

高等学校试用教材

矿山岩石力学基础



中国矿业学院 华安增 编

高等学校试用教材

矿山岩石力学基础

中国矿业学院 华安增 编

煤炭工业出版社

前 言

《矿山岩石力学基础》是根据1978年煤炭系统高等院校审定的统一教学大纲编写的建井专业教科书，本书可供有关工程技术人员参考。

本书编写过程中，兄弟单位提供了有关资料，本院有关教师帮助审阅。讨论稿印出以后，收到了各方面的意见。阜新矿业学院、山东矿业学院、西安矿业学院、淮南煤炭学院、重庆大学、中国科学院地质研究所参加了审稿会议。我院又召开了多方面教师参加的审稿会议。对编写和修改都有很大帮助，特此致谢。不足之处，尚请指正。

编 者 1979 年 12 月

矿山岩石力学基础

华安增编

*

煤炭工业出版社出版

中国矿业学院印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 19 1/2 插页 7

字数 461,760 印数 1—6,000

1980年5月第1版 1980年5月第1次印刷

定价 2.40 元



目 录

序 言	(1)
第一章 岩石力学性质	(3)
第一节 岩块变形	(3)
第二节 岩块强度	(10)
第三节 岩体力学特征	(27)
第四节 岩石力学性质测定	(33)
第二章 岩体应力	(46)
第一节 自重应力	(46)
第二节 构造应力	(49)
第三节 巷道围岩弹性应力状态	(60)
第四节 圆形巷道围岩破裂范围	(77)
第五节 半平面体的弹性应力	(92)
第三章 井巷地压	(106)
第一节 巷道地压现象	(106)
第二节 巷道支架压力估算	(121)
第三节 立井地压现象	(134)
第四节 井壁压力估算	(137)
第四章 井巷维护	(153)
第一节 支架	(153)
第二节 喷锚	(173)
第五章 采区巷道地压	(193)
第一节 采场地压	(193)
第二节 采动影响	(199)
第三节 采区巷道维护	(204)
第六章 冲击地压	(207)
第一节 产生原因	(207)
第二节 预防措施	(215)
第三节 预报	(224)

第七章 模拟试验	(226)
第一节 相似原理	(226)
第二节 光弹应力分析	(230)
第三节 相似材料模型试验	(237)
第八章 实测技术	(239)
第一节 岩体应力测量	(239)
第二节 岩体位移测量	(254)
第三节 支架压力测量	(258)
第四节 声测法	(260)
第九章 有限单元法的应用	(268)
第一节 基本原理	(268)
第二节 处理方法	(275)
第十章 块体力学原理	(282)
第一节 自重应力	(282)
第二节 外荷载引起的应力分布	(290)
第三节 岩体破坏	(292)
结束语	(294)
附 录 赤平极射投影	(295)

序 言

采矿工程的基本内容，就是将一部分岩体加以破碎，并从地壳中采掘出来，于是形成一系列空间——井巷硐室、地下采场、露天矿场等。这些空间破坏了原来岩体的平衡状态，周围岩体便发生变形、破碎，以致破坏或堵塞这些采掘空间。为要保证采矿工程的正常进行，就必须对周围岩体加以控制，维护这些采掘空间。由此可见，破碎采掘岩体和防止围岩破碎，是采矿工程中的基本矛盾。岩体破碎是受力作用的结果，岩石力学正是研究这种岩体受力效应的科学，也正是研究采矿工程中基本矛盾的科学，因此，岩石力学是采矿工程的基本理论。

岩石力学应该包括岩体破碎与岩体稳定两大方面。岩体稳定方面又分为下列几个专门问题：巷道围岩稳定、采场岩层控制、露天边坡稳定、岩层移动。岩体稳定是研究静力作用下的效应，属于静力学。而岩体破碎则往往利用冲击力，属于动力学。

岩体破碎与岩体稳定不仅在力学原理上，而且在工程中都是密切相关的。一般来说，破岩是先行工程，维护巷道的稳定性是后续工程，维护是为了保证破岩的正常进行。事实上，破岩的同时，就应当考虑维护，光面爆破或机械破岩，在这方面就有所考虑。对于松散岩体，或有冲击地压危险的岩体，维护问题甚至成为破岩工程的前提，冻结凿井法就是先维护后破岩。岩体的稳定问题，不仅关系到生产，而且关系到人身安全，必须认真加以研究。

岩石力学不仅是采矿工程的基本理论，还与很多部门有关，凡有地下工程的水利、交通、建筑、军事等部门，都在进行研究，他们除了研究井巷围岩稳定与边坡稳定外，还研究岩体作为地基的岩基稳定问题。研究地壳运动的地质、地震部门，也在进行研究，他们的研究成果，可供我们借鉴。

