

規則配列された沖合消波堤まわりの波浪共振の 特性とその解析法

中村 孝幸*・小野 正順**

1. ま え が き

近年、沿岸海域の有効利用を目的として各種の沖合消波堤の開発やその水理学的な機能に関する研究が進められつつある。しかしながら従来の研究は、主に堤体の断面形状に着目して1次元的な消波効果を検討したものがほとんどで、実際場で見られるような堤体を多列形式に配置した場合の平面的な消波効果やそれらの合理的な配置法について検討した例は少ない。

本研究は、離岸堤などに用いられている多列形式の配置法を想定して、堤体長や開口幅などの設定法と密接に関連すると考えられる堤体軸方向における波浪の共振現象の特性を理論と実験の両面から明らかにする。このためまず最初に斜め入射波を含む平面波が規則的に無限配列された堤体群に作用する場合の波浪ポテンシャル問題の解析法を効率的な Green 関数法に基づき究明する。そして、矩形堤体群および矩形堤体に張り出し部を設けたH型堤体群の両者を用いて水理模型実験を行い、堤体群まわりの波高分布に関する実験結果と算定結果との比較により、上記解析法の妥当性を検証する。これに引き続き、堤体軸方向における波浪の共振現象の発生の有無に着目して堤体群まわりの平面的な波高分布の特性を検討し、消波効果などに及ぼす波浪共振の影響を明らかにする。

2. 堤体群まわりの波浪境界値問題の解析法

2.1 波浪境界値問題

解析モデルおよび座標系は、図-1に示すものである。一定水深 h の流体場中に任意平面形状を有する堤体構造物が一定間隔 λ で y 軸方向に規則的に配列されており、これに平面波が x 軸と角度 θ をなして作用する場合を考える。流体は、非圧縮流体として波動運動は、微小振幅波理論により表現できるものとする。入射波の速度ポテンシャル ϕ_I は時間変動項 ($e^{-i\omega t}$) を除去した形で次式のように定義できる。

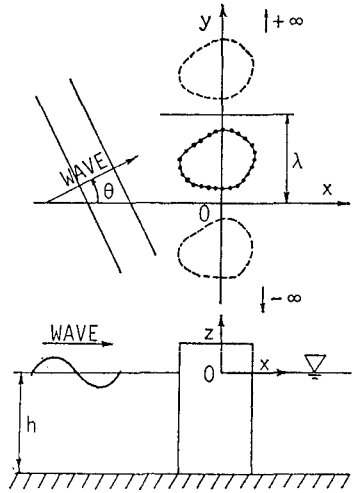


図-1 解析モデルおよび座標系

$$\phi_I(x, y, z) = -\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} e^{i(k_x x + k_y y)} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $i = \sqrt{-1}$ 、 $k_x = k \cos \theta$ 、 $k_y = k \sin \theta$ 、 g ：重力加速度、 H ：入射波の波高、 k ：進行波の波数、 ω ：角振動数 ($=2\pi/T$ 、 T ：入射波の周期) である。そして堤体群まわりの回折波の速度ポテンシャル ϕ_D は、堤体形状が鉛直方向に変化しないことから、時間変動項 ($e^{-i\omega t}$) を省略した形で示すと、次のように表すことができる。

$$\phi_D(x, y, z) = -\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} \phi_D(x, y) e^{ik_y y} \dots\dots\dots (2)$$

式(2)中の ϕ_D は未知関数であるが、 y 軸方向に λ の周期性を有することから、次のように Fourier 級数に展開することができる。

$$\phi_D(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \hat{\phi}_{Dn}(x) \exp(iq_n y) \dots\dots\dots (3)$$

ここで $\hat{\phi}_{Dn}$ は、 ϕ_D の複素 Fourier 係数、 $q_n = 2n\pi/\lambda$ である。そして ϕ_D に関する基礎方程式は、式(2)を3次元 Laplace 方程式に代入することにより求められ、次のようになる。

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部海洋工学科
** 学生員 愛媛大学大学院 工学研究科

$$\frac{\partial^2 \phi_D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_D}{\partial y^2} + 2ik_y \frac{\partial \phi_D}{\partial y} + k_x^2 \phi_D = 0 \quad \dots\dots (4)$$

