

金属压力 加工学

W. A. 伯柯芬 著 孙镇宇 译

JINSHU YALI
JIAGONGXUE

冶金工业出版社

金属压力加工学

W. A. 白柯芬 著

孙 梁 等译

冶金工业出版社

金属压力加工学

W. A. 白柯芬 著

孙 梁 等译

冶金工业出版社出版

(北京北河沿大街密院北巷39号)

新华书店北京发行所发行

冶金工业出版社印刷厂印刷

850×1168 1/32 印张 11 7/8 字数 312 千字

1988年3月第一版 1988年3月第一次印刷

印数00,001~5,000册

ISBN 7-5024-0321-3

TG·55 定价3.50元

译者的话

本书是美国麻省理工学院材料科学和材料工程系教授W. A. 白柯芬(Backofen)为研究生和大学高年级学生开设的选修课程“形变过程”(Deformation Processing)所写的教材。内容主要是介绍金属的加工。金属加工的目的—是使它产生外形的变化,二是改善金属的性能。作者在这本书里尽量将两者结合起来,因而内容具有一定的特色。此书与国内同类书相比,固然有些部分基本上是相同的,但不少部分差别却相当大,尤其是书中反映了作者本人所做的工作及在作者指导下麻省理工学院的研究生们所做的工作,内容新颖扎实,脉络分明。在其他国家的文献中经常引用白柯芬及其合作者的成就,苏联已将此书译成俄文出版。因此翻译出版这本书将补充我国在金属加工方面教学与科学研究中的某些薄弱的方面。

本书概念清楚,叙述简练。例如在研究超塑性方面,作者仅用几十行就对超塑性做了概括的阐述,又如白柯芬及其合作者曾开拓了织构强化与织构弱化这一新学术领域,虽然本书曾在几章中进行了较充分的论证与探讨,但仍言简意赅。即使是在我们似曾相识的一些章节中,也独辟蹊径,提出了一些象形变效率、最大功原理与最小功原理等效以及堆垛层错带宽度在晶体转动中的作用等等重要概念和课题。阅读本书时,具备一些固体力学和金属学的预备知识是必要的。

本书由孙梁副教授译第一、二、三、四、五、十四章以及第十三章第三、四节;王允禧副教授译第六、七、八、九章初稿;钟鸿儒副教授译第十、十一、十二章;穆承章教授译第十三章第一、二节及习题。全书由孙梁负责审校和修改,范坚祥副教授、钟鸿儒副教授参与了审校和修改工作。本书可作为金属压力加工专业、冶金机械专业以及与金属材料有关的其他专业的教学参考书和研究生的教材,也可供钢铁冶金和有色冶金方面的科技人员使用。

作者序言

工程材料经受各种各样的加工处理，通常不外乎是两个主要的目的：改变外部形状和改善各种性能。加工的结果自然对材料的使用效能有极大的影响，这便是为什么加工过程在组织—性能—使用特性相互关系的认识和应用之间起着纽带作用的原因。此外，加工对组织有特殊的作用。对于这些作用，如果理解得很透彻，就能够作出最佳的判断，以确定这些作用是应该遏制，或者发挥，还是干脆予以忽略；但如果理解得不透彻，那么就作不出这样的判断。

本书叙述加工过程的基础——塑性形变。韧性断裂，至少从含意上说，是塑性形变这个总题目的一部分，因为韧性断裂涉及局部发展的塑性流动，并且可以显著地参与到形变过程中。一般地说，尽管加工过程中材料没有成分变化，但由于上述种种原因，性能控制必须建立在组织控制的基础上。

写这本书的动机是出于一门单学期选修课的需要。这门课已为研究生和大学生开设多年，这些学生具有不同的专业背景，他们对任一具体加工过程没有专门的兴趣，但对材料却有着广泛的兴趣。现代冶金教学计划中，这类边缘的工程课程是很突出的。为了适应这种情况，采用了这样的观点，即广义的加工变形系统（指所有的加工变形方法——译者注）可定义为若干关键实体及相应的研究领域（参见示意图 i）。对这些研究领域的认识既可是单一学科的，也可是多学科交互作用的。为了更有效地控制现有系统，开发新系统，控制组织和性能以便更好地利用加工变形的本质，就必需理解这些研究领域。本书不强调特定的加工方法、特定的材料、特定的分类方案或各种各样的分析方法。本书的目标在于广泛地揭示最重要的主题，为此甚至不惜忽略某些次要的内容。

