

水面に及ぼす風の作用への温度成層の影響に関する研究

加藤 始*・森 正和**・信岡尚道***

1. 緒 言

現在の波浪推算に取り入れられていない外的要因として、気温と水温の温度差がある。加藤ら (1997) は風洞水槽を用いた実験により、一般に温度成層により発生波高は影響されることを示したが、その場合、風速や吹送距離が大きくなると、温度成層の効果により風の摩擦速度 u_* は変わるが、波高の変化は小さくなるという傾向が見られた。本研究では、実験での温度成層による風の場と u_* の変化を述べ、波浪推算や高潮の計算等で u_* を求めるのに使われる U_{10} で定義した風の抵抗係数 C_D に及ぼす温度成層の影響を明らかにする。次に、実験水槽で温度成層の効果が波高に出ない場合の風から水面への運動量輸送に着目し、吹送流と水中の乱れを取り出す方法及び測定結果について検討する。

2. 実験の方法

実験は図-1 に示すような風洞水槽 (長さ 9 m, 幅 0.3 m, 高さ 0.8 m, 水深 0.45 m) を使い、氷と湯を用いて水面上 10 cm の風温 T と水温 T_w の温度差 $\Delta T (= T - T_w)$ を作り、鉛直温度勾配がある状態で行った。図-2 に各成層での鉛直温度分布の例を示す。

風の u_* は、Hot-wire によりレイノルズ応力の鉛直分布を測定し、水面付近で一定となる値により求めた。また、その測定時には、熱伝対温度計を用いて風温分布の同時測定も行った。これらの測定は、基準風速 2 ケース ($U=4.1, 8.5$ m/s) で、2 つの測定点 ($F=2.5, 8.5$ m)

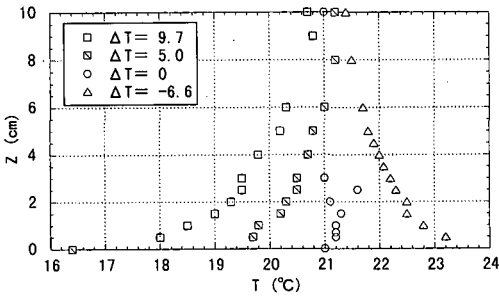


図-2 風温分布の例

で行った。なお、測定の際には、水質に注意を払い、各ケースごとに表面水をオーバーフローさせた。

3. 摩擦速度 u_* と摩擦温度 T_* の測定結果

本研究では u_* の測定精度を上げるため、水面付近のレイノルズ応力は 3 回連続で測定を行い、その平均をとって式 (1) により u_* を求めた。レイノルズ応力の鉛直分布の測定例を図-3 に示す。

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \dots\dots\dots (1)$$

図-3 のように測定されるレイノルズ応力から求めた u_* の測定結果を図-4 に示す。この図で横軸は風温と水温の温度差 ΔT で、縦軸は中立時の摩擦速度 u_{*neu} を基準とした摩擦速度の比で示してある。また $F=2.5$ m の結果では、測定時期が異なるデータがあり、case 1 (平均

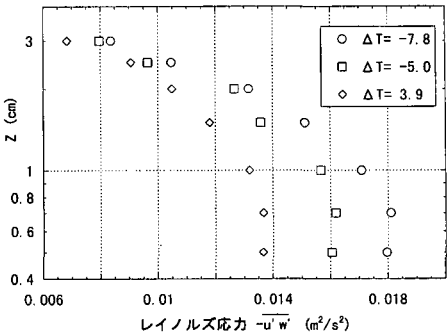


図-3 レイノルズ応力の測定例

* 正 会 員 工 博 茨城大学教授 工学部都市システム工学科
 ** 学生会員 茨城大学大学院 理工学研究科
 *** 正 会 員 工 修 茨城大学助手 工学部都市システム工学科

