

DOI:10.3969/j.issn.1672-1144.2017.05.011

考虑土拱效应的非饱和土被动土压力计算

程 康¹,夏唐代¹,单华峰²,黄 睿³,周 飞¹

(1. 浙江大学 建筑工程学院, 浙江 杭州 310058; 2. 台州学院 滨海环境与岩土工程研究所, 浙江 台州 318000;
3. 绍兴文理学院 岩石力学与地质灾害实验中心, 浙江 绍兴 312000)

摘 要:以墙后填土为非饱和土的刚性挡墙为研究对象,考虑土拱效应和水平微单元体层间剪切作用的影响,假定墙后土拱形状为抛物线形拱,结合水平单元分析法、朗肯滑裂面等,分别建立了平动模式下水平微单元体平均竖向应力、层间剪切力与被动土压力的定量关系,然后推导了平动模式下的挡墙被动土压力系数及被动土压力解析解,并加以实例及参数分析。该方法能考虑墙后土体中的应力偏转以及水平微单元体层间剪切作用,较之于传统的挡墙土压力计算方法,能够更真实地反映土体中的应力状态,可为工程实践提供一定指导。

关键词:非饱和土;土拱效应;抛物线形拱;层间剪切

中图分类号: TU432

文献标识码: A

文章编号: 1672-1144(2017)05-0063-06

Passive Earth Pressure Calculation of Unsaturated Soil Considering Arching Effect

CHENG Kang¹, XIA Tangdai¹, SHAN Huafeng², HUANG Rui³, ZHOU Fei¹

(1. College of Civil Engineering and Architecture, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310058, China;

2. Institute of Coastal Environment and Geotechnical Engineering, Taizhou University, Taizhou, Zhejiang 318000, China;

3. Rock Mechanics and Geo-hazard Center, Shaoxing University, Shaoxing, Zhejiang 312000, China)

Abstract: A rigid retaining wall with unsaturated soil backfill was taken as the research object, by considering the soil arching effects and the inter laminar shear action in the process with the assumption of parabolic arch and combining with horizontal layer analysis method and Rankine's slip surface, the quantitative relationships between average vertical stress, the inter laminar shear stress of soil differential element and the passive earth pressure were calculated. Analytical expressions for the passive earth pressure ratio and passive earth pressure were derived, and parameter as well as specific example analysis were given. Compared with the conventional methods, stress deflection and the inter laminar shear action was considered, which were more closed to the true stress state and could provide some guide for engineering practice.

Keywords: unsaturated soil; arching effects; parabolic arch; inter laminar shear

众所周知,地球表层很大一部分土体处在半干旱或干旱状态,即非饱和状态,因此,将饱和土土压力计算理论运用于非饱和土土压力的计算,虽然结果会偏于安全,但与真实状况不符且不经济。随着工程实践的需要,非饱和土土压力的计算理论正逐渐受到关注。国内外学者对该问题进行了深入的研究,如:赵均海等^[1]通过考虑中间主应力效应并基于非饱和土双应力状态变量抗剪强度统一解,建立了

非饱和土库仑土压力统一解,取得了较好的结果。汪丁建等^[2]基于极限状态分析,运用非饱和土有效应力原理及饱和土朗肯土压力公式推导了非饱和土朗肯土压力公式,并将其进一步拓展到降雨入渗工况下。文献^[3]也通过将滑移线理论应用于挡墙土压力的分析中,其中重点探讨了基质吸力对挡墙土压力的影响。不难发现,当前非饱和土土压力的相关研究均是在经典土压力理论下进行,忽略了因墙

土摩擦引起的墙后土拱效应。

有关被动土压力的研究中较少有人考虑土拱效应,如:李永刚^[4]考虑了土拱效应,并得到了其被动土压力分布,但其采用悬链线形式的拱迹线会导致在处理微单元体应力关系时只能采用数值解近似解,因而具有一定局限。徐利敏等^[5]基于微分薄层法思想推导了被动土压力沿挡墙墙高的非线性分布式。年延凯等^[6]在考虑超载作用下,深入研究了土拱效应和抗滑桩的作用机制和加固效果。吴明^[7-8]、王杰等^[9-10]在考虑土拱效应的基础上分别假定拱迹线为圆弧和抛物线,并推导了被动土压力的分布及其合力作用点解析式。涂兵雄等^[11]假定拱迹线为圆弧,利用坐标平移法推导了黏性土的土压力分布形式。以上研究虽均考虑了土拱效应,但在微分单元法分析的过程中忽略了土层单元间层间剪切作用的影响,与真实情况不符。

