

非成層期における開放性沿岸域の底層流動特性

八木 宏*・日向博文**・灘岡和夫***

1. はじめに

外洋に面した開放性の高い沿岸域は場が開放的であるがゆえに海流、潮汐、波浪、風などの様々な物理現象に支配される海域となっている。開放性沿岸域における流動特性に関してはこれまで海岸工学及び沿岸海洋学の分野において様々な研究が行われてきたが、海岸工学の分野では海岸保全の立場から、主に砕波帯域に発生する海浜流の研究が中心であり、また沿岸海洋学の分野では、沿岸域の中でも比較的沖合いの海域（おおそ水深 30 m～200 m の範囲）に発生する、陸棚波・ケルビン波などの長周期波動や、親潮・黒潮等の挙動が研究の主テーマとなっている。即ち従来は開放性沿岸域の“両端”を対象とした研究が中心であり、その中間領域（ここでは Coastal Buffer Zone : C.B.Z. と呼ぶ）における流動特性については十分な研究が行われてこなかったといえる。開放性海岸の場合 C.B.Z. は、その開放性によって砕波帯域や陸棚域と強く影響を及ぼし合っていると推察され、従ってこの海域間相互作用は沿岸域の物質混合、さらには生物活動に重要な役割を果たしていると考えられるが、この様な観点から沿岸域の流動を解析した例は数少ない。

そこで我々は、開放性の高い沿岸域として鹿島灘沿岸域を対象とし、開放性沿岸域の流動、及び物質の輸送混合過程を、現地観測を中心に明らかにすることを目指している。本論文はその第1歩として、状況が比較的単純な非成層期における鹿島灘沿岸域の底層流動特性について検討した結果を報告するものである。

2. 鹿島灘における現地観測

2.1 観測の概要

観測位置および観測機器設置状況を図-1 に示す。現地観測は茨城県鹿島灘にある運輸省観測棧橋の沖合い延長線上に観測点を3地点設け、1994年11月6日から28日までの約3週間に渡り実施した。観測項目は水位、底

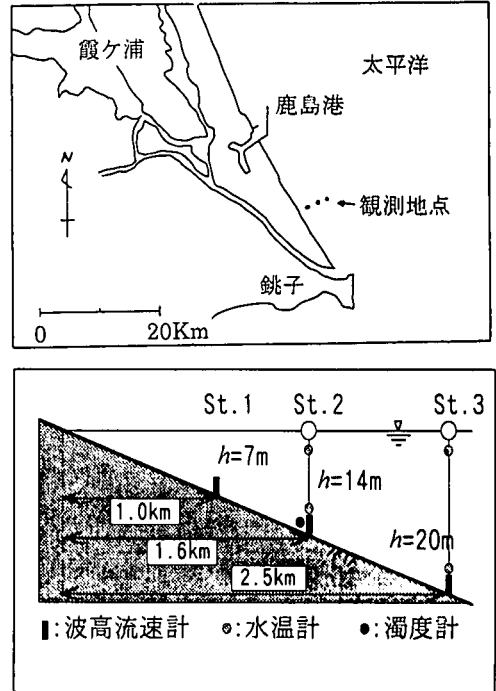


図-1 観測位置、機器設置図

層流速（海底上 0.5～1.7 m）、底層濁度（海底上 0.5 m）、表層及び底層における水温である。解析に必要となる流速には運輸省の波崎観測棧橋先端（距岸 380 m）で計測されたデータを用いた。

2.2 観測結果とその考察

図-2 に各観測点における一時間移動平均を行った沿岸・岸沖方向流速を示す。沿岸方向の流速を見てみると流速は底層付近の流速であるにも係わらず St. 1 では 40 cm/s, St. 3 でさえ 20 cm/s 程度にまで達していることが分かる。このことから水深 20 m の海底においても底質等の移動が十分考えられ、またこの活発な流動特性は底層の生物環境にも大きな影響を与えている可能性がある。流速変動をみると潮汐に対応した半日周期及び日周期の変動の他に数日程度の長周期変動が見られる。そこで 24 時間移動平均を行い潮汐成分を取り除いた場合の流速経時変化を図-3 に示す。これを見ると 3 地点の沿