風温 20.8°C, 平均水温 15.7°C) と case 2 (平均風温 12.7°C, 平均水温 9.6°C) で示してある。

加藤ら (1997) の温度成層の効果に関する波高の測定結果では, 風速が大きく吹送距離が大きくなると, 波高に温度成層の効果がほとんど現れなくなったが, 図-4 より, 風から水面への運動量輸送量を表す u_* は, 風速が大きくなると温度差 ΔT による変化の傾向は多少弱まるが, 風速・吹送距離に関係なく, 温度成層が不安定な時ほど u_* は大きくなるのがわかる。

図-5 は測定した風温分布の例であるが, 図中の黒点のように, 水面付近で対数則が成り立つ領域が存在している。この部分に後述の式 (3) をあてはめて摩擦温度 T_* と温度粗度 z_t を求めた。 T_* の結果を図-6 に, 粗度 z_t の結果を図-7 示す。図-6 から T_* は, 風速・吹送距離に関係なく温度成層の効果により変化しており, 風速が大きくなると温度成層による変化は多少大きくなるこ

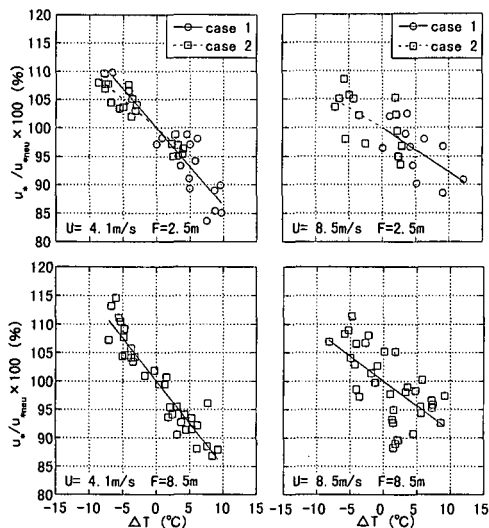


図-4 摩擦速度 u_* の測定結果

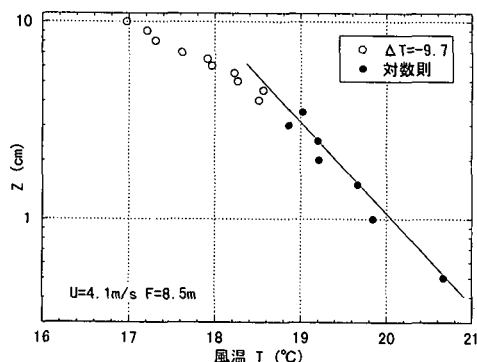


図-5 風温分布の例

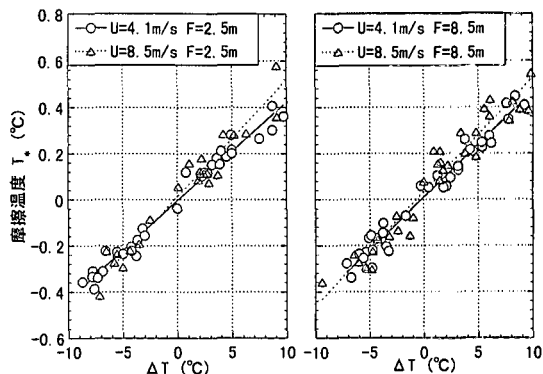


図-6 摩擦温度 T_* の測定結果

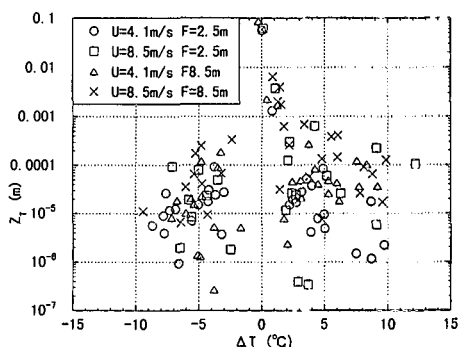


図-7 z_t の分布図

とがわかる。また, 図-7 では, z_t がほぼ 10^{-5} のオーダーでばらついている。

4. 温度成層が抵抗係数 C_D に及ぼす影響

u_* , T_* , z_t の測定結果と, 現地データによる Wu(1980) の式 $z_0 = 0.0185 u_*^2 / g$ 及び, 式 (2)～式 (4) のモニン・オブコフの相似則 (竹内・近藤, 1990 参照) を適用した風速分布式と気温分布式を使用し, 水面上 10 m の風温 T_{10} , 風速 U_{10} の計算を行った。

