

砕波過程に着目したサーフ・ビートの発生に関する実験的研究

日野 幹雄*・ 灘 岡 和 夫**・ 上野 成 三***

1. はじめに

サーフ・ビートについては、Munk¹⁾や Tucker²⁾の報告以来、その発生メカニズムに関して数多くの理論が発表されてきている。それらは、大きく分けると、Longuet-Higgins & Stewart³⁾や Symonds et al.⁴⁾に見られるような入射波の波群性にサーフ・ビートの発生原因を求めるものと、Gallagher⁵⁾に始まるエッジ波等の長周期波に原因を求めようとするものに分類される。これらの理論は、数多くの現地観測結果により、それを支持するデータがいくつか得られている。しかしながら、それらによって、入射波の波群性やエッジ波等とサーフ・ビートとの関連が部分的に明らかにされてはいるものの、いまだサーフ・ビートの発生因の全体像を描きうる段階には至っていないようである。一方、サーフ・ビートとの関連を含めた海浜流系の非定常性に関して、日野・沢本⁶⁾は、通常の外因説に対して内因説を唱え、理論解析を試みている。

サーフ・ビートの発生メカニズムに関する既存の理論の多くは、上述のように、沖からの入射波自体の波群性や、何らかの原因で生じたエッジ波等の長周期波にその原因を求めようとしたものである。しかしながら、サーフ・ビートの発生を、それが主として存在する場である砕波帯内での乱れを含めた流体運動の物理過程を直接考慮して論じたものはほとんど存在しない。

本研究は、既存の理論が前提としている入射波の波群性やエッジ波等の長周期波がほとんど存在しない単純な条件下においても、砕波帯内でかなりの大きさの長周期変動（特に流速変動）が存在することを実験的に明らかにし、また、長周期変動と乱れ強度等との関連性を解析することにより、砕波帯内における乱れの生成過程を通して、サーフ・ビートがいわば“自励的に”発生しうる可能性を示したものである。

なお誤解のないように付言すれば、ここでの主張は、従来のサーフ・ビートの発生に関する説を必ずしも否定

するものではなく、従来の説以外にも、サーフ・ビートを発生させうる低周波領域へのエネルギー移行機構として、砕波帯内の乱れの生成過程に直接関連した内因的メカニズムが存在しうることを述べたものである。

2. 実験装置ならびに実験方法

ここで示すデータは、灘岡ら⁷⁾によって港湾技術研究所の長さ 45 m、幅 0.5 m の二次元水路に 1/20 の一様勾配の木製斜面を設置して行われた実験のデータ（以下 series A と呼ぶ）と、当研究室で、長さ 15 m、幅 0.4 m（ないしは 0.2 m）の二次元水路に 1/30 の木製斜面を設置して新たに行った実験結果（以下、series B と呼ぶ）によるものである。

水位変動の測定ならびに流速測定には、それぞれ容量式波高計とレーザー流速計を用いた。ただし、当研究室での実験では二成分ファイバー流速計による水平・鉛直流速成分の同時測定もあわせて行った。

表一1 は、series A と B の実験条件をまとめて示したものである。なお series B では、水路幅 0.4 m としたときに戻り流れの経路が平面的に蛇行する場合があることが可視化実験により確認されたため、水路幅を 0.2 m と狭くして二次元性を高めた実験も行っている。

表一1 実験条件

シリーズ名	ケース名	周期 T (s)	換算沖波 波高 H_0' (cm)	砕波水深 h_b (cm)	砕波高 H_b (cm)	砕波形式
series A	case 1	2.34	21.6	30.5	20.9	spilling
	case 2	1.32	21.9	24.8	24.9	plunging
series B	case 3	0.77	5.1	8.7	5.5	plunging

3. 実験結果ならびに考察

(1) 砕波帯内の流速記録に見られる長周期変動の例
現地での砕波帯内において観測される流速記録にはかなりの大きさの長周期変動成分が含まれることがSonu⁸⁾をはじめとする多くの研究者によって報告されている。しかし、室内実験での測定例は、流速測定方法の問題等もあって、最近まであまり報告されていない。 図一1

