

饱和粘土中球孔扩张问题弹塑性解析

李镜培^{1,2}, 唐剑华^{1,2}, 张亚国^{1,2}, 钟光玉³

(1. 同济大学 土木工程学院地下建筑与工程系, 20092 上海; 2. 岩土及地下工程教育部重点实验室(同济大学), 200092 上海; 3. 上海南汇建工建设(集团)有限公司, 201399 上海)

摘要: 为了研究静力触探试验及沉桩扩孔等工程问题, 基于修正剑桥模型, 推导了不排水条件下球孔扩张问题的半解析解. 将扩张球孔周围土体分为临界状态区、塑性区以及弹性区三个区域. 弹性区内, 利用弹性理论得到应力和孔隙水压力的解答; 临界状态区及塑性区内, 利用相关联的流动法则、拉格朗日分析法建立了关于应力的一阶非线性常微分方程组, 以弹塑性界面处的应力分量作为初值, 求解微分方程组可得到应力和孔隙水压力的解答. 研究表明: 各向同性超固结比对扩孔压力、土体应力、超孔隙水压力以及塑性区范围均具有显著影响, 且扩孔过程中土体剪切模量并非常量, 其随扩孔半径、各向同性超固结比的变化而变化; 同时通过与已有解答进行比较, 对本文方法的可靠性进行了验证.

关键词: 球孔扩张; 剪切模量; 修正剑桥模型; 各向同性超固结比

中图分类号: TU473

文献标志码: A

文章编号: 0367-6234(2014)12-0071-07

Elastic-plastic solution of sphere cavity expansion in saturated clay

LI Jingpei^{1,2}, TANG Jianhua^{1,2}, ZHANG Yaguo^{1,2}, ZHONG Guangyu³

(1. Department of Geotechnical Engineering, Tongji University, 200092 Shanghai, China; 2. Key Laboratory of Geotechnical and Underground Engineering(Tongji University), Ministry of Education, 201399 Shanghai, China; 3. Shanghai Nanhui Construction Group CO. LTD., 201399 Shanghai, China)

Abstract: An exact semi-analytical solution in the undrained cavity expansion can be obtained on the basis of the MCC model to research the cone penetration test and the pile driving. The field around the cavity can be divided into three zones: critical zone, plastic deformation zone and elastic deformation zone. In the elastic zone, an analytical solution for the distributions of stress and excess pore pressure is deduced according to the elastic theory. In the critical and plastic zone, a set of first-order nonlinear ordinary differential equations concerning stress can be obtained according to the associated flow rule and the lagrangian analysis method. The stress and pore pressure can be solved as an initial value problem starting at the elastic-plastic boundary. The results show that the isotropic over consolidation ratio has a significant influence on the stresses and the excess pore pressure. The shear modulus vary significantly with the cavity radius and the isotropic over consolidation in the course of cavity expansion.

Keywords: sphere cavity expansion; shear modulus; modified cambridge model; isotropic over consolidation ratio

球孔扩张理论在旁压试验、静力触探、沉桩及压力注浆、桩基承载力等岩土工程问题中有着广泛应用^[1]. 然而, 由于采用的本构关系不同, 所得到的结果也各不相同. Vesic^[2] 考虑塑性区土体的

压缩性, 给出了土体服从 M-C 屈服准则状态下球孔扩张的近似解; Yu 等^[3] 假定土体为线性理想弹塑性体, 采用非关联流动法则的 M-C 屈服准则, 在考虑土体剪胀性的条件下求解了大应变情况下球形孔的扩张; Banerjee 等^[4] 把理想的刚塑性模型应用于正常固结粘性土的扩孔问题; 然而理想的弹塑性模型与刚塑性模型均不能考虑土体应力历史的影响, 而剑桥模型则可以克服这些缺陷. Collins 等^[5] 采用临界状态模型推导了不排水情

收稿日期: 2014-05-05.

基金项目: 国家自然科学基金(41272288); 浦东新区科技发展基金创新资金项目(PKJ2013-C08).

作者简介: 李镜培(1960—), 男, 教授, 博士生导师.

通信作者: 李镜培, lij2773@tongji.edu.cn.

况下球形孔扩张的大应变解析解,分析了超固结比对扩孔压力以及对超孔压的影响;Cao 等^[6]采用修正剑桥模型对不排水状态下球孔扩张问题进行解析,但其在求解过程中假设塑性区内的偏应力为极限状态的偏应力,剪切模量为常量,使得结果存在一定误差.胡伟等^[7]基于剑桥模型推导了球孔不排水扩张的解析解,但其对偏应力做了线性插值的近似处理,与土体塑性区内偏应力非线性变化的特征不相吻合.Chen 等^[8]在不对偏应力和平均有效应力进行任何简化假设的情况下,利用修正剑桥模型给出了圆柱孔扩张问题的精确半解析解;然而,研究沉桩扩孔,静力触探等问题时,往往认为桩端或探头周围土体呈球形扩张^[9],故而基于平面应变假设的圆柱形扩孔理论并不能直接使用.

