

倪云林, 滕斌. 波浪在局部可渗透水平海床上传播的解析解[J]. 海洋学报, 2021, 43(10): 90–96. doi:10.12284/hyxb2021131
Ni Yunlin, Teng Bin. Analytical solution for waves propagating over a local permeable seabed[J]. Haiyang Xuebao, 2021, 43(10): 90–96. doi:10.12284/hyxb2021131

波浪在局部可渗透水平海床上传播的解析解

倪云林^{1,2}, 滕斌^{1*}

(1. 大连理工大学 海岸和近海工程国家重点实验室, 辽宁 大连 116024; 2. 浙江海洋大学 海洋工程装备学院, 浙江 舟山 316022)

摘要: 本文建立了波浪在局部可渗透水平海床上传播的解析解, 并研究了波浪在局部可渗透海床上的透射、反射问题。研究中将计算域划分为 4 个区域, 中间区域为流域, 海底可渗透, 其下区域为多孔介质海床, 左右两个区域也为流域, 但海底不可渗透。应用线性波浪理论, 建立了各流域包含非传播模态的速度势表达式, 给出了海床内部的压强表达式, 并利用交界面上匹配条件, 求解了表达式中的待定系数。基于该解析模型, 探讨了海床渗透系数、相对水深、渗透海床长度对波浪传播变形的影响。结果表明, 波高沿程衰减, 强度随渗透系数、渗透海床长度的增加以及相对水深的减小而变大; 局部可渗透海床会引起波浪的反射和透射, 随着海床长度的增加, 反射系数振荡变化, 并最终趋于常数, 透射系数指数衰减, 并最终趋于 0。

关键词: 局部渗透海床; 非传播模态; 复波数; 反射系数; 透射系数

中图分类号: P731.22 文献标志码: A 文章编号: 0253-4193(2021)10-0090-07

1 引言

多孔介质海床具有渗透性, 当波浪在多孔介质海床上传播时会发生波高衰减和波能损失。但是大多数的水波理论假设海底是不可渗透的, 这势必会对波浪长距离传播的推算造成误差, 对海岸及近海工程中设计波浪要素的计算带来影响。

关于波浪在渗透海床上传播变形的问题, 许多学者采用不同的方法开展了相关研究。其中, 在实验研究方面, Savage 和 Fairchild^[1] 开展了波浪在粗砂和细砂海床上传播能量衰减的实验; Özhan 和 Shi-Igai^[2]、Gu 和 Wang^[3]、Sawaragi 和 Deguchi^[4] 先后开展了不同类型的波浪在多孔介质海床上波高衰减的实验研究。在理论研究方面, Putnam^[5] 基于线性波浪理论和达西定律, 推导了因波浪运动产生渗流而导致波能损失的理论; Reid 和 Kajjura^[6]、Murray^[7]、Dean 和 Dalry-

mple^[8] 同样基于线性波浪理论, 深入研究了刚性、无限深多孔介质海床上波浪衰减的边界值问题, 并得到了复波数色散关系。在数值模型研究方面, 主要是利用缓坡类方程^[9-11]、Boussinesq 型方程^[12]、Navier-Stokes 方程^[13-14] 研究波浪与渗透潜堤的相互作用。

现有的理论研究主要针对波浪在全渗透海床上的传播问题, 且大多数只考虑了传播模态。本文推导波浪在局部可渗透海床上传播, 包含非传播模态的解析解, 探讨渗透系数、相对水深和渗透海床长度对波高衰减的影响以及局部渗透海床对波浪的反射和透射。

2 数学公式

2.1 理论推导

考虑二维笛卡尔坐标系下波浪在局部可渗透水平海床上的传播问题。如图 1 所示, 整个流域水深为常数 h , 海床水平且局部可渗透, 其中, 区域 II($-L/2 \leq$

