

RELAÇÃO ENTRE A TENSÃO E A RESISTÊNCIA

MECÂNICA DE FIBRAS ÓPTICAS

PINTO

024/90

02/9100458

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

TESE DE: Doutorado em Engenharia Mecânica

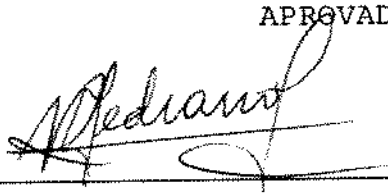
TÍTULO DA TESE: Relação entre a tensão e a resistência mecânica
de fibras ópticas

AUTOR: Fernando Antonio Pinto

ORIENTADOR: Ricardo Enrique Medrano

CO-ORIENTADOR:

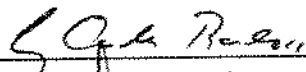
APROVADO POR:



Prof. Dr. Ricardo Enrique Medrano, Presidente



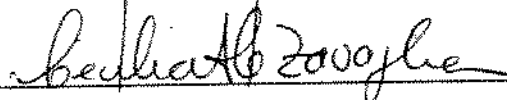
Prof. Dr. Orestes Estevan Alarcon



Prof. Dr. Luis Carlos Barbosa



Prof. Dr. Amauri Garcia



Prof. Dr. Cecília Amélia de Carvalho Zavaglia

Campinas, 07 de novembro de 1990.

RELAÇÃO ENTRE A TENSÃO E A RESISTÊNCIA MECÂNICA DE FIBRAS ÓPTICAS

FERNANDO ANTONIO PINTO *mt*

ORIENTADOR: PROF. DR. RICARDO ENRIQUE MEDRANO *md*

TESE APRESENTADA À FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS - UNICAMP, COMO
PARTE DOS REQUISITOS EXIGIDOS PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO
DE DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
ÁREA DE MATERIAIS E PROCESSOS

OUTUBRO 1990

*Este parecer corresponde a Redação final de Tese
defendida por Fernando Antonio Pinto e aprovada
pela Comissão Julgadora em 07/11/90*

12/12/90

1

R. Medrano

CLASSIF.	1
AUTOR	PCSSR
V.	EX
TCMBC 87	12919

7. 1. 1987

Cm000085187

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Dr. Ricardo Enrique Medrano, pela orientação e discussões na elaboração desta tese e pela amizade.
- Ao Prof. Dr. Amauri Garcia, pela orientação na escolha de disciplinas e amizade durante o período de estudo e trabalho.
- Ao Dr. César Augusto Por Deus Évora, Coordenador da Área de Dispositivos e Fibras Ópticas - CPqD/Telebrás, pelo apoio, sugestões e discussão desta tese.
- Para os amigos José Henrique de Oliveira, Chefe do Departamento de Rede Externa, Jorge Bertolino Filho, Alfredo Morelli Filho e Frederico Roig Martim, por todo o auxílio na confecção da tese.
- Aos amigos Paulo Bonafé, Adriana Sarti e Neuza M.Luiza pelo auxílio na realização dos ensaios de resistência mecânica.
- À Marcia de Moraes Z.R.Lucas pela amizade e datilografia da tese.
- À Vanila L. de Carvalho e Rosane B.Brandão pelo auxílio na pesquisa bibliográfica.
- Ao Mauro Forte Sobrinho, pela encadernação da tese.
- Aos companheiros da Coordenação de Áreas de Dispositivos e Fibras Ópticas - CPqD/Telebrás, por todo apoio e estímulos recebidos para a execução deste trabalho.
- À Telebrás pelo incentivo e auxílio em todas as ocasiões.

DISSE DEUS: "HAJA LUZ!", E HOUE LUZ.
E VIU DEUS QUE A LUZ ERA BOA; E
FEZ SEPARAÇÃO ENTRE A LUZ E AS TREVAS.

GEN. 1:3-4

HÁ DIANTE DO TRONO UM COMO QUE
MAR DE VIDRO, SEMELHANTE AO CRISTAL...

APOC. 4:6

DEDICATÓRIA

PARA SONIA BEATRIZ E FABIANA, PELO AMOR QUE ME DEDICAM.
PARA MEUS PAIS, IRMÃOS, SOGROS, FAMILIARES E AMIGOS,
DÁDIVAS DO SENHOR EM MINHA VIDA.

IN MEMORIAM:

MARCELO ANTONIO PINTO (+ 1986)

SIRLEI RODRIGUES DE ALMEIDA (+ 1985)

ÍNDICE

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

1.1. HISTÓRIA DA RESISTÊNCIA MECÂNICA DO VIDRO.....	13
1.2. PROPRIEDADES MECÂNICAS DO VIDRO.....	22
1.3. A RESISTÊNCIA MECÂNICA DO VIDRO.....	30
1.4. A ESTATÍSTICA DA FRATURA FRÁGIL.....	60

CAPÍTULO 2 - AS COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

2.1. COMUNICAÇÕES ÓPTICAS.....	69
2.2. O ESTADO VÍTREO.....	78
2.2.1. MODELOS DE ESTRUTURA VÍTREA.....	86
2.2.2. VIDROS ESPECIAIS PARA COMUNICAÇÕES.....	112
2.3. AS FIBRAS ÓPTICAS.....	120
2.3.1. MÉTODOS DE FABRICAÇÃO DE FIBRAS ÓPTICAS.....	143

CAPÍTULO 3 - A FRATURA DO VIDRO

3.1. INTRODUÇÃO.....	152
3.2. A RESISTÊNCIA MECÂNICA TEÓRICA.....	178
3.3. O CRITÉRIO DE FRATURA DE GRIFFITH.....	203

CAPÍTULO 4 - A FADIGA MECÂNICA DO VIDRO

4.1. INTRODUÇÃO.....	210
4.2. MODELOS DE CRESCIMENTO DE TRINCA.....	219

4.3. O PARÂMETRO DE CORROSÃO POR TENSÃO.....	241
4.4. DISTRIBUIÇÃO DE TRINCAS E FADIGA.....	248
CAPÍTULO 5 - O TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA ("PROOF-TESTING")	
5.1. INTRODUÇÃO.....	280
5.2. ANÁLISE PROBABILÍSTICA DO TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA.....	285
5.3. TIPOS DE TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA.....	291
5.4. ANÁLISE MECÂNICA DO TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA....	299
CAPÍTULO 6 - SIMULAÇÃO DO TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA	
6.1. INTRODUÇÃO.....	322
6.2. ANÁLISE TEÓRICA DA SIMULAÇÃO.....	327
6.3. SIMULAÇÃO EXPERIMENTAL.....	333
CAPÍTULO 7 - DISCUSSÃO E CONCLUSÕES	
7.1. INTRODUÇÃO.....	364
7.2. O TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA.....	368
7.3. SIMULAÇÃO DO TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA.....	371
7.4. CONCLUSÕES	374
7.5. NOVAS PESQUISAS.....	376

RESUMO

As fibras ópticas empregadas na confecção de cabos ópticos são submetidas ao teste de tensão contínua (T.T.C) durante a fabricação, a fim de eliminar fibras fracas e garantir alguma resistência mecânica e tempo de vida mínimos. Quando as fibras são tensionadas num certo nível de tensão, aquelas que sobrevivem não podem ser tensionadas no mesmo nível sem que algumas delas fraturem devido ao dano mecânico introduzido pelo teste.

A diminuição da resistência mecânica da fibra devido ao T.T.C resulta do crescimento lento de trincas existentes na mesma e vem sendo estudado através da teoria de Evans e Wiederhorn [1]. Esta teoria tem sido empregada para estimar o dano mecânico e o tempo de vida de fibras ópticas, mas em geral não tem sido encontrada concordância em comparação com os experimentos. Uma explicação para esta discordância poderia ser o dano devido à manipulação da fibra quando ela passa pelo T.T.C mas, atualmente não há uma maneira precisa para avaliar esse dano.

Assim, um procedimento útil para analisar o dano em uma fibra óptica foi o de separar o enfraquecimento da fibra devido à tensão de prova aplicada, do dano devido à manipulação em um T.T.C. simulado em uma máquina de tensão. Nesta pesquisa foi relatada a simulação do T.T.C. sob condições controladas de taxas de carregamento, descarregamento, carga de prova e tempo de carga,

de forma que nenhum dano adicional foi permitido ocorrer às amostras do teste.

Amostras de fibras ópticas, estatisticamente equivalentes, foram submetidas à fadiga dinâmica e ao T.T.C. simulado e mediram-se as resistências mecânicas das fibras por tensionamento até a fratura. Usando este método, a manipulação de fibras testadas é evitada e a teoria de Evans e Wiederhorn [1]

pode ser avaliada sem a interferência ou dano de manipulação. Os resultados experimentais apresentados neste trabalho mostram que o tempo de fratura durante o T.T.C. e a tensão de fratura após o mesmo são ambos menores experimentalmente do que aqueles calculados pela teoria de Evans e Wiederhorn [1]. Isto significa que o dano atual é maior do que o previsto pela teoria e portanto as estimativas teóricas para este modelo não são seguras.

É importante observar que o expoente n da equação de crescimento de trinca da teoria de Evans e Wiederhorn [1] é calculado em testes de fadiga onde o nível de tensão é maior que o aplicado no T.T.C. Então, seria possível admitir que as equações que estimam o dano mecânico da fibra óptica no T.T.C. poderiam ser aplicadas com algum valor de n diferente daquele obtido em fadiga. No entanto, este não é o caso porque o valor de n calculado nos experimentos não é constante, uma vez que n decresce conforme a resistência mecânica decresce. Este fato é muito importante porque o T.T.C. é feito para controlar fibras de baixa resistência

mecânica.

Neste trabalho a estimativa da resistência mecânica da fibra óptica submetida ao T.T.C. é estabelecida por meio de equações onde não aparece a distribuição inicial de resistência mecânica. A condição para garantir uma resistência mecânica mínima da fibra durante o ciclo do T.T.C. é satisfeita quando se tem:

$$\dot{\sigma}_{d_{\min}} > \frac{\sigma_p^3}{B(n-2)} \quad (1)$$

onde $\dot{\sigma}_d$ é a taxa de descarregamento, σ_p o nível de tensão do T.T.C. e B, n parâmetros. De acordo com a equação (1), a resistência mecânica mínima da fibra óptica após o T.T.C. é dada por:

$$S_{f_{\min}} = \sigma_{p_{\min}}^3 \left[1 - \frac{1}{B(n+1)} \frac{\sigma_p^3}{\dot{\sigma}_{d_{\min}}} \right]^{1/(n-2)} \quad (2)$$

onde $\sigma_{p_{\min}}$ é dado pela equação (1). A resistência mecânica mínima da fibra após o teste é examinada nos casos em que $\sigma_p > \sigma_{p_{\min}}$, $\sigma_p = \sigma_{p_{\min}}$ e $\sigma_p < \sigma_{p_{\min}}$.

ABSTRACT

When optical fibers are employed in the manufacturing of optical fiber cables, they are previously submitted to the proof-testing to eliminate weak fibers and to guarantee some minimum strength and lifetime. The fibers are stressed to some level and the surviving fibers cannot be stressed to the same level without some of them to fracture because the mechanical damage introduced by the test.

The weakening of the fibers due to the proof-testing results from the slow crack growth that occur in the fibers and that have been studied by the Evans and Wiederhorn [1] theory. This theory has been used to calculate the mechanical damage and lifetime of optical fibers, but in general it was not found agreement with experiments. An explanation to this disagreement could be the mechanical damage due to handling when the optical fiber passes through the proof-tester, but presently there is no way to estimate this damage.

A useful procedure to analyse the mechanical damage in an optical fiber is to separate the weakening of the fiber due to the applied stress from the one due to handling in a proof-testing simulated in a tension machine. This work reports the simulation of the proof-testing under well controlled rates of loading, unloading, load and load time, so that no one damage occurred to the samples.

Optical fiber samples, statistically similar, were submitted to dynamic fatigue and to simulated proof-testing and their strength were measured by tension till they fractured. Using this method, the handling of the fibers is avoided and the theory of Evans and Wiederhorn^[1] can be estimated without handling damage. The experimental results presented in this work show that the time of fracture during proof-testing and the strength after the test are both experimentally smaller than those calculated by the theory of Evans and Wiederhorn^[1]. This means that the actual damage is bigger than that foreseen by the theory and so the theoretical estimations for this model are not safe.

It is important to observe that the exponent n of crack growth equation in the theory of Evans and Wiederhorn^[1] is calculated in fatigue tests where the stress level is bigger than that of proof-testing. It could be possible to think that the equations that estimate the mechanical damage in fiber optics during the proof-testing could be applied with some n value different from that obtained in fatigue. But this is not the case because the n value calculated in the experiments are not constant since n diminishes when strength diminishes. This fact is very important because proof-testing is used to control optical fibers with low strength.

In this work, the estimation of strength of optical fibers submitted to proof-testing is established by equations

where the parameters of the initial strength distribution does not appear. The condition for optical fibers to survive the proof-testing is that:

$$\dot{\sigma}_d \min > \frac{\sigma^3 p_{\min}}{B(n-2)} \quad (1)$$

where $\dot{\sigma}_d$ is the rate of unloading, σ_p the proof-testing stress level and B, n parameters. In agreement with equation (1) the minimum strength of optical fibers after the proof-testing is that:

$$S_{f \min} = \sigma_{p \min} \left[1 - \frac{\sigma^3 p_{\min}}{B(n+1) \dot{\sigma}_d \min} \right] \quad (2)$$

where $\sigma_{p \min}$ is given by equation (1). The minimum strength of the fiber after the proof-testing is examined in the cases where $\sigma_{p \min} > \sigma_p$, $\sigma_{p \min} = \sigma_p$ and $\sigma_{p \min} < \sigma_p$.

1. INTRODUÇÃO

1.1. HISTÓRIA DA RESISTÊNCIA MECÂNICA DO VIDRO

O desenvolvimento de conceitos sobre a resistência mecânica de materiais está registrado em manuscritos de Leonardo da Vinci (1452 - 1519) que mediu as cargas de fratura de fios de ferro e Galileo Galilei (1564 - 1642) ^[2] que descreveu observações pessoais sobre a mecânica de corpos elásticos, tendo reconhecido que a carga suportada por uma barra carregada sob tração era proporcional à área de secção reta da mesma.

O vidro foi usado por muitos pesquisadores dos séculos 16 e 17 em experiências sobre a mecânica de corpos sólidos e Robert Hooke (1635 - 1703) ^[3] usou o vidro entre dezenas de materiais que examinou antes de publicar a sua lei em 1678 expressa como - a ^[4] tensão é proporcional ao alongamento. Fairbairn e Tate escolheram o vidro para experiências publicadas em 1859 e relacionadas com o desenho de tubos de evaporação, onde investigaram a relação entre a pressão externa crítica necessária para colapsar um tubo e a resistência mecânica do material.

^[5] O trabalho de Griffith fornece o ponto de partida para as investigações científicas contemporâneas sobre a resistência mecânica do vidro, tendo estabelecido o critério de balanço de energia onde afirma que o sistema pode passar de uma condição de não fratura para uma condição de fratura, a partir do momento em

que ocorre um decréscimo contínuo da energia potencial do sistema. Griffith estabeleceu um conjunto de idéias importantes para a fratura de materiais frágeis:

- a) trincas que concentram tensões podem controlar a resistência mecânica de materiais;
- b) riscos de superfície, impurezas e corpos estranhos podem agir como trincas e prevalecem sobre as trincas inerentes;
- c) a resistência mecânica teórica de sólidos era duas ou três ordens de grandeza maior do que resistências mecânicas observadas;
- d) resistências mecânicas altas podiam ser obtidas com fibras muito finas;
- e) para trincas, o critério de balanço de energia pode fornecer a melhor condição para fratura.

Durante vinte a trinta anos após o trabalho de Griffith, o estudo da fratura mecânica do vidro apresentava um conjunto de questões que mostrava uma situação confusa entre pesquisadores, cujas observações experimentais e teóricas estabeleciam que:

- a) a resistência mecânica de fibras recém fabricadas decrescia espontaneamente com o tempo;
- b) o aumento da resistência mecânica produzido por "etching" é em geral, temporário;
- c) o interior da amostra é geralmente mais fraco do que a

superfície:

- d) a resistência mecânica maior de fibras finas, comparadas com amostras maciças, deve ser devido a diferenças fundamentais de sua estrutura.

Estimativas teóricas sobre a resistência mecânica de sólidos vieram confirmar a ordem de grandeza sugerida por Griffith e pesquisadores relataram resistências mecânicas altas para fibras finas e uma dependência com o diâmetro, mas discordavam sobre o efeito do tempo. Diversas explicações foram dadas sobre a influência da taxa de carga, da umidade e do tempo de duração da carga na medida da resistência mecânica das amostras. Littleton [6] enfatizou que "não medimos a resistência mecânica do vidro mas a fraqueza da superfície" e Smekal [7] arguiu que a forma da superfície da fratura, especialmente as zonas rugosas, indicavam que trincas inerentes estavam distribuídas no vidro e próximas umas das outras.

Nessa mesma época ocorreu um grande desenvolvimento na física e química dos sólidos, quando foram estabelecidas características do arranjo atômico de cristais e seus efeitos nas propriedades físicas dos mesmos. O trabalho de difração de raios X de Warren [8] e colaboradores forneceu a confirmação sobre as idéias de Zachariassen [9] da estrutura de vidros óxidos e o modelo de malha aleatória contínua foi útil para compreender propriedades ópticas, térmicas, elétricas e mecânicas do vidro.

Nas décadas de 50 e 60 ocorreram importantes descobertas [10] sobre a resistência mecânica de vidros e Mould e colaboradores realizaram um estudo extensivo e sistemático de propriedades mecânicas e foi determinado o tempo de fratura como função da tensão aplicada (fadiga) de amostras sujeitas à abrasão controlada e também indicaram um procedimento útil para reduzir os dados a uma curva universal. Medidas da taxa de fadiga em baixas temperaturas mostraram que resistências mecânicas livres de fadiga podiam ser obtidas testando-se amostras à temperatura do nitrogênio líquido.

[11] Charles e Hillig estabeleceram um modelo quantitativo de crescimento de trinca por corrosão sob tensão, onde deduziram equações úteis no desenvolvimento de trabalhos experimentais. [12] Ernsberguer desenvolveu um método útil para a localização de trincas de superfície e a aplicação do mesmo em amostras vítreas mostrou que a densidade das mesmas não é necessariamente alta como foi sugerido por Griffith.

Também foi observado que a resistência mecânica de vidros similares era consistente nos ensaios entre laboratórios e comparável com a resistência mecânica de fibras finas. Aceitou-se que não ocorria o efeito de tamanho inerente na resistência mecânica do vidro e nenhuma diferença radical existe entre a estrutura de fibras finas e o vidro em massa. A resistência mecânica do próprio material depende da composição do vidro e sob

condições normais não há perda de resistência mecânica com o tempo, quando não tem carga aplicada na amostra.

No entanto, pode ocorrer a degradação da resistência mecânica de uma amostra com carga constante aplicada (fadiga estática) em determinados ambientes e mesmo a resistência mecânica livre de fadiga, observada à temperatura do nitrogênio líquido, pode ficar bem abaixo do limite teórico que é $E/5$ onde E representa o módulo de Young do vidro considerado. O tratamento térmico de amostras recém fabricadas, mesmo a temperaturas abaixo da temperatura de recozimento do vidro pode produzir perda de resistência mecânica que é geralmente associada com ligação de material contaminante na superfície da amostra.

As teorias mais simples que estimam a resistência mecânica teórica, consideram a amostra como um material homogêneo, tal que a separação simultânea dos planos de fratura através da área de seção reta da amostra corresponda a uma separação de planos atômicos. Entretanto, Marsh ^[13] desenvolveu um estudo sobre a ordem de grandeza de resistências mecânicas de amostras recém fabricadas e a sua dependência com o tempo de aplicação da carga, estabelecendo a hipótese que a resistência mecânica do vidro é limitada por fluxo plástico.

No início da década de 70, diversos trabalhos independentes sobre a propagação controlada de trinca em vidro e o efeito do ambiente, desenvolvidos ao mesmo tempo e usando

diferentes configurações de carga, deram resultados semelhantes obtidos por métodos distintos, para a taxa de propagação de trinca em função da taxa de liberação de energia de alongamento. A mecânica de fratura começava a ser usada para estudar o comportamento mecânico do vidro e estabeleceram-se excelentes correlações entre o crescimento lento de trincas pré-existentes e a fadiga estática.

No ar, à temperatura e umidade ambientes, uma trinca pode crescer várias vezes o seu tamanho antes de aumentar rapidamente e provocar a fratura catastrófica da amostra. No vácuo, em ambiente muito seco ou à temperatura do nitrogênio líquido, o crescimento de trinca é muito menor. No entanto, foi observado que nenhuma dessas pesquisas estabeleceu algum limite para a taxa de liberação de energia de alongamento, abaixo do qual uma trinca não se propagaria e a partir do qual um limite de fadiga estática poderia ser obtido.

A fadiga estática do vidro, devido ao crescimento lento de trincas pré-existentes, é consistente com o modelo de corrosão por tensão de Charles-Hillig, com a curva velocidade de trinca x fator de intensidade de tensão, sendo ajustada por uma equação do mesmo tipo da equação de corrosão. Wiedershorn [14] estudando o crescimento de trincas, estabeleceu uma equação para a velocidade de trincas a partir da equação da taxa de afinamento de uma trinca desenvolvida por Charles-Hillig.

Os fenômenos associados com a propagação de trincas com alta velocidade, com a formação de zonas características na superfície de fratura, conforme a Figura 1.1, desempenham um papel importante na pesquisa da resistência mecânica do vidro, embora a formação de superfícies rugosas, com taxas de liberação de energia elástica altas, seguida de ramificações da fratura, ainda não sejam bem conhecidas.

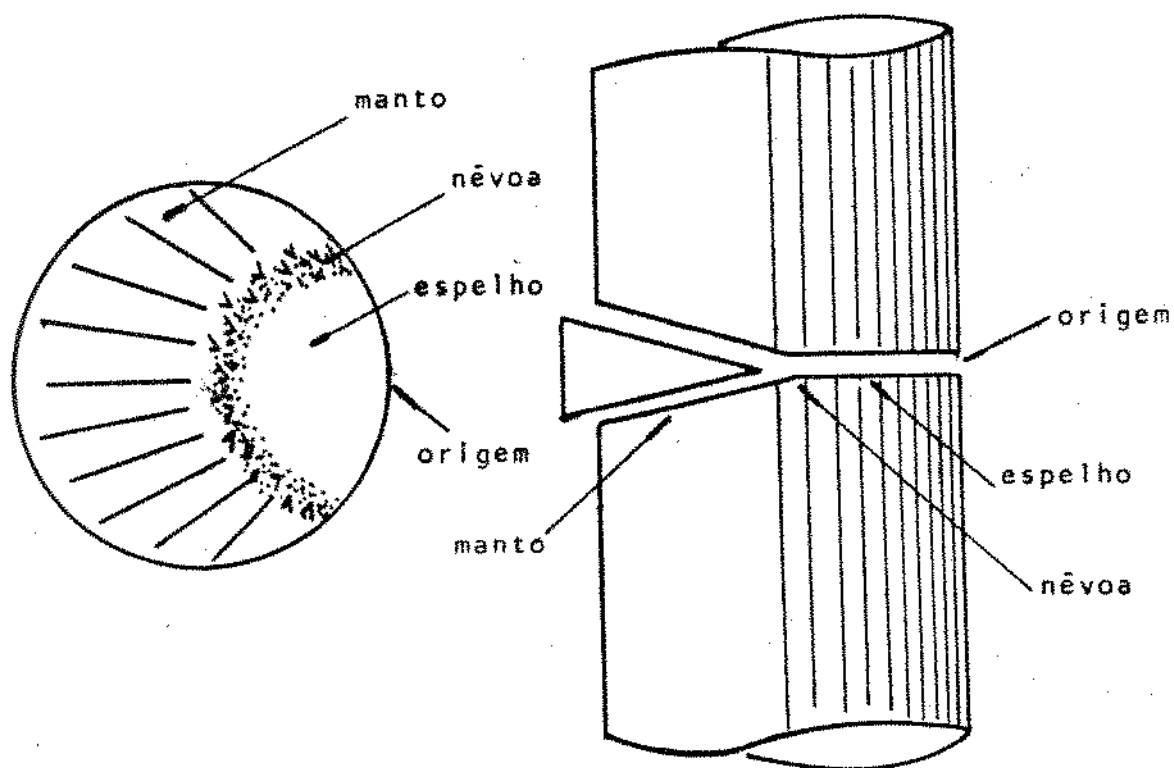


Fig. 1.1 - Zonas de fratura em uma superfície de fratura por tensão.

A zona do espelho é um local muito polido que permite localizar a origem da fratura, isto é, a presença de trincas na superfície da amostra, que são responsáveis pela fratura da mesma e caracterizar tais trincas. A zona da névoa corresponde à região na qual trincas microscópicas são formadas, embora apenas uma cresça e se propague para formar as superfícies de fratura. A zona do manto é uma região estriada, de grande rugosidade, que parece formar-se devido a variações no campo de tensão à frente da trinca. Os tamanhos destas zonas de fratura variam de uma amostra para outra e dependem da tensão na mesma quando a fratura ocorre e as formas das zonas fornecem um conjunto de informações para a análise da fratura na amostra.

O vidro é potencialmente resistente, embora seja necessário manter a sua superfície livre de defeitos e contaminantes até ser resfriado à temperatura ambiente. Uma vez que a superfície do corpo se forme, ela não deve ser manipulada, a fim de não se introduzir trincas na mesma e deve ser evitado reaquecê-la. Estas condições podem ser alcançadas na fabricação de fibras ópticas em fornos de alta pureza, em ambiente onde a umidade, a temperatura e a pureza do ar são controlados e onde a fibra recebe um revestimento polimérico logo após o puxamento, para a proteção da superfície recém fabricada contra choque mecânico e ataque químico.

Para um conjunto de amostras é possível estabelecer uma

descrição estatística da distribuição de trincas e portanto da resistência mecânica de fratura e estabelecer previsões sobre a resistência mecânica de fibras em serviço. Se a geometria da amostra e as condições de carga são simples, é possível a realização de T.T.C. de amostras, do qual se pode estimar o tempo de vida, a resistência mecânica e outros parâmetros importantes.

Nos anos 80, as principais pesquisas têm sido o estudo de mecanismos de formação de trinca por dano mecânico, o desenvolvimento da mecânica de fratura de indentação, os mecanismos de corrosão química e a propagação de trinca no vidro. No entanto, ainda existem questões importantes que precisam ser investigadas como:

- a) qual é o mecanismo de crescimento lento de trinca?
- b) o que limita a velocidade final de uma trinca?
- c) qual a função das deformações plástica e inelástica?
- d) o comportamento do vidro na fratura é semelhante ao do polímero?
- e) trincas no vidro se propagam com pontas de dimensão atômica?

1.2. PROPRIEDADES MECÂNICAS DO VIDRO

As propriedades mecânicas determinam o comportamento de materiais sob a ação de cargas e a resposta depende da ligação atômica, da estrutura e do número de imperfeições presentes nos mesmos. Além disso, as propriedades mecânicas são sensíveis aos processos de fabricação e manipulação, o que pode alterar características do material, mesmo aqueles com a mesma composição química. Também o tipo de tensão e o modo de aplicação pode alterar o comportamento do material, até mesmo em maior proporção que o tratamento térmico, a composição química e outros. A tensão em um material, devido a cargas de serviço, condições de montagem, fabricação e variações térmicas é dada por:

$$\sigma = F/A \quad (1)$$

onde F é a carga e A a área onde a carga é aplicada perpendicularmente. As cargas aplicadas no corpo podem ser estáticas ou dinâmicas, quando permanecem constantes ou variam com o tempo. A alteração da forma ou dimensões de um corpo, resultante da tensão é o alongamento, que pode ser de tração, compressão ou cisalhamento:

$$\epsilon_{t,c} = \Delta L/L_0 \quad (\text{tração e compressão}) \quad (2)$$

$$\tau = \gamma r/L \quad (\text{cisalhamento}) \quad (3)$$

onde $\Delta L = L - L_0$ é a deformação linear, θ a deformação angular, R o raio e L o comprimento, conforme a Figura 1.2.

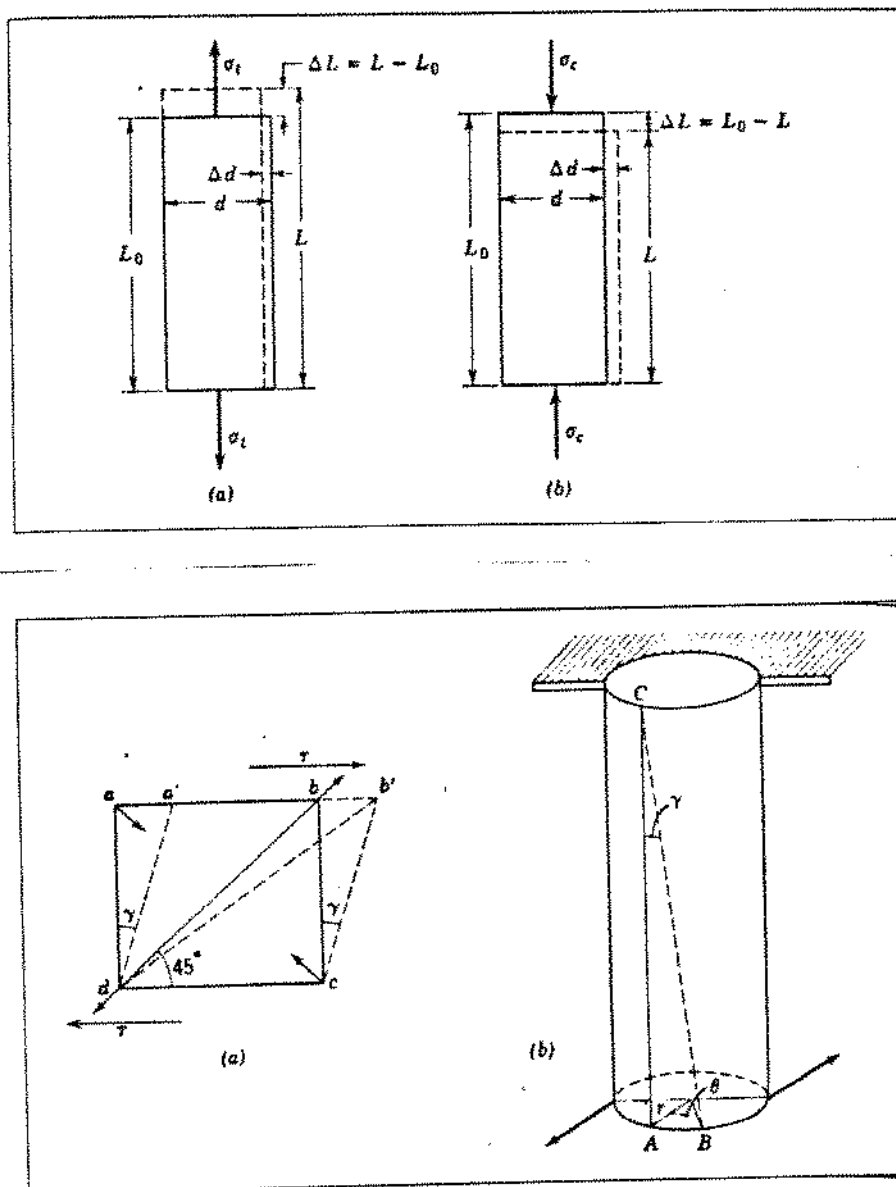


Fig. 1.2 - Tensões de tração, compressão e cisalhamento em uma amostra de comprimento L e diâmetro d .

Para um material isotrópico, cada tensão produz um alongamento correspondente de tração ou compressão, mas para um material anisotrópico, uma componente de tensão pode produzir mais de um tipo de alongamento no material. Então um volume de material sujeito a uma tensão σ , apresenta nove componentes de tensão com três perpendiculares às faces ou elemento de volume e seis tangenciais, como na Figura 1.3. Assim, as relações lineares entre as componentes de tensão e alongamento são dadas por um conjunto de seis equações conhecidas como Forma Generalizada da Lei de Hooke:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{xx} &= A_{11} \epsilon_{xx} + A_{12} \epsilon_{yy} + A_{13} \epsilon_{zz} + A_{14} \tau_{xy} + A_{15} \tau_{xz} + A_{16} \tau_{yz} \\
 \sigma_{yy} &= A_{21} \epsilon_{xx} + A_{22} \epsilon_{yy} + A_{23} \epsilon_{zz} + A_{24} \tau_{xy} + A_{25} \tau_{xz} + A_{26} \tau_{yz} \\
 \sigma_{zz} &= A_{31} \epsilon_{xx} + A_{32} \epsilon_{yy} + A_{33} \epsilon_{zz} + A_{34} \tau_{xy} + A_{35} \tau_{xz} + A_{36} \tau_{yz} \\
 \tau_{yz} &= A_{41} \epsilon_{xx} + A_{42} \epsilon_{yy} + A_{43} \epsilon_{zz} + A_{44} \tau_{xy} + A_{45} \tau_{xz} + A_{46} \tau_{yz} \\
 \tau_{xz} &= A_{51} \epsilon_{xx} + A_{52} \epsilon_{yy} + A_{53} \epsilon_{zz} + A_{54} \tau_{xy} + A_{55} \tau_{xz} + A_{56} \tau_{yz} \\
 \tau_{xy} &= A_{61} \epsilon_{xx} + A_{62} \epsilon_{yy} + A_{63} \epsilon_{zz} + A_{64} \tau_{xy} + A_{65} \tau_{xz} + A_{66} \tau_{yz}
 \end{aligned} \quad (4)$$

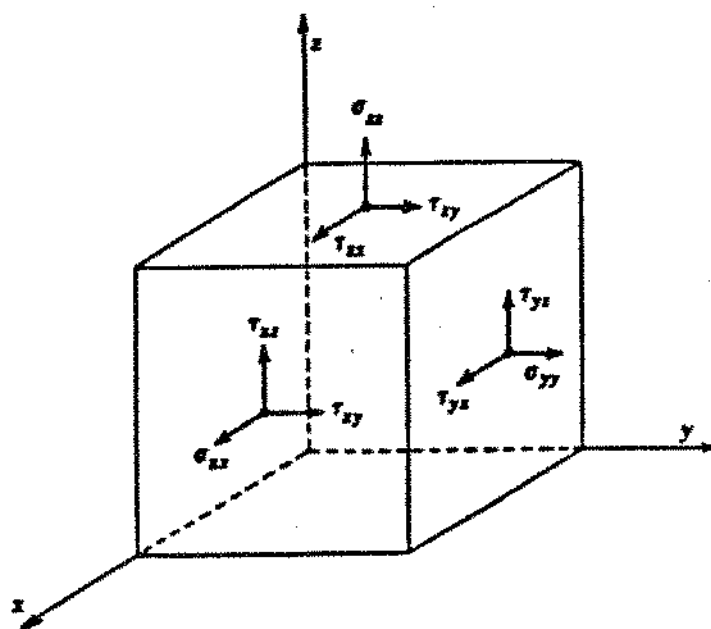


Figura 1.3 - Distribuição de tensões normais e de cisalhamento em um elemento de volume.

Pode ser demonstrado que $A_{12} = A_{21}$, $A_{31} = A_{13}$, $A_{32} = A_{23}$, etc e assim as 36 constantes elásticas reduzem-se a 21, que são necessárias para caracterizar um corpo anisotrópico sem qualquer simetria. Para corpos que têm simetria, o número de constantes elásticas diminui com o aumento da simetria e para corpos isotrópicos, apenas duas constantes elásticas independentes são necessárias para especificar completamente um sistema. Essas constantes elásticas são denominadas módulos de elasticidade e as mais importantes são:

$$a) \text{ m\u00f3dulo de elasticidade (Young): } E = \sigma/\epsilon \quad (5)$$

$$b) \text{ m\u00f3dulo de compressibilidade (Bulk): } K = \sigma/(\Delta V/V_0) \quad (6)$$

$$c) \text{ m\u00f3dulo de rigidez (Shear): } G = \sigma/\gamma \quad (7)$$

onde σ \u00e9 a tens\u00e3o, ϵ o alongamento, V o volume, τ a tens\u00e3o de cisalhamento e γ o alongamento de cisalhamento. Outra constante el\u00e1stica importante \u00e9 a raz\u00e3o de Poisson, definida por:

$$\nu = \frac{\text{alongamento lateral}}{\text{alongamento longitudinal}}$$

Para sistemas isotr\u00f3picos e tamb\u00e9m homog\u00eaneos estas constantes est\u00e3o relacionadas umas com as outras:

$$K = \frac{\sigma}{3(1 - 2\nu)} \quad (8)$$

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (9)$$

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{9K} + \frac{1}{3G} \quad (10)$$

A Tabela 1.1 mostra valores de constantes el\u00e1sticas para diversos vidros e as Figuras 1.4 a 1.7 mostram varia\u00e7\u00f5es de propriedades el\u00e1sticas com a temperatura.

Tabela 1.1 - Valores de constantes elásticas para vidros.

VIDRO	E(GPa)	G(GPa)	K(GPa)	ν
SiO ₂	73.0	31.4	36.1	0.162
B ₂ O ₃	17.0	6.9	12.1	0.262
GeO ₂	42.5	18	24	0.209
0.5 PbO/ 0.5 SiO ₂	43.5	17.5	30.5	0.259
vidro comum	68.9	28.0	-	0.230

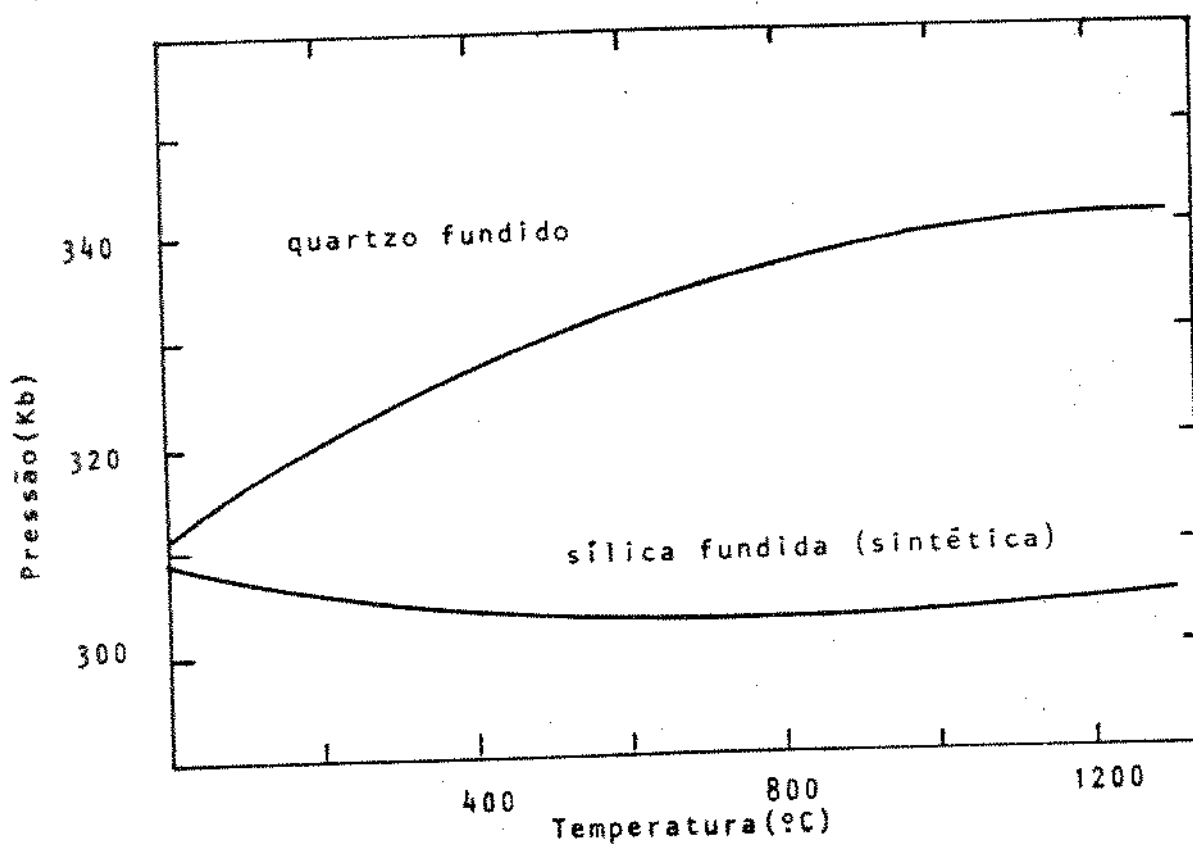


Fig. 1.4 - Variação do módulo de torção da sílica vítrea com a temperatura (Heraeus, 74).

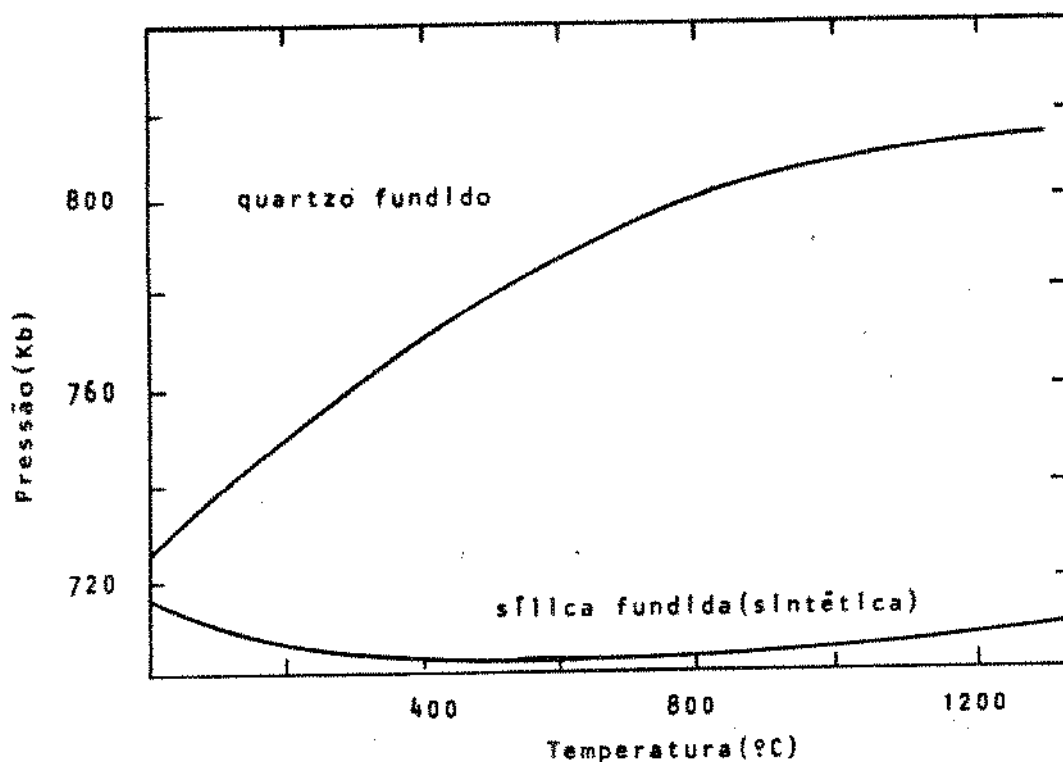


Fig. 1.5 - Variação do módulo de elasticidade da sílica vítrea com a temperatura (Heraeus, 74).

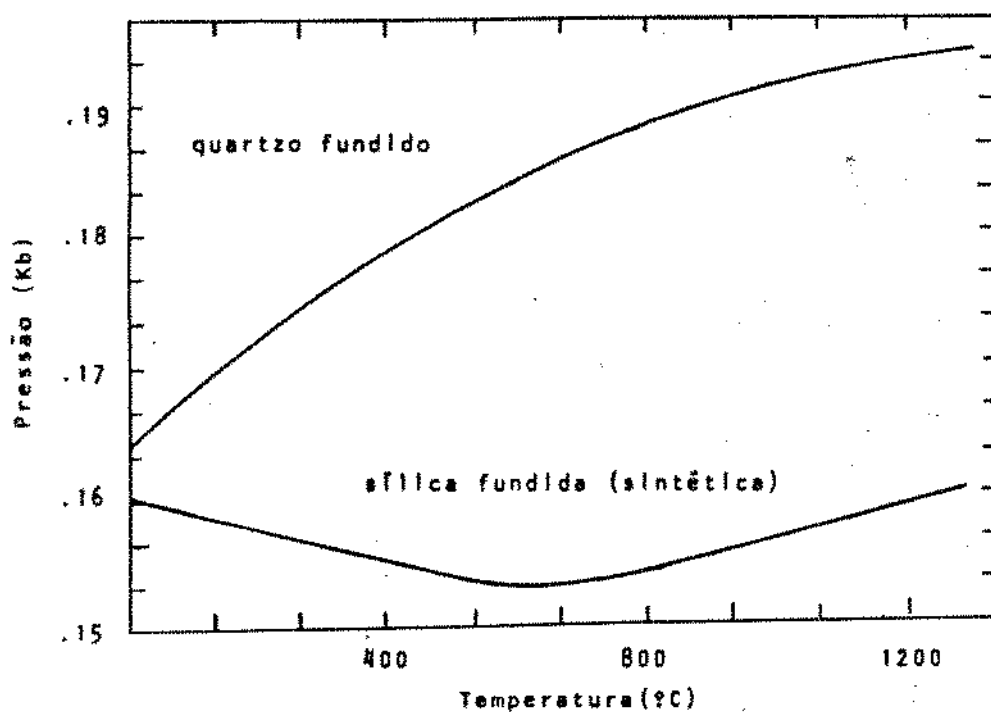


Fig. 1.6 - Variação da razão de Poisson com a temperatura para a sílica vítrea (Heraeus, 74).

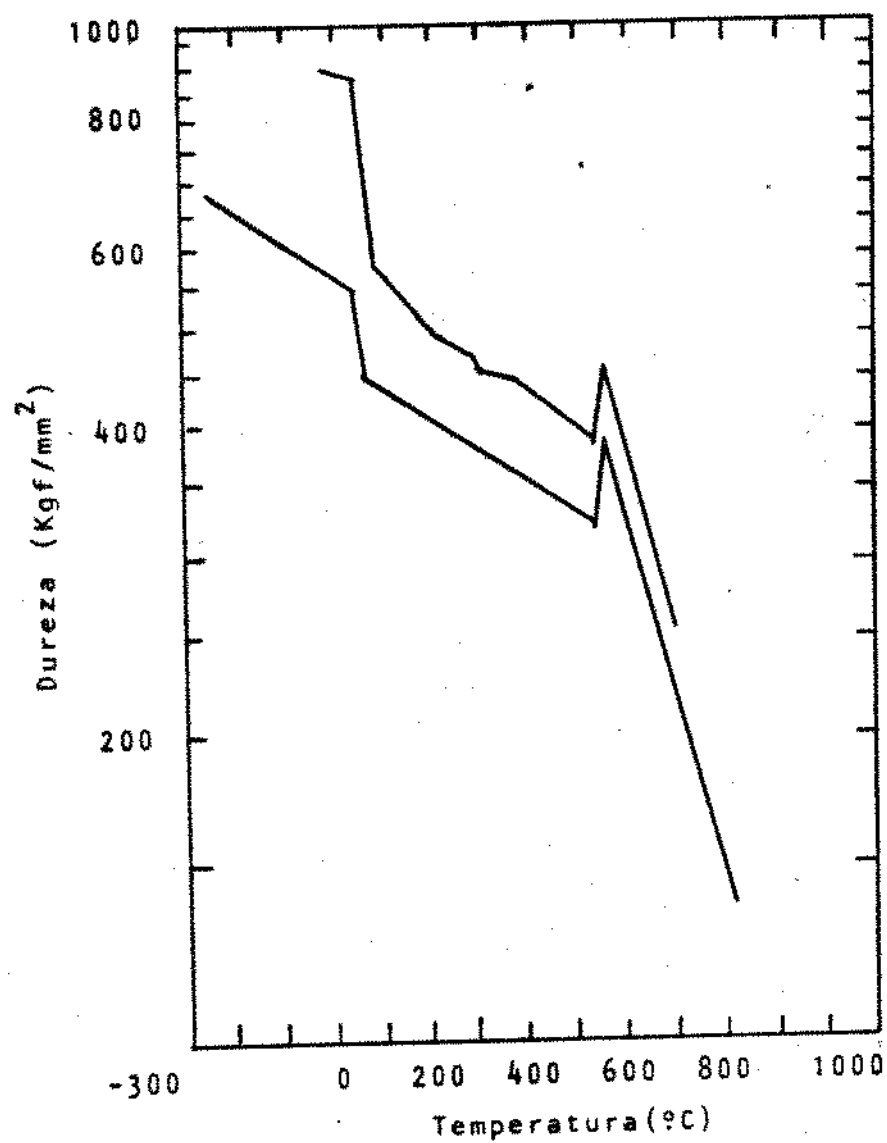


Fig. 1.7 - Variação da dureza da sílica vítrea com a temperatura (Heraeus, 74).

1.3. A RESISTÊNCIA MECÂNICA DO VIDRO

[5]
No trabalho sobre a fratura de sólidos, Griffith observou que a teoria de fratura à sua época, que estabelecia a fratura de um corpo se a tensão de tração ou o alongamento excedessem os valores limites para o material, não era consistente na prática. O pesquisador considerava a situação na qual a fratura não se iniciava em uma superfície recém fabricada, mas em uma trinca pré-existente e calculou as condições necessárias para a trinca crescer. A fim de verificar suas previsões experimentalmente, Griffith e Lockspaiser [5] fabricaram fibras e outras amostras de vidro, de tubos de testes compostos de sílica-alumina.

As primeiras séries de testes de resistência mecânica foram realizadas com bulbos e cilindros nos quais o pesquisador fez pequenas trincas para confirmar suas previsões com boa precisão. O autor também demonstrou, considerando a tensão na ponta da trinca, que a resistência mecânica verdadeira do vidro devia ser muito maior do que se acreditava, mas era reduzida na prática devido à presença de trincas. Este fato levou Griffith a admitir que fibras finas de vidro seriam mais fortes que fibras mais grossas, se aquelas tivessem menos trincas, ou menores, motivo este que levou o pesquisador a realizar os testes clássicos de resistência mecânica de fibras.

O pesquisador manufacturou fibras de vidro de vários

diâmetros, deixou-as em repouso por cerca de 40 h, testou-as em seguida sob tensão e vários resultados obtidos estão dados na Tabela 1.2. Griffith também testou fibras recém manufaturadas, flexionando-as e medindo o raio de curvatura na fratura e estimando que a resistência mecânica inicial era da ordem de 6,895 GPa. Assim, o pesquisador mostrou que o vidro livre de trincas era muito forte, enfraquecendo-se espontaneamente com o tempo.

Tabela 1.2 - Variação da resistência mecânica com o diâmetro de fibras de vidro sílica - alumina - potassa.

DIÂMETRO (10^{-3} m)	TENSÃO DE FRATURA (GPa)
10,67	1,51
5,72	3,50
4,45	5,70
2,41	8,07
1,42	12,76
0,66	16,00
0,33	33,85

Griffith relacionou suas conclusões com todo o campo de propriedades mecânicas de sólidos e líquidos e explicou muitos

fenômenos como a histerese elástica e a fratura de fadiga. Em seu trabalho o pesquisador colocou a questão: "qual é a maior resistência mecânica possível do vidro e pode esta resistência tornar-se disponível para propósitos técnicos por tratamento adequado do material?" Neste trabalho procuramos apresentar e analisar os fatores que determinam a resistência mecânica do vidro e relacioná-la com a tensão de serviço para fibras ópticas em uso no Brasil na área de telecomunicações.

Para uma fibra de vidro de diâmetro muito pequeno como a fibra óptica (125 μm) a resistência mecânica pode ser alterada significativamente devido a fatores que produzem variações no diâmetro da mesma, uma vez que tais fibras são fundidas a temperaturas elevadas em fornos de alta pureza com fluxo interno de gás inerte e estiradas em torre de puxamento por meio de aparelhos mecânicos e eletrônicos, para garantir a melhor uniformidade possível do diâmetro da fibra, conforme se observa na Figura 1.8.

Os principais fatores que influem na resistência mecânica da fibra são:

- a) requisitos estruturais: o estado da superfície de um tubo de sílica vítrea e de uma preforma influi nas propriedades mecânicas das fibras e os principais tipos de defeitos que ocorrem são bolhas, incrustações e riscos que devem atender aos seguintes requisitos:

- bolha: < 100 um, aleatórias
- Incrustação: < 200 um, até 5 por metro
- risco: > 50 um, isento.

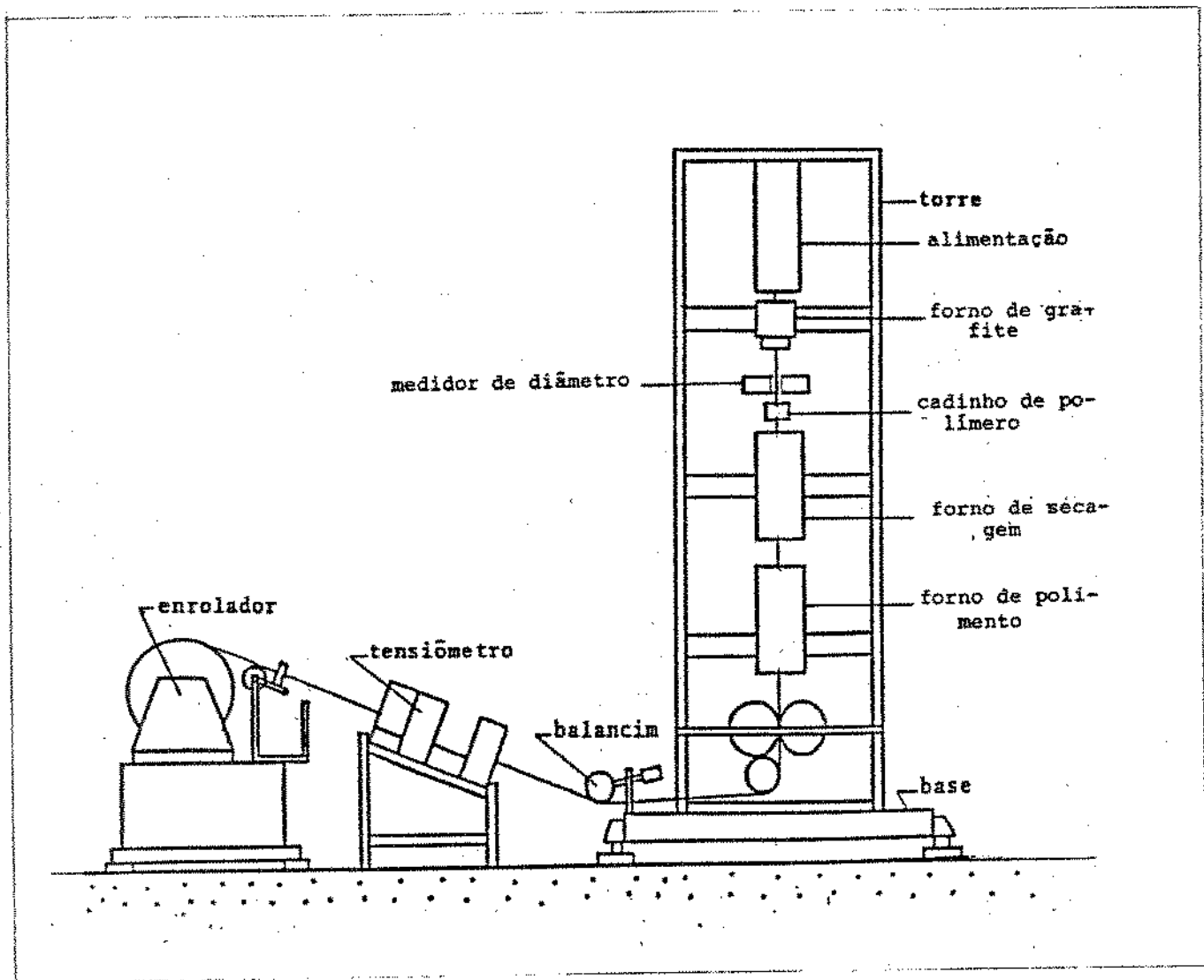


Fig. 1.8 - Torre de puxamento de fibra óptica, com diversos estágios de fabricação da fibra.

O número e o tamanho de defeitos de superfície em preformas podem ser atenuados antes da fabricação da fibra óptica por meio de polimento químico ou térmico. As preformas de MCVD ("Modified Chemical Vapour Deposition") ficam muito polidas por chama de maçarico de H_2/O_2 durante o processamento normal mas é necessário que a superfície polida seja preservada até o momento do uso. Antes da confecção da fibra é necessário um cuidado extremo com a manipulação da preforma para não introduzir defeitos na superfície da mesma e comprometer a resistência mecânica porque uma rápida variação de diâmetro da preforma não pode ser eliminada por meio de controle de realimentação na torre de puxamento.

A caracterização dos defeitos presentes na superfície do tubo de sílica é feita por espalhamento de luz visível em banco óptico. O tubo de sílica é colocado no banco e uma fonte luminosa é colocada em uma das extremidades do tubo para iluminar longitudinalmente as paredes do mesmo. Procede-se a uma varredura do tubo com o microscópio e os defeitos encontrados na inspeção de cada face do tubo são caracterizados, conforme se observa na Figura 1.9. A análise de defeitos de uma preforma é realizada de forma semelhante, observando-se neste caso também os defeitos da interface casca-núcleo da preforma. Uma vez caracterizados os defeitos do tubo de sílica e/ou preforma, procede-se ao cálculo da densidade de defeitos dos mesmos.

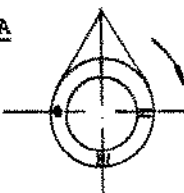
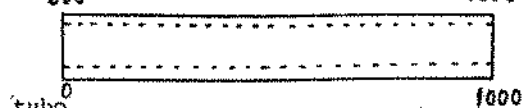
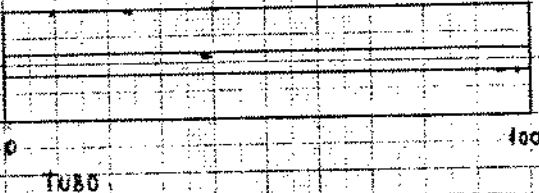
TELEBRÁS CPQD		LABORATÓRIO DE INSTRUMENTAÇÃO													
1. TUBO <u>18668/8511/02300075</u> ANÁLISE <u>Nº 23</u> DATA <u>14/9/87</u> <u>DC</u> <u>DEFEITOS</u>															
2. GEOMETRIA  escala varredura → 															
3. DEFEITOS Defeito → quantidade (localização), tamanho (varredura) <table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse; margin-top: 10px;"> <thead> <tr> <th colspan="3" style="text-align: center;">Defeitos no tubo</th> </tr> <tr> <th style="text-align: center;">Tipo</th> <th style="text-align: center;">quant. (local.)</th> <th style="text-align: center;">tamanho (varred.)</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td style="text-align: center;">BOLHA</td> <td colspan="2">1 (45,0) 72,0 (1) / 2 (234,0) 180,0; 120,0 (1) / 1 (407,0) 405,0 (1) 1 (976,0) 90,0 (*)</td> </tr> <tr> <td style="text-align: center;">RISCO</td> <td colspan="2">1 (375,0) 480,0 (11) / 1 (381,0) 825,0 (11) / 1 (947,0) 450,0 (*)</td> </tr> </tbody> </table>				Defeitos no tubo			Tipo	quant. (local.)	tamanho (varred.)	BOLHA	1 (45,0) 72,0 (1) / 2 (234,0) 180,0; 120,0 (1) / 1 (407,0) 405,0 (1) 1 (976,0) 90,0 (*)		RISCO	1 (375,0) 480,0 (11) / 1 (381,0) 825,0 (11) / 1 (947,0) 450,0 (*)	
Defeitos no tubo															
Tipo	quant. (local.)	tamanho (varred.)													
BOLHA	1 (45,0) 72,0 (1) / 2 (234,0) 180,0; 120,0 (1) / 1 (407,0) 405,0 (1) 1 (976,0) 90,0 (*)														
RISCO	1 (375,0) 480,0 (11) / 1 (381,0) 825,0 (11) / 1 (947,0) 450,0 (*)														
4. MAFA   • BOLHA — RISCO															

Fig. 1.9 - Ficha de análise de defeitos em tubo de sílica vítrea usado na fabricação de preforma.

b) Requisitos dimensionais: as características dimensionais de um tubo de sílica vítrea e como consequência, da preforma, também contribuem para a fabricação de fibras ópticas com uma resistência mecânica maior e os principais requisitos são:

- diâmetro externo: $D < 1,0\%$
- espessura de parede: $(\Delta e / e) \max < 1,0\%$
- ovalidade: $(OV) \max < 0,5\%$
- "siding"*: $(SD) < 1,0\%$
- área de seção transversal: $(AST) < 1,0\%$

* "siding": deslocamento lateral dos centros das superfícies cilíndricas do tubo.

A Tabela 1.3 mostra variações que ocorrem com a geometria de tubos de sílica para uma amostra de 10 tubos escolhidos aleatoriamente de uma população de 100 tubos.

Assim, um controle de qualidade confiável para os defeitos e geometria de tubos e preformas constitui um passo importante para a garantia de um nível de resistência mecânica adequado à fabricação de cabos ópticos de qualidade. De forma que controlando-se os procedimentos que geram defeitos que afetam a resistência mecânica das fibras, a confiabilidade mecânica para fibras ópticas de longo comprimento pode ser melhorada com o emprego de diversas técnicas como tratamento de superfície, vidro de alta qualidade, sala limpa, revestimento polimérico, etc, que levam à produção de fibras de alta resistência mecânica.

Tabela 1.3 - Características geométricas de tubos de sílica vítrea

AMT	DE(mm)	ΔD (mm)	E(mm)	ΔE (mm)	SD (mm)	ΔS (mm)
1	20,218	0,042	2,067	0,015	0,077	0,016
2	20,161	0,106	2,058	0,018	0,074	0,034
3	20,099	0,074	2,073	0,014	0,018	0,023
4	20,458	0,048	2,045	0,022	0,065	0,019
5	19,671	0,033	2,088	0,009	0,048	0,008
6	20,394	0,067	2,055	0,019	0,068	0,035
7	19,500	0,021	2,035	0,007	0,055	0,019
8	19,604	0,008	2,105	0,014	0,043	0,012
9	19,511	0,061	2,128	0,022	0,037	0,016
10	19,650	0,014	2,111	0,013	0,042	0,022

* DE = diâmetro externo; E = espessura; SD = "siding"

A confecção de preformas para o puxamento de fibras ópticas é realizada em tornos para trabalhos em vidros onde o tubo de sílica de alta pureza é aquecido por meio de maçaricos de chama H_2/O_2 , que durante o estágio de colapsamento utilizam altas temperaturas ($1800^\circ C - 2000^\circ C$) que geram partículas metálicas na chama. As partículas incrustadas na superfície da preforma vão aparecer na superfície da fibra óptica durante o puxamento da mesma, onde atuam como um centro para a formação de micro trincas. Outra causa de fratura são partículas de poeira ($CaCO_3$, $MgCO_3$).

Fe O₂, etc) que se fundem na superfície do tubo durante a fase de deposição e colapsamento, que leva em torno de 6 horas de trabalho, as quais produzem transformações de fase nesses locais e podem gerar tensões térmicas ou cristalizações na superfície da fibra, originando a formação de micro trincas.

Antes do puxamento das fibras ópticas, a preforma pode receber um tratamento químico (HF) e um polimento térmico (1800 °C) em ambiente limpo a fim de eliminar micro trincas presentes na superfície da mesma e que comprometem a resistência mecânica das fibras. Após o polimento da preforma, a mesma é resfriada à temperatura ambiente antes de ser retirada do torno e o máximo cuidado deve ser tomado com a manipulação da preforma a fim de ser evitada a introdução de novas micro trincas, que podem alterar a uniformidade do diâmetro da fibra e portanto a sua resistência mecânica e outras características físicas importantes para a transmissão de dados. No procedimento de fabricação da fibra óptica, várias etapas contribuem para a degradação mecânica da mesma, conforme a Figura 1.8.

a) a variação do diâmetro da fibra durante o puxamento pode ser de alta ou baixa frequência, conforme a Figura 1.10, onde as flutuações do diâmetro são medidas por um micrômetro a laser e admite-se que tais flutuações são devidas a variações térmicas na zona de aquecimento do forno de grafite, variação do diâmetro da preforma, instabilidade mecânica e elétrica dos aparelhos de puxamento, etc.

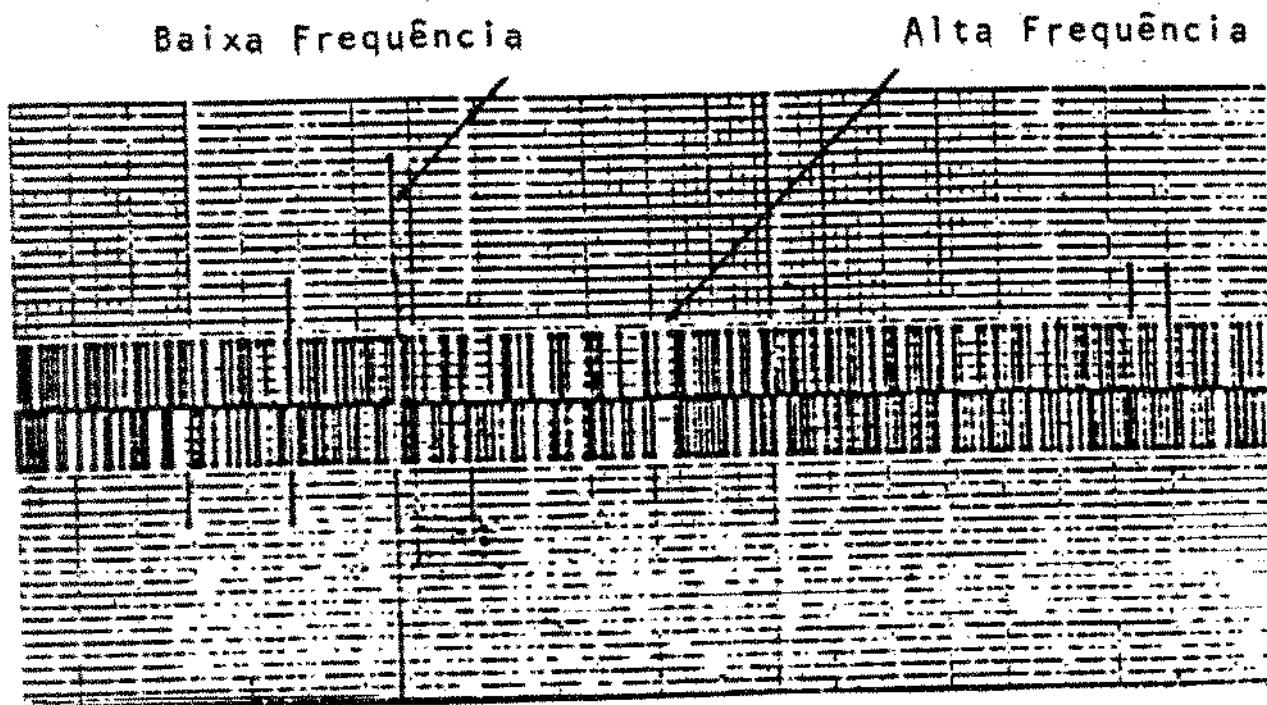


Fig. 1.10 - Gráfico das variações do diâmetro de uma fibra óptica durante o puxamento.

As variações de alta frequência no diâmetro da fibra óptica são devidas ao fluxo de gás e à estrutura do forno, pois o tamanho e a forma do elemento de grafite afetam o fluxo do argônio no forno e alteram a temperatura de fusão da preforma na região de estrangulamento, conforme a Figura 1.11. Outra causa de variação de diâmetro em alta frequência é a presença de bolhas nas preformas. Uma vez que é difícil controlar as variações de diâmetro da fibra por meio de realimentação do motor da torre de puxamento, porque ocorre uma variação entre a posição da fibra e a medida do diâmetro correspondente, é melhor atuar no desenho do

forno e seus elementos e também no controle do fluxo de gás inerte que circula no interior do mesmo, conforme a Figura 1.11.

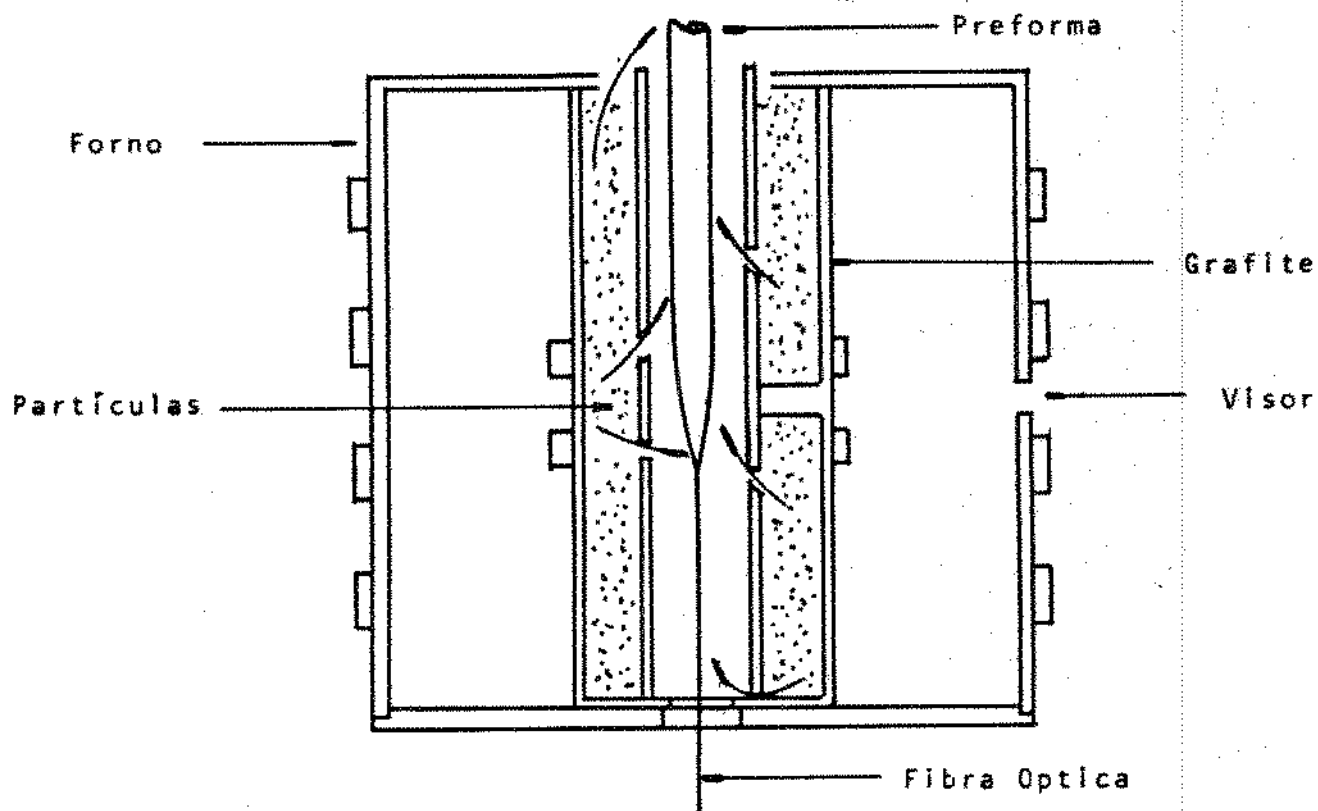


Fig. 1.11 - Forno de grafite e região de fusão da preforma (Paek, U.C., 75).

As variações de baixa frequência podem ocorrer com variações na temperatura do forno de grafite e no fluxo do gás inerte no interior do forno. A Figura 1.12 mostra variações do diâmetro da fibra com variações da temperatura e do fluxo de gás argônio.

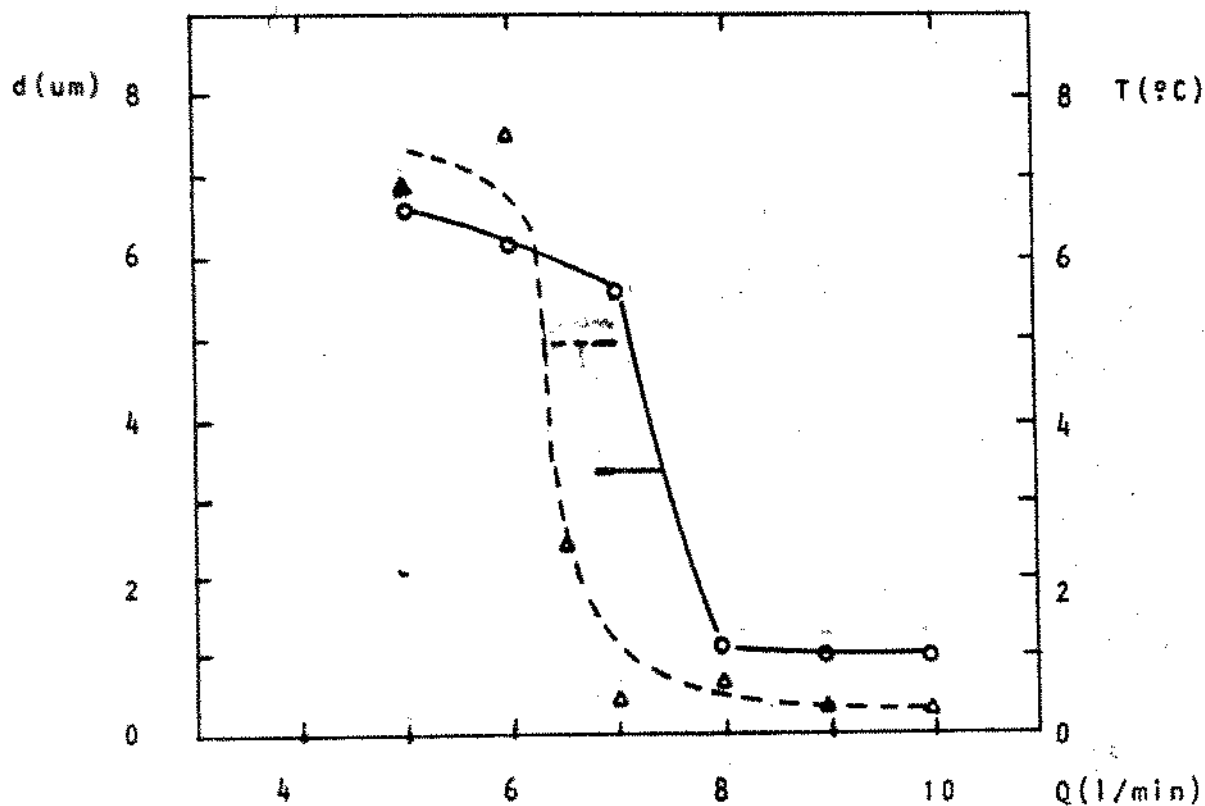


Fig. 1.12 - Variações do diâmetro com temperatura e fluxo de gás argônio (Nakahara, M., 78).

Alterações do diâmetro da fibra durante o puxamento também podem ocorrer devido a variações nas velocidades de alimentação da preforma V e puxamento da fibra v , pois no estado estacionário, a equação de conservação da massa na região de fusão (Figura 1.11) dá:

$$\rho \pi (D/2)^2 V = \rho \pi (d/2)^2 v \quad (11)$$

$$D^2/4 V = d^2/4 v \quad (12)$$

$$d = D \left(\frac{V}{v} \right)^{1/2} \quad (13)$$

onde D é o diâmetro efetivo da preforma e d o da fibra óptica.

b) durante a fusão da preforma no estágio de puxamento, pode ocorrer a formação de cristallitos como a cristobalita, quando uma das extremidades da preforma é aquecida à alta temperatura (2000°C) e a sílica que evapora se deposita em forma cristalina nas regiões mais frias da preforma. Se esses cristallitos não forem completamente transformados em vidro na zona de puxamento, então podem originar micro trincas que afetarão a resistência mecânica da fibra óptica.

c) a fibra óptica também pode ser danificada no processo de fabricação, na zona de fusão da preforma, no forno de grafite, onde pode ocorrer uma alta concentração de partículas que podem se incrustar na preforma e aparecer na superfície da fibra, formando micro trincas (Figura 1.11). A Figura 1.13 mostra a concentração de partículas de poeira com o tempo no interior de um forno de fusão com grafite, para partículas de $0,3\text{ }\mu\text{m}$, $1,0\text{ }\mu\text{m}$ e $5,0\text{ }\mu\text{m}$, durante o período de purga do forno. Os dados percentuais na abscissa indicam as razões da potência suprida com a potência normal, no aquecimento do elemento de grafite. Observa-se que após um tempo de 50 minutos as partículas de poeira de grafite diminuem e que o conteúdo de oxigênio no forno parece não afetar a corrosão do elemento de grafite.

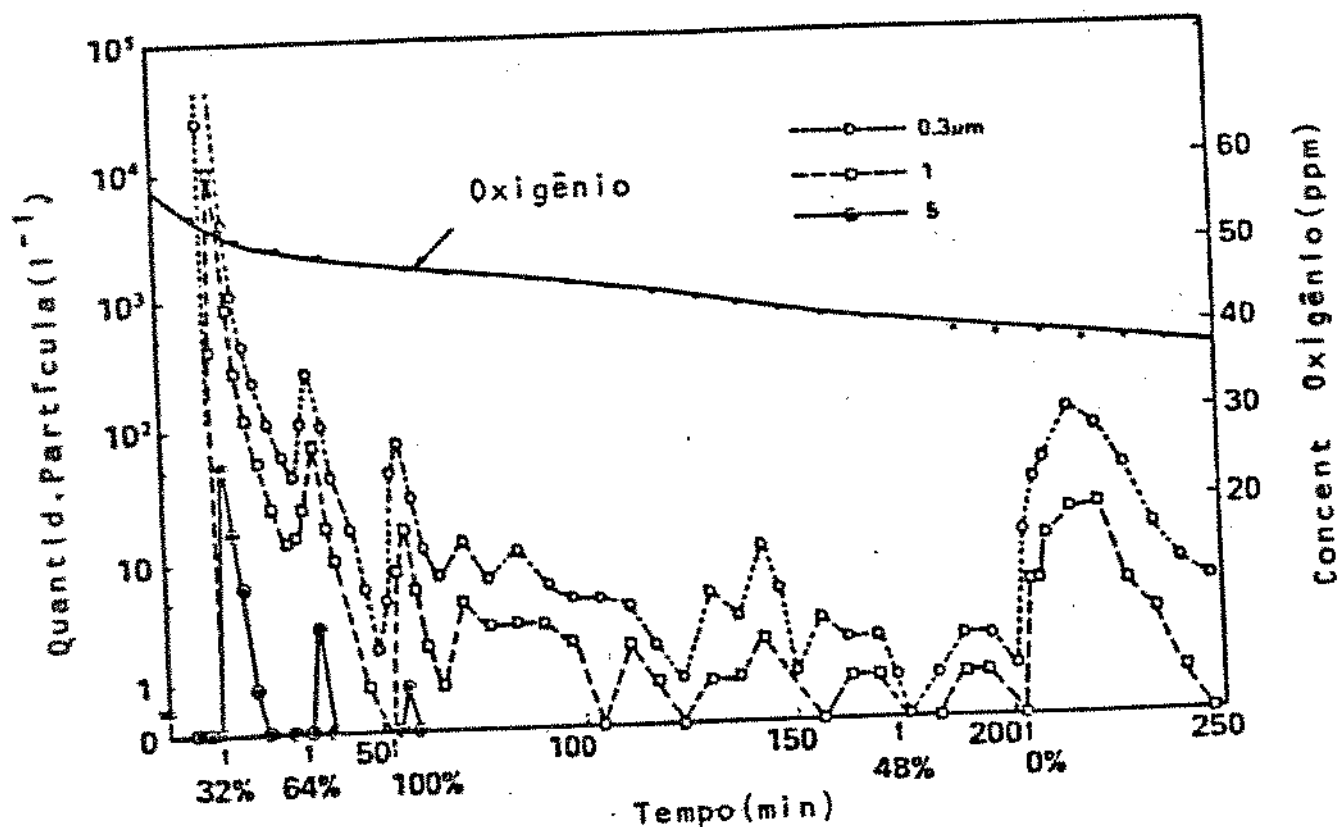


Fig. 1.13 - Quantidade de partículas e conteúdo de oxigênio em forno de grafite (Sakaguchi, S., 77).

d) além da presença de partículas de poeira no forno de grafite, a existência de partículas inorgânicas no ambiente de puxamento pode comprometer a resistência mecânica da fibra uma vez que podem depositar-se na superfície da mesma, na região de fusão da preforma ou ainda, se depositarem no reservatório de polímero de revestimento e gerar micro trincas na superfície da fibra. A Figura 1.14 mostra a influência de partículas de poeira e zirconia

na resistência mecânica de fibras ópticas ao longo do comprimento da fibra.

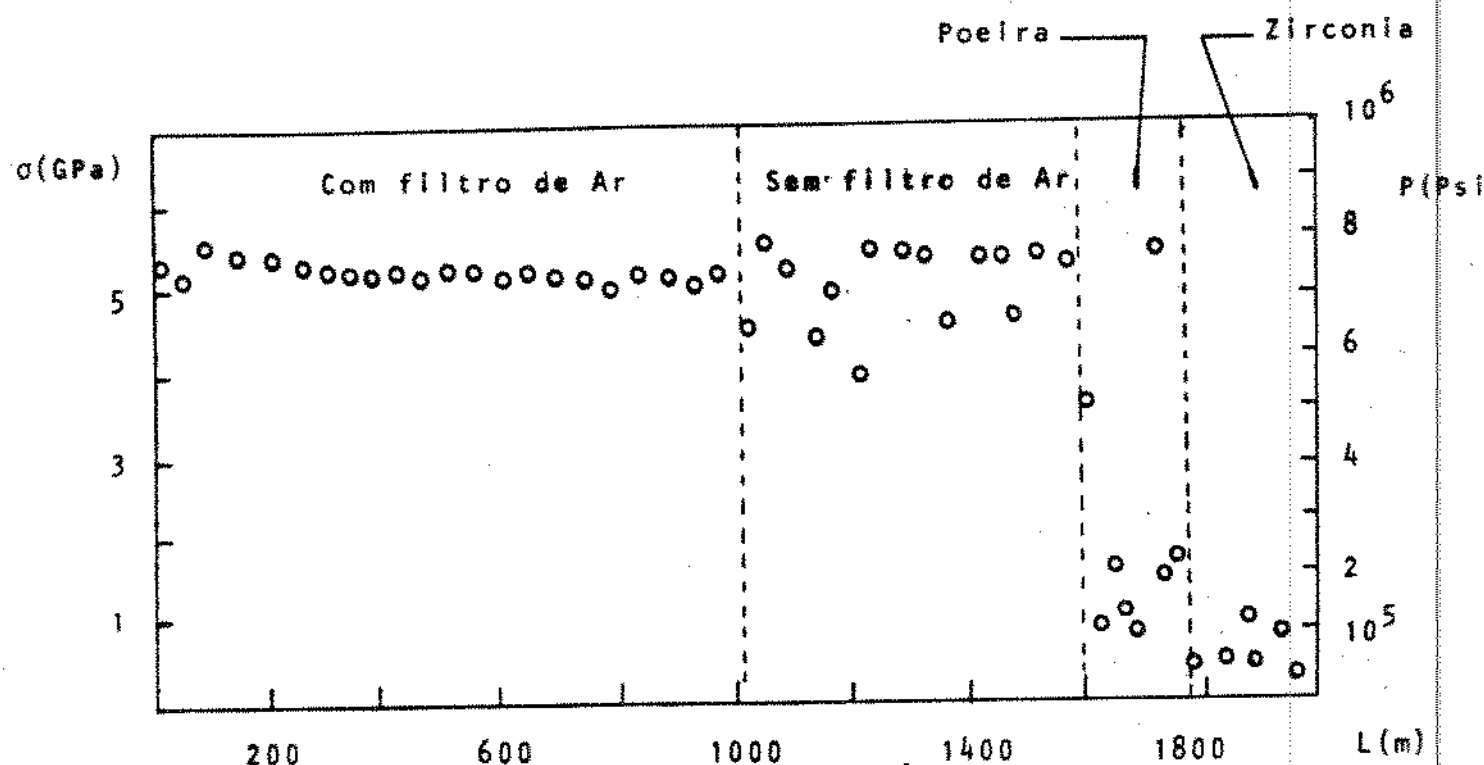


Fig. 1.14 - Variação da resistência mecânica de fibras ópticas com a presença de partículas no puxamento (DiMarcello, F.V., 78).

No ambiente de puxamento de fibra óptica do CPqD/Telebrás foi instalado um filtro de ar limpo ao lado da torre de puxamento a fim de gerar um fluxo laminar horizontal de ar filtrado em direção às superfícies da preforma e da fibra óptica, para garantir um nível mais elevado de resistência mecânica da fibra. Medidas de concentração de partículas na área limpa e fora dela na região de fabricação da fibra, mostram uma redução de várias

ordens de grandeza no número de partículas presentes na área de puxamento e revestimento da fibra.

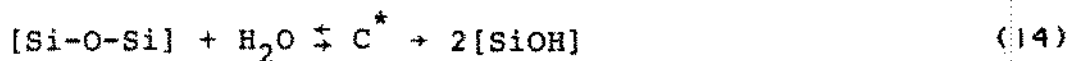
A resistência mecânica do vidro diminui quando o mesmo permanece sob tensão em um ambiente com vapor de água e aparentemente isto é devido à reação da água com o vidro. A fadiga de uma fibra pode ser caracterizada por dois métodos: a fadiga estática na qual uma tensão constante é aplicada e o tempo de falha é medido e a fadiga dinâmica na qual uma taxa de tensão constante é usada e a carga e o tempo de fratura são medidos.

Hillig e Charles [15] desenvolveram uma teoria para explicar o mecanismo de fratura no vidro em termos de corrosão induzida por tensão num ambiente corrosivo, no qual a trinca cresce continuamente até um valor crítico em virtude da reação química entre a umidade e o vidro de sílica. No entanto, os pesquisadores não dão detalhes sobre a reação química entre o ambiente e o vidro e questões importantes como:

- a) porque a água é um agente tão eficaz no crescimento de trinca no vidro?
- b) quais são as propriedades físico-químicas que tornam determinados ambientes propícios ao crescimento de trincas?
- c) a composição do vidro pode acarretar variações no coeficiente de corrosão por tensão?

[16] [17]
Drowan e Parks sugerem que a redução da energia superficial do vidro devido ao agregamento de grupos superficiais

pode ser considerada como a força motora termodinâmica para crescimento de trinca e a reação química entre H_2O e a ligação $Si-O$ é dada por:



onde C^* é o complexo ativado.

[18]

Michalske e Freiman estabeleceram um mecanismo químico para explicar a reação entre ligações $Si-O$ estiradas na sílica vítrea, com moléculas de água segundo a Figura 1.15.

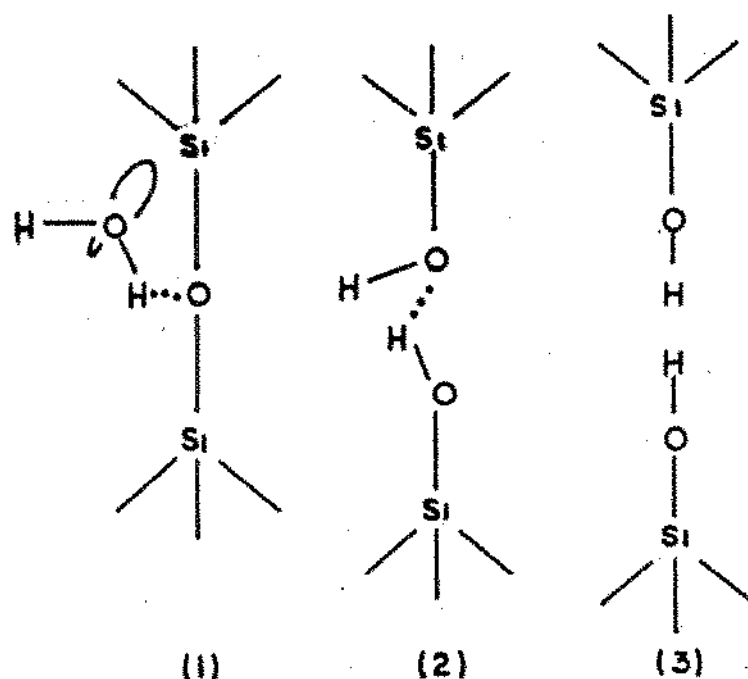


Fig. 1.15 - Reação entre água e sílica na ponta de uma trinca (Michalske, T.A., 18).

O modelo para a reação $H_2O - SiO_2$ ocorre de acordo com os passos abaixo:

- a) uma molécula H_2O se orienta em relação a uma ligação $Si-O-Si$ na ponta de uma trinca estirada de tal forma que um par de orbitais do oxigênio se orienta para o átomo de Si e surge uma ligação entre oxigênio (sílica) e hidrogênio (água).
- b) transferência de elétron do oxigênio (água) para o silício (vidro) ocorre simultaneamente com a transferência de próton (hidrogênio) para o oxigênio (vidro) formando duas novas ligações.
- c) a ligação OH (água) com o silício (vidro) e do hidrogênio transferido para $O-Si$ (vidro) forma duas ligações $Si-OH$.

Neste modelo, o mecanismo de reação química não remove produtos do vidro e o termo corrosão por tensão pode ser não significativo, mas a formação de produtos na ponta da trinca pode alterar a taxa de crescimento da mesma se os produtos interferirem no movimento de espécies químicas do ambiente para a ponta da trinca. O modelo também mostra que outros ambientes que favorecem o crescimento de trinca em SiO_2 devem ter a mesma estrutura e ligação da água isto é, pares de orbitais e doadores de prótons como na Figura 1.16.

A reação (14) é acelerada quando o vidro está sob tensão e a velocidade de crescimento de trinca é dada por:

$$V = V_0 \exp(\beta \sigma)$$

(15)

onde V_0 é a velocidade de corrosão sem tensão, σ é a tensão no vidro e β é uma medida do efeito da tensão na reação de corrosão onde se considera $\beta = V^* / RT$, com V^* o volume de ativação.

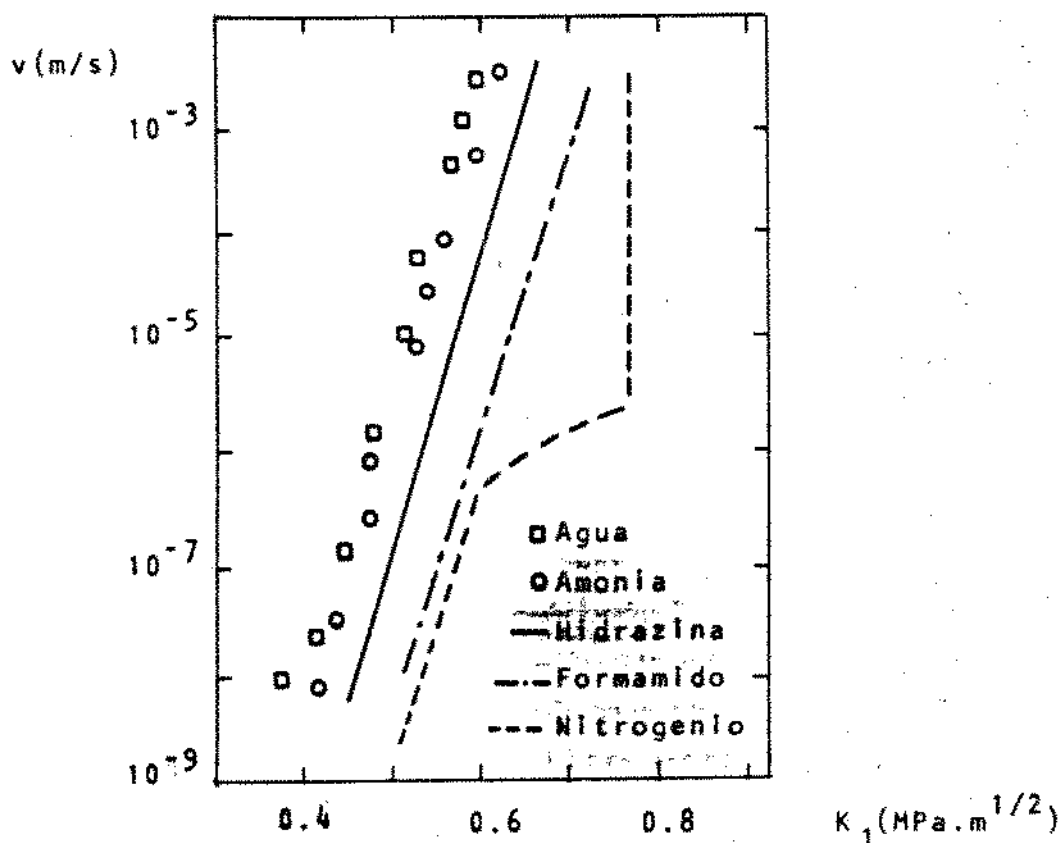


Fig. 1.16 - Curvas de velocidade de crescimento de trinca em ambientes favoráveis a reações químicas por tensão em SiO₂ (Michalske, T.A., 18).

[19]

Wiederhorn e Boltz mediram a velocidade de propagação

para diferentes tipos de vidros a diferentes temperaturas e os resultados estão dados na Tabela 1.4 em termos de V_0 , que cresce exponencialmente com o inverso da temperatura.

Valores de $\beta\sigma$ podem ser calculados de estudos de propagação de trinca para comparação com resultados de fratura onde se usa o critério de energia de superfície e de acordo com os autores se tem:

$$\beta\sigma = bK_I/RT \quad (16)$$

onde K_I é o fator de intensidade de tensão, b um coeficiente para esse fator na equação (15), R é a constante universal de gases e T a temperatura Kelvin. Levando a equação (16) em (15) e considerando-se a energia de ativação do processo químico, vem:

$$V = V_0 \exp (-E + bK_I)/RT \quad (17)$$

Valores da energia de ativação E e da constante b para diversos tipos de vidro são dados na Tabela 1.4.

Uma vez que a ponta da trinca está aberta para o meio ambiente, o transporte de íons entre as duas regiões modifica o ambiente da ponta e tal modificação depende da velocidade de propagação da trinca, conforme a Figura 1.17.

Tabela 1.4 - Parâmetros de velocidade de trinca para vidros.

VIDRO	$\ln V_0$	β_0	E.A. 5 (x 10 ⁵ J/mol)	b 5/2 (m ^{5/2} /mol)
sílica	- 1.3	70	33	0.216
borossilicato	3.5	64	31	0.200
aluminossilicato	7.9	62	30	0.164
chumbo/alcalino	6.7	39	25	0.144
soda-cálcio	10.3	36	26	0.110

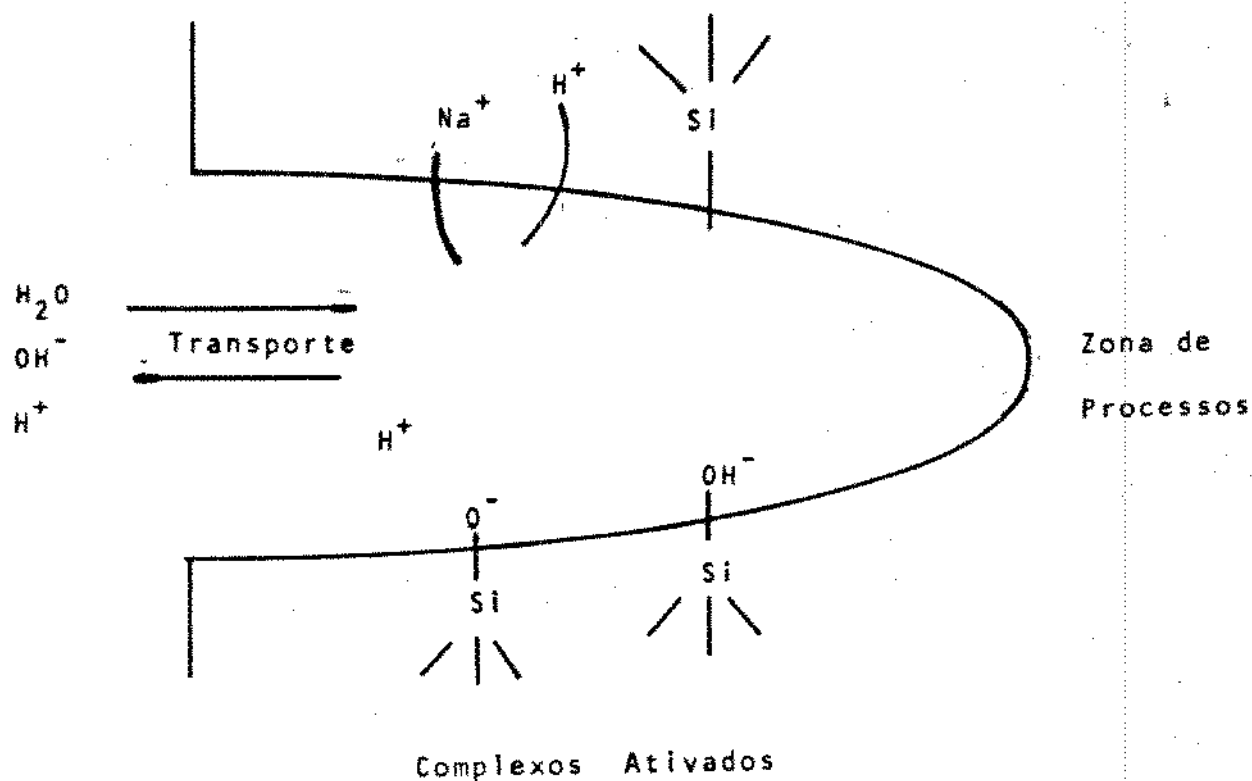


Fig. 1.17 - Processos físicos e químicos que afetam o crescimento sub-crítico de trinca em vidro (Wiederhorn, S.W., 79).