式(3)の ϕ_D は、 $y=0$ 、 λ での連続条件を自動的に満足しており、残された条件としては発散条件と物体表面上の境界条件を表す式(5)の2つである。

$$\frac{\partial}{\partial n}[(\phi_D + e^{ik_x x}) \cdot e^{ik_y y}]|_{on S} = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 S :堤体群の中の1つの堤体の断面曲線、 $\partial/\partial n$: S における法線微分である。

2.2 Green 関数

a) Green 関数の誘導: 上で述べたような波動場中における Green 関数 G は、式(4)に類似した次式を解いて求められる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} + 2ik_y \frac{\partial G}{\partial y} + k_x^2 G \\ = \delta(x-X) \cdot \delta(y-Y) \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで、 δ : Dirac のデルタ関数、 (X, Y) : わき出しの位置である。 G についても ϕ_D と同様に式(3)のような展開ができることに注意し、発散条件を考慮して式(6)を解くと式(7)のように G が求められる。

$$\begin{aligned} G(x, y; X, Y) = & \sum_{n=N_-}^{N_+} -\frac{i \exp\{iq_n(y-Y)\}}{2\lambda k_n} e^{ik_n|x-X|} \\ & + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} -\frac{\exp\{iq_n(y-Y)\}}{2\lambda \mu_n} e^{-\mu_n|x-X|} \quad \dots\dots (7) \\ & N_- < n < N_+ \text{を除く} \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで、} k_n &= \sqrt{k^2 - (k_y + q_n)^2} \\ \mu_n &= \sqrt{(k_y + q_n)^2 - k^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

であり、 N_+ と N_- はそれぞれ k_n が実数値となる n の最大値と最小値である。なお式(7)の右辺第1, 2項は各々進行波モードおよび減衰定常波モードの成分を表す。

b) Green 関数の実際的な算定法: 式(7)の G は、式(6)から推察できるようにわき出しの位置 (X, Y) が特異点になっている。そして特異点を示す条件下では、式(7)中の級数の収束性が悪く、有限項までの和で無限級数和を近似すると大きな誤差を生じることになる。ここでは、式(7)中の無限級数和を解析的に求めるという方法を採用して合理的に処理しており、この概略について紹介する。

式(7)の右辺第2項の無限級数 G_∞ は、次式のように再記できる。

$$\begin{aligned} G_\infty(x, y; X, Y) \\ = \sum_{n=N_++1}^{+\infty} -\frac{\exp\{iq_n(y-Y)\}}{2\lambda \nu_{n+}} e^{-\nu_{n+}|x-X|} \\ + \sum_{n=|N_-|+1}^{+\infty} -\frac{\exp\{-iq_n(y-Y)\}}{2\lambda \nu_{n-}} e^{-\nu_{n-}|x-X|} \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここで、 $\nu_{n\pm} = \sqrt{(q_n \pm k_y)^2 - k^2}$ である。 n が十分大きく ν_{n+} 、 ν_{n-} が q_n で近似できる時の n をそれぞれ $\hat{N}_+$ 、 $\hat{N}_-$ とおくと式(9)は式(10)のように書き直せる。

$$\begin{aligned} G_\infty(x, y; X, Y) \\ = \sum_{n=\hat{N}_++1}^{\hat{N}_+} -\frac{\exp\{iq_n(y-Y)\}}{2\lambda \nu_{n+}} e^{-\nu_{n+}|x-X|} \\ - \sum_{n=1}^{\hat{N}_+} g_{\infty+}(n) + \sum_{n=1}^{+\infty} g_{\infty+}(n) \\ + \sum_{n=|\hat{N}_-|+1}^{\hat{N}_-} -\frac{\exp\{-iq_n(y-Y)\}}{2\lambda \nu_{n-}} e^{-\nu_{n-}|x-X|} \\ - \sum_{n=1}^{\hat{N}_-} g_{\infty-}(n) + \sum_{n=1}^{+\infty} g_{\infty-}(n) \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ここで、

$$g_{\infty\pm}(n) = -\frac{\exp\{\pm iq_n(y-Y)\}}{4n\pi} \exp\{-q_n|x-X|\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

