

文章编号: 1000-7598 (2014) 04-0943-09

任意排列的空心管桩屏障对 SH 波的多重散射

孙苗苗^{1,2}

(1. 浙江省水利河口研究院, 杭州 310020; 2. 浙江省水利防灾减灾重点实验室, 杭州 310020)

摘 要: 提出 1 种可计算任意排列、任意圆截面尺寸的多排空心管桩对平面 SH 波多重散射的理论求解方法。考虑第 1 重散射即为通常所谓的单重散射, 对特定管桩第 2 重散射的入射波为在各管桩所受的第 1 重散射波之和, 亦即第 1 重散射所激发的次生波源, 以此类推至第 m 重散射。假设每重散射在桩-土边界以及管桩内部均满足弹性边界条件, 将入射波、散射波及透射波采用波函数展开, 并运用 Graf 加法定理移轴获得待定的各重散(透)射复系数, 得到总散射及管桩内部透射波场的理论解。算例中讨论了散射重数、桩径与桩(排)间距之比、桩-土剪切模量之比、管桩内外径之比以及多排管桩的几何参数等对屏障隔离效果的影响, 结果表明, 管桩可取得比实心桩更好的屏蔽效果, 同时对管桩非连续屏障的工程设计提供了有价值的理论参考依据。

关 键 词: 隔振; 非连续屏障; 管桩; 多重散射; 任意排列

中图分类号: TU 435

文献标识码: A

Multiple scattering of SH waves by rows of arbitrarily arranged tubular piles

SUN Miao-miao^{1,2}

(1. Zhejiang Institute of Hydraulics and Estuary, Hangzhou 310020, China;

2. Zhejiang Provincial Key Laboratory of Hydraulics Disaster Prevention and Mitigation, Hangzhou 310020, China)

Abstract: A theoretical methodology which can calculate multiple scattering of plane SH waves by arbitrarily arranged and configuration of multi-row tubular piles is achieved. It can be considered the commonly so-called single scattering as the first order of multiple scattering. The second order of scattering of certain tubular pile is derived from incident waves which are excited from the first order of scattering by all tubular piles, which are also be regarded as the secondary waves by the first scattering. The rest scattering process of multiple order can be considered in the same manner. Assuming that every scattering order at pile-soil interface and interior of tubular pile are satisfied the elastic boundary conditions, the incident, scattering and transmitted waves are expanded in wave functions with Graf's addition theorem so that the undetermined scattering (transmitted) complex coefficients are obtained. Theoretical solutions of total scattering and transmitted wave fields inside the tubular piles are achieved. The influences of multiple scattering orders, ratios of the pile radius and distance between piles (or pile rows), shear modulus ratios of pile and soil, ratios of internal and external radius of tubular piles, geometric parameters of multi-row tubular piles etc. on screening effectiveness is discussed with numerical examples. The results show that tubular piles can achieve better screening effects than solid piles do. Several valuable reference bases of engineering design with discontinuous barriers made by tubular piles are delivered consequently.

Key words: vibration isolation; discontinuous barrier; tubular pile; multiple scattering; arbitrary arrangement

1 引 言

对人工振动引起的屏蔽和隔离, 工程中通常采用连续或非连续屏障来阻断弹性波的传播。尽管连续屏障对振动的隔离能起到理想的效果, 但在滨海软土或高地下水位地区开挖和设置连续屏障均存在较大困难, 且其由于深度限制对波长较长的入射波

无法进行有效的隔离。故近年来将以排桩为代表的非连续屏障作为替代连续屏障的选择之一。对非连续屏障而言, 工程中所用的排桩大部分为实心桩, 然而在桩与土体的刚度比较小时, 亦即弹性桩情况下, 隔离效果往往不如刚性桩。因此, 可以采用空心管桩代替实心桩作为非连续屏障的材料, 它不仅较实心桩更节省材料, 施工更为便捷, 并且由

收稿日期: 2013-05-31

基金项目: 国家自然科学基金项目(No. 51309201); 水利部公益性行业科研专项(No. 201201043); 浙江省博士后科研项目择优资助(No. Bsh1202040)。
作者简介: 孙苗苗, 女, 1984 年生, 博士后, 工程师, 主要从事土动力学及土体本构理论方面的研究工作。E-mail: melva@zju.edu.cn

于中空的结构, 实际上阻断了波传播的介质, 从而可取得比实心桩更好的隔振效果, 甚至可与连续屏障相当。

作为管桩隔振屏障研究的理论基础, 对弹性介质中壳体对声波以及电磁波的散射已有较多文献报道。Huang 等^[1-2]研究了两个球形壳体对相干频率声波的散射; Robert 等^[3]对有限个柱形空穴对弹性波的散射进行了研究; Le Bas 等^[4]研究了水中多个壳体对弹性波的多重散射和分裂现象。尽管多重散射在声波与电磁波领域已取得较为成熟的研究成果, 但在管桩屏障隔振中的研究仍然处于起步阶段; Kattis 等^[5-6]运用频域边界元法, 对排桩隔振的问题进行了三维求解, 实心桩与空心桩的研究结果对比发现, 空心桩较实心桩更佳, 同时桩间距须保持在一定范围内才能保证有效的屏蔽作用; 徐平等^[7-8]运用波函数展开法对单排空心管桩对平面 P 波和 SV 波的散射隔离进行了解析求解; Tsai 等^[9]也同样运用三维频域边界元法研究了单排空心管桩与实心桩的隔离效果。对比不同桩型发现, 管桩的减振作用明显强于实心桩。

即便如此, 对于管桩作为非连续屏障的多重散射理论仍较为少见。以上文献对管桩的理论解中散射重数的假设仅停留在单重散射, 其他大多采用频域边界元等数值解法, 更未把管桩屏障设为更一般的任意排列形式, 对其截面大小也局限于单一, 在实际应用中, 仅能对单排直线排列的管桩屏障作出求解。

