


ANÁLISE DO RETARDO
NA PROPAGAÇÃO DE TRINCAS DE FADIGA
EM UMA CHAPA DE ALUMÍNIO 2024-T3
SUBMETIDA A CARREGAMENTOS
DE AMPLITUDE VARIÁVEL

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE MATERIAIS**

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida por Carlos C. Engler Pinto Jr. e aprovada pela Comissão Examinadora em 24/05/1989.


Dra. Ana Maria M. Nazar - orientadora

**ANÁLISE DO RETARDO NA PROPAGAÇÃO DE
TRINCAS DE FADIGA EM UMA CHAPA DE
ALUMÍNIO 2024-T3 SUBMETIDA A
CARREGAMENTOS DE AMPLITUDE VARIÁVEL**

CARLOS CARVALHO ENGLER PINTO JÚNIOR

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia de Campinas - UNICAMP, como parte dos requisitos exigidos para obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Campinas, 24 de Maio de 1989

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE MATERIAIS**

Tese de: Mestrado

Título da Tese: Análise do Retardo na Propagação de Trin-
cas de Fadiga em uma Chapa de Alumínio
2024-T3 Submetida a Carregamentos de
Amplitude Variável

Autor: Carlos Carvalho Engler Pinto Júnior.

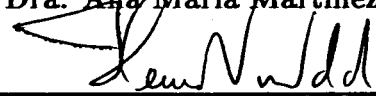
Orientador: Prof. Dra. Ana Maria Martinez Nazar

Co-orientador: Prof. Dr. Herman Jacobus Cornelis Voorwald

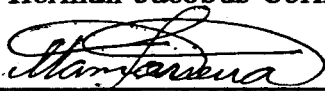
Aprovado por



Prof. Dra. Ana Maria Martinez Nazar, Presidente



Prof. Dr. Herman Jacobus Cornelis Voorwald



Prof. Dr. Itamar Ferreira

Campinas, 24 de maio de 1989

Agradecimentos

À Dra. Ana Maria M. Nazar, que orientou este trabalho, desde o início, com muita disposição, interesse e atenção.

Ao Dr. Herman J. C. Voorwald, co-orientador deste trabalho, pelo estímulo e colaboração nos procedimentos experimentais e discussão dos resultados.

Ao CNPq e à UNICAMP, pelo apoio financeiro.

Aos professores Petrônio Pulino e João Frederico C. A. Meyer (Joni), do Departamento de Matemática Aplicada da UNICAMP, pelo suporte na parte computacional.

Ao grande amigo, Marco Lúcio Bittencourt, principal responsável pela qualidade de impressão deste trabalho.

A todas as pessoas que, de alguma forma, contribuíram para o término deste trabalho.

Finalmente, meu agradecimento especial à minha querida esposa, Fátima, que me acompanhou durante todas as fases deste trabalho, sempre incentivando e colaborando.

*Ofereço este trabalho
aos meus pais,
meus melhores professores.*

Resumo

A maior parte das falhas de estruturas metálicas particularmente na indústria aeronáutica, é devido à ação de cargas cíclicas (fadiga), que podem provocar o surgimento e a propagação de trincas no material. Quando o espectro de cargas apresenta amplitudes variáveis, ocorrem efeitos de interação entre a “história do carregamento” (sequência de aplicação das cargas) e a taxa de propagação da trinca. Dentre estes efeitos de interação, o mais importante é o retardo na propagação da trinca, que pode aumentar consideravelmente a vida útil da estrutura trincada. O objetivo principal deste trabalho é analisar e quantificar o retardo na propagação de trincas em uma chapa fina da liga de alumínio de alta resistência 2024-T3, comparando os modelos matemáticos existentes para representar este fenômeno. Foram realizados ensaios do tipo sequencial alto-baixo, para diferentes tamanhos de trinca e relação de sobrecarga ($R_{sc} = K_{max_a}/K_{max_l}$). Verificou-se experimentalmente que o retardo é proporcional à R_{sc} , e que o efeito do retardo permanece pelo menos até que a ponta da trinca atinja o fim da zona plástica induzida pela carga alta. Uma comparação dos resultados experimentais com os modelos de Willemborg e Wheeler mostrou que estes não representam de maneira correta o comportamento da trinca. Foi desenvolvida uma expressão para corrigir o tamanho da zona plástica para condições intermediárias entre tensão plana e deformação plana. Com esta expressão corrigida, foi possível desenvolver um modelo simplificado, baseado na teoria das tensões de fechamento da trinca, que conseguiu representar muito bem o comportamento da trinca durante o retardo, principalmente para condições de tensão plana. Finalmente, foi constatado que a teoria das tensões de fechamento também é capaz de prever as condições de parada total no crescimento da trinca.

Analysis of Fatigue Crack Retardation in Aluminum 2024-T3 Plate Under Variable Amplitude Loading

Abstract

The majority of failures in metallic structures, especially in the aeronautic industry, are due to cyclic loads (fatigue), which can nucleate and propagate cracks through the material. In variable amplitude loading, there are interaction effects between the loading history and the crack propagation rate. The most important of those effects is the retardation in the crack propagation, that may raise considerably the life of the cracked structure. The main objective of this research is to analyse and quantify the retardation of crack propagation in a thin plate of the high-resistance aluminum alloy 2024-T3, comparing the results obtained from the mathematical models proposed to account for the retardation effect. The specimens were tested under a high–low loading sequence, for different crack sizes and overload ratios ($R_{ol} = K_{max_h} / K_{max_l}$). It was verified that the retardation is proportional to R_{ol} , and that the models of Willemborg and Wheller couldn't represent correctly the crack behaviour after the transition to the low level loads, because the retardation was observed at least until the crack tip reached the end of the plastic zone due to the high loads. It was proposed an expression to correct the plastic zone size for conditions between plane stress and plane strain. With that corrected expression, and based on crack closure theory, it was proposed a simplified model, that represent with good precision the crack behaviour during retardation, particularly for plane stress conditions. Finally, it was also verified that the crack closure theory allows the prediction of crack arrest conditions.

Conteúdo

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Considerações Gerais	1
1.2	Objetivos	5
2	ALGUMAS CONSIDERAÇÕES SOBRE MECANISMOS DE FRATURA	6
2.1	Introdução	6
2.2	Fratura de Clivagem	8
2.3	Fratura Dútil	9
2.4	Mecanismos de Fadiga	12
2.4.1	Nucleação de Trincas de Fadiga	16
2.4.2	Propagação de Trincas de Fadiga	17
2.4.3	Carregamentos de Amplitude Variável	19
2.5	Comentários Finais	22
3	CONCEITOS BÁSICOS DA MECÂNICA DE FRATURA LINEARMENTE ELÁSTICA	24
3.1	Introdução	24
3.2	Estado de Tensões na Ponta da Trinca	28
3.3	O Fator Intensidade de Tensão	29
3.4	O Efeito da Espessura no Estado de Tensões	31
3.5	A Zona Plástica na Ponta da Trinca	33
3.6	Comentários Finais	37
4	PROPAGAÇÃO DE TRINCAS DE FADIGA	40
4.1	Introdução	40
4.2	Carregamentos de Amplitude Constante	40
4.3	Carregamentos de Amplitude Variável	45
4.3.1	Modelo de Willemborg	50

4.3.2	Modelo de Wheeler	53
4.3.3	Modelo de Elber	54
4.4	Comentários Finais	55
5	MATERIAIS E MÉTODOS	56
5.1	Material Utilizado	56
5.2	Procedimentos experimentais	57
6	RESULTADOS E DISCUSSÃO	61
6.1	Carregamentos de Amplitude Constante	61
6.2	Carregamentos de Amplitude Variável	65
6.3	Implementação dos Modelos de Retardo	72
6.4	Correção da Zona Plástica	76
6.5	Análise das Condições de Parada Total no Crescimento da Trinca	101
7	CONCLUSÕES	103
8	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	105
A	Cálculo de da/dN vs. ΔK	107
B	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento	110
	BIBLIOGRAFIA	117

Lista de Tabelas

6.1	Ensaio de amplitude constante.	61
6.2	Constantes e resíduos para cada um dos modelos de amplitude constante.	65
6.3	Tabela de dispersão para o ensaio de $(5,0 \pm 2,5)$ kN.	66
6.4	Tabela de dispersão para o ensaio de $(6,5 \pm 2,5)$ kN.	66
6.5	Tabela de dispersão para o ensaio de $(8,0 \pm 2,5)$ kN.	66

Lista de Figuras

1.1	Retardo devido à aplicação de sobrecargas ^[7]	4
2.1	Relação entre Mecanismos de Fratura e Mecânica de Fratura.	7
2.2	Fratura de clivagem.	9
2.3	Esquema da energia absorvida por vários materiais em um ensaio de impacto.	10
2.4	Fratura dútil em metais puros.	11
2.5	Representação esquemática da formação de microvazios em partículas de segunda fase.	13
2.6	Representação esquemática do processo de fratura pelo micro-mecanismo alveolar (“dimples”).	14
2.7	Fotografia típica mostrando uma superfície de fratura alveolar (microscópio eletrônico de varredura) ^[64]	15
2.8	Modelo de Wood para a nucleação de trincas de fadiga ^[7]	17
2.9	Fotografia típica mostrando estrias de fadiga ^[70]	18
2.10	Representação esquemática da formação de estrias durante a propagação de uma trinca de fadiga.	20
2.11	Diagrama esquemático mostrando a relação inversa entre tenacidade à fratura e resistência mecânica.	23
3.1	(a)Curva de propagação de uma trinca por fadiga e/ou corrosão sob tensão; (b)Diminuição da resistência residual com o tempo devido ao crescimento da trinca.	25
3.2	Modelo de trinca de Griffith.	26
3.3	Modos de tensionamento de uma trinca.	28
3.4	Sistema de coordenadas polares na ponta da trinca.	29
3.5	Distribuição de tensões elásticas na direção Y , para $\theta = 0$	30
3.6	Representação esquemática do volume de material que tenta contrair-se, na ponta da trinca.	32

3.7	Representação esquemática da variação da tenacidade com a espessura.	34
3.8	Zona plástica na ponta da trinca (primeira aproximação). . .	34
3.9	Zona plástica de Irwin ^[7]	35
3.10	Distribuição aproximada de tensões σ_y na ponta da trinca na presença da zona plástica: (a)Tensão plana e (b)Deformação plana ^[7]	36
3.11	Forma da zona plástica em tensão plana e deformação plana, segundo os critérios de escoamento de (a)Von Mises e (b)Tresca.	38
3.12	Variação da zona plástica ao longo da espessura.	39
4.1	Parâmetros que caracterizam o ciclo de fadiga.	41
4.2	Curvas de propagação para duas trinca submetidas a carregamentos de amplitude diferentes ^[7]	43
4.3	Tensões de abertura/fechamento da trinca, S_{ab}	44
4.4	Representação esquemática das tensões residuais de compressão na ponta da trinca, devido à sobrecarga.	46
4.5	Variação típica da taxa de propagação da trinca devido à aplicação de uma sobrecarga.	48
4.6	Tipos de carregamentos normalmente utilizados em ensaios de fadiga de amplitude variável: (a)Sobrecarga simples, (b)Sequenciais, (c)Blocos programados e (d)Pseudo-aleatórios. . .	51
4.7	Modelo de Willemborg: (a)Zonas plásticas e (b) ΔK_{ef}	52
4.8	Variação da tensão de fechamento da trinca com o carregamento aplicado.	54
5.1	Efeito da espessura na tenacidade à fratura da liga 2024-T3 ^[7] .	57
5.2	Corpo de prova utilizado nos ensaios de fadiga (dimensões em mm).	58
5.3	Códigos de identificação da orientação do plano da trinca para produtos laminados ^[99]	59
6.1	Ensaios de amplitude constante.	62
6.2	Curva da/dN vs. ΔK (escala logarítmica).	63
6.3	Modelo de Elber linearizado (escala logarítmica).	63
6.4	Modelo de Forman linearizado (escala logarítmica).	64
6.5	Modelo de Nelson linearizado (escala logarítmica).	64
6.6	Programa de ensaios.	67

6.7	Carregamento de amplitude variável: $(6,5 \pm 2,5)\text{kN} \longleftrightarrow (5,0 \pm 2,5)\text{kN}$. (a)primeiro ensaio e (b)segundo ensaio.	68
6.8	Carregamento de amplitude variável: $(7,0 \pm 2,5)\text{kN} \longleftrightarrow (5,0 \pm 2,5)\text{kN}$. (a)primeiro ensaio e (b)segundo ensaio.	69
6.9	Carregamento de amplitude variável: $(7,5 \pm 2,5)\text{kN} \longleftrightarrow (5,0 \pm 2,5)\text{kN}$. (a)primeiro ensaio e (b)segundo ensaio.	70
6.10	Carregamento de amplitude variável: $(8,0 \pm 2,5)\text{kN} \longleftrightarrow (5,0 \pm 2,5)\text{kN}$. (a)primeiro ensaio e (b)segundo ensaio.	71
6.11	Comparação entre os modelos e os dados experimentais: carga alta = $(6,5 \pm 2,5)\text{kN}$	74
6.12	Comparação entre os modelos e os dados experimentais: carga alta = $(7,0 \pm 2,5)\text{kN}$	74
6.13	Comparação entre os modelos e os dados experimentais: carga alta = $(7,5 \pm 2,5)\text{kN}$	75
6.14	Comparação entre os modelos e os dados experimentais: carga alta = $(8,0 \pm 2,5)\text{kN}$	75
6.15	Tamanho da zona plástica induzida pela carga alta (calculada para estado de tensão plana.	76
6.16	Comparação entre os modelos, com a zona plástica corrigida: carga alta = $(6,5 \pm 2,5)\text{kN}$	78
6.17	Comparação entre os modelos, com a zona plástica corrigida: carga alta = $(7,0 \pm 2,5)\text{kN}$	78
6.18	Comparação entre os modelos, com a zona plástica corrigida: carga alta = $(7,5 \pm 2,5)\text{kN}$	79
6.19	Comparação entre os modelos, com a zona plástica corrigida: carga alta = $(8,0 \pm 2,5)\text{kN}$	79
6.20	Comparação esquemática entre o modelo de Wheeler e os dados experimentais.	80
6.21	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)\text{kN}$, $a = 8\text{ mm}$	81
6.22	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)\text{kN}$, $a = 12\text{ mm}$	82
6.23	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)\text{kN}$, $a = 16\text{ mm}$	83
6.24	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)\text{kN}$, $a = 20\text{ mm}$	84
6.25	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)\text{kN}$, $a = 24\text{ mm}$	85

6.26	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm.	86
6.27	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 12$ mm.	87
6.28	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 16$ mm.	88
6.29	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 20$ mm.	89
6.30	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.	90
6.31	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm.	91
6.32	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 12$ mm.	92
6.33	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 16$ mm.	93
6.34	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 20$ mm.	94
6.35	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.	95
6.36	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm.	96
6.37	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 12$ mm.	97
6.38	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 16$ mm.	98
6.39	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 20$ mm.	99
6.40	(a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.	100
6.41	Carregamento de amplitude variável: $(9,5 \pm 2,5)$ kN \longleftrightarrow $(5,0 \pm 2,5)$ kN.	102
A.1	Cálculo de da/dN vs. ΔK segundo a norma ASTM E-647.	109
A.2	Cálculo de da/dN vs. ΔK utilizado neste trabalho.	109
B.1	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, sem a correção da zona plástica.	111

B.2	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, com a zona plástica corrigida.	111
B.3	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, sem a correção da zona plástica.	112
B.4	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, com a zona plástica corrigida.	112
B.5	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, sem a correção da zona plástica.	113
B.6	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, com a zona plástica corrigida.	113
B.7	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, sem a correção da zona plástica.	114
B.8	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, com a zona plástica corrigida.	114
B.9	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.	115
B.10	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.	115
B.11	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.	116
B.12	Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.	116

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1 Considerações Gerais

Um problema que tem preocupado bastante os engenheiros de nossa época são as falhas repentinas e inesperadas de componentes mecânicos, que ocorrem sob condições normais de operação, convencionalmente denominadas “fratura frágil”, já que macroscopicamente este tipo de falha ocorre com praticamente nenhuma deformação plástica. Tais falhas podem atingir proporções catastróficas e já provocaram a perda de muitas vidas humanas nos últimos 200 anos^[1, ..., 7]¹.

De maneira geral, a falha de um componente mecânico ocorre quando este não suporta mais o carregamento aplicado, rompendo-se total ou parcialmente. Isto se dá devido aos seguintes fatores, que agem isoladamente ou de forma combinada [8,9]:

- projeto inapropriado,
- processos de fabricação inadequados,
- manutenção imprópria e/ou insuficiente,
- tensões em serviço acima das esperadas,
- ação do meio (corrosão),
- algum tipo de fragilização durante a operação,

¹Os números entre colchetes indicam as referências bibliográficas listadas no final do trabalho.

- fadiga, devido à ação de cargas cíclicas.
- a utilização de materiais de alta resistência submetidos a altas tensões (o que pode acentuar os fatores anteriores).

Após a Segunda Guerra Mundial, o uso de materiais de alta resistência tem aumentado de forma considerável, principalmente na indústria aeronáutica, visando diminuir o peso total das estruturas^[10]. Neste campo, as ligas de alumínio têm importância fundamental, principalmente devido ao fenômeno de endurecimento por precipitação, que possibilita uma elevada relação resistência/peso^[11]. Atualmente, mais de 80% em peso das estruturas aeronáuticas são construídas com ligas de alumínio de alta resistência, entre as quais destacam-se as ligas 7075-T6 e 2024-T3, consideradas ligas básicas, no sentido de serem tomadas como referência para o desenvolvimento de novas ligas^[11,12].

Estudos recentes indicam que as ligas da série 7XXX são menos tenazes que as da série 2XXX (que apresentam resistência menor). Por isso, as ligas 2XXX são mais utilizadas, principalmente em aviões militares^[13,14]. Mesmo com o aparecimento de materiais alternativos, como ligas de titânio e materiais compostos, as ligas de alumínio deverão continuar sendo a principal matéria prima para construção de aeronaves na próxima década (estima-se que os aviões mais modernos ainda terão cerca de 60% de suas estruturas construídas com ligas de alumínio de alta resistência)^[10].

A utilização de materiais de alta resistência, entretanto, nem sempre leva a um desempenho satisfatório, principalmente devido à ocorrência de fadiga, que pode provocar a ruptura sob tensões bem menores que as necessárias para falha estática.

Fadiga é essencialmente a **nucleação** e o **crescimento** de trincas devido à ação de um carregamento cíclico^[15]. Para uma compreensão completa do fenômeno de fadiga, é necessário o estudo detalhado de cada um destes processos. Durante muitos anos, dados sobre fadiga foram apresentados nas bem conhecidas curvas *S-N* (tensão aplicada vs. número de ciclos até a ruptura). Atualmente, as pesquisas nesta área estão todas dirigidas para a investigação da mecânica e dos mecanismos de nucleação e crescimento de trincas até um certo tamanho crítico, quando ocorre a ruptura.

Como a nucleação de uma trinca em componentes metálicos ocorre em um período de tempo bem menor que o necessário para o seu crescimento até um tamanho crítico^[16], a característica de fadiga que recebe hoje as maiores atenções, principalmente da indústria aeronáutica, é a taxa de propagação da

trinca (da/dN), ou seja, o incremento no tamanho da trinca devido a um ciclo de fadiga. A **Mecânica de Fratura**, ciência que tomou grande impulso nas últimas três décadas, lida com o problema de propagação de trincas quando estas são suficientemente grandes comparadas às características microestruturais do material, relacionando as tensões aplicadas e a ação do meio com a geometria da trinca e do componente trincado^[17,...,19].

Em materiais de alta resistência, nos quais a deformação plástica que antecede a ruptura é pequena, os conceitos da **Mecânica de Fratura Linearmente Elástica (MFLE)** podem ser aplicados com sucesso para descrever a taxa de propagação de trincas por fadiga^[2,20], associando o comportamento da trinca ao fator intensidade de tensão (K), que representa o campo de tensões na ponta da trinca. É importante ressaltar, porém, que quando a ductilidade do material é muito alta, como é o caso dos materiais de alta tenacidade, a **MFLE** já não representa satisfatoriamente o campo de tensões na ponta da trinca, devendo-se então utilizar os conceitos da **Mecânica de Fratura Elasto-Plástica (MFEP)**^[20,21].

O estudo de propagação de trincas de fadiga é feito para poder prever-se com maior confiabilidade a vida de um componente mecânico submetido a um carregamento cíclico, visando principalmente segurança e economia^[22,...,24]. As indústrias aeronáutica e nuclear, particularmente, têm a preocupação extra de estabelecer intervalos seguros de inspeção e procedimentos de ensaios não destrutivos^[3,25]. Os conceitos da **MFLE** podem ser aplicados quando as condições localizadas responsáveis pela nucleação da trinca já não afetam seu crescimento. Assim, o incremento da trinca por ciclo (da/dN) deve ser função do material, da geometria, do ambiente e do carregamento aplicado. Mais de 50 equações já foram propostas na tentativa de relacionar da/dN com estes fatores, ajustando curvas obtidas experimentalmente^[9,26], sendo que as propriedades do material e a influência do ambiente são representadas por constantes determinadas a partir deste ajuste, enquanto que as geometrias da trinca e do corpo de prova estão embutidas na expressão do fator intensidade de tensão (K).

Para ensaios realizados sob carregamentos de amplitude constante, muitas destas equações semi-empíricas representam bem o crescimento da trinca^[7]. Para carregamentos de amplitude variável, entretanto, que geralmente ocorrem na prática, há uma interação entre a “história do carregamento” (sequência de aplicação dos ciclos de amplitude variável) e a taxa de propagação da trinca, da/dN ^[23,26,...,53].

Dentre estes efeitos de interação, o mais importante, sem dúvida, é o re-

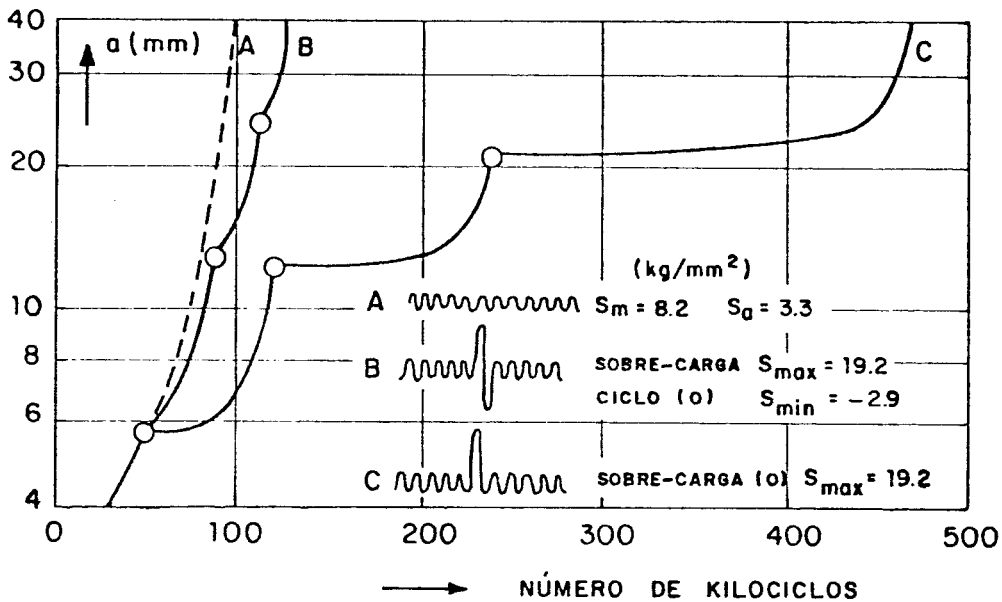


Figura 1.1: Retardo devido à aplicação de sobrecargas^[7].

tardo na propagação da trinca devido à aplicação de sobrecargas ocasionais (Figura 1.1), observado pela primeira vez no início da década de 1960. O retardo é um fenômeno bastante complexo, pois envolve um número muito grande de variáveis, o que dificulta seu estudo. Por isso, os modelos desenvolvidos até hoje, na tentativa de representar o retardo, ainda são muito limitados e não têm uma base física sólida. Entre estes modelos, destacam-se os propostos por Willemborg^[27], Wheeler^[28] e Elber^[29].

O desenvolvimento das técnicas de inspeção e detecção de trincas possibilitaram o aparecimento da **Filosofia de Tolerância de Dano** (“fail-safety”)^[25,54,55], segundo o qual a presença de uma trinca não compromete a integridade do componente mecânico, desde que conheçamos seu comportamento e sejamos capazes de monitorar seu crescimento através de inspeções periódicas. Devido à inexistência de um modelo físico correto, é importante o desenvolvimento de equações semi-empíricas a partir de dados experimentais, de modo a possibilitar a aplicação imediata desta ferramenta poderosíssima que é a **Mecânica de Fratura**^[30].

1.2 Objetivos

Os objetivos deste trabalho são os seguintes:

1. Verificar a validade das equações existentes para representar a taxa de propagação em carregamentos de amplitude constante.
2. Analisar os modelos propostos para representar o retardo em carregamentos de amplitude variável, comparando seus resultados.
3. Propor e modificar um modelo para representar com maior precisão o comportamento da trinca durante o retardo.

Capítulo 2

ALGUMAS CONSIDERAÇÕES SOBRE MECANISMOS DE FRATURA

2.1 Introdução

Como já foi comentado, um dos problemas da Mecânica de Fratura é a falta de um critério com base física sólida, o que só pode ser obtido através da compreensão dos mecanismos atuantes na fratura. É importante lembrar que a propagação de trincas por fadiga implica em decoesão do material, ou seja, há um mecanismo de fratura operando^[23]. Este capítulo tem a intenção de fornecer algumas informações elementares sobre os principais mecanismos de fratura, o que é um pré-requisito essencial para o estudo da Mecânica de Fratura e para compreensão de suas idéias básicas e suas limitações.

A **Mecânica de Fratura** providencia uma ferramenta quantitativa para prever o comportamento de estruturas que contenham defeitos e, assim, ser um elo de ligação entre o comportamento do material e o comportamento do componente estrutural (estuda o “quando” da fratura). Por outro lado, o estudo dos **Mecanismos de Fratura** serve para compreender a influência dos fatores metalúrgicos nas propriedades do material, fazendo a ligação entre o comportamento do material e sua microestrutura (estuda o “como” e o “porquê” da fratura). A Figura 2.1 ilustra como estas duas áreas estão relacionadas^[56].

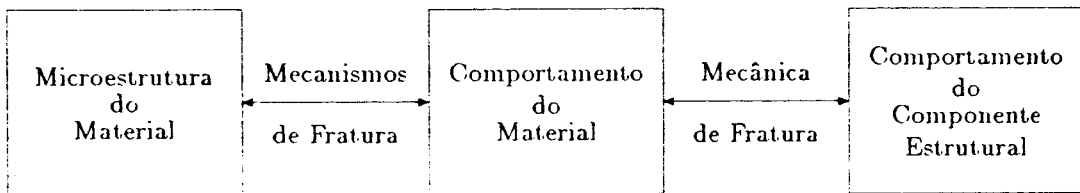


Figura 2.1: Relação entre Mecanismos de Fratura e Mecânica de Fratura.

Os estudos de Mecanismos de Fratura e Mecânica de Fratura têm sido realizados por diferentes grupos de pesquisadores e seus trabalhos normalmente apresentados em congressos separados. No entanto, se os estudos em Mecanismos de Fratura visam melhorar as propriedades dos materiais, estas propriedades precisam ser identificadas, o que pode ser feito com auxílio da Mecânica de Fratura. Deste modo, é importante um conhecimento completo destas duas áreas para promover avanços mais significativos na utilização segura de componentes estruturais sujeitos a falhas catastróficas.

Os primeiros passos em Mecanismos de Fratura foram dados por A. A. Griffith^[57], que percebeu que a resistência real dos materiais sólidos era 100 a 1000 vezes menor que a resistência de suas bandas atômicas. Ele introduziu a idéia da presença de pequenas trincas em sólidos frágeis (vidro), que agiriam como concentradores de tensão, diminuindo a resistência do material.

Assim como as propriedades mecânicas, o modo de fratura de um determinado material é fortemente influenciado pela sua microestrutura e, portanto, pela forma e distribuição das partículas de segunda fase. De maneira geral, pode-se distinguir nas ligas de alumínio três tipos de partículas^[14,58,...,60]:

Partículas grandes (inclusões): com 1 a 30 μm de diâmetro, visíveis em microscópio ótico. As ligas de alumínio contêm quantidades consideráveis de *Fe* e *Si* como impurezas, que combinam-se com outros elementos formando compostos complexos, do tipo: $\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$, Mg_2Si ou $(\text{Fe}, \text{Mn})\text{Al}_6$. Estas partículas normalmente formam-se durante o processo de solidificação e são insolúveis às temperaturas utilizadas para tratamento de solubilização. Não são essenciais para a resistência do material e geralmente não servem para nenhum propósito específico.

Partículas intermediárias (dispersóides): com tamanhos que variam entre 0,02 a 0,1 μm , são visíveis normalmente em microscópio eletrônico. Também apresentam composições complexas, como: $\text{Al}_{12}\text{Mg}_2\text{Cr}$ ou $\text{Al}_2\text{Mn}_3\text{Cu}_2$. Aparecem durante a deformação do material em temperaturas elevadas, a partir da solução sólida supersaturada. Uma

vez formadas, estas partículas não são mais completamente dissolvidas. Também não exercem influência significativa na resistência do material, sendo geralmente utilizadas para controle da taxa de recristalização e tamanho de grão.

Partículas pequenas (precipitados endurecedores): com tamanhos entre 10^{-3} e $0,5 \mu\text{m}$, são visíveis somente em microscópio eletrônico. Formadas intencionalmente durante o tratamento térmico de precipitação (envelhecimento), estas partículas endurecem a matriz e são as principais responsáveis pelos elevados níveis de resistência das ligas de alumínio.

Serão apresentados a seguir os dois principais mecanismos de fratura, chamados fratura de clivagem (ou simplesmente clivagem) e fratura dútil, além de algumas considerações sobre os mecanismos atuantes na fadiga. É oportuno observar que o termo fratura de clivagem não deve ser confundido com “fratura frágil”, que engloba todos os tipos de fratura associados com uma deformação plástica pequena, mesmo que a separação final ocorra de maneira dútil.

2.2 Fratura de Clivagem

A clivagem é a forma mais frágil de fratura que pode acontecer em materiais cristalinos, sendo que, nos metais, ocorre pela separação ao longo de planos cristalográficos devido simplesmente à quebra de bandas atômicas^[7]. Sua característica principal é que geralmente está associada com um plano cristalográfico específico, o que provoca superfícies relativamente planas em cada grão, como mostrado na Figura 2.2. Como grãos vizinhos apresentam orientações diferentes, a clivagem muda de direção nos contornos de grão. Deste modo, a superfície de fratura é formada por facetas de clivagem, que apresentam refletividade elevada.

Diversos fatores podem favorecer a fratura de clivagem, como por exemplo^[61,...,63]:

- diminuição da temperatura,
- aumento da taxa de deformação, e
- triaxialidade de tensões.

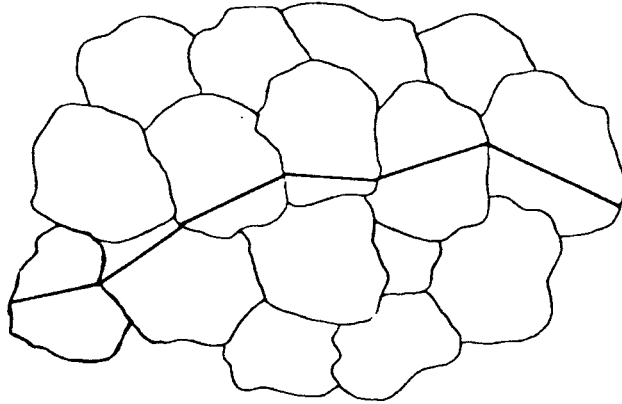


Figura 2.2: Fratura de clivagem.

A influência dos dois primeiros fatores está esquematizada na Figura 2.3^[63]. Sob circunstâncias normais, estruturas cristalinas cúbicas de face centrada (cfc), nas quais se incluem as ligas de alumínio, não apresentam fratura de clivagem, já que sempre é possível ocorrer algum grau de deformação plástica antes que a tensão necessária para a clivagem seja atingida^[7].

2.3 Fratura Dútil

A fratura dútil caracteriza-se pela ocorrência de deformação plástica antes da ruptura, mesmo em que quantidades microscópicas. Em materiais com alto grau de pureza, é possível que a deformação continue até uma redução de área de 100%, como mostrado na Figura 2.4. A maioria dos materiais utilizados em engenharia, entretanto, são ligas, que contêm grande quantidade de partículas de segunda fase. Estas partículas restringem a deformação plástica e modificam o processo de fratura^[59].

As ligas de alumínio de alta resistência das séries 7XXX e 2XXX sofrem fratura dútil pelo micromecanismo alveolar (“dimples”). Este tipo de fratura ocorre por nucleação, crescimento e coalescimento de microvazios, fazendo com que uma série de fatores metalúrgicos devam ser considerados, tais como^[58]:

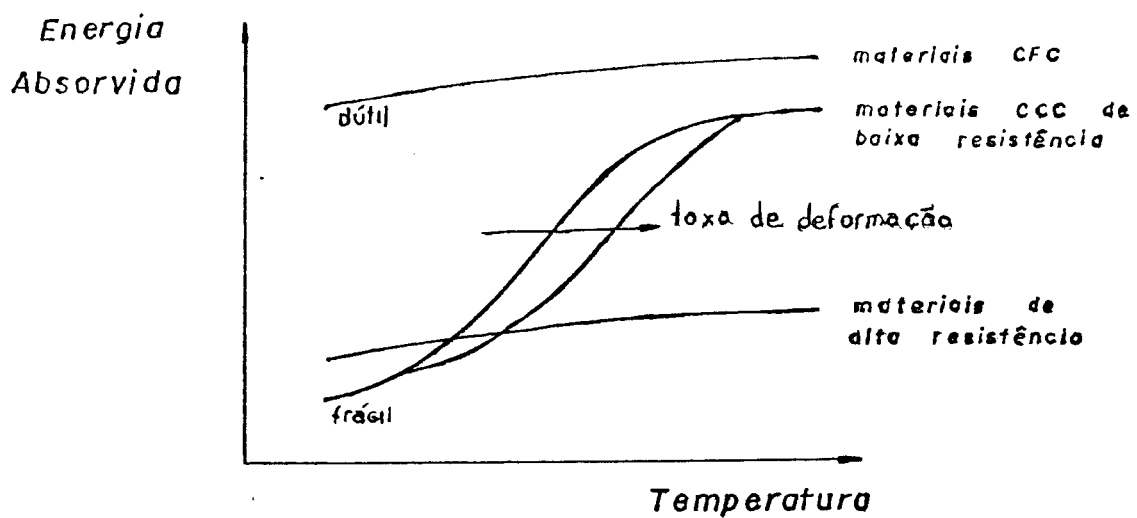


Figura 2.3: Esquema da energia absorvida por vários materiais em um ensaio de impacto.

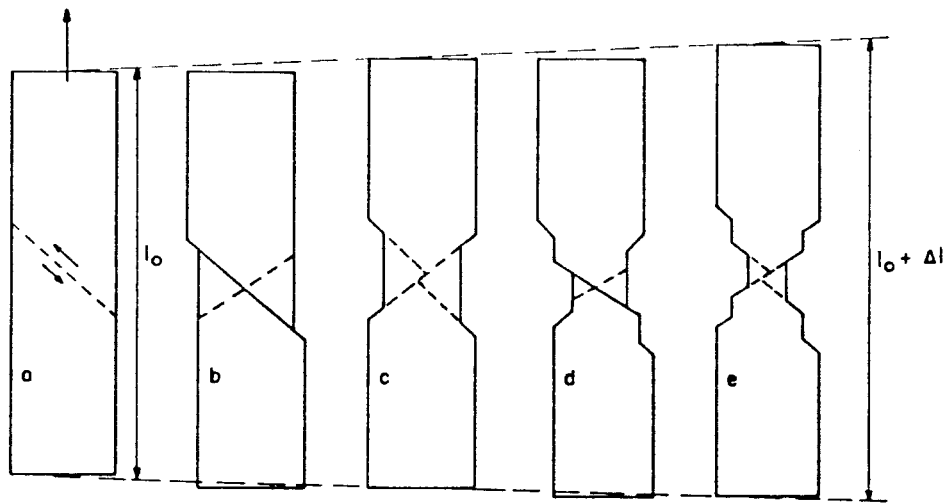


Figura 2.4: Fratura dútil em metais puros.

- a distribuição e resistência das partículas de segunda fase,
- a concentração de deformação localizada, que pode acelerar o processo de coalescimento de vazios, e
- o tamanho de grão, quando o processo de coalescimento envolve os contornos de grão.

A fratura por “dimples”, como é usualmente designada, é iniciada pela geração de vazios formados por quebra ou decoesão das partículas grandes, como está mostrado esquematicamente na Figura 2.5. Estas partículas agem como obstáculos para a deformação plástica, de modo que uma pequena quantidade de material ao redor da partícula não será deformada. Esta descontinuidade de deformação vai induzir grandes tensões na interface matriz/partícula, possibilitando a nucleação dos microvazios. Como este fenômeno ocorre logo no início da sollicitação, com deformações macroscópicas da ordem de 2 a 3%, e a falha final ocorre a níveis de deformação em torno de 20 a 25%, pode-se concluir que as partículas grandes podem determinar a localização da fratura dútil, mas não são isoladamente responsáveis pelo processo de fratura^[7].

Com o aumento da tensão aplicada (e, conseqüentemente, da deformação) as partículas intermediárias também quebram-se ou perdem coerência com a matriz, formando vazios ainda menores, que posteriormente crescem por deslizamento e coalescem por um mecanismo interno de estricção, unindo os vazios gerados pelas partículas grandes e provocando a fratura^[14] (Figura 2.6). Este mecanismo é diretamente afetado pela presença das partículas pequenas, que endurecem a matriz e aumentam a resistência à deformação.

É importante salientar que o micromecanismo alveolar de fratura é altamente dútil, pois o crescimento dos microvazios é controlado por deformação. Macroscopicamente, a ductilidade pode ser alta ou baixa, dependendo do tamanho, número, forma e distribuição das partículas de segunda fase^[63].

Quando observada em microscópio eletrônico, a superfície fraturada apresenta pequenos alvéolos (“dimples”), que representam os vazios coalescidos, como pode ser visto na Figura 2.7^[64].

2.4 Mecanismos de Fadiga

Quando o material é sollicitado por um carregamento cíclico, a fratura ocorre devido à nucleação e propagação estável de uma trinca, fenômeno

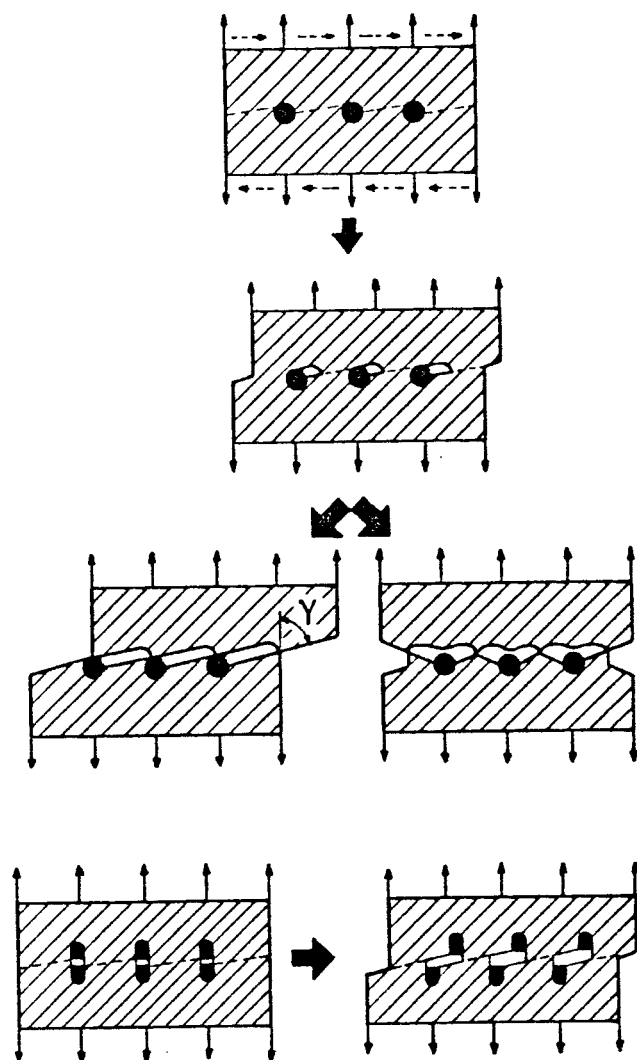


Figura 2.5: Representação esquemática da formação de microvazios em partículas de segunda fase.

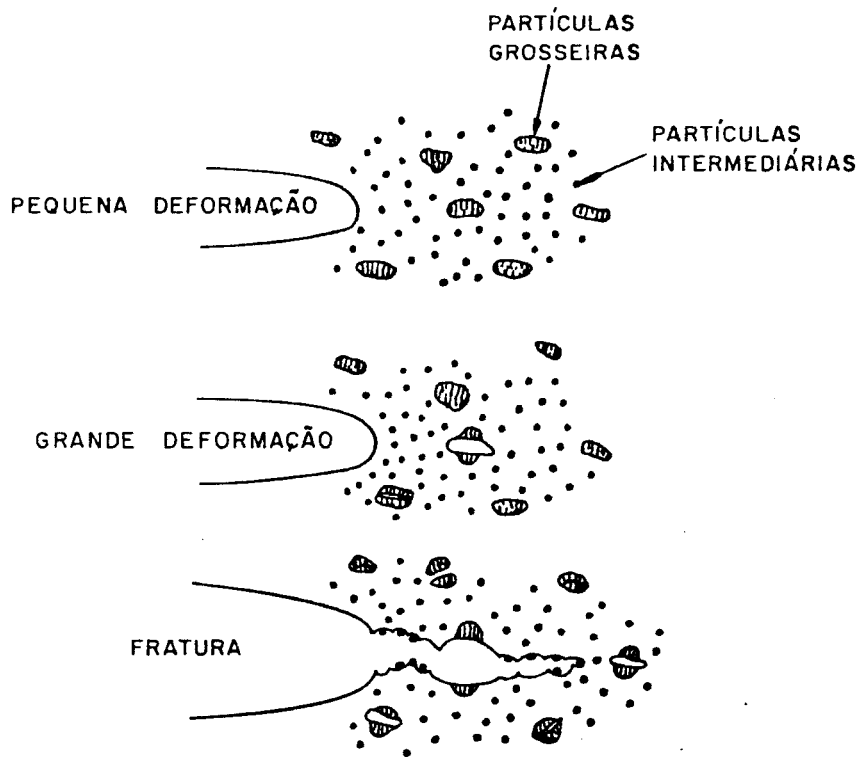


Figura 2.6: Representação esquemática do processo de fratura pelo micro-mecanismo alveolar ("dimples").

