発達した風波乱流場における界面波特性*

山本 義暢^{*1}, 功 刀 資 彰^{*2}
佐 竹 信 一^{*3}, 芹 澤 昭 示^{*2}Numerical Investigation of the Water Surface-Waves Characteristics
in Fully-Developed Wind-Driven Turbulent FlowYoshinobu YAMAMOTO, Tomoaki KUNUGI^{*4},
Shin-ichi SATAKE and Akimi SERIZAWA^{*4} Department of Nuclear Engineering, Kyoto University,
Yoshida, Sakyo-ku, Kyoto-shi, Kyoto, 606-8501 Japan

In this study, surfaces waves characteristics of fully-developed wind-driven turbulent flow, the maximum wind speed 2 m/s, were investigated used DNS data by means of MARS method for a coupled gas-liquid turbulent flow. As the results, large horizontal "scales" shaped wind-driven water surfaces consists of the low wave-number surface fluctuations, of which the spectra follow the -4th power law. High wave number surface fluctuations were inactive in surface fluctuations or fluid velocity turbulent intensity behaviors near air-liquid interface. Dynamic processes compared with the coherent turbulent flow structures over fixed wavy wall, were observed, and were caused from the control factors with the phase difference, wind, surface waves and water velocity, in the air-liquid interface interaction.

Key Words: Wind-Driven Water Surfaces, Air-Liquid Interface Interaction, Turbulent Structures, DNS of Wind-Driven Turbulent Flow

1. 結 論

気液界面上を高速の気流が流れ、界面における強いせん断力により界面変形を生じ、これにより生じる波は一般に風波、これにより生じる水流は吹送流と呼ばれる。風波の生成は気液界面におけるせん断力により、表面張力を媒介として、風から波へのエネルギー供給により行われる。そして波は、風(乱流)と波自身また、その吹送流との相互作用により、徐々に発達あるいは減衰を繰り返すと考えられる。海洋においては、風波の発達には、風の吹送距離、吹送時間あるいは、風速が大きく関与していると考えられるが、風自体が非線形のランダムな乱流であり、その理論的な取り扱いには困難で、ほとんどは統計的かつ半経験公式に基づ

いている^①。実験室実験においては、近年、可視化と計測技術を組み合わせた時空間測定が可能となりつつあり^{②, ③}、風波の発達過程及びその特性について興味深い知見が得られているが、解像度・計測範囲さらには速度場等との同時計測等に難点がある。

一方数値解析によるアプローチとして筆者らは、功刀による MARS 法^④を基に、複雑に変形する気液界面を対象とした直接数値解析手法を確立し、風波乱流場(気液混相乱流場)の直接数値計算を行い、その DNS 解の妥当性を評価すると共に、風波とせん断乱流場との相互作用及び気液界面を通しての乱流熱輸送特性等に関する考察を行ってきた^{⑤, ⑥, ⑦, ⑧}。その結果、気液界面を通しての乱流輸送過程においては、水平方向に広がった鱗状の形をした大規模界面波と気相乱流との直接的な相互作用が主因であり、風波乱流場の乱流構造の形成において、界面波形状、大きさ等の影響が極めて大きいこと等が示されている。そこで本研究においては、気液間相互作用の重要な支配要因の一つである、発達した風波乱流場に形成される界面波の基本特性及びその波数依存性さらには、気相乱流場と相互作用について DNS データベースを用いた解析を行う。

* 原稿受付 2003 年 4 月 15 日。

^{*1} 正員, サイクル機構日本学術振興会特別研究員(☎ 311-1393 茨城県東茨城郡大洗町成田 4002)。^{*2} 正員, 京都大学大学院工学研究科(☎ 606-8501 京都市左京区吉田本町)。^{*3} 正員, 東京理科大学基礎工学部(☎ 278-8510 野田市山崎 2641)。

E-mail: kunugi@nucleng.kyoto-u.ac.jp

Table 1 Numerical condition

CASE	Re_τ	ρ_w/ρ_g	We	Domain $L_x \times L_y \times L_z$	Grid number $N_x \times N_y \times N_z$	Resolution $\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+$	T_0^+	T_m^+
CASE1	150	842.1	2.78	$10h \times 2h \times 5h$	$128 \times 164 \times 128$	11.72, 0.26-4.56, 5.86	4320	810
CASE2	150	842.1	2.78	$10h \times 2h \times 5h$	$256 \times 164 \times 256$	5.86, 0.26-4.56, 2.93	4210	800

