

数値計算による海面の抵抗則に関する考察

藤間 功司*・高根 徳通**・林 建二郎***・重村 利幸****

1. はじめに

海面の抵抗係数は、10 m 高度風速によって無次元化された C_{10} で表されることが多く、低風速域では抵抗係数が $C_{10}=0.001\sim 0.0015$ であることがほぼ明らかになっている。しかし、高風速域では現地観測や水理実験の実施が困難であるため、計測データにばらつきが大きく、提案式ごとの差も著しい。そのため、風速の増加により抵抗係数が増加する機構など、基礎的な事項ですら、いまだに明確にされていない。今後、風波の発達機構を解明し、波浪予測の精度を上げるには、このような抵抗則に関連した様々な基礎データを蓄積する必要がある。

そのためには、条件を自由に設定できる数値実験が適しており、すでに Gent and Taylor (1976), Al-zanaiidi and Hui (1984) などが数値実験を試みている。また、藤間ら (1990, 1992) は、乱流モデルを用いた現地規模の数値実験により、海面波上の風の場合に関する詳細な考察を行なっている。ここでは、藤間ら (1992) の方法により数値実験を行い、海面が受ける力を摩擦力と抗力に分け、風速との関係を調べる。それにより、高風速時に C_{10} が増加する機構について考察し、新しい抵抗則を提案する。

2. 計算方法および計算条件

計算に使用した支配方程式や計算方法は藤間ら (1992) と同様である。すなわち、乱流モデルとして、2 方程式モデルである $k-\omega$ モデルを用い、波長 L 、波高 H の周期的な波面上に計算領域外縁風速 U_∞ が吹いているときの風場を計算した。図-1 に記号の定義図を示す。図中、 δ は計算領域外縁の高さ、 C は波速を表す。

表-1 に計算条件を示す。Case A では同一の波に異なる風速の風が作用した場合の比較を行なう。Case A-1 は、無次元波高と無次元周期の間に Wilson の 3/2 乗則が成立するように波高、周期および風速を設定してある。Case A-2 では Case A-1 と同じ波形を与えている。

Case B は、Wilson の 3/2 乗則を満たすよう波高、周期、風速を設定し、低風速域において C_{10} の計算結果が従来の観測値と一致するよう、粗度高さ k_s を 5 mm とした計算ケースである。

Case C では抵抗係数に及ぼす粗度の影響を調べるため、周期、波高、風速を Wilson の 3/2 乗則が成立するように決め、粗度高さを変化させたケースである。

波形、波速および水粒子速度は Stokes 波理論で近似できると仮定した。計算領域は、水平方向には 1 波長、鉛直方向には 150 m 以上で、波高の高い場合は波高の 100 倍程度の高さまでとった。

計算結果から、 $Z=10$ m における平均風速を計算し、10 m 高度風速 U_{10} とした。また、海面に作用する摩擦力および圧力の x 方向成分を 1 波長間で積分し、それぞれ F_s 、 F_D とした。それぞれに対し、次式により摩擦係数 C_{10s} 、抗力係数 C_{10D} を算出した。

$$C_{10s} = \frac{F_s}{\rho L U_{10}^2} \dots\dots\dots (1)$$

$$C_{10D} = \frac{F_D}{\rho L U_{10}^2} \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 ρ は空気密度である。抵抗係数 C_{10} および摩擦速度 U_* は、次式で与えられる。

$$C_{10} = C_{10s} + C_{10D} \dots\dots\dots (3)$$

$$U_* = \sqrt{C_{10}} U_{10} \dots\dots\dots (4)$$

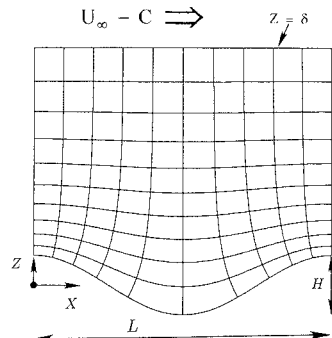


図-1 記号の定義

* 正 会 員 工 博 防衛大学校講師 土木工学教室
 ** 学生会員 防衛大学校理工学研究科
 *** 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

