

砕波帯波浪場の構造

佐藤 道郎

1. はじめに

Komar (1976) の教科書では海浜断面を作用する波の様態によって図-1のように分けし名付けている。それによれば砕波帯を breaker zone と考えれば nearshore zone (岸浜帯) の限られた範囲を指すことになってしまうが、一方、砕波帯が nearshore zone の意で用いられることも多く、ここではその意味で用いるものと理解していただきたい。

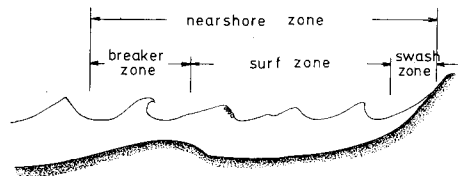


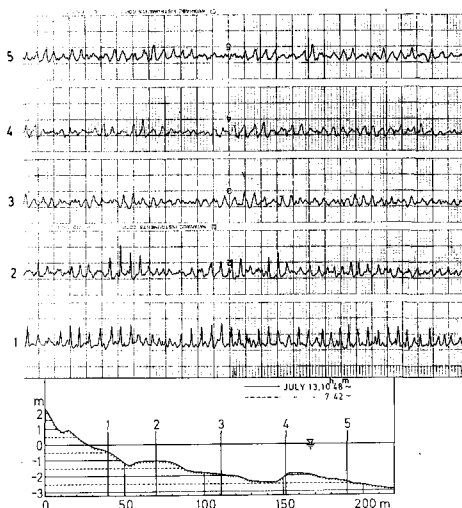
図-1 海浜の区分 (Komar (1976))

砕波帯は風波にとって終焉の地である。そこでは沖からやってきた波のエネルギーは砕波によって放出されて音や熱エネルギーなどとして一部は逸散するものの、長周期の水位変動・沿岸流や離岸流などの海浜流系・乱れなどの他のモードの運動エネルギーやポテンシャルエネルギーに再分配されるとともに、それぞれのモード間でも相互作用が行なわれ、その物理的な過程を多彩で複雑なものにしている。

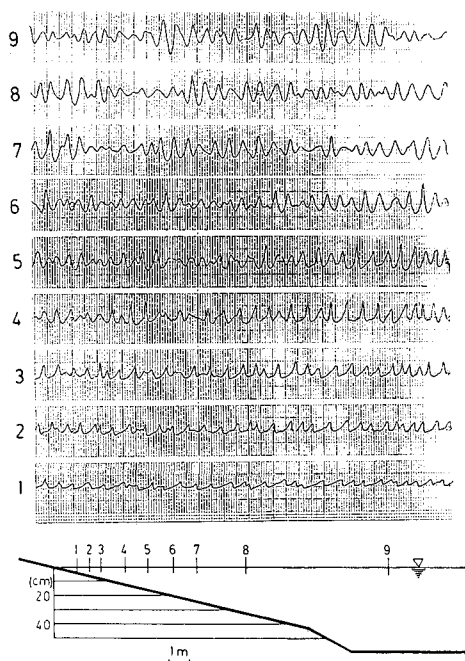
このような nearshore zone の波浪場の特徴はどんなものであろうか。我々が実際に海岸で見る波を測ってそのデータについてあれこれ思うときに生じる素朴な疑問のようなものに関する基礎的な事柄に話をしぼって述べることにする。

2. 不規則波の表現

図2, 3は容量式波高計で測った波の記録である。海岸で実際に見られるのはこのような波高も周期も不揃いな波である。こういった波は目視観測で波高, 周期, 波長などが記録されていたが、第二次大戦中に目視観測と計測器を用いた測定結果との比較が行われた。その結果、目視では平均波高ではなく高い方の20~40%の波の平均を読んでいることが明らかになった。そこで波高の高い方から30%の波の平均を特性波高 (characteristic wave height) としたがまもなく高い方から1/3の波の平均として定義しなおされた。これは「海で作業する人達にとって意味ある高い方の波」ということから「有義波 (significant wave)」と呼ばれるようになった。



図－2 波の記録例(吹上浜)。パー頂部を過ぎて一部の波が崩れ波として碎波するときのもの



図－3 波の記録例(室内実験)。1/25の勾配の斜面上での記録

1947年に公表された Sverdrup と Munk の論文で不規則な海面を表現するのに有義波が用いられ、その後、不規則な波を有義波という単一の値をもった波高、周期の二つのパラメーターで表現する方法が広まっていった。

さらに大戦後、さまざまな波を測る装置の開発によって波浪の時系列データが多く得られるようになると、海面の複雑さの内訳を表す表現法が必要となってきた。

3. スペクトル法

そこでとられた一つの方法は、不規則な水位変動を自由に伝播する無数の波数、周波数をもった単弦波の重ね合わせとして水位 η を次式のようにモデル化し、

$$\eta = \eta(\mathbf{X}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(\mathbf{K}_n \cdot \mathbf{X} - 2\pi f_n t + \epsilon_n) \quad (1)$$

波数 $\mathbf{K}_n$ および周波数 f_n に関して、振幅の二乗 a_n^2 に比例する成分波のエネルギーの分布を表すものである。 ϵ_n は初期位相角である。

各成分波は微小振幅の波の理論で表される性質をもつことが前提される。そのとき波数ベクトル $\mathbf{K}_n$ の大きさ k_n と周波数 f_n との間の次の関係（分散関係）

$$\sigma_n^2 = (2\pi f_n)^2 = g k_n \tanh k_n h \quad (2)$$

によって波数 k_n と周波数 f_n は対応がつくことになる。

したがって、 $\mathbf{K}_n$ と f_n に関する成分波のエネルギーの分布で表現するかわりに、周波数と波向きに対するエネルギーの分布によって表現することもできるようになり、実際上は多くの場合にこのような表現をとっている。これが波の方向スペクトルである。波の方向に関係なく、周波数に対するエネルギーの分布を表したものを周波数スペクトルという。これは方向スペクトルを方向角 θ について $0 \sim 2\pi$ まで積分したもので、一つの波高計で得られた記録から計算されるのはこの周波数スペクトルである。

複雑な海面の水位変動をこのようにモデル化し、表現できるものとする、海面下の速度、加速度、圧力なども微小振幅波理論を用いて表わすことができる。微小振幅波理論によれば波による水粒子の軌道速度は

$$u = a\sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx - \sigma t) = \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \eta \quad (3)$$

と表されるから、(1)式の考えにしたがえば

$$\begin{aligned} u &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sigma_n \frac{\cosh k_n(h+z)}{\sinh k_n h} \cos(\mathbf{K}_n \cdot \mathbf{X} - \sigma_n t + \epsilon_n) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n \frac{\cosh k_n(h+z)}{\sinh k_n h} \eta_n \end{aligned} \quad (4)$$

と表すことができる。したがって、 u のスペクトル密度を $S_u(\sigma)$ 、 η のスペクトル密度を $S_\eta(\sigma)$ とすると、

$$S_u = \left[\sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right]^2 S_\eta \quad (5)$$

となる。同じように、水粒子の加速度 $\dot{u}$ については

$$S_{\dot{u}} = \left[\sigma^2 \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right]^2 S_\eta \quad (6)$$

となり、(5)と(6)から

$$S_{\dot{u}} = \sigma^2 S_u \quad (7)$$

の関係があることになる。圧力については

$$\Delta P = p + \rho g z = \rho g \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \eta \quad (8)$$

より、

$$S_{\Delta p} = \left[\rho g \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right]^2 S_{\eta} \quad (9)$$

