

# TUMSAT-OACIS Repository - Tokyo

University of Marine Science and Technology

(東京海洋大学)

半日周期内部波の地形による反射・散乱に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2008-03-31 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 川村, 有二 メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/709">https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/709</a>

半日周期内部波の地形による  
反射・散乱に関する研究

平成 15 年度

(2003)



東京水産大学大学院

水産学研究科

海洋環境学専攻

川村 有二

# 目次

第1章	はじめに	1
第2章	連続成層場における水深急変部での内部波の挙動 —鉛直2次元理論モデル—	6
2.1	はじめに	..... 6
2.2	モデルに用いる内部波の解の導出	..... 7
2.3	モデル領域の両端が開放している場合	..... 12
2.4	領域の片方が閉じている場合	..... 17
2.5	まとめ	..... 20
第3章	内浦湾における半日周期内部潮汐の鉛直構造 —2000年夏季の係留観測—	30
3.1	はじめに	..... 30
3.2	観測	..... 30
3.3	観測結果	..... 31
3.4	半日周期変動の鉛直構造	..... 32
3.5	考察	..... 34
3.6	まとめ	..... 38
第4章	ステップ状の地形における半日周期内部ケルビン波の散乱 —3次元数値モデル—	51
4.1	はじめに	..... 51
4.2	実験方法	..... 51
4.3	散乱波の発生過程	..... 54
4.4	散乱波の鉛直モード構造	..... 55
4.5	内部ケルビン波エネルギーの散逸	..... 57
4.6	考察	..... 58
4.7	まとめ	..... 60

第5章 内浦湾における半日周期内部潮汐の反射・散乱 —2002年夏季の係留観測, 3次元数値モデル—	73
5.1 はじめに	…… 73
5.2 2002年の観測	…… 74
5.2.1 観測	74
5.2.2 観測結果	74
5.2.3 半日周期変動の流速の鉛直構造	75
5.2.4 観測結果のまとめ及び考察	77
5.3 3次元数値モデル	…… 78
5.3.1 モデル	78
5.3.2 実験結果	81
5.3.3 半日周期内部潮汐の反射・散乱域の推定	82
5.4 考察及びまとめ	…… 84
第6章 まとめ	107
謝辞	110
参考文献	111

## 第1章 はじめに

内部波は密度成層場に起こる波で世界の海洋の至るところで観測されている(Holloway et al., 2001; Sherwin, 1988 等)。沿岸域では半日や一日など潮汐周期の内部波が卓越しており、これらは特に内部潮汐と呼ばれている。内部潮汐は月や太陽の引力を起潮力とする外部潮汐に伴う流れにより、海嶺や大陸斜面、陸棚端などの海底地形の急変するところで外部潮汐との相互作用により発生する(Baines, 1982)。Rattray (1960)は水深が一様な陸棚域と外洋域とを接合した単純な地形を用い、陸棚端での内部潮汐の発生機構を2層モデルにより理論的に示した。この理論モデルは Rattray et al. (1969), Prinsenberg and Rattray (1974)によって連続密度成層モデルに拡張され、水深急変部で発生する内部潮汐はビーム状の構造を持つことを説明した。実際に Pingree and New (1989)は、フランスのビスケー湾の沖で行った観測から、陸棚斜面で発生した内部潮汐のエネルギーがビーム状の構造を持って外洋に伝播していることを示し、さらにビーム状の構造が摩擦により失われる機構を明らかにした。内部波の減衰における内部粘性・摩擦の効果は、Craig (1991)によって理論的に議論されている。一方、内部波と海底地形との相互作用によるモード変換からスケールの小さい内部波にエネルギーが遷移することにより減衰する力学が考えられる。海底地形が変化する場所に内部波が入射した時、反射・散乱により鉛直スケールの小さい高次モード内部波に入射波のエネルギーの一部が輸送される(Baines, 1971)。Eriksen (1982, 1985)は実際に内部波が海底での反射により高次モード内部波が発生することを観測結果より示した。Müller and Xu (1992)は水深が急変する海域に内部波が入射した時に反射波とともに発生する高次モードを含む散乱波が、内部波エネルギーの散逸機構として重要な役割を果たすことを理論的に明らかにした。Gilbert and Garrett (1989)は、散乱により生じる波は強い鉛直流速シアを持つことから、鉛直混合に重要な役割を果たしていることを理論研究により指摘した。

これまでの内部波の反射・散乱の研究の多くは陸棚が広い海域を対象に行

われてきた。大陸棚が広い海域では、励起された内部潮汐は岸に到達する前に減衰するので進行波としての性質を持つ場合が多い(例えば、Baines, 1986; Sherwin, 1988)。しかし、日本沿岸には陸棚幅の狭い海域が多く、実際に半日周期内部潮汐が湾奥で反射し、しばしば定在波の性質を持つことが報告されている(Matsuyama and Teramoto, 1985; Okazaki, 1991)。このような海域において、内部波が反射・散乱により減衰する機構に筆者は興味を持った。

日本の太平洋側沿岸に位置する駿河湾(Fig.1.1)は、顕著な内部潮汐が観測される。駿河湾の内部潮汐は、主として、伊豆海嶺で励起された内部潮汐が湾内に入射してきたものであると考えられる(Ohwaki et al., 1994; Takeuchi and Hibiya, 1997)。駿河湾奥部に位置する内浦湾(Fig. 1.2)では、密度成層する夏季から秋季にしばしば顕著な内部潮汐が観測される(Matsuyama, 1991)。駿河湾では日周期の内部潮汐が卓越するが(Inaba, 1981, 1984 等)、Matsuyama (1985a)は内浦湾内で晩夏から初秋の成層の強い時期に水温及び流速観測から、湾内で半日周期内部潮汐が卓越することを示した。Matsuyama and Teramoto (1985)は水温と流速の観測から内部潮汐は定在波の性質を持っていることを示し、Matsuyama (1985b)は半日周期内部潮汐が内浦湾の内部静振と共振することにより卓越することを2層モデルにより明らかにした。このように、内浦湾における内部潮汐の基本的な特性は、今までの観測・数値実験による研究から明らかにされている。

しかし、これまでの研究では、内浦湾における内部潮汐は密度成層を2層で近似した理論により説明されており、内部波の鉛直構造やエネルギーの散逸機構など不明な点が多い。内浦湾の湾口や湾南岸では水深が急変しており(Fig. 1.2)、鉛直第1モードよりも鉛直スケールの小さい波が発生する可能性がある。また、内部波エネルギーの減衰のメカニズムとして、内部波と地形のカップリングにより起こる散乱が大きな意味を持つと考えられる(北出他, 2002)。

このことから、内浦湾を研究対象海域と定め、湾内における半日周期内部潮汐の鉛直構造を調べ、反射・散乱によって起こされる高次モード内部波の発生過程を明らかにすることを本研究の目的とする。本研究では、まず、鉛直2次元理論モデルにより、日本沿岸のように急峻な地形での高次モード内部波の発生を議論し、3次元数値モデルから、水深急変部での散乱波の発生過程、また

散乱波の地形に対する依存性、散乱による内部波エネルギーの減衰への寄与を明らかにする。次に、2000年、2002年に内浦湾内で係留観測を実施し、湾内の半日周期内部潮汐の詳細な鉛直構造を調べ、高次モード内部波の存在を明らかにし、湾内での散乱により生じる内部波であることを示す。最後に、これらの観測結果をもとに実際の地形・成層を用いた3次元数値モデルにより、内浦湾での反射・散乱により生じる高次モード内部波の主な発生域を解明していく。

以下、第2章では、鉛直2次元理論モデルにより、外洋から伝播してくる内部波が陸棚上で減衰せず陸岸まで到達し反射する状況での、高次モード内部波の発生過程及び地形との関係について調べる。モデルには、Rattray et al. (1969)の内部潮汐発生の理論モデルを内部波の反射・散乱モデルに改良したものをを用いる。また、陸岸での内部波の反射の影響をより現実に近いものにするため、内部波の鉛直モード数に比例し減衰効果が強まる内部摩擦をモデルに導入する。第3章では、2000年の夏季に内浦湾内で行なった係留観測記録を解析し、湾内での半日周期内部潮汐の詳細な鉛直構造を調べ、高次モード内部波の存在を明らかにする。第4章では、3次元数値モデル実験により、内浦湾のように陸岸が込み入った海域での散乱により発生する高次モード内部波の地形に対する依存性、散乱による内部波エネルギーの減衰への寄与を明らかにする。第5章では、2002年の係留観測結果から、内浦湾内での高次モード内部波が反射・散乱により生じることを明らかにする。さらに、この観測結果をもとに、現実の地形・成層を考慮した3次元数値モデルを用い、湾内での反射・散乱による高次モード内部波の主な発生域を解明する。第6章では、全体のまとめを行い、今後の課題を述べる。

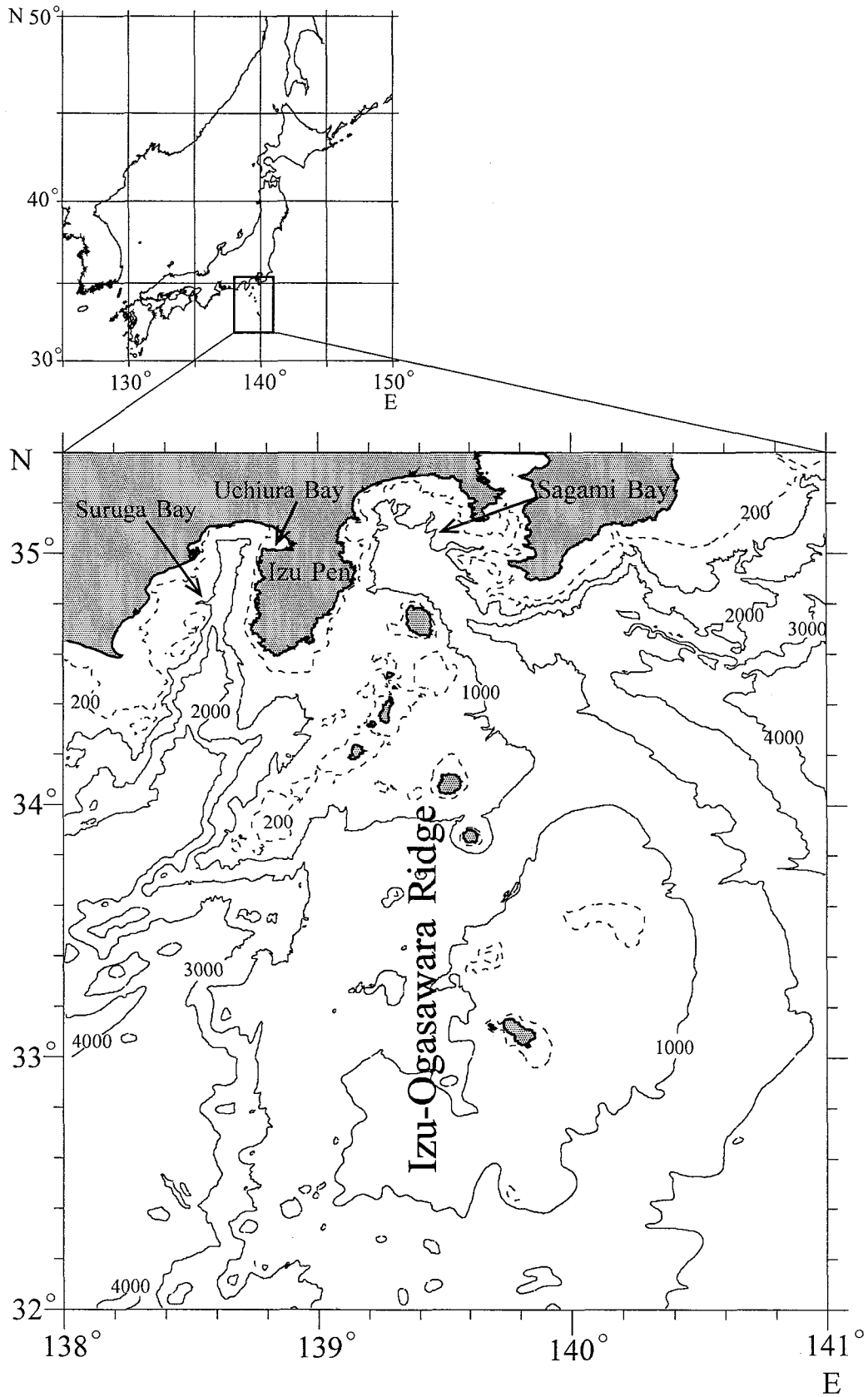


Fig. 1.1. Bottom topography around Suruga and Sagami Bay. Numerals on the bottom contours are in meters.



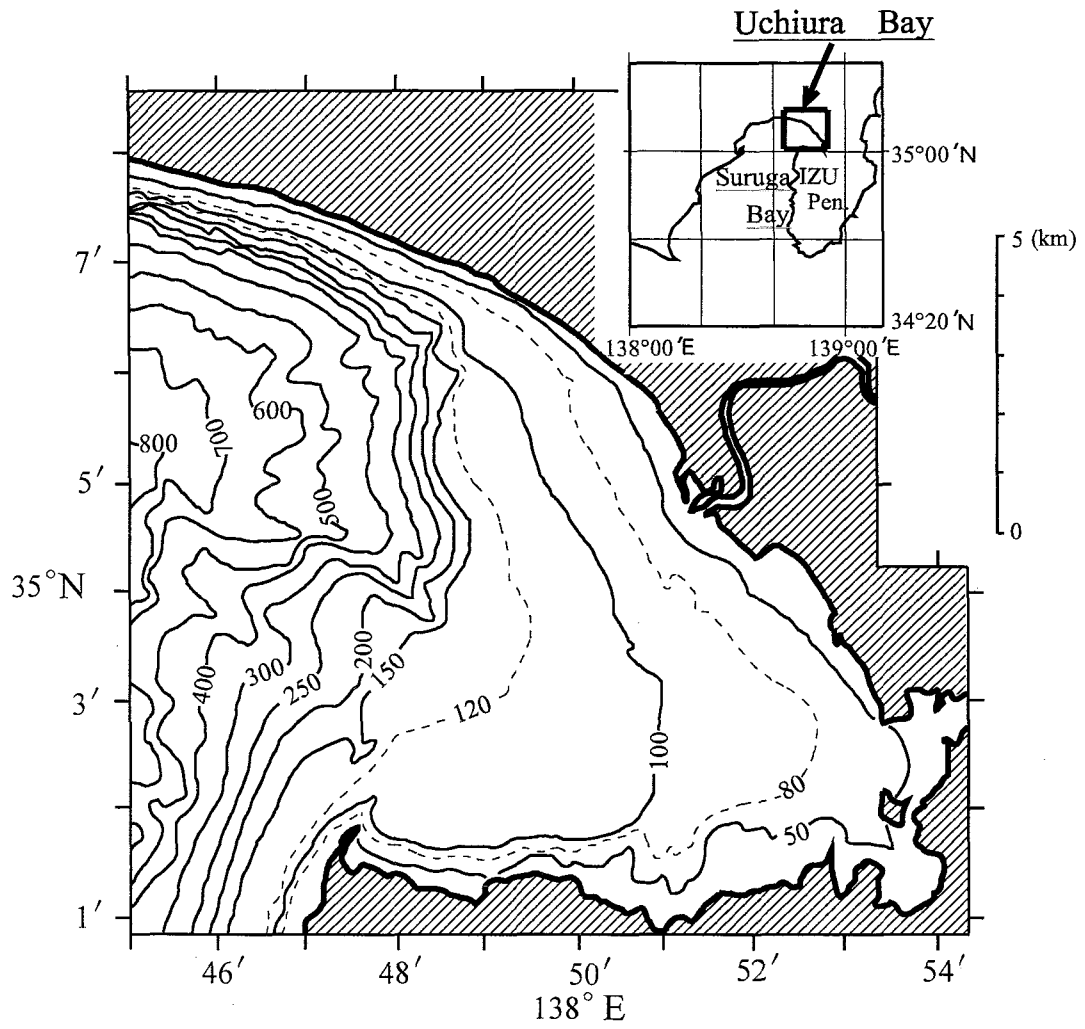


Fig. 1.2. Bottom topography in Uchiura Bay. Numerals on the bottom contours are in meters.

## 第2章 連続成層場における水深急変部での

### 内部波の挙動 —鉛直2次元理論モデル—

#### 2.1 はじめに

本章では、大陸棚が狭い海域で沖合いから陸棚端に向かい内部波が入射した場合の挙動について、鉛直2次元理論モデルを作成し調べるが、Rattray のグループにより始められた内部潮汐発生の理論モデルを参考にする。Rattray (1960)は、Fig. 2.1 に示すような、水深がそれぞれ一様な大陸棚域と外洋域とを接合した単純な地形を用い、ステップ状の陸棚端での外部潮汐による内部潮汐の発生を、密度成層を2層に近似したモデルを用い研究した。また、Rattray et al. (1969)は、Rattray (1960)のモデルを密度が連続的に変化するモデルに拡張し、大陸棚域と外洋域での流速・鉛直変位を多数のモード解の組み合わせにより表現した。それにより、水深急変部で発生する内部潮汐が多数の鉛直モードの組み合わせからなるビーム状の構造を持つことを説明した。さらに、Prinsenbergh and Rattray (1974)は、ステップ状の陸棚を斜面にしたモデルに拡張し、陸棚斜面の傾きが内部潮汐のビームの傾きと一致する時に、内部潮汐が強化されることを説明した。

Rattray らの研究では、陸棚幅が非常に広く、陸棚端で発生した内部潮汐が陸岸に達するまでに摩擦により減衰する、つまり、陸岸で内部潮汐は反射しないと仮定し、解を求めていた。しかし、本研究で対象とする大陸棚が狭い海域では、陸棚上を伝播する内部波が減衰せず陸岸に到達すると考えられる。その場合、陸岸で反射した波と陸棚端から陸岸へ伝播する波とが重なり合い、定在波を形成し共振を起こす可能性があり、陸棚端での内部波の挙動にも大きな影響を及ぼすと考えられる。さらに、もし摩擦を考慮しない場合、本来であればすぐに減衰する高次モード内部波が共振してしまう可能性があり、現実とはかけ離れたものになってしまう。そこで、本研究では、モデルに摩擦による減衰効果を取り入れることを考えた。摩擦による内部波減衰の研究として、Craig

(1991)の理論研究があげられる。それによると、内部波の摩擦による減衰は、海底の振動流境界層(bottom boundary layer)と鉛直シアの強い場所で起こる。前者は海底摩擦によるもので、内部波の鉛直モード数に対して比較的一定の減衰効果を持つ。後者は内部摩擦によるもので、内部波の鉛直モード数の 3 乗に比例し、減衰効果が高まる。

本章では、Rattray らの鉛直 2 次元理論モデルを内部波の地形による反射、散乱のモデルに改良し、さらに Craig (1991)によって導出された内部摩擦を導入し、狭い陸棚での内部波の挙動を調べる。

## 2.2 モデルに用いる内部波の解の導出

鉛直上方を  $z$  軸の正とした直交座標系における、ブシネスク近似を施した線形基本方程式は、次のように与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2.2)$$

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \quad (2.5)$$

ただし、 $u, v, w$  はそれぞれ水平( $x, y$ )、鉛直上方( $z$ )方向の流速、 $t$  は時間、 $f$  はコリオリパラメータ、 $p$  は圧力、 $g$  は重力加速度、 $\rho_0$  は基本場の密度、 $\rho$  は擾乱による密度、 $\nu_z$  は鉛直渦粘性係数である。

本研究では、連続密度成層した状況下での摩擦を含めた内部波の解を考える。内部波は静水圧近似が成り立つ潮汐周期変動を考え、単純化のため、運動

は  $y$  方向に独立であるとする。また、時間依存部は  $\exp(-i\sigma t)$  と表せると仮定する ( $\sigma$  は、角周波数) と、基本方程式(2. 1)–(2. 5)は次のように書き換えられる(Craig, 1991)。

$$-i\sigma u - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + v_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2. 6)$$

$$-i\sigma v + fu = v_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2. 7)$$

$$-i\sigma \frac{\partial p}{\partial z} + N^2 w = 0 \quad (2. 8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2. 9)$$

ここで、 $N$  は浮力振動数 ( $N^2 = -g / \rho_0 (\partial \rho_0 / \partial z)$ ) である。さらに、(2. 9)より、流線関数  $\psi$  は次のように定義できる。

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2. 10)$$

(2. 6)–(2. 10)から流線関数  $\psi$  に関する式は、次のように求められる。

$$\left( \sigma^2 - f^2 - 2i\sigma v_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} - v_z^2 \frac{\partial^4}{\partial z^4} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - N^2 \left( 1 - \frac{i v_z}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0 \quad (2. 11)$$

スケーリングにより、粘性の大きさを見積もる。(2. 11)の左辺の項は、鉛直渦粘性が含まれていない項と含まれている項とで、次のようにスケールされる。

$$\frac{\sigma^2 - f^2}{h^2}, \quad \frac{\sigma h^2 v_z + v_z^2}{h^6} \quad (2. 12)$$

スケーリングに用いる値として、大陸棚域の水深のオーダー ( $h \sim 100\text{m}$ )、半日周

期の角周波数( $\sigma \sim 10^{-4} \text{ rad s}^{-1}$ )、中緯度でのコリオリパラメータ ( $f \sim 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ )、沿岸域での典型的な鉛直渦粘性係数( $\nu_z \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ )を設定する(例えば Knauss, 1978)。これらの値を用いスケーリングすると、粘性が含まれている項と含まれていない項は、それぞれ、 $10^{-12}$ 、 $10^{-15} - 10^{-16}$  と算出される。このように粘性を含む項は、他の項に比べ、 $10^{-3} - 10^{-4}$  小さい。すなわち、(2.11)は、粘性を含むオーダーの小さい項同士と他の項同士でバランスしていることになる。本研究では、粘性の効果を含めた波動解を求める。そこで、流線関数 $\psi$ は0次のオーダーの解 $\Psi$ と1次のオーダーの解 $\Psi'$ との合計によって表せる。すなわち、

$$\psi = \Psi + \Psi' \quad (2.13)$$

とする。すると、0次のオーダーの式は、

$$(\sigma^2 - f^2) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - N^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = 0 \quad (2.14)$$

となり、また1次のオーダーの式は、

$$(\sigma^2 - f^2) \frac{\partial^2 \Psi'}{\partial z^2} - N^2 \frac{\partial^2 \Psi'}{\partial x^2} = 2i\sigma\nu_z \frac{\partial^4 \Psi}{\partial z^4} - i\nu_z \sigma^{-1} \frac{\partial^4 \Psi}{\partial x^4} \quad (2.15)$$

と表すことができる。ここで、渦粘性を含む6次のオーダーの項は4次のオーダーに比べ非常に小さいため無視している。まず、0次のオーダーにおける流線関数の解 $\Psi$ を考える。流線関数 $\Psi$ が変数分離型の解 $\Psi = W_{(x)}\phi_{(z)}e^{-i\sigma t}$ を持つと仮定する。本研究では、内部モードのみの運動を取り扱うので、海面( $z=0$ )及び海底( $z=h$ )で鉛直流が0( $w=0$ )の境界条件を設定すると、

$$\phi_j = 0, \quad j=1, 2, 3, \dots \quad z=0, h \quad (2.16)$$

となる。さらに、浮力振動数 $N$ が一定とすると、(2.16)の境界条件を用いることにより(2.14)の解は、

$$\psi = \sin \frac{n\pi z}{h} e^{\pm i(kx - \sigma t)}, \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (2.17)$$

$$k = \frac{n\pi}{h} \left( \frac{\sigma^2 - f^2}{N^2 - \sigma^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (2.18)$$

と求めることが出来る。ここで、 $n$ は内部波の鉛直モードの次数を表す。  
1次のオーダーの式(2.15)に0次のオーダーの解(2.17)を代入すると、1次のオーダーの解 $\Psi'$ は、

$$\Psi' = a \sin \frac{n\pi}{h} z e^{\pm i(kx - \sigma t)} \quad (2.19)$$

の形を持つ。ここで、 $a$ は、

$$a = \mp \frac{\sigma^2 + f^2}{2\sigma N^2 (\sigma^2 - f^2)^{1/2}} v_z \left( \frac{n\pi}{h} \right)^3, \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (2.20)$$

である。 $a$ は内部波の渦粘性による減衰スケールを表しており、この値は、鉛直モードの次数の3乗に比例し増大する。さらに、 $\psi$ は、 $ax \ll 1$ が成り立つと仮定すると、

$$\begin{aligned} \psi &= \sin \frac{n\pi}{h} z e^{\pm i k x} (1 + ax) \\ &= \sin \frac{n\pi}{h} z e^{\pm i(k - ia)x} \end{aligned} \quad (2.21)$$

と表すことができる。

微小振幅波を仮定すると、鉛直流 $w$ は鉛直変位 $\eta$ により、

$$w = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.22)$$

と表すことができ、摩擦のない場合、(2. 10), (2. 17)及び(2. 22)から各鉛直モードにおける鉛直変位 $\eta_n$ と水平流速 $u_n$ は、

$$\eta_n = \frac{k}{\sigma} A \sin \frac{n\pi}{h} z e^{i(kx-\sigma t)}, \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (2. 23)$$

$$u_n = \frac{n\pi}{h} A \cos \frac{n\pi}{h} z e^{i(kx-\sigma t)}, \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (2. 24)$$

と求まる。但し、 $A$ は振幅である。 $\sin \frac{n\pi}{h} z$ は次式のように直交関係が成り立つ。

$$\int_0^h \sin \frac{n\pi}{h} z \cdot \sin \frac{r\pi}{h} z \, dz \quad \begin{cases} = 0 & n \neq r \\ \neq 0 & n = r \end{cases} \quad (2. 25)$$

ここで、 $n, r$ は自然数である。また、(2. 23), (2.24)に示される各鉛直モードにおける水平流速 $u_n$ と鉛直変位 $\eta_n$ の組み合わせにより表されることから、水平流速 $u$ と鉛直変位 $\eta$ は、

$$\eta_{(x,z,t)} = \frac{1}{\sigma} \sum_{j=1}^{\infty} k_j A_j \sin \frac{j\pi}{h} z e^{i(k_j x - \sigma t)} \quad (2. 26)$$

$$u_{(x,z,t)} = - \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h} A_j \cos \frac{j\pi}{h} z e^{i(k_j x - \sigma t)} \quad (2. 27)$$

と表せる(Rattray et al., 1969)。(2. 26), (2. 27)は、 $x$ の正の方向に伝播する解であるが、 $x$ の負の方向に伝播する波の解も同様に、

$$\eta_{(x,z,t)} = \frac{1}{\sigma} \sum_{j=1}^{\infty} k_j A_j \sin \frac{j\pi}{h} z e^{-i(k_j x + \sigma t)} \quad (2. 28)$$

$$u_{(x,z,t)} = - \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h} A_j \cos \frac{j\pi}{h} z e^{-i(k_j x + \sigma t)} \quad (2. 29)$$

と表せる。

摩擦がある場合の鉛直変位、水平流速の解も同様に求めることができ、 $x$ の正の方向に伝播する波は、

$$\eta_{(x,z,t)} = \frac{1}{i\sigma} \sum_{j=1}^{\infty} (ik_j + a_j) A_j \sin \frac{j\pi}{h} z e^{i(k_j x - iax - \sigma t)} \quad (2.30)$$

$$u_{(x,z,t)} = - \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h} A_j \cos \frac{j\pi}{h} z e^{i(k_j x - iax - \sigma t)} \quad (2.31)$$

負に伝播する解は、

$$\eta_{(x,z,t)} = \frac{1}{i\sigma} \sum_{j=1}^{\infty} (ik_j + a_j) A_j \sin \frac{j\pi}{h} z e^{-i(k_j x - iax + \sigma t)} \quad (2.32)$$

$$u_{(x,z,t)} = - \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h} A_j \cos \frac{j\pi}{h} z \frac{d\phi_j}{dz} e^{-i(k_j x - iax + \sigma t)} \quad (2.33)$$

と求まる。

## 2.3 モデル領域の両端が開放している場合

陸岸の影響を受ける状況での高次モード内部波の発生を議論する前に、基本的な特性を理解するために、陸岸の影響を受けない状況での水深急変部における内部波の挙動を調べる。粘性は考慮しない。そこで、Fig. 2.1(a)で示されるような鉛直2次元の段差のあるモデル領域を考え、水深の小さい領域を Region I、水深の大きい領域を Region IIとする。Region IIから内部波を入射させ、段差( $x=L$ )で特徴が変化する内部波の挙動を調べる。そこで、Region Iでは、 $x$ の負の方向に伝播する解、Region IIでは、 $x$ の負及び正の方向に伝播する解の特性を調べる。Region Iにおける鉛直変位、水平流速の解は(2.26), (2.27)より、



$$\eta^I(x,z,t) = \frac{1}{\sigma} \sum_{j=1}^{\infty} k_j^I A_j^I \sin \frac{j\pi}{h} z e^{-i(k_j^I x + \sigma t)} \quad (2.34)$$

$$u^I(x,z,t) = -\sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h} A_j^I \cos \frac{j\pi}{h} z e^{-i(k_j^I x + \sigma t)} \quad (2.35)$$

と設定できる。ここで、水平波数  $k_j^I$  は、

$$(k_j^I)^2 = \frac{j^2 \pi^2 (\sigma^2 - f^2)}{h_2^2 (N^2 - \sigma^2)}, \quad j=1, 2, 3, \dots, \quad (2.36)$$

と表される。同様に、Region IIにおける鉛直変位、水平流速の解は(2.28), (2.29)より、

$$\eta^{\text{II}}(x,z,t) = \frac{1}{\sigma} \left( \sum_{j=1}^{\infty} k_j^{\text{II}} A_j^{\text{II}} e^{ik_j^{\text{II}} x} \sin \frac{j\pi}{h_2} z + \sum_{j=1}^{\infty} k_j^{\text{II}} B_j^{\text{II}} e^{-ik_j^{\text{II}} x} \sin \frac{j\pi}{h_2} z \right) e^{-i\sigma t} \quad (2.37)$$

$$u^{\text{II}}(x,z,t) = \left( \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h_2} A_j^{\text{II}} e^{ik_j^{\text{II}} x} \cos \frac{j\pi}{h_2} z - \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h_2} B_j^{\text{II}} e^{-ik_j^{\text{II}} x} \cos \frac{j\pi}{h_2} z \right) e^{-i\sigma t} \quad (2.38)$$

と求められ、水平波数  $k_j^{\text{II}}$  は、

$$(k_j^{\text{II}})^2 = \frac{j^2 \pi^2 (\sigma^2 - f^2)}{h_1^2 (N^2 - \sigma^2)}, \quad j=1, 2, 3, \dots, \quad (2.39)$$

となる。

そこで、 $x=L$  での条件(matching condition)は次のように与えられる。

$$u^{\text{II}} = u^I \quad 0 \leq z < h_1 \quad (2.40)$$

$$\zeta^{\text{II}} = \zeta^I \quad 0 \leq z < h_1 \quad (2.41)$$

$$u^{\text{II}} = 0 \quad h_1 \leq z \leq h_2 \quad (2.42)$$

すなわち、 $0 \leq z < h_1$ では、両領域の鉛直変位、水平流速を接続し、 $h_1 \leq z \leq h_2$ では、固定境界に直交する Region II の水平流速を 0 とする。(2. 40), (2. 42)に(2. 35), (2. 38)を代入すると、

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{h_2} A_n^{\text{II}} e^{ik_n^{\text{II}} L} \cos \frac{n\pi}{h_2} z - \sum_{j=1}^{\infty} \frac{n\pi}{h_2} B_j^{\text{II}} e^{-ik_j^{\text{II}} L} \cos \frac{n\pi}{h_2} z &= - \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h_1} A_j^{\text{I}} e^{-ik_j^{\text{I}} L} \cos \frac{j\pi}{h_1} z \\ & \qquad \qquad \qquad 0 \leq z < h_1 \\ &= 0 \qquad \qquad \qquad h_1 \leq z \leq h_2 \end{aligned} \quad (2. 43)$$

となる。(2. 43)に $\rho_0 n\pi/h_2 \cdot \cos n\pi z/h_2$ を掛け、 $z = 0$ から $z = h_2$ まで積分し、直交関係(2. 25)を用いると、

$$\begin{aligned} A_n^{\text{II}} e^{ik_n^{\text{II}} L} \int_0^{h_2} \rho_0 \left( \frac{n\pi}{h_2} \cos \frac{n\pi}{h_2} z \right)^2 dz - B_n^{\text{II}} e^{-ik_n^{\text{II}} L} \int_0^{h_2} \rho_0 \left( \frac{n\pi}{h_2} \cos \frac{n\pi}{h_2} z \right)^2 dz \\ = - \sum_{j=1}^{\infty} A_j^{\text{I}} e^{-ik_j^{\text{I}} L} \int_0^{h_2} \frac{jn\rho_0\pi^2}{h_1 h_2} \cos \frac{j\pi}{h_1} z \cos \frac{n\pi}{h_2} z dz \end{aligned} \quad (2. 44)$$

となる。

次に、(2. 41)に(2. 34), (2. 37)を代入すると、次式が求められる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma} \left( \sum_{j=1}^{\infty} k_j^{\text{II}} A_j^{\text{II}} e^{ik_j^{\text{II}} L} \sin \frac{j\pi}{h_2} z + \sum_{l=1}^{\infty} k_l^{\text{II}} B_l^{\text{II}} e^{-ik_l^{\text{II}} L} \sin \frac{l\pi}{h_2} z \right) \\ = \frac{1}{\sigma} \sum_{m=1}^{\infty} k_m^{\text{I}} A_m^{\text{I}} e^{-ik_m^{\text{I}} L} \sin \frac{m\pi}{h_1} z \end{aligned} \quad (2. 45)$$

(2. 45)に $\rho_0(N^2 - \sigma^2) \sin m\pi z/h_1$ を掛け、 $z = 0$ から $z = h_1$ まで積分し、直交関係(2. 25)を用いると、

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1}^{\infty} A_j^{\text{II}} k_j^{\text{II}} e^{ik_j^{\text{II}} L} \int_0^{h_1} \rho_0 (N^2 - \sigma^2) \sin \frac{m\pi}{h_1} z \cdot \sin \frac{j\pi}{h_2} z dz \\
& - \sum_{l=1}^{\infty} B_l^{\text{II}} k_l^{\text{II}} e^{-ik_l^{\text{II}} L} \int_0^{h_1} \rho_0 (N^2 - \sigma^2) \sin \frac{m\pi}{h_1} z \cdot \sin \frac{l\pi}{h_2} z dz \\
& = A_m^{\text{I}} k_m^{\text{I}} e^{-ik_m^{\text{I}} L} \int_0^{h_1} \rho_0 (N^2 - \sigma^2) \left( \sin \frac{m\pi}{h_1} z \right)^2 dz
\end{aligned} \tag{2.46}$$

と求められ、(2.44)を用いることにより(2.46)から $A_j^{\text{II}}$ を消去すると、次式が得られる。

$$A_m^{\text{I}} k_m^{\text{I}} e^{ik_m^{\text{I}} L} + \sum_{j=1}^{\infty} k_j^{\text{II}} \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{\text{I}} e^{-ik_n^{\text{I}} L} \cdot \frac{D_{jn} \cdot F_{jm}}{G_m} = \sum_{l=1}^{\infty} B_l^{\text{II}} k_l^{\text{II}} e^{-ik_l^{\text{II}} L} \frac{C_{lm}}{G_m} + \sum_{j=1}^{\infty} B_j^{\text{II}} k_j^{\text{II}} e^{-ik_j^{\text{II}} L} \frac{E_j \cdot F_{jm}}{G_m} \tag{2.47}$$

但し、

$$\begin{aligned}
C_{jm} &= \int_0^{h_2} \rho_0 (N^2 - \sigma^2) \sin \frac{m\pi}{h_1} z \sin \frac{l\pi}{h_2} z dz, & D_{jm} &= \int_0^{h_2} \frac{jn\rho_0\pi^2}{h_1 h_2} \cos \frac{n\pi}{h_1} z \cos \frac{j\pi}{h_2} z dz, \\
E_j &= \int_0^{h_2} \rho_0 \left( \frac{j\pi}{h_2} \cos \frac{j\pi}{h_2} z \right)^2 dz, & F_{jm} &= \frac{C_{jm}}{E_j}, \\
G_m &= \int_0^{h_1} \rho_0 (N^2 - \sigma^2) \left( \sin \frac{m\pi}{h_1} z \right)^2 dz
\end{aligned} \tag{2.48}$$

複素行列式(2.47)を解き、Region I, IIにおける鉛直変位、水平流速の解を求める。計算は、

- (1) 係数項(2.48)を求める、
- (2) 複素行列式(2.47)を解き、Region Iにおける水平流速の振幅 $A_m^{\text{I}}$ を求める、
- (3) (2.44)又は(2.46)に $A_m^{\text{I}}$ を代入し、Region IIにおける水平流速の振幅 $A_n^{\text{II}}$ を求める、

の順に行う。

Region II の沖合いから半日周期の鉛直第 1 モード内部波を入射させた場合の内部波の挙動を調べる。Fig. 2.2 に、流速振幅  $5 \text{ cm s}^{-1}$  の鉛直第 1 モードの半日周期内部波を入射させた場合の水平流速の等値線の時間変化を示す。Region I の水深を 50m、Region II の水深を 100m とし、鉛直下方に向かい線形増加する密度成層 ( $N=0.02 \text{ rad s}^{-1}$ ) を与えている。図に示されるように、鉛直第 1 モード内部波が入射するため、Region II では上層及び下層で流速が最大になる。また、Region I においても流れは、上下層で最大であり、段差のある場所 ( $x=L$ ) から、 $x$  の負の方向に伝播している。これらの流れとは別に、段差のある場所で、ビーム状の構造を持つ波が発生し、Region I、II へ鉛直斜め上下方に分布していることが分かる。この波が海底地形と入射内部波との相互作用により生まれる波である。この波は、図に示されるように、等値線が込み合う、すなわち鉛直的に大きく位相が変化しており、鉛直第 1 モードに比べ鉛直スケールの小さな波であることが分かる。Fig. 2.3 に、このケースでの Region I、II における鉛直第 50 モードまでの流速振幅  $A_m^I, A_m^{II}$  を示す。流速振幅には、両領域とも鉛直第 1 モードだけでなくより高次のモードの寄与も含まれており、ビーム状の構造を持つ波は、多数のモードの組み合わせからなることが分かる。また、各モードの流速振幅は、モードの次数とともに指数関数的に小さくなり、Rattray et al. (1969) の結果と一致する。

次に、地形条件や入射させるモードの次数を変えた場合、両領域の流速振幅がどのように変化するのかについて調べる。鉛直第 1 から第 3 の各モードを入射させ、またそれぞれのケースで、Region I の水深を 1m から 100m まで変化させる。Fig. 2.4 に、鉛直第 1–3 モードを入射させ、Region I の水深を 1m から 100m まで変化させた場合の両領域における鉛直第 1 から第 10 モードの水平流速の振幅分布を示す。鉛直第 1 モードを入射させた場合 (Fig. 2.4 上段)、Region I における鉛直第 1 モード内部波の振幅  $A_1^I$  は、Region I の水深が深くなるとともに大きくなり、Region II における反射波の鉛直第 1 モードの流速振幅  $A_1^{II}$  は逆に小さくなる。鉛直第 2 モード以上のモードの流速振幅 ( $A_m^I, m=2, \dots, 10$ ) は、Region I の水深とともに大きくなるが、水深が 100m に近づくと、また小さくなる。鉛直第 2 モードを入射させた場合 (Fig. 2.4 中段)、Region I におけ