本文基于声波和电磁波的多重散射理论^[10-11], 假设土体为各向同性的均匀单向弹性体, 采用波函数展开法, 构造了管桩内部的透射场, 假定桩-土边界满足界面应力和位移连续条件, 管桩内部边界为完全自由, 求解任意排列、任意半径的空心管桩屏障对平面 SH 波的多重散射和透射复系数, 进而确定了散射和透射场, 最终求得了总波场的解。算例中对比讨论了单排以及多排空心管桩对弹性波的隔离效果, 并对影响屏蔽作用的参数做出了分析。当内半径为 0 时, 即退化为一般的弹性实心桩解, 从而验证了此理论的正确性, 得到了更为一般的任意排列、任意半径的圆柱形排桩对弹性波的多重散射理论解。

2 基本问题与模型

2.1 模型

任意布置、任意半径的非连续空心管桩屏障对入射平面波的散射计算模型如图 1 所示, 假设圆环

截面射体外的介质也同样为各向同性、均质和无限弹性的, 介质的 Lamé 常数为 λ 和 G , 质量密度为 ρ 。散射体的轴线假设为无限延伸, 沿轴线方向不存在位移。其中管桩 s 的内半径为 b_s , 对坐标系以及分析模型的定义和假设与实心桩模型一致^[12-13]。假设入射 SH 波与桩身轴线平行, 则与实心桩问题不同的是, 透射至管桩内部的弹性波存在两种波形: 一种向外传播的发散驻波以及一种向内传播的汇聚驻波^[14], 对所有管桩 s 内部的透射波场势函数的展开式, 可以写为

$$w^t = \sum_{s=0}^N \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [{}^s B_m H_n^{(1)}(\beta_p r_s) + {}^s C_m H_n^{(2)}(\beta_p r_s)] e^{in\theta_s} \quad (1)$$

式中: 上标 t 表示透射; ${}^s B_m$ 和 ${}^s C_m$ 同为第 s 根管桩在第 m 重散射下的待定透射复系数; $H_n^{(i)}(\cdot)$ 表示第 i 类 n 阶 Hankel 函数, $i=1$ 或 2 ; 波数 β 下标 p 表示桩身。

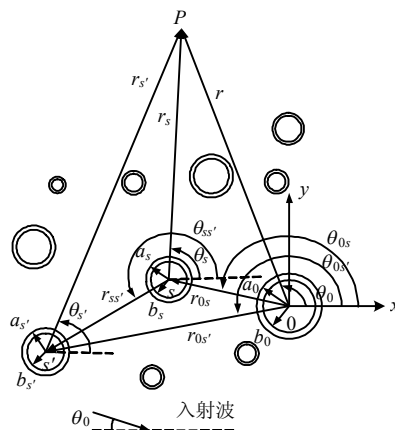


图 1 任意排列、任意直径的空心圆柱散射体对平面波的散射分析模型

Fig.1 Geometric model and analysis coordinate systems of multiple scattering of plane waves by arbitrarily arranged and configured scatterers

对研究对象第 s 根空心管桩而言, 为应用边界条件, 需要将入射波位移势展开成圆柱坐标下 Fourier-Bessel 级数形式:

$$w^{\text{inc}} = e^{i\beta_s r_0 \cos(\theta_0 + \theta_{0s})} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta_s r_s) e^{in\varphi_s} \quad (2)$$

式中: w 为 SH 波位移势函数; 上标 inc 表示入射波, β_s 为 SH 波波数, 下标 s 表示土体介质; $J_n(\cdot)$ 为第一类 Bessel 函数; $\varphi_s = \theta_s + \theta_0 + \pi/2$, 同时约去了共有的时间因子 $e^{-i\omega t}$ 和初始位移振幅 w_0 。

散射波场势函数展开也与文献[12-13]相同:

$${}^s w^{\text{sc}} = \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} {}^s A_m H_n^{(1)}(\beta_s r_s) e^{in\theta_s} \quad (3)$$

式中: w 上标 sc 表示散射; A 为待定复系数; 下标 m 表示散射重数; $H_n^{(1)}(\cdot)$ 为第 1 类 Hankel 函数。

2.2 散射与透射系数求解

为了求解待定散射和透射复系数, 首先考虑第 1 重散射($m=1$), 假设桩-土边界满足弹性边界条件, 即桩-土边界位移、应力连续, 管桩内部边界径向应力自由:

$$\left. \begin{aligned} {}^s w_1(r_s, \theta_s) &= {}^s w_1^t(r_s, \theta_s) \Big|_{r_s=a_s} \\ G_s \frac{\partial {}^s w_1(r_s, \theta_s)}{\partial r_s} \Big|_{r_s=a_s} &= G_p \frac{\partial {}^s w_1^t(r_s, \theta_s)}{\partial r_s} \Big|_{r_s=a_s} \\ G_p \frac{\partial {}^s w_1^t(r_s, \theta_s)}{\partial r_s} \Big|_{r_s=b_s} &= 0 \\ s &= 0, 1, 2, \dots, N, 0 \leq \theta_s \leq 2\pi \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中: w 上标 t 表示透射, 剪切模量 G 的下标 s 和 p

表示土体与桩身材料。

将式 (1)~(3) 代入式 (4), 得到第 1 重待定散射复系数为

$${}^s A_1 = - \frac{J'_n(\beta_s a_s) - J_n(\beta_s a_s) {}^s \mathcal{F}_1}{H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) - H_n^{(1)}(\beta_s a_s) {}^s \mathcal{F}_1} e^{in(\theta_0 + \pi/2) + i\beta_s r_{0s}} \quad (5)$$

其中

$${}^s \mathcal{F}_1 = \frac{\sqrt{G_p \rho_p} H_n^{(1)'}(\beta_p a_s) H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) - H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) H_n^{(2)'}(\beta_p a_s)}{\sqrt{G_s \rho_s} H_n^{(1)}(\beta_p a_s) H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) - H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) H_n^{(2)}(\beta_p a_s)} \quad (6)$$