我国是世界上采矿工业发展最早的国家，远在周代（公元前1122年），开采金属矿已有相当发展，并开始了地下采煤。元朝（公元1200年）就有了深达数百米的盐井。明朝宋应星所著的《天工开物》一书提到：“……或一井而下，炭纵横广有，则随其左右阔取。其上枝板，以防压崩耳。凡煤炭取空，而后以土填实其井。”已经写到支架和充填等维护措施，在1920年出版的《山西矿务志略》中则有了更具体的记载，说明古代竖井井口多用石砌，井壁材料有砖、扇面石、荆笆、柳笆等，而且说明砖石井壁可耐数百年之久。为我们留下了宝贵的遗产。

但是由于旧中国的长期封建统治，后来又遭到帝国主义的野蛮掠夺，使采矿工业长期停留于落后的手工业状态。解放以后，在共产党和毛主席的领导下，采矿工业焕然一新，岩石力学的研究也取得了有关部门的重视，为配合推广新采煤法，在1952年出版了《矿内地压

问题及顶板管理专集》，同年在高等院校中开设了“岩石力学与井巷支护”课程，1956年起相继成立了有关科学研究机构，现场实测与模拟试验得到了广泛开展，在大同刀柱采煤法；金属矿充填采矿法；厚煤层巷道合理布置；竖井表土地压测量；以及河下、建筑物下、铁道下采煤……等方面，取得了一定的成绩。

本书作为煤矿建井专业的试用教材，只能涉及岩体稳定学中井巷围岩稳定的有关问题。中心议题是“岩体应力与岩体力学性质互相作用”。岩石力学性质与岩体应力是基础部分。井巷地压，井巷维护，采区巷道地压与冲击地压则属于应用部分。由于岩石力学课题比较复杂，有很多规律尚未掌握，在解决生产问题中，还需要作大量的测定工作，故在模拟试验和实测技术中介绍岩石力学的研究方法。此外，为了使同学们了解岩石力学的新动态，书中介绍了有限单元法的应用，以及不连续介质力学——块体力学的原理。

第一章 岩石力学性质

地壳是由各种岩石组成的，岩石在生成过程中形成一些结构面，如岩浆岩的流层面，沉积岩的层理面、不整合面。在岩石生成以后，由于地质构造运动，又产生一些结构面，如节理、片理、裂隙和断层等。这些原地赋存的被结构面切割的岩石称为岩体。

在岩体中取出一小块岩石试块，其结构比较完整，力学性质比较单一，强度比较大。岩体则被结构面分成不规则的块段。其力学性质不仅与所包含的各种岩石性质有关，而且与结构面的性质有关。结构面的强度一般比较低，力学上可称为弱面。所以岩体强度低于岩块强度。为了研究岩体力学性质，必须研究岩块的力学性质与结构面的力学性质。

岩石是由矿物晶体或矿物颗粒所组成。岩石的力学性质当然与矿物晶体、矿物颗粒以及其间的胶结物性质有关，但是由于我们所研究的范围远远大于矿物晶体或矿物颗粒的尺寸，可以不研究个别晶体或个别颗粒的性质，而只研究各种晶体或颗粒混合在一起的平均性质。一般岩石的晶体或颗粒之间是固结在一起的，称固结性岩石。当晶体或颗粒间的结合力破坏以后，就成为松散性岩石，如粘土、砂土等。我们主要研究固结性岩石，而把松散性岩石作为固结性岩石的一个特例。

岩石的力学性质是岩石在受力作用下变形的情况，以及其强度（抵抗破碎的能力）的大小。

第一节 岩块变形

一、单向压缩下的岩块变形

取一岩石试块，在材料试验机上逐渐加压，试块产生变形，当卸压以后，试块又恢复原状，这种随着外力消失而能恢复的变形称为弹性变形。当岩块的应力超过某一极限值（弹性极限）时，即使卸压，也只能恢复一部分变形，还有一部分变形不能恢复，在外力消失以后仍然不能恢复的变形称为塑性变形。

