ジェット放出過程の孤立波の水粒子速度場と砕波形式との関係

安田孝志*・陸田秀実**・水谷夏樹**

1. 緒　　言

砕波は，構造物に作用する波圧や波力を増大させ，衝撃圧を発生させるなど海岸工学的に極めて重要な現象であるが，理論的取り扱いや水理実験での計測上の困難さからその解明は遅れている．とりわけ，砕波を特徴づける巻き込みジェットの放出過程における内部特性の解明はほとんど進んでいない．こうした内部特性の解明の遅れが，例えば衝撃砕波圧の流体力学的解明を妨げ，その発生原因を衝突直前のジェットの運動諸量ではなく，封入空気塊の断熱圧縮や水の圧縮性に求めさせることになり，問題の解明を却って複雑にして来たと言える．最近のLDVやPIVの進歩を持ってしても非定常性が著しい巻き込みジェット周辺の内部特性の解明には困難が多く，定性的段階になお留まっている．これに対し，巻き込みジェットの突入までであれば，非回転モデルによる記述が可能なことがDommermuthら(1988)によって実証されており，非回転流体の基礎式を解くことによって，ジェット放出過程における内部特性の解明を理論的に行うことができる．

そこで，本研究では，ジェット放出過程であっても計算上何らの支障もないBIMによって非回転流体の基礎式を解き，ステップ上で砕波する孤立波の伝播計算を波頂からの巻き込みジェットの突入前まで行い，その過程での波形および水粒子速度場の変化について調べ，ジェット放出過程における内部特性を明らかにする．

2. 計算手法および条件

ここで用いる計算手法は，波形だけでなく水粒子速度に対しても砕波限界まで十分な精度を有していることが既に実証されている（Yasudaら，1992，1993）．

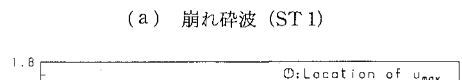
ここでは，問題を出来るだけ単純にするため，入射波を波高水深比$H_1/h_1=0.5$の孤立波に統一し，これを相対天端高$R/h_1=0.28$～0.60のステップに入射させ，崩れ波から巻き波までの砕波を発生させた．内部特性の計算においては特に高い精度が要求されるため，エネルギー保存則に対する誤差に上限（1％）を設け，誤差がこれを上回った瞬間を計算限界として計算の打ち切りを行った．ここで行った計算では，計算限界に達するのは波頂前面の最大傾斜角θ（$=-\tan^{-1}\eta_x|_{\max}$）が220°前後であるが，砕波限界（波頂前面が鉛直に突立ち，θが90°となる瞬間）をはるかに越えており，ジェット放出過程の内部特性の解明には支障はない．

3. ジェット放出過程における波形と水粒子速度の変化

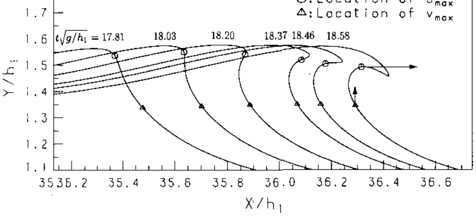
3.1 波形と最大水粒子速度の発生点の変化

ここでは，ジェット放出過程における波形変化と砕波形式の関係，さらに，水平および鉛直水粒子速度の最大値$u_{\max}$および$v_{\max}$の発生点の変化について調べる．

図—1は崩れ砕波のST 1（$R/h_1=0.28$）と巻き砕波のST 5（$R/h_1=0.60$）について，これらの結果を計算限界まで示したものである．ST 1とST 5の波形の差異はステップの天端高の差異のみによっており，天端高の増大



（a）　崩れ砕波（ST 1）



（b）　巻き砕波（ST 5）

図—1　ジェット放出過程の波形と水粒子速度の最大値の発生点の変化

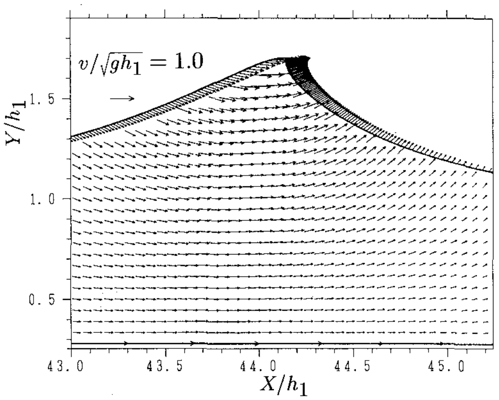
* 正 会 員　工博　岐阜大学教授　工学部土木工学科
** 学生会員　　岐阜大学大学院　工学研究科

