

— 論文 —

噴火湾湾口付近で観測された慣性振動流の解析*

赤羽 敬子[†]・磯田 豊[‡]・三宅 秀男[‡]・高橋 大介^{**}・
木戸 和男^{††}・黒田 寛^{††}・東屋 知範[†]

要 旨

2001年の夏季、噴火湾湾口近くの水深85 mの地点に海底設置型 ADCP を設置し、計測された約4か月間の流速記録を解析した。流速のスペクトル解析において、慣性周期帯のエネルギーは、全層で半日潮流と同程度であった。狭い周期帯の変動成分を抽出可能なバンドパスフィルター (HAB 法) を適用し、慣性振動流 (慣性周波数: $f = 2\pi/18$ 時間) を抽出した結果、観測期間中に流速振幅の顕著な増大 (以下、イベント) が4回確認された。Pollard and Millard (1970) の単純な風強制モデルがこれらイベントのほとんどを再現できたことから、観測された慣性振動流は主に時間変化する風強制により発生したと推測される。慣性振動流の鉛直構造とその時間変化はイベントごとに異なり、大きく二つに分類できる。一つは、中層の振幅極大と鉛直上方への位相伝播で特徴付けられ内部波エネルギーの斜め下方への伝播を推測させるビーム状の構造であり、もう一つは内部波の水平伝播を連想させるモード状の構造である。主成分解析に基づく鉛直モード分解を行った結果、いずれの流速構造に対しても鉛直第2モード以上の高次モードが大きく寄与していることが示唆され、各イベントで最大振幅が観測される時刻は次数の大きな鉛直モードほど遅れる傾向があった。さらに、ビーム状の構造から検出された振幅極大の水深と特性曲線の傾きを用いて見積もった内部波エネルギーの水平伝播距離から、内部波の励起場所は噴火湾内にあることが推定された。

キーワード：噴火湾、慣性振動流、風強制、内部波、鉛直モード

1. はじめに

回転系流体の海面に突然一定の風応力が作用したとき、摩擦 (または鉛直粘性) により減衰する慣性振動流を伴いながら、コリオリ力と風応力がバランスした表層エクマン流が形成される。このような物理現象の数学的な解は、非定常解 (前者) と定常解 (後者) の和として表現される (例えば、Csanady, 1982)。定常解である表層エクマン流は、外洋スケールでは風応力 (偏西風や貿易風など) の水平勾配により生じるエクマンパンピングで形成される風成循環流の研究、陸棚・沿岸海域スケール

* 2007年9月22日受領; 2008年3月31日受理

著作権: 日本海洋学会, 2008

[†] 独立行政法人 水産総合研究センター 北海道水産研究所

〒085-0802 釧路市桂恋 116

著者 e-mail address: kurodah@affrc.go.jp

[‡] 北海道大学大学院 水産科学研究院

〒041-8611 函館市港町 3-1-1

^{**} 名古屋大学地域水循環研究センター

〒464-8601 名古屋市千種区不老町

^{††} 北海道立地質研究所

〒060-0819 札幌市北区北 19 条西 12 丁目

^{††} 独立行政法人 水産総合研究センター 中央水産研究所

〒236-8648 横浜市金沢区福浦 2-12-4

では岸境界における大きな収束発散から生じる沿岸捕捉波(ケルビン波や陸棚波など)の伝播で形成される吹送流の研究に重要な役割を果たしてきた。一方、非定常解である慣性振動流については、外洋スケールでの挙動が比較的良好に知られており、近慣性内部重力波として励起緯度帯から低緯度(赤道)方向へ伝播するとされている。さらに、近慣性内部重力波は表層混合層におけるエネルギーシンクとして重要な役割を果たしているとの指摘があり(Pollard and Millard, 1970; Kundu, 1976)、内部波に伴う流れの鉛直シアが季節水温躍層の深化を引き起こすといった研究(Krauss, 1981)や、内部波間の非線形相互作用を通して生成される低周波数・高波数の鉛直モード内部波が水柱の鉛直混合に寄与するといった研究(Hibiya *et al.*, 1996; Hibiya *et al.*, 1998)が行われている。

このように、外洋において慣性振動流のエネルギーが最終的には海水の混合に寄与していることから、陸棚・沿岸海域においても同様の混合過程が存在することが期待される。しかし、そのような研究例は非常に少ない。その理由として第一に、浅い沿岸域で卓越する潮流エネルギーが慣性振動流のそれよりも大きく、中緯度においては両者の周期が同程度となることが挙げられる。そのため、沿岸域の海水混合においては慣性振動流のエネルギーによる混合よりも潮汐による混合が支配的であるとみなされている。さらに、沿岸域の慣性振動流の研究が外洋のそれに比べて困難な理由として、(1) 複雑な海岸線(岸境界)のため、理論的には無限大の波長をもつとされる理想的な慣性振動流が大きく変形され、有限波長による近慣性周期への変調が起こること、(2) 慣性振動流のエネルギーは、岸境界における収束発散によって近慣性内部重力波として垂表層へ漏れることが期待されるが、それはどの海岸でも起こり得るため励起場所の特定が難しいこと、(3) 近慣性周期帯の内部波の群速度は非常に小さいため、湾内や陸棚上という小さな空間スケールでは波動伝播をRay理論から特定することが困難であること、が挙げられる。

しかし、台風の通過などに伴う大きな気象擾乱発生時には、沿岸域においてもしばしば慣性周期帯における大振幅の水温・流速変動が観測される。最近、浅ら

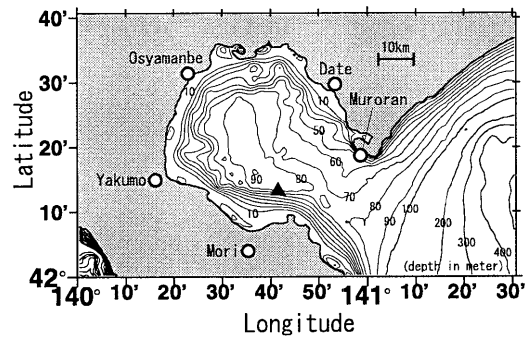


Fig. 1. Bottom topography around Funka Bay and location of mooring ADCP measurement (closed triangle).

(2007) は台風通過によって発生した富山湾の急潮に慣性周期の振動流(19.7時間)が重なっていることに注目した。彼らの数値計算の結果によると、吹送流が強い移流効果(慣性振動流)を伴って沿岸部の急潮を引き起こしていること、さらに、富山湾内ではその急潮が線形的な内部ケルビン波として反時計回りに伝播していることが示された。本研究が研究対象とした噴火湾においても慣性振動流に関する佐藤ら(2006)の先駆的な研究がある。噴火湾は北海道南西部に位置する円形の湾であり、直径は約50 km、平均水深は約60 m、湾中央の最深部は約100 mである(Fig. 1)。佐藤ら(2006)は、主として成層期に実施した沿岸域9地点の水温観測データの解析を行い、季節躍層を考慮した1.5層の数値モデルによって観測された水温変動の特徴を再現している。それによると、噴火湾沿岸にみられる15~18時間周期(近慣性周期)の水温変動は、岸を左手にみながら時計回りに回転する第一モードの傾圧ポアンカレ波(内部慣性重力波)と反時計回りの方向に回転する同周期の内部ケルビン波の重ね合わせで説明することができ、この内部ケルビン波は湾口付近における傾圧ポアンカレ波の散乱によって励起される。

こうした以前の研究は、躍層上部における慣性振動流の水平構造と内部波の水平方向の伝播特性を明らかにしたものの、慣性振動流の鉛直的な流速構造や内部波の鉛直方向の伝播特性についてはほとんど報告していない。我々は2001年の成層期において噴火湾湾口付

