

[特別講演] 浅海域の長周期波について

Long-period Waves in the Nearshore Zone

水 口 優

Yu MIZUGUCHI

何年か前の水工学夏期研修会のBコースにおいて当時の海岸工学委員会の委員長の特別講演として「絵で見る波動理論」(首藤、1990)と言うのがあった。結果は残念ながら数式を駆使しての議論で、「式も絵である」という境地に達した人のみがうなずけるものであった。それと張り合うわけではないが、ここでは少なくとも本文中では数式を一切使わないで議論を展開してみたいと思う。できましたら拍手、御喝采を?

1. はじめに

海岸工学の波の分野での最近の研究テーマで面白そうなのは、①強非線形・強分散な波の場を記述できてかつ数値計算が可能な波動方程式を確立するというもの(磯部、1994 参照)と、②浅海域での長周期波の現象の解明の2つであると思っている。前者は水の波という確立された理論の中での表面での境界条件の非線形性をどう近似的に取り扱っていくかという「演繹的」な研究テーマである。近年の計算機的发展に伴い解析解ではなく数値シミュレーションが容易な方程式を導いて十分であるというのが、この分野での新しい展開を生んでいる。一方、長周期波の問題は、まず現地の砕波帯付近で水位変動を観測してみると、風波という一目瞭然な波とこれまたよく知られていた潮汐運動の中間の時間スケールを持つもので、かなりの大きさをもつ変動があるという話に始まり(Munk, 1949)、その正体は如何ということで研究が展開してきている。そういう意味でこのテーマは「帰納的」であると言えよう。両者は自然現象に関する研究の展開の仕方として対称的である。

さて浅海域での長周期波は、帰納的なテーマであることから、現地における現象の確認と、その解釈としての理論的・数值的・実験的研究、さらにその成果を踏まえてのより良質の現地観測、そしてまたその解釈的研究という相互干渉の形で、その定性的、定量的理解が進んできている。ここではその歴史的な展開は忘れて、現在の研究の状況について著者なりのまとめと主張を展開する。先にも述べたように、できることなら「絵(マンガ)で理解する浅海域での長周期波」を狙いたいの、細かい議論はそれぞれのところでの参考文献を参照されたい。なお、参考文献を挙げる場合には、関係文献の探し易さを考慮して、できるだけ新しいものやレビュー的なものを選んだ。

本稿の内容(あらすじ)は以下のとおりである。まず、ここで問題とする長周期波の意味をはっきりさせ、ついでその成因と特性について考えられそうなことについて議論する。最後にその議論を踏まえて実験水槽内の現象について(現地の現象と比較しながら)の思考実験を行ってみる。著者自身の心づもりとしては、最近この研修会で不規則波動に関する特集が組まれたときに「不規則波の遡上・越波とサーフビート」と題したもの(水口、1992)をまとめたが、その中のサーフビートの部分の続編でもある。その後に勉強したこと、考えたことをまとめたもので、今後の研究を進めるための一助となれば有り難い。

2. 浅海域の長周期波の現地観測例

ここで言う浅海域における長周期波とは、いわゆる surf beat (サーフ・ビート)と呼ばれてきたものである。直訳すれば砕波帯(サーフ)内での水位が基本波(風波)よりやや長い周期で変動(ビート)するのである。要は、浅いところでの1~3分周期の水位変動現象を指す総称である。最近は少し立ち入った議

論ができるようになってきたことを反映してもう少し物理的なイメージを持つ infragravity waves (直訳すればinfra-は下のという意味である) という呼び名が使われている (例えばHerbers et al., 1994)。ただし、この名称が妥当であるか否かは非常に疑問である。復元力は依然として重力であり、原因となる外力は現在研究が進行中であり、今のところ単に長周期重力波としか呼ぶしかない? 要は、0.05~0.005Hzの周波数帯の水位変動を指すという理解が妥当なところである。いずれにしても浅海域で現地観測を行うと風波 (20s以下) より時間スケール (周期) が長いところで、かなりのパワーの水位変動が存在する。その状況をわかりやすく (漫画的に) 表したものが図-1である。

3. 浅海域の長周期波の成因とその波動モード

では、図-1に見るような長周期波はどこから来るのか、もしくはどこで生まれるのか、そしてその波はどんな運動をしているのかというのが次なる疑問である。これについても歴史的にいろいろな考え方が提案されてきたが、そのなかで今も生き残っていると考えられるものを紹介する。まず、発生因については、大きく分けて、浅海域の外から入って来るものと中で生まれるものがある。これを絵にすれば図-2のようになるだろうか。このうち、最初の風起因説以外は、波自身が原因となっているが、その波が単一周周期波 (規則波) では起こり得ない話であり、その意味では第一の原因は基本となる波浪の波群性または不規則性である。なお、このお話の中では基本波としては岸沖方向の (いわゆる一次元) 波浪の場合に限っている。多方向波の話も面白いと思うが、それはまだまだ研究すべきところが残っている分野であり、今後のテーマの一つであろう。

図中の個々の成因については以下に検討する。

3. 1 沖側境界からの進入波

まず、外から入ってくるものである。浅海域の話なので、深いところでなんらかの理由で発生した長周期波が進行、進入してくるというものである。深いところでの発生の何らかの理由としては、以下のものが挙げられよう。

i) 風そのものによる長周期波の発生

著者としては十分あり得ると思うが、深海域では大きさが小さいことや浮体式の観測手法そのものが長周

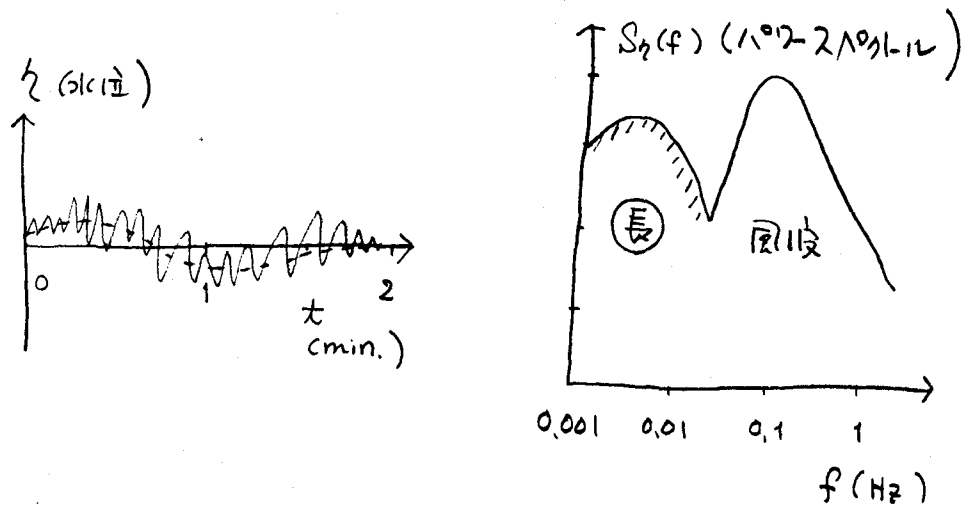


図-1 浅海域で観測される水位変動の時系列とパワースペクトルの模式図

期成分の検出に向いていないためか、その確定的証拠はまだ挙がっていない。アイデアとしては古く、中野(1939)にまで遡るようである(Yoshida、1950からの孫引き)。絵で書けば図-3のような状況であろうか？