* 正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科
** 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科
*** 東京工業大学大学院

は、著者のうちの一人がかつて砕波帯内の乱流構造を調べる目的で行った実験⁶⁾での流速変動記録(表-1の case 1)の中から、砕波点以深と以浅での典型的な二つのデータを選び出して示したものである。これを見ると、規則的な周期波を入射させているにもかかわらず、砕波点以浅のデータは一波ごとにかなり大きく変動していることがわかる。室内実験におけるこのような流速変動の特性は、最近活発に行われるようになってきた砕波帯内の乱れの研究に関連して、その存在が認識されるようになってきている(例えば、文献 9))。しかし、多くの場合、流速記録からの乱れの抽出等の問題において、このような流速変動の影響を如何にして除外するかといった観点からとらえられているにすぎないようである。本研究の基本的動機の一つは、むしろこのような変動そのものの発生原因に対する興味に起因している。

(2) 砕波帯内外の長周期変動の特性

図-1に見られるような流速の長周期変動をより定量的に把握するために、まず、水位変動 η と水平流速 u の移動平均値を平均長を波の周期 T にとって計算した。次に、このような移動平均値として定義した長周期変動成

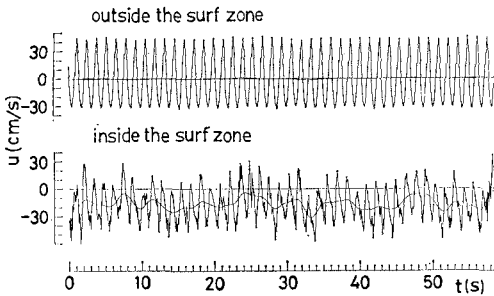


図-1 流速変動の測定例 (case 1)

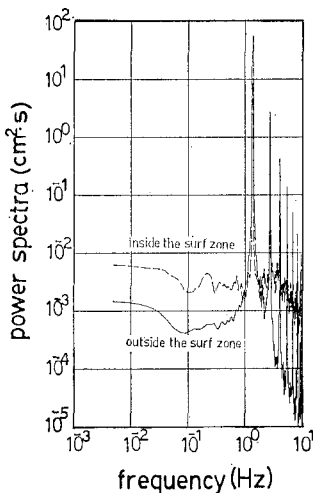


図-3(a) 水位変動 η のパワースペクトル (case 3)

分 η_i ならびに u_i の変動レベルの空間分布特性を見るため、それらの二乗平均値 $(\eta_i)_{rms}$, $(u_i)_{rms}$ を算定してその岸沖方向分布を調べて見た。図-2(a), (b)にその結果を示す。図の横軸は、各測点の静水深 h を砕波点での静水深 h_b で無次元化して表わしてあり、縦軸は $(\eta_i)_{rms}$ を砕波高 H_b で、また $(u_i)_{rms}$ を $\sqrt{gh_b}$ で無次元化した形で示してある。これらの図を見ると、 $(\eta_i)_{rms}$, $(u_i)_{rms}$ ともに砕波帯外ではかなり値が小さいのに対し、砕波帯内で急激に値が大きくなり、 $h/h_b=0.5\sim 0.7$ 付近でピークを示した後、岸に向かって漸減するパターンを示していることがわかる。ただし、 $(\eta_i)_{rms}$ の場合には、ピーク地点においても砕波高 H_b の $1\sim 2\%$ 程度の値しかなく、 η の相対的な長周期変動レベルは u に比べてかなり小さ

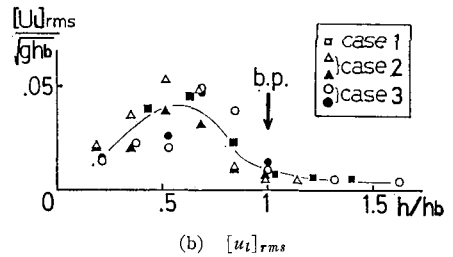
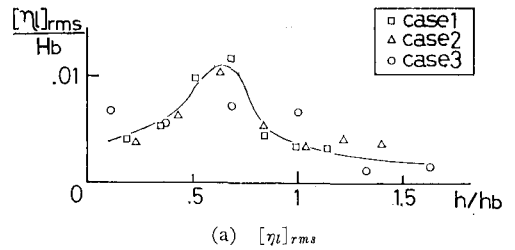