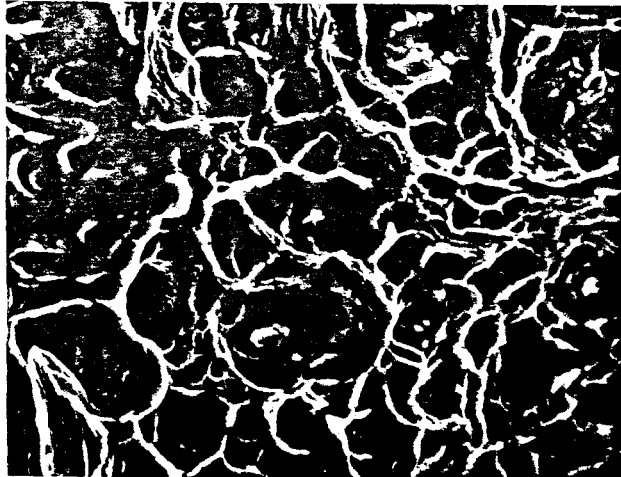


Figura 2.7: Fotografia típica mostrando uma superfície de fratura alveolar (microscópio eletrônico de varredura)^[64].

este conhecido como fadiga. Uma trinca aguda provoca uma grande concentração de tensões próximo à sua ponta. Segundo a **Mecânica de Fratura Linearmente Elástica**, estas tensões dependem da tensão aplicada, do tamanho da trinca e da geometria do problema, sendo representadas por um parâmetro único conhecido como **Fator Intensidade de Tensão (K)**, que será abordado com maiores detalhes no próximo capítulo.

2.4.1 Nucleação de Trincas de Fadiga

Uma trinca de fadiga pode iniciar-se como resultado de deformação plástica alternada. Mesmo que a tensão nominal aplicada esteja abaixo do limite de escoamento do material, a deformação plástica pode ocorrer localizadamente, em escala microscópica, devido à concentração de tensões em inclusões, entalhes, furos ou pontos de corrosão (“pits”)^[62,65,66]. De maneira geral, trincas de fadiga nucleiam-se na superfície, devido a uma série de fatores^[9,23], tais como:

- o nível de tensão é maior na superfície, se o carregamento é de torção ou flexão.
- podem ocorrer efeitos de interação com o ambiente,
- a rugosidade superficial pode provocar uma distribuição heterogênea de tensão em pequena escala, e
- há menor restrição à plasticidade.

Vários modelos têm sido propostos para tentar explicar a nucleação de trincas por deformação plástica. O modelo desenvolvido por W. A. Wood^[7], esquematizado na Figura 2.8, explica este fenômeno através da formação de **extrusões** e **intrusões**, também constatada por outros autores^[65,66]. Segundo este modelo, a deformação ocorre em alguns planos de deslizamento durante a subida do ciclo de carga. Durante a descida do ciclo, o deslizamento ocorre em planos paralelos, devido ao encruamento e à oxidação da superfície formada. A repetição dos ciclos dá origem às extrusões e intrusões, sendo que estas últimas podem crescer e transformar-se em microtrincas.

O crescimento destas microtrincas é um fenômeno ainda pouco conhecido^[11,66,67], mas há evidências de que o mecanismo de propagação neste estágio compreende a união de intrusões ao longo de bandas de deslizamento, formando 45° com a direção da tensão aplicada^[65]. Algumas vezes, a trinca

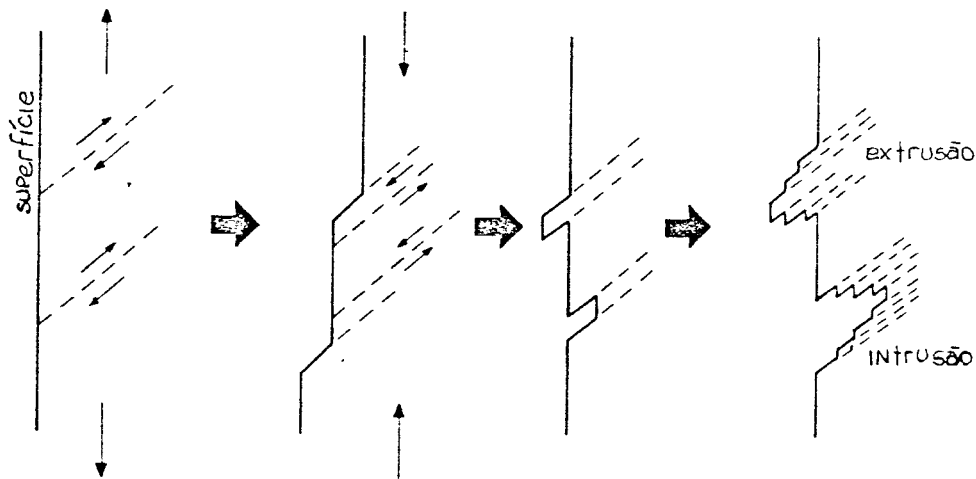


Figura 2.8: Modelo de Wood para a nucleação de trincas de fadiga^[7].

pode ser nucleada e não propagar-se, o que é explicado pela **MFLE** devido à existência de uma amplitude mínima do fator intensidade de tensão (ΔK_0), abaixo da qual a trinca permanece parada. Este ΔK_0 é função do material e da microestrutura, sendo que geralmente aumenta com o aumento do tamanho de grão e com a diminuição da tensão limite de escoamento^[66].

2.4.2 Propagação de Trincas de Fadiga

Quando se fala em propagação de trincas de fadiga, geralmente refere-se ao período de crescimento de uma trinca quando esta apresenta um tamanho suficiente para possibilitar a aplicação dos conceitos da Mecânica de Fratura, ou seja, o incremento do tamanho da trinca por ciclo (da/dN) não é função de condições essencialmente localizadas, como no caso da nucleação. Detalhes deste mecanismo a nível atômico ainda não são conhecidos, mas numa escala maior, algumas observações têm sido feitas :

- na maioria dos metais, a propagação ocorre de maneira transgranular^[13,23],
- a trinca se propaga geralmente em planos perpendiculares à tensão principal aplicada^[23],

- o ambiente afeta significativamente a propagação, que é mais rápida em ambientes agressivos.^[31,32,65,68]
- a frequência de aplicação das cargas não exerce influência significativa, exceto quando o ambiente é agressivo: neste caso, uma frequência menor leva a taxas de propagação por ciclo, da/dN , maiores.^[32,65], e
- em alguns materiais, podem ser observadas, na superfície de fratura, linhas perpendiculares à direção de propagação, como pode ser visto na Figura 2.9^[70], chamadas estrias de fadiga. As ligas de alumínio geralmente permitem a formação de estrias bem definidas.^[23,69]



Figura 2.9: Fotografia típica mostrando estrias de fadiga^[70].

As estrias de fadiga são formadas ciclo a ciclo e indicam a posição da ponta da trinca em cada instante, sendo por isso facilmente correlacionadas com o carregamento aplicado.^[69] Deste modo, medindo-se o espaçamento entre as estrias, pode-se determinar a taxa de propagação naquele instante.

O mecanismo de formação destas estrias está esquematizado na Figura 2.10. Durante a subida do ciclo de carga, a trinca cresce uma quantidade definida, Δa , e tem sua ponta arredondada devido ao deslizamento de planos à frente da trinca. Com isso, uma região que envolve a ponta da trinca é deformada plasticamente e, durante a descida do ciclo de carga, esta zona plástica induz tensões de compressão, que fecham a ponta da trinca e a deixam aguda novamente^[7,65,71]. Como estas tensões residuais de compressão normalmente são maiores que o limite de escoamento do material, elas deformam a ponta da trinca, formando as estrias.

Estudos fractográficos revelam que a trinca geralmente se comporta de maneira diferente quando a velocidade de propagação é baixa ou alta^[11]. É oportuno lembrar que a velocidade de propagação de trincas de fadiga depende diretamente da intensidade da tensão à sua frente, que é representada pelo fator intensidade de tensão, K . As seguintes observações podem ser feitas:

Baixo da/dN (baixo K): a trinca geralmente cresce uma quantidade definida por ciclo, através do mecanismo já descrito de formação de estrias. Do ponto de vista macroscópico, a propagação não é afetada pelas partículas grandes e intermediárias, mas as partículas pequenas, que endurecem a matriz e podem ser controladas por tratamento térmico, exercem influência significativa sobre a propagação^[14]. Foi observado que, para um mesmo nível de resistência mecânica, o material subenvelhecido é mais resistente à propagação que no estado superenvelhecido^[13,14].

Alto da/dN (alto K): quando a taxa de propagação é da ordem de $1 \mu\text{m}/\text{ciclo}$ ou maior, a situação é completamente diferente. A trinca já não avança mais uma quantidade definida por ciclo e sua propagação ocorre de uma maneira bem mais complexa. Há superposição de modos de fratura estática, inclusive com a presença de “dimples” na superfície fraturada^[9,72,73], o que faz com que as partículas maiores exerçam uma influência mais significativa. Entretanto, este período compreende uma fração muito pequena da vida total do componente, não tendo uma importância técnica muito grande.

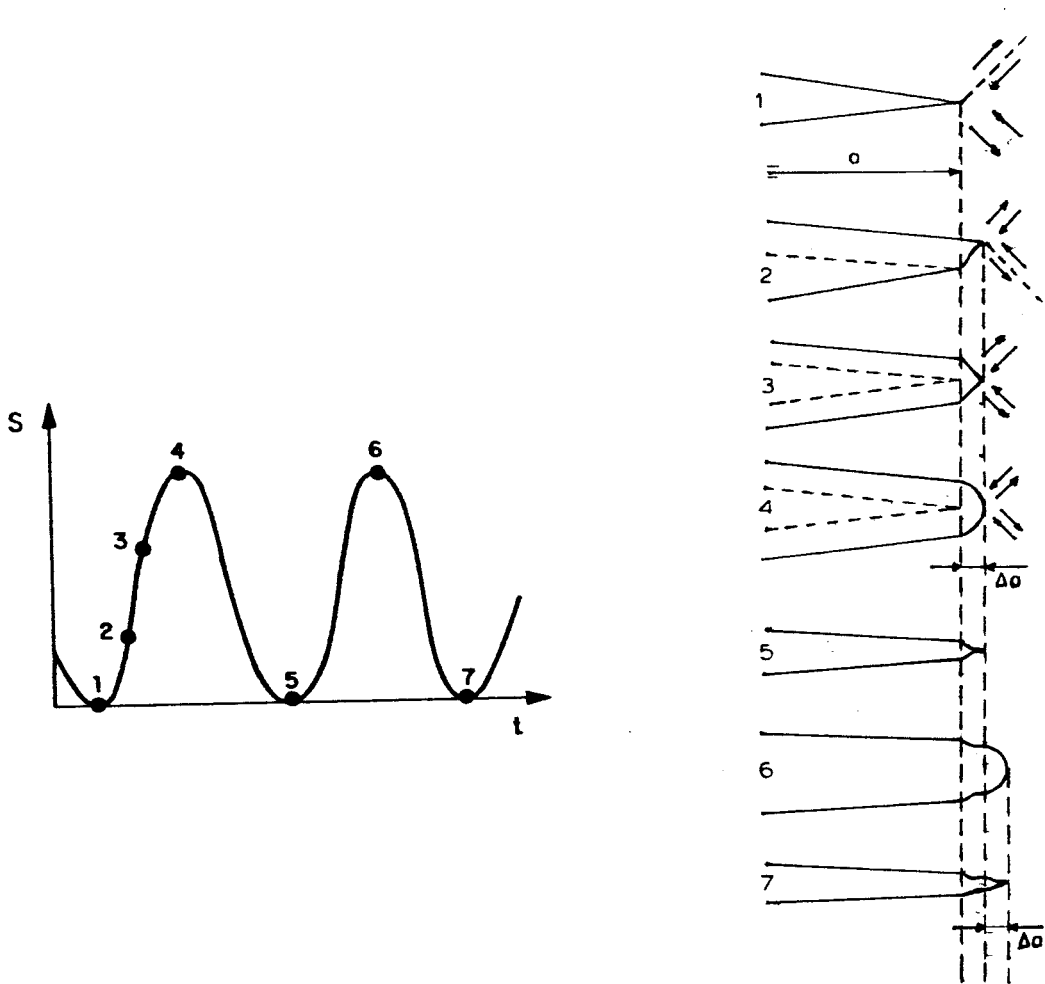


Figura 2.10: Representação esquemática da formação de estrias durante a propagação de uma trinca de fadiga.

2.4.3 Carregamentos de Amplitude Variável

Os mecanismos descritos anteriormente referem-se aos casos nos quais os carregamentos apresentam amplitude constante. No caso mais real, de carregamentos de amplitude variável, ocorrem efeitos de interação entre a sequência de aplicação das cargas e a taxa de propagação. Como já foi comentado, uma sobrecarga pode ocasionar um retardo na propagação da trinca durante os ciclos subsequentes, de amplitude menor. Não se conhece ainda os mecanismos atuantes no retardo, mas várias explicações têm sido propostas, baseadas nos seguintes fenômenos^[33]:

- tensões residuais compressivas na ponta da trinca, induzidas pela zona plástica maior formada durante a aplicação da sobrecarga.
- fechamento da ponta da trinca antes que o ciclo de carga esteja na sua parte mais baixa.
- arredondamento da ponta da trinca, e
- encruamento do material à frente da ponta da trinca.

A dificuldade na análise do retardo pode ser explicada pelo fato de não ser possível a medição direta de nenhum destes fenômenos. A intensidade do retardo pode ser associada com o tamanho da trinca (ou com o fator intensidade de tensão, K), da seguinte forma^[11]:

Trincas pequenas (baixo K): a zona plástica da sobrecarga induz tensões compressivas que reduzem o fator intensidade de tensão efetivo, K_{ef} , na ponta da trinca. As partículas de segunda fase tem efeito desprezível. Neste estágio, o tamanho da zona plástica e, conseqüentemente, a intensidade do retardo, aumentam com a diminuição da tensão de limite de escoamento do material (que pode ser controlada por tratamento térmico).

Trincas intermediárias (alto K): a sobrecarga provoca a quebra ou decoesão das partículas grandes que são envolvidas pela zona plástica, nucleando trincas subcríticas à frente da trinca, que dividem a intensidade de tensão, provocando uma redistribuição das tensões dentro da zona plástica e reduzindo o K_{ef} na ponta da trinca de fadiga. Quanto mais severas forem as trincas subcríticas induzidas pela sobrecarga, mais efetiva será a redistribuição de tensões. Portanto, neste estágio, a intensidade do retardo aumenta com o aumento da tensão limite de escoamento do material.

Trincas grandes ($K \rightarrow K_c$): a trinca avança bastante durante a aplicação da sobrecarga, principalmente em materiais de alta resistência, devido à ocorrência de modos adicionais de fratura estática. Como os níveis de tensão à frente da trinca são muito altos, neste estágio o retardo não apresenta um comportamento bem definido, já que a trinca principal pode coalescer com as trincas subcríticas induzidas à sua frente.

2.5 Comentários Finais

A tenacidade à fratura, que tradicionalmente era medida pela energia absorvida por corpos de prova entalhados submetidos a ensaios de impacto (do tipo Charpy), hoje é entendida como a resistência do material à propagação de trincas^[7]. Portanto, os fatores que influem na propagação de trincas, influenciam também a tenacidade. Para uma dada liga, com composição química fixada, modificações nos tratamentos térmicos ou termomecânicos, que levam a aumentos na resistência mecânica, tendem a diminuir a tenacidade à fratura, como ilustra a Figura 2.11. No desenvolvimento de novas ligas, a preocupação seria obter altos níveis de resistência mecânica associados a altos níveis de tenacidade^[63], ou seja, deslocar a curva da Figura 2.11 na direção indicada.

Estudos em mecanismos de fratura somente tiveram avanços significativos a partir da década passada, devido ao progresso na teoria de defeitos cristalinos e à disponibilidade de instrumentos sofisticados para observações e medições experimentais, como o Microscópio Eletrônico de Varredura, que permite a observação direta da superfície de fratura^[74,75].

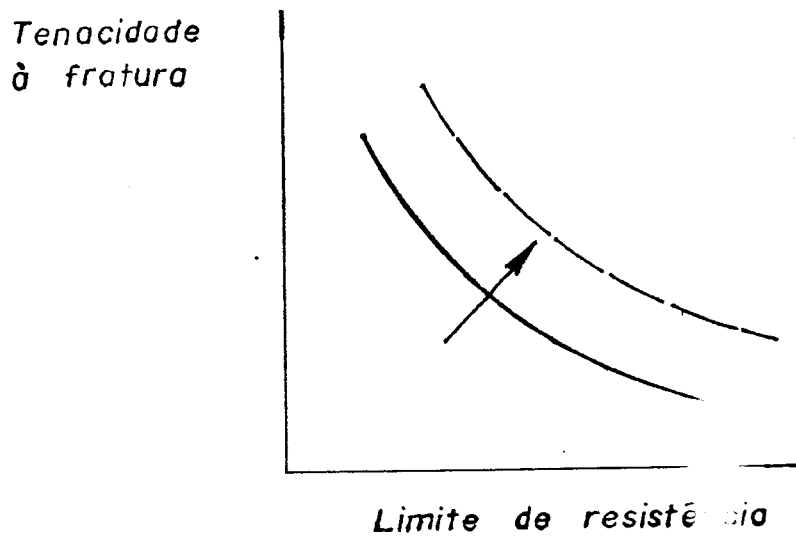


Figura 2.11: Diagrama esquemático mostrando a relação inversa entre tenacidade à fratura e resistência mecânica.

Capítulo 3

CONCEITOS BÁSICOS DA MECÂNICA DE FRATURA LINEARMENTE ELÁSTICA

3.1 Introdução

A presença de uma trinca pode modificar drasticamente os níveis de resistência mecânica admissíveis de uma estrutura, principalmente se estiver sujeita à ação de algum tipo de carregamento cíclico e/ou ambiente agressivo, o que provoca o crescimento da trinca com o tempo. Quanto maior for a trinca, maior será a concentração de tensões induzida nas proximidades de sua ponta, permitindo concluir que a taxa de propagação da trinca deve aumentar com o tempo, conforme mostra a Figura 3.1a. À medida que a trinca se propaga, a resistência residual da estrutura é diminuída (Figura 3.1b), podendo atingir níveis nos quais a estrutura falha sob condições normais de operação^[7].

Em 1920, A. A. Griffith^[57] desenvolveu as primeiras expressões visando calcular a resistência residual de materiais na presença de trincas. Baseado em considerações termodinâmicas, ele supôs que a propagação instável de uma trinca deveria resultar em uma redução na energia livre total do sistema, e propôs que a trinca avançaria quando a diminuição incremental da energia elástica acumulada (dW_e) fosse maior que o aumento incremental da energia de formação das duas novas superfícies (dW_s). Deste modo, a fratura ocorreria quando:

$$dW_e \geq dW_s \quad (3.1)$$

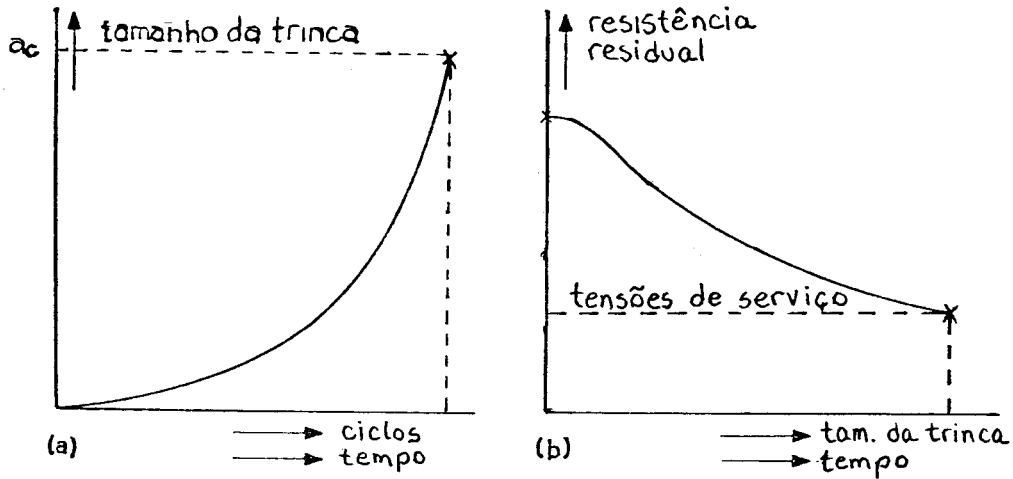


Figura 3.1: (a) Curva de propagação de uma trinca por fadiga e/ou corrosão sob tensão; (b) Diminuição da resistência residual com o tempo devido ao crescimento da trinca.

sendo as expressões para dW_e e dW_s dadas por:

$$dW_e = \frac{\pi \sigma^2 a^2}{E} \quad (3.2)$$

$$dW_s = 4a\gamma_s \quad (3.3)$$

onde:

σ = tensão nominal aplicada perpendicularmente ao plano da trinca

a = meio comprimento da trinca (conforme a Figura 3.2)

E = módulo de elasticidade

γ_s = energia superficial específica (por unidade de área)

Assim, a tensão que provocaria a fratura seria dada por:

$$\sigma_F = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi a}} \quad (3.4)$$

É importante observar que Griffith desenvolveu esta teoria para o vidro e, portanto, só se aplica para materiais perfeitamente elásticos. Irwin, em 1948,

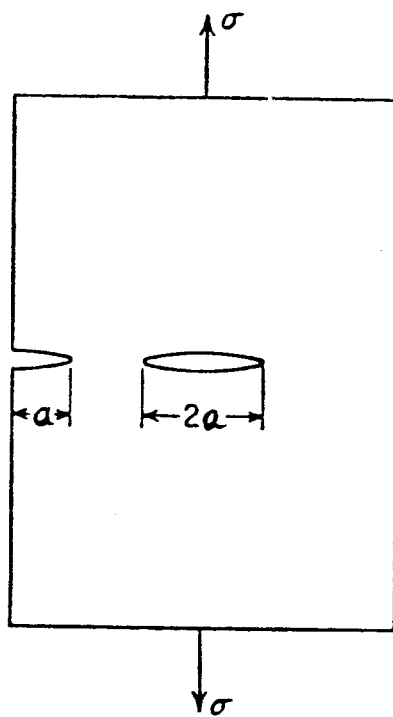


Figura 3.2: Modelo de trinca de Griffith.

e Orowan, em 1945, modificaram a teoria de Griffith, considerando a zona plástica (para deformações pequenas)^[63]. A equação de Griffith foi reescrita como:

$$\sigma_F = \sqrt{\frac{E(2\gamma_s + \gamma_p)}{\pi a}} \quad (3.5)$$

onde γ_p é o trabalho plástico necessário para estender a trinca.

Em 1957, através de uma análise de tensões próximas à ponta da trinca, Irwin^[77] verificou que as tensões locais podem ser representadas por um único parâmetro, K , por ele denominado Fator Intensidade de Tensão, que passou a ser a base para toda análise em MFLE a partir de então. Para uma trinca central passante em uma chapa de largura infinita, o fator intensidade de tensão é definido como:

$$K = \sigma\sqrt{\pi a} \quad (3.6)$$

onde:

σ = tensão nominal aplicada

a = meio comprimento da trinca

De acordo com esta nova teoria, a fratura ocorre quando K atinge um valor crítico, K_c (Tenacidade à Fratura), que é uma propriedade intrínseca do material (para condições de deformação plana, como será visto ainda neste capítulo).

A concentração de tensões induzida pela trinca é bastante alta, fazendo com que uma região localizada à frente da ponta da trinca seja deformada plasticamente. O tamanho e a forma desta zona plástica são muito importantes, já que vários aspectos da propagação de trincas estão diretamente relacionados com a extensão da zona plástica. Como exemplo, pode-se citar dois casos^[76]:

1. Alterações no mecanismo de propagação de trincas de fadiga (através da superposição de modos de fratura estática) podem ser explicados em termos do tamanho da zona plástica comparado ao tamanho e/ou espaçamento de alguns parâmetros metalúrgicos, como partículas de segunda fase e tamanho de grão.
2. O retardo, após a aplicação de sobrecargas, é fortemente influenciado pela magnitude e geometria da zona plástica induzida pela sobrecarga.

Muitas teorias foram desenvolvidas para calcular o tamanho da zona plástica, como será visto ainda neste capítulo. Todas as equações propostas são da forma:

$$r_p = \alpha \left(\frac{K}{\sigma_e} \right)^2 \quad (3.7)$$

onde:

- r_p = tamanho da zona plástica
- K = fator intensidade de tensão
- σ_e = tensão limite de escoamento
- α = constante de proporcionalidade

3.2 Estado de Tensões na Ponta da Trinca

Uma trinca pode ser solicitada de três maneiras diferentes, geralmente designadas modos I, II e III de tensionamento da trinca^[7], conforme pode ser visto na Figura 3.3. Como o modo I, de abertura da trinca, é tecnicamente o mais importante, já que predomina na prática, este capítulo limitar-se-á à sua discussão.

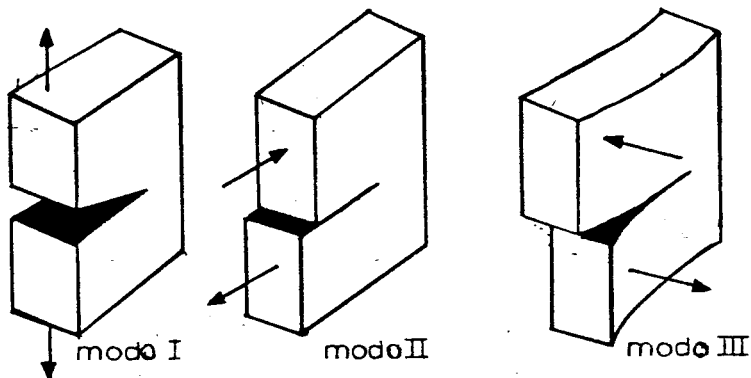


Figura 3.3: Modos de tensionamento de uma trinca.

O estado de tensões elásticas à frente da ponta da trinca pode ser calculado de diversas maneiras. No modo I, segundo o sistema de coordenadas da Figura 3.4, para uma chapa submetida a um estado biaxial de tensões,

contendo uma trinca central de tamanho $2a$. as tensões próximas à ponta da trinca são dadas por^[78]:

$$\sigma_{xx} = \sigma \sqrt{\frac{a}{2r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right) + \dots \quad (3.8)$$

$$\sigma_{yy} = \sigma \sqrt{\frac{a}{2r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right) + \dots \quad (3.9)$$

$$\tau_{xy} = \sigma \sqrt{\frac{a}{2r}} \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + \dots \quad (3.10)$$

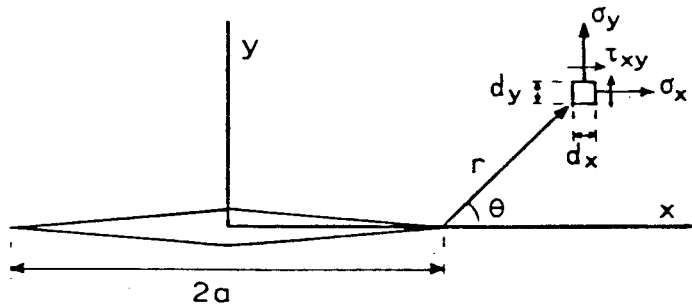


Figura 3.4: Sistema de coordenadas polares na ponta da trinca.

Estes são os primeiros termos de uma série expandida, que geralmente são admitidos como solução exata para $r \ll a$. Para o caso de tensão uniaxial na direção Y , basta acrescentar o termo $(-\sigma)$ à expressão de σ_{xx} . A distribuição de tensões σ_{yy} está representada na Figura 3.5.

3.3 O Fator Intensidade de Tensão

Analisando-se as equações 3.6 e 3.8 a 3.10, percebe-se que o campo de tensões na na ponta da trinca pode ser expresso por:

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \mathcal{F}_{ij}(\theta) \quad (3.11)$$

onde K_I é o fator intensidade de tensão para o modo I, de abertura da trinca.

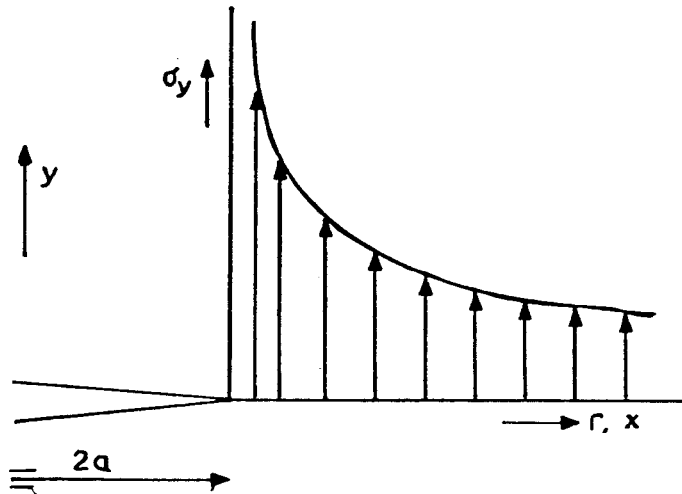


Figura 3.5: Distribuição de tensões elásticas na direção Y , para $\theta = 0$.

Uma solução similar pode ser obtida para os modos II e III, porém com $\mathcal{F}_{ij}(\theta)$ diferentes^[78]. A vantagem da equação 3.11 é que basta conhecer K_I para determinar o campo de tensões próximo à ponta da trinca.

Para problemas reais, de trincas em componentes de tamanho finito, a expressão para o fator intensidade de tensão assume a forma geral:

$$K_I = \beta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (3.12)$$

onde β é um fator adimensional, função das geometrias da trinca e do componente estrutural. Desta maneira, β assume a seguinte forma:

$$\beta = \mathcal{F} \left(\frac{a}{W}, \frac{a}{R}, \frac{a}{D}, \dots \right) \quad (3.13)$$

onde W , R e D são dimensões do componente que influenciam na determinação das tensões na ponta da trinca. Portanto, o problema do cálculo das tensões à frente da trinca resume-se em calcular o β adequado para cada situação.

Existem soluções para várias configurações, que podem ser encontradas em diversos manuais. Para geometrias específicas, há diversas maneiras de calcular-se β ^[79, ..., 83], que podem ser divididas em três grupos: métodos

analíticos (restritos a situações ideais), métodos experimentais e métodos numéricos. Os resultados podem ser encontrados na forma de tabelas e equações, sendo estas últimas mais adequadas para métodos de análise computacional^[83].

O parâmetro K não é facilmente interpretado, particularmente devido à sua dimensão pouco comum ($Tensão\sqrt{Comprimento}$). Deve ser salientado que este é um parâmetro que caracteriza a intensidade de tensão à frente da trinca: para qualquer tamanho de trinca ou carregamento aplicado, sabe-se que a tensão diminui com o inverso da raiz quadrada da distância até a ponta da trinca, e K fornece a magnitude destas tensões, relacionando de forma conveniente as geometrias da trinca e do componente às forças externas aplicadas ao material. Assim, se dois corpos de um mesmo material, mas com geometria e tamanho de trinca diferentes, possuem o mesmo K , então a distribuição de tensões à frente da trinca deve ser a mesma para os dois casos.

3.4 O Efeito da Espessura no Estado de Tensões

Quando uma barra de um determinado material é submetida a uma tensão de tração, ela se deformará no sentido de aplicação da tensão. Devido à deformação transversal, que também ocorre, esta barra fica mais fina. Esta deformação transversal é dada por^[7]:

$$\epsilon_T = -\nu \frac{\sigma}{E} = -\nu \epsilon_L \quad (3.14)$$

onde:

$\nu \approx 0,33$ (Coeficiente de Poisson)

ϵ_T = deformação transversal

ϵ_L = deformação longitudinal

σ = tensão longitudinal

E = módulo de elasticidade

Quando ocorre deformação plástica, a contração é ainda maior ($\nu = 0,5$), já que o volume de material deve manter-se constante.

Já foi visto que as tensões na ponta da trinca são localmente muito altas. Consequentemente, uma deformação transversal muito grande deve ocorrer (eixo Z da Figura 3.4), particularmente dentro da zona plástica. Aparentemente, um pequeno volume de material localizado à frente da ponta da trinca tenta contrair-se mas, acima de uma determinada espessura, o material ao

redor impede que isto ocorra (Figura 3.6). Então, a deformação transversal é igual a zero e aparece uma componente de tensão na direção Z , levando a um estado de triaxialidade de tensões na ponta da trinca, que é o caso mais severo possível de sollicitação^[59]. Neste caso, tem-se:

$$\varepsilon_z = \frac{\sigma_{zz}}{E} - \nu \frac{\sigma_{xx}}{E} - \nu \frac{\sigma_{yy}}{E} = 0 \quad (3.15)$$

$$\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad (3.16)$$

sendo esta condição denominada **Estado de Deformação Plana**.

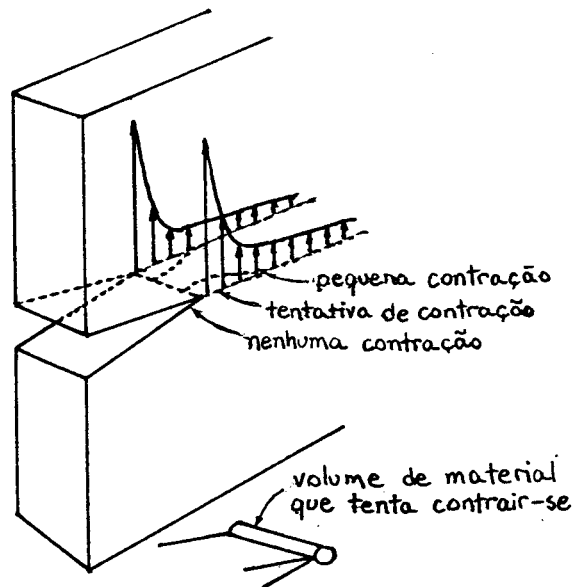


Figura 3.6: Representação esquemática do volume de material que tenta contrair-se, na ponta da trinca.

Considere agora um outro espécime, com o mesmo tamanho de trinca e submetido à mesma tensão (portanto, com mesmo K_I), mas com espessura menor, de modo que o volume de material que tenta contrair-se tenha um comprimento menor que seu diâmetro. Neste caso, a contração pode ocorrer, e como não há restrição à deformação na direção Z , não haverá também tensão nesta direção, ou seja:

$$\varepsilon_z \neq 0 \quad (3.17)$$

$$\sigma_{zz} = 0 \quad (3.18)$$

sendo esta condição denominada **Estado de Tensão Plana**.

Pode ser concluído que a relação entre o comprimento e o diâmetro deste volume de material à frente da trinca (que é praticamente coincidente com a zona plástica) é o fator que determina se há condições de Tensão Plana ou Deformação Plana. Como o comprimento da zona plástica é igual à espessura do material (e) e o diâmetro é dado pela equação 3.7, foi determinado experimentalmente que^[7,36]:

$$e \geq 2,5 \left(\frac{K_{max}}{\sigma_e} \right)^2 \quad \text{para Deformação Plana} \quad (3.19)$$

$$e \leq \frac{1}{\pi} \left(\frac{K_{max}}{\sigma_e} \right)^2 \quad \text{para Tensão Plana} \quad (3.20)$$

É de se esperar que a tenacidade à fratura, K_c , também seja afetada pelo estado de tensão. Realmente, como pode ser observado na Figura 3.7, K_c varia com a espessura do corpo de prova, sendo que vai diminuindo assintoticamente à medida que o Estado de Deformação Plana predomina no interior do material. Este valor é geralmente designado por K_{Ic} e conhecido como **Tenacidade à Fratura em Deformação Plana**. A **Tenacidade à Fratura em Tensão Plana** é designada simplesmente por K_c e deve sempre ser especificada junto com a espessura a que se refere^[84].

3.5 A Zona Plástica na Ponta da Trinca

Pela equação 3.9, a tensão σ_{yy} deveria ser infinita quando $r = 0$, o que na prática é impossível de acontecer. Na verdade, o material localizado próximo à ponta da trinca é deformado plasticamente, de modo a aliviar estas tensões, tornando-as finitas. Uma primeira aproximação para o tamanho da zona plástica, em **tensão plana**, é facilmente obtida introduzindo-se a tensão limite de escoamento, σ_e , na equação 3.9. Assim, como está esquematizado na Figura 3.8, para $\theta = 0$, tem-se que:

$$r_p^* = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_e} \right)^2 \quad (3.21)$$

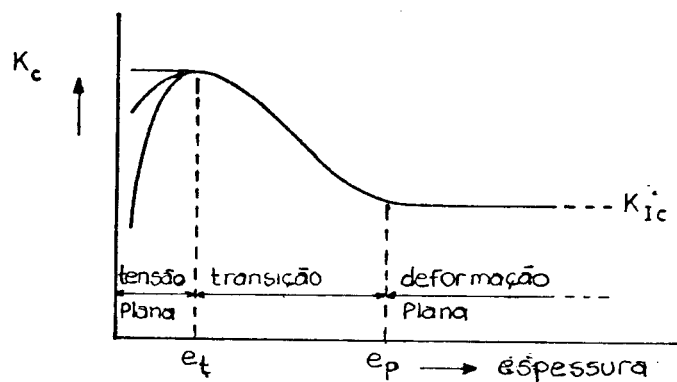


Figura 3.7: Representação esquemática da variação da tenacidade com a espessura.

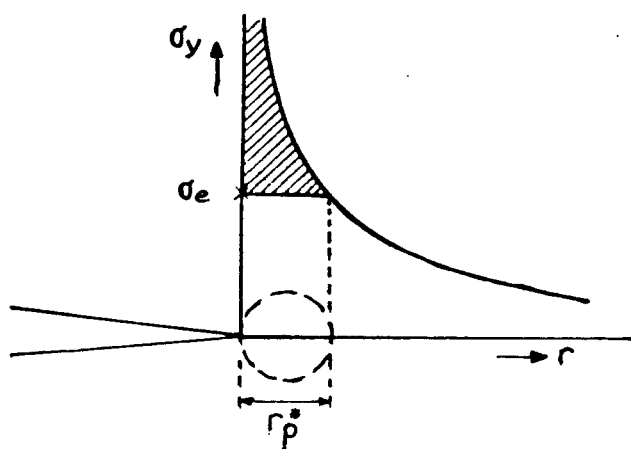


Figura 3.8: Zona plástica na ponta da trinca (primeira aproximação).

onde r_p^* é o tamanho da zona plástica.

É razoável supor que a zona plástica real deve ser maior que r_p^* , já que a porção do carregamento representada pela área hachurada acima de σ_e (Figura 3.8) não pode simplesmente desaparecer, devendo também ser suportada pelo material. Isto só é possível com uma redistribuição de tensão à frente da zona plástica, o que aumentaria seu tamanho.

Irwin^[7] argumentou que a ocorrência da deformação plástica faz com que a trinca comporte-se como se fosse maior que seu tamanho real, como mostra a Figura 3.9. O tamanho efetivo da trinca, a_{ef} , é igual a $a + \delta$, onde δ é tal que permita a absorção da carga desprezada pela equação 3.21. Assim, a área A deve ser igual à B . Calculando-se as variáveis δ e λ , obtém-se:

$$\delta \approx \lambda = r_p^* \quad (3.22)$$

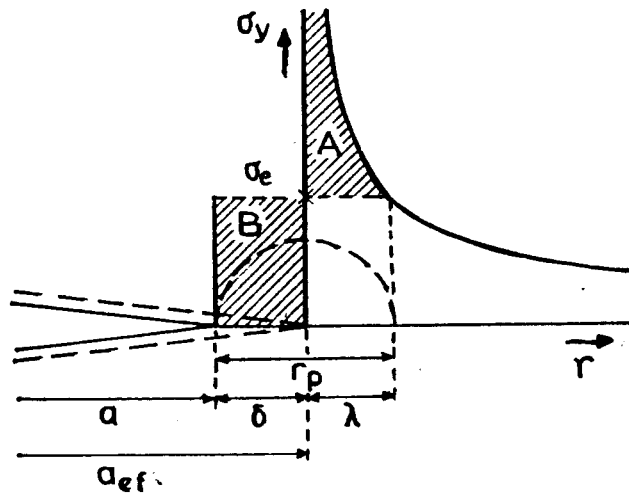


Figura 3.9: Zona plástica de Irwin^[7].

Portanto, o tamanho da zona plástica corrigida por Irwin é duas vezes maior que o estimado anteriormente, ou seja:

$$r_p = 2r_p^* = \frac{1}{\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_e} \right)^2 \quad (3.23)$$

Várias outras expressões foram propostas para calcular r_p , mas é importante observar que os conceitos da MFLE somente são válidos quando a zona plástica é muito pequena, o que faz com que a diferença entre as diversas expressões não seja significativa^[76]. Além disso, quando a zona plástica é grande, não é aconselhável utilizar o fator K_I para calcular seu tamanho, já que K_I foi deduzido para um material linearmente elástico; neste caso, outros termos deveriam ser adicionados à equação 3.23 e o tamanho da zona plástica seria função também de outros parâmetros.

A zona plástica em deformação plana é bem menor que em tensão plana, porque a tensão efetiva de escoamento, devido à triaxialidade de tensões, é maior que a tensão limite de escoamento determinada a partir de ensaios uniaxiais. Diversos autores tentaram determinar a distribuição de tensões na presença da zona plástica^[85], obtendo resultados próximos ao esquematizado na Figura 3.10.

