

圆弧型贯底式透空防波堤对孤立波的绕射*

张敖, 黄华, 詹杰民, 朱梦华

(中山大学工学院应用力学与工程系, 广东 广州 510275)

摘要: 基于孤立波模型和水波绕射理论, 应用特征函数展开法, 推导了圆弧型贯底式透空防波堤引起的对孤立波绕射的波势解, 并据此解析计算了作用于防波堤的水平波浪载荷和孤立波最大波面分布。计算结果表明: 结构表面透空可明显减小防波堤所受波浪载荷, 并改变了孤立波的绕射最大波面分布; 而孤立波入射角度与非线性影响参数、海况条件以及防波堤几何条件等因素的相对变化对波浪作用均存在一定的影响。与浅水条件下微幅波理论的结果进行对比, 可知: 在一定浅水条件下采用孤立波模型计算所得的最大无量纲波浪力和最大波面分布值均明显高于微幅波理论的对应估值, 反映了浅水波非线性因素的影响效应。

关键词: 圆弧型贯底式透空防波堤; 孤立波; 特征函数展开法; 波浪绕射; 波浪力

中图分类号: O353 **文献标志码:** A **文章编号:** 0529-6579(2017)03-0008-09

Diffraction of solitary wave by arc-shaped bottom-mounted porous breakwater

ZHANG Ao, HUANG Hua, ZHAN Jiemin, ZHU Menghua

(Department of Applied Mechanics and Engineering, School of Engineering,
Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

Abstract: Based on wave model and wave diffraction theory, the wave potential solutions to solitary wave diffraction by arc-shaped bottom-mounted porous breakwater are derived by applying the eigenfunction expansion approach, and accordingly the horizontal wave loads on breakwater and maximum solitary wave free surfaces are analytically calculated. The evaluating results demonstrate that the porosity of lateral surface of arc-shaped breakwater may lead in an obvious reduction in wave loads on breakwater and changes the distribution of maximum solitary wave free surfaces. Furthermore, the variation of incident wave angle, nonlinear influence parameter of wave, sea water condition, and breakwater structure geometry condition may have some influence on solitary wave effects on breakwater. Compared with small amplitude wave theory, it is known that in certain shallow water conditions the results of maximum dimensionless wave forces and wave free surfaces from solitary wave theory are obviously larger than those predicted by small amplitude wave theory for shallow water, it denotes that solitary wave theory can reflect shallow water wave nonlinear effects.

Key words: arc-shaped bottom-mounted porous breakwater; solitary wave; eigenfunction expansion approach; wave diffraction; wave force

* 收稿日期: 2016-10-07

基金项目: 广东省协同创新与平台环境建设专项项目(2014B090904066); 广东省公益研究与能力建设专项项目(2015A020216008)

作者简介: 张敖(1993年生), 男; 研究方向: 水波动力学; E-mail: zhangao5@mail2.sysu.edu.cn

通信作者: 黄华(1961年生), 男; 研究方向: 水波动力学; E-mail: tsyhh1982@163.com

防波堤是一种阻挡或减小波浪作用,保护近岸设施和水运作业的重要海工结构。随着近岸工程的深入开发,各种类型的防波堤应运而生,其迅速发展引起了国内外相关学者的较大关注。其中,直立防波堤和圆弧型防波堤是比较具代表性的防波堤形式。Wiegel^[1]在较早时即对半无限长薄壁直立防波堤的波浪绕射问题进行了研究。Losada 等^[2]应用解析法研究了有限水深中波浪对垂直薄板的作用问题。Abul-azm 等^[3]和 Mciver^[4]应用解析法和积分方程法计算了无限长等距分段式直立防波堤的波浪绕射作用。程建生等^[5-6]应用特征函数展开法分别对圆弧型贯底式薄壁防波堤的防浪效果和绕射波浪力进行了理论计算。研究表明:在海工水下结构表面适度钻孔可以降低波浪对结构的直接作用。而在防波堤表面布孔不仅能降低波浪对堤身的直接作用,还能改变堤前与堤后的波浪形态,方便堤前的船舶停靠和堤后的海水循环。Chwang^[7]在研究中给出了波浪与透空薄板的相互作用关系。Yu^[8]和 Mciver^[9]采用边界层近似法和 Wiener-Hopf 积分方程法计算了半无限长透空薄壁直立防波堤的波浪绕射问题。Darwiche 等^[10]和 Williams 等^[11]应用特征函数展开法求解了部分透空圆柱型防波堤对波浪绕射的波势解。Duan 等^[12]对波浪与圆弧型浮式多孔介质防波堤的相互作用问题进行了研究。

以上所述研究均基于 Airy 波(即微幅波)理论。考虑到实际工程中防波堤的设置点主要为近岸浅水区域。当波浪从深水区传入浅水区后,波面形状将发生一定变化,波峰变陡,波谷变平,呈现一系列非线性波特征,当浅水波波长足够大时,需采用孤立波模型来描述对应波形。Issacson^[13]最早利用孤立波一阶理论,给出了孤立波对圆柱绕射的理论解,并对密实直柱的波浪力进行了计算与分析。陈永泽等^[14]研究了孤立波在变水深下对直立大圆柱的绕射问题。Zhong 等^[15]运用解析法计算了孤立波对直立透空圆环柱的绕射波浪作用。

本文应用特征函数展开法,将孤立波模型和水波绕射理论推广应用于孤立波对圆弧型贯底式透空防波堤绕射问题的解析研究。通过对透空防波堤的绕射波浪场的理论求解,计算了防波堤的波浪力和最大绕射波面分布,并与浅水条件下 Airy 波理论的结果进行了比较。结果表明:一定浅水条件下采用孤立波模型更为合理可靠。与已有的孤立波对单一圆柱绕射解的结果的对比,验证了本文中所用解

析方法的正确性。此外,圆弧型防波堤的张角、半径、结构表面透空系数、孤立波入射角、波高和水深等海况条件和防波堤几何条件的相对变化对孤立波作用均有一定影响。本文的分析结果对防波堤的实际设计与建造具有一定的参考意义。

