

砕波後のレイノルズストレス及び乱れエネルギー変化の特性

渡部 靖憲*・梅田 克史**・佐伯 浩***

1. はじめに

砕波後の流体運動を明らかにするためには、乱れの適当な評価が不可欠である。これに関して多くの実験的研究が為されてきた。波高の変化や流体内部の流速を見積もるためには砕波帯内での特徴的な渦構造及びその移流拡散機構について詳細なデータが必要である。しかし、空間的に大きく変動する渦あるいは乱れ分布（特に砕波フロント近傍において）及び砕波フロントの伝達に伴う乱れの発達・スケール遷移を実験的に調べることは困難である。また、砕波直後の乱れの生成・発達とは対照的に入射波動成分は減衰するが、これに対する時空間的な波数変動を見積もることは巻き波砕波のような大規模渦を伴う流速場のモデル化には不可欠である。

本研究は大規模渦を中心とした乱れ及びその結果として得られる流速場を評価するモデルの構築を目的とし、レイノルズストレスの時空間変化と乱れの空間スケールに依存する移流・拡散・減衰特性、さらに非線形波動場計算に対する砕波モデルの構築を目的として水深方向に積分されたエネルギー変化について巻き波及び崩れ波砕波の両者に対して数値的に評価したものである。

2. 数値計算法

著者らは、砕波後の流体運動を数値的に再現するために、Navier-Stokes 式を支配方程式とし高精度数値スキームである CIP 法を適用し、また自由水面の評価を密度関数法と CIP 法を結びつけることにより計算を行った（渡部ら, 1996）。

本研究では、同様な手法により砕波後の流速場を計算し、レイノルズストレス、乱れ、波動に関する位相平均量の時空間変動特性を計算し砕波後の流体運動のモデル化について議論していく。

計算領域は、図-1 に示すように、水平軸から θ 傾いた直交座標系 (s, n) に従うスタッガードグリッドから構成

されている。入射境界からは 2 次クノイド波が造波され、底面において non slip の条件が与えられる。表-1 に入射波条件及び計算条件を示す。

過去の研究で多く採用されているように、基本周期波動に対する位相平均量を基準とし、位相平均流速からの逸脱を乱れとして定義する（例えば、 $u = \bar{u} + u'$ 、 $'$ は位相平均からの逸脱、 $\bar{}$ は位相平均値を表す）。本計算では、1 周期期間中の 128 位相に対して、砕波点の位置が安定した状態から 10 周期の平均を位相平均量とした。莫大な計算データ及び計算時間の制限により 10 周期に渡る平均しかとることができず、この平均量の統計的な意味を確認する必要がある。図-2 は、全ての計算点における前周期までの位相平均運動エネルギー k_{n-1} と現周期までの位相平均運動エネルギー k_n の相対偏差 $\epsilon(=|(k_n - k_{n-1})/k_n|)$ のそれぞれ最大値と平均値の時間的推移

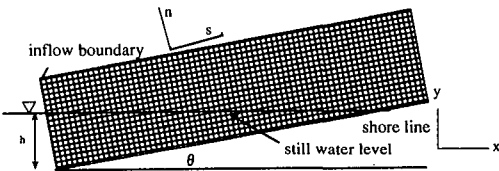


図-1 計算領域と座標系

表-1 入射条件と計算条件

	Breaker Type	Initial Wave Height Wave Length	Bottom Slope Rynolds Number	Time Step Interval	Grid Interval
CASE 1	Plunging	0.41 H/h 11.5 x/h	1 : 30 575000	T/1024	0.03 x/h
CASE 2	Spilling	0.41 H/h 6.0 x/h		T/512	0.03 x/h

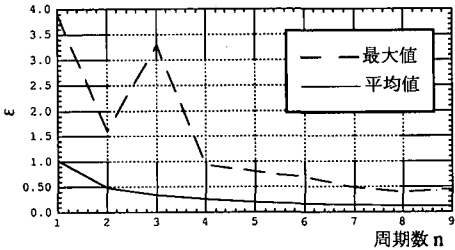


図-2 造波波数と運動エネルギー位相平均値の相対偏差の関係

* 正会員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科環境資源工学専攻
** 西松建設(株)札幌支店
*** 正会員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科環境資源工学専攻

