

複合型碎波の運動諸量特性について

安田孝志*・陸田秀実**・水谷夏樹***・榊原幸雄****

1. 緒 言

同一の入射波の下であっても、碎波によって波力や越波は著しく増大する上、碎波形式によっても大きく変化するため、生じる碎波の形式を正しく予測し、碎波を特徴づけるジェット運動学に基づいて、その作用を評価する必要がある。

これまで一般に知られている碎波形式はGalvin (1968)によって分類された4種類であり、その中で巻き波型碎波が最も破壊力が大きく、危険とされて来た。しかしながら、著者らは、最近、強大なジェットを伴い、巻き波型碎波を大きく上回る破壊力を持つと予想される碎波（複合型碎波と命名；安田ら、1995）を発見した。この碎波は、従来の碎波形式の分類の枠内では捉えられない新しい碎波であり、最大規模の巻き波型碎波の3倍近いジェットを生成するため、構造物に作用した場合の破壊力は極めて大きいものと推察される。このような破壊力を正しく推算し、構造物の耐波安定性を高めるには、この碎波の内部特性の解明が必要となる。また、複合型碎波の発生機構やその水理学的諸作用の解明を進めるためにも、ジェット放出に至る過程の水粒子速度や加速度など、内部運動諸量の特性について検討が必要である。

本研究では、BIM（境界積分法）を用いて複合型碎波の運動諸量を計算し、その特徴を内部特性に関して明らかにするとともに、ジェット放出までの過程におけるこれらの諸量の変化からその発生機構の解明を試みる。

2. 複合型碎波の内部特性

複合型碎波のジェット放出過程までほぼ厳密に計算できるBIM（安田ら、1995）を用い、図-1に示すダブルリーフ上での複合型碎波の内部特性の解明を図る。また、ダブルリーフ上の複合型碎波に限っても、様々な規模の碎波が存在する（安田ら、1995）が、ここでは最大規模に近いジェットを伴う複合型碎波について検討する。

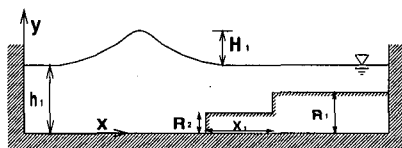


図-1 座標とダブルリーフの記号

2.1 水粒子速度場

図-2(a)は、入射波高比 $H_1/h_1=0.5$ の孤立波を天端高 $R_1/h_1=0.8$, $R_2/h_1=0.4$ およびステップ間隔 $X_1/h_1=6.5$ のダブルリーフに入射させたときのジェット落下限界（ジェット下面が水平となり、ジェットの落下が始まる瞬間）の水粒子速度の成分 (u, v) の分布を示したものである。また、図-2(b)は、比較のために同一の孤立波 $(H_1/h_1=0.5)$ を $R_1/h_1=0.6$ のシングルリーフ（リーフ先端のステップが1段）に入射させた場合の (u, v) の分布を同様に示している。複合型碎波ではジェットが波頂点の下方から放出されるために冠を戴いたような特徴的な波形が現われ、これが強大なジェットにつながっていることがわかる。そのジェットの規模は、ジェットサイズ指標 β_s （安田ら、1995）の値からもわかるように巻き波型碎波のものをもはるかに上回っている。また、複合型碎波によるジェット周辺の水平流速は広い範囲で $\sqrt{gh_1}$ を超えており、複合型碎波のジェットが単にそのサイズだけでなく、運動量も含めて強大であることがわかる。

2.2 表面流速分布

このように、複合型碎波はそのジェットサイズ以上に広い範囲で水粒子速度を増大させるため、その影響が最も強く現れる表面流速について見れば、さらに、その特徴が明瞭になる。そこで、上述の碎波に $R_1/h_1=0.8$ のシングルリーフ上での碎波を加え、これらの表面流速の伝播過程での変化を比較し、その特徴を明らかにする。