因此,针对当前研究中大多忽略的微单元间的层间剪切作用^[4-11],本文在前人的研究基础上,首先,假定土拱拱迹线为抛物线形,再利用坐标平移法,通过在平移后的新坐标系中定义能反映水平微单元层间剪切作用的剪切系数,进而对土拱效应理论进行了改进,其次,建立土层水平微单元平均竖向应力与被动土压力的关系,然后,推导出被动土压力解析解,并探讨了层间剪切作用的影响因素,最后加以实例及参数分析。

1 非饱和土被动土压力计算

1.1 分析模型的建立

本文采用基于饱和土摩尔-库仑准则推导的双应力状态变量公式,该公式由 Fredlund 提出,以基质吸力 $(u_a - u_w)$ 和净正应力 $(\sigma - u_a)$ 反映非饱和土强度特征,其表达式如下:

$$\tau_f = (\sigma - u_a)\tan\varphi' + (u_a - u_w)\tan\varphi^b + c' \quad (1)$$

式中: τ_f 为非饱和土抗剪强度; $(\sigma - u_a)$ 为净正应力; σ 为总应力; u_a 为孔隙气压; φ' 为有效内摩擦角; $(u_a - u_w)$ 为基质吸力; u_w 为孔隙水压; φ^b 为吸力摩擦角; c' 为有效黏聚力;由于 φ^b 不易测定,工程应用较困难,Vanapalli S K 等^[12]将理论和实验研究结合,通过把 φ^b 与体积含水率相联系,提出经验公式:

$$\tan\varphi^b = \frac{\theta - \theta_r}{\theta_s - \theta_r}\tan\varphi' \quad (2)$$

式中: θ 表示体积含水率; θ_r 表示残余体积含水率; θ_s 表示饱和体积含水率。由于非饱和土的土-水特

征试验过程较复杂,可用幂函数模型来很好地拟合土-水特征曲线,该模型由 Van Genuchten^[13]提出,如下:

$$\frac{\theta - \theta_r}{\theta_s - \theta_r} = \left\{ \frac{1}{1 + [\alpha(u_a - u_w)]^n} \right\}^{1-\frac{1}{n}} \quad (3)$$

式中: α 和 n 即为试验拟合参数。

非饱和土中吸力为深度的函数,随深度增大而减小,地下水面处为0,地表处吸力最大,当土体处于静流状态时,可认为吸力沿深度呈线性分布^[14],则吸力分布函数为:

$$u_a - u_w = (u_a - u_w)_0 \left(1 - \frac{z}{h_w}\right) \quad (4)$$

$$c = c' + \left(1 - \frac{z}{h_w}\right)(u_a - u_w)_0 \tan\varphi^b \quad (5)$$

式中: $(u_a - u_w)_0$ 为地表土初始基质吸力; h_w 为墙后填土表面到地下水面的距离; c 为总黏聚力。由以上各式,可求非饱和土在不同深度 z 处的抗剪强度。

在水平单元分析法的基础上,做如下基本假定:

- (1) 挡土墙为刚性,墙背垂直,不考虑墙身变形;
- (2) 假定土拱形状为抛物线;
- (3) 墙后土体滑裂倾角为非饱和土朗肯理论所得滑裂面倾角^[14],即 $\beta = \pi/4 - \varphi'/2$;
- (4) 本文在分析墙后土体应力状态时,一律采用净正应力 σ' ($\sigma' = \sigma - u_a$)变化,非总应力 σ 。