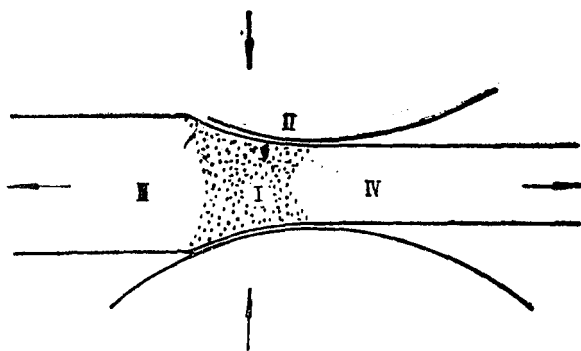


图 i 加工变形系统示意图

- I—连续介质塑性学；
- II—摩擦边界条件；
- III—加工条件下的性能和特征；
- IV—成品的性能和特征

加工系统的变形过程是变化多端的，但几乎每一个实际过程都有着相同的组成部分。这些相同的组成部分有载荷下的工具、收敛形模腔中的塑性变形区、塑性变形材料与刚性工具之间的界面、材料中的塑性—弹性转变区。示意图中标示出了代表加工系统特征的那些研究领域的大致位置，它们是本书的有机的框架。此外还将本书的各章汇集成各个篇，每一篇反映一个研究领域。

本书的内容取自不同的来源。但大多数是作者在实验室中做出的成果，它构成了书中试图提出的更一般化的观点的基础。脚注中说明该工作谁做得最多。陈煜耀(G.Y.Chin)、A.T.英格利希(English)、W.F.哈斯福特(Hosford)、S.P.基勒(Keeler)和H.R.皮勒(Piehler)等的学位论文、文章和建议对本书特别有帮助。然而首要的贡献属于伍尔夫(J.Wulff)，他很久以前就鼓励我写这样一本书。

阅读本书几乎不需要其它前提条件，但是下述两种不同类别的大学基础课程看来还是必要的。一种是固体力学的某一支，读者在那门课程中至少探索过基于平衡、协调性、本构(学科)

关系、屈服条件的传统问题和它们的解；另一种是同样程度的材料学或工程材料知识。本书的前两章扼要重述了常用的力学概念，并认为在学习力学时已经熟悉了这些概念。其次，本书假设读者已学过材料组织和性能方面的内容，并能从中回忆起晶体学符号，极射赤面投影表示法及更为基本的金属晶体形变机理的知识。

坎布里奇，马萨诸塞 (Cambridge, Massachusetts)

1972年5月

W.A. 白柯芬 (Backofen)

目 录

第一章	应力和应变	1
第一节	应力	1
第二节	应变	12
第三节	弹性应力—应变关系	20
第二章	屈服	24
第一节	各向同性材料	24
第二节	各向异性材料	31

第一篇 连续介质塑性学

第三章	塑性应力—应变关系	35
第一节	各向同性材料	35
第二节	各向异性材料	49
第三节	最大功原理	59
第四章	立方晶系金属塑性各向异性的结构学原理	61
第一节	限定滑移的屈服轨迹	63
第二节	轴对称形变(限定滑移)	78
第三节	体心立方晶格金属交叉(六角铅笔式)滑移的屈服轨迹	89
第四节	拉伸横向应变比 R	93
第五章	压力加工过程中的上界力	96
第一节	均匀流动	98
第二节	不均匀流动	106
第六章	滑移线场分析	118
第一节	平面塑性应变	118
第二节	滑移线场的若干特性	122
第三节	若干选出的问题	126
第七章	变形区几何学	150

第二篇 摩擦边界条件

第八章 摩擦的若干影响及其控制	171
第一节 摩擦系数	171
第二节 摩擦峰	177
第三节 摩擦的控制	184
第九章 摩擦条件下的若干加工方式	193
第一节 薄板和带材的轧制	193
第二节 线材和管材的拉拔	208