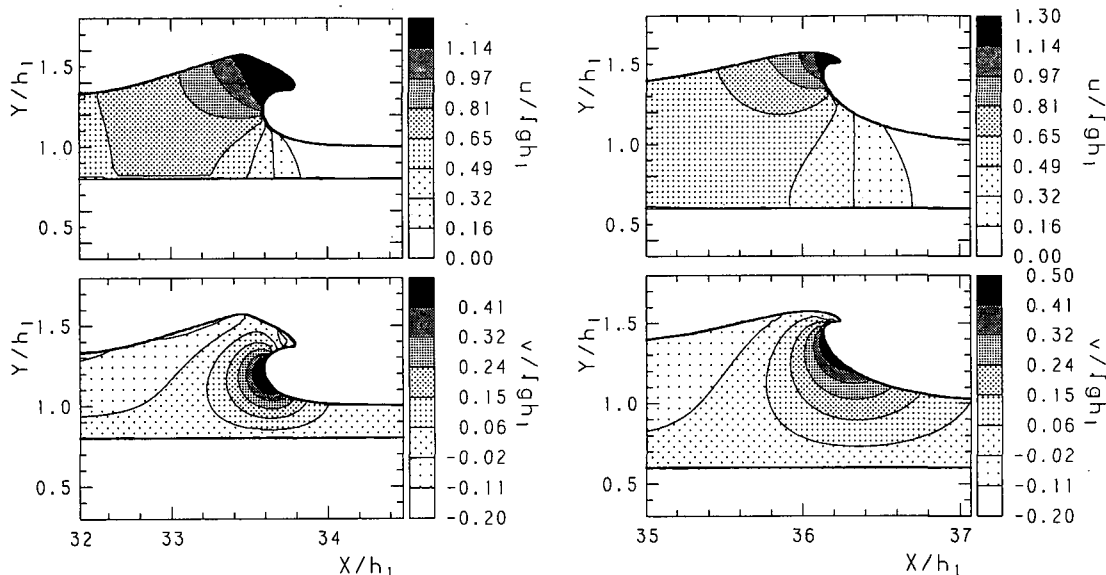
図-3は、波形と併せてこれらの表面流速の碎波限界（波峯前面が鉛直に突っ立つ瞬間）に至るまでの時間発展を水粒子速度平面上に示したものである。表面流速分布曲線上の丸印は波頂点 η_{max} を示し、ジェット放出点は水平流速 u 座標上の最大点で与えられる。これから、同じ巻き波型碎波であっても、 $R_1/h_1=0.6$ の場合の表面流速

* 正 会 員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科

** 正 会 員 工修 岐阜大学助手 工学部土木工学科

*** 学生会員 岐阜大学大学院 工学研究科

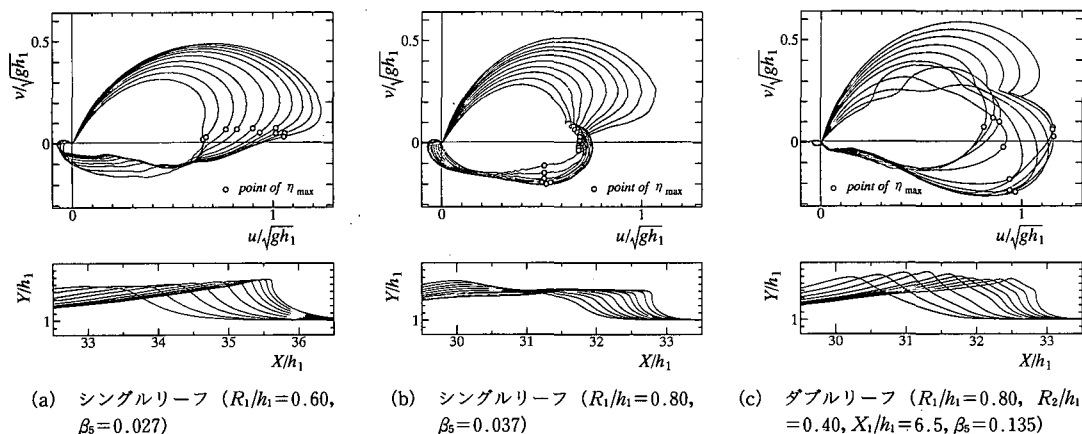
**** 正 会 員 工修 豊田工業高等専門学校助手 環境都市工学科



(a) 複合型砕波；ダブルリーフ ($R_1/h_1=0.80$, $R_2/h_1=0.40$, $X_1/h_1=6.5$, $\beta_s=0.135$)

(b) 巻き波型砕波；シングルリーフ ($R_1/h_1=0.60$, $\beta_s=0.027$)

図一 複合型砕波と巻き波型砕波のジェット落下限界時における水粒子速度場の比較



(a) シングルリーフ ($R_1/h_1=0.60$, $\beta_s=0.027$)