- ii) 風波中の非線形共鳴干渉による(自由)長周期波
不規則波中の3次の4波共鳴干渉によって(自由波としての)風波のスペクトルが徐々に長周期化する話

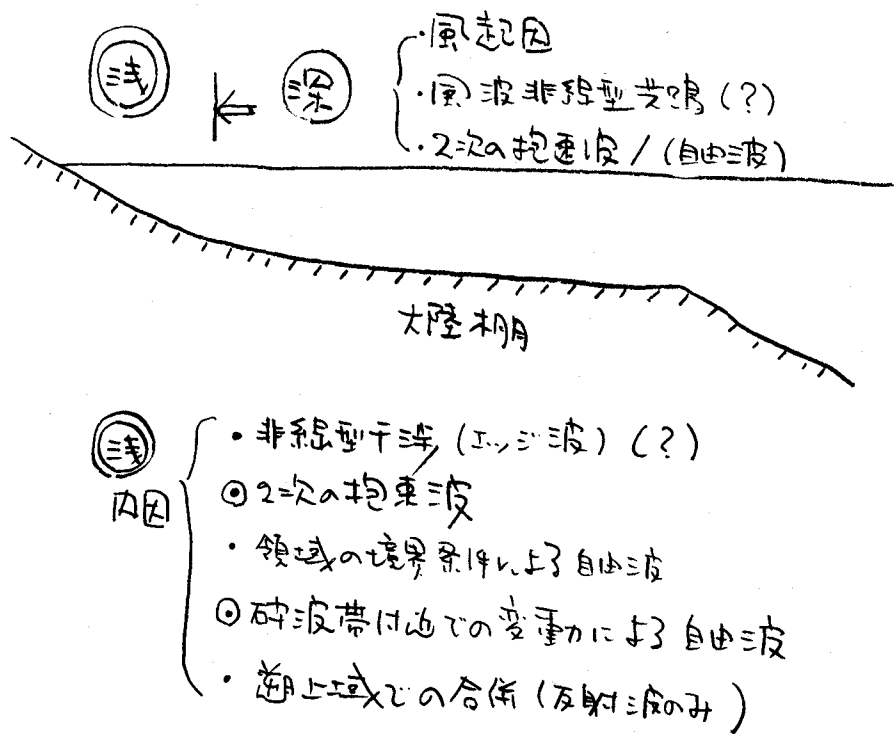


図-2 浅海域の長周期波（外因と内因）

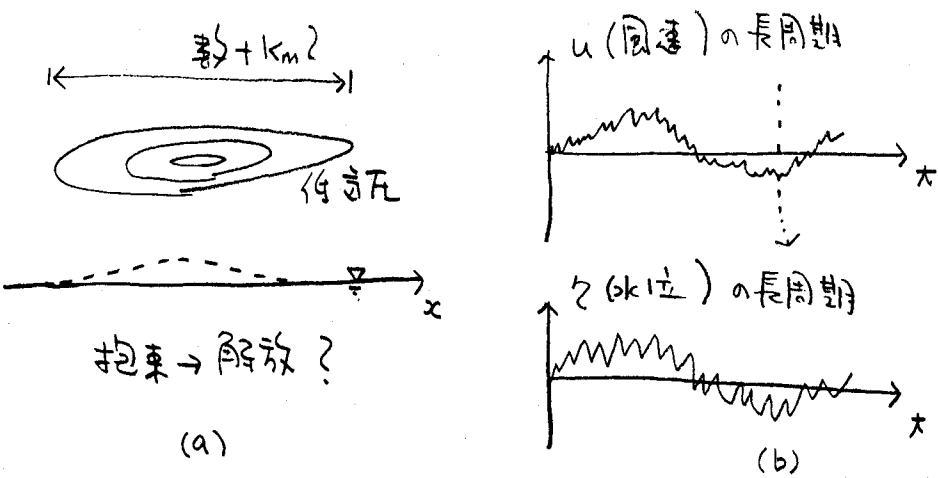


図-3 風による長周期波の発生

である。波浪推算の精度を上げるためのHasselmann達による研究によって研究が進んだ分野である。最近の研究状況は小松ら(1993)に詳しく、かつわかりやすく(?)書かれている。結果としての絵を図-4に示す。しかし、このメカニズムではここで議論しているほどの時間スケールの長周期成分の波は有意な大きさになりそうにない?いや、やはりこの段階でかなり小さくても浅くなれば有意な大きさになる?

iii) 波群構造に伴う強制波

波群構造とは、簡単には波高すなわち波のエネルギー（厳密にはradiation応力、別名過剰運動量流束）が時間的（空間的に）変動することである。その結果、図-5に示すように平均水位の変化が生じることになる。物理的なからくりは、radiation応力の勾配は実は運動量の変化であり、定常現象とするならば、それと釣り合う形で水位勾配が生じざるを得ないということである。その定量的評価にはどうしても数式を扱わざるを得ない。そこで、文末の注1)に浅海域での長周期波の基本方程式というべきものと合わせて数式に基づく議論を載せる。定常的な現象と見るか非定常現象と見るかで大きく異なるところが面白いところである。現地観測例のとしては関本ら(1991)参照。

なお、この拘束された水位変動は波群に付随するもので、浅海域沖側境界から進入していくものは波群構造である。ただし、深海域でも何らかの理由で拘束が解かれ自由波が発生することはあり得る。その理由として有力なのは基本波の砕波現象などが候補であろう。

3. 2 浅海域で発生する長周期波

さて、次は浅海域内で発生する可能性の検討である。

i) 浅海域における非線形共鳴干渉（による自由エッジ波の発生）

これもちょっと古いアイデアである。水工研修会でも著者が「海岸工学におけるエッジ波」（水口、1979）としてまとめたものがあるので詳しくはそれを参照してもらいたいが、絵で表すと図-6のような状況である。

この現象は、非常に反射率の高いという条件下で、とらわれ（trapped）モードの波（エッジ波）が発生するという話である。物理的なメカニズムというか理論の展開は3. 1のiii)と類似で、エッジ波が重複波との