第三篇 加工条件下金属材料的性质和特征

第十章 塑性流动的失稳问题	215
第一节 失稳现象的发生	216
第二节 应变硬化	217
第三节 应变速率硬化	233
第四节 热硬化	240
第五节 表面能硬化	241
第六节 延伸中应变梯度的控制	242
第七节 爆炸成型	245
第十一章 可拉延性	247
第一节 稳定态拉延	247
第二节 非稳定态拉延	251
第十二章 韧性断裂	264
第一节 纤维撕裂	265
第二节 剪切	273

第四篇 成品性能及其特征

第十三章 成品组织	286
第一节 组织—性能关系	286
第二节 热加工	292
第三节 晶粒细化的若干问题	299

第四节	控制组织细化的若干方法	304
第十四章	各向异性	310
第一节	立方晶格金属轴对称形变织构的理论	310
第二节	形变织构的类型	321
第三节	密排六方晶格金属	322
第四节	再结晶织构	323
第五节	机械纤维化	331
习题		338
索引		351
参考文献		362

第一章 应力和应变

第一节 应 力

一、应力分量

力使物体的质点从它们的平衡位置产生位移。位移可直接地产生，如在重力场内产生的体积力的作用下的位移；也可间接地产生，如在接触力的作用下，表面上某点通过键网的传递而产生的位移。在上述任一情况中，质点的有效相互作用所能达到的范围很难大于所涉及物质的原子或分子的间距；这些相互作用是如此的“短程”，以致工程应用上的应力可想像是在连续介质中的，仅当比这些质点大许多倍的不均匀结构才能使连续中断。于是任意点的应力分析是以通过该点不同位向平面的接触力为依据的。从连续介质这个观点来说，应力是同作用力和物体的尺寸有关的。

应力状态用法向和切向应力分量来描述。以力 F 拉伸一块平板（图1-1 a），在垂直于加载轴的任意截面上就有一个 $\sigma_1 = \frac{F}{A}$ 的正的（拉伸的）法向应力分量。因为该截面上没有剪切应力， σ_1 就是主应力，坐标轴 X_1 和 X_2 就是主方向。如果假想截取的该截面的法线与加载轴倾斜 θ 角（图1-1 b），那末， F 就有垂直和平行于截面的两个分量，这些应力分量是：

$$\sigma_{xx} = \frac{F_{\perp}}{A'} = \frac{F}{A} \cos^2 \theta = \sigma_1 \cos^2 \theta = \frac{\sigma_1}{2} (1 + \cos 2\theta) \quad (1-1)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{F_{\parallel}}{A'} = \frac{F}{A} \sin \theta \cos \theta = \sigma_1 \sin \theta \cos \theta = \frac{\sigma_1}{2} \sin 2\theta \quad (1-2)$$

通常的习惯规定，应力分量有两个下标。第一个下标表示该应力分量作用平面的法线方向，而第二个则表示应力分量的方向。

这些颇为明显的例子阐明应力分量的一般定义，它也适用于

非均布应力条件，即垂直于（近似于点尺寸面积） δA 上的应力分量 σ_{ii} （ $i=1, 2$ ，或3）是：

$$\sigma_{ii} = \lim_{\delta A \rightarrow 0} \frac{\delta F_{\perp}}{\delta A}$$

而该面积上平行于某一参考轴方向上的应力分量 σ_{ij} （ $i \neq j=1, 2$ ，或3）是：

$$\sigma_{ij} = \lim_{\delta A \rightarrow 0} \frac{\delta F_{\parallel}}{\delta A}$$

