

水运工程技术资料

11

地下连续墙专辑

2

人民交通出版社

水运工程技术资料 11

地下连续墙专辑 2

交通部水运规划设计院汇编

人 民 交 通 出 版 社

内 容 提 要

本书为地下连续墙专辑(二),主要内容有:地下壁结构的计算、地下连续墙的设计计算、泥浆槽稳定性的实验研究等六篇译文,可供水运工程建设战线上的设计、施工、科研人员及大专院校师生参考。

水运工程技术资料11

地下连续墙专辑(二)

交通部水运规划设计院汇编

人民交通出版社出版

(北京市安定门外和平里)

北京市书刊出版业营业许可证出字第006号

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

人民交通出版社印刷厂印

开本: 787×1092 $\frac{1}{16}$ 印张: 6.75 字数: 165 千

1980年8月 第1版

1980年9月 第1版 第1次印刷

印数: 0001—1,500册 定价: 1.10元

目 录

地下壁结构的计算	1
地下连续墙的设计计算	57
泥浆槽稳定性的实验研究	72
泥浆槽的稳定	82
泥浆槽的稳定——瑞士的一些实践经验	92
泥浆槽的稳定性	98

地下壁结构的计算^①

引 言

土中地下壁工程结构主要涉及两个基本问题：

(1) 材料的强度问题。

(2) 壁的变形和周围土体的变形（包括固结与沉陷）问题。

如果第一个问题已基本得到了解决，至少从实际应用上是如此，但是应当承认第二个问题还远未解决。

在目前，事实上还不可能相当精确地预测明挖大基坑四周的土壤在地下壁的挡拦下所受到的变形情况，最多只能定性地说明把变形减少到最低限度的措施。事实上土体的固结与沉陷直接与壁和基坑底部的变形程度有关。这固然取决于土壤的性质，但也取决于工程的施工方式，主要是土方的分阶段开挖和壁的分阶段支撑。如果采用位置设置恰当的预应力拉杆，可以使固结与沉陷减少到最低限度。

在构思和计算阶段，按照下列几方面的思路来考虑是有益的：

距离土壤的极限平衡（主动的和被动的）愈远，土壤的变形和沉陷就愈小。关于这个问题，本书中专门讨论弹性计算问题和相应于解决这个问题的一种新的途径的三章，可能有一定的用处。

关于强度计算问题则完全由作用在壁上的主动土压力和被动土压力来决定。一旦当主动土压力和被动土压力确定后，壁的计算就重新回到一种简单的钢筋混凝土计算。在下面的章节中我们试图归纳出一个可以确定主动土压力和被动土压力的计算方法。

在这个问题上，必须充分强调主动土压力和被动土压力、壁的走动和变形等问题的重要性。于是在一切的计算之前，绝对有必要考虑这种变形方面的情况，当考虑极限平衡时这一点尤为需要。

将电子计算的方法应用到壁上是没有不行的。从现有的计算程序中得到的利益显然取决于那些主导编排程序的假定。由鲍迪尔·吉拉德 (Boudier Gillard) 和马斯蒂坎 (Mastikian) 建立的一种弹—塑性计算程序是值得介绍的。用它可以经过一系列的渐近法来计算壁的弹性线。

但是在这些计算方法未普及之前，有必要收集有关土壤的弹—塑性实际受力状态的试验资料，并由此获得主要有关土壤反力系数的更准确的概念。

在目前的阶段里，土力学往往仍是一种艺术，对此，观察和直觉有时胜于很深入的数学推导或者计算机上的计算，这些计算可能会给人一个完全不切实际的印象。

①译注：此篇译自法文版《地下连续墙》一书的第二篇，其章节及图的编号一律照原书。

第九章 塑性计算

9-1 作用在壁上的主动土压力和被动土压力

所有塑性计算的主要假定都是：或者在所讨论的整个实体中达到极限平衡；或者在沿着滑动土体的边界线（即滑动线）上达到极限平衡。

这种平衡的特征表现在：库伦（Coulomb）条件在滑动线上得到满足，即：

$$\tau = \sigma \operatorname{tg} \varphi + C \quad (9-1-1)$$

τ 是作用在某一段滑动线上的切向应力， σ 为法向应力， φ 和 C 则分别为土壤的内摩擦角及其粘聚力。

塑性平衡的主要特征之一是：为形成这种平衡所需作的位移是比较大的，尤其当产生被动土压力的平衡时。因而在壁后形成的塑性平衡形式显然取决于壁的可能走动。

一般应用的主动土压力和被动土压力理论并未计及这一点，这样就可能导致错误的结果。在下面研究锚固壁的过程中，我们将会看到一个例子。

兰金（Rankine）理论是可以计算作用在竖直壁上的主动土压力和被动土压力的最简单的理论。在主动土压力的情况中这种理论假定最大主应力是竖向应力，并且相应于土壤的重量。

$$\sigma_I = \bar{\omega} Z$$

滑动线就是对竖直线呈 $\pm \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right)$ 夹角的那些斜线。（图9-1a）。

兰金平衡的全部特征都可以很容易地通过莫尔圆来表达。（图9-1b）。

如果设主应力总和的一半为：

$$p = \frac{\sigma_I + \sigma_{II}}{2}$$

在松散性土壤的情况中莫尔圆的半径将为：

$$r = p \sin \varphi$$

于是得出关系式：

$$\sigma_I = p(1 + \sin \varphi) = \bar{\omega} Z$$

$$\sigma_{II} = p(1 - \sin \varphi)$$

如此则：

$$\sigma_{II} = \bar{\omega} Z \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi} = \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right) \bar{\omega} Z = K_p \bar{\omega} Z \quad (9-1-2)$$