设外加压力为 P ，试块横截面积为 F ，单位面积的内力称为应力 σ ：

$$\sigma = \frac{P}{F}$$

试块纵向（与外力方向一致的）长度为 l ，受压后缩短 Δl ，如图 1—1，单位长度的变形量称为应变 ε ：

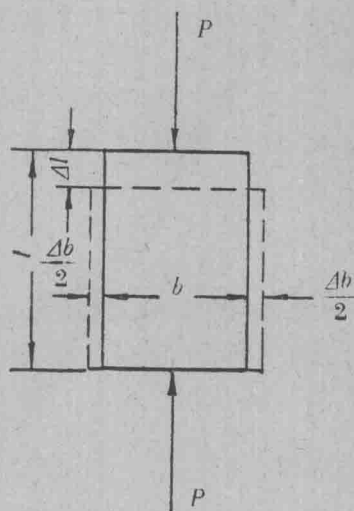


图 1—1

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$$

每一个应力值，都有一个相应的应变，以应力和应变作为坐标轴，可画出应力应变关系，即应力——应变曲线，图 1—2 即为新汶砂岩应力应变曲线。

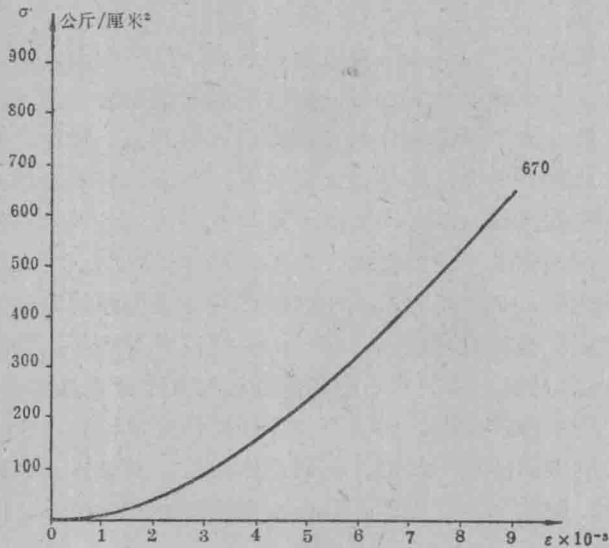


图 1—2

在弹性变形阶段，一般的岩块，除了初始一段以外，应力应变曲线基本上成直线，即应力与应变成正比，符合虎克定律：

$$\sigma = E\varepsilon \quad (1-1)$$

应力应变的比例常数 E 称为弹性模数，也就是应力应变曲线的斜率。弹性模数越高，越不容易变形。

在纵向压缩变形的同时，横向（与外力方向相垂直）产生膨胀变形，试块横向宽度为 b ，膨胀量为 Δb ，在弹性变形阶段，横向应变 ε_h 与纵向应变 ε 成正比。

$$\varepsilon_h = \frac{\Delta b}{b}$$

$$\varepsilon_h = -\mu\varepsilon \quad (1-2)$$

μ 为横向应变与纵向应变的比例常数，称为波桑比。

试块变形后，纵向尺寸变为 $l - \Delta l = l(1 - \varepsilon)$ ，横向尺寸变为 $b + \Delta b = b(1 + \mu\varepsilon)$ ，变形后体积 V' 与原体积 V 的关系为：

$$V' = l(1 - \varepsilon)b^2(1 + \mu\varepsilon)^2$$

$$V' = V(1 - \varepsilon)(1 + \mu\varepsilon)^2$$

将上式展开时，由于 ε 很小， ε^2 和 ε^3 各项可略去不计，得：

$$V' = V[1 - \varepsilon(1 - 2\mu)]$$

一般岩块 $\mu = 0.2$ 左右，故压缩后体积减少。当 $\mu = 0.5$ 时，体积不缩小。塑性变形时体积不再缩小，所以有时说，塑性变形时相当于 $\mu = 0.5$ 。

岩块在塑性变形阶段，应力应变曲线明显地弯曲，即应力增加不多，而应变却很大。一般岩块在单向压缩时，没有明显的塑性变形便发生破裂，表明单向压缩下岩块是脆性材料。

岩块变形可以用粒子间的排列关系来说明，岩块的粒子在内部引力的作用下，排列成一定的形状。假设排列成正方形间格，如图 1—3(a) 所示。当受外力作用以后，粒子间距和间格形状都发生改变，直到内外力达到新的平衡状态为止，如图 1—3(b) 所示。如果改变不大，则当外力除去以后，内部引力又促使粒子排列恢复原状，这就是弹性变形。如果外力较大，使粒子产生较大的位移，原来的 a 粒子移到 d 粒子位置时， a 粒子与 c 粒子的引力，超过了 a 粒子与 b 粒子的引力， a 粒子便不再与 b 粒子相结合，而与 c 粒子结合。这时不只是粒子的间距和间格形状发生改变，而且内部结构也进行调整，在这以后除去外力，粒子间距和间格虽能恢复原状，但改变了的结合关系就没有力量使它恢复了，如图 1—3(c)，以致有一部分变形不能恢复，这就是塑性变形。当外力超过了粒子间的吸引力，粒子之间脱离了关系，就是破裂。

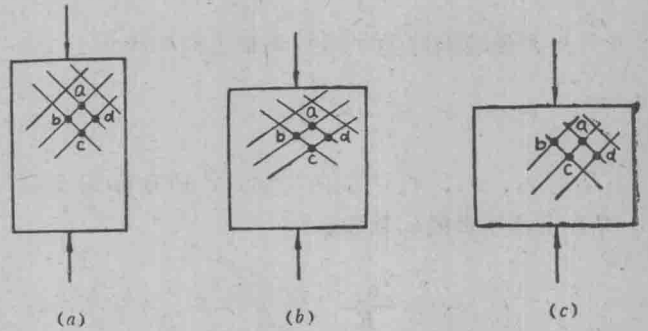


图 1—3

松散性岩石的这种粒子排列已遭到破坏，无所谓变形性质。它在受压以后体积缩小，主要是颗粒间的孔隙减少，很少是颗粒本身形状的改变。图 1—4(a) 表示松散岩石受到的压力强度（单位面积的压力）与孔隙率（单位体积的孔隙大小）的关系。但是为了研究方便起见，与固结性岩石采用相似的参数，可作出松散岩石的应力——压缩比（单位长度的压缩量）曲线，如图 1—4(b)，应力与压缩比 ϵ' 的平均比值，称为压缩模数 E 。