1 孤立波对圆弧型贯底式透空防波堤的绕射波势解

如图 1 所示,在水深为 d 的海域中设置有半径为 a 的圆弧型贯底式透空防波堤。坐标系 $Oxyz$ (即坐标系 $Or\theta z$) 的原点位于圆弧型防波堤的圆心处,定义 Ox 轴使防波堤位于 $\theta = \alpha$ 至 $\theta = 2\pi - \alpha$, Oz 轴垂直向上。入射波为浅水波中的一阶孤立波,波高为 H ,入射角(与 Ox 轴正向夹角)为 β 。以 a 为半径划一圆柱面,将流场划分为外流区 Ω_0 和内流区 Ω_1 。

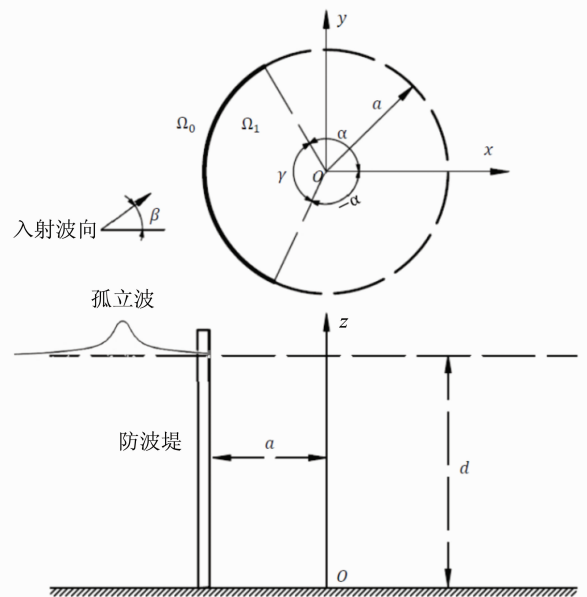


图 1 孤立波作用下的圆弧型贯底式透空防波堤
Fig. 1 Arc-shaped bottom-mounted porous breakwater under the action of solitary wave

首先对浅水波 KDV 方程进行求解,可得入射角 β 为零度的孤立波自由波面表达式^[16]:

$$\eta = H \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3H}{4d^3}} (x - ct) \right] \quad (1)$$

式中, η 为入射孤立波自由表面, c 为波速, t 为时间。考虑孤立波理论上的传播范围为 $x \in (-\infty, +\infty)$, 故可将 η 按变量 x 作傅里叶积分变换, 即:

$$\left\{ \begin{aligned} \eta &= (\eta_1) \\ \eta_1 &= H \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) e^{ik(x-ct)} dk = \\ & H \frac{2}{2\pi} \int_0^{+\infty} A(k) \cos k(x-ct) dk \quad (2) \\ A(k) &= \frac{4\pi d^3 k}{3H} \cosh \left[\pi k \sqrt{\frac{d^3}{3H}} \right] = \\ & \frac{4\pi d^3 k}{3H} \left\{ \sinh \left[\frac{(\pi/\sqrt{3})kd}{\sqrt{H/d}} \right] \right\}^{-1} \end{aligned} \right.$$

式中, $A(k)$ 为关于孤立波波面的傅立叶积分正变换象函数, k 为象函数自变量。设 u 为入射波质点的水平方向速度, 由浅水波的近似理论, 可得:

$$\frac{u}{c} = \frac{u}{\sqrt{gd}} = \frac{\eta}{d}, \quad u = \frac{d\Phi_i}{dx} = \frac{\eta}{d} \sqrt{gd} \quad (3)$$

式中, $c = \sqrt{gd}$ 为浅水波一阶分量波速; Φ_i 为孤立波入射波势的一阶分量。对上式积分可得:

$$\begin{aligned} \Phi_i &= \frac{H}{\sqrt{d/g}} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(k)}{ik} e^{ik(x-ct)} dk = \\ & \frac{H}{\sqrt{d/g}} \frac{2}{2\pi} \int_0^{+\infty} \frac{A(k)}{ik} i \sin[k(x-ct)] dk \quad (4) \end{aligned}$$

令 $\Phi_i = \text{Re}(\varphi_i)$, 则有:

$$\varphi_i = \frac{H}{\sqrt{d/g}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} 2 \frac{A(k)}{ik} e^{ikx} e^{-ikct} dk \quad (5)$$

若 $e^{ikx} = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n J_n(kr) \cos(n\theta)$ 。其中, $\beta_0 = 1, \beta_n = 2i^n (n \geq 1)$ 。上式可写为:

$$\varphi_i = \frac{H}{\sqrt{d/g}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} 2 \frac{A(k)}{ik} e^{-ikct} \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n J_n(kr) \cos(n\theta) dk \quad (6)$$

令 $\varphi_i = \int_0^{+\infty} \varphi_i[k(x-ct)] dk$, 则 $\varphi_i[k(x-ct)]$ 满足

方程 $\frac{\partial \varphi_i}{\partial x} - ik\varphi_i = 0$ 。若设 $\Phi_s^{(0)} = \text{Re}(\varphi_s^{(0)})$, 其中

$\varphi_s^{(0)} = \int_0^{+\infty} \varphi_s^{(0)} dk$, 则对应的辐射条件的表达式为:

$$\begin{aligned} \lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial \varphi_s^{(0)}}{\partial r} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi_s^{(0)}}{\partial t} \right) &= \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial \varphi_s^{(0)}}{\partial r} - ik\varphi_s^{(0)} \right) &= 0 \end{aligned}$$

对于入射角为 β 的孤立波, 入射波势可表达为:

$$\left\{ \begin{aligned} \Phi_i &= \text{Re}(\varphi_i) \\ \varphi_i &= \frac{H}{\sqrt{d/g}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} 2 \frac{A(k)}{ik} e^{ikr \cos(\theta-\beta)} e^{-ikct} dk \quad (7) \end{aligned} \right.$$

令对应流域 $\Omega^{(j)} (j = 0, 1)$ 的孤立波总波势为 $\Phi^{(j)} = \Phi_i + \Phi_s^{(j)} = \text{Re}(\varphi^{(j)})$ 。由特征函数法可取:

$$\varphi^{(0)} = \varphi_i + \varphi_s^{(0)} =$$

$$\frac{H}{\sqrt{d/g}} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} 2 \frac{A(k)}{ik} e^{-ikct} \cdot$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \{ \beta_n J_n(kr) [\cos(n\theta) + \sin(n\theta) \sin(n\beta)] + H_n^{(1)}(kr) [A_n^{(0)} \cos(n\theta) + B_n^{(0)} \sin(n\theta)] \} dk \quad (8)$$

$$\varphi^{(1)} = \frac{H}{\sqrt{d/g}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} 2 \frac{A(k)}{ik} e^{-ikct} \cdot$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} [A_n^{(1)} \cos(n\theta) + B_n^{(1)} \sin(n\theta)] J_n(kr) dk \quad (9)$$

