

閉鎖性風波界面下における乱れエネルギー生成と移流拡散特性に関する研究

TURBULENT ENERGY PRODUCTION AND CONVECTION/DIFFUSION PROPERTIES IN WATER TANK WITH WIND-INDUCED WATER WAVES

山上路生¹・秋谷優²・瀬津家久³
Michio SANJOU, Yu AKIYA and Iehisa NEZU

¹正会員 博(工) 京都大学助教 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

²学生員 修士課程 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

³フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

Wind waves promote significant exchanges of mass and momentum across interface between water and air layers. It is inferred that mean flow and turbulence structures depend on phases of wave motion, and thus, turbulence generation and transfer properties become more complicated. It is very important to investigate the relation between turbulent energy transfer and wave motions in water environmental engineering. So, in this study, PIV measurements were conducted in a wind-induced water waves, which consists of mean flow, turbulence and wave components. In order to reveal a phase characteristics of turbulence transfer among these components, convection/diffusion properties focusing on the trajectories of imaginary particles were calculated.

Key Words : wind-induced water wave, turbulent energy transfer, convection and diffusion properties

1. はじめに

海洋や湖沼上の風波は、空気層と水層の物質・運動量交換を促進する役割があることから、多くの研究者や技術者の関心を集めている。最近では画像計測法を用いた時間空間的な現象解明が主流となっている。例えば、井坂ら(2001)¹⁾は風波を非定常に発生させ界面近傍の乱流境界層の発達に注目して、これをPIV計測によって考察した。竹原ら(2002)²⁾は2台のCCDカメラを用いて水流と空気流の同時PTV計測を行い、水・空気界面近傍の瞬間流速構造を得ている。

このような波動場の解析として、Hussain & Reynolds (1970)³⁾は波と乱れを分離する3重分解法を提案した。その後現在までに分離手法の改良開発や計測データへの適用が多く研究者によって進められてきた。Cheung & Street(1988)⁴⁾はLFT法を提案して風波下の流速データを3重分解した。波動成分から平均流へのエネルギー逆輸送が存在することと、バックグラウンドの乱れ構造は境界層乱流と類似した特性をもつことを指摘した。LFTでは乱れと波動成分の相互作用を無視するが、Jiangら(1990)⁵⁾はこの効果を考慮する流れ関数法(SFM)を提案し、波と乱れ間のエネルギー輸送に両者の相互作用が重要

な役割をもつことを指摘した。村上ら(2001)⁶⁾はSFMを用いて、波動のポテンシャル成分を計算し、波動と乱れを分離した。水面付近で乱れに相当するrotation成分の影響が無視できないことを推察している。さらに位相解析を行い、この影響が波のクレストよりもむしろトラフの位相で大きくなることを指摘している。さらにSFMとLFTを組み合わせた手法⁷⁾も提案されている。このように3重分解法により、波と乱れ成分の相互作用や成分間のエネルギー輸送特性に関する研究は進展しているが、必ずしも統一的な見解は得られていないのが現状である。

本研究ではPIVによって風波を伴う閉鎖性水域の乱流計測を行い、平均流成分、波動成分と乱れ成分間のエネルギー輸送および乱れ生成特性を考察する。また波のクレストおよびトラフにおける乱流構造の違いに注目し、位相解析を行う。一方で海洋や湖沼水面における物質拡散は水域環境工学における重要な研究課題であり、実験的な解明が求められている。そこでPIVの時間空間の流速分布から求めたマーカー粒子の挙動を計算し、風波水面下における溶存物質の移流拡散特性を定量評価した。

2. 実験方法と解析手法

図-1は本実験の装置図である。全長10m、幅40cm、高

表-1 実験条件

Case	H (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	U_s (cm/s)	U_* (cm/s)	f_p (Hz)	H_s (cm)	H_s/H
C04c	4	6.80	28.1	1.85	2.49	0.40	0.29
C12c	12	6.63	22.6	1.28	2.05	0.57	0.31
C20a	20	2.36	13.2	0.55	—	0.06	0.003
C20b		4.52	25.4	1.30	—	1.14	0.057
C20c		7.02	37.5	2.30	1.91	3.60	0.18
C20d		7.78	41.0	2.40	1.47	4.61	0.23