Para uma trinca que cresce vagarosamente, as concentrações de íons na região da ponta da mesma e no meio ambiente tendem a equilibrar-se com o tempo e para uma trinca que se move rapidamente, as novas superfícies que se formam geram novos íons reativos de forma que a composição da ponta da trinca é controlada pela composição do vidro. Assim, admite-se que há dois regimes de crescimento de trinca: baixa velocidade de crescimento de trinca quando o crescimento é controlado pelo ambiente externo e alta velocidade de crescimento quando o mesmo é controlado pela composição do vidro. Medidas de PH de vidros indicam a importância da composição do mesmo com a do líquido na ponta da trinca, de acordo com a Tabela 1.5. A Figura 1.18 mostra a influência do PH de soluções teste em vidro de sílica onde a inclinação das curvas varia com o PH, conforme se pode observar.

O transporte de íon entre o ambiente da ponta da trinca e a matriz vítrea também pode influenciar o movimento da trinca pelo vidro. A Figura 1.19 mostra a velocidade de trinca para o vidro de sílica em ambiente ácido (HCl) e básico (NaOH). Para o HCl (1 N) os dados podem ser representados por uma curva idêntica àquela da água, sugerindo que o ambiente da ponta da trinca para a sílica é normalmente ácido. Para o NaOH (1 N) há duas curvas que representam os dados, observando-se que para velocidades altas de propagação, os dados da curva NaOH são semelhantes aos dados da curva HCl e para baixas velocidades a inclinação da curva OH é

menor do que a inclinação da curva HCl e estes fatos sugerem que para V grande os constituintes do vidro controlam o PH da solução da ponta da trinca e para V pequena, a difusão de OH da matriz para a ponta da trinca torna solução local básica.

Tabela 1.5 - Valores de PH à temperatura ambiente para vidros.

COMPOSIÇÃO (%)	VIDRO				
	Sílica	Alumino- silicato	Boro- silicato	Chumbo- silicato	Soda- cálcio
SiO_2	100	57	80.5	63	71-73
Na_2O		1.0	3.8	7.6	12-14
K_2O			0.4	6	
CaO		5.5		0.3	10-12
MgO		12		0.2	1-4
PbO			7	21	
B_2O_3		4	12.9	0.2	0.5-1.5
Al_2O_3		20.5	2.2	0.6	0.5-1.5
PH	4.3-5.3	11.2-11.7	8.2-8.6	11.4-12.0	11.5 - 12.3

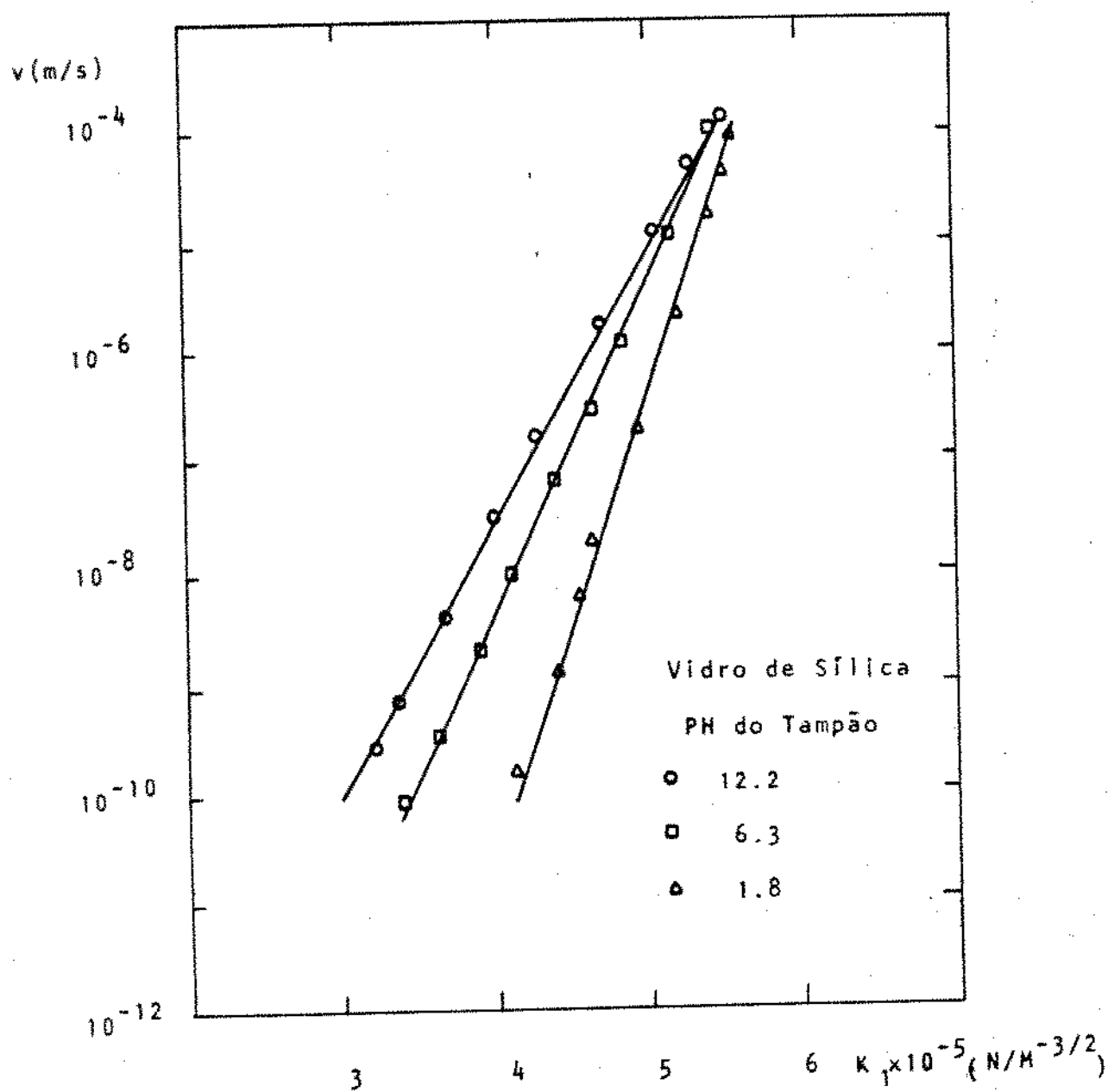


Fig. 1.18 - Efeito de PH em crescimento sub-crítico de sílica vítrea (Wiederhorn, S.W., 79).

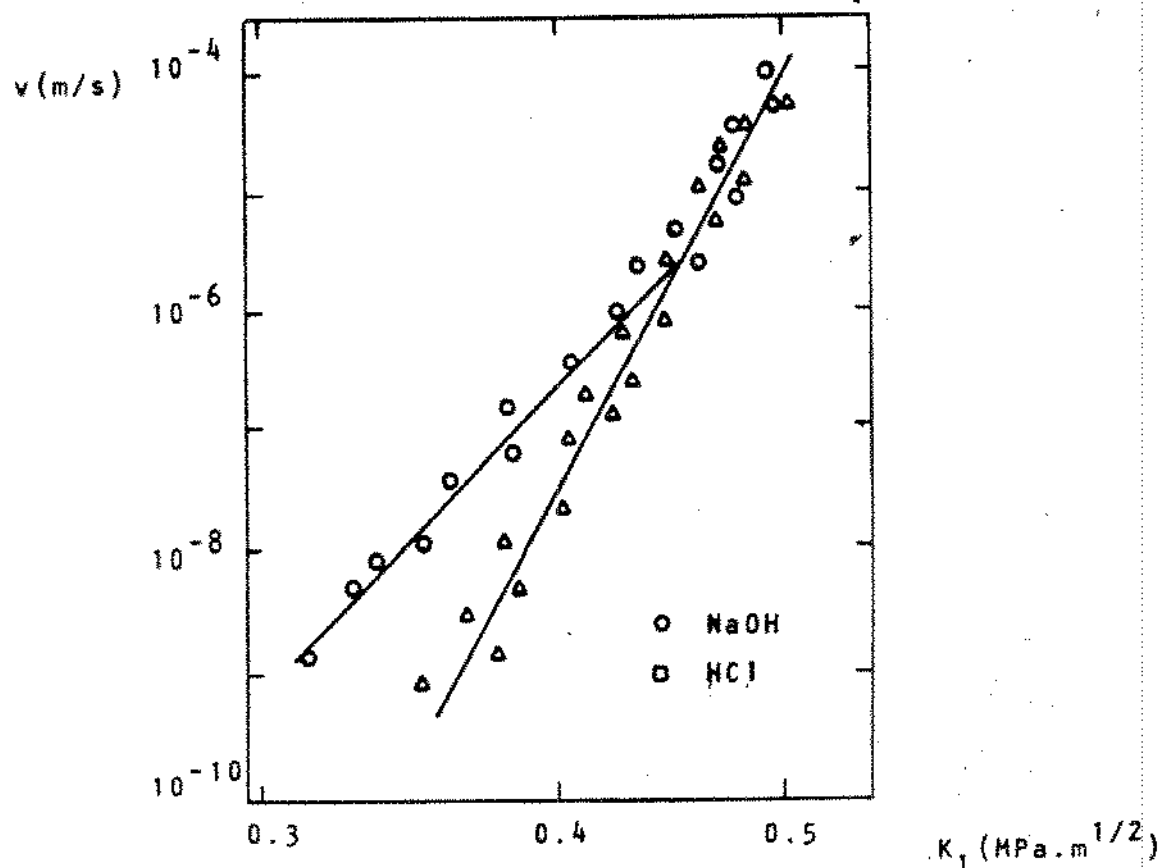


Fig. 1.19 - Velocidade de trinca em dois reagentes para sílica vítrea (Wiederhorn, S.W., 79).

A fim de proteger a superfície da fibra de danos mecânicos e atenuar o crescimento sub-crítico de trinca, aplica-se um revestimento na mesma, que pode ser orgânico como polímero de cura térmica ou ultra-violeta, ou inorgânico como metais, nitreto de silício, etc. A seleção de um polímero para uso em revestimento de fibras ópticas deve ser realizada tendo em vista diversos critérios como:

a) composição química: para que o material do revestimento forme

ligações fortes com a superfície da sílica vítrea, uma vez que a resistência mecânica da ligação dependerá do estado da superfície da fibra e da presença de grupos moleculares reativos do material de revestimento;

b) propriedades reológicas: que determinam o processo de revestimento e a espessura do mesmo, a fim de se obter um revestimento uniforme da superfície da fibra até com alta velocidade de puxamento e com tempo de cura muito pequeno: a adesão do revestimento com a superfície da fibra não deve ser reduzida por ciclo de temperatura, umidade relativa ou tensão mecânica; o alongamento à fratura do revestimento deve ser maior do que o da sílica vítrea para não fraturar previamente e expor a superfície da fibra a efeitos danosos do meio ambiente.

Uma vez que as fibras devem ser protegidas tão logo sejam fabricadas, os tipos de materiais de revestimento, as técnicas de manipulação e os métodos de cura são limitados. A necessidade de solidificação rápida elimina materiais que requerem a remoção de solventes e que permaneçam quentes para operações de alta velocidade porque o filme de revestimento deve estar sólido quando a fibra óptica atinge a roldana que guia a fibra para o tambor de enrolamento. Polímeros de acrilato de uretano ou epóxi, curados por exposição à luz ultra-violeta têm sido usados, mas a manipulação da temperatura de transição vítrea por meio de solventes ou co-reagentes permite que o polímero absorva água que

produz corrosão na fibra óptica e diminui a resistência mecânica. A aplicação de polímeros acrílico e silicone com cura por luz ultra-violeta e de baixo módulo de elasticidade têm sido bastante promissora uma vez que tais polímeros têm propriedades adequadas para revestimento de fibras e distribuem as tensões localizadas nas mesmas, atenuando as concentrações de tensões. A Tabela 1.6 mostra diversos tipos de polímeros usados em revestimentos de fibras ópticas.

Tabela 1.6 - Características de materiais de revestimento.

MATERIAL	* n	σ (x 10 ⁷ Pa)	E (x 10 ⁷ Pa)
silicone (mole)	1,50	0,02	0,05
silicone (duro)	1,50	2,0	1,0
acrilato uretano	1,52	0,15	0,1
acrilato epoxi	1,53	1,5	50

* Índice de refração

Uma fibra óptica revestida com polímero é uma estrutura composta e as propriedades do vidro e do revestimento devem ser consideradas. Para uma fibra sob tensão uniaxial e na qual não há escorregamento na interface vidro/polímero, o alongamento da fibra e do revestimento é o mesmo. A carga F na estrutura será suportada pela fibra e pelo revestimento:

$$F_E = F_F + F_R \quad (18)$$

Uma vez que as cargas podem ser dadas em função das tensões exercidas em cada elemento da estrutura, a equação (18) fica:

$$\sigma_E A_E = \sigma_F A_F + \sigma_R A_R \quad (19)$$

ou ainda:

$$\sigma_E = \sigma_F \left(\frac{A_F}{A_E} \right) + \sigma_R \left(\frac{A_R}{A_E} \right) \quad (20)$$

onde σ e A são as tensões e áreas de cada elemento da estrutura. De acordo com o conceito de fração volumétrica, $\phi = V_e / V$ onde V_e é o volume do elemento e V é o volume da estrutura, a equação (20) fica:

$$\sigma_E = \sigma_F \phi_F + \sigma_R \phi_R \quad (21)$$

ou ainda:

$$\sigma_E = \sigma_F \phi_F + \sigma_R (1 - \phi_F) \quad (22)$$

A equação (22) é válida apenas para a região linear elástica da curva tensão/deformação. Como os alongamentos dos componentes são iguais, a equação (22) fica:

$$E_E = E_F \phi_F + E_R (1 - \phi_F) \quad (23)$$

onde os E são os módulos de elasticidade de cada elemento da estrutura. Para o caso de uma fibra óptica de diâmetro 125 μm e revestimento de silicone de espessura 50 μm , a fração de carga de tensão suportada pela fibra em relação à estrutura é maior que 90%, dependendo do módulo de elasticidade do revestimento. No entanto, o revestimento polimérico da fibra contribui positivamente para aumentar a resistência mecânica da mesma porque protege a fibra de danos mecânicos e atenua o crescimento sub-crítico de trincas.

[20]

Evans estabeleceu uma relação funcional entre a velocidade de propagação da trinca e o fator de intensidade de tensão K_I para um vidro submetido à tensão σ :

$$V = AK_I^n \quad (24)$$

onde A e n são parâmetros do material. O parâmetro n está relacionado com a degradação da resistência mecânica do vidro e é

denominado constante de corrosão por tensão. Na literatura há uma ampla variação de valores de n para fibras ópticas de sílica à temperatura ambiente, conforme a Tabela 1.7.

Tabela 1.7 - Parâmetro de fadiga n para diversos tipos de fibras ópticas.

FIBRA	L(m)	n		POLÍMERO
		ESTÁTICO	DINÂMICO	
OVD (1)	1,0	32	37	EVA
OVD	1,0	21	21	LAQUÊ
IVD (2)	1,0	16	27	LAQUÊ
IVD	1,0		15	LAQUÊ
IVD	0,6	14		ACRILATO
MCVD (3)	2,0	24		SILICONE
FS (4)	0,3		22	
FS	0,05		16	
SUP (5)	0,6	20	20	ACRILATO
GI (6)	2,0	24		SILICONE

(1) OVD = Outside Vapor Deposition; (2) IVD = Inside Vapor Deposition; (3) MCVD = Modified Chemical Vapor Deposition; (4) FS = Fused Silica; (5) SUP = Suprasil; (6) GI = Graded Index.

1.4. A ESTATÍSTICA DA FRATURA FRÁGIL

A degradação da resistência mecânica por fadiga em materiais frágeis é devida à presença de trincas de superfície que crescem sob a ação de tensão e umidade. A habilidade do material em suportar a degradação da resistência mecânica está implícita no parâmetro n , que pode ser calculado em gráfico (log de tensão x tempo) em testes de fadiga estática ou dinâmica. O espalhamento dos valores de n reflete a dificuldade na sua determinação e a incerteza de nosso conhecimento do fenômeno até o momento. A confiabilidade de um sistema de comunicações ópticas depende de parâmetros ópticos, eletrônicos e também da resistência mecânica das fibras ópticas usadas. A resistência mecânica teórica de um vidro é determinada pela energia necessária para quebrar as ligações químicas entre os átomos no material vítreo e cálculos realizados por Polyani [21] para a sílica fundida dão valores entre 13 GPa a 18 GPa. No entanto o valor experimental da resistência mecânica está bem abaixo do valor teórico, apresentando um grande espalhamento de valores e a discrepância entre eles é atribuída à presença de micro trincas no vidro, devido à forma específica e às pequenas dimensões das mesmas que não são observadas mesmo ao microscópio eletrônico. A concentração de tensão na ponta do defeito, devido a uma tensão externa aplicada, é suficientemente grande para quebrar as ligações entre os átomos de

forma que a micro trinca se propaga rapidamente até a fratura da fibra.

A distribuição estatística da resistência mecânica de fibras ópticas mostra que ocorrem variações na distribuição devido à presença de trincas intrínsecas e extrínsecas. O ensaio de amostras pequenas revela a presença de trincas intrínsecas, que são características da superfície da fibra e têm baixa densidade superficial por unidade de comprimento. As trincas extrínsecas, devido à abrasão, poeira e ataque químico são mais importantes porque determinam a resistência mecânica de cabos ópticos longos. A Figura 1.20 mostra os dois tipos de trinca mencionados.

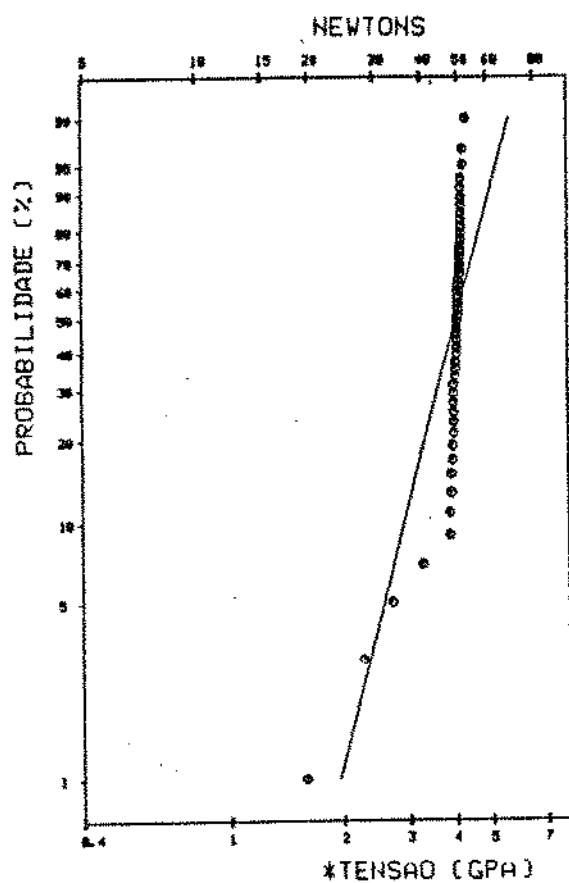


Fig. 1.20 - Resistência mecânica e população de trincas de fibras ópticas em gráfico de Weibull.

Os modelos estatísticos propostos no estudo de fratura têm como fundamento a teoria de Griffith [5] que estabelece a razão da diferença entre a resistência mecânica teórica e a observada experimentalmente para os materiais, em virtude da existência de trincas na amostra cujo efeito é a diminuição da resistência mecânica da mesma. Tal fato mostra que há uma distribuição de resistência mecânica na amostra, no sentido que diferentes cargas são necessárias para fraturar uma amostra em um ou outro ponto da mesma. Se admitimos que as trincas são distribuídas aleatoriamente, com uma densidade por unidade de volume, então a formulação estatística do fenômeno mostra que a resistência mecânica de uma amostra é determinada pelo ponto mais fraco da mesma. Se n é o número de trincas da amostra, é verdade que n cresce com o volume e portanto a dependência da resistência mecânica do volume da amostra é equivalente estatisticamente, ao estudo da distribuição do menor valor em função de n .

O estudo da relação entre a resistência mecânica da amostra e a distribuição de menores valores foi iniciada por Pierce [22] que estabeleceu o fato que a resistência mecânica de uma cadeia é aquela do "elo mais fraco" e a aplicação das principais idéias de Pierce no estudo de resistência de materiais [23] é encontrada em dois trabalhos de Weibull que assume que a probabilidade cumulativa de fratura de um material sob tensão σ é dada por:

$$F(\sigma, V) = 1 - \exp \left[- \int_V f(\sigma) dV \right] \quad (25)$$

Para uma tensão uniformemente distribuída no material, a equação (25) fica:

$$F(\sigma, V) = 1 - \exp [- f(\sigma)V] \quad (26)$$

Nos trabalhos realizados, Weibull estava interessado em encontrar como a probabilidade cumulativa de fratura de um volume V de amostra dependia de V , tendo proposto que $f(\sigma)$ é da forma:

$$f(\sigma) = (\sigma/\sigma_0)^m \quad (27)$$

onde σ_0 é um parâmetro de resistência mecânica e m uma medida do espalhamento da mesma. Assim, a equação (26) será dada por:

$$F(\sigma, V) = 1 - \exp \left[- V(\sigma/\sigma_0)^m \right] \quad (28)$$

expandindo-se a exponencial em série de potências, a equação (28) fica:

$$F(\sigma, V) = V(\sigma/\sigma_0)^m \quad (29)$$

Submetendo-se uma fibra óptica a uma tensão axial uniforme crescente $\sigma > 0$, verifica-se que abaixo de uma tensão σ_u a fibra não fratura uma vez que não há trinca suficientemente grande para atuar como origem de fratura para $\sigma < \sigma_u$. Para valores maiores de tensão, haverá um número crescente de trincas na fibra capazes de atuar como origens de fratura e se $n(\sigma)$ representa o número médio de trincas por unidade de volume, que podem atuar como origens de fratura a tensões $\sigma > \sigma_u$, então $\int_{\sigma_0}^{\sigma} V n(\sigma) d\sigma$ dá a distribuição de probabilidade cumulativa de fratura à tensão $\sigma > \sigma_u$ e da equação (29):

$$\int_{\sigma_0}^{\sigma} V n(\sigma) d\sigma = V (\sigma/\sigma_0)^m \quad (30)$$

ou ainda:

$$n(\sigma) = m \frac{\sigma^{m-1}}{\sigma_0^m} \quad (31)$$

De acordo com a equação (31), o número de trincas por unidade de volume, com tamanho entre a e $a + da$ é dado por:

$$n(a)da = \frac{K}{a^{m+1/2}} da \quad (32)$$

onde K é uma constante e com $\sigma_0 = K/Y (1/a)^{1/2}$.

A distribuição de dois parâmetros de Weibull não se ajusta bem aos dados experimentais porque implica que há uma probabilidade finita de fratura em tensões baixas. No entanto, a experiência mostra que a maioria dos materiais tem uma tensão inicial não nula σ_u , abaixo da qual a fratura não ocorre. Weibull incorporou essa idéia, incluindo este parâmetro na expressão para $f(\sigma)$:

$$f(\sigma) = \left(\frac{\sigma - \sigma_u}{\sigma_o} \right)^m \quad (33)$$

onde σ_u é o limite inferior de tensão, o que implica que há um limite inferior para tamanho de trinca e quando a equação (31) é dada em termos de distribuição de trinca, tem-se:

$$n(a) da = k_2 \left(\frac{1}{\frac{a}{c}^{1/2}} - \frac{1}{\frac{a_u}{c}^{1/2}} \right)^{m-1} da \quad (34)$$

onde k_2 é uma constante e com $\sigma_u = K_{IC} / Y(1/a_u^{1/2})$.

Porque $f(\sigma)$ é a probabilidade por unidade de volume que uma fratura ocorra a uma tensão $\sigma > \sigma_u$, então $f(\sigma)$ tem a dimensão de [volume]⁻¹, o que não é evidente nas equações (27) e (33), as quais devem ser escritas nas formas:

$$f(\sigma) = \frac{1}{V_o} \left(\frac{\sigma - \sigma_u}{\sigma_o} \right)^m \quad (35)$$

$$f(\sigma) = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\sigma - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m \quad (36)$$

onde V_0 é o volume de normalização. Então, a equação que dá a probabilidade cumulativa de fratura para uma tensão uniforme σ é:

$$F(\sigma, V) = 1 - \exp \left[- \frac{V}{V_0} \left(\frac{\sigma - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m \right] \quad (37)$$

onde V é o volume da amostra.

A resistência mecânica média $\bar{\sigma}$ e o desvio padrão Δ_s da resistência mecânica de uma fibra óptica podem ser obtidos do primeiro e segundo momentos da distribuição de frequência da resistência mecânica:

$$\bar{\sigma} = \int_{\sigma_u}^{\infty} \sigma \left(\frac{\partial F}{\partial \sigma} \right) d\sigma \quad (38)$$

a qual após a integração é dada por:

$$\sigma = \sigma_u + \sigma_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{1/m} + \frac{1}{m} \Gamma \left(\frac{1}{m} \right) \quad (39)$$

onde Γ é a função gama. O desvio padrão Δ_s é dado por:

$$\Delta_s = \left[\int_{\sigma_u}^{\infty} (\sigma - \bar{\sigma})^2 \frac{\partial F}{\partial \sigma} d\sigma \right]^{1/2} \quad (40)$$

o qual por integração é dado por:

$$\Delta_s = \sigma_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{1/m} \left\{ \frac{(2/m)!}{[(1/m)!]} - 1 \right\}^{1/2} \quad (41)$$

A variação da resistência mecânica de uma fibra óptica pode ser descrita de forma conveniente através do coeficiente de variação C_v , que é uma função do expoente m :

$$C_v = \frac{\Delta_s}{\sigma - \sigma_u} = \left\{ \frac{(2/m)!}{[(1/m)!]^2} - 1 \right\}^{1/2} \quad (42)$$

A relação entre o coeficiente de variação e o expoente m é mostrado na Figura 1.21, que pode ser usada para determinar m , quando C_v pode ser determinado de uma amostra de fraturas de fibras.

A equação (42) mostra que o coeficiente de variação da resistência mecânica de um material frágil é uma propriedade do material, sendo independente de seu tamanho porque a uma variação da resistência mecânica da amostra corresponde uma variação proporcional do desvio padrão. Para uma distribuição monotônica de resistência mecânica (trincas uniformes), m tende a infinito e a sobrevivência é zero para $\sigma > \sigma_0$ e unitária para $\sigma < \sigma_0$. Então o coeficiente de variação para m grande, dado por $C_v = 1.30/m$ será zero. Em virtude das flutuações de diâmetro

de uma fibra óptica, se o coeficiente de variação do diâmetro é C_{vd} então o coeficiente de variação da tensão é $2 C_{vd}$ e $m = 0.65/C_{vd}$.

Assim, a resistência mecânica de um material frágil está intimamente relacionada com a distribuição de trincas no mesmo, sendo considerada uma propriedade importante porque permite estabelecer critérios de fratura do material baseados nos parâmetros σ_0 e m .

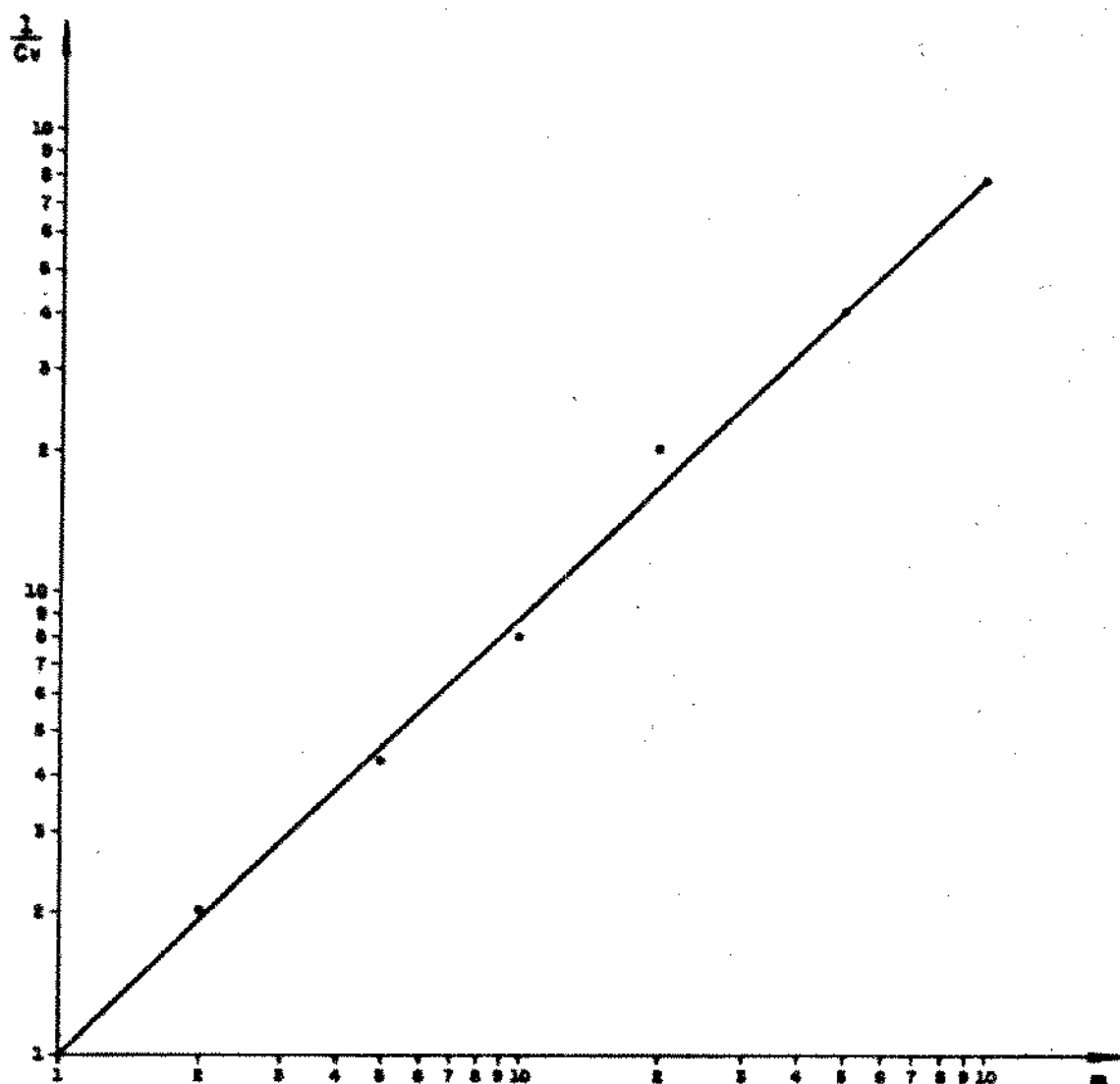


Fig. 1.21 - Gráfico da variação de C_v com o expoente m na distribuição de Weibull.

2. AS COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

2.1. COMUNICAÇÕES ÓPTICAS

No início da década de 60 surgiu um grande interesse por comunicações ópticas devido ao advento do laser, que se transformou em pouco tempo na primeira fonte óptica coerente. Como as frequências ópticas são da ordem de 5×10^4 Hz, o laser tem uma capacidade teórica de informação que excede os sistemas de microondas por um fator de 10^5 , o que equivale a 10^7 canais de TV. O potencial dessa banda de transmissão levou pesquisadores a utilizarem canais ópticos atmosféricos na transmissão de dados mas o alto custo de instalações, componentes e as limitações impostas pelos canais atmosféricos como chuva, neblina, poeira e neve transformaram tais sistemas de alta frequência em economicamente não atrativos. Simultaneamente, pesquisas eram realizadas com outro tipo de guia de onda, as fibras ópticas, que eram mais versáteis e confiáveis que os canais ópticos atmosféricos. Inicialmente as fibras ópticas apresentavam atenuações da ordem de 1000 dB/km mas em 1966 Kao e Hockhan [24] e A. Werts [25] especularam que tais atenuações podiam ser o resultado de impurezas no material da fibra, de forma que as atenuações podiam ser reduzidas ao ponto dos guias de ondas ópticos se transformarem num meio transmissor de ótimas qualidades. Este fato tornou-se realidade em 1970 quando Kapron, Keck e Maurer [26] da Corning

Glass Works fabricaram uma fibra óptica com 20 dB/km de atenuação, o que iniciou uma nova era nas comunicações ópticas em todo o mundo.

O desenvolvimento de sistemas de transmissão por fibras ópticas cresceu da combinação da tecnologia de semicondutor, que forneceu as fontes de luz e detetores, e da tecnologia do guia de onda óptico, utilizada na fabricação da fibra óptica, cujo resultado é um elo de transmissão com vantagens específicas sobre os sistemas convencionais de fios de cobre em aplicações de telecomunicações, conforme a Figura 2.1.

As principais qualidades das fibras ópticas são as pequenas perdas de transmissão e grandes bandas de frequência, o que significa maior capacidade de transmissão de dados por maiores distâncias com menor número de repetidores; pequeno peso e dimensões reduzidas em relação aos cabos de cobre, o que é uma vantagem quanto ao espaço ocupado nas instalações subterrâneas de cidades e aplicações em veículos, aeronaves e outros; natureza dielétrica, o que representa imunidade à interferência eletromagnética; alto grau de segurança, uma vez que o sinal óptico está bem confinado no guia de onda.

Um elo de transmissão por fibra óptica é formado de um transmissor óptico que consiste de uma fonte de luz e um circuito transmissor associado, um cabo óptico com proteção mecânica e ambiental, um receptor óptico que contém um fotodetetor e um

circuito de amplificação e restauração de sinal, como na Figura 2.2.

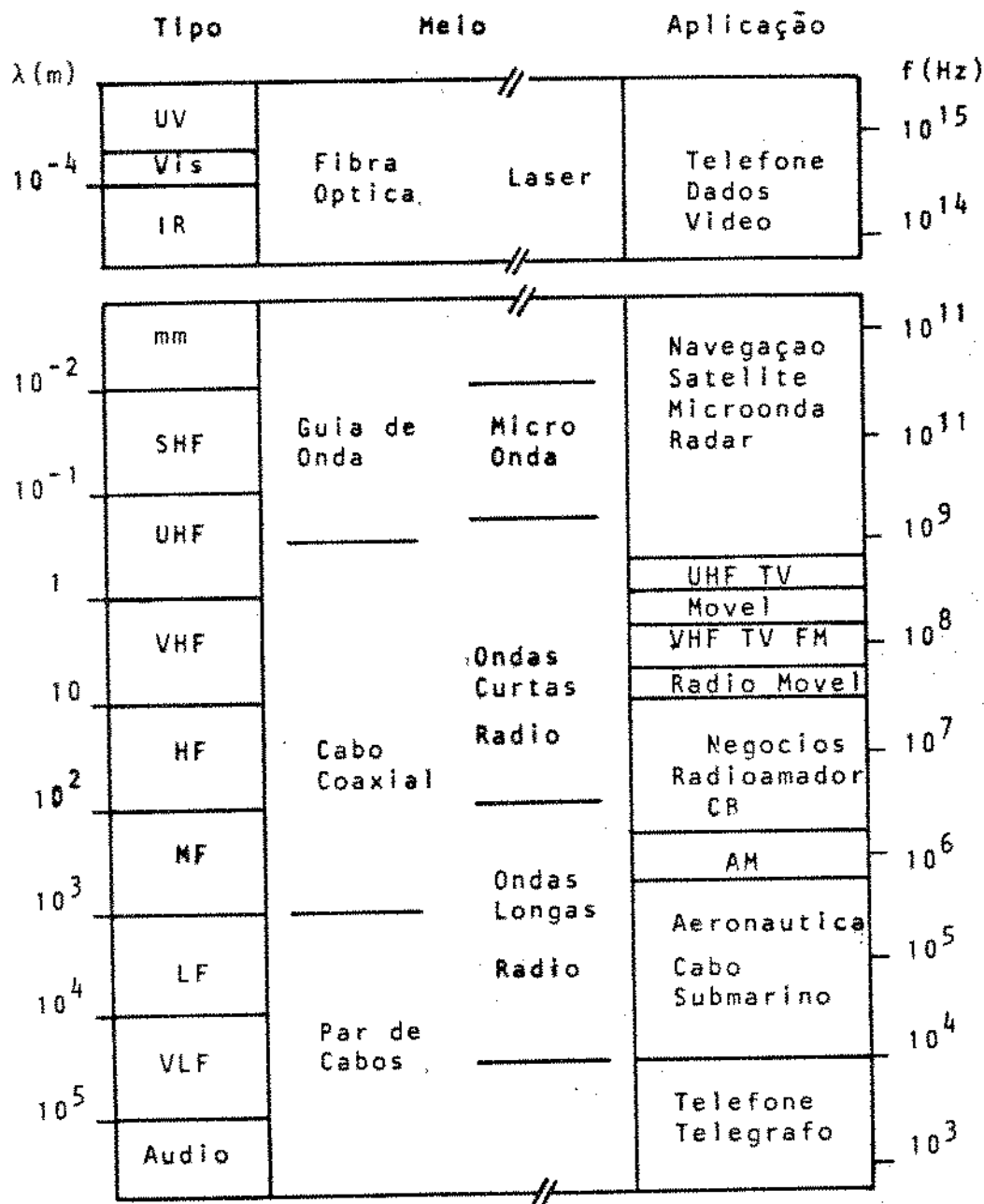


Fig. 2.1 - Aplicações de sistemas de comunicação e o espectro eletromagnético (Carlson, A.B., 80).

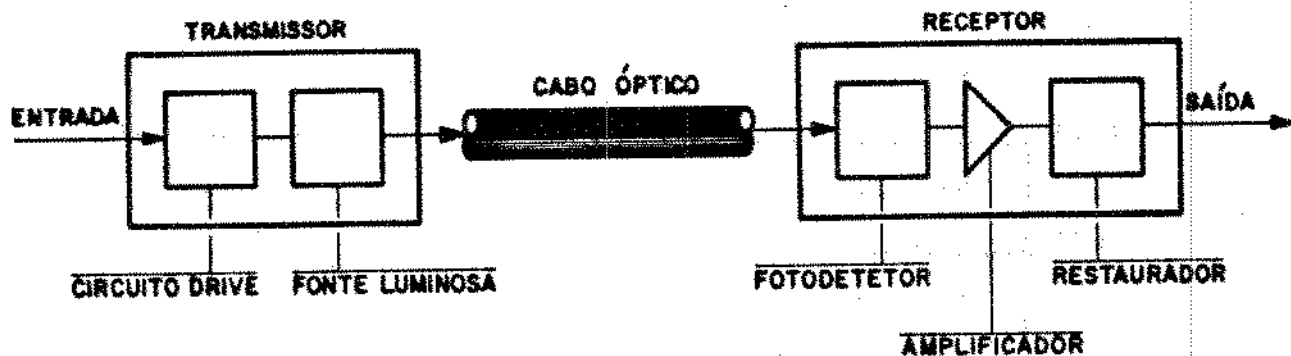


Fig. 2.2 - Elementos de um elo de transmissão por fibra óptica.

A fibra óptica é um dos mais importantes elementos de um elo de transmissão e a sua estrutura é cilíndrica, com uma região interna que confina a energia eletromagnética por reflexão total e guia a luz em direção do seu eixo principal, denominado núcleo e cujo índice de refração pode ser constante ou variável. Há também uma região externa chamada casca óptica com índice de refração menor que o núcleo e também um revestimento externo de polímero para proteção mecânica e química da fibra, como na Figura 2.3.

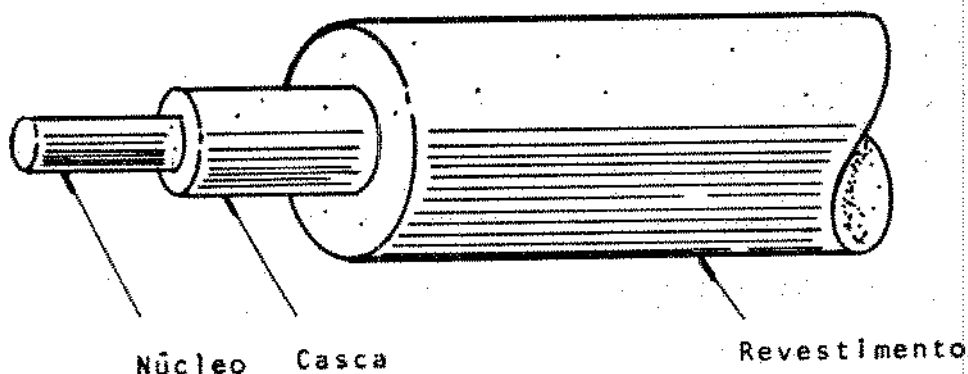


Fig. 2.3 - Configuração esquemática de uma fibra óptica com os elementos constituintes.

Em geral os materiais usados na fabricação de fibras ópticas devem atender aos requisitos especificados abaixo:

- a) o material dielétrico usado no núcleo deve ter um índice de refração maior do que o material da casca, para a fibra ser um guia de onda;
- b) o material dielétrico deve apresentar pequena perda na região do infravermelho do espectro óptico (0,8 - 1,6)um, onde existem fontes de luz de semicondutores;
- c) os materiais e processos de fabricação usados devem produzir um perfil de índice de refração controlado no núcleo da fibra, para obter uma fibra com alta largura de banda, como será mostrado posteriormente;
- d) os materiais dielétricos usados no núcleo e na casca devem ter propriedades térmicas e mecânicas compatíveis.

Estes requisitos limitam o campo de aplicação de materiais dielétricos a vidros e plásticos, e porque muitos plásticos têm hidrogênio em sua estrutura, gerando atenuação do sinal, e cadeias moleculares grandes, consideraremos apenas as fibras ópticas de núcleo e casca de vidro.

Uma vez que a parte externa da fibra (casca) deve ter um índice de refração menor do que a parte interna (núcleo), diversos tipos de composições vítreas usadas são:

- a) núcleo: GeO_2 - SiO_2 ; casca: SiO_2

- b) núcleo: $\text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2$; casca: SiO_2
c) núcleo: SiO_2 ; casca: $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$
d) núcleo: $\text{GeO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$; casca: $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$

A sílica tem um conjunto de propriedades físicas que nenhum outro material dispõe: expansão térmica muito pequena, excelente elasticidade e resistência ao choque térmico, altas temperaturas de transformação e amolecimento, baixa condutividade térmica, baixas perdas dielétricas e ótima transmissão óptica do ultravioleta ao infravermelho, conforme a Figura 2.4.

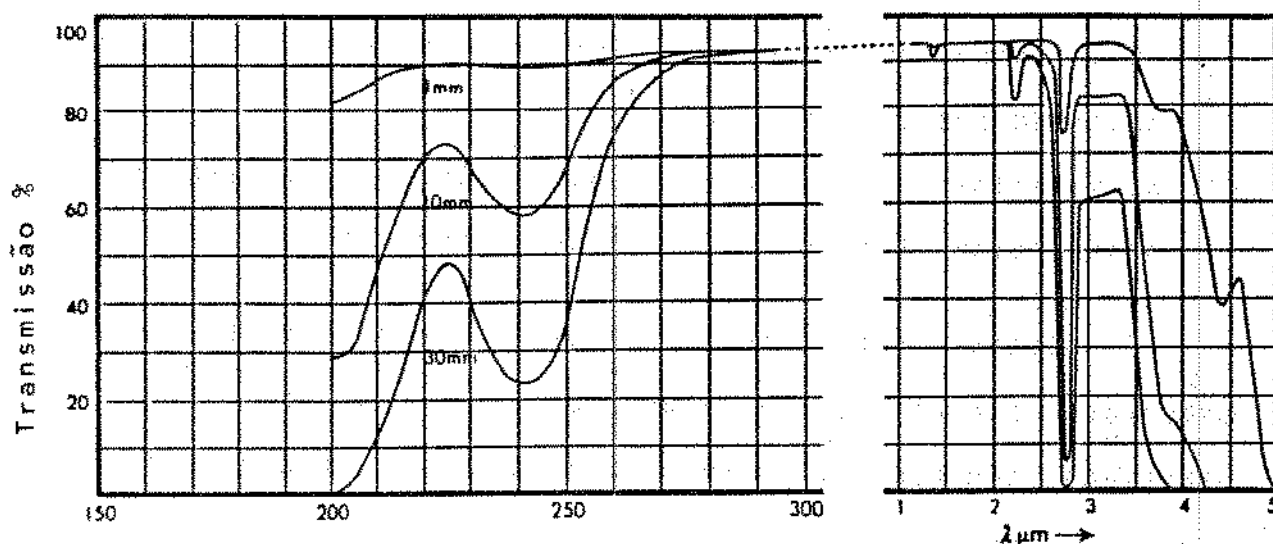


Fig. 2.4 - Transmissão no UV e no IV de tubos de sílica vítrea usados na fabricação de fibras ópticas de alta qualidade (Heraeus, 74).

A Tabela 2.1 mostra propriedades mecânicas, térmicas e ópticas de maior interesse na fabricação de fibras ópticas.

Tabela 2.1 - Propriedades físicas da sílica vítrea (293 K).

PROPRIEDADES	VALOR
Densidade	$2.203 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
Módulo de Elasticidade	$7.25 \times 10^{10} \text{ Pa}$
Módulo de Torção	$3.1 \times 10^{10} \text{ Pa}$
Razão de Poisson	0.17
Resistência Mecânica de Compressão	$1.15 \times 10^9 \text{ Pa}$
Resistência Mecânica de Tensão	$5.0 \times 10^7 \text{ Pa}$
Resistência Mecânica de Flexão	$6.0 \times 10^7 \text{ Pa}$
Resistência Mecânica de Torção	$3.0 \times 10^7 \text{ Pa}$
Velocidade Som Longitudinal	$5.90 \times 10^3 \text{ m/s}$
Velocidade Som Transversal	$3.75 \times 10^3 \text{ m/s}$
Atenuação Sônica	$< 0.11 \text{ dB/m.MHz}$
Coefficiente Expansão Térmica	$5.1 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$
Condutividade Térmica	1.4 W/mK
Calor Específico	772 J/kgK
Temperatura Amolecimento	2003 K
Temperatura Recozimento	1453 K
Temperatura Alongamento	1348 K
Constante Dielétrica	3.70 (293 K, 1 MHz)
Rigidez Dielétrica	$(2.5 - 4.0) \times 10^7 \text{ V/m}$
Resistividade Elétrica	$8 \times 10^7 \text{ } \Omega \cdot \text{m}$
Índice de Refração	1.458857 (He 587.56 nm)

Além de vidros óxidos, novos tipos de materiais estão sendo pesquisados para uso em fibras ópticas com banda de comprimento de onda de 2.0 - 6.0 μ m ou mais e os primeiros estudos têm sido realizados com haletos de metais como cloreto de zinco ($ZnCl_2$), brometo de tálio (TlBr), iodeto de bromo e tálio (TlBrI) e também com fluoretos de metais pesados e calcogenetos não óxidos, esperando-se que a atenuação do sinal em fibras ópticas desses materiais sejam da ordem de (0.01 - 0.001) dB/km, o que modificará muito as comunicações ópticas em elos de transmissão de longa distância.

O elo de transmissão óptica de primeira geração foi projetado para operar em 0.85 μ m com uma taxa de (2 - 50) Mb/s e componentes eletroópticos operando na faixa de (800 - 900) nm, onde as perdas de transmissão do cabo óptico estão na faixa de (4 - 6) dB/km, após a instalação e as emendas, o que permite a instalação de elos de extensão (5 - 10) km sem repetidores. Os sistemas de transmissão de segunda geração operam em 1.3 μ m, com taxa de transmissão de (30 - 100) Mb/s, atenuação da ordem de 1 dB/km e com elos de extensão de (40 - 60) km.

Além de aplicações em telecomunicações, elos de fibras ópticas têm sido instalados para monitoração em usinas geradoras de energia elétrica, indústrias, hospitais, e tc. para transmitir informações para sistemas de proteção, supervisão e controle. Outra aplicação importante da tecnologia de fibras ópticas é no

"loop" da planta do assinante, que liga o seu terminal à central de chaveamento mais próxima, uma vez que podem atender à crescente demanda de serviços para casa ou escritório, como TV educativa, vídeo, informações, negócios, investimentos, etc, em virtude da grande capacidade de informação, imunidade eletromagnética, ausência de "cross talk" e independência de frequência de sinal.

As propriedades mecânicas das fibras também desempenham um papel importante nos sistemas de comunicações ópticas, uma vez que as fibras têm que suportar tensões e alongamentos que ocorrem no processo de cabeamento. Durante a fabricação do cabo óptico e a sua instalação, as cargas aplicadas nas fibras variam, quer por fatores mecânicos quer por fatores térmicos. É preciso garantir um nível adequado de resistência mecânica para não ocorrer fratura de fibras durante aqueles estágios e estabelecer um tempo mínimo de vida para os sistemas de comunicações ópticas de longa distância. A resistência mecânica de fibras ópticas deve ser grande para suportar tensões altas de curta duração e tensões pequenas de longa duração através da vida de serviço. A resistência mecânica de curta duração está associada com a fratura frágil do vidro, que depende da existência de trincas na superfície do mesmo e a de longa duração está limitada também por processo de fadiga estática, que depende do processo de crescimento de trincas. A estimativa da resistência mecânica de fibras ópticas longas a partir de ensaios com fibras ópticas de pequeno comprimento (0,10

- 1,00)m não é suficiente para garantir a resistência mecânica mínima de toda a amostra e o uso de T.T.C. é necessário para garantir que longos comprimentos de fibra excedam o nível mínimo de resistência mecânica. Durante o T.T.C. as fibras ficam sujeitas a tensões maiores do que as esperadas na fabricação e instalação e também é útil para estabelecer um tempo longo de vida em ambientes úmidos.

2.2. O ESTADO VÍTREO

De acordo com o conceito teórico, qualquer substância pode ser transformada em vidro por resfriamento do estado líquido suficientemente rápido para prevenir a cristalização. A temperatura final deve ser tão baixa que as moléculas se movem muito vagarosamente para poder rearranjarem-se na forma cristalina mais estável. Quando a amostra fundida se cristaliza no resfriamento, ocorre um aumento de densidade na temperatura de fusão T_f , devido em parte ao decréscimo de amplitude nas vibrações atômicas e em parte às variações na estrutura da massa fundida que a torna mais compacta (Figura 2.5).

O aumento da viscosidade com o abaixamento da temperatura diminui a taxa de transformações estruturais até que em viscosidades muito altas não ocorrem mais transformações, quando se observa uma variação na inclinação da curva de resfriamento.

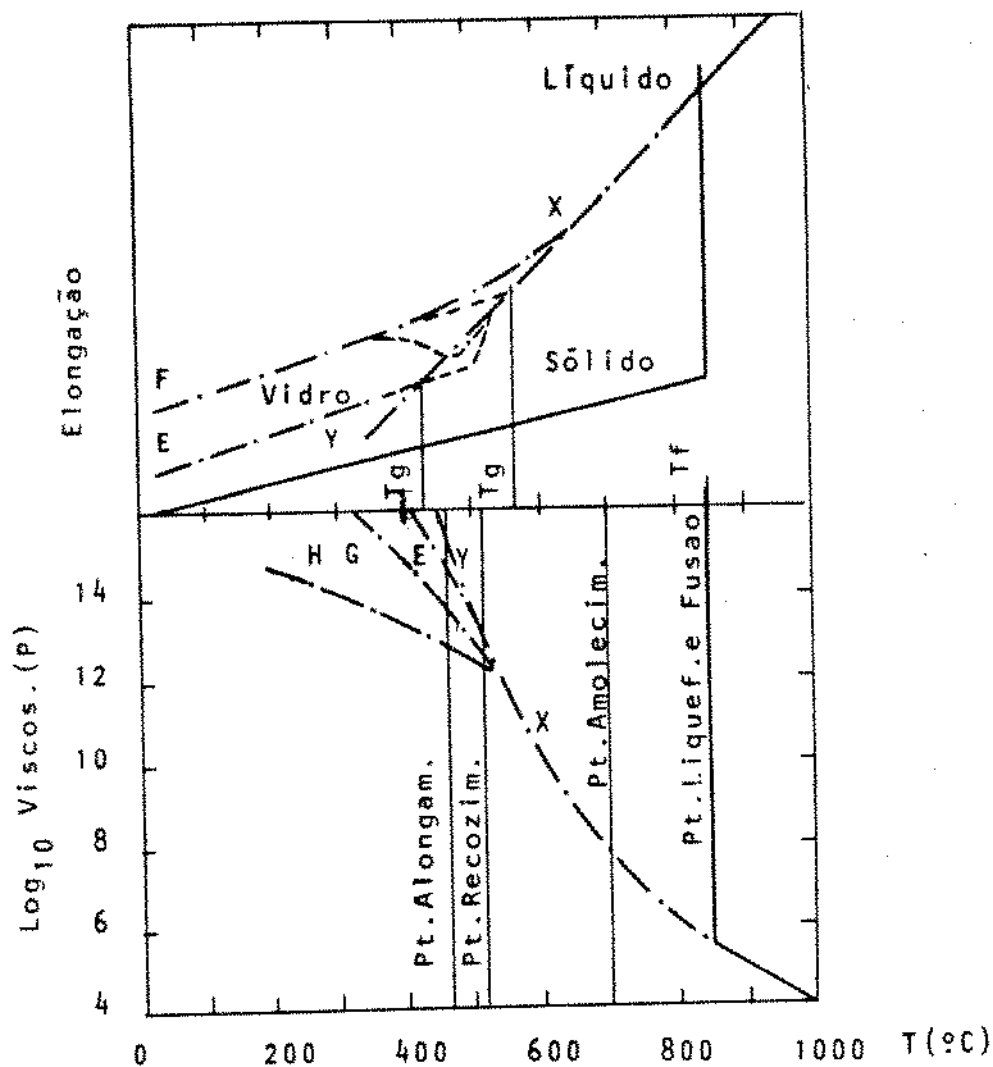


Fig. 2.5 - Comparação entre as características de um cristal e um vidro quando resfriados do estado líquido (Shand, E.B., 81).

Para temperaturas menores o decréscimo de volume é quase totalmente devido à diminuição de amplitude das vibrações atômicas. A faixa de temperatura na qual a variação da inclinação ocorre devido a um decréscimo do coeficiente de expansão é denominada faixa de transição vítrea, abaixo da qual somente é correto descrever o material como vítreo, uma vez que o mesmo não

se relaxa mais na taxa de resfriamento utilizada. Se a taxa de resfriamento é suficientemente lenta, de tal forma que a linha de equilíbrio XY é seguida, o tempo disponível para a estrutura se relaxar aumenta e o líquido super resfriado se mantém a uma temperatura mais baixa e se obtém um vidro de densidade maior. Quando a linha E é extrapolada, ela intercepta a linha de equilíbrio XY na temperatura T_g , onde a temperatura do vidro para aquela taxa de resfriamento é essencialmente a mesma que a do vidro em equilíbrio nessa temperatura. A temperatura T_g é denominada temperatura de transição vítrea do vidro, abaixo da qual somente é correto descrever o material como vítreo. A temperatura T_g não é uma temperatura bem definida para um vidro uma vez que para diferentes taxas de resfriamento correspondem diferentes tempos de relaxação, que originam diferentes configurações no estado vítreo, relativas a diferentes pontos ao longo da curva do líquido super resfriado, conforme a Figura 2.6. Observa-se que a temperatura de transição vítrea aumenta com o aumento da taxa de resfriamento assim como os volumes específicos dos vidros que são formados, pois à temperatura T_g , o volume específico dos vidros pode ser V_1 , V_2 ou V_3 dependendo da taxa de resfriamento usada na formação do mesmo. Assim, a temperatura T_g não é uma temperatura bem definida para qualquer vidro sendo preferível usar o termo faixa de temperatura de transição vítrea. Quando a variação do volume específico, que pode ser obtido com

diferentes taxas de resfriamento é pequena, é possível falar na estrutura do vidro sem especificar o seu modo de formação.

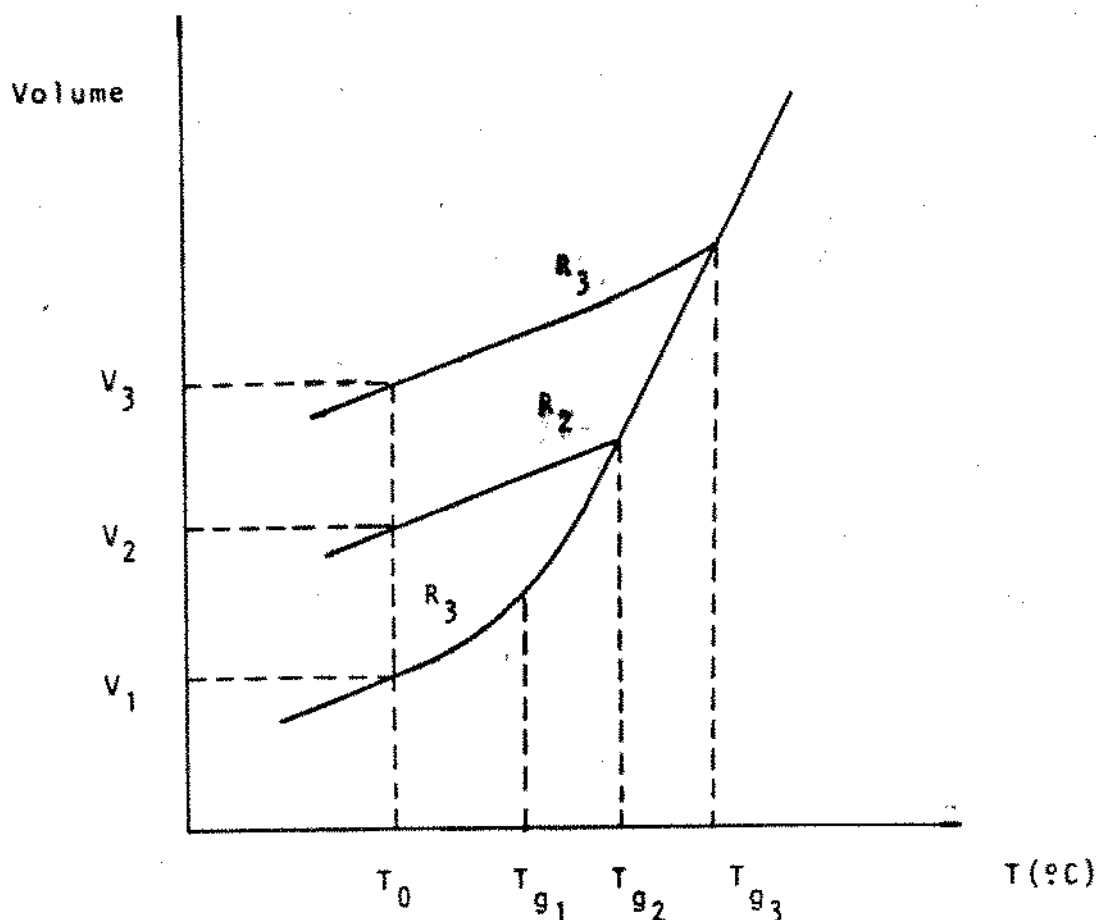


Fig. 2.6 - Vidros formados em diferentes taxas de resfriamento $R_1 < R_2 < R_3$.

Se um vidro é mantido a uma temperatura $T < T_g$, o volume decresce vagarosamente até alcançar um ponto da curva de contração do líquido super resfriado, onde o vidro alcança uma configuração de equilíbrio que tem uma energia livre menor que outras configurações, mas que certamente não é o arranjo de átomos no

material que tem a menor energia livre possível à temperatura T . Um vidro em sua configuração de equilíbrio a uma temperatura T , está em um estado de equilíbrio metaestável porque para qualquer temperatura abaixo da temperatura de fusão T_f o arranjo atômico com o menor nível de energia livre possível é o estado cristalino.

Vidros também podem ser formados por outros métodos além do resfriamento do estado líquido e suas estruturas podem diferir significativamente. Para materiais que são difíceis de formar sólidos não cristalinos, a deposição dos mesmos sob um substrato mais frio provoca uma transferência de energia térmica dos átomos do material para o substrato, de forma que os mesmos não conseguem migrar para uma configuração menor de energia (estado cristalino) e formam sólidos vítreos, como é o caso do método MCVD ("Modified Chemical Vapour Deposition") utilizado na confecção de fibras ópticas de alta qualidade. Este método consiste na deposição de camadas vítreas de sílica dopada com GeCl_4 , POCl_3 e BCl_3 na superfície interna de um tubo de sílica, que é aquecido a alta temperatura ($\pm 1900^\circ\text{C}$) por chama de $\text{O}_2 - \text{H}_2$, a qual é deslocada ao longo do tubo que está em movimento de rotação. Conforme as partículas de SiO_2 são depositadas, elas são sinterizadas em uma fina camada de vidro transparente ($\pm 10\text{ }\mu\text{m}$) e após a deposição de um certo número de camadas o fluxo de cloretos é fechado e o tubo é aquecido a uma temperatura mais elevada para provocar o colapsamento do tubo em um bastão sólido denominado "preforma", da

qual se faz o puxamento da fibra óptica.

Outro método usado na formação de sólidos não cristalinos é o chamado método sol-gel que utiliza sais inorgânicos ou soluções organometálicas, as quais são transformadas por policondensação em um gel poroso que é secado e sinterizado à temperatura $T < T_g$ em um vidro sólido. Há dois métodos usados na preparação de vidros por gel:

- a) polimerização de alkoxissilanos;
- b) fase dispersa de partículas de vidro em solvente aquoso.

O método de polimerização de alkoxissilano tem cinco fases distintas: (a) preparação da solução, (b) formação de gel, (c) secagem, (d) cura e (e) sinterização com variações de temperatura e tempo necessárias para produzir alterações em propriedades físicas do sistema, conforme a Tabela 2.2.

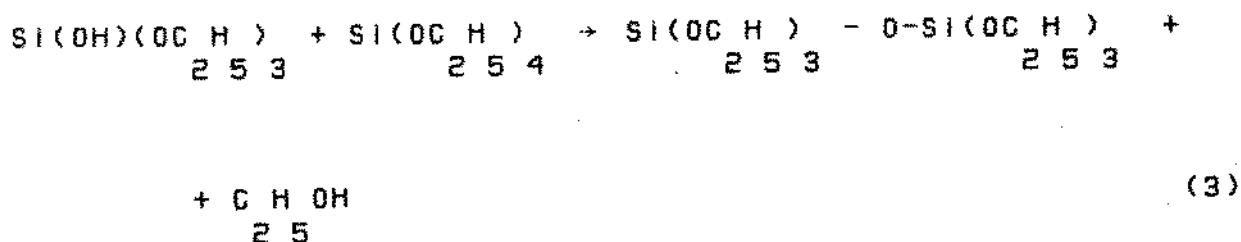
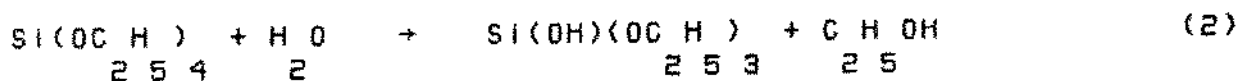
Tabela 2.2 - Propriedades físicas de sol-gel de sílica.

FASE	⁰ T (°C)	t(h)	³ ρ (g/cm)	$\Delta V/V$	² A(m ² /g)
Solução	60	-	1,0	1	-
Geleamento	20	50-150	1,0	1	-
Secagem	60-120	< 200	1,5	0,8-0,4	750
Cura	200-1000	50	2,15	0,4-0,3	500
Sinterização	> 1100	1	2,2	0,3	16

Na preparação da sílica geralmente se usa uma solução de $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ em álcool etílico e metílico e um controle cuidadoso da composição evita trincas no gel. Uma formulação típica para o preparo da solução é:

$\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$	33 % V	
$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	37 %	
CH_3OH	8 %	(1)
2,4 pentanodiona	0,1 %	
H_2O	22 %	

O geleamento ocorre por hidrólise e policondensação e as reações químicas podem ser representadas por:



Nestas reações, $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ é hidrolisado e as reações de condensação produzem uma ligação de íons de silício através de

pontes de oxigênio, com eliminação de álcool etílico e água.

No estágio de secamento e cura, o gel é secado vagarosamente para evitar trincas e durante o tempo de secagem ocorre a evaporação do álcool e da água. A operação final é o aquecimento do material acima de 1100°C , quando ocorre a sinterização do mesmo em um ambiente de Cl_2 , He ou outro gás para auxiliar na eliminação do OH do vidro. A temperatura de sinterização depende do tamanho do poro e da composição do óxido. A técnica de sol-gel pode ser considerada um método de preparo de sílica de ultra pureza e de vidros compostos, para se obter diversas formas geométricas.

A característica estrutural de vidros é a ausência de periodicidade atômica. Isto no entanto não implica em desordem de pequeno alcance, cerca de poucos angstroms, a qual caracteriza os vidros como materiais de pequena ordem. A difração de raios X tem sido utilizada em estudos da estrutura de materiais e Warren [27] aplicou métodos de análise por raios X em materiais amorfos. Difratogramas típicos para cristal e vidros são dados na Figura 2.7 onde a curva de espalhamento de raios X para o cristal (cristobalita) apresenta picos agudos devido ao espalhamento na estrutura cristalina enquanto que o vidro (sílica vítrea e sílica gel) mostram picos largos devido ao espalhamento difuso.

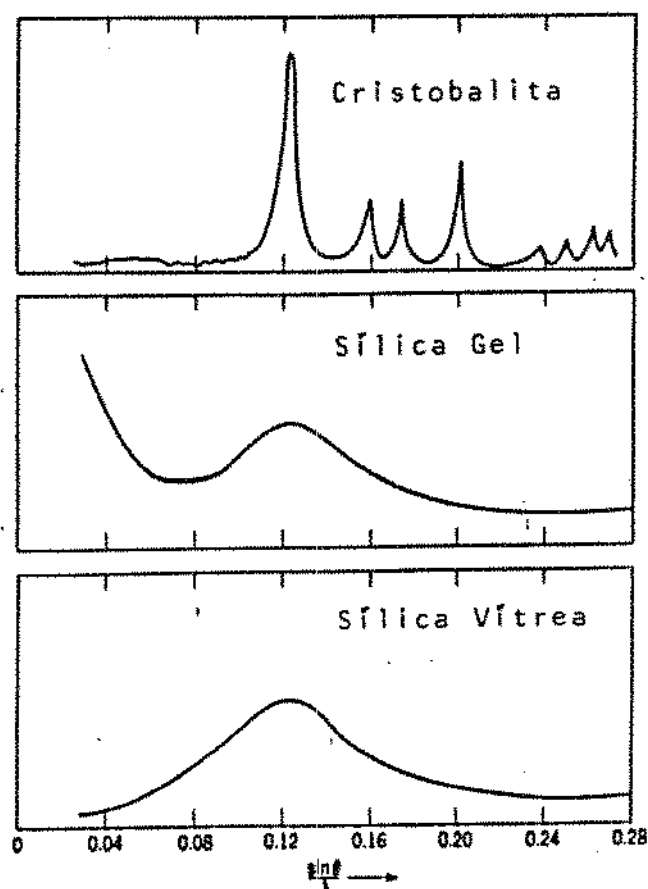


Fig. 2.7 - Difração de raios X de cristobalita, sílica gel e sílica vítrea (Kingery, W.D., 82).

2.2.1. MODELOS DE ESTRUTURA VÍTREA

A distribuição de átomos em um material amorfo varia de local para local e o arranjo relativo é determinado apenas estatisticamente. Para vidros inorgânicos a estrutura é determinada pelo comprimento e ângulo das ligações da cadeia principal de átomos e o arranjo atômico no material pode ser descrito por funções par tridimensionais $\rho_{ij}(R)$ que são proporcionais à probabilidade de ocorrer um átomo do tipo j no vetor posição R a partir de um átomo tipo i . Se os vetores interatômicos não têm orientação preferencial quando varrem a

amostra, as funções par são especificamente simétricas e é útil considerar a grandeza escalar $4\pi R^2 \rho(R) dR$ que é o número total de centros atômicos em uma casca esférica em torno de um átomo com raio R e espessura dR . A função $4\pi R^2 \rho(R)$ é denominada função de distribuição radial (FDR) e é do tipo apresentado na Figura 2.8.

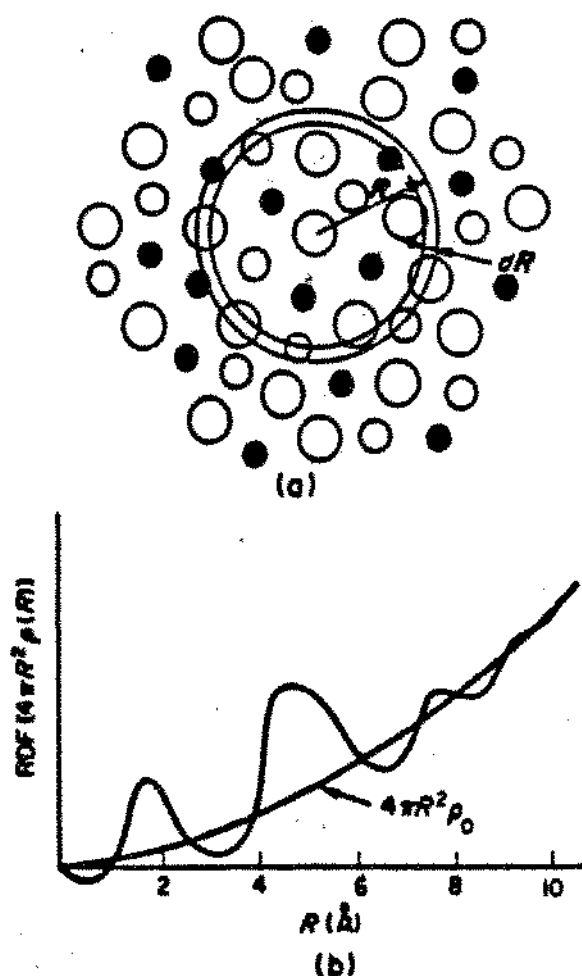


Fig. 2.8 - Função de distribuição radial: (a) origem da FDR, (b) FDR para um vidro inorgânico simples (Wicks, G.G., 83).

Se a densidade média de átomos por unidade de volume é ρ_0 , então é conveniente estabelecer uma distribuição radial diferencial $D(R) = 4\pi R^2 [\rho(R) - \rho_0]$ ou também $G(R) = D(R)/R$ e ainda uma densidade relativa $g(R) = \rho(R)/\rho_0$. Para um vidro composto, a FDR total pode ser dada em termos das distribuições $\rho_i(R)$ em torno de cada tipo de átomo:

$$4\pi R^2 \rho(R) = 4\pi R^2 \sum_{i=1}^n X_i \rho_i(R) \quad (4)$$

onde $\rho(R) = \sum_{i=1}^n \rho_i(R)$, X_i é a fração de cada tipo de átomo e n é o número de espécies diferentes.

Um método experimental usado para medir o arranjo atômico em materiais é a difração de raios X, neutrons e elétrons e para uma amostra pura, esfericamente isotrópica, a intensidade do feixe difratado coerentemente por átomo é:

$$I(K) = f^2(K) - f^2(K) \int 4\pi R^2 [\rho(R) - \rho_0] \cdot \frac{\sin KR}{KR} dR \quad (5)$$

onde $K = 4\pi \sin \Theta/\lambda$ é o vetor difração, Θ é o ângulo de espalhamento, λ o comprimento de onda da radiação e $f(K)$ é o fator de espalhamento atômico. Então a FDR é determinada por uma transformação de Fourier da equação (5):

$$4\pi R^2 [\rho(R) - \rho_0] = R \int_0^\infty K \left[\frac{I(K) - f^2(K)}{f^2(K)} \right] \frac{\sin KR}{KR} dK \quad (6)$$

Para um material composto, a intensidade do feixe difratado coerentemente por átomo é dada por:

$$I(K) = \langle f^2(K) \rangle + \sum_i \sum_j \chi_i f_i(K) f_j(K) \times \int 4\pi R^2 \rho_{ij}(R) \frac{\sin KR}{KR} dR - \\ - \langle f(K) \rangle^2 \int 4\pi R^2 \rho_o \frac{\sin KR}{KR} dR \quad (7)$$

onde $f(K)$ é o fator de espalhamento do i -ésimo tipo de átomo, com fração atômica χ_i e

$$\langle f^2(K) \rangle = \sum_i^n \chi_i f_i^2(K) \quad (8)$$

$$\langle f(K) \rangle^2 = \left| \sum_i^n \chi_i f_i(K) \right|^2 \quad (9)$$

Para a difração por neutrons pelos núcleos atômicos, os fatores de espalhamento individuais são constantes e as quantidades $W_{ij} = f_i(K)f_j(K)/\langle f(K) \rangle^2$ são independentes de K . Então uma solução pode ser encontrada para a equação (7) onde cada função de distribuição parcial é ponderada pela potência de espalhamento relativo de cada par atômico:

$$4\pi R^2 [\rho(R) - \rho_o] = 4\pi R^2 \left[\sum_i \sum_j \chi_i W_{ij} \rho_{ij}(R) \right] - \rho_o \quad (10)$$

$$= R \int_0^\infty K \left[\frac{I(K) - \langle f^2 \rangle}{\langle f \rangle^2} \right] \sin KR dK \quad (11)$$

Para raios X e elétrons, as funções $W(K)$ diferem em forma e magnitude e para a mesma transformação de dados, mantém apenas uma aproximação, que no entanto é um ponto de partida bom para uma análise exata com simulação de modelos estruturais de vidros.

Diversos modelos que descrevem a estrutura do estado vítreo têm sido propostos nos últimos 50 anos e como os vidros se caracterizam por ordem de pequeno alcance, tais modelos originaram-se dos estados líquido e cristalino e os dois modelos mais adequados são:

a) modelo do cristalito: este modelo considera os vidros compostos de cristais muito pequenos e o suporte para este modelo é a difração de raios X, que produz picos largos e difusos, indicativos de materiais vítreos. Dentro da região dos picos amplos estão localizados picos agudos de Bragg, caracterizando a estrutura cristalina de mesma composição vítrea. Uma vez que as larguras dos picos de raios X aumentam e ficam mais difusas conforme o tamanho dos cristalitos diminui abaixo de 1000 Å, admitiu-se que o vidro era composto de cristais muito pequenos. Estudos realizados para quantificar o tamanho dos cristalitos têm gerado sérias dúvidas quanto à validade deste modelo e Warren calculando o tamanho de cristais no vidro, a partir dos picos de Bragg, encontrou que o tamanho dos mesmos para a sílica seria de 80 Å, correspondente à célula unitária da fase cristalina, a cristobalita. Este resultado contradiz a característica dos

cristais que envolve periodicidade de longo alcance de átomos.

b) modelo da malha aleatória: esta estrutura foi inicialmente proposta por Zachariassen [9] e posteriormente apoiada por procedimentos analíticos e experimentais de difração de raios X desenvolvidos por Warren e colaboradores. O modelo é baseado no conceito de blocos de construção como átomos, moléculas e poliedros de oxigênio. Para vidros óxidos inorgânicos, os blocos ou unidades de composição são unidades de oxigênio na forma de triângulos ou tetraedros, segundo a Figura 2.9.

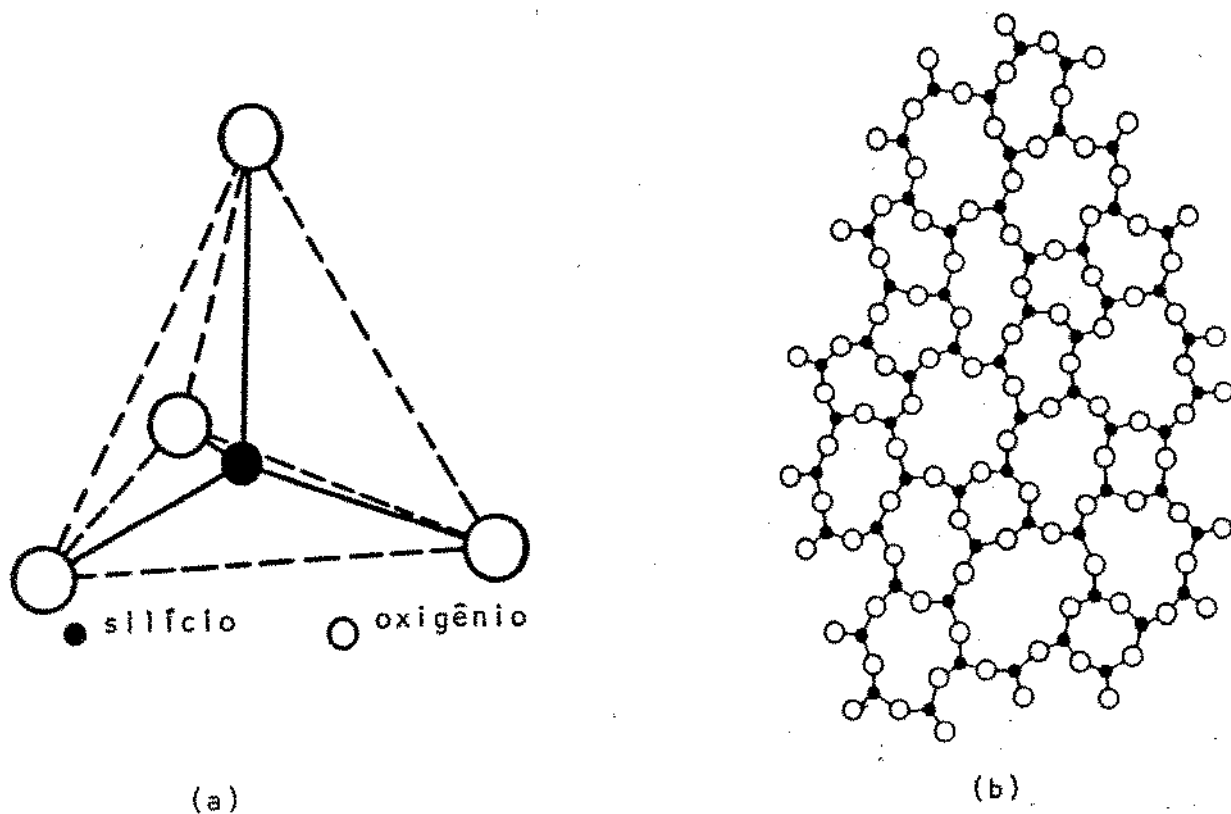


Fig. 2.9 - Representação da unidade tetraédrica e da malha do vidro de sílica.

[9]

Zachariassen analisou a tendência para a formação de vidros por óxidos e concluiu que "uma substância pode formar longos retículos tridimensionais sem periodicidade, com um conteúdo de energia comparável àquele do cristal correspondente". Desta condição o autor estabeleceu quatro regras para a estrutura do óxido que permite escolher aqueles que tendem a formar vidros:

- a) cada íon de oxigênio deve ligar-se a não mais que dois cátions;
- b) o número de coordenação de íons de oxigênio em torno do cátion central deve ser pequeno, quatro ou menos;
- c) os poliedros de oxigênio compartilham cantos, não arestas ou faces;
- d) pelo menos três cantos de cada poliedro devem ser compartilhados.

De acordo com estas regras, óxidos AO_2 , A_2O_5 e A_2O_3 , onde A é um íon, podem formar vidros como por exemplo SiO_2 , GeO_2 , P_2O_5 , As_2O_5 , B_2O_3 , P_2O_3 , etc. Warren [27] confirmou a teoria de Zachariassen por meio de medidas de raios X onde o autor acredita que os vazios que se formam nas cadeias e malhas das redes podem ser preenchidos por elementos alcalinos ou alcalinos-terrosos. A partir da análise experimental de amostras de SiO_2 , o pesquisador calculou a distribuição das intensidades de raios X pelo método de Fourier, obtendo a Figura 2.10. Nesta figura, os diversos máximos representam as distâncias dos diferentes íons do vidro de sílica e no modelo de Zachariassen-Warren, o vidro é uma estrutura

tridimensional formada de células de forma irregular que constituem redes nas quais não há uma direção privilegiada, conforme o esquema na Figura 2.11.

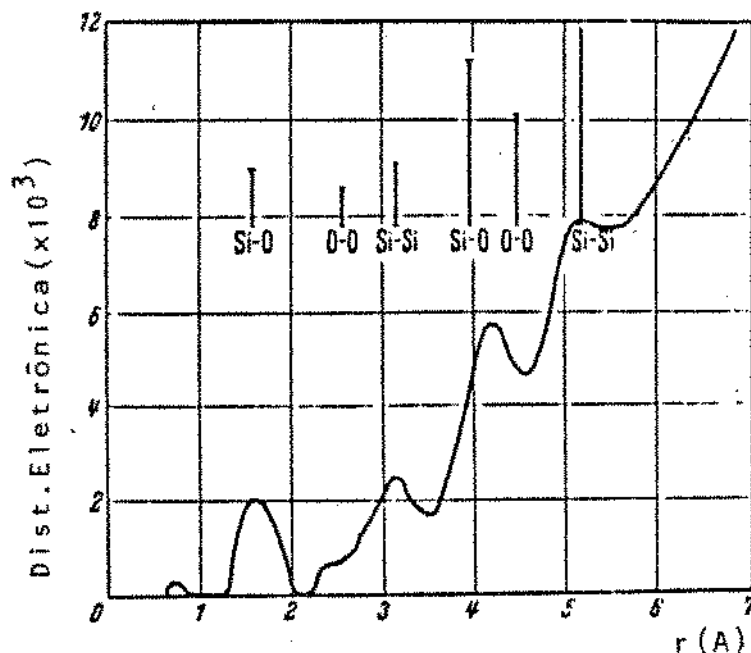


Fig. 2.10 - Distribuição eletrônica no vidro de sílica em função da distância a um átomo central (Warren, B.E., 8).

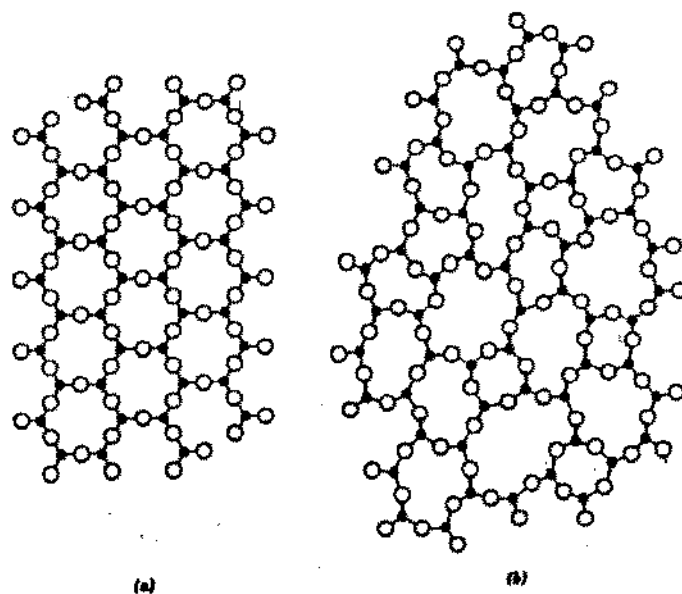


Fig. 2.11 - Representação esquemática da forma cristalina ordenada (a) e vítrea aleatória do SiO_2 (b).

Goldschmidt admite que os vidros são construídos por íons que seguem as mesmas leis dos cristais e que se comportam como esferas que estão em contato entre si, formando um empacotamento compacto, cuja forma depende do raio iônico, da carga livre e da polarização do íon. Neste modelo os cátions que podem formar vidros têm raio pequeno e carga eletrostática grande, como o íon Si^{4+} que se liga com 4 íons O^{2-} formando um tetraedro SiO_4 e como cada ânion O^{2-} se liga ao Si por uma valência, cada tetraedro tem valências livres para unir-se a outros tetraedros, formando cadeias, redes laminares e espaciais. Na prática os cátions que formam os poliedros de coordenação são chamados formadores de retículo e os íons alcalinos que ocupam posições aleatórias na estrutura vítrea, a fim de prover neutralidade de carga, são denominados modificadores de retículos. Entre estes grupos há os intermediários, cujos componentes segundo a composição do vidro podem atuar como formadores e modificadores. Em geral nos grupos III, IV e V da tabela periódica de elementos, se encontram os formadores de vidros mais importantes; nos grupos I e II os modificadores de retículo e entre ambos se encontram elementos do grupo intermediário. O comportamento do cátion no vidro depende da valência, do número de coordenação e da resistência mecânica da ligação, conforme a Tabela 2.3.

Tabela 2.3 - Números de coordenação e resistência mecânica de ligação de óxidos.

	MONÓ- XIDO	VALÊN- CIA	EN. DISS. POR MONÓX.	Nº COORD.	RES.MEC. LIG.SIMP.
Formadores	B	3	356	3	119
	Si	4	424	4	108
	Ge	4	431	4	108
	Al	3	402 - 317	4	101 - 79
	B	3	356	4	89
	P	5	442	4	111 - 88
	V	5	449	4	112 - 90
	As	5	349	4	87 - 70
	Sb	5	339	4	85 - 68
	Zr	4	485	6	81
Intermediá- rios	Ti	4	435	6	73
	Zn	2	144	2	72
	Pb	2	145	2	73
	Al	3	317 - 402	6	53 - 67
	Th	4	516	8	64
	Be	2	250	4	63
	Zr	4	485	8	61
	Cd	2	119	2	60
Modificado- res	Sc	3	362	6	60
	La	3	406	7	58
	Y	3	399	8	50
	Sn	4	278	6	46
	Ga	3	267	6	45
	In	3	259	6	43
	Th	4	516	12	43
	Pb	4	232	6	39
	Mg	2	222	6	37
	Li	1	144	4	36
	Pb	2	145	4	36
	Zn	2	144	4	36
	Ba	2	260	8	33
	Ca	2	257	8	32
	Sr	2	256	8	32
	Cd	2	119	4	30
	Na	1	120	6	20
	Cd	2	119	6	20
	K	1	115	9	13
	Rb	1	115	10	12
	Hg	2	68	6	11
	Cs	1	114	12	10

A estrutura da sílica vítrea tem sido estudada por difração de raios X e de neutrons, utilizando-se técnicas experimentais e analíticas de grande precisão. O método de Warren-Mavel [27] de excitação fluorescente foi usado para eliminar o espalhamento Compton muito alto na sílica e as funções par foram usadas para determinar o ajustamento dos dados experimentais com modelos propostos. Na aplicação desses métodos é útil estabelecer o termo unidade de composição (UC) que no caso da sílica vítrea consiste de um átomo de silício para dois átomos de oxigênio. As espécies atômicas na unidade de composição são indicadas pelo índice j. As principais relações usadas no trabalho de Mozzi-Warren [29]

de investigação da estrutura da sílica estão dadas abaixo:

$$I(k) = \frac{I_{ev}/N - \sum_{vc} f_i^2}{g^2(k)} \quad (12)$$

$$\rho_{ij}(R) = \int_0^{\lambda_m} \frac{f_i f_j}{g^2(k)} e^{-\alpha^2 k^2} \sin Rk dk \quad (13)$$

$$Q_{ij}(\chi) = \frac{1}{2} \int_0^{\lambda_m} \frac{f_i f_j}{g^2(k)} e^{-\alpha^2 k^2} \cos \chi k dk \quad (14)$$

$$\rho_{ij}(R) = Q_{ij}(R - R_{ij}) - Q_{ij}(R + R_{ij}) \quad (15)$$

$$A_{ij} = \int \rho_{ij}(R) dR = (\pi/2) Z_i Z_j \quad (16)$$

$$\sum_{vc} \sum_i \frac{N_{ij}}{R_{ij}} \rho_{ij}(R) = 2\pi^2 R Q \sum_{vc} Z_j + \int_0^{\lambda_m} k i(k) e^{-\alpha^2 k^2} \sin Rk dk \quad (17)$$

onde: $K = 4\pi \sin \theta / \lambda$

I_{ev} / N = intensidade de espalhamento não modificado em unidades de elétrons por unidade de composição.

$g(k)$ = fator que decresce com k ; é escolhido como igual à unidade em $k = 0$. Para $g(k)$ é comum utilizar o fator de espalhamento por elétron $f_e = \sum_j f_j / \sum_j Z_j$.

r_{ij} = distância de um átomo j a um átomo na i -ésima camada de átomos circunvizinhos.

$\rho_{ij}(r)$ = função par de dois átomos i e j .

k_m = valor de corte de k ; é o máximo valor para o qual é possível efetuar medidas.

$\exp[-\alpha k^2]$ = fator de convergência, introduzido para minimização.

$Q_{ij}(x)$ = função auxiliar que é calculada prontamente, em termos da qual P_{ij} é convenientemente expresso.

A_{ij} = área sob a função $\rho_{ij}(r)$.

Z_j = número de elétrons do átomo ou ion.

N_{ij} = número de vizinhos na i -ésima camada em torno de um átomo j .

ρ_e = densidade média de elétrons.

Na equação (17) o primeiro termo à direita é calculado da densidade e composição da amostra e o segundo termo é determinado para uma série de valores de R usando a curva de intensidade experimental I_{ev} / N , o valor experimental de corte k_m , um coeficiente de convergência e um fator de forma $g(k)$. A quantidade à esquerda da equação (17) é a distribuição da função

par (DFP) e a soma das duas quantidades à direita dá uma curva da distribuição da função par medida experimentalmente. O número de átomos vizinhos é obtido encontrando-se os números N_{ij} que devem ser usados para calcular as DFP à esquerda da equação (17) que se ajustam com a curva à direita da mesma equação.

Para a sílica vítrea há três combinações atômicas para se considerar: Si-O, O-O e Si-Si. Usando valores tabelados dos fatores de espalhamento atômico e correções de dispersão e com $k = 21,1$, $\alpha = 0,056$, $g(k) = f_e$, as três equações par $Q_{ij} = \rho_{ij}$ ($R_m - R_{ij}$) foram calculadas por meio da equação (14) e estão mostradas na Figura 2.12. As curvas de intensidade I_{ev}/N em unidades de elétrons por unidades de composição, foram obtidas de medidas realizadas com radiações $CuK\alpha$ ($\lambda = 1,542 \text{ \AA}$) e $RhK\alpha$ ($\lambda = 0,6147 \text{ \AA}$), as quais cobrem as faixas $K = 0,0 - 7,5$ e $K = 7,0 - 20,0$ respectivamente e estão dadas na Figura 2.13.

Combinando as curvas $CuK\alpha$ e $RhK\alpha$ e usando $g(k) = f_e$, obtém-se a função $k(K)$ e adicionando-se um fator de convergência com um coeficiente $\alpha = 0,056$ obtém-se a curva $k(K) \exp [-\alpha k^2]$ que é dado na Figura 2.14. Assim, o lado direito da equação (17) foi calculado para uma série de valores de R e a curva de distribuição da função par é dada na Figura 2.15.

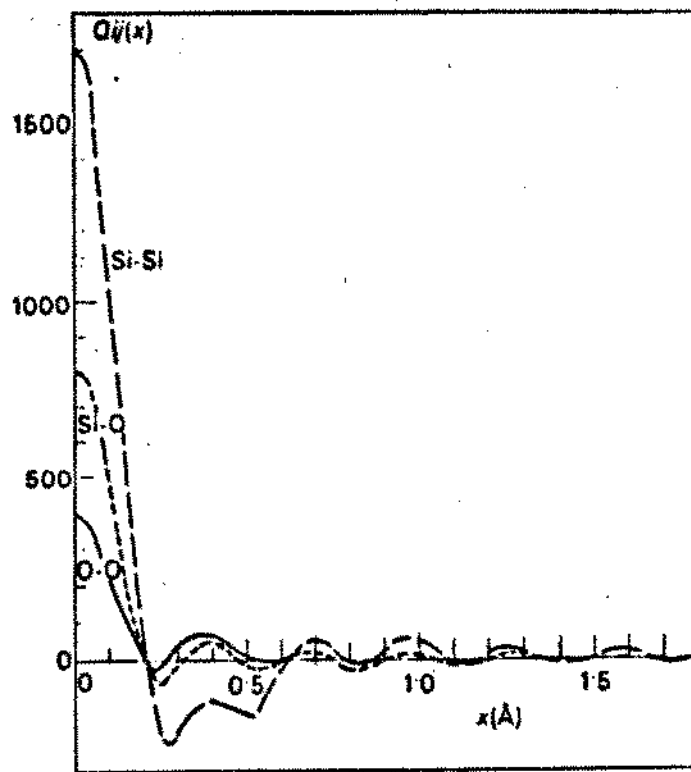


Fig. 2.12 - Funções par calculadas para SiO com $\alpha = 0,056$, $k = 21,1$ e $g(k) = f$ (Mozzi, R.L., 29).

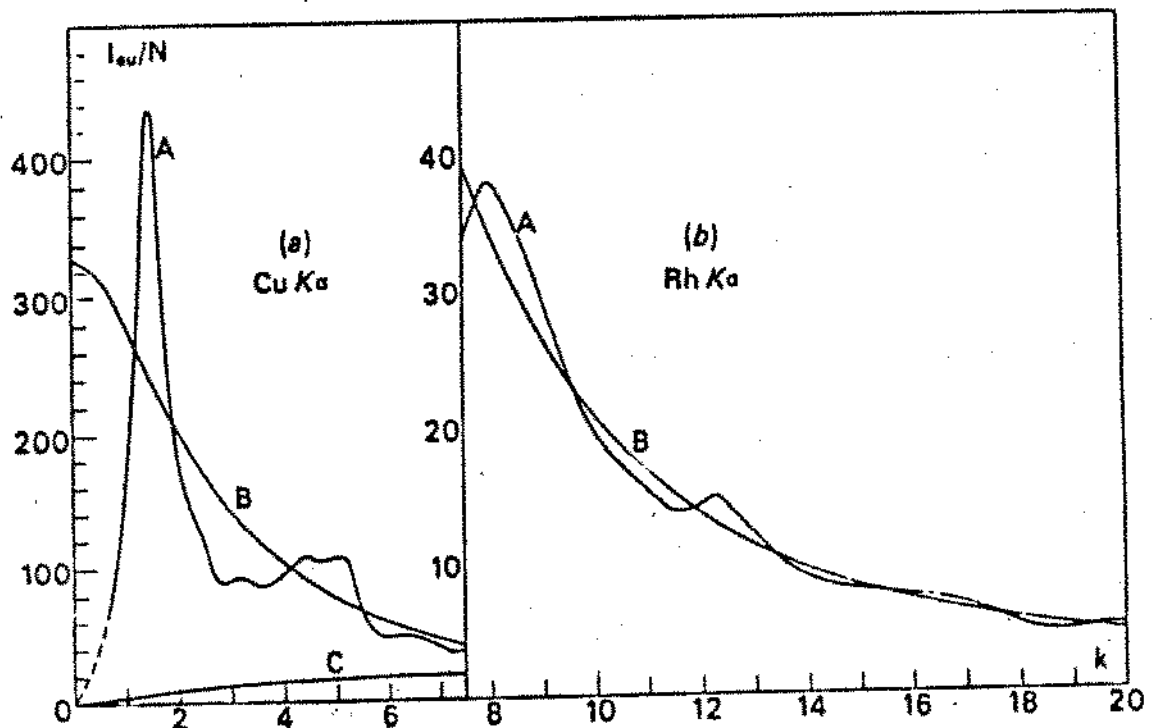


Fig. 2.13 - Curvas de intensidade I_{eu}/N para SiO com (a) CuK α e (b) RhK α onde $A = I_{eu}/N$, $B = \sum f_j^2$, $C =$ Compton (Mozzi, R.L., 29).

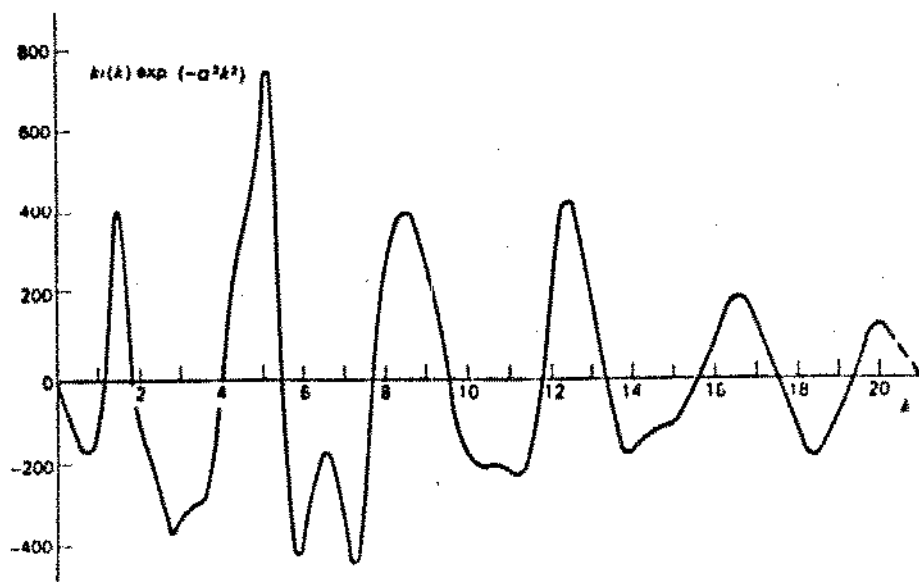


Fig. 2.14 - Curva experimental $k(k) \exp[-\alpha^2 k^2]$ com $\alpha = 0,056$ e $g(k) = f$ (Mozzi, R.L., 29).

