

**ANÁLISE TERMO-VISCOELÁSTICA DE ESTRUTURAS FRATURADAS E  
SUBMETIDAS A ALTAS TEMPERATURAS**

**GUILHERME FREIRE VIEIRALVES**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM ESTRUTURAS E CONSTRUÇÃO CIVIL  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL E AMBIENTAL**

**FACULDADE DE TECNOLOGIA**

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA**

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
FACULDADE DE TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL E AMBIENTAL**

**ANÁLISE TERMO-VISCOELÁSTICA DE ESTRUTURAS  
FRATURADAS E SUBMETIDAS A ALTAS TEMPERATURAS**

**GUILHERME FREIRE VIEIRALVES**

**ORIENTADOR: FRANCISCO EVANGELISTA JUNIOR**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM ESTRUTURAS E CONSTRUÇÃO CIVIL**

**PUBLICAÇÃO: E.DM-28A/17**

**BRASÍLIA/DF: DEZEMBRO - 2017**

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
FACULDADE DE TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL E AMBIENTAL**

**ANÁLISE TERMO-VISCOELÁSTICAS DE ESTRUTURAS FRATURADAS E  
SUBMETIDAS A ALTAS TEMPERATURAS**

**GUILHERME FREIRE VIEIRALVES**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE  
ENGENHARIA CIVIL E AMBIENTAL DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA  
UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS REQUISITOS  
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ESTRUTURAS  
E CONSTRUÇÃO CIVIL.**

**APROVADA POR:**

---

**Prof. Francisco Evangelista Junior, PhD (ENC/UnB)  
(Orientador)**

---

**Prof. Luciano Mendes Bezerra, PhD (ENC/UnB)  
(Examinador Interno)**

---

**Prof. Edgar Nobuo Mamiya, DSc. (ENM/UnB)  
(Examinador Externo)**

**BRASÍLIA/DF, DEZEMBRO DE 2017**

## FICHA CATALOGRÁFICA

VIEIRALVES, GUILHERME FREIRE

Análise Termo-Viscoelástica de Estruturas Fraturadas e Submetidas a Altas Temperaturas [Distrito Federal] 2017.

xvii, 222p., 210 x 297 mm (ENC/FT/UnB, Mestre, Estruturas e Construção Civil, 2017).  
Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília. Faculdade de Tecnologia.  
Departamento de Engenharia Civil e Ambiental.

- |  |                      |
|--|----------------------|
| 1. Termo-Viscoelasticidade             | 4. Estruturas de Aço |
| 2. Estruturas Fraturadas               | 5. Análise Térmica   |
| 3. Mecânica da Fratura Linear Elástica | 6. Fluência          |
| I. ENC/FT/UnB                          | II. Título (Mestre)  |

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

VIEIRALVES, G. F. (2017). Análise Termo-Viscoelástica de Estruturas Fraturadas e Submetida a Altas Temperaturas. Dissertação de Mestrado em Estruturas e Construção Civil, Publicação E.DM-28A/17, Departamento de Engenharia Civil e Ambiental, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 204p.

## CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Guilherme Freire Vieiralves.

TÍTULO: Análise Termo-Viscoelástica de Estruturas Fraturadas e Submetida a Altas Temperaturas.

GRAU: Mestre

DEZEMBRO: 2017

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte dessa dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem autorização por escrito do autor.

---

Guilherme Freire Vieiralves

Brasília - Distrito Federal - Brasil.

gvieiralves@gmail.com

## AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus pela benção de ter me conduzido até o presente momento com saúde, força, determinação e coragem. Louvado seja.

Agradeço aos meus queridos pais, Eduardo de Xerez Vieiralves e Joana D'arc Leal Freire Vieiralves, pelo seu amor incondicional e por sempre terem me apoiado em toda a minha caminhada, os meus sinceros agradecimentos. Sem vocês, eu não seria ninguém.

Agradeço à minha irmã, Giovanna Freire Vieiralves, que desde criança vem me acompanhando e fornecendo o seu ombro com o seu imenso amor fraterno. Agradeço também aos meus tios e primos por sempre terem me ajudado a crescer. O meu muito abrigado a todos vocês.

Agradeço, de forma especial, à minha namorada, Izabela de Freitas Moreira, pelo seu amor, companheirismo e dedicação, que me deu forças durante essa caminhada. Agradeço também à sua família por fazer com que eu me sentisse parte dela, o que me ajudou muito durante esses anos longe da minha.

E em memória, agradeço às minhas queridas avós, Maria Inez Leal Freire e Maria da Graça de Xerez Vieiralves, pelas grandes mulheres que as senhoras foram em vida e pelas boas recordações. Saibam que as senhoras sempre estarão no meu coração.

Agradeço ao meu orientador, Francisco Evangelista Junior, pela sua orientação objetiva e prestativa.

Agradeço também aos meus colegas que eu fiz no Programa de Pós-Graduação em Estruturas e Construção Civil (PECC), pelas longas noites de estudos, conversar e distrações.

Agradeço a CAPES pelo apoio financeiro.

A todos, o meu muito obrigado.

“Seja você quem for, seja qual for a posição social que você tenha na vida, a mais alta ou a mais baixa, tenha sempre como meta muita força, muita determinação e sempre faça tudo com muito amor e com muita fé em Deus, que um dia você chega lá. De alguma maneira você chega lá.”

(Ayrton Senna)

## RESUMO

### ANÁLISE TERMO-VISCOELÁSTICA DE ESTRUTURAS FRATURAS E ESTRUTURAS SUBMETIDAS A ALTAS TEMPERATURAS

**Autor:** Guilherme Freire Vieiralves

**Orientador:** Francisco Evangelista Junior, PhD

**Programa de Pós-graduação em Estruturas e Construção Civil**

**Brasília, Dezembro de 2017**

Esse trabalho apresenta uma análise dos comportamentos mecânicos em diferentes tipos de estruturas considerando o efeito da viscoelasticidade, associado com presença de trincas. Além disso, também é feito uma análise de deslocamentos em uma estrutura metálica submetida a altas temperaturas. A pesquisa visa é avaliar a predição da Taxa de Liberação de Energia ( $\dot{G}$ ) dependente do tempo e da temperatura em estruturas viscoelásticas, além de avaliar os deslocamentos apresentados em estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas considerando o efeito da fluência. Para tal, é feito uma análise de deslocamentos e de  $\dot{G}$  variando no tempo de uma placa viscoelástica fissurada, além de uma análise do comportamento mecânico e da Taxa de Liberação de Energia em um cilindro viscoelástico fissurado submetido à variação de temperatura, analisando ora o comportamento de materiais termo-reologicamente simples, ora o de materiais termo-reologicamente complexos. É feito, ainda, uma análise da predição da Taxa de Liberação de Energia em um pressurizador de um reator de uma usina nuclear do tipo PWR e um estudo do desenvolvimento dos deslocamentos de uma estrutura metálica submetida à situação de incêndio, analisando a influência das parcelas contribuintes para o deslocamento. Os principais resultados apontam que os comportamentos das estruturas viscoelásticas apresentam grande variabilidade ao longo do tempo e que a não consideração de deslocamento de origem viscoelástica (fluência) pode gerar erros considerados na evolução do deslocamento de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas.

**Palavras chave:** Termo-Viscoelasticidade; Estruturas Fraturadas; Mecânica da Fratura Linear Elástica; Estruturas de Aço; Análise Térmica; Fluência.

## **ABSTRACT**

### **THERMO-VISCOELASTIC ANALYSIS OF FRACTURE STRUCTURES AND STRUCTURES SUBMITTED TO HIGH TEMPERATURES**

**Author: Guilherme Freire Vieiralves**

**Supervisor: Francisco Evangelista Junior, PhD**

**Programa de Pós-graduação em Estruturas e Construção Civil**

**Brasília, December 2017**

This work presents an analysis of the mechanical behavior in different types of structures considering the effect of viscoelasticity, associated with the presence of cracks. Moreover, a displacement analysis was also performed on a steel structure subjected to high temperatures. The main goal of the research is measure the prediction of Energy Release Rate ( $\mathcal{G}$ ) dependent on time and temperature in viscoelastic structures, as well as the evaluation of displacements in steel structures subjected to high temperatures considering the effect of creep. For this, it's made an analysis of the displacements and  $\mathcal{G}$  varying in time of a fissured viscoelastic plate, besides an analysis of the mechanical behavior and the Energy Release Rate in a viscoelastic cylinder cracked under temperature variation, analyzing the behavior of simple thermo-rheologically materials, or that of complex thermo-rheologically materials. Moreover, is also made an analysis of the prediction of Energy Release Rate in a reactor pressure vessel of a PWR nuclear power plant and a study of the development of the displacements of a steel structure submitted to a fire situation, analyzing an influence of the contributing portions for the displacement. The main results indicate that the behavior of the viscoelastic structures present great variability over time and that the lack of consideration of viscoelastic displacement (creep) can generate errors considered in the evolution of the displacement of steel structures subjected to high temperatures.

**Keywords:** Thermo-viscoelasticity; Fracture Structures; Linear Elastic Fracture Mechanics; Steel Structure; Thermal Analysis; Creep.

# SUMÁRIO

<b>LISTA DE TABELAS</b> .....	<b>xii</b>
<b>LISTA DE FIGURAS</b> .....	<b>xiii</b>
<b>LISTA DE NOMECLATURAS E SÍMBOLOS</b> .....	<b>xix</b>
<b>1. INTRODUÇÃO</b> .....	<b>1</b>
1.1. OBJETIVOS .....	4
1.1.1. Objetivo Geral .....	4
1.1.2. Objetivos Específicos .....	4
1.2. ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO.....	5
<b>2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b> .....	<b>6</b>
2.1. TEORIA DA VISCOELASTICIDADE .....	6
2.1.1. Fluência e Relaxação .....	8
2.1.2. Integrais hereditárias.....	11
2.1.3. Analogias Mecânicas .....	14
2.1.3.1. Analogias mecânicas generalizados.....	15
2.1.4. Princípio de correspondência elástico-viscoelástico (PCEV) .....	17
2.1.4.1. Transformada da inversa de Laplace numérica .....	19
2.1.5. Influência da temperatura em corpos viscoelásticos .....	19
2.2. MECÂNICA DA FRATURA.....	24
2.2.1. Fator de Intensidade de Tensão na Mecânica da Fratura Linear Elástica (MFLE) 24	
2.2.2. Fator de Intensidade de Tensão em uma placa finita.....	26
2.2.3. Taxa de Liberação de Energia .....	28
2.2.4. Critério de Estabilidade do Crescimento de Trincas .....	29
2.2.5. Mecânica da Fratura e Viscoelasticidade Linear.....	31
2.3. CARACTERIZAÇÃO DO COMPORTAMENTO MECÂNICO DO AÇO A ALTAS TEMPERATURAS .....	33

2.3.1.	Modelo de Incêndio-Padrão.....	33
2.3.2.	Modelo de Incêndio-Natural.....	37
2.3.2.1.	Carga de Incêndio .....	38
2.3.2.2.	Grau de Ventilação .....	40
2.3.2.3.	Curvas parametrizadas: EN 1991 1-2:2002.....	41
2.3.3.	Tempo Requerido de Resistência ao Fogo (TRRF) e Tempo Equivalente (TE).....	46
2.3.4.	Caracterização das Propriedades Termomecânicas do Aço em Situações de Incêndio. ....	52
2.3.4.1.	Propriedades Mecânicas .....	52
2.3.4.2.	Propriedades Térmicas.....	54
2.3.5.	Desenvolvimento da Temperatura nos Perfis Estruturais de Aço .....	57
2.3.6.	Caracterização do Comportamento da Fluência do Aço Submetido a Altas Temperaturas .....	61
<b>3.</b>	<b>ANÁLISE VISCOESLÁSTICA EM PLACA.....</b>	<b>65</b>
3.1.	PLACA SEM TRINCA INICIAL .....	65
3.1.1.	Determinação do Deslocamento e Momento Fletores Elásticos .....	66
3.1.2.	Determinação do Deslocamento Viscoelástico na Placa.....	69
3.2.	DETERMINAÇÃO DA TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA DEPENDENTE DO TEMPO NA PLACA COM TRINCA INICIAL .....	73
3.3.	DESLOCAMENTO VISCOELÁSTICO NA PLACA.....	76
3.4.	TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA DEPENDENTE DO TEMPO NA PLACA.....	78
3.5.	CONCLUSÕES DO CAPÍTULO .....	84
<b>4.</b>	<b>ANÁLISE DE UM CILINDRO COMPÓSITO SUBMETIDO À VARIAÇÃO DE TEMPERATURA .....</b>	<b>85</b>
4.1.	DESCRIÇÃO DO PROBLEMA .....	85
4.2.	DETERMINAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO E DEMAIS CONSIDERAÇÕES .....	86

4.3.	DETERMINAÇÕES DOS CAMPOS DE TENSÕES, DESLOCAMENTOS E DEFORMAÇÕES EM UM CILINDRO VISCOELÁSTICO.....	89
4.4.	RESPOSTA DA DEPENDÊNCIA DA TEMPERATURA EM UM CILINDRO VISCOELÁSTICO.....	95
4.5.	CARACTERIZAÇÃO GEOMETRICA, DO MATERIAL E DE CARREGAMENTO.....	97
4.6.	DETERMINAÇÃO DA TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA EM UM CILINDRO VISCOELÁSTICO.....	100
4.7.	ANÁLISE TÉRMICA DO CILINDRO UTILIZANDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS.....	102
4.8.	ANÁLISE DE TENSÕES, DESLOCAMENTOS E DEFORMAÇÕES DO CILINDRO.....	104
4.9.	ANÁLISE DO TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA EM UM CILINDRO VISCOELÁSTICO.....	125
4.10.	CONCLUSÕES DO CAPÍTULO.....	128
<b>5.</b>	<b>ANÁLISE DE UM PRESSURIZADOR DE UMA USINA NUCLEAR.....</b>	<b>129</b>
5.1.	CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA.....	130
5.2.	DESCRIÇÃO DO PROBLEMA.....	136
5.3.	CARACTERIZAÇÃO DO MATERIAL.....	139
5.4.	ANÁLISE DA TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA.....	141
5.5.	CONCLUSÕES DO CAPÍTULO.....	143
<b>6.</b>	<b>ANÁLISE DE ESTRUTURA MÉTÁLICA SUBMETIDA A ALTAS TEMPERATURA.....</b>	<b>144</b>
6.1.	DESCRIÇÃO DO PROBLEMA.....	144
6.2.	ANÁLISE TÉRMICA.....	147
6.3.	CARACTERIZAÇÃO DO COMPORTAMENTO VISCOELÁSTICO.....	153
6.4.	ANÁLISE ESTRUTURAL.....	160
6.4.1.	Determinação dos Esforços Internos.....	161
6.4.2.	Determinação dos Deslocamentos.....	168

6.5.	ANÁLISE DOS DESLOCAMENTOS .....	171
6.6.	CONCLUSÕES DO CAPÍTULO .....	184
<b>7.</b>	<b>CONCLUSÃO E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....</b>	<b>185</b>
7.1.	CONCLUSÕES .....	185
7.2.	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS .....	187
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>189</b>

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Valores da curva temperatura dos gases quentes x tempo – ASTM E 119	34
Tabela 2.2 – Tempos Requeridos de Resistência ao Fogo (TRRF) – NBR 14432:2001	47
Tabela 2.3 – Fatores de redução devido a temperaturas elevadas – NBR 14323:2013..	53
Tabela 3.1 - Determinação das funções $\lambda(t)$ e $\lambda(s)$ .....	73
Tabela 3.2 - Determinação das funções $\lambda_2(t)$ e $\lambda_2(s)$ .....	75
Tabela 3.3 – Deslocamento máximo no centro da placa .....	77
Tabela 3.4 - Taxa de Liberação de Energia máximos normalizados.....	80
Tabela 3.5 - Taxa de Liberação de Energia máximos normalizados para diferentes dimensões de trinca .....	82
Tabela 4.1 – Propriedades elásticas do material das duas camadas .....	97
Tabela 4.2 – Termos da função fluência normalizada para as duas camadas .....	98
Tabela 4.3 - Taxa de Liberação de Energia máximos normalizados.....	125
Tabela 5.1 - Características geométricas do pressurizador e da trinca.....	136
Tabela 5.2 – Caracterização térmica e de carregamento para Situação 1 e 2.....	137
Tabela 6.1 – Propriedades Mecânicas e Geométricas dos perfis metálicos .....	145
Tabela 6.2 – Parâmetros para a determinação do TRRF.....	147
Tabela 6.3 – Parâmetros para a determinação da curva paramétrica de Incêndio Natural .....	148
Tabela 6.4 – Parâmetros para a determinação da temperatura dos perfis metálicos ....	151
Tabela 6.5 – Temperatura máxima dos perfis e o erro relativo.....	153
Tabela 6.6 – Estágios de fluência observado para o aço ASTM A992 (Lee, 2012).....	155
Tabela 6.7 – Matriz do teste de fluência para o aço ASTM A992 (Morovat, 2014)....	156
Tabela 6.8 – Parâmetros da Curva da função fluência .....	158
Tabela 6.9 – Parâmetros da Superfície da função fluência.....	160
Tabela 6.10 – Esforços Finais .....	166

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Esquematização de curvas tensão x deformação x tempo para diferentes temperaturas (Adaptado de Lee., 2012) .....	8
Figura 2.2 - Teste de Fluência para sólidos viscoelásticos: histórico da tensão e deformação. Linha cheia: Comportamento no carregamento; Linha tracejada: Comportamento no descarregamento (Creus e Marques, 2012) .....	10
Figura 2.3 - Teste de Relaxação para sólidos viscoelásticos: histórico da tensão e deformação. Linha cheia: Comportamento no carregamento; Linha tracejada: Comportamento no descarregamento (Creus e Marques, 2012) .....	11
Figura 2.4 - a) Histórico em escada das tensões; b) Histórico de tensões arbitrárias.....	12
Figura 2.5 - Analogia mecânica para o Modelo Generalizado de Maxwell .....	15
Figura 2.6 - Analogia mecânica para o Modelo Generalizado de Kelvin .....	16
Figura 2.7 – Esquematização da variação do comportamento dos materiais com a variação da temperatura. (a) Esquematização típica variação do módulo de relaxação versus temperatura; (b) Esquematização de $Tg$ (Adaptado de Creus e Marques, 2012 e Tschoegl et al., 2002) .....	20
Figura 2.8 - Fator Deslocamento Tempo-Temperatura aplicado à Curva mestra (Tschoegl, 1997).....	21
Figura 2.9 - Shift fator em escala logarítmica, acima e abaixo de $Tg$ (Tschoegl, 2002) .....	22
Figura 2.10 - Modos de carregamento aplicados à trinca (Adaptado de Anderson (2005)) .....	24
Figura 2.11 – Esquematização trinca de superfície semielíptica sob ação de tensão de membrana e de flexão (Anderson, 2005).....	26
Figura 2.12 - Diagrama esquemático da curva de força motriz e curva R. (a) Curva R constante, (b) Curva R crescente (Anderson, 2005).....	30
Figura 2.13 - Curvas modelos de Incêndio-Padrão .....	36
Figura 2.14 – Esquematização da curva modelo de Incêndio-Natural .....	37
Figura 2.15 – Curvas de Incêndio-Natural com $qt, d$ constante. (a) $qt, d = 300 \text{ MJ/m}^2$ . (b) $qt, d = 400 \text{ MJ/m}^2$ . (c) $qt, d = 500 \text{ MJ/m}^2$ .....	45
Figura 2.16 – Curvas de Incêndio-Natural com $O$ constante. (a) $O = 0,04 \text{ m}^{1/2}$ . (b) $O = 0,08 \text{ m}^{1/2}$ . (c) $O = 0,12 \text{ m}^{1/2}$ .....	45

Figura 2.17 – Tempo Equivalente pelo conceito de igualdade das áreas sob as curvas (Adaptado de Thomas et al., 1997).....	48
Figura 2.18 – Tempo Equivalente pelo conceito de igualdade das Temperaturas Máximas do Aço (Adaptado de Silva, 1997) .....	49
Figura 2.19 – Tempo Equivalente pelo conceito de Esforço Resistente Mínimo do Aço (Adaptado de Buchanan e Abu, 2017).....	50
Figura 2.20 – Curvas características dos fatores de redução em função da temperatura	54
Figura 2.21 – Alongamento do aço em função da temperatura.....	55
Figura 2.22 – Calor Específico do aço em função da temperatura.....	56
Figura 2.23 – Condutividade Térmica do aço em função da temperatura.....	57
Figura 2.24 – Fator de massividade – Elementos estruturais sem proteção (NBR 14323:2013).....	61
Figura 2.25 – Resposta Clássica da Fluência do Aço (Adaptado de Kodur e Aziz, 2014 ). .....	63
Figura 3.1 – Placa simplesmente apoiada.....	65
Figura 3.2 – Esquematização das variações dos carregamentos ao longo do tempo.....	70
Figura 3.3 – Esquematização da propagação da trinca de superfície semielíptica na placa .....	73
Figura 3.4 – Deslocamento máximo normalizado no centro da placa para variação Uniforme de carregamento ao longo do tempo .....	76
Figura 3.5 – Deslocamento máximo normalizado no centro da placa para variação Trapezoidal de carregamento ao longo do tempo.....	78
Figura 3.6 – $\mathcal{G}$ normalizado para variação Uniforme de carregamento ao longo do tempo. (a) $\phi = 0^\circ$ , (b) $\phi = 90^\circ$ .....	80
Figura 3.7 – $\mathcal{G}$ normalizado para variação Trapezoidal de carregamento ao longo do tempo. (a) $\phi = 0^\circ$ , (b) $\phi = 90^\circ$ .....	81
Figura 3.8 – $\mathcal{G}$ normalizado para variação Trapezoidal de carregamento ao longo do tempo com variação do tamanho de trinca. (a) $\phi = 0^\circ$ , (b) $\phi = 90^\circ$ .....	83
Figura 4.1 – Esquematização do cilindro vazado com duas camadas .....	85
Figura 4.2 – Cilindro vazado com duas camadas .....	90
Figura 4.3 – Esquematização das variações das pressões ao longo do tempo.....	92
Figura 4.4 – Esquematização da propagação da trinca de superfície semielíptica no cilindro.....	100

Figura 4.5 – Malha de EF do cilindro. (a) Modelo tridimensional (b) Modelo bidimensional .....	102
Figura 4.6 – Temperatura no cilindro. (a) Evolução da temperatura através do corpo devido à condução de calor (b) Período para alcançar o estado estacionário.....	103
Figura 4.7 – Tensão Radial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\sigma_{rr}(R1, t)$ , $\sigma_{rr}(R2, t)$ , $\sigma_{rr}(R3, t)$ .....	105
Figura 4.8 – Tensão Circunferencial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\sigma_{\theta\theta}(R1, t)$ , $\sigma_{\theta\theta}(R2, t)$ , $\sigma_{\theta\theta}(R3, t)$ .....	106
Figura 4.9 – Tensão Longitudinal no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\sigma_{zz}(R1, t)$ , $\sigma_{zz}(R2, t)$ , $\sigma_{zz}(R3, t)$ .....	107
Figura 4.10 – Deslocamento radial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $u_{rr}(R1, t)$ , $u_{rr}(R2, t)$ , $u_{rr}(R3, t)$ .....	108
Figura 4.11 – Deformação radial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\epsilon_{rr}(R1, t)$ , $\epsilon_{rr}(R2, t)$ , $\epsilon_{rr}(R3, t)$ .....	109
Figura 4.12 – Deformação circunferencial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\epsilon_{\theta\theta}(R1, t)$ , $\epsilon_{\theta\theta}(R2, t)$ , $\epsilon_{\theta\theta}(R3, t)$ .....	110
Figura 4.13 – Tensão Radial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\sigma_{rr}(R1, t)$ , $\sigma_{rr}(R2, t)$ , $\sigma_{rr}(R3, t)$ .....	116
Figura 4.14 – Tensão Circunferencial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\sigma_{\theta\theta}(R1, t)$ , $\sigma_{\theta\theta}(R2, t)$ , $\sigma_{\theta\theta}(R3, t)$ .....	117
Figura 4.15 – Tensão Longitudinal no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\sigma_{zz}(R1, t)$ , $\sigma_{zz}(R2, t)$ , $\sigma_{zz}(R3, t)$ .....	118
Figura 4.16 – Deslocamento radial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $u_{rr}(R1, t)$ , $u_{rr}(R2, t)$ , $u_{rr}(R3, t)$ .....	119
Figura 4.17 – Deformação radial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\epsilon_{rr}(R1, t)$ , $\epsilon_{rr}(R2, t)$ , $\epsilon_{rr}(R3, t)$ .....	120
Figura 4.18 – Deformação circunferencial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c) $\epsilon_{\theta\theta}(R1, t)$ , $\epsilon_{\theta\theta}(R2, t)$ , $\epsilon_{\theta\theta}(R3, t)$ .....	121
Figura 4.19 – $\mathcal{G}$ normalizado para variação Uniforme e Trapezoidal do carregamento ao longo do tempo para $\phi = 0^\circ$ . (a) TSM, (b) TCM .....	126
Figura 4.20 – $\mathcal{G}$ normalizado para variação Uniforme e Trapezoidal do carregamento ao longo do tempo para $\phi = 90^\circ$ . (a) TSM, (b) TCM .....	127

Figura 5.1 – Representação dos sistemas de resfriamento de planta nucleares tipo PWR (Adaptado de U.S.NRC, 2013).....	130
Figura 5.2 – Costado do pressurizador e trinca axial semielíptica na superfície interna .....	131
Figura 5.3 – Esquemática das variações de $KIm$ ao longo do tempo.....	135
Figura 5.4 – Distribuição das temperaturas no costado para transiente arbitrário (Situação 3).....	137
Figura 5.5 – Distribuição de $\sigma_{\theta\theta}$ no costado para transiente arbitrário (Situação 3) ..	138
Figura 5.6 – Módulo de Relaxação do aço ASTM A992 para $T = 20^{\circ}C$ .....	139
Figura 5.7 – Função fluência do aço ASTM A992 para $T = 20^{\circ}C$ .....	141
Figura 5.8 – Comportamento de $\mathcal{G}$ ao longo do tempo para as situações avaliadas em $\phi = 90^{\circ}$ . (a) Variação Uniforme, (b) Variação Trapezoidal .....	142
Figura 5.9 – Comportamento de $\mathcal{G}c$ ao longo da evolução da temperatura.....	142
Figura 6.1 – Ilustração do carregamento e das dimensões do pórtico. (a) Pórtico. (b) Seção Transversal.....	144
Figura 6.2 – Esquemática das variações de $P$ e $Q$ ao longo do tempo. ....	145
Figura 6.3 – Esquemática da distribuição das chamas ao longo da das faces da seção transversal. (a) Viga, (b) Pilar. ....	146
Figura 6.4 – Identificação dos pontos de interesse do estudo e esquematização dos sentidos positivos dos deslocamentos.....	147
Figura 6.5 – Curva de temperatura dos gases seguindo os modelos de incêndio padrão e natural. ....	151
Figura 6.6 – Curvas de evoluções térmicas dos perfis metálicos. (a) Modelo de Incêndio-Padrão. (b) Modelo de Incêndio-Natural. (c) Comparativo.....	152
Figura 6.7 – Esquemática do nível de tensão utilizado no ensaio de fluência (Lee, 2012).....	154
Figura 6.8 – Deformação por fluência ao longo do tempo ( $\epsilon f x t$ ) para o aço ASTM A992 aplicando $\sigma = 0,75 Fy$ (Morovat, 2014) .....	157
Figura 6.9 – Curvas da função fluência ajustadas. (a) $Jt$ para $T = 400^{\circ}C$ . (b) $Jt$ para $T = 500^{\circ}C$ . (c) $Jt$ para $T = 600^{\circ}C$ . (d) Comparativo.....	158
Figura 6.10 – Curvas da função fluência ajustadas em escala logarítmica .....	159
Figura 6.11 – Superfície da função fluência.....	160

Figura 6.12 – Esquematização das soluções básicas. (a) SP para carregamento externo e térmico. (b) SP com os hiperestáticos .....	162
Figura 6.13 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó C para a situação 1 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo .....	171
Figura 6.14 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó C para a situação 2 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo .....	172
Figura 6.15 – Desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao nó C.....	173
Figura 6.16 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó D para a situação 1 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo .....	174
Figura 6.17 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó D para a situação 2 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo .....	174
Figura 6.18 – Desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao nó D .....	175
Figura 6.19 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do ponto E para a situação 1 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo.....	176
Figura 6.20 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do ponto E para a situação 1 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo.....	176
Figura 6.21 – Desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao ponto E. (a) Incêndio-Padrão: situação 1 e 2. (b) Incêndio-Natural: situação 1 e 2 .....	177
Figura 6.22 – Desenvolvimento percentual de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao ponto E. (a) Incêndio-Padrão: situação 1 e 2. (b) Incêndio-Natural: situação 1 e 2.....	178
Figura 6.23 – Deslocamentos Totais e ER. (a) nó A: Incêndio-Padrão e Incêndio-Natural. (b) nó B: Incêndio-Padrão e Incêndio-Natural. (c) Ponto E: Incêndio-Padrão e Incêndio-Natural. ....	180
Figura 6.24 – Variação do carregamento P no nó C. (a) Situação 1. (b) Situação 2....	182

