

海浜海域の風波による拡散に関する実験的研究

筧 源 亮*・山崎平弥**・菅野晴行***

1. ま え が き

本研究は前報¹⁾に引き続いて、海浜近くで水深が一樣に減少する海域に風が作用した場合の海水運動について、風洞水槽を用いた実験を行い、考察したものである。

工学上海水運動が問題にされる海域は、湾とか港内といった狭海域であることが多く、これらの海域では地形と潮汐作用等により、深海域での海水運動とは異なると考えられる。したがって、海水拡散等の現象を考える場合、その拡散作用は風波作用のみでなく、潮流・地形などを考慮しそれらとの相互作用も考察する必要がある。

一昨年は、海水運動の変動成分を規則波と乱れの重畳したものと考え、規則波は拡散作用を持たないので、風波作用の乱れのみに注目してその拡散作用について考察した²⁾。

昨年は、流れをあらかじめ与えた海面に、風が作用する場合の拡散作用について述べた^{1), 2)}。流れが存在する風波海面では、流れの影響により波高などの海面付近の状態が異なる。さらに流れの向きと風向が一致する場合、逆の場合でも大きな相異も見い出せた。

しかし、上記の考察は一樣水深場について行ったものであり実際の湾や港内等の海浜海域とは異なっている。特に水深が減少する海浜海域では、風波による吹送流の発生により、その戻り流れが海底近くに生じ、一般海域とは異なる海水運動が予想される³⁾。ここでは、これまでの一樣水深場ではなく水深が一樣に減少する海域における海水運動について検討を行う。風波が海浜海域に進入すると、浅水変形等様々な変形を生ずることが知られている。今回はこのような波の変形についても考察し、さらに海浜海域での海水拡散作用について検討を試みた。

2. 実験とその方法

使用した実験装置は、前回使用した幅 13.0 cm、長さ 4.2 m、水路部水深 20 cm、風洞部 10 cm の風洞水槽を

そのまま使用した。ただし水路部内に勾配 1/8 の斜面を設置して、水深が一樣に減少するようにした。

計測センサーとしては、流速は主として I 型ホットフィルムを使用し、波高等は圧力センサーを用いた。圧力センサーの応答特性がホットフィルムほど充分でないため、波データについては高周波成分の特性は充分と思われない。実験ケースは、平均風速 $\bar{V}$ を 7.0, 10.0, 13.0 m/sec の 3 ケース、測点は 図-1 に示すように汀線から 20 cm 間隔に斜面上の水深 h によって定めた。

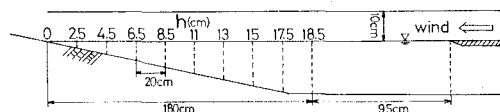


図-1 実験風洞水槽

風波の計測は、圧力センサーからの出力をローパスフィルターを通してペン書きレコーダーに入れ、ゼロアップクロス法と有義波の定義に従って有義波高とその周期を求めた。

また風波は不規則波であるが、これには周期性の波が含まれているものと考えられる³⁾。そこでこのことを確認する上から、ボックスカーインテグレーターを用いて、サンプリング平均化操作により風波の周期成分波を抽出し、これを計測することを試みた。

ボックスカーインテグレーターは 図-2 に示すように、入力信号と同位相の参照信号を必要とする。しかし、センサーからの出力にはすでに雑音が含まれているため、平均操作を行う基準となる参照信号としてそのままこれを用いるわけにはいかない。このため狭帯域フィルターを通したものをを用いる。この場合、周期成分はフ

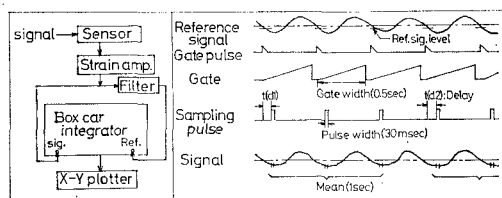


図-2 ボックスカーインテグレーターの原理

* 正 会 員 神戸大学工学部

** 学生会員 神戸大学大学院

*** 正 会 員 兵庫県

フィルターを通すことにより波形が整形されるが、繰返し
の位相は一致しているため、これを参照信号として用い
ることに問題はない。また、このフィルターの帯域中心
周波数は入力信号中の周期成分に一致させるのは当然で
ある。