図-2 $[\eta]_{rms}$ および $[u]_{rms}$ の岸沖方向分布

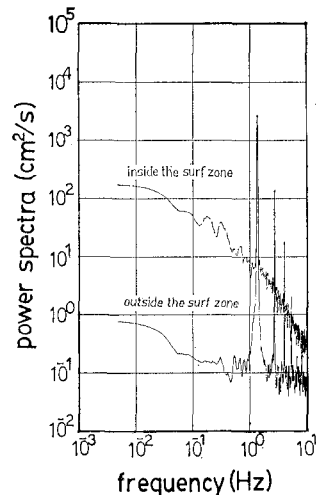


図-3(b) 流速変動 u のパワースペクトル (case 3, $z/h=0.5$)

くなっている。このように、水位変動に比べて流速変動の方がかなり大きな変動レベルを示すことがここで見いだされた長周期変動の特徴の一つである。

次に、 η と u のそれぞれのパワースペクトルの形で碎波帯内外の長周期変動特性を見たものが図-3 (a), (b) である。各々の図で、碎波帯外の $h/h_b=1.62$ の地点のパワースペクトルと、碎波帯内の $h/h_b=0.68$ の地点のパワースペクトルが重ねて図示してある。これらの図から、碎波帯内において低周波数側の（特に流速変動の）エネルギーレベルが急激に増大している様子がわかる。

ここで、上述の長周期変動が水路固有の定常波によるものかどうかという点を検討しておく。図-4 は Madsen⁹⁾ にならって水路の固有周期と固有モードを $n=1, 2, 3$ 次のモードについて計算した結果を示したものである（これらの固有周期の計算値のうち、少なくとも1次のモードの固有周期は、実験水路で造波機を止めた後に生じる固有振動の周期とほぼ等しいということを実際確認している）。図-4 の結果と上記の長周期変動の特性を比較すると、以下の点から、ここで観測された碎波帯内の長周期変動が水路に固有の定常波ではないということが確認できる。

① 図-3 のパワースペクトル上には、水路の固有周期に対応するスペクトルピークが現われていない。

② 反射定常波の性質から当然のことであるが、図-4 の固有モードは汀線位置で最大振幅を示す。これに対し、図-2 に示された長周期変動成分はむしろ岸向って減少している。

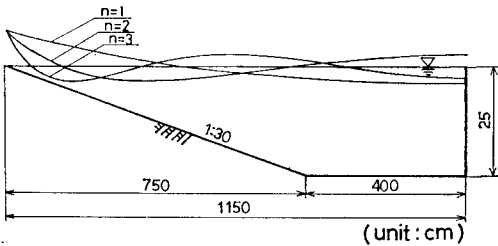


図-4 水路内の固有振動の固有モードと固有周期の計算結果

(3) 長周期成分の変動レベルと乱れ強度の関係

図-5 は、trough level 直下の乱れ強度 u' (10 Hz 以上の高周波成分の rms 値) を $\sqrt{gh_b}$ で無次元化したものの岸沖分布特性を見たものである。これを見ると、乱れ強度の岸沖分布特性は、図-2 の長周期変動成分の rms 値の岸沖分布特性ときわめて良く類似したパターンを示していることがわかる。