となる。

いま、波の峰に直角な方向にある距離だけ離れて2つの波高計が置かれているものとする。波の進行方向に x 軸をとり、沖側の波高計の位置を $x_1 = 0$ 、岸側を $x_2 = \Delta x$ とすると、成分波は

$$\eta_1(\sigma) = a_1(\sigma) \cos \sigma t, \quad \eta_2(\sigma) = a_2(\sigma) \cos(k\Delta x - \sigma t)$$

である。したがって、二点での成分波の位相差は

$$\phi(\sigma) = k\Delta x = \sigma \Delta x / C \quad (10)$$

となる。そこで位相差から成分波の波速を

$$C = \sigma \Delta x / \phi(\sigma) \quad (11)$$

として求めることができる。

また、水深一様な場合に、 $x = 0$ での水位の時系列データ $\eta(0, t)$ が得られたとする。 $|t| < t_0$ の区間でフーリエ展開すると

$$\eta(0, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \{a_n \cos(nft) + b_n \sin(nft)\} \quad (12)$$

$$a_n = \frac{1}{t_0} \int_{-t_0}^{t_0} \eta(0, t) \cos nft \, dt,$$

$$b_n = \frac{1}{t_0} \int_{-t_0}^{t_0} \eta(0, t) \sin nft \, dt \quad (13)$$

と表される。ただし、 $f = \pi / t_0$ である。この波を $x = x$ のところの波高計で測ると (10) で示したように $k_n x$ だけズレて測られることになる。すなわち、 $x = x$ での水位 $\eta(x, t)$ は次のように表される。

$$\eta(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \{a_n \cos(nft - k_n x) + b_n \sin(nft - k_n x)\} \quad (14)$$

k_n は周波数 nf に対応する波数である。 a_n, b_n を (14) 式に代入して $t_0 \rightarrow \infty$ とし、 $f \rightarrow d\omega$, $nf \rightarrow \omega$ で表して

$$\eta(x, t) = \left(\frac{g}{h}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} E(\tau - t, x) \cdot \eta(0, \tau) \, d\tau \quad (15)$$

$$E(\tau - t, x) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{h}{g}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \cos[(\tau - t)\omega + k_{\omega} x] \, d\omega \quad (16)$$

となる。したがって、 $x = 0$ の水位記録から $x = x$ での時系列を求めることができる。Lundgren と Sand (1978) による 0.4 m の水路で 8.98 m 離れたところでの計算結果と実験値を示したのが図 4 である。距離が大きくなるにつれて計算値と実験値のズレが大きくなり、これを Lundgren らは非線形性によるものとしている。 $x = 0$ での水位記録から $x = x$ における水位だけでなく、底面圧力、底面流速なども得られている。

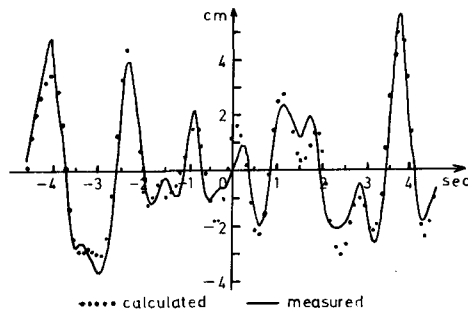


図-4 $x=0$ の水位記録から $x=8.98$ m のところの水位を求めた計算結果 (点) と実験結果 (実線)。(Lundgren & Sand (1978))

このように (1), (2) 式を前提とした波のモデルでは不規則波であっても微小振幅波理論で簡単に料理できるために非常に具合が良い。このようなことから不規則波の解析的な扱いを可能ならしめる方法として用いられてきている。

ここで、図 2, 3 に示した海岸波浪のスペクトルを求めてみることにする。結果は図 5, 6 に示す。この例から次のことが読みとれる。波は浅いところに進むにつれ

- (イ) ピーク周波数の 2 倍, 3 倍といった高調波成分のエネルギーが目立つようになってくる。
- (ロ) ピーク周波数より低周波側のエネルギーが次第に増えてくる。

これらの結果、浅くなるにつれてエネルギーはより広い周波数帯に分布するようになる。高い方のエネルギーについては、波は非線形性によって波形が次第に峰が尖り谷が丸みをもった形に変形していくが、その歪を表す高調波成分、および、波が二つ以上の波列に分かれていくソリトン分裂 (「ソリトン分裂 —分散波動論—」(岩崎, 1979)) によるものと考えられている (Büshing, 1976)。Thornton と Schaeffer (1978) は現地観測データより求めた個々波の波高と周期の結合確率分布で、確率密度が最も大きな値をとるのが、碎波波高の中央値のところで、さらに、沖波の周波数のハーモニックのところであるから、スペクトル幅が広がるのはハーモニック周波数の二次波峰の発生によるものとした。とくにパーで碎波する場合、規則波であっても通過後の再生波では入射波の二倍周波数のところにかかなりのエネルギーが現われ (McNair and Sorensen, 1970), 碎波しない場合でもソリトン分裂する (Chandler and Sorensen, 1972)。榎木・岩田 (1976・1979) は規則波が砕けると沖波の基本周波数の高調波成分の振幅がかなり大きくなることを示し、その振幅スペクトルの変化を次

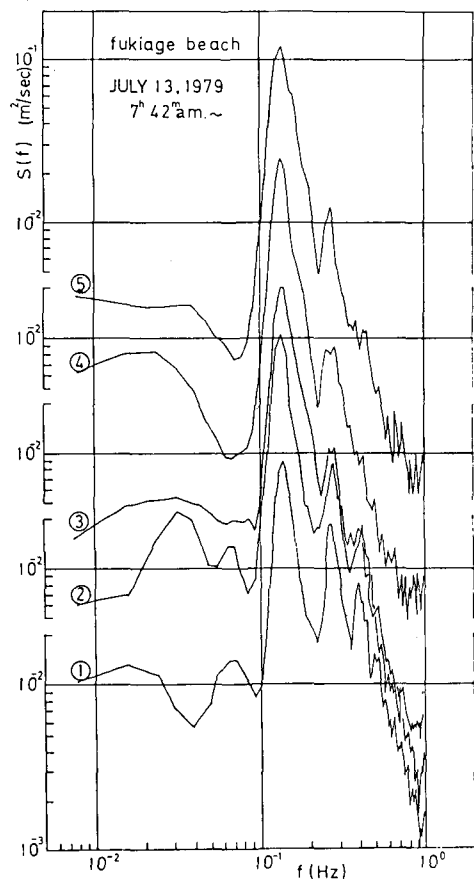


図-5 図2のスペクトル

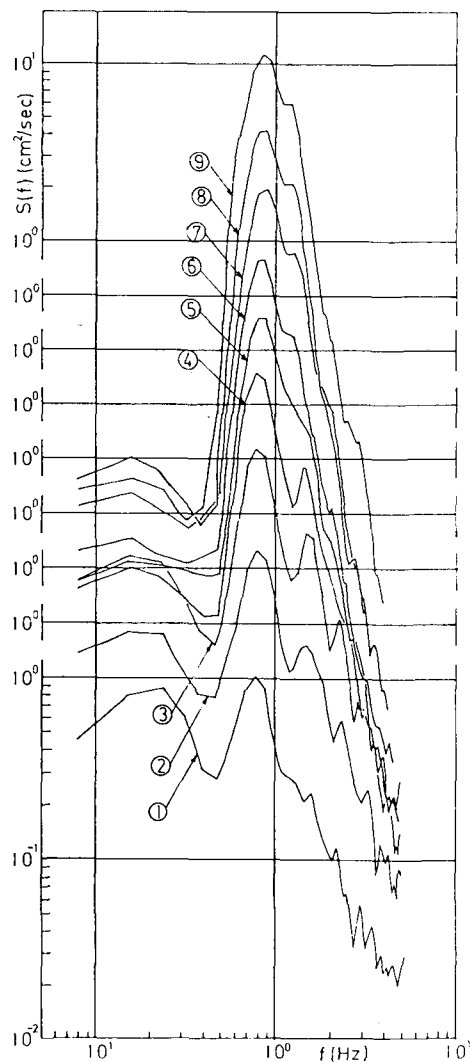


図-6 図3のスペクトル

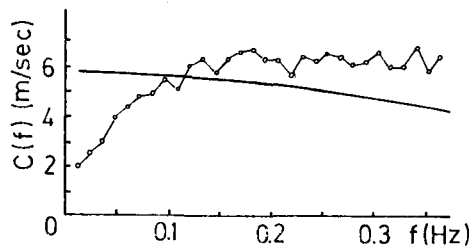
元解析によって考察して、さらに砕波後の不規則波の平衡スペクトル形状を求めている。砕波帯の波のスペクトルについては井島・松尾（1969）、Lee and Black（1978）、Thornton（1979）等の現地観測データに基づく研究もある。