式中, $A_n^{(0)}, B_n^{(0)}, A_n^{(1)}, B_n^{(1)}$ 为待定系数, 且取 $B_0^{(0)} = B_0^{(1)} = 0$ 。内外流域圆柱径向分界面的非物面上的压力和速度的连续性条件以及透空物面条件可联立写为:

$$\varphi^{(0)} = \varphi^{(1)}, \quad -\alpha \leq \theta \leq \alpha \quad (10)$$

$$\frac{\partial \varphi^{(0)}}{\partial r} = \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial r},$$

$$r = a \text{ 且 } 0 \leq \theta \leq 2\pi \quad (11)$$

$$\frac{\partial \varphi^{(0)}}{\partial r} = \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial r} = \frac{\gamma_0 \rho}{\mu} \left(\frac{\partial \varphi^{(0)}}{\partial t} - \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial t} \right),$$

$$r = a \text{ 且 } \alpha \leq \theta \leq 2\pi - \alpha \quad (12)$$

式中, ρ, γ_0 及 μ 分别为海水密度、具有长度量纲的材料系数及流体粘性系数。由式 (11) 可得:

$$\beta_m \cos(m\beta) J'_m(ka) + A_m^{(0)} H_m^{(1)}(ka) = A_m^{(1)} J'_m(ka) \quad (13)$$

$$\beta_m \sin(m\beta) J'_m(ka) + B_m^{(0)} H_m^{(1)}(ka) = B_m^{(1)} J'_m(ka) \quad (14)$$

现定义函数:

$$f(\theta) = \begin{cases} f_1(\theta), & 0 \leq \theta < \alpha, 2\pi - \alpha < \theta \leq 2\pi \\ f_2(\theta), & \alpha \leq \theta \leq 2\pi - \alpha \end{cases} = 0 \quad (15)$$

式中:

$$\begin{aligned} f_1(\theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ [\beta_n \cos(n\beta) J_n(ka) + A_n^{(0)} H_n^{(1)}(ka)] \cos(n\theta) + \right. \\ & \left. [\beta_n \sin(n\beta) J_n(ka) + B_n^{(0)} H_n^{(1)}(ka)] \sin(n\theta) \right\} - \\ & \sum_{n=0}^{\infty} [A_n^{(1)} \cos(n\theta) + B_n^{(1)} \sin(n\theta)] J_n(ka) = 0 \quad (16) \\ & (0 \leq \theta \leq \alpha, 2\pi - \alpha \leq \theta \leq 2\pi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_2(\theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} [A_n^{(1)} \cos(n\theta) + B_n^{(1)} \sin(n\theta)] k J'_n(ka) - \\ & iG \sum_{n=0}^{\infty} [A_n^{(1)} \cos(n\theta) + B_n^{(1)} \sin(n\theta)] k J_n(ka) + \\ & iG \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ [k\beta_n \cos(n\beta) J_n(ka) + A_n^{(0)} k H_n^{(1)}(ka)] \cos(n\theta) + \right. \end{aligned}$$

$$[k\beta_n \sin(n\beta) J_n(ka) + B_n^{(0)} k H_n^{(1)}(ka)] \sin(n\theta) \Big\} = 0 \quad (\alpha \leq \theta \leq 2\pi - \alpha) \quad (17)$$

其中, $G = \frac{\gamma_0 \rho c}{\mu}$ 为对应孤立波的防波堤侧表面的透空系数。(16) 和 (17) 式分别由 (10) 和 (12) 展开所得。将 $f(\theta)$ 在 $0 \sim 2\pi$ 上展开为傅氏级数, 即有:

$$f(\theta) = \frac{a_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (a_m \cos(m\theta) + b_m \sin(m\theta)) = 0 \quad (18)$$

由 $a_m = b_m = 0$ 可得:

$$\int_0^\alpha + \int_{2\pi-\alpha}^{2\pi} f_1(\theta) \cos(m\theta) d\theta + \int_\alpha^{2\pi-\alpha} f_2(\theta) \cos(m\theta) d\theta = 0 \quad (m = 0, 1, \dots) \quad (19)$$

$$\int_0^\alpha + \int_{2\pi-\alpha}^{2\pi} f_1(\theta) \sin(m\theta) d\theta + \int_\alpha^{2\pi-\alpha} f_2(\theta) \sin(m\theta) d\theta = 0 \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (20)$$

相应地有:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \beta_n \cos(n\beta) J_n(ka) [I_{nm}^{(1)} + iGkI_{nm}^{(2)}] + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(0)} H_n^{(1)}(ka) [I_{nm}^{(1)} + iGkI_{nm}^{(2)}] + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(1)} [kJ'_n(ka)I_{nm}^{(2)} - J_n(ka)(I_{nm}^{(1)} + iGkI_{nm}^{(2)})] = 0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (21)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \beta_n \sin(n\beta) J_n(ka) [I_{nm}^{(3)} + iGkI_{nm}^{(4)}] + \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(0)} H_n^{(1)}(ka) [I_{nm}^{(3)} + iGkI_{nm}^{(4)}] + \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(1)} [kJ'_n(ka)I_{nm}^{(4)} - J_n(ka)(I_{nm}^{(3)} + iGkI_{nm}^{(4)})] = 0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (22)$$

式中:

$$\begin{cases} I_{nm}^{(1)} = \int_{-\alpha}^\alpha \cos(m\theta) \cos(n\theta) d\theta \\ I_{nm}^{(2)} = \int_\alpha^{2\pi-\alpha} \cos(m\theta) \cos(n\theta) d\theta \\ I_{nm}^{(3)} = \int_{-\alpha}^\alpha \sin(m\theta) \sin(n\theta) d\theta \\ I_{nm}^{(4)} = \int_\alpha^{2\pi-\alpha} \sin(m\theta) \sin(n\theta) d\theta \end{cases} \quad (23)$$