表-1 計算条件と主要な計算結果

No.	U_{10} (m/s)	L (m)	H (m)	δ (m)	格子数	k_s (mm)	U_{10} (m/s)	C_{10S}	C_{10D}	C_{10}	備考
A-1	10	1.56	0.12	150	40×132	5	7.84	0.000979	0.00080	0.001778	
A-2	20	1.56	0.12	150	40×140	5	15.60	0.000989	0.00083	0.001821	
B-3-1	13	14.04	0.669	200	40×141	5	10.11	0.001249	0.00033	0.001581	
B-3-2	20	14.04	0.870	150	40×140	5	15.80	0.001220	0.00059	0.001810	
B-3-3	40	14.04	1.160	150	40×150	5	29.83	0.001225	0.00140	0.002690	
B-3-4	60	14.04	1.420	200	40×160	5	41.67	0.001161	0.00271	0.003869	
B-5-1	10	39.00	1.330	200	60×134	5	8.04	0.001360	-0.00001	0.001350	
B-5-2	20	39.00	1.760	250	60×149	5	15.36	0.001291	0.00029	0.001583	
B-5-3	30	39.00	2.300	200	60×147	5	23.06	0.001290	0.00055	0.001850	
B-5-4	50	39.00	2.900	150	60×150	5	37.80	0.001350	0.00122	0.002570	
B-5-5	90	39.00	3.640	400	60×170	5	57.61	0.001411	0.00279	0.004210	
B-7-1	20	76.40	2.920	300	100×151	5	15.26	0.001306	0.00025	0.001550	
B-7-2	40	76.40	4.260	400	100×156	5	29.07	0.001304	0.00046	0.001770	
B-7-3	60	76.40	5.330	500	100×163	5	41.43	0.001365	0.00101	0.002380	
B-7-4	80	76.40	5.840	300	100×165	5	56.83	0.001424	0.00149	0.002910	
B-7-5	110	76.40	6.660	600	100×174	5	69.90	0.001471	0.00247	0.003940	
C-1-1	13	14.04	0.669	200	40×141	1	10.40	0.000955	0.00024	0.001198	
C-1-2	60	14.04	1.420	200	40×160	1	42.26	0.000925	0.00265	0.0033570	
C-5-1	13	14.04	0.669	200	40×141	5	10.11	0.001249	0.00033	0.001581	B-3-1と同じ
C-5-2	60	14.04	1.420	200	40×160	5	41.67	0.001161	0.00271	0.003869	B-3-4と同じ
C-10-1	13	14.04	0.669	200	40×141	10	9.96	0.001424	0.00038	0.001803	
C-10-2	60	14.04	1.420	200	40×160	10	41.58	0.001275	0.00278	0.004058	
C-25-1	13	14.04	0.669	200	40×141	25	9.76	0.001708	0.00044	0.002146	

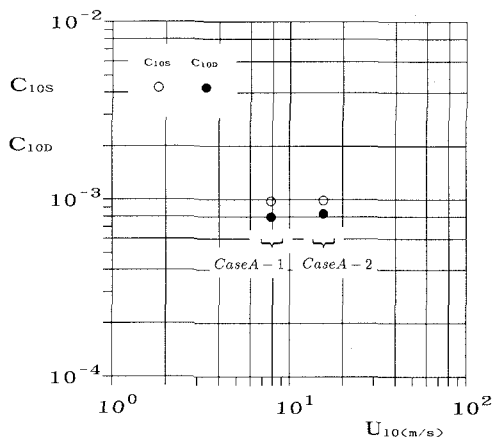


図-2 風速による C_{10S} , C_{10D} の変化 (Case A)

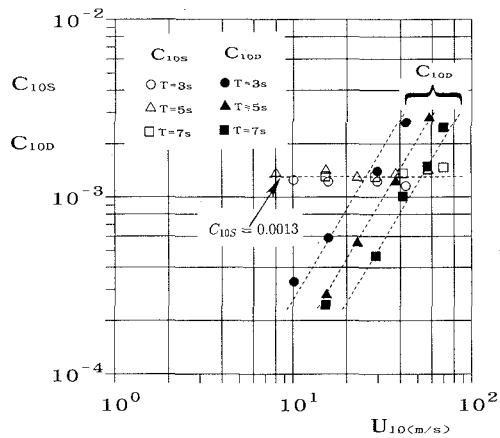


図-3 風速による C_{10S} , C_{10D} の変化 (Case B)

3. U_{10} の増加による C_{10} が増加する機構

図-2に、風速のみ変化させた Case A の計算により得られた摩擦係数 C_{10S} と抗力係数 C_{10D} を示す。この場合、 C_{10S} , C_{10D} は風速が変化してもほぼ一定である。すなわち、波面が同一であれば、風速によって C_{10} は変化しない。したがって、風速により抵抗係数が増加する原因は、風速の増加に伴い、成分波が発達して波形勾配が大きくなることや、高周波成分が発達して粗度が増加することにあると考えられる。