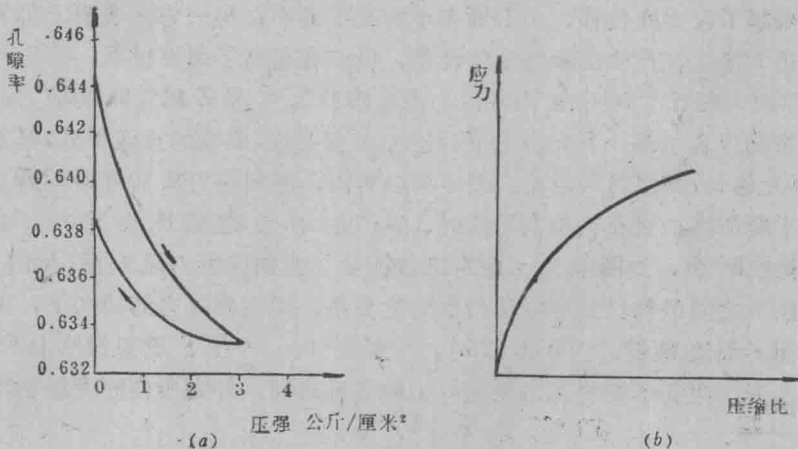


图 1—4

二、三向压缩下的岩块变形

岩块在单向压缩下,在三个方向都发生变形,而且二个横向变形是向外膨胀的。很显然,如果侧向也加压,必然限制横向变形,减少总的变形量。在弹性变形阶段,三向压缩的变形量,可以分成三个单向压缩状态,分别计算,然后叠加。

当只有Z轴方向应力 σ_z 时,见图1—5,Z轴方向的应变 ε_{zz} :

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\sigma_z}{E}$$

当只有Y轴方向应力 σ_y 时,Z轴方向的应变 ε_{zy} :

$$\varepsilon_{zy} = -\mu \frac{\sigma_y}{E}$$

当只有X轴方向应力 σ_x 时,Z轴方向的应变 ε_{zx} :

$$\varepsilon_{zx} = -\mu \frac{\sigma_x}{E}$$

当存在 σ_x , σ_y , σ_z 三向应力时,Z轴方向的总应变 ε_z 等于上述三者的代数和。

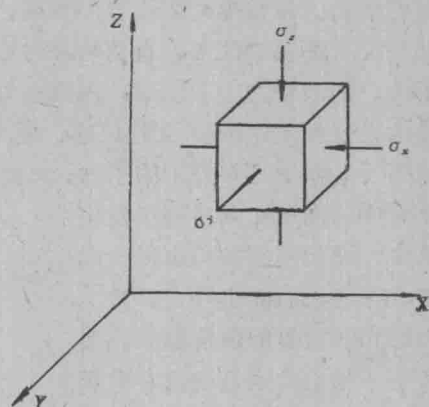


图 1—5

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_z &= \frac{\sigma_z}{E} - \mu \frac{\sigma_x}{E} - \mu \frac{\sigma_y}{E} = \frac{1}{E} [\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)] \\ \varepsilon_y &= \frac{\sigma_y}{E} - \mu \frac{\sigma_z}{E} - \mu \frac{\sigma_x}{E} = \frac{1}{E} [\sigma_y - \mu(\sigma_z + \sigma_x)] \\ \varepsilon_x &= \frac{\sigma_x}{E} - \mu \frac{\sigma_y}{E} - \mu \frac{\sigma_z}{E} = \frac{1}{E} [\sigma_x - \mu(\sigma_y + \sigma_z)] \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$

这就是广义虎克定律。式中反映了岩石在三向压缩下,变形受到约束的情况。正由于这一原因,三向压缩还能提高弹性极限,提高强度,并允许产生较大的塑性变形量而不破碎。因为三向应力限制了粒子的位移,一方面表现为变形减小;另一方面表明,必须要有较大的外力,才能使粒子错位,产生重新结合的现象,所以就提高了弹性极限。图1—6是1911年德国 *Karman* 作的大理石三向压缩下的应力应变曲线*。 σ_1 是Z轴方向的应力,侧向应力相等 $\sigma_2 = \sigma_3$, 每条曲线表示某一侧向应力下的应力应变曲线。曲线的直线部分,基本上是弹性变形阶段,直线部分越长,弹性极限越高。图中可以看出,侧向应力从0增到3260公斤/厘米²,其弹性极限也不断加高。岩石在单向压缩时,当产生不大的塑性变形后,粒子间就脱离关系,呈现脆性断裂,如图中 $\sigma_2 = 0$ 的曲线所示。当侧向应力提高后,岩石进入塑性变形阶段以后,粒子之间虽然已经不能保持原有的关系,但在侧应力的协助下,能够产生较大的塑性变形,而不很快破裂。当 $\sigma_2 = 625$ 公斤/厘米²时,产生了理想塑性体所表现的屈服现象,即应力不变,应变不断增加。当侧应力继续升高时,外力所作的变形功不断转化为内