(b) シングルリーフ ($R_1/h_1=0.80$, $\beta_s=0.037$)

(c) ダブルリーフ ($R_1/h_1=0.80$, $R_2/h_1=0.40$, $X_1/h_1=6.5$, $\beta_s=0.135$)

図一 巻き波型砕波と複合型砕波の砕波限界に至る過程における表面流速分布とそれに対応した波形の変化

分布が初期波の分布と比較的相似な同心円状に広がるのに対し、 $R_1/h_1=0.8$ の場合の分布は窪みを持ったリマソン型の分布となって拡大して行くことがわかる。これは、この時の波形変化からわかるように、前者では初期波の波峰（主波峰と呼ぶ）がそのまま発達してジェットを放出させるのに対し、後者では主波峰前方から2次波峰が形成され、主波峰に取って替わって発達することによって、後者は、Cookerら(1990)によって指摘された‘Crest-Crest exchange’に対応するものであり、前者とは別物と考えられなくもないが、波頂部からジェットを放出している点では巻き波型砕波の定義と矛盾せず、ここではこのまま巻き波型砕波と呼ぶ。このように、同じ巻

き波型砕波であっても、ジェットサイズによって砕波限界時の表面流速分布形状は大きく異なり、ジェットサイズの大きい後者の方が分布曲線も広がっている。

これに対し、複合型砕波の表面流速分布では、ジェットサイズに対応して分布曲線の大きさは $R_1/h_1=0.8$ の巻き波型砕波のものを上回り、形状もこれをほぼ上下に逆転したりマソン型となっている。これは、この場合も2次波峰が形成されるが、主波峰が2次波峰に取って替わられるのではなく、そのまま残って2次波峰と共に発達を続けることを示している。そして、鉛直水粒子速度は2次波峰近傍で増大するが、水平水粒子速度に関しては依然として主波峰が卓越していることがわかる。すな

わち、複合型碎波では‘crest-crest exchange’のように2次波峯が主波峯に取って替わるのではなく、共に発達を続け、最終的には両者が複合して強大なジェットを放出する。

このように、碎波限界に至るまでの表面流速分布は碎波形式によって大きく異なるが、碎波限界後のジェット放出過程においてはジェットの部分が変化するだけとなるため、ジェット落下限界時の分布曲線は $R_1/h_1=0.4$ のシングルリーフ上の崩れ波型碎波を加えた図-4に示すように、比較的良く似たものとなる。このような表面流速分布の相似性は、碎波形式に応じてジェットサイズに差異は生じるが、ジェット放出速度がほぼ一致していることによっている。ただし、崩れ波型と巻き波型碎波の差異に比べれば、複合型碎波の違いは大きく、特にジェット下方での鉛直上向き水粒子速度に大きな差異が現れ

ており、これが複合型碎波の強大なジェットを支えていると考えられる。

2.3 水粒子加速度場

図-5(a) および (b) は、それぞれ前述の複合型および巻き波型碎波のジェット落下限界時の加速度 (a_x, a_y) の分布を示す。この場合も前述の水粒子速度場と同様、複合型碎波ではジェットサイズに対応して広い範囲で加速度が増幅されており、この碎波が強大なジェットに対応して大きな加速度を有していることがわかる。このように、ジェット直下の広い範囲にわたって強い加速度領域が現れる点に複合型碎波の特徴があり、巻き波型碎波の加速度場と大きく異なっている。

図-6は、前述の図-3に対応した各碎波の碎波限界に至る過程での表面加速度の水粒子加速度平面上の分布であり、図中の丸印は同様に波頂点 η_{max} を示す。いずれの碎波も碎波限界直前で分布曲線が急拡大し、加速度が水平、鉛直両方向に急増することがわかる。分布曲線自体は、碎波形式に応じた同心円形状を保っており、ジェットの生成過程に相似性のあることが示唆される。また、 $R_1/h_1=0.6$ の巻き波型碎波では分布曲線が下方に延びるのに対し、 $R_1/h_1=0.8$ の場合では上下ほぼ対称となり、さらに複合型碎波になると上方への発達が顕著となる。このような形状の違いはジェットの規模に対応し、強大なジェットの生成に鉛直上向き加速度が重要となることを示している。

