



斜入射水波对直立防波堤的波浪渗流作用*

朱梦华, 黄 华, 詹杰民, 郭 霖, 陈瑞志
(中山大学工学院 应用力学与工程系, 广东 广州 510275)

摘要: 基于 Biot 渗流固结理论和水波绕射理论, 应用特征函数展开法, 推导了对应直立防波堤的绕射波势和波浪引起的海床内渗流压力分布的解析式, 由此计算了作用于直立防波堤底部上由波浪渗流压力所导致的浮托力和倾覆力矩, 并与水平波浪力和力矩进行了相应比较。计算结果表明, 在一定条件下, 波浪渗流作用与水平波浪作用可以具有相同的量级。波浪入射角, 防波堤前侧透空及海况条件防波堤几何尺寸等因素的相对变化对波浪渗流作用均存在一定的影响, 其中对渗流倾覆力矩的影响更为明显。

关键词: 直立防波堤; 波浪绕射; 波浪力和力矩; 可渗透海床; 渗流浮托力和倾覆力矩
中图分类号: O 353 **文献标志码:** A **文章编号:** 1002-4972(2015)09-0016-07

Oblique water wave-induced seepage effects on vertical breakwater resting on permeable seabed

ZHU Meng-hua, HUANG Hua, ZHAN Jie-min, GUO Lin, CHEN Rui-zhi

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

Abstract: Based on Biot seepage consolidation theory and wave diffraction theory, the analytical solutions to the diffracted water wave potentials and the wave-induced seepage pressures referring to vertical breakwater resting on permeable elastic seabed are derived by applying the eigenfunction expansion approach, and then the wave-induced lift force and overturning moment caused by the seepage pressure on the bottom of vertical breakwater are accordingly evaluated and compared with the direct wave force and moment. The numerical results demonstrate that in certain condition, the wave-induced seepage loads may have the same order of magnitude as the direct wave loads. The variation of incident wave angle, porous on the front surface of breakwater and structure geometry under ocean condition may have some influences on wave-induced seepage loads, especially on the wave-induced seepage overturning moment.

Keywords: vertical breakwater; wave diffraction; wave force and moment; permeable seabed; wave-induced seepage force and moment

直立防波堤在港口及海岸防护工程中应用十分广泛^[1-3], 它所承受的主要载荷为波浪作用, 包括波浪对防波堤的直接作用力以及由波浪引起的对固立于可渗透弹性海床上的防波堤底部的渗流作用力。已有的研究工作主要针对均匀海水中由 Airy 波引起的对直立防波堤的波浪作用, 然而当结构固立于可渗透海床上时, 除了考虑波浪的直

接作用外, 一般还需考虑海底下孔隙海床中由波浪引起的对防波堤底部的渗流作用力。波浪渗流作用不仅会腐蚀防波堤基础还会对防波堤底部产生浮托力和倾覆力矩, 影响防波堤的稳定性和使用寿命。所以, 渗流力是建筑物设计中不可忽视的荷载。关于波浪渗流力对直立式防波堤的作用, 孙昭晨等^[4] 给出了固立于有限厚度海床上的圆墩

收稿日期: 2014-12-30
*基金项目: 国家海洋公益性行业专项资金项目 (201005002)
作者简介: 朱梦华 (1990—), 女, 硕士研究生, 从事水波动力学相关研究。

柱的波浪渗流压力分布解析解, 李奇等^[5]对浅水中透空圆环墩柱的波浪绕射力和渗流力进行了研究。本文针对立于可渗透海床上的直立防波堤所受的波浪渗流作用进行解析计算, 另外由于自然条件下波浪并非正入射, 因此本文选取的波浪入射条件为斜入射。

1 波浪速度势与波浪力公式

对于大尺度水下结构物, 由于边界层厚度较小, 海水可视为理想不可压缩无黏流体, 且运动无旋, 故波浪作用只需考虑水波绕射影响。再考虑水下结构固立于可渗透弹性海床上, 依据 Biot 固结理论的相关假设, 可设定立于海床上结构与海床间无相对滑动, 海床内土体各向同性、可渗且具有弹性性质, 而海床底部不可渗透、无变形。由于一般情况下海床内渗流速度相远小于海底处波浪场水流速度, 故在绕射波浪场的求解中可不考虑海床内渗流对其影响, 即波浪势边值问题提法中可保留海底密实固面条件。