*《Механика горных пород》 П. М. Цимбаревич

能, 塑性变形阶段内, 粒子间便有能力保持其一定的关系, 要增加变形, 必须增加应力, 即呈现了塑性强化现象, 如 $\sigma_2 = 3260$ 公斤/厘米² 的曲线所示。

由此可见, 岩石的变形性质不是一成不变的, 而与应力状态有着密切的联系。应力与变形性质虽然是二个不同的方面, 互相作用着, 却又是互相影响着。外力促使岩石变形, 岩石变形时产生应力与外力相平衡, 应力状态不同又改变着变形的性质。

三、流 变

岩石变形不是瞬间完成的, 与时间因素有密切的关系, 它表现在以下几个方面:

1. 蠕变: 应力不变的情况下, 应变随时间而增长的现象称为蠕变。当应力较小时, 经过一定时间, 应变能稳定下来, 不再增加, 如图 1—7 所示, 称稳定蠕变。当应力较大时,

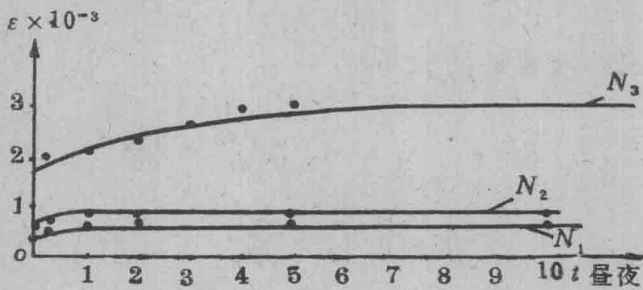


图 1—7

N_1 、 N_2 、 N_3 ——作用力; $N_3 > N_2 > N_1$

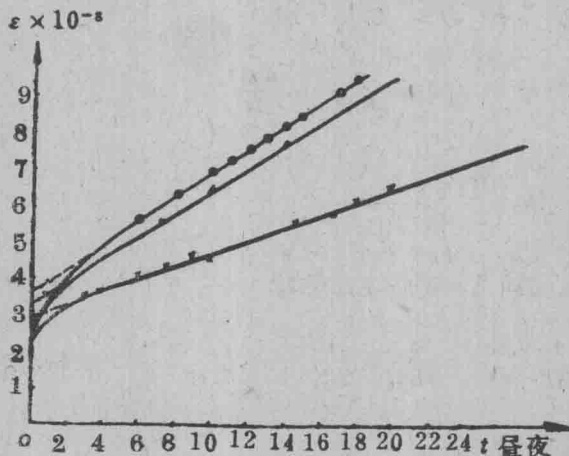


图 1—8

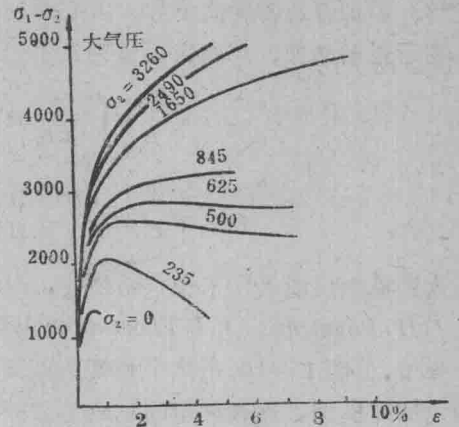


图 1—6

应变不断增加, 直至破碎, 如图 1—8 所示, 称不稳定蠕变。其间的临界应力即为岩石长期稳定的必要条件。

为了描述蠕变, 把变形分成二部分: 一部分与时间无关的弹性变形, 相当于普通弹簧的变形, 其应力应变之间的关系为:

$$\sigma = E \varepsilon$$

一部分变形与时间有关, 就好像充满粘性液体的唧筒一样, 简称阻尼筒。它的应变速度 $\frac{d\varepsilon}{dt}$ 与应力 σ 成正比, 与粘滞系数 Et_0 成反比:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\sigma}{Et_0} \quad (1-4)$$

把弹簧与阻尼筒串联起来, 作为岩石蠕变的一种模型, 如图 1—9 所示, 即麦克斯威尔模型。在受力后弹簧立

刻变形，模拟岩石的瞬间变形，阻尼筒则因粘性液体流动较慢，开始没有变形，经过一定时间，变形逐渐增加，总的应变量为二者之和：

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} + \int_0^t \frac{\sigma}{Et_0} dt$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} + \frac{\sigma t}{Et_0} = \frac{\sigma}{E} \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad (1-5)$$

