

風波発生下における水・空気界面での 乱流構造に関する研究

TURBULENCE STRUCTURES IN AIR-WATER INTERFACE WITH WIND SHEAR

瀬津家久¹・中山忠暢²・井上理恵³

Iehisa NEZU, Tadanobu NAKAYAMA and Rie INOUE

¹正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学教室 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²学生会員 日本学術振興会特別研究員

京都大学大学院 環境地球工学専攻

³学生会員 立命館大学理工学部 環境システム工学科 (〒525-0055 滋賀県草津市野路町1916)

When the wind blows over the water, there occur drift currents and wind waves due to the wind shear across an air-water interface. At that time, mass transfer across a gas/liquid interface is of fundamental importance to environmental and geophysical sciences. Some studies about the wind-induced currents have been conducted in the field of coastal engineering and geophysical sciences. However, there are few studies about the wind-shear induced turbulence. The present study was undertaken with the goal of evaluating the relationship between the wind waves and the turbulent structures across the air-water interface in the laboratory wind tunnel.

Key Words : wind shear, air-water interface, momentum transport, roughness height, LDA

1. 緒論

自由水面近傍の乱流構造と気体吸収率の関連性を研究する場合, 図-1に示すような3通りの乱流構造について検討することが必要である. すなわち, (A)底面シアの卓越する開水路流れ, (B)風によるシアの卓越する流れ, (C)両者の混在する開水路流れ, に分類される¹⁾. (A)に関して, これまでRashidi and Banerjee(1988)²⁾やKomori *et al.*(1989)³⁾等によっていくつかの研究がなされており, 著者ら^{4), 5)}も乱流構造について研究を行っている.

一方, (B)の風波に関する研究は, 特に海岸・海洋工学や地球物理学の分野で従来より数多く行われており, 主に水面上の風の構造, 及びそれに伴う吹送流の2つについて検討がなされてきている. Wu(1981)⁶⁾は水面上に風が吹く場合について風速の鉛直分布を対数則で表すとともに, 固定床上での境界層と類似の概念を用いて, 水表面の粗度の状態によって粗度レイノルズ数により滑面・不完全粗面・完全粗面に分離を行っている. 一方, 水面上において大気側から輸送される運動量と, 水面で下向きに輸送される運動量が連続しているかどうかは重要な問題であり, 界面を通しての運動量輸送について様々な

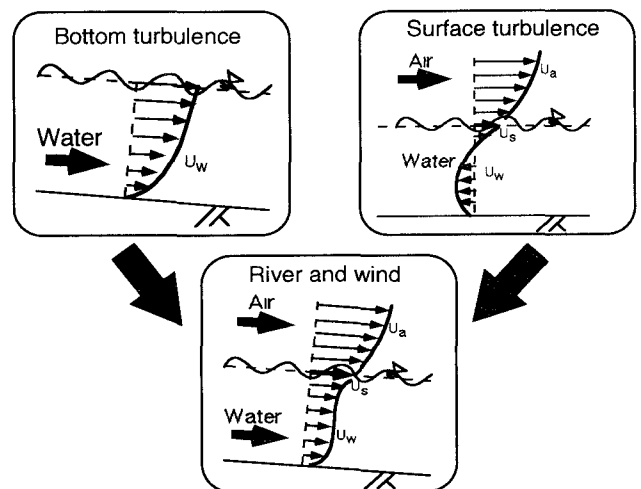


図-1 自由水面近傍での乱流構造のパターン

研究が行われてきている. 例えば, Wu(1975)⁷⁾は大気側から水面に輸送される運動量の約7割が水面下に輸送されることを, 光易・草場(1988)⁸⁾は約半分が, Shemdin(1972)⁹⁾はほぼ全部が輸送されることを指摘している. 波による運動量輸送はせいぜい7%以下である¹⁰⁾ことを考えると, このような相違は水平運動量の変化が大きな原因と考えられ, さらに詳細な検討を行う必要がある. また, Wu(1988)¹¹⁾は水面粗度と風の摩擦速度を結びつける無次元量についての考察を

行っており、本研究でも比較検討する必要がある。

このように風波に関する従来の研究では乱流構造との関連性についてそれほど解明されていないのが現状であり、実験室レベルでの詳細な物理現象の把握が必要であると考えられる。本研究は風波の研究の第一段階として従来の知見と比較しつつ、風波の構造及び水面変動との関連性について検討を行ったものである。

2. 実験方法

本実験は全長16m、幅40cm、高さ50cmの風洞付き水路を用いて行った。計測部は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっており、流れが十分に発達している水路上流端から約9mの地点を計測部とした。座標系は流下方向・鉛直方向・横断方向をそれぞれ x, y, z' 、水面から鉛直上方へ z とし、それらに対応する流速変動成分を u, v, w とする。水理条件を表-1に示す。 $U_{a, max}$ は空気層での最大風速、 U_{*a} は空気層での風速分布に対数則を適用して求めた摩擦速度、 z_a は粗度高さ、 η' は水面変動強度、 H は水深、 λ は風波の波長、 R_f は粗度レイノルズ数である。全てのケースについて水深は8cmに固定した。静水上に風速を数段階に変化させて吹かせ、500mWの4ビーム後方散乱型2成分レーザ流速計(Dantec社製)を用いて水側及び空気側の水路中央断面における計測を行った。その際に、分解能が0.1mmの超音波波高計(Keyence社製)との同時計測を行った。また、計測の際には通水部のバルブを閉じて静水風洞とし、吹送して通常の場合と同様に測定部に反流を生じさせた(図-1参照)。さらに、吹送流の表面流速の測定には、一辺が約2mm程度のフロートが50cm移流するのに要する時間をビデオで計測(最低0.01秒)し、最低30サンプル以上で平均化を行った。

3. 理論的考察

水面上における風速分布は固定床上の境界層との類似より次式に対数則で表される。

$$\frac{U_a - U_s}{U_{*a}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_a} \quad (1)$$

ここで、 U_s は表面流速、 U_{*a} は摩擦速度、添字 a は空気層での値を表す。風波のような界面上の境界層と固定床の境界層との大きな相違は、風速の増大とともに界面での粗度要素 z_a (水面変動)が大きくなることである。Wu(1981)⁹⁾は、水表面の粗度の状態によって粗度レイノルズ数 $R_f = U_{*a} z_a / \nu_a$ (ν_a は空気層での動粘性係数)により次の3通りに分類を行った。

表-1 水理条件

	$U_{a, max}$ (m/s)	U_{*a} (cm/s)	z_a (cm)	η' (cm)	H/λ	R_f
d2wa	0.94	3.84	0.00321	0.0292	3.200	0.08
d2wb	1.79	7.56	0.00402	0.0145	2.667	0.19
d2wc	2.63	12.01	0.00617	0.0130	1.333	0.47
d2wd	3.63	17.51	0.00796	0.0855	1.143	0.88
d2we	4.56	21.79	0.00978	0.4812	0.571	1.35
d2wf	5.46	28.67	0.01145	0.7085	0.286	2.06
d2wg	6.76	38.98	0.01410	0.8559	0.235	3.45
d2wh	8.30	50.29	0.01981	0.8157	0.200	6.25

(a)滑面： $R_f < 0.5$

(b)不完全粗面： $0.5 < R_f < 2$

(c)粗面： $R_f > 2$

一方、水側の界面近傍においても対数則が成立することがShemdin(1972)⁹⁾やWu(1975)⁷⁾によって明らかにされており、粗面の場合には次式で表される。

$$\frac{U_s - U_w}{U_{*w}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y'}{y_w} + 8.5 \quad (2)$$

ここで、 $y' = H - y$ は界面から水面下への距離、 H は水深、添字 w は水層での値を表す。

また線形波の分散関係⁷⁾は次式で与えられる。

$$c^2 = \left(\frac{g\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda} \right) \tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (3)$$

ここで、 c は波速、 λ は波長、 σ は表面張力であり、 $c = \lambda f_p$ の関係があるので、 f_p (風波の主周波数)を与えれば c と λ を一意的に求めることができる。

次に、風と波の相互作用を特徴づける無次元量を示す。局所平衡状態における代表的な無次元量として以下の2つ¹⁰⁾が提案されており、実験室及び現場レベルで普遍的に成立することが示されている。

$$\frac{gz_a}{U_{*a}^2} = \alpha \quad (4)$$

$$\frac{\omega_p z_a}{U_{*a}} = \gamma \quad (5)$$

ここで、 ω_p は風波の主角周波数($=2\pi f_p$)である。式(4)は風波で有名なCharnock(1955)¹²⁾の式($\alpha=0.0185$)であり風による粗度の発達度合いを示す。一方、式(5)はToba(1979)¹³⁾の式($\gamma=0.025$)であり波の2次的な影響を表す。

