

计 算 土 力 学

朱百里 沈珠江等 编著



上海科学技术出版社

计 算 土 力 学

朱百里 沈珠江等 编著

上海科学技术出版社

计 算 土 力 学

朱百里 沈珠江等 编著

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路450号)

本书在上海发行所发行 无锡县人民印刷厂印刷

开本787×1092 1/16 印张22.25 字数531,000

1990年8月第1版 1990年8月第1次印刷

ISBN 7-5323-1837-0/TU·62

印数 1—3,500 定价: 7.40元

目 录

前 言

第一章 总论	1
1.1 计算土力学的任务	1
1.2 计算土力学的作用	3
1.3 Biot动力固结方程	4
1.4 基本方程的求解	7
1.5 成就与展望	10
第二章 数值方法	14
2.1 概述	14
2.2 标准有限元	15
2.3 有限元分析步骤	19
2.4 平面等参元	22
2.5 轴对称等参元	31
2.6 三维等参元	34
2.7 无界元	39
2.8 边界元	42
2.9 有限差分	43
第三章 土的本构模型	46
3.1 概述	46
3.2 静力分析模型	48
3.3 动力分析模型	61
第四章 渗流分析	69
4.1 概述	69
4.2 渗流模型	69
4.3 有压渗流	70
4.4 自由面渗流	73
4.5 不稳定渗流	75
4.6 非饱和土渗流	77
4.7 地下水渗流	80
第五章 总应力分析	82
5.1 概述	82
5.2 非线性分析	82
5.3 填方和挖方	89

5.4 土-结构物相互作用	96
5.5 接触面单元	96
第六章 固结分析	100
6.1 概述	100
6.2 Biot 固结方程的数值解法	102
6.3 单元形态和时段的选择	103
6.4 边界条件	105
6.5 二维有限元公式	107
6.6 砂井地基固结计算	111
6.7 流变特性的考虑	113
6.8 Terzaghi-Rendulic 准固结理论 论差分解法	115
第七章 动力分析	121
7.1 概述	121
7.2 动力方程及其解法	121
7.3 动力问题的种类和边界条件	123
7.4 复反应分析法	124
7.5 直接积分法	129
7.6 有效应力法	134
7.7 弹塑性分析	138
7.8 耦合分析	140
7.9 源问题的边界元法	142
第八章 极限分析	147
8.1 概述	147
8.2 基本方程式	148
8.3 极限平衡问题及其解法	150
8.4 变分原理	152
8.5 可静和可动解法	157
8.6 地基极限承载力	160
8.7 极限土压力	165
8.8 土坡极限分析	170
第九章 概率数值计算	177
9.1 概述	177

9.2 工程系统失效概率计算	177	12.3 地下连续墙.....	276
9.3 Monte Carlo 模拟	183	12.4 深开挖.....	281
9.4 Monte Carlo 模拟与有限差分法的耦合	187	第十三章 土坝	289
9.5 随机有限元方法	189	13.1 概述.....	289
第十章 浅基础	195	13.2 混凝土面板坝.....	292
10.1 概述.....	195	13.3 混凝土防渗墙坝.....	294
10.2 条形基础.....	195	13.4 土质心墙坝.....	298
10.3 片筏基础.....	197	13.5 均质坝和水坠坝.....	304
10.4 不规则片筏基础.....	205	13.6 尾矿坝和灰坝.....	306
10.5 箱形基础.....	210	13.7 围堰.....	308
10.6 结构物-土相互作用	216	第十四章 挡土墙	313
10.7 相互作用分析实例.....	219	14.1 概述.....	313
第十一章 桩基础的计算与分析	223	14.2 刚性挡土墙.....	314
11.1 概述.....	223	14.3 柔性挡土墙.....	319
11.2 竖直荷载下桩基础的受力分析.....	223	14.4 加筋挡土墙.....	324
11.3 侧向荷载下桩基础的受力分析.....	251	14.5 装配式锚定挡土墙.....	326
11.4 打桩动力分析——波动方程法.....	258	14.6 抗滑桩和桩的抗滑作用.....	330
第十二章 地下工程与深开挖	268	第十五章 土工问题的反分析	336
12.1 概述.....	268	15.1 概述.....	336
12.2 地下铁道.....	268	15.2 逆分析法.....	336
		15.3 直接分析法.....	339
		15.4 概率统计法.....	343
		15.5 工程实例分析.....	344

第一章 总 论

计算土力学是用数值方法分析岩土工程中的形变、应力、强度和稳定性的科学，它是六十年代随着电子计算技术而发展起来的。无论把土作为地基、作为一种建筑材料（如具有粘土防渗心墙的堆石坝，铁路公路和机场跑道的路基）还是作为结构物的环境（如地下车库和地下铁道），都会产生因建筑的荷载和土中渗流所产生的形变、应力和稳定性问题。计算土力学的任务在于通过计算分析来认识建筑工程、水利工程、交通运输、能源建设和城市建设中与土有关的问题，提出合理而经济的解决方案。

土体是天然地质历史的产物。在饱和状态下由土骨架和孔隙水组成，在非饱和状态下，还有孔隙气。不同矿物成份和不同骨架结构组成的土体以及它和不同孔隙水成份之间的相互作用，使不同地区的土体具有千差万异的物理、力学性质。此外，由于天然土体的不均匀性，强度、变形和渗透性质的各向异性，以及土体应力-应变关系的非线性，使土的性质与钢材、混凝土等建筑材料相比变得更加复杂。

在古典土力学中，将土的性质、加荷条件和边界条件理想化，从而获得一些重要的解答。由 Coulomb 建立并由 Mohr 发展了的关于无粘性土和粘性土的 Mohr-Coulomb 强度理论为土压力理论、地基承载力和土坡稳定分析奠定了基础。Boussinesq 和 Cerrutti 分别提出了均匀的、各向同性的半无限弹性体表面在竖直力或水平力作用下的位移和应力分布理论。D'Arcy 和 Dupuit 通过室内试验建立了有孔介质中水的渗流理论。Terzaghi 建立了饱和土体中的有效应力原理，并据以提出了饱和土的一维固结理论。Соколовский 发表了“散粒体静力学”，从而把极限分析引进土力学。Biot 建立了土骨架压缩和渗流的耦合理论，把土力学推向更高的发展阶段。