(入射波に加わるせつ動の強さの増大)に伴って巻き込みジェットの規模が大きくなり，せつ動の強さにジェットの規模が支配されていることがわかる．しかも，ジェットを含む波頂部の形状にはその規模に関係なく相似性が認められることから，砕波形式はジェットの規模，すなわち，せつ動の強さによって一義的に分類できることになる．ただし，砕波を波頂部からのジェットの放出，すなわち，非回転運動の破れと流体力学的に捉えるなら，こうした砕波形式の分類は何ら意味を持たない．しかし，衝撃砕波圧の発生など砕波の工学的影響に着目するなら，ジェットの規模を規定する砕波形式は本質的重要性を持つことになる．

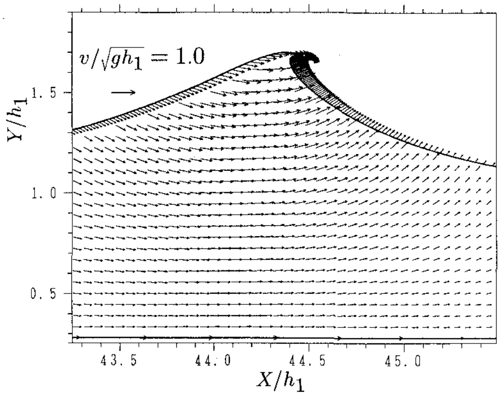
ついで，u_{max} の発生点について見ると，定常波では波頂点となるが，この場合には砕波形式に関係なく波頂点よりも下方のジェット下面となっている．これをジェットの規模が大きいST 5において見ると，砕波限界の瞬間（$t\sqrt{g/h_1}=18.03$）には波頂前面のジェット放出点が u_{max} の発生点となるが，その後はジェットの下面に移動してジェットの発達を支えることがわかる．これは，砕波限界後の波が鉛直壁に衝突する場合，最大波圧の発生点が波頂点よりも下方に下がることに対応している．これに対し，v_{max} の発生点は共に波峯前面に位置しているが，ST 5では巻き込みジェットの放出に連動して波峯の前傾が顕著となり，これに伴って u_{max} の発生点のほぼ直下に位置するようになる．

3.2 水粒子速度場の変化

図—2および3は，ジェットと水粒子速度場との関係を明らかにするため，ST 1およびST 5について砕波限界および計算限界における水粒子速度ベクトル $u/\sqrt{gh_1}$ の波峯周辺における空間分布を示したものである．これから，砕波形式の差異は波形だけでなく，水粒子速度場にも及び，砕波形式に応じた流速分布となることがわかる．崩れ砕波のST 1ではジェット放出過程にほとんど変化は見られないが，巻き砕波のST 5ではジェット放