である。そして式(10)の右辺の $g_{\infty\pm}$ に関する無限級数の和 S_∞ は、解析的に求めることができ、式(12)のようになる。

$$\begin{aligned} S_\infty = & \frac{1}{4\pi} \log \left[1 - 2 \cdot \exp \left(-\frac{2\pi}{\lambda} |x-X| \right) \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} (y-Y) \right\} \right. \\ & \left. + \left\{ \exp \left(-\frac{2\pi}{\lambda} |x-X| \right) \right\}^2 \right] \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

この式からわかるように、 G は $(x, y) = (X, Y)$ の条件下で対数型の特異性を有することがわかる。そして、式(12)を代入した式(10)および式(7)の第1項を用いて、収束性の良い合理的な G の算定が行えることになる。

一方、式(7)の右辺第1項の分母に現われている k_n は、式(8)からもわかるように0となり得るもので、このような条件を満足する場合、 G の級数の中からその項のみを除く必要がある。そして $k_n=0$ となるような波条件は、Ursell¹⁾ や Srokosz²⁾ により述べられているように堤体軸方向における波浪共振の出現条件に一致するものである。この $k_n=0$ となる波浪共振の出現条件を式(8)より求めてみると式(13)のようになる。

$$\frac{\lambda}{L} = \frac{n}{1 \pm \sin \theta} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 L : 入射波の波長である。

2.3 わき出し分布法による ϕ_D の算定

式(2)中の ϕ_D は、上述した G を用いて式(14)のように表すことができる。

$$\phi_D(x, y) = \int_S f(X, Y) \cdot G(x, y; X, Y) dS(X, Y) \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに f はわき出し強さの分布関数で、式(5)の物体表面上の境界条件を考慮して次式により決定できる。

$$\begin{aligned} \int_S f(X, Y) \cdot \frac{\partial}{\partial n} [G(x, y; X, Y) \cdot e^{ik_y y}] \\ = -\frac{\partial}{\partial n} \{e^{i(k_x x + k_y y)}\} \quad (\text{on } S) \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

本研究では、任意平面形状の堤体構造物が取り扱える

ように式(14), (15)などに現われる S にわたる積分は, S を有限個の微小線素分に分割した後中央点近似法を用いて実行している.

2.4 堤体まわりの波高分布

堤体まわりの波高分布は, 回折係数 K_D で示すと上記の Φ_I と Φ_D とを用いて式(17)により算定できる.

$$K_D(x, y) = \left| \frac{i\omega}{g} (\Phi_I + \Phi_D) \right|_{\substack{x=x \\ y=y}} \left/ \left(\frac{H}{2} \right) \right| \quad \dots\dots (17)$$

また, 透過率 C_T , 反射率 C_R は, 式(7)の Green 関数に示されるように回折波の進行波成分が複数列であり, しかも多方向にわたっていることから C_R , C_T は $0 \leq y \leq \lambda$ における平均エネルギーフラックスを用いて求めた.

2.5 従来の算定結果との比較

図-2 は, 1 例として $B/\lambda=0.8$ (B : 堤体長) の矩形堤体群に直角入射波が作用する場合の C_T の算定結果を横軸に λ/L をとり示すものである. 図中には比較のため Green の公式に基づく吉田ら³⁾ の算定結果も併せ示してある. 両者を比較してみると, λ/L が整数となる共振点付近で多少の差異がみられるが本算定結果は全体的には吉田ら³⁾ によるものとよく一致しており, 上記の解析法が妥当なものであることがわかる.

次に図-3 は, $B/\lambda=0.8$ の矩形堤体群に斜め入射波が作用する場合の C_T の λ/L による変動および堤体軸方向における波浪の共振点を示すものである. この図より, C_T は全体的に入射角 θ に伴い増大することや式(13)から予測できるように共振点の出現回数も増えることなどがわかる. そして波の入射角 θ に関係なく共振点付近において C_T が急変しているが, このことを堤体群まわりの波高分布に着目して検討してみる. 図-4(a), (b) は, その 1 例として図-3 中の $\theta=0^\circ$ の場合の波浪共振点 ($\lambda/L=1.00$) およびその直前の波条件下 ($\lambda/L=0.99$) における波高分布の変化を示すもので, 回折係数 K_D のコンターで表している. これらの図より, 共振点直前では開口部に腹が形成されるため透過波高が増大し, 共振点下では開口部に節が形成されるために透過波高が減少することなどがわかる. このように開口部における重複波の挙動は, 消波効果に直結するもので, 効率の良い消波を実現させるための工夫の 1 つとして着目すべきポイントと考えられる.

