

赤外線リモートセンシングによる砕波帯表層 曝気領域の現地観測

森 信人¹・渡部靖憲²

¹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)

²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)

水表面で反射する太陽光による赤外線反射エネルギーの顕著な増加と砕波時の水表面の乱れより、砕波帯では赤外線放射量が大きく変化する。本論文では、赤外線カメラを用いた砕波帯の現地観測を行い、砕波帯表層における赤外線放射量の変化とその特徴について議論を行っている。波の遷移と赤外線画像の変化の関係について調べ、通過する波の位相と赤外線放射変化の特徴的なパターンや水表面の乱れと表面流速の時空間変化についての観測方法を提案している。上記の検討により、砕波帯において砕波により取り込まれた気泡が、砕波後に水表面上に再浮上することにより生成される水表面の乱れの時空間変化を赤外線カメラにより可視化し、これらの変化を定量的に観測できることを明らかにしている。

Key Words : surf zone, wave breaking, air bubble clouds, infrared camera, image processing

1. 緒言

砕波帯において、砕波によって生成される底面まで到達するような大規模な乱れは、底質の移動と密接に関連しており、砕波帯内の乱れなどの乱流特性を知ることが波浪変形や海浜変形の予測を行う上で重要な問題である。このため、砕波によって生成される乱れの構造に関しては、これまでに数多くの研究が行われており¹⁾、さらに砕波帯における浮遊砂の関係についての研究も進められている。その結果、砕波帯における大規模な浮遊砂のピックアップと砕波による乱れの相関がそれほど強くないことが示されており^{2),3),4)}、さらなる現象の解明と理解が必要となっている。

一般的に、水表面を伝播する重力波は砕波帯外では渦なしの非回転流れに近く、砕波後着水点を境に水面から気泡を巻き込みながら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、気泡は比較的パッシブな挙動を示すが、砕波フロントの通過後には水粒子速度の低下に伴い、体積力(浮力)が次第に卓越し流体の挙動に影響を与えるようになる。このため、砕波による渦度や乱れの生成に深く関わる空気塊の影響についての研究が進められており、砕波帯において水中に取り込まれた空気塊のボイド率と乱流強度の関係が調べられている^{6),7)}。

図-1に示すのは、砕波帯において上部から撮影した可視光画像と波の位相の関係である。砕波帯では、入射してきた波が着水し(図-1(a))、空気を巻き込みながら伝播する(図-1(b))。ついで、次の波が砕波するまで

に、水中に取り込まれた気泡は塊を作り、水面に再浮上し(図-1(c)、いわゆる *foaming*)、静水に近い状態に戻る。このサイクルが砕波帯内で繰り返されるが、混入気泡の挙動や曝気形態は3次元性が強くまた間欠的であるため、点計測では定性的にもこれらを捉えることができない。著者の一人は、超小型水中カメラを砕波帯海底に固定し、沿岸域の砕波が同様な bubble clouds を形成し特に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⁸⁾。しかしながら、砕波後に形成される三次元乱流構造と気泡の関係、気泡の曝気に伴う上昇流の影響など未解明な点は数多い。さらに、気泡の形状およびその変形は Eötvös 数、Morton 数および気泡 Reynolds 数等に依存し、気泡の混入量および径分布は Weber 数、輸送は Reynolds 数、水面波の変形は Froude 数に依存すると考えられ⁹⁾、砕波帯における気泡の混入輸送過程と波浪との関係を理解するためには、適切なパラメータの特定と多段階の現象のスケールリングが必要である。それ故、砕波帯等における気泡の計測^{10),11)} や、スケール則についての研究が盛んに行われている^{12),13)}。

先に述べたように、気泡を含む砕波帯の運動を実験室で再現する場合には、数種類の相似則を満たす必要があるため、海水を使用することが望ましく、かつ現地スケールの実験ないし現地観測が重要となる。しかしながら、現地において流体運動を数 cm~数 m のオーダーで2次元ないし3次元計測する手法は数少なく、音波もしくはマイクロ波によるリモートセンシングが用いられてきた^{14),11)}。Jessup ら^{15),16)} は、赤外線カメ

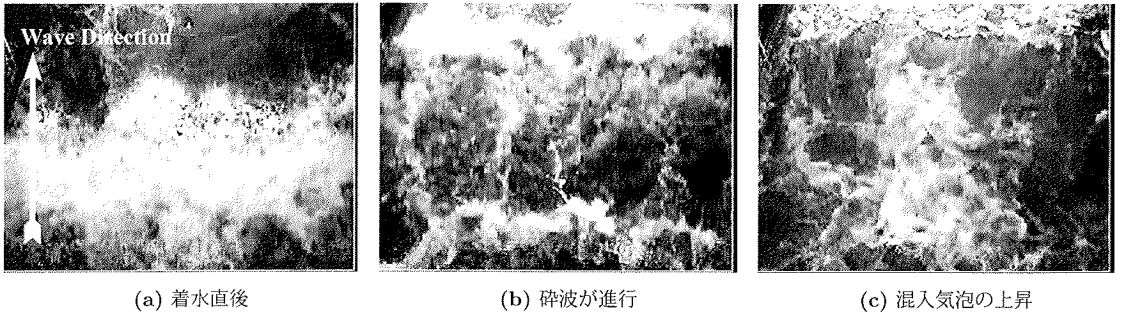


図-1 砕波帯における波の位相と気泡の関係(波は下から上に向かって進行)

ラを用いて風波砕波による $0.2 \sim 0.5$ 度程度の skin layer の変化を計測し、砕波による水表面の温度変化より、エネルギー散逸量と熱交換量に相関を見出している。可視光が水の透明度や水中の影響を大きく受けるのに対し、赤外線カメラは物体表面からの赤外放射エネルギーを計測するため、水面下 $10\mu\text{m}$ 以浅の水表面の温度変化を測定することができる¹⁵⁾。筆者らは、現地スケール水槽において、砕波前後の水面をデジタルビデオカメラ及び赤外線カメラで同時測定し、波の反射面の変化に伴う赤外線反射量と熱放射量に関する評価を行い、砕波前後の流体表面の可視化方法を提案している¹⁷⁾。

本研究では、水表面における赤外線反射量の遷移に着目し、現地の砕波帯において砕波により取り込まれた気泡が、砕波後に水表面上に浮上することにより生成される水表面の乱れの時空間変化を赤外線カメラを用いて計測することを試みる。

