一論文一

能登半島北東端沖で観測された近慣性内部波*

山崎 恵市¹**・北出 裕二郎¹**・井桁 庸介²・渡邊 達郎³・ 千手 智晴⁴・山田 東也⁵・大慶 則之⁶・池田 怜⁷

要旨

能登半島北東端沖の3点の海底に設置した ADCP により得られた流速記録を解析し, 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内部波の特徴を 調べた。観測された近慣性内部波は大陸斜面域では20~60m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(38~58m深)で大きかった。このような特徴を持 つ近慣性内部波の形成機構を,実際の地形と風応力を用いた数値実験により調べた結果, 沖合表層に励起された近慣性内部波が沿岸域へ達した後に半島東部の浅瀬域で散乱するこ とと,その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判明した。さらに, 散乱波の干渉に寄与する海底地形の効果を調べるために能登半島周辺の浅瀬域を除外した 検証実験を行った。その結果,近慣性内部波の中層での増幅には能登半島東部の陸棚域か らの散乱波が重要な役割を果たし,鉛直的に同位相の振動系の形成には複数点からの散乱 波の干渉が関与することが判明した。

キーワード:近慣性内部波,能登半島,数値実験,散乱,干渉

* 2015 年 3 月 26 日受領 ; 2015 年 10 月 13 日受理
著作権:日本海洋学会, 2015
1 東京海洋大学大学院海洋科学技術研究科
〒108-8477 東京都港区港南4-5-7
2 水産総合研究センター日本海区水産研究所
〒 951-8121 新潟県中央区水道町 1 丁目 5939-22
3 水産総合研究センター
〒 220-6115 神奈川県横浜市西区みなとみらい 2-3-3
4 九州大学応用力学研究所
〒 816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1
5 水産総合研究センター西海区水産研究所
〒 851-2213 長崎県長崎市多以良町 1551-8
6 石川県水産総合研究センター
〒 927-0435 石川県鳳珠群能登町字宇出津新港 3-7
7 新潟県水産海洋研究所
〒 950-2171 新潟県新潟市西区五十嵐 3 の町 13098-8
** 連絡著者:山﨑 恵市,北出 裕二郎
TEL/FAX: 03-5463-0447
e-mail:d102004@kaiyodai.ac.jp, ykitade@kaiyodai.ac.jp

1. はじめに

海洋上層で生じた近慣性周期変動は,近慣性周期の内 部重力波(近慣性内部波と呼ぶ)として,低緯度方向に 伝播する(例えば,Gill,1984;Garrett,2001)。日本海の 南側境界は陸岸境界であり,日本海の広域で生じた近慣 性内部波の信号がしばしば岸近傍で観測される(Igeta et al.,2009;Igeta et al.,2011)。特に,台風などの気象擾乱 の通過後には,強い流速変動を伴う近慣性内部波が急潮 と呼ばれる突発的な強い沿岸流を生じさせ(例えば,浅 ら,2007;Igeta et al.,2007),定置網破損等の漁具被害を 引き起こす。Igeta et al.(2007)は,観測記録を基にした 数値実験から,丹後半島の突端部に集中する近慣性内部 波エネルギーが急潮の発生に関与していることを示した。 浅ら(2007)は能登半島東岸で2004年に観測された急潮 の発生機構を数値実験により調べ,台風により励起され た近慣性振動流が急潮の発生源であることを明らかにし た。また,Igeta *et al.*(2011)は,能登半島東岸で気象擾 乱通過後に発生する強流は能登半島沿岸で励起される沿 岸捕捉波と風向の時計回りの変化によって励起される近 慣性内部波の重ね合わせで生じることを示した。

