



**Projeto de iniciação científica**

**Previsão da vida em fadiga da liga  
AA7175-T1  
Parte I: Curvas tensão-deformação cíclicas**

**Relatório Final**

**Bolsista: Aline Szabo Ponce**

*aponce@fei.edu.br*

**Orientador: Prof. Dr. Rodrigo Magnabosco**

*rodrmag@fei.edu.br*

**Departamento de Engenharia Mecânica - FEI**

**11/02/2003**



## I. RESUMO

O presente trabalho tem por objetivo levantar dados sobre propriedades mecânicas monotônicas e cíclicas da liga de alumínio AA7175-T1, e as suas curvas tensão deformação cíclicas, para previsão de vida em fadiga de baixo ciclo por análise de deformações, em ensaio controlado pela amplitude de deformações. Foram realizados para isto ensaios de tração e de fadiga de baixo ciclo controlados por deformações a diversas amplitudes de deformações, através de extensômetros adequados. Os resultados mostram que a liga tem comportamento próximo do estável onde as propriedades monotônicas e cíclicas são próximas, ficando então a curva tensão-deformação cíclica pouco diferente da monotônica.

## II. OBJETIVOS

O presente trabalho tem por objetivo levantar dados sobre propriedades mecânicas da liga de alumínio AA7175, suas curvas tensão deformação cíclicas e suas propriedades cíclicas descritas nas equações de Basquin e Coffin, para previsão de vida em fadiga de baixo ciclo por análise de deformações, em ensaio controlado pela amplitude de deformações.

### III. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

#### III.1 Introdução

##### III.1.1 Fadiga

A palavra fadiga, que vem do latim “*fatigare*”, significa “cansar, estar cansado”, e vem designar as falhas de materiais que sofreram carregamentos cíclicos. O primeiro estudo sobre fadiga em materiais metálicos foi conduzido por volta de 1829, pelo alemão W. A. J. Albert; porém A. Wöhler foi o primeiro a aplicar carregamentos de flexão rotativa, e de torção, durante o período de 1852 – 1869, em Berlim<sup>[1]</sup>.

##### III.2 Carregamento cíclico

Em um carregamento cíclico generalizado, que pode ser descrito como uma função harmônica, a tensão média aplicada é definida pela metade da soma das tensões máxima e mínima (equação 1.a), e a amplitude de tensões, pela metade da diferença das tensões máxima e mínima (equação 1.b), e a razão entre tensão máxima e mínima é dada por R (equação 1.c). A figura 1 demonstra esquematicamente um ciclo de tensões aplicadas<sup>[2]</sup>.

$$s_m = \frac{(s_{máx} + s_{mín})}{2} \quad (eq. 1.a)$$

$$s_a = \frac{(s_{máx} - s_{mín})}{2} \quad (eq. 1.b)$$

$$R = \frac{s_{máx}}{s_{mín}} \quad (eq. 1.c)$$

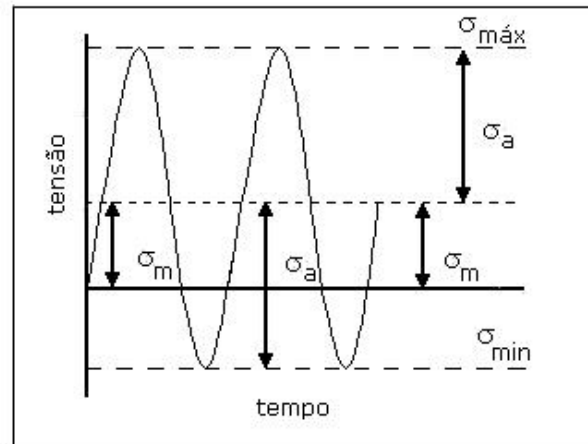


Figura 1 : Esquema de ciclos de tensões.

### III.3 Falha de Material

O estudo da vida em fadiga de materiais metálicos, por análise de deformações, propõe a definição da tensão como uma derivada da energia pela deformação, sendo a tensão uma resposta a deformação imposta ao material, dependendo a primeira diretamente da rigidez do mesmo, ou seja, o seu módulo de elasticidade ( $\sigma = E.\epsilon$ ). Tal proporção já não é válida quando a deformação excede a região elástica, passando a plástica, como demonstra a figura 2. Ainda nesta figura é possível notar a presença de três pontos fundamentais para definir propriedades mecânicas do material, como a tensão limite de escoamento ( $\sigma_{LE}$ ), tensão limite de resistência ( $\sigma_{LR}$ ) e tensão limite de ruptura ( $\sigma_F$ )<sup>[3]</sup>.

Para haver deformação plástica no material metálico é necessário movimentar planos atômicos conhecidos como planos de escorregamento, nos quais existe a máxima densidade atômica. Isso seria impossível sem a presença de um defeito linear: a discordância. O exemplo mais simples, a discordância em cunha, caracteriza-se como uma descontinuidade no reticulado cristalino, formando uma linha de átomos que finalizam um plano antes do fim do cristal. Na figura 3 tem-se uma representação da discordância

em cunha, e os efeitos da mesma no reticulado cristalino, em termos das tensões por esta causadas<sup>[3]</sup>.

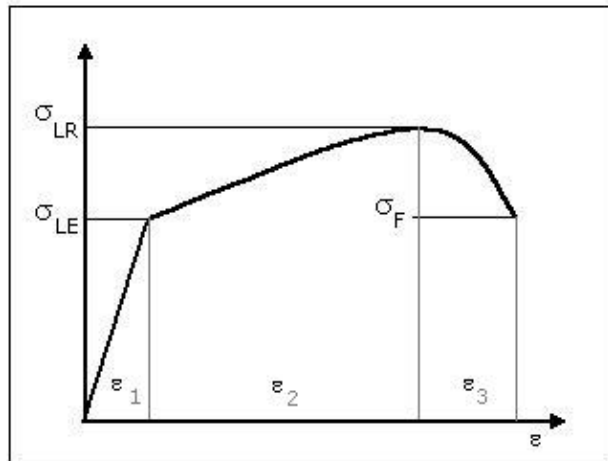


Figura 2 : Curva esquemática tensão – deformação ( $\sigma \times \varepsilon$ ) na tração, onde  $\varepsilon_1$  representa o trecho de deformação elástica,  $\varepsilon_2$  o trecho de deformação plástica uniforme, e  $\varepsilon_3$  o de deformação plástica não uniforme.

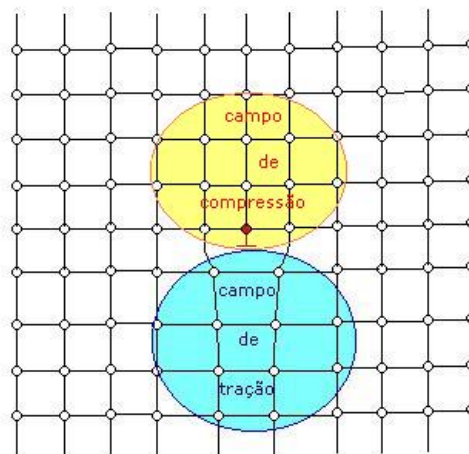


Figura 3 : Representação de uma discordância em cunha em um cristal, e os campos de tensões que ela causa no reticulado cristalino.

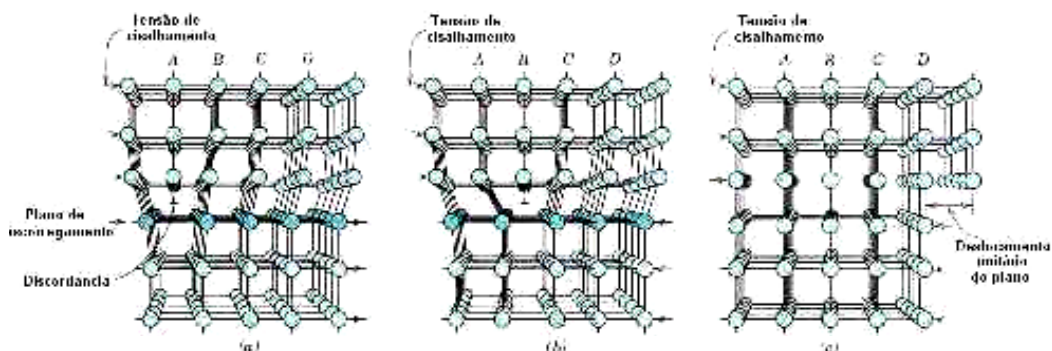


Figura 4: ilustração da seqüência de movimentação teórica de discordância no reticulado cristalino.<sup>[3]</sup>

A figura 4 mostra a seqüência teoricamente natural da movimentação da discordância em cunha através do reticulado cristalino até atingir o final do cristal. Ela se movimenta desta forma, atravessando o reticulado plano a plano, porque é muito mais fácil (necessita de menos energia) movimentar uma linha no reticulado num certo intervalo de tempo, até que chegue a superfície, do que deslocar o plano inteiro ao mesmo tempo. Por isso o material pode se deformar mesmo estando sob uma tensão abaixo do seu limite de escoamento<sup>[4]</sup>.

Quando várias discordâncias atravessam planos de escorregamento paralelos e próximos, o cristal se desloca do seu lugar de origem, originando uma trinca muito pequena (vide figura 5a, e 5b) entre o contorno de grão ou fase e a descontinuidade.

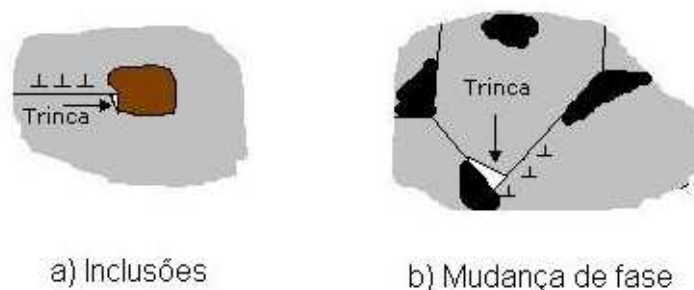


Figura 5: Ilustração da nucleação da trinca de fadiga em descontinuidades do material: a) em inclusões; b) em contornos de interfase.

Quando a quantidade de discordâncias se movimentando é tal que após descarregar o material estas não conseguem retornar ao seu lugar original, o carregamento excedeu o limite de escoamento ( $\sigma_{LE}$ ) do mesmo. Isso ocorre com muito mais facilidade em locais onde haja concentração de tensões, como trincas, inclusões, e mudanças geométricas de seção. Pode-se notar tal evento claramente em um corpo de prova de ensaio de impacto, onde é feito propositalmente um entalhe em “vê”, cuja extremidade é um grande concentrador de tensões, motivo pelo qual a fratura ocorre naquele ponto. Mesmo em carregamentos onde a máxima tensão esteja ainda abaixo da tensão limite de escoamento do material a fratura pode ocorrer, se o mesmo apresentar defeitos como uma trinca<sup>[3,4,6]</sup>.

#### **III.4 Formação de trincas e falência mecânica**

A trinca pode ser um defeito superficial ou interno. Pode surgir, quando superficial, de alguma irregularidade de usinagem, ou então por influência da geometria do corpo em questão, como por exemplo uma redução de diâmetro num eixo. A trinca externa também pode surgir por meio de um concentrador de tensões vindo do tipo de fixação da peça. Tomando como exemplo novamente um eixo, com uma polia fixada por interferência, tem-se que no ponto ao lado do cubo da polia existe uma concentração de tensões gerada pelo ajuste<sup>[5,6]</sup>.

Quando interna, a trinca pode se originar de uma inclusão de material não metálico na matriz, que é uma descontinuidade comum em alguns materiais, devido aos processos de fabricação dos mesmos. Estas inclusões podem aparecer em formas diversas (dependendo do processo de fabricação do material e da composição química destas partículas) e cada uma gerará um comportamento diferente à fadiga como será discutido adiante. A trinca interna pode ainda surgir de uma mudança de fases, em microestruturas muito heterogêneas<sup>[7]</sup>.

A trinca por fadiga origina-se quando a deformação plástica, localizada nos pontos de descontinuidades do material (inclusões, mudança de fases,

contornos de grão, entre outros.), é tal que separa estas interfaces, (Fig.5.a, e 5.b) ou então, ela pode originar-se do deslocamento de alguns planos de escorregamento, que ocorre durante o carregamento cíclico, formando o que se chama de intrusões ou extrusões (Fig.6)<sup>[7]</sup>.

Na figura 5 estão representadas as discordâncias se movimentando nos pontos localizados de maior deformação plástica. Nestes pontos as discordâncias crescem em densidade, e se movimentam muito mais intensamente. Isso ocorre porque a presença de descontinuidades no material desvia as linhas de tensão uniforme, como ilustra a figura 7, e as acumula nos arredores da descontinuidade, deixando a tensão naquela região sensivelmente maior. Quanto mais agudo for o ângulo entre as superfícies do defeito, chamado na figura 7 de  $\alpha$ , maior é a concentração das linhas de tensão no local. Este aumento grande de tensão localizada facilita a formação de mais discordâncias, uma vez que, como será discutido no apêndice 1, a presença e o crescimento de defeitos contribui para que o balanço energético do material seja negativo ou permaneça constante. Além disso, a movimentação das discordâncias gerando deformação plástica localizada também é uma forma de dispersar energia<sup>[4]</sup>.

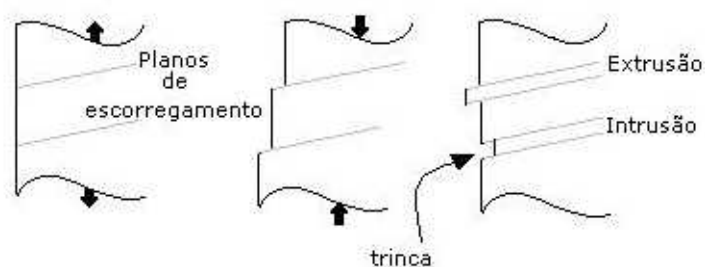


Figura 6: Ilustração da formação de intrusões e extrusões que originarão a trinca de fadiga pela movimentação dos planos de escorregamento.