式中: ρ 下标的 s、p 与剪切模量 G 下标含义相同, 分别代表土体与桩身的质量密度。

于是可得第 1 重透射复系数为

$$\left. \begin{aligned} {}^s B_1 &= \frac{H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) J_n(\beta_s a_s) - H_n^{(1)}(\beta_s a_s) J'_n(\beta_s a_s)}{H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) - {}^s F_1 H_n^{(1)}(\beta_s a_s)} \cdot \frac{H_n^{(2)'}(\beta_p b_s)}{H_n^{(1)}(\beta_p a_s) H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) - H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) H_n^{(2)}(\beta_p a_s)} e^{in(\theta_0 + \pi/2) + i\beta_s r_{0s}} \\ {}^s C_1 &= - \frac{H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) J_n(\beta_s a_s) - H_n^{(1)}(\beta_s a_s) J'_n(\beta_s a_s)}{H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) - {}^s F_1 H_n^{(1)}(\beta_s a_s)} \cdot \frac{H_n^{(1)'}(\beta_p b_s)}{H_n^{(1)}(\beta_p a_s) H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) - H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) H_n^{(2)}(\beta_p a_s)} e^{in(\theta_0 + \pi/2) + i\beta_s r_{0s}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

对 ${}^s \mathcal{F}_1$ 表达式, 当管桩内半径 $b_s \rightarrow 0$ 时, $H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) \rightarrow 0$, $H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) \rightarrow 0$, 同时桩土剪切模量比 $G_r = G_p / G_s \rightarrow \infty$, 可以得到 ${}^s \mathcal{F}_1 \rightarrow \infty$, 则 ${}^s A_1$ 退化成为 ${}^s A_1 = -[J_n(\beta_s a_s) / H_n^{(1)}(\beta_s a_s)] e^{in(\theta_0 + \pi/2) + i\beta_s r_{0s}}$, 该复系数即为固定刚性实心桩的解^[12]:

$${}^s A_1 = {}^s A \exp \left[in \left(\theta_0 + \frac{\pi}{2} \right) + i\beta_s r_{0s} \right] \quad (8)$$

由于被管桩 s 散射的第 $m-1$ 重散射波恰好又是激发第 m 重被管桩 s' 散射的次生波源, 故第 m 重散射 ($m \geq 2$) 过程应将管桩 s' 的参考坐标系转化至 $m-1$ 重散射的管桩 s 下。采用 Graf 加法定理对波函数进行移轴转换, 即

$$H_{n'}(\beta_s r_{s'}) e^{in'\theta_{s'}} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_{n-n'}(\beta_s r_{ss'}) J_n(\beta_s r_s) e^{in\theta_s - i(n-n')\theta_{ss'}} \quad (9)$$

同时管桩内部透射波场受到其他桩透射波激发的次生透射波可忽略, 故不考虑透射波的多重叠加, m 重散射 ($m \geq 2$) 时, 桩-土介质边界条件为

$$\left. \begin{aligned} {}^s w_m(r_s, \theta_s) &= {}^s w_m^{sc} + \sum_{s'=0, s' \neq s}^{N'} {}^{s'} w_{m-1}^{sc} \Big|_{r_s=a_s} = {}^s w_m^t(r_s, \theta_s) \Big|_{r_s=a_s} \\ G_s \frac{\partial {}^s w_m(r_s, \theta_s)}{\partial r_s} \Big|_{r_s=a_s} &= G_p \frac{\partial {}^s w_m^t(r_s, \theta_s)}{\partial r_s} \Big|_{r_s=a_s} \\ G_p \frac{\partial {}^s w_m^t(r_s, \theta_s)}{\partial r_s} \Big|_{r_s=b_s} &= 0 \\ s &= 0, 1, 2, \dots, N, 0 \leq \theta_s \leq 2\pi, m \geq 2 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

因此, 可得到第 m 重($m \geq 2$) 待定散射复系数为

$${}^s A_m = - \sum_{s'=0, s' \neq s}^{N'} {}^{s'} \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} \frac{J'_n(\beta_s a_s) - {}^s \mathcal{F}_m J_n(\beta_s a_s)}{H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) - {}^s \mathcal{F}_m H_n^{(1)}(\beta_s a_s)} \mathcal{H}_{n'n}^{(1)}(\beta_s a_{ss'}) {}^{s'} A_{m-1} \quad (11)$$

其中

$${}^s \mathcal{F}_m = \sqrt{\frac{G_p \rho_p}{G_s \rho_s}} \cdot \frac{\left[H_n^{(1)'}(\beta_p a_s) H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) - H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) H_n^{(2)'}(\beta_p a_s) \right]}{\left[H_n^{(1)}(\beta_p a_s) H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) - H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) H_n^{(2)}(\beta_p a_s) \right]} \quad (12)$$

第 m 重($m \geq 2$) 透射复系数为

$$\left. \begin{aligned} \sum_{s=0}^N \sum_{n=-\infty}^{+\infty} {}^s B_m &= \sum_{s'=0}^{N'} \sum_{s' \neq s}^{+\infty} \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{J_n(\beta_s a_s) H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) - J_n'(\beta_s a_s) H_n^{(1)}(\beta_s a_s)}{H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) - {}^s F_m H_n^{(1)}(\beta_s a_s)} \right. \\ &\quad \left. \frac{H_n^{(2)'}(\beta_p b_s)}{H_n^{(1)}(\beta_p a_s) H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) - H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) H_n^{(2)}(\beta_p a_s)} \right] {}^s \mathcal{H}_{n'n}^{(1)}(\beta_s a_{ss'}) {}^{s'} A_{m-1} \\ \sum_{s=0}^N \sum_{n=-\infty}^{+\infty} {}^s C_m &= - \sum_{s'=0}^{N'} \sum_{s' \neq s}^{+\infty} \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{J_n(\beta_s a_s) H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) - J_n'(\beta_s a_s) H_n^{(1)}(\beta_s a_s)}{H_n^{(1)'}(\beta_s a_s) - {}^s F_m H_n^{(1)}(\beta_s a_s)} \right. \\ &\quad \left. \frac{H_n^{(1)'}(\beta_p b_s)}{H_n^{(1)}(\beta_p a_s) H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) - H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) H_n^{(2)}(\beta_p a_s)} \right] {}^s \mathcal{H}_{n'n}^{(1)}(\beta_s a_{ss'}) {}^{s'} A_{m-1} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