这种模型只能表示不稳定的蠕变，因为 t 不断增加，变形也不断增加。于是J.H.Poynting, J.J.Thomson提出另一种模型，在上述模型旁并联一个弹簧，见图1—10，由这个弹簧控制其最终变形，稳定在某一数值上，为稳定蠕变模型。这种模型的总应力为并联的二元件之和，总应变等于二者的应变值。即：



图 1—9

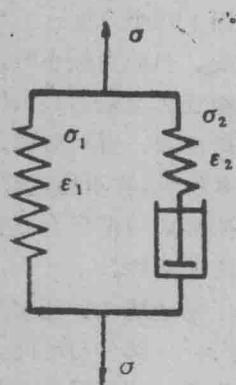


图 1—10

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2, \quad \varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$$

为了反映应变与时间的关系，主要研究 ε_2 ，在任一短时间 dt 内的应变量 $d\varepsilon_2$ ，即应变速度 $\frac{d\varepsilon_2}{dt}$ 等于弹簧2应变速度 $\frac{1}{E} \frac{d\sigma_2}{dt}$ 与阻尼筒应变速度 $\frac{\sigma_2}{Et_0}$ 之和。

$$\therefore \varepsilon_2 = \varepsilon \quad \therefore \frac{d\varepsilon_2}{dt} = \frac{d\varepsilon}{dt}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{E} \frac{d\sigma_2}{dt} + \frac{\sigma_2}{Et_0} \quad (1-6)$$

将 $\sigma_2 = \sigma - \sigma_1$ 代入上式：

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} - \frac{1}{E} \frac{d\sigma_1}{dt} + \frac{\sigma}{Et_0} - \frac{\sigma_1}{Et_0}$$

式中

$$\frac{1}{E} \frac{d\sigma_1}{dt} = \frac{d\varepsilon_1}{dt} \quad \therefore \varepsilon_1 = \varepsilon \quad \frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{d\varepsilon}{dt}$$

$$\frac{\sigma_1}{E} = \varepsilon_1 = \varepsilon$$

于是

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} - \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{\sigma}{Et_0} - \frac{\varepsilon}{t_0}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{2E} \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{2Et_0} - \frac{\varepsilon}{2t_0} \quad (1-7)$$

应力不变，即 $\sigma = \text{常数}$ ， $\frac{d\sigma}{dt} = 0$

$$\text{《1—7) 式改为: } \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\sigma}{2Et_0} - \frac{\varepsilon}{2t_0} = \frac{\sigma - E\varepsilon}{2Et_0} \quad (1-8)$$

$$(1-8) \text{ 式可改为: } -\frac{d(\sigma - E\varepsilon)}{\sigma - E\varepsilon} = \frac{dt}{2t_0} \quad (1-9)$$

$$\text{二边积分: } \ln(\sigma - E\varepsilon) = -\frac{t}{2t_0} + \ln A \quad (1-10)$$

$$\sigma - E\varepsilon = Ae^{-\frac{t}{2t_0}}$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} - \frac{A}{E}e^{-\frac{t}{2t_0}} \quad (1-11)$$

当 $t = 0$; $\varepsilon = \varepsilon_0$ 代入 (1-11):

$$\varepsilon_0 = \frac{\sigma}{E} - \frac{A}{E} \quad (1-12)$$

比较 (1-7), (1-8), 可看出 $\frac{\sigma}{2Et_0} - \frac{\varepsilon}{2t_0}$ 是与时间有关的应变速度, $\frac{1}{2E} \frac{d\sigma}{dt}$ 则与时间无关的应变速度, 与时间无关的应变值就是 ε_0 。

$$\frac{d\varepsilon_0}{dt} = \frac{1}{2E} \frac{d\sigma}{dt}$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\sigma}{2E} \quad (1-13)$$

代入 (1-12):

$$A = \frac{\sigma}{2}$$

$$\text{代入 (1-11): } \therefore \varepsilon = \frac{\sigma}{E} - \frac{\sigma}{2E}e^{-\frac{t}{2t_0}} \quad (1-14)$$

式中 t_0 根据岩石蠕变曲线求得, $t \rightarrow \infty$, $\varepsilon = \frac{\sigma}{E}$ 。

正因为用粘性液体的性质来比拟蠕变, 所以有些书把蠕变称为岩石的粘性。

2. 弹性后效: 在弹性阶段, 卸载以后, 有一部分变形立刻恢复, 还有一部分变形不能立刻恢复, 但是经过一定时间仍能恢复。这部分变形, 如图 1-11 中 ob , 不是塑性变形, 这种现象称为弹性后效。

