

波浪作用下海床土体强度非均匀化数值分析

刘红军, 张民生, 许国辉, 陈友媛, 王秀海

(中国海洋大学环境科学与工程学院, 山东 青岛 266100)

摘要: 波浪在传播的过程中, 产生的附加应力会使海床土体强度沿深度产生非均匀性变化。利用 Biot 固结理论, 分析了波浪作用下海床土体的体积应变随深度分布情况, 在此过程中考虑了土体的渗透系数、剪切模量、海床厚度、波浪周期和水深对海床土体的体积应变的影响。分析结果表明: 对于无限厚度的粉质海床, 波浪作用下在 0.12 个波长深度处有强度硬层存在; 当沉积物的厚度小于 0.5 个波长时, 波浪引起的强度硬层位于海床表面, 当沉积物的厚度大于 0.5 个波长时, 波浪引起的强度硬层所处的深度随着海床厚度的增加而增加; 波浪引起的土体强度随着土体的剪切模量、水深、波浪周期及其渗透系数的影响在深度上呈现明显的非均匀变化。

关键词: 波浪; Biot 固结方程; 体积应变; 强度硬层

中图分类号: TU435

文献标识码: A

文章编号: 1000-4548(2008)06-0924-06

作者简介: 刘红军(1966-), 男, 博士, 教授, 主要从事海洋岩土工程的教学科研工作。E-mail: hongjun@ouc.edu.cn.

Numerical analysis of wave-induced non-uniformity of soil strength

LIU Hong-jun, ZHANG Min-sheng, XU Guo-hui, CHEN You-yuan, WANG Xiu-hai

(College of Environmental Science and Engineering, Ocean University of China, Qingdao 266100, China)

Abstract: When waves propagate over a porous sea bed, the strength of soils in seabed will vary non-uniformly with depth. On the basis of Biot's consolidation theory, the distributions of the volume strain of soils along the depth was discussed considering of influences of permeability, shear modulus, wave period, water depth and soil thickness. It was shown that under the action of waves, there's a hard layer at the depth of 0.12 wavelength in silty seabed of infinite thickness; the wave-induced hard layer was at the surface of seabed when the thickness of sediment was less than half a wavelength; when the thickness was larger than half a wavelength, the wave-induced hard layer was at a depth increasing as seabed thickness increases; the wave-induced strength of soils was apparently non-uniform under the influence of shear modulus and permeability of soil, wave period and water depth.

Key words: wave; Biot's consolidation equation; volume strain; hard layer

0 前 言

黄河三角洲是世界上沉积最快的三角洲之一, 黄河的高浓度输沙导致了快速沉积作用^[1]。海床土体的强度变化主要由两个方面引起的, 一是土体自重条件下的固结作用, 二是波浪改造作用引起的强度变化。对于同一种性质的土体, 土体自重引起的强度随深度逐渐增加, 波浪改造作用引起的强度则因波浪在土体中产生的附加应力随深度变化而呈现非均匀变化。通过野外测试发现黄河口快速沉积物的强度在波浪的改造作用下随深度的确呈现非均匀分布^[2]。

目前很多学者就海床土体强度非均匀变化开展了工作^[1-5], 贾永刚和霍素霞等^[2]采用现场试验方法揭示了黄河口沉积物在波浪作用下的次生改造引起的固结非均匀现象。杨少丽^[3]和单红仙^[4]从微结构角度探讨了黄河口土体强度的变化。周其健和贾永刚^[5]利用

现场试验发现其研究区内 3~4 m 之间的深度方向上存在厚度近 1 m 的硬层。Foda 和 Tzang^[6]通过室内模拟波浪试验也发现了硬层的存在。Tzang^[7]通过一系列的波浪荷载作用于砂土和粉土底床上的水槽试验进一步证实了细粒的粉土海床在波浪荷载作用下的特殊表现。林编^[8]则基于 Foda 和 Tzang 的实验, 利用弱非弹性模型对有限厚度粉土质海床对波浪的响应进行分析, 阐述了波浪作用下粉质土层中硬层存在的机制。

本文利用 Biot 固结理论^[9], 通过分析波浪作用下土体中产生的体积应变在深度上非均匀分布, 系统地分析了波浪的改造作用下, 海床土体强度在深度上的非均匀变化。

