

波打帯の水理特性について

小川 由信*・首藤 伸夫**

1. はじめに

波打帯での波のうちあげ、および砂移動は、汀線の前進・後退、それに伴う前浜地形の変化、あるいは河口砂州の発達といった工学上重要な問題に係わっている。特に、二次元的な海浜変形予測モデルにおいて、波打帯は岸側の境界条件を与えるため、そこでの流体および砂移動のメカニズムの解明は不可欠である。

著者らは、以前より波打帯での水理特性¹⁾、砂移動²⁾、底面摩

擦力³⁾などの観測を行ってきたが、その際、波のうちあげ現象を解明することの必要性を痛感した。しかしながら、従来の波のうちあげに関する研究の多くは海岸堤防などの一様勾配斜面へのうちあげ高さのみを扱っており、流体および底質の運動を記述するのに十分な情報を得るには至っていない。

そこで、本論文では、まず、現地波打帯に設置した容量式波高計、容量式波先端計による観測結果をもとに波のうちあげに関連した水理特性について検討する。次に、流体および砂の運動の記述に不可欠な底面摩擦力について現地データをもとに検討する。

2. 現地観測

(1) 水理観測

観測は、茨城県大洗海岸で行なった。現地には、前報¹⁾と同様に、波峰線に直角な方向に幅 1.5 m、長さ約 20 m の木製二次元水路を設置している。測定項目は、砕波帯 1 点、波打帯 4 点での水面変動、波先端軌跡である。図-1 に現地での測定器の配置と水路に沿った縦断地形を示す。水面変動および波先端軌跡は、それぞれ容量線式波高計および容量線式波先端計で測定した。容量線式

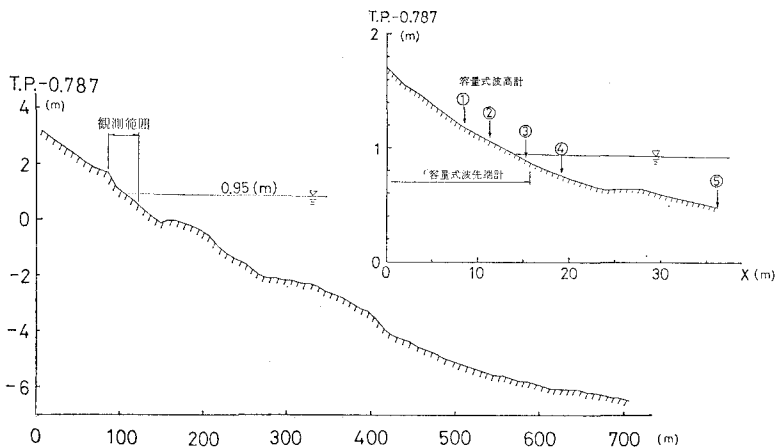


図-1 観測地点の縦断形状

波高計は、水流を乱さないように支持部を砂中に埋込み、また、波先端計は約 4 m 間隔ごとに設置したパイプで支えることにより底面から 2~3 cm の高さに保った。測定は、満潮時前後 (D.L. 0.95 m) 約 2 時間に渡りサンプリング間隔 0.1 秒で行なった。これらのデータの他に、水路延長線上の水深約 6 m の地点での圧力式波高計による水面変動データ (以下、入射波とよぶ) が、観測時間内の 20 分間について得られている。

(2) 底面摩擦力の観測

底面摩擦力は、上述の現地水路内の測点 ④ にシア・メーターを設置して行なった。使用したシア・メーターの構造は、以前著者ら³⁾が報告したものと同様であるが、その際指摘した問題点に鑑み、試作に際し以下のように工夫した。

- ① 現地波打帯では砂の移動が激しいため、本体に砂が入りにくように、蓋から支柱を出す形とした。
- ② shear plate 前後面の圧力差その他の不確実な力を補償するための補償プレートを設けた。

