

風波場における微小擾乱の増幅と風波の安定性

辻村 太郎*・金子 公久**・京藤 敏達***

風波は大気海洋間の物質および熱フラックス輸送に重要な役割を演じている。とくに、湖沼や沿岸域では多重反射や風向きの変動などの擾乱が存在し、このような場での風波の発達を予測することは難しい。そこで本研究では、風波発達の基礎研究として、風洞入口にプランジャー型造波装置を設置し、微小な周期的水位変動を与え、風波の増幅に関する実験を行った。その結果、風速および吹走距離により、発達しやすい擾乱周波数が存在することを確かめた。また、風波発生初期に微小な擾乱を与えることにより、風波の発達を制御する可能性を示した。最後に Miles の理論を用いて、本実験の結果の予測が可能であることを示した。

1. 研究の目的

水圏環境や地球温暖化の詳細な予測を行う場合、大気海洋間の熱フラックスや二酸化炭素の海洋吸収量の算定は重要な意味を持つ。その中で風波は大気海洋間の熱および物質の交換現象に大きな影響を与える。とくに湖沼や内湾では吹走距離に限られ、風波は完全に成長せずに発達段階に在る。また、障害物による多重反射波、風向きの変動など、風波には様々な擾乱が作用している。

本研究では、擾乱が存在する場における風波の発達に関する基礎研究として、発達段階の風波における擾乱の増幅および風波の安定性に関する知見を得ることを目的とし、風洞水槽を用いた実験を行った。

2. 実験

(1) 実験目的

風波下の流れについては、ある吹走距離の位置における時間的変動を議論する機会が多い。一方で、風波は空間的に発達するため、空間局所的な情報のみでは、生起している現象を理解することはできない。そこで本研究では、風洞入口で与えた周期的水位変動が風波発達に与える影響を調べ、風波の制御の可能性を探った。

(2) 実験装置

長さ 15.0 m、幅 0.4 m、高さ 0.6 m の水槽に、幅 0.4 m、高さ 0.28 m のアクリル製のカバーを設置することにより、風洞水槽を作製した。送風機は風洞水槽の終端に設置し、吸出し方向に風を発生させる。吸い込み口には、整流装置を設置した。戻り流れの影響を軽減するため底面から 11 cm の位置に水平板(厚さ 2 cm)を設置し、二重構造とした。水槽の終端には長さ 0.8 m の消波装置を設置した。実験装置の概要および計測座標系を図-1 に示す。

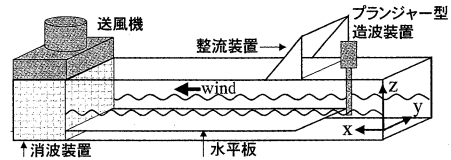


図-1 実験装置概要および計測座標系

表-1 実験条件

周波数 (Hz)	波高 (mm)	波長 (mm)	波形勾配	エネルギー流束比
2 Hz	0.83	90.1	0.00412	1
3 Hz	1	173.4	0.0115	1.04
4 Hz	1.19	7.53	0.0225	0.945
5 Hz	1.25	62.42	0.0400	0.976
6 Hz	1.44	3.35	0.0645	1.02

(3) 実験方法、条件

平板上の水深は 36.5 cm に固定した。送風機の入力周波数を 12 Hz, 15 Hz, 18 Hz に設定して風洞に風波を発生させた。ピトー管により測定した代表風速はそれぞれ $U_a=4.8$ m/s, 6.4 m/s, 7.5 m/s である。容量式波高計は風洞入口から $F=1.7$ m, 5 m, 7 m の位置に固定し水位 $\eta(t)$ の測定を行った。サンプリング周波数は 100 Hz である。また波形の変化を調べるために、上部からレーザー光を入射させ水平方向より高速度ビデオカメラを用いて波形の測定を行った。サンプリング周波数は 30 Hz である。次に、プランジャーにより風洞入り口付近から周期的な水位変動を発生させ、水位変動の測定を行った。擾乱はそれぞれの周波数が持つエネルギーフラックスをほぼ等しくなるよう波高を調整した。擾乱の条件を表-1 に示す。与えた擾乱の波形勾配および波高は微小である。