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(40606020); 山东省自然科学基金资助项目(Y2007E07)

收稿日期: 2007-05-23

1 有限元分析模型

1.1 控制方程

假定土骨架为弹性, 孔隙水可压缩, 孔隙水流动符合 Darcy 定律成立。海床的深度为 d , 海床的厚度为 h 。海床的表面为 x 方向, 垂直于海床表面上为 z 方向, 如图 1^[10]。

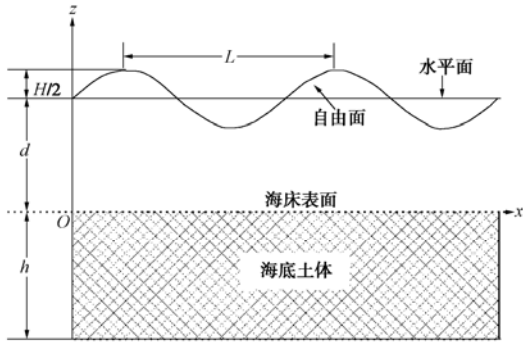


图 1 波浪及海床示意图
Fig. 1 Sketch map of waves and seabed

渗流连续方程为

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\beta p \right) \quad (1)$$

有深度不变, 则式 (1) 变为

$$\frac{k}{\gamma_w} \nabla^2 p = \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} + n\beta \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2)$$

式中, k 为各向同性下土的渗透系数, β 为孔隙水的压缩率。

β 与孔隙水的弹性体积模量 K_w 有关^[11]:

$$\beta = \frac{1}{K_w} + \frac{1-s_r}{p_{w0}} \quad (3)$$

式中 s_r 是土体的饱和度, 如果海床土体是完全饱和的, 则 $s_r=1$, $\beta=1/K_w$; p_{w0} 为绝对静水压力水压力。

土体的体积应变

$$\varepsilon_v = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (4)$$

ν 为土的泊松比, G 为是土的剪切模量。由波浪导致的有效应力可表示为

$$\sigma_x = 2G \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{1-2\nu} \varepsilon_v \right] \quad (7)$$

$$\sigma_z = 2G \left[\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\nu}{1-2\nu} \varepsilon_v \right] \quad (8)$$

$$\tau_{xz} = G \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right] = \tau_{zx} \quad (9)$$

其中 σ_x 为 x 方向的有效正应力; σ_z 为 z 方向的有效正应力; τ_{xz} 为垂直 x 轴, 沿着 z 方向的剪应力; τ_{zx} 为垂直 z 轴, 沿着 x 方向的剪应力。

1.2 边界条件

在海床表面, 有效正应力和剪应力均为 0, 孔隙水压力大小则与波浪条件有关。海床表面 ($z=0$ 处) 的边界条件可表示为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_z = \tau_{xz} = 0 \quad (z=0) \\ p = p_0 e^{i(ax-\omega t)} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中, a 为波数 ($a=2\pi/L$, L 为波长), ω 为角频率 ($\omega=2\pi/T$, T 为波浪周期), p_0 由线性波理论^[7]得到,

$$p_0 = \frac{\gamma_w H}{2 \cosh(ad)} \quad (11)$$

由小波理论可以得出波长与周期及水深的关系:

$$\dots$$

$$\left. \begin{aligned} u = w = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (z=-h) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

1.3 有限元解

由于边界条件 (10) 在时间和空间上呈周期性变化, 因此方程 (2), (5), (6) 的解在时间和空间上也应呈周期性变化, 且可以以 $F(x, z, t) = f(z)e^{i(ax-\omega t)}$ 的形式来表示, 则位移和孔隙水压力可表示为

$$\left. \begin{aligned} P(x, z, t) = p(z)e^{i(ax-\omega t)} \\ U(x, z, t) = u(z)e^{i(ax-\omega t)} \\ W(x, z, t) = w(z)e^{i(ax-\omega t)} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$$w_1 \tau_{xz} \Big|^{L_e} = \int^{L_e} 2Ga^2 \frac{1-\nu}{1-2\nu} \cdot w_1 u dz - \int^{L_e} 2Gia \frac{\nu}{1-2\nu} \cdot w_1 \frac{\partial w_1}{\partial z} dz + \int^{L_e} G \frac{\partial u}{\partial z} \cdot \frac{\partial w_1}{\partial z} dz +$$

$$\int^{L_e} Giaw \frac{\partial w_1}{\partial z} dz + \int^{L_e} w_1 \frac{\partial p}{\partial x} dz \quad (16)$$