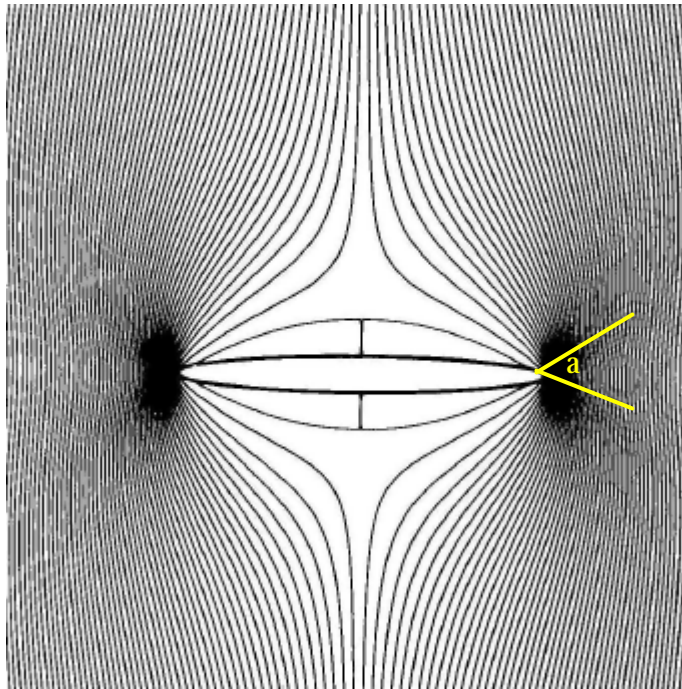


Figura 7: esquema de linhas de tensão uniforme em materiais, inspirada nas linhas de força eletromagnéticas.<sup>[8]</sup>

As intrusões e extrusões observadas na figura 6 surgem com mais frequência na superfície da peça, uma vez que não existindo obstáculos físicos para o movimento dos planos de escorregamento, torna-se mais fácil sua ocorrência.

Sob tensões altas, a zona plástica na ponta da trinca abrange muitos grãos. O processo de crescimento da trinca neste caso envolve escoamento em dois sistemas de escorregamento simultâneos ou alternados. Deste mecanismo de duplo escorregamento resulta uma trinca cuja trajetória é plana e normal ao eixo e tensões aplicadas (tração). Este modo de propagação da trinca produz a formação de “estrias de fadiga”. Tais estrias foram observadas primeiramente por Zappfe & Worden (1951), e são como ondulações na superfície da fratura. A figura 8 mostra um exemplo de estrias de fadiga observadas em uma liga de alumínio.<sup>[9]</sup>

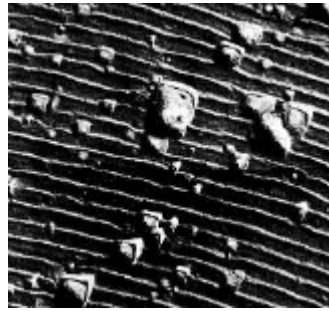


Figura 8: estrias de fadiga observadas na superfície da fratura da liga de alumínio 2024-T3.<sup>[9]</sup>

Macroscopicamente, é possível observar “marcas de praia”, que consistem em um trecho composto por várias estrias, e que se formam durante a propagação estável da trinca, e “marcas de rio”, que são encontradas na área de propagação instável. Exemplos destas marcas podem ser observadas na figura 9.

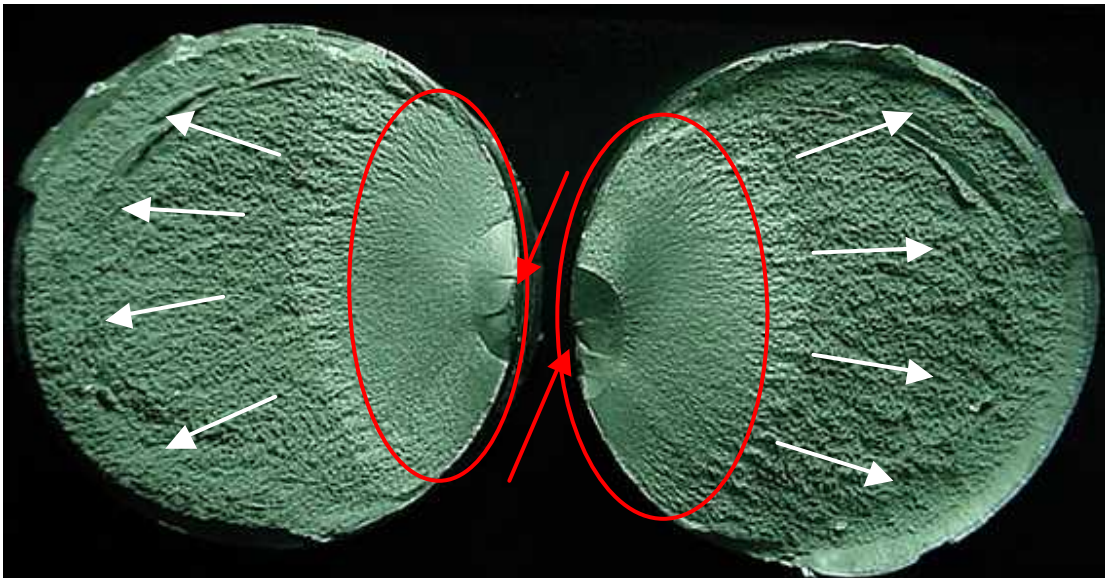


Figura 9: Imagem de fratura da fadiga em liga AA7175, onde as áreas circuladas em vermelho mostram regiões de marcas de praia (durante propagação estável da trinca de fadiga), a seta vermelha indica o local de nucleação, e na área restante da fratura observa-se marcas de rio, que marcam o sentido de propagação da trinca, e que está indicado pelas setas brancas (cortesia LabMat- FEI).

Em resumo, existem três estágios da falha por fadiga, sendo eles: estágio I, nucleação da trinca; estágio II, propagação estável da trinca; estágio III, propagação instável da trinca, sendo que os dois primeiros estágios são responsáveis por mais de 70% da vida em fadiga de uma componente. Assume-se que a nucleação da trinca em materiais policristalinos (como a maioria das ligas comerciais) ocorre quase imediatamente quando o componente é solicitado a tensões acima do limite de fadiga (vide seção III.5). Assim este estágio pode ser considerado como a propagação precoce de uma trinca originada em micro-defeitos do material.<sup>[10]</sup>

Considerando tais observações, para um componente solicitado acima do limite de fadiga nota-se claramente que a propagação estável das microtrincas podem definir a expectativa de vida do componente. Similar à nucleação de trincas, a propagação de microtrincas de fadiga é outro assunto que vem sendo muito pesquisado por diversas metodologias, principalmente nas últimas duas décadas.<sup>[10]</sup>

Mas a trinca ainda pode sofrer um retardamento em sua propagação. Considerando que os contornos de grão e outras características microestruturais funcionam como barreiras para a propagação da trinca, existe uma tensão na qual a trinca começa a se propagar mesmo com tais impedimentos. A tensão de início da propagação é definida como a tensão que ainda não é suficiente para que uma trinca de um certo comprimento vença os obstáculos à sua frente.<sup>[10]</sup>

Assume-se ainda que a trinca retarda sua propagação quando duas condições são satisfeitas:<sup>[10]</sup>

- A zona plástica da ponta da trinca é cercada por tais barreiras;
- A tensão local na região da barreiras à frente da trinca não é suficiente para estender a deformação plástica da ponta da trinca até além das mesmas.

A possibilidade de microtrincas ou trincas retardarem sua propagação confirma que ambas as condições acima ocorrem simultaneamente.<sup>[10]</sup>

### III.5 Vida em Fadiga em função do carregamento

O trabalho de Wöhler<sup>[1]</sup> define a curva de amplitude de tensões aplicada em função do número de ciclos para a falha do componente (curva S–N), na qual a tensão média aplicada é nula (tem-se que a tensão mínima é de compressão e a máxima, de tração, e necessariamente, ambas são iguais em módulo). A figura 10 mostra esquematicamente uma curva S–N<sup>[1,2]</sup>.

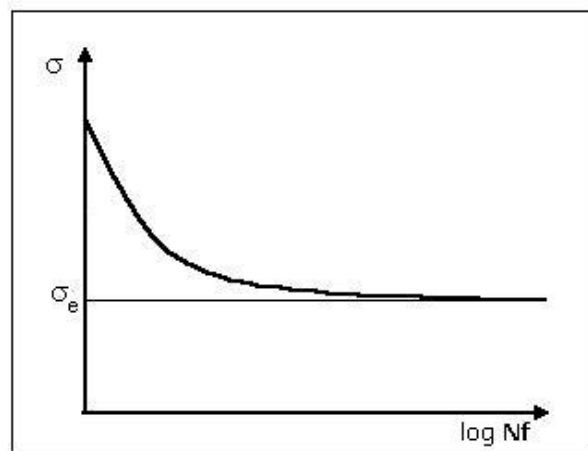


Figura 10 : curva esquemática S–N.  $N_f$  representa o número de ciclos até a falha por fadiga do material, e  $\sigma_e$ : o limite de fadiga.

Na curva levantada por Wöhler nota-se a presença do  $\sigma_e$ , o chamado por ele “*endurance limit*”, que se traduz como limite de fadiga. Antigamente o limite de fadiga era considerado como a amplitude de tensões na qual trincas de fadiga não nucleariam. Hoje em dia, ele é considerado como a máxima amplitude de tensões abaixo da qual uma trinca pré existente ou um defeito parecido com uma trinca não se propagarão até a falha dentro de um tempo de vida pré determinado (10-100 mil ciclos). Para a maioria dos aços ele varia de 35% a 50% da tensão limite de resistência ( $\sigma_{LR}$ ). Mas isso não ocorre na prática. Na realidade nenhum carregamento cíclico é tão uniforme e constante para que seja possível aplicar tal definição. A figura 11 mostra como os carregamentos cíclicos reais podem se comportar<sup>[1,7,10,11]</sup>.

O alumínio e suas ligas geralmente não exibem limite de fadiga como os aços. Para ensaios com corpos de prova polidos ou entalhados, onde o tempo de vida é primariamente dependente da iniciação da trinca, a resistência à fadiga é expressa na forma de uma tensão para um certo número de ciclos.

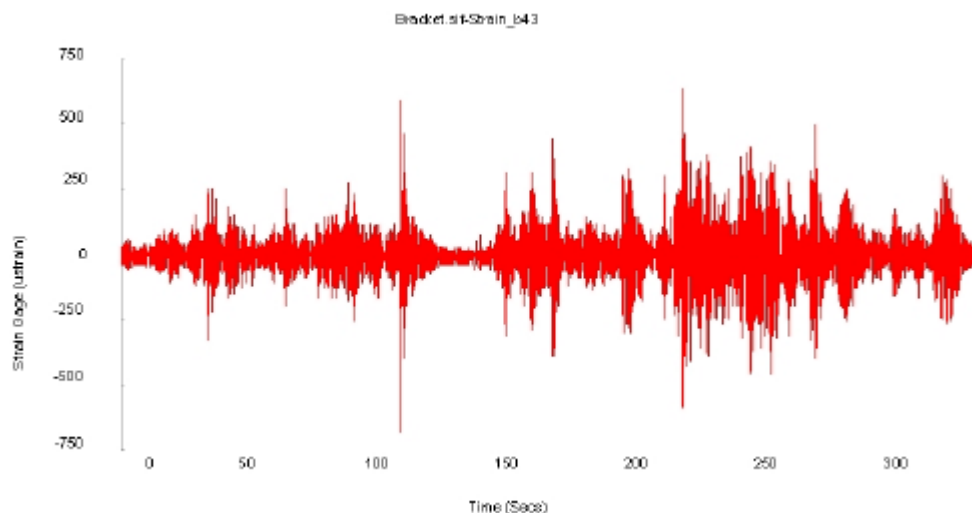


Figura 11 : Ilustração do comportamento típico do carregamento (expresso nas ordenadas do gráfico como variação de deformações, medida por “strain gage” em função do tempo de aplicação do carregamento) de um componente sujeito à esforços cíclicos.<sup>[12]</sup>

A curva S–N descreve o comportamento mecânico sob fadiga dos materiais. A função que rege a curva S–N é uma lei empírica levantada por Basquin (1910), que relaciona a amplitude de tensões aplicadas  $s_a$ , o coeficiente de resistência a fadiga  $s_f'$  do material, o número de ciclos  $N_f$ , e o expoente de Basquin  $b$ , como demonstra a equação 2<sup>[1,2,5]</sup>.

$$s_a = s_f' \cdot (2N_f)^b \quad (eq. 2)$$

A relação de Basquin serve para situações onde a tensão mínima é de compressão e a máxima, de tração, sendo ambas iguais em módulo. Portanto a tensão média é nula e a relação R é -1.

Morrow, estudando a fadiga de metais, percebeu que modificando a tensão média  $s_m$  aplicada, modifica-se a curva S – N, mesmo que na comparação de vida em fadiga aplique-se a mesma amplitude de tensões em

tensões médias diferentes, uma vez que quanto maior a tensão média aplicada, para uma mesma amplitude de tensões, menor será a vida em fadiga<sup>[8]</sup>, como mostra a Figura 12. A equação 3 define a relação de Basquin-Morrow<sup>[2,7,11]</sup>.

$$s_a = (s'_f - s_m)(2N_f)^b \quad (\text{eq. 3})$$

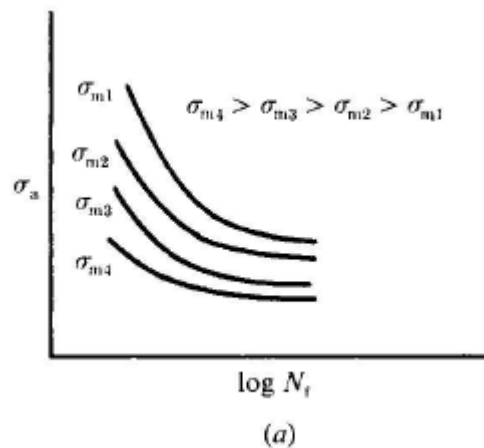


Figura 12: diagrama S-N esquemático para quatro tensões médias diferentes.<sup>[11]</sup>

Portanto, modificar a tensão média de um carregamento provoca uma mudança sensível do comportamento sob fadiga, para uma mesma amplitude de tensões. O efeito da tensão média ainda pode ser representado pela relação de Gerber (1874), que pode ser descrita como:

$$s_a = s_{a_{s_m=0}} \left\{ 1 - \left( \frac{s_m}{s_{LR}} \right)^2 \right\} \quad (\text{eq. 4})$$

onde  $\sigma_a$  é a amplitude de tensões para um carregamento de tensão média não nula,  $\sigma_a/\sigma_m=0$  é a amplitude para carregamentos de  $\sigma_m=0$ , e  $\sigma_{LR}$  é o limite de resistência. Pode-se dizer que esta é uma boa relação para materiais dúcteis submetidos a esforços de tração. Contudo, ela não consegue distinguir a diferença entre vida em fadiga sob tensão média de tração e de compressão. Na figura 14, observa-se o diagrama de iso-vida típico desta relação.<sup>[11]</sup>

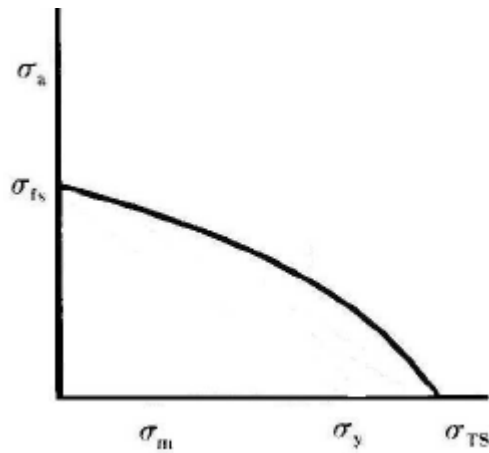


Figura 14 : Curva esquemática da relação de Gerber no diagrama de iso-vida.<sup>[11]</sup>

