

数値実験による水面波上の風の場合に関する考察

藤間 功司*, 正 實 敏彦**, 林 建二郎**, 重村 利 幸****

1. 序 論

風波の発達機構を解明し、波浪予測の精度を上げるには、風と波との相互作用に関する基礎知識の蓄積が必要である。しかし、精度のよい現地データを得ることは困難であり、しかも室内実験では現象のスケールが異なるため、現在のところ、風の場合の風速分布の詳細や海面の抵抗則を支配する要因等に関しても明確な知見は得られていない。そこで、風の場合の構造を調べるには数値実験が適していると考えられ、藤間ら (1990) は $k-\varepsilon$ モデルを用いた水面波上の風の場合の数値計算手法に関する検討を行っている。ここでは、現地規模の水面波上の風の場合の数値実験を行い、風速分布、乱れ構造、海面におけるせん断力と圧力の分布、海面の抵抗則、および波の発達率に関する検討を行う。

2. 数値計算手法

波長 L 、波高 H の水面波上に計算領域外縁風速 U_∞ の風が吹いているときの風の場合を、波とともに動き、かつ等角写像を用いて水面を底面とするよう座標変換された直交曲線座標 (α, β) を用いて解いた。乱流モデルとしては $k-\omega$ モデル (Wilcox, 1988) を用いた。 $k-\omega$ モデルは、 $k-\varepsilon$ モデルに比べ、底面まで拡張するための経験的な減衰関数が不要で、また粗度を取り入れ易いという利点がある。

座標変換された支配方程式を以下に示す。

$$U_\alpha + V_\beta = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial U}{\partial t} + (UU)_\alpha + (UV)_\beta + \frac{J_\alpha}{2J} (U^2 + V^2) \\ = -\frac{\phi_\alpha}{J} + \left[\frac{1}{J} (\nu + \nu_t) e_{11} \right]_\alpha + \left[\frac{1}{J} (\nu + \nu_t) e_{12} \right]_\beta \\ \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial V}{\partial t} + (UV)_\alpha + (VV)_\beta + \frac{J_\beta}{2J} (U^2 + V^2)$$

$$= -\frac{\phi_\beta}{J} + \left[\frac{1}{J} (\nu + \nu_t) e_{12} \right]_\alpha + \left[\frac{1}{J} (\nu + \nu_t) e_{22} \right]_\beta \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial k}{\partial t} + (Uk)_\alpha + (Vk)_\beta = \frac{1}{J} [\nu_t (e_{11}^2 + e_{12}^2) - a_1 \omega k] \\ + [(\nu + \sigma_1 \nu_t) k_\alpha]_\alpha + [(\nu + \sigma_1 \nu_t) k_\beta]_\beta \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial \omega}{\partial t} + (U\omega)_\alpha + (V\omega)_\beta = \frac{1}{J} \left[\frac{b_2}{b_1} (e_{11}^3 - e_{12}^3) - a_2 \omega^2 \right] \\ + [(\nu + \sigma_2 \nu_t) \omega_\alpha]_\alpha + [(\nu + \sigma_2 \nu_t) \omega_\beta]_\beta \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ただし、 (U, V) は物理的な流速に $J^{-1/2}$ を乗じた速度、 k は乱れエネルギー、 ω は特性消散率である。また、渦動粘性係数 ν_t と変形速度は次のように表せる。

$$\nu_t = b_1 \frac{k}{\omega} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$e_{11} = (JU)_\alpha - (JV)_\beta \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$e_{12} = (JU)_\beta + (JV)_\alpha \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$e_{22} = -e_{11} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 $\phi = p/\rho + 2/3 k$ 、 $J = \partial(\alpha, \beta)/\partial(x, z)$ であり、 (x, z) はデカルト座標である。なお、式中の添字 α, β は曲線座標 (α, β) による微分を表し、定数は以下の通りである。

$$\begin{aligned} a_1 = 0.075, \quad a_2 = 0.09, \quad b_1 = 1, \\ b_2 = 5/9, \quad \sigma_1 = 0.5, \quad \sigma_2 = 0.5 \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