さ50cmの可変勾配型開水路風洞である。水流部は循環式で今回は循環パイプのバルブを全閉とし、いわゆる湖沼のような閉鎖水域を再現した。水路上流側には大型ファンが取り付けられており、これによって風波を発生させた。水路は側面および底面ともに強化ガラス製である。図中の x は流下方向座標である。 y は水路底面を原点として水面側に向かう鉛直座標である。 z は静水面を原点として底面側に向かう鉛直座標である。 U および V はそれぞれ x および y 方向における時間平均流速、 u および v はそれぞれ瞬間流速の時間平均流速からの乱れを示す。 H は静水深、 η は水面変動である。計測部は水路上流端より約7m下流で行われた。水路下流端には消波板を設置し反射波による流体の振動乱れを抑制した。流速の計測にはPIVを用いた。水路のセンターライン位置に2Wの連続YAGレーザーをシート状に照射した。水面変動による影響を避けるためにLLSの出射レンズは水路底にセットした。レーザーライトシート (LLS) 上のトレーサー粒子 (100 μ m径のポリスチレン) を水路側方に設置した高速CMOSカメラ (Detect製) によって撮影した。100Hzのフレームレートで2画像を連続撮影する。この2画像のペアを50Hzのサンプリングレートで制御PCに記録する。得られた画像ペアから輝度相関法によって主流方向と鉛直方向の瞬間流速成分 (\tilde{u}, \tilde{v}) を50Hzの時間間隔で計算した。

表-1は実験条件である。水深 H を4cm, 12cmおよび20cmの3通りに変化させた。いずれの水深においても2次元重力波が発生するように水面上に風を吹かせた。さらに波動の影響を考察するために、 $H=20$ cmについてはファンを調節して、水面変動が小さいケース (C20aおよびC20b) についても実験を行った。 $U_{a,max}$ は風洞断面における最大風速で熱線流速計によって計測した。 U_s は表面流速で5mm片のフロートを用いて計測した。100サンプルのデータから異常値を除いて集合平均した。 η は水面、 f_p は卓越周波数である。 H_s は有義波高で容量式波高計により求めた。 U_* は水・空気界面における水側の摩擦速度で後述するように対数則から評価した。

3. 実験結果

(1) 流れの基本特性

図-2は水深が20cmの4ケースにおける時間平均主流速

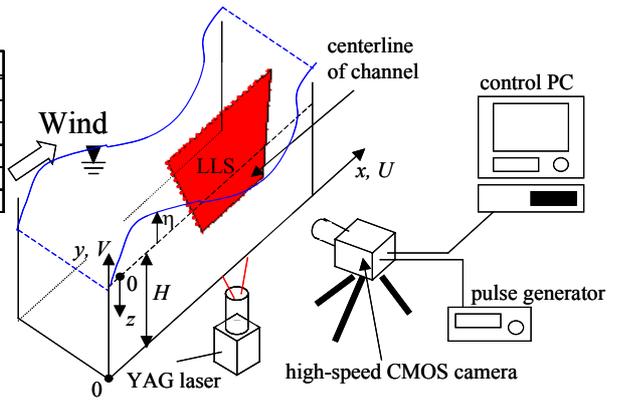


図-1 実験装置

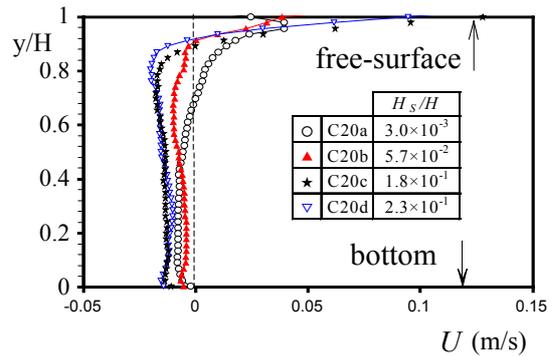


図-2 平均主流速分布

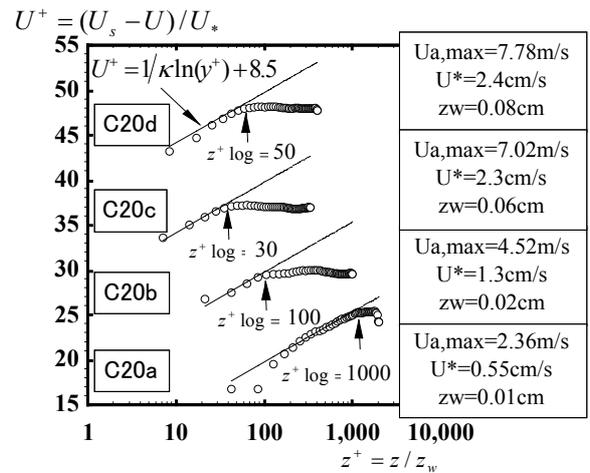


図-3 無次元流速分布

の鉛直分布である。いずれのケースも底面側で逆流が生じる。水・空気界面近傍では大きな流速シアーが観察される。また波高の小さなC20aと比べてこれより大きい波高のC20b~dでは、順流と逆流の転換位置 ($U=0$) が水面側へと移動している。