* 正会員 工博 東京工業大学工学部土木工学科 講師
 ** 正会員 工修 東京工業大学工学部土木工学科 助手
 *** 正会員 工博 東京工業大学大学院情報環境学専攻 教授

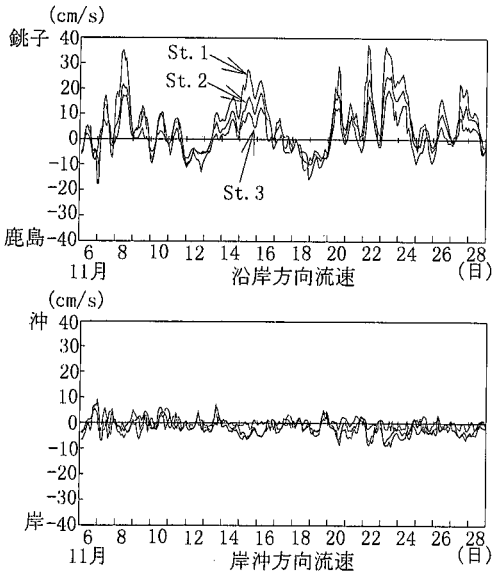


図-2 1時間平均流速変動

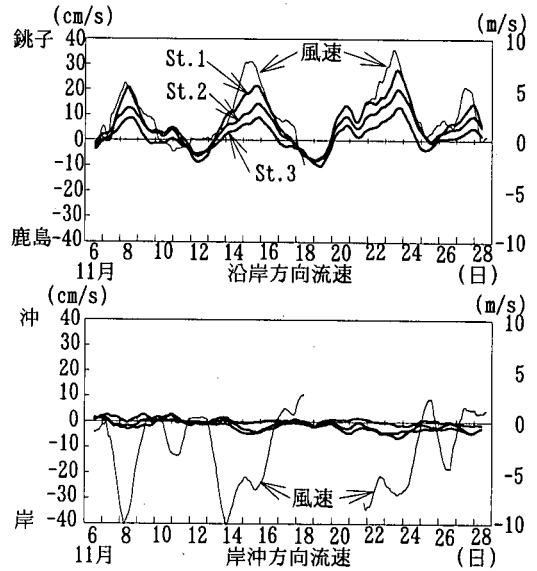


図-3 24時間平均流速変動

岸方向底層流動はいずれも7～8日周期の変動を示しており、その最大流速はSt. 1で30 cm/s、St. 3で10 cm/s以上となっている。このような長周期の大きな流速変動が起きる要因として様々な物理過程が考えられるが、ここではまず始めに海上風の影響に着目し検討してみる。そこで同じく24時間移動平均した風速の経時変化を図-3に示す(ただし19日から21日は欠測)。これを見ると風速も底層流速と同じく7～8日周期で変動しており、変動パターンも流速と非常に良く対応している事が分かる。即ち非成層期の鹿島灘沿岸域における長周期底層流動は海上風との相関が非常に高く、その流速は底層であるにも係わらず最大で30 cm/sにまで達する事が分かった。一方、岸沖方向の流速は風との相関は明瞭ではなく、観測期間中はおおむね岸向きの弱い流動が観測された。

3. 乱流モデルを用いた吹送流計算

現地観測により非成層期における鹿島灘沿岸域の底層流動は風との相関が非常に高い事が分かったが、その発生メカニズムとしてまず考えられるのは吹送流である。佐藤(1995)は、冬期における新潟海岸と石川海岸の水深15 m地点の底層において観測された強い沿岸方向流動を、コリオリ力の影響を考慮した吹送流で説明している。そしてこの沿岸域の強い流動が砕波帯付近の流動場に与える影響を検討する必要性を指摘している。しかしながら、海底上1 mで観測された流速を平面2次元の数値計算結果と比較している点など、検討する余地も多いと思われる。そこでこの様に大きな底層流動を、一般的