境界条件を以下に示す。

$$\begin{aligned} \beta = 0: \quad U = J^{-1/2}(u_w - C), \quad V = 0, \\ k = 0, \quad \omega = \frac{u_{*0}^2}{\nu} S_R \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta = \delta: \quad U = J^{-1/2}(U_\infty - C), \quad V = 0, \\ k_\beta = 0, \quad \omega_\beta = 0 \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ただし、

$$S_R = \begin{cases} \left(\frac{50}{k_R^+} \right)^2 & \left(k_R^+ = \frac{u_{*0} k_R}{\nu} < 25 \right) \\ \frac{100}{k_R^+} & \left(k_R^+ = \frac{u_{*0} k_R}{\nu} > 25 \right) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 k_R は相当粗度、 u_w は水表面における波動流速、 C は波速である。 u_{*0} は局所的な摩擦速度で、添字 0 が底面での値を表すものとして、次式で表される。

$$u_{*0} = \sqrt{\tau_0/\rho} = \sqrt{\nu(e_{12})_0} \quad \dots\dots\dots (14)$$

* 正会員 工博 防衛大学校講師 土木工学教室

** 正会員 海上自衛隊 施設課

*** 正会員 Ph.D. 防衛大学校助教授 土木工学教室

**** 正会員 Dr.Eng. 防衛大学校教授 土木工学教室

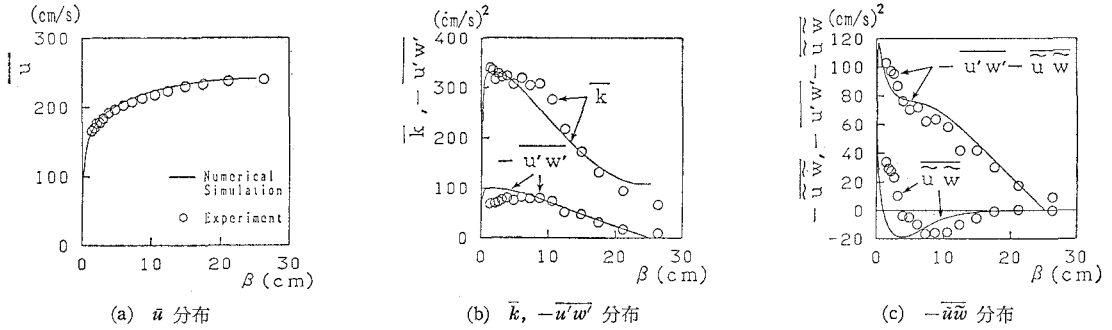


図-1 数値計算の精度の検証 (—: 計算結果, ○: Hsu らの実験結果)

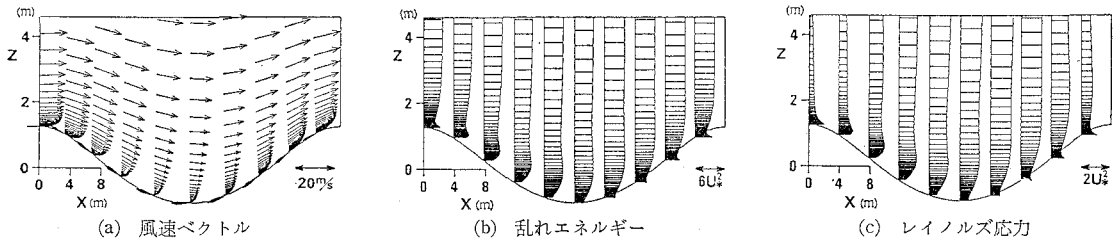


図-2 数値計算結果の1例 (Case 5-2)

