

金属断口的分析方法

〔日〕吉田 亨 著

张绪江 常燕宾 译

吕乃尧 丁文华

王逢文 校



机械工业出版社

金屬破断面の見方

吉田 亨 著

日刊工業新聞社

昭和45年6月20日初版発行

昭和52年10月20日9版発行

* * *

金屬断口的分析方法

吉田 亨 著

张绪江 常燕宾 译
吕乃尧 丁文华

王逢文 校

*

机械工业出版社出版 (北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第117号)

北京市密云县印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本 $787 \times 1092^{1/32}$ · 印张 $3^{1/2}$ · 插页 20 · 字数 100 千字

1985年8月北京第一版·1985年8月北京第一次印刷

印数 0,001—9,100 · 定价 1.60 元

*

统一书号: 15033 · 5762

译者的话

机械构件破损事故的分析（亦称失效分析）工作在科学技术先进的国家早就受到了普遍重视，目前，在一些国家建立了专门的研究机构。近年来，破损事故的分析工作在我国也引起了重视并逐渐广泛地开展起来，不但机器的操作人员、机械制造方面的经营管理人员，而且研究、设计人员，工艺、材料等方面的技术人员都对其给予极大的关注。

金属断口的分析是开展破损事故分析必不可少的重要环节，本书作者多年从事破损事故的调查和分析工作，书中介绍了金属断口分析的基本知识和分析方法，并举例加以说明，文字简明易懂，是一本入门读物，即便是未掌握高深力学和金相学知识的同志也能理解。这本小册子在日本从1970年初版以来已再版九次。现在把它翻译成中文，希望对促进我国破损事故分析工作有所帮助。由于译者水平有限，欢迎读者批评指正。

目 录

1. 应力的表示法和材料破损的规律	1
1.1 应力和它的表示法	2
1.2 宏观的材料破损规律	8
1.2.1 最大应力学说	9
1.2.2 最大应变学说	10
1.2.3 最大切应力学说	11
1.2.4 应变能学说	12
1.3 微观的分析	14
1.3.1 延展性破损(剪切破损)	14
1.3.2 脆性断裂(解理断裂)	20
2. 用断口分析破损的原因	26
2.1 应力状态对破损的影响	28
2.2 载荷种类和破损的形式	33
2.2.1 疲劳破损	33
2.2.2 静破损	39
2.2.3 冲击破损	41
2.3 轴的弯曲和扭转引起的破损	43
2.3.1 弯曲破损	44
2.3.2 扭转破损	44
2.4 螺栓的破损	46
2.5 疲劳破损和应力集中因素	48
2.5.1 疲劳破损的统计性质	49
2.5.2 应力集中因素	50

2.5.3 应力集中和缺口系数	54
2.6 残余应力对破损的影响	56
2.7 表面破损	61
2.7.1 疲劳磨损(点蚀、剥落)	61
2.7.2 气蚀	65
2.7.3 摩擦腐蚀	66
2.8 伴有腐蚀的破损	67
3. 金属组织的缺陷及其检验方法	70
3.1 宏观组织检查和其所检测的缺陷	71
3.1.1 硫印法和硫的偏析	71
3.1.2 宏观腐蚀法	76
3.2 显微组织检查和缺陷检测	79
3.2.1 晶粒及其粗大化	79
3.2.2 脱碳	81
3.2.3 与碳化物有关的缺陷	82
3.2.4 非金属夹杂物	83
3.2.5 过热和过烧组织	84
3.2.6 淬裂的原因	84
3.2.7 淬裂和锻裂	85
3.2.8 渗碳体的石墨化	86
3.2.9 残余奥氏体	86
3.2.10 内部氧化	87
3.3 非破坏式显微组织检验	87
3.3.1 直接观察法	89
3.3.2 间接观察法	89
4. 有关分析破损事故的各种测试方法	91
4.1 用电子显微镜观察断口	91
4.2 X射线微区分析仪及其使用方法	92
5. 破损事故和实例分析	97