由于 σ_{II} 为作用在壁上的主动土压力， K_p 称为主动土压系数。

这种土压力随着深度作线性变化，如此其合力经过所讨论的高度的下三分之一点。

对于被动土压力，情况与此完全类似。竖向应力在此相应于最小主应力：

$$\sigma_I = p(1 + \sin \varphi)$$

$$\sigma_{II} = p(1 - \sin \varphi) = \bar{\omega} Z$$

作用在壁上的被动土压应力将为：

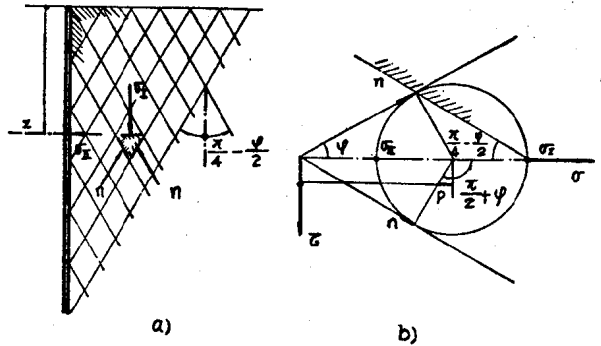


图 9-1

$$\sigma_z = \bar{\omega} Z \frac{1 + \sin \varphi}{1 - \sin \varphi} = \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) \bar{\omega} Z = K_b \bar{\omega} Z \quad (9-1-3)$$

K_b 为被动土压力系数。

于是:

$$K_b = \frac{1}{K_p}$$

滑动线对竖直线呈 $\pm \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right)$ 的夹角 (图9-2)。

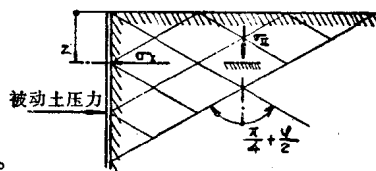


图 9-2

还注意到兰金平衡假定在最边远的滑动线范围以内的部分均呈塑性平衡。在这个范围内的各个点上的应力均为已知值。作用在滑动线上的应力 n 是平行于另一族线的，这是另一种普遍特性。其值为:

对于主动土压力

$$n = \sqrt{K_p \bar{\omega} Z}$$

对于被动土压力

$$n = \sqrt{K_p \bar{\omega} Z}$$

如上所述，兰金理论假定主动土压力和被动土压力垂直作用在壁上。对于一个表面凹凸不平的墙来说，这一点可能会有疑问。因而某些作者按照主动土压力和被动土压力呈 δ 角的倾斜度作用在壁上的情况来求各种不同的平衡。布辛尼斯杰(Boussinesgue)理论认为，象在兰金平衡中那样，作用在放射面上的应力随深度作线性变化。但是尽管有这种假定，计算仍不简单。卡果特(Caguot)曾经发表过一些计算表格，表中给出随倾斜角 δ 变化的对于各种不同摩擦角的主动土压力和被动土压力系数。

滑动线不再象在兰金例子中那样是些简单的直线了(图9-3)。实际上它分成两个部分。在由两条滑动线 AC 和 AB 划定的 ABC 范围中仍可得到兰金平衡，而在 ACD 范围中得到的却是一种不同的平衡了。滑动线在 C 和 D 之间形成曲线，乃致不按正确的角度与壁相切，使作用在壁上的应力呈倾斜角 δ 。

δ 可在 $-\varphi$ 和 $+\varphi$ 之间变化，

在这些极限值下，壁朝里的一面与一条滑动线相吻合。如果切向分力是指向下的话， δ 角是正的。

下面我们从卡果特和克里泽尔(Kérisel)所著的土力学一书中摘录了一张表(表1)。卡果特和克里泽尔对于不同的摩擦角 φ 和 δ 的数值，给出了竖直作用在壁上的被动土压力和主动土压力系数。

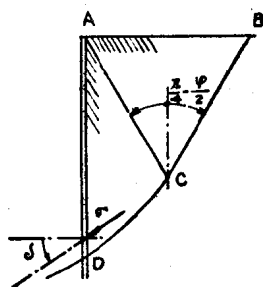


图 9-3

表中第一行给出的是主动土压力系数 K_a ，第二行则给出被动土压力系数 K_p 。

已知: $q = K(\delta) \bar{\omega} Z$

当 $\delta = 0$ 时，可以得到兰金系数。

证明当 $\delta = +\varphi$ 时得到最小主动土压力，而当 $\delta = -\varphi$ 时，则得到最大被动土压力。虽然经验表明 δ 角按绝对值计一般小于极限值，我们往往假定:

$$|\delta| = \frac{2}{3} \varphi$$

当 $\beta = 0$ 和 $\lambda = 0$ 时 (即自由水平面和竖直壁的情况), 随 δ 值变化的 K_a 值和 K_p 值。

		φ 值 (按度计)									
		5.	10.	15.	20.	25.	30.	35.	40.	45.	50.
$\frac{\delta}{\varphi} = 1 \dots\dots$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.81 \\ 0.99 \end{array} \right.$	0.65	0.53	0.44	0.37	0.31	0.26	0.22	0.185	0.155	0.155
$\frac{\delta}{\varphi} = \frac{2}{3} \dots$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.81 \\ 1.08 \end{array} \right.$	0.66	0.54	0.44	0.36	0.30	0.25	0.20	0.16	0.13	0.13
$\frac{\delta}{\varphi} = \frac{1}{3} \dots$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.82 \\ 1.15 \end{array} \right.$	0.67	0.56	0.45	0.37	0.30	0.25	0.20	0.16	0.13	0.13
$\frac{\delta}{\varphi} = 0 \dots$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.84 \\ 1.19 \end{array} \right.$	0.70	0.59	0.49	0.41	0.33	0.27	0.22	0.17	0.13	0.13
$\frac{\delta}{\varphi} = -\frac{1}{3} \dots$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.88 \\ 1.22 \end{array} \right.$	0.75	0.64	0.52	0.46	0.39	0.32	0.26	0.20	0.16	0.16
$\frac{\delta}{\varphi} = -\frac{2}{3} \dots$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.94 \\ 1.24 \end{array} \right.$	0.81	0.72	0.54	0.56	0.48	0.40	0.34	0.27	0.22	0.22
$\frac{\delta}{\varphi} = -1 \dots$	$\left\{ \begin{array}{l} 1.01 \\ 1.26 \end{array} \right.$	1.06	1.05	1.04	1.02	0.98	0.94	0.88	0.82	0.75	0.75