$Re_\tau = u_\tau h/\nu_g$: Reynolds number, u_τ : Friction velocity at air-liquid interface in initial condition, h : Gas Layer height, ν_g : Kinetic viscosity of air, ρ_w : Water density, ρ_g : Air density, $We = \rho_w u_\tau h/\sigma$: Weber number, σ : Coefficient of surface tension, $T_0^+ = T_0 u_\tau^2/\nu_g$: Computational time length from initial condition to fully-developed status, T_m^+ : Computational time length after fully-developed status

Fig.1 Instantaneous wind-driven surface behavior

Table2 Wind-driven waves properties

	α	β	$\eta_{\max}^+$	Fr
CASE2	$3.5^\circ \sim 4.2^\circ$	$20^\circ \sim 58^\circ$	15	0.64

$\eta_{\max}^+$: Maximum wave height, $Fr = u_{\text{water}}/u_{\text{wave}}$: Froude number based on the near interface water velocity (u_{water}) and wave velocity (u_{wave}).

2 DNS データベースの概要

本研究で対象とする流動場は、前報^④により得られた最大時間平均風速約 2m/s の発達した風波乱流場

における DNS データベースである。直接数値解析手法の詳細に関しては、文献(4), (5), (6)を参考にされたい。境界条件は、主流及びスパン方向に周期境界条件、気相上面で **free-slip** 条件、液相底面で **no-slip** 条件とし、気相側に流量一定の条件を課している。

Fig.2 1-D Energy spectra of VOF function, streamwise

Fig.3 1-D Energy spectra, streamwise, CASE2

次に計算条件を表 1 に示す。座標系は主流方向を x 軸、鉛直上向きに y 軸、スパン方向に z 軸とし、気相高及び水深を h とし、各方向の計算領域はそれぞれ $L_x=10h$, $L_y=2h$, $L_z=5h$ である。また主流方向の平均流速を U , 乱れ成分を u , 鉛直, スパン方向の乱れ成分をそれぞれ v , w としている。 Re_τ は初期条件における気液界面における摩擦速度(u_τ)と気相高(h)及び気相における動粘性係数(ν_g)に基づく乱流レイノルズ数, ρ_w , ρ_g は液相及び気相の密度, We は, 初期状態の気液界面摩擦速度に基づくウェバー数である。無次元化は, 初期条件における気液界面における摩擦速度, 気相側の動粘性係数により行い, これらにより無次元化された値を上付き添え字+で表記している。

3. 解析結果

3・1 界面波の基本特性 図 1 に CASE2 における任意の瞬間における気液界面形態, 界面波の概形, さらに xy 平面及び xz 平面上における界面勾配 α , β の定義を示す。また図 2 及び 3 に CASE2 における主流方向への流体率 (VOF 値) 及び速度変動成分のエネルギースペクトル分布^⑧を示す。ここに k_x は水深 h で無次元化された主流方向の波数を示す。

鱗状の界面波は xy 平面においては, 風下側に大きく傾いたクレストを有する波形分布をしており, 可視化により見積もった界面勾配 α は $3.5^\circ \sim 4.2^\circ$, 一方 xz 平面における界面勾配 β は $20^\circ \sim 58^\circ$ であり, xz 平面における界面勾配 β は比較的広範囲の変動が見られるのに対し, xy 平面における界面勾配 α は, 値及び変動領域共に微小であった。前報により^⑧の, 発達した風波乱流場においては, 水平方向に大きく広がった鱗状の界面波の大きさに相当する領域(図 2 の主流方向波数で $k_x \approx 1-3$, 物理空間では, $k_x^+ \approx 130-290$)においては, 主流方向エネルギースペクトル分布が 4 乗則に従い, この界面波の影響が大きいのに対し, スパン方向へは, 低速・高速の縞構造を有する気相側における壁乱流類似の乱流構造の影響を強く受けることが示されている^⑧。界面勾配 α より, 主流方向波長 $\lambda_x^+ = 2\eta_{\max}^+/\tan\alpha$, ここに $\eta_{\max}^+$ は最大波高, と推定すると, λ_x^+ は 200 程度となり, エネルギースペクトルが 4 乗則を示す空間領域と一致し, この鱗状の界面波が, 発達した風波乱流場における界面波構成の主因であることがわかる。またこの鱗状の界面波が, 単振動同様の変動を示す比較的安定した波^⑨であるため, 鉛直断面における界面勾配 α の変動値は, 微小になると考えられる。最後に, 界面波の基本特性値を表 2 に示す。気液界面近傍における液速度($u_{\max}$)及び界面波速(u_{wave})に基づくフルード数 $Fr = u_{\max}/u_{\text{wave}}$ は 0.64 程度であり, 本計算結果は吹送効果が卓越した風波乱流場であることが確認できる。