图1所示为均匀海中直立防波堤, 其中 d 为水深, b 为防波堤宽度, h 为海床厚度。斜向入射的 Airy 波遇到无限长直墙将发生反射, 当入射角为零时, 形成驻波; 当入射角不为零时, 将形成短峰波。设平面行进波的传播方向与 x 轴的角度为 α 。对于密实防波堤波浪场可划分为一个区域为 Ω_1 ; 对于前侧透空防波堤波浪场可划分为 Ω_1 、 Ω_2 两个区域, 渗流场可划分为 V_1 、 V_2 、 V_3 共3个区域。

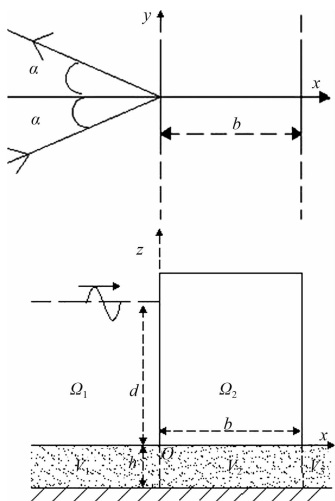


图1 均匀海水中的直立型防波堤

由于波浪仅在 xoy 平面有波的传播方向改变, 因此线性平面入射行进波的速度势可依据 Airy 波理论相应而得, 若设水波速度入射势为 $\Phi_i = \text{Re}(\varphi_i)$, 则应有:

$$\varphi_i = -\frac{igH \cosh(kz)}{2\omega \cosh(kd)} e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{-i\omega t} \quad (1)$$

式中: k 为波数; k_x 、 k_y 为波数在 x 、 y 方向的分量, 且 $k_x = k \cos \alpha$, $k_y = k \sin \alpha$; ω 为波频, $\omega^2 = gk \tanh(kd)$; H 为波高。

当 Airy 波遇到无限长直立防波堤发生斜反射时, 反射波势的边值问题提法为:

$$\nabla^2 \varphi = \nabla^2 \varphi_i = \nabla^2 \varphi_r = 0 \quad (\Omega) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi_r}{\partial z} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad (z=0) \quad (3)$$

$$g \frac{\partial \varphi^{(j)}}{\partial z} - \omega^2 \varphi^{(j)} = 0 \quad (z=d) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varphi_r}{\partial x} + ik_x \varphi_r = 0 \quad (x = -\infty) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \varphi_r}{\partial y} - ik_y \varphi_r = 0 \quad (y = +\infty) \quad (6)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi_r}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi_i}{\partial x} = 0 & (x=0, \text{密实}) \\ \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial y} - ik_y \varphi^{(2)} = 0 & (y = +\infty, \text{前侧透空}) \end{cases} \quad (7)$$

式中: Ω 表示全流域; $\Phi = \Phi_i + \Phi_r = \text{Re}(\varphi)$ 为速度总势, $\Phi_r = \text{Re}(\varphi_r)$ 为反射波势。

由特征函数解法, 可设反射波的速度势为:

$$\begin{cases} \varphi_r = \left(-\frac{igH}{2\omega} \right) B_1 \frac{\cosh(kz)}{\cosh(kd)} e^{ik_y y} e^{-ik_x x} e^{-i\omega t} \\ \varphi^{(2)} = \left(-\frac{igH}{2\omega} \right) \frac{\cosh(kz)}{\cosh(kd)} e^{ik_y y} e^{-i\omega t} \left[C_2 e^{-ik_x x} + D_2 e^{ik_x x} \right] \end{cases} \quad (8)$$

对于密实防波堤, 代入式(7)中密实防波堤物面条件可得 $B_1 = 1$, 则总波势为:

$$\varphi = \left(-\frac{igH}{2\omega} \right) \frac{\cosh(kz)}{\cosh(kd)} e^{i(k_y y - \omega t)} \cos k_x x \quad (9)$$

根据速度势与动压的线性伯努利方程可得相应的动压分布为:

$$P = gH \frac{\cosh(kz)}{\cosh(kd)} \cos(k_y y - \omega t) \cos k_x x \quad (10)$$

进一步积分可推得作用于防波堤侧表面单位长度的总波浪力和总波浪力矩为:

$$F = \int_0^d P(0, z, t) dz = \rho g \cdot \frac{H}{2} \cdot d \cdot \frac{2}{kd} \tanh(kd) \cos(k_y y - \omega t) \quad (11)$$

$$M = \int_0^d P(0, z, t) z dz = \rho g \cdot \frac{H}{2} \cdot d^2 \cdot \frac{2 \cos(k_y y - \omega t)}{kd \cosh(kd)} \left[\sinh(kd) - \frac{\cosh(kd) - 1}{kd} \right] \quad (12)$$