当挡墙朝向土体产生一定平动位移时,由于墙土间摩擦力的存在,墙后土体主应力将发生一定的偏转,如图1所示。对土拱中任一点 D 作应力分析可知:

$$\begin{cases} \frac{\sigma'_{ph}}{\sigma'_1} = \sin^2\psi + \frac{1}{M}\cos^2\psi \\ \frac{\sigma'_{pv}}{\sigma'_1} = \cos^2\psi + \frac{1}{M}\sin^2\psi \\ \frac{\tau_{ps}}{\sigma'_1} = \left(1 - \frac{1}{M}\right)\sin\psi\cos\psi \end{cases} \quad (6)$$

式中: σ'_{ph} 、 σ'_{pv} 分别为水平、竖直方向净正应力; τ_{ps} 为切向应力; θ 为墙边大主应力面与水平面夹角; ψ 为墙后任一点极角,在墙土接触处,有 $\theta = \psi$; M 为大净主应力与小净主应力之比 $M = (1 + \sin\varphi')/(1 - \sin\varphi')$ 。

对于黏性土,采用坐标轴平移法将坐标系 $\tau\sigma'$ 做以下变换:只将坐标纵轴向左平移 $c\cot\varphi'$,得新坐标系 $\tau\sigma'^l$,因而:

$$\begin{cases} \sigma'^t = \sigma' + c \cos \varphi' \\ \tau^t = \tau \end{cases} \quad (7)$$

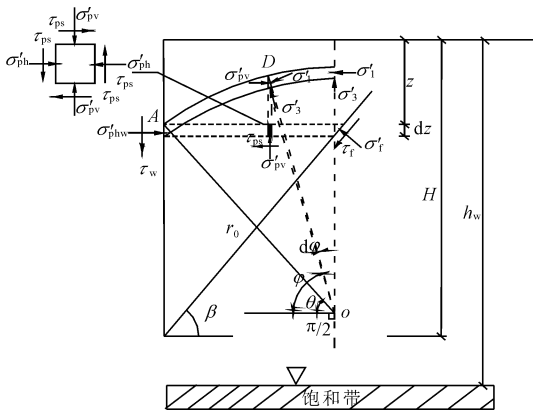


图 1 墙后土体水平微单元及大主应力拱

坐标平移不改变莫尔圆中各物理量间的几何关系,故仍可得:

$$\begin{cases} \frac{\sigma'^t_{ph}}{\sigma'^t_1} = \sin^2 \psi + \frac{1}{M} \cos^2 \psi \\ \frac{\sigma'^t_{pv}}{\sigma'^t_1} = \cos^2 \psi + \frac{1}{M} \sin^2 \psi \\ \frac{\tau^t_{ps}}{\sigma'^t_1} = (1 - \frac{1}{M}) \sin \psi \cos \psi \end{cases} \quad (8)$$

在墙土接触面处 A 点,应力状态见图 2。

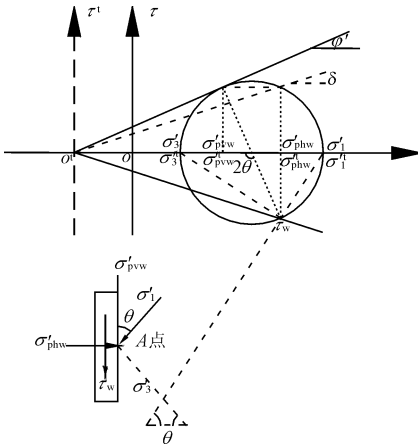


图 2 墙后点 A 莫尔应力圆

由图 2 中几何关系可得:

$$\tau_w = \sigma'^t_{phw} \tan \delta = (\sigma'^t_1 - \sigma'^t_{phw}) \tan \delta \quad (9)$$

$$\sigma'^t_{phw} = \sigma'^t_1 \sin^2 \theta + \sigma'^t_3 \cos^2 \theta \quad (10)$$

$$\tan \theta = \frac{M \tan^2 \theta + 1}{M - 1} \tan \delta \quad (11)$$

式中: δ 为墙土间摩擦角; σ'_{phw} 为新坐标系中的被动土压力。求解该方程得:

$$\theta = \arctan \frac{(M - 1) + \sqrt{(M - 1)^2 - 4M \tan^2 \delta}}{2M \tan \delta} \quad (12)$$

