

風応力作用下で生ずる傾斜海浜モデル上の波と流れ

松永信博*・樋田 操**・川上裕史***・八尋正信****

1. 緒 言

強風域が外洋だけでなく沿岸海域に及ぶ場合、発達した風波は碎波と浅水変形を繰り返しながら海岸に入射する。このような気象状況下において浅海域で形成される波、流れ、乱れの特性は、静穏な海域で見られるそれらとは大きく異なるものと思われる。また、底質の浮遊・輸送形態も水表面に風応力が作用する場合としない場合とではかなり異なることが指摘されている (Komar, 1976)。海浜は春季から夏季にかけて堆積傾向にあり、秋季から冬季にかけては侵食傾向にあるという一般によく知られた経年サイクルもこの風作用と密接に関係するものと思われる。

大気から海洋へ輸送される運動量は、風波や吹送流の特性を支配する重要な物理量である。水表面に作用する風応力の定量化は、これまで水表面からの高さ 10 m における平均風速 U_{10} に対して議論されてきた (光易, 1983)。しかしながら、抵抗係数 C_D という無次元量を次元量 U_{10} に対して普遍的に記述しようとする試みには若干無理があり、実際、多くの研究者達によって様々な経験式が提案されているのが現状である。

風波の特性については、これまで主として深海域に形成される風波を対象とした研究が精力的に行われてきた (光易, 1995, 鳥羽他, 1996)。浅海域において発達した風波は海底地形の影響を受けるため、その特性は深海域で発達した風波の特性とはかなり異なるものと思われる。

沿岸海域において風が沖側から岸に向かって吹く場合、水表面に沿って岸向きの吹送流と底面に沿った沖向きの補償流が形成される。この定常的な流れと風波による質量輸送とがどのように結びついて底質が輸送されるのか、また、吹送流によるせん断乱流や碎波による乱れが底質をどのように浮遊・拡散させるのか等について、

それ程詳細な研究も行われていない。

このような状況において、風応力作用下にある沿岸海域で形成される波、流れ、乱れの特性を定量的に明らかにすることは、海岸工学上極めて重要であると考えられる。本研究では、傾斜海浜のモデルとして一様勾配斜面を風洞水槽の一端に取り付け、沖側から岸に向かって風を吹かせる実験を系統的に行った。水表面における抵抗係数、浅海域に形成される風波の特性、風によって駆動される流れ及び乱れの特性について報告する。

2. 実験方法

実験には、高さ 0.94 m、幅 0.60 m の矩形断面を有する長さ 32 m の二次元風洞水槽を用いた。図-1 にその概要を示す。傾斜海浜モデルとして風下側 12 m にわたって勾配 1/30 の斜板を設置し、水平床部における平均水深を 0.3 m に固定した。水面上を吹く風の断面平均風速 U_m は 7.60, 11.6, 15.5, 18.9, 21.8 m/s の 5 種類とした。風速、風波、流れの測定は、風の吸い込み口から 11.0 m の位置を Pos. 1 ($F=11.0$ m) とし、以降風下方向に 2 m 間隔で Pos. 5 ($F=19.0$ m) まで合計 5 断面で行われた。ここで、 F は吹送距離である。Pos. 1, 2 は水平床上にあり、Pos. 3, 4, 5 は斜床上に位置している。風速の測定にはベーン式風速計を用いて、波頂から鉛直上方に 2 cm 間隔で平均風速を求めた。風によって駆動される流れの測定では高精度 2 方向電磁流速計を用い、風の吹送方向と鉛直方向の流速の同時計測を行った。流れの鉛直分布を得るために、床面から鉛直上方に 0.5~2.0 cm 間隔で流速計を移動させた。流速のアナログデータは 0.05 秒のサンプリング間隔で AD 変換され、2,048 個のデータが抽出された。風波の測定には 2 本の高精度容量式波高計を用いた。波高データは 0.02 秒間隔で AD 変換され、