そこで、Case B では無次元周期と無次元波高の組み合わせが Wilson の 3/2 乗則を満たすように計算条件を設

定した。ただし、粗度高さは 5 mm で一定としている。

Case B の計算結果を図-3 に示す。図から、粗度が一定なら C_{10S} は風速によらずほぼ一定値であることが分かる。しかし、風速が増加すると抗力係数 C_{10D} が急激に増加する。これは、3/2 乗則にしたがい波が発達し、波形勾配が大きくなるためである。なお、 C_{10D} の値は波の周期によって異なる。現実には U_{10} の増加に伴ない周期も大きくなるが、 U_{10} と T の関係がフェッチによって異なり一定でないので、 C_{10D} を U_{10} のみの関数で表すことは難しい。

次に、粗度の影響を調べるため、Case B-3-1 と Case B-3-4 を基準に、粗度高さを変化させた Case C の計算結

果を図-4に示す。なお、スペクトルの高周波成分(10 Hz以上)は風速の2~2.5乗で増加する(Liu and Lin, 1982; Leonart and Blackman, 1980)から、粗度がスペクトルの高周波成分に対応すると考えると、粗度高さは風速の1乗のオーダーで増加すると考えてよいであろう。したがって、 U_{10} が10 m/sから40 m/sに増加すると、 k_s は4~5倍に増加すると考えられる。

図から、 C_{10s} は $U_{10} \sim 10$ m/s, 40 m/sいずれの場合にも同程度に粗度の影響を受けている。Case Bの結果から、粗度高さを一定とした場合には波形によらず C_{10s} がほぼ一定だから、 C_{10s} について議論するには、波が非常に小さく、海面が平坦と見なせる場合を考えればよい。この場合、風速分布は次式の対数則で表され、しかも $C_{10} = C_{10s}$ である。

$$\frac{U}{U_*} = 2.5 \ln \frac{Z}{k_s} + 8.5 \dots \dots \dots (5)$$

したがって、 C_{10s} は次式で表される。

$$\frac{1}{\sqrt{C_{10s}}} = 2.5 \ln \frac{10}{k_s} + 8.5 \dots \dots \dots (6)$$

C_{10s} に対する粗度高さの影響は、図-5に示す通り、ほぼこの対数則で評価可能である。 k_s は U_{10} の1乗のオーダーで増加するから、粗度の影響により、 C_{10s} は U_{10} の0.2乗程度のオーダーで増加することが分かる。

一方、 C_{10D} は、 $U_{10} \sim 10$ m/sの場合だけ C_{10s} と同程度に粗度の影響を受けている。しかし、 $U_{10} \sim 10$ m/sのときには、 C_{10D} そのものが C_{10s} に比べて小さく、抵抗則に対する寄与は少ない。また、 C_{10D} が C_{10s} に比べて大きい $U_{10} \sim 40$ m/sの場合には、 C_{10D} に対する粗度の影響はほとんど見られない。したがって、結局、 C_{10D} に対する粗度の影響は実質的に無視してよいと言える。

以上の議論をまとめると、風速の増大に伴い、 C_{10s} は粗度の影響で U_{10} の0.2乗程度で増加するが、成分波の発達による影響は受けない。一方、 C_{10D} は粗度の影響は受けないが、成分波の発達により急激に増大する。

前述の通り、 C_{10D} は U_{10} だけで表せないで、粗度の影響による C_{10s} の増加と成分波の発達による C_{10D} の増加のどちらが C_{10} の増加に支配的であるかを直接的に議論することは難しい。しかし、波浪推算などによく使われる光易則(Mitsuyasu, 1984)が、現実にかかる確率の高い U_{10} と T の組み合わせにおける C_{10} の近似式になっていると見なすと、 C_{10} は U_{10} のおよそ0.65乗で増加する。したがって、少なくとも平均的には、抵抗則に対しての粗度の影響は、成分波の発達の影響に比べて小さいと言える。

