固体的变形与断裂

[美] R.M.卡德尔 著
田颐耕 译
全永昕 校

浙江大学出版社

固体的变形与断裂

【美】 R·M·卡德尔著

田颐耕　译

全永昕　校

浙江大学出版社

内 容 简 介

本书以理论与应用相结合的方法介绍工程中所用材料的变形与断裂问题。

全书共十章。第一章至第三章是对材料的三向应力、应变和弹性变形的简要回顾；第四、第五章讲述塑性变形，第六章讨论与时间有关的粘弹性问题；第七章位错理论；第八章阐述近代设计中材料的断裂与断裂力学的主要概念；第九章介绍有关复合材料的一些基本问题；第十章全面讨论材料的疲劳破坏。

本书编写力求简明扼要。每章有相当数量的例题、习题，并附有可供读者进一步深入了解的文献资料。全书采用国际单位制。

本书可作为高等工科院校机械类、材料类学生的教材，亦可作为工程技术人员的参考书。

固体的变形与断裂

田颐耕　译

全永昕　校

责任编辑　贾吉柱

*　*　*

浙江大学出版社出版

浙江大学印刷厂印刷

浙江省新华书店发行

787×1092　32开　10.75印张　241千字

1989年7月第1版　1989年7月第1次印刷

印数　0001-2000

ISBN　7-308-00326-4

TG·006　定价：2.30元

前言

在工程问题上，变形与断裂是固体力学中一个很基础的重要方面，但目前我国许多高等工科院校中对这个问题往往讲述较少。对机械类或材料类研究生的培养来说，变形与断裂应该是一门基础课程。本书就是为了弥补上述不足而编译的。

本书第一章到第三章是对三向应力、应变和弹性的简要回顾，目的是想澄清一些容易弄错的概念。第四、五章讲述塑性。因为在传统的设计课程中固体的强度计算大多属于弹性范围，而对重要的塑性范围往往是一掠而过，因此有必要讲一下有关这方面的资料。第六章讨论与时间有关的粘弹性。在这一章中着重研究有时间影响的参数的变化率问题。第七章讲位错理论。这一章并不想提出过高要求，而是向学生提供一个有用的直接方法去解释许多重要的微观现象，这对工程师来说是重要的。第八章涉及断裂和断裂力学的主要概念，这在现代设计中是很重要的。在这一章中除了讲述应力强度因子和应变能释放率的概念外，还阐述了能量平衡作用，并对由实验决定的断裂韧性作出其物理意义的解释，这在其它教科书里还是少见的。第九章介绍有关复合材料的一些基本问题，了解这些问题对工程技术人员的今后工作肯定是有益的。第十章全面地回顾了材料的疲劳，以适当的篇幅阐述了传统设计的逼近法，包括用断裂力学最新概念的方法。该章还包括对失效分析的总结。

考虑到学生学习时间有限，本书编译时力求尽可能简明

扼要，并有例题。如果对某些部分内容希望了解得更详细，则可参阅章末介绍的文献资料。章末习题供练习之用。这些习题，有些与基本定义有关，有些则是提供作进一步的思考。

本书参考美国密执安大学变形与断裂课程的教材“Deformation and Fracture of Solids (Robert M. Caddell著，1980年出版)编译而成（仅7-4节作了补充修改）。可以作为高等学校机械类、材料类专业高年级大学生和低年级研究生选修课的教材，也可供科技人员参考。

限于译者水平，书中不妥之处，恳请读者批评指正。

在翻译过程中，陈近朱教授、李兴林同志提出过许多宝贵意见，在此表示深切的感谢。

译者　1988年2月

目　　录

第一章　应　　力

1-1　概述

应力就是单位面积所受的内力，用这个简单概念曾解决了许多问题。而试件的轴向拉伸、压缩和扭转的实验曾给上述定义以物理的解说。但这样引入的单向应力概念不能完全反映应力的一般状态，因经常碰到二向与三向应力状态，且有时过分强调单向应力状态甚至会引起严重的概念性错误。