こうした表面加速度分布の碎波形式による違いをさらに明瞭に表わすため、 $R_1/h_1=0.4, 0.6$ のシングルリーフ上の崩れおよび巻き波型碎波とダブルリーフ上の複合型

図-4 ジェット落下限界時の表面流速分布と碎波形式との関係 (図中の1点鎖線は初期波の分布)

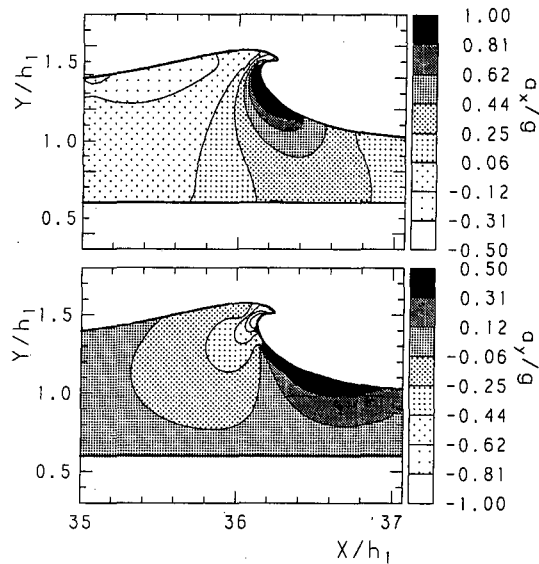
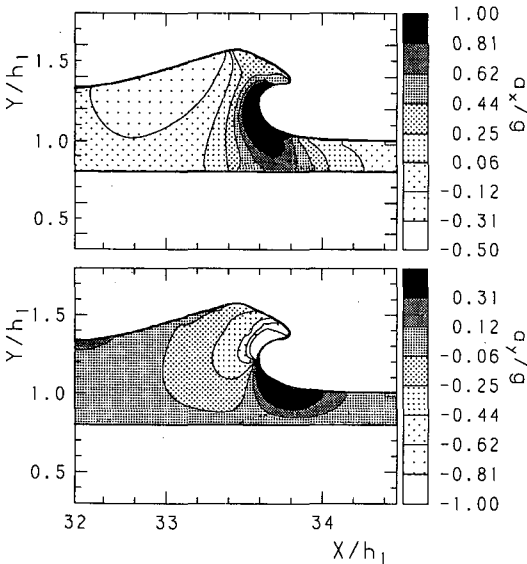


図-5 複合型碎波と巻き波型碎波のジェット落下限界時における水粒子加速度場の比較

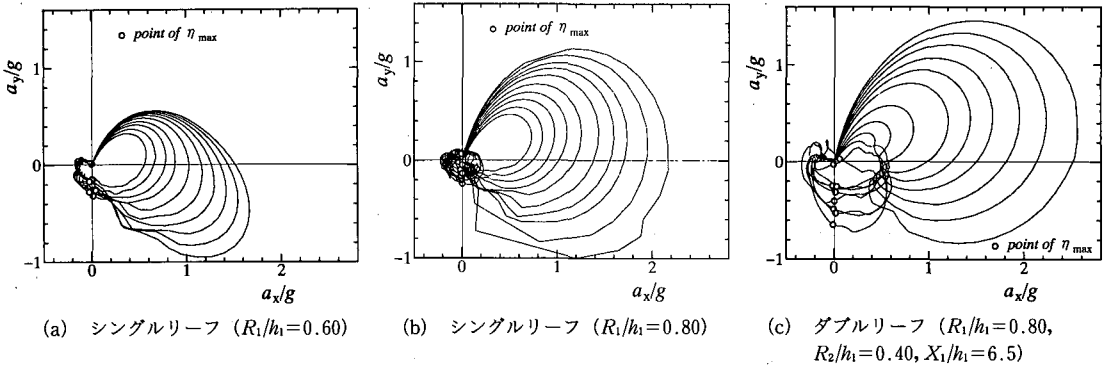


図-6 巻き波型碎波と複合型碎波の碎波限界に至る過程における表面加速度分布の変化

碎波によるジェット落下限界時の表面加速度分布の比較を図-7に示す。これから、図-6に示した碎波限界時の加速度分布に比べて分布範囲が大きく拡がり、ジェット放出過程において加速度が著しく増大することがわかる。特に、複合型碎波の場合に加速度の発達が顕著であり、水平加速度でほぼ $5g$ 、鉛直上向き加速度でほぼ $2g$ に達し、このような強勢な加速度を伴う点に複合型碎波の特色と強大なジェットの生成・発達の原因があると言える。このような加速度の発達は、鉛直壁面での衝撃碎波圧や打ち上げ高の増大につながるものであり、複合型碎波の破壊力の強大さを特徴づけるものと言える。