从以上各式可见当入射角 $\alpha \neq 0$ 时, 在 $2\pi/k_y$ 长的直堤上, 总波浪作用力和力矩为零。

对于前侧透空防波堤, 根据 Darcy 定力, 其物面条件提法为:

$$\frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial x} = \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial x} = iGk(\varphi^{(1)} - \varphi^{(2)}) \quad (13)$$

$$(x=0, 0 \leq z \leq d)$$

$$\frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial x} \Big|_{x=b} = 0 \quad (14)$$

式中: $G = \frac{\gamma \rho \omega}{\mu k}$ 为结构透空系数, g 、 ρ 、 γ 及 μ 分别为重力常数、海水密度、具有长度量纲的材料系数及流体黏性系数。

利用物面条件式 (13)、(14) 可得各待定系数为:

$$D_2 = \frac{2Gk/k_x}{1 + 2Gk/k_x - e^{i2k_x b}} \quad (15)$$

$$\begin{cases} C_2 = D_2 e^{i2k_x b} \\ B_1 = 1 + C_2 - D_2 \end{cases} \quad (16)$$

而波浪引起的流域各区动压分布为:

$$\begin{cases} P^{(j)} = -\rho \frac{\partial \Phi^{(j)}}{\partial t} = \text{Re}(p) \\ p = -\rho \frac{\partial \varphi^{(j)}}{\partial t} \end{cases} \quad (17)$$

进一步积分可推得作用于防波堤侧表面单位长度的总波浪力和总波浪力矩, 作用于透空防波堤前侧和后侧的水平波浪力, 作用于透空防波堤前侧和后侧的水平波浪力为:

$$\begin{cases} F_{ha} = \rho \int_0^d \left[\frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t} \right]_{x=0} dz = \text{Re}(f_{ha}) \\ F_{hb} = -\rho \int_0^d \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} \Big|_{x=b} dz = \text{Re}(f_{hb}) \end{cases} \quad (18)$$

$$\begin{cases} f_{ha} = i\omega \rho \int_0^d (\varphi^{(1)} - \varphi^{(2)})_{x=0} dz = \left(\rho g \frac{H}{2} d \right) e^{ik_y y} e^{-i\omega t} \frac{\tanh(kd)}{kd} (1 + B_1 - C_2 - D_2) \\ f_{hb} = i\omega \rho \int_0^d \varphi^{(2)} \Big|_{x=b} dz = \left(\rho g \frac{H}{2} d \right) \frac{\tanh(kd)}{kd} e^{ik_y y} e^{-i\omega t} (C_2 e^{-ik_x b} + D_2 e^{ik_x b}) \end{cases} \quad (19)$$

$$\begin{cases} M_{ha} = \text{Re}(m_{ha}) = \rho \int_0^d \left[\frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t} \right]_{x=0} z dz \\ M_{hb} = \text{Re}(m_{hb}) = -\rho \int_0^d \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} \Big|_{x=b} z dz \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} m_{ha} = i\omega \rho \int_0^d (\varphi^{(1)} - \varphi^{(2)})_{x=0} z dz = \left(\rho g \frac{H}{2} d^2 \right) \cdot \frac{k d \sinh(kd) + 1 - \cosh(kd)}{(kd)^2 \cosh(kd)} e^{ik_y y} e^{-i\omega t} (1 + B_1 - C_2 - D_2) \\ m_{hb} = i\omega \rho \int_0^d \varphi^{(2)} \Big|_{x=b} z dz = \left(\rho g \frac{H}{2} d^2 \right) \cdot \frac{k d \sinh(kd) + 1 - \cosh(kd)}{(kd)^2 \cosh(kd)} e^{ik_y y} e^{-i\omega t} (C_2 e^{-ik_x b} + D_2 e^{ik_x b}) \end{cases} \quad (21)$$

作用于防波堤侧表面单位长度的总波浪作用力和力矩为:

$$\begin{cases} F = F_{ha} + F_{hb} \\ M = M_{ha} + M_{hb} \end{cases} \quad (22)$$

从以上各式可见当入射角 $\alpha \neq 0$ 时, 在 $2\pi/k_y$ 长的直堤上, 总波浪作用力和力矩为零。

2 波浪渗流压力解及渗流力公式

Airy 波遇到无限长直立防波堤发生斜反射, 对于密实防波堤依据式 (10), 海底处波浪压强为:

$$P_w = \text{Re}(p_w) = P \Big|_{z=0} = \frac{\rho g H}{\cosh(kd)} \cos(k_x x) \cos(k_y y - \omega t) \quad (23)$$