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \ln \frac{z}{z_0} + \Psi_m(\zeta) \right\} \quad (2)$$

$$T_w - T(z) = -\frac{T_*}{\kappa} \left\{ \ln \frac{z}{z_t} + \Psi_t(\zeta) \right\} \quad (3)$$

$$L = \frac{u_*^2 (T + 273)}{\kappa g T_*} \quad (4)$$

ここで $\zeta = z/L$ であり, L は安定度スケール, z_0 , z_t は水面と気温の粗度, $\kappa (=0.4)$ はカルマン常数である。また, $\Psi_m(\zeta)$, $\Psi_t(\zeta)$ は温度成層の効果を表す項である。 $\Psi_m(\zeta)$, $\Psi_t(\zeta)$ は多くの異なった実験式が提案されているが, 本研究では Smith (1988) と Janssen & Komen (1985) と同様に, 安定成層では式 (5), 不安定成層では式 (6),

(7)を使用した。計算した水面上10 mまでの風温分布の例を図-8に、風速分布の例を図-9に示す。

$$\psi_m(\zeta) = \psi_i(\zeta) = -7 \frac{z}{L} \dots \dots \dots (5)$$

$$\psi_m(\zeta) = 2 \ln \left\{ \frac{1+x}{2} \right\} + \ln \left\{ \frac{1+x^2}{2} \right\} - 2 \tan^{-1} x + \pi/2 \dots \dots \dots (6)$$

$$\psi_i(\zeta) = 2 \ln \left\{ \frac{1+x^2}{2} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

$$x = (1 - 16 \cdot z/L)^{1/4} \dots \dots \dots (8)$$

図-8から、中立時の風温分布は、10 mまでほぼ一定値であるが、安定成層では風温は次第に増加し、不安定成層では減少していくことがわかる。また、図-9に示す風速分布でも同じように、温度成層により風速分布が対数則からずれ、安定成層では高さと共に風速が大きくなり、不安定成層では小さくなっていくことがわかる。このようにして計算した U_{10} と u_* の測定値を用いて、式(9)により C_D を求めた。

$$C_D = (u_*/U_{10})^2 \dots \dots \dots (9)$$

次に計算した T_{10} により、現地での温度差 $\Delta T_{10}(=T_{10}-T_w)$ と実験室の温度差 $\Delta T(=T-T_w)$ を比較した結

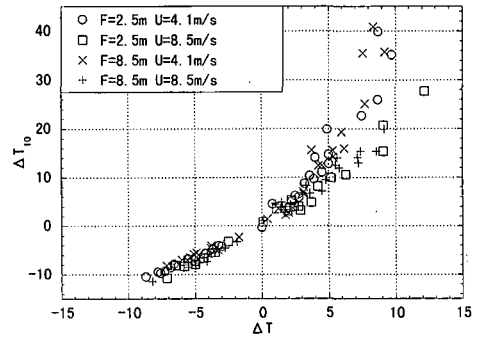


図-10 ΔT と ΔT_{10} の関係

果を図-10に示す。この図から、不安定成層では風速の違いによる変化は見られず、 ΔT と ΔT_{10} はほぼ1対1に対応するが、安定成層では風速により ΔT と ΔT_{10} の関係は変化し、風速が小さくなるほど ΔT に対して ΔT_{10} は大きくなることがわかる。

