

平成30年度 学位論文

富山湾周辺海域における
近慣性周期変動に関する研究

新潟大学大学院 自然科学研究科
数理物質科学専攻 物理学コース

久賀 みづき

目次

第1章	はじめに	3
1.1	海洋における近慣性内部波	3
1.2	日本海の近慣性内部波伝播における地理的特性	4
1.3	近慣性内部波の日本海沿岸域での振る舞い	4
1.4	富山湾周辺海域における近慣性周期振動	5
1.5	研究目的	6
第2章	富山湾周辺海域に見られる近慣性周期振動	9
2.1	はじめに	9
2.2	方法, 使用データ	9
2.3	台風1004号による近慣性周期変動の励起	10
2.4	結果	12
2.4.1	近慣性周期振動の卓越する領域	12
2.4.2	近慣性周期振動の位相分布	13
2.5	まとめ: 富山湾周辺海域に形成される近慣性周期の振動系の特徴	15
第3章	鉛直モード内部波	23
3.1	はじめに	23
3.2	方法	24
3.3	結果: 鉛直モード内部波の伝播として解釈	24
3.3.1	鉛直固有モード	24
3.3.2	入善近傍での沿岸捕捉波の散乱	25
3.3.3	能登半島東岸での近慣性内部波の反射	26
3.3.4	入善沖における近慣性周期変動起源の強流域の形成機構	26
3.4	まとめ	27

第 4 章	能登半島東岸大陸斜面での散乱	34
4.1	はじめに: 内部波の散乱	34
4.2	方法	34
4.2.1	エネルギーの伝播方向	34
4.2.2	エネルギーフラックス	35
4.3	結果	35
4.3.1	能登半島東岸の流速ビーム構造	35
4.3.2	能登半島東岸での近慣性内部波の入射・反射	36
4.4	まとめ	36
第 5 章	まとめ	41
5.1	富山湾周辺海域での近慣性内部波の伝播・散乱過程	41
5.2	能登半島東岸域での急潮の発生メカニズム	42
5.3	日本海の鉛直混合ホットスポット	43
付録		47
A	内部重力波	47
B	鉛直モード展開	49
C	回転スペクトル	51

第1章

はじめに

1.1 海洋における近慣性内部波

内部波 (internal gravity wave) は, 密度成層した流体中を伝播する浮力を復元力とした波動である. 海洋中では至る所で普遍的に見られ, その発生や伝播の過程で鉛直混合を引き起こすことによって, 海洋の熱塩循環の重要なエネルギー源となっていることが知られている. 沿岸域で見られる内部波は, 潮汐流によって励起される半日・一日周期の内部潮汐波が主であるが, 潮汐流の弱い日本海では, 気象擾乱の通過に伴って励起される近慣性内部波のシグナルが卓越する.

近慣性内部波は, 海上を台風などの気象擾乱が通過することによって励起される, 発生域のコリオリパラメータよりわずかに大きい振動数の内部波で, 発生域から低緯度方向に向かって伝播する (Gill, 1984; Garrett, 2001). 内部波のエネルギーの伝播方向が水平方向と成す角は, 内部波の振動数と密度成層によって一意に決まる. この鉛直斜め方向への伝播は低次から高次までの鉛直モード内部波の重ね合わせとして解釈することができる. しかし, 鉛直高次モード内部波のエネルギーは粘性によってすぐに散逸するので, 発生域から離れた場所へ伝播するのは鉛直低次モードの内部波である. 近慣性内部波の発生域の低緯度側に陸地が存在する場合, 鉛直低次モードの内部波が沿岸域まで到達することが予想される. 内部波が水深の急変する場所に入射すると, エネルギーが再分配され, 反射波とともに高次モードの内部波が生成される (内部波の散乱). この高次モードを含む散乱波は, 内部波のエネルギー散逸に大きく寄与している (Müller and Xu, 1992). 以上のことから, 沿岸域に到達した近慣性内部波のエネルギーは, 地形との相互作用によって様々な伝播形態に変化する過程で減衰すると考えられる.

1.2 日本海の近慣性内部波伝播における地理的特性

近慣性内部波の沿岸域での観測研究は、低緯度側への伝播という性質と、沿岸域でのエネルギーの減衰、振動数が内部潮汐の振動数と近くシグナルの分解が難しいという要因からあまり進んでいない。日本海はアジア大陸と日本列島に囲まれた北西太平洋の縁辺海であり、4つの浅い海峡で外洋と繋がる半閉鎖海域である。このような地理的状况によって、日本海では、潮汐流よりも近慣性振動流のエネルギーが支配的になっている (Mori, 2005)。また、日本列島は日本海の低緯度側に位置しているため、日本海上を台風などの気象擾乱が通過することによって発生した近慣性内部波は、本州沿岸域に向かって伝播し、鉛直低次モードの内部波としてこの海域に到達することが予想される。このように、日本海の本州沿岸域は、近慣性内部波の沿岸域での振る舞いを調べるのに特に適した海域であると言える。

1.3 近慣性内部波の日本海沿岸域での振る舞い

日本海本州沿岸域に伝播する近慣性内部波について、入射波と地形との相互作用が Igeta et al. (2009) によって調べられている。彼らは、係留観測による水温・流速データと数値実験によって、気象擾乱通過時に日本海本州沿岸域に入射した近慣性内部波が、能登半島、丹後半島、佐渡島の北東岸で散乱し、散乱波の一部が内部ケルビン波の性質を持つ近慣性周期の沿岸捕捉波 (Dale et al., 2001, 以下、近慣性沿岸捕捉波と表記する) として岸沿いを伝播し、伝播の途中ですぐに減衰することを示した。さらに、佐渡島の北東岸から沖合方向に伸びるビーム状の流速構造が見られたことから、近慣性沿岸捕捉波の減衰について、伝播の途中で海底地形との相互作用によって散乱し、近慣性内部波として沖方向にエネルギーが放射 (Dale et al., 2001) されたことが原因であると説明した。さらに、能登半島北東岸では、内部ケルビン波の特徴が佐渡北東岸に比べて明瞭に見られなかったことから、沿岸捕捉波ではない近慣性周期波動が存在している可能性を指摘している。

山崎ら (2015) は、ADCP 観測による流速データから得られた能登半島北東岸の陸棚上の近慣性周期のエネルギー極大が、近慣性内部波の散乱を捉えたものであることを示した。また、数値実験によって能登半島北部の浅瀬の複数地点で散乱波が発生している可能性を指摘した。

1.4 富山湾周辺海域における近慣性周期振動

富山湾を中心とした能登～佐渡周辺海域では、気象擾乱に伴い、沿岸で強流が発生し定置網のワイヤーが破断するなどの被害が出ることがある。この現象は急潮と呼ばれ、その被害を軽減するために、発生メカニズムについての研究が精力的に進められてきた。日本海沿岸域における気象擾乱に伴う急潮は、沿岸捕捉波、沿岸密度流、近慣性周期変動等の、様々な海洋物理現象で解釈が試みられてきた（例えば、浅ら, 2007; Igeta et al., 2009; 大慶ら, 2015）。当該海域における沿岸捕捉波は、能登半島西岸～北岸において南～南西風の連吹によって発生し、それが5～10日周期スケールの変動として岸を右に見て能登半島東岸域へ伝播することが知られている（例えば、Igeta et al., 2011）。そのシグナルは、定置網での流速観測や検潮所における潮位観測等で頻繁に確認できることから比較的多くの研究がなされている（例えば、Fukudome et al., 2016）。一方、急潮へ寄与するような沿岸域における近慣性周期変動についても、岸に捕捉され海岸線を右に見て伝播する現象として解釈されてきた（浅ら, 2007; Igeta et al., 2007）。これは、1.3節で述べたように近慣性内部波が半島の先端部のような陸岸の突端部において散乱し、散乱波の一部が岸に捕捉されて近慣性沿岸捕捉波（Dale et al., 2001）の特性を持って伝播したものと考えられている（Igeta et al., 2009; 山崎ら, 2015）。

以上のような背景の下、富山湾周辺海域では、岸を右に見て伝播する現象が急潮予測における根拠として使用されてきた（大慶ら, 2012）。一方、大慶ら（2015）は、能登半島東岸域において2週間程度持続した近慣性周期変動の観測事例を示し、それが定置網の操業を妨げたことを報告した。この近慣性周期変動の特徴として、能登半島東岸沿いの離れた2測点で時間的に同期する変動を持つことを挙げ、岸に沿って伝播すると考えると、沿岸捕捉波の位相速度によって解釈できない非常に大きな伝播速度を持つ（約 10ms^{-1} ）ことを示した。そして、彼らはこれを能登半島沖で回折し海岸線に向かって伝播した近慣性内部波による流動であると推測した。このことから、この海域では、これまで明らかになっていない物理的背景を持つ近慣性周期の振動系が形成されていることが示唆される。

1.5 研究目的

本研究は、気象擾乱の通過によって発生した近慣性内部波がエネルギーを散逸させる過程として、沿岸域での近慣性内部波の振る舞いを明らかにすることを目的とする。日本海本州沿岸域は、近慣性内部波の沿岸域での振る舞いを調べるのに適した地理的条件を持っているが、その中でも特に大きい近慣性内部波のエネルギーが入射すると考えられる能登半島東岸から富山湾にかけての海域を対象領域とした。この海域は、富山トラフの南端に位置しており、深いところでは1000m以上の水深があることと、10km程度の狭い陸棚幅という地形の特徴から、地形との相互作用によるエネルギーの減衰が小さく、近慣性内部波が岸近くまで伝播すると考えられる。先行研究によって、近慣性内部波が沿岸域の地形との相互作用し、陸岸の突端部で散乱、散乱波が岸に捕捉された伝播することが明らかになっている。加えて、富山湾周辺海域はFig.1.1 (a)に示すように複雑な海岸・海底地形を持つため、回折による波動の入射、定在波の形成、反射・散乱過程を通して、自由伝播する近慣性内部波から近慣性沿岸捕捉波へのエネルギー移行、またその逆の過程などが起こる可能性がある。また、閉鎖性が高い海域であるため、能登半島北東～東岸において指摘されているように、複数の波動の重ねあわせによって複雑な振動系が形成されている可能性が高い。しかし、その全体像や詳細については殆ど分かっていない。

このような学術的興味に加えて、この海域で形成される近慣性周期の振動系を明らかにすることによって、未知の急潮発生メカニズムが解明されれば、漁業被害防止に繋がり、社会的貢献が期待される。

複雑な振動系の時空間的な特徴を理解するためには、ロスビー内部変形半径を十分に解像した海洋数値モデルを用いた数値実験が適している。そこで本研究では、日本海区水産研究所で現業運用されている「リアルタイム急潮予測システム (<http://kyucho.dc.affrc.go.jp/kyucho/>)」の確定値を用い、富山湾周辺海域で気象擾乱に伴って発生した近慣性周期の振動系を形成する波動を抽出し、近慣性内部波の散乱・伝播過程を記述した。

解析対象として、2010年の台風4号が対馬海峡から北東方向へ向かって日本海上を進行した事例を選んだ。この事例は、対象海域周辺で効果的に近慣性周期振動を励起するような典型的な台風経路であることと、Hirose et al. (2017) で沿岸域で

の近慣性振動流の再現性が確認されていることから、本研究の目的に適していると言える。

この事例について、対象海域において形成される近慣性周期振動の詳細を調べ、さらに近慣性内部波の伝播・散乱過程としての理解を掘り下げること、近慣性内部波の減衰過程における普遍的なプロセスを抽出することを試みた。

2章では台風通過後に富山湾周辺海域に励起された近慣性周期振動の位相分布の特徴を抽出し、3章では鉛直固有モード内部波の伝播として2章で得られた特徴を解釈する。4章では内部波のエネルギー伝播として陸棚上のビーム構造を解釈することで散乱の発生を示す。5章で、解析結果から得られた沿岸域での伝播・散乱過程をまとめ、日本海本州沿岸域における近慣性内部波による鉛直混合について議論する。

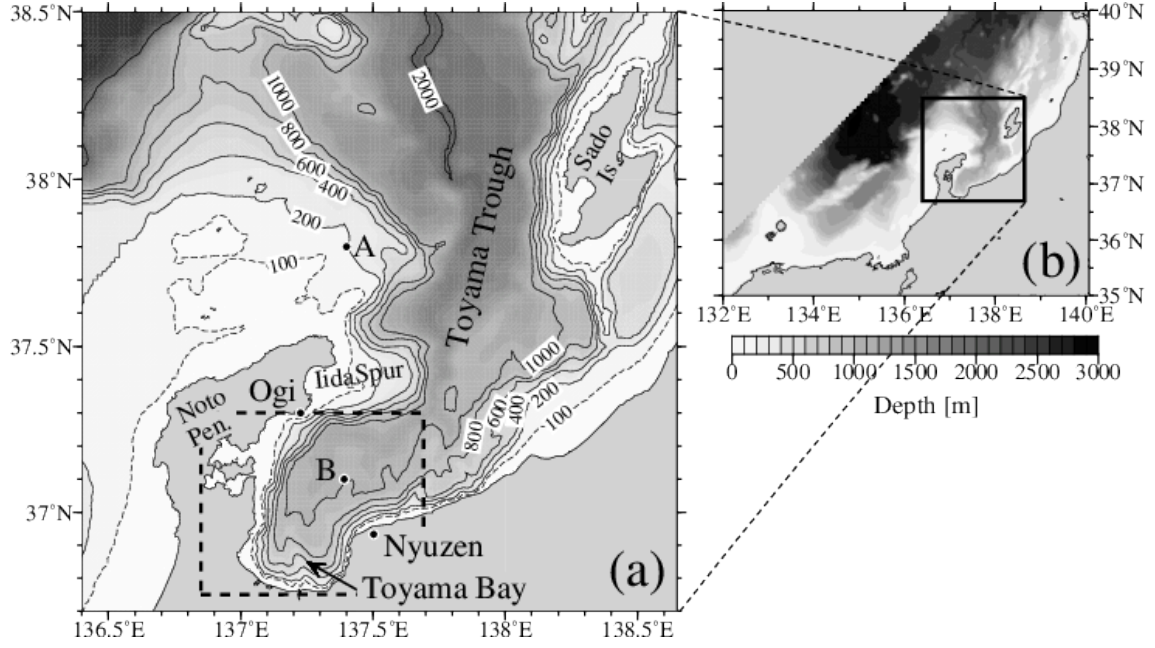


Fig. 1.1: Bottom topography of (a) study area around Toyama Bay and (b) model domain of DR_C. Station A and B indicate representative locations of wind and current velocity shown in Fig.2.2. Horizontally averaged values are estimated in the region enclosed by the dashed line.