スペクトルのピークより低周波側のエネルギーについては後に述べる。

4. スペクトルと不規則波の構造

波の進行方向に並ぶ二つの波高計出力から成分波の位相を求めると（11）式より成分波の位相速度が得られ、（1）、（2）式を前提としたモデルでは（2）の分散関係から $C_n = \sigma_n / k_n$ として求めたものと一致するはずである。

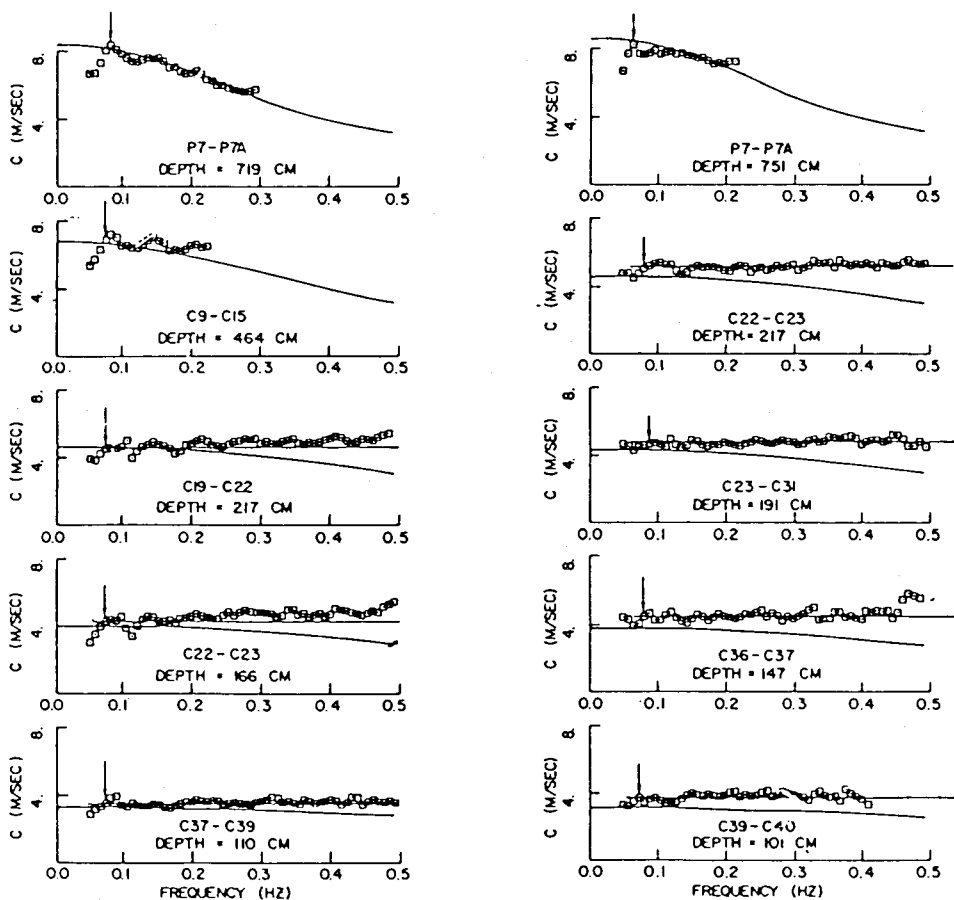
Thornton *et al.* (1976) は砕波帯の現地観測データから求めた位相と、(10) 式で線形理論を用いて計算した位相との比較から、かなりのエネルギーを含む帯域の成分波が基本波成分と同じ位相速度で伝播し、非分散性を示して線形波の波速の式を満たしておらず、砕けた波の強い非線形性を示すものとした。Büshing (1978) は時化の時の記録から (11) 式で成分波の波速を求め、図 7 に例を示すような結果を多く得た。これは線形重力波の分散関係を満たさないばかりか周期の短い成分波の方が長い成分波よりも早く進むことを示している。表面張力波では常温で波速 23.2 cm/sec より遅い波は存在せず、それより波長の短い波ではより短い波の方が速く進む。このように短い波の方が速く進むことを異常分散と呼び、重力波のように長い波の方が速く進む場合を正常分散と呼んでいるが、Büshing の得た波速の関係は重力波の異常分散を示している。この異常分散の理由は定かではない。後に、Thornton and Guza (1982) は再度現地観測でこの点について検討し、砕波帯の内側の波の成分波が一定の波速をもち非分散性であることを示した (図 8)。



図一 7 成分波の波速の測定例 (Büshing (1978)) (実線は (2) 式による計算値)

スペクトルで波を表現した場合に、ハーモニックス成分について、その周波数に応じた波速で進む自由波と、波の非線形性に基づく波形の歪を表し基本波と同じ速度で伝播する拘束波の内訳はどのようなのかという解釈の問題があったが、それとともに成分波の波速に関するこれらの観測事実は、(1) 式のようにモデル化し (2) 式の分散関係を前提としたスペクトル法の考え方が砕波帯の波に対して厳密にはとり得ないことを示している。また、線形波の分散関係に基づいた方向スペクトルの測定法も非常に浅いところでは使えないということになる。

風波の研究では 10 年以上も前からスペクトルのピーク付近は分散関係を満たすものの高周波側では満たさなくなることが実験的に指摘され、吹送流や方向分散から解釈が試みられた。光易・郭 (1976) は風波を無風領域に進行させて同様な結果を得た。Lake and Yuen (1978) は風洞実験による上述と同様の結果から風波の構造について、ピーク周波数に等しい搬送波周波数をもった単一の非線形波列であるというモデルを提唱した。つまり、本当の波はほぼ単一の周期をもって振幅が変調を受けたような非線形の波であって、そのスペクトル成分は分散関係を満たす自由波のランダムな集まりではなく、むしろ、単一の波の分散しないで同じ速度で進む拘束波であるというわけである。Mollo-Christensen and Ramamonjarisoa (1978) は否定的な見解を示した。Masuda, Kuo and Mitsuyasu (1979), Mitsuyasu, kuo and Masuda (1979) は三次までの弱非線形理論によってスペクトルピークの三倍の周波数あたりまでは説明できることを示し、自由波と拘束波の分離法を示した。



図—8 成分波の波速の測定例 (Thornton & Guza (1982))

Crawford, Lake, Saffman and Yuen (1981) も非線形の波の理論から波の非線形性で説明し得ることを示し、結局、自由波と拘束波が併存し、波の系の性質はそれらのどちらが主かということで決まり、これは非線形性の強さとその波の系の帯域幅に依存することを示した。Dudis (1981) は分散波と非分散波からなる一方向の波の場の波数一周波数スペクトルを考え、波速を求める方法とその解釈について検討した。Phillips (1981) は前述の Lake and Yuen の研究に対し、成分波の波速が一定なのは表面張力波の波速が長い波との干渉で変化することによるものとして理論的に解釈できることを示した。