なお, $\beta = \delta$ において, 厳密には $V = 0$ である必要はないが, 現地規模の計算では $V_\beta = 0$ の条件を用いても結果的に $V = 0$ が得られるので, 簡単のため条件として $V = 0$ を与えた。また, α 方向の境界条件には周期条件を用いた。

以上の条件で数値計算を行い, 数値計算結果から次式により固定座標における x, z 方向風速 u, w , 水面に作用する摩擦抵抗 F_s , 形状抵抗 F_D が計算される。

$$u = J(Ux_\alpha + Vx_\beta) + C, \quad w = J(Uz_\alpha + Vz_\beta) \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$F_s = \frac{1}{L} \int_0^L \tau_0 x_\alpha d\alpha, \quad F_D = \frac{1}{L} \int_0^L p_0 z_\alpha d\alpha \quad \dots\dots\dots (16)$$

さらに, ここで計算される u, w は位相平均風速であるので,

$$u = \bar{u} + \tilde{u}, \quad w = \bar{w} + \tilde{w} \quad \dots\dots\dots (17)$$

と平均流成分 $\bar{u}, \bar{w}$ と波による組織的変動成分 $\tilde{u}, \tilde{w}$ に分けられる。記号 $\bar{}$ は時間平均操作 (1 周期平均) を表しており, ここでは 1 波長平均と一致する。平均流に対する付加的なレイノルズ応力 (wave induced Reynolds stress) は次式により評価される。

$$-\overline{\tilde{u}\tilde{w}} = -(\overline{u - \bar{u}})(\overline{w - \bar{w}}) \quad \dots\dots\dots (18)$$

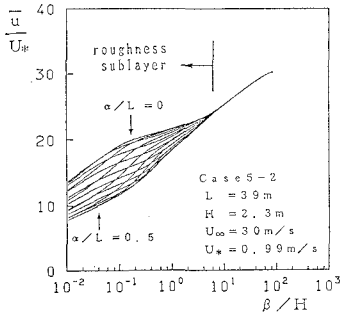
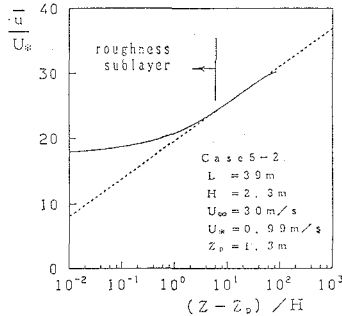
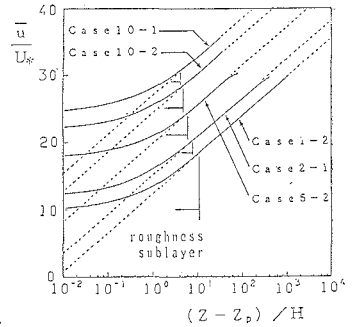
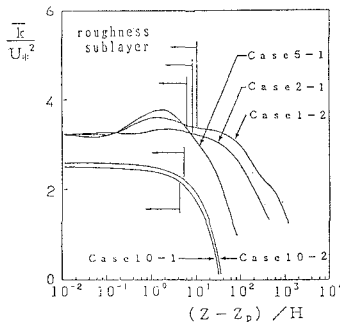
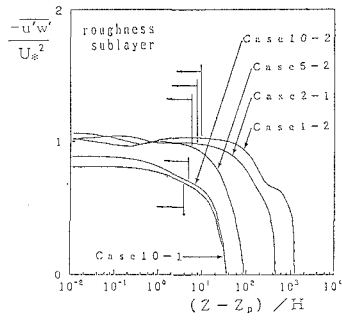
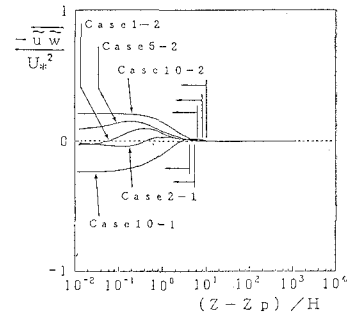
3. 数値計算の精度の検証