Este diagrama também é representado pelo diagrama de Haigh (1915,1917), vide figura 15, onde se observa a relação entre o quociente  $\sigma_{\text{máx}}/\sigma_{\text{LR}}$  em função do quociente de  $\sigma_{\text{mín}}/\sigma_{\text{LR}}$ . As linhas pontilhadas denotam valores experimentais de tensões médias diferentes, que representam vida em fadiga para os indicados números de ciclos. Tal diagrama é uma ilustração conveniente do efeito da tensão média na vida em fadiga de um material, mas requer muito esforço para determinar empiricamente as informações necessárias à sua construção.<sup>[11]</sup>

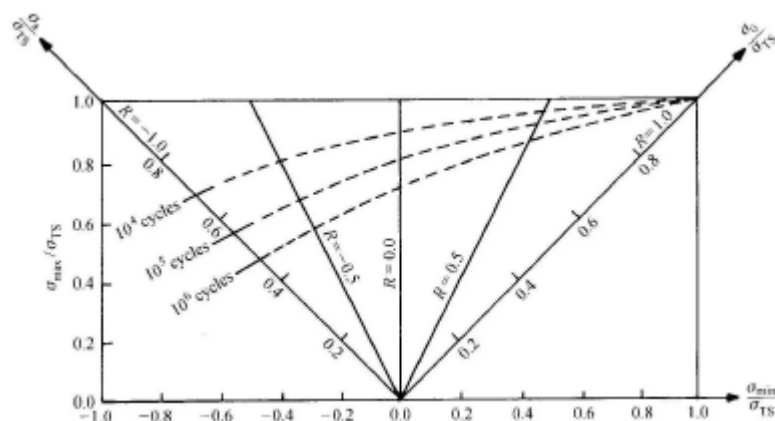


Figura 15: Representação do diagrama de Haigh, mostrando curvas de iso-vida para diferentes tensões médias em função da maior e menor tensão de um ciclo.<sup>[11]</sup>

Em condições de baixa amplitude de carregamento, materiais sem trincas pré-existentes tem a maior fração de sua vida consumida antes que a primeira trinca detectável apareça. Já à altas amplitudes, a nucleação da trinca representa uma fração bem menor, comparada ao tempo de vida do componente.<sup>[13]</sup>

### III.6 Curvas tensão deformação cíclicas, amolecimento e endurecimento cíclicos

Para falha por fadiga existem quatro estágios:

1. Amolecimento ou endurecimento cíclicos;
2. Nucleação da trinca;
3. Propagação estável da trinca;
4. Propagação instável da trinca;

Destes, apenas não foram discutidos ainda o amolecimento e endurecimento cíclicos.

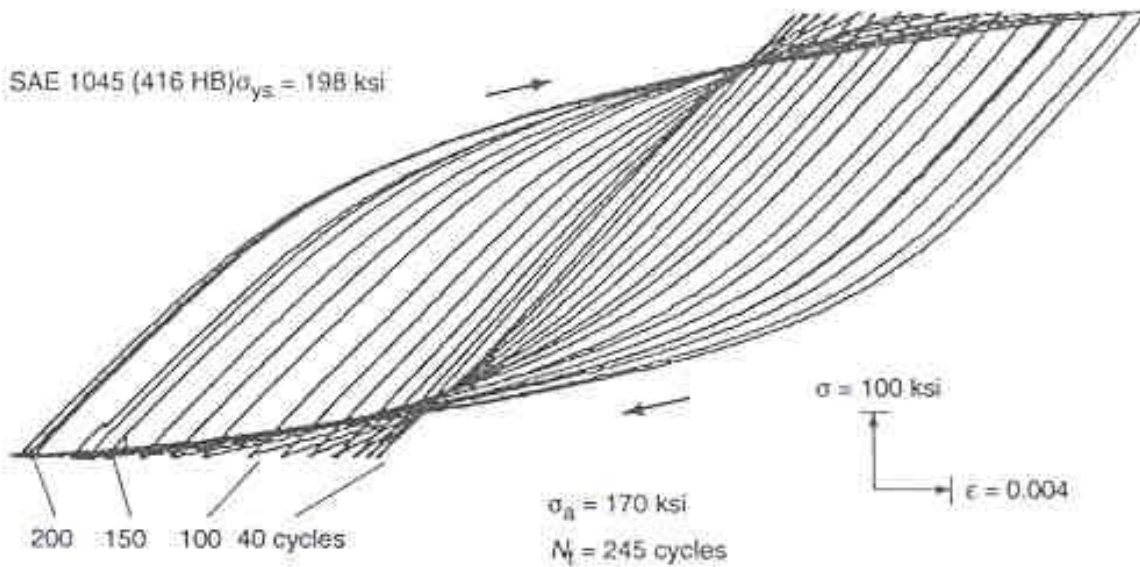
Dependendo do estado inicial microestrutural do metal (inicial porque os metais tomam-se meta-estáveis sob deformação plástica cíclica), este pode, se comparado ao comportamento monotônico:

- Endurecer ciclicamente
- Amolecer ciclicamente
- Apresentar comportamento estável
- Ter comportamento misto (amolecer à pequenas deformações, e endurecer à grandes deformações)<sup>[14]</sup>

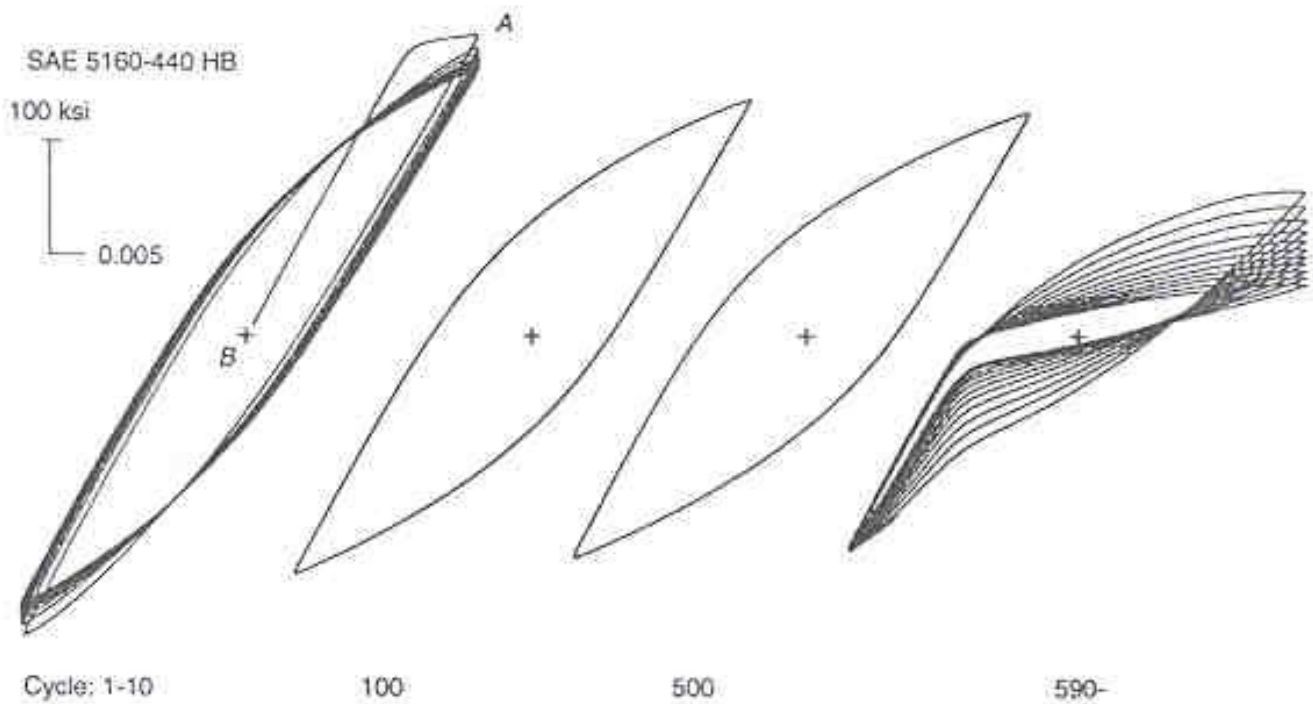
Ensaio de fadiga controlados por deformação trazem, sobre os ensaios de fadiga controlados pela tensão, a vantagem de produzir curvas tensão-deformação cíclicas mais estáveis e confinadas a uma certa condição. Se em um ensaio controlado por tensões, o material sofre amolecimento cíclico, por exemplo, a curva  $\sigma \times \epsilon$  começa a se mover. Esse movimento parecido com



uma “fuga” se dá porque, no amolecimento cíclico, para a mesma tensão imposta a deformação é cada vez maior. Para entender melhor este comportamento, na figura 16-a tem-se uma curva  $\sigma \times \varepsilon$  de um ensaio controlado por tensões onde o material começa a sofrer amolecimento após 49 ciclos. Já num ensaio controlado por deformações (exemplo da figura 16 b)), se ocorrer amolecimento cíclico, a curva  $\sigma \times \varepsilon$  que mostra o laço de histerese não irá se mover como a outra, pois a deformação está confinada a uma determinada amplitude. A curva, então é mais estável e as tensões decrescem para que as mesmas deformações sejam mantidas. Na figura 16-b, nota-se o comportamento de amolecimento cíclico em ensaio controlado por deformações, onde depois de apresentar amolecimento (a tensão na altura dos 100 ciclos é menor que a do início do ensaio, nos 500 ciclos ainda menor) quando o material trinca aos 590 ciclos. Isto é sensivelmente visível no comportamento do laço de histerese que denota uma grande queda de tensões no campo de tração de cada ciclo enquanto que no campo de compressão a curva de histerese mantém aproximadamente sua inclinação inicial, pois as superfícies da trinca só são capazes de transmitir compressão uma a outra. Esse comportamento acentua-se cada vez mais ciclo a ciclo até que o ensaio se encerra por não haver mais controle preciso da deformação ou o material enfim rompe.<sup>[14]</sup>



a) Amolecimento cíclico em ensaio controlado por tensões de aço SAE 1045



b) Amolecimento cíclico em ensaio controlado por deformações

Figura 16: a) curva  $\sigma \times \epsilon$  controlada por amplitude tensões de um material que sofre amolecimento cíclico; b) curva  $\sigma \times \epsilon$  controlada por amplitude de deformações para a mesma situação.<sup>[14]</sup>

Na figura 17-a observa-se uma curva controlada por deformação, generalizada, que apresenta endurecimento cíclico, onde a tensão requisitada para alcançar a deformação imposta ciclicamente aumenta a cada reversão. E na figura 17-b, ocorre amolecimento cíclico: a tensão requisitada para atingir a deformação imposta diminui a cada reversão (número de reversões é igual a duas vezes o número de ciclos). Durante o endurecimento cíclico, limites de escoamento e resistência aumentam, enquanto que no amolecimento, diminuem. No geral materiais trabalhados a frio apresentam amolecimento cíclico, enquanto que materiais recozidos apresentam endurecimento cíclico.<sup>[14]</sup>

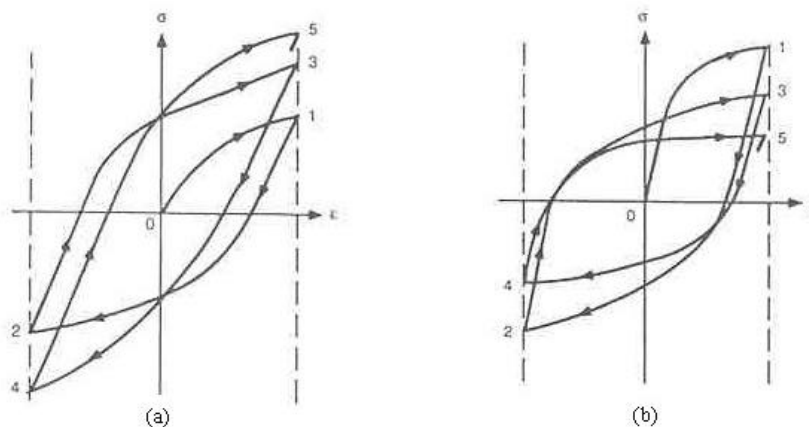


Figura17: a) curva  $\sigma\varepsilon$  esquemática com endurecimento cíclico; b) curva  $\sigma\varepsilon$  esquemática com amolecimento cíclico.<sup>[14]</sup>

Alguns metais são estáveis ciclicamente, e a grande maioria tem comportamento estável após um determinado número de ciclos. Assim, seu comportamento pode ser descrito em função do laço de histerese da curva  $\sigma\varepsilon$ , como ilustra a figura 18. A altura do laço de histerese é a variação de tensões  $\Delta\sigma$  após a estabilização da estrutura meta-estável, e a largura do laço é a de deformações  $\Delta\varepsilon$ .<sup>[14, 15]</sup>

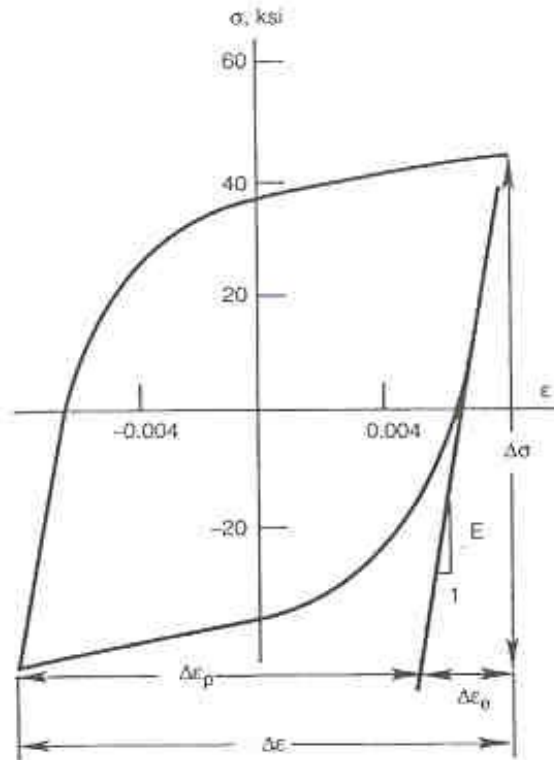


Figura 18: Laço de histerese de um carregamento cíclico.<sup>[14]</sup>

A diferença entre a amplitude de deformação total e a elástica, é a amplitude de deformação plástica, sendo assim

$$\frac{\Delta e}{2} = \frac{\Delta e_e}{2} + \frac{\Delta e_p}{2} \quad (eq. 5)$$