经过二百多年的继承和发展而建立起来的古典土力学至今仍具有很重要的理论和实际意义。

早期的土力学虽已建立了象 Biot 理论那样的严密理论，但由于缺乏计算手段而无法应用。随着六十年代计算技术和有限元理论的发展，才使得 Biot 理论应用于解决复杂的土力学问题。

1.1 计算土力学的任务

随着工程建设规模和复杂程度的与日俱增，岩土工程面临的荷载历史、土体性质和边界条件也愈加复杂，仅仅依靠古典土力学理论已不足以解决今后将遇到的问题。

在城市中由于兴建高层建筑，从而要求合理且经济地进行箱形基础、片筏基础设计以及房屋-土体系或房屋-桩-土体系的相互作用分析。此外，由于涉及基础深开挖和地下空间利用而产生的地面变形，必须分析其对已有建筑物和地下管线的影响程度。根据土体的本构关系、施工方法、掘进速率和隧道的相对埋深可以预估地面变形的数量级和影响范围的大小，以便选择适宜的掘进方法和速率，减小或消除上述危害。

随着荷载等级的增高以及交通工具运行速率的加大,对铁路公路和机场跑道下面路基质量的要求也相应提高。铁路上部结构和公路机场路面的耐久性有赖于坚实的路基。运用计算土力学可以分析天然的或人工加固路基的稳定性,并在模拟施工过程及加载历史的情况下来预估路基的不均匀变形及其与时间的关系。

土中某点的应力达到土体的屈服强度,该点就进入极限状态。然而土中只有个别点进入极限状态,只会使土体形变速率有所增大,还不致引起整个土工结构物的失事。假使沿土体中某个面上的所有点,其应力同时或先后进入极限状态,于是就形成连续的滑裂面。土体的一部分相对于另一部分运动的现象称之为稳定性的丧失。当建筑物位于边坡地区或承受很大的水平荷载时,地基的一部分常常连同上部结构产生倾斜或倾覆,从而导致整体稳定性的丧失(整体失稳)。在海相粘土上修筑路堤或在山区软粘土上进行建筑,路堤的一部分会带着软土一道产生滑动(深层失稳)。一些工作多年的工程师甚至也会忘记进行整体稳定或深层稳定分析的必要性。在我国海洋工程和山区建设中已经有这样的工程失事。水库前面的土坝因丧失稳定性而损毁常常导致巨大的生命财产损失。

有孔介质中的渗流理论是土力学的重要组成部分。它一方面研究地下水在土工结构物或地基中的运动规律,另一方面则分析产生这些运动的条件以及渗流对土体强度、变形或稳定性的影响。地下水渗流还在水工结构物底面产生扬压力,同时对挡土结构物的土压力分布产生影响。例如当地下水从挡土墙背面向外渗流时,主动土压力增大而被动土压力减小。

近代修建的高土石坝往往用粗粒料堆筑坝壳,以维持坝体稳定,同时用粘土或混凝土修筑防渗心墙。不同性质的材料组合在一起,就可能引起应力重分布,局部产生塑性区或张拉裂缝。类似的问题也可能出现在路堤填方中。运用计算土力学中的数值方法,可以预估在不同施工阶段坝体张拉区或地基中塑性区开展的纵深程度和演变规律,从而为改进设计或采取预防性措施提供依据。

我国是一个多地震的国家,在有记录的灾害性地震中已经蒙受了巨大的生命财产损失。重要的水利工程、桥梁工程、建筑工程和核反应堆等结构物应当用有代表性的强震记录作地震反应分析,以检验是否具有足够的抗震安全度。其它一些土工结构物或地基在爆炸荷载或机械振动激发下也需要作动力分析。

工业的发展带来日益严重的环境污染。除了地面水污染和空气污染以外,污染源流入地下,随着地下水的运动使污染物产生的扩散和弥散,于是地基土也受到严重污染。它改变了土的物理力学性质,也改变了莫基于其上的建筑物的工作状态。运用计算土力学中的渗流分析和弥散分析就可以定量地估计地基土中有害物质波及的范围以及土体性质受影响的程度,以便采取相应的对策。

解决上述问题需要有正确的理论、计算方法和反映实际情况的计算参数。它们共同的要求是应当满足土体,有时还加上建筑物的平衡条件,场变量(有时还有它的导数)的连续性条件和课题的全部边界条件,更重要的,还应当具有反映土体应力-应变关系的本构定律。

近年来,国内外的一些学者综合室内试验和理论分析的成果,提出了各种反映土体应力-应变非线性关系的本构定律,它标志着人们通过多次工程实践对土体本质的认识已逐步深化。诚然,影响土体本构定律的因素很多,很难建立一种能反映所有因素,并可以用数学关系表达的本构关系,于是只能把握其中的主要因素。此外,随着研究的不断深入,本构定律

的表达形式也日趋复杂。本书旨在由博返约,使其形式得以简化。对本构定律中的参数则尽可能通过三轴压力仪或平面应变仪这些常规仪器精确地测定,以便使这些本构定律在工程设计中推广使用。

计算方法和土的本构关系选定以后,如何确定土的计算参数就成为重要的问题。除了用室内土工试验求得所需的参数以外,还可以对原型建筑物及其地基的长期观测资料进行反分析,从而求得这些参数或它们之间的相关关系,供类似条件下土工分析之用。

由于土体或地基的不均性,所测得的参数往往具有离散性,因此有必要把统计方法和概率论引入土力学。对一些地区土性质参数的统计分析表明,力学参数的变异程度较之物理参数为甚。例如,在土坡稳定分析中把土的强度指标作为非确定性的随机变量,而将土的容重作为确定性的变量来分析安全系数的可靠性指标,并据以估计土坡的失效概率。

运用概率论方法还可以估计计算参数的可能变化给形变和应力分析带来的变化幅度。

1.2 计算土力学的作用

近代电子计算机和数值方法的发展,对土体本构关系认识的不断深入,使得解决复杂的土质条件、加荷历史和边界条件下的岩土工程问题成为可能;计算土力学就是总结二十多年来这一领域中的研究成果而建立起来的一门新的土力学分支学科。