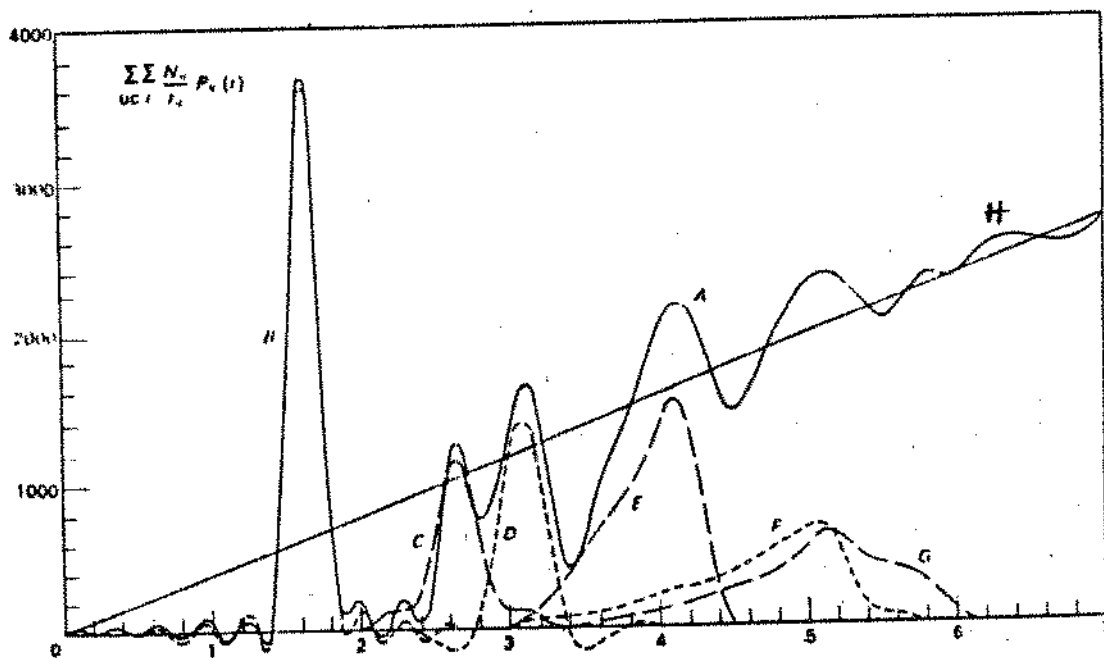


Fig. 2.15 - Curvas de distribuição da função par para SiO_2 , onde B=Si-O, C=O-O, D=Si-Si, E=Si-O(2), F=O-O(2), G=Si-Si(2). (Mozzi, R.L., 29).

Em silicatos cristalinos cada átomo de silício é circundado tetraedricamente por 4 átomos de oxigênio com uma distância Si-O de cerca de 1,62 Å e uma distância O-O de 2,62 Å. De acordo com esta informação, o primeiro pico na curva de distribuição da Figura 2.15 que ocorre em $R = 1,62$ Å é identificado como um pico Si-O. Da mesma forma o pico em $R = 2,65$ Å pode ser identificado como um pico O-O e a razão das distâncias $2,65/1,62 = (8/3)^{1/2}$ é exatamente o que é esperado para a ligação tetraédrica. Assim há uma correspondência entre cada pico e a distância de cada ligação atômica, conforme a Tabela 2.4.

Tabela 2.4 - Relação entre ligações e distâncias dos átomos de Si e O na sílica vítrea.

PICO	LIGAÇÃO	DISTÂNCIA (Å)
B	Si - O (1)	1,62
C	O - O (1)	2,65
D	Si - Si (1)	3,12
E	Si - O (2)	4,15
F, G	O-O (2), Si-Si (2)	5,10
H	Si - O (3)	6,40

O número de vizinhos de um átomo pode ser obtido comparando-se a área do pico da curva experimental com a área da função par, conforme a equação (16). No entanto é melhor encontrar por tentativa os valores N_{ij} e as distribuições R_{ij} as quais devem ajustar a soma das funções par computadas com a curva experimental da Figura 2.15. Assumindo-se que cada átomo de silício está ligado a 4 átomos de oxigênio e cada oxigênio está ligado a 2 átomos de silício, o primeiro pico da curva experimental é devido a átomos de oxigênio em torno de um silício e átomos de silício em torno de oxigênio e a unidade de composição será Si-O_2 e para o primeiro pico será:

$$\sum_{vc} \sum_i N_{ij}/R_{ij} = (1 \times 4 + 2 \times 2)/1,62 = 8/1,62 \quad (18)$$

Se a função par $\rho_{ij}(R)$ é multiplicada por 8/1,62 e plotada no primeiro pico da Figura 2.15, encontra-se que as áreas dos dois picos são aproximadamente as mesmas. A variação que ocorre é certamente devido à agitação térmica e para representar a variação na distância do átomo vizinho, introduz-se a função de distribuição de distância $G(R_{ij})$ de forma que a função par efetiva $\rho'_{ij}(R)$ é dada por uma convolução com $G(R_{ij})$:

$$\rho'_{ij}(R) = \int G(R_{ij}) \rho(R - R_{ij}) dR_{ij} \quad (19)$$

O terceiro pico na Figura 2.15 está localizado em $R = 3,12 \text{ \AA}$ que

representa uma contribuição Si-Si e uma vez que $3.12 < 2 \times 1.62$, então o ângulo Si-O-Si é menor que 180° e há uma variação grande deste ângulo porque o terceiro pico é mais largo do que a função par Si-Si. A função de distribuição angular $V(\alpha)$ é dada por:

$$V(\alpha) = G(R_{ij}) 1.62 \cos(\alpha/2) \quad (20)$$

Por uma deconvolução do terceiro pico, pode ser determinado que os tetraedros são ligados pelos vértices, com uma distribuição de ângulos intertetraédricos (Si-O-Si) de $120^\circ - 180^\circ$, com 144° o máximo da curva de distribuição e 120° o valor médio do ângulo em duas dimensões, conforme a Figura 2.16. Esta distribuição origina uma estrutura regular de curto alcance, com distorção gradual para uma distância maior que 30 Å. A aleatoriedade da estrutura da sílica vítrea resulta portanto da variação das distâncias Si-Si em função do ângulo de ligação Si-O-Si.

[30]

Wicks utilizando difração de raios X mostra forte evidência para uma distribuição aleatória de ângulos de rotação de um tetraedro com relação a outro e parece não haver preferência para ligação de aresta e face de tetraedros, o que é frequentemente encontrado em silicatos cristalinos. Assim, a estrutura da sílica fundida parece ser bem descrita por um arranjo aleatório de tetraedros SiO_4 , com variações no ângulo de ligação Si-O-Si e na densidade da estrutura.

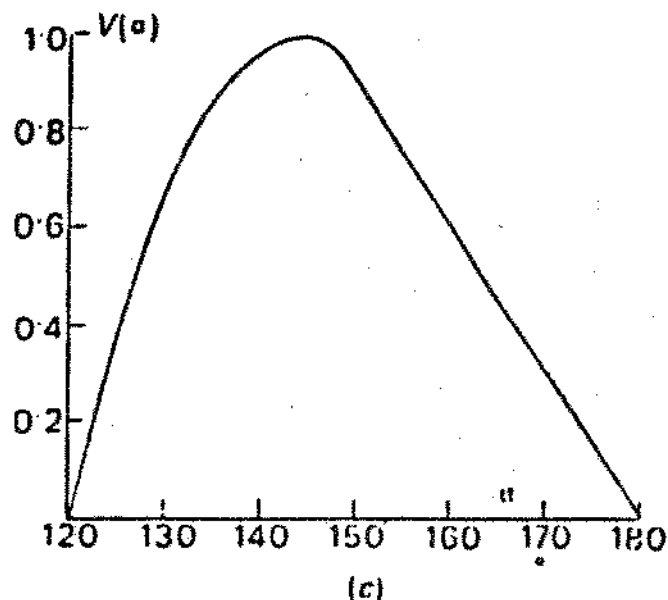
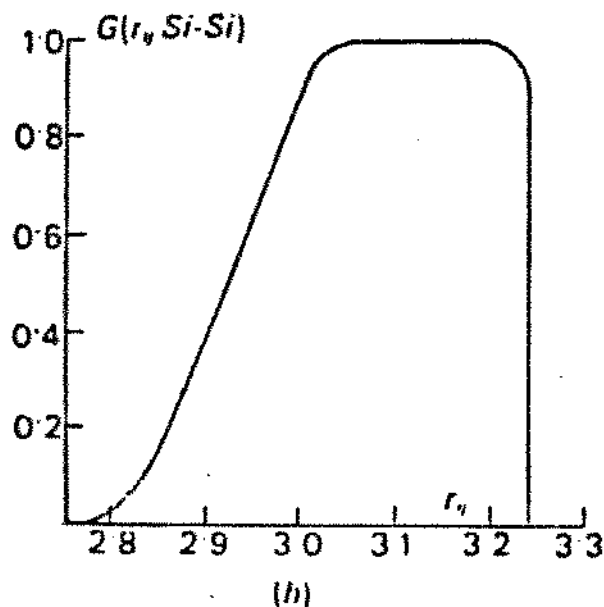
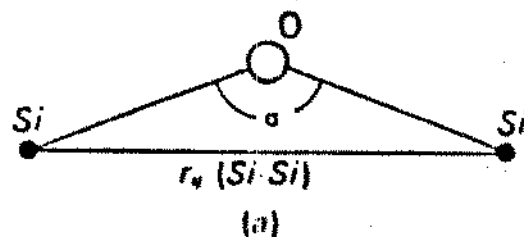


Fig. 2.16 - Gráficos da relação entre α e a distância Si-Si para $G(R)$ e $V(\alpha)$ (Mozzi, R.L., 29).

Uma vez que muitos íons O^{2-} pertencem a diferentes tetraedros, a razão O/Si em um vidro (ou cristal) é menor que 4 e na sílica a razão é 2. A adição de óxidos alcalinos e alcalinos terrosos à sílica aumenta a razão O/Si para valores maiores que 2 e quebram o arranjo tridimensional, com a formação de oxigênios de valência simples que não participam do retículo, conforme as Figuras 2.17 e 2.18. Para atender ao equilíbrio local de cargas, os cátions se localizam na vizinhança de oxigênios de valência simples. Para silicatos cristalinos, as unidades estruturais e as correspondentes razões O/Si são apresentadas na Tabela 2.5.

Tabela 2.5 - Unidades estruturais em silicatos cristalinos.

RAZÃO O/SI	GRUPOS Si/O	UNIDADES ESTRUTURAIS	EXEMPLOS
2	SiO ₂	rede tridimensional	quartzo
2.5	Si ₄ O ₁₀	folhas	talco
2.75	Si ₄ O ₁₁	cadeias	anfibólio
3	SiO ₃	anéis	berilo
3.5	Si ₂ O ₇	tetraedro dividindo 1 ion de oxigênio	pirosilicatos
4	SiO ₄	tetraedro ortosilicato isolado	ortosilicatos

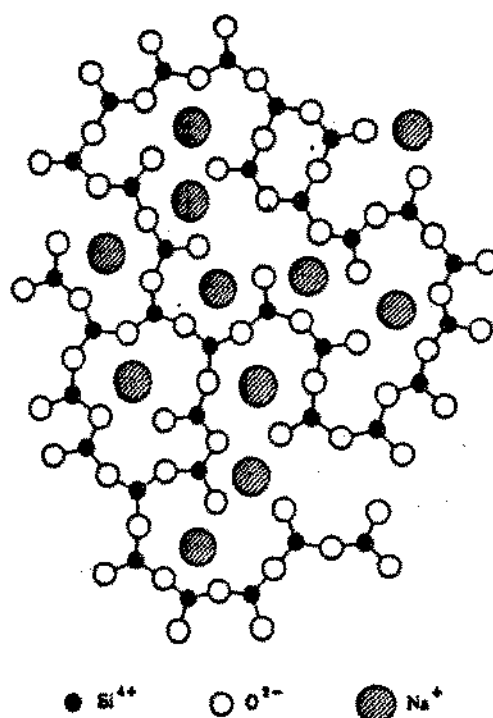
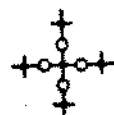


Figura 2.17 - Representação esquemática do vidro Na-SiO₂.

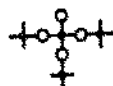
Razão O/Si

Estrutura

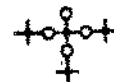
2



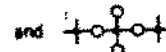
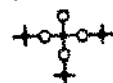
2-2.5



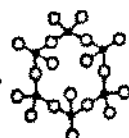
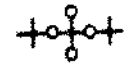
2.5



2.5-3.0



3.0



, etc.

3.0-3.5

3.5



3.5-4.0

4.0



Figura 2.18 - Efeito da razão O/Si em estruturas de silicatos.

[31]

Stevens [31] estabeleceu um procedimento para caracterizar silicatos vítreos em função de algumas variáveis: R (número médio de íons O por íon formador de retículo); X (número médio de O não ligante por poliedro); Y (número médio de O ligante por poliedro). Na sua forma mais simples, a estrutura de silicato vítreo com unidades tetraédricas de SiO_4 é caracterizada por:

$$R = \frac{\text{oxigênio}}{\text{formador retículo}} = \frac{\text{atom \% O}}{\text{atom \% Si}} \quad (21)$$

$$X = 2R - 4 \quad \text{e} \quad Y = 8 - 2R \quad (22)$$

Assim, para o vidro $\text{Na Si}_2\text{O}_5$ os valores serão $R = 2,5$, $X = 1$ e $Y = 3$ e de forma semelhante é possível calcular estas variáveis para silicatos vítreos com mais de um íon formador por retículo. O parâmetro Y está associado com o grau de coerência interna do retículo do vidro e pode ser usado como estimador de propriedades físicas do mesmo e por exemplo, para maior viscosidade, maior o valor de Y . A Tabela 2.6 mostra os valores dos parâmetros X , Y e R .

Além dos vidros silicatos, também são de grande importância em ciência e tecnologia os vidros de boro, germânio e fósforo. Estudos de difração de raios X indicam que há uma coordenação triangular no vidro B_2O_3 . Krogh-Moe [32] estabeleceu através de ressonância magnética nuclear, infravermelho e espectroscopia Raman, que o grupo boroxol é um anel plano formado de átomos de oxigênio e boro, que são ligados num arranjo tridimensional por ligações B-O-B, como na Figura 2.19.

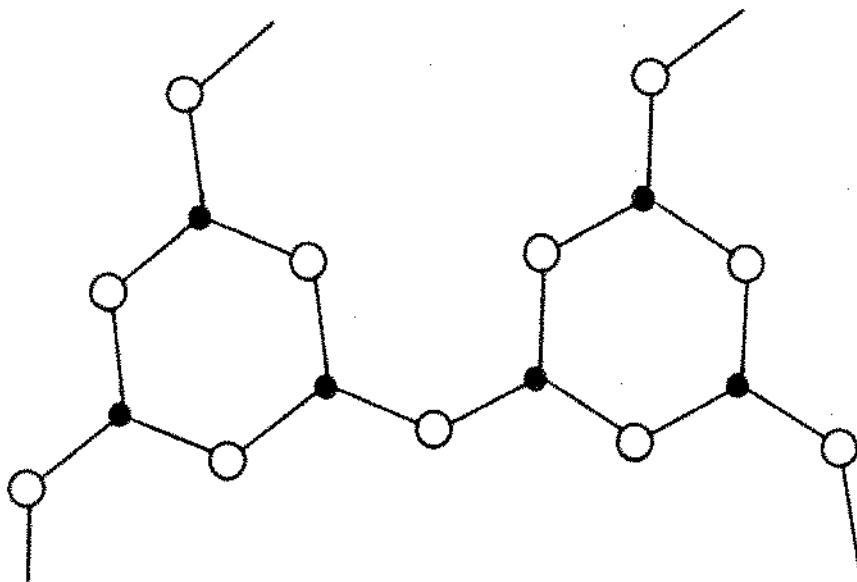


Figura 2.19 - Dois grupos boroxol ligados por um oxigênio.
O = oxigênio, B = boro (Mozzi, R.L. et al, 84).

Mozzi e Warren utilizando fluorescência de raio X observaram que a curva experimental da distribuição de par mostra picos que podem ser associados a diferentes distâncias atômicas como na Figura 2.20 e na Tabela 2.7 que identifica os picos.

Nos anéis de boroxol o ângulo de ligações B-O-B é de 120° e o ângulo B-O-B entre anéis é de 180° , com uma orientação aleatória dos anéis ligados em torno desta ligação. A estrutura de anéis ligados é muito diferente da malha aleatória de tetraedros de Si-O na sílica vítrea. O espaço em torno de um grupo boroxol não é completamente preenchido por grupos vizinhos ligados e há pouca probabilidade que dois átomos próximos um do outro estejam ligados por ligações B-O ou O-B diretamente. Os autores sugerem que este comportamento estrutural do B₂O₃ seja a razão da baixa viscosidade do mesmo, quando comparado a outros vidros com SiO₂ e GeO₂. As propriedades físicas de boratos alcalinos podem se modificar com a adição de alcalinos: a viscosidade e a energia de ativação a uma dada temperatura aumentam com a adição de alcalinos e estas diferenças com os silicatos alcalinos correspondentes é denominada anomalia do B₂O₃ vítreo.

O vidro de germânio é composto de tetraedros GeO₄ com um ângulo médio de ligação Ge-O-Ge em torno de 138° , mas com uma distribuição angular bem menor do que na sílica vítrea. A distribuição aleatória da GeO₂ vítrea parece resultar da rotação angular de um tetraedro em relação a outro. Medidas de parâmetros

Tabela 2.6 - Valores dos parâmetros X,Y e R para diversos vidros silicatos.

COMPOSIÇÃO	R	X	Y
SiO ₂	2	0	4
Na ₂ O - 2SiO ₂	2.5	1	3
Na ₂ O - 1/2 Al ₂ O ₃ - 2SiO ₂	2.25	0.5	3.5
Na ₂ O - Al ₂ O ₃ - 2SiO ₂	2	0	4
Na ₂ O - SiO ₂	3	2	2
P ₂ O ₅	2.5	1	3

Tabela 2.7 - Relação entre ligações e distâncias no B₂O₃.

PICO	LIGAÇÃO ATÔMICA	DISTÂNCIA ATÔMICA (Å)
D	B - O	1,37
E	O - O	2,37
F	B - B	2,43
G	B - O	2,74
H	B - O	variável
I	B - O	3,63
J	O - O	4,10
K	O - O	variável
L	O - O	4,75
M	B - O	5,25
N	B - O	variável
O	B - O	variável

O-Ge. No entanto, Leadbetter e Wright indicam que estas diferenças parecem não serem reais, mas devido às diferenças no espalhamento relativo de Ge e O para raios X e neutrons.

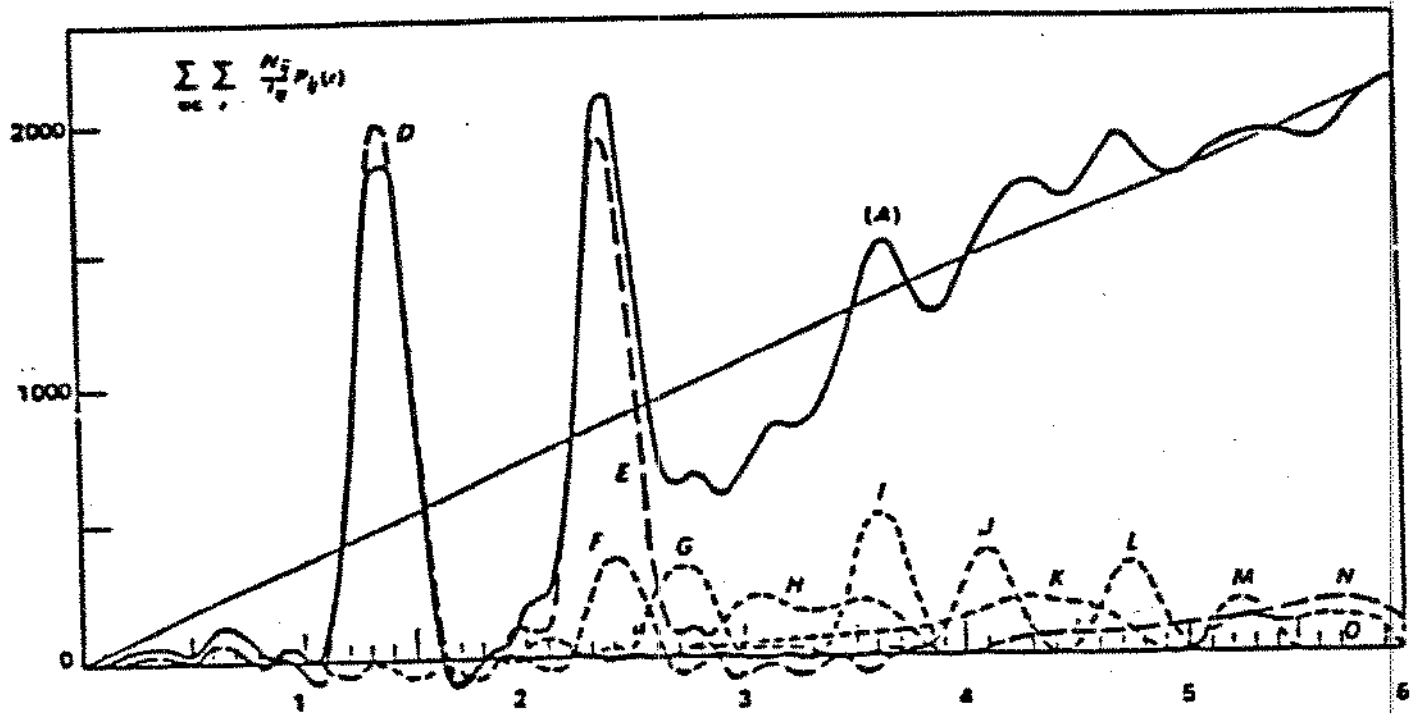


Fig. 2.20 - Curva de distribuição da função par para o B O . A
 curva A é a medida e os picos pontilhados são
 contribuições individuais (Mozzi, R.L., 84).

Tabela 2.8 - Distâncias interatômicas e números de coordenação dos três primeiros picos de GeO₂ vítrea.

PICO	ÁTOMO I J	SEPARAÇÃO R _{ij} (Å)		Nº DE COORDENAÇÃO N _{ij}	
		RAIO X	NEUTRON	CALCULADO	ESPERADO
1	Ge O	1.70	1.72	3.9	4
2	O O	-	2.85	5.9	8
3	Ge Ge	3.15	3.45	4.3	4
	$\angle$ Ge-O-Ge	⁰ 140	⁰ 180		

O vidro de fósforo é constituído de unidades tetraédricas de P-O, que de forma diferente de outros formadores de vidro tem uma valência dupla com um dos oxigênios vizinhos. Assim é possível que a estrutura de P₂O₅ (o P₂O₅ é um dímero e deve ser escrito P₂O₅) vítreo seja uma estrutura tridimensional de tetraedros P-O, cada um ligado a três outros em vez de quatro como na sílica vítrea. Também é possível que lâminas de tetraedros PO₄ ocorram em fosfatos vítreos, embora não se tenha evidência experimental dos mesmos. A adição de óxidos alcalinos e alcalinos-terrosos ao P₂O₅ vítreo pode quebrar o arranjo atômico de forma semelhante aos silicatos. Estudos de fosfatos vítreos de cálcio mostram que 25% das ligações P-O são ligações π e que o ângulo P-O-P é em torno de 140°. Em vidros metafosfatos com razão molar 1:1 entre

alcalinos e alcalinos-terrosos com P_2O_5 , cada tetraedro $P-O$ é ligado a dois outros tetraedros com um íon oxigênio por tetraedro associado com um íon metálico, formando longas cadeias de tetraedros. No P_2O_5 cada átomo de fósforo forma uma ligação coordenada, doando um par de elétrons a cada átomo de oxigênio, como na Figura 2.21.

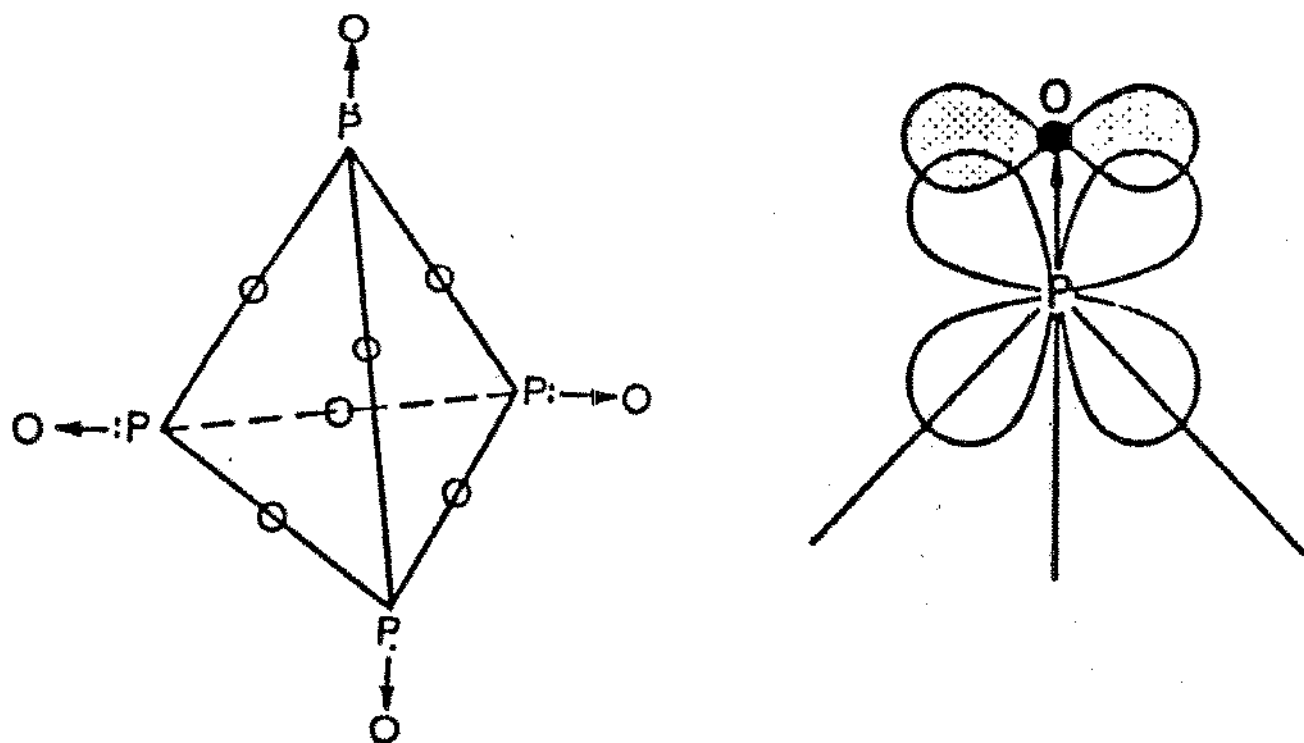


Figura 2.21 - Estrutura do P_2O_5 e orbitais da ligação coordenada.

2.2.2. VIDROS ESPECIAIS PARA COMUNICAÇÕES

No campo das telecomunicações, as perdas intrínsecas do vidro de sílica geram atenuação do sinal e tornam necessário o uso

de repetidores no elo de transmissão para comprimentos de aproximadamente 100km. Então o custo e o peso desses elos aumentam especialmente para cabos submarinos, porque é necessário suprir os cabos com energia elétrica. Uma vez que a confiabilidade do sistema é maior para componentes passivos (fibra óptica) do que para dispositivos ativos (repetidores), é muito importante pesquisar e desenvolver vidros ópticos de baixa perda para reduzir o número destes últimos e portanto ter fibras ópticas de grandes comprimentos.

Os mecanismos intrínsecos de atenuação que pesam mais nas transmissões de longa distância são a cauda de Urbach, o espalhamento Rayleigh e a absorção Multifonon. Esses mecanismos estão relacionados com interações da luz com a matéria condensada pois fótons de alta energia no espectro ultravioleta podem transladar elétrons envolvidos em ligação química, de um estado fundamental para um estado excitado de energia mais alta. A probabilidade de interação é máxima para pequenos comprimentos de onda e decresce conforme o comprimento de onda aumenta. Na faixa do espectro visível e do infravermelho, a possibilidade de interação é muito pequena em virtude da ocorrência de mecanismos complexos de transferência de energia e o coeficiente de absorção de Urbach é dado por:

$$\alpha_U = A e^{B/\lambda} \quad (23)$$

onde A e B são constantes e λ é o comprimento de onda.

Em escala microscópica o vidro não é perfeitamente homogêneo pois na matéria condensada há zonas de densidade maior e menor, resultando em pequenas variações do índice de refração e portanto da velocidade da luz. Tais zonas atuam como lentes microscópicas que aprisionam parte da luz incidente e espalham-na em todas as direções. Este fenômeno físico é mais pronunciado em comprimentos de onda pequenos e o coeficiente de espalhamento de Rayleigh é dado por:

$$\alpha_R = C/\lambda^4 \quad (24)$$

onde C é uma constante que depende do material.

A transparência do vidro também é limitada na região do infravermelho porque átomos e moléculas estão em constante movimento em virtude da agitação térmica. Como tais movimentos ocorrem em torno de posições geométricas específicas, eles estabelecem um sistema vibracional quasi-estacionário com estados de energia característicos. Fótons incidentes podem interagir com estes sistemas vibracionais com maior probabilidade conforme a energia do fóton está mais próxima da energia de transição. Absorções maiores ocorrem para vibrações de valência entre ânions e cátions próximos e a absorção diminui com o comprimento de onda de acordo com o coeficiente de absorção Multifonon:

$$\alpha_M = D_E e^{-E/\lambda} \quad (25)$$

onde D e E são constantes.

A combinação dos três mecanismos de perda: Urbach, Rayleigh e Multifonon originam curvas do tipo V de perdas ópticas teóricas como na Figura 2.22 onde a maior transparência ocorre no ponto de mínimo da curva, em um comprimento que depende do material. Para a sílica vítrea, as perdas ópticas correspondem a 0,15 dB/km a 1,8 μ m.

Os defeitos extrínsecos do vidro, como heterogeneidades, cristais microscópicos, bolhas e impurezas são fontes de espalhamento de luz, conhecido como espalhamento Mie, que decresce com $1/\lambda^2$. Grande absorção pode resultar de impurezas como íons de metais de transição (Fe^{2+} , Cr^{3+} , Cu^{2+} ...), terras raras, íon hidroxila (OH^-) e íons complexos. Como o nível de pureza necessário para perdas ópticas baixas é muito alto, cerca de poucos ppb, isto se torna um ponto crítico na tecnologia de fabricação da fibra óptica de baixa atenuação.

A necessidade de vidros ultratransparentes para uso em elos ópticos longos sem o uso de repetidores tem estimulado a pesquisa por novos tipos de vidros, entre os quais se encontram os vidros óxidos, fluoretos, haletos e calcogenetos. Vidros óxidos primários e ternários de germânio e telúrio têm sua transparência no infravermelho até 8 μ m aproximadamente e melhor durabilidade e

propriedades mecânicas. Os primeiros vidros fluoretos descobertos foram da família do fluoreto de berílio (BeF_2) que têm baixo índice de refração e são mais transparentes do que a sílica no infravermelho. Os vidros fluoreto de zircônio (ZrF_4) têm sido estudados extensivamente e formam o grupo mais promissor de novos vidros multicomponentes, constituídos de ZrF_4 - BaF_2 - NaF (LiF) e outros fluoretos em baixa percentagem como AlF_3 , LaF_3 e CaF_2 . Estes vidros são preparados pela mistura de fluoretos puros em cadinhos de platina, em atmosfera limpa e seca, a uma temperatura em torno de 900 °C. A faixa de transmissão óptica é contínua e vai de 0,2 μm no espectro ultravioleta até 7 μm no infravermelho. O índice de refração (n) dos vidros fluoretos tem um valor médio em torno de 1,52 com dispersão óptica ($dn/d\lambda$) muito baixa, o que limita a aberração cromática e tem dispersão material ($d^2n/d\lambda^2$) igual a zero a 1,7 μm . Também a variação do índice de refração com a temperatura é negativo, o que possibilita o projeto de sistemas ópticos livre de aberrações térmicas. Algumas limitações práticas para estes vidros são a devitrificação e a resistência ao ataque do vapor de água. Até recentemente havia apenas um tipo de vidro haleto, o cloreto de zinco (ZnCl_2), mas pesquisas têm sido realizadas com vários haletos para a formação de novos vidros transmissores no infravermelho. Há vários grupos de vidros haletos como polihaleto que contêm fluor tais como cádmio-fluor cloreto (CdF_2 - BaCl_2 - CdCl_2), monohaleto de cloreto de bismuto (BiCl_3),

clorato de tório (ThCl_4), polihalatos de brometo de prata-iodeto de césio (AgBr-CsI),⁴ que não contêm fluor. Estes vidros têm transmissão no infravermelho além de 15 μm , porém a maioria é higroscópica e devitrifica muito facilmente.

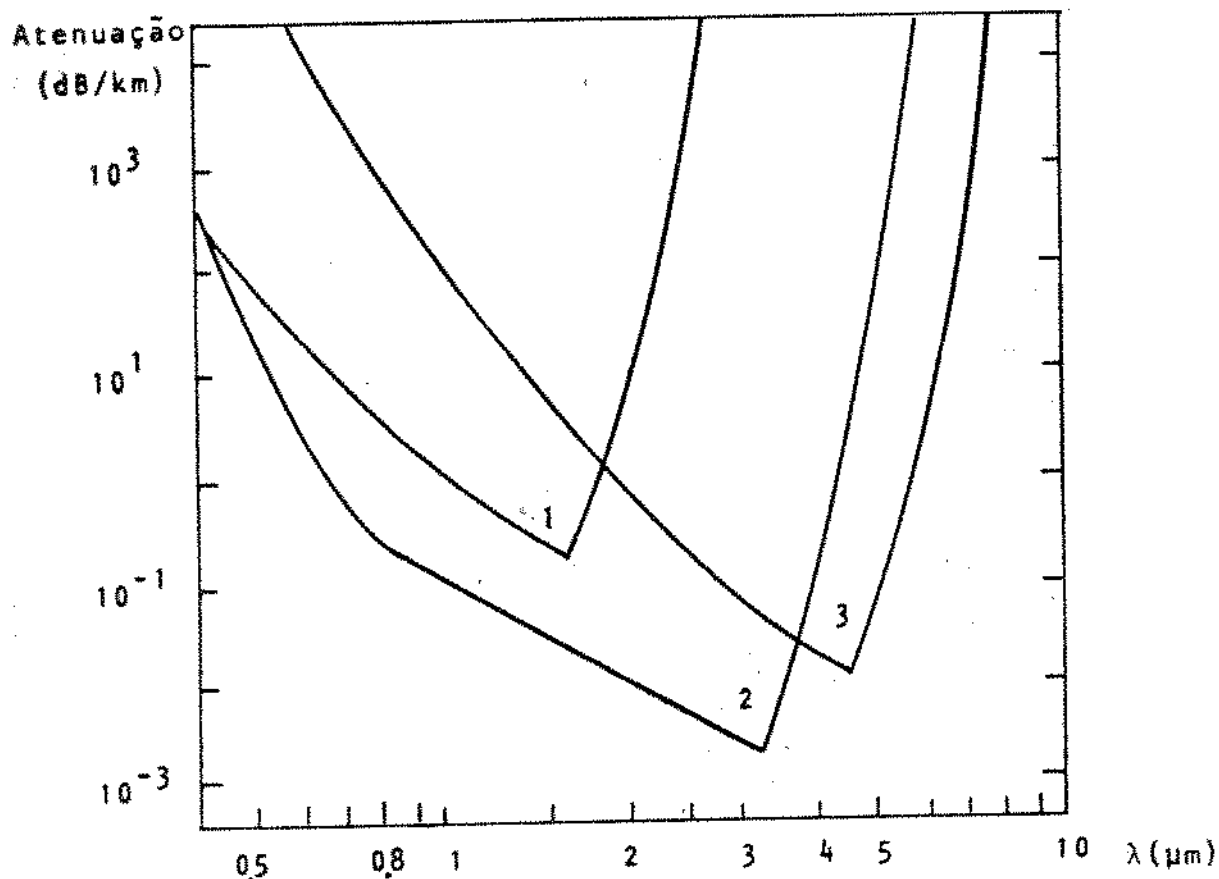


Fig. 2.22 - Perdas ópticas teóricas em vidros para infravermelho: (1) óxidos, (2) fluoretos, (3) calcogenetos (Miller, S.A., 85).

Muitos estudos sobre as propriedades ópticas de vidros calcogenetos indicam que este vidro tem grande estabilidade contra a cristalização e alto índice de refração. Vidros calcogenetos formados de arsênio-enxofre (As-S), arsênio-germânio-selênio (As-

Ge-Se) e germânio-fósforo-enxofre (Ge-P-S) têm sido usados na fabricação de fibras ópticas para transmissão no infravermelho. Os vidros As-S têm a maior estabilidade contra a cristalização e os vidros As-Ge-Se podem operar até comprimentos de onda de 10 μm . As pesquisas destes vidros indicam bandas de absorção devidas a OH, SH, H_2O e C na faixa de 1,4 - 8,0 μm , e uma cauda de absorção fraca na faixa de comprimento de onda da cauda de Urbach, as quais dependem da pureza do vidro e também do método de preparação do mesmo. As Figuras 2.23 (a), (b) e (c) mostram a perda de transmissão com a energia do fóton para os vidros calcogenetos relacionados anteriormente e a Tabela 2.9 mostra as perdas características para fibras ópticas fabricadas com tais vidros.

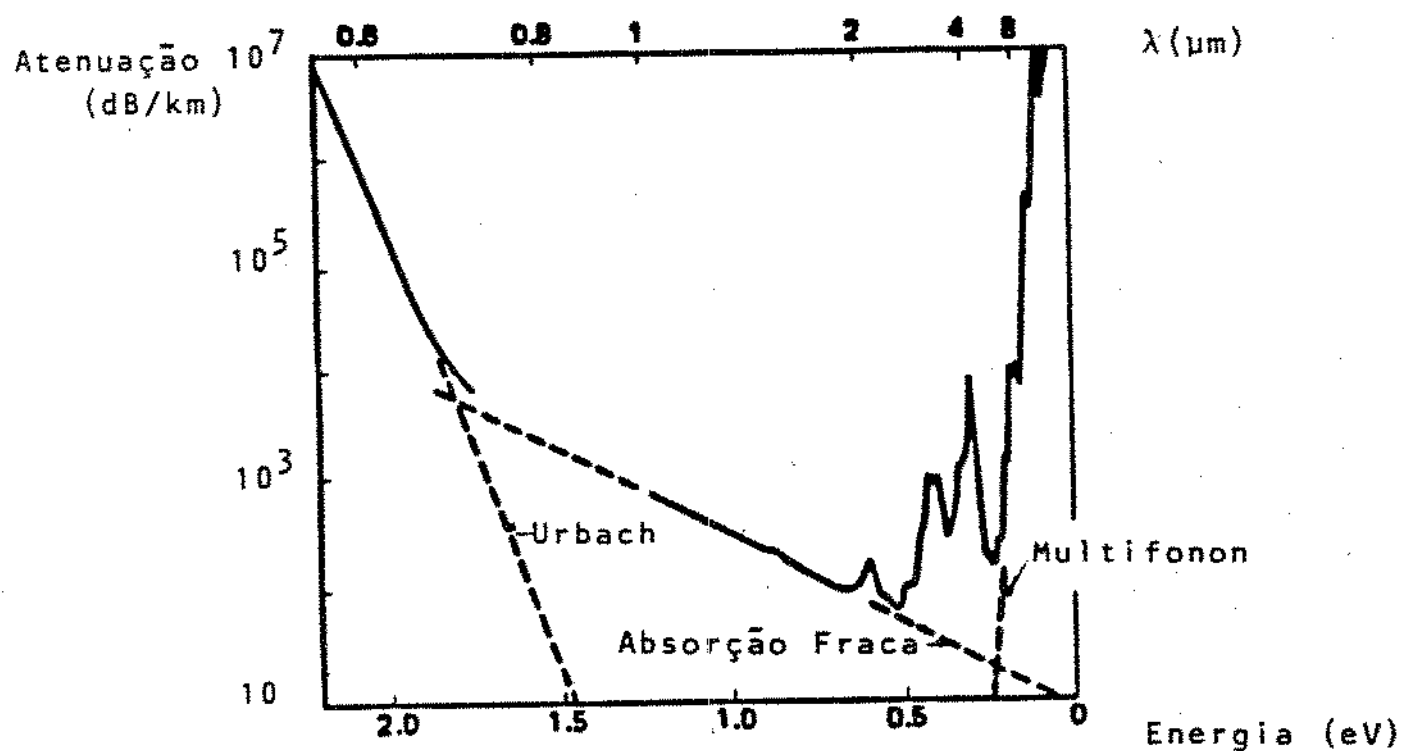


Figura 2.23 (a) - Gráfico de perda de transmissão vs energia de fóton para vidros calcogenetos As-S (Kanamori, T., 86).

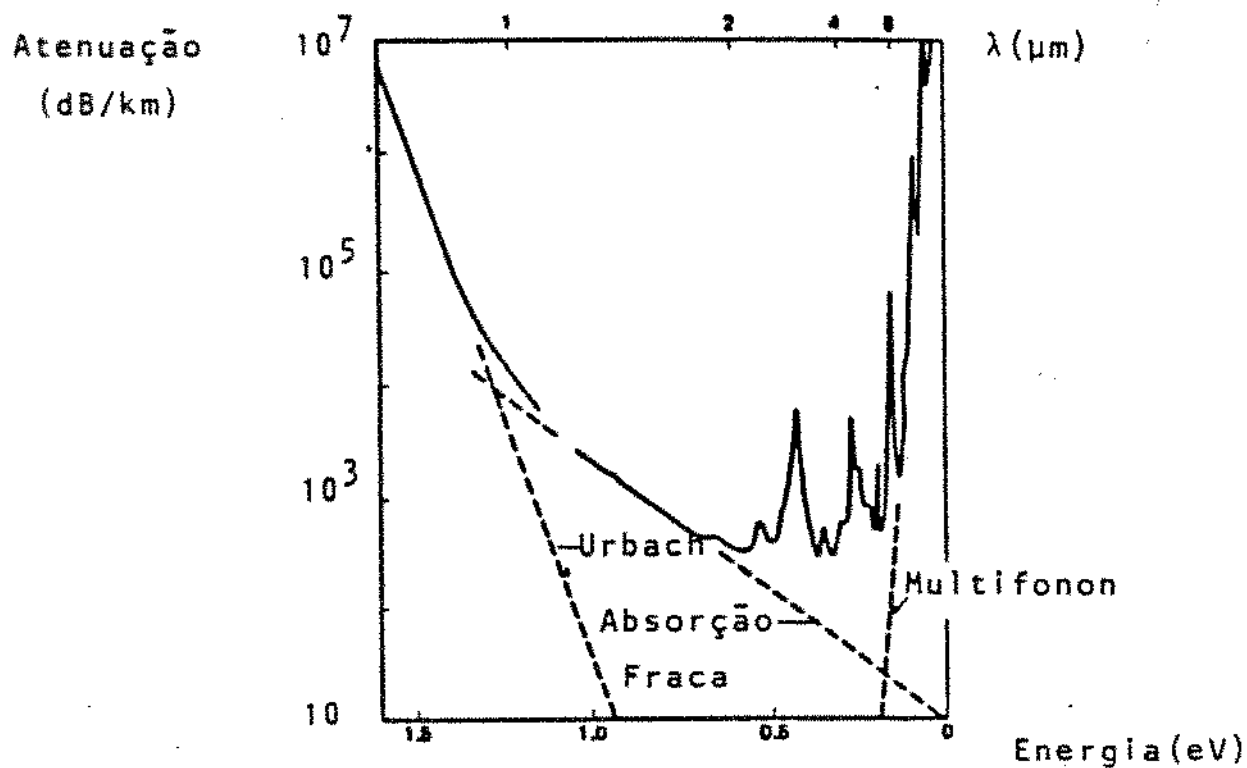


Figura 2.23 (b) - Gráfico de perda de transmissão vs energia de fóton para vidros calcogenetos As-Ge-Se (Kanamori, T., 86).

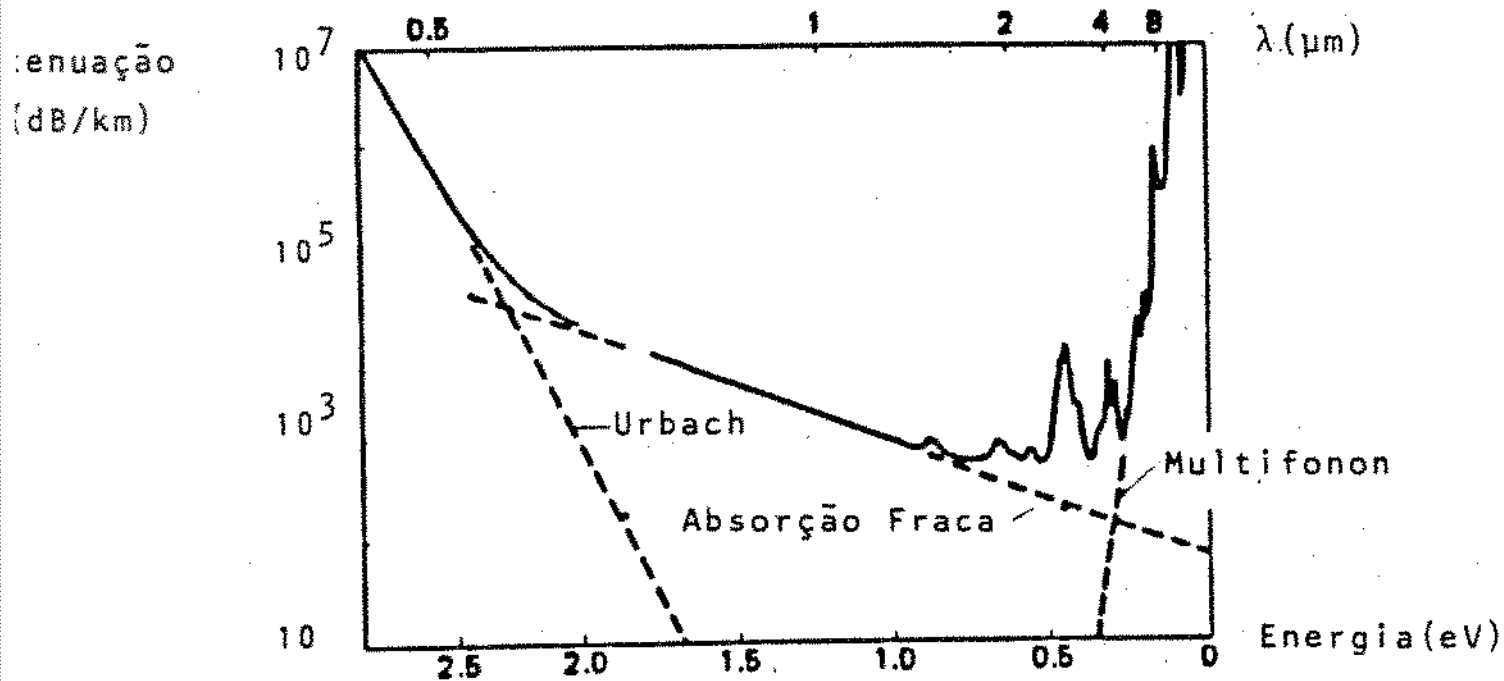


Figura 2.23(c) - Gráfico de perda de transmissão vs energia de fóton para vidros calcogenetos Ge-S (Kanamori, T., 86).

Tabela 2.8 - Perdas características para fibras de vidros calcogenetos.

PERDAS	MATERIAL DA FIBRA						
	As S		As Ge Se			Ge Se	
	40	60	38	5	37	20	60
Cauda de Urbach (dB/km)	-11		-8			-8	
	1.6 x 10 exp (23/λ)		9.3 x 10 exp (25/λ)			1.0 x 10 exp(17/λ)	
Cauda de absorção Multifonon (dB/km)	9		8			8	
	1.8 x 10 exp (-95/λ)		4.7 x 10 exp (-124/λ)			1.1 x 10 exp(-59/λ)	
Cauda de absorção fraca (dB/km)	8.4 exp(4.4/λ)		10 exp(6.7/λ)			88 exp (3.2/λ)	
Perda mínima pro- jetada (dB/km)	23 (4.6 um)		30 (6.3 um)			169(3.8um)	

$\lambda: \mu\text{m}$

2.3. FIBRAS ÓPTICAS

Considera-se que as fibras ópticas surgiram da publicação de dois trabalhos apresentados na revista britânica Nature em 1954, onde Van Heel [34] descreve o uso de um revestimento de baixo índice de refração para isolar fibras umas das outras e Hopkins e Kapany [35] que descrevem um método para produzir um feixe de fibras com a finalidade de transmitir imagens denominado fibroscópio. A possibilidade de usar vidro como guia de onda de luz para transmitir informações surgiu em 1966 quando os

[24]

pesquisadores Kao e Hockhan consideraram que atenuações da ordem de 20 dB/km seriam possíveis com o uso de fibras finas de vidro, de utilidade em telecomunicações. Em 1969, a Nippon Sheet Glass Co. e a Nippon Electric Co. adicionaram suas pesquisas e produziram a fibra SELFOC, a primeira para telecomunicações, com perdas acima de 100 dB/km. A Corning Glass Works fabricou em 1970 uma fibra monomodo com centenas de metros de comprimento e atenuação de 20 dB/km. A Figura 2.24 mostra a diminuição da atenuação em fibras ópticas com o tempo.

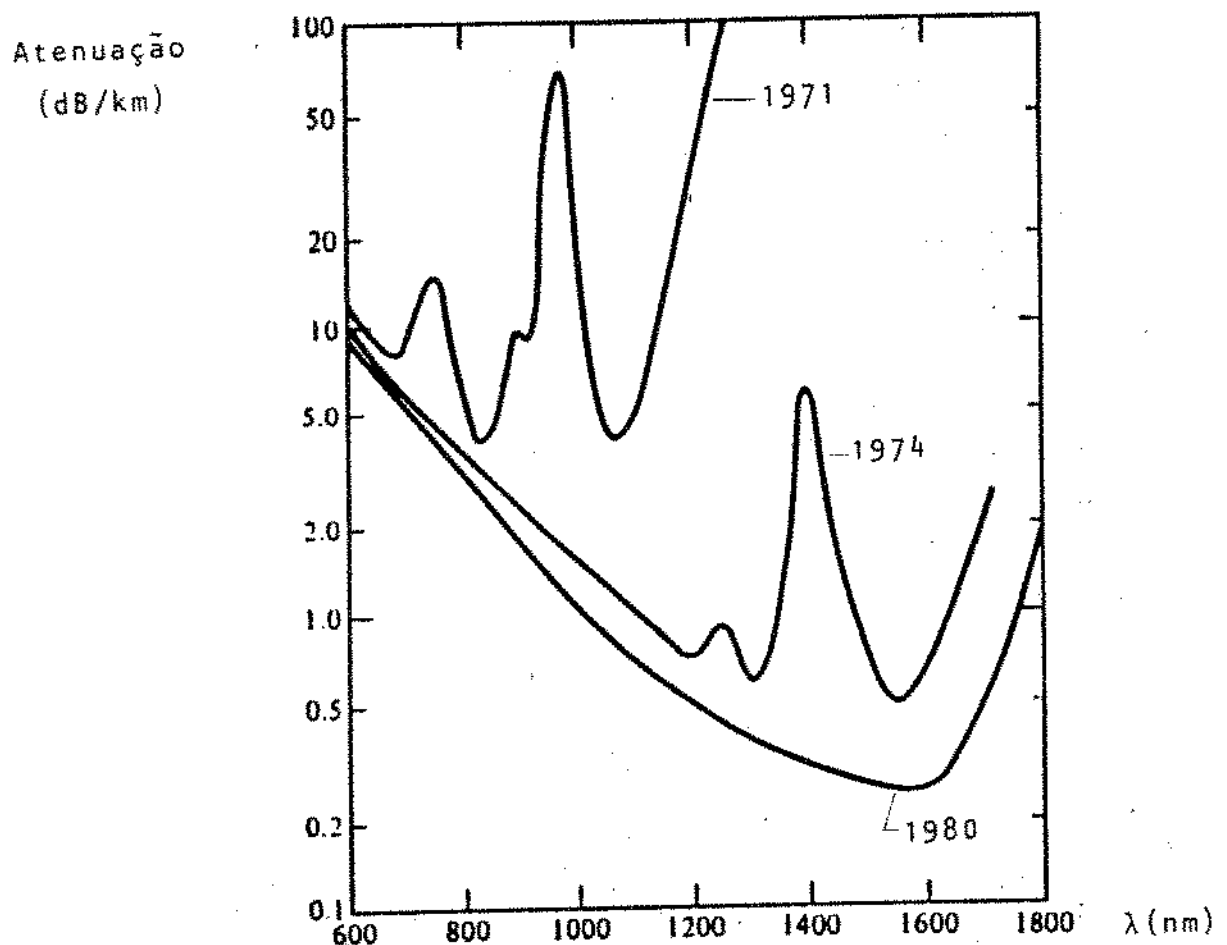


Figura 2.24 - Evolução da atenuação de fibras ópticas multimodo com o comprimento de onda e o tempo (Keiser, G., 85).

No Brasil, a Universidade Estadual de Campinas (Unicamp) e a Telecomunicações Brasileiras S/A (Telebrás) iniciaram pesquisas na área de comunicações ópticas em 1973, objetivando a pesquisa e o desenvolvimento de laser semiconductor para telecomunicações. Em 1975 foram iniciadas as pesquisas com fibras ópticas na Unicamp, com o apoio da Telebrás e em 1978 o Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Telebrás (CPqD) criou um grupo de trabalho para pesquisa e desenvolvimento de fibras ópticas no país.

A principal matéria prima utilizada na fabricação de fibras ópticas são os vidros óxidos, cuja matriz é o quartzo para transmissão no infravermelho de 0,8 a 1,3 μ m, porque tem pequena atenuação óptica e grande resistência mecânica e química. O quartzo se funde a 2000^o C, sendo difícil de se trabalhar com o mesmo a essa temperatura e por esse motivo adicionam-se dopantes de fluor, boro, germânio e fósforo que diminuem a temperatura de trabalho e alteram o índice de refração da sílica, conforme a Figura 2.25.

A fibra óptica é um guia dielétrico de onda que opera em frequências ópticas, tendo forma cilíndrica, com um núcleo de índice de refração n_1 e uma casca externa de índice de refração $n_2 < n_1$, que confina a energia eletromagnética na forma de luz, guiando-a na mesma direção de seu eixo. As propriedades de transmissão das fibras ópticas são determinadas por suas

características estruturais, que determinam a capacidade de informação e transmissão da fibra e também influenciam a resposta do guia de onda às perturbações do meio ambiente.

De acordo com a composição do material do núcleo, o índice de refração do mesmo pode ser constante (fibra de índice degrau) ou variável, em função da distância radial do centro da fibra (fibra de índice gradual), conforme a Figura 2.26.

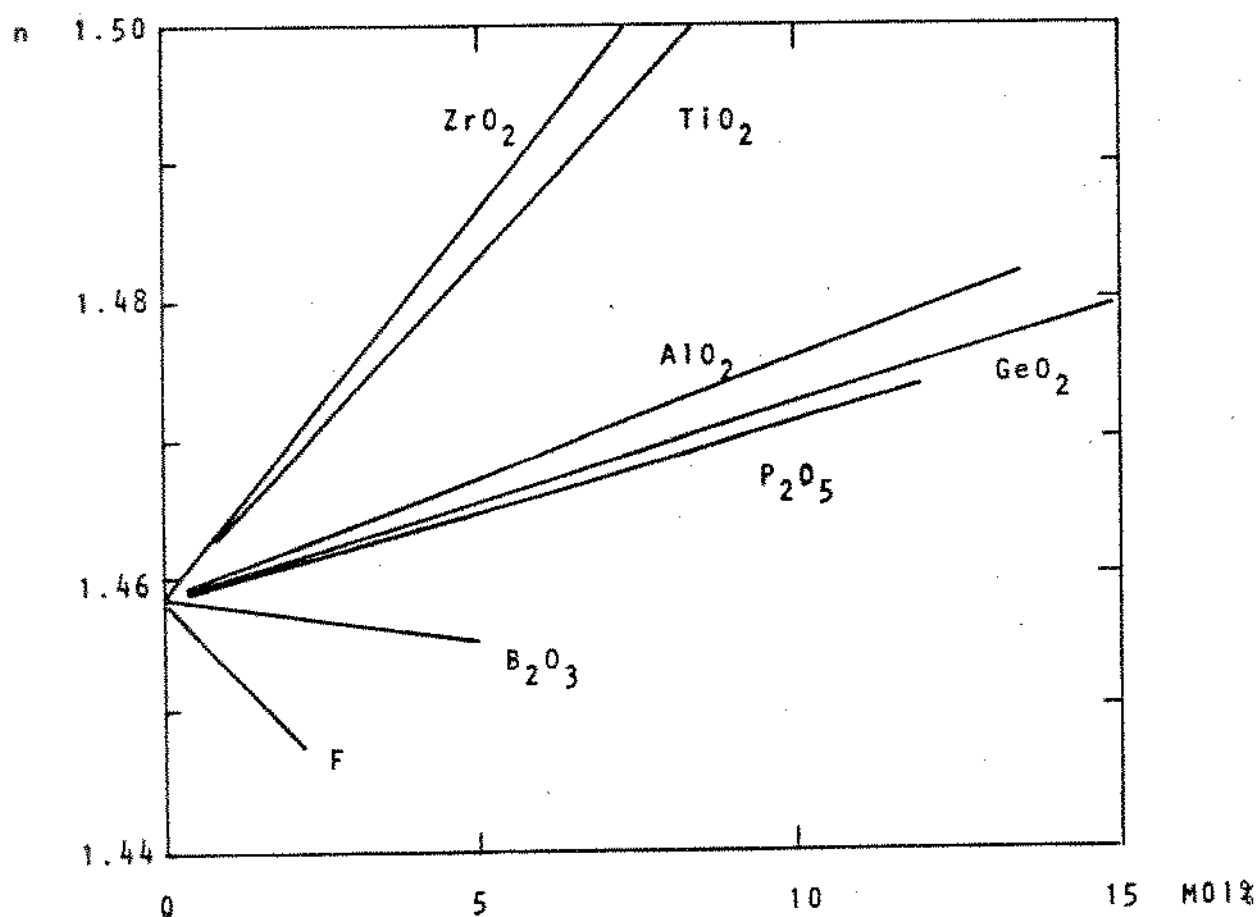


Figura 2.25 - Variação do índice de refração da sílica com a adição de dopantes (Kelser, G., 85).

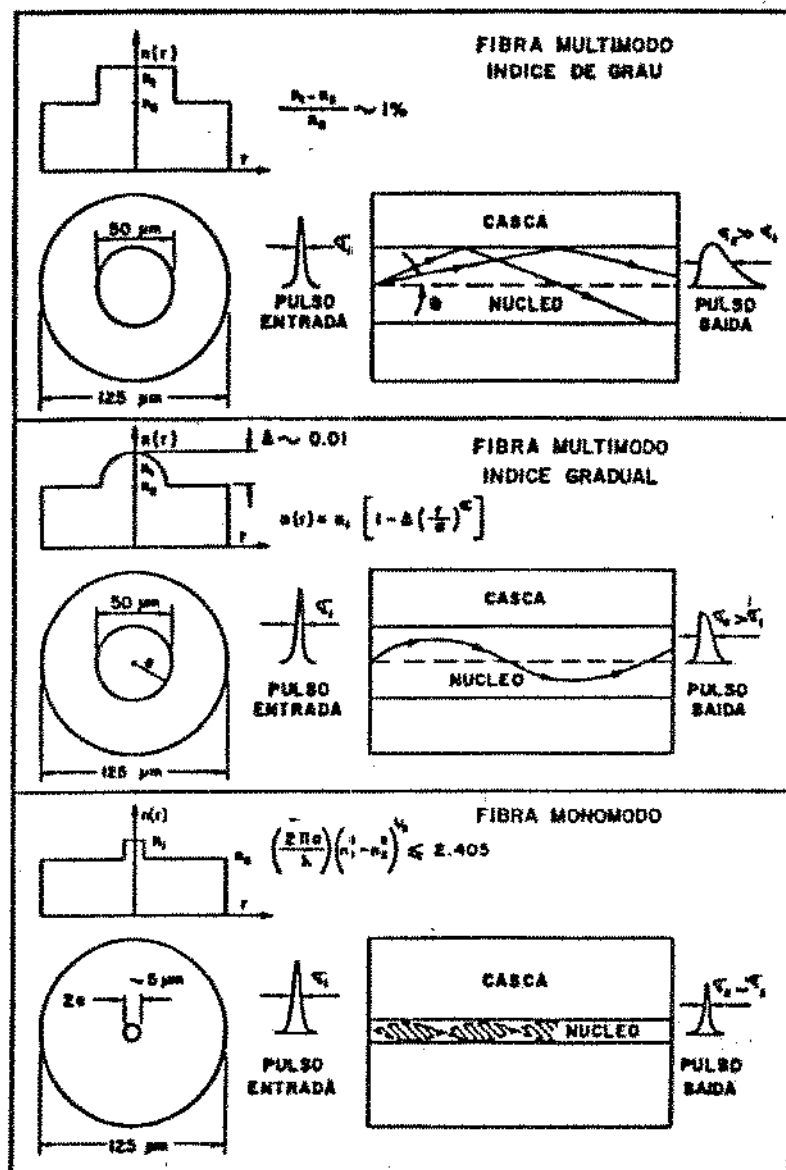


Figura 2.26 - Tipos de fibras ópticas com trajetórias de raios luminosos.

A propagação da luz em um guia de onda pode ser descrita em relação a um conjunto de ondas eletromagnéticas denominadas modos do guia de onda, que são conhecidos como modos aprisionados do guia. Os modos guiados caracterizam o campo eletromagnético que se repete ao longo da fibra em intervalos iguais de comprimento de onda, de forma que apenas um número discreto de modos se propaga pelo guia de onda. Estes modos são as ondas eletromagnéticas, que

satisfazem a equação de onda homogênea na fibra e atendem às condições de contorno nas superfícies da mesma.

Para compreender o mecanismo de propagação da luz na fibra óptica, é necessário resolver as equações de Maxwell sujeitas às condições de contorno cilíndrico da fibra. Considerando um material dielétrico isotrópico, linear, sem cargas elétricas, estas equações têm a forma:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (26)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (27)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (28)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (29)$$

onde $\vec{E}$ é o vetor campo elétrico, $\vec{H}$ é o vetor campo magnético, $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ é o vetor deslocamento elétrico, $\vec{B} = \mu \vec{H}$ é o vetor indução magnética, ϵ é a permissividade e μ a permeabilidade do meio.

As equações de onda para o campo eletromagnético no dielétrico podem ser derivadas das equações de Maxwell, considerando-se o rotacional da equação (26) e usando-se a equação (27):

$$\nabla \times (\nabla \times \bar{E}) = - \frac{\partial}{\partial t} (\mu \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}) = -\mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \quad (30)$$

Observando que $\nabla \times (\nabla \times \bar{E}) = \nabla(\nabla \cdot \bar{E}) - \nabla^2 \bar{E}$ e de acordo com a equação (28), a equação (30) fica

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \quad (31)$$

Da mesma forma, considerando-se o rotacional da equação (27) demonstra-se que:

$$\nabla^2 \bar{B} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} \quad (32)$$

As equações (31) e (32) são equações de onda padrão.

Considerem-se ondas eletromagnéticas propagando-se ao longo de uma fibra óptica conforme a Figura 2.27, na qual um sistema de coordenadas cilíndricas r, ϕ, z é estabelecido com o eixo z ao longo do eixo da fibra:

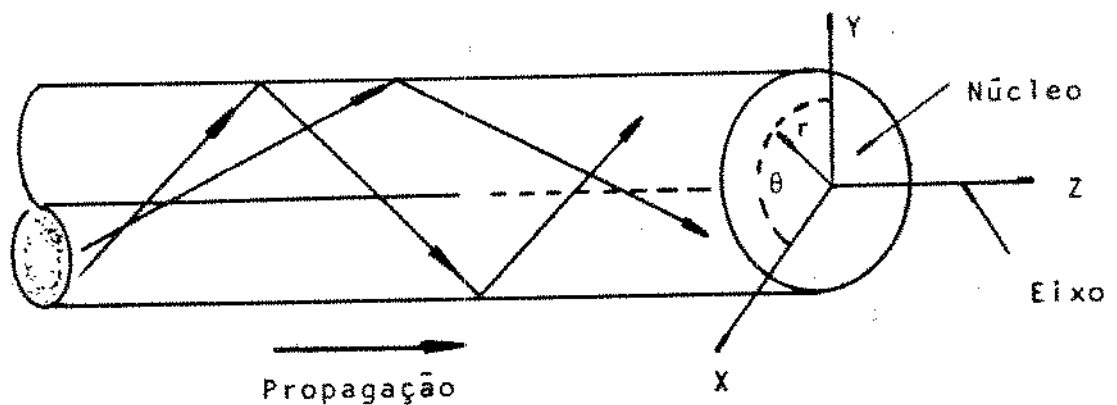


Fig. 2.27 - Sistema de coordenadas cilíndricas usado para analisar a propagação de onda em uma fibra óptica.

Uma vez que as ondas eletromagnéticas se propagam na direção do eixo z , os campos elétrico e magnético são dados por equações do tipo:

$$\bar{E} = \bar{E}_0(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (33)$$

$$\bar{H} = \bar{H}_0(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (34)$$

onde ω é a frequência e β é a componente do vetor propagação na direção z . Levando as equações (33) e (34) na equação (26) de Maxwell obtém-se:

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial E_z}{\partial \phi} + j r \beta E_\phi \right) = - j \omega \mu H_r \quad (35)$$

$$j \beta E_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} = j \omega \mu H_\phi \quad (36)$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r E_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right] = - j \omega \mu H_z \quad (37)$$

De forma semelhante, da equação (27) de Maxwell se obtém:

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial H_z}{\partial \phi} + j r \beta H_\phi \right) = j \epsilon \omega E_r \quad (38)$$

$$j \beta H_r + \frac{\partial H_z}{\partial r} = - j \epsilon \omega E_\phi \quad (39)$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right] = j \epsilon \omega E_z \quad (40)$$

Estas equações podem ser escritas de forma a explicitar componentes dos campos elétrico e magnético, quando são conhecidas pelo menos duas componentes. Por exemplo se E_z e H_z são determinadas, então as outras componentes perpendiculares são dadas por:

$$E_r = \frac{j}{q^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu w}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (41)$$

$$E_\phi = \frac{j}{q^2} \left(-\frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu w \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (42)$$

$$H_r = \frac{-j}{q^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\epsilon w}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (43)$$

$$H_\phi = \frac{-j}{q^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \epsilon w \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (44)$$

onde $q^2 = w^2 \epsilon \mu - \beta^2 = k^2 - \beta^2$. Levando as equações (43) e (44) na equação (40), obtém-se a equação de onda em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \quad (45)$$

e substituindo as equações (41) e (42) na equação (37) obtém-se:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \quad (46)$$

As condições de contorno requerem o acoplamento das componentes E_z e H_z do campo eletromagnético, mas quando isto não é possível, soluções modais podem ser obtidas nas quais $E_z = 0$ ou $H_z = 0$. Quando $E_z = 0$ os modos são elétrico transversos (TE ("Transverse Electric")) e quando $H_z = 0$ ocorrem os modos magnético transversos (TM ("Transverse Magnetic")). Modos híbridos podem surgir quando E_z ou H_z não são nulos e são designados modos HE ou EH, dependendo se H_z ou E_z respectivamente, traz a maior contribuição para o campo transversal.

As equações (45) e (46) podem ser usadas para encontrar os modos guiados em uma fibra de índice degrau e um procedimento para resolver a equação (45) é usar o método de separação de variáveis, que apresenta uma solução da forma:

$$E_z = A F_1(r) F_2(\phi) F_3(z) F_4(t) \quad (47)$$

onde os fatores dependentes do tempo são dados por:

$$F_3(z) F_4(t) = e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (48)$$

porque a onda é sinusoidal no tempo e se propaga na direção do eixo z . Em virtude da simetria circular do guia de onda, cada componente do campo não deve se alterar quando a coordenada ϕ aumenta de 2π e assumindo uma função periódica do tipo:

$$F_2(\phi) = e^{jv\phi} \quad (49)$$

onde a constante v é um inteiro positivo ou negativo. Assumindo-se que podem ser obtidas soluções independentes para E_z em função de ϕ e r vem:

$$E_z = A F_1(r) F_2(\phi) = A F_1(r) e^{jv\phi} \quad (50)$$

Calculando as derivadas parciais de E_z com relação a r e a ϕ tem-se:

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = A e^{jv\phi} \frac{\partial F_1(r)}{\partial r} \quad (51)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} = A e^{jv\phi} \frac{\partial^2 F_1(r)}{\partial r^2} \quad (52)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} = -v^2 A e^{jv\phi} F_1(r) \quad (53)$$

Levando as equações (51), (52), (53) na equação (50) e multiplicando o resultado por $1/A e^{jv\phi}$ resulta:

$$\frac{\partial^2 F_1(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_1(r)}{\partial r} + (q^2 - \frac{v^2}{r^2}) F_1(r) = 0 \quad (54)$$

que é uma equação diferencial para funções de Bessel. Uma equação

semelhante pode ser estabelecida para H_z .

A equação (54) deve ser resolvida para a região interior e exterior do núcleo da fibra. Para a região interior, as soluções para os modos guiados devem ser finitas quando $r \rightarrow 0$ e na região exterior as soluções decaem para zero quando $r \rightarrow \infty$. Então, para $r < a$ (a é o raio do núcleo da fibra), as soluções são funções de Bessel do primeiro tipo, de ordem u , designadas por $J_u(\mu r)$, onde $\mu^2 = K_1^2 - \beta^2$ e $K_1^2 = 2\pi n_1 / \lambda$ é a constante de propagação de onda. As expressões de E_z e H_z para o interior do núcleo são:

$$E_z(r < a) = AJ_u(\mu r) e^{j u \phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (55)$$

$$H_z(r < a) = BJ_u(\mu r) e^{j u \phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (56)$$

onde A, B são constantes. As soluções da equação (54) para $r > a$ são dadas pelas funções modificadas de Bessel de segundo tipo $K_u(wr)$ com $w^2 = \beta^2 - K_2^2$ e com $K_2^2 = 2\pi n_2 / \lambda$. As expressões para E_z e H_z para o exterior do núcleo são:

$$E_z(r > a) = CK_u(wr) e^{j u \phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (57)$$

$$H_z(r > a) = DK_u(wr) e^{j u \phi} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (58)$$

onde C e D são constantes.

Considerando-se um corte longitudinal em uma fibra óptica, verifica-se que os campos elétricos dos modos guiados não estão completamente confinados no núcleo da fibra, mas estendem-se até a casca da mesma. Os campos variam harmonicamente na região de guiamento e diminuem exponencialmente fora desta região, segundo a Figura 2.28.

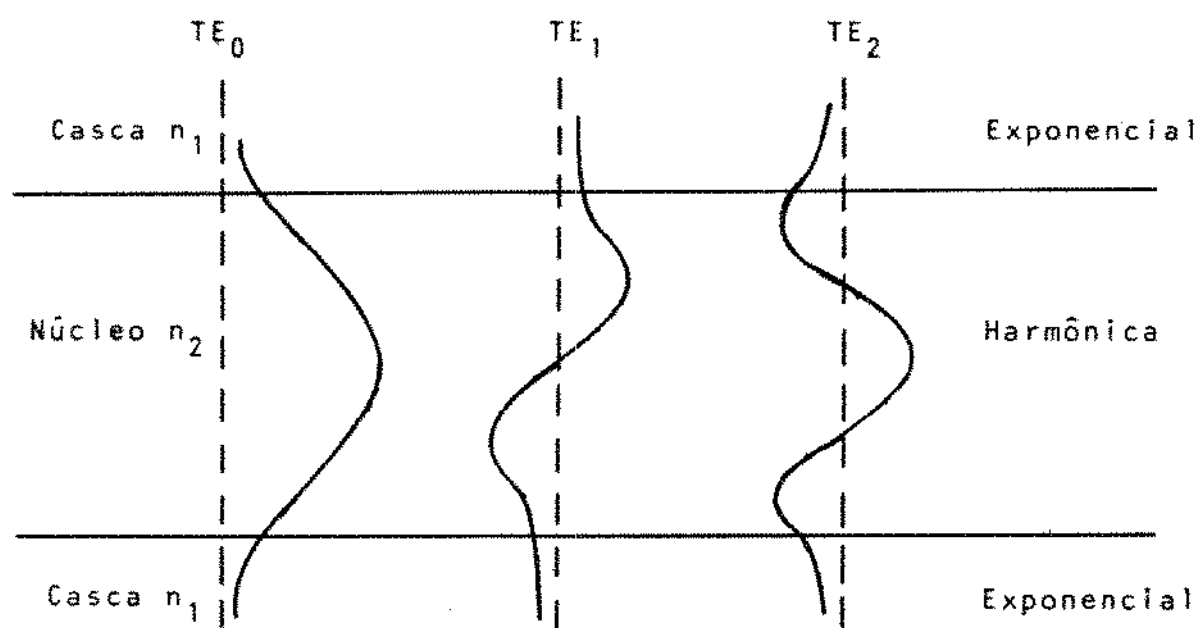


Figura 2.28 - Distribuição de campos elétricos para modos guiados de baixa ordem em uma fibra óptica.

Para modos de baixa ordem (a ordem de um modo é o número de máximos do campo através da fibra), os campos estão bem concentrados no núcleo, mas para modos de alta ordem, os campos distribuem-se próximos dos limites do núcleo e penetram na região da casca.

A fibra óptica além de conter um número finito de modos guiados também suporta um conjunto infinito de modos de radiação contínua, que não são aprisionados no núcleo e guiados pelo mesmo. Este campo de radiação é refratado para fora do núcleo e aprisionado na casca da fibra, gerando modos de casca. Conforme os modos do núcleo e da casca se propagam ao longo da fibra, pode ocorrer acoplamento entre esses modos, resultando em perda de potência para os modos do núcleo.

Além dos modos guiados e refratados a fibra óptica contém um terceiro tipo de modos, denominados modos fracos, que estão apenas parcialmente confinados na região do núcleo e que são atenuados por radiação contínua de potência fora do núcleo conforme se propagam pela fibra. A radiação de potência fora do guia de onda resulta de um fenômeno da mecânica quântica denominado efeito túnel.

Um modo permanece guiado enquanto o fator β , que é a componente na direção z da constante de propagação de onda $k = 2\pi/\lambda$, satisfaça a condição:

$$n_2 k < \beta < n_1 k \quad (59)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração do núcleo e da casca respectivamente. A fronteira entre modos guiados e modos fracos é definida pela condição de corte $\beta = n_2 k$. Conforme β fica menor

do que $n_2 k$, potência sai do núcleo e vai para a região da casca. Um parâmetro importante associado com a condição de corte é a frequência normalizada (ou número V) dada por:

$$V^2 = (n_1^2 - n_2^2) a^2 = \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (60)$$

que é um número adimensional que determina quantos modos uma fibra pode conter. O número de modos que pode existir em um guia de onda em função de V, pode ser dado por uma constante de propagação normalizada b dada por:

$$b = \frac{a^2 - w^2}{V^2} = \frac{(\beta/k)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (61)$$

A Figura 2.29 mostra modos de propagação em uma fibra óptica índice degrau em função do número V.

O parâmetro V também pode ser relacionado com o número de modos M que entra em uma fibra. Um raio incidente em uma seção transversal de uma fibra penetrará no núcleo da mesma se incidir sob um ângulo $\theta \leq \theta_c$ dado por:

$$AN = \sin \theta_c = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (62)$$

onde AN é a abertura numérica. Para aberturas numéricas pequenas, $\sin \theta \approx \theta$ e o ângulo sólido para a fibra é dado por:

$$\Omega = \pi \theta^2 = \pi (n_1^2 - n_2^2) \quad (63)$$

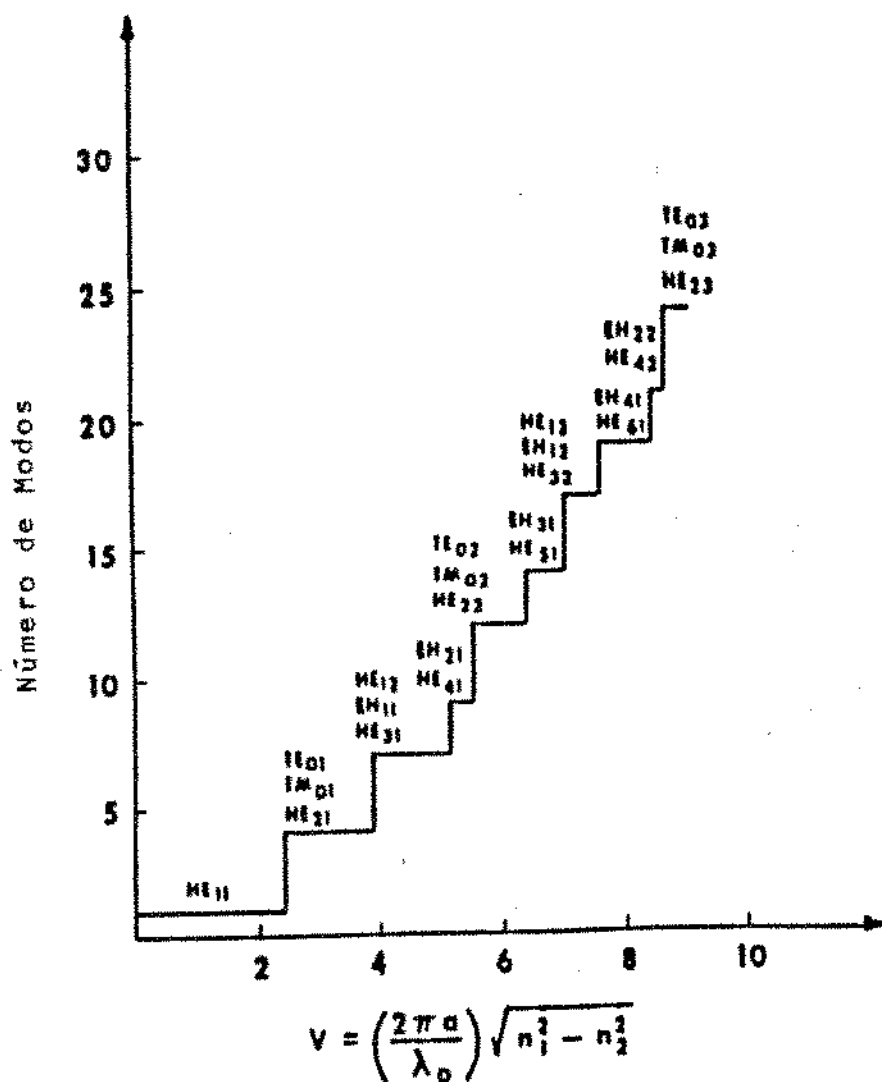


Fig. 2.29 - Gráfico do número de modos de propagação em função do parâmetro V da fibra (Cherlin, A.H., 87).

Para radiação eletromagnética de comprimento de onda λ , o número de modos por unidade de ângulo sólido é $2A/\lambda^2$ onde A é a área através da qual passam os modos. No caso da fibra óptica, A é a área do núcleo dada por πa^2 e o fator 2 aparece em virtude

da polarização da onda plana. O número total de modos M que entra na fibra é:

$$M = \frac{2A}{\lambda^2} \quad \Omega = \frac{2\pi^2 a^2}{\lambda^2} (n_1^2 - n_2^2) = \frac{V^2}{2} \quad (64)$$

A Figura 2.30 mostra a abertura numérica para uma fibra óptica, com os modos guiados e radiados.

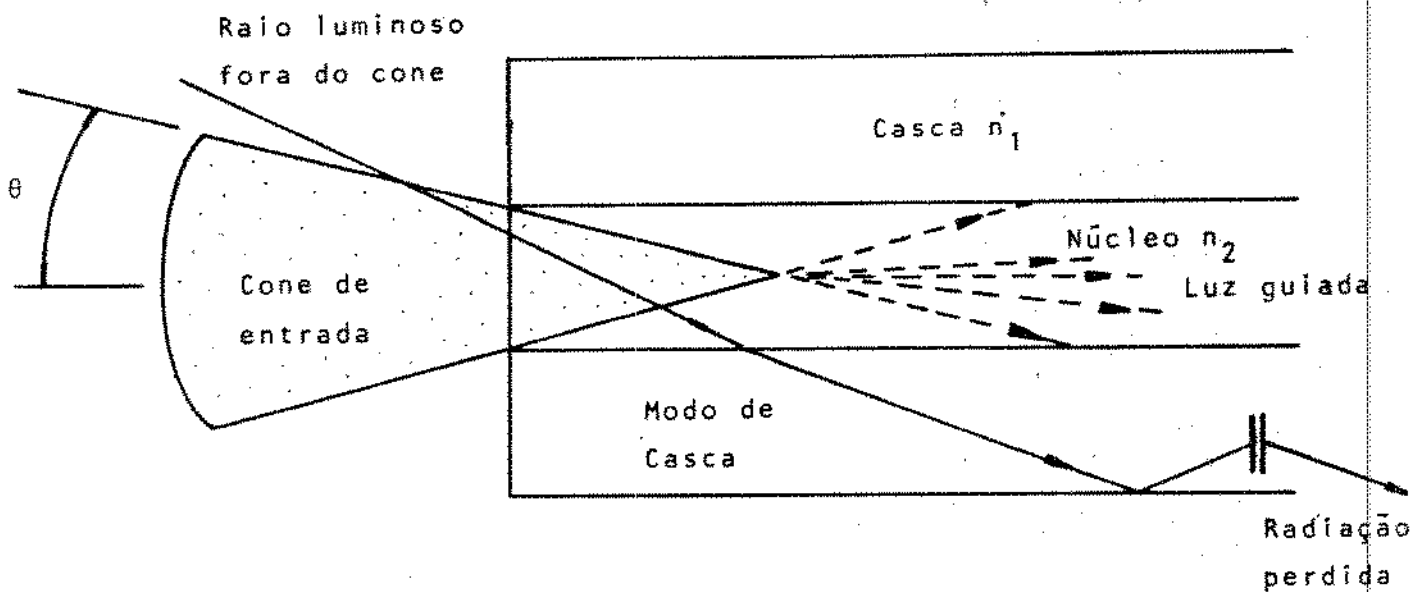


Figura 2.30 - Cone de aceitação de uma fibra óptica.

O campo eletromagnético para um dado modo varia de uma forma harmônica no núcleo para um decaimento exponencial na casca.

Então a energia eletromagnética de um modo guiado é transportada parcialmente pelo núcleo e pela casca. A potência que flui pelo núcleo e pela casca pode ser obtida pela integração do vetor de Poynting na direção axial:

$$S_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (\bar{E} \times \bar{H}^*) \cdot e_z \quad (65)$$

sobre a secção transversal da fibra. Assim a potência no núcleo e na casca da fibra são dadas por:

$$P_N = \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^{2\pi} r (E_x H_y^* - E_y H_x^*) d\phi dr \quad (66)$$

$$P_C = \frac{1}{2} \int_a^\infty \int_0^{2\pi} r (E_x H_y^* - E_y H_x^*) d\phi dr \quad (67)$$

onde H^* é o complexo conjugado. Gloge [36] mostrou que as potências relativas do núcleo e da casca para um modo ν são dadas por:

$$\frac{P_N}{P} = \left(1 - \frac{\mu^2}{V^2}\right) \left[1 - \frac{J_{\nu}^2(\mu a)}{J_{\nu+1}(\mu a) J_{\nu-1}(\mu a)}\right] \quad (68)$$

e ainda:

$$\frac{P_C}{P} = 1 - \frac{P_N}{P}$$

onde P é a potência total no modo u .

Na fabricação de uma fibra óptica é importante conhecer a dispersão do meio transmissor, além das propriedades já apresentadas. A velocidade com a qual a energia em um pulso viaja pelo guia de onda é a velocidade de grupo que é dada por:

$$v_g = c \left(\frac{d\beta}{dk} \right)^{-1} \quad (69)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo. Conforme o pulso se propaga pela fibra, cada componente espectral pode viajar independentemente e gerar um atraso de tempo. Para cada modo, na direção de propagação da fibra de comprimento L :

$$t_g = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk} = - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (70)$$

Como resultado desse atraso, o pulso se alarga com o tempo conforme é transmitido pela fibra. Para componentes espectrais que têm uma variação $\Delta\lambda$ em torno de um valor central λ_0 , o atraso total em uma distância L é:

$$\tau_g = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (71)$$

Se a largura espectral de uma fonte óptica é caracterizada pelo valor σ_λ (RMS), então o alargamento de pulso é dado:

$$\tau_g = \frac{dt_g}{d\lambda} \quad \sigma_\lambda = - \frac{L\sigma_\lambda}{2\pi c} \left(2\lambda \frac{d\beta}{d\lambda} + \lambda^2 \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \right) \quad (72)$$

A dispersão na fibra óptica ocorre de várias formas, sendo material, guia de onda e intermodal. A dispersão material ocorre porque o índice de refração varia segundo uma função não linear do comprimento de onda. Assim, porque a velocidade de grupo V_g de um modo é função do índice de refração, os componentes do modo viajarão com velocidades diferentes que dependem do comprimento de onda.

Para determinar a dispersão material, considera-se uma onda plana que se propaga em um meio dielétrico infinito com índice de refração $n(\lambda)$ igual ao do núcleo da fibra. A constante $\beta = 2\pi n(\lambda)/\lambda$ pode ser levada à equação (70) para dar o atraso de grupo devido à dispersão material:

$$t_{\max} = \frac{L}{c} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (73)$$

De acordo com a equação (72), o alargamento de pulso para uma fonte de largura espectral σ_λ é dada pela equação:

$$\tau_{\max} = \frac{dt_{\max}}{d\lambda} \sigma_\lambda = - \frac{L}{c} \lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2} \sigma_\lambda \quad (74)$$

As Figuras 2.31 (a) e (b) mostram a variação do índice de refração e da dispersão material com o comprimento de onda.

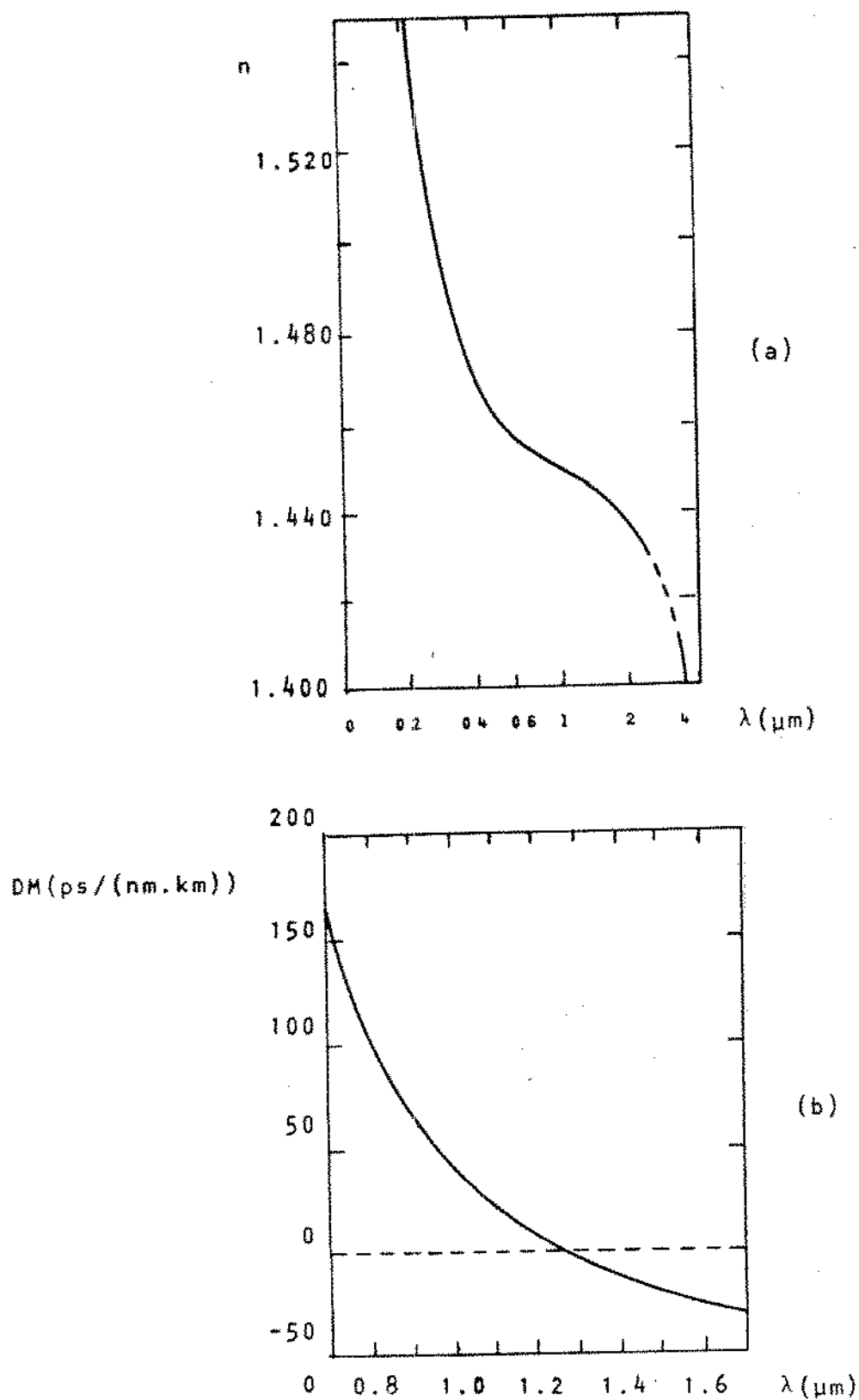


Fig. 2.31 - (a) Variação do índice de refração e (b) variação da dispersão material para a sílica vítrea (Mallitson, I.H., 88)

O alargamento de pulso devido à dispersão do guia de onda pode ser calculado assumindo que o índice de refração do material não depende do comprimento de onda e usando uma constante de propagação normalizada b para calcular o atraso de grupo:

$$b = 1 - \left(\frac{ua}{v} \right)^2 = \frac{\beta^2/k^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (75)$$

Para pequenos valores da diferença de índice de refração da casca e do núcleo $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$, a equação (75) fica:

$$b = \frac{\beta/k - n_2}{n_1 - n_2} \quad (76)$$

e o valor de β calculado desta equação é:

$$\beta = n_2 k (b\Delta + 1) \quad (77)$$

Então o atraso de grupo devido à dispersão do guia de onda é dado por:

$$t = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk} = \frac{L}{c} \left[n_1^2 + n_2^2 \Delta \frac{d(kb)}{dk} \right] \quad (78)$$

O atraso de grupo pode ser dado em função da frequência normalizada V , usando a aproximação:

$$V = ka (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \approx ka n_2 \sqrt{2\Delta} \quad (79)$$

De forma que o atraso de grupo será:

$$t = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_2 \Delta \frac{d(vb)}{dv} \right] \quad (80)$$

A dispersão intermodal resulta de diferenças no atraso de grupo para cada modo guiado na fibra a uma determinada frequência. O alargamento de pulso devido à dispersão intermodal é dado pela diferença entre o tempo que o raio de maior ordem modal e o de menor ordem modal levam para percorrer um comprimento L de fibra, segundo a Figura 2.32.

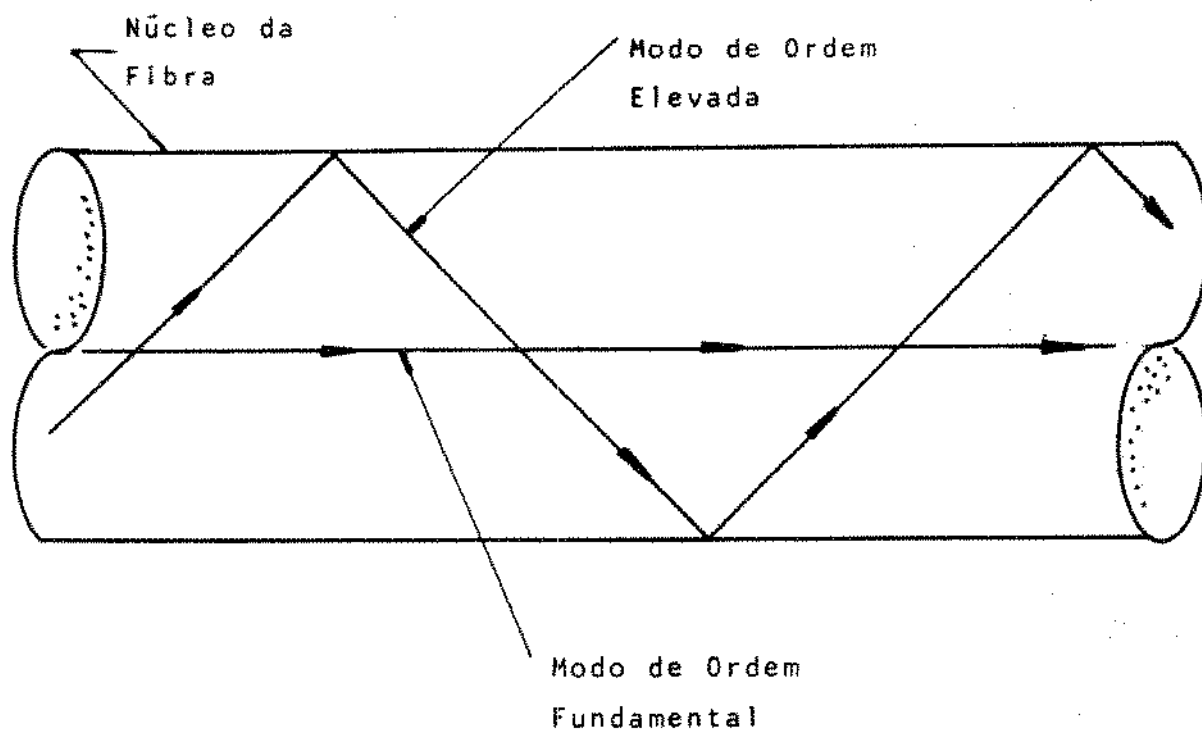


Figura 2.32 - Modos de propagação de ordem alta e fundamental para uma fibra óptica de índice degrau.

Então o alargamento de pulso é dado por:

$$\begin{aligned}\tau_m &= \frac{n_1 L}{c} \left(\frac{n_1}{n_2} \right) - \frac{n_1 L}{c} = \\ &= \frac{n_1 L}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2} \right) = \frac{n_1 L}{c} \Delta\end{aligned}\quad (81)$$

2.3.1. MÉTODOS DE FABRICAÇÃO DE FIBRAS ÓPTICAS

No processo de fabricação da fibra óptica ocorrem duas etapas sendo a primeira a confecção da preforma e a segunda o puxamento da fibra. Para fabricar a preforma há vários métodos, entre os quais o "Modified Chemical Vapour Deposition (MCVD)", inicialmente descrito por MacChesney et al [37] da AT&T Bell Laboratories/EUA, que veio a ser o processo mais utilizado na fabricação de fibras ópticas de alta qualidade para sistemas de telecomunicações. Nos últimos 10 anos, muitos trabalhos têm sido desenvolvidos em MCVD com o objetivo de compreender os fenômenos físico-químicos do processo, estabelecer parâmetros para controlar a geometria, a qualidade óptica e mecânica e melhorar os custos de fabricação.

Antes da confecção da preforma procede-se a um controle de qualidade do tubo de sílica vítrea usado como substrato para a preforma, caracterizando-se defeitos, diâmetros, espessuras de parede, área de secção transversal e "siding" (deslocamento relativo dos centros das áreas transversais de cada superfície

cilíndrica do tubo). Os tubos selecionados pelo processo de controle de qualidade têm uma das extremidades soldada a outro tubo de sílica de diâmetro maior, usado para facilitar a exaustão de gases que participam do processo de oxidação de cloretos, durante a fabricação da preforma. O tubo de sílica vítrea, após a operação de soldagem, é lavado cuidadosamente, enxugado e colocado entre mandris giratórios e síncronos de um torno mecânico para vidro. A entrada do tubo é ligada ao sistema de distribuição de cloretos por meio de uma junta rotatória que não pode apresentar fugas de gases durante todo o processo e a saída é ligada ao sistema de exaustão e lavagem de gases.