3・2 界面波の波数依存性 本節においては, 上記の鱗状の界面波における波数依存性さらにその乱流統計量等への影響を検討する。解析手法としては, まず CASE2 で得られた任意の瞬間値(図 1 の可視化と同時刻)における, 任意の物理量 a に対し以下のように水平方向にフーリエ変換を行う。

$$A(l, j, n) = \sum_{i=0}^{Nx-1} \sum_{k=0}^{Nz-1} a(i, j, k) \times \exp\left\{-2\pi i \left(\frac{li}{Nx} + \frac{nk}{Nz}\right)\right\} \frac{1}{NxNz}, l = \sqrt{-1}, (1)$$

$$l = -Nx/2, \dots, Nx/2-1, n = -Nz/2, \dots, Nz/2-1$$

この時, 図 4 中における主流方向の波数 k_x 及びスパン方向波数 k_z は以下のように表せる。

$$k_x(l) = 2\pi l \frac{h}{L_x}, k_z(k) = 2\pi k \frac{h}{L_z} \dots\dots\dots (2)$$

Table 3 Analysis condition

CASE	Grid number Mx, Mz	Resolution $\Delta x^+, \Delta z^+$	Wave number k_{max}, k_{min}
CASE2	256, 256	5.86, 2.93	79.80, 159.59
CASE1	128, 128	11.72, 5.86	39.58, 79.17
(a)	128, 128	11.72, 5.86	39.58, 79.17
(b)	64, 96	23.44, 7.81	19.48, 59.06
(c)	32, 96	46.88, 7.81	9.42, 59.06
(d)	16, 96	93.75, 7.81	4.40, 59.06
(e)	16, 16	93.75, 46.88	4.40, 8.80

この A に対し、任意の Mx, Mz 項(但し、 $Mx \leq Nx, Mz \leq Nz$)について、以下のフーリエ変換を行い、高波数成分を除去した物理量 b を算出する。

$$b(i, j, k) = \sum_{l=-Mx/2}^{Mx/2-1} \sum_{n=-Mz/2}^{Mz/2-1} A(l, j, n) \times \exp\left\{2\pi i \left(\frac{li}{Mx} + \frac{nk}{Mz}\right)\right\}, I = \sqrt{-1}, \quad (3)$$

$$i = 0, \dots, Mx-1, Mx \leq Nx, k = 0, \dots, Mz-1, Mz \leq Nz$$

この作業を速度場、VOF 値等に施し、界面波における波数依存性及びその乱流統計量への影響を評価する。主流方向への有効モード数 Mx は、最大項数 256 から 1/2 づつ小さくした、128, 64, 32, 16 とする。同様に Mz に関しては、1/2 づつ小さくするが、スパン方向の特性量は気相側のせん断乱流場であるので⁹⁾、この乱流運動を再現できる 2 次精度中心差分における最小の格子解像度⁹⁾ として $\Delta z^+ = 7.5$ 程度は必要と考え、96 モード($\Delta z^+ = 7.8$)を下回る場合は 96 に固定した。但し、最小の 16 モードの場合のみ、スパン方向モード数も等しく 16 とした条件を計算している。この解析の計算条件を表 3 に示す。これらのケースは、ケース(a)が CASE1 と同様の解像度、ケース(b)が主流方向の界面近傍速度場成分におけるエネルギースペクトル分布が 4 乗則を示す領域、ケース(d)が、主流方向の界面変動エネルギースペクトルが 4 乗則に従う領域までを、それぞれ解像できるケースとなっている。図 4 に各ケースにおける気液界面の形状を示す。最も解像度が低いケース(d)においても、鱗状の水面波の概形は確認できる。また、時間的相関がないので定量的な比較は難しいが、CASE1 と解像度が等しいケース(a)は、図 4 (c)に示した CASE1 の気液界面形状と比較すると、鱗状の水面波の上に現れる皺状の界面変動がより多く現れている。そして、CASE1 の界面形態は主流方向に 32 モード用いたケース(c)程度の界面変形しか解析できていないように思われる。これは、差分法の解析においては、解像度が異なると、同波数における有効波数の分布が変化する等の効果も一因と考えられる。しかし、界面波の計