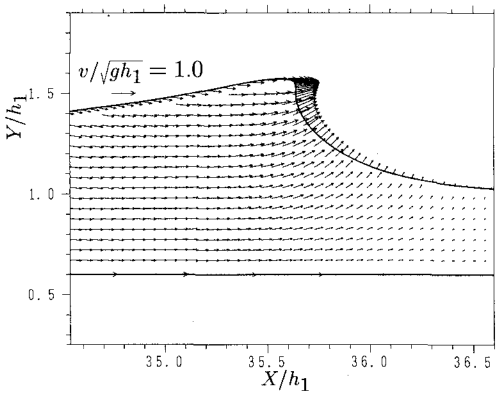


（a） 砕波限界（$\theta=90°$）

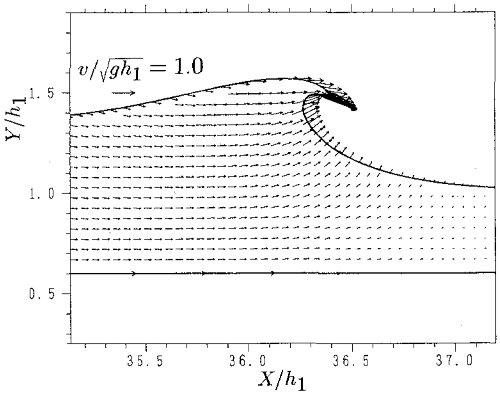


（b） ジェット放出過程（$\theta=210°$）

図—2 崩れ砕波（ST 1）の水粒子速度ベクトルの分布



（a） 砕波限界（$\theta=90°$）



（b） ジェット放出過程（$\theta=210°$）

図—3 巻き砕波（ST 5）の水粒子速度ベクトルの分布

出過程においてさらに水粒子速度場の非対称性が強められ，ジェット先端に向かう強い流れがさらに発達する．

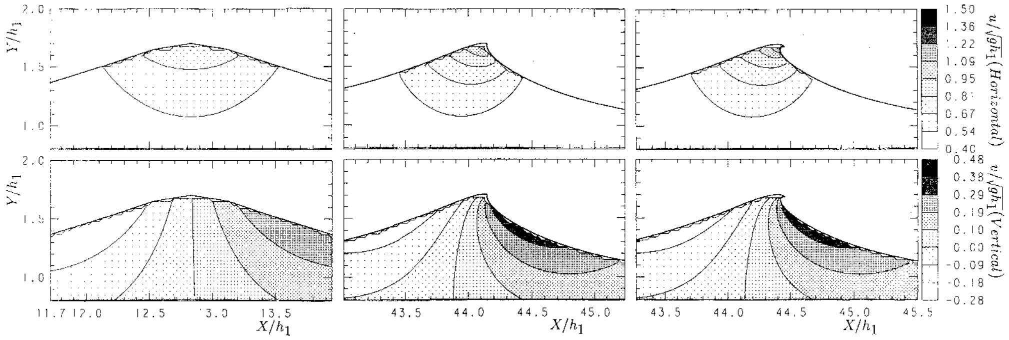
ついで，水粒子速度の水平及び鉛直方向成分の空間分布を知るため，上述の**図—2**および**3**に対応した流速の空間分布を**図—4**および**5**に示す．これより，崩れ砕波ST 1においても流速分布に若干ではあるが前後非対称性が見られ，広い範囲の水粒子速度場が変化していることがわかる．また，上述の**図—1**に示したu_{max}およびv_{max}の発生点に対応し，水平水粒子速度では波頂部付近が最大となるのに対して，鉛直水粒子速度では波峯前方の水面付近が最大となっている．しかし，砕波限界と計算限界の流速分布の間にほとんど差異は認められず，ジェット放出過程の内部特性の変化は小さい．これに対し，巻き砕波のST 5においては水平および鉛直水粒子速度共に非対称性が著しく，また，砕波限界後のジェットの放出過程においてジェット周辺の水粒子速度が著しく増大している．このように，巻き砕波では水粒子速度自体の増大に併せて高速度領域が拡がり，内部特性の変化に連動して巻き込みジェットの発達が進むことがわかる．こうした変化は砕波限界後のジェット放出過程において加速されるため，巻き砕波の工学的影響を正しく評価するにはこの過程における内部特性についての正確な情報が不可欠となる．この場合，内部特性は単に絶対値だけでなく方向や分布まで含めて定常波のものと大きく異なるため，そのモデル化には注意が必要と言える．