Então:

$$\frac{\Delta e_p}{2} = \frac{\Delta e}{2} - \frac{\Delta e_e}{2} = \frac{\Delta e}{2} - \frac{\Delta s_e}{2E} = \frac{\Delta e}{2} - \frac{s_a^{el}}{E} \quad (eq. 6)$$

Mudanças no comportamento do material sujeito a esforços cíclicos ocorrem geralmente durante os primeiros ciclos. O metal sob controle de amplitude de deformação na maioria das vezes acaba atingindo um estado de estabilidade de tensões, representado esquematicamente na figura 19, sendo que a figura 19-a mostra a curva típica de materiais que sofrem amolecimento cíclico, e a 19-b endurecimento.<sup>[14]</sup>

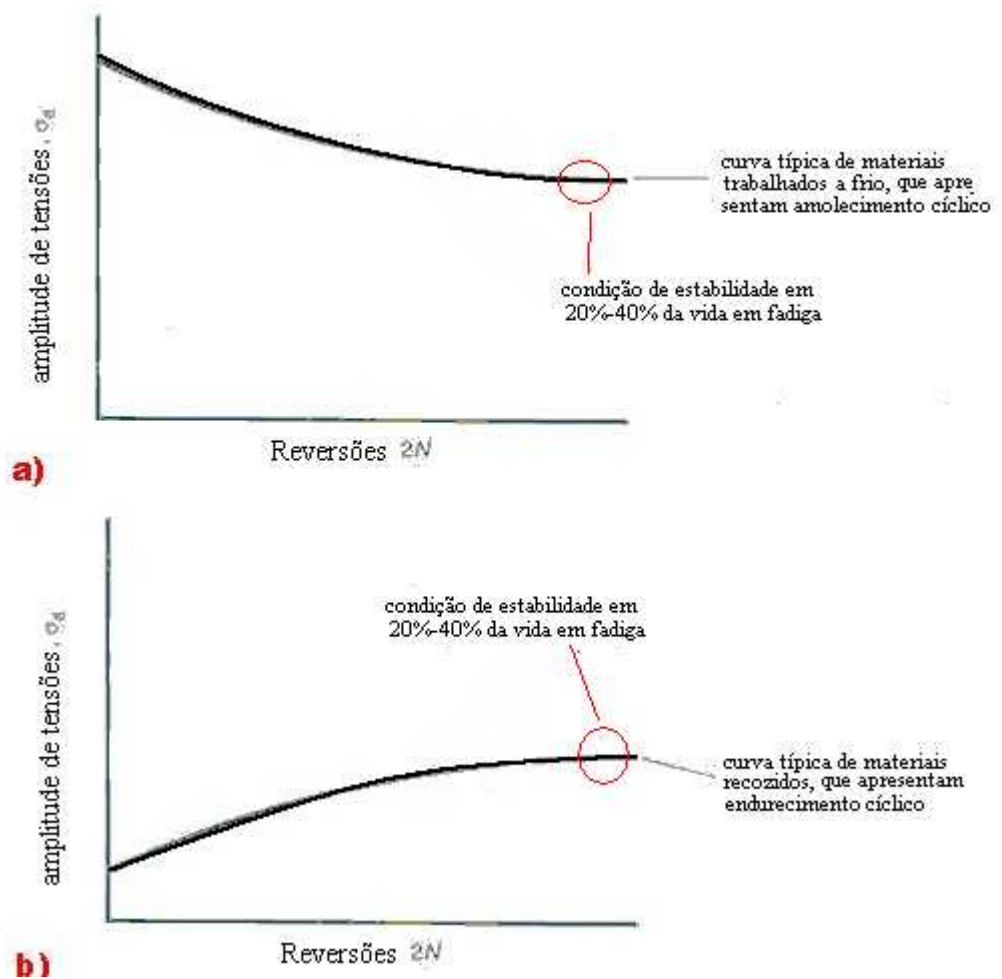


Figura 19: Estado de estabilidade de tensões, atingido em ensaios controlados por deformações: a) para amolecimento cíclico; b) para endurecimento cíclico.<sup>[14]</sup>

A partir da amplitude de tensões correspondentes a estabilização do laço de histerese, convencionou-se o laço de histerese estável do respectivo carregamento. Usa-se para construir uma curva tensão-deformação cíclica uma simples junção dos pontos que representam os tipos de laço de histerese estáveis devido a carregamentos distintos, com diferentes taxas de deformação [14,15].

Como exemplo, tomam-se na figura 20 três carregamentos distintos à três taxas de deformação  $\Delta\varepsilon_1$ ,  $\Delta\varepsilon_2$  e  $\Delta\varepsilon_3$ , e seus respectivos laços de histerese.

A curva tensão deformação cíclica esquemática, representada na mesma figura, é composta de uma junção dos pontos  $\sigma_1 \times \epsilon_1$ ,  $\sigma_2 \times \epsilon_2$ ,  $\sigma_3 \times \epsilon_3$ , representantes de cada laço estável de histerese dos carregamentos citados.<sup>[14]</sup>

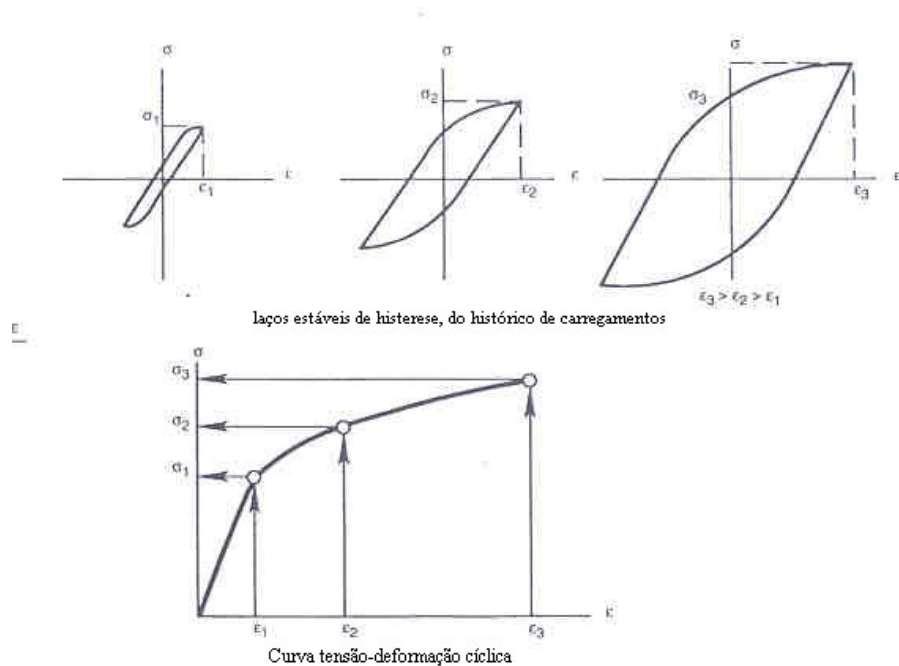


Figura 20: Curva esquemática  $\sigma \times \epsilon$  cíclica.<sup>[14]</sup>

A curva tensão-deformação cíclica da figura 20 pode ser comparada diretamente com uma curva tensão-deformação monotônica do ensaio de tração para calcular quantitativamente as mudanças induzidas pelo carregamento cíclico no comportamento mecânico do material<sup>[14,15]</sup>.

Para um breve comparativo, a figura 21 ilustra o comportamento de algumas ligas de alumínio, nas quais, nos quadros 21-a, b, e c ocorre um endurecimento cíclico, e o limite de escoamento cíclico é relativamente maior que o monotônico. Já no quadro 21-d, nota-se que o comportamento cíclico do metal é bem próximo ao monotônico.<sup>[14,15]</sup>

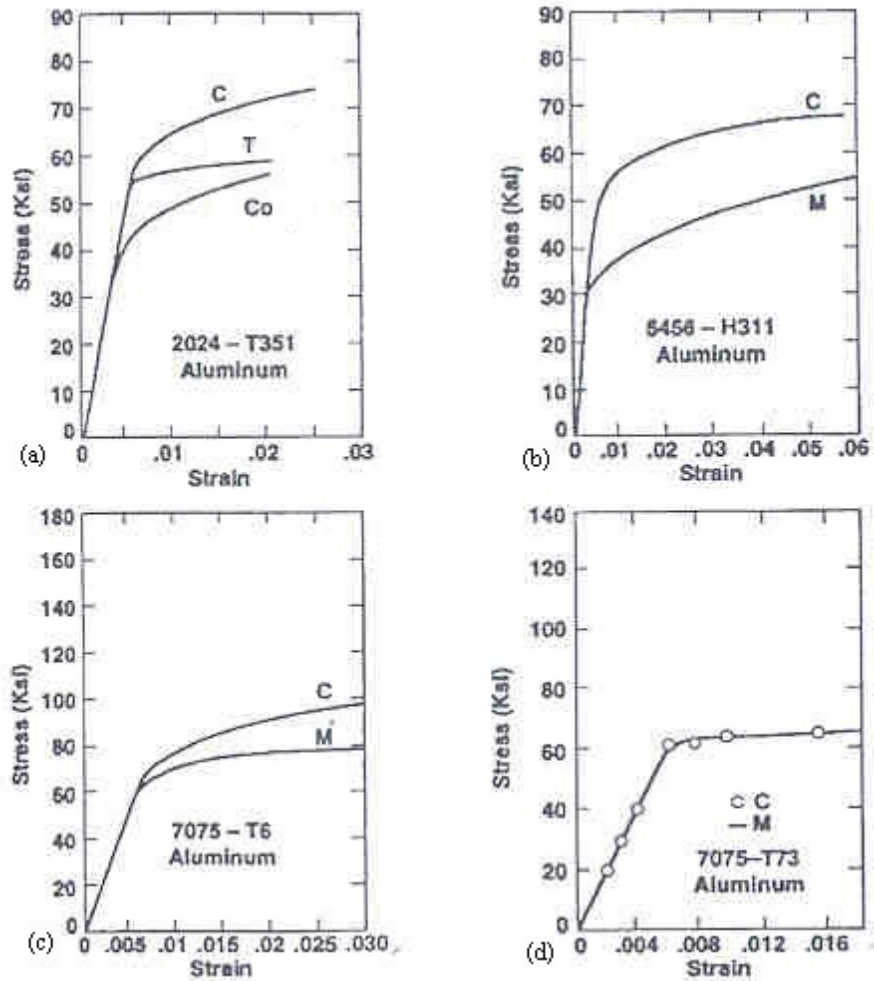


Figura 21: a) curvas  $\sigma \times \epsilon$  da liga 2024-T351, C: cíclica, T: em tração, Co: em compressão; b) curvas  $\sigma \times \epsilon$  da liga 5156-H311, M: monotônica, C: cíclica; c) curvas  $\sigma \times \epsilon$  da liga 7075 - T6, C: cíclica e M : monotônica; d) Curvas cíclica(c) e monotônica(M)  $\sigma \times \epsilon$  da liga 7075 T73 .<sup>[14]</sup>

Um método para determinar como o material vai se comportar ciclicamente que foi proposto por Smith, et. al., estabelecendo que se o quociente entre  $\sigma_{LR}$  e  $\sigma_{LE}$  for maior que 1,4 espera-se que o material apresente endurecimento cíclico; se o mesmo quociente for menor que 1,2 a expectativa é de amolecimento, e se apresentar valores entre 1,2 e 1,4 espera-se um comportamento estável mas que possa endurecer ou amolecer.<sup>[14]</sup>

As curvas tensão deformação cíclicas podem ser representadas através de relações do tipo de Ramberg- Osgood <sup>[16,17]</sup>:

$$\mathbf{e}_a = \frac{\mathbf{s}_a}{E} + \left( \frac{\mathbf{s}_a}{K'} \right)^{\frac{1}{n'}} \quad (eq. 7)$$

onde  $K'$  é o valor da tensão  $\sigma$  à deformação  $\epsilon_p=1$ , e  $n'$  é a inclinação da curva de deformação plástica. <sup>[16,17]</sup>

### III.7 Vida sob fadiga controlada por deformação

Por volta de 1955, Coffin e Manson estabeleceram uma função que pode ser usada para comparar dados de deformação plástica com dados de vida sob esforços cíclicos, expressa como:

$$\frac{\Delta \mathbf{e}_p}{2} = \mathbf{e}'_f \cdot (2 \cdot N_f)^c \quad (eq. 8)$$

onde  $\mathbf{e}'_f$  é o coeficiente de ductilidade a fadiga, e  $c$  o expoente de ductilidade à fadiga, ou expoente de Coffin. <sup>[18]</sup>

Substituindo a equação 8 na equação 5, pode-se escrever a relação de vida em fadiga por deformação, que é a maneira de prever a fadiga baseada nas deformações:

$$\frac{\Delta \mathbf{e}}{2} = \frac{\mathbf{s}_f}{E} \cdot (2 \cdot N_f)^b + \mathbf{e}'_f \cdot (2 \cdot N_f)^c \quad (eq. 9)$$

onde a primeira parcela é responsável pela porção elástica e a segunda pela plástica do processo de fadiga. <sup>[16,18]</sup>

Morrow (1965) ainda demonstrou que os expoentes  $b$  e  $c$  apresentam uma relação aproximada com o expoente de encruamento cíclico  $n'$  segundo as equações 10 e 11. <sup>[19]</sup>

$$|c| = \frac{1}{1 + 5n'} \quad (eq. 10)$$

$$|b| = \frac{n'}{1 + 5n'} \quad (eq. 11)$$



Na figura 22 estão representadas as curvas de comportamento da deformação elástica (de acordo com a equação 2) e plástica (de acordo com a equação 8) e total (de acordo com a equação 9) com a variação do número de ciclos. Nota-se nesta figura, o ponto de transição de vida em fadiga, que é o ponto onde se cruzam as curvas de  $\Delta\epsilon_p$  e  $\Delta\epsilon_e$ , ou seja, o ponto no qual a amplitude de deformações plástica e elástica são iguais. <sup>[18]</sup>