ボックスカーの原理は、入力した参照信号によりゲ
ートパルスが発生し、ゲートが開く。ゲートが開いてか
ら、遅れ時間 t_a 後にサンプリングパルスが発生し、その
パルス幅だけサンプリングを行う。こうしてゲートパ
ルス毎に繰返しサンプリングされた信号は、ある一定時間
に渡り平均されその点における波形平均となる。この遅
れ時間 t_a を 0 から測定したい範囲に、連続的に走査す
ると出力として、周期的な信号の波形が再現される。こ
れにより、風波に内在する規則波を検出し、水深変化等
によるその規則波の波形変化を調べた。

また波長の測定においてはロックインアンプと圧力セ
ンサー 2 個使用して、隣接する二点での波の位相差から
波長を算定した。その原理と方法は 図-3 に示すよう
に、位相検波回路 (PSD) によって、参照信号と同一の
周波数で一定の位相関係にある信号電圧のみ検出し、雑
音成分はローパスフィルターにより除去される装置であ
る。ここでは一方の圧力センサー (風上) からの出力を
参照信号として用い、もう一方の圧力センサーからの出
力 (風下) からの出力中からこの参照信号と同期関係に
ある信号電圧を検出して、両者の位相差を X-Y プロッ
ターに記録した。得られた位相差は、風波の不規則性の
ためにばらつきがあるものの、一定の位相差がかなり認
められ、それらを平均して位相差を求めた。

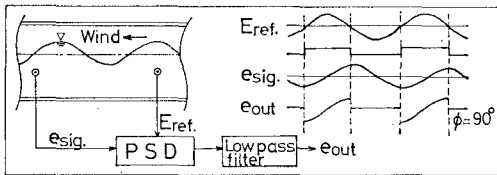


図-3 ロックインアンプの原理

一方、水面下の乱れの測定はホットフィルムからの出
力を線型化増幅装置にかけ、データレコーダーに記録し
た。ホットフィルムは水中の微粒子がフィルムに付着す
ることによりその特性が変化する。このため 1 回の計測
を極力短時間とし、その前後で洗浄して用いた。また検
定は適宜行ってその特性に変化のないことを確かめなが
ら実験を行った。得られたデータは A-D 変換してデジ
タル化し、3 個の自己相関関数を求めそれらを平均化す
ることにより推定精度を高めた。

3. 実験結果と考察

今回の水深が一様に減少する場では、前報の一樣水深

場と比較して、以下に示すような相異が生じた。

(1) 風 波

有義波の波高 $H_{1/3}$ 、周期 $T_{1/3}$ をそれぞれ 図-4、図
-5 に示す。これから風速 7.0, 10.0 m/sec の場合は、
風波は発達段階にある。また各々水深 4.5, 6.5 cm 付近
から底面の影響が表われて著しく増加している。一方、
風速 13.0 m/sec では最初から増加は見られない。これ
は波高が大きくなることにより、風洞部が縮小され波の
発達をさまたげていると思われる。周期については、ほ
ぼ水深が浅くなるにつれ、増加する傾向にあり斜面の影
響は明白ではない。

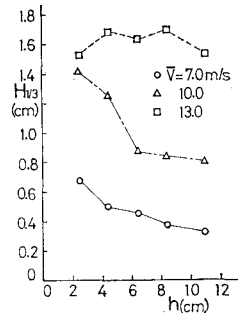


図-4 有義波高と水深

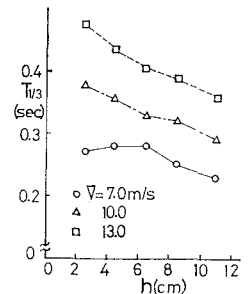


図-5 有義波周期と水深

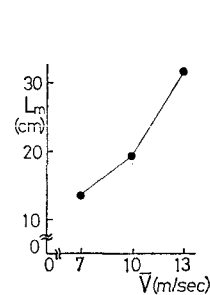


図-6 波長と平均風速

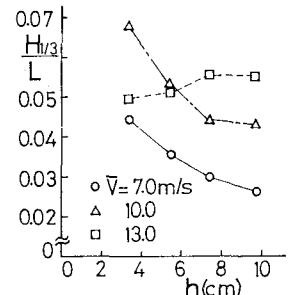


図-7 波形勾配と水深

またロックインアンプから算定した波長 L は水深に
よる変化はほとんどないが、風速により 図-6 に示す
ように変化する。さらに波形勾配を 図-7 に示す。これら
より風速が増すと、波長および波形勾配が増加すること
がわかる。