る鉛直第 1 モードの流速振幅は、Region I の水深が深くなるにつれ大きくなるが、水深が 80 m より深くなると小さくなり、鉛直第 2 モードの振幅が大きくなる。Region I では、水深が約 50 m の時、第 2 以上のモード振幅が急激に小さくなる。Region II では、水深の増加と共に鉛直第 2 モードの振幅が小さくなる。さらに、鉛直第 3 モードを入射させた場合(Fig. 2.4 下段)には、Region I の水深が約 33 m, 約 66 m の時に、高次モードの振幅が急激に減少する。すなわち、これらの結果は、Region II から入射する内部波の流速振幅が極大になる深度と Region I の水深が一致する時に高次モードの寄与が急激に小さくなることを示している。

## 2.4. 領域の片方が閉じている場合

前節より、流速振幅  $A_m^I, A_m^II$  は、入射するモードと Region I の水深とで密接な関係があることが示された。本節では、Region I の片側( $x=0$ )が閉じている場合を考える(Fig. 2.1(b))。Region I における鉛直変位、水平流速の解は次のようになる。

$$\eta_{(x,z,t)}^I = -\frac{1}{\sigma} \sum_{j=1}^{\infty} k_j^I A_j^I \left( e^{ik_j^I x} + e^{-ik_j^I x} \right) \sin \frac{j\pi}{h_1} z e^{-i\sigma t} \quad (2.49)$$

$$u_{(x,z,t)}^I = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h_1} A_j^I \left( e^{ik_j^I x} - e^{-ik_j^I x} \right) \cos \frac{j\pi}{h_1} z e^{-i\sigma t} \quad (2.50)$$

両領域における鉛直変位、水平流速の解(2.37), (2.38), (2.49), (2.50)を matching condition (2.40)–(2.42)に代入し、 $z=0$  から  $z=h_1$  まで積分し、 $A_n^II$  を消去すると次式が求まる。

$$\begin{aligned} A_m^I k_m^I \left( e^{ik_m^I L} + e^{-ik_m^I L} \right) + \sum_{j=1}^{\infty} k_j^II \sum_{n=1}^{\infty} A_n^I \left( e^{ik_n^I L} - e^{-ik_n^I L} \right) \cdot \frac{D_{jm} \cdot F_{jm}}{G_m} \\ = \sum_{l=1}^{\infty} B_l^II k_l^II e^{-ik_l^II L} \frac{C_{lm}}{G_m} + \sum_{j=1}^{\infty} B_j^II k_j^II e^{-ik_j^II L} \frac{E_j \cdot F_{jm}}{G_m} \end{aligned} \quad (2.51)$$

複素行列式(2.51)から前節と同様の手順で  $A_m^I, A_n^II$  を求めた。Fig. 2.5 に、Fig. 2.4 の時と同様に、Region II の沖合いから流速振幅  $5 \text{ cm s}^{-1}$  の鉛直第 1 モー

ドを入射させた場合の水平流速の等値線の時間変化を示す。Region I、IIともに上下層で最大となる鉛直第1モードの構造が顕著に見られるが、2.3節の時とは異なり、陸岸( $x=0$  km)での内部波の反射の影響により、時間とともに位相が水平的に変化せずに  $x$  が約 8.2 km の地点で節を持つ定在波的な変動を示す。段差で発生するビーム状の波は Region I と II に伝播するが、Region I では  $x=0$  km で反射し、 $x$  の正の方向に伝播する。

このように Region I で入射波と反射波が干渉し、定在波を形成する状況では、入射する波の 1/4 波長と Region I の奥行き( $L$ )が一致した時( $L = \lambda/4$ ;  $\lambda$  は内部波の波長)に共振を起こし、Region I の振動は強化すると考えられる。この場合の Region I の深度は、浮力振動数が一定のとき次式のように表される。

$$h_1 = 2nL \left( \frac{\sigma^2 - f^2}{N^2 - \sigma^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.52)$$

ここで、 $n$  は内部波のモードの次数である。Fig. 2.6 は、鉛直第1-3モードを入射させた場合の Region I の深度に対する両領域での鉛直第1-10モード内部波の水平流速の振幅分布を示している。(2.52)より Region I の鉛直第1モード内部波が共振する水深は、約 59.4m と求まる。鉛直第1モード内部波を入射させ Region I の水深が 59m 付近の時、Region I の鉛直第1モードの振幅は、大きくなり、Region I の水深が 59m 付近以外で振幅が大きくなり、特に高次モードは、Region I の水深とともに急激に変化するなど、非常に複雑な分布をしていた。段差( $x=L$ )では、多数のモードの内部波が発生しており、陸岸( $x=0$ )で反射すると考えられ、すなわち、Fig. 2.6 で見られた Region I の水深に対する急激な振幅の変動は、高次モード内部波の共振によるものと考えられる。

摩擦を含まない場合、両領域の流速振幅が大きくなり過ぎ、極めて非現実的な結果となった。現実には、高次モード内部波は位相速度が遅く、鉛直スケールが小さいことから、発生域から短い距離で減衰すると考えられる。そこで、モデルに摩擦による減衰効果を導入することを考える。

Region I、IIにおける内部摩擦項  $a_m^I, a_n^II$  は(2.20)より、

$$a_m^I = -\frac{\sigma^2 + f^2}{2\sigma N^2(\sigma^2 - f^2)^{1/2}} v_z \left( \frac{n\pi}{h_1} \right)^3 \quad (2.53)$$

$$a_n^II = -\frac{\sigma^2 + f^2}{2\sigma N^2(\sigma^2 - f^2)^{1/2}} v_z \left( \frac{n\pi}{h_1} \right)^3 \quad (2.54)$$

と表せる。これらの摩擦項を含めた Region I、IIにおける鉛直変位、水平流速の解は(2.30)–(2.33)を用い、次のように表すことが出来る。

$$\eta^I(x, z, t) = \frac{1}{i\sigma} \sum_{j=1}^{\infty} (k_j^I + a_j^I) A_j^I \left( e^{ik_j^I x + a_j^I(L+x)} - e^{-ik_j^I x + a_j^I(L-x)} \right) \sin \frac{j\pi}{h_1} z e^{-i\sigma t} \quad (2.55)$$

$$u^I(x, z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h_1} A_j^I \left( e^{ik_j^I x + a_j^I(L+x)} - e^{-ik_j^I x + a_j^I(L-x)} \right) \cos \frac{j\pi}{h_1} z e^{-i\sigma t} \quad (2.56)$$

$$\eta^{II} = \frac{1}{i\sigma} \left( \sum_{j=1}^{\infty} (ik_j^{II} + a_j^{II}) A_j^{II} e^{ik_j^{II} x + a_j^{II}(x-L)} \sin \frac{j\pi}{h_2} z - \sum_{l=1}^{\infty} (ik_l^{II} + a_l^{II}) B_l^{II} e^{-ik_l^{II} x + a_l^{II}(L-x)} \sin \frac{l\pi}{h_2} z \right) e^{-i\sigma t} \quad (2.57)$$

$$u^{II} = \left( \sum_{j=1}^{\infty} \frac{j\pi}{h_2} A_j^{II} e^{ik_j^{II} x + a_j^{II}(x-L)} \cos \frac{j\pi}{h_2} z - \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l\pi}{h_2} B_l^{II} e^{-ik_l^{II} x + a_l^{II}(L-x)} \cos \frac{l\pi}{h_2} z \right) e^{-i\sigma t} \quad (2.58)$$

(2.55)–(2.58)を  $x=L$  での matching condition(2.40)–(2.42)に代入し、 $A_n^{II}$ を消去すると次式が求まる。

$$\begin{aligned} & A_m^I \left\{ (ik_m^I + a_m^I) \left( e^{ik_m^I L + 2a_m^I L} + e^{-ik_m^I L} \right) \right\} k_m^I \\ & - \sum_{j=1}^{\infty} (ik_j^{II} + a_j^{II}) \sum_{n=1}^{\infty} A_n^I \left( e^{ik_n^I L + 2a_n^I L} + e^{-ik_n^I L} \right) \cdot \frac{D_{jn} \cdot F_{jm}}{G_m} \\ & = \sum_{l=1}^{\infty} B_l^{II} (ik_l^{II} + a_l^{II}) e^{-ik_l^{II} L} \frac{C_{lm}}{G_m} - \sum_{j=1}^{\infty} B_j^{II} (ik_j^{II} + a_j^{II}) e^{-ik_j^{II} L} \frac{E_j \cdot F_{jm}}{G_m} \end{aligned} \quad (2.59)$$

複素行列式(2.59)を解き、内部摩擦項を含めた場合の  $A_m^I, A_n^{II}$  を求める。

Fig. 2.7に Region I から半日周期の鉛直第1モードを入射させた時の水平

流速の振幅  $A_m^I, A_m^{II}$  の等値線の時間変化を示す。渦粘性係数は  $0.001 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  とした。段差から発生するビーム状の波は、摩擦がないケースに比べ丸みを帯びた形状をしている、すなわち、位相の鉛直的な変化は緩やかになっている。さらに、段差から離れるにつれ、ビーム状に構造が失われていく。このことは、段差で発生する高次モードの波が、内部摩擦により減衰することを示している。

Fig. 2.8 に鉛直第 1 – 3 モードを入射させ、それぞれのケースで Region I の水深を 1m から 100m まで変化させた時の両領域での鉛直第 1 から第 10 モードの水平流速の振幅  $A_m^I, A_m^{II}$  を示す。Region I では、どのモードを入射させた場合にも、鉛直第 1 モードは Region I の水深が 59 m の時に共振により最大となる。第 2 以上のモードの振幅は Fig. 2.4 で示した領域の両端が開放しているモデルの時と似た分布をしていたが、Fig. 2.4 で示した時よりも値は大きい。一方、Region II では、Region I の水深が 59m の時に全てのモードのエネルギーが最大となっていた。2 次以上のモードは、ビーム状の構造を持つ波を表していることから、この結果は、段差で発生する高次モード内部波が Region I での鉛直第 1 モード内部波の共振により強化されることを示している。

## 2.5 まとめ

大陸棚が狭い海域で沖合いから陸棚端に向かい内部波が入射した場合の挙動について、Rattray らの内部潮汐発生の理論モデルをもとにした内部摩擦を含めた鉛直 2 次元理論モデルを作成し、調べた。最初に水深急変部での内部波の挙動を理解するために、粘性を含まず、領域の両端が開放したモデルを用い調べた。Region II の沖合いから段差のある場所に内部波が入射すると、Region I にそのまま通過する波、Region II に反射する波の他に、段差の海底状から鉛直斜めに伝播するビーム状の構造を持つ内部波が発生する。ビーム状の構造を持つ波は多数の鉛直モードの組み合わせによりなっており、Region I、II に鉛直斜め上下方に伝播した。Region I の片側が閉じ粘性を含まないモデルでは、Region I の内部波は陸岸で反射し定在波を形成し、鉛直第 1 モードだけでなく高次のモードも共振を起こした。そこで、粘性を含めたモデルに作り変え、内部波の挙動を調べた。その結果、(1) Region II の沖合いから入射する内部波の



水平流速の極大は、Region I の水深と一致する時に極小となる、(2) Region I の鉛直第 1 モード内部波が共振する条件の時、Region I では、鉛直第 1 モードの流速振幅が最大、Region II では、全てのモードが最大となることが明らかとなった。本研究により陸棚幅の狭い海域での内部波の挙動は、地形条件に強く依存することが分かった。

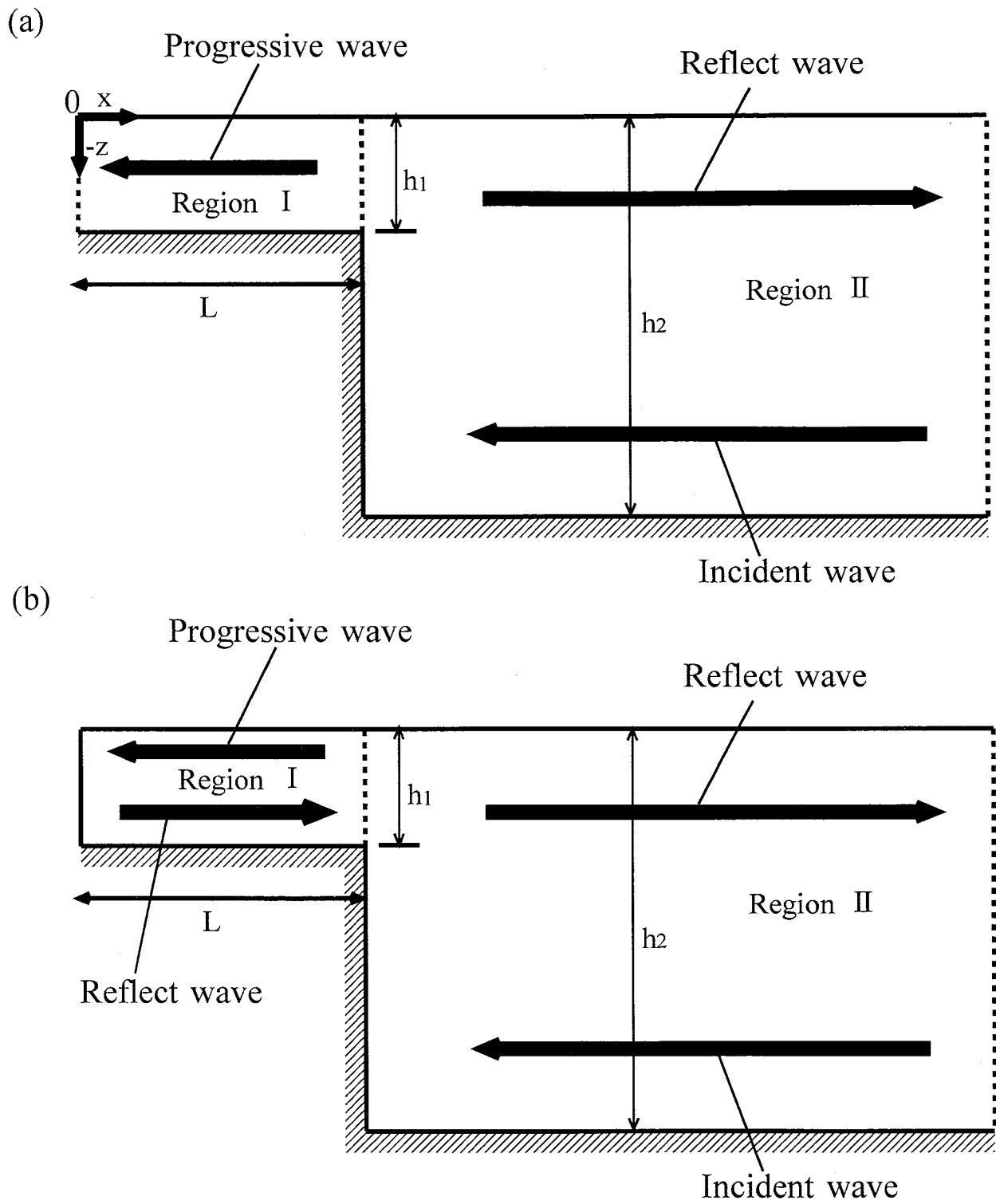


Fig. 2.1. Schematic model. (a) non rigid boundary case at  $x=0$ . (b) rigid boundary case at  $x=0$ .

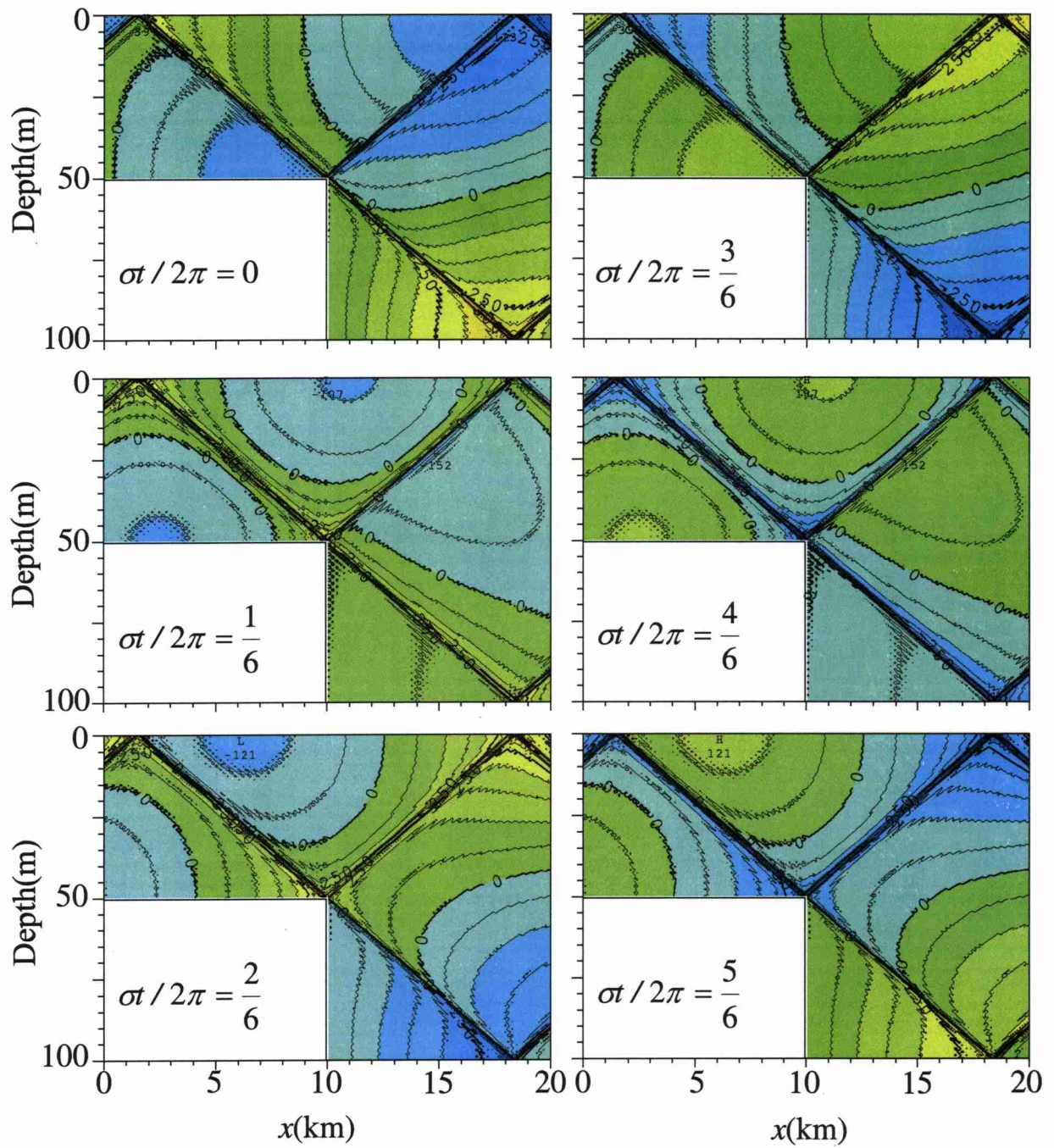


Fig. 2.2. The distribution of horizontal velocity. Contour interval is 0.5 cm s<sup>-1</sup>. Model parameters:  $N=0.02$  rad s<sup>-1</sup>;  $\sigma=1.45 \times 10^4$  rad s<sup>-1</sup>;  $f=8.36 \times 10^{-5}$  rad s<sup>-1</sup>;  $B_j^H=5$  cm s<sup>-1</sup>; 100 normal modes.

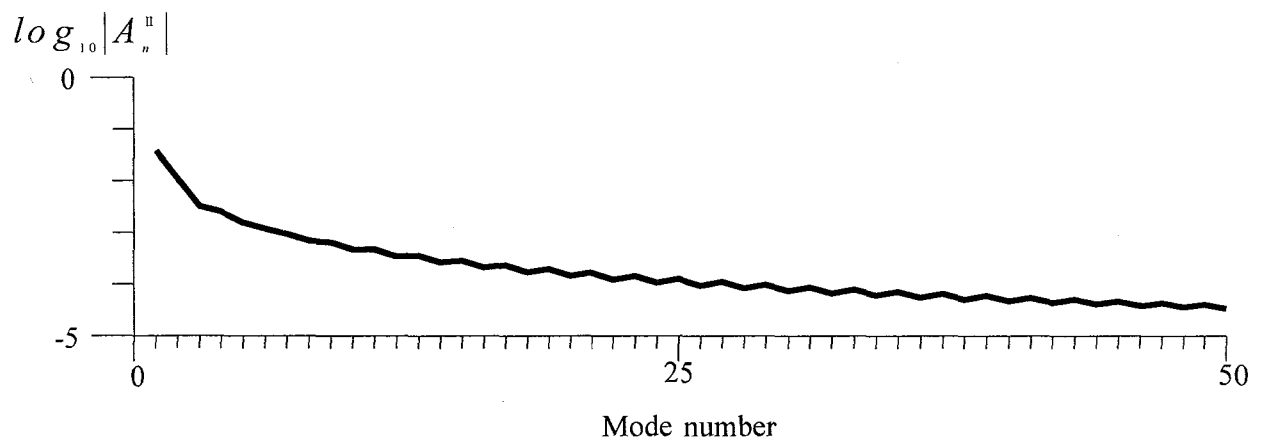
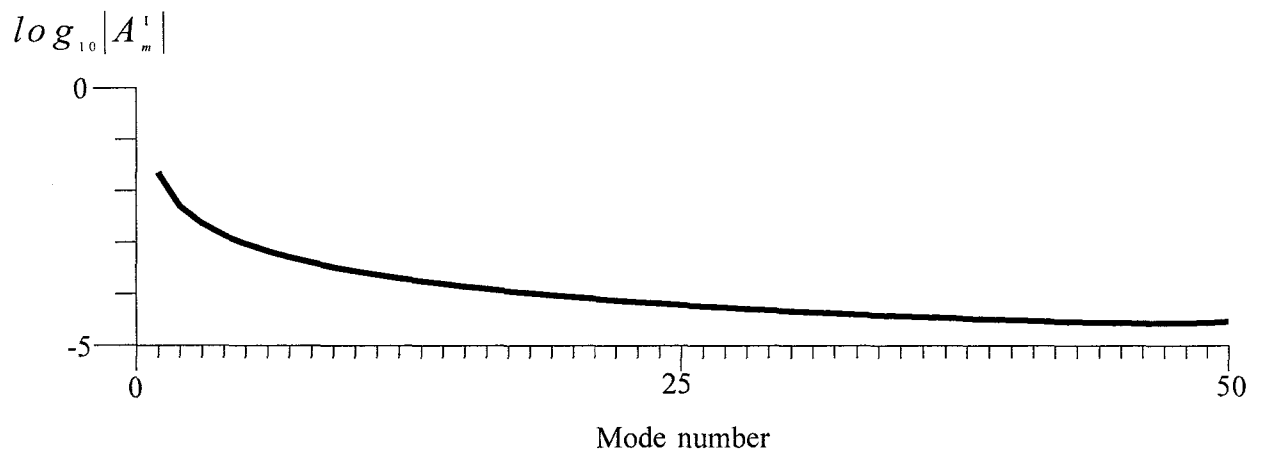


Fig. 2.3. The amplitudes of horizontal velocity for  $A_m^I$  and  $A_n^{II}$  in same case as shown Fig.2.2.

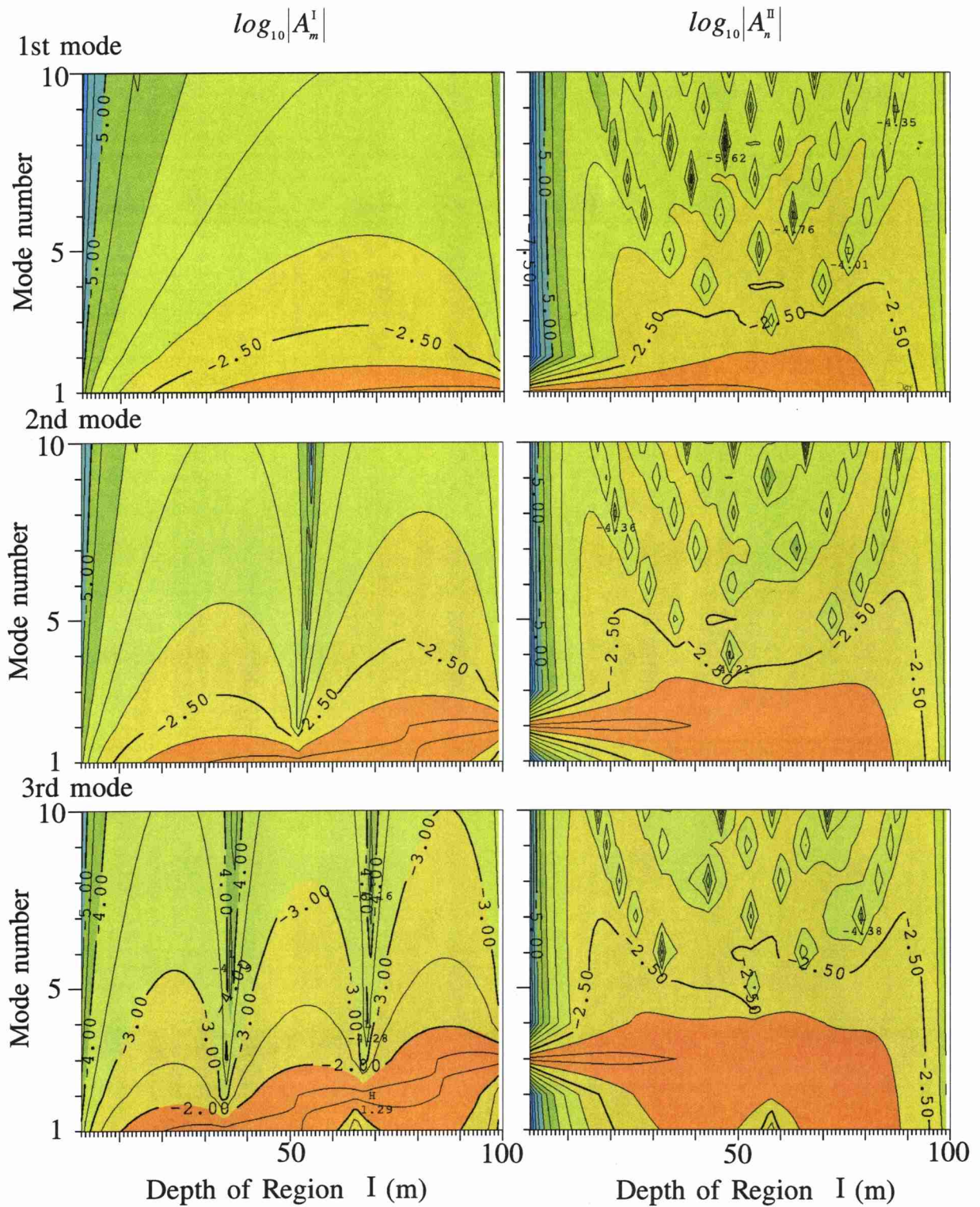


Fig. 2.4. The distribution of amplitudes of horizontal velocity for  $A_m^I$  (left) and  $A_n^{II}$  (right) in variable depth of Region I for non-rigid boundary case. Contour interval is 0.5.

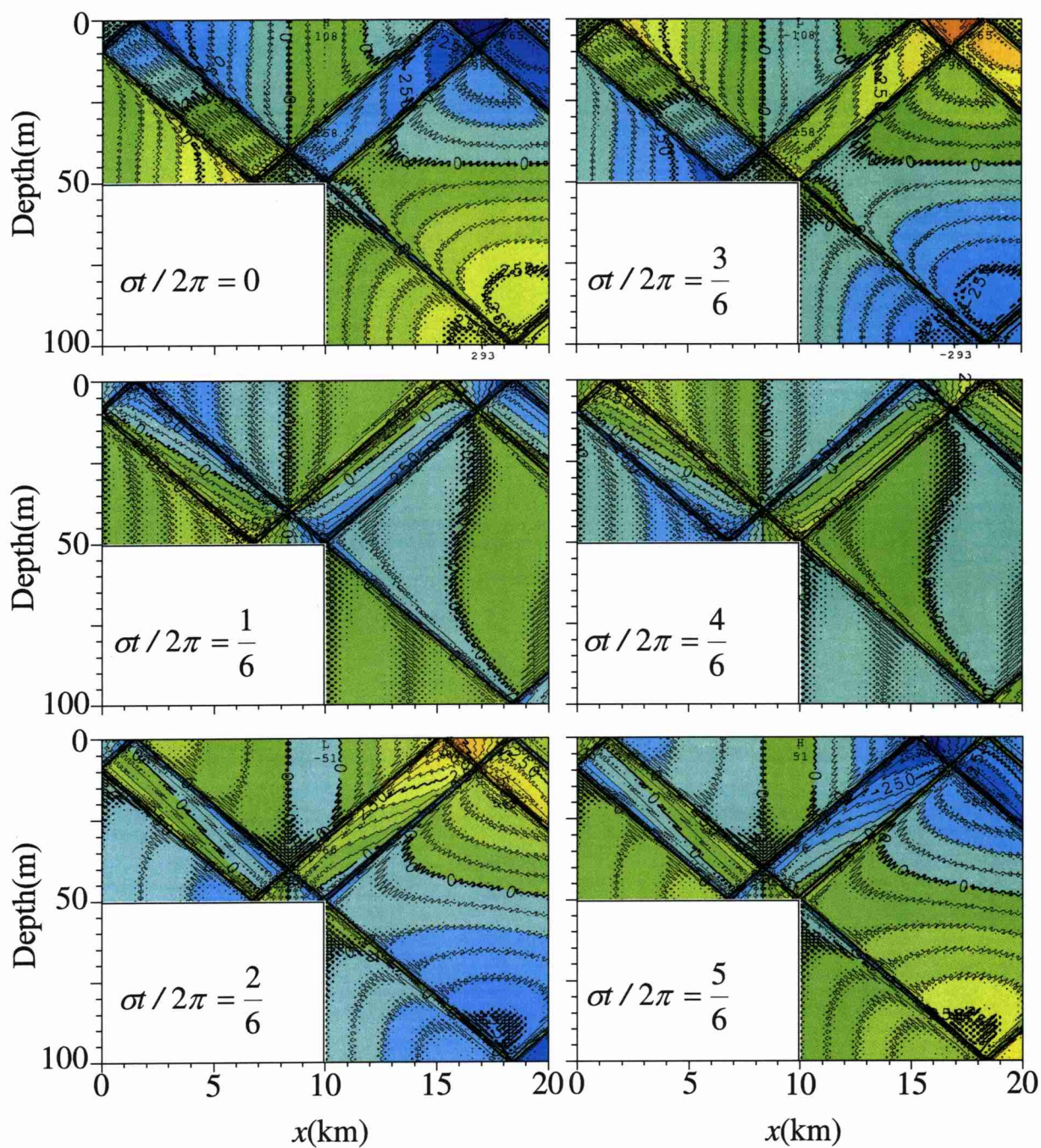


Fig. 2.5. The distribution of horizontal velocity for rigid boundary and non viscosity case.

Contour interval is  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$ . Model parameters:  $N=0.02 \text{ rad s}^{-1}$ ;  $\sigma=1.45 \times 10^{-4} \text{ rad s}^{-1}$ ;  $f=8.36 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ ;  $B_j^{\text{II}}=5 \text{ cm s}^{-1}$ ; 100 normal modes.

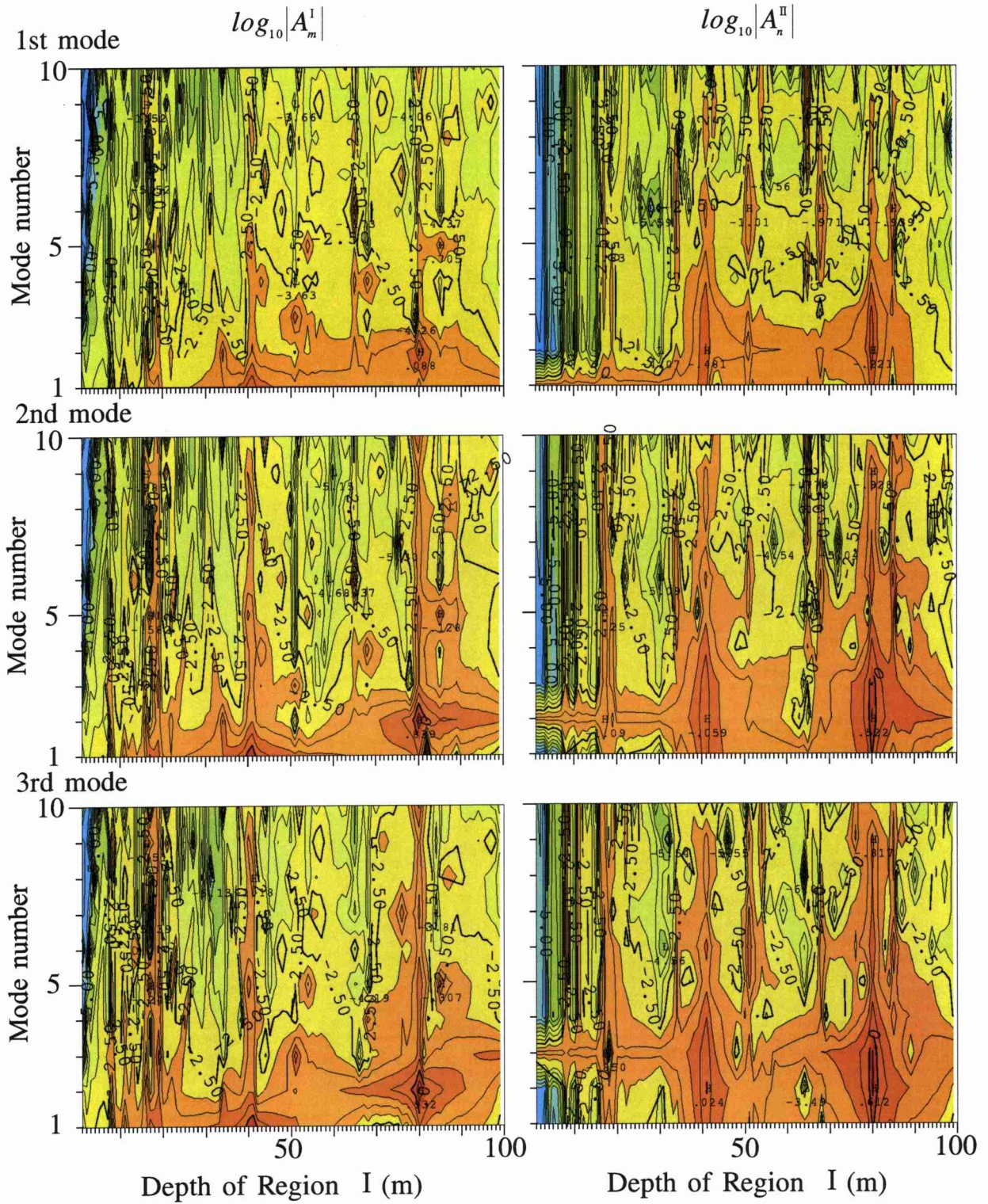


Fig. 2.6. The distribution of amplitudes of horizontal velocity for  $A_m^I$  (left) and  $A_n^II$  (right) in variable depth of Region I for rigid boundary and non viscosity case. Contour interval is 0.5.

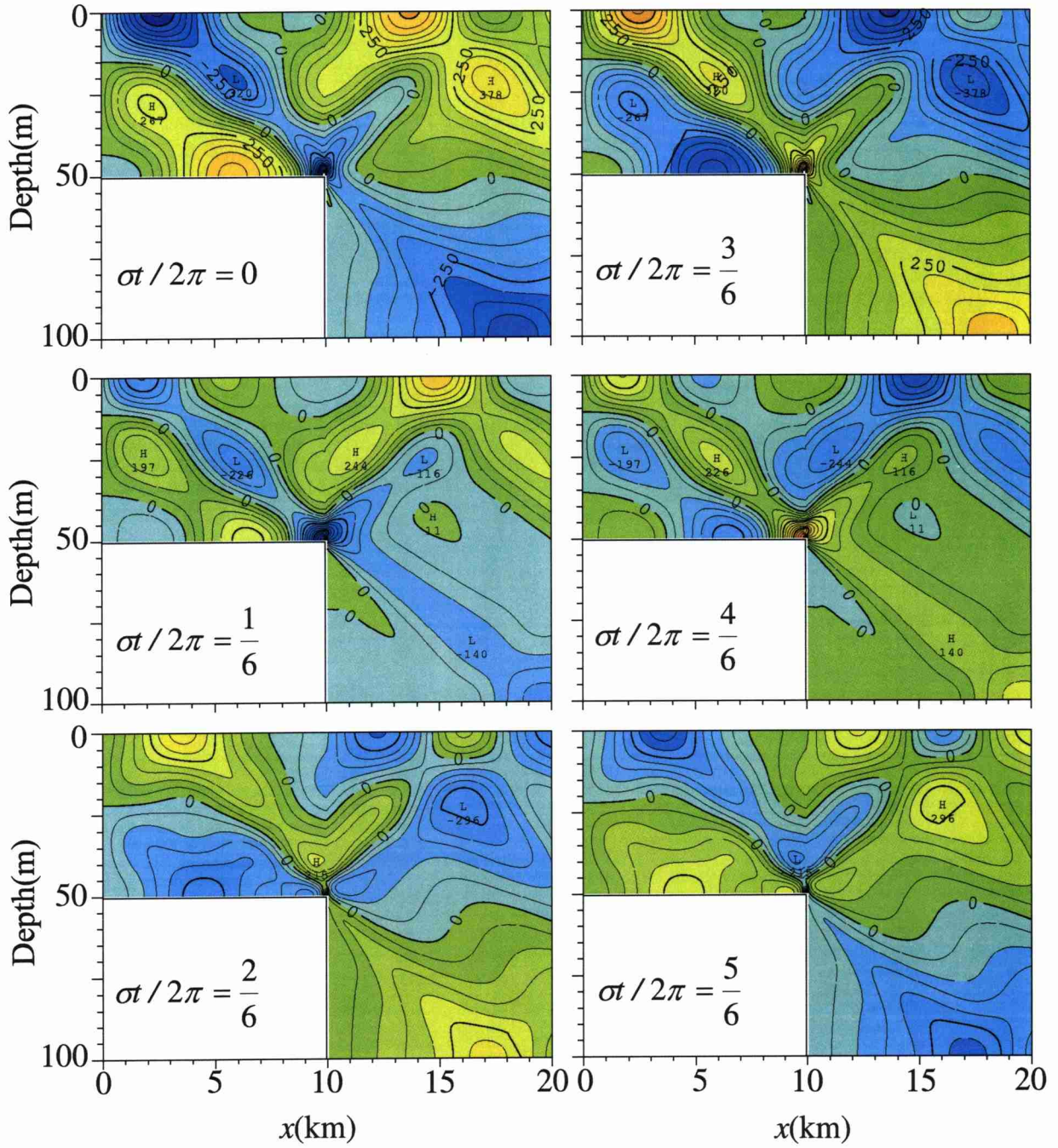


Fig. 2.7. The distribution of horizontal velocity for rigid boundary and viscosity case.

Contour interval is  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$ . Model parameters:  $\nu = 0.001 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ;  $N = 0.02 \text{ rad s}^{-1}$ ;

$\sigma = 1.45 \times 10^4 \text{ rad s}^{-1}$ ;  $f = 8.36 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ ;  $B_j^{\text{II}} = 5 \text{ cm s}^{-1}$ ; 100 normal modes.