既然归根结底倾斜角 δ 主要取决于壁相对于土壤的运动 (即使对于凹凸不平的壁也如此), 而这种运动又不能经常知道得很清楚, 所以往往假定 $\delta = 0$ 。定性地, 在主动土压力范围内产生壁后面土壤的下沉现象, 乃致使作用在壁上的切向分力朝下指, 和 $\delta > 0$; 而在被动土压力范围内土壤却向上推, 和 $\delta < 0$ 。按 $\delta = 0$ 计算壁时, 我们不取要求有比较大的运动的最有利情况。因此形成塑性平衡所必须有的位移就比较小了。

9-2 粘聚力的影响

如上所述, 我们是按松散性土壤来考虑的。在莫尔图中可以通过将内在强度曲线的原点绘在横坐标 $-\frac{C}{\tan \varphi}$ 上 (图 9-4) 来说明粘聚力的存在。如果对全部的应力都加上一个均匀压力如下, 则就丝毫不改变上述的情况:

$$\frac{C}{\tan \varphi}$$

这是卡果特的相应受力状态原理, 于是显然在兰金的主动土压力情况中将得出:

$$\sigma_a + \frac{C}{\tan \varphi} = K_P \left(\bar{\omega} Z + \frac{C}{\tan \varphi} \right)$$

$$\text{即: } \sigma_a = K_P \bar{\omega} Z - \frac{1 - K_P}{\tan \varphi} C \quad (9-2-1)$$

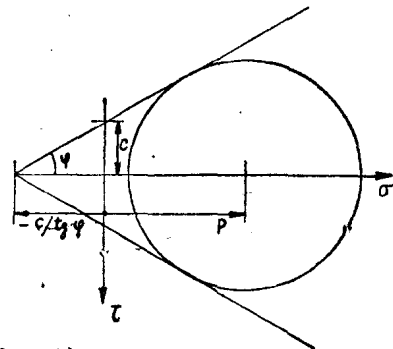


图 9-4

因此粘聚力表现在主动土压力按一个常量的折减。

对于被动土压力, 我们也用类似的方式:

$$\sigma = K_b \bar{\omega} Z + \frac{K_b - 1}{\tan \varphi} C \quad (9-2-2)$$

而被动土压力则按一个常量加大。

在主动土压力的情况中，方程式(9-2-1)使壁的上方得出了负的主动土压力，实质上不能把这一点计算在内。我们在下式中简单地设 $\sigma = 0$;

$$Z \leq \frac{1 - K_p}{K_p \tan \varphi} \frac{C}{\omega} = \frac{2C}{\omega \sqrt{K_p}}$$

如果土壤纯粹是粘性的，莫尔图就象图9-5中那样。于是内在强度曲线便成为在纵坐标 $\pm C$ 上的两根平行直线。

于是在主动土压力和被动土压力法向作用在壁上的情况中得出:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_H &= \bar{\omega} Z - 2C & (\text{主动土压力}) \\ \sigma_I &= \bar{\omega} Z + 2C & (\text{被动土压力}) \end{aligned} \right\} \quad (9-2-3)$$

在方程式(9-2-1)和(9-2-2)中使 φ 趋向于零，也不难验证上面表达式。实际上:

$$K_p \text{ 和 } K_b \rightarrow 1$$

$$\frac{1 - K_p}{\tan \varphi} \text{ 和 } \frac{K_b - 1}{\tan \varphi} \rightarrow 2$$

由此证明土体在 $Z \leq 2C/\bar{\omega}$ 的深度上并不产生推力。

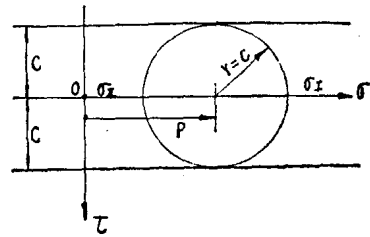


图 9-5

9-3 匀布附加荷载的影响和有几层不同土壤的情况

我们仅讨论最常遇到的竖直附加荷载 q 的情况。这个作用在土体顶部的附加荷载，使每一层水平面上的应力都加大了。

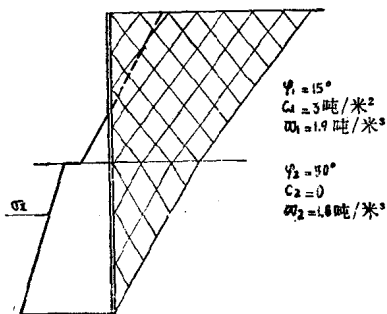


图 9-6

于是便得出:

$$\sigma_z = \bar{\omega} Z + q$$

如应用兰金假定，则在最通常的情况中将会得到:

——对于主动土压力:

$$\sigma_H = K_p (\bar{\omega} Z + q) - \frac{1 - K_p}{\tan \varphi} C \quad (9-3-1)$$

——对于被动土压力:

$$\sigma_I = K_b (\bar{\omega} Z + q) + \frac{K_b - 1}{\tan \varphi} C \quad (9-3-2)$$

于是从附加荷载中产生的附加主动土压力或附加被动土压力便简单地为: K_q 。

上述结果可以用来处理在壁后面具有不同性质的多层土壤的情况。基本假定始终是: 各土层中的塑性平衡是一种兰金平衡。所有的水平面都是些等应力面，并且作用在某一给定标高上的应力 σ_z 是由土面上有时有的附加荷载和位于所讨论的平面之上的全部土壤的重量产生的。