次にボックスカーインテグレーターにより測定した平
均波形については、X-Y プロッターからの出力をほぼ
平均と思われるなめらかな波形を描き、その測点におけ
る平均波形とした。図-8 に風速 7.0 m/sec の場合の時間
波形を示す。この図の横軸の平均周期 $\bar{T}$ の変化を 図-9
に、また縦軸の平均波高 $\bar{H}$ の変化を 図-10 に示す。
平均波と有義波を比較すると、その変化は定性的には一
致する。また波高がレーリー分布であるとする、式(1)
の関係が

$$H_{1/3} = 1.597 \bar{H} \quad \dots\dots\dots (1)$$

成立することが知られているが、本実験データではほぼ式(2)の関係となり、有義波高と平均波高が接近した値を示している。

$$H_{1/3} = 1.12\bar{H} \quad \dots\dots\dots (2)$$

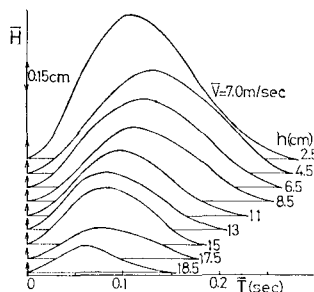
また周期については、深海性の波と浅海性の波に別して比較すると、式(3)のような結果が得られた。

$$\left. \begin{array}{l} \text{深海性の波; } T_{1/3} = 1.07\bar{T} \\ \text{浅海性の波; } T_{1/3} = 1.18\bar{T} \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

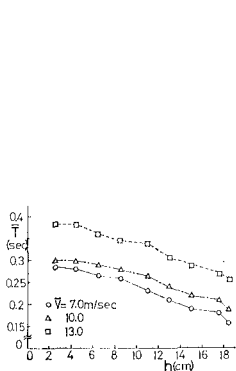
ここに深海性、浅海性は図—12より底面の影響の有無で区別している。これは合田による結果と比較して幾分か小さいがよく一致していると思われる⁶⁾。

次に図—8に示したような時間波形において、波の谷から次の峰までの時間 t_c を読み取り t_c/T を波の非対称パラメーターとして波形の対称性について考察する。

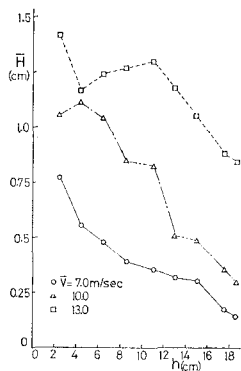
風波はまず前かがみの非対称波形で発生し、漸次対称波形へと発達し、水深が変化するとその影響は波高が大



図—8 時間波形と水深 (風速 7.0 m/sec)



図—9 平均周期と水深

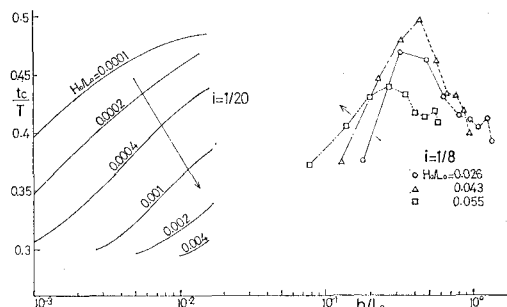


図—10 平均波高と水深

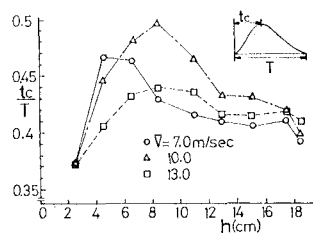
きいほど深い位置から現われ、水深減少に伴って t_c/T が小さくなり再び前かがみの非対称波形となる。また風速が増すほど同一水深でより非対称波形となる。先の図—7に示したように風速が増すと波形勾配も増加する。

この非対称波形に関しては、岩垣・酒井による浅水理論から導いた長波の波形変化^{7),9)}がある。そこで本実験結果と比較したのが図—11であり、水深減少に伴う t_c/T の変化は同一の傾向にある。しかし波形勾配 H_0/L_0

による変化を見ると、 t_c/T の変化は逆の傾向を示している。この原因は、本実験値は図—6に示すように、風速により沖波の波高のみならず波長ならびに周期も変化するため、横軸の h/L_0 の値が同一水深であるにもかかわらず、波長により変化しているためであると考えられる。そこで横軸に水深そのものをとった図—12を見ると、本実験は岩垣・酒井の理論の適用範囲外にあるもののほぼ同様の傾向を示す。