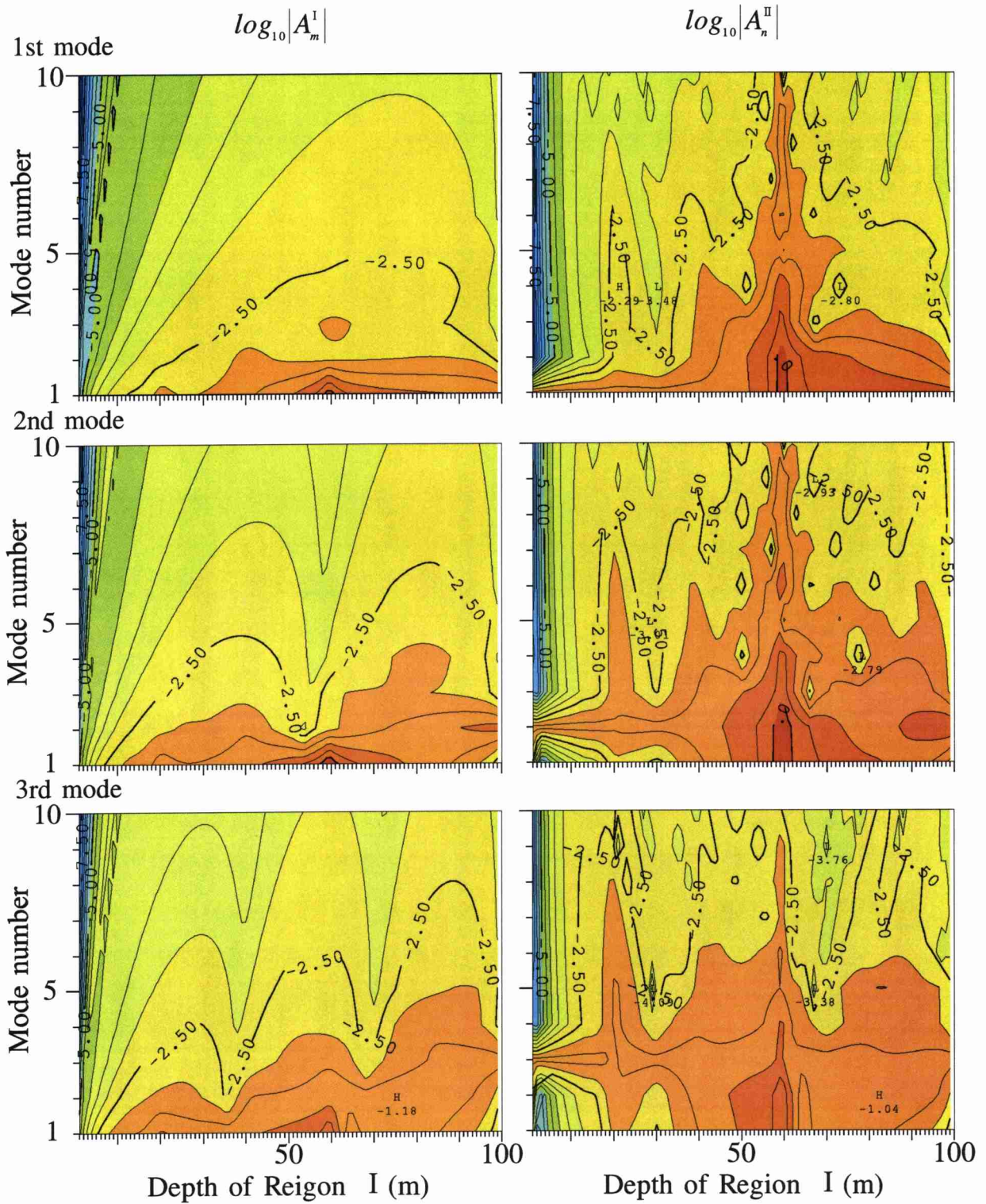


Fig. 2.8. The distribution of amplitudes of horizontal velocity for  $A_m^I$  (left) and  $A_n^{II}$  (right) in variable depth of Region I for rigid boundary and viscosity case. Contour interval is 0.5.

## 第3章 内浦湾における半日周期内部潮汐の

### 鉛直構造 —2000年夏季の係留観測—

#### 3.1 はじめに

内浦湾におけるこれまでの研究では、上下2層の流速観測と数層の水溫観測から内浦湾の内部潮汐は鉛直第1モード的な構造を持っていると説明されている(Matsuyama and Teramoto, 1985)。内浦湾内の海底地形は比較的平坦であり、カップリングはそれほど重要ではないと考えられるため、湾内での内部潮汐の主要な特性は十分説明できている。しかし、湾奥には小さなスケール(1~2km程度)の入り江が幾つかあり、湾の南岸では浅瀬が張り出しているため(Fig. 3.1)、入射した内部潮汐がどのような振舞をするか興味深い。実際、内浦湾奥に達した内部潮汐により湾奥の入り江で周期約5時間の内部静振が励起されることが分かった(北出他,2001)。このことは入射した内部潮汐により海底地形との相互作用を通して時空間スケールの小さい内部波が生成されることを示す。そこで、内浦湾奥部での内部潮汐の鉛直構造を明らかにするため、2000年7月下旬から8月上旬に係留観測を実施した。係留観測には、流速計にADCPを用い、詳細な流速の鉛直構造を捉えることが出来るよう配慮した。

#### 3.2 観測

2000年7月25日-8月8日にStn.A(水深約98m)で、東京水産大学研究練習船青鷹丸にて水溫計と流速計を取り付けた係留系を設置し、内部潮汐を観測した(Fig. 3.1)。流速計はADCP(Workhorse,300kHz;RD Instruments社製)を用い、89m深で鉛直上方に向け設置し、87m深から2m間隔で9m深まで40層での流速記録が得られた。水溫計は表層から底層まで7層に設置し、水柱内

の変動を十分捉えられるよう配慮した。サンプリング間隔は ADCP では 1 分、水温計では 10 秒である。

係留観測を行う際、流れによって系が傾く可能性があるため、係留系の最上部に圧力計を取り付けた。圧力計の記録は、19.5–21.5m 深を示し、外部潮汐による潮位変化しか表われず、流れによる系の傾きは殆ど無いことが分かった。そこで、圧力の全記録の平均値をセンサーの最浅層の深度とし、ロープの伸び等による測定深度を補正した結果、各水温計の深度は 20, 33, 39, 52, 65, 77, 90m であった。

7 月 25 日–7 月 26 日に湾内の 5 点で 2 度にわたり CTD 観測を行なった。Fig. 3.2 に CTD 観測により得た水温、塩分、密度( $\sigma_t$ )の 5 点の平均鉛直プロファイルを示す。水温・塩分・ $\sigma_t$  全てのプロファイルで 20m 深付近に顕著な躍層が見られ、躍層の上下で水温で 7°C、塩分で 1PSU、 $\sigma_t$  で 3.5 の差がある。同時に示した浮力振動数  $N = (-g/\rho \cdot \partial\rho/\partial z)^{1/2}$  は 20m 深で極大となり、40m 以深ではほぼ一様であった。

### 3.3 観測結果

Fig. 3.3 は係留観測した水温・流速記録に 30 分の移動平均を施した水温・流速の時間変化および内浦の推算潮位を示す。水温は 7 層の記録を内挿し、等温線変化で表し、流速記録は深さ 8m ごとに描いた。水温・流速とも顕著な潮汐周期の変動が認められ、7 月 29 日–8 月 6 日で特に変動が大きく、等温線の鉛直変位で 50 m、流速で 40 cm s<sup>-1</sup> に達している。等温線の変位が内部潮汐によることは明らかで、潮流も外部潮汐による潮流 (1 cm s<sup>-1</sup> 以下 ; Ohwaki et al.(1991)) よりもはるかに大きいことから潮汐周期変動は内部潮汐によることが分かる。観測点が南岸寄りに位置しているため、全体的に南北流よりも東西流が卓越している。流速の大きさを鉛直的に比較すると、東西流では上層と下層で、南北流では上・中層で大きい。水温では、下層で日周期変動が、上層では 1 日より周期の短い変動が顕著となり、卓越周期が鉛直的に異なっていることが分かる。

卓越周期が鉛直方向に異なることをさらに詳しく調べるため、代表的な深さでの水温と流速のパワースペクトルを計算した(Fig 3.4)。水温は 21,52,77m の 3 層を、流速は 11,21,52,77m の 4 層を描いた。水温・流速とも潮汐周期にピークが認められるが、深度により卓越周期に違いがある。水温では、上層では半日周期が、下層では日周期が卓越している。東西流では一日・半日周期とも上・下層でエネルギーレベルが高く、中層で低い傾向にあるが、半日周期の方がエネルギーレベルの鉛直変化が大きい。南北流では、日周期は鉛直的にほとんど変化しないが、半日周期は下層に比べ、上・中層のエネルギーレベルが高い。

### 3.4 半日周期変動の鉛直構造

半日周期内部潮汐が卓越し、鉛直方向に複雑な構造を持っていることから、さらに詳しく調べる。各深度の記録を調和解析し、求めた半日周期の振幅および位相の鉛直分布を Fig. 3.5 に示す。位相は 2000 年 7 月 25 日 9 時を 0 にとり、鉛直変位は北出他(1993)にならひ、水温記録から次式により換算した。

$$\zeta(z,t) = -\frac{T(z,t)}{\frac{\partial T_0(z)}{\partial z}} \quad (3.1)$$

ここで、 $\zeta(z,t)$ は流体粒子の鉛直変位、 $T(z,t)$ は水温偏差、 $T_0$ は時間平均水温、 $z$ は深さである。鉛直変位は 7 層で得た水温振幅及び水温の鉛直勾配より求めた。鉛直変位の振幅は 35m 深付近で極小となり、位相は上層から下層に向かい緩やかに増加している。東西流速では振幅は上層と下層で極大値を持っているが、上層の方が下層に比べ大きい。東西流の位相は 25m 深付近を境に上下で逆位相になっている。一方、南北流速では振幅は 30m 深で極大をとり、位相は 20m 深付近で逆転し、そのあと下層に向かい線形的に増加している。流速の振幅と位相の鉛直構造は、東西成分と南北成分とで大きく異なることが分かる。

次に、力学モードに分解し、半日周期内部潮汐の鉛直モード構造を調べる。

ブシネス近似、非粘性、非圧縮流体の運動方程式、連続の式及び密度の式から鉛直流速  $w$  に関する式を求め、変数分離型の解を仮定すると次式が得られる（例えば、Phillips,1977）。

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \left( \frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2 - f^2} \right) k^2 W = 0 \quad (3.2)$$

ここで、 $W$  は鉛直流、 $f$  はコリオリパラメータ、 $k$  は水平波数、 $\sigma$  は角周波数、 $N$  は浮力振動数である。境界条件は海面( $z=0$ )と海底( $z=-H$ )で  $W=0$  と仮定し、(3.2) 式を 4 次のルンゲクッタ法により数値的に解いた。なお、浮力振動数( $N$ )は Fig. 3.2 の値を使用した。Fig. 3.6 に Stn.A における正規化した力学モード形を示す。正規化したモード形に周期解析より得られた鉛直変位、流速の振幅、位相（水温が 7 層、流速が 40 層）を最小二乗法により当てはめ、各モードのエネルギー、エネルギーの割合、位相を求めた。流速については第 7 モードまで算出した。しかし、水温記録より見積もった鉛直変位は観測層が少ないため、高次モードの当てはめは縮退を起こす可能性がある。従って、鉛直変位に対するモードの当てはめは第 3 モードまでとした。

モード分解の結果を Table 3.1 に示す。全体としては鉛直第 1 モードが卓越している。鉛直変位と東西流速の位相差は  $107^\circ$  となり、定在波を示す位相差  $90^\circ$ （例えば、Leblond and Mysak,1978）に近く、鉛直第 1 モードはほぼ定在波の性質を持っている。Matsuyama and Teramoto(1985)は躍層の等温線( $20^\circ\text{C}$ )の鉛直変位と下層流速(100m 深)の位相差が約  $90^\circ$  ずれていたことから、湾内の半日周期内部波は定在波の性質を持っていたと述べており、本研究のモード分解した結果と良く一致する。各モードの潮流楕円の長軸の方向は、鉛直第 1 モードでは  $109^\circ$  とほぼ東西方向を示すが、第 2、3 モードではそれぞれ  $166^\circ$ 、 $148^\circ$  であり、南北方向の振動が卓越する。また、エネルギー密度においても、鉛直変位と東西流速は鉛直第 1 モードが卓越するが、南北流速では鉛直第 2、第 3 モードの順で高い。

### 3.5 考察

流速と水温の連続観測記録を用いて、半日周期内部波の特性について調べた。Fig. 3.1 に示すように、観測点は東西に延びる海岸線に比較的近いことから、東西流が卓越することが期待されるが、Fig. 3.2 のように予想以上に南北流が大きいことが分かった。さらに、力学モード解析を行った結果、流速の東西成分と鉛直変位は第 1 モードが卓越するのに対して、流速の南北成分は第 2 モードが卓越していた。流れの東西成分と南北成分が同一波によるものである場合、これらは同一の鉛直モードを持つと考えられる。しかし、本観測結果のように流速成分により異なる鉛直モード構造を持つことは、特性の異なる 2 種類の波がひとつは東西成分に、もうひとつは南北成分に顕著に現れたものと考えられる。観測された南北流の構造にこれまでの研究では検出されていない特異な性質があるので、半日周期内部波の南北流が大きくなる理由について考察する。

まず、流速と鉛直変位の構造の特徴を別の視点から調べる。データに半日周期帯のバンドパスフィルター(10–14 時間)を施したものを Fig. 3.7 に示す。等温線の鉛直変位は各深さとも、山から谷までは 10m 以上であるが、下層に比べて上層、中層でさらに大きい。位相伝播は、等値線の込み合う上層では明確ではないが、中層から下層に向かうように見える。東西流は 30–40m 深を境に位相が逆転し、流速は上層で大きくなっており、鉛直第 1 モードが卓越するというモード分解の結果を支持している。南北流は東西流とは異なり、30–40m 付近で流速の極大が現れ、等値線は時間経過とともに上層から下層に向かって傾斜する、すなわち、上層から下層への位相伝播を示す構造となっている。これらのことは、南北流は複数モードの重ね合わせによって構成されていることを示している。また、上層から下層への位相伝播は、下層から上層へのエネルギー伝播を意味し(例えば、Gill,1982)、30–40m 付近で南北流が極大になる事も含めて、南北流の性質、特に発生機構についてさらに考察をすすめる。

Fig. 3.8 に半日周期の流速東西成分における傾圧成分及び鉛直第 1–3 モードの時間変化を示す。この図の鉛直モードの時間変化は、それぞれの時間で、半日周期帯(10~14 時間)のバンドパスフィルターをかけた東西流に分散が 1 になるように正規化したモード形を各深さでそれぞれ掛け、すべて足しあわせることにより算出した。傾圧成分では鉛直第 1 モードの変動が最も大きく、8

月 2, 3 日では  $20\text{cm s}^{-1}$  を超える変動があった。一方、順圧流の変動は  $1\text{cm s}^{-1}$  以下と傾圧成分に比べ非常に小さいため、湾内で順圧流により南北流が生じたとは考えにくい。従って、南北流は鉛直第 1 モードの東西流により発生した内部波である可能性が高い。次に、鉛直第 1 モードの時間変化と各深さでの南北流の時間変化との相互相関を計算した。結果を Fig. 3.9 に示す。相関係数は 30m 深付近で約 2 時間のタイムラグに極大が現れている。これは、上層で西向流、下層で東向流が最大になった後、約 2 時間遅れて 30m 深付近で北向流が最大になることを意味している。相関係数の極大値が下層ほど遅れるのは、Fig. 3.5 や Fig. 3.7 の南北流に見られた、下層への位相伝播と対応したものである。

流速の南北成分に見られた下方への位相伝播は内部波の下層から上層へのエネルギー伝播を意味することから、観測点近傍での東西流と海底地形の相互作用による波のスキッターリング（散乱）が起こったと考えられる。内部波と海底地形との相互作用について Eriksen(1982,1985)は反射により高次モードの波が生じることを示した。一方、Gilbert and Garrett(1989)は、類似した現象に対してスキッターリングという言葉を用いて説明している。また、Baines(1971)は、斜面での反射の際、入射波から反射波と散乱波が発生すると表現している。本研究の場合、東西方向に定在波として振動系が形成されており、その東西の振動と海底地形との相互作用により南北流が生じていると考えられるので、南北流の発生過程としてスキッターリングが考えられる。

半日周期内部潮汐の東西流と南北流の性質が異なることはすでに記述したが、南北流と関連した内部波の性質をより詳しく調べるため、自由波とした時の鉛直および水平波長を見積もってみる。Fig. 3.2 に示した浮力振動数  $N$ 、内部波の周波数 ( $\omega=1.405 \times 10^{-4}\text{s}^{-1}$ )、コリオリパラメーター ( $f=8.384 \times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ , 緯度  $35.1^\circ \text{N}$ )、さらに Fig. 3.7 から見積もった鉛直位相速度を用いて、東西流の鉛直第 1 モードと相関の高かった層(25–60m)の鉛直波長および水平波長を推算する。浮力振動数  $N$  は深さ方向に変化するので、例えば、 $N$  の大きい上層 (25–30m 深) と中層 (50–60m) 付近では鉛直波長は大きく異なる。これらを Table 3.2 に示す。ただし、特性曲線の水平面に対する傾きは、 $c^2 = (\omega^2 - f^2) / (N^2 - \omega^2)$  より算出した。鉛直波長は上層で 54m、中層で 124m であるのに対して、水平波長は上層で 13.4km、中層で 13.2km とほぼ同じである。鉛直的に成層が異な

るために鉛直波長は変化するが、水平には深さに関係なくほぼ同じ波長を持っている。つまり、南北流は、上層から下層へと鉛直位相伝播する同一の内部波に伴う流れであると言える。

次に、南北流の発生機構を推定する。前述のように南北流は東西流の第 1 モードと深いかわりがあることから、海底地形の急変域で発生し観測地点に到達したと考えてみる。観測地点の北側は比較的平坦であるのに対して、南側では等深線が込み合い、さらに、50m 等深線に見られるように浅瀬が沖に張り出す地形をしていることが分かる (Fig. 3.1)。鉛直第 1 モードの構造を持つ東西流が海底地形との相互作用により、新たに同周期の内部波を発生させたと推察する。そこで、上述の浅瀬が影響していた可能性を探る。観測点での南北流速の最大は 30–40m 深に現れていた。これは内部波の運動エネルギー束がこの深度付近を中心に通過したことを意味している。エネルギーは下層から上層に伝播していたから、南からエネルギー束がきたとした時、発生域を推定できる。特性曲線の傾きは  $4.0 \times 10^{-3} - 9.4 \times 10^{-3}$  であるから、水平距離 1km に対して 4~9m 鉛直に変化することになる。観測地点から南にある 50m 等深線までの距離は約 1.5km であり、海岸線までは約 2km である。このことから、特性曲線を南に向かって 10~20m 下降させると、その地点で水深 40–50m の海底にぶつかる。Fig. 3.1 で示される海底地形の複雑な海域の水深 40–50m 付近が、南北流の発生域として推定される。発生のメカニズムを模式的に描くと Fig. 3.10 のようになる。実際の地形は簡単ではないので、様々な深さからのスキッタリングにより、エネルギーのビームは鉛直方向に幅を持っていると考えられるが、Fig. 3.5, 3.9 のようにきれいな位相伝播を示すことから、水深 40–50m 付近が南北流の主な発生域であると考えられる。

鉛直第 1 モードの半日周期内部潮汐によりスキッタリングされた内部波のエネルギー密度を見積もる。内浦湾の湾口幅は約 10km と狭いため、 $1.0 \text{ m s}^{-1}$  程度の位相速度を持つ半日周期内部潮汐は内部ケルビン波としてしか伝播することができない (LeBlond and Mysak, 1978)。湾に入射した内部ケルビン波は、湾奥で反射し定在波的性質を持つ。このとき、湾奥での境界条件を満たすため、湾奥付近にはポアンカレモードの波が生じる。本観測において鉛直第 1 モードは定在波の性質を示していることから、鉛直第 1 モードの南北流はポアンカレ



モードによる寄与と考えられる。そこで、大雑把な見積もりであるが、南北流の鉛直第 2 モードより高次のモードの波の合計がスキュタリングによる波と仮定し、エネルギーを算出する。次に、 $x, y, z$  軸をそれぞれ東、北、鉛直上方にとり、北向きに自由伝播する内部重力波を考えると、 $x$  方向の流速  $u$  と  $y$  方向の流速  $v$  は次式で表せる(Gill,1982,267p)。

$$u = -(f/\omega) \tan \varphi w_0 \sin(ly + mz - \omega t) \quad (3.3)$$

$$v = -\tan \varphi w_0 \cos(ly + mz - \omega t) \quad (3.4)$$

ここで、 $w_0$  は流速振幅、 $\varphi$  は波数ベクトルの水平からの傾き、 $l, m$  は  $y$  及び  $z$  方向の波数を示す。また、運動エネルギー( $K.E.$ )と位置エネルギー( $P.E.$ )の関係より、全エネルギー( $T.E.$ )が次式で求まる。

$$\begin{aligned} T.E. &= K.E. + P.E. \\ &= K.E. + K.E. \times (\omega^2 - f^2) / (\omega^2 + f^2) \end{aligned} \quad (3.5)$$

それぞれのモードのエネルギーは Table 3.1 から、また、(3.3)~(3.5)式を用い鉛直第 1 モードに対するスキュタリングによる波の割合を求める。北にスキュタリングしている内部波の運動エネルギー密度は  $1.50 \text{ J m}^{-3}$ 、また(3.5)式より全エネルギー密度は  $2.22 \text{ J m}^{-3}$  と見積もれる。見積もった北方に伝播する半日周期の内部波の全エネルギー密度は  $2.22 \text{ J m}^{-3}$  で、東西に定在波を形成している鉛直第 1 モードの全エネルギー密度( $13.1 \text{ J m}^{-3}$ )の約 17.5%である。つまり、内浦湾に入射した内部ケルビン波の 18%程度のエネルギーがスキュタリングにより高次モードに転換されたと推察される。東西流において鉛直第 1 モードが卓越していたが、全体におけるエネルギーの割合を考えると、より高次のモードの存在を無視することはできない。本章では南北流から鉛直第 1 モードの寄与を差し引いた残りを全てスキュタリングによる波としたが、実際にはより高次のモードの寄与も考えられる。そのため、スキュタリングによる波のエネルギー密度は、見積もった値より小さくなると考えられる。散乱した波はより小さな鉛直スケールを持つことから、本研究で見いだされたスキュ

ツタリングの過程は、内部潮汐エネルギーの散逸において重要であると考えられる。

### 3.6 まとめ

駿河湾奥に位置する内浦湾で内部潮汐波の鉛直構造を調べるため、2000年の夏季に水温と流速の係留観測を実施した。本研究では卓越周期である半日周期に注目し、詳しい鉛直構造を調べた。調和解析により各層の水温変動から求めた鉛直変位と流速の振幅及び位相を計算した。鉛直変位は上層と中層で振幅が大きく、下層に向かい位相がやや遅れていたが概ね同位相であった。東西流(岸平行成分)は上層と下層で振幅が大きく、躍層を境に上下で位相が逆転していたが、南北流(岸直交成分)では振幅が中層(30m 深)で極大をとり、下層に向かい位相が遅れており、東西流と南北流で振幅と位相の鉛直構造が大きく異なっていた。次に力学モード解析を行い、鉛直モード構造を調べた。全体では鉛直変位と流速は鉛直第 1 モードが卓越し、鉛直変位と流速のモードの位相は約  $90^\circ$  近くずれており、定在波の性質を示した。しかし、南北流に注目すると鉛直第 1 モードよりも高次のモードが卓越していた。湾内での順圧流は  $1\text{cm s}^{-1}$  以下と極めて小さいため、南北流の直接の要因と考えるのは困難であった。そこで、東西流半日周期成分の鉛直第 1 モードの時間変化を求め、南北流各層の半日周期成分の時間変化との相関を計算した。結果、両者の鉛直構造は大きく異なるものの 30m 深で 0.6 を超える高い相関を持つことが分かった。これは、鉛直第 1 モードの構造を持つ東西流と海底地形との相互作用によりスキヤタリングされた波が鉛直伝播し、波束が観測点の 30m 深を通過したためと推察される。

本研究により、スキヤタリングにより生じた半日周期内部波が存在し、かなりの割合のエネルギーが鉛直第 1 モードから高次モードに遷移することが示された。以降では、この観測から得られた貴重な結果を元に、さらなる観測、数値実験等から、内浦湾の半日周期内部潮汐への散乱の影響を調べていく。

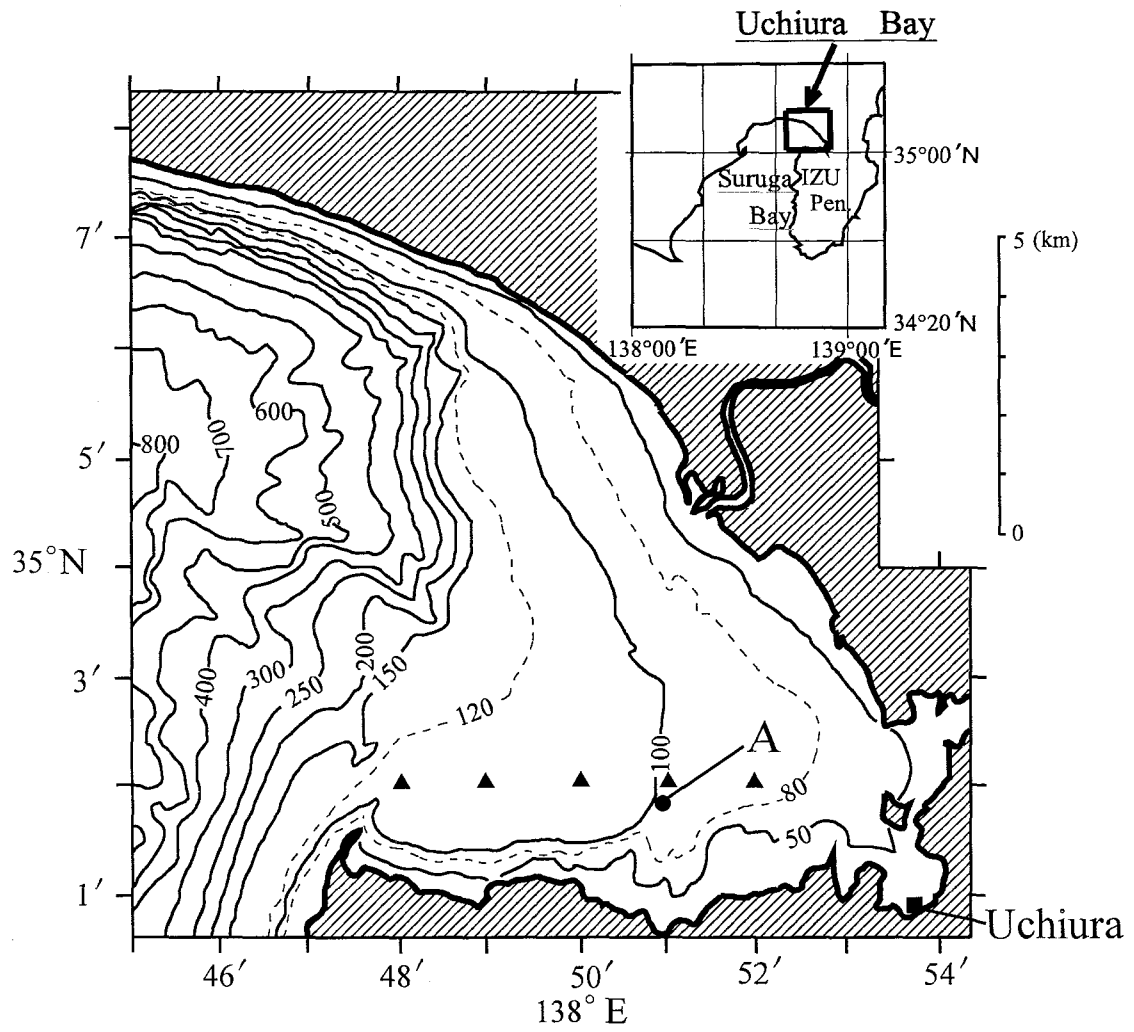


Fig. 3.1. Bottom topography in Uchiura Bay and mooring location (Stn.A). Numerals on the bottom contours are in m. The CTD stations are indicated by "▲". The tide gauge station (Uchiura) is indicated by "■".

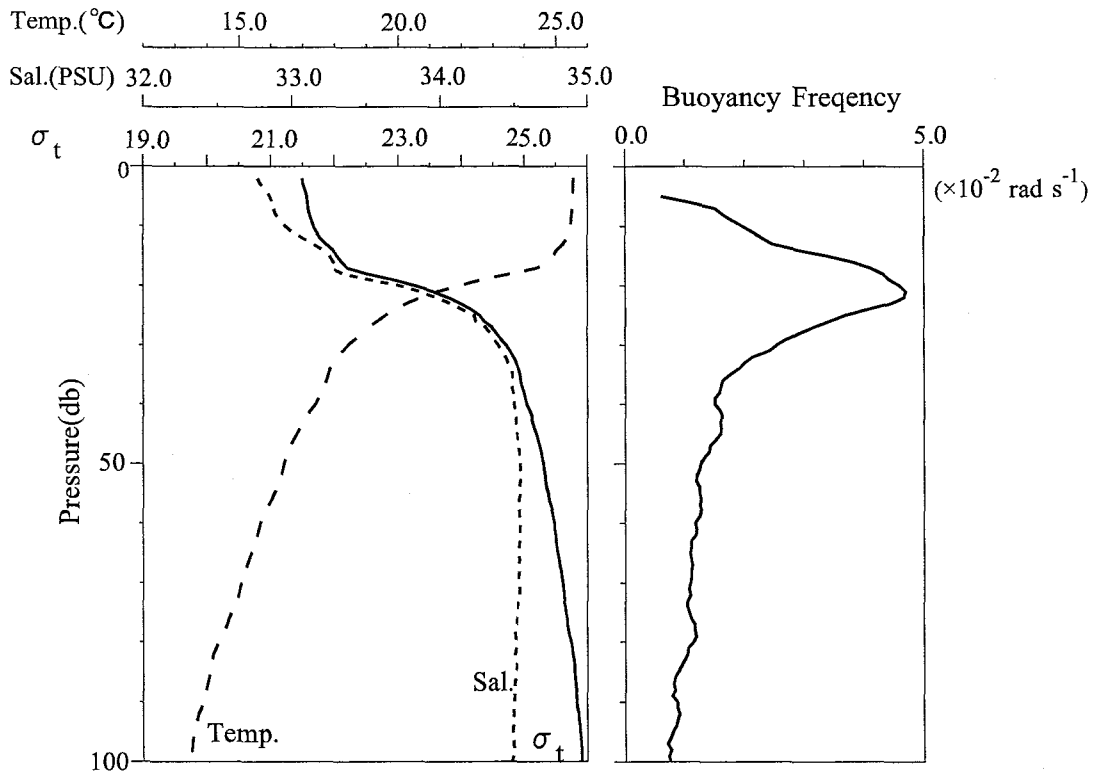


Fig. 3.2. Vertical profiles of averaged temperature, salinity and  $\sigma_t$  (left panel) and, buoyancy frequency (right panel) observed at 5 CTD stations from July 25 to 26, 2000.

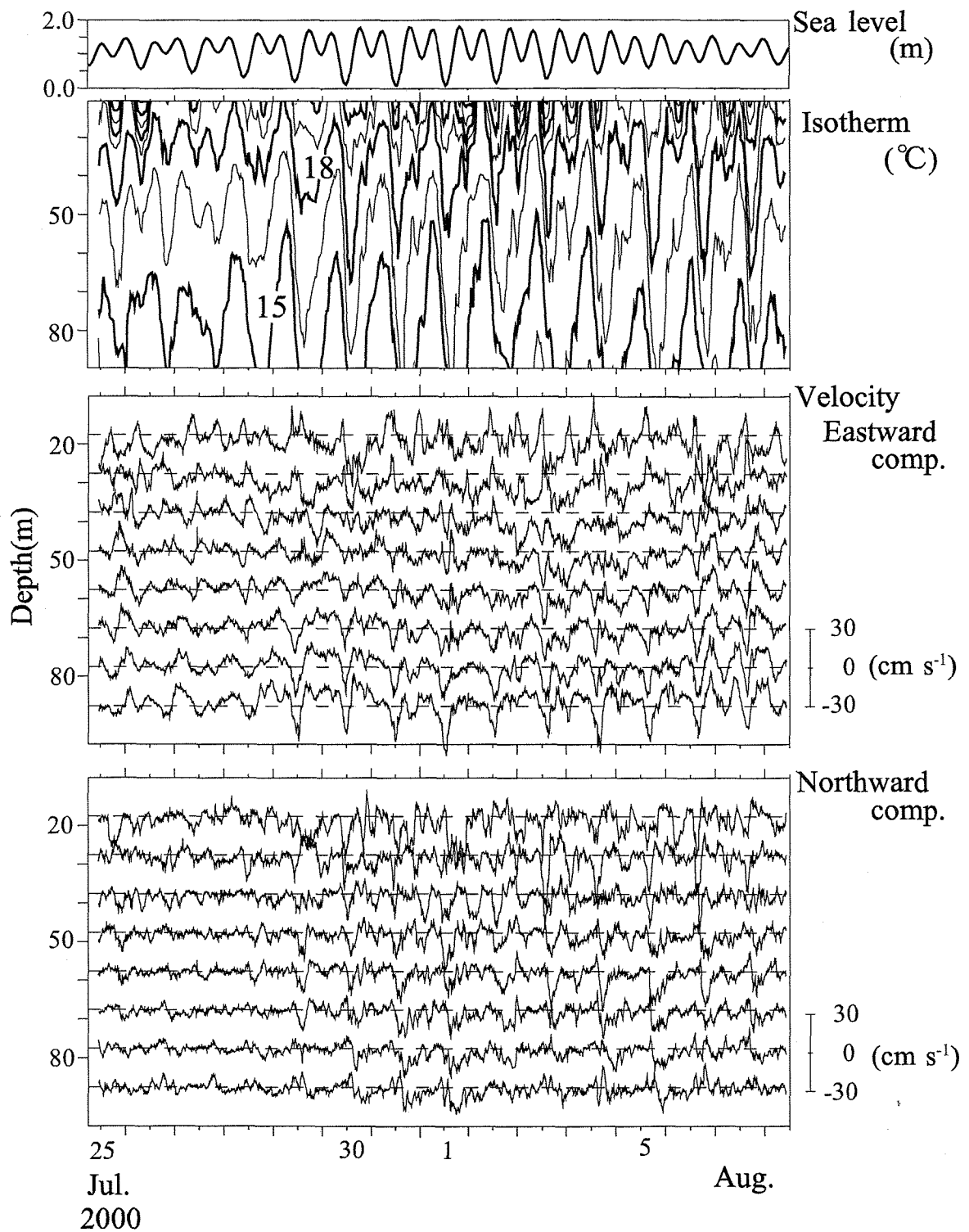


Fig.3.3. Time variations of the 30-minutes running averaged isotherm, eastward and northward components of velocity, and sea level at Uchiura (top panel). Contour interval of isotherm is 1.5°C. Velocities are indicated with 8m interval in vertical.

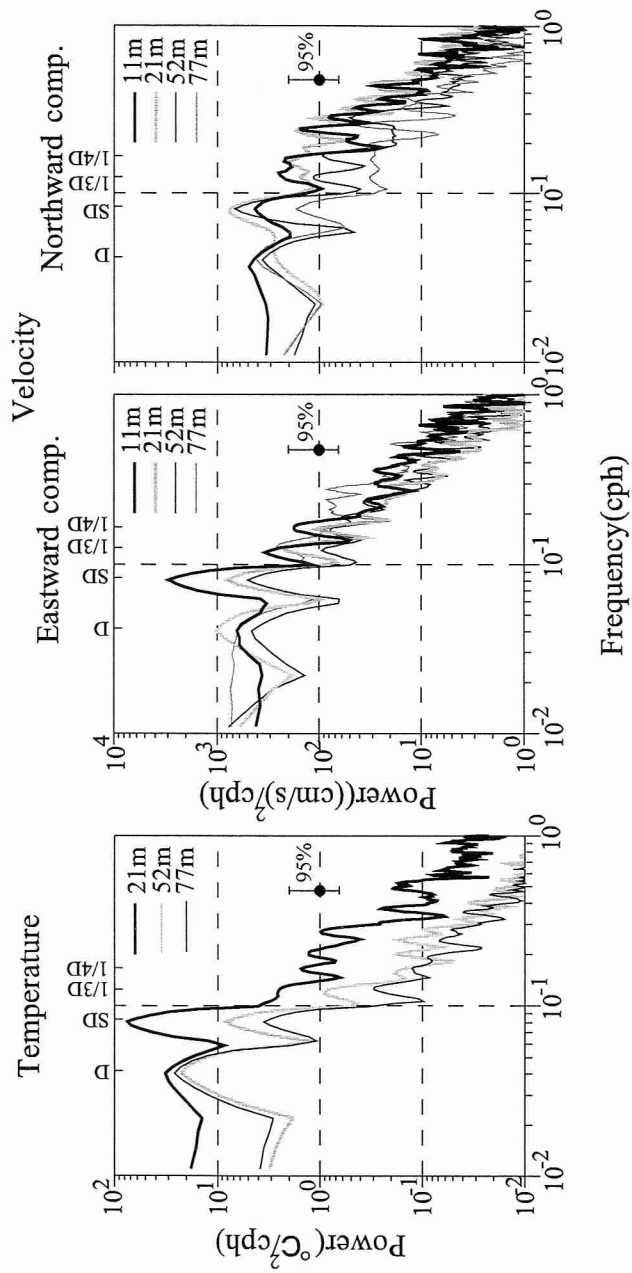


Fig. 3.4. Power spectra of the temperature, the eastward and northward component of velocities at different depths.

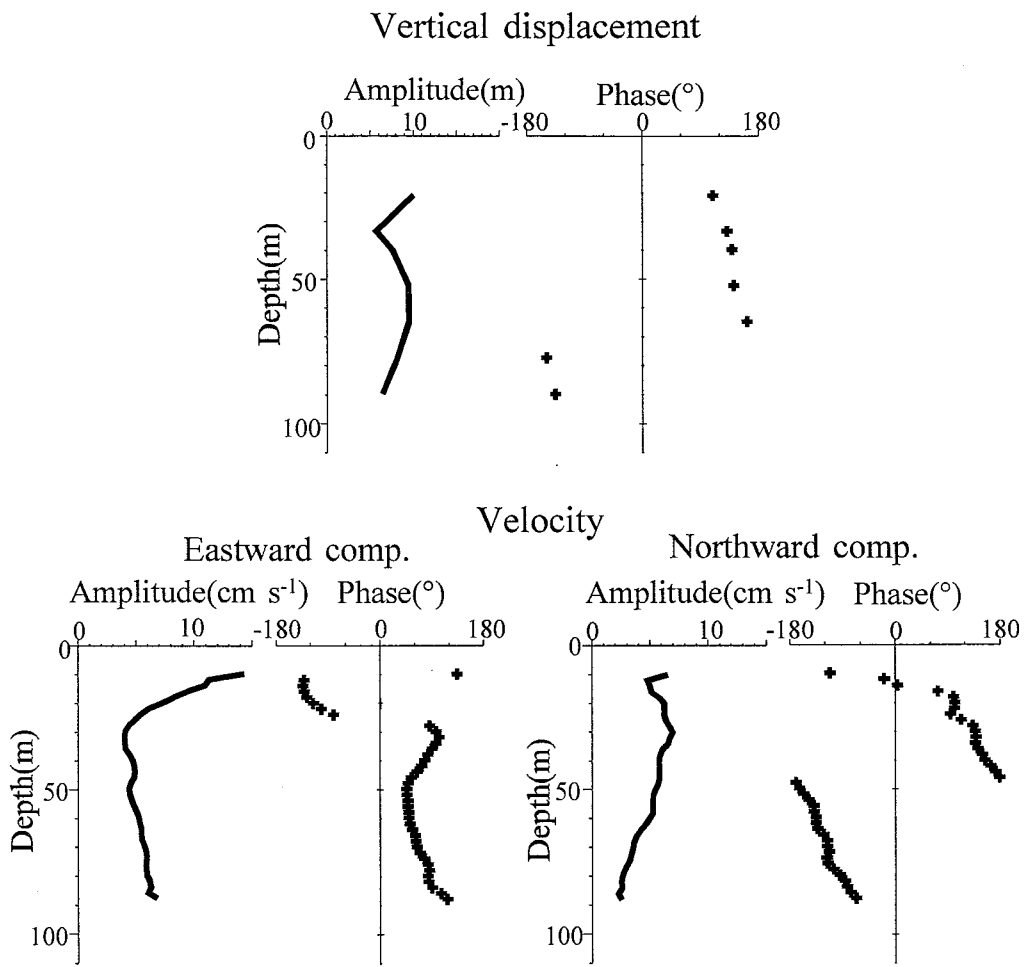


Fig. 3.5. Vertical distributions of amplitude and phase of vertical displacement and velocity for semidiurnal constituent (12.4 hour).