1.2 被动侧压力系数和层间剪切系数

根据《数学手册》^[15],本文采用的抛物线极坐标方程为 $r = (2\eta)/(1 - \cos\xi)$ 。其中: r 为抛物线任一点极径; r_0 为墙背 A 点极径; η 为抛物线形状参数; ξ 为任一点极角。如图 1 所示,根据图中几何关系可得 $\xi = \psi + \pi/2$ 。

被动侧压力系数反映被动土压力与土层平均竖向应力的比值,在轴平移后的新坐标系 $\tau^t \sigma^t$ 中,将微单元土层所受竖向应力 σ_{av} 沿拱迹线方向积分并结合式(8) 可求总竖向力 V^t :

$$V^t = \int_{\theta}^{\frac{\pi}{2}} \sigma'^t_{pv} dA = \int_{\theta}^{\frac{\pi}{2}} \sigma'^t_1 (\cos^2 \psi + \frac{1}{M} \sin^2 \psi) r \sin \psi d\psi = \int_{\theta}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sigma'^t_1 (\cos^2 \psi + \frac{1}{M} \sin^2 \psi) 2\eta \sin \psi}{1 + \sin \psi} d\psi \quad (13)$$

水平微单元土层上的平均竖向应力为:

$$\overline{\sigma'_{pv}^t} = \frac{V^t}{B_z} = k_p \frac{\sigma'^t_1 (1 + \sin \theta)}{\cos \theta} \quad (14)$$

$$k_p = \frac{1}{M} \left\{ \frac{3}{4} \pi - \frac{3}{2} \theta + \frac{\sin 2\theta}{4} - \cos \theta - \tan \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right) \right\} - \frac{\pi}{4} + \cos \theta + \frac{\theta}{2} - \frac{\sin 2\theta}{4} \quad (15)$$

式中: B_z 为水平微单元土层宽度; r_0 为墙背 A 点大主应力土拱线的极径; $B_z = r_0 \cos \theta$ 。

在新坐标系中,定义被动侧压力系数:

$$K_{pw} = \frac{\sigma'^t_{phw}}{\sigma'^t_{pv}} = \frac{\sin^2 \theta + \frac{1}{M} \cos^2 \theta}{k_p (1 + \sin \theta)} \cos \theta \quad (16)$$

前人^[4-11]在采用水平微单元对平移模式下的土压力求解时,多数未考虑水平微单元间的层间剪切作用,因而与实际情况有一定差异。

如图 1 所示,将微单元土层所受剪应力 τ_{as} 沿拱迹线方向积分并结合式(8) 可求微单元土层间切向力为 T :

$$T = \int_{\theta}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sigma'^t_1 (1 - \frac{1}{M}) \sin \psi \cos \psi (2\eta \sin \psi)}{1 + \sin \psi} d\psi = \quad (17)$$

$$\sigma'^t_1 \beta (1 - \frac{1}{M}) [\ln 4 - (\sin \theta - 1)^2 - 2 \ln (\sin \theta + 1)]$$

则微单元土层间平均切向力为:

$$\overline{\tau^t_{ps}} = \frac{T}{B_z} = \quad (18)$$

$$\frac{\sigma'^t_1 (1 + \sin \theta) (1 - \frac{1}{M}) \left[\ln 2 - \frac{(\sin \theta - 1)^2}{2} - \ln (\sin \theta + 1) \right]}{\cos \theta}$$

在新坐标系 $\tau^t \sigma^t$ 中定义反映水平土层间切

向力与平均竖向应力的比值关系的层间剪切系数。

$$K_{ps} = \frac{\overline{\tau}_{ps}^l}{\overline{\sigma}'_{pv}} = \frac{1}{k_p} \left(1 - \frac{1}{M}\right) \left[\ln 2 - \frac{(\sin\theta - 1)^2}{2} - \ln(\sin\theta + 1) \right] \quad (19)$$