主动土压力和被动土压力是通过 σ_z 乘以相应于所讨论的这一层标高的土壤系数，并且，如有必要的话，再加上粘聚力的影响求得的。

图9-6表示具有两层不同土壤的一个例子。我们注意到在每一层中滑动线有着不同的倾斜度，因为它们与竖直线呈 $\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right)$ 的夹角。

主动土压力图表示从一种土层进入另一种土层时的突变现象。

当壁挡住一个匀质的，但是部分饱和的土体时，也产生类似的问题。故在浸水部分，计算主动土压力和被动土压力时，必须取脱水的比重、相反地，水的推力本身却会全部作用在壁上。我们将在专门叙述地下水的影响的章节中更详细地讨论这些问题。

9-4 本身稳定的壁

本身稳定的壁靠埋固在基坑底下的部分来抵抗土壤的主动土压力。最简单的也就是古典的计算方法为布卢姆 (Blum) 法。我们认为壁在上方受到一部分主动土压力，而在下方则调动了被动土压力的作用 (图9-7)。

计算的原理为：认为所有作用在壁上的力对转动中心所产生的弯矩达到平衡。图上用虚线表示这种运动的概貌。

水平力的平衡假定是有一个反被动土压力 (原文为 *contre-butée*，系指作用于墙内侧的瞬时转动中心以下的土压力—译注) C 的反作用力在与占优势的各个被动土压力在弯矩零点上取得平衡。为了简化起见，布卢姆认为这个反被动土压力按集中在转动中心的方式来作用。实际上，这种作用发生在转动点下面的壁的某段长度上。布卢姆认为为发挥出反被动土压力所需要的最大长度等于转动中心在压力零点以下的深度的20%。(压力零点为作用在上方的主动土压力与调动的被动土压力取得平衡的一点)。

布卢姆法的较大优点是可以利用图解静力学，对于具有附加荷载，不同性质的多层土壤等等方面的情况格外有用。于是把前几节中阐述的原理考虑在内，便能画出主动土压力的曲线和被动土压力的曲线。在基坑底下面则将主动土压力与被动土压力迭加起来，这样就得到作用在壁上所有应力合力图。

这张图可分解成几个水平断面，对于每一个断面我们都计算其相应的力。于是这时问题就在于确定弯矩为零的一点。为此，我们画了力多边形和索多边形 (图 9-8)。在某一个已

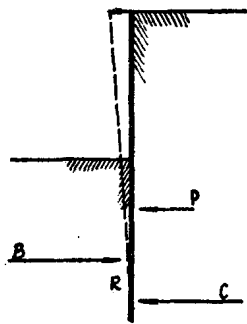


图 9-7

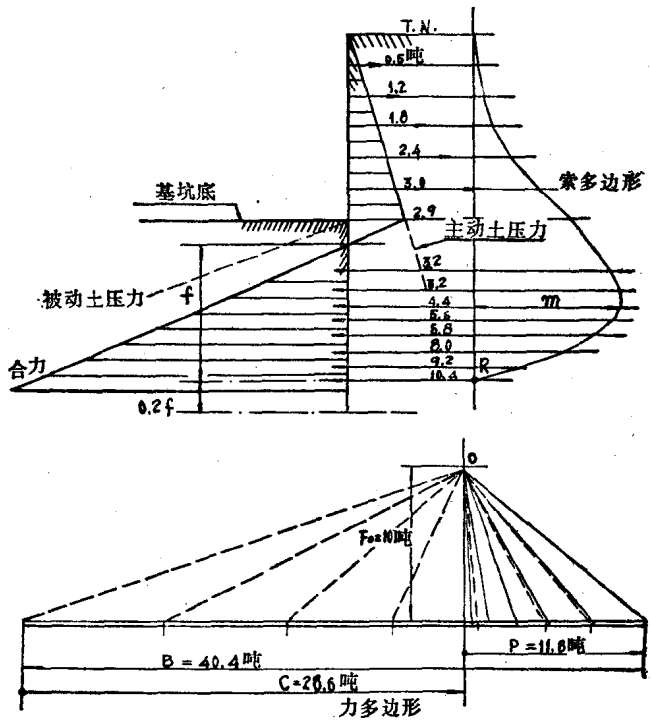


图 9-8

知标高上的弯矩为：

$$M = m F_0$$

多边形和其第一边的延长线相交的点的弯矩为零（ R 点相应于转动中心）。

布卢姆法可能会因在理论方面有点笼统而遭到一些非议，可是在实际中这种方法是便于使用的。此外，如果用了一些简单化的假定的话，这些假定至少与实在的现象并不矛盾。比方象用简单的方法来计算锚固的板桩围堰就是这种情况（这一点下面将会谈到）。

壁可作自由位移，它实际上形成了一个主动土压力区，并且被动土压力可以得到调整。布卢姆理论中最薄弱的一点，是引进“反被动土压力”的方式，但恰恰正是这一点，使我们免于摸索就能方便地进行计算。

在实际中情况可能稍许复杂一些。在转动中心形成一个与壁保持固结的圆形区。在这个转铰上显然见到形成了一个被动土压力和一个主动土压力范围（图9-9）。

作用在划分转动铰的滑动线上的应力 n 与法线呈倾斜角 φ ，它在 A 点与 B 点之间按指数增长，这一点说明了反被动土压力的出现。同样，它再在 C 和 B 之间迅速减小。