図—11 時間波形の非対称変化 (t_c/T と h/L_0)

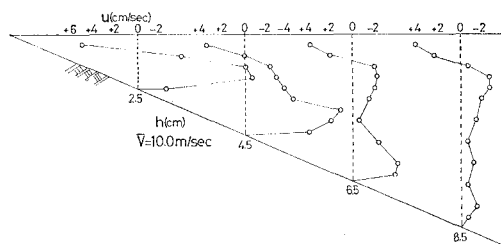


図—12 時間波形の非対称変化 (t_c/T と h)

(2) 拡散係数

まずホットフィルムにより測定した平均流速分布の一例を図—13に示す。これより流速分布は水面近くにおいて、これまでの結果と同様吹送流の対数則が成立する。しかし、水底では戻り流れが発生し、大きな流速が生じている。この図からは波の質量収支が釣り合わないように思われるが、これは波の内部の流速が測定できず、その部分ではかなりの流速があると思われる。

流速変動の相関については前報で行ったのと同様な方法により風波海面における相関を便宜上、規則波による変動の自己相関と乱流運動による自己相関に分離し、規



図—13 平均流速分布 (風速 10.0 m/sec)

則波による変動の自己相関は周期関数であり、遅れ時間に従って減少することがない。よって規則波動による変動の相関をもとの相関から差し引いて、その残りの乱流による変動の相関をもって拡散係数を決定した。これより定量的に等拡散係数分布を 図-14, 15, 16 に示す。

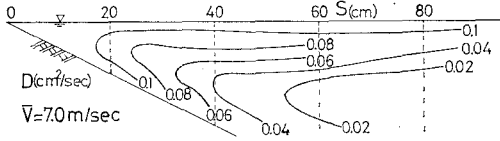


図-14 等拡散係数分布 (風速 7.0 m/sec)

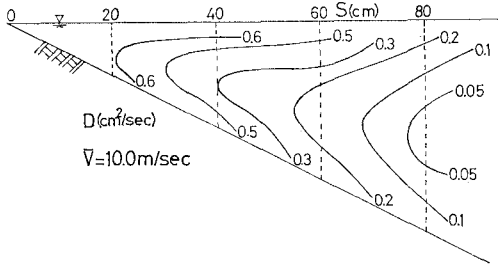


図-15 等拡散係数分布 (風速 10.0 m/sec)

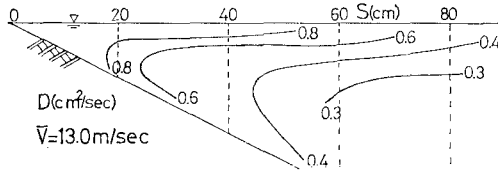


図-16 等拡散係数分布 (風速 13.0 m/sec)

これより拡散係数は、水面直下において非常に大きく、また汀線に近づくほど大きいことがわかる。また水深方向については、中程よりも底の方がやや大きい傾向を示している。これは 図-13 に示した流速分布と類似しており、平均流速が大きくなると拡散係数も大きくなると考えられる。

次に水深が変化する浅海域での海水運動について、前報と同様に乱れの場合の相似則を求めるために、拡散係数 D と風波海面の特性を表わす有義波、表面流速等の関係について調べた。今回は、水深方向への変化がこれまでとは異なるため、ここでは断面平均拡散係数 $\bar{D}$ を求め、これについて考察した。

断面平均拡散係数を有義波の波高・周期、表面流速等で無次元化したものと、水深を波高で無次元化した $h/H_{1/3}$ との関係の求めると、図-17, 18 のようになる。これらの図からわかるように、拡散係数 $\bar{D}$ は有義波、表面流速と関係があることがわかる。また拡散係数 $\bar{D}$ を平均風速 $\bar{V}$ と波高 $H_{1/3}$ で無次元化を行ったのが 図-19 である。このように水深が変化する浅海域におい