3. 観測結果

(1) 波打帯の水面変動特性

一般に、現地海岸の地形条件は複雑であり、波の砕波変形の状況も異なる。従って、本稿では、波のうちあげ

* 正会員 工修 東北大学助手 工学部土木工学科

** 正会員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科

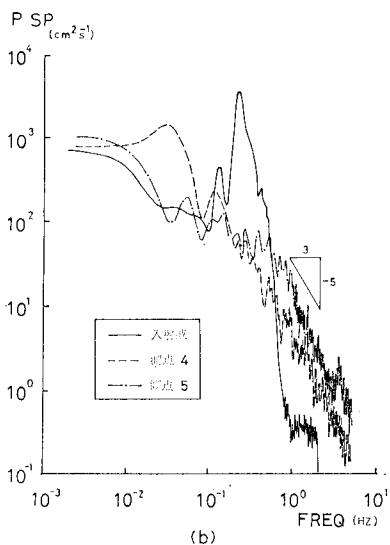
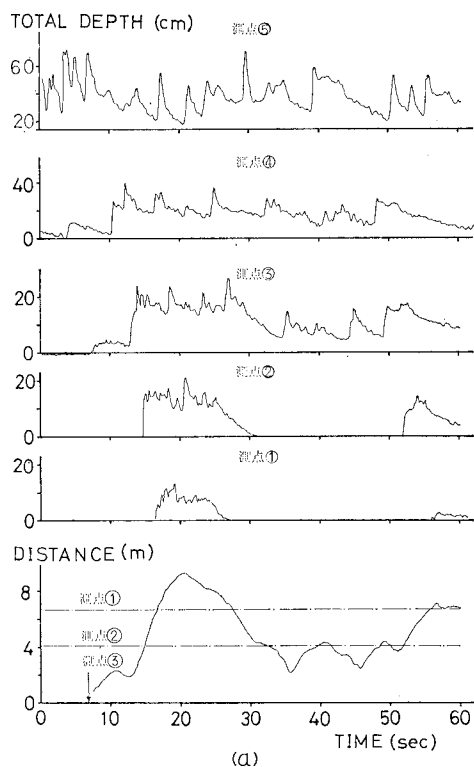


図-2 生データ例とパワースペクトル

を, i) 波の砕波変形過程, と ii) run-up, run-down 過程に分けて考察することとし, 本節では i) を取扱う。

図-2 (a) に生データの一例を, 図-2 (b) に入射波および観点 ④, ⑤ の水面変動をデータ数 4096, $\Delta t = 0.2$ s で F.F.T. によりスペクトル解析した結果を示す。これによると, 従来より指摘されているように砕波帯内では, 長周期変動が卓越しているが, 同時に入射波でも

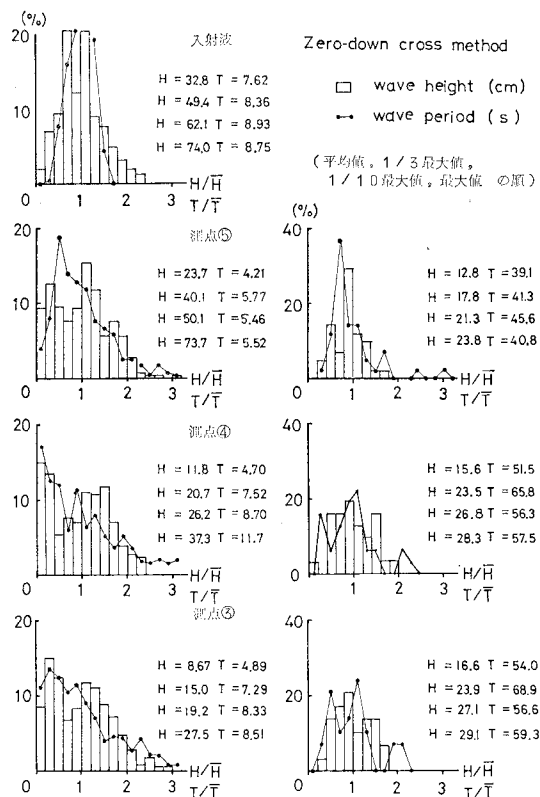


図-3 水面変動の統計的性質

砕波帯内と同程度の長周期成分のパワーが見られる。

一方, 波打帯近傍の観点 ④ では, 入射波および観点 ⑤ で見られる長周期成分に加え, より周波数の大きい 0.04 Hz 付近の成分が卓越し, 逆に高周波側は削られて傾きが $-5/3$ 程度に一樣化する。波打帯付近でのこのような現象は, 水粒子の運動が斜面の影響を強く受けること, run-down により後続の微小な水面変動が淘汰されることに起因すると考えられる。