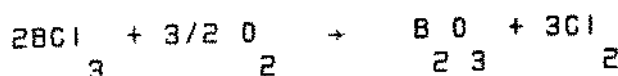
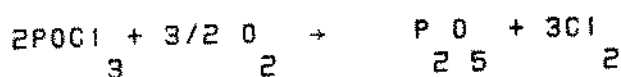
Após a montagem, o tubo é polido por meio de um maçarico com chama de hidrogênio-oxigênio à temperatura de 1800 °C para polir a superfície e eliminar bolhas. Esta etapa é importante no processamento da preforma porque pode contribuir para melhorar as qualidades ópticas e mecânicas da fibra óptica. Depois da fase de polimento térmico, são introduzidos dopantes em quantidades controladas durante a deposição de camada de barreira, do núcleo e do colapsamento, por meio de um fluxo de gás arrastador como oxigênio. Em geral os dopantes são do tipo SiCl_4 , GeCl_4 , POCl_3 , PCl_3 , BCl_3 , SF_6 , CF_4 , SiF_4 , CCl_4 , BBr_3 , que se caracterizam por terem pressões de vapor várias ordens de grandeza maior que o de impurezas de metais de transição presentes nos mesmos. Assim, a introdução de reagentes químicos na fase de vapor é uma etapa de

purificação que permite o uso de reagentes mais baratos na produção de fibras ópticas, com baixo nível de impurezas de metal de transição, de ordem de partes por bilhão (ppb).

A Figura 2.33 mostra um esquema do processo MCVD onde são utilizados os cloretos SiCl_4 , GeCl_4 , POCl_3 e BCl_3 e o gás carregador O_2 , de forma que os cloretos são oxidados à alta temperatura para formar óxidos de silício e de dopantes, segundo as reações abaixo:



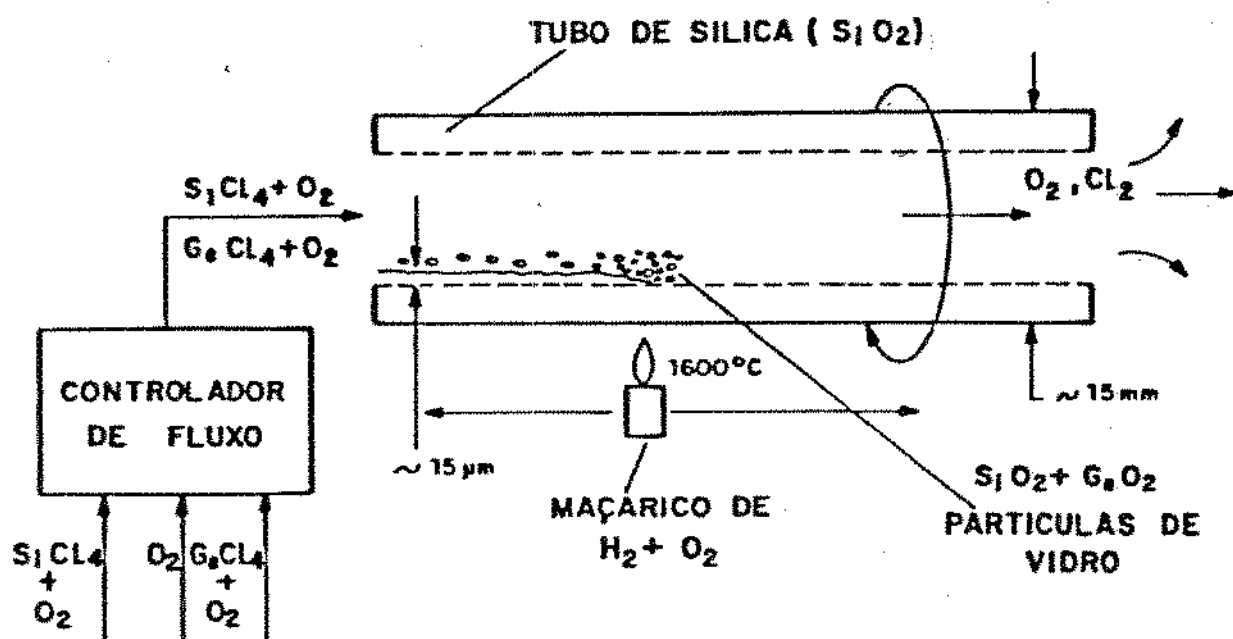
(82)



Os dopantes empregados têm funções diferentes na composição do vidro da preforma: GeO_2 e P_2O_5 aumentam o índice de refração e B_2O_3 diminuem. Os dopantes também influem na temperatura de trabalho e na viscosidade do vidro depositado sob forma de partículas vítreas, na superfície interna do tubo substrato.

Além dos metais de transição, a presença de água na preforma deve ser muito bem controlada. Isto é feito com o uso de

uma camada de barreira de SiO_2 depositada na parede interna do tubo de sílica para evitar a difusão de água da casca para o núcleo da preforma e também é controlada com a qualidade dos dopantes, do oxigênio e do freon utilizados na fabricação da preforma. A vibração fundamental do íon hidroxila (OH^-) ocorre em um comprimento de onda 2,73 μm e com sobretons em 0,95 μm , 1,25 μm e 1,39 μm . É importante reduzir os picos de água a um valor da ordem de poucos décimos de ppb, a fim de que a fibra óptica tenha baixa atenuação. A Figura 2.34 mostra perdas por atenuação para íons de metais de transição e hidroxila em sílica vítrea.



DEPOSIÇÃO POR OXIDAÇÃO DE VAPOR

Fig. 2.33 - Processo de oxidação interna de vapor (MCVD) onde se observa o controlador de fluxo e a chama para confecção da preforma.

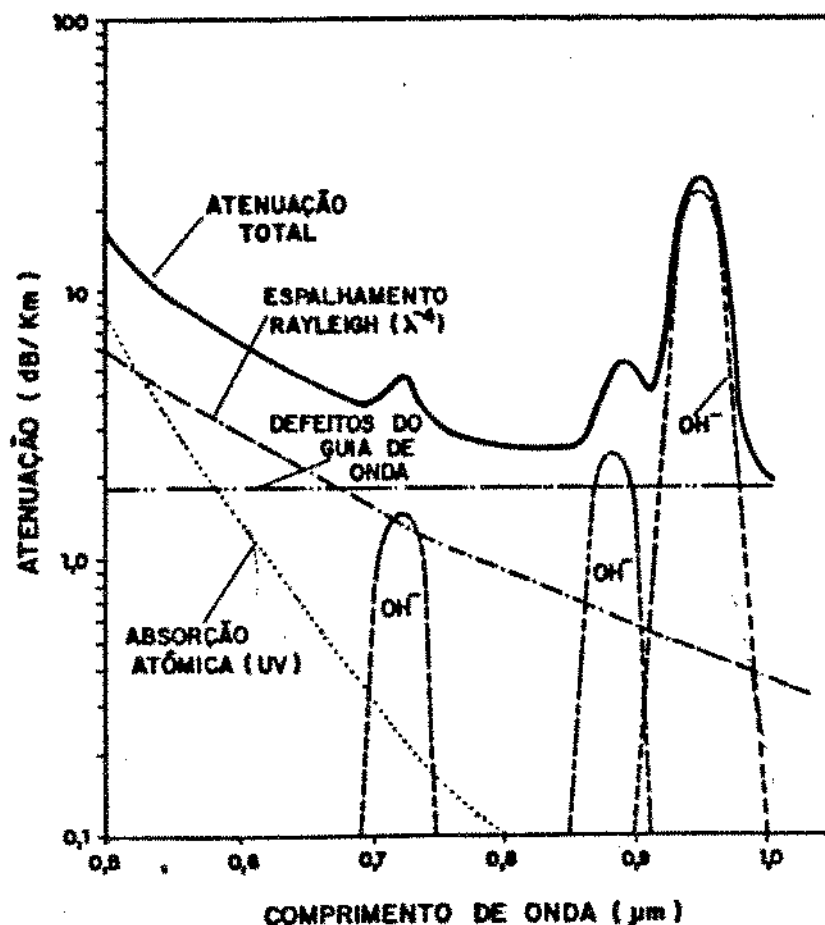


Fig. 2.34 - Gráfico de perdas por absorção x comprimento de onda para impurezas de metais de transição e íon OH.

Na zona da chama ocorrem reações homogêneas (fase gasosa) e heterogêneas (fase gasosa e vítrea) e da reação de oxidação homogênea se produz um material vítreo particulado denominado "soot" que se deposita na parede interna do tubo, à frente da chama como uma camada fina e porosa, com o excesso de material saindo pelo sistema de exaustão. A chama se move para a extremidade de exaustão do tubo e ao passar pelo "soot" sinteriza-o em uma película fina de vidro de espessura aproximada de 10 μm . Quando a chama atinge a extremidade de exaustão, ela retorna para a extremidade de entrada e o processo se repete. A eficiência de

deposição de "soot" na parede interna do tubo pode ser explicada considerando-se um modelo termoforético onde a eficiência depende da temperatura do tubo e da reação, de acordo com a relação de Walker [38]:

$$E \equiv 0,8(1 - T_{\min} / T_r) \quad (83)$$

onde E é a eficiência de deposição, $T_{\min}$ é a temperatura na qual a parede do tubo e o gás estão em equilíbrio e T_r é a da reação.

A Figura 2.35 mostra a deposição de "soot" em um tubo de sílica que utiliza como aquecedor um maçarico múltiplo de H_2 .

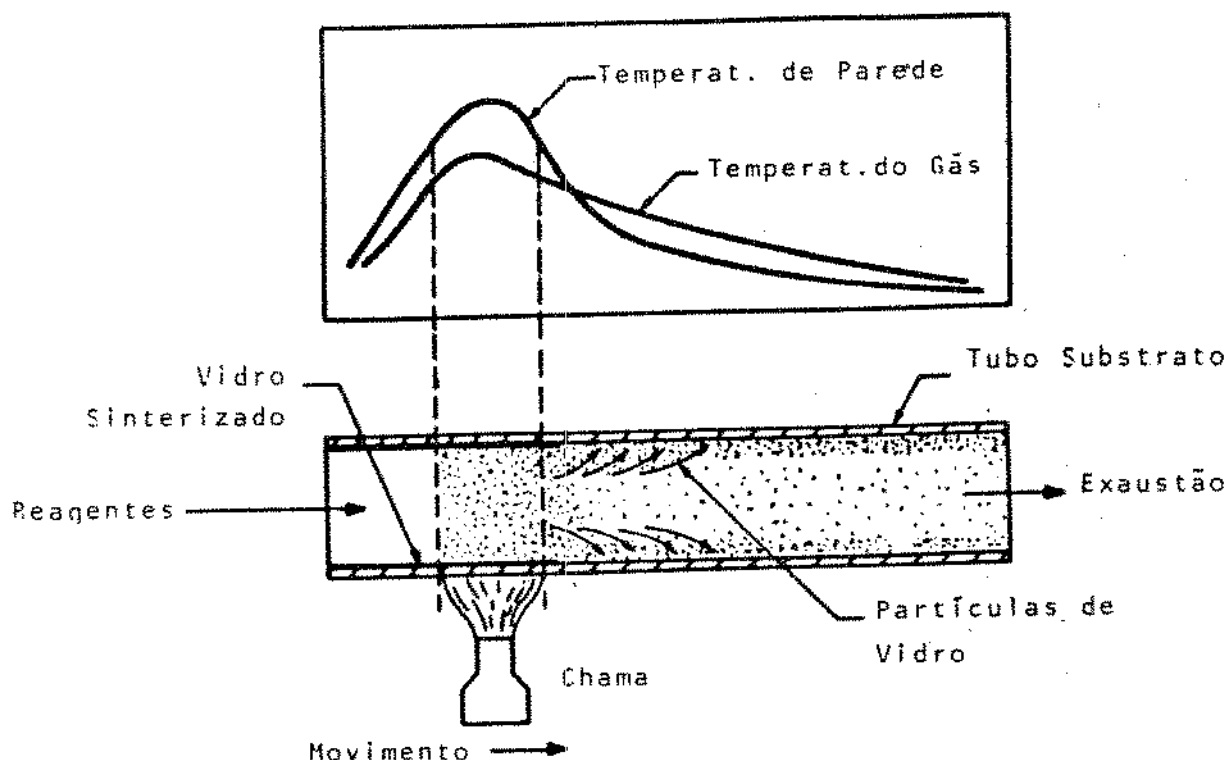


Figura 2.35 - Modelo termoforético de deposição de "soot" no tubo de sílica vítrea (Walker, K.L. et al, 38).

Após a deposição da camada de barreira, que é constituída de sílica não dopada, as camadas seguintes são formadas de sílica dopada com substâncias que aumentam (GeO_2 , P_2O_5) e diminuem (F) o índice de refração do vidro a fim de que o núcleo consista de camadas com índice de refração maior que a casca. A Figura 2.36 mostra um esquema de deposição e o perfil de índice de refração para uma preforma índice degrau. Fibras ópticas puxadas deste tipo de preforma apresentam dispersão intermodal que pode ser reduzida graduando-se a distribuição do índice de refração no núcleo de acordo com a equação abaixo:

$$n^2(r) = n_0^2 [1 - \Delta(r/a)^\alpha] \quad (84)$$

onde n é o índice de refração à distância r do centro do núcleo, n_0 é o índice em $r = 0$, Δ é a diferença de índice de refração normalizado e a é o raio do núcleo da fibra.

Este procedimento auxilia a igualar a velocidade de grupo dos modos de propagação e o valor de $\alpha(\lambda)$ que minimiza a dispersão intermodal depende da diferença de índice de refração $\Delta(\lambda)$ para uma dada composição do vidro da preforma.

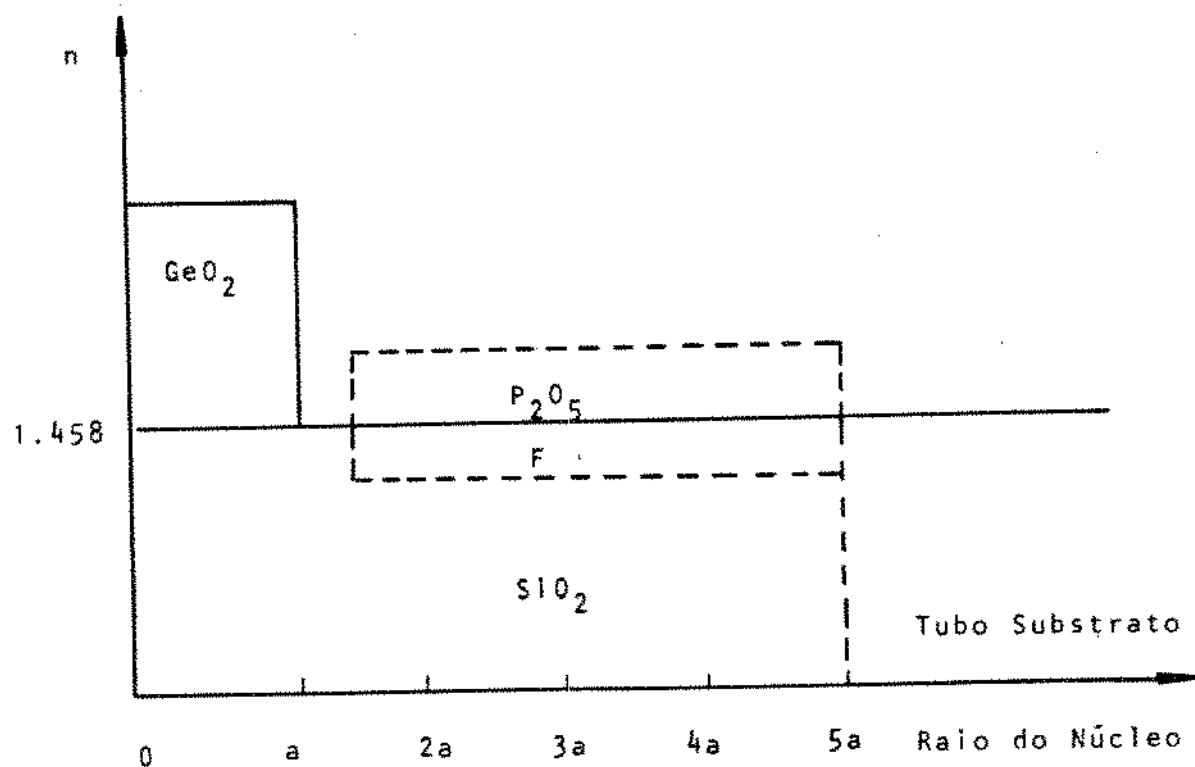


Figura 2.36 - Esquema da variação do índice de refração e deposição de camadas com a distância radial para uma preforma índice degrau.

A deposição de GeO_2 na preforma aumenta o índice de refração do sistema $\text{GeO}_2 - \text{SiO}_2$ em relação à sílica vítrea, mas o coeficiente de expansão térmica $\alpha_{\text{GeO}_2 - \text{SiO}_2}$ é maior que o α_{SiO_2} , o que pode gerar trincas na preforma durante o resfriamento da mesma. Adiciona-se então B_2O_3 ao vidro da parede para trazer os coeficientes de expansão térmica α_{SiO_2} e $\alpha_{\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2}$ para valores mais próximos. No entanto, a temperatura de amolecimento do vidro da parede devido à adição de B_2O_3 será menor ($50 - 200$) $^\circ\text{C}$ que a temperatura do núcleo, o que dificultará

posteriormente o controle do diâmetro do núcleo da fibra. A fim de atenuar esta dificuldade faz-se uma substituição parcial de GeO_2 por P_2O_5 , o que resulta em um decréscimo na temperatura de amolecimento do vidro $\text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2$ e aproxima os coeficientes de expansão térmica $\text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2$ e $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$. Uma composição química usual para uma preforma índice degrau é dada abaixo:

Casca: SiO_2 - 80%
 B_2O_3 - 20%

Núcleo: SiO_2 - 66%
 P_2O_5 - 22%
 GeO_2 - 12%

A Figura 2.37 mostra o comportamento do índice de refração com a distância radial em uma preforma índice degrau.

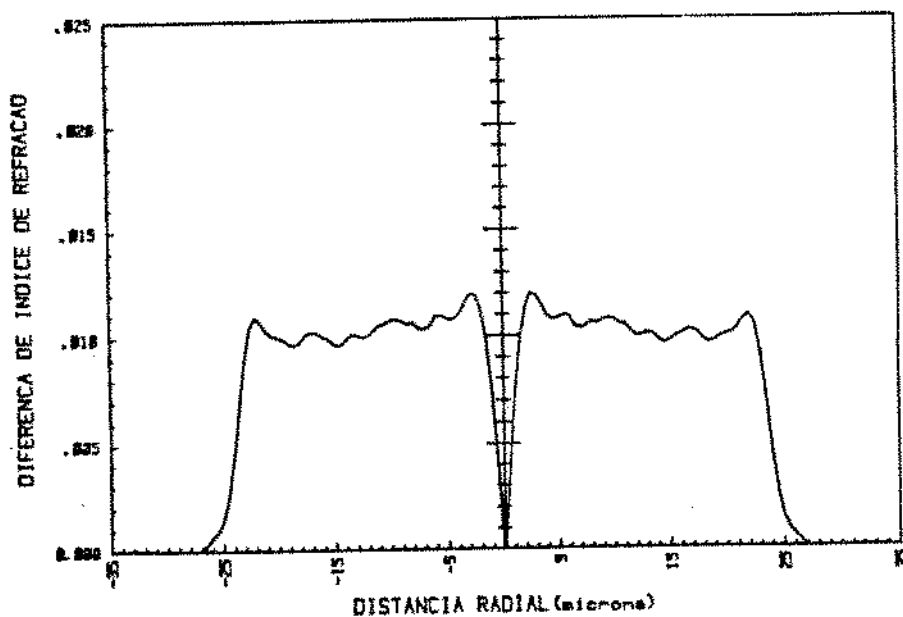


Figura 2.37 - Perfil de índice de refração de uma preforma índice degrau.

3. A FRATURA DO VIDRO

3.1. INTRODUÇÃO

A redução da resistência mecânica de corpos vítreos devido à presença de trincas, conforme descrito por Griffith [5] era um fato aceito há 40 anos passados, quando foram realizados estudos experimentais sobre a resistência mecânica de amostras vítreas de diferentes formas, tamanhos e composição. Os estudos analíticos da fratura mecânica do vidro apresentam diversos parâmetros, entre os quais a dimensão de trincas que aparece em todas as análises de fratura, para as quais há sérias dificuldades de medidas porque são pequenas e muito estreitas. Para observar o efeito da trinca na fratura é utilizada a alternativa de medir a distribuição de trincas e relacioná-la com a distribuição de resistência mecânica das amostras. Quando a tensão de fratura de um conjunto de amostras é medida nas mesmas condições de montagem e carga, a tensão de fratura varia em uma ampla faixa, conforme a Figura 3.1.

A distribuição da resistência mecânica de materiais em geral pode ser dada em termos estatísticos e para as amostras da Figura 3.1, pode ser usada uma distribuição Gaussiana:

$$P(S) = (1/\Delta \sqrt{2\pi}) \exp [-(S - \bar{S})^2 / 2 \Delta^2] \quad (1)$$

onde $P(S)$ é a probabilidade de encontrar uma amostra de resistência mecânica S , Δ é o desvio padrão da distribuição e $\bar{S}$ é a resistência mecânica de maior probabilidade. A integral da equação (1) dá a fração F de amostras que fraturam abaixo da tensão S :

$$F = 1/2 \{1 + \text{ERF} [(S - \bar{S}) / \sqrt{2}\Delta]\} \quad (2)$$

onde ERF é a função erro dada por:

$$\text{ERF } X = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^X \exp(-\lambda^2) d\lambda \quad (3)$$

Outra função de distribuição que é usada para descrever distribuições de resistência mecânica é a distribuição de Weibull:

$$F = 1 - \exp [-(S/S_0)^m] \quad (4)$$

onde S_0 é um fator de escala e m é uma medida do espalhamento da distribuição. Para $m \approx 3$ a distribuição de Weibull é quase simétrica e aproxima-se da distribuição Gaussiana. Uma maneira conveniente de examinar o ajustamento de dados a uma distribuição de Weibull e calcular m é transformar a equação (4):

$$\ln [-\ln (1 - F)] = m \ln S - m \ln S_0 \quad (5)$$

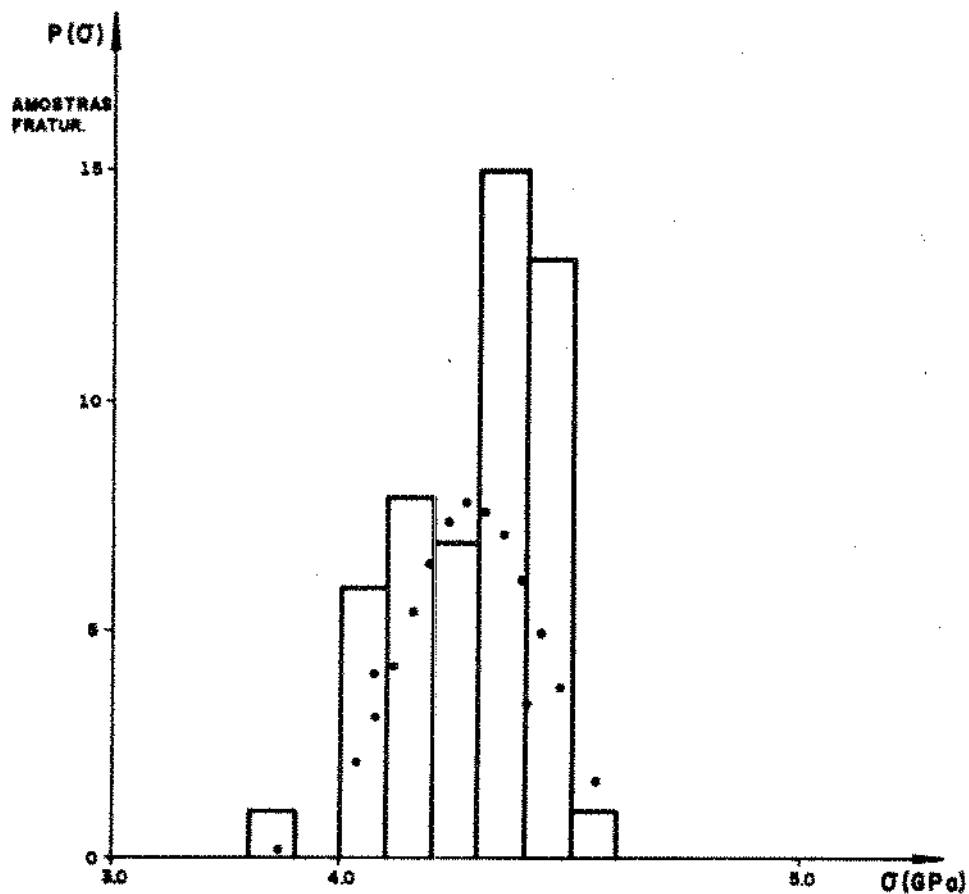


Fig. 3.1 - Distribuição de resistências mecânicas de fibras ópticas de diâmetro 125 μ m com revestimento de silicone. Os pontos são da equação (1) com $\bar{S} = 4,28$ GPa e $\Delta S = 0,15$ GPa.

Se o coeficiente de correlação do ajustamento é $R^2 \geq 0.95$, os dados de resistência mecânica são estatisticamente aceitáveis, mas se $R^2 < 0.90$, então uma aproximação para m e S pode ser encontrada apenas com o método de máxima verossemelhança (Doremus

[39]

). Os dados da Figura 3.1 foram plotados no gráfico da Figura 3.2

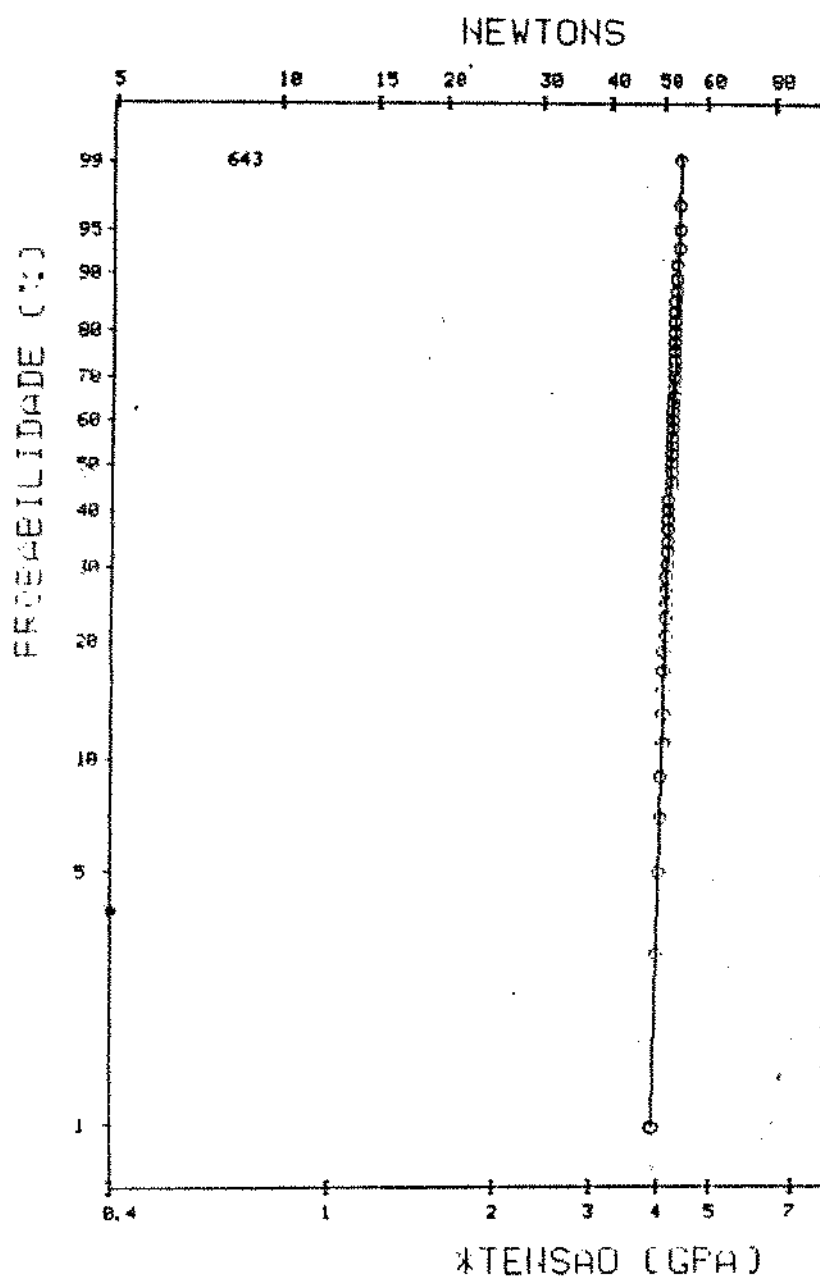


Fig. 3.2 - Gráfico de Weibull dos dados de resistência mecânica da Figura 3.1.

A equação (4) também pode incluir um parâmetro adicional

na distribuição de Weibull:

$$F = 1 - \exp [-(S - S_u)/S_o]^m \quad (6)$$

onde S_u é o limite inferior de resistência mecânica da amostra, que não altera o valor de m ou a forma da função de distribuição de resistência mecânica.

Há vários fatores que influenciam a resistência mecânica de uma amostra vítrea entre as quais:

- a) área superficial
- b) tratamento superficial
- c) temperatura
- d) composição vítrea.

A resistência mecânica do vidro varia com a área superficial em virtude da variação do diâmetro da amostra e uma experiência interessante foi desenvolvida por Griffith [5] que manufacturou fibras de vidro de diâmetros diferentes e comparou as suas resistências mecânicas, submetendo amostras de mesmo comprimento à mesma tensão em condições ambientes, tendo obtido a equação:

$$S = 154 (110 + D)/1,5 + D \quad (7)$$

onde D é o diâmetro da fibra em microns e S a tensão de fratura em

2 (15)
 MN/m². Hillig e outros pesquisadores confirmaram o fato que o aumento da área da superfície vítrea produz uma diminuição da resistência mecânica da amostra e Anderegg [40] observou que fibras de sílica vítrea também mostram uma relação linear entre $\log S$ x $\log D$ para fibras com diâmetro $D < 25 \mu\text{m}$. A Figura 3.3 mostra a variação da resistência mecânica de fibras de sílica com o diâmetro.

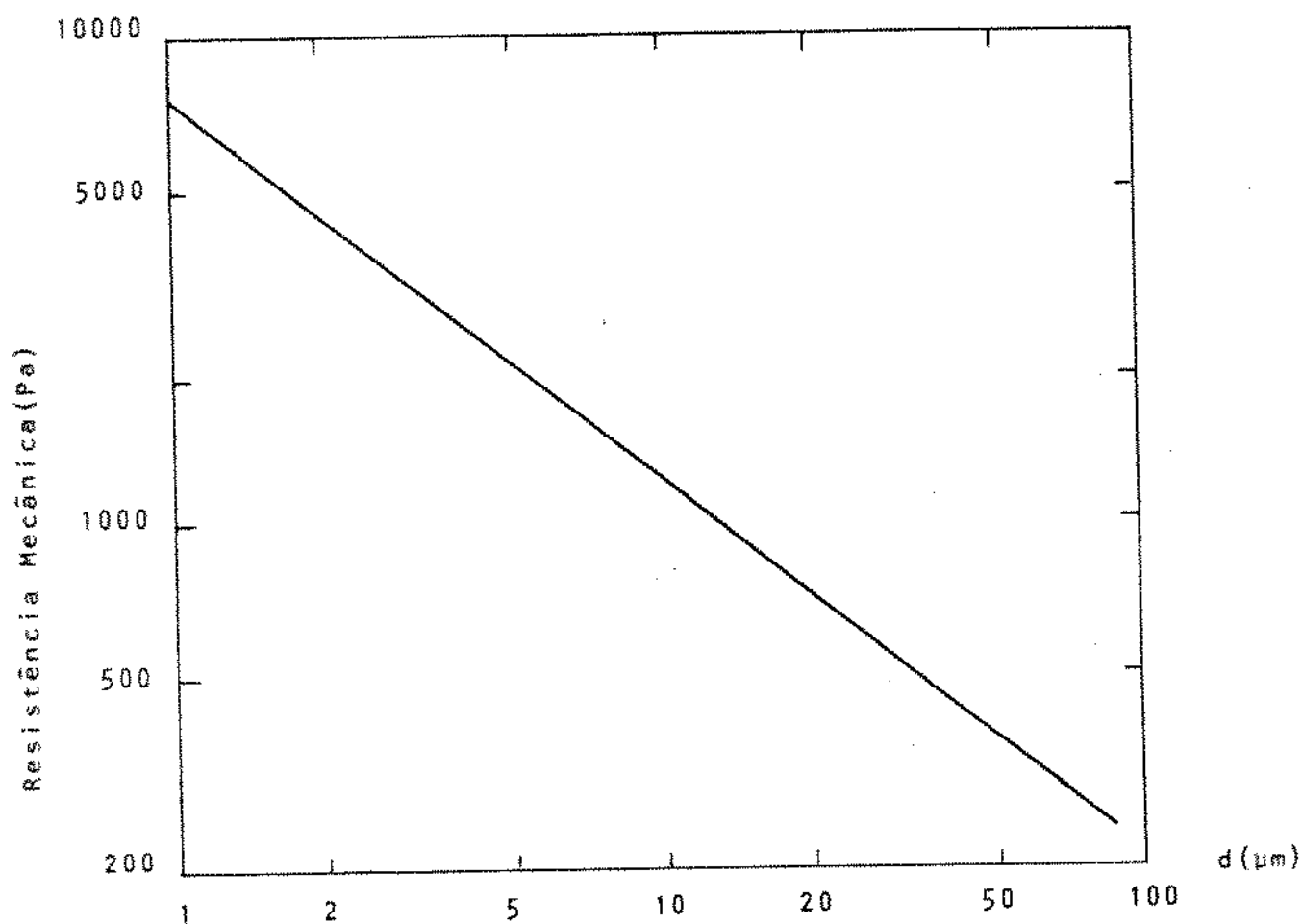


Fig. 3.3 - Resistência mecânica de fibras de sílica vítrea em função do diâmetro da fibra (Heraeus, 74).

Quando a superfície de uma amostra vítrea é submetida à abrasão, a resistência mecânica do vidro é reduzida e diferentes tratamentos superficiais resultam em resistências mecânicas distintas. A resistência mecânica do vidro pode aumentar submetendo-se a amostra a um "etching" com ácido fluorídrico que produz o arredondamento de trincas e dificulta o crescimento das mesmas, conforme a Figura 3.4.

O aumento da resistência mecânica do vidro, em virtude de corrosão por soluções de ácido fluorídrico foi pesquisada por Proctor [41] que apresentou dois modelos para explicar o processo de aumento de resistência mecânica: redução do comprimento de trinca e arredondamento da ponta da mesma. Pavelchek e Doremus [42] sugeriram um modelo que combina ambos os fenômenos simultaneamente. No modelo de arredondamento de ponta de trinca, Proctor assumiu que o "etching" ocorre em todas as superfícies com a mesma taxa e que o raio final da ponta da trinca será igual à espessura do material removido pela solução do "etching".

Na análise do processo de arredondamento, Proctor usa o fator de concentração de Inglis [43] :

$$\beta \equiv \left(\frac{\sigma_p}{\sigma} \right) - 1 = 2 \left(\frac{a}{\rho} \right)^{1/2} = 2 \left(\frac{a_0}{\delta} \right)^{1/2} \quad (8)$$

onde σ é a tensão na ponta da trinca, σ é a tensão aplicada, a o tamanho da trinca, ρ o raio da ponta da trinca, a_0 o tamanho

inicial da trinca e δ a profundidade do "etching", que é usado para medir a concentração de tensão na região da ponta de uma trinca de formato semi-elíptico. Uma vez que o arredondamento da ponta da trinca produz uma diminuição da tensão local, aumenta-se a resistência mecânica da amostra.

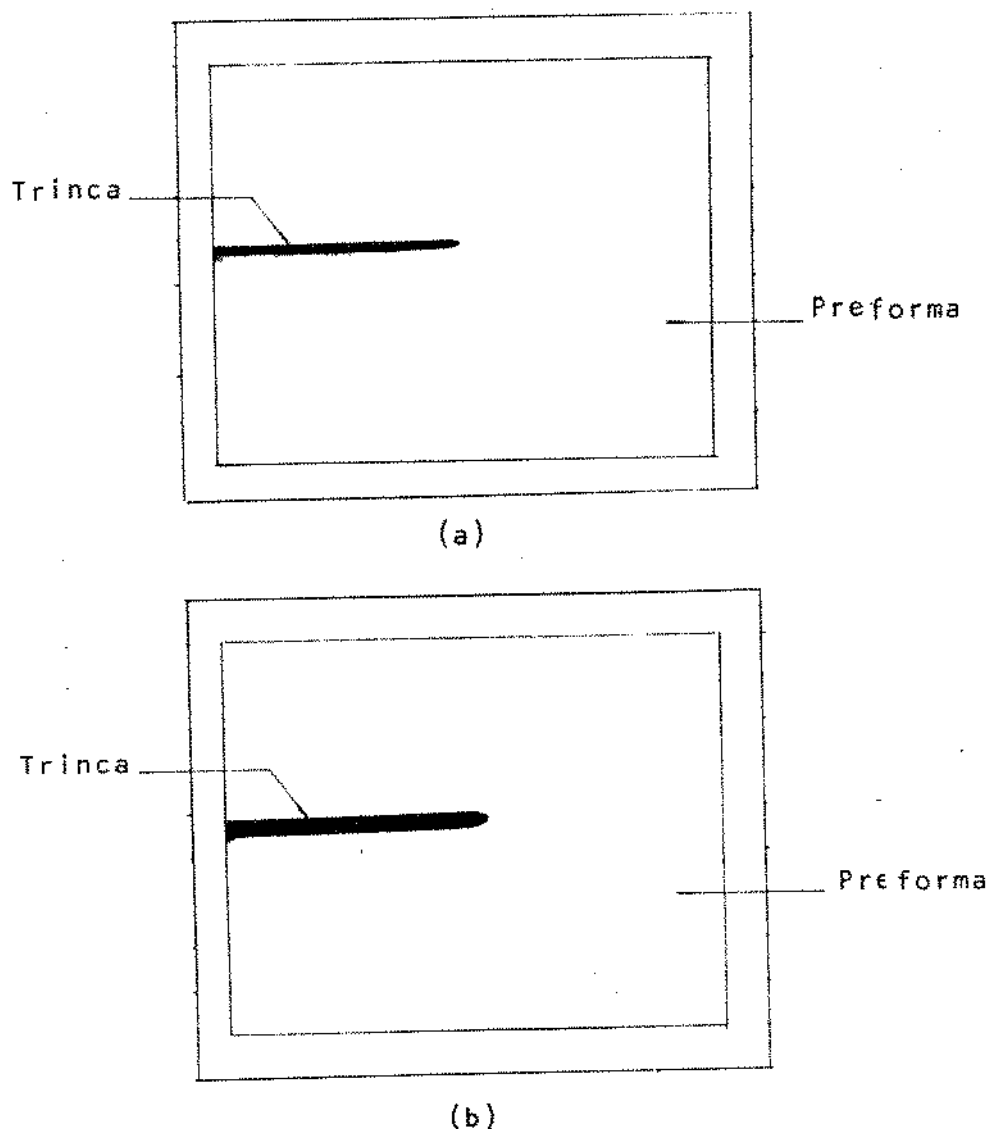
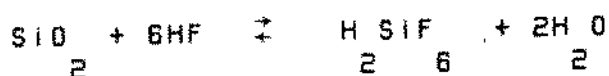


Fig. 3.4 - Fotografia da evolução de trinca em bastão de sílica vítrea com "etching" de HF (48%) por (a) 1 min e (b) 4 min (400 X).

A sílica vítrea e os vidros silicatos são atacados por ácido fluorídrico aparentemente devido à formação de complexos de fluoreto de silício em solução ácida:



(9)



A remoção da massa superficial para a sílica vítrea é mostrada na Figura 3.5 para um bastão de diâmetro 10,0mm de alta pureza imerso em HF (10%) à temperatura ambiente.

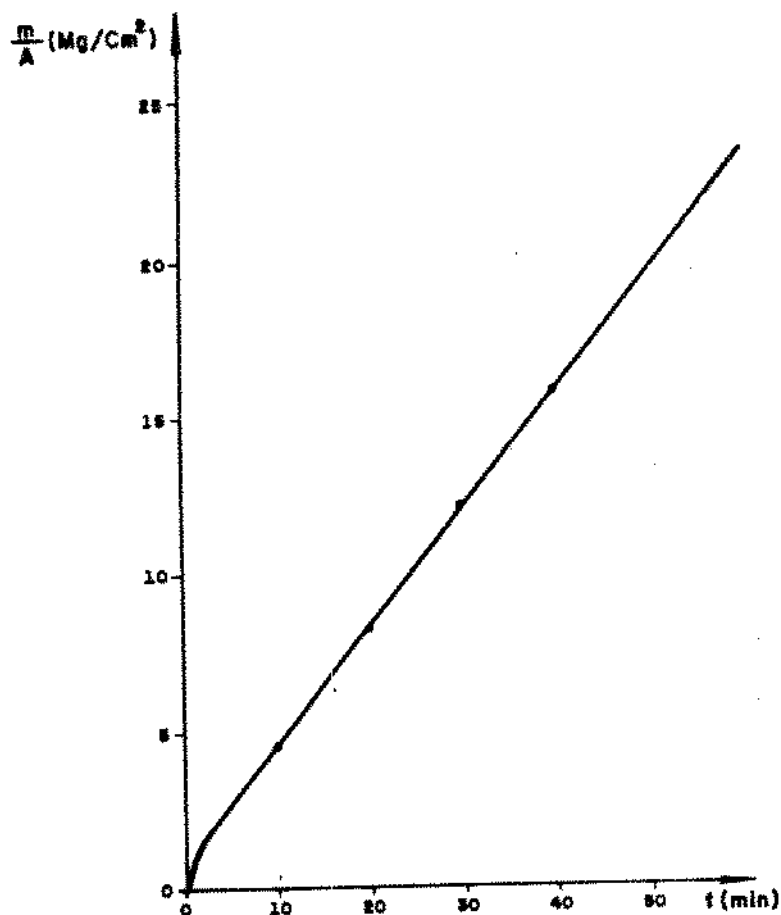


Fig. 3.5 - Solubilidade de sílica vítrea em HF 10% com o tempo.

O tratamento térmico de uma preforma também é utilizado para aumentar a resistência mecânica de fibras ópticas: a preforma é aquecida a temperatura suficientemente alta de forma a permitir o ajustamento de tensões, através de movimentos atômicos e em seguida é resfriada rapidamente. A superfície se contrai em virtude da queda de temperatura e se mantém rígida enquanto o centro ainda está quente e vai ajustando as suas dimensões às contrações da superfície. Quando o centro se esfria e contrai, aparecem tensões de compressão na superfície e tração na região central como na Figura 3.6:

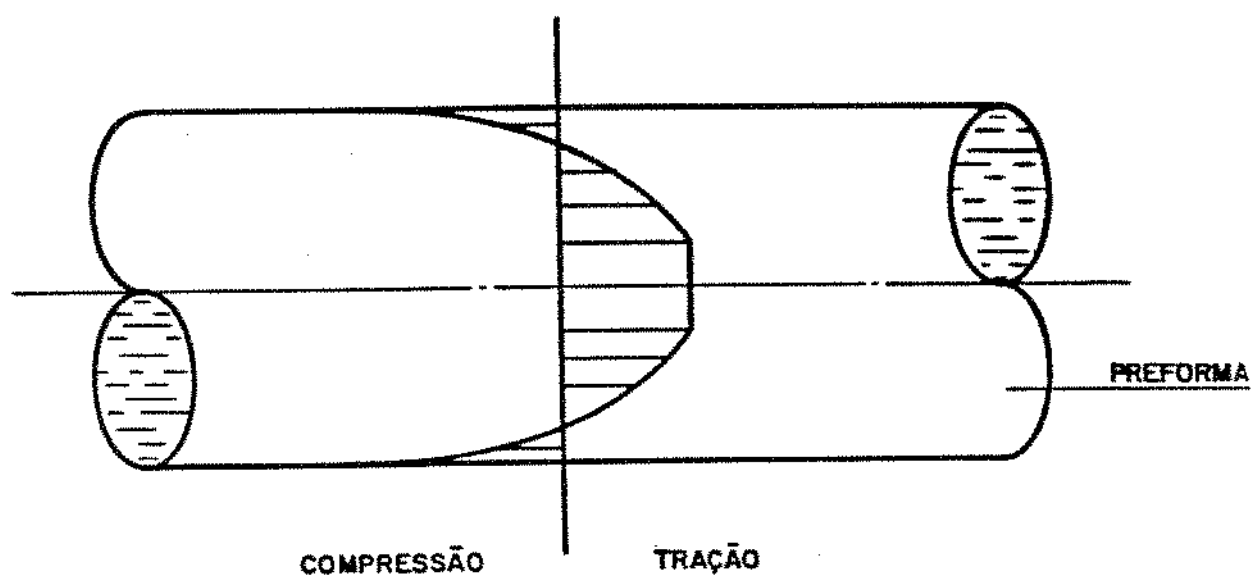


Fig. 3.6 - Tensões de compressão e tração em preforma de sílica vítrea temperada.

[44]
Duncan et alii estabeleceram uma relação entre o alongamento de ruptura, a temperatura e a umidade para uma fibra de sílica vítrea:

$$\epsilon = \epsilon_0 Z^a \exp H/RT \quad (10)$$

onde ϵ é alongamento de ruptura da fibra em um ambiente de umidade relativa Z, energia de ativação H, temperatura absoluta T, constante de gases R e ϵ_0 , a constantes.

A Figura 3.7 mostra a variação do alongamento de fratura com a temperatura para uma fibra de sílica vítrea:

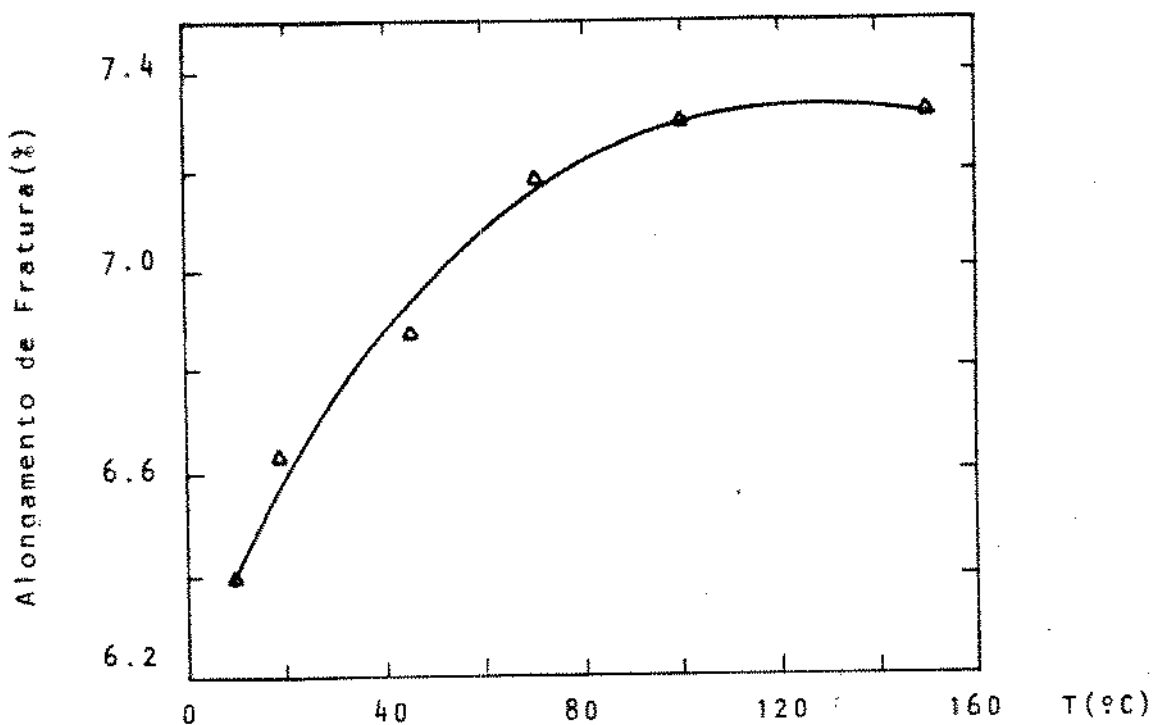


Fig. 3.7 - Alongamento de fratura de fibra de sílica vítrea em ambiente de umidade constante. (Duncan, W.J., 44)

Observa-se que inicialmente o alongamento de fratura cresce com a temperatura mas próximo de 100 °C, com umidade relativa em torno de 1%, a resistência mecânica da fibra é quase constante. A dependência do alongamento de fratura com a umidade a 20 °C é dada na Figura 3.8:

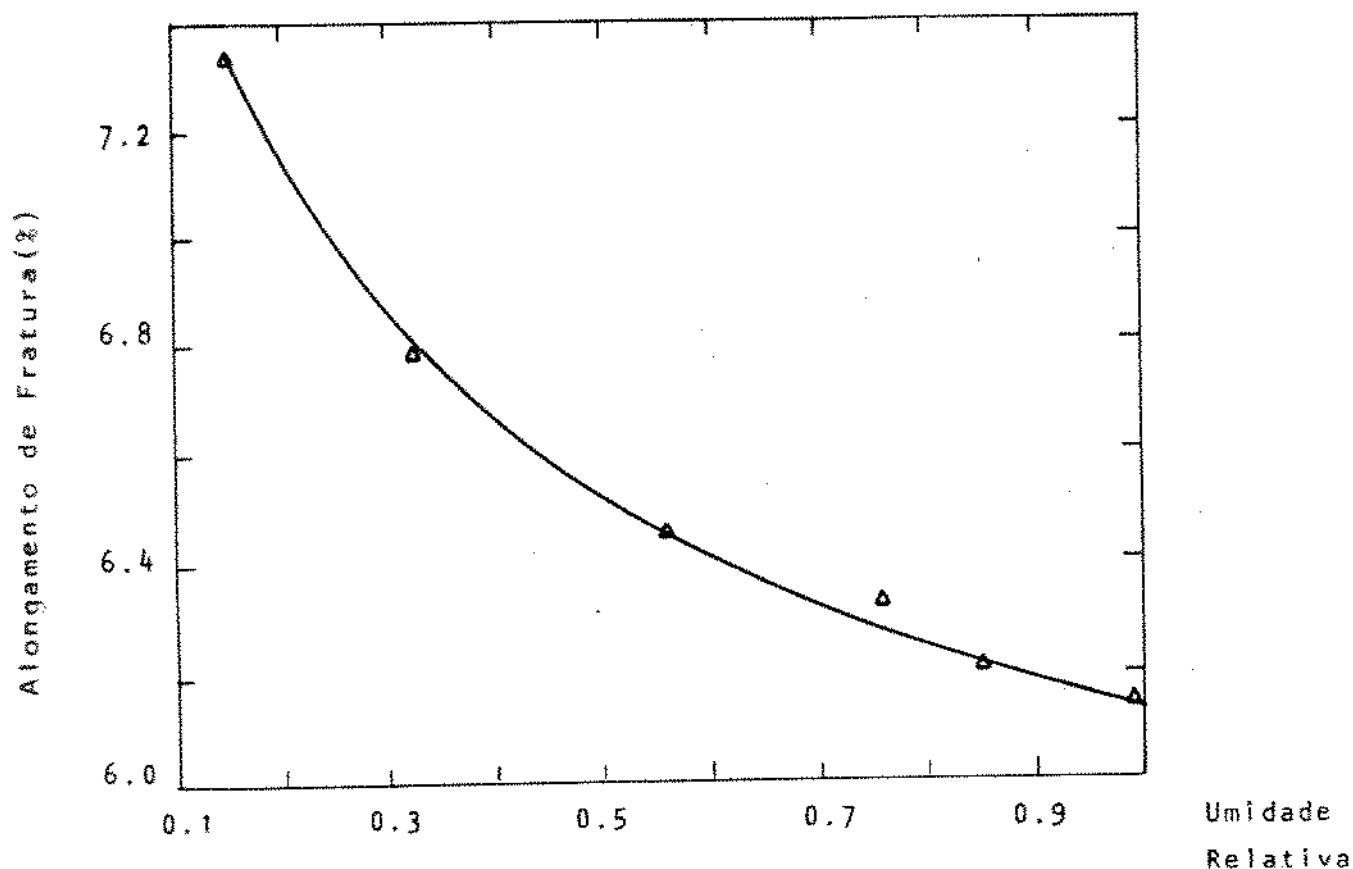


Fig. 3.8 - Alongamento de fratura de fibra de sílica a 20 °C com a umidade relativa (Duncan, W.J. et al, 44).

Verifica-se que o alongamento de fratura aumenta com o decréscimo da umidade relativa e que a taxa de crescimento do alongamento não é linear com a umidade relativa.

A composição química pode alterar a resistência mecânica do vidro através de reações químicas de superfície, introdução de tensões na mesma e outros efeitos. Gerhloff e Thomas [45] estudaram a dependência da resistência mecânica com a composição química, tendo obtido resultados interessantes conforme a Figura 3.9:

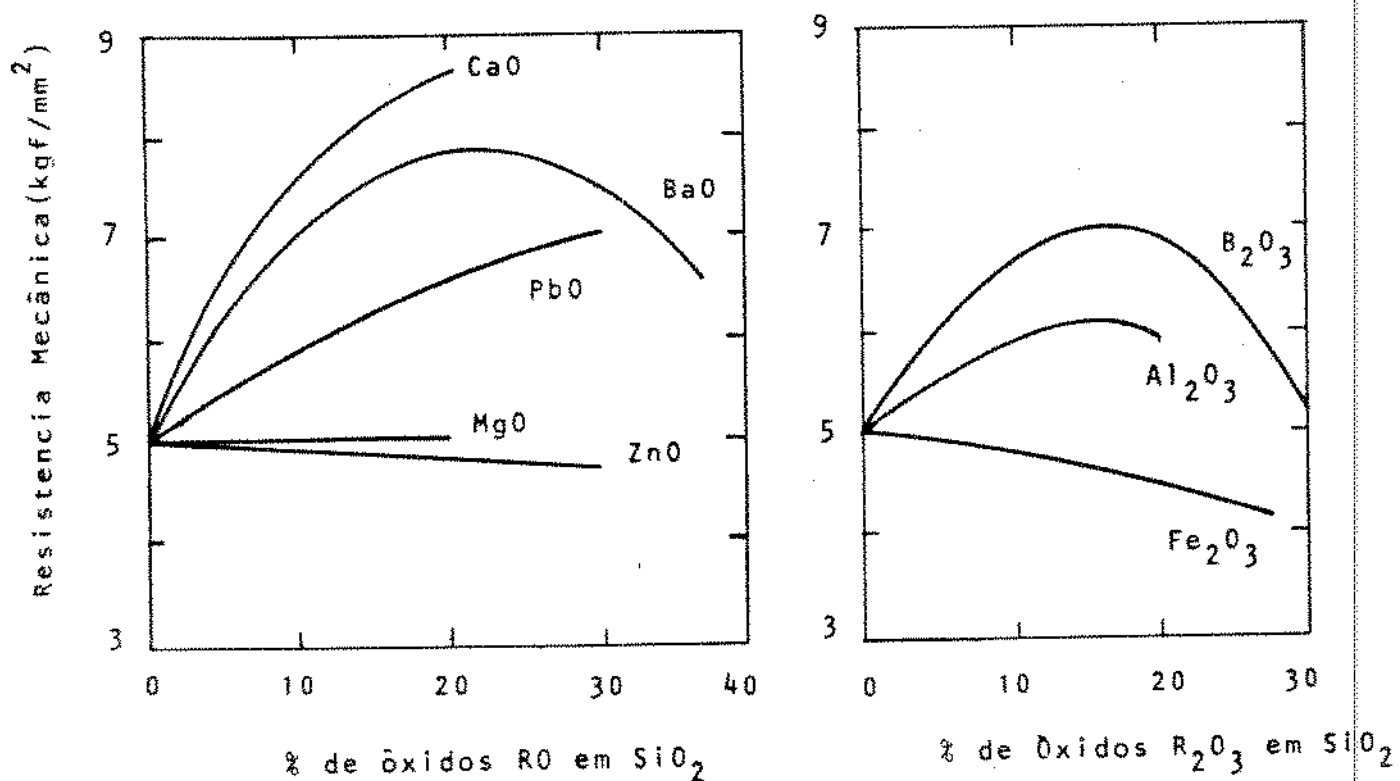


Fig. 3.9 - Resistência mecânica à tração em função da composição química (vidro: 82% SiO₂, 18% Na₂O) (Gerhloff, G., 45).

A introdução de íons grandes no vidro por troca iônica, a temperaturas abaixo da transição vítrea (T_g) produz o aparecimento de uma tensão de compressão superficial que aumenta a resistência mecânica do vidro. Também é possível modificar o coeficiente de expansão térmica da camada superficial do vidro por troca iônica a temperaturas acima da transição vítrea e quando o vidro se resfria, uma tensão de compressão se desenvolve na superfície. O aumento da resistência mecânica por troca iônica depende da composição do vidro, do tempo e da temperatura de troca. Em geral o crescimento da tensão de compressão superficial é proporcional à massa de troca realizada com o aumento da temperatura e do tempo, isto é, com a concentração de íons na camada superficial cujo perfil de difusão teórico é dado por:

$$C(x,t) = C_0 [1 - \text{ERF} (X/2 \sqrt{Dt})] \quad (11)$$

onde C é a concentração superficial inicial, X é a profundidade, D o coeficiente de difusão e t o tempo. Uma vez que o coeficiente de difusão é dado por uma equação do tipo Arrhenius, a relação para esse parâmetro é:

$$D = D_0 \exp (-Q/RT) \quad (12)$$

onde Q é a energia de ativação e T a temperatura absoluta. A

energia de ativação pode ser dada em função da tensão e do volume de ativação da amostra:

$$D = D_0 \exp (- \sigma V^* / RT) \quad (13)$$

onde σ é a tensão e V^* o volume de ativação. A fim de obter um volume de ativação consistente com aquele obtido da dependência do coeficiente de difusão com a pressão hidrostática, a tensão deve ser substituída por $1/3 \sigma$ na equação (13). A dependência da tensão com a solubilidade também pode ser representada por uma equação semelhante à equação (13), porém com volume de ativação negativo, cujo motivo não é conhecido até o presente, mas parece estar relacionado com o deslocamento do equilíbrio da reação (15). A água no vidro existe na forma H_2O e $SiOH$, sendo que em baixas concentrações a espécie química predominante é $SiOH$.

O tamanho do íon difusor afeta fortemente a difusão molecular em sílica vítrea, conforme se observa na Tabela 3.1. As energias de ativação Q' foram calculadas de uma equação do tipo:

$$D = D'T \exp (- Q' / RT) \quad (14)$$

onde D' e Q' independem da temperatura. Esta equação concorda bem com os dados experimentais e fornece coeficientes de difusão e energias de ativação para uma ampla faixa de temperaturas. A difusão de hidrogênio, oxigênio e água na sílica vítrea é mais

complexa que de outras espécies moleculares em virtude das reações químicas que ocorrem entre estas moléculas e a estrutura da sílica. A água reage com a sílica vítrea para formar grupos hidroxílicos de acordo com a reação:

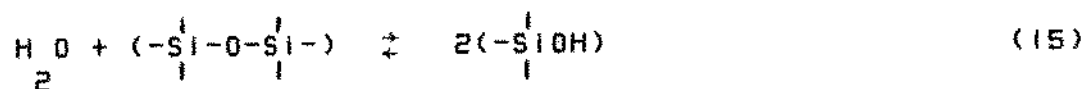


Tabela 3.1 - Difusão molecular em sílica vítrea.

MOLECULA	DIÂMETRO o (Å)	COEFICIENTE DIFUSÃO (cm /seg)		ENERGIA ATIVAÇÃO Q' (kcal/mol)
		o 25 C	o 1000 C	
Hélio	2.0	⁻⁸ 2.4(10)	⁻⁵ 5.5(10)	4.8
Neônio	2.4	⁻¹² 5(10)	⁻⁶ 2.5(10)	8.8
Hidrogênio (Deutério)	2.5	⁻¹¹ 2.2(10)	⁻⁶ 7.3(10)	8.5
Argônio	3.2		⁻⁹ 1.4(10)	26.6
Oxigênio	3.2		⁻⁹ 6.6(10)	25
Água	3.3		⁻⁹ 3(10)	17
Nitrogênio	3.4			26 ?
Kriptônio	4.2			46
Xenônio	4.8			72

Um modelo para a difusão da água na sílica vítrea é aquele onde as moléculas de água se dissolvem molecularmente no vidro e em seguida reagem com a estrutura da sílica, de acordo com a equação (15). Crank [46] pesquisou a difusão com reação na qual a concentração do material difusor é muito menor do que a concentração dos produtos de reação e onde a difusão se realiza com um coeficiente efetivo de difusão dado por:

$$D_{ef} = 2D(C_r/K^2) \quad (16)$$

onde D é o coeficiente de difusão das espécies químicas dissolvidas, C_r é a concentração de espécies que reagiram e permanecem constantes e K é uma constante de equilíbrio. A relação entre C_r , a concentração de grupos SiOH neste caso e C_i , a concentração de água molecularmente dissolvida é:

$$C_r = KC_i^{1/2} \quad (17)$$

Uma vez que cada molécula de água reage para formar dois grupos SiOH, a equação (16) mostra que o coeficiente efetivo de difusão é diretamente proporcional à concentração C_i de grupos SiOH. A solução da equação de difusão (16) encontrada por Wagner [47] foi comparada com o perfil de grupos SiOH na sílica por Roberts e Roberts [48] de acordo com a Figura 3.10. A correlação entre os

dados é boa, confirmando o modelo de difusão molecular e reação para a água. A solubilidade da água em superfície vítrea livre de tensão foi estimada em 0,9% em peso a 192 °C, com 12,3 bar de pressão de vapor e com um coeficiente de extinção = 186 L/mol.cm. O valor do coeficiente de extinção no comprimento de onda 2,73 μ m parece não apresentar um valor específico na literatura e varia na faixa de (77 - 186) L/mol.cm.

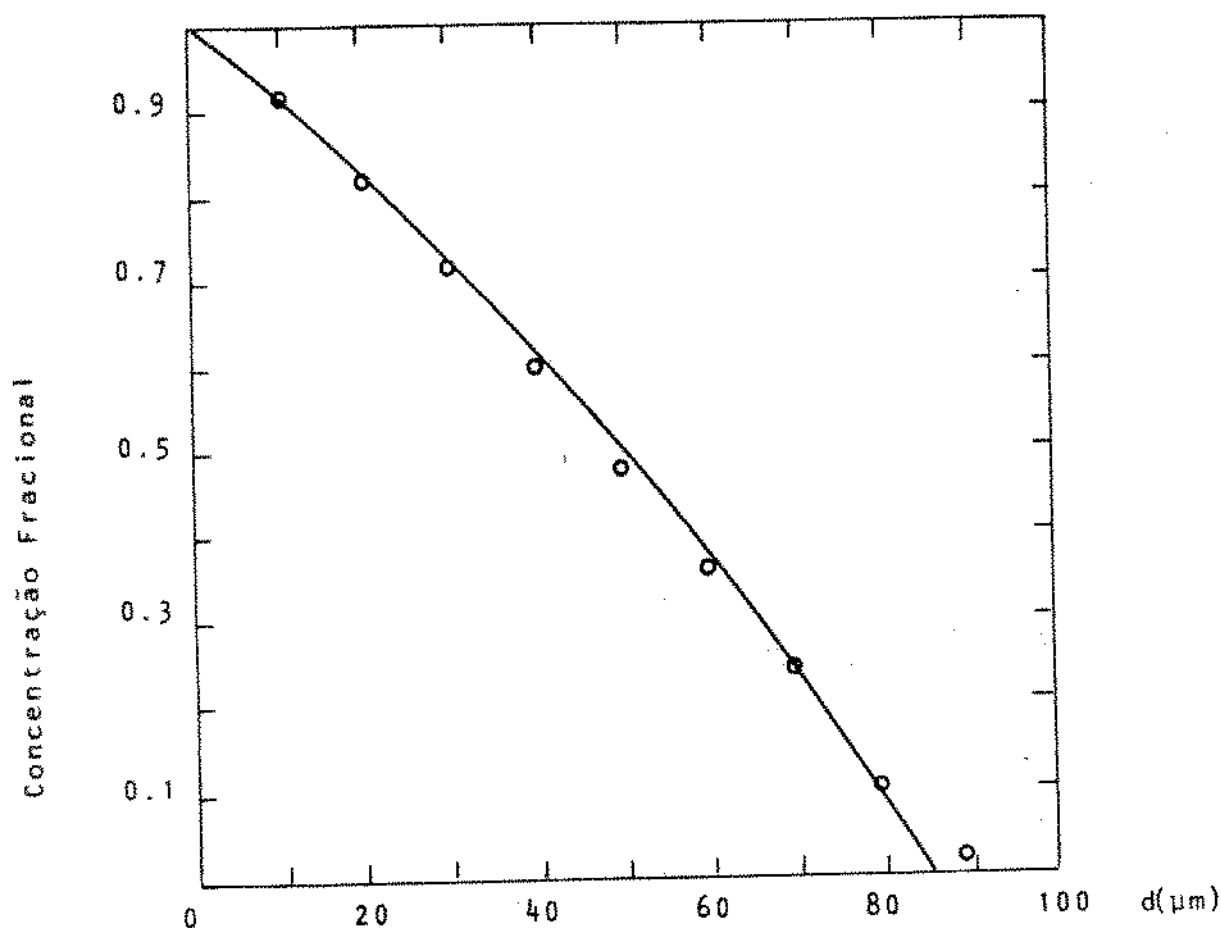


Fig. 3.10 - Difusão de água em sílica vítrea a 1100 °C (Roberts, G.J., 48).

A superfície de fratura de uma fibra óptica apresenta marcas que dão informações sobre a origem e direção da propagação da fratura, bem como heterogeneidades materiais e efeitos de tensão localizados. Há quatro regiões distintas na superfície de fratura:

- a) origem: em geral na superfície do vidro.

- b) espelho: uma região plana e polida que circunda a origem.

- c) névoa: região intermediária caracterizada por um aumento no relevo da superfície.

- d) manto: região formada de estrias com grande rugosidade.

A Figura 3.11 mostra as regiões características da superfície de fratura de uma fibra óptica, onde se formam as regiões mencionadas.

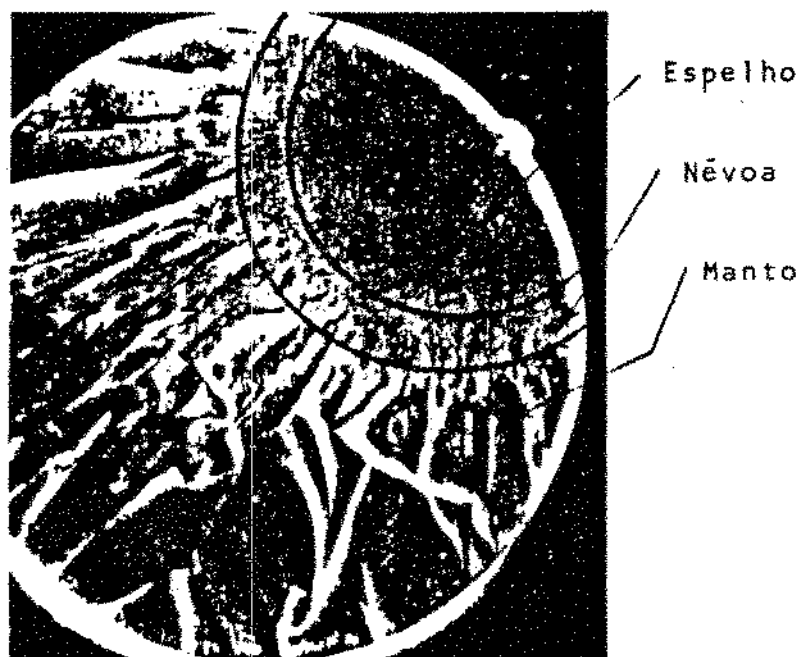


Fig. 3.11 - Regiões de fratura em uma superfície de fibra óptica sob tensão.

A topografia da superfície da fratura mostra a presença de mecanismos semelhantes para as taxas de tensões empregadas e os tamanhos relativos das regiões características variam com as taxas usadas. A região inicial de fratura (espelho) está associada com o nível de intensidade de tensão e o campo de deformações associado com a trinca nessa região parece ser aliviado por recuperação de deformações elásticas. O tamanho da região lisa está relacionado [49] com a tensão de fratura de acordo com a equação de Shand :

$$S = A / \sqrt{R} \quad (18)$$

onde S é a tensão de fratura, A é uma constante e R a distância da origem da fratura até a fronteira do espelho com a névoa. A constante A tem valores em torno de $0,79 \times 10^9 \text{ N/m}^{3/2}$ para fibra óptica dopada com GeO_2 e depende da composição do vidro. De acordo com o conceito de fator de intensidade de tensão, a equação (18) permite calcular a constante A:

$$A = K_{IC} / Y(a/R)^{1/2} \quad (19)$$

A possibilidade de nucleação de trincas secundárias à frente e fora do plano da trinca principal devido ao aumento de tensão e à velocidade da trinca, pode provocar uma mudança na morfologia da fratura e corresponde à topografia da região da

névoa. A região final da fratura é caracterizada pela formação de uma estrutura com estrias longitudinais que parece ocorrer devido a variações no campo de tensão associado com a frente da trinca que avança. À medida que a trinca principal cresce, o fator de intensidade de tensões aumenta e pode gerar uma zona com grande número de defeitos e quando a frente da trinca atinge essa região pode sofrer ramificações, alterando o relevo da mesma. Em geral admite-se que as regiões da névoa e manto representam a iniciação e propagação de trincas secundárias que são formadas em virtude do excesso da energia cinética disponível, conforme a velocidade da trinca principal aumenta. Considera-se três critérios diferentes para explicar a formação da névoa e do manto:

- a) uma velocidade característica ou crítica.
- b) uma intensidade de tensão específica.
- c) uma taxa de liberação de energia de alongamento maior do que a necessária para trincas planares.

[18]

Michalske e Freiman compararam os valores da constante A com aqueles previstos por diversas teorias como as citadas acima e observaram que não ocorre uma boa correlação com os valores experimentais.

Os resultados obtidos nos ensaios com amostras vítreas mostram forte evidência que o estado da superfície do vidro determina a sua resistência mecânica e que as trincas na mesma são a origem da fratura frágil. Para uma amostra vítrea submetida a

uma tensão σ , a presença de trincas na superfície modifica a tensão local e para uma trinca de forma elíptica, a tensão na superfície interna da mesma foi calculada por Inglis [43] :

$$\sigma_s = \sigma \left[\frac{1 + 2a/b - (a+b)^2 x^2/b^4}{1 + (a^2 - b^2) x^2/b^4} \right] \quad (20)$$

onde a é o semi-eixo maior da elipse, b é o semi-eixo menor e x é a distância da ponta da trinca à superfície da amostra. Na ponta da trinca a tensão é dada por:

$$\sigma_s = \sigma [1 + 2a/b] \quad (21)$$

Esta tensão também pode ser dada em função do raio da ponta da trinca, $\rho = b^2/a$:

$$\sigma_s = \sigma [1 + 2\sqrt{a/\rho}] \quad (22)$$

Assim, se a trinca é profunda e a ponta é afilada, a tensão na ponta da mesma pode ser maior que a tensão aplicada, o que favorece a propagação da trinca. A expressão exata para as tensões em torno da ponta de uma trinca é complexa e uma equação [50] aproximada foi desenvolvida por Westergaard :

$$\sigma_s = \sigma [1/\sqrt{2R/a} f(\theta)] \quad (23)$$

onde R é a distância da ponta da trinca, a é o tamanho da trinca e $f(\theta)$ é uma função do ângulo com o plano da trinca. Uma comparação entre a solução de Inglis e a aproximação de Westergard é apresentada na Tabela 3.2 em $\theta = 0$.

Tabela 3.2 - Tensão exata e aproximada na ponta de uma trinca elíptica.

R/a	σ_s / σ	
	EXATA	APROXIMADA
1.0	201	∞
1.000001	197	707
1.00001	188	224
1.0001	77.0	70.7
1.1	2.40	2.24
1.2	1.81	1.58
1.5	1.34	1.00
2.0	1.16	0.71
10.0	1.005	0.224

Entretanto a função dada na equação (23) não especifica o raio da ponta da trinca, que é um dado importante na determinação da tensão na ponta da mesma e portanto é um critério inadequado de fratura. Além desse fato, quando o fator de intensidade de tensão K aparece nessa equação, é usado como uma medida da tensão na

ponta da trinca, o que é incorreto porque qualquer medida de tensão na região da ponta deve necessariamente incluir o raio da mesma e portanto a condição do critério de fratura correto é o estabelecido pela equação (22).

Diversos métodos têm sido usados para medir a velocidade de trincas no vidro e um deles se baseia em linhas marcadas na superfície da região do espelho, conhecidas como linhas de Walner. Estas linhas se formam pela reação do campo de tensões da trinca que se propaga, com as ondas de tensão resultantes da colisão daquele campo com defeitos no vidro. Estas linhas são mostradas esquematicamente na Figura 3.12 onde as linhas circulares são a frente do campo de tensões da trinca, em tempos sucessivos após a origem em O.

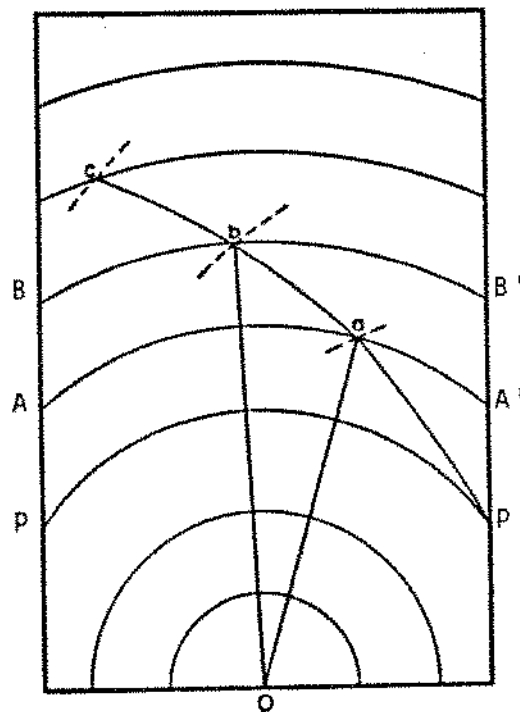


Fig. 3.12 - Linhas de Walner em superfície de fratura com origem em O e defeito em P.

Quando o campo de tensões da trinca age com um defeito em P' , a onda de tensão interage com aquele campo sucessivamente em $a, b, c, \dots$, gerando a linha de Walner $Pabc, \dots$. Se a velocidade da onda de tensão é conhecida e também os pontos O e P' , então a velocidade de trinca pode ser calculada como na Figura 3.13:

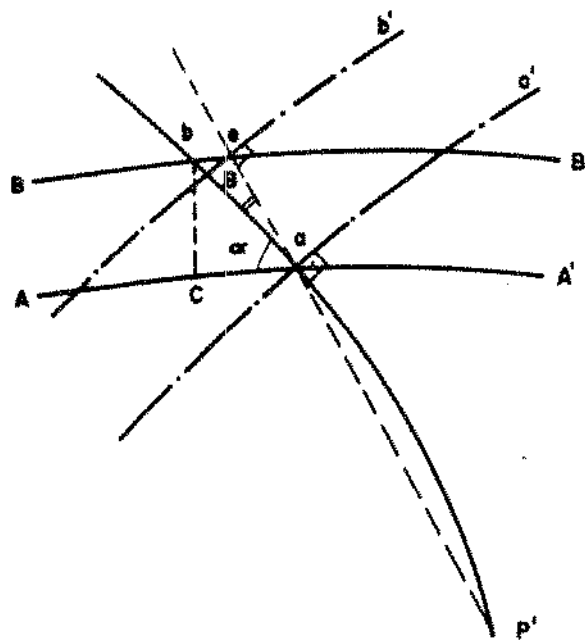


Fig. 3.13 - Cálculo da velocidade de trinca a partir das linhas de Walner.

Nesta figura, o plano do desenho coincide com a superfície de fratura e as linhas AA' , BB' , ... representam posições da frente da trinca em sucessivos e iguais intervalos de tempo e as linhas aa' , bb' , ... são as posições das ondas de tensão que se originam em

P' , nos instantes t e $t+dt$. A velocidade da frente da trinca é dada por:

$$V_t = bc/dt = ab \sin \alpha/dt \quad (24)$$

A velocidade do pulso de tensão é dada por:

$$V_p = ea/dt = ab \cos \beta/dt \quad (25)$$

e portanto a velocidade da frente da trinca é dada em função da velocidade do pulso:

$$V_t = V_p \sin \alpha / \cos \beta \quad (26)$$

O método é útil para trincas que têm velocidade de trinca $V = 1/4 V_t$, onde V é a velocidade máxima de trinca no material. V_m [51] V_m [52] [53] Mott, Berry, Dulaney e Brace estabeleceram uma equação para a velocidade de trinca em função do comprimento da mesma:

$$V_t = V_m (1 - a_0/a) \quad (27)$$

onde a_0 é o comprimento inicial da trinca, a é o comprimento em outro instante e V_m a velocidade máxima da mesma no vidro, dada por:

$$V_m = m (E/\delta)^{1/2} \quad (28)$$

onde $0,4 < m < 0,5$, E é o módulo de elasticidade e δ é a densidade do vidro. O parâmetro m varia com a composição do vidro de acordo com Schardin [54].

3.2. A RESISTÊNCIA MECÂNICA TEÓRICA

A Figura 3.14 mostra um sólido elástico submetido a uma carga de tensão F onde o plano mn representa o plano de fratura, a qual deve ocorrer por ruptura de ligações entre átomos adjacentes ao plano.

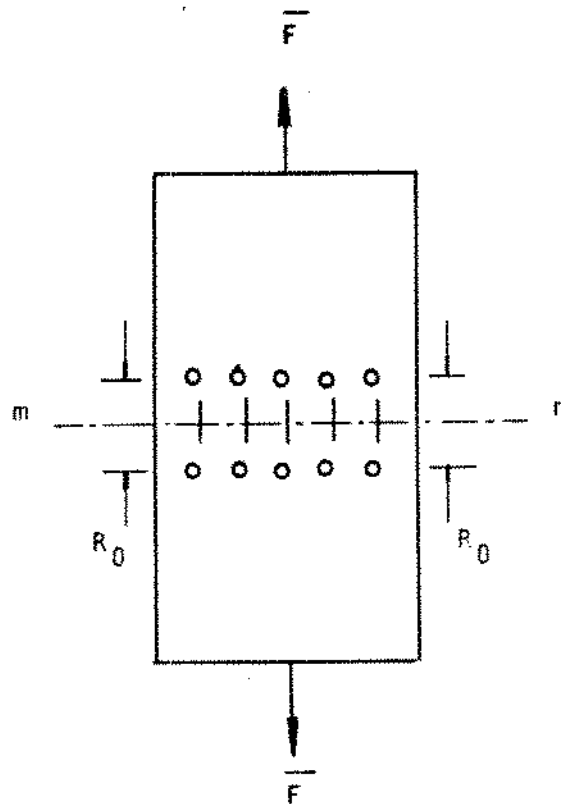


Fig. 3.14 - Sólido elástico sujeito a uma carga F . Os círculos são pares de planos atômicos e mn é o plano de fratura.

Se a carga aplicada é pequena, os deslocamentos atômicos variam linearmente com a tensão e se $(R - R_0)$ é a variação da distância interatômica média, a deformação será:

$$\epsilon = (R - R_0)/R_0 \quad (29)$$

e a tensão é:

$$\sigma_t = E\epsilon = E(R - R_0)/R_0 \quad (30)$$

onde E é o módulo de Young e R a distância interatômica na ausência de tensão. Conforme o material é tensionado, a distância $(R - R_0)$ entre planos atômicos adjacentes varia e a força de ligação cresce até um valor máximo teórico, quando ocorre a fratura do material. As forças de interação entre átomos de um material determinam como os mesmos são agrupados e para calcular a força necessária para separar planos atômicos é importante usar algum modelo de energia potencial. Para átomos ligados de forma covalente, a energia potencial devida a Morse [55] é dada por:

$$E_p(R) = D_0 [1 - e^{-\beta(R - R_0)}]^2 \quad (31)$$

onde $E_p(R)$ é a energia potencial do conjunto de átomos, D_0 e β constantes do material. A Figura 3.15 mostra o gráfico da equação

(31) considerando-se a ordenada R_0 , a distância interatômica, onde $E_p(R) = 0$.

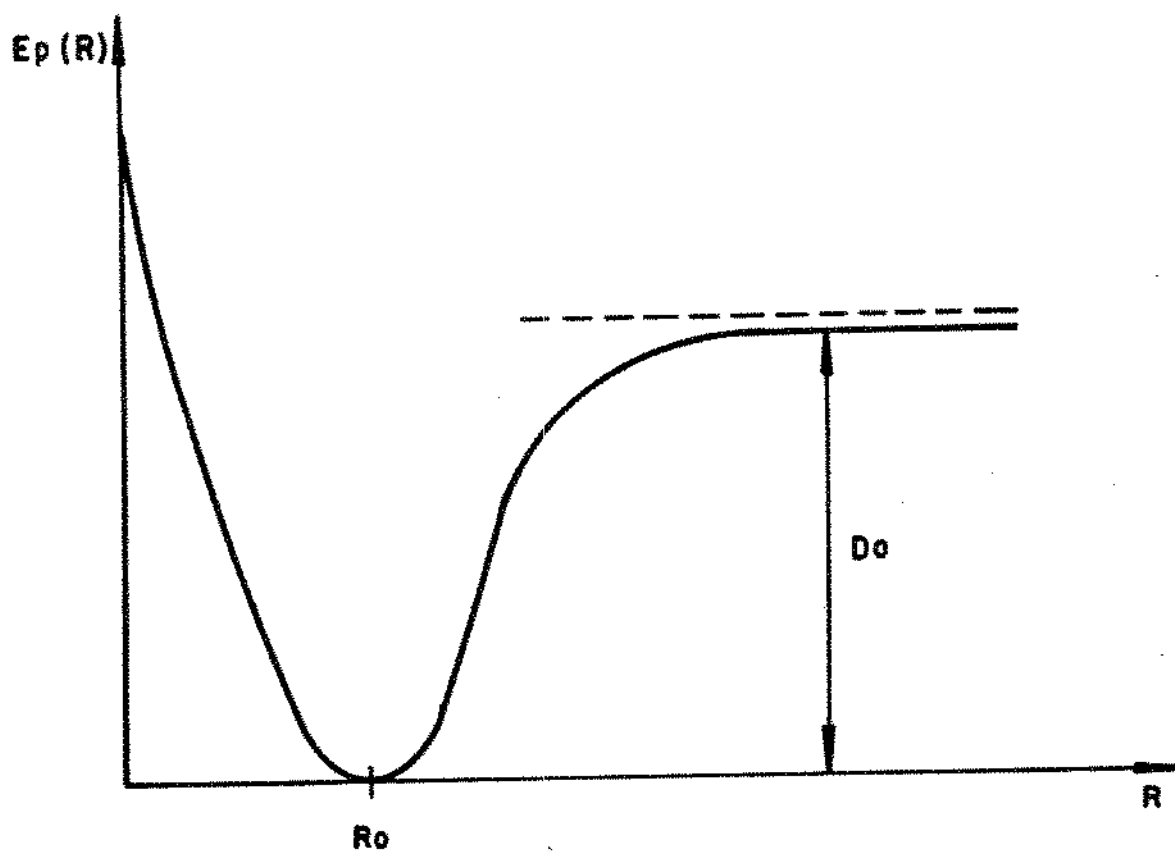


Fig. 3.15 - Gráfico da energia potencial de Morse para átomos em ligação covalente.

A carga por unidade de área (tensão) no material é dada por:

$$\sigma_t = D_0 \{ 2\beta [e^{-\beta(R - R_0)} - e^{-2\beta(R - R_0)}] \} \quad (32)$$

O gráfico da tensão é dado na Figura 3.16, onde se observa que a tensão no material para $R = R_0$ é zero.

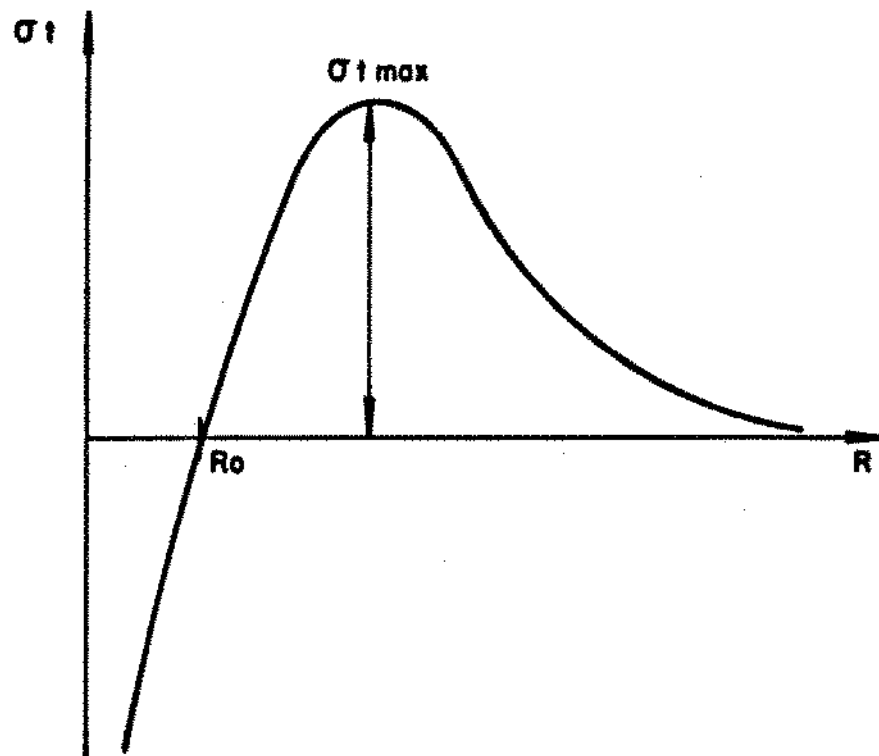


Fig. 3.16 - Gráfico da tensão com a distância de separação de planos atômicos para um material com ligação covalente.

A tensão teórica máxima para separar planos atômicos pode ser obtida da equação de energia potencial com $\frac{d^2 E_p(R)}{d(R-R_0)^2} = 0$

$$\sigma_{t \max} = 1/2 D_0 \beta \quad (33)$$

As constantes D_0 e β podem ser relacionadas com propriedades do material, assumindo-se que para valores muito pequenos de $(R - R_0)$, próximos da posição de equilíbrio de energia potencial R_0 , a exponencial da equação (31) pode ser aproximada por uma série de Taylor, para ficar do tipo:

$$E_p(R) = D_0 \beta^2 (R - R_0)^2 \quad (34)$$

Isto é, próximo à posição de equilíbrio de energia potencial R_0 , a função de Morse é semelhante à função do oscilador harmônico. Assim, a tensão aplicada no material é proporcional ao alongamento porque $F = -k(R - R_0)$ e a variação da tensão será:

$$d[\sigma_t]_{R=R_0} = d[E\epsilon] \quad (35)$$

$$d\left[\frac{dE_p(R)}{d(R - R_0)}\right]_{R=R_0} = d\left[E \frac{(R - R_0)}{R_0}\right] \quad (36)$$

$$\frac{d^2 E_p(R)}{d(R - R_0)^2} = \frac{E}{R_0} \quad (37)$$

$$2\beta^2 D_0 = \frac{E}{R_0} \quad (38)$$

Das equações (33) e (38) a tensão teórica máxima no material é dada por:

$$\sigma_{t \max} = \left(\frac{D_0 E}{8R_0}\right)^{1/2} \quad (39)$$

ou ainda:

$$\sigma_{t \max} = \left(\frac{\gamma E}{4R_0} \right)^{1/2} \quad (40)$$

onde γ é a energia de superfície do material, que pode ser calculada da energia livre de ligação G_L e da densidade atômica N do sólido, pela relação:

$$\gamma = 1/4 G_L N^{2/3} Z \quad (41)$$

onde Z é o número de coordenação. Para a ligação silício-oxigênio na sílica vítrea, $G_L = 6,6 \times 10^{-19}$ J/ligação e $\gamma = 5,8 \text{ J/m}^2$. Considerando-se uma microtrinca de comprimento $a = 2,0 \times 10^{-10}$ m com módulo de Young para a sílica vítrea, $E = 7,2 \times 10^{10}$ N/m², a tensão teórica de fratura é $\sigma_t = 22,8 \times 10^9$ N/m² que é pelo menos uma ordem de grandeza maior que a resistência mecânica experimental encontrada. [5] Griffith estimou a resistência mecânica teórica de fibras de sílica vítrea fundamentando-se nas forças de ligação da estrutura molecular e concluiu que $E/10$ é um bom estimador para o limite teórico da resistência mecânica da sílica vítrea, onde E é o módulo de Young. Griffith admitiu que a redução na resistência mecânica da fibra é devida à presença de trincas na superfície do vidro, as quais concentram a tensão aplicada na ponta do defeito e causam a fratura a uma tensão muito

menor que a tensão teórica. Os defeitos são introduzidos na superfície do vidro por manipulação e abrasão mas se uma preforma de sílica vítrea é protegida corretamente do contato com outros materiais, então a resistência mecânica da fibra pode alcançar valores próximos da Tabela 3.3.

Tabela 3.3 - Propriedades físicas da sílica vítrea.

Energia de ligação (Si-O)	$8,9 \times 10^5 \text{ J/mol}$
Densidade de ligação	$1,31 \times 10^{-5} \text{ mol/m}^2$
Energia de superfície (γ)	$2,9 \text{ J/m}^2$
Módulo de Young (E)	$7,2 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$
Distância interatômica (Si-O)	$1,62 \times 10^{-10} \text{ m}$
Resistência mecânica teórica	$\approx 1,35 \times 10^{10} \text{ N/m}^2 \text{ } (-196^\circ \text{C})$

De acordo com o gráfico da Figura 3.16, a tensão teórica necessária para separar planos atômicos adjacentes de distância de equilíbrio R_0 , cresce até um valor máximo $\sigma_t \text{ max}$ e depois decresce lentamente com a separação $(R-R_0)$ dos planos atômicos. O valor da tensão teórica máxima na fratura do material também pode ser calculada daquele gráfico aproximando-se a curva de tensão de uma curva seno de comprimento de onda λ :

$$\sigma_t = \sigma_{t \max} \sin [2\pi(R - R_0)/\lambda] \quad (42)$$

para pequenos deslocamentos $(R - R_0)$ dos planos atômicos a função $\sin(2\pi(R - R_0)/\lambda) \approx 2\pi(R - R_0)/\lambda$ e a equação (42) é dada por:

$$\sigma_t = \sigma_{t \max} [2\pi(R - R_0)/\lambda] \quad (43)$$

e como em pequenos deslocamentos $(R - R_0)$ o sólido é considerado elástico, das equações (30) e (43) obtém-se:

$$\frac{E(R - R_0)}{R_0} = \sigma_{t \max} [2\pi(R - R_0)/\lambda] \quad (44)$$

ou então:

$$\sigma_{t \max} = \frac{E\lambda}{2\pi R_0} \quad (45)$$

A equação (45) pode ser dada em função da energia de superfície γ do material, observando-se que durante a fratura do sólido ocorre a formação de duas novas superfícies sendo esta energia dada por:

$$\gamma = 1/2 \int_0^{\lambda/2} \sigma_{t \max} \sin [2\pi(R - R_0)/\lambda] d(R - R_0) \quad (46)$$

$$\gamma = \sigma_{t \max} \lambda/2\pi \quad (47)$$

Das equações (45) e (47):

$$\sigma_{t \max} = \left(\frac{E \gamma}{2\pi R_0} \right)^{1/2} \quad (48)$$

Analisando-se a equação (45) observa-se que para $\lambda \approx R_0$ se tem:

$$\sigma_{t \max} \approx E/6 \quad (48)$$

que também é um estimador para o limite teórico de resistência mecânica do material.

Inglis [43] estudando a tensão e a deformação em uma trinca de secção elíptica numa placa plana submetida à tensão σ_a , conforme a Figura 3.17, determinou a tensão σ_p na ponta da trinca:

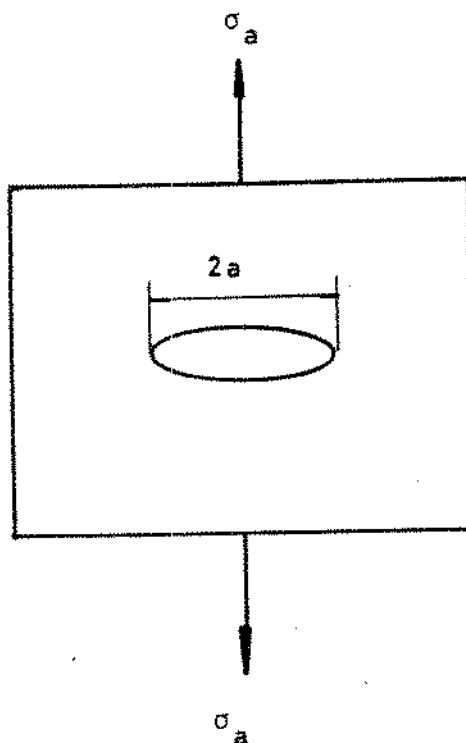


Fig. 3.17 - Uma trinca elíptica de eixo maior $2a$ numa placa plana sujeita à tensão σ_a .

$$\sigma_p = 2\sigma_a (a/\rho)^{1/2} \quad (50)$$

onde σ é a tensão aplicada no corpo de prova, $2a$ o eixo maior da trinca elíptica e ρ o raio da ponta da trinca. Quando a tensão atinge o valor máximo, a trinca começa a se propagar e o processo de fratura catastrófica é iniciado com:

$$\sigma_{t \max} = \sigma_p \quad (51)$$

$$\left(\frac{YE}{4R_0}\right)^{1/2} = 2\sigma_f \left(\frac{a}{\rho}\right)^{1/2} \quad (52)$$

ou ainda:

$$\sigma_f = \left[\frac{YE}{4a} \left(\frac{\rho}{4R_0}\right) \right]^{1/2} \quad (53)$$

onde σ_f é a tensão de fratura do material.

Quando um material é tensionado, energia potencial é armazenada no mesmo e pela teoria da elasticidade:

$$E_p = \sigma_a^2 / 2E \quad (54)$$

onde σ_a é a tensão aplicada e E o módulo de Young do material. Assim, de acordo com o estudo de Inglis [43] para a tensão e a deformação de uma trinca elíptica em placa plana de espessura

unitária, a presença da trinca reduz a energia de deformação de:

$$\Delta E_p = - \frac{\pi a^2 \sigma_a^2}{E} \quad (55)$$

e à medida que a trinca cresce, aumenta a energia disponível para a propagação da mesma, com uma parte da energia sendo utilizada na formação de novas superfícies na região da trinca, com energia de superfície $2\gamma a$ para cada uma. Griffith [5] observou que no instante que uma trinca se propaga catastroficamente, o aumento de energia de superfície deve ser igual ao decréscimo de energia de deformação:

$$\frac{d}{da} \left(\frac{\pi a^2 \sigma_f^2}{E} \right) = \frac{d}{da} (4a\gamma) \quad (56)$$

$$\frac{2\pi a \sigma_f^2}{E} = 4\gamma \quad (57)$$

e a tensão de fratura é dada por:

$$\sigma_f = \left(\frac{2\gamma E}{\pi a} \right)^{1/2} \quad (58)$$

[39]
Doremus verificou que a equação (58) fornece uma condição necessária mas não suficiente para a fratura e que a equação (50) fornece o critério correto, de acordo com a segunda lei da termodinâmica. O pesquisador assume que o raio da ponta da

trinca ρ varia com a tensão aplicada σ para um valor maior e a tensão na ponta da trinca torna-se menor que $\sigma_{t \max}$. Assim, a fratura deve ocorrer quando o raio da trinca for maior que um valor mínimo crítico ρ_m , que pode ser obtido das equações (50) e (58):

$$\rho_m = \frac{8E\gamma}{\pi\sigma_f^2} \quad (59)$$

ou ainda das equações (42) e (50):

$$\rho_m = 32 R_O / \pi \quad (60)$$

Da equação (60) observa-se que o raio mínimo na trinca ρ_m é cerca de 10 vezes a distância interatômica de equilíbrio e é independente de outros parâmetros.

De acordo com as equações (55) e (56) à medida que o comprimento da trinca aumenta, mais energia é disponível para a propagação da mesma, sendo uma parte usada na formação de novas superfícies e a outra transformada em energia cinética de propagação da trinca. À medida que as extremidades da trinca se movem, o material do lado da trinca se move com velocidade finita e num dado instante, a variação da energia cinética desse material é igual à variação da energia de deformação e de superfície:

$$\frac{d}{dt} (E_c) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\pi a^2 \sigma^2}{E} - 4\gamma a \right) \quad (61)$$

A solução da equação (61) foi encontrada por Mott⁽⁵¹⁾ e cuja expressão é da forma:

$$V_t = V_m (1 - a_0/a) \quad (62)$$

onde V_t é a velocidade de propagação de trinca, V_m é a velocidade longitudinal do som no material, a_0 é a metade do comprimento inicial da trinca e a o comprimento em um dado instante. A velocidade do som no material é dada por $V_m = \sqrt{E/\delta}$ onde $0,4 < m < 0,5$, E é o módulo de Young e δ a densidade do material. A equação (62) indica que a velocidade da trinca aumenta à medida que a trinca cresce, aproximando-se de uma velocidade limite quando a trinca aumenta muito. A velocidade limite da trinca no material é da ordem de $V_m/4$, o que significa que os deslocamentos que ocorrem no material adjacente à trinca ocorrem na velocidade do som no material.

A Figura 3.18 mostra três modos de carregamento de um sólido e usando a teoria da elasticidade é possível calcular o campo de tensão na ponta da trinca no modo I de carregamento.

Para o sistema de coordenadas da Figura 3.19, as tensões na ponta do defeito são dadas por:

$$\sigma_{ij} = \sigma_a f_{ij} (a/R) g_{ij} (\theta) \quad (63)$$

onde σ_a é a tensão aplicada uniformemente no sólido, a é a profundidade da trinca e R, θ são coordenadas de um ponto P que tem como origem a ponta da trinca. A teoria da elasticidade linear permite avaliar as funções f da equação (63), que podem ser simplificadas se forem consideradas em regiões próximas da ponta da trinca e na direção de cada eixo de tensões na Figura 3.19.

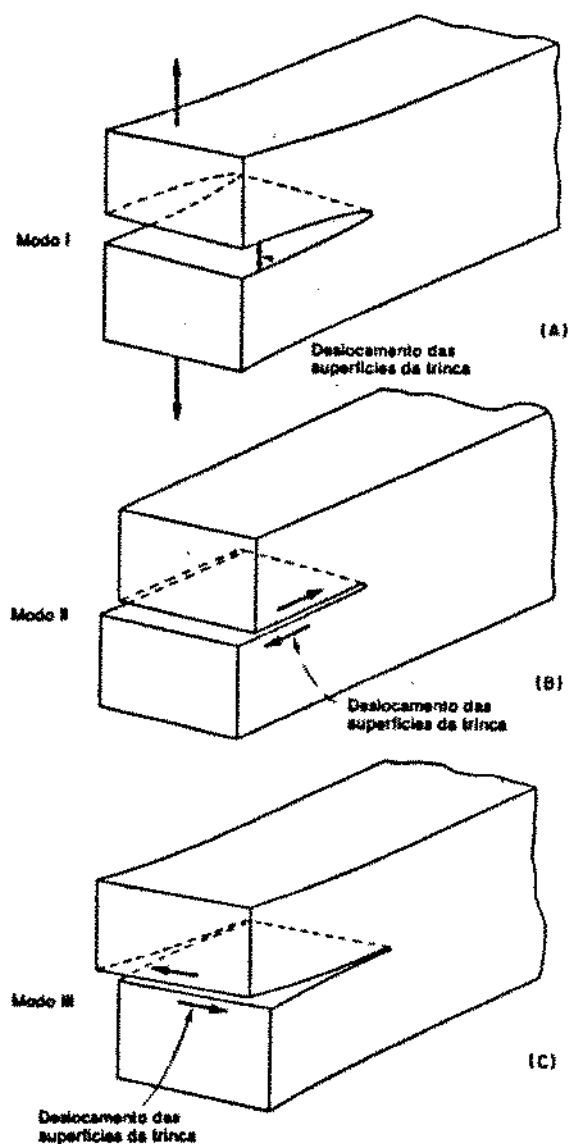


Fig. 3.18 - Três modos de carregamento de um sólido.

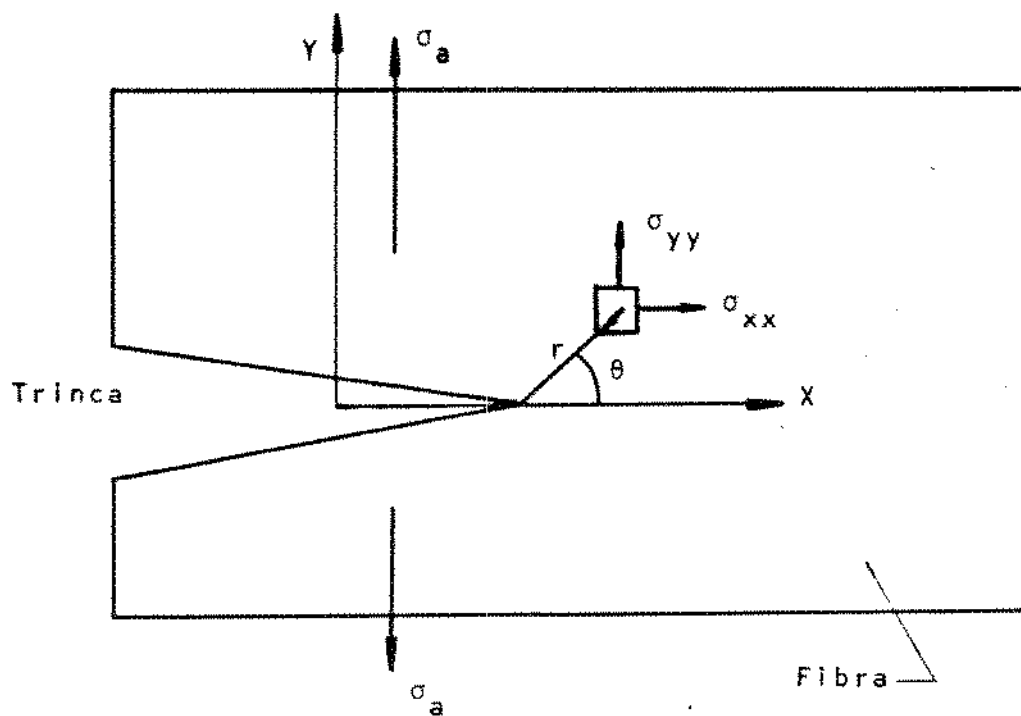


Fig. 3.19 - Sistema de coordenadas para um sólido carregado.

$$\sigma_{ij} = \sigma_a \left(\pi a / \pi R \right)^{1/2} g_{ij}(\theta) \quad (64)$$

e ainda:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_a \left(\pi a / \pi R \right)^{1/2} \cos \theta/2 (1 - \sin \theta/2 \sin 3 \theta/2) \\ \sigma_{yy} &= \sigma_a \left(\pi a / \pi R \right)^{1/2} \cos \theta/2 (1 + \sin \theta/2 \sin 3 \theta/2) \\ \tau_{xy} &= \sigma_a \left(\pi a / \pi R \right)^{1/2} \cos \theta/2 \sin \theta/2 \cos 3 \theta/2 \end{aligned} \quad (65)$$

A tensão na direção do eixo Y com $\theta = 0$ e $R \rightarrow 0$ é dada por:

$$\sigma_{yy} = \frac{\sigma_a(\pi a)^{1/2}}{(\pi R)^{1/2}}$$

ou ainda:

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{(\pi R)^{1/2}}$$

(66)

onde K_I é o fator de intensidade de tensão para o modo I de carregamento. A equação (66) é uma solução geral que se aplica a qualquer corpo com trincas, independente da geometria e tamanho da trinca no modo de carregamento I. Os efeitos de carregamento, geometria e tamanho de trinca estão incorporados no parâmetro K_I que governa o campo de tensão nas pontas da trinca.

Considerando-se uma fibra sujeita a uma tensão uniforme σ com um defeito de comprimento $2a$ como na Figura 3.17, a tensão na direção do eixo Y é σ_{yy} e espera-se que a tensão na ponta da trinca seja proporcional ao tamanho do defeito. Como σ_{yy} depende de $1/\sqrt{R}$ pela equação (66), σ_{yy} também deve depender de $\sqrt{a}$ porque do contrário a equação não será dimensionalmente homogênea e portanto:

$$\sigma_{yy} \propto (a/\pi R)^{1/2} \sigma \quad (67)$$

Introduzindo-se uma constante de proporcionalidade na equação (67):

$$\sigma_{yy} = k(a/\pi R)^{1/2} \sigma \quad (68)$$

Analisando-se a equação (68), observa-se que $k = \sqrt{\pi}$ e o fator

de intensidade de tensão é dado por:

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a} \quad (69)$$

considerando-se nesta equação que o diâmetro da fibra é $d_{ef} \gg a$.
 No entanto, as tensões na ponta da trinca podem variar conforme o
 valor d_{ef} sendo maior para d_{ef} pequeno e menor para d_{ef} grande e
 assim é necessário introduzir um fator na equação (69) que mostre
 a dependência de K_I com o diâmetro efetivo da fibra:

$$K_I = \beta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (70)$$

onde β é um fator adimensional que depende de d_{ef} e a , isto é,
 $\beta = f(a/d_{ef})$ e a equação (70) fica:

$$K_I = f(a/d_{ef}) \sigma \sqrt{\pi a} \quad (71)$$

Se a tensão na ponta da trinca é afetada por algum fator
 geométrico, o efeito no fator de intensidade de tensão será em
 β .

A fratura da fibra ocorre quando o campo de tensão na
 ponta da trinca excede um valor crítico caracterizado pelo fator
 de intensidade de tensão K_{Ic} , de forma que na fratura:

$$K_I = K_{Ic} \quad (72)$$

onde K_{Ic} é o fator de intensidade de tensão crítico, determinado experimentalmente e de acordo com a equação (71):

$$K_{Ic} = f(a/d_{ef}) \sigma_c \sqrt{\pi a_c} \quad (73)$$

onde σ_c é a tensão crítica e a_c o tamanho crítico da trinca.

A experiência mostra que o vidro pode se deformar plasticamente à temperatura ambiente e embora a intensidade da deformação durante a fratura frágil seja muito pequena, admite-se em geral, que o vidro se comporta dessa forma até o instante da fratura. A mecânica de fratura, que se baseia na teoria da elasticidade linear, na qual os alongamentos são considerados infinitesimais e proporcionais à tensão, trabalha com condições de tensão em um sólido necessárias para iniciar a propagação de uma trinca pré-existente em um campo de tensão ativado. A aplicação da mecânica de fratura a um sólido implica na presença de trincas intrínsecas que perturbam e concentram o campo de tensão local.

De acordo com a equação (68), a tensão na ponta da trinca é infinita para $R = 0$, independente do valor de K , sendo este fato uma consequência da teoria da elasticidade que estabelece ser o linearmente proporcional ao alongamento ϵ , sem qualquer limitação. No entanto, um material tem uma deformação plástica que limita a tensão e cujo tamanho na ponta da trinca é determinado pelo valor de K , conforme a Figura 3.20.

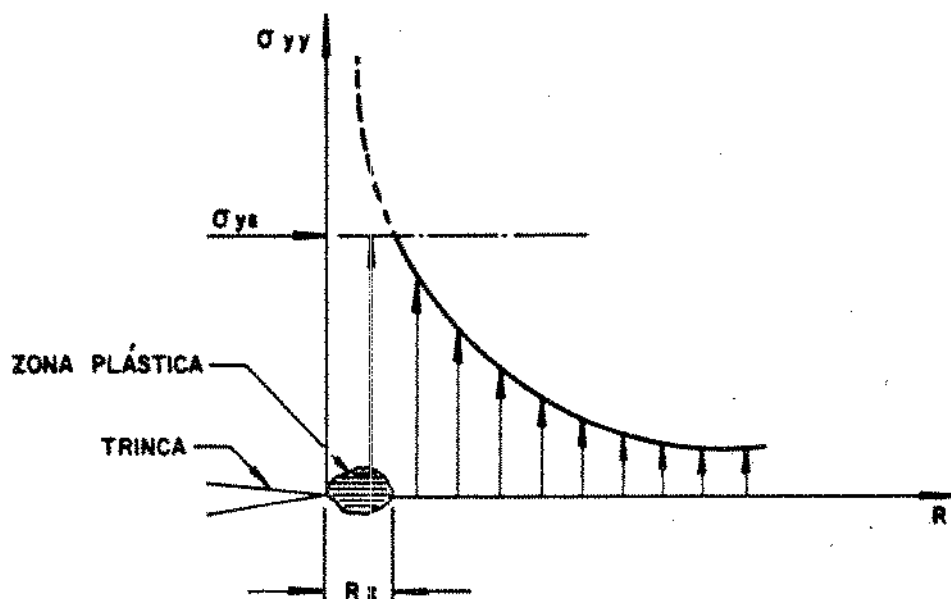


Fig. 3.20 - Distribuição de tensões na ponta de uma trinca com a zona plástica: σ_{ys} = tensão de escoamento ; R_z = tamanho da zona plástica.

Para eliminar a singularidade de tensão da ponta da trinca, Dugdale [56] e Barenblatt [57] sugeriram que uma configuração mais realista da distribuição da tensão podia ser obtida adicionando-se tensões à superfície da trinca na vizinhança da ponta da mesma. As tensões $\sigma(x)$ são adicionadas sobre uma pequena região próximo da ponta da trinca, a fim de obter um fator de intensidade de tensão $k(z)$ dado por:

$$K(z) = -(2/\pi)^{1/2} \int_{C'-D}^{C'} (C'-x)^{-1/2} \sigma(x) dx \quad (74)$$

onde D é o comprimento da superfície da trinca sobre a qual $\sigma(x)$ é

adicionada e C é o comprimento da ponta da trinca antes da aplicação das tensões de superfície. A singularidade de tensão é então eliminada colocando-se $K(z) = K_I$, onde K_I é o fator de intensidade de tensão na ausência de tensões de superfície. Neste modelo, as tensões de superfície dadas por $\sigma(x)$ são iguais às tensões não lineares presentes na vizinhança da ponta de uma trinca real. Após a aplicação das tensões de superfície, a ponta da trinca estaria a uma distância $-D$ da posição original C' , de tal forma que a posição da ponta da trinca é agora $C = C' - D$. Com este modelo é possível estimar o tamanho de uma zona plástica na vizinhança da ponta da trinca, que segundo Dugdale é dada por:

$$D = (\pi/8 (K_{IC}/\sigma_Y))^2 \quad (75)$$

Usando a equação (75), Lawn e Wilshaw [58] mostraram que as zonas plásticas são pequenas, da ordem de (1-5)nm para materiais frágeis e no caso da sílica vítrea, $D = 4,9$ nm.

Thomson et alii [59] formularam modelos atômicos de fratura onde as ligações atômicas se rompem quando o deslocamento entre átomos excede um valor crítico. Em um modelo, um arranjo bidimensional, infinito, do sistema cúbico simples, uma trinca com n átomos de comprimento é colocada no centro de um plano de átomos e as condições de fratura são determinadas. Os autores observam que há uma tensão crítica necessária para a propagação da trinca e

uma tensão pouco menor, necessária para fechá-la. Entre estas duas tensões, os autores consideram que a trinca fica presa na cela do material, conforme a Figura 3.21.

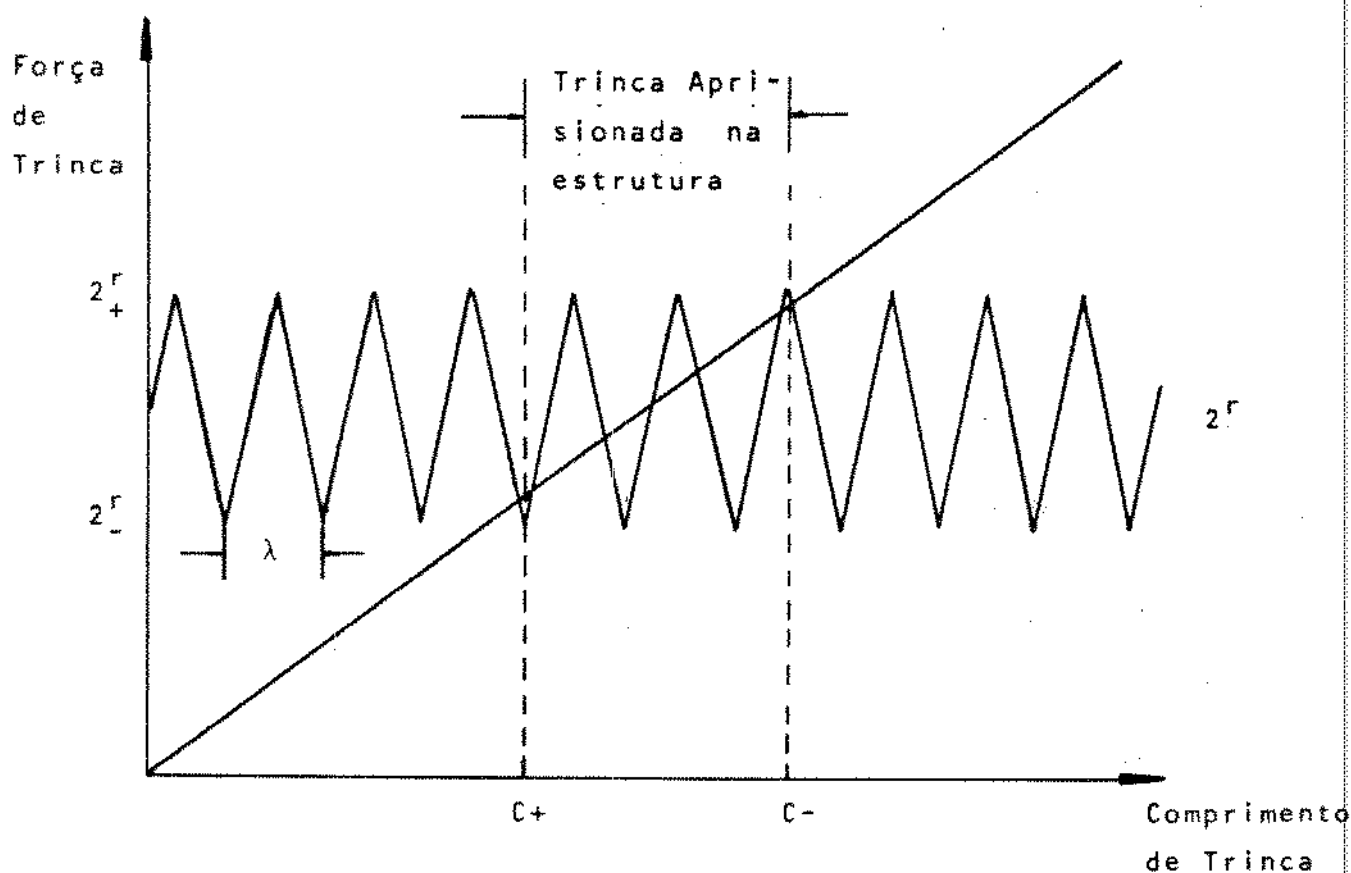


Fig. 3.21 - Gráfico de força de trinca x comprimento de trinca no qual a trinca pode crescer ou retrair em função da posição de equilíbrio (Thomson, R., 59).

O crescimento ou retração da trinca podem ocorrer conforme o fator de intensidade de tensão K venha a ser maior que K_+ (crescimento) ou menor que K_- (retração) e portanto há uma faixa de fatores de intensidade de tensão para os quais a trinca é estável. Este fato contrasta com a teoria de Griffith a qual estabelece apenas um valor para o fator de intensidade de tensão para a estabilidade da trinca.

[60]
Irwin estudando o fator de intensidade de tensão crítico (tenacidade à fratura), analisa o trabalho necessário para mover uma trinca, de uma distância Δx no material. Para calcular o trabalho, o autor admite a hipótese que a trinca se movimenta para trás e se fecha, conforme a Figura 3.22.

A Figura 3.22 A mostra uma placa de espessura unitária e largura infinita, sujeita a uma tensão uniforme σ e com uma trinca de comprimento a , na qual é aplicada nas superfícies superior e inferior uma tensão hipotética σ_y , de uma distância Δx a partir da extremidade b da trinca. A tensão σ_y pode fechar a trinca em um dado instante, se crescer em todos os pontos para o mesmo valor que tinha quando a extremidade da trinca estava em a , conforme a Figura 3.22 B. A teoria da elasticidade admite que o deslocamento das superfícies da trinca varia linearmente com a tensão σ_y e que o trabalho realizado sobre um elemento dx , quando a tensão σ_y aumenta para o valor que fecha a trinca é:

$$dw = F_y \frac{2V}{2} = \sigma_y dx \frac{2V}{2} = \sigma_y V dx \quad (76)$$

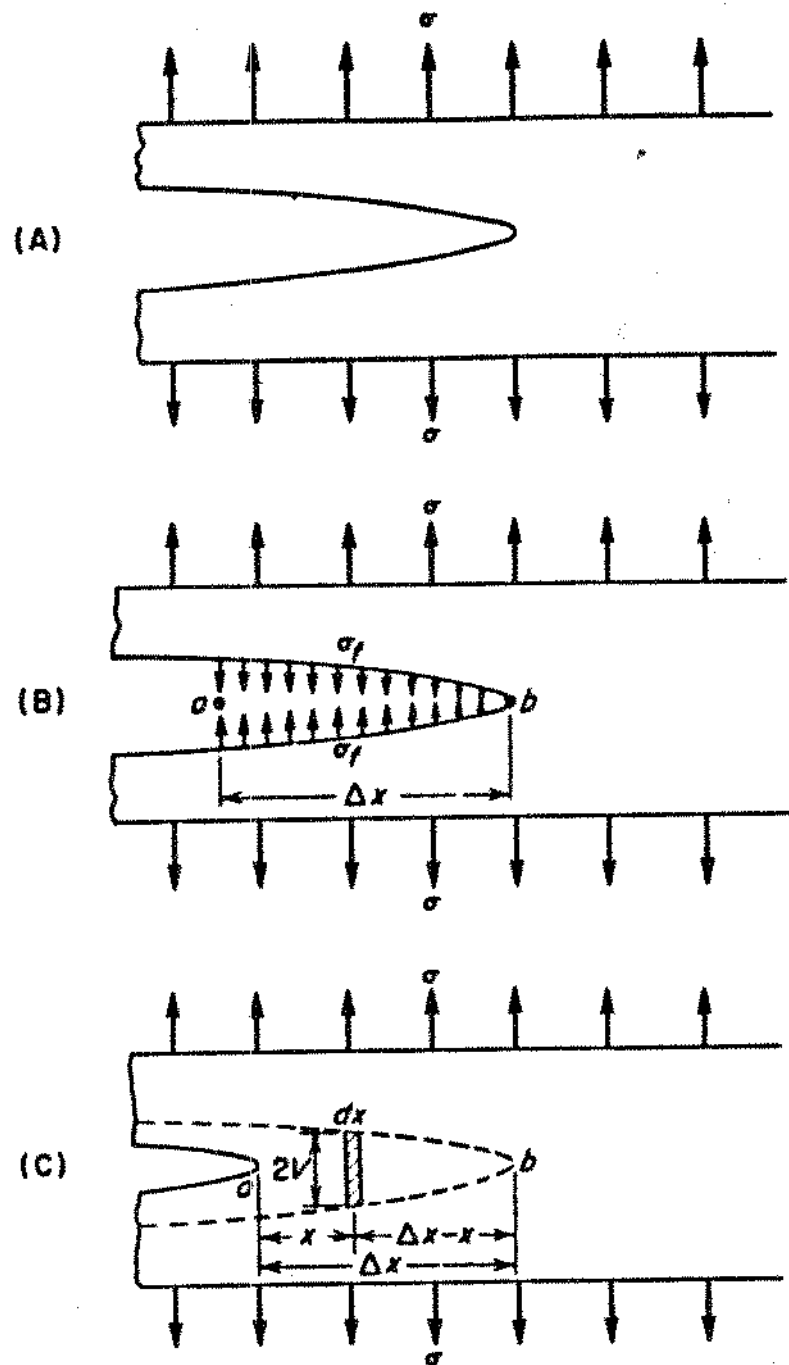


Fig. 3.22 - Esquema do método de Irwin para estudo de fratura frágil (Irwin, G.R., 60).

O trabalho necessário para fechar a trinca em uma distância Δx é:

$$\Delta W = \int_0^{\Delta x} \sigma_y V dx \quad (77)$$

Se o material na frente da trinca está em um estado plano de tensões, então $\sigma_z = 0$ e a teoria da elasticidade mostra que:

$$\sigma_y = \frac{\sigma \sqrt{a\pi}}{\sqrt{2x}} \quad (78)$$

$$V = \frac{2\sigma \sqrt{a\pi}}{E} \sqrt{2(\Delta x - x)} \quad (79)$$

onde x é o comprimento medido a partir do ponto a da trinca, E o módulo de Young do material e a a metade do comprimento da trinca. Substituindo-se as equações (78) e (79) na equação (77) e integrando:

$$\Delta W = \frac{\sigma^2 a \pi \Delta x}{E} \quad (80)$$

Irwin estabelece uma "força" para o crescimento da trinca no material dada por:

$$G = \frac{\Delta W}{\Delta x} = \frac{\sigma_f^2 a \pi}{E} \quad (81)$$

onde σ_f é a tensão de fratura no material. De acordo com a relação de Griffith é possível verificar que:

$$G = \frac{\sigma_f^2 a \pi}{E} = 2\gamma \quad (82)$$

Isto é, a força aplicada na frente de propagação de uma trinca que se move é igual ao dobro da energia de superfície do material. A análise acima foi aplicada para um material elástico e frágil mas também pode ser aplicado para um material onde o movimento da trinca gera uma deformação plástica do mesmo e neste caso:

$$G = 2\gamma_p \quad (83)$$

onde γ_p é a energia de superfície de deformação plástica. Para um material onde ocorrem simultaneamente deformações elástica e plástica, uma expressão mais geral é dada por:

$$G = 2(\gamma + \gamma_p) \quad (84)$$

Para um material que fratura no modo I de carregamento, a força aplicada na frente de propagação da trinca é dada por:

$$G = K_{IC}^2 / E \quad (85)$$

onde $K_{IC} = \sigma_f \sqrt{\pi a}$ é o fator de intensidade de tensão crítica.

3.3. O CRITÉRIO DE FRATURA DE GRIFFITH

A superfície de fratura de um material frágil pode fornecer um conjunto de informações importantes sobre o fenômeno de fratura, conforme foi visto em análises anteriores. O critério de fratura de Griffith é estabelecido na equação:

$$\sigma_f = (2E\gamma/\pi a)^{1/2} \quad (86)$$

onde γ é a energia de superfície, E o módulo de elasticidade e a a profundidade de trinca. Griffith não especifica como são avaliados os termos γ e a , uma vez que a área da superfície e o comprimento de trinca gerados durante o processo de fratura são maiores que a área e o comprimento projetados em virtude da rugosidade da superfície. A análise da superfície de fratura de fibras ópticas mostra que há três áreas distintas: a lisa (espelho), a rugosa (névoa) e a estriada (manto), sendo possível relacionar a resistência mecânica de fratura S com a distância R , da origem da fratura até a fronteira espelho-névoa, de acordo com a equação de Shand [49]:

$$S(R)^{1/2} = A \quad (87)$$

onde A é uma constante que depende do material e da temperatura.

Uma análise mais detalhada daquelas áreas mostra que podem ser similares se ocorrer apenas uma diferença de escala entre as mesmas, isto é, se for possível determinar um parâmetro que permita "quantificá-las". O modelamento de superfícies de fratura por meio de fractais foi sugerido por Mandelbrot et alii [61]

que descreveu superfícies geometricamente irregulares, considerando-as como um invariante (estatístico) sobre uma certa faixa de transformações de escala, isto é, se a superfície é auto-similar nessas transformações. Para tais superfícies, o grau de irregularidade está associado com a dimensão fractal D da superfície. Em análises fractais de objetos naturais (relevo), encontrou-se que as linhas de fronteira têm dimensão $1 \leq D < 2$, [62] mas Avnir et alii observou que para uma ampla faixa de materiais, a dimensão fractal é $2 \leq D < 3$, tendo verificado a relação entre aquela dimensão e o estado da superfície para diversos materiais conforme a Tabela 3.4.

A teoria fractal de ciência de superfície é uma extensão da relação básica que descreve a auto-similaridade:

$$N(R) \propto R^{-D} \quad (88)$$

onde $N(R)$ é o número de segmentos de tamanho R necessários para medir o comprimento ou a área da superfície do objeto fractal.

Tabela 3.4 - Relação entre a dimensão espectral D e o relevo de superfícies de materiais.

MATERIAL	DIMENSÃO FRAGTAL	SUPERFÍCIE
Carvão de côco	1,97 +- 0,02	lisa
Magnesita	1,95 +- 0,04	lisa
Grafite	2,07 +- 0,01	pequenos defeitos
Vidro de quartzo	2,15 +- 0,06	pequenos defeitos
Carvão de mina	2,52 +- 0,07	rugosa
Dolomita	2,58 +- 0,01	rugosa
Rocha de cálcio	2,97 +- 0,01	multo irregular
Ácido silícico poroso	2,94 +- 0,04	multo irregular

Para entender a relação de auto-similaridade, considere-se um triângulo equilátero de lado L, que é sucessivamente dividido em triângulos menores de lado $L/2$, $L/2^2$... $L/2^n$, no meio de cada lado do mesmo. Após n iterações, o perímetro do triângulo será dado por um número N(R) de segmentos $R = L/2^n$ cujo valor é:

$$N(R) = CR^{-D} \quad (89)$$

onde C é uma constante e D é a dimensão fractal. Para D = 1, 2, 3 esta constante é $1/2 L$, $1/\pi A$, $3/4\pi V$, onde L, A, V são o comprimento de linha, área de superfície e volume respectivamente.

A dependência de $N(R)$ com o tamanho está na constante C e D é uma quantidade intensiva que dá a irregularidade intrínseca da superfície, a qual é válida para todos os níveis de resolução:

$$D = - \lim_{R \rightarrow 0} (\log N(R) / \log R) \quad (90)$$

O comprimento L da linha de fratura de um material frágil (e outros) pode ser calculada pela equação de auto-similaridade, considerando-se a rugosidade da superfície, conforme a Figura 3.23, onde L_P é o comprimento projetado e L é o lado do triângulo equilátero que contorna a trinca:

$$N(R) = CR^{-D} \quad (91)$$

$$\frac{L_R(R)}{R} = CR^{-D} \quad (92)$$

$$L_R(R) = CR^{-(D-1)} \quad (93)$$

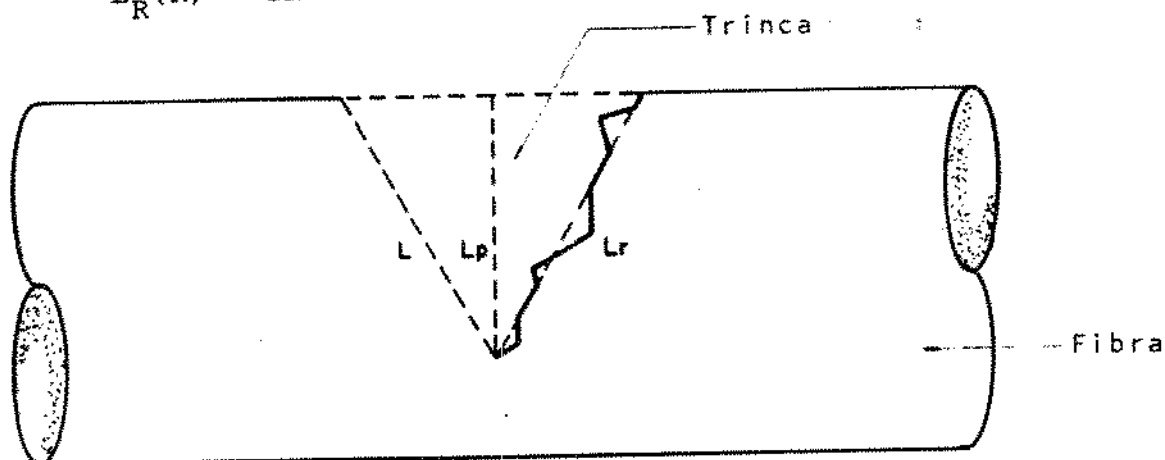


Fig. 3.23 - Trinca de forma equilátera com rugosidade na superfície de fratura.

Aplicando-se o operador logarítmico na equação (93) vem:

$$\log L_R(R) = \log C - (D-1) \log R \quad (94)$$

e portanto:

$$L_R(R) = L_0 R^{-(D-1)} \quad (95)$$

onde $C = L_0$ e D são determinados em gráfico $\log L_R(R) \times \log R$. De acordo com a equação (95), o critério de fratura de Griffith da equação (86) será modificado para:

$$\sigma'_f = \left(\frac{2E\gamma}{\pi L_R(R)} \right)^{1/2} = \left(\frac{2E\gamma}{\pi L_0 R^{-(D-1)}} \right)^{1/2} \quad (96)$$

de modo que $\sigma'_f < \sigma_f$, uma vez que $L_R(R) > L_P = a$.

A área da superfície de fratura é calculada observando-se que a medida estatística da dimensão fractal D é dada por:

$$P(R) \propto A(R)^{D/2} \quad (97)$$

onde $P(R)$ é o perímetro e $A(R)$ é a área da superfície. Um gráfico $\log A(R) \times \log P(R)$ permite calcular a inclinação da reta dos dados e determinar a dimensão fractal D :

$$P(R) = C'A(R)^{D/2} \quad (98)$$

ou ainda:

$$A(R)^{D/2} = CP(R) \quad (99)$$

$$\log A(R) = \frac{2}{D} \log C + \frac{2}{D} \log P(R) \quad (100)$$

$$\log A(R) = \frac{2}{D} \log A_0 + \frac{2}{D} \log P(R) \quad (101)$$

onde $C = A_0$. Também é preciso observar que a área de superfície A é dada por:

$$A(R) = A_0 R^{-(D-2)} \quad (102)$$

e assim a energia de superfície γ é dada por:

$$\gamma = \frac{\tau}{A(R)} = \frac{\tau}{A_0 R^{-(D-2)}} \quad (103)$$

onde τ é o trabalho realizado para a formação das superfícies de fratura. Então o critério de fratura de Griffith dado pela equação (6) será especificado por:

$$\sigma_f'' = \left(\frac{2E\gamma}{\pi L_0 R^{-(D-1)}} \right)^{1/2} = \left(\frac{2E\tau/A_0 R^{-(D-2)}}{\pi L_0 R^{-(D-1)}} \right)^{1/2} \quad (104)$$

ou também:

$$\sigma_f'' = \left(\frac{2E\tau}{\pi V_{OR}^{-(D-3)}} \right)^{1/2} \quad (105)$$

onde V é o volume inicial do material sob tensão.

No entanto é necessário observar, como já foi assinalado, que a equação de fratura de Griffith dá a condição necessária mas não suficiente para a fratura de materiais frágeis e que as equações de Inglis dão o critério correto para fratura, de acordo com a análise termodinâmica realizada por Doremus [39], o qual mostra que a tensão de fratura não pode ser menor do que a tensão dada pela equação (86) mas pode ser maior.

4. A FADIGA MECÂNICA DO VIDRO

4.1. INTRODUÇÃO

A resistência mecânica da sílica vítrea usada na fabricação de fibras ópticas tem um comportamento frágil e portanto é muito sensível a trincas que crescem rapidamente quando uma tensão é aplicada na mesma. Esse comportamento é consequência do vidro ser formado de um arranjo aleatório tridimensional de átomos, não podendo suportar uma transformação dúctil verdadeira. O vidro de sílica também fratura após um longo tempo de carga, ainda que a tensão aplicada seja menor que a tensão de fratura, fenômeno este denominado de fadiga estática, o qual é induzido por crescimento de trinca que resulta de reação corrosiva entre o vidro e a umidade e é um processo ativado por tensão. A fratura de fibras ópticas em um sistema de comunicações é altamente prejudicial à confiabilidade do sistema e a análise da fadiga em sílica vítrea é muito importante para obter dados sobre a resistência mecânica e confiabilidade de longo termo de fibras ópticas fabricadas desse material.

A fadiga em vidros e materiais cerâmicos pode ser estudada por meio de dois métodos: a fadiga estática na qual o crescimento de trinca é medido quando o material está sob tensão constante e a fadiga dinâmica que mede a resistência mecânica de fratura estando o material sob taxa constante de tensão. O teste

de fadiga estática permite estudar o processo de crescimento de trinca de forma mais detalhada embora consuma mais tempo e o teste de fadiga dinâmica consome um número grande de amostras. A Figura 4.1 mostra o padrão típico dos testes de fadiga estática e dinâmica usados em estudos de resistência mecânica de fibras ópticas e ambos são métodos convenientes para analisar o comportamento de fadiga com suficiente precisão em um intervalo de tempo específico.

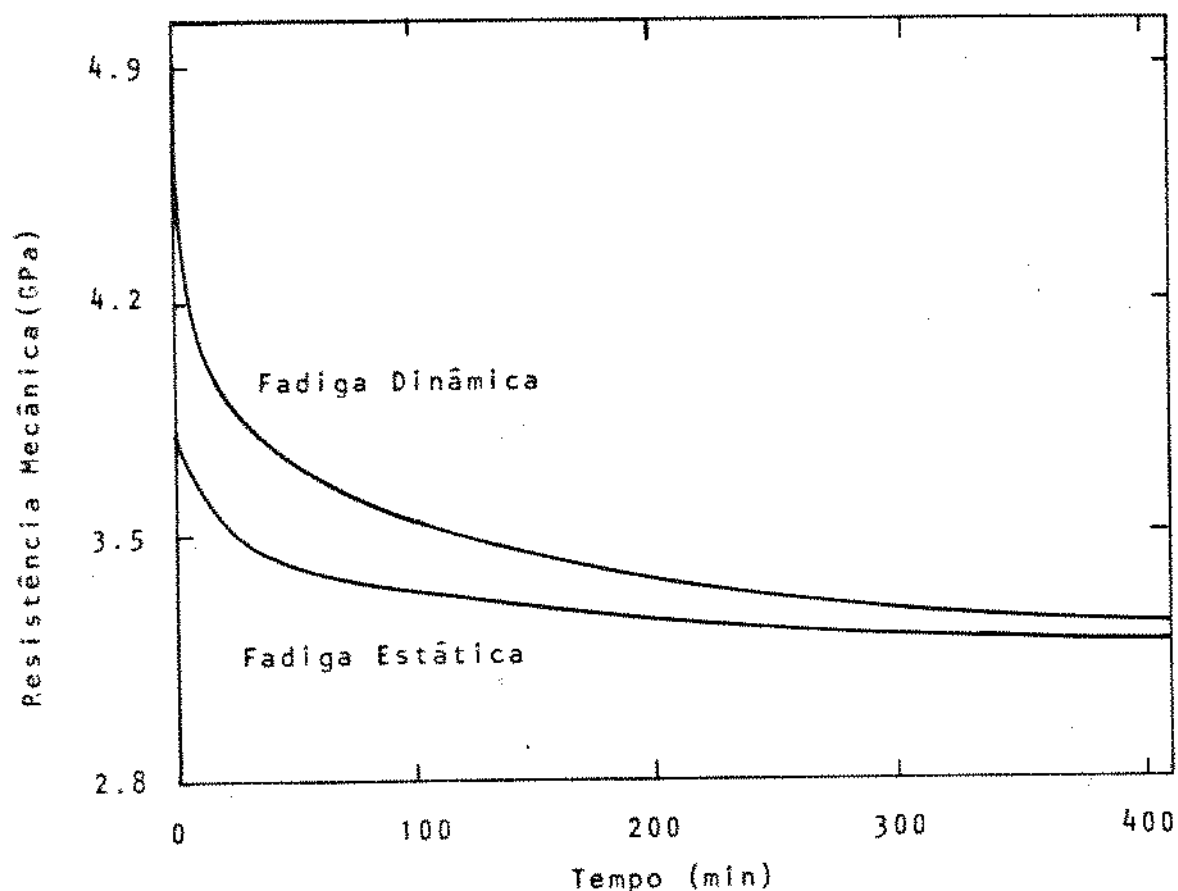


Fig. 4.1 - Gráfico de tensão de fratura de fibras ópticas em testes estático e dinâmico.

A resistência mecânica e a fratura da sílica vítrea podem ser influenciadas pela química da superfície de várias formas:

a) os fenômenos químicos de superfície podem resultar em transformações de composição e estrutura na superfície do vidro durante os processos de fabricação de alta temperatura da preforma e fibras ópticas. No caso da sílica vítrea, estes fenômenos parecem limitar-se à adsorção da água e outros gases, assim como à segregação superficial e à volatilização de impurezas no material vítreo.

b) a absorção química de espécies gasosas na superfície do vidro e em pontas de defeitos que estão sob tensão residual ou aplicada, pode contribuir para a fratura de ligações atômicas e o fenômeno é fundamental para o crescimento de trinca.

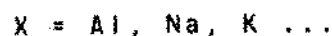
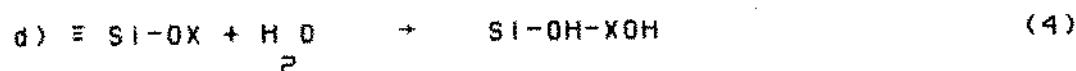
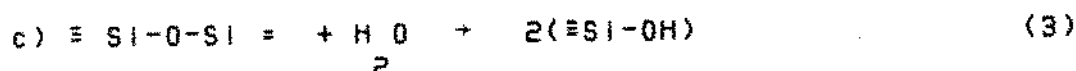
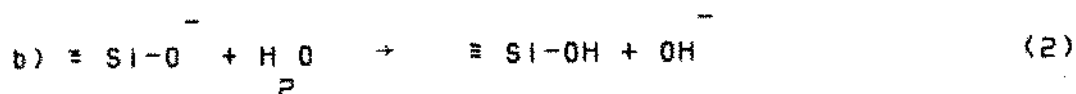
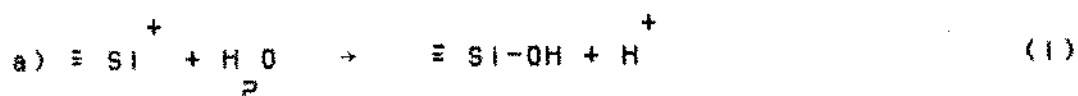
c) as reações químicas entre a superfície vítrea e as espécies adsorvidas podem levar à fratura de ligações, formação de filmes de hidratação e outras heterogeneidades estruturais na superfície vítrea, em condições ambientes. Estas reações se realizam em locais de alta energia de superfície, como os associados com ligações tensionadas, que aparecem em regiões com acidentes topológicos, separação de fase, cristalitos ou impurezas.

d) as trincas geradas mecanicamente na superfície do vidro são locais de alta energia onde a adsorção e a condensação de água podem resultar em reações de corrosão pela dissociação de grupos

silanol ($\equiv\text{Si-OH}$) de superfície e reações de troca iônica. Assim, a geometria da trinca pode ser modificada pela formação de gel, dissolução não uniforme e "etching".

e) a adsorção física de água em superfícies recém formadas, com trincas pré-existentes ou na interface entre a superfície do vidro e revestimentos orgânicos origina um reservatório de reagentes para reações químicas sob a aplicação de tensão.

A hidrólise predomina no comportamento químico da superfície de um vidro de sílica e há diversos locais onde a absorção química da água pode ocorrer:



Estas reações são importantes para a química de superfície da sílica vítrea e para o comportamento de fratura do material porque:

a) a absorção química produz a formação de grupos silanol ($\equiv\text{Si-OH}$)

b) a hidrolização de ligações siloxano (Si-O-Si) quebra as ligações que formam a estrutura da matriz vítrea da sílica.

A presença de grupos silanol na sílica vítrea parece ser de dois tipos de configuração: o vicinal e o isolado, conforme a Figura 4.2.

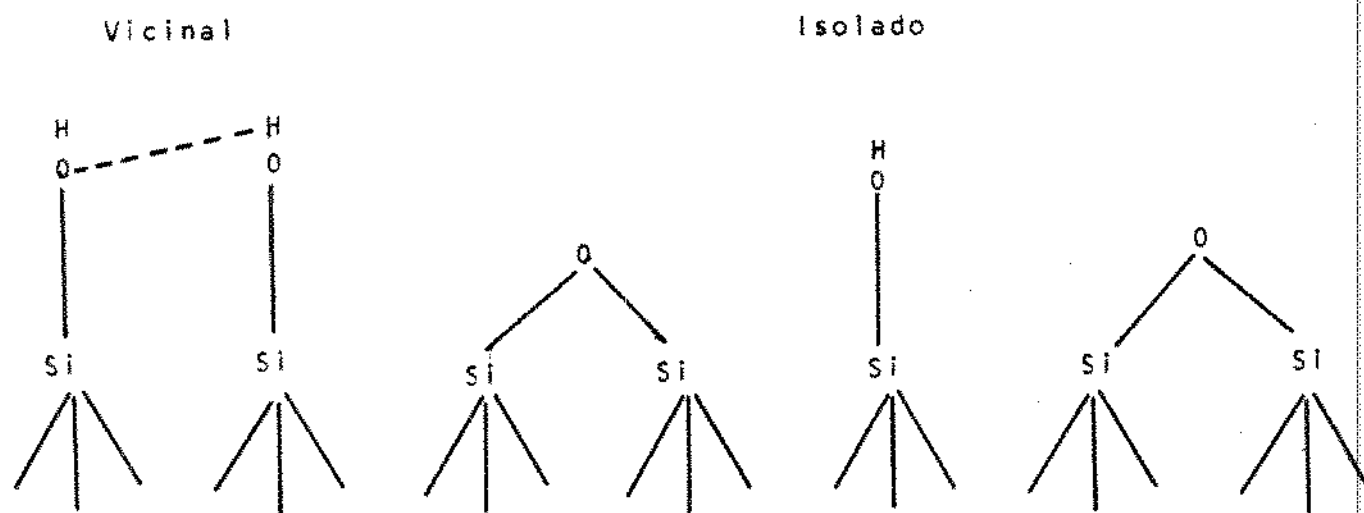


Fig. 4.2 - Configuração de grupos silanol na sílica vítrea.

Os grupos hidroxílicos vicinais são hidrogênios ligados um ao outro devido à sua proximidade através de trincas, defeitos e fraturas da sílica vítrea e a concentração e configuração dos grupos silanol vicinal determinam a adsorção física de água molecular, conforme a Figura 4.3. A superfície da sílica em condições ambientais está coberta por uma camada de água molecular

fisicamente adsorvida (água de hidratação).

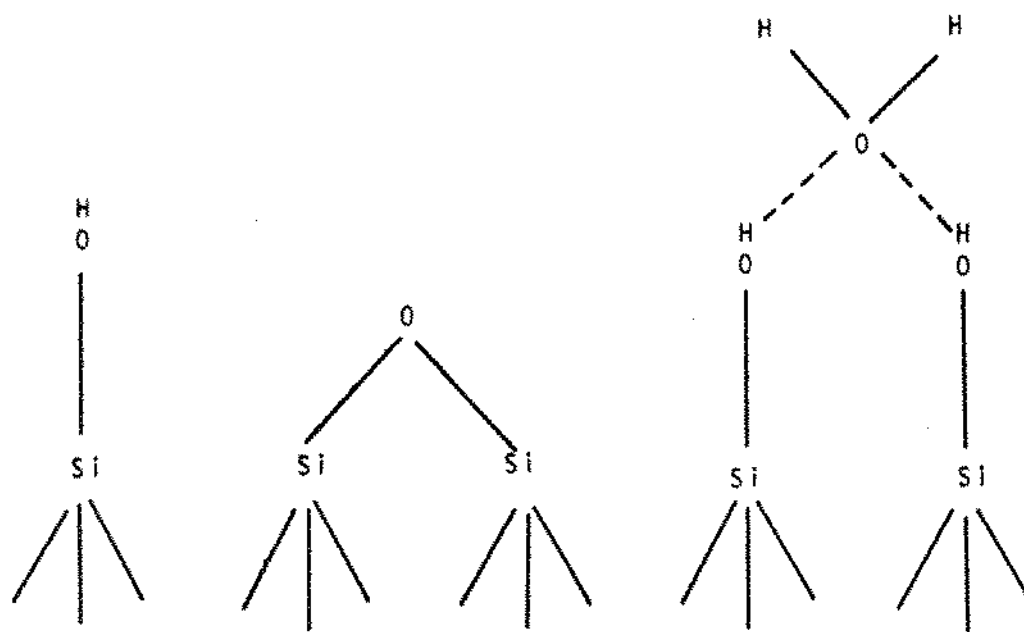
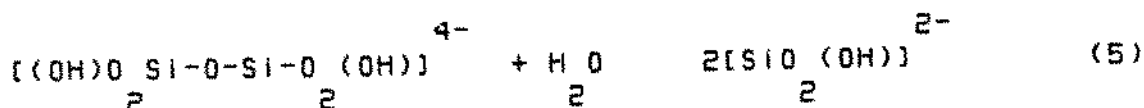


Fig. 4.3 - Adsorção de água molecular por grupo silanol.

O mecanismo de ataque da água à estrutura da sílica, de acordo com as reações anteriores, parece não ter sido solucionado até o presente. Análises de química quântica sobre o ataque de água em $(\text{Si} \text{ O H})^{4-}_{272}$ mostram uma configuração mais estável para a ligação da molécula de água diretamente no átomo de silício, enquanto que outras posições parecem energeticamente menos favoráveis, conforme as curvas de energia potencial de Morse para a ocorrência daquelas reações como na Figura 4.4. Um enfraquecimento da ligação Si-O para a estrutura 2 após a adição de água pode ser observada e se o ângulo Si-O-Si é menor que 115° uma energia exotérmica resulta para a reação:



o que significa que a ligação Si-O distorcida é mais facilmente atacada pela água do que as ligações Si-O-Si estiradas. Cálculos teóricos mostram que a energia necessária para romper a ligação silício-oxigênio entre dois tetraedros de silicatos cai por um fator de +- 20 na presença de água pois a ruptura daquelas ligações pela água requer 326 J/g contra 5434 J/g necessárias no vácuo! (Michalske, T.A., Bunker, B.C. - Sci.Am. (257), 6, 78, 1987).

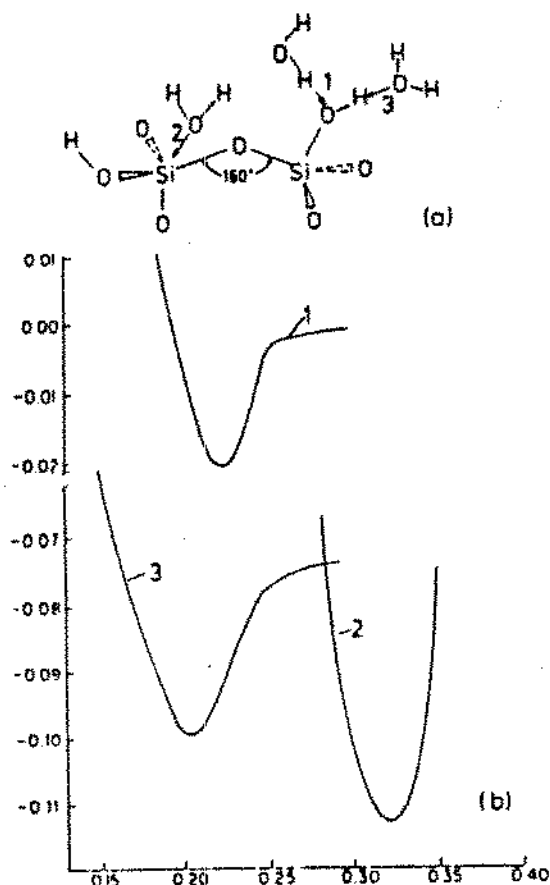


Fig. 4.4 - Curvas de energia potencial de água absorvida interagindo com a estrutura $\left(\frac{\text{SiO}_2}{2} \right)^{4-}$ (Dunken, H.H., 89).

Outra possibilidade para a quebra hidrolítica das pontes de siloxano é o ataque simultâneo de um grupo OH ao átomo de silício e de um próton à ponte de siloxano, Figura 4.5.

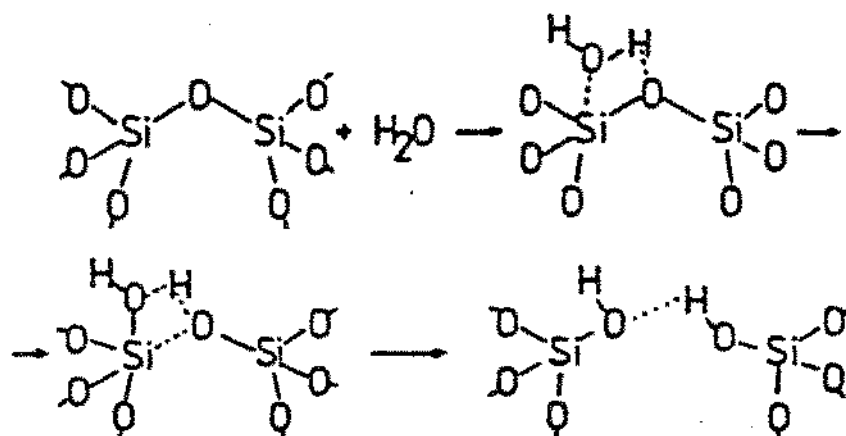


Fig. 4.5 - Mecanismo de ataque de H_2O à estrutura da sílica² (Dunken, H.H., 89).

O comportamento de grupos silanol tem sido estudado por meio de espectroscopia infravermelha, que fornece uma medida qualitativa de água molecular de hidratação, grupos silanol e oxidrílico. A Figura 4.6 mostra um espectrograma infravermelho de um tubo de sílica vítrea de alta qualidade usado na confecção de preformas para a fabricação de fibras ópticas, onde se observa a presença de oxidrila livre (3630 cm^{-1}).

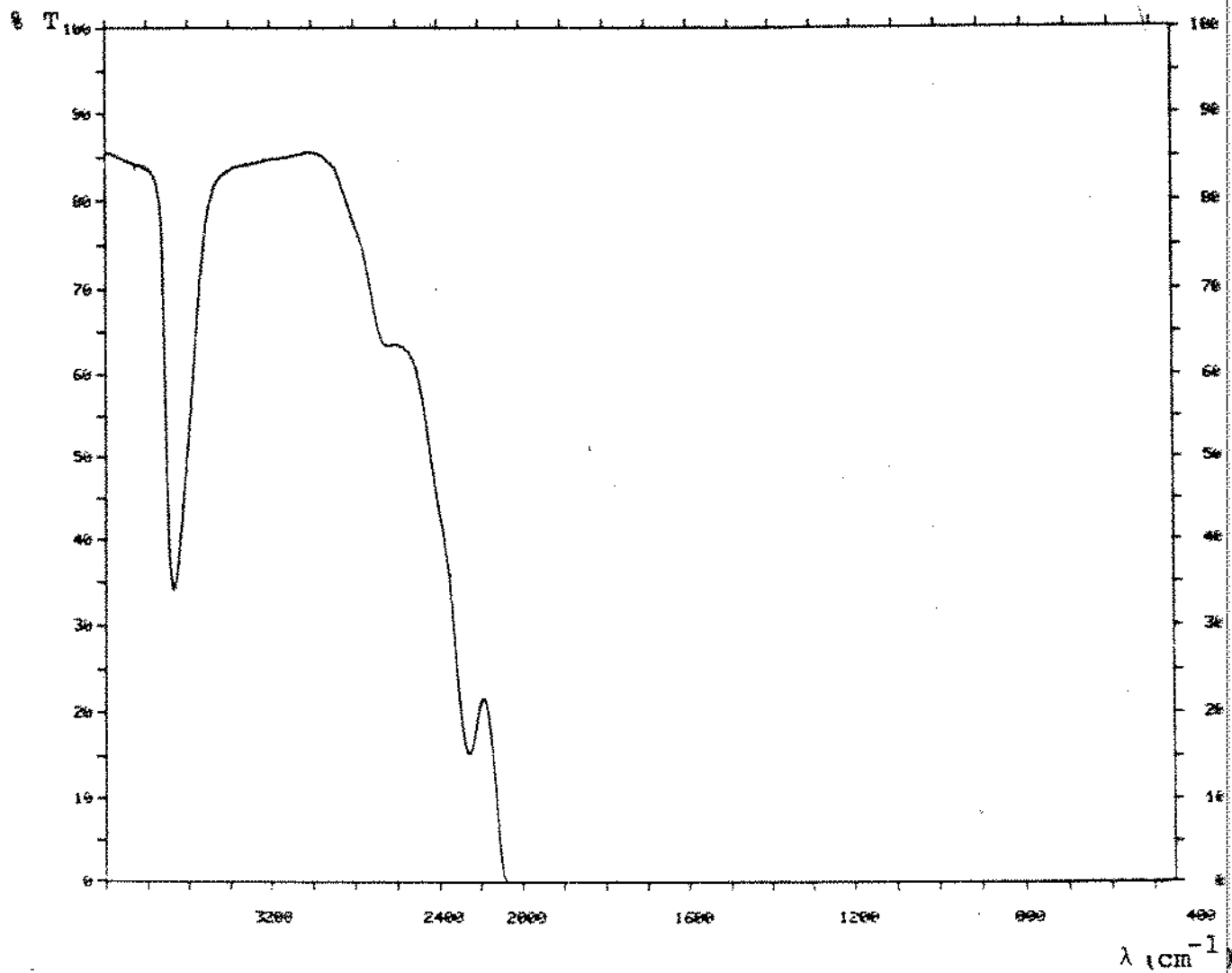


Fig. 4.6 - Espectrograma infravermelho de tubo de sílica vítrea de alta pureza.

4.2. MODELOS DE CRESCIMENTO DE TRINCA

Diversas teorias têm sido apresentadas para explicar o crescimento subcrítico de trinca e a fratura no vidro, considerando-se a mecânica de fratura ou a cinética química. No primeiro caso, a velocidade de crescimento de trinca é considerada uma função de potência do fator de intensidade de tensão K_I :

$$v = AK_I^n \quad (6)$$

onde A, n são constantes do material e no segundo caso, a velocidade de crescimento está relacionada com fenômenos de reação química que ocorrem na região da ponta da trinca, onde o vidro está tensionado, de tal forma que o crescimento da trinca está determinado pela taxa de corrosão naquela região:

$$v = v_0 \exp (- \Delta G^*/RT) \quad (7)$$

onde v_0 é a velocidade inicial de reação, ΔG^* a energia livre de reação, R a constante dos gases e T a temperatura absoluta.

A análise de cada um destes modelos de crescimento de trinca trará informações importantes para o entendimento do dano e da resistência mecânica de materiais frágeis. Em virtude de ampla variação de velocidade de trinca com pequenas variações de K_I , é possível verificar que várias expressões teóricas podem ser ajustadas aos dados com precisão semelhante, conforme a Figura 4.7.

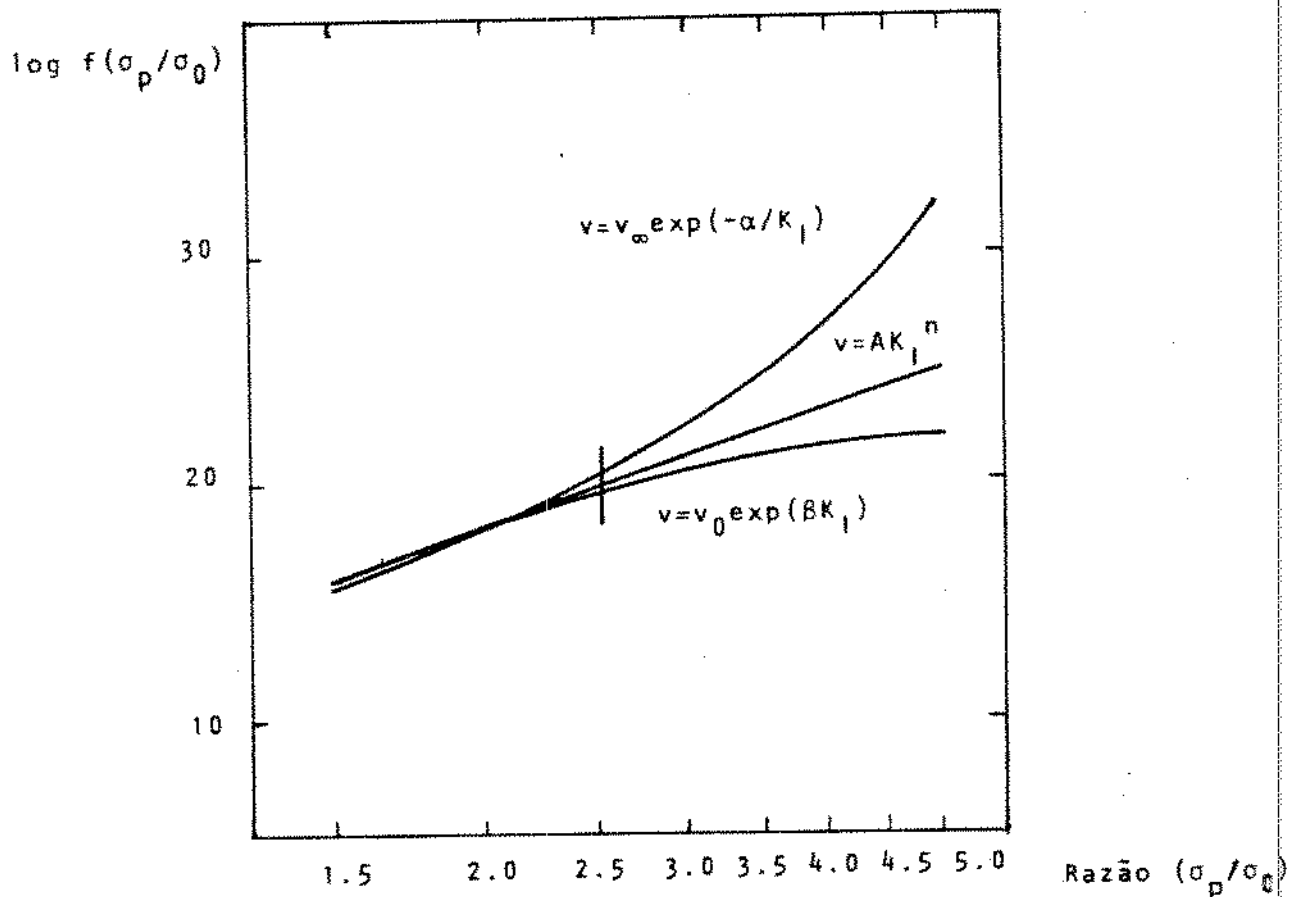


Fig. 4.7 - Modelos teóricos de velocidade de propagação de trinca.
(Freiman, S.W., 90).

A velocidade de crescimento de trinca pode portanto, ser ajustada a diversas funções, sendo a mais comum a equação de potência $v = AK_I^n$, mas como n varia, a equação acima não é dimensionalmente homogênea e uma forma mais adequada desta equação permite relacionar os parâmetros A e n , de acordo com Minnear e Bradt [63]:

$$v = AK_I^n = A \frac{K_I'^n}{K_I'^n} \cdot K_I^n = v' \frac{K_I^n}{K_I'^n} = \left(\frac{v' 1/n}{K_I'} \right)^n K_I^n \quad (8)$$

onde v' é uma constante com dimensões de velocidade e K_I' é uma constante com dimensões de K_I . Aplicando às equações (6) e (8) o operador logarítmico vem:

$$\log v = \log A + n \log K_I \quad (9)$$

$$\log v = n \log \left(\frac{v'^{1/n}}{K_I'} \right) + n \log K_I \quad (10)$$

comparando-se estas equações observa-se que:

$$\log A = n \log \left(\frac{v'^{1/n}}{K_I'} \right) \quad (11)$$

Isto é, há uma relação entre as constantes A e n . Ensaios de fadiga estática e dinâmica para fibras ópticas revestidas com polímeros, realizados em diversos ambientes são apresentados na Figura 4.8 onde se observa uma boa correlação entre $\log A \times n$. O gráfico mostra que os dados relativos a fibras ópticas com diferentes revestimentos não são distintos um do outro, isto é, o revestimento polimérico parece não influenciar no teste de fadiga estática e dinâmica.

As equações de fadiga estática e dinâmica para o modelo de potência podem ser estabelecidas através da mecânica de fratura e para uma amostra sob tensão σ aplicada uniformemente, com uma trinca de profundidade a , o fator de intensidade de tensão é:

$$K_I = Y \sigma a^{1/2}$$

(12)

onde Y é o fator de geometria.

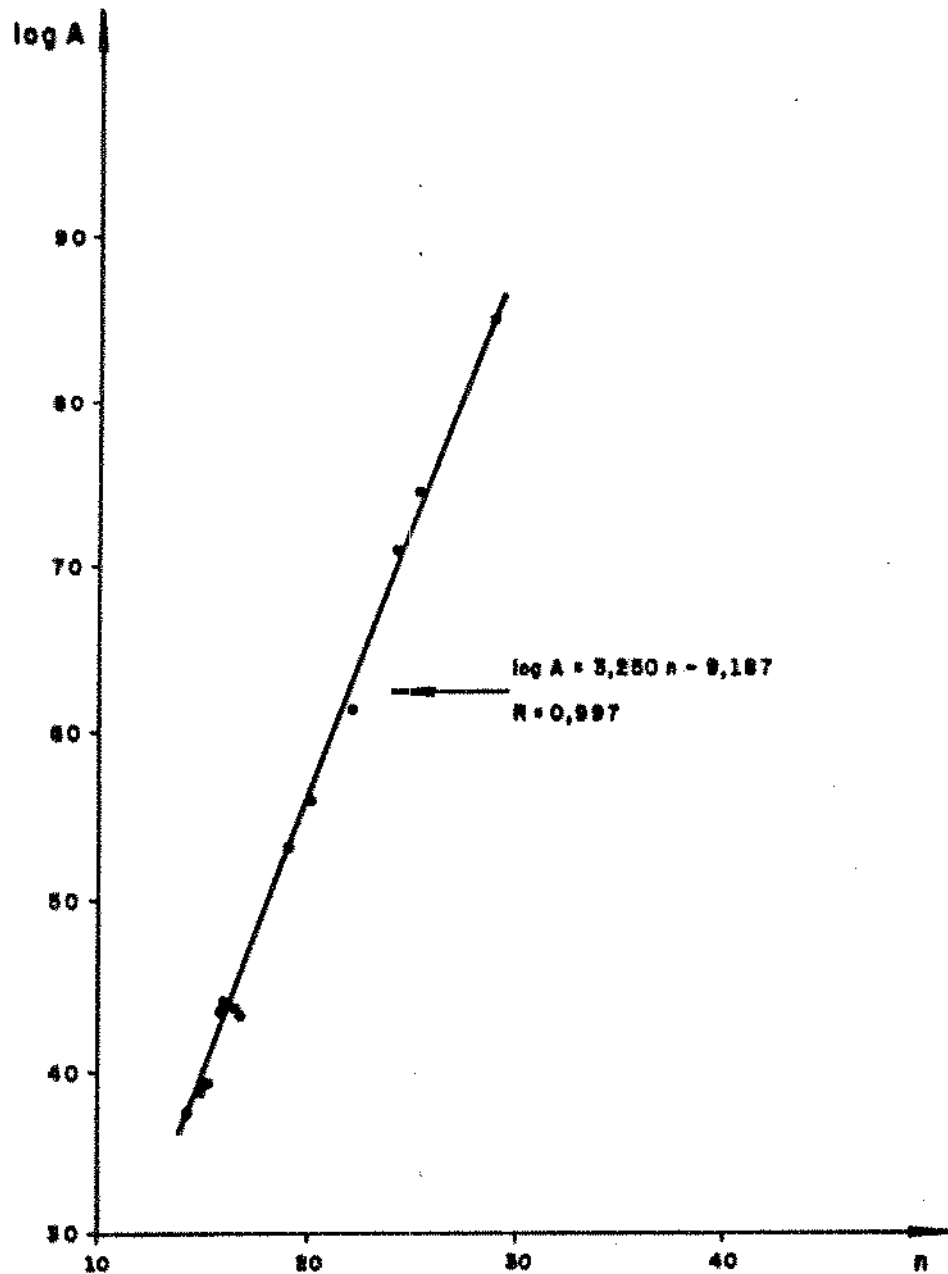


Fig. 4.8 - Gráfico de correlação entre os parâmetros A e n para fibras ópticas de sílica fundida.

A resistência mecânica de fratura S_f medida em ambiente inerte, onde não ocorre o crescimento sub-crítico é dada por:

$$S_f = K_{IC} / y a_c^{1/2} \quad (13)$$

onde K_{IC} é o fator de intensidade de tensão crítica. Wiederhorn [64] mediu a energia de superfície de fratura e o fator K_{IC} da sílica vítrea para diferentes condições de ambiente. De acordo com a equação $K_{IC}^2 = 2E\gamma$, e considerando-se $\gamma = 4,42 \text{ N/m}$ a 300 K e ainda $E = 7,21 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, o valor do fator de intensidade de tensão será $K_{IC} = 0,80 \times 10^6 \text{ N/m}^{3/2}$. A equação (13) permite então, relacionar o comprimento de trinca a_c com resistência mecânica de fratura S_f de uma forma prática:

$$a_c = \frac{1}{y^2} \left(\frac{K_{IC}}{S_f} \right)^2 = 0,64 \left(\frac{K_{IC}}{S_f} \right)^2 \quad (14)$$

A Figura 4.9 mostra a distribuição de trincas e a tensão de fratura de fibras ópticas de sílica vítrea dopadas com germânia.

A taxa de degradação da resistência mecânica pode ser calculada derivando-se a equação (13) em relação ao tempo:

$$\frac{dS_f}{dt} = - \left(\frac{y^2}{2K_{IC}} \right) S_f^3 v \quad (14)$$

Observando-se que $K_I = K_{IC} (\sigma / S_f)$, a equação de potência dá:

$$v = AK_{IC}^n \left(\frac{\sigma}{S_f}\right)^n \quad (15)$$

Levando-se (15) em (14) obtém-se:

$$\frac{dS_f}{dt} = - (AY^2 K_{IC}^{n-2} / 2) \left(\frac{\sigma}{S_f}\right)^n S_f^3 \quad (16)$$

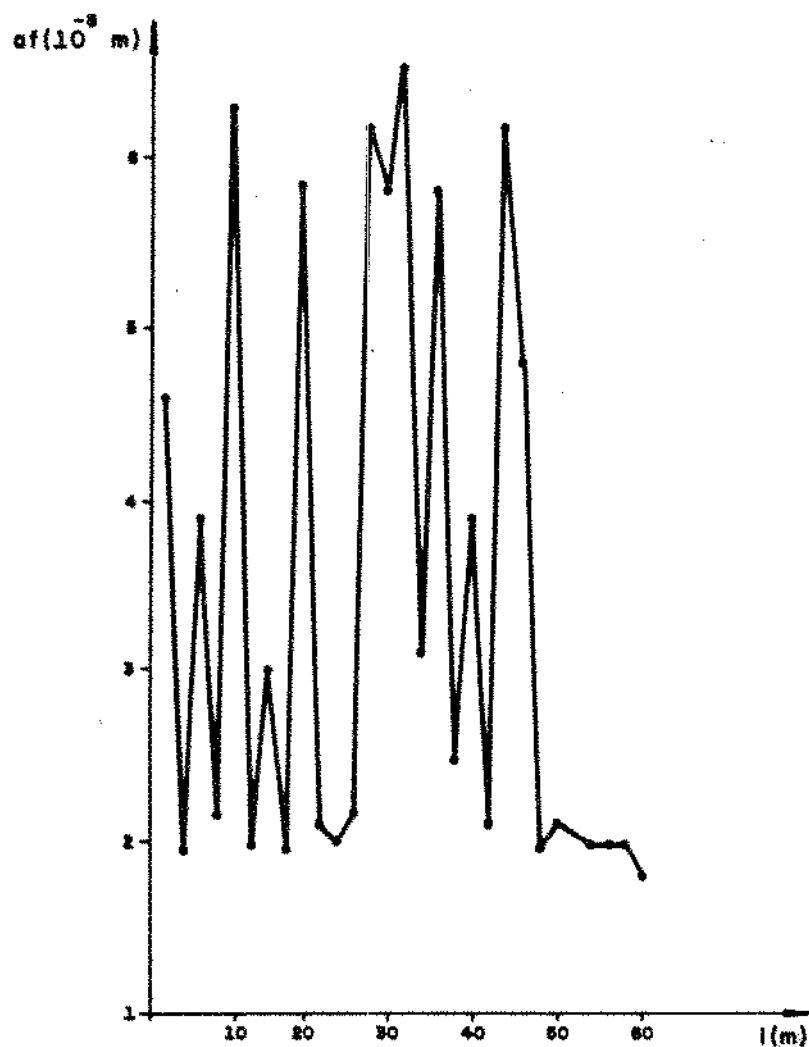


Fig. 4.9 - Gráfico da distribuição de trincas com o comprimento para fibras ópticas de sílica.

A equação (16) pode ser integrada para fornecer uma relação entre a resistência mecânica inicial S_i e a final S_f :

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = \frac{1}{B} \int_0^t \sigma^n dt \quad (17)$$

onde $B = \frac{2}{(n-2)AY K_{lc}^{n-2}}$ é uma constante do material e do meio. Quando uma tensão constante σ_e é aplicada no corpo de teste, até a fratura do mesmo, por um tempo t_f , a equação (17) fica:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = \frac{1}{B} \sigma_e^n t_f \quad (18)$$

Como em geral $n > 15$, então $S_i^{n-2} > S_f^{n-2}$ e a equação (18) pode ser escrita:

$$S_i^{n-2} = \frac{\sigma_e^n t_f}{B} \quad (19)$$

ou ainda:

$$\sigma_e^n t_f = K_E \quad (20)$$

onde $K_E = B S_i^{n-2}$ é a constante de fadiga estática. Da equação (19) o tempo para a fratura do corpo de teste é dado por:

$$t_f = B S_i^{n-2} \sigma_e^{-n} = K_E \sigma_e^{-n} \quad (21)$$

Se a amostra é carregada com uma taxa constante $\dot{\sigma}$, a equação (17) permite calcular a tensão dinâmica de fratura:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = \frac{1}{B} \int_0^{t_f} (\dot{\sigma} t)^n dt \quad (22)$$

$$= \frac{1}{B} \dot{\sigma}^n \frac{t_f^{n+1}}{(n+1)} \quad (23)$$

ou ainda:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = \frac{1}{B} \dot{\sigma}^{n+1} \frac{t_f^{n+1}}{(n+1) \dot{\sigma}} \quad (24)$$

Como no caso anterior, $S_i^{n-2} > S_f^{n-2}$ e a equação (24) fica:

$$S_i^{n-2} = \frac{1}{B} \dot{\sigma}^{n+1} \frac{t_f^{n+1}}{(n+1) \dot{\sigma}} \quad (25)$$

e uma vez que $\dot{\sigma} = \sigma / t$, a equação (25) resulta:

$$S_i^{n-2} = \frac{1}{B} \frac{S_f^{n+1}}{(n+1) \dot{\sigma}} \quad (26)$$

A resistência mecânica de fratura será dada por:

$$S_f^{n+1} = B S_i^{n-2} (n+1) \dot{\sigma} \quad (27)$$

Como a fratura da amostra ocorre quando $S_f = \sigma_d$:

$$\frac{d\sigma}{dN} = K \sigma^{n+1} \quad (28)$$

onde $K = B S_i^{n-2}$ ($n+1$) é a constante de fadiga dinâmica.

No modelo de reações químicas, vários tipos de processos podem ocorrer durante o crescimento subcrítico de trinca até a fratura catastrófica, conforme indica a Figura 4.10 onde a presença de água é um fator importante no processo de corrosão sob tensão.

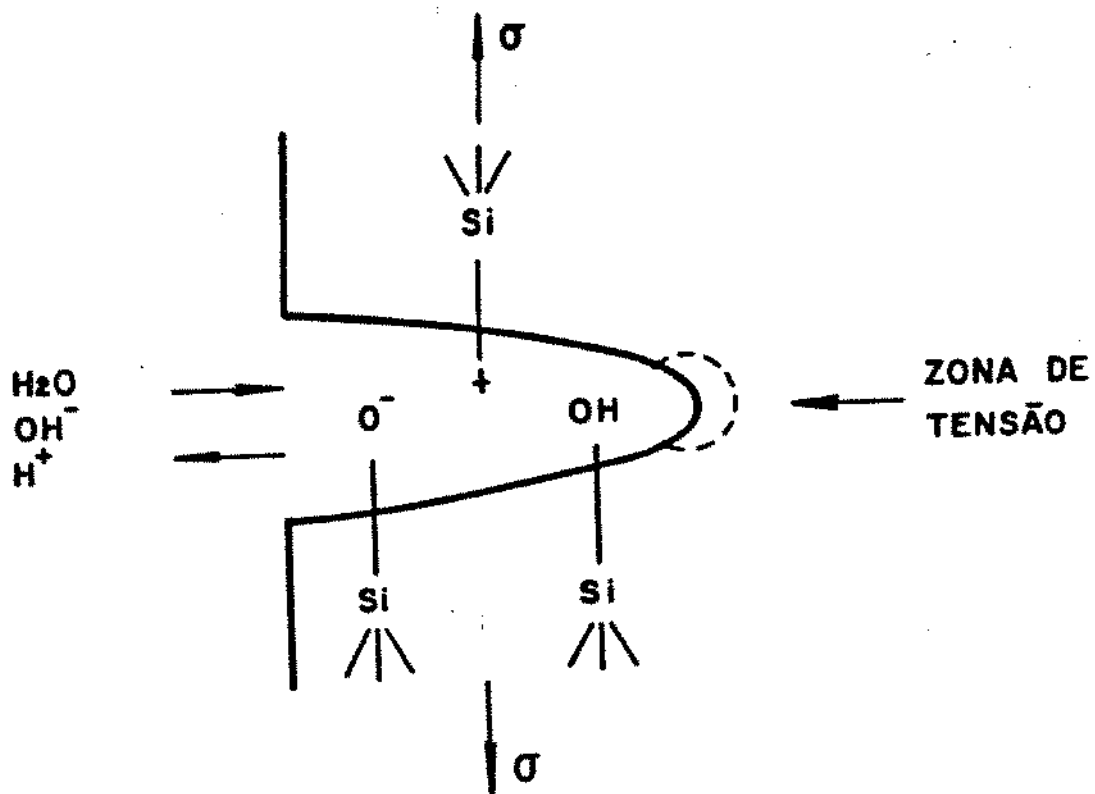


Fig. 4.10 - Reações químicas que ocorrem no ambiente de uma trinca sujeita a uma tensão uniforme (Wiederhorn, S.M., 79).

A trinca do vidro é um local de alta reatividade para a água e as reações químicas que ocorrem no ambiente da ponta da trinca promovem o crescimento da mesma por corrosão, alterando significativamente a concentração de tensão na ponta da trinca. A teoria de Charles-Hillig^[11] assume que o crescimento de trinca no vidro resulta de uma reação química ativada por tensão, a qual varia ao longo da superfície da trinca porque depende do raio de curvatura da mesma e assim, conforme a corrosão evolui, a forma da trinca se modifica com o tempo, de acordo com a Figura 4.11.

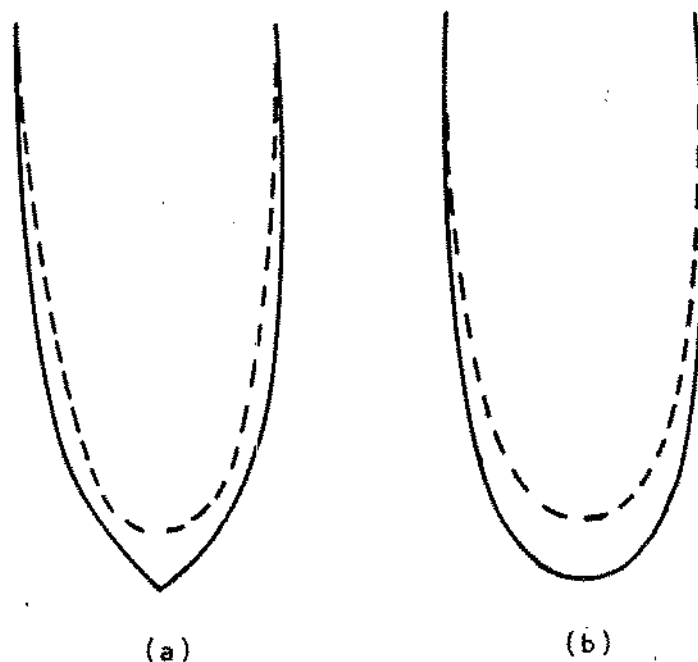


Fig. 4.11 - Variações na geometria de uma trinca: (a) afinamento da trinca e, (b) crescimento da trinca por corrosão sob tensão (Wiederhorn, S.M., 79).

No processo de fratura do vidro o desenvolvimento de um modelo de reações químicas para o crescimento sub-crítico de trincas requer uma análise físico-química das reações desenvolvidas, onde a ocorrência de uma barreira de potencial entre os estados inicial e final das reações indica a presença de taxas de reações. Há duas teorias sobre taxa de reação para explicar o crescimento sub-crítico de trinca:

a) teoria do complexo ativado

b) teoria do tunelamento quântico (esta teoria não será apresentada neste trabalho).

A teoria do complexo ativado assume que os reagentes passam sobre a barreira de potencial com a formação de um complexo ativado, o qual se encontra em equilíbrio com os reagentes e produtos, conforme a Figura 4.12.

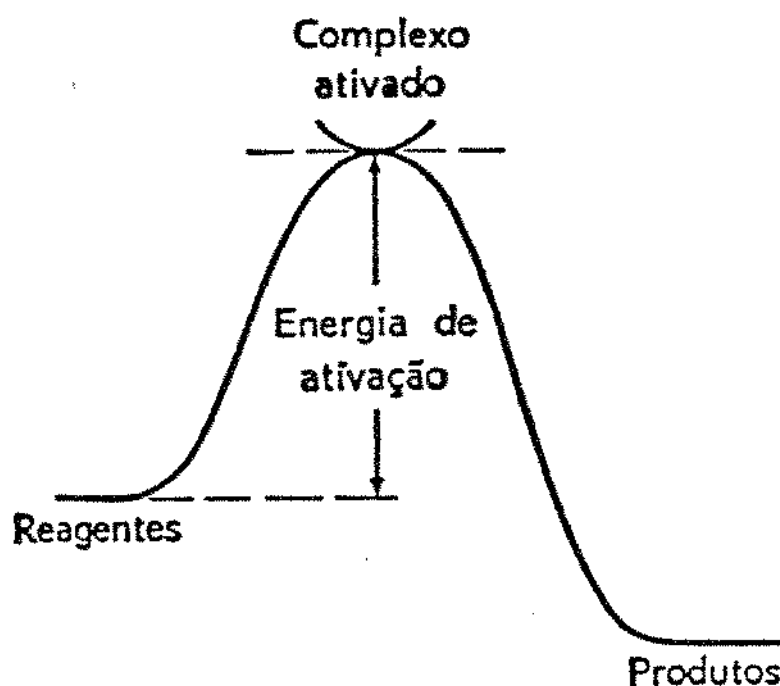
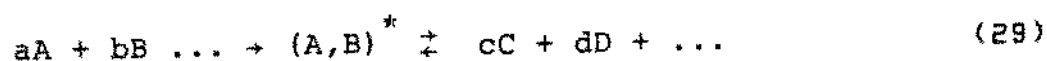


Fig. 4.12 - Barreira de energia de ativação de um sistema sujeito a uma reação química.

Para uma reação química do tipo:



onde $a, b, \dots$ são coeficientes estequiométricos, $A, B, \dots$ são os reagentes, $(A, B)^*$ o complexo ativado, C, D são os produtos, a taxa de reação é dada por:

$$T = k_r [A]^a [B]^b \dots \quad (30)$$

onde $[A], [B], \dots$ são as concentrações dos reagentes e k_r é a constante de reação dada por:

$$k_r = k u k^* \quad (31)$$

onde K é o coeficiente de transmissão ($0,5 < K < 1,0$), u é a frequência de fracionamento de produtos, k^* a constante de formação de complexos ativados. Uma vez que se considera que o complexo ativado está em equilíbrio com os reagentes, a constante de formação dos complexos é dada por:

$$k^* = [A,B]^* / [A] [B] \quad (32)$$

e de acordo com a teoria do estado de transição, a velocidade de reação é:

$$-\frac{d[A]}{dt} = [A,B]^* \times v_B \quad (33)$$

onde v_B é a velocidade sobre a barreira, que é igual à frequência com que o complexo ativado se fraciona em produtos, sendo dada por:

$$v_B = \nu = E/h \quad (34)$$

onde E é a energia média de vibração responsável pela decomposição e h a constante de Planck. Uma vez que há uma vibração completamente excitada à temperatura T , a energia média de vibração é $E = kT$, onde k é a constante de Boltzmann e portanto $\nu = kT/h$ e a velocidade de reação será:

$$-\frac{d[A]}{dt} = k^* [A][B] \times \frac{kT}{h} \quad (35)$$

e a constante de reação é dada por:

$$k_R = K \left(\frac{kT}{h}\right) k^* \quad (36)$$

A constante de formação de complexos k^* pode ser dada em função de parâmetros termodinâmicos do complexo ativado:

$$\Delta G^* = -RT \ln k^* \quad (37)$$

ou ainda:

$$k^* = \exp (- \Delta G^* / RT) \quad (38)$$

Assim, a constante de reação é dada por:

$$k_R = K \left(\frac{kT}{h} \right) \exp (- \Delta G^* / RT) \quad (39)$$

e a taxa de reação será:

$$T = K \left(\frac{kT}{h} \right) \exp (- \Delta G^* / RT) [A]^a [B]^b \dots \quad (40)$$

ou de acordo com o conceito de atividade: $a_A = [A] \gamma_A$, onde γ_A é um coeficiente de atividade do reagente A e a taxa de reação fica:

$$T = K \left(\frac{kT}{h} \right) \exp (- \Delta G^* / RT) \frac{a_A^a}{\gamma_A} \cdot \frac{a_B^b}{\gamma_B} \dots \quad (41)$$

onde a_A , a_B ... são as atividades de A, B ... e γ_A, γ_B os coeficientes de atividade de A, B ...

A energia livre de ativação pode ser dada por:

$$\Delta G^* = \Delta E^* + \Delta(PV)^* - \Delta(TS)^* - \Delta(\gamma V_m)^* / \rho \quad (42)$$

$$\Delta G^* = \Delta E^* + P\Delta V^* - T\Delta S^* - \gamma\Delta V_m^*/\rho \quad (43)$$

$$= \Delta E^* + \sigma\Delta V^* - T\Delta S^* - \gamma\Delta V_m^*/\rho \quad (44)$$

onde ΔE^* é a energia de ativação, ΔV^* o volume de ativação, ΔS^* a entropia de ativação, γ a energia de superfície, ΔV_m o volume molar e ρ o raio de curvatura da ponta da trinca. A equação (44) pode ser escrita em função do coeficiente de concentração de tensão no modo I pela relação de Inglis [42]:

$$\Delta G^* = \Delta E^* + (2K_I/(\pi\rho)^{1/2})\Delta V^* - T\Delta S^* - \gamma\Delta V_m^*/\rho \quad (45)$$

onde o termo que contém K_I é a parte da energia de ativação que mostra a dependência da taxa de crescimento da trinca com a tensão aplicada. A taxa de reação fica portanto:

$$T = K\left(\frac{kT}{h}\right) \exp \{ [-\Delta E^* - (2K_I/(\pi\rho)^{1/2})\Delta V^* + T\Delta S^* + \gamma\Delta V_m^*/\rho] / RT \} \frac{a_A^a}{\gamma_A} \dots \quad (46)$$

$$T = v_O \exp \{ [-\Delta E^* - (2K_I/(\pi\rho)^{1/2})\Delta V^* + T\Delta S^* + \gamma\Delta V_m^*/\rho] / RT \} \quad (47)$$

ou ainda:

$$v = v_0 \exp \{ [-\Delta E^* - (2K_I / (\pi\rho))^{1/2} \Delta V^* + T\Delta S^* + \gamma \Delta V_m^* / \rho] / RT \} \quad (48)$$

onde v é a velocidade de crescimento da trinca em um instante t e v_0 é a velocidade inicial de crescimento da mesma. A velocidade de crescimento de trinca pode ser dada também por uma relação empírica do tipo:

$$v = v_0 \exp \{ [(-\Delta E^* + bK_I)] / RT \} \quad (49)$$

Comparando-se os coeficientes de K_I nas equações (48) e (49):

$$b = [2 / (\pi\rho)]^{1/2} \Delta V^* \quad (50)$$

ou ainda:

$$\Delta V^* = \frac{b}{2} (\pi\rho)^{1/2} \quad (51)$$

então um gráfico $v \times K_I$ da equação empírica permite calcular b e estimando-se ρ é possível a determinação do volume de ativação ΔV^* , da reação química que ocorre na ponta da trinca. Quando a fratura é devida à reação da água com o vidro, ΔV^* representa a diferença em volume molar entre os reagentes e o complexo químico no estado ativado, mas se a fratura ocorre na ausência de água, então ΔV^* representa a variação em volume que ocorre nas

ligações Si-D deformadas, que se movem para um estado ativado.

Outro modelo da mecânica de fratura é o da dependência exponencial da velocidade de crescimento de fratura com o fator de intensidade de tensão:

$$v = v_0 \exp \beta K_I \quad (52)$$

onde v é a velocidade inicial da trinca e β uma constante. Para um ensaio de fadiga estática ($\sigma = \text{const}$), o fator de intensidade de tensão depende apenas do comprimento a de trinca e a equação (52) fica:

$$v = v_0 \exp \beta (y \sigma_a a^{1/2}) \quad (53)$$

e portanto:

$$da = v_0 \exp \beta (y \sigma_a a^{1/2}) dt \quad (54)$$

Para obter o comprimento de trinca de fratura é necessário integrar a equação (54), mas os termos a , t são variáveis e é necessário utilizar uma aproximação matemática da equação (52) pelo modelo de potência, considerando-se que ambos os modelos apresentam ajustamentos adequados dos dados experimentais (Figura 4.7).

$$v = AK_I^n \quad (55)$$

$$da = A(y\sigma_a a^{1/2})^n dt \quad (56)$$

Integrando a equação (56) desde o comprimento inicial de trinca a_i até o comprimento final a_f vem:

$$\int_{a_i}^{a_f} a^{-n/2} da = \int_{t_i}^{t_f} Ay^n \sigma_a^n dt \quad (57)$$

e portanto:

$$a_f = [a_i^{-\frac{n+2}{2}} + (-\frac{n+2}{2}) Ay^n \sigma_a^n t_f]^{1/(-\frac{n+2}{2})} \quad (58)$$

A equação (58) permite conhecer o processo de crescimento de uma trinca durante o teste de fadiga estática e o conceito de fratura da amostra, aplicado ao fator de intensidade de tensão dá:

$$a_f = K_{If}^2 / Y^2 \sigma_f^2 \quad (59)$$

A equação (59) é a equação de uma hipérbole que dá a condição de fratura e o gráfico das equações (58) e (59) permite conhecer o ponto de fratura.

A Figura 4.13 mostra três regiões de crescimento de trinca: região (I) onde o crescimento de trinca é muito pequeno

para a maior parte do tempo, região (2) onde o crescimento de trinca aumenta rapidamente e região (3) de fratura catastrófica.

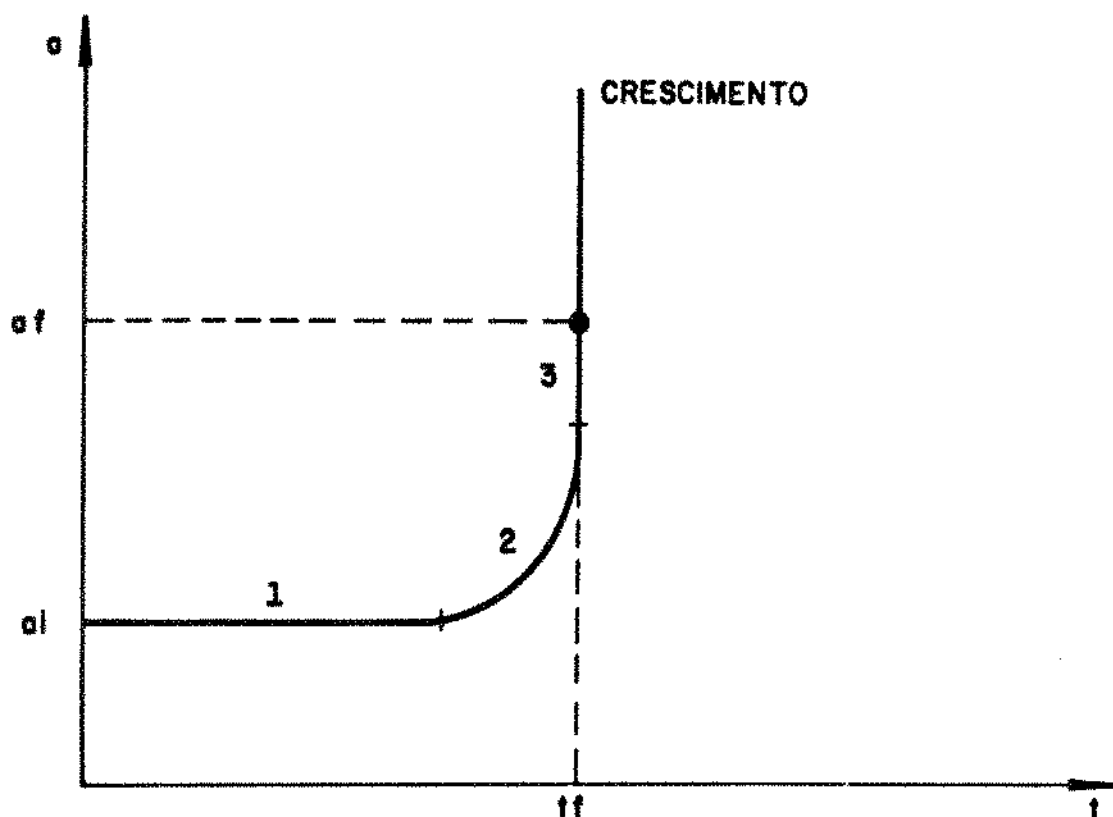


Fig. 4.13 - Crescimento de trinca em processo de fratura frágil.

Então é possível considerar na equação (54) que o tamanho da trinca permanece a maior parte do tempo no valor de seu tamanho inicial a_i e a equação (54) pode ser integrada na variável t :

$$\int_{a_i}^{a_f} da = \int_{t_i}^{t_f} v_o \exp (\beta y \sigma_a a_i^{1/2}) dt \quad (60)$$

e portanto:

$$a_f = a_i + v_o \exp \beta y \sigma_a a_i^{1/2} (t_f - t_i) \quad (61)$$

Para fadiga dinâmica, $\dot{a} = da/t$ é constante e a equação (54) pode ser escrita:

$$da = v_o \exp \beta y \dot{\sigma} t a_i^{1/2} dt \quad (62)$$

e integrando-se a equação (62) obtém-se:

$$a_f = a_i + \frac{v_o}{\beta y \sigma_a a_i^{1/2}} (\exp \beta y \sigma_a a_i^{1/2} t_f - 1) \quad (63)$$

A equação (61) representa uma solução aproximada do crescimento de trinca enquanto $a = a_i$ e que admite um crescimento mais lento de trinca porque não está levando em consideração a taxa de crescimento da própria trinca, de forma que esta solução superestima o tempo de fratura e subestima o comprimento de trinca. No entanto verifica-se que no instante do crescimento rápido da trinca (região 2), a solução exata e a aproximada apresentam o mesmo valor para o tempo de fratura, conforme a Figura 4.14.

Assim, no instante da fratura a solução exata indica que $a = a_f$ e a solução aproximada mostra que:

$$a = a_i + \Delta a_i = a_i + da_i \quad (64)$$

onde d é o desvio relativo do comprimento inicial da trinca,

com $0 < d < 1$. Então as equações (83) e (84) permitem escrever que:

$$a_i + da_i = a_i + \frac{v_o}{\beta y \sigma_{a_i}^{1/2}} (\exp \beta y \sigma_{a_i}^{1/2} t - 1) \quad (85)$$

ou ainda:

$$d\beta y \sigma_{a_i}^{3/2} = v_o (\exp \beta y \sigma_{a_i}^{1/2} t - 1) \quad (86)$$

Considerando-se que o fator de intensidade de tensão é $K_I = y \sigma_{a_i}^{1/2}$, a equação (86) fica:

$$d\beta y \sigma_{a_i} \frac{K_{Ii}^3}{y^3 \sigma_i^3} = v_o (\exp \beta y \sigma_{a_i} \frac{K_{Ii}}{y \sigma_i} t - 1) \quad (87)$$

ou então:

$$\frac{d\beta \sigma_{a_i} K_{Ii}^3}{v_o y^2 \sigma_i^3} = \exp \beta \sigma_{a_i} \frac{K_{Ii} t}{\sigma_i} - 1 \quad (88)$$

No instante da fratura $K_{II} = K_{Ic}$ e $\dot{\sigma} = \sigma_f / t_f$ e a equação (88) pode ser escrita:

$$\frac{d\beta \sigma_{a_i} K_{Ic}^3}{v_o y^2 \sigma_i^3} = \exp \beta \frac{\sigma_f K_{Ic} t_f}{t_f \dot{\sigma}} - 1 \quad (89)$$

ou ainda:

$$\frac{d\beta K_{Ic}^3}{v_o y^2 \sigma_i^3} = \left(\frac{\exp \beta \frac{\sigma_f K_{Ic}}{\dot{\sigma} \sigma_i}}{\dot{\sigma}} \right) \quad (90)$$

Tomando-se o logaritmo neperiano da equação (90):

$$\ln \left(\frac{d\beta K_{Ic}^3}{v_o y^2 \sigma_i^3} \right) = \beta \sigma_f \frac{K_{Ic}}{\sigma_i} - \ln \dot{\sigma} \quad (71)$$

ou ainda:

$$\sigma_f = \sigma_i \left[\frac{\ln \dot{\sigma} + \ln \left(\frac{d\beta K_{Ic}^3}{v_o y^2 \sigma_i^3} \right)}{\beta K_{Ic}} \right] \quad (72)$$

que é a tensão de fratura dinâmica em função de σ_i e $\dot{\sigma}$.

