していた。

次に、表層混合層を模したスラブモデルの数値計算を行い、上記の観測結果との比較から、下記のことがわかった。

- (5) 観測された  $f$  流速楕円の振幅が大きく、円形に近くなる時期は表層の風強制が強まる時期とほぼ対応しているものの、観測された  $f$  流速楕円が増幅するのは表層混合層内の慣性振動が励起されてから 5~10 日ほど遅れていることが推測された。
- (6) 観測された  $f$  流速楕円の振幅が小さい時期には、岸沖方向に偏平しているものの、このような特徴は表層混合層モデルでは再現することができなかった。

そこで、水平・鉛直シア流を表現できる風強制鉛直 2 次元モデルの数値計算を行い、下記の結果を得ることができた。

- (7) 有限な水平スケールを持っているモデルに風強制を与えると、表層で励起される慣性振動流の周期がわずかに変調され ( $\omega > f$ )、近慣性波の性質を持つことがわかった。さらに、表層の近慣性振動による壁

際での収束・発散に伴う非線形効果によって、表層壁付近に  $2f$  周波数の変動が励起されることがわかった。

- (8) (7) の条件において連続成層が存在する場合、表層の近慣性振動のエネルギーは近慣性波として内部領域に輸送される。同様に  $2f$  周波数変動のエネルギーも内部波として内部領域に輸送されるが、群速度の鉛直成分が卓越するために鉛直壁に沿って高エネルギー領域が形成される傾向がみられる。
- (9) より現実的な沿岸境界流を模した密度フロントが存在する場合、風強制前においても内部領域にはフロントの地衡流調節によって励起された近慣性振動流が存在し得る。この近慣性振動流は岸沖方向の振動を形成し、それに伴い  $f$  流速楕円は岸沖方向に偏平する。このような  $f$  流速楕円の形状は、上述 (3) の風強制が弱かった時期の観測結果と定性的に一致していると思われる。
- (10) 風強制後、水平シアを持ったジェット流内では、負のシア領域で表層の慣性振動のエネルギーが下層へ輸送される。また、負のシア領域で増幅した  $f$  流速楕円は円形に近い。さらに、流速計設置点に相当する水深 130 m では風強制から 5~10 日遅れて  $f$  流速楕円が増幅し、このことは、上述 (2), (4), (5) の風強制が強かった時期の観測結果と一致する。
- (11) このとき、フロント下部付近では、地衡流調節による近慣性振動流と表層から輸送された近慣性波とのカップリングと思われる  $f$  周波数変動エネルギーの増幅が示唆された。
- (12) この沿岸境界流モデルにおいても表層壁際で  $2f$  内部波が励起され、そのエネルギーは密度成層内に捕捉される様子が計算された。

本研究で得られた結果は過去の研究で指摘されている通り、内部領域への慣性周期帯のエネルギー輸送が平均流の水平シアの影響を強く受けるというものであった。しかし、我々の数値モデル計算の結果は、内部領域へのエネルギー輸送において、壁 (岸境界) の影響も無視できないことを示唆している。すなわち、強いジェット流が存在しなくても成層と壁の条件だけで、慣性周期帯のエネルギーは近慣性波として容易に内部領域へ侵入できる。特に、沿岸域は岸境界に囲まれており、慣性周期帯のエネルギーが近慣性波として湾内全体へ広がっている様子が推定される。今後は沿岸域における慣性周期帯の変動に注目し、この周期帯の変動が沿岸域においてどのような役割を演じているかを調べていきたい。

### 謝 辞

本研究を行うにあたり、ヘナシ沖の流速観測資料の解析を許可して頂いた北海道大学大学院水産科学研究科の故大

谷清隆名誉教授，村上敬助手に心から感謝致します。また，原稿に対してコメントを頂いた査読者に深く感謝致します。

## 文 献

- Isobe, A and Y. Isoda (1997) Circulation in the Japan Basin, the northern part of the Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **53**, 373-381.
- Kato, O. (1993a) Detailed current structures over the continental shelf off the San'in coast in summer. *J. Oceanogr.*, **49**, 1-16.
- Kato, O. (1993b) Detailed current structures in the eastern channel of the Tsushima Strait in summer. *J. Oceanogr.*, **49**, 17-30.
- Kato, O. (1994a) Short-term fluctuations of the Tsushima Current in waters northwest of Yamaguchi Prefecture. *J. Oceanogr.*, **50**, 51-64.
- Kato, O. (1994b) Structure of the Tsushima Current in the southwestern Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **50**, 317-338.
- Klein, P. and A. Treguier (1995) Dispersion of wind-induced inertial waves by a barotropic jet. *J. Mar. Res.*, **53**, 1-22.
- Kunze, E. (1985) Near-inertial wave propagation in geostrophic shear. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 544-565.
- Lee, C. and C. Eriksen (1997) Near-inertial internal wave interactions with mesoscale fronts: Observations and models. *J. Geophys. Res.*, **102**, 3237-3253.
- Millot, C. and M. Crepon (1981) Inertial oscillations on the continental shelf of the Gulf of Lions.—Observations and theory. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 639-657.
- Munk, M. Y. and E. R. Anderson (1948) Notes on a theory of the thermocline. *J. Mar. Res.*, **7**, 276-295.
- Wang, D. (1991) Generation and propagation of inertial waves in the subtropical front. *J. Mar. Res.*, **49**, 619-633.
- 磯田 豊・中山智治・村上 敬・金相 祐・大谷清隆 (1998) 津軽海峡南西海域における対馬暖流の係留観測. 海の研究, **7**, 237-244.