

閉鎖性水域の風波発生下での乱れ構造 及びバーストの周期について

TURBULENT STRUCTURE AND BURSTING PERIOD IN WIND/WATER WAVES IN CLOSED BASIN

櫛津家久¹・牛島省²・井上理恵³

Iehisa NEZU, Satoru USHJIMA and Ric INOUE

¹フェロー 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工博 京都大学大学院助教授 環境地球工学専攻

³学生会員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

Downward-bursting phenomena in water beneath wind waves is important in the process of the momentum, heat and mass transfer across the air-water interface. The coherent structure is closely related to the wind-waves in specially DBBL (downward-bursting boundary layer, about 3-7 times depth of the significant wave height). The turbulent intensities and Reynolds stress (-uv) in closed wind water waves could be expressed by the parameters of wind-waves, the intensity of water depth fluctuation and the peak frequency.

To estimate the bursting period, the u-v quadrant threshold technique is applied to the streamwise velocity signals in the water flows. The bursting period is in a good agreement with the behavior of time series of Reynolds stress (-uv). As a result, it became clear that the bursting period has a close connection with the peak frequency of wind-waves.

Key Words : wind-water waves, significant wave height, peak frequency, bursting period

1. はじめに

現在, 各種気体の地球環境内での循環過程の評価が重要な課題となっている。その際, 水域環境における水/空気界面での気体の輸送量の定量的評価が必要となるが, 依然として未解明な点が多く, 界面近傍での組織構造を明らかにする必要がある。しかし, 風波は位相によって風の応力分布が異なり, またその応力に由来する水側の局所的なせん断流による乱れ, 碎波などは非線形性が強い現象である。

Okuda^{1),2),3)}は, 一連の研究からクレスト直下から風上側にかけて流速が非常に速く, 渦度も大きい領域が伸びていることを明らかにした。この領域は気流の再付着点に当たる部分で, 気流から運動量を受け取り, 水中の乱流場にその運動量を輸送する役割を果たしていると考えられる。また, 瞬間の渦度分布図によって, この領域で非定常的に正負の渦度がまとまって分布していることを示している。同様の瞬

間構造が, 櫛津, 中山⁴⁾によっても指摘されている。この渦度分布は, 表層の高渦度領域が間欠的に下方へ取り込まれて形成されと考えられる。

そこで, Yoshikawa *et al.*⁵⁾はこうした水面下での秩序運動を明らかにするために温度変動と流速変動の同時計測を行っている。水槽に温度成層がないという条件下で, 温度を表層で冷やされた水塊に対するトレーサーとして用いている。この実験より, 低温の水塊が間欠的に下層へと進入する現象が明らかになった。このとき流速の主流方向は成分は正, 鉛直方向は負の下降流を示しており, この現象が運動量の下向きの輸送に大きく寄与していることがわかった。こうした組織構造は, 運動量だけでなく気体などの物質交換においても注目されている。

そこで, 本研究では水路の上下流端を閉めきり反流がある流れを対象として, まず乱れ構造と風波の関係性を明らかにする。そして, 気体輸送過程の予測において重要である界面から下方へのバースティン

グ周期を風波の特性から推定することを試みたものである。

2. 従来の研究

Toba⁶⁾は界面近傍での様々な実験・観測データの検討から、風波の直下の風波と直結した特別な乱流境界層(深さは有義波高 H_s の3-7倍(約5倍))の存在を明らかにした。Toba⁶⁾は下方バースティング境界層(Downward-Bursting Boundary Layer, DBBL)と呼んでおり、風波上の気流側の乱流境界層にみられる秩序運動によく対応している。この層の特徴は、通常の壁法則から推定したよりも高い渦拡散の値を有することである。この等方性乱流の領域は約 $5H_s$ で、波齢の若い風洞水槽の実験結果から、海洋での実測結果まで幅広く成立している。風波発生下の乱流構造が有義波高 H_s によって無次元化できる(DBBLと有義波高 H_s の比が一定となる)のは、1) 風波下での秩序運動の始まりは、局所的な吹送流の浸透であるためそのエネルギーは水表面由来であること、2) 風波の波形は鉛直方向に H_s の幅で制限されていることが理由として挙げられている。