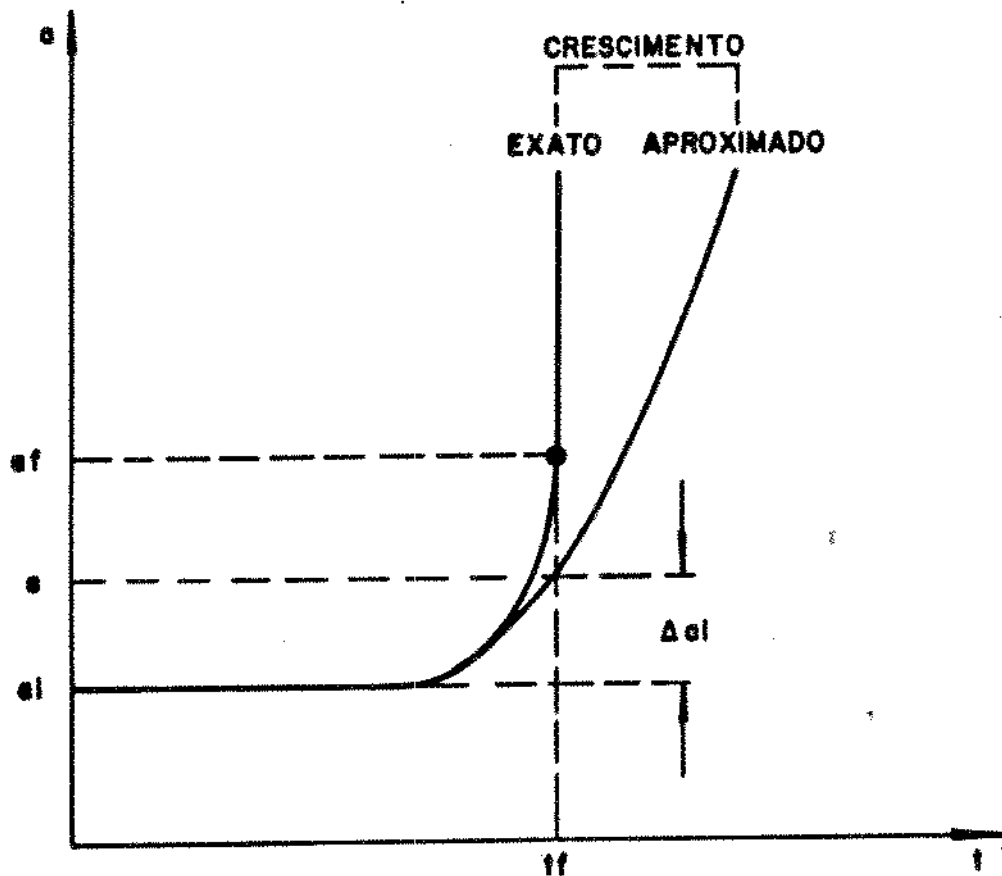


Fig. 4.14 - Solução exata e aproximada do processo de crescimento de trinca.

4.3. O PARÂMETRO DE CORROSÃO POR TENSÃO

A fadiga (crescimento de trincas) em fibras ópticas pode ser medida por um método estático ou dinâmico, onde a variação da tensão de fratura sob condições diferentes de tensão fornece o conceito de fadiga que é caracterizado pelo parâmetro n , que depende de condições experimentais e do material. Na literatura há uma ampla variação de valores de fadiga para fibras ópticas de sílica à temperatura ambiente, conforme se observa na Tabela 4.1.

Verifica-se que não há uma tendência nos dados, embora os valores médios estejam próximos, porque uma dificuldade na medida da fratura é a variação estatística da resistência mecânica, especialmente com trincas extrínsecas que têm uma ampla variação na resistência mecânica. A Figura 4.15 mostra curvas de variação de n com o número de amostras para fibras ópticas sob várias tensões.

As curvas da Figura 4.15 podem ser usadas para determinar a grandeza dos desvios estatísticos, embora as mesmas se tornem menos precisas quanto menor o valor de n . A tendência de um material suportar a degradação da resistência mecânica por fadiga está implícita no parâmetro n , a constante de corrosão por tensão, que é uma função da tensão, do tempo e da umidade. A dependência de n com a tensão pode ser determinada por meio de testes de tensão dinâmica e de simulação de T.T.C. em equipamentos de tensão como o MTS 810. A Figura 4.16, construída a partir de dados experimentais obtidos de danos produzidos por fadiga dinâmica e T.T.C., mostra a variação de n com a tensão.

Tabela 4.1 - Valores da literatura para a constante de fadiga n de fibras ópticas de sílica.

TRINCA		n	
INTRÍNSECA	EXTRÍNSECA	ESTÁTICO	DINÂMICO
I		21	
	E	30	
	E		33
I		24	
	E	22	
I			20
I			16
I			22
I		24	
I			17
I		22	
I		20	
	E		37
	E		15
I			19
I			23
I			22

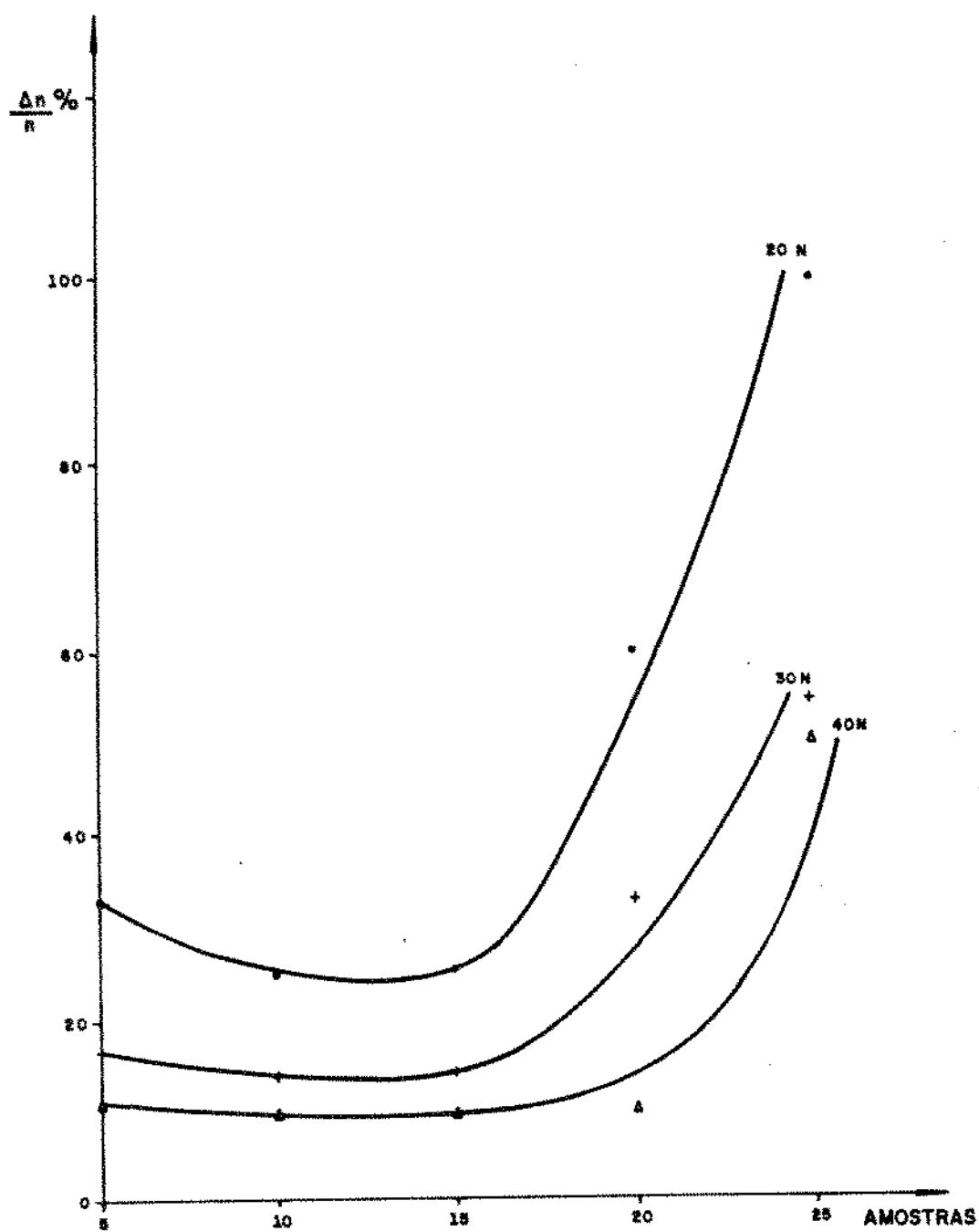


Fig. 4.15 - Curvas do desvio percentual de n com o número de amostras para fibras ópticas sob diversas cargas.

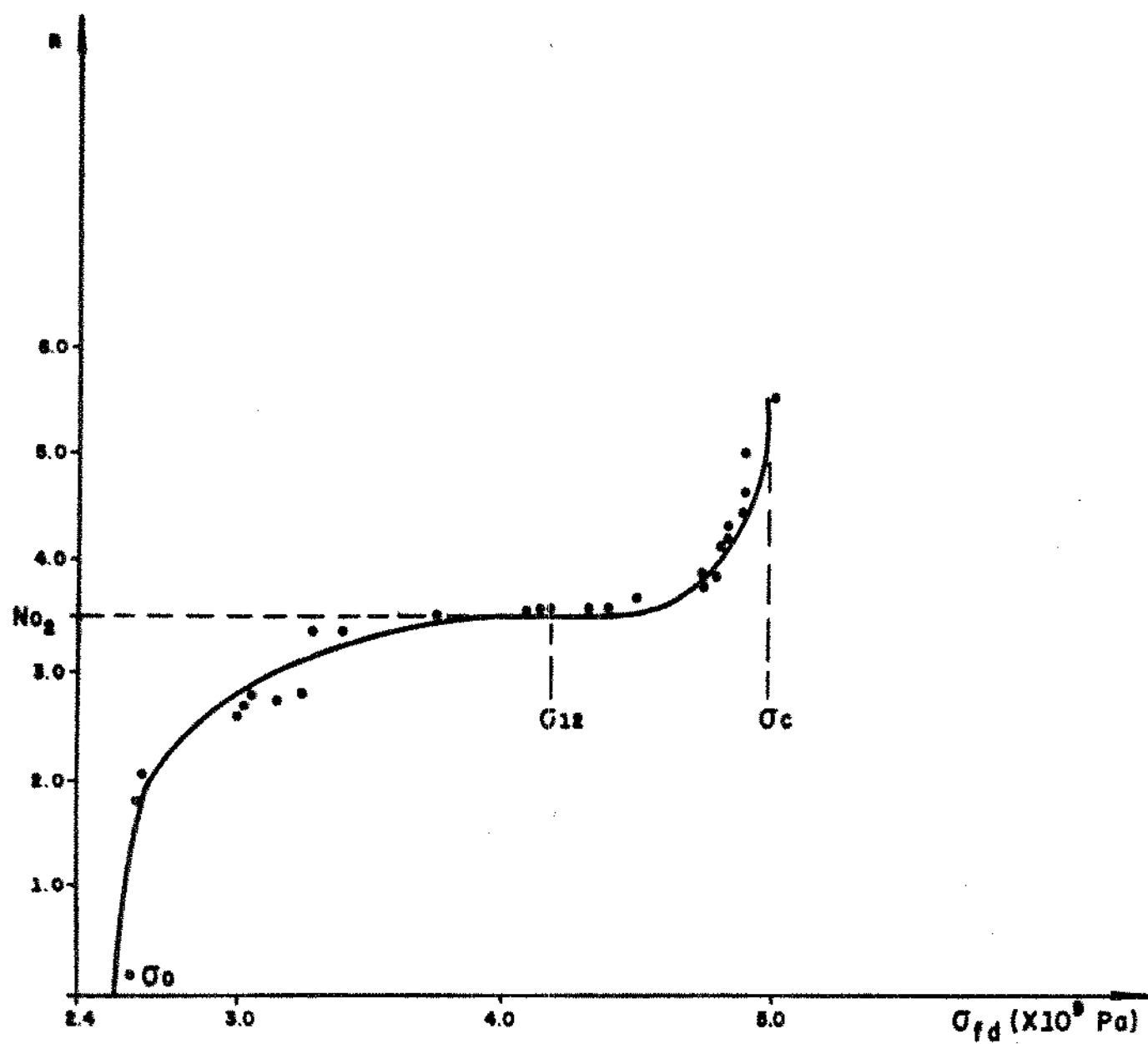


Fig. 4.16 - Dependência do parâmetro n com a tensão de tração em fibras ópticas de sílica.

Verifica-se da Figura 4.16 que há duas regiões distintas:

(1) $0 \leq n < 3.5$, onde para uma tensão $\sigma = \sigma_0$ ocorre $n = 0$, isto é, o material sob tensão σ não está sujeito à corrosão. Para uma tensão $\sigma = \sigma_1$, tem-se $n \approx$ constante > 0 , de forma que a dependência de n com a tensão é do tipo:

$$n_1 = (1 - \exp \sigma'/A) \quad (73)$$

onde $\sigma' = \sigma - \sigma_0$ e A é uma constante.

(2) $3.5 \leq n < \infty$, onde para uma tensão $\sigma = \sigma_2$ tem-se $n = n_{02}$ que parece independe do aumento de tensão, isto é, a corrosão é constante pois $n =$ constante > 0 . Para $\sigma > \sigma_2$, n começa a crescer e também a trinca e ainda quando $\sigma > \sigma_c$, então $n \rightarrow \infty$ e ocorre a fratura catastrófica de tal maneira que a dependência de n com a tensão é:

$$n_2 = n_{02} + \frac{dn_2/d\sigma}{B} (\exp B - 1) \quad (74)$$

onde B é uma constante. Assim, a expressão geral da variação de n com a tensão é dada por:

$$n_i = (1 - \exp \sigma'/A) + \frac{dn_i/d\sigma}{B} (\exp B - 1) \quad (75)$$

onde A, B são constantes.

4.4. DISTRIBUIÇÃO DE TRINCAS E FADIGA

A resistência mecânica de fibras de sílica é muito alta e para pequenos comprimentos, da ordem de 0,50m, tensões de fratura da ordem de 5,0 GPa têm sido encontradas. No entanto, defeitos localizados na superfície ou internamente atuam como intensificadores de tensão e a fratura ocorre a níveis de tensão muito menores que a tensão aplicada. A relação do coeficiente de intensidade de tensão no modo I:

$$K_I = Y a^{1/2} \sigma_a \quad (76)$$

mostra que se a tensão aplicada crescer suficientemente para separar ligações químicas, mecanicamente, a fratura rápida ocorrerá.

Qual a relação entre a população de defeitos e a probabilidade de fratura de uma amostra de comprimento L sujeita a uma tensão σ ? Esta questão, que é de grande importância para o estudo da fadiga, pode ser analisada considerando-se $n(\sigma)$ uma distribuição tal que o número de trincas por unidade de comprimento que gera fratura entre σ e $\sigma + d\sigma$ é $n(\sigma)d\sigma$. Se a fibra é carregada rapidamente, o bastante para que o crescimento da trinca durante o carregamento seja desprezível, então a probabilidade de falha mecânica pode ser estimada da distribuição

de trincas. Se $F(\sigma, L)$ é a probabilidade que uma amostra de comprimento L falhará abaixo de um nível de tensão σ e $S(\sigma, L)$ é a probabilidade de sobrevivência, então:

$$F(\sigma, L) + S(\sigma, L) = 1 \quad (77)$$

A probabilidade de fratura no intervalo $\sigma, \sigma + d\sigma$ de uma fibra de comprimento L é portanto igual à probabilidade de presença de um defeito que provoca a fratura naquele intervalo, multiplicado pela probabilidade de sobreviver à tensão σ :

$$F(\sigma + d\sigma, L) - F(\sigma, L) = \ln(\sigma) d\sigma S(\sigma, L) \quad (78)$$

De acordo com a equação (77):

$$S(\sigma, L) = 1 - F(\sigma, L) \quad (79)$$

então:

$$S(\sigma + d\sigma, L) - S(\sigma, L) = - [F(\sigma + d\sigma, L) - F(\sigma, L)] \quad (80)$$

$$dS(\sigma, L) = - [F(\sigma + d\sigma, L) - F(\sigma, L)] \quad (81)$$

Pelas equações (78) e (79):

$$dS(\sigma, L) = - \ln(\sigma) d S(\sigma, L) \quad (82)$$

ou ainda:

$$\frac{dS(\sigma, L)}{S(\sigma, L)} = - \ln(\sigma) d\sigma \quad (83)$$

Integrando a equação (83):

$$\int_0^S \frac{dS(\sigma, L)}{S(\sigma, L)} = \int_0^\sigma - \ln(\sigma) d\sigma \quad (84)$$

$$\ln S(\sigma, L) = - \ln(\sigma) \quad (85)$$

$$S(\sigma, L) = \exp [-\ln(\sigma)] \quad (86)$$

onde $N(\sigma) = \int_0^\sigma n(\sigma) d\sigma$ é o número cumulativo de trincas por unidade de comprimento de resistência mecânica menor que σ . Assumindo que a distribuição cumulativa de trincas segue a lei de Weibull:

$$N(\sigma) = (\sigma/\sigma_0)^m \quad (87)$$

onde σ_0, m são parâmetros relacionados com a distribuição de resistência mecânica inerte inicial. A probabilidade de fratura é dada por:

$$F(\sigma, L) = 1 - \exp [-L(\sigma/\sigma_0)^m] \quad (88)$$

O gráfico $\ln\left[\frac{1}{L} \ln \frac{1}{1-F(\sigma, L)}\right] \times \ln \sigma$ dá a distribuição de $\ln N(\sigma)$ e porque a distribuição segue a lei de Weibull, obtém-se uma reta de inclinação m :

$$\ln \left\{ \frac{1}{L} \ln \left[\frac{1}{1-F(\sigma, L)} \right] \right\} = m(\ln \sigma - \ln \sigma_0) \quad (89)$$

Quando se usam amostras de um mesmo comprimento L , obtém-se informações sobre os defeitos correspondentes a um intervalo de tensões limitado, mas se vários comprimentos de amostras L são usados, então um gráfico $\ln \left[\frac{1}{L_i} \ln \frac{1}{1-F(\sigma, L_i)} \right] \times \ln \sigma$ dá o comportamento de $\ln N(\sigma)$ sobre um intervalo de tensão muito maior. Dados experimentais deste trabalho mostram que pode ocorrer uma variação da inclinação do gráfico de Weibull para tensões baixas, conforme a Figura 4.17, a qual indica a existência de duas populações distintas de defeitos, cuja distribuição cumulativa é então da forma:

$$N(\sigma) = (\sigma_A/\sigma_0)^{m_A} + (\sigma_B/\sigma_0)^{m_B} \quad (90)$$

e se $m_B < m_A$, então a população A domina a tensões pequenas e a população B a tensões elevadas. Para tal distribuição de defeitos a probabilidade de fratura a uma tensão inferior a σ é:

$$F(\sigma, L) = 1 - \exp \{ - L[(\sigma_A/\sigma_0)^{m_A} + (\sigma_B/\sigma_0)^{m_B}] \} \quad (91)$$

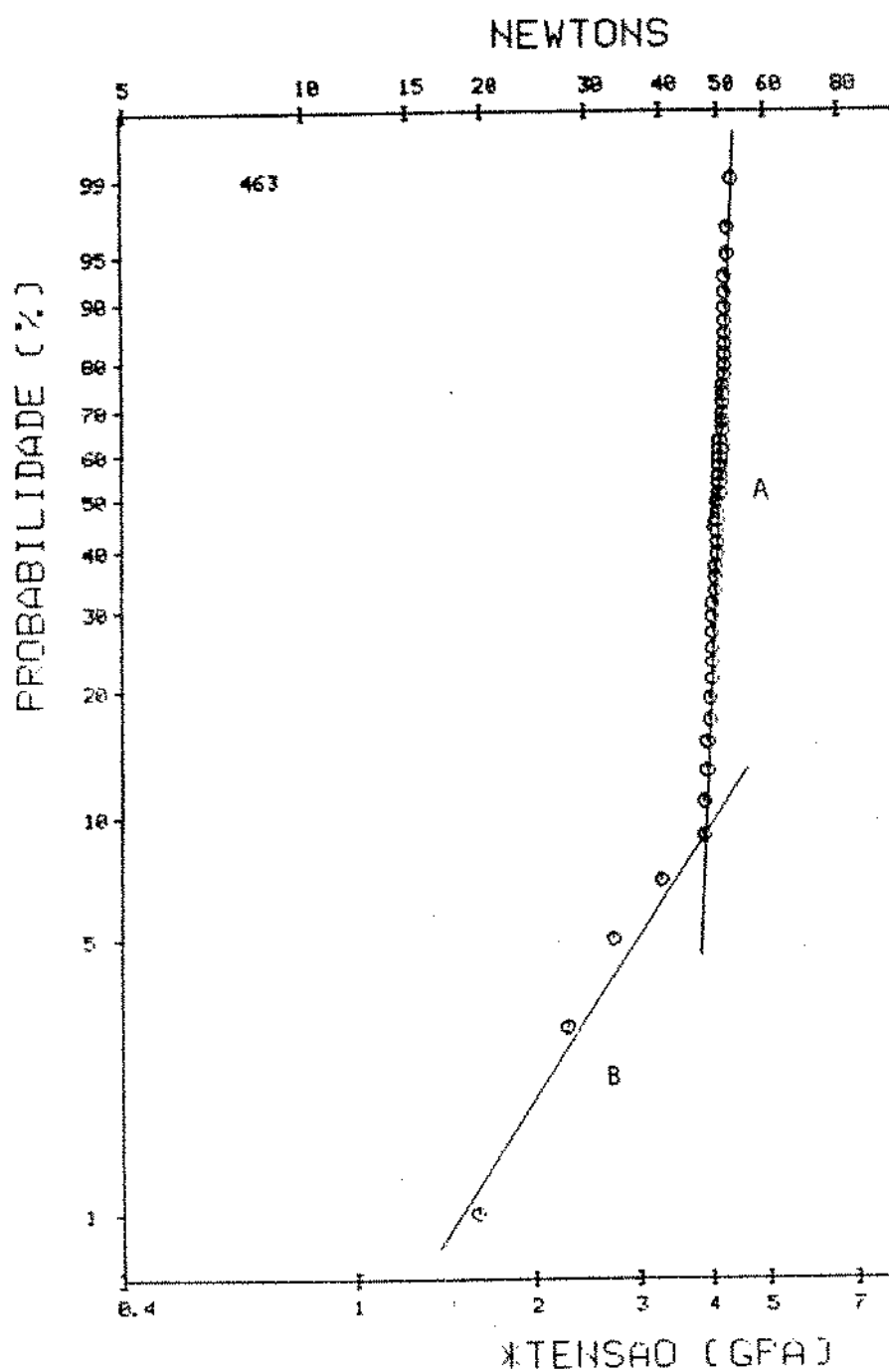


Fig. 4.17 - Gráfico de Weibull para duas populações distintas A e B de defeitos.

Além da alta resistência mecânica, a fibra óptica também deve suportar os efeitos de corrosão ambiental sob tensão (fadiga estática) que ocorre durante a vida da fibra. Considerando-se um conjunto de amostras sujeitas a uma tensão constante σ_a por um longo tempo t , em um ambiente corrosivo, as fibras ópticas com trincas, cuja resistência mecânica é menor que σ_a fraturarão e as remanescentes podem ser caracterizadas por uma função de fratura $F(\sigma_a, t)$ que especifica a probabilidade de fratura antes de um tempo t . Uma probabilidade de sobrevivência também pode ser definida tal que:

$$F(\sigma_a, t) + S(\sigma_a, t) = 1 \quad (92)$$

Se $N(\sigma_a, t)$ é uma distribuição definida como o número de defeitos por unidade de comprimento que falhará no tempo t , sob tensão aplicada σ_a , a probabilidade de fratura durante a fadiga estática é:

$$F_e(\sigma_a, t) = 1 - \exp [-LN_e(\sigma_a, t)] \quad (93)$$

e a mecânica de fratura pode ser usada para relacionar a distribuição inicial de trinca $N(\sigma)$ com a função $N(\sigma_a, t)$ que dá a taxa de fratura por corrosão sob tensão. O estabelecimento desta relação gera um método para prever a fratura de fibra óptica em

condições de campo, a partir do conhecimento da população inicial de trinças da fibra.

Da equação de Griffith observa-se que o fator de intensidade de tensão K na ponta da trinça depende do tamanho da trinça a e do fator de geometria Y , que permanece constante para um dado tipo de trinça. Em virtude da corrosão, ocorre crescimento lento de trinça até que o fator de intensidade de tensão alcance o valor crítico K_{Ic} , quando ocorre a fratura rápida. Se uma fibra óptica está submetida a uma tensão constante σ_a , a derivada da equação (76) dá:

$$\frac{dK_I}{dt} = \left(\frac{\sigma_a^2 Y^2}{2K_I} \right) v \quad (95)$$

O tempo de fratura da amostra t_f é o tempo decorrido para o fator de intensidade de tensão K passar do valor inicial K_{Ii} para o valor K_{Ic} e integrando-se a equação (95), o tempo t_f será:

$$t_f = \frac{2}{\sigma_a^2 Y^2} \int_{K_{Ii}}^{K_{Ic}} \frac{K_I}{v} dK_I \quad (96)$$

Se a velocidade de crescimento de trinça v é dada segundo uma lei de potência, a equação (96) fica:

$$t_f = \frac{2(K_{Ii}^{2-n} - K_{Ic}^{2-n})}{\sigma_a^2 Y^2 A (n - 2)} \quad (97)$$

Em geral $K_{II} < 0,7 K_{IC}$ e $10 < n < 25$ para fibras ópticas de sílica e verifica-se que $K_{IC}^{2-n} < K_{II}^{2-n}$ e a equação (97) é dada por:

$$t_f = \frac{2 K_{II}^{2-n}}{\sigma_a^2 y^2 A(n-2)} \quad (98)$$

ou ainda em função do comprimento inicial de trinca a_i :

$$t_f = \frac{2 a_i^{1-n/2}}{y^n A(n-2) \sigma_a^n} \quad (99)$$

Quando K_{II} e a_i não são conhecidos é preciso especificá-los em função de quantidades determinadas experimentalmente, como a resistência mecânica em meio inerte S_i :

$$K_{II} = \frac{\sigma_a}{S_i} K_{IC} \quad (100)$$

Levando (100) em (76):

$$\frac{\sigma_a}{S_i} K_{IC} = y \sigma_a a_i^{1/2} \quad (101)$$

e substituindo a equação (101) em (99):

$$t_f = \frac{2 (K_{IC}/y S_i)^{2-n}}{y^n A(n-2) \sigma_a^n} = \frac{2 S_i^{n-2}}{A y^2 (n-2) K_{IC}^{n-2} \sigma_a^n} \quad (102)$$

que dá a relação entre a resistência mecânica inicial e o tempo de falha sob uma dada tensão constante aplicada. Considerando que $N(\sigma_a, t)$ segue a distribuição de Weibull, então de acordo com a equação (87):

$$\begin{aligned} N(\sigma_a, t) &= \left[\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_0} \right)^n (t/t_0)^{\frac{1}{n-2}} \right]^m \\ &= \left[\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_0} \right)^{\frac{mn}{n-2}} (t/t_0)^{\frac{m}{n-2}} \right] \end{aligned} \quad (104)$$

onde $t_0 = B/\sigma_0^2$. Observa-se que se a distribuição inicial de defeitos segue a lei de Weibull, a fratura por fadiga estática também obedece a mesma lei e a probabilidade de fratura depois de um tempo t será dada por:

$$F_e = 1 - \exp \left[-L \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_0} \right)^{\frac{mn}{n-2}} (t/t_0)^{\frac{m}{n-2}} \right] \quad (105)$$

De acordo com a equação (102) o tempo para fratura de uma amostra é o tempo necessário para uma trinca crescer de um tamanho inicial sub-crítico até dimensões críticas para propagação catastrófica. Para um dado tipo de vidro e ambiente de teste, a equação (102) pode ser escrita:

$$\ln t_f = \ln B + (n-2) \ln S_i - n \ln \sigma_a \quad (106)$$

$$\text{onde } B = 2/Ay^2 (n-2)k_{IC}^{n-2}$$

e medindo-se o tempo médio $\bar{t}_f$ em função da tensão aplicada para um dado conjunto de amostras e usando-se o valor médio determinado para S das mesmas, os parâmetros B e n podem ser determinados de uma análise de regressão de $\ln \bar{t}_f \times \ln \sigma_a$. O valor médio $\bar{t}_f$ é usado em virtude da ampla faixa de valores de tempo de fratura observados experimentalmente, com amostras similares sob a mesma tensão. Em geral, algumas amostras quebram logo e outras levam mais tempo para fraturar e assim há necessidade de ordenar as amostras e determinar o tempo durante o qual 50% delas fraturam.

Para fibras ópticas submetidas a uma tensão σ_a que aumenta a uma taxa de tensão constante $\dot{\sigma} = \sigma_a/t$ (fadiga dinâmica) a probabilidade de fratura após um tempo t é dada por:

$$F_d(\sigma, L) = 1 - \exp [-LN_d(\sigma)] \quad (107)$$

onde $N_d(\sigma)$ é o número cumulativo de trincas por unidade de comprimento com resistência mecânica $< \sigma$ e sob taxa $\dot{\sigma}$ constante. O número de defeitos presentes na fratura da amostra a uma tensão inferior a σ deve ser igual ao número de defeitos de resistência mecânica inicial inferior a S :

$$N_d(\sigma) = N(S_i) \quad (108)$$

Uma vez que a amostra está sujeita a uma tensão σ , dada por:

$$\sigma = \dot{\sigma} t = \frac{d\sigma}{dt} t \quad (109)$$

e considerando-se a velocidade de propagação de trinca $v = da/dt$ tem-se:

$$d\sigma = \dot{\sigma} dt = \dot{\sigma} da/v \quad (110)$$

Se a velocidade de propagação de trinca é dada segundo uma lei de potência do fator de intensidade de tensão K_I vem:

$$v = AK_I^n = A(\gamma\sigma a^{1/2})^n \quad (111)$$

e a equação (110) será dada por:

$$d\sigma = \frac{\dot{\sigma} da}{A \sigma^n \gamma^n a^{n/2}} \quad (112)$$

ou ainda:

$$\sigma^n d\sigma = \frac{\dot{\sigma}}{A \gamma^n} a^{-n/2} da \quad (113)$$

e integrando-se a equação (113):

$$\int_0^\sigma \sigma^n d\sigma = \int_{a_i}^{a_c} \frac{\dot{\sigma}}{A \gamma^n} a^{-n/2} da \quad (114)$$

$$\frac{\sigma^{n+1}}{n+1} = \frac{2\dot{\sigma}}{A y^n (n-2)} \left[\left(\frac{1}{a_i}\right)^{\frac{n-2}{2}} - \left(\frac{1}{a_c}\right)^{\frac{n-2}{2}} \right] \quad (115)$$

No instante da fratura, $a_c \gg a_i$ e com $10 < n < 25$, podemos desprezar o segundo termo entre colchetes da equação (115):

$$\frac{\sigma^{n+1}}{n+1} = \frac{2\dot{\sigma}}{A y^n (n-2)} \left(\frac{1}{a_i}\right)^{\frac{n-2}{2}} \quad (116)$$

Considerando-se o fator de intensidade de tensão para a trinca de comprimento $a_i = a_c$, no instante inicial da fratura, a equação (116) fica:

$$\sigma_f^{n+1} = \frac{2\dot{\sigma} (n+1) S_i^{n-2}}{A y^2 (n-2) K_{Ic}^{n-2}} = B(n+1) S_i^{n-2} \sigma \quad (117)$$

onde B é a mesma constante para fadiga estática. Assim, a equação (117) dá a relação entre a tensão crítica σ e a resistência mecânica S_i . Considerando-se que a distribuição inicial de defeitos obedece à lei de Weibull, a distribuição de defeitos N_d será:

$$N_d(\sigma) = (\sigma/\sigma_{od})^m = \left[\frac{\sigma^{\frac{n+1}{n-2} m}}{(B(n+1)\dot{\sigma} \sigma_o^{n-2})^{\frac{m}{n-2}}} \right] \quad (118)$$

então a probabilidade de fratura dinâmica se escreve:

$$F_d(\sigma, L) = 1 - \exp \left[-L (\sigma/\sigma_{od})^{\frac{n+1}{n-2} m} \right] \quad (119)$$

com $\sigma_{od} = [B(n+1)\dot{\sigma} \sigma_o^{n-2}]$ e quando n é grande, a equação (119) fica:

$$F_d(\sigma, L) = 1 - \exp[-L(\sigma/\sigma_{od})^m] \quad (120)$$

A equação (117) também permite determinar os parâmetros B e n , pois sob a forma logarítmica tem-se:

$$\ln \sigma = \frac{1}{n+1} [\ln B + \ln(n+1) + (n-2)\ln \sigma_c + \ln \dot{\sigma}] \quad (121)$$

O gráfico de fadiga dinâmica é construído traçando-se $\ln \sigma$ x $\ln \dot{\sigma}$ onde σ é dada pelos valores médios experimentais. O tempo de fratura dinâmica dado por $t_{fd} = \sigma/\dot{\sigma}$ pode ser levado à equação (121):

$$(n+1)\ln \sigma - \ln \dot{\sigma} = \ln B + \ln(n+1) + (n-2)\ln \sigma_c \quad (122)$$

$$n \ln \sigma + \ln \sigma - \ln \dot{\sigma} = \ln B + \ln(n+1) + (n-2)\ln \sigma_c \quad (123)$$

$$\ln t_{fd} = -n \ln \sigma + \ln B + \ln(n+1) + (n-2)\ln \sigma_c \quad (124)$$

De acordo com a equação (106) o tempo para fadiga estática é:

$$\ln t_{fe} = -n \ln \sigma_a + \ln B + (n-2)\ln \sigma_c \quad (125)$$

Então as equações (124) e (125) permitem estabelecer que:

$$\sigma^n t_{fd} = B (n+1) \sigma_c^{n-2} \quad (126)$$

$$\sigma_a^n t_{fe} = B \sigma_c^{n-2}$$

e também:

$$\frac{\sigma^n t_{fd}}{\sigma_a^n t_{fe}} = (n+1) \quad (127)$$

Colocando-se a equação (127) na forma logarítmica obtém-se:

$$\left(\sigma/\sigma_a\right)^n = \frac{t_{fe}}{t_{fd}} (n+1) \quad (128)$$

$$\ln(\sigma/\sigma_a) = \frac{1}{n} [\ln(t_{fe}/t_{fd}) + \ln(n+1)] \quad (129)$$

A equação (129) permite obter a partir dos dados experimentais de fadiga estática e dinâmica, um valor de n que pode ser comparado com os valores obtidos nas curvas de fadiga.

5. O TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA ("PROOF-TESTING")

5.1. INTRODUÇÃO

A confiabilidade mecânica de fibras ópticas de longo comprimento está relacionada com a resistência mecânica mínima e o tempo de vida de fadiga estática em condições de serviço. Uma maneira de medir a resistência mecânica de fibras ópticas é através de análise estatística adequada de fibras de pequeno comprimento, a fim de se determinar os parâmetros da distribuição estatística pertinente. A resistência mecânica de fibras ópticas mostra em geral uma distribuição multimodal, gerada de populações de trincas de diferentes origens físicas e cuja densidade depende do comprimento da fibra, tipos de testes e parâmetros de processamento da mesma.

Na ausência de um método analítico confiável de estimativa, há duas possibilidades alternativas para assegurar uma resistência mecânica mínima:

- a) inspeção não destrutiva (Ind)
- b) teste de tensão contínua (T.T.C.)

Atualmente uma técnica Ind adequada para detectar a faixa de tamanho de micro-trincas (0,02-0,2) μm em fibras ópticas não está disponível e assim o T.T.C. fornece um meio de assegurar a confiabilidade mecânica dessas fibras.

No T.T.C. a fibra óptica fica sujeita a uma tensão maior

do que a esperada em qualquer etapa da manufatura, instalação ou serviço. Todas as amostras com trincas maiores que um tamanho crítico falharão porque o fator intensidade de tensão na ponta da trinca excederá o fator intensidade de tensão crítica K_{Ic} . Para fibras ópticas que sobrevivem ao T.T.C. a condição de sobrevivência é que:

$$K_{Ic} > K_{Ip} = \sigma_p Y (a_i)^{1/2} \quad (1)$$

onde K_{Ip} é o fator de intensidade de tensão durante o T.T.C. na maior trinca na fibra que sobrevive, Y é uma constante de geometria, σ_p é a tensão de T.T.C. e a_i é a profundidade de trinca para a maior delas. Então, para uma tensão aplicada σ_a , menor que o nível de tensão de prova, o maior fator de intensidade de tensão K_{Ii} será dado por:

$$K_{Ii} = Y \sigma_a (a_i)^{1/2} < \quad (2)$$

$$< K_{Ic} = Y \sigma_p (a_c)^{1/2} \quad (3)$$

Destas equações estabelece-se no instante que antecede à fratura:

$$K_{Ii} < K_{Ic} \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_p} \right) \quad (4)$$

A equação (4) mostra que a fibra não fratura para tensões instantâneas menores que a tensão de T.T.C. No entanto, se a tensão aplicada $\sigma_a < \sigma_p$ for mantida por um longo tempo em um ambiente ativo, a fadiga estática pode ocorrer. Entretanto, para as fibras que sobrevivem ao T.T.C., um tamanho máximo de trinca é garantido, o qual estabelece um tempo mínimo de vida para as fibras. Assim, o emprego do T.T.C. fundamenta-se no fato que o fator de intensidade de tensão K_{II} não pode exceder o fator de intensidade de tensão crítica K_{Ic} para amostras que sobrevivem ao T.T.C.

O T.T.C. de uma amostra é realizado carregando-se a amostra a uma taxa $\dot{\sigma}_c$ até o nível de tensão σ_p do teste, mantendo-a nessa tensão por algum tempo t_p e em seguida descarregando-a a uma taxa $\dot{\sigma}_d$, conforme se observa na Figura 5.1. Em geral a tensão σ_p e o tempo t_p usados no T.T.C. são estabelecidos em função da resistência mecânica inerte mínima, para uma determinada aplicação de uma fibra óptica. De acordo com o método IEC 793 B1 da International Electrotechnical Commission, Item 1.6, os requerimentos mecânicos estabelecem que "a fibra óptica deve ser ensaiada em T.T.C. antes da utilização. O nível de ensaio deve corresponder a um alongamento mínimo da fibra de 0,5%, durante aproximadamente um segundo. De acordo com os métodos de ensaio "IEC-XX-B1 - ensaio de T.T.C. para fibras ópticas", verifica-se que a norma estabelece um alongamento mínimo $\epsilon = 0,5\%$

e um tempo de ensaio $t \equiv 1,0$ s, mas não especifica a base científica para o tempo de duração do ensaio.

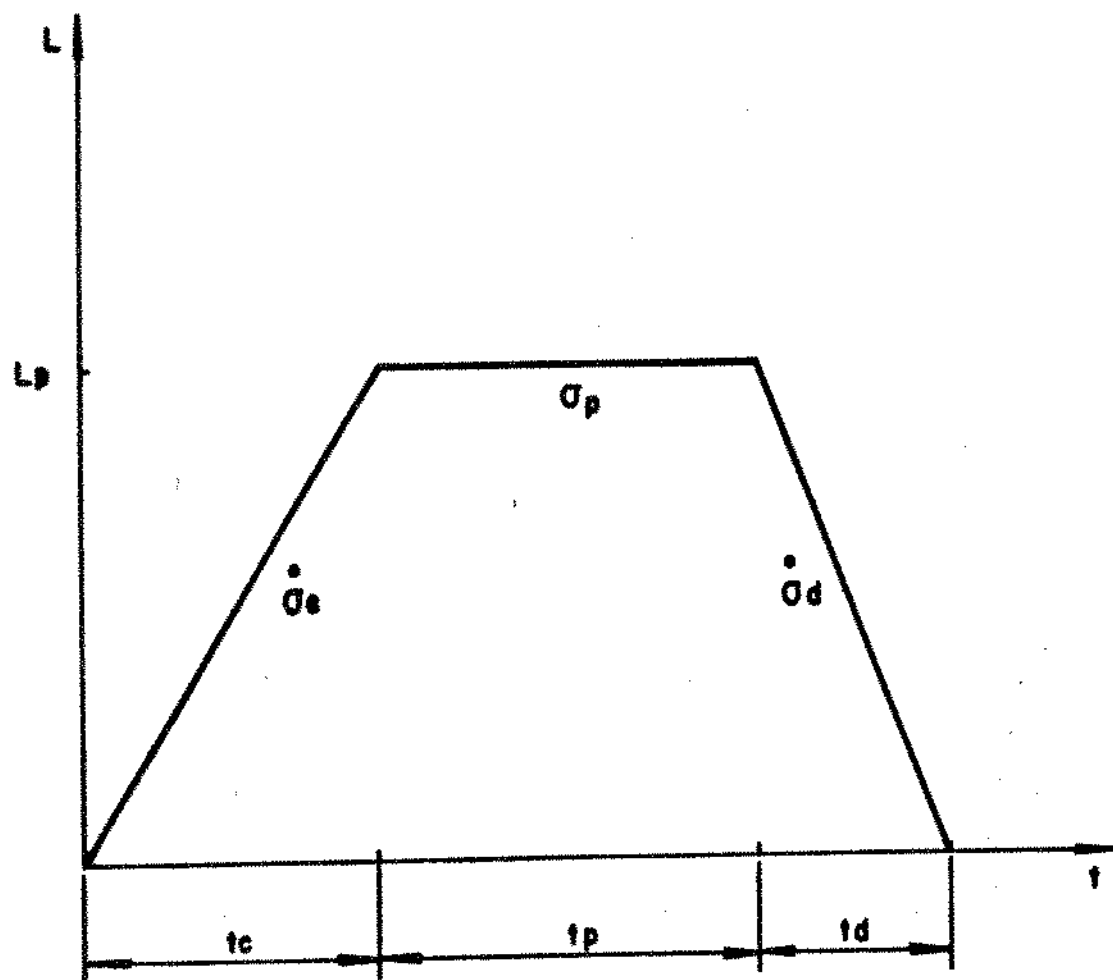


Fig. 5.1 - Ciclo de carregamento/descarregamento de fibra óptica em T.T.C.

A fim de que o T.T.C venha garantir uma resistência

mecânica mínima e um tempo de vida mínimo em serviço, é necessário assegurar que nenhum dano é introduzido na fibra óptica pelo teste. No entanto, esta condição ideal é difícil de ser realizada e os principais tipos de danos são:

- a) introdução de novas trincas por abrasão da fibra no T.T.C.;
- b) crescimento de trincas pré-existentes devido à fadiga dinâmica.

Em geral, medindo-se a distribuição de resistência mecânica antes e após o T.T.C., verifica-se que ocorre pouco dano em fibras ópticas revestidas de polímero, que passam por tambores revestidos de borracha. A possibilidade de crescimento de trinca durante o T.T.C. pode ser avaliada comparando-se a distribuição de resistência mecânica de dois grupos de fibras ópticas testadas sob tensão, de forma que um grupo é pré-testado antes de ser levado à fratura.

Durante o T.T.C. ocorre degradação da resistência mecânica da fibra devido à introdução de algum dano e para o ciclo típico de tensões da Figura 5.1, a resistência mecânica final para qualquer amostra que não fratura durante o teste é dada pela equação:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = 1/B \int_0^t \sigma(t)^n dt \quad (5)$$

onde S_i é a resistência mecânica inerte inicial, S_f é a resistência mecânica inerte final, B é uma constante e t é o tempo

total do ciclo. Se a fibra óptica é carregada a uma taxa $\dot{\sigma}_c$ e descarregada a uma taxa $\dot{\sigma}_d$, após um tempo t_p , o tempo total será:

$$t = \sigma_p / \dot{\sigma}_c + t_p + \sigma_p / \dot{\sigma}_d \quad (6)$$

onde σ_p é o nível de tensão do T.T.C. e a equação (5) fica:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = 1/B \left[\frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_c} + \sigma_p^n t_p + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right] \quad (7)$$

ou ainda:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = 1/B D_T \quad (8)$$

onde D_T é a chamada degradação da resistência mecânica que ocorre durante o T.T.C. e representa os termos entre colchetes.

5.2. ANÁLISE PROBABILÍSTICA DO TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA

A confiabilidade mecânica de uma fibra óptica é determinada pela resistência mecânica da mesma à tensão aplicada em qualquer tempo. Enquanto a tensão aplicada σ_a for menor do que a resistência mecânica S da fibra óptica, ela suportará a carga e quando for maior ocorrerá a fratura da fibra. A resistência

mecânica que representa a resistência do material à fratura é geralmente dada em termos de uma função de distribuição estatística, que caracteriza a variação da resistência mecânica em torno de sua mediana. Em fibras ópticas a variação da resistência mecânica é o resultado da amplitude de tamanhos de trinca presentes na fibra e relacionadas com o processo de fabricação e manipulação da fibra. A tensão também pode ser representada por uma função de distribuição e o espalhamento estatístico da mesma é determinado por incertezas na carga, distribuição de carga e dimensões de componentes.

A probabilidade $P(S_0)$ que uma fibra óptica tenha uma resistência mecânica S , em um pequeno intervalo de resistência ds , centrado em torno de S_0 , é dada por:

$$P(S_0 - \frac{ds}{2} < S < S_0 + \frac{ds}{2}) = f(S_0)ds \quad (9)$$

onde $f(S_0)$ é a função densidade de probabilidade que descreve a resistência mecânica. Assim, também há uma função densidade de probabilidade $f(\sigma_0)$ que especifica a tensão aplicada, conforme se observa na Figura 5.2. Wiederhorn [65] mostra que a função de distribuição de resistência mecânica sobrepõe a função de distribuição de tensão, o que indica que uma certa fração de amostras fraturam quando a tensão é aplicada. Então, a confiabilidade mecânica da fibra óptica depende não apenas do

valor médio da resistência mecânica e tensão, mas também do espalhamento desses valores em torno de suas médias. A fração de amostras que fraturam pode ser estimada das distribuições de resistência mecânica e tensão.

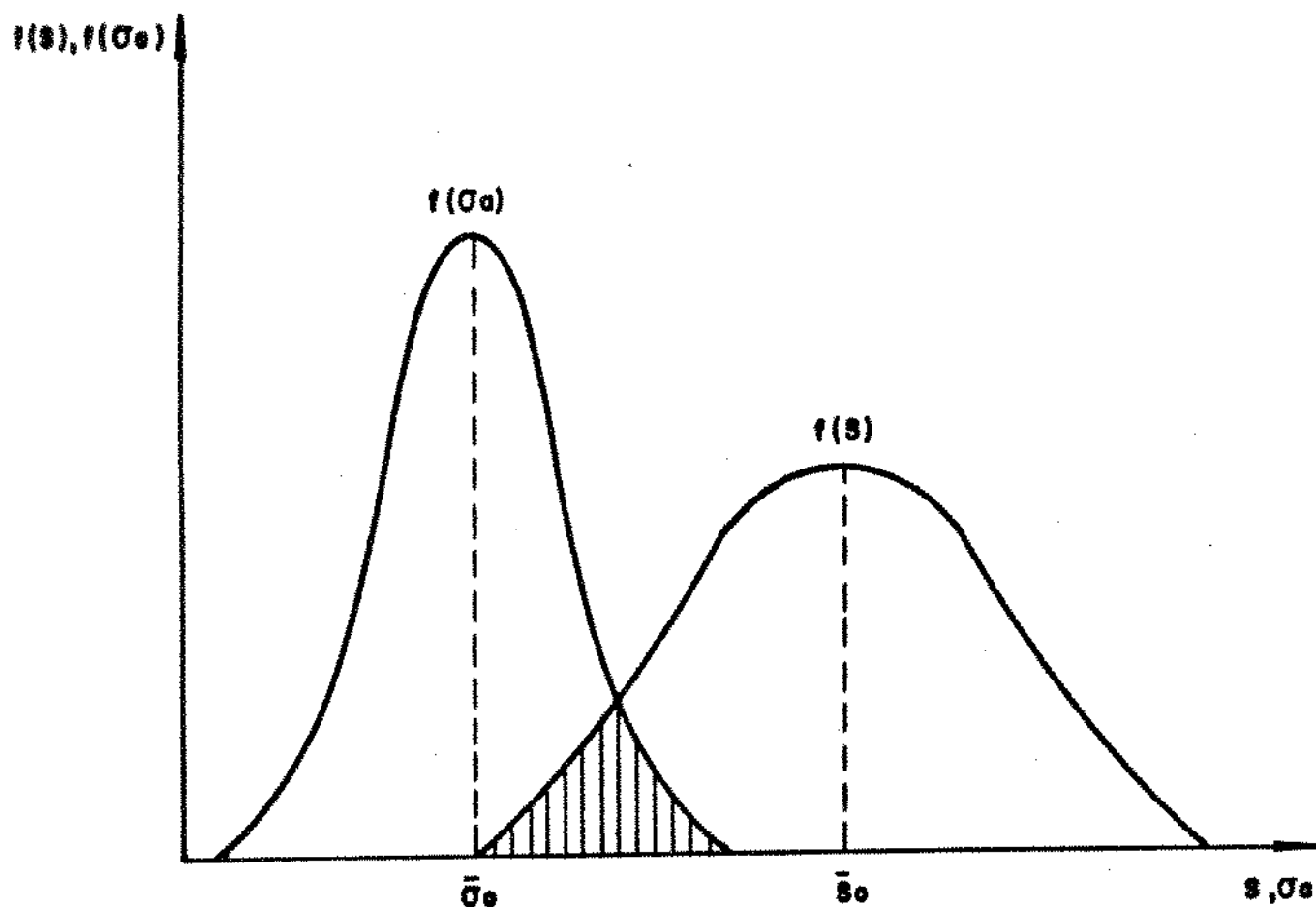


Fig. 5.2 - Funções de densidade de probabilidade de resistência mecânica e tensão. A área hachurada determina a probabilidade de fratura.

A área de interferência da Figura 5.2 pode ser ampliada para melhor utilização no cálculo de probabilidades de tensão, resistência mecânica e confiabilidade, de acordo com a Figura 5.3.

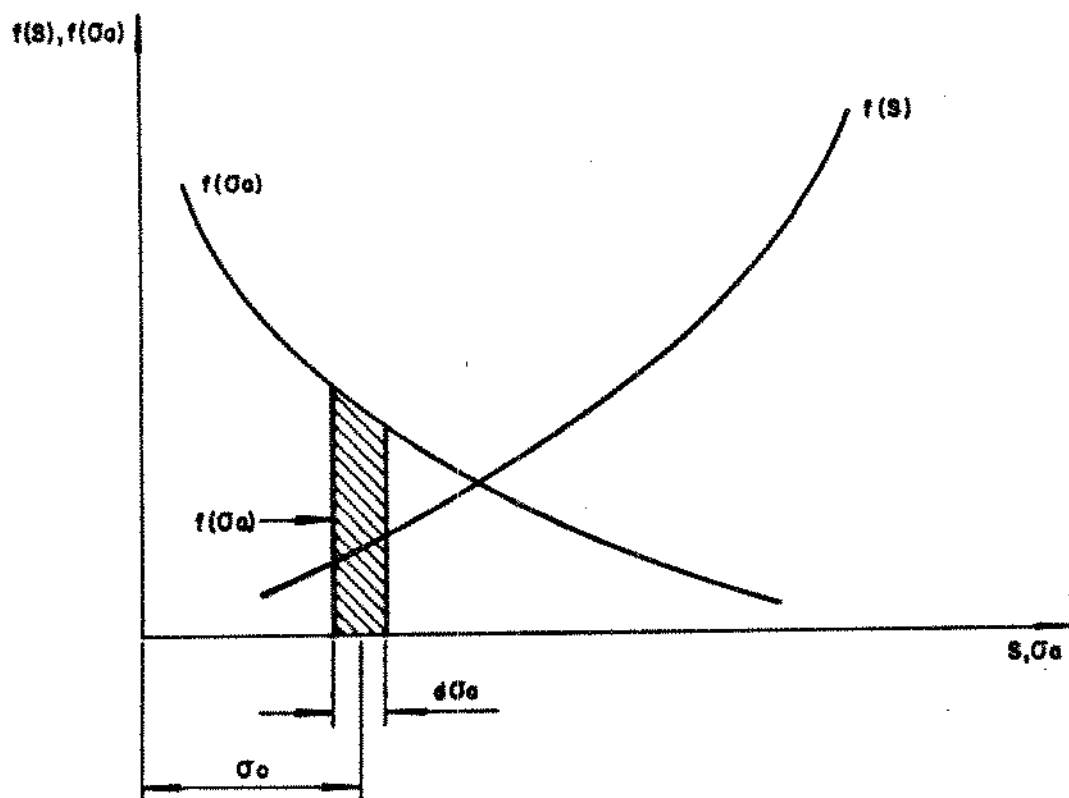


Fig. 5.3 - Área de interferência utilizada no cálculo de probabilidades e confiabilidade.

Assim, a probabilidade de uma tensão situar-se num intervalo de largura $d\sigma$ é igual à área do elemento:

$$f(\sigma_a) d\sigma_a = P \left(\sigma_0 - \frac{d\sigma_a}{2} < \sigma < \sigma_0 + \frac{d\sigma_a}{2} \right) \quad (10)$$

A probabilidade da resistência mecânica S ser maior que uma tensão aplicada σ é dada por:

$$P((S) > \sigma_a) = \int_{\sigma_a}^{\infty} f(S) dS \quad (11)$$

e a probabilidade da tensão situar-se no intervalo $d\sigma$ e a resistência mecânica S ser maior que a tensão neste intervalo, considerando-se a tensão e a resistência como variáveis aleatórias e independentes é:

$$P^*(\sigma > \sigma_a) = f(\sigma_a) d\sigma_a \int_{\sigma_a}^{\infty} f(S) dS \quad (12)$$

A confiabilidade da fibra óptica é a probabilidade que a resistência mecânica S seja maior que a tensão aplicada σ_a para todos os valores possíveis de tensão e cuja expressão é:

$$C(\sigma_a, \sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\sigma_a) \left[\int_{\sigma_a}^{\infty} f(S) dS \right] d\sigma_a \quad (13)$$

A probabilidade de fratura ou não confiabilidade denotada por $\bar{C}$ é dada pela equação:

$$\bar{C}(\sigma_a, \sigma) = 1 - C = 1 - \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(\sigma_a) \left[\int_{\sigma_a}^{\infty} f(S) dS \right] d\sigma_a \right] \quad (14)$$

$$= 1 - \int_{-\infty}^{\infty} f(\sigma_a) [1 - F(\sigma_a)] d\sigma_a \quad (15)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} F(\sigma_a) f(\sigma_a) d\sigma_a \quad (16)$$

onde $F(\sigma)$ é a função de distribuição acumulada de tensão aplicada. Ainda, a confiabilidade pode ser calculada observando-se que a tensão deve permanecer menor que a resistência mecânica e a probabilidade que a resistência S está no intervalo ds é:

$$P(S_0 - \frac{ds}{2} < S < S_0 + \frac{ds}{2}) = f(S_0) ds \quad (17)$$

e a probabilidade que a tensão seja menor que S_0 é dada por:

$$P(\sigma_a < S_0) = \int_{-\infty}^{S_0} f(\sigma_a) d\sigma_a \quad (18)$$

Assumindo que a tensão e a resistência mecânica são variáveis aleatórias independentes, a probabilidade da resistência mecânica pertencer ao intervalo ds e a tensão σ_a não exceder S_0 é:

$$P(\sigma_a, S) = f(S_0) ds \int_{-\infty}^{S_0} f(\sigma_a) d\sigma_a \quad (19)$$

Então a confiabilidade da fibra óptica para todos os valores de resistência mecânica é:

$$C(\sigma_a, S) = \int_{-\infty}^{\infty} f(S) \left[\int_{-\infty}^S f(\sigma_a) d\sigma_a \right] dS \quad (20)$$

e a não confiabilidade é dada por:

$$\bar{C}(\sigma_a, S) = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} f(S) \left[\int_{-\infty}^S f(\sigma_a) d\sigma_a \right] dS \quad (21)$$

$$= 1 - \int_{-\infty}^{\infty} f(S) F(S) dS \quad (22)$$

A função densidade de probabilidade para uma distribuição de Weibull de resistência mecânica é dada por:

$$f(\sigma, \theta, m, \sigma_0) = \left[\frac{m}{(\theta - \sigma_0)^m} \right] (\sigma - \sigma_0)^{m-1} \exp \left[- \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\theta - \sigma_0} \right)^m \right], \sigma \geq \sigma_0 > 0 \quad (23)$$

onde m é o parâmetro de inclinação, θ é o parâmetro de escala e σ_0 é o parâmetro de truncamento. A função distribuição de Weibull na sua forma cumulativa de três parâmetros para a resistência mecânica é dada pela equação:

$$F(\sigma, \theta, m, \sigma_0) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\theta - \sigma_0} \right)^m \right], \sigma \geq \sigma_0 \quad (24)$$

e com a média e a variância dadas por:

$$\mu_\sigma = \sigma_0 + (\theta - \sigma_0) \Gamma(1/m + 1) \quad (25)$$

$$\sigma_\sigma^2 = (\theta - \sigma_0)^2 \{ \Gamma(2/m + 1) - [\Gamma(1/m + 1)]^2 \} \quad (26)$$

e com função de confiabilidade dada por:

$$C(\sigma, \theta, m, \sigma_0) = \exp \left[- \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\theta - \sigma_0} \right)^m \right], \quad \sigma \geq \sigma_0 \quad (27)$$

A função azar, que é a probabilidade condicional de fratura no intervalo $\sigma, (\sigma + d\sigma)$ é dada pela equação:

$$h(\sigma, \theta, m, \sigma_0) = \frac{f(\sigma, \theta, m, \sigma_0)}{C(\sigma, \theta, m, \sigma_0)} = \frac{m}{(\theta - \sigma_0)} \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\theta - \sigma_0} \right)^{m-1}, \quad \sigma \geq \sigma_0 \quad (28)$$

A função de distribuição cumulativa de Weibull de dois parâmetros ocorre quando o parâmetro de truncamento (vida mínima) σ_0 é nulo e neste caso tem a forma abaixo:

$$F(\sigma, \theta, m) = 1 - \exp \left(- \frac{\sigma}{\theta} \right)^m, \quad \sigma > 0 \quad (29)$$

com função densidade de probabilidade dada pela diferenciação da equação (29):

$$f(\sigma, \theta, m) = \frac{m}{\theta} \left(\frac{\sigma}{\theta} \right)^{m-1} \exp \left(- \frac{\sigma}{\theta} \right)^m, \quad \sigma \geq 0 \quad (30)$$

A Figura 5.4 mostra as funções densidade de fratura, confiabilidade e azar para a distribuição de Weibull.

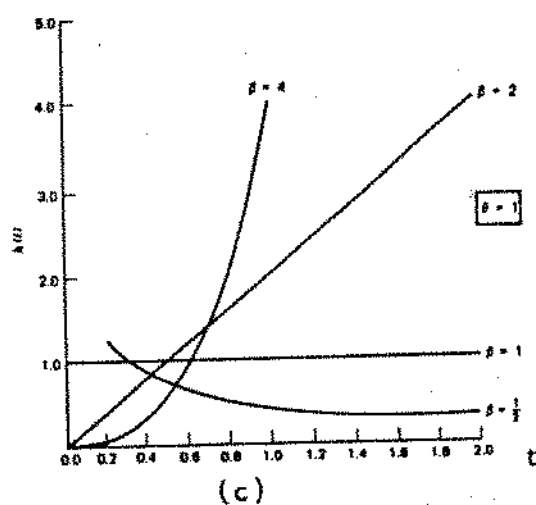
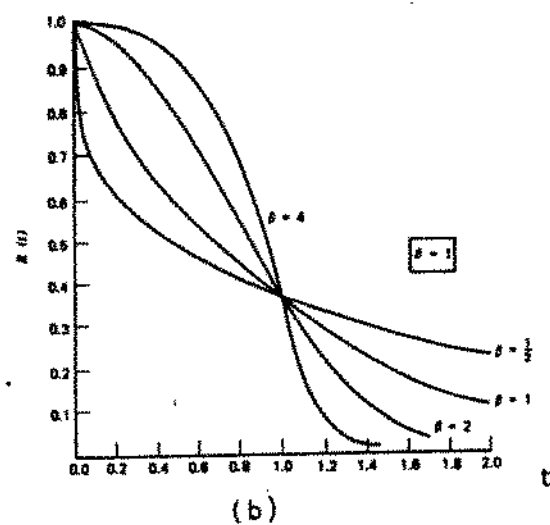
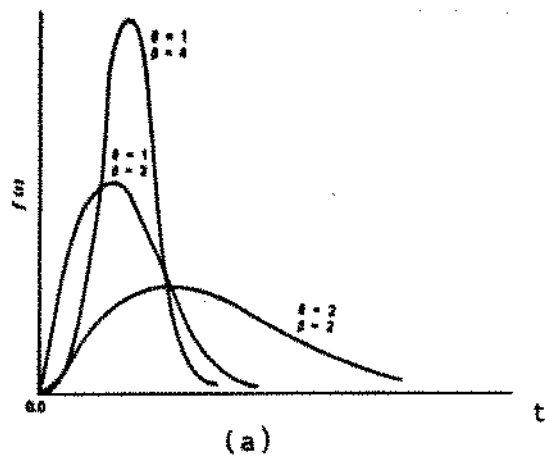


Fig. 5.4 - Funções da distribuição de Weibull: (a) densidade de fratura, (b) confiabilidade, (c) azar (Kapur, K.C., 91).

A estimativa gráfica de parâmetros da distribuição de Weibull pode ser realizada a partir de uma transformação conveniente da distribuição para uma forma linear. Considerando-se a função de distribuição cumulativa de Weibull de dois parâmetros:

$$F(\sigma, \theta, m) = 1 - \exp [-(\sigma/\theta)^m], \quad \sigma \geq 0 \quad (31)$$

ou ainda:

$$\ln [1 - F(\sigma, \theta, m)]^{-1} = (\sigma/\theta)^m \quad (32)$$

e também:

$$\ln \{ \ln [1 - F(\sigma, \theta, m)]^{-1} \} = m \ln (\sigma) - m \ln (\theta) \quad (33)$$

Colocando-se a equação (33) na forma padrão de variáveis dependente e independente:

$$\ln(\sigma) = 1/m \ln \{ \ln [1 - F(\sigma, \theta, m)]^{-1} \} + \ln (\theta) \quad (34)$$

que é da forma $Y = (1/m)X + B$ e representa uma linha reta no gráfico de eixos perpendiculares x, y . O gráfico de Weibull é construído com eixos retangulares onde $y = \ln(\sigma)$ e $x = \ln \{ \ln [1 - F(\sigma, \theta, m)]^{-1} \}$ e cujos eixos são trocados, de forma que m vem a ser a inclinação da linha reta conforme a Figura 5.5.

Quando amostras de fibras ópticas são levadas à fratura, os valores $\ln \sigma_f$ das tensões de fratura são utilizados para a construção da abcissa do gráfico de Weibull e torna-se necessário determinar os valores correspondentes da função de distribuição cumulativa de Weibull $F(\sigma, \theta, m)$ para estabelecer os valores das ordenadas, que são determinadas de acordo com o procedimento abaixo:

- a) os valores de tensão de fratura σ_f para as amostras consideradas são dispostas em uma coluna, em ordem crescente;
- b) a probabilidade de fratura $F(\sigma, \theta, m)$ relativa ao n -ésimo nível de tensão de fratura é dado, segundo Mann et alii [66] pela relação:

$$F(\sigma, \theta, m) = \frac{n-0,5}{N} \quad (35)$$

onde n é o número de ordem e N o número total de amostras consideradas.

O parâmetro m é estimado da inclinação do gráfico de Weibull e há papel para gráfico onde está impressa uma escala para a determinação do mesmo. O parâmetro θ pode ser estimado, observando-se que em $F(\sigma = \theta, m) = 0,632$ (o ponto de ordenada 63,2%), o valor correspondente da abcissa dá a estimativa de $\theta = \sigma_a$. O valor médio também pode ser estimado graficamente substituindo-se a média da distribuição de Weibull $\mu = \theta \Gamma(1 + 1/m)$ na função de distribuição cumulativa:

$$F(\sigma = \mu, m) = 1 - e^{-[\Gamma(1+1/m)]^m} \quad (36)$$

que é uma função de m e onde Γ é a função gama. A Tabela 5.1 mostra valores experimentais usados na construção do gráfico da Figura 5.5 e a Tabela 5.2 apresenta a função $F(\sigma = \mu, m)$ para diversos valores de m e assim, localizando-se a função $F(\sigma = \mu, m)$ na ordenada, para uma dada inclinação, a média é determinada pelo valor associado da abscissa.

Tabela 5.1 - Tensões e probabilidades de fratura de fibras ópticas de índice gradual.

ORDEM	ESTADO	TENSÃO FRATURA (GPa)	PROB. FRATURA (%)
1	F1	3.87	1.7
2	F2	4.03	5.0
3	F3	4.03	8.3
4	F4	4.07	11.7
5	F5	4.07	15.0
6	F6	4.11	18.3
7	F7	4.15	21.7
8	F8	4.15	25.0
9	F9	4.15	28.3
10	F10	4.19	31.7
11	F11	4.23	35.0
12	F12	4.23	38.3
13	F13	4.27	41.7
14	F14	4.27	45.0
15	F15	4.31	48.3
16	F16	4.31	51.7
17	F17	4.31	55.0
18	F18	4.31	58.3
19	F19	4.35	61.7
20	F20	4.35	65.0
21	F21	4.39	68.3
22	F22	4.39	71.7
23	F23	4.43	75.0
24	F24	4.43	78.3
25	F25	4.43	81.7
26	F26	4.43	85.0
27	F27	4.47	88.3
28	F28	4.47	91.7
29	F29	4.47	95.0
30	F30	4.55	98.3

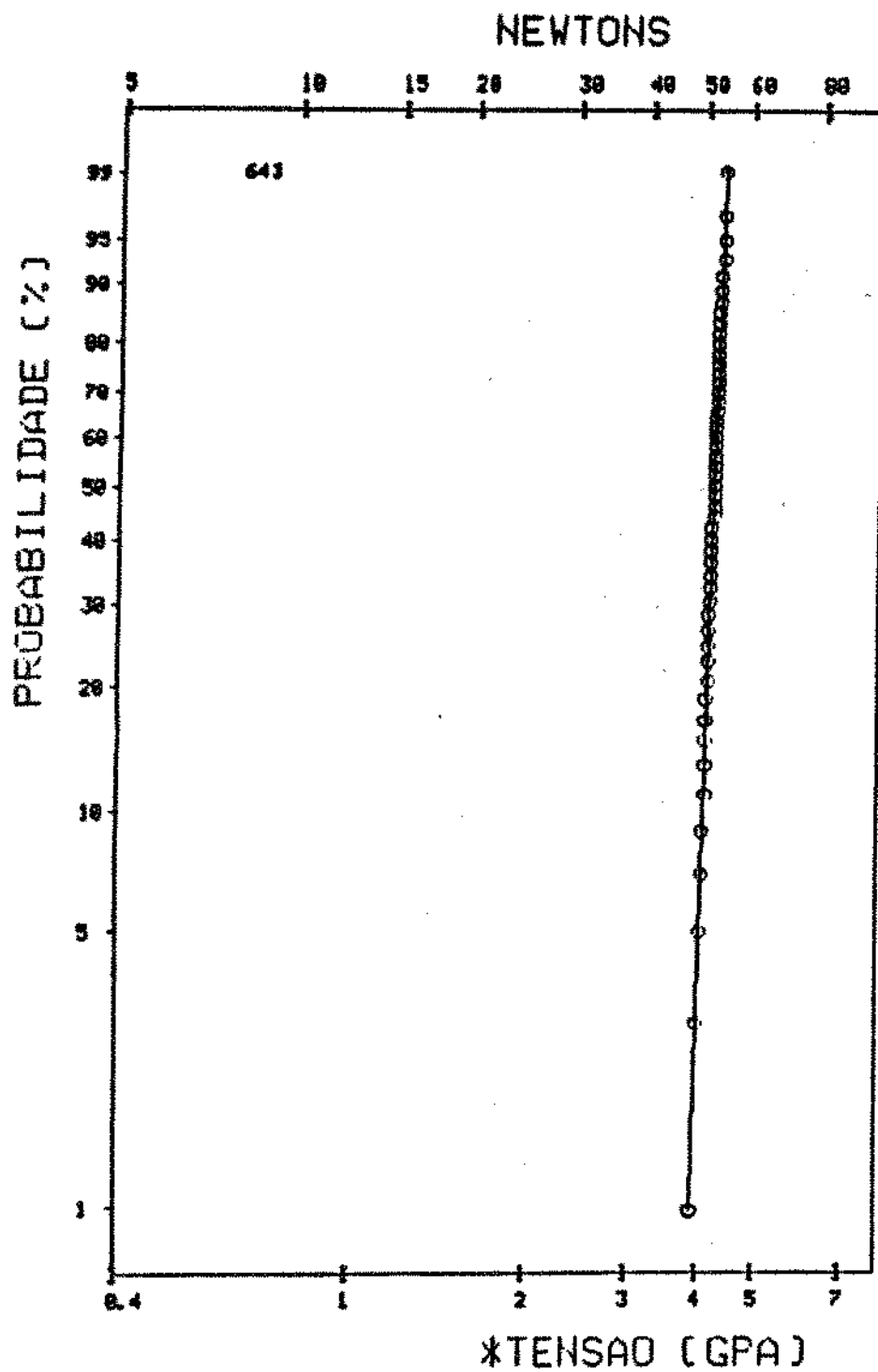


Fig. 5.5 - Gráfico da distribuição de Weibull para as fibras ópticas da Tabela 5.1 onde $m = 28,5$ e $\bar{\sigma} = 4,27$ GPa.

Tabela 5.2 - Relação entre a distribuição cumulativa de Weibull $F(\sigma = \mu, m)$ e a inclinação m .

INCLINAÇÃO m	$F(\sigma = \mu, m)$
0.5	0,757
1.0	0,632
1.1	0,618
1.2	0,605
1.3	0,594
1.4	0,584
1.5	0,576
1.6	0,568
1.8	0,555
2.0	0,544
2.2	0,535
2.5	0,524
2.7	0,517
3.0	0,509
3.2	0,505
4.0	0,491

O efeito da tensão na resistência mecânica da fibra óptica deve ser considerado e por isso a distribuição de tensão da Figura 5.2 pode ser representada por uma função delta (é a função definida por: $\delta(x) = [0, x \neq 0; \infty, x = 0]$ e cuja integral é normalizada: $\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1$), de tal forma que se considera a tensão aplicada de valor bem definido. Então, o diagrama que representará a distribuição de resistência mecânica e tensão será do tipo dado na Figura 5.6. Quando a carga é aplicada, a fração de amostras fraturadas pode ser calculada da área de interferência entre as duas curvas de distribuição e para melhorar a

confiabilidade estrutural é preciso trabalhar no sentido de diminuir a área de interferência para que o número de amostras que fraturam durante o uso decresça. A redução da área de interferência entre as curvas de distribuição pode ser conseguida pelo controle e eliminação de defeitos estruturais que provocam a diminuição da resistência mecânica da fibra óptica. Portanto o processamento e a manipulação são fundamentais para melhorar a confiabilidade estrutural da mesma.

Deve ser observado que a função densidade de probabilidade para a resistência mecânica não é estacionária, isto é, dependendo do processo físico-químico que ocorre, a área de interferência tanto pode aumentar como diminuir com o tempo.

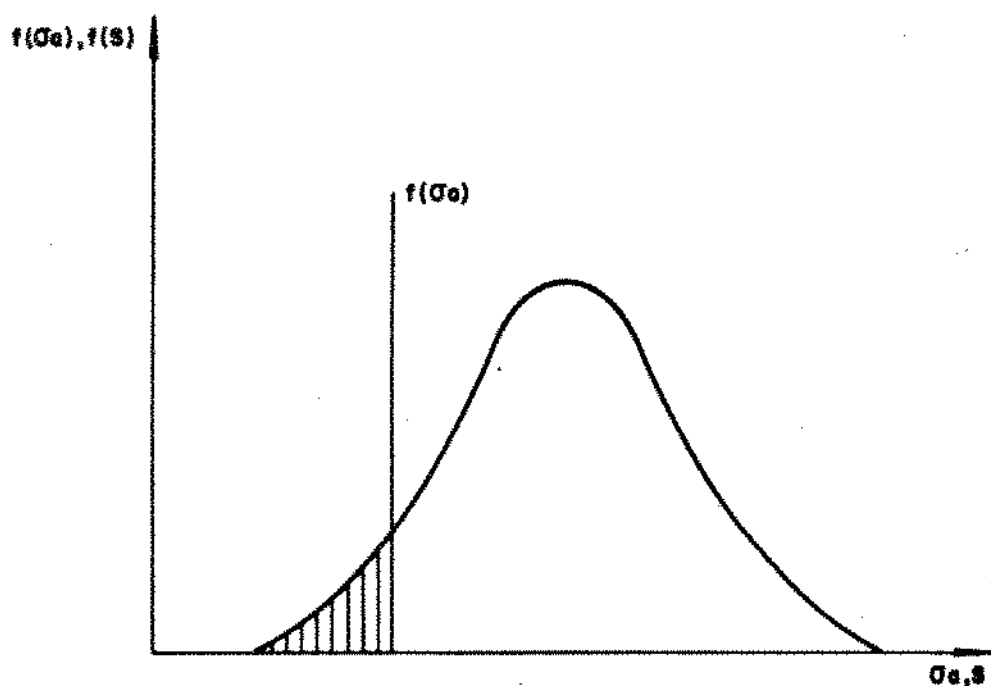


Fig. 5.6 - Funções densidade de probabilidade para tensão (σ_a) e resistência mecânica (Gauss) para fibras ópticas onde a probabilidade de fratura é dada pela área hachurada.

A dependência temporal da fratura de fibras ópticas é atribuída ao crescimento de trincas pré-existentes no material, que crescem com o tempo e a fratura ocorre quando a trinca atinge o tamanho crítico, isto é, quando $S = \sigma_a$. Em relação à Figura 5.6, a função densidade de resistência se move para a esquerda e a área de interferência aumenta em função do tempo e a fração de amostras que fraturam cresce.

A distribuição de resistência mecânica inicial pode ser modificada por T.T.C. que é usado para eliminar fibras ópticas fracas da distribuição de resistência mecânica e assim truncar a distribuição como na Figura 5.7.

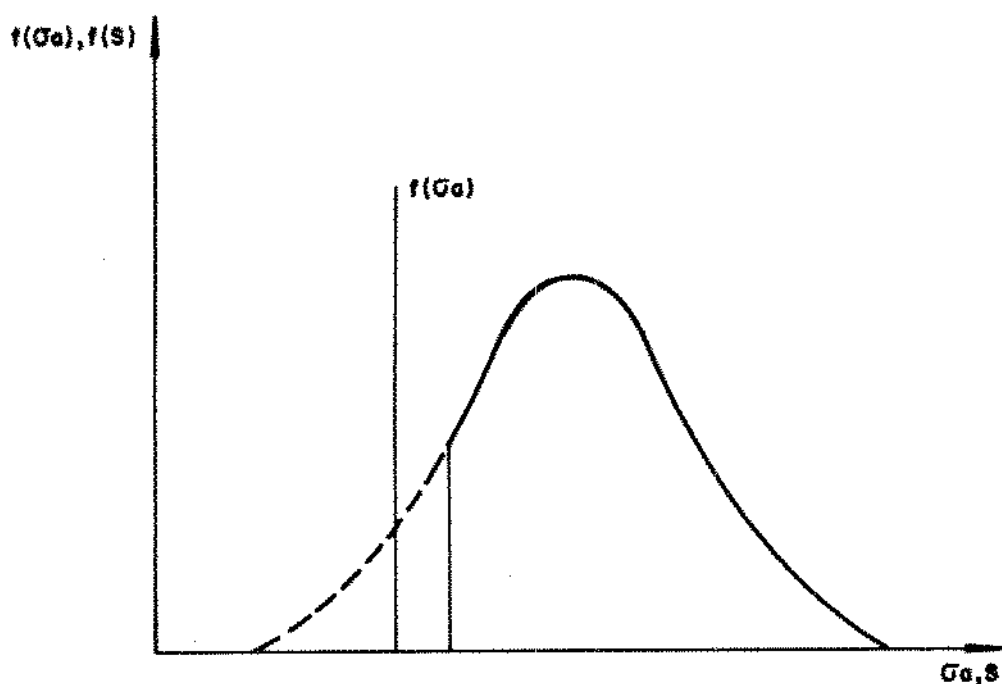


Fig. 5.7 - Truncamento da função densidade de probabilidade de resistência mecânica por T.T.C.

Quando uma fibra óptica é submetida a um ciclo de tensões no T.T.C. como na Figura 5.1, a fibra é inicialmente carregada, mantida por algum tempo no nível de tensão σ_p do T.T.C. e descarregada em seguida. Se a resistência mecânica inicial S_i é conhecida em função da probabilidade cumulativa inicial de fratura F_i , então a resistência mecânica após o T.T.C. pode ser calculada da probabilidade cumulativa de fratura F_p das amostras que são submetidas ao T.T.C.

De acordo com a distribuição de resistência mecânica de Weibull para dois parâmetros foi visto que:

$$\ln [\ln (1-F)^{-1}] = m \ln (S_i/S_o) \quad (37)$$

e chamando $\ln(1-F)^{-1} = P$, então se P_i determina a distribuição inicial de resistência mecânica, a equação (37) será dada por:

$$P_i = (S_i/S_o)^m \quad (38)$$

O valor inicial de P está relacionado com a probabilidade de falha após o T.T.C. F_i , e com a probabilidade de falha durante o mesmo F_p , de forma que:

$$P_i = P_a + P_p \quad (39)$$

Levando as equações (37) e (39) em (7), a resistência mecânica S_f após o T.T.C. será:

$$\left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} = (P_a + P_p)^{\frac{n-2}{m}} - \left\{ \frac{1}{B} S_o^{-(n-2)} \left[\sigma_p^{n+1} \left(\frac{1}{\delta_c} + \frac{1}{\delta_d} \right) / (n+1) + \sigma_p^{n_t} \right] \right\} \quad (40)$$

A equação (40) pode ser simplificada, uma vez que para amostras que sobrevivem ao T.T.C., S_f tende a $S_{ic \min}$ que é o limite inferior de resistência mecânica da amostra e então P_a tende a zero:

$$\left(\frac{S_{ic \min}}{S_o}\right)^{n-2} = (P_p)^{\frac{n-2}{m}} - \left\{ \frac{1}{B} S_o^{-(n-2)} \left[\sigma_p^{n+1} \left(\frac{1}{\delta_c} + \frac{1}{\delta_d} \right) / (n+1) + \sigma_p^{n_t} \right] \right\} \quad (41)$$

e substituindo o termo entre chaves da equação (41) na equação (40) vem:

$$\left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} = (P_a + P_p)^{\frac{n-2}{m}} - (P_p)^{\frac{n-2}{m}} + \left(\frac{S_{ic \min}}{S_o}\right)^{n-2} \quad (42)$$

A equação (42) mostra que uma vez conhecidos $S_{ic \min}$, S_o , n e m , a distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. pode ser determinada pela contagem do número de amostras que fraturam durante o teste. Também a equação (42) dá uma descrição do tipo de curva de probabilidade esperada para a distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. Quando a resistência mecânica da fibra é grande, a degradação da resistência mecânica é pequena durante o

ciclo do T.T.C. e após o mesmo $S_f > \sigma$ e portanto $P_a > P_p$.
 Se a resistência mecânica final é $S_f \gg S_{lc\ min}$ então a
 distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. será:

$$P_a = \left(\frac{S_f}{S_o}\right)^m \quad (43)$$

Quando o crescimento de trinca degrada a resistência mecânica da fibra, a distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. se altera muito e se $S_f \gg S_{lc\ min}$ e ainda $P_a \ll P_p$, então a equação (40) pode ser simplificada, desenvolvendo-se $(P_p + P_a)^{n-2/m}$ por uma série de Taylor:

$$(P_p + P_a)^{\frac{n-2}{m}} = P_p^{\frac{n-2}{m}} + \left(\frac{n-2}{m}\right) P_p^{\frac{n-2}{m}-1} P_a + \left(\frac{n-2}{m}\right) \left(\frac{n-2}{m}-1\right) P_p^{\frac{n-2}{m}-2} P_a^2 + \dots \quad (44)$$

Considerando-se a ordem de grandeza dos termos superiores à primeira potência de P_a :

$$(P_p + P_a)^{\frac{n-2}{m}} = P_p^{\frac{n-2}{m}} + \left(\frac{n-2}{m}\right) P_p^{\frac{n-2}{m}-1} P_a \quad (45)$$

Levando a equação (45) para a equação (42) vem:

$$\left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} = P_p^{\frac{n-2}{m}} + \left(\frac{n-2}{m}\right) P_p^{\frac{n-2}{m}-1} P_a - P_p^{\frac{n-2}{m}} + \left(\frac{S_{lc\ min}}{S_o}\right)^{n-2} \quad (46)$$

ou ainda, considerando-se que $S_f^{n-2} \gg S_{lc\ min}^{n-2}$:

$$\left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} = \left(\frac{n-2}{m}\right) P_p^{\frac{n-2}{m}-1} P_a \quad (47)$$

então o valor de P_a será dado por:

$$P_a = \left(\frac{m}{n-2}\right) P_p^{\frac{-n+2+m}{m}} \left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} \quad (48)$$

A equação (48) mostra que a distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. pode ser representada por uma linha de inclinação $m = n-2$ e que para baixas tensões de fratura, a distribuição de resistência mecânica é truncada em $S_f = S_{lc \min}$, de acordo com a Figura 5.8.

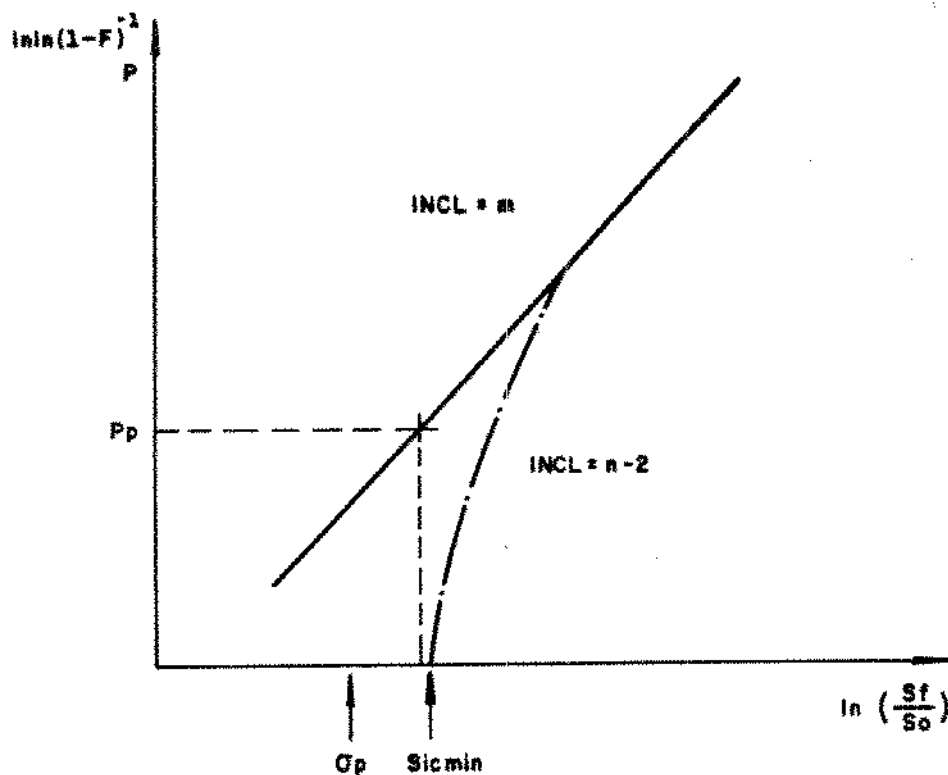


Fig. 5.8 - Distribuição de resistência mecânica após o T.T.C.

Então se observa da Figura 5.8 que a distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. pode ser descrita por duas curvas de Weibull, uma para tensões altas com inclinação m e outra para tensões baixas com inclinação $n - 2$, que é truncada a uma resistência mecânica dada por $S_f = S_{f, \text{ic min}}$.

Além da tensão também é necessário considerar os efeitos de tempo, temperatura e ambiente na distribuição da resistência mecânica da fibra óptica. O crescimento sub-crítico de trinca é um dos mecanismos que degrada a resistência mecânica da fibra e o tempo para fratura de uma fibra óptica sob tensão constante aplicada σ_a , é o tempo necessário para uma trinca crescer de um tamanho inicial até uma dimensão crítica para fratura. De acordo com o modelo de potência para o crescimento de trinca tem-se:

$$V = AK_I^n \quad (49)$$

onde A e n são constantes do ambiente e material e o fator de intensidade de tensão K_I é dado por:

$$K_I = Y\sigma_a^{1/2} \quad (50)$$

o tempo para a fratura da amostra pode ser calculado considerando-se o crescimento da trinca de a_i até a_c :

$$t_f = \int_{a_i}^{a_c} \frac{1}{V} da \quad (51)$$

$$= \int_{K_{Ii}}^{K_{Ic}} \frac{1}{AK_I^n} \cdot \frac{2K_I}{Y \sigma_a^2} dK_I \quad (52)$$

De acordo com as equações (49) e (50), integrando-se a equação (52) vem:

$$t_f = \frac{2}{Y^2 \sigma_a^2 A} \int_{K_{Ii}}^{K_{Ic}} K_I^{1-n} dK_I \quad (53)$$

$$= \frac{2}{Y^2 \sigma_a^2 A} \left(\frac{K_{Ic}^{2-n}}{2-n} - \frac{K_{Ii}^{2-n}}{2-n} \right) \quad (54)$$

$$= \frac{2}{Y^2 \sigma_a^2 A} \left(\frac{K_{Ii}^{2-n}}{n-2} - \frac{K_{Ic}^{2-n}}{n-2} \right) \quad (55)$$

Uma vez que para vidros $n > 10$, então $K_{Ii}^{2-n} \gg K_{Ic}^{2-n}$ e a equação (55) fica:

$$t_f = \frac{2}{Y^2 \sigma_a^2 A (n-2)} K_{Ii}^{2-n} \quad (56)$$

Relacionando-se os coeficientes $K_{Ii} = Y \sigma_a^{1/2}$ e $K_{Ic} = Y S_a^{1/2}$, a equação (56) será:

$$t_f = \frac{2}{Y^2 \sigma_a^2 A (n-2)} \left[K_{Ic} \left(\frac{\sigma_a}{S_i} \right) \right]^{2-n} \quad (57)$$

$$= \frac{2}{y^2 \sigma_a^2 A(n-2) K_{IC}^{n-2}} \left(\frac{S_i}{\sigma_a} \right)^{n-2} \quad (58)$$

$$= \frac{2}{y^2 A(n-2) K_{IC}^{n-2}} \sigma_a^{-2} \left(\frac{S_i}{\sigma_a} \right)^{n-2} \quad (59)$$

$$= B S_i^{n-2} \sigma_a^{-n} \quad (60)$$

onde S_i é a resistência mecânica de fratura em ambiente inerte e B uma constante. A equação (60) pode ser escrita:

$$\ln t_f = \ln B + (n-2) \ln S_i - n \ln \sigma_a \quad (61)$$

e medindo-se o tempo médio como função da tensão aplicada em um conjunto de amostras e usando o valor médio determinado para S_i para as mesmas, os parâmetros B e N podem ser determinados por uma análise de regressão de $\ln t_f$ x $\ln \sigma_a$.

O tempo mínimo para fratura após o T.T.C. é o tempo necessário para a trinca maior crescer até as dimensões críticas para fratura:

$$t_{\min} = B \sigma_p^{n-2} \sigma_a^{-n} \quad (62)$$

onde σ_p é a tensão de T.T.C., que representa a resistência mecânica inerte mínima de amostras após o teste, neste caso. O

tempo mínimo da equação (62) pode ser menor que o tempo observado para fratura de fibras que passam pelo T.T.C., em virtude da distribuição de resistência mecânica das mesmas. Então, o tempo de fratura em excesso do mínimo é dado pelas equações (60) e (62):

$$\frac{t'_f}{t_{\min}} = \frac{BS_f^{n-2} \sigma_a^{-n}}{B \sigma_p^{n-2} \sigma_a^{-n}} = \left(\frac{S_{fi}}{\sigma_p} \right)^{n-2} \quad (63)$$

onde S_f é a resistência mecânica inerte após o T.T.C.

A resistência mecânica após o T.T.C. pode variar de acordo com três situações:

- a) não ocorre crescimento de trinca durante o T.T.C.;
- b) há crescimento de trinca até o descarregamento;
- c) a trinca cresce durante todo o ciclo do T.T.C.

No primeiro caso a resistência mecânica inerte para uma amostra antes e após o T.T.C. é a mesma. No entanto, uma vez que as amostras fracas foram eliminadas da distribuição inicial, a probabilidade cumulativa de falhas após o T.T.C. será, de acordo com Evans e Wiederhorn [1]:

$$F_a = \frac{F_i - F_p}{1 - F_p} \quad (64)$$

onde F_i é a probabilidade cumulativa de falha antes do T.T.C. e

F_p é a probabilidade cumulativa de falha do T.T.C.

No segundo caso a distribuição de resistência mecânica

inerte após o T.T.C., considerando-se o crescimento de trinca até o descarregamento pode ser estabelecida a partir da equação (32):

$$\left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} = (P_f + P_p)^{\frac{n-2}{m}} - (P_p)^{\frac{n-2}{m}} + \left(\frac{S_{Ic \min}}{S_o}\right)^{n-2} \quad (65)$$

Observando que $P = \ln(1-F)^{-1}$, então a equação (65) será dada por:

$$\left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} = \left(\ln \frac{1}{1-F_a} + \ln \frac{1}{1-F_p}\right)^{\frac{n-2}{m}} - \left(\ln \frac{1}{1-F_p}\right)^{\frac{n-2}{m}} + \left(\frac{S_{Ic \min}}{S_o}\right)^{n-2} \quad (66)$$

Verifica-se que a distribuição de resistência mecânica inerte após o T.T.C. depende dos parâmetros de distribuição de resistência mecânica inerte inicial S_o e m , do parâmetro de crescimento de trinca n e da probabilidade de fratura durante o T.T.C., F_p . Também se observa que a distribuição de resistência mecânica inerte após o T.T.C., S_f , é truncada em $S_{Ic \min}$, conforme se observa na Figura 5.8.

No terceiro caso quando a trinca cresce durante todo o ciclo, a distribuição de resistência mecânica inerte após o T.T.C. é dada por:

$$\left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} = \left(\ln \frac{1}{1-F_a} + \ln \frac{1}{1-F_p}\right) \frac{n-2}{m} - \left(\ln \frac{1}{1-F_p}\right) \frac{n-2}{m} \quad (67)$$

A degradação da resistência mecânica inerte que resulta do crescimento de trinca, altera de forma significativa a distribuição da resistência após o T.T.C. Se a resistência mecânica inerte final é muito maior que a resistência mecânica de truncamento ($S_f \gg S_{min}$) e se a probabilidade de falha após o T.T.C. é $P_a < P_p$, então a equação (48):

$$P_a \equiv \left(\frac{m}{n-2}\right) P_p \frac{m+2-n}{m} \left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} \quad (68)$$

permite calcular a probabilidade de fratura para uma fibra óptica após o T.T.C.:

$$\ln[(1-F_a)^{-1}] \equiv \left(\frac{m}{n-2}\right) P_p \frac{m+2-n}{m} \left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} \quad (69)$$

$$\frac{1}{(1-F_a)} \equiv \exp \left[\left(\frac{m}{n-2}\right) P_p \frac{m+2-n}{m} \left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} \right] \quad (70)$$

$$1-F_a \equiv \exp \left[- \left(\frac{m}{n-2}\right) P_p \frac{m+2-n}{m} \left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} \right] \quad (71)$$

$$F_a \equiv 1 - \exp \left[- \left(\frac{m}{n-2}\right) P_p \frac{m+2-n}{m} \left(\frac{S_f}{S_o}\right)^{n-2} \right] \quad (72)$$

A equação (72) mostra que a distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. é representada por uma linha reta, uma vez que:

$$\ln[\ln(1-F)^{-1}] = \ln\left(\frac{m}{n-2}\right) P_p^{\frac{m+2-n}{m}} + \ln\left(\frac{S_f}{S_0}\right)^{n-2} \quad (73)$$

$$= \ln C + (n-2) \ln\left(\frac{S_f}{S_0}\right) \quad (74)$$

Em um gráfico de Weibull com $\ln[\ln(1-F)^{-1}] \times \ln(S_f/S_0)$, gera uma reta cuja inclinação é $m = n - 2$, que depende apenas do parâmetro n .

5.3. TIPOS DE TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA

O T.T.C. é um método experimental usado para garantir a confiabilidade mecânica de fibras ópticas em serviço porque remove as fibras com baixa resistência mecânica e assegura uma resistência mínima para a população de amostras. O tempo de vida mínimo da fibra óptica após o T.T.C. pode ser predito a partir de parâmetros experimentais que caracterizam o crescimento sub-crítico de trinca, embora tal determinação seja muito sensível às variações daqueles parâmetros. Métodos estatísticos têm sido desenvolvidos para estimar as incertezas nas determinações do tempo mínimo de vida. O emprego daqueles métodos tem sido útil na análise da variação da resistência mecânica da fibra óptica após o

T.T.C.

A resistência mecânica da fibra tem sido melhorada nos últimos anos com o aperfeiçoamento dos processos de fabricação, mas defeitos extrínsecos ainda ocorrem nas mesmas e geram alguma variação na resistência mecânica das fibras. A implantação de sistemas de comunicações ópticas fica comprometida pela presença de regiões com baixa resistência mecânica, mas que podem ser removidas pelo uso do T.T.C. De acordo com o método IEC 793-1-B1, o T.T.C. deve ser realizado em condições atmosféricas padrão, em atendimento ao disposto no IEC 68-1, cláusula 5.3 e deve ser realizado de acordo com um dos métodos descritos a seguir:

- a) tensão constante
- b) alongamento longitudinal constante
- c) alongamento por flexão constante.

Os testes de tensão constante e alongamento longitudinal constante são adequados para fibras ópticas com revestimentos de proteção e "buffers" de módulo de elasticidade e espessura adequados para suportar as tensões longitudinais e radiais e proteger a superfície da fibra. Para revestimentos primários e "buffers" não adequados a suportar essas tensões, o teste de alongamento por flexão constante pode ser adequado.

O T.T.C. com tensão constante deve ser do tipo dado na Figura 5.9 onde as polias A e C são motoras e a polia B é livre e complanar com as outras duas, com movimento espacial vertical

livre. Um peso P aplicado à polia B dá a tensão T na fibra óptica, sendo necessário que o coeficiente de atrito estático entre a fibra e as polias seja adequado a fim de minimizar o escorregamento. A polia A deve girar a uma velocidade angular constante e é necessário manter a polia B em uma posição vertical fixa, variando-se a velocidade angular da polia C. A tensão de carregamento T_c não deve exceder 10% da tensão de teste T e o diâmetro das polias devem ser tais que a tensão na fibra óptica devido à flexão, em qualquer ponto, não deve exceder 10% do valor de teste.