したがって、高風速域における C_{10} の増加は、主として、波が発達し、波形が変化することによる抗力の増大に起因すると考えられる。

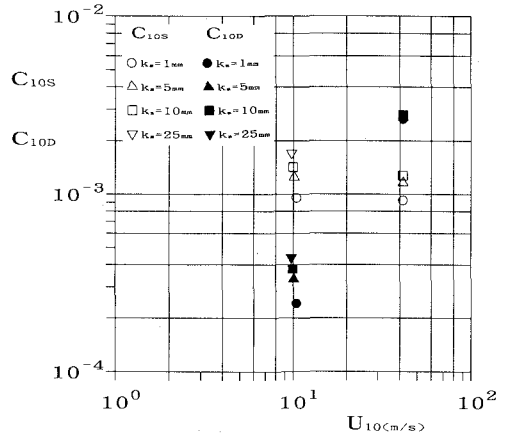


図-4 風速による C_{10s} , C_{10D} の変化 (Case C)

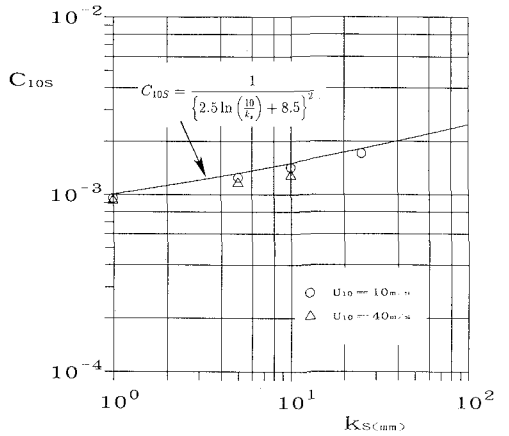


図-5 粗度高さ k_s と C_{10s} の関係 (Case C)

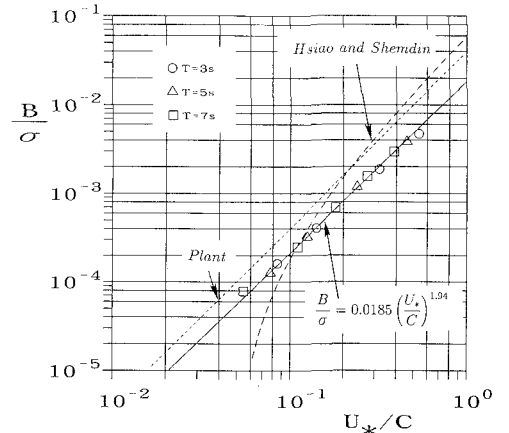


図-6 発達率 (Case B)

4. 新しい抵抗則

抵抗則を導くため、まず C_{10D} を定式化する。図-6 に示すように、本計算結果から評価した Miles 機構の発達率 B/σ は、従来得られている観測値よりも小さいが、波齢 U_*/C との間には強い相関が認められる。Miles 機構の発達率 B/σ と C_{10D} は、いずれも海面の圧力分布のうち波形と位相のずれた成分に起因するものである。発達率が、 $p = -(B/\sigma)\rho_w C(\partial\eta/\partial t)$ として定義されるので、抗力 F_D と発達率は、

$$F_D = \frac{B}{\sigma} \rho_w C^2 \int_0^L \left(\frac{\partial\eta}{\partial X} \right)^2 dX \dots\dots\dots (7)$$

の関係がある。一方、 F_D と C_{10D} は式(2)の関係があるので、 B/σ と C_{10D} の間には、

$$\frac{B}{\sigma} = \frac{\rho}{\rho_w} \left(\frac{U_{10}}{C} \right)^2 \frac{L}{\int_0^L \left(\frac{\partial\eta}{\partial X} \right)^2 dX} C_{10D} \dots\dots\dots (8)$$

$$\propto (U_{10}/C)^2 (H/L)^{-2} C_{10D} \dots\dots\dots (9)$$

の関係が成り立つ。さらに、3/2乗則から、波形勾配と波齢が関係付けられるので、Miles 機構の発達率が波齢と相関があるのなら、 C_{10D} も波齢と関係づけて近似式を導くことが可能であろう。図-7 に C_{10D} と U_{10}/C の関係を示す。図中の実線は C_{10D} の近似式で、次式で表される。

$$C_{10D} = 0.000079 (U_{10}/C)^{1.8} \dots\dots\dots (10)$$

ただし、本計算では、波形として Stokes 波理論の波形を使用しており、現実の波形とは多少異なる。そのため、特に C_{10D} には現実の値からのずれがあると考えられる。そこで、式(10)と同じべき乗の関数を用いて、発達率が従来の観測値とほぼ同程度になるよう C_{10D} を補正する。検討の結果、次式で C_{10D} を評価すれば、現地で重要な $U_*/C < 0.3$ の領域において、発達率がほぼ従来の観測値と同程度の大きさになることが分かった(図-8)。