3. 堤体群まわりの波高分布の特性

3.1 実験装置および実験方法

本研究では, 直角入射の条件を想定して実験を行った. この条件下で無限列配置は, 鏡像原理により隣接する堤体間の中心間距離 λ に等しい幅の水路内に 1 つの堤

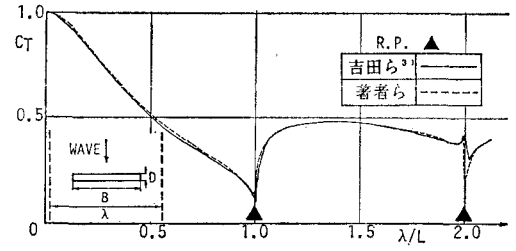


図-2 矩形堤体群の透過率 C_T の λ/L の変動特性 ($B/\lambda=0.80$, $D/\lambda=0.05$, $h/\lambda=0.10$)

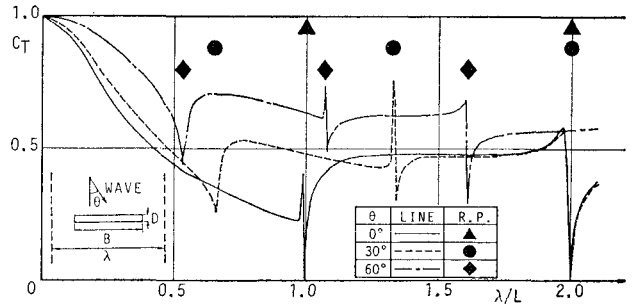
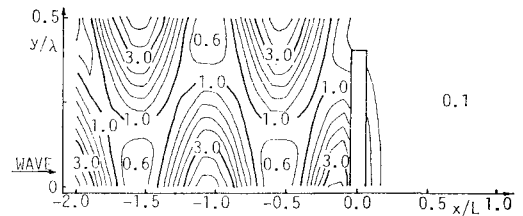
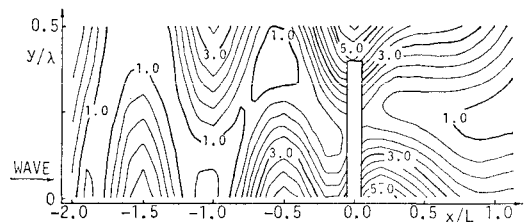


図-3 入射角を変化させた時の矩形堤体群の C_T の変動特性 ($B/\lambda=0.80$, $D/\lambda=0.10$, $h/\lambda=0.35$)



(a) 共振点 ($\lambda/L=1.00$)



(b) 共振点の直前 ($\lambda/L=0.99$)

図-4 共振点付近の矩形堤体群まわりの波高分布 ($B/\lambda=0.80$, $D/\lambda=0.10$, $h/\lambda=0.35$)

体を設置することにより実現できる. 実験に用いた水槽は, 長さ 28 m, 高さ 1.25 m, 幅 1 m の 2 次元造波水槽である. 模型堤体には, 幅 80 cm, 高さ 60 cm, 奥行 10 cm の矩形堤体, および矩形堤体の端部に長さ 20 cm, 幅 10 cm の張り出し部を設けた H 型堤体の 2 種類を用いた. この時の開口率は, 両堤体で同じ 20% になっている. 堤体の設置水深 h は 35 cm と一定にした. そして入射波の波高は 4 cm の 1 種類とし, 周期 T は, 0.655~

1.490 sec の範囲の9種類を採用した。

3.2 矩形堤体群の場合

a) 透過率, 反射率: 図-5 は, 矩形堤体群の C_R , C_T に関する実験結果と算定結果の比較を λ/L を横軸にとり示すものである。この図より, C_R , C_T の実測値は, 算定値に比較して若干小さく現れているものの定性的にはほぼ一致していることがわかる。そして両者の定量的な差異は, 共振点 ($\lambda/L=1.0$) に近くなるほど大きくなっている。これは, 共振点付近で開口部に明確な節が形成されるようになることから水平流速が大きくなり, 流れのはく離現象が顕著になることによるものと考えられる。