近に RD 社製 300 kHz の海底設置型 ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) を設置し、約 4 か月間の流速観測を実施した。この多層流速記録では、躍層上部の表層付近に限らず、全層に渡って慣性周期帯の流速変動が卓越していた。すなわち、風強制により駆動された慣性振動流のエネルギーが岸境界から亜表層へ漏れて形成されたと思われる近慣性内部重力波の構造が捉えられていた。噴火湾においては慣性振動流と同程度の振幅をもつ潮流(主に、半日周潮流)が卓越しており(後述)、湾内の海岸線も大きく湾曲している。そこで本研究の目的は、この噴火湾の ADCP により得られた流速記録を用いて潮汐周期帯の流速変動を除いた解析を行い、一地点の観測であるために不十分ながらも沿岸域における慣性周期帯の流速変動を記述することである。

2. 観測及び解析資料

海底設置型 ADCP は Fig. 1 に▲印で示した北緯 42°13.21′、東経 140°41.54′ に設置した。この設置地点は水深約 85 m で噴火湾の深みに沿った湾口付近にある。ADCP の流向・流速値は、水深 10 m~80 m の間を 2 m 間隔、10 分ごとに計測したもので、本解析では 1 時間平均値を使用した。観測期間は成層発達期・衰退期を含む 2001 年 6 月 28 日から 2001 年 10 月 28 日であるが、8 月 27 日~8 月 29 日は ADCP の回収・再設置のため欠測となっている。よって本解析では便宜上、観測が継続している 2001 年 6 月 28 日~2001 年 8 月 26 日を前半、2001 年 8 月 30 日~2001 年 10 月 28 日を後半と呼ぶ。また、ADCP 観測期間中の同地点における鉛直密度構造を把握するため、前半の 6 月 26 日、7 月 24 日、ADCP 回収・再設置時の 8 月 27 日、後半の 9 月 17 日、10 月 30 日に計 5 回(ほぼ一か月間隔)の CTD (Conductivity, Temperature and Depth profiling system, SEA BIRD 社製) 観測を実施した。

慣性振動流を励起する強制力の一つとして、風応力の変動が考えられる。「はじめに」で述べたように風応力によって発生する慣性振動流を理論的に考えた場合、風速値または風向の時間変化が大きいときに顕著な慣性振動流が生じるはずである。それゆえ、慣性振動流

の発生要因を考えるためには噴火湾周辺海域における風速・風向変化をできるだけ正しく知ることが重要である。噴火湾周辺のアメダス観測点(室蘭、伊達、長万部、八雲、森:各地点は Fig. 1 を参照)を比較すると、室蘭の平均風速値が最も大きく、風向変化も顕著であることがわかった(ここでは示さない)。さらに、室蘭の観測点は湾口付近で海側に突き出した地形上にあり、山岳地形による風向風速の変形を受けにくい場所に位置している。以上の理由から、本解析には噴火湾内の海上風の時間変化を最もよく表現する場所として、室蘭における毎時の風向風速データを使用した。

Table 1. Vertical gradient of density ($-\frac{\partial \rho}{\partial z}$) and Brant-Väisälä frequency (N), estimated from regression line with a determination coefficient of R^2 .

Date	$-\frac{\partial \rho}{\partial z}$	N	R^2
26 Jun. 2001	0.036	0.0188	0.78
24 Jul. 2001	0.041	0.0200	0.74
27 Aug. 2001	0.057	0.0236	0.96
17 Sep. 2001	0.060	0.0242	0.98
30 Oct. 2001	0.027	0.0163	0.97

3. 解析結果

3.1. 観測期間中における密度成層の経月変化

6 月から 10 月の計 5 回の CTD 観測により得られた水温・塩分・密度の鉛直プロファイルを経月変化として Fig. 2 に示した。縦軸は水深を示し、破線・点線・太実線はそれぞれ水温・塩分・密度である。各図に細実線で示した直線は、密度の鉛直プロファイルを最小自乗法で直線近似したものである。Table 1 に近似直線の決定係数 R^2 と、密度勾配から計算されるプラントバイサラ振動数 $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$ (ここで、 g は重力加速度、 ρ_0 は平均密度) を示す。

観測期間中の密度成層は、基本的に上層の高温低塩分水と下層の低温高塩分水によって形成されていた。観測前半の 6・7 月は、表層 20 m 付近に密度躍層が存在し、弱い 2 層構造を形成していたため直線近似はいく

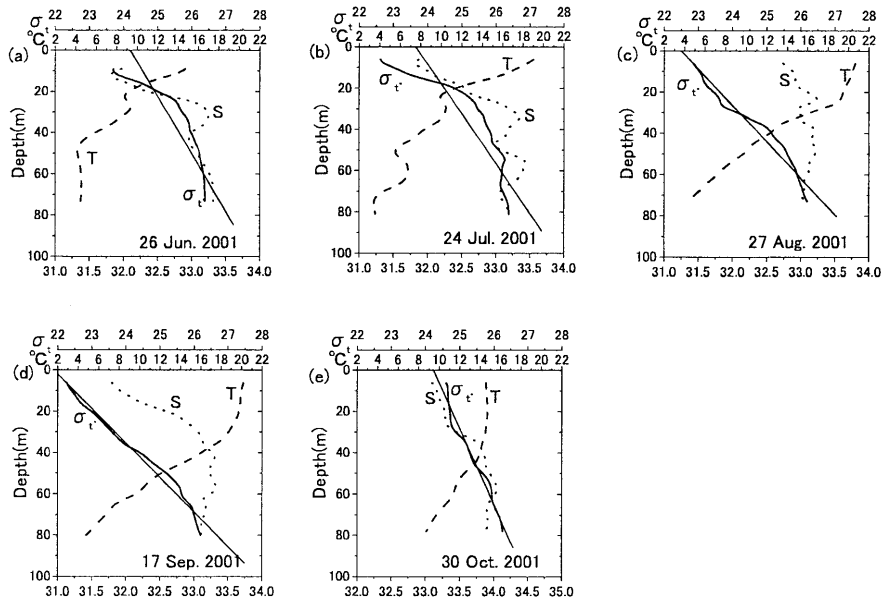


Fig. 2. Vertical profiles of temperature(T), salinity(S) and density(σ_t) on (a)26 June, (b)24 July, (c)27 August, (d)17 September, and (e)30 October, 2001. Thin straight line represents the regression line of density based on a least-squares method.