な吹送流理論によって説明出来るかを、高次のクロージャー型乱流モデルを用いた数値計算によりその鉛直分布形まで含めて検証する事を試みた。

3.1 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる検討

高精度の吹送流計算を行う場合用いられる鉛直方向乱流モデルとして、現在最も信頼度が高く実績があるのは標準型 $k-\epsilon$ 乱流モデルである。ここでまず $k-\epsilon$ モデルを用いた吹送流計算によって観測された底層流動を検証する。基礎方程式を以下に示す。ただし沿岸(y)方向には現象の一様性を仮定した。また風速は現地データを用い、風による水面摩擦力はバルク式で与え、沖側の境界では水位を固定した。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_h \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) + f_v \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_h \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) - f_v \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\tau_s = \rho_a C_d U_w^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P_k - \epsilon \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + w \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P_\varepsilon - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (7)$$

$$P_k = \nu_t \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (8)$$

$$P_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k \quad (9)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (10)$$

ここに f : コリオリパラメータ, τ_s : 海面摩擦応力, ρ_a : 空気の密度, C_d : 表面摩擦係数, U_w : 風速である。方程式中に現れるパラメータは $\sigma_k = \sigma_\varepsilon = 1.0$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $C_\mu = 0.09$, $C_d = 0.002$ とした。また計算領域を図-4に示す。

図-5に St.1~St.3の各観測点における24時間平均沿岸方向流速の経時変化を示す。これを見ると計算によって得られた底層流速は風に対応して流速変動が起きているという点では観測結果と一致しているものの、その流速レベルは観測結果に比べかなり小さく、観測された24時間平均流速の1/2から1/3程度にしか達していない。また計算結果では各測点間の流速差も観測結果ほど明瞭ではない。即ち今回鹿島灘で観測された底層流動は、高精度な乱流モデルである $k-\varepsilon$ モデルを用いた吹送流計算の枠組みでは説明できない。この大きな違いを引き起こした原因として、ここで対象としている実際の乱流構造の特徴が、標準型 $k-\varepsilon$ モデルによって計算された乱流の特性と異なっている可能性が考えられる。そこでここでは、鉛直渦動粘性モデルの構造が吹送流計算結果に与える影響を検討し、実現象を説明するモデルの特徴を逆に調べてみた。

3.2 放物型乱流モデル

前節で用いた $k-\varepsilon$ モデルはパラメータが多く複雑であるため、よりシンプルなモデルを用いてこの点を検討する事にした。ここで用いるシンプルなモデルとは、鉛直渦動粘性係数が式(11)に示す様に鉛直方向に分布すると仮定した乱流モデル (Ioannis, 1989) であり $k-\varepsilon$ モデルと同様に吹送流の計算によく用いられる形のモデルである。

$$\nu_t = \lambda u_{*s}(z + z_0)(z_s + h - z)/h \quad (11)$$

ここに λ : 数値パラメータ, u_{*s} : 水面摩擦速度, z_s , z_0 : 海底, 海面における代表長さ, z : 海底からの距離, h : 水深である。式(11)から分かるようにこのモデルでは鉛直渦動粘性係数が水深方向に放物型に分布しており、その大きさは主にパラメータ λ に依存している。

まず水深一定 (10 m) の海域において直線状の海岸に

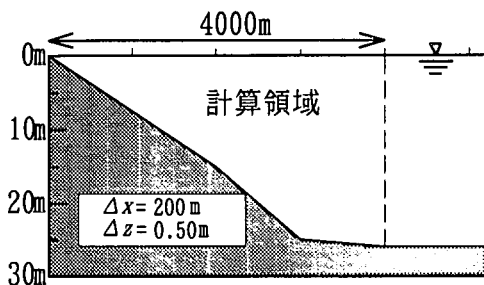


図-4 計算領域

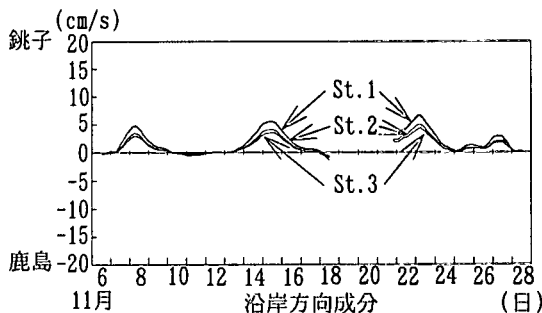


図-5 $k-\varepsilon$ モデルによる計算結果

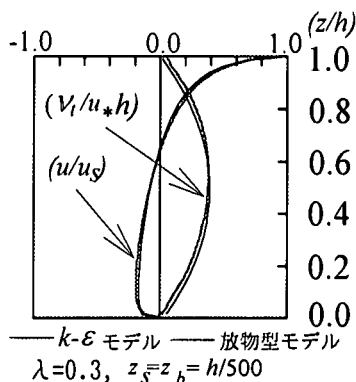


図-6 $k-\varepsilon$ モデルとの比較計算

直角な一様風 (10 m/s) が吹く場合を考え、この放物型モデルと標準型 $k-\varepsilon$ モデルとの比較計算を行った。図-6に計算結果を示す。ただし ν_t , u_* , u_s はそれぞれ鉛直渦動粘性係数, 水面摩擦速度, 水面流速である。比較計算の結果、放物型モデルはパラメータに適当な値を設定する事により標準型 $k-\varepsilon$ モデルとほぼ同様の計算結果が得られる事が分る。この様に放物型モデルは形が簡単であるうえ、 $k-\varepsilon$ モデルに比べ計算時間が非常に短く、計算精度も大差が無いため、ここでのチェック計算には最適であると考えられる。

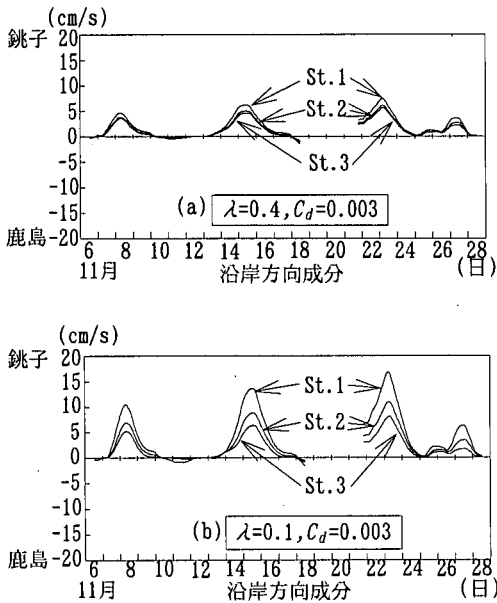


図-7 放物型モデルによる計算結果（流速変動）

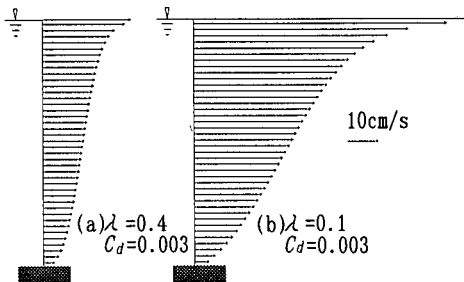


図-8 放物型モデルによる計算結果（鉛直分布）

そこでこの放物型乱流モデルを用いて観測された底層流動を説明する渦動粘性の特徴について調べる。この数値モデルには λ , Z_s , Z_b , C_d の4つのパラメータが含まれているが、鉛直流速分布は λ と C_d に強く依存している。そこでここでは計算結果の流速レベルが観測結果に比べ小さい事を考慮に入れて、 C_d を0.003と実験等で決定される値の2~3倍大きな値に設定した上で、 λ の値を変化させる事により計算結果を観測結果に近付ける事を試みた。

3.3 放物型乱流モデルによる鉛直渦動粘性モデルの検討

図-7に異なるパラメータ値を用いて計算された各観測点における24時間平均流速の経時変化を、図-8に11月15日正午のSt. 3における沿岸方向流速の鉛直分布を示す。図-7を見ると $\lambda=0.4$ の場合、 $k-\epsilon$ モデルの計算

結果と比較的似た形となり、各測点の流速レベルおよび各測点間の流速差は観測結果に比べかなり小さくなっている。一方 $\lambda=0.1$ の場合は、まだ観測された流速レベルには達していないものの各測点の流速、及び各測点間の流速差が $\lambda=0.4$ の場合に比べかなり大きくなっており、観測された底層流動の傾向に近づく結果となっている（図-7）。この場合、図-8(b)に示すように流速は鉛直方向に大きな勾配を持ち、表層で70 cm/s程度とかなり大きな流速が発生する形となる。これらの事実は、今回鹿島灘沖で観測された底層流動を吹送流理論のみで説明するためには、これまで経験的に分かっているモデル係数値に対して海面摩擦係数を大きく、また鉛直渦動粘性係数については小さくするメカニズムが存在する必要があることを示している。

4. その他の要因の検討

以上の検討は観測された底層流動を吹送流理論で説明しようとするものであるが、実現象を全て吹送流として説明しようすると、モデルパラメータを既存の経験的な値から大幅に変更する必要がある事が分かった。そこでここでは実際の底層流動が吹送流だけではなく他の何らかの物理現象によって引き起こされた可能性を検討する。具体的には、前述の吹送流理論では考えていなかった風域の有限性に関連した陸棚波の効果、及び波浪の影響に対する検討を行う。

4.1 C.B.Z. 領域における陸棚波の影響

風域の有限性まで考慮すると、場には単純な吹送流以外に自由波モードの流れである陸棚波が発生する可能性がある。実際に陸棚波は東北・常磐沖の海域において観測例（例えば Kubota et al. 1982）があり、本観測海域である鹿島灘沖でも発生していることが十分考えられる。ここでまず観測された海上風によって発生した陸棚波がどの程度の流速を沿岸域に引き起こせるのかを Gill・Schumann (1974) の理論解（有限で固定された風域に振動する風が吹く場合）に基づいて算定してみた。ここでは結果のみを示す。鹿島灘沖の海底地形を次式のように指数関数型に仮定すると、分散係数が決まる（図-9）。

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 e^{2\alpha x} & (0 \leq x \leq L) \\ H &= H_c & (L \leq x) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

ここに α : 海底地形パラメータ、 H_0 : 沿岸部水深、 H_c : 沖合い水深であり、それぞれの値は図-9に示す通りである。この分散関係を使って、観測された流速変動周期（約7.5日）からそれぞれのモードに対する波長 λ を求めると、 $\lambda=2000$ km ($n=1$), 500 km ($n=2$), 200 km ($n=3$) となり、また沿岸部で駆動し得る流速変動振幅 v を求めるとおおよそ $v=27$ cm/s ($n=1$), 20 cm/s ($n=2$),

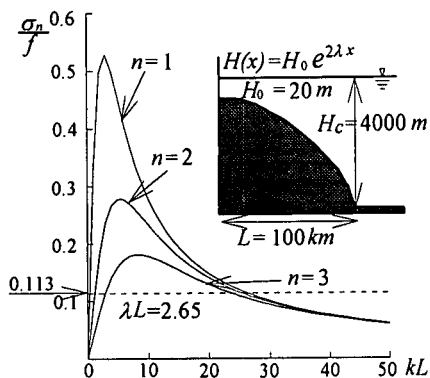


図-9 陸棚波の分散曲線

11 cm/s ($n=3$) となる。起こりうる現実的なモードとしては風域スケールとの関係からモード2とモード3が考えられ、海上風の変動によってモード2またはモード3の陸棚波が励起されたとすると、沿岸域において風によって駆動される流速はその大きさだけを考えれば観測値と同程度になる。ただし今回観測された流速変動と風速変動のように位相関係まで一致するためには、風域そのものが自由波と同程度の速度で移動している必要があり、このような一種の共鳴現象が実海域で頻繁に起きているとは考えにくい。