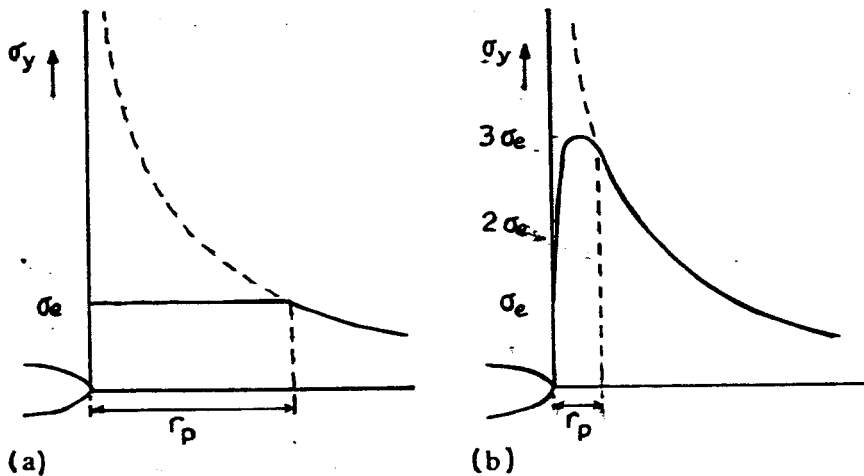


Figura 3.10: Distribuição aproximada de tensões σ_y na ponta da trinca na presença da zona plástica: (a)Tensão plana e (b)Deformação plana^[7].

Assumindo-se que a tensão efetiva de escoamento seja igual a $3\sigma_e$ e substituindo na equação 3.9, obtém-se:

$$\tau_p = \frac{1}{18\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_e} \right)^2 \quad (3.24)$$

Como na prática não existe deformação plana na superfície, a tensão efetiva de escoamento deve ser um pouco menor. Assim, a zona plástica ajustada, em modo I e deformação plana, é geralmente assumida como^[7]:

$$r_p = \frac{1}{6\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_e} \right)^2 \quad (3.25)$$

J. Lankford e D. L. Davidson^[86] demonstraram que as equações 3.23 e 3.25, para tensão plana e deformação plana, respectivamente, levam a resultados bem próximos dos obtidos experimentalmente.

Até agora, considerou-se o tamanho da zona plástica apenas no eixo X ($\theta = 0$) e assumiu-se a forma circular. Para obter-se informações mais precisas sobre a forma da zona plástica, deve-se examinar as condições de escoamento para $\theta \neq 0$. Estabelecendo-se um critério de escoamento, como o de Von Mises (máxima energia de distorção) ou de Tresca (máxima tensão de cisalhamento), e utilizando-se as equações 3.8 a 3.10, é possível obter o tamanho da zona plástica para θ variando de 0 a 180°. O contorno da zona plástica obtido desta maneira pode ser visto na Figura 3.11, de forma adimensional^[7].

3.6 Comentários Finais

A Mecânica de Fratura Linearmente Elástica, MFLE, descreve todo o campo de tensões nas proximidades da ponta de uma trinca em função de um parâmetro único, o fator intensidade de tensão, K_I , o que facilita bastante o estudo de fratura. As seguintes expressões são utilizadas para representar o campo de tensões em modo I de solicitação da trinca:

$$\sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right) - \sigma \quad (3.26)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right) \quad (3.27)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \quad (3.28)$$

$$\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \quad \text{para Deformação Plana} \quad (3.29)$$

$$\sigma_{zz} = 0 \quad \text{para Tensão Plana} \quad (3.30)$$

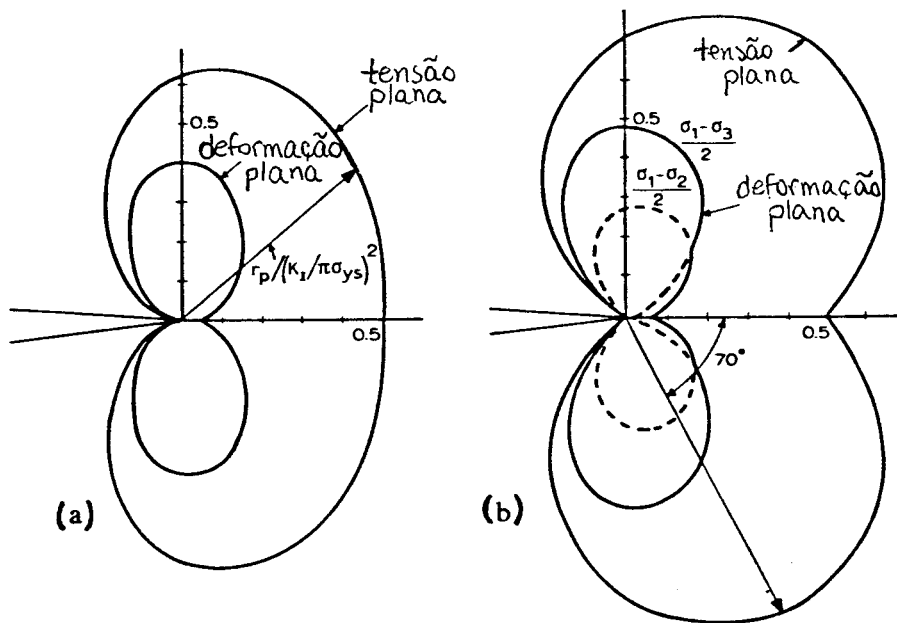


Figura 3.11: Forma da zona plástica em tensão plana e deformação plana, segundo os critérios de escoamento de (a) Von Mises e (b) Tresca.

sendo que o termo $(-\sigma)$ na expressão de σ_{xx} resulta para o caso de solitação uniaxial.

Estas soluções são exatas para $r \approx 0$, mas podem ser utilizadas satisfatoriamente na região onde r é muito pequeno comparado ao tamanho da trinca. Para obtenção da solução geral, outros termos devem ser incluídos.

Mesmo se o interior de uma chapa apresenta condições de deformação plana, haverá tensão plana nas superfícies, já que tensões perpendiculares a superfícies livre são sempre iguais a zero. Se prevalecer o estado de deformação plana no interior, σ_{zz} varia gradativamente, a partir da superfície, de zero até $\nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$. Consequentemente, a zona plástica também diminui gradativamente, a partir da superfície. A Figura 3.12 ilustra a variação da zona plástica ao longo de toda a espessura^[7].

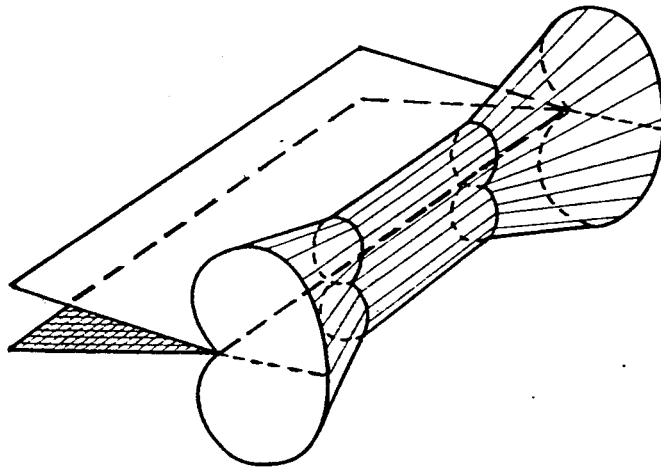


Figura 3.12: Variação da zona plástica ao longo da espessura.

As soluções elásticas apresentadas neste capítulo são a base para análise em MFLE. É sabido, porém, que a maioria dos materiais utilizados em engenharia deformam-se plasticamente antes da ruptura, o que limitaria a utilidade destas soluções elásticas^[87]. Para materiais de alta resistência e baixa tenacidade, entretanto, entre os quais incluem-se as ligas de alumínio das séries 2XXX e 7XXX, os conceitos da MFLE permitem uma boa aproximação^[2,20].

Capítulo 4

PROPAGAÇÃO DE TRINCAS DE FADIGA

4.1 Introdução

A determinação das curvas de propagação de trincas de fadiga é uma parte essencial dos procedimentos da Mecânica de Fatura, já que grande parte da vida total de um componente mecânico pode ser gasta na propagação de uma trinca. Estudos nesta área foram intensificados nos últimos anos graças ao desenvolvimento de métodos mais precisos para detectar, monitorar e prever o crescimento destas trincas. Entretanto, apesar da enorme quantidade de estudos e ensaios realizados, não existe ainda um modelo geral que represente satisfatoriamente o crescimento de trincas em componentes submetidos a carregamentos reais de serviço^[30,34,...,36].

Neste capítulo serão apresentadas as principais equações desenvolvidas até hoje para representar a taxa de propagação de trincas de fadiga, em carregamentos de amplitude constante e amplitude variável, utilizando os conceitos da Mecânica de Fratura Linearmente Estática (MFLE), ou seja, associando a taxa de propagação com a variação do fator intensidade de tensão, K .

4.2 Carregamentos de Amplitude Constante

Antes de apresentar os modelos desenvolvidos para a propagação de trincas submetidas a carregamentos de amplitude constante, é necessário definir os parâmetros que caracterizam um ciclo de fadiga (Figura 4.1):

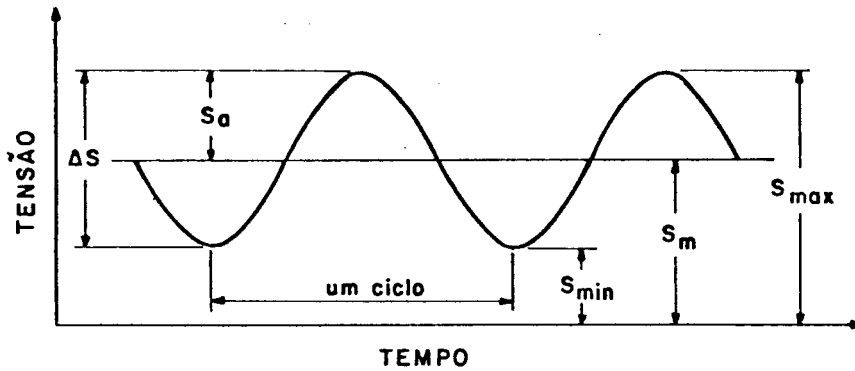


Figura 4.1: Parâmetros que caracterizam o ciclo de fadiga.

- Fator intensidade de tensão máximo:

$$K_{max} = S_{max} \sqrt{\pi a} \beta \quad (4.1)$$

- Fator intensidade de tensão mínimo:

$$K_{min} = S_{min} \sqrt{\pi a} \beta \quad (4.2)$$

- Variação do fator intensidade de tensão:

$$\Delta K = K_{max} - K_{min} = (S_{max} - S_{min}) \sqrt{\pi a} \beta \quad (4.3)$$

- Relação de ciclo:

$$R = \frac{K_{min}}{K_{max}} = \frac{S_{min}}{S_{max}} \quad (4.4)$$

Estudos realizados com o objetivo de prever a taxa de propagação de uma trinca de fadiga sempre procuraram relacioná-la com o comprimento da trinca (a), a tensão aplicada (σ) e as propriedades do material (M), tais como tensão limite de escoamento, módulo de elasticidade e coeficiente de encruamento^[37]. Assim:

$$\frac{da}{dN} = \mathcal{F}(a, \sigma, M) \quad (4.5)$$

Vários modelos foram propostos para representar esta taxa de propagação. Numa análise crítica destas leis, P. C. Paris e F. Erdogan^[88], em 1963, concluíram que os resultados mais consistentes eram obtidos utilizando o fator intensidade de tensão, K . Observando que os resultados de ensaio realizados com carregamentos de amplitudes diferentes podiam ser plotados em uma única curva num gráfico (da/dN vs. ΔK), que se aproximava bastante de uma reta em escala logarítmica (Figura 4.2), propuseram a seguinte relação, que ficou conhecida como equação de Paris:

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^n \quad (4.6)$$

onde:

a = tamanho da trinca

N = número de ciclos

ΔK = variação do fator intensidade de tensão

C e n = constantes que representam outras variáveis, como propriedades do material e influência do meio

Conforme pode ser visto na Figura 4.2b, a curva (da/dN vs. ΔK) apresenta três regiões distintas^[15]. Na região I, a trinca apresenta um crescimento muito lento, sendo que existe um valor limite para ΔK abaixo do qual não ocorre propagação da trinca (ΔK_0). Na região II o comportamento é linear e pode ser utilizada a equação de Paris. Na região III, o valor de K_{max} está próximo de K_c e a trinca começa a se propagar de maneira instável, como foi discutido no Capítulo 2.

Com a intensificação dos estudos, foi observado que aumentando-se a relação de ciclo, R , para um mesmo ΔK , a trinca apresentava uma taxa de propagação mais elevada^[7]. Portanto, uma equação mais geral, deveria assumir a seguinte forma:

$$\frac{da}{dN} = \mathcal{F}(\Delta K, R) \quad (4.7)$$

R. G. Forman, V. E. Kearney e R. M. Engle^[89] propuseram, em 1967, uma equação que representa bem os dados experimentais nas regiões II e III da curva (da/dN vs. ΔK), argumentando que da/dN deveria tornar-se infinito quando K_{max} fosse igual a K_c e incorporando a relação de ciclo, R :

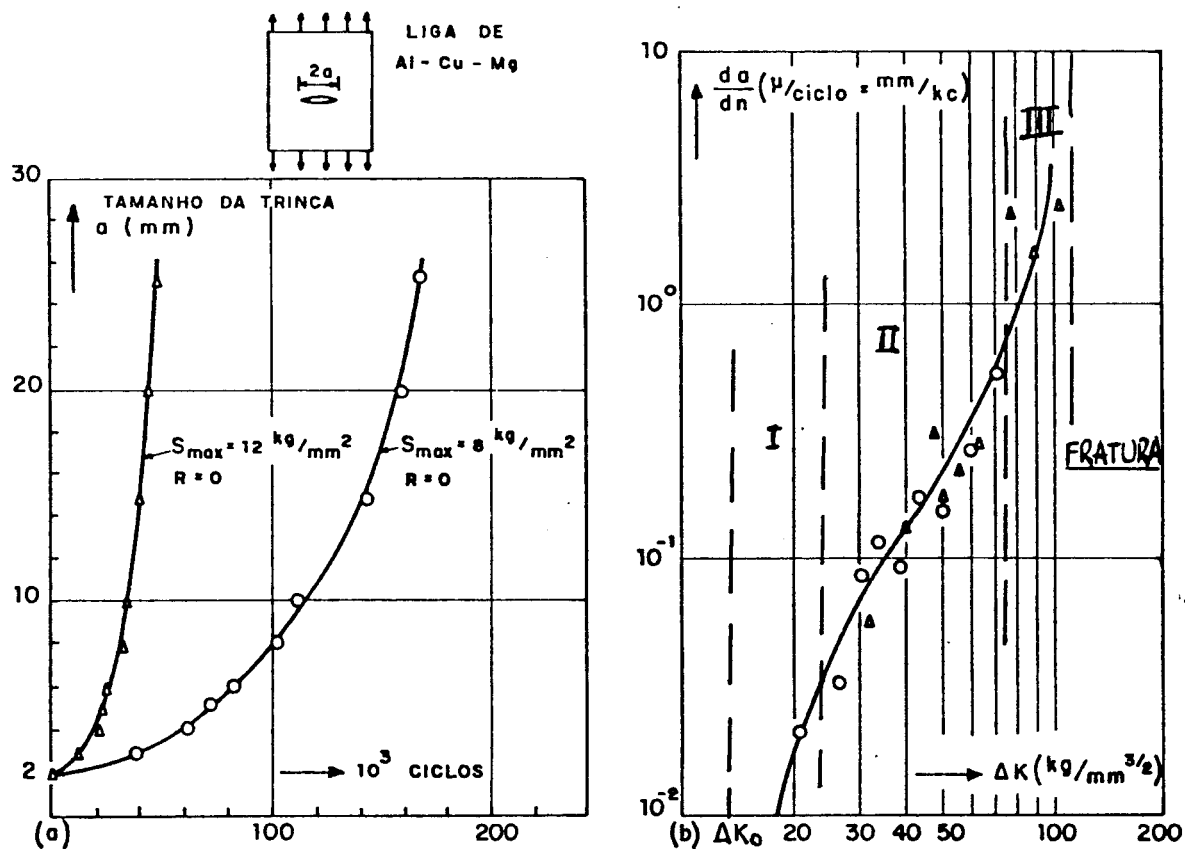


Figura 4.2: Curvas de propagação para duas trinca submetidas a carregamentos de amplitude diferentes^[7].

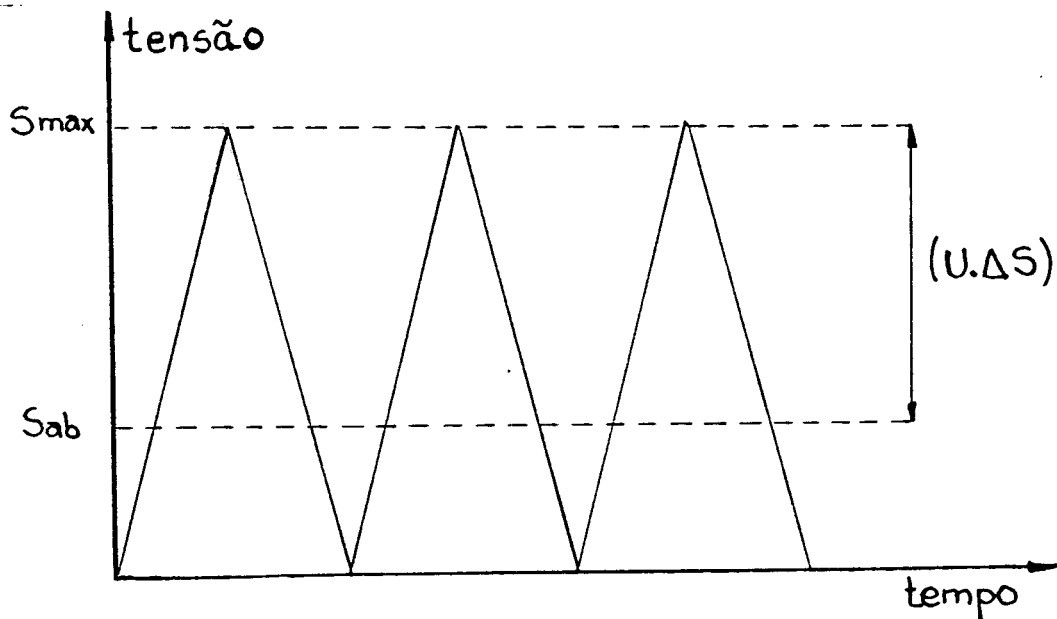


Figura 4.3: Tensões de abertura/fechamento da trinca, S_{ab} .

$$\frac{da}{dN} = \frac{C(\Delta K)^n}{(1-R)K_c - \Delta K} \quad (4.8)$$

onde C e n são constantes determinadas a partir de resultados experimentais.

A equação de Forman, como ficou conhecida, é bem aceita até hoje e tem levado a resultados muito bons, ao menos para $R > 0$, em ligas de alumínio, titânio e aço normalmente utilizadas na construção de aeronaves^[26,35].

Em 1971, W. Elber^[29] propôs uma explicação diferente para considerar a relação de ciclo, R , baseada nas tensões de fechamento e abertura da trinca. Ele observou que, em ensaios de fadiga com $R > 0$, a trinca permanecia fechada (com as duas superfícies em contato) durante uma fração considerável do ciclo, ou seja, a trinca fechava antes que a tensão mínima do ciclo fosse atingida e só abria novamente após ultrapassar um certo valor, S_{ab} , como pode ser visto na Figura 4.3. Isto se dá principalmente devido às deformações residuais deixadas ao longo do caminho percorrido pela trinca à medida que esta se propaga^[43].

Considerando que a trinca somente se propaga quando está aberta, ele concluiu que a equação de Paris deveria ser reescrita da seguinte maneira:

$$\frac{da}{dN} = C(U \Delta K)^n \quad (4.9)$$

onde $U = f(R)$. Para a liga 2024-T3, Elber determinou experimentalmente a seguinte expressão:

$$U = 0,5 + 0,4R \quad (4.10)$$

Estas tensões de fechamento e abertura da trinca foram observadas posteriormente por vários outros pesquisadores, sendo que a expressão para U é diferente para cada tipo de material^[38,41]. Em 1976, D. V. Nelson e H. O. Fuchs^[42] propuseram uma relação curiosa, apesar de pouco conhecida, utilizando o conceito das tensões de fechamento e assumindo, como Forman, que da/dN deve ser infinito quando $K_{max} = K_c$. Esta relação, que também será abordada neste trabalho, será designada **equação de Nelson**:

$$\frac{da}{dN} = \frac{C(K_{max} - K_{ab})^n}{K_c - K_{max}} = \frac{C(U \Delta K)^n}{K_c - K_{max}} \quad (4.11)$$

4.3 Carregamentos de Amplitude Variável

No caso de carregamentos de amplitude variável, que quase sempre ocorrem na prática, há uma interação entre a sequência de carregamento e a taxa de propagação da trinca, da/dN . Isto pode ser demonstrado aplicando-se sobrecargas em um espécime submetido a um carregamento de amplitude constante. Logo após a aplicação da sobrecarga, verifica-se um crescimento anormal da trinca, a taxas bem próximas de zero. Este fenômeno, já comentado no Capítulo 1, é conhecido como **retardo** e pode aumentar significativamente a vida de um componente mecânico.

A sobrecarga introduz uma zona plástica maior na ponta da trinca como pode ser visto, esquematicamente, na Figura 4.4. Esta região, que foi deformada plasticamente durante a aplicação da sobrecarga, é comprimida pela recuperação elástica do material à sua volta, deixando a ponta da trinca em um estado de tensões e deformações residuais de compressão, que podem até parar totalmente o crescimento da trinca^[43,45].

As observações mais importantes com relação aos efeitos de interação em ensaios com carregamentos de amplitude variável podem ser resumidas da seguinte maneira:

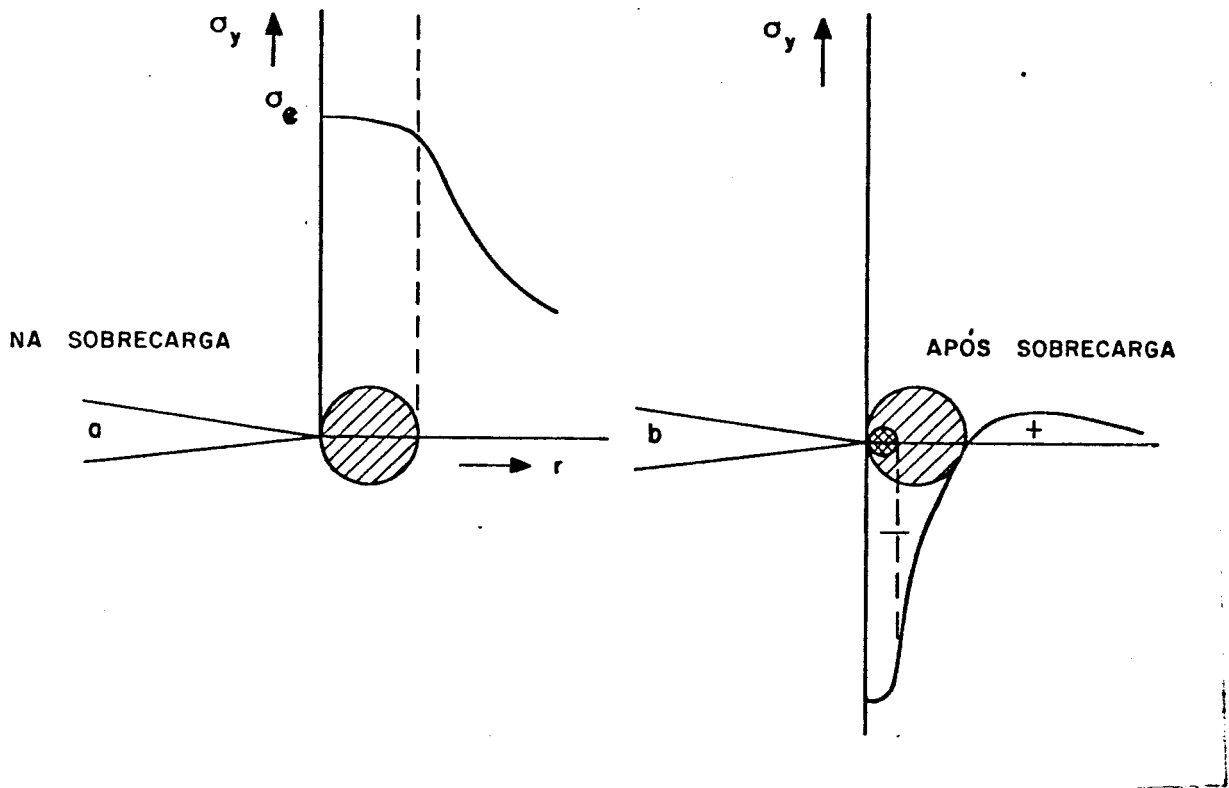


Figura 4.4: Representação esquemática das tensões residuais de compressão na ponta da trinca, devido à sobrecarga.

1. Sobrecargas introduzem retardos significativos no crescimento da trinca. De um modo geral, retardos mais longos são obtidos^[30]:
 - (a) Aumentando a magnitude da sobrecarga.
 - (b) Aplicando blocos de sobrecargas, ao invés de simples sobrecargas.
 - (c) Diminuindo a tensão limite de escoamento do material, através de tratamentos térmicos adequados.

Alguns pesquisadores verificaram um retardo não imediatamente após a aplicação da sobrecarga, mas somente depois que a trinca havia penetrado dentro da zona plástica^[37,38,43] formada pela sobrecarga (alguns observaram inclusive uma pequena aceleração^[33,35]). Este fenômeno, conhecido como atraso no retardo, está mostrado na Figura 4.5 e pode ser confirmado pelo espaçamento entre as estrias de fadiga^[23]. Isto parece evidenciar que a máxima tensão residual de compressão introduzida pela sobrecarga não ocorre na ponta da trinca, mas em algum local à sua frente.

2. A extensão da trinca devido à sobrecarga é maior que a esperada em carregamento de amplitude constante (também confirmado pelo espaçamento entre as estrias)^[69].
3. Subcargas (ou sobrecargas de compressão) têm efeito insignificante na propagação, exceto quando são aplicadas juntamente com sobrecargas de tração. Neste caso, pode ocorrer um alívio das tensões e deformações residuais, o que provoca diminuição do retardo^[45].
4. Nos carregamentos sequenciais (com dois níveis de tensão), esquematizado na Figura 4.6, uma sequência alta-baixa produz efeitos similares aos observados com a aplicação de sobrecargas^[46], excetuando-se o fato de que geralmente não ocorre atraso, no retardo^[37], já que os picos de carga alta deixaram um envólucro altamente deformado ao longo das superfícies anteriores à ponta da trinca, fazendo com que o retardo seja máximo logo após o abaixamento da carga. Numa sequência baixa-alta, pode ser verificado um crescimento localmente acelerado^[37,43], mas insignificante quando comparado à vida total do espécime.

Os métodos de análise da propagação em carregamentos de amplitude variável podem ser divididos em 4 tipos^[30]:

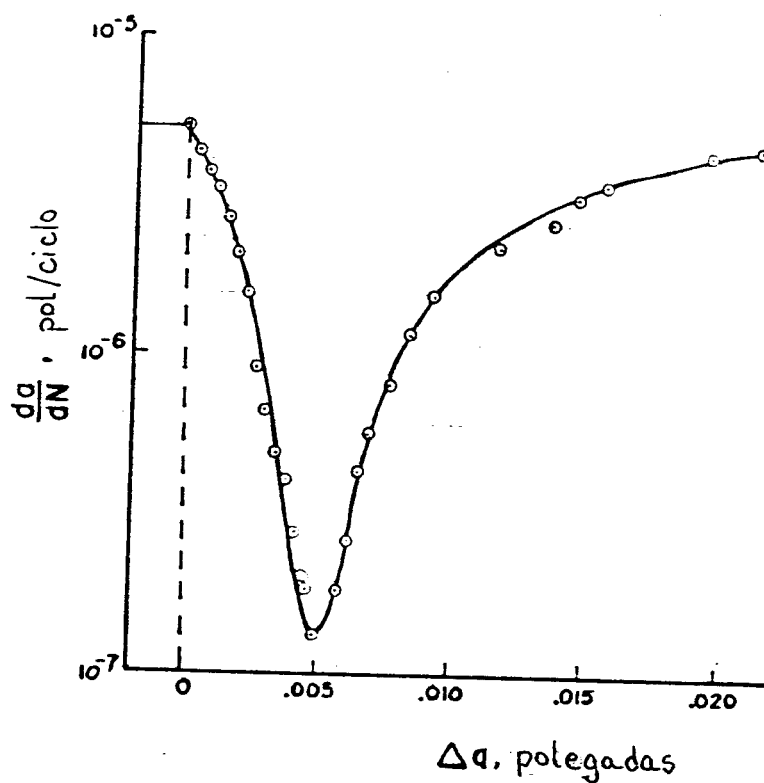


Figura 4.5: Variação típica da taxa de propagação da trinca devido à aplicação de uma sobrecarga.

1. **Não interativos:** assume que a vida total é dada simplesmente pela somatória dos ciclos gastos nos diferentes níveis de tensão, utilizando uma equação para carregamento de amplitude constante. Este método não considera os efeitos de interação e leva a estimativas muito conservativas^[35,38].
2. **Ajuste de dados experimentais:** procura representar o retardo através de regressão de múltiplas variáveis, do tipo:

$$N_R = K (L)^a (M)^b (N)^c \quad (4.12)$$

onde:

N_R = número de ciclos “perdidos” devido ao retardo

L, M, N = variáveis que influenciam o retardo

K, a, b, c = constantes determinadas experimentalmente

Este tipo de procedimento pode ser útil na ausência de um modelo matemático correto que represente o crescimento da trinca durante o retardo^[30].

3. **Baseados no conceito de K equivalente:** através de análise estatística do espectro de cargas, procura determinar um (ΔK) equivalente que, aplicado numa equação para amplitude constante, represente o comportamento global da trinca. Um exemplo deste tipo de abordagem é a utilização da *raiz quadrada média (rms)* do espectro de carga, ou seja, $da/dN = \mathcal{F}(\Delta K_{rms}, R_{rms})$. Apesar de fisicamente incorreto, pois não considera o efeito da sequência do carregamento, bons resultados podem ser obtidos com este método quando o carregamento é aleatório e a distâncias entre duas sobrecargas consecutivas é suficientemente pequena^[47,48].
4. **Baseados no conceito de K efetivo:** para cada ciclo, calcula-se (ΔK) efetivo e R efetivo, considerando-se efeitos de plasticidade à frente da trinca. Os modelos de Willemborg^[27], Wheeler^[28] e Elber^[29], que serão abordados neste trabalho, podem ser enquadrados neste item.

O sucesso na utilização de um destes critérios, vai depender do conhecimento do carregamento que será efetivamente aplicado ao componente em serviço^[90]. Existem vários métodos desenvolvidos pela indústria aeronáutica para estimar o espectro de tensões ao qual estará submetida a estrutura de

uma aeronave durante sua vida útil, conhecido como espectro de simulação de voo^[91, ..., 95]. Ensaaios simplificados, entretanto, podem ser muito úteis no sentido de melhorar a compreensão dos fenômenos que atuam na propagação de trincas de fadiga^[38]. Os seguintes espectros, representados na Figura 4.6 são normalmente utilizados para observar e quantificar os efeitos de interação em carregamentos de amplitude variável^[30, 91]:

- ensaios com sobrecargas,
- ensaios com carregamentos sequenciais (alto-baixo, baixo-alto),
- ensaios com carregamento em blocos programados (que se repetem), e
- ensaios com carregamento pseudo-aleatório.

Serão apresentados a seguir os principais modelos desenvolvidos para representar estes efeitos de interação (principalmente o retardo), desenvolvidos por Willemborg, Wheeler e Elber, no início da década de 1970¹.

4.3.1 Modelo de Willemborg

Este modelo^[27] assume que a aplicação de uma sobrecarga reduz o fator intensidade de tensão na ponta da trinca de uma quantidade definida, que é função das zonas plásticas presentes após o retorno à carga de referência, como está esquematizado na Figura 4.7.

Após a aplicação da sobrecarga, σ_a , a zona plástica induzida, r_s , e o tamanho da trinca somado à esta zona plástica, a_s , são calculados da seguinte maneira :

$$r_s = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_{max_a}}{\sigma_e} \right)^2 \quad (4.13)$$

$$a_s = a_0 + r_s \quad (4.14)$$

O primeiro ciclo de tensão da carga de referência, σ_b , é aplicado: se $\sigma_b < \sigma_a$, então o modelo deve ser utilizado. O primeiro passo é a determinação da tensão requerida para que o retardo terminasse neste ciclo, que deve ser igual a σ_a no primeiro ciclo de retardo e vai diminuindo à medida que a trinca se propaga, até atingir o valor de σ_b . Willemborg determinou que esta tensão

¹Serão mantidas as expressões utilizadas pelos autores no trabalho original.

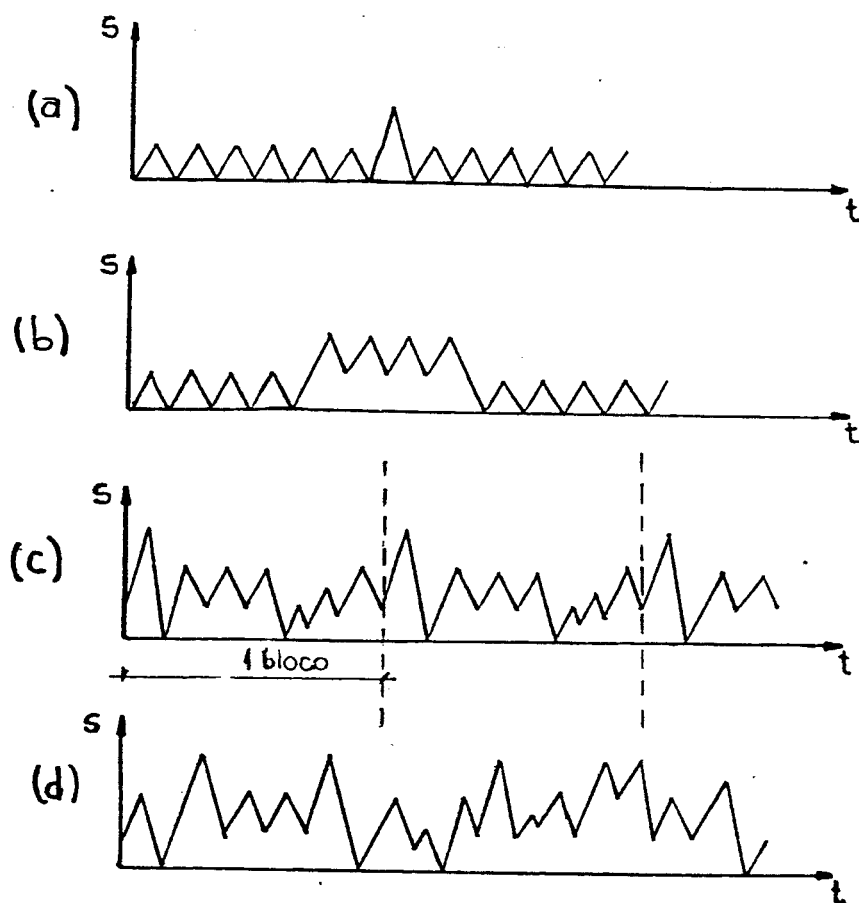


Figura 4.6: Tipos de carregamentos normalmente utilizados em ensaios de fadiga de amplitude variável: (a) Sobrecarga simples, (b) Sequenciais, (c) Blocos programados e (d) Pseudo-aleatórios.

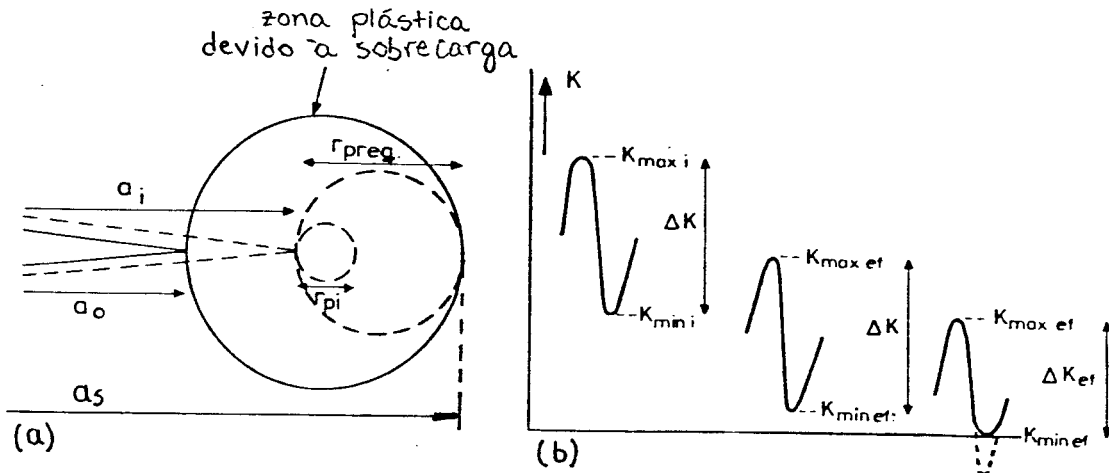


Figura 4.7: Modelo de Willemborg: (a) Zonas plásticas e (b) ΔK_{ef} .

requerida deve ser aquela necessária para produzir uma zona plástica que se estenda até a_s . Portanto, para um ciclo “i” genérico, tem-se :

$$r_{p_{req}} = a_s - a_i = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_{req}}{\sigma_e} \right)^2 \quad (4.15)$$

$$K_{req} = \sigma_e \sqrt{2\pi(a_s - a_i)} \quad (4.16)$$

$$\sigma_{req} = \frac{\sigma_e}{\beta} \sqrt{\frac{2(a_s - a_i)}{a_i}} \quad (4.17)$$

Segundo este modelo, os valores K_{max_i} e K_{min_i} sofrem uma redução de uma quantidade definida K_{red} , dada por :

$$K_{red} = K_{req} - K_{max_i} \quad (4.18)$$

Os novos parâmetros do ciclo de fadiga são calculados como se seguem:

$$K_{max_{ef}} = \begin{cases} K_{max_i} - K_{red} \\ 2 K_{max_i} - K_{req} \end{cases} \quad (4.19)$$

$$K_{min_{ef}} = \begin{cases} K_{min_i} - K_{red} \\ K_{min_i} + K_{max_i} - K_{req} \end{cases} \quad (4.20)$$

$$\Delta K_{ef} = K_{max_{ef}} - K_{min_{ef}} \quad (4.21)$$

$$R_{ef} = \frac{K_{min_{ef}}}{K_{max_{ef}}} \quad (4.22)$$

Se $K_{max_{ef}}$ ou $K_{min_{ef}}$ tornarem-se negativos, seus valores devem ser iguallados a zero. Estes novos parâmetros podem ser utilizados em uma expressão para carregamento de amplitude constante para prever o comportamento da trinca durante o retardo:

$$\frac{da}{dN} = \mathcal{F}(\Delta K_{ef}, R_{ef}) \quad (4.23)$$

No trabalho desenvolvido por Willemborg, foi utilizada a equação de Forman :

$$\frac{da}{dN} = \frac{C(\Delta K_{ef})^n}{(1 - R_{ef})K_c - \Delta K_{ef}} \quad (4.24)$$

4.3.2 Modelo de Wheeler

Através de considerações semelhantes às assumidas por Willemborg, que o retardo termina quando a zona plástica do ciclo “i” atingir os limites de a_s (Figura 4.7a), Wheeler^[28] procurou determinar um fator, C_p , que reduzisse diretamente a taxa de propagação calculada para um carregamento de amplitude constante. Este fator C_p , para cada ciclo, seria dado por:

$$C_{p_i} = \left[\frac{r_{p_i}}{(a_s - a_i)} \right]^m \quad (4.25)$$

onde m é um expoente de forma, de cujo valor vai depender a intensidade do retardo. A expressão utilizada por Wheeler para calcular o tamanho da zona plástica era diferente da utilizada por Willemborg:

$$r_{p_i} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \left(\frac{K_{max}}{\sigma_e} \right)^2 \quad (4.26)$$

Wheeler assumiu que a equação de Paris era suficiente para prever o comportamento da trinca em carregamentos de amplitude constante. Deste modo, a taxa de propagação durante o retardo seria dada por:

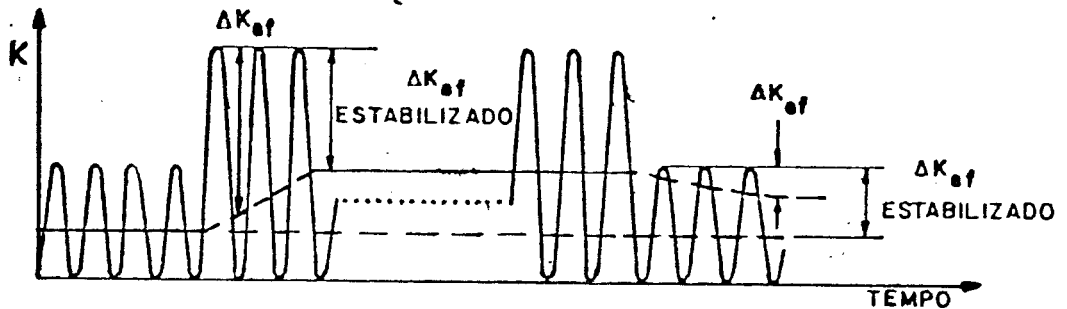


Figura 4.8: Variação da tensão de fechamento da trinca com o carregamento aplicado.

$$\left(\frac{da}{dN}\right)_{ret} = C_{pi} [C(\Delta K)^n] \quad (4.27)$$

A principal desvantagem do modelo de Wheeler é a existência do expoente m , que deve ser determinado experimentalmente e não é uma constante do material^[23,34,49].

4.3.3 Modelo de Elber

O conceito de fechamento da trinca proposto por Elber^[29], descrito no item 4.2, pode ser utilizado, ao menos qualitativamente, para explicar alguns efeitos de interação. Segundo este modelo, quando o ciclo de fadiga é alterado, a tensão, S_{ab} muda, mas não instantaneamente, como pode ser visto na Figura 4.8. Assim, este modelo é capaz de representar não apenas o retardo, mas também outros efeitos de interação, como aceleração e atraso no retardo, desde que se conheça como varia a tensão de fechamento, S_{ab} .

Para utilizar-se o modelo de Elber quantitativamente em carregamentos de amplitude variável, portanto, deve-se estabelecer fundamentalmente dois parâmetros^[40]:

1. a distância necessária que a trinca deve percorrer até a estabilização da tensão de fechamento, e

2. a variação da tensão de fechamento, como função do carregamento aplicado e outros fatores pertinentes.