1.3 被动土压力分布

通过对水平微单元建立水平和竖直方向受力平衡方程,可解得被动土压力及其分布形式。如图 3 所示,取距墙顶 z 深度处水平微单元进行受力分析,单元体受被动土压力反力 σ'_{phw} 、墙土切向力 τ_w 、滑裂面正应力 σ'_f 、切应力 τ_f 、单元体上表面受竖向压力 $\overline{\sigma}'_{pv}(H-z) \cdot \cot\beta$ 、上表面受水平切向力 $\overline{\tau}_{ps}(H-z) \cot\beta$ 、其下表面受竖向压力 $(\overline{\sigma}'_{pv} + d\overline{\sigma}'_{pv}) \cdot (H-z-dz) \cot\beta$ 、下表面受水平切向力 $(\overline{\tau}_{ps} + d\overline{\tau}_{ps})(H-z-dz) \cot\beta$ 、 dG 为该单元体所受重力。

汪丁建等^[16]人在有关非饱和土土压力的研究中,通过考虑微分土层单元间剪切作用,进而改进了土拱模型,但却忽略了墙土间黏结力 c_w 的影响,显然与实际有一定的出入。Sanjay K S^[17] 通过结合理论和试验研究给出墙土黏结力的一般表达式为: $c_w = c \tan\delta / \tan\varphi'$, 下文采用该表达式来近似表示墙土黏结力,进而确定墙土切向力 τ_w 。

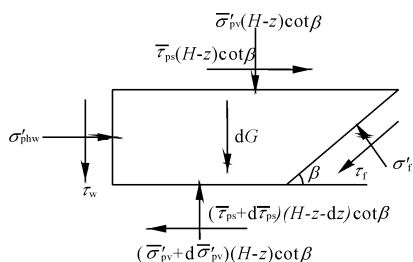


图 3 水平微单元体受力示意图

由单元体水平向和竖直向静力平衡,可得:

$$\sigma'_{phw} dz + \overline{\tau}_{ps}(H-z) \cot\beta - (\overline{\tau}_{ps} + d\overline{\tau}_{ps}) \cdot (H-z-dz) \cot\beta - \sigma'_f dz - \tau_f \cot\beta dz = 0 \quad (20)$$

$$\tau_w dz + \overline{\sigma}'_{pv}(H-z) \cot\beta - (\overline{\sigma}'_{pv} + d\overline{\sigma}'_{pv}) \cdot (H-z-dz) \cot\beta - \sigma'_f \cot\beta dz + \tau_f dz + dG = 0 \quad (21)$$

$$dG = \frac{1}{2} \gamma [(H-z) \cot\beta + (H-z-dz) \cot\beta] dz$$

$$\begin{cases} \sigma'_{phw} = \sigma'_{phw} - c \cot\varphi' = K_{pw} \overline{\sigma}'_{pv} - c \cot\varphi' = \\ K_{pw} \overline{\sigma}'_{pv} + (K_{pw} - 1) c \cot\varphi' \\ \tau_w = \sigma'_{phw} \tan\varphi' + c \frac{\tan\delta}{\tan\varphi'} \\ \overline{\tau}_{ps} = \overline{\tau}_{ps}^l = K_{ps} \overline{\sigma}'_{pv} \end{cases} \quad (22)$$

将式(1)、式(4)、式(20) 带入式(18)、式(19) 得一元非齐次线性微分方程:

$$\frac{d\overline{\sigma}'_{pv}}{dz} + \frac{S}{N} \frac{1}{H-z} \overline{\sigma}'_{pv} + \frac{Q}{N} \frac{1}{H-z} \cdot c = P \quad (23)$$

其中:

$$\begin{cases} S = \frac{K_{pw} \tan\varphi' \tan\beta + 1}{\tan\varphi' \tan\beta - 1} + \frac{K_{ps} + K_{pw} \tan\beta}{\tan\beta + \tan\varphi'} \\ N = \frac{1}{\tan\varphi' \tan\beta - 1} - \frac{K_{ps}}{\tan\beta + \tan\varphi'} \\ Q = \frac{\tan\delta \tan\beta (K_{pw} \cot\varphi' + \cot\delta)}{\tan\varphi' \tan\beta - 1} + \frac{(K_{pw} - 1) \cot\varphi' \tan\beta - 1}{\tan\beta + \tan\varphi'} \\ P = \frac{\gamma}{K_{ps} (\tan\varphi' \tan\beta - 1)} - 1 \end{cases} \quad (24)$$