Figura 6.25 – Variação do carregamento P no nó D. (a) Situação 1. (b) Situação 2.... 182

Figura 6.26 – Variação do carregamento Q na região E. (a) Situação 1. (b) Situação 2

..... 183

# LISTA DE NOMECLATURAS E SÍMBOLOS

## Símbolos do Alfabeto Grego

$\sigma(t)$	Histórico de tensão
$\varepsilon(t)$	Histórico de deformação
$\mathfrak{D}$	Funcional do histórico de deformações
$\varepsilon_e$	Deformação elástica
$\varepsilon_c$	Deformação por fluência
$\bar{\sigma}(s)$	Histórico de tensão no espaço de Laplace
$\bar{\varepsilon}(s)$	Histórico de deformação no espaço de Laplace
$\xi(t)$	Tempo Reduzido
$\lambda_n$	Tempo característico da fluência
$\Pi$	Energia Potencial
$\phi$	Ângulo da posição no plano da trinca em relação ao eixo da mesma
$\nu$	Coefficiente de Poisson
$\lambda(t)$	Função unitária relacionada com o tempo de aplicação do carregamento
$\bar{\lambda}$	Função $\lambda(t)$ no espaço de Laplace
$\bar{\lambda}_2$	Função $\lambda(t)$ ao quadrado no espaço de Laplace
$\theta_g$	Temperatura dos gases quentes
$\Gamma$	Fator adimensional do tempo
$\rho$	Massa Específica
$\rho_a$	Massa Específica do Aço
$\lambda$	Condutividade Térmica
$\lambda_a$	Condutividade Térmica do Aço
$\Delta\theta_{a,t}$	Varição da temperatura no elemento estrutural de aço
$\Delta t$	Varição do Intervalo de tempo
$\varphi$	Fluxo de Calor
$\varphi_c$	Fluxo de calor devido à convecção
$\varphi_r$	Fluxo de calor devido à radiação
$\theta_a$	Temperatura do Aço
$\delta$	Deslocamento

$\alpha$	Difusividade Térmica
$\sigma_{rr}$	Tensão Radial
$\sigma_{\theta\theta}$	Tensão Circunferencial
$\sigma_{zz}$	Tensão Longitudinal
$\varepsilon_{rr}$	Deformação Radial
$\varepsilon_{\theta\theta}$	Deformação Circunferencial
$\bar{\sigma}_{rr}$	Tensão Radial no espaço de Laplace
$\bar{\sigma}_{\theta\theta}$	Tensão Circunferencial no espaço de Laplace
$\bar{\sigma}_{zz}$	Tensão Longitudinal no espaço de Laplace
$\bar{\varepsilon}_{rr}$	Deformação Radial no espaço de Laplace
$\bar{\varepsilon}_{\theta\theta}$	Deformação Circunferencial no espaço de Laplace

### Símbolos do Alfabeto Latino

$K$	Fator de Intensidade de Tensão
$\mathcal{G}$	<i>Taxa de Liberação de Energia</i>
$J^e$	Função ordinária
$J$	Fator de compressibilidade elástica
$E$	Módulo de Elasticidade
$J(t)$	Função fluência
$E(t)$	Módulo de Relaxação
$H(t)$	Função <i>Heaviside</i>
$t$	Tempo
$s$	Variável no espaço de Laplace
$T$	Temperatura
$\bar{E}(s)$	Módulo de Relaxação no espaço de Laplace
$\bar{J}(s)$	Função Fluência no espaço de Laplace
$T_g$	<i>Glass transition temperature</i>
$a_T$	Fator de deslocamento tempo-temperatura, <i>shift factor</i>
$K_I$	Fator de Intensidade de Tensão para modo I de fratura
$a$	Tamanho da trinca
$W$	Dimensão característica do corpo de prova
$F$	Fator Geométrico

H	Parâmetro multiplicador da tensão de flexão
Q	Parâmetro relacionado com formato da trinca
A	Área
G	Módulo de Cisalhamento Transversal
K	Módulo Volumétrico
$\bar{G}$	Módulo de cisalhamento transversal no espaço de Laplace
$\bar{K}$	Módulo Volumétrico no espaço de Laplace
$q_{f,k}$	Carga de incêndio específica
$A_f$	Área do piso
$q_{f,d}$	Carga de incêndio de cálculo
$A_t$	Área total do compartimento
$A_v$	Área total de aberturas para o exterior do edifício
$h_{eq}$	Altura equivalente das aberturas
O	Grau de Ventilação
$t^*$	Tempo corrigido
b	Fator de absorvidade térmica das superfícies do compartimento
c	Calor Específico
$S_{lim}$	Espessura Limite
$t_{máx}$	Tempo da máxima temperatura do gás
$k_{y\theta}$	Fator de Redução da Tensão de Escoamento
$k_{E\theta}$	Fator de Redução do Módulo de Elasticidade
$k_{\sigma\theta}$	Fator de Redução da resistência ao escoamento do aço das seções sujeitas à flambagem local
$\Delta l_a / l_a$	Alongamento do Aço
$c_a$	Calor Específico do Aço
$k_{sh}$	Fator de correção para o efeito de sombreamento
$\left(u/A_g\right)$	Fator de Massividade
$\left(u/A_g\right)_b$	Fator de Massividade de uma caixa hipotética que envolve o perfil
D	Rigidez à Flexão da Placa
$t_1, t_2, t_3$	Tempos Característicos
$u_{rr}$	Deslocamento Radial

$\bar{u}_{rr}$	Deslocamento Radial no espaço de Laplace
$K_{Ic}$	Fator Intensidade de Tensão Crítico do material para o modo I
$K_{Im}$	Fator Intensidade de Tensão para o modo I causados por tensão de membrana
$K_{It}$	Fator Intensidade de Tensão para o modo I causados por tensão térmica
$RT_{NDT}$	Temperatura de referência de ductilidade nula

## Nomenclaturas

PCEV	Princípio da Correspondência Elástico-Viscoelástica
PTV	Princípio dos Trabalhos Virtuais
PWR	<i>Pressurized Water Reactor</i>
MFLE	Mecânica da Fratura Linear Elástica
PVCI	Problemas de Valor de Contorno Inicial
PSTT	Princípio da Superposição Tempo-Temperatura
TSM	<i>Thermorheologically simple materials</i>
TCM	<i>Thermorheologically complex materials</i>
TRRF	Tempo Requerido de Resistência ao Fogo
TE	Tempo Equivalente

# 1. INTRODUÇÃO

Em todo o mundo, a busca por modelos matemáticos que expressem o comportamento real dos sistemas estruturais tem sido motivo de muitas pesquisas no campo da engenharia de estruturas. Dessa forma, modelos simplificados que representem as principais características e proporcionem soluções próximas ao comportamento real das estruturas têm sido utilizados, devido à complexidade da maioria dos materiais presentes na engenharia.

Reddy (2008) comenta que, de uma forma geral, uma série de parâmetros influenciam o comportamento físico dos materiais, dentre eles: o tempo, a temperatura, as condições ambientais, os carregamentos etc. Logo, são formuladas as relações constitutivas para cada tipo de material. Para casos mais complexos de condições de carregamento e condições ambientais, é comum fazer uma combinação entre as relações dos modelos constitutivos básicos.

Na engenharia, pode-se encontrar alguns materiais que podem apresentar simultaneamente características de sólidos e fluidos viscosos, os quais são chamados de materiais viscoelásticos e o seu comportamento tem como característica essencial a dependência do comportamento mecânico ao longo do tempo (Lakes, 2009; Mase *et al.*, 1999; Ferry, 1980, Roylance *et al.*, 1980; Uesaka *et al.*; 1980 Findley *et al.*, 1976). Dessa forma, os mesmos, quando submetidos à tensão constante, produzem deformações que crescem como o tempo, ou, quando submetidos à deformação constante, apresentam uma tensão decrescente ao longo do mesmo.

Ranaivomanana *et al.* (2012) mostram a necessidade de obter diferentes funções fluência (*creep compliance*) para a compressão, tração e flexão de um elemento de concreto, mostrando uma disparidade considerável nos resultados para cada caso e propondo ensaios para a obtenção de cada uma das funções de fluência. Por sua vez, Briffaut *et al.* (2012) recomendam que o efeito da temperatura na função fluência não seja negligenciado, além de comprovar a necessidade de estudar cuidadosamente o modelo escolhido para representá-la.

Bazant e Buyukozturk (1988) afirmam que a fluência acarreta na alteração do estado de tensão ao longo do tempo provocando indiretamente uma mudança das tensões máximas devido à sobreposição das cargas permanentes. Devido à falta de resposta plástica, a fluência exerce um papel significativo na ruptura frágil das estruturas de concreto. Os autores relatam ainda que em estruturas esbeltas, a fluência ocasiona, em curtos períodos, um acréscimo de flambagem. Logo,

as cargas críticas de instabilidade ao longo do tempo podem ser muito menores que as cargas críticas elásticas.

Para compreender o comportamento das trincas, é necessário estudar parâmetros relevantes da mecânica da fratura como o Fator de Intensidade de Tensão ( $K$ ) e a Taxa de Liberação de Energia (do inglês: *Energy Release Rate*,  $\mathcal{G}$ ). O Fator de Intensidade de Tensão é um parâmetro que leva em consideração a magnitude do carregamento e a geometria do problema. Para cada material, existe uma faixa de valores críticos de  $K$ , fazendo com que a fissura se propague quando atinge o valor crítico. Apesar de ser um parâmetro fundamental no estudo da propagação de fissuras, o Fator de Intensidade de Tensão não dá nenhuma informação sobre a rigidez do material, não sendo parâmetro suficiente para a análise de fraturas em materiais viscoelásticos, sendo recomendado o uso de  $\mathcal{G}$ , pois este leva em consideração a rigidez do mesmo (Kumar e Barai, 2009; Torres, 2013).

Nesta visão, Lee e Kim (1998) utilizaram o Princípio da Correspondência Elástico-Viscoelástica (PCEV) e a teoria do dano contínuo para modelar o dano em concreto asfáltico sob tensão uniaxial devido a aplicação de carga cíclica. Wu *et al.* (2006) apresentaram uma proposta de modelo constitutivo para concreto com dano plástico através da análise de  $\mathcal{G}(t)$ , tendo como objetivo permitir a análise não-linear de estruturas que utilizam concreto reforçado. Kim, J. e Kim, S. (2012) aplicaram a extensão de princípios da mecânica da fratura em meios viscoelásticos contínuos realizando o balanceamento energético, considerando a Taxa de Liberação de Energia de materiais fraturados, a qual foi transferida para um corpo contínuo empregando o mesmo princípios de energia, mas utilizados a mecânica de danos contínuos. Torres (2013) utilizou  $\mathcal{G}$  com dependência no tempo para estudar fissuras tridimensionais (considerando os três modos de fissura) em asfalto usinado à quente. Mueller e Knauss (1971) e Christensen (1978) comentam que a velocidade de propagação de trinca através de materiais viscoelásticos dependem da propriedade da função fluência do material, do histórico, da aplicação da carga e da geometria. Dessa forma, o estudo da dependência de  $\mathcal{G}$  com o tempo está relacionado com a função fluência.

As estruturas metálicas quando submetidas a altas temperaturas apresentam uma redução de sua resistência associada à diminuição da tensão de escoamento, diminuição do módulo de elasticidade, conseqüentemente, ocorre a diminuição da deformação de escoamento, além de apresentar o comportamento de fluência significativa quando a temperatura do aço atinge cerca de 30 a 40% da temperatura de fusão.

Algumas pesquisas visaram avaliar a modelagem do comportamento da fluência em aços submetidos a altas temperaturas, dados destaque para as pesquisas de Harmathy (1967), Fields, B. e Fields, R. (1989) e Poh (1998), já outras buscaram avaliar o comportamento mecânico de estruturas metálicas em situação de incêndio, dando destaque para os trabalhos de Skowronski (1993), Huang e Tan (2003), Huang *et al.* (2006) e Morovat *et al.* (2011) que buscaram analisar o comportamento de pilares metálicos submetidos a situações de incêndio considerando o efeito da fluência. Silva *et al.* (2017a) apresentaram um estudo do comportamento da flambagem de elementos estruturais sujeitos a diferentes cenários de incêndio natural e fizeram um estudo comparativo da resposta proveniente de modelos simples e avançados para a determinação da resistência ao fogo dos elementos estruturais estudados, contudo não foi considerado o comportamento da fluência.

Skowronski (1988) apresenta um trabalho que visa analisar o comportamento do deslocamento de uma viga biapoiada submetida à situação de incêndio, empregando o Princípio dos Trabalhos Virtuais (PTV) e considerando parcelas devido aos deslocamentos elástico, térmico, plástico e de fluência. Além disso, Skowronski (1990) apresenta um estudo comparativo mostrando que a taxa de aquecimento de vigas apresenta influência para a determinação da temperatura crítica das mesmas. Dessa forma, para vigas de até 6 m que não apresentam proteção térmica, o autor conclui que a temperatura crítica calculada por critérios de deformação limite geram resultados mais conservadores que se determinada por critério de resistência mecânica, já, para o caso com proteção térmica, essa conclusão é válida para vigas de até 5 m.

Usmani e Lamont (2004) apresentam um estudo do comportamento mecânico de estruturas mistas submetidas a altas temperaturas, já Li e Jiang (1999) fez uma análise do comportamento mecânico de um pórtico metálico, considerando o comportamento elasto-plástico do material. Ambos os autores não consideraram o comportamento de fluência.

No âmbito do Brasil, ressalta-se os trabalhos de Silva (1997), Landesmann (2003) e Barros (2016) que apresentaram estudos que avaliaram o comportamento térmico e estrutural de estruturas metálicas reticuladas submetidas a altas temperaturas, analisando a influência de imperfeições geométricas, não linearidades físicas, não linearidades geométricas e considerando o efeito da plastificação das seções transversais dos perfis, contudo os autores não consideraram o incremento de tensões e de deformações causado pela fluência. Rodrigues (2013), Campêlo (2008) e Nunes (2005) fizeram uma abordagem numérica e analítica para a determinação da temperatura e das cargas distribuídas, concentradas e momentos fletores

críticos, respectivamente, em vigas biapoiadas em situação de incêndio-natural, contudo sem considerar o comportamento da fluência. Silva *et al.* (2017b) avaliaram o fenômeno de instabilidade de pórticos de aço sujeitos à ação do fogo, a fim de analisar os comprimentos de flambagem mais apropriados e propor valores para esses comprimentos quando se realiza a verificação de estruturas em situação de incêndio. O efeito do comportamento da fluência não foi considerado.

O estudo das distribuições das deformações, tensões e deslocamentos em estruturas viscoelásticas é de vital importância, pois o seu comportamento ainda não é bem entendido. Dessa forma, esse trabalho apresenta uma análise dos comportamentos mecânicos em diferentes tipos de estruturas considerando o efeito da viscoelasticidade, associado com presença de trincas. Além disso, também é feita uma análise de deslocamentos em uma estrutura metálica submetida a altas temperaturas levando em consideração o efeito da fluência.

## **1.1. OBJETIVOS**

### **1.1.1. Objetivo Geral**

A presente pesquisa tem como objetivo geral avaliar estruturas com presença de trincas por meio da predição da Taxa de Liberação de Energia dependente do tempo e da temperatura, utilizando o Princípio da Correspondência Elástico-Viscoelástica (PCEV).

### **1.1.2. Objetivos Específicos**

Para os objetivos específicos, a presente pesquisa pretende:

- Analisar a influência do carregamento ao longo do tempo nos parâmetros da mecânica da fratura para materiais viscoelásticos;
- Predizer a evolução da Taxa de Liberação de Energia em placas fraturadas;
- Avaliar o efeito da temperatura na resposta mecânica de materiais viscoelásticos termo-reologicamente simples e termo-reologicamente complexos;

- Predizer a evolução da Taxa de Liberação de Energia em um pressurizador de uma usina nuclear;
- Analisar a influência dos modelos de incêndio na resposta dos deslocamentos em estruturas metálicas;
- Investigar o efeito do carregamento ao longo do tempo nos deslocamentos de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas;
- Estudar o efeito do comportamento da fluência em estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas;

## **1.2. ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO**

Esta dissertação é dividida em sete capítulos. O segundo capítulo apresenta uma revisão da literatura, abordando tópicos relevantes para o embasamento teórico de conceitos fundamentais para a pesquisa, como a teoria da viscoelasticidade, os princípios da mecânica da fratura e a caracterização do comportamento mecânico do aço submetido a altas temperaturas. O terceiro capítulo é voltado para a análise viscoelástica de uma placa sem trinca, avaliando o comportamento do deslocamento e uma placa trincada analisando a Taxa de Liberação de Energia ao longo do tempo. O quarto capítulo apresenta a análise de um cilindro viscoelástico fraturado submetido à variação de temperatura, apresentando as diferenças dos comportamentos mecânicos e da Taxa de Liberação de Energia ao longo do tempo entre materiais viscoelásticos termo-reologicamente simples e termo-reologicamente. O quinto capítulo apresenta uma análise de predição da Taxa de Liberação de Energia em um pressurizador de uma usina nuclear com reator tipo PWR. O sexto capítulo é voltado para a análise dos deslocamentos de uma estrutura metálica submetida a altas temperaturas. E o sétimo capítulo é voltado para as conclusões e recomendações futuras.

## 2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo serão abordados tópicos relevantes para o embasamento teórico de conceitos fundamentais para a pesquisa. Dentre os tópicos abordados será feita uma apresentação da Teoria da Viscoelasticidade. Em seguida, é comentado o conceito da Mecânica da Fratura dando ênfase na Mecânica da Fratura Linear Elástica (MFLE), juntamente com os seus principais parâmetros, além de apresentar os critérios de estabilidade de trincas e a relação da viscoelasticidade com o MFLE. E por fim, é discutido a caracterização do comportamento de um aço quando submetido a altas temperaturas. Dessa forma, apresentando os principais modelos de incêndio adotados por normas internacionais e nacional, ainda é apresentada a evolução do comportamento termomecânicas do aço, além de descrever a fluência em altas temperaturas.

### 2.1. TEORIA DA VISCOELASTICIDADE

Conforme Carvalho (2014), as relações constitutivas são modeladas de experimentos, para então ser estabelecido um significado matemático através de equações. Dessa forma, segundo Creus (1986), Mase *et al.* (1999) e Reddy (2008), para um histórico de tensão  $\sigma(t)$ , variando no tempo ( $\tau_0 \leq \tau \leq \infty$ ), em que  $\tau_0$  corresponde a um tempo inicial arbitrário, pode-se determinar o histórico de deformação  $\varepsilon(t)$  correspondente. Ou seja, a deformação  $\varepsilon(t)$  dependerá, geralmente, de todos os valores de  $\tau$  no intervalo  $\tau_0 \leq \tau \leq t$ , que matematicamente pode ser expressa através da Eq. (2.1).

$$\varepsilon(t) = \vartheta\{\sigma(t)_{\tau=\tau_0}^{\tau=t}\} \quad (2.1)$$

Onde  $\vartheta$  é um funcional, indicando que o valor de  $\varepsilon$ , no tempo  $t$ , depende de todos os valores de  $\sigma(\tau)$ , para  $\tau$  variando entre  $\tau_0$  e  $t$ . Sendo  $\tau_0$  um tempo inicial arbitrário, tal que  $\sigma(t)=0$  e  $\varepsilon(t)=0$  para  $t < \tau_0$ . Este funcional é diferente para cada classe de material.

Para materiais elásticos, a resposta é instantânea, ou seja, uma deformação  $\varepsilon(t)$  no tempo  $t$  depende apenas do valor da tensão  $\sigma(t)$  no tempo  $t$ . Dessa forma, pode-se escrever a Eq. (2.1) na seguinte maneira:

$$\varepsilon(t) = J^e\{\sigma(t)\} \quad (2.2)$$

Onde,  $J^e$  é uma função definida no espaço dos números reais. Se o material for linear elástico, a Eq. (2.2) pode ser simplificada para:

$$\varepsilon(t) = J\sigma(t) \quad (2.3)$$

Sendo  $J$  um fator definido como o inverso do módulo de elasticidade ( $E$ ).

Mesmo que a maioria dos materiais se comportem elasticamente sob pequenas tensões e são descritos pela lei de Hooke, há alguns materiais que além do comportamento elástico exibem características viscosas. A relação entre tensão e deformação para este tipo de materiais depende do tempo e são chamados materiais viscoelásticos. Um material é considerado exclusivamente viscoelástico se este tem a capacidade de armazenar energia de deformação como os sólidos elásticos e, além disto, dissipam esta energia segundo as leis dos fluidos viscosos (Lakes, 2009; Mase *et al.*, 1999; Ferry, 1980, Roylance *et al.*, 1980; Uesaka *et al.*; 1980 Findley *et al.*, 1976).

Em virtude que o tempo não permanece constante ou não é eliminado durante o experimento, o estudo experimental desses tipos de materiais é mais complicado dos que são independentes do tempo. (Torres, 2013). Comumente a rigidez e a resistência dos materiais viscoelásticos são determinadas por meios de curvas tensão ( $\sigma$ )/deformação ( $\varepsilon$ ), as quais são obtidas aplicando taxas de deformações constantes. Por um lado, se o material apresentar comportamento linear elástico, a curva de tensão/deformação será uma reta com inclinação proporcional ao módulo de elasticidade, e, por outro lado, se o mesmo apresentar comportamento linear viscoelástico, a relação entre tensão, deformação e taxa de deformação é dada por meio de uma superfície, a qual é dependente do tempo e do histórico, como se é ilustrado na Figura 2.1 a seguir:

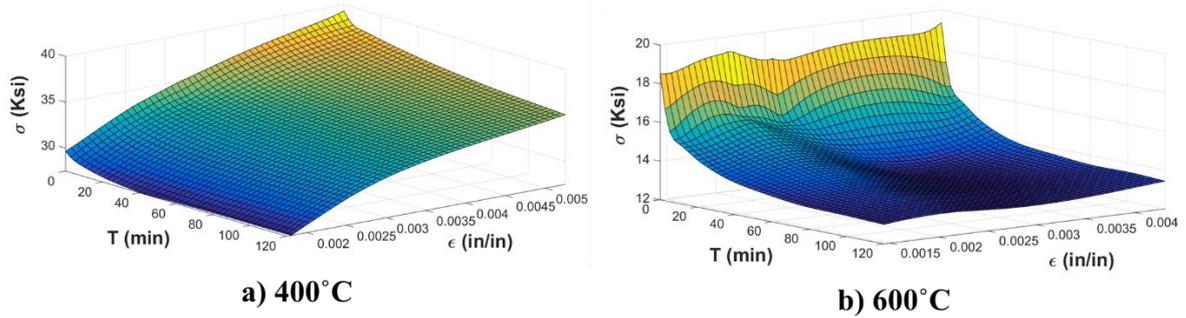


Figura 2.1 – Esquematização de curvas tensão x deformação x tempo para diferentes temperaturas (Adaptado de Lee., 2012)

Matérias que apresentam comportamento viscoelástico são os polímeros sintéticos, madeira, tecido humano, concreto, concreto asfáltico, metais submetidos a altas temperaturas e entre outros.

Para materiais viscoelásticos, uma vez que estes são caracterizados pela dependência do tempo no processo de deformação. Logo, suas relações constitutivas devem ter a estrutura funcional apresentada pela Eq. (2.1).

### 2.1.1. Fluência e Relaxação

Dois dos comportamentos de materiais viscoelásticos são conhecidos como a fluência (*creep*) e a relaxação (*relaxation*). A fluência corresponde ao acréscimo de deformação ao longo do tempo, mantendo a tensão constante; e a relaxação, por sua vez, corresponde à diminuição da tensão ao longo do tempo sob a deformação constante.

Em um teste de fluência, é comum substituir a relação funcional da Equação (2.1), por uma função de três variáveis, isto é:

$$\epsilon(t) = J(\sigma_0, t, \tau) \quad (2.4)$$

Onde  $J(\sigma_0, t, \tau)$  varia com o tempo  $t$ , sendo  $\sigma_0$  e  $\tau$  constantes e estão diretamente relacionadas com a linearidade e o envelhecimento de um material, respectivamente.

Para uma faixa linear, a Eq. (2.1) pode ser reescrita na forma:

$$\varepsilon(t) = \sigma_0 J(t, \tau) \quad (2.5)$$

Onde,  $J(t, \tau)$  é a função de fluência específica, definida como a resposta, no tempo  $t$ , para um passo unitário de tensão aplicado no tempo  $\tau$ . Esta função caracteriza o comportamento do material viscoelástico linear.

A Figura 2.2 indica o comportamento típico de materiais viscoelásticos em um ensaio de fluência caracterizado pela aplicação de uma tensão constante  $\sigma_0$  em um tempo  $\tau_0$ . Usando a função degrau unitária (*unit step function* ou *Heaviside*)  $H(t)$ . O histórico da tensão é definido pela Eq. (2.6) a seguir, a qual é definida tanto pelo valor da tensão aplicada, quanto pelo tempo de aplicação da mesma e expressa o comportamento da linha cheia da Figura 2.2

$$\sigma(t) = \sigma_0 H(t - \tau_0) \quad (2.6)$$

Onde,  $H(t - \tau_0)$  é definida como:

$$H(t - \tau_0) = \begin{cases} 1 & \text{para } t > \tau_0 \\ 0 & \text{para } t \leq \tau_0 \end{cases} \quad (2.7)$$

No teste de fluência, pode-se mensurar o componente de deformação elástica  $\varepsilon_e$  (instantânea) e a componente da deformação pela fluência (lenta)  $\varepsilon_c$ , sendo que esta última obtém um acréscimo com o tempo e caracteriza o comportamento viscoelástico.

Removendo a tensão aplicada no tempo  $\tau_1 > \tau_0$ , o histórico de tensão é determinado através da Equação (2.8) a seguir:

$$\sigma(t) = \sigma_0 H(t - \tau_0) - \sigma_0 H(t - \tau_1) \quad (2.8)$$

Dessa forma, obtém-se para  $t > \tau_1$  o histórico da deformação, o qual é mostrado pela linha tracejada na Figura 2.2. A redução da deformação devido ao descarregamento é conhecida com recuperação da fluência (*creep recovery*).

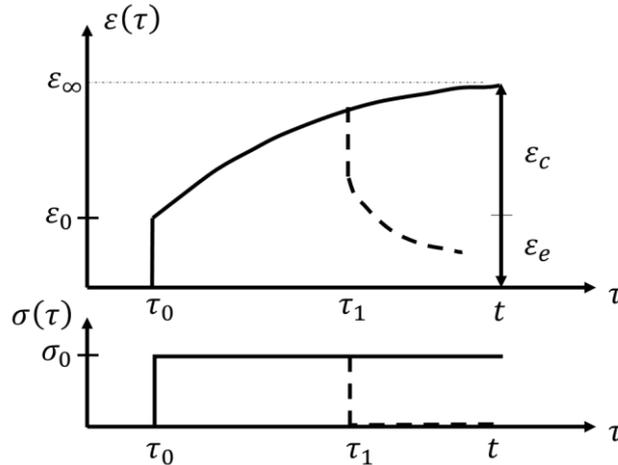


Figura 2.2 - Teste de Fluência para sólidos viscoelásticos: histórico da tensão e deformação.

Linha cheia: Comportamento no carregamento; Linha tracejada: Comportamento no descarregamento (Creus e Marques, 2012)

A função fluência (*creep compliance*),  $J(t)$ , de um material sujeito a  $\sigma = \sigma_o H(t)$ , pode ser escrita na seguinte forma:

$$J(t) = \frac{\varepsilon(t)}{\sigma_o} \quad (2.9)$$

No teste de relaxação presente na Figura 2.3, como já foi mencionado, a deformação é mantida constante em um valor de  $\varepsilon_0$  e a tensão  $\sigma(t)$  diminui progressivamente. Dessa forma, as Eqs. (2.10) e (2.11) apresentam os históricos da deformação para a situação carregada e descarregada, respectivamente:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_o H(t - \tau_0) \quad (2.10)$$

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 H(t - \tau_0) - \varepsilon_0 H(t - \tau_1) \quad (2.11)$$

Removendo a deformação aplicada no tempo  $\tau_1$ , que é obtida pela linha tracejada na Figura 2.3, é interessante observar que para este caso pode haver uma mudança de sinal da tensão resultante, a qual pode ser muito importante para materiais com diferentes resistências de tração e de compressão.

