

表-3 最高位から 10 番目までの $H_{\max}$ の波の $H_{1/3}$, $H_{\max}/H_{1/3}$, $(ka)_{\max}$, $(ka)_{1/3}$, N

(a) 尻羽岬

No.	$H_{\max}$	$H_{1/3}$	$H_{\max}/H_{1/3}$	$(ka)_{\max}$	$(ka)_{1/3}$	N
1	12.64	6.29	2.01	0.193	0.105	137
2	12.32	5.99	2.06	0.147	0.069	126
3	11.89	6.02	1.98	0.239	0.097	124
4	11.54	6.84	1.69	0.211	0.135	139
5	11.54	6.60	1.75	0.192	0.097	126
6	10.90	7.44	1.47	0.152	0.104	124
7	10.90	5.39	2.02	0.271	0.115	148
8	10.51	5.75	1.83	0.147	0.091	134
9	10.49	5.77	1.82	0.292	0.140	150
10	10.20	5.91	1.73	0.186	0.093	141

(b) 江ノ島

No.	$H_{\max}$	$H_{1/3}$	$H_{\max}/H_{1/3}$	$(ka)_{\max}$	$(ka)_{1/3}$	N
1	13.50	7.01	1.93	0.104	0.086	108
2	11.70	5.83	2.01	0.158	0.074	115
3	11.20	5.57	2.01	0.113	0.065	123
4	10.90	5.42	2.01	0.114	0.069	124
5	10.60	6.95	1.53	0.167	0.125	133
6	10.30	5.87	1.75	0.175	0.076	109
7	10.20	6.35	1.61	0.153	0.095	129
8	10.20	7.41	1.38	0.123	0.093	116
9	10.00	6.16	1.62	0.279	0.119	135
10	9.90	4.93	2.01	0.099	0.061	126

(c) 石廊崎

No.	$H_{\max}$	$H_{1/3}$	$H_{\max}/H_{1/3}$	$(ka)_{\max}$	$(ka)_{1/3}$	N
1	11.34	5.40	2.10	0.173	0.099	139
2	10.98	6.76	1.62	0.167	0.111	125
3	10.67	6.20	1.72	0.265	0.125	144
4	10.48	6.32	1.66	0.191	0.118	139
5	10.40	5.41	1.92	0.170	0.085	134
6	10.34	6.94	1.49	0.099	0.094	116
7	10.06	6.62	1.52	0.084	0.064	116
8	10.50	5.96	1.69	0.202	0.128	149
9	9.90	5.68	1.74	0.226	0.132	149
10	9.87	5.07	1.95	0.150	0.080	139

(d) 経ヶ岬

No.	$H_{\max}$	$H_{1/3}$	$H_{\max}/H_{1/3}$	$(ka)_{\max}$	$(ka)_{1/3}$	N
1	11.20	5.46	2.05	0.235	0.110	147
2	11.10	6.94	1.60	0.139	0.111	133
3	10.30	5.55	1.86	0.133	0.083	124
4	10.10	5.68	1.78	0.055	0.079	112
5	10.10	6.67	1.51	0.263	0.103	77
6	10.10	5.32	1.90	0.162	0.095	141
7	10.10	4.26	2.37	0.109	0.059	94
8	9.80	5.30	1.84	0.133	0.099	142
9	9.70	4.60	2.01	0.062	0.106	135
10	9.70	5.39	1.80	0.136	0.071	118

(e) 佐喜浜

No.	$H_{\max}$	$H_{1/3}$	$H_{\max}/H_{1/3}$	$(ka)_{\max}$	$(ka)_{1/3}$	N
1	14.15	7.01	2.02	0.198	0.093	124
2	11.90	7.73	1.54	0.153	0.092	113
3	11.70	7.12	1.64	0.164	0.108	118
4	11.55	6.76	1.71	0.176	0.087	113
5	11.44	7.13	1.60	0.147	0.130	131
6	11.32	8.28	1.37	0.172	0.102	106
7	11.31	6.56	1.72	0.125	0.098	131
8	10.12	6.58	1.54	0.168	0.095	123
9	10.00	6.23	1.61	0.152	0.114	140
10	9.89	6.67	1.48	0.199	0.105	129