第2章

富山湾周辺海域に見られる近 慣性周期振動

2.1 はじめに

富山湾周辺海域で近慣性周期振動が発生した事例として2010年台風4号の通過事例について解析する。この台風は2010年8月7日にフィリピン沖で発生し、8月11日に対馬海峡を経由して日本海を北東方向に進んだ (Fig.2.1)。能登半島北方は8月12日の9~12時の間に通過した。この台風通過によって、能登半島北東部を含めた日本海本州沿岸域では近慣性周期の流速振動が観測された (Hirose et al, 2017)。このことから、富山湾周辺海域での近慣性内部波の振る舞いを調べるのに適した事例であると判断し、この事例において富山湾周辺海域に形成された近慣性周期の振動系を海洋数値モデルのシミュレーションデータから抽出する。

2.2 方法, 使用データ

リアルタイム急潮予測システムの海洋数値モデルは九州大学応用力学研究所開発のDR_C (Hirose et al., 2017) で、より現実的な日本海沿岸の流れを再現するための高解像度シミュレーションモデルである。基盤となる海洋モデルはRIAM Ocean Model (Lee et al., 2003) で、球面座標系において静水圧平衡の下でブシネスク近似、自由表面を仮定したプリミティブ方程式を有限差分法で解く海洋大循環モデルである。Fig.1.1(b) に示す鳥取県～山形県沿岸を計算領域とし、水平解像度は東西1分、南北0.8分、鉛直層数は36層で、表層ほど鉛直解像度が高い (鉛直36層; 層厚2~480m)。海底地形はJTOPO30v2とJ-EGG500の相加平均によって作成された。さらに、海岸の地形をより現実的にする為の修正が施されている。側面境界は、日

本海と東シナ海を計算領域とする渦解像可能なデータ同化モデル DR_M(Hirose et al., 2013) の、海面高度、水温、塩分、水平流速(東・北向き成分)の値を与えている。気象外力は気象庁の GPV-MSM データ(海面気温、比湿、雲量、降水量、風ベクトル)を時空間で線形補間して与えている。解析に使用した出力変数は、水平流速(東・北向き成分)、ポテンシャル水温、塩分の 1 時間平均値で、それぞれの出力時間間隔は 1 時間である。ポテンシャル密度は(以下、密度と表記する)、海水の状態方程式(UNESCO, 1981)を用いてポテンシャル水温、塩分データより算出した。本稿では、このシステムで計算されたデータを DR_C データと呼ぶことにする。解析対象期間である 2010 年 8 月 10 日 9 時から 23 日 9 時までのデータを使用した。

近慣性周期の振動系は自由伝播する近慣性内部波と近慣性沿岸捕捉波の重ね合わせであると想定される。自由伝播する近慣性内部波については、水平流速のベクトルが時計回りに回転するので(A.9 式)、水平流速の回転成分にその特徴が出ると考えられる。この特徴を抽出するために、水平流速の回転スペクトルを用いた解析を行った。一方、近慣性沿岸捕捉波は、岸を右に見る方向に位相伝播し、岸付近で岸沿いと鉛直の振動が最大となり、その振幅は沖に向かって指数関数的に小さくなるという特徴を持つので、岸付近に現れる大きな内部境界面変位を抽出するために、密度偏差についての解析を行った。

2.3 台風 1004 号による近慣性周期変動の励起

DR_C データには、気象擾乱のない静穏時に対馬暖流沿岸・沖合分枝、地形性渦、もしくはそれらを起源とする流動現象が見られた。一方で、台風・温帯低気圧通過時には富山湾内外に短周期で変動する強流を確認出来た。また、その強流については、岸に捕捉された数日間持続する流れと、沖合での振動する流れとが混在する様子が頻繁に見られた。本研究では、近慣性周期変動が卓越した一例として、2010 年 8 月に能登半島の北沖を東進した台風 1004 号(T04)通過に伴う近慣性周期変動に着目する。T04 は 2010 年 8 月 7 日頃にフィリピン沖で発生した後に北上した。11 日に対馬海峡を経由し日本海へ入り、能登半島北方沖を 12 日 9~15 時の間に通過した(Fig.2.1)。能登半島～富山湾周辺では、T04 接近に伴い南風が強まったが、台風の原因が能登半島付近を通過した 12 日午前以降は、風速ベクトルが時計回りに回転

しつつ北寄りの風に変わった (Fig.2.2(a)). 1 章で述べたように, 能登半島北方沖を北東方向へ進行する台風・温帯低気圧は, 能登半島～富山湾沿岸域に風速ベクトルが時計回りに回転するような時間変動する風速場を形成する. このような風速場は近慣性振動流を共鳴的に強めることが知られており (D'Asaro, 1985), このような台風・低気圧によって当該海域に大きな振幅の近慣性振動流が発生することが知られている (例えば大慶ら, 2009; Igeta et al., 2011; 大慶ら, 2015; 山崎ら, 2015). T04 は上記の海洋物理現象を効果的に発生させる気象擾乱として良い例であると共に, この台風に伴う流動変動は, DR-C によって高い精度で再現されたことが Hirose et al. (2017) で示されていることから, 近慣性周期変動の挙動を調べるには非常に適した事例である. まず, T04 通過による近慣性周期変動が DR-C データに見られるかどうかを確認する. Fig.2.2(b) は, Fig.1.1(a) の測点 B における 30m 深流速の東西・南北成分である. 台風通過直後から, 富山湾内では流速振幅が大きくなり, 東西・南北成分ともに同程度の振幅で振動している. 流速の振動周期は 20 時間程度で, 東西, 南北成分で位相が 90° 程度ずれていることから, 流体粒子が水平的に円運動をしていたことが分かる. この流速振動は 19 日まで確認出来る. 流速の振動周期を見積もるために, 水平流速場の時計回り, 反時計回りの回転スペクトルエネルギー密度 S_- , S_+ (付録 (C.8), (C.8) 式) を直接フーリエ変換により算出した. 富山湾内の測点 B (Fig.1.1(a)) における 30m 深水平流速の 8 月 11 日 9 時から 19 日 9 時の時系列データを使って得られた回転スペクトルエネルギー密度 C_R (Fig.2.3) から, 19 時間周期の時計回り流速振動が卓越していることがわかった. これに従い, 本事例では, 19 時間周期変動を近慣性周期変動と定義した. なお, 反時計回り成分の振幅が非常に小さいことから回転係数は 1 に近く, 流速ベクトルの時間変化が真円に近い軌道を描くことがわかる (付録 A 参照).

2.4 結果

2.4.1 近慣性周期振動の卓越する領域

近慣性周期変動の卓越する期間に注目し、富山湾周辺における近慣性周期変動の発達、伝播過程を調べる。まず、近慣性周期変動が富山湾周辺海域で卓越していた時期を把握するために、T04 通過前後の近慣性周期変動エネルギーの時間変化を調べる。Fig.2.2(c) は、30m 深水平流速の 19 時間周期の回転スペクトルエネルギー密度の時間変化である。ラベルの時刻を中心に 95 時間 (19 時間周期 5 周期分の長さ) の時系列データを用いて見積もり、それを 1 時間ずつずらして計算し時間変化とした。なお、値は富山湾周辺海域 (Fig.1.1(a) 点線領域) の平均値である。能登半島沖を T04 が通過した後、時計回りのエネルギー密度が約 3 日間高い値を維持するが、15 日以降は急激にエネルギーレベルが下がっている。一方、反時計回りのエネルギー密度は時計回りのエネルギー密度よりも $1/4$ 程小さかった。従って、本事例で近慣性周期変動変動が卓越した期間として、T04 が通過した 8 月 12 日 12 時から 72 時間を中心に解析した。

18.5 から 19.5 時間周期のバンドパスフィルターによって抽出した近慣性周期変動による密度偏差と流速ベクトルの水平分布を Fig.2.4 に示す。季節躍層以深の代表として 120m 深、季節躍層付近の代表として 30m 深の結果を示した。まず、季節躍層以深の 120m 深では、能登半島北東端の飯田海脚周辺で正の密度偏差が発生し (Fig.2.4(a)), それが沿岸で岸を左に見る流れを伴いつつ岸を右に見ながら富山湾、入善を経由し、入善以東へと伝播した (Fig.2.4(b)~(d))。一方で、季節躍層付近の 30m 深では、大まかな密度・流速変動は 120m 深と類似するものの、流れの強い海域、弱い海域が散在し、複雑な水平構造を持っている (Fig.2.4(e)~(h))。また、富山湾東端の海岸線が凸状に沖へ張り出す入善沖から能登半島東岸へ伝播するような円弧状の波面のようなもの (Fig.2.4(f)~(h) の低密度偏差領域) も確認出来る。

120m 深における近慣性周期変動 1 周期分 (8 月 12~13 日) の密度偏差の最大値の水平分布 (Fig.2.5(f)) から、飯田海脚周辺の大陸斜面付近に高い振幅の領域がみられる。そこから小木、富山湾、入善を経由し、入善以東まで、密度偏差の最大値が沿岸～大陸斜面に捕捉される形で分布している。同じく 120m 深における流速の最大値の水平分布では、富山湾以西では、流れは基本的に岸で最も強く、沿岸に捕捉さ

れる特徴を持つが、能登半島東岸では、強流域がパッチ状に分布する (Fig.2.5(c)). 一方、30m 深の密度偏差 (Fig.2.5(e)) では、能登半島東岸域での振幅は小さいものの、基本的には 120m 深の密度偏差同様に飯田海脚周辺以南での振幅が大きく、岸に捕捉される特徴が現れている。密度・流速変動が沿岸に捕捉されている特徴は、Igeta et al.(2009) で議論された、半島突端部で慣性振動もしくは近慣性内部波が散乱することで発生した近慣性沿岸捕捉波の特徴が現れたものだと考えられ、その発生域は飯田海脚上の 100m 深等深線で確認出来る浅瀬周辺であると判断できる。

一方、Fig.2.5(b) に示した 30m 深の流速最大値では入善沖で流れが最も強く、次いで小木南岸、さらに能登半島東沖 (800m 等深線より沖合の領域) に強流帯を確認できる。エクマン層内の水深 6.5m の流速分布 (Fig.2.5(a)) は 30m 深と類似しているが、飯田海脚沖の強流帯は 30m 深に比べて広範囲に分布している。以上から、30m 深以浅の流速分布には、近慣性沿岸捕捉波の伝播に加えて、近慣性内部波等の波動、もしくはそれに類する流動現象が重なり合うことで、複雑な振動形態を示したと判断できる。以降、その要因をできる限り分離して示し、この複雑な流動・密度変動を理解することを試みる。

2.4.2 近慣性周期振動の位相分布

近慣性周期変動・内部波の伝播の時空間特性を可視化するために、密度偏差・流速変動の振幅と位相の空間構造を見積もる。密度偏差については調和解析を用いて見積もるが、水平流速に関しては、その時計回り成分 Z_- (付録 (C.12) 式) の偏角 $\arg Z_-$ を位相として、その空間構造に注目し特徴を抽出することを試みる。解析対象期間に関して、Fig.2.2 で実施した計算と同様に 95 時間分の流速データを使って、DR_C データの各水深、各グリッドについて見積もった。Fig.2.6 に、密度偏差と流速時計回り成分の 8 月 14 日 3 時 (8 月 12 日 4 時 ~ 8 月 16 日 2 時のデータを使用) の近慣性周期変動 (19 時間周期変動) の位相の水平分布を示した。季節躍層付近の代表として 30m 深、季節躍層以深の代表として 120m 深の結果を示している。位相の進行方向は π から $-\pi$ の向きである。ここで、振幅については、それぞれの水深帯で Fig.2.5 に示したバンドパスフィルターされた近慣性周期流速変動の一周期間の最大値分布と良く似ていたため、本稿では重複を避けるため提示を省略する。

120m 深では、富山湾北方沖に密度偏差変動の無潮点があり、無潮点を中心に反時計回りに位相伝播していた様子が確認できるが (Fig.2.6(c)), その特徴は流速では明確ではない (Fig.2.6(d)). 一方 30m 深では、密度偏差、流速時計回り成分の双方で、能登半島東沖では等位相線が海岸線に平行に分布し、能登半島東沿岸の広い範囲 (能登半島東岸の海岸線と 800m の等深線で囲まれた領域) で、岸に沿った方向で同位相に近い流速・密度変動が確認できる (Fig.2.6(a), (b)). この等位相線の分布は、近慣性周期変動が入善沖から能登半島東岸に向かって伝播し、その波面が海岸線・大陸棚に平行に入射していることを示している。また、この等位相線が能登半島東沖に平行に分布する海域は、流速振幅が比較的大きい海域 (Fig.2.5(b) 800m の等深線より沖合) と重複している。

以上から、Fig. 5 の時間連続図で確認された、(1) 岸を右に見て伝播する沿岸捕捉波、(2) 入善沖から能登半島東岸への波動伝播の 2 つの特徴が、5 慣性周期の代表的な近慣性周期変動の特性として定量的に抽出できた。この振動系は約 2 日間持続したが、エネルギーが急激に減衰するのに伴い (Fig. 3(c)), その位相構造は緩やかに変化した。これを示すために、近慣性周期変動の流速の時計回り成分の振幅が、8 月 14 日の半分程度にまで減少した 8 月 16 日を中心とした 5 慣性周期分のデータを用いて、30m 深の密度偏差と流速の位相分布を見積もった (Fig. 8) 密度偏差変動については、2 日前の 120m 深に見られた反時計回りの位相伝播構造 (Fig. 7(c)) とほぼ同じ位相分布に変化し、沿岸捕捉波の伝播のシグナルが明確に現れている (Fig. 8(a)). 一方で、流速の時計回り成分に関しては、飯田海脚南方沖に無潮点が形成され、そこを中心に時計回りの伝播を示す分布となった (Fig. 8(b)). これは、能登半島東沖～富山湾沖合の無潮点を中心に、最終的には、密度偏差は反時計回り、流速変動は時計回りと、逆に伝播する振動系が形成されたことを意味している。ここで、流速の時計回り成分の振幅の空間構造は殆ど変化しなかった。

以上から、Fig.2.4 の時間連続図で確認された、(1) 岸を右に見て伝播する沿岸捕捉波、(2) 入善沖から能登半島東岸への波動伝播の 2 つの特徴が、5 慣性周期の代表的な近慣性周期変動の特性として定量的に抽出できた。この振動系は約 2 日間持続したが、エネルギーが急激に減衰するのに伴い (Fig.2.2(c)), その位相構造は緩やかに変化した。これを示すために、近慣性周期変動の流速の時計回り成分の振幅が、8 月 14 日の半分程度にまで減少した 8 月 16 日を中心とした 5 慣性周期分のデータ

を用いて、30m 深の密度偏差と流速の位相分布を見積もった (Fig.2.7). 密度偏差変動については、2 日前の 120m 深に見られた反時計回りの位相伝播構造 (Fig.2.6(c)) とほぼ同じ位相分布に変化し、沿岸捕捉波の伝播のシグナルが明確に現れている (Fig.2.7(a)). 一方で、流速時計回り成分に関しては、飯田海脚南方沖に無潮点が形成され、そこを中心に時計回りの伝播を示す分布となった (Fig.2.7(b)). これは、最終的には、能登半島東沖～富山湾沖合の無潮点を中心に、密度偏差は反時計回り、流速変動は時計回りと、逆に伝播する振動系が形成されたことを意味している。ここで、時計回り成分の振幅の空間構造は殆ど変化しなかった。