このように、成分波の波速が線形理論を満足しないということが、新しい波のモデルの導入の議論をひきおこしてきた。ところで、岩垣・木村 (1977)、木村・上総 (1982) は機械的に発生させた浅海域の不規則波について、二点間の距離と、単一の記録のずらし時間を変え、コヒーレンスの変化を調べた。その結果から、2～数波の比較的波高・周期の似かよった波が連なって、これが一つの群をなし、その周期に対応した群速度で伝播していく、というモデルを提案した。波群をこえた波相互には周波数、位相の連続性のないことがコヒーレンスを下げていくというものである。

5. 不規則波の別の表現法

スペクトル法で砕波帯の波を表現しようとした場合、スペクトルに現われてきた成分波のうち、どの部分が我々が波と認識し得る部分で、どれがそうでないのかという内訳が問題となる。この内訳をはっきりさせるためには、元に戻って(2)式を前提とせずに波数周波数面上での成分波の分布を求めなければならない。これは方向性を考えないとしても現地波浪について行うのは困難である。石田・金(1976)は風洞水槽の風波の波数周波数スペクトルを求めている。また、石田(1975)は二次波峰現象を波数周波数スペクトルで説明しており、成分波間での非線形干渉を伴うような現象の理解に対しては有効と考えられる。

現地データにも簡単に適用できて、波形の歪成分のようなものの入らない波のスペクトルということになるとフーリエ解析によって得られる成分波のエネルギースペクトルに対して、ゼロクロス法などで定義した個々の波のエネルギースペクトルを考えるのが一つの方法であろう。Tokuda and Toba(1981)は個々波のエネルギースペクトルを以下に示すようにして導入した。 Δt を水位の時系列データのサンプリング間隔とし、周波数を0からナイキスト周波数 $(2\Delta t)^{-1}$ までを n 等分する。分解幅は $\Delta f = (2n\Delta t)^{-1}$ である。周波数 f_i から $f_i + \Delta f$ (i は1から n までの整数)の範囲の個々の波をひろい出してその数 m_i を数える。zero crossing trough-to-trough法で波の周期 $\tilde{T}_i^j$ と波高 $\tilde{H}_i^j$ ($j=1, \dots, m_i$)を決める。平均周期 T_i と平均波高 H_i は

$$T_i = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{m_i} \tilde{T}_i^j \quad H_i = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{m_i} \tilde{H}_i^j$$

となる。個々の波のスペクトル密度を周波数 f_i に対して

$$\phi_i \Delta f = \frac{1}{2} a_i^2 \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

で定義する。ここで a_i は次式で定義される仮想の振幅である。

$$a_i^2 = R_{mi} \left(\frac{H_i}{2} \right)^2, \quad R_{mi} = \frac{m_i T_i}{\sum_{i=1}^n m_i T_i}$$

R_{mi} は全記録長に対して i 番目の周波数帯の波で占められる時間の割合を示す。

この方法で計算した結果の例を見ると(図9), A の通常のスペクトルと B, C の個々波のスペクトルはピークのあたりでは殆んど一致し、通常のスペクトルの高調波のところに見られるピークは個々波のスペクトルには現れていない。 B, C は個々波の定義による差異を見るためのもので、 B はzero crossing trough-to-trough法、 C はall trough-to-trough法によるものである。図のスペクトルは次のように正規化されているものである。

$$\phi_N = R_{mN} H_N^2, H_N = H/H_p, \tau_t = \sum_{i=1}^n m_i T_i$$

$$R_{mN} = \left(\frac{H_p}{\bar{H}}\right)^2 m_u f_N^{-1}, \quad f_N = \frac{f}{f_p}, \quad \bar{H} = (8E)^{\frac{1}{2}}, \quad m_u = \frac{m}{\tau_t \Delta f}$$

添字 N は Normalized, p は peak の意味。

また, Lee and Black (1978) は個々波のスペクトル (zero up-crossing spectrum [ZUS]) を次のように定義した。

$$S(f) = g(f) \frac{1}{8} H_{rms}^2(f)$$

$g(f)$ は記録中に周波数 f の現れる確率である。離散量では次式で計算される。 N を記録中の全波数, m は周波数 f が $f - \Delta f/2 \sim f + \Delta f/2$ の区間に含まれる波の数として

$$S(f) = \frac{\sum_{i=1}^m H_i^2(f)}{8N \cdot \Delta f}$$

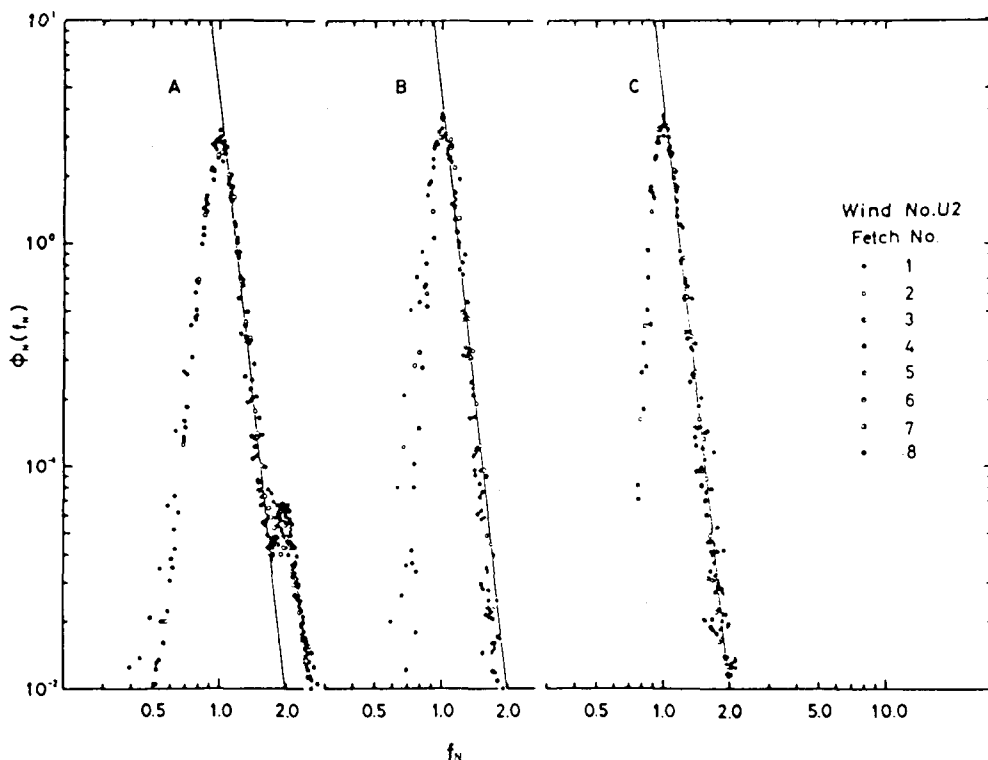


図-9 個々波のスペクトルの例 (Tokuda & Toda (1981))

岩田・福与(1982)はZUSとZDS(zero down-cross spectrum)によって斜面上の不規則波の変形を調べている。

これらの個々波の周波数ごとの内訳を表すスペクトルの利点はフーリエ解析に基づくスペクトルのように成分波の重ね合わせでなく、我々が波と認識し得るものがどんな割合で連なっているかを表すもので、線形性は要求されず非線形の波であっても高調波の成分の解釈の問題が生じないことである。だが、波の出現する順序に関する情報を含まないので時系列の再生や(15)、(16)式である地点の水位記録から他の地点のものを求めるといったことはできない。さらに個々波の力学的特性に関する理論的な基礎をもたないために、水位の情報から(5)～(9)式で示したような具合に内部の特性を理論的に扱うことは厳密にはなし得ない。これらは個々の波の統計で波浪場を記述しようとする波別解析法の利点と欠点である。