对于前侧透空防波堤, 根据式 (17) 波浪场各流域海底处波浪压强为:

$$p_{w1} = -\rho \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial t} \Big|_{z=0} = \frac{\rho g H}{2 \cosh(kd)} e^{-i\omega t} e^{ik_y y} (e^{ik_x x} + B_1 e^{-ik_x x}) \quad (24)$$

再设海床内渗流区域对应的波浪渗流压力为 $P^{(j)} = \text{Re}(p^{(j)})(v_j, j=1, 2, 3)$, 引入 Biot 波浪渗流固结理论, 海床内由波浪引起的渗流压力满足 Biot 固结方程的解耦式, 则渗流场压力对应的边值问题提法为:

$$\nabla^2 p^{(j)} = C_s \frac{\partial p^{(j)}}{\partial t} \quad (v_j, j=1, 2, 3) \quad (25)$$

$$p^{(1)} = p_w \quad (z=0, -\infty < x \leq 0) \quad (26)$$

$$\frac{\partial p^{(j)}}{\partial z} = 0 \quad (z=-h, j=1, 2, 3) \quad (27)$$

$$\frac{\partial p^{(2)}}{\partial z} = 0 \quad (z=0, 0 \leq x \leq b) \quad (28)$$

$$p^{(3)} = 0 \quad (z=0, b < x < +\infty) \quad (29)$$

式中: $v_j (j=1, 2, 3)$ 表示划分的 3 个不同渗流压力分布区域, 且在界面上满足:

$$\begin{cases} p^{(1)} = p^{(2)} \\ \frac{\partial p^{(1)}}{\partial x} = \frac{\partial p^{(2)}}{\partial x} (x=0, -h \leq z \leq 0) \end{cases} \quad (30)$$

$$\begin{cases} p^{(2)} = p^{(3)} \\ \frac{\partial p^{(2)}}{\partial x} = \frac{\partial p^{(3)}}{\partial x} (x=b, -h \leq z \leq 0) \end{cases} \quad (31)$$

式中: $C_s = \frac{\rho g}{k_s} \left(n_0 \beta_f + \frac{1}{G} \cdot \frac{1-2\nu}{2-2\nu} \right)$ 为海床综合特性系数; k_s 为渗透系数; β_f 为孔隙流体的压缩系数; n_0 为海床的孔隙率; G 为剪切模量; ν 为泊松比。当 $C_s = 0$ 时代表孔隙水不压缩且海床不变形, 则 $\beta_f \rightarrow 0$, $G \rightarrow \infty$ (在 $G = \tau/\gamma$ 中剪切应变 $\gamma \rightarrow 0$, 式中 τ 为剪切应力)。根据特征函数展开法, 可取:

$$\begin{cases} p^{(1)} = \frac{\rho g H e^{-i\omega t} e^{ik_y y}}{\cosh(kd)} \left\{ \cos(k_x x) \frac{\cosh[k_1(z+h)]}{\cosh(k_1 h)} + \sum_{m=0}^{\infty} A_m e^{k_{2m} x} \sin \left[\left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi z}{h} \right] \right\} \quad (\text{密实}) \\ p^{(1)} = \frac{\rho g H e^{-i\omega t} e^{ik_y y}}{\cosh(kd)} \left\{ \frac{e^{ik_x x} + B_1 e^{-ik_x x}}{2} \frac{\cosh[k_1(z+h)]}{\cosh(k_1 h)} + \sum_{m=0}^{\infty} A_m e^{k_{2m} x} \sin \left[\left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi z}{h} \right] \right\} \quad (\text{前侧透空}) \end{cases} \quad (32)$$

$$p^{(2)} = \frac{H \rho g e^{-i\omega t} e^{ik_y y}}{\cosh(kd)} \sum_{m=0}^{\infty} (B_m e^{k_{3m} x} + C_m e^{-k_{3m} x}) \cos \frac{m\pi z}{h} \quad (33)$$

$$p^{(3)} = \frac{H \rho g e^{-i\omega t} e^{ik_y y}}{\cosh(kd)} \sum_{m=0}^{\infty} D_m e^{-k_{2m} x} \sin \left[\left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi z}{h} \right] \quad (34)$$