を表したものである。両者ともに0に収束しており平均量として意味をもつと判断した。

3. 結果と考察

乱れ・レイノルズストレス等を議論する時、3次元性が重要となってくる。砕波後の流体運動においても3次元として扱うべきであるが、砕波後も波の進行を中心とした2次元的な流体運動が卓越していると仮定し、平面波動場における砕波モデルへの適用の可能性を議論していく。

3.1 位相平均流速・レイノルズストレス分布特性

図-3は、CASE1 (Plunging Breaker) における砕波後における砕波フロント近傍の位相平均流速ベクトル分布を表したものであり、位相(a), (b), (c)のそれぞれの位相間隔はそれぞれ $T/4$ (T : 周期) である。砕波フロント近傍ではそれぞれの位相に対して定性的に類似した流速分布をもって、時間の進行に伴い徐々に流速の絶対値とフロントの規模自体を減少させながら進行していく様子がわかる。一方、Plunging Point 近傍では、位相(a)に矢印で示したように、回転性の流速をもつ領域が存在し、時間の経過と共にその規模は小さくなるが、位相(b), (c)においても移流・拡散しながらも依然存在する。このPlunging Pointで生成された渦の影響と考えられるこの大規模な回転性の流速成分は、乱れの効果だけでなく位相平均流として存在し、砕波の規模によってはフロント通過後も大きな影響をもつことが予想される。

図-4は、図-3に対応する各位相におけるレイノルズストレス成分 $\overline{u'^2}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{v'^2}$ の分布を表したものである。 $\overline{u'^2}$ の位相(a)の分布をみると、トラフレベルより上の砕波フロント部で強い成分が生成されその背後ではトラフレベル以下に広がる分布を示している。砕波フロントの進行に伴いこのレイノルズストレス成分の生成は徐々に抑えられるが、一度トラフレベル以下に拡散した $\overline{u'^2}$ はフロント部程の岸方向への移流速度をもたないため、広い領域に渡って拡散している(位相(b), (c))。 $\overline{u'v'}$ 成分はさらに複雑な構造をもつ。位相(a)においては砕波フロント部の前面において正の分布、その背後に負の分布が卓越する。さらに後方では、この成分が正負交互に拡散しながら広い領域に渡って存在する。(a)~(c)の位相にわたって、フロント部における $\overline{u'v'}$ の強度は異なるが、その生成及び分布構造に大きな定性的差異は見られない。しかし、この結果は、乱れを評価する基本量である生成・移流及び拡散の効果が全て顕著に現れているため、より厳密にモデル化しなければ現象を再現できないことを表している。 $\overline{v'^2}$ は、乱れの強度としては $\overline{u'^2}$ 成分よりかなり小さいが定性的な分布構造は $\overline{u'^2}$ と類似している。

図-5は、CASE2 (Spilling Breaker) における前図と

同様な位相に対するレイノルズストレス成分の分布を表したものである。フロント部における各レイノルズストレス成分の分布構造は、その規模は小さいものの図-4と類似しているのがわかる。ただし、その分布がフロントの極近傍だけに存在し、図-4の様に広く拡散していない点異なる。しかしながら、この類似性は、乱れ生

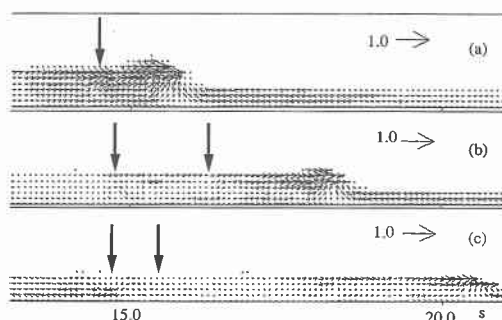


図-3 位相平均流速ベクトル分布 (CASE 1)