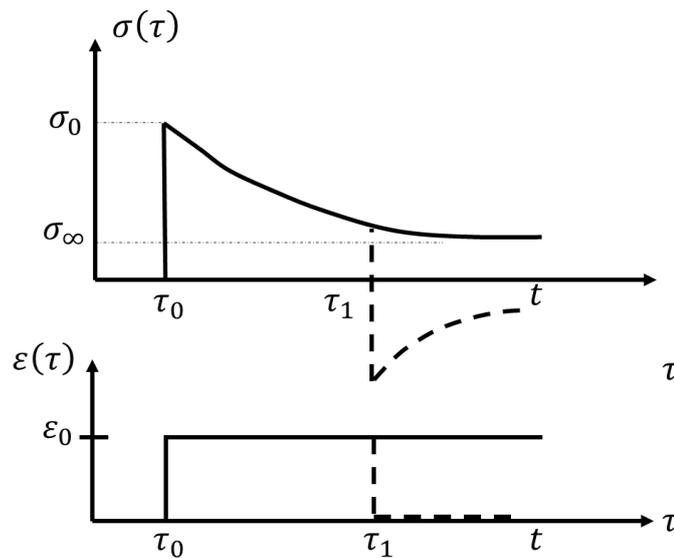


Figura 2.3 - Teste de Relaxação para sólidos viscoelásticos: histórico da tensão e deformação. Linha cheia: Comportamento no carregamento; Linha tracejada: Comportamento no descarregamento (Creus e Marques, 2012)

### 2.1.2. Integrais hereditárias

Na viscoelasticidade linear, os Princípios de Superposição e de Homogeneidade também são válidos. Dessa forma, conforme Christensen (1982) e Schapery (1969), a resposta total a um número de excitações individuais para um material viscoelástico linear constitui-se da soma das respostas parciais que foram geradas por cada excitação atuando isoladamente. Logo, considerando uma função resposta  $R$  em função de uma solitação  $I$ , têm-se:

$$R\{CI\} = CR\{I\} \quad (2.12)$$

e

$$R\{I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n\} = R\{I_1\} + R\{I_2\} + R\{I_3\} + \dots + R\{I_n\} \quad (2.13)$$

Onde, C é uma constante arbitrária e o símbolo { } representa que a resposta R é função da solitação I. As Eqs. (2.12) e (2.13) são conhecidas como o Princípio da Homogeneização ou da Proporcionalidade e o Princípio da Superposição de Boltzmann, respectivamente (Christensen, 1982). Quando algum desses princípios não são atendidos é dito que o material é não-linear.

Ao analisar o caso (a) da Figura 2.4, pode-se considerar que a tensão total a qual um corpo experimenta é resultado da soma finita de cada uma das tensões  $\sigma_i$ , correspondentes com cada um dos tempos de avaliação da função  $t_i$ . Dessa forma, em um material com função fluência J (t), tem-se:

$$\varepsilon(t) = \sigma_0 J(t) + \sigma_1 J(t - t_1) + \sigma_2 J(t - t_2) + \sigma_3 J(t - t_3) = \sum_{i=0}^3 \sigma_i J(t - t_i) \quad (2.14)$$

No caso (b) da Figura 2.4, para cada tempo de avaliação  $\tau$  corresponde uma tensão  $\sigma$  no histórico das tensões, de igual forma, ao incrementar no tempo um diferencial  $d\tau$  correspondentemente gera um aumento nas tensões  $d\sigma$ , para cada diferencial avaliado da função arbitrada. Logo, aproximando por infinitas funções degrau de magnitude  $d\sigma$  e  $d\tau$ , e aplicando o Princípio da Superposição definido na Eq. (2.13), tem-se:

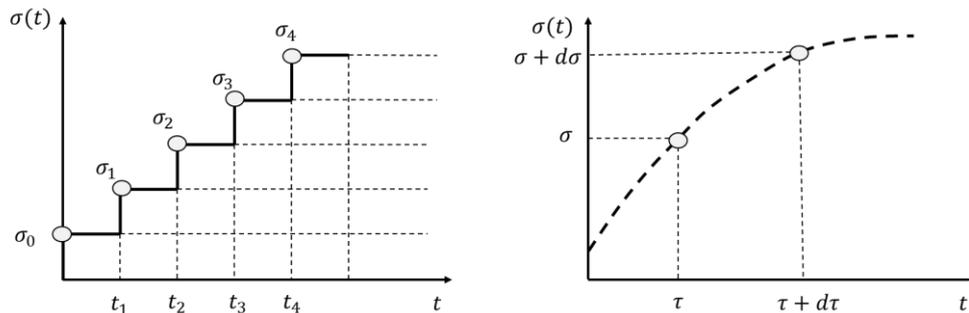


Figura 2.4 - a) Histórico em escada das tensões; b) Histórico de tensões arbitrárias

$$\varepsilon(t) = \lim_{d\tau \rightarrow 0} \sum_{i=1}^{N \rightarrow \infty} J(t - \tau_i) \frac{\partial \sigma_i}{\partial \tau_i} d\tau_i \quad (2.15)$$

Consequentemente,

$$\varepsilon(t) = \int_{-\infty}^t J(t - \tau) \frac{\partial \sigma(\tau)}{\partial \tau} d\tau \quad (2.16)$$

Onde,  $t$  é um tempo começando em qualquer referencial e  $\tau$  é o tempo começando no início do carregamento. As integrais na forma da Eq. (2.16) são conhecidas como integrais hereditárias ou integrais de convolução, uma vez que as deformações ( $\varepsilon$ ), em qualquer instante, são dependentes de todo o histórico da tensão ( $\sigma$ ).

Essas equações hereditárias relacionam-se com o uso do princípio da superposição, permitindo-se obter respostas mecânicas no domínio de tempo avaliadas a partir do tempo  $t > 0$  e, consequentemente, o intervalo da integral estará definido entre o tempo zero até o tempo  $t$ , logo a Eq. (2.16) é reescrita para a seguinte forma:

$$\varepsilon(t) = \int_0^t J(t - \tau) \frac{\partial \sigma(\tau)}{\partial \tau} d\tau \quad (2.17)$$

A Eq. (2.17) é a relação constitutiva (*strain formulation*) dos materiais viscoelásticos lineares. Assim as deformações de um material viscoelástico linear podem ser obtidas conhecendo o histórico de tensões aplicado e a função fluência,  $J(t)$ .

Para um material inicialmente em repouso ( $\sigma = 0$  e  $\varepsilon = 0$ ) em um  $t = 0$ , e que a sollicitação envolve uma descontinuidade (função degrau) de magnitude  $\sigma_0$  no  $t = 0$ , a Eq (2.17) tem a seguinte forma:

$$\varepsilon(t) = \sigma_0 J(t) + \int_0^t J(t - \tau) \frac{\partial \sigma(\tau)}{\partial \tau} d\tau \quad (2.18)$$

De maneira semelhante, para um histórico de deformações, a função continua que descreve o histórico de tensões, pode ser expressa por:

$$\sigma(t) = \int_0^t E(t - \tau) \frac{\partial \varepsilon(\tau)}{\partial \tau} d\tau \quad (2.19)$$

A Eq. (2.19) é a relação constitutiva (*stress formulation*) dos materiais viscoelásticos lineares. Assim as tensões de um material viscoelástico linear podem ser obtidas conhecendo o histórico de deformações aplicado e o módulo de relaxação,  $E(t)$ .

Para um material inicialmente em repouso ( $\sigma = 0$  e  $\varepsilon = 0$ ) em um  $t = 0$ , e que a solitação envolve uma descontinuidade (função degrau) de magnitude  $\varepsilon_0$  no  $t = 0$ , a Eq. (2.19) tem a seguinte forma:

$$\sigma(t) = \varepsilon_0 E(t) + \int_0^t E(t - \tau) \frac{\partial \varepsilon(\tau)}{\partial \tau} d\tau \quad (2.20)$$

### 2.1.3. Analogias Mecânicas

A viscoelasticidade linear no ponto de vista unidimensional pode ser introduzida por meio de analogias mecânicas, as quais modelam as respostas das deformações de vários materiais viscoelásticos. Comumente, os mesmos são representados por meio de modelos simplificados de sistemas de mola e amortecedores, a fim de garantir a resposta elástica e viscosa que os caracterizam.

Dessa forma, os materiais viscoelásticos podem ser representados através de analogias mecânicas simples por meio de um par do conjunto mola e amortecedor, o qual pode estar disposto em série ou em paralelo. Contudo, dependendo da complexidade para representação do comportamento, os mesmos podem ser modelados por vários conjuntos de molas e amortecedor dispostos em sistemas em séries, em paralelos ou em sistemas mistos. Essas analogias mais complexas são denominadas análogas mecânicas generalizadas.

### 2.1.3.1. Analogias mecânicas generalizados

- **Modelo Generalizado de Maxwell**

O modelo generalizado de Maxwell consiste em uma distribuição do esforço em múltiplos elementos de Maxwell e um elemento elástico independente (CHRISTENSEN, 2010; EVANGELISTA JR., 2006; RAMIREZ, 2015), como é visto na Figura 2.5.

O sistema pode ter tantos elementos de Maxwell quanto sejam necessários para aproximar a resposta que pretendesse representar  $\varepsilon(t)$  ou  $\sigma(t)$ . Desta forma, a tensão total  $\sigma$  é uniformemente distribuída para cada um dos elementos que compoñham o sistema, e é assumida por cada elemento de acordo a suas propriedades de rigidez e viscosidade particulares, incluindo o elemento elástico, sendo a tensão total o somatório das tensões assumidas por cada elemento. No campo das deformações, quando a deformação  $\varepsilon$  imposta esta é igual para todos os elementos.

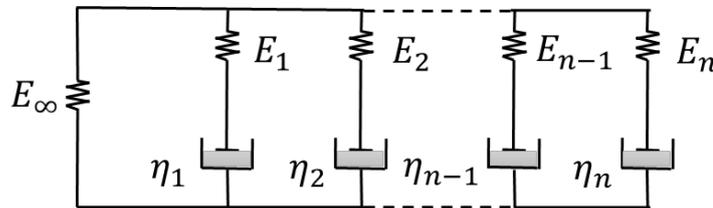


Figura 2.5 - Analogia mecânica para o Modelo Generalizado de Maxwell

O modelo generalizado de Maxwell de  $r$  elementos é regido pela seguinte equação diferencial:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon(t) = \left( \frac{1}{E_r} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\eta_r} \right) \sigma_r \quad (2.21)$$

Onde,  $E_r$ ,  $\eta_r$  e  $\sigma_r$  indicam a constante elástica, coeficiente de viscosidade e a tensão do  $r$ -ésimo elemento, respectivamente. O operador diferencial  $\partial/\partial t$  pode ser manipulado como uma entidade algébrica. Para o modelo generalizado de Maxwell, a tensão total e o Módulo de Relaxação são fornecidos pelas seguintes equações:

$$\sigma(t) = \left( \frac{1}{E_\infty} + \sum_{r=1}^n \frac{\partial/\partial t}{\frac{\partial/\partial t}{E_r} + \frac{1}{\eta_r}} \right) \varepsilon(t) \quad (2.22)$$

$$E(t) = E_\infty + \sum_{r=1}^n E_r e^{-\frac{t}{\left(\frac{\eta_r}{E_r}\right)}} \quad (2.23)$$

- **Modelo Generalizado de Kelvin**

O modelo compoñha-se de r elementos de Kelvin conectados em série com um elemento independente elástico, como é visto na Figura 2.6 (CHRISTENSEN, 2010; EVANGELISTA JR., 2006; RAMIREZ, 2015).

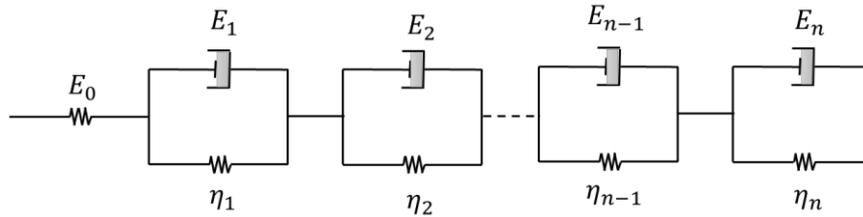


Figura 2.6 - Analogia mecânica para o Modelo Generalizado de Kelvin

Cada um dos elementos que compõem o modelo, tanto os r modelos de Kelvin quanto o elemento isolado, neste caso a mola, experimentam o mesmo esforço. No entanto, a deformação total do sistema corresponde à somatória da contribuição parcial de cada elemento. Dessa forma, tem-se que a tensão para o modelo generalizado de Kelvin para r elementos é dada por:

$$\sigma(t) = \left( E_r + \eta_r \frac{\partial}{\partial t} \right) \varepsilon_r(t) \quad (2.24)$$

Logo, a deformação total e a função Fluência são representadas por:

$$\varepsilon(t) = \left( \frac{1}{E_0} + \sum_{r=1}^n \frac{1}{E_r + \eta_r \partial/\partial t} \right) \sigma(t) \quad (2.25)$$

$$D(t) = \frac{1}{E_0} + \sum_{r=1}^n \frac{1}{E_r} \left[ 1 - e^{-e^{-\frac{t}{\tau_r}}} \right] \quad (2.26)$$

#### 2.1.4. Princípio de Correspondência Elástico-Viscoelástico (PCEV)

Ao avaliar o comportamento viscoelástico linear do material, corrobora-se que as respostas viscoelásticas convertem-se a equivalentes respostas dadas pelo comportamento elástico as quais são obtidas por meio das transformadas de Laplace, sendo este conceito amplamente difundido e chamado de Princípio de Correspondência Elástica Viscoelástica, PCEV (Christensen, 1982; Tschoegl, 1989).

A transformada de Laplace é um caso especial da Transformação Integral, permitindo decompor funções complexas ou de maior dificuldade de solução, em equações algébricas simples (Hildebrand, 1962). Deste modo, conforme Fernández (2007), as equações podem ser resolvidas mais facilmente em outro espaço, aplicando a transformada de Laplace. Essa transformação possui propriedades que, ao serem aplicadas nas funções, permitem obter a resposta no espaço de Laplace, e posteriormente, com o uso da transformada inversa obtém-se a resposta final no espaço do tempo.

A função fluência e o modo de relaxação são dois parâmetros do comportamento viscoelástico que podem ser relacionados (Torres, 2013). Dessa forma, para um material puramente elástico, a relação apresentada na Eq. (2.27) é válida para materiais viscoelásticos somente no espaço de Laplace.

$$E_{elástico} J_{elástico} = 1 \quad (2.27)$$

Assumindo um corpo em repouso antes do  $t = 0$  e, portanto, não há deformações iniciais presentes. Aplicando a transformada de Laplace na Eq. (2.19), utilizando os teoremas de convolução e de derivadas para a transformação de Laplace, tem-se:

$$\mathcal{L}\{\sigma(t)\} = \mathcal{L}\left\{\int_0^t E(t-\tau) \frac{\partial \varepsilon(\tau)}{\partial \tau} d\tau\right\} = \mathcal{L}\{E(t)\} \mathcal{L}\left\{\frac{\partial \varepsilon(\tau)}{\partial \tau}\right\} \quad (2.28)$$

$$\bar{\sigma}(s) = \mathcal{L}\{E(t)\} (s\mathcal{L}\{\varepsilon(t)\} - \varepsilon(0)) = \mathcal{L}\{E(t)\} s\mathcal{L}\{\varepsilon(t)\} = \bar{E}(s) s\bar{\varepsilon}(s) \quad (2.29)$$

Logo,

$$s\bar{E}(s) = \frac{\bar{\sigma}(s)}{\bar{\varepsilon}(s)} \quad (2.30)$$

Similarmente para a Eq. (2.17),

$$\bar{\varepsilon}(s) = \bar{J}(s) s\bar{\sigma}(s) \quad (2.31)$$

$$s\bar{J}(s) = \frac{\bar{\varepsilon}(s)}{\bar{\sigma}(s)} \quad (2.32)$$

Igualando as Eqs. (2.30) e (2.32), tem-se:

$$\bar{E}(s)\bar{J}(s) = \frac{1}{s^2} \quad (2.33)$$

O Princípio de Correspondência Elástica Viscoelástica só pode ser aplicado para Problemas de Valor de Contorno Inicial (PVCII) que não variem com o tempo (Christensen, 1982; Tschoegl, 1989).

#### 2.1.4.1. Transformada da inversa de Laplace numérica

Uma das maiores dificuldades para a aplicação do Princípio de Correspondência Elástica Viscoelástica é a aplicação da Transformada Inversa de Laplace, a qual transforma do domínio de Laplace para o domínio do tempo. A razão dessa dificuldade, reside no motivo que muitos materiais viscoelástico são caracterizados por expressões matemáticas muito complexas, dessa forma, sendo muito custoso fazer a operação analiticamente.

Torres (2013) apresenta várias metodologias para realizar a operação da Transformada Inversa de Laplace numericamente. Dentre os métodos apresentados, destacam-se: o método de Schapery, o método de Zakian e método de séries de Fourier. Dentre os quais, o mais robusto e adequado para inverter funções complexas corresponde a uma regressão ao espaço no tempo dada por uma série de Fourier (Dubner *et al.*, 1968). Portanto, para este trabalho foi utilizado o método de séries de Fourier como ferramenta para a realização da transformada Inversa de Laplace, onde:

$$F(t) = \frac{e^{st}}{t} \left[ \frac{1}{2} \bar{\bar{F}}(s) + Re \sum_{k=1}^n \bar{\bar{F}} \left( s + \sqrt{-1} \frac{k\pi}{t} \right) (-1)^k \right] \quad (2.34)$$

Sendo,  $F(t)$  a função a ser transformada,  $\bar{\bar{F}}$  a função no espaço de Laplace,  $s$  e  $n$  são parâmetros que precisam ser otimizados para ter um aumento de acurácia;  $t$  é o período de avaliação do histórico, e  $n$  corresponde ao número de incrementos do período de avaliação. É adotado  $st = 4,5$ , como é apresentado por Torres (2013).

#### 2.1.5. Influência da temperatura em corpos viscoelásticos

O comportamento termo-viscoelástico dos materiais está relacionado aos rearranjos moleculares sob tensão, cuja velocidade depende da temperatura (Klompen e Govaert, 1999). Em geral, os materiais podem apresentar diferentes transições moleculares, sendo a transição borrachosa-vítrea, do inglês *rubber-glass*, a mais importante, a qual é definida pela temperatura de transição

vítrea, *glass transition temperature*  $T_g$ , que consiste na temperatura de inflexão apresentada na Figura 2.7 a seguir:

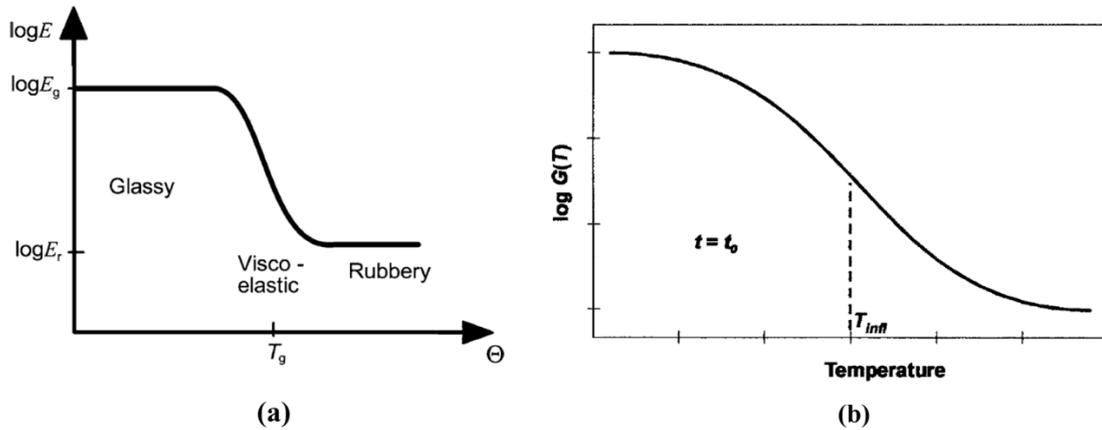


Figura 2.7 – Esquemática da variação do comportamento dos materiais com a variação da temperatura. (a) Esquemática típica variação do módulo de relaxação versus temperatura; (b) Esquemática de  $T_g$  (Adaptado de Creus e Marques, 2012 e Tschoegl *et al.*, 2002)

Na Figura 2.7a, um material amorfo exibe altas taxas de deformação, nas temperaturas acima de  $T_g$ , sendo praticamente instantâneas e totalmente reversíveis quando sujeitas a cargas mecânicas. Por outro lado, em temperaturas abaixo de  $T_g$ , o mesmo apresenta baixa deformação, comportando-se como um vidro, exibindo uma deformação instantânea e reversível, além de uma ruptura frágil. Para a gama de temperaturas intermediárias próximas a  $T_g$ , o mesmo apresenta um comportamento que consiste em uma combinação dos dois regimes exibidos, caracterizando a resposta viscoelástica que tem uma forte dependência da temperatura.

Cada transição molecular está associada a um mecanismo de relaxamento. Alguns materiais exibem apenas uma transição molecular dominante, os quais são denominados de materiais termo-reologicamente simples, do inglês *thermorheologically simple materials* (TSM). Para estes materiais, uma mudança de temperatura resulta em um deslocamento horizontal na resposta viscoelástica, denominado fator de deslocamento tempo-temperatura, *shift factor* ( $a_T$ ) (Schwarzl e Starveman, 1952; Caruthers e Cohen, 1980; Tschoegl, 1997; Roylance, 2001; Tschoegl *et al.*, 2002; Muliana e Khan, 2008), como é esquematizado na Figura 2.8 a seguir:

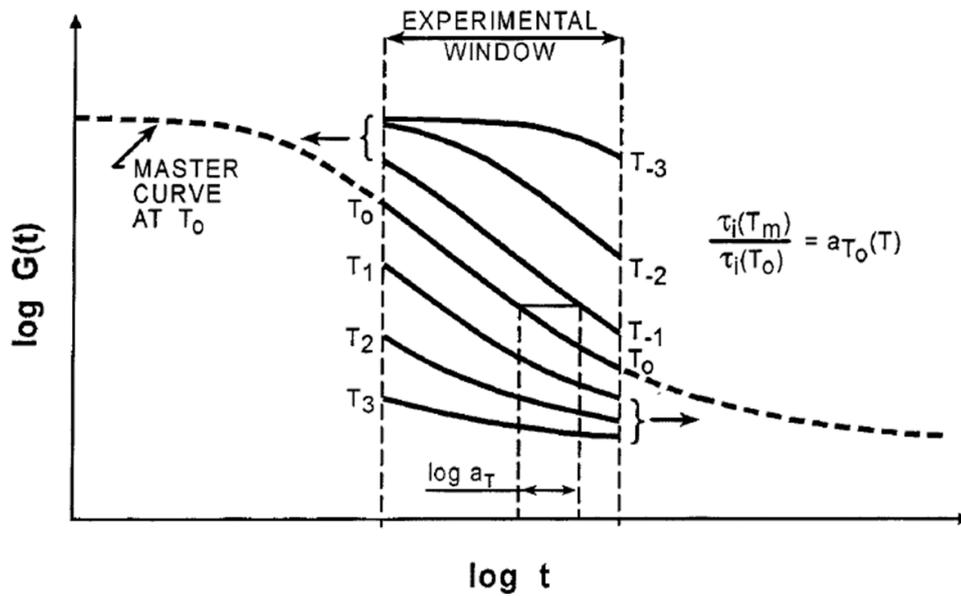


Figura 2.8 - Fator Deslocamento Tempo-Temperatura aplicado à Curva mestra (Tschoegl, 1997)

O comportamento da resposta viscoelástica, apresentado na Figura 2.8, em uma dada temperatura para uma determinada taxa de deformação em matérias TSM será idêntico ao comportamento em outra temperatura para uma taxa de deformação diferente. Esta nova taxa de deformação é obtida utilizando o fator de deslocamento tempo-temperatura, dessa forma caracterizando o Princípio da Superposição Tempo-Temperatura (PSTT) (Lakes, 2009; Portela, 2011).

Tschoegl *et al.* (2002) e Emri (2005) apresentam uma série de metodologias para determinar  $a_T$ , dentre as quais o modelo de William–Landel–Ferry (WLF), que é uma formulação bastante utilizada para o cálculo do fator de deslocamento de materiais viscoelásticos, o qual é determinado pela Eq. (2.35) a seguir:

$$\log(a_t) = \frac{-C_1(T - T_{ref})}{C_2 + (T - T_{ref})} \quad (2.35)$$

Em que,  $C_1$  e  $C_2$  são constantes que dependem das propriedades do material e da temperatura de referência ( $T_{ref}$ ) em Celsius. Quando  $T_{ref} = T_g$ ,  $C_1$  e  $C_2$  assume valores universais, correspondentes a 17,4 e 51,6 respectivamente (Portela, 2011).

Tschoegl *et al.* (2002) e Emri (2005) comentam ainda que, quando  $T = T_g - C_2$ , a Eq. (2.35) começa a divergir dos dados experimentais, dessa forma a equação WLF só pode ser usada para temperaturas próximas ou superiores a  $T_g$  do material como é esquematizado na Figura 2.9 abaixo:

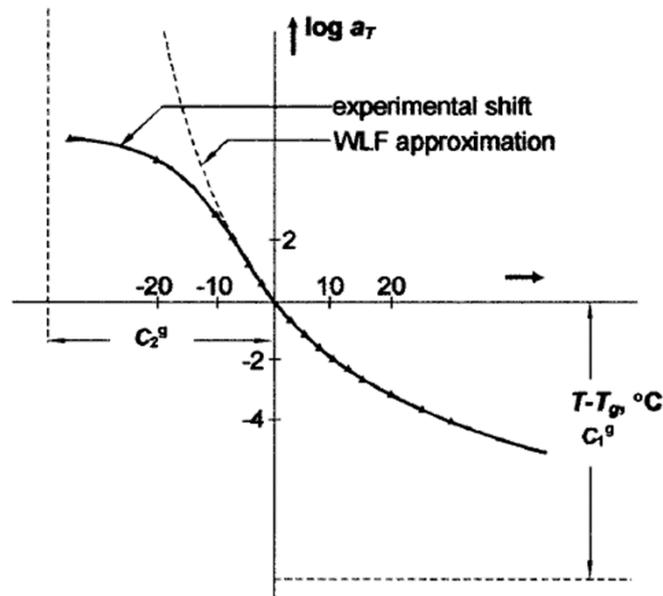


Figura 2.9 - *Shift fator* em escala logarítmica, acima e abaixo de  $T_g$  (Tschoegl, 2002)

Em resumo, materiais podem ser categorizados como TSM quando eles apresentam as seguintes características:

- A forma das curvas do módulo de relaxação e da função fluência na escala logarítmica do tempo ( $\log t$ ) para diferentes temperaturas são as mesmas.
- Os valores dos coeficientes instantâneos e transientes do módulo de relaxação e da função fluência são independentes da temperatura.
- Durante a fluência ou a relaxação a reconfiguração macromolecular é essencialmente a mesma e ocorrem em velocidades que dependem da temperatura.

Assim como os materiais TSM são caracterizados por apresentar apenas uma transição molecular dominante, os materiais termo-reologicamente complexos, do inglês *thermorheologically complex materials* (TCM), caracterizam-se por apresentar dois ou mais transições moleculares e, em cada caso, possui dois ou mais espectros de deslocamentos de

acordo com a suas dependências de temperatura (Klompfen e Govaert, 1999). Devido à mudança de forma, os dados de uma função viscoelástica para um material TCM a diferentes temperaturas não são mais superpostos por um deslocamento horizontal puramente e portanto o PSTT não é mais aplicado. Contudo, segundo Nakano. (2013), o PSTT pode ser aplicado em sistema de duas fases quando ambas possuem a mesma dependência de temperatura e quando ambas não possuem dependência com a mesma.

Muliana e Khan (2008) e Shah *et al.* (2009) comentam que, para materiais TCM, a temperatura influencia tanto o termo elástico quanto os termos transientes da função fluência, juntamente com a dependência do fator de deslocamento tempo-temperatura. Os autores comentam ainda que as propriedades de fluência do material em uma localização particular são assumidas como sendo dependentes da temperatura instantânea dada a localização em um tempo particular, ou seja, o histórico de temperatura não é considerado. Dessa forma, a função fluência para o material TCM pode ter a seguinte forma:

$$J(t, T) = J_0(T) + \sum_{n=1}^n J_n(T) [1 - e^{-\lambda_n \xi(t)}] \quad (2.36)$$

Em que,  $J_0$  denota a parte elástica,  $J_n$  denota o coeficiente do  $n$ -ésimo termo na série da fluência transiente,  $\lambda_n$  denota ao tempo característico da fluência e  $\xi(t)$  corresponde ao tempo reduzido ou tempo equivalente dado por:

$$\xi(t) = \int_0^t \frac{dt}{a_T(T(t), T_0)} \quad (2.37)$$

Sendo,  $a_T$  correspondente ao fator de deslocamento tempo-temperatura,  $T$  é a temperatura instantânea e  $T_0$  é a temperatura de referência.

## 2.2. MECÂNICA DA FRATURA

Mecânica da Fratura é o campo da mecânica que se preocupa com o estudo de corpos fraturados, os quais são sujeitos a tensões e a deformações. Dessa forma, a Mecânica da Fratura usa métodos analíticos da mecânica dos sólidos para calcular a condução da energia na fratura, assim como a resistência dos materiais devido a propagação da mesma.

### 2.2.1. Fator de Intensidade de Tensão na Mecânica da Fratura Linear Elástica (MFLE)

Para os materiais isotrópicos submetidos ao comportamento linear elástico, a região próxima à ponta da trinca, sob a ótica dos campos de tensões está sujeita a uma singularidade a qual é avaliada segundo o parâmetro do Fator de Intensidade de Tensões ( $K$ ). Dessa forma, segundo Duran (2014), qualquer que seja a geometria e o tipo de carga, todos os corpos trincados no regime elástico têm a mesma distribuição de tensões, deformações e deslocamentos na região dominada pela singularidade. Contudo, segundo o mesmo, a magnitude destes campos, representada pelo parâmetro  $K$ , varia com a geometria e tipos de carga.