式中: $k_1 = \sqrt{k^2 - i\omega C_s}$;

$$k_{2m} = \sqrt{[(m+1/2)(\pi/h)]^2 + k_y^2 - i\omega C_s};$$

$$k_{3m} = \sqrt{(m\pi/h)^2 + k_y^2 - i\omega C_s}.$$

利用各渗流压力区交界面匹配条件式 (30) 和

(31) 及函数 $\left\{ \cos \frac{m\pi z}{h}, -h \leq z \leq 0 \right\}$ 和 $\left\{ \sin \left[\left(\frac{1}{2} + m \right) \cdot \frac{\pi z}{h} \right], -h \leq z \leq 0 \right\}$ 的正交性, 由傅里叶级数展开可得:

$$B_m e^{k_{3m} b} + C_m e^{-k_{3m} b} = (2 - \delta_{m0}) \sum_{s=0}^{\infty} D_s e^{-k_{2s} b} I_{ms}^{(0)} \quad (35)$$

$$\begin{cases} A_m = \frac{2}{k_{2m} h} \sum_{s=0}^{\infty} (B_s - C_s) k_{3s} h I_{sm}^{(0)} \quad (\text{密实}) \\ A_m = \frac{2}{k_{2m} h} \left[\sum_{s=0}^{\infty} (B_s - C_s) k_{3s} h I_{sm}^{(0)} + I_m^{(2)} \right] \quad (\text{前侧透空}) \end{cases} \quad (36)$$

$$D_m = -\frac{2e^{k_{2m} b}}{k_{2m} h} \sum_{s=0}^{\infty} k_{3s} h (B_s e^{k_{3s} b} - C_s e^{-k_{3s} b}) I_{sm}^{(0)} \quad (37)$$

式中:

$$I_{ms}^{(0)} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{s+1/2}{m^2 - (s+1/2)^2} \quad (m=0, 1, \dots)$$

$$I_m^{(1)} = \frac{1+B_1}{2} \cdot \frac{\tanh(k_1 h)}{k_1 h} \cdot \frac{1}{1+(m\pi/k_1 h)^2} \quad (m=0, 1, \dots)$$

$$I_m^{(2)} = -i \cdot \frac{B_1 - 1}{2} \cdot \frac{\pi k h (m+1/2)}{k_1^2 h^2 + \pi^2 (m+1/2)^2} \quad (m=0, 1, \dots)$$

由式 (33) 对防波堤底部积分, 可得到防波堤的波浪渗流浮托力 F_v 与倾覆力矩 M_v 算式为 (密实防波堤和前侧透空防波堤公式形式相同):

$$\begin{cases} F_v = \text{Re}(f_v) \\ M_v = \text{Re}(m_v) \end{cases} \quad (38)$$

$$f_v = \int_0^b p^{(2)}|_{z=0} dx =$$

$$\frac{H \rho g e^{-i\omega t} e^{ik_y y}}{\cosh(kd)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{k_{3m}} \left[B_m (e^{k_{3m} b} - 1) + C_m (1 - e^{-k_{3m} b}) \right] \quad (39)$$

$$m_v = - \int_0^b p^{(2)} \Big|_{z=0} \left(x - \frac{b}{2} \right) dx = - \frac{H \rho g e^{-i \omega t} e^{i k_y y}}{\cosh(kd)} \cdot$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} \left[\frac{B_m}{k_{3m}} \left(\frac{b}{2} e^{k_{3m} b} + \frac{b}{2} + \frac{1}{k_{3m}} - \frac{1}{k_{3m}} e^{k_{3m} b} \right) + \right.$$

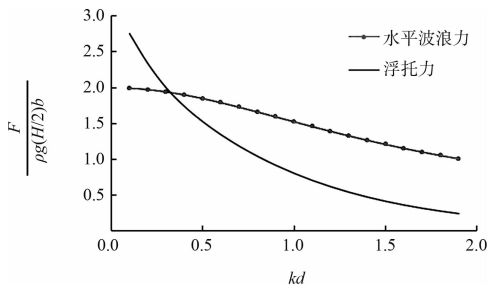
$$\left. C_m \cdot \frac{1}{k_{3m}} \left(- \frac{b}{2} e^{-k_{3m} b} - \frac{b}{2} + \frac{1}{k_{3m}} - \frac{1}{k_{3m}} e^{-k_{3m} b} \right) \right] \quad (40)$$