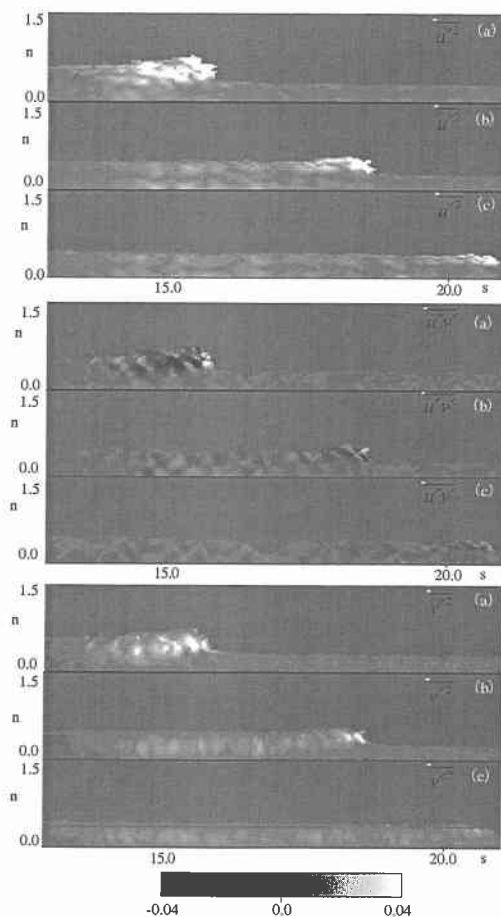


図-4 レイノルズストレス分布 (CASE 1)

成の強さが異なるだけで乱れ形成機構自体は CASE 1 と同様である可能性を示している。

工学において良く使われてきた 2 次元渦粘性モデルは良く知られているように次の様に書かれる。

$$\begin{bmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} \end{bmatrix} = \nu_T \begin{bmatrix} 2\frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} & 2\frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \quad \cdots \cdots (1)$$

ここで、 ν_T は渦動粘性係数である。上式から明らかなように、レイノルズストレスは変形速度テンソルの各成分に等方な ν_T が乗じられ評価される。図-6 は、図-4 の位相 (a) における変形速度テンソルの各成分の分布を示したものである。対称成分 $\overline{\partial u / \partial x}$ と $\overline{\partial v / \partial y}$ は連続式から明らかなように正負が逆転した分布をもち、 $(\overline{\partial u / \partial y}) + (\overline{\partial v / \partial x})$ についてはフロント部の下方及び底面境界層近傍で比較的滑らかに広がる分布をもつことがわかる。これらの変形速度テンソル成分の空間分布は図-4 に示したレイノルズストレスの分布とは定性的に全く異なり、これらの成分にどのような等方な ν_T を乗じてモ

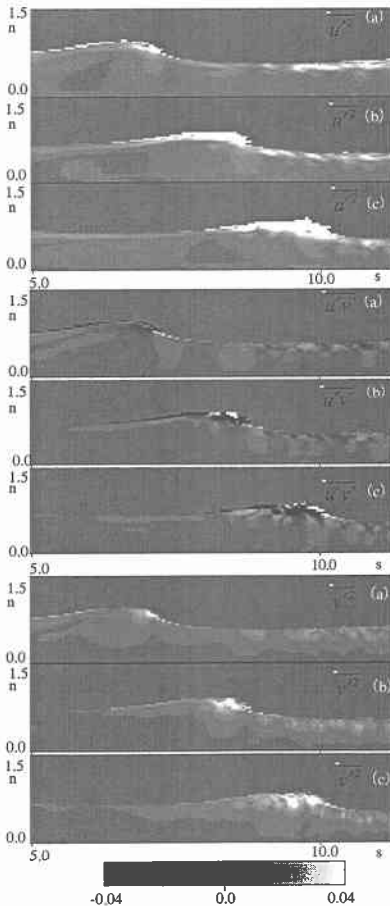


図-5 レイノルズストレス分布 (CASE 2)

ルズストレスを再現し得ない。渦粘性モデルは一様等方乱流について慣性領域内での誘導は為されているものの、非等方、非定常下の問題では適当ではなく、砕波後の流体運動に対してもこの結果が示すようにレイノルズストレスを評価しえない。

3.2 水位変動と運動エネルギー

図-7 は、CASE 1 に対するそれぞれの位相における水位変動を表したものである。水位は、密度関数を鉛直方向に積分した値と定義した。砕波直後に急に波高は減少せず Plunging Point 付近から顕著に波高が減少し、その後前傾化したフロントがボア状に進行していく様子が表わされている。