2. 観測の概要

観測は茨城県の鹿島灘に面する波崎海洋研究施設(HORS)の観測栈橋において2002年9月4日に実施した。観測時間は午前11-12時の1時間間に行い、撮影方向は栈橋より岸向き、鹿島側に向かって下向き45度の角度撮影した。観測場所は第1砕波点(栈橋200m地点)直前に位置するように選んだ。観測時の太陽光はカメラ左側(銚子側)より入射しており、観測時の南中は11:38、太陽高度は61.7度であった。観測時のカメラと水位面および太陽との関係を図-2に示す。観測位置における実測潮位データは、D.L.0.537~0.748mであり、このときの測定場所にもっとも近い波高計(水深6.2m)より得られた波浪統計量は、有義波高0.87m、有義波周期7.24sであった。

赤外線画像計測は赤外線サーモグラフィ(赤外線カメラと略記、日本アビオニクス社製TVS8500)を用いて行った。TVS8500の30℃黒体炉の温度分解能は0.025

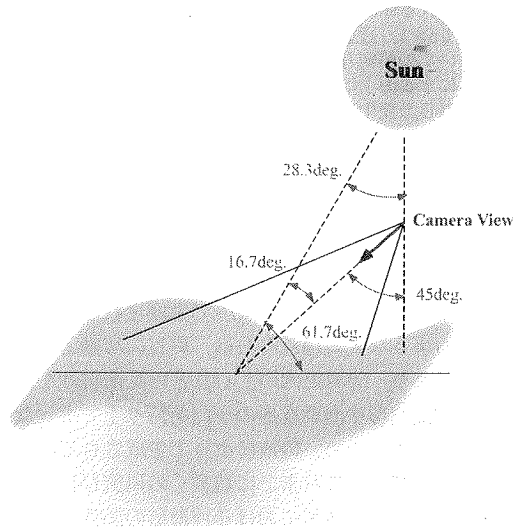
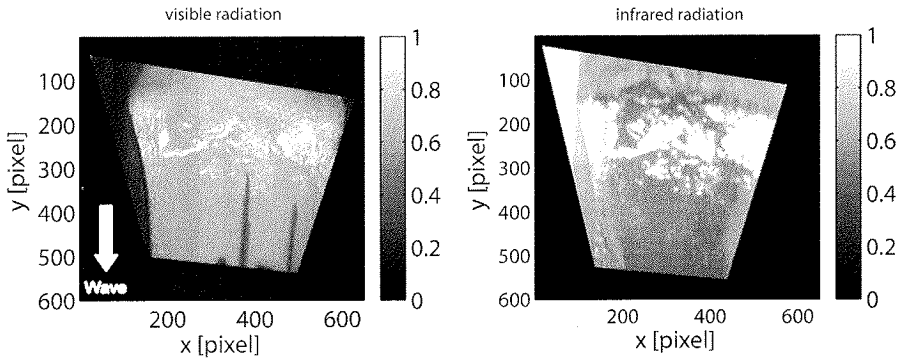


図-2 計測条件の幾何学的概略

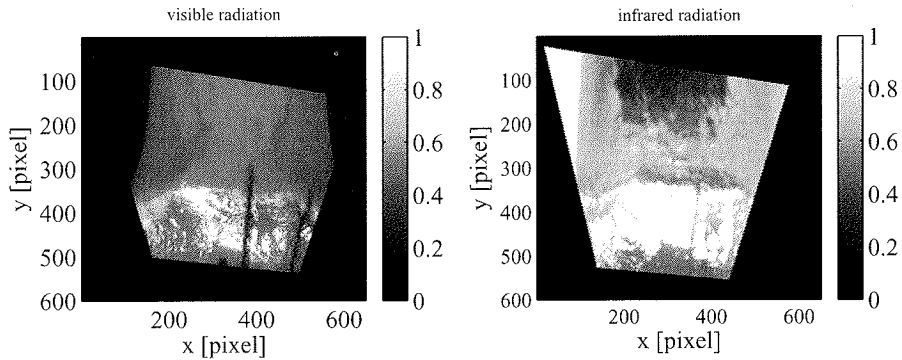
℃であり、観測時のフレームレートは30frame/sであった。この赤外線カメラはインジウム・アンチモンフォトダイオードにより $3.5 \sim 4.1\mu\text{m}$ および $4.5 \sim 5.1\mu\text{m}$ の赤外波長帯を計測する。空間的な画像の大きさは撮影時の水平・仰角に依存するが、今回の観測条件では、2~4m四方であり、1pixel当たり約1~3cmの分解能となっている。赤外線サーモグラフィは、赤外線エネルギー量(カウント値) D から下記の多項式を用いて温度値 K に換算する。

$$D = A_0 + \varepsilon (A_1 K + A_2 K^2 + A_3 K^3 + A_4 K^4) \quad (1)$$

ここで、 ε は放射率、 A_0 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。水表面など表面反射が大きな物体を赤外線サーモグラフィを用いて計測する場合に問題となるのは、物体から実際に放射される赤外線エネルギーと物体表面における赤外線エ



(a) 砕波直前 (左:可視光画像, 右:赤外線画像)



(b) 砕波直後 (左:可視光画像, 右:赤外線画像)

図-3 可視光画像と赤外線画像の関係 (砕波点のやや岸側上空より撮影)

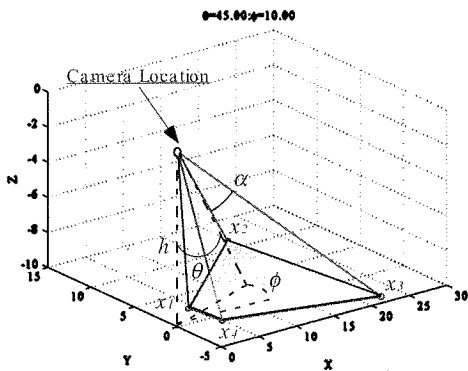


図-4 カメラ座標系の概要 (θ :仰角, ϕ :方位角)