$$C_{10D} = 0.00014 (U_{10}/C)^{2.0} \dots\dots\dots (11)$$

したがって、式(10)に代り、上式を用いることにする。

次に、 C_{10S} を定式化する。 $U_{10} < 10$ m/s では $C_{10} = 0.001 \sim 0.0015$ なので、平均的に見て $k_s = 5$ mm 程度が現実的な値であろう。そこで、 $U_{10} = 10$ m/s で $k_s = 5$ mm であり、しかも k_s が U_{10} の 1.2 乗に比例すると仮定すると、式(6)から以下の式を得る。

$$C_{10S} = \begin{cases} 1 / \left[2.5 \ln \left[\frac{2000}{(U_{10}/10)^{1.2}} + 8.5 \right] \right]^2 & (U_{10} \geq 8 \text{ m/s}) \\ 0.00126 & (U_{10} < 8 \text{ m/s}) \end{cases} \dots\dots\dots (12)$$

ただし、 $U_{10} < 8$ m/s では水理学的な完全粗面でなくなるので、簡単のため、 $U_{10} < 8$ m/s で C_{10} を一定値とした。

上式(12)と式(3)、(11)を用いて、周期を 3~13 s として C_{10} を求めた結果を図-9 に示す。本抵抗則は、

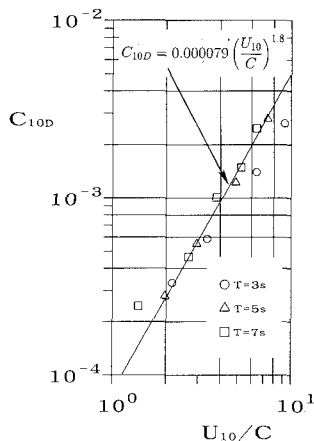


図-7 C_{10D} と U_{10}/C の関係 (Case B)