4. 実験結果および考察

(1) 運動量輸送

a) 表面流速の分布特性

水面上に風が吹くと水側には吹送流が生じる。風速と吹送流の表面流速 U_s の関係は古くから調べられており、Wu(1975)⁷⁾は以下の関係を導き出している。

$$U_s = 0.55 U_{*a} \quad (6)$$

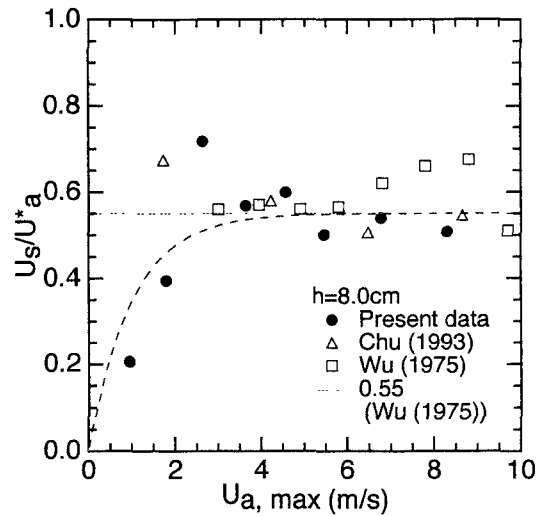
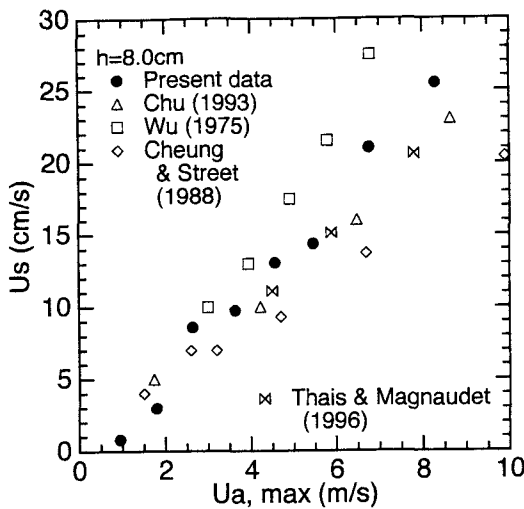