近慣性内部波の半島突端部における特性について、Igeta et al. (2009)は、係留観測記録の解析と数値実験によ り調べた。彼らは、岸に沿って配置した係留観測点で得 た流速と水温の観測データから,気象擾乱通過後に近慣 性周期変動のエネルギーが半島突端部で特に高くなるこ とと、位相が半島突端部から東岸へと遅れること、すな わち、近慣性周期変動が岸に沿って岸を右に見て伝播す ることを示した。また、現実的な風応力を採用した数値 実験によって、風によって励起された近慣性内部波が岸 に捕捉され、内部ケルビン波の鉛直構造を持つことを示 した。さらに、理想化した風応力を使用した数値実験に よって、岸方向に自由伝播する近慣性内部波が半島突端 部に到達したときに岸に捕捉され、岸を右に見て近慣性 周期の内部ケルビン波として伝播することと、佐渡島東 岸では内部重力波の特性曲線に沿って沖合下方にエネル ギーが放射されるために近慣性周期の内部ケルビン波が 伝播している途中で急激に減衰することを示した。この ように、Igeta et al. (2009) は自由伝播する近慣性内部波 の岸近傍での挙動を詳細に議論している。しかし、彼ら の係留観測層は1層のみであり,近慣性内部波が気象擾 乱通過時に鉛直的にどのようなタイミングで励起され, 地形による散乱波とどのようにカップリングするのかな ど、海底地形との関係で強化される機構は明らかにされ ていない。近慣性内部波による急潮の時空間変化を正確 に予測するためには,岸近傍における近慣性内部波の挙 動を明らかにする必要がある。

これまでの研究で、日本海では近慣性内部波の伝播と 強化により急潮が発生していることが明らかになってい るが、それらの近慣性内部波に伴う鉛直構造の特徴につ いて不明な点が多く残されている。Fig.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。狭い陸棚幅の急峻な地 形に入射した内部波に岸からの反射波と陸棚端で発生し た散乱波が相互に作用し,内部波が強化される可能性が ある(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,これまでの研究では詳細 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.1),様々な場所で近慣性内部波の海底地 形による散乱が起こることが考えられる。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.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。本論文では、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。

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. 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 ± 4.2 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. 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



Fig. 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.

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 1. Summary of moored ADCP observations at three mooring sites.

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. 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. 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。

3. 観測結果

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.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.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.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 日周潮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12m深と24m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



Fig. 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.

Sta. 1			Sta. 2				Sta. 3		
Depth (m)	$\frac{\text{Var}}{(\text{cm s}^{-1})^2}$	R / N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)	$\frac{\text{Var}}{(\text{cm s}^{-1})^2}$	R / N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)	$\frac{\text{Var}}{(\text{cm s}^{-1})^2}$	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

 Table 2.
 Ratio of near-inertial period fluctuation components to raw data at various depths of the three mooring sites.

^aSta.3. 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: $((1.0-(R/N))/Var) \times 100.0$.

過直後には 12 ~ 48 m 深で大きいが, 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 % と比較的低いが, 48 m 以深では 40 ~ 60 % と近慣性振動成分の割合が半分程度であることが分 かる。

Fig. 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. 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. 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℃,20.5℃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℃,17.7℃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℃, 14.2℃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. 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)。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。

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



Fig. 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. 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 h).

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. 5)。ここで

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

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. 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. 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



Fig. 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.

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 日までには減衰している。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。

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. 6)。パ ワースペクトルは Fig. 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. 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、パワースペクトル密度が1桁大きく、南 北成分のパワースペクトル密度は 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. 50m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. 6の(b) にパワースペクトル密度が 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、50m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 鉛直方向にパワースペクトル密度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。

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



Fig. 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%).

かった。スペクトル解析 (Fig. 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 (12~20 m 深) で大きく、沖側の Sta. 2 と Sta. 3 では 中層(38~50m深)で大きくなっている(Fig.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.

$$c^{2} = (\omega^{2} - f^{2})/(N^{2} - \omega^{2})$$

より算出できる。但し、 ω (= 9.18 × 10⁻⁵ 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、10~70m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12m, 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 で得られたデータには, Side lobe effect により海面付近のデータが含まれていないことや, 観測点が沿岸域に限られていることから、その発生・伝 播過程を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. 数値実験による考察

4.1 数値モデルと条件

数値実験は、静水圧近似とブシネスク近似を施したプ リミティブ方程式系を用いた3次元レベルモデルにより 実施した。順圧モードと傾圧モードを基本方程式系にお いて分離し、それぞれの方程式を時間及び空間に関して 中央差分で差分化した。基本方程式系はKitade *et al.* (2011)で使用されたものと同様である。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、鉛直渦動粘性係数を 1.0×10^{-3} m² s⁻¹, 水平渦拡散係数を50 m² s⁻¹, 鉛直渦拡散係数を 1.0×10^{-4} m² s⁻¹ とした。

計算領域は、Fig. 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 ~ 200 m 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. 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.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. 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



Fig. 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.