以上に見てきたように、スペクトル法も個々波で記述する方法も一長一短がある。これらの方法に対して海岸の波を非線形波であるソリトンの連なりとしてモデル化し、ソリトンの振幅に相当する固有値の分布(ソリトンスペクトル)で表す方法が提案されている。土屋・安田・武山(1981)はクノイド波やうねり性の海岸波浪がソリトンの連なりとして表されることを示し、内部特性の表現を求め(安田・篠田・土屋(1982))、海岸波浪への適用性について検討している(土屋・安田・山下・武山(1982))。

6. 波別解析法

スペクトル法にかわる不規則波の表示法にゼロクロス法などで個々の波を定義し、その波高、周期の確率分布などで不規則波群の統計的性質を表そうとする方法がとられてきており、波別解析法などと呼ばれている。波浪の統計については「波浪の統計的性質とその応用」(合田, 1975)、「不規則波の連の統計的特性とその応用」(木村, 1982)の講義がある。

スペクトル法では単に波形のフーリエ成分を求めてその内訳を示すというだけでなく、各成分波は微小振幅の波の理論に従うものという前提があった。一方、波別解析法では例えばzero cross法で波高、周期を決めてその内訳を示そうとするわけだが、その波高・周期をもった個々の波については、なにがしかの理論に従うような波形、波長、波速、水粒子速度などを有するという前提があるわけではない。個々波は同じ波高・周期をもつ規則波の理論で表されるような波としての特性をそなえているであろうという前提に立ち、どんな波の理論に従うかという点は、対象としている波の特性をどれが最も良く表現し得るかという観点、もしくは他の事情により選ばれる。

岩垣・木村(1976)、Kimura and Iwagaki(1978)は不規則波の実験により、zero up-cross法で得られた個々波の波長、波速などの関係を調べた(図, 10, 11)。これらの結果を見ると、平均的には個々波は同じ波高、周期をもつ規則波の特性を有するものと考えてもよさそうである。

砕波帯の波の記録をzero cross法で個々の波に分割する際に、周期の長い変動成分を十分に除いておかないと水深が浅くなるにつれて異常に周期が長くなってしまうことがある。図12に周期の長

い水位変動を含んだ記録の例を示した。

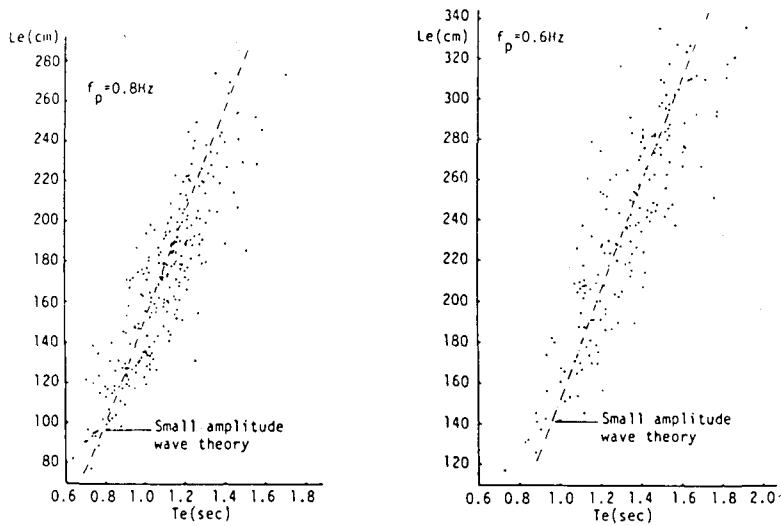


図-10 個々波の波長・周期の関係 (Kimura & Iwagaki (1978))

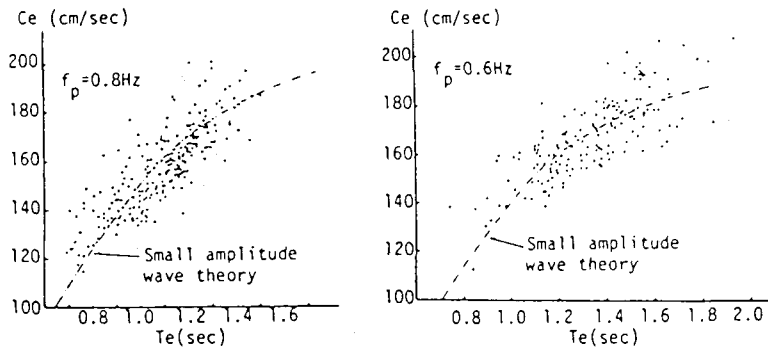


図-11 個々波の波速・周期の関係 (Kimura & Iwagaki (1978))

Dec. 14, 1978 NAGASAKI BEACH

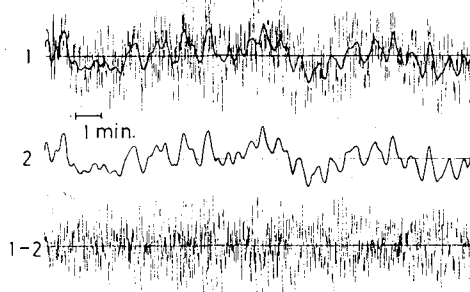


図-12 長周期水位変動を含む水位記録の例 (時間をつめてある)

7. サーフビート

nearshore zone で波を測ると入射波の周期よりも長い周期をもった水位変動が現れることがあり、図 12 にも示した。この長期水位変動は Munk (1949), Tucker (1950) によってその存在が報告され Munk は「surf beat」と名付けた。Munk (1951) の波の分類で周期 30～300 秒の infragravity waves (長周期重力波, 外重力波) に属する波である。この surf beat の発生機構について Longuet-Higgins and Stewart (1962) は radiation stress を用いて理論的に説明した。振幅がゆるやかに変化する波群が伝播しているものとする。この波群の群速度で動く座標系から見ると (図 13), ある断面で積分された運動量 (これはまた質量流束でもある) の変化は radiation stress の勾配と釣り合うことが示され、これからただちに質量流束が radiation stress に比例することとなる。その結果, radiation stress (波高の二乗に比例) の分布に応じて質量流束の変化が生じ連続の関係を満たすように平均水面が変化することになる。図 13 で波高の大きいところでは radiation stress (S_x) は大きく質量流束 (M) は負 (群速度で動く座標系から見たときに流の伝播方向の逆) となって平均水面は低下し, 波高の低い波の部分では正の向きの流れを伴って水面は高くなる。このような平均水面の高低が波群の群速度で進むだけで強制波であるが, これが海岸で反射して自由波として沖へ進んでいくというわけである。

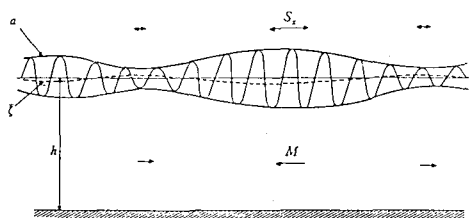


図-13 Longuet-Higgins & Stewart (1962) による surf beat の発生

Longuet-Higgins らの理論は水平床上での理論を基にしており, 岸近くの砕波帯での状況については十分に説明されていない。この点に関し Symonds, Huntley and Bowen (1982) は次のようなモデルで解析している。

図 14 に示すように入射波の波高が変化すると砕波位置が変化する。そうすると砕波点 $x'_1 \sim x'_2$ の間では radiation stress の x' の方向の勾配が変化することになる。この変化が丁度, $x'_1 \sim x'_2$ に造波板があって波を生じさせるのと同じ役割をするために, 入射波群の周期およびそのハーモニクスに相当する岸に向う波と沖に向う波を発生させ, 岸に向かった波は殆んど反射すると考えられるので重複波を形成することになるというものである。また, 宇野木・磯崎 (1965) も同系統の議論を行っている。