らかよくない ($R^2 < 0.8$)。一方、観測後半の8月以降の R^2 は 0.95 以上と高い値を示し、線形的な連続成層状態であった。密度成層の強さを N 値でみると、6月から9月は 0.019 s^{-1} から 0.024 s^{-1} まで次第に大きくなり、これは主に海面加熱による表層水温の上昇によるものと推測される。10月は海面冷却による鉛直混合のため表層 30 m 付近まで水温・塩分が一樣となり、密度成層も急激に弱くなっていた ($N = 0.016 \text{ s}^{-1}$)。

3.2. 流速の回転スペクトル

定常確率過程を仮定し、DFT (Discrete Fourier Transform) 法に基づいて回転スペクトルを計算し、回転スペクトル密度の鉛直分布を調べた。解析に使用したデータ数は、観測の前半が 1,416 個 (59 日)・後半が 1,440 個 (60 日) である。計算された離散的なスペクトル値は 5 個の三角形フィルター (重み: $1/9, 2/9, 3/9, 2/9, 1/9$) で平滑化した。

水深 20・40・60・80 m における回転スペクトル密

度を観測の前半・後半ごとに Fig. 3 (a)(b) に示す。縦軸はスペクトル密度 (水深 20・60 m のスペクトルに対応した目盛であり、水深 40・80 m のスペクトルは実際の値の 1000 分の 1 で表示)、横軸は周波数 (周期) を示す。各図の中央から右側が時計回り、左側が反時計回りの回転スペクトル密度である。図中の D. 印は日周期 (Diurnal: 24 時間)、S.D. 印は半日周期 (Semi Diurnal: 12 時間)、 T_f 印は観測点の緯度 (北緯 $42^\circ 13.21'$) から計算される慣性周期 (17.8 時間)、4h 印は噴火湾内でしばしば観測される約 4 時間の固有振動周期である。このように噴火湾の慣性周期は日周期と半日周期のほぼ中間にある。そこで、両潮汐間の周期領域においてスペクトル密度のオーダーが 10^0 以上となる範囲を灰色で示し、慣性周期帯付近のスペクトルを強調した。

観測の前半・後半で共通する特徴として、全層で固有振動周期と半日周期に 95% の信頼限界を超える明瞭なピークがある。日周期のスペクトルピークは下層ほど顕著ではあるが統計的に有意ではない。一方、慣性

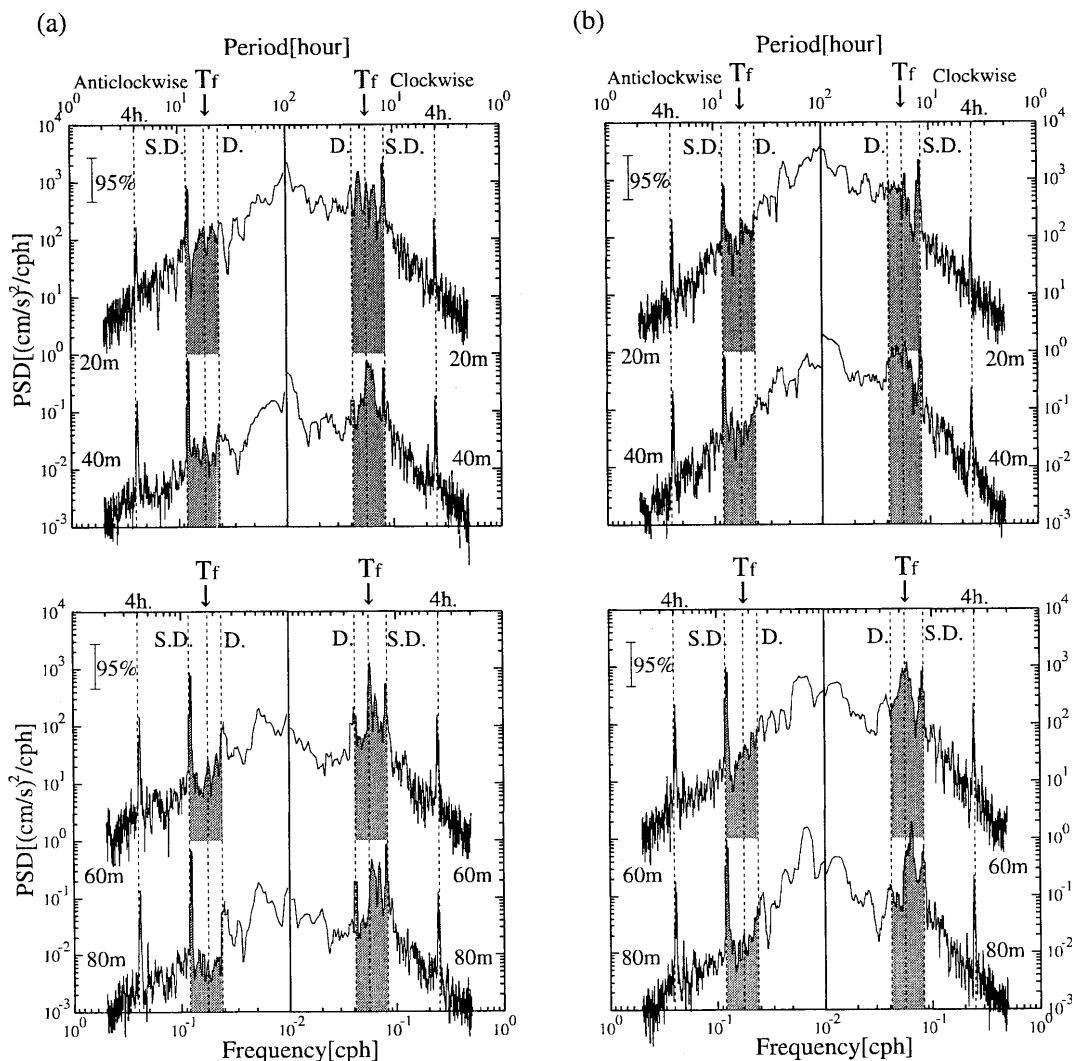


Fig. 3. Rotary spectra of current vector at the depth of 20 m, 40 m, 60 m, and 80 m, ((a) left panel) during the period of 28 June to 28 August and ((b) right panel) during the period of 30 August to 28 October.

周期帯 (T_f 付近) では、慣性振動を連想させる時計回りの回転成分が卓越し、統計的に有意なピークは下層ほど顕著にみられる。さらに、慣性周期帯のスペクトル密度は全層同程度であり、半日周期 (S.D.) のスペクトルピーク値に匹敵する。これらの理由から、慣性振動流は噴火湾における重要な物理現象の一つであるといえる。

3.3. 慣性周期帯変動の抽出

慣性周期帯変動の時空間変化を調べるためには、近傍の周波数帯に存在する潮流の影響をできるだけ除去して慣性周期帯の変動成分を抽出しなければならない。この目的のため、本研究では黒田ら (2003) が提案した調和解析バンドパス法 (Harmonic Analysis Band-pass 法, 以下, HAB 法と略す) を用いた。HAB 法は適当な短いデータ長の期間 L (分解期間) から注目する周期 T の調和定数を最小自乗法に基づいて算出し、分解期間

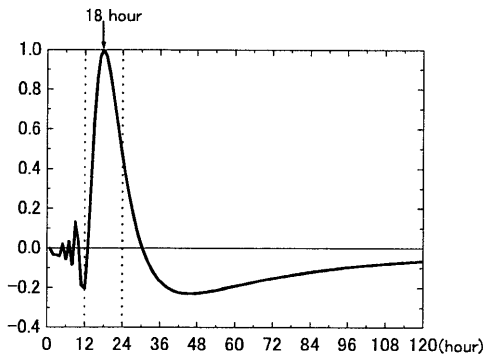


Fig. 4. Frequency response function of the HAB method ($T = 18$ h, $L = 49$ h, $\Delta L = 1$ h).