以往的球孔扩张理论假设在扩孔过程中,剪切模量为常量,基于此,本文在以往研究基础上,利用修正的剑桥模型理论,对球孔扩张问题进行解析.得到了饱和粘土中球形孔扩张后,弹性区、临界状态区、塑性区内的应力及超孔隙水压力分布特征,给出了球孔周围土体剪切模量的变化规律,分析了各向同性超固结比对球孔周围应力以及超孔压的影响.并将球孔扩张理论应用到静力触探实验中,本文的研究结果可为静力触探等试验提供一定的理论基础.

1 力学模型及基本假设

采用如图 1 所示球孔扩张模型,球孔初始孔径为 a_0 ,初始孔隙水压力为 u_0 ,初始平均总应力为 p_0 ,初始平均有效应力为 p'_0 ,经过扩张后,最终孔径为 a .假设压应力和压应变为正,任意一点平均总应力为 p ,有效平均总应力为 p' ,偏应力为 q ,孔隙水压力为 u . r_f 为塑性区与临界状态区交界面的半径, r_p 为弹塑性区交界处的半径,其初始半径为 r_{p0} ,对于塑性区内任意一点 r_x ,其初始位置为 r_{x0} .对于 $a \leq r \leq r_f$ 区域内的土体,此区域内的土体的应力状态均处于临界状态 CSL 线上,土体达到此状态后,应力状态不再变化,该区域为临界状态区;当 $r_f \leq r \leq r_p$,土体处于塑性状态,服从修正的剑桥模型;当 $r \geq r_p$,土体处于弹性状态,服从虎克定律.假定土体饱和、均质、各向同性、不可压缩,将球孔扩张看成不排水过程.

根据弹塑性理论可得

$$p = (\sigma_r + 2\sigma_\theta)/3, q = \sigma_r - \sigma_\theta, \quad (1)$$

球孔扩张前土体处于各向同性状态,可得到初始径向应力 σ_{r0} ,初始切向应力 $\sigma_{\theta0}$:

$$\sigma_{r0} = \sigma_{\theta0} = \sigma_0, p_0 = \sigma_0, \quad (2)$$

σ_0 为初始应力,球孔扩张过程中,土体内部的任意一点都满足下列平衡方程:

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2 \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0, \quad (3)$$

若用有效应力表示,则方程(3)可化为

$$\frac{\partial \sigma'_r}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{\sigma'_r - \sigma'_\theta}{r} = 0, \quad (4)$$

式中: σ_r 、 σ_θ 分别为径向、切向总应力, σ'_r 、 σ'_θ 分别为径向、切向有效应力, u 为孔隙水压力.

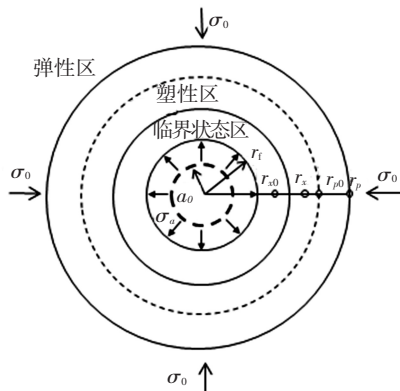


图 1 球孔扩张模型

2 弹性区应力分析

弹性区内,采用小应变理论,假设压应变为正,因此径向应变增量与切向应变增量可由式(5)表示:

$$d\varepsilon_r = -\frac{\partial du_r}{\partial r}, d\varepsilon_\theta = d\varepsilon_\phi = -\frac{du_r}{r}. \quad (5)$$

du_r 为径向位移增量,由虎克定律可得弹性区的应力应变关系:

$$d\varepsilon_r^e = \frac{1}{E} d\sigma'_r - \frac{2\nu}{E} d\sigma'_\theta, \quad (6)$$

$$d\varepsilon_\theta^e = -\frac{\nu}{E} d\sigma'_r + \frac{1-\nu}{E} d\sigma'_\theta. \quad (7)$$

式中: ν 为泊松比, E 为弹性模量, σ'_r 、 σ'_θ 分别为径向和切向有效应力.对于修正的剑桥模型,泊松比 ν 为常数.