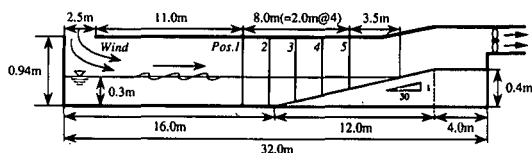


図-1 実験装置

* 正会員 工博 九州大学助教授 大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

** 正会員 工修 日本文理大学教授 工学部土木工学科

*** 学生会員 九州大学大学院 総合理工学研究科修士課程大気海洋環境システム学専攻

**** 理博 水産大学校助教授 教養学科自然科学教室

表-1 実験条件

U_m (m/s)	Pos.	F (m)	h (cm)	u_{*a} (m/s)	U_{10} (m/s)	H (cm)	T_m (s)	L_m (m)	c_m (m/s)	E (cm ²)	H/L_m	h/L_m	u_{*a}/c_m	C_D	U_r
7.60	1	11.0	30.0	0.335	10.9	2.20	0.467	0.400	0.856	0.688	5.50 E-2	0.750	0.391	9.45 E-4	0.130
	2	13.0	30.0	0.259	10.4	2.43	0.467	0.417	0.893	0.836	5.83 E-2	0.719	0.290	6.20 E-4	0.157
	3	15.0	25.0	0.274	10.4	2.63	0.474	0.433	0.914	0.977	6.07 E-2	0.577	0.300	6.94 E-4	0.316
	4	17.0	18.4	0.238	10.7	2.83	0.515	0.493	0.956	1.17	5.74 E-2	0.373	0.249	4.95 E-4	1.10
	5	19.0	11.9	0.294	11.1	2.99	0.535	0.483	0.903	1.26	6.19 E-2	0.246	0.326	7.02 E-4	4.14
11.6	1	11.0	30.4	0.682	18.1	4.68	0.585	0.637	1.09	2.88	7.35 E-2	0.477	0.626	1.42 E-3	0.676
	2	13.0	30.2	0.568	17.3	5.06	0.595	0.685	1.15	3.31	7.39 E-2	0.441	0.494	1.08 E-3	0.862
	3	15.0	25.2	0.723	19.1	5.30	0.658	0.743	1.13	3.53	7.13 E-2	0.339	0.640	1.44 E-3	1.83
	4	17.0	18.7	0.823	20.6	5.33	0.662	0.834	1.26	3.59	6.39 E-2	0.224	0.653	1.60 E-3	5.67
	5	19.0	12.4	0.658	19.1	4.46	0.699	0.741	1.06	2.57	6.02 E-2	0.167	0.621	1.19 E-3	12.8
15.5	1	11.0	29.9	1.18	26.4	5.58	0.662	0.768	1.16	4.01	7.27 E-2	0.389	1.02	2.00 E-3	1.23
	2	13.0	30.1	1.29	28.0	6.41	0.714	0.971	1.36	5.07	6.60 E-2	0.310	0.949	2.10 E-3	2.22
	3	15.0	25.5	1.19	27.3	6.55	0.709	0.851	1.20	5.26	7.70 E-2	0.300	0.992	1.91 E-3	2.86
	4	17.0	19.3	1.32	29.1	6.11	0.746	0.896	1.20	4.86	6.82 E-2	0.215	1.10	2.06 E-3	6.82
	5	19.0	13.4	1.49	31.1	4.55	0.775	0.791	1.02	3.01	5.75 E-2	0.169	1.46	2.30 E-3	11.8
18.9	1	11.0	28.5	1.10	29.0	6.05	0.699	0.881	1.26	4.71	6.87 E-2	0.323	0.873	1.45 E-3	2.03
	2	13.0	30.0	1.63	34.8	6.39	0.719	0.971	1.35	5.45	6.58 E-2	0.309	1.21	2.20 E-3	2.23
	3	15.0	25.6	1.82	36.9	6.69	0.746	0.955	1.28	6.06	7.01 E-2	0.268	1.42	2.44 E-3	3.64
	4	17.0	19.6	2.10	40.3	5.87	0.787	1.00	1.27	4.95	5.87 E-2	0.196	1.65	2.72 E-3	7.80
	5	19.0	14.0	2.57	45.6	4.81	0.840	0.830	0.988	3.43	5.80 E-2	0.169	2.60	3.19 E-3	12.1
21.8	1	11.0	27.8	1.99	39.4	6.30	0.719	0.971	1.35	5.38	6.49 E-2	0.286	1.47	2.54 E-3	2.76
	2	13.0	28.1	2.04	43.3	6.49	0.741	1.02	1.38	5.92	6.36 E-2	0.275	1.48	2.21 E-3	3.04
	3	15.0	24.1	2.02	42.9	6.91	0.794	1.04	1.31	6.41	6.64 E-2	0.232	1.54	2.21 E-3	5.34
	4	17.0	18.2	2.19	45.1	5.76	0.794	1.02	1.28	4.64	5.65 E-2	0.178	1.71	2.36 E-3	9.94
	5	19.0	13.5	2.40	45.9	4.19	0.885	1.04	1.18	3.09	4.03 E-2	0.130	2.03	2.72 E-3	18.4

16,384 個のデータが抽出された。表-1 に実験条件及び得られたデータの代表諸量を示す。ここで、 h は平均水深である。 u_{*a} と U_{10} はそれぞれ水表面に作用する風の摩擦速度と高さ 10 m における平均風速で、平均風速分布に対数則をあてはめることにより求められている。 H は風波の平均波高で、 T_m , L_m , c_m はそれぞれ卓越波の周期、波長、波速である。 E は風波のエネルギーである。 C_D は $(u_{*a}/U_{10})^2$ で定義される抵抗係数で、 U_r は HL_m^2/h^3 で定義されるアーセル数である。

3. 実験結果及び考察

3.1 水表面の抵抗係数

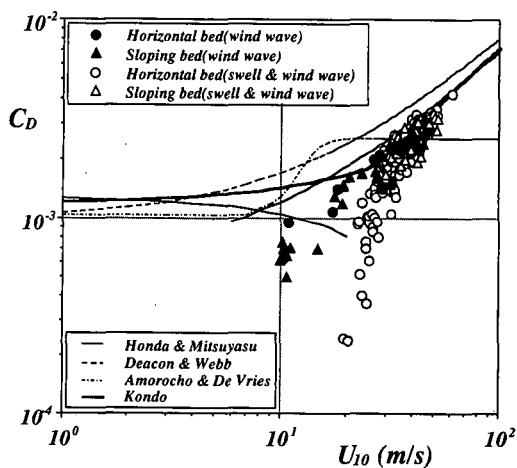
各測定断面で得られた平均風速分布は、水表面付近では対数則に従うことが示された。一般に接水境界層は粗面上の乱流境界層とみなされ、風速の鉛直分布は近似的に次式によって表される (光易, 1983)。

$$U/u_{*a} = 1/\kappa \ln(z/z_0) \quad (1)$$

ここで、 U は平均風速、 z は平均水面から鉛直上方にとった座標、 z_0 は水面粗度、 κ はカルマン定数 (≈ 0.4) である。風速データに (1) 式を適合させることにより u_{*a} , z_0 , U_{10} の値を求め、

$$C_D = (u_{*a}/U_{10})^2 \quad (2)$$

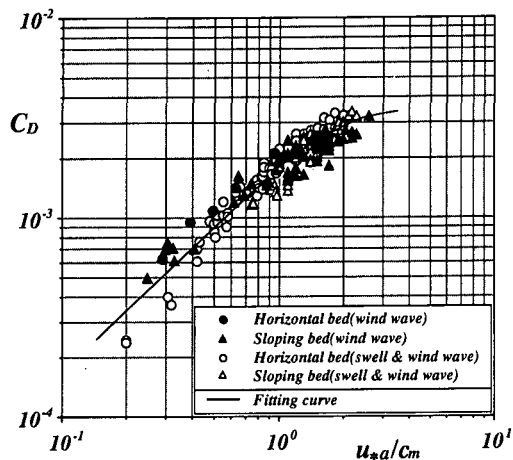
で定義される水表面の抵抗係数 C_D を算定した。 $U_m \leq$

図-2 C_D と U_{10} の関係

11.6 m/s の実験では u_{*a} の値は風下方向にほぼ一様であったが、 $U_m \geq 15.5$ m/s の実験では wind-setup のため風は加速され、 u_{*a} は風下方向に若干増加する傾向が認められた。(1) 式と (2) 式から、 z_0 と C_D との間には

$$z_0 = 10 \exp(-\kappa/\sqrt{C_D}) \quad (3)$$

なる一意の関係が生ずる。ここで、水面粗度 z_0 は m の単

図-3 C_D と u_{*a}/C_m の関係

位で表わされている。従って、 C_D を定量化することは z_0 の定量化を意味する。これまで、 C_D は U_{10} を用いて表されてきた。図-2 に C_D と U_{10} の関係を示す。図中には、二次元規則波上に風応力を作用させた場合に得られたデータ (松永他, 1995) をはじめ、既往の研究における経験式も示されている。 U_{10} が小さい場合、著者らのデータはいずれの経験式からも大きく外れるが、 $U_{10} > 25$ m/s において Kondo (1975) によって提案された経験式

$$C_D = 7.30 \times 10^{-5} U_{10} \quad (U_{10} > 25 \text{ m/s}) \quad \cdots (4)$$

に漸近する傾向を示す。また、二次元規則波上に風を作用させた場合においても同様な傾向がみられることは興味深い結果であるが、著者らのデータ及びこれまでに提案された経験式を考慮すると、 C_D を U_{10} のみで普遍的に表すことは困難であるように思われる。図-3 は、 C_D を波風係数 u_{*a}/C_m に対してプロットしたものである。波風係数は草場 (1989) によって提案された無次元量である。二次元規則波上に風応力を作用させた場合に比べ、風応力のみを作用させた場合は緩やかな分布を示すが、全データは図に示された曲線で十分よく近似できることがわかる。

3.2 浅水域における風波の特性

表-1 より、吹送距離が同じ場合、平均風速 U_m が増加するにつれ卓越波の周期 T_m は大きくなり、風波のエネルギー E も大きくなることからわかる。また、平均風速が同じ場合でも、吹送距離が増加するにつれ T_m と E は大きくなる。但し、風速が大きく風波がかなりの浅水域に到達した場合、つまり、アーセル数 $U_r > 5$ において風波のエネルギーは砕波のため減少し始める。図-4 は、 $U_m = 7.60$ m/s と 21.8 m/s において Pos. 4 で得られた風波のエネルギースペクトルを無次元表示したものである。ここで、 $\phi(f)$ は周波数スペクトル密度であり、 f_m は

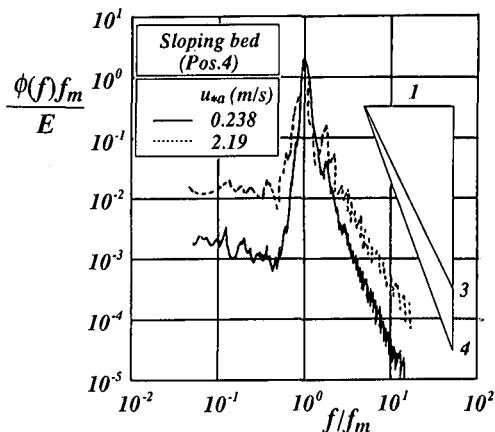


図-4 風波のエネルギースペクトルの無次元形

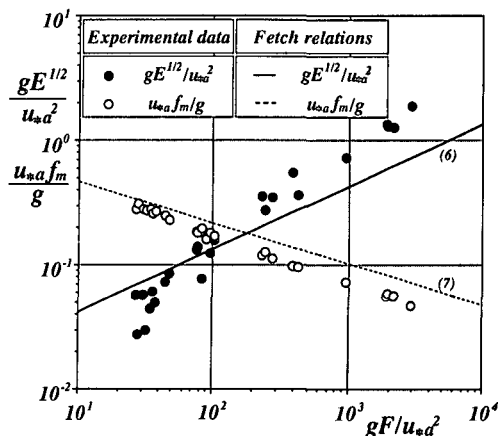
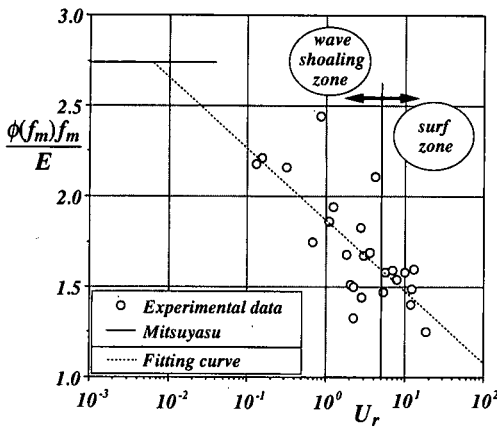


図-5 吹送距離則と実験データの比較

卓越周波数 ($=1/T_m$) である。 u_{*a} が増加すると、無次元スペクトル密度は全周波数にわたって増加することがわかる。風波のスペクトルの平衡領域は、一般に重力加速度 g と u_{*a} 及び f によって支配される。次元解析より周波数スペクトルは

$$\phi(f) \propto g^\alpha u_{*a}^{2-\alpha} f^{-3-\alpha} \quad \cdots (5)$$

で表される。ここで、 α は任意の定数である。重力加速度が支配的である場合 $\alpha=2$ となり、摩擦速度が支配的である場合 $\alpha=0$ となることから、風波の平衡領域におけるスペクトルは $f^{-5} \sim f^{-3}$ にかけて変化するものと考えられる。実際、 $u_{*a} = 0.238$ m/s 及び 2.19 m/s におけるスペクトルはそれぞれ f^{-4} と f^{-3} に比例しており、この議論の妥当性が認められる。 u_{*a} が同じで吹送距離が大きくなる場合、スペクトルはほぼ相似形を保って増加する。これは深海域における風波の発達と同じであるが、水深が浅くなり砕波が顕著となると、卓越波のエネルギーは急激に減少することが認められた。

図-6 無次元化された卓越波のエネルギーと U_r の関係

Mitsuyasu (1968) は、数多くの実験及び現地観測結果に基づいて深海域における風波の発達特性を示す吹送距離則

$$g\sqrt{E}/u_{*a} = 1.31 \times 10^{-2} (gF/u_{*a}^2)^{0.504} \quad (6)$$

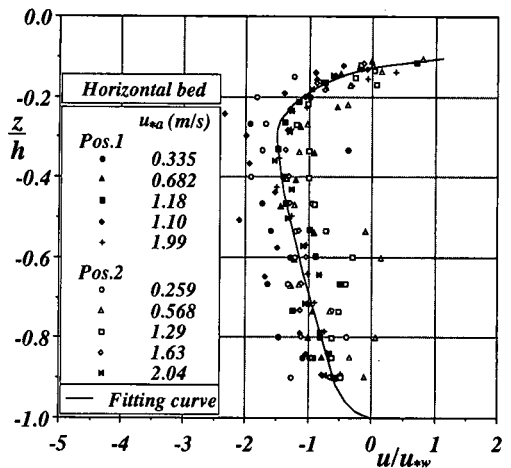
$$u_{*a} f_m / g = 1.00 (gF/u_{*a}^2)^{-0.330} \quad (7)$$

を提案している。図-5において、これらの吹送距離則と実験結果を比較した。無次元エネルギーは無次元吹送距離と共に増大し、無次元卓越周波数は減少するという定性的傾向は経験式と一致しているが、絶対値に関しては両者の間に違いがみられる。無次元吹送距離 gF/u_{*a}^2 が 10^2 以下の場合、 u_{*a} の値が大きく風波は砕波を伴う。このため、無次元エネルギーは(6)式よりも小さな値をとる。一方、 $gF/u_{*a}^2 > 10^2$ においては風波はほとんど砕波せず、浅水変形のため波高が増大する。このため、無次元エネルギーは(6)式よりも大きな値をとることになる。しかしながら、無次元卓越周波数は(7)式よりも常に小さな値をとる。これが浅水域における風波の特性であるか否かについては、さらなる検討が必要である。

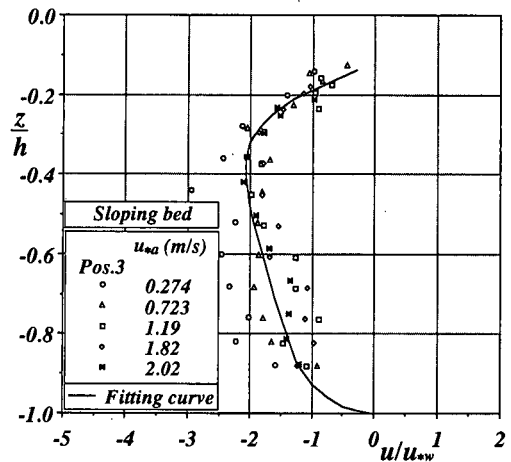
図-6は卓越波のエネルギー密度 $\phi(f_m)$ を E と f_m を用いて無次元化し、アーセル数 U_r に対してプロットしたものである。表-1からもわかるように U_r の増加は、吹送距離の増加あるいは摩擦速度の増加と対応している。光易 (1968) によると、深海域における卓越波の無次元エネルギー密度は約 2.74 をとる。浅水域において、 E と $\phi(f_m)$ の値は岸に近づくにつれ増大し、砕波後減少する。一方、 f_m の値は吹送距離と共に減少する傾向にある。 E 、 $\phi(f_m)$ のこのような吹送距離依存性にもかかわらず、無次元量 $\phi(f_m)f_m/E$ の値は U_r の増加とともにめだらかに減少することが示される。

3.3 流れと乱れの特性

図-7(a), (b) は、水平床 (Pos. 1, 2) 及び斜床 (Pos.



(a) 水平床



(b) 斜床

図-7 平均流速分布

3) において誘起される流れの流速分布を水の摩擦速度 u_{*w} と水深 h を用いて無次元表示したものである。ここで、 u_{*w} は空気密度 ρ_a と水密度 ρ_w を用いて

$$u_{*w} = (\rho_a / \rho_w)^{1/2} u_{*a} \quad (8)$$

から算定されている。図中、岸向きの流速を正にとっている。図-7(a)から、水平床上の流速分布は u_{*w} と h を用いて無次元化することにより、ある程度規格化できることがわかる。それは、流れが風下方向にほぼ一様であることと水面付近に誘起される吹送流は u_{*w} に比例するであろうことを考慮すれば十分期待できる結果である。無次元化された分布から水平床では $z/h \approx -0.3$ 付近で沖向きの最大流速が生じ、それは約 $-1.5 u_{*w}$ の値をとることがわかる。また、 $z/h > -0.15$ において岸向きの流れ (吹送流) が形成される。斜床上に誘起される流れを u_{*w} と h を用いて無次元化しても各断面の流速分布を普遍的に表すことは困難である。その理由は u_{*w} が風