2.5 まとめ：富山湾周辺海域に形成される近慣性周期の振動系の特徴

台風通過後に能登半島東岸～富山湾周辺海域で発生した近慣性周期振動について、その水平構造に見られる特徴が次のように抽出された。

1. 能登半島北東端で密度・流速変動が発生し、岸に捕捉されて反時計回りに位相が伝播する
2. 入善沖から能登半島東岸へ向かって位相伝播する波動がある
3. エネルギー減衰中に流速時計回り成分が密度変動とは逆に時計回りに位相伝播する
4. 入善沖で強流帯が形成される

1 は上述の通り、半島突端部で慣性振動 (または近慣性内部波) が散乱することで発生した近慣性沿岸捕捉波の特徴だと考えられるが、2・3 は入善沖で何らかの要因で発生した近慣性内部波、4 は、これらの波動もしくはそれに類する振動流の重ね合わせで形成されたと類推される。

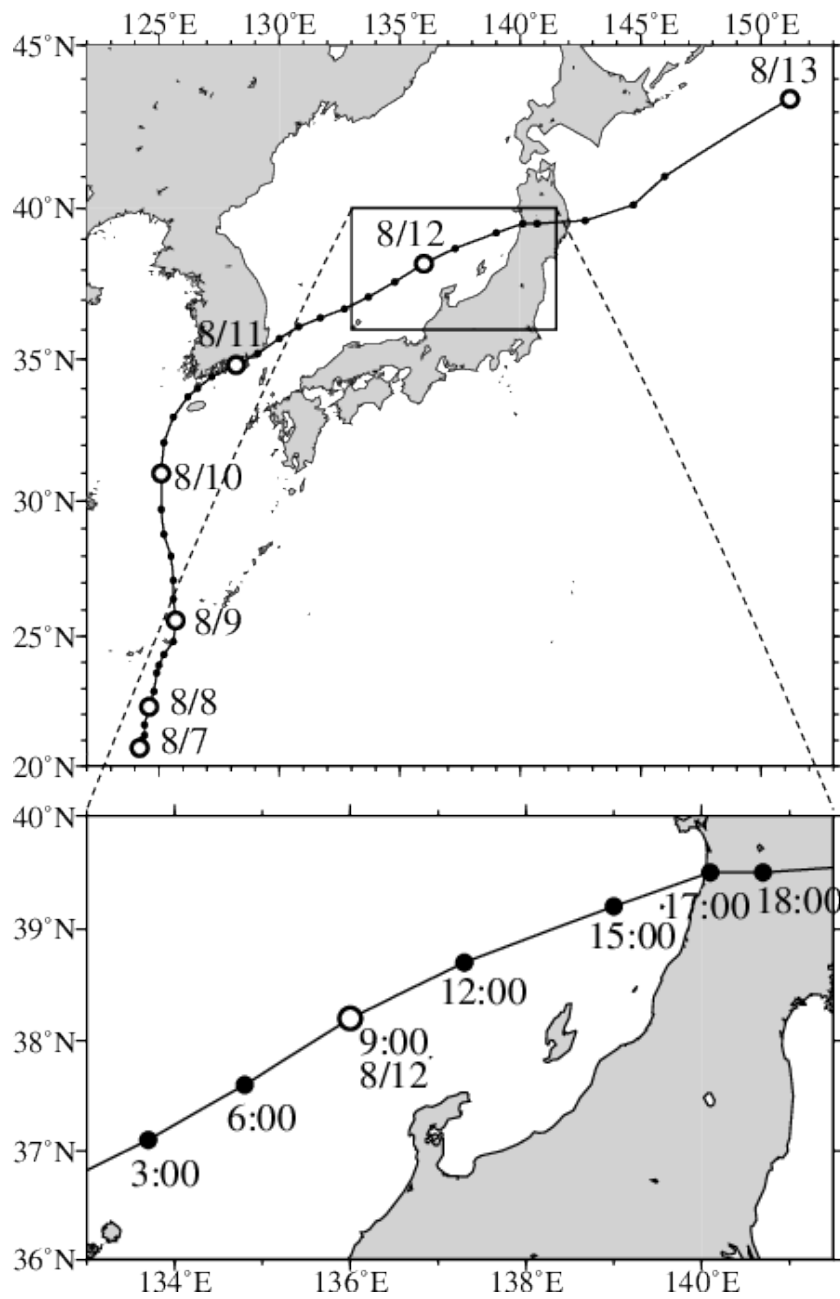


Fig. 2.1: Track of Typhoon 1004. Open circles denote the position at 9:00JST.

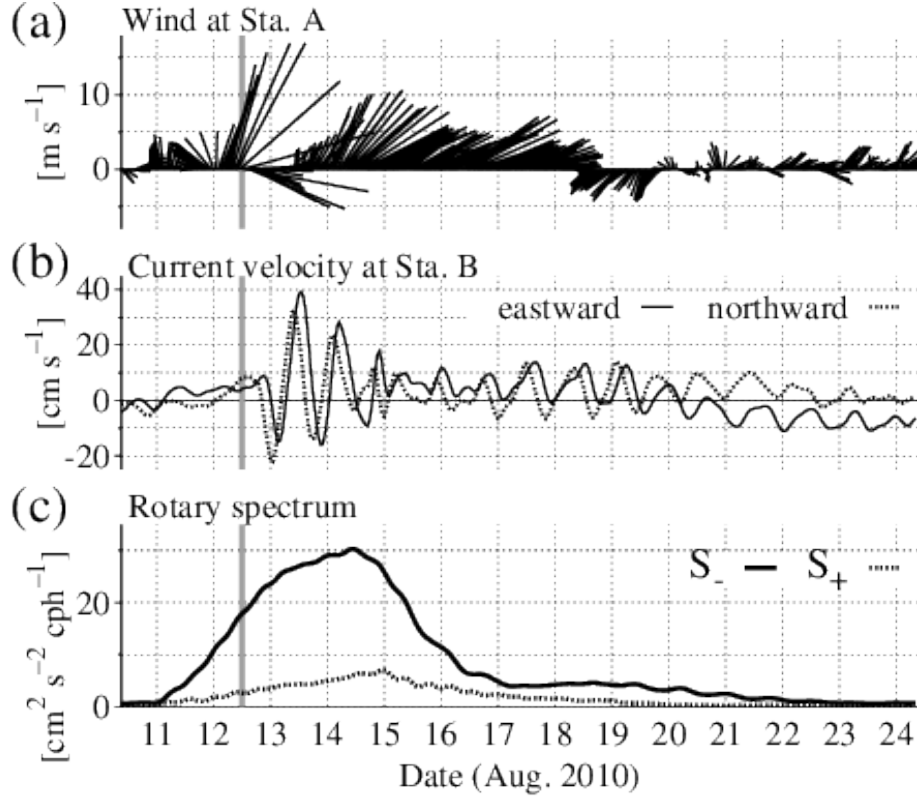


Fig. 2.2: Time series of (a) wind vectors at station A, (b) eastward (solid line) and northward (dashed line) current velocities at station B at the depth of 30m, and (c) clockwise (solid line) and counterclockwise (dashed line) spectra of current with a period of 19-hours averaged horizontally at the depth of 30m. The gray vertical lines indicate the time when Typhoon 1004 passed the north of Noto Peninsula.

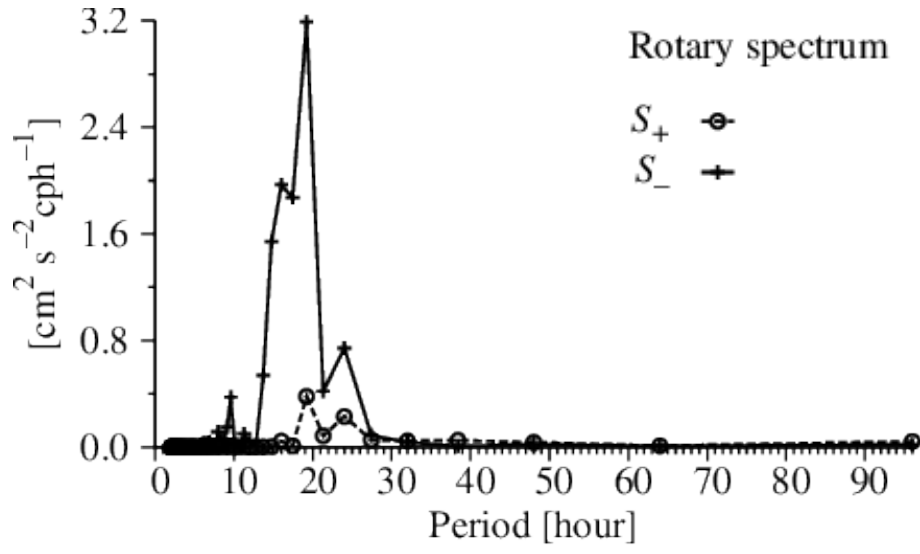


Fig. 2.3: Clockwise (solid line) and counterclockwise (dashed line) spectra of current at the depth of 30m at station B calculated by the data from 9:00JST, August 11 to 9:00JST, August 18.

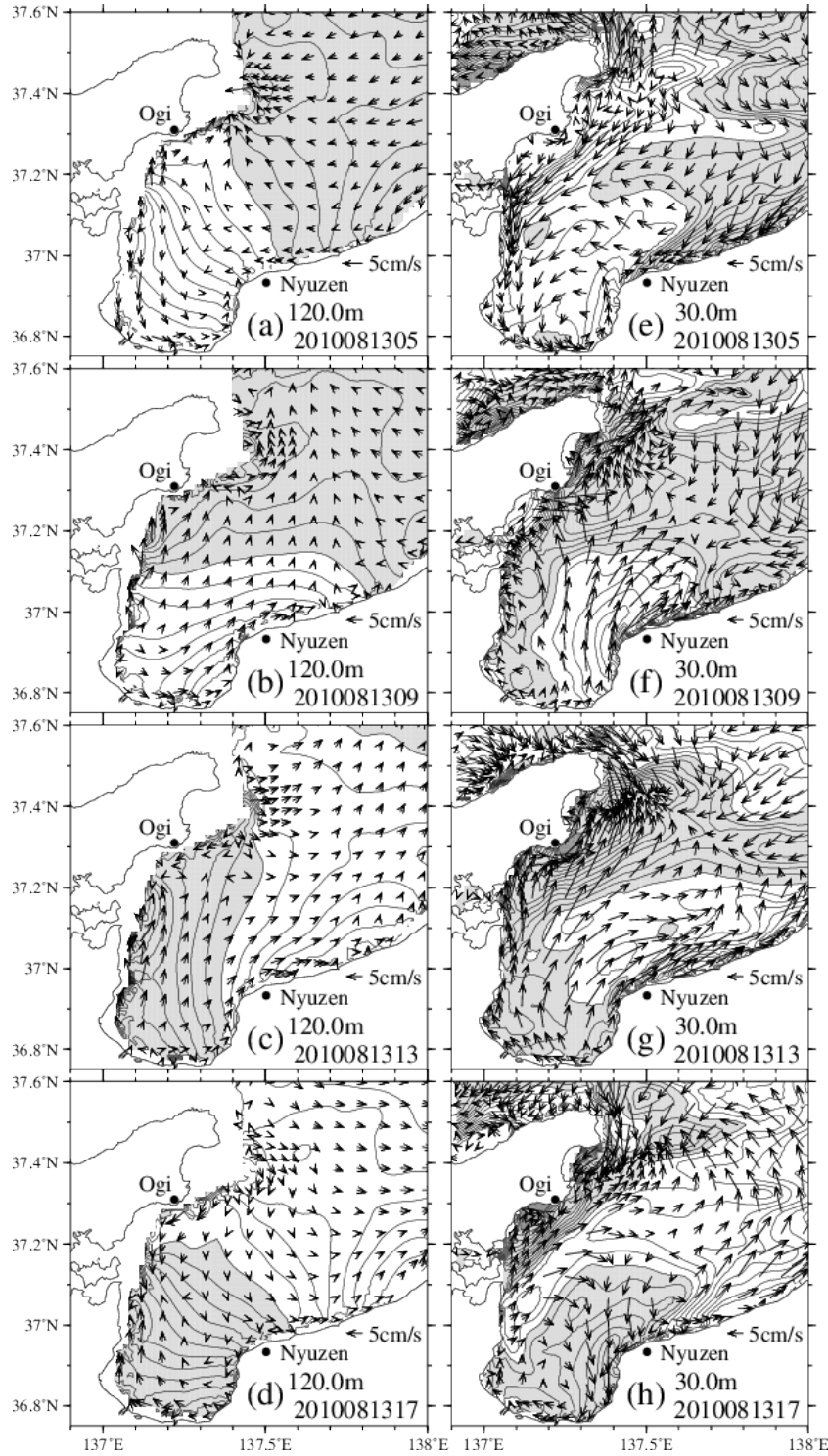


Fig. 2.4: Density anomaly (contour) and current (vector) of the period of 19-hours at the depth of (a-d) 120m and (e-f) 30m. Contour intervals of density anomaly are every $2 \times 10^{-5} \text{kgm}^{-3}$. The positive anomaly of density is shaded.