运用计算土力学的原理和方法可以分析土体的应力和变形分布,并模拟逐步加载或逐步卸载的施工程序。在计算中可以引入复杂的边界条件而毋需简化。可以用线性的或非线性的本构关系来考虑土骨架压缩与孔隙水压力变化之间的耦合作用。

能够在施工以前预估土体和结构物的形变、应力和稳定性的变化过程和发展趋势,以便分析在施工阶段和长期使用阶段可能出现的变化,并采取适宜的对策。

有可能模拟不同的加荷速率和施工程序对土坝路堤或软土地基中塑性区开展的范围和深度、应力集中的部位、应力迁移的方向、张拉区的分布和沉降中心的位置,必要时可以修改原先的设计。

可以分析不同的加荷历史、不同的应力路径对于非线性应力-应变关系、强度增长和形变发展的影响。例如码头、筒仓的活载在总荷载中占很大比例,开挖深基坑以后又砌筑基础。因此,地基经受着反复的加载-卸载-再加载。这种过程可以在计算土力学中得到解决,因而获得比古典土力学和经验规则更加可靠的结论。

对非均质土体在复杂加荷条件下,应力、形变和孔隙水压力随时间的发展过程也可以定量地描述。

从计算土力学的观点看来,各种岩土工程问题可以归纳成下列三类:

平衡问题	特征值问题	瞬态问题
土体形变应力分析	土坝振动的固有频率	饱和土或非饱和土的
基础梁、板分析	和振型分析	渗流固结
桩和桩群	结构物-土体系的固有	结构物-土相互作用
填方和深开挖	有频率和振型分析	的时效
土坡稳定	近岸和离岸工程	应力波在土中的传播
稳定渗流	在风浪激发下的	有孔介质中的非稳定渗流
结构物-土相互作用	动力响应	土体中的温度场
地下空间的形变应力		污染源的扩散与弥散

1.3 Biot 动力固结方程

除极限平衡问题情况特殊,将在第八章讨论外,上述土力学问题大多数可归结为Biot动力固结方程的求解。因此把这一方程称为计算土力学的基本方程。下面针对饱和土和接近饱和土,或孔隙气压力可以忽略的非饱和土来建立该方程及其简化形式。

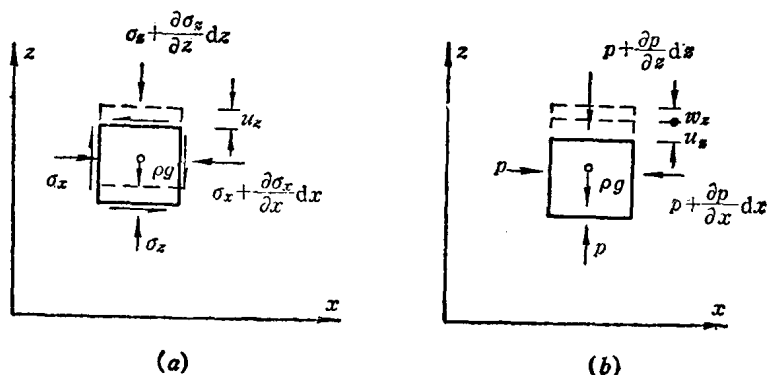


图 1.1 土体平衡(a);流体平衡(b)

设 u_x, u_y 及 u_z 为微分体积土骨架的位移分量, 而 w_x, w_y 及 w_z 为土中液相相对于土骨架的位移分量(在图 1.1 中只示出 x 和 z 方向的分量)。

土体平衡方程,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} - \rho \ddot{u}_x - \rho_f \ddot{w}_x &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} - \rho \ddot{u}_y - \rho_f \ddot{w}_y &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} - \rho \ddot{u}_z - \rho_f \ddot{w}_z - \rho g &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

有效应力原理,

$$\sigma_x = \sigma'_x + p, \sigma_y = \sigma'_y + p, \sigma_z = \sigma'_z + p \quad (1.2)$$

土体应力-应变关系,

$$\{\sigma'\} = f(\{\varepsilon\}) \quad (1.3)$$

或

$$\{\sigma'\} = [D](\{\varepsilon\} - \{\varepsilon_0\}) \quad (1.3a)$$

式中 $\{\varepsilon_0\}$ 为考虑非线性时土体中的初应变。

变形几何关系,

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= -\frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \gamma_{xy} = -\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}\right) \\ \varepsilon_y &= -\frac{\partial u_y}{\partial y}, \quad \gamma_{yz} = -\left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y}\right) \\ \varepsilon_z &= -\frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \gamma_{zx} = -\left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z}\right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

或记作

$$\{\varepsilon\} = -[B]\{u\} \quad (1.4a)$$

土孔隙中流体的平衡方程,

$$\begin{aligned}
 -\frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{1}{k_x} \dot{w}_x + \rho_f \ddot{u}_x + \rho_f \ddot{w}_x / n \\
 -\frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{1}{k_y} \dot{w}_y + \rho_f \ddot{u}_y + \rho_f \ddot{w}_y / n \\
 -\rho_f g - \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{1}{k_z} \dot{w}_z + \rho_f \ddot{u}_z + \rho_f \ddot{w}_z / n
 \end{aligned} \quad (1.5)$$

渗流连续性方程

$$-\frac{d\dot{w}_x}{dx} - \frac{d\dot{w}_y}{dy} - \frac{d\dot{w}_z}{dz} = \frac{d\dot{u}_x}{dx} + \frac{d\dot{u}_y}{dy} + \frac{d\dot{u}_z}{dz} + \frac{n}{K_f} \dot{p} \quad (1.6)$$

式中 K_f 为流体的压缩模量, 其它符号见《土力学与基础工程名词》。

假使略去式(1.5)右端的后两项, 留下的便是土力学中有名的 D'Arcy 定律。

根据 Zienkiewicz 的分析, 除土体中高频振动的情况外, 可以将流体相对于土骨架运动的惯性力 $\rho_f \ddot{w}$ 略而不计^[5]。在此情况下, 把式(1.5)代入式(1.6), 并以水头 $h = z + p/(\rho_f g)$ 作为场变量, 于是有渗流连续性方程的另一种表达式:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k_y \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial h}{\partial z} - \frac{n}{K_f} \dot{h} \\
 - \left(\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \dot{u}_y}{\partial y} + \frac{\partial \dot{u}_z}{\partial z} \right) + \rho_f (\ddot{u}_x + \ddot{u}_y + \ddot{u}_z) = 0
 \end{aligned} \quad (1.7a)$$

