

波の多方向性を考慮した直立護岸の所要天端高に関する研究

Necessary Crown Height of Seawalls under Multi-directional Random Wave Condition

北海道開発局 開発土木研究所 ○正 員 早川哲也 (Tetsuya Hayakawa)
 正 員 山本泰司 (Yasuji Yamamoto)
 正 員 梅沢信敏 (Nobutoshi Umezawa)

1. まえがき

現在の直立護岸の設計においては、背後施設の利用目的に応じて許容越波流量を設定し、設計波来襲時にその値を越えないような天端高（所要天端高）が用いられている。越波流量の算定には合田ら¹⁾による越波流量推定図を用いるのが一般的である。この推定図は二次元造波水路における水理模型実験および波高の確率分布を用いた数値計算により提案されたものであり、単一方向不規則波の波浪が護岸に直角に作用した場合の平均越波流量を算定することができる。

しかしながら、近年、沖合人工島などの建設や港の大水深化が進められており、波浪が十分に屈折せず多方向性を有したまま護岸に来襲する条件が考えられる。多方向不規則波が護岸に作用した際の越波流量は単一方向不規則波と比較すると減少することが、Franco ら²⁾や平石ら³⁾により報告されている。よって、多方向不規則波による越波流量を適切に推定できれば、護岸所要天端高は単一方向直角入射の条件のものよりも低くすることが可能であり、建設コストの低減が期待できる。

既往の研究においては、Franco²⁾らが多方向不規則波を用いた水理模型実験の結果により越波流量の算定式を提案している。しかしながら、方向スペクトルの形状の影響については検討しておらず、波浪条件によっては適切な値を算定できない場合があると考えられる。一方、平石ら³⁾は護岸前面の水位変動の数値シミュレーションにより越波流量を算定する方法を提案しており、波の方向分布特性を考慮した様々な波浪条件における計算が可能である。ただし、数値計算による越波流量算定法の妥当性に関する検討を中心に行っており、護岸の所要天端高に及ぼす波の多方向性の影響については十分に解明されていない。

そこで本研究では、波の多方向性を考慮した所要天端高算定法を提案し、その妥当性を既往の研究成果により検証する。また、波の多方向性が護岸所要天端高に及ぼす影響についても検討する。

2. 換算天端高係数および越波流量低減率

2.1 検討方法

波の方向性による越波流量の低減を直角入射との比較で考える場合、従来から次式の換算天端高係数 γ による検討（例えば高山ら⁴⁾）が行われてきた。

$$h_c' = \frac{h_c}{\gamma} \quad (1)$$

ここに、 h_c' ：換算天端高、 h_c ：実際の天端高である。方向性を有した波浪が作用する場合、 γ は1.0より小さい値をとり、見かけ上天端が高くなり越波流量が低減することになる。言い換えれば、単一方向直角入射の条件での天端高 h_c' が求められている場合、 γ により波の方向性を考慮した天端高 h_c を算定することが可能である。

ここでは、多方向不規則波が作用した場合の換算天端高 γ_s を求めるため、単一方向不規則波の波向きを変化させた場合の換算天端高係数 γ_l を拡張する方法を検討する。また、既往の研究成果と比較するため、換算天端高係数 γ から越波流量低減率 λ_q ($=q/q_0$, q ：方向性を有した波浪による平均越波流量、 q_0 ：単一方向直角入射による平均越波流量)を求める方法についても検討する。

2.2 多方向不規則波における換算天端高係数

多方向不規則波による換算天端高係数 γ_s は、波向き θ ごとのエネルギー比を考慮した γ_l の加重平均で表されたと仮定し、以下のように算定する。

波浪の全エネルギーを方向スペクトル密度関数で表すと次のようになる。

$$E = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} S(f, \theta) df d\theta \quad (2)$$

ここに、 f ：周波数、 θ ：護岸法線に対して直角を 0° とする波向き、 $S(f, \theta)$ ：方向スペクトル密度関数である。

また、波向き θ 近傍微小区間 $d\theta$ における微小エネルギー dE_θ は次のようになる。

$$dE_\theta = \int_0^{\infty} S(f, \theta) df d\theta \quad (3)$$

よって、波向き θ ごとのエネルギー比を考慮した γ_l の加重平均を考えると、多方向不規則波による換算天端高係数 γ_s は次のようになる。

$$\gamma_s = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\gamma_l}{E} dE_\theta = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \gamma_l \int_0^{\infty} S(f, \theta) df d\theta}{\int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} S(f, \theta) df d\theta} \quad \dots (4)$$