收稿日期: 2020-05-19; 修订日期: 2021-01-21。

基金项目: 浙江省自然科学基金青年基金(LQ18E090006)。

作者简介: 倪云林(1986—), 男, 浙江省舟山市人, 博士, 主要从事缓坡方程研究。E-mail: oceannyl@zjou.edu.cn

* 通信作者: 滕斌(1958—), 男, 山东省日照市人, 教授, 主要从事波浪对海上建筑物作用研究。E-mail: bteng@dltu.edu.cn

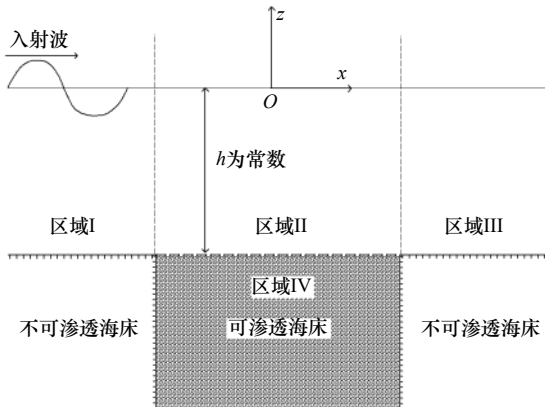


图1 波浪在局部可渗透海床上传播示意图
Fig. 1 Definition sketch of wave propagation over a local porous seabed

$x \leq -L/2$ 海底可渗透, 长度为 L , 其下区域 IV 为不可压缩饱和和多孔介质组成的无限深可渗透海床, 其左侧区域 I ($x < -L/2$) 和右侧区域 III ($x > L/2$) 为海底不透水的半无限长区域。选取坐标系原点为渗透海床垂直平分线与静水位的交点, x 轴水平向右为正, z 轴竖直向上为正。

假设流体为无黏、不可压缩的均质液体, 波浪运动无旋且波面升高和运动速度足够小, 则可以应用线性波浪理论。对于不可渗透海床上波浪沿 x 轴正方向传播的情况, 速度势 $\varphi(x, z)$ 为

$$\varphi(x, z) = -\frac{igA}{\omega} Z_0(k_0 z) e^{ik_0 x}, \quad (1)$$

式中, A 为波浪振幅; g 为重力加速度; $i = \sqrt{-1}$; ω 为波浪圆频率; k_0 为波数。垂向特征函数 $Z_0(k_0 z) = \cosh k_0(h+z) / \cosh k_0 h$, 圆频率和波数满足色散关系

$$\omega^2 = gk_0 \tanh k_0 h. \quad (2)$$

对于渗透海床上波浪沿 x 轴正方向传播的情况, 根据 Dean 和 Dalrymple^[8] 的推导, 速度势 $\varphi_p(x, z)$ 为

$$\varphi_p(x, z) = -\frac{igA}{\omega} Y_0(\kappa_0 z) e^{i\kappa_0 x}, \quad (3)$$

式中, 垂向特征函数 $Y_0(\kappa_0 z) = \frac{\cosh \kappa_0(h+z) - i\omega\tau \sinh \kappa_0(h+z)}{(1 - i\omega\tau \tanh \kappa_0 h) \cosh \kappa_0 h}$, 其中 $\tau = k_s/g$, k_s 为海床渗透系数; 复波数 κ_0 与圆频率满足色散关系为

$$\omega^2(1 - i\omega\tau \tanh \kappa_0 h) = g\kappa_0(\tanh \kappa_0 h - i\omega\tau), \quad (4)$$

式中, $\kappa_0 = \kappa_{0r} + i\kappa_{0i}$, 其实部 κ_{0r} 为波数; 虚部 κ_{0i} 是空间衰减系数。复波数可采用 Mendez 和 Losada^[15] 提出的摄动法计算。

根据 Darcy 定律, 可渗透海床内部的渗流速度为

$$u_s = -\frac{K}{\eta} \nabla P_s, \quad (5)$$

式中, K 为海床多孔介质的渗透特性; η 为水的动力

黏性系数; P_s 为海床中的动水压强, 满足 Laplace 方程

$$\nabla^2 P_s = 0. \quad (6)$$

这样, 区域 I、II、III 中速度势和区域 IV 中的动水压强可分别展开如下。

在区域 I 中

$$\varphi^{(1)} = -\frac{igA}{\omega} \left[Z_0(k_0 z) e^{ik_0 x} + A_0 Z_0(k_0 z) e^{-ik_0 x} + \sum_{m=1}^N A_m Z_m(k_m z) e^{k_m x} \right] \left(x < -\frac{L}{2} \right), \quad (7)$$

式中, A_m ($m=0, 1, \dots, N$) 为待定系数, N 为选取的项数; 非传播模态的垂向特征函数 $Z_m(k_m z) = \cos k_m(h+z) / \cos k_m h$, k_m 是下述色散方程的正实根

$$\omega^2 = -gk_m \tan k_m h \quad (m = 1, 2, \dots, N). \quad (8)$$

在区域 II 中

$$\varphi^{(2)} = -\frac{igA}{\omega} \left\{ B_0 Y_0(\kappa_0 z) e^{i\kappa_0 x} + C_0 Y_0(\kappa_0 z) e^{-i\kappa_0 x} + \sum_{m=1}^N [B_m Y_m(\kappa_m z) e^{-\kappa_m x} + C_m Y_m(\kappa_m z) e^{\kappa_m x}] \right\} \left(-\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2} \right), \quad (9)$$