図-8 は、図-7 とそれぞれ同一の位相における鉛直方向に積分された位相平均運動エネルギーの分布を表している。図-7 と比較すると、砕波後両者の減少の割合は必ずしも対応しているとはいえない。砕波後の高調波を含んだ波高減衰及び内部流速を予測するためには非線形エ

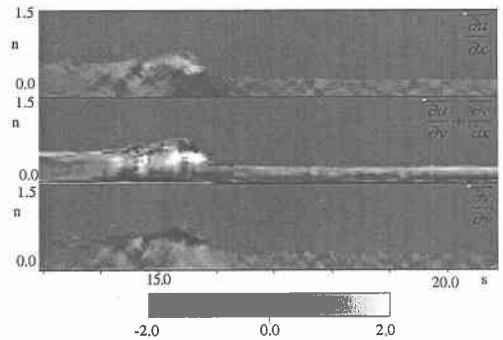


図-6 位相 (a) における変形速度テンソル成分 (CASE 1)

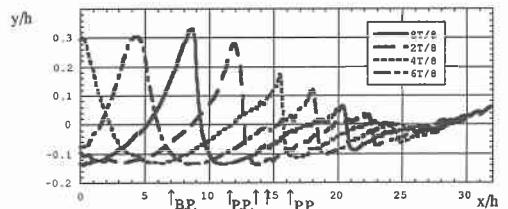


図-7 水位変動分布 (CASE 1)

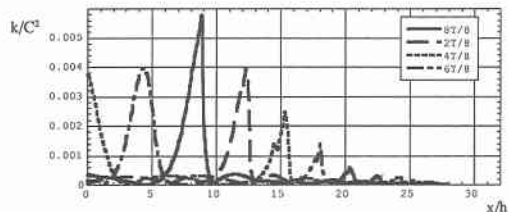


図-8 水深積分された位相平均運動エネルギー分布 (CASE 1)

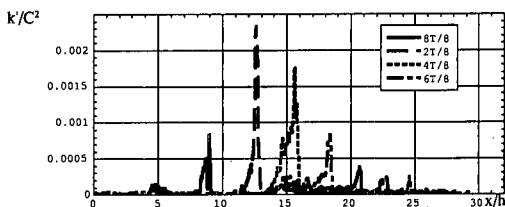


図-9 水深積分された乱れエネルギー分布 (CASE 1)

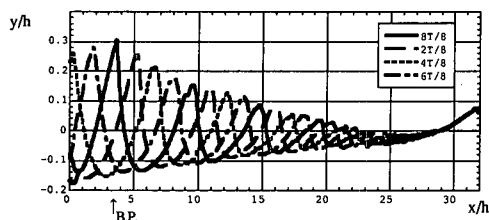


図-10 水位変動分布 (CASE 2)

エネルギー減衰モデルが必要と考えられるが、これらの結果が示す平均の運動エネルギーとポテンシャルエネルギーとの変動特性の違いは、全エネルギーを単に減少させるだけでなく、適当な乱れの効果の平面波動場計算の砕波モデルへの導入の必要性を意味している。

図-9は、前図と同一の条件における乱れエネルギーの水深方向積分値の分布を示している。Plunging Pointを過ぎると砕波フロント前面においてスパイク状のピークが表れる。このピークは数度のスプラッシュを経て急激に減衰する。また、位相4T/8からスプラッシュアップサイクルを通して前述したフロント背後の比較的広く拡散した乱れエネルギーの分布が表われている。

図-10は、CASE 2 (Spilling Breaker) に対する各位相の水位変動を表す。このケースでは砕波後水位が緩やかに指数関数的に波高が減少し、徐々に前傾化しボア状のフロントとして進行していく様子がわかる。同ケースの位相平均運動エネルギーの水深方向積分値 (図-11) に関しては水位変動と同様に滑らかな減少傾向が見られるが、CASE 1 程の変動の差異は見られない。この時の乱れエネルギーの水深方向積分値 (図-12) は、砕波後、波のフロント部において急激に発達するが、多少のばらつきはあるが、波の伝達を通して滑らかにそのエネルギーが減少していく。CASE 2 では乱れの生成も緩やかでそのエネルギー自体も小さいため平衡状態を保ちながら波エネルギーを徐々に減衰させていると考えられる。