数値計算の精度の検証のため, Hsu ら (1981) の風洞実験の再現計算を行った。Hsu らは, 周期 $T = 1$ s, 振幅 $a = 2.67$ cm の正弦波上に $U_\infty = 2.4$ m/s の風を吹かせ, 風速や乱れの分布を測定している。図-1 (a) は平均

表-1 計算諸元

Case	T (s)	H (m)	L (m)	k_B (mm)	U_∞ (m/s)	δ (m)
1-1	1	0.11	1.56	10	10	150
1-2	1	0.12	1.56	5	10	150
1-3	1	0.12	1.56	1	10	150
1-4	1	0.17	1.56	10	20	150
2-1	2	0.34	6.24	10	10	150
5-1	5	1.33	39.0	5	10	200
5-2	5	2.30	39.0	5	30	200
5-3	5	3.25	39.0	5	60	200
10-1	10	8.60	156.0	1	50	300
10-2	10	10.3	156.0	5	80	400

水平方向風速の測定結果と計算結果との比較である。ただし, Hsu らのデータは本計算の (α, β) 座標とほとんど同じ曲線座標 (x^*, z^*) で整理されているため, $\tilde{u}(z^*) \equiv \tilde{u}(\beta)$ である。そこで, 計算値として $\tilde{u}(\beta)$ をプロットした。図-1 (b) は平均乱れエネルギー $\bar{k}$ と平均レイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ に関する比較である。ただし実験では $\overline{v'^2}$ が測定されていないので, 乱れエネルギーの実験値として $3/4(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$ をプロットしてある。ここで, u', v', w' は x, y, z 方向風速の乱流変動を表す。図-1 (c) は $-\overline{u'w'}$ に関する比較であり, 平均流に対し実質的にレイノルズ応力として作用する $-\overline{u'w'} - \overline{\tilde{u}\tilde{w}}$ に関しても比較してある。図から, いずれも計算結果は実験結果をよく再現していることが分かる。したがって, 本計算手法により, 水面波上の風場を精度よく再現できるといえる。

図-3 $u(\beta)$ 分布 (Case 5-2)図-4 $\bar{u}(z)$ 分布 (Case 5-2)図-5 $\bar{u}$ 分布図-6 $\bar{k}$ 分布図-7 $-\overline{u'w'}$ 分布図-8 $-\overline{u'u}$ 分布

4. 現地規模の数値計算

数値実験において設定した計算諸元を表-1に示す。鉛直方向の計算領域は波高の40倍以上で、波高の小さい場合でも最低150mに設定した。波面形状と波面における水粒子流速はストークス波第3次近似理論により与え、計算格子より波長が短い数Hz以上の高周波成分を表すため水面は粗面とした。ただし、波高と周期の組み合わせは、Wilsonの関係式による無次元波高と無次元周期の3/2乗則を満たすように決定した。

計算結果の1例として、Case 5-2の水面付近の移動座標における風速($u-C, w$)のベクトル図、乱れエネルギー、レイノルズ応力の分布を図-2に示す。

5. 風場の構造

(1) 風速分布

図-3は水平方向風速 u の β 方向分布を $\alpha/L=1/15$ 間隔で描いた例である。ただし、 $\alpha/L=0$ が波頂、 $\alpha/L=0.5$ が波谷にあたる。波面の摩擦速度は次式で計算される。

$$U_* = \sqrt{\frac{Fs + F_D}{\rho}} \quad (19)$$

図から、 $\beta/H > 6$ の範囲では風速の β 方向分布は場所的に変化しておらず、 $\beta/H < 6$ の領域で場所的に異なる風速分布となることが分かる。なお、 $\beta/H > 6$ では、 (α, β) 座標はほぼ (x, z) 座標と等しいので、この領域では風速