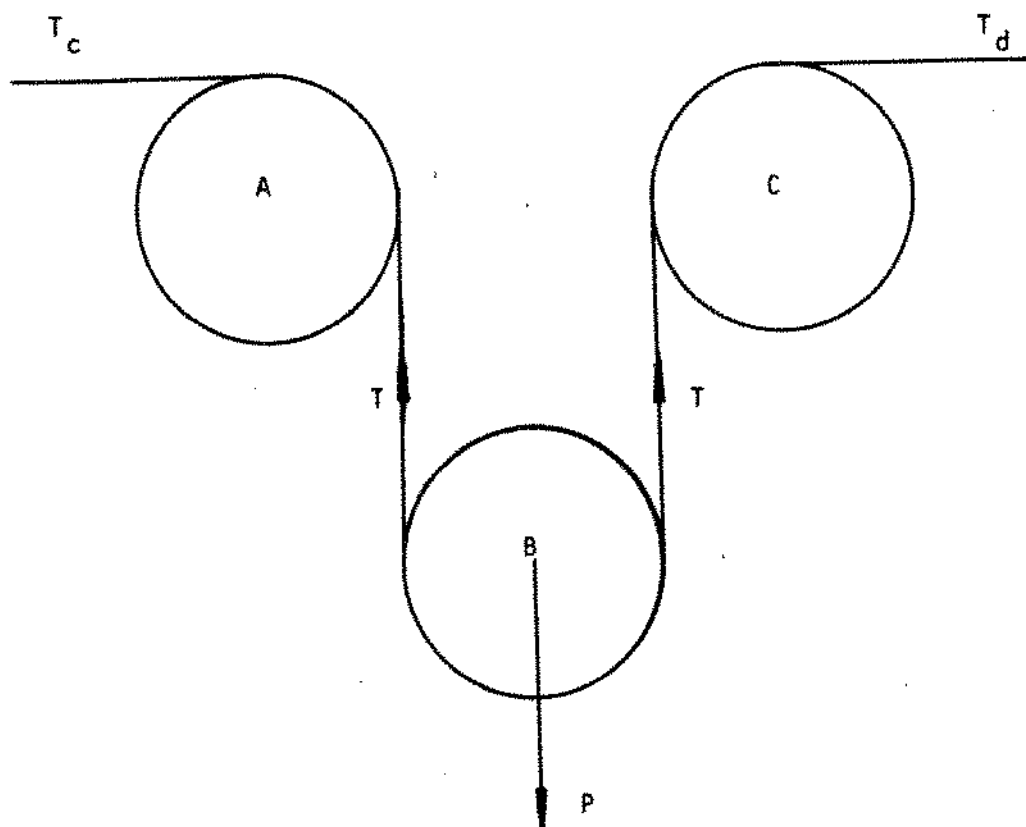


Fig. 5.9 - T.T.C. com tensão constante: T_c é a tensão de carregamento, T a tensão na fibra, P a carga e T_d a tensão de descarregamento.

O T.T.C. com alongamento longitudinal constante deve ser do tipo dado na Figura 5.10.

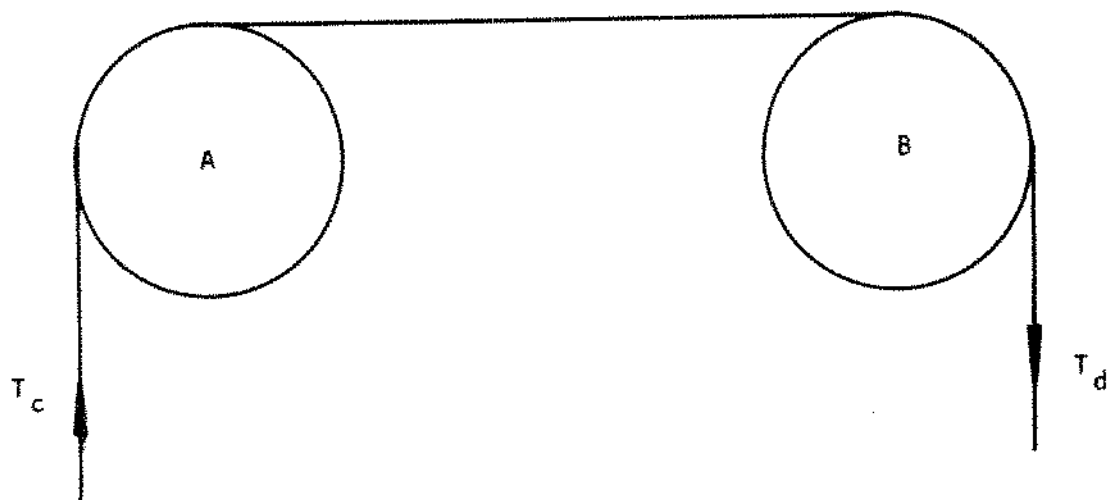


Fig. 5.10 - T.T.C. de alongamento longitudinal constante: T_c é a tensão de carregamento, T_d a tensão de descarregamento.

A e B são polias que giram com diferença de velocidade periférica igual ao alongamento desejado. A diferença de velocidade pode ser alcançada com polias com o mesmo diâmetro nominal, mas que giram com uma diferença de velocidade angular que

corresponde ao nível de alongamento especificado ou que os diâmetros nas polias estejam numa razão correspondente ao nível de alongamento necessário e que as polias estejam acopladas para girarem com a mesma velocidade angular. O coeficiente de atrito estático entre a fibra óptica e as polias deve ser alto para evitar o escorregamento e o alongamento correspondente à tensão de carregamento T não deve exceder 10% do valor de teste. O diâmetro das polias deve ser tal que o alongamento devido ao encurvamento em qualquer ponto da fibra óptica não excede 10% do valor de teste.

O T.T.C. com alongamento por flexão constante é indicado para trincas de superfície e dado na Figura 5.11.

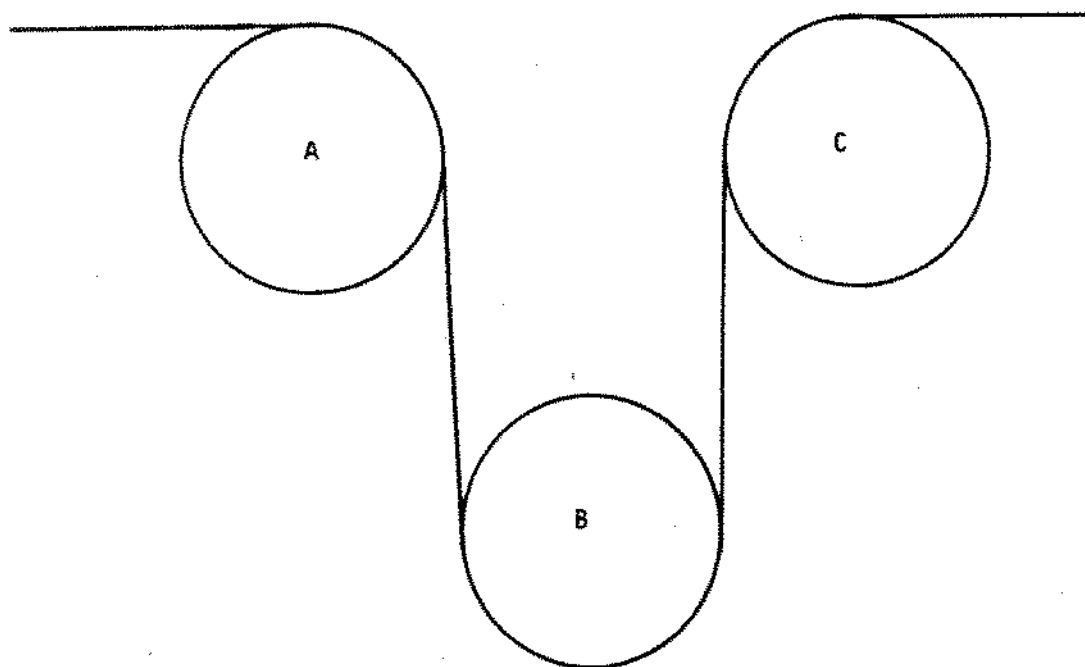


Fig. 5.11 - T.T.C. com alongamento por flexão constante.

A, B e C são três roletes que giram em torno de três eixos paralelos, de forma que a fibra óptica passa sobre os roletes, sendo flexionada com tensão suficiente para aderir aos mesmos. Os diâmetros dos roletes são escolhidos de forma que o máximo alongamento induzido por flexão na superfície da fibra é igual ao alongamento especificado. Vários conjuntos de roletes são usados, dispostos em ângulos de 45° um com o outro, conforme a Figura 5.12.

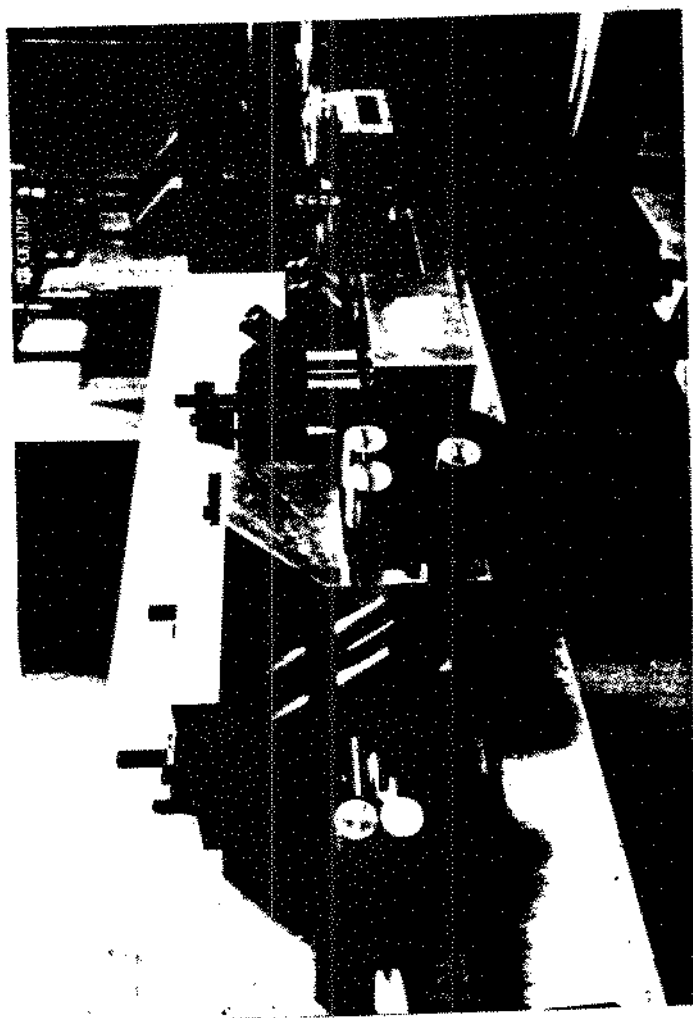


Fig. 5.12 - Montagem de T.T.C. com alongamento por flexão constante (France, P.W., 67).

O T.T.C. com alongamento por flexão constante tensiona principalmente a superfície do material. Ele é formado de quatro blocos inerciais, cada um com três roletes montados em eixos que são fixados em placas por meio de rolamentos. O alinhamento da fibra óptica no T.T.C. é realizado por meio de ajustes micrométricos nos blocos inerciais, a fim de evitar o aparecimento de tensões de cisalhamento. Segundo France e Duncan [67], cada rolete alonga a superfície externa e comprime a superfície interna da fibra, sendo o valor máximo:

$$\epsilon_{\max} = \frac{r}{R+r+e} \quad (75)$$

onde R é o raio do rolete, r o raio da fibra e e a espessura do revestimento da mesma. A distribuição do alongamento na superfície da fibra é dada por:

$$\epsilon = \epsilon_{\max} \cos \theta \quad (76)$$

onde θ é o ângulo entre dois raios da fibra, sendo um dado pela vertical que passa pelo ponto de máximo e o outro no ponto onde o alongamento será medido. O alongamento da fibra varia de $\epsilon_{\max}$ na parte mais externa da mesma no rolete até 0 (zero) na linha neutra e a parte interna da fibra fica sob compressão, conforme a Figura 5.13.

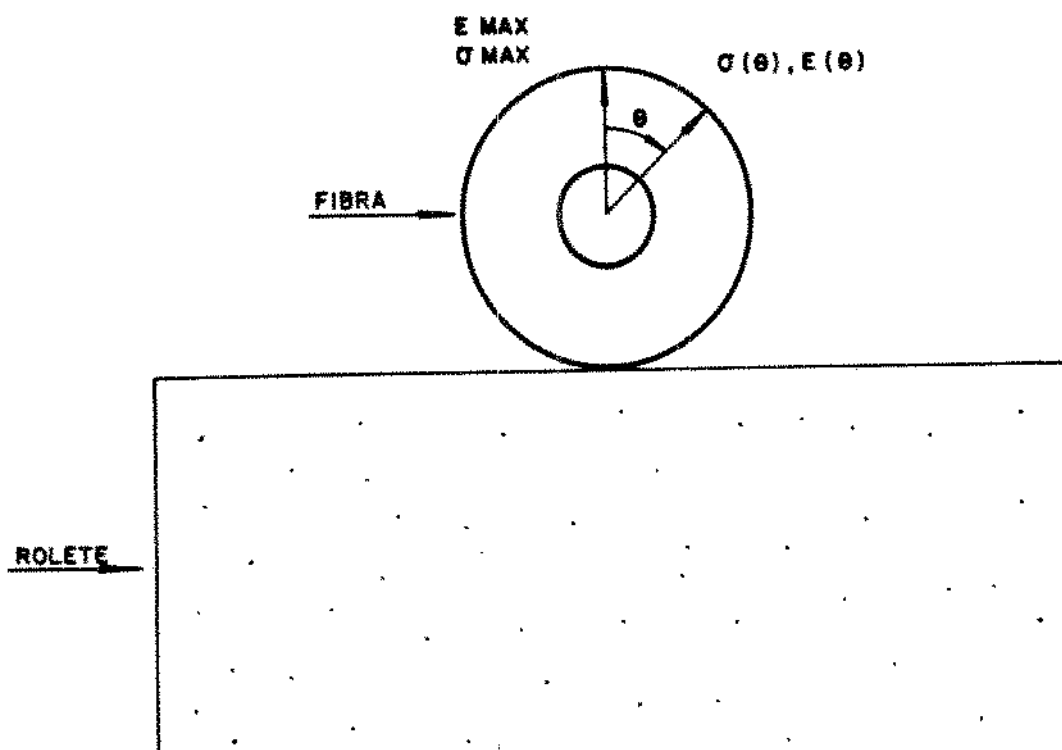


Fig. 5.13 - Distribuição de alongamento da fibra óptica no T.T.C. de alongamento por flexão.

A fim de alongar uniformemente toda a superfície da fibra, os blocos inerciais são dispostos de 45° um em relação ao outro e assim o alongamento mínimo na fibra será $\epsilon_{\max} \cos(22,5^\circ)$. Se durante o T.T.C. não ocorrer escorregamento, a fibra óptica será alongada entre os limites $0,924 \epsilon_{\max} < \epsilon < \epsilon_{\max}$. O T.T.C. de alongamento por flexão constante tem a vantagem de não provocar dano devido à abrasão e a desvantagem de alongar mais os pontos da superfície externa da fibra, o que não constitui um fator

limitante do ensaio, visto que as trincas críticas estão na superfície da fibra. A Tabela 5.3 mostra diâmetros de roletes que são necessários para os alongamentos e tensões em fibras ópticas de 125 μm de diâmetro e revestimento de silicone de 50 μm .

Tabela 5.3 - Diâmetros de roletes de T.T.C. com alongamento por flexão constante.

CARGA (N)	ALONG. (%)	TENSÃO (GPa)	DIÂMETRO (mm)
4.3	0.48	0.35	23.8
6.6	0.96	0.70	11.8
12.4	1.44	1.05	7.8
17.2	1.92	1.40	5.8

5.4. ANÁLISE MECÂNICA DO TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA

A análise do T.T.C. apresenta a seguinte questão: qual a relação entre a resistência mecânica da fibra óptica antes e após o T.T.C.? Esta questão pode ser analisada experimentalmente submetendo-se fibras de comprimento L a um teste de fadiga dinâmica até a fratura das mesmas em uma máquina de ensaio de resistência mecânica. Em seguida submetem-se fibras a um ciclo simulado de T.T.C., onde após o ciclo a fibra é levada à fratura

em fadiga dinâmica. Estabelecendo-se as equações de resistência mecânica para cada ensaio é possível deduzir relações entre as resistências da fibra antes e após o T.T.C., uma vez que a distribuição de resistência mecânica é modificada conforme se observa na Figura 5.14.

Uma fibra óptica submetida a um ciclo típico de carga como na Figura 5.15 é inicialmente carregada até o nível de tensão

σ_p com uma taxa $\dot{\sigma}_c$. A seguir a fibra permanece tensionada em σ_p por um tempo t_p , sendo então descarregada a uma taxa $\dot{\sigma}_d$. O tempo total do ciclo do T.T.C. neste caso é dado por:

$$t = \frac{\sigma_p}{\dot{\sigma}_c} + t_p + \frac{\sigma_p}{\dot{\sigma}_d} \quad (77)$$

e de acordo com a equação (5), a relação entre as resistências mecânicas inicial (antes do T.T.C.) e final (após o T.T.C.) será dada por:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = \frac{1}{B} \left\{ \int_0^{\sigma_p/\dot{\sigma}_c} \dot{\sigma}_c^n (\dot{\sigma}_c t)^n dt + \int_0^{t_p} \dot{\sigma}_c^n \sigma_p^n dt + \int_0^{(\sigma_p - \sigma_{pf})/\dot{\sigma}_d} \dot{\sigma}_d^n (\dot{\sigma}_d t)^n dt \right\} \quad (78)$$

$$= \frac{1}{B} \left\{ \dot{\sigma}_c^n \frac{t^{n+1}}{(n+1)} \Big|_0^{\sigma_p/\dot{\sigma}_c} + \sigma_p^n t_p + \dot{\sigma}_d^n \frac{t^{n+1}}{(n+1)} \Big|_0^{(\sigma_p - \sigma_{pf})/\dot{\sigma}_d} \right\} \quad (79)$$

$$= \frac{1}{B} \left\{ \dot{\sigma}_c^n \frac{\sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma}_c^{n+1}}{n+1} + \sigma_p^n t_p + \dot{\sigma}_d^{n+1} \frac{\sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma}_d^{n+1}}{(n+1)} \right\} \quad (80)$$

$$= \frac{1}{B} \left\{ \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1) \dot{\sigma}_c} + \sigma_p^n t_p + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1) \dot{\sigma}_d} \right\} \quad (81)$$

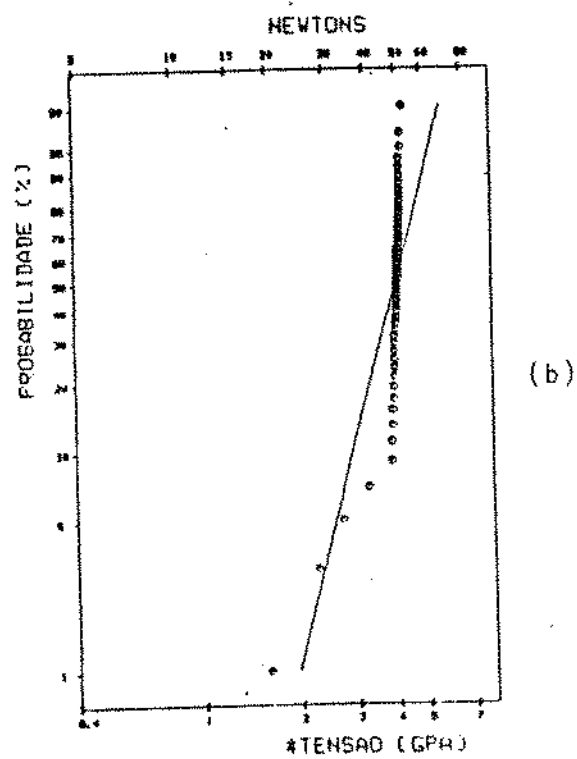
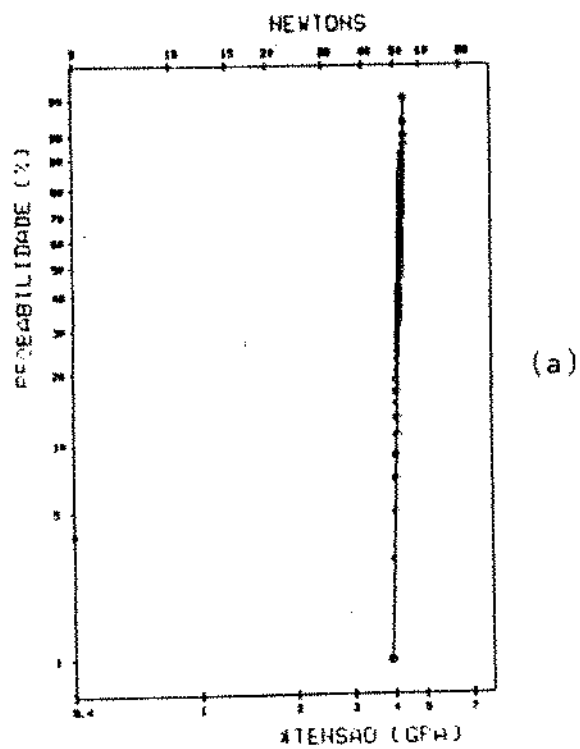


Fig. 5.14 - Gráfico de Weibull de tensão de fratura de fibras ópticas (a) antes do T.T.C. e (b) após o T.T.C.

ou ainda:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = \frac{1}{B} D_T \quad (82)$$

onde a relação abaixo:

$$\left(\frac{D_T}{B}\right)^{1/(n-2)} = \left[\frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)} \left(\frac{1}{\dot{\sigma}_c} + \frac{1}{\dot{\sigma}_d} \right) + \sigma_p^n t_p \right]^{1/(n-2)} \quad (83)$$

representa a degradação total da resistência mecânica (ou dano) que ocorre durante o ciclo do T.T.C. A equação (81) mostra que o dano em fadiga dinâmica é menor que o dano em fadiga estática.

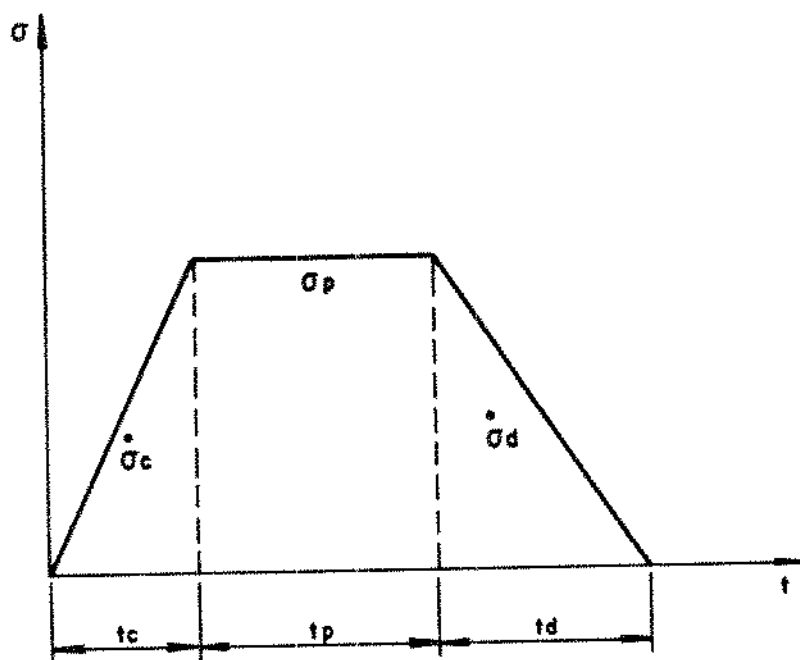


Fig. 5.15 - Ciclo de carregamento/descarregamento de uma fibra óptica em T.T.C.

A tensão de fratura de fibras ópticas durante o descarregamento do T.T.C. pode ser obtida da equação (67) considerando-se neste caso que o tempo para a fratura é dado por:

$$t = \frac{\sigma_p}{\dot{\sigma}_c} + t_p + \frac{(\sigma_p - \sigma_{pf})}{\dot{\sigma}_d} \quad (84)$$

onde σ_{pf} é a tensão de fratura de descarregamento no T.T.C.

A equação (5) neste caso será:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = \frac{1}{B} \left\{ \int_0^{\sigma_p/\dot{\sigma}_c} \sigma_p / \dot{\sigma}_c (\dot{\sigma}_c t)^n dt + \int_0^{t_p} \sigma_p^n dt + \int_0^{(\sigma_p - \sigma_{pf})/\dot{\sigma}_d} (\sigma_p - \sigma_{pf}) / \dot{\sigma}_d (\dot{\sigma}_d t)^n dt \right\} \quad (85)$$

$$= \frac{1}{B} \left\{ \dot{\sigma}_c^n \frac{t^{n+1}}{(n+1)} \right\} \sigma_p / \dot{\sigma}_c + \sigma_p^n t_p + \left\{ \dot{\sigma}_d^n \frac{t^{n+1}}{(n+1)} \right\} \sigma_p / \dot{\sigma}_d - \left\{ \dot{\sigma}_d^n \frac{t^{n+1}}{(n+1)} \right\} \sigma_{pf} / \dot{\sigma}_d \quad (86)$$

$$= \frac{1}{B} \left\{ \dot{\sigma}_c^n \frac{\frac{\sigma_p^{n+1}}{\dot{\sigma}_c^{n+1}}}{(n+1)} + \sigma_p^n t_p + \dot{\sigma}_d^n \frac{\frac{\sigma_p^{n+1}}{\dot{\sigma}_d^{n+1}}}{(n+1)} - \dot{\sigma}_d^n \frac{\frac{\sigma_{pf}^{n+1}}{\dot{\sigma}_d^{n+1}}}{(n+1)} \right\} \quad (87)$$

$$= \frac{1}{B} \left\{ \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_c} + \sigma_p^n t_p + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} - \frac{\sigma_{pf}^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right\} \quad (88)$$

$$S_i^{n-2} - \sigma_{pf}^{n-2} = \frac{1}{B} \left\{ \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)} \left(\frac{1}{\dot{\sigma}_c} + \frac{1}{\dot{\sigma}_d} \right) + \sigma_p^n t_p - \frac{\sigma_{pf}^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right\} \quad (89)$$

$$\sigma_{pf}^{n-2} - \frac{1}{B} \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\sigma_d} = S_i^{n-2} - \frac{1}{B} \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\sigma_c} \left(\frac{1}{\sigma_c} + \frac{1}{\sigma_d} \right) + \sigma_p^{n_t} p \quad (90)$$

A equação (81) permite calcular a resistência mecânica de amostras que sobrevivem ao T.T.C. e a equação (90) dá a tensão de fratura de amostras que fraturam durante o descarregamento do mesmo.

Quando a resistência mecânica inicial S_i é relativamente grande, a amostra passa pelo T.T.C. e se for pequena quebrará durante o mesmo. Então, há uma resistência mecânica inicial crítica S_{ic} que separa as amostras que fraturam $S_{icf} < S_{ic}$ das amostras que sobrevivem $S_{ics} > S_{ic}$ ao T.T.C. A amostra que tem resistência mecânica inicial S_{ics} terá uma resistência mecânica final $S_f = S_{icp}$ e também amostras que têm resistência mecânica inicial S_{icf} , fraturarão a uma tensão σ_{pf} . Ainda amostras com resistência mecânica inicial S_{ic} terão uma resistência mecânica final $S_f = S_{ic \min}$ conforme se pode observar na Figura 5.16.

Uma relação entre a resistência mecânica crítica após o T.T.C. S_{icp} e a tensão de fratura σ_{pf} pode ser obtida das equações (81) e (89) considerando-se as condições para que S_{icp} e σ_{pf} ocorram:

$$S_i^{n-2} - S_{ic \min}^{n-2} = \frac{1}{B} \left\{ \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\sigma_c} + \sigma_p^{n_t} p + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\sigma_d} \right\} \quad (91)$$

$$S_1^{n-2} - \sigma_{pf}^{n-2} = \frac{1}{B} \left\{ \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_c} + \sigma_p^{n_t} + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} - \frac{\sigma_{pf}^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right\} \quad (92)$$

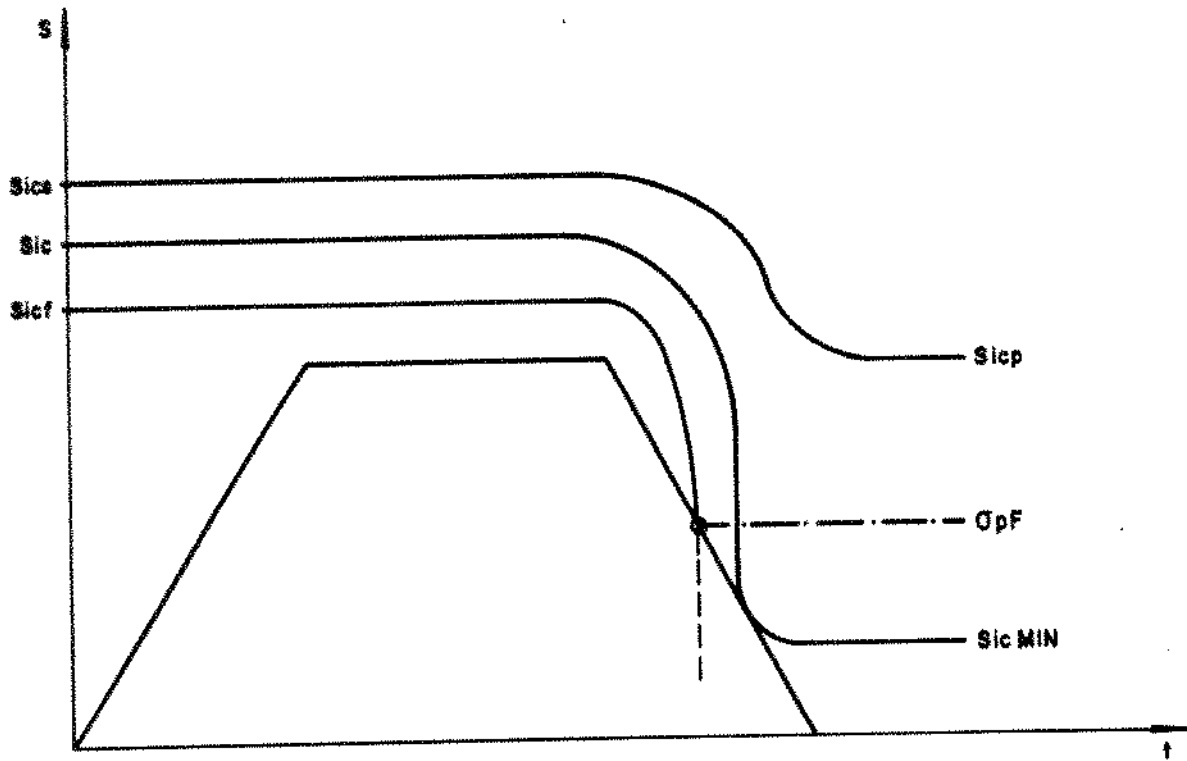


Fig. 5.16 - Variações da resistência mecânica de fibras ópticas com o ciclo do T.T.C.

Comparando-se as equações (91) e (92) membro a membro:

$$S_{1c \min}^{n-2} + \frac{1}{B} \left\{ \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_c} + \sigma_p^{n_t} + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right\} = \sigma_{pf}^{n-2} + \frac{1}{B} \left\{ \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_c} + \sigma_p^{n_t} + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_c} - \frac{\sigma_{pf}^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right\} \quad (93)$$

$$S_{ic \min}^{n-2} = \sigma_{pf}^{n-2} + \frac{1}{B} \left\{ - \frac{\sigma_{pf}^{n+1}}{(n+1)\sigma_d} \right\} \quad (94)$$

$$S_{ic \min}^{n-2} = \sigma_{pf}^{n-2} \left\{ 1 - \frac{1}{B} \frac{\sigma_{pf}^3}{(n+1)\sigma_d} \right\} \quad (95)$$

A tensão de fratura mínima σ pode ser dada em função da taxa de descarregamento $\dot{\sigma}_d$, partindo-se da condição de tensão crítica:

$$\sigma_f = K_{IC}/Y a_f^{1/2} \quad (96)$$

e considerando-se que a taxa dessa tensão é dada por:

$$\frac{d\sigma_f}{dt} = \frac{K_{IC}}{Y} \left(- \frac{1}{2} a_f^{-3/2} \frac{da_f}{dt} \right) \quad (97)$$

$$= \frac{K_{IC}}{Y} \left[- \frac{1}{2} \frac{1}{(a_f^{1/2})^3} \frac{da_f}{dt} \right] \quad (98)$$

$$= \frac{K_{IC}}{Y} \left[- \frac{1}{2} \frac{1}{\left(\frac{K_{IC}}{Y \sigma_f} \right)^3} V \right] \quad (99)$$

$$= - \left(\frac{Y^2}{2K_{IC}} \right) \sigma_f^3 V \quad (100)$$

De acordo com o modelo de potência de crescimento de trinca, aplicado à condição de fratura, a velocidade de crescimento será dada por:

$$V = A K_I^n = A \left(\frac{\sigma}{\sigma_f} \right)^n K_{IC}^n \quad (101)$$

Levando a equação (101) na equação (100) obtém-se:

$$\frac{d\sigma_f}{dt} = - \left(\frac{y^2}{2K_{Ic}} \right) A \left(\frac{\sigma}{\sigma_f} \right)^n K_{Ic}^n \sigma_f^3 \quad (102)$$

observando-se que no instante da fratura, no descarregamento se tem $\sigma = \sigma_f = \sigma_{pf \min}$ e que também nesse instante ocorre que $(d\sigma/dt)_f = - \dot{\sigma}_d$, então a equação (99) fica:

$$-\dot{\sigma}_d = - \frac{Ay^2 K_{Ic}^{n-2}}{2} \left(\frac{\sigma_{pf \min}}{\sigma_{pf \min}} \right)^n \sigma_{pf}^3 \quad (103)$$

$$\dot{\sigma}_d = \frac{Ay^2 K_{Ic}^{n-2} (n-2)}{2 (n-2)} \cdot \sigma_{pf}^3 \quad (104)$$

$$\dot{\sigma}_d = \frac{1}{B(n-2)} \sigma_{pf}^3 \quad (105)$$

Então a tensão de fratura mínima será dada por:

$$\sigma_{pf} = [B(n-2)\dot{\sigma}_d]^{1/3} \quad (106)$$

Substituindo o valor de σ_{pf} da equação (106) na equação (95) obtém-se:

$$S_{ic \min}^{n-2} = \sigma_{pf}^{n-2} \left[1 - \frac{1}{B} \frac{([B(n-2)\dot{\sigma}_d]^{1/3})^3}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right] \quad (107)$$

$$\bar{S}_{ic \min}^{n-2} = \sigma_{pf}^{n-2} \left[\frac{B(n+1)\dot{\sigma}_d - B(n-2)\dot{\sigma}_d}{B(n+1)\dot{\sigma}_d} \right] \quad (108)$$

$$= \sigma_{pf}^{n-2} \left[\frac{3B\dot{\sigma}_d}{B(n+1)\dot{\sigma}_d} \right] \quad (109)$$

$$= \sigma_{pf}^{n-2} \left[\frac{3}{(n+1)} \right] \quad (110)$$

Então resulta para a resistência mecânica mínima após o T.T.C. que:

$$S_{ic \min} = \sigma_{pf} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (111)$$

Observa-se da equação (111) que a resistência mecânica mínima de uma amostra que sobrevive ao T.T.C. é menor que a tensão de fratura mínima e porque $n > 5$ para muitos vidros, então $S_{ic \min} / \sigma_{pf \min} > 0,80$ conforme se observa na Figura 5.17.

A equação (106) pode ser escrita de forma a relacionar a tensão de fratura mínima após o T.T.C. σ_{pf} com parâmetros que descrevem o crescimento de trinca:

$$\sigma_{pf} = [B(n-2)\dot{\sigma}_d]^{1/3} \quad (112)$$

$$= \left[\frac{2}{AK_{Ic}^{n-2} y^2 (n-2)} (n-2)\dot{\sigma}_d \right]^{1/3} \quad (113)$$

$$= \left[\frac{2\dot{\sigma}_d}{AK_{Ic}^{n-2} K_{Ic}^2 y^2} \right]^{1/3} \quad (114)$$

$$= \left[\frac{2K_{Ic}^2 \dot{\sigma}_d}{V_{Ic} y^2} \right]^{1/3} \quad (115)$$

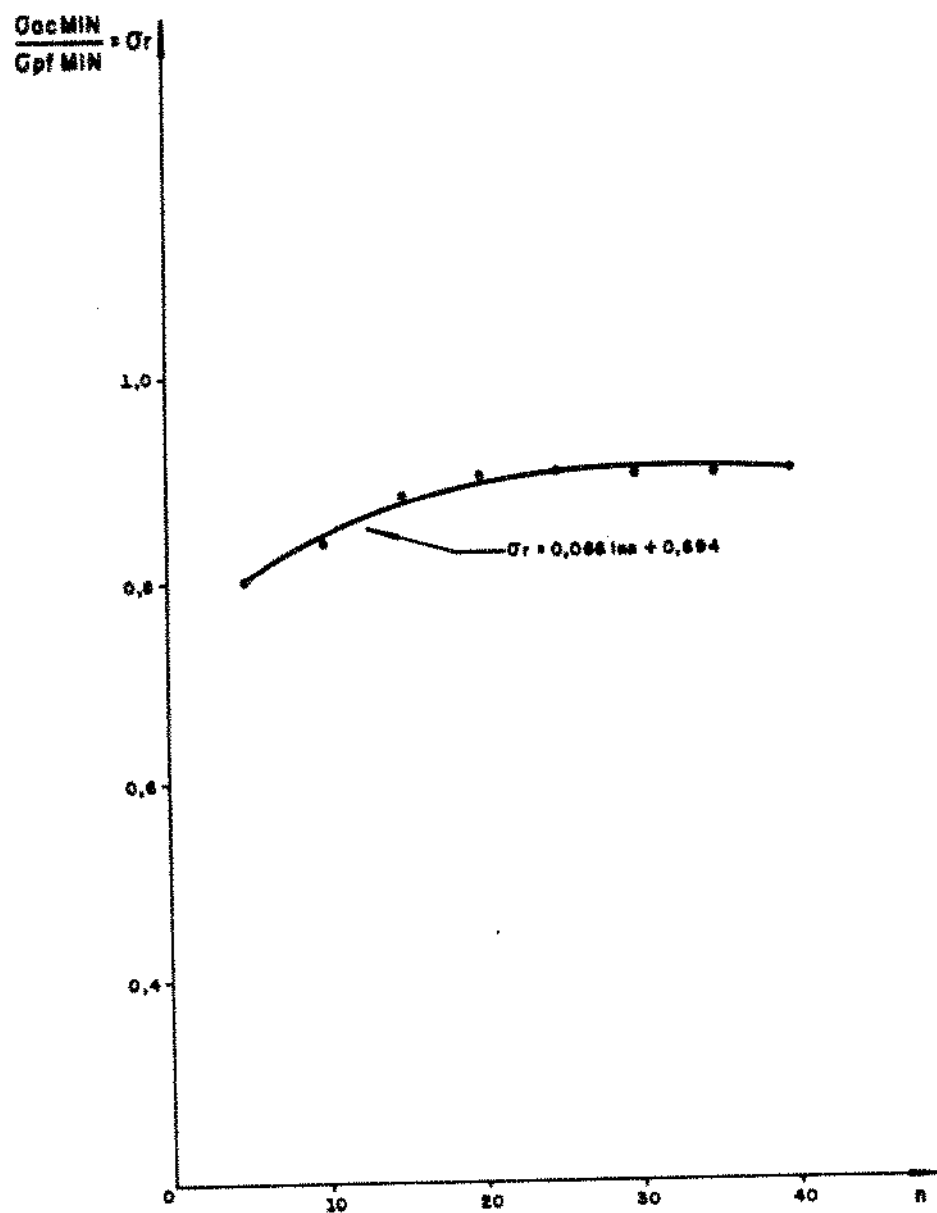


Fig. 5.17 - Gráfico da variação de $R = \frac{S_{ic \text{ min}}}{\sigma_{pf \text{ min}}}$ com o parâmetro n .

Levando a equação (115) para a equação (111), a resistência mecânica mínima após o T.T.C. é dada por:

$$S_{ic \min} = \sigma_{pf} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (116)$$

$$= \left[\frac{2K_{Ic}^2 \dot{\sigma}_d}{V_{Ic} y^2} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (117)$$

A equação (117) mostra que $S_{ic \min}$ é uma resistência mecânica de truncamento para a distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. e não depende do nível de tensão do T.T.C., da taxa de carregamento e do tempo de carga. A fratura da fibra óptica durante a etapa de descarregamento no ciclo do T.T.C. pode ser evitada utilizando-se uma taxa de descarregamento relativamente grande para que $\sigma_{pf \min}$ seja maior que o nível de tensão do T.T.C. σ_p . A equação (117) também mostra que $S_{ic \min}$ depende da taxa de descarregamento $\dot{\sigma}_d$, do fator de intensidade de tensão crítica do material K_{Ic} e da velocidade crítica de propagação de trinca V_{Ic} , que é determinada pelos parâmetros A e n. Ainda deve ser observado que embora a condição $\sigma_p > \sigma_{pf \min}$ seja útil para evitar fratura da fibra no descarregamento, pode ocorrer algum dano durante essa etapa, de forma que a equação (111) seja satisfeita.

Durante o ciclo do T.T.C. ocorre algum dano na fibra óptica e a resistência mecânica da mesma pode diminuir de forma que a fratura da fibra venha a ocorrer ou não no T.T.C. A fratura

da fibra depende de $\sigma_{pf \text{ min}}$ ser maior, igual ou menor que σ_p , para o tempo de descarregamento da fibra no T.T.C. A condição suficiente de sobrevivência da fibra durante o ciclo do T.T.C. é satisfeita quando se tem $S_{ic \text{ min}} > \sigma_p$ em todo o descarregamento e com a condição de sobrevivência dada por:

$$\sigma_{p \text{ min}} = [B(n-2)\dot{\sigma}_d]^{1/3} > \sigma_p \quad (118)$$

A Figura 5.18 mostra a variação da resistência mecânica mínima com o descarregamento, onde se observa que durante aquele intervalo a resistência mecânica mínima no início do descarregamento é $S_{ic \text{ min}} = \sigma_p$ e no final se reduz a:

$$S_{ic \text{ min}} = \sigma_{p \text{ min}} \left[1 - \frac{1}{B(n+1)} \cdot \frac{\sigma_p^3}{\dot{\sigma}_d} \right]^{1/(n-2)} \quad (119)$$

Quando a taxa de descarregamento do T.T.C. $\dot{\sigma}_d$ diminui, a inclinação da curva de resistência mecânica no início da etapa de descarregamento coincide com a curva de descarregamento do T.T.C. e a resistência mecânica mínima é dada por:

$$S_{ic \text{ min}} = \sigma_{p \text{ min}} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (120)$$

Quando a tensão do T.T.C. é maior que a tensão mínima, a fratura pode ou não ocorrer em alguma trinca crítica da fibra durante o descarregamento e a resistência mecânica mínima será dada por:

$$S_{ic \text{ min}} = \sigma_{p \text{ min}} \left[\frac{B(n-2)\dot{\sigma}_d}{\sigma_{p \text{ min}}^3} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (121)$$

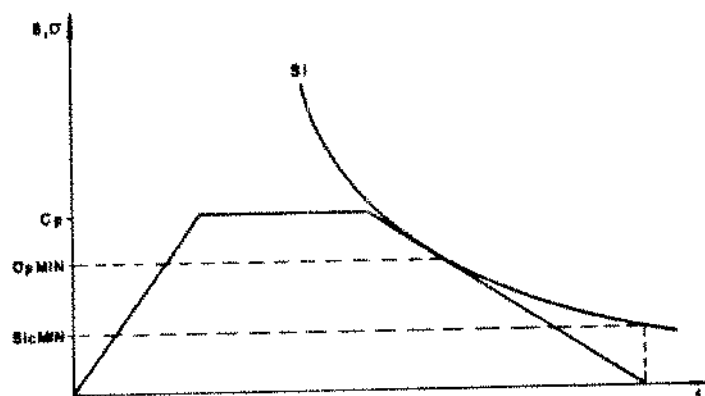
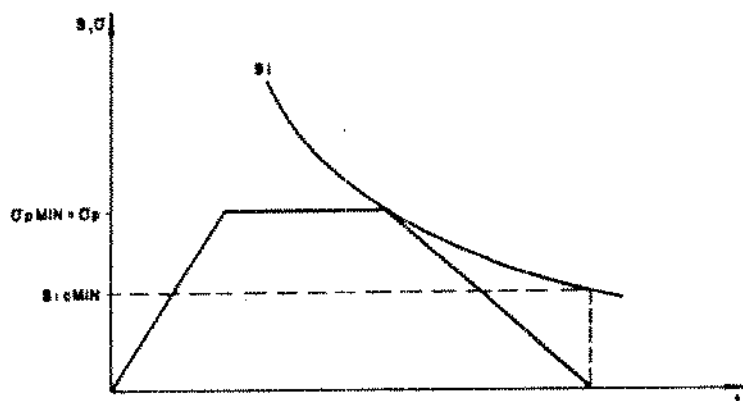
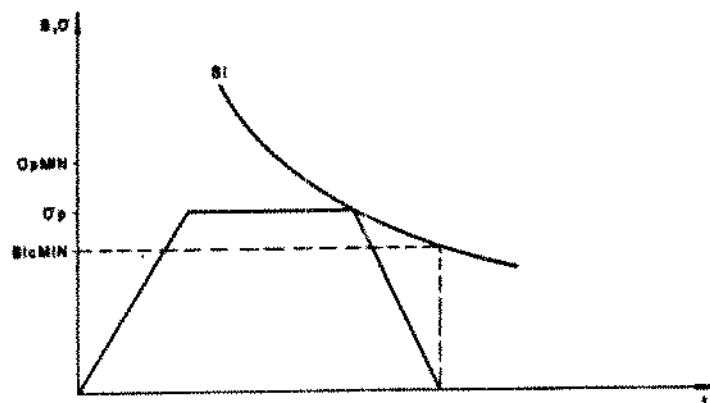


Fig. 5.18 - Resistência mecânica e tensão de T.T.C. durante o descarregamento da fibra óptica (Mitsunaga, Y., 68).

(68)

A equação (119) foi estabelecida por Mitsunaga et al em função do tempo de descarregamento $t_d = \sigma_p / \dot{\sigma}_d$ e do tempo $t_c = (n-2)B/\sigma_p$ na forma:

$$S_{ic \min} = \sigma_{p \min} \left[1 - \frac{1}{B(n+1)} \cdot \frac{\sigma_{p \min}^3}{\dot{\sigma}_d} \right]^{1/(n-2)} \quad (122)$$

$$= \sigma_{p \min} \left[1 - \frac{1}{B(n+1)} \cdot \frac{(n-2)}{(n-2)} \cdot \frac{\sigma_{p \min}^3}{\dot{\sigma}_d} \right]^{1/(n-2)} \quad (123)$$

$$= \sigma_{p \min} \left[1 - \frac{(n-2)}{(n+1)} \cdot \frac{\sigma_{p \min} / \dot{\sigma}_d}{B(n-2) / \sigma_{p \min}^2} \right]^{1/(n-2)} \quad (124)$$

$$= \sigma_{p \min} \left[1 - \frac{(n-2)}{(n+1)} \cdot \frac{t_d}{t_c} \right]^{1/(n-2)} \quad (125)$$

Também a equação (121) foi estabelecida em função do tempo de descarregamento t_u e do tempo t_c :

$$S_{ic \min} = \sigma_{p \min} \left[\frac{B(n-2) \dot{\sigma}_d}{\sigma_{p \min}^3} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (126)$$

$$= \sigma_{p \min} \left[\frac{B(n-2)}{\sigma_{p \min}^2} \cdot \frac{\dot{\sigma}_d}{\sigma_{p \min}} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (127)$$

$$= \sigma_{pmin} \left[t_c \cdot \frac{1}{t_d} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (128)$$

Os pesquisadores definiram um coeficiente de fadiga de descarregamento γ_u dado por:

$$\gamma_u = \left(\frac{S_{ic min}}{\sigma_{pmin}} \right)^{n-2} \quad (129)$$

o qual, de acordo com as equações (125) e (128) pode ser dado por:

$$\gamma_u = \begin{cases} 1 - \frac{n-2}{n+1} \cdot \frac{t_d}{t_c}, & 0 < t_d < t_c \\ \frac{3}{(n+1)} \cdot \left(\frac{t_c}{t_d} \right)^{(n-2)/3}, & t_c < t_d \end{cases} \quad (130)$$

A Figura 5.19 mostra a relação entre o coeficiente de fadiga de descarregamento γ_u e t_d / t_c , calculado pela equação (130). Verifica-se que γ_u decresce rapidamente conforme t_d se aproxima de t_c e que γ_u tende a zero quando $t_d > t_c$.

O efeito do tempo de descarregamento na probabilidade de fratura é importante para a confiabilidade de longo termo de fibras ópticas. Para uma fibra de comprimento L , submetida a uma tensão σ , a probabilidade de fratura é:

$$F = 1 - \exp [-L N(S)] \quad (132)$$

onde $N(S)$ é o número cumulativo de trincas por unidade de comprimento com resistência mecânica de fratura menor que S . Se a distribuição da resistência mecânica inerte inicial S_i tem a forma da distribuição de Weibull, então:

$$N(S)_i = \left(\frac{S_i}{S_0}\right)^m \quad (133)$$

onde S_0 e m são constantes da distribuição de resistência mecânica inerte inicial. Para a fibra óptica sujeita à tensão σ , a degradação da resistência mecânica é dada pela equação (5):

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = 1/B \int_0^t \sigma^n dt \quad (134)$$

onde S_i e S_f são as resistências mecânicas inertes inicial e final respectivamente e B é uma constante. A equação (134) permite calcular S_i para que $N(S_i)$ seja conhecido e para um ciclo completo do T.T.C., o tempo de integração da equação é $t = t_c / (n+1) + t_p + t_d / (n+1)$, onde t_c é o tempo de carregamento e t_d o tempo de descarregamento. Então a integração da equação (134) será:

$$S_i^{n-2} = 1/B \left[\frac{\sigma_p^{n+1}}{\dot{\sigma}_c^{n+1}} + \sigma_p^n t_p + \frac{\sigma_p^{n+1}}{\dot{\sigma}_d^{n+1}} \right] + S_f^{n-2} \quad (135)$$

onde $\dot{\sigma}_c$ é a taxa de carregamento e $\dot{\sigma}_d$ a taxa de descarregamento.

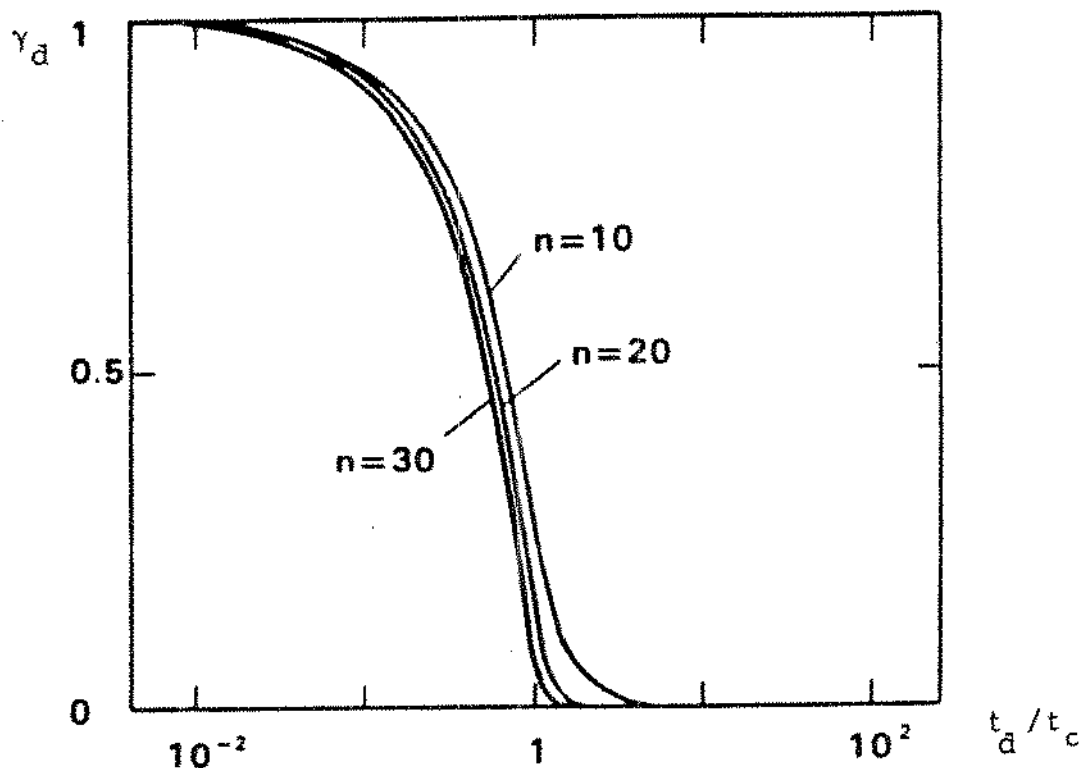


Fig. 5.19 - Gráfico da relação entre o coeficiente de descarregamento de fadiga γ_d e o tempo de descarregamento t_d (Mitsunaga, Y., 68).

O número cumulativo de fraturas por unidade de comprimento durante o T.T.C. será:

$$N(S)_p = \left(\left(\frac{1/B \left[\frac{\sigma_p^{n+1}}{\sigma_c^{n+1}} + \sigma_p^n t_p + \frac{\sigma_p^{n+1}}{\sigma_d^{n+1}} \right] + S_f^{n-2}}{S_o} \right)^{1/n-2} \right)^m \quad (136)$$

$$= \left(\left(\frac{\left[\frac{\sigma_p^n t_p}{B} + \sigma_p^n \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_c} + \frac{\sigma_p}{\sigma_d} \right) / (n+1) B \right] + S_f^{n-2}}{S_o} \right)^{1/n-2} \right)^m \quad (137)$$

$$= \left(\left\{ \frac{[\sigma_p^n (t_p + (t_c + t_d)/(n+1)/B + S_f^{n-2})]}{S_o} \right\}^{1/n-2} \right)^m \quad (138)$$

$$= \left(\left\{ \frac{(\sigma_p^n t)/B + \frac{S_f^{n-2}}{\sigma_p^{n-2}} \cdot \sigma_p^{n-2}}{S_o} \right\}^{1/n-2} \right)^m \quad (139)$$

$$= \left(\left\{ \frac{(\sigma_p^n t)/B + \gamma_u \sigma_p^{n-2}}{S_o} \right\}^{1/n-2} \right)^m \quad (140)$$

onde t é o tempo total do T.T.C. e $S = S_{f \text{ lc min}}$.

A distribuição de resistência mecânica inerte inicial da fibra óptica, segundo a equação (133) pode ser dada em função do parâmetro k_s , conforme a equação:

$$N(S)_i = \left(\frac{S_i}{S_o} \right)^m \quad (141)$$

$$= \left(\frac{[S_i^{n-2}]^{1/n-2}}{S_o} \right)^m \quad (142)$$

$$= \left(\frac{[B(S_i^{n-2})/B]^{1/n-2}}{S_o} \right)^m \quad (143)$$

$$= \left(\frac{[(BS_i^{n-2} - \sigma_p^n t + \sigma_p^n t)/B]^{1/n-2}}{S_o} \right)^m \quad (144)$$

$$= \left(\frac{[(k_s + \sigma_p^{n_t})/B]}{S_o} \right)^{1/n-2 m} \quad (145)$$

Então a probabilidade de fratura para uma fibra óptica após o T.T.C. será dada por:

$$F_a = 1 - \exp [-L (N(S)_i - N(S)_p)] \quad (146)$$

$$= 1 - \exp [-L \left\{ \frac{[(k_s + \sigma_p^{n_t})/B]}{S_o} \right\}^{1/n-2 m} - \left\{ \frac{[\sigma_p^{n_t}/B + \gamma_u \sigma_p^{n-2}]}{S_o} \right\}^{1/n-2 m} \right] \quad (147)$$

$$= 1 - \exp [-L N_p \left\{ \left[\left(1 + \frac{k_s}{\sigma_p^{n_t}} \right) \frac{1}{1+C} \right]^{m/n-2} - 1 \right\}] \quad (148)$$

onde se tem $C = \gamma B / \sigma_p^2$. A equação (148) simplifica-se quando $C \ll 1$ e $k_s \ll \sigma_p^{n_t}$ e neste caso a probabilidade de fratura será:

$$F_a = 1 - \exp [-L N_p \left\{ \left[\left(1 + \frac{k_s}{\sigma_p^{n_t}} \right) \frac{1}{1+C} \right]^{m/n-2} - 1 \right\}] \quad (149)$$

$$= 1 - \exp [-L N_p \left[1 + \frac{k_s}{\sigma_p^{n_t}} \right]^{m/n-2} - 1] \quad (150)$$

$$= 1 - \exp \left[- \text{LN}_P \left(1 + \frac{m}{n-2} \cdot \frac{k_s}{\sigma_p^n t} + \left(\frac{m}{n-2} \right) \cdot \frac{\frac{m}{(n-2)} - 1}{2!} \left(\frac{k_s}{\sigma_p^n t} \right)^2 + \dots - 1 \right) \right] \quad (151)$$

$$\approx 1 - \exp \left[- \text{LN}_P \left(\frac{m}{n-2} \cdot \frac{k_s}{\sigma_p^n t} \right) \right] \quad (152)$$

A Figura 5.20 mostra a distribuição de probabilidade de fratura cumulativa da equação (152) em função do termo $k_s / \sigma_p^n t$ onde se verifica que a probabilidade de fratura se reduz a zero quando k_s se aproxima de k :

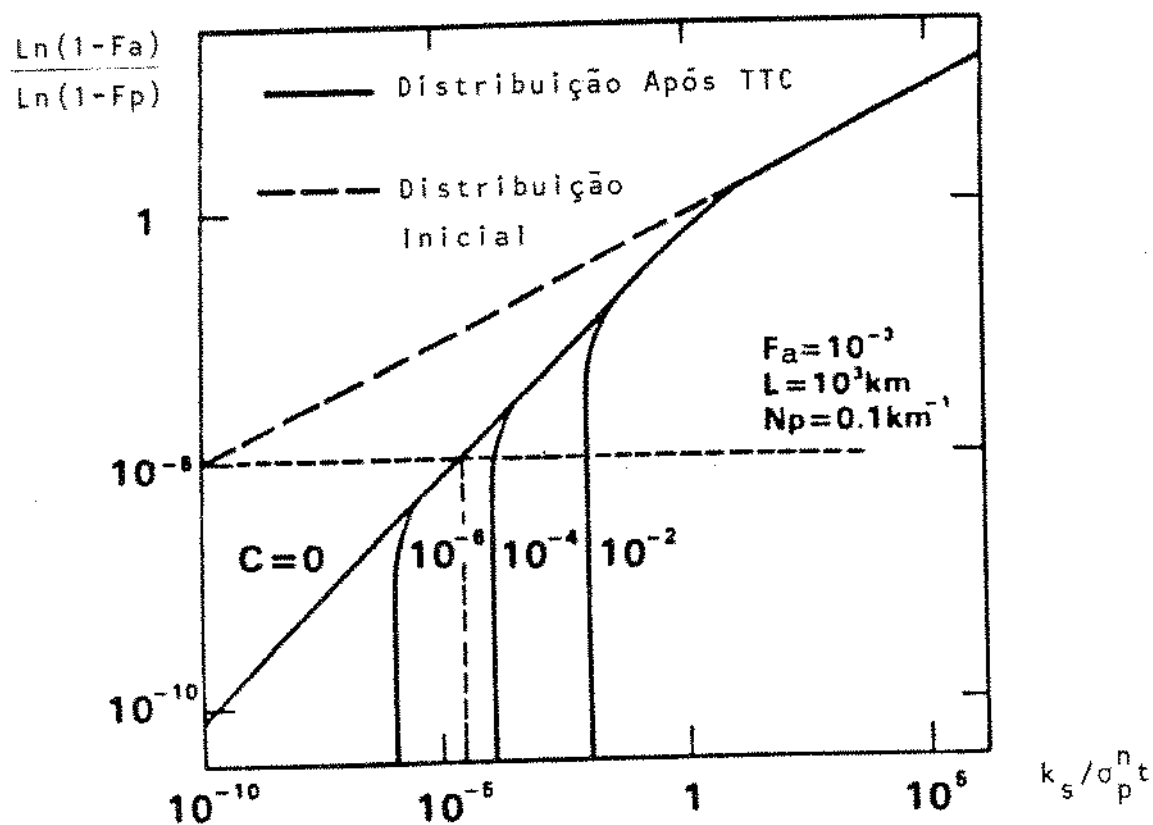


Fig. 5.20 - Gráfico da distribuição da resistência mecânica antes e após o T.T.C. para fibra óptica de sílica-silicone. (Mitsunaga, Y., 68).

A fim de especificar o tempo de vida para fibras ópticas de grande comprimento é necessário determinar o nível de probabilidade de fratura de acordo com as especificações do sistema de transmissão e quando F_a é conhecida, k_s será dado por:

$$F_a = 1 - \exp \left[-LN_p \left\{ \left(1 + \frac{k_s}{\sigma_p n_t} \right) \frac{1}{1+C} \right\}^{m/n-2} - 1 \right] \quad (153)$$

$$\ln (1-F_a) = - LN_p \left\{ \left(1 + \frac{k_s}{\sigma_p n_t} \right) \frac{1}{1+C} \right\}^{m/n-2} - 1 \quad (154)$$

$$1 - \frac{\ln(1-F_a)}{LN_p} = \left(1 + \frac{k_s}{\sigma_p n_t} \right) \frac{1}{1+C} \quad (155)$$

$$\left[1 - \frac{\ln(1-F_a)}{LN_p} \right]^{n-2/m} = \frac{1}{1+C} + \frac{k_s}{\sigma_p n_t (1+C)} \quad (156)$$

$$\sigma_p n_t (1+C) \left[1 - \frac{\ln(1-F_a)}{LN_p} \right]^{n-2/m} = \sigma_p n_t + k_s \quad (157)$$

$$\sigma_p n_t (1+C) \left[1 - \frac{\ln(1-F_a)}{LN_p} \right]^{n-2/m} - \sigma_p n_t = k_s \quad (158)$$

$$k_s = \sigma_p^n t \left\{ (1+C) \left[1 - \frac{\ln(1-F_a)}{LN_p} \right]^{n-2/m} - 1 \right\} \quad (159)$$

A condição para não ocorrência de fratura pode ser estabelecida assumindo-se que $F_a = 0$ na equação (159) de forma que neste caso k_s será:

$$k_s = \sigma_p^n t \left\{ (1+C) \left[1 - \frac{\ln(1-F_a)}{LN_p} \right]^{n-2/m} - 1 \right\} \quad (160)$$

$$= \sigma_p^n t \{ (1+C) - 1 \} \quad (161)$$

$$= \sigma_p^n t C \quad (162)$$

$$= k_{\min} \quad (163)$$

No entanto, a condição $F_a = 0$ implica que $C \ll 1$ e $k_{\min}$ será muito pequeno em virtude do valor de C e fica difícil estimar o tempo de vida da fibra óptica. Entretanto, se for admitida uma pequena probabilidade de fratura, por exemplo $F_a = 10^{-3}$, para um comprimento de fibra $L = 10^3$ km e $N = 0,1$ km, então $\ln(1-F_a)/\ln(1-F_p) = 10^{-5}$ e $k_s / \sigma_p^n t = 10^{-4}$, conforme a Figura 5.19.

6. SIMULAÇÃO DO TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA

6.1. INTRODUÇÃO

Fibras ópticas produzidas na indústria são tensionadas durante a manufatura para eliminar as fibras com baixa resistência mecânica e garantir um nível mínimo de resistência e tempo de vida. Quando a fibra óptica passa pelo T.T.C., a sua resistência mecânica pode permanecer a mesma se for muito alta e não ocorrer o crescimento de trinca. No entanto, é geralmente aceito que o T.T.C. modifica a distribuição de resistência mecânica das fibras, de forma que a resistência diminui. Assim, quando fibras ópticas são submetidas a um nível de tensão no T.T.C., as fibras que sobrevivem não podem ser submetidas novamente à mesma tensão sem que algumas das fibras fraturem.

A diminuição da resistência mecânica de fibras ópticas com o T.T.C. é devido ao crescimento lento de trincas, que tem sido estudado através da mecânica de fratura utilizando-se amostras cujo comprimento é muito maior que a dimensão do diâmetro da fibra. Estes estudos tendem a confirmar a teoria de Evans e Wiederhorn^[1] que tem sido usada para estimar o dano mecânico em materiais cerâmicos e vítreos, entre os quais as fibras ópticas. Essa teoria tem sido usada para estudar a fadiga estática e dinâmica de fibras ópticas e o tempo de vida tem sido estimado através da extrapolação de resultados experimentais de alguns

meses para tempos de vida da ordem de 20 anos ou mais.

No entanto, novos resultados experimentais para tempos de vida de ordem de anos, indicam fortemente que as trincas crescem mais rapidamente do que o esperado. Se a teoria fosse conservativa na previsão de tempo de vida para fibras ópticas, ela ainda seria útil em engenharia. Mas como a teoria erra em sentido oposto, ela faz com que a estimativa do tempo de vida seja insegura. A mesma teoria tem sido usada para estimar o dano mecânico em fibras ópticas devido ao T.T.C. e em geral não tem ocorrido concordância com os resultados experimentais, acreditando-se que a discordância seja devida ao fato que o dano mecânico ocorra devido à manipulação da fibra quando a mesma é submetida ao T.T.C. Atualmente não há uma maneira de estimar este dano e a primeira coisa a se fazer para gerar uma análise adequada do fenômeno, parece ser separar o dano mecânico da fibra devido ao T.T.C. daquele devido à manipulação da mesma.

Neste trabalho o T.T.C. foi simulado em uma máquina de teste de fratura, sob condições bem controladas de taxa de carregamento, descarregamento, carga de prova e tempo de aplicação de carga. Durante a simulação evitou-se a ocorrência de qualquer dano extra nas amostras e após o T.T.C., a resistência mecânica da fibra é medida, tensionando-se a fibra até a fratura. Esta resistência mecânica é então comparada com a resistência de uma fibra similar que não foi previamente tensionada no T.T.C. Usando-

se este método, a manipulação de fibras é evitada e a teoria de Evans e Wiederhorn [1] pode ser utilizada sem a influência de qualquer dano de manipulação.

O parâmetro n das amostras consideradas pode então ser determinado a partir dos dados experimentais de fadiga dinâmica e de T.T.C., utilizando-se o método de simulação de Monte Carlo. Em geral é reconhecido que o parâmetro n depende das condições experimentais e por isso há uma ampla variação de valores de n em fadiga de fibras de sílica, conforme se observa na Tabela 6.1, que dá valores de n da literatura.

Tabela 6.1 - Valores do parâmetro de fadiga n para fibras de sílica.

MÉTODO	CONDIÇÃO DO TESTE	n
Fadiga dinâmica	4 % UR	29
Fadiga dinâmica	45 % UR	25,5
Fadiga dinâmica	71 % UR	16,1
Fadiga dinâmica	97 % UR	15,9
Fadiga dinâmica	nitrogênio seco	36,5
Fadiga estática	ambiente	20,2
Fadiga estática	45 % UR	25
Fadiga estática	90 % UR	15-17

A dependência do parâmetro n com a umidade pode ser observada na Tabela 6.1 e a variação de n com a temperatura e também com a pressão parcial é mostrada na Figura 6.1, que é estimada a partir de dados de fadiga dinâmica estabelecidos por [69] Sakaguchi e Kimura .

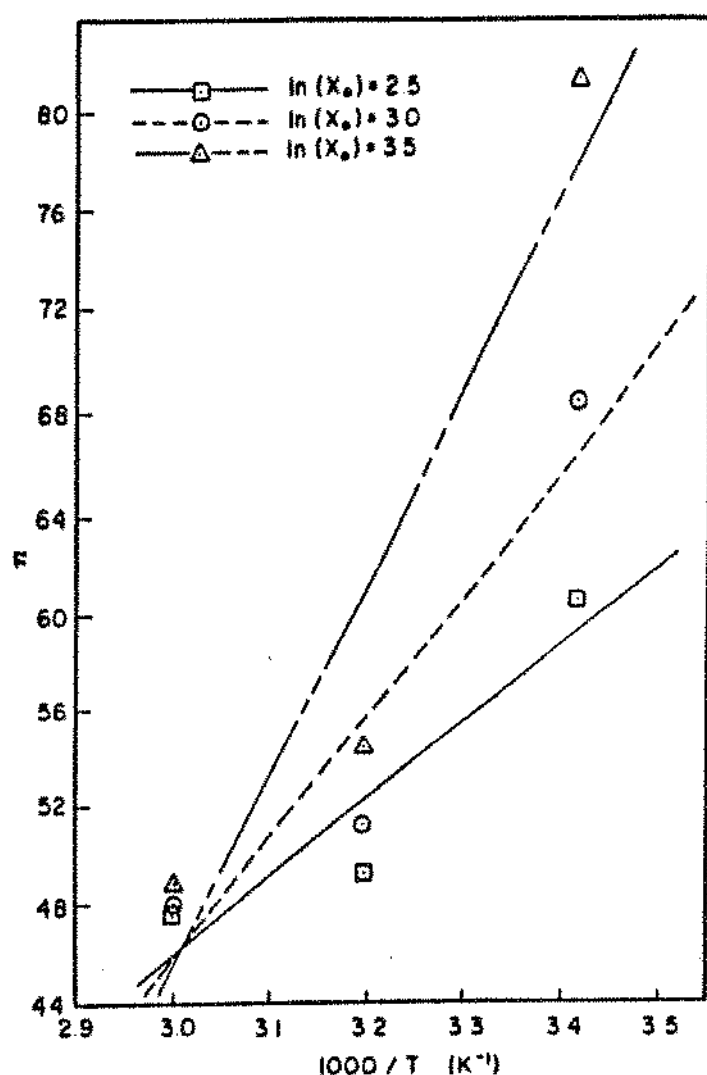


Fig. 6.1 - Gráfico da dependência do parâmetro n com a temperatura e a pressão parcial (X é a pressão parcial da água).
(Sakaguchi, S., 69).

A dependência temporal de n é um fator experimental que não é observado facilmente nos experimentos de fadiga porque são realizados por período de tempo pequenos. No entanto há indicações na literatura que há um limite de fadiga para tempo muito grande além do qual, o vidro sob tensão não fratura. Uma forte indicação da presença de um limite de fadiga aparece em experimentos de envelhecimento, onde ocorre degradação da resistência mecânica da fibra quando sujeita a condições ambientais específicas na ausência de tensão.

Testes de fadiga estática realizados com fibras de SiO_2 / B 0 indicam que n cresce com o tempo. Os dados mostrados na 2 3 Figura 6.2, devidos a Helfinstine [70] mostram que n cresce de um valor 30 entre as duas curvas com menor intervalo de tempo, para um valor 45 entre as duas curvas com maior intervalo de tempo. Ambos os valores são maiores que os dados de fadiga estática e dinâmica da Tabela 6.1 para fibras de sílica, exceto para o nitrogênio seco. Este fato é geralmente atribuído ao arredondamento da ponta da trinca em ambiente úmido de forma que, sob tensão, a propagação da ponta da trinca e o arredondamento acontecem simultaneamente.

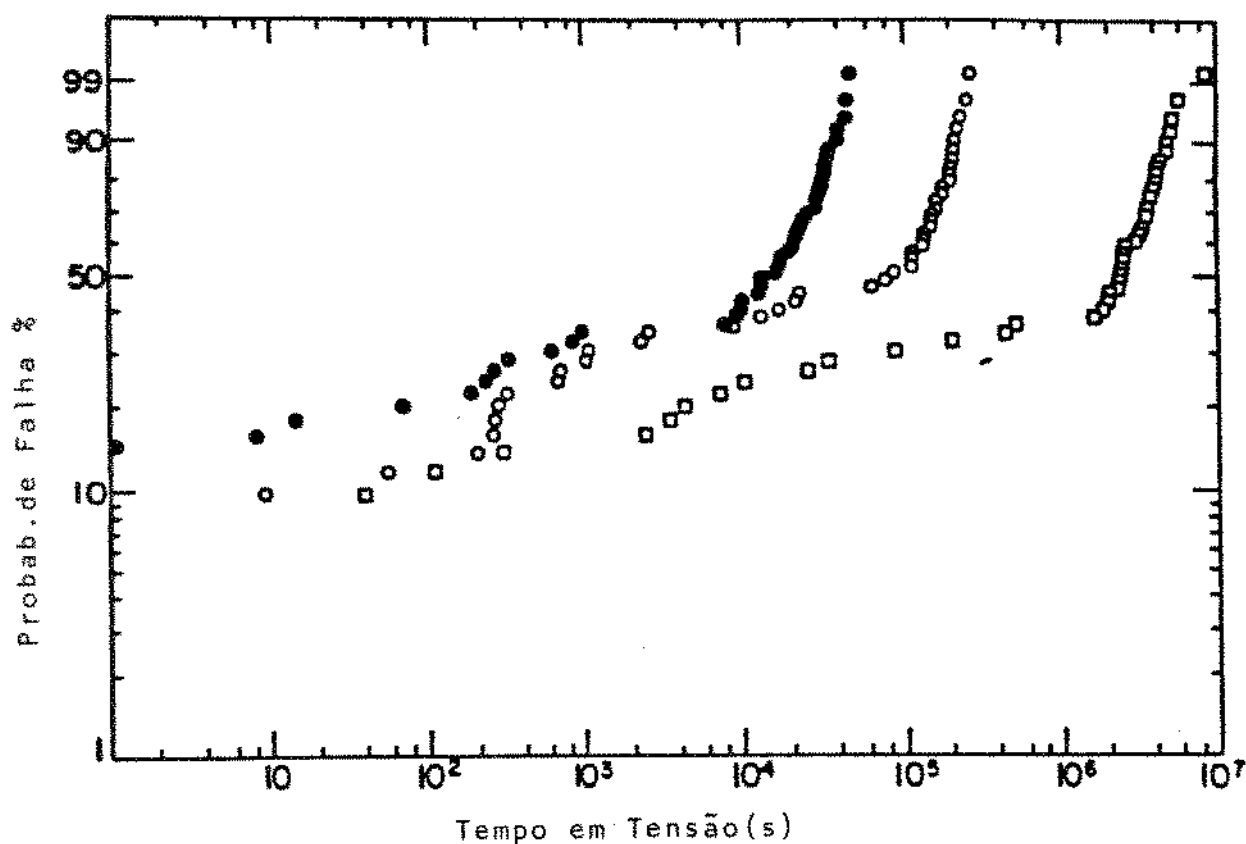


Fig. 6.2 - Fadiga estática de fibras de $\text{SiO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$ para as quais n varia com o tempo (Helfinstine, J.D., 70).

6.2. ANÁLISE TEÓRICA DA SIMULAÇÃO

De acordo com o modelo de corrosão por tensão, desenvolvido por Charles [11] e utilizado na mecânica de fratura por Evans e Wiederhorn [1], a equação de fadiga estática (carga constante) é dada por:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = 1/B \int_0^t \sigma(t)^n dt \quad (1)$$

$$= 1/B \sigma_e^n t \quad (2)$$

onde S_i é a resistência mecânica inerte inicial, S_f é a resistência mecânica inerte após o teste, σ_e é a tensão estática aplicada, t é o tempo de fratura, n o parâmetro de tensão por corrosão e B é outro parâmetro, os quais dependem do material e do ambiente.

De forma semelhante, a equação de fadiga dinâmica (taxa de tensão constante) é dada por:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = 1/B \int_0^t \sigma(t)^n dt \quad (3)$$

$$= 1/B \int_0^t (\dot{\sigma} t)^n dt \quad (4)$$

$$= 1/B \dot{\sigma}_c^n \frac{t^{n+1}}{n+1} \quad (5)$$

$$= \frac{\sigma_d^{n+1}}{B(n+1) \dot{\sigma}_c} \quad (6)$$

onde σ_d é a tensão dinâmica máxima e $\dot{\sigma}_c$ é a taxa de tensão de carregamento. Em fibras ópticas, onde $10 < n < 30$, encontra-se que $S_i^{n-2} \gg S_f^{n-2}$ e as equações (2) e (6) podem ser simplificadas para:

$$S_i^{n-2} \equiv \sigma_e^n t/B \quad (7)$$

$$S_i^{n-2} \equiv \sigma_d^{n+1} / [B(n+1)\dot{\sigma}_c] \quad (8)$$

Considerando-se uma fibra óptica submetida ao ciclo de tensões do T.T.C., conforme a Figura 6.3 abaixo:

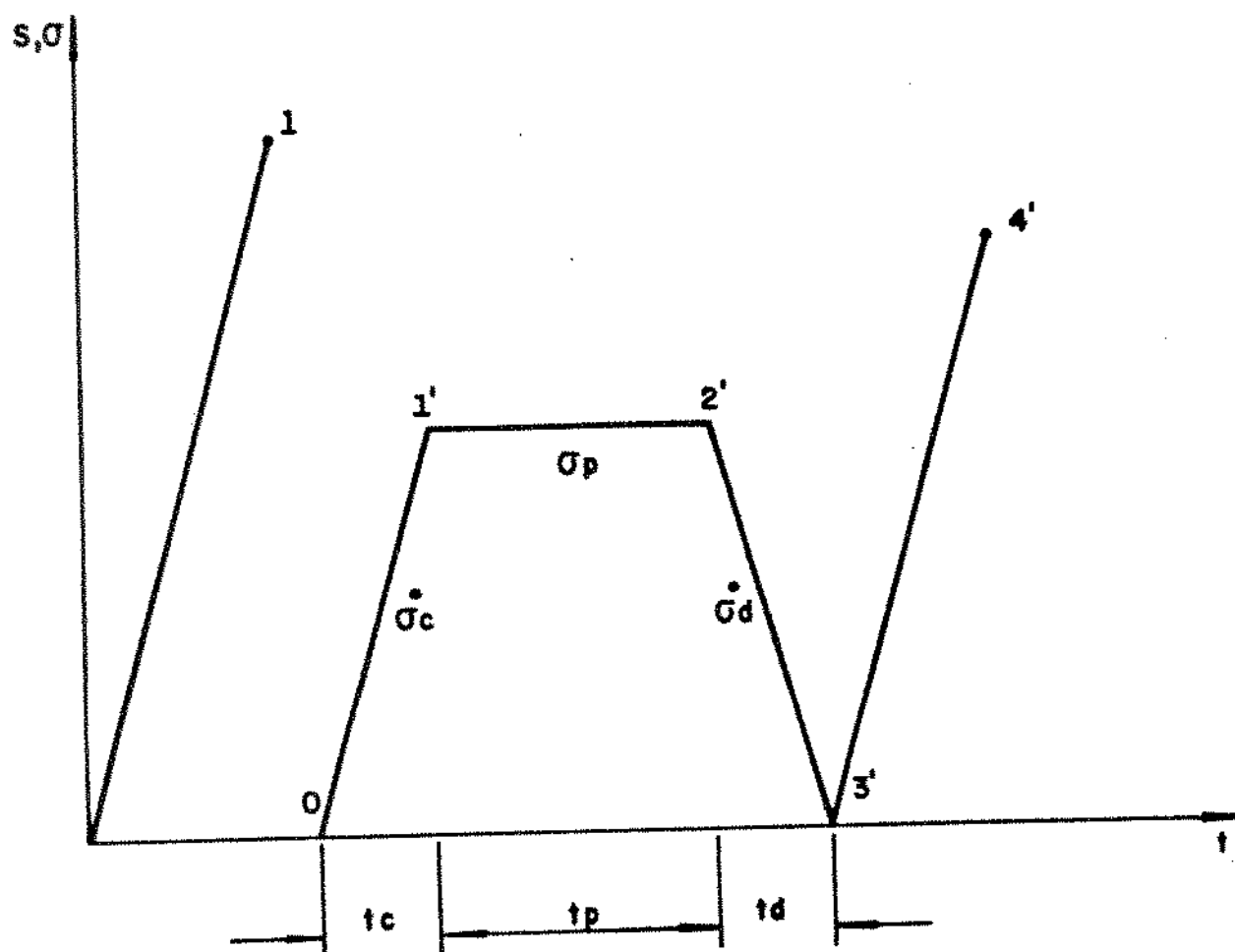


Fig. 6.3 - Gráfico de tensão dinâmica e ciclo de tensões de uma fibra óptica no T.T.C. simulado.

As equações (2) e (6) aplicadas ao T.T.C. dão as equações de cada etapa do teste:

$$\text{(carregamento)} \quad S_i^{n-2} - S_{1'}^{n-2} = \sigma_p^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_c] \quad (9)$$

$$\text{(tensão constante)} \quad S_{1'}^{n-2} - S_{2'}^{n-2} = \sigma_p^n t_p / B \quad (10)$$

$$\text{(descarregamento)} \quad S_{2'}^{n-2} - S_{3'}^{n-2} = \sigma_p^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_d] \quad (11)$$

$$\text{(tensão de fratura)} \quad S_{3'}^{n-2} - \sigma_{dp}^{n-2} = \sigma_{dp}^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_c] \quad (12)$$

onde $S_{1'}$, $S_{2'}$ e $S_{3'}$ são as resistências mecânicas inertes após as etapas de carregamento, tensão constante e descarregamento respectivamente, σ_p é a tensão do T.T.C., σ_{dp} é a resistência mecânica após o teste e t_p o tempo de tensão constante. Adicionando as equações (9) e (12) vem:

$$S_i^{n-2} - \sigma_{dp}^{n-2} = \sigma_p^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_c] + \sigma_p^n t_p / B + \sigma_p^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_d] + \sigma_{dp}^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_c] \quad (13)$$

Uma vez que $S_i^{n-2} \gg \sigma_{dp}^{n-2}$, a equação (13) será dada por:

$$S_i^{n-2} \approx \sigma_p^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_c] + \sigma_p^n t_p / B + \sigma_p^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_d] + \sigma_{dp}^{n+1} / [B(n+1) \dot{\sigma}_c] \quad (14)$$

Quando as taxas de carregamento e descarregamento são iguais, a equação (14) simplifica-se:

$$S_i^{n-2} = 2\sigma_p^{n+1}/[B(n+1)\dot{\sigma}] + \sigma_p^n/B t_p + \sigma_{dp}^{n+1}/[B(n+1)\dot{\sigma}] \quad (15)$$

Se duas fibras ópticas de mesma resistência mecânica inerte inicial são testadas à fratura em tensão, uma sem o T.T.C. e a outra com, segundo a Figura 6.3 as equações (8) e (14) podem ser comparadas para dar a equação abaixo:

$$\sigma_d^{n+1}/[B(n+1)\dot{\sigma}_c] = \sigma_p^{n+1}/[B(n+1)\dot{\sigma}_c] + \sigma_p^n/B t_p + \sigma_p^{n+1}/[B(n+1)\dot{\sigma}_d] + \sigma_{dp}^{n+1}/[B(n+1)\dot{\sigma}_c] \quad (16)$$

$$\sigma_d^{n+1}/\dot{\sigma}_c = \sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma}_c + \sigma_p^n(n+1)t_p + \sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma}_d + \sigma_{dp}^{n+1}/\dot{\sigma}_c \quad (17)$$

ou ainda, no caso das taxas de carregamento e descarregamento serem iguais:

$$\sigma_d^{n+1}/\dot{\sigma} = 2\sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma} + (n+1)\sigma_p^n t_{pf} + \sigma_{dp}^{n+1}/\dot{\sigma} \quad (18)$$

Quando a fibra óptica fratura no estágio de tensão constante, a equação (18) será dada por:

$$\sigma_d^{n+1}/\dot{\sigma} = \sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma} + (n+1)\sigma_p^n t_{pf} \quad (19)$$

onde t_{pf} é o tempo para fraturar naquele estágio. Se a fibra fratura no estágio de descarregamento do T.T.C., a equação (18) será:

$$\sigma_d^{n+1}/\dot{\sigma} = \sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma} + (n+1) \sigma_p^n t_p + \sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma} - \sigma_{pf}^{n+1}/\dot{\sigma} \quad (20)$$

onde σ_{pf} é a tensão de fratura no descarregamento.

A principal vantagem das equações (18) e (19) em comparação com as equações (7) e (8) é que aquelas têm apenas uma incógnita, o parâmetro n , que para a sílica vítrea é praticamente independente do ambiente. No entanto, o parâmetro B depende muito da umidade e a literatura científica mostra uma ampla faixa de valores experimentais para este parâmetro, conforme se observa na Tabela 6.2 dada abaixo.

Tabela 6.2 - Valores do parâmetro B calculados por fadiga dinâmica para a sílica vítrea.

AMBIENTE	$B \text{ (GPa)} \cdot s^2$
nitrogênio seco	$3,2 \times 10^{-8}$
argônio (20 °C)	$2,9 \times 10^{-9}$
água (0 °C)	$3,9 \times 10^{-9}$
água (20 °C)	$1,9 \times 10^{-9}$
água (98 °C)	$1,1 \times 10^{-8}$

Assim, as equações (18) e (19) são convenientes para a aplicação da teoria de Evans e Wiederhorn às fibras ópticas, porque o parâmetro B não aparece nelas.

6.3. SIMULAÇÃO EXPERIMENTAL

As fibras ópticas usadas nestes ensaios são de sílica vítrea, tipo multimodo com índice de refração gradual, de diâmetro 125 μm e revestimento de silicone de espessura 50 μm . Em cada teste de tensão, 30 amostras de um tambor de fibra óptica de comprimento 1000 m são testadas em uma máquina de tensão mecânica MTS modelo B10, onde cada amostra de comprimento 2 m é ensaiada com um comprimento útil de 0,50 m. Cada fibra que vai ser testada tem uma das extremidades presa em um suporte fixador por meio de arruelas borboletas com aparadores metálicos revestidos de borracha macia. A fibra óptica é então enrolada cerca de três voltas no suporte superior, que tem a forma de um cilindro de pequena altura com a superfície externa revestida de borracha semelhante à dos aparadores. Em seguida a fibra é levada até o suporte inferior, é enrolada no mesmo por três voltas e presa pela outra extremidade pelos aparadores. Este procedimento evita que a fibra escorregue no suporte ou sofra algum dano mecânico e após este procedimento o comprimento de teste da fibra é de 0,50 m.

As Figuras 6.4 e 6.5 mostram o equipamento de tensão mecânica utilizado nos ensaios de simulação do T.T.C. e

detalhes do sistema de fixação das fibras ópticas no suporte, cujo diâmetro é de 50 mm. Em geral, as fibras fraturam dentro do comprimento de teste da amostra e quando quebram no sistema de fixação, não são consideradas válidas na amostragem para não prejudicar a análise estatística do conjunto de dados obtidos com a fratura dinâmica e a simulação do T.T.C.

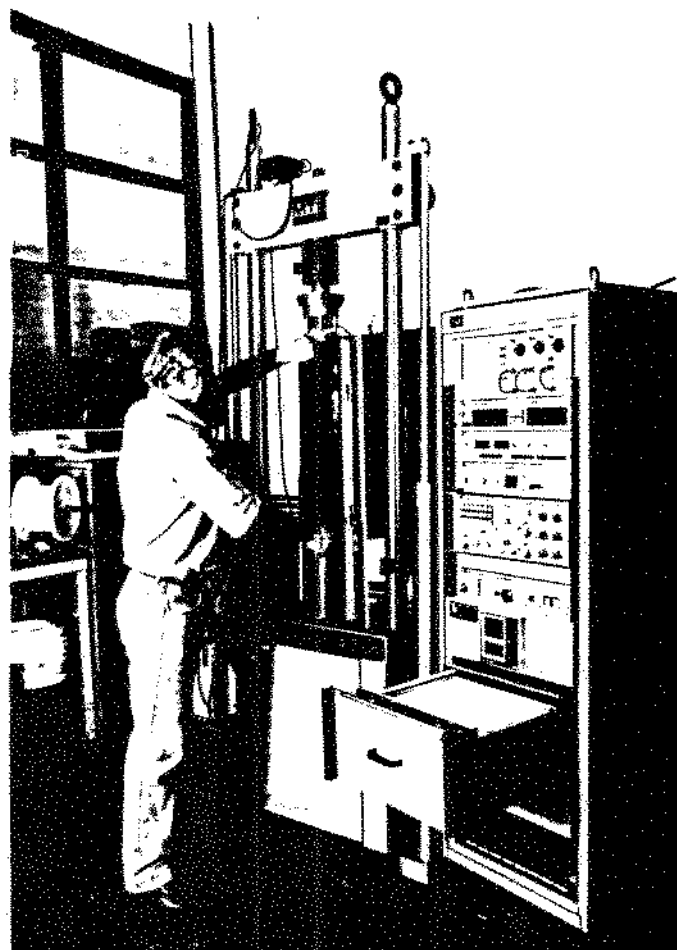


Fig. 6.4 - Máquina de ensaios de tensão e periféricos usados em simulação de T.T.C.

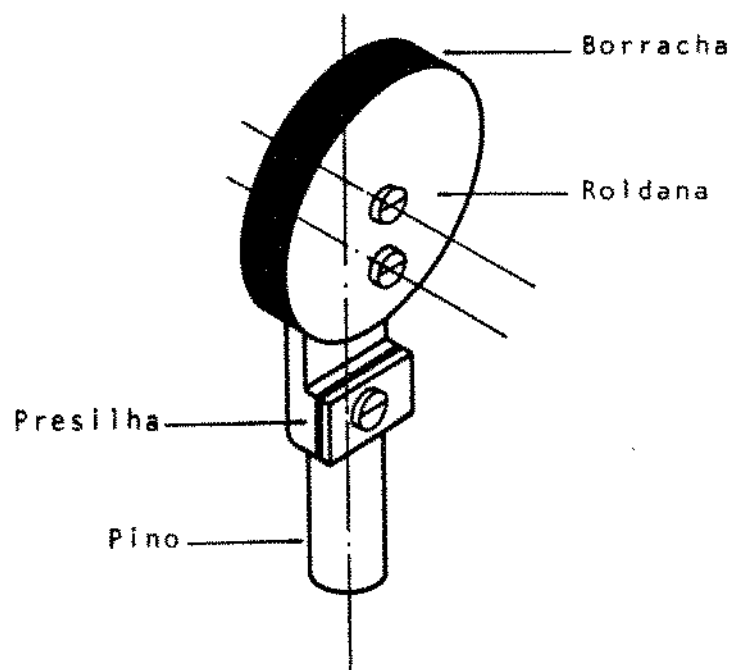


Fig. 6.5 - Dispositivo de enrolamento e fixação de fibra óptica na máquina de ensaio de tensão.

A simulação do T.T.C. na máquina de tensão mecânica foi realizada de acordo com as etapas dadas abaixo:

- a) tracionar a fibra óptica até a fratura dinâmica;
- b) carregar a fibra óptica com taxa de tensão constante até o nível de tensão especificado;
- c) manter a fibra óptica por tempo determinado no nível de tensão escolhido;
- d) descarregar a fibra óptica à taxa de tensão constante até o nível 0 (zero);
- e) tracionar a fibra óptica até a fratura dinâmica.

A Figura 6.6 mostra a simulação onde uma amostra de fibra óptica de sílica índice gradual, diâmetro de 125 μm e revestimento de silicone de espessura 50 μm é levada inicialmente à fratura por fadiga mecânica a uma tensão dada por:

$$A = \frac{D^2}{4} = \frac{3,142 (125 \times 10^{-6} \text{ m})^2}{4} = 1,227 \times 10^{-8} \text{ m}^2$$

$$\dot{\sigma}_c = \frac{100 \text{ N} / 1,227 \times 10^{-8} \text{ m}^2}{60 \text{ s}} = 0,136 \times 10^9 \text{ Pa/s}$$

Uma vez que é utilizada na máquina de tensão mecânica uma célula de carga de 100 kgf na escala de 10 % de carga e um tempo de carregamento de 60 segundos. Em seguida uma amostra similar de fibra óptica é tensionada até o nível de carga especificado para simulação do T.T.C.:

$$\sigma_p = \frac{20,00 \text{ N}}{1,227 \times 10^{-8} \text{ m}^2} = 1,630 \times 10^9 \text{ Pa}$$

a fibra é mantida nessa tensão por cerca de 60 segundos e então é descarregada à mesma taxa.

Após o ensaio das 30 amostras, elabora-se a Tabela B.3 na qual estão listadas a ordem e a sequência de falha e sobrevivência das fibras ópticas para a construção do gráfico de Weibull, tendo em vista observar o dano produzido durante o ciclo do T.T.C. e proceder ao cálculo desse dano de acordo com as equações teóricas estabelecidas no Capítulo 5.

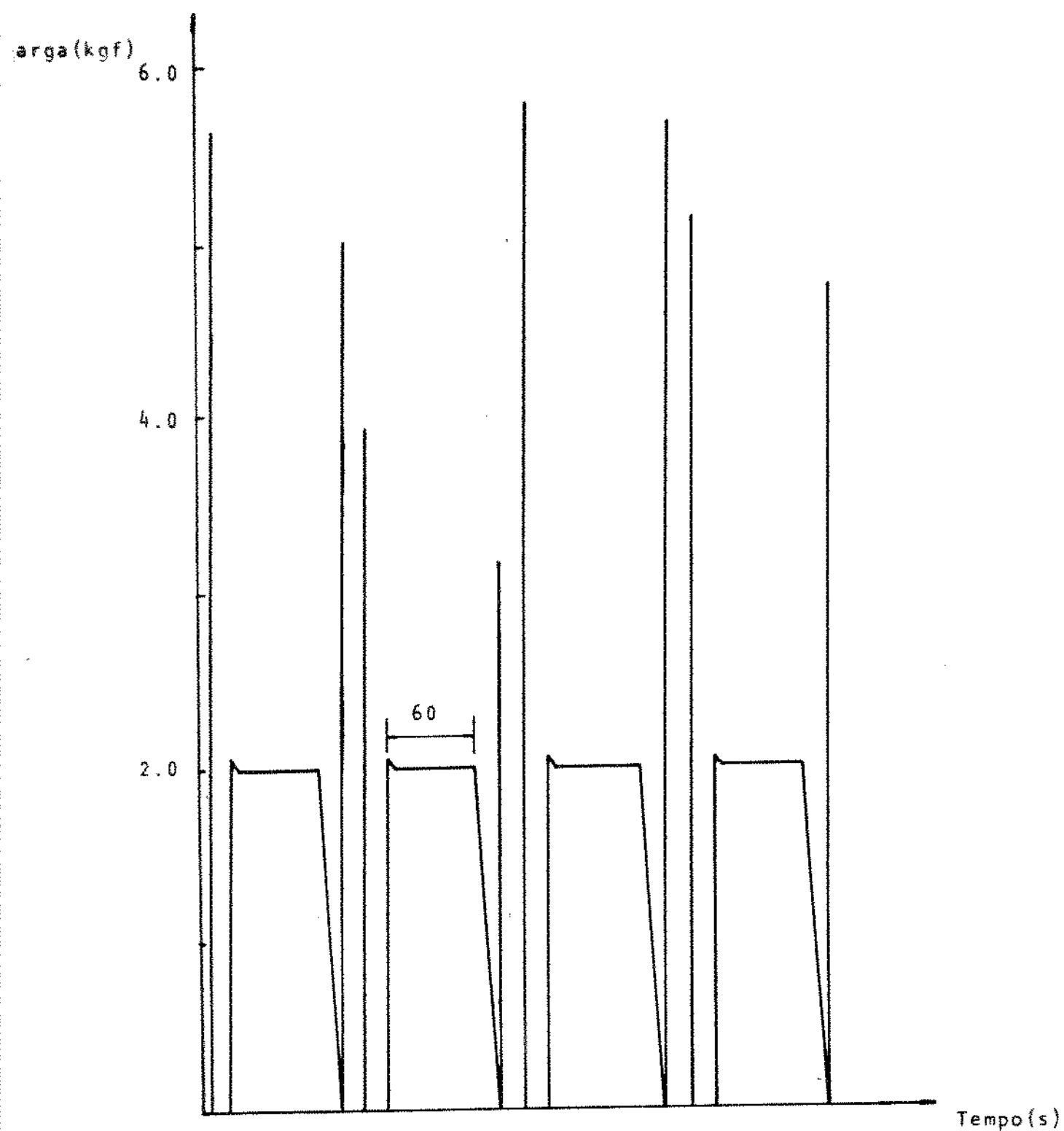


Fig. 6.6 - Gráfico carga x tempo para fibras ópticas em simulação de T.T.C.: $\sigma_p = 1,630 \text{ GPa}$, $\dot{\sigma} = 0,136 \text{ GPa/s}$.

Tabela 6.3 - Dados de carga, tensão de fratura dinâmica e simulação de T.T.C. de ensaios de tensão de fibras ópticas da Figura 6.6.