5.1	研磨机主轴的疲劳破损	99
5.2	舵轮轴的破损	99
5.3	打桩机用钢轨的断裂	100
5.4	大型齿轮的疲劳破损	101
5.5	氧气瓶的爆炸	102
5.6	弯曲试验机立柱螺栓的破损	103
5.7	焊补的曲轴疲劳破损	103
5.8	混凝土破碎机锤头的疲劳破损	104
5.9	在腐蚀环境中螺旋弹簧的破损	105
5.10	水轮机戽斗的裂纹	105

1. 应力的表示法和材料破损的规律

对材料是如何破损的这一问题，最早进行科学研究的是有名的伽利略。他的著作“关于机械和地面运动的两门新科学的对话及数学的证明”〔1〕一书中，进行了有关木梁破损实验和其理论探讨（图 1.1）。特别是阐明了破损时，梁断面尺寸与载荷之间有怎样的关系。后来把伽利略所进行的实验命名为“伽利略问题”，很多的科学家、研究人员随之进行了实验和讨论。如法国的 Mariott (1620~1684)、Parent (1666~1716)、Coulomb (1736~1806) 等人

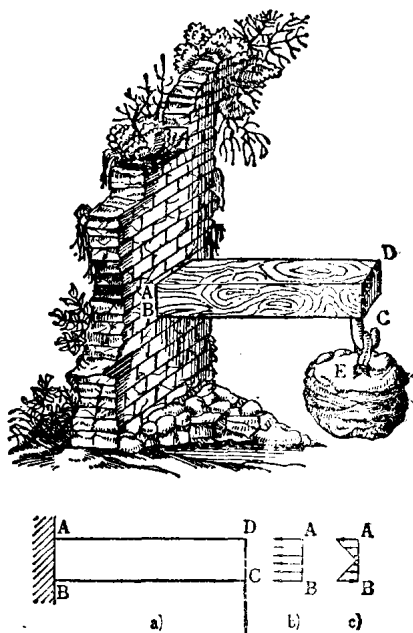


图1.1 伽利略所作梁的实验
(摘自伽利略著“两门新科学”)

〔1〕 伽利略“两门新科学” (由Henry Crew译成英文) Macmillan Co. (出版社) New York (1932) 今野、日田译成日文“新科学对话”存于岩波文庫中。

对这一问题作了详尽的研究和讨论，不久便创立了现代材料力学的方法。特别是 R. Hooke (1635~1703) 的所谓“虎克定律”，确立了弹性体这一概念，对材料力学的发展起了很大推动作用。

这以后，英国的 Rankine (1820~1872) 确立了应力和应变这一概念，提出了与大量实验的事实有关的很多控制宏观破损的定律。

进入二十世纪后，科学与技术上的共同进步，有关材料方面的科学研究更加盛行起来，例如 Bauschinger、Kelvin 等对材料的方向性、非弹性效应、滞后现象等进行了研究。另就破损这一问题，Griffith、Orowan 等对玻璃一类的脆性材料进行实验和理论的探讨。根据“假想的”所谓“格里菲思脆性断裂”（微观的断裂）找到了理论强度与实际强度之间存在着很大差别的原因。

对延展性材料进行了单晶拉伸等的实验，查明了剪切滑移现象在极低的应力条件下，就已经很明显地产生，从而认为这是由于金属晶体内的某些不完整性，所谓“晶格缺陷”存在所致。也就是 Taylor 提出的位错的存在，以后又有大量实验证实了位错是确实存在的。

近年来，许多研究人员从微观角度或从宏观角度都进行了材料破损的研究，但对材料破损的全部情况尚未搞得很清楚，因而本章只想利用现在在实验方面或理论方面较为明确的观点，并对第二章以后的技术或实际的破损事故调查中的有意义的问题作一说明。

1.1 应力和它的表示法

物体各部分作用着什么力，它们是否保持着平衡等等，

这些问题是不能通过我们的五官感觉出来的，但作为假想的物理状态是可能的，应力这一概念正是由此产生的。

在图 1.2 中，我们可认为圆筒的两侧处于 F 力的拉伸状态。在图 (a) 中，设 A-A 断面为假想面，把圆筒分成如图 (b) 和 (c) 两个部分，为使每个部分的力平衡，则应假定在 A-A 断面中同样存在着有如 (b)、(c) 两图那样的力。象这样的物体内部的平衡，因完全是假想的，所以作为实际的力来观察、测定是不可能的。应力就是用 A-A 面去除假想的力来表示的。因此应力的量纲是 [力/面积]，可用 kg/mm^2 ，psi 等来表示。