これらは二次元の場合のサーフビートの発生機構に関する考えであるが, 実際の海岸のように平面的な広がりをもつところでは別の機構も考えられる。Gallagher (1971) は海岸にある角度で入射するウネリまたは風波の成分波間の相互作用によって生じるエッジ波でサーフビートの説明を試みた。あ

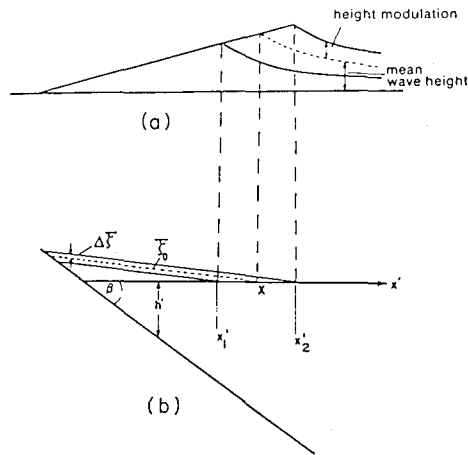


図-14 Symonds, Huntley & Bowen
(1982) の surf beat 発生モデル

るスペクトルを有する波が入射すると k', σ' および k'', σ'' なる波数ベクトルの沿岸成分と周波数をもった波の二次的非線形相互作用によって波数、周波数がそれぞれ和および差の大きさをもった成分が現われる。そのうち差の成分は低周波の振動となるが、これらは通常は自由波の分散関係を満足せず、拘束波である。しかし、ある組合せではエッジ波の分散関係を満足するようになって、その海岸線に沿って進む長波と共鳴しサーフビートとして現れるというものである。

エッジ波の発生に関して Gallagher の他に Guza and Davis (1974), Guza and Bowen (1975) の入射波がエッジ波の摂動に不安定なことから非線形の共鳴相互作用を通じてエネルギーを移すという理論もある。また、King and Smith (1978) も波の相互作用によるエッジ波の発生を論じている。

少しずつ内容は異なるが、非線形相互作用で生じた長い波がサーフビートの正体であるという説に対して現地観測資料などによる支持も多い。Gallagher (1971), Huntley (1976), Bowen and Guza (1978), Holman, Huntley and Bowen (1978), Sasaki and Horikawa (1979), Holman (1981), Huntley, Guza and Thornton (1981), Katoh (1981), 藤縄・岡田・渡辺 (1976, 1977), Fujinawa (1979) の観測がある。

これらのエッジ波の観測に対して前述の、あるいはもっと別の二次元的なメカニズムに関連すると思われる観測例は Munk, Tucker の他に Suhayda (1972, 1974), 橋本・山口・宇田・高木 (1977), 水口 (1981, 1982) などがある。二次元的な機構というのはかならずしもエッジ波の発生と矛盾もしくは対立するものではない。様々なサーフビートの発生可能なメカニズムが考えられる以上、全ての実測値を単一の発生機構で解釈するのはあるいは無理なのかもしれない。

実際の観点からは入射波や水深などの条件によってどの程度のサーフビートが発生するかということが重要であろう。Tucker はサーフビートの波高が入射波の波高に比例することを示した。合田 (1975) は現地波浪の観測値から実験式として

$$\frac{\xi_{rms}}{(\eta_{rms})} = \frac{0.04}{\sqrt{\frac{H_o}{L_o}(1 + \frac{h}{H_o})}}$$

(ξ :サーフビート波形, η :沖波波形)

を提案している。藤縄・岡田・渡部（1976）は多くの観測データを基に

$$H_{1/3}^{(l)}/H_{1/10}^{(s)} = 0.23 \sqrt{H_{1/10}^{(s)}/h} \quad (\text{添字 } l: \text{長波, } s: \text{短波})$$

を与えている。これらの間には整合性はなく、さらに検討が望まれる。

8. 砕波帯付近の波浪の変形計算

海面の波を有義波高、有義周期といったパラメーターで代表させ、その波高、周期をもつ規則波について浅水変形を計算するということが従来行われてきた。沖波の波高 H_0 、周期 T_0 、入射角 α_0 から、ある水深 d での波高 H 、周期 T 、入射角 α を求めるための諸量の間の関係については数多くの研究成果の蓄積がある。不規則波であっても線形性を前提にできると考えられる場合には、成分波に微小振幅波理論を用いて変形計算をして結果を重ねるか、スペクトルの変形則 (Karlsson (1969) など) を基にして計算される。だが、砕波帯付近からは著しい非線形性のためにスペクトルの変形として扱うのは困難になる。このような領域では我々にとって“有義な波”は長波領域のものが多くなり、波長の違いによる伝播速度の差異による波数分散は小さくなって、個々波の伝播に伴う波形変化もゆるやかになってくる。そして個々波の変形は実験室で見られる規則波と同じような変形則に従うであろうと考えられるようになる。そこで砕波帯あたりの波の変形計算には個々波が用いられる。この不規則波の砕波変形は、確率 $p(H_0, T_0, \alpha_0)$ を与えて、ある水深 d における $p(H, T, \alpha)$ を求める問題であるが、浅いところを対象としているので屈折によって波向きはかなり一方向に集中しており、代表波の周期も著しく変化するわけではないため、 T, α については一定とみなして波高の変化のみを追いかける計算法が主として提案されている。それでも規則波の変形計算に比べたらかなり厄介である。不規則波の砕波変形については「透過性構造物設計上の諸問題」(沼田, 1979), 「斜面上への不規則波のそ上」(岩田, 1982) でとりあげられているので解説は抜きにして、現地の不規則波の砕波変形現象をどの程度解明できるものかを図 15 に一例を示す。計算値は合田 (1975) のモデルを基にトラフの扱いには若干手を加えたものである。測定値は堀田・水口 (1979) によるものである。 $H_{1/10}$ では砕波帯近で若干合わないが、 $H_{1/3}$ は全般的によく説明している。 $\bar{H}$ は全般的に大きく見積っているようである。が、実測値の波高頻度分布を見ると読み取り間隔がかなり細かくて小さな波を多く拾っていることが関係しているかもしれない。 T, α は一定とし、規則波と不規則波群中の個々波の対応に関する検討がかならずしも十分でない状況で構成されたモデルでここまで説明し得るというのは上出来というべきものと思われる。

