

砕波に伴う熱放射線遷移と水面直下の縦渦構造の可視化

渡部 靖憲¹・森 信人²

¹正会員 博(工) 北海道大学大学院助手 工学研究科環境資源工学専攻
(〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)

²正会員 博(工) 大阪市立大学大学院講師 工学研究科都市系専攻
(〒558-8585 大阪市住吉区杉本町3-3-138)

この論文は、赤外線放射線計測により砕波後の大規模渦構造を可視化する手法を提案すると共に、水表面下の渦による流体混合及び乱れの発達に起因する水表面温度変化の時間、長さスケール遷移について議論するものである。砕波ジェットに着水直後に発生する counter-rotating 縦渦中の回転流体運動により水面の表層を覆う skin layer が破壊されその下の bulk 水塊が水面に現れるため、水表面上の水温は水面下の渦構造を反映する。この波向き方向に軸を持つ縦渦はスパン方向に配列する構造を維持したまま冲向きに徐々に伸張され、連続して到来する新たな砕波が skin layer を砕波点近傍まで輸送しこれを回復するまでの間に水面下の流体を混合する。

Key Words : wave breaking, infrared ray, three-dimensional eddy structure, skin layer

1. はじめに

沿岸域で発生する砕波は乱流混合、拡散を経由して極めて複雑かつ大規模な気液相交換、相混合を促進させる。気液混相乱流の観点から、これは沿岸域の局所流れや海底砂浮遊等を決定する主要なファクターの一つであると考えられる。さらに、砕波による海中への気体の混入、拡散さらにこれらに伴う熱混合は、沿岸域の水質及び海生生物と密接な関係を有する。砕波下の混入気泡については、多くは深水域で音響技術を基に計測され¹⁾、混入気泡径分布並びに bubble clouds (気泡雲) と水温の関係について調査されている。著者の一人は、砕波帯海底に固定された超小型水中カメラから砕波下の気泡を撮影し、沿岸域の砕波が深水砕波と同様な bubble clouds を生成し、その三次元構造が砕波形態に依存することを明らかにしている²⁾。Chanson et al.³⁾ は、定常ジェットがそれぞれ淡水、塩水、海水中に着水する際に混入する気泡のボイド率分布を調べ、ボイド率の液体依存性を示した。さらに混入気泡量、径分布は、これらのパラメータに加え、砕波の進行に伴い時空間的に大きく変動し、砕波による乱流遷移と密接な関係を持つ⁴⁾。ジェットの着水に伴って混入する気泡のサイズ及び個数はウェーバー数に依存し、輸送及び変形はレイノルズ数、水面波の変形はフルード数に依存すると考えられ、それぞれの現象が同時にリン

クし発生する気泡の波浪下の混入輸送過程及びそのスケール効果について理解するためには、さらなる研究が必要である。

一方、単一方向波浪は、境界領域を除いて断面2次元のポテンシャル流れと仮定し得る流速分布から砕波後着水点を境に三次元乱流へと遷移する⁵⁾。混入気泡に働く抗力は砕波初期段階では水粒子速度が卓越するため、気泡は比較的受動的な挙動を示すが、砕波フロントの通過後水粒子速度の低下に伴って体積力(浮力)が次第に卓越し、気泡浮上による上昇流の誘発だけではなく生成渦中への捕捉過程を経て流体の挙動に大きな影響を与える^{6), 7)}。砕波に起因する渦構造は、しばしばこの混入気泡の軌道から予測されてきたが⁸⁾、上述のようにこれは流体運動と同一視できるとは限らない。Cox & Anderson⁹⁾ は、PIVにより砕波後の回転流体運動を測定したが、その組織構造の把握にまでは至っていない。この渦構造の組織性の存在については、Large Eddy Simulation による数値計算結果を基に研究されている^{9), 10)}。しかしながら、その渦構造の形成機構及び渦-水面相互作用については依然未解明であり、さらにこの組織構造の定量的な実験計測例もないため、組織渦スケール、その遷移の時間スケール及びそれらのスケール効果について合理的な説明は未だ為されていない。

Jessup¹¹⁾ は、風波砕波を赤外線カメラで撮影し、砕波クレスト背後の高温円形パッチ状領域の出現が、

砕波によって発生した乱流 wake による skin layer (温度の急変する水面上の極薄い被膜)の崩壊に起因することを説明している。この skin layer 崩壊後の乱流 wake の表層温度は skin layer 下の大部分を占める水塊 (以下、本論文では bulk 水塊と呼ぶ) 温度と同等であり、skin layer の回復時間は波速に依存する¹²⁾。これらの研究成果は、可視光画像では現れない乱流に関わる何らかのサインが赤外線計測を通して出現し、この情報が砕波後の組織渦生成機構解明の手がかりとなる可能性を示唆している。

本研究では、砕波前後の水面をデジタルビデオカメラ及び赤外線サーモグラフィを用いて観測を行い、砕波帯内部の水温変化及び大規模渦による水面直下の流体の対流とその時空間スケールについて議論を行う。特に、Jessup^{11), 12)}が示した skin layer 崩壊に伴う水温変化と乱れとの関係を基礎とし、砕波により生成された組織的大規模渦構造に依存した乱流拡散並びに渦-水面相互作用の評価の可能性について検討する。さらに、可視光線及び赤外線の同時測定により、波浪による反射面の変化に伴う赤外線反射と水温を反映する放射の分離評価を行い、砕波後の流体運動の可視化法を提案する。

前述した砕波後に生成される大規模渦は砕波帯の物質の輸送拡散を決定する主要な原因である。しかしながら、その近傍で気泡の混入が顕著となるため流速の実験的計測が困難であり、砕波過程を通じたこの物質輸送過程を決定する重要なパラメータである流速分布及び乱れスケール等の基本物理量の遷移が以前未解明である。そこで、本研究は、この物質輸送拡散のスケール遷移を理解するために、水表面温度を受動的なトレーサーと考え水表面上の赤外線情報のみから水面近傍に生成された大規模渦スケール及びこれによる熱拡散の時空間遷移を推定する新たな方法を提案すると共に、現象論的見地から砕波直後に形成される水面上の赤外線放射の分布が何に起因するものか、さらにこれが砕波によって発生する何かを特徴化するものなのかを議論するものである。なお、沿岸域の物質・熱輸送に関わる他のファクター、すなわち戻り流れ、境界層流れ、水面から十分離れた乱れ等は本研究の対象外である。

この論文は、以下に示す様に構成される。実験装置、実験条件が2章で記述される。3章では、同一平面状に座標変換された可視光線及び赤外線画像の濃度相関分布を基に、波面での赤外線反射の位相変化と取得した換算温度の評価について議論する。4章では、砕波後の自由水面上の水温の遷移と水面直下の渦構造との関係について議論を行う。5章に本論文の結論が述べられる。

表-1 波浪パラメータ

	沖波波高 H_0 (m)	周期 T (s)	撮影面の 平均水深 (m)	砕波状況
RUN1	0.82	4.0	0.84	B.P.-1 st P.P.
RUN2	0.82	4.0	0.60	1 st P.P.-2 nd P.P.
RUN3	0.27	4.0	0.89	非砕波
RUN4	0.82	4.0	0.89	B.P.-1 st P.P.
RUN5	0.76	2.5	0.89	B.P.-1 st P.P.