L の中央時刻での値を抽出、同様の計算を時間方向に ΔL (ずらし期間) ずつずらしながら繰り返すことで変動成分をバンドパスする方法である。HAB法を用いた理由として、(1) 抽出したい周期帯の変動の振幅減少が、通常バンドパスフィルターに比べてきわめて小さいこと、(2) 短いデータ期間 (分解期間) から変動成分の抽出が可能であること、(3) バンドパス過程で得られる流速の東西、南北成分の調和定数から変動成分の流速振幅を時計回りと反時計回り成分に分解できることが挙げられる。

半日・日周潮流をできる限り除去できるパラメータとして、慣性周期 $T = 18$ 時間、分解期間 $L = 49$ 時間、ずらし期間 $\Delta L = 1$ 時間を選択した。これらのパラメータを用いて計算した HAB 法の周波数応答関数を Fig. 4 に示す。このフィルターのカットオフ周期 (振幅が $1/\sqrt{2}$ 倍となる周期) は 15.2 と 22.1 時間周期であり、慣性周期 (18 時間) の値は 1 である。すなわち、慣性周期帯変動の振幅はほとんど減じることなくバンドパスできる。また、スペクトル解析の結果、比較的エネルギーの大きかった半日周潮流の振幅は -0.2 倍程度に減じられ、日周潮流の振幅は 0.5 倍程度に減じられる (Fig. 4)。ここでは示さないが、本データを用いた潮流の調和解析の結果、最も卓越する M_2 潮の振幅は最大 5 cm s^{-1} 程度、その他の分潮 (K_1 , O_1 , S_2) の振幅は $2\sim 3 \text{ cm s}^{-1}$ 以下であった。よって、HAB 法でバ

ンドパスされた慣性周期帯変動の振幅が $3\sim 4 \text{ cm s}^{-1}$ 以上となる期間に注目すれば、バンドパス時系列に対する潮流成分の影響は十分に小さいと考えられる。

Fig. 3 に示されたように、慣性周期帯における時計回りの回転スペクトル密度は反時計回りのそれよりも $1\sim 2$ オーダ大きな値をもつ。よって、本解析では HAB 法のバンドパス過程で計算された流速の東西・南北成分 (u, v) の調和定数から時計回り成分の振幅 A^- を見積もった。まず、分解期間の中央時刻 t においてバンドパスされた流速ベクトル ($u(t), v(t)$) は、見積もられた調和定数に相当する振幅係数を U_c, U_s, V_c, V_s とすると、角振動数 $\omega (= 2\pi/T)$ を用いて以下の式で表される。

$$u(t) = U_c \cos \omega t + U_s \sin \omega t \quad (1a)$$

$$v(t) = V_c \cos \omega t + V_s \sin \omega t \quad (1b)$$

さらに、これらの振幅係数を用いると、時計回り成分の流速振幅 A^- は次式によって計算される (Emery and Thomson, 1997)。

$$A^- = \frac{1}{2} [(U_c - V_s)^2 + (U_s + V_c)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

(2) 式を用いて求められる慣性周期帯変動の流速振幅 A^- のイソプレットを Fig. 5 (a) に示す。図の縦軸は水深、横軸は時間を示し、等値線の間隔は 2 cm s^{-1} である。また、慣性周期帯の変動が有意に卓越していたと判断される 4 cm s^{-1} 以上の流速振幅値については灰色で強調した。斜線部は ADCP 回収・再設置によるデータ欠測期間を示している。Fig. 5 (a) をみると、慣性周期帯の流速変動は定常的に存在する変動ではなく、イベント的に振幅を増大させていることがわかる。全層で振幅の増大が確認できた期間は、図中 A~D の計 4 回であり、各イベントの継続期間は $3\sim 4$ 日程度である。また、イベント A・B では $40\sim 50 \text{ m}$ 以浅で振幅が増大する傾向があるが、イベント C・D は 40 m 以深でも 10 cm s^{-1} 以上の大きな振幅を示す。

3.4. 風強制モデルによる表層慣性振動流の推測

イベント的な慣性周期帯変動の発生 (Fig. 5 (a)) の可能性の一つとして、突発的な風向風速の変化が考えられる。そこで、風強制によって発生する慣性振動流の時

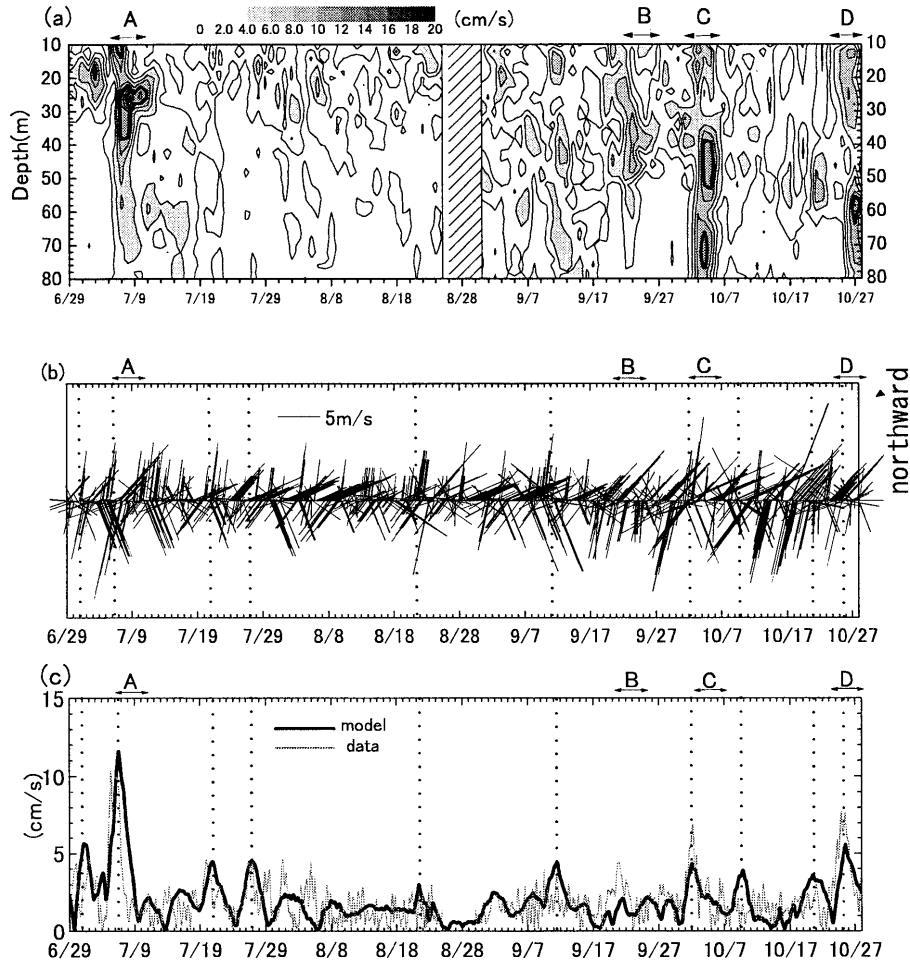


Fig. 5. (a) Time-depth diagram of clockwise velocity amplitude with the inertial frequency during the entire period of the ADCP measurement. Contour interval is 2 cm, and the amplitudes greater than 4 cm s^{-1} are hatch-marked. (b) Time series of hourly wind vector recorded at Muroran. (c) Clockwise velocity amplitude of inertial current vertically averaged in the mixed layer with a thickness of h_{mix} , estimated from the observation (grey line) and theoretical slab model (thick black line).