力和面这两者都有矢量的性质。需要用数量与方向来对它们作全面的标定。而应力则需要用两重方向余弦来对它作全面标定。若欲将应力分量从一个坐标转变到另一个坐标上去，则必须用数学方法，即张量变换。由于用张量这一简捷的表示法来描述应力状态，使变换的规则及其注意事项也就变得很方便。讨论张量分析的基本知识不是本章的目的，但重要的却是下列概念：

1.应力是二阶张量，为了变换的目的，要包含二组方向余弦。

2.力是一阶张量，也称矢量，为了变换的目的，只要包含一组方向余弦。

3.温度是零阶张量也称标量，与方向余弦无关。

显而易见，受力的物体内各处的应力状态都是不同的。考虑韧性金属简单拉伸试验中产生的缩颈情况，虽力通过试件全长，但截面积（还有几何形状）的改变使应力从一点到另一点都在发生变化。考虑到各点应力的这种不同，就用“某一点上”的应力这一概念。

考虑有一个微元力 dF 作用在 P 点上，这一点的微元面积为dA，如图1-1(a)所示。一般地说，dF既不垂直于dA亦不平行于它，因而dF能分解成垂直分量dF_n与切向分量dF_t，如图1-1(b)所示。若dA趋近于零，则一点上的应力可定义为：

$$\sigma = \frac{dF}{dA}, \qquad \sigma_n = \frac{dF_n}{dA}, \qquad \sigma_t = \frac{dF_t}{dA}$$

此处σ是在P点的总应力，而σ_n和σ_t是其垂直方向与切线方向的应力分量。注意上述定义中所用的面积是相同的。

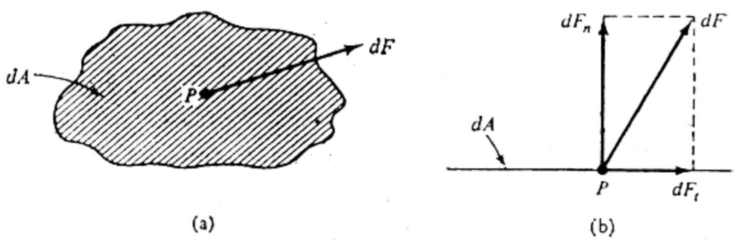


图1-1　在单元面积上所受的总力(a)和分力(b)

以上是对一个面上的应力而言，若对一个体上的应力，则可设想P点处在一个非常小的平行六面体的形心上。先把这微小的六面体放在某一坐标系统中，设有许多力作用在这一小六面体上，各面上的应力可归结为如图1-2所示。如P点应力处于均匀状态，也就是说，在点与点之间的应力变化趋近于零，即穿过六面体的应力变化小到零，则图1-2中画有应力的反面也有相同的应力存在。这意味着静态平衡$\Sigma F_x = 0$，同时也不存在转动，即意味着$\Sigma M_{px} = 0$。这种平衡关系在y与z方向也同样存在。

应力张量由应力的九个分量组成，常以σ_{ij}表示：

$$\sigma_{ij} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} & \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{zy} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{vmatrix}$$

其中 i、j 用 x、y 和 z 分别代入得其它分量。i 代表面的方向（即垂直于该面的方向），j 代表力的方向。用应力张量来表示一点的应力状态比用单向应力来表示应力状态要全面得多。因为没有学过张量分析，故在本书中张量只作为符号来应用。

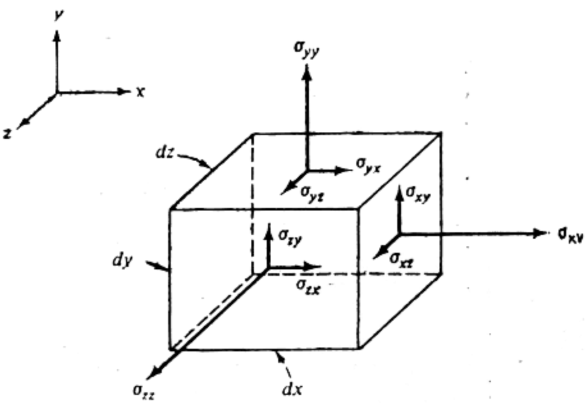


图1-2　一点上受均匀应力时的情况，图中所示所有应力分量在习惯上都属于正应力

习惯上法向应力（拉伸或压缩）往往用 σ_x、σ_y、σ_z 来作简化表示（即代表 σ_{xx}、σ_{yy}、σ_{zz}），而剪应力则用 τ_{xy}、τ_{yz}、τ_{zx} 来表示。注意若 $\Sigma M_p=0$，则 $\tau_{xy}=\tau_{yx}$，其余照此类推。这样应力张量的九个分量就可以减少到 6 个。习惯上以法向拉伸为正，故所有在图 1-2 上表示的法向应力都是正的。同样对剪应力的正、负也要遵守一定的法则，图 1-2 所示的剪