至此, 式 (13)、(14)、(21) 和 (22) 构成了待

定系数 $A_n^{(0)}$ 、 $B_n^{(0)}$ 、 $A_n^{(1)}$ 和 $B_n^{(1)}$ 的无限维完备代数方程组, 其中已取 $B_0^{(0)} = B_0^{(1)} = 0$ 。实算中进行适度有限维运算即可满足计算精度要求。孤立波对透空防波堤绕射所致波面为:

$$\eta^{(j)} = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi^{(j)}}{\partial t} \Big|_{z=d} = (\eta_0^{(j)}), \quad (j = 0, 1) \quad (24)$$

$$\eta_0^{(0)} = \frac{4H}{3} \int_0^\infty \frac{ka}{Ha^2/d^3} \frac{1}{\sinh\left[\frac{\pi ka}{\sqrt{3Ha^2/d^3}}\right]} e^{-iket} \cdot \left\{ e^{ikr\cos(\theta-\beta)} + \sum_{n=0}^{\infty} [A_n^{(0)} \cos(n\theta) + B_n^{(0)} \sin(n\theta)] H_n^{(1)}(kr) \right\} d(ka) \quad (25)$$

$$\eta_0^{(1)} = \frac{4H}{3} \int_0^{+\infty} \frac{ka}{Ha^2/d^3} \frac{1}{\sinh\left[\frac{(\pi/\sqrt{3})ka}{\sqrt{Ha^2/d^3}}\right]} e^{-iket} \times \sum_{n=0}^{\infty} [A_n^{(1)} \cos(n\theta) + B_n^{(1)} \sin(n\theta)] J_n(kr) d(ka) \quad (26)$$

而, 孤立波一阶分量绕射波浪场的压力分布为:

$$P^{(j)} = -\rho \frac{\partial \Phi^{(j)}}{\partial t} = \text{Re}(p^{(j)}), \quad (j = 0, 1) \quad (27)$$

$$p^{(0)} = \frac{4}{3} \rho g H \int_0^\infty \frac{ka}{Ha^2/d^3} \frac{1}{\sinh\left[\frac{\pi ka}{\sqrt{3Ha^2/d^3}}\right]} \left\{ e^{ikr\cos(\theta-\beta)} + \sum_{n=0}^{\infty} [A_n^{(0)} \cos(n\theta) + B_n^{(0)} \sin(n\theta)] H_n^{(1)}(kr) \right\} \cdot e^{-iket} d(ka) \quad (28)$$

$$p^{(1)} = \frac{4}{3} \rho g H \int_0^{+\infty} \frac{ka}{Ha^2/d^3} \frac{1}{\sinh\left[\frac{(\pi/\sqrt{3})ka}{\sqrt{Ha^2/d^3}}\right]} e^{-iket} \times \sum_{n=0}^{\infty} [A_n^{(1)} \cos(n\theta) + B_n^{(1)} \sin(n\theta)] J_n(kr) d(ka) \quad (29)$$

由此可进一步得到孤立波对圆弧型贯底式透空防波堤水平波浪力和力矩:

$$F_x = -\int_0^d dz \int_\alpha^{2\pi-\alpha} [P^{(0)} - P^{(1)}] \Big|_{r=a} a \cos \theta d\theta \quad \text{Re} = (f_x) \quad (30)$$

$$F_y = -\int_0^d dz \int_\alpha^{2\pi-\alpha} [P^{(0)} - P^{(1)}] \Big|_{r=a} a \sin \theta d\theta \quad \text{Re} = (f_y) \quad (31)$$

$$f_x = -\frac{8}{3} \left[\rho g \frac{H}{2} ad \right] \int_0^{+\infty} \frac{ka}{Ha^2/d^3} \frac{1}{\sinh\left[\frac{(\pi/\sqrt{3})ka}{\sqrt{Ha^2/d^3}}\right]} \times$$

$$e^{-ikt} \sum_{n=0}^{\infty} [\beta_n \cos(n\beta) J_n(ka) + A_n^{(0)} H_n^{(1)}(ka) - A_n^{(1)} J_n(ka)] I_{n1}^{(2)} d(ka) \quad (32)$$

$$f_y = -\frac{8}{3} \left[\rho g \frac{H}{2} ad \right] \int_0^{\infty} \frac{kd^3}{Ha} \frac{1}{\sinh \left[\frac{\pi ka}{\sqrt{3Ha^2/d^3}} \right]} \times$$

$$e^{-ikt} \sum_{n=0}^{\infty} [\beta_n \sin(n\beta) J_n(ka) + B_n^{(0)} H_n^{(1)}(ka) - B_n^{(1)} J_n(ka)] I_{n1}^{(4)} d(ka) \quad (33)$$

$$M_x = -\int_0^d zdz \int_{\alpha}^{2\pi-\alpha} [P^{(0)} - P^{(1)}] \Big|_{r=a} a \cos \theta d\theta = \operatorname{Re}(m_x) = \frac{d}{2} F_x \quad (34)$$

$$M_y = -\int_0^d zdz \int_{\alpha}^{2\pi-\alpha} [P^{(0)} - P^{(1)}] \Big|_{r=a} a \sin \theta d\theta = \operatorname{Re}(m_y) = \frac{d}{2} F_y \quad (35)$$

其中 F_x 和 F_y 分别为沿 O_x 轴和 O_y 轴的水平波浪力, M_x 和 M_y 分别为绕 O_y 轴和 O_x 轴的水平波浪力矩, 相应的总波浪力和力矩为:

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2},$$

$$M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2} = \frac{d}{2} F \quad (36)$$

2 算例与分析

在计算中, 对防波堤侧面的波浪力和力矩分别按因子 $\rho g(H/2)ad$ 和 $\rho g(H/2)ad^2$ 无量纲化, 以符号 η/H 统一表示各区最大无量纲波面。由公式 (34)、(35)、(36) 可知, 无量纲波浪力矩值为无量纲波浪力值的一半, 实算中只需对无量纲波浪力进行计算即可。为方便计算, 图中符号 F_x 、 F_y 、 F 和 M 代表波浪力和力矩的幅值。无量纲参数

$$\lambda = \frac{H}{k^2 d^3} = \frac{1}{(k \sqrt{d^3/H})^2} = \frac{H}{d} \frac{1}{(kd)^2}$$

综合了波高、波长和水深等因素的影响。当波高和波长增大而水深降低时, 该参数增大, 水波非线性特征增强。当 λ 一定时, $\sqrt{H/d^3}$ 与波数 k 变化趋势相同, 而且理论上孤立波对应浅水波波长无限大的情形, 故实际计算中以 $\sqrt{H/d^3}$ 代替波数 k , 即以 $\sqrt{d^3/H}$ 为波浪的特征长度。在线性微幅波理论中, 参数 kd 代表波浪特征长度和水深的相对变化, 因此, 对于孤立波, 与之对应的参数可取为 $\xi = \sqrt{H/d^3} \times d = \sqrt{H/d}$ 。

为了验证本文提出的圆弧型防波堤孤立波一阶绕射理论的正确性, 将防波堤化为直立密实圆柱,

取圆弧型防波堤圆心角 $\gamma = 360^\circ$, 透空系数 $G = 0$ 。利用本文的方法计算波浪力幅值和波浪力矩随绕射参数 $\sqrt{Ha^2/d^3}$ (即微幅波理论中的绕射参数 ka) 的变化, 并与文献 [13] 的结果进行比较。如图 2 所示, 相同参数和条件下, 本文与文献 [13] 的结果完全吻合。图 2 中 $f_1 = (F/\rho)gHad$ 和 $m_1 = (M/\rho)gHad^2$ 分别为无量纲的水平绕射波浪力幅值和波浪力矩幅值。

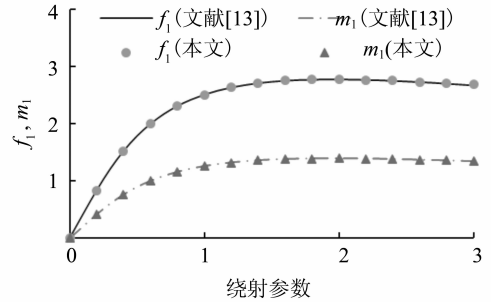


图 2 $G=0, \gamma=360^\circ$ 时无量纲波浪力和力矩随绕射参数的变化

Fig. 2 Variation of maximum dimensionless wave force and wave moment with the diffraction parameter

图 3 为透空系数 G 取不同值时, 正入射孤立波对防波堤的无量纲波浪力随无量纲时间 $\sqrt{g/Ht}$ 的变化趋势。由图可知, 随着透空系数的增大, 波浪力幅值随之降低, 而且波浪力的时间脉冲变化明显减弱, 振荡效应大幅降低。

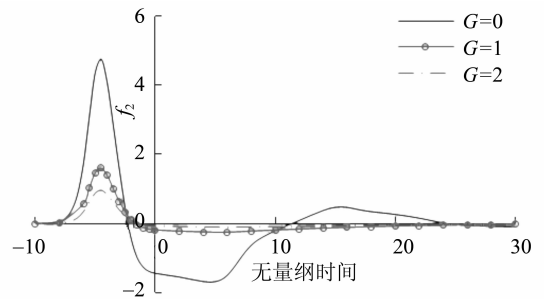


图 3 不同 G 下无量纲波浪力随无量纲时间的变化 ($\beta = 0, d/a = 1/5, \xi = 1, \gamma = 120^\circ$)

Fig. 3 Temporal variation of dimensionless total wave force for different G

图 4 为透空系数 G 取不同值时, 正入射孤立波对防波堤的无量纲波浪力幅值随参数 ξ 的变化情况。由图可知, 与密实堤 ($G=0$) 相比, 防波堤侧表面的透空使得波浪力幅值随参数 ξ 的变化态势明

显趋缓，且透空对总波浪力幅值有明显的降低效应。当透空系数增至一定值时，降低效应不再有明显变化，与图 5 中波浪力随透空系数 G 的变化趋势一致。因此，防波堤表面应当适度透空。图 5 中 $f_2 = (F/\rho)g(H/2)ad$ 和 $m_2 = (M/\rho)g(H/2)ad^2$ 分别表示参数 $\beta = 0, d/a = 1/5, \gamma = 120^\circ, \xi = 1$ 时总波浪力和力矩幅值随 G 的变化。

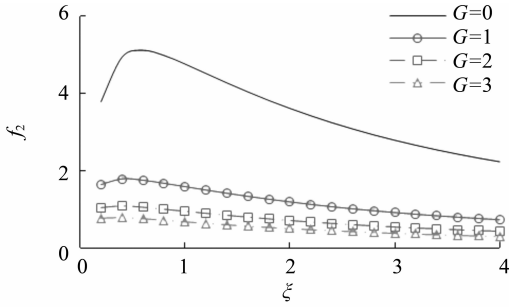


图 4 不同 G 下最大无量纲总波浪力随绕射参数 ξ 的变化 ($\beta = 0, d/a = 1/5, \gamma = 120^\circ$)
Fig. 4 Variation of maximum dimensionless total wave force with the diffraction parameter for different G

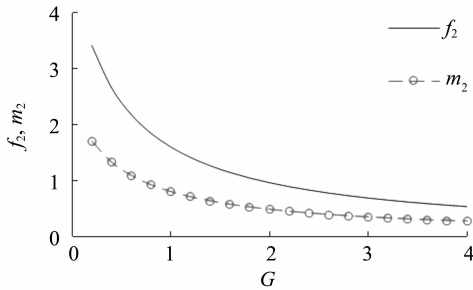


图 5 最大无量纲总波浪力和波浪力矩随 G 的变化 ($\beta = 0, d/a = 1/5, \gamma = 120^\circ, \xi = 1$)
Fig. 5 Variation of maximum dimensionless total wave force and moment with G

图 6 为参数 ξ 取不同值时，正入射孤立波对防波堤的无量纲总波浪力随无量纲时间 $\sqrt{g/H}t$ 的变化状态。由图可见，随着参数 ξ 的增大，水波非线性特征趋强，表现为波浪力的时间脉冲变化线趋陡，波浪力在峰值附近急剧变化。且随着 ξ 的增大，波浪力峰值出现的无量纲时间点延后。