(4) 実験結果

a) 水位変動

代表風速 $U_a=6.4$ m/s, 擾乱無しを図-2 に、 $U_a=6.4$ m/s, $F=5$ m の擾乱無し、擾乱 3, 4, 6 Hz の水位変動を図-3 に示す。図-2 より吹送距離が大きくなると水位変動の幅が大きくなり、高周波の波が消え低周波の波が

* 学生会員 修(工) 筑波大学大学院システム情報工学研究科

** 学生会員 筑波大学大学院システム情報工学研究科

*** 正会員 工博 筑波大学助教授 システム情報工学研究科

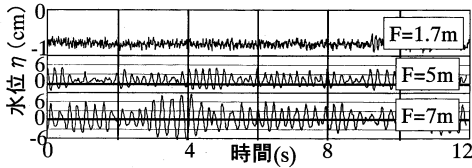


図-2 水位変動 ($U_a=6.4$ m/s, 擾乱無し)

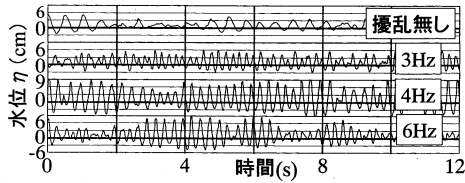


図-3 水位変動 ($U_a=6.4$ m/s, $F=5$ m)

波群となって風波が発達していることがわかる。図-3の擾乱を与えた実験においても同様に波群がみられる。波群の平均的な振動数は図-3の擾乱4 Hzで約1/7 Hz, 擾乱6 Hz および擾乱無しでは5/16 Hz程度である。2つの主な周波数成分の重ねあわせによって波群が生成されていると仮定すると, 擾乱4 Hzでは $4 \pm 1/7$ Hzの波が共振に近い状態になっており, それによって振幅が増大したとも考えられる。

b) 平均流速

風波を作用するせん断応力を見積もるため, 摩擦速度 u_* を対数則から決定した。図-4に平均流速を示す。平均流速はPIVおよび水平面電磁流速計を用いて水深方向に測定した。対数則から決定された摩擦速度を表-2に示す。

3. 実験結果の解析および考察

(1) パワースペクトル

測定した水位変動からパワースペクトル $\Phi(f)$ を求めた。図-5に代表風速 $U_a=6.4$ m/s のパワースペクトルを示す。また, 同様の条件で4 Hzの周期的な擾乱を与えた場合のパワースペクトルを図-6に示す。擾乱を与えない場合, 表面張力波(およそ16 Hz)が発生し, 風からエネルギーを得ることにより徐々に低周波側に卓越周波数が移行し波長の長い波へと発達している。これに対して, 図-6では, 吹送距離が短い $F=1.7$ m の位置で擾乱の周波数と同じ4 Hzが大きくなっている。さらに, $F=5$ m の位置でも卓越周波数は, 4 Hz付近となっている。パワースペクトルの最大値は, 擾乱無しの場合と比べて1.5倍程度であった。同様に, 5 Hzの擾乱を与えた場合も $F=1.7$ m の位置で擾乱の周波数が非常に大きな値を採った。しかし, 吹送距離 F が大きくなると, 周波数5 Hzの波に際立った特徴は見られなくなった。

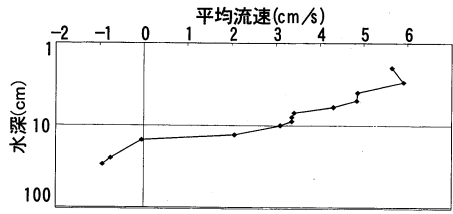


図-4 平均流速分布 ($U_a=4.8$ m/s, $F=3$ m)

表-2 摩擦速度

	4.8 (m/s)	7.5 (m/s)
3 m	0.15 (m/s)	0.061 (m/s)
5 m	0.24 (m/s)	0.045 (m/s)
7 m	0.18 (m/s)	0.073 (m/s)