次に, 入射波データが得られている時間帯の水面変動データについて統計的性質を調べたのが 図-3 である。なお, 観点 ④, ⑤ では長周期成分のパワーが卓越するため, 0.05~0.0625 Hz を境に数値フィルターで分け, 各成分を解析した結果を示してある。また, 波の定義法は, 堀田ら⁹⁾にならない zero down-cross 法とし, 1 cm 以下の微小波は無視した。入射波と観点 ④, ⑤ を比較すると, 観点 ④, ⑤ では, 従来指摘されているように波高分布は明確に双極化しており, また, 砕波変形により波数が 1.8 倍程度に増加していることがわかる。このような波数の増加に対し, 水口ら⁴⁾は, 読取り誤差 E_R を適当に選んで主要な波を抽出することにより, 現地不規則波の波高変化を規則的に扱うことを報告している。しかし観点 ⑤ で入射波と波数がほぼ同一になるためには $E_R = 17$ cm とする必要がある, 平均波高に対し

てかなり大きな値となる。これとは逆に、測点⑤から測点④にかけては、短周期・長周期いずれの成分波とも波数が減少している。図-3(a)を見ると、これは、前の波の run-down により短周期の波が定義されない程度まで減衰し、また、比較的大きな波が run-down する流塊をとり込むことに起因することが読みとれ、前述のスペクトル解析の結果と一致する。

(2) 波のうちあげ特性量

a) 一波のうちあげ特性

不規則波として適上現象を取扱う前に、前に適上した波および後続の波の影響の少ない波のうちあげについて考察する。いま、波先端軌跡を次の形に仮定する。

$$x_s = u_0 t - \frac{1}{2}(gm - a)t^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 x_s : 波先端軌跡、 u_0 : 初速、 g : 重力加速度、 m : 斜面勾配 (0.05)、 a : 摩擦などの影響を表わす係数、 t : 時間 (ドライベッドに波が達したときを $x_s = t = 0$ とする) である。

いま、(2)式の係数は未知であるので、観測データから前後の波の影響が少なく、また、水面変動の測点の近傍でドライベッドに適上し始める波を選び出し、測定した水面変動 $H(t)$ の特性量で表わすことにする。すなわち、波先端軌跡の最大値を $x_{s,m}$ 、その出現時間を t_m とすると、(2)式の係数は次式により求まる。

$$u_0 = \frac{2 \cdot x_{s,m}}{t_m}, \quad gm - a = \frac{2 \cdot x_{s,m}}{t_m^2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

波は砕波しているので、波先端で $F_r \approx 1$ が成立していることが予想される。そこで u_0 と $\sqrt{gH_m(0)}$ ($H_m(0)$:

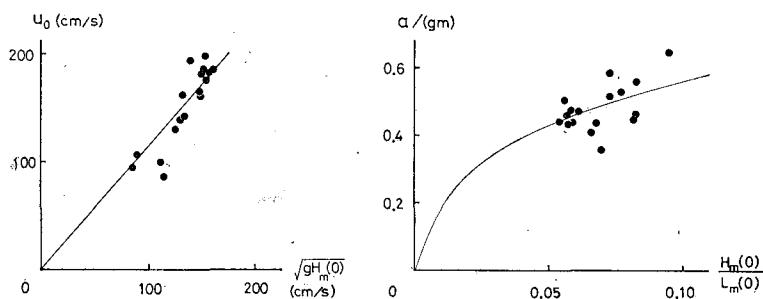


図-4 波先端軌跡の係数

$x_s = 0$ での $H(t)$ の最大値) の関係を図-4(a)に示す。両者には良い直線性があり、次式の関係が認められる。

$$u_0 = 1.14\sqrt{gH_m(0)} \quad \dots\dots\dots (4)$$

次に、もう1つの係数 $(gm - a)$ については、波先端部の局所的な波形勾配 $H_m(0)/L_m$ ($L_m(0) = \sqrt{gH_m(0)}t_f$, t_f は $H = H_m(0)$ の時間) との間に次式の関係が認められる (図-4

(b))。

$$\frac{a}{gm} = 1.41 \left(\frac{H_m(0)}{L_m(0)} \right)^{0.4} \quad \dots\dots\dots (5)$$