4.4 Comentários Finais

Dos modelos apresentados, tanto para carregamentos de amplitude constante como de amplitude variável, nenhum tem validade geral e, devem ser utilizados com certas restrições^[7].

Os modelos de Wheeler e Willemborg são capazes de representar apenas o retardo, e de maneira conservativa, já que vários pesquisadores observaram que o retardo é efetivo mesmo depois que a trinca ultrapassou toda a zona plástica gerada durante a aplicação da sobrecarga^[31,37,40,43].

Os métodos de análise mais recentes tentam incorporar o efeito das tensões de fechamento^[38], como propôs Elber. Entretanto, já foi constatado que somente este tipo de abordagem não é suficiente para explicar todos os efeitos de interação^[33].

Devido à complexidade do fenômeno, seria surpreendente que um modelo simplificado como os descritos neste capítulo fosse suficiente para descrever com precisão o comportamento de uma trinca submetida a um carregamento de amplitude variável. Além do espectro de cargas, vários outros fatores podem influenciar a propagação de uma trinca de fadiga, tais como^[3,35,39]:

- espessura do material,
- agressividade do ambiente,
- frequência de aplicação do carregamento,
- temperatura,
- tratamentos térmicos, e
- processo de fabricação utilizado.

A utilização de métodos matemáticos muito complexos pode não levar a bons resultados se a influência destes fatores não for considerada^[35]. Devido à dificuldade de incorporação de todos estes fatores em um único modelo, os ensaios de fadiga devem ser realizados nas condições mais próximas possíveis das condições reais de operação, já que um ambiente agressivo, por exemplo, pode até dobrar a velocidade de propagação de uma trinca de fadiga^[31,32], o que pode provocar consequências desastrosas.

Capítulo 5

MATERIAIS E MÉTODOS

5.1 Material Utilizado

O material utilizado para o desenvolvimento experimental deste trabalho foi a liga de alumínio de alta resistência 2024-T3, fornecida pela EMBRAER, na forma de chapas finas (1,27 mm de espessura). O tratamento térmico utilizado indica que a liga foi solubilizada e endurecida por precipitação para a condição de máxima resistência (envelhecimento por 24 horas a 120° C)^[96]. A composição química aproximada é a seguinte^[97]: 93,5%Al, 4,4%Cu, 0,6%Mn e 1,5%Mg.

H. J. C. Voorwald^[98] determinou as propriedades mecânicas, em tração monotônica, para esta liga, nesta espessura:

- tensão limite de escoamento: $\sigma_e = 417$ Mpa
- tensão limite de resistência: $\sigma_r = 516$ Mpa
- Alongamento (em 50 mm): $Al = 8,6$ %

Como a espessura da chapa é muito pequena, não há condições de deformação plana no interior do material e a tenacidade à fratura, K_c , depende da espessura. Ainda não existe uma metodologia para a determinação de K_c em chapas finas, devido à grande dispersão dos resultados, como pode ser visto na Figura 5.1^[7]. Por isso, neste trabalho, será utilizado $K_c = 91,1 \text{ MPa}\sqrt{m}$ ^[98].

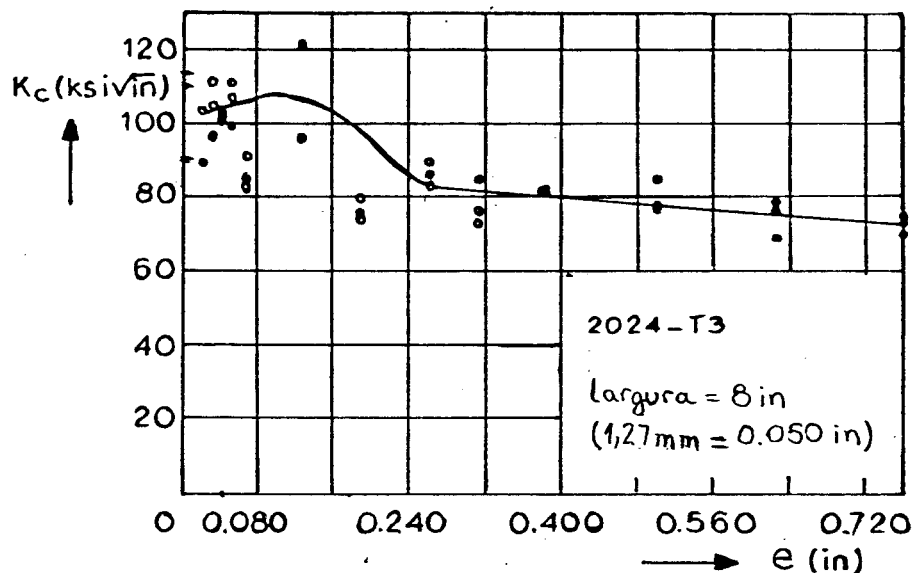


Figura 5.1: Efeito da espessura na tenacidade à fratura da liga 2024-T3^[7].

5.2 Procedimentos experimentais

O corpo de prova utilizado nos ensaios de fadiga pode ser visto na Figura 5.2. As dimensões foram calculadas segundo especificações de B. Gross, J. E. Srawley e W. F. Brown Jr.^[79], que determinaram o fator de correção β para esta geometria, com entalhe lateral. O fator intensidade de tensão, portanto, é dado por:

$$K = \sigma \sqrt{a} \left[1,99 - 0,41 \left(\frac{a}{w} \right) + 18,70 \left(\frac{a}{w} \right)^2 - 38,48 \left(\frac{a}{w} \right)^3 + 53,85 \left(\frac{a}{w} \right)^4 \right] \quad (5.1)$$

Os corpos de prova foram confeccionados segundo a direção de laminação (direção L-T da Figura 5.3^[99]) e o entalhe lateral foi feito por intermédio de uma pequena serra, com um tamanho de aproximadamente 5 mm. Os ensaios eram então realizados sob amplitude constante até que a trinca nucleasse e atingisse o comprimento de 6 mm, quando era iniciado o programa de ensaios, que será descrito no Capítulo 6.

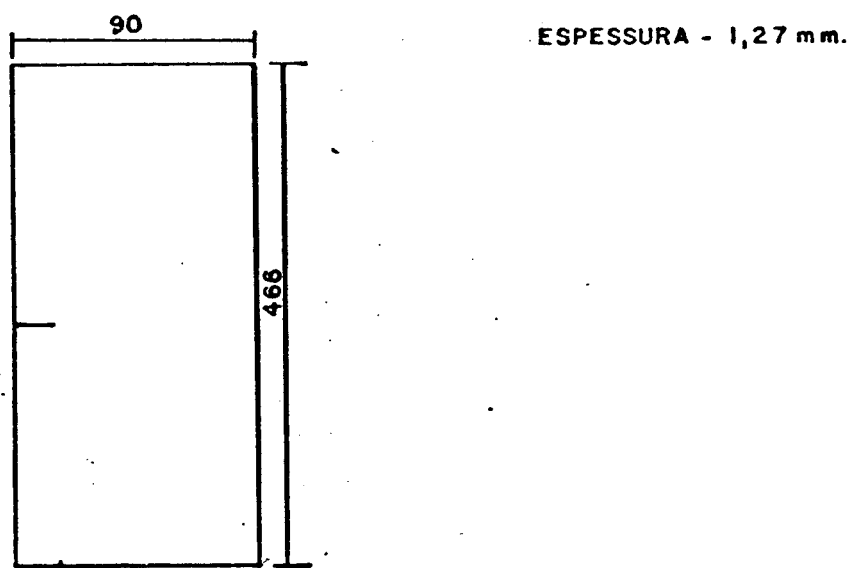


Figura 5.2: Corpo de prova utilizado nos ensaios de fadiga (dimensões em mm).

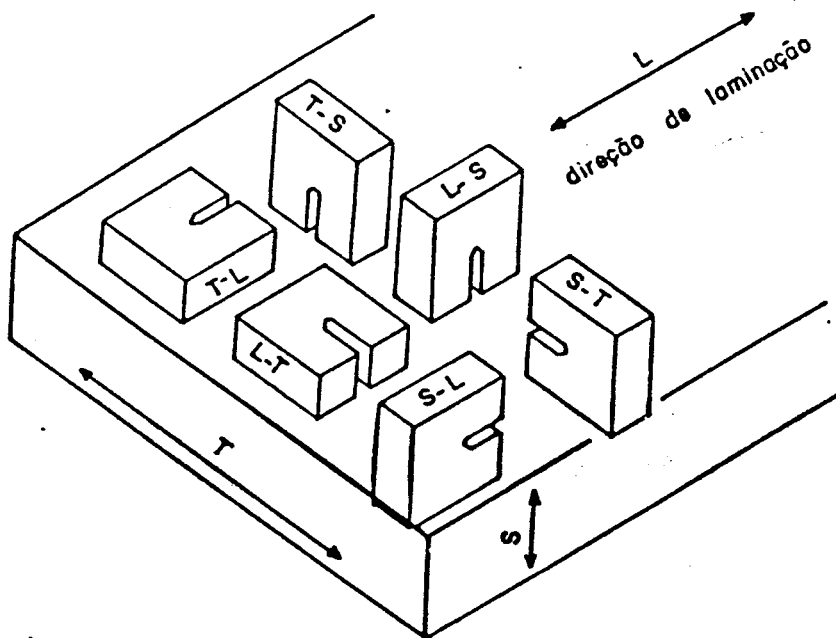


Figura 5.3: Códigos de identificação da orientação do plano da trinca para produtos laminados^[99].

Os ensaios de fadiga foram realizados a uma frequência de 10 hertz numa máquina MTS-810.12, com capacidade de 10 toneladas, fabricada pela MTS Systems Corporation. O comprimento da trinca ao longo do ensaio foi monitorado com auxílio de um microscópio ótico (aumento de 7 vezes), acoplado a uma escala graduada em centésimos de milímetro (10^{-5} m).

Capítulo 6

RESULTADOS E DISCUSSÃO

6.1 Carregamentos de Amplitude Constante

O objetivo principal deste trabalho é analisar e quantificar o retardo na propagação de trincas de fadiga quando da passagem de uma carga alta para uma carga baixa. Como todos os modelos discutidos para representar o retardo (Willemborg, Wheeler e Elber) baseiam-se em equações desenvolvidas para carregamentos de amplitude constante, foi necessário primeiramente levantar as curvas experimentais a vs. N em amplitude constante, para verificar qual modelo se aplica melhor para esta liga e determinar as constantes de cada modelo.

Foram realizados três ensaios sob carregamentos de amplitude constante, com tensões médias variando entre a mínima e a máxima utilizadas neste trabalho. As tensões utilizadas em cada ensaio estão na Tabela 6.1 e os resultados correspondentes apresentam-se na Figura 6.1. A amplitude de tensão foi a mesma para os três ensaios: 43,74 MPa.

Carga (kN)	Smin (MPa)	Smax (MPa)	R
(5,0 ± 2,5)	21,87	65,62	0,333
(6,5 ± 2,5)	35,00	78,74	0,444
(8,0 ± 2,5)	48,12	91,86	0,524

Tabela 6.1: Ensaios de amplitude constante.

Para analisar estes resultados, foi necessário traçar o gráfico $\log(da/dN)$ vs. $\log(\Delta K)$, que pode ser visto na Figura 6.2. No cálculo de ΔK , foi utilizada a equação 5.1, e para o cálculo de (da/dN) seguiu-se as recomendações

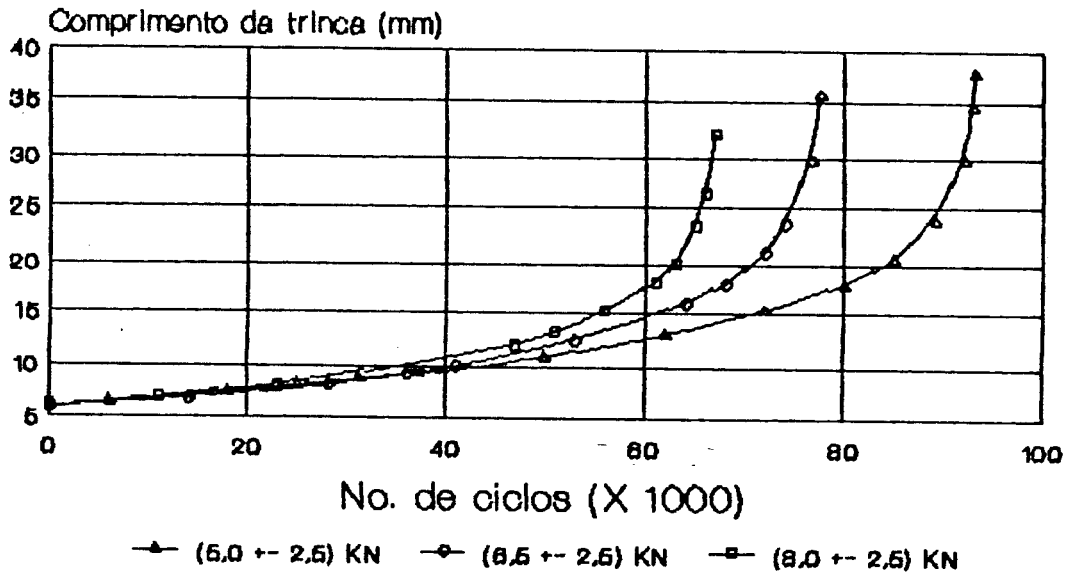


Figura 6.1: Ensaios de amplitude constante.

da norma ASTM E-647^[100], ajustando uma parábola a cada cinco pontos da curva a vs. N e derivando no ponto médio (ajuste polinomial incremental). O Apêndice A mostra detalhadamente o procedimento adotado.

Segundo Paris^[88], os pontos representados na Figura 6.2 deveriam cair sobre uma única reta. Apesar do comportamento ser aproximadamente linear, verifica-se que a “reta” é deslocada para cima à medida que a relação de ciclo, R , aumenta. As Figuras 6.3, 6.4 e 6.5 mostram estes mesmos pontos plotados segundo as equações propostas por Elber^[28], Forman^[89] e Nelson^[42], respectivamente, devidamente linearizadas. Pode-se observar que estes três últimos modelos, por incorporarem o parâmetro R , apresentam resultados melhores que o modelo proposto por Paris.

Para determinar qual o modelo realmente representa melhor os dados experimentais, utilizou-se a média do quadrado dos resíduos, MQR , definida como:

$$MQR = \frac{1}{N_P} \sum_{i=1}^{N_P} \left[\frac{\left(\frac{da}{dN}\right)_{est} - \left(\frac{da}{dN}\right)_{obs}}{\left(\frac{da}{dN}\right)_{obs}} \right]^2 \quad (6.1)$$

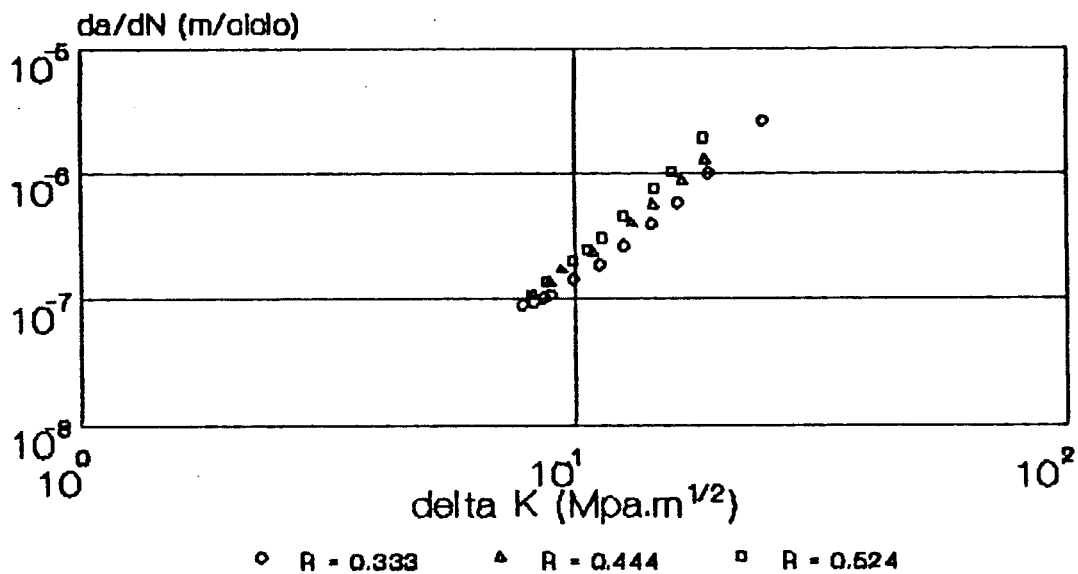


Figura 6.2: Curva da/dN vs. ΔK (escala logarítmica).

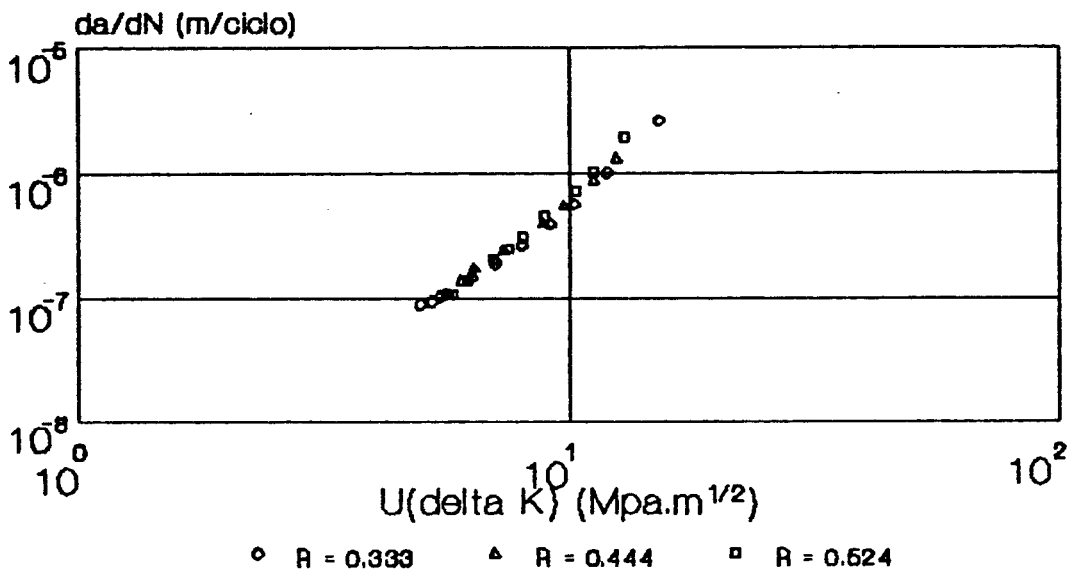


Figura 6.3: Modelo de Elber linearizado (escala logarítmica).

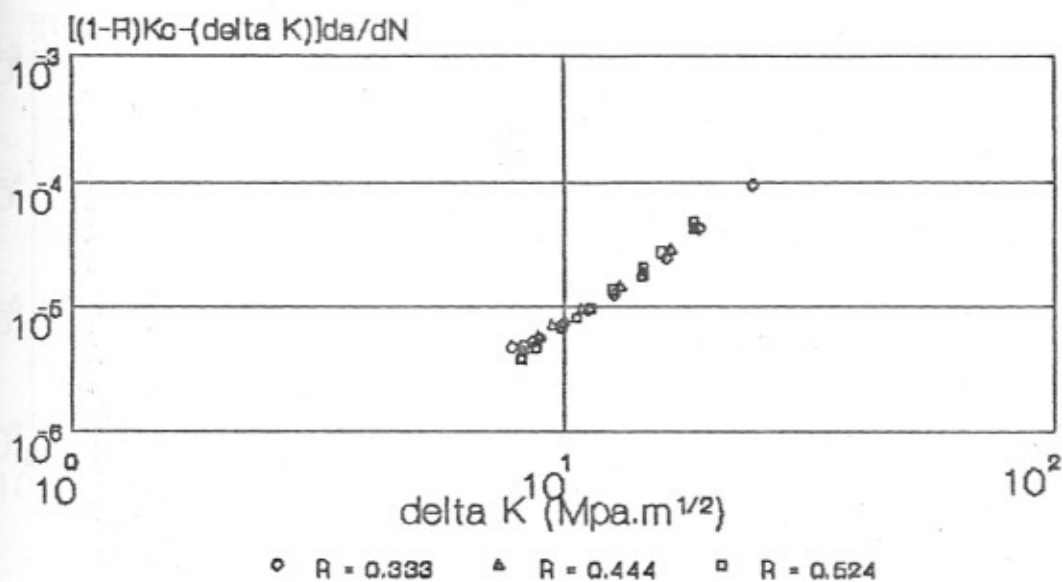


Figura 6.4: Modelo de Forman linearizado (escala logarítmica).

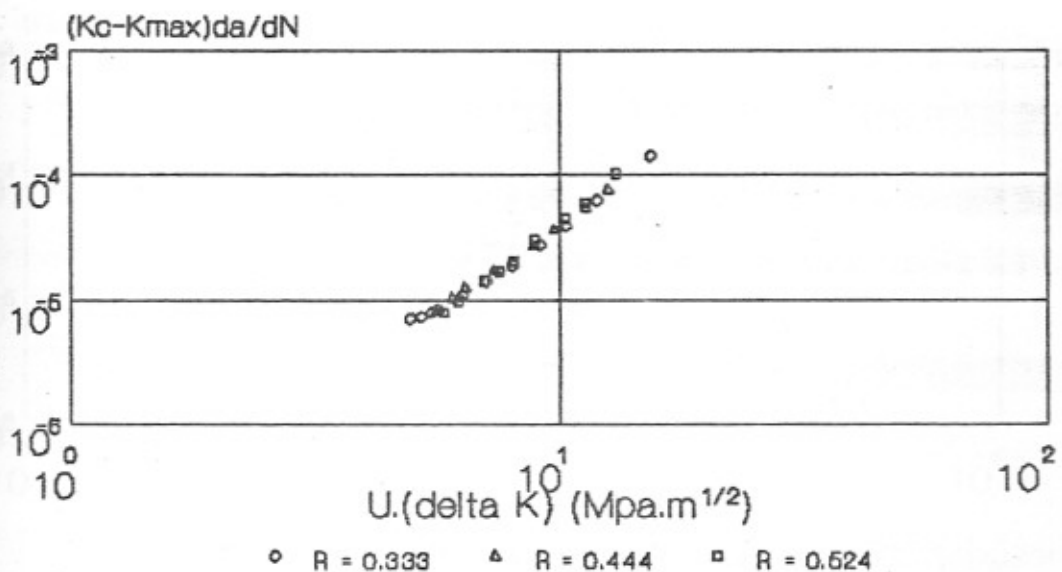


Figura 6.5: Modelo de Nelson linearizado (escala logarítmica).

onde:

$$N_P = \text{número de pontos experimentais}$$

$$\left(\frac{da}{dN}\right)_{est} = \text{taxa de propagação estimada pelo modelo}$$

$$\left(\frac{da}{dN}\right)_{obs} = \text{taxa de propagação observada no ensaio}$$

Segundo este critério, o modelo que apresentar o menor *MQR* é o que melhor se ajusta aos dados experimentais. Os valores de *MQR* calculados para cada modelo, assim como as constantes determinadas para cada um deles (pelo método de regressão linear), podem ser vistos na Tabela 6.2.

Modelo	<i>C</i>	<i>n</i>	<i>MQR</i>
Paris	$1,521 \times 10^{-10}$	3,082	$4,355 \times 10^{-2}$
Elber	$5,043 \times 10^{-10}$	3,099	$1,178 \times 10^{-2}$
Forman	$1,312 \times 10^{-8}$	2,760	$7,837 \times 10^{-3}$
Nelson	$7,037 \times 10^{-8}$	2,757	$7,472 \times 10^{-3}$

Tabela 6.2: Constantes e resíduos para cada um dos modelos de amplitude constante.

Como pode ser observado, os modelos de Forman e Nelson apresentam os menores resíduos, que são muito próximos. O modelo proposto por Nelson, entretanto, tem uma base física melhor, pois além de incorporar a tenacidade à fratura, K_c , representa o efeito da relação de ciclo, R , com base nas tensões de fechamento da trinca, que efetivamente existem. Portanto, desde que se conheça esta tensão de fechamento para cada material, o modelo de Nelson sempre deve levar a resultados melhores e, por isso, será utilizado neste trabalho. Substituindo-se as constantes na equação 4.11, tem-se a seguinte expressão:

$$\frac{da}{dN} = \frac{7,037 \times 10^{-8} [(0,5 + 0,4R) \Delta K]^{2,757}}{91,1 - K_{max}} \quad (6.2)$$

Esta equação será utilizada para todos os modelos de retardo. A dispersão entre os resultados experimentais e os calculados pela expressão acima é dada nas Tabelas 6.3, 6.4 e 6.5.

6.2 Carregamentos de Amplitude Variável

O programa de ensaios estabelecido para analisar o retardo na propagação de trincas de fadiga está representado na Figura 6.6. A carga de

a (mm)	$(da/dN)_{obs}$ ($\mu\text{m}/\text{ciclo}$)	$(da/dN)_{est}$ ($\mu\text{m}/\text{ciclo}$)	Resíduo (%)
7,41	0,089	0,072	-19,42
8,11	0,093	0,084	-9,69
8,69	0,101	0,094	-6,84
9,20	0,106	0,105	-1,78
10,93	0,141	0,144	2,34
12,96	0,189	0,204	7,89
15,30	0,261	0,294	12,81
17,93	0,382	0,434	13,49
20,58	0,560	0,630	12,46
23,96	0,982	1,004	2,15
29,90	2,547	2,289	-10,10

Tabela 6.3: Tabela de dispersão para o ensaio de $(5,0 \pm 2,5)\text{kN}$.

a (mm)	$(da/dN)_{obs}$ ($\mu\text{m}/\text{ciclo}$)	$(da/dN)_{est}$ ($\mu\text{m}/\text{ciclo}$)	Resíduo (%)
8,11	0,105	0,104	-0,71
9,14	0,135	0,129	-4,64
10,04	0,169	0,154	-8,93
12,42	0,237	0,235	-0,86
15,97	0,388	0,415	6,97
18,02	0,541	0,564	4,32
21,07	0,871	0,878	0,91
23,55	1,285	1,252	-2,56

Tabela 6.4: Tabela de dispersão para o ensaio de $(6,5 \pm 2,5)\text{kN}$.

a (mm)	$(da/dN)_{obs}$ ($\mu\text{m}/\text{ciclo}$)	$(da/dN)_{est}$ ($\mu\text{m}/\text{ciclo}$)	Resíduo (%)
7,97	0,106	0,118	11,21
8,98	0,135	0,147	9,14
10,89	0,200	0,213	6,56
12,00	0,244	0,259	6,43
13,26	0,298	0,322	7,93
15,21	0,447	0,443	-0,98
18,20	0,719	0,704	-2,04
20,07	1,007	0,933	-7,34
23,43	1,865	1,540	-17,40

Tabela 6.5: Tabela de dispersão para o ensaio de $(8,0 \pm 2,5)\text{kN}$.

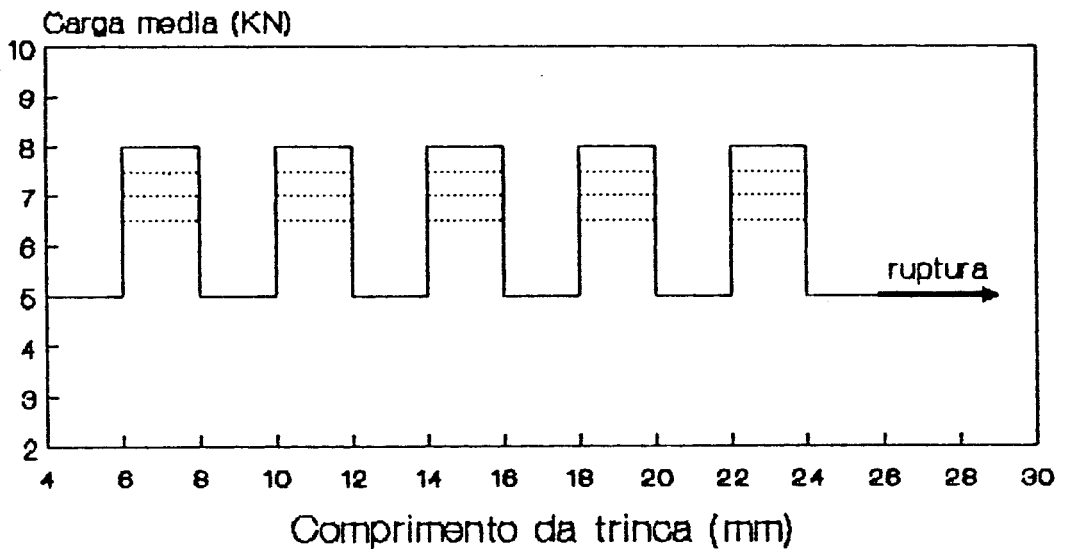


Figura 6.6: Programa de ensaios.

$(5,0 \pm 2,5)$ kN foi utilizada como referência (carga baixa) e as cargas altas foram de $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $(7,5 \pm 2,5)$ kN e $(8,0 \pm 2,5)$ kN.

A trinca era nucleada na carga de referência e, quando atingia 6 mm, mudava-se para a carga alta. A partir de então, sempre que a trinca crescia 2 mm, o carregamento era modificado, de modo que uma sequência alta-baixa, na qual o retardo pode ser observado, ocorria sempre para os comprimentos de trinca de 8 mm, 12 mm, 16 mm, 20 mm e 24 mm, quando a carga de referência era mantida até a ruptura final do corpo de prova. Foram realizados dois ensaios para cada valor de carga alta e o comprimento da trinca era medido a cada 1000 ciclos. Os resultados correspondentes a estes ensaios podem ser vistos nas Figuras 6.7 a 6.10, na forma de gráficos a vs. N .

Diversos pesquisadores verificaram que o retardo observado numa sequência alta-baixa aumenta com o aumento do número de ciclos na carga alta^[40,43,50], até que se atinja um número de ciclos de saturação, N_{sat} , acima do qual um incremento no número de ciclos na carga alta não provoca nenhum retardo adicional. Neste trabalho, o número de ciclos na carga alta foi o necessário para provocar um incremento no comprimento da trinca de $\hat{\sim}$ mm (da ordem de milhares de ciclos). P. D. Bell e A. Wolfman^[40] ve-

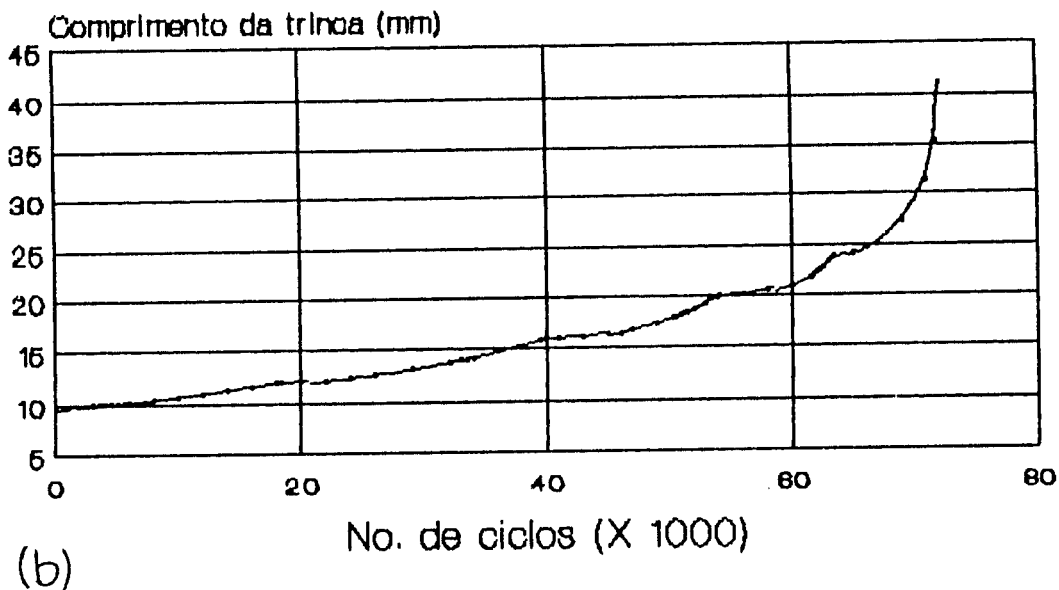
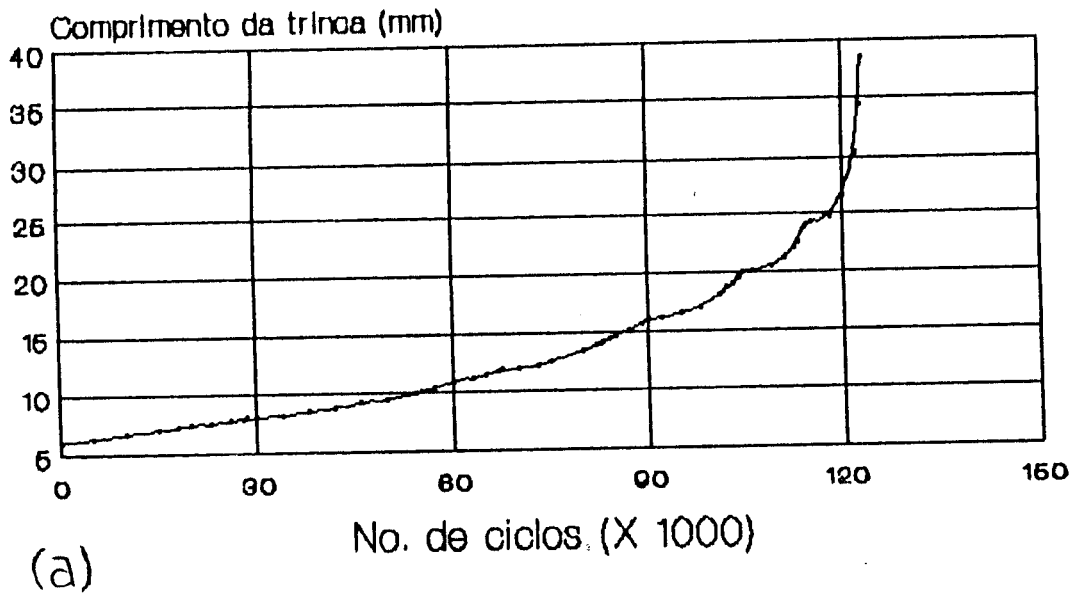
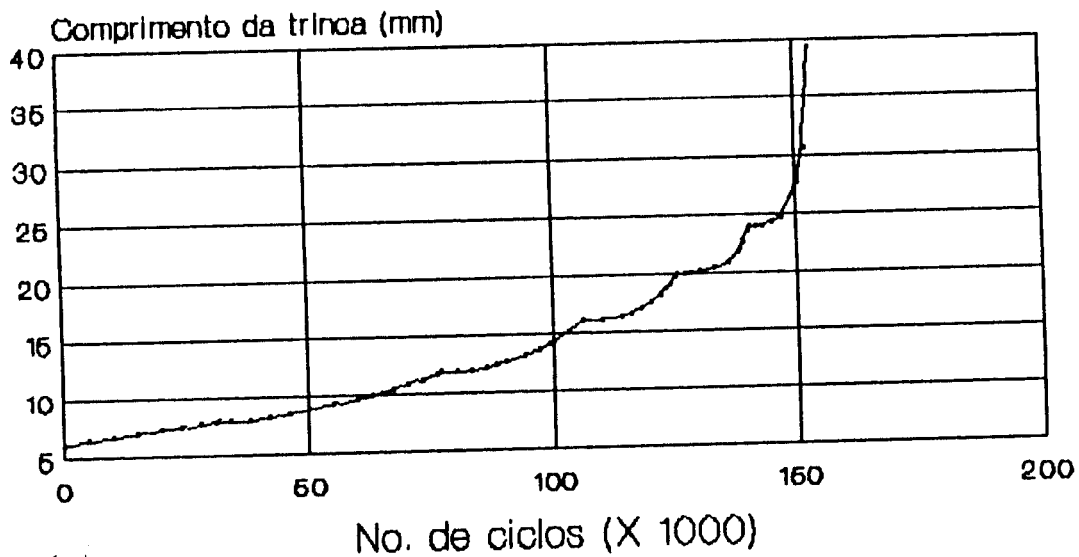
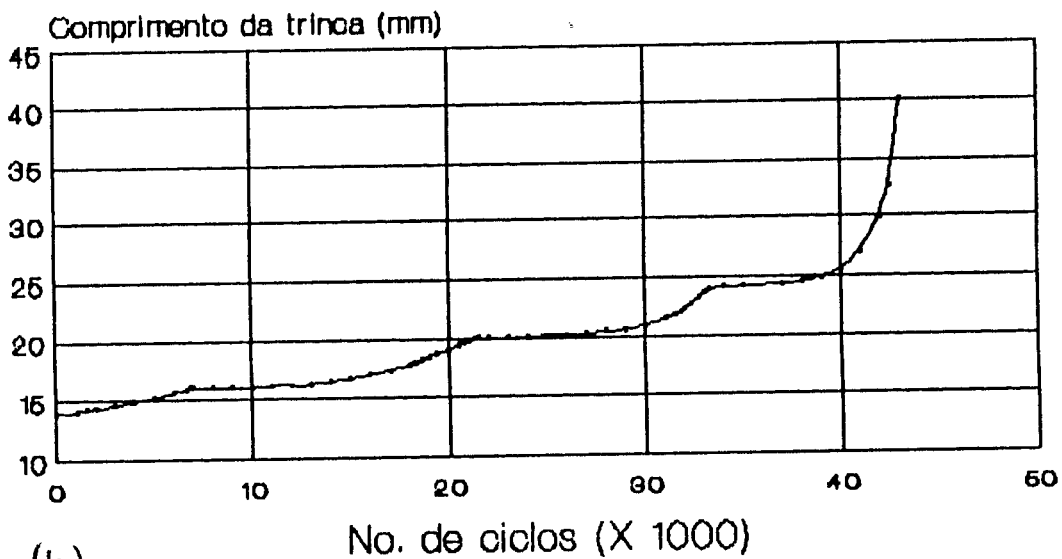


Figura 6.7: Carregamento de amplitude variável: $(6,5 \pm 2,5)$ kN \longleftrightarrow $(5,0 \pm 2,5)$ N. (a)primeiro ensaio e (b)segundo ensaio.

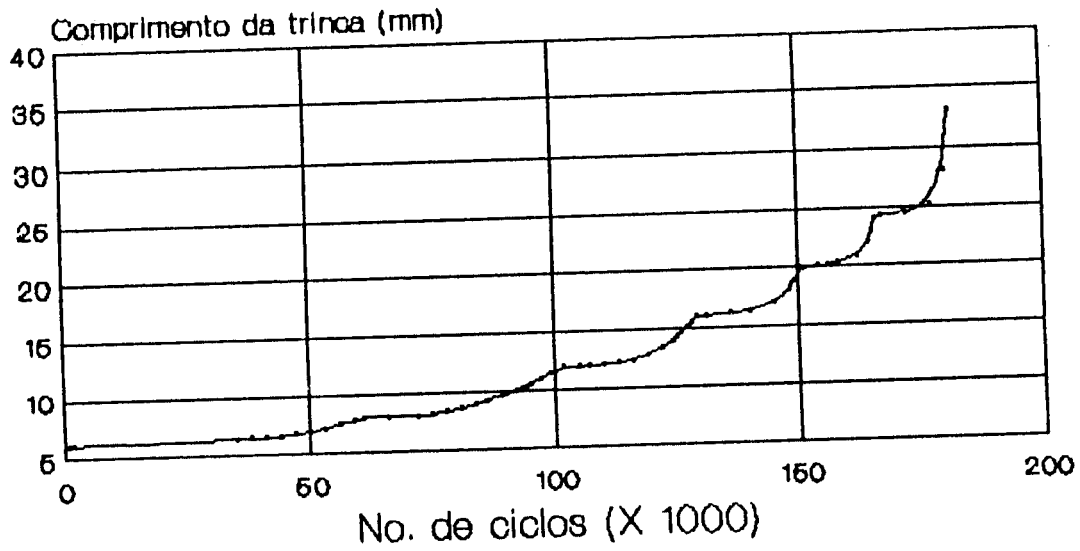


(a)

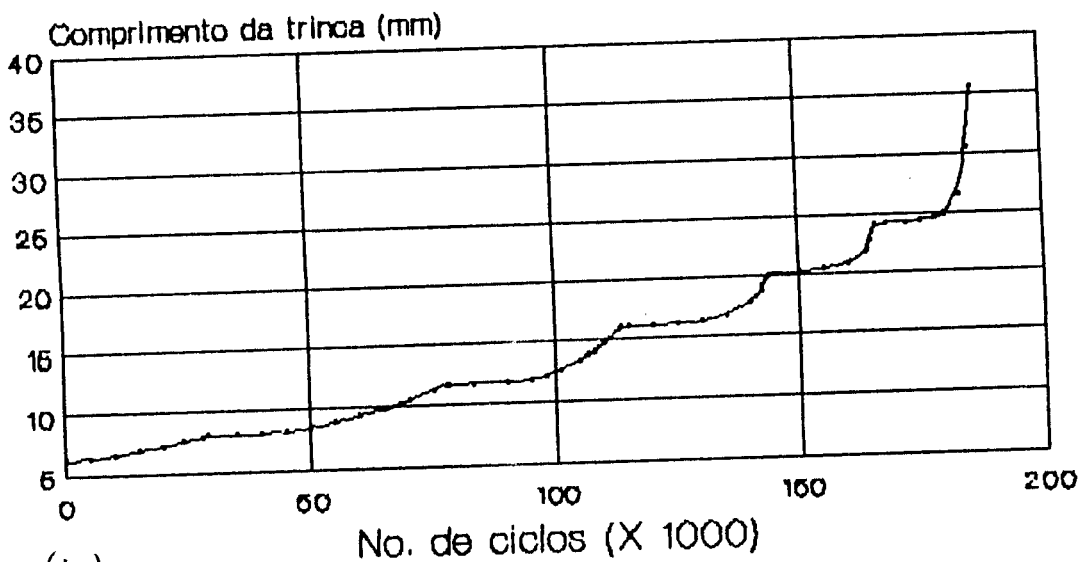


(b)

Figura 6.8: Carregamento de amplitude variável: $(7,0 \pm 2,5)\text{kN} \longleftrightarrow (5,0 \pm 2,5)\text{kN}$. (a)primeiro ensaio e (b)segundo ensaio.