图 7 为不同入射角度下防波堤的无量纲总波浪力幅值随参数 ξ 的变化趋势。如图所示，无量纲总波浪力幅值随波浪入射角度的增加而减小，正入射对应最大波浪力幅值。

图 8 - 9 为不同入射角度下最大无量纲波浪力沿 x 方向和 y 方向分量随参数 ξ 的变化趋势。如图

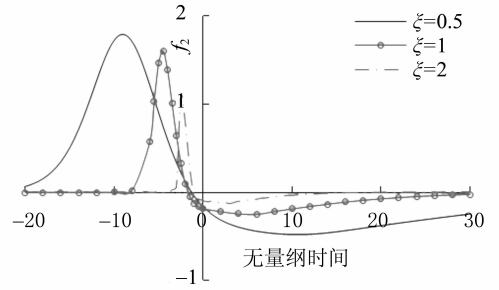


图 6 不同 ξ 下无量纲总波浪力随无量纲时间的变化 ($\beta = 0, d/a = 1/5, G = 1, \gamma = 120^\circ$)
Fig. 6 Temporal variation of dimensionless total wave force for different ξ

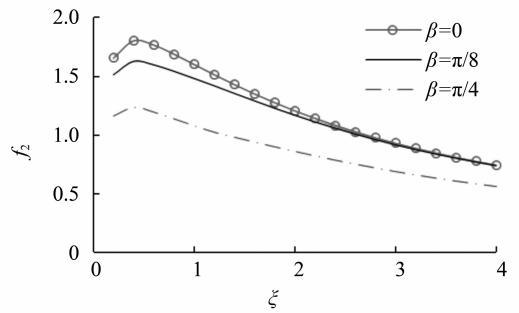


图 7 不同入射角 β 下最大无量纲总波浪力随绕射参数 ξ 的变化 ($G = 1, d/a = 1/5, \gamma = 120^\circ$)
Fig. 7 Variation of maximum dimensionless total wave force with the diffraction parameter in different β

所示， x 方向的无量纲波浪力幅值随着入射角度 β 的减小而增大，而 y 方向的无量纲波浪力幅值的变化趋势与此相反。当孤立波为正入射条件下 ($\beta = 0$) 时， y 方向的无量纲波浪力幅值为零，此结果反映了防波堤结构对称性的影响。

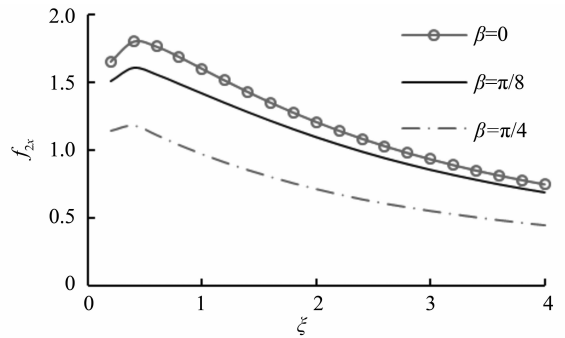


图 8 不同入射角 β 下 x 方向最大无量纲波浪力随绕射参数 ξ 的变化 ($G = 1, d/a = 1/5, \gamma = 120^\circ$)
Fig. 8 Variation of maximum dimensionless wave force in x direction with the diffraction parameter in different β

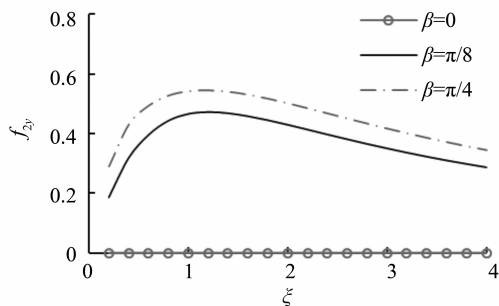


图 9 不同入射角 β 下 y 方向最大无量纲波浪力随绕射参数 ξ 的变化 ($G = 1, d/a = 1/5, \gamma = 120^\circ$)

Fig. 9 Variation of maximum dimensionless wave force in y direction with the diffraction parameter in different β

图 10 是孤立波为正入射条件时, 在不同防波堤张角 γ 下防波堤的最大无量纲总波浪力随参数 ξ 的变化趋势。由图可知, 仅当参数 ξ 值较小时, 总波浪力幅值随防波堤张角的变化而变化, 即随张角 γ 的增大而有所增大。

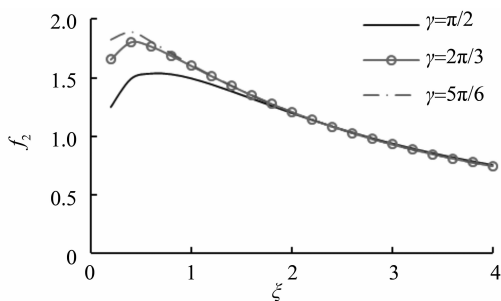


图 10 不同张角 γ 下最大无量纲总波浪力随绕射参数 ξ 的变化 ($G = 1, d/a = 1/5, \beta = 0$)

Fig. 10 Variation of maximum dimensionless total wave force with the diffraction parameter in different γ

图 11 为不同半径水深比下的无量纲总波浪力幅值随参数 ξ 的变化趋势。结果表明: 当参数 ξ 较小时, 随半径水深比的增大, 无量纲波浪力幅值有所增加。当 ξ 超过一定值时, 随半径水深比的增大, 无量纲波浪力幅值有所减小。

图 12 为不同防波堤张角 γ 下的最大无量纲总波浪力随入射角 β 的变化图。由图可知, 当孤立波入射角度 β 较小时 ($\beta < 15^\circ$), 最大无量纲波浪力变化趋于平稳, 且对应最大值。当 β 大于一定值时 ($\beta > 15^\circ$), 最大无量纲波浪力随 β 增加而减小, 同时随防波堤张角 γ 的增大而增加。