G 为剪切模量,可由比体积 v 、平均有效应力 p' 表示^[10]:

$$G = \frac{3(1-2\nu)vp'}{2(1+\nu)\kappa}, \quad (8)$$

式中 κ 为 $v - \ln p'$ 平面上卸载-再加载曲线的斜率.由于球孔扩张过程可看成不排水扩张,故弹性区的体积变化为零,因此有:

$$dv = -\kappa dp'/p' = 0, \quad (9)$$

由式(9)可得,弹性区内的有效应力 p' 和比

体积 v 保持不变, 因此在弹性区内, 剪切模量 G 为常数。

由平衡方程、应力应变关系可得弹性区内的应力和位移^[11]:

$$\sigma_r = \sigma_0 + (\sigma_p - \sigma_0) \left(\frac{r_p}{r} \right)^3, \quad (10a)$$

$$\sigma_\theta = \sigma_\phi = \sigma_0 - \frac{1}{2}(\sigma_p - \sigma_0) \left(\frac{r_p}{r} \right)^3. \quad (10b)$$

式中: σ_p 为弹塑性边界处的总径向应力, G_0 为初始剪切模量. 由式(10) 可得弹性区的平均应力保持不变, 又因为弹性区的平均有效应力保持不变, 因此弹性区内的孔压也保持不变。

3 塑性区应力分析

3.1 有效应力

塑性区内, 土体单元服从修正剑桥模型, 其屈服函数^[10-12] 为

$$F(p', q, p'_c) = q^2 - M^2[p'(p'_c - p')], \quad (11)$$

式中: M 为 $p - q'$ 平面中 CSL 线的斜率, p'_c 为各向同性状态条件下的屈服应力。

利用弹塑性边界处应力连续性条件可得

$$p_p' = p_0', \quad (12)$$

由式(11)、(12) 可知, 在弹塑性边界处, 偏应力为^[13]

$$q_p = Mp_0' \sqrt{R - 1}, \quad (13)$$

式中 R 为各向同性超固结比, $R = p_c'/p_0'$ ^[14]。

联立式(1)、式(10) 可得弹塑性边界处的有效应力:

$$\sigma_{rp}' = p_0' + \frac{2}{3}q_p, \quad (14)$$

$$\sigma_{\theta p}' = p_0' - \frac{1}{3}q_p. \quad (15)$$

根据塑性理论的相关联流动法则可得塑性应变增量:

$$d\epsilon_r^p = \psi \frac{\partial F}{\partial \sigma_r'} = \psi \left(\frac{\partial F}{\partial p'} \frac{\partial p'}{\partial \sigma_r'} + \frac{\partial F}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \sigma_r'} \right) = \psi \left(\frac{p'(M^2 - \eta^2)}{3} + 2q \right), \quad (16a)$$

$$d\epsilon_\theta^p = \psi \frac{\partial F}{\partial \sigma_\theta'} = \psi \left(\frac{\partial F}{\partial p'} \frac{\partial p'}{\partial \sigma_\theta'} + \frac{\partial F}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \sigma_\theta'} \right) = \psi \left(\frac{p'(M^2 - \eta^2)}{3} - q \right), \quad (16b)$$

$$d\epsilon_\phi^p = d\epsilon_\theta^p. \quad (16c)$$

式中: ψ 为塑性流动因子, $\eta = q/p'$, 定义为应力比。

塑性区土体的应变服从大变形理论, 由塑性理论可知

$$d\epsilon_\theta = -dr/r, \quad (17)$$

球孔周围土体任意一点的体应变为零, 即 $d\epsilon_v = 0$, 因此有

$$d\epsilon_r = -2d\epsilon_\theta = 2dr/r, \quad (18)$$

根据 chen 等^[8] 的方法, 结合式(16)、(18) 可得到塑性区内关于应力的微分方程:

$$\frac{d\sigma_r'}{dr} - \frac{b}{r\chi} = 0, \quad (19a)$$

$$\frac{d\sigma_\theta'}{dr} - \frac{c}{r\chi} = 0. \quad (19b)$$

其中

$$b = \frac{2}{E^2} \left\{ 1 - \nu - 2\nu^2 + \frac{E(1+\nu)(\lambda - \kappa)(2a_\theta^2 - a_r a_\theta)}{\nu p^3(M^4 - \eta^4)} \right\}, \quad (20a)$$

$$c = \frac{1}{E^2} \left\{ \nu + 2\nu^2 - 1 - \frac{E(1+\nu)(\lambda - \kappa)(2a_r a_\theta + a_r^2)}{\nu p^3(M^4 - \eta^4)} \right\}, \quad (20b)$$

$$\chi = -\frac{1+\nu}{E^3}(-1+\nu+2\nu^2) + \frac{E(-1+\nu)(\lambda - \kappa)a_r^2}{\nu p^3(M^4 - \eta^4)} - \frac{2E(\lambda - \kappa)(a_\theta^2 + 2\nu a_r a_\theta)}{\nu p'^3(M^4 - \eta^4)}, \quad (20c)$$

$$a_r = \frac{p'(M^2 - \eta^2)}{3} + 2q, \quad (20d)$$

$$a_\theta = \frac{p'(M^2 - \eta^2)}{3} - q. \quad (20e)$$

式(19) 是运用拉格朗日分析法建立的微分方程组, 该方程组适用于塑性区内任意一点 r_x , 若要通过式(19) 求得 r_x 处的应力, 只需求得 r_x 处土体单元由弹性状态变为塑性状态的位置 r_{xp} , 以及在 r_{xp} 处的应力初始值. 下面论述中将给出应力初始值。