3. 加载速度改变岩石变形特征, 如果加载速度大于变形速度, 岩石变形还没有来得及稳定, 又继续加载, 我们所测得的应变小于实际的应变, 于是表现出

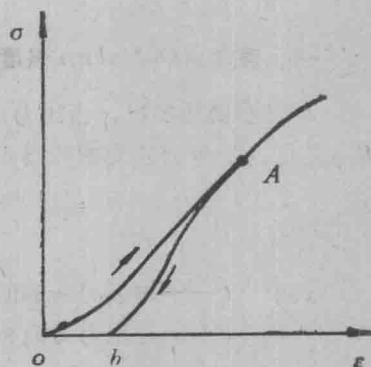


图 1-11
A——弹性极限

表 1—1

岩石动态特性与静态特性的比较*

岩石名称 岩石特征		大理岩	砂岩 A	砂岩 B	花岗岩
动态试验	应力速率 (公斤/厘米 ² /秒)	1.7×10^6	1.4×10^6	1.5×10^6	1.5×10^6
	应变速率 (10^{-6} /秒)	3.6	3.7	3.3	5.5
	破坏应力 (公斤/厘米 ²)	215	220	190	170
	破坏应变 (10^{-6})	490	610	460	630
	E (公斤/厘米 ²)	51×10^4	64×10^4	40×10^4	30×10^4
静态试验	应力速率 (公斤/厘米 ² /秒)	1.1	1.8	0.5	2.2
	破坏应力 (公斤/厘米 ²)	53	80	29	53
	破坏应变 (10^{-6})	145	410	370	510
	E (公斤/厘米 ²)	47×10^4	19×10^4	10×10^4	12×10^4

来的弹性模数就比较高,如表 1—1 所示;正因为变形比较小,即粒子位移比较小,便不易破坏,所以加载速度较大时,表现出较大的强度。但当变形量达到一定程度,粒子位移到新的位置时;脱离了原来的结合关系,还没有来得及建立新的结合关系时;又继续加载,这就容易使物体破裂,所以加载速度较快时,岩石几乎没有塑性变形阶段,呈现脆性破裂。为了反映岩石实际性能,试验时加载速度应当比较慢。

4. 松弛:如果应变保持一定,应力将随时间而减少,称为松弛。这是因为粒子排列关系重新调整的缘故。

以上这些随时间因素而变化的应力应变现象统称为流变。

第二节 岩块强度

一、莫尔 (O. Mohr) 强度理论

对岩石试块加压,当压力达到一定值时,发生破裂,破裂时的最大应力称为抗压强度 R_{ya} ,也就是应力应变曲线终点的应力值。

$$R_{ya} = \frac{P}{F}$$

式中 P ——破裂时所加的压力;

F ——与压力方向相垂直的试块面积。

* 《岩石力学原理》 [加] D.F.科茨著

《Rock Mechanics Principles》 D.F.Coates

对岩石试块作三向加压试验时,如图 1—6 所示,不仅弹性极限随侧向应力而变化,强度亦随侧向应力而变化。如此看来,不能用一个单向抗压强度来代表岩块的强度条件,而且岩块并不是压碎的,它的破裂面总是与加压方向成斜交,属于剪切破碎。这个斜截面上有一个正应力 σ ,它垂直于应力的作用面,还有一个剪应力 τ ,它平行于应力的作用面,它们与外力所引起的主应力,符合静力平衡条件。作用面上没有剪应力时,其正应力称为主应力, σ_1 、 σ_2 、 σ_3 代表三个互相垂直的主应力大小, $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$, σ_1 为最大主应力, σ_3 为最小主应力,主应力的作用面为主平面。设斜截面与最大主平面的夹角为 α ,斜截面积为 dF ,按斜截面法线方向与切线方向静力平衡条件如图 1—12 得:

$$\Sigma F_{\sigma} = 0,$$

$$\sigma dF = \sigma_1 dF \cos \alpha \cdot \cos \alpha + \sigma_3 dF \sin \alpha \cdot \sin \alpha$$

$$\sigma = \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos 2\alpha \quad (1-15)$$

$$\Sigma F_{\tau} = 0, \tau dF = \sigma_1 dF \cos \alpha \cdot \sin \alpha - \sigma_3 dF \sin \alpha \cdot \cos \alpha$$

$$\tau = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \sin 2\alpha \quad (1-16)$$

为了用图形表达 σ 、 τ 与 σ_1 、 σ_3 的关系,将 (1—15) 移项为:

$$\sigma - \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos 2\alpha \quad (1-17)$$

$$(1-17)^2 + (1-16)^2:$$

$$\left(\sigma - \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} \right)^2 + \tau^2 = \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \right)^2 \quad (1-18)$$

上式为以 σ 、 τ 作为坐标的圆方程式,圆心位置为 $\left(\frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2}, 0 \right)$, 半径为 $\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$, 这个圆即莫尔应力圆,见图 1—13。圆上任一点的横坐标,即为任意斜面上的正应力,纵坐标