上述示意图主要是从一些系统化的试验中得出的。这些试验在格勒诺比（Grenoble）大学比阿木兹（Biarez）的指导下用模型进行的。

模型试验是用迭放的圆棒来模拟土壤的（此方法由作者在1956年试成）。此外，这些试验

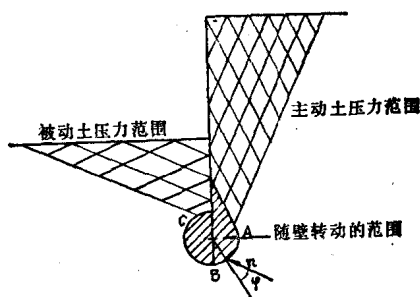


图 9-9

和用各种方法的计算都证实了布卢姆法的实际有效性（布克罗〈Boucraut〉的论文）。

9-5 滑动线的理论

在涉及锚固壁之前，我们先很快地将滑动线的理论阐明一下。事实上这是目前唯一采用的理论，它可以把问题的运动学方面考虑在内，这一点在此是极其重要的。

在一个达到极限平衡的土体内，滑动线可划为两族，我们分别称之为 α 线和 β 线。 α 线的特征是：切向应力给出相对于在法线 n_α （指向承受应力的土体一边的）上一点的反时针方向转动的弯矩。对于 β 线，则此弯矩作顺时针方向的转动（图9-10）。在莫尔圆上的相应点分别为 α 和 β 。

当写出以两条 α 线和两条 β 线为界的单元土体段的平衡条件时，我们得到两个微分方程式，即科特（Kötter）的方程式：

$$\left. \begin{aligned} d_p - 2(p \operatorname{tg} \varphi + C) d\alpha &= dQ \operatorname{tg} \varphi - dU \quad (\text{方程式 } \alpha) \\ d_p + 2(p \operatorname{tg} \varphi + C) d\beta &= -dQ \operatorname{tg} \varphi - dU \quad (\text{方程式 } \beta) \end{aligned} \right\} \quad (9-5-1)$$

在这个方程式中：

$$p = \frac{\sigma_I + \sigma_{II}}{2}$$

α 和 β 分别为由法线 n_α 和 n_β 与一个固定方向组成的角。

U 是土体力的势能，如果不计及重力[●]的话，则为：

$$U = \bar{\omega} z \quad (\bar{\omega} \text{ 是比重})$$

● 如果土体是饱和的并是在水流中的话，也可以引进流水压力。水流的水头势能便在 U 和 Q 的表达式中表示出来。

Q 是配合 U 的势能, 由下式来确定:

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = -\frac{\partial U}{\partial x}; \quad \frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial z}$$

在只考虑重力的情况下:

$$Q = \bar{\omega}x$$

必须指出 α 和 β 是按在反时针方向计算的, O_z 是竖向上升的, 而 xO_z 则为一种直接的轴系统。

科特的两个方程式分别确定 p 沿一条 α 线 (方程式 α) 和沿 β 线 (方程式 β) 的变化。它们是可以积分的, 对于 α 线为:

$$p = e^{m\alpha} \left(A + \int_0^\alpha e^{-m\alpha} d\phi - \frac{C}{\operatorname{tg} \varphi} e^{-m\alpha} \right)$$

对于 β 线也是类似的方程式。

可以按下列形式来表达:

$$\left. \begin{aligned} p + \frac{C}{\operatorname{tg} \varphi} &= e^{m\alpha} \left(A + \int_0^\alpha e^{-m\alpha} d\phi \right) \text{ (积分式 } \alpha) \\ p + \frac{C}{\operatorname{tg} \varphi} &= e^{-m\beta'} \left(A + \int_0^\beta e^{m\beta} d\phi' \right) \text{ (积分式 } \beta) \end{aligned} \right\} \quad (9-5-2)$$

其中 $m = 2 \operatorname{tg} \varphi$, $\phi = Q \operatorname{tg} \varphi - U$ 和 $\phi' = -Q \operatorname{tg} \varphi - U$ 。

在仅考虑重力的情况下, 则得出:

$$\phi = \bar{\omega}(x \operatorname{tg} \varphi - z) \text{ 和 } \phi' = -\bar{\omega}(x \operatorname{tg} \varphi + z)$$

A 是由边界条件来确定的一个积分常数。

在验算表达式 (9-5-2) 时, 可以看到要计及粘聚力只须用 $\frac{p+C}{\operatorname{tg} \varphi}$ 来取代 p 。这就是卡果特的相应受力状态的原理。

当没有摩擦力时 (完全是粘性的土壤) 则得到:

$$\left. \begin{aligned} p &= A + \phi + 2C_\alpha \text{ (积分式 } \alpha, \varphi = 0) \\ p &= A + \phi' - 2C_\beta \text{ (积分式 } \beta, \varphi = 0) \end{aligned} \right\} \quad (9-5-3)$$

9-6 锚固壁

我们在此考虑一种壁, 其平衡是由一排拉杆或撑杆和由在基坑底下面的被动土压力来维持的 (图9-11)。

处理这个问题最简单的方法是: 假定在壁的后方形成一个兰金或布辛斯 (Boussinesq) 的主动土压力范围, 而在前方则是被动土压力范围 (图 9-11a)。可是上述考虑方式假定壁受到一个位移, 在图上用一点一横的线来表示它。不必多加深思就能说明为了建立这种形式的平衡, 必须通过撑杆的缩短或拉杆的伸长。不幸的是这一点与实际并不相符, 因为有很多机会允许撑杆或拉杆在它们的作用点上有水平位移, 这种移动量与建立所考虑的平衡所需要作的移动量并不一致。