図-2 表面流速 U_s の分布

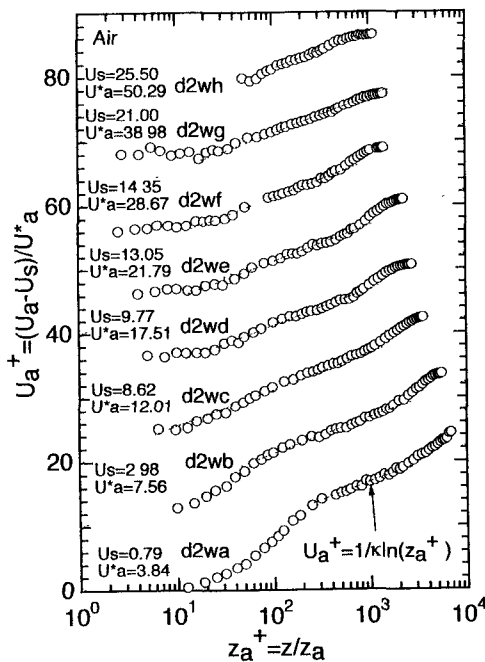


図-3 空気側的主流速分布

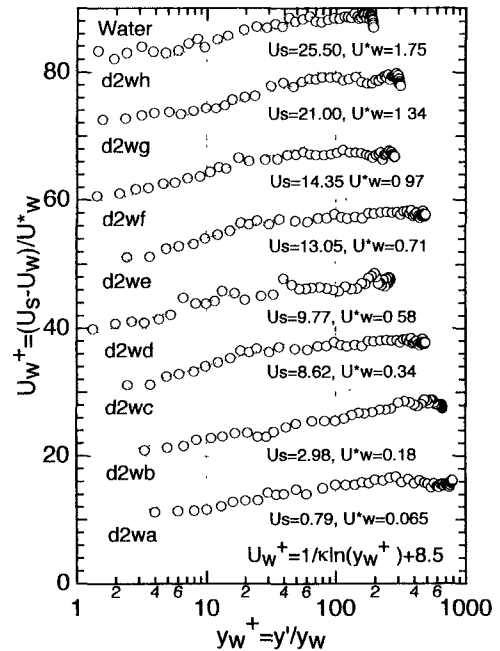


図-4 水側的主流速分布

図-2は最大風速 $U_{a, max}$ に対する、風の(対数則から求めた)摩擦速度と表面流速の比である。これより、風速がある程度大きくなり水面波が発生した状態では従来の結果のように一定値に近づくが、風速が小さく水面が滑面状態ならば値は小さくなる。この原因については、後で述べるように運動量輸送と密接に関係していると考えられる。

b) 平均主流速

図-3及び図-4は界面から空気側及び水側での主流速分布である。ここで z は界面から上向きへの距離、 y' は界面から下向きへの距離である。図-3から、風速の小さいd2wa, d2wbでは水面付近で対数則よりも値の小さい領域が見られ、粘性底層の存在する滑面流れであることがわかる。また、風速の増大とともに水面付近での値が対数則よりも大きくなっていき固定床上の粗面流れと同様にroughness sublayerが発達していくと

もに、水面から離れた領域ではウェイクが小さくなり2次流が大きくなることがわかる。

一方、図-4から水側に対しても対数則が成立すること⁷⁾がわかる。特に、水面の穏やかなd2wa, d2wbでは粗面の対数則よりも若干小さめとなっていることがわかる。また、図-3と同様に風速の増大とともに粗面乱流に遷移しており、水面近傍での値が対数則よりも大きくなる点も類似している。

c) 運動量輸送の変化特性

図-3及び図-4の対数則から求められた摩擦速度を図-5に示す。点線は実験データから求められた2次の近似曲線である。従来の結果とも比較的良く一致していることより、両摩擦速度は最大風速とほぼ一意的な関係があると考えられる。また、風速の増加とともに摩擦速度の増加する割合が大きくなっており(傾きが大きくなっている)、粗面乱流へ遷移していることが