同理可以得到用孔隙水压力和位移表示的式(6)的离散方程式

$$w_1 \sigma_z \Big|^{L_e} = \int^{L_e} 2G \frac{1-\nu}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial w}{\partial z} dz + \int^{L_e} 2G \frac{\nu}{1-2\nu} \cdot iau \frac{\partial w_1}{\partial z} dz + \int^{L_e} w_1 \frac{\partial p}{\partial z} dz - \int^{L_e} Gw_1 ia \frac{\partial u}{\partial z} dz + \int^{L_e} Gw_1 a^2 w dz \quad (17)$$

直接对方程(2)利用加权残数法后,对等式左边第一项采用分部积分后,可以得到连续方程的离散式

$$w_1 \frac{\partial p}{\partial z} \Big|^{L_e} = \int^{L_e} a^2 w_1 p dz + \int^{L_e} \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial w_1}{\partial z} dz - \int^{L_e} \frac{\gamma_w n \beta}{k} \omega i w_1 p dz + \int^{L_e} \frac{\gamma_w}{k} w_1 a \omega u dz - \int^{L_e} \frac{\gamma_w}{k} (\omega i) w_1 \frac{\partial w}{\partial z} dz \quad (18)$$

式(16)~(18)中位移和孔隙水压力变量可以用形函数和节点处的位移和孔隙水压力来表示,即

$$\{q\} = [N] \{q_e\} \quad (19)$$

其中, $\{q_e\}^T = \{p, u, w\}$, $\{q_e\}^T = \{p_1, u_1, w_1, \dots, p_{ne}, u_{ne}, w_{ne}\}$, $[N] = [N_1 I, \dots, N_{ne} I]$, ne 是单元节点数, I 是单位矩阵。则(16)~(18)写成矩阵的形式为

$$\{F_e\} = \left[\int_{L_e} B_2^T D_1 B_2 + \int_{L_e} B_2^T D_2 B_1 + \int_{L_e} B_1^T D_3 B_2 + \int_{L_e} B_1^T D_4 B_1 \right] \{q_e\} = [K^e] \{q_e\} \quad (20)$$

其中, $B_2 = \left[\frac{dN_1}{dz} I, \dots, \frac{dN_{ne}}{dz} I \right]$, $B_1 = [N_1 I, \dots, N_{ne} I]$,

$[K^e]$ 为单元刚度矩阵, $D_1 \dots D_4$ 为 3×3 矩阵,

$$D_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & G & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2G(1-\nu)}{1-3\nu} \end{bmatrix}, \quad D_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Gia \\ 0 & \frac{2G\nu ia}{1-2\nu} & 0 \end{bmatrix},$$

$$D_3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{\gamma_w \omega i}{k} \\ 0 & 0 & -\frac{2G\nu}{1-2\nu} ia \\ 1 & -Gia & 0 \end{bmatrix},$$

$$D_4 = \begin{bmatrix} a^2 - \frac{\gamma_w n \beta \omega i}{k} & \frac{\gamma_w \omega a}{k} & 0 \\ ai & \frac{2G(1-\nu)}{1-2\nu} a^2 & 0 \\ 0 & 0 & Ga^2 \end{bmatrix}.$$

传统的有限元利用位移插值得到有效法向应力和剪应力,但是在节点处容易产生错误,因此 Jeng^[12] 建议采用积分来求应力,剪应力和竖直方向应力可以

从式(16),(17)中求得。水平方向的有效应力可通过式(6)来求得。式(8)通过数学变换可以得到

$$\sigma_z = 2G \left[-\frac{1}{\mu} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{(1-\nu)^2}{(1-2\nu)\mu} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1-\nu}{1-2\nu} \frac{\partial w}{\partial z} \right] \quad (21)$$