b) 堤体群まわりの波高分布: 図-6(a), (b) は, 各々共振点 ($\lambda/L=1.0$) およびそれよりも短周期波側の条件下 ($\lambda/L=1.5$) での矩形堤体群まわりの回折係数 K_D の実験結果と算定結果との比較を示す。図中では堤体からの離岸距離 x を変化させて堤体軸方向における K_D の分布を示すもので, $x>0$ は透過波側, $x<0$ は反射波側を表す。なお, 共振点下における K_D のコンターの算定結果は, 前出の 図-4 (a) に示すものでその波高分布は, 反射波側において腹と節が千鳥に出現する規則的なものとなっている。そして実験結果と算定結果との比較を行ってみると共振点の場合定量的な一致度は十分なものとは言えないが腹や節の形成位置などの平面的な波高分布のパターンは両者ではほぼ一致していることが認められる。そして透過波側で測定波高が算定波高よりも大きくなる理由としては, 実験で算定結果に見られたような完全な節が開口部に形成されないことによるものと推定される。一方, 共振点よりも短周期波側の場合, 図(b)に見られるように実験結果と算定結果とは定量的にも定性的にもよく一致している。本研究では, 他の波条件についても上記のような検討を行っているが堤体軸方向における波浪の共振点を除けば, 本解析法により図(b)の例のように矩形堤体群まわりの波高分布がほぼ予測できることを確認している。

3.4 H型堤体群の場合

図-7 は, H型堤体群の C_R , C_T を矩形堤体群の場合と同様にして示すものである。また図-8 は, $\lambda/L=1.0$ の波浪共振点下におけるH型堤体群まわりの波高分布を示す。図-7 と図-5 との比較から, H型堤体の場合 $\lambda/L=1.0$ の共振点で C_T は極大値を示し, 矩形堤体の場合と大きく異なっている。このように C_T が波浪共振点で極大値を示す理由としては, 図-8 に見られるようにこの条件下で開口部に腹が形成されることによるものと考えられる。またH型堤体では, 共振点付近での C_T , C_R の変化が矩形堤体の場合と比較すると緩やかになっ

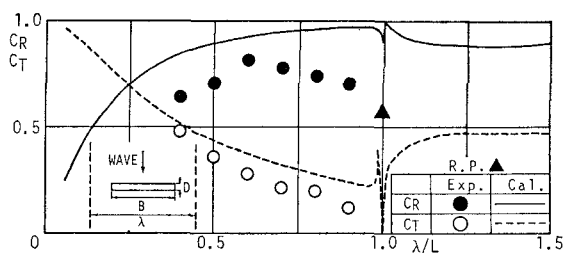


図-5 矩形堤体群の C_R , C_T の λ/L による変動特性 ($B/\lambda=0.80$, $D/\lambda=0.10$, $h/\lambda=0.35$)

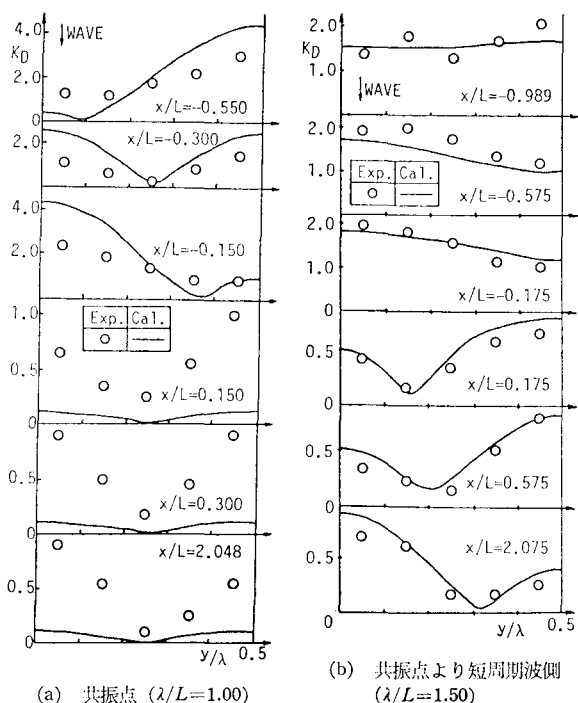


図-6 矩形堤体群まわりの波高の平面分布 ($B/\lambda=0.80$, $D/\lambda=0.10$, $h/\lambda=0.35$)