De acordo com Janssen *et al* (2006), todos os sistemas de tensão na vizinhança da ponta da trinca podem ser divididos em três modos básicos de aplicação de carregamento em relação ao plano de propagação da trinca de acordo com a Figura 2.10.

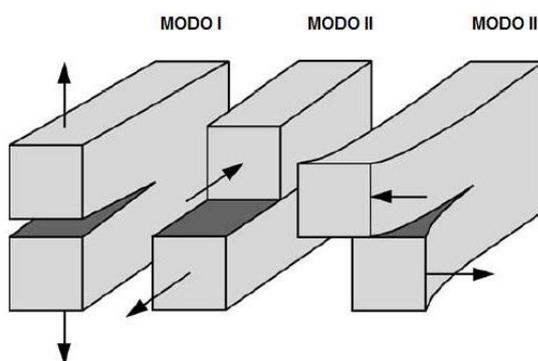


Figura 2.10 - Modos de carregamento aplicados à trinca (Adaptado de Anderson (2005))

As Eqs. (2.38a-c) são utilizadas para calcular o campo de tensões na vizinhança da ponta da trinca, o qual é função do fator de intensidade de tensão para o modo I puro ( $K_I$ ), do ângulo  $\theta$ , que representa a inclinação com a ponta da trinca e  $r$  que é a distância entre o ponto de análise em relação à ponta da trinca.

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \\ \sigma_{yy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right] \\ \tau_{xy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right)\end{aligned}\tag{2.38a-c}$$

Para o estado plano de tensão  $\sigma_{zz} = 0$  e para o estado plano de deformação  $\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$ . Considerando o campo de singularidade da ponta da trinca quando  $\theta = 0$ , onde  $a$  corresponde ao tamanho da trinca, a tensão cisalhante possui valor nulo ( $\tau_{xy} = 0$ ), as tensões normais nas direções  $x$  e  $y$  são iguais. Portanto, o fator de intensidade da tensão quando  $r$  tende a zero é apresentada na Eq. (2.39) a seguir:

$$K_I = \lim_{r^+ \rightarrow 0} \sigma_y|_{\theta=0} \sqrt{2\pi r} = \sigma \sqrt{\pi a}\tag{2.39}$$

Conforme Sanford (2002), ao considerar os efeitos de borda, a formulação de  $K_I$  deve ser corrigida, através do fator de geométrico, o qual é adimensional e considera os efeitos de todos os parâmetros geométricos e  $W$  que corresponde a uma dimensão característica do corpo de prova. Dessa forma, o fator de intensidade de tensão pode ser determinado genericamente como:

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a} f(a/W)\tag{2.40}$$

### 2.2.2. Fator de Intensidade de Tensão em uma placa finita

Newman e Raju (1981 e 1984) apresentam a solução do Fator de Intensidade de Tensão para modo I puro, a qual foi determinada por meio de uma análise tridimensional em elementos finitos, para diferentes configurações de superfície de trinca, entre elas uma trinca de formato semielíptica em uma placa finita. A Figura 2.11 apresenta uma esquematização do formato da superfície da trinca e da aplicação do carregamento.

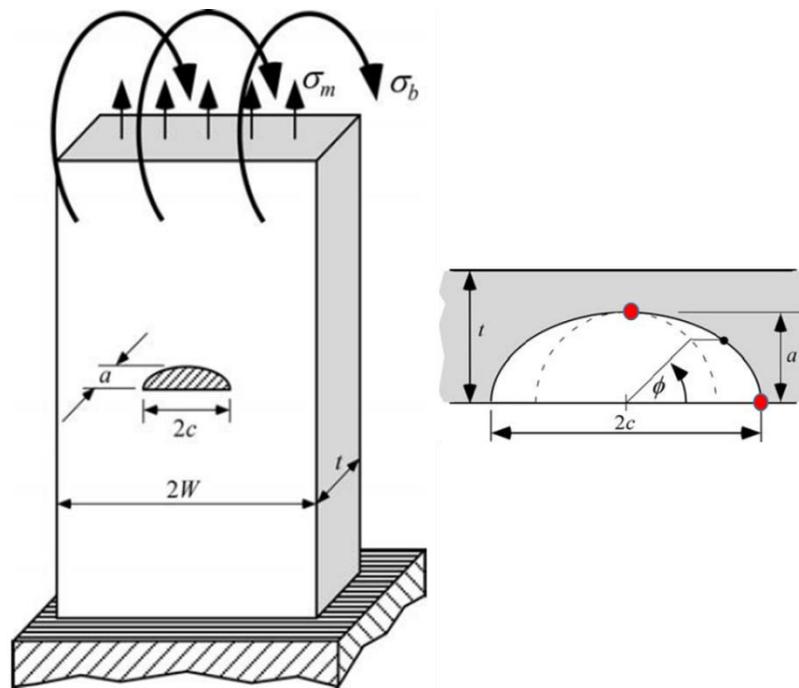


Figura 2.11 – Esquematização trinca de superfície semielíptica sob ação de tensão de membrana e de flexão (Anderson, 2005)

A Figura 2.11 apresenta  $\sigma_m$  que corresponde a tensão de membrana,  $\sigma_b$  que corresponde a tensão de flexão, as quais são aplicadas remotamente em relação a superfície da trinca,  $a$  corresponde a profundidade da trinca,  $2c$  corresponde ao comprimento da trinca,  $t$  corresponde à espessura da placa,  $2W$  corresponde ao comprimento da placa e  $\phi$  corresponde ao ângulo que relaciona a posição no plano da trinca em relação ao eixo da mesma. A Eq. (2.41) a seguir apresenta a formulação para a determinação do Fator de Intensidade de Tensão para modo I puro.

$$K_I = (\sigma_m + H\sigma_b) \sqrt{\frac{\pi a}{Q}} F\left(\frac{a}{t}, \frac{a}{c}, \frac{c}{W}, \phi\right) = \sigma_w \sqrt{\pi a} D_o \quad (2.41)$$

Com:

$$\begin{aligned} \sigma_b &= \frac{3M}{Wt^2} \\ \sigma_w &= (\sigma_m + H\sigma_b) \\ Q &= 1 + 1,464 \left(\frac{a}{c}\right)^{1,65} \\ D_o &= \sqrt{\frac{1}{Q}} F\left(\frac{a}{t}, \frac{a}{c}, \frac{c}{W}, \phi\right) \end{aligned} \quad (2.42a-d)$$

Em que:  $0 \leq a/c \leq 2$ ,  $c/W < 0,5$ ,  $a/t < 1$  e  $0 \leq \phi \leq \pi$ , H é um parâmetro multiplicador da tensão de flexão, Q é um parâmetro que está relacionado com formato da trinca e F corresponde ao Fator Geométrico. Neste trabalho, adotou-se que a trinca terá um formato semielíptica com a relação  $a/c \leq 1$ . Dessa forma, as Eqs. (2.43) e (2.45) a seguir apresentam a formulação para determinar o parâmetro H e F, os quais estão presentes na Eq. (2.41).

$$H = H_1 + (H_2 - H_1)(\sin\phi)^p \quad (2.43)$$

Com:

$$\begin{aligned} p &= 0,2 + \left(\frac{a}{c}\right) + 0,6 \left(\frac{a}{t}\right) \\ H_1 &= 1 - 0,34 \left(\frac{a}{t}\right) - 0,11 \left(\frac{a}{c}\right) \left(\frac{a}{t}\right) \\ H_2 &= 1 + G_1 \left(\frac{a}{t}\right) + G_2 \left(\frac{a}{t}\right)^2 \\ G_1 &= -1,22 - 0,12 \left(\frac{a}{c}\right) \\ G_2 &= 0,55 - 1,05 \left(\frac{a}{c}\right)^{0,75} + 0,47 \left(\frac{a}{c}\right)^{1,5} \end{aligned} \quad (2.44a-e)$$

As Eqs. (2.43) e (2.44a-e), são utilizadas para determinar o parâmetro de flexão H. Nas Equações (2.44a-e), é verificado o parâmetro p sendo que o mesmo depende das relações  $a/c$  e  $a/t$ , assim como os parâmetros  $H_1$  e  $H_2$ .

$$F = \left[ M_1 + M_2 \left( \frac{a}{h} \right)^2 + M_3 \left( \frac{a}{h} \right)^4 \right] f_\phi g f_w \quad (2.45)$$

Com:

$$M_1 = 1,13 - 0,09 \left( \frac{a}{c} \right)$$

$$M_2 = -0,54 + \frac{0,89}{0,2 + \frac{a}{c}}$$

$$M_3 = 0,5 - \frac{1}{0,65 + \frac{a}{c}} + 14 \left( 1 - \frac{a}{c} \right)^{24}$$

(2.46a-f)

$$f_\phi = \left[ \left( \frac{a}{c} \right)^2 \cos^2 \phi + \sin^2 \phi \right]^{1/4}$$

$$f_w = \left[ \sec \left( \frac{\pi c}{2W} \sqrt{\frac{a}{h}} \right) \right]^{1/2}$$

$$g = 1 + \left[ 0,1 + 0,35 \left( \frac{a}{h} \right)^2 \right] (1 - \sin \phi)^2$$

As Eqs. (2.46a-f) descrevem de maneira explícita o comportamento da função F. Percebe-se ainda que a mesma depende de funções  $M_1$ ,  $M_2$  e  $M_3$ , sendo que cada uma depende da relação  $a/c$ . Além disso, a função F depende das funções  $f_\phi$ ,  $f_w$  e  $g$ , que estão relacionadas a  $\phi$ ,  $a/c$  e  $a/t$ .

### 2.2.3. Taxa de Liberação de Energia

De acordo com Shah *et. al* (1995), além da abordagem de tensão, o estudo da trinca pode ser avaliado sobre a ótica dos princípios de energia. De acordo com a primeira lei da termodinâmica, quando o sistema parte de um estado de não equilíbrio para o equilíbrio sempre

ocorre uma diminuição da energia (Anderson, 2005). Dessa forma, um parâmetro para analisar o crescimento da trinca é a taxa de liberação de energia, do inglês *Energy Release Rate* ( $\mathcal{G}$ ), o qual corresponde a taxa de liberação de energia potencial à medida que haja acréscimo da área da trinca. O  $\mathcal{G}$  é definido pela seguinte equação:

$$\mathcal{G} = -\frac{d\Pi}{dA} \quad (2.47)$$

Em que,  $\Pi$  e  $A$  correspondem à energia potencial, a qual é conhecida como força de extensão da fratura, e a área da superfície de fratura, respectivamente.

Em materiais submetidos à teoria da mecânica da fratura linear elástica, tanto a Taxa de Liberação de Energia quanto o Fator de Intensidade de Tensões podem ser relacionados através da teoria de Orowan-Irwin (Sanford, 2002), contudo, enquanto a Taxa de Liberação de Energia descreve o comportamento global da estrutura, o Fator de Intensidade de Tensões é um parâmetro local (Anderson, 2005). Para o modo I de fratura temos:

$$G = \frac{K_I^2}{E'}, \text{ onde } \begin{cases} E' = E \text{ para estado plano de tensão} \\ E' = \frac{E}{1-\nu^2} \text{ para estado plano de deformação} \end{cases} \quad (2.48)$$

Em que  $E$  corresponde ao módulo de Elasticidade e  $\nu$  é coeficiente de Poisson.

#### 2.2.4. Critério de Estabilidade do Crescimento de Trincas

O crescimento da trinca pode ocorrer de uma forma estável ou instável, a qual depende de como o *Taxa de Liberação de Energia* varia com o tamanho da mesma. O comportamento estável e instável é comumente ilustrado pelo gráfico da resistência do material ( $R$ ) com o crescimento da trinca, chamado de curva de resistência ou curva  $R$ , e pelo gráfico de  $\mathcal{G}$  com o crescimento da trinca, chamado de curva de força motriz (*driving force curve*).

A Figura 2.12 apresenta o comportamento de dois materiais diferentes perante as curvas R e de força motriz. Para o primeiro caso, Figura 2.12(a), o material possui uma resistência constante com o crescimento da trinca, quando a tensão é igual a  $\sigma_1$  a fratura é estável, contudo quando a fratura ocorre para uma tensão igual a  $\sigma_2$  a propagação da mesma ocorre de maneira instável, devido que com o crescimento da trinca ocorre um incremento de energia, todavia a resistência do material mante-se constante.

Para o segundo caso, Figura 2.12(b), é ilustrado um material com curva R crescente, onde percebe-se que ocorre um ligeiro crescimento da trinca quando a tensão alcança o valor de  $\sigma_2$ , contudo se não houver um aumento de tensão a trinca para de crescer, caracterizando uma propagação estável. Esse processo ocorre novamente quando a tensão atinge o valor de  $\sigma_3$ , caracterizando novamente um crescimento estável. Contudo, quando a tensão alcança o valor de  $\sigma_4$ , a curva de força motriz tangencia a curva de resistência, caracterizando o início da propagação instável da trinca, devido que a partir desse ponto a taxa de mudança da curva de força motriz é maior que a inclinação da curva R.

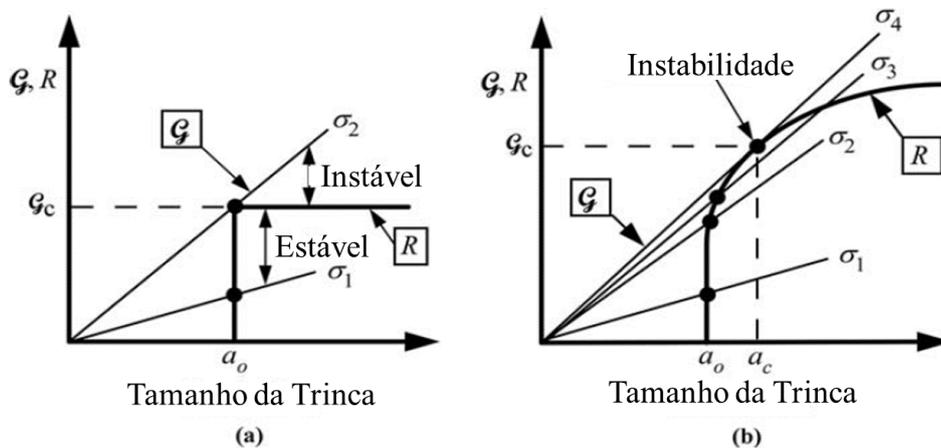


Figura 2.12 - Diagrama esquemático da curva de força motriz e curva R. (a) Curva R constante, (b) Curva R crescente (Anderson, 2005)

Dessa forma, a propagação estável da trinca ocorre quando:

$$G = R \tag{2.49a-b}$$

$$\frac{dG}{da} \leq \frac{dR}{da}$$

Por outro lado, a propagação instável ocorre quando:

$$\frac{dG}{da} > \frac{dR}{da} \tag{2.50}$$

Conforme Bažant et.al (1998), inicialmente a curva R foi desenvolvida para considerar somente a propriedade do material, contudo a sua forma depende ainda do formato e do tamanho do corpo de prova ou da estrutura. Portanto a curva R além da propriedade do material depende da geometria da estrutura.

### **2.2.5. Mecânica da Fratura e Viscoelasticidade Linear**

Conforme Torres (2013), o Fator de Intensidade Tensão é suficiente para descrever o comportamento da fratura em casos de elasticidade linear, pois é proporcional à Taxa de Liberação de Energia. Porém, para casos de viscoelasticidade linear, o Fator de Intensidade Tensão não é o parâmetro mais adequado para as análises próximas à ponta da trinca, pois consideram apenas a magnitude do carregamento e a geometria da estrutura. Apesar de ser um parâmetro fundamental no estudo da propagação de fissuras, o Fator de Intensidade de Tensão não dá nenhuma informação sobre a rigidez do material, não sendo parâmetro suficiente para a análise de fraturas em materiais viscoelásticos, sendo recomendado o uso de  $\mathcal{G}$ , pois este leva em consideração propriedades do material (Kumar e Barai, 2009; Torres, 2013).

Considerando uma situação de fratura estática e um material homogêneo e isotrópico e cujo comportamento adequa-se ao viscoelástico linear. Há duas importantes regiões na vizinhança da ponta da trinca definidas por Schapery (1975a, 1975b, 1984): 1) uma região linear viscoelástico, contínuo, isotrópico e homogêneo e 2) uma zona onde material apresenta dano e a ocorrência de falha.

Assumindo que a extensão da zona do material danificado é menor que o tamanho da trinca e que a zona de falha é suficientemente pequena, de tal forma que o efeito da segunda região

relatada anteriormente possa ser negligenciado, considerando, dessa forma, somente o efeito da viscoelasticidade na região da ponta da trinca.

E a fim de utilizar o princípio de trincas estacionárias, é importante mencionar duas restrições importantes:

- A trinca não pode ter um decréscimo de tamanho ao longo do tempo e;
- A tensão normal elástica à superfície da trinca precisa ser independente às características do material.

Adotando o coeficiente de Poisson constante, implica que a função de relaxação do material é proporcional aos Módulo de Elasticidade de Cisalhamento Transversal (G) ao Módulo de Elasticidade Volumétrico (K), conseqüentemente possuem a mesma dependência com o tempo.

Torres (2013) apresenta a metodologia para determinar a Taxa de Liberação de Energia para um material viscoelástico sob influência do estado plano de deformação. A Eq. (2.51) representa o Taxa de Liberação de Energia para o modo I de fratura.

$$G_I^v = \frac{1}{4} \left[ 3 \int_0^t J^{G+3K}(t-\tau) \frac{\partial K_I^2(a,\tau)}{\partial \tau} d\tau + \int_0^t J^G(t-\tau) \frac{\partial K_I^2(a,\tau)}{\partial \tau} d\tau \right] \quad (2.51)$$

Em que, J é a função fluência em função do Módulo de cisalhamento transversal (G) e do Módulo Volumétrico (K). Como o Fator de Intensidade de Tensão possui uma relação linear com uma tensão aplicada em um campo bem distante, o mesmo pode ser decomposto em produto de duas funções.

$$K_I(a,t) = K_I(a)\lambda(t) \quad (2.52)$$

Onde,  $\lambda(t)$  é uma função unitária que está relacionada com o tempo de aplicação do carregamento e a forma como o mesmo é distribuído ao longo do tempo. Portanto, rescrevendo a Eq. (2.51) e transformando-a para o espaço de Laplace tem-se:

$$G_I^v = \frac{K_I^2(a)}{4} \left[ 3 \int_0^t J^{G+3K}(t-\tau) \frac{\partial \lambda^2(\tau)}{\partial \tau} d\tau + \int_0^t J^G(t-\tau) \frac{\partial \lambda^2(\tau)}{\partial \tau} d\tau \right] \quad (2.53a-b)$$

$$\bar{G}_I(s) = \left[ \frac{3}{s\bar{G}(s) + 3s\bar{K}(s)} + \frac{1}{s\bar{G}(s)} \right] \frac{K_I^2(a)\bar{\lambda}_2(s)}{4}$$

Em que  $s$  corresponde a variável no espaço de Laplace,  $\bar{G}$  e  $\bar{K}$  correspondem aos módulos relaxação referentes aos módulos de cisalhamento transversal e volumétrico, respectivamente, no espaço de Laplace e  $\bar{\lambda}_2$  corresponde ao quadrado da função  $\lambda(t)$  no espaço de Laplace.

## 2.3. CARACTERIZAÇÃO DO COMPORTAMENTO MECÂNICO DO AÇO A ALTAS TEMPERATURAS

Um incêndio pode ser definido como um processo de combustão rápida que se dissemina de forma descontrolada no tempo e no espaço, ou seja, ele ocorre quando o processo de combustão acontece em um ambiente que não foi idealizado para suportar tal reação.

### 2.3.1. Modelo de Incêndio-Padrão

Devido aos inúmeros estudos, foi necessário criar um modelo de incêndio para preconizar as temperaturas envolvidas em análises experimentais. Dessa forma, adotou-se uma curva temperatura x tempo, que é conhecida como curva de incêndio-padrão. Em virtude da mesma, é possível determinar a temperatura máxima atingida num elemento da estrutura antes do colapso, além de ser utilizado no dimensionamento estrutural onde tal modelo de incêndio é empregado para análises de estruturas e equipamentos ou mesmo de materiais antichama ensaiados em fornos de laboratórios de pesquisas.

O incêndio-padrão segue curvas padronizadas para ensaios com a característica principal de possuir apenas um ramo ascendente, o que não caracteriza um incêndio real, visto que a influência da carga de incêndio, do grau de ventilação do compartimento e das propriedades térmicas dos materiais do ambiente não são considerados, contudo, elas são usadas para facilitar

os ensaios em série de elementos construtivos para avaliar a sua resistência ao fogo (Costa & Silva, 2003 e 2006b). Dessa forma, é admitindo que a temperatura dos gases seja sempre crescente.

Dentre as curvas padronizadas mais citadas em bibliografias consultadas e mais utilizadas em ensaios de incêndios, são usadas: ASMT E 119 (1988), ISO 834-1 (1999) e EN 1991 1-2 (2002). A ASMT E 119 (*Standard test methods for fire tests of building construction and materials*) foi adotada em 1918, fundamentada na proposta do UL – *Underwriters Laboratory* de Chicago (1916), para a construção da curva de incêndio-padrão para material combustível celulósico. Esta norma recomenda a utilização dos valores apresentados na Tabela 2.1, que segundo Gosselin, (1987, apud Costa & Silva, 2006b) os valores apresentados na mesma são baseados nas temperaturas máximas de incêndios reais, tomando por referência o ponto de fusão de materiais já conhecido naquela época.

Tabela 2.1 - Valores da curva temperatura dos gases quentes x tempo – ASTM E 119

t (min)	$\theta_g$ (°C)						
0	20	30	843	60	927	90	978
5	538	35	862	65	937	120	1010
10	704	40	878	70	946	240	1093
15	760	45	892	75	955	480	1260
20	795	50	905	80	963	–	–
25	821	55	916	85	971	–	–

Para o material combustível celulósico, a curva de incêndio-padrão, tanto para a ISO 834-1 (*Fire-Resistance Tests – Elements of Building Construction, Part 1: General Requirements*), quanto para o EN 1991 1-2 (*Eurocode 1 - Actions on structures - Part 1-2: General actions - Actions on structures exposed to fire*), é definida pela Eq. (2.54), sendo caracterizada pelo aumento contínuo da temperatura ao longo do tempo numa velocidade pré-estabelecida.

$$\theta_g = 20 + 345 \log_{10}(8t + 1) \quad (2.54)$$

Sendo,  $\theta_g$  é a temperatura dos gases em célsius e t é o tempo em minutos.

A normas brasileiras NBR 5628 (2001), NBR 14432 (2001) e NBR 14323 (2013) recomendam a aplicação da curva-padrão para materiais celulósicos da norma ISO 834-1 para a determinação da resistência ao fogo de elementos construtivos.

Tanto a ISO 834-1, quanto o EN1991 1-2, apresentam a mesma equação para determinar a curva de incêndio-padrão para incêndios originados de matérias hidrocarbonetos, a qual é apresentada na Eq. (2.55) e são empregadas no projeto de túneis e ambientes industriais, onde a carga de incêndio é composta por hidrocarbonetos, i.e., compostos químicos constituídos por átomos de carbono (C) e hidrogênio (H) combinados ou não a átomos de oxigênio (O), nitrogênio (N) e enxofre (S), tais como: petróleo, gás natural, óleo mineral, plásticos, ceras, solventes e óleos derivados (Costa & Silva, 2006b).

$$\theta_g = 1080(1 - 0,325e^{-0,167t} - 0,675e^{-2,5t}) + 20 \quad (2.55)$$

Sendo,  $\theta_g$  é a temperatura dos gases em célsius e t é o tempo em minutos.

As respectivas normas, também apresentam a curva de incêndio-padrão para o projeto de segurança contra incêndio de elementos construtivos externos ao compartimento de incêndio, que estão sujeitos ao ataque das chamas, a qual é apresentada na equação a seguir:

$$\theta_g = 660(1 - 0,687e^{-0,32t} - 0,313e^{-3,8t}) + 20 \quad (2.56)$$

Sendo,  $\theta_g$  é a temperatura dos gases em célsius e t é o tempo em minutos.

As hipóteses consideradas no cenário de incêndio para o uso da curva de incêndio externo (*external fire curve*) na norma EN 1991-1-2 (2002) são: a carga de incêndio do compartimento é constituída de materiais celulósicos e a temperatura da atmosfera exterior, aonde a estrutura está localizada, é inferior àquela dentro do compartimento.

A curva de incêndio externo é, portanto, apropriada para o projeto de elementos de fachada dos edifícios usuais; devido às aberturas (janelas, portas etc.) do compartimento, as chamas podem

propagar-se para os “espaços abertos”, atingindo os elementos externos da compartimentação, tais como: paredes, marquises e parapeitos (Costa & Silva, 2006b).

A Figura 2.13 apresenta as curvas de incêndio-padrão definidas pelas normas supracitadas, considerando material celulósico para as normas ISO 834 (1999), EN 1991-1-2 (2002), NBR 5628 (2001), NBR 14432 (2001) e NBR 14323 (2013), material hidrocarboneto para as normas ISO 834 (1999), EN 1991-1-2 (2002), material celulósico para a norma ASMT E 119 (1988) e a curva de incêndio-padrão externo para as normas ISO 834 (1999) e EN 1991-1-2 (2002).

Segundo Ward *et al.* (1996), duas características importantes que diferenciam o incêndio de materiais hidrocarbonetos, do incêndio de materiais celulósicos, são evidenciadas na Figura 2.13 que são: a taxa do aquecimento e o fluxo de calor liberado durante a combustão. Para os materiais combustíveis hidrocarbonetos, a temperatura alcança 1100 °C em 5 minutos de incêndio, enquanto para os materiais celulósicos, a temperatura pode chegar aos 880 °C após 40 minutos de incêndio. Comparando os fluxos do calor correspondentes, o do incêndio de celulósicos é, de aproximadamente, 100 kW/m<sup>2</sup>, contra 200 kW/m<sup>2</sup> do incêndio de hidrocarboneto.

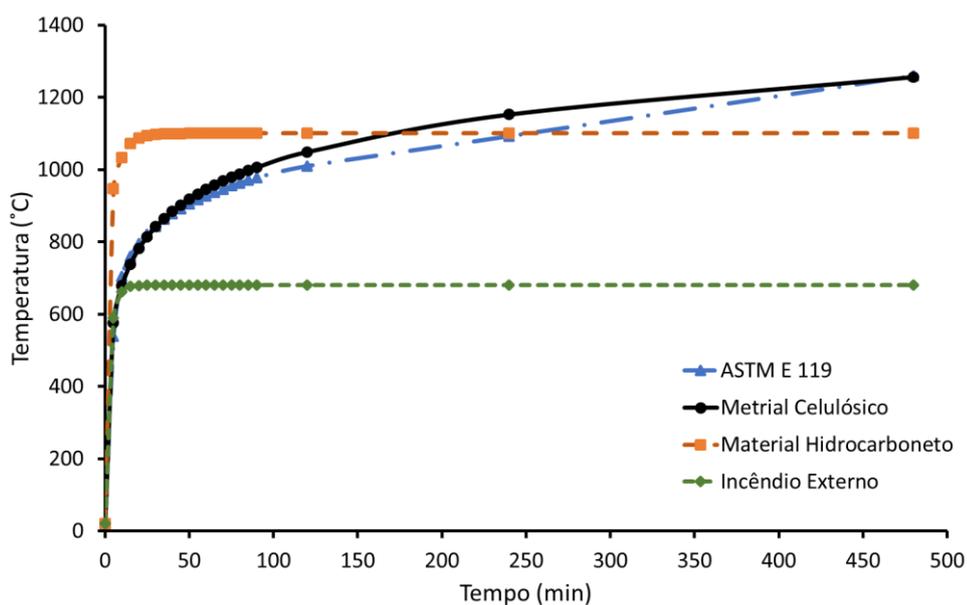


Figura 2.13 - Curvas modelos de Incêndio-Padrão

Embora as curvas-padrão, particularmente aquelas representativas de incêndio de materiais celulósicos, não permitam prognosticar o desempenho de elementos construtivos em incêndios

reais, longe do controle laboratorial das condições de ensaio, elas permitem uma análise comparativa de resistência ao fogo entre elementos similares, servindo como indicadores qualitativos de resistência em função da severidade do aquecimento (Costa & Silva, 2006a).

### 2.3.2. Modelo de Incêndio-Natural

O modelo de incêndio-natural gera curvas de temperatura x tempo dos gases quentes simulando as fases mais importantes de um incêndio real. No incêndio natural, existem parâmetros que interferem diretamente na curva temporal da temperatura, uma vez que tais curvas são idealizadas para compartimentos. Dessa forma, são considerados o grau de ventilação, o tipo de vedação e suas características térmicas (calor específico, peso específico e condutividade térmica), a quantidade de carga de incêndio específica e a geometria do compartimento. Portanto, este modelo gera curvas de incêndio caracterizadas por um ramo ascendente (indicando a fase de aquecimento) e um ramo descendente (indicando a fase de resfriamento) como é esquematizado na Figura 2.14, e não admite que a temperatura dos gases do incêndio seja sempre ascendente como é caracterizada pelos modelos de incêndio-padrão.