Smith (1988)は U_{10} と ΔT_{10} を与え、モニン・オブコフの相似則を適用して温度成層時の C_D と U_{10} の関係を数値計算により求めた。本研究では、実験値を使用して得られた C_D と U_{10} の関係の信頼性を確かめるため、Smithと同様の数値計算によっても C_D と U_{10} の関係を求めた。その方法は、まず U_{10} と ΔT_{10} を計算条件として与え、式(2)、(3)を用いた繰り返し計算により、それぞれ u_* と T_* 、 z_i を計算する。なお、低風速時の計算も行うため、 z_0 は滑面上の風速分布に対する粗度 z_s と粗面上の風速分布に対する粗度 z_c により表される式(12)を使用した。また、 z_i は式(13)の中立時での C_{TN} の関係式により、式(14)で計算される。ここで ν ($=14 \times 10^{-6}(\text{m}^2/\text{s})$)は空気動粘性係数である。

$$z_s = 0.11\nu/u_* \dots \dots \dots (10)$$

$$z_c = 0.0185u_*^2/g \dots \dots \dots (11)$$

$$z_0 = z_c + z_s \dots \dots \dots (12)$$

$$C_{TN} = 1.0 \times 10^{-3} = \kappa^2 / \{ \ln(z/z_0) \cdot \ln(z/z_i) \} \dots \dots \dots (13)$$

$$\ln(10/z_i) = \frac{\kappa^2}{\ln(10/z_0) \cdot 1.0 \times 10^{-3}} \dots \dots \dots (14)$$

以上のように、数値計算のみにより求めた温度成層の影響を含んだ C_D と U_{10} の関係と、測定値を用いて求めた C_D と U_{10} の比較を図-11に示す。なお、図中の曲線は数値計算結果であり、プロットは ΔT_{10} の各範囲でグループ分けした実験値である。図-11では測定値と計算値が良く一致しており、また、 C_D の値は、安定成層では中立時よりも小さくなり、不安定成層では大きくなることを示している。そして、風速が小さいと温度成層による効果が大きく、風速が大きくなるとその効果はだんだんと小さくなる傾向にあることがわかり、この図は温度成層による C_D の変化を定量的に示している。

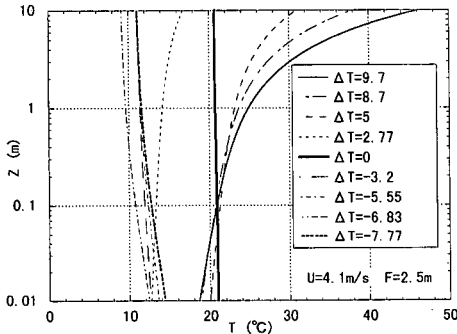


図-8 水面上10 mまでの風温分布の例

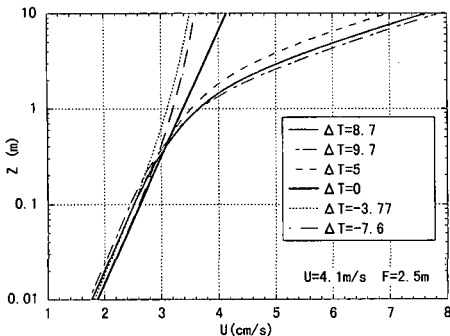
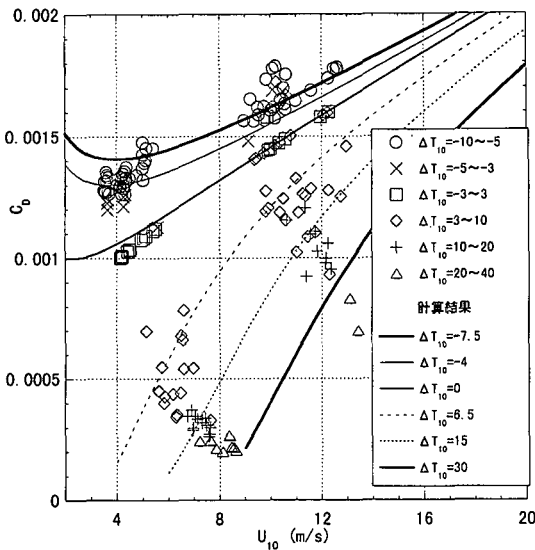