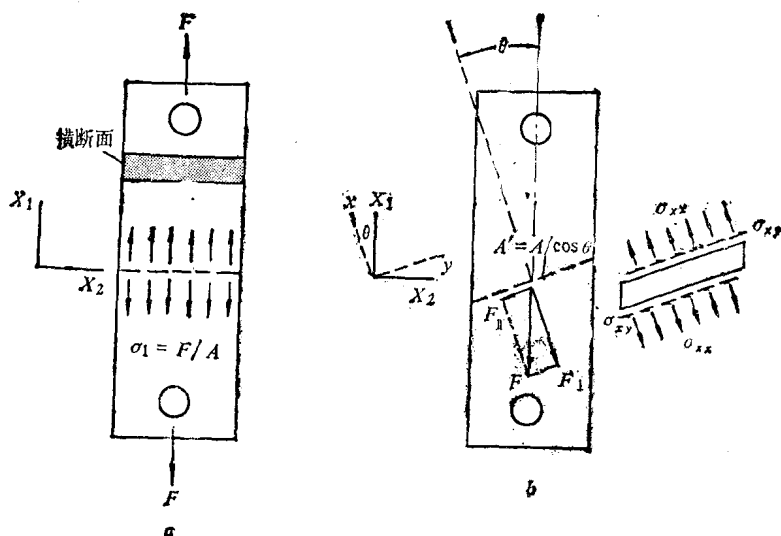


图 1-1 拉伸时的应力分量

二、应力张量

为了表示所有可能的应力分量，假定物体在某任意力系作用下处于平衡状态。然后截取这样一个很小的立方体，小到遍及整个体积的作用应力是均匀的，并且忽略立方体重量的任何影响。由于体积力随体积而变化，接触力随表面积而变化，因此后者对前者的比值随体积缩小而迅速增加。而无限小的立方体（点尺寸的立方体）可以保证这种条件。在所截取的立方体上每个力矢量

增量(仅在图1-2a前面诸面上标明)导出三个应力分量(图1-2b)。因此, 应力分量的全部数量是九个。总起来标记为 σ_{ij} , 展开即为:

$$\begin{array}{ccc} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{array}$$

这些就构成了应力张量。由于立方体处于平衡状态, 且在剪切力偶作用下不转动, 则必须是 $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ 。因此, 仅有六个应力分量是独立的, 由于这个缘故, 应力张量被称为是对称的(相对于正应力对角线)。

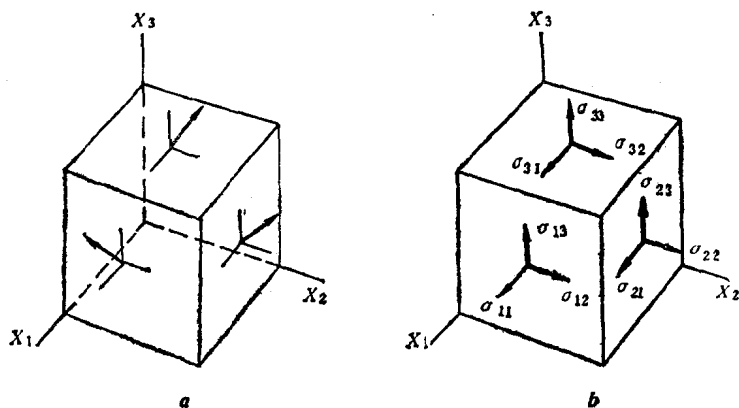


图 1-2 平衡状态下无限小的立方体
a—在正面标出的力矢量; b—应力分量

三、莫尔圆

一旦以某点为原点的坐标系内的应力张量是已知的, 那么该点的应力状态便可以充分描述。运用上述知识, 在通过一点的任意平面上的应力可由解不同坐标系间的坐标变换问题来确定。在两向应力即平面应力的特殊情况下, 坐标变换只需绕垂直于所研究平面的坐标轴转动即可。实现这种变换采用莫尔圆是最为方便的。

方程式1-1和1-2构成一个圆的关系式，它们的物理意义是明确的。当 θ 角（图1-1）从零变化到 $\frac{\pi}{2}$ 时， σ_{xx} 从 σ_1 减小到零； $\sigma_{yy} = \frac{\sigma_1}{2}(1 - \cos 2\theta)$ 是从零增加到 σ_1 ； σ_{xy} 从零增加到 $\theta = \frac{\pi}{4}$ 时的最大值 $\sigma_1/2$ ，然后再减为零。由于是两倍角的缘故， σ_{xy} 与 σ_{xx} 和 σ_{yy} 的关系图形是一个圆，它与原点相切并且对称于正应力轴（对称于横坐标）。