记 $\beta = n/K_f$ 为单位土体内流体的压缩系数。

现在转而讨论平衡方程的另一种表达形式。

对于式(1.3a)中表示应力-应变关系的 $[D]$ 矩阵有各种具体的形式。在岩土工程中具有重要意义的横向各向同性土体, $[D]$ 的形式如下:

$$[D] = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & & & \\ d_{12} & d_{11} & d_{13} & & & \\ d_{13} & d_{13} & d_{33} & & & \\ & & & d_{44} & & \\ & & & & d_{44} & \\ & & & & & d_{66} \end{bmatrix}$$

式中 $d_{66} = d_{11} - d_{12}$ 。可以看出, 在 $[D]$ 中只有五个独立常数。

把式(1.2)、(1.3)及(1.4)代入式(1.1), 就得到以位移分量表示的平衡方程:

$$\begin{aligned}
 d_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + d_{44} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + d_{66} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} + (d_{12} + d_{44}) \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \\
 + (d_{13} + d_{66}) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial x} - \rho_f g \frac{\partial h}{\partial x} + X^0 = \rho \ddot{u}_x
 \end{aligned} \quad (1.7b)$$

$$\begin{aligned}
 d_{44} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + d_{11} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + d_{44} \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + (d_{12} + d_{44}) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \\
 + (d_{13} + d_{44}) \frac{\partial^2 u_z}{\partial y \partial z} - \rho_f g \frac{\partial h}{\partial y} + Y^0 = \rho \ddot{u}_y
 \end{aligned} \quad (1.7c)$$

$$\begin{aligned}
 d_{66} \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + d_{44} \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + d_{11} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + (d_{13} + d_{66}) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial z} \\
 + (d_{13} + d_{44}) \frac{\partial^2 u_y}{\partial z \partial y} + (\rho - \rho_f) g - \rho_f g \frac{\partial h}{\partial z} + Z^0 = \rho \ddot{u}_z
 \end{aligned} \quad (1.7d)$$

式中 X^0 、 Y^0 及 Z^0 为由初应变 $\{\epsilon_0\}$ 引起的等价体积力, $(\rho - \rho_f)g$ 就是浮容重。

式(1.7a)、(1.7b)、(1.7c)和(1.7d)构成三维条件下土力学的基本方程,即 Biot 动力固结方程。

边界条件:

位移边界条件

$$\{u\} = \{\bar{u}\} \quad (1.8a)$$

应力边界条件

$$\{\sigma\} \{n\} = \{\bar{t}\} \quad (1.8b)$$

势流边界条件

$$h = \bar{h} \quad (1.8c)$$

流量边界条件

$$-k_n \frac{\partial h}{\partial n} = \bar{q} \quad (1.8d)$$

现在考虑土力学中的各种具体课题。

为了节省篇幅,下面只讨论平面应变和广义虎克定律适用的情况,即在应力-应变矩阵 $[D]$ 中, $d_{11} = d_{22} = d_{33} = d_1$, $d_{12} = d_{21} = d_{23} = d_{32} = d_{13} = d_{31} = d_2$, $d_{44} = d_{55} = d_{66} = d_3$, 且有 $d_3 = (d_1 - d_2)/2$ 。此时式(1.7)简化为

$$d_1 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + d_3 \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} + (d_2 + d_3) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial z} - \rho_f g \frac{\partial h}{\partial x} + X^0 = \rho \ddot{u}_x \quad (1.9a)$$

$$d_3 \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + d_1 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + (d_2 + d_3) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial x} - \rho_f g \frac{\partial h}{\partial z} + Z^0 = \rho \ddot{u}_z + (\rho - \rho_f) g \quad (1.9b)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial h}{\partial z} - \beta \dot{h} - \left(\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \dot{u}_z}{\partial z} \right) + \rho_f \left(\frac{\partial}{\partial x} k_x \dot{u}_x + \frac{\partial}{\partial z} k_z \dot{u}_z \right) = 0 \quad (1.9c)$$

动力平衡方程 当土体中不存在孔隙压力时, $h = Z$ 。式(1.9a、b)简化为

$$\begin{aligned} d_1 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + d_3 \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} + (d_2 + d_3) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial z} + X^0 &= \rho \ddot{u}_x \\ d_3 \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + d_1 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + (d_2 + d_3) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial x} + Z^0 - \rho g &= \rho \ddot{u}_z \end{aligned} \quad (1.10)$$

这就是土体的动力平衡方程。

静力平衡方程 当土体中不存在惯性力时, $\ddot{u}_x = \ddot{u}_z = 0$ 。

$$\begin{aligned} d_1 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + d_3 \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} + (d_2 + d_3) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial z} + X^0 &= 0 \\ d_3 \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + d_1 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + (d_2 + d_3) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial x} + Z^0 &= \rho g \end{aligned} \quad (1.11)$$

渗流方程 假设土骨架为刚性,即孔隙水渗流并不引起土骨架压缩时, $u_x = u_z = 0$, 此时式(1.9a)和(1.9b)恒能满足。式(1.9c)简化为下述土体渗流方程:

$$\frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial h}{\partial z} = \beta \dot{h} \quad (1.12)$$

固结方程 现在转而讨论土体固结问题。

土骨架的体应变变化率 ϵ_v 用平均有效应力的变化率 $\dot{\sigma}'_m = (\dot{\sigma}'_x + \dot{\sigma}'_y + \dot{\sigma}'_z)/3$ 表示时,有

$$\dot{\sigma}'_m = \epsilon_v / m_v$$

m_v 为土的体积压缩系数。考虑到 $\epsilon_v = \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)$, 并设渗透系数为常量, 于是有

$k_x = k_y = k_z = k$, 同时不考虑惯性力 $\rho \ddot{u}_x$, $\rho \ddot{u}_y$ 及 $\rho \ddot{u}_z$, 于是式(1.7a)可简化为

$$k \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \right) = \frac{n}{K_f} \dot{h} - m_v \dot{\sigma}_m' \quad (1.13)$$