4.　ジェット放出過程における運動諸量の変化

4.1　時 間 変 化

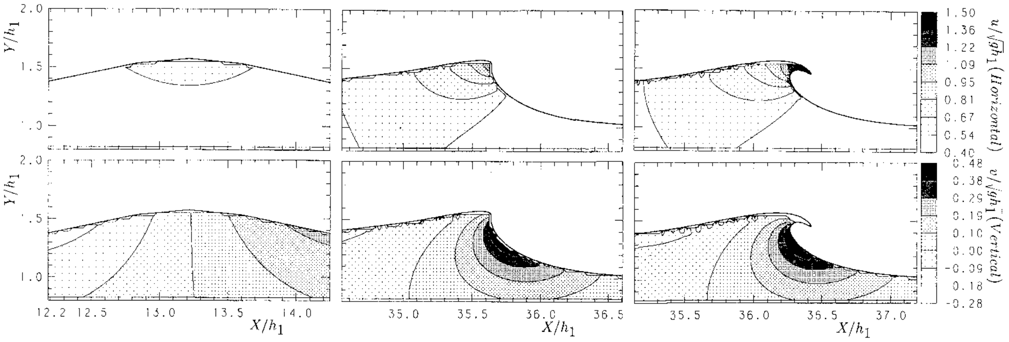
これまで，一般に砕波点において峯高η_{max}だけでなく水平水粒子速度の最大値u_{max}なども極大になると考えられて来た．しかしながら，上述の**図—3**や**5**に示したように，巻き砕波ではジェット放出過程における水粒子速度の増大が著しく，砕波点が必ずしも極大点とは一致しない．そこで，上述のη_{max}/h_1，$u_{max}/\sqrt{gh_1}$に加え，波速比$c/\sqrt{gh_1}$（ここで，波速cはη_{max}を与える波頂点の水平移動速度として計算される．）および波頂前面の傾斜角θにも着目し，これらの砕波限界前後の時間変化について調べる．

図—6はその結果であり，砕波形式に関係なく，θが90°となる砕波限界の瞬間にu_{max}の値は波速cにほぼ一



（a） 定常解　　（b） 砕波限界（θ=90°）　　（c） ジェット放出過程（θ=210°）

図—4　崩れ砕波（ST 1）の水平および鉛直流速分布



（a） 定常解　　（b） 砕波限界（θ=90°）　　（c） ジェット放出過程（θ=210°）

図—5　巻き砕波（ST 5）の水平および鉛直流速分布

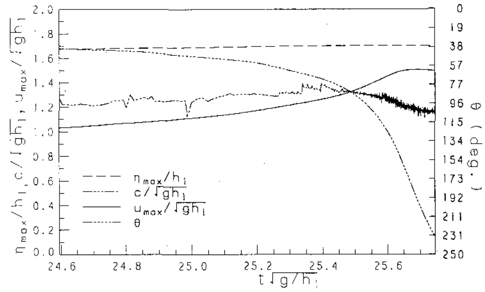
致し，砕波の開始となるジェットの放出が水粒子の波頂前面からの飛び出しによるものであることがわかる．こうした u_{max} や θ の変化に比べ，η_{max} の変化は小さく，砕波限界の判定を η_{max} の変化に着目して行うことは困難である．ジェット放出に直結する u_{max} やジェット放出に伴う波頂前面の突立ちを示す θ によって，砕波限界の判定（$u_{max}/c=1$，あるいは $\theta=90°$）を行うことはできるが，ジェットの放出に伴って結果的に砕波点付近で極値を取るに過ぎない η_{max} では，砕波限界との間に一義性が存在せず，η_{max} の極大点によって砕波点の推定を行うことは出来ない．このため，峯高比 η_{max}/h_1 や η_{max}/H_1 によって砕波限界の判定を行うことは当然ながら不可能である．