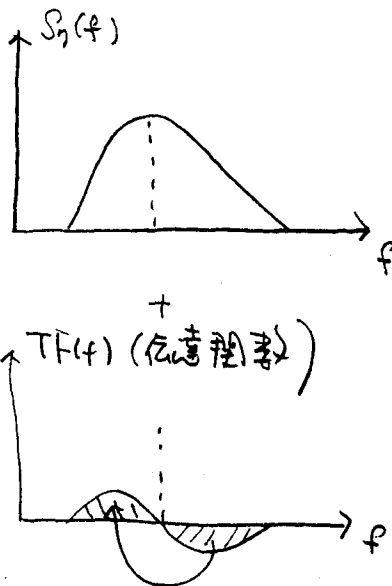


図-4 非線形共鳴現象によるエネルギーの移動

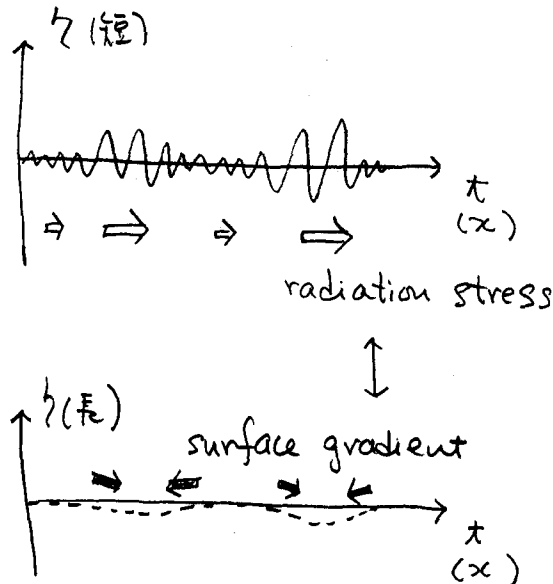


図-5 波群に伴う拘束波（setdown波）

非線形共鳴干渉により増幅される。理論の結果は、ストークス・モード（沖方向モードが指数減衰型）の subharmonic（倍周期の）ものが最も増幅率が高いということである。このことから、入射波自体にある程度の長周期波成分が既に含まれていることが必要である。一方で、現地観測データにおいては、長周期成分の主要なパワーは岸沖方向の重複波モードと見なせることなどから、少なくとも著者はこの発生機構の寄与は（3. 1 の ii）と同様に）無視できると考えている。

ii) 波群構造にともなう強制波

この場合は、長周期成分そのものの力学的な議論は、浅海域沖側 3. 1 の iii) の場合と同じである。違いは基本波の波群構造の変化があり得ることである。岸沖方向の断面の現象に限っても浅水変形、海底地形との干渉、種々の（没水型）構造物との干渉から碎波変形に至るまで、波群構造の変化をもたらす要因である。このうち最も基本的な波群構造の浅水変形は、第 1 次近似としては、基本波の群速度 c_g で線形長波的に伝播すると言えよう。絵としては基本的に図-5 と同じであるが、波群構造の変化に注意すれば図-7 のようになる。より厳密にかつより複雑な現象に対処しようとするとき 1. はじめに述べた強非線形・強分散かつ不規則な波浪の変形問題に帰着するであろう。

定量的評価の話については、やはり注 1) と同じ扱いとなるが、非定常現象として見たときの式 (A 6) は極浅海域になると異常に大きな値となり明らかに非現実的であるとされている（例えば、List, 1992）。では、オーダ的に非定常とみなすべき波群変動が存在するときの長周期波をどう取り扱えばよいかについては、まだ確立されたものはない。もしかしたら、基本方程式のセットに問題があるのかもしれないし、単に解き方の問題かもしれない。精密な実験を行いながら、現象の理解（数式的表現を確立する？）に挑戦するという研究としては一番面白いところが残っているのである。この方面の研究の手段としては日野ら(1988) や List(1992) などによる数値シミュレーションなども面白いところではある。

iii) 波群構造と地形（没水型構造物）との干渉による自由波

このメカニズムは、要は強制項のある場合の波動方程式の領域内での（解の）不連続点での自由波の発生という問題である。強制項（解）だけでその不連続点での境界条件に対処できないために自由波（一般解）