对于饱和土, 由于 $K_f = \infty$, 于是有 $\beta = n/K_f = 0$ 。上式简化成

$$\nabla^2 h = \frac{m_v}{k} (\dot{\sigma}_m - \dot{p}) \quad (1.13a)$$

考虑到

$$h = z + p/\rho_f g \quad \text{以及} \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \rho_f g z = 0$$

于是有

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = -c_v (\dot{\sigma}_m - \dot{p}) \quad (1.13b)$$

式中 $c_v = k/\rho_f g m_v$ 称为土的固结系数。

特别是当土体中平均应力的变化率 $\dot{\sigma}_m = 0$ 时, 上式成为

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = c_v \dot{p} \quad (1.14)$$

这就是土力学中的 Terzaghi-Rendulic 固结方程。

相应的边界条件(1.8d)现在成为

$$-\frac{k_n}{\rho_f g} \frac{\partial p}{\partial n} - k_n \frac{\partial z}{\partial n} = \tilde{q} \quad (1.15)$$

应当注意, 切不可把式(1.15)左端第二项忘记掉。

1.4 基本方程的求解

Biot 动力固结方程是土力学的基本方程, 它的求解可分两步进行, 首先在空间上把计算域离散, 然后在时间上离散。

设场变量 u_x, u_y, u_z 及 h 用下式近似:

$$\begin{aligned} \{u\} &= [N_u]^T \{\bar{u}\} \\ h &= [N_h]^T \{\bar{h}\} \end{aligned} \quad (1.16)$$

式中 $[N_u]$ 及 $[N_h]$ 分别为场变量 $\{u\}$ 及 $\{h\}$ 的形函数。它们可以取得一样, 也可以取得不同, $\{\bar{u}\} = \{u_x, u_y, u_z\}^T$ 及 $\{\bar{h}\}$ 为结点的待定场变量。将式(1.16)代入式(1.7), 并用加权残数法, 得

$$\begin{aligned} [M] \{\ddot{\bar{u}}\} + [K] \{\dot{\bar{u}}\} - [C] \{\bar{h}\} &= \{F_1\} \\ [C] \{\ddot{\bar{u}}\} + [S] \{\dot{\bar{h}}\} + [H] \{\bar{h}\} &= \{F_2\} \end{aligned} \quad (1.17)$$

式中

$$[M] = \int_{\Omega} [N_u]^T \rho [N_u] d\Omega \quad \text{——质量矩阵} \quad (1.17a)$$

$$[K] = \int_{\Omega} [B_u]^T [D(\{\epsilon\})] [B_u] d\Omega \quad \text{——劲度矩阵} \quad (1.17b)$$

$$[C] = \int_{\Omega} [B_u]^T [N_h] d\Omega \quad \text{——耦合矩阵} \quad (1.17c)$$

$$[S] = \int_{\Omega} [N_h]^T \beta [N_h] d\Omega \quad \text{——流体压缩矩阵} \quad (1.17d)$$

$$[H] = \int_{\Omega} [B_h]^T k [B_h] d\Omega \quad \text{——渗透矩阵} \quad (1.17e)$$

$$\{F_1\} = \int_{\Omega} [N_u] \begin{Bmatrix} X^0 \\ Y^0 \\ Z^0 - (\rho - \rho_f)g \end{Bmatrix} d\Omega + \int_{\Gamma} [N_u] \{t\} d\Gamma \text{——结点力} \quad (1.18)$$

$$\{F_2\} = \int_{\Gamma} N_h \tilde{q} d\Gamma \text{——结点流量} \quad (1.19)$$

下面针对平面问题说明式(1.17)的推导过程。先将式(1.16)改写为

$$\begin{aligned} \bar{u}_x &= \sum_{i=1}^n N_i(x, z) u_{xi}(t) \\ \bar{u}_z &= \sum_{i=1}^n N_i(x, z) u_{zi}(t) \\ \bar{h} &= \sum_{i=1}^{\bar{n}} \bar{N}_i(x, z) h_i(t) \quad (\sim \text{在此表示近似}) \end{aligned} \quad (1.16a)$$

式中 $N_i, \bar{N}_i$ 相当于 $[N_u]$ 和 $\{N_h\}$, u_{xi}, u_{zi} 及 h_i 为结点 i 的待定变量, n 及 $\bar{n}$ 分别为出现 $\{u\}$ 及 h 的结点数, 由于上式是近似的, 代入式(1.9)后将出现残数。按 Galerkin 法, 使残数的加权积分为零, 可得下述 $(2n + \bar{n})$ 个对时间的常微分方程。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} N_i \left\{ \sum_{j=1}^n \left[\left(d_1 \frac{\partial^2 N_j}{\partial x^2} + d_3 \frac{\partial^2 N_j}{\partial z^2} \right) u_{xj} + (d_2 + d_3) \frac{\partial^2 N_j}{\partial x \partial z} u_{zj} - \rho N_j \bar{u}_{xj} \right] \right. \\ \left. - \rho_f g \sum_{j=1}^{\bar{n}} \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial x} h_j + X_i^0 \right\} d\Omega = 0 \\ \int_{\Omega} N_i \left\{ \sum_{j=1}^n \left[\left(d_3 \frac{\partial^2 N_j}{\partial x^2} + d_1 \frac{\partial^2 N_j}{\partial z^2} \right) u_{zj} + (d_2 + d_3) \frac{\partial^2 N_j}{\partial x \partial z} u_{xj} - \rho N_j \bar{u}_{zj} \right] \right. \\ \left. - \rho_f g \sum_{j=1}^{\bar{n}} \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial z} h_j + Z_i^0 - (\rho - \rho_f)g \right\} d\Omega = 0 \\ \int_{\Omega} \bar{N}_i \left\{ \sum_{j=1}^{\bar{n}} \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial z} \right) h_j - \beta \bar{N}_j h_j \right] \right. \\ \left. - \sum_{j=1}^n \left[\frac{\partial N_j}{\partial x} \dot{u}_{xj} + \frac{\partial N_j}{\partial z} \dot{u}_{zj} + \rho_f \left(k_x \frac{\partial N_j}{\partial x} \bar{u}_{xj} + k_z \frac{\partial N_j}{\partial z} \bar{u}_{zj} \right) \right] \right\} d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (1.20)$$