エネルギーの写り込みや反射の分離である。つまり、計測条件次第では、水表面で反射した太陽光などがそのまま水表面における赤外線エネルギー量として計測さ

れる場合がある。

図-2 に示すように、本研究の撮影条件では赤外線カメラの背後に太陽があり、静水面と太陽光の角度は約60度となる。このため、水面がカメラ方向に傾き、その勾配が大きいほど赤外線カメラで計測される見掛け上の温度は高くなる。上記の撮影条件で計測された見掛け上の温度変化は最大5度であった。風速約5m/sの場合、水表面における熱境界層は5~10mmであり¹⁸⁾、砕波帯では定常的な砕波により表面膜が頻繁に更新されていることを考えると、実質的な水表面の温度変化は風波表面における温度変化¹⁵⁾ 約0.5度に比べて1オーダー以上小さいと考えられ、無視できるはずである。図-3は、観測と類似の条件下で野外設置の造波水路において撮影した可視光画像と赤外線画像の比較である。画像は観測値の最大値で正規化してあり、図中の x および y はスパン方向および波向方向を示す。砕波点手前上空より沖側に向かって斜め下方向に撮影を行ったため、座標変換により水平面上に画像を変換して

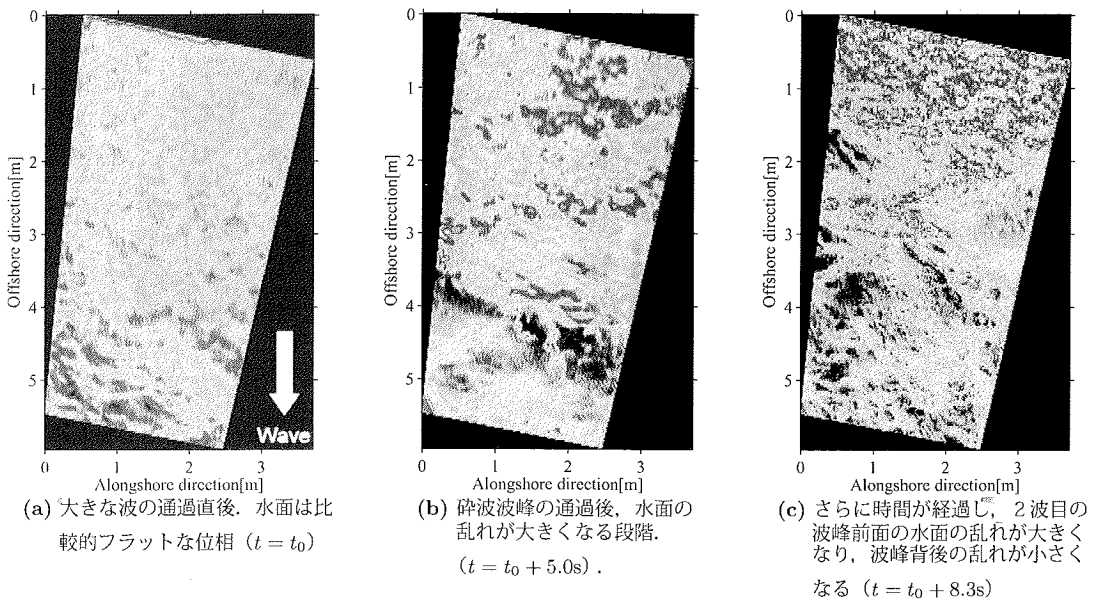


図-5 計測された赤外線画像と波の位相の関係

ある。砕波直前の可視光画像(図-3(a)左)において輝度の高い部分(白色)は波峰前面形成されるさざ波(主に表面張力波)に対する太陽光の反射であり、砕波後の可視光画像(図-3(b)左)では、これに混入気泡による白波の影響が輝度変化として加わっていることがわかる。可視光画像では、砕波変形に伴う輝度の変化が白波なのか、太陽光の反射もしくは浮遊砂などの水中の色変化であるのかは明瞭に区別が出来ない。可視光画像と同じ位相である砕波直前および砕波後の赤外線画像(図-3(a)および(b)右)においても可視光画像とほぼ同様の位置に輝度の高い部分(白色)が見られるが、赤外線画像では水面下 $10\mu\text{m}$ までの表層についての計測であるため、水中の色変化には依存せず、この計測条件ではまた気泡混入に伴う白波と太陽光反射では計測される赤外線エネルギーのオーダーが全く異なるため、赤外線画像の高輝度部分は全て波面が入射光方向に向いている領域として捉えることができる。

赤外線サーモグラフィによる撮影は観測栈橋上の砕波帯外側より砕波帯に向かって行った。図-4に示すのは、カメラ設置位置を原点とした (x, y, z) 座標系におけるカメラの仰角 θ 、方位角 ϕ 、視野角 α の関係である。沿岸方向を x 軸、沖から岸に向かう方向を y 軸、鉛直上向きを z 軸とする。ここで、カメラの視野角は水平・鉛直方向に同じと仮定し、その半値を α 、 (x, y) 水平面からの仰角を θ 、 x 軸(岸沖方向)から水平方向へのカメラ角度を ϕ 、カメラの中心から静水面までの高さを h とする。本来ならば、カメラ画像と $x-y$ 投影平

面は非線形な投影関係を持つはずであるが、ここでは線形投影法を用いて $x-y$ 平面上へ画像変換を行なった。水面変動は撮影高さ $h = 8.7\text{m}$ に比べて十分小さいと仮定して無視した。

3. 結果と考察

(1) 波の位相に伴う赤外線画像の変化

図-5に示すのは、第1砕波点での波の通過に伴う赤外線画像の典型的な輝度(温度)変化である。画像の大きさは岸沖方向約 6m 、汀線方向約 4m であり、図の横軸は汀線方向、縦軸は岸沖方向を示している。輝度は 9.5 度- 18.5 度のレンジに対応しており、赤外線画像は砕波帯で約 10 度の温度変化を示している。目視と比較すると、赤外線画像が温度変化を示しているのは、波峰付近と砕波直後のスプラッシュアップの段階、スプラッシュアップ後の大規模な気泡塊再浮上域および気泡が集合しパッチを形成している領域である。波の位相は、それぞれ

- (a) 砕波を伴う大きな波が通過直後、水面は比較的フラット ($t = t_0$) .
- (b) 砕波波峰の通過後、水面の乱れが大きくなる段階 ($t = t_0 + 5.0s$) . 画面下から次の波が侵入.
- (c) さらに時間が経過し、2波目の波峰前面の水面の乱れが大きくなり、波峰背後の乱れが小さくなる ($t = t_0 + 8.3s$) .