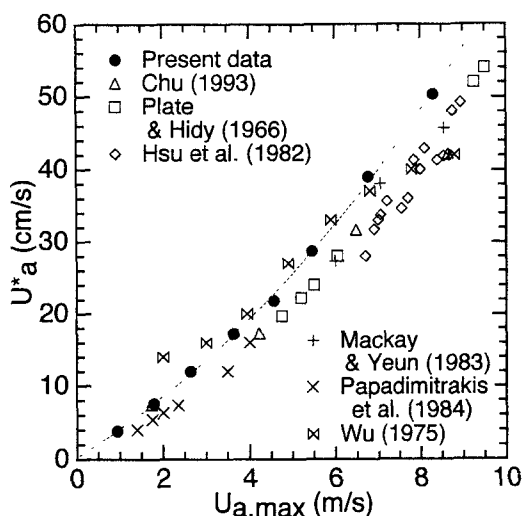


図-5 空気及び水側における摩擦速度

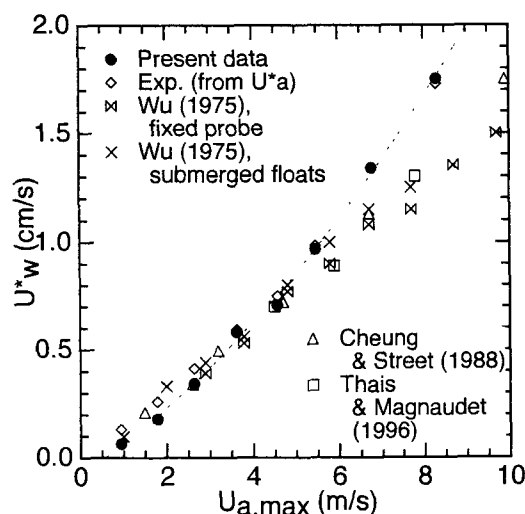


図-5 空気及び水側における摩擦速度

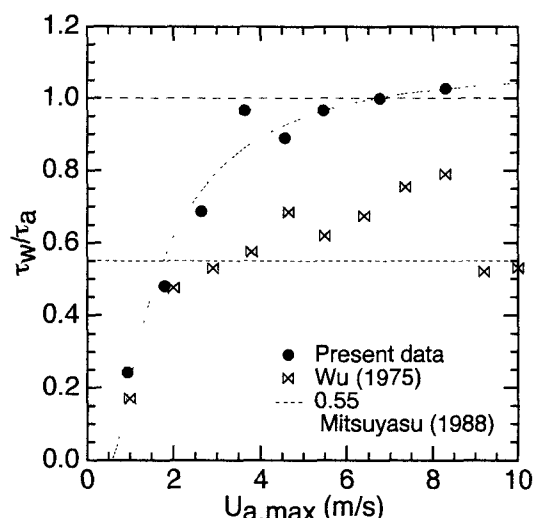


図-6 運動量輸送の割合

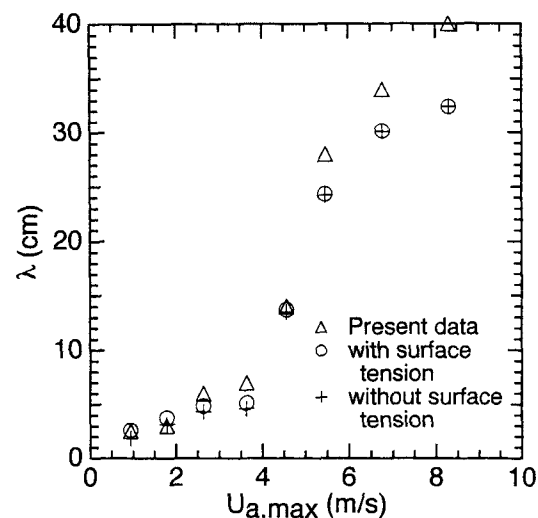


図-7 風波の波長の変化特性

わかる。図-6は図-5から求められたせん断応力の比である。ここで $\tau_a = \rho_a U_{*a}^2$, $\tau_w = \rho_w U_{*w}^2$ である。波による運動量輸送は大気から輸送される運動量のせいぜい7%以下である¹⁰⁾ことから、界面が連続的である場合には水平方向に運動量が変化していない限り、両側でのせん断力は一致するはずである。図から風速がある程度大きくなり粗面状態になるとせん断力はほぼ連続的になるが風速が小さいと輸送される割合は小さく、このような特性はWu(1975)⁷⁾のデータにも見られる。この原因は定かではないが、滑面状態では運動量は空気の分子粘性を通して輸送されるのに対して、粗面状態では水面上の抵抗が粗度高さと大きく関連してくるというような、輸送形態の変化と密接に関連していると考えられる。

(2) 風波の発達過程

a) 風波の波長の変化特性

風波の発達には水面形状と密接に関連している。可視化及び瞬間水面変動の時系列からも見られたように、不完全粗面状態で水面変動が急激に増加し3次

元的なさざ波が形成される⁷⁾。さらに風速の増大とともに規則的な2次元重力波へと変化する⁷⁾。図-7は風波の波長の変化特性を示したものである。ここで波長は固定点での流速変動と移動点での水面変動の相関係数の周期性から求めた。また図には式(3)から求められる線形波における波長(表面張力の効果あり及びなしの場合)も併示した。これより水面が粗面状態になると線形波から大きくはずれることがわかる。

b) 風波の形状

ここでは不完全粗面状態で特徴的な3次元性のさざ波、及び粗面状態で特徴的な2次元性の重力波の形状について検討を行う。図-8は水路中央断面での波のトラフ下($x=0, z'=0$: ここでの z' は横断方向への距離である)にレーザ流速計を固定して、波高計を水平面内に移動して同時計測を行った場合の、相互相関係数 $C_{uh} = \overline{uh}/(u'H)$ の分布である。これよりd2wdの不完全粗面状態ではうろこ状の波が、d2wfの粗面状態では2次元波が発生しており、次節で述べるように粗度高さと密接に関連している。