由于

$$N_i \frac{\partial^2 N_j}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(N_i \frac{\partial N_j}{\partial x} \right) - \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x}$$

且考虑边界条件

$$\begin{aligned} \left(d_1 \frac{\partial u_x}{\partial x} + d_2 \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x} \right) n_x + d_3 \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) n_z = t_x \\ d_3 \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) n_x + \left(d_2 \frac{\partial u_x}{\partial x} + d_1 \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} \right) n_z = t_z \end{aligned}$$

对式(1.20)作分部积分, 可得

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \left\{ \sum_{j=1}^n \left[\left(d_1 \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + d_3 \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right) u_{xj} + \left(d_2 \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial z} + d_3 \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial x} \right) u_{zj} \right. \right. \\ \left. \left. + \rho N_i N_j \bar{u}_{xj} \right] - \rho_f g \sum_{j=1}^{\bar{n}} \bar{N}_j \frac{\partial N_i}{\partial x} h_j \right\} d\Omega = \int_{\Omega} N_i X_i^0 d\Omega + \int_{\Gamma} N_i t_x d\Gamma \\ \int_{\Omega} \left\{ \sum_{j=1}^n \left[\left(d_3 \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + d_1 \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right) u_{zj} + \left(d_2 \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial z} + d_3 \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial x} \right) u_{xj} \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 + \rho N_i N_j \ddot{u}_{xj}] - \rho_f g \sum_{j=1}^{\bar{n}} \bar{N}_j \frac{\partial N_i}{\partial z} h_j \Big\} d\Omega = \int_{\Omega} N_i Z_i^0 d\Omega + \int_{\Gamma} N_i t_z d\Gamma - \int_{\Omega} N_i \rho g d\Omega \quad (1.21) \\
 \int_{\Omega} \left\{ \sum_{j=1}^{\bar{n}} \left[\left(-k_x \frac{\partial \bar{N}_i}{\partial x} \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial x} - k_z \frac{\partial \bar{N}_i}{\partial z} \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial z} \right) h_j - \beta \bar{N}_i \bar{N}_j h_j \right] \right. \\
 \left. - \sum_{j=1}^{\bar{n}} \left(\bar{N}_i \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial x} \dot{u}_{xj} + \bar{N}_i \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial z} \dot{u}_{zj} \right) + \rho_f \left(k_x \bar{N}_i \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial x} \ddot{u}_{xj} \right. \right. \\
 \left. \left. + k_z \bar{N}_i \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial z} \ddot{u}_{zj} \right) \right\} d\Omega = \int_{\Gamma} \bar{N}_i q_n d\Gamma
 \end{aligned}$$

式(1.21)可简写成

$$\left. \begin{aligned}
 \sum_{j=1}^{\bar{n}} \left[m_{ij} \ddot{u}_{xj}(t) + k_{ij}^{11} u_{xj}(t) + k_{ij}^{12} u_{zj}(t) + \sum_{j=1}^{\bar{n}} k_{ij}^{13} h_j(t) \right] &= F_i^1(t) \\
 \sum_{j=1}^{\bar{n}} \left[m_{ij} \ddot{u}_{zj}(t) + k_{ij}^{21} u_{xj}(t) + k_{ij}^{22} u_{zj}(t) + \sum_{j=1}^{\bar{n}} k_{ij}^{23} h_j(t) \right] &= F_i^2(t) \\
 \sum_{j=1}^{\bar{n}} \left[c_{ij}^1 \dot{u}_{xj} + c_{ij}^2 \dot{u}_{zj} + k_{ij}^{31} \dot{u}_{xj}(t) + k_{ij}^{32} \dot{u}_{zj}(t) \right] + \sum_{j=1}^{\bar{n}} s_{ij} h_j(t) + k_{ij}^{33} h_j(t) &= F_i^3(t)
 \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

式中

$$\begin{aligned}
 m_{ij} &= \int_{\Omega} \rho N_i N_j d\Omega, & s_{ij} &= \int_{\Omega} \beta \bar{N}_i \bar{N}_j d\Omega, \\
 c_{ij}^1 &= \rho_f k_x \int_{\Omega} \bar{N}_i \frac{\partial N_j}{\partial x} d\Omega, & c_{ij}^2 &= \rho_f k_z \int_{\Omega} \bar{N}_i \frac{\partial N_j}{\partial z} d\Omega, \\
 k_{ij}^{11} &= \int_{\Omega} \left(d_1 \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + d_3 \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial x} \right) d\Omega \\
 k_{ij}^{12} &= \int_{\Omega} \left(d_2 \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial z} + d_3 \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right) d\Omega \\
 k_{ij}^{21} &= \int_{\Omega} \left(d_2 \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + d_1 \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right) d\Omega \\
 k_{ij}^{22} &= \int_{\Omega} \left(d_3 \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + d_1 \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right) d\Omega \\
 k_{ij}^{33} &= - \int_{\Omega} \left(k_x \frac{\partial \bar{N}_i}{\partial x} \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial x} + k_z \frac{\partial \bar{N}_i}{\partial z} \frac{\partial \bar{N}_j}{\partial z} \right) d\Omega \\
 k_{ij}^{13} &= - \rho_f g \int_{\Omega} N_j \frac{\partial \bar{N}_i}{\partial x} d\Omega, & k_{ij}^{31} &= - \int_{\Omega} \bar{N}_i \frac{\partial N_j}{\partial x} d\Omega \\
 k_{ij}^{23} &= - \rho_f g \int_{\Omega} N_j \frac{\partial \bar{N}_i}{\partial z} d\Omega, & k_{ij}^{32} &= - \int_{\Omega} \bar{N}_i \frac{\partial N_j}{\partial z} d\Omega
 \end{aligned}$$

$$F_i^1(t) = \int_{\Omega} N_i X_i^0 d\Omega + \int_{\Gamma} N_i t_z d\Gamma$$

$$F_i^2(t) = \int_{\Omega} N_i Z_i^0(t) d\Omega + \int_{\Gamma} N_i t_z d\Gamma - \int_{\Omega} N_i \rho g d\Omega$$