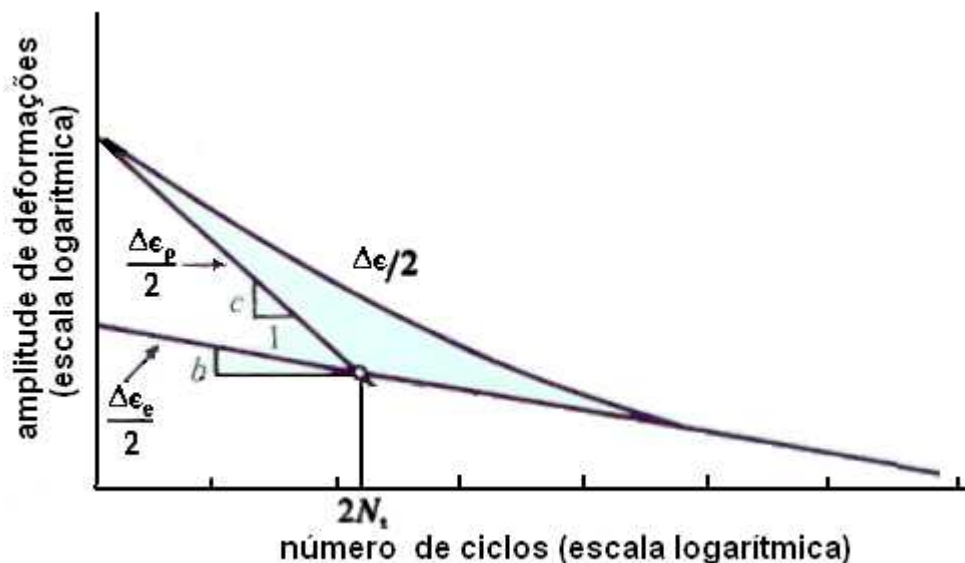


Figura 22: curva  $\Delta\epsilon_p \times N_f$ , obtida da superposição das curvas de deformação plástica e elástica pelo número de ciclos. <sup>[18]</sup>

O ponto de transição pode ser encontrado através da equação 12, descrita a seguir:

$$(2.N_f)_t = \left( \frac{\mathbf{e}'_f \cdot E}{\mathbf{s}'_f} \right)^{\frac{1}{b-c}} \quad (\text{eq. 12})$$

A curva  $\Delta\epsilon_p \times N_f$  é análoga a curva S-N da fadiga controlada por tensões, e pode ser afetada pelo acabamento superficial do componente solicitado e também pela tensão ou deformação média do carregamento. <sup>[18]</sup>

Dados de fadiga apresentados na forma de curvas de vida sob deformação, e dano acumulado baseado na deformação, são geralmente mais confiáveis que os baseados nas tensões. A vida em fadiga sob deformação

manipula os efeitos da plasticidade de uma maneira mais detalhada que a fadiga controlada por tensões.<sup>[16,20]</sup>

Previsões baseadas na deformação são capazes de identificar efeitos das interações do histórico variável de carregamento e são mais apropriados para lidar com situações reais do que as formas tradicionais da tensão. Além disso, requerem um número reduzido de caracterizações de materiais e teste de verificação de componentes para a seleção de um material. Fadiga controlada por deformação também é essencial para entender a formação da trinca, pois sem regiões de deformação plástica localizadas nas áreas de concentração de tensões na estrutura não ocorre fratura.<sup>[20]</sup>

Ensaio de fadiga em ligas de alumínio a altas taxas de deformação plástica tem mostrado que planos homogêneos (i.e., planos de deformação plástica distribuída e locais de concentração de alvéolos) prolongam a vida em fadiga na iniciação da trinca. Fatores que reconhecidamente promovem planos homogêneos e aumentam a vida em fadiga de baixo ciclo são: a diminuição de partículas dispersas, aumento do conteúdo de magnésio, e minimização do tamanho e distribuição mais uniforme de partículas de outras fases, que servem como locais preferenciais para a nucleação da trinca.<sup>[20]</sup>

O ideal é obter uma microestrutura que distribua uniformemente a deformação plástica. Envelhecimento, por exemplo, provoca formação de planos homogêneos, onde há distribuição uniforme dos precipitados de outras fases na matriz metálica, aumentando, portanto a resistência à fadiga.<sup>[20]</sup>

### **III.8 Comportamento mecânico do material estudado**

#### **III.8.1 Ligas de alumínio**

No final do século XIX, o alumínio começou a se tornar um metal economicamente competitivo para as aplicações de engenharia, devido as características de suas ligas. Uma das grandes vantagens do alumínio é a sua

versatilidade. É notável a faixa de propriedades físicas e mecânicas que podem ser desenvolvidas desde o mais puro alumínio à mais complexa liga.<sup>[21]</sup>

É conveniente dividir as ligas de alumínio em duas categorias: fundidas e trabalháveis. A subdivisão de cada categoria é baseada no mecanismo primário do desenvolvimento das suas propriedades. Muitas ligas respondem à tratamentos térmicos baseados na solubilização de fases, que entre si, incluem: solubilização, recozimento, endurecimento por precipitação ou envelhecimento. Em ambas as categorias as ligas geralmente podem sofrer tratamento térmico, exceto em apenas algumas ligas fundidas.

A família de ligas de alumínio trabalháveis de designação 7xxx tem o zinco como principal elemento de liga, e outros componentes como cobre, magnésio, cromo e zircônio podem ser especificados.<sup>[22]</sup>

Embora a razão predominante de adicionar elementos de liga ao alumínio seja aumentar a resistência mecânica, outros elementos também influenciam características da liga, como densidade, temperatura de fusão, coeficiente de expansão térmica e condutividade térmica e elétrica. Propriedades eletroquímicas e resistência a corrosão também são fortemente afetadas pelos elementos de liga.<sup>[22]</sup>

Na tabela I encontram-se dados de alguns materiais semelhantes à liga de alumínio AA7175, estudada neste trabalho, onde  $\sigma_{LR}$  é a tensão limite de resistência,  $\sigma_{LE}$  a tensão limite de escoamento,  $\sigma_F$  a tensão real de ruptura, % RA a redução de área, E o módulo de elasticidade,  $K'$  o coeficiente de resistência cíclico,  $n'$  é o coeficiente de encruamento cíclico,  $\sigma'_f$  coeficiente de resistência à fadiga, b coeficiente de Basquin,  $\epsilon'_f$  coeficiente de ductilidade à fadiga e c coeficiente de Coffin.

Tabela I: Dados de materiais semelhantes ao estudado<sup>[17,23]</sup>.

	MPa	MPa	Mpa	%	GPa		MPa	MPa		MPa			
7075-T7351	382	462			71	0,055	695	695	0,094	989	-0,140	6,812	-1,198
7075-T73	413	482	579	23	72	0,054	593	510	0,032	799	-0,098	0,260	-0,730
7475-T761	414	475			71			675	0,059	983	-0,107	4,246	-1,066
7075-T65					72		646		0,032	1294	-0,125	10,202	-1,231
7075-T61					70		852		0,074	1231	-0,122	0,263	-0,806
7075-T6	469	578	744	33	71	0,113	913	977	0,106	1466	-0,143	0,262	-0,619
7175-T6	524	593			72								

Para analisar melhor os dados da tabela I, é válido ressaltar que as composições químicas das ligas 7475 e 7075 são próximas a liga 7175, e todas derivam da liga 7075. Na tabela II pode-se comparar tais composições.

Tabela II: composição química nominal das ligas 7075, 7175 e 7475 (% em massa).<sup>[22]</sup>

Material	Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti	Al
7075	0,40	0,50	1,2-2,0	0,30	2,1-2,9	0,18-0,28	5,1-6,1	0,20	Bal
7175	0,15	0,20	1,2-2,0	0,10	2,1-2,9	0,18-0,28	5,1-6,1	0,10	Bal
7475	0,10	0,12	1,2-1,9	0,06	1,9-2,6	0,18-0,25	5,2-6,2	0,06	Bal

De acordo com a tabela I espera-se que a liga estudada neste trabalho apresente o coeficiente de Basquin em valores entre -0,098 e -0,143 e de Coffin entre -0,61 e -1,23; limite de escoamento em torno de 500 MPa, bem como limite de resistência próximo de 600 MPa. Este material deve apresentar também uma redução de área em torno de 20%, e o módulo de elasticidade esperado é de 72 GPa.

## IV. MATERIAL E MÉTODOS

### IV.1 Material

O material fornecido para o desenvolvimento da presente pesquisa é a liga de alumínio AA7175-T1, cuja composição química se encontra na tabela II, em corpos de prova construídos baseados na norma ATSM E606 (dimensões descritas na figura 23), e estado superficial polido. [24]

Tabela II – Composição química (% massa) da liga AA7175 em estudo

Si	Zn	Mn	Cr	Mg	Cu	Al
					1,40	

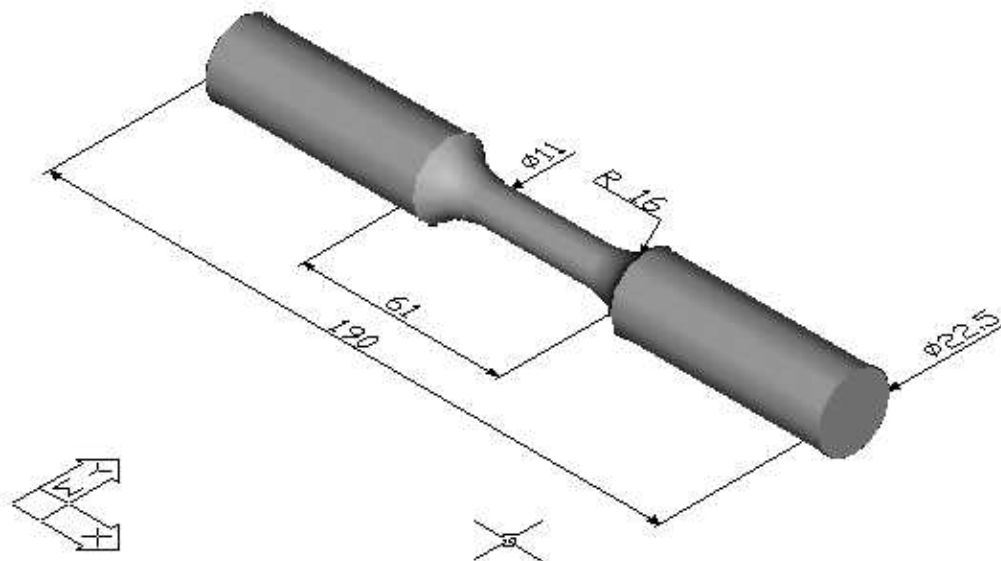


Figura 23 : croqui do corpo de prova com as dimensões expressas em milímetros.

### IV.2 Métodos

#### IV.2.1 Ensaios Mecânicos

- Ensaio de Tração

Foram ensaiados a tração 6 corpos-de-prova, usando extensômetro de comprimento útil de 25 mm até 1% de deformação. O restante da deformação foi acompanhado com transdutor de posição (LVDT) acoplado ao atuador do equipamento (810 Material Test System de 250kN de capacidade, com atuador hidráulico servo-controlado).

- Ensaio de Fadiga

Os ensaios de fadiga controlados por deformação foram conduzidos de acordo com a norma ASTM E606<sup>[24]</sup>, utilizando extensômetro para 25 mm de comprimento útil. Os ensaios realizados foram feitos com amplitudes de deformação variando de 0,5 a 2,0%.

## V. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

### V.1 Resultados dos ensaios de tração.

Os resultados dos ensaios de tração podem ser observados na tabela III, e a curva média monotônica tensão x deformação resultante destes ensaios está representada na figura 24.

Tabela III: resultados dos ensaios de tração.

Material	$S_{LE}$ (MPa)	$S_{LR}$ (MPa)	$S_F$ (MPa)	RA (%)	$AT_{25mm}$ (%)	E (GPa)
7175-T1	609	651	633	11.9	9.8	70
	7	7	15	1.4	1.4	1.1

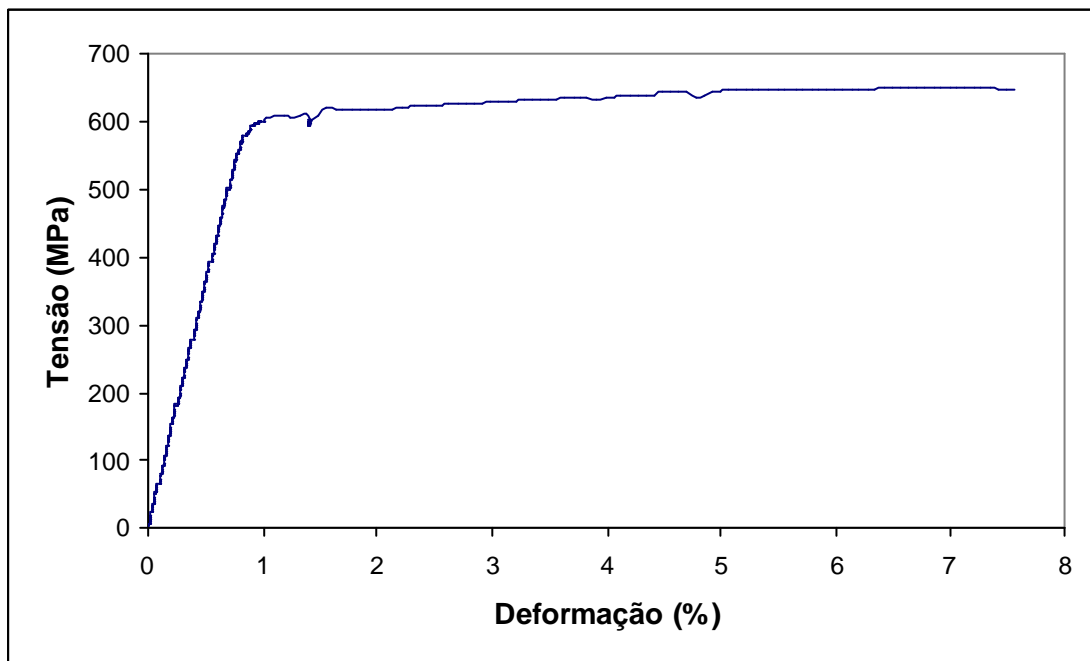


Figura 24: curva monotônica tensão x deformação resultante dos ensaios realizados.

## V. 2 Resultados dos ensaios de fadiga

Dos ensaios de fadiga realizados foi possível extrair as curvas deformação x vida (ilustrada na figura 25) que contribuirão para encontrar os valores de  $b$  (expoente de Basquin),  $c$  (expoente de Coffin),  $\sigma'_f$  (coeficiente de resistência à fadiga) e  $\epsilon'_f$  (coeficiente de ductilidade à fadiga), e tensão x deformação cíclica, representada na figura 26, onde esta é comparada à monotônica. A curva cíclica é levantada a partir dos pares tensão-deformação representantes de cada carregamento, onde tal par é o topo do laço de histerese (valor em módulo da amplitude de tensão e de deformação) no período estável do carregamento.