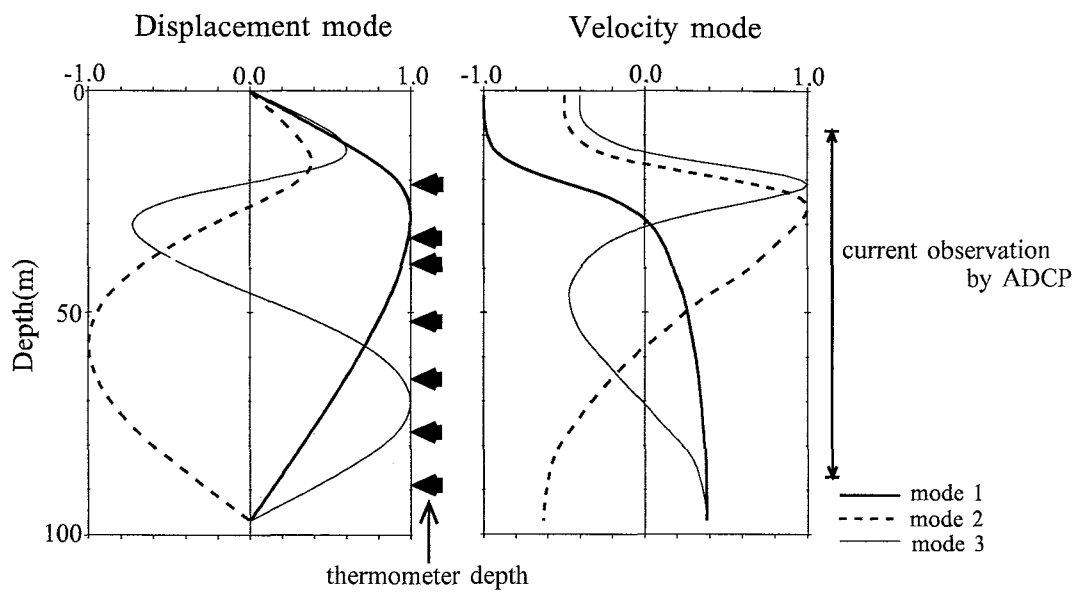


Fig. 3.6. Vertical profiles of vertical displacement and horizontal velocity for the lowest three modes estimated from the averaged density profile (Fig. 3.2). The arrows (in left panel) show the thermometer depths.



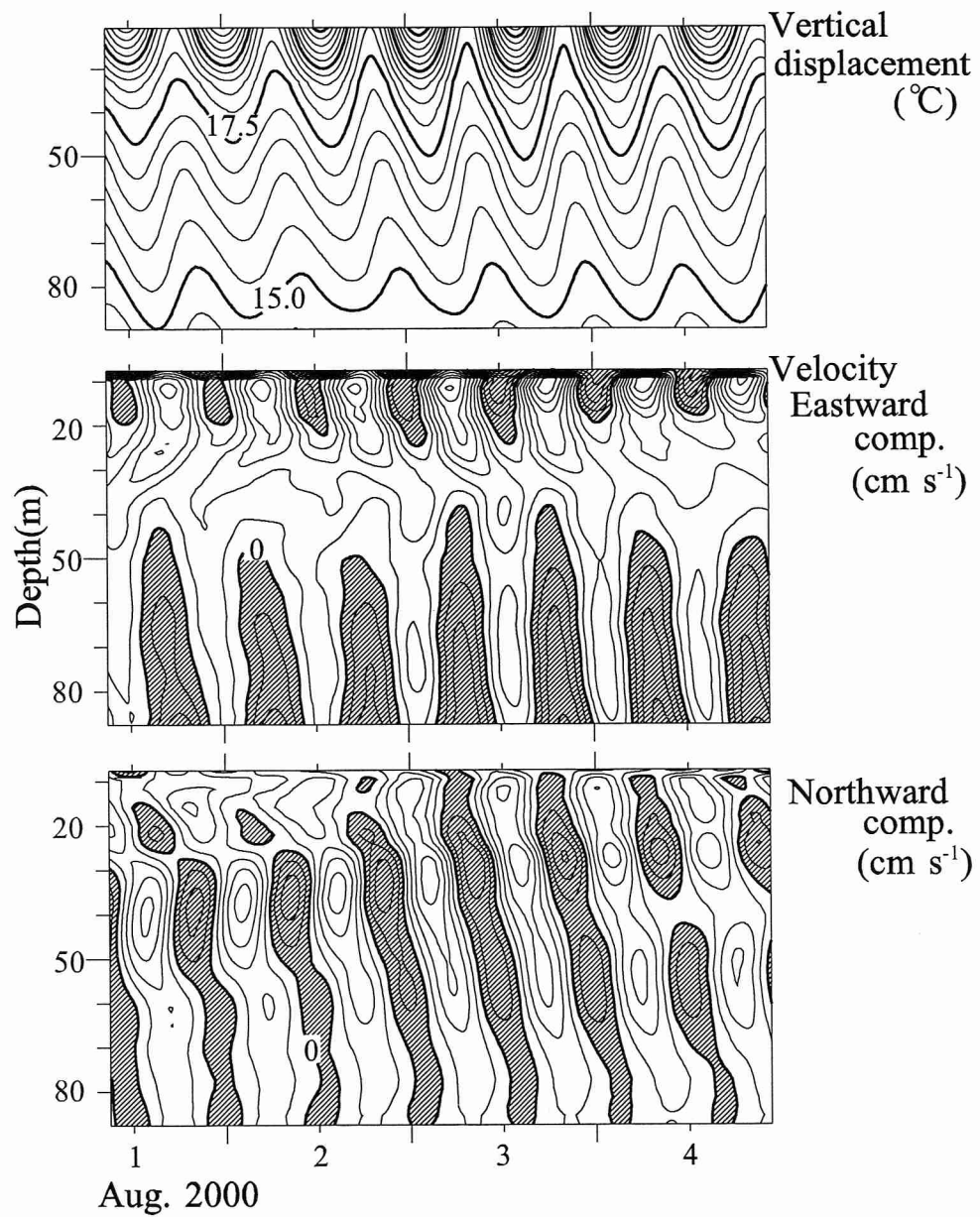


Fig. 3.7. Time variations of bandpass filtered (10~14hour) vertical displacement, eastward and northward components of velocity at Stn.A. Shaded area shows positive value. Each contour interval is  $0.5^{\circ}\text{C}$  for temperature and  $3\text{cm s}^{-1}$  for velocity.

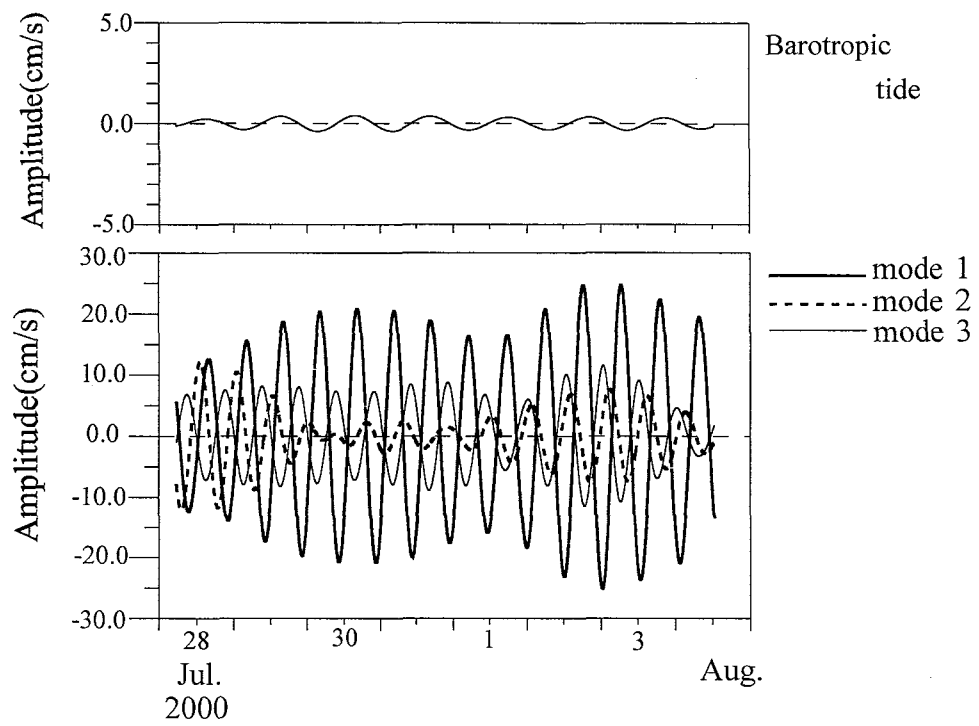


Fig. 3.8. Time variations of eastward component of velocities for the first, second, and third modes of internal tide and the barotropic tide. Barotropic current was estimated by vertical mean of ADCP data.

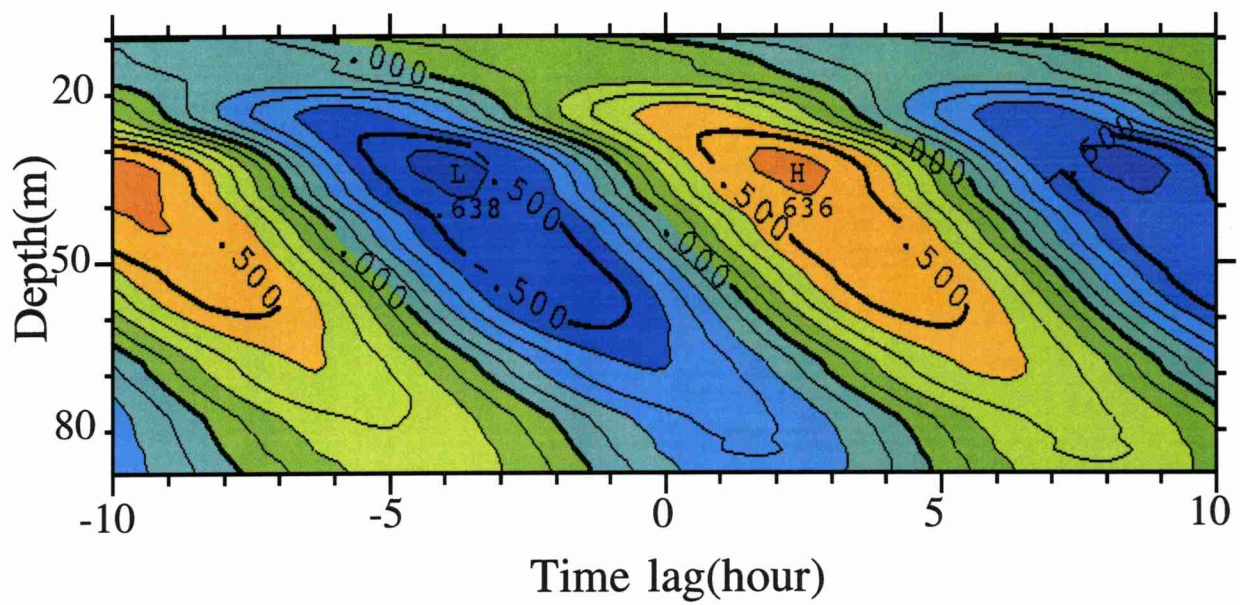


Fig. 3.9. Distribution of cross-correlation coefficient between eastward current of the first internal mode and northward currents at each depth.

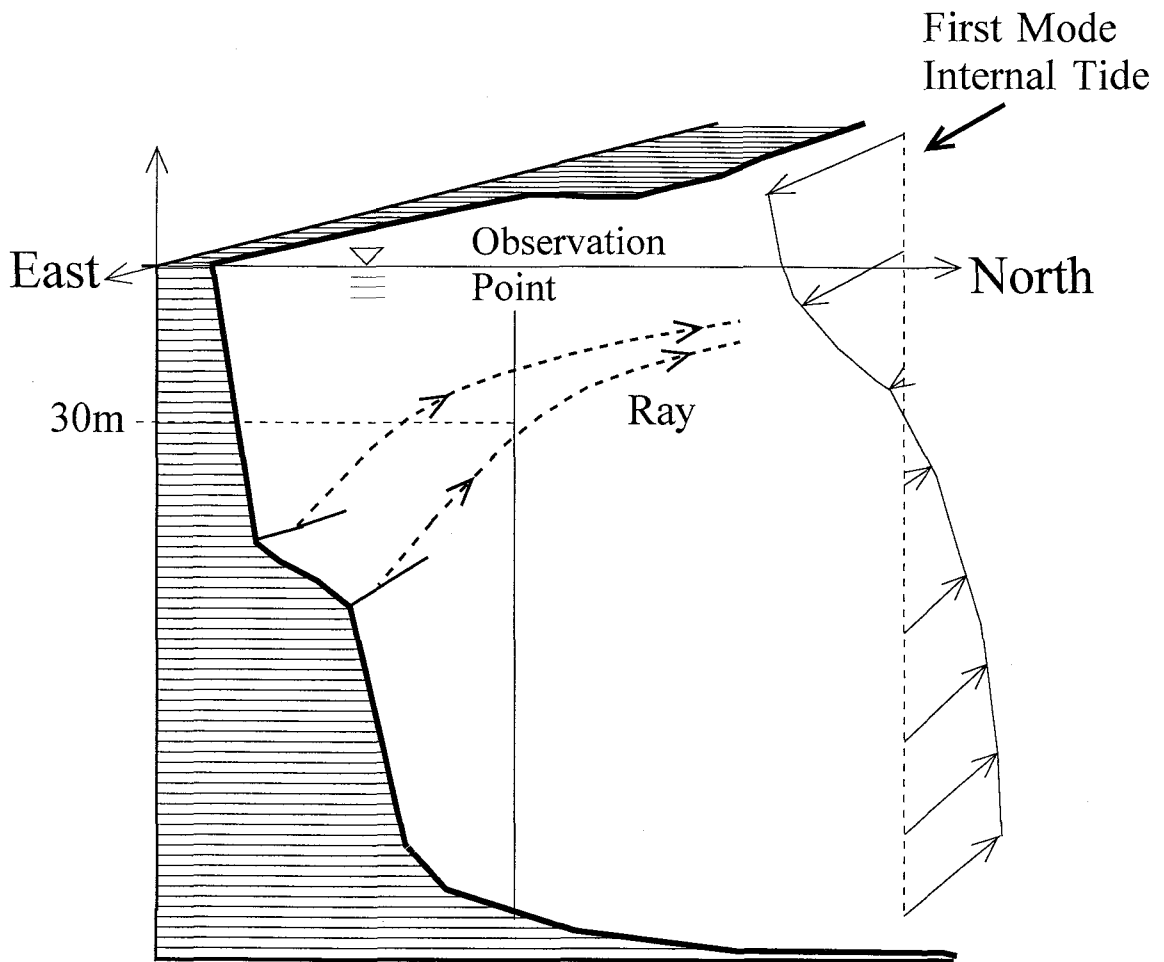


Fig. 3.10. Schematic view of scattering for semidiurnal internal tide.

Table 3.1. Energy density, percentage, orientation of major axis and phase of vertical displacement and velocity of lowest seven internal modes for semidiurnal tide.

Mode Number	Vertical Displacement			Velocity						Current ellipses	
	Energy ( $J/m^3$ )	Percentage (%)	Phase ( $^\circ$ )	Eastward Comp.			Northward Comp.			Major length (cm/s)	Orientation of major axis ( $^\circ$ )
				Energy ( $J/m^3$ )	Percentage (%)	Phase ( $^\circ$ )	Energy ( $J/m^3$ )	Percentage (%)	Phase ( $^\circ$ )		
1	12.00	87.4	-63	1.12	76.1	44	0.18	12.9	-165	10.0	109
2	1.20	8.9	-134	0.09	5.8	-2	0.76	54.5	133	7.4	166
3	0.49	3.6	8	0.09	6.1	-100	0.22	15.4	59	6.2	148
4	-	-	-	0.10	6.5	-43	0.05	3.9	-176	3.7	123
5	-	-	-	0.05	3.3	-141	0.06	4.6	93	3.1	144
6	-	-	-	0.02	1.6	103	0.02	1.3	140	1.8	53
7	-	-	-	0.02	1.6	-72	0.00	0.2	69	1.6	106

Table 3.2 Wave properties of northward current.

Depth(m)	upper layer	middle layer
Vertical component of phase velocity(m/s)	$1.2 \times 10^{-3}$	$2.8 \times 10^{-3}$
Vertical wavenumber:m(rad/m) (Vertical wavelength)	$1.2 \times 10^{-2}$ (54m)	$5.1 \times 10^{-2}$ (124m)
Stability:N(rad/s)	$2.8 \times 10^{-2}$	$1.2 \times 10^{-2}$
Slope of characteristic	$4.03 \times 10^{-3}$	$9.41 \times 10^{-3}$
Horizontal wavenumber:m(rad/m) (Horizontal wavelength)	$4.69 \times 10^{-4}$ (13.4km)	$4.77 \times 10^{-4}$ (13.2km)

\*upper and middle layers show between 25 and 30m depths, and 50m and 60m depths, respectively.

## 第4章 ステップ状の地形における半日周期

### 内部ケルビン波の散乱 —3次元数値モデル—

#### 4.1 はじめに

第2章では、外洋から入射してきた内部波が大陸棚斜面に遭遇し、新たに内部波を発生させる現象について鉛直2次元モデルを用いて解いた。大陸棚斜面を鉛直壁としたため発生した内部波エネルギーは陸棚端からビーム状の構造を持って陸棚上と沖合いに鉛直斜め伝播することが示された。この構造は伊豆海嶺北部で発生した内部潮汐が駿河湾奥部の内浦湾口に到達した時、新たに内部波を発生させると推定される構造と類似している(Takeuchi and Hibiya, 1997)。しかし、現実の地形は3次元であり、簡単な鉛直2次元モデルでは十分に内部波の発生・伝播機構を表現しているとは云えない。そこで、本研究では、3次元モデルを用いて、海底地形と陸岸地形が内部波の発生と伝播にどのような関わりをしているかを調べる。研究に一般性を持たせるために、理想化した地形、入り江(湾)を取り付けた水深一様な長方形型の水路を用いた。また、沿岸域での内部波はしばしば内部ケルビン波の構造を持つことから(Webb and Pond, 1986)、水路の一端から内部ケルビン波を入射させ、湾口での内部波の挙動を調べていく。

#### 4.2 実験方法

本研究では、Fig. 4.1 に示すように水深一定の真っ直ぐな水路に、浅い付属湾を取り付けた簡単な地形を用い、水深急変部での半日周期内部潮汐の散乱を調べた。水路の幅、奥行き及び水深はそれぞれ 20km、60km、100m とした。散乱によって引き起こされる小さい鉛直スケールの波を表すために、3次元モデルを用いた。以下に示すブシネスク近似・静水圧近似、 $f$ 平面近似を施した運動方程式、非圧縮流体を仮定した連続の式、密度の式を基本方程式とした。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + A_h \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + A_v \left( \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + A_h \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + A_v \left( \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u \frac{\partial \rho'}{\partial x} + v \frac{\partial \rho'}{\partial y} + w \frac{\partial \rho'}{\partial z} = K_h \left( \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y^2} \right) + \frac{K_v}{\delta} \left( \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2} \right) \quad (4.5)$$

ここで、 $u, v, w$  はそれぞれ東( $x$ )、北( $y$ )、鉛直上方( $z$ )方向の流速、 $t$  は時間、 $f$  はコリオリパラメータ ( $8.36 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ )、 $p$  は圧力、 $g$  は重力加速度 ( $9.8 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ )、 $A_h, A_v$  はそれぞれ水平、鉛直渦粘性係数、 $K_h, K_v$  はそれぞれ水平、鉛直渦拡散係数である。 $\rho$  は密度、 $\rho_0$  は基本場の密度、 $\rho'$  は擾乱による密度であり、 $\rho = \rho_0 + \rho'$  である。 $\delta$  は対流調整パラメータであり、安定成層を持続するために用いられ (Suginohara, 1982)、次式のように定義される。

$$\delta = \begin{cases} 1 & \text{for } \frac{\partial \rho}{\partial z} > 0 \\ 0 & \text{for } \frac{\partial \rho}{\partial z} \leq 0 \end{cases} \quad (4.6)$$

海底での境界条件は、以下に示すように設定した。

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0, \quad \text{at } z = -h \quad (4.7)$$

$$A_v \left( \frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = C_B U_B (u_B, v_B) \quad \text{at } z = -h \quad (4.8)$$



ここで、 $U_B = (u_B^2 + v_B^2)^{1/2}$ 、 $u_B$ 、 $v_B$  は、それぞれ海底での流速、東西流速、南北流速を表す。また、 $C_B$  は海底での摩擦係数である( $C_B = 0.0026$ )。

(4.1)–(4.5)式を有限差分方程式に近似した。空間については Arakawa-C 格子を用い中央差分し、時間についてはリープフロッグスキームを用いて差分化した。また、計算を安定させるため、20 ステップに1回の割合でオイラー後方差分を採用した。

本研究では、湾口の水深急変部での内部ケルビン波の散乱過程を調べる。鉛直第1モード内部ケルビン波を水路の西側境界から入射させた。与える鉛直第1モードの内部ケルビン波の流速構造は、次式の通りである。

$$U = U_0 \exp\left(-\frac{y}{\lambda_l}\right) \psi(z) \sin \sigma t, \quad V = 0 \quad (4.9)$$

ここで、 $U$ 、 $V$  はそれぞれ東西流速、南北流速であり、 $U_0$  は流速振幅、 $\lambda_l$  はロスビーの内部変形半径、 $\psi(z)$  は水平流速の鉛直依存部、 $\sigma$  は内部ケルビン波の角周波数である。水平に一樣で下方に向かい線形的に増加する密度成層を考え、浮力振動数  $N$  ( $N^2 = -(g/\rho)\partial\rho/\partial z$ ) を一定( $2.0 \times 10^{-2} \text{ rad s}^{-1}$ )とした。そのため、鉛直第1モードの  $\psi(z)$  は、 $\cos m(h+z)$  と表せる。ここで、 $m$  は鉛直波数である。内部ケルビン波の振幅と周波数は、それぞれ、 $U_0 = 5 \text{ cm s}^{-1}$ 、 $\sigma = 1.45 \times 10^{-4} \text{ rad s}^{-1}$  (半日周期)とした。東側境界ではスポンジ条件を適用し、計算領域内に反射する波を最小限にとどめた。また、北と南の固定境界でスリップ条件を適用した。格子の大きさは、水平 500m、鉛直 5m とした。他の係数はそれぞれ、 $A_h = 50.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $A_v = 0.26 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $K_h = 1.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $K_v = 1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  とした。全てのケースで、全海域で静止させた状態から計算を開始し、72 時間後まで 0.5 秒の時間間隔で行った。Table 4.1 に示すように、湾のない実験(Case A:1 ケース)、東西幅、南北の奥行き共に 5km、水深 100m の付属湾を取り付けた実験(Case B:1 ケース)、水深 50m の付属湾を取り付け、付属湾の東西幅及び南北の奥行きを変えた実験(Case C、D、E、F:計 28 ケース)を行った。

### 4.3 散乱波の発生過程

最初に、水路内での内部ケルビン波の伝播を、水路に付属湾を取り付けた典型的なケース (Case D3) を例にとり調べた。湾の水深は 50 m、すなわち水路の半分の水深であり、湾幅、湾長ともに 5.0 km である。そのため、湾口では水深が急変する。Fig. 4.2 に、22.5 m 深の密度偏差と 2.5 m 深の水平流速の水平分布図を示す。実験開始から 9–31 時間後まで 2 時間ごとに示してある。両深度は湾の上層及び中層の代表として選んだものであり、中層の密度偏差と上層の流速は入射した内部ケルビン波の特性を示すのに適当である。 $t=11$  時間に西側境界で与えた内部ケルビン波が湾の西側に到達し、 $t=13$  時には内部波の一部が湾の西岸に沿いながら湾内に入射する。 $t=21-31$  時間の密度分布から、湾内の内部波は岸に沿いながら反時計回りに伝播していることが分かる。内部ケルビン波の主要部は内部ケルビン波の特性を持ちながら水路中を伝播していた。

Fig. 4.3 (a) に、Case D3 における湾内及び周辺の 2.5 m 深及び 47.5 m 深での潮流楕円を示す。潮流楕円は西側境界で与えた内部波が水路の東側境界に到達した  $t=24-48$  時間のデータを用い計算した。水路内での 2.5 m 深の潮流楕円の長軸は湾の近くを除き岸に沿っており、潮流楕円の形状は直線に近い。ところが、湾の近くでは潮流楕円の形は楕円に近く、湾内への内部波の入射を示すように、主軸は湾口と交わる方向に傾いていた。湾内における 2.5 m 深の流軸は、湾奥を除き湾軸に平行であり、潮流楕円の大きさは湾口から湾奥に向かい次第に小さくなる。水路における 47.5 m 深の潮流楕円は、湾内や湾口を除き、2.5 m 深のものに比べ非常に小さいが、湾内では 2.5 m 深と同程度になる。ここで重要な点は、湾口付近の 47.5 m 深(湾の底層)の流速振幅が急激に大きくなることである。

Fig. 4.3 (b) に Case B における 2.5 m 深と 47.5 m 深の潮流楕円を示す。このケースの地形条件は、湾の水深が 100m であることを除き、Case D3 と同じである。47.5m 深の潮流楕円の分布では、Case D3 と Case B とで決定的な違いが見られる。Case D3 における 47.5 m 深の潮流楕円は、2.5 m 深のものと同ほぼ同じ大きさであったが、Case B では非常に小さい。つまり、Case D3 の 47.5 m 深に存在する強い流れは、湾口北端で水深が急変することにより、鉛直第 1 モ

ード内部ケルビン波から起こされたことを意味している。

高次モード内部波の発生過程を、流速と密度の水深急変部を横切る鉛直断面の連続的な分布から調べる。Fig. 4.4に Case D3における Line A (Fig. 4.1)での密度偏差、流速の東西、南北成分の鉛直断面の時間変化を示す。 $t=12$  時間から 21 時間まで 3 時間ごとに示してある。 $t=12$  時間で、水路内の上層及び下層で東向流、西向流が、また、断面全体で負の密度偏差が現れる。これらはこの断面に内部ケルビン波が伝播してきたことを示している。 $t=15$  時間になると、負の値を持つ密度偏差の最大が湾口の海底上に現れる。水路内の東西流は強くなり、東向流速と西向流速の最大がそれぞれ、湾口近くの海面と海底に存在する。 $t=21$  時間では、水路内の東西流と密度偏差の分布が、 $t=15$  時間の分布と逆になっていた。これらの密度偏差と流速の分布は、半日周期の鉛直第 1 モード内部ケルビン波の東側への伝播を示している。他方、南北流速の分布は、東西流速のものとは異なる。鉛直第 1 モード内部ケルビン波が Line A に到達した時、小さな鉛直スケールを持つ南北流が、水深急変部で発生していた ( $t=15$  時間)。

Fig. 4.5 (a)に、Case D3における  $t=18-22$  時間の Line A 上での南北流速の鉛直分布を示す。湾内では、上下層で流速は最大であるが、水路内では、ビーム状の構造を持つ流れが明瞭に見られる。水深急変部の海底上で発生する強い南向流が、北側に鉛直下方に伝播し、流れの強い部分が時間と共に鉛直上方に移動している。 $t=21$  時間の北向流の分布は  $t=15$  時間 (Fig. 4.4)のほぼ逆になっている。これらの特徴は、内部波の鉛直伝播、すなわち Fig. 4.5 (b)に示されるエネルギーの鉛直下方への伝播及び位相の上方への伝播を示している。ビーム状の内部波の構造 (これ以後は散乱波と呼ぶ) は連続成層下での多数の内部モードの組み合わせによって説明できる(例えば、Rattray et al., 1974)。

#### 4.4 散乱波の鉛直モード構造

前節で議論したように、水路内の散乱波による南北流の分布には、複数の内部モードの寄与が加わっていることが示された。そこで、散乱波のモード構造を明らかにするために、流速データを半日周期内部波の鉛直モードに分解した。

非粘性・非拡散を仮定し、線型方程式の鉛直変位に関する解を  $\phi = \Phi_{(z)} Z_{(x,y)} e^{-i\sigma t}$  と表せるとする。ここで、 $\Phi, Z$  はそれぞれ、解の鉛直依存部と水平依存部、 $\sigma$  は周波数である。すると、鉛直依存部は次のように示される（例えば、Phillips, 1977）。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \left( \frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2 - f^2} \right) k^2 \Phi = 0 \quad (4.10)$$

海面 ( $z=0$ ) と海底 ( $z=-H$ ) で  $\Phi=0$  と仮定すると、モード形は  $\sin n\pi z / H$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ) と求まる。ここで、 $n$  はモードの次数を示す。水平流速のモード構造は  $\Phi$  と連続の式(4.4)から求められる。正規化した水平流速のモード形に各グリッドで得られる流速の振幅と位相を最小二乗法により当てはめ、鉛直モードの振幅、位相を算出し、 $n$  次モードの南北流速の運動エネルギー  $(K.E.)_n$  を計算した。

$$(K.E.)_n = \frac{1}{2} \rho_0 V_n^2 \int_H^0 (-\cos n\pi z / H)^2 dz \quad (4.11)$$

ここで、 $V_n$  はそれぞれ、 $n$  次モードの南北流速の振幅である。

水深急変部で発生する散乱波のモード分布を調べるために、Fig. 4.6(a)に示す陰影のある領域内で鉛直第1-5モードの南北流による運動エネルギー密度を見積もった。エネルギー密度は湾口から北に向かいそれぞれの距離において東西で平均し、各モードの水路内での南北分布を調べた。Fig. 4.6 (b)に各モードのエネルギー密度の水路における南北方向の変化を示す。鉛直第1モードの運動エネルギー密度は、湾口から伝播する鉛直第1モードと北側境界からの反射波との干渉により、水路の北側境界から8.5 km南で極大となる。鉛直第2モードにおいても、北側境界で反射の影響によるエネルギーの極大が北側境界から約4 km南に見られる。鉛直第1, 2モードで境界による反射の影響が出ているものの、湾口の水深急変部から北に向かいエネルギー密度は全体的に減少しており、特に高次モードほどすぐに減衰していた。このエネルギーの減少には、散乱波が湾口から放射状に広がることと散乱波が減衰することによるものと考え

られるが、高次ほどエネルギーは急激に減少していた。すなわち、高次モード内部波が減衰しやすいことを意味している。Fig. 4.3 に示されるように、内部ケルビン波によって起こされる南北流速は湾の地形に依存すると考えられる。水路を通過して伝播してくる内部ケルビン波のエネルギー減衰は高次モード内部波、すなわち、湾口での散乱波の発生に深く結びついていると考えられる。

#### 4.5 内部ケルビン波エネルギーの散逸

水路を通過して伝播する内部ケルビン波は付属湾湾口の水深急変部で散乱波を発生させていることが分かった。これは、すなわち、内部ケルビン波のエネルギーの一部が散乱波のエネルギーに変換することを示している。エネルギーの変換率や内部ケルビン波の減衰は、北出他 (2002) によって行われた鉛直 2 次元モデルによる数値実験の結果から予測されたように、付属湾のスケールに依存すると考えられる。そこで、Fig. 4.7 (a) に示される Region P と Q での南北流速の運動エネルギーと湾長との関係を調べた。Fig. 4.7 (b) は Case C1-C7 における南北流速の運動エネルギー密度を示している。これらのケースでは、湾幅・水深は、それぞれ 2.5 km、50 m だが、湾長を 1.0 km (C1) から 15.0 km (C7) まで変えて行っている (Table 4.1)。湾幅は、水深 50 m における鉛直第 1 モード半日周期内部波のロスビー内部変形半径(約 4.5 km)よりも短い。Region P と Q のエネルギー密度は湾長が 3.5 km、10.0 km の時にピークがある。3.5 km、10.0 km はそれぞれ、湾内での鉛直第 1 モード内部波の波長の 1/4、3/4 と一致する。これらの結果は湾口で作られ出される内部波が、湾内の湾軸方向の内部静振と共鳴していることを示している。さらに、Region P と Q で平均したエネルギー密度は、それぞれ、湾内の内部波、水路での散乱波によるものと考えることが出来るので、Region Q で見られたエネルギーのピークは湾での共鳴により、散乱波が強化されたと考えられる。

水路を通り伝播する内部ケルビン波のエネルギーの一部は湾口で散乱波に輸送される。そして、このエネルギーの輸送は地形条件に強く依存する。そこで、散乱による内部ケルビン波エネルギーの減衰を調べた。我々は湾の西側と

東側とでエネルギーフラックス $|\vec{F}|$ を見積もった。ここで $\vec{F} = p \cdot \vec{u}$  :  $p$ は圧力  $\vec{u}$ は東向流速である(例えば、Gill, 1982)。Line D と E(Fig. 4.1 参照)でエネルギーフラックスを計算した。まず、湾のないケース(Case A)で、エネルギーフラックスを見積もったところ、Line D では、 $12.7 \times 10^4 \text{ J m s}^{-1}$ 、Line E では、 $8.28 \times 10^4 \text{ J m s}^{-1}$ と算出された。つまり、内部ケルビン波のエネルギーフラックスは、Line D から Line E へ約 65 パーセントに減少していることになる。Case A における内部ケルビン波の減衰は、内部及び海底摩擦によるものだと考えられる。我々は、Case A でのエネルギーフラックスの値で正規化した内部ケルビン波のエネルギーフラックスの減衰率  $DR$  を次式のように定義する。

$$DR = \frac{F}{F_A} \quad (4.12)$$

ここで、 $F$ は Line D でのエネルギーフラックス( $F_W$ )と Line E でのエネルギーフラックス( $F_E$ )の差であり、 $F_A = 4.4 \times 10^4 \text{ J m s}^{-1}$ は Case A における、Line D でのエネルギーフラックス $F_{AW}$ と Line E でのエネルギーフラックス $F_{AE}$ の差である。Fig. 4.8 は湾長に対する減衰率を示している。湾口が急変しているケース、すなわち Case C から Case F における減衰率は、1.1 から 1.8 であり、Case F で最も大きく、Case C で最も小さくなっていた。つまり、湾の幅( $W$ )と共に増加していた。湾の幅が同じ場合、減衰率は全てのケースで湾長が 3.5km の時に最大値を持っていた。また、狭い湾の場合(Case C と D)、湾長が 10km の時にも減衰率のピークを持っていた。

## 4.6. 考察

前節より、同じ密度成層条件下では、内部ケルビン波のエネルギーフラックスの減衰比は湾の地形条件に依存することが分かった。そこで、本章では内部波散乱の地形条件に対する変化について考察する。

Fig. 4.4 に示されるように、付属湾内の密度偏差は中層で最大で、水平流速

は上下層で大きく、湾内の内部波は鉛直第 1 モード的な運動をしていると考えられる。この波は水路に沿って伝播する内部ケルビン波によって湾口で発生する。そして、湾内の内部波は、Fig. 4.2 に示されるように、南北流速と密度偏差の位相が約  $90^\circ$  ずれることから、定在波の性質を持つと考えられる。湾幅がロスビーの内部変形半径よりも狭い場合、付属湾内における内部静振の周期  $T$  と湾長  $L$  との関係は次のように示される。

$$L = \frac{T(2m_a - 1)c}{4} \quad (4.13)$$

ここで、 $m_a$  は、地球自転の効果を含めない時の湾軸方向のモード数、 $c$  は、湾内の鉛直第 1 モード内部波の位相速度である (LeBlond and Mysak, 1978)。与える波の周期、すなわち本研究では半日周期と湾の内部静振が近い時、半日周期の鉛直第 1 モード内部波が共振する。半日周期鉛直第 1 モード内部波が共鳴する長さは、(4.13) に位相速度  $0.32 \text{ m s}^{-1}$  を代入することにより、 $L=3.4, 10.3 \text{ km}$  と算出される。Fig. 4.7 (b) に示されているように、湾の内部波の増幅は Case C2 ( $L=3.5 \text{ km}$ ) と Case C5 ( $L=10 \text{ km}$ ) の時に見られる。

湾幅が広い時には、地球自転の効果は湾内の内部波の伝播と反射において重要な意味を持つようになる。この研究で用いたモデルでは、湾口で発生する内部波は、内部ケルビン波の特性を持って湾奥に伝播する湾奥で反射するが、湾奥では境界条件を満たすために、内部ポアンカレ波が発生する (例えば Brown, 1973)。水深が一様な矩形湾での内部波の分散関係は、次式で示される。

$$K^2 = \frac{\sigma^2 - f^2}{gh_n} - \frac{m_c^2 \pi^2}{W^2} \quad (4.14)$$

ここで、 $K$  は湾軸方向の波数、 $m_c$  は、湾軸と直交する方向の波数、 $W$  は湾幅、 $h_n$  は  $n$  次の鉛直モードの等価水深である (例えば、LeBlond and Mysak, 1978)。矩形湾で内部ポアンカレ波の特性を持って伝播する条件、 $K^2 > 0$  は次のようになる。

$$W^2 > \frac{m_c^2 \pi^2 g h_n}{\sigma^2 - f^2} = W_{cr}^2 \quad (4.15)$$

ここで、 $W_{cr}$ は湾幅の critical value である。水深 50 m での半日周期鉛直第 1 モード内部波の  $W_c$  は、 $m_c=1$  の時 8.3 km、 $m_c=2$  の時 16.0 km と算出される。つまり、湾内の内部波の特性は湾幅に依存する。 $W > W_c$  の場合、湾内の内部波は内部ポアンカレ波又は内部ケルビン波として伝播できるが、 $W < W_c$  の場合、内部ケルビン波としてしか伝播できない。本研究で用いたモデルの湾幅  $W < 8.3$  km なら、鉛直第 1 モード内部波は、湾内で内部ケルビン波として振る舞い、湾奥で境界条件を満たすために発生する内部ポアンカレモードはすぐに減衰する。これらの特徴は、Fig. 4.9 (a)と(b)に模式図を示してある。

散乱波は、複数の鉛直モードからなるビーム状の構造を持つ。しかし、湾口付近の鉛直第 1 モードの南北流速には、散乱波によるものだけでなく、湾口での境界条件を満たすために発生するポアンカレ波の寄与も含まれる。そこで、Fig. 4.10 (b)の影の領域での鉛直第 2 – 5 モードの運動エネルギー密度の合計  $E$  を散乱波のエネルギーの指標とした(Fig. 4.10 (a))。湾幅が Case C ( $W=2.5$  km) や Case D ( $W=5.0$  km) のように狭い時、エネルギー密度は湾長が 3.5 km と 10.0 km の時にピークを持つ。一方、湾幅が Case E ( $W=10.0$  km)や Case F ( $W=15.0$  km) のように  $W_{cr}$  よりも大きい時、エネルギーのピークは湾長が 3.5 km の時のみになる。湾幅が  $W_{cr}$  よりも広く、湾長が 7 km よりも長い場合、エネルギーの分布において大きな変化は見られないが、高いエネルギーを持つ。つまり、これらの結果は、湾奥の角で発生したポアンカレ波による寄与が加わったことを示唆しており、Fig. 4.9 に示されている湾内の内部波伝播の模式図と一致する。

## 4.7. まとめ

陸棚端のような水深急変部での内部ケルビン波のエネルギー分散を 3 次元数値モデルにより調べた。簡略化した、すなわち長方形の水路の南岸に付属湾を取り付けた地形を用い散乱過程を調べた。西側境界で与えた内部ケルビン波



が湾のある領域に到達した時、高次モード内部波が湾口の水深急変部で発生した。高次モード内部波は水深急変部から離れると急激に減衰し、内部ケルビン波も効果的に減衰した。散乱過程による内部ケルビン波の減衰率は湾幅と湾長により変化し、湾のないケースに対する減衰率は 1.1–1.8 倍であった。この率は、散乱による内部ケルビン波エネルギーの減衰を示しており、狭い湾の場合、湾長が湾内の鉛直第 1 モード内部波の波長の  $1/4$  と等しい時に最大であった。これは、湾内の内部静振のエネルギーが共鳴の作用により水路内に高次モード内部波が効果的に輸送されることを意味する。さらに、湾幅が広い場合の減衰比は狭い場合よりも高く、これは、湾奥から伝播してくるポアンカレ波の寄与が加わったためと考えられる。

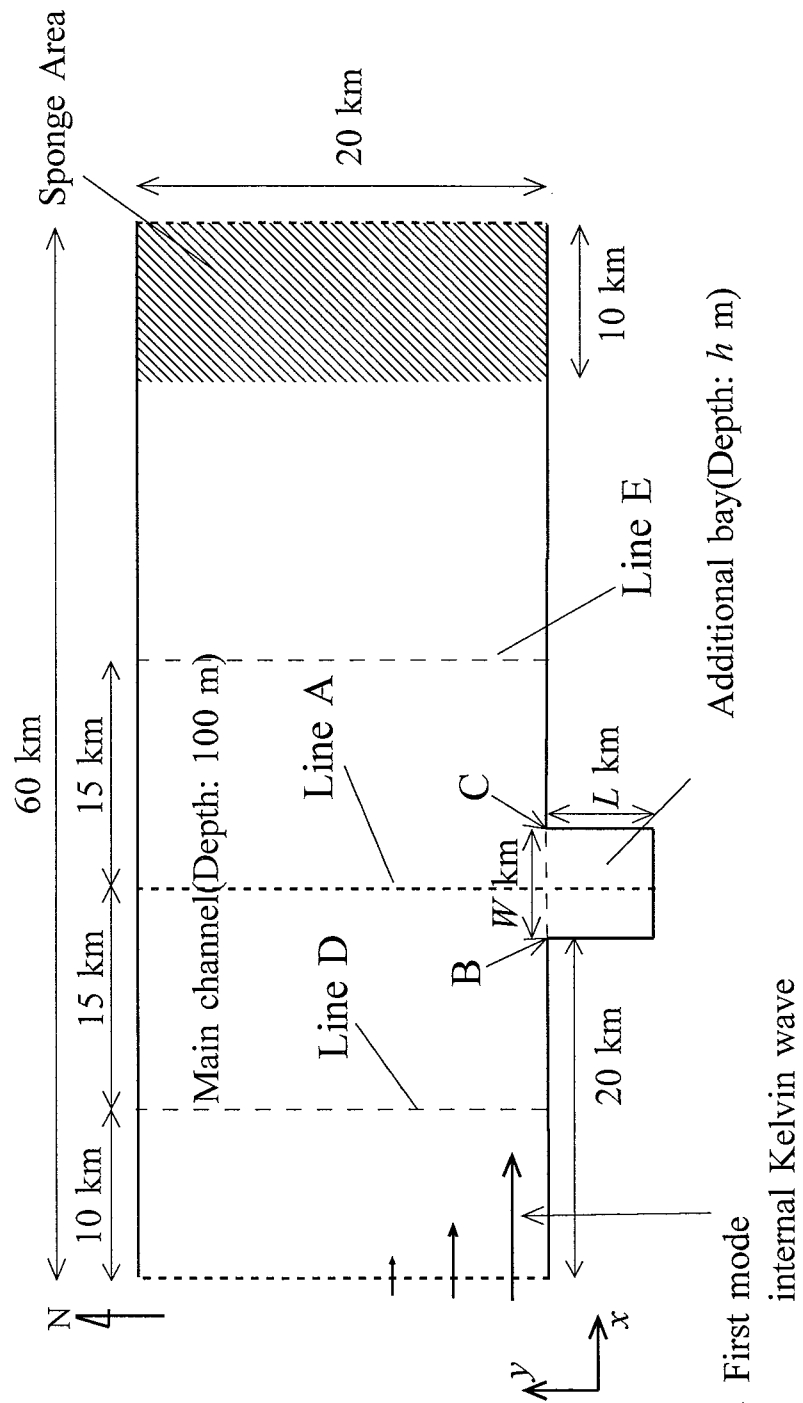


Fig. 4.1. Configuration of model.