図-9 水面上10 mまでの風速分布の例

図-11 C_D と U_{10} の図

5. 吹送流と水中の乱れの測定

加藤ら (1997) の実験結果では, u_* の増加分が吹送流や水中の乱れの増加分となっていないかが問題となった。

水面上を風が吹いた時の吹送流と乱れは, 波の粒子速度が同時に存在するので測定が困難である。特に乱れは運動量の下方向への輸送と表層混合層の発達の間から注目され, これまでに多くの研究者が測定を試みているが, まだ十分に解明されてはいない問題である。今回は温度成層が中立の場合について, 風波の粒子速度と吹送流と乱れの分離法を試みた。

本研究では Hot-film 流速計を使い, 流速の水平 u 成分のみが取り出せる縦型 I-probe を使用した。水中流速は波の粒子速度のため往復流となるが, Hot-film が検出する流速の反転を防ぐため, Hot-film と波高計を取り付けた台車を等速で引っ張りながら, 流速と波高の同時測定を行った。

水粒子速度 $u_w(t)$ は, 微小振幅波理論で近似できると仮定して, 式 (15) により水面波形 $\eta(t)$ とインパルス応答関数 $I(t)$ の convolution により計算して求めた。

$$u_w(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\tau) \eta(t-\tau) d\tau \quad (15)$$

ここで, $I(t)$ は微小振幅波理論による水平水粒子速度の周波数応答関数 $P(f)$ の逆フーリエ変換である。

$$P(f) = \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \quad (16)$$

図-12 にこの方法の精度を調べるために二次元造波水槽で行った不規則波の流速の測定結果を示す。

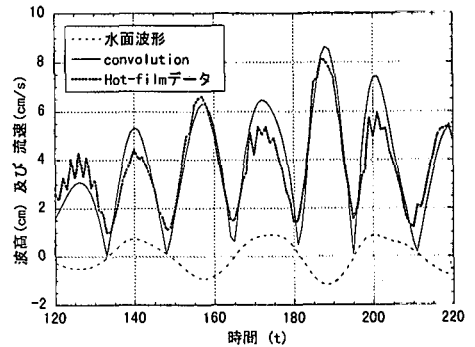


図-12 convolution の計算精度の検証

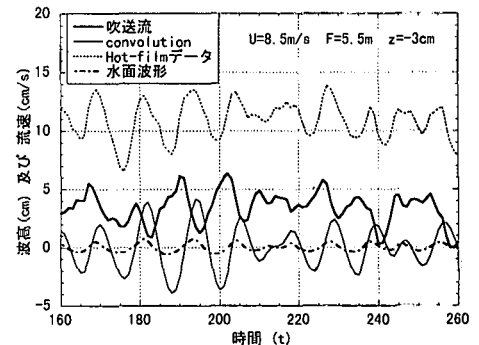


図-13 風洞水槽の測定結果の例

図-12 の計算値の波形は, Hot-film の反転したデータと比較するため, 絶対値を示してあるが, 計算値と実験値はかなり良い一致を示している。

次に, この方法を風洞水槽で発生した風波の実験に適用する。Hot-film の測定データを $U_h(t)$ とし, 台車の速度を V とすると, 吹送流 $u(t)$ は式 (17) で求められる。乱れは取り出した吹送流の変動分である。

$$u(t) = U_h(t) - u_w(t) - V \quad (17)$$

図-13 には風洞水槽で測定した場合の, Hot-film による測定データ (台車速度を含む), convolution による計算値, 及び吹送流の変動 (乱れ) の波形を示している。図-14 には測定データと乱れ, 水粒子速度の各スペクトルの例を示している。この図で, Hot-film で測定した流速のスペクトルと, convolution による水粒子速度のスペクトルがほぼ同じ周波数で大きさもほぼ等しいピークを持っていることがわかる。また, 乱れのスペクトルに関しても, ピーク周波数が水粒子速度のスペクトルとほぼ等しいことから, 乱れは水粒子速度にかなり依存していることがわかる。またその大きさは図-14 の左と右で少し異なる。