(2) 全エネルギー

パワースペクトル $\Phi(f)$ を f で積分することにより風波のもつ全エネルギー E を求めることができる。

$$E = \int \Phi(f) df \dots\dots\dots (1)$$

図-7に上式より計算した全エネルギー E の吹送距離 F に対する変化をプロットした。すべての場合で吹送距離 F が大きくなるにつれて, 風からエネルギーを得て全エネルギーが増加していることがわかる。また3 Hzの擾乱を与えた場合を除いて, 与えた擾乱のエネルギーは微小にも関わらず, 全エネルギーが増加している。特に4 Hzの擾乱を与えた場合は, 擾乱無しの場合と比べて, 全エネルギーの値が約1.5倍と大きくなっている。

(3) エネルギーフラックス

風波が風からエネルギーを供給されない場合, エネルギーフラックスは保存される。そこで, 風波が風から供給されたエネルギーを評価するために, ある断面における風波の全エネルギーフラックス \overline{EC}_g を算定した(図-8)。ただし波長は水深に対して十分に小さいとし, 群速度 C_g として $C_g = g/2\omega$ の関係を用いた。ここで, ω は角周波数, g は重力加速度である。図-8は代表風速 $U_a=7.5$ m/s, 擾乱無し, 擾乱3, 4, 5 Hzを与えた場合の \overline{EC}_g の吹送距離依存を示す。 $F=0$ の位置における \overline{EC}_g 値は表-1の実験条件から算出し, 初期値は擾乱の周波数に関わらずほぼ一定で, 擾乱を与えない場合は0である。与えた擾乱のエネルギーは非常に小さいが, 風波の \overline{EC}_g には顕著な違いがみられる。すべての風速で, 4 Hzの擾乱を与えた場合に \overline{EC}_g が最も大きくなった。 $U_a=7.5$ m/s のとき(図-8), $F=1.7$ m の位置で高周波数の擾乱が大きな値を示している。また, 3 Hzの擾乱を与えた場合, $F=5 \sim 7$ m の間に \overline{EC}_g の値が4 Hzの場合

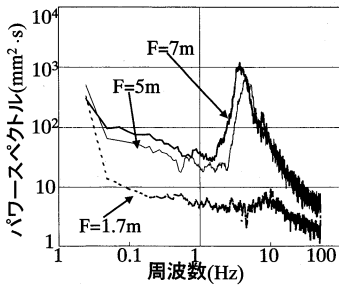


図-5 パワースペクトル ($U_a=6.4$ m/s, 擾乱無し)

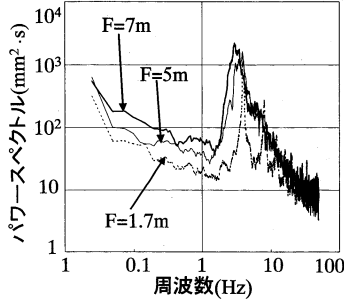


図-7 全エネルギーと吹送距離 ($U_a=6.4$ m/s)

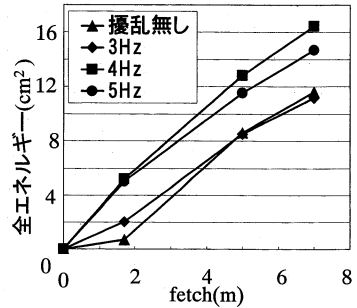


図-9 有義波の波高と吹送距離 ($U_a=7.5$ m/s)

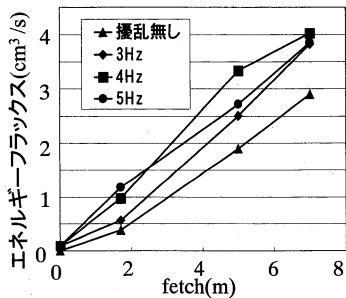


図-6 パワースペクトル ($U_a=6.4$ m/s, 擾乱 4 Hz)

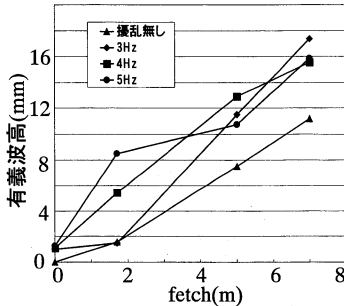


図-8 EC_0 吹送距離 ($U_a=7.5$ m/s)

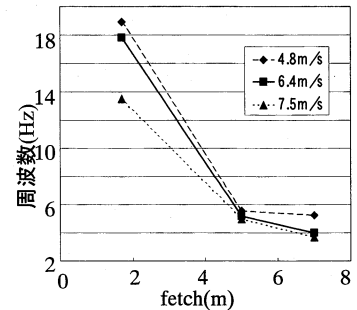


図-10 有義波の周波数と吹送距離 (擾乱無し)

を上回る大幅な増加傾向にあった。以上から、与える擾乱の周波数により風からエネルギーを得る効率に変化し、本実験の条件下では最も効率よくエネルギーを得ているのは4 Hzであった。また、風速が大きくなるもしくは吹送距離が伸びると、さらに低周波側の3 Hzも効率よくエネルギーを得ることが出来ると考えられる。

(4) 有義波

ゼロアップクロス法により有義波を求めた。代表風速 $U_a=6.4$ m/s で擾乱 3, 4, 5 Hz および無しの場合の有義波の波高を図-9 に、有義波の周波数を図-10 に示す。図-9 から4 Hz の擾乱を与えた場合、波高は $F=1.5\sim 7$ m 間ではほぼ同じ割合で成長し、最終的に大きな値をとる。しかし、5 Hz の擾乱の場合、 $F=0\sim 1.7$ m 間での波高の成長率は大きい、 $F=1.7\sim 5$ m 間の波高の成長率は小さくなっている。 $F=7$ m での波高は、擾乱を与えない場合と4 Hz の擾乱を与えた場合の中間程度までにしか成長していない。図-10 より有義波の周波数が吹送距離 F が大きくなるにつれて、高周波から低周波に移行していることがわかる。また、代表風速が大きいほど周波数は低い値をとり、 $F=7$ m の位置で約4 Hz となっている。代表風速 $U_a=4.8$ m/s では $F=5\sim 7$ m 間でほとんど周波数が変化していないことから、この区間で風波はあまり成長していないと推測することができる。以

上から、本実験の条件下では、3~4 Hz の擾乱を与えた場合に波は最も成長し、風速が大きくなると3 Hz の擾乱を与えた場合の波の成長が目立ってくる。また、有義波の周波数は吹送距離が大きくなると4 Hz 付近に収束していることがわかる。

(5) 卓越周波数と波の合体

風波は発達に伴って波長が増大する。スペクトル空間では卓越周波数が低周波側に移動し(図-5)、この現象は Hasselmann の非線形項(光易, 1995)によると考えられている。ここでは、風波下の波形の遷移を実験的に調べ、波形から卓越周波数の変化についての考察を行った。図-11 は測定画像、図-12 は $F=0.5$ m, 5 m の場合の波形のみをトレースしたものである。各波形間の時間間隔は約0.03秒である。発生初期の風波(図-12左)の合体は三次元性が高く断面波形から傾向を読み取ることは困難であった。また、取得画像から表面張力波について議論することは不可能であった。ある程度発達した風波(図-12右)が合体する場合に、波が一度細かい波に破壊され、その後、波長の長い波に吸収される形で合体が行われていることがわかった。このように風場の風波の合体は、複雑な機構を示しており、今後の更なる研究を要する。

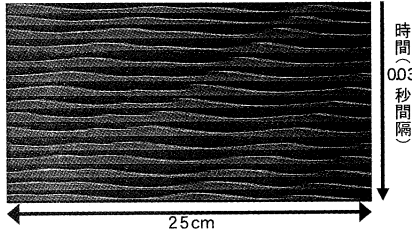


図-11 波形画像 (F=5m)

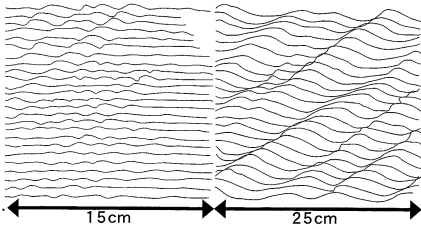


図-12 波形トレース画像 (左 F=0.5m 右 F=5m)