边界条件: $z = 0, \overline{\sigma}'_{pv} = 0$ 。对微分方程求解得:

$$\begin{aligned} \overline{\sigma}'_{pv} = & C(H-z)^{\frac{S}{N}} + (H-z)^{\frac{S}{N}} \times \left\{ z(H-z)^{-\frac{S}{N}} - \right. \\ & \left. \frac{(H-z)^{-\frac{S}{N}+1}}{\frac{S}{N} - 1} - \frac{Q}{S} \times [c' + (u_a - u_w)_0 \times (H-z)^{-\frac{S}{N}} \tan\varphi^b] + \frac{P(H-z)^{-\frac{S}{N}+1}}{\frac{S}{N} - 1} \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

$$C = \frac{H}{\frac{S}{N} - 1} (1 - P) + \frac{Q}{S} [c' + (u_a - u_w)_0 \tan\varphi^b] \quad (26)$$

则水平方向被动土压力分布:

$$\sigma'_{phw} = K_{pw} \overline{\sigma}'_{pv} + (K_{pw} - 1) c \cot\varphi' \quad (27)$$

上式即为能考虑土拱效应及微分单元土层间剪切作用的非饱和土被动土压力分布式,其值与非饱和土体参数、墙土摩擦角、土体内摩擦角、墙高以及地下水位等因素有关。

较经典的被动土压力计算式,该式不仅能考虑非饱和土的性质,且当 $(u_a - u_w)_0 = 0$ 时,该式即退化为一般情况下被动土压力计算式,同时,也考虑了墙后土体土拱效应的影响,所得非饱和土被动土压力呈非线性分布,能更真实反映土体应力状态。

2 实例分析

高为 2 m 的刚性挡土墙,墙背与地面垂直,墙后填土为黏性土,地表面水平,有效内摩擦角 $\varphi' = 30^\circ$,天然重度为 $\gamma = 17.8 \text{ kN/m}^3$,有效黏聚力 $c' = 10 \text{ kPa}$ 。由试验得到非饱和土土水特征曲线参数为: $\alpha = 0.025 \text{ kPa}^{-1}$, $n = 5$ 。结合以上参数再由本文所

给出的土压力计算公式来分别分析被动土压力系数 K_{pw} (见图 4) 及层间剪切系数 K_{ps} (见图 5) 随有效内摩擦角 φ' 的变化规律、土压力随墙土摩擦角 δ 及地下水水位 h_w 的变化规律,最后,将计算结果与朗肯土压力理论计算结果对比并分析。

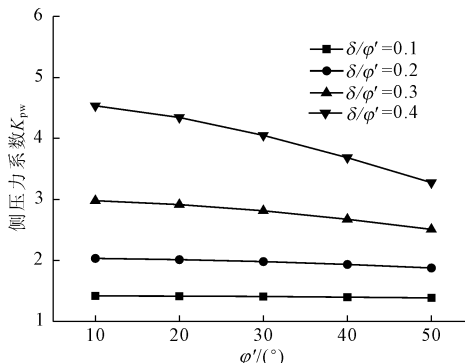


图 4 被动侧压力系数 K_{pw}

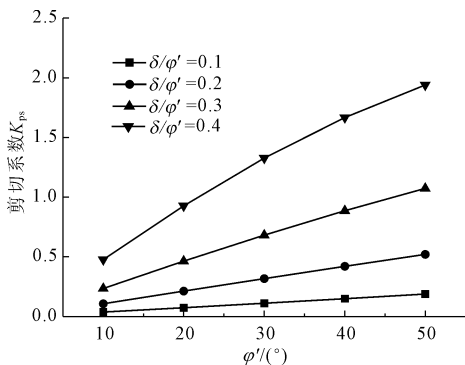


图 5 剪切系数 K_{ps}

图 4 反映了被动侧压力系数 K_{pw} 随有效内摩擦角 φ' 的变化曲线,由图 4 可见,当 δ/φ' 一定时, K_{pw} 随 φ' 的增大而减小,且 δ/φ' 越大,相应的 K_{pw} 减小越快;而当 φ' 一定时, K_{pw} 随 δ/φ' 的增大而增大,且 δ/φ' 越小,相应的 K_{pw} 增加越快。