ていることや, $\lambda/L<1.0$ の長周期波側の領域で矩形堤体の場合よりも消波効果が向上していることなどが認められる。次に C_R , C_T に関する実験結果と算定結果との比較を行ってみると, 両者はほぼ対応したものとなっており, 本解析法が有効なものであることがわかる。なお, $\lambda/L=0.75$ 付近で C_T が極小値となる理由は, H型堤体の張り出し部で囲まれた水域内において波浪共振が生じることによるものであることを付記しておく。また図-9 は, 共振点より短周期波側の条件下 ($\lambda/L=1.5$) でのH型堤体群まわりの回折係数 K_D の実験結果と算定結果との比較を示す。矩形堤体群の場合と同様, 実験結果と算定結果とは定量的にも定性的にもよく一致していることが認められる。

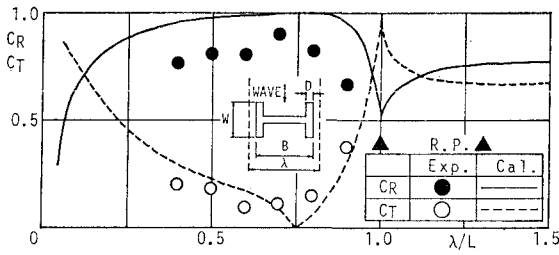


図-7 H型堤体群の C_R , C_T の λ/L による変動特性 ($B/\lambda=0.80$, $D/\lambda=0.10$, $W/\lambda=0.50$, $h/\lambda=0.35$)

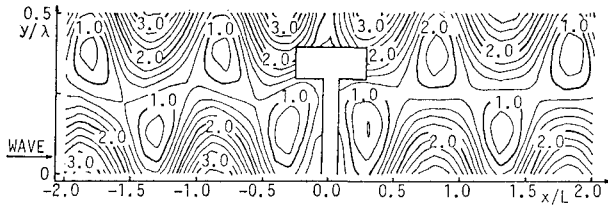


図-8 共振点での H型堤体群まわりの波高分布 ($\lambda/L=1.00$, $B/\lambda=0.80$, $D/\lambda=0.10$, $W/\lambda=0.50$, $h/\lambda=0.35$)

4. 結 語

i) 規則的に配列された堤体構造物群まわりの波高分布は、斜波中の場合も含めて本研究で開発した Green 関数法によりほぼ算定できる。

ii) 堤体軸方向における波浪の共振現象は、直角入射の場合、隣り合う堤体の中心間距離が波長の整数倍に等しくなる時に生じる。また、斜め入射の場合、直角入射の場合に比較して共振点の数は倍増する。

iii) 堤体群による透過率、反射率は、堤体軸方向における波浪の共振現象の出現により急変する。また透過率は波の入射角に伴い全般的に増加する。

iv) 矩形および H 型堤体群の透過波側における波高分布は、開口部に形成される重複波の挙動に大きく左右さ

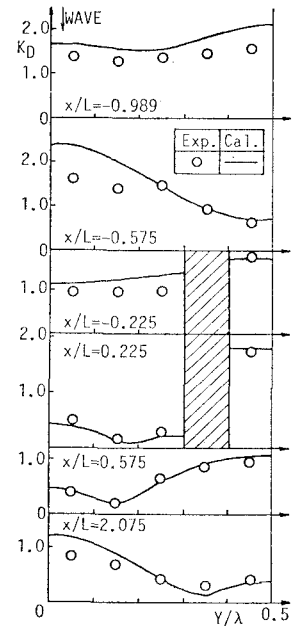


図-9 H型堤体群まわりの波高の平面分布 ($\lambda/L=1.50$, $B/\lambda=0.80$, $D/\lambda=0.10$, $W/\lambda=0.50$, $h/\lambda=0.35$)

れる。そして矩形堤体の場合、共振点およびその前後では開口部に各々節および腹が形成されるなど空間的な波高分布も大きく変化する。

参 考 文 献

- 1) Ursell, F.: Edge waves on a sloping beach, Proc. Roy. Soc. A 214, pp. 79~97, 1952.
- 2) Srokosz, M. A.: Some relations for bodies in a canal, with an application to wave-power absorption, J. Fluid Mech., Vol. 99, Part 1, pp. 145~162, 1980.
- 3) 吉田明徳・飯田典生: 任意断面の鉛直柱体列による波の散乱と波力の解析法, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 521~525, 1986.