(f) 佐多岬

No.	$H_{\max}$	$H_{1/3}$	$H_{\max}/H_{1/3}$	$(ka)_{\max}$	$(ka)_{1/3}$	N
1	9.50	5.71	1.66	0.253	0.133	146
2	9.20	4.91	1.87	0.127	0.101	156
3	8.70	5.47	1.59	0.105	0.074	121
4	8.40	5.42	1.55	0.124	0.072	120
5	8.40	5.90	1.42	0.094	0.068	104
6	8.20	5.39	1.52	0.119	0.060	108
7	8.20	5.87	1.40	0.019	0.065	96
8	8.20	5.71	1.44	0.075	0.055	103
9	8.10	5.55	1.46	0.087	0.067	119
10	8.10	4.55	1.78	0.040	0.063	130

(g) 喜屋武岬

No.	$H_{\max}$	$H_{1/3}$	$H_{\max}/H_{1/3}$	$(ka)_{\max}$	$(ka)_{1/3}$	N
1	14.30	8.21	1.74	0.234	0.115	121
2	13.60	7.80	1.74	0.187	0.094	117
3	13.50	8.16	1.65	0.195	0.092	108
4	12.60	7.60	1.66	0.131	0.108	125
5	12.20	5.30	2.30	0.199	0.073	109
6	12.10	7.09	1.71	0.181	0.101	128
7	12.00	6.26	1.92	0.118	0.067	110
8	11.90	7.34	1.62	0.226	0.087	106
9	11.80	6.30	1.87	0.174	0.077	110
10	11.70	7.62	1.54	0.198	0.125	123

過小評価となるが、波高の大きい波に対しては過大評価となることを確認した。そして、この原因が砕波による高波浪時の $H_{\max}$ の頭打ちにあることを示すとともに、その影響が高波浪時の Freak wave の出現確率の低下だけでなく、 $H_{\max}/H_{1/3}$ や ka の値の減少にも及んでおり、これらによって Rayleigh 分布に基づく $H_{\max}$ の推算がマクロ的には安全側となっていることを明らかにした。同時に、8 m を超えるような $H_{\max}$ について見ると、それらのかなりが Freak wave であり、Freak wave

の発生がこのような $H_{\max}$ の出現の大きな要因になっていることから、その影響が無視できないことを示した。これによって $(H_{1/3})_{\max}$ を持つ波よりも小さい $H_{1/3}$ の波から $1.6(H_{1/3})_{\max}$ を超える最大最高波 $(H_{\max})_{\max}$ が出現することを明らかにし、Freak wave の発生機構の解明が $H_{\max}$ のより信頼性の高い推算に必須となることを示した。最後に、本研究で用いた波浪観測データは、気象庁海洋気象部に提供していただいたものであり、ここに謝意を表す。

参考文献

- 合田良実 (1985): 波浪の統計的性質の関する二、三の数値的検討, 港研報告, 第24号, 第4号, pp. 65-102.
- 安田孝志・伊藤一教・森 信人 (1991): 非線形不規則波列における Freak wave とその特性, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 101-105.
- 山口正隆・大福 学・山本大樹 (1991): 資料解析に基づく最高波の統計的特性の検討, 海岸工学論文集, 第38巻, pp.106-110.
- Tørrum, A. and O. T. Gudmestad (1989): Water Wave Kinematics, Kluwer Academic Pub., 771 p.