の鉛直分布が場所的に変化しないと考えてよい。図-4に現地における定点観測に相当する平均風速の鉛直分布 $\bar{u}(z)$ を示す。ただし、 z_p は波頂の z 座標である。この図から、水面付近でカルマン定数 $\kappa=0.4$ の対数則で表せない領域があり、この領域は図-3で風速が場所的に変化する領域とほぼ一致していることが分かる。すなわち、水面から離れた領域の風速分布は対数則に従うが、水面付近では波の影響により風速分布が対数則で表せない領域が存在する。粗度水深比が大きい開水路流れにおいても、粗度近傍で流速が $\kappa=0.4$ の対数則で表せない roughness sublayer (粗度領域) と呼ばれる領域が存在しており(中川ら, 1989)、水面波上の風の場合は大粗度を有する開水路流れと類似した構造を持つと言える。粗度領域における κ の値は、 $1 < (z - z_p)/H < 6$ の範囲で風速を対数で近似すると $\kappa=0.5 \sim 0.6$ 程度の値になり、中川ら(1989)による開水路流れの値($\kappa=0.58$)に近くなる。

図-5に代表的なケースにおける $\bar{u}(z)$ の分布を示す。粗度領域の相対的な厚さは波のスケールにより異なり、周期が長いと小さくなる傾向があるが、開水路流れの場合が $z/H=1$ 程度であるのに比べ厚く、 $z/H=3 \sim 10$ 程度である。

(2) 乱れエネルギーとレイノルズ応力分布

図-6~9に代表的なケースにおける $\bar{k}$ 、 $-\overline{u'w'}$ 、 $-\overline{u'u}$ 、 $-\overline{u'w'}$ の分布を示す。粗度領域の外側では、 $\bar{k}$ や $-\overline{u'w'}$ は水面に近づくにしたがって増加し、

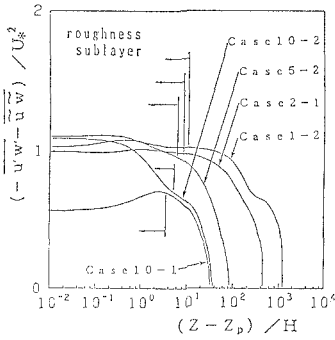


図-9 $-\overline{u'w'} - \overline{u''w''}$ 分布

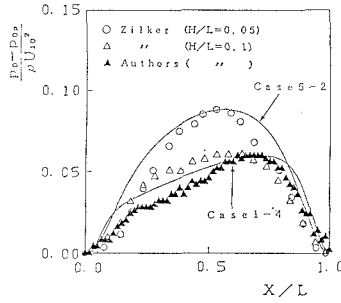


図-10 海面圧力分布

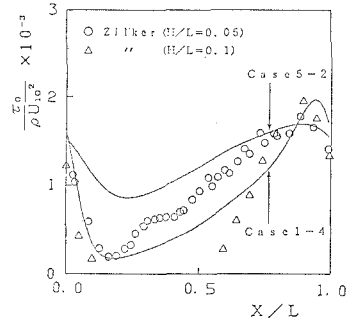


図-11 海面せん断力分布

$-\overline{u''w''}$ はゼロである。粗度領域内では、 $\bar{k}$ や $-\overline{u'w'}$ は水面に近づくにしたがって若干減少することもあるが、ほとんど一様と見なせる。 $-\overline{u'w'} - \overline{u''w''}$ も同様な傾向を持ち、Case 10-1 を除き、ほぼ U_*^2 に一致している。開水路流れの粗度領域では、乱れ強さはほぼ一様で、レイノルズ応力は底面に近づくにしたがって減少する傾向があるとされているので、波による粗度領域でも、乱れエネルギーに関しては開水路流れの粗度領域と類似した性質を持つと言える。しかし、レイノルズ応力に関しては底面に近づくにしたがって減少する傾向は見られず、開水路流れの粗度領域と異なる性質を示している。

従来、実験や実測において U_* を決定するため様々な方法が用いられているが、以上に示した粗度領域の性質から判断すると、 U_* を決定するには粗度領域の厚さを把握し、粗度領域外で風速分布を測定して対数則に当てはめるか、あるいは粗度領域内でレイノルズ応力を測定する必要がある。