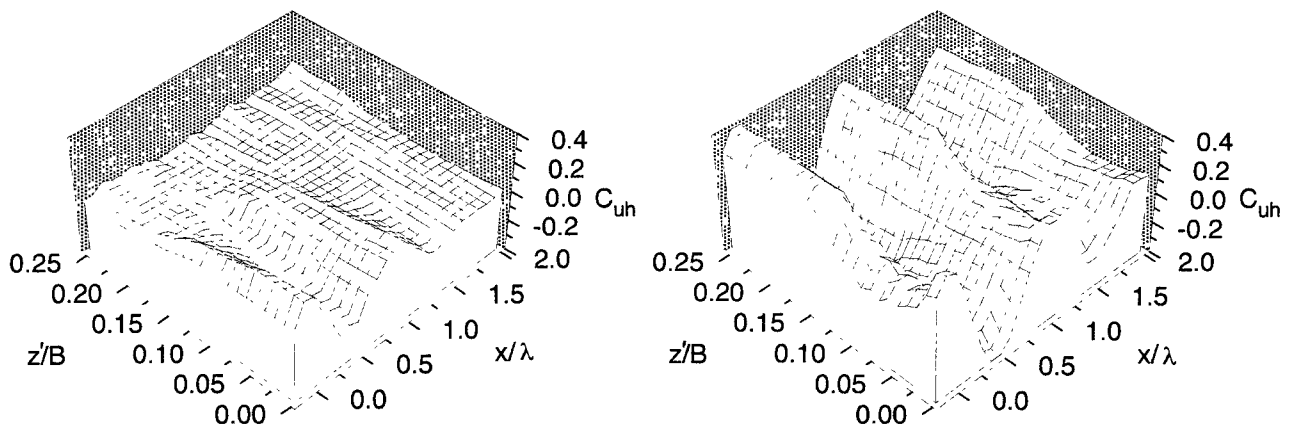


図-8 相互相関係数 C_{uh} の分布 (左:d2wd, 右:d2wf)