式中, B_m 和 C_m ($m=0, 1, \dots, N$) 是待定系数; 非传播模态的垂向特征函数 $Y_m(\kappa_m z) = \frac{\cos \kappa_m(h+z) - i\omega\tau \sin \kappa_m(h+z)}{(1 - i\omega\tau \tan \kappa_m h) \cos \kappa_m h}$, κ_m 是下述色散方程的复数根

$$\omega^2(1 - i\omega\tau \tan \kappa_m h) = gk(-\tan \kappa_m h - i\omega\tau) \quad (m = 1, 2, \dots, N), \quad (10)$$

同样可采用摄动法求解。

在区域 III 中

$$\varphi^{(3)} = -\frac{igA}{\omega} \left[D_0 Z_0(k_0 z) e^{ik_0 x} + \sum_{m=1}^N D_m Z_m(k_m z) e^{-k_m x} \right] \left(x > \frac{L}{2} \right), \quad (11)$$

式中, D_m ($m=0, 1, \dots, N$) 是待定系数。

在区域 IV 中

$$P_s = \rho g \sum_{m=0}^M E_m e^{\mu_m(z+h)} \cos \mu_m x, \quad (12)$$

式中, E_m ($m=0, 1, \dots, M$) 是待定系数, M 为选取的项数, $\mu_m = 2m\pi/L$; ρ 为水体密度。

速度势和速度在区域 I、II 和区域 II、III 两个交界面上连续的匹配条件为

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

$$\varphi^{(2)} = \varphi^{(3)}, \quad \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial x} = \frac{\partial \varphi^{(3)}}{\partial x} \quad (x = L/2). \quad (14)$$

将式(13)、式(14)左右两边同乘以 $Z_m(k_m z)$ ($m = 0, 1, \dots, N$), 并对 z 沿水深积分

$$\int_{-h}^0 \varphi^{(1)} Z_m(k_m z) dz = \int_{-h}^0 \varphi^{(2)} Z_m(k_m z) dz \quad (m = 0, 1, \dots, N; x = -L/2), \quad (15)$$

$$\int_{-h}^0 \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial x} \cdot Z_m(k_m z) dz = \int_{-h}^0 \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial x} \cdot Z_m(k_m z) dz \quad (m = 0, 1, \dots, N; x = -L/2), \quad (16)$$

$$\int_{-h}^0 \varphi^{(2)} Z_m(k_m z) dz = \int_{-h}^0 \varphi^{(3)} Z_m(k_m z) dz \quad (m = 0, 1, \dots, N; x = L/2), \quad (17)$$

$$\int_{-h}^0 \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial x} \cdot Z_m(k_m z) dz = \int_{-h}^0 \frac{\partial \varphi^{(3)}}{\partial x} \cdot Z_m(k_m z) dz \quad (m = 0, 1, \dots, N; x = L/2). \quad (18)$$

压强和渗流速度在区域 II、IV 两个交界面上连续的匹配条件为

$$i\omega\rho\varphi^{(2)} = P_s \quad (z = -h), \quad (19)$$

$$\frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial z} = -\frac{\tau}{\rho} \frac{\partial P_s}{\partial z} \quad (z = -h). \quad (20)$$

将式 (19) 直接对 x 沿渗透海床长度积分, 式 (20) 左右两边同乘以 $\cos\mu_m x (m = 1, \dots, M)$ 后对 x 沿渗透海床长度积分

$$i\omega\rho \int_{-L/2}^{L/2} \varphi^{(2)} dx = \int_{-L/2}^{L/2} P_s dx \quad (z = -h), \quad (21)$$

$$\int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial z} \cos\mu_m x dx = -\frac{\tau}{\rho} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial P_s}{\partial z} \cos\mu_m x dx \quad (m = 1, \dots, M, z = -h). \quad (22)$$