風波発生下での乱れ強度を水面変動強度 η' と風波のピーク周波数 f_p で無次元化すると乱れ強度とレイノルズ応力がそれぞれ1つの線にまとまってくるのがYoshikawa *et al.*⁹⁾によって示されている。このことは、風波の碎波調節(Toba⁷⁾)として物理的に説明されている。以上のことから、風波と水中の乱流とが密接な関係を保ちながら発達していることが解る。

また、界面を通しての物質輸送に関してKomori *et al.*⁸⁾は気液界面に働くせん断力の有無に関わらず、界面近傍で発生する大規模渦に支配されているとしている。そして、これまではモデル的概念であった表面更新率 r (1/sec)(Danckwerts⁹⁾)を直接表面更新渦の発生周波数 f_s によって評価している。

$$K_L = 0.34 \sqrt{D_{LF} f_s} \quad (1)$$

ここに、 D_{LF} は気体の分子拡散係数である。この組織構造の発生数波数 f_s はVITA法によって水・空気の両層で求められている。 $U_{a, \max} < 0.25$ (m/sec)では $U_{a, \max}$ の3乗に比例しているが、 $U_{a, \max} > 0.25$ (m/sec)ではより低い増加率となるため、 f_s は $U_{a, \max}$ のみの関数で表すことはできない。その原因は、風波でのこの傾向がRashidi and Banerjee¹⁰⁾, Rashidi *et al.*¹¹⁾の開水路の値と一致しないことから、水面に波が発生するとエネルギー輸送の形態が変わるためではないかと考えられている。そのためKomori *et al.*⁸⁾は波長 λ と空気一様流速 U_∞ を用いたレイノルズ数に対して、同様のパラメー

表-1 実験条件

case	H (cm)	$U_{a, \max}$ (m/s)	$U^*_{a, \max}$ (cm/s)	η' (cm)	λ (cm)
wa	20.0	2.59	10.98	0.03	-
wb	20.0	4.24	18.33	0.12	9.11
wc	20.0	9.06	52.20	0.83	29.22
wd	20.0	11.60	95.17	1.20	41.85

タで無次元化した周波数 f_s を示しているが、その関係は明らかになってはいない。

そこで本研究では、界面近傍での組織構造の周期と風波のパラメータとの相関をより明らかにすることを目的とする。

3. 実験装置及び実験方法

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。座標系は流下方向を x 、界面から下向きに y' ($y' = H - y$, H は水深)、界面から上向きに z とした。流速変動成分は流下方向成分を $u(t)$ 、鉛直方向成分を $v(t)$ とした。

瞬間流速の測定には、300mW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、流れの十分に発達した水路上流端から約9mの地点で水側及び空気側の水路中央断面における計測を行った。LDAのトラバース装置は水路に直付けで1/100mmの精度を持つ。水流の計測については、計測時間60-90 sec、測定周波数は約150Hzで行った。その際に、計測部の鉛直上方に分解能が0.1mmの超音波波高計(Keyence社製)を設置して流速変動と水面変動の同時計測を行った。一方、空気流の計測の際には計測を高精度に行うためにシーディング発生装置を用い、1点でのサンプル数を1万個に固定して計測を行った。測定周波数は界面から十分離れた位置で約1kHzであった。さらに、風波の波長 λ 、及び有義波高 H_s の測定には、デジタルカメラによって水路の側壁より水面を撮影し、得られた画像を用いて、最低30サンプル以上で平均化を行った。

表-1に実験条件を示す。 H は水深、 $U_{a, \max}$ は空気層での最大風速、 $U^*_{a, \max}$ 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、 η' は水面変動強度、 λ は波長である。

水路の上流端と下流端を仕切った静水上に風を吹かせ、反流あり(水層は静止条件：断面平均流速がゼロ)の状態を実験を行った。風速は水面形状が滑面(wa)、三次元的なさざ波(wb)、二次元的な重力波(wc)、碎波(wd)となるように変化させた。

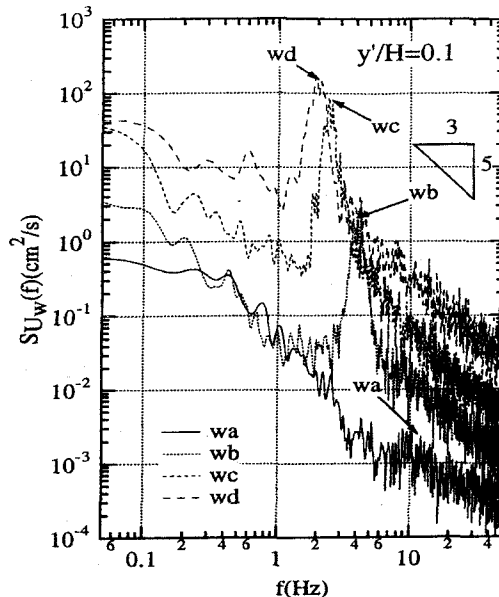
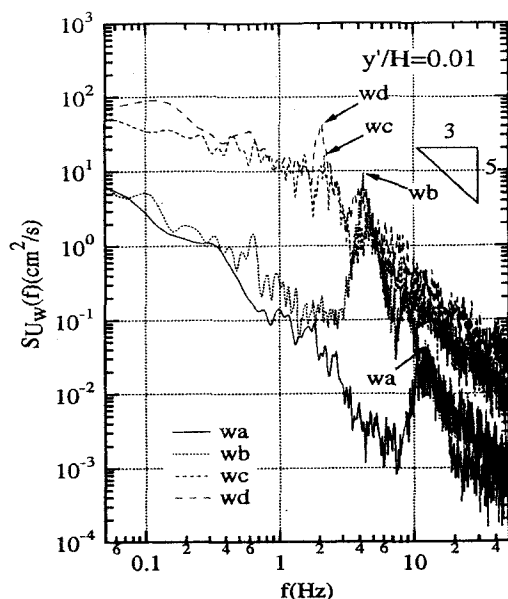


図-1 主流方向流速変動の周波数スペクトル $S_{U_w}(f)$

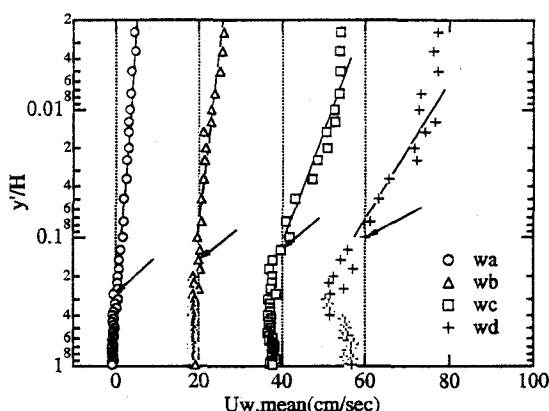


図-2 水側の主流速分布

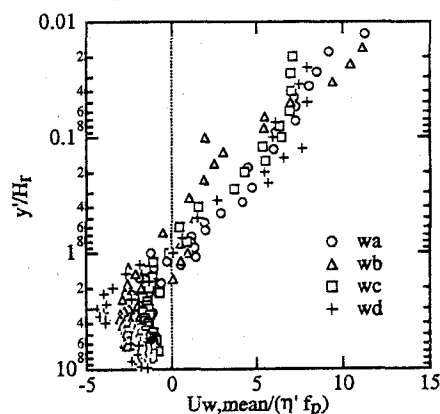


図-3 反流位置で基準化した水側の主流速分布

4. 結果と考察

(1) 平均流特性

a) 周波数スペクトルの発達特性

図-1は $y'/H=0.01, 0.1$ での主流方向流速変動 $u(t)$ の周波数スペクトル $S_{U_w}(f)$ である。風速が強くなるにつれてスペクトルエネルギーが増大していくこと、風波の軌道運動に対応したピーク f_p が低周波側に移行していくことがわかる。このピーク周波数 f_p はそれぞれの風波の代表波の周期と一致している。また、そのピークの両端には-5/3乗則に対応する領域が存在している。一方、界面からの距離が大きくなると水面が滑面のwaでは $y'/H=0.1$ においてすでに明確なピークがなくなっている。逆に、二次元的重力波が発生しているwcやwdでは $y'/H=0.01$ よりも $y'/H=0.1$ においてピークがはっきりとでてくる。 $y'/H=0.1$ でのwcやwdの傾向は、水面近傍での高渦度領域に対応しているためであると考えられる。以上から、風波の秩序運動に沿う領域が波高によって異なることがわかる。

b) 平均主流速

図-2に界面から水側への主流速分布を示した。図上に示した矢印は逆流が発生した点である。風速が強くなるにつれて、逆流点が水面に近付いてくることがわかる。これは、風速が強くなるとともに逆流が活発化するためだと考えられる。また、界面近傍以下の領域で対数則が成立しており、固体平板上の乱流境界層に類似した秩序運動があることがわかる。しかし、風波が発達してくると境界面は非常に非線形性が高くなるため、風速が増加するにつれて水面近傍での対数則に沿わない領域が大きくなっていく。これは、固体平板上とは異なり、気流と密接に結びついて波の位相方向に分布を持つ接線応力によって、気流から運動量を受け取る構造が存在するためであると考えられる。

図-3に図-2の水深方向を反流深さ H_r 、主流速を風波のパラメータ(水面変動強度 η' と風波のピーク周波数 f_p)を用いて無次元化した結果を示した。逆流を伴う風波の主流速分布が反流点を基準に自己相似性を持っていることがわかる。

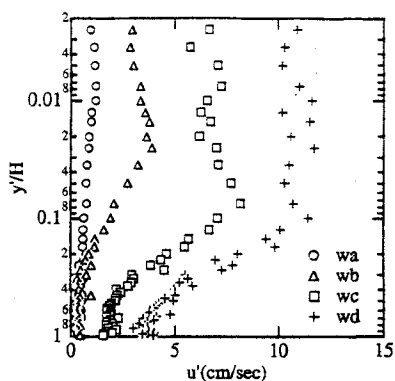


図-4 乱れ強度

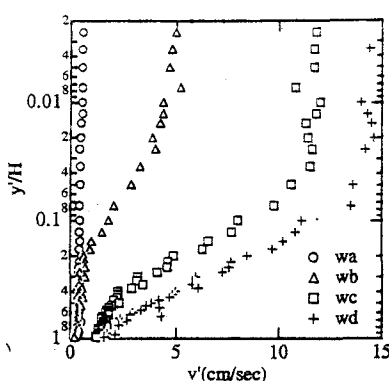


図-6 乱れ強度比

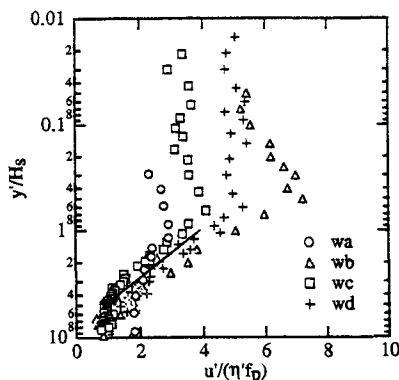
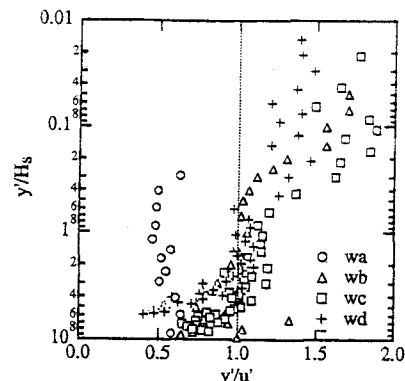


図-5 乱れ強度の風波パラメータによる無次元化

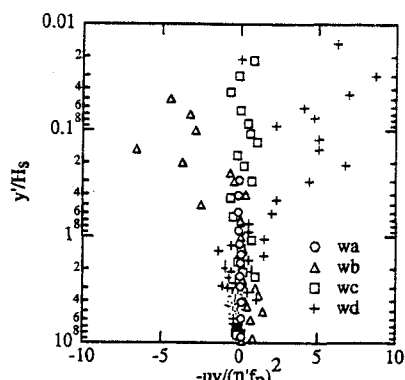
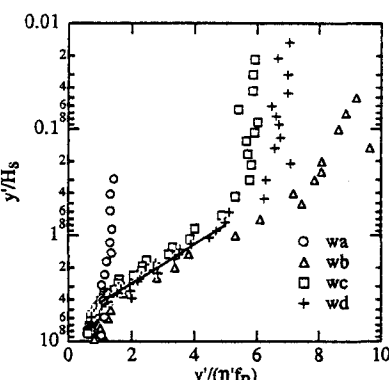


図-7 レイノルズ応力

c) 乱れ構造

図-4は乱れ強度 u' , v' の分布である。乱れ強度は風が強くなるとともに大きくなり、深くまで及んでいる。また、風波が発達するにつれて水面近傍では、主流速方向よりも鉛直方向の乱れ強度がより強いことがわかる。

図-5は図-4の水深方向を有義波高 H_s で、乱れ強度を図-3と同様な風波のパラメータを用いて無次元化した結果である。waでは可視化によっては明確な波高、波長が認められなかったため、水面変動強度の5倍の値を有義波高の値とした⁶⁾。この無次元化によって、Yoshikawa *et al.*⁹⁾と同様に異なる風速のデータが一意的な関係として表示されることがわかる。この層 (DBBL, downward-bursting boudary layer⁹⁾) の深さは有義波高の約3-7倍で、Toba⁹⁾の主張する値と一致した。しかし、水面がほぼ滑面であったwaのケースでは、ずれがみられる。したがって、この無次元化が特に水面上に波が発生した際に有効であることが推察される。

図-6は乱れ強度比 v'/u' の分布である。水面近傍において波が発生しているケースでは $v'/u' > 1.0$ 、滑面のケース(wa)では $v'/u' > 1.0$ である。この結果から、フルード数の小さい開水路流れで水面が穏やかな条件における自由水面近傍での v' の低減効果 (Hunt and Graham¹²⁾) とは反対に、風波が発生すると v' の増幅効

果があることがわかる。また、DBBL (有義波高の約3-7倍) ではほぼ1.0の値をとっており、この領域で乱れの等方性が成り立っていることが確認できた。

図-7はレイノルズ応力を上記の風波のパラメータによって無次元化した結果である。水面近傍ではばらつきがあるが、これは水面の形状と関係があるのではないかと考えられる。乱れ強度と同様にDBBL (有義波高の約3-7倍) で一意的な関係にまとまってくる傾向が認められた。

図-5, 6, 7より、反流位置とDBBLの関係を考察する。水深方向軸上での反流位置 H/H_s はwaから順に、33.0, 3.0, 1.1, 0.6である。この結果より、平均主流速の値の正負に関わらず、DBBLが成立していることがわかる。

(2) 組織構造

図-8に界面近傍での気体輸送に寄与する組織構造のモデル図⁹⁾を示す。

図-9はDBBLの範囲である $y/H_s = 3.0$ でのレイノルズ応力の時系列である。風が強くなるにつれて絶対値が大きくなっている。また、間欠的に負の大きな値をとり、その周期は風が強くなるにつれて短くなることがわかる。この現象が気相から液相への運動量及び気体等の輸送に大きく寄与していると考えられる。

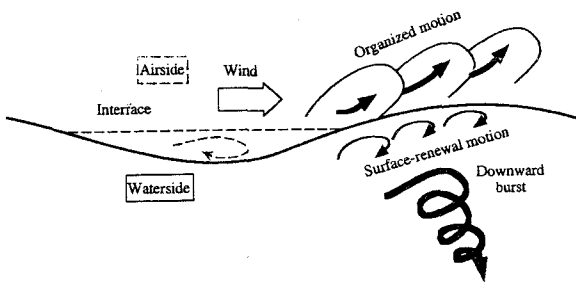


図-8 界面近傍での組織構造のモデル図

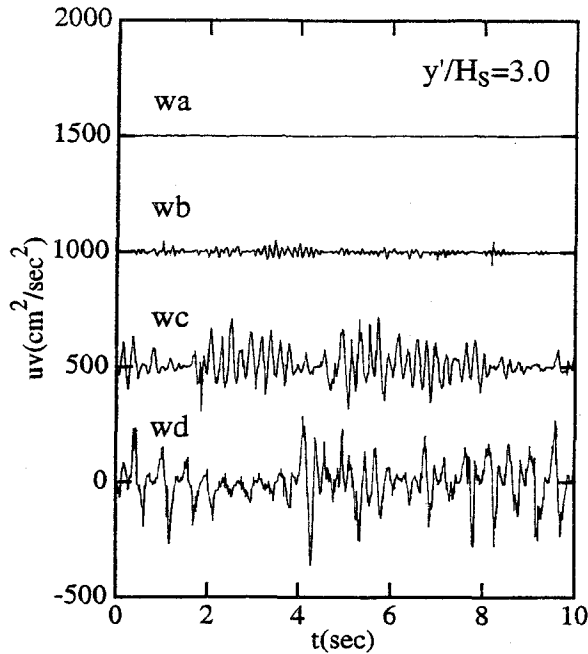


図-9 レイノルズ応力の時系列

本研究では図-9で確認された周期的な組織構造の定量化をおこなった。その手法として4象限区分しきい値法による条件付きサンプリングを用いた。レイノルズ応力に対する時間占有率 $T_i(H)$ 、及び寄与率 $RS_i(H)$ はそれぞれ次式で定義される。

$$T_i(H) = \begin{cases} \int_H^\infty p_i(w)dw, & (i=2,4) \\ \int_{-\infty}^H p_i(w)dw, & (i=1,3) \end{cases} \quad (2)$$

$$RS_i(H) = \begin{cases} \int_H^\infty w \cdot p_i(w)dw > 0, & (i=2,4) \\ \int_{-\infty}^H w \cdot p_i(w)dw < 0, & (i=1,3) \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 $p_i(w)$ は $w=u \cdot v$ の確率密度関数であり、 H はレイノルズ応力への各象限の寄与率のしきい値である。この手法によって任意のhole値に対する寄与率の分布を算出し、hole値 $H=0$ における寄与率の半値に対応するhole値をしきい値と定義する (Nezu and

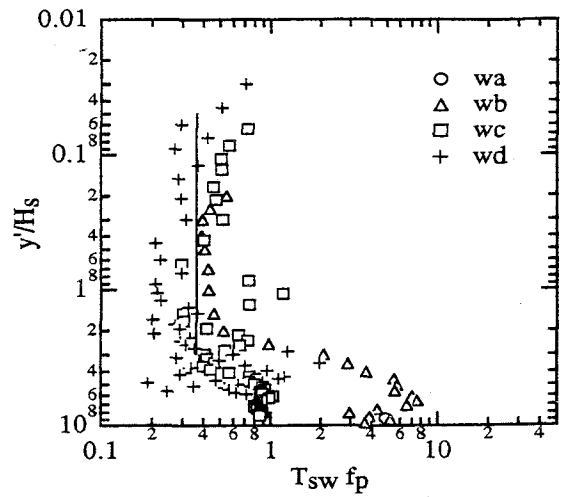


図-10 sweepの周期

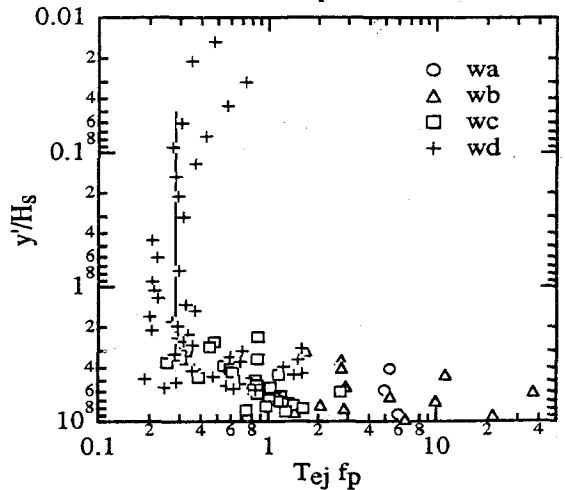


図-11 ejectionの周期

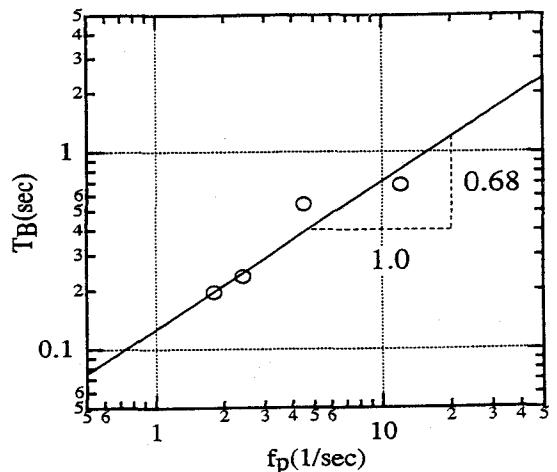


図-12 バースト周期

Nakagawa¹³⁾). この結果をもとに、しきい値を越える寄与率に相当する現象を一回のバーストとしてカウントした。バーストの発生周期は、計測時間を得られたバーストの個数で割ることにより算出される。

図-10,11にこうして求めたsweep, ejectionの周期の水深方向分布をそれぞれ風波のピーク周波数 f_p で無次元化して示した。4風速の値がほぼ一つの線にまとまっている。図より水面近傍では一定値をと

り、徐々に底面に向かって周期が長くなっていくことがわかる。この周期が長くなる傾向は、風が弱いほど顕著である。また、底面に近づくと再び周期が短くなっているが、これは底面近傍での組織構造の影響であると考えられる。

以上のことから風波の組織構造は風波のピーク周波数 f_p と密接な関係があることがわかったので、図-12にDBBLでのバースト平均周期 T_b を風波のピーク周波数 f_p に対して示した。図-8でみられた間欠的なレイノルズ応力の負の大きな値の周期と良好な一致をみせており、今回用いた4象限区分法が風波の組織構造の定量化に適していることがわかる。また、バースト周期が風波のピーク周波数と一意の関係を持っていることがわかる。本研究での f_p と T_b の相関は以下ようになった。

$$T_b \propto f_p^{0.68} \quad (4)$$

5. 結論

本研究はレーザ流速計と波高計の同時計測によって水側の平均流特性、また4象限区分しきい値法を用いることによってその組織構造を検討した。得られた結果は以下ようになる。

(1) 水面に波が発生した際の水側の乱流強度は、風波のパラメータである水面変動強度 η' と風波のピーク周波数 f_p を用いて無次元化すると一つに表すことができる。

(2) 本研究で上記の特性が成立する領域(DBBL)の深さは平均主流速の正負に関わらず、有義波高の3-7倍で、従来の結果と一致した。また、この範囲の乱れ強度比が約1.0であったことから、この領域での乱れの等方性が確認された。

(3) 4象限区分しきい値法による条件付きサンプリングによって求めたバーストの周期と、レイノルズ応力の時系列でみられた間欠的な負の大きな値の発生する周期が良好に一致した。また、この周期は風波のピーク周波数と一意の関係を持つことがわかった。

(4) 界面近傍での水面から下方に突っ込むバーストの周期の特性を明らかにすることは、気層から水層への運動量・気体の輸送を予測する上で重要である。本研究の結果によって、風波発生下の流れにおけるバーストの周期を風波のピーク周波数によって予測できることが示唆された。

参考文献

- 1) Okuda, K. : Internal flow structure of short wind waves. Part I. On the internal vorticity structure, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol.38, pp.28-42, 1982.
- 2) Okuda, K. : Internal flow structure of short wind waves. Part II. The streamline pattern, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol.38, pp.331-338, 1982.
- 3) Okuda, K. : The structure of the boundary layer under wind waves, In "Ocean Surface." ed. by Toba, Y., Mitsuyasu, H. and Reidel, D., pp.407-412, 1985.
- 4) 棚津家久, 中山忠暢 : 風波発生下での空気層及び水層における瞬間構造に関する研究, 水工学会論文集, vol.44, pp.897-902, 2000.
- 5) Yoshikawa, I., Kawamura, H., Okuda, K. and Toba, Y. : Turbulent structure in water under laboratory wind wave, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol.44, pp.143-156, 1988.
- 6) Toba, Y. : Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol.52, pp.409-419, 1996.
- 7) Toba, Y. : Similarity laws of the wind wave and the coupling process of the air and water turbulent boundary layers, *Fluid Dyn. Res.*, vol.2, pp.263-279, 1988.
- 8) Komori, S., Nagaosa, R. and Murakami, Y. : Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol.249, pp.161-183, 1993.
- 9) Danckwerts, P. V. : Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, *Indust. & Eng. Chem.*, vol.43, No.16, pp.1460-1467, 1951.
- 10) Rashidi, M. and Banerjee, S. : The effect of boundary conditions and shear rate on streak formation and breakdown in turbulent channel flows, *Phys. Fluids.*, A, vol.2, pp.1827-1838, 1990.
- 11) Rashidi, M., Hetsroni, G. and Banerjee, S. : Mechanism of heat and mass transport at gas-liquid interfaces, *Intl J. Heat Mass Transfer*, vol.34, pp.1799-1810, 1991.
- 12) Hunt, J. C. R. and Graham, J. M. R. : Free-stream turbulence near plane boundaries, *J. Fluid Mech.*, vol.84, pp.209-235, 1978.
- 13) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.

(2000. 10. 2受付)