应力也都定义为正。本书自始至终将遵守以上规则，这一点是很重要的。

若应力状态在点与点之间是变化的，则图 1-2 的应力状态应作相应的变化，取 x-y 平面为例，则所受应力情况如图 1-3所示。在分析前注意以下几点：

1． 假定应力变化率与从 P 点移开的距离成线性关系。

2． 在任何一项应力变化率前的符号不能决定应力是增大还是减小。例如应力所在处从 P 点正向移开时，应力$\sigma_x+(\partial\sigma_x/\partial x)(dx/2)$项并不意味着$\sigma_x$必须增加。

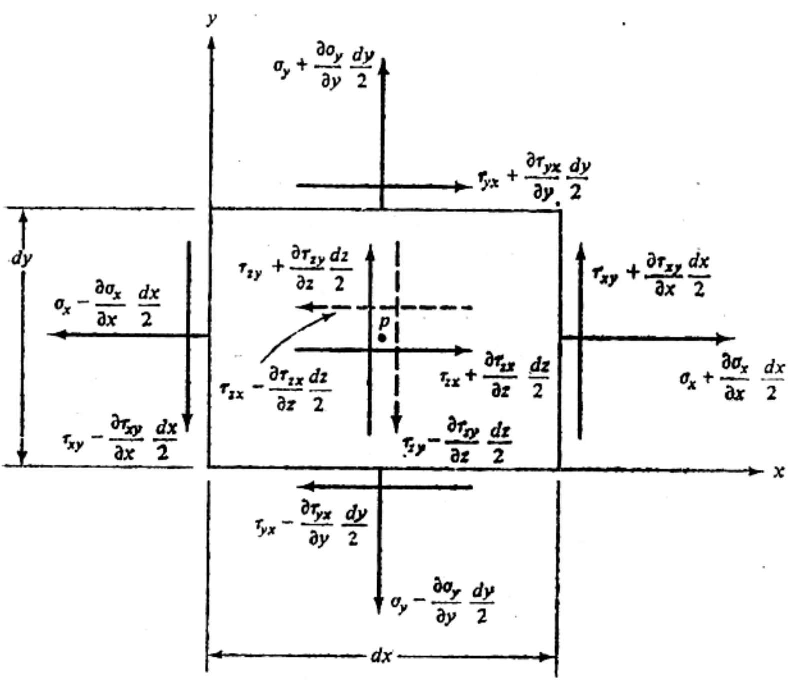


图1-3　在x-y平面上一点的应力平衡

3. 因应力分量σ_z，τ_{yz}和τ_{xz}都与x-y面垂直，故除图上所示的应力分量外，它们在平行于此面上无应力分量。

考虑x方向力的总和，即考虑应力σ_x，σ_{yx}，τ_{zx}，若微元体处于平衡，则

$$\Sigma F_x = \Sigma(\text{应力})(\text{面积}) = 0$$

由此可得

$$\frac{\partial\sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial z} = 0 \qquad (1\text{-}1a)^*$$

同样在y和z方向的平衡式为

$$\frac{\partial\tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zy}}{\partial z} = 0 \qquad (1\text{-}1b)$$

$$\frac{\partial\tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_z}{\partial z} = 0 \qquad (1\text{-}1c)$$