综上可得 $4 \times N + M + 5$ 个线性方程, 进而确定 $4 \times N + M + 5$ 个展开系数。

2.2 收敛性分析

本章节分析非传播模态截断项 N 和渗透海床内部动水压强截断项 M 的取值对结果收敛性的影响。关于非传播模态截断项 N , Kirby 和 Dalrymple^[16] 指出只有 N 的值取足够大, 才能保证解的收敛性。他们通过研究波浪过海沟地形的问题, 发现对于绝大多数的入射波而言, 取 $N=16$ 时就能保证收敛性, 得到足够准确的结果。这一结论被应用于 Bender 和 Dean^[17] 的研究工作。本文在后续的计算中, 同样取 $N=16$ 。

关于可渗透海床内部动水压强截断项 M 的取值问题, 本文通过增加 M 的值, 计算 $z = -h$ 处动水压强的变化情况, 进而确定 M 的取值。计算时, 水深 $h=15$ m, 入射波波长 $l=40$ m (相应地波浪圆频率 $\omega=1.2296$ Hz), 渗透海床长度分别取 $L=6l$ 和 $L=1000l$, 海床渗透系数 k_s 分别取 0.05 m/s 和 0.2 m/s, 则 $z = -h$ 处无量纲化的动水压强 $P_s / (\rho gh)$ 在渗透海床长度方向上 (x/L) 的变化情况如图 2 所示。可以看出, 当 $M=20$ 时, $z = -h$ 处动水压强与 $M=100$ 时基本一致, 本文认为取 $M=20$ 就