代入式(6)利用加权残数法及分部积分后可以得到水平方向有效应力

$$w_1 \sigma_x \Big|^{L_e} = \int^{L_e} \frac{2G(1-\nu)}{1-2\nu} \cdot iau \frac{\partial w_1}{\partial z} dz + \int^{L_e} \frac{2G\nu}{1-2\nu} \frac{\partial w_1}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial z} dz + \int^{L_e} \frac{2Gia}{1-\nu} w_1 \frac{\partial u}{\partial z} dz + \int^{L_e} \frac{\nu}{1-\nu} w_1 \frac{\partial p}{\partial z} dz - \int^{L_e} \frac{G\nu ia}{1-\nu} w_1 \frac{\partial u}{\partial z} dz + \int^{L_e} \frac{G\nu}{1-\nu} a^2 w_1 w dz \quad (22)$$

则利用矩阵表示的有效应力为

$$\{S\} = \left[\int_{L_e} B_2^T D_{s1} B_2 + \int_{L_e} B_2^T D_{s2} B_1 + \int_{L_e} B_1^T D_{s3} B_2 + \int_{L_e} B_1^T D_{s4} B_1 \right] \{q_e\} = [H] \{q_e\} \quad (23)$$

式中, $\{S\}^T = \{-(\sigma_x)_1, -(\sigma_x)_2, -(\tau_{xz})_1, \dots, (\sigma_x)_{ne}, (\sigma_x)_{ne}, -(\tau_{xz})_{ne}\}$, H 为单元刚度矩阵, $D_{s1} \dots D_{s4}$ 为 3×3 矩阵,

$$D_{s1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{2G\nu}{1-2\nu} \\ 0 & G & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2G(1-\nu)}{1-2\nu} \end{bmatrix}, \quad D_{s2} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{2G(1-\nu)ai}{1-2\nu} & 0 \\ 0 & 0 & Gia \\ 0 & \frac{2G\nu ia}{1-2\nu} & 0 \end{bmatrix},$$

$$D_{s3} = \begin{bmatrix} \frac{\nu}{1-\nu} & \frac{G(2-\nu)ai}{1-\nu} & -\frac{\gamma_w \omega i}{k} \\ 0 & 0 & -\frac{2G\nu}{1-2\nu} ia \\ 1 & -Gia & 0 \end{bmatrix},$$

$$D_{s4} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{Ga^2 \nu}{1-\nu} \\ ai & \frac{2G(1-\nu)}{1-2\nu} a^2 & 0 \\ 0 & 0 & Ga^2 \end{bmatrix}.$$

2 有限元分析模型验证

为了验证模型计算的正确与否,把应力和孔隙水压力的计算结果与 Yamamoto^[13]模型的计算结果加以比较, Yamamoto 模型通过实验验证是正确的,因此如果计算结果与 Yamamoto 模型的计算结果相一致,说明有限元解也是正确的。在计算中采用文献[13]的波浪参数和土体参数,波浪参数为:波浪周期 T 为 15 s,波长 L 为 324 m,水深 d 为 70 m;土体参数:饱和度 S_r 为 1,剪切模量 G 为 1×10^7 N/m²,粗砂渗透系数 k 为 1×10^{-2} m/s,细砂渗透系数为 1×10^{-4} m/s。计算土体深度为 25 m。图 2 为海床中波浪引起的应力和孔隙水压力随深度的变化曲线。从图中可以看出,

无论是粗砂质海床还是细砂质海床, 通过有限元计算得到的应力和孔隙水压力与 Yamamoto 模型计算结果完全是一致, 因此有限元解是正确的, 完全可以用于分析海床对波浪的响应问题分析。