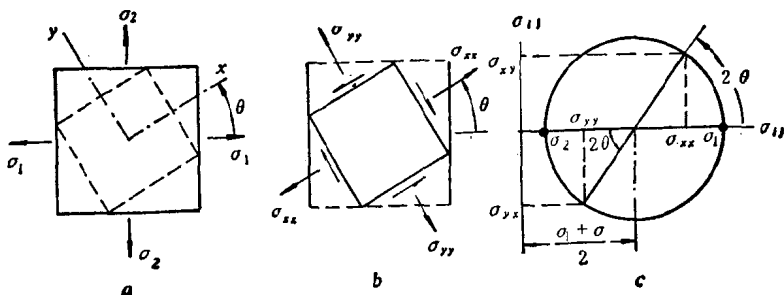


图 1-3 平面应力和莫尔圆

现在考虑无重量的均匀受力的无穷小的板（如图1-3 a），受主应力 $\sigma_1 > \sigma_2$ 而 $\sigma_3 = 0$ 的作用。以下按惯例， σ_i ($i=1, 2$ 或 3) 表示主应力； σ_{ii} 表示非主应力的正应力如 σ_{11} 、 σ_{22} 、 σ_{33} ，或者为清晰起见用 σ_{xx} 、 σ_{yy} 或 σ_{zz} 表示。图1-3c是以正应力 σ_{ii} 为横坐标、以剪应力 σ_{ij} 为纵坐标标出的莫尔圆。在这个例子中， σ_1 和 σ_2 落在横坐标上，通过此两点并以 $\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}$ 为圆心画出一个圆。为求出不同取向的平板边缘上的应力分量（图1-3 b 描述的），先把原坐标系中实际旋转角 θ 加倍成 2θ ，然后利用连接 σ_1 和 σ_2 的直径旋转 2θ 角，旋转方向与平面边缘的旋转方向相同。转动后在直径水平投影的两端给出 σ_{xx} 和 σ_{yy} ，而在 σ_{ij} 轴上投影的两端给出 σ_{xy} 和 σ_{yx} 。由此

$$\sigma_{xx, yy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \pm \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2\theta \quad (1-3)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2\theta \quad (1-4)$$

当 $\sigma_2 = 0$ 时，由方程1-3、1-4可得方程1-1、1-2。

因为 $\sigma_1 > \sigma_2$ ，则图1-3 b 上剪应力箭头应按实际上适当的方向画出。然而，一般说来，对应力分量在给定方向上作某种符号规定是必要的。正应力就是这样规定的，通常，拉应力为正，或表示成从原点向外指；而压应力为负。

如果剪应力为正，两个下标的指向必须是相同的，或者都是正的指向，或者都是负的指向，例如 σ_{xy} 所在平面的法线指向为 $+x$ ，而剪应力的指向是 $+y$ ，或用 $-x$ 和 $-y$ 代替 $+x$ 和 $+y$ ，则 σ_{xy} 为正值。具有混合指向下标的剪应力是负的。伴生的剪应变用相同的符号表示。在图1-4上画出了每种剪应力产生的形状变化。图中由正交边构成的单元体将受剪切，其中横坐标和纵坐标的正向为第Ⅰ象限。在正剪应力作用下(图1-4 a)，对角线向第Ⅰ和第Ⅲ象限拉长，而另一条对角线在第Ⅱ和第Ⅳ象限方向缩短，或者说它在横坐标和纵坐标之间的夹角小于 $\frac{\pi}{2}$ 。在负剪应力作用下

(图1-4 b)，对角线的变化恰好相反。在莫尔圆上，正剪应力的

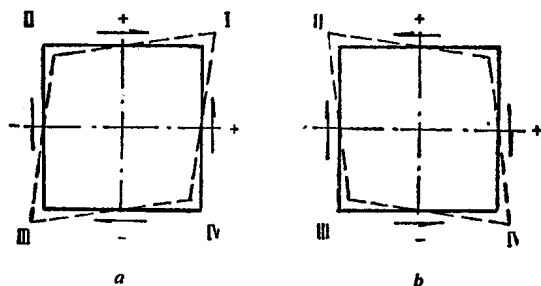


图 1-4 正剪应力(a)和负剪应力(b)引起的形状变化

端点画在正分量之下，而此正分量的指向总是沿横坐标的；若剪应力是负的，则位于横坐标之上。图1-3 a（原著误为图1-3 b——译者注）中 x 和 y 轴分别代表正的横坐标和纵坐标。因为图1-3 c 中 σ_{xy} 位于 σ_{xx} 之上，所以剪应力是负的，而且通过第 I 和第 III 象限的对角线应该缩短，就象在图示方向上受到 σ_{xy} 和 σ_{yx} 的作用一样。如果在一块橡皮板上画出图1-3 a 的图形，并保证以 $\sigma_1 > \sigma_2$ 拉伸，也可显示出第 I 和第 III 象限的对角线有所缩短。