从以上各式可见：当入射角 $\alpha \neq 0$ 时，在 $2\pi/k_y$ 长的直堤上总浮托力和渗流倾覆力矩为零。

3 结果和分析

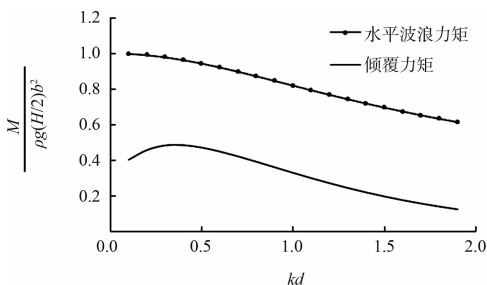
实算中，主要计算直堤侧面单位长最大水平波浪力和力矩，结果分别按公式 $\frac{F}{\rho g(H/2)d}$ 和 $\frac{M}{\rho g(H/2)d^2}$ 无量纲化；针对直堤底部单位长最大浮托力和倾覆力矩进行计算，结果分别按公式 $\frac{F}{\rho g(H/2)b}$ 和 $\frac{M}{\rho g(H/2)b^2}$ 无量纲化。

图 2、3 为直立式防波堤最大无量纲浮托力及倾覆力矩与水平波浪力及力矩的对比。结果表明：波浪引起的对防波堤底部的渗流作用平均而言小于直接的水平波浪作用。而在一定条件下，浮托力幅值可以接近甚至超过水平波浪力幅值。事实上，对于一定波长的水波，随着水深的增加，水平波浪作用和波浪渗流作用均有所趋弱，而二者的幅值却更接近；由此说明在固立于可渗流海床上的防波堤结构设计中，波浪引起的对结构底部的渗流浮托力和倾覆力矩是波浪载荷的重要组成部分，必须予以足够重视。



注： $\alpha = \pi/4$, $b/d = 1/3$, $b/h = 2/5$, $C_s = 0$ 。

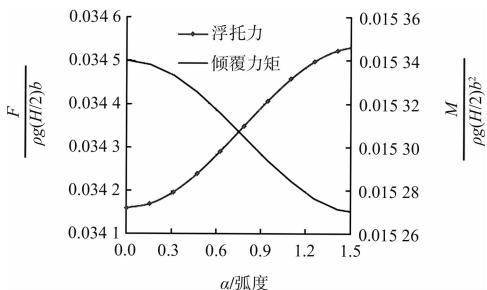
图 2 最大无量纲浮托力与水平波浪力的比较



注： $\alpha = \pi/4$, $b/d = 1/3$, $b/h = 2/5$, $C_s = 0$ 。

图 3 最大无量纲倾覆力矩与水平波浪力矩的比较

图 4 为最大无量纲浮托力与倾覆力矩随波浪入射角的变化，随着入射角度的变化，最大无量纲浮托力和倾覆力矩的幅值都有微小变化（浮托力变化幅度约为 1.16%，倾覆力矩变化幅度约为 0.83%）。因此，水波入射角度对波浪渗流作用的影响为次要因素。事实上，由理论公式(33)可知，波浪入射角对表面波引起的水底处动压的影响十分微弱，因此该动压引起的海床内波浪渗流压力作用自然也变化微弱。此外由式(11)、(12)及(22)可知，波浪入射角度变化不影响最大水平波浪力及力矩的幅值。

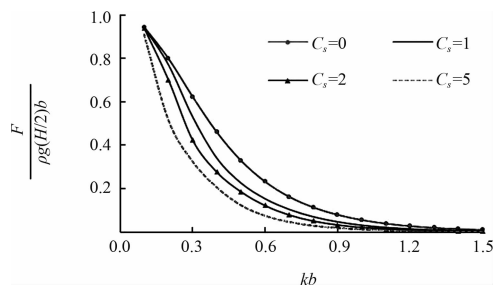


注： $kb = 2$, $b/d = 1/3$, $b/h = 2/5$, $C_s = 0$ 。

图 4 最大无量纲渗流力及力矩随入射角的变化

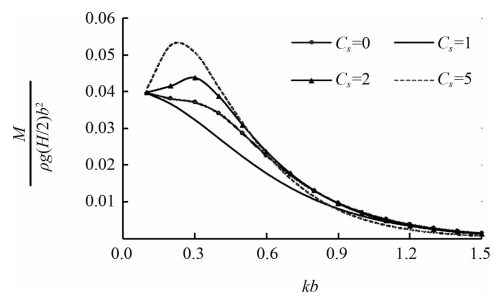
图 5、6 为不同海床综合特性系数 C_s ($C_s = 0$ 对应海床不变形及孔隙水不可压缩) 下直立防波堤最大无量纲浮托力和倾覆力矩随参数 kb 的变化。计算结果表明： C_s 一定时， kb 增大或 kb 在一定范围内时， C_s 增大都使浮托力和倾覆力矩显著减小，即海床在波浪波长较大时比波长较小时渗透性好；密实粗砂海床上的防波堤比软土海床上的防波堤受到的浮托力和倾覆力矩更大，在防