※RUN1～3は岸向きに撮影 (平均外気温:33.7℃, 計測時刻:14～16時), RUN4と5は沖向きに撮影 (平均外気温:32.6℃, 計測時刻:9～11時)。

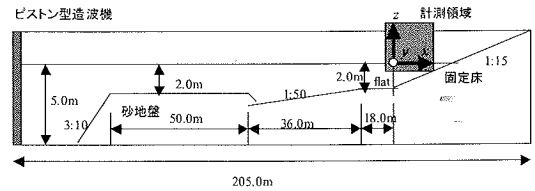


図-1 大型造波水路と計測位置

2. 実験方法

(財)電力中央研究所内に設置されている全長205.0m、高さ6.0m、幅3.4mの大型造波水路において実験を行った(図-1参照)。ピストン式造波機によって造波された規則波は、柵状に砂が敷設された海底を通過し、モルタルで形成された勾配1/15の固定斜面上で砕波する。砕波点前後の水面上に対して水槽上部に設置された移動式計測室から岸向き、沖向きに撮影を行った。赤外線画像計測は赤外線サーモグラフィ(日本アビオニクス社製TVS8500, 以下IRと略記)を用いて行った。30℃黒体炉の温度分解能は0.025℃である。使用したIRはインジウム・アンチモンフォトダイオードにより3.5～4.1 μm および4.5～5.1 μm の赤外波長帯を計測する。換算温度 K は、計測された赤外線エネルギー量 D より以下の多項式を用いて得られる。

$$D = \alpha + \varepsilon (A_1 K + A_2 K^2 + A_3 K^3 + A_4 K^4) \quad (1)$$

ここで、 ε は放射率、 α は周囲温度および放射率から計算される切片、 A_n は係数である。なお、 α 及び A_n は全ての実験ケースに対して同一の基準較正值を元に温度補正され決定される。一方、 D は赤外線放射量と反射量の両者の和(射度)として計測されるため、換算温度を適切に評価するためには、赤外線放射の影響を評価する必要がある。可視光及び赤外線画像

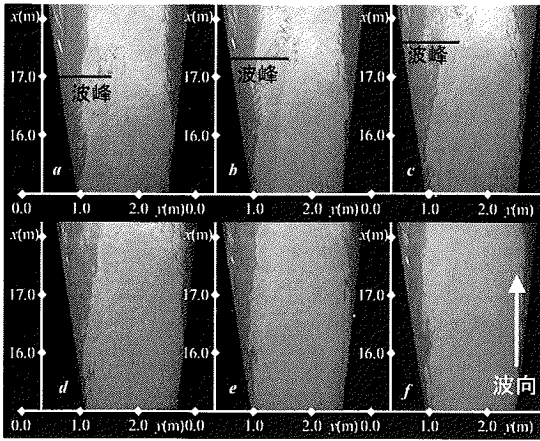


図-2 非砕波水面上のDV画像濃度変化(RUN3, 1/6秒間隔)

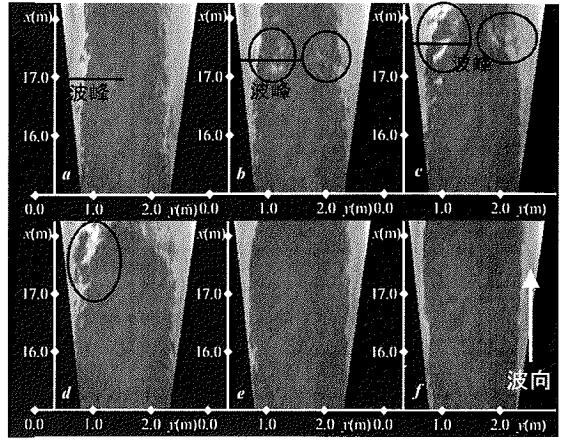


図-3 非砕波水面上のIR換算温度変化(RUN3, 1/6秒間隔)

の同時測定により、赤外線反射遷移と換算温度の評価について3章で議論を行う。

デジタルビデオカメラ(SONY製, 以下DVと略記)及びIRは、それぞれ水路波峰線方向と平行に隣接して水面から $z=2.6\text{m}$ の高さに設置され(図-1参照), 岸向き及び沖向きに鉛直軸に対してそれぞれ $55^\circ, 60^\circ$ の視軸角をもつ様に固定した。取得したDV及びIR画像の解像度はそれぞれ 720×480 (有効画素 720×240), 236×256 であり, 両者とも記録周波数は 30Hz であった。また, 両カメラは最大 $1/30$ 秒の時間誤差で同時に計測された。この誤差は支配的な時間スケールである波浪周期(4秒)と比べ十分小さく, 無視した。取得したDV画像は, インターレース処理後, ガウシアンフィルターによりノイズ除去処理され, IR画像は同様なフィルターによりノイズ除去のみが行われた。物体の重心(視軸上の焦点)から奥行きをもつ物体のカメラ画像への投影は一般に投影距離に対して非線形となるが, ここでは簡単に, DV及びIR両画像共, 測量結果をベースにした線形投影により 650×600 画素(実座標で波向き方向に 3.25m , 波峰線方向に 3.0m に対応する)の8-bit画像に変換した。換算座標値を得るための較正值は水槽上縁で行われた測量結果を基礎としているため, 変動する水面上における実座標と換算座標値は厳密には一致しないが, カメラから計測対象領域までの距離は水面から測量を実施した面までの高さ比べて十分に長く, この誤差は十分に小さいとして無視した。この画像変換により, 同一座標上に変換されたDV及びIR画像の濃度分布が比較可能となる。なお, この画像変換後の画像座標と実座標間の対応誤差は, DV及びIRそれぞれ約 $0.5\%, 1.75\%$ であり, 両画像座標間の最大誤差は約 2.25% と見積もられる。周期(T), 沖波波

高(H_0)の異なる入射波浪について砕波点(B.P.と略記)から第一, 第二着水点(それぞれ1st, 2nd P.P.と略記)に渡って撮影を行った(表-1参照)。なお, 図-1に示す様に, 水深 2m の一定水深部の岸側終端を原点として波の進行方向に x 座標, 静水位から鉛直方向に z 座標, これらと直交して紙面から突き抜けてくる方向に y 座標を定義すると, RUN1, RUN2そしてRUN4に対するB.P., 1st P.P., 2nd P.P.は, それぞれおおよそ $x=16.2\text{m}, 17.8\text{m}, 20\text{m}$ であり, RUN5のB.P.及び1st P.P.はおおよそ $x=16.5\text{m}, 17.8\text{m}$ であった。

実験水路は屋外に設置されているため, 水温は日射に依存する。Jessup¹¹⁾が発見した昼間と夜間における砕波下の乱流wakeの温度の差異は, 日射及び流体内部の水温に応じて, IR計測が可能なskin layer内の表面温度が変化する事を表している。実験ケースRUN1~3は2002年8月7日, 午後(14~16時)に計測されたものであり, bulk水塊は日中の日射により十分に温められた一方で日射量は低下する環境で行われたためskin layerの温度はbulk水温より相対的に低く, RUN4~5は2002年8月8日, 午前中(9~11時)日射量上昇する環境(夜間水が冷やされ相対的に水温が低い)で行われたため, skin layerの温度はbulk水温より高い状態であった。なお, 太陽天頂角及び方位角はそれぞれ, RUN1~3で $35^\circ \sim 60^\circ, 245^\circ \sim 269^\circ$, RUN4~5で $41^\circ \sim 22^\circ, 106^\circ \sim 149^\circ$ であった。実験水路は南東に向かって配置されているので, RUN1~3は波浪の進行方向に対して右側方背後から比較的低い高度の日射を受け, RUN4と5では波浪のほぼ前方の高い高度からの日射を受けていた。