このようなことから、ここで見いだされた碎波帯内における長周期変動が、碎波に伴う乱れの生成過程に直接

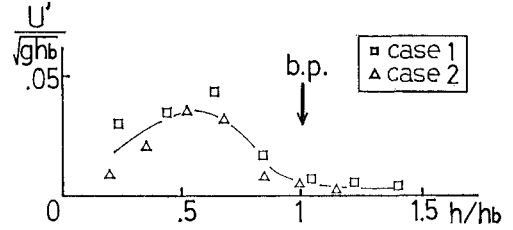


図-5 乱れ強度の岸沖方向分布

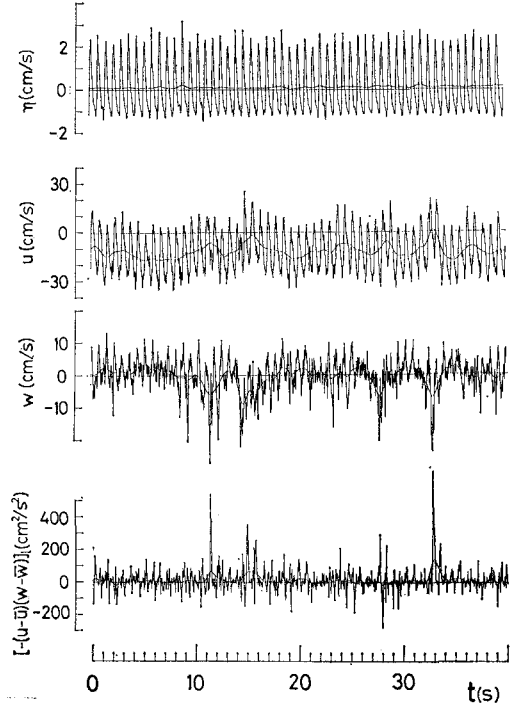


図-6 2成分光ファイバー流速計による生記録

関連したものであることがわかる。また、 $(u)_{rms}$ と u がともに $\sqrt{gh_b}$ という碎波の程度を示す over all なパラメータで無次元化して統一的に表示しようという事実も乱れの生成と長周期変動成分の発生が強く関連したものであることを示している。

(4) 二成分流速変動記録から見た乱れの生成プロセスと長周期変動の関係

次に乱れの生成過程と長周期変動成分の関係をより詳細に把握するため、case 3 の $h=7.7$ cm ($h/h_b=0.79$) の断面において、二成分光ファイバー流速計を用いることにより水平方向流速 u と鉛直方向流速 w の同時測定を行うことを試みた。なお、この場合には、現象の二次元性を高めるために、ベニア板を用いて水路幅を 20 cm に狭めて実験を行っている。

図-6 は、底面上 2 cm の位置での測定結果で、上か

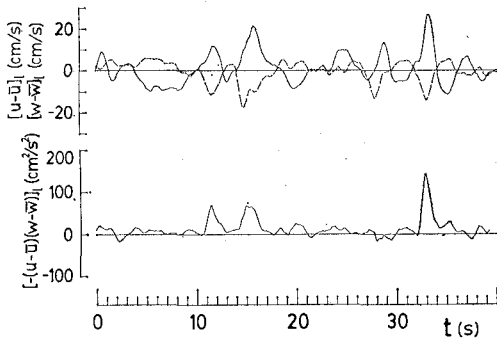
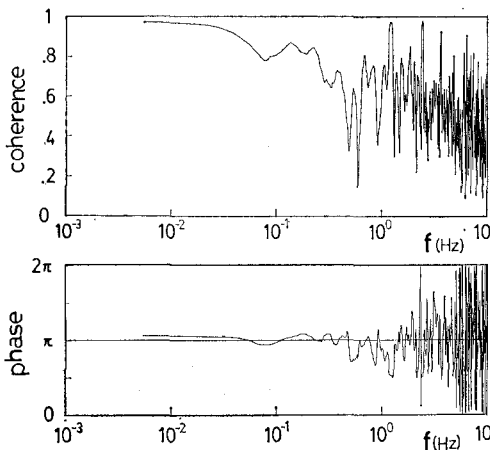