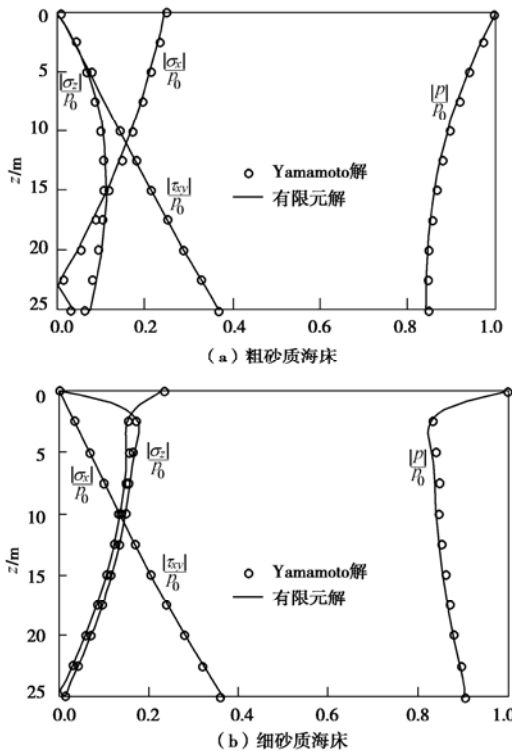


图 2 海床中有效应力和孔隙水压力随深度变化曲线

Fig. 2 Variation of stress and pore water pressure in seabed with depth

3 波浪作用导致的黄河三角洲海床土体强度非均匀变化分析

针对黄河三角洲海床, 采用波浪参数和土体参数: 周期 T 分别为 7, 8, 9 和 10 s, 波高 H 为 1 m, 水深 d 分别为 5, 10, 20, 30 m; 土体参数: 孔隙度 n 为 0.5, 饱和度 S_r 为 1, 渗透系数 k 分别为: 1×10^{-5} m/s, 1×10^{-6} m/s, 1×10^{-7} m/s, 1×10^{-8} m/s, 土体剪切模量 G 分别为 5×10^6 N/m², 1×10^7 N/m², 5×10^7 N/m² 和 1×10^8 N/m², 泊松比 ν 为 0.33, 孔隙度为 0.5。

图 3 为周期为 8 s、水深为 10 m、土体剪切模量为 1×10^7 N/m²、不同渗透系数所对应的海床土体体积应变随深度分布曲线。从图中可以看出, 土体的体积应变先随着深度的增加而增加, 然后逐渐减小, 最大值出现在 8 m 左右, 土体的体积应变反映了土体的强度变化, 相同的应力及土体未产生剪切破坏的条件下, 体积应变越大则强度越高, 由此可以认为土体在 8 m 处的强度最高。但是不同的渗透系数的土体, 体积应变也是不同的, 图中显示, 渗透系数越小, 其最大体积应变值越大, 而且最大体积应变的值并不是随着渗透系数的减小呈线性增加的, 而是在某个范围内呈现

跳跃性增加的, 如图 4 所示。土体的渗透系数越小, 其体积应变在深度上的差异性越明显。由此可以说明土体的渗透系数越小, 波浪引起土体强度的非均匀性变化越明显。土体的体积应变在渗透系数小于 1.0×10^{-7} m/s 和大于 5.0×10^{-6} m/s 时变化都比较小, 在 1.0×10^{-7} m/s 和 5.0×10^{-6} m/s 之间则变化非常大, 整个曲线随着渗透系数的增加呈现反“S”形变化。可以看出相同条件下, 在应变最大值处, 粉土比砂土的程度更高, 因此粉土比砂土更容易形成强度硬层。

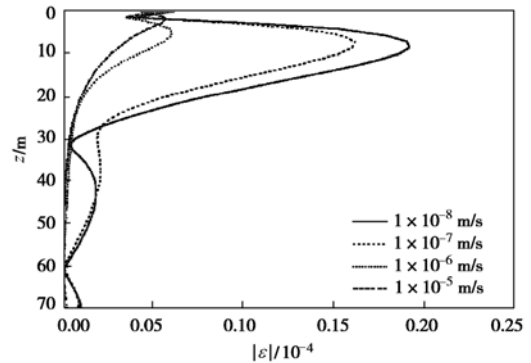


图 3 不同渗透系数下土体体积应变随深度变化曲线

Fig. 3 Variation of the wave-induced volume strain of soils with depth for various coefficients of permeability

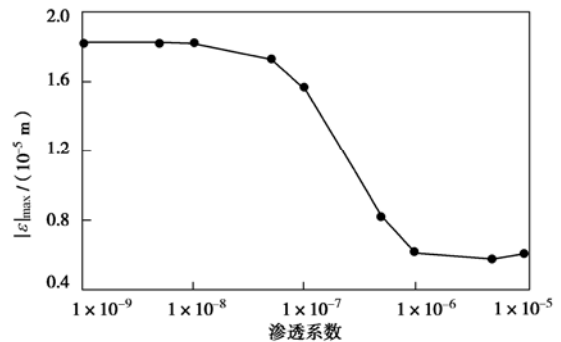


图 4 土体体积应变最大值随渗透系数变化曲线

Fig. 4 Variation of maximum volume strain of soils with coefficient of permeability