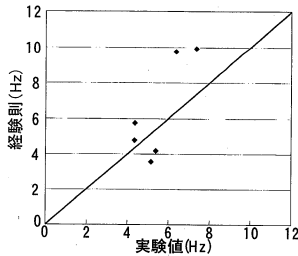


図-13 実験値のピーク周波数と経験則の周波数

(6) ピーク周波数の経験則との比較

以下、パワースペクトルの卓越周波数をピーク周波数と呼ぶ。ピーク周波数 f_m と吹送距離 F との間には、 u_* を摩擦速度、 g を重力加速度とすると、以下のような経験則が成立する (光易, 1995)。

$$\frac{u_* f_m}{g} = \left(\frac{gF}{u_*^2} \right)^{-0.330} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、摩擦速度は表-2の値を用いる。実験値と上式により算定されるピーク周波数の比較を図-13に示した。実線は傾き1の関数を表している。図-13から実験値と経験則に大きな相違はないことがわかる。特に低周波側は、よい一致を示している。これらから、本実験でも良好な風波を発生させることができたと考えられる。

4. 理論解析

風波場における周期的擾乱の発達を Miles の理論にしたがい算定し、実験結果の説明を試みた。

(1) Miles 理論に基づく増幅率の算定

Miles は、風波の発達について、次式で定義される無次

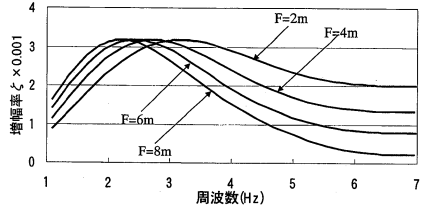


図-14 増幅率の振動数依存性

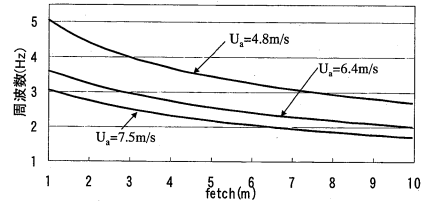


図-15 最大増幅率 (一周期) を持つ波の振動数

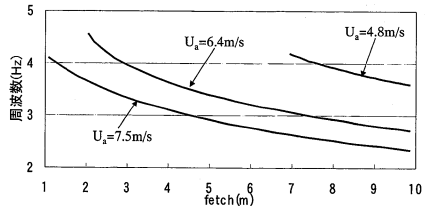


図-16 最大増幅率 (単位時間) を持つ波の振動数

エネルギー増幅率 ζ

$$\dot{E} = \zeta k c E, \quad E \approx \rho_w g a^2 / 2 \dots\dots\dots (3)$$

を Rayleigh 方程式から求め、

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{U_1}{c} \right)^2 \beta \\ \beta &\approx \beta_c = \pi \xi \left[\int_{\xi_c}^{\infty} e^{-\xi} \log^2 \left(\frac{\xi}{\xi_c} \right) d\xi \right]^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

となることを示した。さらに、水面波の凹凸による気流の乱れを考慮すると、 $\xi_c \ll 1$ の場合、上記の β は

$$\beta = \beta_c + \beta_v \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} \beta_c &\approx \pi \xi \log^4 (\xi_1 / \xi_c), \\ \beta_v &= 2 \kappa^2 \log (\xi_1 / \xi_c), \quad \xi_1 = e^{-\gamma} / 2 \end{aligned}$$

で近似できることを示した (Miles, 1993)。ここで、 γ はオイラー定数 ($\gamma = 0.577$)、 κ はカルマン定数 ($\kappa = 0.4$) である。また $\xi_c = \kappa y_c = \Omega (U_1 / c)^2 e^{c/U_1}$ 、 $\Omega = g z_0 / U_1^2$ である。

上記の理論は微小擾乱の発達に関するものであり、擾乱の振幅が増大し、非線形性が無視されない場合には適用できない。そこで、本研究では発達段階にある風波を1つの場と考え、風波の影響を粗度の中にくり込み、その中の周期的擾乱の発達率を Miles の理論にしたがって評価した。すなわち、吹送距離の影響は摩擦速度 $U_* = \kappa U_1$ により考慮され、摩擦速度は風速および吹送距離の