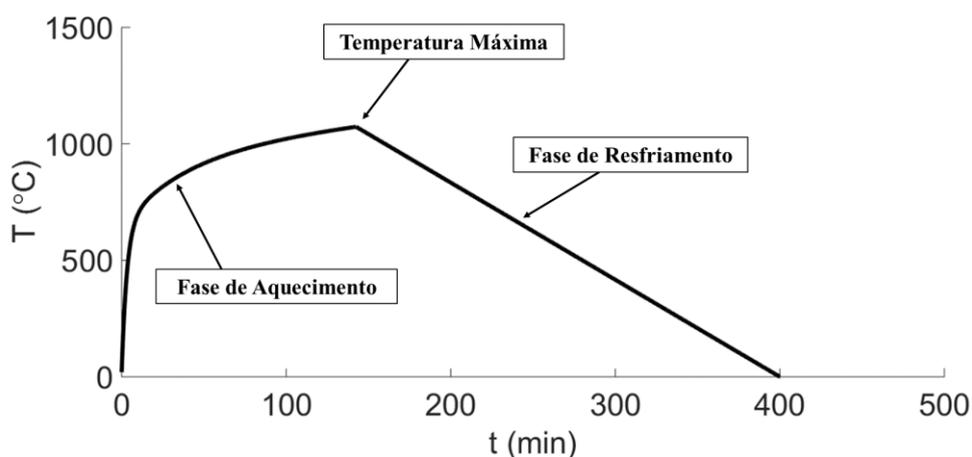


Figura 2.14 – Esquematização da curva modelo de Incêndio-Natural

Como as curvas do incêndio-natural são construídas a partir de modelos matemáticos aferidos em ensaios que simulam situações reais de incêndio, é necessário considerar, para o seu estudo, ambientes com aberturas, devido às características de estanqueidade, resistência dos elementos

de vedação e de isolamento térmico. Torna-se importante também que o incêndio venha a se propagar somente no interior do ambiente e sem a possibilidade de propagação do lado externo. Devido a este tipo de comportamento, esse incêndio é conhecido também como incêndio-natural compartimentado (Nunes, 2005; Campêlo, 2008; Rodrigues, 2013). Conforme a NBR 14432:2000, entende-se por isolamento térmico a capacidade de um elemento construtivo não apresentar, em sua face não exposta diretamente ao incêndio, elevação de temperatura superior a 140°C na média dos pontos de medida ou superior a 180°C em qualquer ponto de medida, e estanqueidade é a capacidade de um elemento construtivo de impedir o surgimento de rachaduras ou aberturas por onde possam passar chamas ou gases quentes capazes de queimar um chumaço de algodão.

### 2.3.2.1. Carga de Incêndio

Segundo a NBR 14432:2001, a carga de incêndio pode ser entendida como a soma total das energias caloríficas liberadas pela combustão completa de todos os materiais combustíveis existentes em um espaço ou área possível de ser atingida pelo fogo, incluindo materiais de acabamento e decoração, a qual é expressa em unidades de calor ou em peso equivalente de madeira, e é utilizada para indicar a possível gravidade de um incêndio.

Para a determinação a curva de incêndio-natural, há a necessidade de definir a carga de incêndio específica ( $q_{f,k}$ ), a qual é definida pela NBR 14432:2001 como sendo o valor da carga de incêndio dividida por uma área de referência, que é definida como sendo a área do piso ( $A_f$ ) do compartimento, e é apresentada na equação a seguir:

$$q_{f,k} = \frac{\sum_i M_i H_i m_i \Psi_i}{A_f} \quad (2.57)$$

Em que,  $M_i$  é a massa de cada componente  $i$  do material combustível em kg;  $H_i$  é o potencial calorífico de cada componente combustível em MJ/kg;  $A_f$  é a área do piso do compartimento em  $m^2$ ;  $m_i$  é um coeficiente adimensional que indica a eficiência da combustão de cada componente do material combustível, o qual pode variar entre 0 e 1; e  $\Psi_i$  é outro coeficiente adimensional que também varia entre 0 e 1 e representa o grau de proteção do combustível ao

fogo. Frequentemente, considera-se  $m_i = 1$  e  $\Psi_i = 1$ , correspondendo, respectivamente, à combustão completa e a nenhuma proteção do combustível ao fogo.

A NBR 14432:2001 apresenta na tabela C.3 do anexo C da respectiva norma os potenciais caloríficos ( $H_i$ ) de determinados materiais. Segundo Nunes (2005), a determinação da carga de incêndio específica definida na Eq. (2.57) é bastante difícil de ser determinada na prática, por isso é comum a adoção de valores tabelados por normas técnicas de acordo com a finalidade das edificações. Dessa forma, a NBR 14432:2001 recomenda alguns valores de  $q_{f,k}$  de acordo com a finalidade de utilização da estrutura, os quais são apresentados na tabela C.1 do anexo C da respectiva norma.

Algumas normas internacionais como o EN 1991 1-2:2002, em vez de utilizar a carga de incêndio específica, utilizam a chamada carga de incêndio de cálculo ( $q_{f,d}$ ), que consiste basicamente em multiplicar a carga de incêndio específica obtida pela Eq. (2.57) por coeficientes adimensionais que levam em conta fatores diversos, como existência de chuveiros automáticos, brigada de incêndio, dispositivos automáticos de detecção e alarme contra incêndio (sensíveis a calor ou fumaça), avaliação do risco de ativação do incêndio devido ao tamanho do compartimento e ao tipo de ocupação, além das consequências de um eventual colapso da estrutura. De acordo com a situação, estes coeficientes podem provocar uma queda ou um aumento no valor da carga de incêndio. A carga de incêndio específica de cálculo fornecido pelo EN 1991 1-2:2002 em seu anexo E é apresentada pela Eq. (2.58).

$$q_{f,d} = q_{f,k} m \delta_{q1} \delta_{q2} \delta_n \quad (2.58)$$

Em que,  $q_{f,k}$  é a carga de incêndio específica ( $\text{MJ}/\text{m}^2$ ), a qual pode ser determinada de acordo com o tipo de ocupação da edificação conforme a tabela E.4 do anexo E do EN 1991 1-2:2002;  $m$  é um fator de combustão que leva em consideração o tipo de ocupação e o tipo de carga de incêndio, sendo igual a 0,8 para materiais celulósicos;  $\delta_{q1}$  e  $\delta_{q2}$  são fatores de segurança relacionados ao risco de ativação do incêndio devido ao tamanho do compartimento e ao tipo de ocupação, respectivamente; e  $\delta_n$  é um fator de segurança que está relacionado às medidas de combate ao incêndio adotadas na edificação. Os valores de  $\delta_{q1}$ ,  $\delta_{q2}$  e  $\delta_n$  estão presentes nas tabelas E.1 e E.2 do anexo E do EN 1991 1-2:2002.

Para a determinação da curva de incêndio natural, a respectiva norma utiliza carga de incêndio de cálculo relacionado a área total ( $q_{t,d}$ ), a qual é definida por:

$$q_{t,d} = q_{f,d} \frac{A_f}{A_t} \quad (2.59)$$

Sendo  $A_t$  a área total de paredes, piso, teto e aberturas em  $m^2$  do ambiente estudado;  $A_f$  é a área do piso de referência do compartimento em que  $q_{f,k}$  é determinado, a qual é fornecida na tabela E.1 do anexo E do EN 1991 1-2:2002 em  $m^2$ ; e  $q_{t,d}$  é dado em  $MJ/m^2$  e possui os seguintes limites:  $50 MJ/m^2 \leq q_{t,d} \leq 1000 MJ/m^2$ .

### 2.3.2.2. Grau de Ventilação

A presença de oxigênio é obrigatória para que se desenvolva um incêndio, e sua quantidade é um fator determinante para a intensidade do mesmo. Desta forma, a quantidade de oxigênio existente no compartimento submetido ao incêndio é levada em consideração nas análises do fenômeno por meio do fator de abertura  $O$ , o qual está relacionado com o grau de ventilação do compartimento e é dado pela seguinte equação:

$$O = \frac{A_v \sqrt{h_{eq}}}{A_t} \quad (2.60a-b)$$

$$h_{eq} = \frac{\sum_i A_i h_i}{A_v}$$

Em que,  $A_v$  é a área total de aberturas para o exterior do edifício em  $m^2$ , incluído as janelas, visto que considera que os vidros se quebram com o incêndio;  $A_t$  é a área total de paredes, piso, teto e aberturas em  $m^2$ ;  $h_{eq}$  corresponde à média das alturas das aberturas em m; e  $A_i$  e  $h_i$  correspondem a área e a altura da abertura  $i$ , respectivamente.

### 2.3.2.3. Curvas parametrizadas: EN 1991 1-2:2002

A metodologia adotada pelo EN 1991 1-2:2002 para a determinação da evolução temporal da temperatura em uma situação de incêndio-natural é constituída de duas fases: a fase de aquecimento e de resfriamento, como é esquematizado na Figura 2.14. Segundo o anexo A da respectiva norma, as curvas parametrizadas temperatura-tempo são válidas para um compartimento de até 500 m<sup>2</sup> de área de piso, sem abertura no telhado, e com uma altura de até 4 m, além de assumir que toda a carga de incêndio do compartimento é queimada.

Para a fase de aquecimento a curva de temperatura-tempo é dado por:

$$\theta_g = 20 + 1325(1 - 0,324e^{-0,2t^*} - 0,204e^{-1,7t^*} - 0,472e^{-19t^*})$$

$$t^* = t \cdot \Gamma$$

$$\Gamma = \frac{\left(\frac{O}{b}\right)^2}{\left(\frac{0,04}{1160}\right)^2} \quad (2.61a-d)$$

$$b = \sqrt{\rho\lambda c}$$

Em que,  $\theta_g$  é a temperatura dos gases no compartimento incendiado em °C;  $t$  é o período de observação em horas;  $t^*$  é um período corrigido em horas;  $\Gamma$  é um fator adimensional do tempo;  $O$  é o grau de ventilação em m<sup>1/2</sup>;  $b$  é um fator de absorvidade térmica das superfícies do compartimento dado em J/m<sup>2</sup>s<sup>1/2</sup>°C;  $\rho$  é a massa específica das superfícies do compartimento em kg/m<sup>3</sup>;  $\lambda$  é a condutividade térmica das superfícies do compartimento em W/m°C;  $c$  é o calor específico das superfícies do compartimento em J/kg°C. O grau de ventilação ( $O$ ) deve assumir valores entre 0,02 e 0,2 m<sup>1/2</sup>, e os valores de absorvidade térmica ( $b$ ) deve estar entre 100 e 2200 J/m<sup>2</sup>s<sup>1/2</sup>°C. Para o cálculo de  $b$ , os seus parâmetros devem ser usados com os seus valores em temperatura ambiente (20 °C).

Se as superfícies do compartimento estiverem mais de uma camada, o fator  $b$  é determinado por:

Se  $b_1 < b_2$

$$b = b_1 \quad (2.62a)$$

Se  $b_1 > b_2$

$$S_{lim} = \sqrt{\frac{3600 t_{m\acute{a}x} \lambda_1}{c_1 \rho_1}}$$

$$\text{Se } S_1 > S_{lim} \rightarrow b = b_1 \quad (2.62b-e)$$

$$\text{Se } S_1 < S_{lim} \rightarrow b = \frac{S_1}{S_{lim}} b_1 + \left(1 - \frac{S_1}{S_{lim}}\right) b_2$$

$$t_{m\acute{a}x} = \max[(0,2 \times 10^{-3} q_{t,d}/O); t_{lim}]$$

Onde, 1 representa a camada exposta diretamente ao fogo e 2 a camada seguinte.  $S_i$  corresponde a espessura da camada  $i$  em m;  $S_{lim}$  é a espessura limite em m;  $b_i$  é o fator de absorvidade térmica da camada  $i$  e é dado por:  $b_i = \sqrt{\rho_i c_i \lambda_i}$ ;  $\rho_i$ ,  $c_i$  e  $\lambda_i$  são a massa específica, o calor específico e a condutividade térmica da camada  $i$ , respectivamente;  $t_{m\acute{a}x}$  é o tempo da máxima temperatura do gás em horas;  $q_{t,d}$  é carga de incêndio de cálculo relacionado a área total em MJ/m<sup>2</sup>;  $O$  é o grau de ventilação em m<sup>1/2</sup>; e o  $t_{lim}$  é o tempo da máxima temperatura para um incêndio controlado por combustível, o qual depende do tipo de ocupação da edificação, sendo caracterizado na tabela E.5 do anexo E do EN 1991 1-2:2002, e que, para o caso de um incêndio de crescimento lento,  $t_{lim}$  será igual a 25 min, para o caso de um incêndio de crescimento mediano,  $t_{lim}$  será igual a 20 min, e, para o caso de um incêndio de crescimento rápido,  $t_{lim}$  será igual a 15 min. Para contabilizar diferentes fatores de absorvidade térmica ( $b$ ) das paredes, forro e pisos, o parâmetro  $b$  é definido como:

$$b = \frac{\sum(b_j A_j)}{(A_t - A_v)} \quad (2.63)$$

Em que,  $A_j$  é a área de uma superfície  $j$  do compartimento sem considerar as aberturas;  $b_j$  é fator de absorvidade térmica de uma superfície  $j$  do compartimento, o qual é calculado a partir

das Eqs. (2.62a-d);  $A_t$  é a área total de paredes, piso, teto e aberturas em  $m^2$ ; e  $A_v$  é a área total de aberturas para o exterior do edifício em  $m^2$ .

A temperatura máxima ( $\theta_{m\acute{a}x}$ ) da fase de aquecimento acontece quando  $t^* = t^*_{m\acute{a}x}$ , o qual é definido por:

$$t^*_{m\acute{a}x} = t_{m\acute{a}x} \cdot \Gamma \quad (2.64)$$

Quando  $t_{m\acute{a}x} = t_{lim}$ , a Eq. (2.61b) é substituída por:

$$t^* = t \Gamma_{lim} \quad (2.65)$$

Em que,

$$\Gamma_{lim} = \frac{\left(\frac{O_{lim}}{b}\right)^2}{\left(\frac{0,04}{1160}\right)^2} \quad (2.66a-b)$$

$$O_{lim} = 0,1 \times 10^{-3} q_{t,d}/t_{lim}$$

Se  $O > 0,04 \text{ m}^{1/2}$  e  $q_{t,d} < 75 \text{ MJ/m}^2$  e  $b < 1160 \text{ J/m}^2\text{s}^{1/2}\text{°C}$ , a Eq. (2.66b) é definida como sendo:

$$\Gamma_{lim} = \frac{\left(\frac{O_{lim}}{b}\right)^2}{\left(\frac{0,04}{1160}\right)^2} k \quad (2.67a-b)$$

$$k = 1 + \left(\frac{O - 0,04}{0,04}\right) \left(\frac{q_{t,d} - 75}{75}\right) \left(\frac{1160 - b}{1160}\right)$$

A curva temperatura-tempo na fase de resfriamento é dado por:

$$\theta_g = \theta_{m\acute{a}x} - 625(t^* - t^*_{m\acute{a}x} \cdot x) \text{ para } t^*_{m\acute{a}x} \leq 0,5$$

$$\theta_g = \theta_{m\acute{a}x} - 250(3 - t^*_{m\acute{a}x})(t^* - t^*_{m\acute{a}x} \cdot x) \text{ para } 0,5 < t^*_{m\acute{a}x} < 2 \quad (2.68a-f)$$

$$\theta_g = \theta_{m\acute{a}x} - 250(t^* - t^*_{m\acute{a}x} \cdot x) \text{ para } t^*_{m\acute{a}x} \geq 2$$

Em que,

$$t^* = t \cdot \Gamma$$

$$t^*_{m\acute{a}x} = 0,2 \times 10^{-3} q_{t,d}/O \quad (2.69a-c)$$

$$x = 1 \text{ se } t_{m\acute{a}x} > t_{lim} \text{ ou } x = t_{lim} \cdot \Gamma/t^*_{m\acute{a}x} \text{ se } t_{m\acute{a}x} = t_{lim}$$

Nas figuras subsequentes são representadas algumas curvas temperatura-tempo de incêndio-natural obtidas de acordo com o EN 1991 1-2:2002. Foram calculadas curvas correspondentes a incêndios variados, com graus de ventilação de 0,04, 0,08 e 0,12 m<sup>1/2</sup> e cargas de incêndio específicas de cálculo de 100, 200 e 250 MJ/m<sup>2</sup>. Para fins de comparação, o valor de b foi constante em todos os casos, e igual a 1160 J/m<sup>2</sup>s<sup>1/2</sup>°C.

Observa-se que:

- Com a carga constante e aumento do grau de ventilação, a temperatura cresce e ocorre uma redução do tempo de duração do incêndio, dessa forma, menor é o tempo em que o incêndio atinge a temperatura máxima;
- A temperatura máxima do incêndio aumenta com a ventilação até certo limite de tempo quando reduz bruscamente e tende a um valor constante. Isso acontece devido ao incêndio não ser controlado mais pela ventilação e sim pelo combustível;
- Para um mesmo grau de ventilação e um aumento da carga de incêndio específica, a temperatura máxima e o tempo de duração do incêndio se elevam.

O EN 1991 1-2:2002 comenta ainda que quando o fator adimensional do tempo ( $\Gamma$ ) é igual a um, ou seja, quando o grau de ventilação ( $O$ ) e o fator de absorvidade térmica ( $b$ ) são iguais a  $0,04 \text{ m}^{1/2}$  e  $1160 \text{ J/m}^2\text{s}^{1/2}\text{°C}$ , respectivamente, a curva da fase de aquecimento do modelo de incêndio-natural aproxima-se com a curva temperatura-tempo do modelo de incêndio-padrão

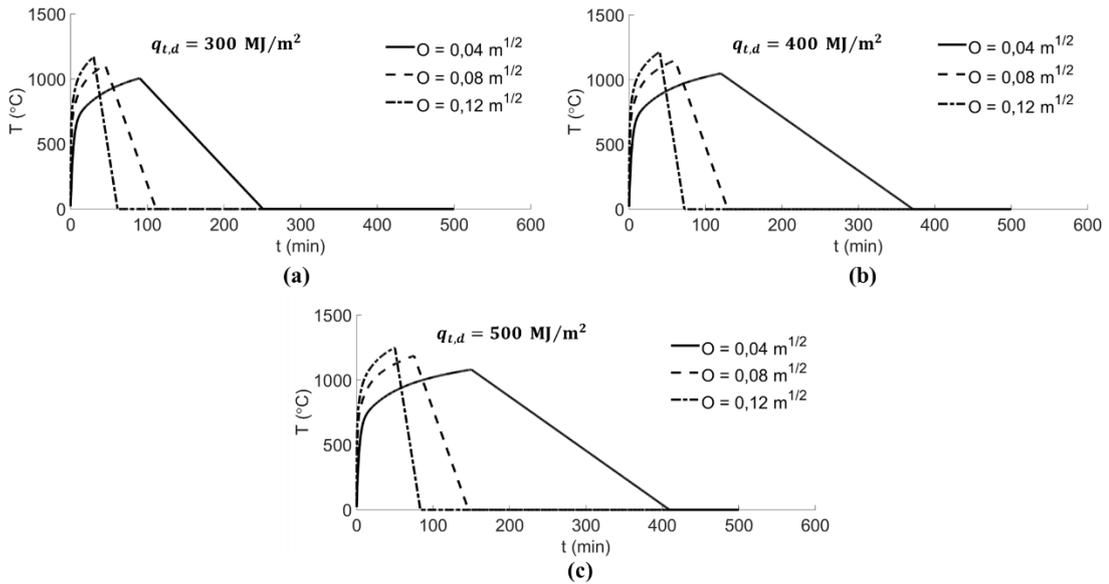


Figura 2.15 – Curvas de Incêndio-Natural com  $q_{t,d}$  constante. (a)  $q_{t,d} = 300 \text{ MJ/m}^2$ .  
(b)  $q_{t,d} = 400 \text{ MJ/m}^2$ . (c)  $q_{t,d} = 500 \text{ MJ/m}^2$

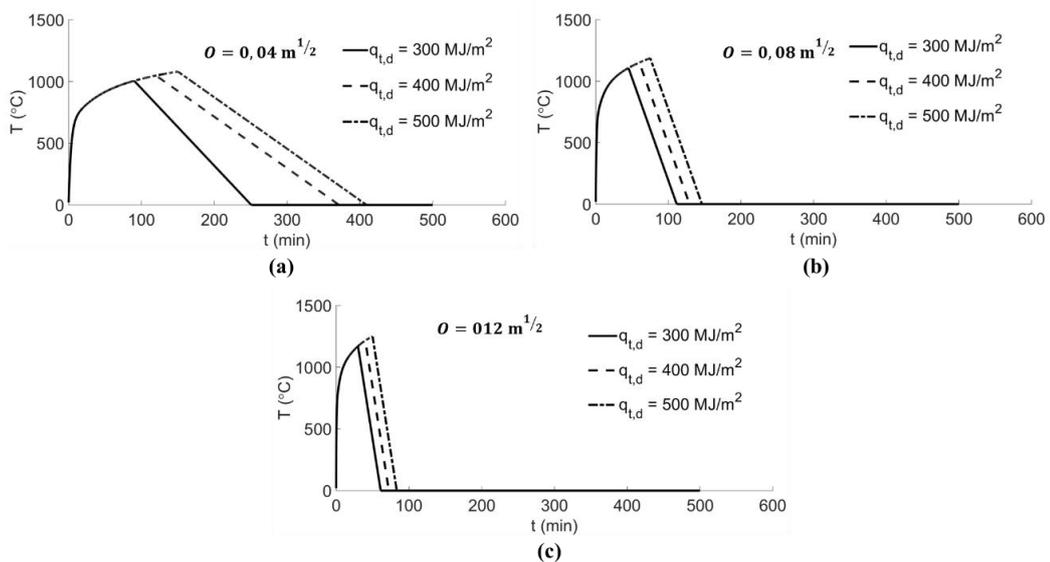


Figura 2.16 – Curvas de Incêndio-Natural com  $O$  constante. (a)  $O = 0,04 \text{ m}^{1/2}$ . (b)  $O = 0,08 \text{ m}^{1/2}$ . (c)  $O = 0,12 \text{ m}^{1/2}$

### **2.3.3. Tempo Requerido de Resistência ao Fogo (TRRF) e Tempo Equivalente (TE)**

Como já foi comentado, o modelo de incêndio-padrão é caracterizado somente pela fase de aquecimento. Portanto, o mesmo não possui um tempo limite definido em sua representação matemática, além de não representar o comportamento de um incêndio real. A literatura técnica estabelece que a duração do incêndio-padrão é limitada pelo Tempo Requerido de Resistência ao Fogo (TRRF), o qual é definido, segundo a NBR 14432:2001, como sendo o tempo mínimo de resistência ao fogo que um elemento construtivo deve resistir. A resistência ao fogo é a propriedade de um elemento estrutural resistir à ação do fogo por determinado período de tempo, mantendo sua segurança estrutural, estanqueidade e isolamento (Vargas e Silva, 2003).

Vargas e Silva (2003) comentam que, embora o conceito do TRRF seja aplicado em vários países, os valores variam conforme os mesmos. Dessa forma, o TRRF é fruto de um consenso da sociedade de um país, não significando a duração do incêndio ou o tempo de evacuação dos ocupantes do edifício ou o tempo de chegada do Corpo de Bombeiros, e sim, o quanto cada país está disposto a assumir um risco aceitável para o colapso das edificações em situações de incêndio. Portanto, na Nova Zelândia, o TRRF máximo é de 60 minutos. Nos EUA, o TRRF pode atingir 180 minutos para pilares de edifícios altos, no Reino Unido o TRRF máximo é de 120 minutos e, no Japão, o TRRF para edifícios altos é maior para os pavimentos inferiores e menor para os pavimentos superiores.

O TRRF pode ser determinado de duas maneiras segundo as legislações brasileiras vigentes: através do método tabular e do método do Tempo Equivalente. O método tabular consiste em determinar o TRRF de acordo com a altura, dimensões, tipo de uso e ocupação das edificações. A NBR 14432:2001 em seu anexo A apresenta uma tabela com os valores do TRRF em minutos associado com o uso e a altura da edificação, as quais devem ser respeitadas pelos elementos estruturais (pilares, vigas e lajes). A Tabela 2.2 apresenta um resumo das recomendações de TRRF da NBR 14432:2001 para alguns tipos de usos/ocupações de edificações.

Tabela 2.2 – Tempos Requeridos de Resistência ao Fogo (TRRF) – NBR 14432:2001

Ocupação/Usos	Altura da Edificação				
	Classe P1	Classe P2	Classe P3	Classe P4	Classe P5
	$h \leq 6 \text{ m}$	$6 \text{ m} < h \leq 12 \text{ m}$	$12 \text{ m} < h \leq 23 \text{ m}$	$23 \text{ m} < h \leq 30 \text{ m}$	$h \geq 30 \text{ m}$
Residencial	30	30	60	90	120
Hotel	30	60(30)	60	90	120
Supermercado	60(30)	60(30)	60	90	120
Escritório	30	60(30)	60	90	120
Shopping	60(30)	60(30)	60	90	120
Escola	30	30	60	90	120
Hospital	30	60	60	90	120
Igreja	60(30)	60	60	90	120

**Notas:**

- 1- Para Subsolos com  $h > 10 \text{ m}$  – 90 min;  $h \leq 10 \text{ m}$  – 60 min, não podendo ser inferior ao TRRF dos pavimentos acima do solo
- 2- Os TRRF entre parênteses podem ser usados em subsolo nos quais a área bruta de cada pavimento seja menor ou igual a  $500 \text{ m}^2$  e em edificações nas quais cada pavimento acima do solo tenha área menor ou igual a  $750 \text{ m}^2$ ;

A fim de associar a curva-padrão a curvas mais realísticas, diversos pesquisadores estudaram diferentes métodos, dentre os quais, o mais citado na literatura técnica internacional é o método do Tempo Equivalente (TE). Ingberg, na década de 20, (apud Babrauskas e Williamson, 1978) foi quem buscou pela primeira vez a solução desse problema através do conceito de igualdade entre as curvas de incêndio-padrão e o incêndio real. As comparações entre a curva-padrão e a curva de incêndio-natural (paramétrica) são feitas por meio do conceito de tempo equivalente a fim de se conhecer a severidade do incêndio real através da curva de incêndio-padrão. Dessa forma, a metodologia do tempo equivalente pode ser realizada através de três conceitos: Conceito de áreas iguais, conceito da temperatura máxima do elemento estrutural e conceito do esforço resistente mínimo.

Nyman (2002) comenta que o conceito de equivalência de áreas proposto por Ingberg tem a finalidade de determinar o Tempo Equivalente de um incêndio igualando as áreas sob as curvas de incêndio-natural e de incêndio-padrão acima de uma temperatura de referência de  $150 \text{ }^\circ\text{C}$ . O autor comenta ainda que, quando se trata de membros estruturas não-combustíveis pesados,

considera-se como temperatura de referência 300 °C, como é esquematizado na Figura 2.17. Segundo o autor, a aplicação do conceito de áreas iguais aplicado em estruturas leves com mobiliário moderno apresentou grande déficit quando comparadas as áreas das curvas normatizadas e realísticas, em virtude da grande quantidade de combustíveis sintéticos. Dessa forma, o conceito de equivalência de áreas não pode ser provado teoricamente, em virtude que a energia térmica é inserida diretamente nas paredes, teto e piso dos compartimentos, e a mesma não é diretamente proporcional à temperatura. O autor ressalta que, em altas temperaturas, a forma predominante de transferência de energia térmica em construções é por radiação, dessa forma, a mesma é proporcional à diferença de temperatura elevada para a quarta potência. Portanto, este método subestima a gravidade de incêndios curtos com altas temperaturas, e superestima incêndios longos com menos intensidade.

Cooper e Steckler (1996) explicam que, embora o conceito equivalência de área para determinar a severidade do fogo seja tecnicamente obsoleto, pode ser útil nas seguintes ocasiões:

- Quando altas taxas de liberação de calor não estão envolvidas, devido a efeitos de choque térmico na integridade
- Quando a relação tempo-temperatura não for significativamente maior ou menor do que a regime de aquecimento padrão de teste de fogo.

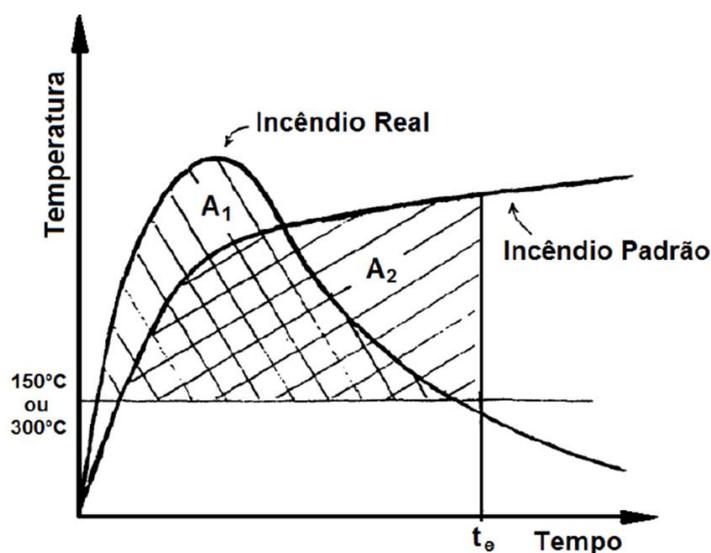


Figura 2.17 – Tempo Equivalente pelo conceito de igualdade das áreas sob as curvas  
(Adaptado de Thomas *et al.*, 1997)

Harmathy (1987) comenta que Law e Pettersson, na década de 70, desenvolveram métodos para determinar o Tempo Equivalente através do conceito de equivalência da temperatura máxima do elemento estrutural entre o modelo de incêndio-padrão e o incêndio real. Esse analisou a relação entre a curva-padrão e curvas experimentais, considerando o efeito da ventilação, já este fez melhorias no método de Law de duas maneiras: expressou o efeito da ventilação do compartimento em relação ao fator de ventilação, ao invés da abertura de ventilação, e fez a inclusão das características térmicas dos elementos de vedação. Dessa forma, Melão e Silva (2014) e Melão (2016) comentam que o conceito de equivalência de temperatura máxima do elemento estrutural define que a gravidade equivalente do incêndio é o tempo de exposição necessário para que a temperatura de um elemento de aço determinada por meio da curva de incêndio-padrão atinja a mesma temperatura máxima do aço determinada por meio da curva de incêndio natural. Este conceito é esquematizado na Figura 2.18.