当 $G_r \rightarrow \infty$ 时, $\mathcal{H}_m \rightarrow \infty$; 或者当管桩内半径 $b_s \rightarrow 0$, Hankel 函数 $H_n^{(1)'}(\beta_p b_s) \rightarrow 0$, $H_n^{(2)'}(\beta_p b_s) \rightarrow 0$, 与第 1 重散射系数类似, 求得的 m 重散射系数均可退化成 m 重圆柱形固定刚性实心桩的散射系数^[12]或者弹性实心桩的散射系数^[15]。因此, 上述表达式可视为圆柱形桩对弹性 SH 波散射系数的一般表达式。

所有的散射、透射系数求得之后, 即可求得总散射及透射波场的解。

3 算例与分析

为了与以往的多排实心桩屏障的数值计算结果进行对比, 采用与之类似的计算模型^[12-13], 同样假设屏障中平行列于介质中的各桩材料参数一致, 桩身泊松比为 ν_p , Lamé 常数为 λ_p 、 G_p , 桩身质量密度为 ρ_p ; 与此相对地, 土体的材料参数下标为 s , 比值的下标为 r 。管桩 s 的外半径为 a_s , 内半径为 b_s , 屏障中桩数为 N , 桩间距为 s_p , 屏障的总宽度 $L=(N-1) \times s_p$, 排间距为 h , 单(多)排桩屏障的坐标系见图 2。

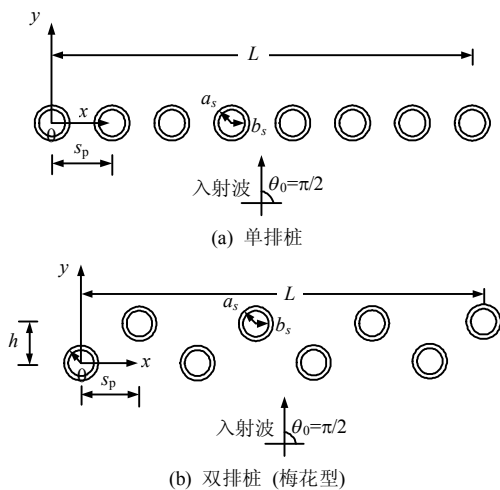


图2 管桩屏障对平面波散射的参考系和分析模型 ($N=8$)
Fig.2 Reference system and analysis model of incident plane waves scattering by rows of piles ($N=8$)

假设初始振幅为 ϕ_0 、 ψ_0 、 w_0 的稳态平面波垂直入射至屏障, 入射角 $\theta_0 = \pi/2$ 。计算时入射平面波在不同介质中的频率, 排桩的几何参数都进行无量纲化处理:

$$\left. \begin{aligned} \eta_{ss} &= 2\alpha_s / \lambda_{ss} = \beta_s \alpha_s / \pi \\ \eta_{sp} &= 2\alpha_s / \lambda_{sp} = \beta_p \alpha_s / \pi \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

式中: 频率 η 与波长 λ 右下角标第 1 个字母代表 S 波入射; 第 2 个字母或者波数 α 和 β 下角标 s 或 p 分别代表土体或桩。无量纲化位移振幅 $|u/u_0|$ 、 $|v/v_0|$ 、 $|w/w_0|$ 表示总位移振幅与入射波位移振幅的比值, Bessel 函数展开项截断至 $n=8$ 。

3.1 散射重数

图 3 所绘为在不同的散射重数 m ($1 \leq m \leq 4$) 下, 壁厚为 $1/10$ 半径的管桩屏障后中线上无量纲位移振幅的变化曲线 (其中 $\eta_{ss}=0.4$, $G_r=10$, $s_p=3.0a_s$, $N=8$)。从图中可以看出, 在隔离屏障后有与实心桩屏障相类似的振幅放大现象。当散射重数逐渐增加, 数值计算的无量纲位移振幅增量绝对值逐渐减少, 当增加至 3 到 4 重散射时, 曲线几近重合。这种与以往只考虑单重散射计算, 忽略相干相位关系假设的计算结果相差较大, 并且可以观察到多排桩屏障的多重散射现象比单排桩更为明显, 图 3(b)所示屏障后相当长一段距离内 ($50 \leq y/a_s \leq 200$), 若仅按照单重散射计算位移振幅将是考虑多重散射的 1.5~4.0 倍左右, 这无疑给工程设计带来较大的计算误差, 也造成了材料的浪费, 故不能忽略后续多重散射对散射波造成的影响。从散射重数收敛的特性来看, 后文中都将以 $m=4$ 作为数值分析的截断项, 这也与文献[12]在相同的多重散射假设下对刚性实心桩屏障的计算结果一致。从图 3(a)和(b)的对比来看, 逐渐拉大管桩之间的距离可使得沿屏障后中线上的位移振幅显著减小。可见在 $100 \leq y/a_s \leq 300$ 区间内, 同样桩数的双排桩较单排桩隔离了超过两倍的入射波。

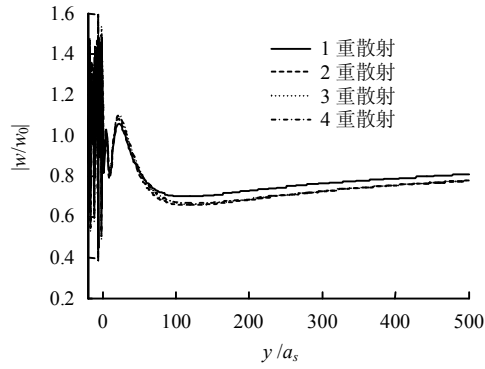
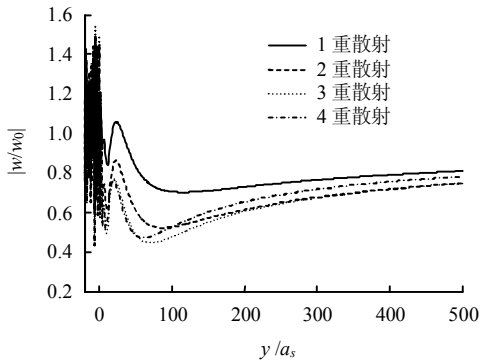
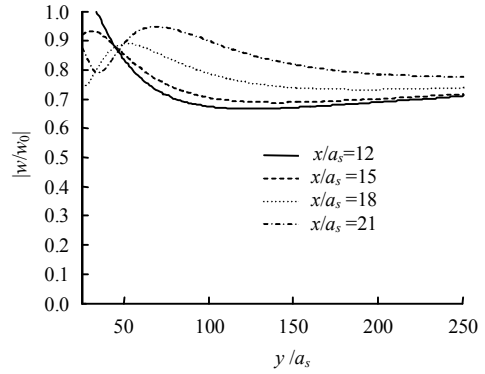
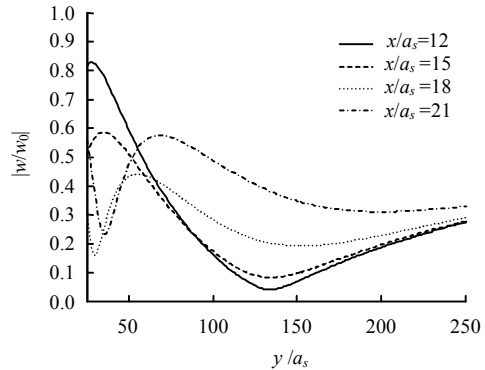
(a) $h=0$ (b) $h=3.0a_s$

图3 管桩屏障后中线上无量纲位移振幅随散射重数的变化曲线

Fig.3 Normalized displacement amplitudes curves along midline behind the isolation system under different scattering orders by rows of tubular piles

3.2 屏障后不同位置

为了研究管桩屏障后一定距离范围内不同位置的隔离表现, 图4绘出了单排和双排桩后的 $|w/w_0|$ 随距离变化的影响曲线(其中 $\eta_{ss}=0.4$, $s_p=3.0a_s$, $b_s=0.9a_s$, $m=4$, $N=8$)。可以看出, 越靠近屏障中线, 所取得位移振幅的减小效果越显著。对单排管桩(见图4(a)), 在 $50 \leq y/a_s \leq 100$ 区域内, 屏障中部($x/a_s=12$)的位移振幅是屏障边缘($x/a_s=21$)的1/3左右; 还能观察到在 $0 \leq y/a_s \leq 50$ 范围内, 集中于屏障中部($x/a_s=12$)仍然存在一定的位移振幅放大现象, 而屏障边缘($x/a_s=21$)的放大效应却不明显。然而当 $y/a_s \geq 200$, 因散射波振荡衰减并趋于平稳使得屏障中部与边缘只存在微小的幅值区别。同时, 从图4(b)可以看出, 桩-土剪切模量之比和排桩排距的增大(即从空心管桩变为刚性实心桩且由单排变为双排)将使得最佳的屏蔽区域退后至 $100 \leq y/a_s \leq 200$, 位移振幅也在不断减小, 该结果表明, 双排刚性实心桩的隔离效果要好于单排空心管桩, 此结论也与后续的参数分析一致。

(a) $h=0, G_r=10$ (b) $h=3.0a_s, G_r=1000$ 图4 管桩屏障后不同位置处无量纲位移振幅的变化曲线
Fig.4 Normalized displacement amplitudes at different positions behind barrier

3.3 管桩内外半径之比

管桩内外半径之比是异于实心桩且十分重要的参数分析指标之一, 在以往的研究中几乎很少有所涉及。图5绘出了单排和双排管桩屏障在SH波入射下随着管桩内外径之比 b_s/a_s 逐渐增加, 屏障后中线上的位移振幅变化曲线(其中 $\eta_{ss}=0.4$, $G_r=100$, $s_p=3.0a_s$, $m=4$, $N=8$)。桩-土剪切模量比 $G_r=100$, 桩间距 s_p 取3倍桩外半径。从图5中可以观察到, 位移振幅的大幅度减少出现在隔振系统后 $50 \leq y/a_s \leq 200$ 的范围内。图5(a)、(b)所绘SH波入射时, 不论单排还是双排桩, 当壁厚与外半径之比减小到1/10时, 位移振幅 $|w/w_0|$ 减少到0.3, 此值只相当于 $b_s/a_s=0$ 时, 亦即是管桩退化成弹性实心桩屏障时位移振幅 $|w/w_0|$ 的3/5左右。另外, 对比图5(a)、(b)可以看出, 对管桩屏障而言, 双排桩同样优于单排桩。以上结果表明, 在使用同样外径的排桩作为隔振屏障的情况下, 管桩不仅能较实心桩取得更有效的屏蔽作用, 同时也能节省更多的桩身材料。鉴于此, 管桩不失为一种更加经济实用的非连续屏障材料, 故下文将取管桩内、外半径之比 $b_s/a_s=0.9$ 进行分析。