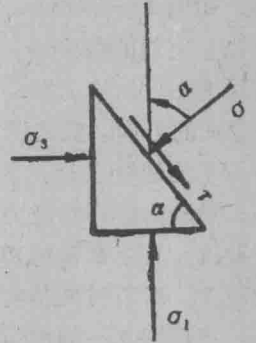


图 1—12

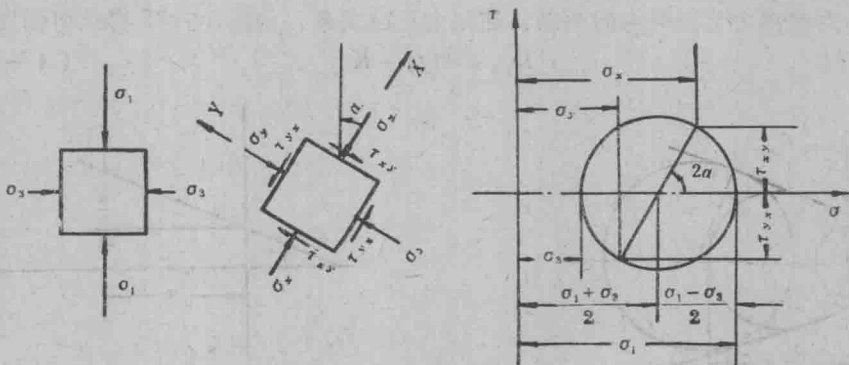


图 1—13

为斜面上的剪应力。该点和圆心的连线与 σ 轴的夹角为 2α ， α 为斜面与最大主平面的夹角，也是斜面上正应力与最大主应力的夹角。这个斜截面与 σ_2 相平行，如果要求与 σ_1 相平行的斜截面上的应力，只要将 σ_1 换成 σ_2 即可，公式不变。同样，要求与 σ_3 平行的斜截面上的应力，只要将 σ_3 换成 σ_2 即可。不过，后二个斜截面上的最大剪应力都比较小，不是最危险的截面，故一般不计算。

岩块三向压缩试验时，所加的荷载是主应力状态，通过莫尔圆就可以反映任意斜截面上的应力状态，将不同侧向应力作用下，岩石破裂时的极限应力状态，作出一系列极限应力圆，如图1—14所示。可以发现：侧应力越大，极限应力圆也越大，这些极限应力圆的公切线是它们的包络线。应力圆在包络线以内者不破碎，因此包络线就能代表各种应力状态下的强度条件。应力圆与包络线相切的切点坐标，即表示破碎面上的极限应力状态，也表示了破裂面的方向。应力圆不可能超过包络线，因为应力圆一旦与包络线相切，便开始破裂，应力不可能继续上升。

强度曲线与正应力 σ 轴上交于一点，此点 σ 为负值， $\tau = 0$ ，说明只有在这一点是拉应力破碎。其余都是剪切破碎。当岩石受到各向等压时，无剪应力，应力圆直径为零，也就不会破碎。岩石抗拉强度很小，故强度曲线在拉应力部分收敛很快。

根据图1—14所示的强度曲线形状来分析，可以认为：岩块的强度不能用一个方向的主应力来代表，而应用抗剪强度来代表。抗剪强度可理解为包括二部分：一部分是内聚力，或称粘结力，决定于岩石的结构，与应力状态无关；另一部分为内摩擦力，即颗粒间的摩擦阻力，它与正应力成正变关系，内摩擦系数决定于岩石的颗粒形状和表面光滑程度。岩石的破碎，不是在剪应力最大的截面上，而是在剪应力克服内摩擦力之后，余下的剪应力为最大的截面上，这一剩余的剪应力大于内聚力，即发生破裂。

二、莫尔强度曲线

各种岩石的强度曲线是不相同的，但是可以近似地用典型曲线来代表，如直线、双曲线或抛物线。也曾提出过用其他型式的曲线，如摆线等来代表，但不如上述的曲线实用。尤其是直线型强度曲线，使用最方便，最广泛。

1. 直线型强度曲线

把岩石的内摩擦力与正应力的关系，简化为正比关系，由图1—15得抗剪强度 R_{ji} 为：

$$R_{ji} = \sigma \operatorname{tg} \varphi + K \quad (1-19)$$

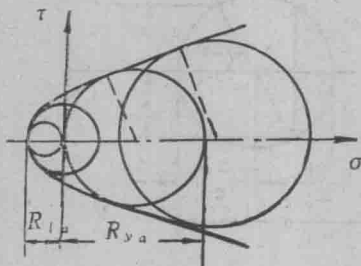


图 1—14

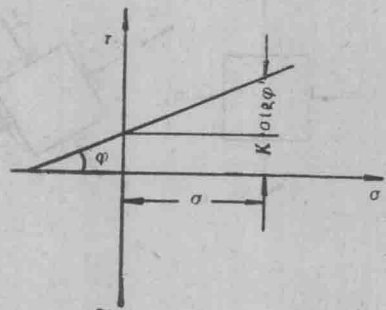


图 1—15