(3) 海面圧力およびせん断力分布

図-10, 11 に海面における圧力とせん断力分布の例を示す。ただし、 p_{0p} は波頂位置 ($x=0$) における海面圧を表す。海面において水粒子速度が存在することにより、水面波上の風の場合は固定床波状曲面上の流れと異なる特性を持つと考えられるので、図中には波形勾配がほぼ等しい固定床波状曲面上の流れにおける実験結果も比較のためプロットした。すなわち、Zilker ら (1979) が滑面を用いて行った実験結果を○と△で、Fujima ら (1991) が粗面を用いて行った実験結果を▲で表してある。ただし、両者を同じ量で無次元化できないため、ピークの値が一致するようスケールを合わせて描かれている。図から、圧力に関してはピーク位置のずれが認められるが、水面波の場合と固定床波状曲面の場合でそれほど大きな違いはないようである。せん断力に関しては、水面波上の風の場合は固定床実験に比べて場所的变化が少なくなる。これは、せん断力が大きい波頂の部分では水表面流速が正となりせん断を抑えるよう作用しており、また波

谷の部分で逆に水表面流速がせん断力を増加させるよう作用しているからである。

6. 風波の抵抗則と発達率

風波の抵抗則を記述する方法としては、10 m 高度風速 U_{10} を用いて

$$C_{10} = \left(\frac{U_*}{U_{10}} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (20)$$

と定義される抵抗係数 C_{10} を用いる方法と、風速分布を

$$\frac{\bar{u}}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \log \frac{z}{z_0} \quad \dots\dots\dots (21)$$

で当てはめて得られる z_0 を用いる方法がある (光易, 1983; 後藤ら, 1990)。本計算結果から C_{10} および z_0 を算出した結果を図-12, 13 に示す。本計算結果は、抵抗係数 C_{10} が風速のみでなく波の周期によっても変化することを示唆している。しかし、波浪推算で用いられる Mitsuyasu ら (1984) の C_{10} 則は本計算の $T=5$ s のケースとよく一致している。本研究では計算ケースが少なく、確たることは言えないが、Mitsuyasu らの式は風速による C_{10} の増加の傾向をよく表しており、様々な波に対する平均的な抵抗則としてよい精度を持っていると考えられる。ただし、本計算の $T=10$ s の抵抗係数が従来

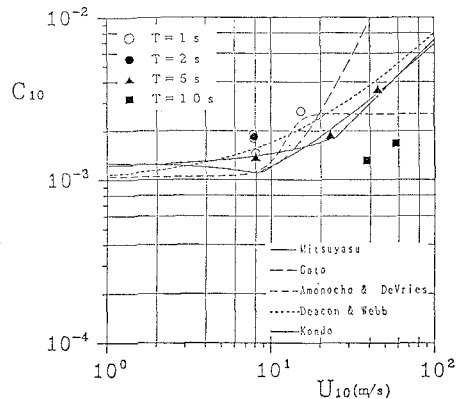


図-12 C_{10} 則

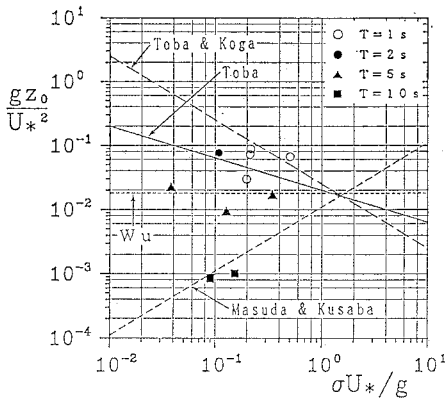
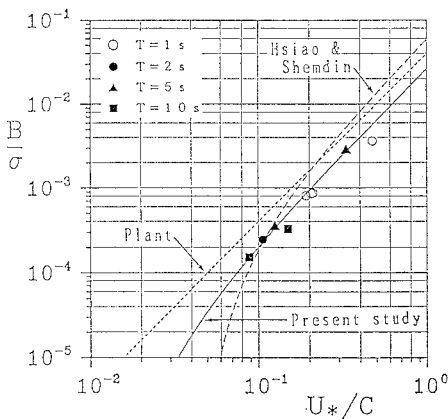
図-13 z_0 則