深海域における Freak Wave の発生頻度について

木 村 晃*・太 田 隆 夫**

1. はじめに

Per Bruun (1985) によれば Freak wave は次のような性格を持つ波と定義される。すなわち、(1) 極めて大きな波高で、(2) 突然現れ、(3) 直後に砕波する波である。Klinting ら (1987) は観測データをもとに Freak wave が概ね次のような性質を持つことを示した。すなわち (1) 波高が有義波高の 2 倍以上、(2) 前後に続く波の波高は当該波の半分以下である、(3) 波の峰高は波高の約 65% 以上であること、などである。その後の研究で Freak wave に対する定義は徐々に変わり、現在では有義波高の 2 倍以上 (たとえば, Sand, 1990) とするものが一般的である。Freak という言葉の定義は、気まぐれ、変種 (研究社, 新英和大辞典) などの意味があるがこれらの意味と先の定義との関連は必ずしも明らかでない。ただ、非常に大きな波で、それにより北海地域、日本近海、南ア近海で海難事故が発生しているという Per Bruun らによる解説などがあり、一般的には巨大波浪の意味に用いられることが多い。そこで、ここでも極めて大きな波と理解する。もしこのように考えると近年の Freak wave に対する定義 (有義波高の 2 倍) 以上の波高を持つ波の出現する割合は、波高の確率分布を Rayleigh 分布とすると次式で与えられる。

$$p = \exp[-\pi/4(3.2)^2] \dots\dots\dots (1)$$

上式を計算すると 3.215×10^{-4} すなわち、Freak wave はおよそ 3 000 波に 1 波の割合で現れることになる。たとえば平均周期を 10 s とするとおよそ 8 時間半に 1 回の割合となり、この現象は比較的頻度の高い現象となる。広い海域には多数の船舶が航行していることを考えると、これほどの頻度の現象はもっと広く認識されているはずであり、(1) 式の定義は若干過大な出現頻度を与える基準となっている可能性がある。そこでこの研究では、Per Bruun らの説明によりよく対応すると考えられる 1987 年の Klinting らの定義に基づく Freak wave の定義を採用し、その発生頻度を検討することを目標とす

る。

2. Freak wave の定義

Klinting らの定義は次のような波高の時系列

$$H_1, H_2, H_3, \dots \dots\dots (2)$$

において概ね

$$\left. \begin{array}{l} \text{(I)} \quad H_3 \geq 2H_{1/3} \\ \text{(II)} \quad H_2 \geq 2H_1 \quad \text{および} \quad H_2 \geq 2H_3 \\ \text{(III)} \quad \eta_{02} \geq 0.65H_2 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

となる場合、 H_2 を Freak wave とするものである。

3. Freak wave の発生頻度

3.1 波高の確率分布

一般に波高の確率分布は Rayleigh 分布で近似できることが広く知られているが、これは分布の主要部に対する適合性より判断されていることである。ここで問題としているのは 2. の条件 (I) に示す非常に大きな部分での適合性である。合田 (1985) の研究では高波高部分で Rayleigh 分布はわずかに過大な発生確率を与えることが示されている。一方、Kimura (1981)、間瀬ら (1986) ならびに関本ら (1990) により Weibull 分布の適用が試みられ、波浪の非線形性が增大すると Weibull 分布の形状母数が増大すること、波浪の Groupiness factor の変化と形状母数の変化には密接な関連があることなどが示され、間瀬らにより次のように定式化されている。

$$m = 3.44 - 1.99GF \dots\dots\dots (4)$$

ここに GF は Funke ら (1980) による Groupiness factor, m は Weibull 分布の形状母数である。その後、安田ら (1992) は 3 次までの非線形性を考慮した数値シミュレーションを行い、狭帯域スペクトルの場合、波浪の非線形性が波高の頻度分布に影響を与えるが、十分に発達した風波では非線形性による波高の頻度分布の変化はほぼ無視し得ることを明らかにしている。そこでここでは、対象を十分に発達した風波に限ることとし、波高の確率分布として Rayleigh 分布を用いることとした。