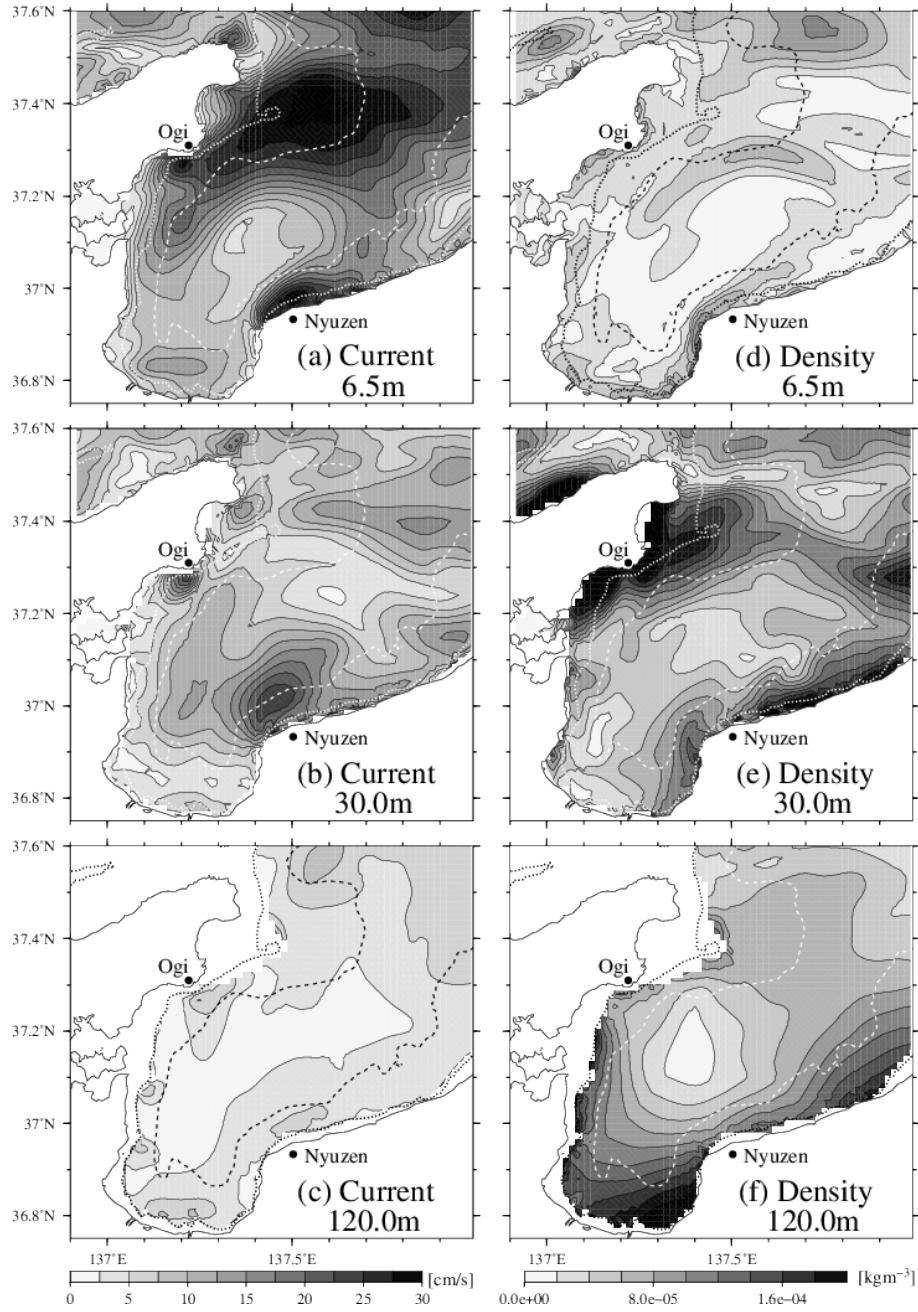


Fig. 2.5: Maximum (a-c) current velocity and (d-f) density anomaly during 19 hours around 3:30, August 14 at the depth of 6.5, 30 and 120m. Dashed and dotted lines are the contour at the bottom depth of 800m and 100m respectively.

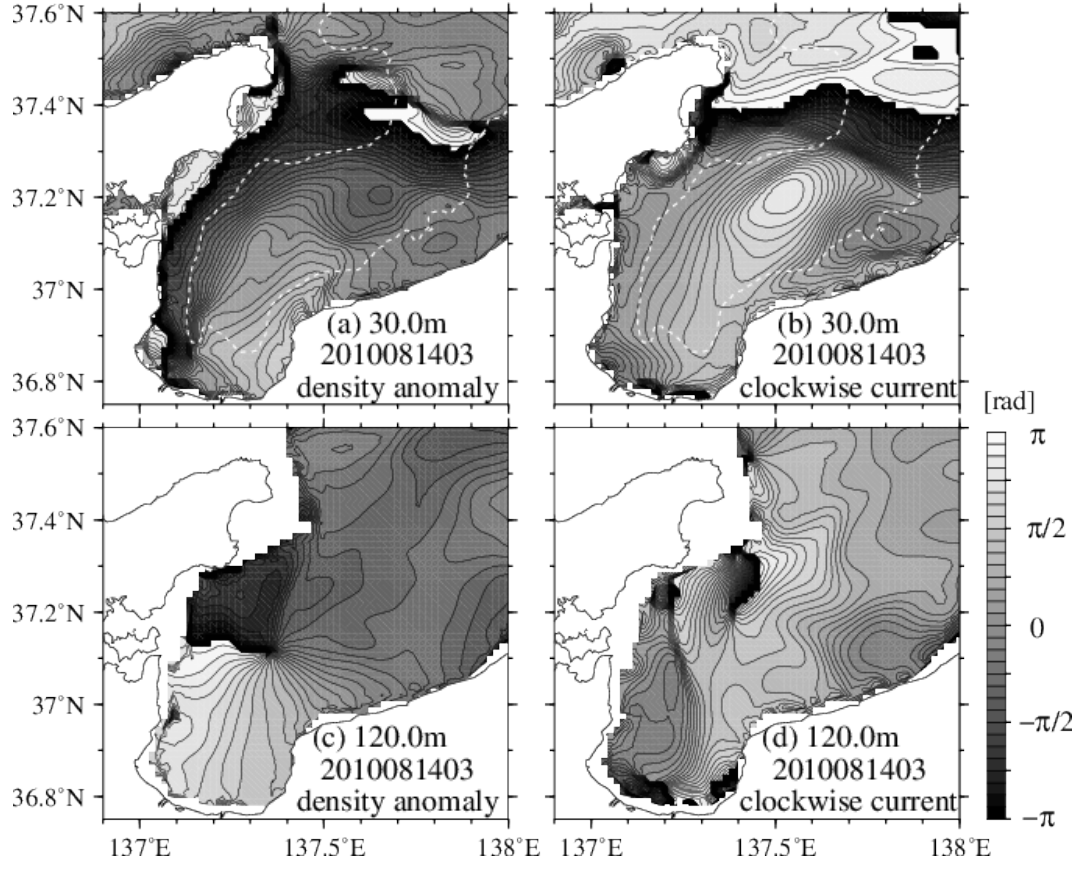


Fig. 2.6: Horizontal distribution of phase for (a) the potential density anomaly and (b) the clockwise component of horizontal current with a period of 19-hours calculated from the data for 95 hours around 3:30, August 14 at the depth of 30 m. (c), (d) are same as (a), (b) but for the depth of 120 m. Dashed lines are the contour at the bottom depth of 800m.

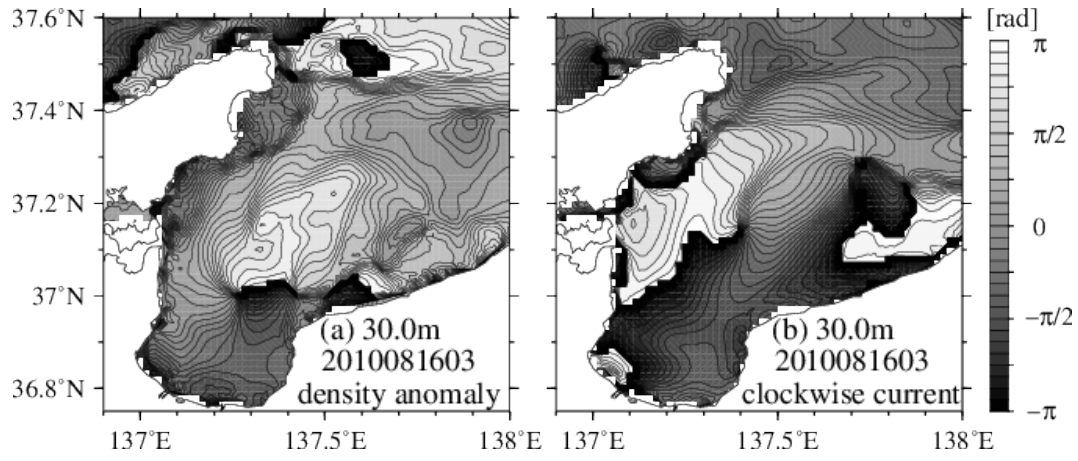


Fig. 2.7: Same as Fig.2.6 (a), (b) but for calculated from the data for 95 hours around 3:30, August 16.

第3章

鉛直モード内部波

3.1 はじめに

2章において台風通過によって富山湾周辺海域につくられる近慣性周期の振動系の特徴として得られた(2)~(4)について、近慣性内部波の伝播として解釈可能かどうか検討する。入善沖で近慣性内部波が発生していると仮定し、入善沖で発生する波動についてその発生するタイミングについて、Fig.2.4を用いて再確認する。能登半島東岸へ波及する近慣性内部波の峰の部分(低密度偏差域)が、能登半島東岸沖で概ね岸に平行に分布することが30m深において明確に確認できる(Fig.2.4(h))。この峰の位置について時間を遡って追跡すると(Fig.2.4(g),(f))、この波源は富山湾東端の入善沖であるように見える(Fig.2.4(f))。一方、Fig.2.4(f)と同時刻に、120m深(Fig.2.4(b))では、能登半島東岸に沿って北から波及してきた近慣性沿岸捕捉波の峰の部分が、入善近傍を通過していることが明確に確認できる。近慣性沿岸捕捉波の谷の部分が伝播する際にも、ほぼ同様の波動の伝播様式が確認できた。

以上に加え、富山湾奥から入善に掛けての北に向かった凸状の陸岸地形の空間スケール(約10km)は、近慣性沿岸捕捉波の波長約200kmに比べて十分に小さいと判断されることから、入善沖から能登半島東岸へ波及する近慣性内部波は、入善沿岸における近慣性沿岸捕捉波の海岸地形の水平的な変化による散乱過程(例えばWilkin and Chapman, 1990; Dale et al., 2001)を通して、近慣性沿岸捕捉波から慣性重力波へエネルギーが変換されることにより発生したと考えられた。この推測の妥当性を示すため、富山湾周辺海域における近慣性内部波の伝播シグナルを可能な限り抽出・描画する。

3.2 方法

富山湾周辺海域で近慣性内部波が持ち得る各鉛直モードの水平流速・密度の鉛直構造を見積もった(算出方法は付録 B 参照). 計算に用いたポテンシャル密度の鉛直プロファイル (Fig.3.1(a)) は, 富山湾周辺海域 (Fig.1.1(a) 点線領域) で領域平均, 位相分布の算出に用いたデータの期間 (8 月 12 日 4 時 ~ 8 月 16 日 2 時) で期間平均をとった値とした.

さらに, これらの鉛直構造を持つ近慣性内部波が富山湾周辺でどのように分布・伝播していたかを DR-C データから抽出した. 各水平グリッドの密度偏差・東西流速・南北流速の 18.5 から 19.5 時間周期のバンドパスフィルターを通したデータに対し, 密度偏差については Fig.3.1(c), 東西・南北については Fig.3.1(d) の正規化した鉛直第 1~3 モードの重ね合わせとして最小二乗法によるフィッティングを行い, 各モードについて見積もったフィッティングパラメータの時系列を作成し, その時系列データについて調和解析を用いて近慣性周期変動の振幅と位相を抽出した. ここで, 富山湾周辺海域 (Fig.1.1(a) 点線領域) の内部波の特性を見るために計算は水深 800m 以深の海域に限定したので, 鉛直モード展開の計算も 800m 以浅とした. 表層エクマン層内の風による吹送流を解析の対象外とするため, 最小二乗を用いたフィッティングは 20~800m 深の DR-C データとモード型とを用いて行った.

3.3 結果: 鉛直モード内部波の伝播として解釈

3.3.1 鉛直固有モード

密度偏差 $\hat{\rho}'_n$, 水平流速 \hat{u}_n について, 低次の 3 つの鉛直固有モードのプロファイルを Fig.3.1(c), (d) に示した. 鉛直第 1 モードは位相速度 $c_1 = 1.94\text{m/s}$ で, 231m 深に水平流速の節を持ち 95m 深に密度偏差の腹を持つ. 鉛直第 2 モードは位相速度 $c_2 = 1.86\text{m/s}$ で, 水平流速については 131m 深に腹, 62, 320m 深に節を持ち, 密度偏差については 129m 深に節, 52, 196m 深に腹を持つ. 鉛直第 3 モードは位相速度 $c_3 = 0.55\text{m/s}$ で, 水平流速は 81, 196m 深に腹, 41, 196, 338m 深に節を持ち, 密度偏差については, 40, 117m 深に腹を持ち, 81, 196m に節を持つことがわかる. Fig.2.6 で位相分布を示した 30m 深では流速の第 1 モード, 密度偏差の第 3 モード

の振幅が大きく、120m 深では流速の第 2 モード、密度偏差の第 1, 3 モードの振幅が大きいことがわかった。

3.3.2 入善近傍での沿岸捕捉波の散乱

Fig.3.2 は密度偏差の、3.3 は、東西流速、南北流速を用いて算出した鉛直第 1 モードの振幅と位相の水平分布で、8 月 14 日を中心とした 5 慣性周期分の結果である。密度偏差に注目すると、振幅は陸棚端付近で最も大きく沖に極小点を持ち、位相は対象海域を反時計回りに伝播し、無潮点は振幅の極小点と一致するという特徴を持つ (Fig.3.2(a), (d))。これは、近慣性沿岸捕捉波の伝播の特徴を示す Fig.2.5(a) や Fig.2.6(a) の特徴 (2.5 節 (1)) と良く一致する。ここで富山湾内における沿岸捕捉波は大陸棚の幅 (約 10km) がロスビーの内部変形半径 (約 20km) に比べて十分小さいため、内部ケルビン波的な特性を持つことが知られていることから (相木ら, 2006; Igeta et al., 2011), この解析では、密度振幅に大きなシグナルが現れる内部ケルビン波的な特徴が抽出されたと解釈できる。

一方、流速の東西成分を用いたモード分解の結果からは、鉛直第 1 モードの振幅は、入善沖に極大を持ちつつ放射状に減衰し (Fig.3.3(a)), 位相は振幅の極大が分布する入善沖を起点に東西へ伝播する (Fig.3.3(b)) 特徴を示している。この特徴は南北流速成分を用いた解析結果 (Fig.3.3(c), (d)) でも確認出来る。これらの結果は、鉛直第 1 モード近慣性内部波の発生域が入善沖で、そこから能登半島沿岸へ伝播するという 2.5 節の推測をサポートする。

加えて、この海域において沿岸捕捉波が内部ケルビン波的な特性を持つことと、内部ケルビン波の伝播速度は内部重力波と等しい (Gill, 1982) ことを踏まえると、鉛直第 1 モード内部重力波の位相速度より、沿岸捕捉波の波長は約 130km と見積もられる。一方、富山湾奥から入善にかけての凸状の陸岸地形の岸沖方向の空間スケールは約 20km であり、近慣性沿岸捕捉波の波長に比べて十分に小さいと判断されることから、入善沿岸の地形変化で近慣性沿岸捕捉波が散乱することにより近慣性内部波が発生したと考えられる。

以上は、近慣性振動 (内部波) が飯田海脚で散乱することで近慣性沿岸捕捉波が発生し、それが鉛直第 1 モード内部ケルビン波的な特性を持って能登半島東岸～富

山湾を岸沿いに伝播した後、入善沖に入射した際に沿岸の地形の突端部で散乱し、その散乱波の一部が鉛直第1モード近慣性内部波として能登半島東岸へ伝播した、という一連の近慣性周期変動の伝播過程の推測(2.5節(2))を支持する結果である。