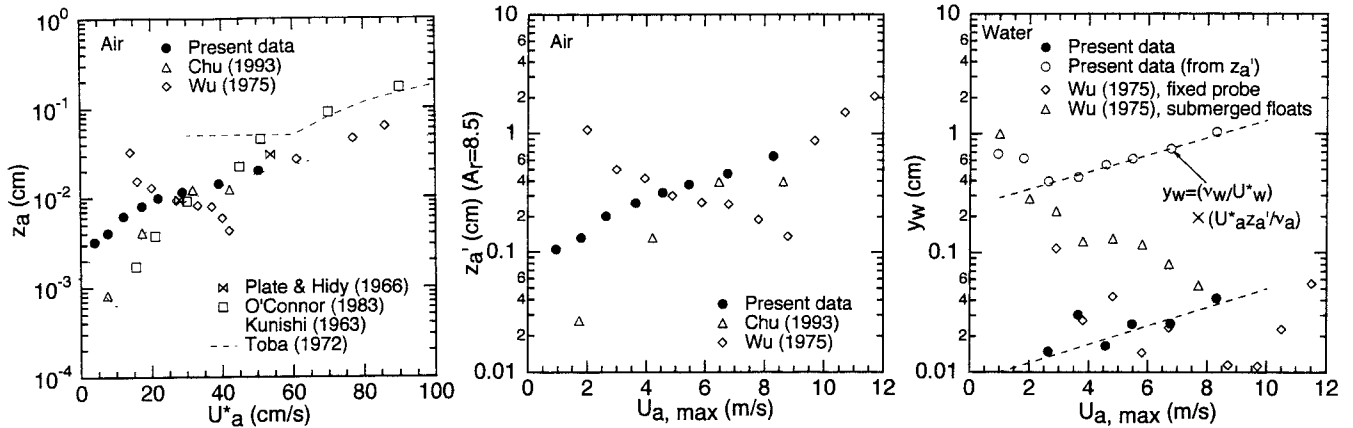


図-9 粗度高さの分布

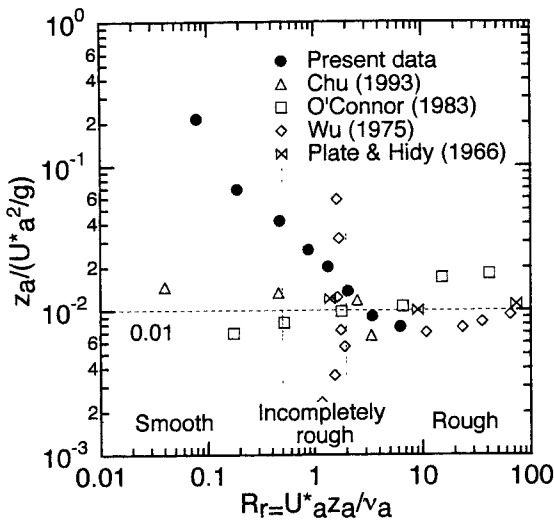


図-10 Charnock数の分布

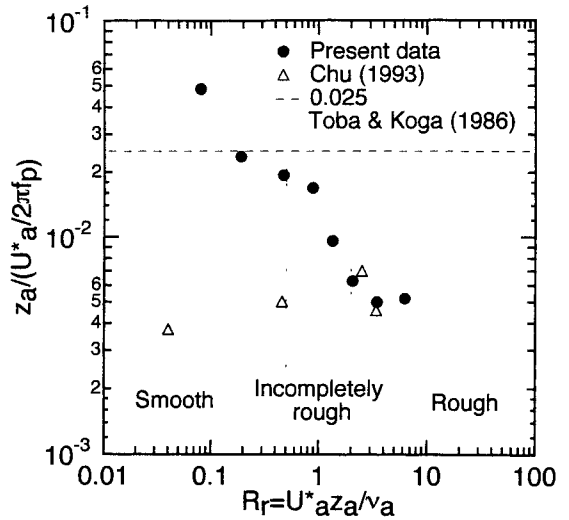


図-11 Tobaの式の分布

(3) 粗度高さと水面変動の関連性

a) 粗度高さの変化特性

図-9は空気側及び水側での粗度高さの分布である。これより、空気側の粗度高さ z_a については従来の結果と良く一致していることがわかる。Wu(1975)⁷⁾の結果とは若干異なっているが、Wuはおそらく表面活性剤を使用して風波の発生を抑制したためと推測され、そのため低風速領域で表面張力の影響が出てきたものと考えられる。比較のために風速分布に対数則を

適用し切片定数=8.5として求めた粗度高さ z'_a の分布も示した。 z'_a と y_w の分布の比較から、両者の分布特性は比較的良く一致しており水面が粗面状態になるにつれて増加しているものの、1オーダー程度水側の粗度高さの方が小さいことがわかる。また、水側と空気側の粗度レイノルズ数が等しいとして z'_a から求められた y_w も図-9に併示した。このように水側の粗度レイノルズ数の方が小さいため、図-4の方が図-3よりも水面近傍で対数則から上方へのずれが小さくなる

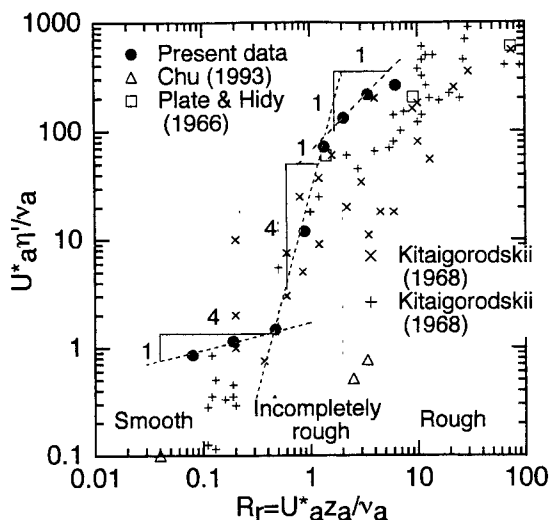


図-12 水面変動強度と粗度高さの関連性の分布

と説明できる。

b) Charnock及びTobaの式との比較

図-10は粗度レイノルズ数に対するCharnock数¹²⁾の分布である。これより風速の増大とともにCharnock数は一定値に漸近し、粗面状態(すなわち2次元的な重力波)では従来の結果に良く一致している。一方、図-11はTobaの式¹³⁾の分布であるが、風速の増大とともに値が小さくなっていきChu(1993)¹⁴⁾のデータに近づいていく。Chu(1993)¹⁴⁾のデータが室内実験によるものであるのに対して、Toba(1979)¹³⁾のデータは現地観測であることを考えると、Tobaの式の定数は室内実験・現地観測の違いに大きく依存するといえる。

c) 粗度高さと水面変動の関連性

Kitaigorodskii(1984)¹⁵⁾は風速がある程度大きくなると、水面変動強度と粗度高さに比例関係が成り立つことを指摘している。図-12は水面変動強度 η' と粗度高さ z_a の関連性を示したものである。図には R_r に対する領域区分も併示した。これより、滑面状態では水面変動強度はほぼ一定値をとり、不完全粗面で急激に増加して(3次元的なさざ波の発生)、粗面領域でほぼ線形関係(2次元的な重力波の発達)となることがわかる。さらに風速が増加すると傾きは若干緩やかになるが、これは波の前面が砕け始めるためである。

5. 結論

本研究は、風波の研究の第一段階として従来の知見と比較しつつ、風波の基本的特性について検討を行ったものである。得られた結果は以下のようにまとめられる。

1) 界面から水側に対しても対数則が成立する。また、風速の増加とともに界面近傍での値は対数則から上方にずれてくる。

2) 滑面状態での運動量輸送形態は風波の発生している粗面状態のものと大きく異なる。このような粗面状態では大気側から輸送される運動量と水面下に輸送される運動量は連続している。

3) 風速の増加とともに風波は3次元的なさざ波から2次元的な重力波へと変化する事の再確認を行った。

4) 空気側及び水側における粗度高さには密接な関係がある。また、水側の粗度レイノルズ数の方が小さいため、1)における対数則からのずれも水側の方が小さくなる。

5) 粗面状態ではCharnock係数は室内実験と現地観測の違いに関わらず普遍的な値を示す。

6) 粗度高さと水面変動には密接な関係があり、粗面状態では比例関係がある。

参考文献

- 1) Plate, E.J. and Friedrich, R. : Reaeration of open channel flow, *Gas Transfer at Air-Water Interfaces*, eds. W. Brutsaert and G.H. Jirka, pp.333-346, 1984.
- 2) Rashidi, M. and S. Banerjee : Turbulence structure in free surface channel flows, *Phys. Fluids*, Vol.31, No.9, pp.2491-2503, 1988.
- 3) Komori, S., Murakami, Y. and Ueda, H. : The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.203, pp.103-123, 1989.
- 4) Nezu, I. and Nakayama, T. : Effect of the surface-wave fluctuations on coherent structures near the free surface, *11th Congress of the IAHR-APD*, Indonesia, pp.507-516, 1998.
- 5) Nezu, I. and Nakayama, T. : Turbulent redistribution near the free surface by using numerical simulation, *11th Congress of the IAHR-APD*, Indonesia, pp.537-546, 1998.
- 6) Wu, J. : On critical roughness Reynolds number of the atmospheric surface layer, *J. Geophys. Res.*, Vol.86, No.C7, pp.6661-6665, 1981.
- 7) Wu, J. : Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp.49-70, 1975.
- 8) 光易恒, 草場忠夫 : 大気海洋間の運動量交換(2), 九州大学応力研所報, 第66号, pp.21-35, 1988.
- 9) Shemdin, O.H. : Wind-generated current and phase speed of wind waves, *J. Physical Ocean.*, No.2, pp.411-419, 1972.
- 10) Mitsuyasu, H. : A note on the momentum transfer from wind to waves, *J. Geophys. Res.*, Vol.90, No.C2, pp.3343-3345, 1985.
- 11) Wu, J. : On nondimensional correlation between roughness length and wind-friction velocity, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.44, pp.254-260, 1988.
- 12) Charnock, H. : Wind stress on a water surface, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, No.81, pp.639-640, 1955.
- 13) Toba, Y. : Study on wind waves as a strongly nonlinear phenomenon, *12th Symp. on Naval Hydrodynamics*, Natl. Acad. of Sci., Washington, D.C., pp.529-540, 1979.
- 14) Chu, C.R. : Ph.D Thesis presented to Cornell University, 1993.
- 15) Kitaigorodskii, S.A. and Donelan, M.A. : Wind-wave effects on gas transfer, *Gas Transfer at Air-Water Interfaces*, eds. W. Brutsaert and G.H. Jirka, pp.147-170, 1984.

(1998. 9. 30受付)