図-3は静水面を基準としたケースC20aからC20dにおける無次元流速分布である。表面速度 U_s からの相対速度をプロットした。 U_s にはストークスドリフト成分を含むため対数則の議論には問題があるかもしれないが、多くの既往研究⁹⁾で用いられており本研究でも従った。ここでは次式で表される粗面対数則を適用した。

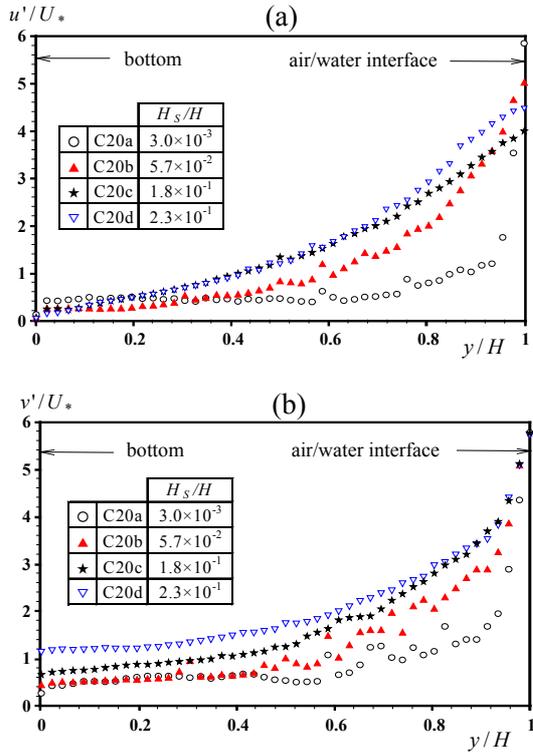


図-4 乱れ強度分布 (a: 主流成分, b: 鉛直成分)

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_w} \right) + A \quad (1)$$

ここで $U^+ = (U_s - U)/U_*$, $\kappa = 0.412$ および $A = 8.5$ である。 z_w は粗度高さである。いずれのケースも式(1)に従う対数領域が存在する。波高の増加に伴い z_w が大きくなり、粗面流れの特性が強くなる。逆流の存在によって流速値が減少するため界面から離れると対数則からのずれが大きくなる。対数層の上限値を z_{\log} と定義し、これを内部変数示した z_{\log}^+ をケース比較すると、 U_* と z_{\log} には必ずしも単調な増減関係はないが、2次元重力波の方が滑面よりも小さい値をもち波動の存在によって境界層の特性が弱くなるのがわかる。

図-4(a)および(b)はC20a～C20dにおける乱れ強度分布 u' および v' である。4ケースともに界面近傍に向かって乱れが増加する傾向をもち、波高が大きいほど波により大きな乱れが発生する。また2次元重力波のケースC20dでは界面極近傍で $v' > u'$ となり既往研究¹¹⁾で知られている風波水域に特有の乱れ強度の傾向が観察された。

(2) 乱れ・波動成分の分離とエネルギー輸送

前述したように波と乱れの分離には様々な方法があるが、最近、吉田・禰津⁸⁾はwavelet解析を適用している。wavelet変換による多重解像度解析はスペクトル解析と異なり、時間情報を保持したまま測定データを周波数帯ごとに分離できる特徴をもち工学・理学の様々な分野に応

用されている。またLFTは波・乱れ相関がゼロの仮定、SFMは波動せん断応力がゼロの仮定をそれぞれ用いることに対し、waveletではこれらの仮定も評価できる利点がある。そこで本研究では離散wavelet解析を適用する。