图 5 为不同剪切模量下, 土体的体积应变随着深度的变化曲线。从图中可以看出剪切模量越小, 土体的体积应变越大, 而且在深度上的分布越不均匀, 在硬层处不同模量土体体积应变相差较大, 在其它深度处相差较小。因此剪切模量越小, 土体在波浪作用下强度非均匀化就越明显。在相同应力条件下, 土体的剪切模量越小, 土体越容易被压缩, 体积变形就会越大。从土体中应力随深度分布曲线 (图 6) 可以看出垂向有效应力比 $|\sigma_z|/p_0$ 随着剪切模量的增加而增加, 这说明海床土体对波浪响应的过程中, 土体的剪切模量越大, 其所受到的有效应力就越大, 土体的强度也就越大, 因此硬层处土体的强度变化随着波浪的作用比其它深度土体的强度变化剧烈。从图 5 中还可以看出剪切模量越小, 土体强度硬层的厚度越大。

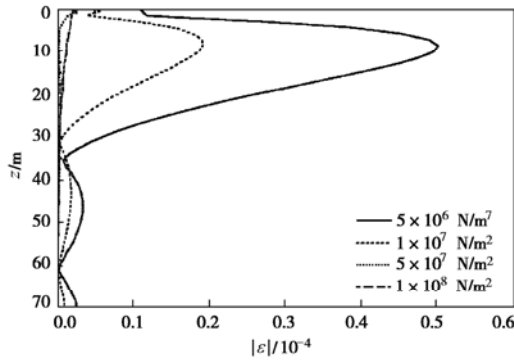


图 5 不同剪切模量下土体体积应变随深度变化曲线

Fig. 5 Variation of wave-induced volume strain of soils with depth for various values of shear modulus

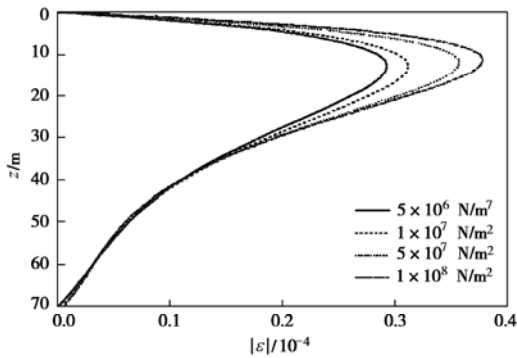


图 6 不同剪切模量下有效应力随深度变化曲线

Fig. 6 Variation of wave-induced effective stress of soils with depth for various values of shear modulus

图 7 是不同的海床土体厚度下，土体的体积应变随深度变化曲线，从图中可看出，海床土体厚度不同，土体的体积应变大小随深度的变化趋势不同，对于 0.4 个波长的海床厚度，体积应变在表层处最大，随着深度的增加而逐渐减小，在深度为 17 m 处达到最小，然后继续增加。对于大于 0.4 个波长的土体厚度的海床，体积应变则先增加后减小再增加；从图 8 中可以看出海床厚度不同，硬层所在的深度不同，当海床厚度小于 0.5 个波长时，硬层位于海床表面，当海床厚度大于 0.5 个波长时，硬层的深度随海床厚度的增加而呈抛物线型增加。由此可得出，相同条件下沉积物的厚度不同，土体的强度硬层随深度的变化也不同，沉积物厚度越大，硬层的强度和所在的深度也越大。

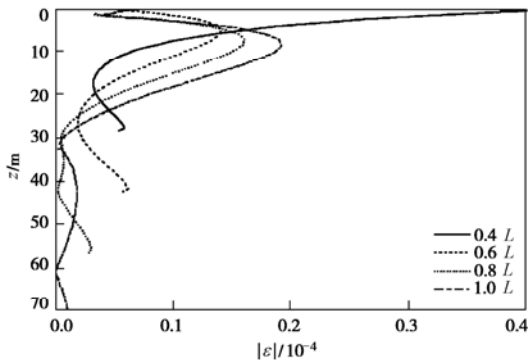


图 7 不同海床土体厚度下土体体积应变随深度变化曲线

Fig. 7 Variation of the wave-induced volume strain of soils with depth for various thicknesses of seabed