3.3.3 能登半島東岸での近慣性内部波の反射

次に、エネルギー減衰中に流速時計回り成分が密度変動とは逆に時計回りの位相伝播を示した特徴(Fig.2.7, 2.5節(3))について考察する。Fig.3.4はFig.3.2, 3.3と同様の解析を8月16日を中心とした5慣性周期分の東西流速データで実施した結果であり、Fig.2.7と同じ期間での各鉛直モードの位相分布を示す。ここから、鉛直第2・3モードが能登半島東岸から北東方向へ位相伝播している様子が明確に確認できる(Fig.3.4(e)(f))。つまり、Fig.2.7に見られた時計回りの位相構造を形成する能登半島東岸で北東方向へ反射された近慣性内部波は、鉛直第2・3モードで構成されていたことを意味している。一方で、第1モードには、北東方向へ伝播する傾向は見られない(Fig.3.4(d))。従って、入善沖で発生し、能登半島東岸へ伝播した鉛直第1モード近慣性内部波が、能登半島東岸の大陸斜面～沿岸域で反射・散乱され、散乱波の一部が北東方向へ伝播した結果、流速時計回り成分に時計回りの位相伝播構造が形成されたと解釈できる。

ここで、エネルギー減衰期にのみFig.2.7(b)のような伝播様式が現れたことに関しては、入善沖合で発生する近慣性内部波のエネルギーソースである近慣性沿岸捕捉波の振幅が小さくなるのに従い、発生する近慣性内部波の振幅は小さくなる一方で、初期段階に発生・伝播して能登半島東岸沖から北東方向へ反射された近慣性内部波の振幅が相対的に大きくなることによって、そのシグナルが5慣性周期分の代表的な特徴として現れたと考えられる。

3.3.4 入善沖における近慣性周期変動起源の強流域の形成機構

Fig.2.5に見られた近慣性周期変動による入善沖の強流域の形成過程(2.5節(4))について考察する。入善沖の強流域は、Fig.2.5(a), (b)からエクマン層内の6.5m深と季節躍層内の30m深の双方で確認出来るが、6.5m深では強流域の中心が30m深に比べて沿岸に限定される様子が見て取れる。これは、前述のように入善近傍の凸

状の陸岸地形の岸沖方向の空間スケール (約 20km) が近慣性沿岸捕捉波の水平スケール (波長約 130km) よりも小さいため、沿岸捕捉波による流れが地形によって強制的に収束したことにより、沿岸域の流れが強まったことが成因の一つであると考えられる。

また、Fig.2.6(a) から近慣性沿岸捕捉波の発生源である飯田海脚周辺海域と、入善沖との位相差は約 π であることがわかる。これは、近慣性沿岸捕捉波由来の流れが、飯田海脚周辺海域で岸を右に見る流れの最大値を持つ時刻に、入善沖では岸を左手に見る流れの最大値を持つことを意味する。Fig.3.5 に沿岸捕捉波の峰と谷が入善近傍に分布した時刻のエクマン層内の流れ (6m 深) と近慣性沿岸捕捉波由来の季節躍層付近の流れ (120m 深) のベクトルとその流向差を示した。小木沿岸周辺と入善沿岸の海岸線は概ね平行することから、鉛直第 1 モード近慣性沿岸捕捉波由来の季節躍層付近の流れは、飯田海脚近傍と入善沿岸一帯とで、南西 - 北東方向で概ね類似した方向を向くこととなる (Fig.3.5, 120m 深ベクトル)。一方、エクマン層内の流れは基本的に慣性振動の運動形態を持っており、沿岸付近で岸に沿う流れになる傾向を除けば、空間構造に乏しいため、小木沿岸周辺と入善沿岸一帯とで概ね類似した方向を向く (Fig.3.5, 6 m 深ベクトル)。この近慣性沿岸捕捉波由来の流れと慣性振動由来の流れとの関係を見ると、入善沖で流れの向きがほぼ一致することが分かった (Fig.3.5, グレースケール)。このことから、入善沖の表層では、海岸線の水平的な変化による流れの収束に加え、近慣性沿岸捕捉波の流れを慣性振動が共鳴的に強めることで、非常に強い近慣性周期の振動流が起きることが分かった。

3.4 まとめ

富山湾周辺海域で台風通過後に近慣性周期変動が発達していた期間について、密度偏差と水平流速の鉛直構造を、低次の 3 つの近慣性内部波の鉛直モードの重ね合わせと仮定して、2 章で得られた特徴を近慣性内部波の伝播として解釈した。飯田海脚周辺からの岸を右にみる位相伝播の特徴 (2.5 節 (1)) は、鉛直第 1 モードの近慣性沿岸捕捉波の特徴を持って伝播していた。さらに、近慣性沿岸捕捉波は伝播の過程で、入善近傍の凸状の地形で散乱し、沖方向へ自由伝播する鉛直第 1 モードの近慣性内部波が発生していたことがわかった。また、入善沖の強流域は、慣性振動

により近慣性沿岸捕捉波の流れが共鳴的に強められたことにより形成されていた。

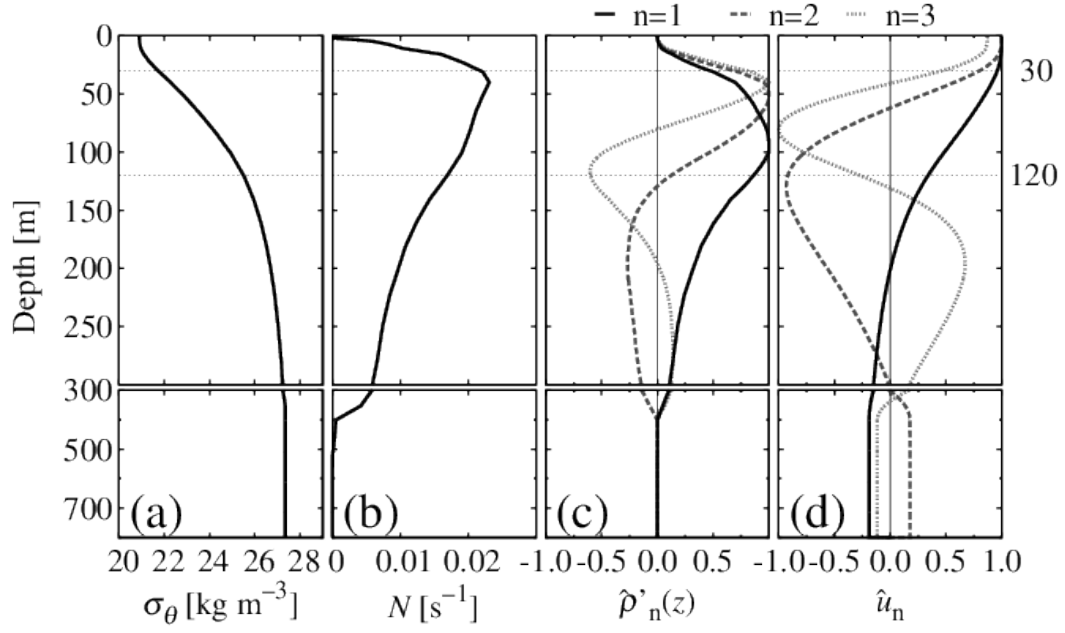


Fig. 3.1: Vertical profiles of (a) potential density, (b) buoyancy frequency averaged horizontally and temporally from 4:30, August 12 to 2:30, August 16, and the lowest three internal modes of (c) potential density anomaly and (d) horizontal velocity estimated from (b) interpolated linearly to 1m intervals. Horizontal dotted lines indicate the depth corresponding to the depth shown in Fig.2.6.

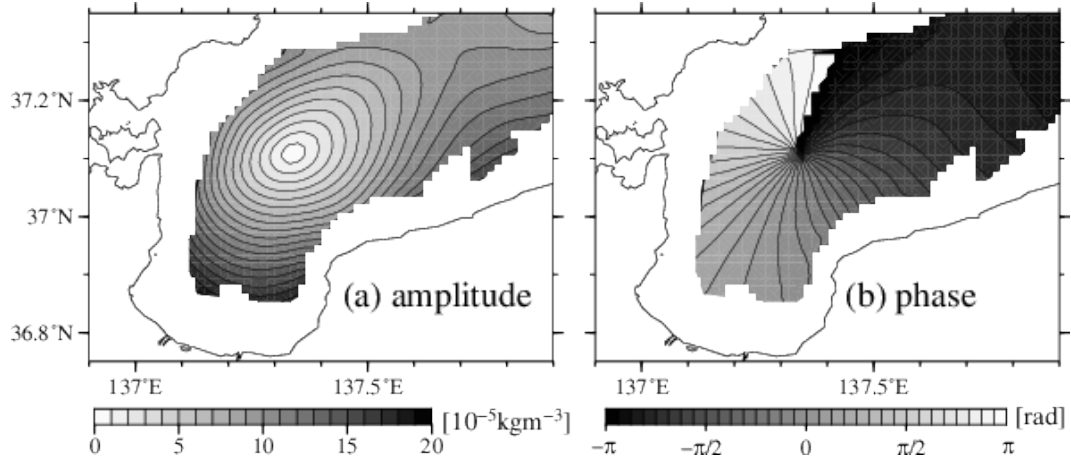


Fig. 3.2: Horizontal distribution of (a) the amplitude and (b) the phase for the first vertical mode of potential density anomaly.

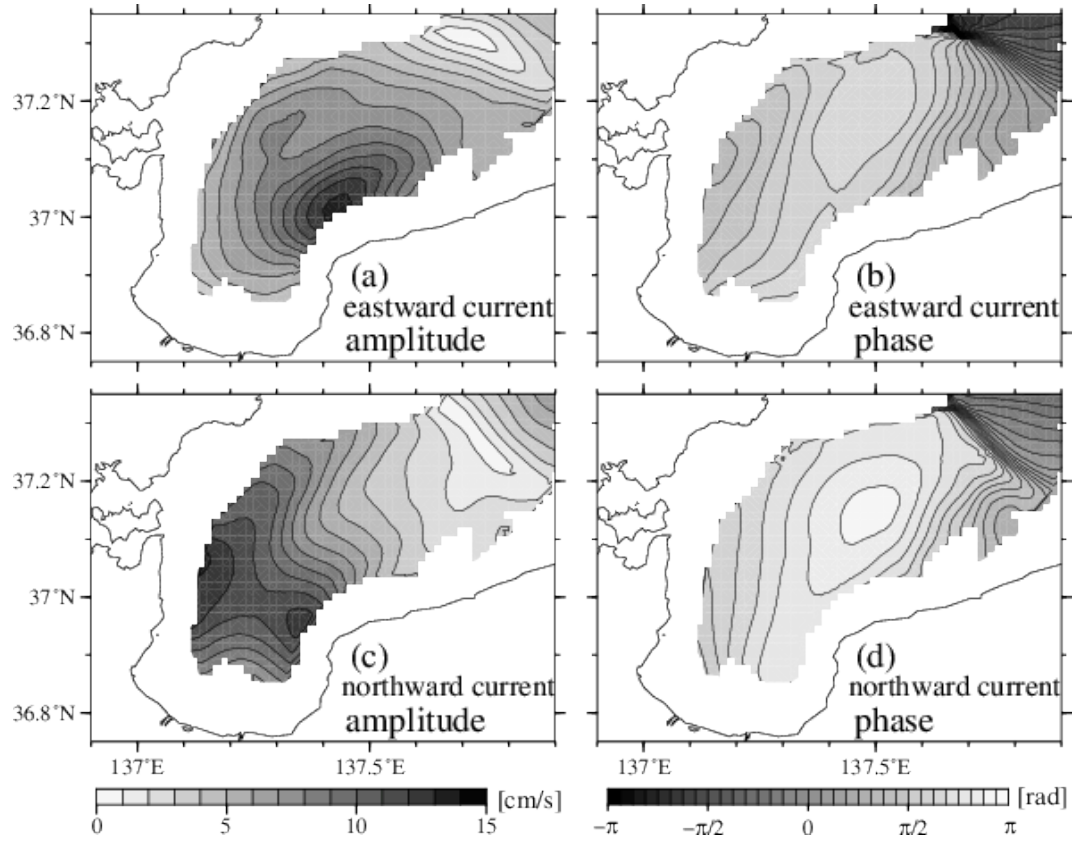


Fig. 3.3: Same as Fig.3.2 but for (a,b) eastward and (c,d) northward current.

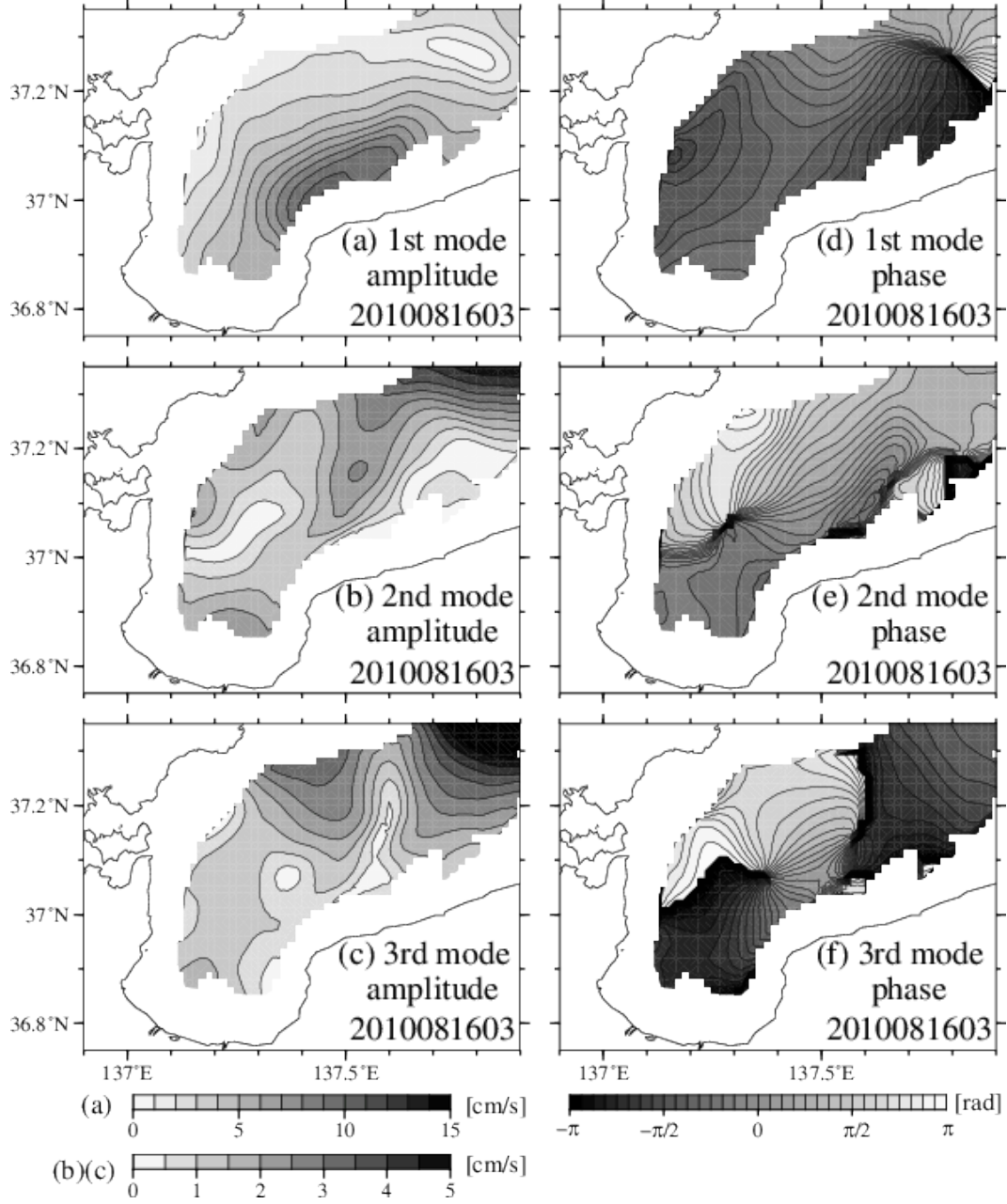


Fig. 3.4: Horizontal distribution of (a-c) the amplitude and (d-f) the phase for the lowest three vertical modes of eastward current calculated from the data for 95 hours around 3:30, August 16.