離散wavelet解析はその特性上、計測サンプリング周波数の1/2, 1/4, 1/8, 1/16・・・倍の周波数によって周波数帯に分ける。本実験ではサンプル周波数は50Hzなので、25～50Hz, 12.5～25Hz, 6.25Hz～12.5Hz, 3.125～6.25Hz・・・の周波数帯に分離することになる。瞬間流速 \tilde{u} は次式のように時間平均成分 U , 波動成分 u_w および波動を除く乱れ成分 u_t に3重分解できると仮定する。波動成分は f_p を含むようにC20dでは0.78～1.56Hz, C04c, C12cおよびC20cでは1.56～3.12Hzの周波数帯を抽出した。

$$\tilde{u} = U + u_w + u_t \quad (u = u_w + u_t) \quad (2)$$

この時レイノルズ応力 $-uv$ は次のように分解される。

$$-uv = -u_w v_w - u_t v_t - u_w v_t - u_t v_w \quad (3)$$

したがって平均流エネルギー $U_i^2/2$ ($i=1,2,3$) の輸送方程式における主要エネルギー損失 $E = \overline{uv} \partial U / \partial y$ は式(4)のように分解される。 $G = -E > 0$ が乱れ生成項となる。

$$E = \overline{(u_w v_w + u_t v_t + u_w v_t + u_t v_w)} \times \partial U / \partial y \quad (4)$$

この中の1項目の符号を反転した $-\overline{u_w v_w} \partial U / \partial y$ は波動エネルギー $-\overline{u_w^2}/2$ ($i=1,2,3$) の輸送方程式の生成項となる⁹⁾。同様に2項目の符号を反転した $-\overline{u_t v_t} \partial U / \partial y$ は乱れエネルギー $-\overline{u_t^2}/2$ ($i=1,2,3$) の輸送方程式の生成項となる⁹⁾。したがってこれらの正負を調べれば、平均流⇔波、平均流⇔乱れのエネルギー輸送の方向がわかる。

図-5は2次元重力波のケースC04cおよびC20dにおける無次元レイノルズ応力 $-\overline{uv}/U_*^2$, 式(3)中の波動成分による応力 $-\overline{u_w v_w}/U_*^2$, バックグラウンドの乱れによる応力 $-\overline{u_t v_t}/U_*^2$, および乱れと波の相関項 $(-\overline{u_w v_t} - \overline{u_t v_w})/U_*^2$ の分布を示したものである。界面近傍では $\partial U / \partial y > 0$ であることを考慮すると、 $-\overline{u_w v_w} < 0$ は波動場から平均流にエネルギーが供給されることがわかる。一方で $-\overline{u_t v_t} > 0$ なので平均流から乱れへエネルギーが供給される。すなわち波動場から平均流を媒介して乱れへエネルギーが輸送され、乱れが発生することを意味している。相互作用項は乱れ成分の応力と同様に界面付近で正值をとるが、波動応力に比べるとエネルギー輸送への寄与は小さい。したがって、本研究の結果はJiangら⁵⁾よりもChen & Street⁴⁾に近い見解が得られ、成分間のエネルギーの輸送には、相互作用よりもむしろ波動応力の存在が重要であると考えられる。

(3) 位相解析

水面変動の位相によって、乱流構造は大きく異なるこ

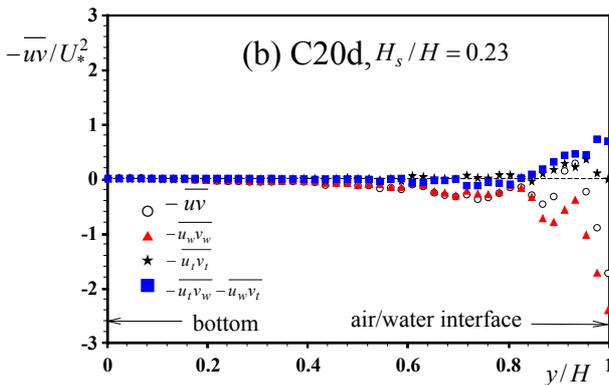
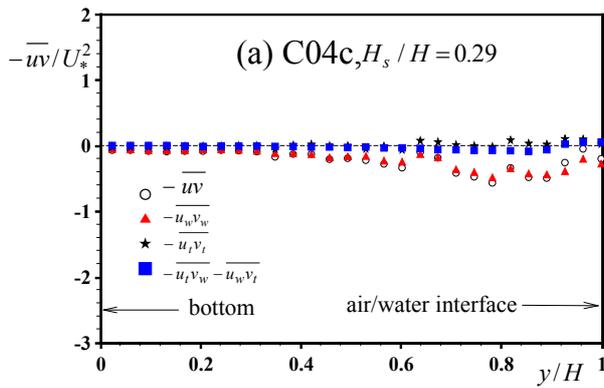