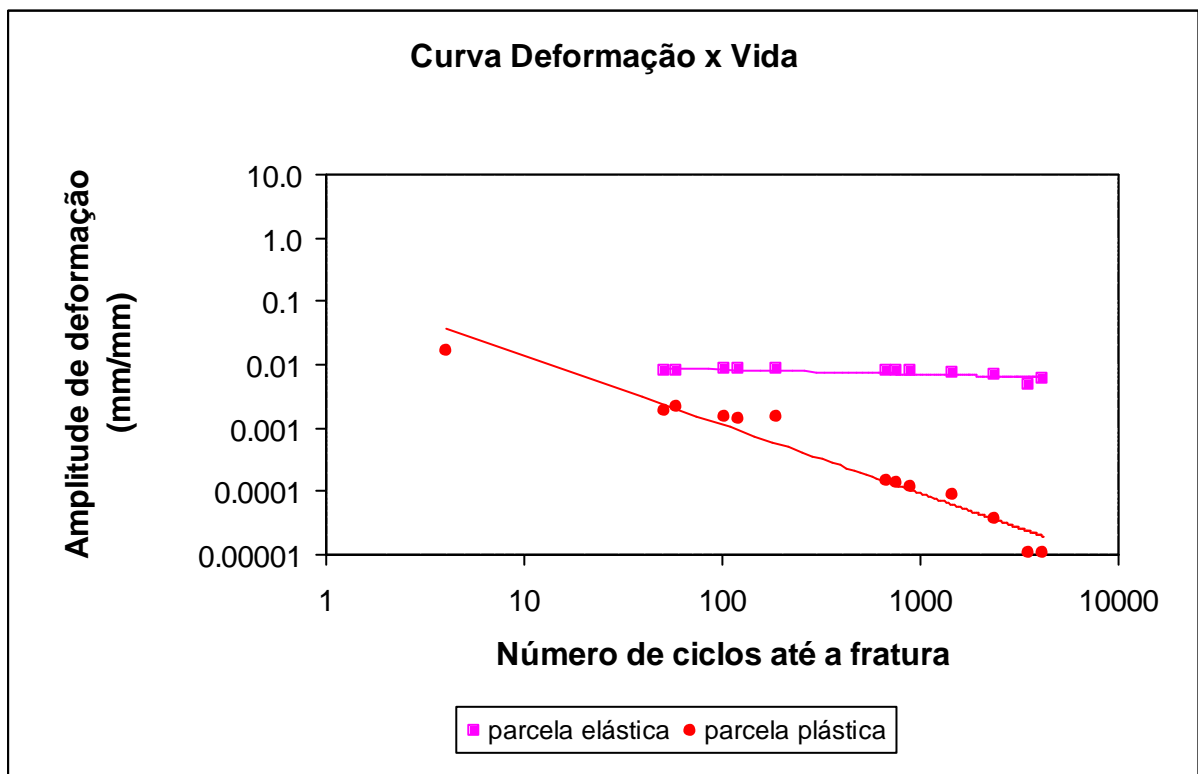


Figura 25: Ambas as parcelas plástica (em magenta) e elástica (em vermelho) da curva  $\epsilon$  x  $N$  partir dos pontos obtidos, onde as curvas em vermelho e magenta representam as linhas de tendência dos mesmos.



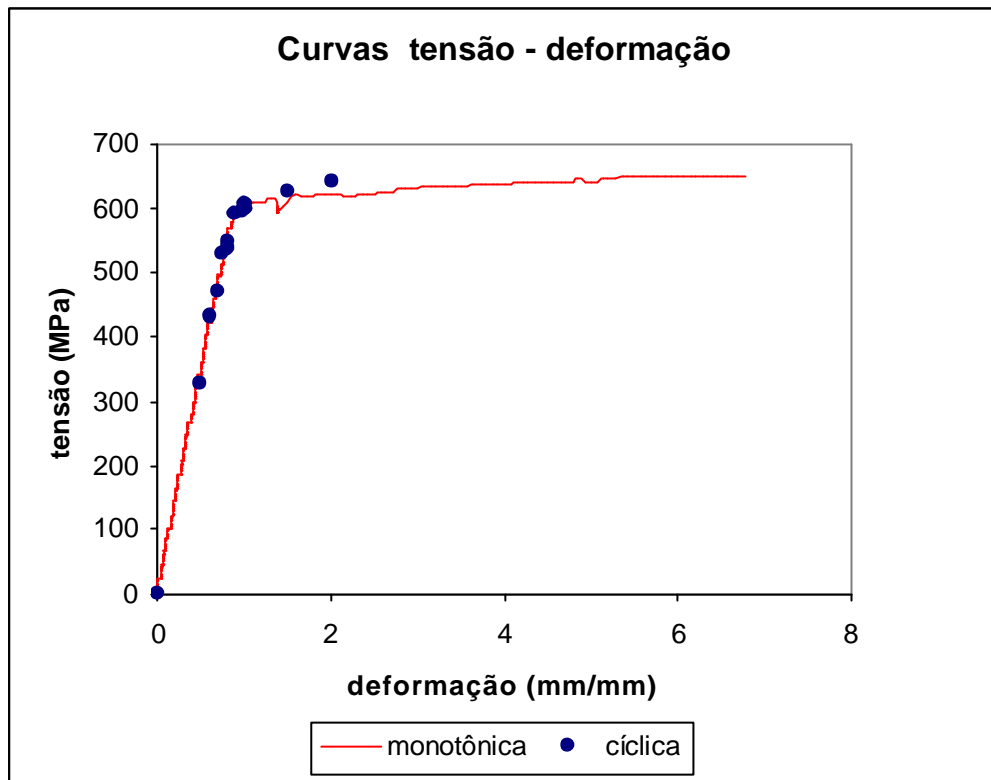


Figura 26: Curvas  $\sigma \times \epsilon$  comparadas, onde os pontos azuis (curva cíclica) são representantes do topo do laço de histerese estável de cada ensaio realizado, e a curva em vermelho representa a curva média monotônica.

A figura 27 vem mostrar o comportamento típico do material em estudo durante todo um ensaio, em uma curva tensão máxima e mínima x número de ciclos. Nesta é possível observar o comportamento estável que tem este material.

Assim, os valores de tensão e deformação usados para compor a curva cíclica, são retirados dos períodos de maior estabilidade do carregamento, na figura 27, por exemplo, é um valor de tensão máxima e deformação máxima correspondente a qualquer ciclo entre 10 e 25 ciclos.

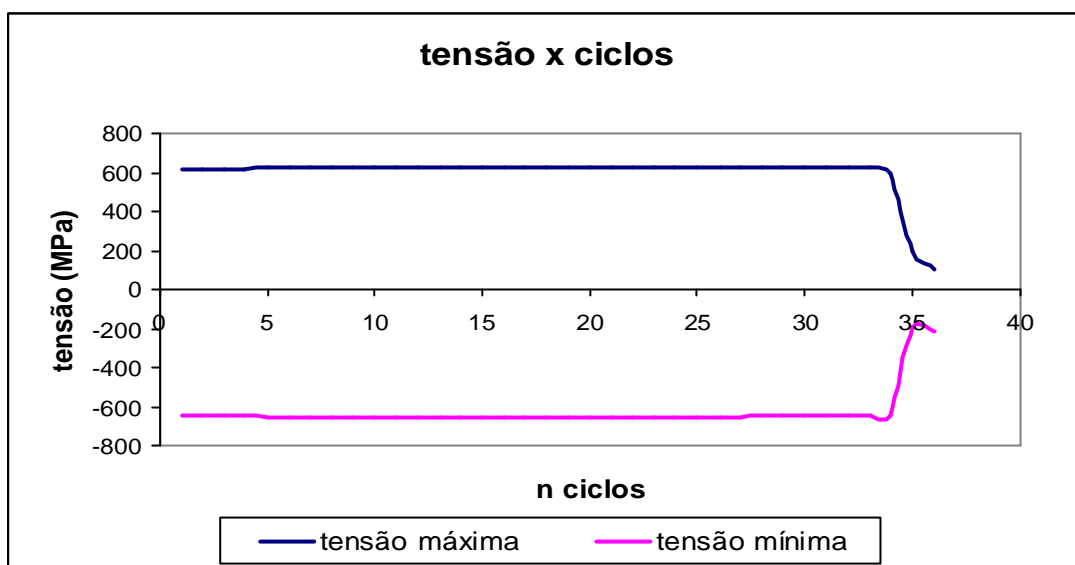


Figura 27: curva tensão máxima e mínima x número de ciclos da liga AA7175-T1, onde se observa nos primeiros ciclos um ligeiro endurecimento, seguido de longo período de estabilidade. Ensaio realizado a amplitude de deformação de 1,5%.

Usando as parcelas de deformação plástica e elástica das curvas deformação x vida foram encontrados os parâmetros segundo a tabela III.

Tabela III: Parâmetros de fadiga encontrados nas curvas deformação x vida.

Parâmetros	$s'_f$ (MPa)	$e'_f$	B	c
Resultados	886	0,3616	-0,0769	-1,0882

Com o trecho de deformação plástica uniforme das curvas tensão x deformação monotônica e cíclica foram calculados os valores do coeficiente de resistência monotônico e cíclico,  $K$  e  $K'$ , bem como os respectivos expoentes de encruamento  $n$  e  $n'$  mostrados na tabela IV. Para isso é necessário converter os valores de tensão e deformação obtidos nos ensaios, para valores reais. Realizou-se tal conversão usando as equações 13 e 14, onde  $\tilde{s}$  é a tensão real, e  $\tilde{e}$  a deformação real.

$$\tilde{\mathbf{s}} = \mathbf{s} \cdot (1 + \mathbf{e}) \quad (\text{eq. 13})$$

$$\tilde{\mathbf{e}} = \ln(1 + \mathbf{e}) \quad (\text{eq. 14})$$

Calcula-se os parâmetros referidos sabendo-se que a equação que rege este trecho da curva é representada por:  $\tilde{\mathbf{s}} = K \cdot (\tilde{\mathbf{e}})^n$ , para curva monotônica.

E  $\tilde{\mathbf{s}} = K' \cdot (\tilde{\mathbf{e}})^{n'}$  para curva cíclica.

Segue na figura 28 os trechos de deformação plástica uniforme de ambas as curvas usados nos cálculos.

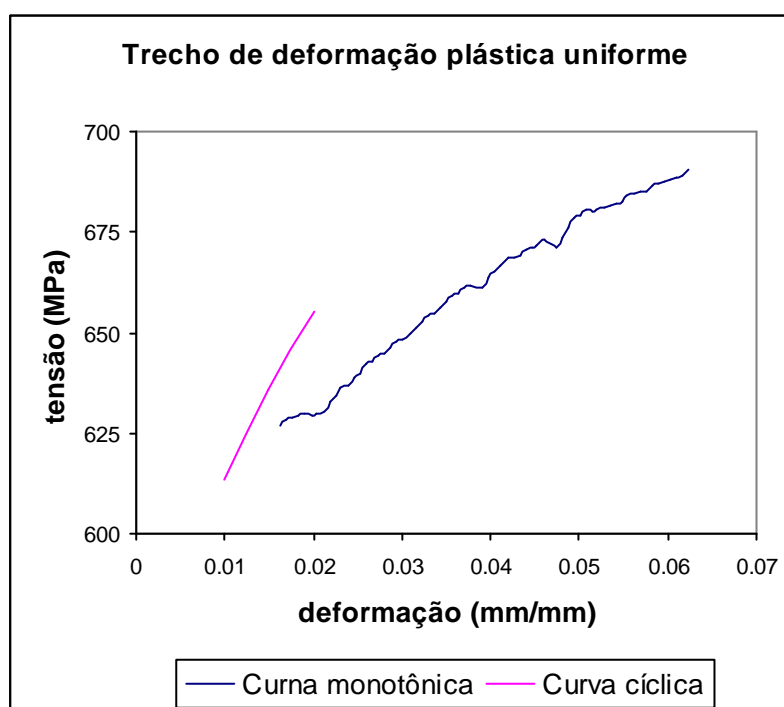


Figura 28: trecho de deformação plástica uniforme da curva monotônica tensão x deformação (azul) e trecho plástico uniforme na curva cíclica (magenta). Ambas as curvas estão convertidas para valores reais.

Tabela IV: Resultados dos cálculos baseados nas curvas da figura 28.

Parâmetros	K (MPa)	K' (MPa)	n	n'
Resultados	857	943	0,0786	0,0934

O trecho de deformação plástica uniforme bem como o limite de escoamento cíclico, foram extraídos das curva demonstrada na figura 29.

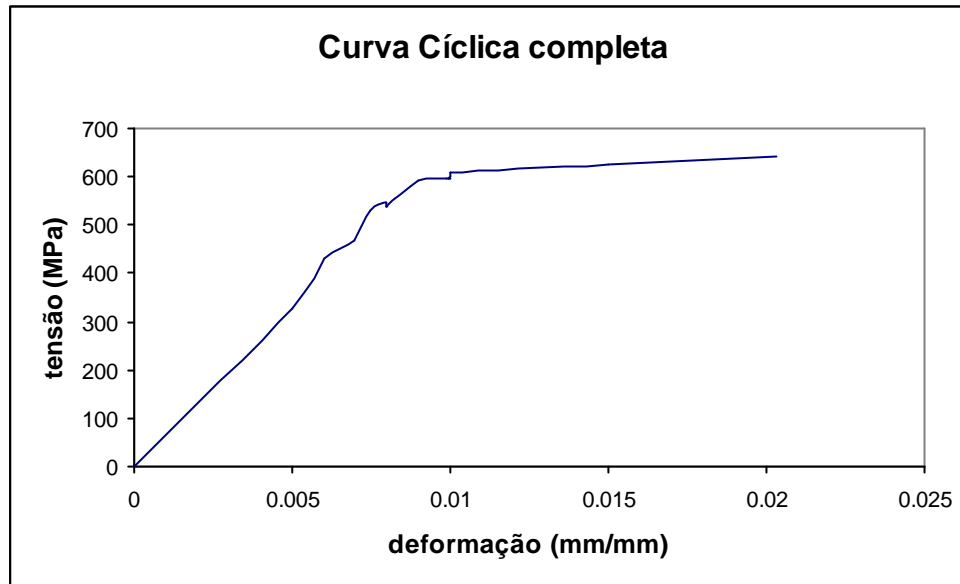


Figura 29: Curva cíclica tensão deformação completa.

## VI. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

A liga em estudo apresentou limite de escoamento e limite de resistência ligeiramente maiores que o esperado, (vide seção II.8) quando comparado com os dados da liga AA7175-T6 podendo este comportamento estar relacionado com o fato de que a liga em estudo é envelhecida naturalmente (T1) e a liga comparada é envelhecida artificialmente (T6).

Ao observar a sobreposição das curvas monotônica e cíclica tensão-deformação da figura 26, nota-se que apesar da aparente tensão limite de escoamento cíclico ser de 607 MPa (extraído da curva cíclica apresentada na figura 29), e portanto menor do que o monotônico, (o que indicaria amolecimento cíclico) os pontos do trecho plástico da curva cíclica indicam um leve endurecimento cíclico por estarem acima da curva monotônica (vide figura 26). Mas também é válido ressaltar que estes referidos pontos são poucos. Para obter um melhor resultado seria necessário realizar mais ensaios

em amplitudes de deformação entre 1% e 2%. Além disso, em alguns ensaios o material apresentou um leve endurecimento durante os primeiros ciclos, atingindo o estado final de estabilidade com um laço de histerese muito próximo dos iniciais (vide figura 27). De acordo com Smith (vide seção III.6) o material estudado, por apresentar uma razão entre  $\sigma_{LR}$  e  $\sigma_{LE}$  de 1.06 (menor que 1.2), deveria apresentar amolecimento cíclico, e por isso estudos das relações de Smith devem ser realizados com mais cuidados.