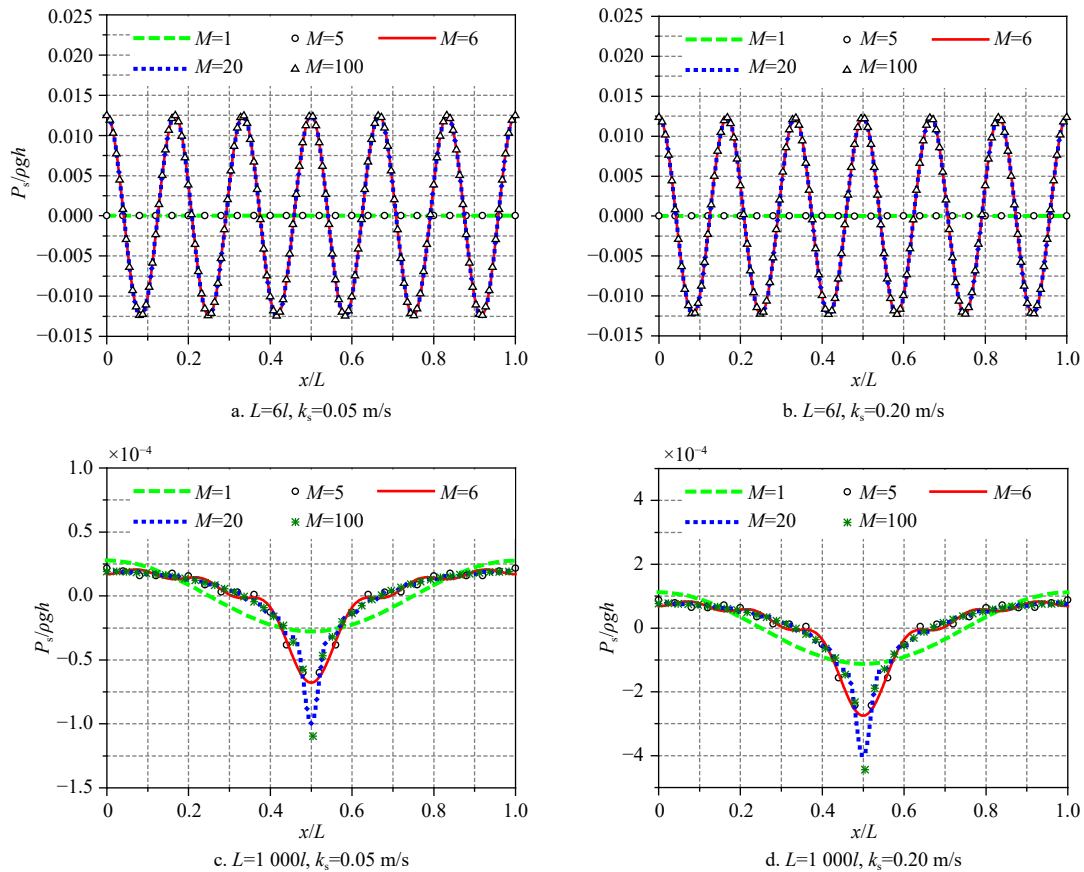


图 2 动水压强截断项 M 取值分析

Fig. 2 Analysis of the value of the pore pressure truncation item M

能保证可渗透海床内部动水压的收敛性。

3 计算结果和讨论

本节应用上述解析方法讨论海床渗透系数 k_s 、相对水深 h/l 、渗透海床相对长度 L/l 这3个因素对波高衰减和波浪反射、透射的影响。

3.1 渗透系数 k_s 的影响

在本算例中,水深 $h=15$ m,入射波波长 $l=40$ m(相应地波浪圆频率 $\omega=1.229 6$ Hz),渗透海床长度 $L=6l$ 。考虑到粗砂、细砂、珊瑚礁等渗透海床的渗透系数数量级介于 $10^{-1} \sim 10^{-3}$ m/s^[18-19],本算例首先计算渗透海床的渗透系数 $k_s=0.5$ m/s、 0.2 m/s、 0.08 m/s、 0.05 m/s情况下相对波高的沿程分布;同时,为了检查本文解析模型的普适性,也考虑了 $k_s=0$,即区域II中的海床为不可渗透的特殊情况。不同渗透系数情况下复波数计算结果见表1,相对波高如图3所示。然后,计算反射系数 $K_r=|A_0|$ 和透射系数 $K_t=|D_0|$ 随 k_s 的变化情况,结果如图4所示。

可以看出,当 $k_s=0$ 时,相对波高等于1,反射系数为0,透射系数为1,即波高沿程不变;而当 $k_s \neq 0$ 时,区

表1 不同渗透系数情况下复波数计算结果

Table 1 Complex wavenumber calculated for different permeability coefficients

水深 h /m	h/l	波浪圆频率 ω /Hz	渗透系数 k_s /($m \cdot s^{-1}$)	实部 k_r / m^{-1}	虚部 k_i / m^{-1}
15	0.375	1.229 6	0	0.157 08	0
15	0.375	1.229 6	0.05	0.157 08	0.000 03
15	0.375	1.229 6	0.08	0.157 08	0.000 05
15	0.375	1.229 6	0.20	0.157 07	0.000 13
15	0.375	1.229 6	0.50	0.157 06	0.000 32

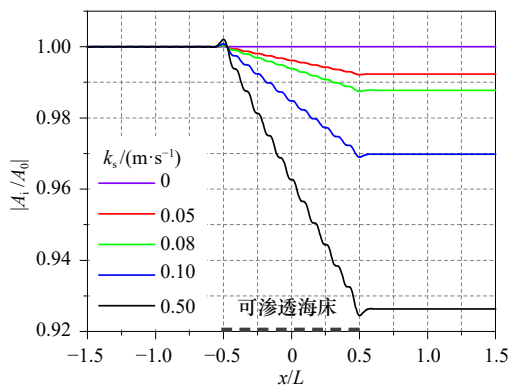


图3 不同渗透系数情况下相对波高分布情况

Fig. 3 Wave height distribution for different permeability coefficients

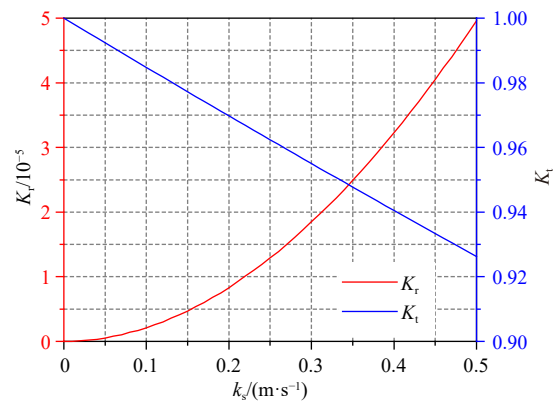


图4 反射系数和透射系数随渗透系数变化情况
($h/l=0.375, L=6l$)

Fig. 4 The change of reflection coefficient and transmission coefficient with permeability coefficients ($h/l=0.375, L=6l$)

域I和区域II的相对波高存在波动,这是由于波浪反射造成的;波浪传过局部可渗透海床,相对波高沿程按 $\exp[-k_i(x+L/2)](-L/2 \leq x \leq L/2)$ 指数趋势衰减,渗透系数越大,复波数虚部 k_i 也越大,相应地衰减程度也越大,同时,局部可渗透海床对波浪的反射更强烈。