3.2 条件 (II) の定式化

条件 (I) の定式化は最後に行うものとして、ここで

* 正会員 工博 鳥取大学教授 工学部社会開発システム工学科

** 正会員 工修 鳥取大学助手 工学部社会開発システム工学科

はまず条件 (II) の定式化を行う。波高の時系列,

$$H_{j-1}, H_j, H_{j+1}, \dots \quad (5)$$

が Markov 連鎖をなし, その推移確率が Kimura (1980) が与えたように, 正規化された 2 次元 Rayleigh 分布に従うものとする。いま注目している波を H_j として図-1 のように $2H_{j-1} < H_j$ となるような大きなジャンプを起こす場合の波高の連の推移確率を $p_{12}(H_j)$ とすると, p_{12} は次式で与えられる。

$$p_{12}(H_j)dH = \frac{\int_0^{H_j/2} \int_{H_j}^{H_j+dH} p(H_1, H_2) dH_2 dH_1}{\int_0^{H_j/2} p(H_1) dH_1} \quad (6)$$

ここに, $p(H_1, H_2)$ は 2 次元 Rayleigh 分布, $p(H_1)$ は Rayleigh 分布であり, それぞれ次式で与えられる (Kimura, 1980)。

$$p(H_1, H_2) = \frac{\pi^2}{4(1-\kappa^2)} H_1 H_2 \times \exp \left[-\frac{\pi}{4(1-\kappa^2)} (H_1^2 + H_2^2) \right] \times I_0 \left(\frac{\pi \kappa H_1 H_2}{2(1-\kappa^2)} \right) \quad (7)$$

$$p(H_1) = \frac{\pi}{2} H_1 \exp \left[-\frac{\pi}{4} H_1^2 \right] \quad (8)$$

ただし波高はその平均波高で正規化した値とする。式 (7) 中の κ は H_1 と H_2 の相関に関するパラメーターであり次式で与えられる (木村ら, 1990, 1991)。

$$\kappa = (\rho^2 + \lambda^2)^{1/2} / m_0 \quad (9)$$

ここに

$$\rho = \int_a^u S(f) \cos 2\pi(f-f_m)T_m df$$

$$\lambda = \int_a^u S(f) \sin 2\pi(f-f_m)T_m df$$

$$f_m = m_1/m_0$$

$$m_n = \int_a^u f_n S(f) df$$

$$f_a = (-0.265/r + 0.794) f_p$$

$$f_u = (1.333/r + 1.354) f_p$$

$S(f)$ は不規則波のスペクトルであり, ここでは Wallops 型のスペクトルを対象としている。 r は Wallops スペクトルの母数であり, ここでは十分発達した風波を対象としているので $r=5$ とする。また T_m は $(m_0/m_2)^{1/2}$ で定義される平均周期 (Rice, 1945), f_p は $S(f)$ のピーク周波数である。

つぎに, H_j から H_{j+1} への推移において $H_j > 2H_{j+1}$ となる大きなジャンプ (図-1) を起こす波高の連の推移確率を $p_{21}(H_j)$ とすると, $p_{21}(H_j)$ は次式で与えられる。

$$p_{21}(H_j) = \frac{\int_0^{H_j/2} \int_{H_j}^{H_j+dH} p(H_1, H_2) dH_2 dH_1}{\int_{H_j}^{H_j+dH} p(H_1) dH_1} \quad (10)$$

いま dH を十分小さいと仮定すると, 上式は次のように簡単になる。すなわち,

$$p_{21}(H_j) = \int_0^{H_j/2} p(H_1|H_j) dH_1 \quad (11)$$

ここに $p(H_1|H_j)$ は, $p(H_1, H_j)/p(H_j)$ で与えられる条件付き確率であり, 次式で与えられる。

$$p(H_1|H_j) = \frac{\pi}{2(1-\kappa^2)} H_1 I_0 \left(\frac{\pi \kappa H_1 H_j}{2(1-\kappa^2)} \right) \times \exp \left[-\frac{\pi}{4(1-\kappa^2)} (H_1^2 + H_j^2) + \frac{\pi}{4} H_j^2 \right] \quad (12)$$