図-5 波と乱れを分離したレイノルズ応力分布

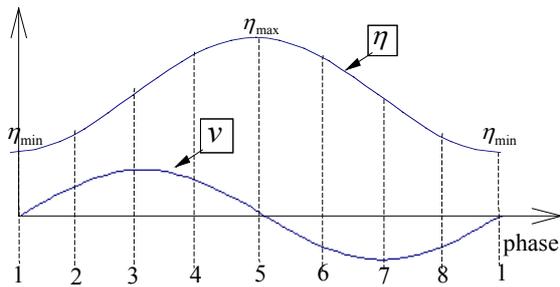


図-6 位相の定義

とが容易に予想される。そこで本節では特性量を位相平均して波が流れや乱れに与える影響を考察する。水面近くの流速変動は水面の上下運動と対応した時間変動を有するので位相の決定には $z/H = 0.3$ における鉛直流速の波動成分データを適用する。図-6に位相の定義を示す。鉛直流速の負値から正值への遷移時刻はトラフに対応しこの位相を1とする。同様に正值から負値への遷移時刻はクレストに対応しこの位相を5とする。これらの間も区分して合計8つの位相を定義する。波ごとにこれらの位相時刻を決定し、位相ごとに目的の特性量をアンサンブル平均すれば、一つの特性量について8つの位相平均値が得られる。

図-7は位相平均流速ベクトルと鉛直流速コンターをケースC20dについて示したものである。図中○印は主流速の正負逆転位置である。位相1から位相4までの区間は水深の増水期であり、水面付近で上昇流がみられる。一方、位相5から1は減水期で下降流が生じる。水面付近

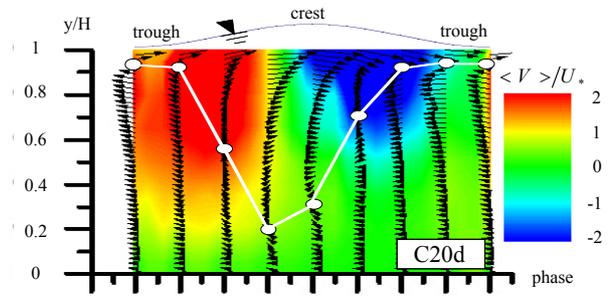


図-7 流速ベクトルの位相変化 (○は主流速の正負反転位置)

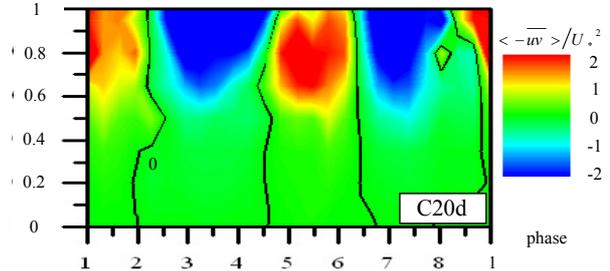
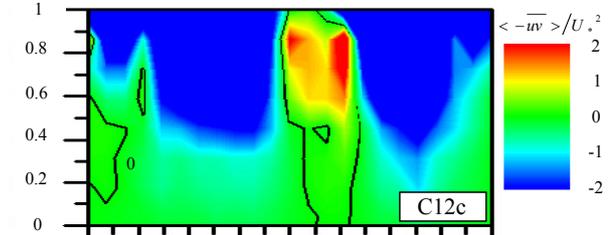
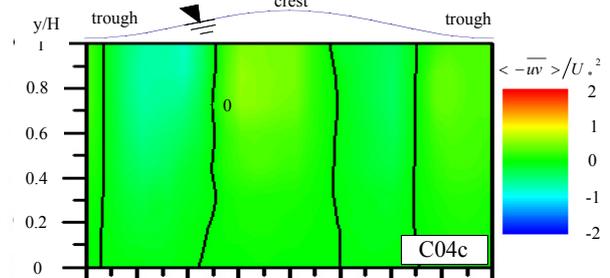


図-8 レイノルズ応力の位相解析

では波の運動に対応した回転運動が観察される。また逆流発生点は最小水位時で最も水面近くに存在するが、水位増加とともに底面側に移動し、平均流速構造は位相ごとに大きく変化することがわかる。