图 13 为不同入射角 β 下防波堤的最大无量纲总波浪力随张角 γ 的变化趋势。由图可知, 在防波堤张角 γ 小于 180° 时, 无量纲总波浪力幅值随着

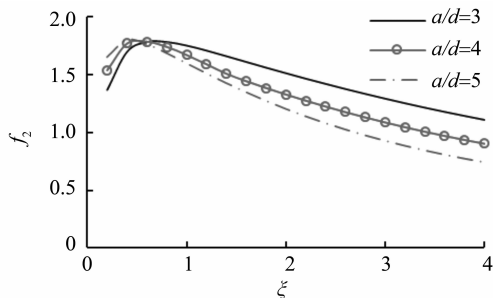


图 11 不同水深比 a/d 下最大无量纲总波浪力随绕射参数 ξ 的变化 ($G = 1, \beta = 0, \gamma = 120^\circ$)

Fig. 11 Variation of maximum dimensionless total wave force with the diffraction parameter in different a/d

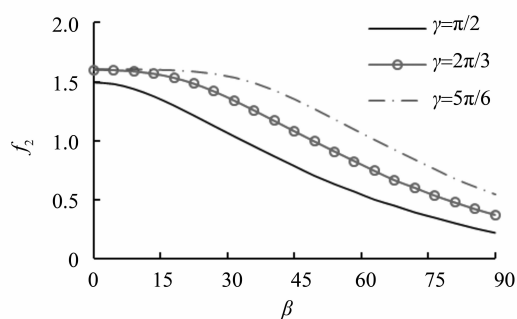


图 12 不同张角 γ 下最大无量纲总波浪力随入射角度 β 的变化 ($G = 1, d/a = 1/5, \xi = 1$)

Fig. 12 Variation of maximum dimensionless total wave force with β in different γ

防波堤张角 γ 的增加而增加, 且随着入射角 β 的增加而减小。而当防波堤张角 γ 超过 180° 时, 无量纲总波浪力幅值达到最大, 且不再随张角发生变化。

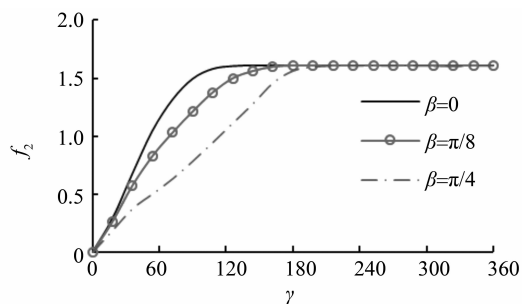


图 13 不同入射角度 β 下最大无量纲总波浪力随张角 γ 的变化 ($G = 1, d/a = 1/5, \xi = 1$)

Fig. 13 Variation of maximum dimensionless total wave force with γ in different β

利用 Airy 微幅波绕射理论, 计算圆弧形透空防波堤的最大无量纲波浪力, 结果如图 14 所示。

图 14 中, kd 较小时的最大无量纲波浪力即为浅水条件下的最大无量纲波浪力。对比图 7 和图 14 的结果可知, 在浅水条件下, 基于孤立波理论所得的最大波浪力整体大于 Airy 波理论的估值。若取波高 $H = 4$ m, 水深 $d = 10$ m, $a/d = 5$, $\xi = 0.632$ 。此时, $H/d = 0.4$, 符合浅水波的一般条件。如图 7 所示, 正入射孤立波 ($\beta = 0$) 下防波堤的最大波浪力约为 1.73×10^7 N。若取浅水线性长波波长为 $L = 314$ m, 相应参数 $kd = 0.2$, 也符合浅水波一般条件。而在图 14 中, 对应的水平波浪力幅值约为 1.15×10^7 N。对比表明: 在浅水条件下, 依据 Airy 微幅波理论所得的估值比孤立波理论的估值低约 50%。因此, 在浅水条件下, 采用孤立波模型进行圆弧型透空防波堤波浪载荷预测更为可靠。

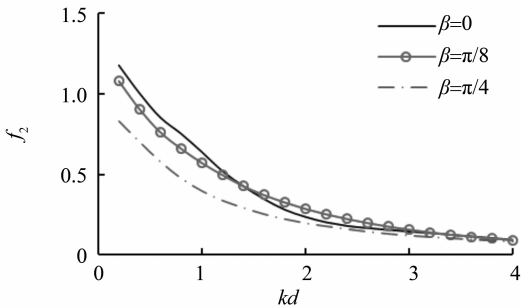


图 14 基于 Airy 波理论的最大无量纲波浪力 ($G = 1, d/a = 1/5, \gamma = 120^\circ$)

Fig. 14 The maximum dimensionless total wave force given by Airy wave theory

图 15 为浅水条件下最大绕射的波面分布图。图中, 横坐标为无量纲水平距离 x/d 。从图 15 可知, 由孤立波理论所得的最大波面值均明显大于由 Airy 波理论所得的计算值。且, 基于孤立波理论的堤前非堤壁邻域处的最大波面值呈平缓分布形态; 而, 基于 Airy 波理论的非堤壁邻域处的最大波面值呈周期振荡形态。两种波型的堤后最大波面分布则均呈平缓分布形态。基于孤立波理论的最大波面值在堤前急剧增大, 峰值出现在堤前的堤壁处, 该值对于防波堤的实际设计至关重要。

图 16 为不同透空系数下正入射孤立波对防波堤绕射的最大波面分布图。由图可见: 堤前堤壁处波幅达到峰值, 而堤后波幅值骤降至最小或接近最小, 反映了防波堤的防浪效应。此外, 随着防波堤透空系数的增加, 堤前堤壁处最大波面值随之减小, 而堤后最大波面值随之增加, 说明具体工程中可根据实际需要来决定防波堤的透空程度。当堤前

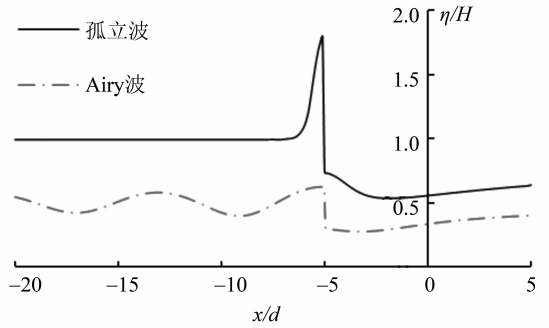


图 15 基于孤立波理论和 Airy 波的最大波面分布面 ($G = 1, d/a = 1/5, \xi = 1, \beta = 0, \gamma = 120^\circ$)

Fig. 15 The comparison of maximum wave surface distribution profiles between solitary wave and Airy wave