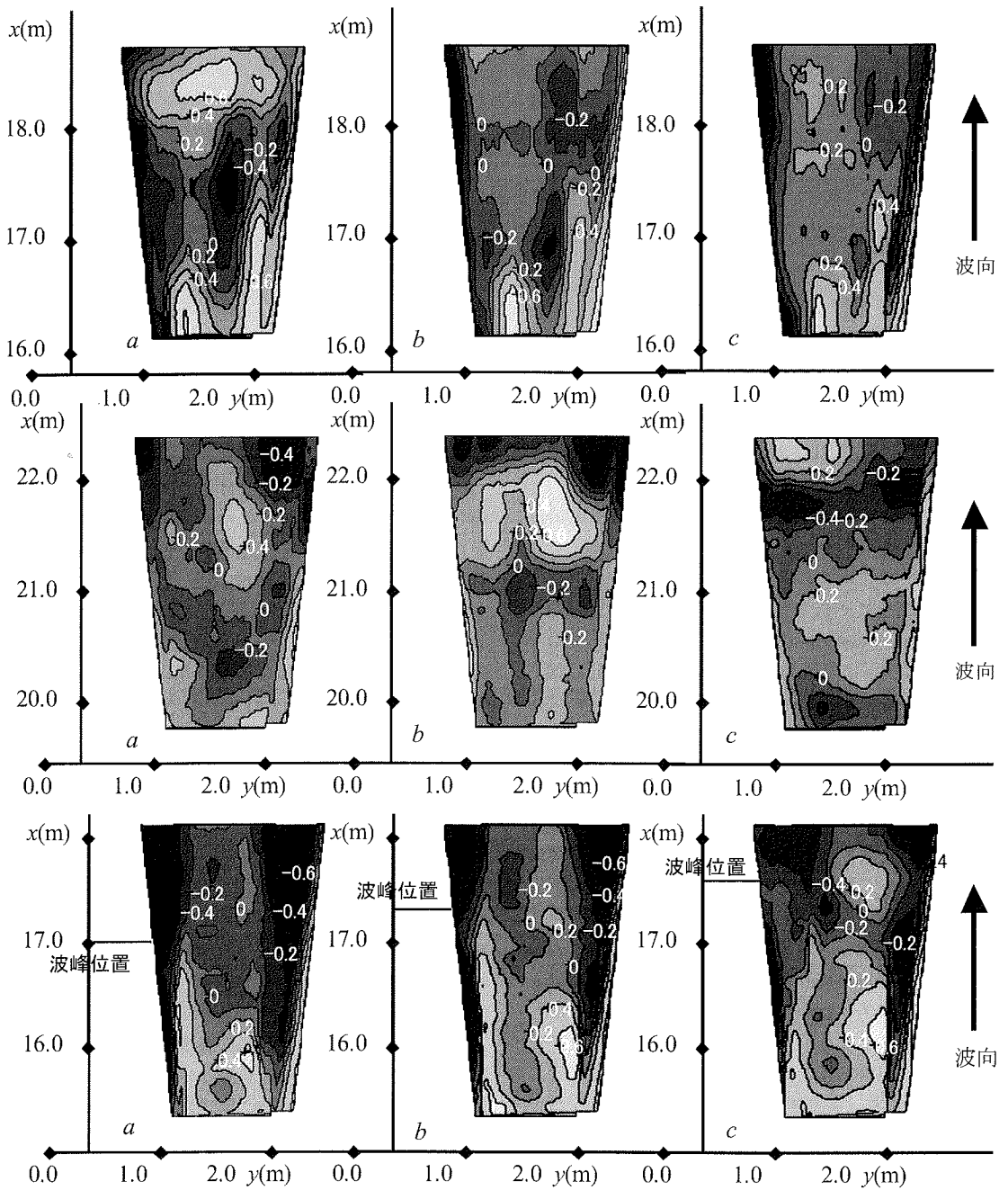


図-4 DV画像濃度とIR換算温度の空間相関係数(上:RUN1, 中:RUN2, 下:RUN3, 位相a~cはそれぞれのRUNに対するDV, IR画像図-2, 3, 5, 6, 10, 11の位相に対応する)

3. 波面からの赤外線反射の評価

DVによる水面の可視光画像は、水面からの直接反射(水面の粗度に依存する)と水中の懸濁物質からの反射を表す一方、水面を撮影したIRが検知する熱放射線はskin layer厚さ(約1mmのオーダー)より非常

に薄い水表面極近傍(約10 μ m程度の透過深度)の温度を反映する放射と水面からの反射の和(射度)である¹¹⁾。IRによって取得される表面温度は、一般に外部環境に依存し、多少なりとも赤外線放射から影響を受ける。砕波に対して屋外実験を行う場合、IRが検知する射度は、水面からの赤外線放射以外に、水

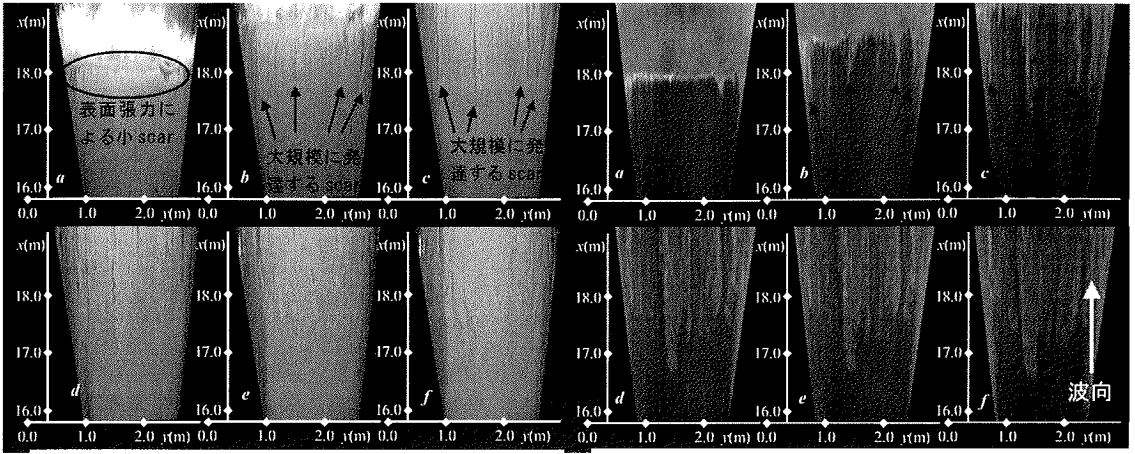


図-5 砕波点から第1着水点にわたるDV画像濃度変化 (RUN1, 1/6秒間隔)

図-6 砕波点から第1着水点にわたるIR換算温度変化 (RUN1, 1/6秒間隔)

面形、飛沫や気泡を含む水面の粗度及び乱れ、太陽天頂角がパラメータとなる赤外線反射に依存する。著者ら¹³⁾は、砕波による混入気泡の再爆気に伴う浮上気泡が形成する水面の乱れを赤外線反射分布から評価し、砕波遷移に伴う foaming (水面上に浮ぶ気泡集合体) の構造遷移を特徴化する方法を提案している。Jessupら¹²⁾は、風波砕波水面上の射度分布と可視光線画像とを比較し、可視光反射面以外の射度を放射と見なし換算水温の評価を行った。本研究でも同様な可視光線、赤外線同時計測を基礎として、可視光線の水面からの直接反射と赤外線のそれが同一の領域で発生していると仮定し、可視光線の反射面及びそれ以外の領域におけるIR換算水温との相関をもって赤外線反射についての評価を行う。なお、本実験では、海底砂の懸濁成分の浮遊により、ほぼ一樣に水が懸濁しており、水面を透過した可視光の水面下での反射は殆ど観測されなかった。すなわち、DV画像もまた水面極近傍のみの情報を表している。

図-2及び図-3は、非砕波条件(RUN3)における波峰の通過後の岸向きに撮影したDV画像及びIR換算水温である(波は紙面下から上へ向かって進行している)。なお、図中のa~fは、波浪が撮影領域中央部を通過後から平均換算水温が急変する期間(約T/4)に渡って平均水温変化を解像する最小位相間隔(T/24=1/6秒)毎の位相を表している(図-12参照)。一般に、砕波することなく進行する波浪上で有意な水表面温度変化が発生することは考えられないので、このケースの測定により前述の赤外線反射及び放射に対する赤外線カメラの応答を確認することができる。図-2から確認できる様に、波峰前面において比較的強い可視光の反射が波峰線方向に広い範囲で存