間変動を理論的に見積もるために、表層混合層について水平方向に無限の海を仮定した Pollard and Millard (1970) の風強制スラブ (slab) モデルを使用した。支配方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = \frac{\tau_x}{\rho_w h_{mix}} - cu \quad (3a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = \frac{\tau_y}{\rho_w h_{mix}} - cv \quad (3b)$$

ここで、 x, y 軸はそれぞれ東西、南北方向とし、 t は時間、 u, v は x, y 成分の流速であり、 $\rho_w (= 1.25 \times 10^{-3} \text{ g m}^{-3})$ は海水の密度、 $c (= 2 \text{ d}^{-1})$ は内部摩擦による減衰係数、 $f (= 9.8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1})$ はコリオリパラメータである。本研究の観測期間中には、表層混合層厚に大きな変化が認められた (Fig. 2 参照)。そこで表層混合層厚 (h_{mix}) は時間的に可変とし、Fig. 2 の密度プロファ

イルに基づいて値を決定した(7月24日以前は20 m, 9月17日以降は40 mで, 両者の間は線形補間した値)。また, 減衰係数 $c (= 2d^{-1})$ は3~4日程度の慣性振動流の持続時間を表現できるように設定した。さらに, 風応力の東西・南北成分 (τ_x, τ_y) は, 室蘭におけるアメダスの毎時風向風速データ (Fig. 5 (b)) を用いて以下の式から計算した。

$$\tau_x = \rho_a C_d W_x |W| \quad (4a)$$

$$\tau_y = \rho_a C_d W_y |W| \quad (4b)$$

ここで, $\rho_a (= 1.25 \times 10^{-3} \text{ g m}^{-3})$ は空気の密度, $C_d (= 1.5 \times 10^{-3})$ は海面の抵抗係数, $|W|$ は風速の絶対値, (W_x, W_y) はそれぞれ風速の東西・南北成分を示す。

Fig. 5 (c) に, 慣性振動流の時計回り成分の流速振幅に関して, 理論的に見積もられた振幅値を太実線で, 設定した表層混合層内で観測値を鉛直平均した振幅値を灰色線で示した。理論的な計算からは風応力とバランスしたエクマン流も表現されるため, 慣性振動流の振幅を抽出するために HAB 法を適用している。風ベクトル (Fig. 5 (b)) と理論的に計算した慣性振動流の振幅 (Fig. 5 (c) 太実線) を比較すると, 大きな流速振幅が見積もられた時期 (Fig. 5 (b), (c) の点線部) には, 急激な風向の変化が生じている。また, 表層混合層内の平均的な流速振幅は, 理論値と観測値の間でよい一致を示す (Fig. 5 (c))。4回のイベント (A~D) についてみると, Bの理論値は幾分小さく見積もられるものの, それ以外のイベント時の振幅はおおよそ理論モデルで再現されていると判断できる。結果として, 流速観測記録から検出された慣性振動流のイベント的な増幅は, 風強制によって発生した慣性振動流に起因している可能性が高い。

3.5. 慣性周期帯流速変動のエネルギー及び位相の鉛直構造

A~Dのイベント (Fig. 5) を含む5日間を拡大した慣性周期帯変動の時計回り成分の流速振幅を Fig. 6の左図に, HAB法を用いてバンドパスされた東西流速を右図に示した。右図における点線はマイナス, つまり西向ききの流速値を示す。なお, 慣性周期帯では時計回

りの回転成分が卓越するので, 南北流速のバンドパス時系列の分布パターンは東西流速のそれ (右図) とよく似ている。流速振幅図 (左図) からは慣性周期帯変動の運動エネルギー分布 (正しくは, 振幅値の2乗) を, 東西流速図 (右図) からはその位相分布を捉えることができる。

Fig. 6 左図において各イベントの初期 (Aの7月6日, Bの9月20日, Cの10月2日, Dの10月24日) に注目すると, 慣性周期帯変動の振幅は表層混合層内 (Fig. 2参照) で増大し, 1~3日で減衰している。また, これらイベントの開始日は, スラブモデルから見積もられた慣性振動流の振幅ピークの出現日にほぼ対応している (Fig. 5 (c))。よって, イベント初期の表層混合層内における振幅の増大は, 風によって発生した慣性振動流を検出した可能性が高い。ただし, 上記の初期過程の後に観測される慣性周期帯変動の鉛直構造はイベントごとに異なり, その構造はイベント A・B とイベント C・D の二つのパターンに分けられる。

まず, イベント A・B では, 時間経過とともに振幅の極大層が表層から中層 (Aでは水深25 m, Bでは水深45 m付近) へと移り, この中層極大の構造は数日間維持されている (Fig. 6 左図)。また, 東西流速 (Fig. 6 右図) の位相は下層から上層へ伝播する傾向があり, 特に振幅極大が観測される中層付近でその傾向が顕著である。このような上方への位相伝播が内部波に起因するものである場合, そのエネルギーは下方へ伝播されていることを意味している。

次に, イベント C・D において 10 cm s^{-1} 程度の大きな振幅値 (Fig. 6 左図) に注目すると, イベント開始から1日以内に鉛直位置の異なる二つの極大が検出されている。その極大は, イベント Cでは10月3日頃の水深50 mと70 m付近, イベント Dでは10月26日頃の水深15 mと60 m付近に位置し, 両イベントでは分布水深が異なる。また, この二つのイベントでは東西流速 (右図) において, 水平伝播を連想させる内部波のモード状の構造が明瞭に見られる。例えば, イベント Cの10月5日には鉛直3層 (上層と下層が同位相, 中層で逆位相) の第2モード的な構造が, イベント Dの10月26日には鉛直2層 (上層と下層が逆位相) の第1モード的な構造が出現している。

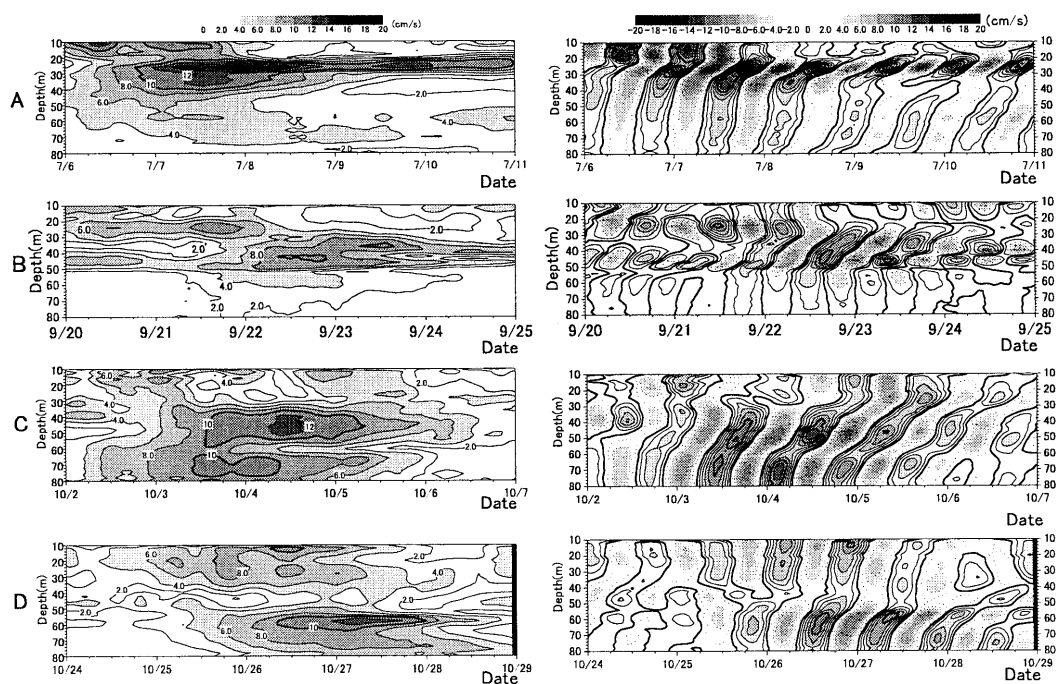


Fig. 6. Time-depth diagram of the clockwise velocity amplitude (left panels) and the eastward velocity component (right panels) of the inertial current for individual events from A to D (see Fig. 5).