4.2　波頂前面の傾斜角との関係

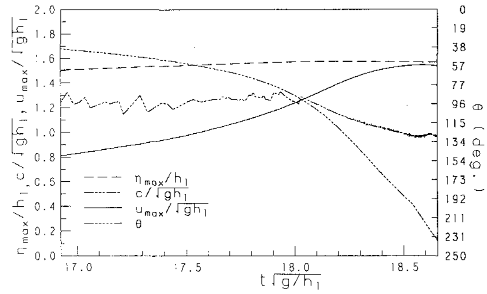
砕波をジェットの放出と捉えるなら，砕波限界が $\theta=90°$ によって与えられるようにその発達過程は θ の値によって決まる．このため，ジェットの発達過程における運動諸量の変化を明らかにするには，θ との関係を調べる必要がある．そこで，上述の ST 1 および ST 5 に遷移型砕波の ST 3（$R/h_1=0.36$）を加え，これらについて**図—7** および 8 に θ と η_{max}/h_1，$u_{max}/\sqrt{gh_1}$ および $v_{max}/\sqrt{gh_1}$ との関係を示す．これより，η_{max}/h_1 の値は，崩れ砕波から巻き砕波に向かうに従って減少するが，いずれも砕波限界付近で極大となり，その後はほぼ一定となっている．これに対し，$u_{max}/\sqrt{gh_1}$ の値は砕波限界後も増大を続け，$\theta=200°$ 前後において崩れ砕波から巻き砕波の順に極大となっている．また，極大点までは崩れ砕波の u_{max} の方が巻き砕波のものを上回っているが，極大値に関しては逆転し，巻き砕波の u_{max} の値が最大となっている．これは，u_{max} の極大値がジェットの規模に対応することを示すが，その差は小さい．ただし，ジェットの規模の差を考えれば，巻き砕波の工学的影響の方がはるかに大きくなることは当然である．これに対し，v_{max} については砕波限界前から巻き砕波のものが崩れ砕波を上回り，ジェットの規模と鉛直水粒子速度の大きさとが密接に関わっていることがわかる．また，崩れ砕波では砕波限界前にほぼ極大となり，その後はほぼ一定値を保つが，巻き砕波では計算限界内に極大値は現れず，ジェットの突込みまで漸増を続けるものと推測される．

5.　運動諸量の極大値とその支配式

これまでの検討によって，峰高 η_{max} は砕波点付近で極大 η'_{max} となるのに対し，水粒子速度の最大値 $\boldsymbol{u}_{max}$ は砕波限界後に極大 $\boldsymbol{u}'_{max}$ となり，両者は無関係に定まることが明らかとなった．このことは，砕波の作用などを考える上で重要な $\boldsymbol{u}_{max}$ の極大値の評価に対しては η'_{max} に依らない方法が必要となることを意味している．そこで，**図—9** にステップ上の砕波の全ケースについて，これら