在する一方、その範囲内の極一部において高強度(最大で数十℃におよぶ)の赤外線が検出されている(図-3○で囲まれた領域)。実際、水面波の進行に伴って、このような水面表層の急激な水温上昇が発生することはないので、この高強度赤外線は、風または何らかの原因によって発生した小スケールで局所的に変動する水面において太陽光の反射方向とカメラの光軸とがほぼ一致し、この反射面からの赤外線反射を検出したものであると考えられる。一方、波浪の通過を通じて、この赤外線反射部を除いて赤外線強度は殆ど変化しない結果は、非砕波波浪の伝達を通じて水表面温度は殆ど変化しないことを意味しており、実現象と矛盾しない。これより、乱れない滑らかな水面からの太陽光の直接反射光軸上にカメラが無い場合顕著な赤外線反射を検出することはないので、IR画像は水表面からの赤外線放射量(水温)を主として示すことを意味している。なお、前述の様に、この結果として得られた水温は気液間の温度のギャップを補償して形成されるskin layer上極表層からの赤外線放射をIRが検出し、換算されたものである。

図-4は、RUN1~3に対する換算温度分布と可視光画像濃度との空間相関係数分布を表したものである。ここで、相関係数は投影変換後のDV及びIR画像(3.25m×3.0mに対応する600×650画素)中の1辺60cmの正方形領域に相当する120×120画素行列に対して算出されている。太陽光に含まれる可視光域の光も赤外域の光もその反射率は異なるものの同一の反射面において反射すると考えられる。DVによって撮影される画像は可視光反射を表すので、このDV画像とIR画像との相関を調べることにより、IR画像

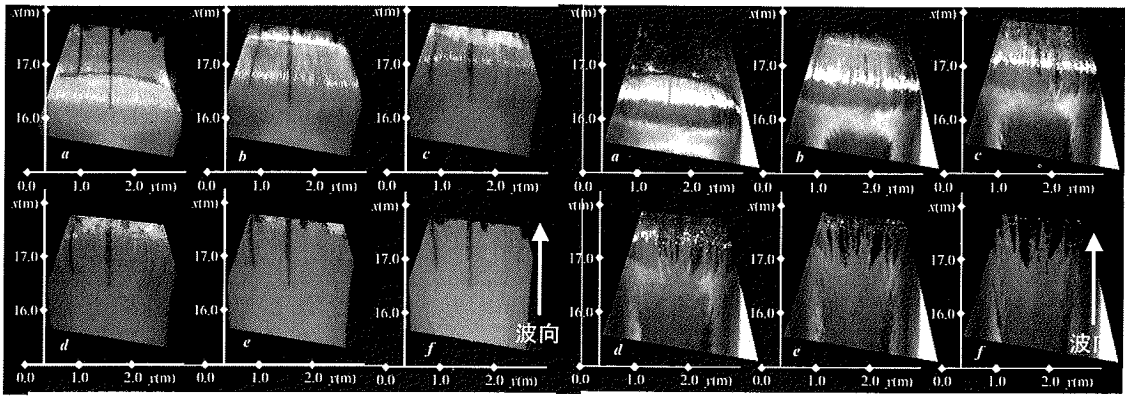


図-7 砕波点から第1着水点にわたるDV画像濃度変化 (RUN4, 1/6秒間隔, 画像に映りこんでいる二本の線は計測用ポール影であり, 物理的意味はない)

図-8 砕波点から第1着水点にわたるIR換算温度変化 (RUN4, 1/6秒間隔) 8°C 13°C

中に含まれる赤外線反射面を特定し, 正当に本研究対象である赤外線放射量及び水表面温度を評価することが可能となる. 図-2と3に対応する図-4RUN3では, 特に位相*b*及び*c*において比較的強い赤外線放射が発生する波峰前面 ($x=17.0\sim 18.0\text{m}$) 及び波峰の背後 ($x=16.0\text{m}$ 前後) に二つの高相関分布が存在する. 前者は相対的に低い値ながら, その分布が図-2と3で確認できる高反射領域に分布しており, 前述した波峰前面からの赤外線及び可視光線両者の局所的な反射を表していると考えられる. 一方, 後者はDV及びIR画像の両者に濃度空間変化が殆ど無い領域に現れているので, この領域は反射面を表しているのではなく単に両画像の濃度一定領域を示すものである. 砕波後の両者の相関係数分布 (RUN1及びRUN2) では, ジェットの着水に伴う飛沫が発生する領域及びその近傍で高相関を示す一方 (対応するDV及びIR画像図-5と6, 図-10と11も参照), それ以外の領域では有意な相関がないことがわかる.

これらの結果より, DV-IR画像間に有意な相関があり, かつ画像濃度の空間変化がある場合, 赤外線放射が卓越し射度から換算した水温は不正確となる可能性が高くなると考えることができる. 逆に, それ以外の領域では, 赤外線放射を無視可能であり, 射度が赤外線放射と同等であると仮定できる. なお, DVとIR間の相関と放射, 放射の関係について後に再び議論する.

4. 砕波上の水温遷移

Jessup¹¹⁾は, 砕波に伴う乱流 wake だけではなく, white cap 部においても反射のみならず水面粗さと空気混入に依存して赤外線放射が変化 (すなわち気液

間の温度交換が発生) することを示唆している. 図-5及び6は, RUN1における砕波直後のDV及びIR換算水温である. このIR画像 (図-6a)にも着水直後に発生する大量の飛沫を含むジェット部に相対的に高温を示す領域を確認することができる. この空気混入に伴う熱放射線変化の効果はDV画像との比較により容易に分離可能である. すなわち, DV画像中に高画像濃度を持つ空気含有領域以外では, DV-IR画像相関が十分低いので (図-4RUN1参照), 対応する領域のIR画像に表れる換算温度が水面上の水温を表すと考えられる. 着水直後, DV画像に見られるクレスト背後で沖方向に伸びる筋状の水面の凹凸 (いわゆる“scar”)の発生個所 (図-5*b*と*c*矢印参照)に対応して赤外線画像にも同様な高温水によるパターンが発生しているのがわかる (図-6*b*と*c*矢印参照). その後, DV画像上のこのscarが時間と共に減衰していくにも関わらず, IR換算水温での筋状高温水領域は次第に波峰線方向に拡散しながら沖向きに成長していく様子が見られる. ここで, 本論文では, Longuet-Higgins¹²⁾が示した着水前の巻き波ジェット上で増幅される表面張力波スケールの波峰線方向水面変動より長い長さスケールを持ち, 重力波より短いスケールを持って波峰線方向に配列するscar並びに筋状高温水パターンを対象としていることに注意する必要がある (図-5と7の矢印を参照). なお, ジェットの着水前にすでに存在する表面張力波スケールの波峰線方向小スケール変動 (図-5と7a中の○で囲まれた領域に存在する)に関わる現象について議論するためにはさらに高解像度計測を基にした詳細な検討が必要であり, 本実験結果から議論できる範囲を超えているため, 本論文では取り扱わない. 図-6で確認できるこの筋状高温水パターンは, その発生個所及び存在時間の類似性から Jessup¹¹⁾が発見した風波 white cap 背後の乱流 wake による skin layer の崩壊に起因する

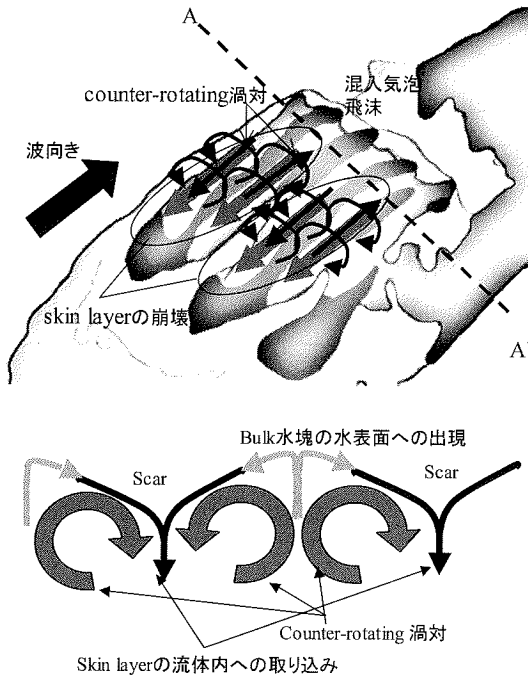


図-9 着水直後の縦渦構造とskin layer崩壊パターンに関する概念図(上)と水面直下の波峰線方向(A-A'断面)に配列する渦対が形成する典型的なscarとskin layer崩壊に関する概念図(下)