以上の結果から、イベント A・B では中層の振幅極大と鉛直上方への位相伝播、イベント C・D では内部波の水平伝播を連想させるモード状の構造という異なる鉛直構造が観測されたことが分かった。しかし、いずれの鉛直構造に対しても近慣性内部重力波が大きく関与していることが推察される。また、Fig. 6 右図の鉛直構造には鉛直スケールの小さな変動がいくつも確認され、全てのイベントに対して、高次モードの影響が無視できないと考えられる。そこで、次節では、イベント A~D の慣性周期帯変動をモード分解し、各イベントに対する鉛直モードの影響を定量的に評価する。

3.6. 鉛直モード分解

一般に、内部波の鉛直モード分解では密度の鉛直構造から理論的に内部波のモード振幅関数を求め、観測された流れを分解するという方法が用いられる。しかし、本研究の場合、各イベントに対応した厳密な密度場が観測

されていないこと、水深 10 m 以浅と下層 80 m 以深の流速データが欠測していることから一般的な方法を用いることができない。そのため本節では、Weller (1985) と同様、相関行列を用いた主成分解析によるモード分解を行った (方法の詳細は Emery and Thomson (1997))。

イベント A~D の東西流速成分 (Fig. 6 右図) に対する主成分解析の結果を Fig. 7 に示す。左図は振幅の鉛直分布 (固有ベクトル)、右図は振幅の時間変化を示す。振幅の時間変化は、主成分解析によって得られた時間スコアに HAB 法 ($T = 18$ 時間) を適用して見積もった振幅値である ((1a) 式の $\sqrt{U_c^2 + U_s^2}$ に相当)。ここでは、主成分解析において寄与率の高かった三つのモードに注目して、寄与率の高い順に実線、破線、灰色線で示した。なお、各図に示す数字は主成分解析におけるモードではなく、振幅の鉛直構造から判別した内部波の鉛直モード (以下、「鉛直モード」) である。主成分解析によって第 1・2・3 の鉛直モードに分解されたイベントは A・C・D であり、そのうちイベント A・D は

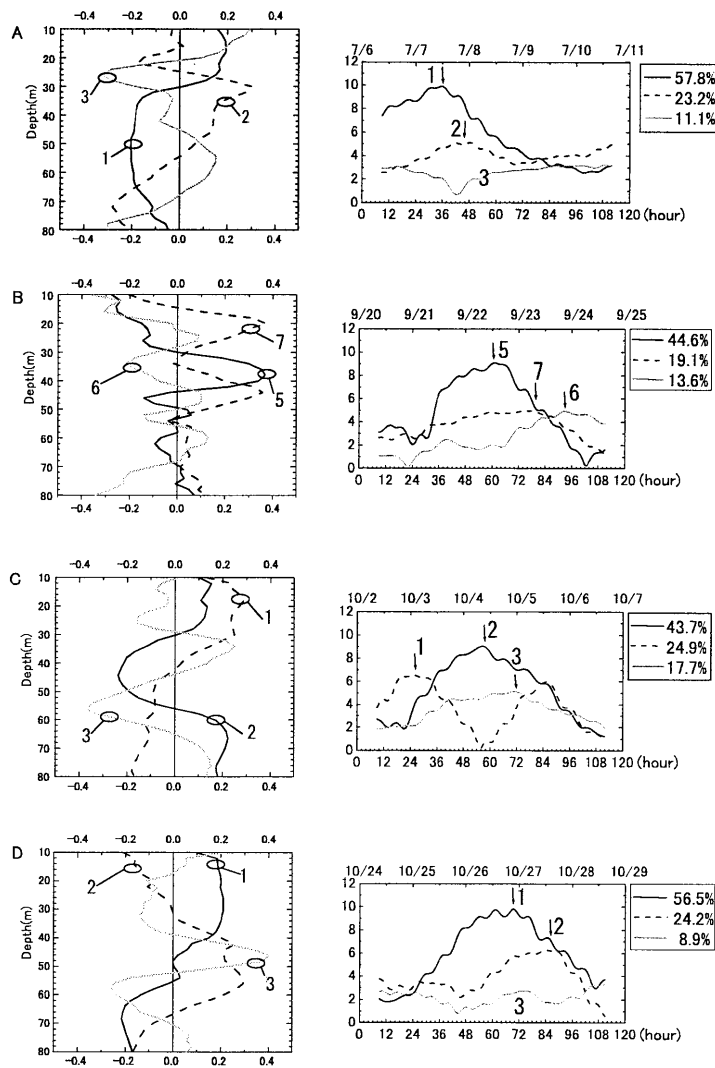


Fig. 7. Vertical distribution of eigen vector (left panels) and amplitude of time coefficient with the inertial frequency (right panels), estimated from principal component analysis (PCA) for individual events from A to D. Only the first to third PCA modes with a high contribution ratio (upper right in each panel) are described. It should be noted that numeral indicates the vertical/internal-wave mode number, not statistical PCA mode, identified from the vertical distribution pattern of the eigen vector.

鉛直第1・2・3モードの順に、イベントCは鉛直第2・1・3モードの順に寄与率が高い。また、これら三つのモードを合計した寄与率は、イベントAで0.921、Cで0.863、Dで0.896であり、慣性周期帯変動の分散の

85%以上が鉛直第1～第3モードの重ね合わせで説明されている。一方、イベントBで分解された上位三つのモードは、鉛直第5・6・7の高次モードであり、これら三つのモードで合計した寄与率は0.773と幾分小さ

い。いずれにしても、この結果から、A~Dの全てのイベントに共通して、鉛直スケールの小さな第2モード以上の高次モードが大きく関与していることが示唆される。また、寄与率の違いから、各鉛直モードへのエネルギー分配はイベントごとに異なると推測される。

次に、振幅の時間変化(右図)に注目する。各鉛直モードの振幅が最大となる時間(以下、出現時間)はモードごとに異なり、次数が大きい鉛直モードほど出現時間が遅い傾向がある。この傾向は特にイベントC・Dの上位二つの鉛直モードで顕著であり、これらのイベントでは半日~1日程度の出現時間差が観測されている。一方、イベントAの鉛直第1と第2モードの出現時間差は数時間と非常に短く、第2・3モードの振幅の時間変化はあまり大きくない。また、イベントBで分解される鉛直モードは鉛直第5モード以上に相当する非常に複雑な鉛直構造(Fig. 7左図)を示しており、イベントA同様、最も寄与率の高いモード以外のモードには明瞭な時間変化が見られない。このように流速の鉛直構造に異なる特徴が観測されたイベントA・BとイベントC・Dでは、各鉛直モードの時間変化に違いがあることが分かった。

4. 近慣性内部重力波の励起場所の推定(考察)

噴火湾湾口付近で観測された4回の近慣性振動流の増幅は、スラブモデルによって見積もられる風強制による慣性振動流の発生におおよそ対応し(Fig. 5)、イベント初期に表層混合層内で振幅が増大した後、イベントごとに異なる鉛直構造と時間変化を示すことが明らかとなった(Fig. 6)。本節では、以上の解析結果と既往の研究結果から、次のような近慣性内部重力波の励起・伝播過程を想定し、励起場所を推定することを試みた。

まず、突発的な風向風速の変化によって、噴火湾内の表層混合層付近に慣性振動流が発生する。この慣性振動流は岸境界付近で強い収束・発散を引き起こし、岸境界から漏れたエネルギーは亜表層の慣性周期帯のエネルギーを増加させる(Kundu, 1984)。さらに、噴火湾の岸境界はおおよそ閉じているため、慣性周期帯変動は有限波長の制約を受け、慣性内部重力波の分散関