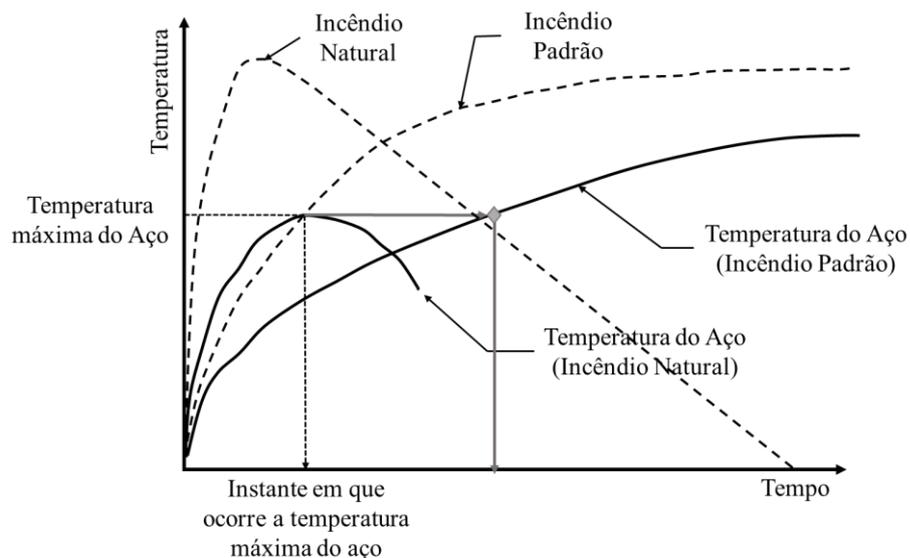


Figura 2.18 – Tempo Equivalente pelo conceito de igualdade das Temperaturas Máximas do Aço (Adaptado de Silva, 1997)

Alternativamente, a equivalência do incêndio pode ser determinada por meio do conceito de esforço resistente mínimo do elemento de aço. Segundo Buchanan e Abu (2017), esse conceito define que a equivalência do incêndio é o tempo de exposição necessário para que o esforço resistente de um elemento de aço determinado por meio da curva de incêndio-padrão atinja o mesmo valor mínimo do aço submetido ao incêndio natural, como é ilustrado na Figura 2.19.

Dos conceitos de equivalência de tempo, esta é a abordagem mais realística. Contudo, o conceito de carga mínima é difícil de ser implementado para um material que não tenha uma carga mínima claramente definida, como, por exemplo, as estruturas de madeira, onde a carbonização pode continuar após a temperatura do incêndio comece a diminuir.

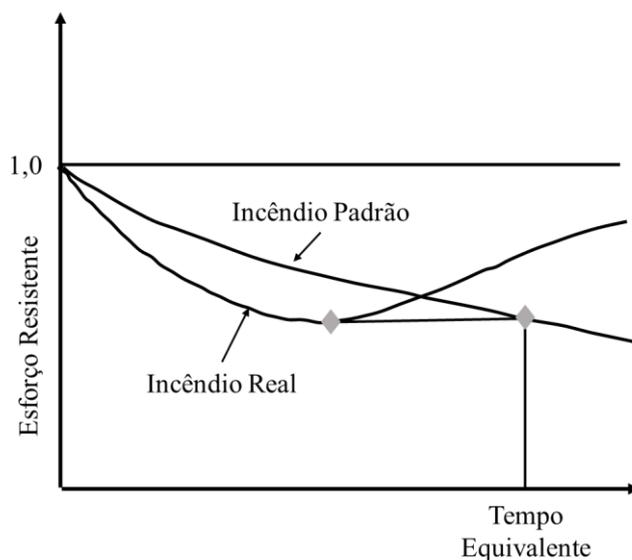


Figura 2.19 – Tempo Equivalente pelo conceito de Esforço Resistente Mínimo do Aço  
(Adaptado de Buchanan e Abu, 2017)

A NBR 14323:2013, em seu anexo F, apresenta o método do Tempo Equivalente para determinar o Tempo Requerido de Resistência ao Fogo (TRRF), levando em consideração aspectos do projeto contra incêndio e características da edificação que reduzem o risco ou a propagação do sinistro e facilitam a fuga dos usuários e as operações de combate ao fogo. Este método é aplicável em incêndios compartimentados e o TRRF é expresso em função de  $t_{eq}$ , o qual é determinado por:

$$t_{eq} = 0,07q_{f,k}W\gamma_n\gamma_s\gamma_r \quad (2.70)$$

Sendo,  $q_{f,k}$  é o valor característico da carga de incêndio específica em MJ/m<sup>2</sup>, o qual é fornecido na NBR 14432:2001; W é um fator que depende da área de ventilação e da altura do compartimento;  $\gamma_n$  corresponde a um fator que depende das medidas de proteção ativa da edificação;  $\gamma_s$  é um fator que depende da altura do piso mais elevado da edificação e da área do

compartimento, e os seus limites inferiores e superiores são iguais a 1 e 3, respectivamente; e  $\gamma_r$  é um fator que depende do risco de ativação do incêndio, o qual é apresentado os seus valores na tabela F.2 do anexo F da NBR 14323:2013 em função tipo de ocupação da edificação.

Em que:

$$W = \left(\frac{6}{H}\right)^{0,3} \left\{ 0,62 + \frac{90 \left(0,4 - \frac{A_v}{A_f}\right)^4}{1 + 12,5 \left[1 + 10 \frac{A_v}{A_f}\right] \frac{A_h}{A_f}} \right\} \geq 0,5$$

(2.71a-c)

$$\gamma_n = \gamma_{n1} \gamma_{n2} \gamma_{n3}$$

$$\gamma_s = 1 + \frac{A_f(h + 3)}{10^5}$$

Onde,  $H$  é a altura do compartimento (distância do piso ao teto) em m;  $A_f$  é a área do piso do compartimento em m<sup>2</sup>;  $A_v$  é a área de ventilação vertical para o ambiente externo do compartimento em m<sup>2</sup>, considerando-se que os vidros das janelas se quebrarão em incêndio, e que a relação de  $A_v/A_f$  não pode ser inferior a 0,025 e superior que 0,3;  $A_h$  é a área de ventilação horizontal em m<sup>2</sup>;  $\gamma_{n1}$ ,  $\gamma_{n2}$  e  $\gamma_{n3}$  são fatores parciais de ponderação das medidas de segurança contra incêndio, os quais estão relacionados, respectivamente, à existência de chuveiros automáticos, brigada contra incêndio e detecção automática, e os seus valores são apresentados na tabela F.1 do anexo F da NBR 14323:2013; e  $h$  corresponde à altura do piso mais elevado.

É importante destacar que esse método, apesar de empregar algumas equações do método do tempo equivalente do EN 1991 1-2:2002, não é igual ao método apresentado na norma europeia. A principal diferença são as limitações impostas. A norma brasileira não permite que o tempo equivalente seja tomado como inferior a 15 min ou inferior ao tempo determinado pelo Anexo A da NBR 14432:2001, os quais são apresentados resumidamente na Tabela 2.2, reduzido de 30 min. Dessa forma, o método da norma brasileira tem um caráter de reduzir de até no máximo 30 min o TRRF, e assim trazer economia no dimensionamento das estruturas de uma edificação com boas características de segurança contra incêndio. Melão e Silva (2014) e Melão (2016)

ressaltam que o método apresentado na norma brasileira, não é um método de equivalência entre as duas curvas. A NBR 14323:2013 ressalta que esse método pode ser aplicado a qualquer tipo de edificações, com exceção daquelas destinadas ao depósito de material explosivo e à central de comunicação e energia.

### **2.3.4. Caracterização das Propriedades Termomecânicas do Aço em Situações de Incêndio**

Apesar do aço ser atualmente a mais importante liga metálica, a qual é composta por ferro, carbono e outros componentes como: óxidos, sulfetos, enxofre, fósforo, níquel, cromo etc., e está sendo cada vez mais empregado de forma intensiva na construção civil, ainda existem alguns impedimentos devido as suas características técnicas que favorecem outros materiais, como a sua baixa resistência à corrosão e ao fogo. Dessa forma, quando o mesmo é submetido a uma situação de incêndio sofre algumas alterações em suas propriedades mecânicas e térmicas, as quais devem ser consideradas em procedimentos de projeto e análise de modo a garantir a segurança requerida. Portanto, nesta seção, serão apresentadas algumas dessas propriedades e como elas variam de acordo com o aumento da temperatura de acordo com a abordagem apresentada pela NBR 14323:2013.

#### **2.3.4.1. Propriedades Mecânicas**

Para taxa de aquecimento entre 2 °C/min e 50 °C/min, a NBR 14323:2013 apresenta valores de fatores de redução, relativos aos valores a 20 °C, da resistência ao escoamento e do módulo de elasticidade do aço em temperatura elevada, respectivamente  $k_{y\theta}$  e  $k_{E\theta}$ , além de fatores de redução da resistência ao escoamento do aço das seções sujeitas à flambagem local, em temperatura elevada,  $k_{\sigma\theta}$ , de modo que:

$$k_{y\theta} = \frac{f_{y,\theta}}{f_y} \tag{2.72a}$$

$$k_{E\theta} = \frac{E_{\theta}}{E}$$

(2.72b-c)

$$k_{\sigma\theta} = \frac{f_{y,\theta}}{f_y}$$

Em que,  $f_{y,\theta}$  é a resistência ao escoamento do aço a uma certa temperatura;  $f_y$  é a resistência ao escoamento do aço a 20 °C;  $E_{\theta}$  é o módulo de elasticidade do aço a uma certa temperatura; e  $E$  é o módulo de elasticidade do aço a 20 °C. Os valores dos fatores de redução supracitados são apresentados na Tabela 2.3 e as curvas características de cada fator são apresentadas na Figura 2.20.

Tabela 2.3 – Fatores de redução devido a temperaturas elevadas – NBR 14323:2013

Temperatura do Aço $\theta_a$ (°C)	Fatores de redução devido a temperaturas elevadas (a)		
	$k_{y\theta}^a$	$k_{E\theta}^a$	$k_{\sigma\theta}^a$
20	1,000	1,000	1,000
100	1,000	1,000	1,000
200	1,000	0,900	0,890
300	1,000	0,800	0,780
400	1,000	0,700	0,650
500	0,780	0,600	0,530
600	0,470	0,310	0,300
700	0,230	0,130	0,130
800	0,110	0,090	0,070
900	0,060	0,068	0,050
1000	0,040	0,045	0,030
1100	0,020	0,023	0,020
1200	0,000	0,000	0,000

a - Para valores intermediários da temperatura do aço, pode ser feita interpolação linear

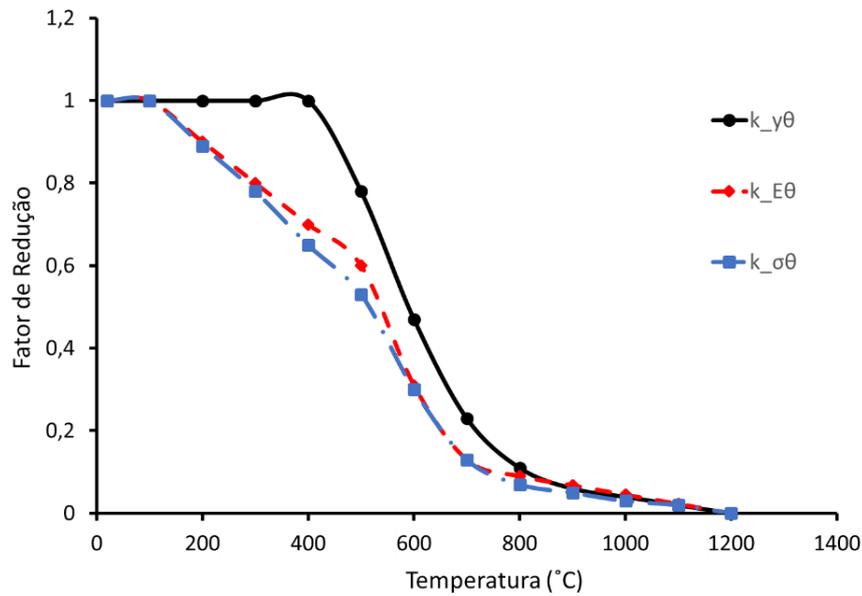


Figura 2.20 – Curvas características dos fatores de redução em função da temperatura

Quanto a massa específica do aço, a NBR 14323:2013 recomenda que a mesma pode ser considerada independente da temperatura e igual a:

$$\rho_a = 7850 \text{ kg/m}^3 \quad (2.73)$$

#### 2.3.4.2. Propriedades Térmicas

Com o aumento da temperatura do aço e o desequilíbrio entre suas ligas metálicas a certas temperaturas, as propriedades térmicas dos aços, como: alongamento, calor específico e condutividade térmica, sofrem variações, as quais são comentadas a seguir, de acordo como descrito na NBR 14323:2013.

- Alongamento do Aço

O alongamento do aço ( $\Delta l_a/l_a$ ) ao longo da evolução térmica pode ser representada graficamente pela Figura 2.21 e é determinado da seguinte forma:

$$\Delta l_a / l_a = 1,2 \times 10^{-5} \theta_a + 0,4 \times 10^{-8} \theta_a^2 - 2,416 \times 10^{-4}, \text{ para } 20^\circ\text{C} \leq \theta_a < 750^\circ\text{C}$$

$$\Delta l_a / l_a = 1,1 \times 10^{-2}, \text{ para } 750^\circ\text{C} \leq \theta_a < 860^\circ\text{C} \quad (2.74\text{a-c})$$

$$\Delta l_a / l_a = 2 \times 10^{-5} \theta_a - 6,2 \times 10^{-3}, \text{ para } 860^\circ\text{C} \leq \theta_a < 1200^\circ\text{C}$$

Onde,  $l_a$  corresponde ao comprimento do aço a 20 °C;  $\Delta l_a$  corresponde à expansão térmica da peça de aço provocada pela temperatura; e  $\theta_a$  corresponde à temperatura do aço, expressa em graus Celsius (°C).

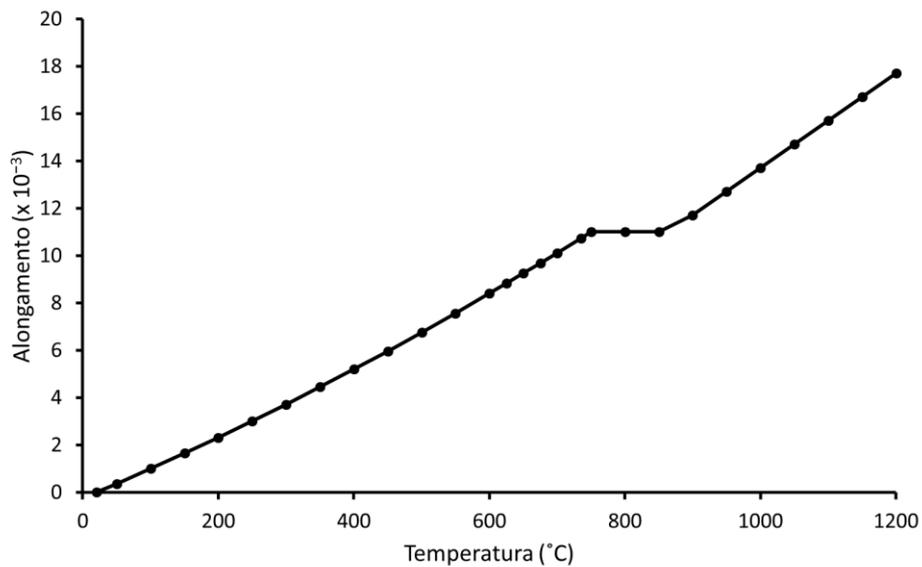


Figura 2.21 – Alongamento do aço em função da temperatura

- Calor Específico

O calor específico ( $c_a$ ) é a quantidade necessária de calor a ser fornecida à unidade de massa de uma substância para elevar a sua temperatura o correspondente a um grau. Na NBR 14323:2013, o calor específico do aço estrutural expresso em J/Kg°C é determinado em função

da temperatura, o qual é representado graficamente pela Figura 2.22 e é determinado da seguinte forma:

$$c_a = 425 + 7,73 \times 10^{-1}\theta_a - 1,69 \times 10^{-3}\theta_a^2 + 2,22 \times 10^{-6}\theta_a^3, \text{ para } 20^\circ\text{C} \leq \theta_a < 600^\circ\text{C}$$

$$c_a = 666 + \left( \frac{13002}{(738 - \theta_a)} \right), \text{ para } 600^\circ\text{C} \leq \theta_a < 735^\circ\text{C} \quad (2.75a-d)$$

$$c_a = 545 + \left( \frac{17820}{(\theta_a - 731)} \right), \text{ para } 735^\circ\text{C} \leq \theta_a < 900^\circ\text{C}$$

$$c_a = 650, \text{ para } 900^\circ\text{C} \leq \theta_a < 1200^\circ\text{C}$$

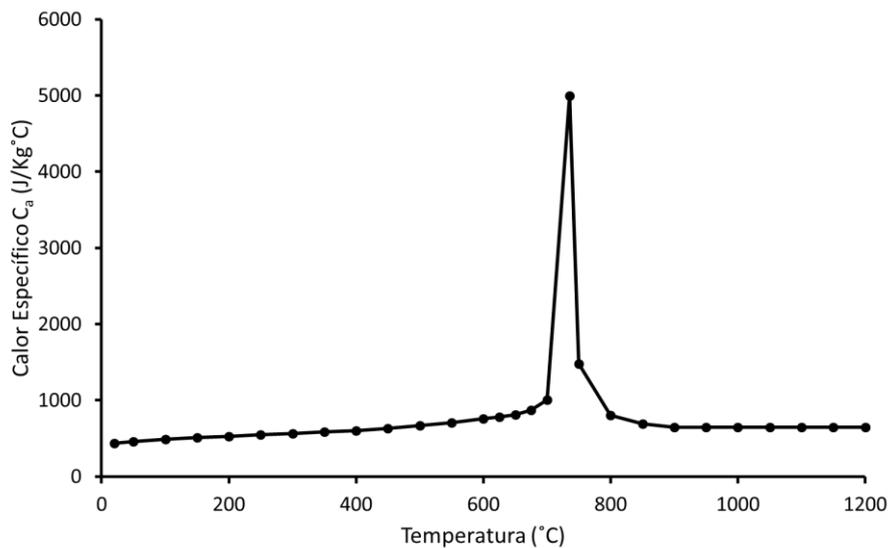


Figura 2.22 – Calor Específico do aço em função da temperatura

- Condutividade Térmica

A condutividade térmica ( $\lambda_a$ ) relaciona-se com a capacidade dos materiais de conduzir energia térmica. A NBR 14323:2013 expressa o valor da condutividade térmica do aço estrutural em

W/m°C, a qual é determinada em função da temperatura, e é representada graficamente pela Figura 2.23 e é determinada da seguinte forma:

$$\lambda_a = 54 - 3,33 \times 10^{-2} \theta_a, \text{ para } 20^\circ\text{C} \leq \theta_a < 800^\circ\text{C} \quad (2.76a-b)$$

$$\lambda_a = 27,3, \text{ para } 800^\circ\text{C} \leq \theta_a < 1200^\circ\text{C}$$

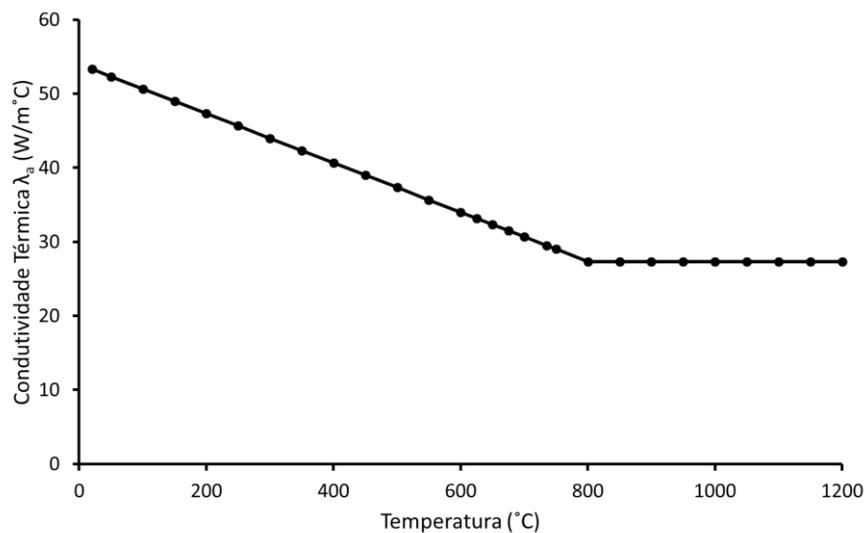


Figura 2.23 – Condutividade Térmica do aço em função da temperatura

### 2.3.5. Desenvolvimento da Temperatura nos Perfis Estruturais de Aço

Segundo Nunes (2005), um sistema estrutural submetido a um incêndio fica, naturalmente, sujeito a uma variação térmica provocada por um fluxo de calor que surge devido à diferença de temperatura entre as chamas e os gases quentes e a própria estrutura. Esta variação térmica em cada elemento estrutural pode ser calculada a partir do equilíbrio térmico entre o calor emitido pelo incêndio e o absorvido pelo elemento.

Rodrigues (2013) comenta que os modelos que permitem obter a evolução da temperatura em perfis de aço são divididos em duas categorias:

- **Modelos avançados de cálculo:** Modelos que têm métodos numéricos como base (diferenças finitas, elementos finitos e elementos de contorno, por exemplo). Eles permitem obter a evolução da temperatura no elemento de acordo com o aquecimento, mas através de computadores, diante da complexidade numérica em relação à resolução do problema;
- **Modelos simplificados de cálculo:** Modelos que têm equações analíticas como base. Eles permitem obter a evolução da temperatura no elemento, mas considerando a distribuição uniforme de temperatura na seção transversal e ao longo do comprimento.

Em relação ao método simplificado, a NBR 14323:2013 sugere um método simplificado de cálculo para a obtenção da temperatura em elementos estruturais de aço submetidos a elevadas temperaturas, tanto para estruturas sem revestimento quanto para estruturas com revestimentos de proteção contra incêndio. Contudo neste trabalho focará na análise de estruturas de aço sem revestimento de proteção contra incêndio.

Segundo a NBR 14323:2013, a elevação da temperatura de um elemento estrutural de aço ( $\Delta\theta_{a,t}$ ) para uma distribuição uniforme da mesma, sem revestimento de proteção térmica e situado no interior de um compartimento em chamas, durante um intervalo de tempo ( $\Delta t$ ), pode ser determinada pela Eq. (2.77).

$$\Delta\theta_{a,t} = k_{sh} \frac{\left(u/A_g\right)}{c_a \rho_a} \varphi \Delta t \quad (2.77)$$

Em que,  $\Delta\theta_{a,t}$  é a variação da temperatura no elemento estrutural de aço, durante um intervalo de tempo  $\Delta t$  em graus Celsius ( $^{\circ}\text{C}$ );  $k_{sh}$  corresponde a um fator de correção para o efeito de sombreamento, que pode ser tomado como igual a um;  $u$  corresponde ao perímetro exposto ao incêndio do elemento estrutural de aço, expresso em metros (m);  $A_g$  corresponde à área bruta da seção transversal do elemento estrutural, expressa em  $\text{m}^2$ ; a relação  $\left(u/A_g\right)$  corresponde ao fator de massividade para elementos estruturais de aço sem revestimento contra fogo, o qual é expresso em  $\text{m}^{-1}$ , e cujo valor não pode ser inferior a  $10 \text{ m}^{-1}$ ;  $c_a$  corresponde ao calor específico do aço em  $\text{J/Kg}^{\circ}\text{C}$ ;  $\rho_a$  corresponde à massa específica do aço em  $\text{Kg/m}^3$ ;  $\varphi$  é o valor

do fluxo de calor por unidade de área, o qual é expresso em  $W/m^2$ ; e o  $\Delta t$  é o intervalo de tempo em segundos, sendo que não pode ser adotado um valor maior que 5 s. Neste trabalho adotou-se um intervalo de tempo igual a 2 s.

Segundo a NBR 14323:2013, o fluxo de calor  $\varphi$  gerado pela diferença de temperatura entre as chamas do incêndio e os elementos estruturais, e é composto pelas parcelas de radiação e de convecção. Esse fluxo calorífico é definido através da Eq. (2.78):

$$\varphi = \varphi_c + \varphi_r \quad (2.78)$$

Com

$$\varphi_c = \alpha_c(\theta_g - \theta_a)$$

(2.79a-b)

$$\varphi_r = 5,67 \times 10^{-8} \varepsilon_{res} [(\theta_g - 273)^4 - (\theta_a - 273)^4]$$

Sendo,  $\varphi_c$  e  $\varphi_r$  são os fluxos de calor provenientes às parcelas de convecção e radiação, respectivamente, em  $W/m^2$ ;  $\alpha_c$  corresponde ao coeficiente de transferência de calor por convecção, o qual pode ser tomado como sendo igual a  $25 W/m^2\text{°C}$ , no caso de exposição ao incêndio-padrão, ou  $35 W/m^2\text{°C}$ , para incêndio-natural;  $\varepsilon_{res}$  é a emissividade resultante, podendo ser tomada para efeitos práticos como igual a 0,7; e  $\theta_g$  e  $\theta_a$  são as temperaturas dos gases e do aço, respectivamente, em graus Celsius ( $^{\circ}\text{C}$ ).

Para o caso de seções I e H expostas ao incêndio-padrão, o fator de correção para o efeito de sombreamento é dado por:

$$k_{sh} = 0,9 \frac{\left(\frac{u}{A_g}\right)_b}{\left(\frac{u}{A_g}\right)} \quad (2.80)$$

Em que,  $\left(u/A_g\right)_b$  é o valor do fator de massividade, definido como a relação entre o perímetro exposto ao incêndio de uma caixa hipotética que envolve o perfil e a área da seção transversal do perfil (em uma seção I ou H com altura  $d$  e largura das mesas  $b$ , exposta ao incêndio pelos quatro lados, o perímetro é igual a  $2(d + b)$  e, se a seção for exposta ao incêndio pelo lado inferior e pelas laterais, o perímetro é igual a  $2d + b$ ). Para o caso de seções fechadas, como as seções-caixão e tubulares, circulares e retangulares, e seções sólidas, como as retangulares, totalmente expostas ao incêndio,  $k_{sh}$  é igual a 1,0.

Algumas expressões para determinação do fator de massividade  $\left(u/A_g\right)$  para peças de aço sem revestimento contrafogo são apresentadas na Figura 2.24. Rodrigues (2013) e Nunes (2014) ressaltam que, para elementos estruturais com seção transversal de mesma área, o aumento de temperatura ocorrerá mais rapidamente para aquele que possuir maior superfície exposta ao incêndio. Campêlo (2008) comenta que, para a situação de incêndio-natural, as temperaturas alcançadas pelos perfis de aço de maior valor do fator de massividade decrescem mais rapidamente na fase de resfriamento do incêndio, quanto maior for o valor do fator de massividade, o aquecimento do perfil de aço acontecerá em um menor período de tempo e quando a carga de incêndio considerada for relativamente grande quando comparada ao respectivo grau de ventilação, mais longo será o período de tempo do incêndio e mais lentamente acontecerá a fase de resfriamento.

Nunes (2014) acrescenta ainda que o procedimento apresentado pela NBR 14323:2013 para a determinação da elevação de temperatura nos elementos estruturais de aço, com e sem proteção térmica, é do tipo incremental simples para qualquer curva de incêndio, ou seja, a temperatura é avaliada em cada intervalo de tempo no decorrer do incêndio até que seja atingido o TRRF.