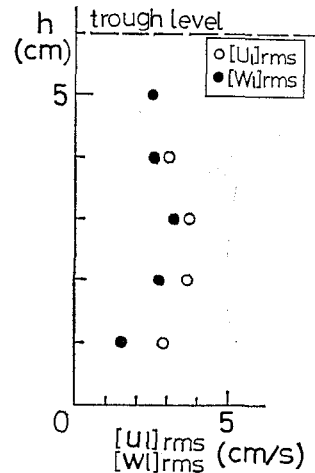
図-7 流速変動の長周期成分

図-8 $u \sim w$ 間のコヒーレンス及びフェイズ

ら順に η , u , w , $-(u-\bar{u})(w-\bar{w})$ の時間変動記録をそれぞれの移動平均値とともに示したものである。これを見ると、特に u と w の変動パターンに密接な関連性があることがわかる。すなわち、水平流速 u の長周期成分が相対的に岸向きに強くなったときには鉛直流速 w の長周期成分が下向きに強くなっている。しかも、 w が下向きのピークを示すときには、 w に強い乱れが重なっていることがわかる。

図-7 は、 $(u-\bar{u})$ と $(w-\bar{w})$ の長周期変動成分を $-(u-\bar{u})(w-\bar{w})$ の長周期成分とともに図示したものである。この形で見ると、上述の u と w の長周期成分の位相関係がより明瞭になる。ここで特に注目する必要があるのは、 $(u-\bar{u})_t$ と $(w-\bar{w})_t$ の波形がともに上下の非対称性を示している点である。すなわち、 $(u-\bar{u})_t$ は正の側(岸向きの位相)で、また $(w-\bar{w})_t$ は負の側(下向きの位相)で尖った波形になっている。実際に、それぞれの波形の skewness を計算してみると、 $(u-\bar{u})_t$ では 0.94、 $(w-\bar{w})_t$ は -1.20 であった。

次に図-8 は、上記の長周期成分の位相関係をより詳

図-9 $(u)_{rms}$ 及び $(w)_{rms}$ の鉛直方向分布

しく見るために $u \sim w$ 間のクロススペクトルを計算し、そのコヒーレンスとフェイズを算定した結果を示したものである。これを見ると、低周波数側のかなり広いレンジにわたって 1 に近いコヒーレンス値が得られており、 $u \sim w$ 間の位相差がほぼ π に近いことがわかる。この位相差は、図-6 あるいは図-7 で $(u-\bar{u})_t$ と $(w-\bar{w})_t$ との時間波形の正負が互いにほぼ逆転していることに対応している。

最後に図-9 は、 (u_t) と (w_t) の変動レベルの鉛直分布形を見るために、それぞれの rms 値を計算し、それを高さ z に関してプロットしたものである。これより、各 z で $(u_t)_{rms} > (w_t)_{rms}$ となっているものの、両者はほぼ同程度の値となっていること、また、それぞれの値は底面付近で小さく中層で最大となるような鉛直分布形となっていることがわかる。

以上の結果に基づいて、ここで見い出された長周期変動成分の実態とその発生原因について検討する。

まず、以下の理由から、この長周期変動成分が何らかの波動性を持つものではないことがわかる。

① 先に示した理由、すなわち、 $(u_t)_{rms}$ の値が汀線付近でむしろ小さくなっていることとパワースペクトル上に明瞭なピークがないといった点に加えて、図-8 に示された $u \sim w$ 間の位相差が周波数が変化しても(節との相対的位置関係に対応して) 0 と π の間をジャンプするということがなく常にほぼ π 付近の値を示していること、などから反射定常波である可能性はないと言える。

② 他方、このように $u \sim w$ 間の位相差がほぼ π となっていることから、この長周期変動が進行波であるとも考えにくい。このことは、図-9 中の $(u_t)_{rms}$ の鉛直分布が一様でないことや、 $(u_t)_{rms}$ と $(w_t)_{rms}$ が同程度の