3.3 波数分布特性

この節では、砕波帯内の波動性をもつ物理量の空間変動スケールを調べ、それらの減衰及び発達過程を議論する。砕波帯内の波動及び流体運動は空間的に非一様であるため、及びジェットの突入によって急激な流体運動の

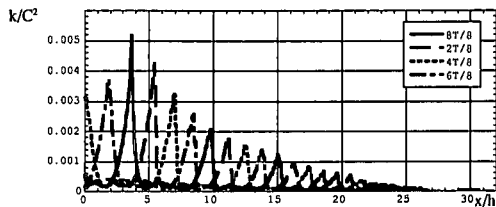


図-11 水深積分された位相平均運動エネルギー分布 (CASE 2)

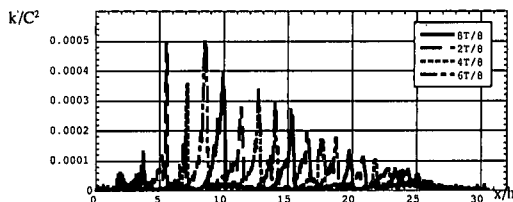


図-12 水深積分された乱れエネルギー分布 (CASE 2)

変動があるため、Fourier 変換による波数解析では効率が悪い。そこで本研究では Wavelet 変換により砕波帯内の波数特性を解析する。

Wavelet 変換は次のように定義できる。

$$W_f(b, a) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|a|}} f(x) \psi\left(\frac{x-b}{a}\right) dx \quad \dots\dots\dots (2)$$

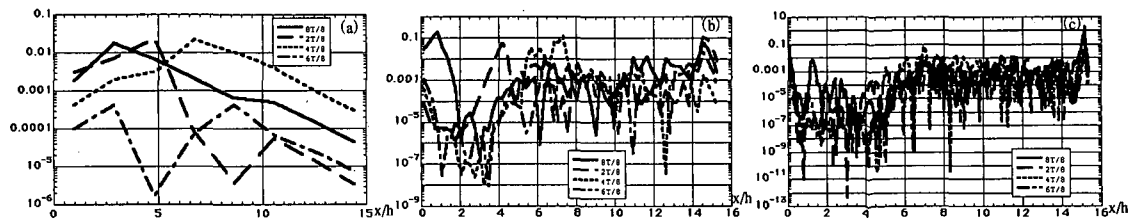
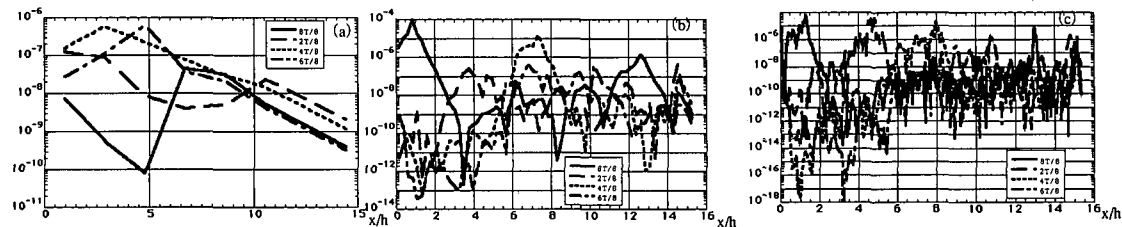
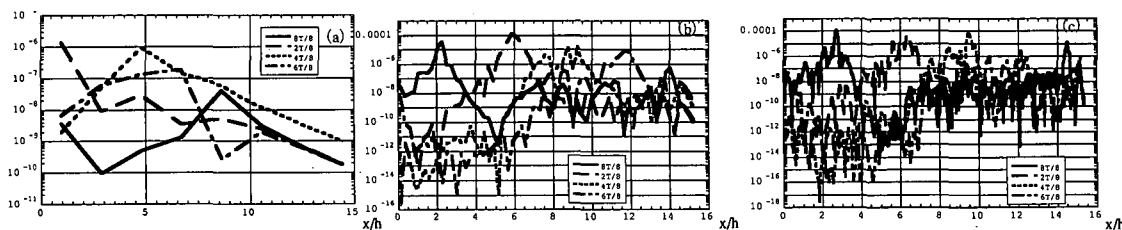
ここで、 f は x に関する任意の関数で、 a はスケール変換パラメータ、 b はシフト変換パラメータである。Wavelet 係数 W_f を使ってスケール a によって正規化された Wavelet スペクトルは、次のように定義される。

$$dE_f = |W_f(b, a)|^2 \frac{da db}{a^2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