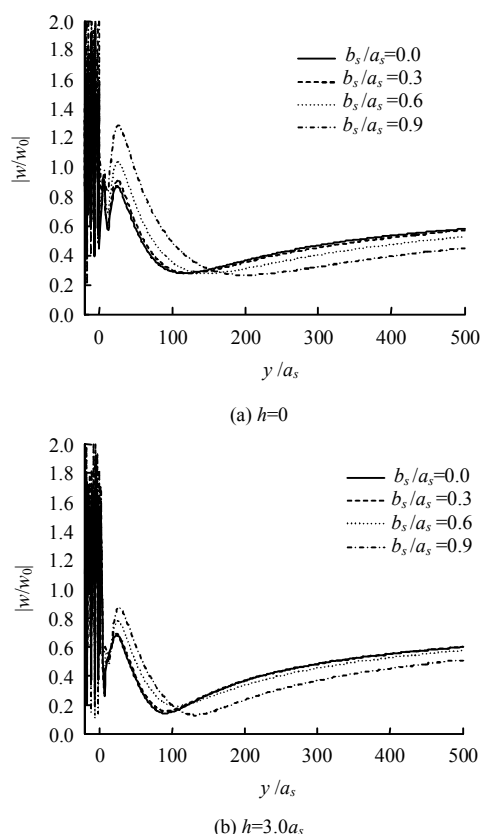


图5 管桩屏障后中线上无量纲位移振幅随管桩内外半径之比的变化曲线

Fig.5 Normalized displacement amplitudes curves along midline behind isolation system under different ratios of internal and external diameters of tubular piles

3.4 桩土剪切模量之比

图6考查了桩-土剪切模量比 G_r 变化时双排管桩屏障后无量纲位移的等高线变化 (其中 $\eta_{ss}=0.4$, $s_p=3.0a_s$, $h=3.0a_s$, $b_s=0.9a_s$, $m=4$, $N=8$)。排桩的桩间距与排间距均取 3.0 倍桩外半径, G_r 从 10 增加至 $+\infty$ 。图 6(a)~(d)所示屏障后 $|w/w_0|$ 随着剪切模量增加逐渐减小, 亦即当桩身材料相对于土体趋于刚性时, 排桩发挥越来越明显的屏蔽作用。可以看出, $G_r=10$ 时桩后 $|w/w_0|$ 最小值为 0.5, 分布于距离屏障 $50 \leq y/a_s \leq 100$ 的中心区域; 当 G_r 增加 10 倍时, 图 6(b)中桩后 $|w/w_0|$ 最小值减小至 0.2; G_r 再增加 10 倍, 如图 6(c)所示当 $G_r=1\,000$ 时, $|w/w_0|$ 的减小量不明显, 最小值保持在 0.1 左右, 直至 $G_r=+\infty$, 无量纲位移曲线几乎已与 $G_r=1\,000$ 时重合。此外还可以发现, 最佳屏蔽区域随着 G_r 的增加逐渐后移, 桩后的振幅放大现象也随 G_r 的增加而渐趋明显。该结果表明, 刚性桩的隔离效果远优于弹性桩, 不仅与前文的研究结果吻合, 也从另一方面说明了空心管桩在数值计算时的收敛特性, 即当桩-土剪切模量比超过一定值 ($G_r \geq 1\,000$) 即可退化至刚性桩。

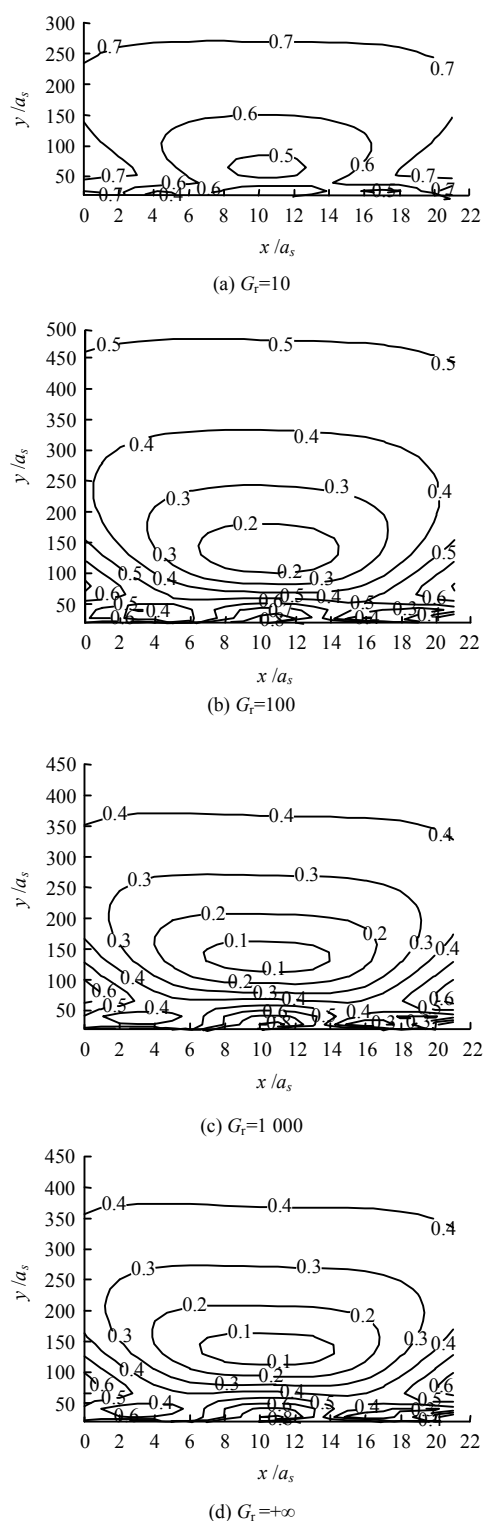


图6 双排管桩屏障后无量纲位移振幅随桩土模量比的等高线变化图

Fig.6 Contours of normalized displacement amplitudes by double-row tubular piles with variation of pile-soil shear modulus ratio