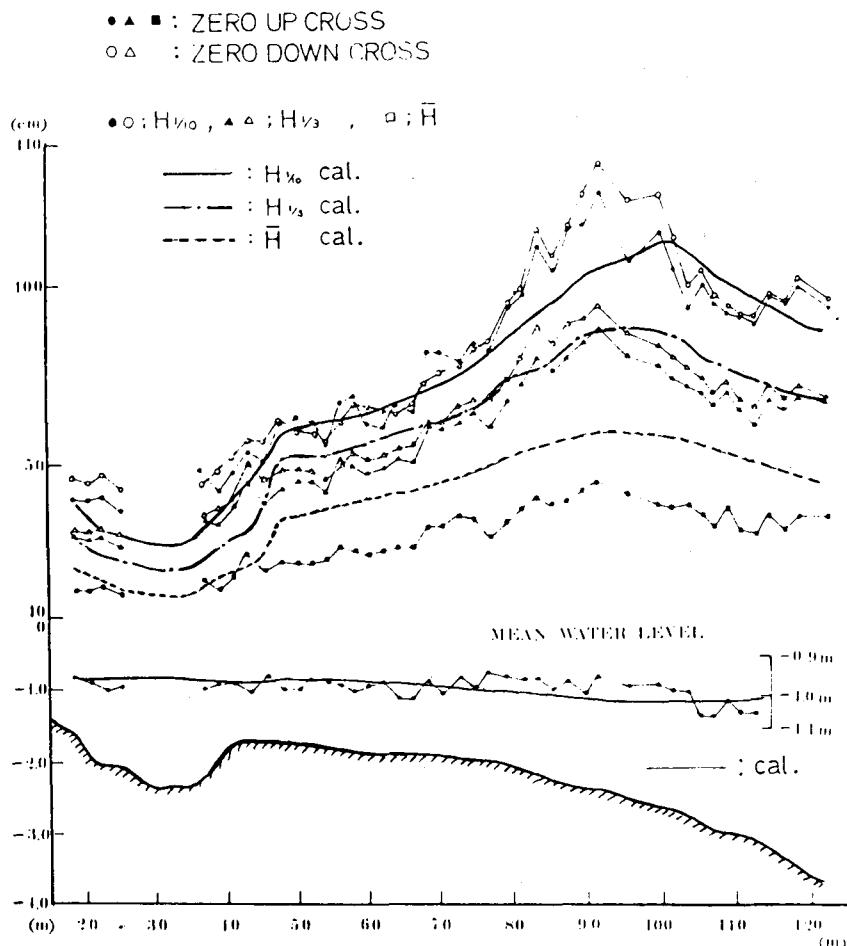
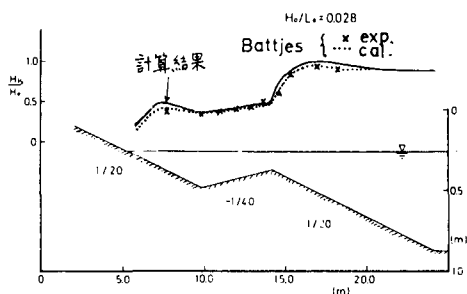


図-15 砕波変形計算と実測の比較

なお、合田のモデルについて、エネルギー収支式に基づいて波高変化を連続的に扱えず、バー・トラフ地形のように単調に水深が変化しない場合にはうまくいかないのではないかという考え (Battjes and Janssen, 1978) があって、砕波後の波のエネルギー損失を取り入れたモデルの構成の前提になっているように思われる。しかし、合田モデルでもバー地形での砕波変形計算は若干の工夫で可能であり、Battjes and Janssen (1978) の結果ともあまり変わらない結果を与えるようである (佐藤・小部, 1983) (図 16)。



第一16 合田モデルと Battjes & Janssen のモデルによるバー地形での計算結果

10. あとがき

海岸波浪の内訳とそれぞれの素性について簡単に述べてみた。素性やルーツの知れない部分もあり，そこを思いつめていくと海の波の実体は一体何なんだろうかという疑問に突き当たる。そこから新しい波の像を求める人々，あるいは従来の枠組みの中での解釈の可能性を追求する人々の間の熱い議論が生まれる。その一端についても触れてみた。しかし，紙数の都合もあり，式も使わず説明をはしょったところも多く，原著の意図を正確に伝えかねているところもあるかもしれない。できるだけ原典にあたっていただきたい。本文が海岸での波に親しむ一助になれば幸いである。

参 考 文 献

水工学に関する夏期研修会講義集で関連するもの

岩垣 雄一：波の変形論，1967.

日野 幹雄：波浪の統計的解析への応用，1970.

土屋 義人：波浪観測とその解析，1971.

堀川 清司：沿岸付近の流れ，1972.

橋本 宏：越波とはい上り，1972.

榎本 享：砕波特論，1973.

首藤 伸夫：非線形波動論，1974.

合田 良実：波浪の統計的性質とその応用，1975.

酒井 哲郎：沿岸の波の変形，1976.

石田 昭：不規則波の解析方法とその応用，1977.

佐々木民雄：海浜流系の現地観測，1978.

水口 優：海岸工学におけるエッジ波，1979.

岩崎 敏夫：ソリトン分裂 一分散波動論一，1979.

沼田 淳：透過性構造物設計上の諸問題，1979.

堀川 清司：沿岸海域における動力学概説，1980.

光易 恒：海岸波に関する現況，1980.

服部昌太郎：最近の現地観測とその成果について，1981.

岩田好一郎：斜面上への不規則波のそ上，1982.

木村 晃：不規則波の連の統計学的特性とその応用，1982.

引 用 文 献

Büshing, .: Energy Spectra of Irregular Surf Wave, 15th ICCE, pp. 539-559, 1976.

Büshing, F.: Anomalous Dispersion of Fourier Components of Surface Gravity Waves in the Near

- Shore Area, 16th ICCE, pp. 247–276, 1978.
- Battjes, J. A. & J. P. F. M. Janssen.: Energy Loss and Set-up due to Breaking of Random Waves, 16th ICCE, pp. 569–587, 1978.
- Bowen, A. J. & R. T. Guza.: Edge Waves and Surf Beat, JGR, Vol. 83, No. C4, pp. 1913–1920, 1978.
- Chandler, P. L. Jr. & R. M. Sorensen.: Transformation of Wave Passing a Submerged Bar, 13th ICCE, pp. 385–404, 1972.
- Crawford, D. R, B. M. Lake, P. G. Saffman & H. C. Yuen.: Effects of Nonlinearity and Spectral Bandwidth on the Dispersion Relation and Component Phase speeds of Surface Gravity Waves, JFM, Vol. 112, pp. 1–32, 1981.
- Dudis, J. J.: Interpretation of Phase Velocity Measurements of Wind-generated Surface Waves, JFM, Vol. 113, pp. 241–249, 1981.
- 藤縄幸雄・岡田憲司・渡部 勲：波浪に伴う長周期波（サーフ・ビート）の特性（Ⅰ），国立防災科学技術センター研究報告，第15号，pp. 159–191，1976.
- 藤縄幸雄・岡田憲司・渡部 勲：波浪に伴う長周期波（サーフ・ビート）の特性（Ⅱ），国立防災科学技術センター研究報告，第17号，pp. 111–166，1977.
- Fujinawa, Y.: Some Properties of Surf-beats, J. OSJ, Vol. 35, No. 1, pp. 9–25, 1979.
- Gallagher, B.: Geraration of Surf Beat by Non-linear Wave Interactions, JFM, Vol. 49, part 1, pp. 1–20, 1970.
- 合田良実：浅海域における波浪の碎波変形，港湾技術研究所報告，第14巻，第3号，pp. 59–106，1975.
- Guza, R. T. & R. E. Davis.: Excitation of Edge Waves by Waves Incident on a beach, JGR, Vol. 79, No. 9, pp. 1285–1291, 1974.
- Guza, R. T. & A. J. Bowen.: The Resonant Instabilities of Long Waves Obliquely Incident on a Beach, JGR, Vol. 80, No. 33, pp. 4529–4534, 1975.
- Hamilton, J., W. H. Hui. & M. A. Doneran.: A Statistical Model for Groupiness in Wind Waves, JGR, Vol. 84, No. C8, pp. 4875–4884, 1979.
- 橋本 宏・山口 修・宇田高明・高木守夫：平塚海岸における長周期波の現地観測，第24回海講，pp. 127–131, 1977.
- 日野幹雄・沢本正樹：非定常過程としての海浜流系の研究（Ⅰ），第24回海講，pp. 596–599，1977.
- Holman, R. A.: Infragravity Energy in the Surf Zone, JGR, Vol. 86, No. C7, pp. 6442–6450, 1981.