式 (6) および (10) あるいは (11) より計算される p_{12} と p_{21} の積である次式が条件 (II) を定式化したものとなる。いま H_j の添え字 j を取って表すと

$$p_{F1}(H) dH = p_{12}(H) dH p_{21}(H) \quad (13)$$

となる。

3.3 条件 (III) の定式化

従来のゼロクロス波の定義は単に波高と周期で波を認識する方法であった。静水面を中心とした波形の非対称性は従来の定義には存在しなかったために, 条件 (III) は定式化できなかった。木村ら (1991) は従来の定義に



図-1 波高のジャンプ

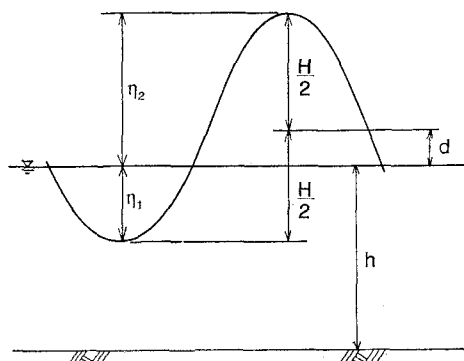


図-2 波高中分点位置

加えて波高中分点と静水面との距離を定義し、その確率特性を明らかにした。ここではこの理論を用いて条件(Ⅲ)を定式化する。

静水面から波高中分点までの高さを d とすると (図-2), 条件 (Ⅲ) は

$$d/\text{波高} > 0.15 \quad \dots\dots\dots (14)$$

と書き換えることが出来る。式 (14) となる確率は次のように与えることが出来る。いま、隣合う波の谷および峰の振幅を振幅全体の平均値 $A_m (=H_m/2)$ で正規化した値をそれぞれ A_1 および A_2 とする。 A_1, A_2 は相互に相関を持つ Rayleigh 分布をするから、両者の結合分布は式 (7) の H_1 および H_2 をそれぞれ A_1 および A_2 で置き換えた式で与えることが出来る。ただし、同式中の κ を計算する際には式 (9) とその後の式におけるスペクトルの積分領域 $f_a \sim f_u$ を $0 \sim \infty$ とし、 T_m のかわりに平均周期の半分の値 $T_m/2$ を用いる。いま、この式に $A_2 = 2H - A_1$ なる関係を代入すると A_1 と H の結合分布が求められる。

$$p(A_1, H) = \frac{\pi^2 A_1 (2H - A_1)}{2(1 - \kappa^2)} I_0 \left[\frac{\pi \kappa A_1 (2H - A_1)}{2(1 - \kappa^2)} \right] \times \exp \left[-\frac{\pi \{A_1^2 + (2H - A_1)^2\}}{4(1 - \kappa^2)} \right] \quad \dots\dots\dots (15)$$

H の確率分布は式 (15) を A_1 に関して積分した次式で求められる。

$$p^*(H) = \int_0^{2H} p(A_1, H) dA_1 \quad \dots\dots\dots (16)$$

ただし、式 (8) とは別の式である。いま式 (14) の d は d/H_m を δ とおくと

$$\delta = (A_1 - A_2)/4 = (A_1 - H)/2 \quad \dots\dots\dots (17)$$

となり、さらに $\varepsilon = \delta/H$ とおくと、 ε と H の結合分布は式 (5) より

$$p(\varepsilon, H) = \frac{\pi^2 H^3 (1 - 4\varepsilon^2)}{1 - \kappa^2} \exp \left[-\frac{\pi H^2 (1 + 4\varepsilon^2)}{2(1 - \kappa^2)} \right] \times I_0 \left[\frac{\pi \kappa H^2 (1 - 4\varepsilon^2)}{2(1 - \kappa^2)} \right] \quad \dots\dots\dots (18)$$

