

FUNDAMENTOS

Capítulo Um:

Tensões e Deformações

1. Conceito de conformação plástica
2. Conceito de tensão
3. Representação matemática: tensores de tensão
4. Representação gráfica: o círculo de Mohr
5. Conceito de deformação
6. Relação entre tensão e deformação no regime elástico
7. Ensaio de tração
8. Critérios de escoamento
9. Relações entre tensão e deformação: regime plástico
10. Limite máximo de deformação
11. Bibliografia
12. Lista de exercícios





Capítulo Um: Tensões e deformações

Neste capítulo inicial, pretende-se repassar alguns conceitos fundamentais que serão necessários para a compreensão das metodologias de cálculo e as suas respectivas aplicações. Trata-se de informações já vistas pelo aluno, em outras disciplinas, especialmente resistência dos materiais. Antes disso, porém, será repassado o conceito de conformação mecânica.

1.1 – Conformação plástica

Como o assunto é muito abrangente, além de não ser o foco desta disciplina abordar as diversas formas de conceituação, serão citados dois conceitos de conformação plástica, também conhecida como conformação mecânica:

- Operação onde se aplicam solicitações mecânicas em metais, que respondem com uma mudança permanente de dimensões (Helman e Cetlin, 19__).
- Processo de alteração de geometria de um material (conformação) mediante aplicação de esforços mecânicos.

O processo pode ocorrer com o material à temperatura ambiente ou próxima da ambiente (conformação a frio) ou com o material em temperaturas suficientemente elevadas para facilitar a operação e oferecer certas características ao produto final (conformação a quente).

Em ambos os casos, existem diversas características do processo (temperatura, força aplicada, número de operações de conformação, etc.) que são determinantes para as características finais do produto final (Willy Ank a Agência Estado).

O objetivo primordial desta disciplina é a obtenção da carga de conformação para uma determinada peça e/ou as condições de aplicação desta carga.

Segundo os conceitos descritos acima, o aluno pode imaginar que para chegar a este objetivo, a relação entre a geometria final (e as intermediárias) da peça e a(s) força(s) aplicada(s) deve(m) ser conhecida(s) ou, ao menos, estimada(s) adequadamente.

Estes primeiros capítulos e aulas dedicam a apresentar ao aluno a forma de caracterização do carregamento mecânico de um material metálico e a sua correlação com a deformação deste material.

1.2 – Conceito de tensão

Considere um corpo em **equilíbrio** sobre a ação de forças externas: P1, P2, P3, P4,, Pn, conforme mostrado na figura 1.1. Pode-se definir uma quantidade (\bar{S}) que representa a intensidade da força aplicada nas vizinhanças deste ponto, considerando-se o limite da relação entre a força resultante aplicada sobre este ponto e o infinitésimo da sua área de atuação (equação 1)

O conceito de tensão é muito útil para definir grandezas que não dependem do tamanho relativo dos materiais envolvidos, como por exemplo na caracterização de um material através de um ensaio de tração.

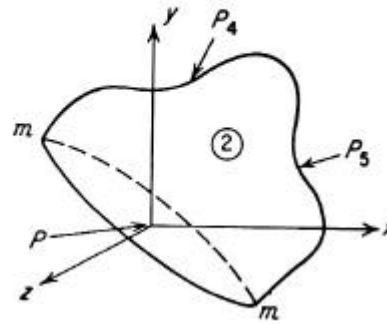
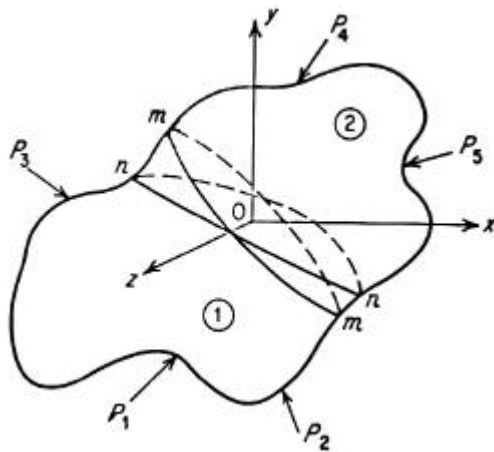


Figura 1.1 – Distribuição de esforços nas vizinhanças de um ponto “O”.

$$\vec{S} = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{P}}{\Delta A} \tag{1.1}$$

A tensão pode ser devida a um componente de força normal (perpendicular) à superfície (área ΔA) ou tangente a esta. Quando a força é normal, denomina-se a tensão normal e quando a força é tangente, denomina-se tensão cisalhante. A figura 1.2, abaixo, ilustra este cálculo e as equações 1.2 a 1.4 como fazê-lo.

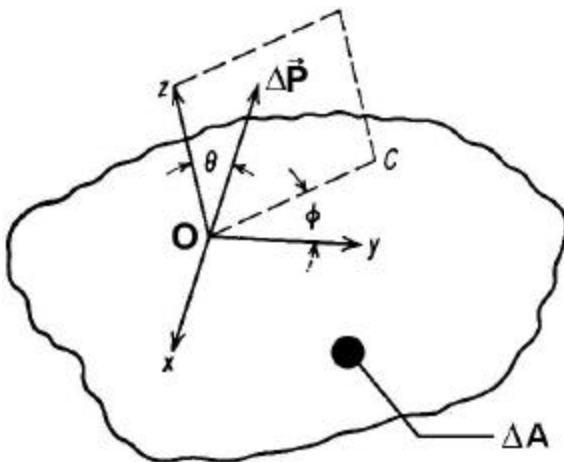


Figura 1.2 – Decomposição do vetor resultante sobre a área ΔA , localizada nas vizinhanças do ponto “O”. O componente paralelo à direção “Z” é a força normal e os componentes paralelos às direções “X” e “Y” são os componentes de cisalhamento.

$$s_z = \frac{\Delta P}{\Delta A} \cdot \cos q \tag{1.2}$$

$$t_{zy} = \frac{\Delta P}{\Delta A} \cdot \sen q \cdot \cos f \tag{1.3}$$

$$t_{zx} = \frac{\Delta P}{\Delta A} \cdot \sen q \cdot \sen f \tag{1.4}$$

Porém esta simples definição não é suficiente para representar adequadamente a real distribuição de tensões ao redor de um determinado ponto, pois esta definição vincula a representação a um determinado plano de corte [mm] conforme demonstrado pela figura 1.3.

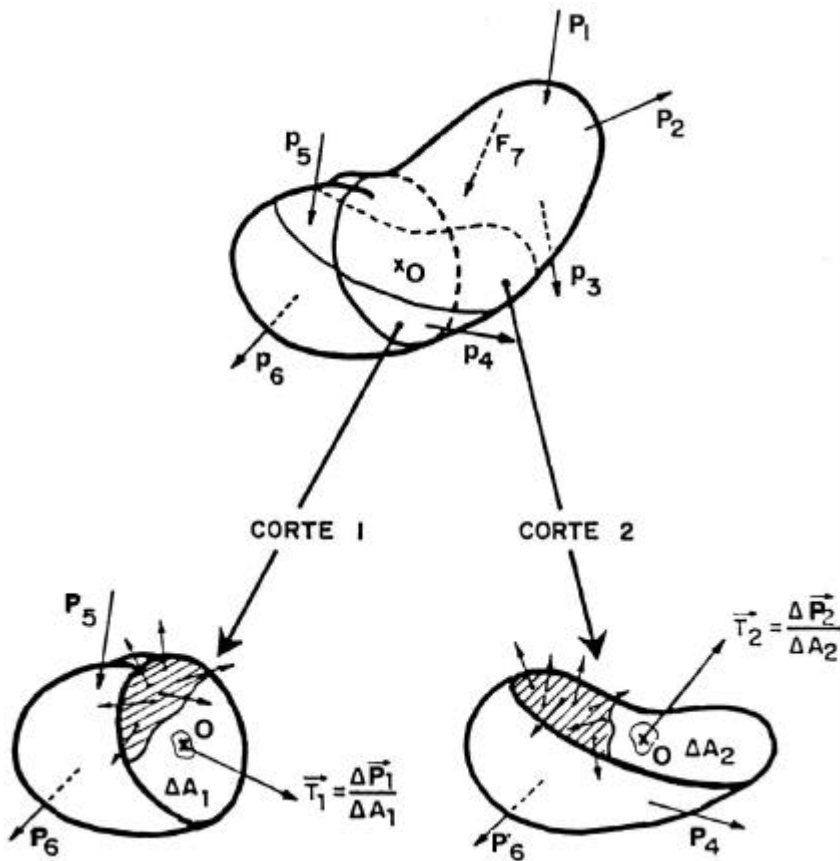


Figura 1.3 – Variação do vetor de tensão com o tipo de seção reta tomada como referência para seu cálculo.

Para a completa representação da distribuição de tensões ao redor de um determinado ponto, ou seu “estado de tensões” é necessário considerar o mesmo raciocínio aplicado a um cubo infinitesimal em cujo centro encontra-se o ponto em consideração e cujas faces estão orientadas segundo um sistema de eixos de referência XYZ, conforme mostra a figura 1.4. O aluno deve-se reparar que existe uma tensão normal e duas de cisalhamento, conforme já previsto na figura 1.2 para cada um dos três planos de referência (XY, XZ e YZ).

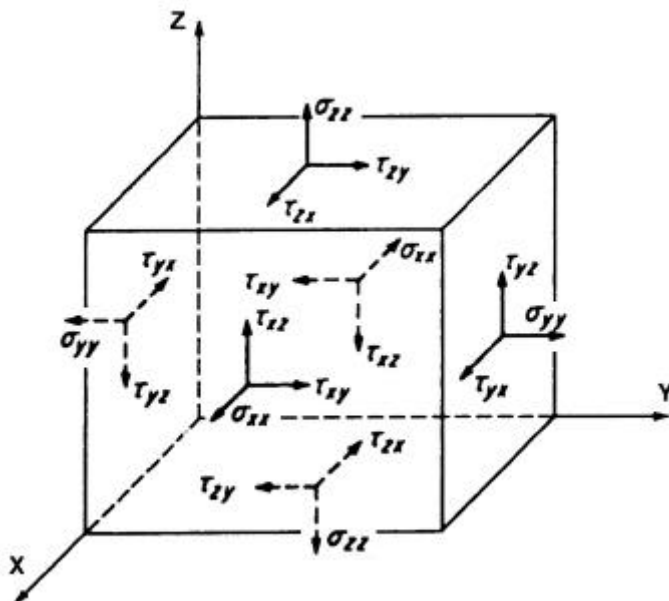


Figura 1.4 – Representação completa de todas as tensões normais e cisalhantes ao redor de um ponto material.



Apesar de que a figura 1.4 mostra três componentes de tensão (σ_{xx} , σ_{yy} e σ_{zz}) normal e seis componentes de tensão de cisalhamento (τ_{xy} , τ_{yx} , τ_{xz} , τ_{zx} , τ_{yz} e τ_{zy}), por considerações de equilíbrio pode-se afirmar que somente três componentes de cisalhamento são independentes, sendo as simétricas iguais (ou então haveria rotação do corpo): $\tau_{xy}=\tau_{yx}$, $\tau_{xz}=\tau_{zx}$, $\tau_{yz}=\tau_{zy}$.

Interessante que o aluno perceba que a definição de tensão aqui apresentada permite que em cada ponto exista um determinado estado de tensões. Realmente, na prática, as tensões não são homogêneas distribuídas, pelas seguintes razões principais:

- o ponto de aplicação/transferência de carga não é homogêneo;
- a geometria do material não é homogênea;
- o material apresenta descontinuidades internas;
- as propriedades mecânicas e/ou condições de contorno variam, entre outros.

A figura 1.5 apresenta uma série de exemplos onde a distribuição de tensões não é homogênea.

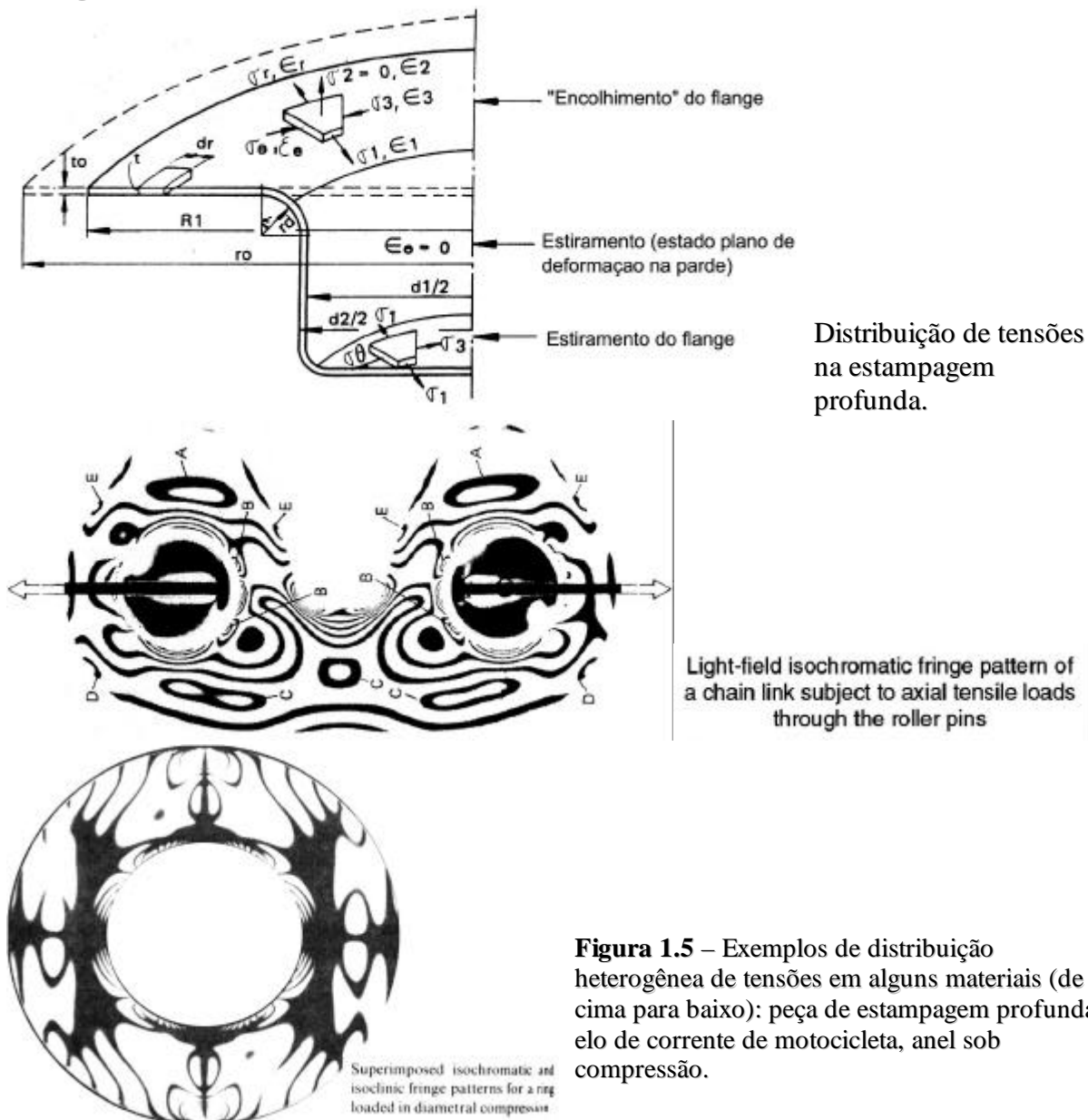


Figura 1.5 – Exemplos de distribuição heterogênea de tensões em alguns materiais (de cima para baixo): peça de estampagem profunda, elo de corrente de motocicleta, anel sob compressão.



1.3 – Representação matemática: tensores de tensão

Existem três planos independentes no espaço (XY, XZ e YZ) ao redor de um ponto. Como existem 3 componentes em cada plano, então existirão $3 \times 3 = 9$ componentes de tensão. Por condições de equilíbrio, os 6 (seis) componentes de tensão de cisalhamento devem ser iguais dois-a-dois para que o corpo permaneça em repouso (sem movimentos de rotação, devido ao torque que seria gerado por componentes cisalhantes assimétricos).

A representação completa de um estado de tensões no espaço está vinculada a informação de todos os valores destes componentes de tensão. A figura 1.6 ilustra todos os vetores envolvidos na representação do estado de tensões de um único ponto. Ao lado estão dispostas algumas das notações mais usuais que são encontradas na bibliografia. Neste curso, será adotada a primeira notação da esquerda para a direita (σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} , τ_{xy} , τ_{yz} e τ_{zx}).

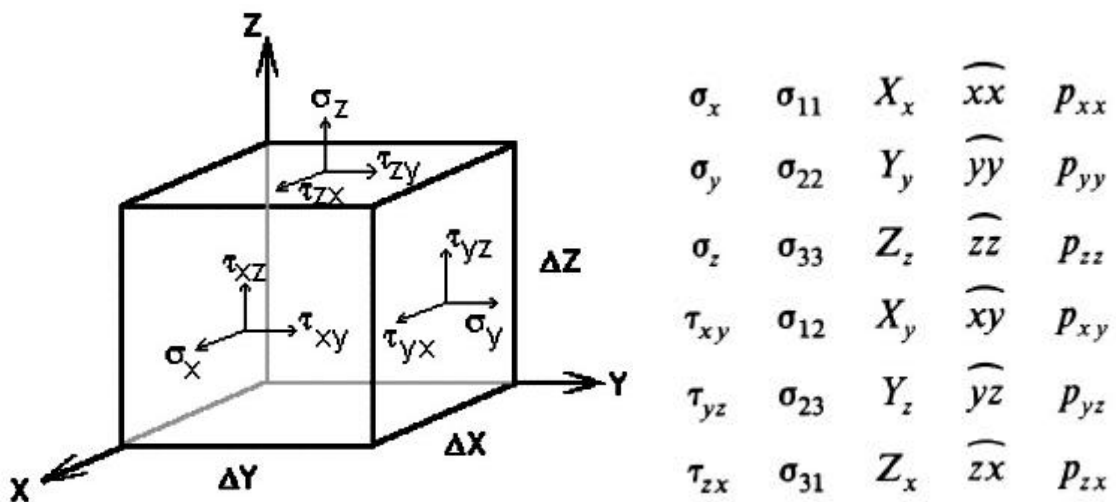


Figura 1.6 – Representação vetorial do estado de tensões na vizinhança de um ponto.

A maneira mais prática de fazer esta representação é na forma de um tensor de tensões, que é uma matriz de números conforme mostrada abaixo:

$$\begin{vmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{vmatrix}$$

Esta notação é muito útil porque permite a observação mais geral do estado de tensões do material em uma única representação matemática.

Esta matriz está vinculada a um conjunto de planos definidos segundo um sistema de eixos XYZ, que pode ter qualquer orientação, a princípio. Existem transformações matemáticas que permitem a transformação de um tensor de tensões obtido por meio de um sistema de referência $X_1Y_1Z_1$ para um sistema de referência $X_2Y_2Z_2$.

Pode-se provar matematicamente que existe uma única orientação destes eixos que oferecerá uma matriz de tensões, na qual as tensões de cisalhamento são nulas. Neste caso, as tensões normais são conhecidas como tensões principais do estado de tensões. A figura 1.7



mostra como pode ser feito o cálculo das tensões principais: no caso geral, deve-se resolver um sistema do terceiro grau.

Na prática, para facilitar o estudo das tensões envolvidas nos processos de fabricação, os tensores de tensão são reduzidos a tensores mais simples, seja pela conveniente escolha da direção do sistema de coordenadas ou seja pela simplificação (desprezo) dos valores dos componentes de tensão em uma determinada direção, normalmente a espessura para materiais finos.

$$\begin{vmatrix} \sigma - \sigma_x & -\tau_{yx} & -\tau_{zx} \\ -\tau_{xy} & \sigma - \sigma_y & -\tau_{zy} \\ -\tau_{xz} & -\tau_{yz} & \sigma - \sigma_z \end{vmatrix} = 0$$

$$\begin{aligned} \sigma^3 - (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)\sigma^2 + (\sigma_x\sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_x\sigma_z - \tau_{xy}^2 - \tau_{yz}^2 - \tau_{xz}^2)\sigma \\ - (\sigma_x\sigma_y\sigma_z + 2\tau_{xy}\tau_{yz}\tau_{xz} - \sigma_x\tau_{yz}^2 - \sigma_y\tau_{xz}^2 - \sigma_z\tau_{xy}^2) = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_x + \sigma_y + \sigma_z &= I_1 \\ \sigma_x\sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_x\sigma_z - \tau_{xy}^2 - \tau_{xz}^2 - \tau_{yz}^2 &= I_2 \\ \sigma_x\sigma_y\sigma_z + 2\tau_{xy}\tau_{yz}\tau_{xz} - \sigma_x\tau_{yz}^2 - \sigma_y\tau_{xz}^2 - \sigma_z\tau_{xy}^2 &= I_3 \end{aligned}$$

Figura 1.7 – Metodologia de cálculo das tensões principais. Os valores de I_1 , I_2 e I_3 também são conhecidos como invariantes de tensão por não terem os seus valores alterados com a mudança da direção de cálculo do estado de tensões sobre o mesmo ponto material.

É comum a ordenação das tensões principais da forma mostrada pela equação 1.5 para a execução de cálculos matemáticos. Assim, recomenda-se que a posição relativa destas tensões principais na representação tensorial conforme mostrado abaixo.

$$\boxed{\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3} \quad (1.5)$$

$$\begin{bmatrix} s_1 & 0 & 0 \\ 0 & s_2 & 0 \\ 0 & 0 & s_3 \end{bmatrix}$$

Por outro lado, a matriz de tensões pode ser decomposta em duas componentes, uma chamada hidrostática e outra chamada desviatória, segundo mostrado pela equação 1.6, ou graficamente pela figura 1.8.

$$\begin{bmatrix} s_{xx} & t_{yx} & t_{zx} \\ t_{xy} & s_{yy} & t_{zy} \\ t_{xz} & t_{yz} & s_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_m & 0 & 0 \\ 0 & s_m & 0 \\ 0 & 0 & s_m \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} s_{xx} - s_m & t_{yx} & t_{zx} \\ t_{xy} & s_{yy} - s_m & t_{zy} \\ t_{xz} & t_{yz} & s_{zz} - s_m \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

onde σ_m é a tensão normal média, definida pela equação 1.7:

$$s_m = \frac{s_{xx} + s_{yy} + s_{zz}}{3} = \frac{s_1 + s_2 + s_3}{3} \quad (1.7)$$

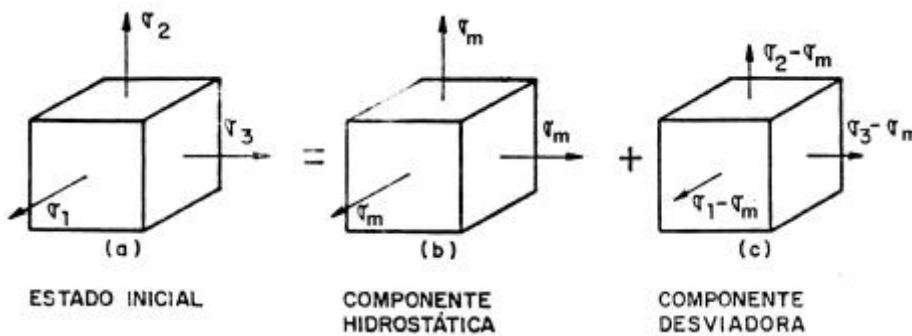


Figura 1.8 – Decomposição do estado de tensões em componente hidrostático e desviatório a partir do tensor de tensões principais..

Estes componentes representam, como será visto mais tarde, a capacidade do estado de tensões em provocar mudança de volume (componente hidrostática) ou variação de forma ou deformação plástica (componente desviatória).

1.4 – Círculo de Mohr

Uma forma bastante simples de representar o estado de tensões de um ponto material é através de um círculo de Mohr. Esta construção geométrica está associada sempre a um único estado de tensões, não existindo um círculo de Mohr para dois estados de tensão ou um estado de tensões que possua dois círculos de Mohr.

A vantagem do círculo de Mohr está em permitir a visualização rápida de algumas características do estado de tensões, inclusive a sua facilidade relativa em produzir deformação plástica ou a determinação das tensões principais, para o caso plano de tensões.

Para o caso plano de tensões, situação normalmente encontrada para o caso de materiais finos (chapas metálicas), quando estão disponíveis as tensões σ_x , σ_y e τ_{xy} (pode-se orientar o plano XY na direção do plano onde atuam as tensões) o círculo de Mohr pode ser calculado conforme mostrado na figura 1.9. A forma mais simples de traçá-lo é marcando sobre um sistema de coordenadas $\sigma \times \tau$ os pontos correspondentes a $\sigma_x \times \tau_{xy}$ e $\sigma_y \times \tau_{xy}$, unir os pontos e passar um círculo centrado na reta que une estes pontos.

A intercessão do círculo com o eixo horizontal (de tensões normais) oferece as duas tensões principais e a altura oferece a máxima tensão de cisalhamento do estado de tensões. Esta última informação é importante porque representa a capacidade que o estado de tensões tem de induzir deformação plástica.

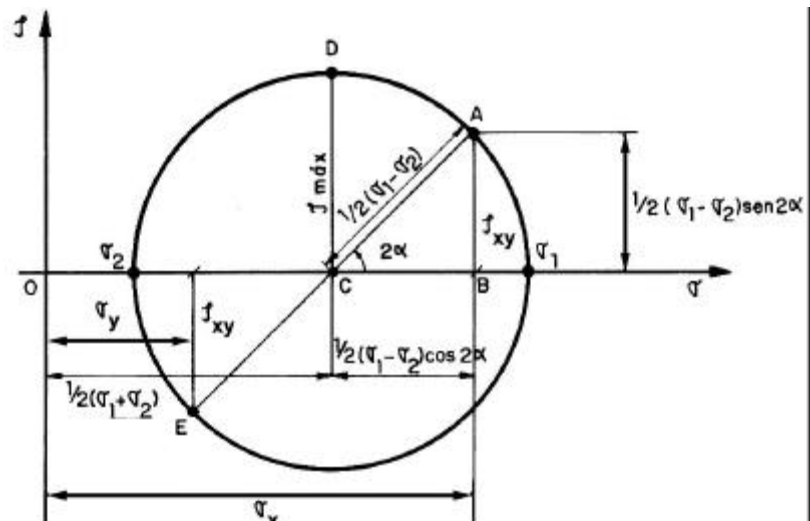


Figura 1.9 – Círculo de Mohr para o caso plano de tensões.

Para o caso geral (tridimensional) de tensões, a representação do círculo de Mohr deve ser feita com base somente nas tensões principais. Portanto um tensor de tensões somente pode ser representado por um círculo de Mohr calculando-se as suas componentes principais de tensão, conforme descrito na figura 1.7.

A figura 1.10 ilustra como traçar o círculo de Mohr para o caso geral de tensões, empregando-se as tensões principais assim como vários exemplos. Na figura abaixo as tensões máxima de cisalhamento são: $\tau_1=(\sigma_2-\sigma_3)/2$; $\tau_2=(\sigma_1-\sigma_3)/2$; $\tau_3=(\sigma_1-\sigma_2)/2$. Nota-se que a máxima tensão de cisalhamento, neste caso, seria τ_2 .

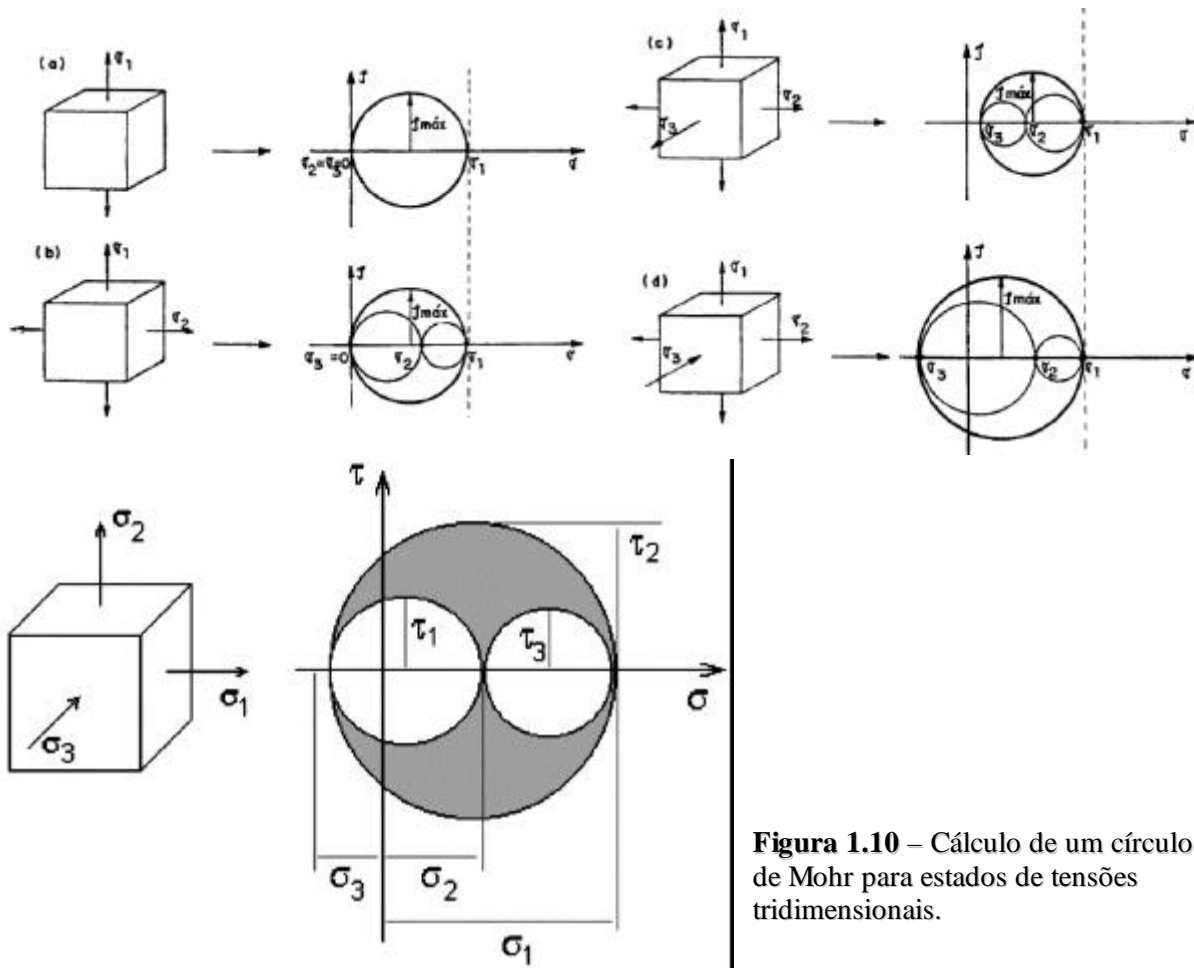


Figura 1.10 – Cálculo de um círculo de Mohr para estados de tensões tridimensionais.

1.5 – Conceito de deformação

A maneira mais fácil de definir deformação é pela razão entre a diferença das dimensões finais e iniciais de um material dividido (normalizado) pelo valor inicial desta dimensão. A figura 1.11 mostra um esquema simples utilizado na definição de deformação linear ou normal e a equação 1.8 ilustra a definição de deformação infinitesimal, similarmente à definição de tensão atuante em um ponto, conforme definido na equação (1.1).

$$e_x = \frac{\Delta L}{L} = \frac{A'B' - AB}{AB} = \frac{dx + \frac{\partial u}{\partial x} dx - dx}{dx} = \frac{\partial u}{\partial x} \tag{1.8}$$

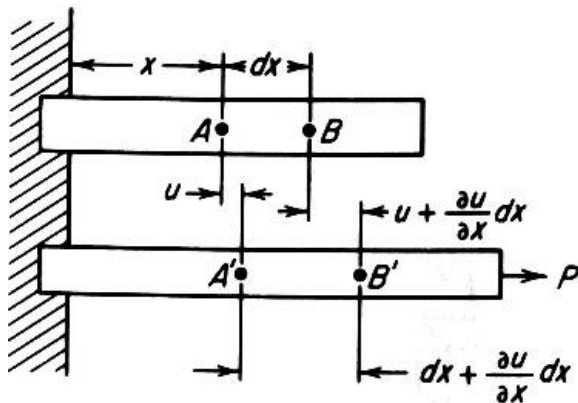


Figura 1.11 – Definição infinitesimal de deformação normal.

Da mesma maneira pode-se definir deformação cisalhante como sendo a relação entre o deslocamento (a) de um material ao longo de um determinado comprimento (h), conforme definido na figura 1.12, por meio de uma tensão de cisalhamento. De maneira geral, as deformações podem ser definidas, infinitesimalmente, conforme mostrado na figura 1.12.

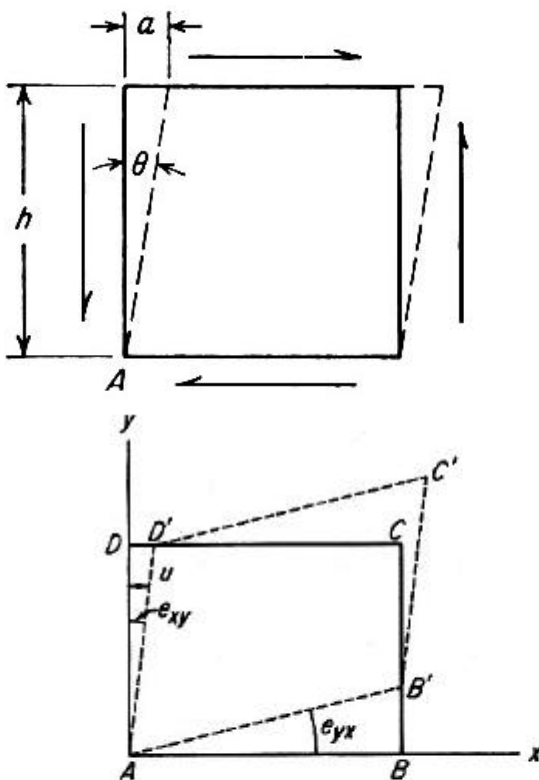


Figura 1.11 – Definição macroscópica de deformação cisalhante.

$$e_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad e_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad e_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z}$$

$$e_{xy} = \frac{DD'}{DA} = \frac{\partial u}{\partial y} \quad e_{yx} = \frac{BB'}{AB} = \frac{\partial v}{\partial x}$$

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

$$e_{ij} = \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{vmatrix}$$

Figura 1.12 – Definição infinitesimal de um tensor de deformações.



De um modo geral, todas os desenvolvimentos de representação por tensores, cálculos dos componentes principais (ou deformações principais: ϵ_1 , ϵ_2 e ϵ_3), assim com o círculo de Mohr podem ser empregadas para as deformações. Este tipo de assunto não será tratado neste curso, se o aluno tiver interesse poderá consultar referências tais como Dieter (1986).

Na definição da figura 1.12 são as deformações são consideradas infinitesimais. No caso de cisalhamento macroscópico (γ) deve-se tomar cuidado de considerar as relações das equações 1.9 a 1.11, pois a rigidez do material (G) é medida sob estas circunstâncias.

$$g_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} = e_{xy} + e_{yx} \quad (1.9)$$

$$g_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} = e_{xz} + e_{zx} \quad (1.10)$$

$$g_{yz} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} = e_{yz} + e_{zy} \quad (1.11)$$

Por outro lado, a definição convencional (ou de Engenharia) da deformação na forma da clássica relação $\Delta L/L_0$ não representa o real estado de deformações de um corpo. Neste caso, a soma das deformações calculadas em etapas intermediárias de um processo de deformação contínuo não oferece o valor final de deformação real, conforme seria esperado.

Supondo um processo contínuo de compressão de um tarugo de material metálico com 10cm de altura inicial (0) até a altura de 1cm final (F). Em um dado momento intermediário (I) o material apresentará uma altura de 5cm. A tabela I.1 apresenta as deformações normais experimentadas por este tarugo na direção de sua altura.

Tabela I.1 – Deformações apresentadas por um tarugo sendo comprimido.

Etapas	0 - Inicial	I - Mediana	F – Final
Altura (cm)	10	5	1
Deformação ($e=\Delta L/L_0$)	0	$(L_M - L_I)/L_I = 5/10 = 50\%$	$(L_F - L_M)/L_M = 4/5 = 80\%$
Deformação acumulada	–	$0+50 = 50\%$	$0+ 50+80=130\%$
Deformação total	–	–	$(L_F - L_I)/L_I = 9/10 = 90\%$

Nota-se que a soma das deformações dos processos intermediários (0→M) e (M→F), que resultou em 130%, não ofereceu o mesmo resultado da deformação calculada diretamente do passo inicial para o passo final (0→F), que resultou em 90%.

Neste caso, utiliza-se o conceito de tensão real na definição de valores de deformação obtidos nos processos de conformação mecânica, principalmente para maiores deformações. Considerando-se o caso anterior, porém com decréscimos infinitesimais de deformação “dl” ($dl < 0$), conforme ilustra a tabela I.2, pode-se afirmar que, ao final de todos os processos infinitesimais de deformação $i \rightarrow (i+1)$, a deformação total será oferecida pela equação 1.12.



Tabela I.2 – Deformações apresentadas por um tarugo sendo comprimido infinitesimalmente.

Etapa	0 - Inicial	1	2	...	i	...	N
Altura (cm)	10 ou L ₀	10+dl ou L ₀ +dl	L ₀ +2·dl	...	L ₀ +i·dl	...	L ₀ +n·dl
Deformação (e=ΔL/L ₀)	0	dl/L ₀	dl/(L ₀ +dl)	...	dl/[L ₀ +(i-1)*dl]	...	dl/[L ₀ +(n-1)*dl]
Deformação acumulada	-	0+ dl/ L ₀	0+ dl/ L ₀ + dl/(L ₀ +dl)	...	Σ [L ₀ +(i-1)*dl]	...	Equação 1.12

$$\sum_{i=0}^n \frac{dl}{L_0 + i \cdot dl} \approx \lim_{dl \rightarrow 0} \sum_{L_0}^{L_f} \frac{dl}{l} = \int_{L_0}^{L_f} \frac{dl}{l}$$

ou

$$e = \ln \frac{L_F}{L_0} \tag{1.12}$$

A definição de deformação real, na forma logarítmica baseia-se no somatório de todos os processos infinitesimais de deformação. Assim o somatório de deformações em etapas intermediárias da conformação plástica se manterá. Pode-se aplicar a equação 1.12 no exemplo da tabela I.1 e verificar esta realidade.

Assim sendo, da mesma maneira como se pode definir um estado de tensões por meio de um tensor de tensões, também pode ser definido um estado de deformações por meio de um tensor de deformações do tipo:

$$\begin{bmatrix} e_X & e_{XY} & e_{XZ} \\ e_{YX} & e_Y & e_{YZ} \\ e_{ZX} & e_{ZY} & e_Z \end{bmatrix}$$

Devido à formulação matemática de ambas as formas de medição de deformação, a diferença entre estas será tanto maior quanto maior for a diferença entre as dimensões iniciais e finais do material deformado. Para pequenas deformações as duas formas de deformação são praticamente iguais. No regime de deformação elástica, como as deformações envolvidas são muito pequenas, pode-se adotar esta aproximação (e = ε).

1.6 – Relações entre tensão e deformação no regime elástico

A relação entre tensão e deformação mais conhecida é a lei de Hooke, segundo mostrada pela equação 1.13, abaixo:

$$\sigma = E \cdot \epsilon \tag{1.13}$$

onde E é o módulo de elasticidade do material.

Esta relação é válida sob certas circunstâncias simplificadoras (por exemplo: material isotrópico¹ e homogêneo). A lei de Hooke mais geral é muito semelhante a equação 1.14, porém relacionando o tensor de tensões (σ_{ij}), mostrado no item 1.3, com o tensor de deformações, mostrado na página anterior. A expressão geral da lei de Hooke é:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \times \epsilon_{kl} \quad (i, j, k, l = 1, 2 \text{ e } 3) \quad (1.14)$$

Os valores das constantes de rigidez (C_{ijkl}) podem ser bastante complexos quando se trata de materiais não isotrópicos. Em geral, os metais podem ser considerados suficientemente isotrópicos para valer as simplificações desta lei, segundo mostrado nas tabelas I.2 e I.3, a seguir.

Tabela I.2 – Relações entre tensão e deformação no regime elástico.

DEFORMAÇÃO EM FUNÇÃO DA TENSÃO		TENSÃO EM FUNÇÃO DA DEFORMAÇÃO	
$\epsilon_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{E} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{yy} + \sigma_{zz})$	$\gamma_{xy} = \frac{\tau_{xy}}{G}$	$\sigma_{xx} = 2 G \epsilon_{xx} + \lambda \Delta$	$\tau_{xy} = G \gamma_{xy}$
$\epsilon_{yy} = \frac{\sigma_{yy}}{E} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{xx} + \sigma_{zz})$	$\gamma_{xz} = \frac{\tau_{xz}}{G}$	$\sigma_{yy} = 2 G \epsilon_{yy} + \lambda \Delta$	$\tau_{xz} = G \gamma_{xz}$
$\epsilon_{zz} = \frac{\sigma_{zz}}{E} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$	$\gamma_{yz} = \frac{\tau_{yz}}{G}$	$\sigma_{zz} = 2 G \epsilon_{zz} + \lambda \Delta$	$\tau_{yz} = G \gamma_{yz}$
		$\lambda = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}$	
		$\Delta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$	

Tabela I.3 – Resumo das relações entre tensões e deformações no regime elástico.

Tensão	Deformação na direção X	Deformação na direção Y	Deformação na direção Z
σ_x	$\epsilon_x = \frac{\sigma_x}{E}$	$\epsilon_y = -\frac{\nu \sigma_x}{E}$	$\epsilon_z = -\frac{\nu \sigma_x}{E}$
σ_y	$\epsilon_x = -\frac{\nu \sigma_y}{E}$	$\epsilon_y = \frac{\sigma_y}{E}$	$\epsilon_z = -\frac{\nu \sigma_y}{E}$
σ_z	$\epsilon_x = -\frac{\nu \sigma_z}{E}$	$\epsilon_y = -\frac{\nu \sigma_z}{E}$	$\epsilon_z = \frac{\sigma_z}{E}$

Os valores dos parâmetros E, G e ν são determinados em convenientes ensaios mecânicos. A tabela I.4 oferece alguns valores destas variáveis, segundo citado por Moura Branco (1994).

¹ Quando as propriedades que o material apresenta independem da direção em que as mesmas são consideradas.