r_{xp} 处的应力初始值与径向距离 r 无关^[8], 可由式(14)、(15) 确定, 即

$$\sigma_r'(r_{xp}) = \sigma_{rp}', \quad (21a)$$

$$\sigma_\theta'(r_{xp}) = \sigma_{\theta p}'. \quad (21b)$$

球孔扩张过程可看作不排水过程, 球孔周围的土体体积应变为零, 结合式(10) 可得 r_{xp} 表达式

$$\frac{r_{xp}}{a} = \frac{1}{1 - \frac{\sigma_{rp} - \sigma_{r0}}{4G_0}} \left(\left(\frac{r_x}{a} \right)^3 + \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 - 1 \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (22)$$

以弹塑性界面处一点为研究对象, 则 r_x 、 r_{xp} 等于 r_p , 由式(22) 可得

$$\frac{r_p}{a} = \left(\frac{\left(\frac{a_0}{a} \right)^3 - 1}{\left(1 - \frac{\sigma_{rp} - \sigma_{r0}}{4G_0} \right)^3 - 1} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (23)$$

因此,塑性区内球孔扩张问题可归结为求解一系列具有初值条件的非线性常微分方程,其中式(19)为控制方程,式(21)、(23)为初值条件;该非线性微分方程组可通过数值方法求解。

3.2 超孔隙水压力

扩孔过程中,在弹性区内,由于孔压保持不变,不产生超孔压;在塑性区内,超孔压可通过对式(4)积分得到,积分区间为 $[r_x, r_p]$,则

$$\Delta u(r_x) = u(r_x) - u_0 = \sigma'_p - \sigma'_r(r_x) + \int_{r_x}^{r_p} \frac{2(\sigma'_r - \sigma'_\theta)}{r} dr, \quad (24)$$

由于无法得到超孔隙水压力的解析解,故可利用数值积分求解式(24)。

4 应力应变关系

与偏应力相对应,偏应变可由下式确定^[15]:

$$\varepsilon_q = \frac{\sqrt{2}}{3} ((\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)^2 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2), \quad (25)$$

对于球孔扩张问题,式(25)可简化为

$$\varepsilon_q = \frac{2}{3} |(\varepsilon_r - \varepsilon_\theta)|, \quad (26)$$

又因为球孔扩张过程为不排水过程,体积应变为零。

$$\varepsilon_v = \varepsilon_r + 2\varepsilon_\theta = 0, \quad (27)$$

塑性区内,采用对数应变:

$$\varepsilon_\theta = \ln \frac{r}{r_0}, \quad (28)$$

将式(28)代入式(27)可得

$$\varepsilon_r = -2 \ln \frac{r}{r_0}, \quad (29)$$

将式(29)、(28)代入式(26)可得

$$\varepsilon_q = 2 \ln \frac{r}{r_0}. \quad (30)$$

在弹性区内,偏应力 q 可由式(10)确定,偏应变可由式(26)确定,因而联立式(10)、式(26)可确定弹性区内的应力应变关系;在塑性区内,通过求出微分方程(19)的数值解后,可得塑性区内土体的偏应力,结合式(30)可得塑性区土体的应力应变关系。

5 算例分析

选取文献[8]上的计算参数:初始有效应力 $p'_0 = 120$ kPa,临界状态线 CSL 的斜率 $M = 1.2$,初始等向固结曲线 INCL 的斜率 $\lambda = 0.15$,初始比体积 $v_0 = 1.97$,泊松比 $\nu = 0.278$,初始孔压 $u_0 = 100$ kPa,初始剪切模量 $G_0 = 4\,113$ kPa,回弹曲线的斜率 $\kappa = 0.03$,不排水剪切强度 $c_u = 115$ kPa。结

合上述理论,分析了各向同性超固结比对偏应力、扩孔压力、径向应力、切向应力以及超孔压的影响,并与文献[6]的结果作对比。

图2为扩孔半径 $a/a_0 = 2$,各向同性超固结比 $R = 1.001, 2, 3, 10$ 时,偏应力 q 的变化规律,随着各向同性超固结比的增大 R ,临界状态区的半径逐渐减小。当 $R < 2$,随着径向距离的减小,偏应力 q 逐渐增大,当土体达到临界状态时,偏应力 q 保持不变,土体在屈服之后表现硬化的性质;当 $R = 2$,土体一旦屈服,偏应力 q 就保持不变,土体在屈服之后表现理想弹塑性的性质;当 $R > 2$,随着径向距离的减小,偏应力 q 先增大后减小,当土体达到临界状态时,偏应力 q 保持不变,土体在屈服之后表现软化的性质。在塑性区内,各向同性超固结比对偏应力 q 的影响较大,随着各向同性超固结比的增大,偏应力 q 增大,在弹性区内各向同性超固结比对偏应力 q 的影响较小,可以忽略不计。与文献[6]的计算方法进行对比,可以看出两种方法得到的偏应力吻合较好。