図-14 風波の発達率

得られていた値に比べて極端に小さく、 $T=10s$ の風波の波形は、本計算で与えたようなストークス波で近似できないという可能性もある。

海面圧力分布から線形理論により評価した波の無次元発達率 B/σ を 図-14 に示す。少なくとも波高と周期が $3/2$ 乗則を満たすときには、発達率は他のパラメータに依らず U_*/C のみの関数と見なしてよいことが分かる。本計算による発達率は現地観測におけるデータのばらつきの範囲内ではあるが、従来の提案式に比べ小さく、次式で近似できる。

$$\frac{B}{\sigma} = 0.027 \left(\frac{U_*}{C} - 0.014 \right)^2 \dots\dots\dots (22)$$

7. 結 論

本研究で得られた主要な結論は以下の通りである。

- (1) 波面から離れた領域では風速は x 方向に変化せず、風速の鉛直分布が $\kappa=0.4$ の対数則で近似できる。しかし、波面付近では波の影響により風速が x 方向に変化し、しかも平均風速分布が対数則で表せない領域 (roughness sublayer) が存在する。層の厚さは波のスケールによって異なるが、 $z/H=3\sim 10$ 程度である。
- (2) 平均乱れエネルギー、平均レイノルズ応力および $-\overline{u'w'}$ を加えた実質的なレイノルズ応力は水面に近づくにしたがって増加し、roughness sublayer 内ではほぼ一定値をとる。
- (3) 海面せん断力分布は、水粒子速度の存在により、固定床波状曲面における底面せん断力分布に比べ場所的变化が少なくなる。海面圧力分布は、固定床底面圧力分布に比べ、ピーク位置のずれが生じる。
- (4) 抵抗係数 C_{10} は周期によって変化するが、Mitsuyasu の式は風速による C_{10} の増加の傾向をよく表している。
- (5) 風波の発達率は U_*/C のみの関数であり、式 (22) で近似できる。

参 考 文 献

- 後藤智明・末次広児・永井紀彦 (1990): 短フェッチ海域の波浪推算モデル, 港研報告, 29巻, 3号, pp. 3-26.
- 中川博次・辻本哲郎・清水義彦 (1989): 粗度近傍の組織的流速変動場が相対水深の小さな流れの乱流構造に及ぼす影響, 第33回水講演文集, pp. 487-492.
- 藤間功司・正實敏彦・林建二郎・重村利幸 (1990): 水面波状の風の場の数値計算, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 165-169.
- 光易 恒 (1983): 海面に及ぼす風の応力, 水工学に関する夏期研修講義集, B-1, pp. 1-17.
- Fujima, K., T. Shoho, K. Hayashi and T. Shigemura (1991): Numerical simulation of separated flows over wavy walls, Proc. of Environmental Hydraulics, Vol. 2, pp. 999-1004.
- Hsu, C. T., E. Y. Hsu and R. L. Street (1981): On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed, wave-following co-ordinate system, J. Fluid Mech., Vol. 105, pp. 87-117.
- Mitsuyasu, H. and T. Kusaba (1984): Drag coefficient over water surface under the action of strong wind, J. Natural Dias. Sci., Vol. 6, No. 2, pp. 43-50.
- Wilcox, D. C. (1988): Reassessment of the scale-determined equation for advanced turbulence models, AIAA J., Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310.
- Zilker, D. P. and T. J. Hanratty (1979): Influence of the amplitude of a solid wavy wall on a turbulent flow, Part 2. Separated flows, J. Fluid Mech., Vol. 90, Part 2, pp. 257-271.