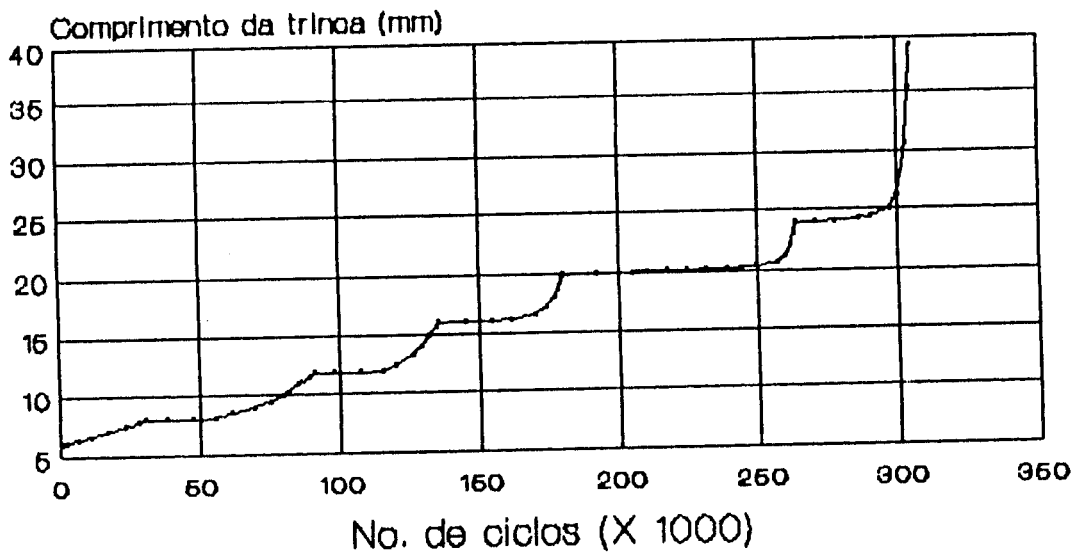


(a)

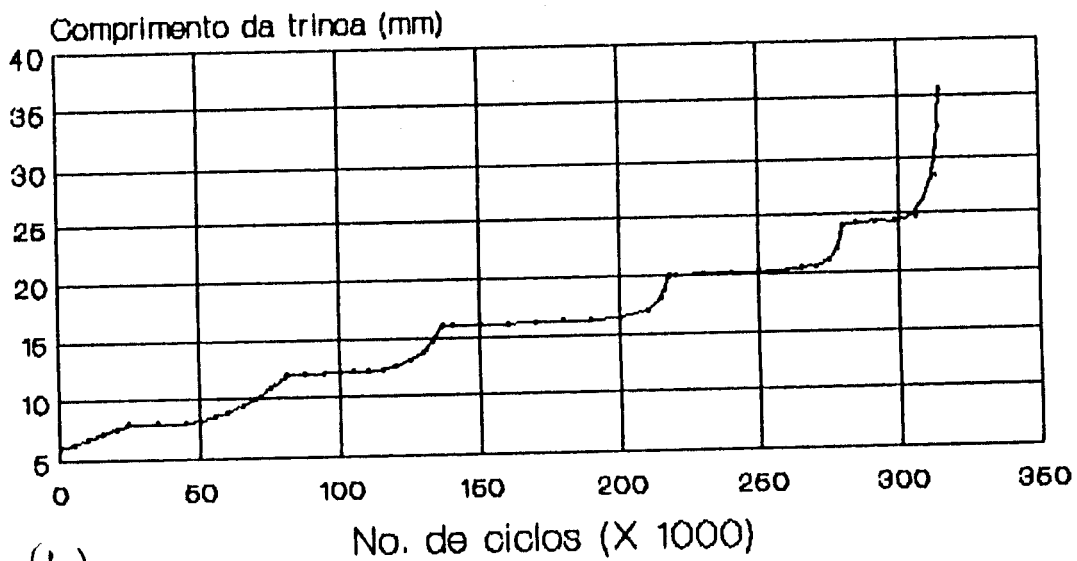


(b)

Figura 6.9: Carregamento de amplitude variável: $(7,5 \pm 2,5)$ kN \longleftrightarrow $(5,0 \pm 2,5)$ kN. (a)primeiro ensaio e (b)segundo ensaio.



(a)



(b)

Figura 6.10: Carregamento de amplitude variável: $(8,0 \pm 2,5)$ kN \leftrightarrow $(5,0 \pm 2,5)$ kN. (a)primeiro ensaio e (b)segundo ensaio.

rificaram, para uma liga de alumínio da série 2XXX, um N_{sat} muito baixo (13 ciclos). Portanto, a intensidade do retardo obtida com estes ensaios é a máxima possível para cada nível de carga alta.

A influência do nível de carga alta é usualmente representada pela relação de sobrecarga, R_{sc} , definida como^[50]:

$$R_{sc} = \frac{K_{max_a}}{K_{max_b}} \quad (6.3)$$

onde:

K_{max_a} = fator intensidade de tensão máximo na carga alta

K_{max_b} = fator intensidade de tensão máximo na carga baixa

Segundo o programa de ensaios realizado, o parâmetro R_{sc} assume os seguintes valores: 1, 20, 1, 27, 1, 33 e 1, 40, para as cargas altas de $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $(7,5 \pm 2,5)$ kN e $(8,0 \pm 2,5)$ kN, respectivamente. Uma primeira conclusão que pode ser obtida dos gráficos representados nas Figuras 6.7 a 6.10 é que o retardo é maior para valores mais altos de R_{sc} .

Outro parâmetro que varia nos ensaios realizados é o comprimento da trinca no qual se dá a passagem da carga alta para a carga baixa, que é melhor representado pela amplitude de variação do fator intensidade de tensão na carga baixa, ΔK_b ^[50]. A análise dos modelos de Willemborg, Wheeler e Elber, portanto, será quanto à sensibilidade para representar a variação destes dois parâmetros: R_{sc} e Δk_b .

6.3 Implementação dos Modelos de Retardo

Para possibilitar a comparação entre os modelos, foi implementado em computador um programa que calculasse, ciclo a ciclo, o tamanho da trinca durante a propagação nos 2 mm que se seguem à sequência alta-baixa. Como os corpos de prova foram confeccionados a partir de chapas finas (1,27 mm de espessura), utilizou-se a equação 3.23, desenvolvida para condições de tensão plana, no cálculo do tamanho da zona plástica.

O modelo de Willemborg foi o que apresentou menor dificuldade para sua implementação, já que não depende de nenhum coeficiente experimental. O modelo de Wheeler foi implementado com um expoente de forma, m , igual a 5, obtido experimentalmente por tentativa e erro de modo a possibilitar o melhor ajuste.

Para implementação do modelo de Elber, utilizou-se um procedimento similar ao adotado por P. D. Bell e A. Wolfman^[40], baseado hipóteses relacionadas a seguir. O modelo elaborado a partir destas hipóteses será designado **Modelo das Tensões de Fechamento**:

1. O retardo é máximo logo após o abaixamento da carga, ou seja, não há atraso no retardo, o que é bastante razoável para um carregamento sequencial alto-baixo^[36],
2. O fim do retardo ocorre quando a ponta da trinca atinge a extremidade da zona plástica induzida pela carga alta (r_s), e
3. A tensão de fechamento e abertura da trinca, S_{ab} , decresce linearmente à medida que a trinca se propaga, sendo expressa pela seguinte relação:

$$S_{ab_i} = S_{ab_a} - (S_{ab_a} - S_{ab_b}) \frac{\Delta a_i}{r_s} \quad (6.4)$$

A comparação entre os modelos e os dados experimentais pode ser vista de maneira simplificada nos gráficos das Figuras 6.11 a 6.14, que mostra o número total de ciclos necessários para a trinca percorrer os 2 mm na carga de referência. Destes gráficos, pode-se observar que o modelo de Willemborg é conservativo para todas as condições de ensaio, e que torna-se extremamente conservativo à medida que os valores de R_{sc} e ΔK_b aumentam. O modelo de Wheeler apresenta resultados melhores, já que consegue acompanhar a variação do retardo com o aumento de R_{sc} , mas também torna-se conservativo à medida que R_{sc} aumenta. O modelo das Tensões de Fechamento, por outro lado, representa melhor o retardo para altos valores de ΔK_b , mas superestima o retardo nas regiões de alto R_{sc} e baixo ΔK_b . Da análise acima, pode-se concluir que o modelo de Wheeler é melhor para a região de baixo ΔK_b , enquanto que o modelo das Tensões de Fechamento se aplica para a região de alto ΔK_b .

Como já foi comentado, para a implementação dos modelos, assumiu-se que havia condições de tensão plana no interior do material, ou seja, o tamanho da zona plástica deveria ser maior ou igual à espessura da chapa (1,27 mm). Uma análise da Figura 6.15, entretanto, que mostra o tamanho da zona plástica devido à carga alta (calculada para a tensão plana) para todas as condições de retardo, indica que não há condições de tensão plana para as regiões de baixo ΔK_b (trincas com 8 mm e 12 mm). As duas linhas horizontais no gráfico, indicam que acima da linha superior há condições de

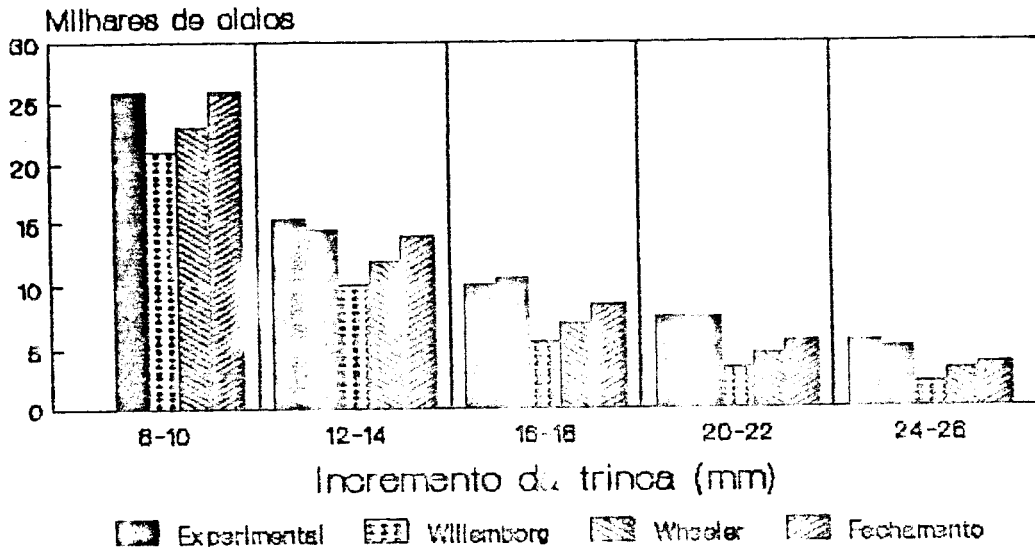


Figura 6.11: Comparação entre os modelos e os dados experimentais: carga alta = $(6,5 \pm 2,5)$ kN.

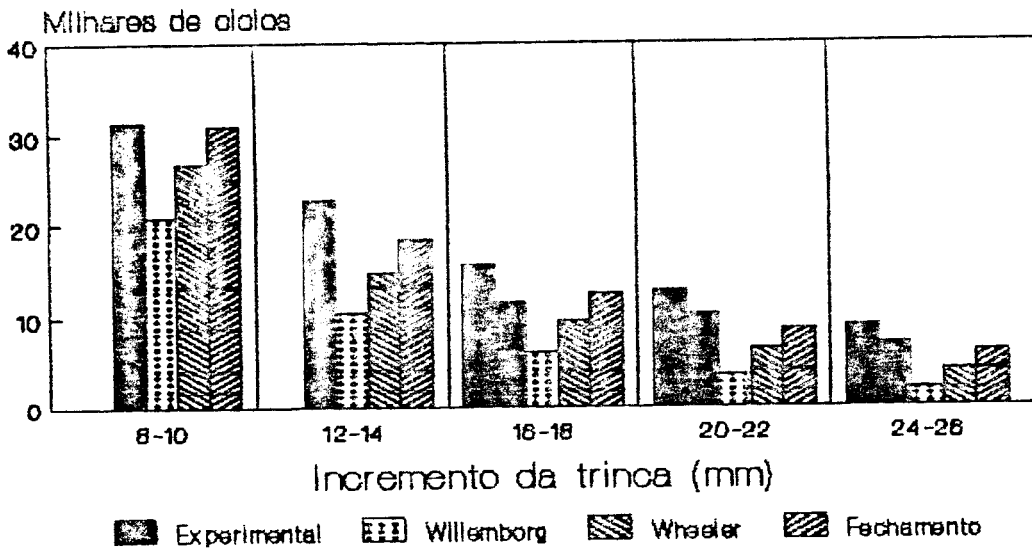


Figura 6.12: Comparação entre os modelos e os dados experimentais: carga alta = $(7,0 \pm 2,5)$ kN.

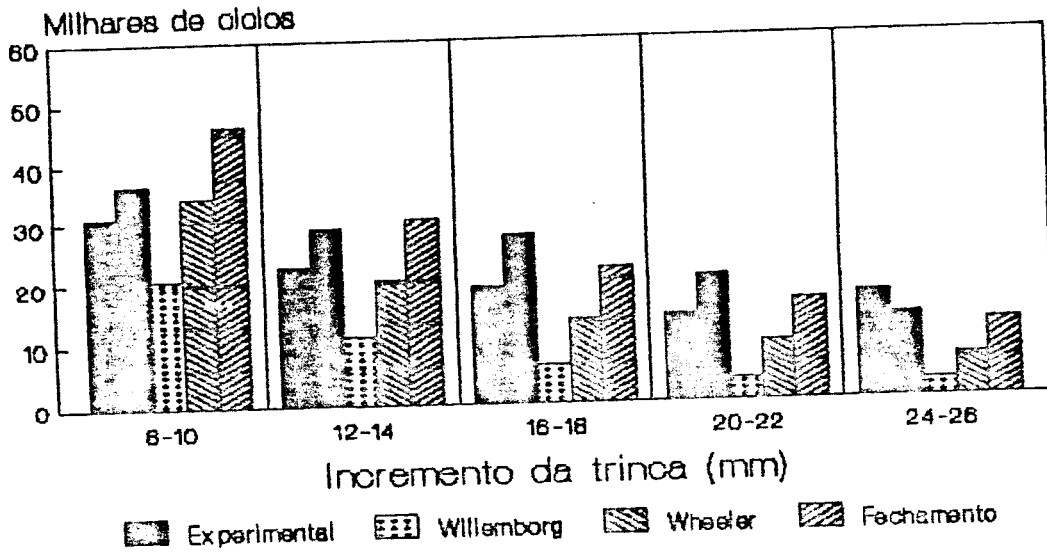


Figura 6.13: Comparação entre os modelos e os dados experimentais: carga alta = $(7,5 \pm 2,5)$ kN.

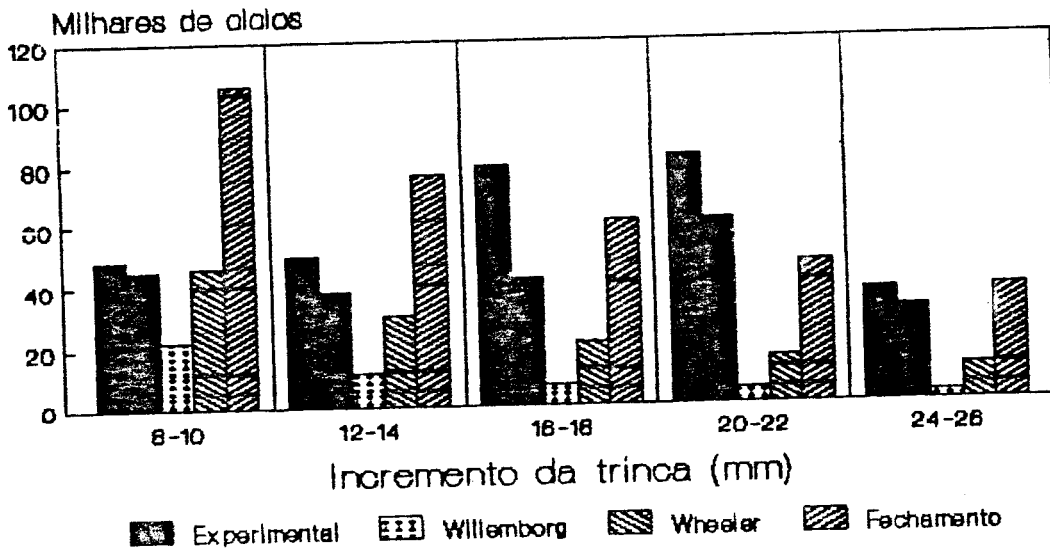


Figura 6.14: Comparação entre os modelos e os dados experimentais: carga alta = $(8,0 \pm 2,5)$ kN.

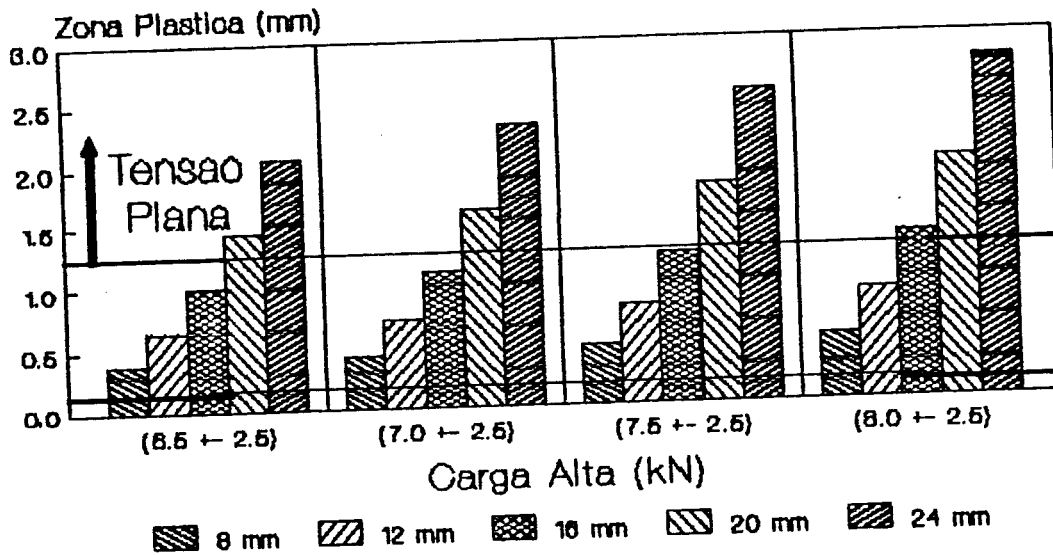


Figura 6.15: Tamanho da zona plástica induzida pela carga alta (calculada para estado de tensão plana).

tensão plana e abaixo da linha inferior há condições de deformação plana. Pode-se observar que para nenhuma das condições aqui estudadas ocorre deformação plana e que metade dos ensaios realizados cai numa região de transição entre deformação plana e tensão plana, na qual não existe uma expressão para calcular o tamanho da zona plástica.

6.4 Correção da Zona Plástica

Como todos os modelos dependem do tamanho da zona plástica, fez-se necessário desenvolver uma expressão que estimasse a zona plástica para a região de transição entre deformação plana e tensão plana. Para isto, assumiu-se que o tamanho da zona plástica varia linearmente nesta região de transição, o que levou ao desenvolvimento da seguinte expressão, baseada nas equações 3.19, 3.20, 3.23 e 3.25:

$$r_p = \alpha \left(\frac{K_{max}}{\sigma_c} \right)^2 \quad (6.5)$$

$$\alpha = \begin{cases} \frac{1}{6\pi} & \text{p/ } e \geq 2,5 \left(\frac{K_{max}}{\sigma_c} \right)^2 \\ \frac{1}{\pi} & \text{p/ } e \leq \frac{1}{\pi} \left(\frac{K_{max}}{\sigma_c} \right)^2 \\ \frac{1}{6\pi} + \frac{5}{6\pi} \left[\frac{2,5 - e \left(\frac{K_{max}}{\sigma_c} \right)^{-2}}{2,5 - \frac{1}{\pi}} \right] & \text{p/ } \frac{1}{\pi} \left(\frac{K_{max}}{\sigma_c} \right)^2 < e < 2,5 \left(\frac{K_{max}}{\sigma_c} \right)^2 \end{cases}$$

Utilizando esta expressão corrigida para calcular o tamanho da zona plástica, os modelos foram reavaliados e os resultados podem ser vistos nas Figuras 6.16 a 6.19. Obviamente, nas regiões onde há condições de tensão plana (alto ΔK_b), não houve modificação nos resultados, e o modelo das Tensões de Fechamento continuou apresentando-se melhor. Nas regiões de baixo ΔK_b , entretanto, as modificações foram significativas, exceto para o modelo de Willemborg, que continuou extremamente conservativo. Com a zona plástica corrigida, nas regiões de baixo ΔK_b , o modelo das Tensões de Fechamento tornou-se ligeiramente mais conservativo, melhorando seus resultados. O modelo de Wheeler comportou-se de maneira diferente, e passou a superestimar o retardo, sendo que para $R_{sc} = 1,40$ e comprimento da trinca de 8 mm, a propagação era tão lenta que, para a precisão utilizada nos cálculos (oito algarismos significativos), a trinca não crescia mais.

Apesar de ter melhorado seus resultados, o modelo das Tensões de Fechamento continua superestimando o retardo para as regiões de baixo ΔK_b , principalmente para $R_{sc} = 1,40$. Uma alternativa, portanto, seria modificar o modelo de Wheeler de modo a representar o expoente de forma, m , como função de ΔK_b . A análise da Figura 6.20, porém, que mostra uma comparação esquemática entre o modelo de Wheeler e os dados experimentais, permite concluir que, este modelo não consegue representar o comportamento da trinca durante o retardo, pois prevê um retardo maior que o observado, mas de menor duração. Como estes dois erros se compensam, podem levar a resultados globais idênticos.

Com o objetivo de verificar até quando o retardo efetivamente atua na propagação da trinca, foram traçados os gráficos das Figuras 6.21a a 6.40a, que mostram a relação entre a taxa de propagação observada durante o retardo, $(da/dN)_{ret}$, e a taxa de propagação calculada pelo modelo de Nelson para amplitude constante, $(da/dN)_{cte}$, como função do comprimento da trinca. As linhas verticais pontilhadas indicam o tamanho das zonas plásticas devido à carga alta calculadas para deformação plana ou tensão plana, enquanto

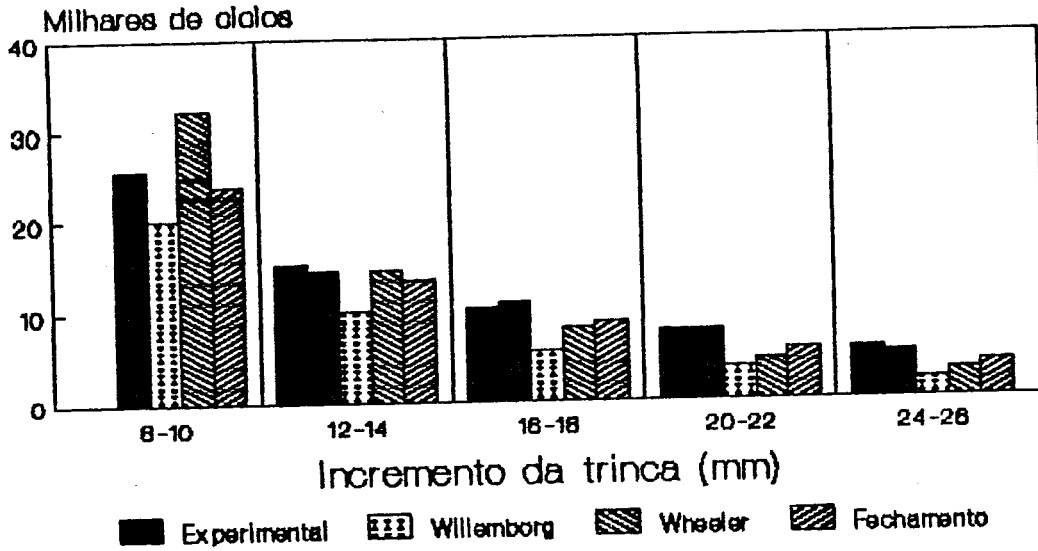


Figura 6.16: Comparação entre os modelos, com a zona plástica corrigida: carga alta = $(6,5 \pm 2,5)$ kN.

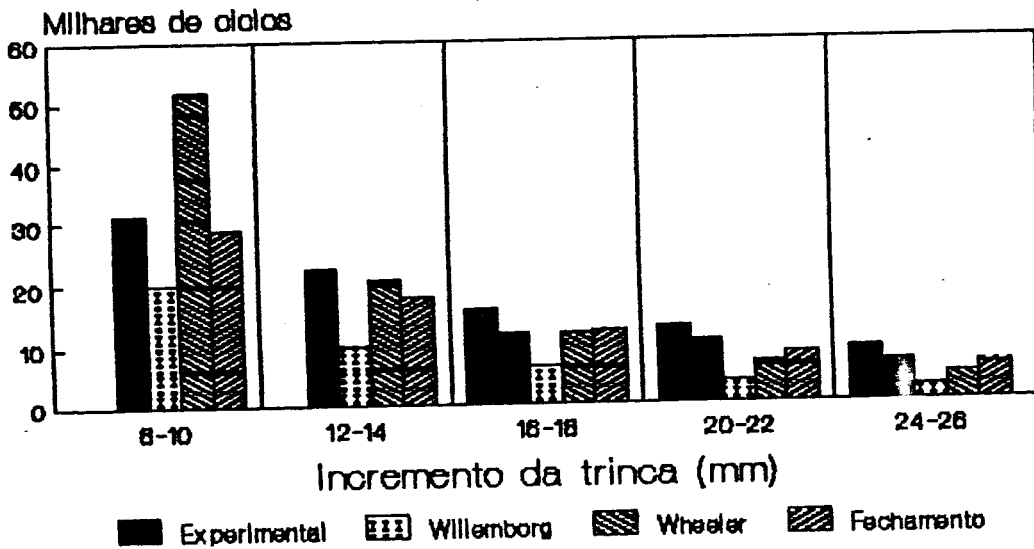


Figura 6.17: Comparação entre os modelos, com a zona plástica corrigida: carga alta = $(7,0 \pm 2,5)$ kN.

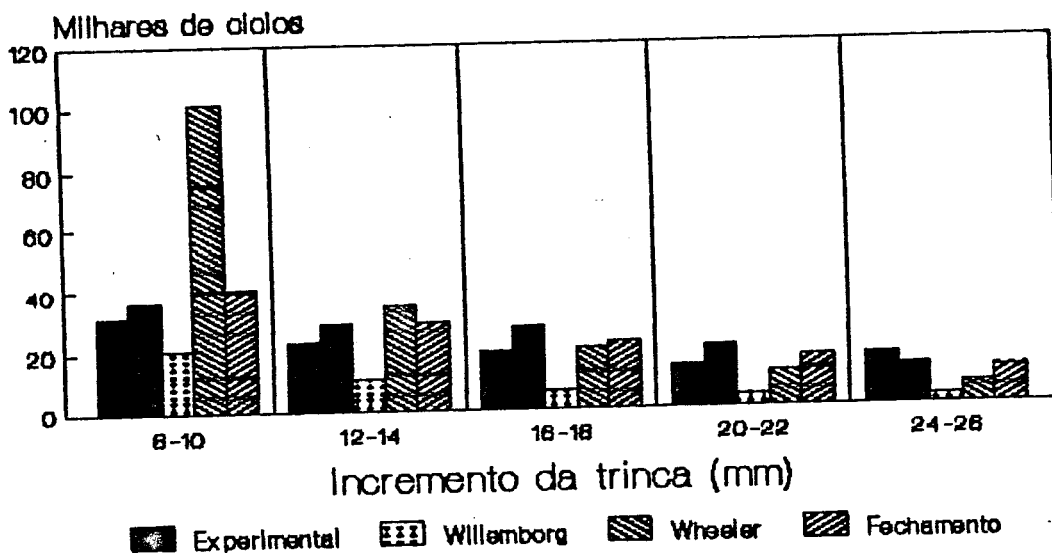


Figura 6.18: Comparação entre os modelos, com a zona plástica corrigida: carga alta = $(7,5 \pm 2,5)$ kN.

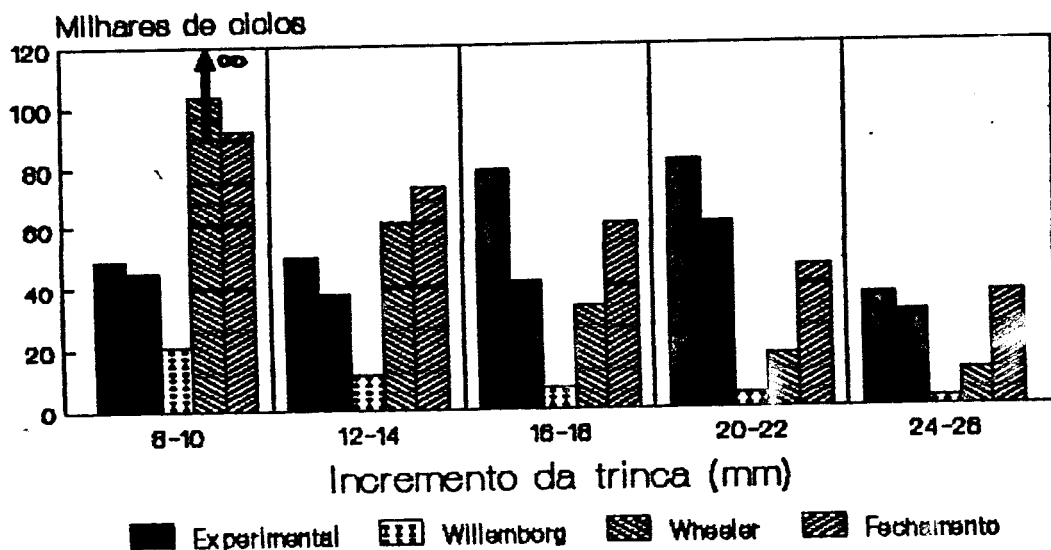


Figura 6.19: Comparação entre os modelos, com a zona plástica corrigida: carga alta = $(8,0 \pm 2,5)$ kN.

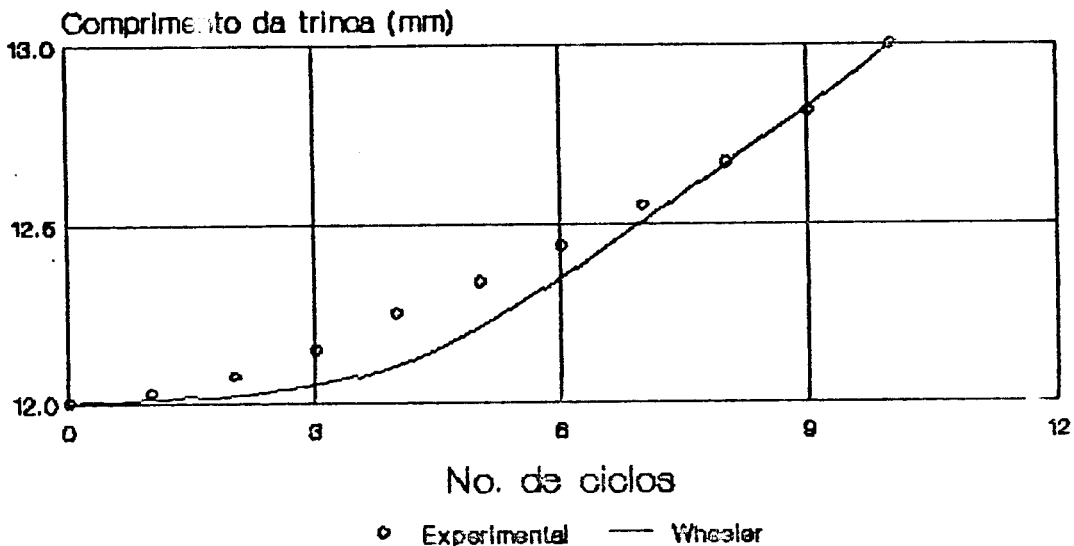


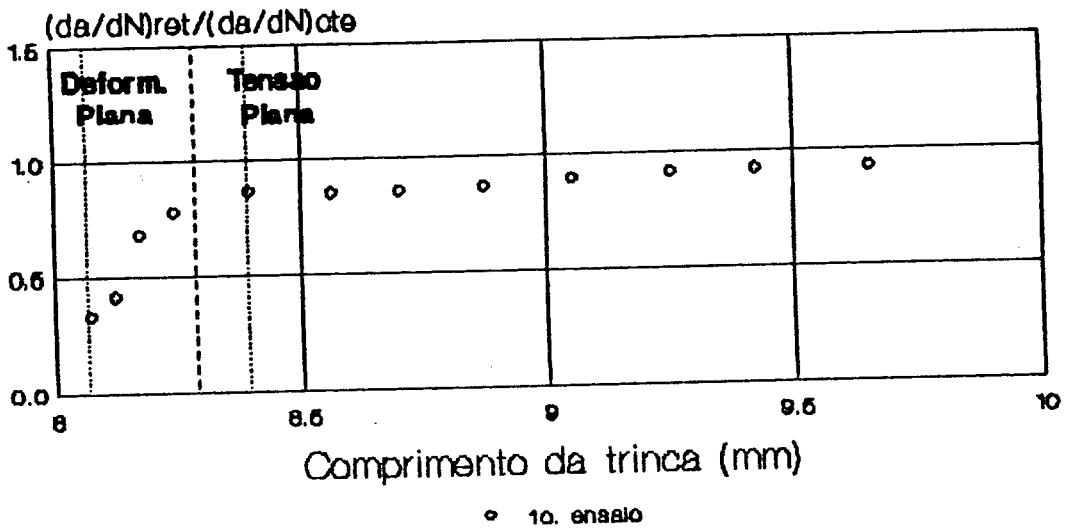
Figura 6.20: Comparação esquemática entre o modelo de Wheeler e os dados experimentais.

que a linha vertical tracejada indica a zona plástica corrigida pela expressão 6.5 para a região de transição. O fim do retardo ocorre quando a relação $(da/dN)_{ret}/(da/dN)_{cte}$ for aproximadamente igual a 1.

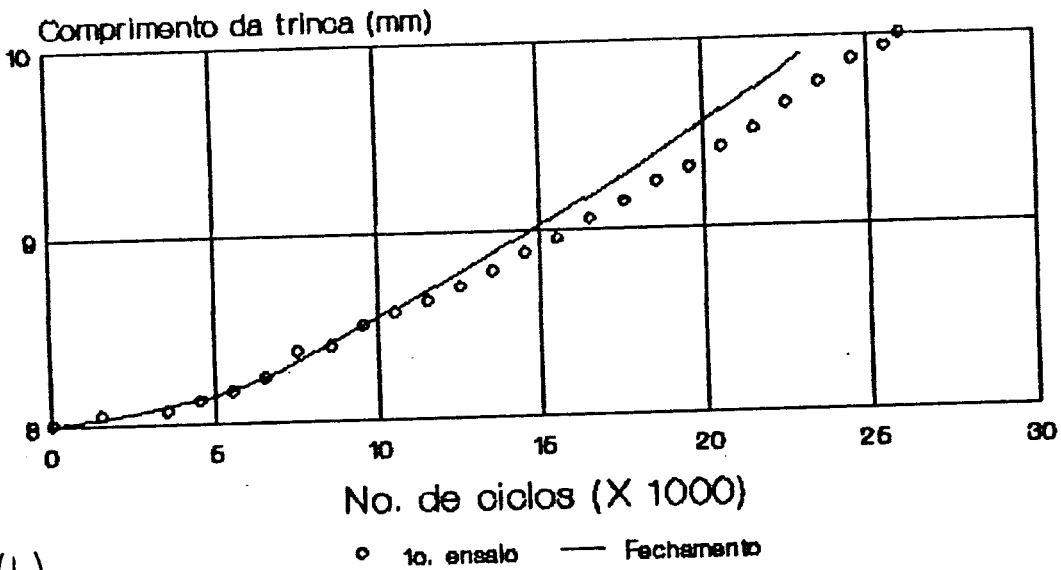
Pode-se observar que, para todas as condições onde prevalece o estado de tensão plana, o retardo é efetivo pelo menos até que a ponta da trinca ultrapasse o limite da zona plástica induzida pela carga alta, o que vem comprovar que os modelos de Willemborg e Wheeler são fisicamente incorretos, pois preveem que o retardo termina quando a zona plástica devido à carga baixa atinge o limite da zona plástica induzida pela carga alta (Capítulo 4).

Nas regiões de transição, o retardo geralmente termina entre as zonas plásticas calculadas para deformação plana e tensão plana, o que pode ser facilmente observado na Figura 6.36a.

As Figuras 6.21b a 6.40b mostram os pontos a vs. N experimentais plotados junto com a curva obtida pelo modelo das Tensões de Fechamento. Pode-se observar que, para a maioria das condições estudadas (e para todas as condições nas quais prevalece o estado de tensão plana, este modelo se aplica bem, representando satisfatoriamente o comportamento da trinca durante o retardo. O Apêndice B mostra alguns gráficos a vs. N com os outros modelos de retardo, antes e depois da correção da zona plástica.

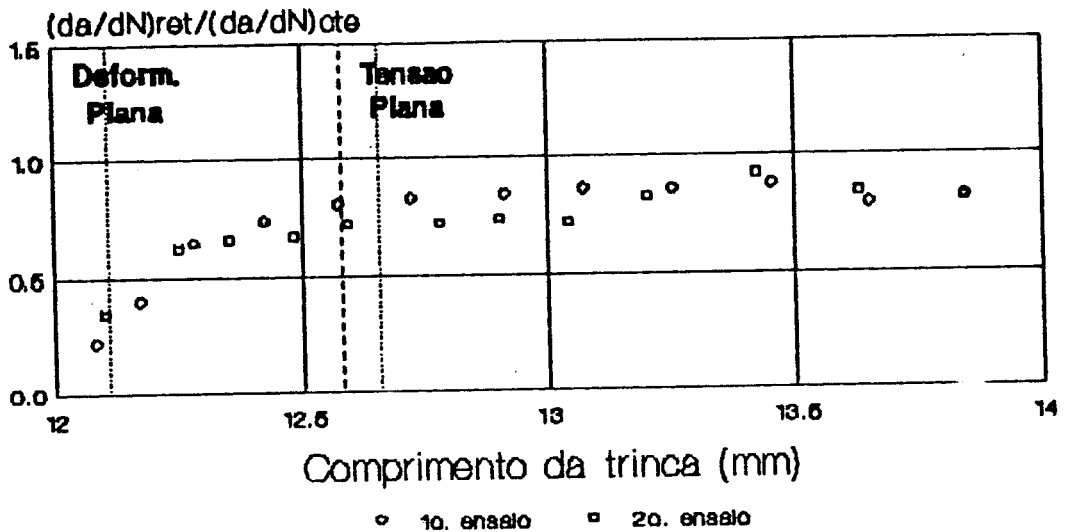


(a)

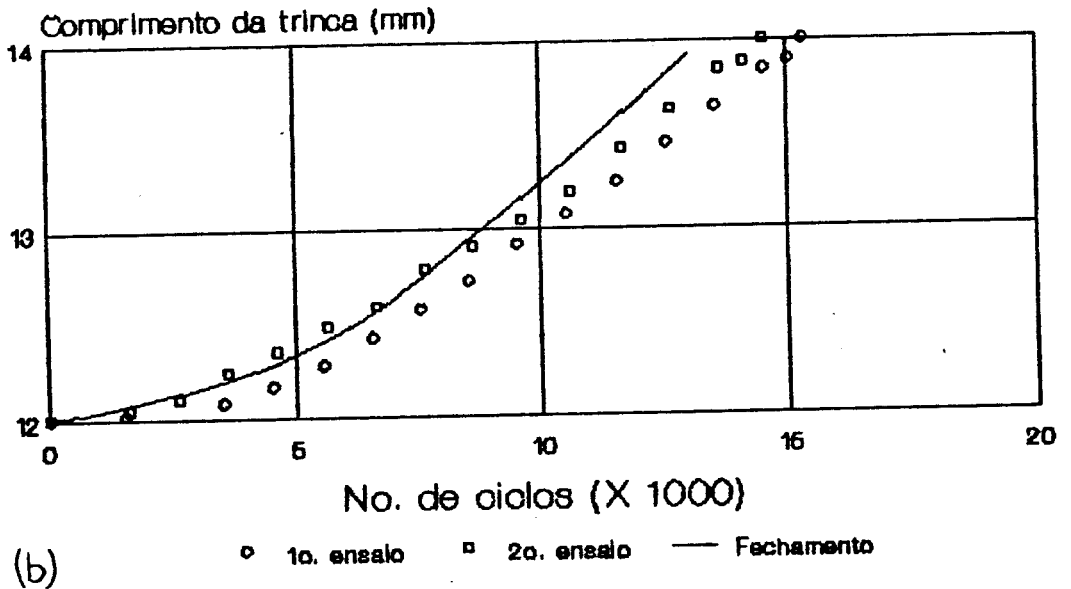


(b)

Figura 6.21: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)kN$, $a = 8$ mm.



(a)



(b)

Figura 6.22: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 12$ mm.