AMT	CD(N)	σ_d ($\times 10^9$ Pa)	CP(N)	σ_{dp} ($\times 10^9$ Pa)	P.frat. (%)
PT 1	31.20	2.542	20:00	1.630	1.7
PT 2	31.90	2.599	20:00	1.630	5.0
PT 3	32.40	2.640	20:00	1.630	8.3
PT 4	37.40	3.047	20:00	1.630	11.7
PT 5	38.60	3.145	20:00	1.630	15.0
PT 6	39.80	3.243	20:00	1.630	18.3
PT 7	40.20	3.275	20:00	1.630	21.7
8	41.90	3.414	27:60	2.249	25.0
9	46.20	3.764	27:60	2.249	28.3
10	49.30	4.017	32:40	2.615	31.7
11	50.20	4.090	37:10	3.023	35.0
12	51.00	4.115	46:10	3.756	38.3
13	51.40	4.188	48:10	3.919	41.7
14	53.10	4.326	48:80	3.976	45.0
15	54.00	4.400	51:40	4.188	48.3
16	55.20	4.498	51:90	4.229	51.7
17	58.30	4.750	55:00	4.481	53.0
18	58.30	4.750	55:00	4.481	58.3
19	58:30	4.750	55:70	4.538	61.7
20	58.60	4.774	56:20	4.579	65.0
21	58.80	4.790	56:20	4.579	68.3
22	59.00	4.807	57:90	4.718	71.7
23	59.30	4.832	57:90	4.718	75.0
24	59.30	4.832	58:10	4.734	78.3
25	59.30	4.832	58:80	4.791	81.7
26	59.80	4.874	58:80	4.791	85.0
27	60.00	4.889	58:80	4.791	88.3
28	60.50	4.929	59:50	4.848	91.7
29	60.50	4.929	59:80	4.872	95.0
30	61.00	4.970	60:20	4.905	98.3

Também na Tabela 6.3 estão listadas as resistências mecânicas à fratura antes e após o ciclo do T.T.C., da mais fraca para a mais resistente e a probabilidade de fratura F_i para a i -ésima resistência mecânica que é, segundo Mann et al [66] dada por:

$$F_i = \frac{i - 0,5}{N} \quad (21)$$

onde N , o tamanho do conjunto, é o número total de amostras testadas e i é o número de ordem de cada amostra considerada.

A Figura 6.7 é o gráfico de Weibull para os dados da Tabela 6.3 onde são observadas a fratura dinâmica e o T.T.C. para uma tensão $\sigma = 1,630 \times 10^9$ Pa e uma taxa de carregamento $\dot{\sigma}_c = 0,136 \times 10^9$ Pa/s. Esta figura mostra a resistência mecânica de fibras ópticas antes e após o T.T.C. a 1,630 GPa e embora não seja possível medir a resistência mecânica de fibras que fraturam durante o T.T.C., elas são consideradas na distribuição estatística.

Assim, quando os resultados de ambos os ensaios são comparados assume-se que os pontos da mesma probabilidade correspondem a amostras estatisticamente equivalentes, isto é, com a mesma resistência mecânica inerte inicial. A degradação da resistência mecânica torna-se maior conforme a resistência mecânica diminui e esta variação é analisada em fibras com baixa resistência mecânica entre as quais as fibras que fraturam durante o T.T.C. estão incluídas.

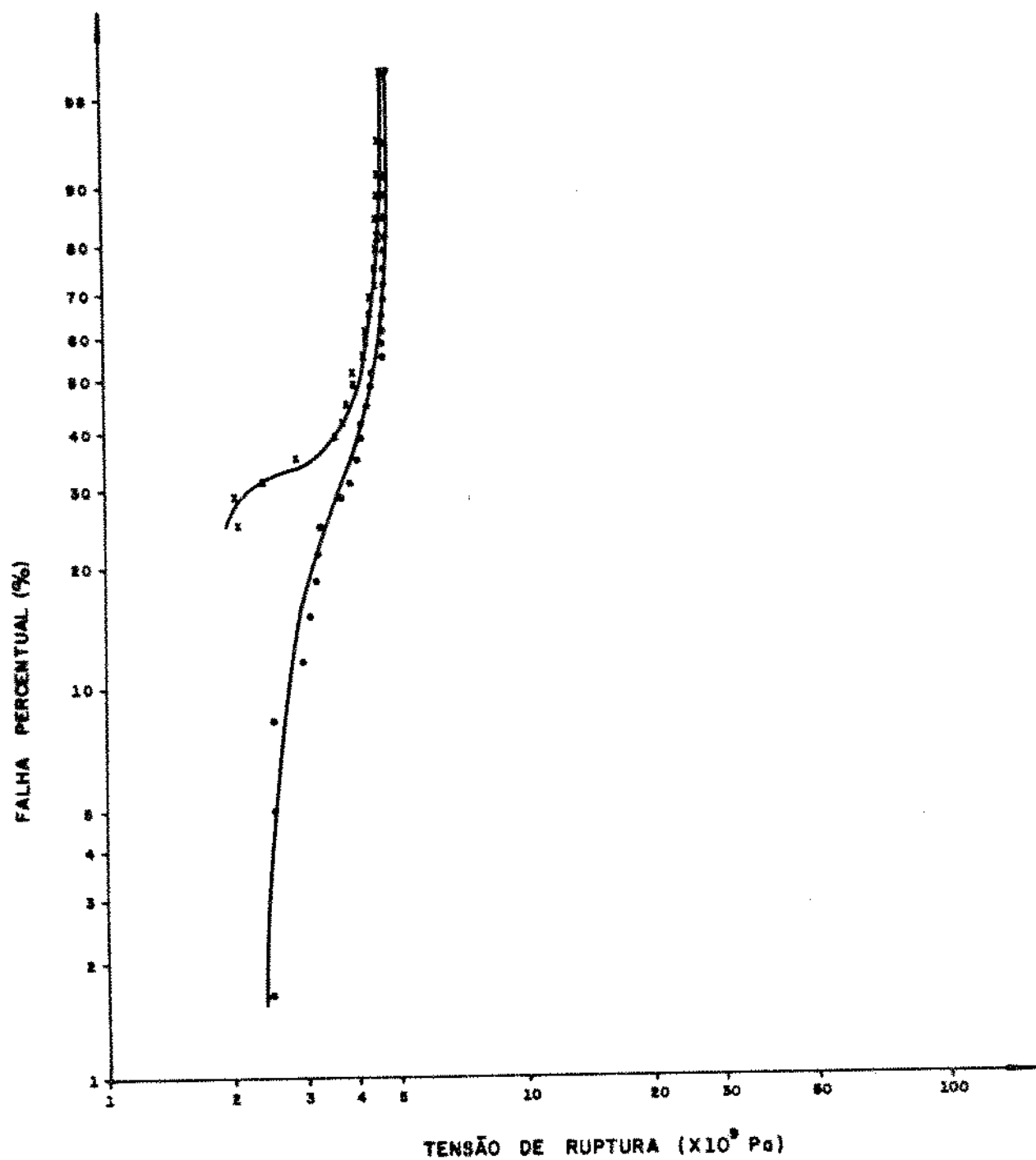


Fig. 6.7 - Gráfico de Weibull para fibras ópticas dos ensaios da Figura 6.6 (x) T.T.C., (.) fratura dinâmica.

A diminuição da resistência mecânica não pode ser analisada em fibras de alta resistência mecânica porque os desvios experimentais e os estatísticos são da mesma ordem de grandeza. A equação (17) permite calcular a resistência mecânica após o T.T.C. e a equação (19) o tempo de fratura durante o mesmo.

A fim de comparar resultados experimentais com a teoria, a equação (18) foi usada para calcular os valores teóricos de σ_{dp} , a tensão de fratura dinâmica após o T.T.C. para fibras de baixa resistência mecânica que sobrevivem ao teste, com $n = 22$, $\sigma_p = 1,630$ GPa, $\dot{\sigma} = 0,136$ GPa/s e $t_p = 60$ s.

$$\sigma_d^{n+1}/\dot{\sigma} = 2\sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma} + \sigma_p^n(n+1)t_p + \sigma_{dp}^{n+1}/\dot{\sigma} \quad (22)$$

$$\sigma_{dp}^{n+1}/\dot{\sigma} = \sigma_d^{n+1}/\dot{\sigma} - 2\sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma} - \sigma_p^n(n+1)t_p \quad (23)$$

$$\sigma_{dp} = [\sigma_d^{n+1} - 2\sigma_p^{n+1} - \sigma_p^n(n+1)t_p\dot{\sigma}]^{1/n+1} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{dp} &= [3,414^{23} - 2(1,630^{23}) - (1,630^{22})(23)(60,0)(0,136)]^{1/23} \\ &= [1,841 \times 10^{12} - 1,51 \times 10^5 - 1,424 \times 10^7]^{1/23} \\ &= [1,841 \times 10^{12}]^{1/23} \\ &= 3,416 \text{ GPa} \end{aligned}$$

De acordo com a Tabela 6.3, o valor experimental da tensão de fratura dinâmica após o T.T.C. é $\sigma_{dp} = 2,249$ GPa. A Tabela 6.4 mostra para pontos da Figura 6.7, outros valores experimentais e calculados de σ_{dp} , observando-se que a diminuição da resistência mecânica após o teste é maior do que a prevista pela teoria de Evans e Wiederhorn [1].

Tabela 6.4 - Comparação entre a resistência mecânica experimental e calculada após o T.T.C.

AMOSTRA	σ_{dp} EXP (GPa)	σ_{dp} CALC (GPa)
8	2,25	3,42
9	2,25	3,76
10	2,62	4,01
11	3,02	4,09
12	3,76	4,16

A Tabela 6.4 mostra que os valores calculados para a resistência mecânica após o T.T.C. são de (20 - 70)% maiores que os valores experimentais.

Para pares de fibras onde uma delas não sobrevive no estágio de tensão constante do T.T.C., a equação (19) foi usada para calcular os valores teóricos de t_{pf} , o tempo para fratura durante aquela etapa do teste:

$$\sigma_d^{n+1}/\dot{\sigma} = \sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma} + \sigma_p^n(n+1)t_{pf} \quad (25)$$

$$\sigma_p^n(n+1)t_{pf} = \sigma_d^{n+1}/\dot{\sigma} - \sigma_p^{n+1}/\dot{\sigma} \quad (26)$$

$$t_{pf} = \frac{1}{\sigma_p^n(n+1)\dot{\sigma}} (\sigma_d^{n+1} - \sigma_p^{n+1}) \quad (27)$$

$$t_{pf} = \frac{1}{(1,630)^{22} (23) (0,136)} [(2,640^{23}) - (1,630^{23})]$$

$$= \frac{1}{1,457 \times 10^5} [4,976 \times 10^9 - 7,591 \times 10^4] = 3,415 \times 10^4 \text{ s}$$

O cálculo acima foi efetuado para a amostra 3 da Tabela 6.3, cujo tempo de fratura experimental é da ordem de 40 s. Então verifica-se que a teoria de Evans e Wiederhorn ^[1] superestima a resistência mecânica e o tempo de vida remanescentes para as fibras ópticas testadas. A Tabela 6.5 mostra os tempos experimentais e calculados para amostras da Tabela 6.3.

Tabela 6.5 - Comparação entre o tempo experimental e calculado para fratura durante o T.T.C.

AMOSTRA	t _{pf} EXP (s)	t _{pf} CALC (s)
3	40,0	3,41 x 10 ⁻⁴
4	47,5	9,23 x 10 ⁻⁵
5	52,5	1,91 x 10 ⁻⁶
6	57,5	3,87 x 10 ⁻⁶
7	57,5	4,85 x 10 ⁻⁶

Poderia ser admitido que a análise de Evans e Wiederhorn [1] seria válida para outro valor de n , o qual é obtido de ensaios de fadiga dinâmica utilizando-se as tensões de fratura de cada ensaio. No entanto, utilizando-se as equações (18) e (19) é possível calcular o parâmetro n em função das tensões de fratura dinâmica, taxas de carregamento e descarregamento e tempo de T.T.C. Considerando-se fibras ópticas sujeitas à fadiga dinâmica e ao T.T.C., conforme a Figura 6.8, as equações da resistência mecânica para cada teste são dadas por:

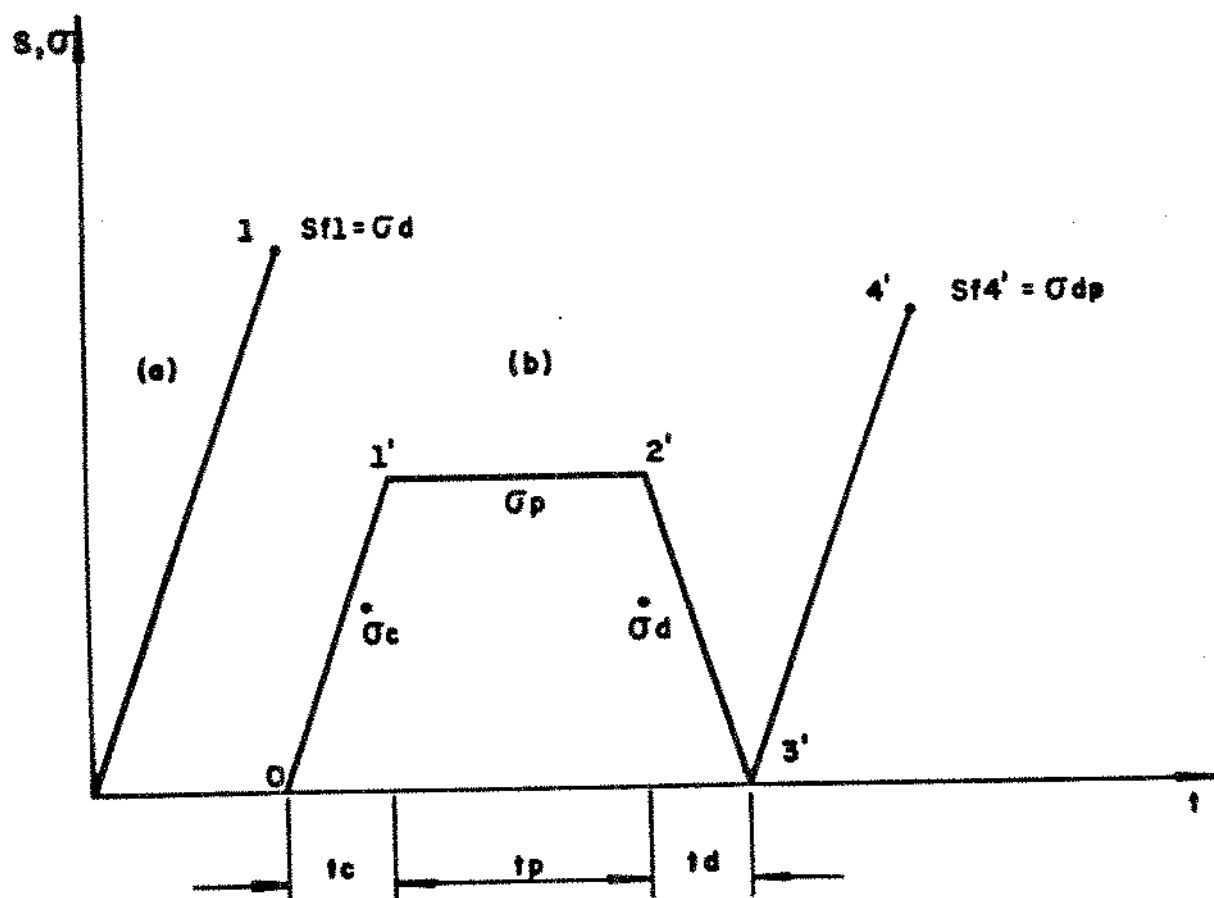


Fig. 6.8 - Fadiga dinâmica e ciclo de tensões no T.T.C.

$$a) S_{io}^{n-2} - S_{f1}^{n-2} = \frac{\sigma_d^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}_c} \quad (28)$$

$$b) S_{io}^{n-2} - S_{f1'}^{n-2} = \frac{\sigma_p^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}_c} \quad (29)$$

$$S_{i1'}^{n-2} - S_{f2'}^{n-2} = \frac{\sigma_p^n t_p}{B} \quad (30)$$

$$S_{i2'}^{n-2} - S_{f3'}^{n-2} = \frac{\sigma_p^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}_d} \quad (31)$$

$$S_{i3'}^{n-2} - S_{f4'}^{n-2} = \frac{\sigma_{dp}^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}_c} \quad (32)$$

Assumindo que $\dot{\sigma}_c = \dot{\sigma}_d = \dot{\sigma}$ e também que $S_{f1'} = S_{i1'}$, $S_{f2'} = S_{i2'}$, $S_{f3'} = S_{i3'}$, as equações (28) para fadiga dinâmica e as equações (29) e (32) para o T.T.C., adicionadas membro a membro dão:

$$a) S_{io}^{n-2} - S_{f1}^{n-2} = \sigma_d^{n+1}/B(n+1)\dot{\sigma} \quad (33)$$

$$b) S_{io}^{n-2} - S_{f4'}^{n-2} = \frac{\sigma_p^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}} + \frac{\sigma_p^n t_p}{B} + \frac{\sigma_p^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}} + \frac{\sigma_{dp}^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}} \quad (34)$$

ou ainda:

$$a) S_{io}^{n-2} = \sigma_d^{n+1}/B(n+1)\dot{\sigma} + S_{fl}^{n-2} \quad (35)$$

$$b) S_{io}^{n-2} = \sigma_p^{n+1}/B(n+1)\dot{\sigma} + \sigma_p^{n_t} t_p/B + \sigma_p^{n+1}/B(n+1)\dot{\sigma} + \sigma_{dp}^{n+1}/B(n+1)\dot{\sigma} + S_{f4'}^{n-2} \quad (36)$$

Comparando as equações (35) e (36) membro a membro e adicionando termos iguais:

$$\frac{\sigma_d^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}} + S_{fl}^{n-2} = \frac{2\sigma_p^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}} + \frac{\sigma_p^{n_t} t_p}{B} + \frac{\sigma_{dp}^{n+1}}{B(n+1)\dot{\sigma}} + S_{f4'}^{n-2} \quad (37)$$

ou também:

$$\sigma_d^{n+1} + S_{f4'}^{n-2} B(n+1)\dot{\sigma} = 2\sigma_p^{n+1} + \sigma_p^{n_t} t_p (n+1)\dot{\sigma} + \sigma_{dp}^{n+1} + S_f^{n-2} B(n+1)\dot{\sigma} \quad (38)$$

$$\sigma_d^{n+1} + S_{fl}^{n-2} B(n+1)\dot{\sigma} = \sigma_p^{n+1} \left[2 + (n+1) \frac{t_p}{\sigma_p} \dot{\sigma} \right] + \sigma_{dp}^{n+1} + S_{f4'}^{n-2} B(n+1)\dot{\sigma} \quad (39)$$

A equação (39) é válida quando as condições abaixo são satisfeitas:

$$\sigma_d^{n+1} = \left[2 + (n+1) \frac{t_p}{\sigma_p} \dot{\sigma} \right] \sigma_p^{n+1} + \sigma_{dp}^{n+1} \quad (40)$$

$$S_{fl}^{n-2} B(n+1) \sigma_d^{\cdot} = S_{f4}^{n-2} B(n+1) \sigma_p^{\cdot} \quad (41)$$

A equação (40) é válida quando $\sigma_{dp}^{n+1} \gg \sigma_p^{n+1}$ e neste caso:

$$\sigma_d^{n_d+1} = \sigma_{dp}^{n_p+1} \quad (42)$$

Com $n_d, n_p = n$, onde n é o parâmetro de fadiga dinâmica e n é o parâmetro de fadiga dinâmica adequado à condição do T.T.C. A equação (42) é satisfeita quando $\sigma_d = \sigma_{dp}$ e então $n_d = n_p = n$ fica determinado.

Os valores experimentais de tensão de fratura dinâmica e de T.T.C. são utilizados no cálculo do parâmetro n através do método de simulação de Monte Carlo, uma vez que fiquem especificados o nível de tensão do teste, as taxas de carregamento e descarregamento e o tempo de T.T.C. Após muitas iterações (> 100), o método fornece o valor do parâmetro n para o qual se tem $\sigma_d = \sigma_{dp}$. A Tabela 6.6 mostra valores de n para fratura ou sobrevivência no T.T.C. quando esta condição é alcançada.

A Figura 6.9 mostra que os valores calculados de n não são constantes durante os ensaios, mas decrescem continuamente com a diminuição da resistência mecânica das amostras.

Tabela 6.6 - Dados de fratura dinâmica e de T.T.C. para o cálculo do parâmetro n.

	AMT	CD(N)	σ_d ($\times 10^9$ Pa)	CP(N)	σ_{dp} ($\times 10^9$ Pa)	t_p (s)	n
PT	1	31.20	2.542	20.00	1.630	2.5	
PT	2	31.90	2.599	20.00	1.630	7.5	0.21
PT	3	32.40	2.640	20.00	1.630	40.0	1.81
PT	4	37.40	3.047	20.00	1.630	47.5	2.59
PT	5	38.60	3.145	20.00	1.630	52.5	2.72
PT	6	39.80	3.243	20.00	1.630	57.5	2.83
PT	7	40.20	3.275	20.00	1.630	57.5	3.37
	8	41.90	3.414	27.60	2.249	60.0	3.37
	9	46.20	3.764	27.60	2.249	60.0	3.46
	10	49.30	4.017	32.10	2.615	60.0	3.46
	11	50.20	4.090	37.10	3.023	60.0	3.55
	12	51.00	4.155	46.10	3.756	60.0	3.55
	13	51.40	4.188	48.10	3.919	60.0	3.55
	14	53.10	4.326	48.80	3.976	60.0	3.57
	15	54.00	4.400	51.40	4.188	60.0	3.57
	16	55.20	4.498	51.90	4.229	60.0	3.67
	17	58.30	4.750	55.00	4.481	60.0	3.79
	18	58.30	4.750	55.00	4.481	60.0	3.84
	19	58.30	4.750	55.70	4.538	60.0	3.85
	20	58.60	4.775	56.20	4.579	60.0	3.96
	21	58.80	4.790	56.20	4.579	60.0	4.05
	22	59.00	4.807	57.90	4.718	60.0	4.14
	23	59.30	4.832	57.90	4.718	60.0	4.18
	24	59.30	4.832	58.10	4.734	60.0	4.17
	25	59.30	4.832	58.80	4.791	60.0	4.29
	26	59.80	4.872	58.80	4.791	60.0	4.32
	27	60.00	4.889	58.80	4.791	60.0	4.43
	28	60.50	4.929	59.50	4.848	60.0	4.58
	29	60.50	4.929	59.80	4.872	60.0	4.96
	30	61.00	4.970	60.20	4.905	60.0	5.47

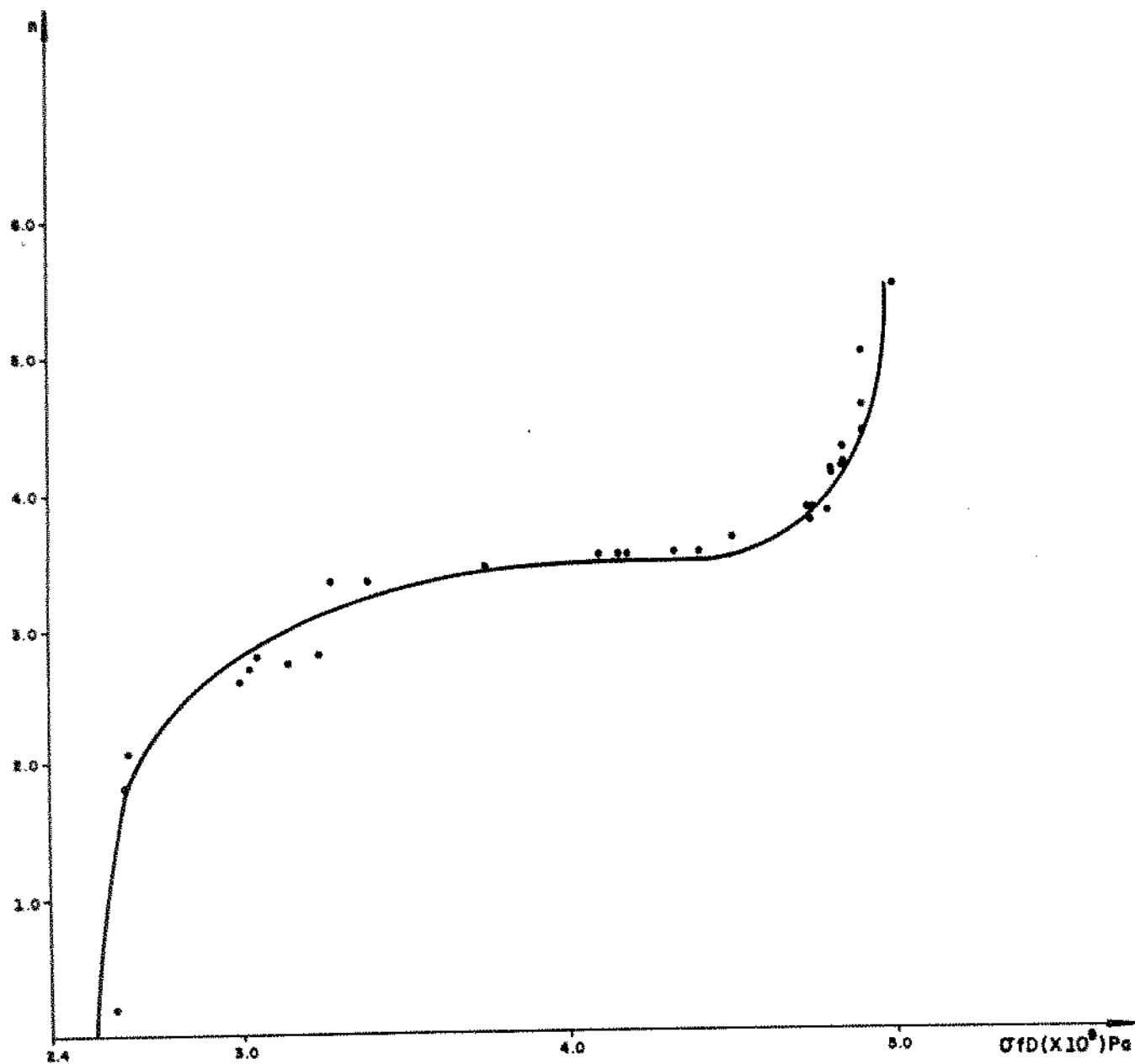


Fig. 6.9 - Gráfico do parâmetro n calculado teoricamente em função da tensão de fratura dinâmica de fibras ópticas.

Os resultados experimentais para um T.T.C. de 2,445 GPa são apresentados na Figura 6.10.

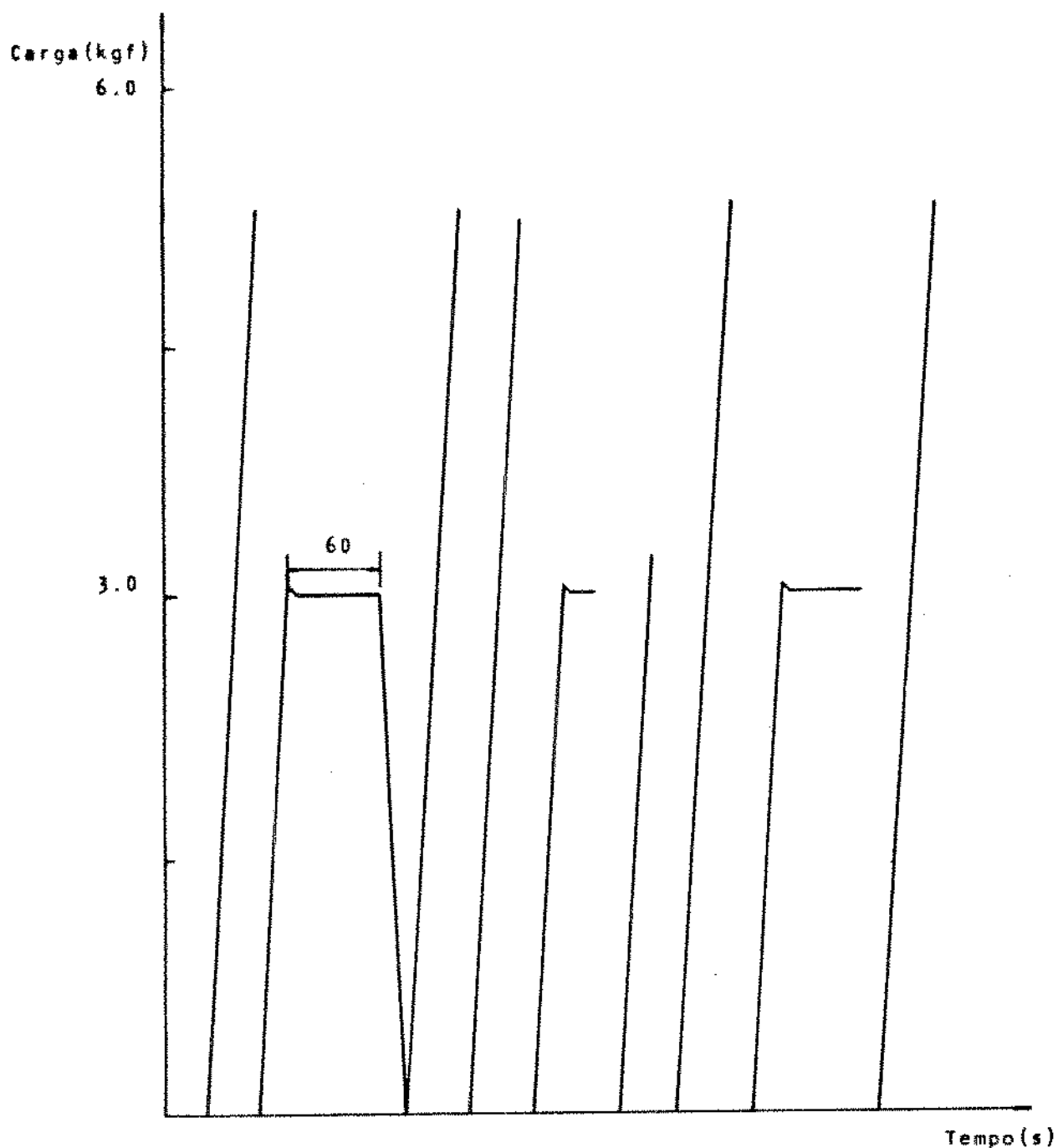


Fig. 6.10 - Gráfico carga x tempo para fibras ópticas em simulação de T.T.C.: $\sigma_p = 2,445 \text{ GPa}$, $\dot{\sigma} = 0,136 \text{ GPa/s}$.

Tabela 6.7 - Dados de carga, tensão de fratura dinâmica e simulação de T.T.C. para os ensaios de tensão da Figura 6.10.

AMT	F/S	CD(N)	σ_d ($\times 10^9$ Pa)	CP(N)	σ_{dp} ($\times 10^9$ N)	P FRAT (%)
PT 1	F ₁	35.76	2.914	30.00	2.444	1.7
PT 2	F ₂	39.52	3.220	30.00	2.444	5.0
PT 3	F ₃	40.48	3.298	30.00	2.444	8.3
PT 4	F ₄	45.48	3.706	30.00	2.444	11.7
PT 5	F ₅	47.14	3.841	30.00	2.444	15.0
PT 6	F ₆	50.95	4.151	30.00	2.444	18.3
PT 7	F ₇	51.67	4.210	30.00	2.444	21.7
PT 8	F ₈	52.08	4.243	30.00	2.444	25.0
PT 9	F ₉	52.14	4.248	30.00	2.444	28.3
10	S ₁	52.62	4.287	39.29	3.201	31.7
11	S ₂	52.86	4.307	39.52	3.220	35.0
12	S ₃	52.86	4.307	44.29	3.609	38.3
13	S ₄	53.10	4.326	45.24	3.686	41.7
14	S ₅	53.33	4.345	50.24	4.093	45.0
15	S ₆	53.57	4.365	52.62	4.287	48.3
16	S ₇	53.57	4.365	52.86	4.307	51.7
17	S ₈	53.81	4.384	53.10	4.326	55.0
18	S ₉	53.81	4.384	53.33	4.345	58.3
19	S ₁₀	53.81	4.384	53.57	4.365	61.7
20	S ₁₁	54.05	4.404	54.05	4.404	65.0
21	S ₁₂	54.05	4.404	54.76	4.461	68.3
22	S ₁₃	54.48	4.439	55.00	4.481	71.7
23	S ₁₄	54.52	4.442	55.24	4.501	75.0
24	S ₁₅	54.76	4.442	55.24	4.501	78.3
25	S ₁₆	55.00	4.481	55.48	4.520	81.7
26	S ₁₇	55.00	4.481	56.19	4.578	85.0
27	S ₁₈	55.24	4.501	55.71	4.539	88.3
28	S ₁₉	55.48	4.520	55.71	4.539	91.7
29	S ₂₀	55.95	4.559	57.14	4.656	95.0
30	S ₂₁	56.43	4.598	58.57	4.772	98.3

A Figura 6.11 é o gráfico de Weibull para os testes da Tabela 6.7 onde estão os dados de fratura dinâmica e do T.T.C.

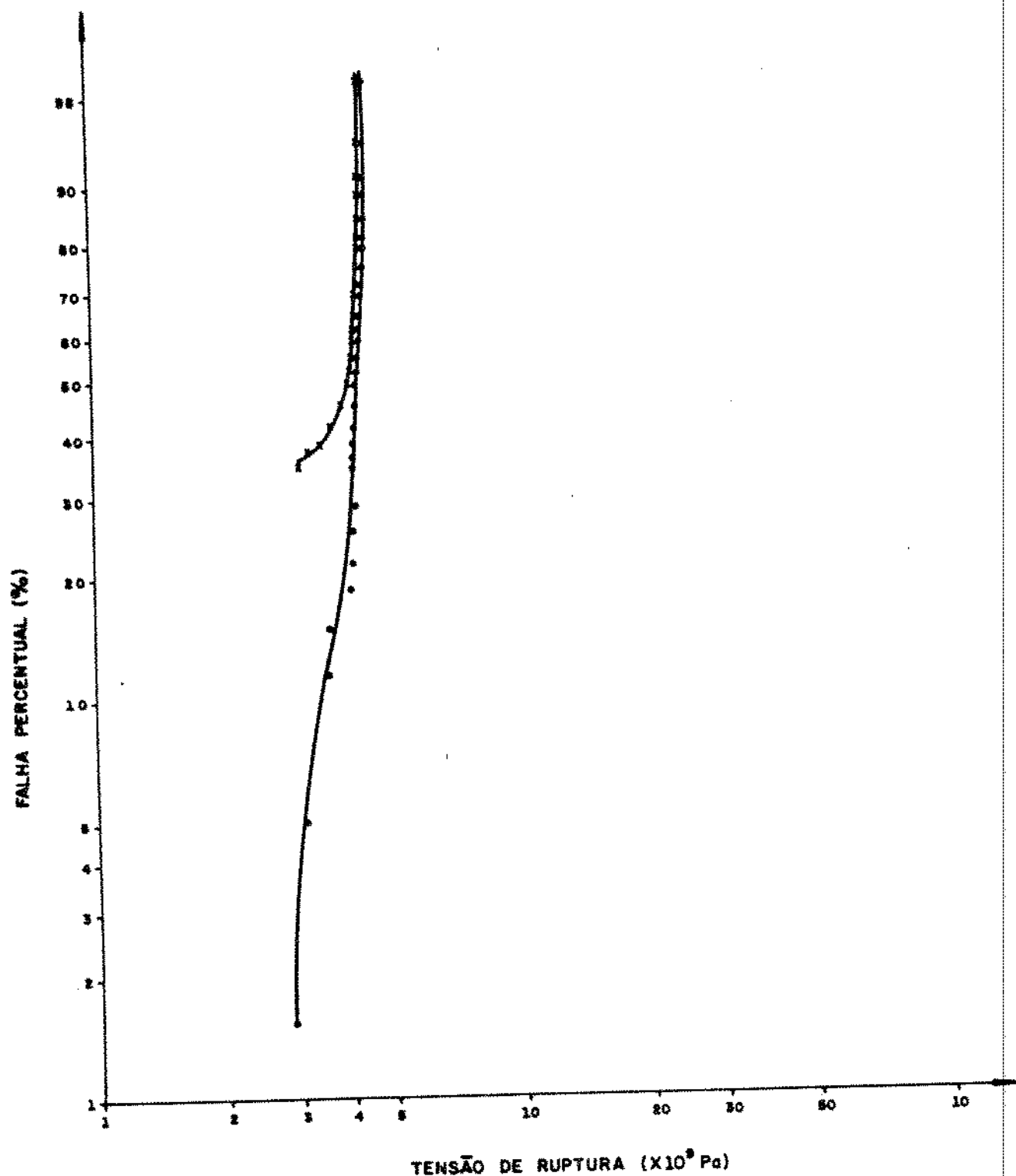


Fig. 6.11 - Gráfico de Weibull para fibras ópticas dos ensaios da Fig. 6.10 (x) T.T.C., (.) fratura dinâmica.

Os valores teóricos da tensão de fratura dinâmica após o T.T.C. para fibras de baixa resistência mecânica que sobrevivem ao teste, são calculados pela equação (24), onde $\sigma_p = 2,445$ GPa, $n = 22$, $\dot{\sigma} = 0,136$ GPa/s e $t_p = 60$ s.

$$\begin{aligned}\sigma_{dp} &= [\sigma_d^{n+1} - 2\sigma_p^{n+1} - \sigma_p^n (n+1)t_p \dot{\sigma}]^{1/n+1} \\ &= [4,287^{23} - 2(2,445)^{23} - 2,445^{22}(23)(60,0)(0,136)]^{1/23} \\ &= [3,464 \times 10^{14} - 1,704 \times 10^9 - 6,540 \times 10^{10}]^{1/23} \quad (43) \\ &= [3,464 \times 10^{14}]^{1/23} \\ &= 4,287 \text{ GPa}\end{aligned}$$

Pela Tabela 6.7, o valor experimental da tensão de fratura dinâmica após o T.T.C. é $\sigma_{dp} = 3,201$ GPa, para a amostra 10. A Tabela 6.8 mostra valores de σ_{dp} calculados para outras amostras de baixa resistência mecânica.

Os valores teóricos do tempo para fratura da fibra durante o estágio de tensão constante do T.T.C. podem ser calculados pela equação (27):

$$\begin{aligned}t_{pf} &= \frac{1}{\sigma_p^n (n+1) \dot{\sigma}} (\sigma_d^{n+1} - \sigma_p^{n+1}) \\ &= \frac{1}{(2,445^{22})(23)(0,136)} (3,841^{23} - 2,445^{23}) \\ &= \frac{1}{1,090 \times 10^9} (2,768 \times 10^{13} - 8,519 \times 10^8) = 2,540 \times 10^4 \text{ s}\end{aligned} \quad (44)$$

O tempo experimental de fratura da amostra 5 da Tabela 6.7 é de 30 s.

Tabela 6.8 - Comparação entre a resistência mecânica experimental e calculada após o T.T.C.

AMOSTRA	σ_{dp} EXP (GPa)	σ_{dp} CALC (GPa)
10	3,201	4,287
11	3,220	4,307
12	3,809	4,307
13	3,888	4,328
14	4,093	4,345
15	4,287	4,365

A Tabela 6.9 mostra valores do tempo para fratura no T.T.C. para várias amostras da Tabela 6.7 que fraturaram no estágio de tensão constante.

Tabela 6.9 - Comparação entre o tempo experimental e o calculado para fratura durante o T.T.C.

AMOSTRA	t_{pf} EXP (s)	t_{pf} CALC (s)
5	30,0	$2,54 \times 10^{-4}$
6	37,5	$1,51 \times 10^{-5}$
7	40,0	$2,09 \times 10^{-5}$
8	42,5	$2,51 \times 10^{-5}$
9	50,0	$2,59 \times 10^{-5}$

O parâmetro n é calculado a partir de dados de fratura dinâmica e de T.T.C., taxas de carregamento e descarregamento e tempo de tensão contínua. Os dados para o nível de tensão $\sigma_p = 2,448$ GPa estão na Tabela 6.10.

Tabela 6.10 - Dados de fratura dinâmica e de T.T.C. para cálculo do parâmetro n.

AMT	CD(N)	σ_d ($\times 10^9$ Pa)	CP(N)	σ_{dp} ($\times 10^9$ N)	t_p (s)	n
PT 1	35.76	2.914	30.00	2.444	2.5	< 1.00
PT 2	39.52	3.220	30.00	2.444	5.0	< 1.00
PT 3	40.48	3.298	30.00	2.444	7.5	1.15
PT 4	45.48	3.706	30.00	2.444	20.0	3.15
PT 5	47.14	3.841	30.00	2.444	30.0	3.40
PT 6	50.95	4.151	30.00	2.444	37.5	3.40
PT 7	51.67	4.210	30.00	2.444	40.0	3.45
PT 8	52.08	4.243	30.00	2.444	42.5	3.85
PT 9	52.14	4.248	30.00	2.444	48.5	3.95
10	52.62	4.287	35.29	3.201	50.0	4.80
11	52.86	4.307	39.52	3.220	60.0	4.85
12	52.86	4.307	44.29	3.609	60.0	5.25
13	53.10	4.326	45.24	3.686	60.0	5.30
14	53.33	4.345	50.24	4.093	60.0	6.55
15	53.57	4.365	52.62	4.287	60.0	8.30
16	53.57	4.365	52.86	4.307	60.0	8.70
17	53.81	4.384	53.10	4.326	60.0	8.75
18	53.81	4.384	53.33	4.345	60.0	9.35
19	53.81	4.384	53.57	4.365	60.0	10.51
20	54.05	4.404	54.05	4.404	60.0	> 22.00
21	54.05	4.404	54.76	4.461	60.0	> 22.00
22	54.48	4.439	55.00	4.481	60.0	> 22.00
23	54.52	4.442	55.24	4.501	60.0	> 22.00
24	54.76	4.462	55.24	4.501	60.0	> 22.00
25	55.00	4.481	55.48	4.520	60.0	> 22.00
26	55.00	4.481	56.19	4.578	60.0	> 22.00
27	55.24	4.501	55.71	4.539	60.0	> 22.00
28	55.48	4.520	55.71	4.539	60.0	> 22.00
29	55.95	4.559	57.14	4.656	60.0	> 22.00
30	56.43	4.598	58.87	4.772	60.0	> 22.00

A Figura 6.12 mostra que os valores de n diminuem conforme a tensão de fratura dinâmica decresce durante os ensaios.

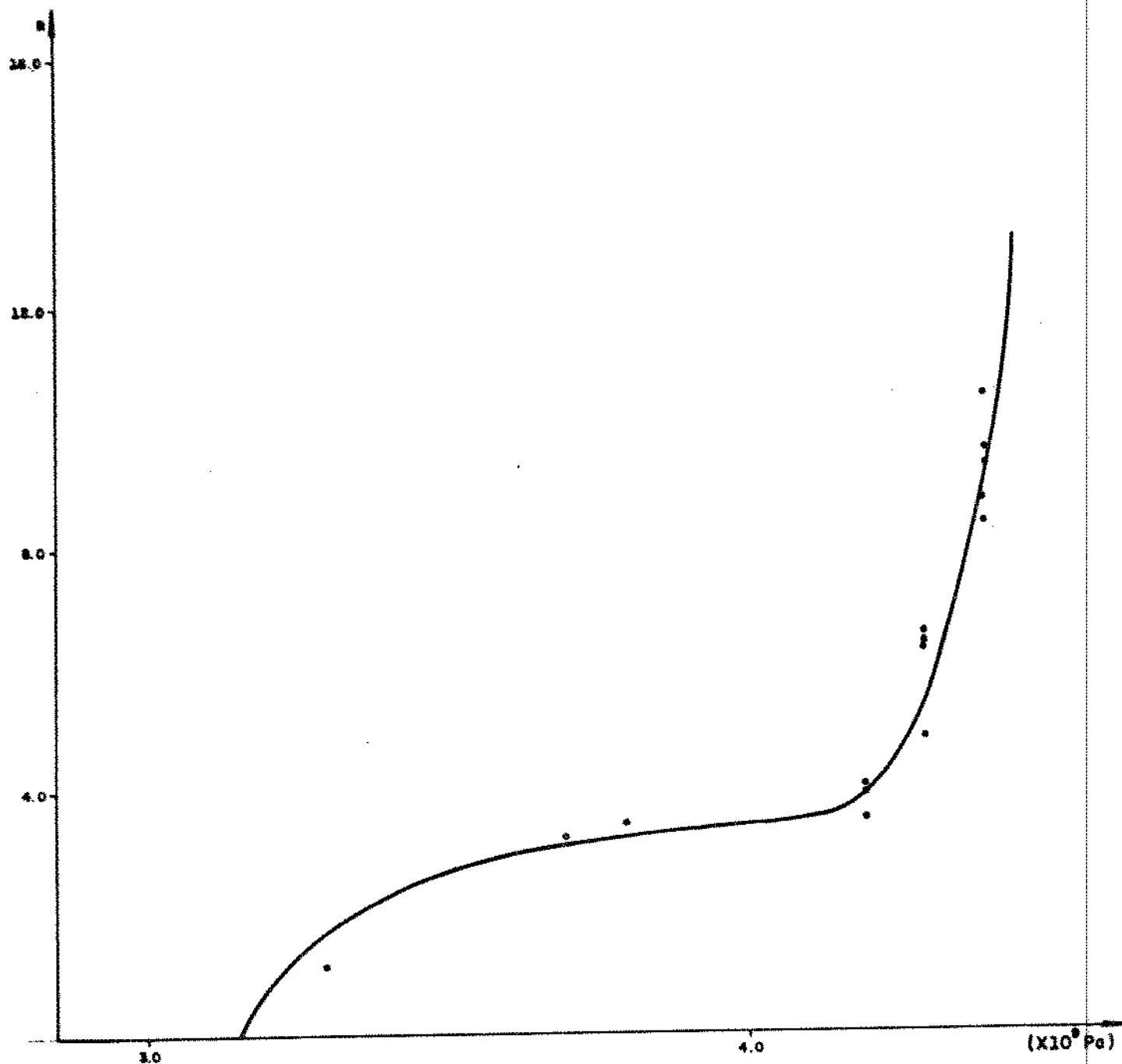


Fig. 6.12 - Gráfico do parâmetro n calculado teoricamente em função da fratura dinâmica de fibras ópticas.

Os ensaios e os cálculos para um T.T.C. ao nível de 3,260 GPa são apresentados a seguir:

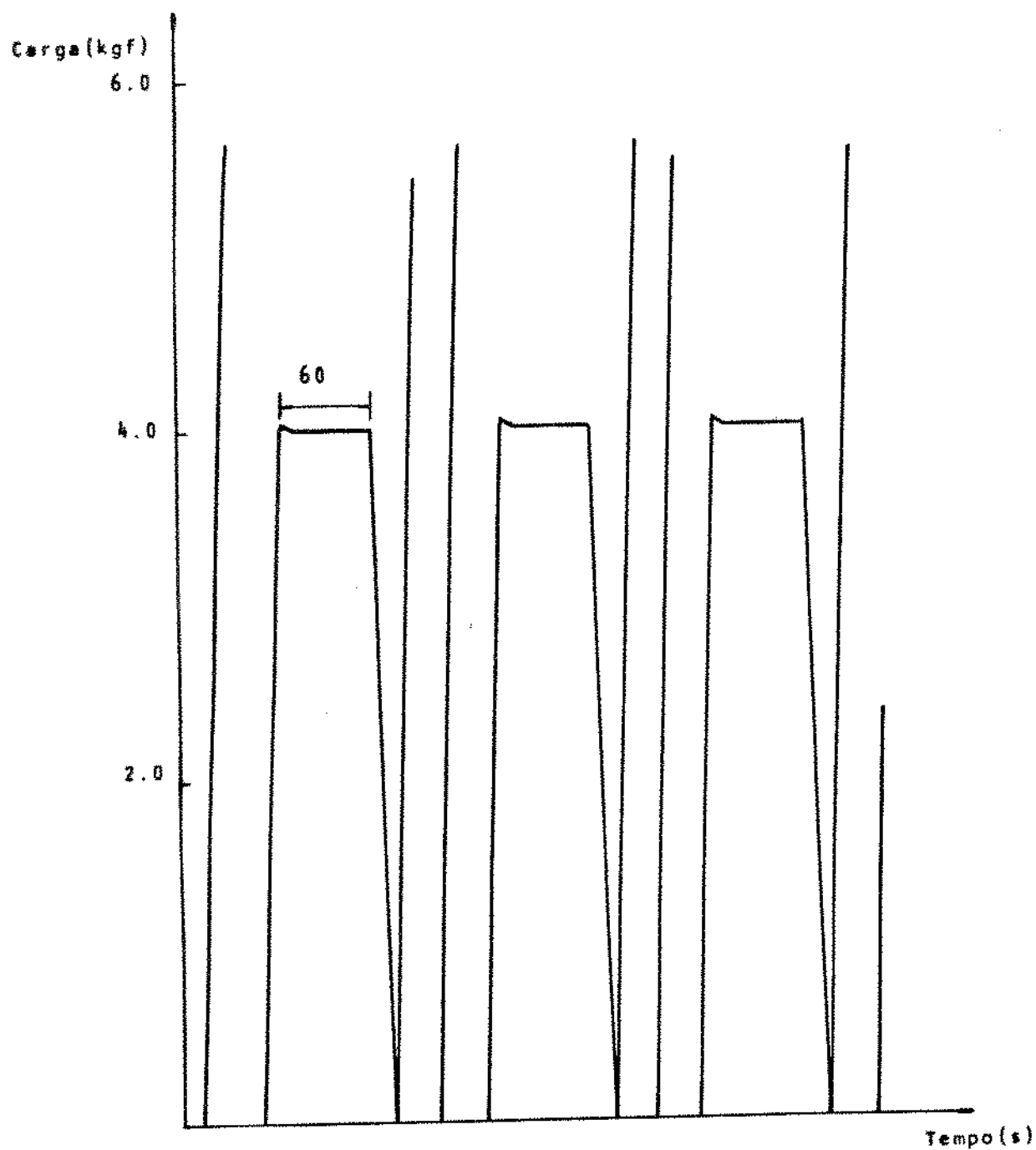


Fig. 6.13 - Gráfico carga x tempo para fibras ópticas em simulação de T.T.C.: $\sigma_p = 3,260$ GPa, $\dot{\sigma} = 0,136$ GPa/s.

Tabela 6.11 - Dados de carga, tensão de fratura dinâmica e simulação de T.T.C. para ensaios da Figura 6.12.

AMT	F/S	CD(N)	σ_d ($\times 10^9$ Pa)	CP(N)	σ_{dp} ($\times 10^9$ Pa)	P frat (%)
PT 1	F ₁	46.60	3.798	40.00	3.260	1.7
PT 2	F ₂	46.60	3.798	40.00	3.260	5.0
PT 3	F ₃	47.70	3.888	40.00	3.260	8.3
PT 4	F ₄	47.73	3.890	40.00	3.260	11.7
PT 5	F ₅	47.82	3.897	40.00	3.260	15.0
PT 6	F ₆	48.50	3.953	40.00	3.260	18.3
PT 7	F ₇	49.30	4.018	40.00	3.260	21.7
PT 8	F ₈	51.20	4.173	40.00	3.260	25.0
PT 9	F ₉	51.32	4.183	40.00	3.260	28.3
PT 10	F ₁₀	52.63	4.289	40.00	3.260	31.7
PT 11	F ₁₁	53.40	4.352	40.00	3.260	35.0
12	S ₁	53.97	4.399	43.10	3.513	38.3
13	S ₂	54.44	4.437	45.22	3.685	41.7
14	S ₃	55.64	4.535	50.12	4.085	45.0
15	S ₄	56.12	4.574	51.33	4.183	48.3
16	S ₅	56.36	4.593	53.32	4.346	51.7
17	S ₆	56.60	4.612	53.32	4.346	55.0
18	S ₇	56.60	4.612	53.32	4.346	58.3
19	S ₈	56.60	4.612	53.60	4.368	61.7
20	S ₉	56.83	4.632	53.60	4.368	65.0
21	S ₁₀	56.84	4.632	55.43	4.518	68.3
22	S ₁₁	56.84	4.632	57.13	4.656	71.7
23	S ₁₂	56.84	4.632	57.13	4.656	75.0
24	S ₁₃	57.07	4.651	57.30	4.670	78.3
25	S ₁₄	57.07	4.651	57.30	4.670	81.7
26	S ₁₅	57.55	4.690	57.55	4.690	85.0
27	S ₁₆	57.55	4.690	57.55	4.690	88.3
28	S ₁₇	57.79	4.710	57.80	4.711	91.7
29	S ₁₈	58.63	4.778	58.72	4.786	95.0
30	S ₁₉	59.22	4.826	58.75	4.788	98.3

O gráfico de Weibull para as fibras ópticas ensaiadas da Tabela 6.11 está dado abaixo:

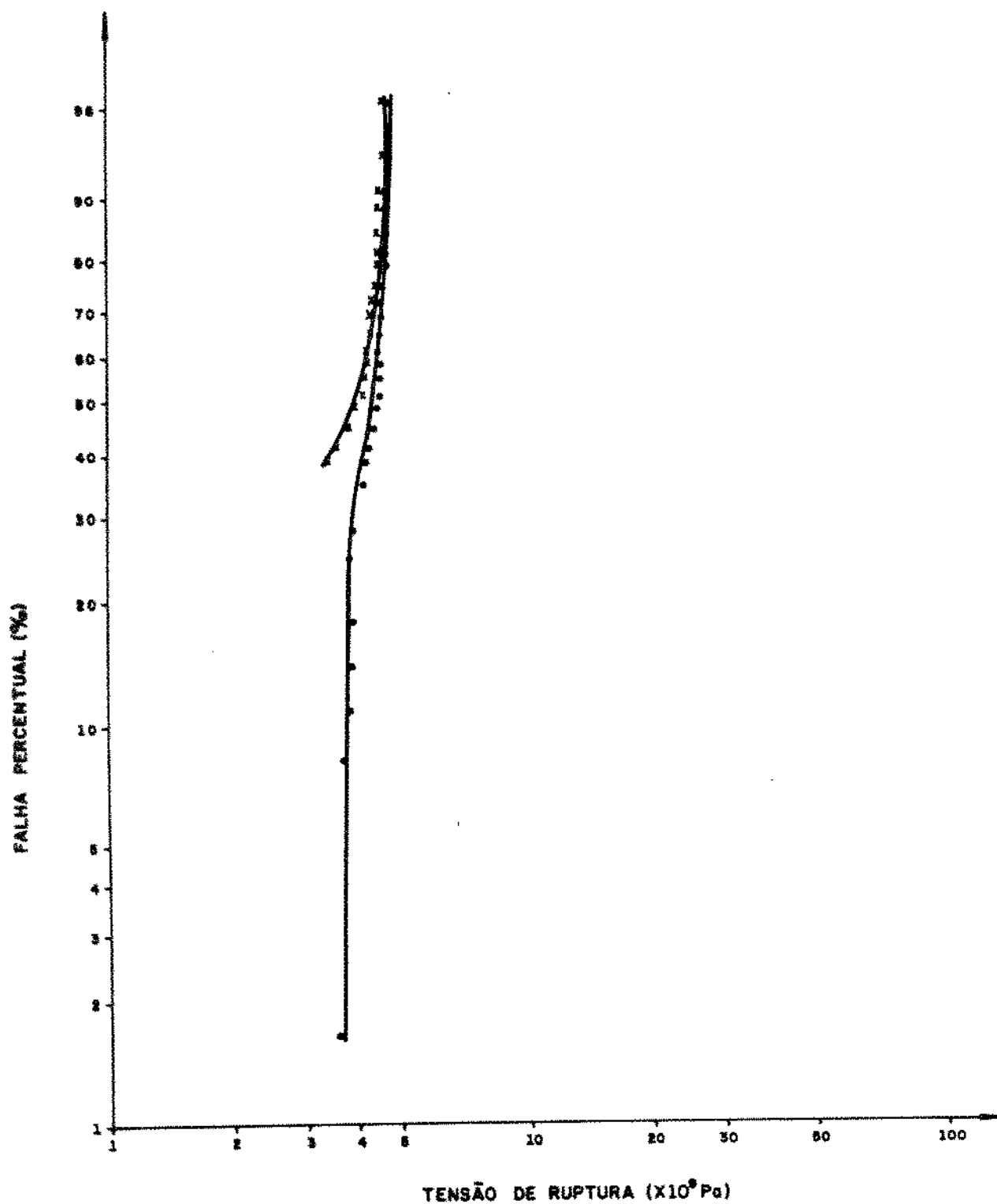


Fig. 6.14 - Gráfico de Weibull para fibras ópticas dos testes da Tabela 6.11: (x) T.T.C., (.) fratura dinâmica.

As fibras de baixa resistência mecânica que sobrevivem ao T.T.C. têm os valores teóricos de tensão de fratura dinâmica calculados pela equação (24) com $\sigma_p = 3,260$ GPa, $\dot{\sigma} = 0,136$ GPa/s, $t = 60$ s e $n = 22$.

$$\begin{aligned}\sigma_{dp} &= [\sigma_d^{n+1} - 2\sigma_p^{n+1} - \sigma_p^n (n+1)t_p \dot{\sigma}]^{1/n+1} \\ &= [4,399^{23} - 2(3,260^{23}) - (3,260^{22})(23)(60,0)(0,136)]^{1/23} \\ &= [6,268 \times 10^{14} - 1,274 \times 10^{12} - 3,666 \times 10^{13}]^{1/23} \quad (45) \\ &= [5,889 \times 10^{14}]^{1/23} = 4,387 \text{ GPa}\end{aligned}$$

De acordo com a Tabela 6.12, o valor experimental da tensão de fratura dinâmica após o T.T.C. é $\sigma_{dp} = 3,513$ GPa, para a amostra 12. A Tabela 6.12 mostra valores de σ_{dp} calculados para outras de baixa resistência mecânica.

Tabela 6.12 - Comparação entre a resistência mecânica experimental e calculada após o T.T.C.

AMOSTRA	σ_{dp} EXP (GPa)	σ_{dp} CALC (GPa)
12	3,513	4,387
13	3,685	4,427
14	4,085	4,529
15	4,183	4,569
18	4,346	4,589

A equação (27) permite calcular o tempo para fratura da fibra durante o estágio de tensão constante do T.T.C.

$$\begin{aligned}
 t_{pf} &= \frac{1}{\sigma_p^{n(n+1)} \dot{\sigma}} (\sigma_d^{n+1} - \sigma_p^{n+1}) \\
 &= \frac{1}{(3,260^{22}) (23) (0,136)} (4,018^{23} - 3,260^{23}) \\
 &= \frac{1}{6,110 \times 10^{11}} (7,802 \times 10^{13} - 6,368 \times 10^{11}) = 1,266 \times 10^2 \text{ s}
 \end{aligned}$$

O tempo experimental de fratura da amostra 7 da Tabela 6.13 é de 25,0 s. A Tabela 6.13 mostra valores do tempo para fratura no T.T.C. para várias amostras que fraturam no estágio de tensão constante.

Tabela 6.13 - Comparação entre o tempo experimental e o calculado para fratura durante o T.T.C.

AMOSTRA	t _{pf} EXP (s)	t _{pf} CALC (s)
7	25,0	$1,27 \times 10^2$
8	27,5	$3,04 \times 10^2$
9	32,5	$3,21 \times 10^2$
10	37,5	$5,71 \times 10^2$
11	40,0	$8,00 \times 10^2$

Os dados de fratura dinâmica e de T.T.C., as taxas de carregamento e descarregamento e o tempo de tensão contínua são utilizados no cálculo do parâmetro n , para o nível de tensão $\sigma_p = 3,260$ GPa e taxa $\dot{\sigma} = 0,136$ GPa/s e são apresentados na Tabela 6.14.

Tabela 6.14 - Dados de fratura dinâmica e de T.T.C. para cálculo do parâmetro n .

AMT	F/S	CD(N)	σ_d ($\times 10^9$ Pa)	CP(N)	σ_{dp} ($\times 10^9$ Pa)	t_p (s)	n
PT 1	F ₁	46.60	3.798	40.00	3.260	2.5	< 1.00
PT 2	F ₂	46.60	3.798	40.00	3.260	7.5	5.05
PT 3	F ₃	47.70	3.888	40.00	3.260	7.5	7.50
PT 4	F ₄	47.73	3.890	40.00	3.260	10.0	7.65
PT 5	F ₅	47.82	3.897	40.00	3.260	15.0	8.95
PT 6	F ₆	48.50	3.953	40.00	3.260	20.0	9.35
PT 7	F ₇	49.30	4.018	40.00	3.260	25.0	9.40
PT 8	F ₈	51.20	4.173	40.00	3.260	27.5	10.20
PT 9	F ₉	51.32	4.183	40.00	3.260	32.5	10.45
PT 10	F ₁₀	52.63	4.289	40.00	3.260	37.5	10.50
PT 11	F ₁₁	53.40	4.352	40.00	3.260	40.0	10.55
12	S ₁	53.97	4.399	43.10	3.513	60.0	10.80
13	S ₂	54.44	4.437	45.22	3.685	60.0	10.85
14	S ₃	55.64	4.535	50.12	4.085	60.0	10.95
15	S ₄	56.12	4.574	51.33	4.183	60.0	10.95
16	S ₅	56.36	4.593	53.32	4.346	60.0	11.00
17	S ₆	56.60	4.612	53.32	4.346	60.0	11.15
18	S ₇	56.60	4.612	53.32	4.346	60.0	11.25
19	S ₈	56.60	4.612	53.60	4.368	60.0	11.75
20	S ₉	56.83	4.632	53.60	4.368	60.0	11.75
21	S ₁₀	56.84	4.632	55.43	4.518	60.0	12.75
22	S ₁₁	56.84	4.632	57.13	4.656	60.0	14.00
23	S ₁₂	56.84	4.632	57.13	4.656	60.0	> 22.00
24	S ₁₃	57.07	4.651	57.30	4.670	60.0	> 22.00
25	S ₁₄	57.07	4.651	57.30	4.670	60.0	> 22.00
26	S ₁₅	57.55	4.690	57.55	4.690	60.0	> 22.00
27	S ₁₆	57.77	4.690	57.55	4.690	60.0	> 22.00
28	S ₁₇	57.79	4.710	57.80	4.711	60.0	> 22.00
29	S ₁₈	58.63	4.778	58.72	4.786	60.0	> 22.00
30	S ₁₉	59.22	4.826	58.75	4.788	60.0	> 22.00

A Figura 6.15 mostra que o parâmetro n diminui quando a tensão de fratura dinâmica decresce com os testes.

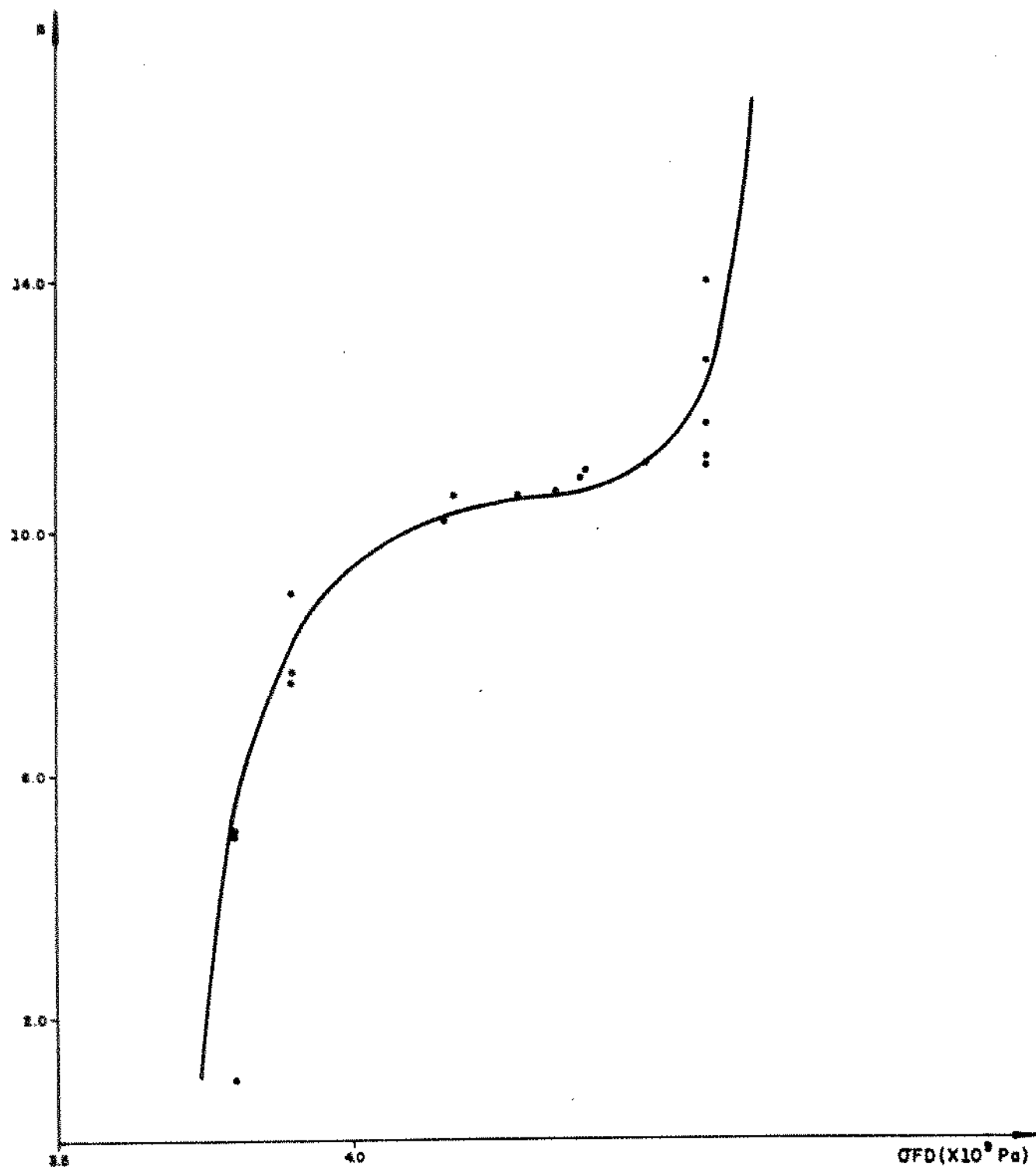


Fig. 6.15 - Gráfico do parâmetro n calculado teoricamente em função de fratura dinâmica de fibras ópticas.

7. DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

7.1. INTRODUÇÃO

A confiabilidade mecânica de fibras ópticas de longo comprimento é um dos problemas mais importantes no projeto de fabricação de cabos ópticos. Embora a resistência mecânica de fibras ópticas venha sendo melhorada nos últimos anos devido ao tratamento da superfície da preforma, puxamento da fibra em ambiente limpo e revestimento polimérico adequado, a ocorrência de trincas pré-existentes tem reduzido consideravelmente a resistência mecânica das mesmas.

As fibras ópticas são materiais frágeis que apresentam uma ampla variação de resistência mecânica determinada pela presença de trincas nas mesmas, que ocorrem com distribuição estatística. Assim, a probabilidade de encontrar uma trinca crítica, que leva à fratura da fibra, aumenta com o crescimento do volume (ou comprimento) e estatisticamente a dependência da resistência mecânica da fibra com o volume foi analisada por [22] Pierce.

A teoria do "elo mais fraco" dá a distribuição de probabilidade cumulativa quando a fratura da fibra ocorre a uma tensão σ :

$$F(\sigma, V) = 1 - \exp \left[- \int_V N(\sigma) d\sigma \right] \quad (1)$$

onde $N(\sigma)$ é o número cumulativo de trincas de resistência mecânica menor que σ por volume unitário. Para uma tensão uniforme σ através do material, a equação (1) será:

$$F(\sigma, V) = 1 - \exp [- N(\sigma)V] \quad (2)$$

Welbull^[71] propôs empiricamente que a função $N(\sigma)$ tivesse a forma de:

$$N(\sigma) = (\sigma/\sigma_0)^m \quad (3)$$

onde σ_0 é um parâmetro de resistência mecânica e m uma medida do espalhamento da mesma. Os termos m e σ_0 determinam a forma e a escala da distribuição e estão relacionados com a carga média de fratura pela equação:

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 \Gamma (1 + 1/m) \quad (4)$$

onde $\bar{\sigma}$ é a tensão média de fratura e Γ a função gama padrão. A equação (2) será dada por:

$$F(\sigma, V) = 1 - \exp [- (\sigma/\sigma_0)^m V] \quad (5)$$

Em projetos de componentes frágeis de engenharia como as

fibras ópticas, há o risco finito de uma fibra falhar em serviço, com perda de vida, dano de cabos ou de equipamento. Para minimizar este risco, dois procedimentos podem ser adotados:

a) projetar a fibra tão bem quanto o estado de arte permite, a fim de assegurar um fator de segurança grande no projeto para permitir um risco de falha desconhecido;

b) aceitar um risco de falha (arbitrariamente baixo) e projetar para alcançar esta especificação.

Para testar a resistência mecânica de uma fibra óptica, pode ser utilizado um teste destrutivo, que envolve cargas de fratura, ou um teste não destrutivo, onde a fibra fica sujeita a uma carga de projeto, que é menor que a carga de fratura. O T.T.C é um método usado em engenharia para detetar falhas como trincas críticas e assegurar a confiabilidade de fibras ópticas que serão empregadas na confecção de cabos.

7.2. O TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA (T.T.C)

Durante o T.T.C as fibras ópticas ficam sujeitas a tensões que são maiores que as esperadas em serviço, a fim de eliminar as fibras fracas e as que sobrevivem podem ser utilizadas na fabricação de cabos ópticos. Evans e Fuller [72] estabeleceram o conceito de T.T.C. no qual o fator de intensidade de tensão K_I não pode ter excedido o fator de intensidade de

tensão crítica K_{Ic} em componentes que sobreviveram ao T.T.C.

Os pesquisadores estabeleceram a hipótese que a fratura do vidro ocorria a partir do crescimento de trinças pré-existentes e que a relação entre a velocidade de crescimento e o fator de intensidade de tensão K_I seria dado por:

$$V = AK_I^n \quad (6)$$

onde A e n seriam constantes para um dado material e ambiente. A distribuição de resistência mecânica após o T.T.C. foi estudada pelos pesquisadores nas condições abaixo:

- a) não ocorre crescimento de trinca durante o T.T.C.;
- b) há crescimento de trinca até o descarregamento;
- c) ocorre crescimento de trinca durante o ciclo do T.T.C.

Para os três tipos de distribuições de resistências mecânicas, foi verificado que a resistência mecânica após o T.T.C. S_f , era menor que a resistência mecânica inicial S_i e que a distribuição de S_f era truncada ao nível de tensão do T.T.C. σ_p , que representava a resistência mecânica mínima após o teste. Também os pesquisadores observaram que a distribuição da resistência mecânica se deslocava para a esquerda da distribuição original no gráfico de Weibull, indicando que ocorria crescimento de trinca durante o teste realizado em ar ambiente.

De acordo com o modelo de tensão por corrosão de Charles

[11]

[1]

e [73]
 e extendido à fratura mecânica por Evans e Wiederhorn e
 Ritter [73], as equações de fadiga estática e dinâmica aplicadas ao
 T.T.C. possibilitariam o cálculo da variação da resistência
 mecânica de uma fibra submetida a um ciclo completo de carga no
 teste:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = 1/B \left[\frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_c} + \sigma_p^n t_p + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right] \quad (7)$$

onde S_i , S_f representam as resistências mecânicas inicial e
 final da fibra, σ_p é o nível de tensão do T.T.C., $\dot{\sigma}_c$ e $\dot{\sigma}_d$ as
 taxas de carregamento e descarregamento, t_p o tempo de teste à
 tensão σ_p e $B = 2/[(n-2)\alpha y K]^{1/c}$ uma constante.

Se uma fibra óptica fratura durante o descarregamento do
 T.T.C., a variação da resistência mecânica da fibra é dada por:

$$S_i^{n-2} - S_f^{n-2} = 1/B \left[\frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_c} + \sigma_p^n t_p + \frac{\sigma_p^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} - \frac{\sigma_{pf}^{n+1}}{(n+1)\dot{\sigma}_d} \right] \quad (8)$$

onde σ_{pf} é a tensão de fratura durante o descarregamento no
 T.T.C.

No presente trabalho, foram examinados conceitos e
 relações da teoria de Evans e Wiederhorn [1] e realizaram -
 se experiências para explicar as seguintes questões:

- a) qual a relação entre a tensão aplicada e a resistência mecânica
 da fibra óptica que passa pelo T.T.C.?

- b) o coeficiente de susceptibilidade de corrosão por tensão n é constante ou varia durante o T.T.C.?
- c) qual a relação entre o tempo de fratura experimental e o calculado pela teoria de Evans e Wiederhorn?
- d) que relação há entre a resistência mecânica experimental após o T.T.C. e a calculada pela teoria de Evans e Wiederhorn?

Observamos que uma fibra óptica de resistência mecânica inicial S relativamente grande passa pelo T.T.C. enquanto que uma fibra de resistência mecânica pequena fratura durante o mesmo, isto é, há uma resistência mecânica inicial crítica S_{ic} que separa as amostras que sobrevivem das que fraturam no T.T.C. Uma relação entre a resistência mecânica crítica após o teste e a tensão de fratura no descarregamento é dada por:

$$S_{ic \min}^{n-2} = \sigma_{dp}^{n-2} \left[1 - \frac{\sigma_{dp}^3}{B(n+1)\dot{\sigma}_d} \right] \quad (9)$$

onde $S_{ic \min}$ é a resistência mecânica crítica mínima após o T.T.C. A tensão de fratura mínima σ_{dp} pode ser dada em função da taxa de descarregamento $\dot{\sigma}_d$:

$$\sigma_{dp} = [B(n-2)\dot{\sigma}_d]^{1/3} \quad (10)$$

e a equação (9) será então dada por:

$$S_{ic \min} = \sigma_{dp} [3/(n+1)]^{1/(n-2)} \quad (11)$$

e uma vez que $n > 3$, então $S_{ic \min} < \sigma_{dp}$. Ainda, a tensão de fratura após o T.T.C. σ_{dp} pode ser dada por parâmetros de crescimento de trinca:

$$\sigma_{dp} = \left[\frac{2K_{Ic}^2 \cdot \sigma_d}{v_{Ic} y^2} \right]^{1/3} \quad (12)$$

e a equação (11) será dada por:

$$S_{ic \min} = \left[\frac{2K_{Ic}^2 \cdot \sigma_d}{v_{Ic} y^2} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (13)$$

A equação (13) mostra que $S_{ic \min}$ não depende do nível de tensão do T.T.C., da taxa de carregamento e do tempo de carga.

A condição de sobrevivência da fibra durante o ciclo do T.T.C. é satisfeita quando se tem que $S_{ic \min} > \sigma_p$ ou ainda que:

$$\sigma_{p \min} = [B(n-2) \sigma_d]^{1/3} > \sigma_p \quad (14)$$

As equações (9) e (14) permitem estabelecer as condições de variação da resistência mecânica mínima $S_{ic \min}$ em função do nível de tensão $\sigma_{p \min}$:

a) o nível de tensão do T.T.C. σ_p é menor que $\sigma_{p \min}$:

$$S_{ic \min} = \sigma_{p \min} \left[1 - \frac{1}{B(n+1)} \frac{\sigma_{p \min}^3}{\dot{\sigma}_d} \right]^{1/(n-2)} \quad (15)$$

b) o nível de tensão do T.T.C. σ_p é igual a $\sigma_{p \min}$:

$$S_{ic \min} = \sigma_{p \min} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (16)$$

c) o nível de tensão do T.T.C. σ_p é maior que $\sigma_{p \min}$:

$$S_{ic \min} = \sigma_{p \min} \left[\frac{B(n-2) \dot{\sigma}_d}{\sigma_{p \min}^3} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{(n+1)} \right]^{1/(n-2)} \quad (17)$$

As equações (13), (15), (16) e (17) respondem à questão (a) estabelecida pelos pesquisadores.

7.3. SIMULAÇÃO DO TESTE DE TENSÃO CONTÍNUA

A simulação experimental do T.T.C. foi realizada em condições bem controladas de taxas de carregamento e descarregamento, nível de tensão de prova e duração do teste, em uma máquina de tensão, de forma que nenhum dano externo foi introduzido nas amostras. A resistência mecânica da fibra foi medida tracionando-se até a fratura, amostras que não foram submetidas ao T.T.C. e amostras que passaram pelo teste.

[1]

De acordo com a teoria de Evans e Wiederhorn, se duas amostras de mesma resistência mecânica inicial são testadas até a fratura em tensão, uma sem o T.T.C. e a outra passando pelo teste, as equações de fadiga estática e dinâmica dão a resistência mecânica inicial:

a. resistência mecânica

$$S_i^{n-2} = \sigma_d^{n+1} / [B(n+1)\dot{\sigma}] \quad (18)$$

b. T.T.C.

$$S_i^{n-2} = \sigma_p^{n+1} / [B(n+1)\dot{\sigma}] + \sigma_p^n t_p / B + \sigma_p^{n+1} / [B(n+1)\dot{\sigma}] + \sigma_{dp}^{n+1} / [B(n+1)\dot{\sigma}] \quad (19)$$

onde $\dot{\sigma}$ é a taxa de carregamento ou descarregamento. Comparando as equações (18) e (19) obtém-se:

$$\frac{\sigma_d^{n+1}}{\dot{\sigma}} = \frac{2\sigma_p^{n+1}}{\dot{\sigma}} + \sigma_p^n t_p (n+1) + \frac{\sigma_{dp}^{n+1}}{\dot{\sigma}} \quad (20)$$

Se uma fibra óptica quebra durante o T.T.C., a equação (20) será dada por:

$$\frac{\sigma_d^{n+1}}{\dot{\sigma}} = \frac{\sigma_p^{n+1}}{\dot{\sigma}} + \sigma_p^n t_f (n+1) \quad (21)$$

onde t_f é o tempo do T.T.C. anterior à fratura. Observa-se que das equações (20) e (21) que ocorre apenas uma incógnita, o parâmetro n .

A fim de comparar os resultados experimentais com a teoria, as equações (20) e (21) foram usadas para calcular os valores teóricos da resistência mecânica após o T.T.C. e do tempo anterior à fratura t_f , utilizando-se nestes casos $n = 22$, obtido em testes de fadiga. Verificou-se que os valores calculados de σ_{dp} são até 70% maiores que os valores experimentais e os de t_f chegam até 2 meses, enquanto que todos os valores experimentais foram menores que 1 minuto. Então é evidente que a teoria de Evans e Wiederhorn superestima a resistência mecânica e o tempo de vida após o T.T.C. Estes resultados esclarecem as questões (c) e (d) propostas pelos pesquisadores.

O nível de tensão nos testes de simulação foi maior do que é usado em T.T.C. e é possível admitir que as equações (20) e (21) possam ser aplicadas para um valor de n diferente daquele obtido nos testes de fadiga. No entanto, os testes experimentais indicam que este não é o caso, uma vez que n não é constante. Os resultados experimentais também indicam que os valores calculados de n decrescem conforme as resistências mecânicas decrescem, afastando-se do valor $n = 22$, determinado em fadiga. Então, a teoria de Evans e Wiederhorn apresenta uma grande

discordância quando a resistência mecânica da fibra diminui, o que é muito importante uma vez que o T.T.C. é realizado para controlar fibras de baixa resistência mecânica. Estes fatos esclarecem a questão (b) estabelecida pelos pesquisadores.

7.4. CONCLUSÕES

Ao término deste trabalho, foram estabelecidas as equações que relacionam a tensão aplicada com a resistência mecânica de fibras ópticas submetidas ao T.T.C. Ficou comprovado nesta pesquisa que:

a) o dano mecânico foi avaliado com e sem o ensaio de tensão contínua e para evitar variações devido à amostragem, se ensaiou uma amostra de cada vez;

b) o dano mecânico foi calculado utilizando-se as equações de Evans e Wiederhorn ^[1] que têm dois parâmetros empíricos B e n. Resultados na literatura mostram que o parâmetro B tem uma variação muito ampla, enquanto n é sensivelmente constante. Felizmente em nossa análise o parâmetro B não aparece, diminuindo as incertezas do método. O valor de n utilizado nos cálculos é aquele obtido em ensaios de fadiga para amostras de alta resistência mecânica;

c) quando avaliado pelo ensaio simulado de tensão de prova, o dano mecânico é muito maior que o previsto pelas equações de Evans e

[1]

Wiederhorn :

d) o tempo de fratura durante o T.T.C e a tensão de fratura após o teste são ambos menores experimentalmente do que aqueles [1] calculados pela teoria de Evans e Wiederhorn :

e) nos experimentos realizados nenhum dano manual é introduzido e as condições de carregamento e descarregamento são bem estabelecidas. Nesta situação, o único enfraquecimento da fibra é devido ao crescimento lento de trincas devido à tensão;

f) como o material ensaiado tem um espectro amplo de resistência mecânica e o ensaio de tensão de prova amplia ainda mais esse espectro, poderia pensar-se que a equação empírica de Evans e Wiederhorn [1] represente os experimentos, porém com valores diferentes para as constantes. Foram calculados os valores de n que correlacionaram com as experiências e os resultados mostraram que n tem um valor muito pequeno, quando comparado com os valores obtidos em experimentos de fadiga para baixa e média resistência mecânica. Também os resultados indicam que n não é constante em nenhum intervalo de resistência mecânica e portanto as equações de Evans e Wiederhorn [1] não podem ser aplicadas com segurança na análise do ensaio de tensão de prova.

7.5. NOVAS PESQUISAS

Ao término deste trabalho desejamos sugerir novas linhas de pesquisas que julgamos de interesse para o estudo da

resistência mecânica de fibras ópticas:

- a) analisar a influência das condições ambientais de fabricação da fibra óptica na resistência mecânica da mesma;
- b) pesquisar o desempenho de trinças intrínsecas e extrínsecas na resistência mecânica de fibras ópticas;
- c) analisar o critério de fratura de Griffith, considerando-se a natureza fractal da superfície de fratura;
- d) desenvolver um modelo para explicar de forma mais adequada o fenômeno de crescimento lento de trinças devido à tensão mecânica.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. EVANS, A.G.; WIEDERHORN, S.M. - Proof-Testing of Ceramic Materials An Analytical Basis for Failure Prediction. Int. Journ. of Fracture 10 (3): 379-392, 1974.
2. LINCEO, GALILEO GALILEI - Discorsi e Dimonstrazioni Matematiche In Torno à Due Nuove Scienze. Turim, Edit. Paolo Boringhieri, 1958.
3. HOOKE, R. - Citado por MARKOVITZ, H. - Deformation and Flow. In: Encyclopaedia Britannica, Chicago, Enc.Brit.Inc., 1980, v. 5, p. 553-558.
4. FAIRBAIRN, W.; TATE, T. - Citado por HOLLOWAY, D.G. - A Look at the History of Glass Strength. In: KURKJIAN, G.R. - Strength of Inorganic Glass. Materials Science, New York, Plenum Press, 1985, v. VI (11), p. 1-18.
5. GRIFFITH, A.A. - The Phenomenon of Rupture and Flow in Solids. Phil.Trans.Roy.Soc.London (A221):163-197, 1921.
6. LITTLETON, J.T. - Critical Temperatures in Silicate Glasses. Ind.Eng.Chem. (25):748-755, 1933.
7. SMEKAL, A. - The Nature of the Mechanical Strength of Glass. J.Soc.Glass Tech. (20):432-453, 1936.
8. WARREN, B.E. - X-Ray Diffraction of Vitreous Silica. J.Am.Ceram.Soc. (17):349-358, 1934.
9. ZACHARIASSEN, W.H. - The Atomic Arrangement in Glass. J.Am.Chem.Soc. (54):3841-3851, 1932.

10. MOULD, R.E. - The Strength of Inorganic Glasses. In: Fundamental Phenomena in the Materials Science, New York, Plenum Press, 1967, v. 4.
11. CHARLES, R.J.; WILLIG, W.B. - The Kinetics of Glass Failure by Stress Corrosion. In: Symp. on Mech. Strength of Glass and Ways of Improving it. Florence, 1961, 25-29.
12. ERNSBERGUER, F.M. - Detection of Strength-Impairing Surface Flaws in Glass, Proc.Roy.Soc. (A257):213-223, 1960.
13. MARSH, D.M. - Plastic Flow in Glass. Proc.Roy.Soc.London A279 (1378):420-435, 1964.
14. WIEDERHORN, S.M. - Influence of Water Vapor on Crack Propagation in Soda-Lime Glass. J.Am.Ceram.Soc. 50(8):407, 1967.
15. HILLIG, W.B.; CHARLES, R.J. - Surfaces, Stress-Dependent Surface Reactions and Strength. In: ZACKAY, V.F. - High Strength Materials. Wiley, New York, 1965, 682-701.
16. DROWAN, E. - The Fatigue of Glass under Stress. Nature (154):341, 1944.
17. PARKS, G.A. - Surface and Free Energies of Quartz. J.Geophys.Res. 89(B6):3997-3408, 1984.
18. MICHALSKE, T.A.; FREIMAN, S.W. - A Molecular Mechanism for Stress Corrosion in Vitreous Silica. J.Am.Ceram.Soc. (66):284-288, 1983.
19. WIEDERHORN, S.M.; BOLTZ, L.H. - Stress Corrosion and Static Fatigue of Glass. J.Am.Ceram.Soc. 53(10):543-548, 1970.

20. EVANS, A.G. - Slow Crack Growth in Brittle Materials under Dynamic Loading Conditions. Int.Journ. of Fracture 10(2):251, 1974.
21. POLYANI, M. - Nature of Rupture by Tensile Stress. Z.f.Physik 7(4-5):323-327, 1921.
22. PIERCE, F.T. - Tensile Tests for Cotton Yarns v. the Weakest Link - Theorems on the Strength of Long and of Composite Specimens. J.Tex.Inst. (17):355, 1926.
23. WEIBULL, W. - A Statistical Theory of the Strength of Materials. Roy.Swed.Acad.Eng.Sci.Proc. (151):1-45, 1939.
24. KAO, K.C., HOCKHAM, G.A. - Dielectric Fiber Surface Waveguides for Optical Frequencies. Proc. IEE (133):1151, 1966.
25. WERTS, A. - Propagation de La Lumiere Coherent Dans Les Fibres Optiques. L Onde Électrique (46):967-980, 1966.
26. KAPRON, F.P.; KECK, D.B; MAURER, R.D. - Radiation Losses in Glass Optical Waveguides. Appl.Phys.Lett. 17(11):423-425, 1970.
27. WARREN, B.E. - Diffraction of X-Rays in Glass. Phys.Rev. (45):657-661, 1934.
28. GOLDSCHMIDT, V.M. - Crystal Structure and Modes of Chemical Combination. Z.F. Elektrochem. (34):453-463, 1928.
29. MOZZI, R.L.; WARREN, B.E. - The Structure of Vitreous Silica. J.Appl.Cryst. (2):164-172, 1964.
30. WICKS, G.G. - Sc.D. Thesis. Massachussets Institute of Technology, 1974.

31. STEVELS, J.M. - Progress in the Theory of the Physical Properties of Glass. New York, Elsevier Publ. Co. Inc., 1948.
32. KROGH-MOE, J. - An X-Ray Study of Barium Borate Glasses. Phys.Chem.Glasses 3(6):208-212, 1962.
33. LEADBETTER, A.J.; WRIGHT, A.C. - Diffraction Studies of Glass Structure. I. Theory and Quasi Crystalline Model; II. The Structure of Vitreous Germania, J.NonCryst.Sol. 7(1):23-26; 37-52, 1972.
34. VAN HEEL, A.C.S. - A New Method of Transporting Optical Images Without Aberrations, Nature (173):39, 1954.
35. HOPKINS, H.H.; KAPANY, N.S. - A Flexible Fibrescope Using Static Scanning, Nature (173):39-41, 1954.
36. GLOGE, D. - Weakly Guiding Fibers. Appl.Opt. (10):2152-2158, 1971.
37. MAC CHESNEY, J.B.; O CONNER, P.B.; PRESBY, H.M. - A New Technique for Preparation of Low-Loss and Graded Index Optical Fibers. Proc. IEEE 62(9):1278-1280, 1974.
38. WALKER, K.L.; GEYLING, F.T.; NAGEL, S.R. - Thermophoretic Deposition of Small Particles in the Modified Chemical Vapour Deposition Process. J.Am.Ceram.Soc. 63(9-10):552-558, 1980.
39. DOREMUS, R.H. - Fracture and Fatigue of Glass. In: TOMOZAWA, M.; DOREMUS, R.H. - Treatise on Mat.Sci. and Tech., New York, Academic Press, 1982, Glass III (22):170-239

40. ANDEREGG, F.O. - Strength of Glass Fiber. Ind.Eng.Chem. (31):290-298, 1939.
41. PROCTOR, B.A. - The Effects of Hydrofluoric Acid Etching on the Strength of Glasses. Phys.Chem.Glasses 3(1):7-27, 1962.
42. PAVELCHECK, E.K.; DOREMUS, R.H. - Fracture Strength of Soda-Lime Glass After Etching. J.Mat.Sci. (9):1803-1808, 1974.
43. INGLIS, C.E. - Stresses in a Plate Due to the Presence of Cracks and Sharp Corners. Trans.Inst.Naval Archit (55):219, 1913.
44. DUNCAN, W.J.; FRANCE, P.W.; CRAIG, S.P. - The Effect of Environment on the Strength of Optical Fiber. In: KURKJIAN, C.R.- Strength of Inorganic Glass. New York, Plenum Press, 1985, 309-328.
45. GEHLHOFF, G.; THOMAS, M. - Citado por SALMANG, H. - Fundamentos Físico-Químicos de La Fabricacion del Vidro. Madrid, 1962, 260.
46. CRANK, J. - Mathematics of Diffusion. Oxford University Press, London, 1956.
47. WAGNER, C. - Diffusion of Lead Chloride Dissolved in Solid Silver Chloride. J.Chem.Phys. 18(9):1227-1230, 1950.
48. ROBERTS, G.J.; ROBERTS, J.P. - An Oxygen Tracer Investigation of the Diffusion of Water in Silica Glass. Phys.Chem.Glasses 7(3):82-88, 1966.

49. SHAND, E.B. - Experimental Study of Fracture of Glass. II. Experimental Data. J.Am.Ceram.Soc. 37(52):559-572, 1954.
50. WESTERGAARD, H.M. - Bearing Pressures and Cracks. Trans.Asme.61(A49):53, 1939.
51. MOTT, N.F. - Fracture of Metals:Theoretical Considerations. Engineering (165):16, 1948.
52. BERRY, J.P. - Some Kinetic Consideration of the Griffith Criterion for Fracture. J.Mech.Phys.Solids. 8(3):194-216, 1960.
53. DULANEY, E.N.; BRACE, W.F. - Velocity Behavior of a Growing Crack. J.Appl.Phys. (31):2233, 1960.
54. SCHARDIN, H. - Velocity Effects in Fracture. In: Proc.Intern.Conference on the Atomic Mech. of Fracture, Swanpscott, USA. Wiley, New York, 1959, 297-330.
55. MORSE, P.M. - Diatomic Molecules According to the Wave Mechanics. II. Vibrational Levels. Phys.Rev. (34):57, 1929.
56. DUGDALE, D.S. - Yielding of Steel Sheets Containing Slits. J.Mech.Phys.Solids 8(2):100-104, 1960.
57. BAREMBLATT, G.J. - The Mathematical Theory of Equilibrium Cracks in Brittle Fracture. Adv.Appl.Math. (7):55-129, 1962.
58. LAWN, B.R.; WILSHAW, T.R. - Fracture of Brittle Solids. Cambridge, England. Cambridge Univ.Press, 1975.
59. THOMSON, R.; HSIEH, C.; HANA, V. - Lattice Trapping of Fracture Cracks. J.Appl.Phys. (42):3154-3160, 1971.

60. IRWIN, G.R. - Analysis of Stresses and Strains Near the End of a Crack Traversing a Plate. J.Appl.Mech. (24):361, 1957.
61. MANDELBROT, B.B.; PASSOJA, D.E.; PAULLAY, A.J. - Fractal Character of Fracture Surfaces of Metals. Nature (308):721-722, 1984.
62. AVNIR, D.; FARIN, D.; PFEIFER, P. - Molecular Fractal Surfaces. Nature (308):261-263, 1984.
63. MINNEAR, W.P.; BRADT, R.G. - (K-V) Diagrams for Ceramic Materials. J.Am.Ceram.Soc. 58(7-8):345-346, 1975.
64. WIEDERHORN, S.M. - Fracture Surface Energy of Glass. J.Amer.Ceram.Soc. (52):99-105, 1969.
65. WIEDERHORN, S.M. - Time Dependent Failure. In: YEN, T.S.; PASK, J.A. - Microstructure and Properties of Ceramic Materials. Proc. First China/USA Seminar on Inorg.Mat.Res., Beijing Science Press, 1984, 303-319.
66. MANN, N.R.; SCHAEFER, R.E.; SINGPARIALIS, N.D. - Methods for Statistical Analysis of Reliability and Life Data. New York, John Wiley and Sons, 1974.
67. FRANCE, P.W.; DUNCAN, W.J. - Proof-Testing of Optical Fibers. In: BENDOW, B.; MITRA, S.S. - Advances in Ceramics, Physics of Fiber Optics. The Amer.Ceram.Soc.Inc., 1981, 149-157.
68. MITSUNAGA, Y.; KATSUYAMA, Y.; KOBAYASHI, H.; ISHIDA, Y. - Failure Prediction for Long Length Optical Fiber Based on Proof-Testing. J.Appl.Phys. 53(7):4847, 1982.

69. SAKAGUCHI, S.; KIMURA, T. - Influence of Temperature and Humidity on Dynamic Fatigue of Optical Fibers. J.Am.Ceram.Soc. 64(5):259-262, 1981.
70. HELFINSTINE, J.D. - Adding Static and Dynamic Fatigue Effects Directly to the Weibull Distribution. J.Am.Ceram.Soc. 63 (1-2):113, 1980.
71. WEIBULL, W. - Statistical Distribution Function of Wide Applicability. J.Appl.Mech. (18):293, 1951.
72. EVANS, A.G.; FULLER, E.R. - Proof-Testing - The Effects of Slow Crack Growth. Mat.Sci.Eng. (19):69-77, 1975.
73. RITTER JR., J.E.; COYNE, D.C.; JAKUS, K. - Failure Probability at the Predicted Minimum Lifetime After Proof-Testing. J.Am.Ceram.Soc. (62):213, 1978.
74. Transparent and Opaque Fused Silica - Technical Informations, Hanau, Heraeus Quarzschmelztz, Q-A1/112.2.
75. PAECK, U.G.; SCHROEDER, M. - A New Design of Zirconia Induction Furnace for Production of High-Strength Fiber. J. Lightwave Tech.,(LT-4), 8, 1061-66, 1986.
76. NAKAHARA, M.; SAKAGUCHI, S.; MIYASHITA, T. - Drawing Techniques for Optical Fibers. Rev.Elect.Comm.Lab.,(26), 3-4, 476-83, 1978.
77. SAKAGUCHI, S.; NAKAHARA, M.; TAJIMA, Y. - Drawing of High-Strength Long Length Optical Fibers. J.Non-Cryst.Solids, 64, 173-183, 1984.

78. DIMARCELLO, M.; HART Jr., A.C.; WILLIAMS, J.C.; KURKJIAN, C.R. - High Strength Furnace Drawn Optical Fiber Optics, 125-35, 1979.
79. WIEDERHORN, S.W. - Mechanisms of Subcritical Growth in Glass, in Bradt, R.C.; Hasselman, D.P.H.; Lange, F.F. - Fracture Mechanics of Ceramics, London, Plenum Pub. Co., 1978, (4), 549-80.
80. CARLSON, A.B. - Communication Systems, New York, McGraw-Hill, 1975.
81. SHAND, E.B. - Engineering Glass, in Gonser, B.W., Modern Materials Advances in Development and Applications, (6), New York, Acad. Press, 1968, 247-317.
82. KINGERY, W.D.; BOWEN, H.K.; UHLMANN, D.R. - Introduction to Ceramics, 2nd ed., New York, John Wiley and Sons, 1976, 91-123.
83. WIKS, G.G. - Glass Structure, in Encyclopaedia of Materials Science and Engineering, (3), F-1, edited by Michael B. Bever, The MIT Press, Cambridge, Mass., 1986, 2020-25.
84. MOZZI, R.L.; WARREN, B.E. - The Structure of Vitreous Boron Oxide. J. Appl. Cryst. (3), 251-57, 1970.
85. KEISER, G. - Optical Fiber Communications, Singapore, McGraw-Hill Int. Book Co., 1984.
86. KANAMORI, T.; TERUNUMA, Y.; MIYASHITA, T. - Preparation of Chalchogenide Optical Fiber. Rev. Elect. Comm. Lab., (32), 3, 469-77, 1984.
87. CHERIN, A.H. - An Introduction to Optical Fibers, Japan, McGraw-Hill Int. Book Co., 1983.

88. MALLITSON, I.H.- Inter-Specimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. J.Opt.Soc.Amer., 55, 1205-09, 1965.
89. DUNKEN, H.H.- Glass Surfaces In Tomozawa, M.; Doremus, R.: Treatise on Materials Science and Technology, Glass III, New York, Acad. Press, 1982, (22), 13-14.
90. FREIMAN, S.W.- Fracture Mechanics of Glass, in Glass Science and Technology, 1980, (5), 21-78.
91. KAPUR, K.C.; LAMBERSON, L.R.- Reliability in Engineering Design, New York, John Wiley and Sons Inc., 1977.
92. MILLER, S.A. - Ultralow-Loss Communications in the Mid-IR. Photon. Spectra, (20), 7, 87-9, 1986.

UNIDADE	BC
PROC.	
DOAÇÃO, PREÇO ES-	
TIMATIVO	R\$ 500,00
DATA	30.01.51