$$F_i^3(t) = \int_{\Gamma} \bar{N}_i q_n d\Gamma$$

方程组(1.17)是一组对于时间的常微分方程,在时域上离散化。设 $t_1, t_2, \dots, t_n, t_{n+1}$ 时刻的结点变量为 $\{\bar{u}\}_1, \{\bar{u}\}_2, \dots, \{\bar{u}\}_n, \{\bar{u}\}_{n+1}$ 以及 $\{\bar{h}\}_1, \{\bar{h}\}_2, \dots, \{\bar{h}\}_n, \{\bar{h}\}_{n+1}$, 则在时段 $\Delta t = t_{n+1} - t_n$ 内,可以用下列线性插值公式:

$$\dot{\bar{u}} = \dot{\bar{u}}_n + (\dot{\bar{u}}_{n+1} - \dot{\bar{u}}_n) \tau / \Delta t$$

$$\bar{h} = \bar{h}_n + (\bar{h}_{n+1} - \bar{h}_n)\tau/\Delta t \quad \tau: 0 \rightarrow \Delta t \quad (1.23)$$

由此得

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \bar{u}_n + \dot{\bar{u}}_n \tau + (\ddot{\bar{u}}_{n+1} - \dot{\bar{u}}_n)/\Delta t - \tau^2/2 \\ \ddot{\bar{u}} &= (\ddot{\bar{u}}_{n+1} - \dot{\bar{u}}_n)/\Delta t \\ \dot{\bar{h}} &= (\dot{\bar{h}}_{n+1} - \dot{\bar{h}}_n)/\Delta t \end{aligned} \quad (1.24)$$

将上述表达式代入式(1.17),并在时域上用加权残数法:

$$\begin{aligned} \int_0^{\Delta t} W \left([M] \{\ddot{\bar{u}}\} + [K] \{\dot{\bar{u}}\} - [C] \{\dot{\bar{h}}\} \right) d\tau &= \int_0^{\Delta t} W \{F_1\} d\tau \\ \int_0^{\Delta t} \bar{W} \left([C]^T \{\ddot{\bar{u}}\} + [S] \{\dot{\bar{h}}\} + [H] \{\dot{\bar{h}}\} \right) d\tau &= \int_0^{\Delta t} \bar{W} \{F_2\} d\tau \end{aligned} \quad (1.25)$$

把以上两式的右端项仍记为 $\{F_1\}$ 和 $\{F_2\}$,于是有

$$\begin{aligned} [M] \{\ddot{\bar{u}}\} + [K] \left\{ \theta_2 \ddot{\bar{u}}_n \frac{\Delta t^2}{2} + \theta_1 \dot{\bar{u}}_n \Delta t + \bar{u}_n \right\} - [C] \left\{ \theta_1 \dot{\bar{h}} \Delta t + \dot{\bar{h}}_n \right\} &= \{F_1\} \\ [C]^T \left\{ \theta_1 \ddot{\bar{u}} \Delta t + \dot{\bar{u}}_n \right\} + [S] \{\dot{\bar{h}}\} + [H] \left\{ \bar{\theta}_1 \dot{\bar{h}} \Delta t + \dot{\bar{h}}_n \right\} &= \{F_2\} \end{aligned} \quad (1.26)$$

式中

$$\theta_1 = \frac{\int_0^{\Delta t} \bar{W} \tau d\tau}{\Delta t \int_0^{\Delta t} \bar{W} d\tau}, \quad \theta_2 = \frac{\int_0^{\Delta t} W \tau^2 d\tau}{\Delta t \int_0^{\Delta t} W d\tau}, \quad \bar{\theta}_1 = \frac{\int_0^{\Delta t} \bar{W} \tau d\tau}{\Delta t \int_0^{\Delta t} \bar{W} d\tau} \quad (1.27)$$

而 W 和 $\bar{W}$ 为相应的权函数。

把式(1.26)中的两个方程式合并成

$$\begin{bmatrix} [M] + [K] \theta_2 \frac{\Delta t^2}{2} & -[C] \theta_1 \Delta t \\ -[C]^T \bar{\theta}_1 \Delta t & -[H] \theta_1 \Delta t - [S] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\ddot{\bar{u}}\} \\ \{\dot{\bar{h}}\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \{\bar{F}_1\} \\ \{\bar{F}_2\} \end{Bmatrix} \quad (1.28)$$

式中

$$\{\bar{F}_1\} = \{F_1\} - [K] \theta_1 \{\dot{\bar{u}}_n\} \Delta t - [K] \{\bar{u}_n\} + [C] \{\dot{\bar{h}}_n\} \quad (1.28a)$$

$$\{\bar{F}_2\} = -\{F_2\} + [H] \{\dot{\bar{h}}_n\} + [C]^T \{\dot{\bar{u}}_n\} \quad (1.28b)$$

视权函数 W 和 $\bar{W}$ 的具体形式, θ_1 、 θ_2 和 $\bar{\theta}_1$ 可能在0~1之间变化。但只有在满足下列条件

$$\theta_2 \geq \theta_1 \geq 1/2, \quad \bar{\theta}_1 \geq 1/2 \quad (1.29)$$

时,上述时间差分方程才是无条件稳定的。

解出 $\{\ddot{\bar{u}}\}$ 及 $\{\dot{\bar{h}}\}$ 以后,回到到式(1.23)和(1.24),以便求解下一时刻的位移 $\{u\}_{n+1}$ 和流速 $\{h\}_{n+1}$ 。

1.5 成就与展望

多年来,工程师根据土力学理论、对工程项目的现场观测以及积累的经验教训解决了许多岩土工程问题。我国已经并正在对大坝、水工结构、房屋建筑、电站和桥梁进行系统的观测。许多工程项目将计算分析、中间试验、施工、现场监测、反分析和修改设计等不同阶段有机结合,使计算土力学获得进一步发展。