のように与えられる。 H の条件下での ε の条件付き確率は

$$p(\varepsilon|H) = p(\varepsilon, H)/p^*(H) \quad \dots\dots\dots (19)$$

で与えられる。式 (19) の分母 $p^*(H)$ は式 (16) で与えられる。式 (19) は正規化された波高 H の条件下で $-1/2 < \varepsilon < 1/2$ の範囲に入る波高中分点位置の確率分布を与える式である。これより条件 (Ⅲ) は次式のように定式化される。

$$p_{f_2}(H) = \int_{0.15}^{0.5} p(\varepsilon|H) d\varepsilon \quad \dots\dots\dots (20)$$

3.4 p_{f_2} の計算結果

ここでは数値シミュレーションの結果をもとに $p_{f_2}(H)$

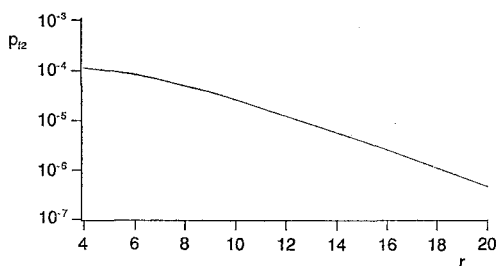


図-3 p_{f_2} と r の関係 (波形の非線形性は考慮せず)

の大きさを計算する。対象とするスペクトルとしては次の Wallops スペクトルを用いて、

$$S(f) = (f/f_p)^{-r} \exp[r/4\{1 - (f/f_p)^4\}] \quad \dots\dots\dots (21)$$

式 (20) をもとに Freak wave の発生頻度を計算した。対象とする不規則波は前述のように、十分発達した風波であるので式 (21) の r は 5 とした。そのほか比較のために r の値を若干変化させたものも用いて計算した。

図-3 は p_{f_2} と r の関係を示したもので、 r の増加にともない p_{f_2} の値は極端に小さくなってゆくことがわかる。これは波高の大きな場合には、波高に対する波高中分点の相対的なシフト量が減少することに対応するもので、この特性はスペクトル幅が減少するほど顕著となる (木村ら, 1991)。したがって条件 (Ⅲ) はこのままではかなりきびしい制約条件となる。そこでここでは波形に現れる非線形性をモデルに導入することにした。

3.5 波形の非線形性

3.4 で示したように波形に非線形性がない場合、 p_{f_2} の値が非常に小さくなる。そこで、ここでは波形の非線形特性をモデルに導入した。波形は 3 次の Stokes 波理論で与えることとした (Skjellbreia, 1959)。すなわち、Stokes 波理論では深海波の波形は

$$\eta = a \cos(2\pi\theta) + \frac{\pi a^2}{L} \cos(4\pi\theta) + \frac{3\pi^2 a^3}{2L^2} \cos(6\pi\theta) \quad \dots\dots\dots (22)$$

ただし、 θ は位相角、 L は波長、波高 H_* と a の関係は

$$H_* = 2a + 3\frac{\pi^2}{L^2} a^3 \quad \dots\dots\dots (23)$$

である。波高中分点位置は式 (22) より $\pi a^2/L$ となり、 H_* で割った値、 $\pi a^2/LH_*$ が波の非線形性の故に生じる波高中分点の+側へのシフトの波高に対する割合となる。

十分発達した波の有義波の波形勾配は 0.04~0.05 程度の範囲に分布する (合田ら, 1975)。ここで対象としている Freak wave は $H > 2H_{1/3}$ であることより、その波形勾配はおおよそ 0.1 もしくはそれ以上であると考えられるのでここでは簡単のために 0.1 と仮定する。また波高中分点の相対位置の値は

$$\pi a^2/LH_* = \pi/4 \cdot H/L \quad \dots\dots\dots (24)$$

と近似できるので右辺第2項を 0.1 として波高の相対的位置の近似値として約 0.08 を得る. したがって非線形性による歪がある場合条件 (Ⅲ) を与える式 (20) は積分の下限の変った次式のように変形される.

$$p_{f2}(H) = \int_{0.15-0.08}^{0.5} p(\varepsilon|H) d\varepsilon \quad \dots\dots\dots (25)$$

本研究では上式を条件 (Ⅲ) を定式化したものとして用いる.