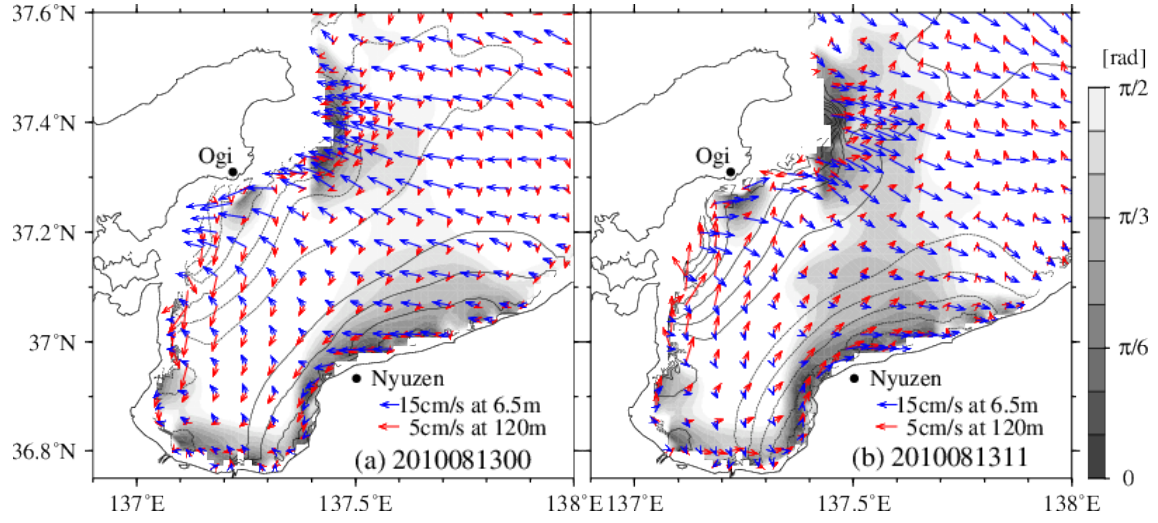


Fig. 3.5: Density anomaly at the depth of 120 m (contour line), current velocity at the depth of 120m (red vector) and 6m (blue vector), and difference of current angle between the depth of 120m and 6m (grayscale) at the time (a) trough and (b) crest of coastal trapped wave were located around Nyuzen. Solid and dashed lines represent a positive and negative anomaly, respectively. Contour intervals of density anomaly are every $2 \times 10^{-5} \text{kgm}^{-3}$.

第4章

能登半島東岸大陸斜面での 散乱

4.1 はじめに：内部波の散乱

内部波が大陸棚に入射した際には陸棚端等で散乱し、その過程で複数の鉛直高次モードの近慣性内部波が発生することで、散乱地点を起点にビーム状の流速構造が放射状に形成される事が様々な既往研究で指摘されている (例えば, Rattray et al., 1969; Kawamura et al., 2005; Kawamura and Kitade, 2007). 3.3.3 節で、入善から伝播した近慣性内部波が能登半島東岸の陸棚斜面～沿岸域で反射されることが示唆された。また、能登半島東岸沖では近慣性周期の流速極大が見られることから (Fig.2.5(b)), 近慣性内部波の散乱による流速のビーム構造が形成されている可能性がある。このビーム構造の傾きは、特性曲線の水平面に対する傾き $c(z) = \sqrt{(\omega^2 - f^2)/(N(z)^2 - \omega^2)}$ として与えられる。これは、振動周期 ω と密度成層 $N(z) = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}\right)$ が与えられた時、内部波のエネルギーの伝播する方向が一意に定まることを示している。また、鉛直モード波の観点からは、ビーム状の流速強化は散乱によって発生したモード波の重ね合わせとして解釈することができる。近慣性内部波の散乱による鉛直高次モード内部波の発生について、エネルギー伝播の観点から確かめる。

4.2 方法

4.2.1 エネルギーの伝播方向

近慣性内部波の散乱による流速ビーム構造の形成を確かめるために、まず陸棚付近で近慣性周期の時計回りスペクトルについてビーム状の極大域の形成を確かめ

た. 次に, そのビーム構造の傾きを平均の密度成層場から算出される特性曲線の傾きと比較した. 浮力振動数 N は, Fig.1.1(a) の点線枠内で領域平均し, Fig.2.6 を算出した近慣性周期 5 周期分の時間で期間平均した密度の鉛直プロファイルをによって与えた.

4.2.2 エネルギーフラックス

近慣性周期変動のエネルギー伝播過程をエネルギーフラックスによって確かめた. エネルギーフラックスは $F = \frac{1}{T} \int_{T_0}^{T_0+T} \int_{-H}^{\eta} p \mathbf{u} dz dt$ (Igeta et al., 2007; Buijsman et al., 2012) によって見積もった. T_0 は解析の初期時刻, T は 1 周期分の時間 (19 時間), H は水深, η は海面高度の変化分, p は圧力, \mathbf{u} は水平流速である.

4.3 結果

4.3.1 能登半島東岸の流速ビーム構造

内部波の散乱という観点から, 再び Fig.3.4(b), (c) を見ると, 鉛直第 2, 第 3 モードの振幅が大きかった海域の大陸棚端で散乱が起き, 複数の鉛直モード内部波が発生したと期待される. Fig.4.1 は, Fig.2.7 と同じ期間の流速時計回りスペクトルの水平分布で, 30~81m 深を示すとともに Fig.3.4(b) に示した鉛直第 2 モードの振幅の等値線を重ね描きした. 能登半島東岸の岸に近い領域に注目すると, 38, 50, 64m 深に高エネルギー領域が確認出来るが, 30m, 81m では確認できない. つまり, 中層域に近慣性周期の流速変動が極大を持つことがわかる. そして, この中層に見られる流速極大は, 鉛直第 3 モード内部波の振幅が極大となる海域付近から北東方向に伸びていることが分かる (Fig.4.1, 50~64m 深). Fig.4.2 に, 流速時計回りスペクトルの, 線分 PQ (Fig.4.1) に沿った鉛直断面 Fig.4.2 を示す. 断面 PQ では流速エネルギーの極大構造が水深 50m 深付近の陸棚上から沖合に向かって伸びていることが確認できる. さらに, このエネルギー極大は鉛直方向に傾いた構造を持つことがわかる. この傾きは, Fig.3.1(a) の成層条件から見積もった内部波の特性曲線の角度と良く一致する (Fig.4.2 実線). これは能登半島東岸沖の陸棚上において近慣性内部波が散乱, 複数の高次鉛直モード近慣性内部波が発生し, 散乱域を起点に沖向き

に伝播したことを意味している．従って、能登半島東沖の位相の冲向きの伝播 (2.5 節の特徴 (3)) は、能登半島東沖の陸棚～大陸斜面上における反射・散乱過程で発生した鉛直第 2・第 3 モードを含めた高次モード近慣性内部波の冲向きの伝播として解釈出来る．

4.3.2 能登半島東岸での近慣性内部波の入射・反射

Fig.4.3 は鉛直平均エネルギーフラックスの絶対値の水平分布で、矢印はエネルギーフラックスの方向を示す．台風通過直後の 3 期間を示してあり、全てが Fig.2.6 の解析期間内である．能登半島東岸の陸棚～大陸斜面上に注目すると、台風通過直後は岸沿いのエネルギーの伝播が見られるが (Fig.4.3(a))、その後、時計回りの循環構造 (Fig.4.3(b), (c) 赤矢印) が形成されていることがわかる．岸沿いのエネルギー伝播は、沿岸捕捉波の伝播と対応すると考えられる．大陸棚上に時計回りの循環構造が形成されたことは、沿岸捕捉波ではない近慣性周期成分が陸棚上に存在していることを示唆している．このことは、4.3.2 で大陸棚上に入射した近慣性内部波の散乱によって流速ビーム構造が形成されたと解釈したものと整合的である．また、入善北方の海底水深が 800m 深より深い海域で、時計回りのエネルギーの循環構造が形成されている (Fig.4.3(c))．このエネルギーの循環構造の中心と伝播方向は、Fig.2.7(b), Fig.3.4(f) に見られた近慣性周期変動・鉛直第 3 モード近慣性内部波の無潮点の位置、位相伝播方向と一致しており、エネルギー伝播にも 2.5 節 (3) の特徴が現れていることが明らかになった．一方、台風通過直後の Fig.4.3(a) にも、同様の時計回り循環構造が確認できるが、これは台風通過による近慣性周期の振動系形成前に、すでに入善からの近慣性内部波の伝播と能登半島東岸での反射・散乱が起こっていた事を示唆している．

4.4 まとめ

特性曲線とエネルギーフラックスの解析から、近慣性周期変動のエネルギー伝播について考察した．能登半島東岸の陸棚上には、海底地形を起点とした特性曲線の傾きと一致する流速のビーム構造が形成されていた．このことは、能登半島東岸で

近慣性内部波が反射する過程で散乱し、散乱波として鉛直高次モード内部波が発生したことを示している。その近傍の陸棚上では、エネルギーフラックスの循環構造が形成されており、近慣性内部沖から陸棚上へ入射した波とその反射・散乱波の重ねあわせとして定在波的な振る舞いをした可能性が考えられる。以上のことから、沖から伝播した近慣性内部波が陸棚上で近慣性周期の強い流速振動を発生させることが示唆される。また、陸棚斜面より沖の海域で、時計回りの位相伝播と無潮点の位置、伝播方向の一致するエネルギーの循環構造が見られたが、類似した結果が Buijsman et al.(2012) の半日周期内部潮汐の伝播過程に関する解析によっても示されており、これは定在波の形成として説明されている。

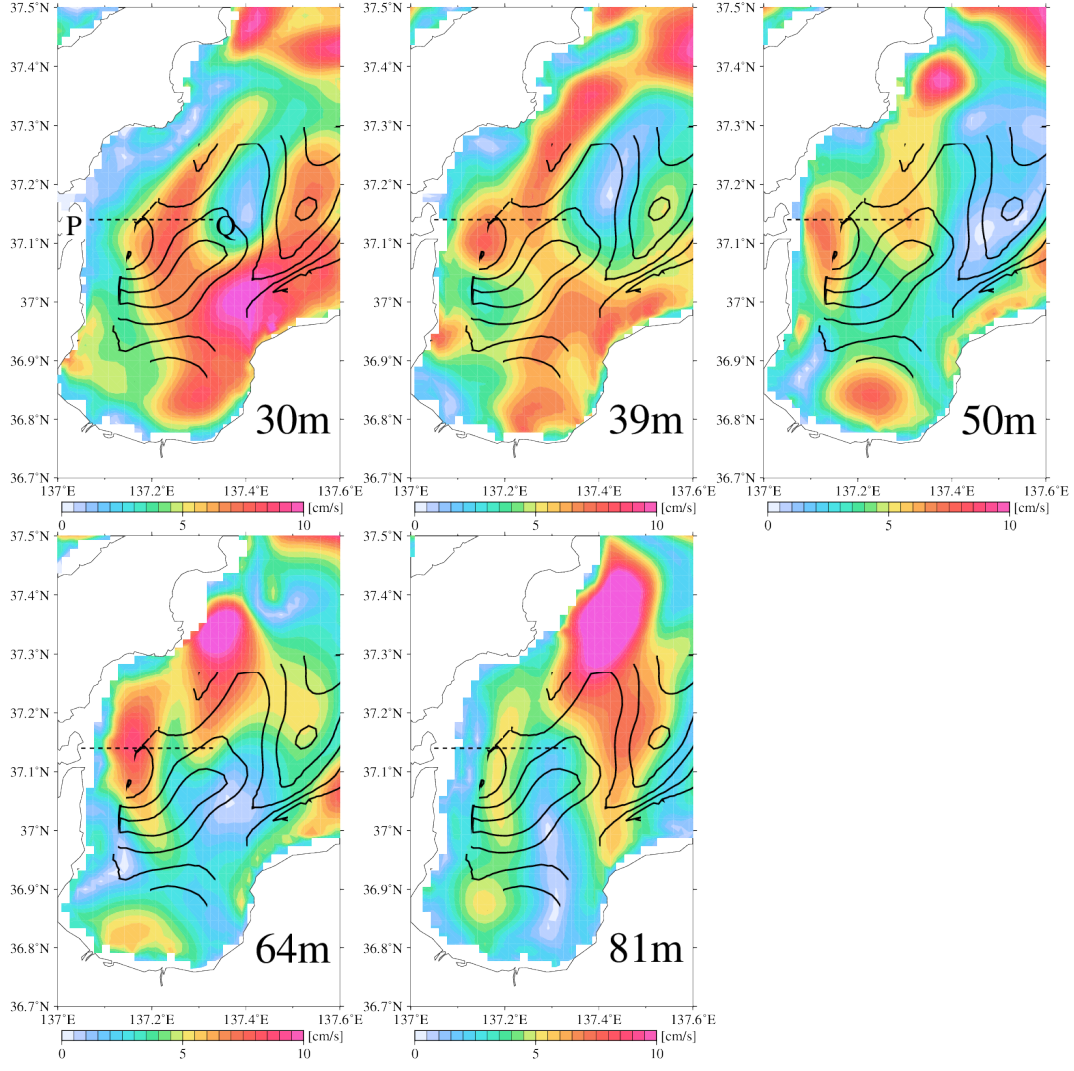


Fig. 4.1: Horizontal distributions of 19-hour period component of clockwise rotary power spectral density at depths of 30, 39, 50, 64, 81m calculated from the data for 95 hours around 3:30, August 16. Contour is the amplitude of third internal mode shown in Fig.3.4(b).

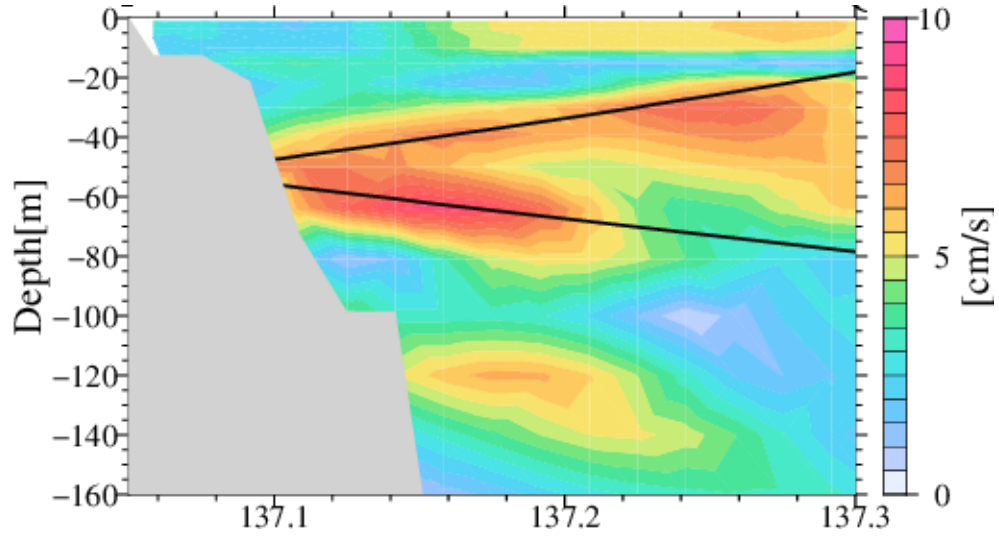


Fig. 4.2: The vertical cross section of the 19-hour period component of clockwise rotary power spectral density along the line PQ (in Fig.4.1) calculated from the data for 95 hours around 3:30, August 16. Solid lines indicate characteristics curve for internal wave with the 19-period calculated by the potential density shown in Fig.3.1 (a).

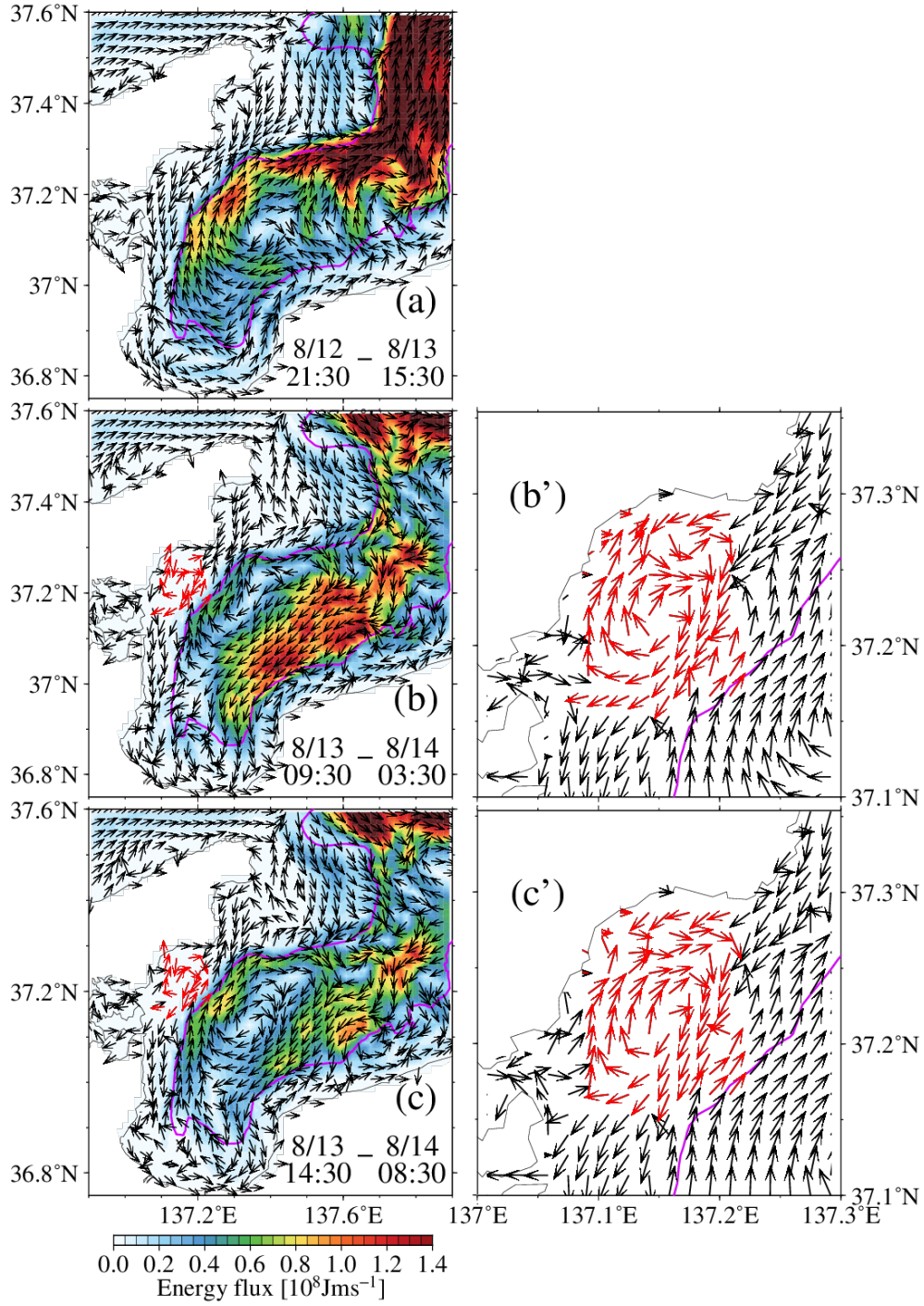


Fig. 4.3: Horizontal distributions of vertical averaged energy flux calculated by 19 hours averaged current velocity. The color scale shows absolute values and arrows show the directions. The purple line indicates the bottom depth 800m. The average period is shown in each figure. (b') and (c') show enlarged part of (b) and (c), respectively.

第5章

まとめ

日本海上を台風などの気象擾乱が通過することによって発生した近慣性内部波は、日本海の本州沿岸域に伝播し、沿岸域の地形との相互作用によりそのエネルギーを散逸させる。能登半島東岸から富山湾にかけての海域において近慣性内部波のエネルギーが散逸する過程として、能登半島北東部の浅瀬で近慣性内部波が散乱し、散乱波が近慣性沿岸捕捉波として伝播することが既往研究により示されていたが、それに加えて、沿岸捕捉波ではない近慣性周期波動が存在する可能性が指摘されていた。

本研究は、短周期変動を対象とした予測計算を現業運用している高解像度海洋予測モデルの確定値を用いて、Hirose et al.(2017) で流動変動の再現性の高さが確認されている台風 1004 号の通過に伴う事例を対象に、富山湾周辺海域における近慣性周期振動から近慣性内部波の波動伝播を抽出し、その伝播・散乱過程の記述を試みた。

5.1 富山湾周辺海域での近慣性内部波の伝播・散乱過程

近慣性周期振動の水平構造として、岸を右に見る方向に進む岸に捕捉された位相伝播、入善近傍から能登半島東岸へ向かって海岸線に平行な等位相線をもつ位相伝播、入善北方を中心とする時計回りの位相伝播という特徴が得られた。これらの特徴は、鉛直モード内部波を仮定した解析によって、それぞれ、近慣性沿岸捕捉波の伝播、入善からの能登半島東岸へ向かう近慣性内部波の自由伝播、能登半島東岸からの鉛直高次モード内部波の伝播として解釈された。また、入善近傍では、近慣性沿岸捕捉波が凸状の地形に入射する際に強制的に収束することと、慣性振動によって近慣性沿岸捕捉波による流速振動が共鳴的に強められることによって、強流域が形成されていた。これは、能登半島北東部から入善沖までの距離が、近慣性沿岸捕

捉波の半波長分の長さとはほぼ一致していることが原因であると考えられた。

高次鉛直モード内部波が能登半島東岸沖で大きな振幅を持ち、能登半島東岸から沖へ向かう位相伝播を示したことから、能登半島東岸陸棚域での近慣性内部波の散乱が示唆された。このことについて、散乱による高次モード波の発生を示す能登半島東岸陸棚域から沖へ向かう流速のビーム構造が存在し、そのビーム構造の傾きと理論的に算出される近慣性内部波の伝播方向とが一致したことから、近慣性内部波が能登半島東岸陸棚域で散乱していたことが示された。さらに、エネルギーフラックスの解析によって、近慣性内部波が陸棚上に乗り上げて、反射・散乱していることが示唆された。

以上の結果から、富山湾周辺海域における近慣性内部波の伝播・散乱過程として、次のようなプロセスが明らかになった。

1. 自由伝播する近慣性内部波が、能登半島北東部で性質を変化させ、近慣性沿岸捕捉波として能登半島東岸を伝播する。
2. 入善近傍に入射した近慣性沿岸捕捉波は、凸状の地形で強制的に収束することによって散乱、自由伝播する近慣性内部波が発生する。
3. 入善近傍で発生した近慣性内部波は能登半島東岸へ向かって伝播、陸棚上に入射し、散乱、流速のビーム構造が形成される。
4. 陸棚～大陸斜面で反射・散乱した近慣性内部波は沖へ向かって伝播する。

このプロセスは、夏季の台風通過の一事例の解析により得られた結果であるが、成層状態の変化を考慮することによって、上記 1・2 は普遍的に起こるプロセスであることが推測される。また、上記 3・4 において陸棚上への近慣性内部波の入射、散乱は成層が強まる時期に限定して起こり、冬季には、入善から能登半島へ向かって伝播した近慣性内部波は、陸棚斜面で反射し、沖方向へ伝播すると推測される。

5.2 能登半島東岸域での急潮の発生メカニズム

本研究で得られた近慣性内部波の伝播過程は、近慣性内部波の波面が能登半島東岸の表層へ岸に平行に入射し、東岸域一帯に同時多発的（同位相）に近慣性振動流を

励起する可能性を示す。この結果は大慶ら (2015) による観測結果と整合的である。当該海域の急潮と呼ばれる沿岸強流現象の解釈は、沿岸捕捉波や沿岸密度流などの岸を右に見て伝播する物理現象で解釈が試みられてきた。その際に、各地で観測された流速データのピークを用いて計算した伝播速度が非常に速く、沿岸捕捉波、沿岸密度流で解釈できない場合は、本研究で見られるような近慣性内部波のシグナルが混在している可能性がある。急潮防災という観点では、強流を引き起こす現象が岸伝いに伝播するのか、沖合から波及するのかという問題は重要である。能登半島東岸では北から順に沿岸で強流が起きるのか、同時多発的に起きるのかという違いに繋がるからである。つまり、沿岸捕捉波、沿岸密度流、近慣性内部波のどれが卓越するかを定量的に理解する必要がある。前者に寄与する南風の連吹と、後者に寄与する風ベクトルの時計回り成分 (近慣性周期変動エネルギーの海洋への注入の見積もり) に注目して、今後事例解析を進めていく必要があるだろう。

また、能登半島東岸の陸棚上へ近慣性内部波が入射し、強流域が形成されていた。能登半島東岸域へ近慣性内部波のエネルギーがどの程度到達するかを理解することも重要で、これは本稿では言及できなかった。今後は、鉛直高次モード近慣性内部波が乗り上げやすい成層条件・海域について理想化した実験を行うことで理解することが必要であろう。

5.3 日本海の鉛直混合ホットスポット

日本海の中央部では、乱流混合を引き起こす潮汐流が弱い一方で、近慣性内部波は頻繁に生成されているため、近慣性内部波が鉛直混合のエネルギー源として大きく寄与している可能性がある。本研究では、能登半島東岸陸棚上に流速のビーム構造の形成されることを示した。このような流速のビーム構造は、強い鉛直シアを持ち、乱流混合を引き起こす。今後の課題として、この流速ビーム構造について観測データによる裏付け・比較を行い、シミュレーションデータにおける鉛直混合へのエネルギー供給の定量化を行う必要がある。

近慣性内部波のエネルギーの伝播方向は成層条件と、波の振動数によって決まるので、年間を通じて密度成層の変化が小さい日本海固有水近傍では、近慣性内部波の伝播方向が (近慣性周期の幅を持って) ほぼ一定であると想像される。このこと

から、海底地形の傾斜と、固有水付近の近慣性内部波の伝播方向が近い場合は強い流速ビーム構造が形成され、そのような場所が鉛直混合のホットスポットになる可能性がある。Fig.(5.1) は DR_C データから算出した 2010 年 7 月の 1 ヶ月間の海底直上の近慣性周期流速振動の最大振幅の水平分布である。網がけで海底地形の南北傾斜が $0.01 \sim 0.4^\circ$ 以外の範囲をマスクしてある。本研究で散乱による流速ビーム構造が確認された能登半島東岸の陸棚上にも振幅の大きな領域が存在するが、山陰沖や、能登半島北部・西部にかけての非常に広い領域で、陸棚から陸棚斜面上において近慣性振動流が強化されていることがわかる。また、近慣性内部波の伝播方向から推測されるように、近慣性振動流が強化される領域と海底地形の傾きの範囲に関係が見られた。シミュレーションデータの定量化を行うことによって、日本海における近慣性内部波の鉛直混合へのエネルギーの寄与を見積もることができるだろう。

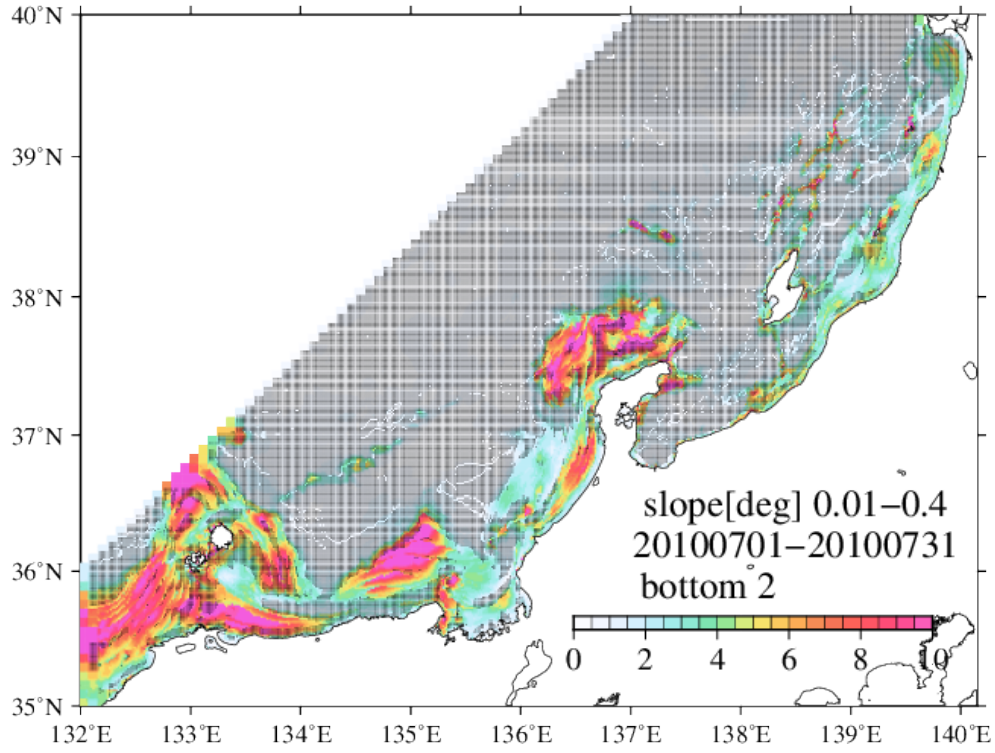


Fig. 5.1: Maximum amplitude of near-inertial oscillation of current velocity above the bottom for a month of July, 2010. The area except the area that meridional bottom gradient is 0.01-0.04 degree is shaded.