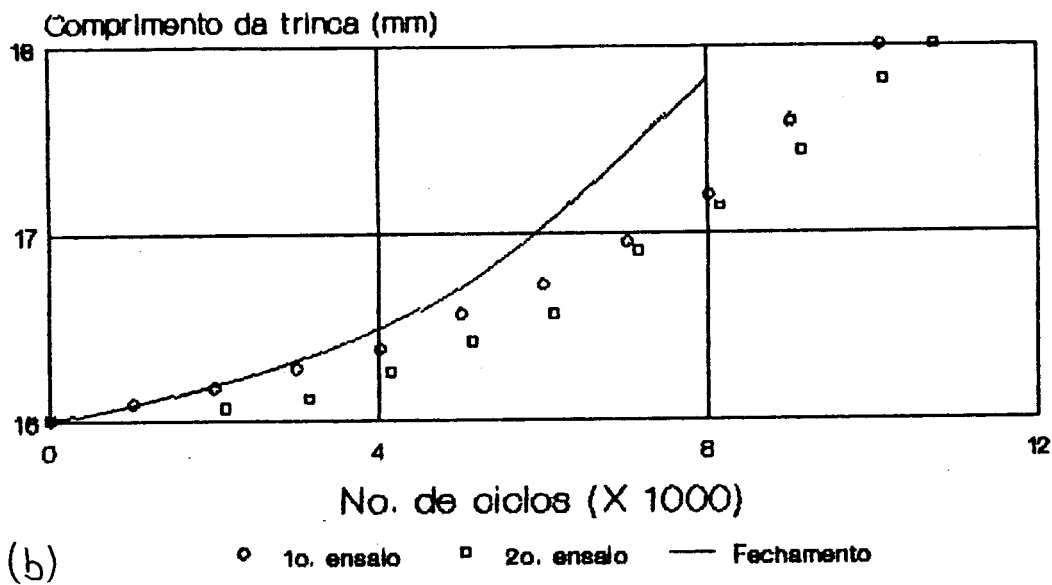
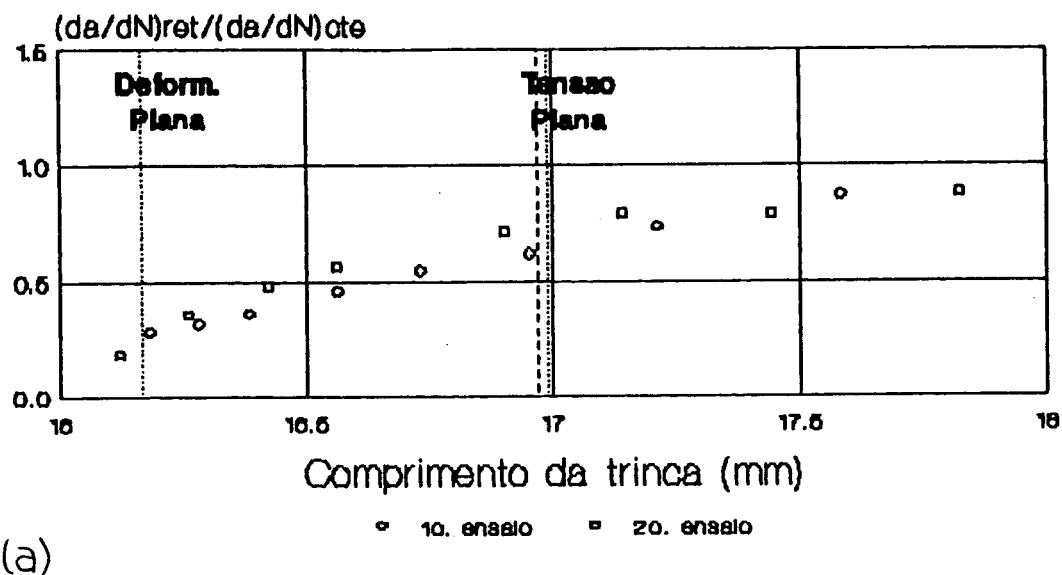
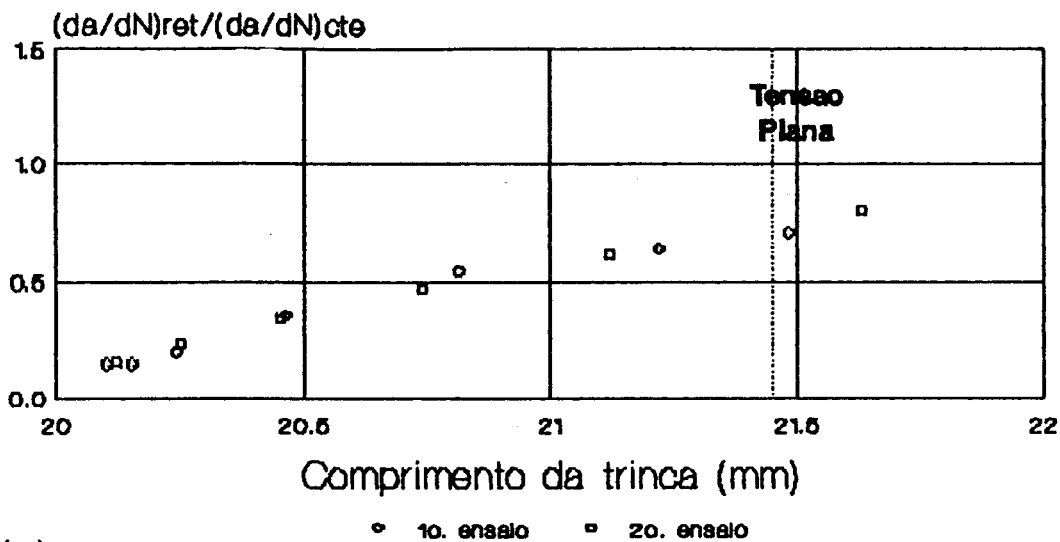
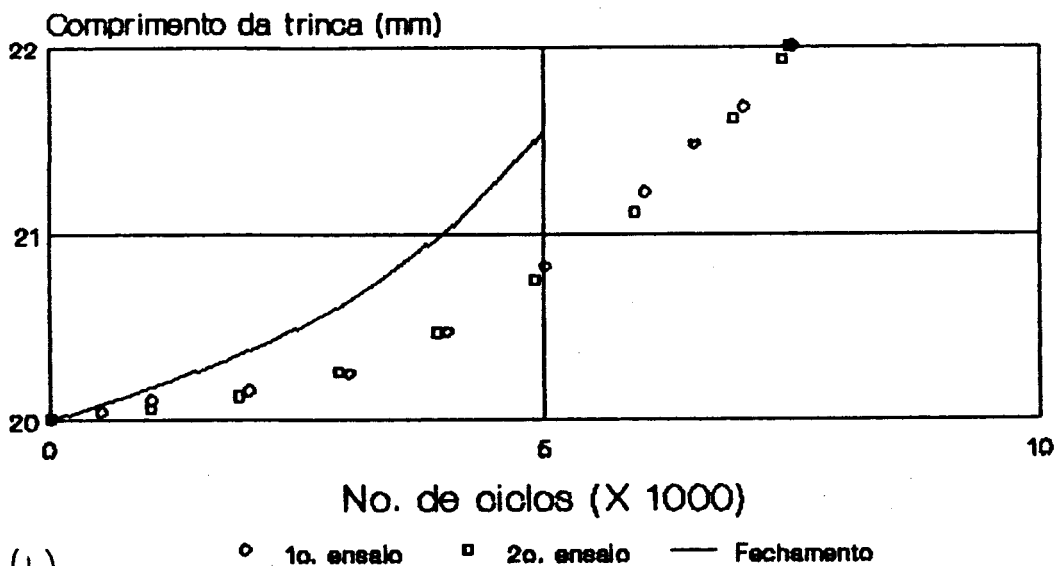


Figura 6.23: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)kN$, $a = 16$ mm.



(a)



(b)

Figura 6.24: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 20$ mm.

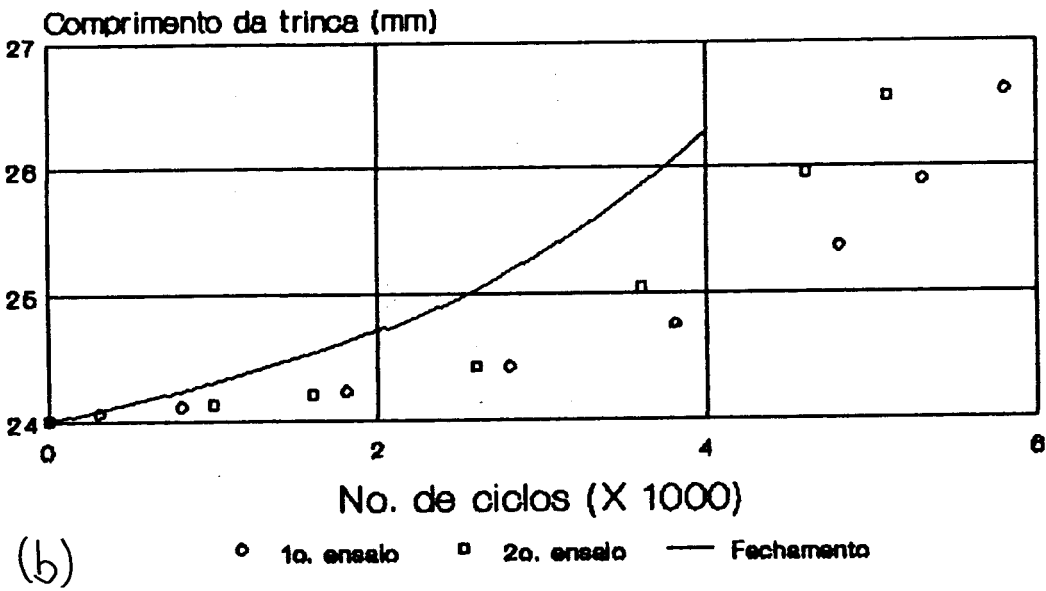
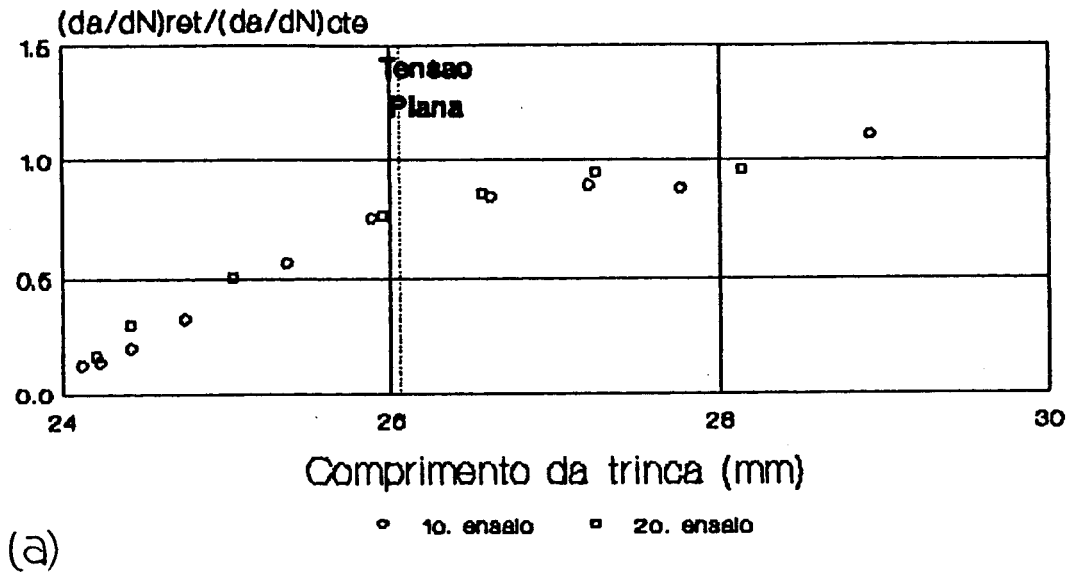
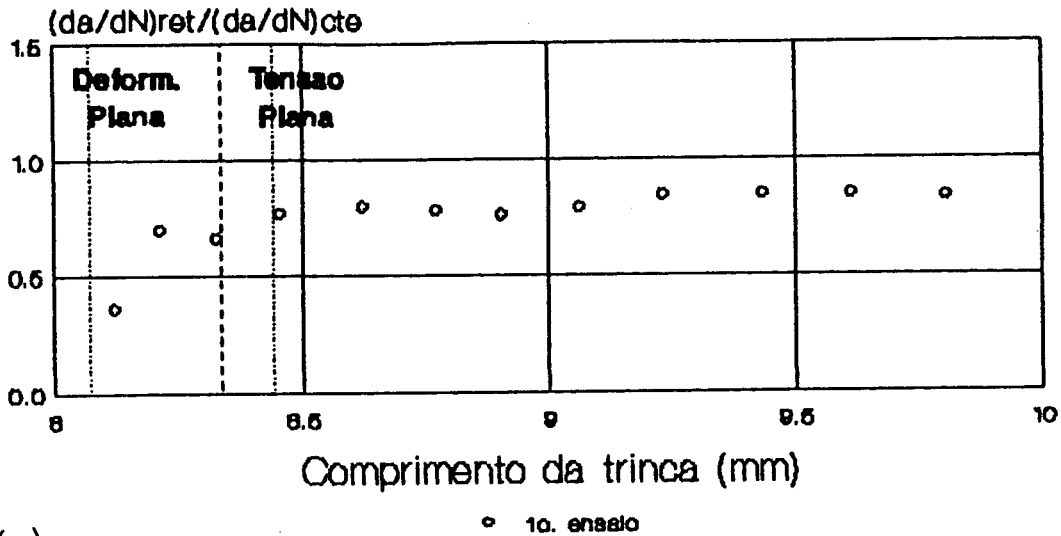
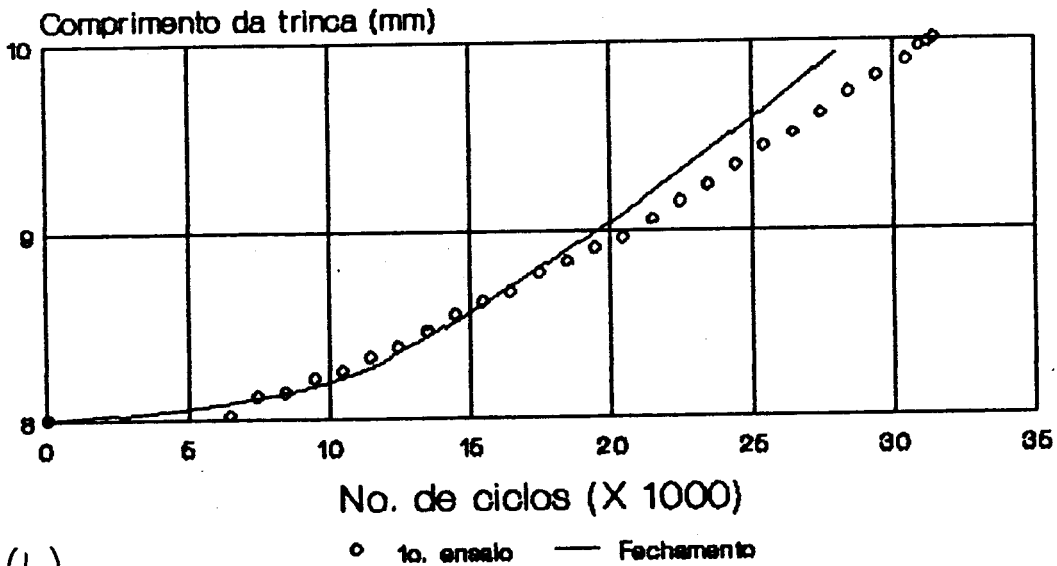


Figura 6.25: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.

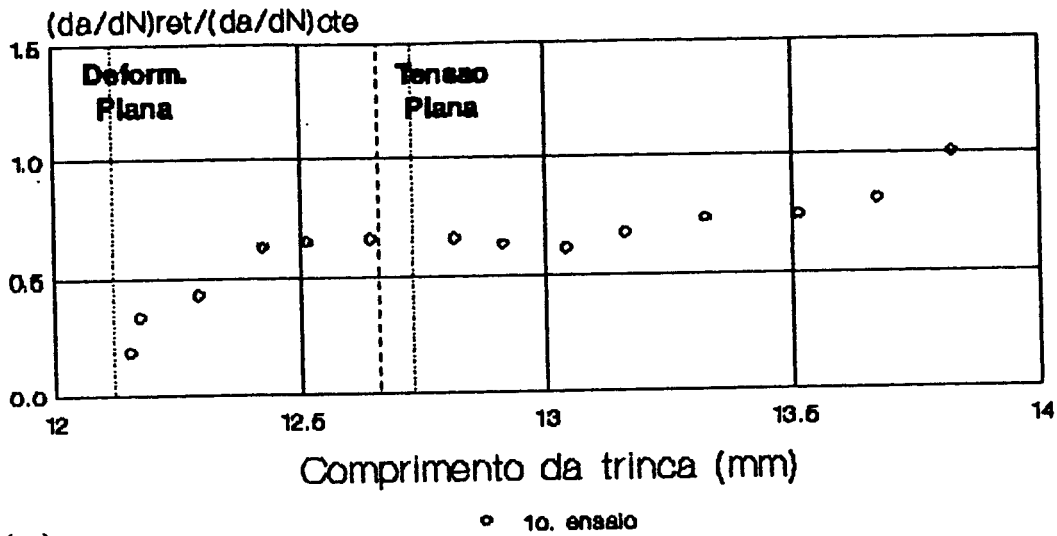


(a)

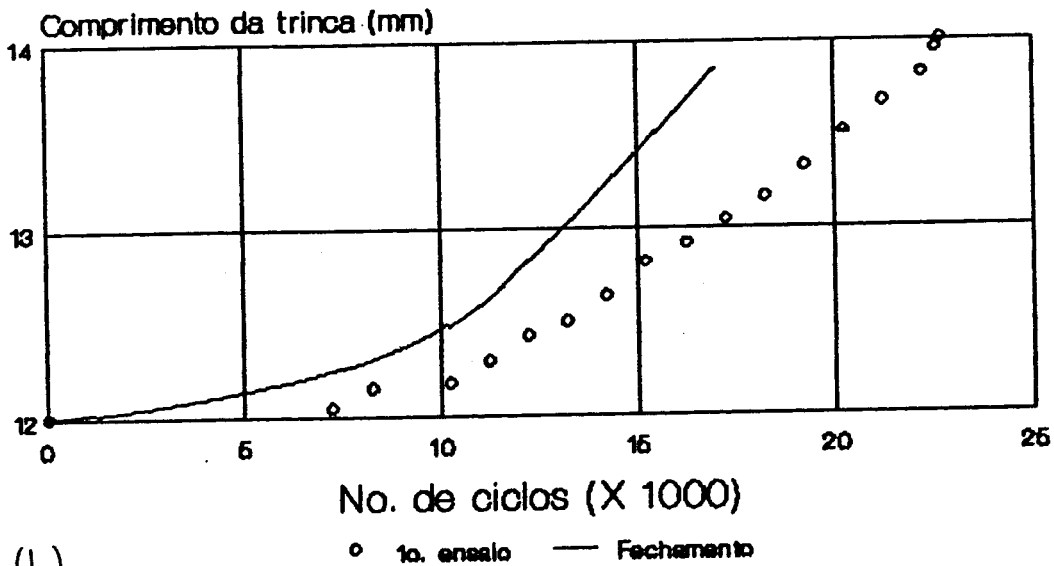


(b)

Figura 6.26: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)kN$, $a = 8$ mm.

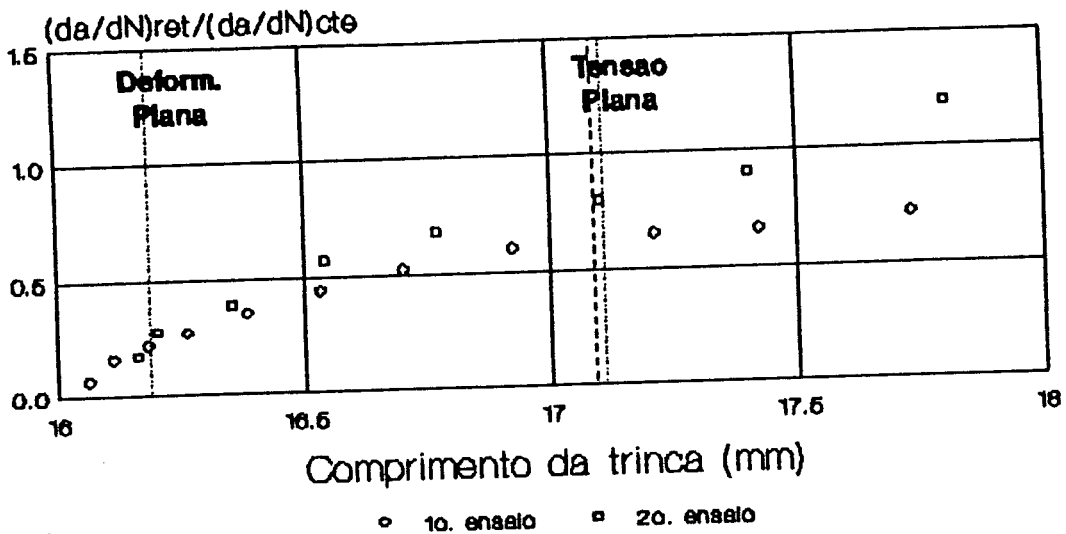


(a)

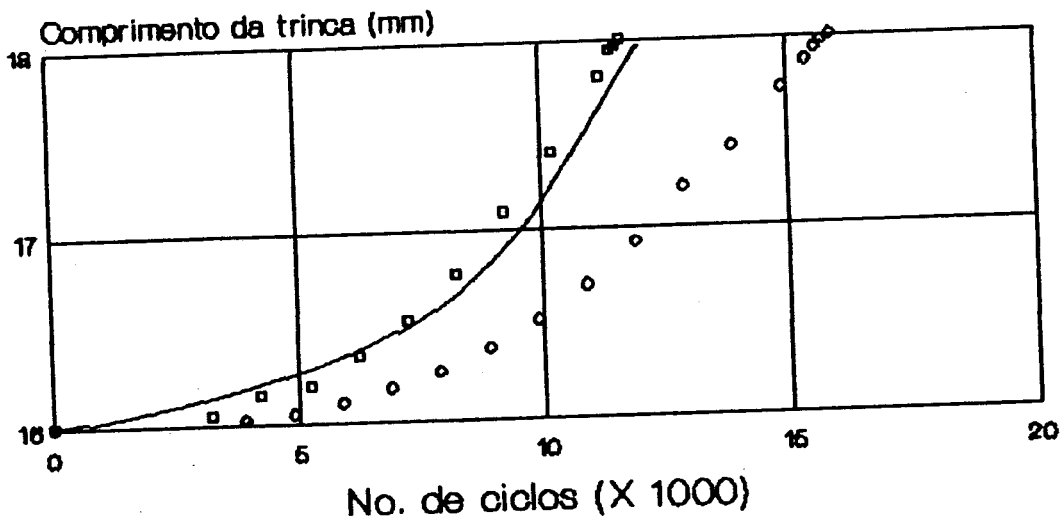


(b)

Figura 6.27: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)kN$, $a = 12$ mm.



(a)



(b)

Figura 6.28: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 16$ mm.

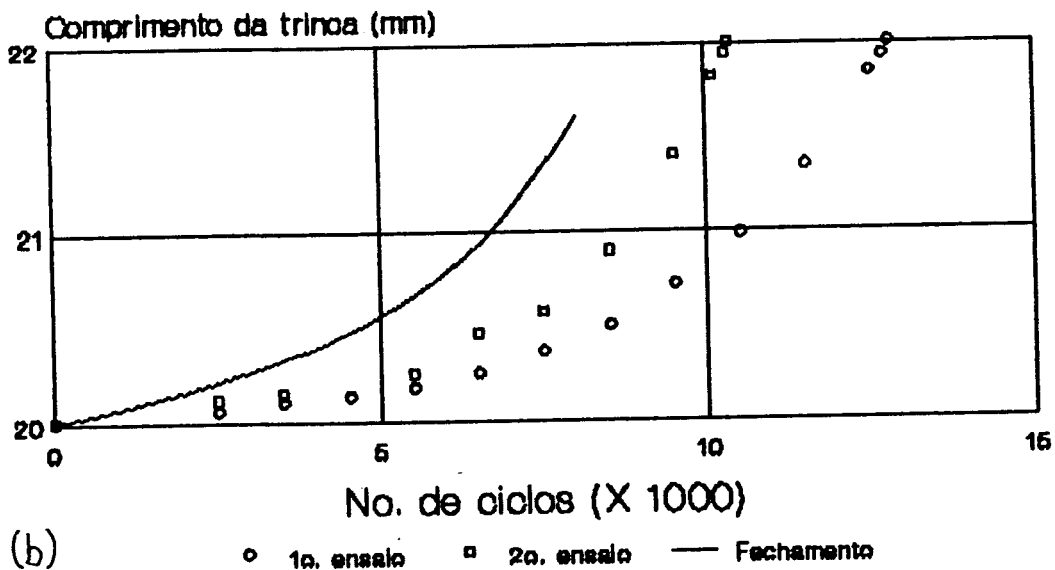
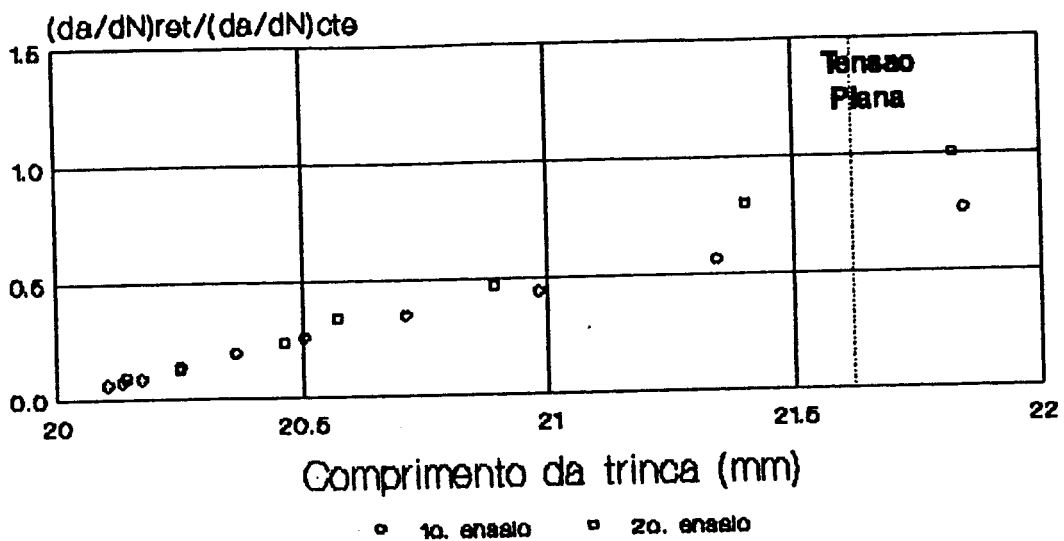


Figura 6.29: (a) Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b) Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)kN$, $a = 20$ mm.

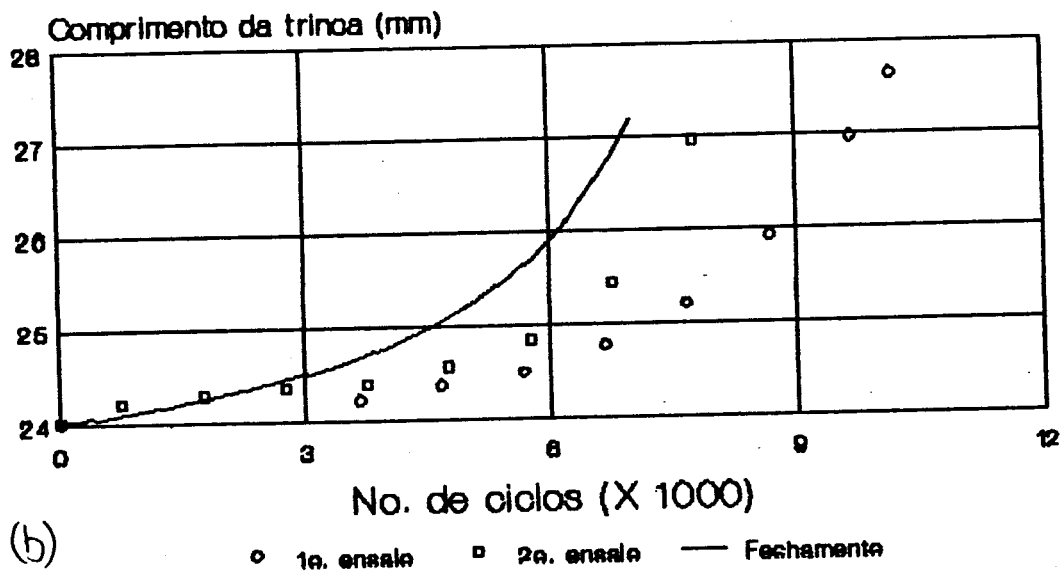
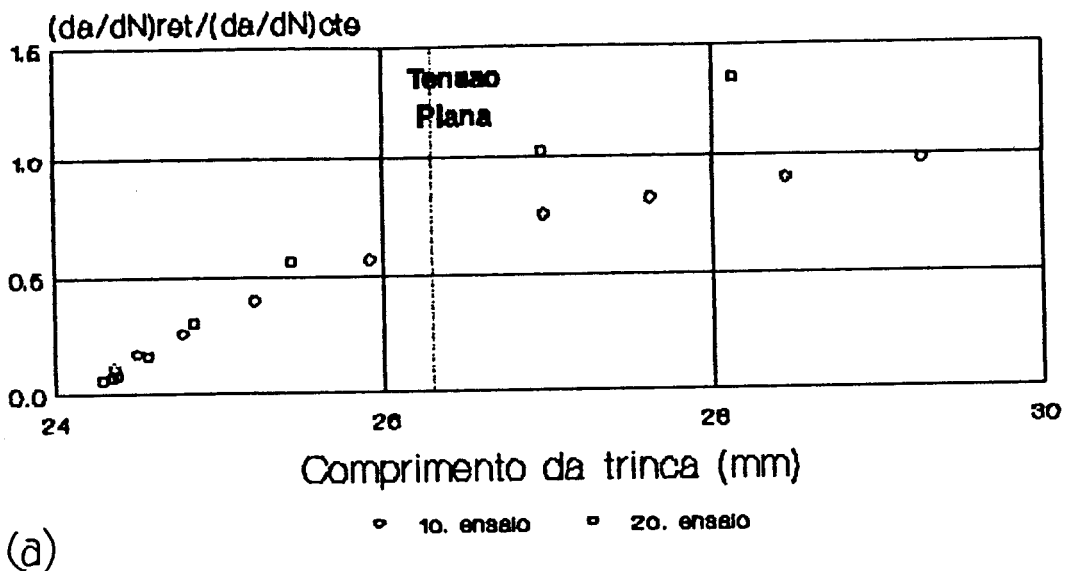
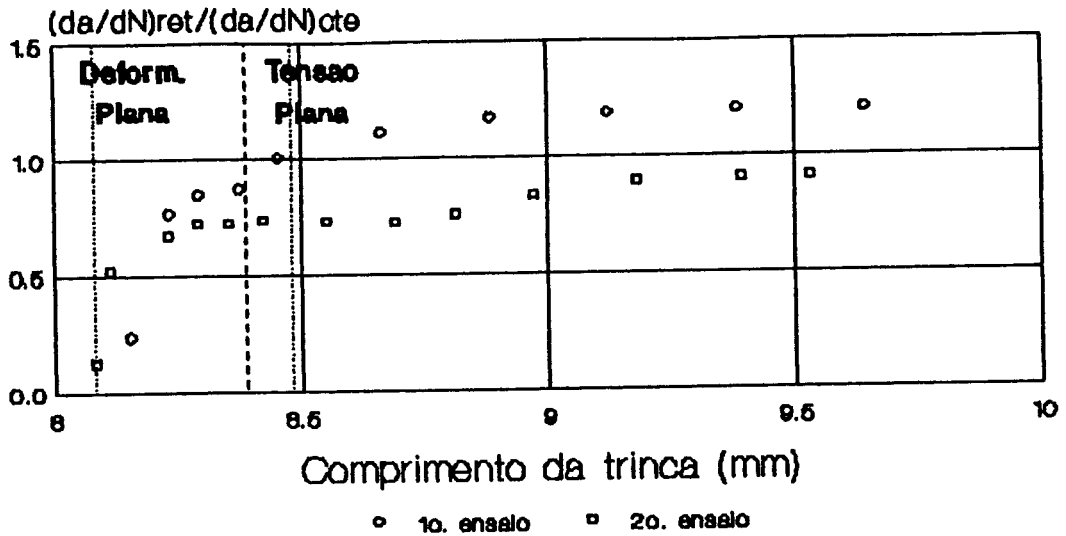
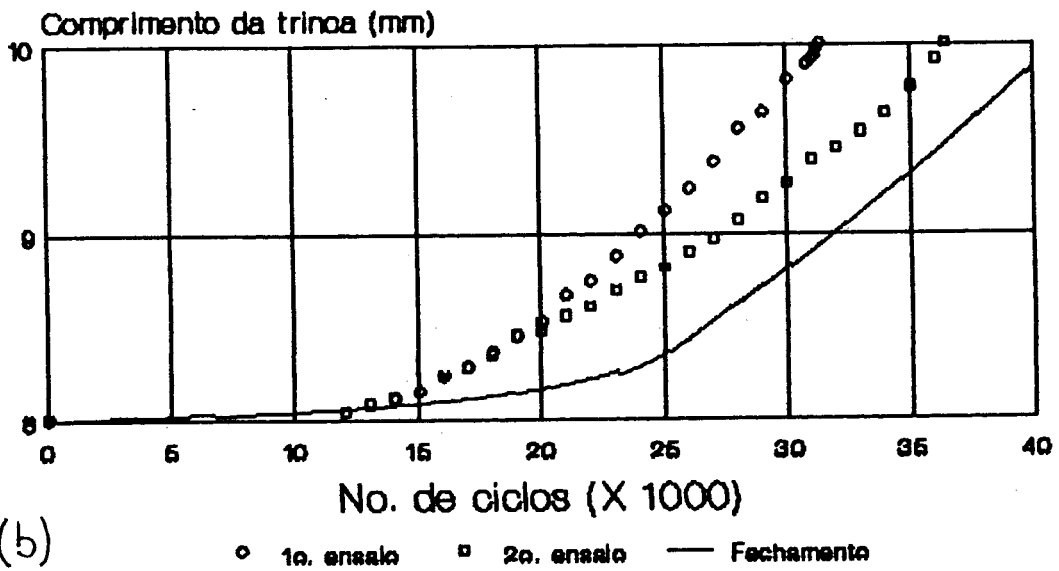


Figura 6.30: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.



(a)



(b)

Figura 6.31: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm.

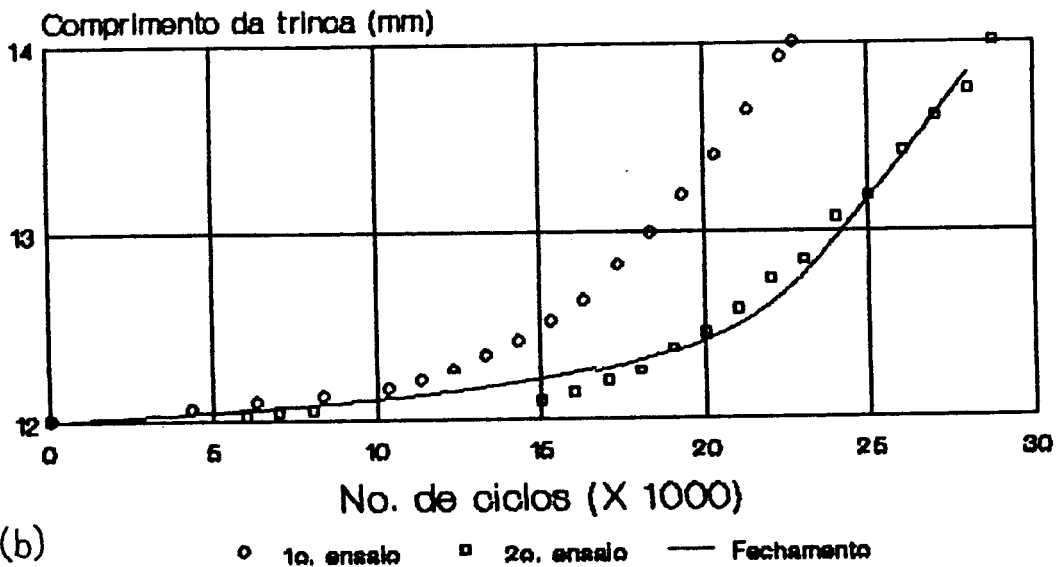
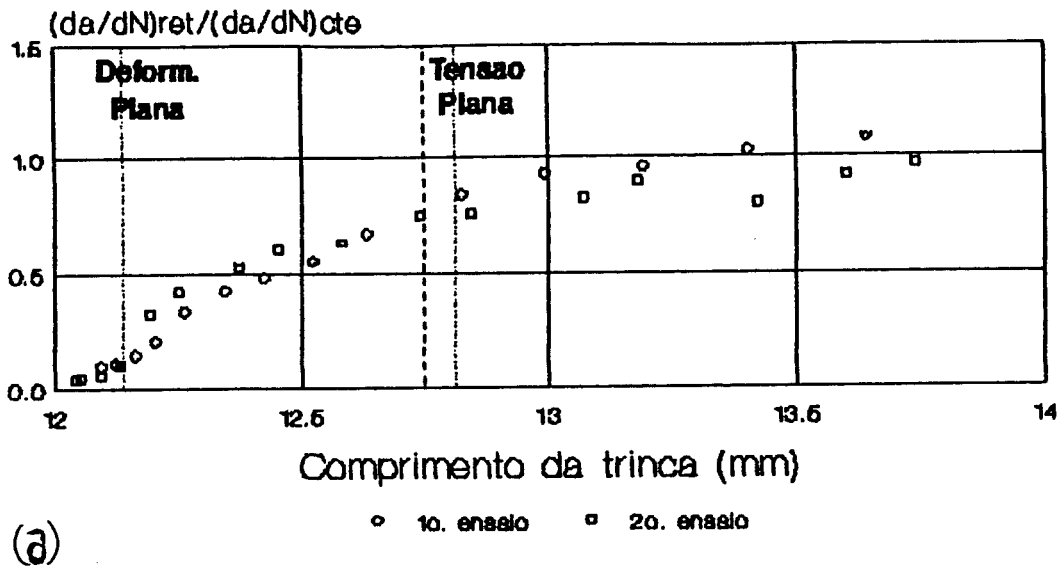
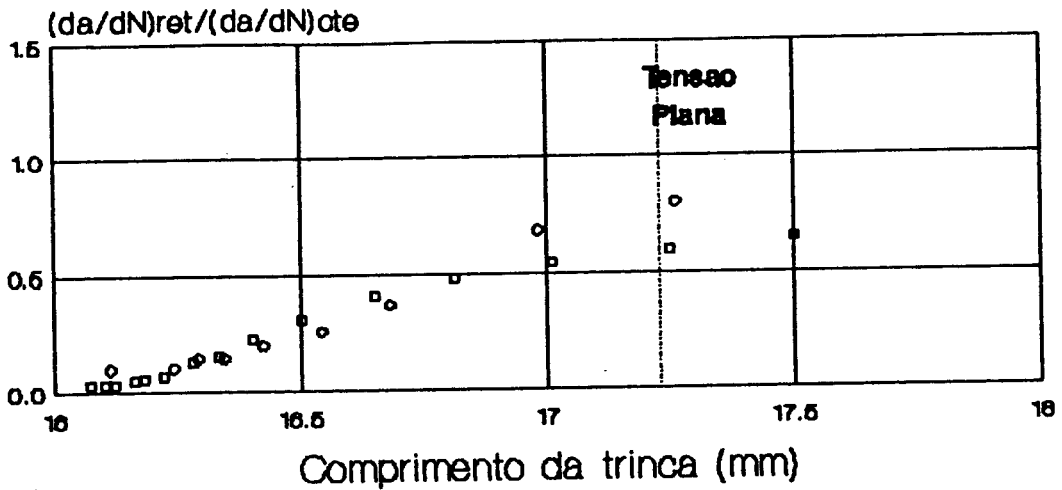
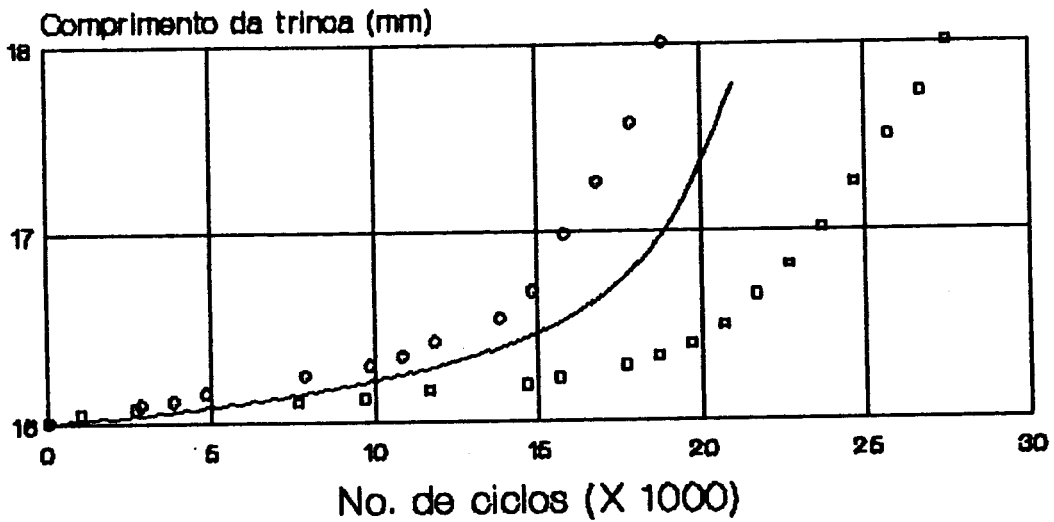


Figura 6.32: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)kN$, $a = 12$ mm.



○ 10. ensaio □ 20. ensaio



○ 10. ensaio □ 20. ensaio — Fechamento

Figura 6.33: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)kN$, $a = 16$ mm.