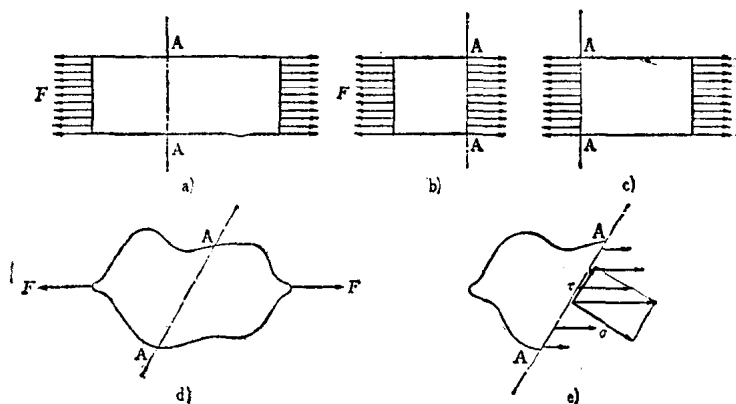


图 1.2 垂直应力和剪切应力

下面在图 1.2 的 (d) 中，可看到假想的 A-A 断面与外力不成直角，如图 (e) 中所示那样，应力在 A-A 面上与该断面不成直角。所以我们可假设把力分成与 A-A 面垂直的分力 N 和平行的分力 T ，且各分力在 A-A 面的各部分是均匀一致的，则 σ 与 τ 用下式表示：

$$\sigma = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta N}{\Delta A} \right) \quad \tau = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta T}{\Delta A} \right) \quad (1)$$

所以，一般说来，在物体内的任意断面上，可假定存在二种类型的应力，即正应力和切应力，正应力可分为拉应力和压应力。

切应力可分为相互垂直的两个分量，现假设把产生了应力的物体内部看成是如图 1.3 那样的长方体，并如图所示那样，每个面上存在着切应力。由于力矩而保持平衡，如在此长方体中心取一轴，因正应力的力矩相互抵消，则切应力的力矩由下式关系而保持平衡

$$2 \tau_x \frac{dy}{2} adx - 2 \tau_y \frac{dx}{2} ady = 0 \quad (2)$$

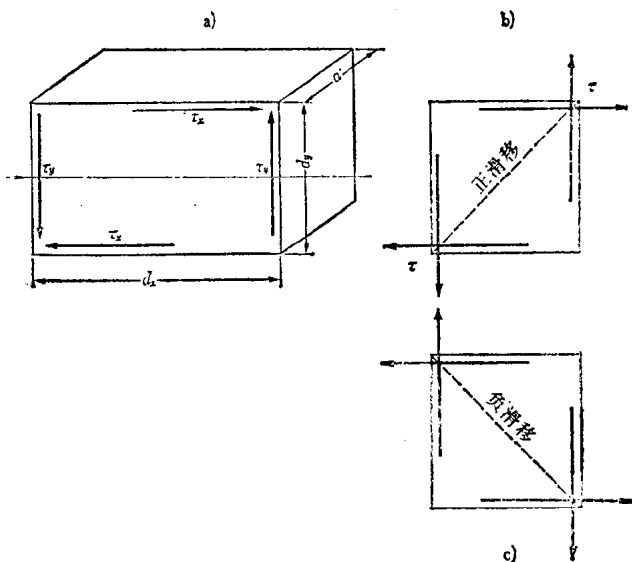


图1.3 切应力的平衡

则

$$\tau_x = \tau_y = \tau_{xy} \quad (3)$$

同理，在zx面、zy面此情况亦成立。即在承载荷的物体的一部分中，在假想的微小立方体内部，存在着如图1.3(b)、(c)所示那样的一组切应力 τ ，其切应力的正负符号如图(b)、(c)所示。

现在，假设受外力作用的物体内的某一点为微小的立方体，那部分产生的应力为 σ_j 。把此应力分解成与x、y、z轴平行的分量和垂直的分量，垂直分量的切应力与前所述的相对应的切应力相等，即 $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ ， $\tau_{yz} = \tau_{zy}$ ， $\tau_{xz} = \tau_{zx}$ 。因此，这一点上的应力状态取决于与三轴平行分量 σ_x 、 σ_y 、 σ_z 的正应力和三个切应力。

此时，在物体的任意一点上，虽是按x、y、z三轴方向考虑的，但实际上由于轴的取向不同，而应力的表示方法也随之不同。讲解三维应力状态很复杂，理解也困难，在此为简便起见，先设二维应力（平面应力）状态来加以说明。

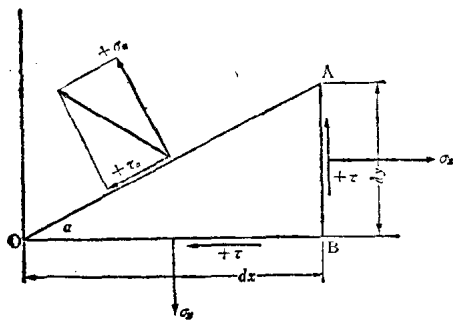


图1.4 任意方向上的应力与主应力的关系

假设在图1.4中有一个具有一定厚度的微小三角形，在其斜面AO上的正应力为 σ_n ，切应力为 τ_n 。此时可认为，在与纸面平行的面上，其应力等于零。

由于力的平衡，水平力的分力间的关系可由下式表示：

$$\sigma_y dy - \tau dx - \sigma_\alpha \frac{dy}{\sin \alpha} \sin \alpha - \tau_\alpha \frac{dx}{\cos \alpha} \cos \alpha = 0 \quad (4)$$

由于垂直方向力的平衡，则下式成立

$$\sigma_y dx - \tau dy - \sigma_\alpha \frac{dx}{\cos \alpha} \cos \alpha + \tau_\alpha \frac{dy}{\sin \alpha} \sin \alpha = 0 \quad (5)$$

将(4)式乘 dy ，(5)式乘 dx 后，两式相加得：

$$\sigma_x (dy)^2 + \sigma_y (dx)^2 - 2\tau dx dy = \sigma_\alpha [(dx)^2 + (dy)^2]$$

用 $(dx)^2 + (dy)^2$ 除以上式得：

$$\sigma_\alpha = \sigma_x \sin^2 \alpha + \sigma_y \cos^2 \alpha - \tau \sin 2\alpha$$

根据三角公式

$$\sin^2 \alpha = \frac{1 - \cos(2\alpha)}{2} \quad \cos^2 \alpha = \frac{1 + \cos(2\alpha)}{2}$$

则上式可改写成下式：

$$\sigma_\alpha = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} - \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cos(2\alpha) - \tau \sin(2\alpha) \quad (6)$$

将(4)式乘 dx ，(5)式乘 dy 后，两式相减得

$$\begin{aligned} (\sigma_x - \sigma_y) dx dy - \tau [(dx)^2 - (dy)^2] \\ = \tau_\alpha [(dx)^2 + (dy)^2] \end{aligned}$$

把上式除以 $(dx)^2 + (dy)^2$ 则得

$$\tau_\alpha = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \sin(2\alpha) - \tau \cos(2\alpha) \quad (7)$$

即平面应力状态时，与 x 轴或 y 轴构成任意 α 角的面上，其正应力分量 σ_α 和切应力分量 τ_α ，可根据(6)、(7)两式，由 σ_x 、 σ_y 、 τ 三个应力分量表示出。

在这里，我们可由上式得出，当 σ_α 或 τ_α 为最大值时的角度 α ，将(6)式用 α 微分，得

$$\frac{d\sigma_\alpha}{d\alpha} = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} 2\sin(2\alpha) - 2\tau \cos(2\alpha) \quad (8)$$

即当 $\frac{d\sigma_\alpha}{d\alpha} = 0$ 时, σ_α 为最大值或最小值, 则令 (8) 式为 0, 代入 (6) 式后, 可得出 σ_α 的最大值 σ_{\max} 和最小值 σ_{\min} 。此时的角度 α_m 也可从 (8) 式求出。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\max} = \sigma_1 &= \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{4\tau^2 + (\sigma_x - \sigma_y)^2} \\ \sigma_{\min} = \sigma_2 &= \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{4\tau^2 + (\sigma_x - \sigma_y)^2} \\ \tan(2\alpha_m + n\pi) &= \frac{2\tau}{\sigma_x - \sigma_y} \end{aligned} \right\} (9)$$

σ_{\max} 、 σ_{\min} 相互构成直角, 称作主应力。

切应力的最大值和最小值, 同样也可用 α 微分 (7) 式求得

$$\frac{d\tau_\alpha}{d\alpha} = (\sigma_x - \sigma_y) \cos(2\alpha) + 2\tau \sin(2\alpha)$$

如果上式为 0

$$\tan(2\alpha_s + n\pi) = -\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2\tau} \quad (10)$$

(10) 式就是 (9) 式的倒数, 此时 $2\alpha_s$ 和 $2\alpha_m$ 构成直角, 所以 α_s 与 α_m 就构成 45° 角。

即切应力 τ_α 在与主应力面构成 45° 的面上成为最大值或最小值, 此值由下式表示

$$\tau_{\max} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{4\tau^2 + (\sigma_x - \sigma_y)^2} \quad (11)$$

这个最大、最小切应力不考虑主切应力或负号时, 称为最大切应力。

用 (9) 式的上式减去下式, 再根据 (11) 式, 可得出

$$\tau_{\max} = \frac{1}{2} |(\sigma_{\max} - \sigma_{\min})| \quad (12)$$

1.2 宏观的材料破损规律

一切工业用材料根据其力学性能和工业上使用目的的不同，它的破损定义也随之变化。例如：建筑结构件等因允许塑性变形，所以应把构件直到不能使用时的变形定为破损，因而屈服点就成为基准（标志）。而几乎所有的机械部件是以材料的弹性极限、比例极限为基准的。同时，由于物件品种的不同，有的直至断裂之前都能使用，因而往往把抗拉强度看作是破损的起点。这些要根据工业上材料使用的领域，使用目的或设计方法等各方面的经验来决定。因此，就破损定义来说，对一切情况都适用的统一的概念是没有的。在此为方便起见，将破损分为屈服（大的变形）和断裂（断开）两类来分别考虑。

有像石头、玻璃等那样在断裂前没有明显变形的材料，也有象一般金属那样在断裂前表现有明显变形的材料。但即使在同种金属材料中，也有如低碳钢那样具有明显变形的材料和象玻璃那样性能的铸铁材料。而这一破损的形态很明显地取决于材料的组织、内部结构、应力状态等。

很早以前，人们认为根据材料的性质、结构、应力状态的不同而分别具有各自的破损规律。因此，常常把象低碳钢那样断裂时伴有明显塑性变形的材料叫做延展性材料，把具有铸铁那样性能的材料叫做脆性材料，分别论述其损坏情况。

但即使像低碳钢那样原来称为富有延展性的材料，在一定的应力状态和温度条件下，有时也会产生同铸铁一样的脆

性破坏。与此相反，像铸铁那样的脆性材料，在某种条件下，有时也能表现很大的延展性。因此绝对延展性材料和绝对脆性材料是没有的。就机理来看，损坏的形式有脆性破坏和延展性破坏，根据材料，只不过是像低碳钢那样易产生延展性破坏的材料和像铸铁那样易产生脆性破坏的材料而已。

因此，材料的破损是随材料内部结构和它所承受的应力状态而改变。因而仅仅根据应力状态或仅仅根据内部结构来决定破损条件都是不正确的。然而很久以来，在材料力学范畴内，把材料作为均匀的物质来看待，认为破损时只取决于应力条件而与内部结构无关。下面就把持有这种观点的很多学者所提出的宏观规律加以叙述。

1.2.1 最大应力学说

用最大主应力作为强度标准的学者有Lame和Rankine。因此也有人把它称为兰金学说，此学说认为：物体的破损是由该物体所承受的三方向主应力中的最大应力所决定的。换言之，其学说是指在相互垂直的立方体的各面上，作用着的三个主应力中，最大的应力达到某一极限值，例如拉伸力达到屈服点时即产生破损。

假如这种见解在任何场合都正确，则所有材料其破损理应发生在与最大主应力垂直的面上，这与前述的脆性铸铁、玻璃等材料拉伸时的断裂状况是很吻合的，但对对象低碳钢拉伸时那样所谓的杯状和圆锥状型的断裂〔2〕以及吕德斯线〔3〕与拉伸轴大体成 45° 方向产生断裂的这一现象是无法解释的。

〔2〕 杯状和圆锥形的断裂：参照图2.8(c)。

〔3〕 吕德斯线：低碳钢、铝等的拉伸实验中，与拉伸方向成 45° 的方向上，产生的表面不均匀的变形。

1.2.2 最大应变学说

由于Saint-Venant和Poncelet等的影响，前面所述的最大应力学说被最大应变学说所取代。这一学说认为，作为破损标准的不是应力而是应变，无论在何种组合应力下，也只有在最大主应变达到某极限值时，破损才会产生。

现设受单纯拉伸应力的材料破损时的极限应力为 σ_p ，若与此相对应的应变为 ϵ_p 时，根据虎克定律有 $\epsilon_p = \sigma_p/E$ (E —弹性模量)的关系。现设某点上的主应力是 σ_1 、 σ_2 、 σ_3 为不破损条件。

$$\frac{\sigma_1}{E} - \frac{\mu}{E}(\sigma_2 + \sigma_3) \leq \epsilon_p \quad (13)$$

式中 μ ——泊松比〔4〕即

$$\sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3) \leq \epsilon_p E (= \sigma_p) \quad (14)$$

如考虑为平面应力，则设 $\sigma_3 = 0$

$$\sigma_1 - \mu\sigma_2 \leq \sigma_p (= \epsilon_p E) \quad (15)$$

若将(9)式代入(15)式

$$\begin{aligned} \sigma_p \geq & \frac{1}{2}(1-\mu)(\sigma_x + \sigma_y) \\ & + \frac{1}{2}(1+\mu)\sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau^2} \end{aligned} \quad (16)$$

一般来说，因钢等材料之 $\mu = \frac{1}{3}$ ，不破损的条件是：

$$\sigma_p \leq \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y) + \frac{2}{3}\sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau^2} \quad (17)$$

当 $\sigma_x = \sigma_y = 0$ 时，即仅为单纯切应力引起的破损时

〔4〕泊松比：材料纵向拉伸相应地横向收缩，一定的材料其纵向与横向变形比称为泊松比。由于材料不同，泊松比数值不同，金属大致为0.33。

$$\sigma_f \geq \frac{4}{3} \tau \quad (18)$$

即切应力极限是抗拉应力的75%。但实际测出的为50~60%，与一般钢的实验结果不一定一致。同时钢受单纯拉伸时，若以最大应变作为破损的基准，则断口应与拉伸方向垂直，但实际上，是与最大切应力面一致，因而对象低碳钢一类的延展性材料的破损形态来说是矛盾的。这与1.2.1最大应力学说是同样的问题。

1.2.3 最大切应力学说

此学说认为最大切应力 τ_{max} 达到某一定值时产生破损。在物体内的某一点上，主应力 σ_1 、 σ_2 、 σ_3 （设 $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ ）中的最大切应力可根据(12)式求出，用下式表示

$$\tau_{max} = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3) \quad (19)$$

这样一来，中间的主应力 σ_2 的大小可以说是与破损无关。单纯拉伸状态时，因 $\sigma_3 = 0$ ， $\sigma_2 = 0$ 则

$$\tau_{max} = \frac{1}{2}(\sigma_1 - 0) = \frac{1}{2}\sigma_1 \quad (20)$$

若设破损时的拉伸极限值（如抗拉应力）为 σ_p ，则

$$\tau_{max} = \frac{1}{2}\sigma_p = \tau_p \quad (21)$$

式中 τ_p ——切应力极限，又称抗切强度。在上式中必须考虑要产生破损的最大切应力 τ_{max} 。

一般平面应力状态 $\sigma_3 = 0$ 时，

$$\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{1}{2}\sigma_p = \tau_p, \quad \frac{1}{2}\sigma_2 = \tau_p, \quad \frac{1}{2}\sigma_1 = \tau_p \quad (22)$$

以上就成为产生破损的三个条件，则如图1.5(a)所示，