の3つの段階を準周期的に繰り返している。図-5(a)-(c)

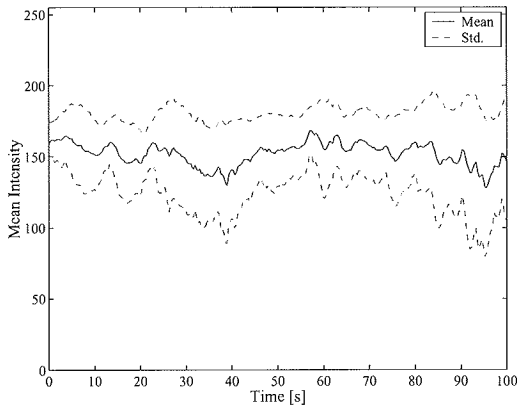


図-6 計測領域内平均輝度および標準偏差の時間変化 (実線: 平均, 点線: 分散)

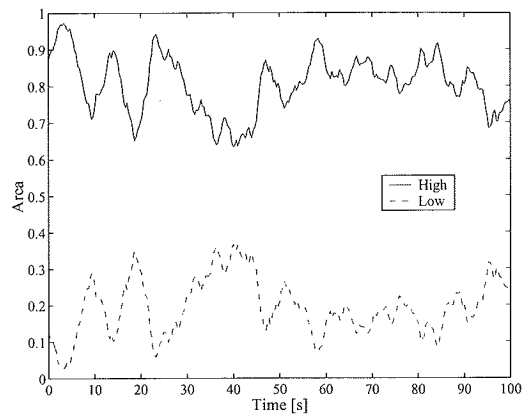


図-7 計測領域内の高輝度・低輝度面積比 (実線:高輝度領域比, 点線:低輝度領域比)

で 8.3 秒経過しており, これは入射波の有義波周期に近い。foaming の領域は, 初期にはほとんど見られず (図-5(a)), 組織的な構造を持ちながら次第にパッチ上に広がり (図-5(b)), 次の波の侵入までに非常に細分化されていることがわかる (図-5(c))。計測領域が碎波帯内であり, 海水が十分攪拌されていることを考慮すると, これらの赤外線画像の変化は水表面の熱変化そのものではなく, 水面角度による形状変化によるものであり, 赤外線画像が最も高温度を示すのは, 太陽の天頂角約 60 度に向いている領域に相当すると予想される。目視による比較から, 赤外線画像に見られるパッチの形成は, 碎波により取り込まれた気泡群が曝気する領域に対応していることを確認している。

上記の検討結果から, 以下では“水表面で反射する太陽光による見掛け上の赤外線エネルギー量の増加” = “碎波により取り込まれた気泡が碎波後に水表面上で曝気する際に生じる水面の乱れ (roughness) に伴う赤外線反射量の増加”として画像計測・解析処理を行う。

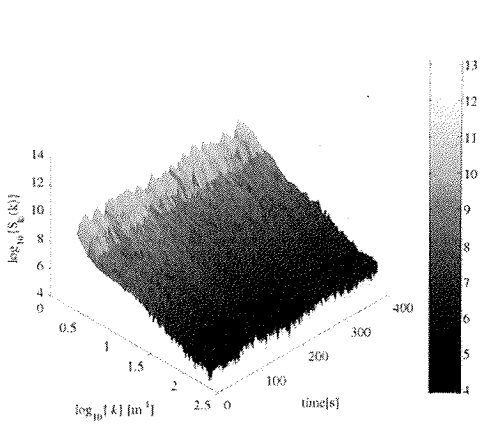
図-6 に示すのは, 赤外線画像の輝度値の平均値と平均値 ± 標準偏差の時間変化である。赤外線画像の輝度値の平均値は数十秒の緩やかな変化があり, これに乗った周期数秒の短い周期変動が見られる。短周期変動は入射波に起因する輝度変化であると思われる, その変動は輝度値で約 15, 温度で約 0.54 度である。長周期の輝度変化の原因は不明であるが, 波浪の長周期変動に伴う水面勾配の変化である可能性が最も高いと考えられる。一方, 輝度値の標準偏差の時間変化は平均値と負の相関を持っており, 平均値が高くなると標準偏差は小さくなる傾向がある。高輝度と低輝度の領域の物理的な意味は, 高輝度が太陽光の入射角度方向に向いた水面の領域を示しており, 低輝度の領域は高輝度に囲

まれた水面に乱れがない領域に対応している。図-7 に示すのは, 図-6 で求めた計測領域内の空間平均輝度の時間平均値を閾値として, これより高輝度の領域と低輝度の領域に画像を分離した場合の両者の面積比の時間変化である。これより, 平均値から見た高輝度領域の面積は相対的に広く, 常に 60% 以上の領域を占めていることがわかる。高輝度・低輝度面積の時間変化は, 平均輝度の時間変化に見られた短周期変動と同様な時間変動特性を示し, 高輝度面積と平均輝度の相関係数は 0.8 であった。

(2) 赤外線画像の特性抽出

a) スペクトルの時間変化

赤外線画像にみられる特徴的なパターンを評価するため, フーリエスペクトル解析を行った。図-8 は, 赤外線画像の 2 次元波数スペクトルを極座標に変換し求めた波数スペクトル $S_k(k)$ と方向スペクトル $S_\theta(\theta)$ の時間変化である。図-8(a)の横軸は波数 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ の対数表示と時間経過, 縦軸は対数表示のパワースペクトル強度, 図-8(b)の横軸は時間経過であり, 縦軸は方向 θ , コンターは対数表示のパワースペクトル強度を示す。波数スペクトルのピークは最低波数 (平均値) にあり, 波数が大きくなると単調に減少する。低波数は数秒で変動しており, これは沖からの波の通過に対応している。方向スペクトルの $\theta = \pi/2$ 方向に強いピークが見られるが, これは画像端部の影響である。30 秒から 40 秒, 80 秒から 90 秒にかけてほぼ全方位のスペクトルが強くなっていることがわかる。図-9 は, 図-8(a) に示した波数スペクトルに k^2 を掛けたものである。 $k^2 S_k(k)$ スペクトルの時間変化より, 低波数にゆっくりとした変動が見られること, 低波数の変動よりやや遅れて高波