ここで、加重平均を行う区間については、護岸に来襲する波浪を考え、 $-\pi/2$ から $\pi/2$ とした。

2.3 換算天端高係数と越波流量低減率

Franco ら²⁾は水理模型実験の結果より、換算天端高係数 γ を考慮した平均越波流量の算定法として次式を提案している。

$$\frac{q}{\sqrt{gH_{1/3}^3}} = a \exp\left(-b \frac{h_c}{H_{1/3}} \frac{1}{\gamma}\right) \quad (5)$$

ここに、 q ：単位時間および単位長さ当たりの平均越波流量、 $H_{1/3}$ ：有義波高、 g ：重力加速度、 h_c ：天端高、 γ ：波の方向性による換算天端高係数、 a 、 b ：0.082 および 3.0 の定数である。

ここで、越波流量低減率 $\lambda_q = q/q_0$ を考えると、式 (5) より λ_q は次のようになる。

$$\lambda_q = \exp\left\{\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \cdot b \frac{h_c}{H_{1/3}}\right\} \quad (6)$$

式 (6) においては、 $\gamma=1.0$ で $\lambda_q=1.0$ となり、 γ の減少とともに λ_q も指数的に減少する。また、その減少率も $h_c/H_{1/3}$ とともに大きくなるが、 $h_c=0$ の条件では γ の影響はなく $\lambda_q=1.0$ となる。

3. 既往の研究との比較

3.1 シングルサンメーション法との比較

平石ら³⁾はシングルサンメーション法を用いて護岸前面の水位変動をシミュレーションし、平均越波流量を算定する方法を提案している。ここでは、式 (4) および式 (6) により計算される λ_q と平石ら³⁾の結果と比較する。

式 (4) により γ_s を求めるためには、波の方向スペクトル密度関数 $S(f, \theta)$ を選択する必要がある。 $S(f, \theta)$ は周波数スペクトル $S(f)$ および方向関数 $G(f, \theta)$ の積により表すことができる。ここでは平石ら³⁾と同様に、周波数スペクトルとして修正 Bretschneider・光易型(合田ら⁵⁾)、方向関数としては光易型(Mitsuyasu et al.⁶⁾)を用いる。

図-1 は、平石ら³⁾の数値シミュレーション結果と式 (4) および式 (6) により計算された越波流量の低減率 λ_q を比較したものであり、横軸が波の主波向き θ_p 、縦軸が λ_q であり、 $S_{\max}$ をパラメータとしている。ここで、計算条件は $H_{1/3}=8.0\text{m}$ 、 $T_{1/3}=11.0\text{s}$ 、 $h_c=7.0\text{m}$ である。また、式 (4) の計算において必要な単方向不規則波における換算天端高係数 γ_l については、式 (6) により算定した λ_q が●で示した数値シミュレーション結果と一致す

るように実線で示すような次式とした。

$$\gamma_l = \begin{cases} \cos^{2.5} \theta & (0^\circ \leq \theta < 30^\circ) \\ \cos^{2.5} 30^\circ & (\theta \geq 30^\circ) \end{cases} \quad (7)$$

提案した方法により計算された λ_q は、 $S_{\max}=25$ および 75 においても、数値シミュレーション結果とほぼ一致する傾向にある。

3.2 水理模型実験による算定法との比較

Franco ら²⁾は混成堤における越波流量に関する水理模型実験を行ない、単方向不規則波の条件における換算天端高係数 γ_l を波向き θ の関数として次のように提案している。

$$\gamma_l = \begin{cases} \cos \theta & (0^\circ \leq \theta < 37^\circ) \\ \cos 37^\circ & (\theta \geq 37^\circ) \end{cases} \quad (8)$$

また、多方向不規則波における換算天端高係数 γ_s は、波の方向集中度の影響を考慮せず、次のように主波向き θ_p のみの関数としている。

$$\gamma_s = \begin{cases} 0.83 & (0^\circ \leq \theta_p < 20^\circ) \\ 0.83 \cos(\theta_p - 20^\circ) & (\theta_p \geq 20^\circ) \end{cases} \quad \dots (9)$$

ただし、実験に用いた波浪の方向特性については、方向分布の標準偏差 σ により表されており、 $20 \sim 30^\circ$ の範囲としている。ここで、式 (8) の γ_l を用いて式 (4) により γ_s を計算し、式 (9) の γ_s との比較を行う。ただし、方向密度関数 $G(f, \theta)$ としては、簡単のため合田ら⁷⁾が提案した変数 θ のみであるものを用いており、方向分布の標準偏差が $20 \sim 30^\circ$ 程度となるようパラメータを設定した。