謝辞

本研究は、水産研究・教育機構 日本海区水産研究所にて行いました。日本海区水産研究所 井桁庸介博士には、海洋物理の基礎的な事柄から研究の進め方まで根気強くご指導いただきました。心より感謝申し上げます。新潟大学 家富洋教授、日本海区水産研究所 渡邊達郎博士、新潟大学 浮田甚郎教授にも親身に助言をいただき、最後まで面倒を見ていただきました。日本海区水産研究所海洋動態グループ、新潟大学大気海洋システム研究室、新潟大学物性理論研究室に関わった方も含め、皆様に感謝申し上げます。

付録

A 内部重力波

非圧縮流体について、ブシネスク近似と静水圧近似を適用した流体の基礎方程式を考える。まず連続の式について、密度 ρ を平均場 $\rho_0(z)$ と摂動項 $\rho'(\mathbf{r}, t)$ を用いて $\rho = \rho_0 + \rho'(\mathbf{r}, t)$ と表し、 ρ' の微分の項を無視すると、非圧縮の条件

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{A.1})$$

より、連続の式は

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} - w \frac{\rho_0 N^2}{g} = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$N^2 \equiv -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \quad (\text{A.3})$$

となる。 N は浮力振動数である。次に運動方程式について、圧力を平均場 $p_0(z)$ とそこからのずれ $p'(\mathbf{r}, t)$ を用いて $p = p_0(z) + p'(\mathbf{r}, t)$ と表し、静止場を仮定して流速についても 2 次の微小項を無視すると

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{\rho'}{\rho_0} \mathbf{g} - \frac{\nabla p'}{\rho_0} \quad (\text{A.4})$$

これらの式を用いて鉛直流速 w に関する式が次のように得られる

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_H^2 w = 0, \nabla_H = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, 0 \right). \quad (\text{A.5})$$

波動解を $w = w(z)e^{kx+ly+mz-\omega t}$ と仮定すると、内部波の分散関係が

$$\omega^2 = \frac{k^2 + l^2}{k^2 + l^2 + m^2} N^2 \quad (\text{A.6})$$

のように得られる。これより、周波数 $\omega (> 0)$ の範囲が $\omega < N$ となり、上限が浮力振動数 N で制限されていることがわかる。波数ベクトルが水平方向と成す角を θ とすると ($\theta = \tan^{-1} \frac{m}{k_H}, k_H = \sqrt{k^2 + l^2}$)

$$\omega = \frac{k_H N}{\sqrt{k_H^2 + m^2}} = N \cos \theta \quad (\text{A.7})$$

と表される。位相速度は $C = \omega/k$, 群速度 C_G は

$$C_G = \frac{m^2 N}{k_H (k_H^2 + m^2)^{\frac{3}{2}}} \left(k, l, -\frac{k_H^2}{m} \right) \quad (\text{A.8})$$

である。ここから、 $k \cdot C_G = 0$ となり、群速度は波数ベクトルに直交している。さらに、位相速度と群速度の鉛直成分の符号が異なることから、エネルギーフラックスの向きは位相の伝播方向に直交し、鉛直の伝播方向が逆向きであることがわかる。上記より、内部波の進行方向が、角振動数 ω と浮力振動数 N によって決まることを示している。

コリオリ力が働く場合の運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} - f v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x'} \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + f u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y'} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho g}{\rho'_0} \quad (\text{A.11})$$

となり、鉛直流 w に関する式が

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_H^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{A.12})$$

のように得られる。これより、分散関係は

$$\omega = \sqrt{\frac{f^2 m^2 + N^2 k_H^2}{k_H^2 + m^2}} \quad (\text{A.13})$$

となり、波数ベクトルが水平方向と成す角を θ で表すと次のように変形される。

$$\tan \theta = \sqrt{\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2}} \quad (\text{A.14})$$

これより、振動数 ω の範囲は $f < \omega < N$ であることがわかる。コリオリ力が働かない場合と同様に、群速度の向きは波数ベクトルの向きと直交する。近慣性内部波の振動数 ω はコリオリパラメータよりわずかに大きい値である。 $\omega^2 \sim f^2 \ll N^2$ となることを考慮すると、上式から近慣性内部波の分散関係が

$$\omega = \sqrt{f^2 + \frac{N^2 k_H^2}{m^2}} \quad (\text{A.15})$$

のように得られる。

B 鉛直モード展開

鉛直方向の境界条件として、海底水深が一様で、海面に対して rigid-lid 近似を課すことによって、内部波を鉛直方向の境界条件を満たすモード解としても解釈することが可能である。このとき、鉛直波数 m は $mH = 2n\pi$ を満たす飛び飛びの値を持つ。ある周波数 ω の振動に対しては、水平波数が鉛直波数 m に対して水平波数が飛び飛びの値

$$k_{Hn} = \frac{n\pi\omega}{\sqrt{\omega^2 - N^2 H^2}}, n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{B.1})$$

をとることから、各鉛直固有モード波に対して位相速度 $C_n = \omega/k_{Hn}$ が異なり、鉛直波数が高い波程、位相速度が遅くなることがわかる。

富山湾周辺海域での密度成層の平均場における内部波の鉛直固有モードを次のように算出した。密度平均の領域は Fig. 1 の点線領域内で 800m 深以上の海底水深がある場所とした。800m という水深は、平均領域に富山湾を含めることと、密度の鉛直変化が小さく浮力振動数がゼロに近い水深である (Fig.3.1(b)) という理由から選んだ。また、1000m 深で算出した場合と比べて第 1 モードの節の位置が鉛直グリッドの 1 グリッド分程度であったので、水深を 800m と仮定することは解析結果に大きな影響は無いと判断した。

ブシネスク近似と静水圧近似を仮定した非粘性成層流体の線形基礎方程式より、鉛直流 w に関する式は次のように与えられる (北出, 1994; Kundu, 1990).

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

f はコリオリパラメータ, N は浮力振動数で $N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z}$ と定義される. g は重力加速度, ρ_0 は基本場の密度である. 式 (B.2) に対し, 変数分離解

$$w = \hat{\varphi}(z) \tilde{w}(x, y) e^{-i\sigma t} \quad (\text{B.3})$$

を仮定すると, $\hat{\varphi}(z)$ に関する 2 階の同次線形微分方程式が次のように得られる.

$$\frac{d^2 \hat{\varphi}(z)}{dz^2} + \frac{N^2 - \sigma^2}{c_e^2} \hat{\varphi}(z) = 0 \quad (\text{B.4})$$

ここで c_e^2 は分離定数で, 等価水深 H_e により, $c_e^2 = \sqrt{gH_e}$ と表せる. 同様にして圧力偏差 p' , 密度偏差 ρ' , 東西流速 u についても変数分離解を仮定することで, 鉛直成分のみに関する方程式

$$\hat{\rho}' = \hat{\varphi} \frac{d\rho_0}{dz} \quad (\text{B.5})$$

$$\hat{u}(z) = \frac{\hat{p}}{\rho_0 g} = \frac{c_e^2}{g} \frac{d\varphi}{dz} \quad (\text{B.6})$$

が得られる.

2 階の同次線形微分方程式 (B.4) を境界条件

$$\varphi_n(z=0) = 0, \varphi_n(z=-H) = 0, H = 800m \quad (\text{B.7})$$

の下で, Dirichlet 問題として shooting 法によって解き (Gill, 1982), 求めた鉛直 n 次モードの固有値 c_n から固有関数 $\hat{\varphi}_n$ を算出した. ここで, H は平均水深である. また, 固有値 c_n は鉛直 n 次モードの内部重力波の位相速度に対応する. 求めた固有関数 $\hat{\varphi}_n$ を式 (B.5), (B.6) に適用して, 各鉛直モードの密度偏差 $\hat{\rho}'_n(z)$, 水平流速 $\hat{u}_n(z)$ について鉛直プロファイルを算出した.

C 回転スペクトル

流速の回転成分のエネルギーを見積もるために、次式(日野, 1977)により回転スペクトルを算出した.

$$S_{-}(\sigma) = \frac{2\pi}{T} Z_{-}^{*}(\sigma) Z_{-}(\sigma) \quad (\text{C.8})$$

$$S_{+}(\sigma) = \frac{2\pi}{T} Z_{+}^{*}(\sigma) Z_{+}(\sigma) \quad (\text{C.9})$$

添字の符号は $-$ が時計回り, $+$ が半時計回りの回転を表す. T は周期, σ は正の角周波数である. Z_{-}, Z_{+} は複素数表示した流速ベクトル時系列 $z(t)$ の複素フーリエ係数で,

$$\begin{aligned} z(t) &= u(t) + iv(t) \\ &\equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \{Z_{+}(\sigma) e^{i\sigma t} + Z_{-}(\sigma) e^{-i\sigma t}\} d\sigma \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

によって定義される. $|Z_{+}(\sigma)|, |Z_{-}(\sigma)|$ はそれぞれ反時計回り, 時計回りの円運動の半径に相当する. 流速の東西成分 u , 南北成分 v のフーリエ係数 a_1, b_1, a_2, b_2 を使って Z_{-}, Z_{+} は次式によって表される.

$$Z_{+}(\sigma) = \frac{1}{2} \{(a_1(\sigma) + b_2(\sigma)) + i(a_2(\sigma) - b_1(\sigma))\} \quad (\text{C.11})$$

$$Z_{-}(\sigma) = \frac{1}{2} \{(a_1(\sigma) - b_2(\sigma)) + i(a_2(\sigma) + b_1(\sigma))\} \quad (\text{C.12})$$

$$u(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \{a_1(\sigma) \cos \sigma t + b_1(\sigma) \sin \sigma t\} d\sigma \quad (\text{C.13})$$

$$v(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \{a_2(\sigma) \cos \sigma t + b_2(\sigma) \sin \sigma t\} d\sigma \quad (\text{C.14})$$

時計回りと反時計回りのどちらの成分が卓越しているかについては、回転係数

$$C_R(\sigma) = \frac{S_{-}(\sigma) - S_{+}(\sigma)}{S_{-}(\sigma) + S_{+}(\sigma)} \quad (\text{C.15})$$

によって与えられる. $C_R(\sigma) = 1, C_R(\sigma) = 0$ は複素ベクトル $z(t)$ が、それぞれ真円, 直線上の軌道を指して運動することを表している.

参考文献

- 相木智一, 磯田豊, 小善圭一 (2006): 富山湾における数日周期の風強制流速変動. 北海道大学水産科学研究彙報, 57(1・2), 9-18.
- 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(1), 39-50.
- Dale, A. C., J. M. Huthnance and T. J. Sherwin (2001): Coastal-Trapped Waves and Tides at Near-Inertial Frequencies. *Journal of Physical Oceanography*, 31, 2958-2970.
- D'Asaro, E.A., (1985): The energy flux from the wind to near-inertial motions in the surface mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, 15, 1043-1059.
- Fukudome, K., Y. Igeta, T. Senjyu, N. Okei and T. Watanabe (2016): Spatiotemporal current variation of coastal-trapped waves west of the Noto Peninsula measured by using fishing boats. *Continental Shelf Research*, 115, 1-13.
- Garrett, C. (2001): What is the “ near-inertial ” band and why is it different from the rest of the internal wave spectrum?. *Journal of Physical Oceanography*, 31, 962-971.
- Gill, A. E. (1982): *AtmosphereOcean Dynamics*, Academic Press, 662pp.
- Gill, A. E. (1984): On the behavior of internal waves in the wakes of storms. *Journal of Physical Oceanography*, 14, 1129-1151.
- Gilbert, D. and C. Garrett (1989): Implications for ocean mixing of internal wave scattering off irregular topography. *Journal of Physical Oceanography*, 19, 1716-1729.
- 日野幹雄 (1977): *スペクトル解析*. 朝倉書店, 300pp.
- Hirose, N., K. Takayama, J.-H. Moon, T. Watanabe and Y. Nishida (2013): Regional Data assimilation System extended to the East Asian Marginal Seas. *海と空*, 89, 43-51.
- Hirose, N., Y. Kumaki, A. Kaneda, K. Ayukawa, N. Okei, S. Ikeda, Y. Igeta and T. Watanabe (2017): Numerical simulation of the abrupt occurrence of strong

- current in the southeastern Japan Sea. *Continental Shelf Research*, 143, 194-205.
- Igeta, Y., Y. Kitade and M. Matsuyama (2007): Numerical experiment on Kyucho around the Tango Peninsula induced by Typhoon 0406. *Journal of Oceanography*, 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 internal waves along the Japanese coast of the Japan Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 114, C10002.
- 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. *Continental Shelf Research*, 31, 1739-1749
- Igeta, Y., A. Yankovsky, K. Fukudome, S. Ikeda, N. Okei, K. Ayukawa, A. Kaneda, and T. Watanabe (2017): Transition of the Tsushima Warm Current Path Observed over Toyama Trough, Japan. *Journal of Physical Oceanography*, 47, 2721-2739.
- 北出裕二郎 (1994): 相模湾周辺海域における内部潮汐の発生と伝播に関する研究. 東京水産大学, 博士論文.
- Kundu, P. K. (1984): Generation of coastal inertial oscillations by time-varying wind, *Journal of Physical Oceanography*, 14, 1901-1913.
- Kundu, P. K. (1990): *Fluid Mechanics*. Academic Press, 638pp.
- Lee, H. J., J.-H. Yoon, H. Kawamura and H.-W. Kang (2003): Comparison of RI-AMOM and MOM in modeling the East Sea/Japan Sea circulation. *Ocean Polar Res.*, 25, 287-302.
- 大慶則之, 奥野充一, 千手智晴 (2009): 気象擾乱通過後に能登半島沿岸で観測された急潮. *海の研究*, 18, 57-69.
- 大慶則之, 奥野充一, 辻俊宏, 千手智晴 (2012): 能登半島周辺に急潮を引き起こす気象条件の特徴の解明 - 急潮防災を目指して. *水産海洋研究*, 76(3), 131-140.
- 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(4), 133-146.

- 山崎恵市, 北出裕二郎, 井桁庸介, 渡邊達郎, 千手智晴, 山田東也, 大慶則之, 池田怜 (2015): 能登半島北東端沖で観測された近慣性内部波. 海の研究, 24(6), 203-226.
- Watanabe, M. and T. Hibiya (2018): A near-inertial current event in the homogeneous deep layer of the northern Sea of Japan during winter, Journal of Oceanography, 74, 209-218.
- Wilkin, J.L., D. C. Chapman (1990): Scattering of Coastal-Trapped Waves by Irregularities in Coastline and Topography. Journal of Physical Oceanography, 20, 396421.