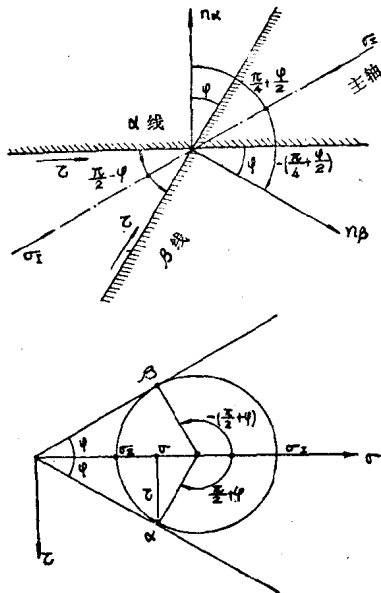


图 9-10

于是可以从另一个不同的角度来讨论这个问题，即认为撑杆或拉杆允许它们的作用点有任何水平移动。壁的位移相应于图 9-11b 的示意图。整座壁将受到绕着拉杆或撑杆作用线上的 C 点发生的一个整体的移动。如果在这个运动的过程中产生主动土压力的土壤在体积上并没有发生显著的改变，限制着土体运动的土体，唯一可能有的滑动线就是以 C 为中心的圆弧。至于被动土压力的范围则没有什么东西妨碍它的建立。因为壁足部的运动是丝毫不受锚固的阻碍的。在运动期间，处在壁和滑动圆弧之间的全部土壤不大可能达到塑性平衡。肯定在拉杆固定的那一点的附近有一个范围是象与壁固接的土体那样作用的，有一点儿象在本身稳定的壁的足部形成“转动铰”那样。那里的平衡是属于弹性平衡。

滑动线的理论仍能用来处理这个问题，虽然它不可能求出在圆弧范围以外的应力。所研究的平衡是处于壁和圆弧之间的土体的主动土压力总平衡。

将前一节中所说的考虑在内，主应力总和的一半沿着滑动圆弧的演变可用下式来求：

$$p = e^{m\alpha} \left(A + \int_0^\alpha e^{-m\alpha} d\phi \right) \text{ (在松散性土壤中) }。$$

事实上，考虑的滑动圆弧是一根 α 线，因为它受到的切向力作反向运动，并且给出一个相对中心 C 的反时针方向的转动弯矩。

规定自 C 点向下的竖直线起量角 α (图 9-12)，便得出：

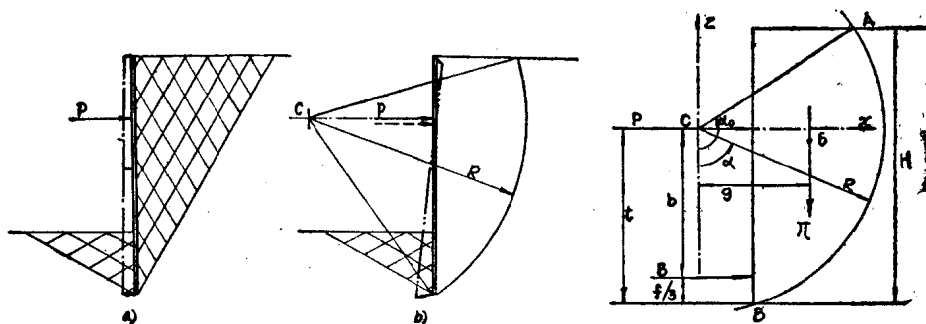


图 9-11

图 9-12

$$\begin{aligned} x &= R \sin \alpha, \quad z = -R \cos \alpha \\ U &= -\bar{\omega} R \cos \alpha, \quad Q = \bar{\omega} R \sin \alpha \\ \phi &= Q \operatorname{tg} \varphi - U = \bar{\omega} R (\sin \alpha \operatorname{tg} \varphi + \cos \alpha) \\ \phi &= \frac{\bar{\omega} R}{\cos \varphi} \sin(\alpha - \varphi) \\ d\phi &= -\frac{\bar{\omega} R}{\cos \varphi} \sin(\alpha - \varphi) d\alpha \end{aligned}$$

如此则：

$$p = e^m \left(A - \frac{\bar{\omega} R}{\cos \varphi} \int_0^\alpha \sin(\alpha - \varphi) e^{-m\alpha} d\alpha \right)$$

积分值为：

$$-e^{m\alpha} \frac{m \sin(\alpha - \varphi) + \cos(\alpha - \varphi)}{1 + m^2}$$

引进 $m = 2 \operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \psi$ 后可以写成：

$$-e^{-m\alpha} \frac{\cos(\alpha - \varphi - \psi)}{(1 + \operatorname{tg}^2 \psi)(\cos \psi)} = -e^{-m\alpha} \cos \psi \cos(\alpha - \varphi - \psi)$$

于是 p 的表达式即为:

$$p = Ae^{m\alpha} + \bar{\omega} R \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} \cos(\alpha - \varphi - \psi) \quad (9-6-1)$$

呈倾斜角度 φ 作用在圆上的应力 n 将与从莫尔圆得来的一样:

$$n = p \cos \varphi$$

即:

$$n = Be^{m\alpha} + \bar{\omega} R \cos \psi \cos(\alpha - \varphi - \psi) \quad (9-6-2)$$

可以用 $\alpha = \alpha_0$ 时 A 点上的边界条件来确定常数。在没有加载的情况下:

$$n(\alpha_0) = 0 = Be^{m\alpha_0} + \bar{\omega} R \cos \psi \cos(\alpha_0 - \varphi - \psi)$$

$$B = -\bar{\omega} R \cos \psi \cos(\alpha_0 - \varphi - \psi) e^{-m\alpha_0}$$

式中给出:

$$n = \bar{\omega} R \cos \psi [\cos(\alpha - \varphi - \psi) - \cos(\alpha_0 - \varphi - \psi) e^{-m(\alpha_0 - \alpha)}] \quad (9-6-3)$$

可以从这个公式中推导出很简单的作图法, 用它能够求出沿滑动圆弧的应力 n (图9-13)。

先以通过滑动圆弧的圆心 C 的向下竖直线为边作 φ 角, 再作 ψ 角。从位于 $\varphi + \psi$ 角半径上的滑动圆弧的 M 点起作垂直线 MN 到 φ 角的半径上。 $CN = R \cos \psi$ 是辅助圆的半径。于是通过 C 点画出相对于半径 CM 的垂线 DE , 接着再画几根把滑动圆分成几个相等的弧的半径。为了便于以后作图清楚起见, 将这些半径作为直径一直延长到辅助圆的对面与圆相交。