以上の式 (4), (5) を用いて入射波特性から $x_{s,m}$, t_m を計算すると、いずれの値も実測値のほぼ 0.8~1.2 倍に納まる。これは、ドライベッドにうちあがる点での波高と波形勾配から波先端軌跡を推定しうることを示しているが、 u_0 , a に対する底面摩擦の影響、移動床であることの影響はさらに検討する必要がある。

b) 波のうちあげ特性量

次に、不規則波としての波のうちあげ特性量を取り上

げる。図-5に各特性量の定義を示す。

本論文では、砂を移動させる外力として波のうちあげを考えているため、これら特性量は、ピーク・トウ・ピークで定義した。

規則波のうちあげ高さの算定式としては、比較的簡便で良く合うものとして Hunt の式がある。

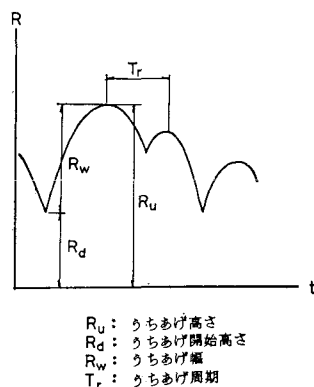


図-5 うちあげ特性量の定義 (観測時潮位を $R=0$ とする)

図-6(a)は、実測うちあげ高さの分布と、個々の波に Hunt の式が成立つと仮定して計算した分布を比較したものであり、(b)は入射波の周期と実測したうちあげ周期を比較したものである。なお、うちあげ高さの計算に際し、斜面勾配は波が最初に砕波する点 ($h_B = 148$ cm) と実測潮位と斜面の交点の間の平均勾配とした。うちあげ高さに関しては、 $\bar{R}$, $R_{1/3}$ および分布形状とも線形を重ね合わせで算定したにもかかわらず良く合っている。

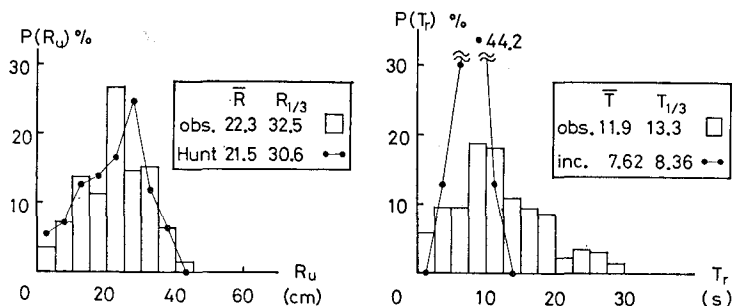


図-6 うちあげ高さとうちあげ周期の分布

しかしながら、周期分布に関しては、実測うちあげ周期 T_r は入射波周期に比べ平均的に大きく、分布幅も広がっている。

前述のように、入射波には、パワーの減衰しない長周期成分と、砕波によりパワーが減衰する短周期成分から成っている。従って、波のうちあげ高さも、i) wave set-up, ii) 長周期波のうちあげ, iii) 短周期成分波のうちあげの 3 つの成分から成ると考えることができる。i) の wave set-up に関しては、観測時の D.L. が +0.95 m であるのに対し、測点 ④ の平均水面が D.L. +0.91 m となり、測定誤差を考えると、ほとんど認められないことになる。ii), iii) に関連したものとして、図-7, 8 に波のうちあげ開始点の分布およびうちあげ幅の分布を示す。うちあげ開始点は基本的には長周期変動により岸沖方向に移動する。この移動量が、測点 ④ での長周期変動成分 $\eta_{l,rms}^2 = 40.5 \text{ (cm}^2\text{)}$ と等価であるとし、鉛直方向に正規分布すると仮定して計算したのが、図中の実線である。実測値は計算値に比べ分散は大きい、この差は、短周期成分間の相互干渉を表わすものであろう。