2.4 運動エネルギー

複合型碎波ではそのジェットサイズに対応した水粒子速度や加速度がジェット周辺の広い範囲にわたって発達するため、これに伴ってジェット周辺の運動エネルギーも著しく増大するものと予想される。

碎波形式による運動エネルギーの差異を定量的に捉えるため、単位体積当りの無次元運動エネルギー $E_K/\rho g H_1$ が1を超える部分の総運動エネルギー E'_K を

$$E'_K = \int_{E_K/\rho g H_1 \geq 1.0} (\rho/2)(u^2 + v^2) dV \dots\dots\dots (1)$$

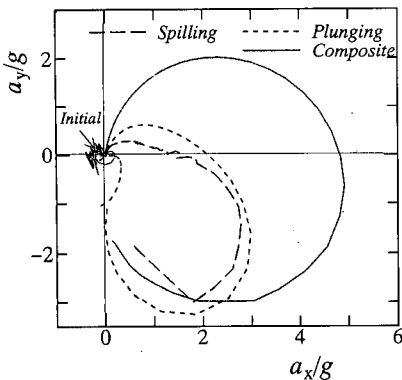


図-7 ジェット落下限界時における表面加速度分布と碎波形式の関係 (図中の1点鎖線は初期波の分布)

によって定義し、これの伝播過程での変化について調べる。図-8はその結果であり、横軸は波頂前面の最大傾斜角 $\theta = \tan^{-1} |\eta_x|$ を示し、 $\theta=90^\circ$ が碎波限界および $\theta=180^\circ$ がジェット落下限界に相当する。これから、入射波が同じであっても複合型碎波によってジェット周辺の運動エネルギー E'_K が最大規模の巻き波型碎波の4倍近くまで碎波限界後のジェット放出過程において増大し、ジェットサイズ以上に運動エネルギーの発達が著しくなることがわかる。

3. 複合型碎波の発生機構

複合型碎波の生成が2次波峯の形成およびその主波峯との複合によっていることを示したが、ここでは、その機構を水粒子速度分布から解明したい。

図-9は、入射波高を $H_1/h_1=0.5$ としたとき、2次波峯が見られない $R_1/h_1=0.4$ のシングルリーフ、2次波峯が見られる $R_1/h_1=0.8$ のシングルリーフおよび複合型碎波が生じるダブルリーフ上での碎波による水粒子速度場をそれぞれ比較したものである。ここで、流速はリーフ上水深 h_3 に基づく波速 $\sqrt{gh_3}$ で無次元化されている。 $R_1/h_1=0.4$ のシングルリーフでは、 $\sqrt{gh_3}$ を超える流速は碎波限界直前の主波峯近傍に限られているのに対し、 $R_1/h_1=0.8$ のシングルリーフおよびダブルリーフでは

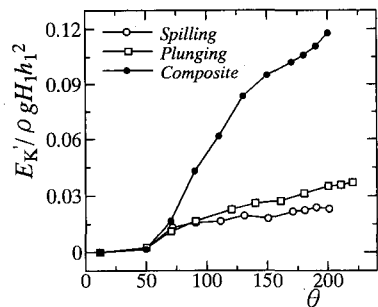


図-8 運動エネルギー E'_K と波峯前面角 θ との関係

主波峰前方で $\sqrt{gh_3}$ を超える水平流速が現れ、そこから2次波峰が形成されていることから、このような波速と流速の逆転が2次波峰形成の原因と考えられる。