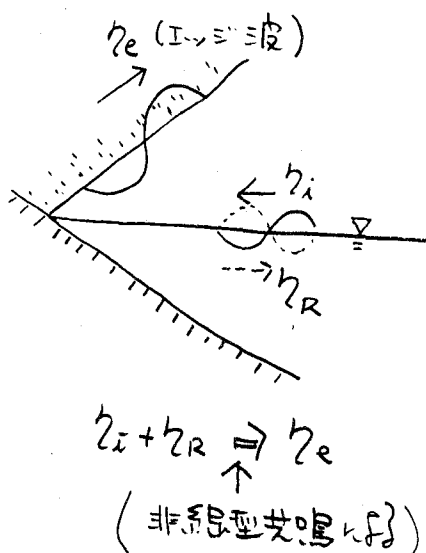


図-6 共鳴干渉による長周期エッジ波の発生

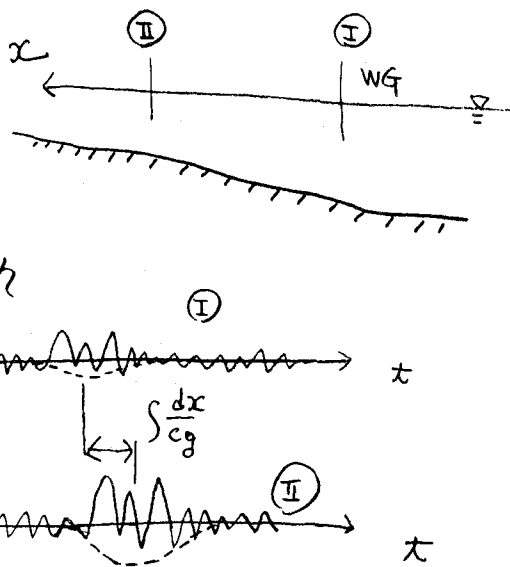


図-7 浅海域での波群構造の変化と長周期波

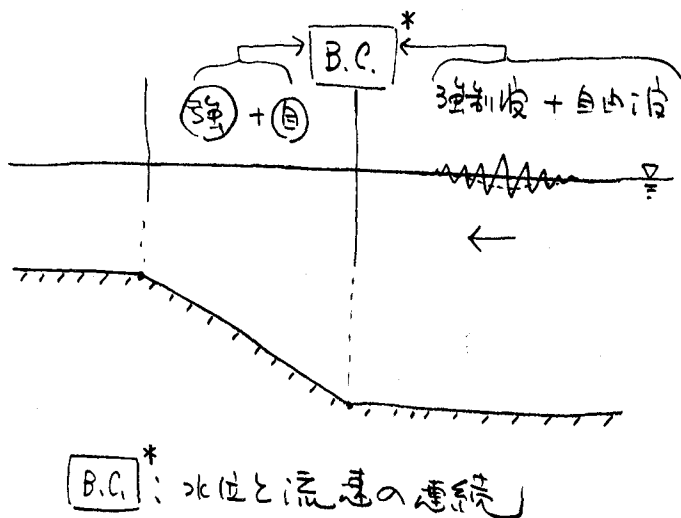


図-8 地形の急変（不連続）と（長周期）自由波の発生

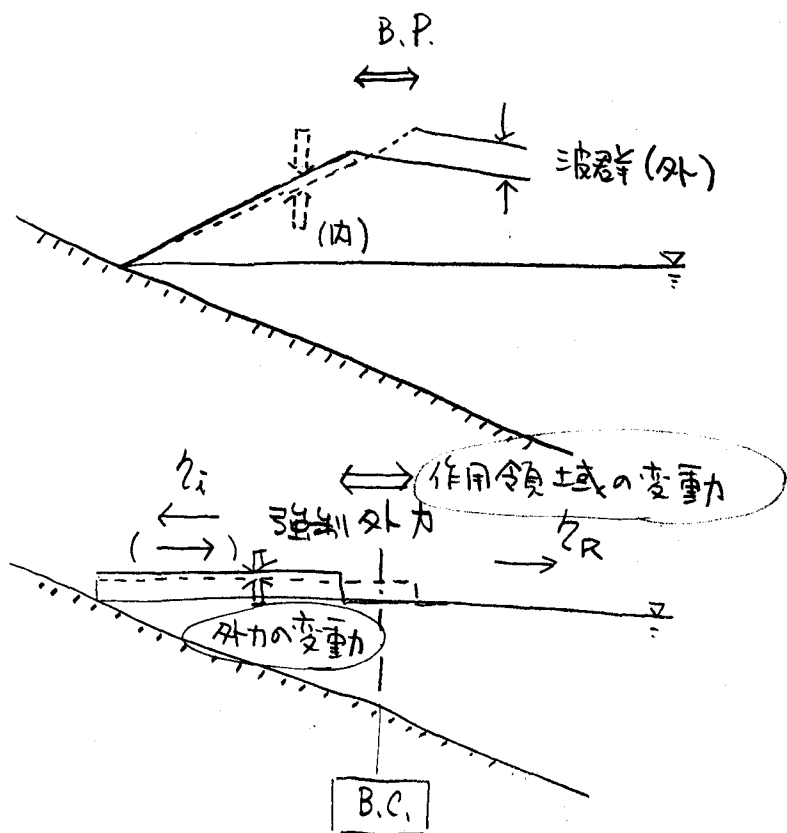


図-9 碎波帯付近で発生する長周期波（一様勾配斜面）

が必要となる。Mei & Benmoussa (1984) は水深変化に伴う解の不連続の場合の定式化を行い、それを数値計算で解いている。なお、基本式は注1) のものと同じである。このメカニズムは数式を用いて説明する方がわかりやすいかも知れないが、その状況を何とか絵に表してみたものが図-8である。このメカニズムは以下に扱う造波板での自由波の発生の話と同じである。ただし、不連続の程度は造波板（流速の垂直成分0）に比べて格段に小さく、発生するであろう自由波の量的重要性は疑問である。構造物まわりの問題については非砕波ならば実は造波板まわりの現象と同じからくりである。参考文献としては喜岡ら(1990)を参照されたい。

iv) 波群構造を持つ波の砕波にともない発生する自由波

現在のところ、この考え方が浅海域で自由波が発生するメカニズムの議論の中心となっている。この話での理論的な扱いについては、今の所最も厳密な扱いはSchaffer (1993)によるものであろう。それを絵にしたものが図-9である。砕波による波高減衰すなわちradiation応力の曲率が強制外力項そのものであり、それ自身の変動と作用範囲の変動という2つの要因が長周期波を誘起する。数式としては強制項のある波動方程式(A5)で記述される現象である。その右辺の値の作用範囲が変動することによって発生するものが砕波点の変動に伴う波 (time-varying break-point forced long-period waves) である。なお、砕波後の波高が水深で決まるとすると、砕波後の波群構造は消滅する。その場合は強制外力項は定数となり、長周期波の発生は境界の変動によるもののみとなる (Symonds et al., 1982)。なお、斜面上での長波ということで一般解がBessel関数で与えられ、かつ汀線からの完全反射となるので境界条件も考慮することになり取り扱いがかなり面倒である。このメカニズムの妥当性を現地観測において検討した例 (Nakamura & Katoh, 1992) もあるが、残念ながら比較されているものは短周期 (風波) 成分と長周期波の有義波高同士であり、間接的な証明となっている。

これに対して、分かり易さ、現象の定量的評価の簡単さという点では一様水深近似を用いた水口 (1994)

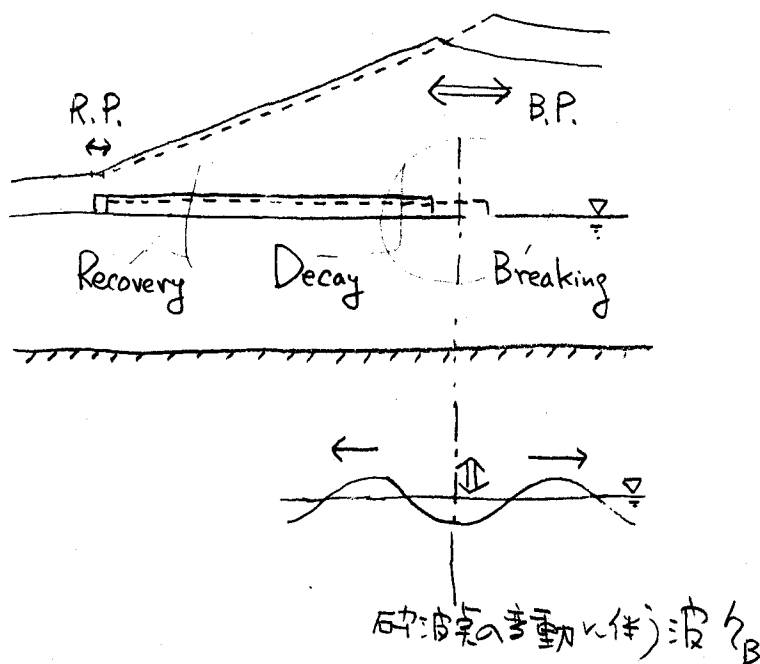


図-10 砕波帯付近で発生する長周期波 (一様水深近似)