(a) 波数スペクトル $S_k(k)$

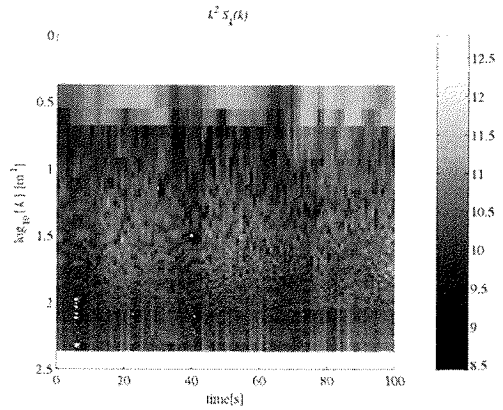
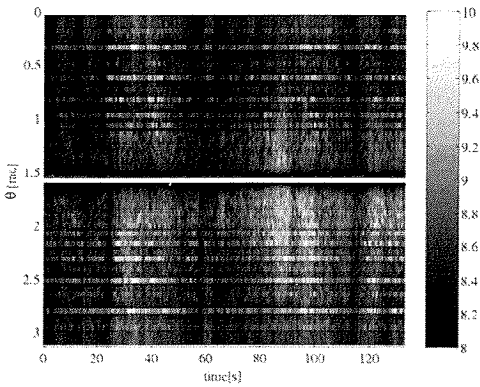


図-9 $k^2 S_k(k)$ スペクトル



(b) 方向スペクトル $S_\theta(\theta)$

図-8 波数・方向スペクトルの時間変化

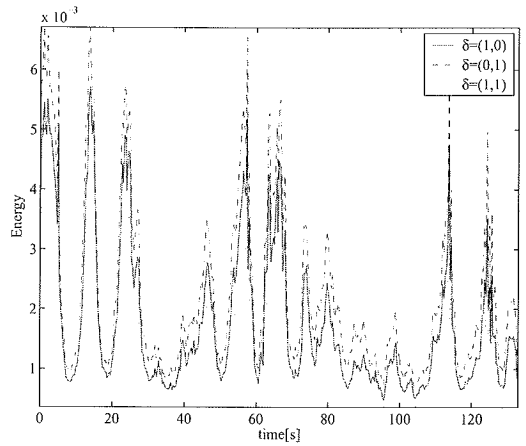


図-10 濃度同時生起行列から計算されたエネルギーの時間変化 (実線: $\delta = (1, 0)$, 破線: $\delta = (0, 1)$, 点線: $\delta = (1, 1)$)

数帯にもゆっくりとした変動が見られることがわかる。

b) 赤外線エネルギーの空間濃度分布変化

赤外線画像の濃度変化パターンの特徴を抽出するため、濃度同時生起行列¹⁹⁾

$$S(i, j; \delta) = \frac{\#\{u|g(u) = i, g(u + \delta) = j\}}{\#\{u, u + \delta \in R\}} \quad (2)$$

から、次式で定義される濃度エネルギー $E(\delta)$ を求めた。

$$E(\delta) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m [S(i, j; \delta)]^2 \quad (3)$$

ここで、 $u = (x, y)$ は画像上の1点、 $g(x, y)$ は $g(x, y) = \kappa$ となる確率変数 (κ は濃度レベル)、 δ は移動量、 R は画像の領域を示す。また、式 (2) における $\#$ は要素の数を意味する。図-10 に示すのは、 $E(\delta)$ の時間変化であり、図中の実線は $\delta = (1, 0)$ (0度方向)、破線は $\delta = (0, 1)$ (90度方向)、点線は $\delta = (1, 1)$ (135度方向) としての時の

$E(\delta)$ の値である。赤外線画像に見られる特徴が方向性を強く持たないため、濃度エネルギーの変位 (δ の取り方) についての顕著な依存性は見られない。画像の2次統計量の1つである濃度エネルギーは、画素集合の持つ濃度分布に関する統計的性質により、画像の特徴を抽出するものであり、本研究では図-1(c) に示すような、気泡再浮上に伴う水表面の微細構造の変化を表していると考えられる。

c) 領域構造解析

図-5 に示したように、赤外線画像は波の位相に応じて大きさや出現パターンが変化する。赤外線画像に現れる特徴的なパターンを調べることで、赤外線エネルギーの空間分布の時間変化を可視化することがで

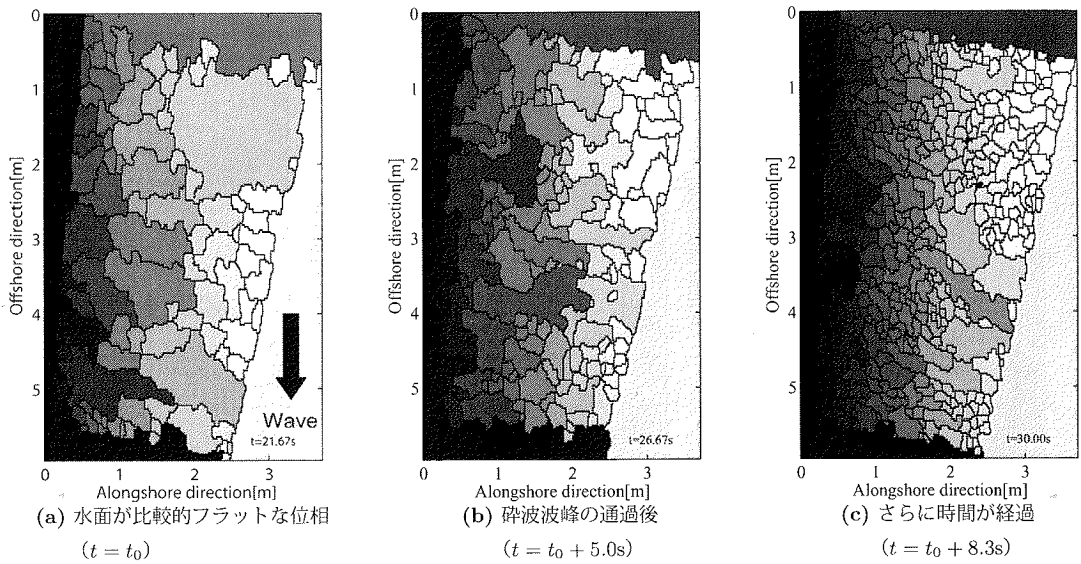


図-11 高輝度クラスターの時間変化 (位相は図-5 と同じ)