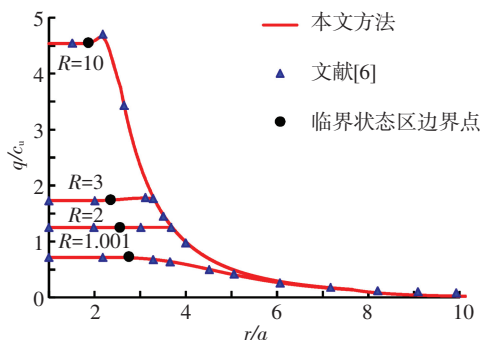


图2 偏应力 q/c_u 的径向分布规律

当球孔扩展到某一孔径时,土体中不同位置处的有效应力大小也不同,由式(8)可知剪切模量 G 会随之发生变化。图3为 $a/a_0 = 2$ 时,孔周土体剪切模量 G 的分布规律,可以看出,临界状态区与弹性区内土体的剪切模量几乎不变,而塑性区内的剪切模量 G 变化较大。各向同性超固结比 R 对剪切模量 G 有较大影响,当 $R < 2$ 时,随着径向距离的增大,剪切模量先保持不变,然后逐渐增大,最后保持不变;当 $R = 2$ 时,随着径向距离的增大,剪切模量 G 保持不变;当 $R > 2$ 时,随着土体径向距离的增大,剪切模量 G 先保持不变,然后逐渐减小,最后保持不变;从图3还可得到,在临界状态区、塑性区内,各向同性超固结比越大,剪切模量 G 越大。当 $R < 2$ 时,随着扩孔半径的增大,剪切模量 G 先保持不变,然后逐渐减小,直至稳定;当 $R = 2$ 时,随着扩孔半径的增大,剪切模量 G 保持不变;当 $R > 2$ 时,随着扩孔半径的增大,剪切模量 G 先保持不变,然后逐渐增大,最后保持不

变.由此可见,扩孔过程中土体的剪切模量 G 并非常量,而是随着球孔的扩孔半径、土体的各向同性超固结比变化而变化.

孔压急剧增加.当各向同性超固结比较大时,孔壁出现负孔压.这主要是因为当各向同性超固结比较大时,土体表现出剪胀的特性.

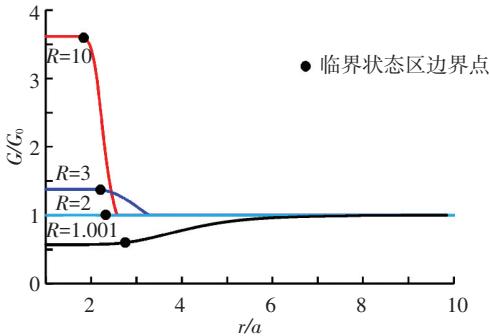


图 3 剪切模量 G/G_0 与径向距离 r/a 的关系

图 4 中,当 $1 \leq a/a_0 \leq 2$ 时,随着扩孔半径的增加,扩孔压力急剧增大;当 $a/a_0 \geq 2$ 时,随着扩孔半径的增加,扩孔压力几乎不变,表明扩孔压力达到极限值.各向同性超固结比对扩孔压力的影响也比较大,随着各向同性超固结比的增大,扩孔压力也急剧增加.

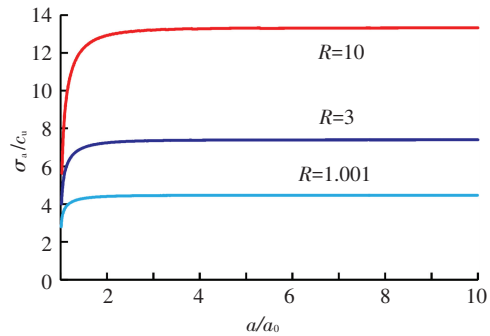
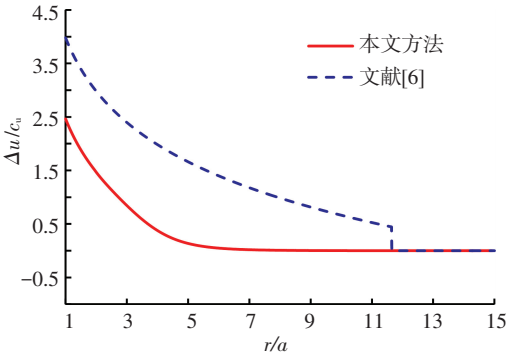