パッチ状高温 bulk 水領域と同一であると考えられ、砕波後に発達した組織の乱れがskin layerを局所的に崩壊させた結果であると考えて良い。

図-7及び8は、RUN4に対する同様な図(沖向きに撮影されている)を表している。ここで、このケースはbulk水温が相対的に低い一方、強い日射によりskin layerが相対的に高温となっていたことに注意する必要がある。また、このケースでは、ほぼ波の正面から日射を受けているため、砕波クレスト近傍の波面における太陽光の直接反射光の光軸とカメラの視軸が一致し、さらに着水前の水面が滑らかであるため、可視光反射面と同一の個所で非常に強い赤外線反射が計測されているが、この個所以外では前ケースと同様に流体からの赤外線放射量が反映されていると考えることができる。着水後、着水点背後に波峰方向に配列し沖方向に伸びる筋状の低温パターンが形成されているのがわかる。このパターンは時間の経過と共に隣接するパターンと合体しながら沖向きに発達する。相対温度の違いはあるが、これと図-6で発生した高温水塊のパターン形状並びに波峰線方向スケールとの類似性から、両者が同一の原因により発生、発達しているものと推推できる。

これらの結果が示す様な波峰線方向に規則的に配列し沖向きにskin layerの崩壊が進行する過程は、同

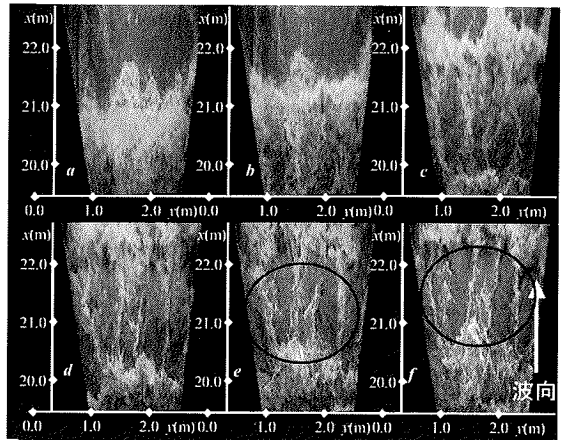


図-10 第1着水点から第2着水点にわたるDV画像濃度変化(RUN2, 1/6秒間隔)

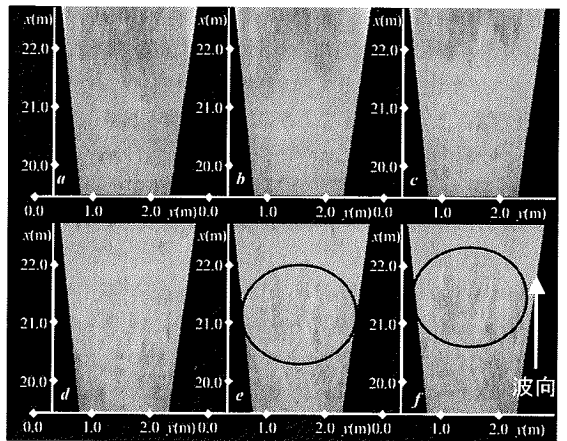


図-11 第1着水点から第2着水点にわたるIR換算温度変化(RUN2, 1/6秒間隔) 10°C 15°C

様に配列した乱れがその組織性を維持したまま岸沖方向に発達することを示唆している。著者の一人²⁾は、実海域の砕波帯内の bubble clouds の水中画像計測により、巻き波砕波の着水直後に大規模水平渦に巻きつく bubble clouds が渦の軸方向に規則的に配列する带状組織構造が形成されていることを発見している。海水中で砕波により形成された気泡は一般に非常に小さく³⁾、着水直後に混入された気泡は流体との速度差から初期的に流体によって受動的に輸送されるので、気泡を単に流体のトレーサーとして見なせば、波峰線方向にある一定の間隔でジェットの巻き込み運動方向に回転軸をもつ三次元回転運動が存在していると考えられる。一方、巻き波ジェットに着水直後、着水点において波峰方向に規則的に配列する波向き軸方向渦度及び鉛直軸方向渦度を有する counter-rotating 渦(逆向きに回転する縦渦

対)が同時に発生し、砕波の進行と共に岸沖方向へ伸張されることが数値計算により再現されている⁹⁾。一方、水面下の渦による水面の流体内部への取り込みは、渦による水面の局所的変形“scar”を発生させることは良く知られている^{15), 16)}。砕波後に発生した渦が水面近傍に存在する場合、同様な流体の巻き込みが発生することが予想され、特に図-9に示す様に counter-rotating 渦が着水点背後の水面直下に生成された場合、特徴的に図-5に現れた様に、この渦に起因する scar は波峰線方向に規則的に配列して形成されると考えられる。skin layer 崩壊パターンとこの縦渦の組織構造及び scar 分布の類似性から、この渦中の三次元的回転性流体運動が水面を巻き込んで scar を形成すると同時に、skin layer が流体内部に取り込まれて bulk 水塊と混合させられ、隣接する湧き出し部では逆に bulk 水塊が水表面に押し上げられる(図-9参照)。渦間上部におけるこの水温の異なる bulk 水塊の水表面への出現によって赤外線放射強度(または換算水温)が変化させられて水温差をもつ筋状パターンが形成されると考えることができる。すなわち、図-5a~cで観察できる scar の発生箇所と skin layer の崩壊(図-6a~c)位置が一致している事実は、両現象が同一の渦-水面相互作用に由来しているあるいは少なくとも関係していることを意味し、おそらくそれらの長さスケールはジェットに着水後に発生する counter-rotating 渦の波峰線方向スケールに規定されるものと考えられる。なお、査読者の一人から指摘を受けた様に、下方水塊との相互作用を含めた流体運動を正確に説明するためには水表面上のパターンの情報だけでは不十分であり、これを解明するためには着水直後に形成された渦内外の流速の空間分布を測定し検証する必要がある。しかしながら、気泡の混入や水位変動等によりこの領域の流速分布の取得が困難であり上の問題が依然として未解決である現状において、本論文は水表面温度を受動的なトレーサーとして水面を巻き込む渦の可視化から逆に内部渦スケールの推算を試みるものである。着水後生成される水平渦と counter-rotating 渦との関係は未だ明らかではなく、本実験結果もこれについて定量的な情報を与えるものではないが、現象論的見地から、この結果が今後の砕波による渦生成機構の解明に役立つものと考えている。

図-10は、RUN2(第1~第2着水点の間)における砕波ジェット通過時に対するDV画像である。着水と同時に大量の気泡が混入し主に砕波フロント近傍に強い可視光反射が存在する。また、フロント背後において波の進行方向に平行な筋状の気泡群(図-10○で囲まれた部分)が波峰線方向にほぼ等間隔で存在