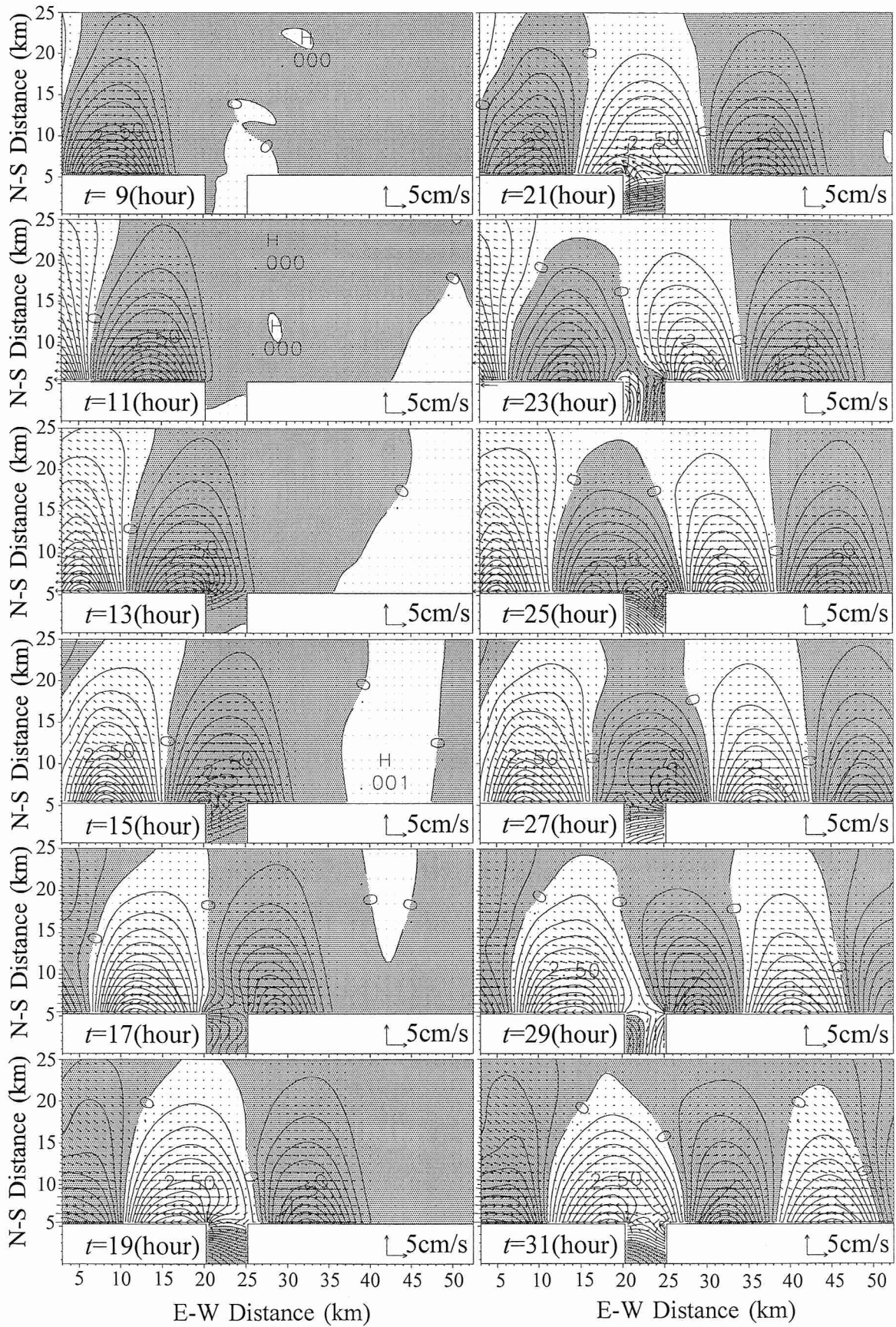


Fig. 4.2. Distribution of horizontal velocity in the upper layer (2.5 m depth) and perturbation density in the middle layer (22.5m depth) in the Case D3. Contour interval is  $0.004 \text{ kg m}^{-3}$  for perturbation density.

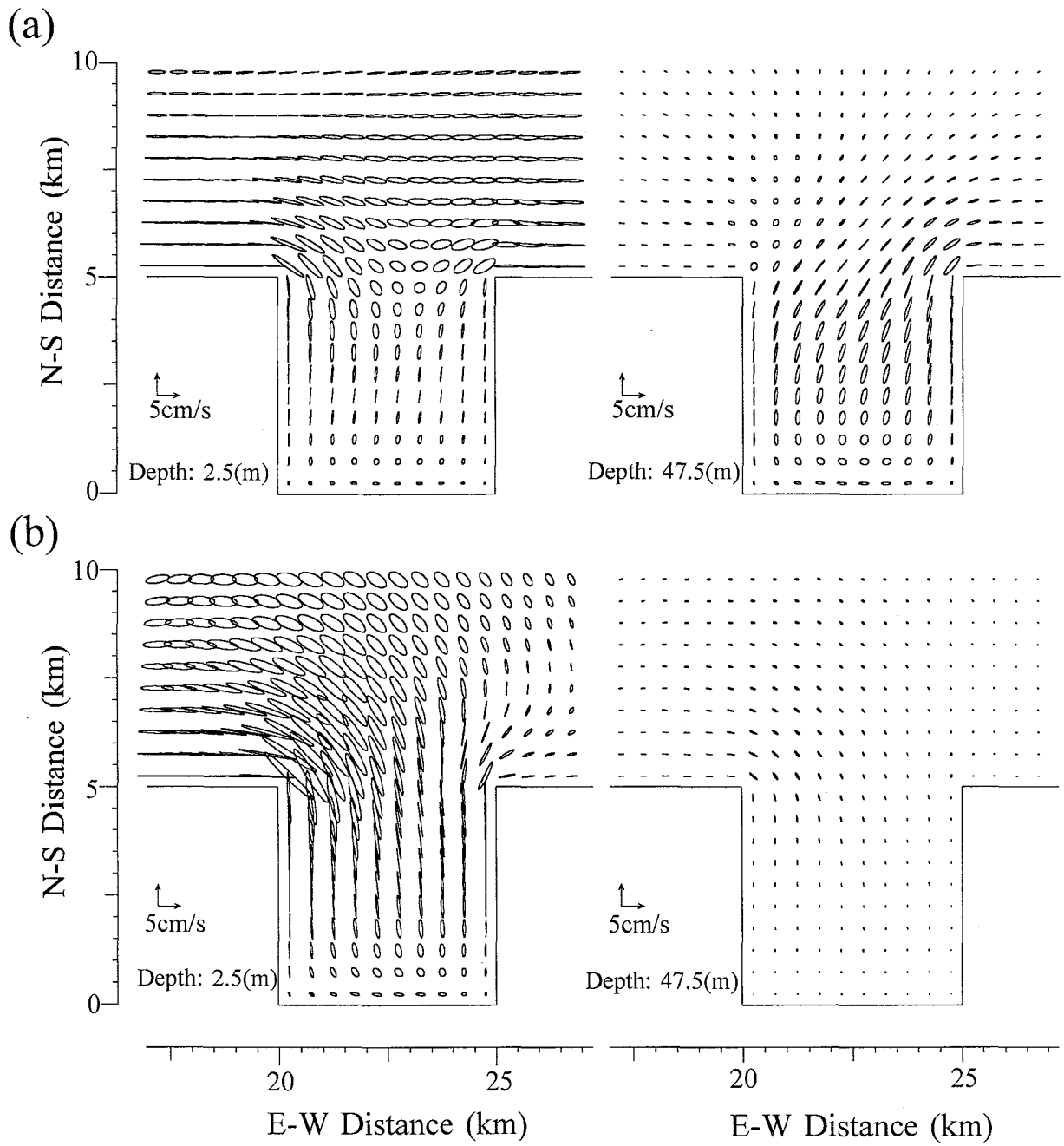


Fig. 4.3. Distributions of tidal ellipse in the upper and middle layers. (a) Case D3.

(b) Case B.

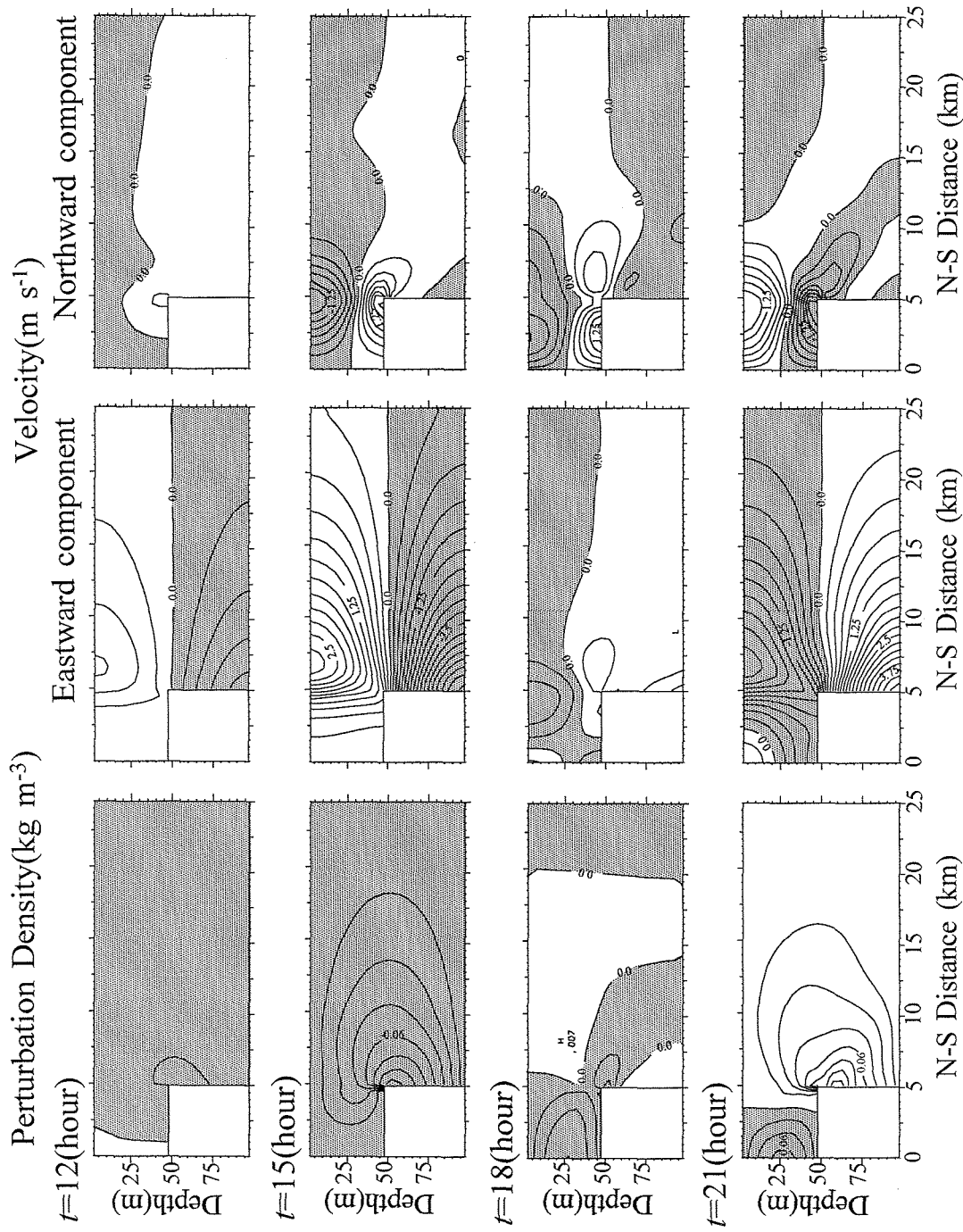


Fig. 4.4. Variations of vertical distribution for the perturbation density, and the eastward and northward components of current along Line A in Case D3. Contour interval is  $0.015 \text{ kg m}^{-3}$  for perturbation density and  $0.25 \text{ cm s}^{-1}$  for current velocities.

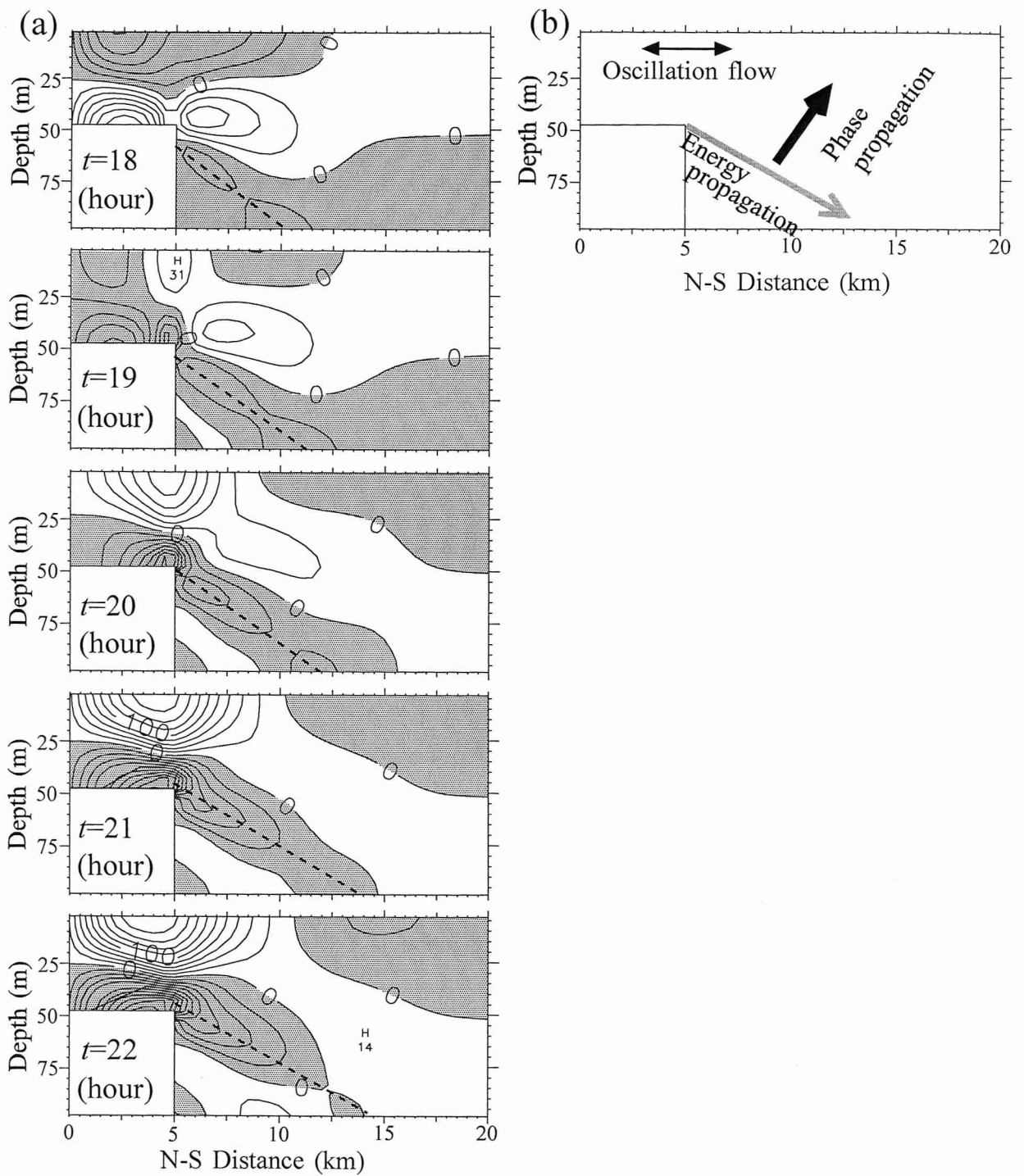


Fig. 4.5 (a) Variations of vertical distribution for the northward component of current along Line A in Case D3. Contour interval is  $0.25 \text{ cm s}^{-1}$  for current velocities. (b) Schematic view of internal wave, i.e., scattering wave, emanating from the edge of step bottom.

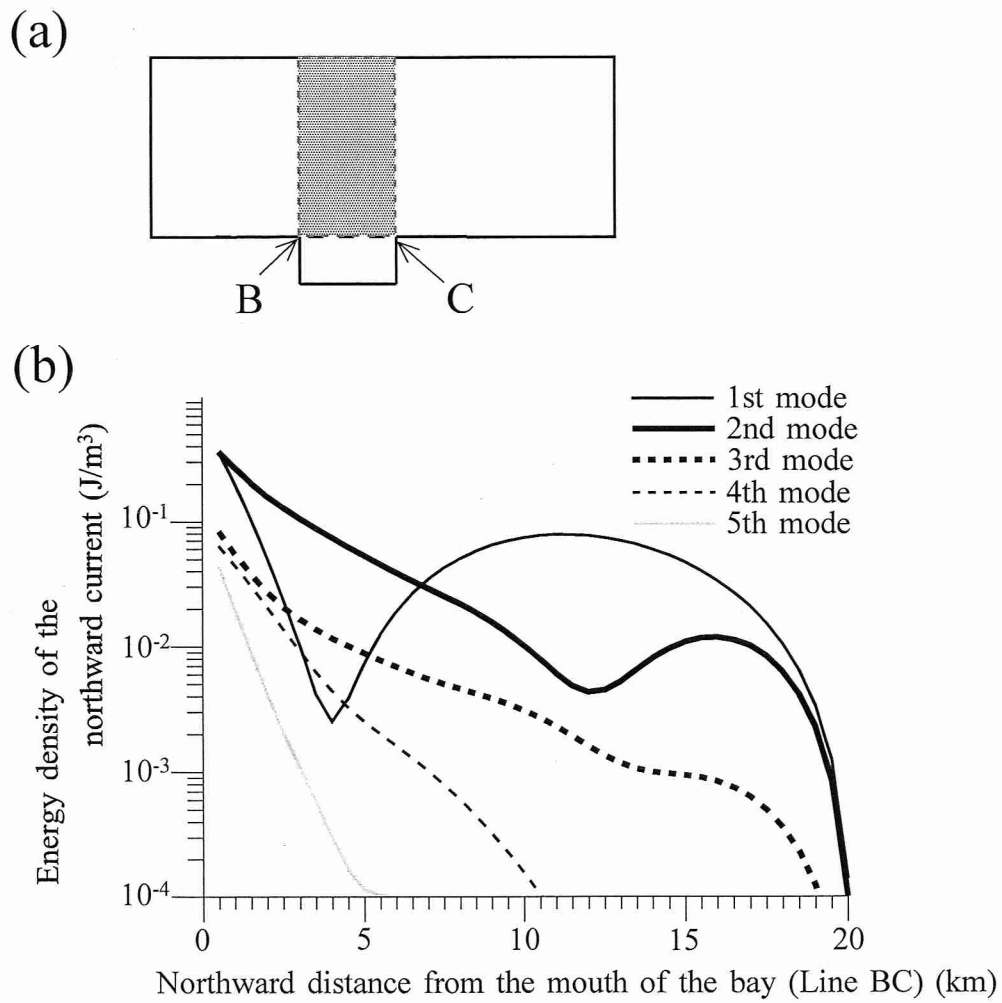


Fig. 4.6. (a) Configuration of model. A shadow area shows a area estimated energy density  
 (b) Distribution of the energy density of northward current for each vertical mode in Case D3. The energy density for each distance is averaged within the shadow area.

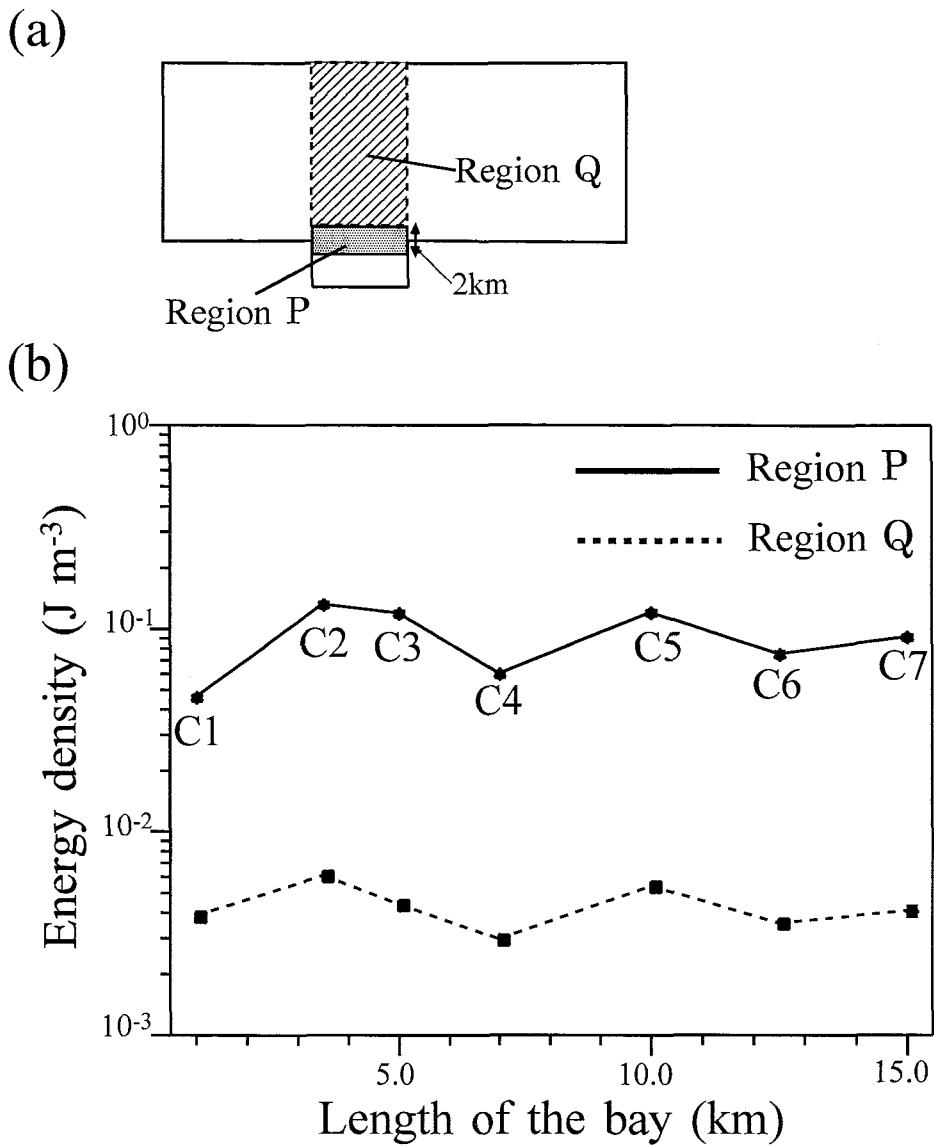


Fig. 4.7. (a) Configuration of the model. The kinetic energy density of the northward component of current is averaged in each Region P and Q. (b) Kinetic energy density of the northward current in Case C1-C7.



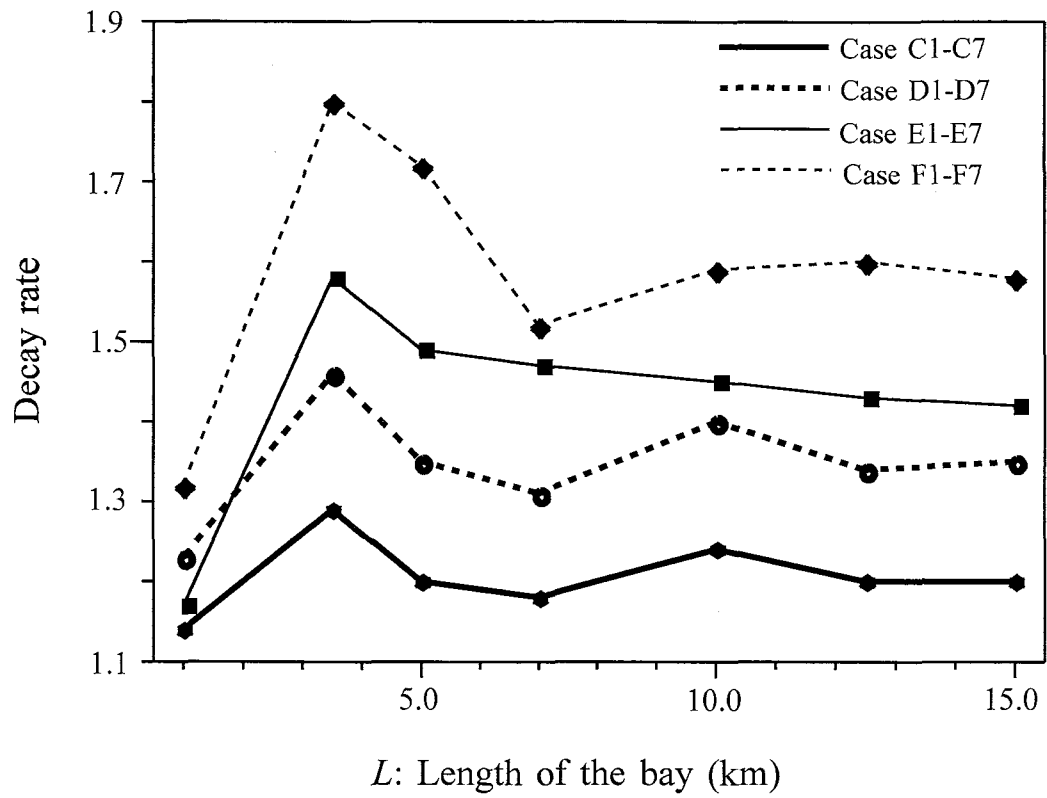


Fig. 4.8. Decay rate of the energy flux for each case.

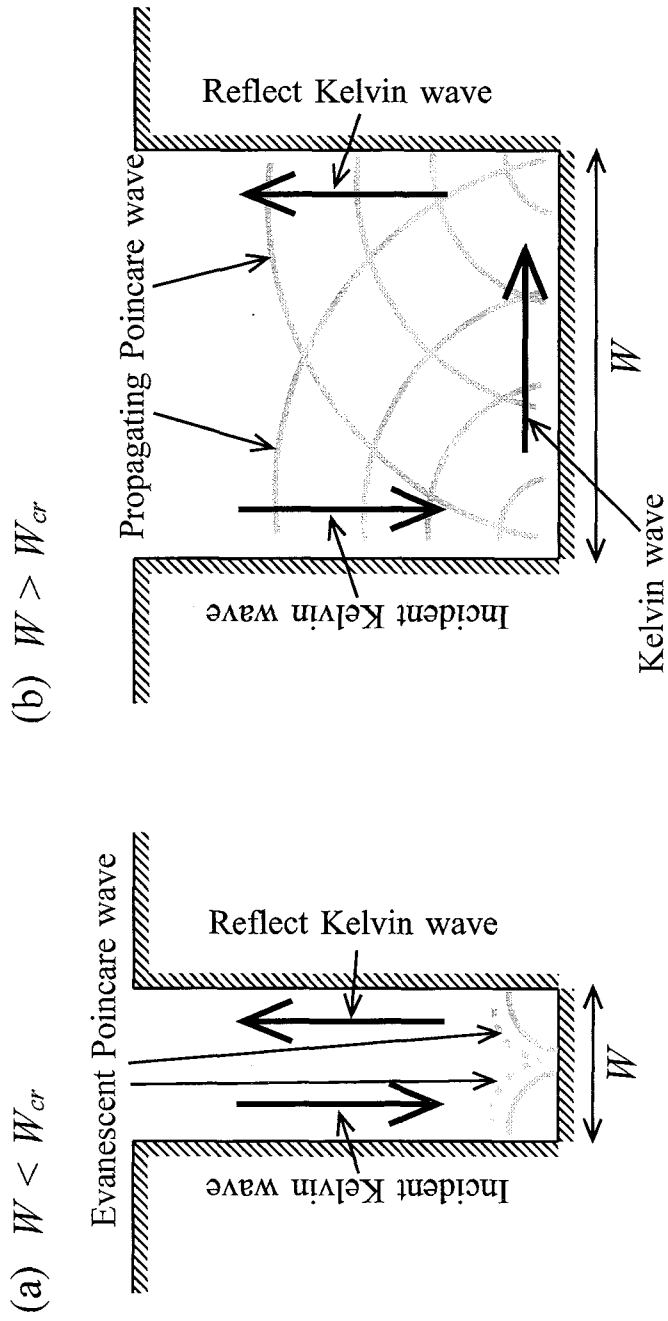


Fig. 4.9. Schematic view of propagation process of the internal wave in narrow (a) and wide (b) bays.

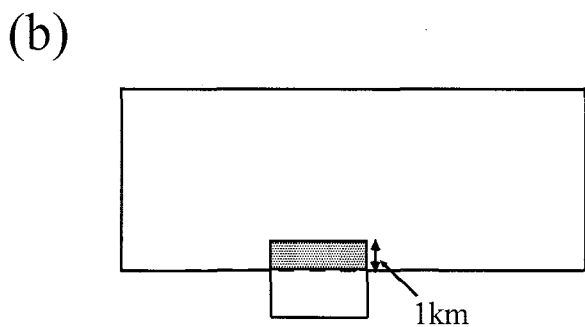
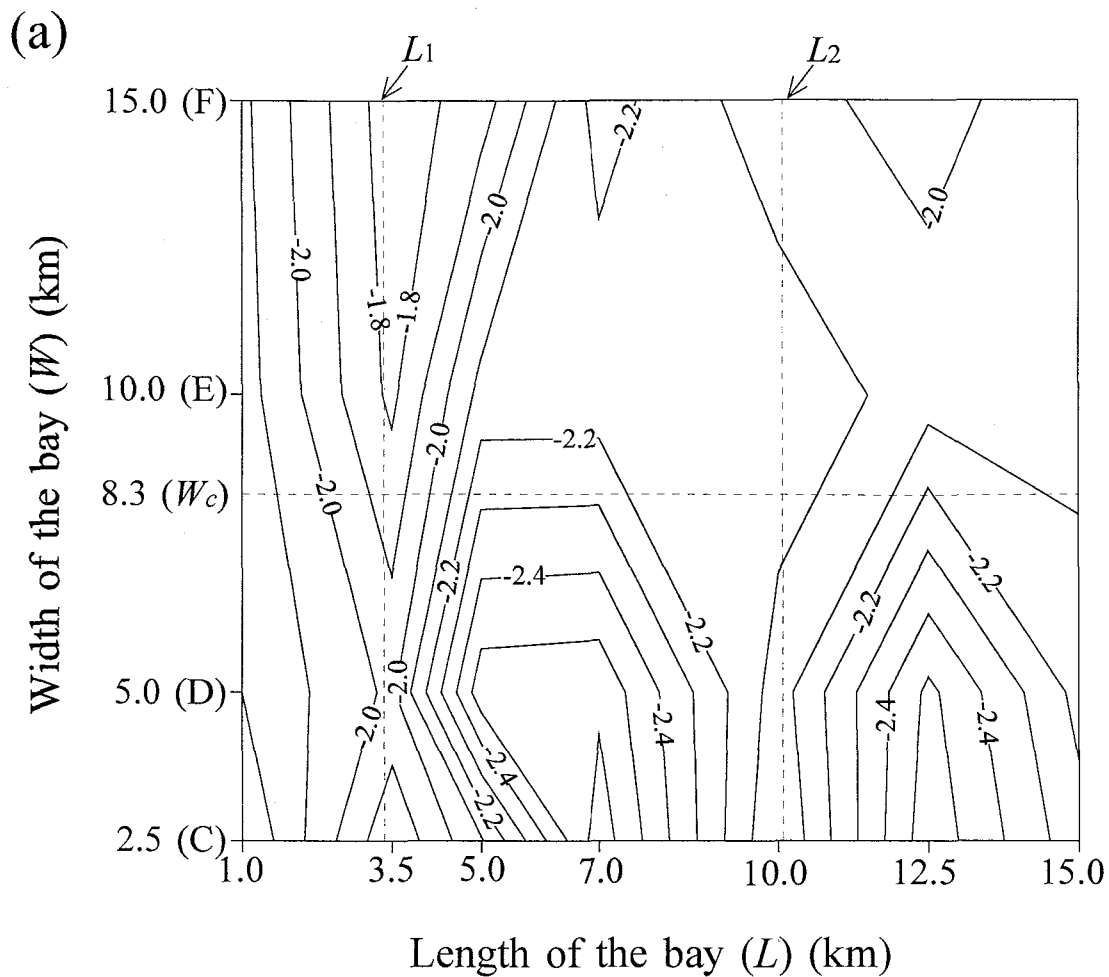


Fig. 4.10. (a) The kinetic energy density of northward current (sum of the second to fifth mode energy density) in each case (case C-F) averaged in the shadow area. Numerals on the contour line indicate the value of  $\log TE \text{ kg m}^{-3}$ .  $L1$  and  $L2$  are quarter and three fourth of the wave length for the first vertical mode internal wave in the bay, respectively.

Table 4.1. Topographic conditions.