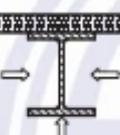
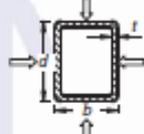
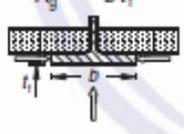
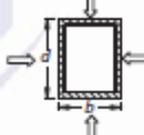
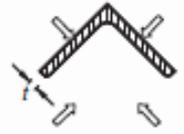
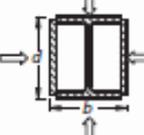
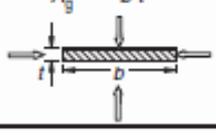
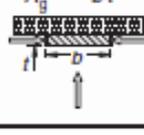
<p>Seção aberta exposta ao incêndio por todos os lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{\text{perímetro}}{\text{área da seção transversal}}$ 	<p>Seção tubular de forma circular exposta ao incêndio por todos os lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{d}{t(d-t)}$ 
<p>Seção aberta exposta ao incêndio por três lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{\text{perímetro exposto ao incêndio}}{\text{área da seção transversal}}$ 	<p>Seção tubular de forma retangular (ou seção-caixão soldada de espessura uniforme) exposta ao incêndio por todos os lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{b+d}{t(b+d-2t)}$ 
<p>Mesa de seção I ou H exposta ao incêndio por três lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{b+2t_f}{bt_f}$ 	<p>Seção-caixão soldada exposta ao incêndio por todos os lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{2(b+d)}{\text{área da seção transversal}}$ 
<p>Cantoneira exposta ao incêndio por todos os lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{2}{t}$ 	<p>Seção I ou H com reforço em caixão exposta ao incêndio por todos os lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{2(b+d)}{\text{área da seção transversal}}$ 
<p>Chapa exposta ao incêndio por todos os lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{2(b+t)}{bt}$ 	<p>Chapa exposta ao incêndio por três lados:</p> $\frac{u}{A_g} = \frac{b+2t}{bt}$ 

Figura 2.24 – Fator de massividade – Elementos estruturais sem proteção (NBR 14323:2013).

### 2.3.6. Caracterização do Comportamento da Fluência do Aço Submetido a Altas Temperaturas

Como já comentado, a fluência é definida como o incremento de deformação em um sólido, o qual é submetido a uma tensão e a uma temperatura constante ao longo de um período de tempo. A deformação por fluência ocorre devido ao movimento de deslocamento no plano deslizante.

Normalmente, os aços contêm uma variedade de defeitos, como por exemplo partículas solúveis, que atuam como obstáculo ao movimento de deslizamento (Kodur e Dwaikat, 2010). Portanto, segundo Kodur *et al.* (2010) e Kodur e Dwaikat (2010), em temperatura ambiente, a quantidade e a distribuição desses defeitos permanecem quase que uniformes, ocasionado que a deformação por fluência ocorra em um ritmo muito lento. Dessa forma, em situação de cargas com níveis de serviço, a deformação por fluência do aço é insignificante em temperatura ambiente.

Em materiais cristalinos (metais), no geral, há dois mecanismos de fluência que acontecem, que são: fluência por deslocamento e fluência por difusão (Kodur e Aziz, 2014). Segundo Ashby e Jones (2005), a fluência por deslocamento ocorre devido ao movimento de deslocamento do material, enquanto que a fluência por difusão é relacionada ao transporte do material por difusão dos átomos no interior de grãos, os quais podem ocorrer de duas maneiras: difusão do contorno dos grãos e difusão da massa de cristal. A progressão da taxa de deformação de fluência para ambos os mecanismos depende da extensão em que ocorre a difusão nos átomos do material.

Em altas temperaturas, os vazios presentes na estrutura cristalina do material podem expandir-se por deslocamento, causando um movimento mais rápido dos deslizamentos dos planos adjacentes. Portanto a deformação por fluência no aço é acelerada com incremento da temperatura (Kodur e Aziz, 2014; Kodur e Dwaikat, 2010). Contudo, o comportamento dessa deformação plástica por fluência, a qual é incrementada pela evolução térmica, difere para vários materiais e é dependente da temperatura de fusão e da composição dos mesmos. Em geral, o comportamento de fluência é significativo para temperaturas acima de 30 a 40% da temperatura de fusão, sendo que para o aço, essa temperatura é na ordem 1400°C. Portanto, de uma forma em geral, a deformação por fluência não pode ser negligenciada para temperatura acima de 400°C. Entretanto, é observado experimentalmente que, quando o nível de tensão é alto, o efeito da fluência torna-se significativo em membros de aço com temperaturas em torno de 300°C (Kodur e Aziz, 2014; Kodur e Dwaikat, 2010; Kodur *et al.*, 2010; Huang *et al.*, 2006; Huang e Tan, 2003).

Tipicamente, sob níveis de tensões e de temperatura constantes, o comportamento da fluência pode ser dividido em três estágios: fluência primária ou inicial, fluência secundária ou estacionária e fluência terciária ou acelerada, as quais são esquematizadas na Figura 2.25 a seguir.

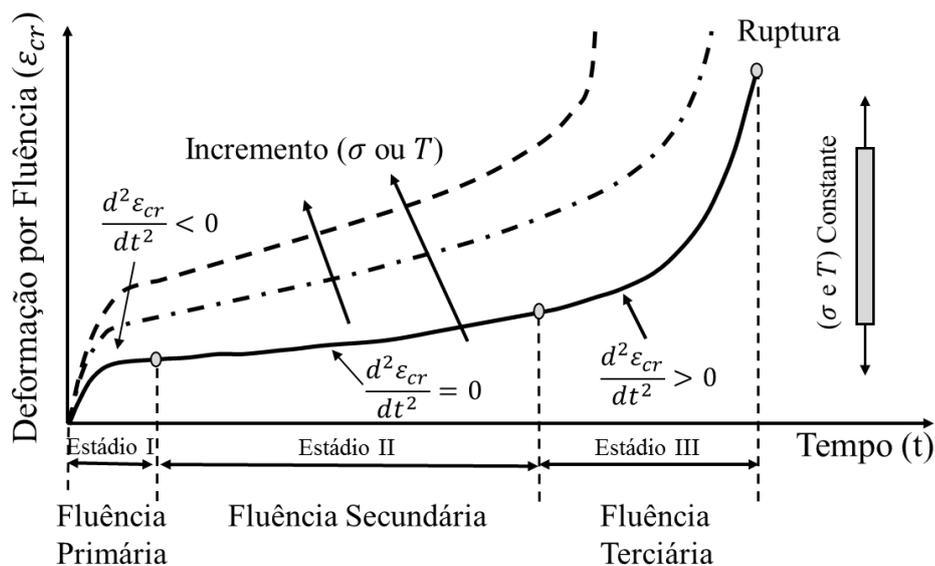


Figura 2.25 – Resposta Clássica da Fluência do Aço (Adaptado de Kodur e Aziz, 2014 ).

Na Figura 2.25, percebe-se que no estágio I que a deformação por fluência começa com uma taxa relativamente alta, contudo decresce com o tempo e à medida que ocorre incremento do nível de tensão e de temperatura ocorre uma diminuição da fluência primária. À medida que ocorre o incremento de tempo, eventualmente, a taxa de deformação alcança um mínimo, tornando-se praticamente constante, sendo conhecido como fluência secundária ou estacionária. Finalmente na última fase (fluência terciária), a taxa de deformação apresenta um incremento exponencial com o tempo, ocasionado devido ao fenômeno de estricção e do dano do material, como a formação de microfissuras (Kodur e Aziz, 2014; Kodur e Dwaikat, 2010; Morovat *et al.*, 2012; Cowan e Khandelwal, 2014; Brnic *et al.*, 2009; Ashby e Jones, 2005; Kassner, 2015; Hosford, 2010).

Como é observado na Figura 2.25, segundo Kodur e Aziz (2014) e Kodur e Dwaikat (2010), o incremento de níveis de temperatura e de tensão elevam muito a taxa de deformação, ocasionando deformações por fluência significantes. Além disso, torna-se difícil de distinguir entre os estágios de fluência secundária e terciária.

Kodur e Dwaikat (2010) comentam ainda que em análise de resistência ao incêndio, geralmente, os modelos de fluência a altas temperaturas levam em consideração somente a deformação por fluência primária e secundária. Visto que modelos que envolvem a fluência a altas temperaturas envolvendo as três fases são bastantes complexos, além disso, a fluência terciária geralmente

leva à singularidade da matriz de rigidez global da estrutura devido à aceleração das deformações antes da falha.

Morovat *et al.* (2014) comentam que a resposta da fluência pode ter grande variabilidade para um mesmo tipo de aço, alterando somente o tipo de perfil. Esta variabilidade deve ser considerada em qualquer situação para o desenvolvimento de um modelo generalizado para a estrutura de aço em altas temperaturas. Os autores ressaltam que algumas destas variabilidades podem ser devido a erros experimentais resultados de fatores como a não-uniformidade da distribuição de temperatura ao longo do comprimento dos medidores do aço e as imprecisões que envolvem a medição da temperatura e deformação, além das imprecisões da manutenção do nível de tensão constante etc.

### 3. ANÁLISE VISCOESLÁSTICA EM PLACA

O presente capítulo tem por objetivo fazer uma análise em uma placa simplesmente apoiada submetida ao comportamento viscoelástico linear. Inicialmente, considera-se uma placa sem trinca a fim de se fazer uma análise do deslocamento máximo da mesma dependente do tempo. Em seguida, considera-se uma placa com uma trinca inicial com o intuito de determinar a taxa de liberação de energia dependente do tempo.

#### 3.1. PLACA SEM TRINCA INICIAL

Neste tópico, é avaliado uma placa simplesmente apoiada em todos os lados, submetida a uma carga distribuída ( $q_0$ ) que é constante ao longo do tempo e uma carga concentrada no meio da placa, a qual é dependente do mesmo ( $Q_0(t)$ ) como é esquematizado na Figura 3.1 a seguir:

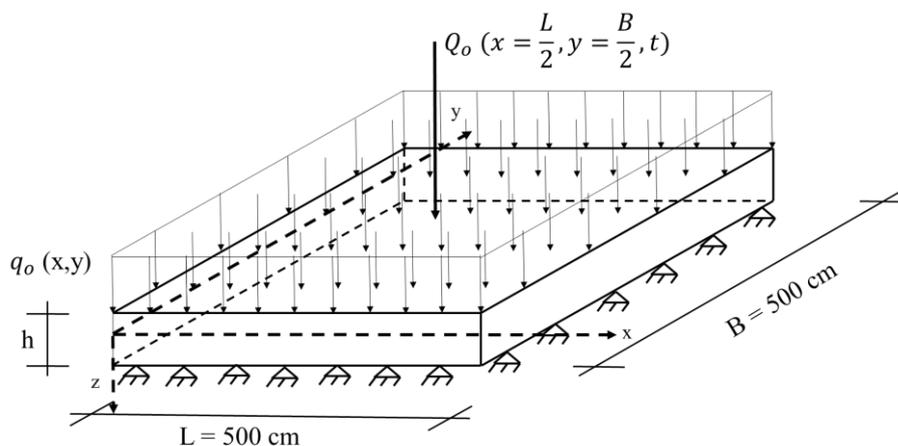


Figura 3.1 – Placa simplesmente apoiada

A Figura 3.1 apresenta o esquema geométrico da placa analisada, a qual é constituída por uma placa de concreto armado com as dimensões de 5 m de comprimento, 5 m de largura e uma espessura  $h$ , para a qual foi adotado três valores correspondendo a 10 cm, 15 cm e 20 cm. A carga distribuída é função do peso próprio da placa, considerando o peso específico de  $25 \text{ kN/m}^3$ , e a carga concentrada é igual a 15 kN.

### 3.1.1. Determinação do Deslocamento e Momento Fletores Elásticos

A placa avaliada para as três alturas estudadas enquadra-se na característica de placa fina visto que a razão entre a espessura e o menor comprimento do vão é menor que 1/20. Dessa forma, as hipóteses de Kirchhoff são válidas, as quais são:

- Não se consideram descontinuidades a nível macroscópico
- A laje tem uma espessura constante com valores conhecidos de rigidez
- Os deslocamentos são pequenos. Portanto, as tensões envolvidas são infinitesimais
- Um segmento de reta normal à superfície média indeformada se conserva normal à superfície média após a deformação, permanecendo reto e com o mesmo comprimento, ou seja, a seção plana permanece plana após a deformação.

Reddy (2007) apresenta a solução de placas retangulares simplesmente apoiada para diferentes tipos de carregamento inclusive com variação da temperatura por meio da solução de Navier, a qual consiste em uma solução aproximada por expansão em dupla série trigonométrica.

Para um material isotrópico sujeito a uma carga distribuída a equação de deflexão de uma placa retangular apoiada em todos os lados é dada pela Eq. (3.1) a seguir:

$$\delta(x, y) = \frac{16q_0 b^4}{D\pi^6} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{mn(m^2 s^2 + n^2)^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (3.1)$$

Em que, b corresponde ao menor lado da placa retangular, s é a razão entre o comprimento e a largura da placa e D corresponde à rigidez à flexão da mesma, a qual é definida na Eq. (3.2) a seguir:

$$D = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (3.2)$$

Em que, E é o módulo de Elasticidade e  $\nu$  é coeficiente de Poisson, o qual foi tomado como sendo igual a 0,3.

A deflexão máxima, ou seja, no centro da placa é definida em  $x=a/2$  e  $y=b/2$  e é expressada pela Eq. (3.3).

$$\delta_{max}\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right) = \frac{16q_0 b^4}{D\pi^6} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{(-1)^{\frac{m+n}{2}-1}}{mn(m^2 s^2 + n^2)^2} \quad (3.3)$$

Para o caso de uma placa quadrada ( $a = b$ ), o parâmetro  $s$  se torna igual a um. Dessa forma, a deflexão máxima no centro da placa é definida pela Eq. (3.4) a seguir:

$$\delta_{max} = \frac{16q_0 a^4}{D\pi^6} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{(-1)^{\frac{m+n}{2}-1}}{mn(m^2 + n^2)^2} \quad (3.4)$$

O resultado do somatório dos quatro primeiros termos da dupla série presente na Eq. (3.4) é apresentada na Eq. (3.5) abaixo, a qual define a expressão utilizada nesse trabalho para o deslocamento máximo no centro da placa oriunda de uma carga distribuída:

$$\delta_{max} = 0,004056 \frac{q_0 a^4}{D} \quad (3.5)$$

Para o caso de uma carga concentrada, a deflexão de uma placa retangular isotrópica é apresentada na Eq. (3.6) a seguir:

$$\delta(x, y) = \frac{4Q_0 b^2 s}{D\pi^4} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\sin \frac{m\pi x_0}{a} \sin \frac{n\pi y_0}{b}}{(m^2 s^2 + n^2)^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (3.6)$$

Em que,  $x_0$  e  $y_0$  correspondem a posição do carregamento concentrado na placa em relação aos eixos  $x$  e  $y$ , respectivamente. Para o caso de a posição do carregamento coincidir com o centro

da placa, a equação que expressa a deflexão no centro da mesma é definida pela Eq. (3.7) a seguir:

$$\delta\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right) = \frac{4Q_o b^2 s}{D\pi^4} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{(m^2 s^2 + n^2)^2} \quad (3.7)$$

Para o caso de uma placa quadrada, a Eq. (3.7) passa a ser definida pela Eq. (3.8) abaixo:

$$\delta_{max} = \frac{4Q_o a^2}{D\pi^4} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{(m^2 + n^2)^2} \quad (3.8)$$

O resultado do somatório dos quatro primeiros termos da dupla série presente na Eq. (3.8) é apresentada na Eq. (3.9) a seguir, a qual define a expressão utilizada nesse trabalho para o deslocamento máximo no centro da placa oriunda de uma carga concentrada:

$$\delta_{max} = 0,01121 \frac{Q_o a^2}{D} \quad (3.9)$$

De tal forma, exercendo o princípio da superposição dos efeitos, o deslocamento máximo do centro da placa é resultado do somatório da Eq. (3.5) e da Eq. (3.9). Dessa forma, a Eq. (3.10) a seguir expressa o deslocamento máximo do centro da placa para o caso analisado, considerando que a é igual ao comprimento da placa (L).

$$\delta_{max} = 0,004056 \frac{q_o L^4}{D} + 0,01121 \frac{Q_o L^2}{D} \quad (3.10)$$

A determinação do momento fletor consiste da segunda derivada das funções de deslocamentos. Reddy (2007) apresenta a formulação que determina o momento fletor máximo na direção do

eixo x no fundo placa para a situação do carregamento distribuído, a qual é apresentada na Eq. (3.11) a seguir:

$$(M_{xx})_{Máx} = 0,0469q_oL^2 \quad (3.11)$$

Para o caso do carregamento concentrado, a equação que expressa o momento fletor máximo na direção do eixo x no fundo placa é definida pela Eq. (3.12) a seguir:

$$(M_{xx})_{Máx} = 0,199Q_oL \quad (3.12)$$

Assim como no caso do deslocamento, a superposição de efeitos é válida para o momento. Dessa forma, o momento fletor máximo na direção do eixo x no fundo placa para o caso analisado, o qual é expresso na Eq. (3.13) a seguir, é função da soma das Eq. (3.11) e Eq. (3.12).

$$(M_{xx})_{Máx} = 0,0469q_oL^2 + 0,199Q_oL \quad (3.13)$$

### **3.1.2. Determinação do Deslocamento Viscoelástico na Placa**

Para a análise viscoelástica do deslocamento da placa analisada é necessário fazer as seguintes considerações:

- Os carregamentos têm uma parcela que varia com o tempo
- A resistência do material tem variação ao longo do tempo

Para a primeira consideração, assume-se que o carregamento é constituído de uma parcela escalar que fornece a intensidade máxima do carregamento e por uma parcela dependente do tempo, a qual é caracterizada por uma função unitária e tem por objetivo garantir a variação do carregamento ao longo do período de observação. Dessa forma, o carregamento concentrado pode ser expresso como é demonstrado na Eq. (3.14) a seguir:

$$Q_0(t) = Q_0\lambda(t) \quad (3.14)$$

Em que a função  $\lambda(t)$  corresponde à função unitária da distribuição temporal. Para o caso do carregamento distribuído, como foi dito que o mesmo era independente do tempo, a função  $\lambda(t)$  é igual a 1. Portanto, o carregamento distribuído pode ser expresso como é demonstrado na Eq. (3.15) abaixo:

$$q_0(t) = q_0\lambda(t) = q_0 \cdot 1 = q_0 \quad (3.15)$$

Para essa análise foi adotado dois tipos de variações do carregamento concentrado ao longo do tempo que são a variação uniforme e a trapezoidal, as quais são apresentadas esquematicamente na Figura 3.2 a seguir:

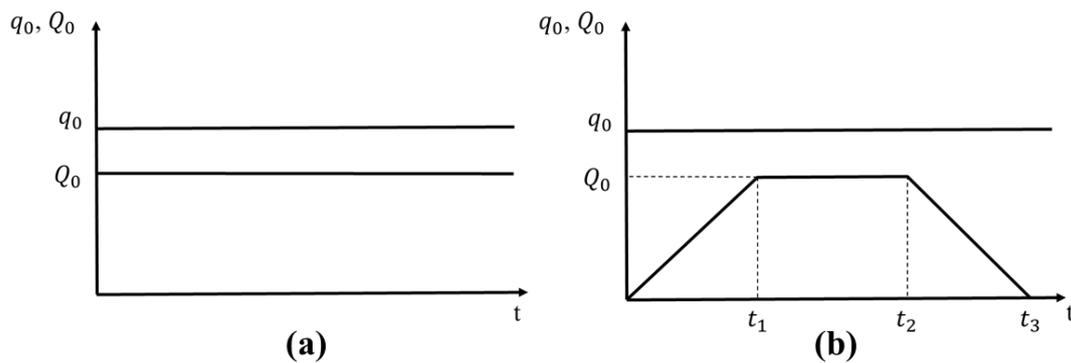


Figura 3.2 – Esquematização das variações dos carregamentos ao longo do tempo.

(a) Variação Uniforme, (b) Variação Trapezoidal.

Os tempos definidos para a variação trapezoidal apresentados na Figura 3.2 são denominados nesse trabalho como tempos característicos. A variação trapezoidal é constituída de três tempos característicos  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  que correspondem aos instantes em que ocorrem mudanças do comportamento da variação ao longo do tempo. Para essa análise considerou que  $t_1$  é igual a 20 dias,  $t_2$  é igual a 25 dias e  $t_3$  é igual a 50 dias.

Para a segunda consideração é admitido que a placa possui comportamento viscoelástico linear, dessa forma, utilizando o Princípio de Correspondência Elástico-Viscoelástico (PCEV), a Eq. (3.2) pode ser expressa no domínio de Laplace da seguinte forma:

$$\bar{D}(s) = \frac{s\bar{E}h^3}{12(1-\nu^2)} \quad (3.16)$$

Em que,  $\bar{D}$  corresponde à rigidez à flexão da placa no espaço de Laplace,  $\bar{E}$  corresponde ao módulo de relaxação no espaço de Laplace e o coeficiente de Poisson ( $\nu$ ) da Eq. (3.19) é independente do tempo.

No espaço de Laplace, o módulo de relaxação pode ser escrito em função do módulo de cisalhamento transversal, o qual é apresentado pela Eq. (3.20) a seguir:

$$\bar{E}(s) = 2\bar{G}(s)(1 + \nu) \quad (3.17)$$

Aplicando a Eq. (2.33), a função fluência no espaço de Laplace pode ser determinada, a qual é expressa na Eq. (3.18) a seguir:

$$\bar{J}(s) = \frac{1}{s^2\bar{E}(s)} = \frac{1}{s^2 2\bar{G}(s)(1 + \nu)} \quad (3.18)$$

Nesse trabalho, utilizou o módulo de cisalhamento transversal ( $G$ ) e o módulo volumétrico ( $K$ ) normalizados em relação a  $t=0$  apresentados por Torres (2013). A Eq. (3.19) a seguir apresenta o Módulo de cisalhamento transversal normalizado.

$$G(t) = \frac{1125}{4500} + \frac{3375}{4500} e^{-\frac{t}{2}} = 0,25 + 0,75e^{-\frac{t}{2}} \quad (3.19)$$

O módulo volumétrico normalizado é apresentado pela Eq. (3.20) a seguir:

$$K(t) = \frac{2500}{10000} + \frac{7500}{10000} e^{-\frac{t}{2}} = 0,25 + 0,75e^{-\frac{t}{2}} \quad (3.20)$$

Aplicando a Eq. (3.19) em (3.17), tem-se:

$$\bar{\bar{E}}(s) = 2(1 + \nu) \left( \frac{0,25}{s} + \frac{0,75}{\left(s + \frac{1}{2}\right)} \right) \quad (3.21)$$

Transformando a Eq. (3.10) no espaço de Laplace, aplicando o PCEV, a Eq. (3.14), Eq. (3.15) e Eq. (3.16), tem-se:

$$\bar{\bar{\delta}}_{max}(s) = 0,004056 \frac{12(1 - \nu^2)q_o L^4}{h^3 s \bar{\bar{E}}(s)} \frac{1}{s} + 0,01121 \frac{12(1 - \nu^2)Q_o L^2}{h^3 s \bar{\bar{E}}(s)} s \bar{\bar{\lambda}}(s) \quad (3.22)$$

Em que  $s$  corresponde a variável no espaço de Laplace. Aplicando a Eq. (2.33) na Eq. (3.25), a mesma pode ser reescrita como:

$$\bar{\bar{\delta}}_{max}(s) = 0,004056 \frac{12(1 - \nu^2)q_o L^4}{h^3} \bar{\bar{J}}(s) + 0,01121 \frac{12(1 - \nu^2)Q_o L^2}{h^3} \bar{\bar{J}}(s) s \bar{\bar{\lambda}}(s) \quad (3.23)$$

No espaço do tempo, o deslocamento máximo no centro da placa considerando o comportamento viscoelástico do material é expresso por:

$$\delta_{max}(t) = 0,004056 \frac{12(1 - \nu^2)q_o L^4}{h^3} J(t) + 0,01121 \frac{12(1 - \nu^2)Q_o L^2}{h^3} \int_0^t J(t - t') \frac{\partial \lambda(t')}{\partial t'} dt' \quad (3.24)$$

Em que,  $J$  representa a função fluência.

Para ter a solução do deslocamento máximo viscoelástico no centro da placa no espaço do tempo, utilizou-se a transformada inversa numérica de Laplace, presente no item 2.1.4.1,

aplicando a Eq. (2.34), adotando um tempo de observação de 100 dias, o qual foi dividido em 400 incrementos. A Tabela 3.1 a seguir apresenta a função de lambda no espaço do tempo e de Laplace para as variações temporais adotadas.

Tabela 3.1 - Determinação das funções  $\lambda(t)$  e  $\bar{\lambda}(s)$

<b>Uniforme</b>	
$\lambda(t)$	$\lambda(t) = 1$
$\bar{\lambda}(s)$	$\bar{\lambda}(s) = \frac{1}{s}$
<b>Trapezoidal</b>	
$\lambda(t)$	$\lambda(t) = \frac{1}{t_1}tH(t) - \frac{(t-t_1)}{t_1}H(t-t_1) - \frac{(t-t_2)}{(t_3-t_2)}H(t-t_2) + \frac{(t-t_3)}{(t_3-t_2)}H(t-t_3)$
$\bar{\lambda}(s)$	$\bar{\lambda}(s) = \frac{1}{t_1s^2} - e^{-t_1s} \frac{1}{t_1s^2} - \frac{(t-t_2)}{(t_3-t_2)}e^{-t_2s} \frac{1}{s^2} + \frac{(t-t_3)}{(t_3-t_2)}e^{-t_3s} \frac{1}{s^2}$

### 3.2. DETERMINAÇÃO DA TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA DEPENDENTE DO TEMPO NA PLACA COM TRINCA INICIAL

Adotando uma trinca de superfície semielíptica de comprimento de  $2c$  e profundidade de  $a$  no fundo da placa, como é esquematizado na Figura 3.3 abaixo:

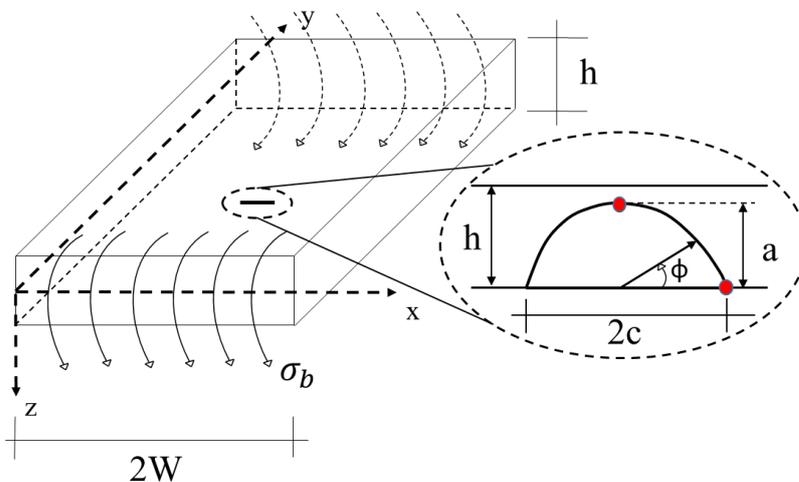


Figura 3.3 – Esquematização da propagação da trinca de superfície semielíptica na placa

Na Figura 3.3 a trinca tem a sua origem no plano inferior da laje e se propaga ao plano superior no sentido da espessura. A placa está sujeita somente à tensão de flexão ( $\sigma_b$ ) no sentido do eixo x, a qual foi determinado utilizando os momentos fletores determinados pelas Eqs. (3.11) e (3.12), e a tensão de membrana ( $\sigma_m$ ) é adotado como sendo nula. O Fator de Intensidade de Tensão ( $K$ ) é determinado utilizando a Eq. (2.41), em que:

$$K_I = \sigma_b \sqrt{\pi a} \frac{HF\left(\frac{a}{h}, \frac{a}{c}, \frac{c}{W}, \phi\right)}{\sqrt{Q}} = \sigma_b \sqrt{\pi a} M = \sigma_{q_o} \sqrt{\pi a} M + \sigma_{Q_o} \sqrt{\pi a} M \quad (3.25)$$

Em que  $M$  é um parâmetro que reúne todos os elementos que dependem das dimensões da placa e da trinca. Os parâmetros para determinar o Fator de Intensidade Tensão são calculados por meio das expressões presentes no item 2.2.2.

O  $K$  definido na Eq. (3.25), é determinado por uma parcela dependente do carregamento e da característica da trinca ( $a$ ) e de outra dependente do tempo, a qual é expressa através da função  $\lambda(t)$ , que terá a mesma variação definida no item anterior, utilizando as formulações presentes na Tabela 3.1. Dessa forma, tem-se:

$$K_I^v(a, t) = (\sigma_{q_o}(a) + \sigma_{Q_o}(a, t)) \sqrt{\pi a} M \quad (3.26a-b)$$

$$K_I^v(a, t) = (\sigma_{q_o}(a) + \sigma_{Q_o}(a) \lambda(t)) \sqrt{\pi a} M$$

Em que,  $K_I^v$  representa o Fator de Intensidade de Tensão para um meio viscoelástico,  $\sigma_{q_o}$  e  $\sigma_{Q_o}$  correspondem à tensão de flexão ocasionada pela carga distribuída e concentrada, respectivamente. Para a aplicar a Eq. (3.26a-b) na Eq. (2.51), a fim de determinar a Taxa de Liberação de Energia para o modo I de fratura, há a necessidade de elevar ao quadrado o  $K_I^v$ . Dessa forma, tem-se:

$$(K_I^v)^2(a, t) = [(\sigma_{q_o}(a))^2 + 2(\sigma_{q_o}(a)\sigma_{Q_o}(a)\lambda(t)) + (\sigma_{Q_o}(a))^2 \lambda^2(t)] \pi a M^2 \quad (3.27)$$

A Tabela 3.1 apresenta a função de lambda no espaço do tempo e de Laplace para as variações temporais adotadas e a Tabela 3.2 apresenta a função de lambda ao quadrado no espaço do tempo e de Laplace para as variações temporais adotadas.