算において重要な役割を果たすのは、表面張力とこれに釣り合う圧力分布である。表面張力は界面曲率により算出され、また単相乱流の直接数値計算においても解像度の変化により比較的その影響を受けやすい低次の統計量は圧力であるため¹⁰⁾、界面曲率の精度と圧力分布の違いが、解像度が低い CASE1 において、大規模な鱗状の界面波上のより細かい皺状の界面変動を解像できない原因と思われる。但し、CASE1 及び CASE2 における圧力変動の乱流統計量分布⁹⁾ は、よく一致しており、CASE1 においても気液間相互作用を解析する DNS データベースとして十分有用であることは確認されている。

図 5 に次式(4)で定義される圧力のラプラシアン¹¹⁾の気液界面近傍における分布を示す。界面が存在しない場所においては、この値が正の領域は速度勾配テンソルの第 2 不変量に相当し、局所的な渦運動が散逸を上回る領域に相当する。しかし、界面近傍においては、渦運動と表面張力効果を合わせたものとして表現され、気液界面近傍においては、表面張力効果の強い領域が主に可視化されていると考えられる。

$$Q = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (4)$$

図 5 において CASE1 及び CASE2 を比較すると、CASE1 は大規模な鱗状の界面波のクレスト部分は同様に検出されているが、界面波上の皺状の細かい界面変動はほとんど検出されておらず、図 4 の界面形態分布の結果と一致する。

図 6 に CASE2、主流方向有効モード数が 32 のケース(c)及び解像度の最も低いケース(e)における空間平均により算出した界面変動の乱流強度の分布を示す。CASE2 とケース(c)を比較すると、ケース(c)においては、ほぼ CASE2 の界面変動分布が再現できることがわかる。また鱗状の界面波以外ほとんど解像されていないケース(e)においても、CASE2 と比較的よく一致しており、大規模な鱗状の界面波上の細かい皺状の界面変動は界面変動のエネルギー強度にほとんど寄与しないことがわかる。

図 7 に同様に空間平均により算出した CASE2、ケース(c), (d), (e)の速度に関する乱流強度分布を示す。界面近傍領域以外における速度場の乱流統計量の分布においては、解像度が低いほど非等方位が顕著になり、単相乱流の DNS における解像度の変化に対する精度の変化¹²⁾と同様の傾向が現れている。しかし界面変動領域においては、解像度が極めて粗いケース(e)と CASE2 においてもその分布形に差異はほとんど見られない。

図 8 に図 1 と同時刻における CASE2 の界面形状と主流方向変動速度分布を示す。図 8(1)においては、鱗状の形

Fig.4 Water surface behaviors in several effective modes

Fig.5 Distributions of the pressure Laplacian, $Q^L=0.03$

をした界面波の両端部分に、気相側的高速ストリーク(図 8(1)中における点線円中コンターの白色部分)に誘起された新たな界面波が形成されつつある様子が伺える。また図 8(2)においては、界面波の風上側に界面波を誘起する気相の高速ストリークの存在と界面波のクレストの

風下側に低速流体とその巻き上がり(図 8(2)における点線円中コンターの黒色部分)が確認できる。このように気液間相互作用においては、従来指摘されていたような固定波状路類似の加速・減速を伴う圧力勾配流れや界面波のクレストからの剥離⁽⁹⁾と言う構造よりもむしろ、高

Fig.6 R.M.S. of VOF function distributions, near interface

Fig.7 Turbulent intensity profiles

(1) Generation of wind-driven surface waves, $-0.25[\text{m/s}] < u < 0.65[\text{m/s}]$ (White), CASE2

