

TUMSAT-OACIS Repository - Tokyo

University of Marine Science and Technology

(東京海洋大学)

日本海沿岸域における近慣性周期変動に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2016-07-04 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 山崎, 恵市 メールアドレス: 所属:
URL	https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/1301

博士学位論文

日本海沿岸域における
近慣性周期変動に関する研究

平成 27 年度

(2016 年 3 月)

東京海洋大学大学院

海洋科学技術研究科

応用環境システム学専攻

山崎 恵市

博士学位論文

日本海沿岸域における
近慣性周期変動に関する研究

平成 27 年度

(2016 年 3 月)

東京海洋大学大学院

海洋科学技術研究科

応用環境システム学専攻

山崎 恵市

目次

第1章 はじめに	1
1.1 近慣性周期変動に関する既往の研究	1
1.2 日本海沿岸域における近慣性周期変動	2
1.3 研究の目的	3
第2章 様々な台風により励起された近慣性周期変動	7
2.1 はじめに	7
2.2 観測および使用データ	8
2.3 観測結果	8
2.3.1 流速・水温変動	8
2.3.2 台風の特徴	10
2.4 台風通過により励起された近慣性周期変動の特徴	10
2.4.1 周波数特性	10
2.4.2 伝播特性	12
2.4.3 近慣性周期変動の増幅に寄与するその場の風の効果	14
2.4.4 観測された近慣性周期変動の特徴のまとめ	17
2.5 数値実験	18
2.5.1 数値モデルと条件	18
2.5.2 実験結果	22
2.5.2.1 モデルの再現性	22
2.5.2.2 近慣性内部波の発生域と伝播経路	23
2.6 まとめと今後の課題	27
第3章 近慣性内部波の伝播に及ぼす沿岸流の影響	49
3.1 はじめに	49
3.2 平均流との相互作用を考慮した近慣性内部波の分散関係式	49
3.3 近慣性内部波と沿岸捕捉波の関係	53
3.4 沿岸流の効果に関する数値実験	55
3.4.1 モデルと条件	55
3.4.2 実験結果	55
3.4.2.1 沿岸流場の形成過程	55
3.4.2.2 近慣性内部波の伝播に及ぼす沿岸流の影響	56
3.5 まとめと今後の課題	58

第 4 章 能登半島北東端沖で観測された近慣性内部波	70
4.1 はじめに	70
4.2 観測と使用データ	71
4.3 観測結果	72
4.3.1 流速と水温の時間変化	72
4.3.2 近慣性周期変動の時間変化	74
4.3.3 近慣性内部波の鉛直構造	75
4.3.4 観測結果の特徴と考察	76
4.4 数値実験による考察	77
4.4.1 数値モデルと条件	77
4.4.2 実験結果	78
4.4.2.1 観測結果との比較	78
4.4.2.2 近慣性内部波の発生と伝播過程	81
4.4.3 近慣性内部波の増幅に及ぼす海底地形の影響	86
4.5 まとめと今後の課題	88
 第 5 章 まとめと今後の課題	 112
5.1 まとめ	112
5.2 今後の課題	114
 Appendix A 内部慣性重力波が存在できる周波数帯について	 116
 Appendix B Slab Model の解の導出と風応力に対する応答	 121
 謝辞	 130
 参考文献	 131

第 1 章 はじめに

1.1 近慣性周期変動に関する既往の研究

北半球では、台風の通過に伴い台風の中心の右側の領域において風速ベクトルは時計回りに回転する。この時計回りの回転は慣性振動の回転方向と同じであり、効果的に近慣性周期変動が励起される(例えば, D'Asaro 1985)。海洋上層で生じた近慣性周期変動は, 近慣性周期の内部慣性重力波(近慣性内部波と呼ぶ)として, 低緯度方向に伝播する特性を持つ(例えば, Gill, 1984; Garrett, 2001)。近慣性内部波は海洋表層混合層のエネルギーシンクとして重要な働きをすること(例えば, Kundu 1976) や, 近慣性内部波による鉛直混合が海洋中の水塊形成を促進することなどから, これまでに多くの研究が進められてきた。

近慣性内部波は高い鉛直波数を持ち, 全世界の海域で存在することから, 風により表層で励起された近慣性内部波の鉛直下方伝播による鉛直混合や, 中規模渦などが持つ相対渦度がその伝播に与える影響, また気象擾乱以外の要因での発生機構等の観点から, 最近でも研究が行われている。Alford *et al.* (2012)は, 北太平洋東部海域において近慣性内部波による海水の鉛直混合について, 海洋表層で風により励起された近慣性内部波エネルギーがどの深度まで伝播し, 混合に寄与する可能性があるのかについて ADCP で得られた流速データから調べた。風により表層で励起された近慣性内部波エネルギーが 200-800 m 深まで伝播したことを示し, 深層での混合に寄与することを示唆した。Alford *et al.* (2013)は, 風強制による近慣性内部波の発生以外に, フロント (North Pacific Subtropical Front) の地衡流調節過程で生じる近慣性内部波の存在を示した。Jaimes and Shay (2010)は, メキシコ湾流域に存在する中規模渦や Loop current が持つ渦度が台風通過よりに生じる近慣性内部波に与える影響について調べた。負の渦度内に近慣性内部波が捕捉され, 顕著なエネルギーの下方伝播を示し, 正の渦度の場合

は近慣性内部波の鉛直伝播が抑えられることを観測データから示し、近慣性内部波の伝播において渦の効果が影響を与えることを示した。これらの研究は、陸岸の影響のない外洋域における研究例である。沿岸域における近慣性周期変動の最近の研究例としては、Hopkins *et al.* (2014)が、Northwest European Shelf において風で表層に励起された近慣性周期変動が、潮汐による岸沖方向のエネルギー輸送を強化する可能性について調べている。近慣性周期変動のみによる水平方向のエネルギーフラックスは潮汐によるものよりも 1 オーダー小さいが、慣性振動の鉛直シアと半日周期内部潮汐の鉛直流速の相互作用による効果が岸沖方向のエネルギー輸送を強めていることを示した。以上のように、近慣性内部波は非常に重要な海洋物理現象であり現在でもなお世界各地でより深い研究が進められ、様々な特性が明らかになってきている。

1.2 日本海沿岸域における近慣性周期変動

日本海沿岸域 (Fig. 1.1) では、台風の通過に伴い急潮と呼ばれる突発的な強い流れが発生し定置網破損などの被害をもたらすことから、台風通過時の急潮の発生機構について研究がなされてきた。急潮発生機構の解明のために行われた係留観測記録の解析や数値実験による研究から急潮発生時の流速・水温変動に近慣性周期変動が卓越することが見出されてきた (例えば、浅ら, 2007; Igeta *et al.* 2009; 大慶ら, 2015)。

Igeta *et al.* (2007)は、熊木ら (2005) により観測された台風通過時の沿岸強流の発生について、数値実験により丹後半島の突端部に近慣性内部波エネルギーが集中することを示した。Igeta *et al.* (2009)は、近慣性内部波の沿岸域での挙動について、係留観測記録の解析と数値実験により詳細に調べた。その結果、丹後半島や能登半島、佐渡島などの半島や島の突端部では岸まで到達した近慣性内部波は散乱し、その散乱波のエネルギーの一部が岸に捕捉され、近慣性周期

の内部ケルビン波として岸を右に見て伝播することを明らかにした。また、彼らは、内部重力波の特性曲線に沿って沖合下方にエネルギーが放射されることで、近慣性周期の内部ケルビン波が伝播の途中で急激に減衰することを数値実験から示した。

また、浅ら(2007)は、2004年に日本海上を通過した3個の台風(15号、16号、18号)のケースについて現実的な条件を採用した九州大学応用力学研究所3次元海洋モデル(RIAMOM)による数値実験から、能登半島周辺海域での台風通過後の流速変動について調べている。その結果、台風の風によって能登半島北東沖で近慣性周期の流速変動が生じ、その吹送流が強い移流効果を伴って能登半島沿岸で急潮を引き起こすことを明らかにした。

1.3 研究の目的

日本海沿岸域で発生する近慣性周期変動の基本的な特性は理解されており、岸近傍における近慣性周期変動の強化には沖合から伝播してくる近慣性内部波が大きく寄与することが分かっている。これまでの研究で得られた知見をもとに、農林水産技術会議の農林水産業・食品産業科学技術研究推進事業「日本海沿岸域におけるリアルタイム急潮予測システムの開発」によりリアルタイム急潮予測システム(<http://kyucho.dc.affrc.go.jp/kyucho/>)が開発され、いつどの海域でどのくらいの流速で急潮が発生するかについてはかなり高精度に予測することが可能になりつつある。近慣性内部波の発生域は、風向が時間と共に時計回りに回転する台風の進路の右側であることから台風の経路や規模により近慣性内部波の発生領域が決まることが考えられ、台風経路の違いにより沿岸域での近慣性周期変動の大きさが異なる可能性がある。これまでの研究結果は、ほぼある一つの気象擾乱のケースでの議論であり、台風の経路の違いによる岸での近慣性内部波の強弱の違いについて議論した研究例はほとんどない。浅ら(2007)

は、能登半島沖を通過した 3 個の台風によって生じた近慣性振動流による急潮の規模が台風経路によって異なることを指摘している。しかし、発生域から能登半島までの伝播経路について、台風経路別に議論していない。リアルタイム急潮予測システムでは急潮の強さや発生時刻は高精度に予測できるが、近慣性内部波の発生域や伝播経路について、その物理的な過程は示されない。従って、近慣性内部波がどの領域で発生し、そこからどのように沿岸域まで伝播し、沿岸でそのエネルギーの増幅を引き起こすのかなどの物理過程については全く研究されていない。

沖合で励起された近慣性内部波が沿岸域まで伝播する過程において海底地形や海流が及ぼす影響についても不明な点が多い。例えば、内部波が急峻な地形に入射したときには、内部波の散乱が生じ、散乱波エネルギーは鉛直斜め方向に伝播する（例えば、Kawamura *et al.*, 2005）。このような過程は沖合から伝播してくる近慣性内部波の減衰機構や、海底地形での反射・散乱波の干渉による強流域の形成機構に影響することが考えられるが、日本海沿岸域において近慣性内部波と海底地形との相互作用については調べられていない。

さらに、日本海沿岸域では、対馬暖流沿岸分枝流が存在することが知られている（例えば、Hase *et al.*, 1999）。また、台風通過に伴い沿岸に沿って近慣性内部波と同時に沿岸捕捉波が励起される（熊木ら, 2005;2012, Igeta *et al.*,2007;2011）。対馬暖流沿岸分枝流や沿岸捕捉波の水平流速シアは、その場のコリオリパラメーターを変調させる効果を持つことが知られている(例えば、Kunze 1985)。これらの慣性周期よりも長い時間スケールの変動は、沖合から伝播してくる近慣性内部波に対して正の相対渦度を持ち、近慣性内部波エネルギーを反射させる可能性がある。この過程は岸近傍における近慣性内部波の強化に大きな影響を及ぼすと考えられるがその詳細は不明である。以上のように、日本海沿岸域において近慣性内部波の挙動に関して不明な点は未だ多く残されている。

日本海の南側境界は陸岸境界であることから (Fig.1.1), これまでに述べてきたように気象擾乱により日本海の上層で生じた近慣性内部波が南側へ伝播した信号が岸近傍で観測される。さらに日本海は潮汐流が小さいことから (例えば, Mori *et al.*, 2005), 近慣性周期変動が日本海沿岸域で卓越する。非常に重要な海洋物理現象であり, また沿岸域における近慣性周期変動の研究を行うに当たり適切な海域であることが言える。そこで本研究では, 日本海沿岸でも特に近慣性周期変動が卓越する海域として丹後半島や能登半島周辺を研究対象海域として選び, 係留観測記録の解析と数値実験により海底地形による反射・散乱波の干渉や海流との相互作用について研究し, 日本海沿岸域における近慣性周期変動の挙動について調べた。以下, 2 章では, 様々な台風によって励起された近慣性周期変動の特徴について丹後半島沿岸で得られた係留観測記録の解析と数値実験から, 台風経路による近慣性周期変動の応答について調べる。3 章では, 近慣性内部波の伝播経路に及ぼす流れの影響について数値実験により調べる。4 章では, 能登半島北東端沖の 3 点で海底設置型 ADCP により得られた流速記録の解析と数値実験により, 近慣性内部波が海底地形との相互作用により能登半島岸近傍で強化される過程を示す。5 章では, 全体のまとめと今後の課題について述べる。

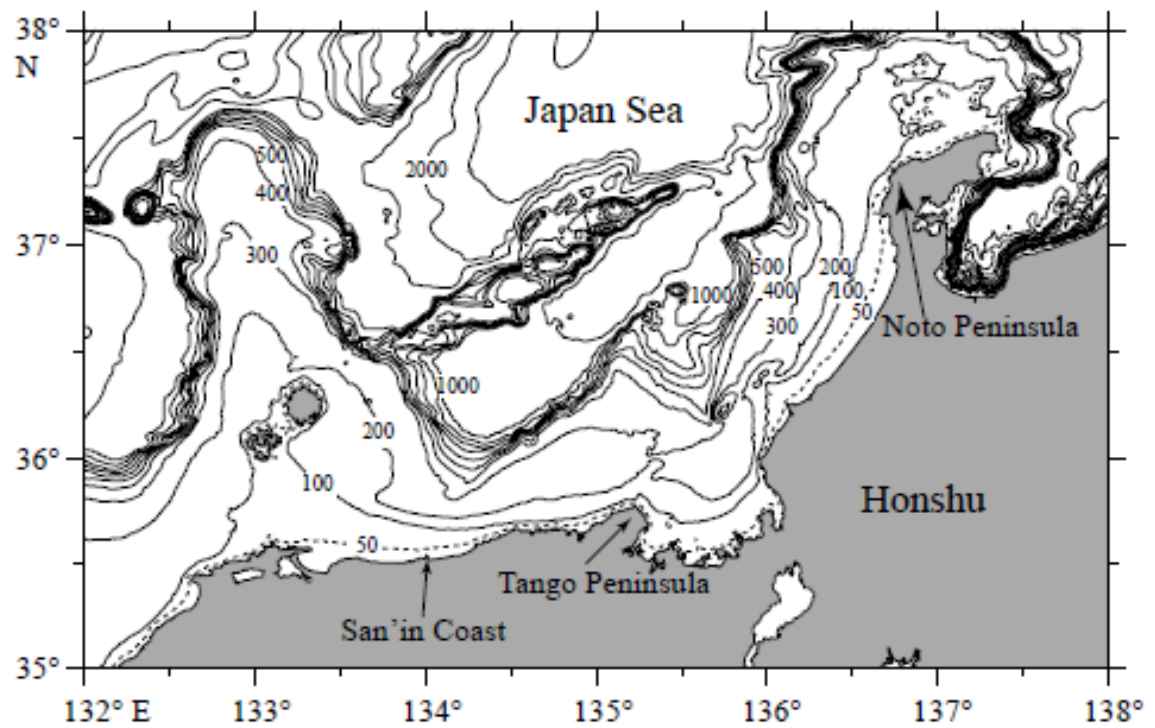


Fig. 1.1 Bottom topography around northwest of Japan. Values on the contour lines are in meter.

第2章 様々な台風により励起された近慣性周期変動

2.1 はじめに

日本海沿岸域で台風通過後に発生する急潮は、定置網破損などの漁具被害をもたらすため、その発生機構について多くの研究が行われており、急潮発生の主要因は台風通過時の風により励起される近慣性内部波であることがこれまでに明らかになっている（浅ら，2007, Igeta et al., 2007;2011; 大慶ら，2015）。浅ら（2007）は、能登半島東岸で台風通過に伴い発生した急潮事例について数値実験により発生機構について調べ、日本海沖合で励起される近慣性流の強さやそれを励起する風の吹送時間によって急潮の強さの違いが生じることを指摘している。また、大慶ら（2015）は、浅ら（2007）が数値実験を行った3つの急潮事例について、急潮時に得られた係留観測記録の解析から、台風が連続して通過したことにより1か月間持続した大振幅の近慣性周期変動の発生要因や能登半島東岸における伝播特性を説明している。しかしながら、台風経路の違いにより近慣性内部波の発生域や沿岸までの伝播経路が異なることについては追及されていない。従って、台風が日本海上のどの場所を通過した時に沿岸で近慣性周期変動が強化されるのかといった急潮予報に関する点や、近慣性内部波が発生域からどのように沿岸まで伝播し、岸近傍で強流を引き起こすのかの物理的な過程については不明なままである。近慣性内部波の発生域は予測できても、発生域からどのように伝播してくるかについては、様々な台風経路に対する近慣性周期変動の応答について調べ、それぞれの近慣性内部波の発生域や伝播経路を

多くの大型定置網漁場（例えば、Fig. 2.1 の赤丸）が存在する京都府丹後半島や若狭湾の東側の海域には、福井県越前岬や石川県能登半島などの陸地が存在し（Fig. 2.1）、台風が日本海上を通過していても、その中心が能登半島北端より北を通過するか南を通過するかにより日本海表層で励起される近慣性内部波

の発生海域が大きく異なることが考えられる。よって、台風経路により近慣性周期変動が増幅する海域や沿岸域における伝播特性が異なることが考えられる。丹後半島沿岸域における近慣性周期変動に関する研究（Igeta et al., 2007;2009, 熊木ら 2005;2012）は、ある一つの気象擾乱通過により発生した近慣性内部波や沿岸捕捉波の特徴を記述したものであり、様々な台風に対する近慣性周期変動の応答について研究した例は無い。

2004 年 6 月から 10 月にかけて、様々な経路で 8 個の台風が本州付近を通過した（Fig. 2.2）。第 2 章では、これらの台風が通過した時期に丹後半島周辺の 10 点で得られた係留観測記録の解析と数値実験から、台風経路による近慣性内部波の発生・伝播経路の違いで近慣性周期変動が増幅する海域が異なることや沿岸域での近慣性周期変動の伝播特性が異なることを示す。

2.2 観測および使用データ

2004 年 6 月 1 日から 10 月 31 日に丹後半島沿岸に位置する 10 点の定置網漁場（Sta.1 – 10, Fig. 2.1 の（b））において、JFE アドバンテック社製の水温センサー付き小型メモリー流速計（Compact-EM）を 15 m 深に、小型メモリー水温計（MDS-Mark V/T）を 30 m 深に係留し、15 m 深の流向・流速、水温と 30 m 深の水温を 10 分間隔で観測した。各観測点の位置と水深を Table 2.1 に示す。台風通過時の風の時間変動を調べるため、太鼓山風力発電所（Sta. MT, Fig. 2.1 の（b））で観測された 10 分毎の風向風速データと気象庁提供の GPV_MSM データの東西・南北風データ（時間解像度:1 時間、空間解像度:0.125°×0.10°）を使用した。台風の位置や勢力等の情報については気象庁の台風位置表を使用した。本研究では、台風 0406 号を T06 のように表記する。

2.3 観測結果

2.3.1 流速・水温変動

観測期間を通じて各観測点で岸に沿う流速成分（赤線）が岸に直交する流速成分（青線）よりも卓越し、様々な周期帯の変動成分が存在している（Fig. 2.3）。流速変動の振幅は，Sta. 2 から 6 で大きく，Sta. 1 や Sta. 7 ~ 10 では比較的小さい。水温は季節変化に加えて様々な周期の変動が見られ，振幅は 15 m 深（灰線）よりも 30 m 深（黒線）の方が大きい（Fig. 2.3）。Fig. 2.3 の最上段に太鼓山で観測された風（黒線）と太鼓山の位置の格子点の GPV-MSM データ（灰線）の風速値の時間変化を併せて示す。10 月の実測風のデータが得られていないため，10 月の風の時間変化については GPV-MSM データを使用し，本研究では各台風通過に伴い太鼓山での風が最大となる時刻を台風通過時刻と定義する（Fig. 2.3 の縦点線）。岸沿い流速が強化されるイベントは台風通過に伴い生じており，30 m 深の水温にも振幅の大きい変動が見られる。

次に，観測海域に卓越する現象の周期特性を調べるため，データが欠測なく連続して得られている Sta. 3 の 7 月 15 日から 10 月 31 日のデータを使用して直接フーリエ変換法により得た生のスペクトルに自由度 18 のスペクトルウィンドウを施し平滑化し，パワースペクトル密度を推定した（Fig. 2.4.1 の（a））。16-30 時間周期帯の拡大図を Fig. 2.4.2 に示す。岸沿い流速成分のパワースペクトル密度（黒太線）は，Sta. 3 での慣性周期 T_f (=20.4 時間) 付近の 20.9 時間や，慣性周期よりも短い 15.9 時間や 18.8 時間に，数日周期帯では，1 ~ 10 日に複数のピークが見られ，25.9 時間周期に鋭いピークが存在し，これらのピークの中ではエネルギーレベルが最も高い。水温のパワースペクトル密度（点線）にも，同様のエネルギーのピークが見られるが，20.9 時間周期でエネルギーレベルが一番高い。風の東西成分（黒細線）と南北成分（灰細線）のパワースペクトル密度には，18.7 時間と 20.9 時間周期付近に小さいピークが見られる。岸沿い流速との東西風とのコヒーレンス（Fig. 2.4 の（b）の上段の黒線）は 18.7 時間周期

で 0.41, 南北風とのコヒーレンス (Fig. 2.4 の (b) の上段の灰線) は 20.9 時間周期で 0.41 となり, 90%信頼限界の値 (0.25) を超える有意な相関があることが分かった。また水温と南北風のコヒーレンス (Fig. 2.4 の下段の灰線) は, 20.7 時間で 0.34 となり有意な相関があることが分かった。しかし, これらの周期帯において風のエネルギーピークが小さく, 流速・水温変動のピークと周期が少しずれていることから, これらの慣性周期帯の変動が必ずしも風と関連しているとは言えない。また, 15.9 時間周期では, 南北風に対応した明確なピークが見られるが, その周期での流速・水温とのコヒーレンスは低く, 25.9 時間周期でも風のパワースペクトルに明確なピークは見られず, その周期における流速・水温と東西・南北風とのコヒーレンスの値は全て 0.1 以下と低い相関を示した。25.9 時間周期は, O_1 分潮の周期 25.49 時間に近く, 丹後半島沿岸域において O_1 周期潮汐の変動が卓越している可能性を示す。実際, Isoda *et al.* (1991) は, 丹後半島周辺の海域に卓越する約 1 日周期の海面変動が風によって山陰海岸沿いに励起された陸棚波の伝播により引き起こされていることを示している。従って, 丹後半島周辺における近慣性周期変動を抽出する場合には, これらの変動に注意する必要がある。

2.3.2 台風の特徴

各台風の特徴を Table 2.2 に示す。台風が日本海上を北東方向へ進むケースの T15, T16, T18 では, 最大風速値が高く, 台風の半径も大きいことが分かる。風が最も強かったのは T18, 台風の半径が最も大きいのは T16, 移動速度が最も早いのは T18 のケースであった。日本海上を北上する間に消滅した T10 や T11 や, 中心が本州上を通過した T21 では最大風速は他のケースと比べて小さいが, T23 は最大風速値が高い。

2.4 台風通過により励起された近慣性周期変動の特徴

2.4.1 周波数特性

各台風通過時に励起された近慣性周期変動の周波数特性について調べるため、流速・水温変動が顕著であった Sta. 3 - 6 の台風通過時刻(Fig. 2.3 の縦点線)の 12 時間前から 108 時間後の 5 日間の岸沿い流速データと 30 m 深の水温データを使用してパワースペクトルを推定した (Fig. 2.5)。パワースペクトルは Fig. 2.4 と同様の方法で推定したが、周波数分解能を上げるため、Zero-padding 法 (Emery and Thomson, 1997) を適用し流速データに 5 日のゼロを加え、自由度 11 のスペクトルウィンドウにより平滑化した。

岸沿い流速成分 (Fig. 2.5 の (a)) について見ると、Sta. 3 では、T16 通過時に慣性周期 (Fig. 2.5 の T_f , 20.4 時間) より短い 20.0 時間にわずかにピークが見られ、T18 や T23 のケースでは、ピークは見られないものの、慣性周期帯のパワースペクトル密度は他のケースに比べて高い。T21 では、パワースペクトル密度の値は低い、15~21.8 時間周期でピークが見られ、20.0 時間周期でパワースペクトル密度の値が最大となった。Sta. 4 では、T15 のケースで 21.8 時間周期にピークが見られ、最もエネルギー密度の値が高く、T16 と T23 ではそれほど明確ではないが 21.8 時間にスペクトルのピークが見られ、T21 では 15-21.8 時間周期帯にスペクトルピークが見られ、その周期帯ではエネルギー密度は 20.0 時間周期で最大となった。Sta. 5 では、慣性周期帯では T18 のケースが最もエネルギー密度の値が高く、T15 と T16 のケースで 21.8 時間周期にわずかにピークが見られる。Sta. 6 では、T11 と T16 で 21.8 時間にピークが見られる。30 m 深水温のパワースペクトル (Fig. 2.5 の (b)) には、T11 と T16 のケースで、それぞれ 21.8 時間と 18.5 時間周期にピークが存在する。T11 は Sta. 4 で欠損であるが、この 2 ケースでは、Sta. 3 から 6 において 15-21.8 時間周期帯ピークが見られる。Sta. 6 では、T11 通過時では、慣性周期よりも低周波の 24.0 時間でエネルギー密

度が最大となっているが、慣性周期帯のエネルギー密度は他のケースと比較して大きい。T16 通過時では、18.5-20.0 時間の慣性周期帯でエネルギーが最大となるのに対し、T11 通過時では、低周波側の 21.8~24.0 時間でエネルギーが最大となっていることが分かる。T15（青線）では、Sta. 3 と 4 で 15.0~21.8 時間周期帯にピークが見られるが、Sta. 5 と 6 ではピークは見られない。Fig. 4 に見られた 25.9 時間周期のエネルギーピークは各台風通過時には見られず、この周期帯の現象は小さいことが分かる。

スペクトル解析の結果から、本研究では 15.0~21.8 時間（Fig. 2.5 の縦線で囲まれた周期帯）を近慣性周期帯として、これらの周期帯で Fig. 2.5 の方法で推定した岸沿い流速成分のパワースペクトルを台形法により積分し各台風通過時の各観測点の近慣性周期帯の運動エネルギーを推定した（Fig. 2.6）。近慣性周期変動の運動エネルギーは、Sta. 2 から Sta. 6 で他の観測点よりも値が高いことが分かる。T06 と T11 のケースは、他のケースと比較して運動エネルギーの値が低い。T11 のケースでは、Sta. 5 と 6 でエネルギーの値が高く、Sta. 5 で最も大きい。T15 のケースでは、Sta. 4 でのみエネルギーの値が高くなり、全てのケースの中で最も高い。T16 のケースでは、Sta.3-6 で運動エネルギーの値が高く、Sta. 3 で最も値が高くなっている。T18 のケースでは、Sta. 3, 5, 6 で値が高く（Sta. 4 は欠測）、Sta. 5 で最大となっている。T21 のケースでは Sta. 4 でのみエネルギーが高くなっている。T23 のケースでは、Sta. 2-4 で値が大きく、Sta. 2 で全ケースの中で最も運動エネルギーが高くなった。

2.4.2 伝播特性

水温のパワースペクトル密度の近慣性周期帯のピーク（Fig. 2.5 の (b)）から、T11 や T16 のケースでは、Sta. 6 まで近慣性周期変動が伝播しているが、他のケースでは、Sta. 6 まで伝播していないことが示唆される。そこで、各台風により

励起された近慣性周期変動の伝播特性について調べる。Fig. 2.5 や 2.6 と同じ期間（120 時間）の 30 m 深水温のデータを使用して、測点間でクロススペクトル解析を行い、近慣性周期変動の位相とコヒーレンスを推定した（Fig. 2.7）。Fig. 2.7 に示す値は、近慣性周期として 20 時間周期のものを示す。位相とコヒーレンスの計算において Zero-padding 法は採用せず、自由度は 10 とした。併せて Igeta et al., (2009) の結果（Igeta et al., 2009 の Fig. 9 を改変）を Fig. 2.7 の最後の図に示す。黒文字で示す値は、コヒーレンスが 90%の信頼限界（0.44）以上であることを示す。位相は示している値の分だけ Sta. 3 よりも変動が遅れることを示す。

丹後半島周辺の岸近傍における近慣性周期変動は、近慣性周期の内部ケルビン波として、岸を右にみて伝播することが知られている（Igeta et al., 2009）。岸を右に見た近慣性周期変動の伝播を示す位相差（Sta. 3 から半島東岸へ位相差が増加すること）は、T06, T11, T15, T16 のケースで見られるが、他のケースでは見られない。コヒーレンスの値から、T06 と T15 は Sta. 3 から 5 まで近慣性周期変動が伝播し、T11 と T16 では Sta. 6 まで伝播していることを示す。一方、Igeta et al. (2009)の結果では、Sta. 4 までの近慣性周期変動の伝播が見られるが Sta. 5 になるとコヒーレンスの値が急激に低下していることが分かる。これらは台風のケースにより丹後半島岸近傍での近慣性周期変動の伝播特性に違いが現れることを示している。

Table 2.3 に Sta. 3 から 6 までの各測点間の水平距離と位相差から推定した近慣性周期変動の伝播速度を示す。伝播速度を 15~22 時間のバンドパスフィルターを施した流速の最大値を観測点間で平均した値と比較すると、いずれのケースでも伝播速度の方が大きい。ここで、海を 2 層に近似したときの内部ケルビン波の位相速度は、 $C = \sqrt{\Delta\rho \cdot g \cdot (h_1 h_2 / (h_1 + h_2))}$ で表される。ただし、 $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1 / \rho_2$ であり、 ρ_1 , ρ_2 はそれぞれ上層と下層の密度、 g は重力加速度、 h_1 , h_2 はそれぞれ

上層と下層の密度である。ここで仮に水深を 100 m として、初夏 (T06 通過時) の成層条件として $h_1=50$ m, $\Delta\rho=0.0027$ とすると, $C=0.81$ m s⁻¹ となり, 夏 (T11, T15, T16 通過時) の成層条件として $h_1=20$ m, $\Delta\rho=0.0032$ とすると, $C=0.71$ m s⁻¹ となり, 統計解析から示された伝播速度とオーダーが一致し値も近い。Igeta et al. (2009)の結果もオーダーが一致している。従って, 近慣性周期変動は内部ケルビン波として丹後半島沿岸を伝播したことが考えられる。

2.4.3 近慣性周期変動の増幅に寄与するその場の風の効果

15～22 時間のバンドパスフィルターを施した流速 u_I, v_I を用いて,

$$KE = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \frac{1}{2} \rho (u_I^2 + v_I^2) dt \quad (2.1)$$

により近慣性周期変動の運動エネルギー密度の時間変化を見積もった。ただし, 海水の密度 ρ は, 1025.0 kg m⁻³, スペクトル解析の結果から, 近慣性周期 T は 20 時間とした。全ての台風のケースでデータが欠測なく得られている Sta. 3 における近慣性周期変動の運動エネルギーの各台風が通過した前後 7 日間の時間変化を, 太鼓山の風のスティックダイアグラム (細黒線は風速値, 縦点線は風速が最大となる時刻) と併せて Fig. 2.8 に示す。台風のケースによって近慣性周期変動の時間変化に違いが見られる。スペクトル解析の結果 (Fig. 2.5) でも見られたように, 特に近慣性周期変動の運動エネルギーの増幅が大きいケースは, T16 と T18 通過時であり (Fig. 2.8 の (e) と (f)), 台風通過に伴い風が強化されると共にエネルギーは増大し, T16 通過時には風が最大となると同時に, T18 通過時には, 風が最大となってから 30 時間後に最大となった。T18 通過後では, 台風通過直後の運動エネルギー密度の増大後に, さらに 9 月 11 日から 12 日で

運動エネルギー密度が増大している。T18 のさらに北方を同じような経路で通過した T15 のケースでは、T18 よりもエネルギーの値は低いものの、T18 通過後を同様のエネルギーの変動をしていることが分かる (Fig.2.8 の (d))。台風の中心が丹後半島よりも東側を通過した T06 (Fig. 2.8 の (a))、本州上を通過した T21,T23 (Fig. 2.8 の (g) と (h)) では、エネルギーの最大値は先に述べたケースと比べて低いことが分かる。また、日本海上で消滅した T11 (Fig. 2.8 の (c)) では、運動エネルギー密度の増幅は明確に見られず、台風の中心が九州地方を北上するケースである T10 では、風が最大となってから約 3 日遅れて運動エネルギー密度が最大となるが運動エネルギー密度の値は T16 や T18 のケースと比較して小さい。

このような近慣性周期変動の時間変化がその場の風で生じているのかを調べるために、スラブモデル (D'Asaro, 1985) により調べた (詳細は Appendix B)。D'Asaro (1985) のスラブモデルからは、風により表層混合層内で励起される流速場が表現される。スラブモデルの基本方程式は、

$$\frac{dZ(t)}{dt} + \omega Z(t) = \frac{T(t)}{H} \quad (2.2)$$

であり、 $Z(t) = u + iv$, $T(t) = \frac{\tau_x + i\tau_y}{\rho}$, $\omega = r + if$ である。ここで、 u , v はそれぞれ表層混合層内での流速の東西・南北成分、 τ_x , τ_y はそれぞれ風応力の東西、南北成分、 H は混合層の厚み、 ρ は海水の密度、 r は減衰係数、 f はコリオリパラメーターである。(2.2) 式の解は積分定数を A として、

$$Z(t) = e^{-\omega t} \left\{ A - \frac{1}{\omega H} \int \frac{dT}{dt} e^{\omega t} dt \right\} + \frac{T}{\omega H} \quad (2.3)$$

のように求まる。ここで (2.3) 式の右辺第 1 項, 第 2 項はそれぞれ慣性振動流成分とエクマン流成分であり, $Z(t)$ は北半球において風向が時計回りに慣性周期で変化するような風応力の時間変化により効果的に増幅することを示す (D'Asaro, 1985)。本研究では, 台風通過時の風の時間変化による近慣性周期変動の発生に注目するため, H は 50 m で一定とした。太鼓山の東西・南北風データ (Fig. 2.8 の上段) から計算した風応力を (2.3) 式に適用して表層混合層内の東西・南北流速の時間変化を求め, (2.1) 式を用いて 20 時間周期変動の運動エネルギー密度を観測結果と同様に推定した (Fig. 2.8 の灰線)。表層混合層の密度 ρ は 1025.0 kg m^{-3} , f は Sta. 3 の緯度 ($35^{\circ}46.8'N$) における値 ($8.55 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$), 減衰係数は $r = 2 \text{ day}^{-1}$ (D'Asaro, 1985) を採用した。T16 や T18 では, 風向の時計回りの時間変化により, スラブモデルでは, 運動エネルギー密度の増幅が大きいことが分かる。観測結果とスラブモデルの結果を比較すると, 近慣性周期変動の運動エネルギー密度の T18 通過直後の運動エネルギー密度の増幅やエネルギー密度の値は過大評価となるものの T23 通過時の変動が良く再現されている。これらはローカルな風の変動により引き起こされたことを示す。T23 通過時の風向の変化は, 反時計回りに変化しているが, これは風速風向の急激な時間変化により近慣性周期変動の運動エネルギー密度が増幅することを示している。一方, T16 通過時では, 観測結果では台風通過前から運動エネルギー密度が増大しているのに対し, スラブモデルは風向が時計回りに変化した後で運動エネルギーが増幅している。また, T15, T18 通過後の 2 度目の運動エネルギー密度の増幅はスラブモデルでは生じていないことが分かる。T21 通過時では, スラブモデルでは運動エネルギー密度の増幅が生じているが観測結果には見られ

ない。これらは、ローカルな風以外の影響が観測された近慣性周期変動に影響していることを示す。

2.4.4 観測された近慣性周期変動の特徴のまとめ

観測結果の解析から、台風の場合により

- (1) 慣性周期付近のパワースペクトルの特徴が台風経路によって異なる、
- (2) 近慣性周期変動のエネルギーレベルの大きさが異なる、
- (3) 近慣性周期変動の伝播特性が異なる、
- (4) 近慣性周期変動の増幅にローカルな風以外の要因が寄与している

ことが分かった。(1) と (2) に関しては、台風が研究対象海域の近くを通過した T11 と T16 のケースで慣性周期付近にピークが現れること、日本海沖を北東方向に進んだ T18 では、慣性周期付近にピークは現れないものの、エネルギーレベルは他のケースと比べて高いこと、さらに日本海沖を北上した T15 のケースでは、Sta. 4 のみで慣性周期付近にエネルギーのピークが見られエネルギー密度の値も大きいことが特徴として挙げられる。(3) に関しては、T06,T11,T15,T16 のケースで、近慣性周期変動の岸を右に見た伝播が見られ、内部ケルビン波の位相速度で伝播したことが示された。(4) に関しては、台風が日本海沖を通過した T15 や T18 のケースで、台風通過後にさらに近慣性周期変動の運動エネルギー密度の増幅が見られたことが特徴として挙げられる。以上の点に関して、台風経路による近慣性周期内部波の発生域やそこから観測海域への伝播経路の違いが影響していることが考えられるが、岸近傍に限られた観測データから、近慣性内部波の発生領域や伝播経路について示すことは困難である。そこで、次節では、実際の地形と理想化した風応力を採用した 3 次元レベルモデルによる数値実験から近慣性内部波の発生域や伝播経路の違いに対する丹後半島周辺での近慣性周期変動の増幅について調べていく。