Quanto aos parâmetros calculados, o expoente de Basquin (-0,0769), comparado com os valores encontrados na literatura (de -0,098 a -0,143) apresenta um valor baixo, mas não incoerente (vide tabela I); já o expoente de Coffin (-1,0882) resultou um valor dentro da faixa de valores encontrados na literatura (de -0,619 a -1,231). O coeficiente de resistência à fadiga (886 MPa) apresenta-se dentro da gama de valores encontrados na tabela I (799 a 1466 MPa). Por fim, o coeficiente de ductilidade à fadiga (0,3616) mostrou-se em um valor muito abaixo de qualquer valor encontrado na literatura, embora os valores da tabela I mostrem diferenças entre si maiores que uma ordem de grandeza. Assim, mesmo sendo tão abaixo dos especificados para ligas semelhantes, este valor pode ser considerado coerente.

As relações de Morrow das equações 10 e 11 não se verificam nestes resultados, como observa-se a seguir:

$$|c| = \frac{1}{1+5n'} = \frac{1}{1+5*0,0934} = 0,6817 \text{ e } 0,6817 \neq 1,0882.$$

$$|b| = \frac{n'}{1+5n'} = \frac{0,0934}{1+5*0,0634} = 0,0637 \text{ e } 0,0637 \neq 0,0769.$$

Nelas apenas coincide o fato de que em módulo, o valor do expoente de Coffin é maior do que o de Basquin.

O coeficiente de resistência monotônico K (857 MPa) apresentou um valor completamente dentro da faixa encontrada (593 a 913 MPa), e o expoente de encruamento n (0,0786) também. Embora hajam poucos pontos na curva tensão-deformação cíclica para calcular os parâmetros K' (943 MPa) e n' (0,0934), os resultados destes estão muito próximo do que consta na literatura (de 510 a 977 MPa para K' e de 0,032 a 0,106 para n'). Mas é preciso

realizar mais ensaios à amplitudes de deformação dentro do trecho plástico da curva tensão-deformação cíclica para que este resultado seja mais confiável.

## VII. CONCLUSÕES

Pode-se concluir que o material apresenta um leve endurecimento cíclico. Porém para afirmar tal fato com maior precisão e certeza, é necessário realizar ensaios com amplitudes de deformação entre 1% e 2%, preferencialmente em intervalos não maiores que 0,05% a fim de melhorar a confiabilidade dos resultados encontrados.

Com os dados até aqui encontrados pode-se concluir que a expressão que relaciona a amplitude de deformações com o número de ciclos para falha é:

$$\frac{\Delta e}{2} = \left( \frac{886}{70000} \right) \cdot (2N_f)^{-0,0769} + 0,3616 \cdot (2N_f)^{-1,0882}$$

## VIII. SUGESTÕES PARA NOVOS TRABALHOS

Fica como sugestão para um próximo trabalho, que sejam realizados ensaios de fadiga de baixo ciclo, com amplitudes de deformação entre 1% e 2%, variando-se as amplitudes de 0,05% a cada grupo de ensaios.

Seria também interessante que se repetissem alguns ensaios como o ensaio com amplitude de deformação 1% pois alguns destes ensaios apresentavam fratura com concentração de tensão no local onde o extensômetro era colocado.

Uma outra idéia para o próximo trabalho seria verificar o trabalho original de Smith (vide seção III.6) para observar se nele há algum comentário sobre a validade de tal regra para o alumínio e suas ligas. Bem como verificar o mesmo item no trabalho original de Morrow em 1965 (eqs. 10 e 11) com o mesmo objetivo.

## APÊNDICES

### VIII.1. Mecânica da Fratura

Para caracterizar o comportamento mecânico de um material com trinca Griffith (1921), fazendo um balanço entre mudanças de energia mecânica e de superfície, propôs que para ocorrer o avanço de uma trinca sobre uma tensão aplicada, a queda na energia potencial do sistema deve ser no mínimo igual ao aumento da energia de superfície devido a extensão da trinca.<sup>[9]</sup>

Usando as análises de Inglis (1913) de tensões para uma trinca de formato elíptico numa chapa de comportamento elástico de dimensões infinitas (vide figura 1A), Griffith deduziu que a mudança da energia potencial da chapa é:

$$w_p = -\frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{a}^2 \cdot \mathbf{s}^2 \cdot \mathbf{B}}{E'} \quad (eq. A1)$$

onde  $B$  é a espessura da chapa,  $E'$  é o módulo de Young adaptado ao devido estado de tensões gerado pela tensão  $s$  e  $a$  é metade do comprimento da trinca; e a energia de superfície do sistema é :

$$w_s = 4 \cdot a \cdot B \cdot \mathbf{g} \quad (eq. A2)$$

onde  $\mathbf{g}$  é a energia de superfície livre por unidade de área de superfície. Sendo assim, a energia total do sistema, devido à trinca é:

$$U = w_p + w_s = -\frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{a}^2 \cdot \mathbf{s}^2 \cdot \mathbf{B}}{E'} + 4 \cdot a \cdot B \cdot \mathbf{g} \quad (eq. A3)$$

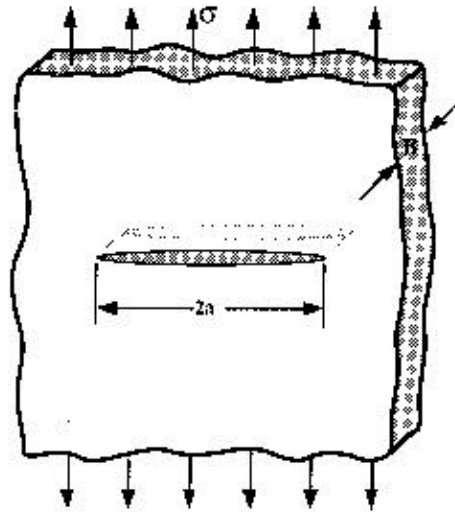


Figura 1A : chapa de dimensões relativamente infinitas com uma trinca de formato elíptico de comprimento  $2a$  .<sup>[25]</sup>

Griffith notou que a condição crítica para iniciar o crescimento da trinca é :

$$\frac{dU}{dA} = -\frac{\sigma \cdot a \cdot B^2}{E'} + 2 \cdot \gamma_s = 0 \quad (eq. A4)$$

onde  $A=2 \cdot a \cdot B$ , é a área da trinca, e  $dA$  denota um aumento infinitesimal da área das duas faces da trinca.<sup>[9]</sup>

Griffith concluiu sua teoria baseado no comportamento frágil, considerando que a tensão na ponta da trinca excede a resistência de coesão do material (tensão necessária para superar a força das ligações inter atômicas). Na maioria dos materiais de engenharia, contudo, há deformação plástica nas proximidades da ponta da trinca, induzida pela concentração de tensão no local. Por isso Orowan (1952) apurou o conceito de Griffith para metais simplesmente complementando a energia de superfície com a dissipação de energia de deformação plástica do material, obtendo-se:

$$w_s = 4 \cdot a \cdot B \cdot (\gamma_s + \gamma_p) \quad (eq. A5)$$

onde  $\gamma_p$  é o trabalho de deformação plástica por unidade de área de superfície criada. É válido ressaltar que geralmente  $\gamma_p$  é muito maior do que  $\gamma_s$ .<sup>[9]</sup>



Enfim, a teoria de Griffith diz que a trinca se propaga se a energia total do sistema diminuir ou permanecer constante. Com essa proposição foi possível obter ferramentas matemáticas para a mecânica da fratura. Em 1956 Irwin definiu a taxa de liberação de energia do material  $G$ , como mostra a equação A6<sup>[5,6]</sup>.

$$G = \left( \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{s}^2 \cdot a}{E} \right) \quad (\text{eq. A6})$$

Esta taxa de liberação de energia, quando assume um valor crítico, leva à propagação instável da trinca e, portanto, é uma medida da tenacidade a fratura do material. Seja  $G$  a força de crescimento da trinca, e  $R$  a resistência a propagação da mesma: enquanto  $G$  assume valores menores ou iguais a  $R$ , o crescimento é estável. Quando  $G$  excede o valor de  $R$ , a propagação da trinca é instável. A resistência a propagação da trinca  $R$  está definida na equação A7<sup>[6]</sup>.

$$R = 2[w_s + w_p] \quad (\text{eq. A7})$$

Onde  $w_s$  é a energia para formação de superfície no material, e  $w_p$  é a energia de deformação plástica em torno da trinca.

Mais tarde, Irwin (1957) aperfeiçoou a mecânica da fratura com o parâmetro  $K$ . Cada trinca tem um fator  $K_I$  singular, que depende diretamente do comprimento  $a$  da mesma, da tensão aplicada ao material  $\mathbf{s}$ , e de um fator de forma  $Y$ . Este fator  $K$ , dado pela equação A8, com o advento da *mecânica da fratura linear elástica*, vem caracterizar o crescimento da trinca como estável ou instável<sup>[5,6]</sup>.

$$K_I = Y \mathbf{s} \sqrt{\mathbf{p} \cdot a} \quad (\text{eq. A8})$$

Diz-se que a trinca se torna instável quando  $K_I$  assume um valor crítico, que chamamos de  $K_{IC}$ . Este fator  $K_{IC}$  também mede a tenacidade à fratura do material. Seu valor é obtido experimentalmente, e é numericamente proporcional a  $G$  (eq. A6)<sup>[5,6]</sup>.

Como na extremidade da trinca existe um ângulo muito agudo entre as suas superfícies, ou seja, um grande concentrador de tensões, mesmo se a tensão aplicada ao material é baixa, na região da ponta da trinca ela se intensifica a ponto de separar os planos atômicos resistentes, formando

alvéolos, Fig. 2A-a), que são responsáveis pelo aumento do tamanho do defeito, Fig. 2A-c). A Figura 2A ilustra o mecanismo de propagação da trinca estável<sup>[6]</sup>.

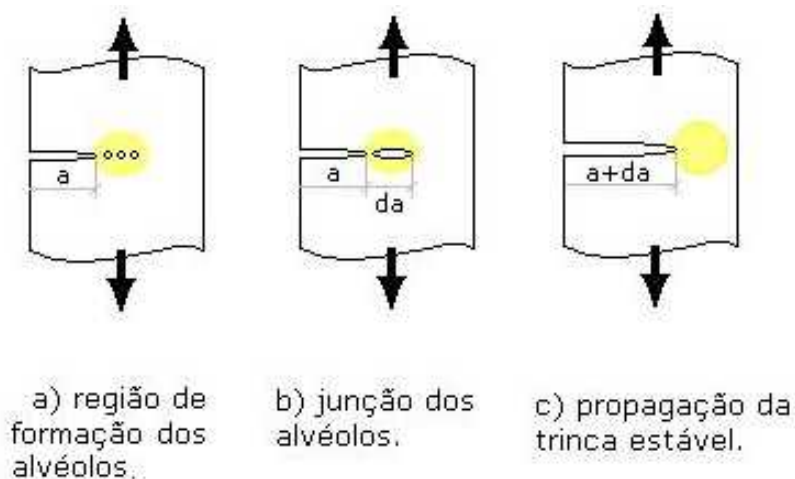


Figura 2A: Ilustração da propagação da trinca estável a cada ciclo de tensão aplicada.

A cada ciclo de tensão, num componente sujeito à fadiga, a trinca aumenta seu comprimento, até que este seja tal que o valor de  $K_I$  da trinca supere o valor de  $K_{IC}$  do material, que enfim fratura. Tal fratura acontece pela propagação instável da trinca inicial, na velocidade do som no material<sup>[5,6]</sup>.

A tenacidade a fratura das ligas de alumínio mostra, na maioria delas, uma queda com o aumento do limite de escoamento. Conforme a resistência mecânica aumenta, o encruamento máximo na ponta da trinca tende a decrescer e tornar mais fácil a nucleação de alvéolos, favorecendo a abertura da ponta da trinca. Além disso, a grande quantidade de partículas dispersas também causa um certo efeito sobre a tenacidade à fratura destes materiais: nas séries 2xxx e 7xxx por exemplo, a tenacidade pode aumentar com o controle rigoroso de partículas insolúveis que contenham ferro e/ou silício, como  $Al_7Cu_2Fe$ ,  $Mg_5Si$  e  $(Fe, Mn)Al_2$ . Essas partículas são grandes (da ordem de 1  $\mu m$ ) e favorecem a nucleação de alvéolos.<sup>[22]</sup>

Mas em um carregamento cíclico, o crescimento de uma trinca pré-existente pode ocorrer à valores de tensões bem menores do que o valor correspondente ao  $K_{IC}$ . Para uma solicitação onde haja pouco escoamento, isto

é, quase não existe deformação plástica na ponta da trinca, sua propagação estável pode ser regida pela lei:

$$\frac{da}{dN} = C \cdot \Delta K^m \quad (\text{eq. A9})$$

onde  $da/dN$  é a taxa de crescimento da trinca por ciclo de tensões ( $a$  é o comprimento da trinca e  $N$  é o número de ciclos), e  $\Delta K$  é a faixa de fatores  $K$ , definida como:

$$\Delta K = K_{m\acute{a}x} - K_{m\acute{i}n} \quad (\text{eq. A10})$$

e  $K_{m\acute{a}x}$  e  $K_{m\acute{i}n}$  são respectivamente os fatores  $K$  correspondentes à máxima carga e à mínima carga aplicada. Os termos  $C$  e  $m$  são constantes empíricas, determinadas em função das propriedades do material, da microestrutura, da frequência do carregamento, do tipo de ambiente (corrosão, umidade, etc.), e da temperatura. Esta lei empírica foi postulada nos trabalhos de Paris, Gomez & Anderson (1961) e Paris & Erdogan (1963), e é amplamente usada para caracterizar a taxa de crescimento de trinca num carregamento cíclico para uma grande variedade de materiais e condições de ensaio, e também representa uma das mais usuais aplicações da teoria da mecânica da fratura linear elástica.<sup>[9]</sup>

Esta taxa de propagação da trinca (sob uma amplitude constante de tensões), expressa em função do comprimento de trinca por ciclo, pode ser determinada experimentalmente (para várias condições de carregamentos) pelo comprimento da trinca em um certo número de ciclos. Quando a faixa de tensões aplicadas é mantida constante, a taxa de propagação de uma trinca de fadiga geralmente aumenta com o aumento do número de ciclos, já que  $K_I$  deve aumentar.<sup>[9]</sup>

Para carregamentos cíclicos no regime de Paris de propagação de trinca, foi constatado que o espaço entre as estrias adjacentes corresponde à taxa média de crescimento de trinca por ciclo, medida experimentalmente.