3.2 相对水深 h/l 的影响

在本算例中,渗透海床长度 $L=6l$,渗透系数 $k_s=0.5$ m/s,入射波波长 $l=40$ m。首先计算水深 $h=20$ m、 15 m、 10 m,即 $h/l=0.5, 0.375, 0.25$ 情况下相对波高的沿程分布。不同相对水深情况下复波数计算结果见表2,相对波高如图5所示。接着,计算反射系数 K_r 和透射系数 K_t 随 h/l 的变化情况,结果如图6所示。

可以看出,随着相对水深 h/l 的减小,复波数虚部 k_i 增大,波高衰减加剧,且波动加强;反射系数随相对水深的减小而增大,透射系数随相对水深的减小而减小。这说明相对水深的减小增大了渗透海床对波浪的影响。

3.3 渗透海床相对长度 L/l 的影响

渗透海床相对长度 L/l 的影响主要探讨反射系数 K_r 和透射系数 K_t 随 L/l 的变化规律。在本算例中,水

表2 不同相对水深情况下复波数计算结果

Table 2 Complex wavenumber calculated for different water depth

水深 h /m	h/l	波浪圆频率 ω /Hz	渗透系数 k_s /($m \cdot s^{-1}$)	实部 k_r / m^{-1}	虚部 k_i / m^{-1}
20	0.500	1.238 4	0.5	0.157 08	0.000 07
15	0.375	1.229 6	0.5	0.157 06	0.000 32
12	0.300	1.212 4	0.5	0.157 05	0.000 75

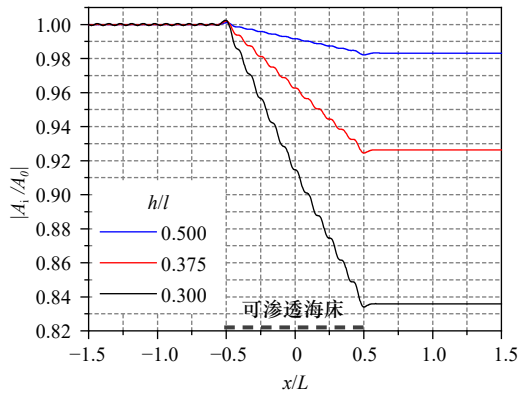


图 5 不同相对水深情况下相对振幅分布情况
Fig. 5 Wave height distribution for different water depth

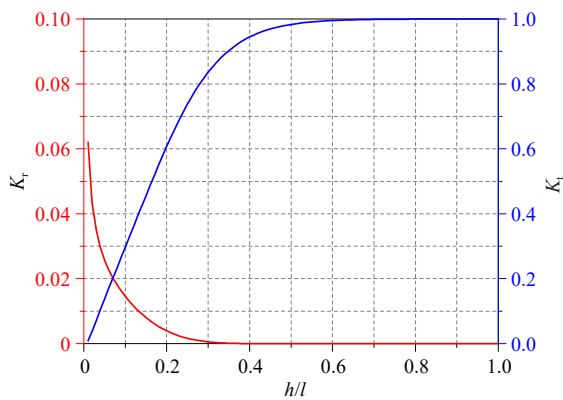
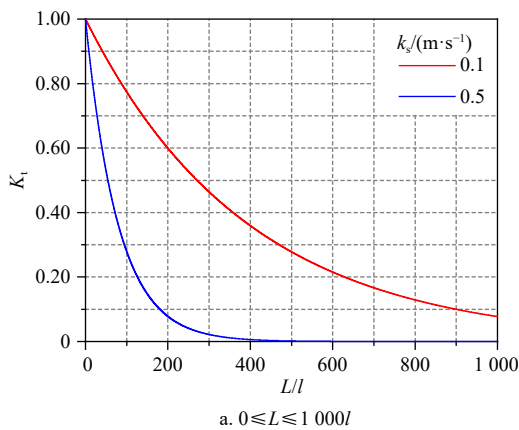
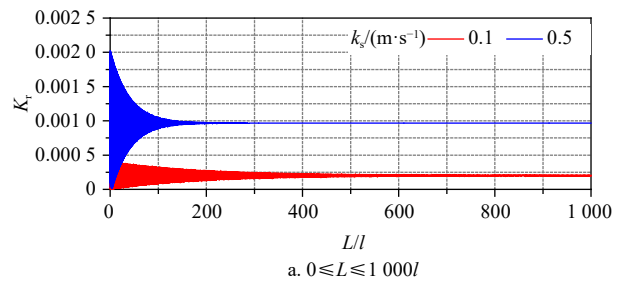


图 6 反射系数和透射系数随相对水深变化情况
($k_s=0.5 \text{ m/s}, L=6l$)
Fig. 6 The change of reflection coefficient and transmission coefficient with water depth ($k_s=0.5 \text{ m/s}, L=6l$)