	Case A		Case B							Case C							Case D						
	A	B	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	F1	F2	F3	F4	F5	F6	F7
<i>L</i> :Length of additional bay(km)	0	5.0	1.0	3.5	5.0	7.0	10.0	12.5	15.0	1.0	3.5	5.0	7.0	10.0	12.5	15.0	1.0	3.5	5.0	7.0	10.0	12.5	15.0
<i>W</i> :Width of additional bay(km)	0	5.0	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0
<i>h</i> :Depth of additional bay(m)	0	100	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50
			Case E							Case F													
			E1	E2	E3	E4	E5	E6	E7	F1	F2	F3	F4	F5	F6	F7							
<i>L</i> :Length of additional bay(km)			1.0	3.5	5.0	7.0	10.0	12.5	15.0	1.0	3.5	5.0	7.0	10.0	12.5	15.0							
<i>W</i> :Width of additional bay(km)			10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0	15.0							
<i>h</i> :Depth of additional bay(m)			50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50							

## 第5章 内浦湾における半日周期内部潮汐の

### 反射・散乱

#### —2002年夏季の係留観測, 3次元数値モデル—

##### 5.1 はじめに

前章で行った水路に浅い湾を取り付けた地形を用いた数値実験により、水深が急変する湾口で起きる散乱を介し、内部ケルビン波のエネルギーの一部が、ビーム状の構造を持つ、すなわち、複数の鉛直モードの組み合わせからなる散乱波に変換されることが分かった。また、散乱波のエネルギーは湾の地形条件に強く依存することが明らかとなった。散乱波は発生域から短い距離で減衰するため、散乱は内部エネルギーの減衰機構において重要な役割を持つと考えられる。

第3章で議論した2000年に実施した係留観測より、内浦湾南岸に直交する成分(南北成分)は内部波が鉛直斜め伝播したと考えられる鉛直構造を持つことが示された。係留観測点近くの内浦湾南岸では海底地形が急変していることから、この鉛直構造が散乱波によるものであると推測されたが、散乱波の伝播構造、また明確な発生場所の特定はできていない。そこで、本研究では、内浦湾南岸で発生すると考えられる散乱波の伝播構造及び発生過程をより詳細に調べるために、2002年の夏季に内浦湾南岸付近で2点の観測点を設け、係留観測を行った。両観測点の係留系にADCPを取り付け、多層にわたり流速を観測した。

本章では、この係留観測記録を解析し、散乱波の伝播構造及び発生場所を特定することに加え、内浦湾の実際の地形を用いた3次元数値モデルによる実験により現象の再確認と湾内の主な反射・散乱域を推定する。

## 5.2 2002年の観測

### 5.2.1 観測

2002年夏季に Stn. A(水深約 83 m)と Stn. B(水深約 73m)で東京水産大学研究練習船青鷹丸にて水温計と流速計を取り付けた係留計を設置し、内部潮汐を観測した(Fig. 5.1)。流速計は、両測点で ADCP(Workhorse, 300kHz; RD instruments 社製)を用い、Stn. A では ADCP を海底直上(84 m 深)から鉛直上方に向け設置し、81 m 深から 2m 間隔で 9 m 深まで 37 層、Stn. B では、65 m 深で鉛直上方に向け設置し、63m 深から 2 m 間隔で 5 m 深まで 30 層で、観測を実施した。また、Stn. B では、水温計を表層から底層まで 9 層に設置し(5, 13, 21, 37, 45, 53, 55, 60, 65 m 深)、水中内の変動を十分捉えられるよう配慮した。サンプリング間隔は水温計では 1 分、流速計では 2 分である。観測は 1 ヶ月程行う予定であったが、観測中に係留系のトラブルがあり、測定期間は 7 月 23 - 7 月 30 日であった。

7 月 23 日 - 7 月 25 日に湾の内外の数点で CTD 観測を行った。Fig. 5.2 に CTD 観測により得た水温、塩分、密度( $\sigma_t$ )の全点の平均プロファイルを示す。水温、塩分、密度 ( $\sigma_t$ ) 全てのプロファイルで、表層から 30 m 深付近まで顕著な躍層が見られる。同時に示した浮力振動数

$$N = \left( -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

は、表層で極大となっており、下層に向かい小さくなる傾向にあるが、80m 以深で複雑な分布を示す。

### 5.2.2 観測結果

Fig. 5.3 は、Stn. B における水温・流速の時間変化を示す。図には、水温は各層の記録を内挿し等温線変化で表し、記録には 30 分の移動平均を施してある。流速記録は、深さ 10m ごとに描いた。水温・流速とも顕著な潮汐周期の変動が認められ、7 月 25 日から 26 日で特に変動が大きく、等温線の変位で 50 m、流

速は  $30 \text{ cm s}^{-1}$  に達している。この等温線の変位は内部潮汐によることは明らかで、潮流も外部潮汐による潮流 ( $1 \text{ cm s}^{-1}$  以下; Ohwaki et al. (1991)) よりもはるかに大きいことから、潮流の周期変動は内部潮汐によることが分かる。観測期間を通して、水温、流速ともに半日周期変動が卓越しており、全体的に南北流よりも東西流が卓越していた。水温は全観測層でほぼ同位相の変動をしていたが、流向は上層で東向き(西向き)の時、下層では西向き(東向き)と、上下で逆位相の変動をしていた。流速の大きさは鉛直的に、東西流では上層と下層で、南北流では中・下層で大きい。

周期変動の大きさが鉛直的に異なることをさらに詳しく調べるため、代表的な深さでの水温と流速のパワースペクトルを計算した(Fig. 5.4)。水温・流速とも上、中、下層の代表として 5, 25, 57 m 深の 3 層を描いた。水温、流速ともに潮汐周期に顕著なピークが認められ、特に半日周期が卓越するが、深度によりエネルギーレベルに大きな違いがある。水温では、中層でエネルギーレベルが高く、上層と下層で低い。東西流速では、上・下層でエネルギーレベルが高いが、南北流では、中層、下層でエネルギーレベルが高く、流速成分により鉛直構造に大きな違いのあることが分かる。

### 5.2.3 半日周期変動の流速の鉛直構造

卓越する半日周期内部潮汐の流速成分による鉛直構造に注目し、詳しく調べる。各深度の記録に半日周期帯(10–14 時間)のバンドパスフィルターを施し、半日周期以外の変動を取り除いた等値線の時系列を Fig. 5.5 に示す。Fig. 5.4 で示されたように、半日周期の流速構造は鉛直的に大きく変化している。東西流速は、両測点とも上層と下層で最も変動が強く、位相は 30m 深付近を境に上下で逆転する、すなわち、東西流速は鉛直第 1 モード的な変動をしていることを示唆している。一方、南北流速は、東西流と同じく上層で強いが、30m 以深では、50 m 深付近で最も流れが強く、下層では流れが弱くなっていた。

Fig. 5.6 に、両測点における東西・南北流速の半日周期のパワースペクトル及び位相の鉛直プロファイルを示す。東西流速は、Fig. 5.5 で示されたように、上層と下層でエネルギーのピークが見られるが、上層に比べ下層のピークが大

きい。また位相は、エネルギーが極小となる 30m 深付近で鉛直的に大きく変化しており、上下層の位相差は、約  $180^\circ$  であった。一方、南北流速のエネルギーのピークは上層と 50m 深付近に存在する。50m 深付近のピークの詳しい深度は、Stn. A では 53 m 深、Stn. B では 47 m 深であり、Stn. B(岸)から Stn. A(沖)に向かい、ピークの位置が鉛直的に下がっていた。また、50m 深付近の南北流速の位相は、両測点とも鉛直上方に向かい遅れており、ピークのある深度の位相は、Stn. A では  $12^\circ$ 、Stn. B では  $18^\circ$  と測点間でほぼ同位相であった。ピークの位置が鉛直的に下がること、位相が鉛直上方に向かい遅れていること、ピーク付近の位相が測点間で同位相であることは、内部波エネルギーの鉛直下方への斜め伝播を示している(例えば、Gill, 1982)。

水平流速成分により鉛直構造に大きな違いが見られたため、力学モードに分解し、半日周期内部潮汐の水平流速の鉛直モード構造を調べる。ブシネスク近似、非粘性、非圧縮流体の運動方程式、連続の式及び密度の式から、鉛直変位  $\phi$  に関する式を求め、 $\phi = \Phi_{(z)}Z_{(x,y)}e^{-i\sigma t}$  (ここで、 $\Phi, Z$  はそれぞれ、解の鉛直依存部と水平依存部を示す) として変数分離型の解を仮定すると次式が得られる(例えば、Phillips, 1977)。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \left( \frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2 - f^2} \right) k^2 \Phi = 0 \quad (5.2)$$

ここで、海面( $z=0$ )と海底( $z=-H$ )で  $\Phi = 0$  と仮定し、(5.2)を 4 次のルンゲクッタ法により数値的に解いた。なお、浮力振動数  $N$  は Fig. 5.2 の値を使用した。Fig. 5.7 に Stn. A における正規化した水平流速の力学モード形を示す。正規化したモード形に周期解析により得られた流速の振幅及び位相(Stn. A では 37 層、Stn. B では 30 層)を最小二乗法により当てはめ、各モードの振幅と位相を算出した。さらに、次式に示すように  $n$  次モードの運動エネルギー  $(K.E.)_n$  を計算し、各モードのエネルギー、エネルギーの割合を求めた。

$$(K.E.)_n = \frac{1}{2} \rho_0 U_n^2 \int_{-H}^0 (-\cos n\pi z / H)^2 dz \quad (5.3)$$



ここで、 $U_n$  は  $n$  次モードの水平流速の振幅である。鉛直第 5 モードまで算出した。

モード分解の結果を Table 5.1 に示す。東西流速は鉛直第 1 モードが卓越していたが、エネルギーの割合は比較的 low、Stn. A で 51.4%、Stn. B で 63.2% にとどまった。次いで、第 4,5 モードに 3–6% 程度の寄与が見られた。南北流速では、鉛直第 1 モードが、Stn. A で 69.0%、Stn. B で 54.0% と卓越していたが、鉛直第 2 モードの割合が次に高く、Stn. A で 12.1%、Stn. B で 12.6% に達していた。この南北流速における鉛直第 2 モードの比較的高いエネルギーの割合は、Fig. 5.6 で示した 50m 深付近のピークに深く結びついていると考えられる。

#### 5.2.4 観測結果のまとめ及び考察

前節より、2000 年の時と同様、東西流速と南北流速とで鉛直構造に大きな違いがあり、Stn. B(岸)から Stn. A(沖)に向かい、半日周期内部潮汐エネルギーの波束が鉛直下方に斜め伝播していることが明らかとなった。本節ではまず、南北流速で認められた鉛直斜め伝播する波の発生場所を推定する。

内部波の特性曲線の傾き  $\alpha$  は(5.2)から次のように求められる(例えば、Gill, 1982)。

$$\alpha = \left( \frac{\sigma^2 - f^2}{N^2 - \sigma^2} \right)^{1/2} \quad (5.4)$$

ここで、 $\sigma$  は内部波の角周波数、 $f$  はコリオリパラメータ ( $8.38 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ; 緯度  $35.1^\circ \text{ N}$ ) である。30–60 m 深の浮力振動数  $N$  (Fig. 5.2) の値を用いると、特性曲線の傾き  $\alpha$  は、(5.4) より  $6.3 \times 10^{-3} - 1.1 \times 10^{-2}$  と見積もられる。これは、特性曲線の位置が、水平に 1 km 移動すると、鉛直的には 6–11 m 変化することを示している。本観測の場合、Stn. A、B 間の距離は約 700 m であり、つまり 4–8 m 鉛直的に変化することになる。この結果は、南北流速のピークの深度が

Stn. B から Stn. A へ約 6 m 深くなっていることと一致する。すなわち、南北流速に見られた鉛直斜め伝播するエネルギーの伝播方向は、ほぼ北向きであると考えられる。さらに、両測点のピークを結んだ特性曲線を Stn. B から南に伸ばすと、南岸付近の水深約 40m の浅瀬海底上にぶつかる。ゆえに、南岸付近の浅瀬海底上で散乱が起こり、発生した散乱波の波束が、鉛直斜め下方に伝播し、Stn. B、A を通過したと推定される。

東西流速は、鉛直第 1 モードが卓越していたが、エネルギーの割合は 50–60% 程度と比較的低いことが明らかとなった。そこで、Fig. 5.6 に示される東西流速における半日周期のパワースペクトルの鉛直プロファイルと、Fig. 5.7 に示される水平流速の鉛直第 1 モード形を比較する。上下層でエネルギーレベル或いは振幅が極大になる、位相が約 30m 深を境に上下で逆転するなど共通する特徴があるが、東西流速の下層の極大が上層に比べ、非常に大きくなっていることが分かる。鉛直第 1 モードでは、上層の極大の方が下層に比べ大きいことから、この仮想での流速強化が鉛直第 1 モードの比較的低い割合に結びついていると考えられる。

## 5.3 3次元数値モデル

### 5.3.1 モデル

本節では、実際の地形を用いた 3 次元数値モデルにより、南北流速に認められた南岸付近の浅瀬海底上で起きたと考えられる散乱波のさらなる検証及び、東西流速で見られた下層での流速強化について調べる。

Fig. 5.8 に示すように、駿河湾北部を計算領域として考えた。内浦湾での散乱の現象を分かり易く解釈するために、湾外では水深を 200 m と一定にし、内浦湾口までの駿河湾東岸は南北に直線にした。計算に用いた基本方程式はブシネスク近似・静水圧近似を施した運動方程式、連続の式、密度の式である。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + A_h \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + A_v \left( \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + A_h \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + A_v \left( \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u \frac{\partial \rho'}{\partial x} + v \frac{\partial \rho'}{\partial y} + w \frac{\partial \rho'}{\partial z} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = K_h \left( \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y^2} \right) + \frac{K_v}{\delta} \left( \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2} \right), \quad (5.9)$$

ここで、 $x, y, z$  および  $t$  はそれぞれ東西、南北、鉛直方向および時間を示す。 $u, v, w$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の流速、 $f$  はコリオリパラメータ ( $8.36 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ )、 $p$  は圧力、 $g$  は重力加速度 ( $9.8 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ )、 $A_h, A_v$  はそれぞれ水平、鉛直渦粘性係数、 $K_h, K_v$  はそれぞれ水平、鉛直渦拡散係数である。 $\rho$  は密度、 $\rho_0$  は基本場の密度、 $\rho'$  は擾乱による密度 ( $\rho = \rho_0 + \rho'$ ) である。 $\delta$  は対流調整パラメータであり、安定成層を持続するために用いられ (Suginohara, 1982)、次式のように定義される。

$$\delta = \begin{cases} 1 & \text{for } \frac{\partial \rho}{\partial z} > 0 \\ 0 & \text{for } \frac{\partial \rho}{\partial z} \leq 0 \end{cases} \quad (5.10)$$

海底での境界条件は、以下に示すように設定した。

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0, \quad \text{at } z = -h \quad (5.11)$$

$$A_v \left( \frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = C_B U_B (u_B, v_B) \quad \text{at } z = -h \quad (5.12)$$

ここで、 $U_B = (u_B^2 + v_B^2)^{1/2}$ 、 $u_B$ 、 $v_B$  は、それぞれ海底での流速、東西流速、南北流速を表す。また、 $C_B$  は海底での摩擦係数である( $C_B = 0.0026$ )。

(5.5)–(5.9)式を有限差分方程式に近似した。空間については Arakawa-C 格子を用い、中央差分し、時間についてはリープフロッグスキームを用いて差分化した。また、計算を安定させるため、20 ステップに 1 回の割合でオイラー後方差分を採用した。

本研究では内浦湾での半日周期内部潮汐の散乱過程を調べる。内浦湾の内部潮汐は、伊豆海嶺で順圧潮流と海底地形の相互作用により発生し、伊豆半島西岸に沿いながら内部ケルビン波的に伝播し入射したために起こることがこれまでの研究により明らかとなっている(Ohwaki et al., 1994; Takeuchi and Hibiya, 1997)。そこで、本モデルでは、鉛直第 1 モード内部ケルビン波を計算領域の南の開境界から入射させた。鉛直第 1 モードの内部ケルビン波である流速場を次式のように示される。

$$U = 0, \quad V = V_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_l}\right) \psi(z) \sin \sigma t \quad (5.13)$$

ここで、 $U$  は東西流速、 $V$  は南北流速、 $V_0$  は流速振幅、 $\lambda_l$  はロスビーの内部変形半径、 $\psi(z)$  は水平流速の鉛直モード、 $\sigma$  は内部ケルビン波の角周波数である。内部ケルビン波の振幅と周波数は、それぞれ、 $V_0 = 5 \text{ cm s}^{-1}$ 、 $\sigma = 1.45 \times 10^{-4} \text{ rad s}^{-1}$  (12.0 時間周期)とした。2002 年の係留観測結果と比較するため、モデルに与える密度場として、2002 年の観測と同時に実施した CTD 観測より得られた密度データを用いた。CTD 観測は内浦湾内外で数 10 回にわたり実施したが、本実験では、この密度データを全て平均し、また、鉛直方向に 11 m の移動平均を施したものをを用いた(Fig. 5.9(a))。この密度場を用い、鉛直第 1 モード内部ケルビン波の水平及び鉛直依存部を求めた(Fig. 5.9(b), (c))。南以外の固定境界では、スリップの境界条件を用いた。

格子の大きさは、水平には 500 m、鉛直には、0–100 m 深では 2.5 m、100–200 m 深では 5.0 m とした(Fig. 5.9(a))。渦動粘性等の係数をそれぞれ、 $A_h = 50.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $A_v = 0.26 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $K_h = 1.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $K_v = 1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  と

設定した。本研究では高次モードを表すために粘性係数を低めに設定した。全海域で静止させた状態から始め、48 時間後まで 0.5 秒の時間間隔で計算を行った。

### 5.3.2 実験結果

Fig. 5.10 に 1.25 m 深の水平流速の流速ベクトル及び、73.75 m 深の密度偏差の水平分布の時間変化を示す。計算領域の南の開境界で与えた鉛直第 1 モード内部ケルビン波は、時間が経過すると共に、駿河湾東岸に沿いながら北に伝播する。 $t=6$  時間には、波の先端が内浦湾口に到達する。湾口に到達したケルビン波はそのまま岸に沿い湾内に入射する。十分時間が経過すると、内浦湾奥で反射した波と入射する波とが干渉し、等密度線は湾軸(北北西—南東東方向)に直交するように分布するようになる( $t=22-48$  時間)。

内浦湾内の流動を詳しく調べるために、Fig. 5.11 に湾内における 1.25m 深及び 43.75m 深における潮流楕円を示す。潮流楕円は南の開境界で与えた内部ケルビン波が十分湾内に波及した実験開始から  $t=24-48$  時間のデータを用い計算した。表層(1.25m 深)の潮流楕円は、湾軸に沿っており、湾口で最も強く、湾奥に向かい弱くなるように分布しており、楕円の形はほぼ直線になっていた。これは、半日周期内部潮汐のロスビーの変形半径(内浦湾では、位相速度が  $1.0\text{m s}^{-1}$  で約 12km)に比べ内浦湾の湾幅が狭いので、湾内の半日周期内部潮汐が全般的に湾軸に沿う 2 次元的な流動をするためと考えられる。一方、中層(43.75m 深)の潮流楕円は、湾口では湾軸に沿っているが、湾央では湾軸に直交(北北東—南南西方向)するように分布していた。湾央の南岸には浅瀬が張り出しており、2000 年、2002 年に実施した係留観測点もこの辺りにある。そのため、この流れは散乱による可能性が考えられる。そこで、湾央の南北断面で流速の鉛直構造を調べた。Fig. 5.12 に、Line A (Fig. 5.8)における東西流速及び南北流速の鉛直断面の時間変化を示す。断面上の B 点(Fig. 5.8)は 2002 年に行った係留観測点(Stn. A)に該当する。この断面に内部潮汐波が到達すると共に、上下層で最大となる東西流速が発生する。この結果は、内浦湾内の半日周期内部潮汐が鉛直第 1 モード的な鉛直構造を持つことを示しており、Matsuyama (1985b)の実験

結果と一致する。ただし、下層の流速極大は、底層よりもやや鉛直上方に存在しており、上層の流速極大に比べ振幅が大きくなっていた。東西流速にやや遅れて、南岸近くの海底急変部で最大となる南北流速が発生する。流速の大きい部分は北に向かい鉛直斜め下方に分布しており、この流れは散乱波によるものだということが分かる。

次に、モデルと観測の比較を行う。Fig. 5.13 に、B 点における流速の等値線による時系列を示す。モデルによる流速の鉛直構造は、東西流速では上下層で流速が最大、30m 深付近を境に位相が上下で逆転する、南北流速では上層と 50m 深付近で流れが強くなっており、観測結果(Fig. 5.5 右)とよく一致している。すなわち、Fig. 5. 12 に示された 50m 深付近における南北流速のピークは、散乱波であることが数値モデルにより明瞭に示されている。

### 5.3.3 半日周期内部潮汐の反射・散乱域の推定

前節までにより、半日周期内部潮汐は、内浦湾南岸の水深急変部で散乱することが示されたが、内浦湾では、内浦湾南岸以外にも湾口など水深が急変する場所がある。本節では、3 次元数値モデルの結果を用い、半日周期内部潮汐を鉛直スケールごとに分解し、半日周期内部潮汐の散乱場所の推定を試みる。力学モード解析により波を鉛直スケールごとに分解するが、本モデルで用いた成層場は鉛直的に変化しているために、深度により特性曲線の傾きが異なり、同じ特性を持つ波でも鉛直スケールが変化する。また、水深は各格子間で異なるので、そのままモード分解を行い、鉛直スケールを議論することは出来ない。そこで、Filonov and Lavin (2003)にならい、次式に示すような鉛直座標変換を行い、深度に対する特性曲線の傾きを一定にした。

$$z^* = H \int_z^0 \sqrt{N^2 - \omega^2} dz \left( \int_{-H}^0 \sqrt{N^2 - \omega^2} dz \right) \quad (5.14)$$

ここで、 $z^*$  は変換後の鉛直座標であり、 $H$  は水深を表す。Fig. 5.14 に、座標変換前と変換後の鉛直格子の深度を示す。変換後の格子の深度は、成層の強い

上層では変換前よりも深く、逆に成層の弱い下層では、変換すると、格子間の深度の変化が緩やかになる。この座標変換を施した後に、各格子で力学モード分解を行った。 $N$  が鉛直方向に一様の場合、(5.2)より水平流速のモード形は、 $\sin n\pi z / H$  ( $n=1,2,3,\dots$ )と求まる。このモード形に各グリッドで得られる流速の振幅、位相を最小二乗法により当てはめ、モードの振幅と位相を算出した。さらに、(5.3)を用い  $n$  次モードの運動エネルギー( $K.E.$ ) $_n$  を計算した。最後に、鉛直スケールごとに分類した。

Fig. 5.15 に、鉛直スケールごとに分けた運動エネルギーの水平分布を示す。鉛直スケールの大きい波(60–200 m)では、エネルギーの高い部分は内浦湾内及び湾外に分布している。また、湾内では、エネルギーの高い所と低い所が湾軸に直交し互い違いに分布し湾奥で低い。これは、湾内の鉛直スケールの大きい波(鉛直第1モード内部波)が湾軸に沿って2次元的な流動をしており、定在波の性質を持っていることを示している。30–59 m の鉛直スケールの波においても似た分布をしていたが、湾口におけるエネルギーの極大の位置は、60–200m の鉛直スケールのものよりも湾奥側に分布していた。鉛直スケールの小さな波(0–29m)では、エネルギーの高い領域は内浦湾内に集中している。特に、散乱が見られた湾南岸にエネルギーの極大が存在し、湾口から湾中央にかけてエネルギーの極大が存在する。つまり、鉛直スケールの小さな波の存在を示しており、湾口や湾中央においても散乱が起きている可能性がある。そこで、湾口を横切る東西断面で、東西流の時間変化を調べた。Fig. 5.16 に、Line C (Fig. 5.7)の断面での東西流速の等値線の時間変化を示す。南の開境界から伝播してきた内部ケルビン波が到達すると共に、湾口の上層及びその海底上で強い流れが発生する。発生した流れは、時間と共に、湾外及び湾口に伝播していく。海底上で発生する波は、湾外へ鉛直斜め下方に広がる。 $t=23$  時間の図に示されているように、半日周期内部波の特性曲線に沿って伝播しており、この流れが散乱波であることを示している。また、湾奥へも流れの強い部分が、特性曲線に沿って鉛直斜め上方に分布している。

## 5.4 考察及びまとめ

2002年に行った係留観測と実際の地形を用いた3次元数値モデルにより、内浦湾における半日周期内部潮汐の散乱による影響を調べてきた。係留観測では、2000年の時と同様、東西流速と南北流速とで鉛直構造に大きな違いが見られた。東西流速は鉛直第1モード的な構造を持っていたが、南北流速は50m深付近に流速極大が見られた。Stn. B(岸側)からStn. A(沖側)へ流速極大の位置が深くなっていたこと、極大付近の位相が鉛直上方に遅れていたことから、この流速極大は、内部波エネルギーの波束が両測点を通過したことを示しており、南岸付近の水深急変部の海底上で起こされた散乱波によるものと推定された。力学モード解析によりモード特性を調べたところ、南北流速では鉛直第1モードが卓越していたが、鉛直第2モードも10%以上の高い寄与を示していた。東西流速では鉛直第1モードが卓越していたが、エネルギーの割合は、50—60%と比較的低くっており、下層での流速強化が原因と考えられた。

観測により南北流速に認められた散乱波と考えられる構造及び東西流速に見られた下層での流速強化を検証するため、実際の地形を考慮した3次元数値モデル実験を行った。観測点付近の内浦湾南岸の水深急変部で散乱波が生じることが明確に示された。力学モード解析により、各格子における鉛直スケールの小さい波の寄与を見積もったところ、内浦湾南岸及び湾口から湾中央にかけて、鉛直スケールの小さい波が多く存在し、湾口では散乱により生じることが分かった。本節では、湾口から湾中央にかけての高次モード内部波について議論し、観測で見られた東西流速の下層での流速強化との関係について調べる。

湾口から湾中央における流れは、Fig. 5.16に示されるように、海底付近で強く、係留観測点付近まで到達しており、半日周期内部波の特性曲線に沿って分布していることが分かる。ただし、図に示されているように、湾の海底地形も特性曲線の傾きに近い。そのため、東西流速の下層で強くなる原因について考えられる理由として、(1)湾口で散乱した波が特性曲線に沿って湾奥に伝播するため、(2)湾の海底傾斜が半日周期内部潮汐の特性曲線の傾きに近く海底で反射した内部波エネルギーが下層に集中したため、があげられる。この原因を特定するため、Fig. 5.17に示すように、内浦湾内の140m以浅を全て140mと一定にした地形を用い、実験を行った。Fig. 5.18は、Fig. 5.15(b)と同様の東西断面



における東西流速の等値線の時間変化である。この断面への内部ケルビン波の到達に対応し、湾口の水深急変部から湾外へ、鉛直斜め下方伝播する散乱波が発生する。湾奥へも波が入射していくが、図に示されるように、湾内では、上下層で最も流れが強いが、下層の流れは、上層の流れよりも幾分弱くなっていた。すなわち、Fig. 5.12 に示される東西流速の下層での流速極大は、湾の海底傾斜が半日周期内部潮汐の特性曲線の傾きに近く海底で反射した内部波エネルギーが下層に集中したためと考えられる。この過程により生じる高次モード内部波は、内部波の反射によるものであることを示している。

最後に、内浦湾内での反射・散乱により生じるエネルギーを推算した。水深が 200 m 以浅の領域で、Fig. 5.15 に示される運動エネルギーを鉛直スケールごとに合計することにより見積もった。それにより、鉛直スケールが 60–200m の波の運動エネルギー密度は  $8.43 \times 10^{-2} (\text{J m}^{-3})$ 、30–59m では  $1.76 \times 10^{-2} (\text{J m}^{-3})$ 、0–29m は  $2.09 \times 10^{-3} (\text{J m}^{-3})$  と求まる。鉛直スケールが 59m より小さい波を反射・散乱により生じた波であると仮定すると、鉛直スケールが 60–200m の波の約 23% が、鉛直第 1 モードから高次モードに変換されることを示唆している。

本研究より、内浦湾では、反射・散乱により、鉛直スケールの小さい波が発生することが明らかになった。主な反射・散乱域は、内浦湾口、湾央及び湾央の南岸であることが示された。湾口及び湾央の南岸では散乱により、湾央では海底傾斜と半日周期内部潮汐の特性曲線の傾きが近くなることにより鉛直スケールの小さい波が発生することが明らかとなった。

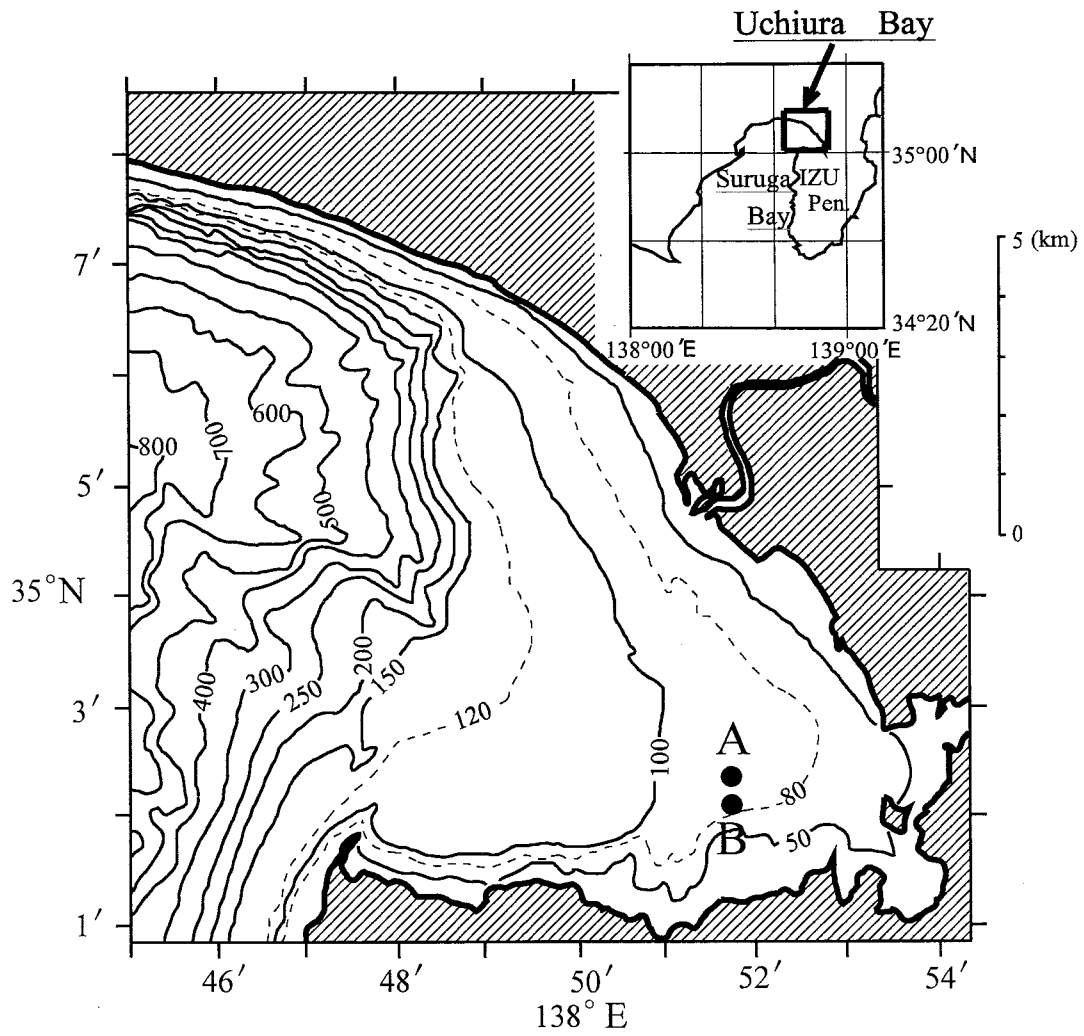


Fig. 5.1. Bottom topography in Uchiura Bay and mooring location (Stn. A and B).

Numerals on the bottom contours are in meters.

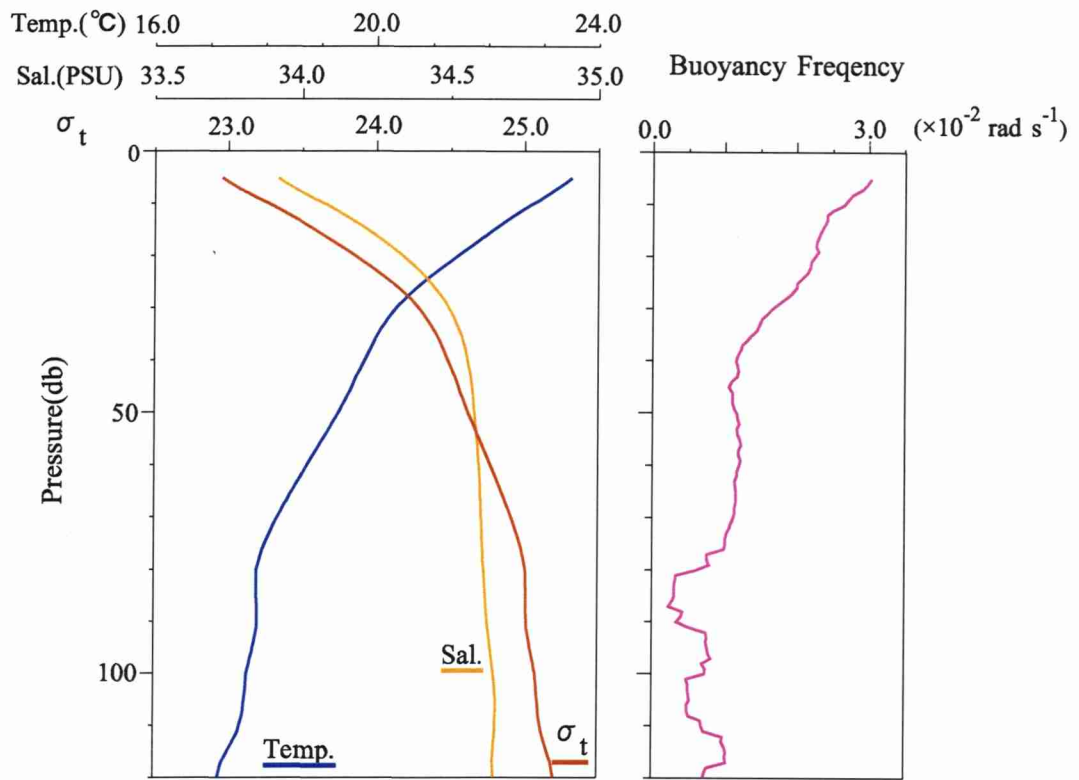


Fig. 5.2. Vertical profiles of averaged temperature, salinity and  $\sigma_t$  (left panel) and, buoyancy frequency (right panel) observed from July 23 to 25, 2002.

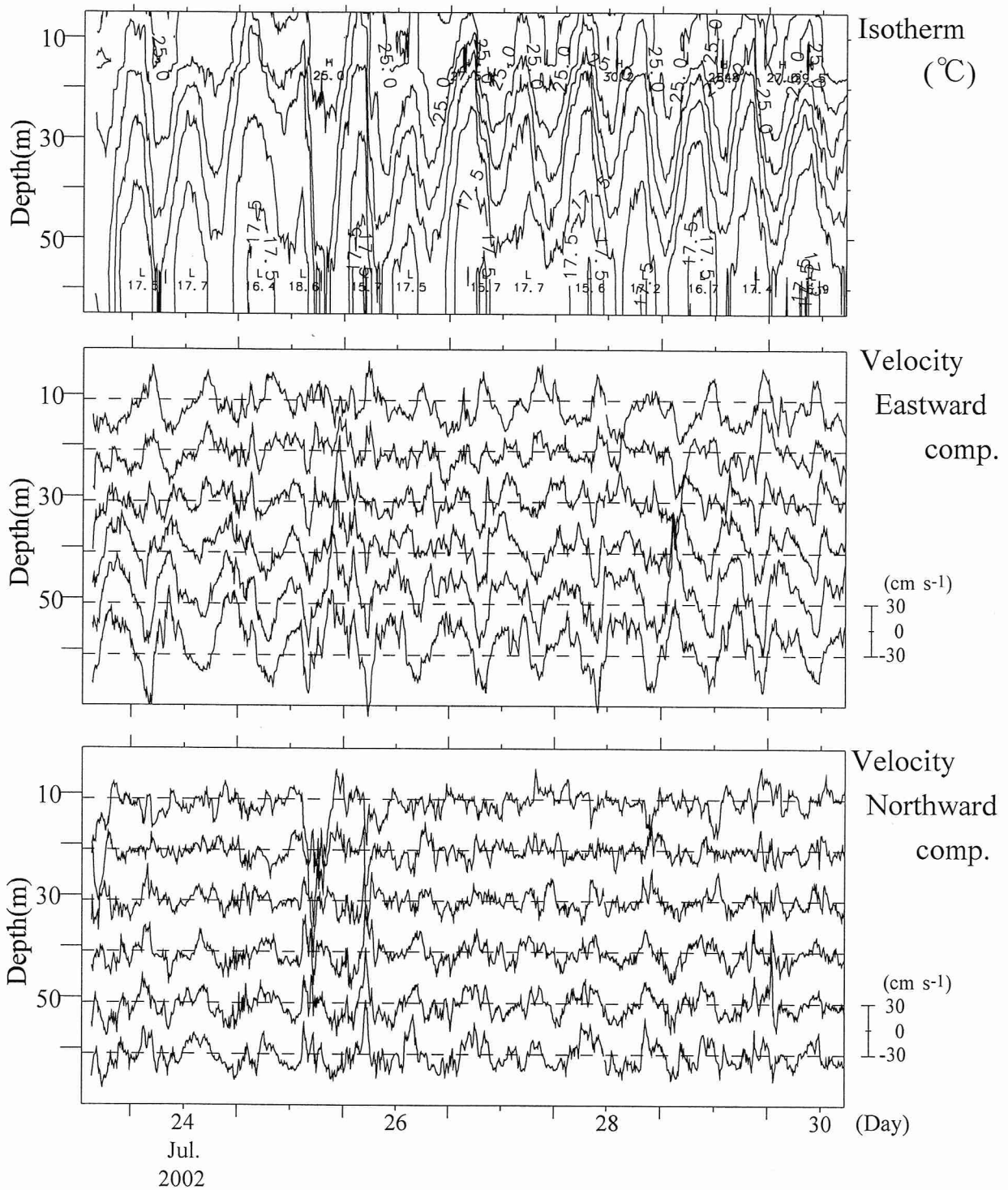


Fig. 5.3. Time variations of the 30-minutes running averaged isotherm, eastward and northward components of velocity. Contour interval of isotherm is 1.25°C. Velocities are indicated with 10 m interval in vertical.

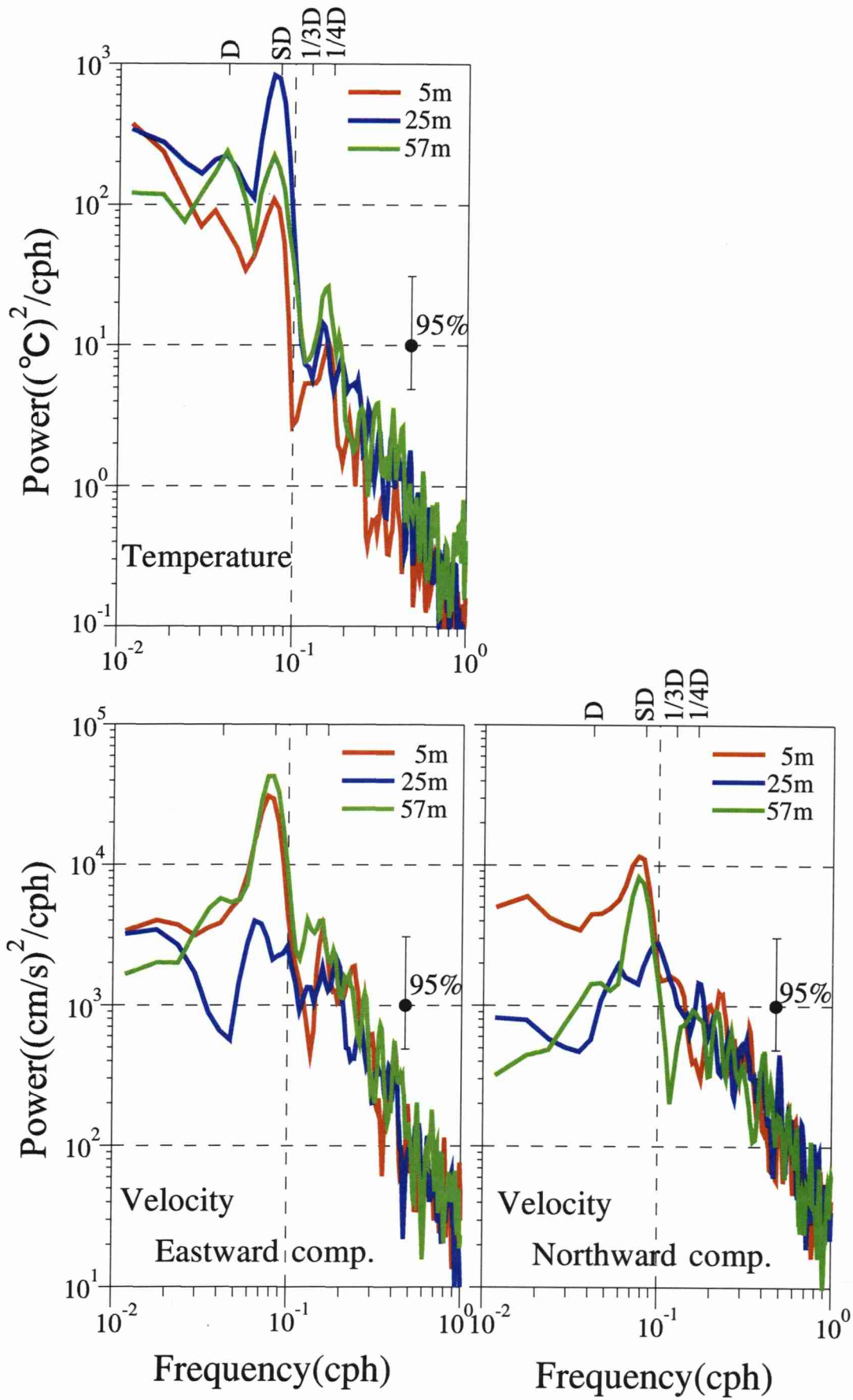


Fig. 5.4. Power spectra of the temperature, the eastward and northward components of velocities at different depths.

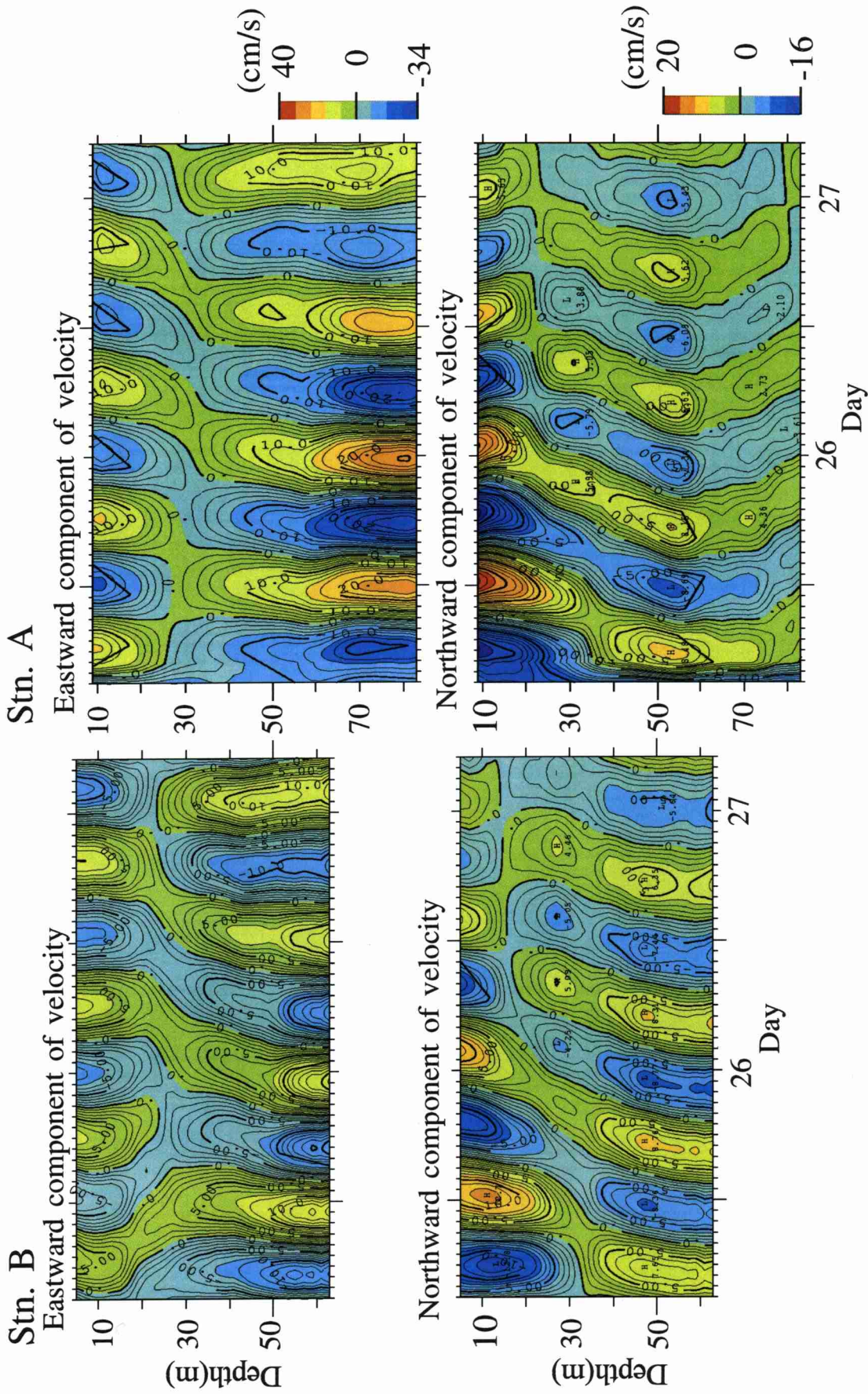


Fig. 5.5. Time variations of bandpass filtered (10-14 hour) eastward and northward components of velocity at Stn. A and B.

Each contour interval is 2.0 cm s<sup>-1</sup> for eastward component and 1.0 cm s<sup>-1</sup> for northward component.

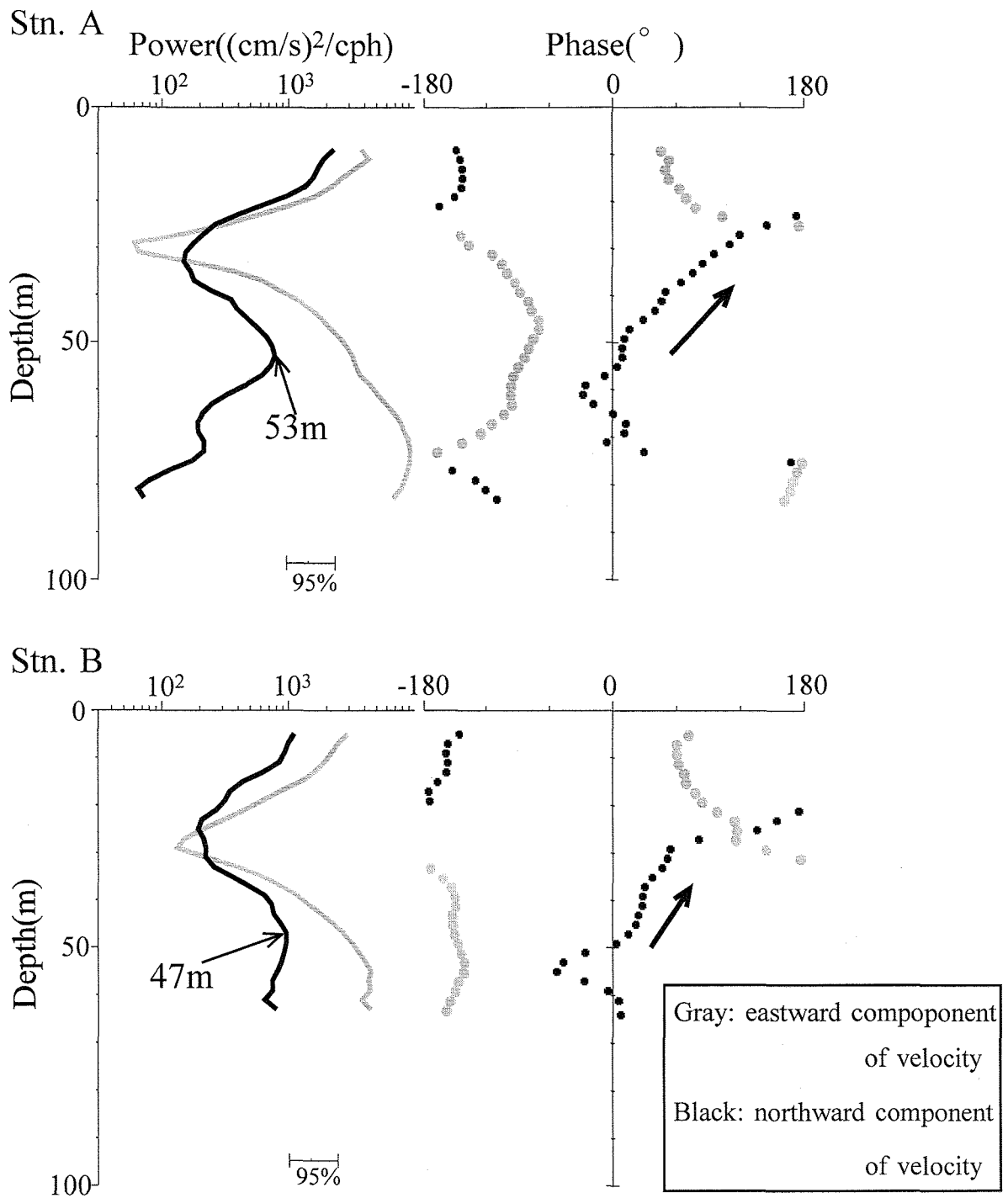


Fig. 5.6. Vertical distributions of power and phase of eastward and northward component of velocities for semidiurnal constituent (12.4 hour).

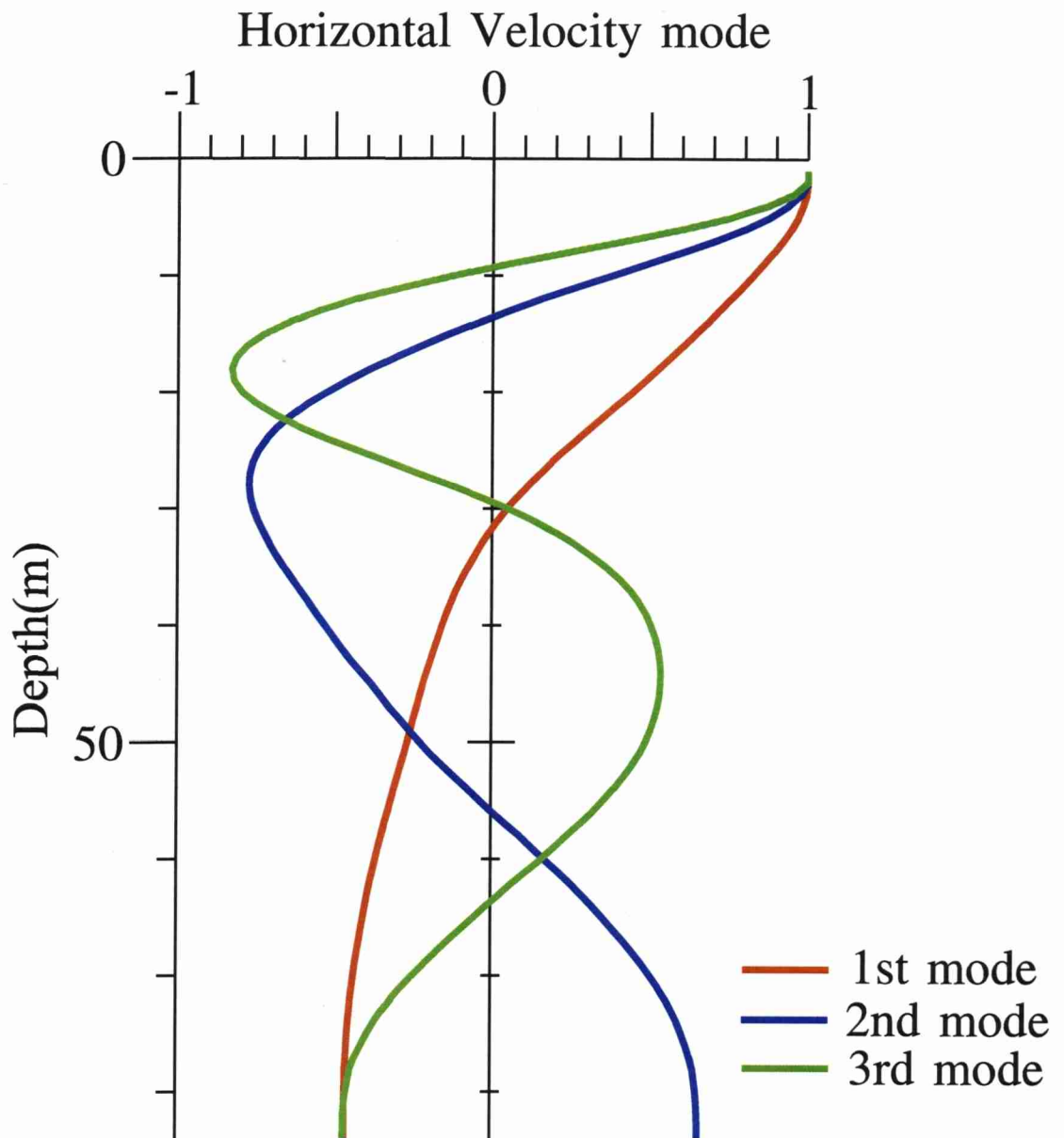


Fig. 5.7. Vertical profiles of horizontal velocity for the lowest three modes estimated from the averaged density profile (Fig. 5.2) at Stn. A.



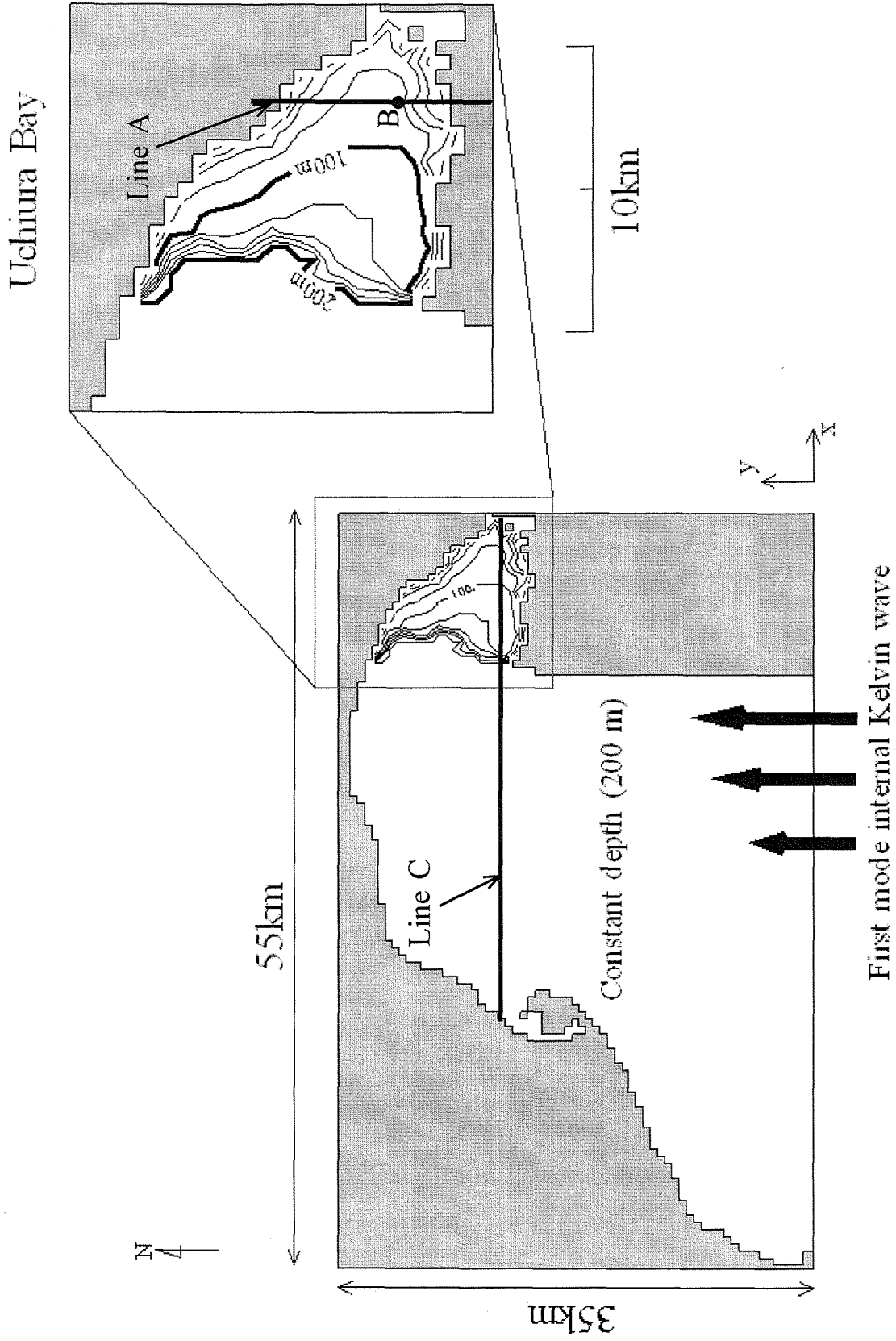


Fig. 5.8. Computational domain. Depths for outside of Uchiura bay were set to 200m.

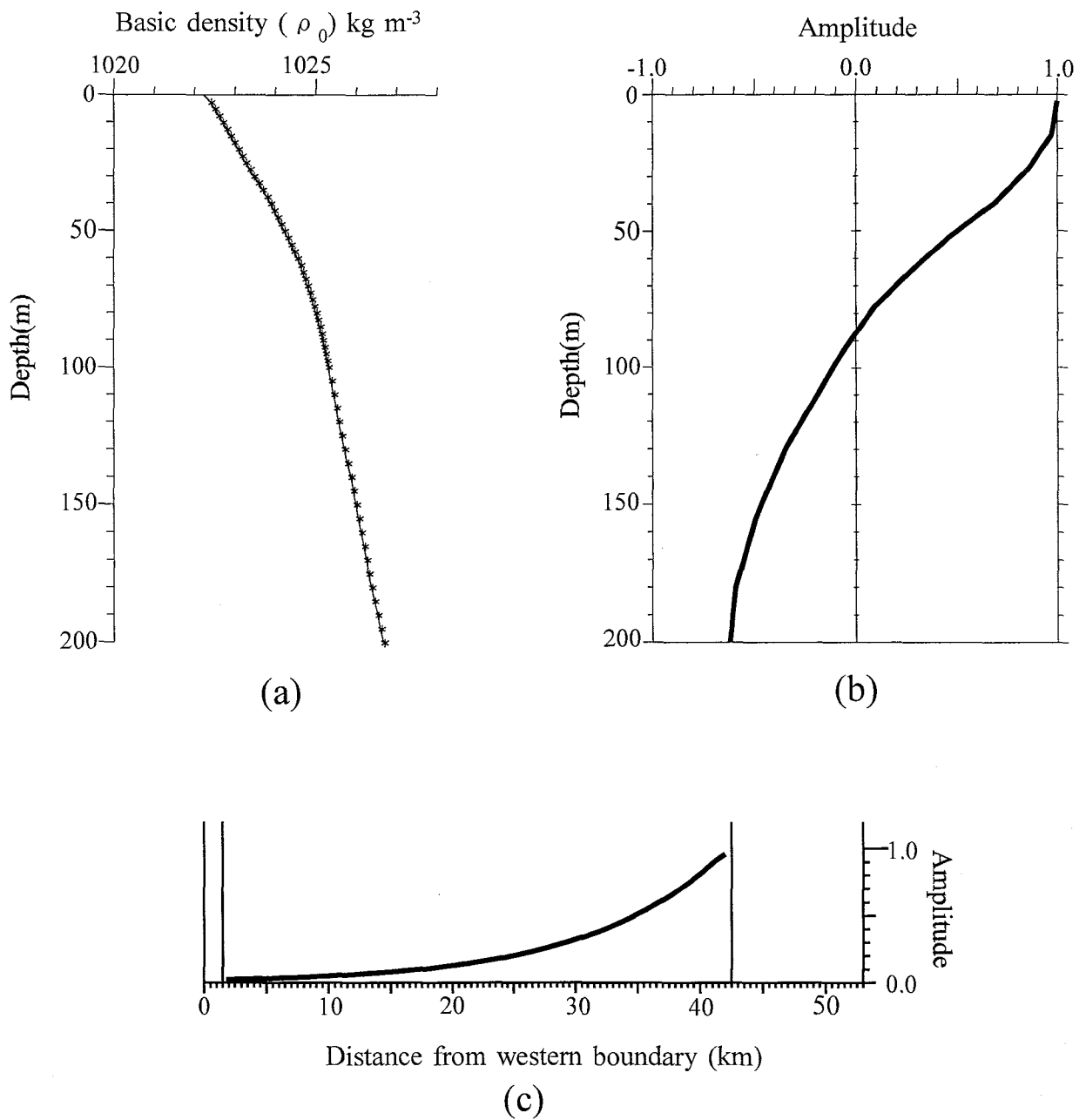


Fig. 5.9. (a) Basic density profile using the model. Asterisks are the center of the vertical level. (b), (c) Profiles of vertical (b) and horizontal (c) dependences of first mode internal Kelvin wave given at the southern boundary.

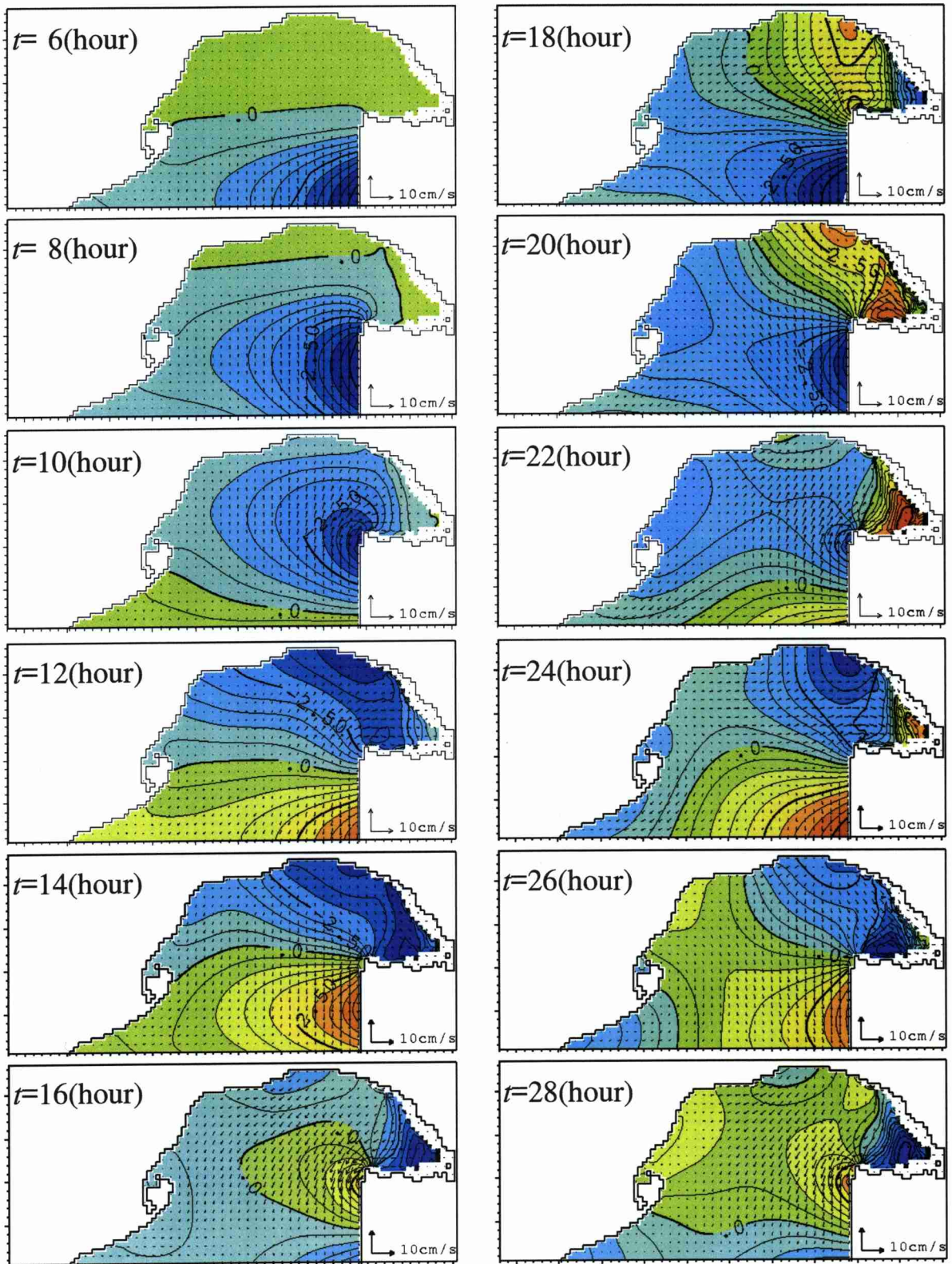


Fig. 5.10. Distribution of horizontal velocity in the upper layer (1.25 m depth) and perturbation density in the middle layer (73.75 m depth) from  $t=6$  to  $t=48$  hour. Contour interval is  $0.005 \text{ kg m}^{-3}$  for perturbation density.

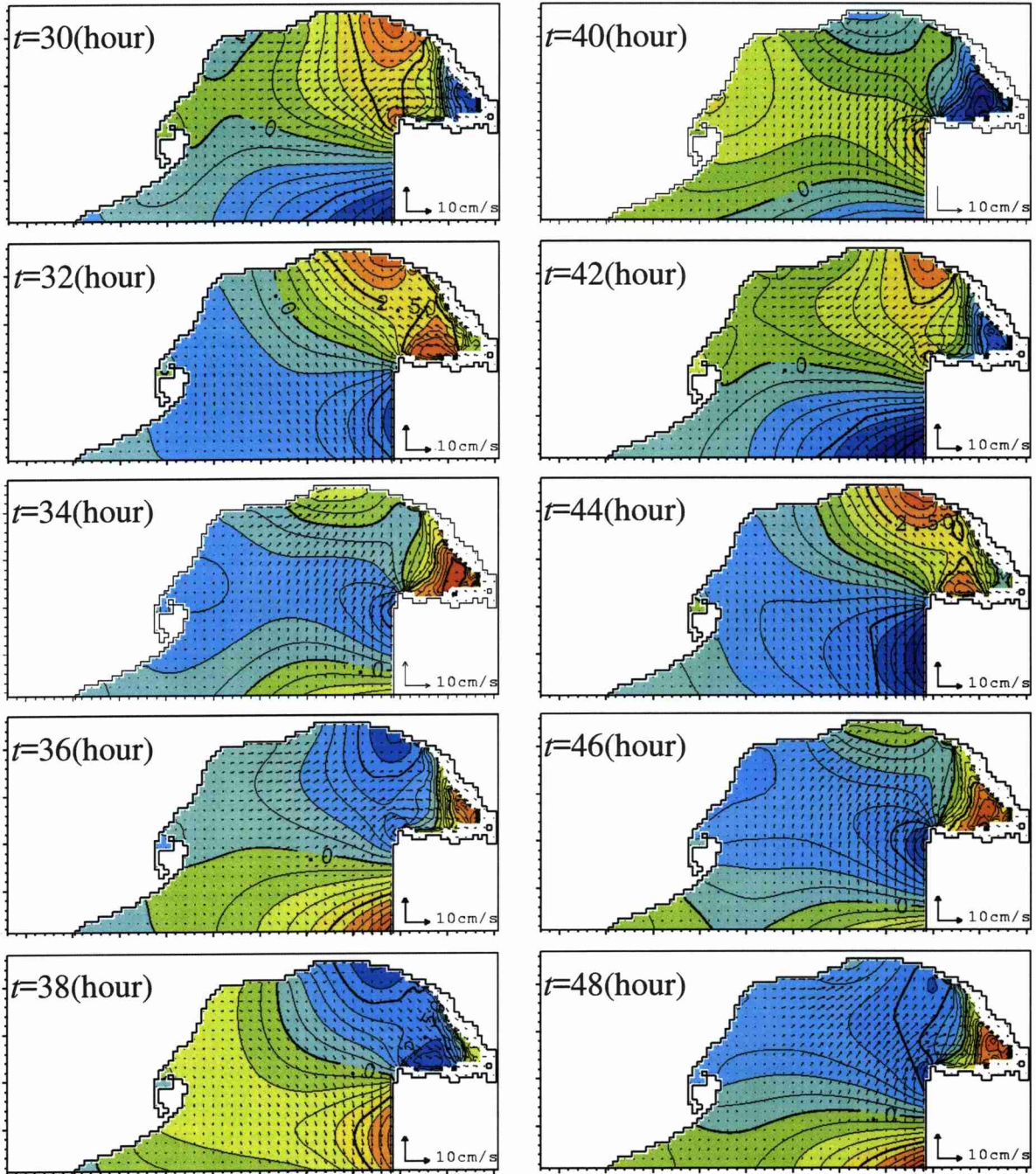


Fig. 5.10. (continued.)

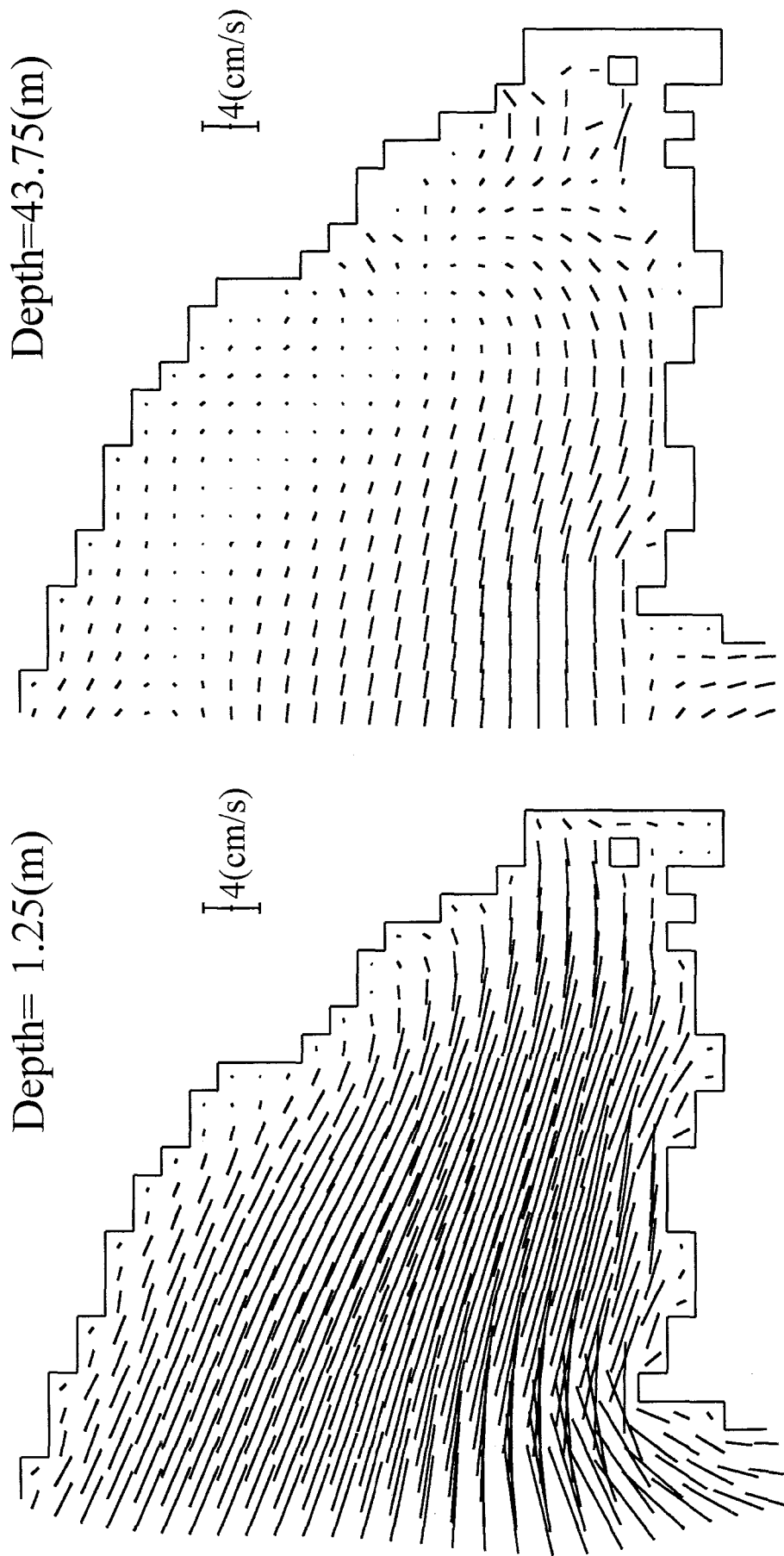


Fig. 5.11. Distribution of tidal ellipse in the upper and middle layers.

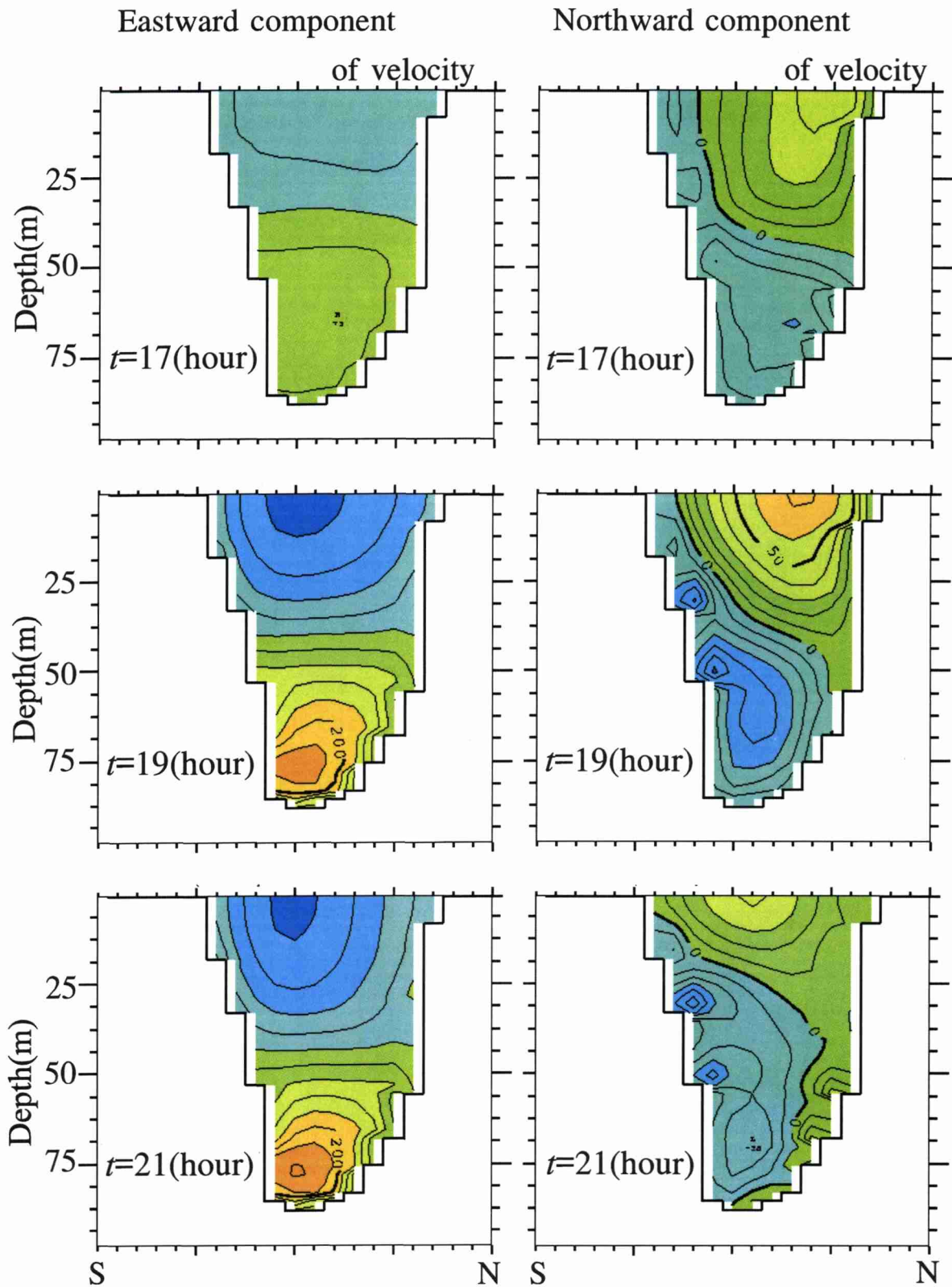


Fig. 5.12. Variations of vertical distribution for the eastward and northward components of velocity along Line A (see Fig. 5.8) from  $t=17$  to  $t=27$  hours. Contour interval is  $0.4 \text{ cm s}^{-1}$  for eastward component and  $0.1 \text{ cm s}^{-1}$  for northward component. 'N' and 'S' indicate north and south, respectively.