这些半径在 1、2、3 各点上切割辅助圆。从这些点到 DE 线的各根垂线的长度为 $R \cos \psi \cos(\alpha - \varphi - \psi)$, 再从圆心 C 起在各条半径上画出这些线的长度, 便得出 1'、2'、3' 等点。连接这些点的曲线就是 $R \cos \psi \cos(\alpha - \varphi - \psi)$ 的极坐标图。

于是即可计算出相应于不同半径的 $e^{-m(\alpha_0 - \alpha)}$ 的值, 并且从 C 点起径向地绘出这些数值:

$$R \cos \psi \cos(\alpha_0 - \varphi - \psi) e^{-m(\alpha_0 - \alpha)}$$

将注意到 $R \cos \psi \cos(\alpha_0 - \varphi - \psi)$ 是由 $\overline{C1'}$ 长度给出的。把如此得出的 1''、2''、3'' 各点连接起来即可绘出

$$R \cos \psi \cos(\alpha_0 - \varphi - \psi) e^{-m(\alpha_0 - \alpha)}$$

的图形。

我们将见到 1'' 与 1' 相吻合。 $\overline{2'2''}$, $\overline{3'3''}$ 等线段相应于 $n_2/\bar{\omega}$, $n_3/\bar{\omega}$ 等。其中 n_2 , n_3 等是作用在滑动圆上的应力。画出这些线段并注意到它们的方向是在以 $R \sin \varphi$ 为半径的圆的切线上的, 这样便得到了作用在以 CA 为半径的圆上的应力图。根据这张图可以计算出相对每个线段上的各个小单元力 $dF = n R d\alpha$ 及其竖向和水平向分力 dx 和 dy 。

dF 的作用方向也是在以 $R \sin \varphi$ 为半径的圆的切线上的。

接着便求得:

(1) 水平合力

$$X = \sum dX$$

(2) 竖向合力

$$Y = \sum dY$$

(3) 弯矩

$$M = R \sin \varphi \sum dF$$

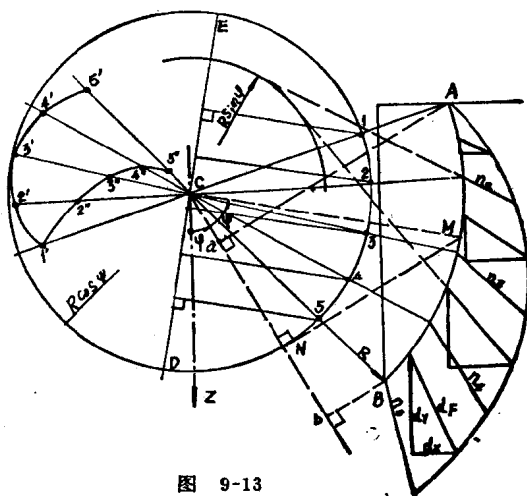


图 9-13

对弯矩有一种验算方法。

实际上可以按微分形式表达方程式 α 如下:

$$dp - 2p \operatorname{tg} \varphi d\alpha = d\phi$$

此外, 由作用在 $R d\alpha$ 上的 dF 力产生的单元弯矩为:

$$dM = n R^2 \sin \varphi d\alpha = p R^2 \sin \varphi \cos \varphi d\alpha$$

于是得出:

$$p d\alpha = \frac{dM}{R^2 \sin \varphi \cos \varphi} = \frac{dp - d\phi}{2 \operatorname{tg} \varphi}$$

即:

$$dM = \frac{R^2}{2} \cos^2 \varphi (dp - d\phi)$$

和

$$M = \frac{R^2}{2} \cos^2 \varphi [p_A - p_B - \phi_A + \phi_B] \quad (9-6-4)$$

(用图9-12和9-13中的符号)

由于见到:

$$\phi = \frac{\bar{\omega} R}{\cos \varphi} \cos(\alpha - \varphi) \text{ 和 } p = \frac{n}{\cos \varphi}$$

可以写成:

$$M = \frac{R^2}{2} \cos \varphi \left[n_A - n_B - \bar{\omega} R \cos(\alpha - \varphi) \frac{A}{B} \right]$$

从 A 点和 B 点下降作两条垂直于 φ 角半径的垂线 A_a 和 B_b , 即可用图解法求出 $-R \cos(X - \varphi) \frac{A}{B}$, ab 段相应于所求的项。

于是弯矩即为:

$$M = \bar{\omega}(\bar{ab} - n_B) \frac{R^2}{2} \cos \varphi (n_A = 0)$$

对于一个已知的滑动圆弧, 也可以照此求分力 XY 和主动土压力弯矩。

设被动土压力是水平向的, 这就如我们在偏于安全方面时所作的假定那样, 总平衡的条件是 (图9-12):

$$\left. \begin{aligned} P + B &= X \\ \Pi &= Y \\ g\Pi - bB &= M \end{aligned} \right\} \quad (9-6-5)$$

竖直投影的方程式将能确定所考虑的圆的半径。正是它的竖向分力将与在运动中土壤的重量取得平衡。

被动土压力和所要求的埋入深度将通过弯矩方程式来计算。

已知:

$$B = \frac{1}{2} \bar{\omega} K_b f^2 \text{ 和力臂 } b = t - \frac{f}{3}$$

如此则:

$$bB = \bar{\omega} K_b \frac{f^2}{2} \left(t - \frac{f}{3} \right)$$

最小埋入深度可由下式得出:

$$3tf^2 - f^3 = \frac{6(g\Pi - M)}{\omega K_b} \quad (9-6-6)$$

最后，拉杆的力将由水平投影的方程式给出。

图9-14表示根据随 φ 角 $= 30^\circ$ 的土壤的圆的半径变化得到的 X 、 Y 和 M 的变化情况。图中： $R = 0.97H$ 。所需要的埋入深度大致是 $f = 0.2H$ 。由此求出被动土压力 $B = 0.06\omega H^2$ ，和拉杆的力 $P = 0.13\omega H^2$ 。