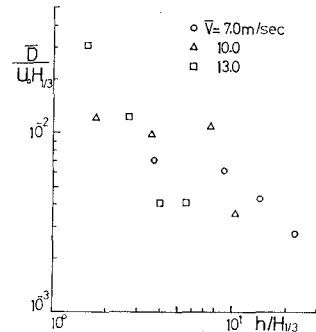


図-17 平均拡散係数 ($\bar{D}/U_{\bar{0}}H$) と水深

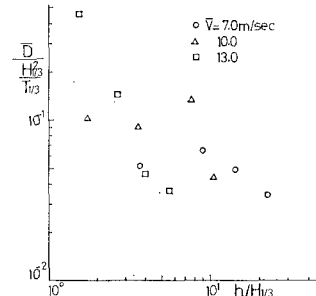


図-18 平均拡散係数 ($\bar{D}/H^2/T$) と水深

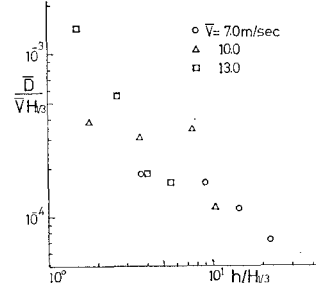


図-19 平均拡散係数 ($\bar{D}/\bar{V}H$) と水深

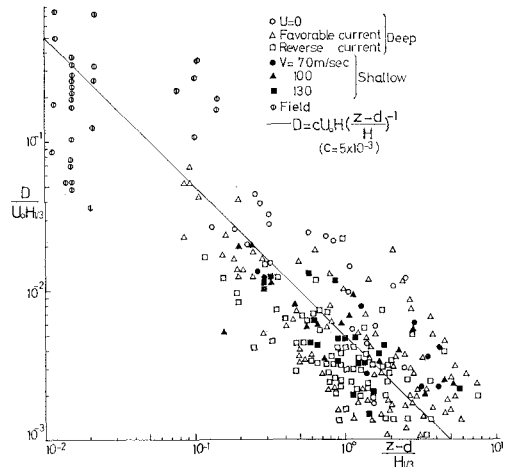


図-20 拡散係数 (D/U_{0H}) と水深

でも、前報と同様その海面下において乱れの相似則が有義波および表面流速をパラメーターとして成立するものと考えられる。

そこで、前報で得た結果も含めて拡散係数の推定式を提案する。今回得たデータのうち、底の戻り流れの影響を受けていないものと、前報で得た結果を図-20に示す。これより得られたデータはすべて一つの相似則にあてはまることが明らかと思われ、次の式(4)のように拡散係数 D を表現することが可能であろう。

$$D = c U_0 H \left(\frac{z-d}{H} \right)^{-1} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $c=5 \times 10^{-3}$ 、 U_0 ；表面流速、 H ；有義波高、 z ；静水深、 d ；海面粗度高さである。海面粗度高さ d は、流速分布が対数則を満足するように水深を補正することにより定められるが、波高のほぼ $1/4$ 程度の大きさである。

4. あとがき

これまでの深水場の研究では、拡散係数は水深の増加と共に減少することが示された。しかし今回の浅水場の場合は、このような傾向は見られなかった。そこで本研究では、断面平均した拡散係数について考察を試み、前報とほぼ同様の相似則が成立することがわかった。

また式(4)に示した拡散係数推定式より、直接測定することがかなり困難な海水拡散係数を実用上簡単に求める手段として、波・風資料より推定が可能であろう。

本研究は底勾配を比較的急な $1/8$ に固定して行なっているが、今後はさらに緩勾配の場合についても検討する必要がある。また砕波等が拡散係数にいかなる影響を生じるかと同時に、砕波などの波の諸変形に対する水粒子そのものの動きが非常に重要と思われ、波の内部の水粒子運動、流速分布等の測定方法を考える必要がある。さらに今後は、防波堤などの海岸構造物周辺での海水運動について検討する予定である。

参 考 文 献

- 1) 簗 源亮・山崎平弥：流れを伴う風波海面の拡散に関する研究，第24回海講論文集，pp. 514~518，1977.
- 2) 簗 源亮・井口理一郎：風波海面における拡散についての研究，第23回海講論文集，pp. 529~533，1976.
- 3) 簗 源亮・山崎平弥：流れを伴う風波海面の研究，関西支部年講，1977.
- 4) 簗 源亮・山崎平弥・菅野晴行：海浜における風波拡散作用について，関西支部年講，1978.
- 5) 簗 源亮・山崎平弥：不規則現象に含まれる周期成分の測定について，関西支部年講，1978.
- 6) 合田良実：波浪の統計的性質とその応用，水工学に関する夏期研修会講義集，B，1975.
- 7) 岩垣雄一・酒井哲郎：一様勾配斜面上の有限振幅長波について，土木学会論文報告集，第196号，pp. 65~74，1971.
- 8) 酒井哲郎：沿岸の波の変形，水工学に関する夏期研修会講義集，B，1976.