れた風を比較する(Fig.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,



Fig. 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.

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。

4.2 実験結果

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. 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. 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12m 深と18m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、18m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、24~36m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、18m 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



Fig. 9. Time series of observed (black) and modelcalculated (red) northward component of current with periods shorter than 25 hours.

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 3 に, Fig. 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 3 には、相関係数の最大値とそのラグ (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、 $12 \sim 30$ m 深での 相互相関係数は $0.12 \sim 0.38$ 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 $0 \sim 4$ 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 $0 \sim 1$ 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 $2 \sim 4$ 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 いると言える。

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 スペクトル密度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. 10の(a))。数値モ デル計算の結果は30m深付近から中層へ向かってパ ワースペクトル密度が高くなり、42.5m深において最大 となることを示している。パワースペクトル密度が最も 高くなる深度は数値モデル計算結果の方が若干深いが, 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。次に, 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 いてスペクトル解析を行い,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. 10 の (a) の青線 と赤線)。岸に沿った北向き成分流のパワースペクトル密 度の大きさは順圧構造 (V_{bt})と傾圧構造 (V_{bc}) で同程度 であるが、東向き成分流のパワースペクトル密度は傾圧 構造 (Ubc) の方が大きい。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 た順圧的な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

	St	a. 1	St	a. 2	Sta. 3		
Depth (m)	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	

Table 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.

*In the calculations of the cross-correlation coefficients, we used the time series which were shifted

- 3 hours for the results of model.

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変動の大きさを持つことから、 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38~50m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。

4.2.2 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. 11 に 12.5 m, 32.5 m, 52.5 m 深の t = 168 ~ 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 成分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唆する。

低気圧通過直後から,34~58m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(12.5m 深)の流速分布の変化を Fig. 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. 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、低気圧の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伝播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 = 193h以降)と一致している。

Fig. 13の(a) に, Sta. 2を通る南北ライン (Fig. 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. 13の(a)に示す振幅は期間 I (t = 152 ~ 189 h),期間 II (t = 176 ~ 213 h),期間 III (t = 200 ~ 237 h)の3つの期間別に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



Fig. 10. Vertical profiles of power spectral density (PSD) in (cm s⁻¹)² 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. 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).

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.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. 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. 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. 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

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

として推定した。ただし,T = 19時間,hは水深である。 パータベーション圧力p,は静水圧近似の式から,

$$p'(z) = \rho_0 g \eta + g \int_{-\infty}^{\infty} \rho'(\hat{z}) d\hat{z}$$

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 、はパータベーション密度で、



Fig. 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. 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.

 $\rho \,{}'\!(z) = \rho \,(z) - \overline{\rho} \,(z)$

であり,初期成層場 $\overline{\rho}(z)$ からの偏差である。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,

$$\begin{pmatrix} u^{\prime}(z,t), v^{\prime}(z,t) \end{pmatrix} = \\ \left(u(z,t) - \overline{u}(z) - u_0(t), v(z,t) - \overline{v}(z) - v_0(t) \right)$$

により算出した。ただし、 $(\overline{u}(z), \overline{v}(z))$ 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. 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. 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. 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 次元的な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. 14 の (b)

$$\begin{split} & \mathcal{K}\overline{T}\overline{y} \stackrel{*}{\Rightarrow}_{o} \quad \mathcal{L}\stackrel{*}{\Rightarrow}\stackrel{*}{\Rightarrow} \quad \mathcal{L}\stackrel{*}{\Rightarrow}\stackrel{*}{\Rightarrow} \\ & \mathcal{K}E = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} \int_{-h}^{0} \frac{1}{2} \,\overline{\rho} \left(u^{,2} + v^{,2} + w^{,2} \right) dz \, dt \\ & PE = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} \int_{-h}^{0} \frac{1}{2} \, \frac{g^{2} \rho^{,2}}{\overline{\rho} \, N^{2}} dz \, dt \end{split}$$