波堤稳定性设计中取 $C_s=0$ ，即不考虑海床的变形和孔隙水压缩性是偏于安全的。



注: $\alpha = \pi/4$, $b/d = 1/3$, $b/h = 2/5$ 。

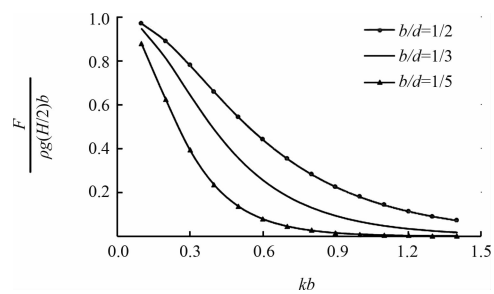
图 5 不同海床综合特性系数下的最大无量纲浮托力



注: $\alpha = \pi/4$, $b/d = 1/3$, $b/h = 2/5$ 。

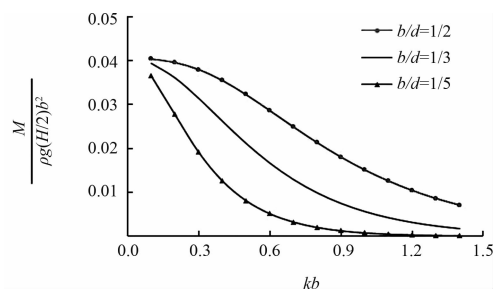
图 6 不同海床综合特性系数下的最大无量纲倾覆力矩

图 7、8 为密实堤堤宽与水深不同比值下最大无量纲浮托力及最大无量纲倾覆力矩随参数 kb 的变化。结果表明：随着堤宽和水深比的增加，最大无量纲浮托力及倾覆力矩均有所增加。也即当堤宽取值一定时，对于一定波长的水波，随着水深的增加，波浪引起的海床渗流对防波堤底部作用趋弱。事实上，表面波引起的水底处动压作用随水深增加而减弱，该动压引起的海床内波浪渗流压力作用自然将随之趋弱。



注: $\alpha = \pi/4$, $b/h = 2/5$, $C_s = 0$ 。

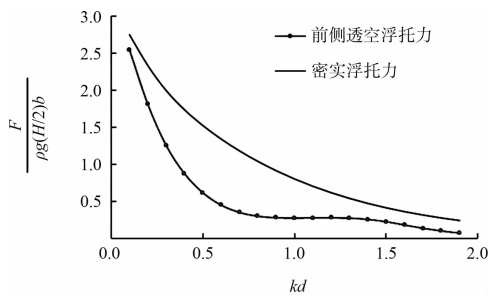
图 7 不同堤宽水深比下的最大无量纲浮托力



注: $\alpha = \pi/4$, $b/h = 2/5$, $C_s = 0$ 。

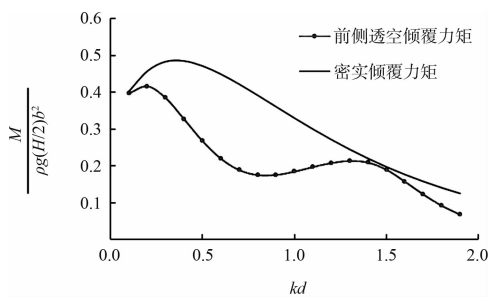
图 8 不同堤宽水深比下的最大无量纲倾覆力矩

图 9、10 为前侧透空型直立防波堤与密实直立式防波堤最大无量纲浮托力及倾覆力矩的对比。结果表明：在一定条件下，防波堤前侧透空能够明显降低波浪对防波堤的浮托力与倾覆力矩。其中倾覆力矩减弱效应更明显一些。随着绕射参数 kd 的增加，无量纲浮托力幅值单调下降，而倾覆力矩幅值呈现二次先增后减态势。对于前侧透空防波堤，入射来的波浪进入透空通道，经过剧烈紊动消耗很大一部分能量后进入港池，防波堤的反射率减少，堤前反射波高和波浪对防波堤的作用力削弱。说明适度地对防波堤表面局部透空可有效减少波浪对防波堤整体的波浪渗流荷载，加强防波堤本身的稳定性。