- Holman, R. A., D. A. Huntley, & A. J. Bowen.: Infragravity Waves in Storm Conditions, 16th ICCE, pp. 268-284, 1978.
- 堀田新太郎・水口 優：砕波帯内の波の現地観測，第 26 回海講，pp. 152-156, 1979.
- Huntley, D. A., R. T. Guza, & E. B. Thornton.: Field Observations of Surf Beat 1. Progressive Edge Waves, JGR. Vol. 86, No. C7, pp. 6551-6466, 1981.
- 石田 昭：浅水領域での分裂波 Soliton の特性について，第 22 回海講，pp. 41-46, 1975.
- 石田 昭・金 泰順：風波の波数周波数スペクトルに関する実験的研究，第 22 回海講，pp. 317-322, 1976.
- 井島武士・松尾隆彦：砕波帯の波の研究（2）一周波数スペクトルの平衡領域および 2 次元スペクトルの観測例一，第 16 回海講，pp. 41-46, 1969.
- 岩垣雄一・木村 晃：波別解析法に基づく不規則波浪の波長・波速に関する研究，第 23 回海講，pp. 406-409, 1976.
- 岩垣雄一・木村 晃：浅海域における不規則波の分散特性について，京大防災研究所年報，第 20 号，B-2, pp. 493-512, 1977.
- 岩田好一朗・福与弘志：斜面上におけるゼロ・アップクロス・スペクトルの変形，第 29 回海講，pp. 60-64, 1982.
- Karlsson, T.: Refraction of Continuous Ocean Wave Spectra, J. of ASCE, WW4, 1969, pp. 437-448.
- Katoh, K.: Analysis of Edge Waves by Means of Empirical Eigenfunctions, 港湾技術研究所報告，第 20 巻，第 3 号，pp. 1-51, 1981.
- Kimura, A. & Y. Iwagaki : Wave Length, Wave Volocity and Shoaling Characteristics of Random Waves, 16th ICCE, pp. 320-339, 1978.
- 木村 晃・上総周平：浅海域における不規則波のエネルギー伝播特性，第 29 回海講，pp. 51-54, 1982.
- King, R. & R. Smith : Excitation of Low Frequency Trapped Waves, 16th ICCE, pp. 449-466, 1978.
- Komar, P.D.: Beach Processes and Sedimention, Prentice-Hall, Inc., p. 13, 1976.
- Lake, B. M. & H. C. Yuen : A New Model for Nonlinear Wind Waves. Part 1. Physical Model and Experimental Evidence, JFM, Vol. 88, Part 1, pp. 33-62, 1978.
- Lee, T.T. & K. P. Black : The Energy Spectra of Surf Waves on a Coral Reef, 16th ICCE, pp. 588-608, 1978.
- Lundgren, H. & S. E. Sand : Natural Wave Trains: Description and Reproduction, 16th ICCE, pp. 312-319, 1978.

- Longuet-Higgins, M. S. & R. W. Stewart : Radiation Stress and Mass Transport in gravity waves, with application to, 'Surf Beats', JFM, Vol. 13, 481-504, 1962.
- Masuda, A., Y. Y. Kuo, & H. Mitsuyasu : On the Dispersion Relation of Random Gravity Waves. Part 1. Theoretical Framework, JFM, Vol. 92, pp. 717-730, 1979.
- Mitsuyasu, H., Y. Y. Kuo, & A. Masuda : On the Dispersion Relation of Random Gravity Waves Part 2. An Experiment, JFM, Vol. 92, pp. 731-749, 1979.
- 光易 恒・郭 一羽 : 減衰領域における風波の研究—成分波の波速について—, 第 23 回海講, pp. 323-328, 1976.
- McNair, E. C. & Sorensen : Characteristics of Waves Broken by a Longshore Bar, 12th ICCE, pp. 415-434, 1970.
- 水口 優 : 砕波帯内の流体運動に関する現地観測, 第 28 回海講, pp. 153-157, 1981.
- 水口 優 : 砕波帯付近の長周期変動のダイナミックスについて, 第 29 回海講, pp. 130-134, 1982.
- Mollo-Christensen, E. & A. Ramamonjarisoa : Modeling the Presence of Wave Groups in a Random Wave Field, JGR, Vol. 83, No. C8, 1978.
- Munk, W. H.: Surf Beats, Trans. AGU, Vol. 30, No. 3, pp. 849-854, 1949.
- Munk, W. H.: Origin and Generation of Waves, 1st ICCE, pp. 1-4, 1950.
- Phillips, O. M.: The Dispersion of Short Wavelets in the Presence of a Dominant Long Waves, JFM, vol. 107, pp. 465-485, 1981.
- 佐藤道郎・小部直人 : パー型海浜における不規則波の砕波変形, 第 30 回海講 (投稿中), 1983.
- Sawaragi, T. & K. Iwata : Wave Spectrum of Breaking Waves, 15th ICCE, pp. 580-594, 1976.
- 榎木 享・岩田好一郎 : 浅海砕波帯における不規則波のパワースペクトル形状について, 第 26 回海講, pp. 105-108, 1979.
- Suhayda, J. N.: Experimental Study of the Shoaling Transformation of Waves on a Sloping Bottom, Ph. D. dissertation, Univ. California, 1972.
- Suhayda, J. N.: Standing Waves on Beaches, JGR, Vol. 79, No. 21, pp. 3065-3071, 1974.
- Sverdrup, H. U. & W. H. Munk : Wind, Sea and Swell : Theory of Relations for Forecasting, U. S. Navy Hydrographic Office Pup. No. 601, 1947.
- Symonds, G., D. A. Huntley. & A. J. Bowen : Two-Dimensional Surf Beat : Long Wave Generation by a Time-Varying Breakpoint, JGR, Vol. 87, No. C1, pp. 492-498, 1982.
- Thornton, E. B.: Energetics of Breking Waves Within the Surf Zone, JGR, Vol. 84, No. C8, pp. 4931-4938, 1979.
- Thornton, E. B., & G. Schaeffer : Probability Density Functions of Breaking Waves, 16th, ICCE, pp. 507-519, 1978.

- Thornton, E. B., & R. T. Guza : Energy Saturation and Phase Speeds Measured on a Natural Beach, JGR, Vol. 87, No. C12, 1982.
- Thornton, E. B., J. J. Galvin, F. L. Bub & D. P. Richardson : Kinematics of Breaking Waves, 15th ICCE, pp. 461-476, 1976.
- Tokuda, M. & Y. Toba : Statistical Characteristics of Individual Waves in Laboratory Wind Waves : 1. Individual Wave Spectra and Similarity Structure, J. OSJ, Vol. 37, pp. 243-258, 1981.
- 土屋義人・安田孝志・武山保徳：相互干渉を無視した場合のソリトンスペクトルの理論，第 28 回海講，pp. 89-93, 1981.
- 土屋義人・安田孝志・山下隆男，武山保徳：海岸波浪のソリトンスペクトル表示，第 29 回海講，pp. 41-45, 1982.
- Tucker, M. J.: Surf Beats : Sea Waves of 1 to 5 min. Period, Proc. Roy. Soc., A. 202, pp. 565-573, 1950.
- 宇野木早苗・磯崎一郎：湾内の水面傾斜とサーフ・ビートの発生について，第 12 回海講，pp. 7-13, 1965.
- Wiegel, R. L.: Engineers' Concern with Waves, and Their Measurement, International Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis, Vol. 2, pp. 1-22, 1974.
- 安田孝志・篠田成郎・土屋義人：ソリトンスペクトル理論による海岸波浪の内部特性表示，第 29 回海講，pp. 36-40, 1982.
- JFM : Journal of Fluid Mechanics, JGR : Journal of Geophysical Research, J. OSJ : Journal of Oceanographical Society of Japan, 海講：海岸工学講演会論文集（または講演集），ICCE : Proc. Coastal Engineering Conference.