3.6 条件 (Ⅰ) の定式化

条件 (Ⅱ) のように大きなジャンプの起こる事象と, 波高中分点の位置が平均静水位からずれる事象は相互に独立と考えてよいから, 条件 (Ⅱ) および (Ⅲ) のもとで条件 (Ⅰ) の発生する確率は次式で与えられる.

$$p_f = \int_{2H_{1/3}}^{\infty} p_{f1}(H)p_{f2}(H)dH \quad \dots\dots\dots (26)$$

4. 計算結果

計算に用いたスペクトルは式 (21) の Wallops スペクトルである. 図-4 は条件 (Ⅰ), (Ⅱ) および (Ⅲ) を満たす波の発生確率を示したもので, 比較のため Wallops スペクトルのパラメーターによる式 (26) の p_f の値の変化を示した. 十分発達した風波に対応する $r=5$ の場合, p_f は 0.155×10^{-4} となり 65 000 波に一度の現象となる. 図からわかるように r が大きくなるにつれて Freak wave の発生確率は急激に小さくなってゆく. これはスペクトルが狭帯域化するほど波群特性が大きくなり, 条件 (Ⅱ) の事象が起こりにくくなっているためである. ただ, 間瀬ら (1989), 安田ら (1992) が指摘しているように, 非常に狭帯域なスペクトルでは波の非線形性により波高の大きな波の発生頻度が増大するので, ここに示した値よりは大きくなるものと考えられる.

つぎに条件 (Ⅰ) を変えて計算を行った. すなわち, ここでは定義に基づいて有義波高の2倍以上を高波高としたが, 大きいという定義はきわめて Fuzzy な概念で, 本来は主観によって変化する. Freak wave の波高の下限を変化させて p_f を計算したものが 図-5 の実線であ

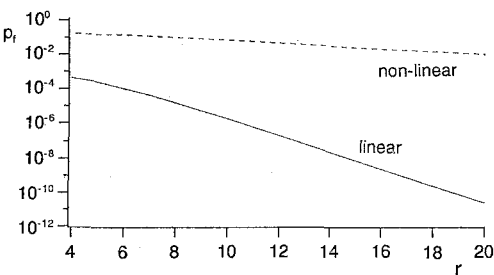


図-4 p_f と r の関係

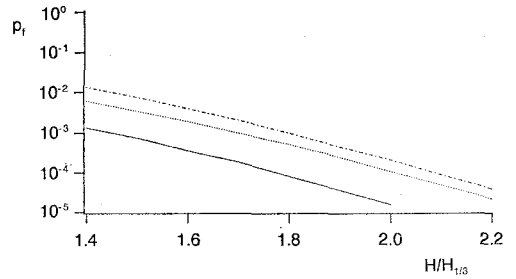


図-5 Freak wave の発生頻度 (実線: 条件Ⅰ, Ⅱ, Ⅲを考慮, 点線: 条件Ⅲを無視, 一点鎖線: 式 (27))

る ($r=5$). ただし, 条件 (Ⅱ), (Ⅲ) は同じものを用いた. 波高の下限値を下げると p_f がかなり増大する.

図-2 の部分でも示したが, 波形の非線形性は p_f にかなり大きな影響を与える. 波形の上下非対称性は波高の非常に大きな波の場合, 波高に比して相対的に小さいので (木村ら, 1991) 条件 (Ⅲ) の定義はそれほど重要でない. 次式のようにこの条件を除き, 上と同様に条件 (Ⅰ) を変化させて計算した p_f の値を示したものが 図-5 の点線である.

$$p_f = \int_{CH_{1/3}}^{\infty} p_{f1}(H)dH \quad \dots\dots\dots (27)$$

例えば条件 (Ⅰ) の場合 ($C=2$), $p_f=0.106 \times 10^{-3}$ となり, 約 9 500 波に一度の現象となる.