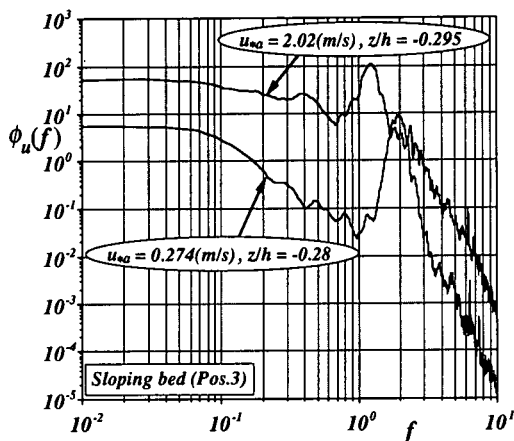


図-8 乱れの周波数スペクトル

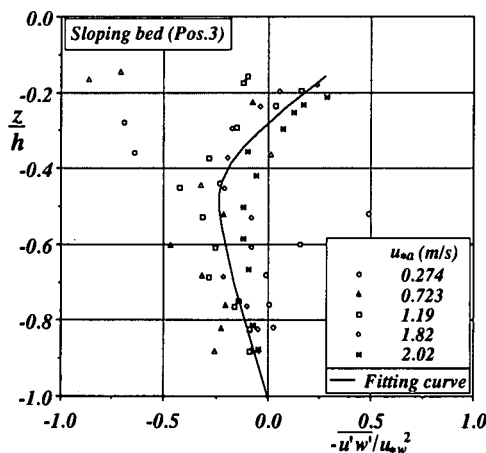


図-9 レイノルズ応力の鉛直分布

下方向にほぼ一様であっても、水深が減少するため流体の連続条件から補償流が風下方向に大きくならなければならないからである。実際、Pos. 3~Pos. 5にかけて $|u/u_{*w}|$ の値は風下方向に増加することが認められた。従って、流速分布の相似形を得るためには、水表面における流速を用いて規格化することが望ましいけれども、水表面における流速を正確に測定することは非常に困難である。図-7(b) に示すように Pos. 3 における流れを u_{*w} と h を用いて無次元化すると、 u_{*w} の広範囲の値においてほぼ相似形を得るが、そのばらつきも浅水域に行く程大きくなる。

図-8 は、Pos. 3 において得られた水平方向の流速変動の周波数スペクトル $\phi_u(f)$ を示している。 u_{*a} が小さ

い場合でも $-5/3$ 乗則に従う慣性領域が形成しており、乱れが十分発達していることがわかる。 u_{*a} の値が大きくなると乱れエネルギーの値も全周波数にわたって増加する。しかしながら、最も大きなエネルギーは卓越波に起因する変動であることがわかる。また、慣性領域に卓越波による流速変動が現れるのは、風によって駆動される乱流の特徴である。

図-9 は Pos. 3 において得られたレイノルズ応力 $-u'w'$ の分布を u_{*w}^2 で無次元化したものである。かなりのばらつきが見られるが、図-7(b) で示された平均流速分布と比較して、ほぼ妥当な分布が得られていることがわかる。

4. 結 論

風応力作用下の沿岸海域で生ずる波と流れの特性を明らかにするための実験を行った。得られた結果は以下の通りである。

- 水表面における抵抗係数 C_D は、波風係数 u_{*a}/c_m に対してプロットすることにより普遍的に関係づけられる。
- 無次元化された卓越波のエネルギー $\phi(f_m)f_m/E$ の値は、アーセル数 U_r の増加に伴って減少する傾向にある。
- 水平床上で誘起される流れは、水の摩擦速度 u_{*w} と水深 h で普遍表示され、最大冲向き流速は 1.5 u_{*w} となる。また、斜床上では水深が浅くなるにつれ、冲向き流速は大きな値をとる。

本研究は、平成 8 年度文部省科学研究費補助金萌芽的研究 (代表者: 植田 操, 課題番号: 08875095) の援助を受けて行われたことを記し、ここに謝意を表します。

参 考 文 献

- 草場忠夫 (1989): 局所平衡下の風と風波, 九州大学学位論文, 180 p.
- 鳥羽良明他 (1996): 大気・海洋の相互作用, 東京大学出版会, 336 p.
- 松永信博・植田 操・鶴崎賢一 (1995): 波に作用する風応力としぶき量の関係, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 1031-1035.
- 光易 恒 (1995): 海洋波の物理, 岩波書店, 210 p.
- 光易 恒 (1983): 海面に及ぼす風の応力, 第 19 回水工学に関する夏期研修会講義集, pp. 1-1-B1-17.
- Komar, P.D. (1976): Beach processes and sedimentation, Prentice-Hall Inc., pp. 299-300.
- Kondo, J. (1975): Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. Boundary-Layer Met., Vol. 9, pp. 91-112.
- Mitsuyasu, H. (1968): On the growth of the spectrum of wind-generated waves (I), Rept. RIAM, Kyushu Univ., Vol. 16, pp. 459-482.