图 5 反映了剪切系数 K_{ps} 随有效内摩擦角 φ' 的变化曲线,由图 5 可见,当 δ/φ' 一定时, K_{ps} 会随 φ' 的增大而增大,且 δ/φ' 越大, K_{ps} 增加越快;而当 φ' 一定时, K_{ps} 随 δ/φ' 的增大而增大,且 δ/φ' 越大,相应地 K_{ps} 增加越快。

产生上述现象的原因在于: δ 是提供摩擦导致墙后土体产生应力偏转的“外因”,故 δ 越大,偏转越剧烈,因而土层之间相对运动趋势越明显,层间剪切系数 K_{ps} 也就越大;而 φ' 是土体抵抗外力保持稳定的“内因”,故 φ' 越大,内部摩擦越大,土体也就越“稳定”,因而对侧向挤压作用也就越弱,侧压力系数 K_{pw} 越小。由上述分析不难发现, δ/φ' 的比值大小是影响土层层间剪切作用强弱的重要因素, δ/φ' 越

大,层间剪切作用越明显。

经归一化处理,图 6 ($h_w = 2.4 \text{ m}$) 为不同 δ/φ' 时的被动土压力分布图。由图 6 可见本文方法计算的非饱和土被动土压力近似呈“上缓下急”的非线性分布,且整体明显小于饱和土朗肯土压力被动土压力计算值。当 δ/φ' 大于 0.4 时,于墙底附近出现“等值点”,即本文计算值开始等于朗肯理论值,并随 δ/φ' 的增大,“等值点”的位置开始沿墙身升高。在墙顶附近区域,被动土压力为负值(取 0),随深度增加,挡墙被动土压力的增长速度具有“阶段性”,呈现“先缓慢增大、再迅速增大、最后急剧增大”的非线性变化趋势,于墙底处被动土压力达到峰值,这表明前文的基本假定(3):土体潜在的滑裂面通过墙踵是合适的,但滑裂面形态是否为直线有待深究。

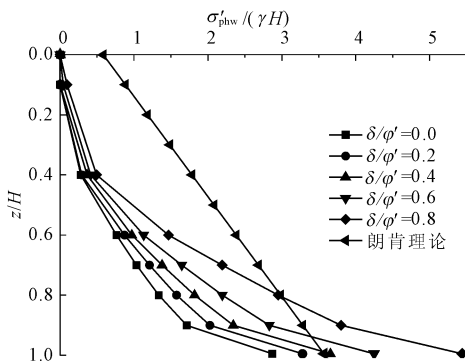


图 6 不同墙土摩擦角时被动土压力分布

图 7 ($\delta/\varphi' = 0.6$) 为按本文计算方法和朗肯理论计算得到的被动土压力随地下水水位变化分布图,当 h_w 由 2 m 逐渐增至 2.8 m,被动土压力逐渐增大,这是由于非饱和土基质吸力的增大所导致。而当地下水水位趋近于挡墙底部时,此时被动土压力趋于稳定,且为最小值,这是由于基质吸力逐渐减小,朗肯理论计算得到的被动土压力亦有类似的规律,但其线性分布已被证实与实际情况不符。