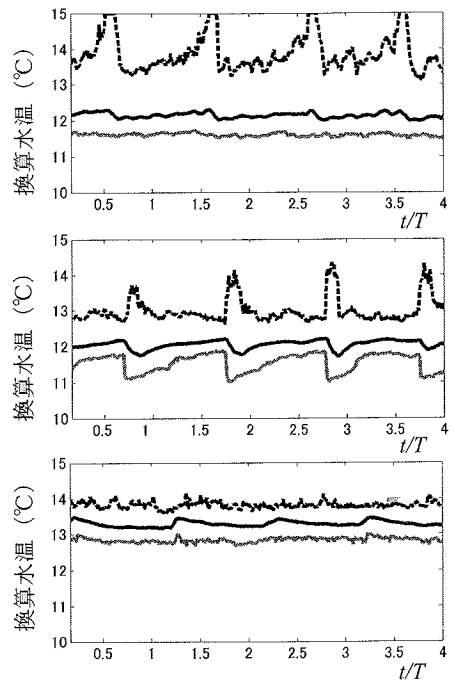


図-12 水路中央部における換算水温の時系列(上: RUN3, 中: RUN1, 下: RUN2, 最大値: —, 最小値: - - -, 平均値: ···)

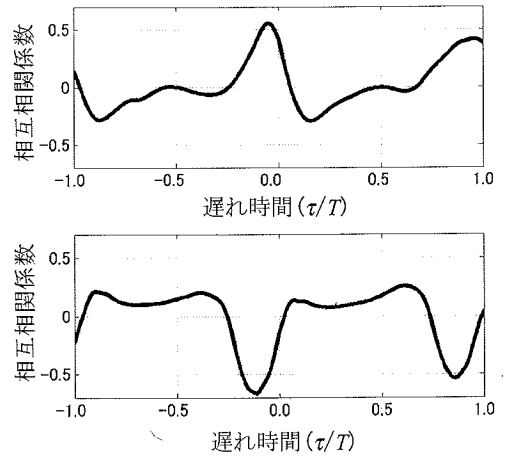


図-13 DV画像濃度とIR換算温度の相互相関係数(上: RUN1, 下: RUN4)

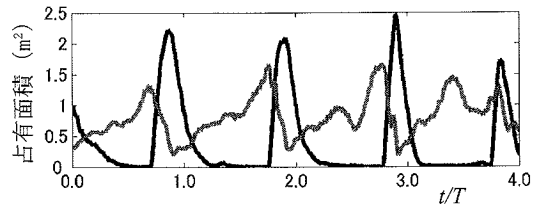


図-14 IR換算温度の12.2℃以上の流体の占有面積(——)と11.8℃以下の流体の占有面積(- - -)の典型的な時系列(RUN1)

しているのがわかる。この縦状気泡群はフロント通過後も比較的長時間存在しつづける。この結果は、着水後、初期的に発生する bubble clouds の三次元的組織渦構造の発達を示唆するものである。前述したジェットを着水が形成する counter-rotating 縦渦が水中に混入した気泡を捕捉し、この渦軸に沿った領域にのみ bubble clouds が形成され、波峰の通過後に長時間かけて浮上しているものと考えられる。

図-11は、図-10と同一位相における赤外線画像を表したものである。図-10中の bubble clouds からの縦筋状の可視光反射パターン上に分布が類似した波峰方向に配列する換算水温分布が見られる(特に、○で囲った領域。この混入気泡の再浮上による水面の局所的乱れ遷移の赤外線による評価については森・渡部¹³⁾を参照)。碎波過程の初期段階の水温分布を示す図-6と遷移領域の水温分布を示す図-11との比較から、碎波過程の進行と共に明らかに平均水温が上昇すること、さらに空間的水温変動も小さくなることを表している。これは、前述した碎波ジェット着水後に発生する渦による組織的な流体の対流を経由して、第1着水点から第2着水点の間にすでに相当の混合が時空間的に為されるため、崩壊した skin layer が長時間回復されないことが主要な原因と考えて矛盾はない。

次に、換算水温の時間変化に着目して碎波乱れによる組織的流体混合について議論を行う。図-12は、RUN1～3に対する水槽中央領域(延長2m, 幅0.9m)内のIR換算温度の最大値、最小値そして領域内空間平均値の時系列を比較したものである。RUN3(非碎波)では、波頂部の通過に伴う波面の変化により赤外線反射が局所的に増加するため最大値が周期的に変動する一方、最小値は殆ど変化しない。平均値については若干反射の影響を受け周期的に変動するがその振幅は0.2℃ほどと小さい。図-3から明らかなように、非碎波のケースでは、反射面を除く大部分の領域で水温はほぼ一定であることから、領域内空間平均値及び最小値が水面上の換算温度の時間変化の特徴を的確に反映しているものと言える。一方、RUN1(第1着水点近傍)では、碎波の通過直後(最大値のピーク発生直後)、平均及び最小値が急速に減少し、その後徐々に水温が回復して次の碎波通過直前に最大値を示す。この結果は、着水後に生成された乱れによって低温を示す skin layer の崩壊が徐々に進行し水温を上昇させるが、次の碎波の襲来により沖から輸送されてきた新たな skin layer の到来が急速に赤外線放射量を低下させることを意味している。さらに碎波が進行した状態である RUN2 では、赤外線換算温度の最大、最小値共に波浪の位相に対応した

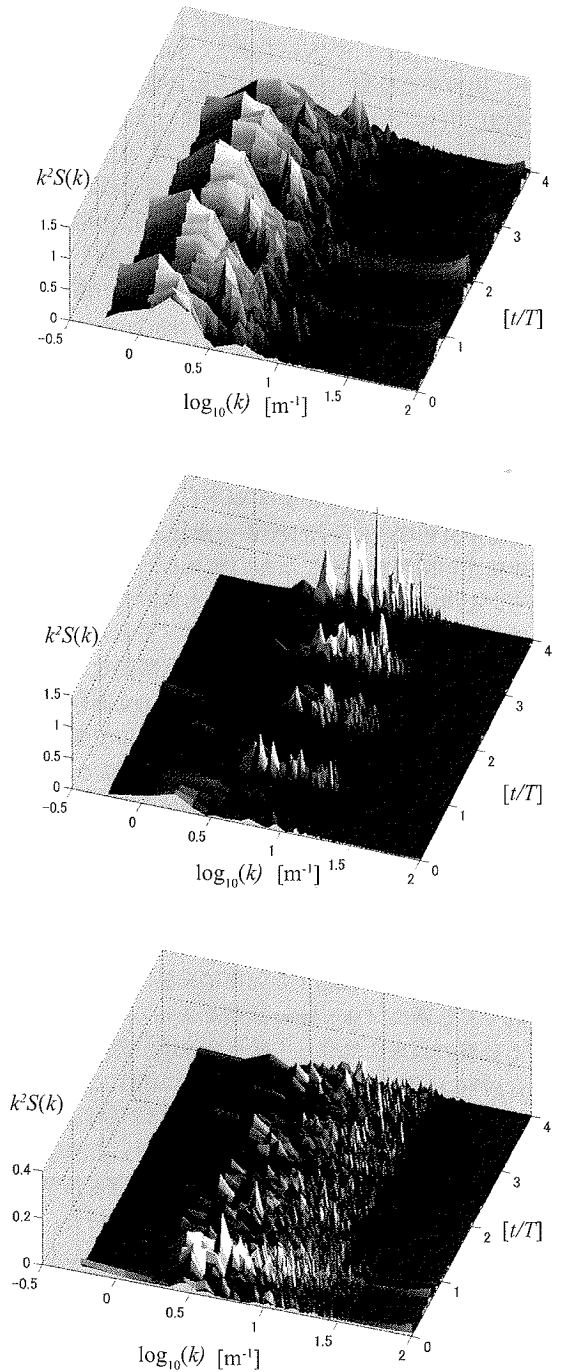


図-15 IR換算温度のスパン方向波数 $k^2 S(k)$ スペクトルの時間変化(上: RUN3, 中: RUN1, 下: RUN2)