4.2 C.B.Z. 領域における砕波の影響

その他の可能性としては、安田ら (1995) が指摘している沖合い砕波の可能性があげられる。彼らは、日本海の石川海岸における現地観測結果から、海岸域に生じる沿岸方向の強い流れが単に吹送流によって支配されているのではなく、波浪（特に波向き）の影響を強く受けていることを指摘し、それが surf zone の沖合いで生じる沖合い砕波が原因である可能性を示している。今回の観測結果についても波浪の影響を調べるために、有義波高と波向き、及び St. 1 における底層流速の関係を図-10 に示す。ここで波向き角は、岸に直角に岸に向かう軸を0とし、それを基準として時計回りに正の波向き角を定義している。これを見ると、有義波高が高くかつ波向き角が小さくなる時に大きな沿岸流速が発生していることがわかる。これに対して、有義波高が比較的大きくても、波向きが正（鉾子側より入射）の時（例えば 11/10, 11）には、それほど大きな沿岸流速になっておらず、今回の観測結果においても流速と波向き角との間に何らかの相

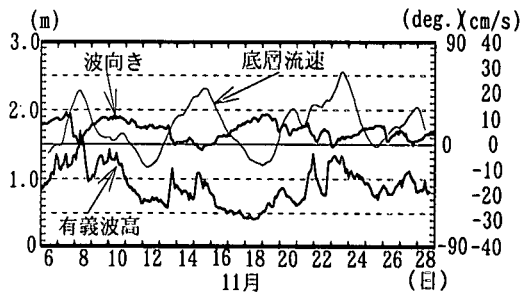


図-10 波向き・有義波高・底層流速

関が見られる。ただし波向き角が小さくなった時でもその大きさは0度程度であり、これは岸に直角な入射方向であるから、この場合に鉾子方向に大きな沿岸流が起きる可能性については単純な海浜流理論だけでは説明できず、更なる詳細な検討を行わなくてはならない。

5. まとめ

今回の観測により、非成層期における鹿島灘沿岸域 (C.B.Z.) の底層において活発な沿岸方向の底層流動が起きていることが明らかとなった。そしてこの流動が既存の $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いた吹送流としては説明できないこと、また単純な吹送流だとすれば既存の経験パラメータを大きく変化させなければならない事を指摘した。さらに吹送流以外の物理現象の可能性として陸棚波と砕波による検討を合せて行った。今後は詳細な流速の鉛直分布の計測や、より広範囲な領域を対象とした現地観測を行っていく必要があると考える。

参考文献

- 佐藤慎司 (1995): 日本海沿岸で観測された流れの特性, 土木学会論文集, No. 521/II-32, pp. 113-122.
- 安田孝志・森信人・加藤茂・佐藤慎司: 石川海岸沖合いの流況特性と砕波の影響について, 海岸工学論文集第42巻, pp. 431-435.
- Gill, A. E. and E. H. Schunmann (1974): The generation of long shelf waves by the wind, J. Phys. Oceanogr., Vol. 4, pp. 83-90.
- Ioannis K. (1989): Simulation of wind-induced water currents, J. Hydraulic Eng., Vol. 115, No. 8, pp. 1113-1134.
- Kubota, M., K. Nakata and Y. Nakamura (1981): Continental-shelf waves off the Fukushima coast. Part I. Observations, J. Oceanogr. Soc. Japan, 37, pp. 267-278.