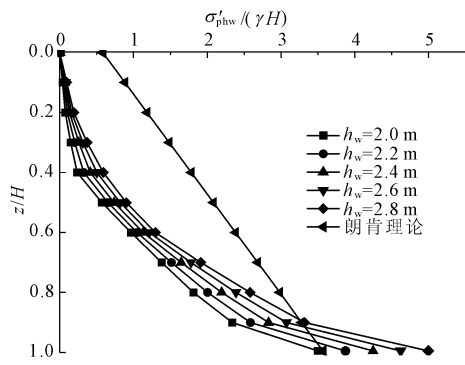


图 7 不同地下水水位下的被动土压力分布

3 结 论

(1) δ/φ' 的比值大小是影响土层层间剪切作用强弱的重要因素, δ/φ' 越大, 层间剪切作用越明显。 δ 是提供摩擦产生应力偏转的“外因”, δ 越大, 土层应力越易偏转, 层间相对运动趋势越大。而 φ' 是土体自身抵御这种偏转而保持自稳的“内因”, φ' 越大, 土体内部摩擦越大, 抵御偏转的能力就越强, 对侧向的挤压作用就越小。

(2) 非饱和土被动土压力沿深度呈加速增大的非线性分布, 于墙顶处会出现一定的“负压力区”。沿墙身分布的土压力值整体上比采用饱和土朗肯土压力理论计算的被动土压力值小, 表明了将饱和土土压力朗肯理论用于非饱和土的土压力计算会偏于安全但不经济。

(3) 随地下水位的降低, 基质吸力增大, 非饱和土被动土压力增大, 于墙底部被动土压力趋于稳定且达到峰值, 这表明土体潜在的滑裂面通过墙踵是合适的, 但滑裂面形态是否为直线还有待进一步深究。

参考文献:

- [1] 赵均海, 梁文彪, 张常光, 等. 非饱和土库仑主动土压力统一解[J]. 岩土力学, 2013, 34(3): 621-630.
- [2] 汪丁建, 童龙云, 邱岳峰. 降雨入渗条件下非饱和土朗肯土压力分析[J]. 岩土力学, 2013, 34(11): 3192-3196.
- [3] VO T, Russell A R. Slip line theory applied to a retaining wall-unsaturated soil interaction problem[J]. Computers and Geotechnics, 2014, 55(2): 416-428.
- [4] 李永刚. 挡土墙被动土压力研究[J]. 岩土力学, 2003, 24(2): 273-276.
- [5] 徐利敏, 孙若飞, 孙 勇. 地震条件下挡土墙被动土压

力及其分布的微分薄层计算方法[J]. 水利与建筑工程学报, 2014, 12(6): 32-37.

- [6] 年廷凯, 徐海洋, 李东晨, 等. 超载作用下边坡-抗滑桩体系稳定性及土拱效应研究[J]. 水利与建筑工程学报, 2014, 12(2): 177-182.
- [7] 吴 明. 深基坑工程若干土力学问题研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2009.
- [8] 吴 明, 彭建兵, 徐 平, 等. 考虑土拱效应的挡墙后土压力研究[J]. 工程力学, 2011, 28(11): 89-95.
- [9] 王 杰. 考虑土拱效应的挡墙土压力理论研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2014.
- [10] 王 杰, 夏唐代, 贺鹏飞, 等. 考虑土拱效应的刚性挡墙主动土压力分析[J]. 岩土力学, 2014, 35(7): 1914-1920.
- [11] 涂兵雄, 贾金青. 考虑土拱效应的黏性填土挡土墙主动土压力研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2012, 31(5): 1064-1070.
- [12] Vanapalli S K, Fredlund D G, Pufahl D E, et al. Model for the prediction of shear strength with respect to soil suction [J]. Canadian Geotechnical Journal, 1996, 33(3): 379-392.
- [13] Genuchten M T V. A closed form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils[J]. Soil Science of America Journal, 1980, 44: 892-898.
- [14] Lu Ning, William J L. 非饱和土力学[M]. 韦昌富等译. 北京: 高等教育出版社, 2012.
- [15] 《数学手册》编写组. 数学手册[M]. 北京: 高等教育出版社, 1979.
- [16] 汪丁建, 唐辉明, 吴 琼, 等. 基于土拱效应的非饱和土主动土压力计算方法[J]. 长江科学院院报, 2016, 33(8): 69-74.
- [17] Sanjay K S. Dynamic active thrust from $c-\varphi$ soil back fills [J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 2010, 31(3): 526-529.