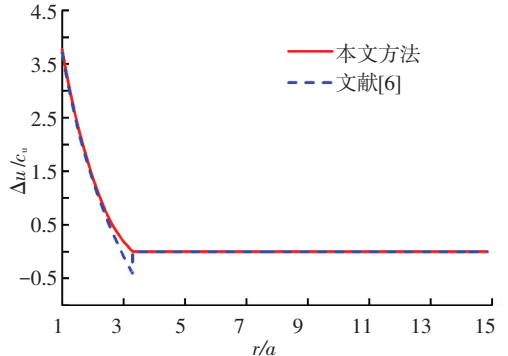
图 4 扩孔压力 σ_a/c_u 与扩孔半径 a/a_0 的关系

图 5 为扩孔半径 $a/a_0 = 2$, 各向同性超固结比 $R = 1.001, 3, 10$ 时,超孔压 Δu 径向分布规律.随着各向同性超固结比的增大,孔壁处的超孔压逐渐增大,而弹塑性边界处的超孔压减小,当各向同性超固结比增大到一定程度时,在弹塑性边界处将出现负孔压,当 $R = 10$ 时,弹塑性边界处超孔压为负.在弹性区内,土体的超孔压为零.文献[6]的方法计算得到的超孔压与本文结果有一定差异.当 $R = 1.001$ 时,两者差异较大.这是因为扩孔过程中的剪切模量为初始剪切模量,塑性区的偏应力为临界状态偏应力,而本文认为扩孔过程中剪切模量与有效应力成正比,且对塑性区内的偏应力没有简化,故本文得到的超孔压更准确.同时也说明文献[6]的假设对超孔压的影响较大.

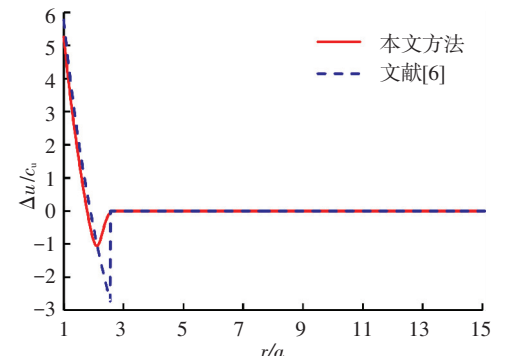
根据图 6,当 $1 \leq a/a_0 \leq 2$ 时,随着扩孔半径的增加,孔壁处的超孔压 Δu 急剧增加;当 $a/a_0 \geq 2$ 时,随着扩孔半径的增加,孔壁处的超孔压保持不变.各向同性超固结比对扩孔压力的影响也比较大,随着各向同性超固结比的增大,孔壁处的超



(a) $R = 1.001$



(b) $R = 3$



(c) $R = 10$

图 5 超孔压 $\Delta u/c_u$ 与径向距离 r/a 的关系

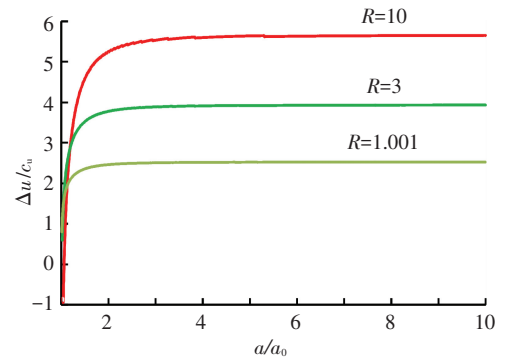


图 6 超孔压 $\Delta u/c_u$ 与扩孔半径 a/a_0 的关系

各向同性超固结比 R 对塑性区的半径有一定的影响.图 7 表明:当 $1 \leq R \leq 3$ 时,随着各向同性超固结比的增大,塑形区的半径急剧减小;当 $R > 3$ 时,塑性区的半径基本保持不变.

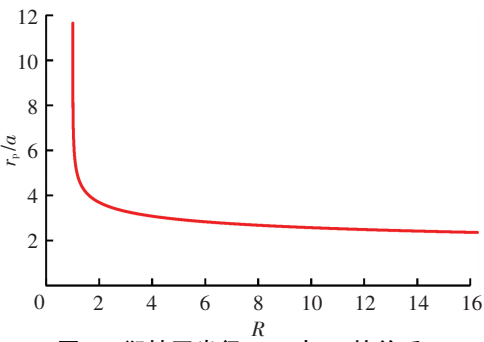


图 7 塑性区半径 r_p/a 与 R 的关系

图 8 为当扩孔半径 $a/a_0 = 2$ 时,径向应力 σ_r 与切向应力 σ_θ 随径向距离的变化规律.孔壁附近土体的径向应力与切向应力基本保持不变,这表明球孔周围土体已达到临界应力状态.塑性区内的应力急剧增大或者减小.在弹性区内,随着径向距离的增大,应力趋于稳定.此外,各向同性超固结比对径向应力、切向应力也有显著的影响,随着各向同性超固结比的增大,临界状态区内的应力急剧增大,然而在弹性区内,径向应力与切向应力几乎不受各向同性超固结比的影响.