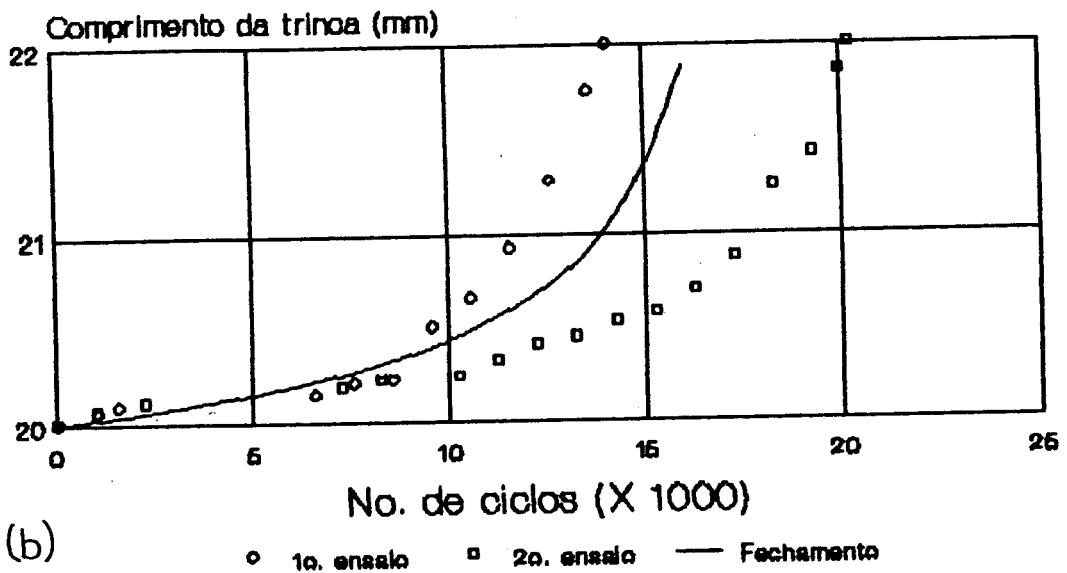
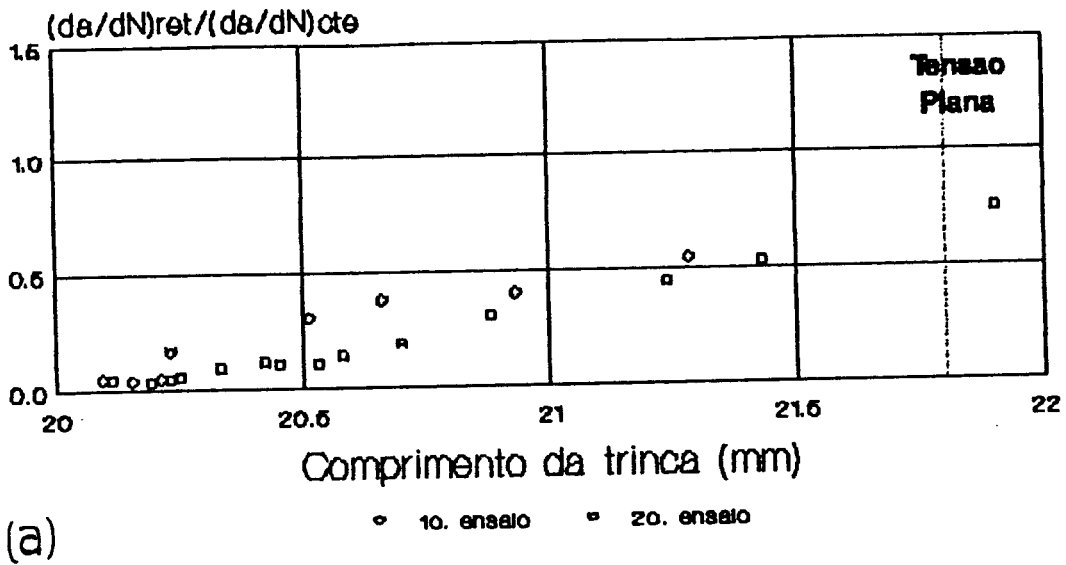


Figura 6.34: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 20$ mm.

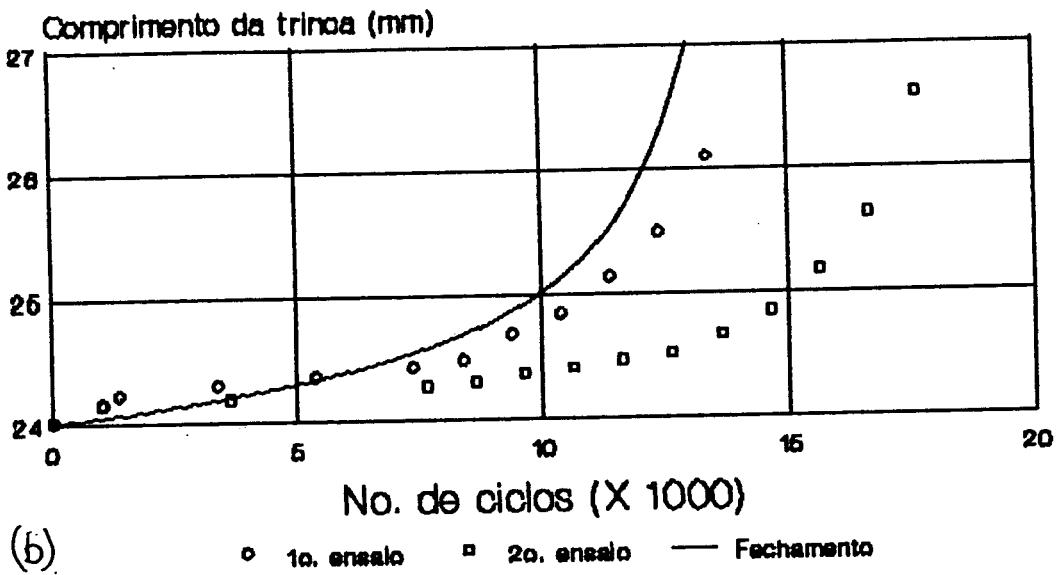
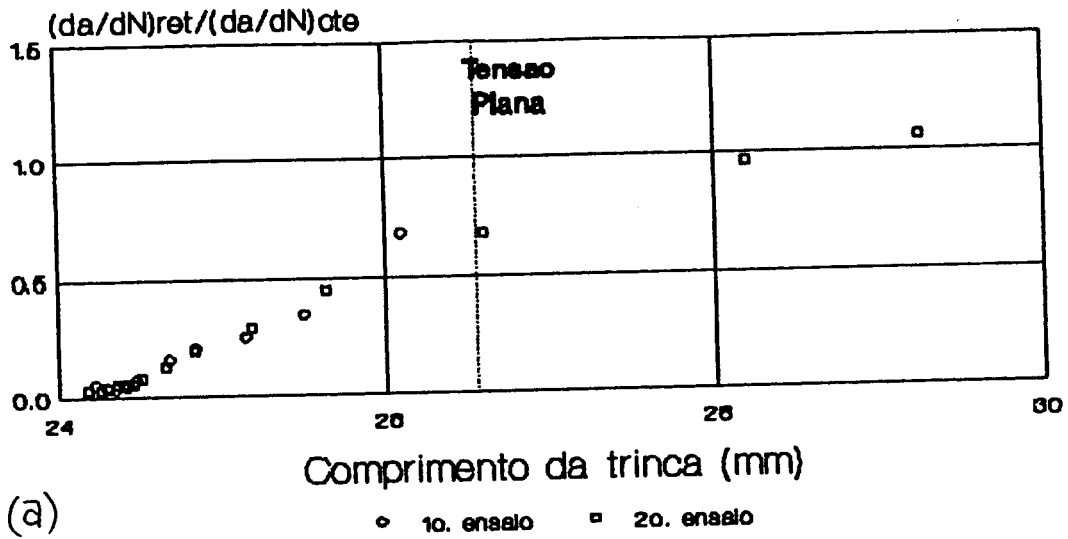
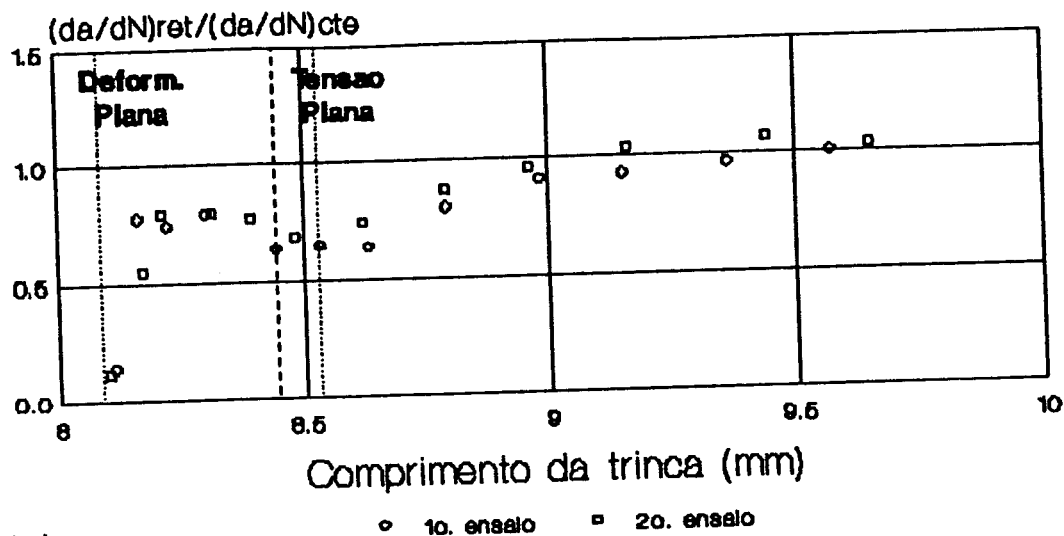
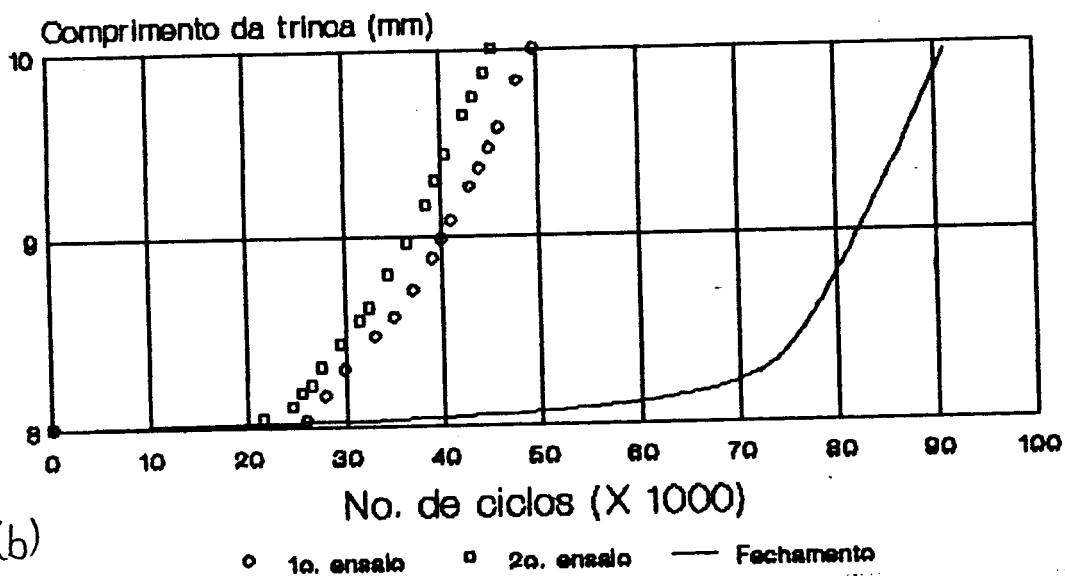


Figura 6.35: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.

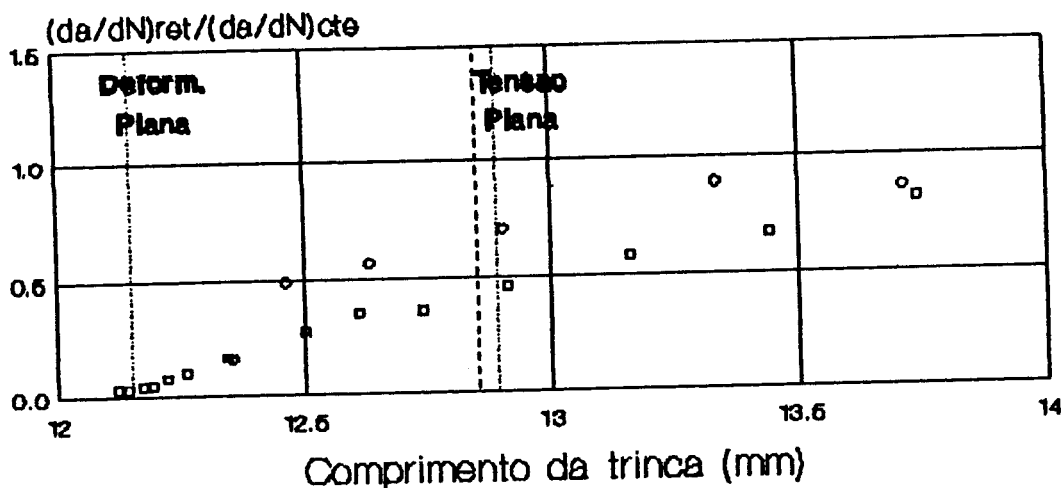


(a)

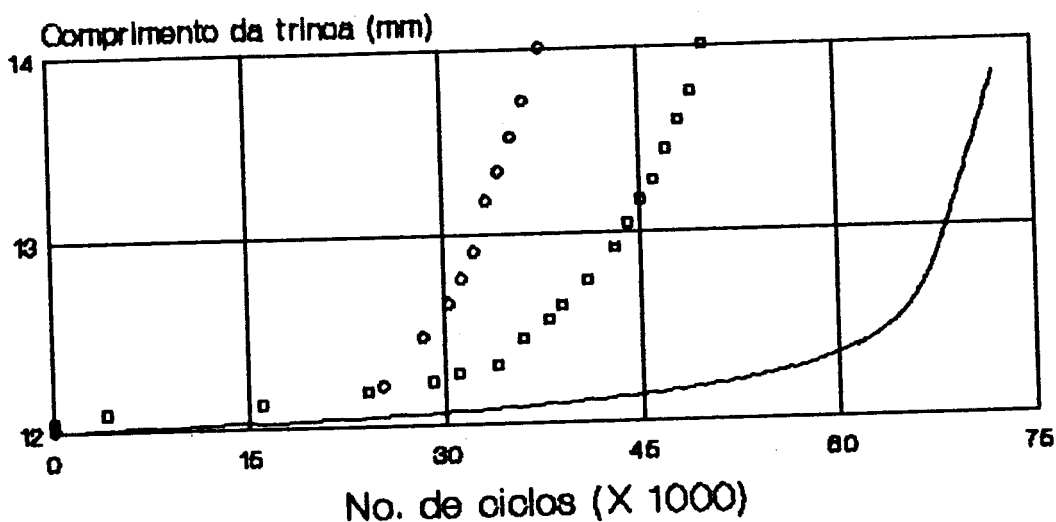


(b)

Figura 6.36: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)kN$, $a = 8$ mm.

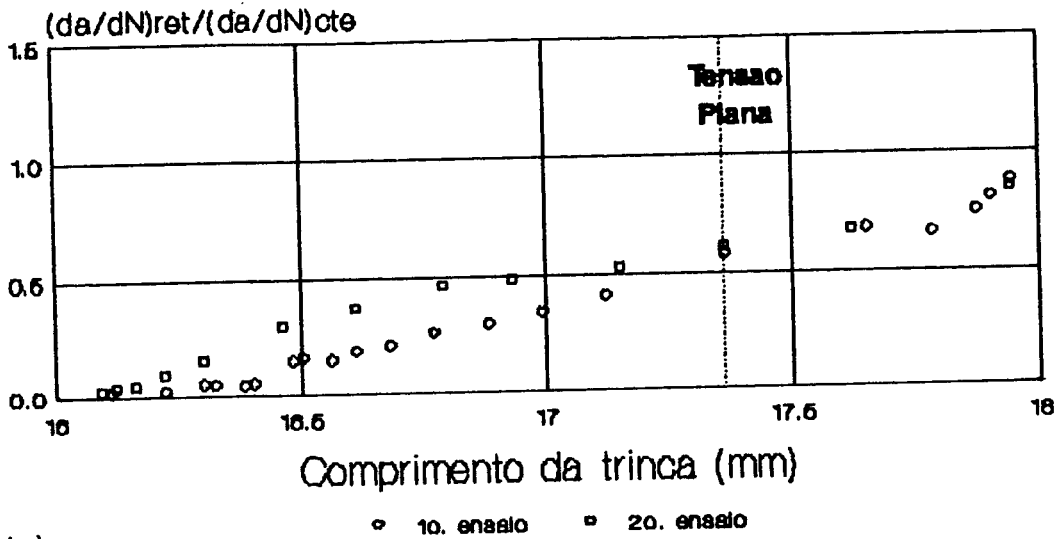


(a)

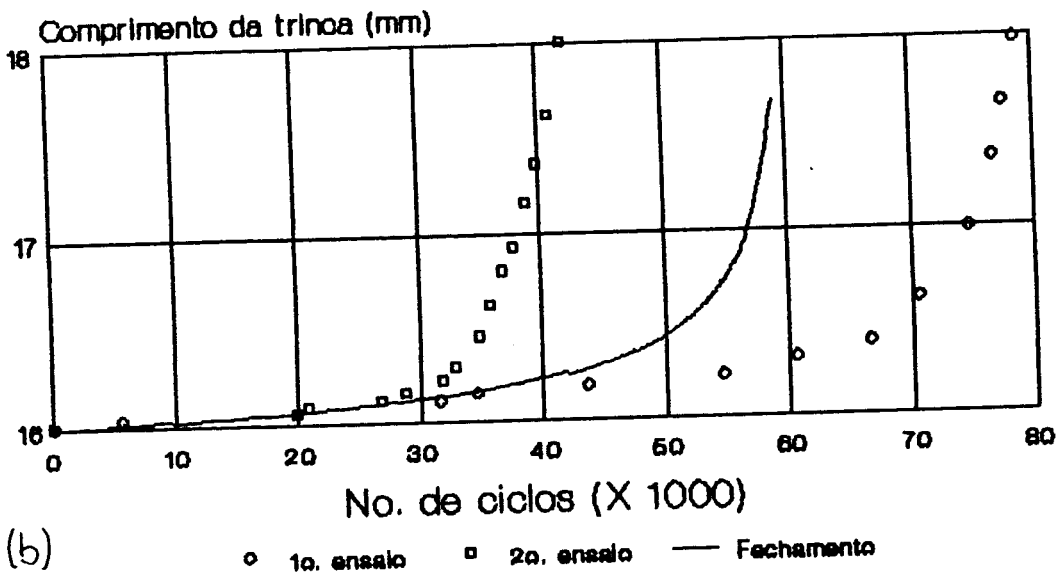


(b)

Figura 6.37: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)kN$, $a = 12$ mm.

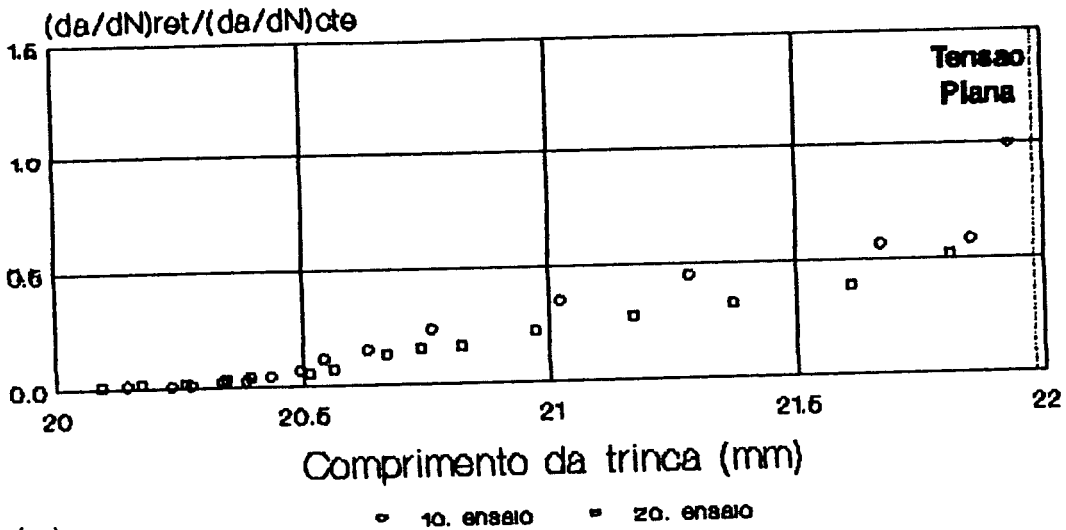


(a)

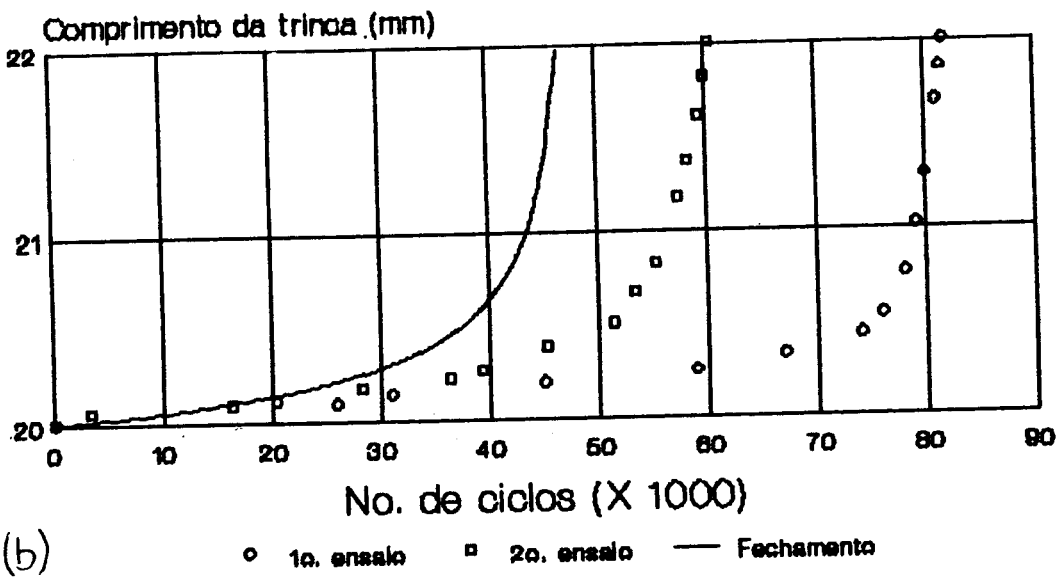


(b)

Figura 6.38: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)kN$, $a = 16$ mm.



(a)



(b)

Figura 6.39: (a)Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b)Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 20$ mm.

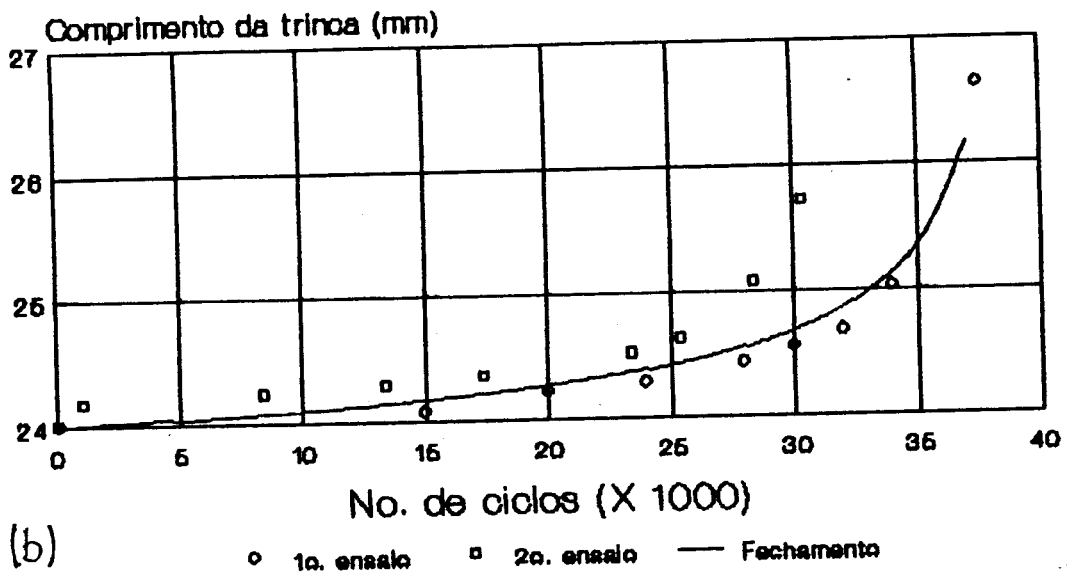
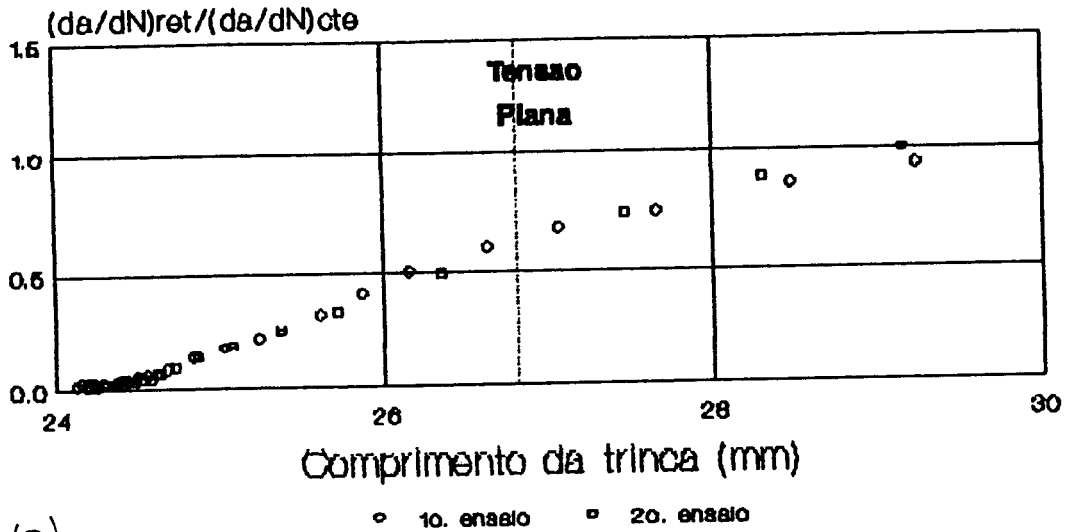


Figura 6.40: (a) Variação da taxa de propagação durante o retardo e (b) Modelo das Tensões de Fechamento, $(8,0 \pm 2,5) \text{ kN}$, $a = 24 \text{ mm}$.

6.5 Análise das Condições de Parada Total no Crescimento da Trinca

Vários pesquisadores observaram que, quando a sobrecarga é suficientemente alta comparada à carga de referência, o crescimento da trinca pode parar no retorno à carga de referência, enquanto esta carga for mantida constante^[43,45]. O modelo de Wheeler não prevê este tipo de comportamento (exceto quando prevê uma taxa de crescimento muito pequena), porém os modelos de Willemborg e das Tensões de Fechamento permitem fazer uma análise para prever o mesmo.

Segundo o modelo de Willemborg, a parada total no crescimento de trinca ocorre quando $K_{max,cf}$, no primeiro ciclo de retardo, é menor ou igual a zero. Para que isto ocorra, a relação de sobrecarga, R_{sc} , deve ser maior ou igual a 2:

$$R_{sc} = \frac{K_{max,a}}{K_{max,b}} \geq 2 \quad (6.6)$$

A parada total pelo modelo das Tensões de Fechamento deve ocorrer quando a tensão máxima da carga de referência for menor ou igual que a tensão de fechamento da carga alta ($S_{max,b} \leq S_{aba}$). Desenvolvendo esta desigualdade para a liga 2024-T3, chega-se numa expressão que prevê a parada total relacionando a relação de sobrecarga, R_{sc} , com a relação de ciclo da carga alta, R_a :

$$R_{sc} = \frac{K_{max,a}}{K_{max,b}} \geq (0,5 + 0,4R_a + 0,4R_a^2)^{-1} \quad (6.7)$$

Quando $R_a = 0$, a expressão acima fornece o mesmo critério de parada previsto pelo modelo de Willemborg ($R_{sc} \geq 2$).

Para a carga de referência de $(5,0 \pm 2,5)$ kN, e fixando-se a amplitude de tensão em 5,0 kN, o modelo de Willemborg prevê a parada total quando a carga alta for maior ou igual a $(12,5 \pm 2,5)$ kN, enquanto que pelo modelo das Tensões de Fechamento uma carga alta de $(9,0 \pm 2,5)$ kN já é suficiente para provocar a parada total da trinca. H.J.C. Voorwald^[98], trabalhando com o mesmo material, nas mesmas condições, verificou a parada total quando a carga alta era abaixada de $(9,5 \pm 2,5)$ kN para $(5,0 \pm 2,5)$ kN, de acordo com a Figura 6.41, o que vem confirmar a validade da utilização do conceito das tensões de fechamento representar o retardo.

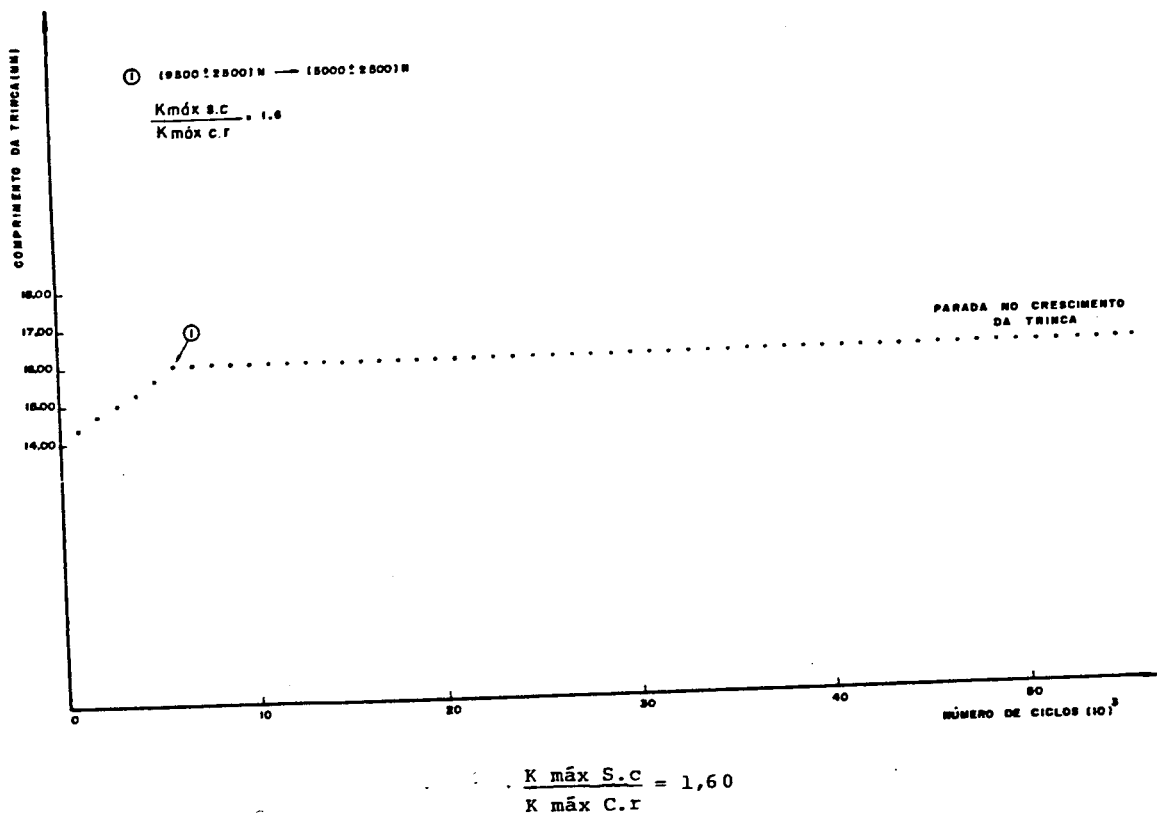


Figura 6.41: Carregamento de amplitude variável: $(9,5 \pm 2,5) \text{ kN} \leftarrow$
 $(5,0 \pm 2,5) \text{ kN}$.

Capítulo 7

CONCLUSÕES

O trabalho efetuado permite as seguintes conclusões:

1. Para a liga 2024-T3, nas condições ensaiadas neste trabalho, a expressão abaixo, desenvolvida experimentalmente por W. Elber para determinar as tensões de fechamento e abertura da trinca em carregamentos de amplitude constante, possibilitou uma boa correlação com os dados experimentais:

$$(S_{max} - S_{ab}) = (0,5 + 0,4R)(S_{max} - S_{min})$$

2. O modelo de Nelson, proposto para quantificar a taxa de propagação de trincas de fadiga submetidas a carregamentos de amplitude constante, foi o que melhor representou o comportamento observado experimentalmente e possui uma base física mais sólida, pois incorpora o efeito das tensões de fechamento, S_{ab} , e da tenacidade à fratura do material, K_c .
3. Através dos ensaios de amplitude variável realizados neste trabalho (carregamento sequencial alto-baixo), foi possível observar o efeito do retardo na propagação da trinca durante a carga baixa, para valores da relação de sobrecarga, R_{sc} , variando entre 1,20 e 1,40. Verificou-se que a intensidade do retardo é proporcional a R_{sc} , ou seja, quanto maior o valor de R_{sc} , maior é o retardo observado após o abaixamento da carga.
4. Foi determinado que, quando prevalece o estado de tensão plana no interior do material, o retardo sempre termina depois que a ponta da trinca ultrapassou a zona plástica induzida pela sobrecarga.

5. Para os estados intermediários entre os estados de tensão plana e deformação plana (região de transição), não existe uma expressão para representar o tamanho da zona plástica, mas verificou-se que o retardo geralmente termina quando a trinca encontra-se entre os tamanhos de zona plástica calculados para deformação plana e tensão plana.
6. Os Modelos de Wheeler e Willemborg mostraram ser fisicamente incorretos, pois prevêm que o retardo termina quando a extremidade da zona plástica devido à carga baixa atinge a extremidade da zona plástica devido à sobrecarga, ou seja, antes do que foi verificado experimentalmente.
7. A equação elaborada neste trabalho para calcular o tamanho da zona plástica na região intermediária, possibilitou representar mais realisticamente os resultados obtidos a partir dos modelos de retardo.
8. O Modelo de Wheeler pode levar a bons resultados globais, desde que o expoente de forma, m , seja escolhido adequadamente, mas não consegue representar o comportamento da trinca durante a atuação do retardo.
9. O Modelo das Tensões de Fechamento, proposto neste trabalho e elaborado a partir do Modelo de Elber, foi o que proporcionou os melhores resultados, representando muito bem o comportamento da trinca para a maioria das condições estudadas.
10. A teoria das tensões de fechamento é capaz de prever a parada total no crescimento da trinca para as condições de ensaios realizadas neste trabalho (carregamento sequencial alto-baixo), o que vem confirmar a validade desta teoria para representar a propagação de trincas de fadiga submetidas a carregamentos de amplitude variável.

Capítulo 8

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Este trabalho analisou o retardo na propagação de trincas de fadiga em um carregamento sequencial alto-baixo segundo a variação, basicamente, de dois parâmetros:

- a relação de sobrecarga, $R_{sc} = \frac{K_{maxa}}{K_{maxb}}$, e
- a variação do fator intensidade de tensão na carga baixa, ΔK_b .

Devido à complexidade dos fenômenos envolvidos no retardo, muitos outros trabalhos são necessários para melhorar sua compreensão e possibilitar o desenvolvimento de um modelo mais geral, que possa ser utilizado para um carregamento aleatório qualquer. Serão apresentadas a seguir algumas sugestões para o desenvolvimento de pesquisas que possam complementar os resultados obtidos neste trabalho:

1. Análise da influência do número de ciclos na carga alta (N_a) no retardo, o que deve ser feito com N_a variando desde de 1 até milhares de ciclos, sendo que o retorno para a carga de referência deve ocorrer sempre para um mesmo tamanho de trinca, de modo a permitir a comparação dos resultados.
2. Análise da influência da espessura do corpo de prova no retardo, repetindo-se o programa de ensaios efetuado neste trabalho para chapas da mesma liga, mas com espessuras diferentes.
3. Análise da variação das tensões de fechamento, S_{ab} , para diversos tipos de carregamentos de amplitude variável.

4. Determinação experimental das dimensões da zona plástica na ponta da trinca para diferentes condições de estado de tensão, a fim de elaborar um modelo mais preciso para representar o retardo.
5. Análise fractográfica das superfícies de fratura de corpos de prova que romperam por fadiga, a fim de correlacionar a taxa de propagação medida e o espaçamento entre as estrias, para carregamentos de amplitude variável.

Apêndice A

Cálculo de da/dN vs. ΔK

Para cálculo de ΔK , basta substituir o tamanho de trinca medido experimentalmente na expressão adequada para a geometria em questão. No caso de corpo de prova com entalhe lateral, utilizado neste trabalho, utilizou-se a seguinte expressão, desenvolvida por Bernard Gross^[79]:

$$K = \sigma\sqrt{a} \left[1,99 - 0,41 \left(\frac{a}{w} \right) + 18,70 \left(\frac{a}{w} \right)^2 - 38,48 \left(\frac{a}{w} \right)^3 + 53,85 \left(\frac{a}{w} \right)^4 \right] \quad (\text{A.1})$$

Para cálculo de da/dN , a norma ASTM E-647^[100] recomenda o método de ajuste polinomial incremental, ilustrado na Figura A.1. Segundo esta metodologia, para calcular-se a derivada no ponto (a_i, N_i) , ajusta-se uma parábola $a = \mathcal{F}(N)$ nos pontos $i-n, \dots, i, \dots, i+n$, sendo n um número inteiro positivo, e deriva-se esta parábola, obtendo-se $da/dN = \mathcal{F}'(N)$. Assim, substituindo-se N_i , obtem-se $(da/dN)_i$. O inconveniente deste procedimento é que, para o cálculo de ΔK , deve-se utilizar \hat{a}_i (Figura A.1), obtido a partir do ajuste polinomial e que não foi medido experimentalmente.

Portanto, para cálculo de da/dN neste trabalho, utilizou-se as recomendações da norma da ASTM, mas com algumas modificações, como ilustra a Figura A.2. Ajustou-se, do mesmo modo descrito no parágrafo anterior, uma parábola $N = \mathcal{F}(a)$ para $n = 2$ (cinco pontos experimentais), tendo (N_i, a_i) como ponto médio, e derivou-se, obtendo $dN/da = \mathcal{F}'(a)$. Substituindo-se a_i , obtem-se dN/da , sendo que:

$$\left(\frac{da}{dN} \right)_i = \left(\frac{dN}{da} \right)_i^{-1} \quad (\text{A.2})$$

Com a modificação proposta, tanto ΔK como da/dN são calculados utilizando-se a_i , que foi medido experimentalmente, o que leva a resultados mais coerentes, principalmente quando a taxa de propagação da/dN é muito alta (parte final do ensaio).

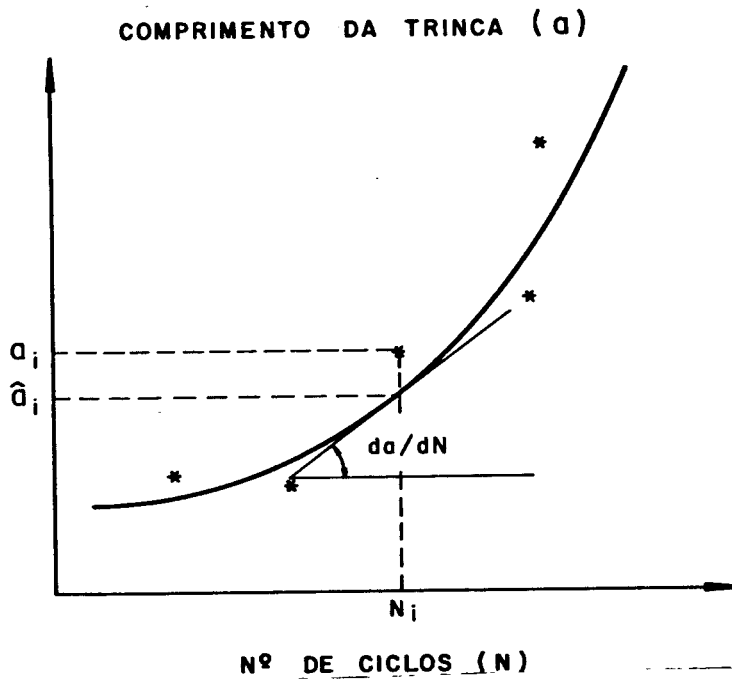


Figura A.1: Cálculo de da/dN vs. ΔK segundo a norma ASTM E-647.

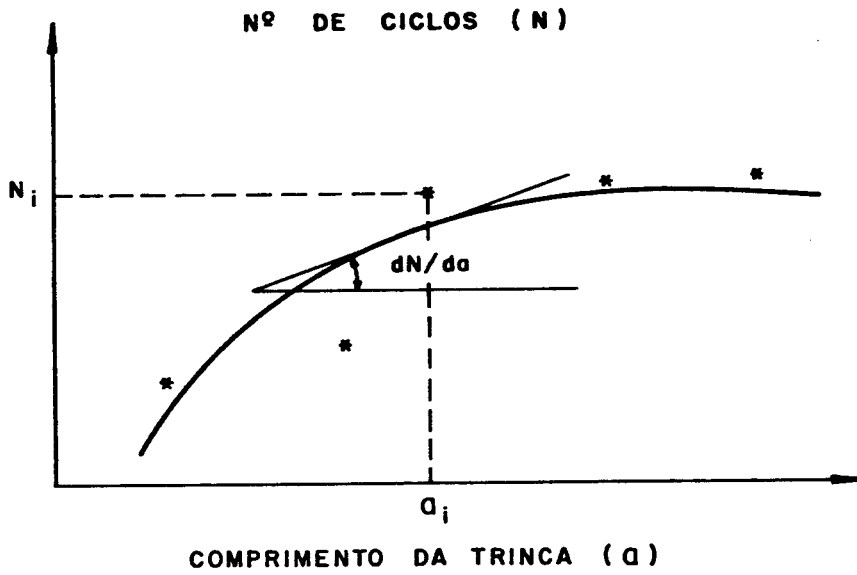


Figura A.2: Cálculo de da/dN vs. ΔK utilizado neste trabalho.

Apêndice B

Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento

Para possibilitar uma comparação mais efetiva entre os modelos e os dados experimentais, foram traçadas as curvas a vs. N que podem ser observadas nas figuras B.1 a B.12 (como o modelo de Willemborg não representou bem nenhum dos ensaios realizados, o mesmo foi omitido desta comparação).

Atavés destes gráficos, pode-se constatar que a correção da zona plástica para condições intermediárias entre tensão plana e deformação plana altera significativamente os resultados obtidos pelos modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, e que o modelo das Tensões de Fechamento realmente representa melhor o comportamento da trinca durante o retardo.