図-8はC04c (H=4cm)、C12c (H=12cm)、C20d (H=20cm)のケースについてレイノルズ応力の位相コンター表示を示す。ケース間に共通の特性として、トラフとクレストでレイノルズ応力の正值が卓越し、波の増大・減少期間で負値が卓越する。

平均流構造やレイノルズ応力が位相によって変化することから、エネルギー輸送にも位相特性が現れることが予想される。式(4)における乱れ成分による生成項と波動成分による生成項の分布を図-9にそれぞれ示す。乱れ成分による生成項は水面付近で増水〜クレストの時間帯の大部分で負値をとるがその他の位相では正值となる。一方、波動成分の生成項は最小および最大水深時に正の分

表-2 位相とエネルギー輸送方向の関係

位相	エネルギー輸送の方向
トラフ時	平均流⇒波動, 平均流⇒乱れ
増水時	波動⇒平均流, 乱れ⇒平均流
クレスト時	平均流⇒波動, 乱れ⇒平均流
減水時	波動⇒平均流, 平均流⇒乱れ

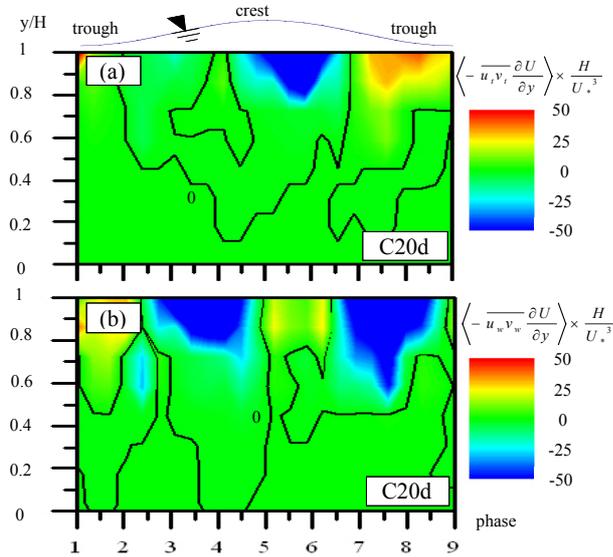


図-9 生成項の位相変化 (a)乱れ成分, (b)波動成分

布をもつ。また波の増水期および減水期では負の分布をもつ。この結果からエネルギーの流れを位相毎にまとめると表-2のようになる。特に乱れエネルギーの生成はクレストよりもトラフで行われ、村上ら⁶⁾の結果と定性的に一致する。

(4) 粒子追跡法による拡散特性の評価

水域環境の保全や水質管理の点から流れ場中の物質輸送や拡散特性を知ることが極めて重要である。これらを実験的に評価するために、濃度計や濁度計によるポイント計測や染料による可視化計測が行われている。最近ではレーザー誘起法(LIF)による物質濃度の画像計測が主流になりつつある。しかしながら、染料濃度が3次元的に拡散することや、空間的に様なパワーをもつレーザーライトシートの発生が難しいことなど、計測上の問題点も残されている。そこで流れの主流および鉛直成分が横断成分よりも物質輸送に与える影響が大きいと仮定して、仮想マーカーの位置分布をPIVの流速によって時間空間的に追跡計算するラグランジェ追跡法を適用する。

図-10はケースC04cにおいて仮想マーカーを4つの初期高さ $y_i/H=0.2, 0.4, 0.6$ および 0.8 に放出し、0.02s間隔で20秒間の軌道を示したものである。比較のために $y_i/H=0.6$ についてはC20cの結果も併示した。4つのマーカー軌道は同一時刻のものである。放出時刻はトラフ位相に対応するため、いずれの点も放出後、時計回りに上昇する。本ケースは水深が4cmと小さいため、この