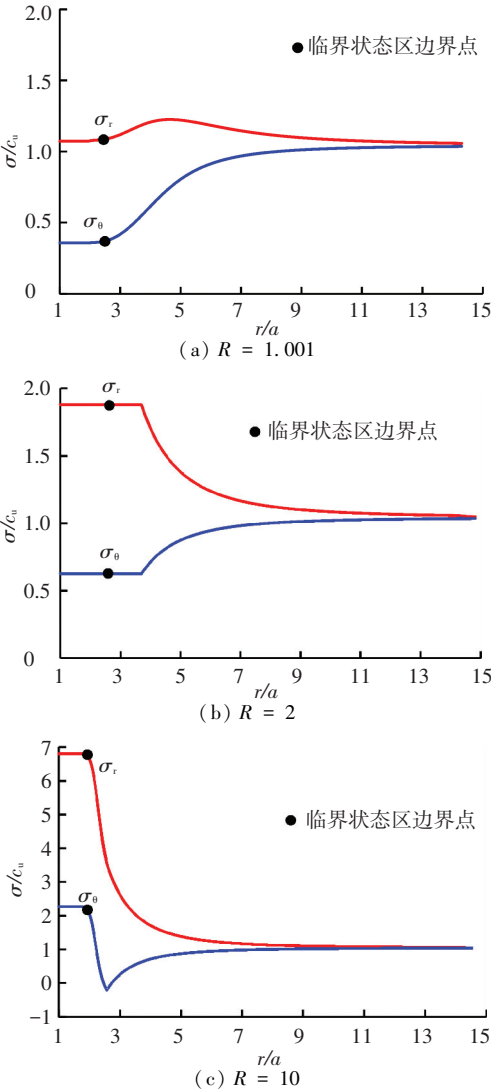


图 8 径向应力 σ_r/c_u 、切向应力 σ_θ/c_u 的径向分布规律

图 9 为球孔周围土体中应力应变关系.当偏应变 ε_q 较小时,此时偏应力 q 与偏应变 ε_q 呈线性关系,此时土体发生弹性变形;随着球孔的扩张,偏应变 ε_q 逐渐变大,偏应力 q 与偏应变 ε_q 呈非线性关系,此时土体已发生塑性变形.此外,各向同性超固结比对土体的应力应变关系具有显著的影响,当各向同性超固结比 $R = 1.001$ 时,土体在屈服之后表现出硬化的性质;当 $R = 2$ 时,土体在屈服之后表现出理想弹塑性的性质;当 $R = 10$ 时,土体在屈服之后表现软化的性质.

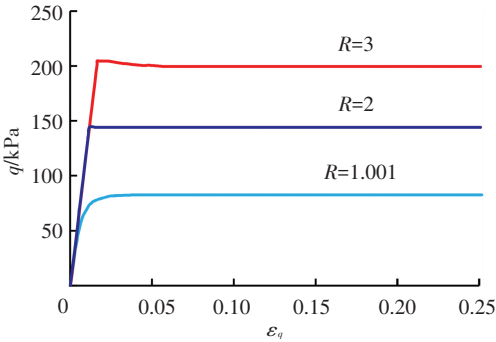


图 9 偏应力 q 与偏应变 ε_q 的关系

6 应用分析

球孔扩张理论可用于桩基承载力、旁压实验、静力触探实验.本文以静力触探实验为例,分析静力触探实验锥头的极限阻力.文中不考虑锥头的粗糙程度,因此根据锥头的静力平衡方程可得锥头的极限阻力为

$$q_t = \sigma_u, \tag{31}$$

式中: q_t 为锥头的极限阻力, σ_u 为球孔的极限扩孔压力,基于本文理论分析,只需令 $a/a_0 \rightarrow \infty$,即可得到极限扩孔压力 σ_u .

为了验证该理论模型在实际应用中的可行性,以下将以具体的静探实验为例.本文选取文献 [16] 的数据: $M = 1.37$ 、 $\nu = 0.3$ 、 $R = 1.34 \sim 3.00$ 、 $p_0' = 23.2 \sim 104$ kPa,实测圆锥阻力 $q_c = 204 \sim 763$ kPa.锥头贯入过程中,由于超孔压的影响,会使实测超孔压偏小,因此应考虑孔压影响,修正后的圆锥阻力 q_t [17] 为

$$q_t = q_c + (1 - \alpha)u, \tag{32}$$

式中: q_c 为实测圆锥阻力, q_t 为修正后的锥头极限阻力, u 为锥头孔压, α 为净面积比值,根据文献 [17] 的研究, α 可取为 0.84.

从图 10 可看出,利用本文理论方法得到的数据与文献 [16] 的试验数据虽然有一定的误差,但总体趋势一致,在一定程度上,可利用该方法预测试验数据,因此本文理论模型有一定的实用价值.