きる。そこで、パターン変化を領域構造解析により抽出した。領域パターン抽出の結果の輪郭線が、エッジと一致する必要があるため、Watershed による領域分割を行った。Watershed による領域分割は、差分オペレータによって処理対象の輝度画像から輝度勾配画像を求め、そこで求めた輝度勾配の尾根によって囲まれる閉領域を一つの領域として分割する手法である。平滑化処理およびエッジ強調処理を行った後、Watershed 処理による領域分割を行った。Watershed 処理における閾値は、観測したすべてのアンサンブル平均値を用いた。ついで Watershed 処理により、分割されたそれぞれの領域についてピクセル数と長軸の方向を求めた。以下では、設定輝度を上回る画素について Watershed 処理を行った結果を『高輝度クラスター』、設定輝度を下回る画素について Watershed 処理を行った結果を『低輝度クラスター』と呼ぶことにする。

図-11 は、高輝度クラスターの時間変化を示す。図-11 の (a)-(c) の時刻は図-5 の (a)-(c) と対応している。これより、砕波波峰が通過してしばらくすると小さいクラスターが現れ、次第に細かく分割されていくことがわかる。また、図-11(c) より、高輝度クラスターでは波の波峰付近では小さなクラスターが見られず、砕波した波が通過した直後から小さなクラスターが形成され始める。これらの結果より、クラスターは図-5 で示した波の位相と高輝度パッチの変化に対応していることが分かる。

高輝度クラスターの場合は 1000 平方 pixel 以下、低

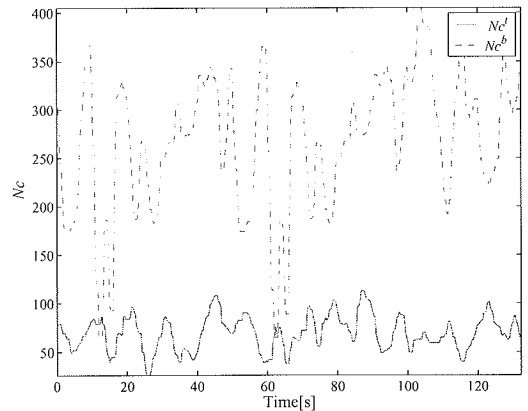


図-12 総クラスター数の時間変化 (実線:高輝度クラスター, 点線:低輝度クラスター)

輝度クラスターの場合は 500 平方 pixel 以下の出頻度について見ると、数秒の細かい変動と 1 分程度の大きな時間変動がみられる。そこで、クラスター数の時間変化をプロットしたのが図-12 である。図より、高輝度クラスター数が増加すると、低輝度クラスター数は減少し、逆に低輝度クラスター数が増加すると高輝度クラスター数は減少しており、両者は逆位相となっていることがわかる。

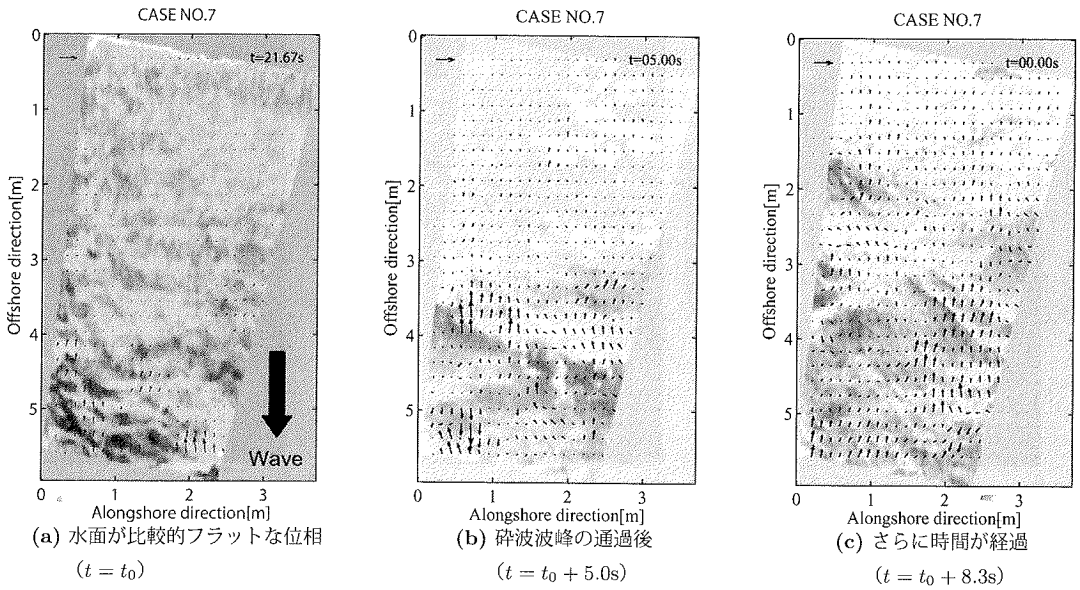


図-13 熱表面流速ベクトルの変化 (図中左上の参照ベクトルは 2m/s, 位相は図-5 と同じ)

(3) 表面流速の変化

連続する2枚の赤外線画像間の輝度変化より、表面パターンの変化速度をPIV法を用いて計算した。高輝度クラスターの方が細分化されたパターンを持つため、推定された赤外線画像のパターン変化は主に高輝度輝度クラスター変化に追随している。以下では、便宜上、赤外線画像の表面パターン変化に伴う変化速度を単に熱表面流速と呼ぶことにする。熱表面流速を求める際には、MQD法を用い、初期 window サイズは 32×32 pixel から $1/3$ スケールまで再帰的にサーチし、overlap 50%, Gaussian filter を用いて、subpixel の精度で流速の推定を行った²⁰⁾。注意しないといけないのは、ここで得られる流速はあくまでも表面パターンの変化速度であり、流体表面の実流速ではないことである。しかし、気泡の曝気による水面の微小変化や特徴的なパターンを持つ波峰の伝播に伴う熱フラックスについては有効であると考え、PIV法で求めたパターン変化速度を熱表面流速として捉える。図-13に示すのは、連続する2つの赤外線画像よりPIV法により計算した熱表面流速ベクトルの時空間変化である。図-13の(a)-(c)の時刻は図-5の(a)-(c)と対応している。図-13より、全体的に岸方向に熱表面流速ベクトルが向いており、また波峰の通過に伴う特徴的なパターン変化により、波峰近傍に早い熱表面流速が得られている。波峰付近での速い速度変化(約2m/s)は水深と周期から予想される波速(約5m/s)に比べてかなり遅いが、これは表面パターン変化が波速と必ずしも対応していないことに起因し