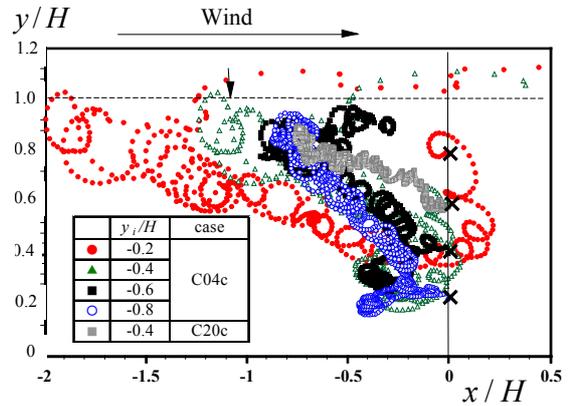


図-10 仮想粒子挙動

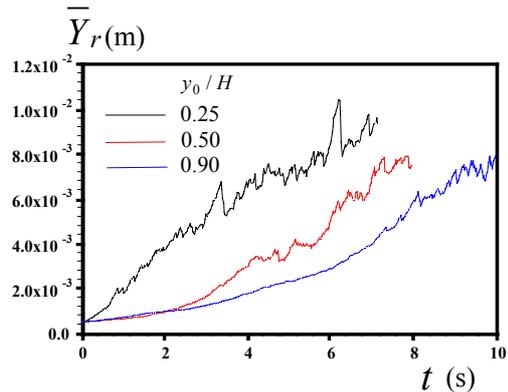


図-11 2粒子間距離の時間変化

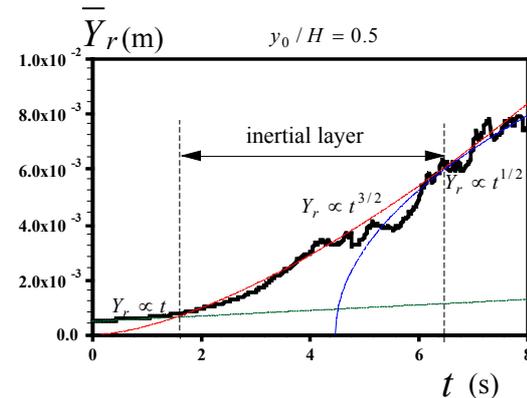


図-12 相対拡散における慣性領域

挙動が底面付近の $y_i/H=0.2$ のマーカーにも現れている。その後、いずれも時計回りの軌道を描きながら輸送される。水面に最も近くに放出されたマーカーは上流側に輸送されるとともに大きく逆流域 ($y/H=0.4$) まで下降する。これは突発的な下降流(ダウンバースト)によるものと考えられる。さらに下流側に輸送されるとともに上昇し、自由水面に近づく主流により高速で下流側に輸送される。図には示していないが、この後再び下降して同様の挙動を繰り返して主流方向にも鉛直方向にも比較的大きな移動範囲をもつ。底面側に放出されたマーカーも時計回りの軌道を持ちながら、水面付近まで上昇する。この結果から比較的小さな水深の場合には、風波による物質輸送の範囲は全水深領域におよぶことがわかる。水深が大きいと同一無次元放出位置

($y_i/H=0.6$)でも水面からの距離が大きいため波の影響が小さくなり、より小さな回転半径で上昇する。

この移流拡散特性をさらに定量評価するために相対拡散の考え方を導入する。相対拡散は2つの追跡マーカーの距離の時間変化から拡散係数を評価するものである。放出点の初期位置を $y_i/H = 0.25, 0.5$ および 0.75 の3通りに変えた。初期時刻における2粒子間隔 $Y_r(0)$ は 0.5mm とした。初期時刻をずらして300回の試行を行い粒子間隔の集合平均値 $\bar{Y}_r(t)$ を求めた。図-11はその時間変化を示す。 t は初期時刻を起点とした拡散時間である。水面に近い点ほど粒子間隔の発達が速い。これは図-4で示したように水面付近では大きな乱れが存在することから説明できる。図-12は $y_i/H = 0.5$ のケースについて時間のべき乗関数との関係を示したものである。拡散時間が小さい間、拡散距離は時間に比例する。時間が経過すると時間の3/2乗に比例する。この領域は拡散係数が拡散長さスケール（この場合は粒子間距離）の4/3乗に比例するRichardson則⁹⁾が成立する慣性領域に対応する。さらに拡散が進むと粒子間距離が流れの最大渦径以上となり、拡散距離は時間の1/2乗に比例し、一定値に収束する。半水深高さ $y_i/H = 0.5$ で放出した場合、慣性領域は放出後1.8~6.4秒の間に現れることがわかる。また水面付近で放出した方が拡散スケールはより早く渦スケールに近づく。