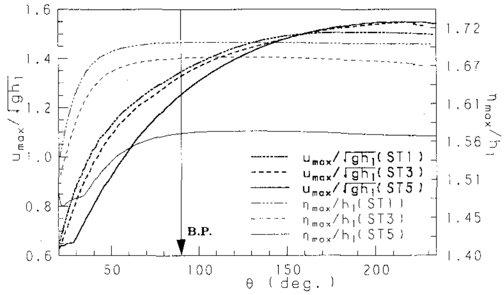


（a）　崩れ砕波（ST 1）

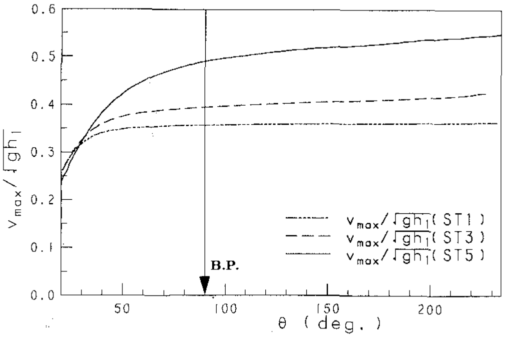


（b）　巻き砕波（ST 5）

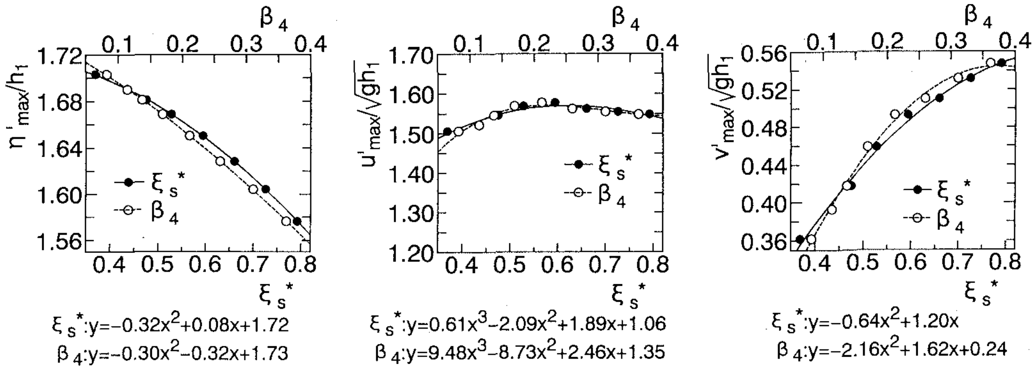
図—6　砕波限界直前から計算限界に至る過程での運動諸量の時間変化



図—7　波頂前面の最大傾斜角 θ と峯高 η_{max} および最大水平水粒子速度 u_{max} との関係



図—8　波頂前面の最大傾斜角 θ と最大鉛直水粒子速度 v_{max} との関係



（a） 波頂高の極大値　　（b） 水平水粒子速度の極大値　　（c） 鉛直水粒子速度の極大値

（各回帰式の y は極大値，x は ξ_s^* および β_4 の値を表す．）

図—9 極大値と支配パラメータ ξ_s^* および砕波形式指標 β_4 との関係

の極大値（計算限界までに極大点が現れなかったケースについては最大値）と支配パラメータ $\xi_s^*=(R/H_1)^{0.1}/(H_1/h_1)^{0.4}$（安田ら，1992）および砕波形式指標 β_4（安田ら，1993）との関係とともに，それぞれの回帰曲線を示す．これより，η'_{max} は崩れ砕波から巻き砕波に向かうに従って一様に減少するのに対して，v'_{max} は逆の傾向を示し，ジェットの規模と共に v'_{max} も大きくなり，鉛直壁に衝突した場合の打ち上げ高を増大させることが分かる．これに対し，u'_{max} は砕波形式に依らずほとんど一定であり，衝撃砕波圧の最大値が砕波形式に依らないことに対応している．いずれにしろ，図中の回帰式を用いることによって，各極大値の推定が入射波高 H_1/h_1 およびステップ高 R/h_1 より一義的に行なえることになる．

6. 結　　語

ステップ上の孤立波のジェット放出過程の波形および水粒子速度場の変化特性や砕波形式との関係を調べ，以下のことを明らかにした．

i）ジェットの規模はせつ動の強さに応じて変化するが，その形状は規模に依らず相似であり，砕波形式はジェットの規模，すなわち，せつ動の強さのみによって一義的に決定される．このようなジェットの規模は水粒子速度場の非対称性と密接に関わっており，強大な巻き込みジェットを伴う巻き砕波ではジェットに向かう流速成分が生じ，広い範囲にわたって水粒子速度場に著しい非対称変化が現われる．こうした変化は巻き砕波のジェット放出過程においてより顕著となり，その評価を定常波動解やこれに準じた手法で行うことは出来ない．

ii）水粒子速度の極大値は峯高の極大値とは無関係に砕波限界後のジェット放出過程に現われ，砕波点における流速値を越える．このため，その評価が必要となるが，これらの極大値は支配パラメータ ξ_s^* や砕波形式指標 β_4 との間に一義的対応が見られ，回帰式によって推算が可能である．また，水平水粒子速度の極大値は砕波形式にほとんど依らないのに対し，鉛直水粒子速度の極大値はジェットの規模と共に増大する．

最後に，本研究が文部省科学研究費一般B(04452233)による成果であることを付記して謝意を表す．

参考文献

安田孝志・原正典・榊原幸雄（1991）：BIMを用いたステップによる孤立波の砕波を伴う変形とその法則，土木学会論文集，No. 429/II-15，pp. 87-96.

安田孝志・榊原幸雄（1992）：ステップによる孤立波の砕波形式の定量的評価と支配法則について，海岸工学論文集，第39巻，pp. 51-55.

Dommermuth, D. G. *et al.* (1988): Deep-water plunging breakers: a comparison between potential theory and experiments, J. Fluid Mech., Vol. 189, pp. 423-442.

Yasuda, T., Y. Sakakibara and N. Hara (1992): BIM simulation on deformation up to breaking of solitary waves over uneven bottoms, in 'Fluid Flow Modelling' (Eds. W. R. Blain. and E. Cabrera, Comp. Mech. Pub.), pp. 523-535.

Yasuda, T., M. Hara, H. Mutsuda and A. Tada (1993): Internal velocity field at incipient breaking of a solitary wave over a submerged dike, Proc. 15 BEM, Worcester, pp. 179-192.