係に従って、波の周波数(σ)が慣性周波数(f)よりもわずかに高周波側へずれた近慣性波($\sigma = 1.01 \sim 1.10f$)に変調される(例えば、Csanady, 1968)。次に、岸境界で励起された近慣性内部重力波のエネルギーは、特性曲線に沿うように、すなわち、ビーム状に鉛直斜め下方へ伝播する。このビーム状構造を可符番無限個の鉛直モード波の重ね合わせとして考えた場合(Rattray *et al.*, 1969)、岸境界から可符番無限モードの内部重力波が一斉に伝播を始めると理解される。しかし、伝播開始後伝播距離が長くなると、鉛直シアーの大きな高波数のモード(高次モード)から減衰が進み、ビーム状の構造が維持されなくなることが推測される。すなわち、このような場合には低次モードが卓越するモード状の構造として水平伝播する内部重力波が観測される可能性が高い。また、同じ次数の鉛直モード波であっても伝播時に密度成層が弱い場合には、理論上、水平波長が小さくなり減衰しやすくなると考えられる。このような近慣性内部重力波の励起・伝播過程を想定したとき、我々が観測した四つのイベントは、イベント時の密度成層や励起場所の違いを原因として、内部波エネルギーのビームを捉えたと思われるイベントA・B(ビーム状に近い構造)と、明瞭な出現時間差をもって第1モードと第2モードを検出したイベントC・D(モード状に近い構造)に分類できると考えた。

まず初めに、イベントA・B時に観測された振幅の中層極大(Fig. 6)が、内部波エネルギーのビームの中心を捉えたかと仮定する。このビームが、励起地点(岸境界)の海面と観測地点の中層極大の2点を通る特性曲線に沿って形成された場合、特性曲線の傾きと中層極大の水深から、励起地点と観測地点間の水平距離を見積もることが可能である(例えば、川村ら, 2002)。イベントAとBに関して、Table 1のプラントバイサラ振動数を線形内挿した値(0.020 と 0.024 s^{-1})と近慣性周波数($1.01f \sim 1.1f$, $f = 9.8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$)を用いて特性曲線の傾きを見積もり(宇野木, 1993)、さらに、イベントAとBでの中層極大の水深を25 mと45 mとした場合(Fig. 6)、励起地点と観測地点間の水平距離は11~36 kmと24~77 kmとなる。また、励起地点(岸境界)の混合層底部と観測地点の中層極大の2点を通る特性曲線に沿ってビームが形成されると仮定した場合、つ

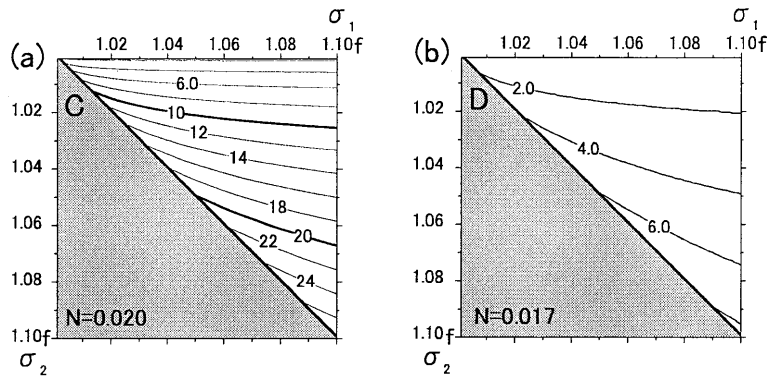


Fig. 8. Propagation distance of near-inertial waves between the generation and current observation points, for the events of C and D, estimated from the appearance time-lag between the first and second modes (Fig. 7). Contour interval is 2 km.

まり励起水深が海面より深い場合には、同様に見積もられる水平距離は上記の値より当然小さくなる。噴火湾において、ADCP 観測点から湾奥岸までの距離は 30~40 km, 観測点から北湾口岸までの距離は 25 km 程度である (Fig. 1)。よって、近慣性内部重力波の励起場所はおおよそ噴火湾内に制限されることが示唆される。

次に、イベント C・D に関しては、主成分解析から検出された鉛直モード間の出現時間差から水平伝播距離を推定することを試みる。この二つのイベントでは、励起地点で同時に発生した鉛直モード波が、伝播・減衰過程を経てビーム状構造からモード状構造に変化した後、群速度の大きな低次モードから観測地点に出現したと考えられる。一般に、一定水深でブラントバイサラ振動数 (N) が一定の連続成層流体における近慣性内部重力波の場合、鉛直第 n モードの群速度の水平方向成分 C_{gh_n} は下記の式で近似される (Gill, 1982)。

$$C_{gh_n} \approx \frac{N^2 \alpha}{m_n (f^2 + N^2 \alpha^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (5)$$

$$\alpha^2 = \frac{k_{hn}^2}{m_n^2} \quad (6)$$

ここで、 k_{hn} , m_n はそれぞれ鉛直 n 次モードの水平波数と鉛直波数、 f はコリオリパラメータである。励起地点と観測地点間の水平距離を L , 鉛直モード $n = i$ と

$n = j$ (ただし、 $i < j$) の内部重力波の出現時間差を Δt とすると、水平伝播距離 L は次式で表現される。

$$L = \frac{C_{gh_i} C_{gh_j} \Delta t}{C_{gh_i} - C_{gh_j}} \quad (7)$$

イベント C・D において二つの異なる鉛直モード波を、鉛直第 1 と第 2 モード ($n = 1$ と 2) とした場合、鉛直モード波の出現時間差 Δt はそれぞれ 28 時間と 13 時間である (Fig. 7 右図)。また、コリオリパラメータ f は $9.8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, 水深には観測地点の水深 85 m を採用し、ブラントバイサラ振動数は Table 1 の値を時間的に線形内挿した値 (0.020 と 0.017 s^{-1}) を用いる。

(5)~(7) 式より推定された水平伝播距離 L を Fig. 8 に示す。横軸は鉛直第 1 モードの周波数 (σ_1), 縦軸は第 2 モードの周波数 (σ_2) を、ともに $1.01f \sim 1.1f$ の範囲で示している。また、分散関係から、 $\sigma_1 > \sigma_2$ をみताす必要があるため、図には該当する領域のみを表示した。鉛直第 1 モードの周波数 $1.04f \sim 1.08f$ 付近の水平伝播距離 L に注目すると、出現時間差 Δt の大きい (28 時間) イベント C では $L = 10 \sim 20 \text{ km}$ が見積もられ、出現時間差 Δt の小さい (13 時間) イベント D では $L < 10 \text{ km}$ 程度の伝播距離が推定された。なお、ここでは示さないが、水平伝播距離 L のブラントバイサラ振動数 N や水深に対する感度は小さく、水平伝播距離 L は出現時間差 Δt の違いに最も強く依存する。

結果として、モード状構造(イベント C・D)から見積もられた伝播距離は、ビーム状構造(イベント A・B)から見積もられた伝播距離よりも幾分か小さいものの、両者のオーダは一致していた。しかし、ここでモード状構造から伝播距離を見積もる際に使用した(7)式の妥当性については検討する必要がある。それは、(7)式の関係が励起地点と観測地点が十分離れている場合において成立すると考えられるためである。周波数 σ 、ブラントバイサラ振動数 N 、水深 H から推定される第 1 モードの水平波長は、イベント C が約 100 km ($\sigma = 1.05$, $N = 0.020$, $H = 85$ m)、イベント D が約 90 km ($\sigma = 1.05$, $N = 0.017$, $H = 85$ m) となる。すなわち、見積もられた水平伝播距離の 20 km 以下という値は水平波長に対して小さい。これは沿岸域において(7)式の使用を妥当性が一般に保証されないことを示唆している。この場合、例えばイベント C の鉛直位置の異なる二つの振幅極大 (Fig. 6) は鉛直第 2 モードの構造とみなすのではなく、異なる 2 地点で励起された内部波のビーム状構造と解釈する必要があるかもしれない。また、表層混合層における慣性振動流の初期発達過程を含めてモード分解を行っていることも、水平伝播距離を推定する際の誤差を生じる要因かもしれない。