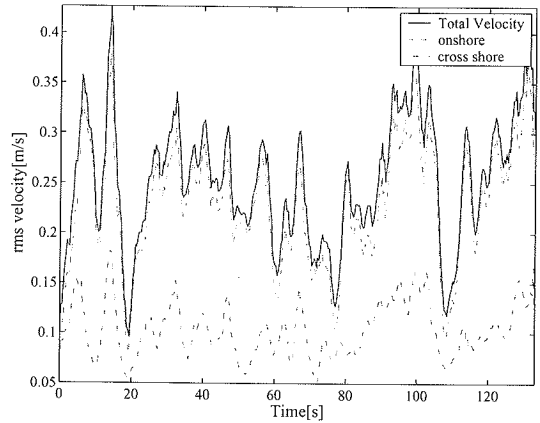


図-14 岸沖・沿岸方向の熱表面流速成分の rms 値と合成された熱表面流速の rms 値の時間変化

ていると考えられる。また、波峰前面の熱表面流速は波峰付近に比べて極端に小さく、殆ど検知できていない。

図-14に示すのは、PIV法により得られた平面流速分布より計算した岸沖・沿岸方向の熱表面流速成分の rms 値と熱表面流速ベクトルのベクトル長より求めた rms 熱表面流速の時間変化である。岸沖および沿岸方向の rms 熱表面流速の時間平均値はそれぞれ 0.23m/s , 0.10m/s である。rms 熱表面流速から予想される平均波向きは 24 度であり、これは流速計により得られた平均波向 20 度に近い。さらに、岸沖方向熱表面流速お

および沿岸方向熱表面流速に移動平均を掛け、短周期の変動を抽出しゼロクロス法より平均周期を求めたところ、 $T = 6.5\text{s}$ であり、波高計により得られた有義波周期 $T_{1/3} = 7.2\text{s}$ よりやや短い、熱表面流速の短周期変化は波の通過によるものと考えて良い。これらの結果から、赤外線画像に見られる特徴的な微細構造の編から、水表面における流速を推定することが可能であることがわかる。

(4) 表面速度と熱画像パターンの相互相関

岸沖方向の表面流速変化と、クラスター数の変化の関係性を調べるため両者の相互相関を求めた。図-15に示すのは、高輝度と低輝度クラスター数(実線)、岸沖熱表面流速と高輝度クラスター数(点線)および岸沖熱表面流速と低輝度クラスター数(破線)の時間変化に対する相互相関である。高輝度と低輝度クラスターは、ラグタイム無しで約 -0.5 の負の相関を持っており、これは高輝度と低輝度クラスター数の出現パターンに対応している。岸沖熱表面流速と高輝度クラスター数間の相互相関について見ると、ラグタイム ± 2 秒にピークがあるものの値は小さい。これに対し、岸沖熱表面流速と低輝度クラスター数間の相互相関は、ラグタイム -2 秒で 0.6 を越える正の相関が見られる。これらの結果をまとめると、低輝度クラスターと高輝度クラスターは負の弱相関の関係にあり、岸沖熱表面流速と低輝度クラスター数は 2 秒の遅れで正の相関を持つ。前者の相関は図-12 の関係を定量的に表しており、後者の相関は砕波した波峰が通過後 2 から 3 秒後に低輝度クラスター細分化が最盛期に達することを意味している。

図-16に示すのは、低輝度クラスター数、高温度面積比および濃度同時生起行列より計算される濃度 Energy 間の相関である。低輝度クラスター数と濃度同時生起行列の Energy の相関は、高い負の相関があり、低輝度クラスター数と高温度面積比、岸沖流速の rms 値と濃度 Energy には -0.5 程度の負の相関がある。岸沖流速の rms 値と濃度 Energy には -4 秒のタイムラグがあるが、これは図-15 に示したように、低輝度クラスターと岸沖流速に約 -2 秒のタイムラグがあるためである。赤外線反射による観測エリア内の特徴的な大規模な濃度パターンの変化は、画像を領域分割することにより抽出することができ、気泡の再浮上に伴う微細なパターン変化は濃度同時生起行列を用いれば容易に推定することができることが明らかとなった。

4. 結語

砕波帯において、砕波により取り込まれた気泡が砕波後に水表面上に再浮上する気泡塊 “foaming” の形状

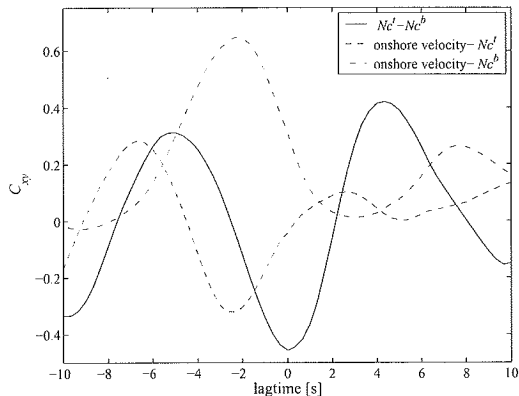


図-15 クラスター数と岸沖流速の相互相関 (実線: 高輝度クラスターと低輝度クラスター, 点線: 岸沖流速と高輝度クラスター, 一点鎖線: 岸沖流速と低輝度クラスター)

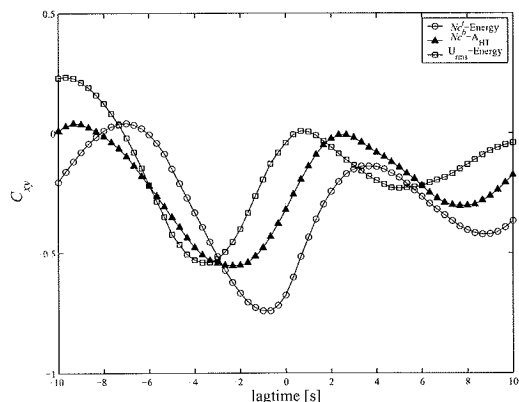


図-16 クラスター数と濃度パターンおよび表面流速の相互相関 (○: 低輝度クラスター数と濃度 Energy, ▲: 低輝度クラスター数と高温面積比, □: 岸沖流速の rms 値と濃度 Energy)