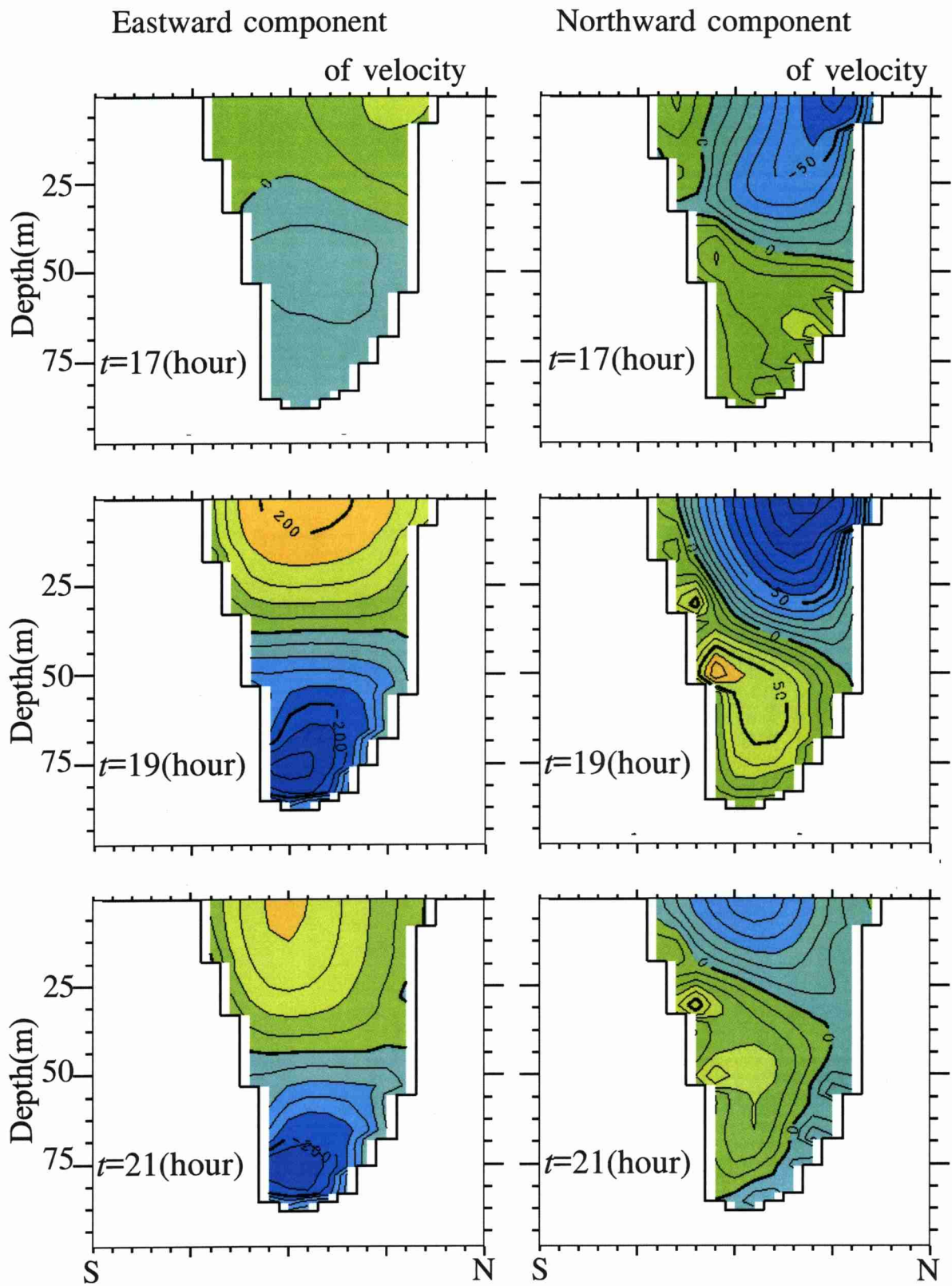
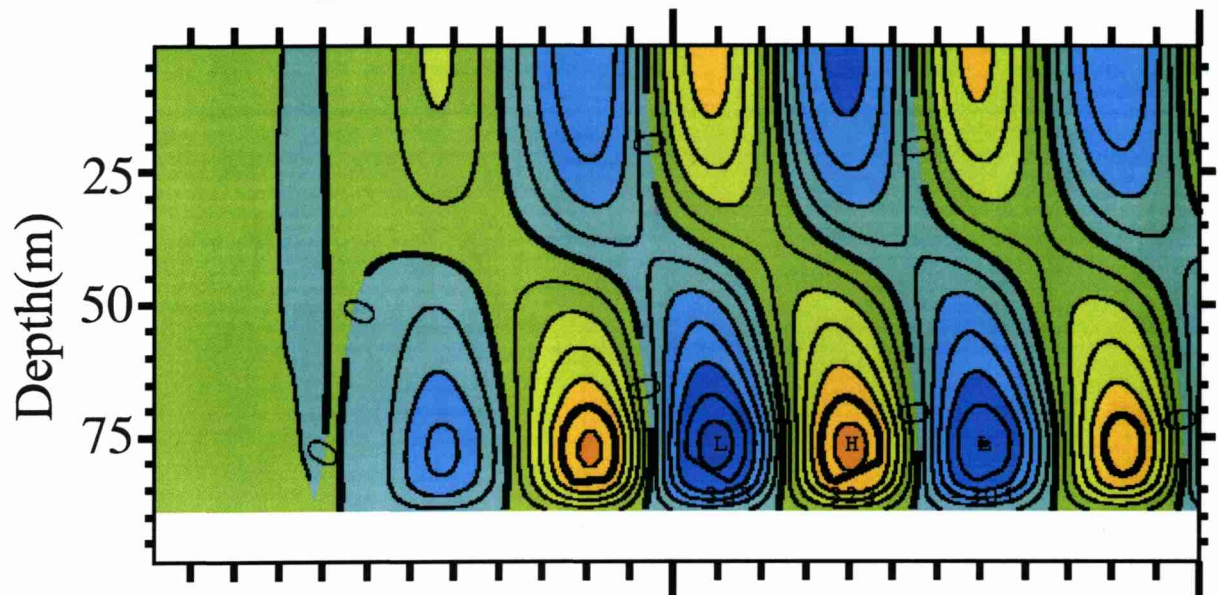


Fig. 5.12. (continued.)

### Eastward component of velocity



### Northward component of velocity

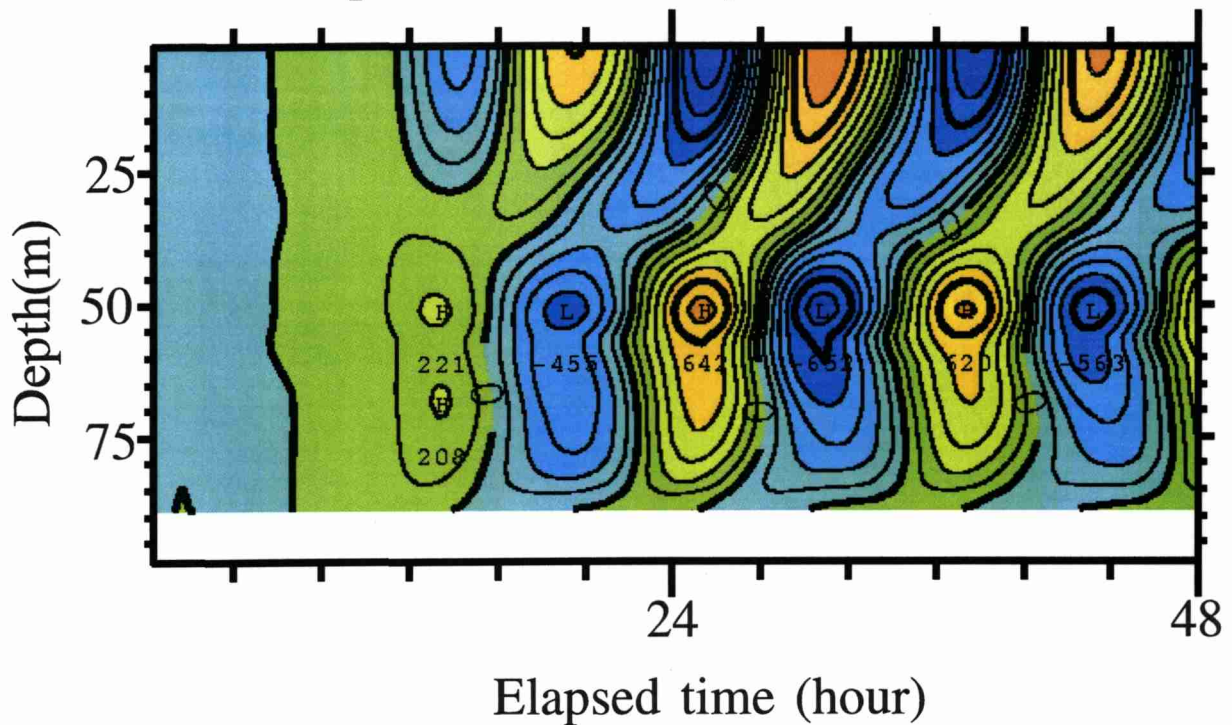


Fig. 5.13. Time series of the eastward and northward component of velocity at B (see Fig. 5.8). Contour interval is  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$  for eastward component and  $0.1 \text{ cm s}^{-1}$  for northward component of velocity.



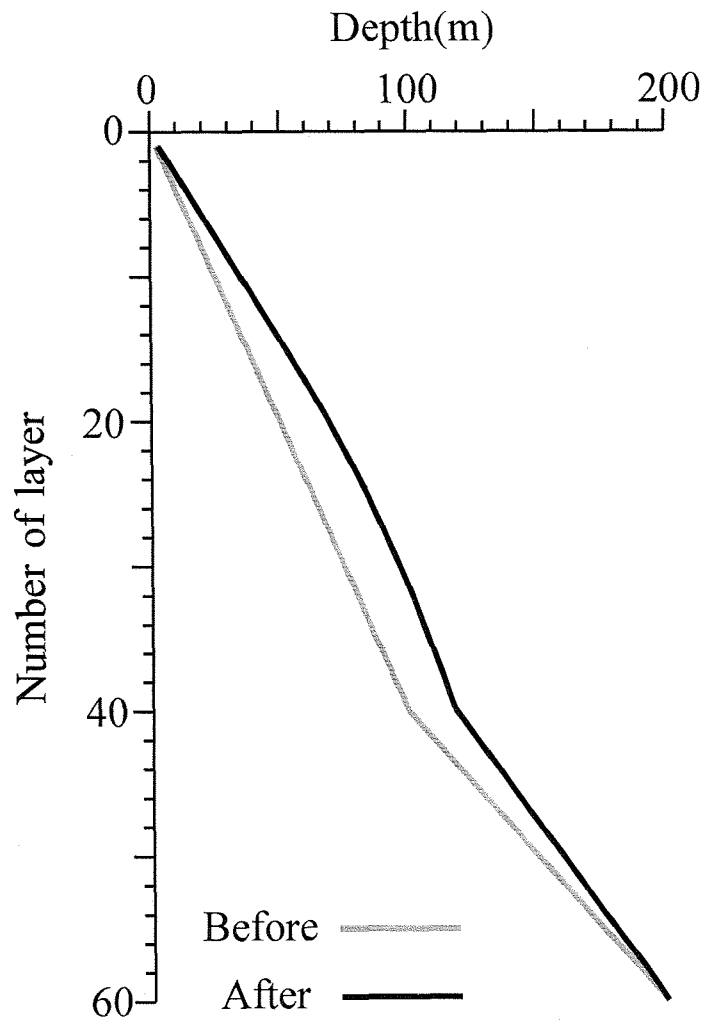


Fig. 5.14. Profiles with depth to the number of layers. The gray and black line show the un-transformed profile and the transformed profile by eq. (5.14), respectively.

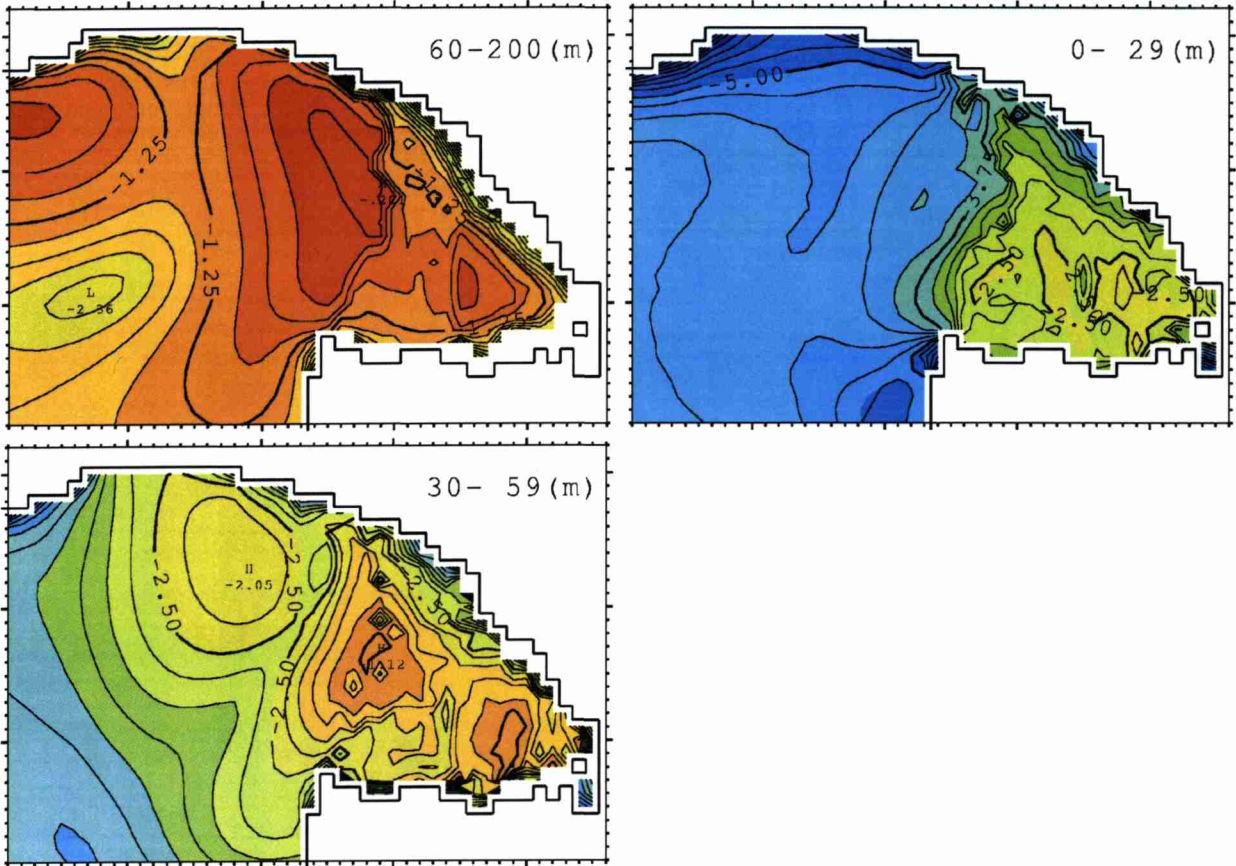


Fig. 5.15. Horizontal distributions of kinetic energy density for waves of large (60-200 m), middle (30-59 m) and small (0-29m) vertical scale. Numerals on the contour line show the value of  $\log K.E. \text{ kg m}^{-3}$ .

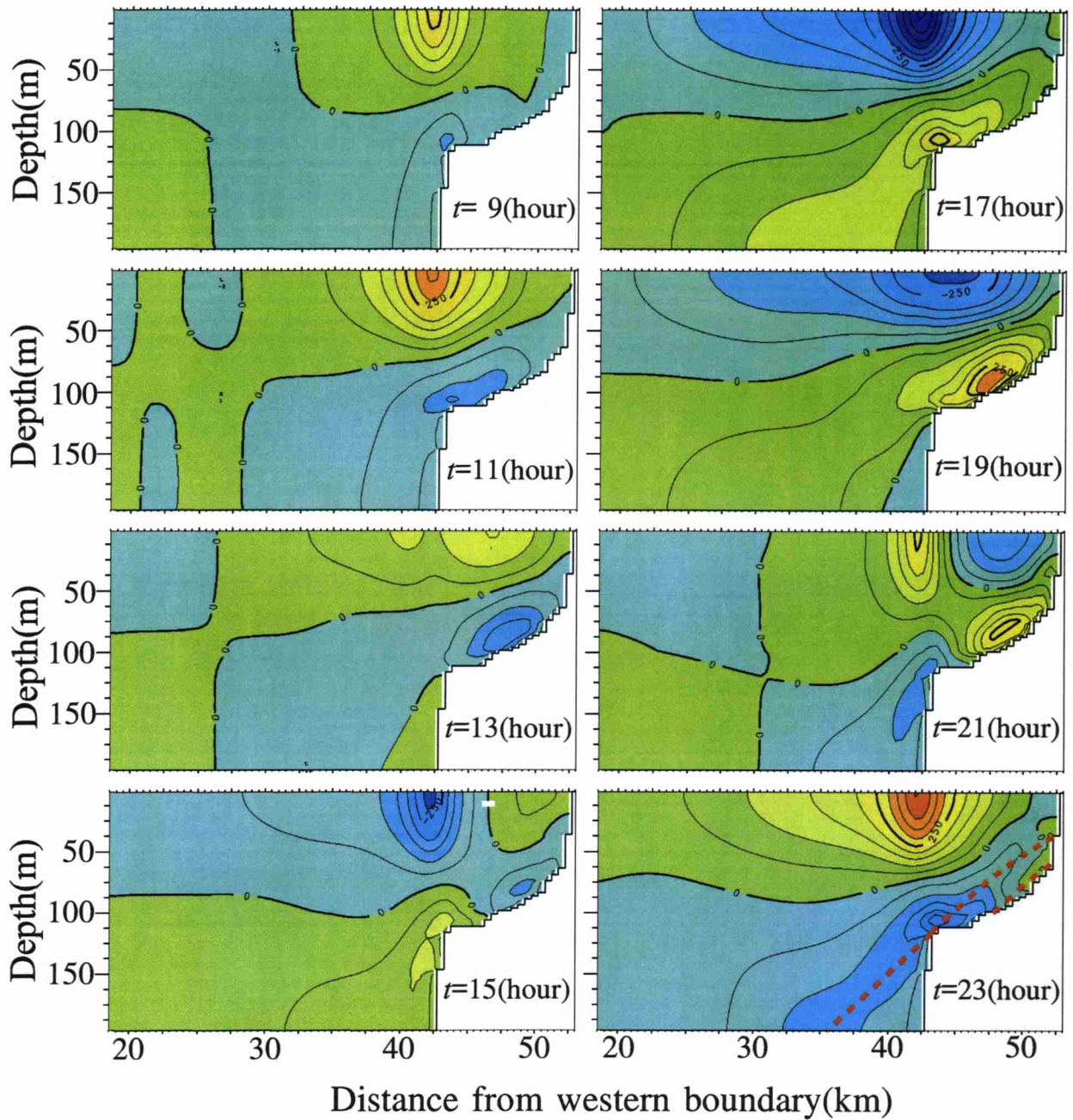


Fig. 5.16. Variations of vertical distribution for the eastward component of velocity along Line C (Fig. 5.8). Contour interval is  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$ . Dotted lines indicate the characteristic slope for semidiurnal internal tide.

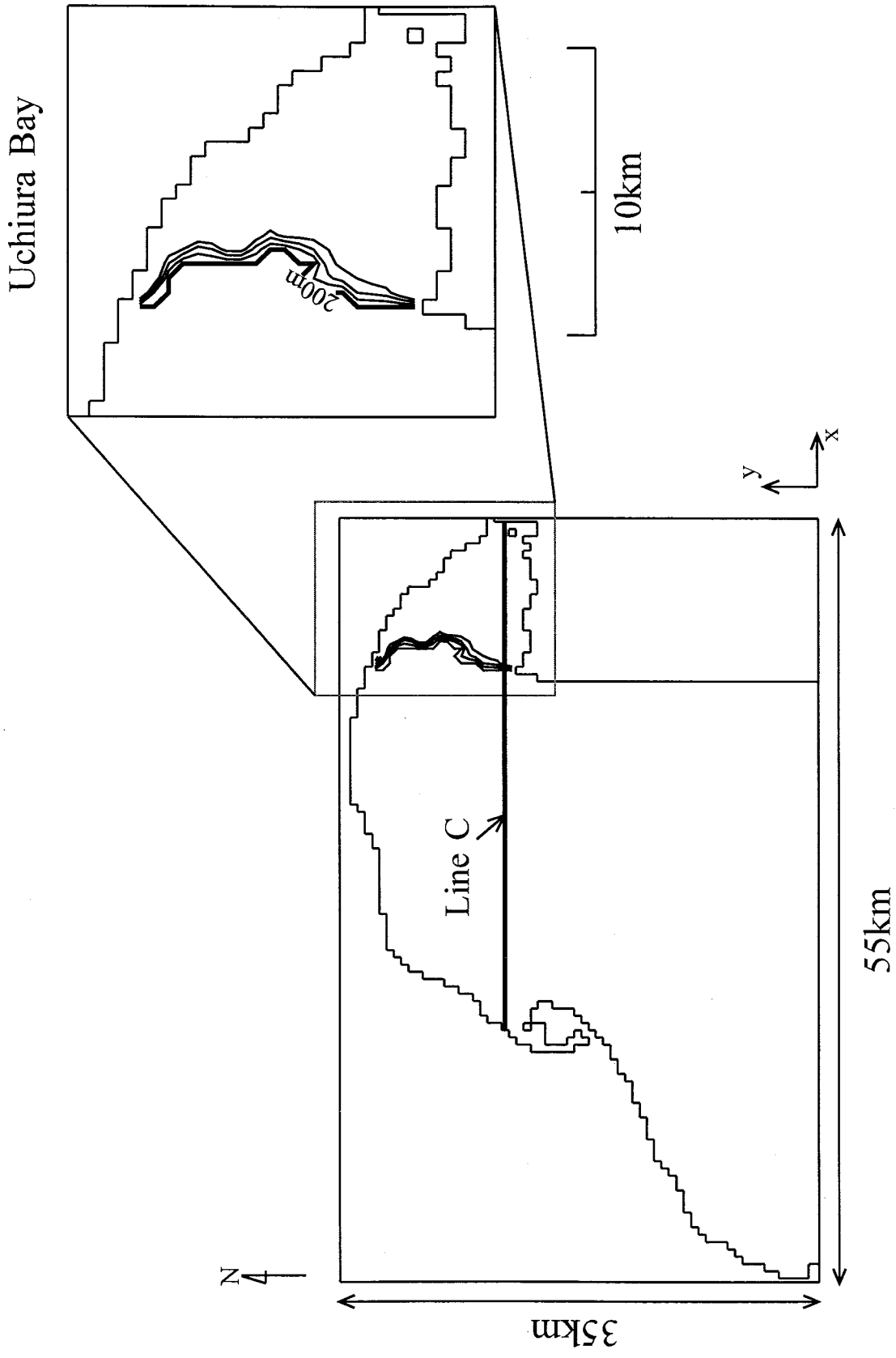


Fig. 5.17. Computational domain. Depths for outside of Uchiura bay were set to 200m, and the shallower area than 140 m in the bay were set to 140 m.

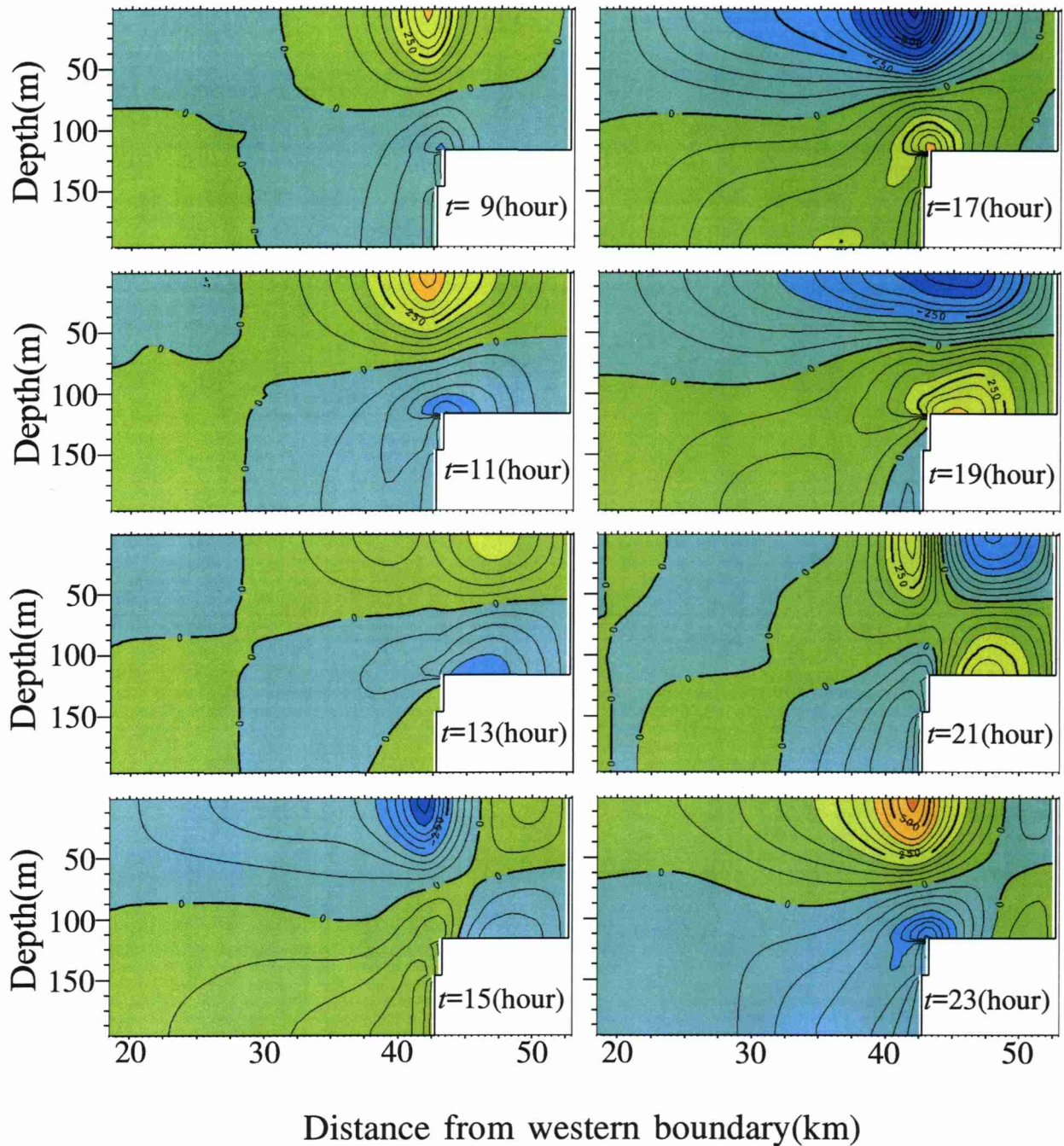


Fig. 5.18. Variations of vertical distribution for the eastward component of velocity along Line C (Fig. 5.17). Contour interval is  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$ .

Table 5.1. Energy density percentage of velocity of lowest five internal modes for semidiurnal tide.

Mode Number	Stn. A				Stn. B			
	Eastward Comp.		Northward Comp.		Eastward Comp.		Northward Comp.	
	Energy ( $\text{J m}^{-3}$ )	(%)	Energy ( $\text{J m}^{-3}$ )	(%)	Energy ( $\text{J m}^{-3}$ )	(%)	Energy ( $\text{J m}^{-3}$ )	(%)
1	8.530	51.4	2.810	69.0	7.210	63.2	2.140	54.0
2	0.403	2.4	0.490	12.1	0.126	1.1	0.500	12.6
3	0.249	1.5	0.188	4.6	0.547	4.8	0.414	10.5
4	1.030	6.2	0.186	4.6	0.588	5.2	0.214	5.4
5	0.661	4.0	0.006	0.1	0.338	3.0	0.154	3.9

## 第6章 まとめ

本研究では、日本沿岸のように急峻な地形での半日周期内部波の反射・散乱におけるエネルギーの散逸機構を明らかにするために、駿河湾奥に位置する内浦湾を例に挙げ、現場観測、数値及び理論モデルにより調べてきた。

2章では、水深一様の陸棚と外洋とを接合した単純な地形を用いた2次元連続成層モデルを作成し、海底地形と内部波との相互作用について調べた。モデルの作成に当たり、Rattrayのグループが行ってきた外部潮汐による内部潮汐の発生についての理論モデルを基本とし、内部波散乱モデルの構築を試みた。本研究で対象とする日本沿岸は陸棚幅が狭く、より現実的な内部波を表現するために陸岸での波の反射や摩擦・粘性を考慮する必要があった。そこで、Craig (1991) にならって水平距離に対する内部波の減衰効果が鉛直モード数の3乗に比例する渦粘性の効果を本モデルに導入し、内部波と地形との相互作用について調べた。沖合から入射した内部波を考慮すると、陸棚端から、反射波の他に多数のモードの組み合わせからなるビーム状の構造を持つ波が発生した。入射内部波のモード次数と陸棚の水深を変えて解を求めたところ、入射内部波の流速極大の深度と陸棚の水深が一致したときに流速振幅が最小となり、陸棚上の鉛直第1モード内部波が共振したときに流速振幅が最大となることが示され、陸棚端での高次モードの発生において海底地形と密度成層との関係が重要であることが分かった。

3章では、内浦湾内で詳細な流速の鉛直構造を調べるために、2000年の夏季に内浦湾の南岸沖約2kmで係留観測を行い、観測記録を解析した。係留系にはADCPを取り付け、多層にわたり流速を測定した。本研究では卓越する半日周期変動に注目し、詳しい鉛直構造を調べた。まず、調和解析により各層の水温変動から求めた鉛直変位と流速の振幅及び位相を計算した。鉛直変位は、上層と中層で振幅が大きく、下層に向かい位相がわずかに遅れていたが概ね同位相とみなせた。湾南岸に平行な流速成分(東西流速)は、上下層で流れが最大であり、30m深を境に上下で位相が逆転していたが、直交する流速成分(南北流速)

は、30m 深で流速が最も強く、位相が鉛直上方に向かい遅れており、東西流と南北流で振幅と位相の鉛直構造が大きく異なっていた。そこで、力学モード解析を行い、鉛直モード構造を調べた。全体では、鉛直変位と東西流速は鉛直第 1 モードが卓越し、第 1 モードにおける鉛直変位と流速の位相は約  $90^\circ$  近くずれしており、定在波の性質を示した。しかし、南北流に注目すると鉛直第 1 モードよりも高次のモードが卓越していた。この構造は、密度成層を 2 層に近似した理論では説明できないものであり、観測点の南の浅瀬端で鉛直第 1 モード内部波との散乱によるものであると推定された。

4 章では、水深急変部での散乱過程、地形との関係について 3 次元数値モデルを用い調べた。実験では、水深一定の長方形型の水路に浅い湾を取り付けた理想化した地形を用い、水路の一端から半日周期の内部ケルビン波を入射させた。付属湾湾口の水深急変部で散乱が起こり、内部ケルビン波のエネルギーの一部がビーム状の構造を持つ散乱波及び湾内に入射する鉛直第 1 モード内部波に遷移した。次に湾長・湾幅を様々な長さに変え実験を行い付属湾の水平スケールとエネルギーの遷移との関係を調べた。エネルギーフラックスから内部ケルビン波のエネルギーの減衰率を見積もったところ、湾のないケースに比べ湾のある場合では 1.1–1.8 倍減衰していることが分かった。減衰率は湾幅・湾長により大きく変化しており、(1)湾幅に比例し増加する、(2)湾内における鉛直第 1 モードの共振により減衰率は増加するが、湾幅が広く湾長が長い場合には湾長が共振する長さであるときも減衰率は大きく変化しない、ことが示された。(2)の湾幅が広い場合には、湾内の鉛直第 1 モード内部波が湾奥の角でポアンカレ波を励起するためと推定された。以上より散乱の減衰効果は摩擦に匹敵するものであり、地形条件に強く依存することが明らかとなった。

2000 年に実施した観測は、1 点での係留観測であり、散乱波の伝播構造を詳しく捉えていない。そこで、5 章では、2002 年の夏季に湾内の 2 点で係留観測を実施し内浦湾での反射・散乱機構について詳しく調べた。2000 年夏季に実施した時よりも、湾南岸の浅瀬が張り出している場所の近くに係留点を 2 点設け散乱波の伝播構造を捉えられるよう配慮した。観測記録を解析した結果、観測全期間で半日周期内部波が卓越しており、2000 年の観測結果と同様、南岸に平行な東西流速成分は、上下層で強く 30m 深を境に位相が上下で逆転する鉛直



第1モード的な鉛直構造を持っていたが、下層の流速は上層に比べかなり強くなっていた。一方、南岸に直交する南北流速成分は、上層と50m深付近で最も強く、下層では弱くなっていた。各測点での中層の極大の深度、位相及び位相の伝播方向から、内部波のエネルギーが鉛直下方へ斜め伝播していたことが明らかとなり、これは観測点の南岸の水深急変部から散乱により生じた波であると推定された。観測で示された散乱波の検証、東西流速に見られた下層での流速強化及び内浦湾内での主な反射・散乱域を調べるため、実際の地形を用いた3次元数値モデル実験を行った。それにより、内浦湾南岸付近の水深急変部で、散乱が起こっていることが明確に示された。さらに、湾口の水深急変部においても湾外への散乱が起こり、湾外に向かい内部波のエネルギーが鉛直下方に斜め伝播する流速構造が表現されており、湾内へも半日周期内部波の特性曲線に沿って下層の流速が強化される様子が再現されていた。湾外のこの流速構造は散乱波によるものと考えられるが、湾内では、半日周期内部潮汐の特性曲線と湾の海底斜面の傾きが近いため、下層での流速強化の原因を特定できない。そこで、内浦湾内の海底を平らにした地形を用い再度実験したところ、湾内の下層では、東西流速は強化されていなかった。すなわち、下層の流速強化は、海底地形の傾きと半日周期内部波の特性曲線の傾きが近いため反射により生じたものであることが分かった。

以上より、反射・散乱するエネルギーは、海底地形の変化により、大きく変化し、摩擦に匹敵する減衰効果を持つことが示された。また、内浦湾では反射・散乱により生じる高次モード内部波の存在が明確に示され、主な反射・散乱域は湾口、湾央及び湾南岸の浅瀬であることが明らかとなった。さらに、湾内における半日周期内部波エネルギーの20%程が反射・散乱により高次モードの鉛直スケールの小さい波に遷移することが示され、日本沿岸では反射や散乱は内部潮汐波エネルギーの減衰において極めて重要な役割を果たしていることが示された。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、終始ご指導いただいた松山優治教授に深甚なる謝意を表します。また、貴重なご意見とご指導をいただいた吉田次郎教授に心より感謝いたします。本論文作成にあたり、有益なご助言をいただいた長島秀樹教授、上村豊教授、山崎秀勝助教授に深く感謝します。研究を進めるにあたり、終始有意義な議論をしていただいた北出裕二郎助手に厚く御礼申し上げます。内浦湾での係留観測においては東京水産大学及び東京海洋大学研究船「青鷹丸」の峰雄二船長、栗田嘉宥船長をはじめとする乗組員の皆様に協力していただきました。つつしんで御礼申し上げます。係留系回収の際、多大なご協力をいただきました内浦漁業協同組合 杉山正憲氏並びに内浦栽培漁業センターの皆様に厚く御礼申し上げます。また、観測等を手伝っていただいた東京海洋大学海洋物理学研究室の皆様にも感謝します。最後になりましたが、研究を進めるにあたり何度も私の愚痴を聞いてくださいました根本雅生助教授、また、多大な迷惑をかけました両親に深く感謝いたします。本研究のデータ解析及び数値計算は東京水産大学並びに東京海洋大学情報処理センターにて行いました。

## 参考文献

- Baines, P. G. (1971): The reflexion of internal/inertial waves from bumpy surfaces. *J. Fluid Mech.*, **46**, 273-291.
- Baines, P. G. (1982): On internal tide generation models. *Deep-Sea Res.*, **29**, 307-338.
- Baines, P. G. (1986): Internal tides, internal waves and near-inertial motions, p.19-32. In: Broclinic processes on continental shelves, ed. By C. N. K. Mooers, American Geophysical Union, Washington, D. C.
- Brown, P. J. (1973): Kelvin-wave reflection in a semi-infinite canal. *J. Marine Res.*, **31**, 1-10.
- Craig, P. D. (1991): Incorporation of damping into internal waves models. *Cont. Shelf Res.*, **11**,563-577.
- Eriksen, C. C. (1982): Observations of internal wave reflection off sloping bottoms. *J. Geophys. Res.*, **87**, 525-538.
- Eriksen, C. C. (1985): Implication of ocean bottom reflection for internal wave spectra and mixing. *J. Phys. Oceanogr.*,**15**, 1145-1156.
- Filonov, A.E. and M. F. Lavin (2003): Internal tides in the Northern Gulf of California., *J. Geophys. Res.*, **108** (C5), 3151, 20, 1-17.
- Gilbert, D. and C. Garrett (1989): Implications for ocean mixing of internal wave scattering off irregular topography. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1716-1729.
- Gill, A. E. (1982): Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press, London, 662pp.
- Holloway, P. E. (2001): A regional model of the semidiurnal internal tide on the Australian North West Shelf. *J. Geophys. Res.*, **106** (C9), 19625-19638.
- Inaba, H. (1981): Circulation pattern and current variations with respect to

- tidal frequency in the sea near the head of Suruga Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **37**, 149-159.
- Inaba, H. (1984): Current variation in the sea near the mouth of Suruga Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **40**, 193-198.
- 北出裕二郎,高橋静,吉田次郎,松山優治(2002): 小さな矩形海における内部静振のエネルギー散逸過程. *海の研究*, **11**, 259-271.
- Kitade, Y. and M. Matsuyama (1997): Characteristics of internal tides in the upper layer of Sagami Bay. *J. Oceanogr.*, **53**, 143-159.
- 北出裕二郎,松山優治,岩田静夫(1993): 相模湾上層で観測された内部潮汐の特性. *海の研究*, **2**, 333-341.
- 北出裕二郎,松山優治,川村有二,土谷猛(2001): 内部潮汐波に依って起こされる内浦湾奥部の内部静振. *沿岸海洋研究*, **39**, 51-56.
- Knauss, J. A. (1978): Introduction to physical oceanography, Prentice Hall, 338 pp.
- LeBlond, P. H. and Mysak, L. A. (1978): Waves in the Ocean. Elsevier Oceanography Series, New York,602pp.
- Matsuyama, M (1985a): Internal Tides in Uchiura Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan.*, **41**, 135-144.
- Matsuyama, M (1985b): Numerical Experiments of Internal Tides in Suruga Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan.*, **41**, 145-156.
- Matsuyama, M. (1991): Internal tides in Uchiura Bay. p. 449-468. *In Tidal Hydrodynamics, ed. by B. B. Parker, John Wiley & Sons, Inc., New York.*
- Matsuyama, M and T. Teramoto (1985): Observation of Internal Tides in Uchiura Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan.*, **41**, 39-48.
- Müller, P. and N. Xu (1992): Scattering of Oceanic Internal Gravity Waves off Random Bottom Topography. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 474-488.
- Müller, P. and N. Xu (2000): Scattering of oceanic internal gravity waves off random bottom topography. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 474-488.
- Ohwaki, A., Matsuyama, M. and Iwata, S. (1991): Evidence for Predominance of Internal tidal Currents in Sagami and Suruga Bays. *J.*

- Oceanogr. Soc. Japan.*, 47, 194-206.
- Ohwaki, A., M. Matsuyama and H. Nagashima (1994): Difference in the prevailing periods of internal tides between Sagami and Suruga Bays: Numerical experiments. *J. Oceanogr.*, 50, 449-463.
- Okazaki, M. (1991): Internal tidal waves and internal long period waves in the Sanriku coastal seas, eastern coast of northern Japan, *La mer*, 28, 5-29.
- Phillips, O. M. (1977): *The Dynamics of the Upper Ocean*. 2nd ed. Cambridge Univ. Press, New York, 261pp.
- Pingree, R. D. and A. L. New (1989): Downward propagation of internal tidal energy into the Bay of Biscay. *Deep-Sea Res.*, 36, 735-758.
- Prinsenber, S. J. and M., Jr. Rattray (1974): Effects of continental slope and variable Brunt-Väisälä frequency on the coastal generation of internal tides. *Deep-Sea Res.*, 22, 251-263.
- Rattray, M, Jr. (1960): On the coastal generation of internal tides. *Tellus*, 12, 54-62.
- 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, 179-195.
- Sherwin, T. J. (1988): Analysis of an internal tide observed on the Malin Shelf, north of Ireland. *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1035-1050.
- Suginohara, N. (1982): Coastal upwelling: onshore-offshore circulation, equatorward coastal jet and poleward undercurrent over a continental shelf-slope, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 272-284.
- Takeuchi, K, and T. Hibiya (1997): Numerical Simulation of Baroclinic Tidal Currents in Suruga Bay and Uchiura Bay Using a High Resolution Level Model. *J. Oceanogr.*, 53, 539-552.
- Webb, A. J., and S. pond (1986): A modal decomposition of the internal tide in a deep, strongly stratified inlet: Knight Inlet, British Columbia, *J. Geophys. Res.*, 91(C8), 9721-9738.