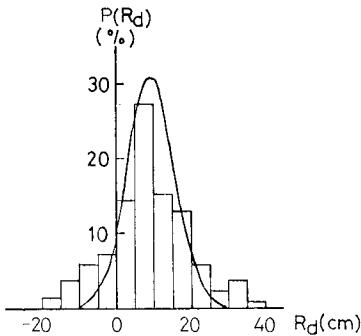


図-7 うちあげ開始点の分布

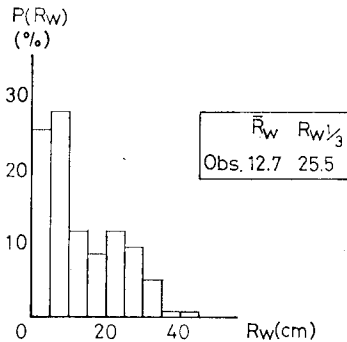


図-8 うちあげ幅の分布

c) うちあげ波厚

図-9 は、前の波によるもどり流れの影響が少ないものについて、時間最大うちあげ波厚 $H_m(x_s)$ (ここで、各波がドライベッドにうちあがる点を $x_s=0$ とする) の場所的变化を示したものである。なお、観測では必ずしも

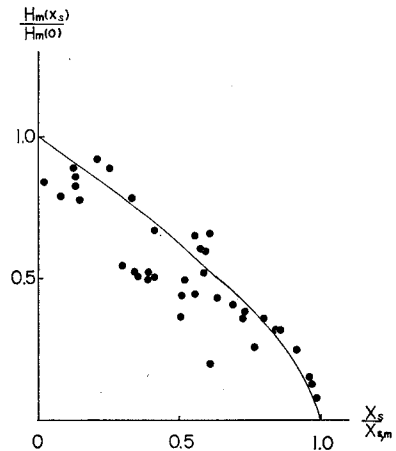


図-9 うちあげ波厚

波高計設置点でドライベッドにうちあがらないので、(3) 式および (4) 式を等置することにより算定される $H_m(0)$ で $H_m(x_s)$ を無次元化し、次の関係を得た。

$$\frac{H_m(x_s)}{H_m(0)} = \left(1 - \frac{x_s}{x_{s,m}}\right)^{-0.67} \dots\dots\dots (6)$$

上式は、前後の波の影響が少ない波に関して (3) 式の 1.14 に対応するフルード数が一定であると仮定したときの波先端軌跡とうちあげ波厚の相似性を表わしている。

d) うちあげ波による水粒子速度

うちあげ波による砂移動を見積るためには、うちあげ波の水粒子速度を把握する必要がある。図-10 は、文献 1), 3) における観測データをもとに、ドライベッドにうちあがった後の時間最大水粒子速度と上述の $H_m(x)$ の関係を示したものである。図から波先端部では、フルード数が 1 前後であることがわかり、また、波先端の波形勾配との間に近似的に次の関係が成立つ。

$$\frac{U_m(x_s)}{\sqrt{gH_m(x)}} = 0.66 \left(\frac{H_m(x)}{L_m(x)}\right)^{-0.27} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 $L_m(x)$ は $H_m(x)$ までの先端からの長さである。

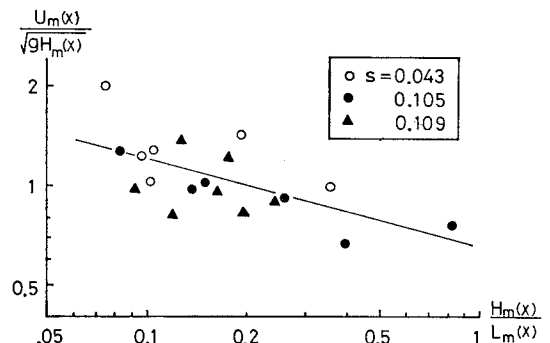


図-10 うちあげ波の最大水粒子速度

(3) 底面摩擦力

図-11 に、今回の観測で得られた、水面変動、波先端軌跡、底面摩擦力の経時変化の一例を示す。図から、底面摩擦力の値そのものは寄せ波時の方が大きい、継続時間は引き波時の方が長いことがわかる。

ここでは、とりあえず、寄せ波時の摩擦係数 f について考察する。現象は非定常であるから、摩擦係数 f を次式で定義する。

$$\int_0^T \tau(t) dt = \frac{1}{2} \rho f \times \int_0^T u(t)^2 dt \quad \dots\dots(8)$$

ここに、 $\tau(t)$: 底面摩擦力, $u(t)$: 断面平均流速, T : 寄せ波の作用時間, である。文献 2) によれば、 $\int_0^T u(t)^2 dt$