値を示していることから理解される。

このようなことから、ここで見い出された流速の長周期変動は、“波動”によるものというよりもむしろ“流れ”によるものと呼ぶ方が近いと考えられる。

著者らは先に、砕波帯内では bore 前面の砕波に伴って大規模な渦塊が形成され、それが持つ渦度の効果により岸向きの質量フラックスが大幅に増大することを明らかにしている¹¹⁾。このような渦塊は bore の crest 後方で三次元的な渦構造に変化し、その過程で下方に降下するが、このような bore 前面での渦塊の生成とそれに引き続く降下過程は一波ごとに同じように繰り返される現象ではなく、かなり時間的に変動する。

先に示したように、図-6 中の w の変動を見ると、 w が下向きのピークを示すときには w の乱れが急増しており、特に下向きに鋭い流速変動が現われている。ここには示していないが、アルミ粉法を用いた可視化実験の結果によれば、このような位相は、ちょうど上層からの渦塊が大きく下方に侵入してくる位相に一致していることが確認されている。また、図-6 の $-(u-\bar{u})(w-\bar{w})$ の値を見ると、このような位相でかなり大きな値を示しており、これから、 w が負のピークを示すときにかなり大きな運動量輸送が生じていることがわかる。これは上層の岸向きの運動量を持った渦塊が降下してくることに対応している。

以上のことから、砕波帯内においては、たとえ入射波が一定であっても、砕波帯内での砕波に伴う大規模渦の生成と変形プロセスが時間的に脈動することによって質量フラックスと運動量フラックスの大きさが変化し、それが“流れ”の脈動となって現われてくるものと考えられる。

それでは何故、大規模渦の生成プロセス自体が変動するのかという疑問が生じるが、それについては現在のところ明確な解答は得られていない。一つの可能性として砕波過程が長周期的な流れの脈動によって影響を受けることから、砕波による大規模渦の生成過程と流れの長周期変動が相互に coupling した、いわば“自励的な”メカニズムによりこれらが同時に連動して生成する、と考えることができる。しかし、この点については今後さらに詳細に検討する必要がある。

4. おわりに

ここでは、二次元水路を用いた室内実験により、乱れを中心とした砕波帯内の力学過程との関連でサーフビートの発生を論じた。もちろん、最初にも述べたように、ここで示した発生メカニズムは従来の理論を否定するものではなく、砕波帯内での乱れの生成に伴った低周波数領域へのエネルギー移行機構としての一つの可能性を示したものである。今後はこのようなメカニズムが現地においても同様に存在するかどうかという点を中心に検討を加えていく予定である。

参考文献

- 1) Munk, W. H.: Surf beats, EOS Trans. AGU, Vol. 30 pp. 849~854, 1949.
- 2) Tucker, M. J.: Surf beats: Sea waves of 1 to 5 minute period, Proc. R. Soc. London, Ser. A, 202, pp. 565~573, 1950.
- 3) Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W.: Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf-beats, J. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 481~504, 1962.
- 4) Symonds, G., Huntley, D. A. and Bowen, A. J.: Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time-varying breaking point, J. Geophys. Res., Vol. 87, No. C1, pp. 492~498, 1982.
- 5) Gallagher, B.: Generation of surf beat by nonlinear wave interactions, J. Fluid Mech., Vol. 49, pp. 1~20, 1971.
- 6) 日野幹雄・沢本正樹: 非定常過程としての海浜流系の研究 (1), 第 24 回海岸工学講演集, pp. 596~599, 1977.
- 7) 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男: レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明, 港湾技術研究所報告, 第 21 巻, 第 2 号, pp. 49~106, 1982.
- 8) Sonu, C. J.: Field observation of nearshore circulation and meandering currents, J. Geophys. Res., Vol. 77, No. 18, pp. 3232~3247, 1972.
- 9) Flick, R. E., Guza, R. T. and Inman, D. I.: Elevation and velocity measurements of laboratory shoaling waves, J. Geophys. Res., Vol. 86, No. C5, pp. 4149~4160, 1981.
- 10) Madsen, O. S.: The stability of a sand bed under the action of breaking waves, MIT Rept., Ralph M. Parsons Lab., No. 182, 1974.
- 11) 灘岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄: 二成分光ファイバー流速計を用いた砕波帯内流速場の特性の解明, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 50~54, 1985.