本研究で用いた流速資料は 1 点に限定されているため、これ以上の考察は不可能である。この問題の解決には、解析的な考察による(7)式の再検討、複数点の係留流速観測などによる現場観測の細密化、あるいは、3 次元数値モデルを用いた数値実験的な考察が有効であると考えられ、そのような手法による解析が将来の課題として残される。

5. おわりに

本研究では噴火湾湾口付近に設置した ADCP 観測による多層流速記録の解析と風強制スラブ (slab) モデルによる計算結果から、風強制により励起された近慣性内部重力波の存在、ならびに、その鉛直構造がビーム状とモード状の構造の二つに大別できることを示した。さらに、主成分解析に基づく鉛直モード分解から、鉛直第 1 モードだけではなく鉛直第 2 モード以上の高次

モードが、両鉛直構造に大きく寄与していることが示唆された。また、最大振幅が観測される時刻は次数の大きな鉛直モードほど遅れる傾向があった。加えて、我々はビーム状の構造とモード状の構造それぞれが観測された際の内部波について、特性曲線による方法とモードの出現時間差を用いた方法で、水平伝播距離の推定を試みた。その結果、両手法により見積もられた水平伝播距離はおおよそ一致し、内部波の励起場所は噴火湾内にあることが推定された。しかし、伝播距離推定に適用したいくつかの仮定の妥当性については今後慎重に検討する必要がある。

謝辞

最後に、ADCP の設置や回収および海洋観測を手伝って頂いた北海道大学水産学部付属練習船「うしお丸」の船長はじめ乗組員の皆様に心より感謝致します。また、沿岸域の波の挙動についてご指導頂きました独立行政法人 水産総合研究センター 北海道区水産研究所所長 奥田 邦明博士に感謝致します。加えて、本論文の改訂において、好意的かつ建設的なご意見を頂きました編集委員と 2 名の査読下さった方に、心よりお礼申し上げます。

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.
- Csanady, G. T. (1968): Motions in a model Great Lake due to a suddenly imposed wind. *J. Geophys. Res.*, **73**, 6,435-6,447.
- Csanady, G. T. (1982): *Circulation in the coastal ocean*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland / Boston, U.S.A. / London, England, 279 pp.
- Emery, J. W. and R. E. Thomson (1997): *Data analysis methods in physical oceanography*. Pergamon, 402-403.
- Gill, A. E. (1982): *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, New York, 662 pp.
- Hibiya, T., Y. Niwa, K. Nakajima, and N. Suginoara (1996): Direct numerical simulation of the roll-off range of internal wave shear spectra in the ocean. *J. Geophys. Res.*, **101**, 14,123-14,129.
- Hibiya, T., Y. Niwa, and K. Fujiwara (1998): Numerical experiments of nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum. *J. Geophys. Res.*, **103**, C9, 18,715-18,722.

- 川村 有二, 北出 裕二郎, 松山 優治 (2002): 駿河湾奥部の内浦湾における半日周期内部潮汐の鉛直構造. *海の研究*, **11**, 461-471.
- Krauss, W. (1981): The erosion of a thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 415-433.
- 黒田 寛, 磯田 豊, 大西 光代, 岩橋 雅行, 佐藤 千鶴, 中山 智治, 伊藤 集通, 伊勢田 賢一, 西沢 慶介, 島 茂樹, 外川 織彦 (2003): 日高湾西部陸棚上における 10 日, 25 日, 60 日周期流速変動. *海の研究*, **12**, 195-214.
- Kundu, P. K. (1976): An analysis of inertial oscillations observed near Oregon coast. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 879-893.
- Kundu, P. K. (1984): Generation of coastal inertial oscillations by time-varying wind. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 1,901-1,913.
- Pollard, R. T. and R. C. Millard (1970): Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations. *Deep-Sea Res.*, **17**, 813-816.
- Rattray, M., Jr., J. G. Dworski, and P. E. Kovala (1969): Generation of the long internal waves at the continental slope. *Deep-Sea Res.*, **16**, Suppl., 179-195.
- Weller, A. R. (1985): Near-surface velocity variability at inertial and subinertial frequencies in the vicinity of the California Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 372-385.
- 佐藤 千鶴, 磯田 豊, 岩橋 雅行, 清水 学 (2006): 噴火湾における近慣性周期の内部ケルビン波. *沿岸海洋研究*, **44**, 49-58.
- 宇野木 早苗 (1993): 沿岸の海洋物理学. 東海大学出版会, 672 pp.

Analysis of Inertial Oscillation Observed Near the Mouth of Funka Bay

Hiroko Akabane *, Yutaka Isoda †, Hideo Miyake †, Daisuke Takahashi ‡,
Kazuo Kido §, Hiroshi Kuroda ¶, and Tomonori Azumaya *

Abstract

A bottom-mounted ADCP was deployed near the mouth of Funka Bay at a depth of 85 m for about four months during the summer of 2001. Spectra analysis shows that the inertial energy dominates in all layers and the energy is in the same order of magnitude as the semi-diurnal tidal current energy. The inertial oscillations are band-passed using a HAB method capable of extracting narrow-band variations. It was found that the inertial currents were amplified four times (hereinafter, “events”) during the entire period of the current observation. Moreover, it was shown that the simple wind-induced model of Pollard and Millard (1970) can well reproduce the observed events in the surface mixed layer. This suggests that the observed inertial currents were generated by the time variation of the wind stress above Funka Bay. It should be noted that the vertical current structure and its time variation of the individual events were different from each other, and these seem to be classified into two patterns related to the internal waves. One is referred to as the “beam structure”, characterized by the maximum amplitude in the middle layer and the upward phase propagation of the near-inertial current, i.e., the energy of internal waves propagates downward. The other is referred to as the “mode structure”, associated with the horizontal propagation of the internal vertical mode. The vertical mode decomposition based on a principal component analysis revealed that higher vertical modes (> 2nd mode) significantly contribute to all the events, regardless of the beam and mode structures. In addition, the higher vertical mode tends to be observed after the vertical mode with a lower order appears. The horizontal propagation distances of the internal wave from the generation point to the observation point were estimated from the depth of the maximum amplitude in the middle layer and the gradient of characteristic curve during the beam-structure period. The distance suggests that the generation of the internal wave related to the observed inertial current was limited to the waters within the Funka Bay.

Key words: Funka Bay, inertial oscillation, wind-induced, internal wave, vertical model

(Corresponding author's e-mail address: kurodah@affrc.go.jp)

(Received 22 September 2007; accepted 31 March 2008)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2008)

* Hokkaido National Fisheries Research Institute, 116 Katsurakoi, Kushiro 085-0802, Japan

† Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3-1-1 Minato-cho, Hakodate 041-8611, Japan

‡ Hydrospheric Atmospheric Research Center, Nagoya University, Furo-cho, Chikusaku, Nagoya 464-8601, Japan

§ Geological Survey of Hokkaido, Kita-19, Nishi-12, Kita-ku, Sapporo 060-0819, Japan

¶ National Research Institute of Fisheries Science, 2-12-4 Fukuura, Kanazawa, Yokohama 236-8648, Japan