3.5 桩间距

图7为管桩隔振系统后不同位置处不同桩间距的无量纲位移振幅曲线 (其中 $\eta_{ss}=0.4$, $h=0$, $G_r=500$, $b_s=0.9a_s$, $m=4$, $N=8$)。在排桩系统后不同距离处 (y/a_s)

$a_s = 150$, $y/a_s = 200$) 的位移振幅均呈现出类似变化, 即越接近屏障中心处, 减小量越为明显。随着桩间距 s_p/a_s 由 3.0 变化至 5.0, 可观察到中心位移振幅发生了可观的增长, $s_p/a_s = 5.0$ 时中心处的位移振幅约是 $s_p/a_s = 3.0$ 时的 2 倍到 2.5 倍。对该现象的物理解释与实心桩屏障相同, 即隔振屏障在保证一定范围的间距情况下 (通常相较于桩径), 表现出一种类似于连续屏障的整体屏障隔离效应; 而伴随桩间距逐渐拉大, 桩群又逐渐显示出系列独立管桩的特性, 只在接近屏障边缘的部分不同桩间距的无量纲位移慢慢收敛。除此之外, 还可见所考查屏障后的位置在较远处 ($y/a_s = 150$) 表现出比较远处 ($y/a_s = 200$) 更强的振荡特性, 这也与实心桩的隔离结果类似。为保证高效的屏蔽效果, 建议使用管桩间距 $s_p/a_s = 3.0$ 作为实际工程中隔振屏障的设计准则。

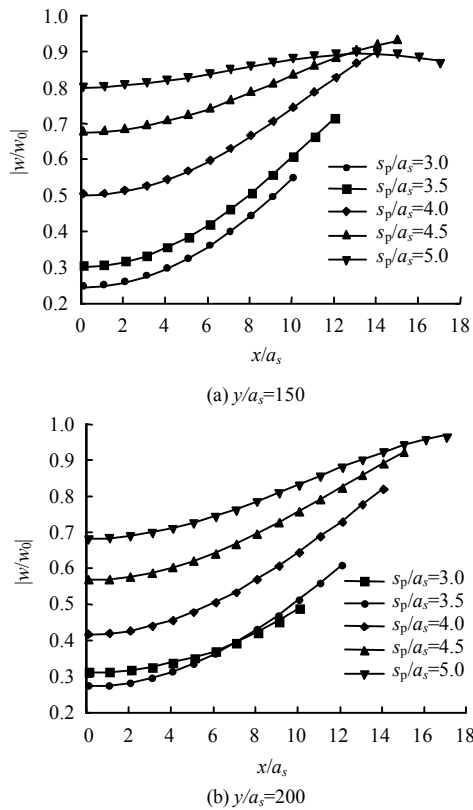


图7 管桩屏障后不同位置处无量纲位移随桩间距的变化曲线

Fig.7 Normalized displacement amplitudes curves with different separations of tubular piles

3.6 排间距的影响

多排管桩排间距 h/a_s 对隔振效果的影响见图 8 (其中 $\eta_{ss} = 0.4$, $G_t = 10$, $b_s = 0.9a_s$, $s_p = 3.0a_s$, $m = 4$, $N = 8$)。除了紧靠屏障后普遍存在的振幅放大效应之外, 可见紧邻放大区之后出现振幅急剧下降的现象, 几乎在屏障前形成了一片凹陷部分。图 8(a)中, 在

排间距 $h = 0$ 的情况下, $|w/w_0|$ 保持在平均 0.7~0.8 之间; 而图 8(b)显示, $|w/w_0|$ 下降至 0.4~0.6 之间, 此时的排间距已经增大至 $h/a_s = 3.5$ 。此结果表明, 在不增加桩数的前提下, 通过增大管桩屏障排与排之间的距离, 可使屏障后位移振幅显著减小, 亦即屏障厚度与桩径之比超过一定范围将导致桩列与桩列间逐渐孤立而不再成为整体屏障。因此, 多排管桩只有保证一定的屏障厚度才能使入射波最大程度地被屏蔽。当排间距在 $h/a_s \leq 3.5$ 内可以获得较好的隔离效果。

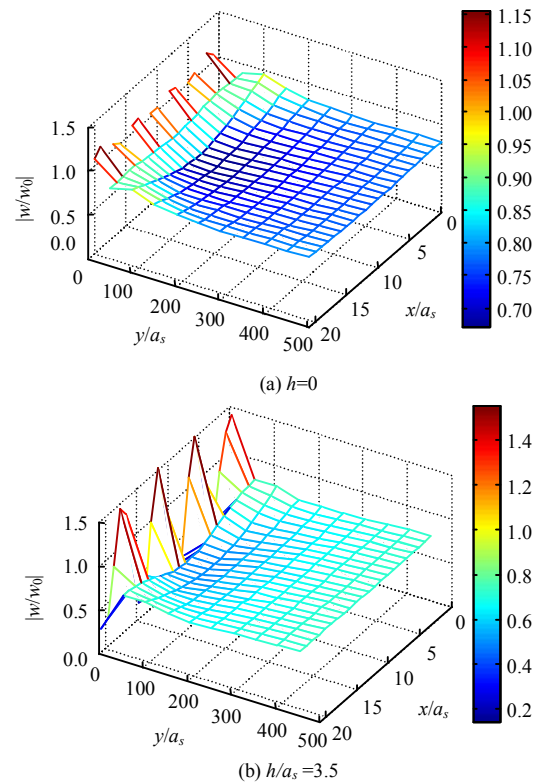


图8 双排管桩后无量纲位移振幅随排间距变化的三维网格图

Fig.8 Normalized displacement amplitudes meshes behind isolation system under different row-separations of tubular piles