周期変動が小さくなり、さらに RUN3 及び RUN1 と比べて水温が定期的な約 1.5°C に及ぶまで上昇することがわかる。また、RUN1 において bulk 水塊が水表面上に出現する位相（換算水温の最大値が極大を示す位相）では、水温最大値が bulk 水塊の水温（約 14.0°C ）を表すものと考えられることができるが、RUN2 では水温最大値が定期的なこの bulk 水塊温度とほぼ同一の値を示している。これは、この領域では定期的な bulk 水塊が水表面へ出現していることを意味している。またこの結果は、この領域では RUN1 の様な砕波による乱流混合を経由した近傍の skin layer の定期的な崩壊に伴い、相当な温度混合がすでになされているとする前述の推測を裏付けるものである。

次に、前述した筋状配列パターンとその発生位相について議論を行う。図-13 は、この skin layer 崩壊パターンの発達が顕著となる RUN1 と RUN4 に対する水槽中央領域内の平均 DV 画像濃度と IR 換算温度との相互相関関数を表したものである。筋状配列パターンを構成する skin layer と bulk 水塊との相対温度が逆のため、RUN1 と RUN4 はちょうど正負対称の相関関数となる。最大相関関数と最小相関関数は約 $0.15(\tau/T)$ 間隔で発生し、DV 画像濃度と IR 換算温度がこの間隔をもって逆位相で変化する。ここで、 τ は遅れ時間、 T は入射波の周期である。図-14 は、RUN1 における水槽中央領域内平均換算温度の最大値 (12.2°C) 以上と最小値 (11.8°C) 以下の値を示すそれぞれの領域面積の時系列を表している。ここで、最大値以上の面積は筋状配列パターンを構成する組織渦による流体混合面積（あるいは skin layer 崩壊面積）を、最小値以下の面積は波浪によって輸送されてくる新たな skin layer 面積を表している。連続する砕波の到来に対応して低温領域が急速に広がり、 $t/T=0.15$ 後に最大面積となる。その後、この低温を示す skin layer が占有する面積が指数関数的に減少していることがわかる。逆に水面を巻き込む渦による skin layer の崩壊に伴う高温領域は砕波通過後単調に増加し次の砕波の到来の直前に最大値を持つ。この結果は、砕波通過後も生成された渦は拡散しながら長時間流体混合を継続しながら水面下に存在していることを示している。本実験結果からは、このパターン形成に寄与する水面下の渦の寿命を特定することはできないが、このケースでは少なくとも次の砕波の到来直前までこのパターンが継続的に発達していたので、少なくとも次の砕波時においてもこの渦は残存しているものと考えられる。しかしながら、この残存渦に起因する水表面上の skin layer 崩壊パターンは、次の砕波による波峰前面の水面の前方への巻き込み運動によりジェットの後方に移流される

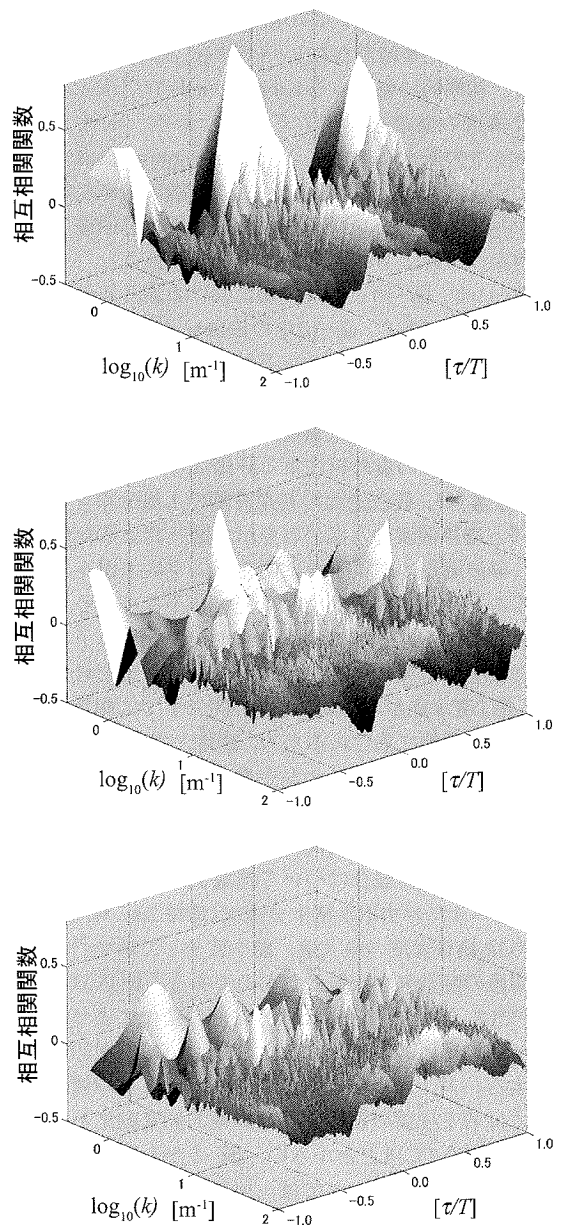


図-16 DV 画像濃度と IR 換算温度の相互相関関数のスペクトル波数分布 (上: RUN3, 中: RUN1, 下: RUN2)

ことはない。ジェット背後には常にほぼ一様な水温を持つ skin layer のみが沖から輸送され、次の砕波時に形成される新たな skin layer 崩壊パターンに影響を与えることはなかった。

図-15 は、IR 換算温度分布に対する水槽中央領域の波峰線方向波数スペクトル $S(k)$ と波数 k の 2 乗との積 $k^2 S(k)$ の時間変化を表したものである。RUN3 (非砕波条件) のスペクトルでは、前述した波峰前面部から

の周期的な反射の影響が支配的であるため、スペクトルピークが低波数領域でのみ現れる。これに対して、RUN1におけるIR換算温度が中波数領域($0.6 < \log(k) < 1.2$)において周期的に発生するスペクトルピークが現れている。このスペクトルピークの発生は前述の筋状配列パターンの発生する位相と一致しており、波向き方向に筋状に伸びるskin layer崩壊パターンを含む水面における波峰方向水温変動(図-6参照)がこのレンジ内の波数(波峰線方向波長6~25cm)を有することがわかる。前の議論より、この波峰線方向水温配列パターンは組織的三次元渦構造に規定されると考えるが、この渦構造の波峰線方向スケールが何によって規定されるのか、あるいは何に由来するのかは、今後研究すべき問題の一つである。さらに砕波の進行したRUN2では、特定のスペクトルピークは出現せず、相対的に広いレンジ($0.4 < \log(k) < 1.4$)のスペクトルを持ち、時間的に短周期変動を示す。これらは、砕波過程の進行に伴う乱れの小スケール化及び準定常的な乱流混合の発達に伴い、着水直後(RUN1及びRUN4)形成された水温パターンの組織性が遷移領域において崩壊(もしくはランダム化)し入射波に比べて時空間スケールの小さい水温変動が卓越することを表している。

図-16は、RUN1~3に対する各波峰線方向波数成分のDV及びIR間の相互相関関数を表している。非砕波のケース(RUN3)では、低波数域で遅れ時間が0近傍の非常に高い相関があり、中、高波数領域に対してもほぼ同一の遅れ時間で比較的高い相関が存在する。一方、砕波の進行と共に、それぞれの波数に対して、最大相関が発生する遅れ時間のばらつきが増加する。RUN1では、前述したskin layer崩壊パターンの波峰方向水温変化に対する特性波数レンジ内($0.6 < \log(k) < 1.2$)において各波数の最大相関を示す遅れ時間 τ/T は、 $-0.5 \sim 0.2$ の幅を持ち、高波数域では、約 $0.25(\tau/T)$ であった。RUN2ではDV-IR間の相関はどの波数帯に対しても低下し、各波数に対する遅れ時間にも規則性はなくなる。砕波前、滑らかな水面が広域の反射面となるので、IRは赤外線反射を相対的に強く反映し、入射波浪の反射波面の通過に伴う周期変動を表す一方、砕波による水面の粗さが増加すると共にこの影響は低減される。RUN1とRUN2の結果から、砕波の進行に伴い、砕波帯での熱放射線遷移が反射を反映する水面形遷移とは異なる機構(おそらく大規模渦構造の遷移及び混入気泡の影響)に基づいて小スケール化、ランダム化が顕著に進行すると考えられる。