(2) Lifted up the low velocity components by the wind-driven surface waves, $-0.45[\text{m/s}] < u < 0.05[\text{m/s}]$ (White), CASE2

Fig.8 Interaction between wind-driven water surfaces and the turbulent shear flow

速ストリークにより界面波の誘起、それに伴う界面波による低速流体のかき集め及び界面波クレスト近傍での Micro scale breaking⁹ あるいは低速流体の巻き上がりと言ったより動的な組織構造が確認できる。これは、気液界面近傍の乱流構造は、気相乱流・界面波・吹相流が密接に相互作用しながら形成される^{9, 10}ものの、物性値等の違いに基づく各相独自の乱流構造が形成されるため⁹、各フェイズの移動速度も同一ではなく、このため固定波状路流れ類似の乱流構造に加えてよりダイナミックな気液間相互作用の構造が存在するものと考えられる。また上述の組織構造、界面波の基本特性及び波数依存性の解析結果は、風波乱流場における空間支配スケール及び気液界面近傍の二相流的な乱流構造を解析した前報^{9, 10}の結果から推察された界面波の特性とよく整合している。

以上より、界面近傍においては、鱗状の水面波と、平均流あるいはせん断乱流場を構成する縦渦構造に相当する比較的大規模の乱流場による相互作用による影響が支配的であり、それ以下の乱流変動及び界面変動効果は、気液間相互作用を支配する界面近傍における力学過程に寄与せず、界面変動、速度場の統計量の分布形に直接的な影響を与えないことがわかり、気液界面を通してのスカラ輸送における高波数界面変動の効果が比較的不活性⁹となる原因の一つ考えられる。

4. 結 論

本研究においては、気液混相乱流場に対する直接数値解析手法である MARS 法による DNS データベースに基づき、最大風速 2m/s の発達した風波乱流場に形成される界面波の特性及びその気液間相互作用への影響について考察を行い、以下の知見を得た。

1. 発達した風波乱流場に形成される水平方向に大きく広がった鱗状の界面波の波形勾配は鉛直平面においては、小さく、安定であるが、水平方向については、比較的大きくかつ変動幅も大きい。
2. この界面波は、気相乱流の空間スケールで 130-200 程度の低波数成分により構成され、これ以下の界面変動は、界面変動及び界面近傍

の速度場における乱流強度分布の構成にほとんど寄与しない。

3. またこの界面波の基本特性は、風波乱流場における気液界面近傍の乱流構造及びその空間支配スケールの解析結果^{9, 10, 11}と良く整合する。
4. 風波乱流場における気液間相互作用においては、気相乱流場における高速ストリークにより界面波の誘起、それに伴う界面波による低速流体のかき集め及びその巻き上がりと言った動的な組織構造が存在する。これは、気液界面近傍の乱流構造は、気相乱流・界面波・吹相流が密接に相互作用しながら形成されるものの、各フェイズの輸送速度の違いに伴うずれが生じていることに起因すると考えられる。

本解析の一部は、理化学研究所のスーパーコンピュータシステム VPP700E を利用して行われた。本研究の一部は特別研究員奨励費(No. 200103393)の援助を受けて行われた。記して謝意を表する。

文 献

- (1) Kawai, S., J. Fluid Mech., 93, (1979), pp.661-703.
- (2) Siddiqui, M.H.K., et al, Physics of Fluids, 13 (7) (2001), pp.1891-1903.
- (3) Veron, F. and Melville, W.K., J. Fluid Mech, 446, (2001), pp.25-65.
- (4) 功刀, 機論 B 編, 63-609 (1997) pp.1576-1584.
- (5) 山本ら, 機論 B 編, 68-665 (2002) pp.63-71.
- (6) 山本ら, 機論 B 編, 69-687 (2003) pp.2479-2485.
- (7) 功刀ら, 九大応力研究集会報告, 14ME (2003)
- (8) 山本ら, 機論 B 編, No. 03-0269 (掲載決定)
- (9) 鈴木・河村, 機論 B 編, 60-578 (1994) pp.3280-3286.
- (10) 永翁, 機論 B 編, 65-632 (1999) pp.1318-1325.
- (11) 阿部ら, 機論 B 編, 66-647 (2000) pp.1698-1704.
- (12) 梶島, 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂 (1999)
- (13) Komori, S., et al, J. Fluid Mech., (1993) pp.161-183.