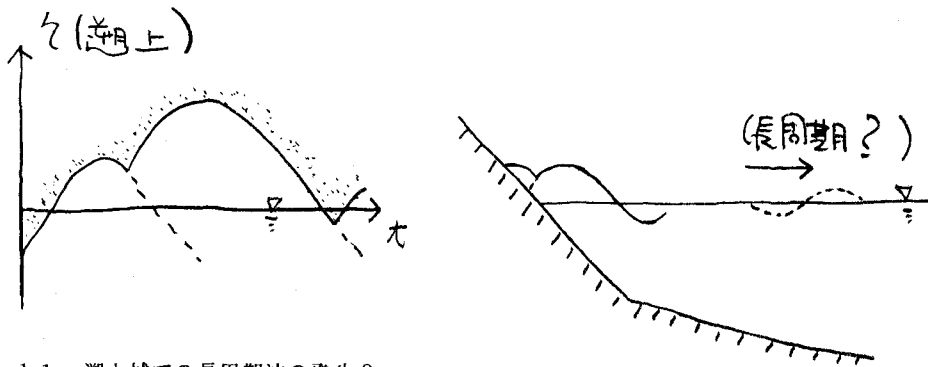


図-1 11 遡上域での長周期波の発生？

の扱いであろう。ただし、砕波後の波高減衰については最も単純な直線的減衰を仮定している。基本的な考え方は図-9に同じであるが、基本波の砕波後の再生や長周期波が完全反射でない場合も考慮できて現地の現象により近く、かつ一様水深上の波動方程式の解析的な扱いも適用できて結果も簡単である。これも絵にして表せば図-10のような状況である。

v) 遡上域での長周期波の発生

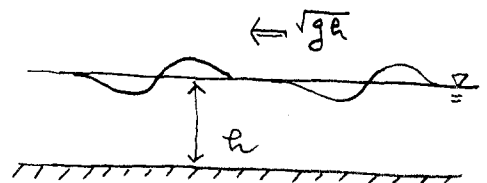
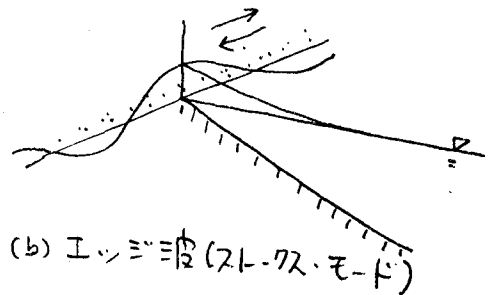
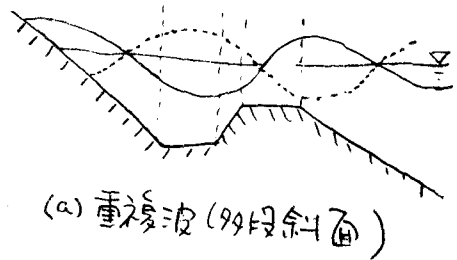
あくまでも可能性ではあるが、砕波・遡上域で入射波浪が（吸収・追いつき）現象により長周期化する（Kubota et al., 1993）。これに伴い反射波としての長周期波が発生することもあり得よう。これを絵にしたものが図-11である。

3. 3 長周期波の波動モードについて

発生因の議論から明らかなように、長周期波は基本的には線形な波動方程式に従うものである。一様勾配斜面上での岸沖方向重複波ならばBessel関数で表される（Schaffer, 1993）ことになり、沿岸方向に進行するモードを考えればエッジ波となる。断面形状が複雑な場合には多段斜面近似という手もある（Mizuguchi, 1984）。一様水深ならばいわゆる線形長波である。これを絵にしてみたのが図-12である。いずれにしろ与えられた境界条件のもとでの重力長周期波（long period gravity waves）である。

4) 実験水槽を用いた思考実験

以上のような長周期波の発生とそのダイナミクスに関する議論をまとめるという意味で室内での断面水槽を用いた実験について思考実験を行ってみる。絵に書くと図-13のような状況である。造波信号としては図-14のようなものを考える。（A）のように徐々に波高を上げ、（B）のように定常状態になっ



(c) 進行性長波

図-1 2 浅海域での長周期波の波動モード

てから (C) のように波群構造を与えるのは (長瀬・水口、1994)、数値シミュレーションにおいて余計な振動を抑制する時に採用するのと同様なアイデアである。なお、長周期波が不規則な場合もあり得るが、線形の範囲では、単一周期の波群に伴うものを考えておけば十分である。波群の周期 T_g は基本波の周期 T に比べて (radiation 応力の議論を適用するに) 十分な程に長いものとする。以下、造波板から岸側斜面まで順に考えていく。

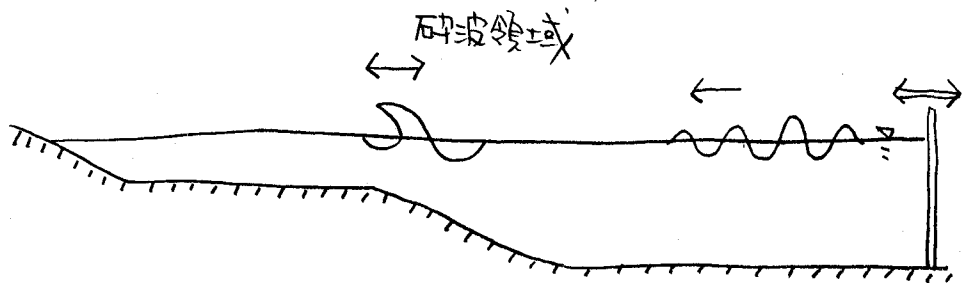


図-1 3 典型的な断面実験水槽

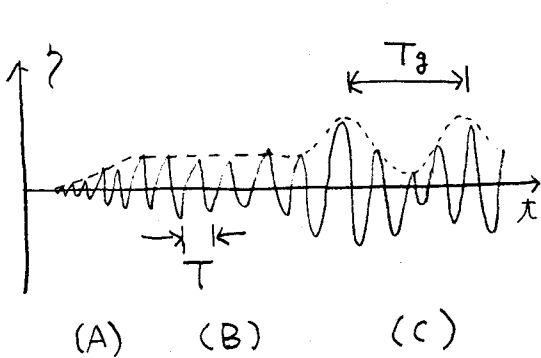


図-1 4 造波信号イメージ

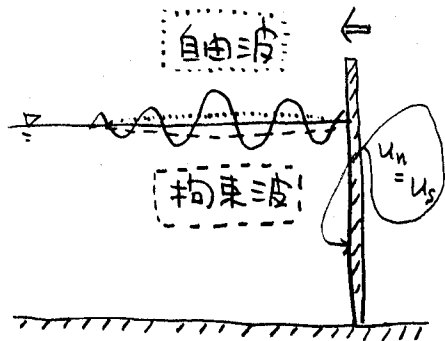


図-1 5 造波板前面での水位変動 (浅海域沖での入射波)