さらに、方向関数 G が周波数 f に依存しない場合、式 (4) の γ_s は次のように簡単になる。

$$\gamma_s = \int_{-\pi}^{\pi} \gamma_l G(\theta) d\theta \quad (10)$$

図-2 は、式 (9) および式 (10) による θ_p と γ_s の関係を示したものである。 θ_p が 30° 程度までの条件では式 (10) による計算値の方が若干大きい、全体として式 (9) にほぼ一致する傾向にある。

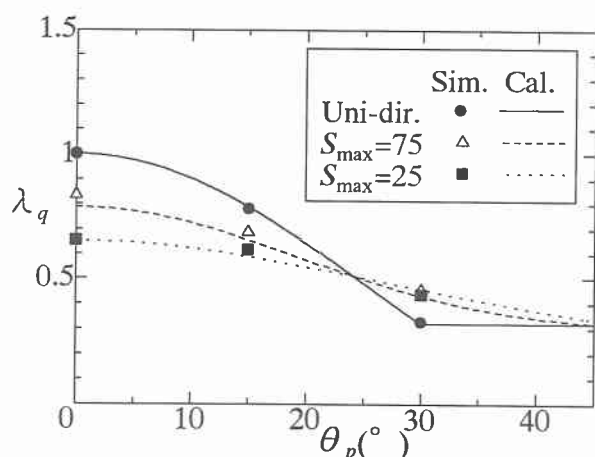


図-1 数値シミュレーションとの比較

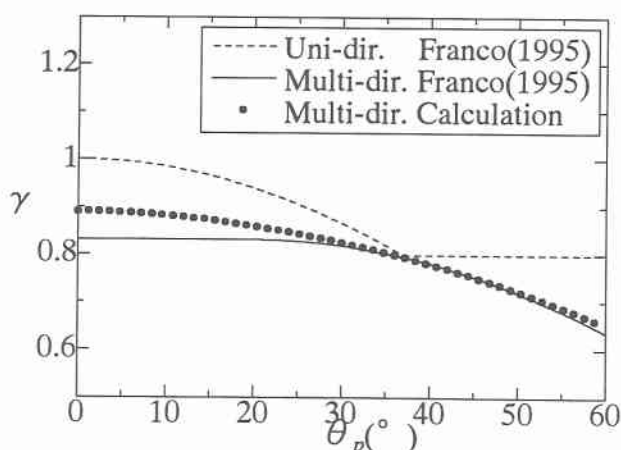


図-2 水理模型実験との比較

4. 換算天端高係数の特性

4. 1 計算方法

前章において単一方向不規則波の換算天端高係数 γ_I の加重平均により多方向不規則波の γ_s を算定する方法の妥当性が示された。ここでは、換算天端高係数 γ_s に及ぼす方向密度スペクトルの形状の影響について検討する。式(4)における方向密度スペクトルについては、より一般性を持たせるために、周波数スペクトルとしては JONSWAP 型 (Hasselmann ら⁸⁾)、方向関数としては光易型 (Mitsuyasu et al.⁶⁾) を用いる。ここで、JONSWAP 型周波数スペクトルは、ピークの鋭さを表すパラメータ γ_J ($=1.0\sim 7.0$) によって特徴付けられ、 γ_J に大きな値を代入することにより、短時間で発達した風波のような周波数付近にエネルギーが集中した形状をあらわすことができる。ただし、 $\gamma_J=1.0$ では十分に発達した風波を表し、修正 Bretschneider・光易型 (合田ら⁵⁾) と一致する。

また、 γ_s の計算に必要な単一方向不規則波での換算天端高係数 γ_I については、Franco ら²⁾ および平石ら³⁾ が異なる関数形を提案している。これは検討の対象とした相対水深が大きく異なるためと考えられるが、ここでは安全側を考え γ_I が若干大きな値を示す Franco ら³⁾ の式(8)を用いる。

4. 2 方向集中度パラメータの影響

図-3 は、方向集中度パラメータ $S_{\max}$ を変化させた場合の主波向き θ_p と換算天端高係数 γ_s の関係を示したものである。また、比較のため式(8)で計算される単一方向不規則波による換算天端高係数も同時に示している。ただし、JONSWAP 型周波数スペクトルの γ_J を1.0としている。