3.7 排数的影响

排数的多少同样是影响空心管桩非连续屏障隔离效果的一个重要因素。采用 3 排 12 根管桩与前文的双排 8 根管桩进行对比 (见图 9)。桩内外半径比为 0.9, 桩-土剪切模量比取 $G_t = 10$, 桩间距与排间距分别为 3 倍桩外半径 ($\eta_{ss} = 0.4$, $m = 4$, $N = 12$)。比较图 10(a)和图 6(a)可以看出, 增加 50% 的桩数, 屏障厚度也增加一倍的情况下, 3 排桩后 $|w/w_0|$ 最小值减为 0.1, 屏障后大部分区域可隔离约 40% 以上的入射 SH 波; 相对来说, 8 根管桩屏障后一定区域 ($100 \leq y/a_s \leq 250$) 内的 $|w/w_0|$ 最小值为 0.5, 屏障后大部分

只可隔离约 30%以上的入射波。

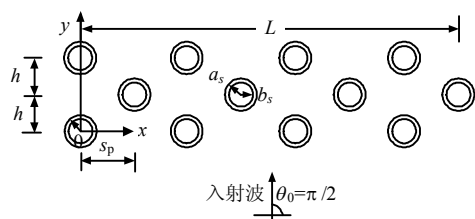


图9 三排管桩对平面波散射的参考系和分析模型
(梅花型布置, $N=12$)

Fig.9 Reference system and analysis model of incident plane waves scattering by multi-rows of piles (hexagon arrangement, $N=12$)

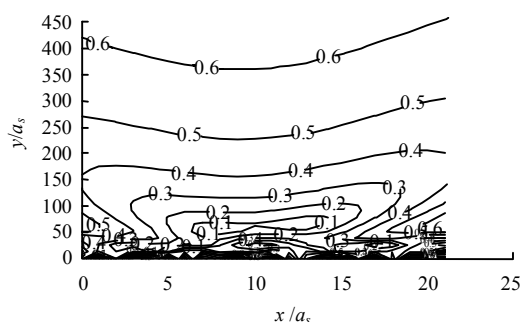


图10 多排桩后无量纲位移振幅等高线图

Fig.10 Contours of normalized displacement amplitudes behind multi-row barrier

4 结 论

(1) 空心管桩屏障在受到入射平面波的激励后, 会在靠近屏障后出现位移振幅的放大。随着散射重数的增加(散射重数 $m=3$ 和 4), 位移振幅增量呈逐渐减小的趋势, 曲线几近重合, 当 m 截断至 4 时, 可以保证相对精确的计算结果。基于多重散射理论的结果比仅考虑单重散射计算的结果小, 在工程上可采用此法对排桩隔振进行优化设计。

(2) 空心管桩屏障后的位移放大现象集中于屏障中心处, 位移振幅最小值恰好处于放大区域之后; 屏障后两侧的幅值变化较小。

(3) 管桩内、外半径之比或管壁厚度是有别于实心桩且影响屏障隔离效果的重要因素之一。不论是单排或是多排桩, 减少管壁的厚度使得屏障后位移振幅明显削弱。当管桩内半径为 0, 亦即退化为弹性实心桩时, 位移振幅减少量不如同外径的管桩, 内外半径之比 $b_s/a_s=0.9$ 可得到最佳屏蔽效果。

(4) 屏障刚度直接影响其对于弹性波的隔离作用。桩-土模量比的增加, 屏障的最优隔离区域后退, 位移振幅最小值下降, 隔离效果改善。同时当 $G_r=1\ 000$ 时, 无量纲位移振幅等高线与 $G_r=+\infty$ 时几乎无异, 可认为 $G_r=1\ 000$ 的空心管桩即退化为固定

刚性桩。

(5) 空心管桩可取 $s_p/a_s \leq 3.0$ 作为屏障设计参考值。同样桩数的屏障, 双排管桩的隔振效果要好于单排。随着排与排间距的加大, 桩列逐渐孤立成为离散的屏障。排间距 $h \leq 3.5a_s$ 可发挥管桩屏障的最佳减振作用。

(6) 管桩屏障桩数、排数, 即屏障宽度和厚度的增加均可提高隔离效率。

参 考 文 献

- [1] HUANG H, GAUNAURD G C. Acoustic scattering of a plane wave by two spherical elastic shells[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1995, 98(4): 2149—2156.
- [2] HUANG H, GAUNAURD G C. Acoustic scattering of a plane wave by two spherical elastic shells above the coincidence frequency[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1997, 101(5): 2659—2668.
- [3] ROBERT S, CONOIR J-M, FRANKLIN H, et al. Resonant elastic scattering by a finite number of cylindrical cavities in an elastic matrix[J]. *Wave Motion*, 2004, 40(3): 225—239.
- [4] LE BAS P Y, LUPPÉ F, CONOIR J-M. N-shell cluster in water: Multiple scattering and splitting of resonances[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2004, 115(4): 1460—1467.
- [5] KATTIS S E, POLYZOS S, BESKOS D E. Vibration isolation by a row of piles using a 3-D frequency domain BEM[J]. *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, 1999, 46(5): 713—728.
- [6] KATTIS S E, POLYZOS S, BESKOS D E. Modelling of pile wave barriers by effective trenches and their screening effectiveness[J]. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 1999, 18(1): 1—10.
- [7] 徐平, 夏唐代, 周新民. 单排空心管桩屏障对平面 SV 波的隔离效果研究[J]. *岩土工程学报*, 2007, 29(1): 131—136.
- [8] 徐平, 夏唐代, 周新民. 单排空心管桩屏障对平面 P 波的隔离[J]. *固体力学学报*, 2010, 31(2): 157—163.

XU Ping, XIA Tang-dai, ZHOU Xin-min. Study on effect of barrier of a row of hollow pipe piles on isolation of incident plane SV waves[J]. *Chinese Journal of Geotechnical Engineering*, 2007, 29(1): 131—136.

XU Ping. Isolation of plane P waves by discontinuous barriers composed of a row of elastic hollow pipe piles[J]. *Chinese Journal of Solid Mechanics*, 2010, 31(2): 157—163.