É importante ressaltar que nem todos materiais formam estrias durante a propagação da trinca. Estas são claramente vistas em metais puros e em várias ligas dúcteis. A possibilidade de desenvolver estrias é fortemente

influenciada pelo valor de  $\Delta K$ , do ambiente e da composição química do material.<sup>[9]</sup>

Outra maneira intuitiva de descrever a propagação da trinca de fadiga é imaginar que as altas tensões e grandes deformações que ocorrem na ponta de trinca esgotam a capacidade de deformação da região. Como consequência deste dano, a trinca avança uma certa distância, que depende essencialmente da microestrutura do material. Um modelo matemático que melhor expressa a taxa de crescimento da trinca é:

$$\frac{da}{dN} = \frac{C}{\left(s_{LE} \cdot e_f \cdot E\right)^{\frac{1}{b}}} \cdot \frac{1}{L^{\left(\frac{L}{b-1}\right)}} \quad (eq. A11)$$

onde  $e_f$  é a deformação final de uma solitação cíclica,  $b$  é o expoente de Coffin-Manson e  $L$  é o tamanho da zona de processo. Este modelo prevê que a taxa de propagação da trinca deve decrescer com o aumento do tamanho da zona processo, a qual para maioria dos materiais pode ser do mesmo tamanho do grão. Essa dependência é comumente observada para muitos materiais. Ela além do mais diz que o expoente de Paris pode ser simplesmente relacionado com o expoente de Coffin-Manson para fadiga de baixo ciclo. Assim, um mecanismo para melhorar o comportamento à propagação da trinca seria aumentar o tamanho de grão do material, especialmente para ligas cujo primeiro obstáculo da passagem da trinca são os contornos de grão.<sup>[26]</sup>

As ligas de alumínio são absolutamente sensíveis aos efeitos da tensão média, assim, a equação de Forman (eq. A12), pode ser usada com razoável sucesso para correlacionar dados de crescimento de trinca na maioria das vezes.

$$\frac{da}{dN} = \frac{C \Delta K^n}{(1-R)K_{IC} - \Delta K} \quad (eq. A12)$$

onde  $R$  é a relação entre a mínima tensão e a máxima tensão<sup>[26]</sup>.

Na maioria das ligas trabalhadas de alumínio a direção do carregamento em relação a direção em que ocorreu a fabricação das mesmas tem efeitos significativos no comportamento à fadiga. Isso pode ser melhor entendido observando a estrutura e formatos dos grãos. Dependendo da orientação dos grãos, a trinca pode estar livre para propagar-se

intergranularmente, nas regiões de domínio de fases intermetálicas, ou a trinca poderia não se propagar entre os grãos efetivamente. Além do mais a superfície da trinca pode ser rugosa e acabar provocando um efeito de fechamento. Assim, à um  $\Delta K$  nominal, corresponde um  $\Delta K_{\text{eff}}$  bem menor, e a força motriz da propagação da trinca é reduzida. Quando  $\Delta K$  atinge o regime da lei de Paris, os efeitos da orientação são reduzidos, podendo ser até desprezados<sup>[13]</sup>.

## VIII.2. Dano Acumulado

Para melhor prever a vida em fadiga de um material, deve-se considerar o dano acumulado pela variação em módulos e frequências dos ciclos de tensões. Cada ciclo constante de tensões corresponde um certo número de ciclos  $N_f$ . Dependendo da quantidade de ciclos que o material sofre, é consumida uma fração de sua vida. A combinação dos danos sofridos em cada variação de ciclos, resulta numa previsão mais precisa de quanto o material ainda pode ser solicitado antes da falha por fadiga<sup>[7]</sup>.

A teoria do dano acumulado considera a fadiga um processo de exaustão da capacidade de deformação plástica (ductilidade) do material. Tomando como exemplo uma amplitude de tensões  $s_1$ , à uma tensão média  $s_m$ , nas quais um componente teria uma vida em fadiga de 300 ciclos. Se nestas condições de carregamento ( $\sigma_1, \sigma_m$ ) o componente sofre 100 ciclos, foi consumido um terço de sua vida. Em seguida, o dado componente será solicitado a uma nova amplitude  $s_2$ , na mesma tensão média, nas quais duraria 900 ciclos, mas como restam apenas dois terços da sua vida, o mesmo irá falhar aos 600 ciclos neste carregamento. Visualiza-se melhor esta situação no diagrama esquemático de vida em fadiga da figura 3A<sup>[7]</sup>.

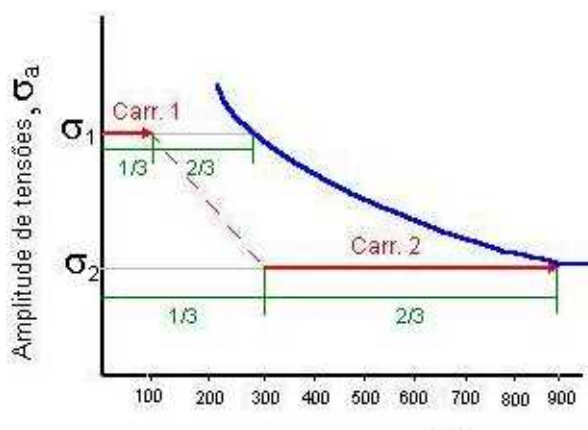


Figura 3A: Diagrama esquemático de vida em fadiga. Mostra o dano acumulado do carregamento 1 para o carregamento 2, em verde estão representas as frações de vida correspondentes nos respectivos carregamentos.

A teoria do Dano acumulado, simplificada pela regra de Palmgren-Miner (1924-1945), diz que a soma de todas as frações de vida consumidas nos vários carregamentos cíclicos vale 1. A equação A13 elucida a tal regra <sup>[7]</sup>.

$$\sum_{i=1}^k \frac{n_i}{N_i} = 1 \text{ ou } \frac{n_1}{N_1} + \frac{n_2}{N_2} + \frac{n_3}{N_3} + \dots + \frac{n_k}{N_k} = 1 \quad (\text{eq. A13})$$

Onde  $k$  é o número de carregamentos cíclicos,  $N$  é o número de ciclos de vida em fadiga para cada carregamento, e  $n$  é o número de ciclos sofridos a cada carregamento.

Na maioria dos materiais, essa regra é satisfatória, embora assumam algumas hipóteses que podem prejudicar a validade dos resultados finais dos cálculos da vida em fadiga. As hipóteses implícitas nesta regra são:

1. O número de ciclos de tensões imposto a um componente expresso como uma porcentagem do número total de ciclos da mesma amplitude necessários para causar falha é uma fração do dano.
2. A ordem dos carregamentos de amplitudes diferentes não afeta a vida em fadiga.
3. A falha ocorre quando a soma linear dos danos causados por cada carregamento atinge um valor crítico.

A principal hipótese é a de que o dano acumulado em qualquer nível de tensões não depende do histórico seqüencial do componente (segunda hipótese), ou seja, o dano sofrido por ciclo é o mesmo do começo ao fim da vida do material para uma dada amplitude de tensões ( $\sigma_a$ ) e uma dada tensão média ( $\sigma_m$ ). Isso implica em que a mudança de intensidade e direção do carregamento (do menos intenso para o mais intenso ou vice-versa) não teria efeitos sobre a vida em fadiga. Essa hipótese é problemática, pois numa mudança de carregamento mais intenso para carregamento menos intenso, uma trinca pode continuar crescendo. Já uma mudança de carregamento menos intenso para o mais intenso, talvez nem exista a trinca ainda. Neste caso, a vida do material será maior do que a estimada nos cálculos, pois ainda é necessário fornecer energia para o material formar a trinca e ainda esgotar a capacidade de crescimento da trinca para a falha por fadiga ocorrer <sup>[7]</sup>. E também, o acúmulo de dano sobre carregamentos variáveis é imposto por

vários mecanismos concorrentes, por isso a soma linear do dano acumulado resulta numa previsão imprecisa do comportamento à fadiga em várias situações.<sup>[11]</sup>

Landgraf, considerando as propriedades cíclicas dos materiais, propôs uma lei para avaliar o dano ocorrido por ciclo; esta lei ajudou a lidar com carregamentos de deformações mais complexas e variáveis, usando o valor de  $2N_t$  (ponto de transição da vida em fadiga, onde a amplitude de deformação plástica é igual a elástica, vide seção II.7 ) para expressar o dano considerado linearmente acumulado por ciclo<sup>[16]</sup>.

$$d_{ii} = \frac{1}{2N_t} \left( \frac{\Delta e_p}{\Delta e_e} \right)^{\frac{1}{b-c}} \quad (\text{eq. A14})$$

onde  $\Delta \varepsilon_p$  e  $\Delta \varepsilon_e$  são respectivamente a amplitude de deformação plástica e elástica às quais o componente é submetido, e b e c os coeficientes de Basquin e Coffin, respectivamente. De acordo com esta lei, a ruptura ocorre quando a somatória de danos  $d_i$  atinge valor 1<sup>[16]</sup>.

Ainda para superar as limitações da regra de Palmgreen-Miner, alguns outros modelos também foram propostos, que são: o modelo do fechamento de trinca, por Elber (1971); o modelo da zona plástica, por Willenborg (1971) e o modelo das tensões residuais na ponta da trinca, por Wheeler (1972).<sup>[30]</sup>

Várias pesquisas tem utilizado esses modelos para explicar os fenômenos observados em várias condições de carregamento, como também o efeito da amplitude de tensões do carregamento, e o retardamento do crescimento da trinca seguindo uma sobrecarga ou a aceleração do mesmo após uma carga compressiva.<sup>[30]</sup>



## IX. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1) SURESH, S. *Fatigue of materials* Cambridge Press : Boston 2. Ed. 1998 p. 1-29.
- 2) MAGNABOSCO, R. BOTTON, T. *VIDA EM FADIGA DE AÇOS CARBONO COM ESTRUTURA BIFÁSICA FERRITA-MARTENSITA*. IN: 14° CBECIMAT 03 a 06 de dezembro de 2000 São Pedro, SP ABM/ABC/ABPol
- 3) CALLISTER Jr, W. D. *Materials sci. eng.* John Wiley : NY 1985 3.ed. p.66-156.
- 4) HETZBERG, R. W. *Deformation and fracture mechanics of engeneering materials* John Wiley & Sons, INC.: New York 1996 cap. 2.
- 5) MEYERS, M. A. CHAWLA, K. K. *Mechanical Behavior of Materials* Prentice Hall: New Jersey 1999 cap. 7.
- 6) ANDERSON, T. L. *Frature mechanics Fundamentals and Applications* CRC Press : Boca Raton 2. Ed. 1995 cap. 2.
- 7) MEYERS, M. A. CHAWLA, K. K. *Mechanical Behavior of Materials* Prentice Hall: New Jersey 1999 cap. 14.
- 8) CAHN, R. W. HAASEN, P. *Physical Metallurgy* Elsevier Science: Amsterdam 1996 4. Ed. V3. p.2210.
- 9) SURESH, S. *Fatigue of materials* Cambridge Press : Boston 2. Ed. 1998 cap. 9.
- 10) CURTIS, S. ,DE LOS RIOS, E. R. ,RODOPOULOS, C. A. ,LEVERS, A. *ANALYSIS OF THE EFFECTS OF CONTROLLED SHOT PEENING ON FATIGUE DAMAGE OF HIGH STRENGTH ALUMINIUM ALLOYS*. Elsevier Science International Journal of Fatigue 25 (2003) p. 59-66.
- 11) SURESH, S. *Fatigue of materials* Cambridge Press : Boston 2. Ed. 1998 cap. 7.
- 12) SOCIE, D. *DEVELOPING CUSTOMER USAGE PROFILES FOR DURABILITY ASSESSMENT*, SAE International conference on fatigue, 2001, São Paulo, SP.

- 13) ASM handbook 10.ed. 1990 v.19 p.96-152.
- 14) ASM handbook 10.ed. 1990 v.19 p.227-262.
- 15) DOWLING, N. E. *Mechanical Behavior of materials* Prentice Hall:  
New Jersey 2. Ed. 1998 cap. 12.
- 16) BATHIAS, C., GABRA, M., ALIAGA, D. *LOW CYCLE FATIGUE DAMAGE ACCUMULATION OF ALUMINUM ALLOYS* Low Cycle Fatigue and Life Prediction, ASTM STP 770, C. Amzallag, B. N. Leis, and P. Rabbe, Eds., American Society for Testing and Materials, 1982 pp. 23-44.
- 17) DOWLING, N. E. *Mechanical Behavior of materials* Prentice Hall:  
New Jersey 2. Ed. 1998 cap. 14.
- 18) SURESH, S. *Fatigue of materials* Cambridge Press : Boston 2. Ed. 1998 cap. 8.
- 19) RIBEIRO, A. S., COSTA, J. D. M., FERNANDES, A. A. *FADIGA OLIGOCÍCLICA. PROPRIEDADES CÍCLICAS DA LIGA DE ALUMÍNIO Al6061-T651*. XV COBEM 22-26 de novembro de 1999 Águas de Lindóya, SP.
- 20) ASM handbook 10.ed. 1990 v.19 p.771-812.
- 21) ASM handbook 10.ed. 1990 v.2 p.1-10.
- 22) ASM handbook 10.ed. 1990 v.2 p.20-51.
- 23) ASM handbook 10.ed. 1990 v.19 p.978, 795, 796, 231.
- 24) ASTM E606-92 *STANDARD PRACTICE FOR STRAIN CONTROLLED FATIGUE TESTING* 1992 American Society for Testing Materials p.523-537.
- 25) ANDERSON, T. L. *Fracture mechanics Fundamentals and Applications* CRC Press : Boca Raton 2. Ed. 1995 p. 16.
- 26) ASM handbook 10.ed. 1990 v.19 p.31-34.
- 27) ASM handbook 10.ed. 1990 v.19 p.970.
- 28) ASM handbook 10.ed. 1990 v.1 p.432.
- 29) BERGNER, F., ZOUHAR, G., TEMPUS, G. *THE MATERIAL – DEPENDENT VARIABILITY OF FATIGUE CRACK GROWTH RATES OF ALUMINIUM ALLOYS IN THE PARIS REGIME*. Elsevier



International Journal of Fatigue 23 (2001) p. 383-394.

30) WEI, L. W. ,DE LOS RIOS, E. R. ,JAMES, M. N. *EXPERIMENTAL STUDY AND MODELING OF SHORT FATIGUE CRACK GROWTH IN ALUMINIUM ALLOY Al7010-T7451 UNDER RANDOM LOADING*. Elsevier International Journal of Fatigue 24 (2002) p. 963-975.

31) HETZBERG, R. W. *Deformation and fracture mechanics of engineering materials* John Wiley & Sons, INC.: New York 1996 cap. 8.