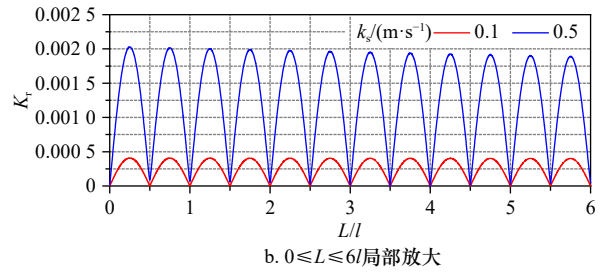
深 $h=15 \text{ m}$, 入射波波长 $l=40 \text{ m}$ (相应地波浪圆频率 $\omega=1.2296 \text{ Hz}$), 渗透系数 k_s 分别取 0.10 m/s 和 0.50 m/s , 渗透海床长度 L 介于 $0 \sim 1000l$ 之间变化, 则反射系数 K_r 和透射系数 K_t 的计算结果见图 7a 和图 8a。为了进一步观察变化规律, 我们对渗透海床长度 $0 \leq L \leq 6l$



a. $0 \leq L \leq 1000l$



a. $0 \leq L \leq 1000l$



b. $0 \leq L \leq 6l$ 局部放大

图 7 反射系数随渗透海床相对长度变化情况
Fig. 7 The change of reflection coefficient with the length permeable seabed

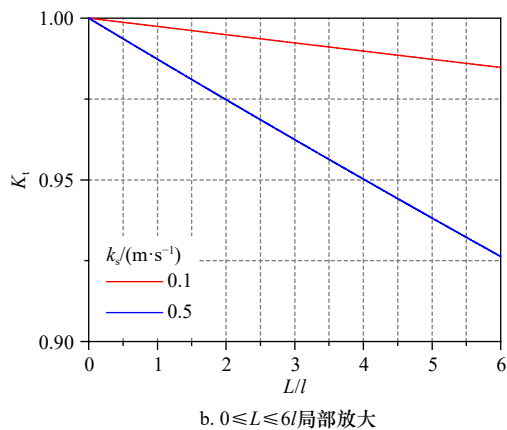
范围内的计算结果进行了局部放大, 结果如图 7b 和图 8b 所示。

从图 7 可以看出, 反射系数很小, 但呈现出振荡变化的规律: 当渗透海床长度 $L = \frac{n}{2}l$ ($n = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$) 时, 反射系数达到谷值; 而当渗透海床长度 $L = \frac{2n+1}{4}l$ ($n = 0, 1, 2, 3, 4, 5$) 时, 反射系数达到峰值。随着渗透海床长度的不断增加, 反射系数振荡减小, 并趋于常数。

从图 8 可以看出, 透射系数随渗透海床长度的增加而按 $\exp(-k_s L)$ 指数减小。

4 结论

局部可渗透水平海床由有限长度的可渗透海床及其两侧半无限长不可渗透海床所组成, 水深为常数。本文基于势流理论, 建立了线性波浪在局部可渗



b. $0 \leq L \leq 6l$ 局部放大

图 8 透射系数随渗透海床相对长度变化情况
Fig. 8 The change of transmission coefficient with the length permeable seabed

透海床上传播的解析模型, 研究结果表明:

(1) 波浪在传过局部可渗透海床的过程中, 波高沿程衰减, 衰减程度随渗透系数的增大、相对水深的减小和渗透海床长度的增加而变大。

(2) 受“海床局部可渗透”的影响, 波浪发生反射和透射。反射强度小, 反射系数随渗透海床长度的变

化而呈现有规律的振荡: 当渗透海床长度为入射波半波长的整数倍时, 反射系数达到谷值, 而当渗透海床长度为入射波 1/4 波长的奇数倍时, 反射系数达到峰值。但随着渗透海床长度的不断增加, 反射系数振荡减小, 并趋于常数。透射系数则随渗透海床长度的增加而指数减小, 在渗透海床足够长的情况下, 透射系数趋于 0。

参考文献:

- [1] Savage R P, Fairchild J C. Laboratory study of wave energy losses by bottom friction and percolation[J]. Beach Erosion Board, 1953, 31: 1-25.
- [2] Özhan E, Shi-Igai H. On the development of solitary waves on a horizontal bed with friction[J]. *Coastal Engineering*, 1977, 1: 167-184.
- [3] Gu Zhihao, Wang H. Gravity waves over porous bottoms[J]. *Coastal Engineering*, 1991, 15(5/6): 497-524.
- [4] Sawaragi T, Deguchi I. Waves on permeable layers[C]//Proceedings of the 23rd Coastal Engineering Conference. Venice: ASCE, 1992: 1531-1544.
- [5] Putnam J A. Loss of wave energy due to percolation in a permeable sea bottom[J]. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 1949, 30(3): 349-356.
- [6] Reid R O, Kajiura K. On the damping of gravity waves over a permeable sea bed[J]. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 1957, 38(5): 662-666.
- [7] Murray J D. Viscous damping of gravity waves over a permeable bed[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1965, 70(10): 2325-2331.
- [8] Dean R G, Dalrymple R A. *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*[M]. Singapore Teaneck, NJ: World Scientific, 1991.
- [9] Rojanakamthorn S, Isobe M, Watanabe A. Modeling of wave transformation on submerged breakwater[C]//22nd International Conference on Coastal Engineering. Virginia: ASCE, 1991: 1060-1073.
- [10] Silva R, Salles P, Palacio A. Linear waves propagating over a rapidly varying finite porous bed[J]. *Coastal Engineering*, 2002, 44(3): 239-260.
- [11] Tsai C P, Chen Hongbin, Lee F C. Wave transformation over submerged permeable breakwater on porous bottom[J]. *Ocean Engineering*, 2006, 33(11/12): 1623-1643.
- [12] Cruz E C, Isobe M, Watanabe A. Boussinesq equations for wave transformation on porous beds[J]. *Coastal Engineering*, 1997, 30(1/2): 125-156.
- [13] Méndez F J, Losada I J, Losada M A. Wave-induced mean magnitudes in permeable submerged breakwaters[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 2001, 127(1): 7-15.
- [14] Huang C J, Chang H H, Hwung H H. Structural permeability effects on the interaction of a solitary wave and a submerged breakwater[J]. *Coastal Engineering*, 2003, 49(1/2): 1-24.
- [15] Mendez F J, Losada I J. A perturbation method to solve dispersion equations for water waves over dissipative media[J]. *Coastal Engineering*, 2004, 51(1): 81-89.
- [16] Kirby J T, Dalrymple R A. Propagation of obliquely incident water waves over a trench[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, 133: 47-63.
- [17] Bender C J, Dean R G. Wave transformation by two-dimensional bathymetric anomalies with sloped transitions[J]. *Coastal Engineering*, 2003, 50(1/2): 61-84.
- [18] 宋岩新. 砂质海床上海底管线稳定性的数值分析[D]. 大连: 大连理工大学, 2008.
Song Yanxin. Numerical analysis of stability of submarine pipelines on a sandy seabed[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2008.
- [19] 钱琨, 王新志, 陈剑文, 等. 南海岛礁吹填钙质砂渗透特性试验研究[J]. *岩土力学*, 2017, 38(6): 1557-1564, 1572.
Qian Kun, Wang Xinzhi, Chen Jianwen, et al. Experimental study on permeability of calcareous sand for islands in the South China Sea[J]. *Rock and Soil Mechanics*, 2017, 38(6): 1557-1564, 1572.

Analytical solution for waves propagating over a local permeable seabed

Ni Yunlin^{1,2}, Teng Bin¹

(1. *State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*; 2. *School of Marine Engineering Equipment, Zhejiang Ocean University, Zhoushan 316022, China*)

Abstract: The present study is concerned with the analytical solution for waves propagating over a local permeable seabed and wave reflection and transmission by the local permeable seabed. The computational domain is decomposed into four subdomains of which the middle subdomain is permeable, with the porous seabed beneath it, and the left and right subdomains are impermeable. Applying the linear wave theory, the velocity potential of each fluid subdomain is set up, including the effect of evanescent mode, and the pressure inside the porous seabed is given. The unknowns are solved by the continuous conditions at the interfaces between the neighboring subdomains. The effect of permeability coefficient, water depth and length of permeable seabed on wave transformation is discussed. The results indicate the wave height attenuates increasingly with the increase of permeability coefficient, the length of permeable seabed, and decrease of water depth. Wave reflection and transmission will occur due to the local permeable seabed. The reflection coefficient oscillates, and tends to be constant eventually, while the transmission coefficient reduces exponentially, and tends to be zero with the increase in the length of permeable seabed.

Key words: local permeable seabed; evanescent mode; complex wavenumber; reflection coefficient; transmission coefficient