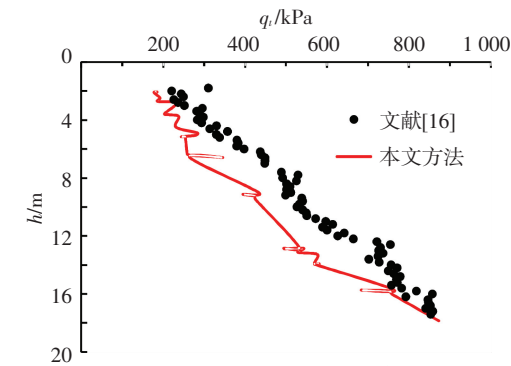


图 10 锥头极限阻力深度分布规律

7 结 论

采用修正剑桥模型,在不对偏应力做任何假设的条件下,得到了不排水条件下球孔周围土体应力和孔隙水压力的半解析解.并通过与已有解答的对比分析说明了本文研究方法的正确性以及结果的可靠性.研究结果表明:

1)各向同性超固结比 R 对球孔周围土体剪切模量的影响显著, $R < 2$ 时,随径向距离的增大,剪切模量先保持不变,后逐渐增大直至稳定; $R = 2$ 时,剪切模量为定值;当 $R > 2$ 时,剪切模量先保持不变,后逐渐减小直至稳定; R 对临界状态区、塑性区内的应力及超孔隙水压力影响较大, R 越大,切向和径向应力越大;弹性区内, R 对孔隙水压力、径向和切向应力几乎无影响.

2)各向同性超固结比对临界状态区、塑性区内的应力、超孔压影响较大,各向同性超固结比越大,切向应力、径向应力越大;在弹性区内,各向同性超固结比对孔压、径向应力、切向应力几乎无影响.此外,各向同性超固结比越大,塑性区的半径、临界状态区的半径越小.

3)将球孔扩张理论应用到静力触探原位实验中,对球孔扩张理论的应用性进行了说明,可以在一定程度上促进静力触探原位实验在实际工程中的应用.

参考文献

[1] 宋勇军, 胡伟, 王德胜, 等. 基于修正剑桥模型的挤密桩挤土效应分析 [J]. 岩土力学, 2011, 32(3): 811-814.

[2] VESIC A S. Expansion of cavity in infinite soil mass[J]. Journal of the Soil Mechanics and Foundation Division, ASCE, 1972, 98(SM3): 265-290.

[3] YU H S, HOULSBY G T. Finite cavity expansion in dilatant soils: loading analysis [J]. Geotechnique, 1991, 41(2): 173-183.

[4] BANERJEE P K, DAVIES T G, FATHALLAH R C. Behavior of axially loaded driven piles in saturated clay from model studies [M]. England: Applied Science Publishers Ltd, 1982.

[5] COLLINS I F, YU H S. Undrained cavity expansions in critical state soils[J]. Int J Numer Anal Meth Geomech, 1996, 20(7): 489-516.

[6] CAO L F, THE C I, CHANG M F. Undrained cavity expansion in modified Cam clay I: theoretical analysis [J]. Geotechnique, 2001, 51(4): 323-334.

[7] 胡伟, 黄义, 刘增荣, 等. 饱和粘土中挤土桩球形孔扩张的弹塑性分析[J]. 工程力学, 2008, 25(8): 180-187.

[8] CHEN S L, ABOUSLEIMAN Y N. Exact undrained elasto-plastic solution for cylindrical cavity expansion in modified Cam Clay soil [J]. Geotechnique, 2012, 62(5): 447-456.

[9] CHANG M F, TEH C I, CAO L F. Undrained cavity expansion in modified Cam clay II: application to the interpretation of the piezocone test [J]. Geotechnique, 2001, 51(4): 335-350.

[10] WOOD D M. Soil behaviour and critical state soil mechanics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.

[11] YU H S. Cavity expansion methods in geomechanics [M]. Netherlands: Springer, 2000.

[12] 李广信. 高等土力学[M]. 北京: 清华大学出版社, 2004.

[13] WROTH C P. The interpretation of in situ tests [R]. Twenty Fourth Rankine Lecture Geotechnique, 1984, 34(4): 449-489.

[14] CHANG M F, TEH C I, CAO L F. Critical state strength parameters of saturated clays from the modified Cam clay model [R]. Canadian Geotechnical Journal, 1999, 36(5): 876-890.

[15] SILVESTRI V, ABOUSAMRA G. Application of the exact constitutive relationship of modified Cam clay to the undrained expansion of a spherical cavity [J]. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 2011, 35(1): 53-66.

[16] HIGHT D W, BOND A J, LEGGE J D. Characterization of the Bothkennar clay: an overview [J]. Géotechnique, 1992, 42(2): 303-347.

[17] 张诚厚, 施健. 孔压静力触探试验的应用[J]. 岩土工程学报, 1997, 19(1): 50-57.

(编辑 赵丽莹)