(5) 現象モデル

図-13は本研究の結果を総合的に考察して得られた現象モデルである。風によって水空気界面の流速が増加し流速シアが生成される。湖沼のような閉鎖水域では底面層で逆流が発生する。この平均流特性は水面の大きさにはあまり関係なく、微小波高の滑面状態だけでなく2次元重力波の発生下でも同様である。エネルギーの輸送特性から考察すると、波が存在する場合には、波⇄平均流および平均流⇄乱れの間でエネルギー輸送が発生しその方向は位相により変化する。波高が小さい吹送流では波から平均流へのエネルギー輸送は存在せず、境界層乱流と同様に平均流シアがメインの乱れソースとなる。実際にRashidi & Banerjee (1990)¹⁰⁾水・空気界面の吸送流の乱流構造を実験的に調べて、壁面領域と同様に界面近くでも低速および高速ストリークが存在し、界面境界層が壁面境界層と極めて類似した特性をもつことを指摘している。一方で波⇄乱れ間のエネルギー輸送も考えられるが、波動の変動成分と乱れの相関結果からは、波と乱れの相互作用によるエネルギー輸送は小さいと予想される。この点については波動場と乱れ場のエネルギー方程式の収支バランス等、今後さらなる研究が必要である。

物質輸送については、波による移流と乱れによる拡散が合わさった特性がみられる。すなわち波による回転運動によって、開水路流と比べると同一物質が流下方向に瞬時に輸送されずに一定の時間停留する特性をもつ。ま

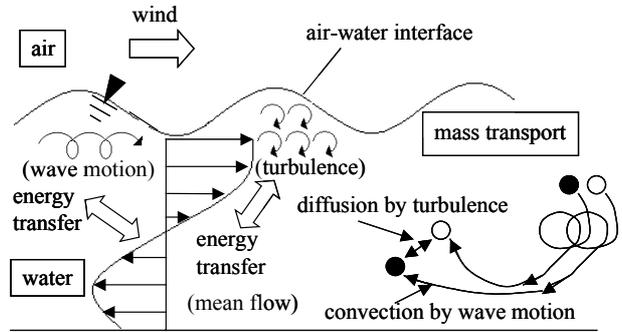


図-13 風波域におけるエネルギーと物質輸送の模式図

た同時に乱れ成分によって拡散が促進される。さらに波動が存在する拡散場においてもRichardsonの相対拡散理論に従う慣性領域が現れる。

4. おわりに

本研究は風波発生下の乱流構造をエネルギー輸送と位相特性の点から考察するとともに、物質の移流拡散特性を明らかにしたものである。wavelet解析により波と乱れを分離した結果、平均流・波・乱れの3者間には位相に応じたエネルギー輸送形態が存在することがわかった。さらに物質の移流は波成分に支配され、拡散は乱れにより促進されることがマーカー追跡法より予想される。

参考文献

- 1) 井坂健司・安田孝志・大澤輝夫：風波下の乱流境界層の生成・発達における砕波の役割，海岸工学論文集，第48巻，pp.66-70，2001。
- 2) 竹原幸生・真木正弘・辻本剛三・江藤剛治・高野保英：風波発生時における水面近傍の気流・水流のPTV同時計測，海岸工学論文集，第49巻，pp.66-70，2002。
- 3) Hussain, A.K.M.F. and Reynolds, W.C.: The mechanism of an organized wave in turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.41, part2, pp.241-258, 1970.
- 4) Cheung, T.K. and Street, R.L.: The turbulent layer in the water at an air-water interface, *J. Fluid Mech.*, Vol.194, pp.133-151, 1988.
- 5) Jiang, J.Y., Street, R.L. and Klotz, S.P.: A study on wave-turbulence interaction by use of a nonlinear water wave decomposition technique, *J. Geophysical Res.*, Vol.95, pp.16037-16054, 1990.
- 6) 村上晴通・加藤始・信岡尚道：PTVを用いた風波の表面付近の流速場に関する実験的研究—主として軌道速度の分離について—，海岸工学論文集，第48巻，pp.381-385，2001。
- 7) Thais, L. and Magnaudet, J.: Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind, *J. Fluid Mech.*, Vol.328, pp.313-344, 1996.
- 8) 吉田圭介・禰津家久：風シアと底面シアが共存する開水路混成流における組織乱流構造と気液界面輸送過程に関する研究，土木学会論文集，No.803/II-73, pp.57-67, 2005。
- 9) 中山忠暢・禰津家久：風波の乱流構造について，土木学会論文集，No.642/II-50, pp.45-56, 2000。
- 9) 日野幹夫：流体力学，朝倉書店，1992。
- 10) Rashidi, M. & Banerjee, B.: The effect of boundary conditions and shear rate on streak formation and breakdown in turbulent channel flows, *Phys. Fluids*, A3(10), pp.1827-1838, 1990.