这些平衡方程式中包括的都是应力，但应记住它们是从力的平衡关系得出的。

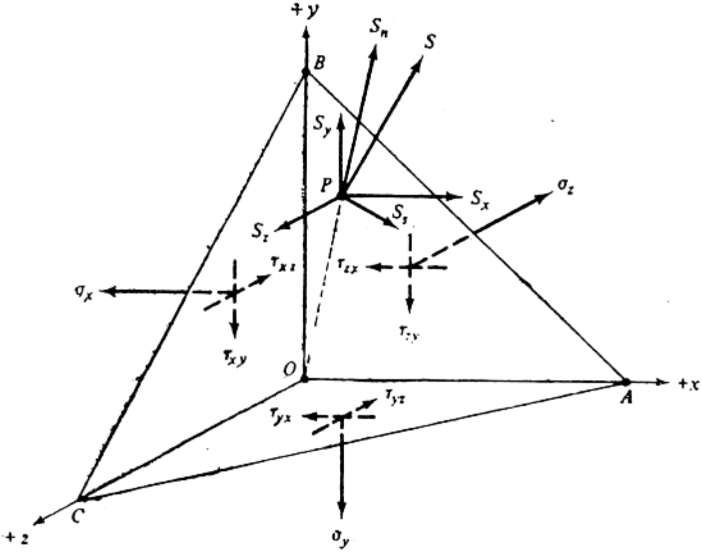
在本章的以下部分，提出三个应力分析的方法。第一个是基本方法，可用来将一般化的已知三向应力状态从某一特定的坐标变换到另一坐标中去。第二个方法提供了系统的转化方程，这无非是一系列的数学表达式，其结果与基本方法所得一样。最后专门对莫氏圆的应用给予更多的讨论，因为把它作为一个工具是非常有用的。虽然，这三种方法似乎有某种程度的重复，但用不同方法来研究应力可以增进对它的了解。

---

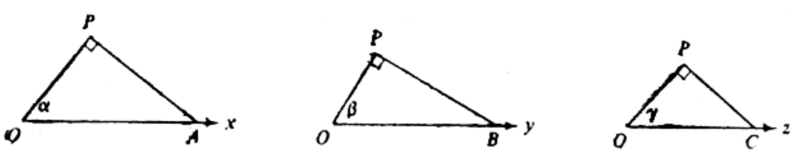
* 此式为静态平衡，故重力、加速度未予考虑。

1-2 普通三向均匀应力状态的分析

巳知三个相互垂直面上的应力而要求某一成角度的截面



(a)



$\cos\alpha = \dfrac{OP}{OA} = k$ $\cos\beta = \dfrac{OP}{OB} = l$ $\cos\gamma = \dfrac{OP}{OC} = m$

$k^2 + l^2 + m^2 = 1$

(b)

图1-4 (a)由原微元体三面所受的应力求ABC平面上作用的应力
(b)OP线方向余弦的确定

上的应力，这是经常碰到的一种重要的情况。在这种情况下，虽然某一 P 点的应力状态并未改变，但因所求应力面 S 与原模型上包含的面不同，故作用的应力分量也就不同。如图 1-4(a) 所示。若原模型各面上所受应力 σ_x，τ_{xy} 等是已知的，本节的目的就是求任意一截面 ABC 上的作用的应力。

图中 OP 垂直于 ABC，此线的方向与 x、y、z 坐标轴的关系可用三个方向余弦来表示，见图1-4(b)。让作用在 ABC 面上的总应力以最一般的情况来分析，即既不垂直也不平行于此平面。用 S 来表示总应力，则作用在 ABC 面上的力就是这面的面积乘以 S，然后这力可以分解成平行于原坐标轴的各分量，如每一分量除以 ABC 面积就得应力分量 S_x、S_y、S_z。因为所除的面积相同，我们可以得出下列结果：

$$S^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 \tag{1-2}$$

若更关心垂直和平行于 ABC 面的应力分量，则用同样的概念我们可以得出：

$$S^2 = S_n^2 + S_s^2 \tag{1-3}$$

此处 S_n 与 OP 同向，即垂直于 ABC 平面，其方向可以用图 1-4(b)的方向余弦 k、l、m 来表达。其中 $k=\cos\alpha = OP/OA$，其余类推。

面积的记号如下：

ABC 的面积 $= N$

OBC 的面积 $= X$

OAC 的面积 $= Y$

OAB 的面积 $= Z$

因为四面体的体积是 $\frac{1}{3}$(底面积)×(至顶点的垂直距