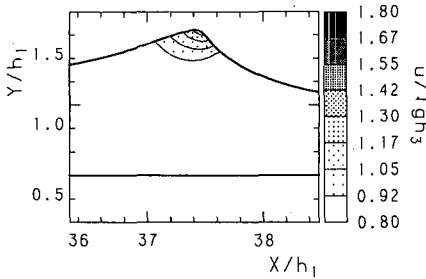
ついで、こうした2次波峰と主波峰の関係について見ると、 $R_1/h_1=0.8$ のシングルリーフでは2次波峰と主波峰の距離が遠過ぎ、複合せずに ‘crest-crest exchange’ によって2次波峰が緩やかに発達し、砕波限界に到達することがわかる。これに対し、ダブルリーフ上では、主波峰自体が砕波限界に近く、過大な水平流速を有しており、この主波峰に2次波峰が取り込まれることにより、水平流速が増大し、その前面の突っ立ちが急速に進み、‘crest-crest exchange’ なしにそのまま砕波限界に到達することがわかる。このように、2次波峰に過大な水平流速を有した主波峰が複合することにより、広い範囲で水粒子速度を増大させ、それが巨大なジェットにつながって行くものと考えられる。

4. 結 語

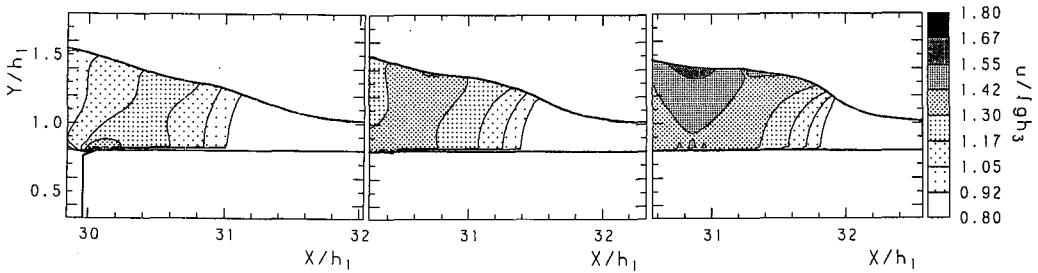
複合型砕波の水粒子速度および加速度について詳細な検討を行い、複合型砕波はジェット周辺の広い範囲にわたって強勢な水粒子速度および加速度を伴っており、単にそのジェットの規模からだけでなく、運動量や慣性力に関しても強大な破壊力を持った砕波であることを明らかにした。特に、砕波限界後のジェット放出過程において増大する強い鉛直上向き速度と、それぞれほぼ $5g$ および $2g$ に達する著しい水平および鉛直上向き加速度にこの砕波の特色があり、これらが強大なジェットの生成につながっていることを示した。また、水平流速が波速を超える逆転現象の発生日付近に形成される2次波峰と砕波限界直前の過大な水平流速を伴う主波峰との結合によって、強大なジェットを伴う複合型砕波が生成されることを明らかにした。

参 考 文 献

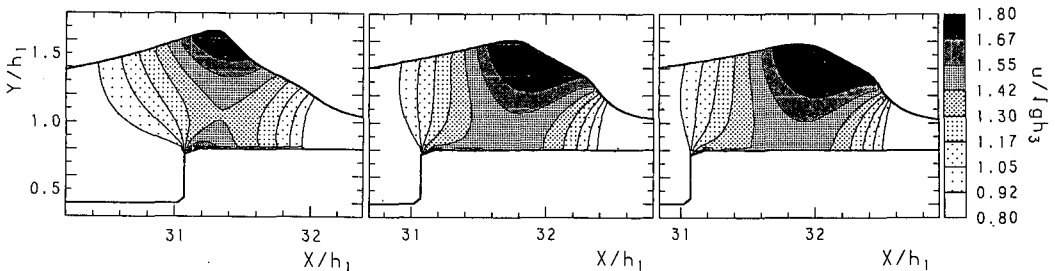
Galvin, C. J. (1968): Breaker type classification on three laboratory beaches, J. Geophys. Res., Vol. 73, No. 12, pp. 3651-3659.
安田孝志・陸田秀実・水谷夏樹・大屋敦嗣・多田彰秀 (1995): 複合型砕波の発見とその発生条件, 海岸工学論文集, 第42巻.
Cooker, M. J., D. H. Peregrine, C. Vidal and J. W. Dold (1990): The interaction between a solitary wave and a submerged semicircular cylinder, J. Fluid. Mech., Vol. 125, pp. 1-22.



(a) シングルリーフ ($R_1/h_1=0.40$)



(b) シングルリーフ ($R_1/h_1=0.80$)



(c) ダブルリーフ ($R_1/h_1=0.80, R_2/h_1=0.40, X_1/h_1=6.5$)

図-9 2次波峰生成時から砕波限界前の水平水粒子速度分布の比較