単一方向不規則波の γ_I と同様に γ_s は θ_p の増加とともに減少する傾向にあり、 $S_{\max}=10$ の条件では、 $\theta_p=0$ で $\gamma_s=0.87$ であるのに対して $\theta_p=60^\circ$ では $\gamma_s=0.67$ となり、単一方向直角入射の条件に対して天端高を10~30%程度低減できることになる。また、 $S_{\max}$ が小さい方が γ_s も小さい値を示す傾向にあり、これは換算天端高係数を減少させる波向きが大きい成分波を多く含んでいるためと考えられる。さらに、 θ_p が大きくなるにつれ、護岸

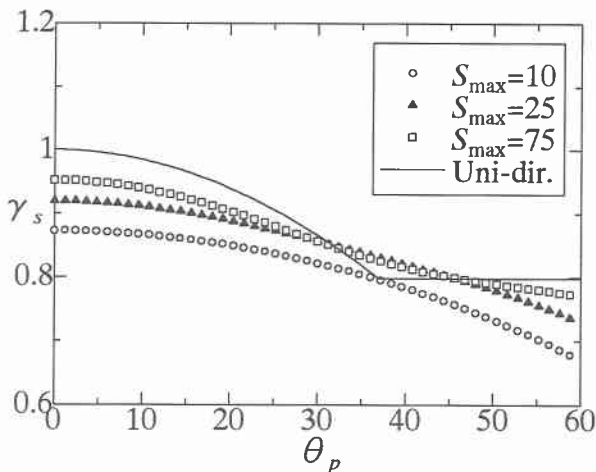


図-3 方向集中度の影響

を越波しない $\theta > \pi/2$ の成分波も多くなるため、 γ_s はさらに減少するようになる。このため、 $S_{\max}=10$ と $S_{\max}=25$ を比較すると、 θ_p が大きい領域で γ_s の減少率が高い傾向を示している。方向集中度が高い $S_{\max}=75$ の条件では、一方向不規則波による γ_I の傾向に近づくようになる。

4. 3 周波数スペクトルにおけるピークの鋭さの影響

図-4 は、方向スペクトルの形状を変化させた場合の主波向き θ_p と換算天端高係数 γ_s の関係を示したものである。 $S_{\max}=10$ の条件においては、JONSWAP 型周波数スペクトルのパラメータ γ_J が大きいほど、 γ_s も大きい傾向を示している。これは、光易型方向関数の特徴によるものと考えられ、風波のエネルギーがピーク周波数付近に集中するほど、主波向き近傍にもエネルギーが集中し、結果的に方向集中度が高い条件となるため γ_s は大きくなる。また、この傾向は $S_{\max}=75$ の条件に見られるように、方向集中度が大きくなるほど小さくなる傾向にある。

5. 直立護岸の所要天端高の計算例

5. 1 計算方法

前章において方向スペクトルの形状が換算天端高係数に及ぼす影響について明らかにした。ここでは、多方向不規則波が作用した場合の所要天端高について検討する。ここで、越波流量の算定については、Franco ら²⁾により提案された式(5)を使うこととする。ただし、式(5)の適用範囲は、実験条件から波形勾配 $H_{1/3}/L_0=0.01\sim 0.04$ (L_0 : 沖波波形勾配)、相対天端高 $h_0/H_{1/3}=1.18\sim 1.63$ および波高水深比 $H_{1/3}/h$ は0.2程度である。また、方向スペクトルとしては、周波数スペクトルを修正 Bretschneider・光易型 (合田ら⁵⁾) および方向関数を光易型 (Mitsuyasu et al.⁶⁾) としたものを用い、有義波周期 $T_{1/3}$ は10.0sと一定にする。また、前章と同様に換算天端高係数 γ_I については、Franco ら²⁾の式(8)を用いる。これらをもとに、許容越波流量を設定し、護岸設置位置における入射有義波高と所要天端高の関係を計算する。許容越波流量としては、合田ら¹⁾が過去の被災例を基に設定した $0.05\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{sec}$ を考える。これは、護岸背後にお