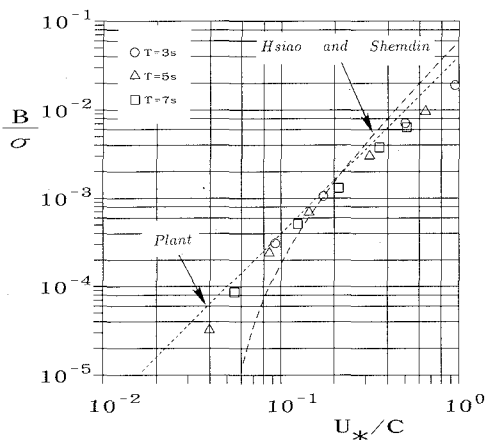


図-8 式(11)により補正した発達率

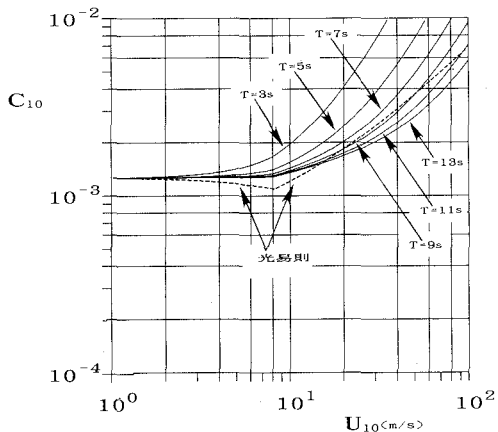


図-9 粗度の影響を考慮した C_{10} 則

従来の Z_0 則と比べ周期による抵抗係数の変化があらわである。特に、周期が長くなれば本抵抗則による C_{10} は光

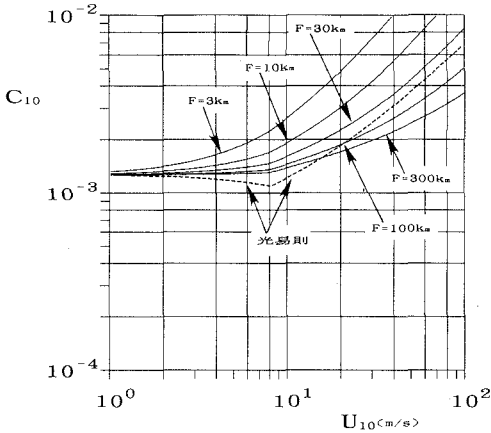


図-10 フェッチを一定としたときの C₁₀ の変化

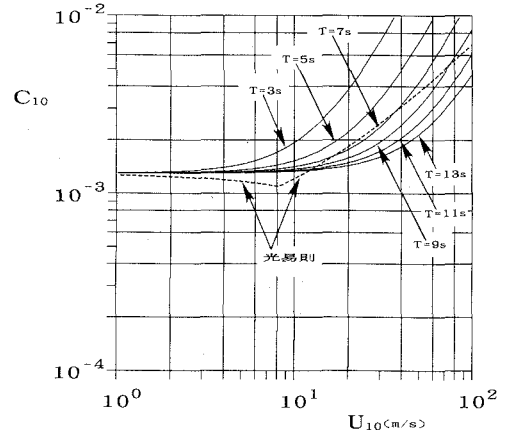


図-11 粗度の影響を考慮しない C₁₀ 則

易の抵抗則による値と同程度の大きさになるが、周期が短いときには光易則に比べ大きい値をとるため、本抵抗則を波浪推算に用いると、波浪が風速の変化に敏感に反応するようになると思われる。

また、無次元フェッチと無次元周期の平均的な関係

$$\frac{gT}{U_{10}} = 0.32 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.33} \dots\dots\dots (13)$$

を用いて、フェッチ F を 3 ~ 300 km に固定して C_{10} を求めた結果を図-10 に示す。抵抗係数は、フェッチにも強く依存していることが分かる。後藤ら (1990) は、フェッチが 5 ~ 35 km である大阪湾において、波浪推算に光易則を適用すると推算波高が過小評価となり、 $U_{10} = 20$ m/s で $C_{10} = 0.0025$ 付近を通過する抵抗則を使用する必要があることを示している。この図から、短フェッチ海域では光易則より大きな C_{10} を用いる必要があることが裏付けられる。しかし、フェッチが 100 km オーダーのときには、光易則が非常によい近似になっている。

なお、 C_{10s} は、実用上ほぼ一定と考えて差し支えないので、式 (12) の代りに次式を用いることができる。

$$C_{10s} = 0.0013 \dots\dots\dots (14)$$

この簡便な抵抗則 (3), (11), (14) から算出される C_{10} を図-11 に示す。周期が長い場合は、粗度の影響を考慮した抵抗則との差が若干現れるが、周期が短い場合はほとんど差がなく、実用的には上式を用いて差し支えないと考えられる。

5. 結 論

数値実験により現地規模の風波が風から受ける力を求め、摩擦係数、抗力係数の風速による変化を調べた。その結果、摩擦係数は、風速の増大に伴う粗度の増加により若干増加するが、成分波の成長による影響を受けない

こと、抗力係数は、粗度の影響は受けないが、成分波の成長によって増大することが分かった。そして、風速に伴い抵抗係数が増大する原因は、主として成分波の発達による抗力係数の増大であることを示した。

また、摩擦係数と抗力係数を定式化し、新しい抵抗則を導いた。この抵抗則は従来の Z_0 則に比べて周期による抵抗係数の差が大きい。また周期が大きいと光易則と同程度の値になるが、周期が短いと光易則に比べて大きな値をとる。

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, 港湾技術研究所報告, 第29巻, 第3号, pp. 3-26.

藤間功司・正寶敏彦・林建二郎・重村利幸 (1990): 水面波上の風の場の数値計算, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 165-169.

藤間功司・正寶敏彦・林建二郎・重村利幸 (1992): 数値実験による水面波上の風の場に関する考察, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 146-150.

Al-zanaidi, M. A. and W. H. Hui (1984): The turbulent airflow over water waves-a numerical study, J. Fluid Mech., Vol. 148, pp. 225-246.

Gent, P. R. and P. A. Taylor (1976): A numerical model of air flow above water waves, J. Fluid Mech., Vol. 77, Part 1, pp. 105-128.

Hsiao, S. V. and O. H. Shemdin (1983): Measurements of wind velocity and pressure with a wave follower during MARSEN, J. Geophys. Res., Vol. 88, No. C14, pp. 9841-9849.

Liu, H.-T. and J.-T. Lin (1982): On the spectra of high-frequency wind waves, J. Fluid Mech., Vol. 123, pp. 165-185.

Leonart, G. T. and D. R. Blackman (1980): The spectral characteristics of wind-generated capillary waves, Vol. 97, Part 3, pp. 455-479.

Mitsuyasu, H. and T. Kusaba (1984): Drag coefficient over water surface under the action of strong wind, J. Natural Disas. Sci., Vol. 6, No. 2, pp. 43-50.