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. 15の(a) に Fig. 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。ここで,エネルギーフラックスの収束・ 発散域の特徴を,エネルギー方程式の各項のバランスを 見積もることで調べる。全エネルギー*E*を

$$E = \frac{1}{2}\overline{\rho} \left(u^{,2} + v^{,2} + w^{,2} \right) + \frac{1}{2} \frac{g^2 \rho^{,2}}{\overline{\rho} N^2}$$

で定義すると、エネルギー方程式は、

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \left(u^{*}\frac{\partial E}{\partial x} + v^{*}\frac{\partial E}{\partial y} + w^{*}\frac{\partial E}{\partial z}\right) + \left(\frac{\partial p^{*}u^{*}}{\partial x} + \frac{\partial p^{*}v^{*}}{\partial y} + \frac{\partial p^{*}w^{*}}{\partial z}\right)$$
(i)
(ii)
(ii)
$$-u^{*}\overline{\rho} \left(A_{H}\nabla_{H}^{2}u^{*} + A_{v}\frac{\partial^{2}u^{*}}{\partial z^{2}}\right) - w_{s}g\rho^{*} = 0$$
(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,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. 15の(a))において鉛直積分し た各項の分布を Fig. 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. 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. 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. 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。

4.3 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、どの地形が大きく関与しているのかを検 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. 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



Fig. 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. 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. 16. Terms in the energy balance equation on Line B. Dashed line: the sum of each term. Gray line: the bottom topography.

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. 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. 10 の (a)) を Exp. 2 と Exp. 3 の結果 (Fig. 10 の (b) と (c)) と比較すると, Exp. 2 では 52.5 m 深でパワースペクトル密度が最大とな 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 深までのパワースペクトル密度は観測結 果に比べて低く,鉛直方向の位相変化が大きい。Exp. 3 では,パワースペクトル密度の鉛直構造に関して,エネ ルギー密度の大きさはほぼ一致するが,中層に極大が生 じていない。Exp. 3 は, Exp. 1 とパワースペクトル密度 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. 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が遅れている。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)。Exp. 1では、中層($30 \sim 54$ m 深)において $60 \sim 75$ %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 $37 \sim 59$ %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。この原 因は、浅瀬 P や Q の海底地形の削除が近慣性内部波の 増大の抑制や位相の遅延を生じさせたことにあると考え 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. 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. 10 の (b) と (c), Fig. 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。



Fig. 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.

	Exp. 1				Exp. 2			Exp. 3		
Depth (m)	$\frac{\text{Var}}{(\text{cm s}^{-1})^2}$	R / N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)	$\frac{\text{Var}}{(\text{cm s}^{-1})^2}$	R / N (cm s ⁻¹) ²	Ratio (%)	$\frac{\text{Var}}{(\text{cm s}^{-1})^2}$	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	

Table 4. Results of verification experiments for different bottom topography cases.

Var: Variance 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 periods shorter than 25 hour. Ratio: $((1.0-(R/N))/Var) \times 100.0$.

5. まとめ

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34~58m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. 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 (60~70m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、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。

最後に,筆頭著者の山崎は係留観測データの解析,数 値モデル実験の実施とその結果の解析および論文の作成 を担当し,北出と井桁は論文作成時における観測結果と 数値モデル実験結果の解釈や解析方法についての議論を 担当した。また,渡邊・千手・山田・大慶・池田は係留 観測の立案と実施,CTDデータ収集を担当したことを付 記する。

謝 辞

本研究の一部は、農林水産省「新たな農林水産政策を 推進する実用技術開発事業」における、研究課題「日本 海における急潮予測の精度向上と定置網防災策の確立」 及び「農林水産業・食品産業科学技術研究推進事業」に おける「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」より援助を受けて行われました。本論文 の改訂において、多くの適切なコメントを頂きました宮 澤泰正編集委員と2名の査読者に深くお礼申し上げま す。

References

- 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.
- 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.
- 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. Ocenogr., 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.
- 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.
- 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, Elsevier Sci., Amsterdam, 602 pp.
- 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.
- 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.