関数となる。ここでは、摩擦速度として本研究と同様な実験範囲でせん断力を求めた Banner・Peirson (1998) の結果を用いる。彼らのデータを使うと、せん断応力は

$$\tau \approx (0.0017 + 0.00053F) U_a^2 \dots\dots\dots (6)$$

で近似される。これから、摩擦速度 $U_* = \sqrt{\tau/\rho_a}$ が得られる。さらに本研究では、十分に発達した乱流の風速分布

$$z_0 = 8 \times 10^{-5} U_*^2, \quad \Omega = 1.25 \times 10^{-2} \dots\dots\dots (7)$$

を用いる (例えば, Miles (1957) を参照)。

図-14 は, $U_a = 6.4 \text{ m/s}$, 吹送距離 2, 4, 6, 8 m における周期波の無次元増幅率 ζ の振動数依存性を示す。増幅率の最大値は吹送距離によらずほぼ一定であり, 吹送距離が長くなるにつれて, 最大値を与える振動数は低くなる。ただし, 単位時間内の増幅率は $2\pi\zeta \times kc$ であり, 最大値は, ほぼ振動数に比例することになる。図-15 は, 本実験で用いた風速に対して各吹送距離における無次元増幅率最大の波の振動数を示す。一方, 単位時間内における増幅率最大の波の振動数は図-16 で与えられる。いずれも本実験における吹送距離の範囲では, 周波数が 3~4 Hz の波が卓越するという結果が得られた。

(2) 風波の制御の可能性

経験則 (2) より算定されたピーク周波数と実験で求められたエネルギーフラックスを図-17 に示す。4 Hz の擾乱を加えた場合, $F = 5 \sim 7 \text{ m}$ で増幅率が減少している。しかし, 3 Hz の擾乱を加えた場合, $F = 5 \sim 7 \text{ m}$ の増幅率が $F = 1.6 \sim 5 \text{ m}$ の増幅率より大きくなっている。これらから, 擾乱の周波数が風波のピーク周波数に一致する位置まで, 擾乱が成長を続けることがわかった。これらを考慮に入れると風波の増幅に関する本実験結果を予測することができることがわかった。すなわち, ある地点での波高を大きくしたい場合, その地点におけるピーク周波数と同じ周波数の擾乱を与えることにより, 風波の発達を促進することができる。

5. 結 語

風洞入口に微小な水位変動を与え, 風波下の微小擾乱

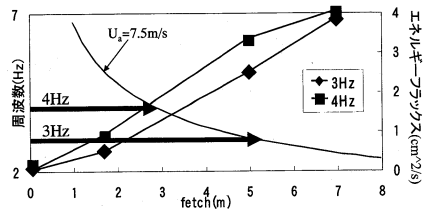


図-17 ピーク周波数とエネルギーフラックス

の発達および風波の安定性に関する実験を行った。与えた擾乱は非常に小さいが, 風波の成長には顕著な違いが見られた。風波の卓越周波数は吹送距離の増加に伴って減少するが, 擾乱はその周波数が風波の卓越周波数に一致する位置まで成長を続けることがわかった。また, Miles の理論にしたがって擾乱の増幅率を算定した結果, 風波の発達に伴う水面の粗度の増大を考慮すれば, 本実験結果を予測できることが判明した。しかし, ピーク周波数は, 波数間の非線形相互作用により高周波成分のエネルギーが低周波側に輸送され変化する。一方, 不安定波は与えられた粗度 (水面の凹凸) のもとで増幅する波であり, 両者が一致する理由を理論的に説明することはできない。今後の研究を要する課題である。

参 考 文 献

鶴谷広一・柳嶋慎一・松延嘉國 (1985): 逆風による波の減衰について, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 209-213.
 光易 恒 (1995): 海洋波の物理, 岩波書店, 210 p.
 Banner, M. L. and W. L. Peirson (1998): Tangential stress beneath wind-driven air-water interfaces, J. Fluid Mech., Vol. 364, pp. 115-145.
 Miles, J. W. (1957): On the generation of surface waves by shear flows, J. Fluid Mech., Vol. 3, pp. 185-204.
 Miles, J. W. (1993): Surface-wave generation revisited, J. Fluid Mech., Vol. 256, pp. 427-441.
 Mitsuyasu, H. (1968): On the growth of the spectrum of wind-generated waves I, Rep. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., 16, pp. 459-465.