条件 (Ⅱ) は Freak wave が孤立していることを定式化したものである. しかし, 構造物の安全性にとって条件 (Ⅱ) の後半すなわち波高の小さな波へのジャンプは必ずしも重要でない. そこで式 (13) において p_{21} の項を除いたものを $p_{f1}dH$ として式 (27) で用いた. すなわち p_f は波高が2倍以上にジャンプする事象の生起確率となる. 図-5 の一点鎖線が計算結果を示したもので, 条件 (Ⅰ) の場合 ($C=2$), $p_f=0.198 \times 10^{-3}$ となり約 5 000 波に一度の事象となる.

5. おわりに

Freak wave の発生確率について Klinting らの定義を定式化した. 十分発達した風波ではおよそ 65 000 波に一度の事象となる. しかし彼らの定義は, Freak wave が“大きな波”という Fuzzy な認識にもとづく事象であるにも関わらず定義が crisp であること, 代表波高を用いた相対的な定義であるため, 例えば有義波高が 1 m の場合 2 m 以上の波が Freak wave になること, などの理由から一般的な認識に対する必要十分な条件になっていない. したがって“Freak”の定義については検討の余地がある. また, この研究では一方向進行波を対象として検討を行ったが, この問題は方向分散性を考慮する必要がある現象であり, 現在検討を行っている.

謝 辞： 岐阜大学安田孝志教授より Freak wave の定義に関する資料を送っていただいた。付記して感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 木村 晃・太田隆夫 (1990): 不規則波の波高の確率分布について, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 116-120.
- 木村 晃・太田隆夫・松見吉晴 (1991): 波高の中分点位置の確率特性, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 96-100.
- 合田良実・鈴木康正 (1975): 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No. 230, 45 p.
- 合田良実 (1985): 波浪の統計的性質に関する二, 三の数値的検討, 港研報告, 第24巻第4号, pp. 65-102.
- 関本恒浩・鶴飼亮行・今井澄雄・寺田賢二 (1990): 波群特性を考慮した最高波高の出現確率に関する研究, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 111-115.
- 間瀬 肇・松本明男・岩垣雄一 (1986): 不規則波の浅水・碎波変形計算モデルに関する研究, 土木学会論文集, 第375号, pp. 221-230.
- 間瀬 肇・林 克行・山下隆男 (1989): 波浪観測データに基づく海岸波浪の波群特性の解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 124-128.
- 安田孝志・伊藤一教・森 信人 (1992): 一方向不規則波の波高分布に及ぼす非線形干渉の影響について, 土木学会論文集, No. 443, pp. 83-92.
- Funke, E. R. and E. P. D. Mansard (1980): On the synthesis of realistic sea state, Proc. 17th ICCE, Vol. III, pp. 2974-2991.
- Kimura A. (1980): Statistical properties of random wave groups, Proc. 17th ICCE, Vol. III, pp. 2955-2973.
- Kimura, A. (1981): Joint distribution of the wave heights and periods of random sea waves, Coastal Eng. in Japan, Vol. 24, pp. 77-92.
- Klinting, P. and S. E. Sand (1987): Analysis of prototype Freak wave, Coastal Hydrodynamics (Ed. Dalrymple), ASCE, pp. 618-632.
- Per Bruun (1985): Design and Construction of Mounds for Breakwaters and Coastal Protection, Elsevier, 938 p.
- Rice, S. O. (1945): たとえば, 宮脇一男他訳, 雑音理論, 電気書院, 221 p., 1955.
- Sand, S. (1990): Report from the working group on breaking and freak waves, Water Wave Kinematics (Ed. Torum and Gudmestad), NATO ASI series, pp. 17-20.
- Skjelbreia, L. (1959): たとえば, 岩垣雄一ら, 海岸工学, 共立出版, 463 p., 1979.