需要进行船舶停靠或其它水工作业时, 可考虑对防波堤侧表面进行适度透空, 以减弱堤前的波浪反射以及波浪对防波堤的直接作用力, 增加堤后的水循环。另外, 若防波堤堤后存在重要保护设施, 则可采用密实结构以保证堤后水面的相对平稳。

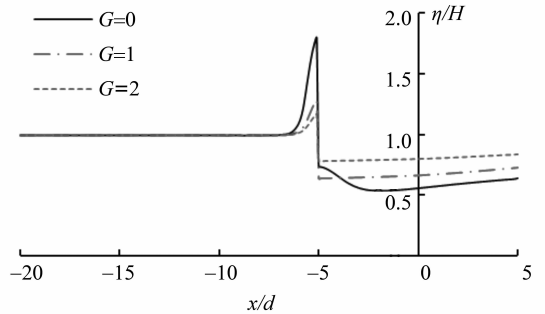


图 16 不同防波堤透空系数下的最大波面分布面 ($G = 1, d/a = 1/5, \xi = 1, \beta = 0, \gamma = 120^\circ$)

Fig. 16 The profiles of maximum wave surface distribution for different porous coefficients of breakwater

4 结 论

基于孤立波模型和水波绕射理论, 给出了孤立波对圆弧型贯底式透空防波堤的波浪绕射解析解, 并得出以下主要结论:

1) 建立了圆弧型贯底式透空防波堤的孤立波绕射模型。对张角为 $\gamma = 360^\circ$ 的密实防波堤 (即直立圆柱) 的波浪力和力矩的计算表明: 本文与文献 [13] 的结果一致。因此, 本文的方法是可靠性。

2) 浅水条件下, 由孤立波模型所得的最大无量纲水平波浪力、力矩以及最大绕射波波面分布值

均明显大于基于 Airy 波理论的计算结果。因此, 在一定的浅水条件下, 采用孤立波模型进行防波堤载荷预测十分必要, 也更为可靠。

3) 透空结构的圆弧型防波堤能明显有效降低波浪载荷幅值和堤前壁面处的最大波面值。采用透空防波堤可满足特定工程的需求, 例如: 方便堤前船舶停靠和增强堤后海水循环以利于水产养殖等。但, 由于透空系数增至一定值时, 波浪作用的降低效应明显减弱, 考虑到防波堤结构的强度, 防波堤侧表面的透空应适度。而, 密实结构的防波堤得的堤前堤后壁面虽然承受了最大波幅值差和最大的波浪载荷, 但它可保证堤后水面的平稳, 有利于保护堤后的重要海工设施。

4) 圆弧型防波堤的波浪力随时间的振荡模式具有明显的脉冲性, 结构表面的透空会使随时间的脉冲变化明显减弱, 导致振荡效应显著下降。

5) 除孤立波的入射角度、防波堤透空系数、防波堤的张角、防波堤半径与水深比等因素外, 孤立波的非线性参数也对孤立波的绕射作用具有独特的影响效应。

参考文献:

- [1] WIEGEL R L. Diffraction of waves by semi-infinite break water[J]. Journal of the Hydraulics Division, 1962, 88(1): 27-44.
- [2] LOSADA I J, LOSADA M A, ROIDÁN A J. Propagation of oblique incident waves past rigid vertical thin barriers [J]. Applied Ocean Research, 1992, 14(3): 191-199.
- [3] ABUL-AZM A G, WILLIAMS A N. Oblique wave diffraction by segmented offshore breakwaters [J]. Ocean Engineering, 1997, 24(1): 63-82.
- [4] MCIVER P. Diffraction of water waves by a segmented permeable breakwater [J]. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 2005, 131(2): 69-76.
- [5] 程建生, 缪国平, 王景全, 等. 圆弧型贯底式防波堤防浪效果的解析研究[J]. 船舶力学, 2008, 12(1): 12-17.
- CHENG J S, MIAO G P, WANG J Q, et al. Analytical

research on the sheltering effect on arc-shaped bottom-mounted breakwaters [J]. Journal of Ship Mechanics, 2008, 12(1): 12-17.

- [6] 楚玉川, 程建生, 赵鑫, 等. 圆弧型贯底式防波堤上波浪作用力的解析研究 [J]. 水动力学研究与进展 (A 辑), 2014, 29(2): 212-217.
- CHU Y C, CHENG J S, ZHAO X, et al. Analytical study on the wave force of arc-shaped bottom-mounted breakwaters [J]. Chinese Journal of Hydrodynamics (A), 2014, 29(2): 212-217.
- [7] CHWANG A T. A porous-wavemaker theory [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1983, 132(7): 395-406.
- [8] YU Xiping. Diffraction of water waves by porous breakwaters [J]. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 1995, 121(6): 275-282.
- [9] MCIVER P. Water-wave diffraction by thin porous breakwater [J]. Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering, 1999, 125(2): 66-70.
- [10] DARWICHE M K M, WILLIAMS A N, WANG K H. Wave interaction with semi-porous cylindrical breakwater [J]. Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering, 1994, 120(4): 382-403.
- [11] WILLIAMS A N, LI W. Wave interaction with a semi-porous cylindrical breakwater mounted on a storage tank [J]. Ocean Engineering, 1998, 25(2/3): 195-219.
- [12] DUAN J, CHENG J, WANG J, et al. Wave diffraction on arc-shaped floating perforated breakwaters [J]. China Ocean Engineering, 2012, 26(2): 305-316.
- [13] ISAACSON M D S Q. Solitary wave diffraction around large cylinder [J]. Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Division, 1983, 109(1): 121-127.
- [14] 陈永泽, 陈耀松. 变水深下孤立波对直立大圆柱的绕射 [J]. 水动力学研究与进展 (A 辑), 1990(4): 1-11.
- CHEN Y Z, CHEN Y S. Solitary wave diffraction around large cylinder variable depth [J]. Chinese Journal of Hydrodynamics (A), 1990(4): 1-11.
- [15] ZHONG Z, WANG K H. Solitary wave interaction with a concentric porous cylinder system [J]. Ocean Engineering, 2006, 33(7): 927-949.
- [16] 邹志利. 水波理论及其应用 [M]. 北京: 科学出版社, 2005: 112-117.