将图1-3中所讨论的问题改变一下，变成由 σ_{xx} 、 σ_{yy} 和 σ_{xy} 求出 $x-y$ 平面内的主应力和最大剪应力的大小及其方向。则需将图1-3的作图顺序颠倒过来，首先连接点 $(\sigma_{xx}, \sigma_{xy})$ 和 $(\sigma_{yy}, \sigma_{yx})$ 以画出转动的直径。从图上可直接读出：

$$\sigma_{1,2} = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2}\right)^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (1-5)$$

$$\sigma_{xy(\max)} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2}\right)^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (\text{圆的半径}) \quad (1-6)$$

和

$$\tan 2\theta = \frac{2\sigma_{xy}}{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}} \quad (1-7)$$

其中 $\tan 2\theta$ 确定了主轴相对于给定坐标的位置。主应力的某些特性再阐明如下：主应力作用的平面没有剪应力，它们是所有可能的正应力中代数值最大者或最小者。此外，很明显的是最大剪应力方向与主应力方向成 45° 夹角。

虽然三向应力状态下莫尔圆的主要特点易于阐明，但三向应力状态的类似演算却是冗长的。由于总可以找到一组坐标轴（主方向），在这些方向的平面上剪应力为零（图1-5 a），因而可用包括三个主应力的张量代替六个一般分量构成的张量。按代数值的顺序为 σ_1 （最大）、 σ_2 （中间）、 σ_3 （最小），这是以后要遵循的另一个习惯用法。对1-2、2-3和3-1平面，可以画出三个单独的莫尔圆（图1-5 c）。每个平面上的最大剪应力是圆的半径，记作 τ

$$\tau_1 = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2} \quad \tau_2 = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \quad \tau_3 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}$$

这些剪应力的作用位置示于图1-5 b, τ_3 也可用方程式1-6来表示。在参考立方体的任意平面上剪应力的最大者为 τ_2 , 又可称之为最大剪应力 $\tau_{\max}$ 。如 σ_3 等于零, 三个应力圆仍然存在, 1-3和2-3平面的应力圆在 $\sigma_3=0$ 即原点处相切, $\tau_{\max}$ 变为 $\sigma_1/2$ 。

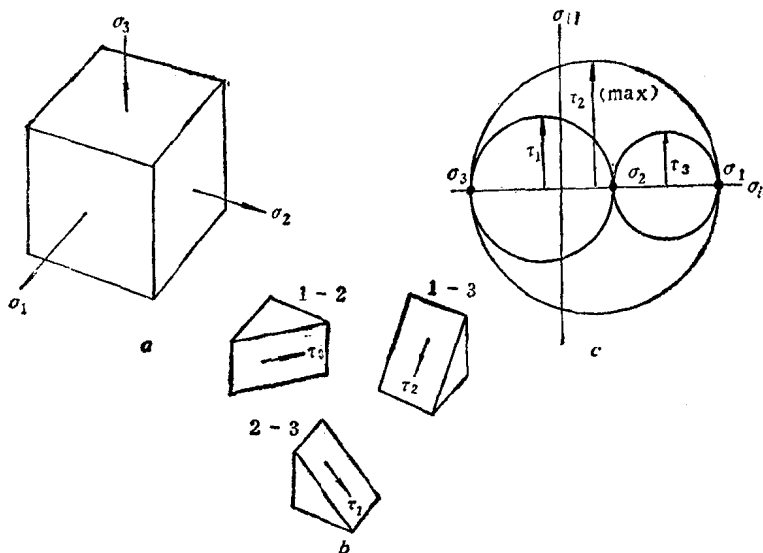


图 1-5 三向应力莫尔圆示意图
a—主应力, b—最大剪应力, c—三向莫尔圆

四、应力张量的若干特征

一点的应力状态的最一般描述是这样引出的: 令一全张量作用于一个均匀受力的平衡微分单元体上, 然后设想将此单元体切下一个小角 (图1-2和1-6)。为了方便起见, 规定垂直于所截三角形平面上的应力 σ_i 为主应力, 即所截的平面是主平面。由 x -、 y -、 z -和 σ_i -方向的一系列的力平衡方程 ($\Sigma F=0$) 可导出一个重要的方程式。它含有 σ_i -方向与 x 、 y 和 z 轴的夹角的余弦 (方向余弦), 但最终都可消去。最后得到: