

## 2

### Revisão de Literatura

#### 2.1

##### **Fadiga**

Segundo Suresh (2001), o primeiro estudo de fadiga em metal foi aproximadamente no ano de 1829 pelo engenheiro alemão W. A. J. Albert, que realizou testes cíclicos em correntes de guindaste fabricados em ferro. A partir desse momento, diversos engenheiros e pesquisadores passaram a se interessar e estudar mais sobre os mecanismos da fadiga.

No século 19, a fadiga era vista como um fenômeno misterioso, uma vez que ocorria sem quaisquer precedentes. Um estudo feito por Wöhler, naquela época, mostrou que uma carga, que não causava qualquer dano quando num carregamento estático, poderia induzir à falha completa se usada para um carregamento cíclico. Seu trabalho levou à elaboração das curvas S-N e ao conceito de limite de resistência à fadiga. (Socie & Marquis, 2000; Schijve, 2009; Suresh, 2001)

No início das pesquisas sobre o tema, a avaliação da vida em fadiga era demorada e tinha altos custos. Porém, a partir de 1960, os programas computacionais começaram a ser utilizados para cálculos matemáticos mais elaborados e, em 1965, a NASA lançou o primeiro software de elementos finitos. Isso levou a um avanço na precisão do comportamento mecânico de componentes e estruturas complexas. (Takahashi, 2014)

#### 2.1.1.

##### **Tipos de fadiga**

O fenômeno de fadiga pode ser, de uma maneira geral, dividido em dois tipos: fadiga de baixo ciclo e fadiga de alto ciclo. A fadiga de baixo ciclo é aquela em que as tensões aplicadas são altas o bastante para causar uma deformação plástica considerável. Isto significa que ela ocorre para carregamentos em regime elastoplástico e possuem vida à fadiga baixa. Já as de alto ciclo estão no chamado

regime elástico, isto é, as tensões aplicadas estão abaixo do limite de escoamento e não produzem deformação permanente. Sua vida em fadiga é considerada alta, na ordem de  $10^7$  ciclos. (Bathias, 1999; Schijve, 2009)

### 2.1.2.

#### Mecanismo de fadiga

O processo de fadiga ocorre em três estágios: o primeiro é a nucleação de uma microtrinca; o segundo estágio é sua propagação estável; enquanto que a terceira etapa ocorre quando essa trinca atinge seu tamanho crítico e cresce de maneira instável, levando à ruptura do material.

##### Nucleação

A iniciação das trincas é um estágio controlado pela variação de tensões. Neste momento ocorre a movimentação cíclica de discordâncias, que irão se agrupar em células e formar as bandas de deslizamento, como mostrado na Figura 1.

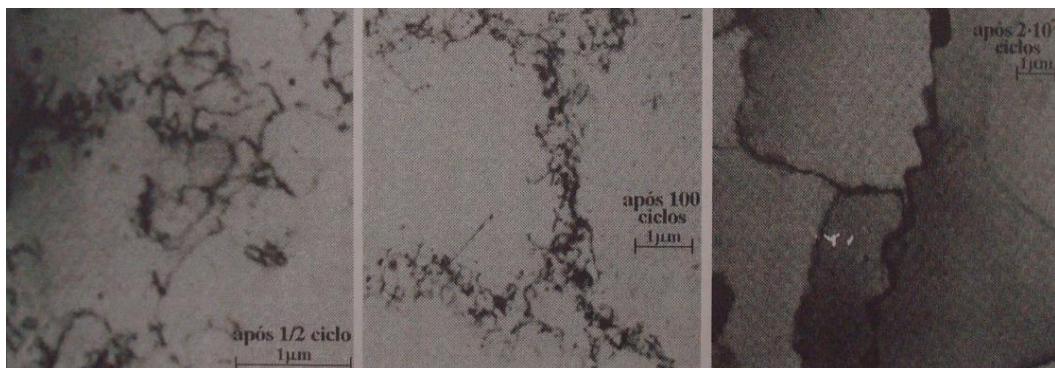


Figura 1: Movimentos de discordâncias, observadas num microscópio eletrônico de transmissão. Retirado de Castro e Meggiolaro, 2009.

Com o tempo, essas bandas podem gerar intrusões e extrusões superficiais (Figura 2) e iniciar várias microtrincas, que irão crescer paralelamente à tensão cisalhante máxima (Castro e Meggiolaro, 2009). Segundo Schijve (2009), há indicações de que a nucleação ocorre quase que imediatamente se uma tensão cíclica, acima do limite de resistência à fadiga do material, for aplicada.

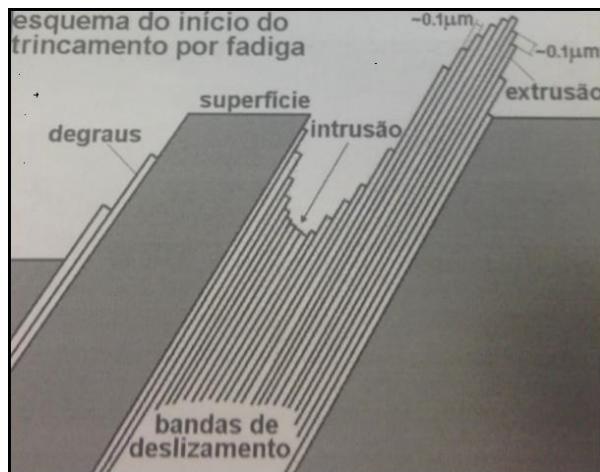


Figura 2: Intrusão e extrusão. Retirado de Castro e Meggiolaro, 2009.

Além disso, a iniciação da trinca pode ser influenciada por alguns fatores, tais como: o ambiente no qual o componente se encontra, grãos e contornos de grãos, e presença de inclusão. (Liu, Bassim e St. Lawrence, 1993; Suresh, 2001; Gaur et al, 2016)

### Crescimento estável

Crescimento ou propagação estável da trinca é o segundo estágio. A partir desse momento o crescimento da trinca ocorre perpendicular à tensão normal máxima. Diferente do estágio anterior controlado pela tensão, agora a propagação da trinca é controlada pelo fator de intensidade de tensões ( $K$ ), pois se torna dependente da geometria e tamanho tanto dela própria trinca quanto do componente. (Castro e Meggiolaro, 2009).

É característico dessa etapa as marcas de praia e estrias presentes na superfície de fratura do material. As marcas de praia são visíveis macroscopicamente (Figura 3), enquanto que as estrias necessitam do auxílio de um microscópio para serem visualizadas (Figura 4). Ambas representam o avanço da trinca durante o carregamento cíclico. (Callister, 2007; Takahashi, 2014)

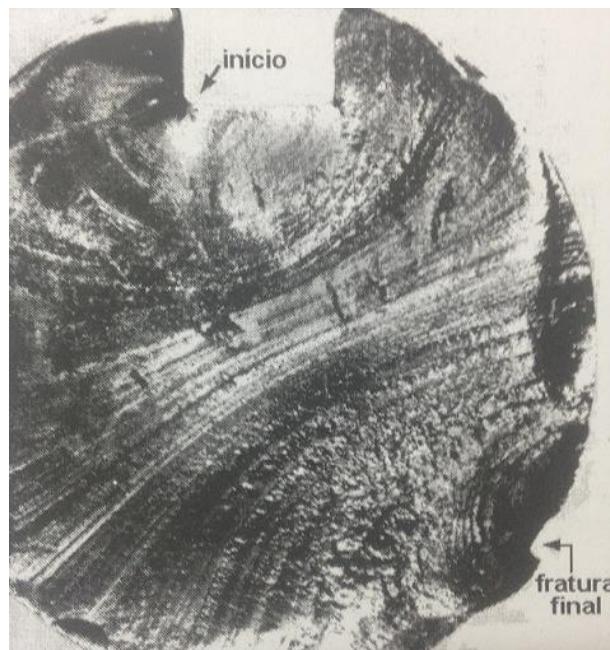


Figura 3: marcas de praia, bem visíveis no centro do componente. Retirado de Castro e Meggiolaro, 2009.



Figura 4: estrias, vistas no microscópio eletrônico, aumento não mencionado. Retirado de Callister, 2007.

### Crescimento instável

Nesse último estágio a trinca atingiu seu tamanho crítico e o fator de intensidade de tensões  $K$  passa a ser um  $K$  crítico. O resultado é uma propagação de trinca rápida e catastrófica. O material é incapaz de frear o avanço da trinca.

Macroscopicamente observa-se uma região superficial idêntica àquela encontrada na fratura frágil.

## 2.2.

### **Fadiga Multiaxial**

Alguns anos após o estudo de Wöhler, engenheiros começaram a se preocupar com carregamentos multiaxiais. Entretanto, a análise da fadiga multiaxial era reduzida a uma fadiga uniaxial equivalente que nem sempre traduzia de forma fidedigna aquilo que ocorre com o componente sob carregamento multiaxial.

#### 2.2.1.

##### **Carregamento proporcional e não proporcional**

No caso de carregamentos cíclicos, pode-se verificar a variação ao longo do tempo da orientação dos eixos principais em relação ao componente. As figuras abaixo ilustram as duas situações de carregamento: proporcional e não-proporcional. Segundo Socie & Marquis (2000), carregamentos fora de fase em tração-torção serão sempre não-proporcionais e os carregamentos em fase sempre serão proporcionais. Pela Figura 5 é possível observar que, num carregamento proporcional a magnitude das tensões até pode variar, mas suas direções não mudam. Enquanto na Figura 6 observa-se a variação tanto da magnitude quanto da direção.

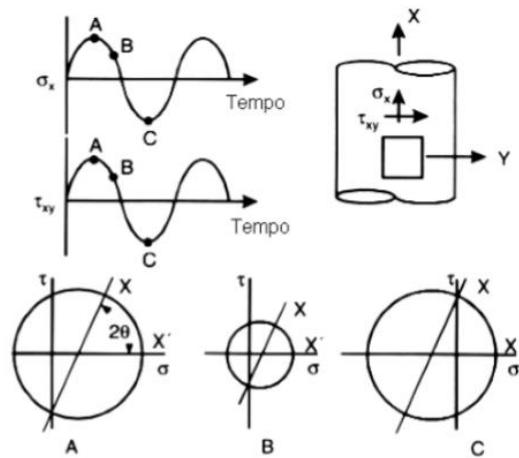


Figura 5: Carregamento proporcional. Retirado de Socie e Marquis, 2000.

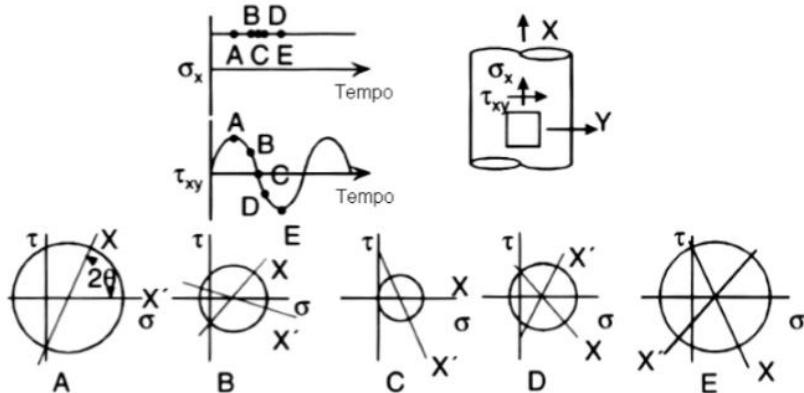


Figura 6: Carregamento não proporcional. Retirado de Socie e Marquis, 2000.

Outro ponto importante, relatado por Itoh, Sakane e Ohsuga (2013) é que o carregamento não-proporcional reduz a vida à fadiga. Num trabalho feito por Gómez *et al* (2011), a vida à fadiga num carregamento não proporcional foi 3,7 vezes menor do que para um carregamento proporcional.

## 2.2.2.

### Critérios de fadiga multiaxial

Com a necessidade de uma análise mais próxima à realidade do carregamento, diversos critérios foram desenvolvidos para prever quando um determinado material falhará por fadiga multiaxial.

Segundo Karolczuk e Macha (2005), esses critérios foram divididos em três grupos, de acordo com o estado de carregamento aplicado. São eles: critérios baseados na tensão; critérios baseados na deformação ou critérios baseados na energia. Dentre todos esses critérios, a abordagem pelo plano crítico se destaca, pela sua eficácia e ampla aplicação.

A aplicabilidade dos modelos de fadiga multiaxial abordada na presente tese será limitada a um total de seis critérios, que são referenciados em ordem cronológica, como mostrado a seguir:

Critério de Findley (1959)

Critério de Matake (1977)

Critério de McDiarmid (1987)

Critério de Papadopoulos (1997)

Critério de Carpinteri & Spagnoli (2001)

Critério de Liu & Mahadevan (2005)

As condições de carregamento para estes modelos envolvem flexão e torção em regime senoidal, em fase ou fora de fase. Conforme Papadopoulos (1997), tal sistema não representa estritamente as condições reais de carregamento existentes em, por exemplo, componentes mecânicos. No entanto, o referido sistema é suficientemente complexo para permitir a diferenciação entre os vários critérios de análise de fadiga e, consequentemente, uma classificação dos modelos examinados de acordo com a precisão de suas previsões.

Apresenta-se a seguir uma descrição geral de cada modelo. Detalhes matemáticos referentes à operacionalidade dos mesmos serão abordados posteriormente, na Metodologia.

Os modelos citados levam em consideração parâmetros do material, como limite de fadiga em flexão e em torção, além de parâmetros de carregamento, como algumas variáveis das tensões cisalhante e normal. Esses parâmetros são colocados numa desigualdade e se o lado esquerdo da mesma for menor ou igual ao lado direito, então não haverá dano à fadiga para os valores em questão.

### 2.2.2.1.

#### Modelo de Findley (Findley, 1959)

Este modelo corresponde à limitação de uma combinação linear de  $C_a$  e  $N_{max}$  atuantes sobre o plano crítico:

$$C_a + kN_{max} \leq f \quad (1)$$

sendo:

$$k = \frac{2 - \left(\frac{f_{-1}}{t_{-1}}\right)}{2\sqrt{\frac{f_{-1}}{t_{-1}} - 1}} \quad (2)$$

$$f = \sqrt{\frac{f_{-1}^2}{4\left(\frac{f_{-1}}{t_{-1}} - 1\right)}} \quad (3)$$

onde  $C_a$  é a amplitude da tensão cisalhante no plano crítico e  $N_{max}$  a tensão normal máxima perpendicular ao mesmo plano;  $f_{-1}$  e  $t_{-1}$  são, respectivamente, o limite de resistência à fadiga em flexão e em torção.

Aqui neste modelo, o plano crítico é caracterizado pelo valor máximo da combinação linear de  $C_a$  e  $N_{max}$ , correspondente ao lado esquerdo da desigualdade acima.

Este modelo é aplicado na literatura tanto para carregamentos proporcionais, quanto para não proporcionais. Uma crítica a este modelo refere-se ao fato de que o mesmo prevê uma dependência do limite de fadiga em torção por uma tensão cisalhante média,  $\tau_m$ , superposta ao carregamento cíclico. (Papadopoulos *et al*, 1997)

### 2.2.2.2.

#### Modelo de Matake (Matake, 1977)

O segundo modelo tem uma expressão parecida com o de Findley, como pode ser observado abaixo:

$$C_a + \mu N_{max} \leq t_{-1} \quad (4)$$

onde:

$$\mu = 2 \left( \frac{t_{-1}}{f_{-1}} \right) - 1 \quad (5)$$

Além de ter definições diferentes de Findley para o parâmetro  $k$ , Matake também se difere do primeiro com relação à determinação do plano crítico. Para este, o plano crítico é definido maximizando apenas a amplitude da tensão cisalhante.

De acordo com Papadopoulos *et al* (1997), este critério é o mais clássico entre os critérios do plano crítico e ele prevê de forma correta a dependência linear do limite de resistência à fadiga por flexão pela superposição de uma tensão normal estática. Ele é usado tanto para carregamento em fase como para fora de fase.

### 2.2.2.3.

#### Modelo de McDiarmid (McDiarmid, 1987)

Neste modelo, que pode ser utilizado tanto para carregamentos em fase como fora de fase, o plano crítico também corresponde à maximização da amplitude da tensão cisalhante, idêntico a Matake. A falha por fadiga pode ser avaliada considerando a seguinte desigualdade:

$$C_a + \frac{t_{-1}}{2\sigma_u} N_{max} \leq t_{-1} \quad (6)$$

Assim como os outros dois critérios anteriores, o termo  $\frac{t_{-1}}{2\sigma_u}$  presente no modelo de McDiarmid apresenta a contribuição do limite de resistência à fadiga por torção ( $t_{-1}$ ) no lado esquerdo da desigualdade. Entretanto, ele também é dependente do limite de resistência mecânica do material ( $\sigma_u$ ).

#### 2.2.2.4.

##### **Modelo de Papadopoulos** (Papadopoulos *et al*, 1997)

O critério proposto pelos autores analisa a fadiga de metais numa escala intermediária entre a microscópica e a macroscópica, chamada mesoscópica, que é do tamanho de grãos ou agregados metálicos. A abordagem por meio da escala mesoscópica foi introduzida primeiramente por Dang Van, em 1973 e é utilizada por Papadopoulos em seu artigo (1997).

A seguir, apresenta-se um sumário do desenvolvimento do procedimento mesoscópico adotado:

Materiais metálicos são compostos de agregados de grãos (cristais) e um grande número destes é contido num volume elementar  $V$  desses materiais. Segundo o autor, ainda que o carregamento externo preserve no componente um comportamento elástico macroscópico, os grãos metálicos podem sofrer deslizamentos plásticos, que podem ser a causa de iniciação de trincas por fadiga.

Assim, a abordagem mesoscópica avalia essa plasticidade granular, através da sua relação com quantidades macroscópicas usuais. Inclusive, em outro trabalho, o mesmo autor demonstrou que a deformação plástica acumulada na direção do deslizamento e induzida por cargas cíclicas é proporcionalmente próxima à amplitude da tensão cisalhante resolvida (macroscópica) quando o número de ciclos aumenta infinitamente, isto é:

$$T_a = \Sigma^{\infty} \Delta\gamma^p \quad (7)$$

onde  $T_a$  se refere à amplitude do vetor da tensão cisalhante resolvida; e  $\Sigma^\infty \Delta\gamma^p$  é o somatório das deformações plásticas de cristais ao longo da direção de deslizamento. É importante notar que  $\Sigma^\infty \Delta\gamma^p$  é independente do valor médio,  $T_m$ , da tensão cisalhante resolvida. Um critério natural de fadiga corresponderia à limitação de  $\Sigma^\infty \Delta\gamma^p$  e consequentemente  $T_a$ , a fim de evitar que a deformação plástica acumulada exaure a ductilidade do cristal.

Tal condição certamente exclui a fratura do cristal plasticamente deformado e, por conseguinte, a criação de uma trinca embrionária dentro do volume elementar do material. No entanto, o que é importante do ponto de vista da Engenharia é prevenir a criação de uma trinca de fadiga da mesma ordem do tamanho do volume elementar  $V$ . Deste modo, o critério de fadiga deve ser baseado num valor médio da deformação plástica acumulada em todos os cristais escoados, plasticamente, dentro daquele volume. O valor médio escolhido se refere à raiz quadrada volumétrica média,  $T_a(\psi, \theta, \chi)$ , definida como:

$$\sqrt{T_a^2} = \sqrt{5} \sqrt{\frac{1}{8\pi^2} \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\chi=0}^{2\pi} [T_a(\psi, \theta, \chi)]^2 d\chi \sin\theta d\theta d\psi} \quad (8)$$

onde:

$$T_a = \sqrt{a^2 \cos^2 \chi + b^2 \sin^2 \chi} \quad (9)$$

$$a, b = \sqrt{\frac{f^2 + g^2 + p^2 + q^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{f^2 + g^2 + p^2 + q^2}{2}\right)^2 - (fq - gp)^2}} \quad (10)$$

onde  $\psi$  e  $\theta$  são ângulos da coordenada esférica, enquanto que  $\chi$  é o ângulo associado com as direções de deslizamento. Já as variáveis  $f, g, p$  e  $q$  são funções dos parâmetros de carregamento aplicados no material bem como de ângulos associados ao sistema de referência e de sua rotação. A saber:

$$f = \operatorname{sen}\theta \left( -\frac{\sigma_a}{2} \operatorname{sen}2\psi + \tau_a \cos 2\psi \cos\beta \right) \quad (11)$$

$$g = -\tau_a \operatorname{sen}\theta \cos 2\psi \operatorname{sen}\beta \quad (12)$$

$$p = -\frac{1}{2} \operatorname{sen}2\theta (\sigma_a \cos^2\psi + \tau_a \operatorname{sen}2\psi \cos\beta) \quad (13)$$

$$q = \frac{1}{2} \tau_a \operatorname{sen}2\theta \operatorname{sen}2\psi \operatorname{sen}\beta \quad (14)$$

onde  $\sigma_a$  e  $\tau_a$  são as amplitudes das tensões normal e cisalhante aplicadas no material;  $\beta$  é o ângulo da defasagem entre as tensões nominais normal e cisalhante;  $\psi$  é o ângulo de rotação em relação ao plano horizontal, perpendicular à tensão normal aplicada no componente; e  $\theta$  é o ângulo de Euler entre o vetor perpendicular ao plano inclinado e o eixo z do componente. Por se tratar de um problema planar, o vetor 0x sempre pertencerá ao o plano x-y e o ângulo  $\theta$  será sempre  $90^\circ$ . Como  $\theta = 90^\circ$ , p e q serão sempre zerados.

Levando em consideração a fratura de alguns cristais isolados dentro do volume  $V$ , algumas trincas embrionárias podem aparecer e afetar a resistência do material à fadiga. Tal influência está relacionada à tensão hidrostática máxima correspondente ao ciclo de carregamento. Deste modo, o critério de fadiga proposto por Papadopoulos inclui a referida influência através de uma constante de proporcionalidade  $\alpha$  e o mesmo passa a ter a seguinte forma:

$$\sqrt{T_a^2} + \alpha \sigma_{H,max} \leq t_{-1} \quad (15)$$

Substituindo a equação 10 na equação 9 e integrando em cima da varável  $x$ , obtém-se:

$$\sqrt{T_a^2} = \sqrt{5} \sqrt{\frac{1}{8\pi^2} \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\chi=0}^{2\pi} \pi(a^2 + b^2) \sin\theta d\theta d\theta d\psi} \quad (16)$$

Substituindo os valores de a e b, utilizando a equação 11, obtém-se:

$$\sqrt{T_a^2} = \sqrt{5} \sqrt{\frac{1}{8\pi^2} \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\chi=0}^{2\pi} (f^2 + g^2 + p^2 + q^2) \sin\theta d\theta d\theta d\psi} \quad (17)$$

Conhecendo f, g, p e q em função de  $\psi$  e  $\theta$ , chega-se a uma equação simples:

$$\sqrt{T_a^2} = \sqrt{\frac{\sigma_a^2}{3} + \tau_a^2} \quad (18)$$

onde  $\sigma_a$  e  $\tau_a$  são, respectivamente, amplitudes das tensões normal e cisalhante. Logo, o critério pode ser reescrito como:

$$\sqrt{\frac{\sigma_a^2}{3} + \tau_a^2} + \alpha \sigma_{H,max} \leq t_{-1} \quad (19)$$

$$\sigma_{H,max} = \frac{\sigma_a + \sigma_m}{3} \quad (20)$$

$$\sqrt{\frac{\sigma_a^2}{3} + \tau_a^2} + \alpha \frac{\sigma_a + \sigma_m}{3} \leq t_{-1} \quad (21)$$

$$\sqrt{\frac{\sigma_a^2}{3} + \tau_a^2} + \alpha \frac{\sigma_m}{3} \leq t_{-1} \quad (22)$$

onde,  $\sigma_m$  é a tensão normal média.

Para torção pura,  $\tau_a = t-1$ ,  $\sigma_a = 0$ ,  $\sigma_m = 0$ :

$$\tau_a \leq t_{-1} \quad (23)$$

Para flexão pura,  $\tau_a = 0$ ,  $\sigma_m = 0$ :

$$\frac{f_{-1}}{\sqrt{3}} + \alpha \frac{f_{-1}}{3} = t_{-1} \quad (24)$$

$$\alpha = \frac{t_{-1} - \left(\frac{f_{-1}}{\sqrt{3}}\right)}{\frac{f_{-1}}{3}} \quad (25)$$

### 2.2.2.5.

#### Modelo de Carpinteri & Spagnoli (Carpinteri e Spagnoli, 2001)

Neste modelo, o plano crítico é definido através de sua relação angular com a orientação média tomada pela tensão principal máxima no espaço. Assim sendo, o ângulo  $\delta$ , entre o plano crítico e o plano de fratura, é dado como:

$$\delta = 45x \frac{3}{2} \left[ 1 - \left( \frac{t_{-1}}{f_{-1}} \right)^2 \right] \quad (26)$$

Uma vez definido o plano crítico, o critério proposto é baseado numa combinação quadrática de  $N_{max}$  e  $C_a$ , atuantes no plano crítico, da seguinte forma:

$$\sqrt{N_{max}^2 + \left( \frac{f_{-1}}{t_{-1}} \right)^2 C_a^2} \leq f_{-1} \quad (27)$$

Este critério foi desenvolvido, a princípio, para metais frágeis (duros). Para estes materiais, a razão entre o limite de fadiga em flexão e em torção, ambos

completamente reversíveis, está situada na faixa  $\frac{1}{\sqrt{3}} \leq \frac{t_{-1}}{f_{-1}} \leq 1$ . Entretanto, segundo os autores, o modelo matemático pode ser aplicado para metais dúcteis ( $\frac{t_{-1}}{f_{-1}} \leq \frac{1}{\sqrt{3}}$ ) e para metais muito frágeis ( $\frac{t_{-1}}{f_{-1}} \geq 1$ ).

### 2.2.2.6.

#### Modelo de Liu & Mahadevan (Liu e Mahadevan, 2005)

Este modelo é baseado numa combinação não-linear das amplitudes das tensões normal, cisalhante e hidrostática que agem no plano crítico. O critério de fadiga proposto por esses autores é representado por:

$$\sqrt{\left[\frac{N_a(1+\eta \frac{N_m}{f_{-1}})}{f_{-1}}\right]^2 + \left(\frac{C_a}{t_{-1}}\right)^2} + k\left(\frac{\sigma_{H,a}}{f_{-1}}\right) \leq \lambda \quad (28)$$

Nesta equação,  $N_a$ ,  $C_a$  e  $\sigma_{H,a}$  são, respectivamente, as amplitudes das tensões normal, cisalhante e hidrostática agindo no plano crítico;  $f_{-1}$  e  $t_{-1}$  são os limites à fadiga em flexão e em torção em carregamento completamente reversível, nesta ordem. Já o termo " $(1 + \eta \frac{N_m}{f_{-1}})$ " é um fator de correção que considera o efeito da tensão média  $\sigma_m$  no plano crítico, enquanto que  $k$  e  $\lambda$  são parâmetros do material que são funções da razão  $\frac{t_{-1}}{f_{-1}}$ , conforme elucidado na tabela a seguir:

Tabela 1: propriedades do material em função dos limites de resistência à fadiga em flexão e torção.

Propriedades do material	$s = \frac{t_{-1}}{f_{-1}} \leq 1$	$s = \frac{t_{-1}}{f_{-1}} > 1$
$\eta$	$\eta = \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \left( \frac{\sqrt{3} - \frac{f_{-1}}{t_{-1}}}{\sqrt{3} - 1} \right)$	1
$\delta$	$\cos(2\delta) = \frac{-2 + \sqrt{4 - 4 \left( \frac{1}{s^2 - 3} \right) \left( 5 - \frac{1}{s^2} - 4s^2 \right)}}{2 \left( 5 - \frac{1}{s^2} - 4s^2 \right)}$	0
$k$	0	$k = 9(s^2 - 1)$
$\lambda$	$\lambda = [\cos^2(2\delta)s^2 + \sin^2(2\delta)]^{\frac{1}{2}}$	$s$

O parâmetro  $\delta$ , presente na tabela, é a orientação do plano crítico em relação aos eixos de carregamento. Ou seja, é o ângulo entre o plano crítico e o plano de fratura do material, assim como no modelo de Carpinteri & Spagnoli. Este parâmetro independe da razão e da diferença de fases entre as amplitudes das tensões normal e cisalhante. Para materiais frágeis, esses planos coincidem, logo o  $\delta$  é zero. Segundo os autores, esse modelo pode ser aplicado para diferentes tipos de materiais, desde dúcteis até extremamente frágeis.

Diversas equações foram apresentadas para os diferentes critérios e, em alguns deles observa-se a presença de constantes. No Anexo I foi demonstrado como determinar cada constante dos modelos.

### 2.2.3.

#### Índice de Erro

O Índice de Erro ( $I$ ) proposto por alguns autores (Papadopoulos, 1997; Carpinteri & Spagnoli, 2001; Liu & Mahadevan, 2005; Zhang & Yao, 2010) serve para comparar o lado esquerdo das desigualdades, que contém os parâmetros de

carregamento, com o lado direito, composto por parâmetro do material. A seguinte equação é utilizada por todos:

$$I = \frac{\text{lado esquerdo} - \text{lado direito}}{\text{lado direito}} \times 100 \quad (29)$$

Se ambos os lados fossem iguais, o erro seria zero, significando um resultado ideal. Papadopoulos (1994) admite que o desvio do erro deveria ser, no máximo, de 10%, tanto positivo quanto negativo. Segundo Papuga (2005), numa condição de equilíbrio, se o lado esquerdo for maior do que o lado direito, então o critério é conservador, uma vez que o modelo preveria que o componente falharia sob cargas menores.

O significado do índice I, como fator que discrimina a precisão dos diferentes modelos, se torna de grande valia para situações onde o conjunto de tensões reinantes corresponde ao estado de limite de fadiga acima do qual a fratura ocorre e abaixo do qual não há falha.

#### 2.2.4.

#### Efeitos das tensões médias

Os componentes mecânicos, quando em serviço, exibem uma resistência à fadiga que normalmente depende dos valores médios das tensões atuantes. Qualquer critério que seja insensível ao efeito das tensões médias será de uso limitado (Papadopoulos, 1994; Golos, 1996). Por isso, as tensões médias estão presentes, direta ou indiretamente, nos cálculos de previsão à falha por fadiga dos critérios mencionados acima.

Geralmente, uma tensão normal média de natureza trativa resulta numa redução da vida em fadiga, enquanto que uma de natureza compressiva exerce um efeito contrário. Para o caso de tensão média cisalhante, há inúmeros argumentos referentes à inclusão de seu efeito sobre à vida em fadiga multiaxial. Muitos autores concordam que seu efeito é nulo, desde que seja menor do que o limite de escoamento cisalhante do material. (Susmel, Tovo e Lazzarin, 2005; Papadopoulos, 1997; Liu & Mahadevan, 2005)

Papadopoulos, em seu artigo de 1997, mostrou que para fadigas de alto ciclo (na ordem de 1 milhão de ciclos), a interação entre a tensão cisalhante média ( $\tau_m$ ) e a amplitude da tensão cisalhante ( $\tau_a$ ) não resulta em mudanças na resistência à fadiga de um material. No diagrama, exposto por ele e reproduzido a seguir (Figura 7), é possível observar que a linha indicativa da relação entre  $\tau_a$  e  $\tau_m$  tende a se tornar horizontal, o que indica que o limite da amplitude da tensão cisalhante,  $\tau_a$ , equivalente a  $t_{-1}$ , passa a ser independente do valor médio.

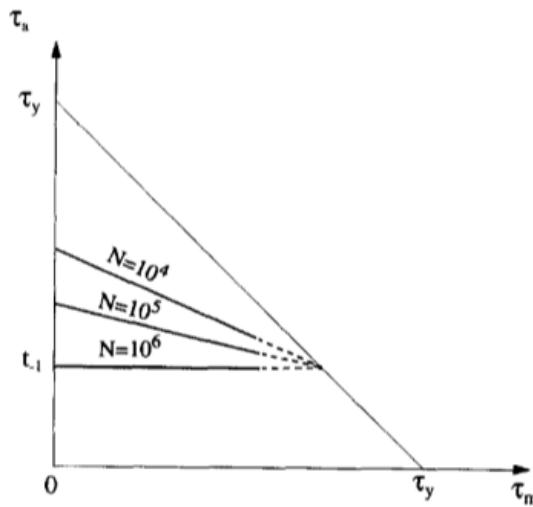


Figura 7: independência do limite de resistência à torção em relação à tensão cisalhante média.

No Anexo II, está demonstrada a influência ou não da tensão cisalhante média para cada critério.