2.5 数値実験

2.5.1 数値モデルと条件

数値実験には，自由表面を持つ z 座標 3 次元レベルモデルを使用した。直交座標系において，静止海面を原点，東向きに x 軸，北向きに y 軸，鉛直上方に z 軸を取り，静水圧近似とブシネスク近似を施した以下に示すような運動方程式，連続の式，水温・塩分の保存式を基本方程式として採用した。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + A_h \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_h \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + A_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + A_h \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + A_h \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + A_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2.5)$$

$$\rho g = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = K_{hT} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{K_{vT}}{\delta} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} = K_{hS} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \right) + \frac{K_{vS}}{\delta} \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial U}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial U}{\partial y} - fV = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} (H + \eta) \\ - \frac{1}{\rho} \int_H^0 \frac{\partial p}{\partial x} dz + A_h \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) + F_{sx} - F_{bx} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial V}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial V}{\partial y} + fU = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} (H + \eta) \\ - \frac{1}{\rho} \int_H^0 \frac{\partial p}{\partial y} dz + A_h \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) + F_{sy} - F_{by} \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (2.12)$$

傾圧モードの現象は、(2.4)~(2.9)式、順圧モードの現象は(2.10)~(2.12)式で計算される。ここで、(2.4)~(2.9)式において、 g ($=9.8 \text{ m s}^{-2}$)は重力加速度、 f ($=2\Omega \sin \phi$, Ω :角速度($=7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$), ϕ :緯度)はコリオリパラメーター、 p は圧力、密度 ρ は $\rho_{(x,y,z,t)} = \rho_{0(z)} + \rho'_{(x,y,z,t)}$ で表され、 ρ_0 は基本場の密度、 ρ' は擾乱による密度である。 A_v ($=1.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)は鉛直渦動粘性係数、 K_{hT}, K_{hS} ($=50.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)はそれぞれ水温と塩分の水平渦拡散係数、 K_{vT}, K_{vS} ($=1.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)は水温と塩分の鉛直渦拡散係数、 A_h は水平渦動粘性係数で強い風強制力下でも計算が安定しかつ陸岸近傍での流速の減衰を少しでも防ぐことができるようにスマゴリンスキーモデルによりパラメタリゼーションし、無次元数は 0.1 とした。また、 δ は対流調節パラメータで安定な成層状態を維持するために海水の密度が安定な場合は $\delta = 1$ 、不安定な場合は鉛直拡散係数が無限大になるように $\delta = 0$ と定義されている（例えば Sugimoto, 1982）。(2.10)~(2.12)式において、 U, V はそれぞれ x, y 軸方向の

流速を鉛直積分したもの、 η は海面変位、 F_{sx}, F_{sy} はそれぞれ x, y 軸方向の海面の応力、 F_{bx}, F_{by} はそれぞれ x, y 軸方向の海底の応力である。海面と海底における境界条件は、以下の(2.13),(2.14)を用いた。

$$A_v \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} = \gamma_s^2 \frac{\rho_a}{\rho_0} W(W_x, W_y) \quad (2.13)$$

$$A_v \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) \Big|_{z=-H(x, y)} = \gamma_b^2 U_b(u_b, v_b) \quad (2.14)$$

ここで、 $W = \sqrt{W_x^2 + W_y^2}, U_b = \sqrt{u_b^2 + v_b^2}$ である。ただし、 W_x, W_y はそれぞれ風速の x, y 成分、 u_b, v_b はそれぞれ海底直上の流速の x, y 成分、 H は水深、 $\gamma_s^2 (=0.0016)$ は風応力による海面での摩擦係数、 $\gamma_b^2 (=0.0026)$ は海底摩擦係数、 $\rho_a (=1.2 \text{ kg m}^{-3})$ は空気の密度である。計算の時間ステップは、順圧モードの計算においては 2 秒、傾圧モードの計算においては 20 秒とした。

計算領域は、Fig. 2.9 に示す東西 850 km、南北 500 km の海域であり、この海域を 1 km の正方格子に分割した。モデル格子点での水深は、JTOPO30（日本水路協会）から線形内挿により求めた。計算時間短縮のため 1000 m よりも深いところは 1000 m で一定とした。鉛直方向には 10 層設定した（格子間隔は、10, 10, 20, 20, 40, 80, 100, 200, 200, 320 m とした）。境界条件は、陸岸で Non-slip 条件を適用し、開境界では clamped condition（Chapman, 1985）と開境界から 20 km の領域にスポンジ条件を適用し、波の反射により生じる擾乱を除去した。

本研究では、モデル内で生じる現象を理解しやすくするため理想化した風速場を採用した。気圧場 $P_a(r, t)$ は、Fujita（1952）による経験式

$$P_a = P_\infty - \frac{P_0}{\{1 + (r/r_0)^2\}^{1/2}} \quad (2.15)$$

を採用した。ここで、 $r = (X^2 + Y^2)^{1/2}$ は、ある地点 (x, y) と台風を中心 (x_c, y_c) との距離で、 $X = x - x_c$ 、 $Y = y - y_c$ である。 P_∞ ($=1013$ hPa) は台風の影響が及ばなくなる地点の気圧、 P_0 (t) は台風を中心気圧、 r_0 ($=160$ km) は、台風の強風域の半径である。風速場 $\mathbf{W} = (W_x, W_y)$ は、以下に示す経験式 (例えば, As-Salek, 1998) で表現した。

$$G_x = -(Y \cos \theta + X \sin \theta) \times \left\{ \left(\frac{f^2}{4} + \frac{\rho}{\rho_a} g P_0 \frac{r_0}{(r_0^2 + r^2)^{3/2}} \right)^{1/2} - \frac{f}{2} \right\} \quad (2.16)$$

$$G_y = (X \cos \theta - Y \sin \theta) \times \left\{ \left(\frac{f^2}{4} + \frac{\rho}{\rho_a} g P_0 \frac{r_0}{(r_0^2 + r^2)^{3/2}} \right)^{1/2} - \frac{f}{2} \right\}$$

$$\mathbf{W} = C_1 C_T \exp(-r\pi/r_i) + C_2 \mathbf{G} \quad (2.17)$$

ここで、 $\mathbf{G} = (G_x, G_y)$ は傾度風場を等圧線の接線方向から θ ($=30^\circ$) 回転させたものの、 f はコリオリパラメータ、 g は重力加速度、 ρ と ρ_a はそれぞれ海水と大気の密度、 C_1 、 C_2 ($=0.95$) は定数 (As-Salek, 1998) である。 C_T ($=55.0$ km h $^{-1}$) は台風の移動速度、 r_i ($=500$ km) は台風の形状を決定するパラメータであり、本論文の事例の台風のケースを参考に値を決定した。

丹後半島周辺海域での近慣性周期変動の増幅に与える台風経路の影響に着目するため、全ての実験で初期成層場は同じものを与えた。2004 年 9 月 3 日と 4

日に丹後半島沖の 17 点 (Fig. 2.1) で京都府農林水産技術センターの「平安丸」により行われた CTD 観測記録の中から、100 m 深までは Sta. a1 – Sta. a5 および Sta. b1 – b7, 100 m 以深は Sta. a6 と Sta. b8 – b11 で観測された水温と塩分の鉛直プロファイルを参考に決定し (Fig. 2.10), 水平一様に与えた。実験は全域で静止状態から始め、台風を中心を Fig. 2.9 に点線で示した 4 つの経路で移動させた (Exp. A - D)。

2.5.2 実験結果

2.5.2.1 モデルの再現性

Fig.2.11 に各実験結果の近慣性周期変動の運動エネルギー (Fig. 2.11 の (a)) と位相差 (Fig. 2.11 の (b)) の分布を示す。Exp. A と B で、運動エネルギーが高く、Exp. C と D で低くなることは、観測結果と対応している。また、位相差についても Exp. A と B では丹後半島沿岸を岸を右に見て伝播し、Exp. C と D ではそれが見られないことが観測事実と一致する。これは、台風が日本海沖を北東方向に進んだ時には、丹後半島沿岸で近慣性周期変動が強くなり、丹後半島沿岸を伝播することを示している。また、T23 通過時にはスラブモデルではエネルギーが増幅したが、観測結果とモデル結果ともに位相伝播が見られないことから、T23 通過時はその場の風の効果で丹後半島の西岸から北岸でのみ近慣性周期変動が強化されたことを示す。従って、近慣性周期変動が丹後半島東岸以南で強化されるのは、台風が Exp. A や B のような経路を通過したときであることを示す。

2.5.2.2 近慣性内部波の発生域と伝播経路

Fig. 2.12 に Sta.3 における風と近慣性周期変動エネルギーの時間変化を示す。Exp. A と B では、台風通過後に近慣性周期変動エネルギーの増幅が大きいこと

が分かる。このケースでの風の時間変化は、台風通過に伴い風が時計回りに時間変化しており、この風の変化は北半球において効果的に近慣性周期変動を励起させる（例えば、D'Asaro 1985）。従って、Exp. A と B の台風通過直後のエネルギーの増幅は、台風経路に沿って励起された近慣性内部波によるものであると考えられる。スラブモデルでは再現されなかった、台風通過後における 2 度目の運動エネルギー密度の増幅 (Fig. 2.8) が生じており、T15 や T18 通過後は、沖合で励起された近慣性内部波の岸までの波及がエネルギーの増幅に寄与していると言える。一方、風向が反時計回りに時間変化する Exp. C や、台風をモデル海域西部を北上させた Exp. D では、エネルギーの増幅は小さいことが分かる。

モデルで励起された近慣性周期変動の発生域を調べるため、台風通過後の 120 時間 ($t = 121 - 240$ h) の 15 m 深の各格子点の水平流速データ $u(t)$ を、 $u(t) = \bar{u} + u_0 \sin(\omega t - \theta)$ と表し、最小二乗法により 20 時間周期 ($\omega = 8.73 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) の流速振幅 u_0 と位相 θ を求め（ただし $\bar{u}$ は平均流速）、20 時間周期変動の流速楕円を推定した (Fig. 2.12)。楕円の中の太線は初期位相の流速ベクトル、細線は初期位相から 5 時間後の流速ベクトルを示し、回転方向が判断できる。Exp. A, B, D では、台風の中心の右側の領域で流速楕円はほぼ円形で大きく、流速ベクトルは時計回りに回転し、近慣性周期変動の発生域であることが分かる。これは、時計回りの風の変化により効果的に近慣性周期変動が励起されたためである (D'Asaro, 1985)。Exp. A と D では、日本海上で励起される近慣性周期変動の発生領域が広い。また、初期位相ベクトルは、台風の進行方向に向かい遅れて分布している。これは、台風の進路方向に流速が最大となる時間が遅れていることを示し、近慣性内部波の水平波数ベクトルの方向（近慣性内部波の伝播方向）がその発生域において台風の進行方向と同じであることを示す (Gill, 1982)。一方、Exp. C では、モデル海域で近慣性周期変動の発生は見られない。

これは、台風通過に伴う反時計回りの風の時間変化が、慣性振動を効果的に減衰させるように働くためである (D'Asaro, 1985)。

近慣性周期変動の伝播過程について調べるため, Fig. 2.13 と同様の方法で 30m 深の水溫偏差の 20 時間周期変動の位相と振幅の水平分布を調べた (Fig. 2.14)。ここで、位相の値の増加は位相の遅れを示す。Exp. A と D の位相差の水平分布 (Fig. 2.14 の (a)) を見ると、台風の中心付近では、位相は台風の進路方向に向かって遅れる様子が見られる。Exp. A では、丹後半島沖、Exp. D では、隠岐諸島西部領域で位相の分布が非常に複雑であるが、近慣性内部波の発生域からそれらの海域へ位相が遅れており、発生域から低緯度側への近慣性内部波の伝播が示唆される。Exp. B では、若狭湾西部から丹後半島東岸への位相の遅れが見られ、また、丹後半島沖では沿岸から沖合に向かい位相が遅れる分布となっている。振幅の分布 (Fig. 2.14 の (b)) を見ると、沿岸域で振幅が特に大きくなっており、Exp. A では、隠岐諸島沿岸や丹後半島沿岸、能登半島沿岸で大きく、Exp. B の結果でも同様な結果が見られるが、Exp. B の方が、丹後半島北岸から若狭湾沿岸、越前岬で振幅が大きく、隠岐諸島周辺、能登半島西岸や東岸で小さい。Exp. D では、丹後半島や能登半島沿岸で振幅は小さく、隠岐諸島の西部で振幅が大きくなっている。

次に、近慣性内部波エネルギーの伝播過程について近慣性内部波のエネルギーフラックスを推定して調べる。Hopkins *et al.* (2014) にならい、近慣性内部波のエネルギーフラックス F を

$$F = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^0 p' u' dz dt \quad (2.18)$$

として推定した (Fig. 2.15 の (a))。ただし、 $T = 20$ 時間である。パートベーシ

ヨン圧力 p' は静水圧近似の式から,

$$p'(z) = \rho_0 g \eta + g \int_z^0 \rho'(\hat{z}) d\hat{z} \quad (2.19)$$

として求めた。ここで, ρ_0 は表層の密度, g は重力加速度, h は水深, η は海面変位である。 ρ' はパーティベーション密度で,

$$\rho'(z) = \rho(z) - \bar{\rho}(z) \quad (2.20)$$

であり, 初期成層場 $\bar{\rho}(z)$ からの偏差である。 $\mathbf{u}' = (u', v')$ は水平流速の傾圧成分で, ある地点での流速 $(u(z, t), v(z, t))$ から,

$$(u'(z, t), v'(z, t)) = (u(z, t) - \bar{u}(z) - u_0(t), v(z, t) - \bar{v}(z) - v_0(t)) \quad (2.21)$$

により算出した。ただし, $(\bar{u}(z), \bar{v}(z))$ は時間平均した流速の鉛直プロファイルで, $(u_0(t), v_0(t))$ は鉛直平均流速である。エネルギーフラックスの推定に使用した各変数は, Fig. 2.12 と同様の方法により振幅と位相を求め, それから 20 時間周期の時系列を得た。また, 近慣性内部波の全エネルギー $TE = KE + PE$ を推定した結果を, Fig. 2.14 の (b) に示す。ただし,

$$KE = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^0 \frac{1}{2} \bar{\rho} (u'^2 + v'^2 + w'^2) dz dt \quad (2.22)$$

$$PE = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^0 \frac{1}{2} \frac{g^2 \rho^2}{\bar{\rho} N^2} dz dt \quad (2.23)$$

である。

全エネルギーの分布から近慣性内部波の発生域でエネルギーが高くなっていることが分かる (Fig. 2.15 の (b))。Exp. A での近慣性内部波エネルギーは、発生域から能登半島西岸を南下し、丹後半島北沖を西に向かい、隠岐諸島東岸へ向かって流れていることが分かる。Exp. B では、能登半島西岸を南下し、丹後半島沖から沖合に向かって流れる。Exp. C では、近慣性内部波エネルギーが強化される様子は見られない。Exp. D では、発生域では台風の進行方向にエネルギーが流れ、隠岐諸島西部で南西向きのエネルギーの流れが確認できる。各実験結果は、調和解析の結果に見られた位相の遅れの分布 (Fig. 2.14 の (a)) に対応するエネルギーフラックスの分布となっている。

以上の結果から、近慣性内部波の発生域と伝播経路の違いにより沿岸域での近慣性周期変動が増幅する海域が異なることが数値実験により示された。丹後半島東岸では、日本海沖合で励起された近慣性内部波が能登半島西部沖を南下し丹後半島東岸へ達することや (Exp. A)、若狭湾沖で励起された近慣性内部波が若狭湾西部から東向きに伝播し丹後半島東岸に達することで (Exp. B)、エネルギーが増幅する。また、隠岐諸島沿岸では、台風の進路に沿って励起された近慣性内部波が山陰海岸沖を東向きに伝播し、隠岐諸島東部で特にエネルギーが増幅すること (Exp. A) や、隠岐諸島西部で励起された近慣性内部波の東への伝播により隠岐諸島西部でエネルギーが増幅すること (Exp. D) が分かった。

最後に、Table.2.2 に示すように、各台風の移動速度や勢力が異なっている。移動速度や台風の勢力の違いでも近慣性周期変動の特徴に違いが現れることが考えられる。そこで、台風の移動速度を $15 - 95 \text{ km h}^{-1}$ の間で 10 km h^{-1} ずつ変化

させたケース（台風の暴風域の半径は 160 km）と、暴風域の半径を 100 – 240 km の間で 20 km ずつ変化させたケース（台風の移動速度は 55 km h^{-1} ）で感度実験（台風の経路は Exp. A と同様）を行った。各実験結果の Sta. 3 における岸沿い流速成分のパワースペクトルを Fig. 2.15 に示す。台風の移動速度が遅いほど、Sta.3 における近慣性周期変動のエネルギーレベルが大きくなり（Fig. 2.16 の (a)）、また、台風の強風域の半径が大きいほど Sta. 3 における近慣性周期変動のエネルギーレベルが大きくなる（Fig. 2.16 の (b)）ことが分かった。これらの結果は台風の移動速度が遅いが、台風の勢力も小さかった T10 や T11 で観測結果のエネルギーレベルが低くなる理由として考えられる。また、同じような勢力と経路であった T16 と T18 について、T16 の方がエネルギーピークが明確に見られた理由として T18 の方が台風の位相速度が速かったためであると考えられる。以上の結果から、台風の経路や移動速度・勢力の違いによる近慣性内部波の発生域と伝播経路の違いで丹後半島沿岸での近慣性周期変動の特性に違いが生じることが明らかになった。

2.6 まとめと今後の課題

台風経路の違いにより沿岸で観測される近慣性周期変動のエネルギーレベルや伝播特性に違いが現れることを係留観測記録の解析から示した。台風を理想化した数値実験により、日本海沖合を通過する台風のケースでは、丹後半島沖や能登半島西岸沖で励起された近慣性周期変動のエネルギーが能登半島西岸沖を南下し、丹後半島周辺へ到達することでエネルギーの増幅が生じ、近慣性周期変動が励起される範囲が広いほど、丹後半島沿岸でのエネルギーの増幅が大きかった。九州地方を北上するケースでは、隠岐諸島北西沖の広い範囲で近慣性周期変動が励起されるが、そこで励起された近慣性周期変動のエネルギーは丹後半島周辺まで到達しないことが分かった。

沿岸近くに台風を通過させた Exp. B では、台風通過後に 2 度目の近慣性周期変動のエネルギーの増幅が見られたが、同じような経路を通過し、台風の勢力が大きかった T16 ではそのような増幅が生じていなかった。また、T21 通過時には、スラブモデルの結果では近慣性周期変動のエネルギーの増幅が生じたが、観測結果には見られなかった。近慣性内部波の伝播に対して日本海沿岸域に存在する対馬暖流沿岸分枝のような沿岸流が影響を及ぼしている可能性がある。そこで、次章では、近慣性内部波の伝播に及ぼす海流の影響について数値実験から調べていく。

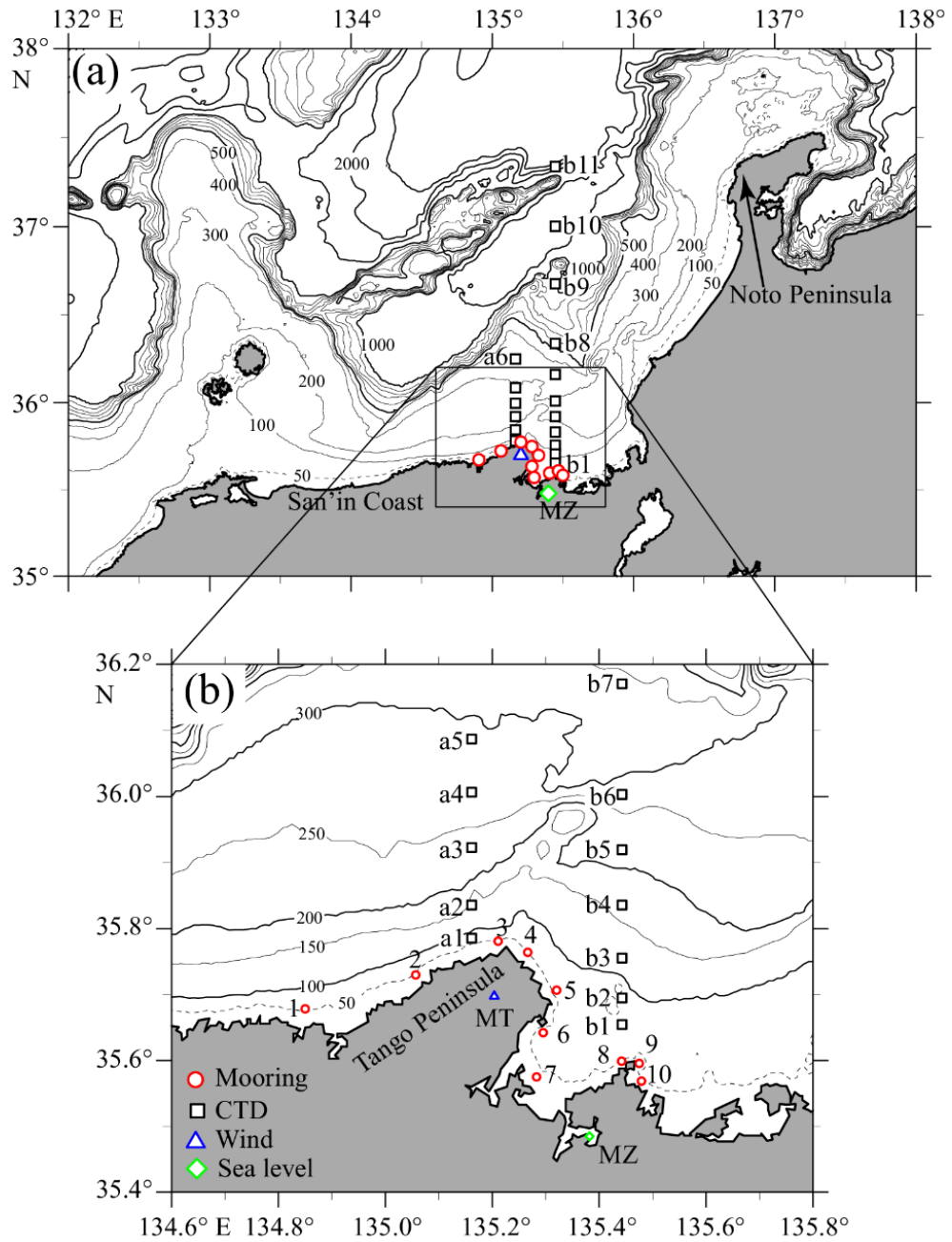


Fig 2.1 Map showing locations of (a) CTD (squares) and wind (triangle) stations, and (b) mooring sites (circles) around the Tango Penninsula. Bathymetric contours are shown with numerals in meter.

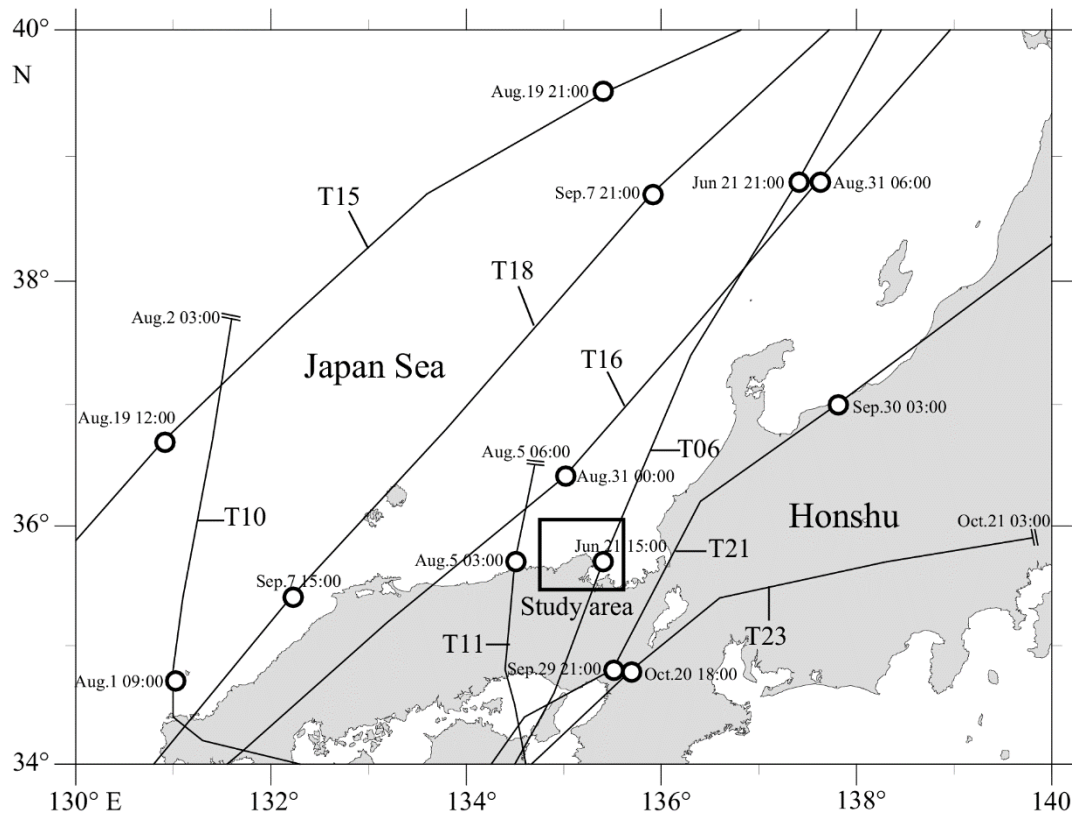


Fig. 2.2 Pathway of typhoons which passed near the study area during period of mooring observation.

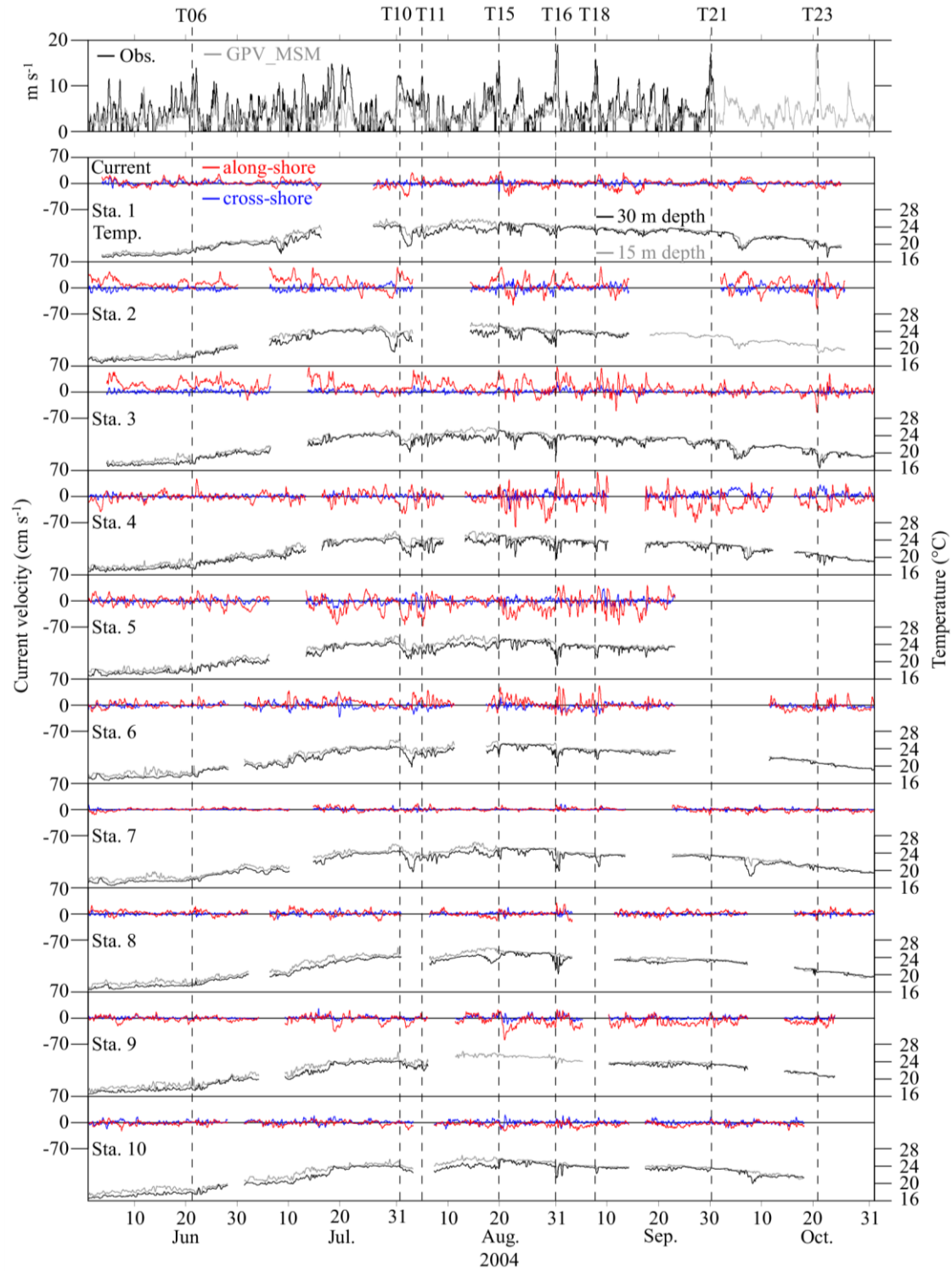


Fig. 2.3 Times series of wind speed at Mt. Taiko (most top panel) and alongshore (red) and cross-shore current (blue) and temperature at depths 15 m (gray) and 30 m (black) observed at each station. Vertical dashed lines indicate the time when wind speed reached maximum for the each typhoon case.

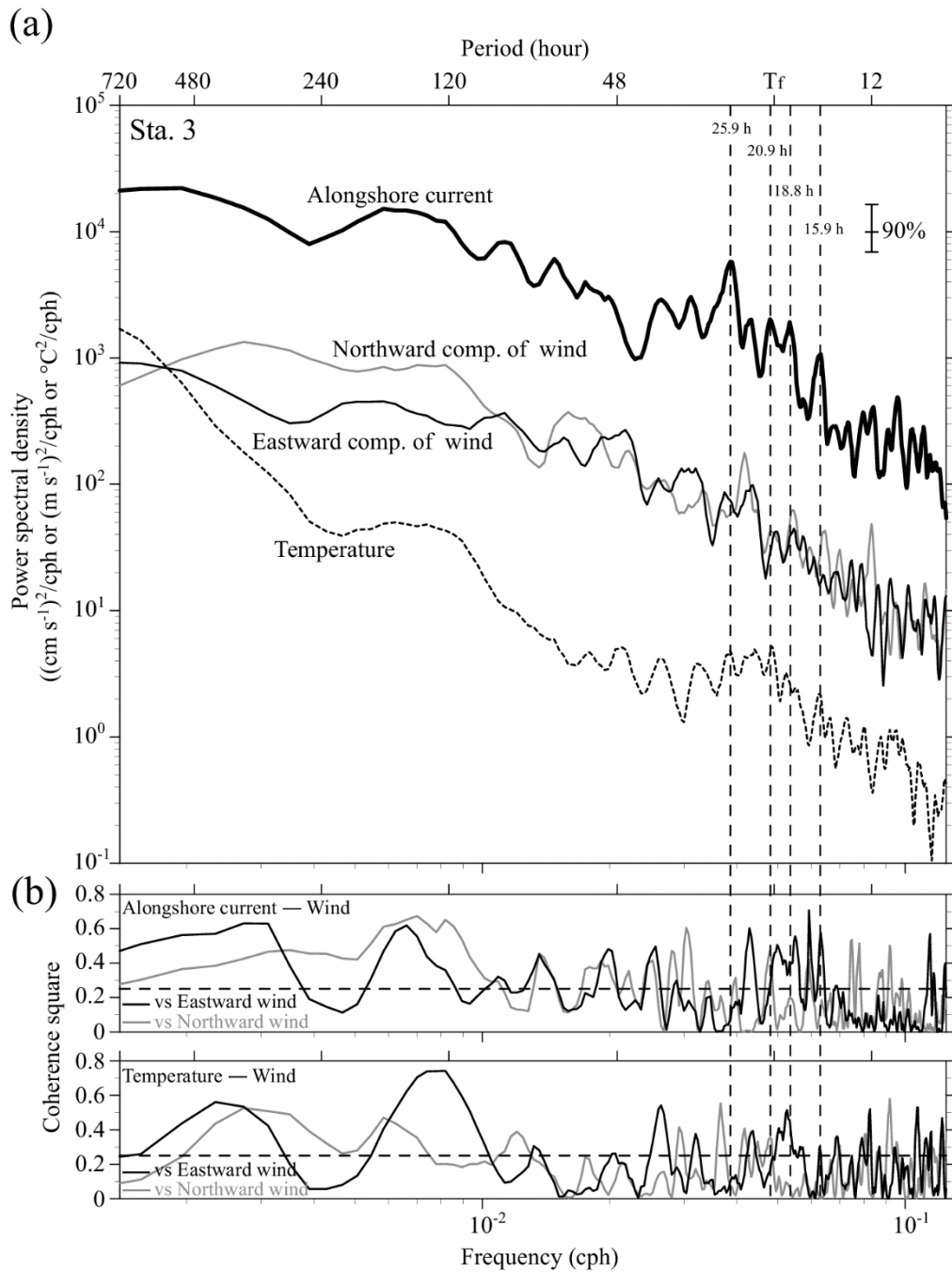


Fig. 2.4.1 Top: Power spectral density of alongshore current (thick black line), temperature (dotted line) at Sta. 3 and eastward (thin black line) and northward (thin gray line) wind at Mt Taiko. Middle: Coherence square between alongshore current and eastward wind (black line) and northward wind (gray line). Low: Coherence square between temperature and eastward wind (black line) and northward wind (gray line). Horizontal dashed lines indicate the 90% cofidence limit.

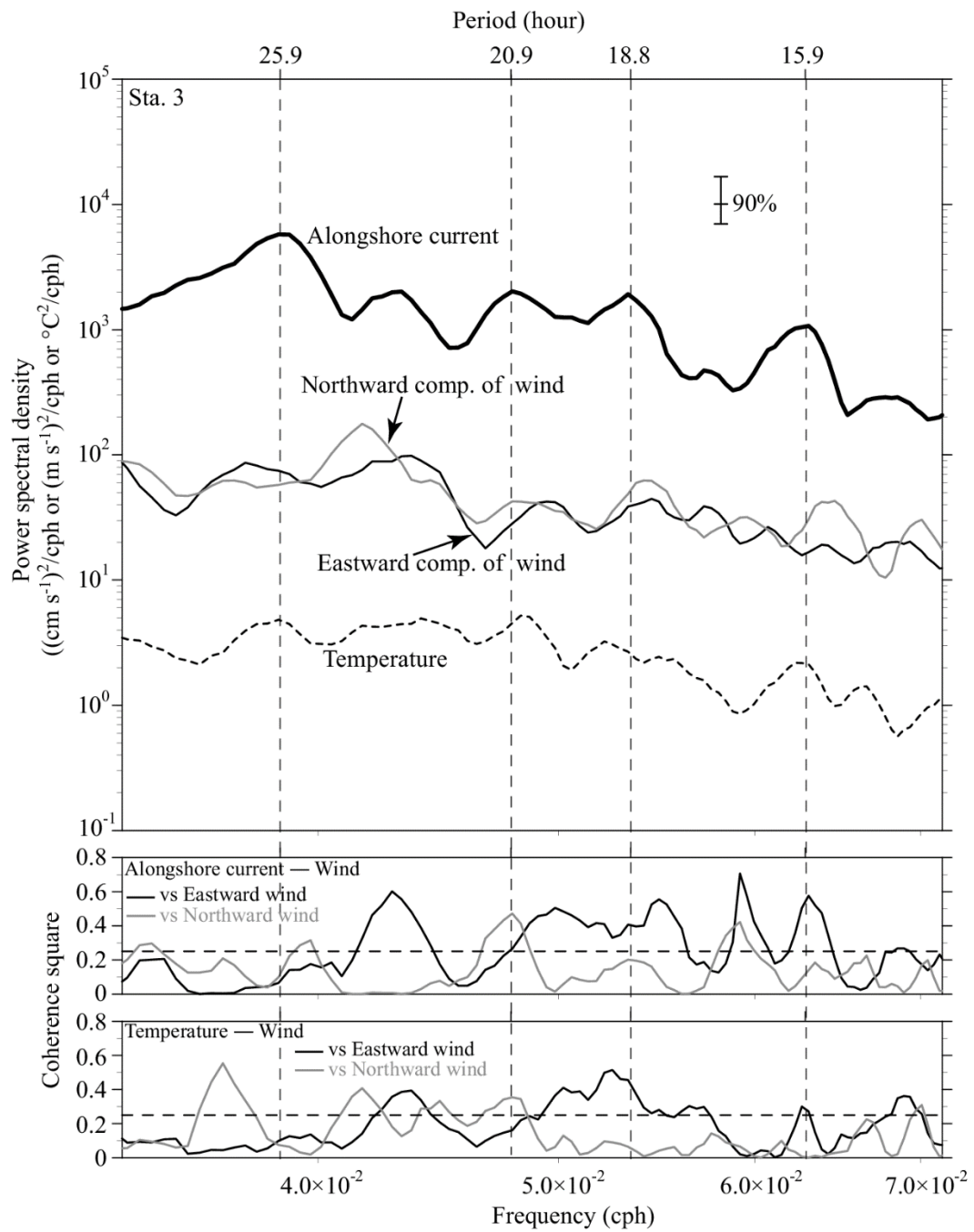


Fig. 2.4.2 14 – 30 hour period band of Fig. 2.4.1.

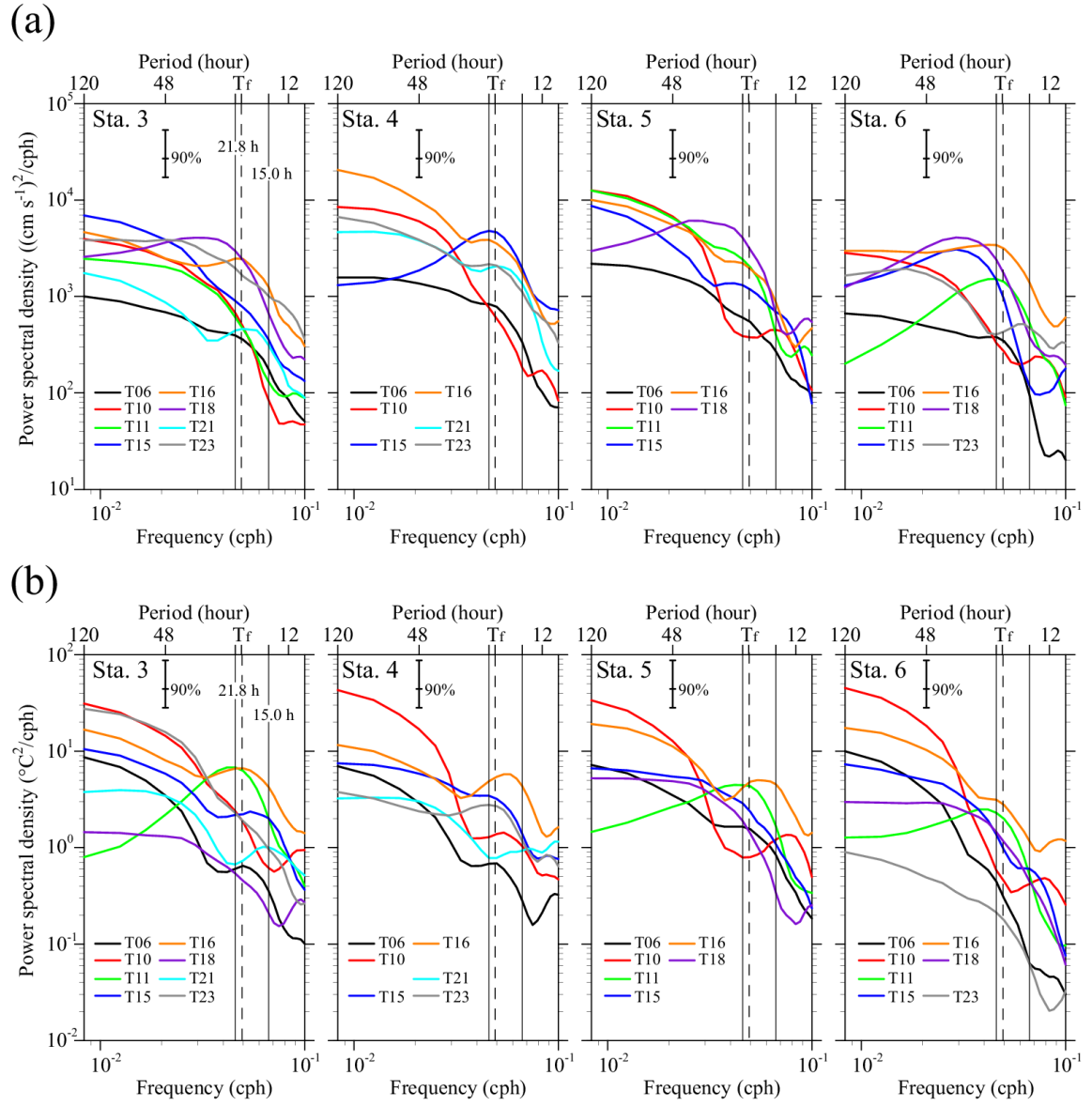


Fig. 2.5 Power spectra of (a) alongshore current and (b) temperature at Stas. 3- 6 during passage of each typhoon.

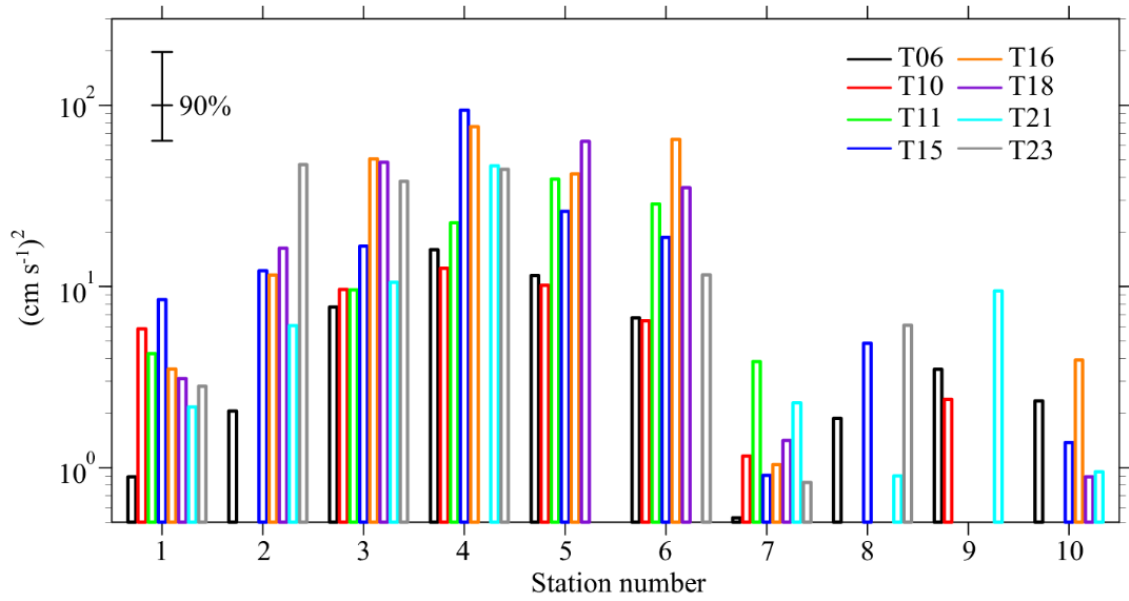


Fig. 2.6 Integrated values of power spectral density for alongshore current (Fig. 2.5) from 15.0 to 21.8 h period at each station.

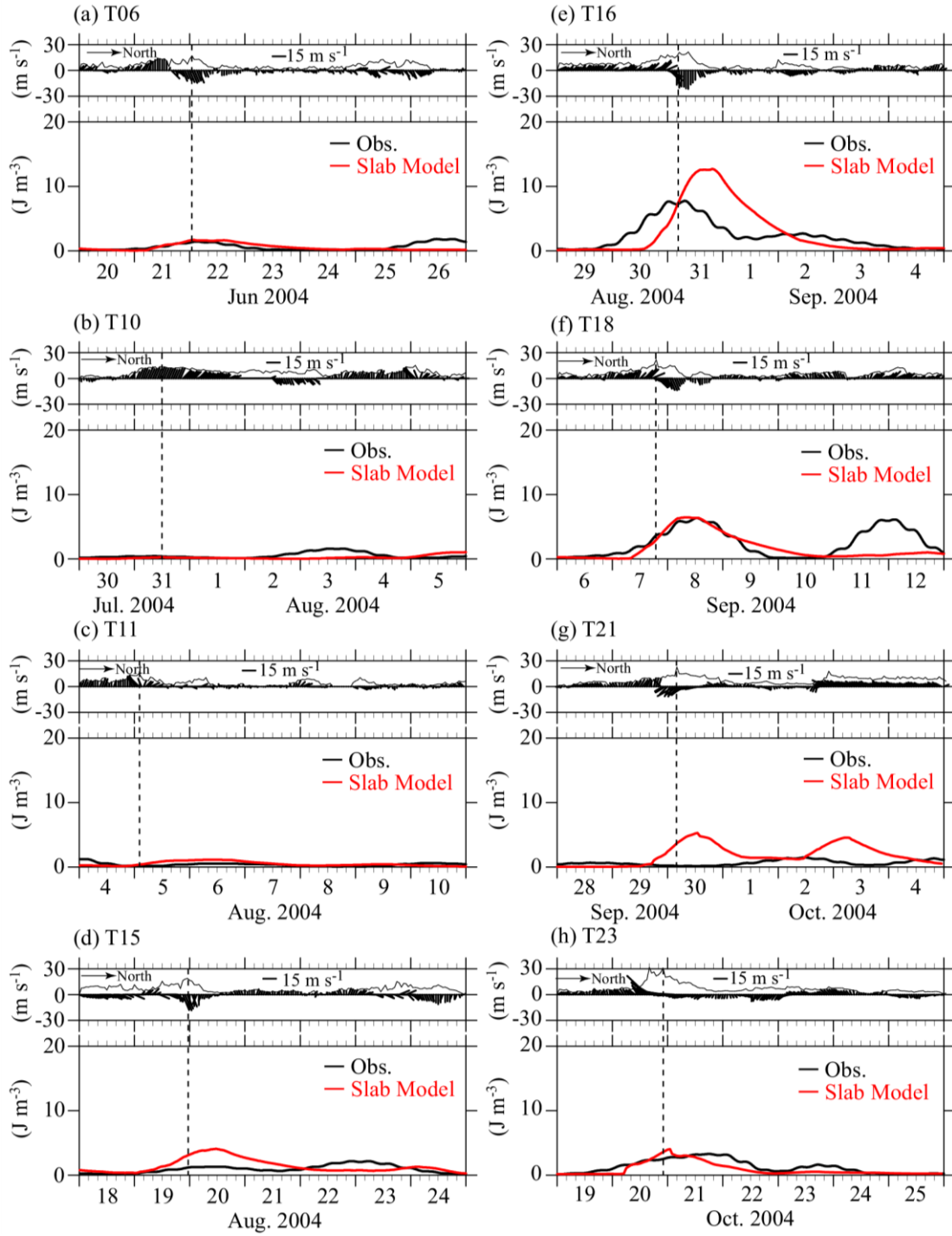


Fig. 2.8 Temporal variations of wind velocity (stick) and wind speed (thin black line) at Mt. Taiko (top panel) and kinetic energy density of 20-h period fluctuations at observed at Sta. 3 (black lines) and estimated by using slab model (red lines) (low panel) during passage of each typhoon. Vertical dashed lines indicate the time when wind speed was maximum.

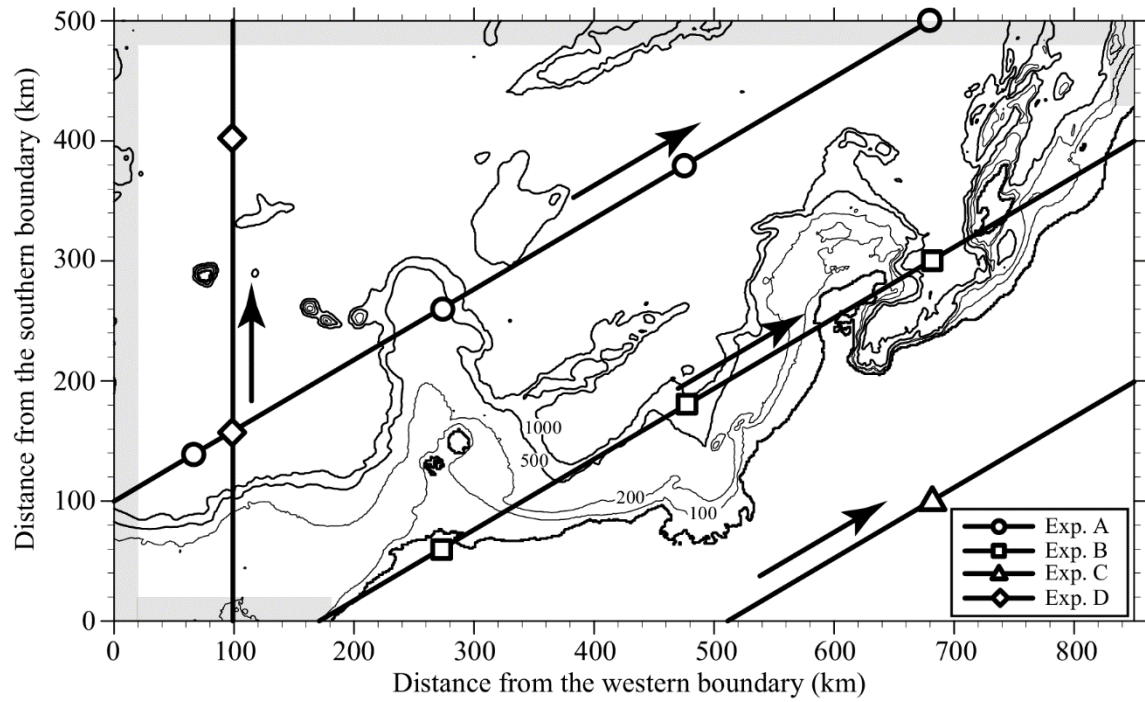


Fig. 2.9 Model domain. Values on the contour lines are in meter. Lines with symbols indicate pathway of idealized typhoon using numerical experiments. Arrows beside pathway of typhoons indicate direction of movement of typhoons.

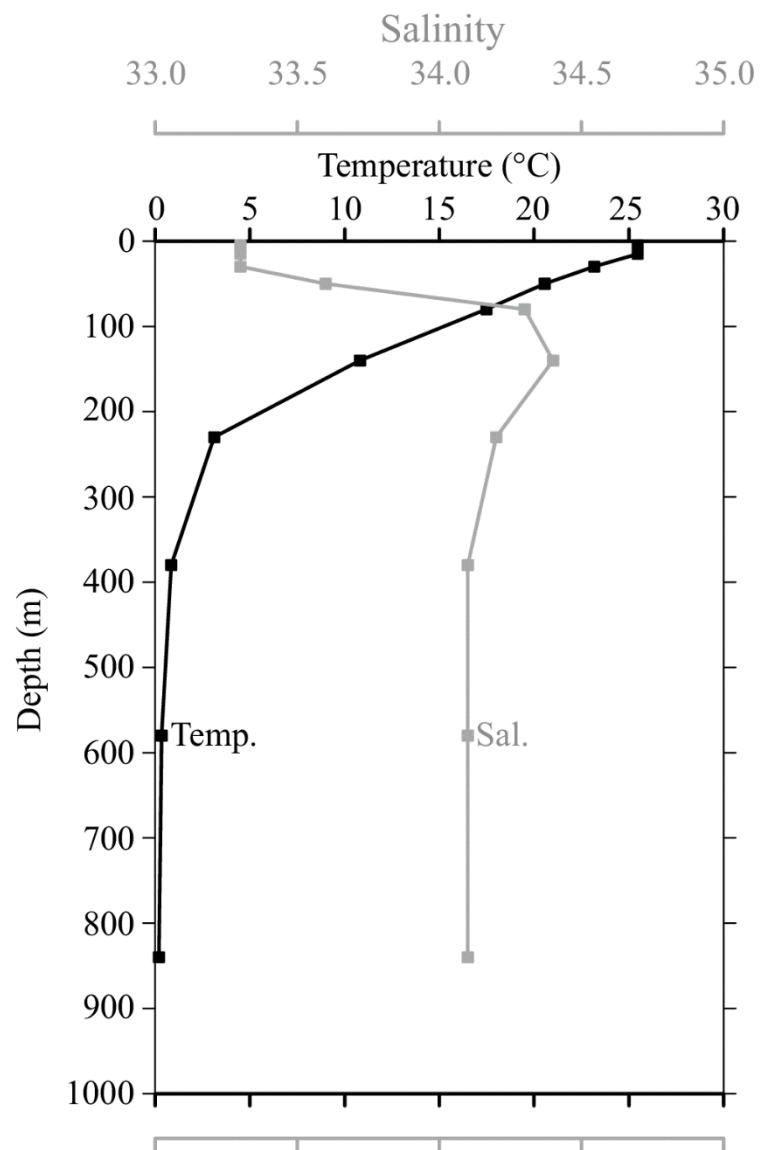
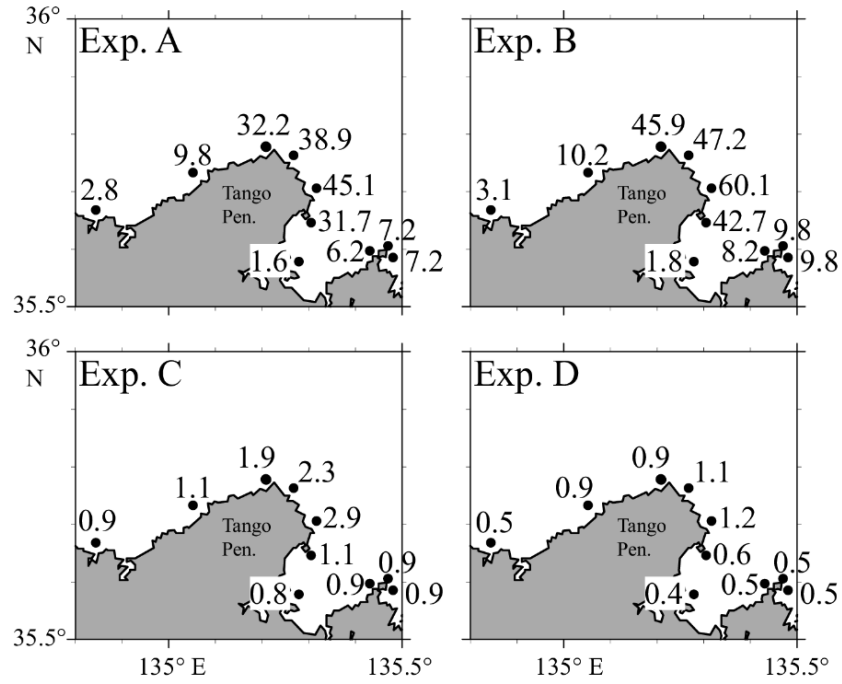


Fig. 2.10 Vertical profiles of temperature (black) and salinity (gray) for initial condition using numerical experiments.

(a) Integrated power spectral density



(b) Phase lag and coherence

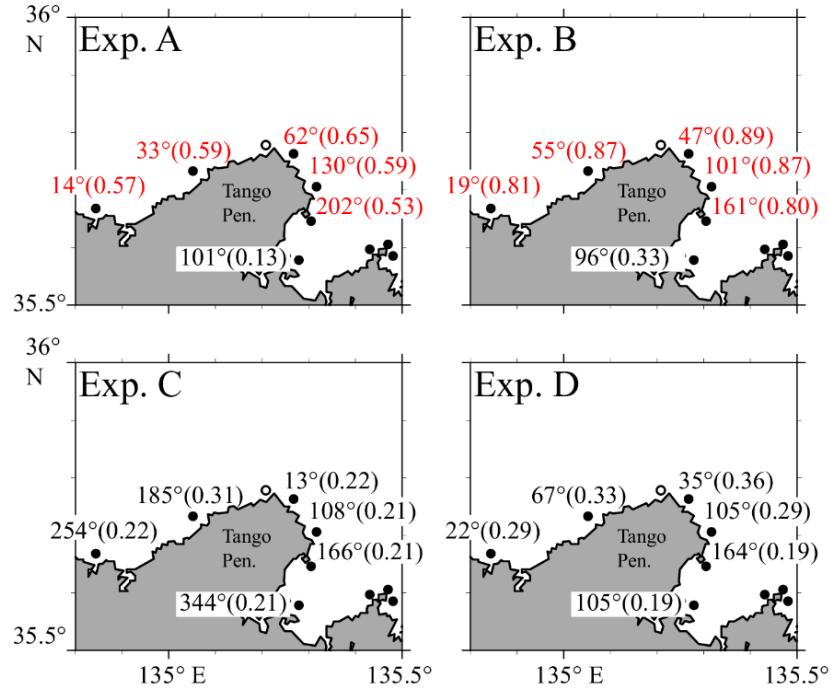


Fig. 2.11 (a) Integrated values of power spectral density for alongshore current from 15.8 to 21.0 hours period and (b) phase lag and coherence of 20-h period fluctuations for each model case. The values of phase lags shown by red color are indicate that coherence square is larger than 90 % confidence limit (0.44).

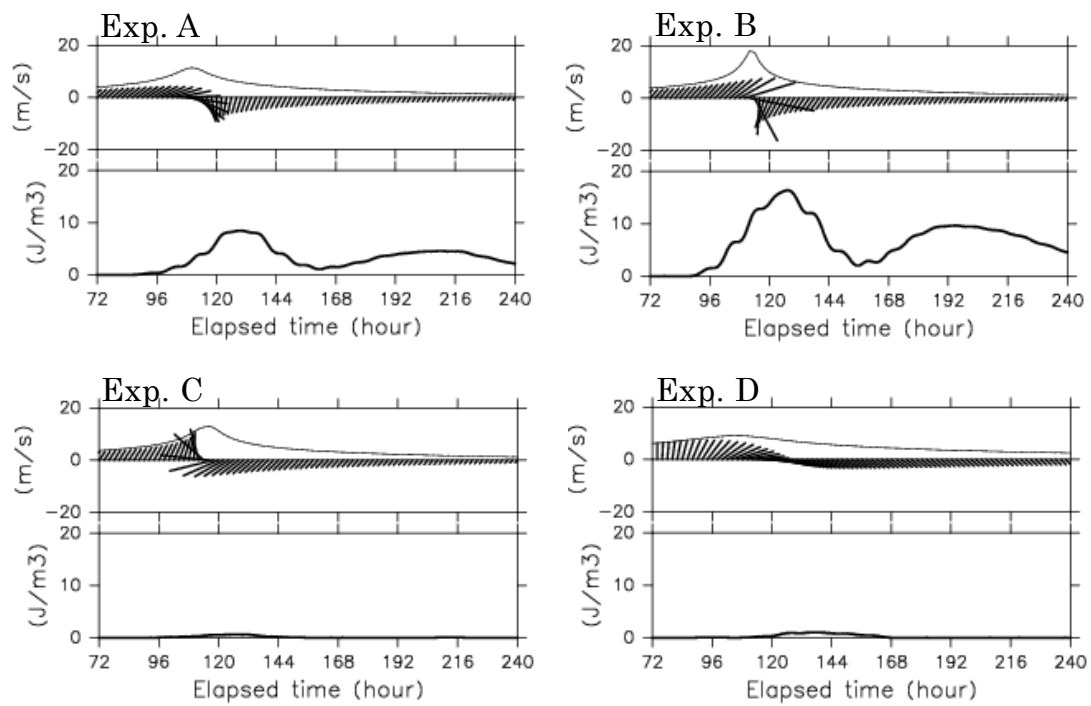


Fig. 2.12 Time series of wind velocity (top) and kinetic energy of near-inertial period fluctuations (middle) for each model case at monitoring point corresponding to Sta. 3.

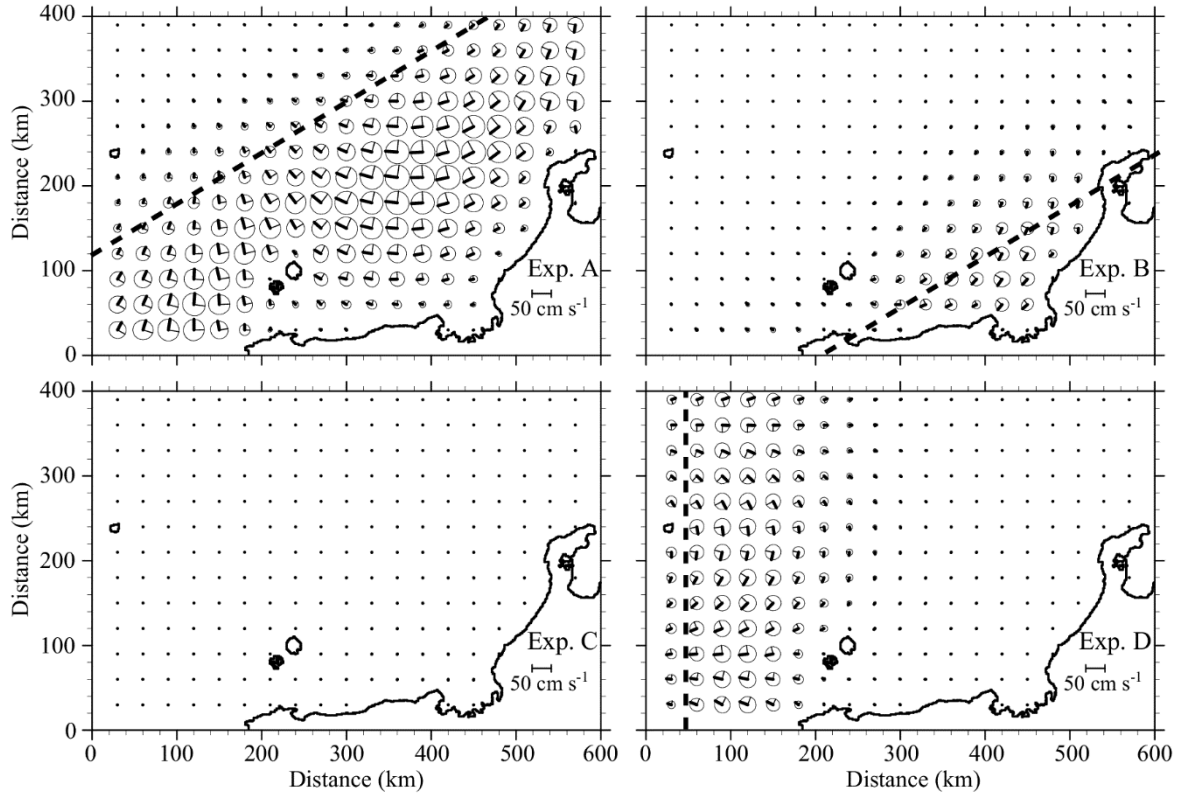


Fig. 2.13 Horizontal distributions of current ellipses of variation component with 20-hour period at 15 m depth for each model case. Thick and thin lines in the ellipses indicates the current vector at initial phase and 5 hours after initial phase, respectively. Dashed lines indicate the pathway of typhoons.

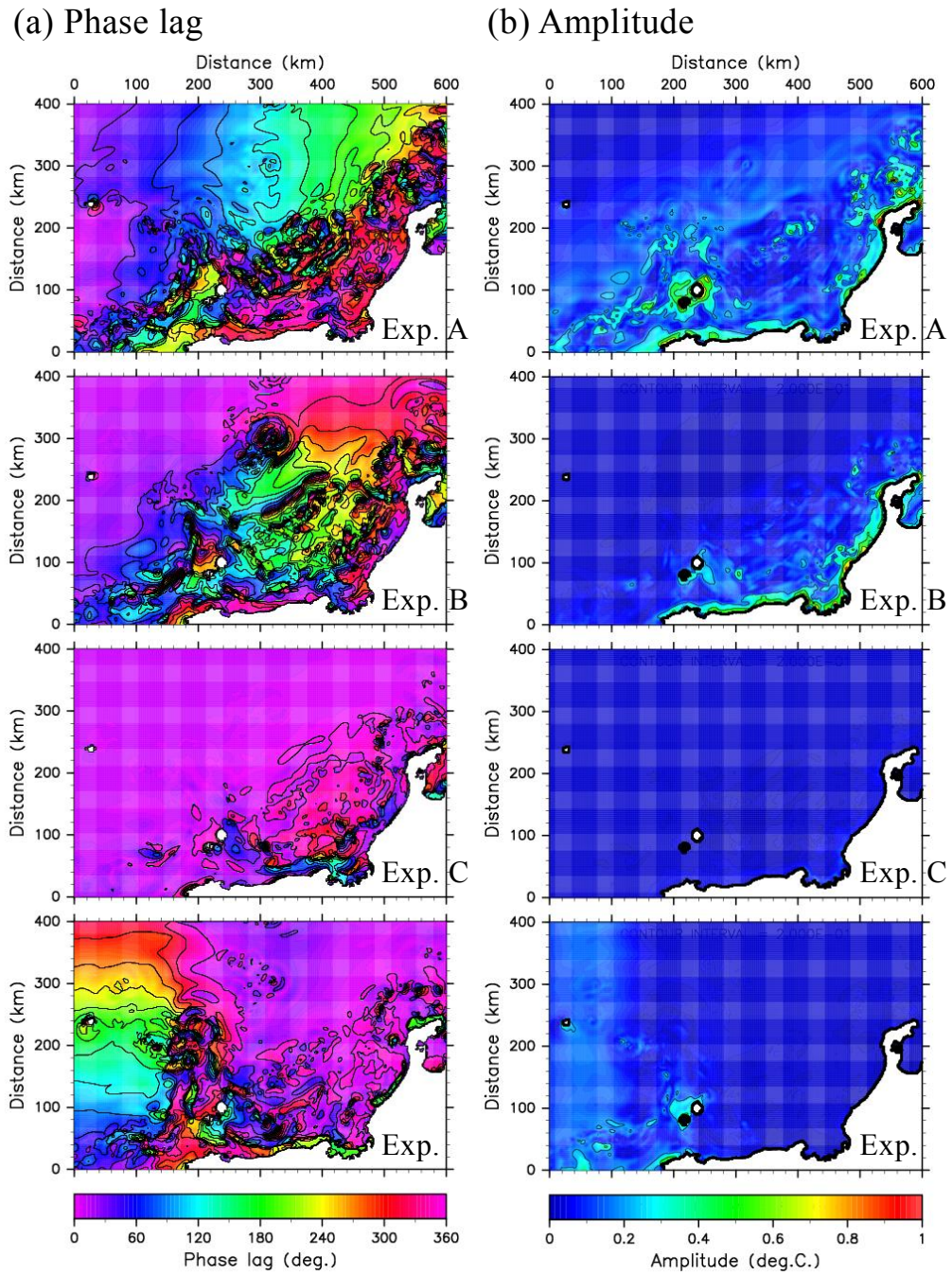


Fig. 2.14 Horizontal distributions of (a) phase lag and (b) amplitude of near-inertial internal waves estimated by using temperature data at a depth of 30 m for each model case.

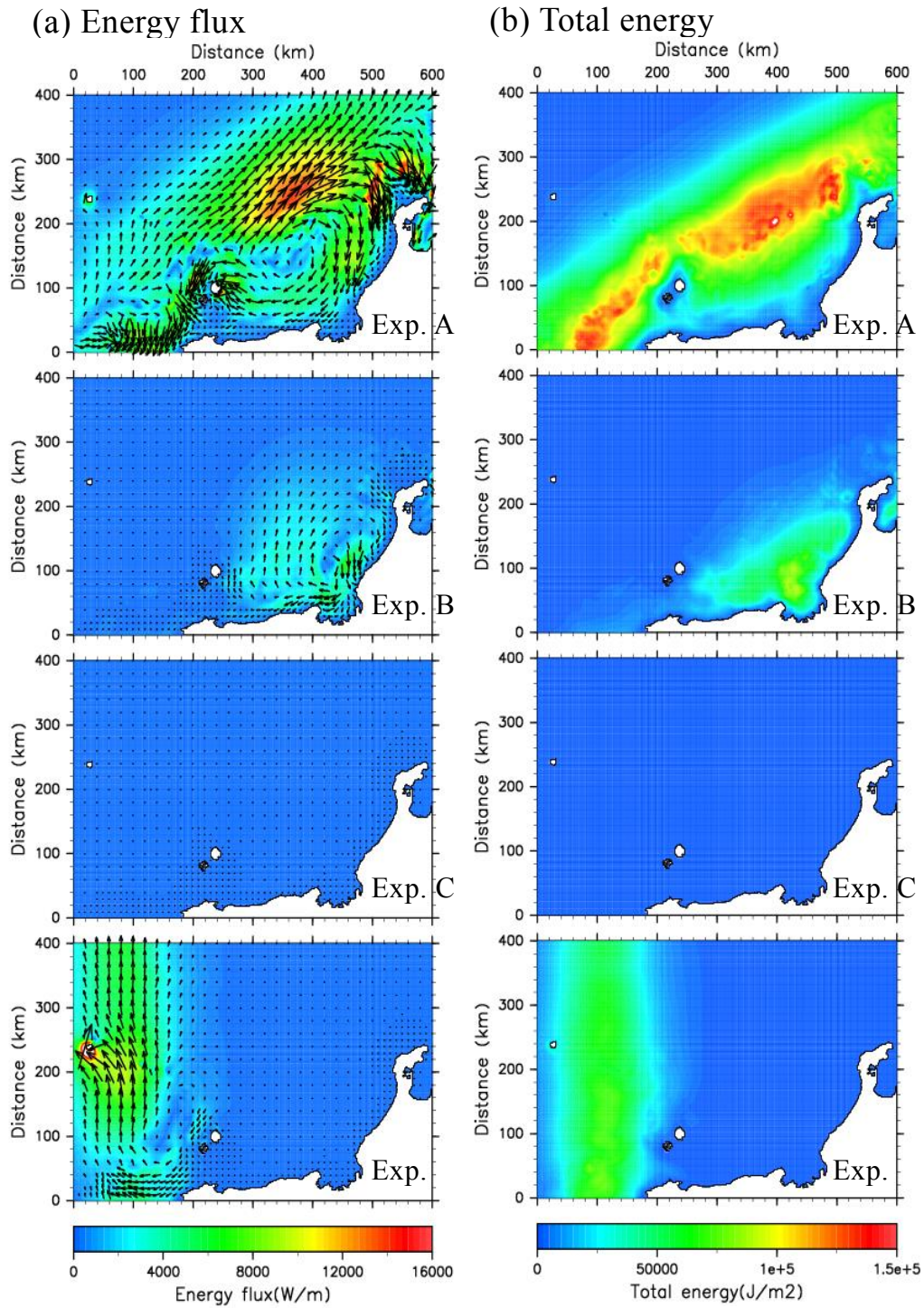


Fig. 2. 15 Horizontal distributions of (a) energy flux and (b) total energy of near-inertial internal waves for each model case.

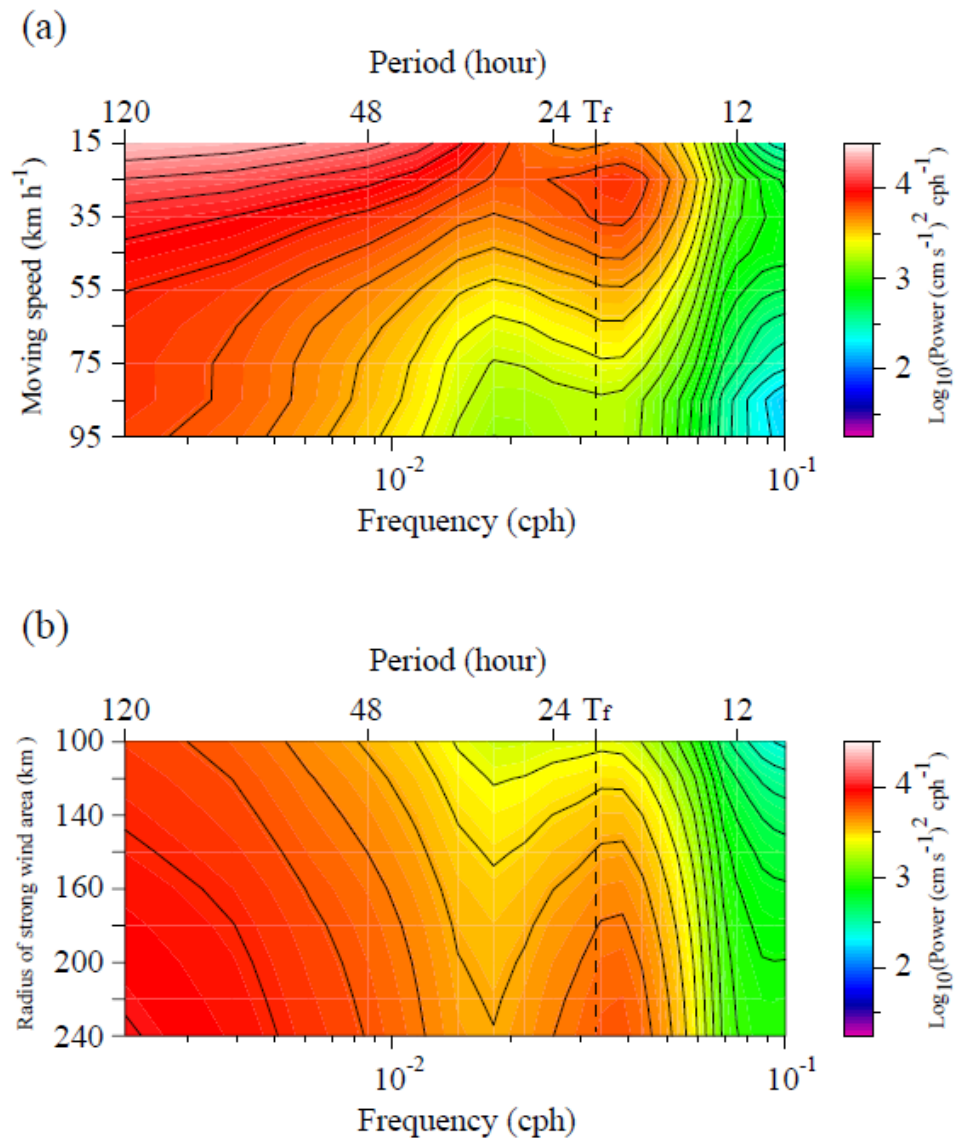


Fig. 2.16 Power spectral density of alongshore current at Sta. 3.

Table 2.1 Location and water depth at each mooring site.

Station number	Latitude (°)	Longitude (°)	Depth (m)
1	35°42.4'	134°54.0'	51
2	35°43.8'	135°03.3'	46
3	35°46.8'	135°12.5'	40
4	35°45.7'	135°16.0'	44
5	35°42.3'	135°18.9'	64
6	35°38.9'	135°18.2'	60
7	35°34.5'	135°16.7'	42
8	35°35.8'	135°25.7'	61
9	35°35.7'	135°28.0'	51
10	35°34.8'	135°29.1'	55

Table 2.2 Characteristic of each typhoon.

Typhoon case	Central pressure (hPa)	Maximum wind speed (m s^{-1})	Radius of typhoon (km)				^c Moving speed (km h^{-1})
			^a Stormy wind area		^b Strong wind area		
			Major axis	Minor axis	Major axis	Minor axis	
T06	970	30	110	60	570	370	63±5
T10	992	23	-	-	370	150	18±7
T11	996	20	-	-	150	50	30±0
T15	970	30	130	130	520	330	55±3
T16	970	30	190	110	650	370	65±9
T18	950	35	170	130	600	410	82±11
T21	990	23	-	-	520	440	55±5
T23	970	30	280	170	750	460	45±9

^aAverage wind speed is greater than 25 m s^{-1} .

^bAverage wind speed is greater than 15 m s^{-1} .

^cAveraged value and standard deviation in the area where shown in Fig. 2.

Table 2.3 Time lag (upper), propagation speed (middle) and maximum current speed (lower) of 20-h period fluctuation.

Observational results						
Station Number	Distance (m)	T06	T11	T15	T16	Igeta <i>et al.</i> (2009) ^a
		(hour)	(hour)	(hour)	(hour)	(hour)
		(m s ⁻¹)	(m s ⁻¹)	(m s ⁻¹)	(m s ⁻¹)	(m s ⁻¹)
		(m s ⁻¹)	(m s ⁻¹)	(m s ⁻¹)	(m s ⁻¹)	(m s ⁻¹)
Sta.3 - Sta. 4	6830	2.34 ^c	3.01 ^c	2.56 ^c	3.13 ^c	1.97 ^d
		0.81	0.63	0.74	0.61	0.96
		0.19	0.12	0.20	0.22	-
Sta. 4 - Sta. 5	8360	3.51 ^c	3.38 ^c	5.17 ^c	0.81 ^c	3.01
		0.66	0.68	0.44	2.86	0.77
		0.11	0.10	0.17	0.21	-
Sta. 5 - Sta. 6	6350	12.20	3.29 ^c	1.16	1.74 ^c	5.11
		0.14	0.53	1.52	1.01	0.35
		0.09	0.09	0.11	0.20	-

^a18.5-h period fluctuation

Coherence was larger than ^b0.44 (90% confidence limit) or ^c0.40 (80% confidence limit)

第3章 近慣性内部波の伝播に及ぼす沿岸流の影響

3.1 はじめに

近慣性内部波の伝播に与える影響として、平均流が持つ水平渦度の効果が考えられる。その場の実効的なコリオリパラメーターは、平均流が持つ相対渦度により、

$$f_{\text{eff}} \approx f + \frac{\zeta}{2} = f + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (3.1)$$

に変調される（例えば、Kunze 1985）。ただし、 f はその場のコリオリパラメーター、 ζ は平均流による相対渦度である。平均流が持つ正の渦度の場合には近慣性内部波は反射し、負の渦度の場合にはその場にエネルギーが捕捉される（例えば、Kunze 1985）。本研究の対象海域である日本海沿岸域では、対馬暖流沿岸分枝が存在する（例えば、Hase *et al.*, 1999）。対馬暖流沿岸分枝流が持つ正の渦度場により実効的なコリオリパラメーターが沖から伝播してくる近慣性内部波の周波数より大きいと、対馬暖流により近慣性内部波の反射が生じることが考えられる。従って、対馬暖流沿岸分枝流により岸方向への近慣性内部波の伝播を妨げる可能性あり近慣性内部波の岸での増幅に大きな影響を及ぼすことが考えられるが、これまでに日本海沿岸域において近慣性内部波と対馬暖流の相互作用について研究した例は無く、詳細は不明である。本章では、対馬暖流沿岸分枝を模した海流をモデルに組み込み、その影響について調べる。

3.2 平均流との相互作用を考慮した近慣性内部波の分散関係式

まず、Kunze(1985)により示された平均流中の近慣性内部波の分散関係式に

ついて記述する。Kunze(1985)は、近慣性周期変動の強化が間欠的に生じていることについて、平均流シアの強化と関連していることを考え、基本方程式に平均流シアとのインタラクション項 $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{V}$ を組み込み、内部波の分散関係式を導いた。基本方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)u + u \frac{\partial U}{\partial x} + v \frac{\partial U}{\partial y} + w \frac{\partial W}{\partial z} - fv = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)v + u \frac{\partial V}{\partial x} + v \frac{\partial V}{\partial y} + w \frac{\partial V}{\partial z} + fu = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)w = -\frac{\partial p}{\partial z} - b \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)b + u \frac{\partial B}{\partial x} + v \frac{\partial B}{\partial y} - N^2 w = 0 \quad (3.6)$$

である。ただし、 $\mathbf{v}=(u,v,w)$ と $\mathbf{V}=(U,V,W)$ はそれぞれ x , y , z 軸方向の波動と平均流の速度、 b , B はそれぞれ波動と平均流の浮力、 p は基本場の密度 ρ_0 で標準化した波動起因の圧力、 $N = [-g / \rho_0 (\partial \rho / \partial z)]^{1/2}$ は時間平均した浮力振動数である。

(3.6) 式は、thermal-wind relation $-f \frac{\partial V}{\partial z} = \frac{\partial B}{\partial x}$, $f \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\partial B}{\partial y}$ により、

$$\frac{\partial b}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) b - f u \frac{\partial B}{\partial x} + f v \frac{\partial B}{\partial y} - N^2 w = 0 \quad (3.7)$$

と表現できる。内部波の変動成分 ψ は局所的に平面波の形で表されると仮定すると、

$$\psi = \psi_0 \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)] \quad (3.8)$$

で表現される。ただし、 ω は Eulerian frame での fixed frequency, $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ は波数ベクトルである。(3.8)を(3.2)~(3.5)と(3.7)に代入し、平均流によりドップラーシフト ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}$) した instrinsic frequency $\omega_0 = \omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V})$ に関して以下のように求めることができる。

$$\begin{vmatrix} (-i\omega_0 + \partial U / \partial x) & (-f + \partial U / \partial y) & \partial U / \partial z & i k_x & 0 \\ (f + \partial V / \partial x) & (-i\omega_0 + \partial V / \partial y) & \partial U / \partial z & i k_y & 0 \\ 0 & 0 & -i\omega_0 & i k_z & 1 \\ -f \partial V / \partial z & f \partial U / \partial z & -N^2 & 0 & -i\omega_0 \\ i k_x & i k_y & i k_z & 0 & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.9)$$

ここで、弱い地衡流シア中を伝播する近慣性内部波を考える。ここで、弱い地衡流シアとは、コリオリ周波数 f よりも水平流速シアが小さく（ロスビー数が小さい）、浮力振動数 N よりも水平流速の鉛直シアがかなり小さい（geostrophic リチャードソン数が大きい）こと仮定することである。このような仮定の下、行列式を展開し、分散関係式を近似すると、

$$\begin{aligned}
\omega_0 = \omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \approx & \left[\underset{\text{(i)}}{f_{\text{eff}}} + \underset{\text{(ii)}}{\frac{N^2 k_H^2}{2 f k_z^2}} + \underset{\text{(iii)}}{\frac{1}{k_z} \left(\frac{\partial U}{\partial z} k_y - \frac{\partial V}{\partial z} k_x \right)} \right] \\
& + i \left\{ \underset{\text{(iv)}}{\frac{\zeta}{2 f k_z} \left(\frac{\partial U}{\partial z} k_x + \frac{\partial V}{\partial z} k_y \right)} + \underset{\text{(v)}}{\frac{N^2}{2 f^2 k_z^2} \left[\frac{\partial U}{\partial x} k_y^2 - \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) k_x k_y + \frac{\partial V}{\partial y} k_x^2 \right]} \right\}
\end{aligned} \tag{3.10}$$

ここで、 k_H は水平波数である。ここで、(3.10) 式の右辺の虚数項 (iv) と (v) は波と平均流の間のエネルギー交換に寄与する項で、その効果は小さいと考えられる。以上の近似により、Kunze (1985) の分散関係式は、

$$\omega = f_{\text{eff}} + \frac{N^2 k_H^2}{2 f k_z^2} + \frac{1}{k_z} \left(\frac{\partial U}{\partial z} k_y - \frac{\partial V}{\partial z} k_x \right) - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}) \tag{3.11}$$

のように示される。右辺第 1 項は、平均流の水平流速シアの効果、第 2 項は成層の効果、第 3 項は平均流の鉛直シアの効果、第 4 項は平均流によるドップラーシフトの効果を示す。Kunze (1985) は、(3.11) 式で示される内部波の分散関係から示される近慣性内部波エネルギーの平均流中の伝播について、Ray tracing method により研究している (Fig. 3.1)。近慣性内部波のレイパス (太線) は、海面から発射させたものであり平均流の向きは、紙面から出る方向である。正の渦度の領域 (Fig. 3.1 の平均流の中心から右側 (東側) の領域) には、近慣性内部波は伝播できずに反射することが分かる。また、負の渦度の領域 (Fig. 3.1 の平均流の中心から左側 (西側) の領域) で発生した近慣性内部波は負の渦度内に捕捉されることを示している。このような近慣性内部波エネルギーの平均流の反射や吸収に、平均流の水平流速シアが大きな影響を及ぼすことを Kunze (1985) は示している。

Federiuk and Allen (1996)は、風により励起される沿岸ジェット流と同時に沿岸流内で励起される近慣性内部波エネルギーの関係を鉛直 2 次元モデルにより調べている。励起される沿岸流の持つ相対渦度が負の場合では、沿岸流場で励起された近慣性内部波エネルギーが沿岸流中に捕捉され、エネルギーが強化されることを示した。沿岸流が持つ相対渦度が正の場合では、近慣性内部波エネルギーが沖合に反射するため、沿岸で近慣性内部波エネルギーの強化は生じないことを示した。しかしながら、日本海沿岸のように沖合から沿岸流に向かって伝播する近慣性内部波と沿岸流との相互作用については調べていない。

Whitt and Thomas (2013)は、鉛直 2 次元の理論モデルにより、傾圧性の強いジェット流中での近慣性内部波の特徴を調べている。彼らは、地衡流場の傾圧性の強さにより近慣性内部波の伝播経路 (ray path) が変化すること、近慣性内部波が存在できる周波数の下端が、 $\omega_{\min} = \sqrt{q/N^2}$ (q :ポテンシャル渦度、 N^2 :浮力振動数)で表されることを示しており、強い傾圧性をもつ流れの場合、鉛直シアや等密度面の傾きが近慣性内部波の伝播に影響を与えることを示している。しかしながら、これまでの研究では、平均流中で生じる近慣性内部波と流れとの相互作用について鉛直 2 次元で調べた研究した例ばかりであり、日本海沿岸で生じるような平均流の外側（沖合側）から近慣性内部波が伝播してきたときに流れと 3 次元的にどう相互作用するのかについては不明な点が多い。

3.3 近慣性内部波と沿岸捕捉波の関係

2 章で解析を行った T16 通過時と Exp. B の数値結果を使用して、近慣性内部波エネルギーと沿岸捕捉波の関係について調べる。Fig. 3.2 に T16 通過時の観測結果と Exp. B の実験結果の近慣性周期変動の運動エネルギーと 30 時間ローパスフィルターを施した岸沿い流速成分の時間変化を示す。台風通過直後の期間 I では観測結果とモデル結果で近慣性周期変動と沿岸捕捉波の発生による東向

きの流れが同時に励起されている。近慣性周期変動と沿岸捕捉波の時間変化を見てみると、観測結果とモデル結果共に、台風通過直後に増大した近慣性エネルギーは、沿岸捕捉波の東向きの流れが最大となる後で減衰していることが分かる。このことは、沿岸捕捉波による東向きの流れが近慣性内部波の岸方向への伝播を妨げた可能性を示す。

Fig.3.3 は、 $t = 120 \text{ h}$ (Sta.3 で沿岸捕捉波による東向流が発生する前で近慣性内部波エネルギーが増幅している時間)、 140 h (Sta.3 で沿岸捕捉波による東向きの流れが最大となり近慣性内部波エネルギーが減衰している時間)、 192 h (Sta.3 で沿岸捕捉波の東向きの流れが減衰し、沖合から近慣性内部波エネルギーが伝播することでそのエネルギーが増幅している時間) の近慣性内部波エネルギー (Fig. 3.3 の左図) と 30 時間のローパスフィルターを施した水平流速ベクトル (ベクトル) とその相対渦度 (カラー) (Fig. 3.3 の右図) であり、カラーの暖色系は正の相対渦度、寒色系は負の相対渦度であることを示す。 $t = 140 \text{ h}$ では、沿岸捕捉波による東向きの流れが丹後半島沿岸で発生しており、沖合では近慣性内部波エネルギーが増幅しているのに対して丹後半島沿岸の岸近傍ではエネルギーは減衰していることが分かる。これは、沿岸捕捉波が近慣性内部波の岸方向の伝播を妨げたことを示している。

T16 通過時では、台風通過後の期間 II において強い東向きの流れが持続していることが分かる (Fig. 3.2)。舞鶴での潮位偏差 (Fig. 3.2 の黒線) は、この期間潮位上昇が続いていたことを示している。これは対馬暖流沿岸分枝流による東向きの流れであると考えられる。モデルの結果では、期間 II において沖合から近慣性内部波エネルギーが岸まで到達することによって岸近傍で近慣性周期変動エネルギーの増幅が見られたが、観測結果には見られない。これは対馬暖流沿岸分枝流のような沿岸流が近慣性内部波の岸までの伝播を妨げたことを示唆する。そこで、対馬暖流沿岸分枝を模した沿岸流をモデルに組み込み、近

慣性内部波の伝播に及ぼす影響を調べていく。

3.4 沿岸流の効果に関する数値実験

3.4.1 モデルと条件

モデルには 2 章で使用した 3 次元レベルモデルを採用した。モデル海域を Fig. 3.4 に示す。モデル海域の西側から対馬暖流沿岸分枝を模した沿岸流を流入させた実験を行った。沿岸流をモデル海域に流入させるため、南側境界に Non-slip 条件を採用した。水平・鉛直格子や粘性係数等の値および初期成層場 (Fig. 3.5) は、2 章で行った実験と同様とした。沿岸流は、海面変位 η の岸沖構造を

$$\eta = A \exp(-y/\lambda) \quad (3.12)$$

のように西側開境界で与えることで再現した。ただし、 A ($=0.4$ m) は海面変位の振幅、 y は岸からの距離 (km)、 λ ($=20$ km) は内部変形半径で、モデルに与えた初期成層場 (Fig. 3.5) を参考に決定した。実実験は静止状態から始め、沿岸流を与え、丹後半島周辺に沿岸流場を作成し、台風を Fig. 3.4 に示した Exp. B の経路で通過させた (Exp. TWC)。

3.4.2 実験結果

3.4.2.1 沿岸流場の形成過程

Fig. 3.6 に、沿岸流が丹後半島周辺海域に形成されるまでの 15 m 深の水平流速ベクトルの水平分布の時間変化を示す。 $t = 20$ h では、隠岐海峡では、海峡を通過する弱い東向きの流れ場が存在するが、まだ沿岸流は丹後半島までに到達していない。 $t = 40 - 60$ h では、丹後半島沿岸に強い沿岸流場が形成され、台風が通過する直前の $t = 90$ h では、丹後半島北岸沖では岸沖方向に約 80 km の幅

を持った東から北東向きの沿岸流が形成されている。Line A(Fig. 3.7)における流速東西成分の鉛直分布 (Fig. 3.7) からは、沿岸流は傾圧的な鉛直構造を持ち、流れが強い領域は、水深が約 100 m の岸から約 20 km に存在し、水平分布からも見られたように、東向きの沿岸流は岸から約 80 km の幅を持っていることが分かる。丹後半島周辺での対馬暖流沿岸分枝の流路や流速構造は、日本海沖合に存在する暖水渦の影響を強く受けることが知られている (例えば, Hase et al., 1999; 山田ら, 2006) ため、対馬暖流沿岸分枝の流入条件を海面変位の岸沖構造のみとした本実験結果は、必ずしもこれまでの観測結果と一致しないが、陸棚域を東に流れる沿岸に捕捉された流れ (例えば, Katoh, 1996; Hase et al., 1999) で、丹後半島沿岸で傾圧的な流速構造を持つ (例えば, Hase et al., 1999) といった基本的な特徴を本実験結果は定性的に再現していると言える。本研究では、Fig. 3.7 や 3.8 に示されるような流速構造を持った沿岸流が近慣性内部波の伝播に与える影響について調べる。

3.4.2.2 近慣性内部波の伝播に及ぼす沿岸流の影響

2 章で行った Exp. B(台風のみを与えた実験)と Exp. TWC (台風と沿岸流を与えた実験)の結果を比較することで、近慣性内部波の伝播に及ぼす沿岸流の影響について調べていく。Fig. 3.8 に Exp. B と Exp. TWC の実験結果から推定した近慣性内部波のエネルギーフラックス (ベクトル) とその収束発散 (カラー) の水平分布を示す。エネルギーフラックスは、Period II (Fig. 3.2) の期間のデータを使用して 2 章と同じ方法で推定した。右図が丹後半島沿岸域の拡大図である。Exp. B の結果では、能登半島沖を南下し、丹後半島北岸から東岸での反射により丹後半島突端部沖では沖方向に向かうエネルギーの流れが見られる。一方、Exp. TWC の結果では、丹後半島周辺でのエネルギーの流れは、Exp. B とは異なっており、丹後半島突端沖で沖合方向に向かうエネルギーの流れは見られず、

その領域ではエネルギーフラックスの収束域となっていることが分かる。Fig. 3.9 に、Fig. 3.8 と同じ期間のデータを使用して推定した近慣性内部波の全エネルギーの水平分布を示す。全エネルギーは、Exp. TWC の結果は、Exp. B の結果と比べて、丹後半島東部沖ではエネルギーが高く、丹後半島突端沖では、低くなっていることが分かる。

Fig. 3.10 に $t = 140 \text{ h}$ の丹後半島周辺における 30 時間のローパスフィルターを施した 15 m 深の水平流速ベクトルから求めた相対渦度と近慣性内部波の全エネルギーの水平分布を示す。Exp. TWC の結果では、丹後半島沿岸において沿岸流による東向きの流れ場が広い範囲で形成されていることが分かる。沿岸流の水平流速シアにより丹後半島北東部では、強い負の渦度の領域が形成され、その沖側では強い正の渦度の領域が形成されていることが分かる。近慣性内部波のエネルギーの水平分布を Exp. B と Exp. TWC の結果で比較してみると、Exp. TWC の結果で強い負の渦度の領域では、近慣性内部波エネルギーが明らかに小さくなっていることが分かる。これは、沿岸流が近慣性内部波の岸方向の伝播を妨げたことを示している。

次に、Fig. 3.10 に黒線で示した断面における 15-22 時間のバンドパスフィルターを施した南北流速成分の鉛直分布について調べた (Fig. 3.11)。Fig. 3.7 の Exp. TWC の結果の縦点線は、沿岸流による相対渦度が負から正に変化する場所を示している。渦度が負から正へ変わる場所の表層混合層下端の水深 30 m 深から沖合下方へ伸びるビーム状の流速構造が見られる。岸側の負の渦度の領域では、表層混合層下端から流速のコンターが鉛直下方へ伸びるような構造をしている。以上のような構造は、台風のみを与えた実験結果には見られない。これらは、正の渦度場における近慣性内部波エネルギーの反射や負の渦度場でのエネルギーの捕捉を示していると考えられる。このような渦度と近慣性内部波エネルギーの伝播の関係は、Fig. 3.1 と対応している。以上の結果から対馬暖流の

ような沿岸流が持つ正の渦度により近慣性内部波エネルギーの反射が生じることが分かった。以上のような機構は、T16 通過時に観測された近慣性内部波の間欠性を良く説明するものである。

3.5 まとめと今後の課題

3次元レベルモデルを採用した数値実験から、近慣性内部波の発生・伝播に及ぼす沿岸流や沿岸捕捉波の効果について調べた。沿岸流場が作る正の渦度場が近慣性内部波を沖合に反射させ岸方向への近慣性内部波の伝播を妨げることが分かった。また、これまでに議論されていない沿岸捕捉波と近慣性周期内部重力波との相互作用により、岸近傍での近慣性内部波エネルギーが局所的に弱められることが実験結果から示唆された。今後、本研究により得られた結果を裏付けるための係留観測の実施が望まれる。

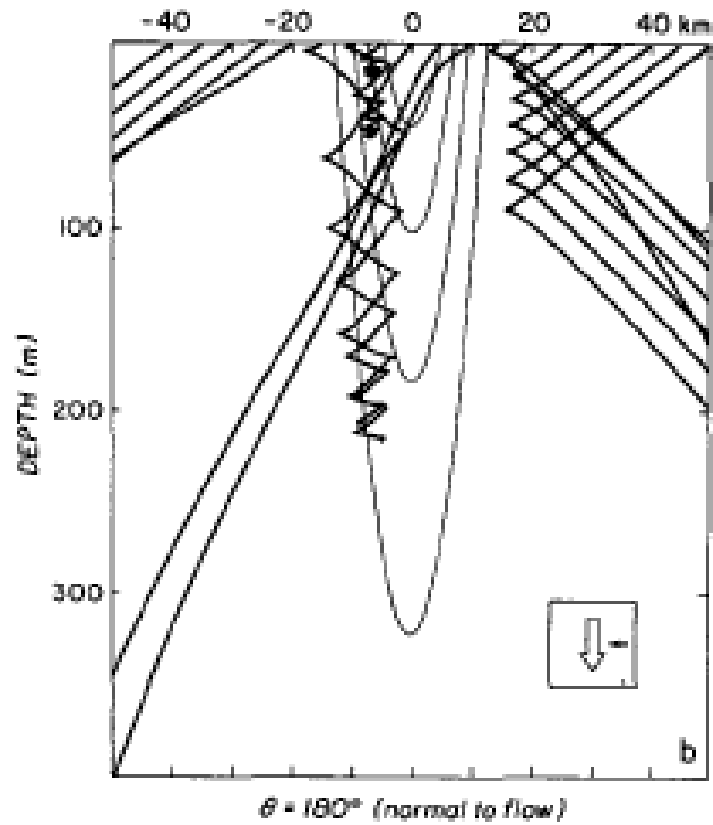


Fig. 3.1 Ray paths for near-inertial internal waves propagating downward (thick solid lines) and into a baroclinic jet (thin solid lines) (after Kunze 1985).

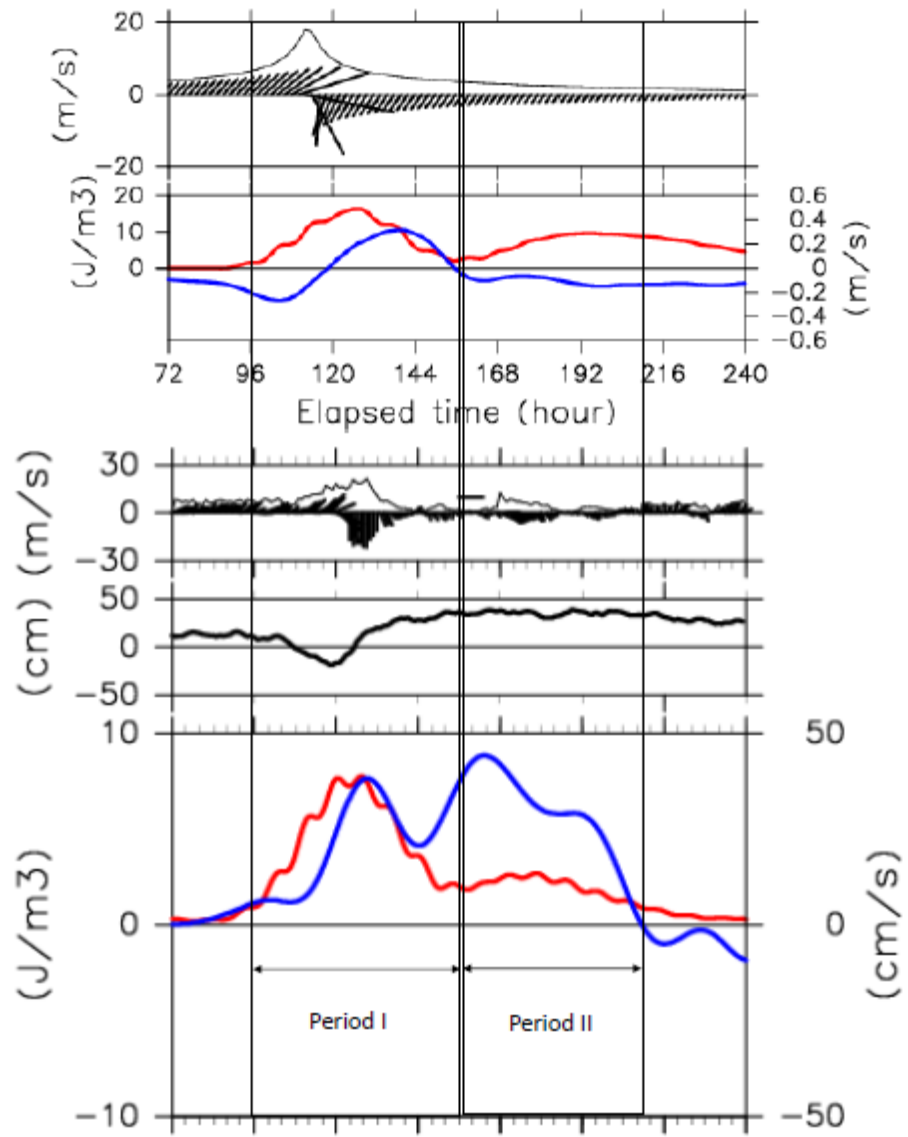


Fig. 3.2 Time series of kinetic energy of near-inertial period fluctuations (red) and 30-h low-pass filtered alongshore current (blue) for observational (top) and model (low) results.

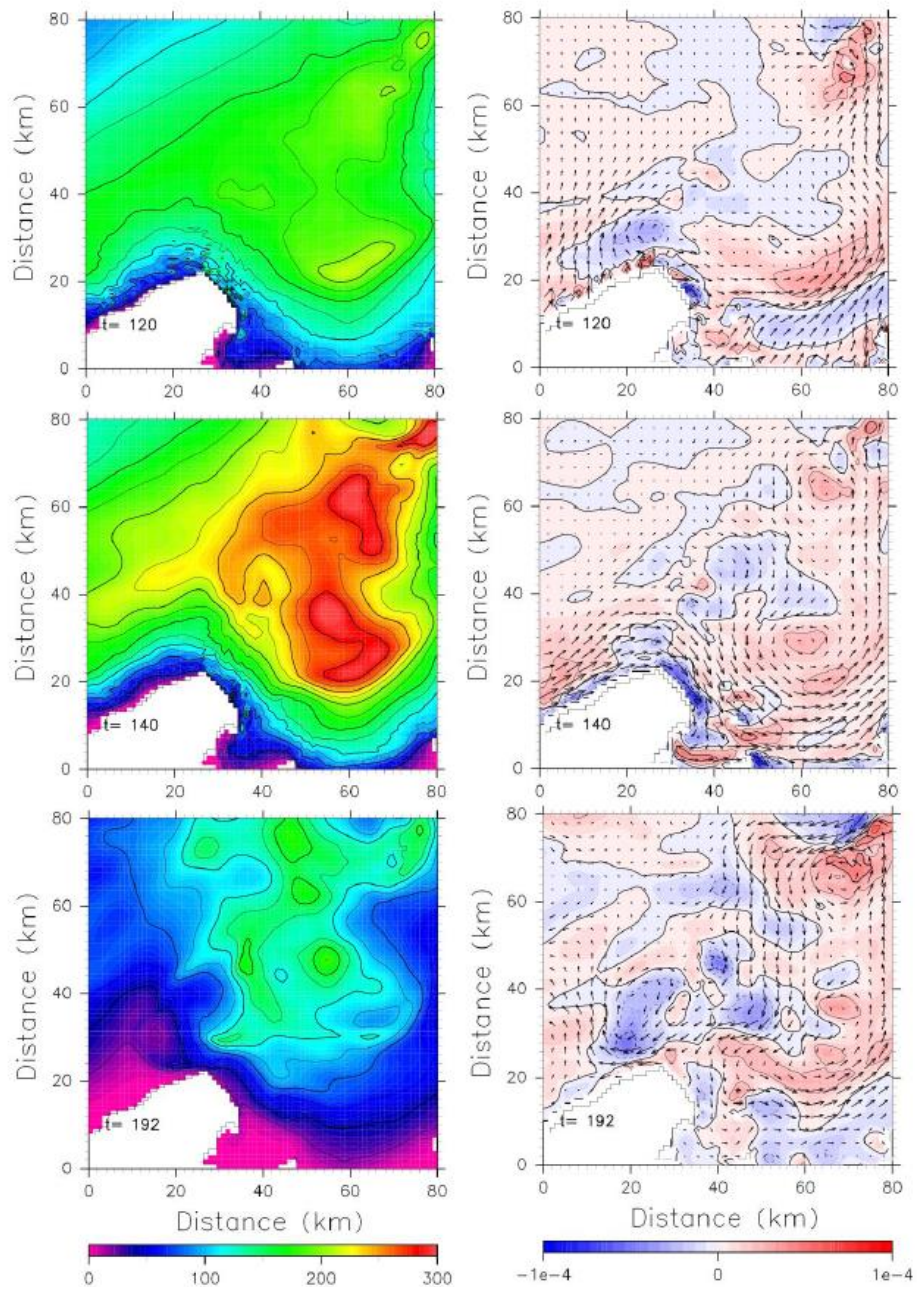


Fig. 3.3 Temporal variation of horizontal distributions of energy of near-inertial internal waves (left panels) and sub-inertial current velocity vector and its relative vorticity (right panels) for the case of Exp. B.

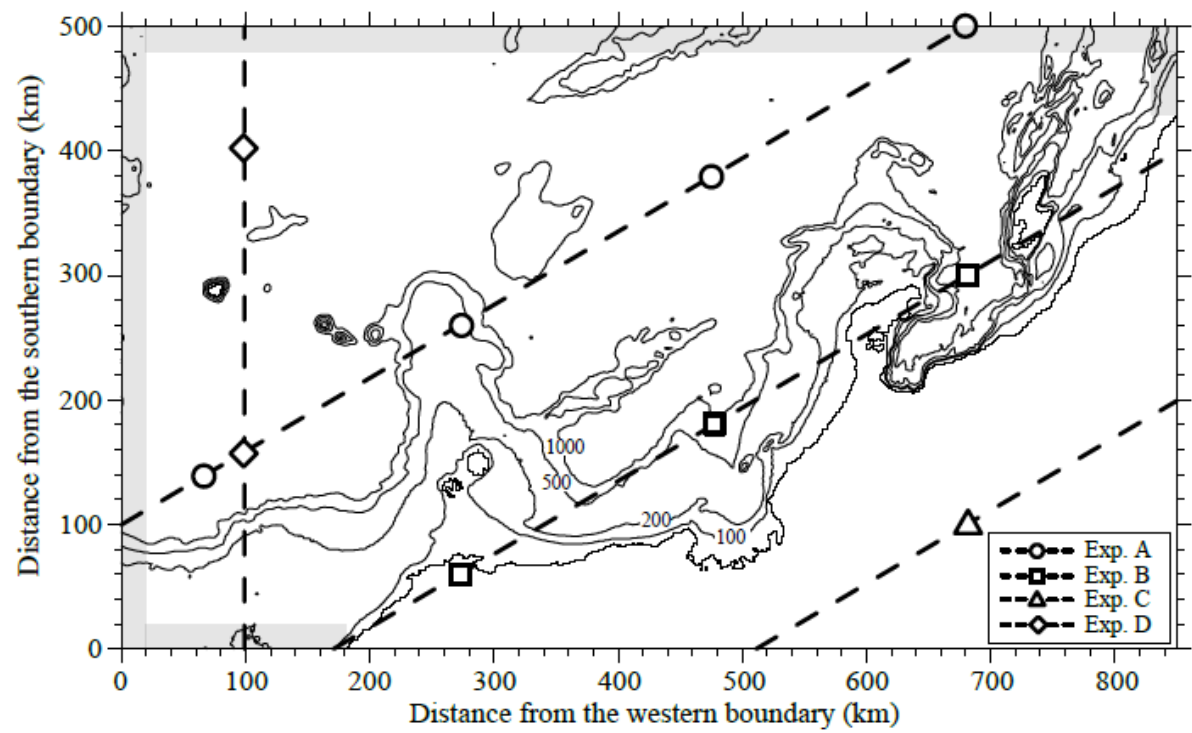


Fig. 3.4 Model domain (Same as Fig. 2.9).

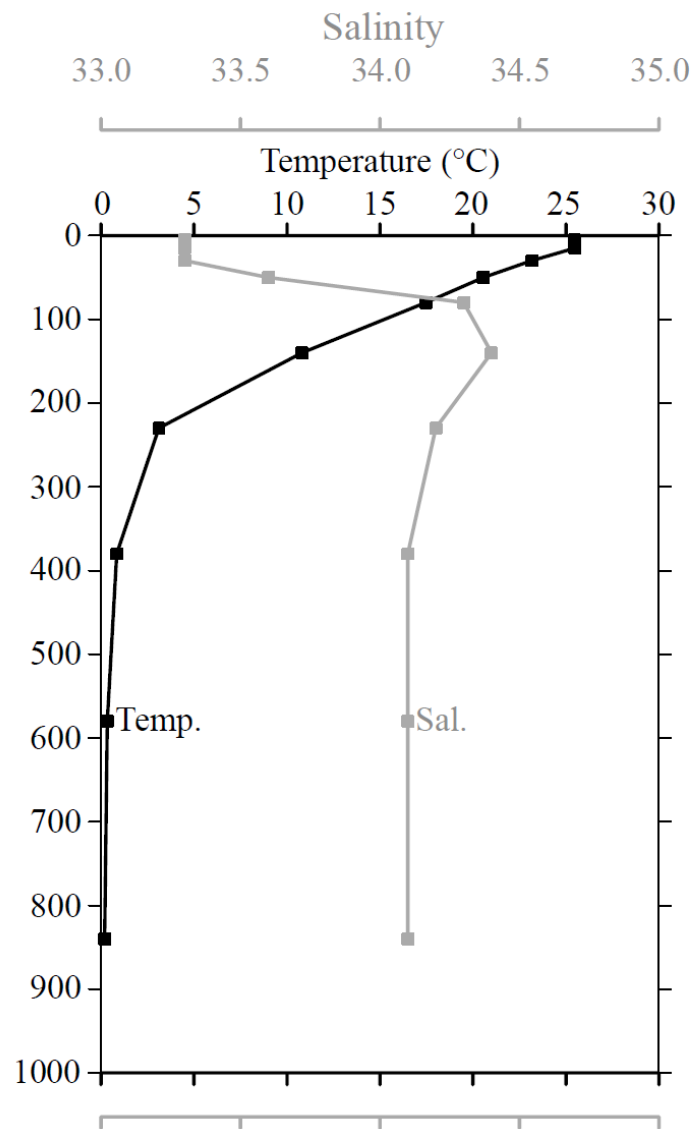


Fig. 3.5 Vertical profiles of temperature (black) and salinity (gray) for initial condition using numerical experiments.

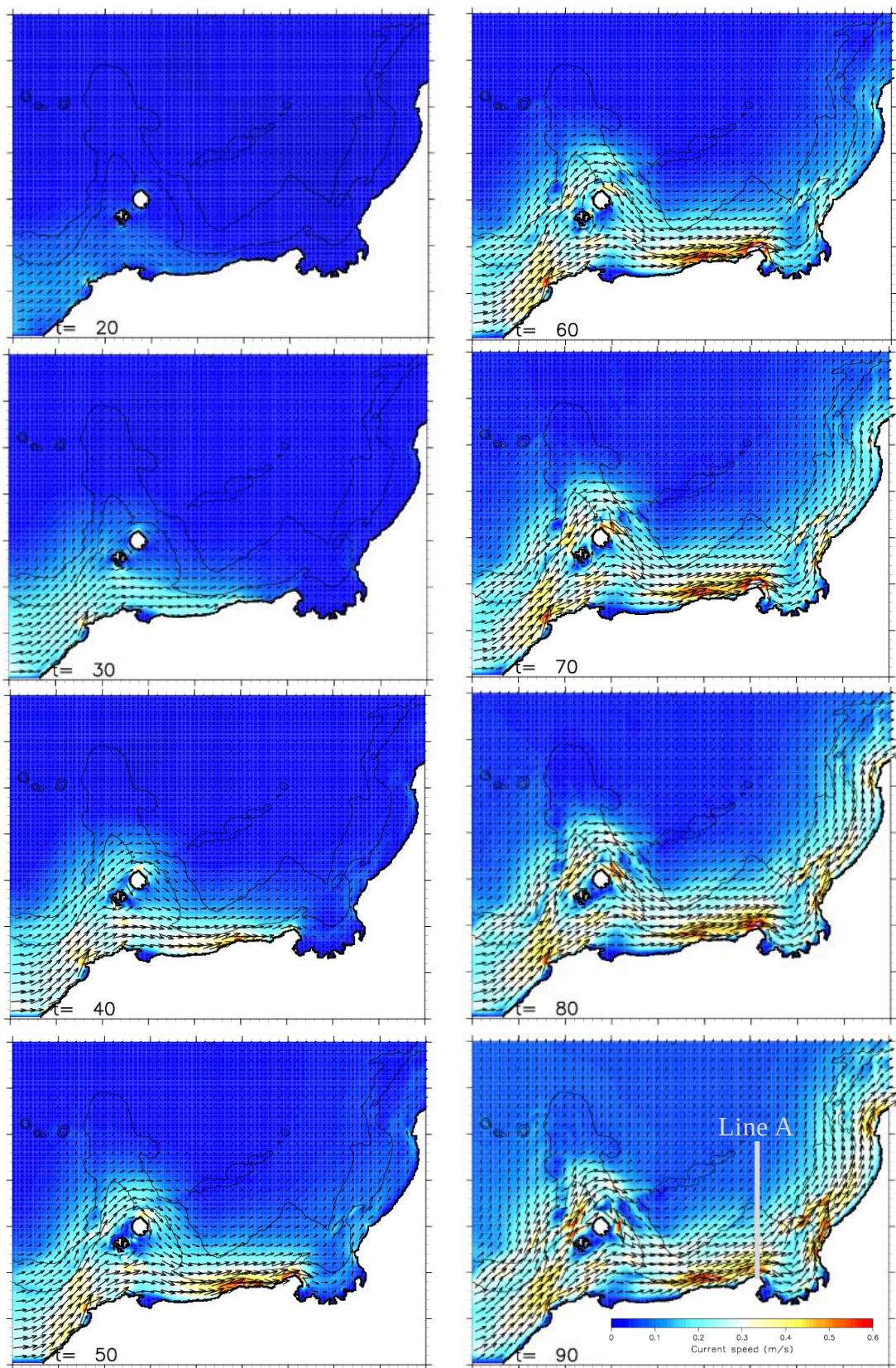


Fig. 3.6 Temporal change of horizontal distribution of horizontal current at a depth of 15 m for the case of Exp. TWC.

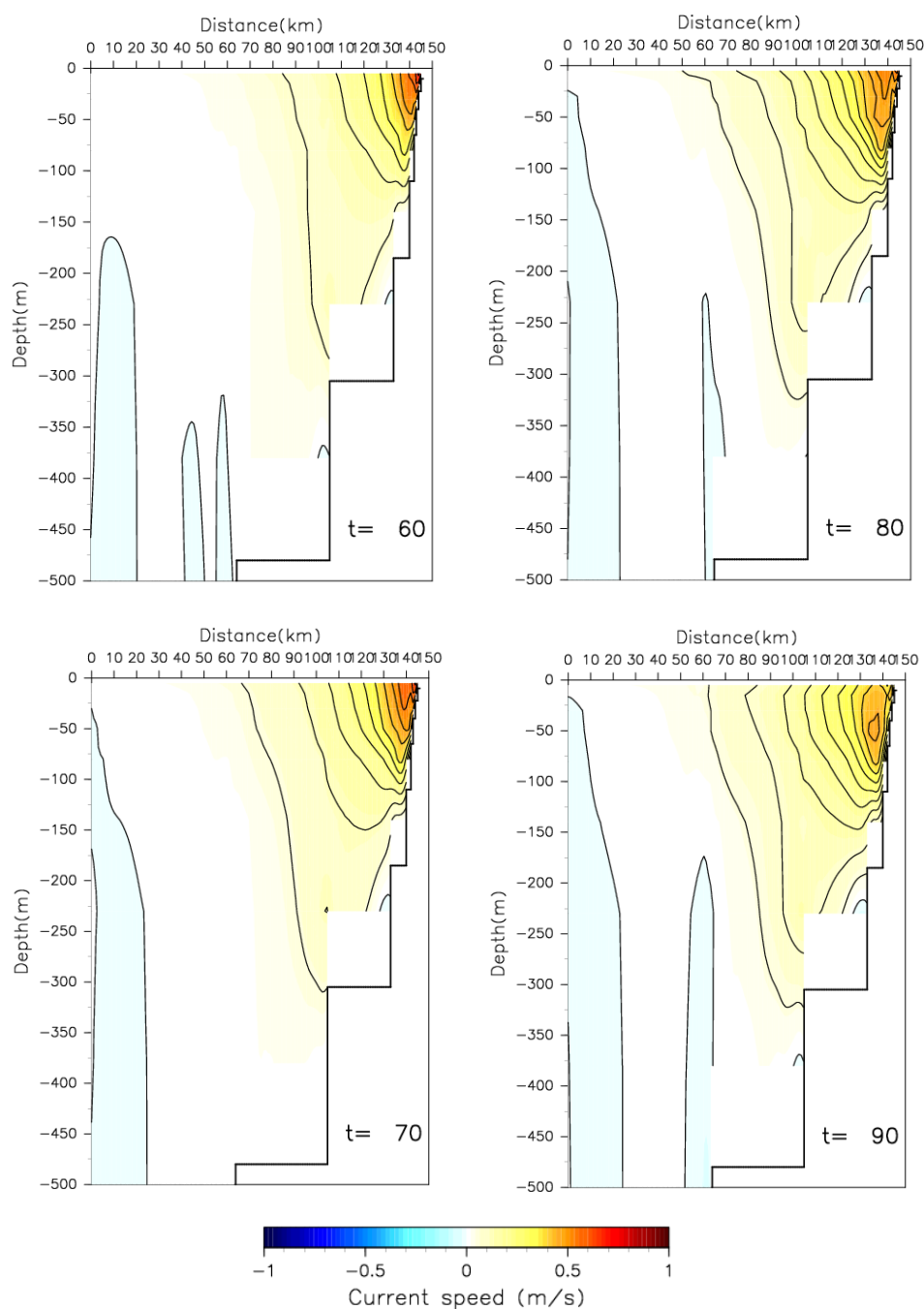
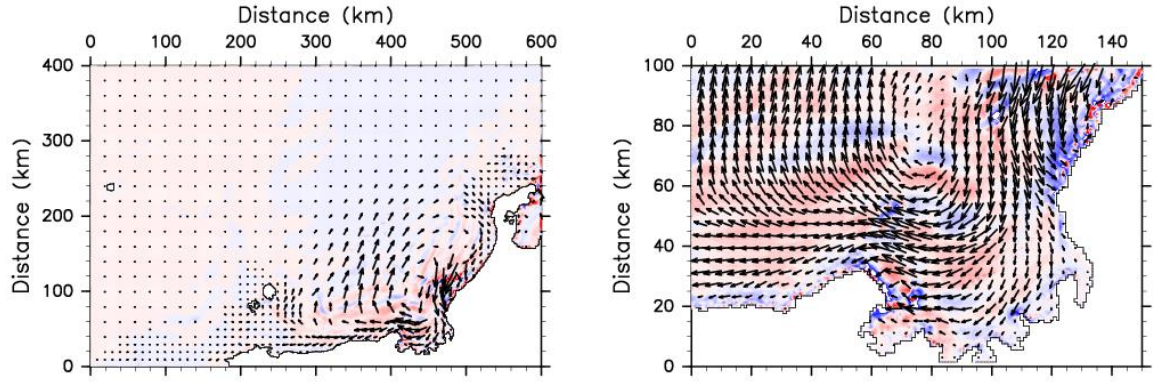


Fig. 3.7 Temporal change of vertical distribution of eastward current along Line A (Fig. 3.6) for the case of Exp. TWC.

(Exp. B)



(Exp. TWC)

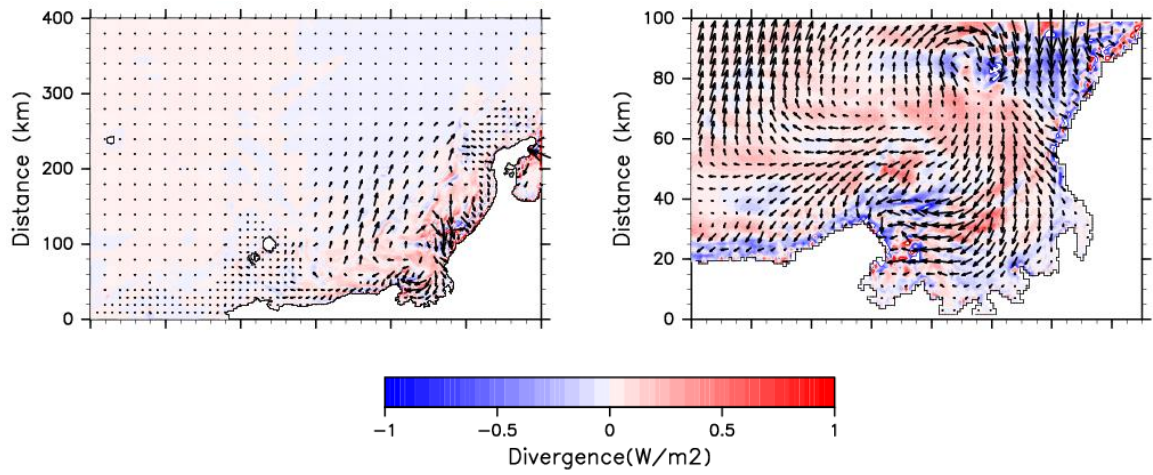
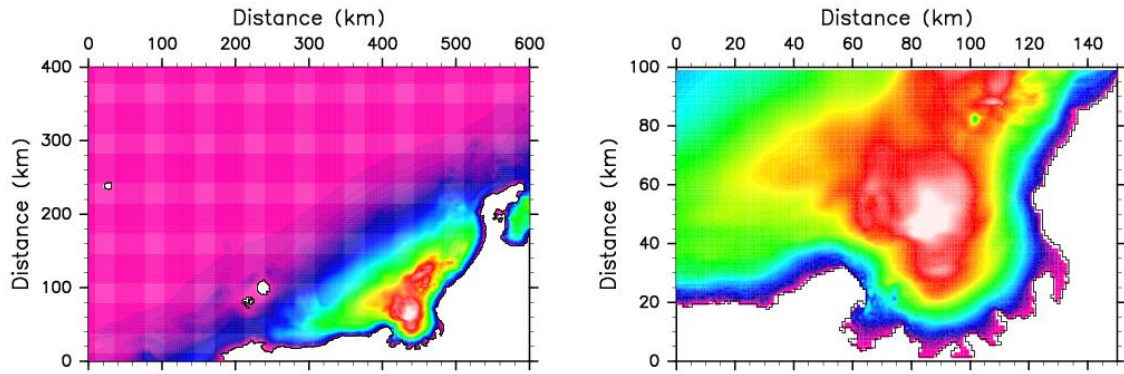


Fig. 3.8 Horizontal distributions of energy flux (vector) and its divergence (color) of near-inertial internal wave.

(Exp. B)



(Exp. TWC)

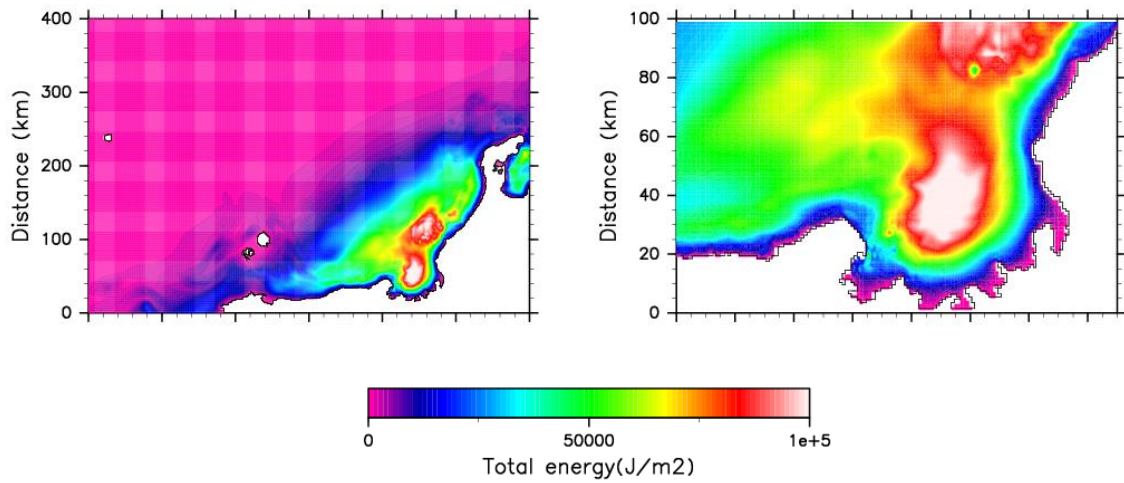


Fig. 3.9 Horizontal distributions of total energy of near-inertial internal wave.

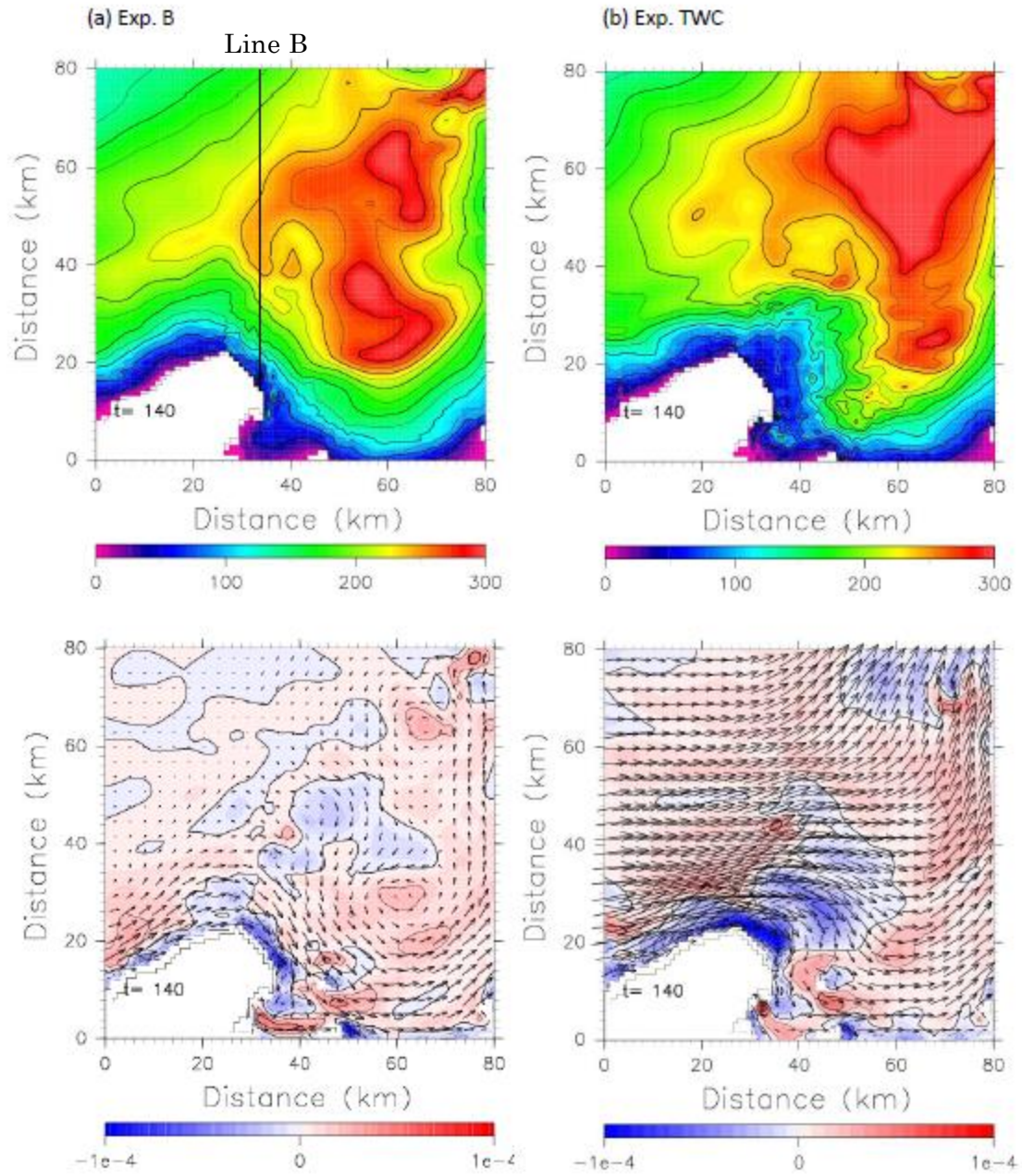


Fig. 3.10 Horizontal distributions of total energy of near-inertial internal waves (top) and sub-inertial current velocity vector and its relative vorticity (low) for the case of Exp. B (left panels) and Exp. TWC (right panels).

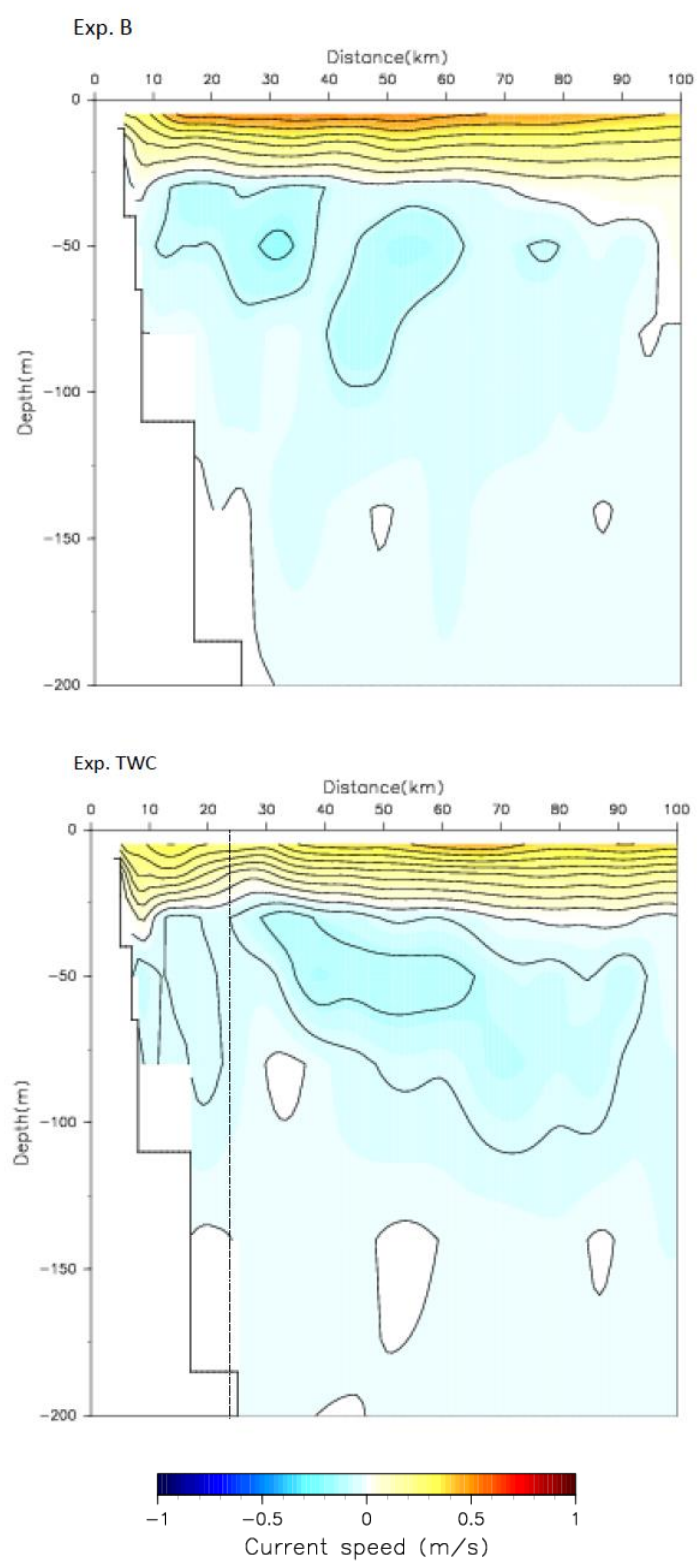


Fig. 3.11 Vertical distribution of 15-22-h bandpass filtered northward current along line B (Fig. 3.10).

第 4 章 能登半島北東端沖で観測された近慣性内部波

4.1. はじめに

第 2 章と第 3 章では、沖合で発生した近慣性内部波の台風経路による伝播経路の違いや沿岸流の影響について調べ、近慣性内部波の発生域の違いにより伝播経路が異なること、岸方向の伝播に平均流の流速シアが影響することを示した。沖合から伝播してくる近慣性内部波が沿岸域まで伝播し浅瀬を乗り越えるときに近慣性内部波の反射・散乱が生じ、エネルギーが鉛直斜め方向に伝播することが考えられる（例えば、Kawamura *et al.*, 2005）。Fig. 4.1 に示すように能登半島北方には浅瀬域が広く分布し、東方から富山湾にかけて急峻な地形が存在する。浅瀬域に入射した内部波は浅瀬上で散乱し、散乱波エネルギーは鉛直斜め方向へ伝播する（例えば、Kawamura *et al.*, 2005; Kawamura and Kitade, 2007）。また、半島突端部でエネルギーが捕捉されることで近慣性内部波が強化される機構（Igeta *et al.*, 2009）とは別に、海底地形との相互作用による強化機構もあると考えられる。しかし、これまでの研究において詳細な議論はされていない。能登半島沿岸域の海底地形は複雑であり（Fig. 4.1）、様々な場所で近慣性内部波の海底地形による散乱が生じ、様々な場所で発生した散乱波が干渉することで近慣性内部波が強化される可能性も考えられる。この過程について調べるためには、複数の観測点において、流動場の鉛直構造を捉える必要があるが、これまでにそのような観測は行われていない。

2007 年夏季から秋季にかけて能登半島突端部沖の 3 点（Fig. 4.1 の（b））で、海底設置型 ADCP を用いた流動場の連続観測が行われた。第 4 章では、この係留観測で得られたデータを解析し、能登半島沿岸域における近慣性内部波の鉛直構造およびエネルギー伝播、海底地形効果で生じた散乱による岸近傍での近慣性内部波の強化の可能性について調べ、さらに、観測結果から示唆された近

慣性内部波の散乱波の発生・伝播過程について、現実的な条件を使用した 3 次元数値モデル実験により調べた結果を述べる。

4.2. 観測と使用データ

係留観測は、2007 年 8 月 29 日から 10 月 30 日にかけて、Fig. 4.1 の (b) に示す能登半島突端部沖の Sta.1~3 において実施された。各観測点において ADCP (Teledyne RD Instruments 社製; Workhorse 300 kHz; 誤差 $\pm 4.2 \text{ cm s}^{-1}$) を鉛直上向きに海底に設置し、海底から表層までの流動場の連続観測を行った。各観測点間の距離は約 2 km である。各観測点の位置、水深、観測層数、サンプリング間隔などの詳細を Table. 4.1 に示す。観測層と観測点の水深は ADCP により測定した反射強度の値が最大となる層を海面として決定した。ADCP により得られた水平流速データでパーセントグッドが 100 %未満のデータをエラー値とし、その期間のデータは線形内挿により補間した。また、Side lobe effect を考慮してエラーを含んだ海面付近のデータを棄却し、Sta. 1 と Sta. 2 では 12 m 以深、Sta. 3 では 18 m 以深のデータのみを解析した。サンプリング間隔は Sta. 1 と Sta. 2 が 5 分、Sta. 3 が 10 分である。本研究では、Sta. 1 と Sta. 2 のデータについては 10 分ごとに再サンプリングして解析に使用した。

観測期間内の風の時間変動データとして、Fig. 4.1 に三角印で示す舳倉島(HG)で観測された毎時の風向風速データを使用した。観測期間における研究対象海域の成層構造を調べるため、Fig. 4.1 に四角印で示す全 14 点において 10 月 30 日と 31 日に CTD (Conductivity Temperature Depth 装置, Sea-Bird 社製) により水温と塩分の鉛直プロファイルを観測した。

2007 年 10 月 8 日に、低気圧の通過による風向風速の急変に伴い励起されたと考えられる近慣性周期の流速変動が各観測点において観測された。本研究では、その前後の期間を含めた 10 月 5 日から 10 月 16 日までを解析対象期間とし

た。

4.3. 観測結果

4.3.1 流速と水温の時間変化

各観測点における流速の生データの東向き成分（青線）と北向き成分（赤線）の 2007 年 10 月 5 日から 16 日の間の時間変化（Fig. 4.2 の（b））から、北向き成分が東向き成分よりも卓越していることが分かる。流速変動と風の変動の関係を見るために、Fig. 4.2 の（a）に HG における風のスティックダイアグラムも併せて示す。低気圧の日本海海上の通過に伴い 10 月 7 日から 8 日にかけて北東向きの風が強化され、8 日午前 7 時（Fig. 4.2 の縦点線）に北東向きから南東向きに風向が時計回りに変化した。本研究ではこの時刻を低気圧が通過した時刻と定義する。

Sta. 1 において、7 日から 8 日にかけての風の強化と風向の時計回りの変化に伴って、南北に振動する流れが生じている。この振動は 14~26 時間のバンドパスフィルターを施した南北流速の変動（黒線）とよく対応しており、近慣性周期の流速変動が強化されたことを示唆している。ここで、14~26 時間周期のバンドパスフィルターのバンド幅は、時間的に限られたデータセットから近慣性周期（約 19 時間）の流速変動が強化・減衰する状況をできるだけ抽出するために決定した。この周期帯には 1 日周期の潮汐の変動も含んでいるが、日本海能登半島周辺海域では潮汐が小さいため、本研究における近慣性周期変動の解析では、1 日周期潮汐の影響はほとんど含まれていないと考えて解析を進める。この近慣性周期の流速変動は、低気圧通過直後の 12 m 深と 24 m 深で大きく、36 m 深では上層に比べて小さくなっている。Sta. 2 では風の強化に伴い、南向きの流れが強化されている。風向きが時計回りに変化した後に、南北に振動する流れが生じている。近慣性周期帯の流速変動の振幅は、低気圧通過直後には 12 ~

48 m 深で大きい、12 ~ 24 m 深よりも 36 ~ 60 m 深で大きく、60 m 深では 1 日ほど遅れて大きくなっている。Sta. 3 でも Sta. 2 と同様の流速変動が生じているが、振幅は Sta. 2 に比べて小さい。観測された近慣性周期の流速変動の特徴は中層で振幅が大きく、Sta. 2 と Sta. 3 でほぼ同位相で振動していると言える。観測された流速変動を近慣性周期変動が代表している度合いを調べるために、10 月 8 日から 12 日の 5 日のデータを使用し、生データと 14 ~ 26 時間バンドパスフィルターデータの残差二乗和から流速変動に占める近慣性振動成分の割合を求めた (Table 2)。Sta. 1 の 12 m 深では観測された全体の 33.7 %、Sta. 2 および Sta. 3 の 36 m 以浅では 13 ~ 28 % と比較的低い、48 m 以深では 40 ~ 60 % と近慣性振動の割合が半分程度であることが分かる。

Fig. 4.2 の (c) は、ADCP の水温センサーにより得られた水温の生データの時間変化である。低気圧通過前には周期的な変動は見られないが、低気圧通過後には流速変動と同様な近慣性周期の水温変動が見られた。流速変動よりも水温変動の方で近慣性周期変動が持続しているように見える。観測点における成層状態の変化を見るために作成した 9 月 1 日から 10 月 30 日までの水温の生データの時間変化を Fig. 4.3 に示す。Sta. 1 では、9 月の終わりから 10 月の始めにかけて水温が大きく低下している。Fig. 4.3 の横点線は 9 月の月平均水温、横実線は 10 月の月平均水温である。9 月と 10 月の月別平均水温は、各々 23.9 °C、20.5 °C であった。Sta. 2 における 9 月と 10 月の月別平均水温は、各々、18.9 °C、17.7 °C であり、Sta. 3 における 9 月と 10 月の月別平均水温は、各々、14.5 °C、14.2 °C であった。これらの結果は 10 月の始めに成層状態が変化したことを示している。点線で囲まれた本研究での解析期間には近慣性周期変動が卓越している。次に、流速変動の周期特性について調べるため、Fig. 4.2 に示した期間の流速の東向き成分と北向き成分のパワースペクトルを求めた (Fig. 4.4)。パワースペクトルは直接フーリエ変換法により得た生のスペクトルに対して 7 点の三角フィ

ルターを施して平滑化した。各観測点で、慣性周期帯のエネルギーレベルが高く、ピークの周期は 19 時間であった。近慣性周期帯のエネルギーレベルは鉛直方向に変化し、Sta. 1 では 22 ~ 30 m 深、Sta. 2 では 32 ~ 42 m 深、Sta. 3 では 24 ~ 54 m 深付近で高くなっていることが注目される。なお、低気圧などの気象擾乱通過後には、能登半島西岸で発生した数日周期の沿岸捕捉波が能登半島東岸に沿って岸を右にみて伝播することが知られている (Igeta *et al.*, 2011) が、本観測期間中には 2 ~ 10 日の数日周期帯に明確なピークは見られない。

4.3.2 近慣性周期変動の時間変化

近慣性周期変動がどのタイミングで強化されたのかを詳しく調べるため、14 ~ 26 時間のバンドパスフィルターを施した各深度における流速の東向き・北向き成分をそれぞれ u_I , v_I とし、運動エネルギー密度 (KE) の時間変化を見積もった (Fig. 4.5)。ここで

$$KE = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \frac{1}{2} \rho (u_I^2 + v_I^2) dt \quad (4.1)$$

である。ただし、海水の密度 ρ は、 1024.0 kg m^{-3} 、スペクトル解析の結果から、近慣性周期 T を 19 時間とした。HG での風のスティックダイアグラム (Fig. 4.2 の (a)) と比較すると、低気圧通過に伴って風向が時計回りに変化した (Fig. 4.5 の縦点線) 後に、運動エネルギーが増大していることが分かる。北半球では気象擾乱通過に伴い風が時計回りに変化すると、海洋表層で近慣性周期変動が効果的に励起されることが知られている (例えば、D'Asaro, 1985)。従って、本観測期間に発生した近慣性周期変動は低気圧通過に伴う風の変化が要因であると言える。

測点毎に運動エネルギーの時間変化を詳しく見ると、低気圧通過後に Sta. 1 では 12 ~ 20 m 深の表層で強化されるが、Sta. 2 では 40 m 深付近で最大、Sta. 3 では 46 m 深付近で最大となっている。各観測点での運動エネルギーは 10 日までは減衰している。ここで得られた特徴として、Sta. 2 と Sta. 3 では中層の 30 ~ 50 m 深で運動エネルギーが大きくなっていたことが挙げられる。

4.3.3 近慣性内部波の鉛直構造

近慣性周期変動の鉛直構造について調べるために、10月8日0時から10月11日23時までの95時間の流速の生データを用いてスペクトル解析を行った (Fig. 4.6)。パワースペクトルは Fig. 4.3 と同様の方法で推定した。19 時間周期変動のパワースペクトルの鉛直プロファイル (Fig. 4.6 の (a)) から、東向き成分 (灰色) よりも南向き成分 (黒色) の方が、エネルギーが 1 桁大きく、南北成分のエネルギーレベルは Sta.1 では 12 m 深、Sta. 2 では 38 m 深、Sta. 3 では 44 m 深で最大となり、50 m 以深では下層に向かって急激に小さくなる鉛直構造となっている。Fig. 4.6 の (b) にエネルギーレベルが最大となる深度 (位相差プロファイル上に白抜き四角印で示す) の 19 時間周期の流速変動に対する各深度の 19 時間周期の流速変動の位相差とコヒーレンスの鉛直プロファイルを示す。東向きの流速変動成分の位相差はコヒーレンスが高い深度間で見ると Sta. 3 では 90°程度であるが Sta. 1 と Sta. 2 ではほぼ同位相である。一方、北向きの流速変動成分は、Sta. 1 では表層から海底まで位相差はほぼゼロであるのに対し、Sta. 2 と Sta. 3 では表層から 50 m 深付近までは位相差はほぼゼロであるものの、50 m 以深では位相差が変化している。ただし、それらのコヒーレンスは低い。観測された近慣性周期変動は鉛直方向にエネルギーレベルが大きく変化していることから、かなりの部分が内部モードの現象、すなわち近慣性内部波であることが示唆される。

4.3.4 観測結果の特徴と考察

観測結果の解析から、低気圧の通過に伴う風の時計回りの変化に伴って近慣性周期変動が励起されたことが分かった。スペクトル解析 (Fig. 4.6) の結果から観測された近慣性周期変動は内部モードの現象であることが示唆された。近慣性周期変動の振幅は、岸に近い Sta. 1 では表層 (12 ~ 20m 深) で大きく、沖側の Sta. 2 と Sta. 3 では中層 (38 ~ 50 m 深) で大きくなっている (Fig. 4.6 の (a))。Sta. 1 で観測された表層での流速の強化の要因は、浅ら (2007) が説明したように、能登半島周辺の表層で風によって励起された近慣性振動流である可能性が考えられる。しかし、本観測で捉えた流速変動の特徴は、Sta. 2 と Sta. 3 において中層で近慣性周期変動のエネルギーレベルが最大となることにある。中層に見られた流速変動の極大は、岸寄りの Sta. 2 に比べ、Sta. 3 の方が深い所にあったことから、能登半島北東岸の陸棚端などからの近慣性内部波の散乱を捉えた可能性が期待される (例えば、Kawamura *et al.*, 2005)。ここで、水平面に対する近慣性内部波の特性曲線の傾きは、

$$c^2 = (\omega^2 - f^2) / (N^2 - \omega^2) \quad (4.2)$$

より算出できる。但し、 ω ($= 9.18 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) は近慣性内部波の周波数、 f ($= 8.88 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) はコリオリパラメータ、 N は浮力振動数である。そこで、仮に 10 月 30 日に Sta. a と Sta. b (Fig. 1) で行われた CTD 観測の平均密度の鉛直プロファイルを用いて特性曲線の傾きを見積もると、10 ~ 70 m 深の密度勾配平均値から、特性曲線の傾きは $c = 3.1 \times 10^{-3}$ となり、観測点間の距離 2 km に対して鉛直方向に 6.2 m 変化することになる。観測では流速振幅が極大となる水深は、Sta. 1 で 12 m, Sta. 2 で 38 m, Sta. 3 では 44 m であったことから、Sta. 2 と Sta. 3 のピークの

深度差は特性曲線の傾きとほぼ対応するが、Sta. 1 と Sta. 2 のピークの深度差は説明できない。位相関係についても、中層極大層付近で鉛直にほぼ同位相であったことから、観測された近慣性周期変動の特徴を単一の散乱波によるビーム状の伝播（特性解）で説明することは難しい。さらに、本研究で観測された近慣性内部波について、ADCP で得られたデータは、Side lobe effect により海面付近のデータが得られないことや、観測点が沿岸域に限られていることから、その発生・伝播過程について調べることは難しい。そこで 38~50 m 深において近慣性内部波が同位相で増幅する要因について現実的な条件を用いた 3 次元数値モデル実験で調べる。

4.4. 数値実験による考察

4.4.1 数値モデルと条件

数値実験には 2 章で使用した 3 次元レベルモデルを使用した。水平渦動粘性係数はスマゴリンスキーモデル（係数 0.1）によりパラメタリゼーションし、鉛直渦動粘性係数は $1.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、水平渦拡散係数は $50 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、鉛直渦拡散係数は $1.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ とした。

計算領域は、Fig. 4.7 の (a) に示す東西 400 km、南北 500 km の海域であり、この海域を 1 km の正方格子に分割した。モデル格子点での水深は、JTOPO30（日本水路協会）から線形内挿により求めた。また、計算時間短縮のため、水深が 1000 m よりも深いところの水深を 1000 m で一定とした。鉛直方向には 30 層設定した（格子間隔は、海面から 100 m 深までは 5 m 間隔、100~200m 深では 20 m 間隔、200 m 以深では上から 50 m, 50 m, 100 m, 200 m, 400 m とした）。境界条件は、陸岸で Non-slip 条件を適用し、開境界では clamped condition とスポンジ条件（開境界から 20 km の領域、Fig. 4.7 の (a) の影部）を適用し、波の反射により生じる擾乱を除去した。

全域に水平一様な初期成層場として、10月30日と31日に能登半島沖の14点（Fig. 4.1）で石川県水産総合センターの白山丸および新潟県水産海洋研究所の越路丸によって得られたCTD観測記録の中から、100 m 深までは Sta. a – Sta. d, 100 m 以深は Sta. e – Sta. n で観測された水温と塩分の鉛直プロファイルを参考に決定した（Fig. 4.8 の（a））。本研究では、風によって励起される近慣性内部波の挙動を調べることを目的としているため、外力には風応力のみを採用し、気象庁提供の Grid Point Value Mesoscale Model（GPV_MSM）再解析データから線形内挿により各モデル格子点での値を求めた。HG の位置と同じ格子点における GPV データの値と HG で観測された風を比較する（Fig. 4.8 の（b））と、低気圧が通過して風向が北東向きから南東向きに変化する時刻（観測: Ta, GPV: Tb）は、GPV データが観測結果より3時間遅れているものの、期間を通じての実測風の変動の特徴が良く再現されている。数値実験（Exp. 1）は、全域で静止状態から始め、10月1日0時から20日23時までのGPVデータを使用して行った。

4.4.2 実験結果

4.4.2.1 観測結果との比較

本実験では GPV データを用いたが、解析期間の近慣性周期変動の発生に重要な低気圧通過に伴う風向変化に関しては、GPV データが観測結果よりも3時間遅れていた（Fig. 4.8 の（b））。このため、GPV データを用いた本数値モデルの計算結果も観測結果に比べて明らかに3時間の遅れが認められ、数値モデル計算の結果を3時間早めて図示すると（Fig. 4.9）、観測結果と良く対応する。以後の解析では、3時間ずらしたデータを用いて解析した結果を数値モデル計算の結果として議論する。観測点によって数時間の時間のズレがあるものの、数値モデル計算の結果は、低気圧通過後の南北流速の近慣性周期変動をよく再現していると言える。Sta. 1 では、低気圧通過後の8日18時から9日6時までに生

じた北向流（NC1）が 12 m 深と 18 m 深で最大値となる時刻は数値モデル計算結果が観測結果より早くなっており，18 m 深での流速値は数値モデル計算結果が観測結果より大きくなっているものの，24～36 m 深での北向流が最大となる時刻は良く再現されている。9 日 14 時から 10 日 2 時に生じた北向流（NC2）に関しても，最大値や発生時刻はよく一致している。Sta. 2 では，NC1 については 12 m 深で数値モデル計算結果が観測結果より先に最大となり，流速値も数値モデル計算結果が観測結果より大きくなっているが，18 m 深以深では数値モデル計算結果は観測された変動とよく対応している。NC2 については 30～54 m 深での流速値は数値モデル計算結果が観測結果より小さくなるものの，流速が最大となる時刻や NC1 よりも，NC2 の流速値が大きくなる点などについては数値モデル計算結果と観測結果はよく一致している。Sta. 3 において，数値モデル計算結果では低気圧通過直後の 8 日の南下流は再現できていない。この南下流は Fig. 2 においてバンドパスフィルターを施した流速変動にも見られないことから，観測された南下流には風によって励起された近慣性周期変動以外の変動も含まれていることが示唆される。その後の NC2 に関しては，モデルの流速変動が観測より遅れる傾向はあるが，Sta. 2 と同様に 30～54 m 深で NC1 よりも流速値が大きくなる点などで一致している。

Table 4.3 に，Fig. 4.9 に示した期間のデータセット（25 時間周期ハイパスフィルターを施した北向き流速成分）から求めた観測結果と数値モデル計算結果の相互相関係数を示す。Table 4.3 には，相関係数の最大値とそのときラグ（hour）を示す。正のラグは，モデル結果の観測結果に対する遅延時間数を示す。Sta. 1 では，12～30 m 深での相互相関係数は 0.12～0.38 であるが，36 m 深での相互相関係数は 0.5 と高い（有意水準 99%の限界値は 0.20）。ラグは 0～4 時間であった。Sta. 2 では，18 m 深を除いて相互相関係数が 0.5 以上となっている。ラグは，24 m 以深で 0～1 時間であった。Sta. 3 でも，18 m 深を除いて相互相関係数

が 0.5 以上となっている。ラグは 2~4 時間であった。以上のことから、観測された近慣性周期の流速変動が本数値モデル計算で定量的によく再現されていることが分かる。

数値モデル計算結果が観測結果と良く合っていた Sta. 2 の北向き流速成分について、19 時間周期変動のパワースペクトルと位相差の鉛直構造をモデル結果（黒色）と観測結果（灰色）で比較した（Fig. 4.10 の（a））。数値モデル計算の結果は 30 m 深付近から中層へ向かってエネルギーレベルが高くなり、42.5 m 深において最大となることを示している。エネルギーレベルが最も高くなる深度は数値モデル計算結果の方が若干深い。水平流速の鉛直構造はほぼ再現できていると言える。また、位相差の鉛直構造についても、中層で同位相となる構造を数値モデル計算結果は良く再現している。ここで、近慣性周期変動の流速の鉛直構造について調べる。数値モデル計算結果から、鉛直平均流とそれからの偏差についてのパワースペクトルを求め、19 時間周期成分のパワースペクトル密度の鉛直構造を求めた（Fig. 4.10 の（a）の青線と赤線）。岸に沿った北向き成分流のエネルギーレベルは順圧構造（ V_{bt} ）と傾圧構造（ V_{bc} ）は同程度であるが、東向き成分流エネルギーレベルは傾圧構造（ U_{bc} ）が卓越している。Kitade *et al.* (2011) は類似した特徴を持つ流速構造を東京湾外湾の急峻な海底峡谷に接する陸棚端で観測している。彼らは陸棚端で観測された順圧的流速構造は海底峡谷で卓越する鉛直低次モードの内部潮汐によるものであると説明している。Kitade *et al.* (2011) の場合と同様に、本実験結果において局所的に認められる順圧的な流速構造にも、すぐ沖の深海域を伝播する低次モードの近慣性内部波の上層の流れが影響している可能性がある。しかしながら、本研究海域の場合には、岸に沿った南北流だけでなく傾圧構造が卓越する東西流も同レベルのエネルギーを持つことから、伝播方向の異なる様々な鉛直スケールの波が複雑に関与していると考えられる。

次節では、数値モデル実験結果から低気圧通過によって励起された近慣性内部波の発生・伝播過程と、Sta. 2 と Sta. 3 において観測された 38 ~ 50 m 深における近慣性内部波エネルギーの強化過程について調べる。

4.4.2.2 近慣性内部波の発生と伝播過程

本節では、低気圧通過に伴い日本海で励起された近慣性内部波の発生域を調べる。Fig. 4.11 に 12.5 m, 32.5 m, 52.5 m 深の $t=168 \sim 263$ h の期間の数値モデル計算結果についての調和解析によって求めた 19 時間周期変動の流速楕円の水平分布を示す。流速楕円の中の太線は初期位相の流速ベクトル、細線は初期位相から 5 時間後の流速ベクトルであり、合わせて回転方向を示す。12.5 m 深では、能登半島沖において時計回りのほぼ円形で、同位相である。このことから、低気圧通過に伴い、日本海能登半島沖の広い範囲で近慣性周期変動がほぼ同時に励起されたことが分かる。一方、32.5 m や 52.5 m 深の楕円は沖合よりも沿岸で大きく、32.5 m では能登半島北部の浅瀬域で大きい。このことは、表層に励起された慣性振動流が単純に下層へと伝播したのではなく、地形との関係で強弱が生じていることを示す。

低気圧通過直後から、34~58 m 深で近慣性内部波エネルギーが増大するまでの期間に注目し、表層（12.5 m 深）の流速分布の変化を Fig. 4.12 に示す。低気圧通過直後（ $t=178$ h）では能登半島周辺に 50 cm s^{-1} 以上の強い流れはないが、 $t=184$ h では能登半島北東沖に 50 cm s^{-1} 以上の流れが発生し、 $t=199 \sim 220$ h には強い流れの領域は徐々に南に拡がり、能登半島北部を避けるように東側から観測海域に波及している様子が認められる。ただし、流速ベクトルの向きや流速楕円の分布（Fig. 4.11）からは、近慣性内部波の位相伝播は判別しにくい。これらは、低気圧通過により能登半島沖の広い海域で同時に発生した近慣性内部波エネルギーが、その発生域から浅瀬を避けながら低緯度側に波及しているこ

とを示している。Sta. 2 と Sta. 3 の中層で観測された近慣性内部波エネルギーの増大は、沖合から近慣性内部波エネルギーが伝播してきた時刻 ($t = 193$ h 以降) と一致している。

Fig. 4.13 の (a) に、Sta. 2 を通る南北ライン (Fig. 4.7 の (b) の Line A) 上における北向き流速 19 時間周期変動成分の振幅の鉛直断面分布を示す。Fig. 4.13 の (a) に示す振幅は期間 I ($t = 152 \sim 189$ h) , 期間 II ($t = 176 \sim 213$ h) , 期間 III ($t = 200 \sim 237$ h) の 3 つの期間別にデータのフーリエ変換により求めた。Fig. 13 の (a) の縦点線は Sta. 2 の位置を、灰色線は数値モデルの初期成層場から推定した近慣性内部波の特性曲線を示す。それぞれ浅瀬の頂上から発射させた特性曲線の分布は流速振幅の極大値の分布とよく一致する。低気圧通過に伴う強い風が吹いている期間 I では、表層で流れが強く、風により近慣性内部波が直接励起されている。Fig. 4.9 は期間 I の終わりに観測海域の流速が強くなり始めていることを示している。しかし、観測点中層の流れは期間 II や期間 III に比べて弱く、Fig. 4.5 のような中層でのエネルギーの増大に関して直接風により励起されたものは小さいと言える。近慣性内部波エネルギーが浅瀬上に到達する期間 II と期間 III では、浅瀬 P や能登半島東部の陸棚域に存在する浅瀬 Q, その南部の陸棚端 R で流れが強まり、観測点中層での流れが強くなっている。浅瀬 P 上では、北方向に延びるビーム状の構造が明瞭に見られ、その傾きは近慣性内部波の特性曲線の傾き (Fig. 4.13 の (a) の灰色線) とほぼ一致する。それと同時に、能登半島東岸沖の陸棚端 R から浅瀬域 Q 上で流れが強くなっている。近慣性内部波の波長より十分小さい海底の起伏に波が入射したときに、鉛直波数の大きな波が形成され、地形の形状により水平に様々な方向へ伝播する波が励起される (例えば、LeBlond and Mysak, 1978, Igeta *et al.*, 2009)。本研究では、このように、低気圧の通過に伴って励起された近慣性内部波が波長より十分小さな海山や浅瀬にぶつかって形成された 3 次元的に高波数の波を散乱波と呼ぶ。

観測海域では、散乱波のビーム状の構造は明確には見られないことから、沖合から伝播してきた近慣性内部波が浅瀬や陸棚端で反射・散乱し、干渉していた可能性が考えられる。

近慣性内部波のエネルギーの伝播過程について、エネルギーフラックスを調べた結果を Fig. 4.14 の (a) に示す。Hopkins *et al.* (2014) にならい、近慣性内部波のエネルギーフラックス F を

$$F = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^0 p' u' dz dt \quad (4.3)$$

として推定した。ただし、 $T=19$ 時間、 h は水深である。パートベーション圧力 p' は静水圧近似の式から、

$$p'(z) = \rho_0 g \eta + g \int_z^0 \rho'(\hat{z}) d\hat{z} \quad (4.4)$$

として求めた。ここで、 ρ_0 は表層の密度、 g は重力加速度、 η は海面変位である。 ρ' はパートベーション密度で、

$$\rho'(z) = \rho(z) - \bar{\rho}(z) \quad (4.5)$$

であり、初期成層場 $\bar{\rho}(z)$ からの偏差である。 $\mathbf{u}' = (u', v')$ は水平流速の傾圧成分で、ある地点での流速 $(u(z, t), v(z, t))$ から、

$$(u'(z, t), v'(z, t)) = (u(z, t) - \bar{u}(z) - u_0(t), v(z, t) - \bar{v}(z) - v_0(t)) \quad (4.6)$$

により算出した。ただし、 $(\bar{u}(z), \bar{v}(z))$ は時間平均した流速の鉛直プロファイルで、 $(u_0(t), v_0(t))$ は鉛直平均流速である。本研究では、近慣性内部波のエネルギーフラックスについて調べるため、まず、Fig. 4.13 と同様の 3 期間の p' と u' の実験データを用いて最小二乗法により 19 時間周期の振幅と位相を算出した。各期間別に得た振幅と位相から p' および u' の 19 時間周期の時系列を求め、上記の式に従って、鉛直積分と 19 時間の時間平均により近慣性内部波のエネルギーフラックス F を推定した (Fig. 4.14 の (a))。

期間 I では、能登半島北方沖の陸棚斜面上から浅瀬に向かうエネルギーフラックスがあり、期間 II と期間 III では、そのエネルギーフラックスの絶対値が増加している。Fig. 4.14 の (a) のカラーは、エネルギーフラックスの収束・発散を表し、赤色は正（発散）域、青色は負（収束）域を示す。発散域は 3 次元的地形の効果により近慣性内部波エネルギーが徐々に増加している海域であり、収束域は集中したエネルギーが粘性等により散逸している海域を示すと考えられる。期間 II では能登半島北方沖の陸棚斜面域に収束域が存在し、その東側は期間 III に発散域となっている。各期間における近慣性周期変動の全エネルギー $TE=KE+PE$ を推定した結果を Fig. 4.14 の (b) に示す。ここで、

$$KE = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^0 \frac{1}{2} \bar{\rho} (u'^2 + v'^2 + w'^2) dz dt \quad (4.7)$$

$$PE = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^0 \frac{1}{2} \frac{g^2 \rho'^2}{\bar{\rho} N^2} dz dt \quad (4.8)$$

であり、 w' は鉛直流速である（例えば、Gill, 1982）。低気圧に伴う強い風が吹

いている期間 I では、能登半島周辺海域でのエネルギーの値は小さい。期間 II では、能登半島北方沖の陸棚斜面域でエネルギーが高くなっており、エネルギーフラックスの収束域とほぼ一致している。期間 III では、能登半島北方沖の陸棚斜面域の東側の発散域とエネルギーが増加している海域がほぼ一致している。これらの分布は広い陸棚上での内部波の前方反射によるエネルギーの集中や海底地形急変域で反射・散乱した波が入射波と重なったことなど、局所的な地形の効果と考えられる。

Fig. 4.15 の (a) に Fig. 4.14 の (a) に示した期間 III におけるエネルギーフラックス分布の能登半島東岸海域部を拡大して示す。能登半島北方沖と東方沖ではそれぞれ北と東に浅瀬が張り出している。能登半島北東部の浅瀬では収束域が存在し、その東側では発散域となっている。また、半島東部の陸棚域では発散域は南側の陸棚端付近に存在している。そこで、エネルギー方程式の各項のバランスを調べる。全エネルギー E を

$$E = \frac{1}{2} \bar{\rho} (u'^2 + v'^2 + w'^2) + \frac{1}{2} \frac{g^2 \rho'^2}{\bar{\rho} N^2} \quad (4.9)$$

で定義すると、エネルギー方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \left(u' \frac{\partial E}{\partial x} + v' \frac{\partial E}{\partial y} + w' \frac{\partial E}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial p' u'}{\partial x} + \frac{\partial p' v'}{\partial y} + \frac{\partial p' w'}{\partial z} \right) \\ - \mathbf{u}' \bar{\rho} (A_H \nabla_H^2 \mathbf{u}' + A_v \frac{\partial^2 \mathbf{u}'}{\partial z^2}) - w_s g \rho' = 0 \end{aligned} \quad (4.10)$$

(i) (ii) (iii) (iv) (v)

で表される。第 1 項 (i) はエネルギーの時間変化項、第 2 項 (ii) はエネルギー

の移流項、第3項 (iii) はエネルギーフラックスの収束・発散項、第4項 (iv) は海底摩擦を含む粘性項 (A_H, A_V はそれぞれ水平渦粘性係数と鉛直渦粘性係数)、第5項 (v) は、順圧流が海底地形が変化する場所に入射する際に生じる順圧鉛直流速 w_s に起因する密度変動に伴う項で、順圧成分から傾圧成分へのエネルギー転換項である (例えば, Niwa and Hibiya, 2001; Kelly *et al.* 2010)。

期間 III の Line B (Fig. 4.15 の (a)) において鉛直積分した各項の分布を Fig. 4.16 に示す。Fig. 16 の黒点線は全ての項の和を示し、エネルギー収支はほぼ閉じている。収束域 (Fig. 4.16 の赤線が負の領域) は、粘性項と他の項がバランスし、エネルギーの時間変化が小さい領域である。発散域 (Fig. 4.16 の赤線が正の領域) は、エネルギーフラックスの発散が順圧から傾圧エネルギーへの転換項やエネルギーの移流項とバランスするような海域である。

次に、Sta. 2 に相当する Fig. 4.15 の (a) 中の丸印の点を中心とした 3 km 四方のグリッドを考え、どの方面からグリッド内へエネルギーが流れ込んでいるかを調べた。北断面では、南向きに 1.1 W m^{-2} 、南断面では、北向きに 1.5 W m^{-2} 、西断面では、東向きに 0.3 W m^{-2} 、東断面では、東向きに 0.3 W m^{-2} であることが分かった。従って、グリッド内のエネルギー増加に寄与するそれぞれのエネルギーフラックスの割合は、全体に対して北側から 38 %、南側から 52 %、西側から 10 %であり、観測点の南側からの影響が最も寄与することを示す。

4.4.3 近慣性内部波の増幅に及ぼす海底地形の影響

本節では、散乱波の発生や観測された中層でのエネルギーの増幅に、どの地形の関与が重要であるかを検討する。鉛直的に同位相で中層に流速極大を持つ近慣性内部波の鉛直構造が海底地形で散乱した波の干渉により形成されたことを確認するために、能登半島周辺海域で近慣性内部波の散乱が生じると考えられた海底地形を排除した検証実験を行った。検証実験として、能登半島東部の

陸棚地形を排除したケース (Exp. 2) と、北東端沖の浅瀬を排除したケース (Exp. 3) の 2 ケースを行った。各々の海底地形を Fig. 4.7 の (c) と (d) に示す。モデルの基本方程式や海底地形以外の条件は全て Exp. 1 と同様である。

能登半島周辺の浅瀬域で生じる散乱波が観測点で近慣性内部波の増幅に寄与することを Line A における流速振幅の断面分布を用いて示す。Fig. 13 の (b) に示す Exp. 2 の結果では期間 II と III に浅瀬 P で流速が強化され、期間 III では Exp. 1 では見られなかった浅瀬 P の南側から観測点方向へ伸びるビーム状の構造が確認できる。Fig. 4.13 の (c) に示す Exp. 3 の結果では能登半島東部の陸棚域の浅瀬 Q で流速が強化され、南北方向に広がる様子が Exp. 1 と比較して明確に見られ、観測点に到達していることが分かる。以上の結果は、近慣性内部波の流速変動に浅瀬 P や Q で生じた散乱波が影響していることを示唆する。

Sta. 2 での Exp. 1 の結果 (Fig. 4.10 の (a)) を Exp. 2 と Exp. 3 の結果 (Fig. 4.10 の (b) と (c)) と比較すると、Exp. 2 では 52.5 m 深でエネルギーが最大となり、Exp. 1 の結果よりも深い場所に現れている。また、表層から 40 m 深までのエネルギーは観測結果に比べて低く、鉛直方向の位相変化が大きい。Exp. 3 では、エネルギーレベルの鉛直構造に関して、エネルギーレベルはほぼ一致するが、中層に極大が生じていない。Exp. 3 は、Exp. 1 とエネルギーおよび位相の鉛直分布に関してはあまり違いがないように見受けられる。しかし、Fig. 4.17 に示すように Exp. 3 では散乱波が励起されるタイミングは遅れている。観測結果と各モデル結果の残差 2 乗和を Table. 2 と同様の方法で求め、各実験結果の再現性について調べた (Table. 4.4)。Exp. 1 では、中層 (30~54 m 深) において 60~75 % となって、Exp. 1 は観測結果を良く再現している。これに対し、Exp. 2 と Exp. 3 では、37~59 % と、Exp. 1 と比べて低下しており、Exp. 2 と Exp. 3 は Exp. 1 に比べて観測結果の再現性が低いことを示している。この結果は、浅瀬 P や Q の海底地形を削除したことにより、近慣性内部波の増大が抑えられたこと

や位相が遅れたためと考えられる。

Exp. 2 と Exp. 3 の近慣性内部波のエネルギーフラックスの分布 (Fig. 4.15 の (b) と (c)) から, Exp. 2 では能登半島東部を北上する散乱波のエネルギーフラックスが見られるものの, Exp. 1 と比べて小さいと言える。Exp. 3 では陸棚域からの散乱波エネルギーの北上が確認できる。Exp. 2 では近慣性周期変動のエネルギーの値が小さいことから, 能登半島東部の浅瀬からの散乱波が中層における近慣性内部波の増幅に寄与していると判断される。また, Exp. 2 と Exp. 3 では鉛直的な位相伝播が生じていたことから (Fig. 4.10 の (b), (c), Fig. 4.17), 鉛直的に同位相となる振動系を形成するには, 浅瀬 P や Q など複数の場所で生じた散乱波の干渉が必要であると考えられる。

4.5 まとめと今後の課題

能登半島東岸の 3 点の海底に設置した ADCP により得られた流速データを解析して, 2007 年 10 月 8 日に日本海海上を通過した低気圧により励起された近慣性周期変動の特徴を調べた。低気圧通過に伴う, 風向の時計回りの変化により, 近慣性周期変動が励起されたことが示唆された。観測された近慣性周期変動は傾圧的な鉛直構造を持ち, 近慣性内部波であると考えられた。近慣性内部波の振幅は, 水深 42 m の Sta.1 では, 12 ~ 20 m 深の表層で大きく, Sta. 2 (水深 76 m) と Sta. 3 (水深 106 m) では表層よりも 34 ~ 58 m 深で大きくなることが分かった。流速変動が水平的にも鉛直的にもほぼ同位相であり, 大陸斜面域である Sta. 2 と Sta. 3 の中層で振幅が大きくなっていることは単一波の伝播では簡単に説明できなかった。

実際の地形と風応力を採用した 3 次元レベルモデルによる数値実験を行って, 低気圧通過により励起された近慣性内部波の発生・伝播機構について調べた。数値モデル結果では, 観測された近慣性周期で変動する南北流の時間変化が再

現され、Sta. 2 と Sta. 3 において低気圧通過後に 34 ~ 58 m 深で近慣性周期変動のエネルギーが強化されていた。数値実験結果の解析から、沖合で励起された近慣性内部波が沿岸域まで伝播し、能登半島東側の浅瀬に達した時、近慣性周期の内部散乱波が生じていたことが分かった。Sta. 2 と Sta. 3 の鉛直的に同位相である近慣性周期変動のエネルギーが中層で増幅される機構について、能登半島周辺の海底地形を変えた実験により調べた。その結果、中層における増幅については能登半島東部の浅瀬で生じる散乱波の影響が大きく、鉛直的に同位相となることについては複数の浅瀬や陸棚斜面からの散乱波が干渉することより形成されることが示唆された。

今回の観測海域は流速が比較的弱い海域であったことが実験結果から推察された。実験結果 (Fig. 4.14 の (a)) は能登半島北部の浅瀬域や観測海域北の浅瀬上に強い発散域が形成されていることを示している。内部波の浅瀬上における散乱は海水の鉛直混合を促進し、水塊の形成や流れ場に大きな影響を及ぼす可能性がある。例えば、Yoshida and Oakey (1996) は、Georges Bank 上の測点 (60~70 m 深) で、EPSONDE (Oakey, 1988) を使用した海洋微細構造の観測から、潮汐周期内部波の変動に伴って、海底直上での乱流混合が強化されることを示している。日本海では潮汐流は小さいが、近慣性周期内部波が同様の効果をもたらすと考えられる。また、能登半島北部の浅瀬上には対馬暖流の第一分枝が、浅瀬海域沖側の大陸斜面には第二分枝が存在することが知られている (例えば、Hase *et al.*, 1999)。能登半島以北および以東では、第一分枝は佐渡島と本州の間を通過し (Watanabe *et al.*, 2006)、第二分枝は陸棚に捕捉されずに北上する (Hase *et al.*, 1999) ことが知られているが、浅瀬域の成層状態が対馬暖流の第一分子や第二分子の流路や強さに影響を及ぼすことが考えられる。さらに、3 章で示されたように対馬暖流の平均流が持つ水平流速シアは、実効コリオリパラメーターを変化させ、水平流速シアによる近慣性内部波の反射や吸収が生じることも考

えられる（例えば，Kunze, 1985）。以上のように，能登半島北部の浅瀬領域は，沖合から伝播してくる近慣性内部波の強化・減衰過程に大きく寄与するだけでなく，海流との相互作用を通して近慣性内部波による急潮の発生に強く関与すると考えられる。今後，能登半島北部海域での係留観測等を実施し，近慣性周期内部波の増幅や減衰，対馬暖流との関係を詳しく調べる必要があるだろう。また，本研究で行った数値実験では，初期成層場として 10 月下旬の成層場を与えた。近慣性内部波の鉛直構造は成層場に強く依存することが考えられるため，今後，成層条件と近慣性内部波の鉛直構造の関係についても係留観測や数値実験により調べていく必要がある。

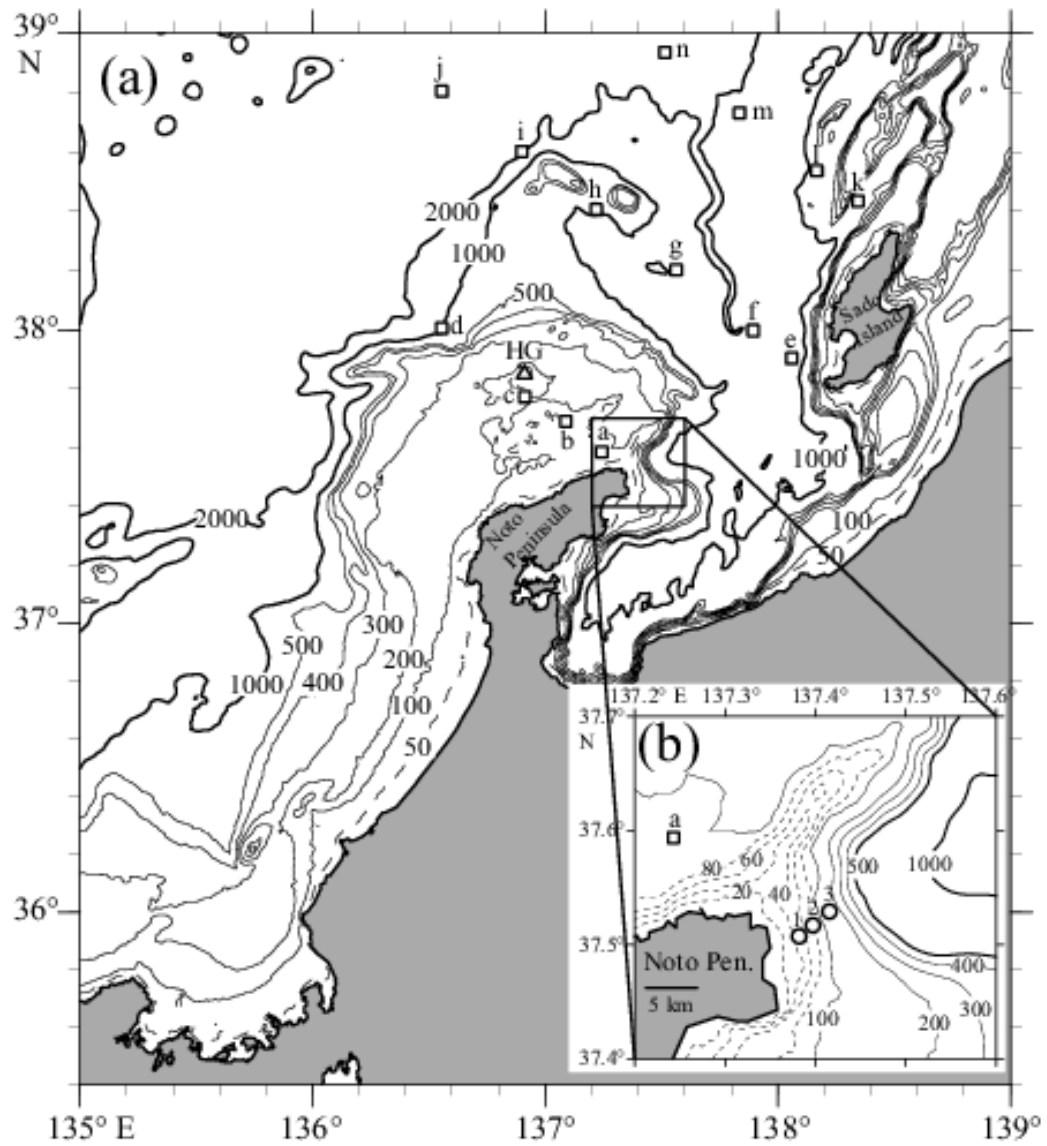


Fig. 4.1 Map showing the locations of (a) CTD (squares) and wind (triangle) stations, and (b) mooring sites (circles) around the Noto Peninsula. Bathymetric contours are shown with numerals in meter.

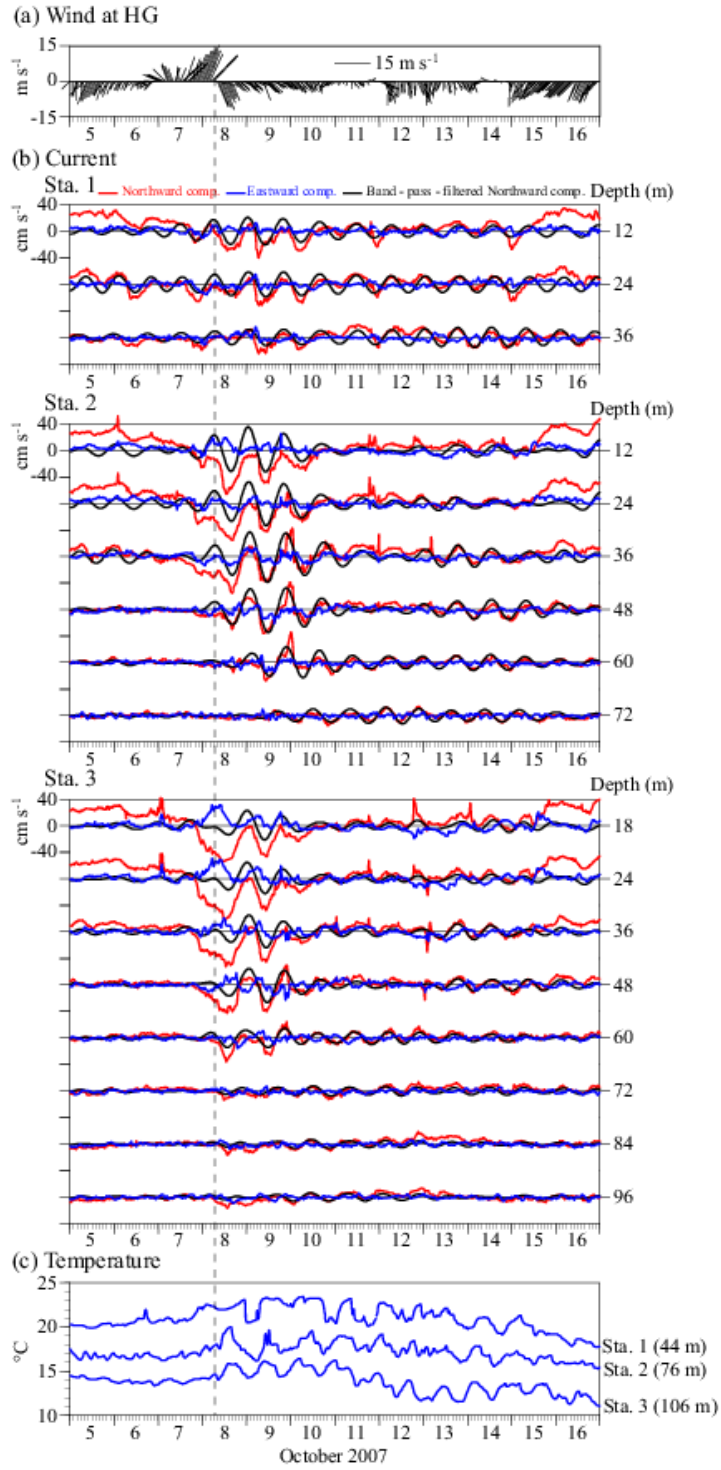


Fig. 4.2 Time series of variables during October 5-16, 2007. (a) Wind vectors at HG, (b) Eastward (blue) and northward (red) components of current and (c) Temperature observed by ADCP. Vertical dashed line: Time when wind direction changed from northeastward to southeastward. Black Lines in (b): Band-pass-filtered (periods of 14-26 hours) northward current.

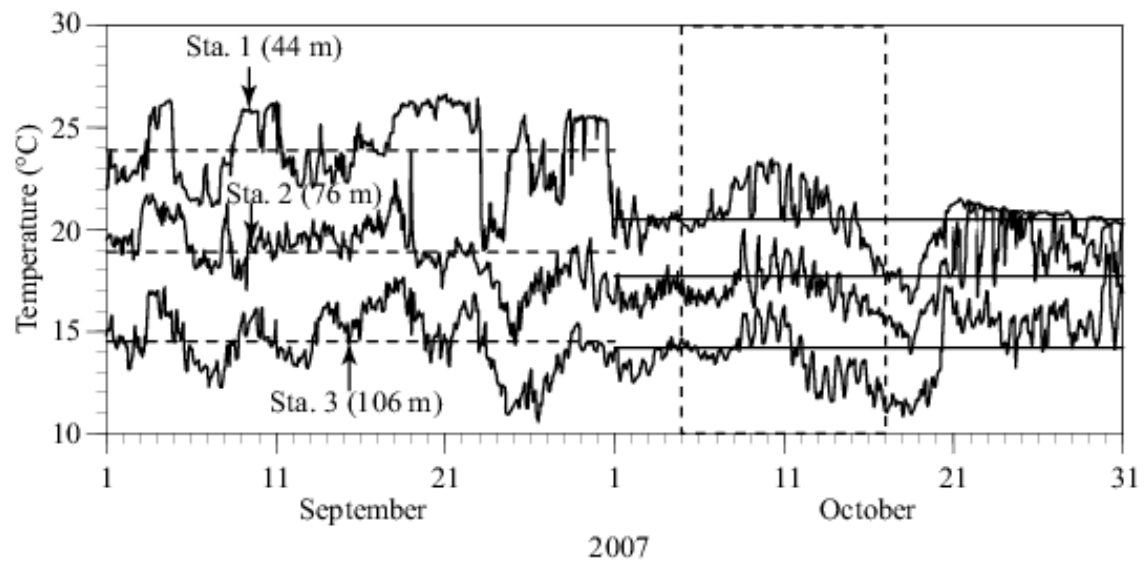


Fig. 4.3 Time series of temperature observed by ADCP from September 1 to October 31, 2007. Horizontal dashed (solid) lines: September (October) monthly mean. The temperature data enclosed by dashed lines are analyzed in the present study.

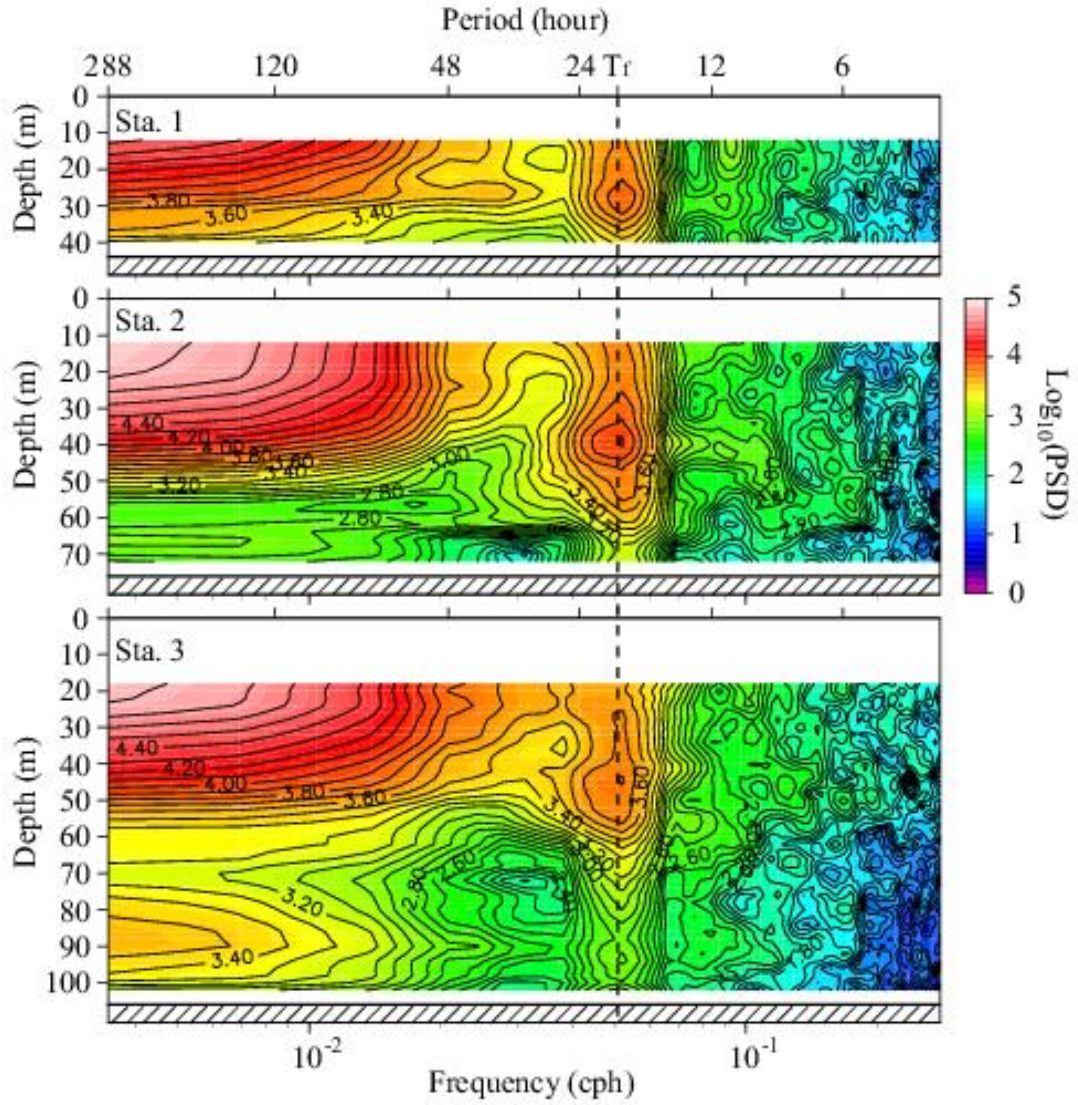


Fig. 4.4 Vertical distributions of the sum of the power spectral densities (PSD) in $(\text{cm s}^{-1})^2 \text{ cph}^{-1}$ for the eastward and northward components of current at each station. Vertical dashed line indicates the inertial period at Sta. 3 ($T_f = 19.7 \text{ h}$).

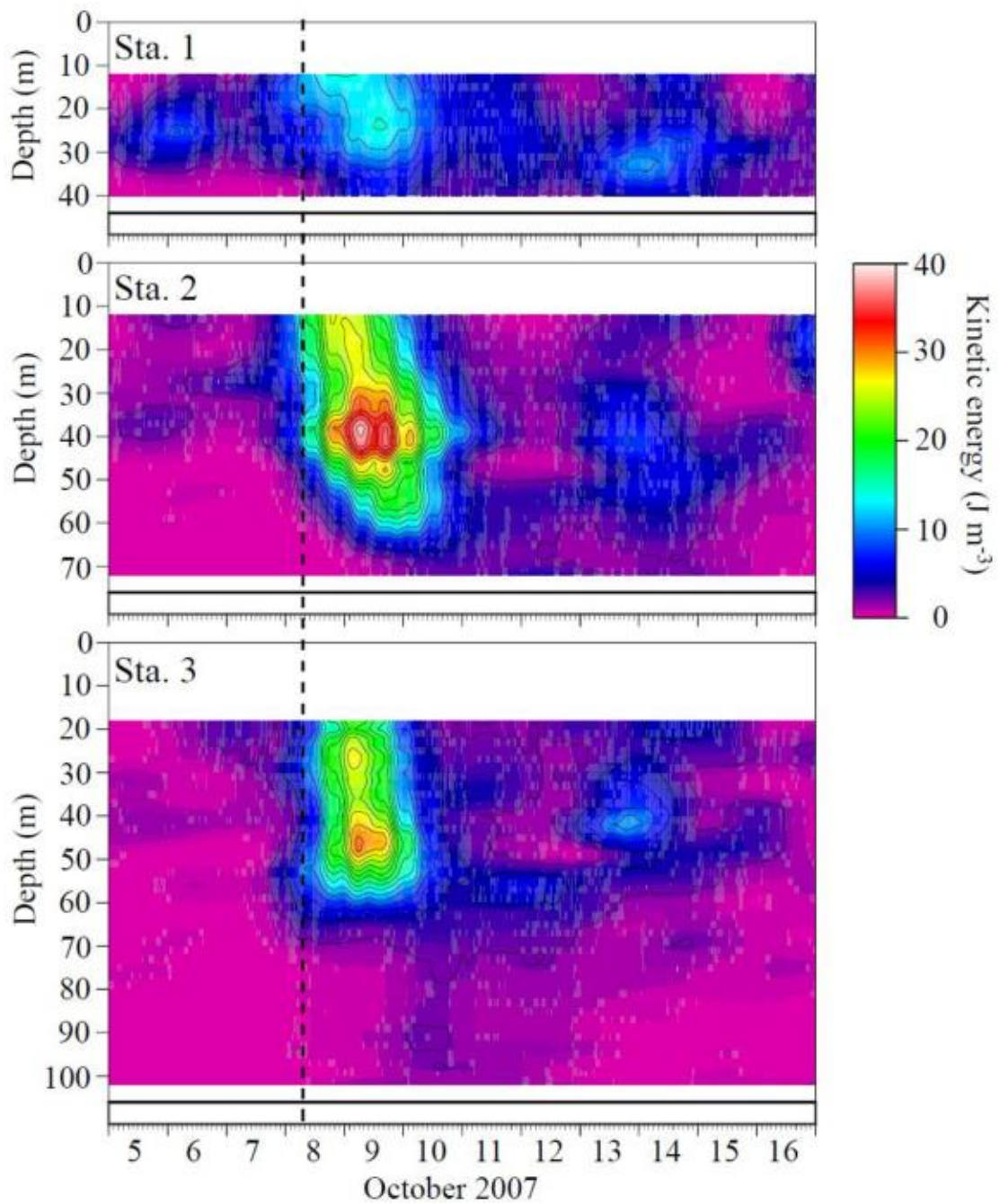


Fig. 4.5 Temporal and vertical variations of kinetic energy spectral density at 19-hour period. Vertical dashed line indicates the time when wind direction changed from northeastward to southeastward at HG.

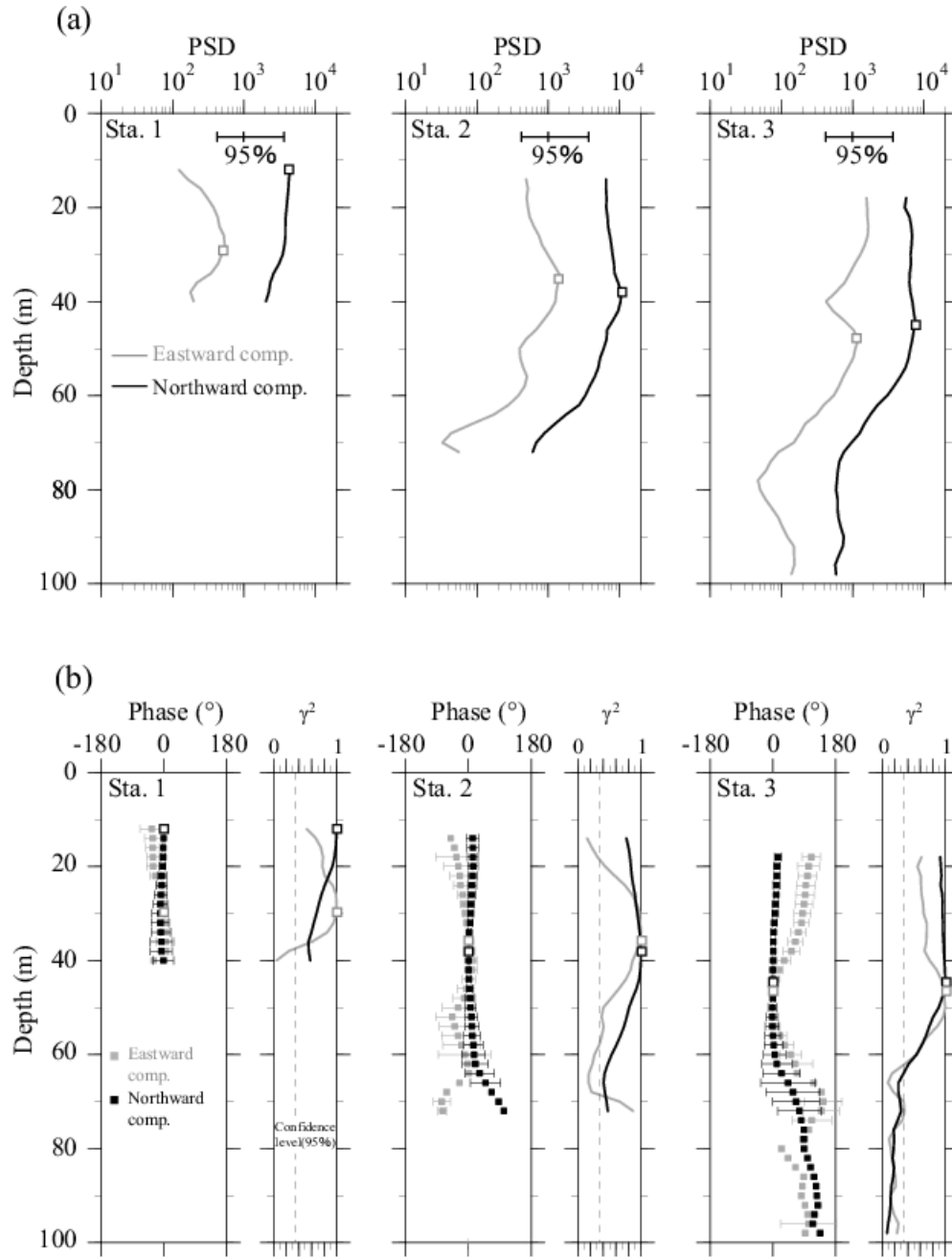


Fig. 4.6 Vertical profiles of spectral analysis results for 19-hour period component. (a) Power spectral density (PSD) in $(\text{cm s}^{-1})^2 \text{ cph}^{-1}$. (b) Phase lag and coherence squared (γ^2). Gray (black): Eastward (northward) component of current. Open square: Depth of reference in phase lag and coherence calculations, at which the power spectral density has the maximum at each station. Error bars: Confidence intervals (95%).

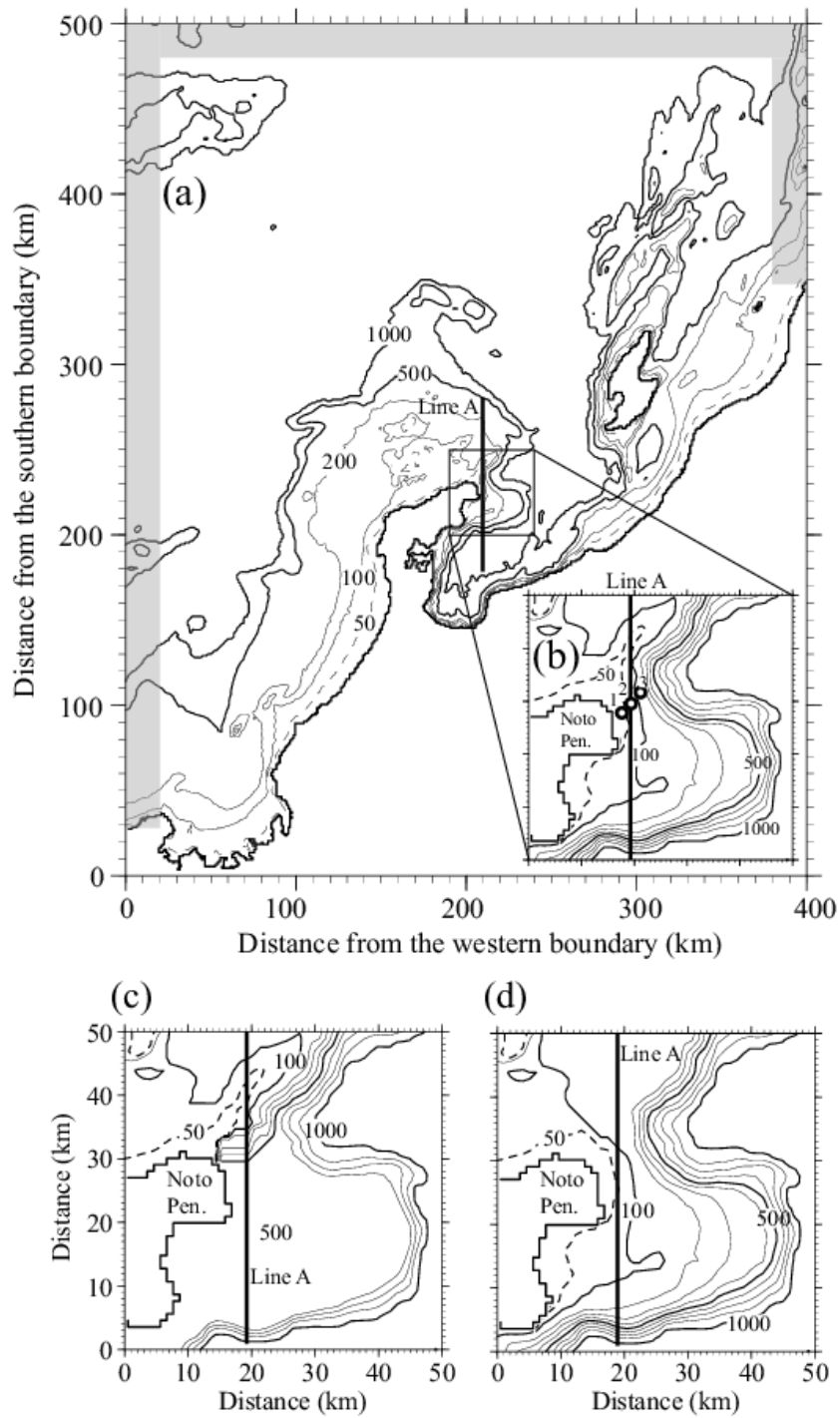


Fig. 4.7 Computational domain of the whole area (a), and the mooring sites areas for the cases of Exp. 1 (b), Exp. 2 (c), and Exp. 3 (d). Values on the contour lines are in meter. Open circles: Corresponding points to the mooring stations.

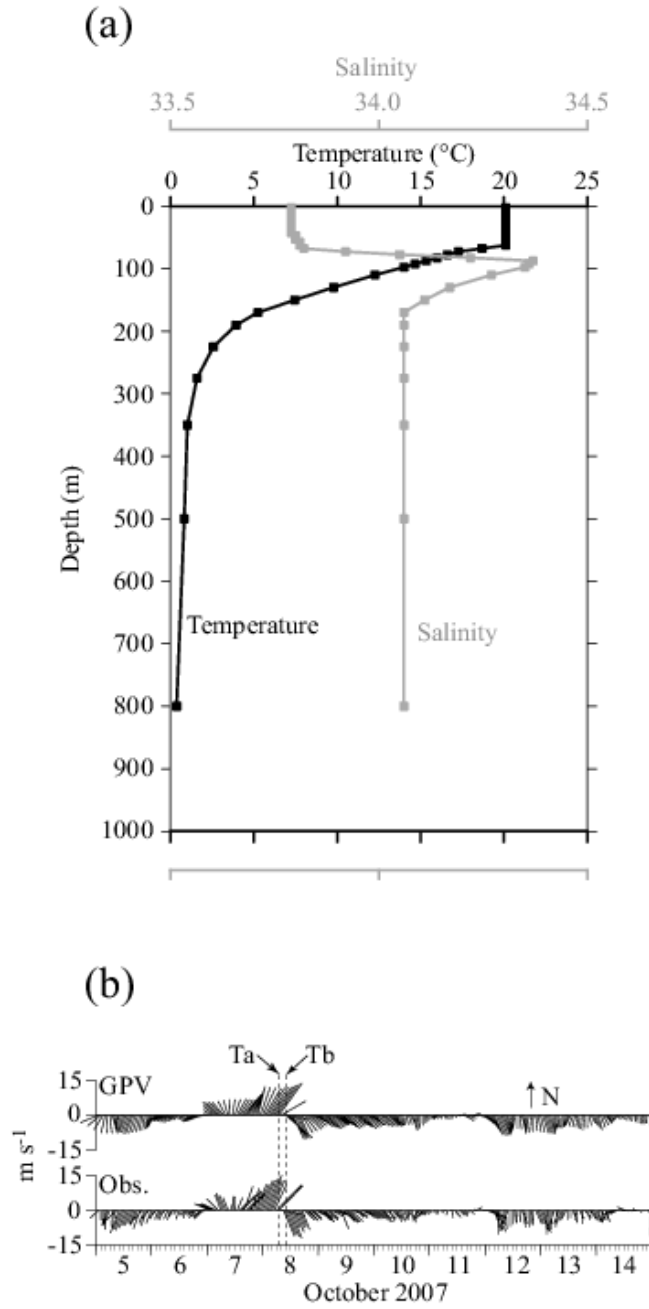


Fig. 4.8 (a) Initial conditions of temperature and salinity. (b) Temporal variations of GPV_MSM wind vectors adopted in the model and observed wind vectors at HG. T_a and T_b indicate respectively the times when GPV_MSM wind direction changed from northeast to southeast and observed wind direction did so.

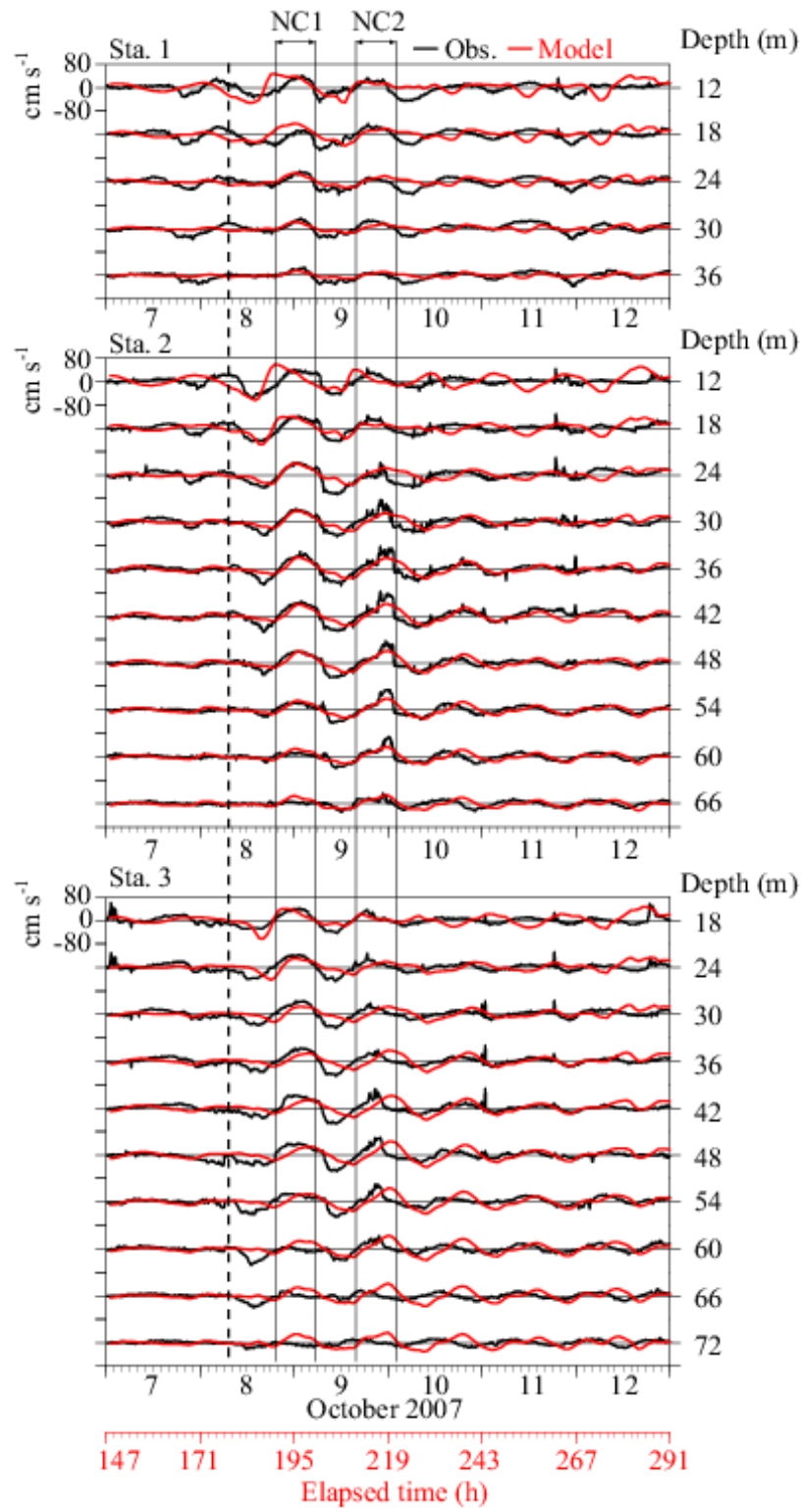


Fig. 4.9 Time series of observed (black) and model-calculated (red) northward component of current with periods shorter than 25 hours.

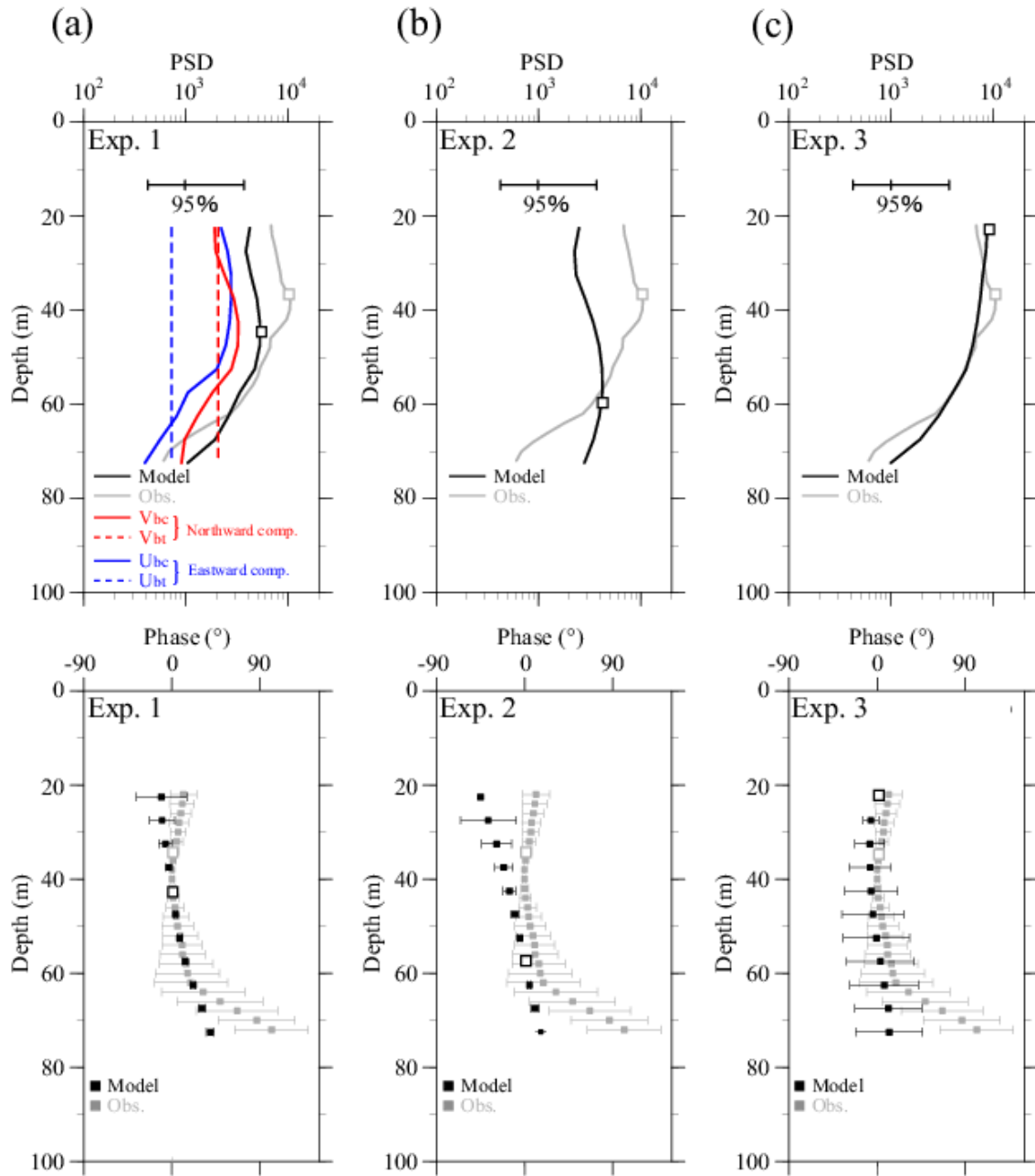


Fig. 4.10 Vertical profiles of power spectral density (PSD) in $(\text{cm s}^{-1})^2 \text{ cph}^{-1}$ and phase lag of northward current at 19-hour period of observational (gray) and model (black) results at Exp. 1 (a), Exp. 2 (b), and Exp. 3 (c). The red and blue solid (dashed) lines in (a) indicate the power spectral density for baroclinic (barotropic) components of northward and eastward currents, respectively.

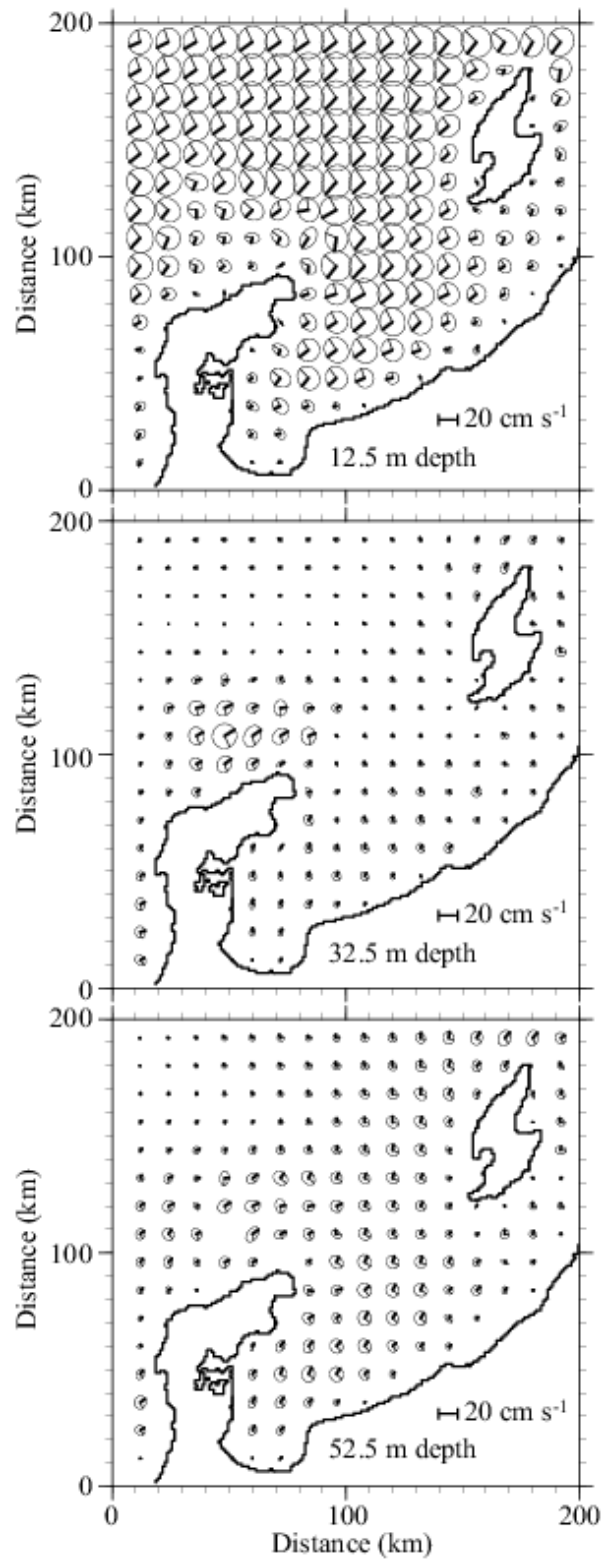


Fig. 4.11 Horizontal distributions of current ellipses of variation component with 19-hour period at 12.5 m (top), 32.5 m (middle) and 52.5 m (low) depths. Thick (thin) line in the ellipses indicates the current vector at initial phase (5 hours after initial phase).

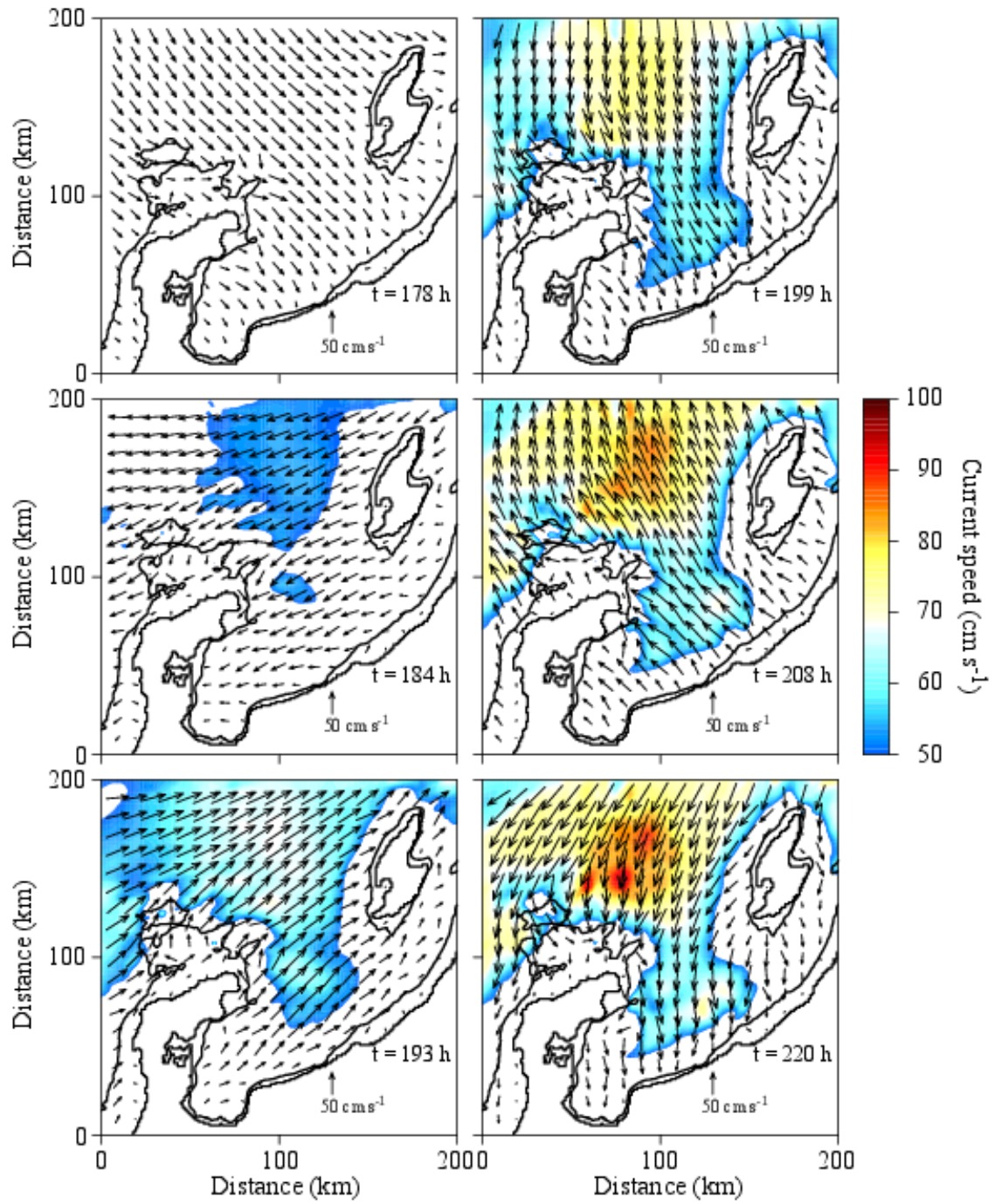


Fig. 4.12 Temporal change of the horizontal distribution of band-pass-filtered current vectors at 12.5 m depth. The Color: current speed greater than 50 cm s^{-1} . The isobaths of 100 m are shown.

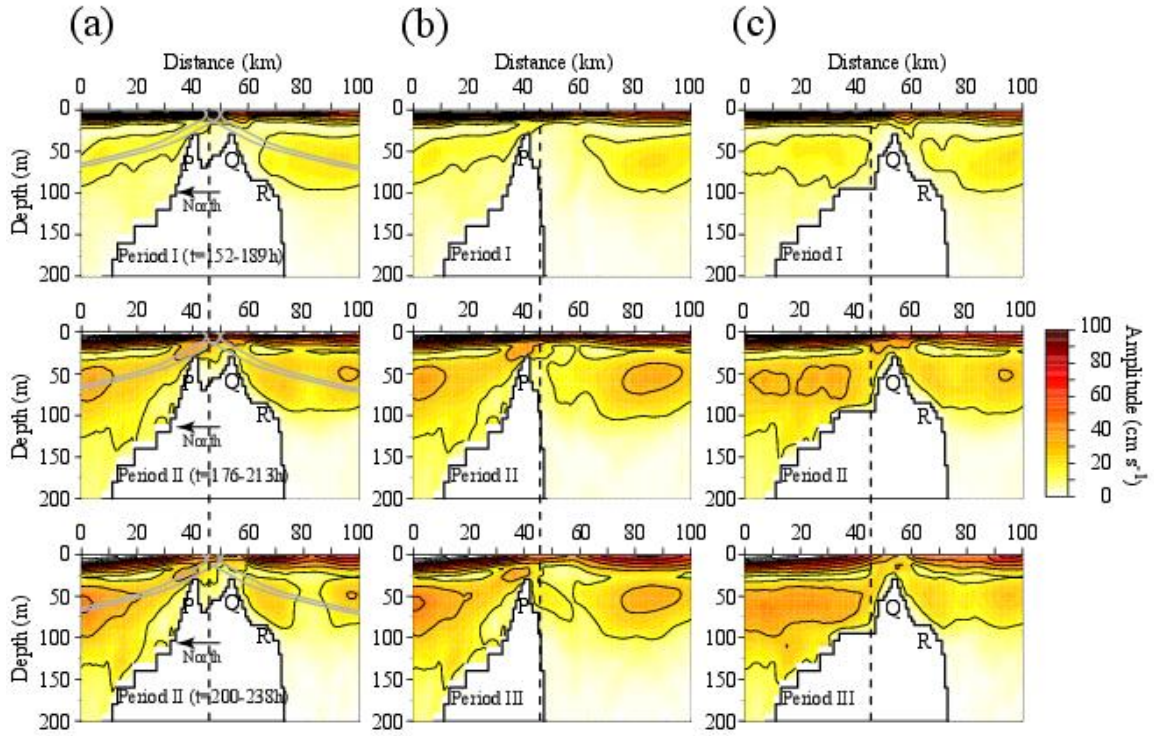


Fig. 4.13 Temporal changes of vertical sections along Line A of the amplitude of current fluctuation component with 19-hour period for model cases of Exp.1 (a), Exp.2 (b), and Exp.3 (c). Dashed line: The location of Sta. 2. Gray line: Characteristics curve for inertial gravity internal wave with period of 19 hours.

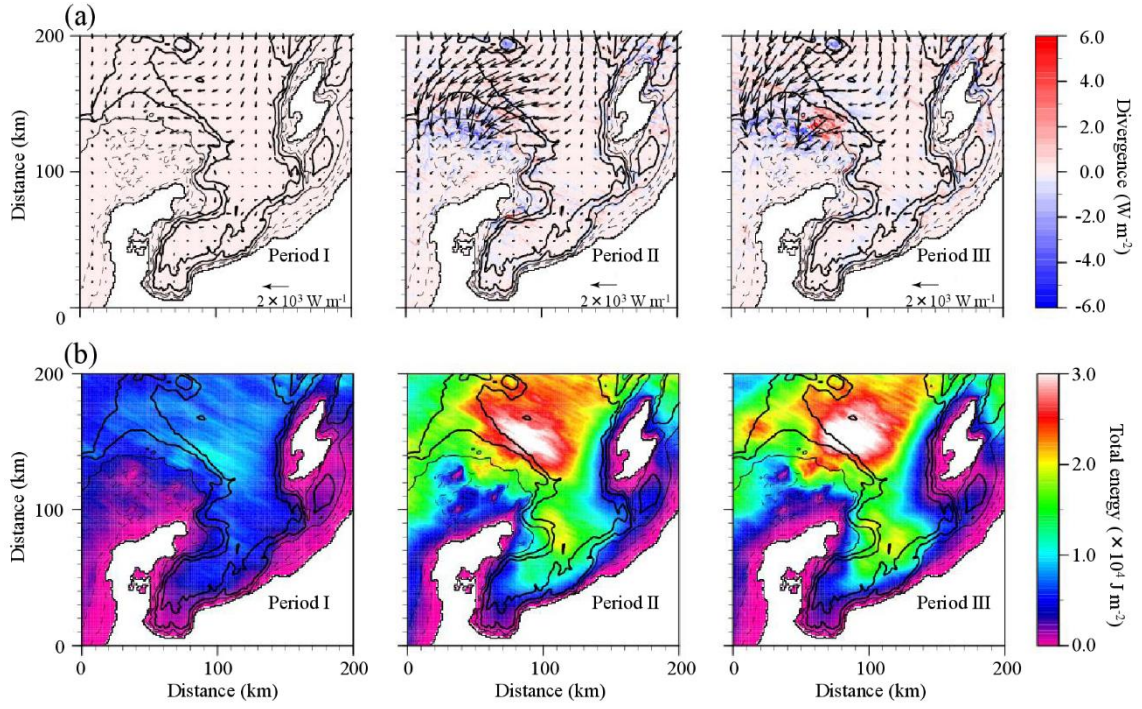


Fig. 4.14 (a) Temporal change of horizontal distributions of energy flux (vectors) and its divergence/convergence (colors) of 19-hour period fluctuation component in the model case of Exp. 1. (b) Same as (a) except total energy density.

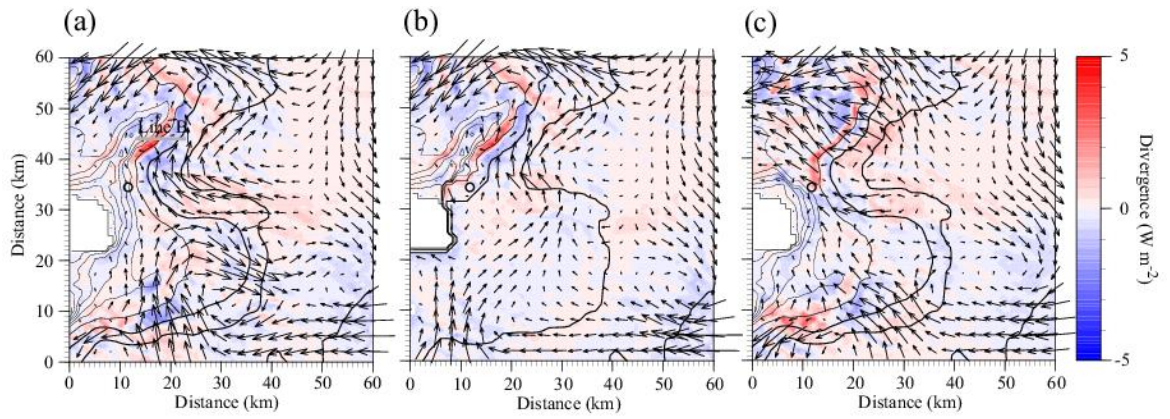


Fig. 4.15 Horizontal distributions around the Noto Peninsula during the Period III of energy flux (vectors) and its divergence/convergence (color) of 19-hour period fluctuation component in the model cases of Exp.1 (a), Exp.2 (b), and Exp.3 (c). Open circles: Location of Sta. 2.

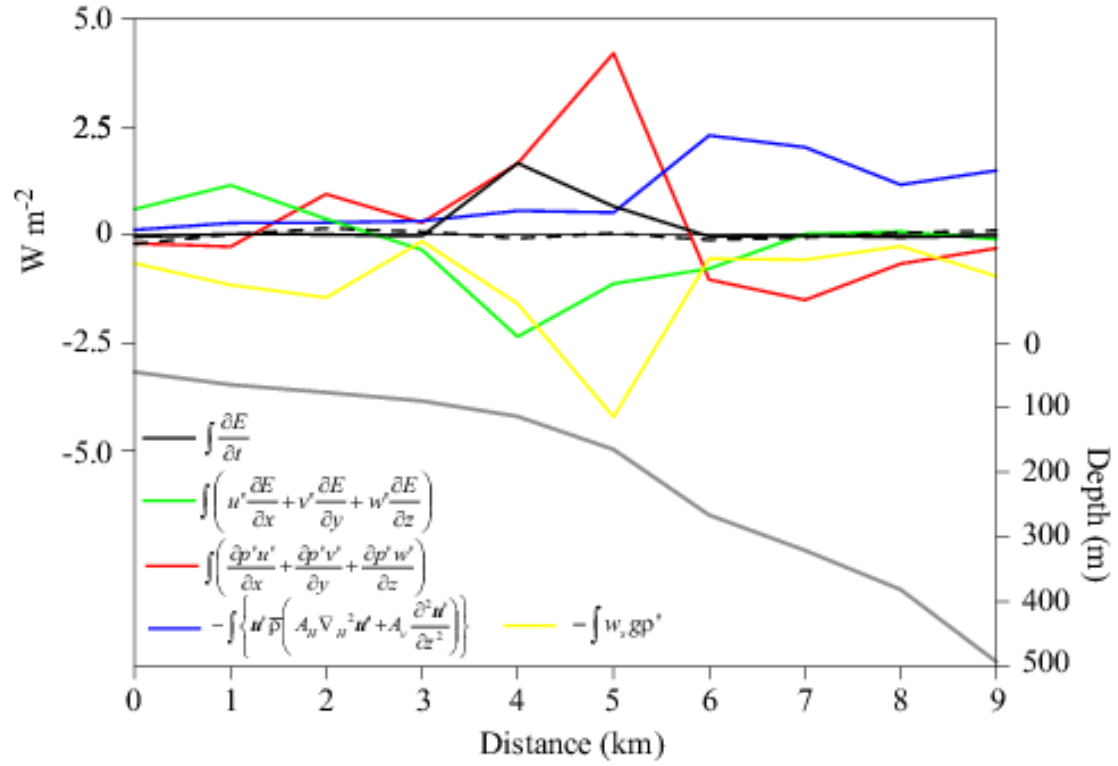


Fig. 4.16 Terms in the energy balance equation on Line B. Dashed line: the sum of each term. Gray line: the bottom topography.

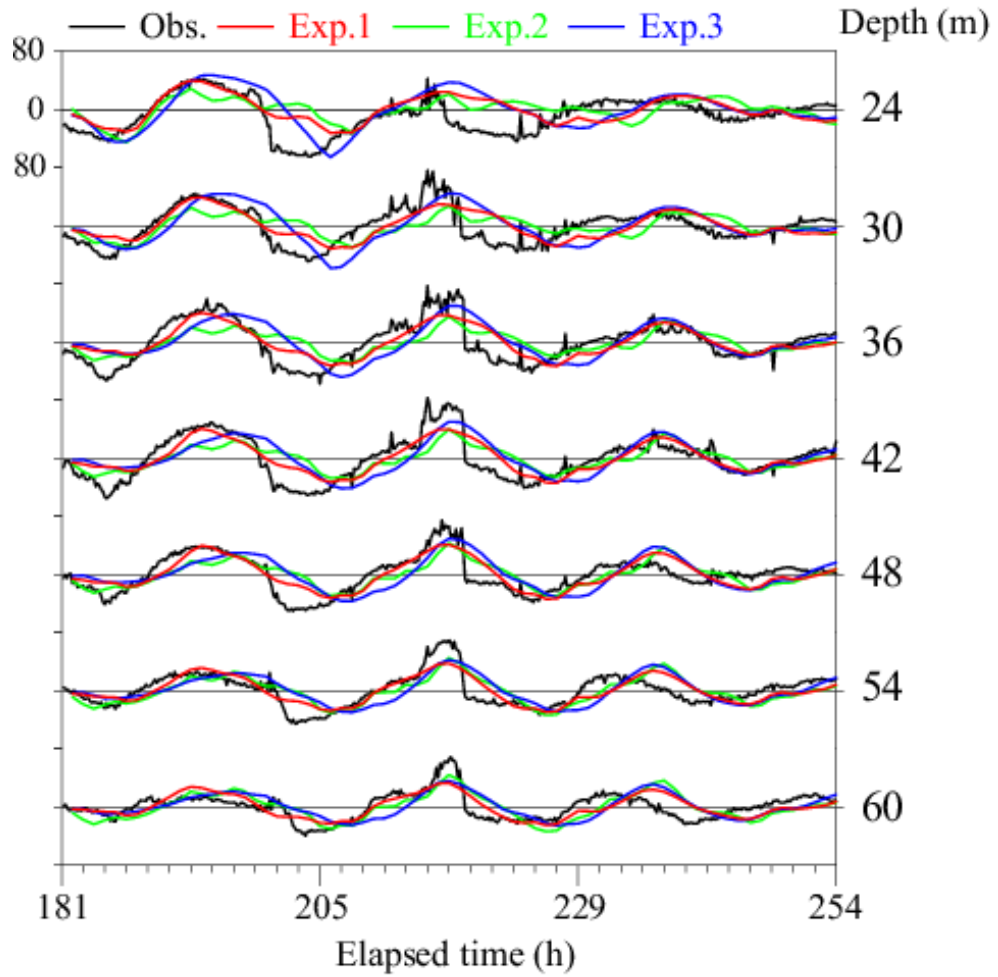


Fig. 4.17 Time series of northward component of current with periods shorter than 25 hours at Sta. 2. Black lines: the observational results. Red, green and blue lines indicate the model results for the experimental cases of Exps.1, 2 and 3, respectively.

Table 4.1 Summary of moored ADCP observations at three mooring sites.

Station Number	Latitude (°N)	Longitude (°E)	Depth (m)	Bin Number	Bin Size (m)	Sampling interval (min)
Sta. 1	37°30.45'	137°22.82'	42	25	2	5
Sta. 2	37°31.08'	137°23.73'	76	40	2	5
Sta. 3	37°31.76'	137°24.87'	106	54	2	10

Table 4.2 Ratio of near-inertial period fluctuation components to raw data at various depths of the three mooring sites.

Depth (m)	Sta. 1			Sta. 2			Sta. 3		
	Var (cm s ⁻¹) ²	R / N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)	Var (cm s ⁻¹) ²	R / N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)	Var (cm s ⁻¹) ²	R / N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)
12(18 ^a)	72.1	47.8	33.7	195.3	168.6	13.7	200.3	154.5	22.9
24	57.4	40.4	29.6	171.1	148.3	13.3	202.5	153.8	24.1
36	41.8	32.6	22.0	156.8	118.1	24.7	153.7	109.4	28.8
48	-	-	-	70.4	36.3	48.4	105.5	55.0	47.8
60	-	-	-	38.8	21.6	44.4	43.9	17.6	60.0
72	-	-	-	12.4	5.8	53.2	13.1	5.5	58.3
84	-	-	-	-	-	-	16.3	9.8	39.9
96	-	-	-	-	-	-	18.0	12.4	31.1

Var: Variance of northward component of current, N: Data number, R: Residual sum of square between 14-26 h band-pass-filtered data and raw data, Ratio: $(1.0-(R/N))/\text{Var} \times 100.0$

Table 4.3 Cross correlation coefficients and time lags between observed and modeled northward component of current with periods shorter than 25 hours during October 7-12, 2007.

Depth (m)	Sta. 1		Sta. 2		Sta. 3	
	Lag(hour)*	Correlation*	Lag(hour)*	Correlation*	Lag(hour)*	Correlation*
12	-3	0.32	-5	0.56	-	-
18	0	0.14	-1	0.44	-1	0.38
24	0	0.29	1	0.54	2	0.55
30	1	0.38	1	0.69	2	0.63
36	1	0.50	0	0.80	2	0.65
42	-	-	0	0.80	2	0.66
48	-	-	0	0.81	2	0.71
54	-	-	0	0.82	2	0.74
60	-	-	1	0.71	2	0.67
66	-	-	1	0.64	3	0.63
72	-	-	-	-	4	0.65

*In the calculations of the cross-correlation coefficients, we used the time series which were shifted - 3 hours for the results of model.

Table 4.4 Results of verification experiments for different bottom topography cases.

Depth (m)	Exp.1			Exp.2			Exp.3		
	Var (cm s ⁻¹) ²	R/N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)	Var (cm s ⁻¹) ²	R/N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)	Var (cm s ⁻¹) ²	R/N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)
24	697.3	437.1	37.3	697.3	580.6	16.7	697.3	458.2	34.3
30	584.5	233.4	60.1	584.5	367.4	37.1	584.5	307.3	47.4
36	758.4	219.9	71.0	758.4	388.8	48.7	758.4	314.0	58.6
42	888.7	246.4	72.2	888.7	409.6	53.9	888.7	365.2	58.9
48	605.5	154.5	74.5	605.5	262.0	56.7	605.5	285.0	52.9
54	433.7	129.5	70.1	433.7	176.1	59.3	433.7	204.6	52.8
60	306.2	144.2	52.9	306.2	183.1	40.1	306.2	206.9	32.4

Var: Variances of observed northward component of current with periods shorter than 25 hour. N: Data number.

R: Residual sum of square between modeled and observed northward currents with period shorter than 25 hour.

Ratio: $(1.0-(R/N))/Var \times 100.0$

5 章 まとめと今後の課題

5.1 まとめ

本研究では，日本海沿岸域において極めて重要な変動である近慣性周期変動について係留観測記録の解析と数値実験から研究した。

第 2 章では，様々な経路で通過した台風に対する近慣性周期変動の応答について，丹後半島沿岸で実施された係留観測記録の解析と数値実験から調べた。観測結果から，各台風通過時に観測された近慣性周期変動のエネルギーは，台風が日本海沖合を北東方向へ進んだ経路の場合に高く，台風が九州地方沖を北上した場合や本州や丹後半島西部を通過する場合では低いことが分かった。このことについて実際の地形と理想化した台風を採用した 3 次元レベルモデルによる数値実験を行って調べた。数値実験は，4 つの異なる経路で台風を通過させた 4 ケースを行い，各ケースの近慣性内部波の発生域や伝播経路の違いについて調べた。本章では，以下のことが明らかとなった。

台風が日本海沖を北東方向に進む経路

- ・台風通過直後にその場の風の時計回りの変化により，近慣性周期変動が増幅する。
- ・台風の進路に沿って励起された近慣性内部波エネルギーが能登半島西部を南下し，丹後半島まで到達することでさらに沿岸域で近慣性周期変動が増幅する。

台風が九州地方を北上する経路

- ・台風の進路に沿って近慣性内部波が励起されるが，発生域から丹後半島までエネルギーが伝播しないため，増幅しない。

台風が本州を通過する経路

- ・ 風向の反時計回りの変化により台風経路に沿って近慣性内部波が励起されない。

以上のように、2 章では、近慣性内部波がどこで発生し、どのような伝播経路で伝播してくることで沿岸域で近慣性周期変動が増幅するのかについてこれまでに研究されていない素過程を明らかにした。このような素過程が明らかになったことで日本海沿岸域における近慣性内部波の基本的な物理的特性について理解が進んだと言える。またこのような結果はリアルタイム急潮予測システムでは追及されていない部分であり、急潮予報にも有効活用できる。

丹後半島での係留観測記録の中には、台風通過後に東向きの流れが持続している時に近慣性内部波エネルギーが急激に弱まるようなケースが見られた。第 3 章では、日本海沿岸域においてこれまでに明らかにされていない近慣性内部波の伝播に対する沿岸捕捉波や対馬暖流沿岸分枝の効果について 3 次元レベルモデルを使用した数値実験から調べた。台風のみを与えた実験結果では、台風により励起された沿岸捕捉波の伝播に伴う東向きの流れが弱まった後で近慣性内部波エネルギーの増幅が顕著であり、岸近傍での近慣性内部波の増幅が沿岸捕捉波により間欠的に生じる可能性が示唆された。モデルの西側開境界から対馬暖流を模した沿岸流を与え、沿岸流場を丹後半島沿岸に作成し、台風を通過させることで、沿岸流の効果について調べた。丹後半島沿岸での近慣性内部波の全エネルギーは沿岸流がない場合と比較して小さくなった。実験結果には正の渦度場で近慣性内部波エネルギーが沖合下方に反射し、負の渦度の領域では、鉛直方向に捕捉されているような流速構造が見られた。これは、沿岸捕捉波や対馬暖流の相対渦度が近慣性内部波の伝播経路を変えていることを示す。このような機構を考えることで、T16 通過時の近慣性周期変動の間欠性をうまく説

明できた。今後、対馬暖流や沿岸捕捉波と近慣性内部波との相互作用について係留観測からその詳細について調べていくことが望まれる。

第4章では、能登半島北東端沖の3点において海底に設置した ADCP により得られた流速データの解析から、低気圧により励起された近慣性内部波の鉛直構造や海底地形との相互作用について調べた。観測された近慣性内部波は大陸斜面域では 20~60 m 深で鉛直的にほぼ同位相であったが、その振幅は表層よりも中層（38~58 m 深）で大きいことが分かった。観測された近慣性内部波の特性は内部波の特性解により理論的に説明することが困難であったため、実際の地形と風応力を採用した 3 次元レベルモデルによる数値実験を行った。モデルは、観測された 34~58 m 深での近慣性内部波エネルギーの強化を定量的に良く再現した。沖合表層で風によって励起された近慣性内部波が沿岸域へ達し、能登半島東部の浅瀬域で散乱していること、散乱波がほぼ同時に励起されて観測海域で干渉することが分かった。散乱波の干渉に寄与する海底地形を調べるため、能登半島周辺の浅瀬域を削除した検証実験を行った結果、近慣性内部波の中層での増幅は能登半島東部の陸棚域からの散乱波が重要であり、鉛直的に同位相の振動系の形成には、複数点からの散乱波の重ね合わせが関与していることが示された。

5.2 今後の課題

3 章で数値実験結果から、沿岸域における近慣性周期変動が対馬暖流などの海流が持つ相対渦度による反射・吸収により弱められるが、近慣性周期変動と同時に発生する沿岸捕捉波が強い場合、その流れの効果で局所的に近慣性周期変動が弱められることが示唆された。沿岸捕捉波との相互作用による近慣性周期変動の減衰について研究例は無く、観測事実から数値実験結果を裏付ける必要がある。これには、日本海沖合と沿岸で同時に係留観測を行い、近慣性内部

波の伝播経路や同時に励起される沿岸捕捉波の水平流速シアを調べる必要がある。また、4章の数値実験結果から、能登半島北部の浅瀬域が近慣性内部波エネルギーの強い発散域であることが示された。近慣性内部波の浅瀬上における散乱は海水の鉛直混合を促進し水塊の形成や流れ場に大きな影響を及ぼすと考えられる。能登半島北岸沖の浅瀬域からその沖の陸棚斜面域は、ズワイガニ等の低魚類の産卵場やマアジやスルメイカなどの浮魚類の生育場となっている。近慣性内部波の散乱による海水の鉛直混合は好漁場の形成要因となる可能性があり水産海洋学的にも本実験結果は重要な知見となり得る。今後、能登半島北部海域において係留観測を実施し、近慣性内部波の消長や対馬暖流との相互作用について調べる必要がある。

Appendix A : 内部慣性重力波が存在できる周波数帯について

コリオリ力を考慮し，線形，非粘性を仮定した運動方程式，連続の式，密度保存の式は以下ようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (\text{A1})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (\text{A2})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\rho_0} g \quad (\text{A3})$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = 0 \quad (\text{A4})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A5})$$

ここで， u ， v ， w は，それぞれ， x ， y ， z 方向の流速， t は時間， f はコリオリパラメーター， g は重力加速度，密度 ρ と圧力 p はそれぞれ，基本場の値と変動成分の値により $\rho(x, y, z, t) = \rho_0(z) + \rho'(x, y, z, t)$ ， $p(x, y, z, t) = p_0(z) + p'(x, y, z, t)$ で表されたとする。まず，Gill (1982) に従って，基本方程式系 (A1) – (A5) から，鉛直流速 w のみの式を導出する。

(A1) を t で微分し、(A2) に f を掛けた式を加えると、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + f^2 u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial x \partial t} - \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (\text{A6})$$

が得られる。同様に、(A2) を t で微分し、(A1) に f を掛けた式を加えると、

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + f^2 v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial y \partial t} + \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (\text{A7})$$

が得られる。また、(A1) を x で微分した式と (A2) を y で微分した式を加えて、(A5) を適用すると、

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z \partial t} + f \zeta = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right) \quad (\text{A8})$$

ここで、 $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ で、渦度の鉛直成分である。 ζ に関するもう一つの式は、

(A1) を y で微分した式から、(A2) を x で微分した式を引くことによって、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - f \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A9})$$

のように得られる。

圧力偏差 p' と渦度 ζ の関係式は、(A9) を t で微分したものに、(A8) に f を

掛けた式を加えることによって,

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t} + f^2 \zeta = \frac{f}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right) \quad (\text{A10})$$

となる。また, 圧力偏差 p' と水平発散 $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z}$ の関係式は, (A8) を t で

微分した式から, (A9) に f を掛けた式を引くことによって,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t} + f^2 \right) \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right) \quad (\text{A11})$$

となる。さらに, p' と w の関係式は, (A3) と (A4) から, ρ' を消去することで求まる。(A3) を t で微分し, (A4) に g を掛けたものを加えることにより,

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + N^2 w = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial t} \quad (\text{A12})$$

のように得られる。ここで, $N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz}$ は, 浮力振動数である。(A12) の

$\nabla_H^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$ を取り, (A11) を適用すると, w のみの式

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + N^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (\text{A13})$$

が得られる。

Kundu (1976) に倣い、内部慣性重力波の存在できる周波数帯について示す。(A13) 式の係数は水平方向に独立であるので、(A13) は x, y 方向において三角関数の解を持ち得る。そこで、以下のような形の解を仮定する。

$$[u, v, w] = [\hat{u}(z), \hat{v}(z), \hat{w}(z)] \exp \{i(kx + ly - \omega t)\} \quad (\text{A14})$$

(A14) を (A13) に代入すると、

$$(-i\omega)^2 \left[(ik)^2 + (il)^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right] \hat{w} + N^2 [(ik)^2 + (il)^2] \hat{w} + f^2 \frac{d^2 \hat{w}}{dz^2} = 0 \quad (\text{A15})$$

となる。(A15) 式を整理すると、

$$\frac{d^2 \hat{w}}{dz^2} + \frac{(N^2 - \omega^2)(k^2 + l^2)}{\omega^2 - f^2} \hat{w} = 0 \quad (\text{A16})$$

となる。ここで、

$$m^2(z) \equiv \frac{(k^2 + l^2)[N^2(z) - \omega^2]}{\omega^2 - f^2} \quad (\text{A17})$$

と定義すると、(A16) は、

$$\frac{d^2\hat{w}}{dz^2} + m^2\hat{w} = 0 \quad (\text{A18})$$

と書ける。 $m^2 > 0$ の場合，内部波として鉛直方向と水平方向に伝播可能な解となる。 $m^2 > 0$ となるには， $f < \omega < N$ でなくてはならない。この周波数帯で内部波は存在可能である。

Appendix B:

Slab Model (D'Asaro, 1985)の解の導出と風応力に対する応答

スラブモデルは風応力により生じる慣性振動を議論するのに用いられるモデルであり、基本方程式からはエクマン流を含む流速場が記述される。

基本方程式

風に励起される混合層内 H 内の慣性振動の水平流速 (u, v) は次式で表される。

$$\frac{du}{dt} - fv = \frac{\tau^x}{\rho H} - ru \quad (\text{B1})$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = \frac{\tau^y}{\rho H} - rv \quad (\text{B2})$$

ここで、 f はコリオリパラメーター、 $\vec{\tau} = (\tau^x, \tau^y)$ は風応力、 r は減衰係数、 ρ は海水密度である。基本方程式 (B1) と (B2) を簡素化するために、次のような複素関数を定義する。

$$Z = u + iv, \quad \omega = r + if, \quad T = \frac{\tau^x + i\tau^y}{\rho} \quad (\text{B3})$$

これらを使用して、(B1) と (B2) を変形する。

(B1) $+ i \times$ (B2) より、

$$\frac{d(u+iv)}{dt} + f(-v+iu) = \frac{\tau^x + i\tau^y}{\rho H} - r(u+iv)$$

$$\frac{d(u+iv)}{dt} + if(u+iv) = \frac{1}{H} \frac{\tau^x + i\tau^y}{H} - r(u+iv)$$

(B3) を代入すると,

$$\frac{dZ}{dt} + ifZ = \frac{1}{H} T - rZ$$

$$\frac{dZ}{dt} + Z(r+if) = \frac{T}{H}$$

より, 基本方程式は

$$\frac{dZ}{dt} + \omega Z = \frac{T}{H} \quad (\text{B4})$$

と表すことができる。

風による強制が無いとき

風強制が無い場合は, (B4) は

$$\frac{dZ}{dt} + \omega Z = 0 \quad (\text{B5})$$

と表される。

この式は変数分離形の微分方程式で、

$$\frac{dZ(t)}{Z(t)} = -\omega dt$$

と書くことができる。両辺を積分すると、

$$\ln|Z(t)| = -\int \omega dt + c$$

$$|Z(t)| = e^{-\int \omega dt + c}$$

積分定数 $Z_0 = e^c$ とすると（この場合は流れの振幅に相当する）、

$$\begin{aligned} Z(t) &= Z_0 e^{-\int \omega dt} \\ &= Z_0 e^{-\omega t} \end{aligned}$$

または、(B3) より、

$$Z(t) = Z_0 e^{-ift - rt} \quad (\text{B6})$$

と書ける。(B6) は、Fig. B1 に示すように、流れが時間と共に時計回りに回転し、 $1/r$ の時間スケールで減衰することを示す。

風による強制力があるとき

(B4) は、1 階線形微分方程式の一般解より、次のように解が求められる。

$$\begin{aligned} Z(t) &= e^{-\int \omega dt} \left\{ \int \frac{T}{H} e^{\int \omega dt} dt + C \right\} \\ &= e^{-\omega t} \left\{ C + \int \frac{T}{H} e^{\omega t} dt \right\} \end{aligned}$$

右辺第 2 項を部分積分法により展開すると、

$$\begin{aligned} Z(t) &= e^{-\omega t} \left\{ C + \frac{T}{\omega H} e^{\omega t} - \int \frac{1}{\omega H} \frac{\partial T}{\partial H} e^{\omega t} dt \right\} \\ &= e^{-\omega t} \left\{ C - \frac{1}{\omega H} \int \frac{\partial T}{\partial t} e^{\omega t} dt \right\} + \frac{T}{\omega H} \quad (\text{B7}) \end{aligned}$$

海洋物理学では、(B7) の右辺第 1, 2 項をそれぞれ、慣性振動、エクマン流と呼ぶ。右辺第 1 項（慣性振動流成分）を Z_I 、右辺第 2 項（エクマン流成分）を Z_E とおくと、

$$Z = Z_I + Z_E \quad (\text{B8})$$

と書ける。このように、(B1) と (B2) から記述される運動方程式系では慣性振動とエクマン流が現象として現れる。

慣性振動流成分の計算方法

(B7) と (B8) から,

$$Z_I = e^{-\omega t} \left\{ C - \frac{1}{\omega H} \int \frac{dT}{dt} e^{\omega t} dt \right\} \quad (\text{B9})$$

である。ある時間 ($t = t_1$) における Z_{I1} から Δt 後 ($t = t_2$) の Z_{I2} を求める。 $t_0 < t_1 < t_2$ とすると, (B9) より Z_{I1} と Z_{I2} は以下のようになる。

$$Z_{I1} = e^{-\omega t_1} \left\{ C - \frac{1}{\omega H} \int_{t_0}^{t_1} \frac{dT}{dt} e^{\omega t} dt \right\}$$

$$Z_{I2} = e^{-\omega t_2} \left\{ C - \frac{1}{\omega H} \int_{t_0}^{t_2} \frac{dT}{dt} e^{\omega t} dt \right\}$$

$\Delta t = t_2 - t_1$, $T_t = dT/dt = \Delta T/\Delta t = \text{const}$ とすると,

$$\begin{aligned} Z_{I2} &= e^{-\omega t_2} \left\{ C - \frac{1}{\omega H} \int_{t_0}^{t_2} \frac{dT}{dt} e^{\omega t} dt \right\} \\ &= e^{-\omega \Delta t} e^{-\omega t_1} \left\{ C - \frac{1}{\omega H} \int_{t_0}^{t_1} \frac{dT}{dt} e^{\omega t} dt - \frac{1}{\omega H} \int_{t_1}^{t_2} \frac{dT}{dt} e^{\omega t} dt \right\} \\ &= e^{-\omega \Delta t} \left\{ Z_{I1} - e^{-\omega t_1} \frac{1}{\omega H} \int_{t_1}^{t_2} \frac{dT}{dt} e^{\omega t} dt \right\} \\ &= e^{-\omega \Delta t} \left\{ Z_{I1} - \frac{T_t}{\omega^2 H} e^{-\omega t_1} (e^{\omega t_2} - e^{\omega t_1}) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= e^{-\omega \Delta t} \left\{ Z_{I1} - \frac{T_t}{\omega^2 H} (e^{\omega \Delta t} - 1) \right\} \\
&= e^{-\omega \Delta t} Z_{I1} - \frac{T_t}{\omega^2 H} (1 - e^{-\omega \Delta t}) \quad (\text{B10})
\end{aligned}$$

となる。 $t = t_1 \rightarrow t_2$ を1ステップとする ($\Delta t = t_2 - t_1$)。また、 $T_t = (T_2 - T_1) / \Delta t$ である。初期状態を流れなし ($Z_{I1} = 0$) とし、(B10) から、次の時間ステップの Z_{I2} が求まる。求まった Z_{I2} を Z_{I1} に置き替え、次のステップの Z_{I2} を求めることを繰り返して、 Z_I の時間変化が求まる。

様々な風応力に対する応答

スラブモデルを使用して、様々な風応力 (Case 1 – 4, Table B1) に対する応答を調べた (Fig. B2)。ただし、混合層の厚み $H = 30$ m, $1/r = 2$ day, $f = 8.57 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, 時間ステップは1時間とした。

Case 1 は、風速一定の東西風を吹かせたケースで、慣性振動はあまり励起されないことが分かる。Case 2 は、慣性周期 (20.4 時間) の東西風を吹かせたケースで、風が時間変化することで慣性振動が励起されることを示している。

Case 3 と 4 は、慣性周期で風向がそれぞれ時計回りと反時計回りに変化する風を吹かせたケースで、慣性周期で時計回りに変化する風により慣性振動が効果的に励起されていることが分かる。一方、反時計回りの風向の変化は、慣性振動の回転方向と逆に風が吹くため、慣性振動は励起されない。

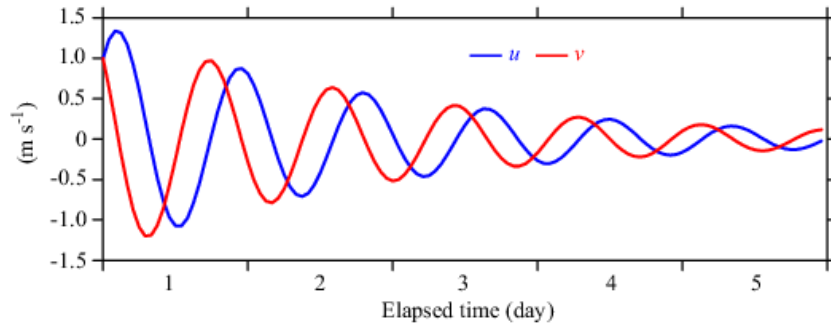


Fig. B1 Time variation of solution (B6) for the case of $Z_0 = 1.0 \text{ (m s}^{-1}\text{)}$, $f = 8.57 \times 10^{-5} \text{ (s}^{-1}\text{)}$, and $1/r = 2 \text{ (days)}$.

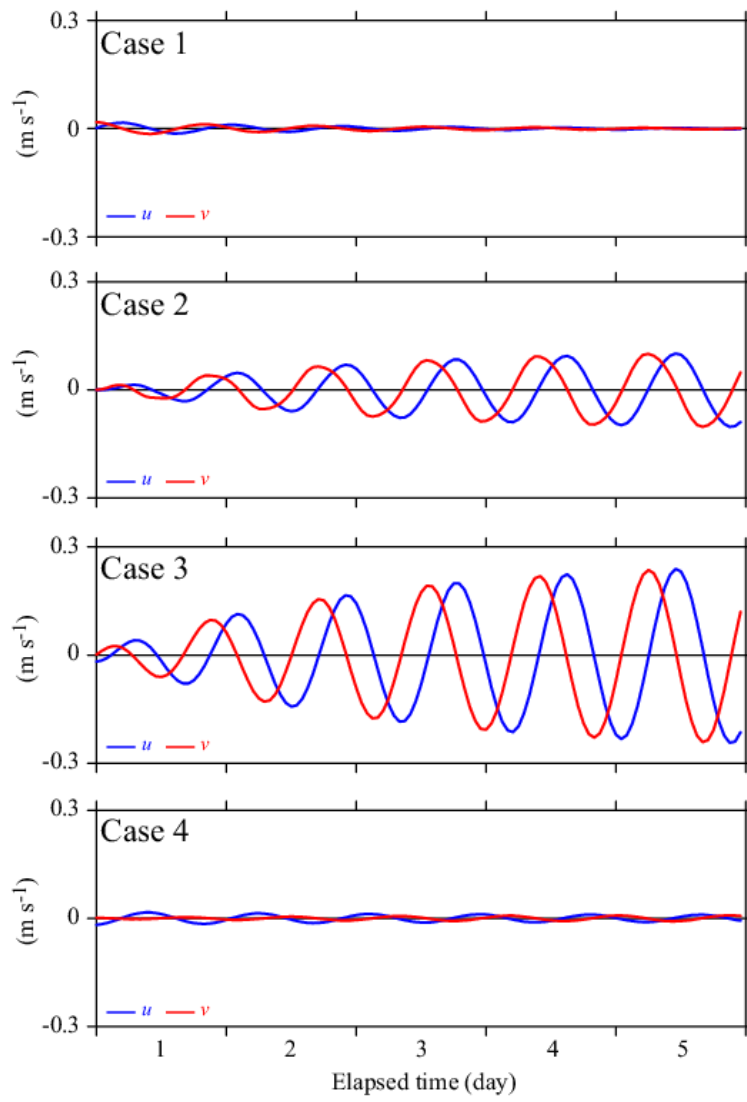


Fig. B2 Time variations of inertial current in the surface mixed layer induced by various wind stress (Table B1) calculated by slab model.

Table B1 Variations of wind of each case.

Case	1	2	3	4
E-W Wind (m s^{-1})	5	$5\sin(2\pi t/12)$	$5\sin(2\pi t/20.4)$	$-5\sin(2\pi t/20.4)$
N-S Wind (m s^{-1})	0	0	$5\cos(2\pi t/20.4)$	$5\cos(2\pi t/20.4)$

謝辞

学部 4 年次から博士後期課程修了までの 9 年間、終始ご指導していただきました東京海洋大学海洋物理学研究室の教授北出裕二郎博士に心より深く感謝いたします。博士論文作成に当たり様々な助言をしてくださいました東京海洋大学資源海洋情報解析学研究室の教授吉田次郎博士，同准教授根本雅生博士，環境測定研究室の教授荒川久幸博士，海洋物理学研究室内の助教溝端浩平博士に心より御礼申し上げます。本研究は 2010 年 11 月から 3 年間、水産総合研究センター日本海区研究所にて行いました。日本海区水産研究所在籍時には，加藤修博士，渡邊達郎博士，井桁庸介博士をはじめとする資源環境部の皆様から多くのご支援，激励のお言葉を頂きました。特に，井桁庸介博士には研究を進める中で非常に多くの時間を割いて議論して頂いたことに深く感謝しております。

2 章で使用した丹後半島沿岸で得られた係留観測記録は，京都府海洋センターの熊木豊博士からご提供いただきました。4 章では九州大学応用力学研究所の千手智晴博士，石川県水産総合センターの大慶則之博士，水産総合研究センター西海区水産研究所の山田東也博士が係留観測の立案と実施をされたことにより得られたデータを使用させていただきました。心より御礼申し上げます。

また，本論文で行ったデータ解析及び数値実験は，全て FORTRAN を使用して行いました。解析結果の作図は全て地球流体電脳ライブラリ (<https://www.gfd-dennou.org/library/dcl/>) を使用しました。

最後になりますが，多大なご心配，ご迷惑をかけたのにもかかわらず，暖かく応援してくださった両親に深く感謝いたします。

参考文献

- Alford, M. H., Cronin, M. F., and J. M. Klymac (2012) : Annual cycle and depth penetration of wind-generated near-inertial internal waves at ocean section Papa in the Northeast Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, **42**, 889-909.
- Alford, M. H., Shcherbina, A. Y., and M. C. Gregg (2013) : Observations of near-inertial internal gravity waves radiating from a jet. *J. Phys. Oceanogr.*, **43**, 1225-1239.
- As-Salek, J. A. (1998) : Coastal trapping and funneling effects on storm surges in the Meghna Estuary in relation to cyclonic hitting Noakhall –Cox’s Bazar coast of Bangladesh. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 227-249.
- 浅勇輔, 広瀬直毅, 千手智晴 (2007) : 能登半島東岸において 2004 年に発生した急潮の数値実験. 海の研究, **16**, 39 – 50.
- Chapman D. C. (1985) : Numerical treatment of cross-shelf open boundaries in a barotropic ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1641-1652.
- D’Asaro, E. A. (1985) : The energy flux from the wind to near-inertial motions in the surface mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 1043 – 1059.
- Emery, W. J. and R. E. Thomson (1997) : *Data analysis methods in physical oceanography*. Perigamon, 634 pp.
- Fujita, T. (1952) : Pressure distribution within a typhoon. *Geophys. Mag.*, **23**, 437-451.
- Garrett, C. (2001) : What is the “near-inertial” band and why is it different from the rest of the internal wave spectrum? *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 962–971.
- Gill, A. E. (1982) : *Atmosphere-Ocean Dynamics*, 662 pp., Academic, Orland, Fla.
- Gill, A. E. (1984) : On the behavior of internal waves in the wakes of storms. *J. Phys. Oceanogr.* **14**:1129–1151.

- Hase, H., J. Yoon and W. Koterayama (1999) : The current structure of the Tsushima warm current along the Japanese coast. *J. Oceanogr.*, **55**, 217 - 235.
- Hopkins, J. E., G. R. Stephenson Jr., J. A. M. Green, M. E. Inall and M. R. Palmer (2014) : Storms modify baroclinic energy fluxes in a seasonally stratified shelf sea: Inertial-tidal interaction. *J. Geophys. Res.* doi:10.1002/2014JC010011.
- Igeta, Y, Y. Kitade and M. Matsuyama (2007) : Numerical experiment on Kyucho around the Tango Peninsula induced by typhoon 0406. *J. Oceanogr.*, **63**, 835–847.
- Igeta, Y, Y. Kumaki, Y. Kitade, T. Senjyu, H. Yamada, T. Watanabe, O. Katoh and M. Matsuyama (2009) : Scattering of near-inertial waves along the Japanese coast of the Japan Sea. *J. Geophys. Res.* 114:C10002. doi:10.1029/2009JC005305.
- Igeta, Y, T. Watanabe, H. Yamada, K. Takayama and O. Katoh (2011) : Coastal currents caused by superposition of coastal-trapped waves and near-inertial oscillations observed near the Noto Peninsula, Japan. *Cont. Shelf. Res.* **31**, 1739–1749.
- Isoda, Y., T. Yanagi and L. Heung-Jae (1991) : Sea level response to atmospheric pressure forcing at the Japanese coastal region. *Cont. Shelf Res.*, **11**, 167-182.
- Jaimes B. and L. K. Shay (2010) : Near-inertial wave wake of hurricanes Katrina and Rita over mesoscale oceanic eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, **40**, 1320-1337.
- Kawamura, Y, Y. Kitade and M. Matsuyama (2005) : Scattering of semidiurnal internal Kelvin wave at step bottom topography. *J. Oceanogr.*, **61**, 59 – 68.
- Kawamura, Y and Y. Kitade (2007) : Effects of scattering and resonance on energy dissipation of an internal tide in a narrow shelf. *J. Oceanogr.*, **63**, 15 – 25.
- Kelly, S. M., J. D. Nash and E. Kunze (2010) : Internal-tide energy over topography. *J. Geophys. Res.* C06014, doi:10.1029/2009JC005618
- Kitade, Y, Y. Igeta, R. Fujii, and M. Ishii (2011) : Amplification of semidiurnal tide observed in the outer part of Tokyo Bay. *J. Oceanogr.*, **67**, 613-625.

- ・熊木豊, 上野陽一郎, 傍島直樹, 松山優治 (2005) : 台風 0406 号に伴い発生した京都府沿岸の急潮. 海の研究, **14**, 653-664.
- ・熊木豊, 北出裕二郎, 戸嶋孝 (2012) : 丹後半島沿岸の前急潮. 海の研究, **21**, 201-217.
- ・Kundu, P. K. (1976) : An analysis of inertial oscillations observed near Oregon Coast. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 879-893.
- ・Kunze, E. (1985) : Near-inertial wave propagation in geostrophic shear. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 544–565.
- ・LeBlond, P. H. and L. A. Mysak (1978) : *Waves in the Ocean*, Elsevier Oceanogr. Ser., vol. 20, 602 pp., Elsevier Sci., Amsterdam.
- ・Mori, K., T., Matsuno, and T., Senjyu (2005) : Seasonal/spatial variations of the near-inertial oscillations in the deep water of the Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **61**, 761-773.
- ・Niwa, Y. and T. Hibiya (2001) : Numerical study of the spatial distribution of the M2 internal tide in the Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, **106**, 22441-22449.
- ・Oakey, N. S. (1988) : EPSONDE: an instrument to measure turbulence in the deep ocean. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **13**, 124-128.
- ・大慶則之, 奥野充一, 辻俊宏, 千手智晴 (2015) : 能登半島東岸で 2004 年秋季に観測された大規模強流反復現象. 海の研究, **24**, 133-146.
- ・Suginohara, N. (1982) : Coastal upwelling: Onshore-offshore circulation, equator coastal jet and poleward undercurrent over a continental shelf-slope. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 272-284.
- ・Watanabe, T., O. Katoh, and H. Yamada (2006) : Structure of the Tsushima Warm Current in the northeastern Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **62**, 527-538.
- ・Yoshida, J. and N. S. Oakey (1996) : Characterization of vertical mixing at a tidal-front on Georges Bank. *Deep-Sea Research II* **43**, 1713 – 1744.