本研究では、基底として分解性の良い 3 次カーディナル B スプライン関数を採用した。式 (2) を表す座標 $(b, 1/a)$ を整数 i, j を使って $(2^{-j}, 2^i)$ と置き換えると、離散 Wavelet 変換は次のように書ける。

$$\tilde{f}_{ji} = 2^j \int \psi(2^j x - i) f(x) dx \quad \dots\dots\dots (4)$$

図-13はCASE 1の水位変動に対する各位相における Wavelet スペクトルを表したものであり、横軸は砕波点からの距離、縦軸はエネルギー密度を示している。(a), (b), (c)はそれぞれ波数 $k=3.27$, $k=26.18$, $k=104.72$ に対するスペクトルである。水深の 2 倍程度のスケールをもつ (a) では、スプラッシュの影響による変動はあるものの砕波フロントの進行を通してエネルギーが減少しているのがわかる。水深の 1/4 程度のスケールである (b) は、砕波後 $8x/h$ 位までの領域で砕波フロント部に保有された高エネルギー領域が存在するが、 $8x/h$ より岸側においてはこのフロント部のエネルギーも減衰している。さらに小スケールの水位変動のエネルギー (c) は、


 図-13 水位変動の wavelet スペクトル; (a) $k=3.27$, (b) $k=26.18$, (c) $k=104.27$

 図-14 水深積分された位相平均運動エネルギーの wavelet スペクトル; (a) $k=3.27$, (b) $k=26.18$, (c) $k=104.27$

 図-15 水深積分された乱れエネルギーの wavelet スペクトル; (a) $k=3.27$, (b) $k=26.18$, (c) $k=104.27$

砕波直後は小さいが前図と同様に砕波後 $6 \sim 8x/h$ を境に比較的高エネルギーを保持し続ける。これらの結果は砕波後の水位変動のスケールダウンを意味する。

図-14 は、CASE 1 における水深積分された位相平均運動エネルギーの同様な位相及び波数 (a), (b), (c) に対する Wavelet スペクトルを表したものである。(b) における傾向は、同じ波数に対する水位変動エネルギースペクトルと似た傾向を持ち $8x/h$ より岸側でも大規模な変動を持つ点が異なる。小スケール変動(c)においても、砕波フロント部には十分に高エネルギーが保有されており、この傾向は水位変動のものにはみられない。

図-15 は、CASE 1 における水深積分された乱れエネルギーに関する同様な図である。この乱れエネルギーはどのスケールに関しても砕波フロントに移流され、その前面に卓越する傾向をもつ。また、比較的大規模な変動 (b) においてはその発達・減衰特性は位相平均量とは必ずしも対応しない。

これらの結果から、水位変動、運動エネルギー共に砕波過程を通して大スケール変動をもつエネルギーは減少する傾向をもつが、小スケール変動はエネルギーのスケールダウンにより相対的にエネルギーが増加するといえる。また、砕波フロント部の水位変動エネルギーは運

動エネルギーと比べて低波数側で減衰する傾向があり、高波数におけるエネルギー分布特性は異なる。水位変動データから流速を推定するためにはこの砕波帯の特性を考慮したモデルが必要である。

4. 結 論

- ・数値解析により、砕波後の流体運動を解き、レイノルズストレス及び乱れ生成の時空間的特性を調べた。
- ・砕波フロント近傍ではレイノルズストレスの生成・移流・拡散の全てが重要な役割を果たすため、そのモデル化にはこれらの効果を含めることが重要である。
- ・水位変動、運動エネルギー共に砕波過程を通して大スケール変動をもつエネルギーは減少する傾向をもつが、小スケール変動はエネルギーのスケールダウンにより相対的にエネルギーが増加する。
- ・砕波フロント部の水位変動エネルギーは運動エネルギーと比べて低波数側で減衰する傾向があり、高波数におけるエネルギー分布特性は異なる。

参 考 文 献

渡部靖憲・佐伯 浩 (1996): 砕波帯内の流速場のダイレクションミューレーション, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 71-74.