注: $\alpha = \pi/4$, $b/d = 1/3$, $b/h = 2/5$, $C_s = 0$ 。

图 9 前侧透空与密实防波堤最大无量纲浮托力比较



注: $\alpha = \pi/4$, $b/d = 1/3$, $b/h = 2/5$, $C_s = 0$ 。

图 10 前侧透空与密实防波堤最大无量纲倾覆力矩比较

4 结 论

本文将特征函数展开法推广应用于水波斜入射，分别推导了斜入射条件下波浪对密实直立防波堤和前侧透空防波堤底部的渗流压力解析解，并进行了数值计算与对比分析。

1) 前侧透空型防波堤能大幅度降低入射波浪对防波堤底部的渗流作用，加强防波堤本身的稳定性。因此，利用防波堤前侧表面透空来减弱波浪载荷是值得推广应用的重要方式之一。

2) 渗流浮托力和倾覆力矩随波浪入射角度的变化呈现相反的趋势，但是二者变化幅值都十分微小。因此在实际工程中，水波入射角度对防波堤稳定性的影响为次要考虑因素。

3) 海床综合特性系数 C_s 增大能显著减小波浪渗流作用，即密实粗砂海床上的防波堤比软土海床上的防波堤受到的浮托力和倾覆力矩更大，在防波堤稳定性设计中取 $C_s=0$ ，即不考虑海床的变形和孔隙水压缩性是偏于安全的。

4) 各参数比变化对渗流浮托力影响较小，而对渗流倾覆力矩的影响相对明显一些，其中防波堤宽度与水深比对渗流倾覆力矩影响较大。在防波堤的设计中可适当取值，从而满足防波堤减载

和稳定的双重要求。

5) 在一定条件下，波浪渗流力与波浪直接作用力可能具有相同量级，由此说明在实际防波堤结构设计中，对波浪渗流载荷应给予足够的重视。

参考文献：

[1] Reddya M G M, Sannasirajb S A, Natarajan R. Numerical investigation on the dynamics of a vertical wall defenced by an offshore breakwater [J]. Ocean Engineering, 2007, 34 (5-6): 790-798.

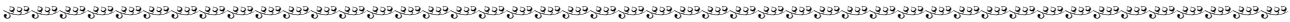
[2] Lee K H, Mizutani N. Experimental study on scour occurring at a vertical impermeable submerged breakwater [J]. Applied Ocean Research, 2008, 30 (2): 92-99.

[3] Young D M, Testik F Y. Wave reflection by submerged vertical and semicircular breakwaters[J]. Ocean Engineering, 2011 ,38(10): 1 269-1 276.

[4] 邹志利, 邱大洪, 臧军, 等. 可渗可压缩海床上墩柱底面波浪渗流压力的计算[J]. 海洋工程, 1993, 11 (4): 47-58.

[5] 李奇, 黄华, 詹杰民, 等. 作用于透空圆环墩柱的浅水波绕射波浪力与波浪渗流[J]. 中山大学学报: 自然科学版, 2013, 52(3): 23-29.

(本文编辑 武亚庆)



· 消 息 ·

港珠澳大桥海底隧道第 20 节沉管安装成功

8 月 24 日，港珠澳大桥海底隧道第 20 节沉管克服了强回淤、强对流、复杂水文条件等不利影响，成功安装施工。

8 月 15 日晚，项目工作人员经过连续 90 h 的奋战，先后克服了整平船、供料船故障，保证了安装施工顺利推进。8 月 22 日，项目工作人员对第 20 节沉管展开了 10 类通用风险、3 类专项风险，共计 200 多项风险排查，制定了台风恶劣天气、潜水作业、设备风险等 17 个高风险应急预案，并进行系统评估。

8 月 23 日 18 时 30 分，沉管绞移出坞，开始浮运安装。经过近 24 h 连续作业，沉放队伍按照标准化作业流程依次完成出坞编队、浮运、系泊、沉放、着床、拉合等各道工序施工，在沉放的每一个阶段都对沉管结构、钢封门受力、海流流速等数据进行分析检验，直至顺利完成第 20 节沉管的沉放工作。

至此，总长达 5 664 m、由 33 节巨型沉管对接而成的港珠澳大桥海底隧道已成功铺设 20 节，已铺设长度达 3 465 m，完成进度逾 60%。

(摘编自《中国交通建设网》)