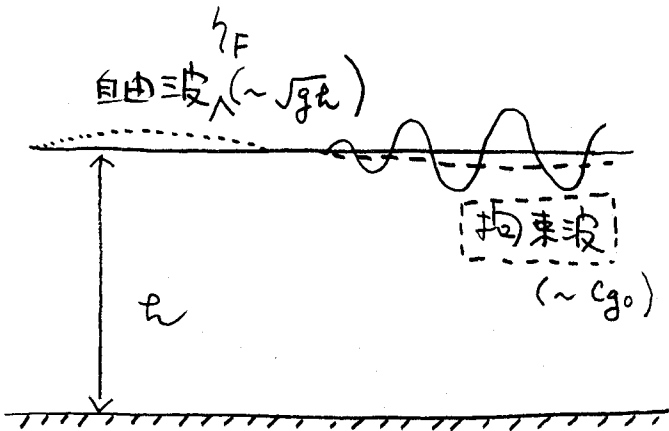


図-1 6 一様水深部での波群性入射波の伝播状況

4. 1 造波板近傍（浅海域沖側境界？）

造波板前面での予測される水位変動は次のようになる。図-14に示す造波初期（A）においては波に伴う質量輸送によりわずかながら水位が低下し、定常状態（B）においては、砕波点沖側での非常に小さいながらも、定常でほぼ様な水位低下を生じる。波群構造期（C）においては、図-15のようになる。まず、波群に伴うsetdown波（拘束波）が生じる。それに加えて、拘束波自体が造波板全面での境界条件を満たさないために付加的に発生する（2次の）自由波が生じる。この自由波の定量的な議論とさらにはそれを抑制する造波方法に関する議論については例えば Ottesen-Hansen et al. (1980) 参照。

この造波板近傍での波の状況は、砕波帯近傍での長周期波を考えるという意味では現地波浪の状況と同等と見なせるであろう。というのも、両者共に要は、沖側のある地点で波群構造を伴った基本波とその波群構造に対応する拘束波、および（それと同一のタイムスケールを持った）自由波としての長周期波が共存しているということである。

4. 2 一様水深部の伝播状況

一様水深部の状況は、造波板前面の水位変動が伝播するだけである。注意すべき点はその伝播速度で、波群およびそれに拘束されたsetdown波は基本波のエネルギー伝播速度（群速度） c_g で、自由波はその周期の固有の速度（分散関係を満たす速度）である。ただし、ここで考える自由波は長周期波なので、浅海域では位相速度、エネルギー伝播速度共にほぼ $\sqrt{gh}$ （ h は水深）である。それを絵にしたものが図-16である。

その結果、造波板からある程度離れた地点で水位変動を測定すると、図-17のような記録が得られることになる。なお、以下で出てくるように、岸側で発生する長周期波がいつれ沖側に伝わってくるがそれについては後で扱う。

4. 3 斜面上の砕波帯沖側での水位変動

砕波点のすぐ沖側とはいえ、底面地形の変化が小さければ、いわゆる準一様水深の仮定が適用できて、そこでの状況は単に水深が浅くなっただけの一様水深と変わらず、その状況は図-7に既に示すとおりである。測定されるであろう水位変動の絵としては（定性的には）図-17と同じある。定量的には、自由波としての浅水変形、波群の浅水変形の結果としての波群構造の変化の、そのまた結果としての拘束波の大きさ、両者の伝播速度の差としての時間差の考慮が必要である。

もし、地形の急変などがあれば3. 2のiii)のメカニズムにより自由波としての長周期波が発生し得るが、どの程度の地形変化がどの程度のものを必要とするのかももう少し研究が必要である。

4. 4 砕波開始点付近の状況

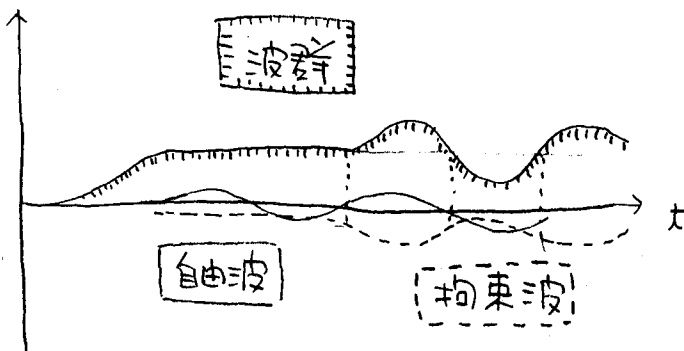


図-17 一様水深部での水位変動（造波板側からのもののみ）

波群性の波が入射する場合は砕波点 x_B も変動する。その状況を計測して得られるであろうものを絵にしたものが図-18である。個々の波の砕波条件に、従来の規則波の砕波条件を機械的に適用すると、図-9に示すように、波高の大きな波はやや小さな波高水深比で砕波するので、わずかながら（砕波前の約1/10）の波