如果根据图9-11a来进行计算的话，将会求得 $f = 0.26H$ ， $B = 0.101\omega H^2$ 和 $P = 0.066\omega H^2$ 。

可以用这个例子来说明：计算时如不把壁可能有的走动考虑在内的话，就会将拉杆或撑杆所受的力低估到什么程度。当壁稍许离开足部时，这个力实际上就是计算值的双倍。如果我们在按这种方式计算的壁上没有发现更多的意外事故的话，这首先是因为埋入深度是富裕的，乃致壁在足部得到部分埋固，这显然减轻了撑杆的负担。

如将作用于壁的全部高度上的主动土压力三角形分布图式改为矩形分布图式，我们得到的结果与实际更相符。至于主动土压力的总值则可取兰金理论所给的那个数值：

$$F = \omega K_p \frac{H^2}{2}$$

作用在壁上的主动土压力的应力值常数将为：

$$\sigma_p = \omega K_p \frac{H}{2} \quad (9-6-7)$$

按照这个假定，在我们的例子中得出的计算结果与滑动圆弧理论的结果就比较接近得多。得到：

$$f = 0.2H, B = 0.06\omega H^2 \text{ 和 } P = 0.107\omega H^2.$$

图9-15表示在不同的假定中水平主动土压力的各种应力图。相应于滑动圆弧的曲线表示作用在一小段圆弧上的水平分力，这个水平分力被这一段的竖向投影所分割。这种比较充分说明如果认为由滑动圆弧理论得出的结论是最符合实际的话，矩形主动土压力图的假定比三角形图更近似于它。

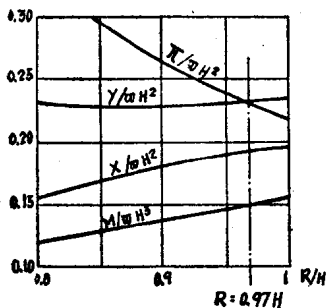


图 9-14

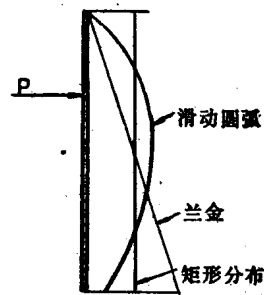


图 9-15

9-7 锚固壁(续)、粘聚力的影响、附加荷载的影响

当土壤本身是粘性的或者土体受到一个匀布附加荷载时，滑动圆弧理论的应用就碰到一种理论上的困难。

乍一看来这一点也不妨碍滑动圆弧理论的应用，因为在第一种情况只须应用相应受力状态的原理，在第二种情况中，则只要考虑在 A 点（图9-12）由附加荷载产生的均匀压力就行

了,但恰恰正是在A点上发生了困难。

让我们讨论匀布附加荷载的情况,显然根据假定土体的表面是一条等应力线,至少如果是法向附加荷载的话。于是圆弧就应当以一个颇为肯定的角度 $(\pi/4 + \varphi/2)$ 与这根线相切割,可是这并不是符合总平衡的各项条件的圆。困难却在于确定在A点上的 n 值。应当取相应于圆弧切割自由面的角度的数值(在这种情况下必须假定有一个切向应力作用在这个上面)呢?还是应当认为圆与另一根滑动线相衔接呢(这根线应当如何弯曲才能使相切角成为一个正确的角)?起初看来第二种假定似乎比较好,但是我们立刻发现它显然带来了很大的复杂性。对这个问题,看来目前还没有一个很满意的解决办法。

在这样的情况下,最好是能满足于近似值的计算即假定作用在壁上的主动土压力按矩形分布。

超载 q 的影响可以简单地通过主动土压力增大一个量 $K_p q$ 来表达。

同样粘聚力按 $\frac{1-K_p}{\tan \varphi} C$ 的折减系数使主动土压力减小(见第9-2和9-3节)。

9-8 锚固壁或受撑壁的最小埋入深度

当壁在好几个标高上受到锚固或支撑时,拉杆或撑杆可能承受全部主动土压力。因此对于壁的稳定性来说就不再需要有任何埋入深度了。

但这时对基坑底部却并不一样,如果埋入度不够深的话,基坑底面会有隆起的危险。

根据卡果特和克里泽尔的理论,这种基坑底面的抬高相应于图9-16中的示意图。坑底通过沿着象ACB那样的曲线滑动造成抬高现象。在上方,A点上的竖向应力为:

$$q_1 = \bar{\omega} H$$

$$q_2 = \bar{\omega} h$$

在下方为:

如果略去重力不计,则得出(参见滑动线理论):

$$n_1 = e^{\pi \tan \varphi} n_2$$

和:

$$n_1 = q_1 \tan \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \right);$$

$$n_2 = q_2 \tan \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right)$$

它给出:

$$q_1 = q_2 \tan^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} \right) e^{\pi \tan \varphi} = q_2 K_b e^{\pi \tan \varphi}$$

即:

$$h = \frac{H}{K_b e^{\pi \tan \varphi}} \quad (9-8-1)$$

下列表格给出相对不同 φ 的值的各个 h/H 值:

φ	20°	30°	40°
h/H	0.156	0.056	0.016

于是当内摩擦角相当大时,埋入深度便很小。

太沙基(Terzaghi)处理这个问题的最好方法是认为A点上的竖向应力小于 $\bar{\omega} H$ 。实

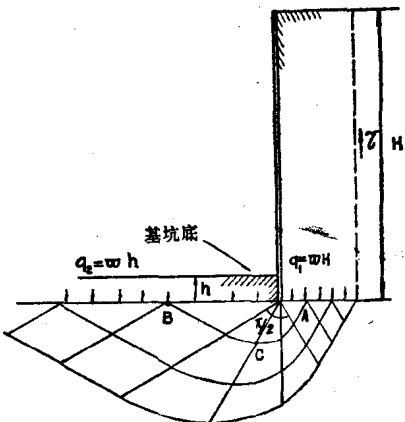


图 9-16