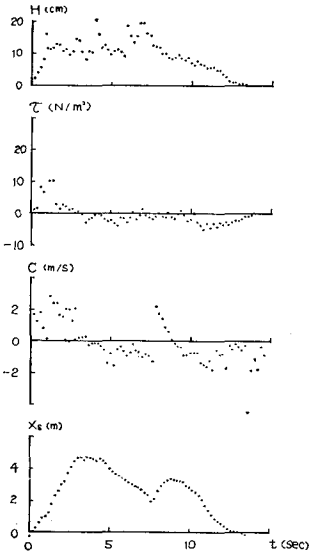


図-11 底面摩擦力の生データの一例

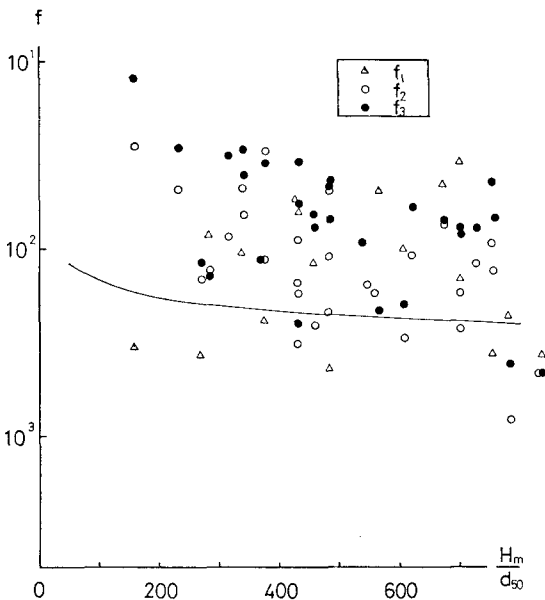


図-12 摩擦係数

と $u_m T$ には良い線形性が認められ、また、本観測で得られた $\tau(t)$ についても、 $\int_0^T \tau dt = (2.0 \sim 2.3) \tau_m \cdot T$ なる関係が得られた。そこで、便宜上、摩擦係数を次のように再定義する。

$$\tau_m = \frac{1}{2} \rho f_1 u_m^2 \quad \dots\dots(9)$$

図-12 に、 f_1 および、 u_m の代わりに波先端移動速度 C および $\sqrt{gH_m}$ を用いて定義した f_2, f_3 を相対粗度をパラメータにとってプロットした。なお、圧力勾配を差引いた文献 2) のデータも併せて示してある。図中の実線は、定常流との比較のため、対数分布則を用いて算定したものである。観測で得られた摩擦係数の相対粗度に対する依存性は明らかでないが、定常流に比べ、平均的に 2~3 倍の値となっている。

4. おわりに

以上、現地観測により波のうちあげに関する水理特性を検討した。本観測により得られた主な結論を以下に列記する。

(1) 前後の波の影響の少ない波の波先端軌跡は、ドライベッドにうちあがる位置での波高と先端波形勾配により近似的に表わされる。

(2) 個々の波について Hunt の式が成立つとして計算したうちあげ高の分布は実測値とほぼ一致したが、うちあげ周期の分布は入射波とはかなり異なる。

(3) 波先端部ではフルード数がほぼ 1 であるが、先端部の波形勾配により変化する。

(4) 波打帯での摩擦係数は、定常流の場合の 2~3 倍の値となる。

謝辞: 本研究を行なうにあたり、現地観測に協力していただいた東北大学河川水理学研究室の諸兄、および観測機器の便宜をはかって下さった海岸環境工学研究センターに対し、厚く感謝する次第である。

参考文献

- 1) 小川由信・首藤伸夫: 波打帯での水理特性および砂移動の現地観測, 第 28 回海講論文集, pp. 212~216, 1981.
- 2) 小川由信・首藤伸夫: 波打帯の岸沖漂砂に関する現地観測, 第 37 回年講 II (投稿中), 1982.
- 3) 小川由信・首藤伸夫: 波打帯における底面摩擦力の現地観測例, 第 36 回年講 II, pp. 845~846, 1981.
- 4) 水口 優・松田仲次: 現地不規則波浪の浅海変形について, 第 27 回海講論文集, pp. 134~138, 1980.
- 5) 堀田新太郎・水口 優・磯部雅彦: 碎波帯内の平面分布特性について, 第 27 回海講論文集, pp. 129~133, 1980.