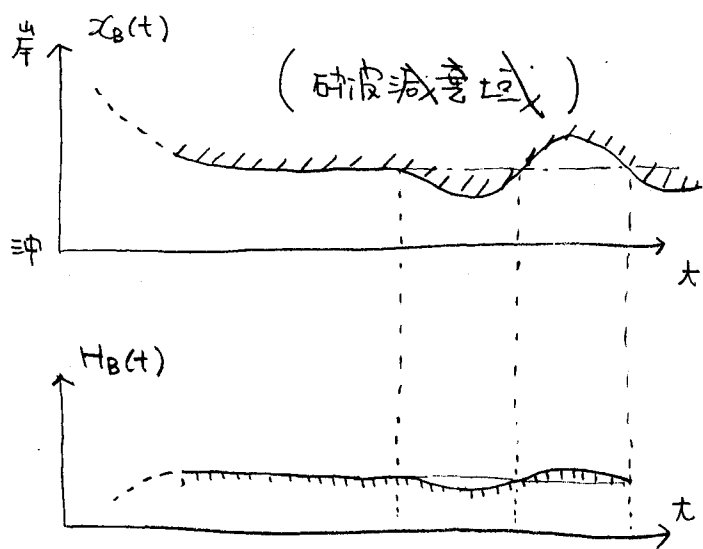


図-18 波群性入射波の砕波点 x_B と砕波減衰域内での波高 H_B の変動

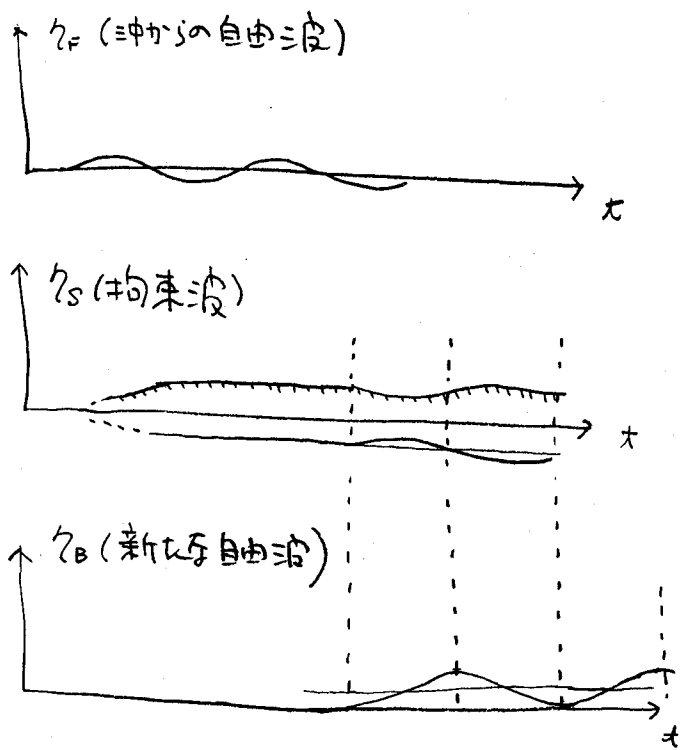


図-19 砕波開始点変動域直後で観測される長周期波

群の逆転が起きる (Schaffer, 1993)。

波群はほぼ消滅するとして、図-18の上の図に示すような碎波点 x_B の変動に伴い発生する長周期波は図-19のようになろう。拘束波 η_s については、碎波後は波群の逆転に伴い位相が反転して現れるが量的には小さく無視できるであろう。新たに発生する自由波 η_f の方は、碎波減衰域では波動方程式 (A5) の右辺強制項の値が正となるので、碎波点が沖側に行くときは正の加速度の範囲が広がって水位の上昇となる。この自由波としての水位変動は岸側、沖側の両方向に伝わっていく。量的な評価については、水口 (1994) を参照されたい。なお、碎波点変動域内での現象については、「拘束波の碎波による解放の結果としての自由波

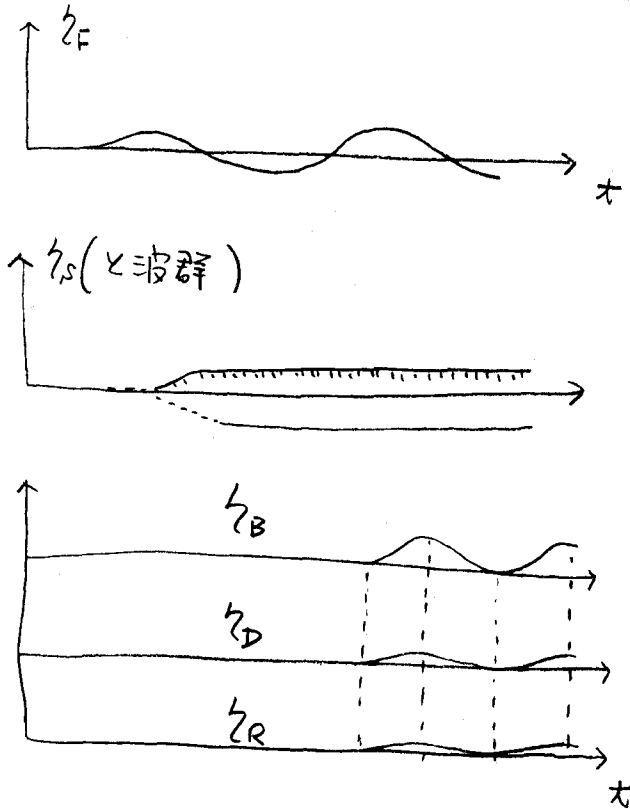


図-20 碎波終了後地点での水位変動

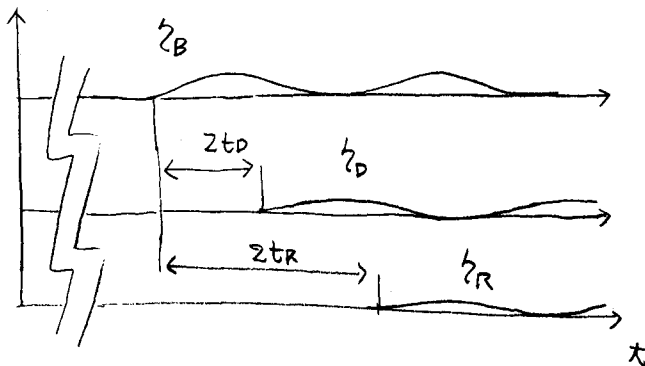


図-21 碎波点付近で発生する長周期波の碎波帯沖側での水位変動

の発生」という言葉の意味するものは何なのかなど興味深いものもあるが、もう少し話が煮詰まってから議論したい。

4. 5 砕波減衰域および終了後の状況

細かく言えば、砕波後も波群構造が生き残れば、砕波減衰域での変動する外力項に伴う自由長周期波 η_D 、さらには再生点の変動に伴うもの η_R が発生する。そのメカニズムはやはり波動方程式 (A 5) に立ち戻れば難しくはなく、また定量的評価も可能である (水口、1994)。しかし、それらの大きさは波群構造の生き残り率に比例するので量的には小さいであろう。以上をまとめて砕波終了後に予測される水位変動の状況を絵にしたものが図-20である。岸側では、波群の伝播速度と長周期波の速度が等しいため、砕波点付近で発生する自由長周期波は全て同位相である。

4. 6 砕波開始点沖側での長周期波の状況

先に予告したように、最後に沖側で観測されるであろう長周期波の状況を絵にしたものが図-21である。発生地点の違いによる位相のずれがある。これに図-17およびそれぞれの岸側および造波板側で反射されて帰ってくるものを加えたものが水位変動として測定される。

5. 終わりに

「(絵で見る) 浅海域での長周期波について」を何とか書き終わりました。少なくともまずは浅海域での長周期波というのは何なのかがわかったような気になってもらえたのではと思っています。が一方で、実は「絵も式である」という人にだけ理解できる話になってしまっているのではという危惧も感じています。いずれにしても、いざ計算してみようという話になったら各論文を読んで勉強して下さい。