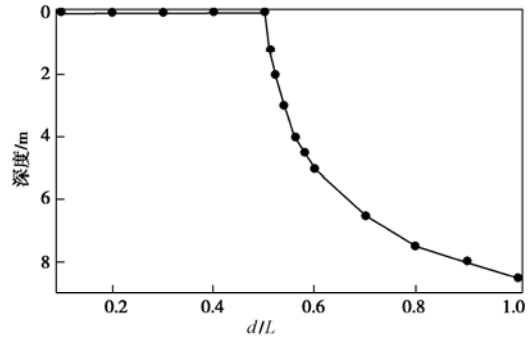


图 8 海床土体中硬层深度随海床厚度变化曲线

Fig. 8 Variation of depth of hard strata in seabed with thickness of seabed

图 9、图 10 分别为不同波浪周期和不同水深条件下，土体的体积应变随着深度的变化曲线。图中显示波浪周期越大、水深越小则土体的体积应变越大，随着波浪周期的增加，体积应变的最大值所在的深度及硬层的厚度也在增加，而应变的最小值则随周期变化较小。随着水深的增加，土体的体积应变越来越小，其最大值所在的深度也越来越小，但是硬层的厚度逐渐增大。虽然随着水深的增加，土体体积应变的最小值也是减小的，但是减小的幅度较体积应变最大值

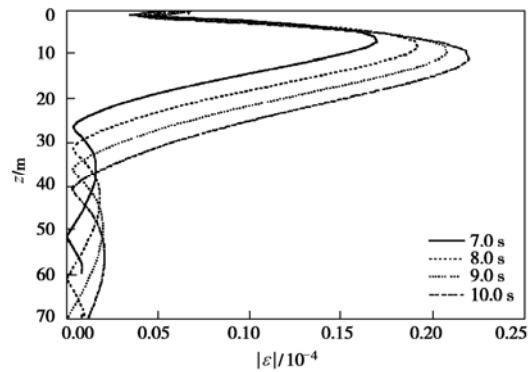


图 9 不同周期下土体体积应变随深度变化曲线

Fig. 9 Variation of the wave-induced volume strain of soils with depth for various wave periods

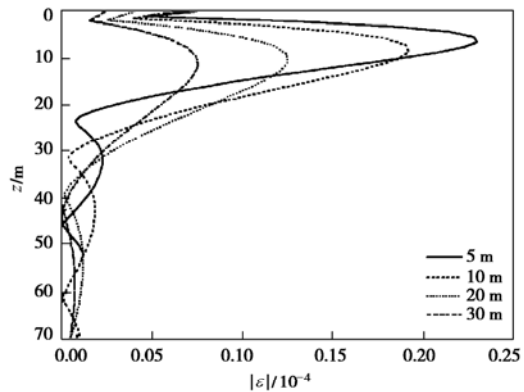


图 10 不同水深下土体体积应变随深度变化曲线

Fig. 10 Variation of the wave-induced volume strain of soils with depth for various water depths

减小的幅度小得多。由此可以看出波浪周期越大、水深越小, 土体的强度非均匀性就越明显。

4 结 论

基于 Biot 固结方程, 推导出波浪导致的海床应力有限元解, 并验证了有限元解的正确性, 在此基础上分析了波浪作用下海床土体强度的非均匀性, 并考虑了多种因素对波浪引起海床强度非均匀性的影响。得出以下结论:

(1) 土体的渗透系数是决定土体强度硬层是否存在的重要因素。对于粉质土海床, 在某一深度上会存在硬层, 而砂质海床则没有。硬层所处的深度因渗透系数变化不大。渗透系数越小, 波浪引起海床土体强度的非均匀性越明显。