先后在南宁、西安、成都和珠海召开了岩土工程数值分析学术讨论会,并在上海举行了两次国际海洋岩土工程及近岸离岸结构讨论会。提出了有关土的本构关系、土工结构物和

地基的应力和变形、土体动力响应分析、挡土结构物、渗流固结、结构物-土相互作用和概率分析等课题的理论分析、工程设计、试验研究和工程实录等成果。它反映了我国计算土力学的当前水平,并根据生产需要提出应进一步研究的课题。

根据《土木工程学报》、《岩土工程学报》、《水利学报》和《建筑结构》等重要刊物近十年来发表的有关计算土力学的论文进行统计,各类课题的频数分布如图 1.2 所示。

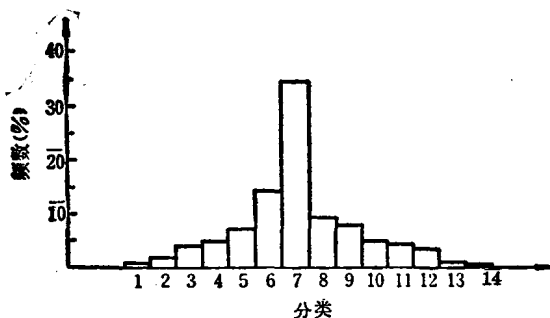


图 1.2 岩土工程问题的频数分布

1. 极限分析; 2. 三维渗流固结; 3. 三维应力和变形; 4. 二维渗流固结; 5. 动力分析; 6. 土的本构关系; 7. 二维应力变形分析; 8. 土的参数研究; 9. 概率分析; 10. 浅基础; 11. 挡土结构物; 12. 结构物-土相互作用; 13. 土体非线性分析; 14. 桩-土相互作用

由图 1.2 可以看出:

1. 土坝、铁路、公路和建筑物的地基应力与位移分析的数目占压倒优势。它一方面反映了我国水利建设、交通运输、能源建设和工业与民用建筑对计算土力学的客观需求,另一方面也显示了工程师注意力的集中程度。

2. 本构关系和参数研究亦占据重要地位。它说明该问题的理论研究和实际应用 在计算土力学中的重要地位。动力响应分析、结构物-土相互作用及其时效、浅基础设计和概率分析已引起越来越多的注意。

3. 且不论线性的,即使是非线性的应力变形分析,饱和粘土的渗流固结,砂土液化,基础梁板内力及挠曲以及结构物-土相互作用等问题的分析理论和计算方法均日趋成熟,并广泛用于工程设计中。

4. 二维分析多于三维分析,线性分析多于非线性分析。它说明工程师宁愿采用较简单的计算方法。桩-土相互作用则刚刚引起注意。

随着我国建设的进一步发展,预计下列课题将引起越来越多的重视。

土的本构关系

本构关系的研究经历了由简单到复杂的过程。对现有的本构关系应通过现场量测资料或离心模型试验成果的检验,弄清其适用条件,然后进行筛选、简化并应用到工程设计中去,研究不同加荷方式,如单调增加的加载、快速加载、间歇加载、冲击加载和扰动加载对本构关系的影响,进一步研究不同的应力路径、围压升高、围压降低以及土体接近破坏时的本构关系。

在本构关系中还应当考虑土的非弹性体积变化、超固结比、结构性、流变性、剪胀性和剪缩性的影响。不同频率和不同激发方式下动力本构关系的研究则刚刚开始。

除宏观本构关系以外,还应开展细观本构关系的研究。以更好地理解土体变形和破坏

的机理,使宏观本构关系臻于完善。

渗流固结

目前饱和土或接近饱和土的渗流固结耦合分析中,既可以考虑线性的也可以考虑非线性的本构关系。分析理论和计算方法日趋成熟。然而,在地球表面,非饱和土的覆盖面积比饱和土的大得多,可能需要建立每个结点有五个自由度(三个位移分量,一个孔隙水压力和一个孔隙气压力)的渗透固结方程,并为此确定相应的计算参数。

黄土和膨胀土在我国的分布很广,需要在计算中考虑黄土的湿陷性和膨胀土的胀缩性。泥炭土和吹填淤泥的变形量有时超过30%,在大变形固结中可能需要考虑几何非线性。

土-结构物相互作用

随着高层建筑的日益增加,可能需要研究箱基-桩基,筏基-桩基以及厚筏基础的计算方法和优化设计。研究跨数、层数、上部结构形式和刚度、不同地基变形特性等因素对建筑物和基础变形的抑制作用和荷载重分布的影响。发展土-结构物相互作用的地基极限承载力分析方法。

城市地下铁道的兴建,地下空间的开发与利用以及高层建筑基础工程深开挖会带来周围土体的位移及其对现有相邻建筑的影响。深开挖会危及有重要历史意义的地面建筑,需要对这些影响作定量的估计。

为了支撑深基坑而需要研究挡墙-锚杆-土体系的相互作用以及不同开挖方法对位移场的影响。

人工地基与加筋土

交通运输中铁路公路运输量的增加和交通工具时速的提高,对路基质量提出越来越高的要求。需要研究不同人工地基和多层路面结构的应力与变形,加筋土挡墙和加筋土路堤的工作特性,使用土工布或尼龙织物对改善路堤填方变形和稳定性的作用。

环境岩土工程

土体和地下水的污染日益严重。不同成份的有害物质在土中的扩散与弥散速度与范围及其对土物理力学性的影响,有关参数的室内试验与现场测定,核废料的地下贮存引起的扩散等是亟需研究的课题。

大量开采地下水和地下天然油气已经造成城镇大面积地表沉降。沉降中心的产生已经危及地面建筑和设施。矿山采空区的地面变形对建筑物也产生影响。因此需要研究开采速率和开采方式对地面变形的影响。

概率分析

进一步将概率分析引入土力学。目前在计算方法、计算模型、计算参数和分析结果等四个环节中,前二者是确定性的,后二者则是随机的。只有定值的方法达到成熟的阶段以后,把概率分析广泛应用于土力学才具备必要的前提条件。将概率分析用于分层总和法。土坡稳定分析和单桩承载力分析,目前还处于初级发展阶段。期待着对区域性土性质指标的统计分析及其相关关系,静力触探、孔隙水压力量测和旁压试验的成果分析及其与室内试验结果的相关关系进行研究;对浅基础设计、桩基础、地基承载力和挡土结构物作可靠性和失效概率分析。

反分析