さて、肝心の現地の話はどうなのかということになると聞かれると、ここで扱った話(発生のメカニズム)は全て可能です。そして、その中のあるものだけを見ようとすれば、ちゃんとそれがそれが見えるはずです。かといってそれが最も重要だと言うわけではありません。それぞれのメカニズムの量的な重要性は時と場合によるでしょう。また、たとえ多方向性を考えなくても、ここに挙げた以外のメカニズムもあるでしょう。となると、この辺でまた現地観測に行ってみたいものです。

絵は全部自筆です。きれいな絵ではあまりにも本当に見えるし、言いたいところを強調するのも難しいので、全て手書きです。何となく怪しそうに見えるとしたら著者の望むところ です。眉に唾して読んで下さいというメッセージも込められているのです。

まとめるに際しては、五洋建設技術研究所の関本君、中央大学大学院土木専攻の長瀬君にすこし手伝ってもらいました。

注1) 波群構造によるsetdown波の定量的評価 - 浅海域の長周期波の基本式 -

浅海域の長周期波は海浜流の非定常な場合とみなして良い。とすれば基本方程式の議論は、例えばであるが著者の夏期研修会の原稿である「海浜流発生のメカニズムについて」(水口、1985)を参照すれば次のようになる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(Ru + Mw) = 0 \quad (A1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = 0 \quad (A2)$$

ここで、 h は静水深、 η 、 u は長周期波の水位及び岸向き流速、 Mw 、 S_{xx} はそれぞれ基本波の波動運動に伴う質量輸送およびradiation応力である。議論の簡単化と見通しの良さのために、現象は岸沖方向に限り、か

つ長周期波は線形とし、摩擦は無視されている。

ここで現象を定常とみなせば、非常に長周期（波）の水位及び流速変動として

$$\eta + \frac{\rho_{xx}}{\rho g R} = -\bar{\eta} \quad (A3)$$

$$u = -\frac{M_w}{\rho R} \quad (A4)$$

を得る。

非定常の場合には、さらに、よくやられているように連続式中の M_w を無視して流速 u を消去するか速度 u を M_w を含んで定義すれば（？）、次の強制項付きの波動方程式を得る。

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - g \frac{\partial}{\partial x} \left(R \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\rho_{xx}}{\rho} \right) \quad (A5)$$

ここで、一様水深に限った上で、波群構造が第一次近似としては $(x - c_s t)$ なる量の関数となることを使えば、次式を得る (Longuet-Higgins & Stewart, 1962)。

$$\eta = \rho_{xx} / \rho (c_s^2 - gR) + -\bar{\eta} \quad (A6)$$

なお、群波や不規則波（多成分波）の摂動法による取り扱いにおいて二次の（周波数の）差の非線形干渉項が得られるが、それは radiation 応力の平均操作の時間スケール以上であれば（A5）式と同じものである。Mei & Benmoussa (1984) 参照。

参考文献

- 磯部雅彦(1994)、波浪変形解析のための波動方程式の比較研究、土木学会論文集、No. 491/II-27、1-14。
 喜岡渉・飯田耕三・水谷隆夫(1990)、離岸堤まわりの長周期水位変動特性、海岸工学論文集、第37巻、609-613。
 小松幸生・草場忠夫・増田 章(1993)、風波成分間の非線形エネルギー伝達、九大応力研所報、第75号、121-146。
 首藤伸夫(1990)、絵で見る波動理論、第26回水工学夏期研修会講義集、B-5-1~13。
 関本恒浩・清水琢三・鶴飼亮行・坂野雅人・近藤浩右(1991)、非砕波領域におけるサーフビートに関する現地調査、海岸工学論文集、第38巻、91-95。
 長瀬 覚・水口 優(1994)、砕波帯における長周期波の発生に関する実験的研究、海岸工学論文集、第41巻、印刷中。
 日野幹雄・仲座栄三・与那覇健次(1988)、波群によって引き起こされるBore状サーフビートに関する研究、第35回海岸工学講演会論文集、197-201。
 水口 優(1979)、海岸工学におけるエッジ波、第15回水工学夏期研修会講義集、B-4-1~20。
 水口 優(1985)、海浜流発生メカニズムについて、第21回水工学夏期研修会講義集、B-3-1~31。
 水口 優(1992)、不規則波の遡上・越波とサーフビート、第28回水工学夏期研修会講義集、B-7-1~23。
 水口 優(1994)、波群性入射波の砕波帯付近に発生する長周期波について、海岸工学論文集、第41巻、印刷中。

Herbers, T.H.C., S. Elger and R.T. Guza(1994), Infragravity-frequency (0.005-0.05 Hz) motions on the shelf. Part 1: Forced waves, J. Phys. Oceanogr., Vol. 24, No. 5, 917-927.

- Kubota, S., M. Mizuguchi and M. Takezawa(1993), Prediction of field swash and reflected wave distribution, *Coastal Eng. in Japan*, Vol. 32, No. 2, 111-131.
- List, J.H.(1992), A model for the generation of two-dimensional surf beat, *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. C4, 5623-5635.
- Longuet-Higgins, M.S and R.W. Stewart (1962), Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf beat, *J. Fluid Mech.*, Vol. 13, 481-504.
- Mei, C.C. and C. Benmoussa (1984), Long waves induced by short-wave groups over an uneven bottom, *J. Fluid Mech.*, Vol. 139, 219-235.
- Mizuguchi, M.(1984), Swash on a natural beach, *Proc. of 19th ICCE, Houston*, 678-694.
- Munk, W.H. (1949), Surf beats, *Trans. A.G.U.*, Vol. 30, No. 6, 849-854.
- Nakamura, S and K. Katoh(1992), Generation of infragravity waves in breaking process of wave groups, *Proc. of 23rd ICCE, Venice*, 990-1003.
- Ottesen-Hansen, N.E., S.E. Sand, H. Lundgren, T. Sorensen and H. Gravesen (1980), Correct reproduction of group-induced long waves, *Proc. 17th ICCE*, 784-800.
- Schaffer, H.A.(1993), Infragravity waves induced by short-wave groups, *J. Fluid Mech.*, Vol. 247, 551-588.
- Symonds, G., D.A. Huntley and A.J. Bowen (1982), Two-dimensional surf beat: long wave generation by a time-varying breakpoint, *J. Geophys. Res.*, Vol. 87, No. C1, 492-498.
- Yoshida, K.(1950), On the ocean wave spectrum, with special reference to the beat phenomena and the "1-3 minute waves", *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 6, No. 2, 49-56.