Near-inertial internal waves observed near the tip of the northeastern coast of Noto Peninsula, Japan

Keiichi Yamazaki^{1*}, Yujiro Kitade^{1*}, Yosuke Igeta², Tatsuro Watanabe³, Tomoharu Senjyu⁴, Haruya Yamada⁵, Noriyuki Okei⁶ and Satoshi Ikeda⁷

Abstract

The characteristics of near-inertial internal waves (NIIWs) induced by the passage of a lowpressure system on October 2007 were investigated using current data obtained from acoustic Doppler current profilers mounted on the seafloor of three mooring sites northeast of the Noto Peninsula, Japan. The observed near-inertial fluctuations showed a characteristic of NIIWs. We found that current fluctuations associated with the NIIWs were almost in-phase at three stations, and its amplitudes were larger in the middle layer (34-58 m depth) than in the surface layer on the continental slope. Because it was difficult to explain the characteristics of the observed NII-Ws in terms of the elementary solution of internal wave theoretically, we performed a numerical experiment using a three dimensional level model that adopted realistic bottom topography and wind stress interpolated from Grid Point Value data (Japan Meteorological Agency). The model had a good reproduction of the amplification of NIIWs energy at the middle layer. Thus, we investigated the formation mechanism of strong and in-phase current fluctuations by a detailed analysis of the model results. The NIIWs, generated in the offshore region, propagated southward and reached the coastal area and Noto Peninsula. Scattering of the NIIWs occurred at the shallow region around the Peninsula, and the scattering waves were simultaneously induced and interfered around the mooring sites. To investigate the effect that the bottom topography contributed to the interference of the scattering waves, we performed two types of verification experiments in which shallow regions near the Noto Peninsula were deleted. These experimental results showed that the scattering waves that occurred at the continental shelf off the eastern coast of Noto Peninsula were important for the amplification of NIIWs at the middle layer, and the interference by the superposition of scattering waves from different regions around the mooring sites involved the formation of in-phase current fluctuations.

Key words: Near-inertial internal wave, Noto Peninsula, Numerical experiment, Scattering, Interference

> (Corresponding author's e-mail address : d102004@kaiyodai.ac.jp) (Received 26 March 2015 ; accepted 13 October 2015) (Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2015)

¹ Graduate School of Tokyo University of Marine Science and Technology, 4-5-7, Konan, Minato, Tokyo 108-8477, Japan

² Japan Sea National Fisheries Research Institute, Fisheries Research Agency, 1-5939-22 Suido-cho, Chuo, Niigata 951-8121, Japan

³ Fisheries Research Agency, 2-3-3 Minato Mirai, Nishi-ku, Yokohama, Kanagawa 220-6115, Japan

⁴ Research Institute for Applied Mechanics, Kyuchu University, 6–1 Kasuga-Koen, Kasuga-shi, Fukuoka, 816–8580, Japan

⁵ Seikai National Fisheries Research Institute, Fisheries Research Agency, 1551-8 Taira-machi, Nagasaki-shi, Nagasaki, 851-2213, Japan

⁶ Ishikawa Prefecture Fisheries Research Center, 3-7, Ushitsu, Noto-cho Housu-gun, Ishikawa, 927-0435, Japan

⁷ Niigata Prefecture Fisheries and Marine Research Institute, 13098-8, Igarashi3nomachi, Nishi, Niigata, 950-2171, Japan

^{*} Corresponding authors : Keiichi Yamazaki, Yujiro Kitade TEL/FAX : +81354630447

e-mail: d102004@kaiyodai.ac.jp, ykitade@kaiyodai.ac.jp