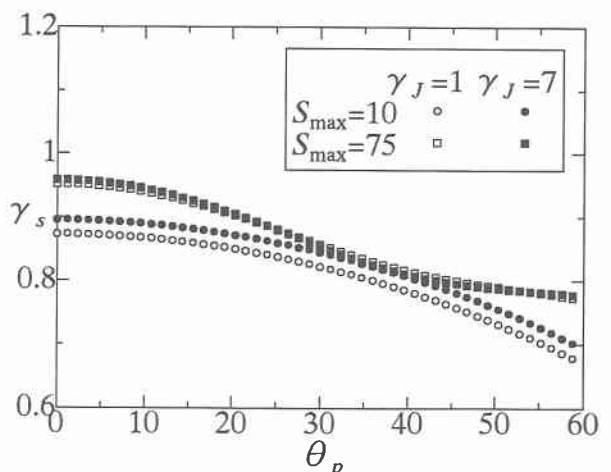
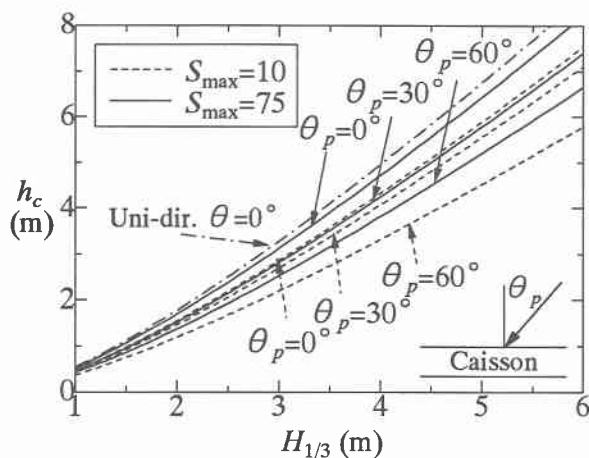


図-4 スペクトル形状の影響



図－5 護岸所要天端高

いて被覆工がない条件での安全基準として一般的用いられている値である。

5. 2 所要天端高

図－5は、 $S_{\max}$ を10および75とした条件において、有義波高 $H_{1/3}$ と所要天端高 h_c の関係を主波向き $\theta_p=0^\circ$ 、 30° 、 60° ごとに示したものである。また、比較のため式(8)により計算される単一方向直角入射条件を一点鎖線で示している。 $\theta_p=0^\circ$ の条件をみると、波の多方向性を考慮することにより、一方向と比較すると $H_{1/3}=5.0\text{m}$ 程度では、 $S_{\max}=75$ で 0.2m 、 $S_{\max}=10$ で 0.9m 程度護岸天端を低くすることが可能である。また、主波向き θ_p が大きくなるとともに、所要天端高の低減率も増加し、 $H_{1/3}=5.0\text{m}$ 、 $S_{\max}=10$ および $\theta_p=60^\circ$ の条件においては、一方向入射と比較して 1.2m 程度天端を低くすることができる。

6. まとめ

本研究の主要な結論をまとめると以下のようになる。

- ① 多方向不規則波による換算天端高係数として単一方向不規則波のものを拡張する方法を提案し、既往の研究結果と比較することにより妥当性を検証した。
- ② 方向集中度が大きくなると、斜め入射の成分波が多くなるとともに、護岸を越波しない $\theta \geq 90^\circ$ の成分

波も多くなり、換算天端高係数は減少する。

- ③ 方向スペクトルのエネルギーがピーク周波数付近に集中するようになると、方向分散性が小さくなり、換算天端高係数は大きくなる。

波の多方向性を考慮し今回提案した方法により、適切な護岸所要天端高の推定するためには、これまでにいくつか提案されてきた単一方向不規則波における換算天端高係数を整理する必要がある。また、入射角が大きい場合には、STEM波の発生などにより、越波流量が増大することも指摘されている。方向性を有した波浪が作用した場合の護岸天端高算定法を確立するため、今後の検討課題としたい。

参考文献

- 1) 合田良美・岸良安治・上山豊：不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究、港湾技術研究所報告、第14巻、第4号、pp.3-44、1975
- 2) Flanco, C. and Flanco, L.: Overtopping Formulas for Caisson Breakwaters with Nonbreaking 3D Waves, Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 125, No.2, 1998
- 3) 平石哲也・金澤剛・榎本達也・佐藤一央：多方向不規則波の護岸越波流量の数値計算、海岸工学講演会論文集、第43巻、pp.716-720、1996
- 4) 高山知司・永井紀彦・西田一彦・関口忠志：斜め入射不規則波を用いた護岸の越波特性実験、海岸工学講演会論文集、第31巻、pp.542-546、1984
- 5) 合田良美：数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質、海岸工学講演会論文集、第34巻、pp.131-135、1987
- 6) Mitsuyasu, H. et al.: Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, Journal Physical Oceanography, Vol. 5, pp. 750-760, 1975
- 7) 合田良美・鈴木康正：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、p. 45、1975
- 8) Hasselmann, K. et al.: Measurement of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Deutsche Hydr. Zeit, Reihe A (8°), No.12, 1973