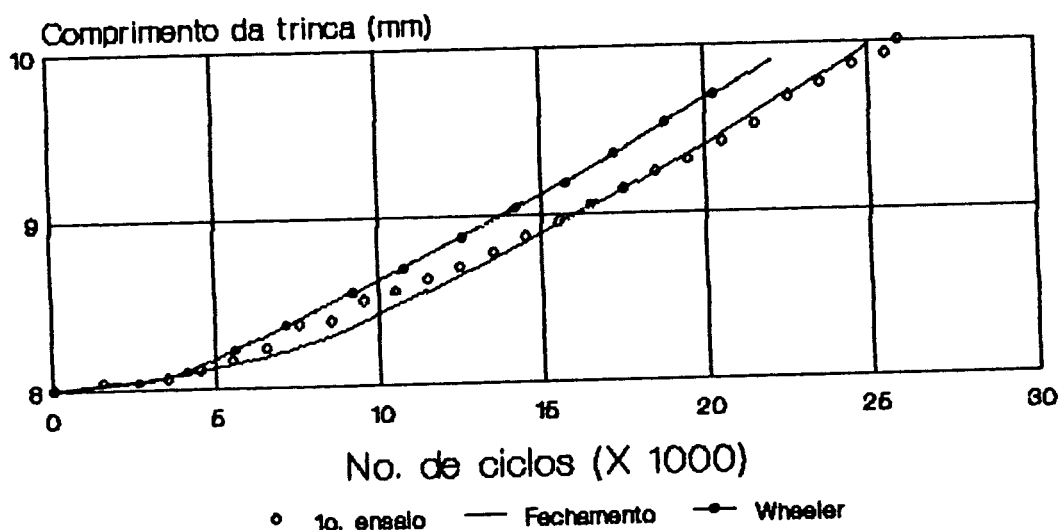


Figura B.1: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, sem a correção da zona plástica.

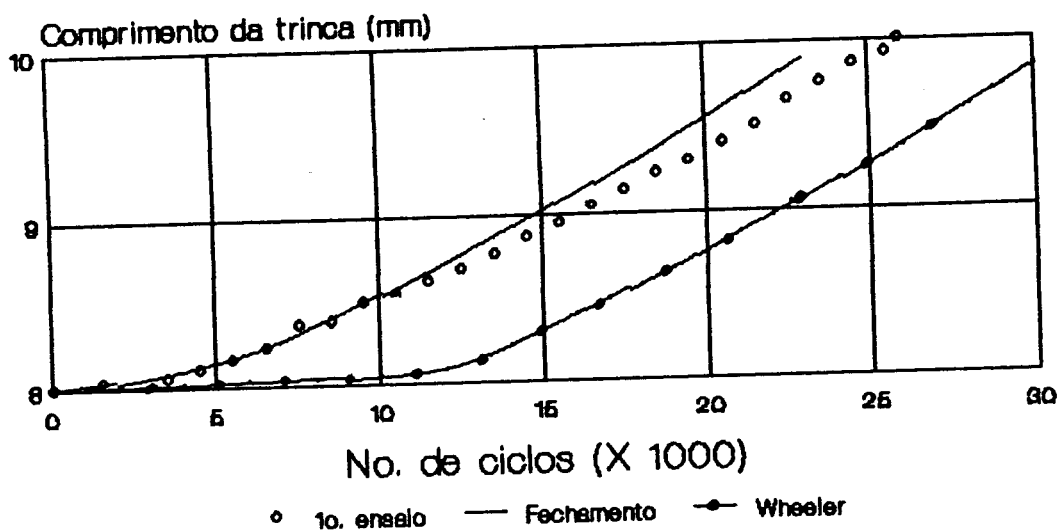


Figura B.2: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, com a zona plástica corrigida.

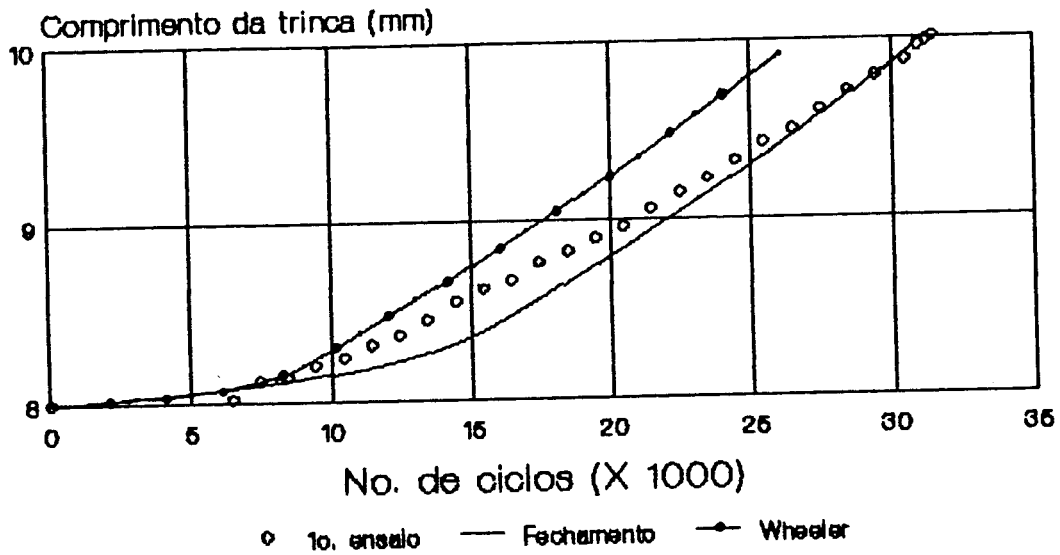


Figura B.3: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, sem a correção da zona plástica.

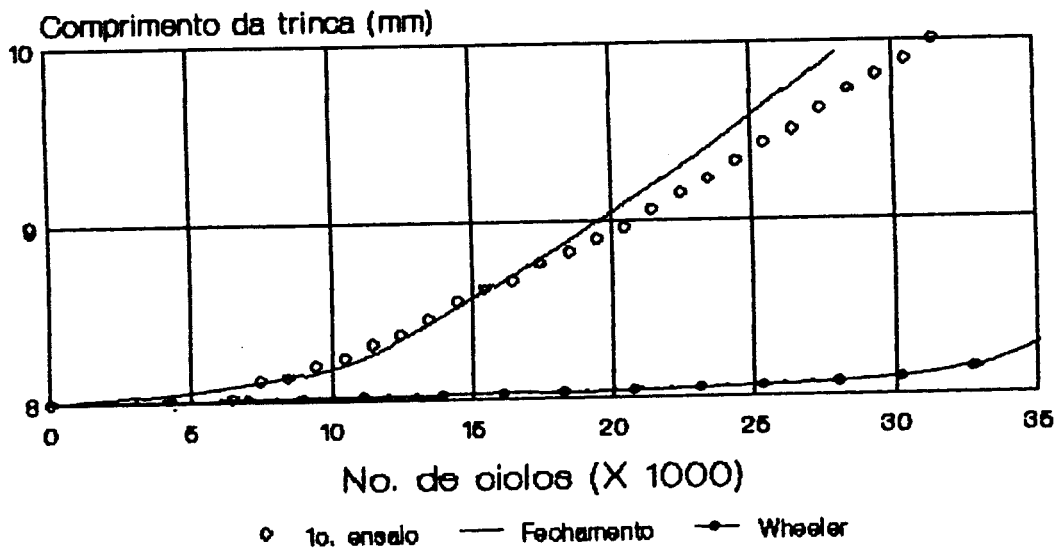


Figura B.4: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, com a zona plástica corrigida.

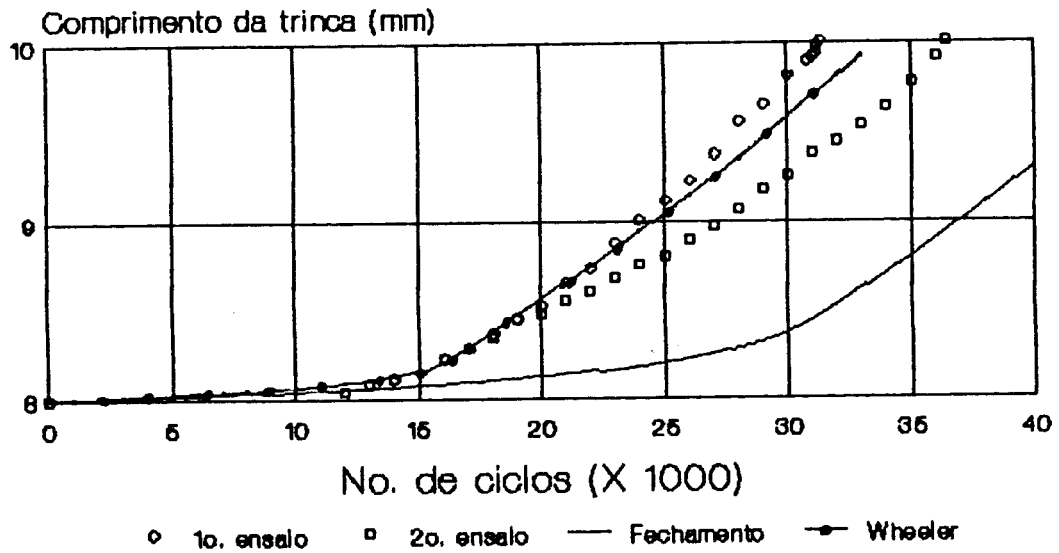


Figura B.5: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, sem a correção da zona plástica.

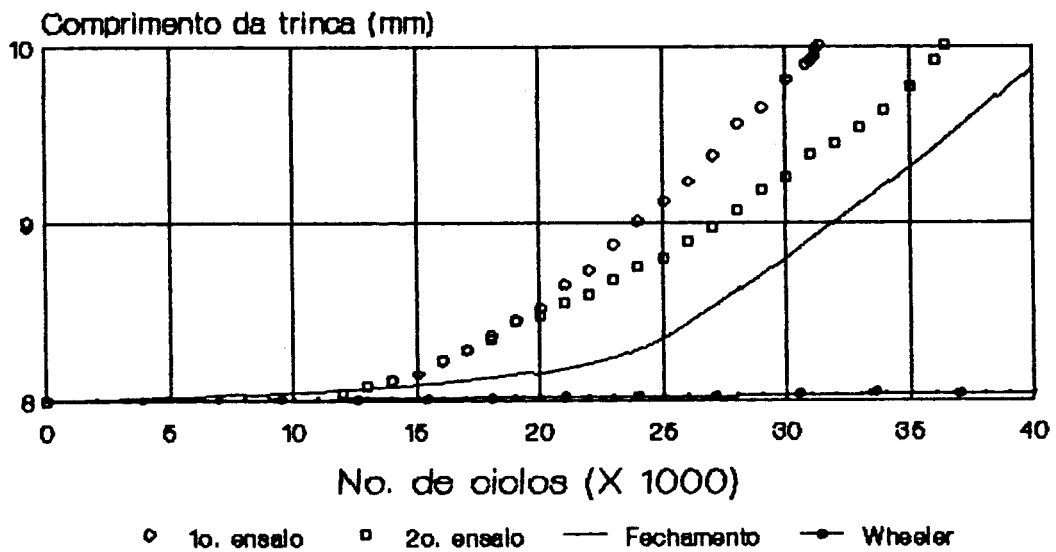


Figura B.6: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, com a zona plástica corrigida.

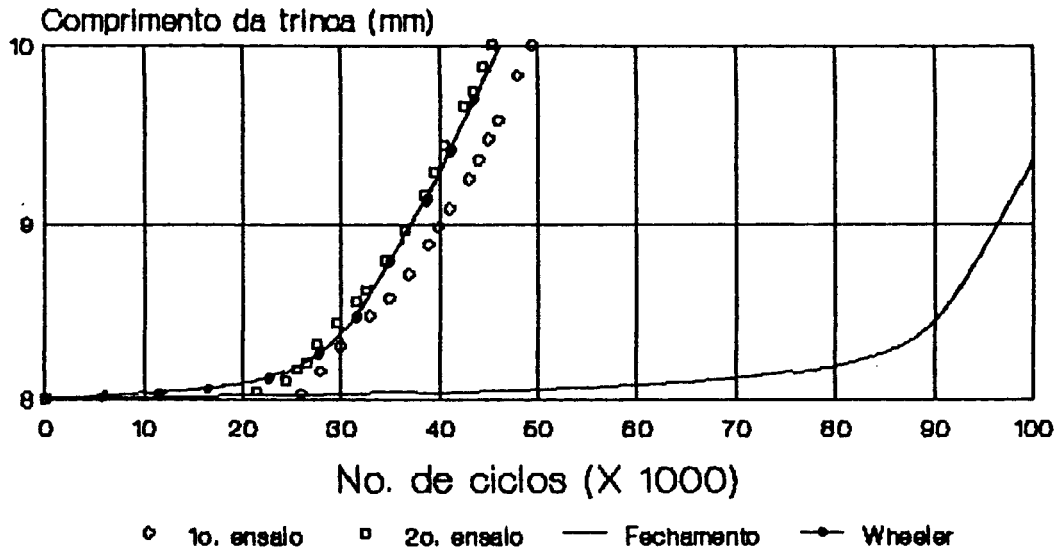


Figura B.7: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, sem a correção da zona plástica.

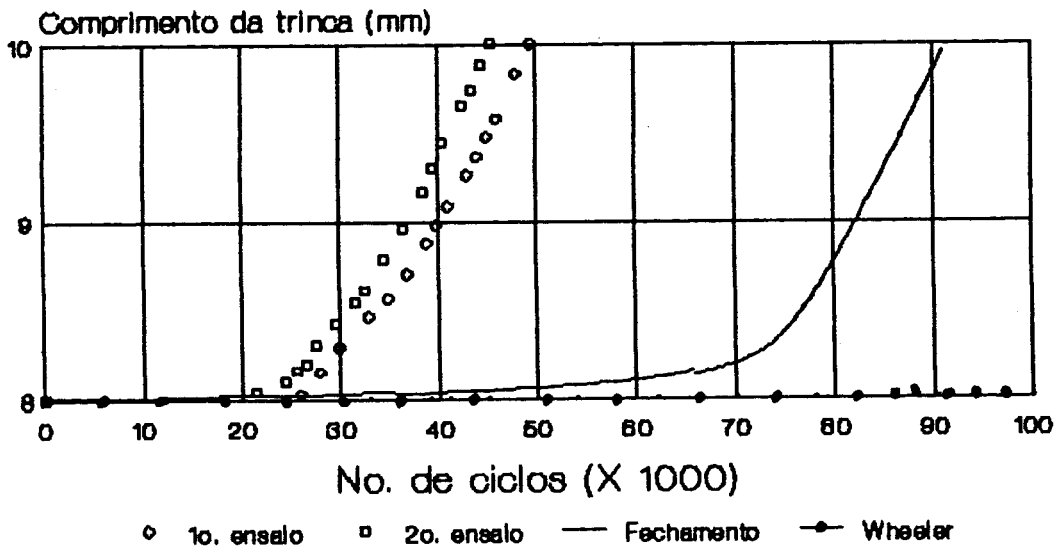


Figura B.8: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 8$ mm, com a zona plástica corrigida.

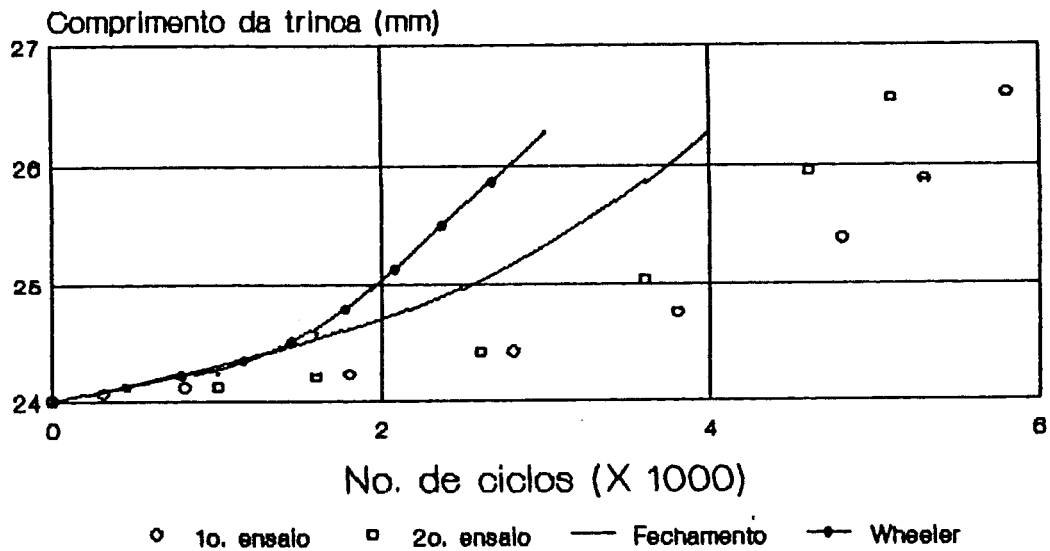


Figura B.9: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(6,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.

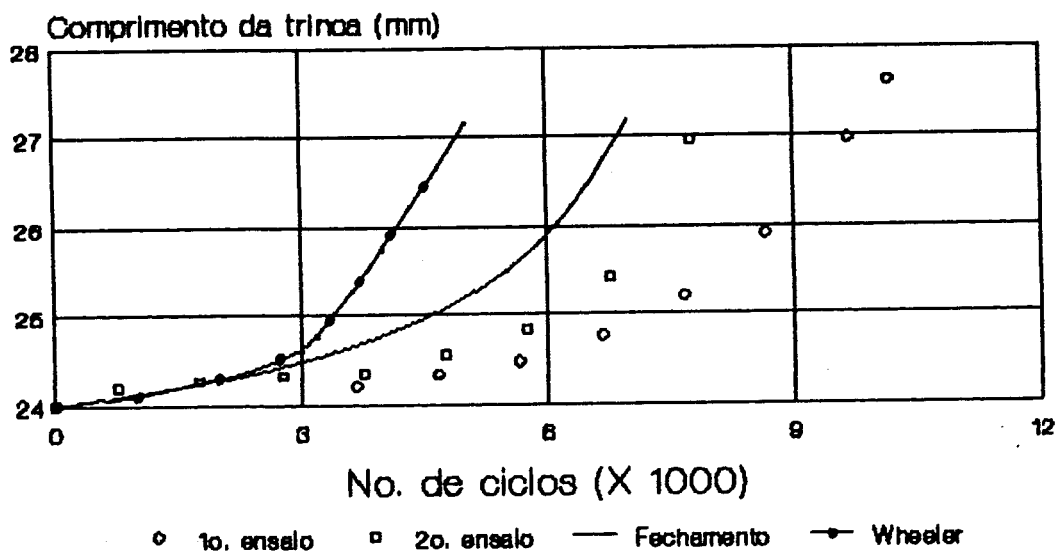


Figura B.10: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.

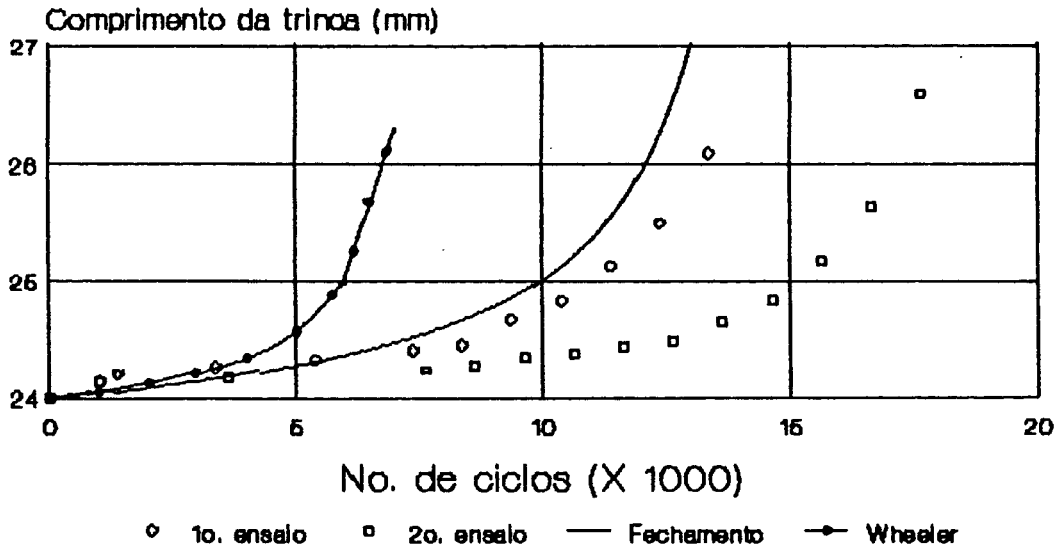


Figura B.11: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(7,5 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.

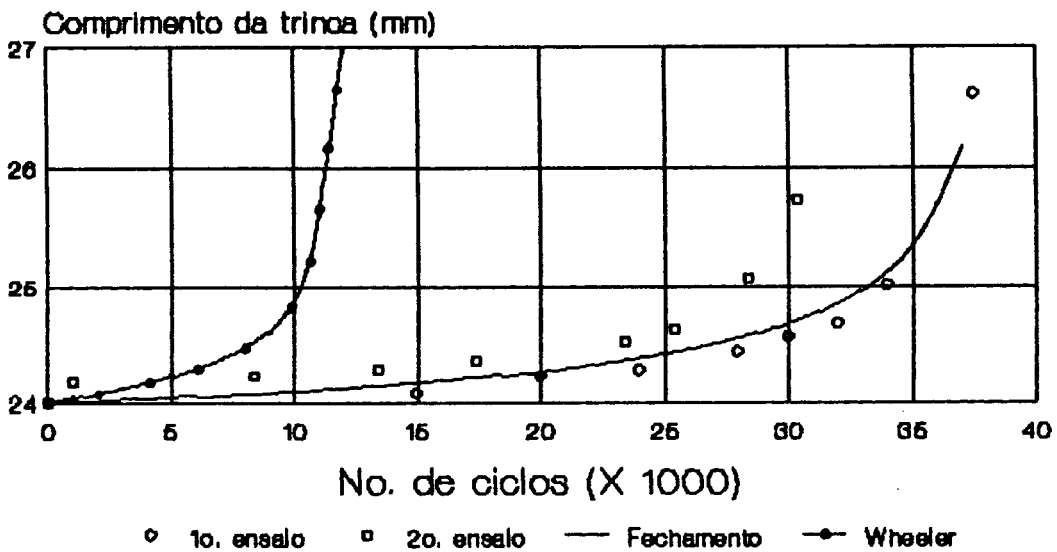


Figura B.12: Comparação entre os modelos de Wheeler e das Tensões de Fechamento, carga alta = $(8,0 \pm 2,5)$ kN, $a = 24$ mm.

Bibliografia

- [1] MOGFORD, I. L., *The Analysis of Catastrophic Failures*, The Practical Implications of Fracture Mechanisms, The Institution of Metallurgists, Spring Meeting, 1973, pp. 63–72.
- [2] KOBAYASHI, A. S., *Linear Elastic Fracture Mechanics*, Computational Methods in the Mechanics of Fracture, Mechanics and Mathematical Methods, Elsevier Science Publishers B. V., 1986, pp. 21–53.
- [3] SIH, G. C., *Fracture Mechanics of Engineering Structural Components*, Fracture Mechanics Methodology, Engineering Application of Fracture Mechanics, Vol.I, Martinus Nijhoff Publishers, The Hague, 1984, pp. 35–101.
- [4] WALTER, S., *Learning from Accidental Experiments*, Mechanical Engineering, February 1987, pp. 44–49.
- [5] OSGOOD, C. C., *Fracture Mechanics Comes of Age — Part I: Materials Under Stress*, Machine Design, February 12, 1987, pp. 153–156.
- [6] CAMPOS, V. S., *Análise de Fraturas e sua Importância na Engenharia*, Metalurgia — ABM, Vol. 35, No. 265, Dezembro/1979, pp. 823–827.
- [7] BROEK, D., *Elementary Engineering Fracture Mechanics*, Ndoordhoff International Publishing, Leyden, 4th edition, 1986.
- [8] MADAYAG, A. F., *Metal Fatigue: Theory and Design*, John Wiley & Sons, 1969.
- [9] RITCHIE, R. O., *The Influence of Fracture Mechanisms on Fatigue Crack Propagation*, The Practical Implications of Fracture Mechanisms, The Institution of Metallurgists, Spring Meeting, 1973, pp. 73–87.

- [10] PEEL, C. J., *Aluminium Alloys for Airframes — Limitations and Developments*, Materials Science and Technology, December 1986, Vol. 2, pp. 1169–1175.
- [11] SANDERS Jr., T. H., and STALEY, J. T., *Review of Fatigue and Fracture Research on High Strength Aluminum Alloys*, Aluminum Company of America (ALCOA), 1985.
- [12] *Advances in Aerospace Materials — Processing Technology*, Metal Progress, Vol. 105, 1974, pp. 41–75.
- [13] KIRMAN, I., *The Relation Between Microstructure and Toughness in 7075 Aluminum Alloy*, Metallurgical Transactions, Vol. 2, 1971, pp. 1761–1770.
- [14] STALEY, J. T., *Aluminum Alloy and Process Development for Aerospace*, Metals Engineering Quarterly, May 1976, pp. 52–57.
- [15] RADON, J. C., and CULVER, L. E., *Fatigue-Crack Propagation in Metals*, Experimental Mechanics, 1976, pp. 105–110.
- [16] ANTHONY, S. R., *Some Aspects of Crack-Propagation*, The Practical Implications of Fracture Mechanisms, The Institution of Metallurgists, Spring Meeting, 1973, pp. 1–10.
- [17] ELLIOT, D., *Crack Process Leading to Fracture*, The Practical Implications of Fracture Mechanisms, The Institution of Metallurgists, Spring Meeting, 1973, pp. 21–27.
- [18] ERDOGAN, F., *Fracture: Mechanics or Art ?*, Computational Methods in the Mechanics of Fracture, Mechanics and Mathematical Methods, Elsevier Science Publishers B. V., 1986, pp. 3–17.
- [19] CHABOCHE, J. L., *Continuum Damage Mechanics: Part I — General Concepts*, Journal of Applied Mechanics, Transactions of the ASME, March 1988, Vol. 55, pp. 59–64.
- [20] ATLURI, S. N., and KOBAYASHI, A. S., *Elastic-Plastic Fracture (Quasi-Static)*, Computational Methods in the Mechanics of Fracture, Mechanics and Mathematical Methods, Elsevier Science Publishers B. V., 1986, pp. 55–57.

- [21] RITTER, J. C., *Fracture Mechanics of Yielding Materials*, The Journal of the Australian Institute of Metals, Vol. 22, No. 2, 1977, pp. 64–85.
- [22] FONG, J. T., *Fatigue Mechanism — Key to the Solution of the Engineer's Second Fundamental Problem*, ASTM STP 675, 1979, pp. 3–8.
- [23] SCHIJVE, J., *Four Lecture on Fatigue Crack Growth*, Engineering Fracture Mechanics, Vol. II, Pergamon Press Ltd., 1979, pp. 167–221.
- [24] FARIA, L., *Reliability in Probabilistic Design*, Fracture Mechanics Methodology, Engineering Application of Fracture Mechanics, Vol. I, Martinus Nijhoff Publishers, The Hague, 1984, pp. 169–174.
- [25] BRANCO, C. M., *Critical Analysis of Flaw Acceptance Methods*, Fracture Mechanics Methodology, Engineering Application of Fracture Mechanics, Vol. I, Martinus Nijhoff Publishers, The Hague, 1984, pp. 151–168.
- [26] ORRINGER, O., *Failure Mechanics: Damage Evaluation of Structural Components*, Fracture Mechanics Methodology, Engineering Application of Fracture Mechanics, Vol. I, Martinus Nijhoff Publishers, The Hague, 1984, pp. 103–150.
- [27] WILLEMBORG, J., ENGLE, R. M., and WOOD, H. A., *A Crack Growth Retardation Model Using an Effective Stress Concept*, Technical Memorandum 71-1-FBR, January 1971.
- [28] WHEELER, O. E., *Spectrum Loading and Crack Growth*, Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME, March 1972, pp. 181–186.
- [29] ELBER, W., *The Significance of Fatigue Crack Closure Damage Tolerance in Aircraft Structures*, ASTM STP 486, 1971, pp. 230–242.
- [30] SCHIJVE, J., *Observations on the Prediction of Fatigue Crack Growth Propagation Under Variable-Amplitude Loading*, ASTM STP 595, 1976, pp. 3–23.
- [31] BUCK, O., FRANSEN, J. D., and MARCUS, H. L., *Spike Overload and Humidity Effects on Fatigue Crack Delay in Al 7075-T651*, ASTM STP 595, 1976, pp. 101–112.

- [32] SHIH, T. T., and WEI, R. P., *Influences of Chemical and Thermal Environments on Delay in a Ti-6Al-4V Alloy*, ASTM STP 595, 1976, pp. 113-124.
- [33] BERNARD, P. J., LINDLEY, T. C., and RICHARDS, C. E., *Mechanisms of Overloads Retardation During Fatigue Crack Propagation*, ASTM STP 595, 1976, pp. 78-97.
- [34] WOOD, H. A., *A Summary of Crack Growth Prediction Techniques*, copy from AGARD Lecture Series No. 62.
- [35] GEIER, W., and SIPPEL, K. O., *Fatigue Crack Propagation Under Variable Loads*, AGARD-AG-237, May 1980, pp. 7.3-7.32.
- [36] ALZOS, W. X., SKAT Jr., A.C., and HILLBERRY, B. M., *Effect of Single Overload/Underload Cycles on Fatigue Crack Propagation*, ASTM STP 595, 1976, pp. 41-60.
- [37] VON EUW, E. F. J., HERTZBERG, R. W., and ROBERTS, R., *Delay Effects in Fatigue Crack Propagation*, ASTM STP 513, 1972, pp. 230-259.
- [38] ZHANG, S., MARISSIN, R., SCHULTE, K., TRAUTMAN, K. K., NOWACK, H., and SCHIJVE, J., *Crack Propagation Studies on Al 7475 on the Basis of Constant Amplitude and Selective Variable Amplitude Loading Histories*, Fatigue Fracture of Engineering Materials and Structures, Vol. 10, No. 4, 1987, pp. 315-332.
- [39] SHARPE Jr., W. N., CORBLY, D. M., and GRANDT, A. F., *Effects of Rest Time on Fatigue Crack Retardation and Observations of Crack Closure*, ASTM STP 595, 1976, pp. 61-67.
- [40] BELL, P. D., and WOLFMAN, A., *Mathematical Modeling of Crack Growth Interaction Effects*, ASTM STP 595, 1976, pp. 157-171.
- [41] NEWMAN Jr., J. C., *A Finite-Element Analysis of Fatigue Crack Closure*, ASTM STP 595, 1976, pp. 281-301.
- [42] NELSON, D. V., and FUCHS, H. O., *Prediction of Fatigue Crack Growth Under Irregular Loading*, ASTM STP 595, 1976, pp. 267-291.
- [43] JACOBY, G. H., NOWACK, H., and VAN LIPZIG, H. T. M., *Experimental Results and a Hypothesis for Fatigue Crack Propagation Under Variable-Amplitude Loading*, ASTM STP 595, 1976, 172-183.

- [44] HIMMELEIN, M. K., and HILLBERRY, B. M., *Effect of Stress Ratio and Overload Ratio on Fatigue Crack Delay and Arrest Behaviour Due to Single Peak Overloads*, ASTM STP 590, 1976, pp. 321–330.
- [45] STEPHENS, R. I., CHEN, D. K., and HOM, B. W., *Fatigue Crack Growth with Negative Stress Ratio Following Single Overloads in 2024-T3 and 7075-T6 Aluminum Alloys*, ASTM STP 595, 1976, pp. 27–40.
- [46] SHIH, T. T., and WEI, R. P., *Load and Environment Interactions in Fatigue Crack Growth*, Prospects of Fracture Mechanics, Ndoordhoff International Publishing, 1974, pp. 321–330.
- [47] BADALIANCE, R., *Fatigue Life Predictions: Metals and Composites*, Fracture Mechanics Methodology, Engineering Application of Fracture Mechanics, Vol.I, Martinus Nijhoff Publishers, The Hague, 1984, pp. 1–34.
- [48] ELBER, W., *Equivalent Constant-Amplitude Concept for Crack Growth Under Spectrum Loading*, ASTM STP 595, 1976, pp. 236–250.
- [49] GRAY, T. D., and GALLAGHER, J. P., *Predicting Fatigue Crack Retardation Following a Single Overload Using a Modified Wheeler Model*, ASTM STP 590, 1976, pp. 331–344.
- [50] ADETIFA, O. A., GOWDA, C. V. B., and TOPPER, T. H., *A Model for Fatigue Crack Growth Delay Under Two-Level Block Loads*, ASTM STP 595, 1976, 142–156.
- [51] HUDSON, C. M., and HARDRATH, H. F., *Effects of Changing Stress Amplitude on the Rate of Fatigue-Crack Propagation in Two Aluminum Alloys*, NASA TND-960, 1961.
- [52] VECCHIO, R. S., HERTZBERG, R. W., and JACCARD, R., *Overload Induced Crack Growth Rate Attenuation Behaviour in Aluminum Alloys*, Scripta Metallurgica, Vol. 17, Pergamon Press Ltd., 1983, pp. 343–346.
- [53] HOPKINS, S. W., RAU, C. A., LEVERANT, G. R., and YUEN, A., *Effect of Various Programmed Overloads on the Threshold for High-Frequency Fatigue Crack Growth*, ASTN STP 595, 1976, pp.142–156.
- [54] OSGOOD, C. C., *Fracture Mechanics Comes of Age — Part II: Putting the Method to Work*, Machine Design, February 12, 1987, pp. 153–156.

- [55] HARRIS, D. O., and DUNEGAN, H. L., *Continuous Monitoring of Fatigue Crack Growth by Acoustic-Emission Techniques*, Experimental Mechanics, Vol. 14, No. 2, February 1974, pp. 71–81.
- [56] LANDES, J. D., *The Role of Fracture Mechanics in the Study of Fracture Mechanisms*, Conference Proceedings, The Metallurgical Society of AIME, 1984, pp. 1–27.
- [57] GRIFFITH, A. A., *The Phenomena of Rupture and Flow in Solids*, Philosophical Transactions of The Royal Society, 221A, 1920, pp. 163–198.
- [58] HAHN, G. T., and ROSENFELD, A. R., *Metallurgical Factors Affecting Fracture Toughness of Aluminum Alloys*, Metallurgical Transactions A, Vol. 6A, April 1975, pp. 653–658.
- [59] DAUS, F. G., Literature Review on Fracture Toughness of Dispersion Hardened Aluminum Alloys, March 1984 (*manuscrito*).
- [60] ALARCON, O. E., Efeito do Cobre no Mecanismo de Deformação e Fratura da Liga Al-6Zn-2Mg-xCu Solicitada em Tração Monotônica, tese de Mestrado, FEC/UNICAMP, Campinas, 1985.
- [61] WALLIN, K., SAARIO, T., and TÖRRÖNEN, K., *Fracture of Brittle Particles in a Ductile Matrix*, International Journal of Fracture 32, 1987, pp. 201–207.
- [62] PETCH, N. J., The Practical Implications of Fracture Mechanisms — Introductory Lecture, The Institution of Metallurgists, Spring Meeting, 1973, pp. 131–137.
- [63] FERREIRA, I., Tenacidade à Fratura em Condições Elasto-Plásticas das Ligas de Alumínio de Alta Resistência do Tipo Al-6Zn-2Mg-xCu, tese de Doutorado, FEC/UNICAMP, Campinas, 1987.
- [64] ALARCON, O. E., Influência do Tratamento Termomecânico na Microestrutura, no Comportamento Mecânico e no Mecanismo de Fratura de uma Liga de Alumínio 7050-T76, tese de Doutorado, FEC/UNICAMP, Campinas, 1988.
- [65] LYNCH, S. P., *Mechanisms of Fatigue and Environmental Assisted Fatigue*, ASTM STP 675, 1979, pp. 174–213.

- [66] FINE, M. E., *Fatigue Resistance of Metals*, Metallurgical Transactions A, Vol. 11A, The Metallurgical Society of AIME, March 1980, pp. 365–379.
- [67] GDOUTOS, E. E., and PAPAKALIATAKIS, G., *Crack Growth Initiation in Elastic-Plastic Materials*, International Journal of Fracture 32, 1987, pp. 143–156.
- [68] GAO, M., PAO, P. S., and WEI, R. P., *Role of Micromechanisms in Corrosion Fatigue Crack Growth*, Conference Proceedings, The Metallurgical Society of AIME, 1984, pp. 303–319.
- [69] McMILLAN, J. C., and PELLOUX, R. M. N., *Fatigue Crack Propagation Under Program and Random Loads*, ASTM STP 415, 1967, pp. 505–535.
- [70] ZANGRANDI, A., Efeito da Deformação a Frio nas Propriedades de Tração e no Comportamento em Fadiga de uma Liga de Alumínio de Alta Resistência do Tipo 7475, tese de Doutorado, FEC/UNICAMP, Campinas, 1988.
- [71] KIKUKAWA, M., JONO, M., and ADACHI, M., *Direct Observation and Mechanism of Fatigue Crack Propagation*, ASTM STP 675, 1979, pp. 234–253.
- [72] GARRET, G. G., *Some Observations on the Fatigue of Aluminum Alloys*, The Practical Implications of Fracture Mechanisms, The Institution of Metallurgists, Spring Meeting, 1973, pp. 157–158.
- [73] LAIRD, C., *The General Cyclic Stress–Strain Response of Aluminum Alloys*, ASTM STP 637, 1977, pp. 3–35.
- [74] COFFIN Jr., L. E., *Fatigue Mechanism — An Historical Perspective*, ASTM STP 675, 1979, pp. 9–20.
- [75] WILSDORF, H. G. F., *Review Paper — The Ductile Fracture of Metals: A Microstructural Viewpoint*, Materials Science and Engineering 59, 1983.
- [76] LANKFORD, J., DAVIDSON, D. L., and COOK, T. S., *Fatigue Crack Tip Plasticity*, ASTM STP 637, 1977, pp. 36–55.

- [77] IRWIN, G. R., *Analysis of Stress and Strains Near the End of a Crack Transversing a Plate*, Journal of Applied Mechanics, 1957, pp.361-364.
- [78] KNOTT, J. F., *Fundamentals of Fracture Mechanics*, Halsted Press, London, 1973, pp. 46-67.
- [79] GROSS, B., SRAWLEY, J. E., and BROWN Jr., W. F., *Stress Intensity Factors for a Single-Edge-Notch Tension Specimen by Boundary Collocation of a Stress Functon*, NASA TND-2395, 1964.
- [80] KOBAYASHI, A. S., *Numerical Analysis in Fracture Mechanics*, Proceedings of the International Conference on Aplication of Fracture Mechanics, The Hague, 1984, pp. 3-26.
- [81] ABOUTORABI, A. A., and COWLING, M. J., *Determination of Stress Intensity Factors for Surface Cracks Using Fatigue Crack Growth Data*, International Journal of Fracture 31, 1986, pp. 67-79.
- [82] ALIABADI, M. H., ROOKE, D. P., and CARTWRIGHT, D. J., *An Improved Boundary Element Formulation for Calculating Stress Intensity Factors: Aplication to Aerospace Structures*, Journal of Strain Analysis, Vol. 22, No. 4, 1987, pp. 203-207.
- [83] NEWMAN Jr., J. C., and RAJU, I. S., *Stress Intensity Factor Equations for Cracks in Three-Dimensional Finite Bodies Subjected to Tension and Bending Loads*, Computational Methods in the Mechanics of Fracture, Mechanics and Mathematical Methods, Elsevier Science Publishers B. V., 1986, pp. 311-334.
- [84] SULLIVAN, A. M., STOOP, J., and FREED, C. N., *Influence of Sheet Thickness upon the Fracture Resistance of Structural Aluminum Alloys*, ASTM STP 536, 1973, pp. 323-333.
- [85] BATES, R. C., *Mechanics and Mechanisms of Fracture*, Metallurgical Treatises, The Metallurgical Society of AIME, 1981, pp. 551-570.
- [86] LANKFORD, J., and DAVIDSON, D. L., *Fatigue Crack Plastic Zone Sizes in Aluminum Alloys*, Internatinal Journal of Fracture 14, 1978, pp. 87-90.
- [87] TETELMAN, A. S., and McEVILY Jr., A. J., *Fracture of Structural Materials*, John Wiley & Sons, 1967.

- [88] PARIS, P., and ERDOGAN, F., *A Critical Analysis of Crack Propagation Laws*, Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME — Serie D, Vol. 85, 1963, pp. 528–534.
- [89] FORMAN, R. G., KEARNEY, V. E., and ENGLE, R. M., *Numerical Analysis of Crack Propagation in Cyclic Loaded Structures*, Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME, 1967, pp. 459–464.
- [90] BUXBAUM, O., *Random Load Analysis as a Link Between Operational Stress Measurements and Fatigue Life Assessment*, ASTM STP 671, 1979, pp. 5–20.
- [91] REIMAN, J. A., LANDY, M. A., and KAPLAN, M. P., *Effect of Spectrum Type on Fatigue Crack Growth Life*, ASTM STP 595, 1976, pp. 187–202.
- [92] SANDLIN, N. H., LAURIDIA, R. R., and WHITE, D. J., *Flight Spectrum Development for Fighter Aircrafts*, ASTM STP 671, 1979, pp. 144–157.
- [93] DENYER, A. G., *Flight-by-Flight Spectrum Development*, ASTM STP 671, 1979, pp. 158–175.
- [94] KAPLAN, M. P., REIMAN, J. A., and LANDY, M. A., *Derivation of Flight-by-Flight Spectra for Fighter Aircraft*, ASTM STP 671, 1979, pp. 193–207.
- [95] EKVALL, J. C., and YOUNG, L., *Converting Fatigue Loading Spectra for Flight-by-Flight Testing of Aircraft and Helicopter Components*, Journal of Testing and Evaluation, Vol. 4, No. 4, July 1976, pp. 231–247.
- [96] HUNSICKER, H. Y., *Metallurgy of Heat Treatment and General Principles of Precipitation Hardening*, Alchoa Research Laboratories, pp. 134–197.
- [97] Metals Handbook, Vol. 2, Properties and Selection: Nonferrous Alloys and Pure Metals, ASM, 9th edition, 1985, p. 45.
- [98] VOORWALD, H. J. C., *Propagação da Trinca por Fadiga em Chapas Finas de Liga de Alumínio de Alta Resistência Submetidas a Carregamentos de Amplitude Variável*, tese de Doutorado, FEC/UNICAMP, Campinas, 1988.

- [99] ASTM E 616-81, Standard Terminology Relating to Fracture Testing, Annual Book of ASTM Standards, Part 10, pp. 736-745.
- [100] ASTM E 647, Standard Test Method for Constant-Load-Amplitude Fatigue Crack Growth Rates Above 10^{-8} m/cycles, Annual Book of ASTM Standards, 1984, pp. 711-731.