Jiang 他 (1990) も風洞水路における流速の測定結果に

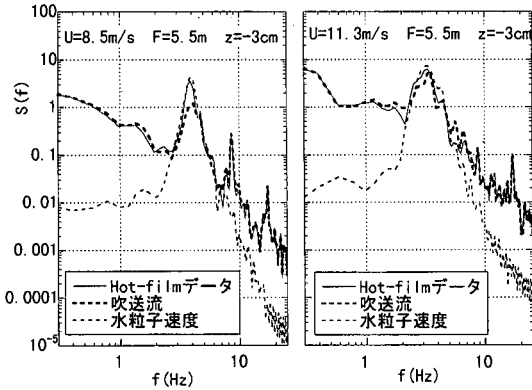


図-14 吹送流のスペクトルの例

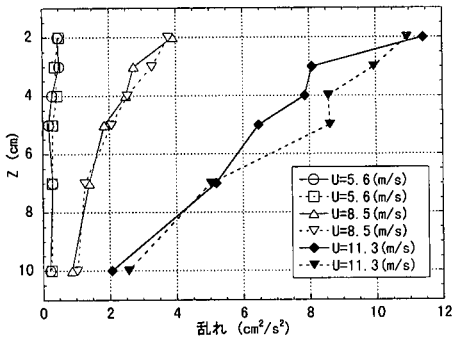


図-15 乱れの鉛直分布

について水粒子速度と乱れの分離を行い、乱れが波の粒子速度と高い相関をもつ周波数があることを示しているが、一方 Thais & Magnaude (1995) は、風波の場合は波形と水粒子速度の関係が線形理論とは少し異なると述べており、これらの点については今後検討する必要がある。

図-15 は吹送流の変動から求めた乱れの鉛直分布である。当然であるが、乱れは風速が大きいきほど大きく、水深と共に減少していく傾向を示している。

6. 結 論

風洞水槽を用いて実験を行い、温度成層による水面の

u_* の変化、及び抵抗係数 C_D に及ぼすその影響を調べた。また線形理論を使って吹送流と水中の乱れを取り出す方法について検討を行った。本研究の主要な結論は以下の通りである。

(1) 摩擦速度 u_* は風速・吹送距離にかかわらず、不安定成層では大きく、安定成層では小さくなることを確かめた。

(2) U_{10} で定義した風の抵抗係数 C_D が温度成層の効果により変化する度合いを、測定値とモニン・オブコフの理論を使って定量的に示した。

(3) 波の粒子速度と吹送流(乱れ)を分離したところ、乱れは粒子速度の影響を強く受けることがわかった。

最後に、本研究に協力して頂いた当時大学院生の長山英樹氏(東洋建設)及び、当時学生で吹送流の実験に協力して頂いた鈴木勝君に謝意を表します。

参 考 文 献

- 加藤 始・長山英樹・信岡尚道・森 正和 (1997): 風波の発生・発達に及ぼす温度成層の効果についての研究(2), 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 451-455.
- 竹内清秀・近藤純正 (1990): 大気科学講座1, 地表面に近い大気, 東京大学出版会, pp. 7-26.
- Janssen, P. A. E. M. and G. J. Komen (1985): Effect of atmospheric stability on the growth of surface gravity waves, *Boundary Layer Met.*, Vol. 32, pp. 85-96.
- Jiang, J.-Y., R. L. Street, and S. P. Klotz (1990): A study of wave-turbulence interaction by use of a nonlinear water wave decomposition technique, *J. Geophys. Res.*, Vol. 95, C9, pp. 16,037-16,054.
- Smith, S. D. (1988): Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature, *J. Geophys. Res.*, Vol. 93, No. C12, pp. 15,467-15,472.
- Thais, L. and J. Magnaudet (1995): A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, No. C1, pp. 741-755.
- Wu, J. (1980): Wind stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 10, pp. 727-740.