5. 結論

赤外線及びデジタルビデオカメラによる砕波帯内の水面撮影により、赤外線換算温度と流体運動、混入気泡との関係を調べ、砕波後に急速に発達する三次元渦構造とそれに伴う大規模乱流拡散について議論を行った。

砕波によるジェットの着水直後、砕波クレスト背後に水温の異なる水塊が水路波峰線方向に規則的に出現し、徐々に拡散しながら冲向きに縦筋状に移流する。これは、次の過程を経て発生するものと考えられる。まず、着水時に生成される波向方向に軸を持つcounter-rotating縦渦が波峰線方向に配列する。この渦が水表面の表層を覆うskin layerを流体内部へ取り込むため水面がその下に存在するbulk水塊と混合される。skin layer内温度はbulk水温と異なるため、この局所的なskin layerとbulk水塊との交換は、水面上の温度を変化させる。砕波後、徐々に冲向きに発達する水面における水温パターンは、生成されたcounter-rotating渦がゆっくりと冲向きに伸張され次の砕波の発生に至るまで長時間発達する過程が可視化されたものと考えられる。なお、上述の渦-水面相互作用はscarの発生機構(図-9参照)と同一であり、表面張力波スケールより十分長い波峰線方向スケールをもつscar分布(図-5参照)とskin layer崩壊パターン(図-6参照)の形成される位置には類似性が確認される。Jessup¹¹⁾が可視化した風波white cap背後の水温パターンに対して乱流wakeが果たす役割と、本実験で考えられる縦渦の役割を同一と考えられる。渦によって徐々に進行するskin layerの崩壊は、次の入射波浪による新たなskin layerの輸送によって急速に回復される。

水面近傍に乱れを伴う流れに対する水面上の赤外放射線分布は、水面直下の大規模渦の存在を示すサインであると考えることができ、砕波水面の赤外線計測は渦構造を面的に可視化しそのスケール遷移を調査する上で有効な手段である。特に、巻き波砕波の主要な特徴の一つである砕波過程を通じた二次元的な大規模渦構造から三次元小規模渦への遷移が水表面温度の波峰線方向波数スペクトルによって評価可能である。すなわち、第1着水点から第2着水点にかけて、前述したskin layer崩壊パターンに関係する中波数帯(波峰線方向波長6~25cm)に集中し周期的に変動するスペクトルから幅広いレンジに分布し短周期で変動する低いスペクトルへの遷移である。砕波乱流の発達と共に急速に温度混合が活発になり、定常的に流体混合がなされるため、skin layerは回復されず空間的な水温変化は非常に小さくなることが

原因だと考えられる。

砕波帯の乱流量については、現在まで多数のレーザードップラー流速計等による計測例^{5), 17)}があるが、水位変位及び大量の混入気泡のために有効な計測点はトラフレベルあるいは気泡混入深に深に限られる。本研究で示した赤外線測定及び解析法を砕波帯に適用することにより、現在まで取得が困難であった砕波後の水面近傍の乱れ情報を取得可能である。

謝辞：本研究を行うにあたり、(財)電力中央研究所 田中伸和博士に多大な支援を受けた。また、実験において北海道大学大学院 山内悠司さんに協力を頂いた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Thorpe, S.A. and Hall, A.J.: The characteristics of breaking wave, bubble clouds, and near-surface currents observed using side-scan sonar, *Continental Shelf Res.*, Vol. 2, pp. 992 - 1001, 1982.
- 2) Watanabe, Y., Ohtsuka, J. and Saeki, H.: Evolution of bubbly flow in the surf zone, *Ocean Wave Measurement and Analysis (Proc. of 4th intl. symp. WAVES 2001)*, pp. 992 - 1001, 2001.
- 3) Chanson, H., Aoki, S. and Hoque, A.: Scaling bubble entrainment and dispersion in vertical circular plunging jet flows: freshwater versus seawater, *Proc. of ICHD'02*, pp. 431 - 436, 2002.
- 4) 渡部靖憲, 山内悠司, 佐伯浩: 砕波遷移に伴う気泡生成特性とマイクロバブル量に関する研究, *海岸工学論文集*, 第49巻, pp. 106 - 110, 2002.
- 5) Nadaoka, K., Hino, M. and Koyano, Y.: Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, *J. Fluid Mech.*, Vol. 204, pp. 359 - 387, 1989.
- 6) Sene, K., Hunt, J.C.R. and Thomas, N.H.: The role of coherent structures in bubble transport by turbulent shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 259, pp. 219 - 240, 1994.
- 7) Tooby, P.F., Wick, G.L. and Isaacs, J.D.: The motion of a small sphere in a rotating velocity field: a possible mechanism for suspending particles in turbulence, *J. Geophys. Res.*, Vol. 82, pp. 2096 - 2100, 1977.
- 8) Cox, D.T. and Anderson, S.L.: Statics of intermittent surf zone turbulence and observation of large eddies using PIV, *Coastal Eng. J.*, Vol. 43, pp. 121 - 131, 2001.
- 9) Watanabe, Y. and Saeki, H.: Three-dimensional large eddy simulation of breaking waves, *Coastal Eng. J.*, Vol. 41 (3&4), pp. 281 - 301, 1999.
- 10) Christensen, E.D. and Deigaard, R.: Large eddy simulation of breaking waves, *Coastal Eng.*, Vol. 42, pp. 53 - 86, 2001.
- 11) Jessup, A.T.: The infrared signature of breaking wind waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer, *Phil. Trans. R. Soc. London*, Vol. A304, pp. 665 - 670, 1993.
- 12) Jessup, A., Zappa, C., Lowen, M. and Hesany, V.: Infrared remote sensing of breaking waves, *Nature*, Vol. 385, pp. 52 - 55, 1997.
- 13) 森信人, 渡部靖憲: 赤外線リモートセンシングによる表層曝気領域の現地観測, *土木学会論文集*, No.768/II - 68, pp. 101 - 111, 2004.
- 14) Longuet-Higgins, M.: On the disintegration of the jet in a plunging breaker, *J. Phys. Oceanography*, Vol. 25, pp. 2458 - 2462, 1995.
- 15) Ohring, S. and Lugt, H.: Interaction of a viscous vortex pair with a free surface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 227, pp. 359 - 387, 1991.
- 16) Brocchini, M. and Peregrine, D.H.: The dynamics of strong turbulence at free surfaces. Part 1. Description, *J. Fluid Mech.*, Vol. 449, pp. 225 - 254, 2001.
- 17) Ting, F. C. K. and Ting, J. T.: Dynamics of surf-zone turbulence in a strong plunging breaker, *Coastal Engineering*, Vol. 24, pp. 177 - 204, 1995.

(2003. 9. 26 受付)

TRANSITIONS OF INFRARED RADIATION IN BREAKING WAVES, AND VISUALISATION FOR THE SUB-SURFACE STREAMWISE VORTEX STRUCTURES

Yasunori WATANABE and Nobuhito MORI

Large-scale vortex structures beneath a free-surface in breaking waves are visualised by a characteristic distribution of a surface temperature estimated by infra-red radiation in this paper. Counter-rotating streamwise vortices occurring at wave plunging disrupt a so-called skin layer on the surface to entrain into bulk water underneath the layer. Because of a distinctive difference in temperature between the skin layer and bulk water, the spatial distribution of the surface temperature reflects the intensity of local water mixing on the surface due to the sub-surface stream-wise vortices. Typical length- and time- scales of the stream-wise vortices are determined throughout a surf-zone by utilizing a temperature spectrum and its temporal variation on the basis of the infrared measurements.