について赤外線カメラを用いて計測を行った。水表面で反射する太陽光による赤外線反射エネルギーの顕著な増加を画像解析を用いて調べることにより、砕波により取り込まれた気泡が、砕波後に水表面上で曝気する際に生じる水面の乱れおよび熱表面流速の特性について以下の知見を得た。

- 赤外線画像より, i) 砕波を伴う大きな波が通過直後、水面は比較的フラットなフェーズ, ii) 砕波波峰の通過後数秒後、水面の乱れが大きくなるフェーズ, iii) さらに時間が経過し、次の波峰前面の水面の乱れが大きくなり、波峰背後の乱れが小さくなる3つの特徴的なフェーズがあることを示した。

- 赤外線画像のフーリエスペクトル変化より、低波数領域に波の周期と同じ短周期変動が見られ、高周波成分に長周期波の影響と思われる数10秒のゆっくりにした変動が観測された。
- 赤外線画像から領域パターンの抽出を行い、PIV法を用いて熱表面流速を推定した結果、水表面の赤外パターンは低輝度と高輝度のクラスターに分離でき、低輝度クラスターは、波の通過後約2秒で最も細分化しすることを明らかにした。輝度クラスターが水表面上に浮上する泡の分布に関連していることから、赤外線カメラによるリモートセンシングにより、水表面上に浮上する気泡を定量的に観測できることを示した。
- 濃度同時生起行列を用いることにより、砕波による赤外線画像の微細構造の変化が抽出できることを示した。

謝辞：本研究は、第1著者が(財)電力中央研究所在籍時に実施したものであり、研究を遂行する際に田中伸和研究参事に御支援を頂いた。本研究における観測は、独立行政法人港湾空港技術研究所・波崎海洋研究施設の観測栈橋で実施した。観測の際に海洋・水工部漂砂研究室室長栗山善昭博士ならびに柳嶋慎一氏には大変お世話になった。また本研究の一部は、日本学術振興会科学研究費補助金(課題番号15360265, 代表者瀬津家久, および課題番号13450203, 代表者岡安章夫)の補助を受けて行われた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) Nadaoka, K., Hino, M. and Koyano, Y.: Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 204, pp. 359-387, 1989.
- 2) Jaffe, B. and Sallenger, A.: The contribution of suspension events to sediment transport in the surfzone, *Proc. of the 23th Int. Conf. on Coastal Eng.*, ASCE, pp. 2680-2693, 1992.
- 3) Cox, D. and Kobayashi, N.: Identification of Intense, Intermittent Coherent Motions under Shoaling and Breaking Waves, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 105, No. C6, pp. 14223-14236, 1999.
- 4) 森 信人, 松野健児, 岡安章夫, 片山裕之, 池野正明: 大型造波水路における砕波帯内3次元局所渦の計測, 海岸工学論文集, Vol. 48, pp. 86-90, 2001.

- 5) Watanabe, Y. and Saeki, H.: Three-dimensional large eddy simulation of breaking waves, *Coastal Engineering Journal*, Vol. 41, No. 3-4, pp. 281-301, 1999.
- 6) 角野昇八, 山岸達也, 日引俊, 関本武史: ボイドフローを用いた砕波連行気泡特性の解析とそれに基づく気体輸送現象の解析, 海岸工学論文集, Vol. 48, pp. 71-75, 2001.
- 7) Cox, D. and Shin, S.: Laboratory measurements of void fraction and turbulence in the bore region of surf zone waves, *Journal of Engineering Mechanics*, ASCE, Vol. 129, No. 10, pp. 1197-1205, 2003.
- 8) Watanabe, Y., Ohtsuka, J. and Saeki, H.: Evolution of bubbly flow in the surf zone, *Proc. of 4th International Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis*, ASCE, pp. 992-1001, 2001.
- 9) Zapryanov, Z. and Tabakova, S.: *Dynamics of bubbles, drops and rigid particles*, Kluwer Academic Pub., 1999.
- 10) Deane, G. B.: Sound generation and air entrainment by breaking wave in the surf zone, *J. Acoustic Soc. America*, Vol. 102, pp. 2671-2689, 1997.
- 11) Deane, G. B. and Stokes, M. D.: Air entrainment processes and bubble size distributions in the surf zone, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 29, pp. 1393-1403, 1999.
- 12) Deane, G. B. and Stokes, M. D.: Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves, *Nature*, Vol. 418, pp. 839-844, 2002.
- 13) 森 信人, 今村正裕: 風波砕波の気泡分布特性について, 海岸工学論文集, Vol. 50, pp. 111-115, 2003.
- 14) Thorpe, S.: On the clouds of bubbles formed by breaking wind waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer, *Phil. Trans. R. Soc. London*, Vol. A304, pp. 155-210, 1982.
- 15) Jessup, A., Zappa, C., Loewen, M. and Hesany, V.: Infrared remote sensing of breaking waves, *Nature*, Vol. 385, pp. 52-55, 1997.
- 16) Jessup, A. T.: The infrared signature of breaking waves, *Air-Sea Interface* (M.A. Donelan, W. H. and Plant, W.(eds.)), Toronto, The University of Toronto Press, pp. 665-670, 1993.
- 17) 渡部靖憲, 森 信人: 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, 土木学会論文集, No.768/II-68, pp.89-100, 2004.
- 18) Wu, J.: An estimation of oceanic thermal-sublayer thickness, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 1, pp. 284-286, 1971.
- 19) Davies, E. R.: *Machine Vision: Theory, Algorithms, Practicalities*, Academic Press, 2nd edition, 1996.
- 20) Mori, N. and Chang, K.: Introduction to MPIV: user reference manual, <http://sauron.civil.eng.osaka-cu.ac.jp/~mori/software/mpiv/>, 2002.

(2003. 9. 26 受付)

INFRARED FIELD OBSERVATIONS ON AERATED AREA OF BREAKING WAVES IN THE SURF ZONE

Nobuhito MORI and Yasunori WATANABE

Transition of infrared radiation on a sea surface is strongly influenced by reflection of sunlight and sea surface disturbances. The field measurements of breaking waves in surf zone were conducted by the highly sensitive infrared camera. The characteristic changes of infrared images due to bubble formation at the sea surface are discussed. The distinctive patterns of infrared images are associated with the incident wave phase and the wave breaking. The velocity fields on the sea surface are estimated by the PIV method and the correlation between the sea surface velocity and infrared image changes is discussed. The quantitative method to measure sea surface disturbance by the breaking wave is proposed using the infrared radiation image and image processing technique.