(2) 波浪作用下, 土体剪切模量越小, 波浪引起海床土体强度的非均匀性就越明显, 强度硬层的厚度越大。

(3) 海床中土体的体积应变的变化趋势因海床厚度而不同。当海床的厚度小于 0.5 个波长时, 强度硬层处于海床表面; 当海床厚度大于 0.5 个波长时, 硬层的深度则随着海床厚度的增加而呈抛物型增加。

(4) 波浪周期越大、水深越小则土体的体积应变越大, 土体强度的非均匀性就越明显, 强度硬层的厚度随着波浪周期的增加或水深的减小而增加。波浪周期越大、水深越小, 土体强度非均匀化就越明显。

参考文献:

- [1] 单红仙, 贾永刚, 许国辉. 波浪作用诱发的黄河口水下斜坡失稳破坏[J]. 地学前缘, 2001, **18**(3): 33 - 36. (SHAN Hong-xian, JIA Yong-gang, XU Guo-hui. Waves-induced instability of the subaqueous delta slope under water[J]. Earth Science Frontiers, 2001, **18**(3): 33 - 36. (in Chinese))
- [2] 贾永刚, 霍素霞, 许国辉, 等. 黄河水下三角洲沉积物强度变化原位测试研究[J]. 岩土力学, 2004, **25**(6): 876 - 881. (JIA Yong-gang, HUO Su-xia, XU Guo-hui, et al. Intensity variation of sediments due to wave loading on subaqueous delta of Yellow River[J]. Rock and Soil Mechanics, 2004, **25**(6): 876 - 882. (in Chinese))
- [3] 杨少丽, 沈渭铨. 波浪作用下海底粉砂液化的机理分析[J]. 岩土工程学报, 1995, **17**(4): 28 - 36. (YANG Shao-li, SHEN Wei-quan. The mechanism analysis of seafloor silt liquefaction under wave loads[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 1995, **17**(4): 28 - 36. (in Chinese))
- [4] 单红仙, 刘媛媛, 贾永刚, 等. 水动力作用对黄河水下三角洲粉质土微结构改造研究[J]. 岩土工程学报, 2004, **26**(5): 654 - 658. (SHAN Hong-xian, LIU Yuan-yuan, JIA Yong-gang, et al. Case study of microstructure transform of silt due to wave action on subaqueous of Yellow R, China[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2004, **26**(5): 654 - 658. (in Chinese))
- [5] 周其健, 贾永刚, 马德翠. 黄河口潮滩粉土体固结非均匀性研究[J]. 岩土力学, 2006, **27**(7): 1147 - 1152. (ZHOU Qi-jian, JIA Yong-gang, MA De-cui. Research of the heterogeneity of silt seabed in Yellow River estuary shore[J]. Rock and Soil Mechanics, 2006, **27**(7): 1147 - 1152. (in Chinese))
- [6] FODA M A, TZANG S Y. Resonant fluidization of silty soil by water waves[J]. Oceanographic Literature Review, 1995, **42**(2): 353.
- [7] TZANG S Y. Water wave-induced soil fluidization in a cohesionless fine-grained[D]. Berkeley: Univ of Calif, 1992.
- [8] 林 緬. 波浪作用下粉土特性分析[J]. 中国科学(E 辑), 2001, **31**(1): 86 - 96. (LIN Mian. Analysis of silty soil character under the action of waves[J]. Chinese Science, 2001, **31**(1): 86 - 96. (in Chinese))
- [9] BIOT M A. General theory of three-dimensional consolidation[J]. Journal of Applied Physics, 1941, **12**: 155 - 164.
- [10] 刘红军, 张民生. 波浪引起海床稳定性分析[J]. 岩土力学, 2006, **27**(6): 986 - 990. (LIU Hong-jun, ZHANG Min-sheng. Analysis of seabed stability under wave loading[J]. Rock and Soil Mechanics, 2006, **27**(6): 986 - 990. (in Chinese))
- [11] VERRUIT A. Elastic storage of aquifers: flow through porous media[M]. New York: Academic Press, 1969: 331 - 376.
- [12] LIN Y S, JENG D S. The effects of variable permeability on the wave-induced seabed response[J]. Ocean Engineering, 1997, **24**(7): 623 - 643.
- [13] YAMAMOTO T. Wave induced instability seabeds[C]// Proceedings ASCE Special Conference, Coastal Sediments 77, Charleston, SC, 1977: 898 - 913.