Utilizando o módulo de relaxação em termos do módulo de cisalhamento transversal (G) e módulo volumétrico (K) definidos pelas Eqs. (3.19) e (3.20), respectivamente, e aplicando a Eq. (3.27) na Eq. (2.51), tem-se:

$$G_1^v = \frac{\pi a M^2}{4} \left\{ \begin{array}{l} \left[ 3 \int_0^t J^{G+3K}(t-\tau) \frac{\partial(\sigma_{q_0}(a))^2}{\partial \tau} d\tau + \int_0^t J^G(t-\tau) \frac{\partial(\sigma_{q_0}(a))^2}{\partial \tau} d\tau \right] + \\ 2\sigma_{q_0}(a) \sigma_{Q_0}(a) \left[ 3 \int_0^t J^{G+3K}(t-\tau) \frac{\partial \lambda(\tau)}{\partial \tau} d\tau + \int_0^t J^G(t-\tau) \frac{\partial \lambda(\tau)}{\partial \tau} d\tau \right] + \\ \left( \sigma_{Q_0}(a) \right)^2 \left[ 3 \int_0^t J^{G+3K}(t-\tau) \frac{\partial \lambda^2(\tau)}{\partial \tau} d\tau + \int_0^t J^G(t-\tau) \frac{\partial \lambda^2(\tau)}{\partial \tau} d\tau \right] \end{array} \right\} \quad (3.28)$$

Tabela 3.2 - Determinação das funções  $\lambda^2(t)$  e  $\bar{\lambda}_2(s)$

<b>Uniforme</b>	
$\lambda^2(t)$	$\lambda^2(t) = 1$
$\bar{\lambda}_2(s)$	$\bar{\lambda}_2(s) = \frac{1}{s}$
<b>Trapezoidal</b>	
$\lambda^2(t)$	$\lambda^2(t) = \left(\frac{1}{t_1}\right)^2 t^2 H(t) - \frac{\left(\frac{t_2}{t_1}\right)^2}{(t_2 - t_1)^2} (t - t_1)^2 H(t - t_1) + \left(\frac{1}{(t_2 - t_1)}\right)^2 (t - t_2)^2 H(t - t_2)$
$\bar{\lambda}_2(s)$	$\bar{\lambda}_2(s) = \frac{1}{t_1^2} \frac{2}{s^3} + \frac{\left(\frac{t_2}{t_1}\right)^2}{(t_2 - t_1)^2} \left\{ e^{-t_1 s} \left(\frac{2}{s^3}\right) \right\} + \frac{1}{(t_2 - t_1)^2} \left\{ e^{-t_2 s} \left(\frac{2}{s^3}\right) \right\} \frac{-2\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_1(t_2 - t_1)} \left\{ e^{-t_1 s} \left(\frac{t_1}{s^2} + \frac{2}{s^3}\right) \right\}$ $+ \frac{2}{t_1(t_2 - t_1)} \left\{ e^{-t_2 s} \left(\frac{t_2}{s^2} + \frac{2}{s^3}\right) \right\} - \frac{-2\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{(t_2 - t_1)^2} \left\{ e^{-t_2 s} \left(\frac{t_2}{s^2} - \frac{t_1}{s} + \frac{2}{s^3}\right) \right\}$

No espaço de Laplace a Eq. (3.28) pode ser escrita como:

$$\mathcal{L}\{\mathcal{G}_I^v\} = \bar{\mathcal{G}}_I^v = \frac{\pi a M^2}{4} \left\{ \begin{array}{l} \frac{(\sigma_{q_0}(a))^2}{s} \left[ \frac{3}{s\bar{G}(s)+3s\bar{K}(s)} + \frac{1}{s\bar{G}(s)} \right] + \\ 2\sigma_{q_0}(a) \sigma_{Q_0}(a) \left[ \frac{3}{s\bar{G}(s)+3s\bar{K}(s)} + \frac{1}{s\bar{G}(s)} \right] \bar{\lambda}(s) + \\ (\sigma_{Q_0}(a))^2 \left[ \frac{3}{s\bar{G}(s)+3s\bar{K}(s)} + \frac{1}{s\bar{G}(s)} \right] \bar{\lambda}_2(s) \end{array} \right\} \quad (3.29)$$

Para a avaliação dos resultados no domínio do tempo, utilizou-se a Transformada Inversa de Laplace numericamente presente no item 2.1.4.1, aplicando na Eq. (3.29) e atribuindo um tempo de observação de 100 dias, o qual foi dividido em 400 incrementos.

### 3.3. DESLOCAMENTO VISCOELÁSTICO NA PLACA

O presente tópico visa analisar os deslocamentos no centro da placa normalizados em relação a  $\delta^*$ , o qual representa o deslocamento no centro da placa em relação a  $t=0$ , espessura da placa de 10 cm e seguindo uma variação uniforme de carregamento.

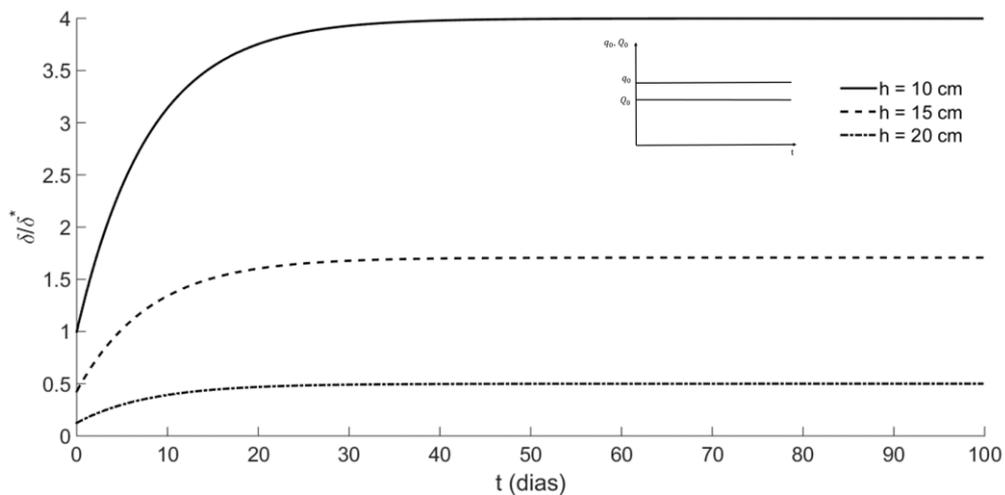


Figura 3.4 – Deslocamento máximo normalizado no centro da placa para variação Uniforme de carregamento ao longo do tempo

Ao analisar o gráfico presente na Figura 3.4, percebe-se, inicialmente, a influência da espessura da placa em relação ao deslocamento. A placa de espessura de 10 cm apresentou o maior deslocamento máximo em relação a todas as placas analisadas, devido que a mesma é a que possui a menor rigidez.

Outro ponto interessante a ser analisado, é a tendência do comportamento dos deslocamentos de se uniformizar ao longo do tempo, a qual se concretiza para um período de 75 dias, em que as mesmas alcançam os seus valores extremos para todas as espessuras de placa analisadas. Isso ocorre devido que a variação do deslocamento no tempo é ocasionada pela variação dos carregamentos ao longo do mesmo, que no caso da Figura 3.4 seguem uma variação uniforme.

A Tabela 3.3 a seguir apresenta os valores máximos dos deslocamentos normalizados presentes nas Figura 3.4 e Figura 3.5.

Tabela 3.3 – Deslocamento máximo no centro da placa

<b>Variação Temporal do Carregamento</b>	<b>Espessura da Placa</b>		
	<b><math>h = 10 \text{ cm}</math></b>	<b><math>h = 15 \text{ cm}</math></b>	<b><math>h = 20 \text{ cm}</math></b>
<b>Uniforme</b>	3,9986	1,7078	0,4998
<b>Trapezoidal</b>	3,8589	1,6585	0,4824

Apesar de haver uma uniformização somente em 75 dias, a partir de 30 dias percebe-se o começo da estabilização de  $\delta$ . Contudo essa estabilização ocorre com diferentes taxas de deslocamento no tempo para cada espessura. Ou seja, para a espessura de 10 cm a taxa de deslocamento será de 0,16% até atingir o seu deslocamento máximo normalizado presente na Tabela 3.3 para a variação uniforme, para a espessura de 15 cm essa taxa será de 0,06% e para 20 cm será de 0,02%.

Ao analisar a Figura 3.5 percebe-se inicialmente para a espessura de 10 cm que o deslocamento possui pontos de mudança na sua variação temporal que coincide com os tempos característicos definidos para a função trapezoidal.

Outra informação interessante, que pode ser obtida, é que, apesar da função trapezoidal apresentar o fim de aplicação da carga concentrada antes do fim do período de observação, isso não resultou na anulação de  $\delta$ , visto que a carga distribuída ainda estava atuando. Conseqüentemente, observa-se que após 50 dias, o  $\delta$  apresenta um comportamento constante durante todo o restante do período observado, em virtude da ação da carga distribuída que é independente do tempo.

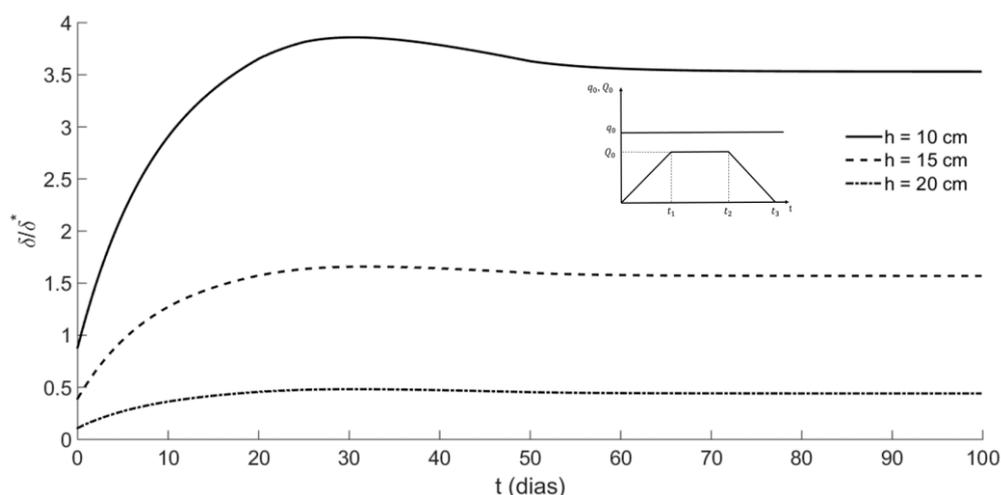


Figura 3.5 – Deslocamento máximo normalizado no centro da placa para variação Trapezoidal de carregamento ao longo do tempo

Observa-se também que a medida que a espessura aumenta, o comportamento definido para  $h=10$  cm vai se alterando, resultando em taxas diferentes de deslocamentos no tempo entre os valores máximos dos deslocamentos apresentados na Tabela 3.3 para a variação trapezoidal do carregamento ao longo do tempo e os valores uniformizados após o período de 50 dias. Ou seja, para a espessura de 10 cm a taxa de deslocamento será de -1,15% até atingir o seu deslocamento normalizado para o período de 50 dias, para a espessura de 15 cm essa taxa será de -0,3% e para 20 cm será de -0,14%. Portanto, à medida que a espessura da placa aumenta, a influência do carregamento concentrado para a distribuição do deslocamento diminui, fazendo com que o mesmo tenha cada vez mais um comportamento uniforme, em virtude do carregamento distribuído se tornar predominante frente à carga concentrada.

### 3.4. TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA DEPENDENTE DO TEMPO NA PLACA

Este tópico visa analisar o Taxa de Liberação de Energia ( $\mathcal{G}$ ) para o modo I de fratura definido na Eq. (3.28) normalizado em relação a  $\mathcal{G}^*$ , o qual representa a Taxa de Liberação de Energia em relação a  $t=0$ , espessura da placa de 15 cm, seguindo uma variação uniforme de carregamento ao longo do tempo, para uma trinca de comprimento ( $2c$ ) de 30 cm e profundidade ( $a$ ) de 3 cm e para  $\phi = 0^\circ$ .

Para tal, a presente análise foi dividida em duas partes. A primeira consiste na avaliação do  $\mathcal{G}$  para os diferentes tipos de variações do carregamento ao longo do tempo (uniforme e trapezoidal), considerando os valores já definidos para a variação da espessura da placa e para uma trinca de comprimento ( $2c$ ) de 30 cm e profundidade ( $a$ ) de 3 cm, além de considerar o ângulo  $\phi = 0^\circ$  e  $90^\circ$ .

A segunda parte consiste em analisar o comportamento da variação do carregamento ao longo do tempo do tipo trapezoidal para diferentes dimensões da trinca, adotando a espessura da placa igual a 15 cm e o ângulo  $\phi = 0^\circ$  e  $90^\circ$ . Dessa forma, avaliando três situações:

- 1) Situação 1: Comprimento da trinca ( $2c$ ) = 30 cm e espessura de trinca ( $a$ ) = 3 cm;
- 2) Situação 2: Comprimento da trinca ( $2c$ ) = 30 cm e espessura de trinca ( $a$ ) = 4,5 cm;
- 3) Situação 3: Comprimento da trinca ( $2c$ ) = 45 cm e espessura de trinca ( $a$ ) = 3 cm;

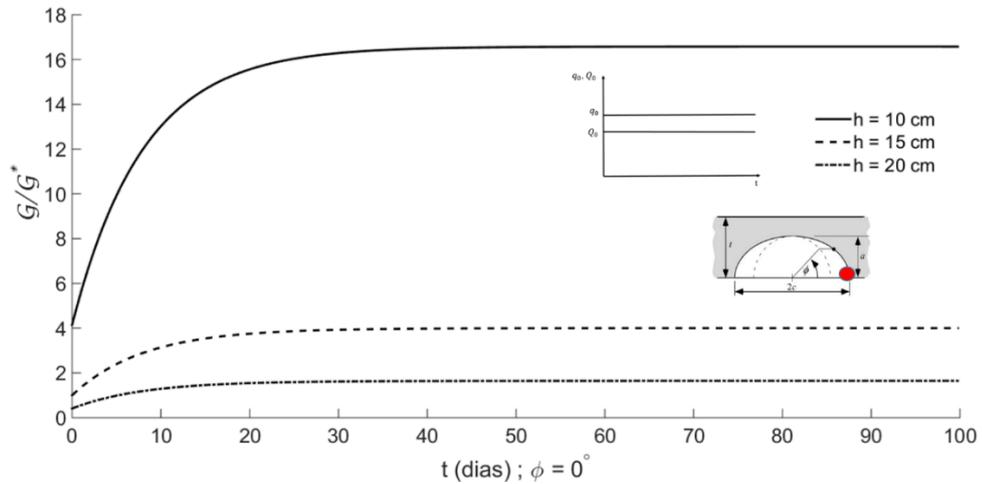
A Figura 3.6 e a Figura 3.7 apresentam o desenvolvimento de  $\mathcal{G}$  ao longo tempo adotando as dimensões de trinca do primeiro caso para as variações temporais do carregamento pré-definidas e a Tabela 3.4 apresenta os valores da Taxa de Liberação de Energia máximos normalizados para cada tipo de variação do carregamento ao longo do tempo em função das espessuras e dos ângulos  $\phi$  adotados para a placa estudada.

Ao analisar os gráficos presentes nas Figura 3.6 e Figura 3.7 e a Tabela 3.4 percebe-se uma tendência comum a qual consiste em que a Taxa de Liberação de Energia para a situação de  $\phi = 90^\circ$  apresentam os maiores valores para todas as variações. Isso ocorre porque o Fator de Intensidade Tensões ( $K_I$ ) é maior na região da ponta da trinca e, à medida que se distancia da mesma, o  $K_I$  diminui, isso ocorre devido que os parâmetros  $H$  e  $f_\phi$  definido na Eqs. (2.43) e (2.46a-f) são maiores quando  $\phi = 90^\circ$ . Conseqüentemente, o  $\mathcal{G}$  apresenta esse aumento, em virtude da relação dos dois parâmetros, causando uma diferença de 7,3 vezes dos valores de  $\mathcal{G}$  normalizado de  $\phi = 90^\circ$  em relação a  $\phi = 0^\circ$  para  $h = 10$  cm, de 6 vezes para  $h = 15$  cm e de 5,4 vezes para  $h = 20$  cm, independentemente do tipo de distribuição adotado.

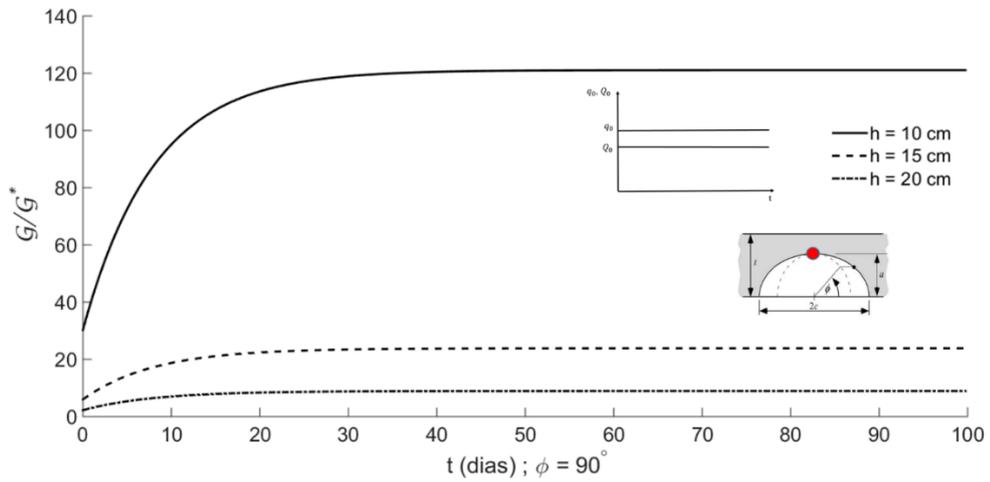
Assim como comentado no item anterior, apesar do carregamento trapezoidal presentes na Figura 3.7 apresentar o fim de aplicação da carga concentrada antes do fim do período de observação, isso não resultou na anulação de  $\mathcal{G}$ , visto que a carga distribuída ainda estava atuando. Conseqüentemente, observa-se que após 50 dias, o  $\mathcal{G}$  apresenta um comportamento constante durante todo o restante do período observado, em virtude da ação da carga distribuída que é independente do tempo.

Tabela 3.4 - Taxa de Liberação de Energia máximos normalizados

Variação Temporal do Carregamento	Espessura da Placa					
	$h = 10 \text{ cm}$		$h = 15 \text{ cm}$		$h = 20 \text{ cm}$	
	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 90^\circ$	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 90^\circ$	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 90^\circ$
<b>Uniforme</b>	16,5802	121,0987	3,9986	23,8538	1,6455	8,9232
<b>Trapezoidal</b>	14,4356	105,4346	3,5541	21,2021	1,4837	8,0460



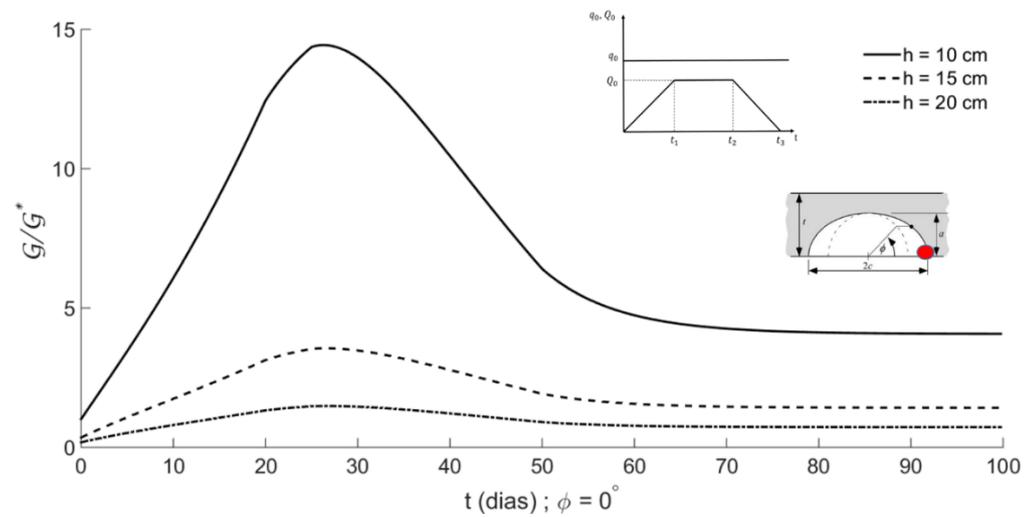
(a)



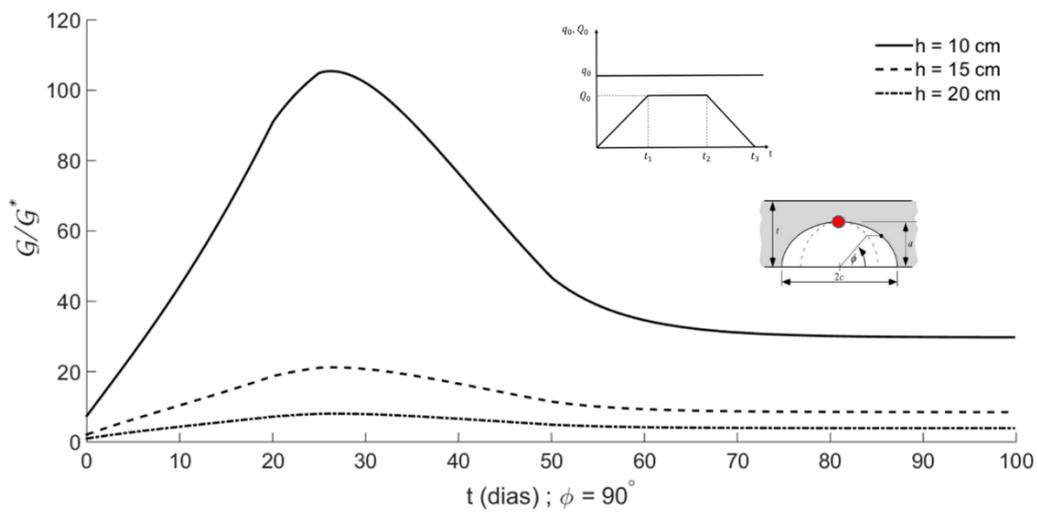
(b)

Figura 3.6 –  $G$  normalizado para variação Uniforme de carregamento ao longo do tempo.

(a)  $\phi = 0^\circ$ , (b)  $\phi = 90^\circ$



(a)



(b)

Figura 3.7 –  $\mathcal{G}$  normalizado para variação Trapezoidal de carregamento ao longo do tempo.

(a)  $\phi = 0^\circ$ , (b)  $\phi = 90^\circ$

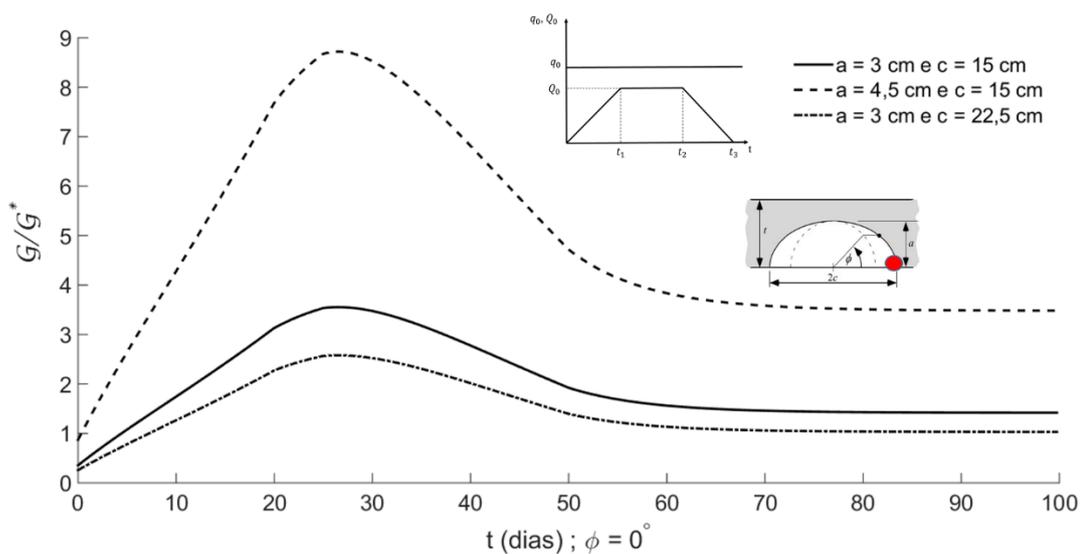
A ordem de grandeza dos valores do  $\mathcal{G}$  foi semelhante para todos os casos em relação aos ângulos  $\phi$  avaliados. Contudo, observa-se que a espessura da placa tem grande influência na Taxa de Liberação de Energia. Para todos os tipos de variações, a placa com  $h = 10$  cm apresentaram valores máximos de  $\mathcal{G}$  na ordem de 10 vezes maior do que em relação aos valores apresentados pela placa com  $h = 20$  cm considerando o  $\phi = 0^\circ$ , já em relação ao  $\phi = 90^\circ$ , a diferença é na ordem de 13 vezes maior. Isso ocorre devido que quanto menor for a espessura

da placa, maior será influência do Fator de Geométrico no Fator de Intensidade Tensões, resultando em valores maiores de  $K_I$  e, conseqüentemente, em valores de  $G$  maiores.

Os gráficos presentes na Figura 3.8 apresentam a variação da Taxa de Liberação de Energia ao longo do tempo para  $\phi = 0^\circ$  e  $90^\circ$  para as três situações de diferentes dimensões da trinca adotados para a segunda análise desse tópico. A Tabela 3.5 a seguir apresenta os valores de  $G$  máximos normalizados para uma variação do carregamento ao longo do tempo do tipo trapezoidal em função das diferentes dimensões de trinca e dos ângulos  $\phi$  adotados para a placa estudada.

Tabela 3.5 - Taxa de Liberação de Energia máximos normalizados para diferentes dimensões de trinca

Variação Temporal do Carregamento	Dimensões das trincas					
	Situação 1 2c = 30 cm a = 3 cm		Situação 2 2c = 30 cm a = 4,5 cm		Situação 3 2c = 45 cm a = 3 cm	
	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 90^\circ$	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 90^\circ$	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 90^\circ$
Trapezoidal	3,5541	5,4584	8,7209	11,2088	2,5803	5,8990



(a)

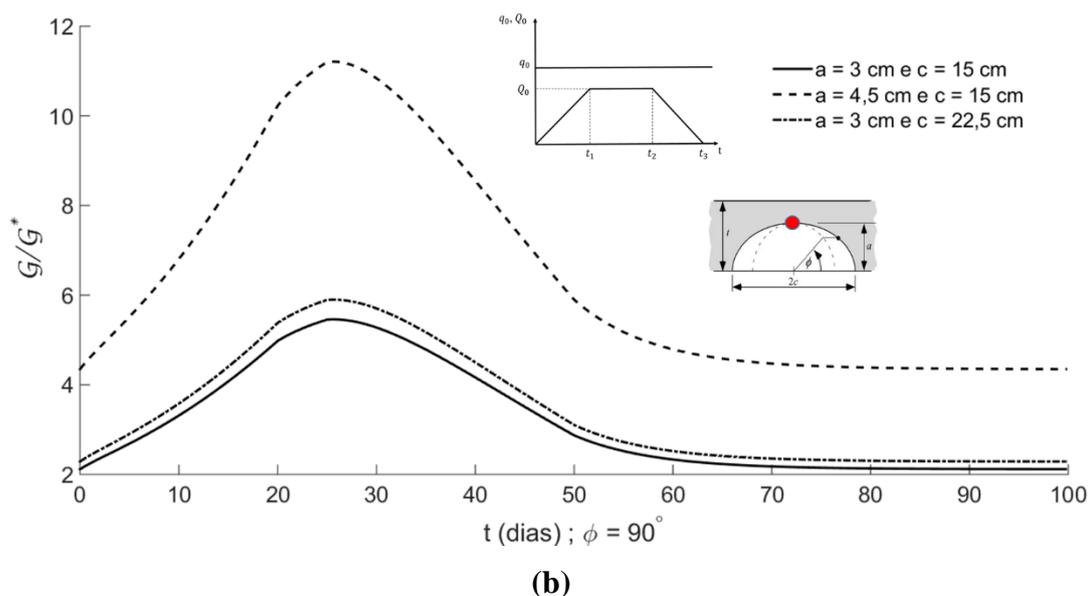


Figura 3.8 –  $\mathcal{G}$  normalizado para variação Trapezoidal de carregamento ao longo do tempo com variação do tamanho de trinca. (a)  $\phi = 0^\circ$ , (b)  $\phi = 90^\circ$

Ao analisar a Tabela 3.5 e os gráficos presente na Figura 3.8, percebe-se a mesma tendência presente no caso anterior, em que o  $\mathcal{G}$  para a situação de  $\phi = 90^\circ$  apresentou valores normalizados maiores para todas as dimensões de trinca avaliadas do que em relação à situação para  $\phi = 0^\circ$ . Dessa forma, apresentando para a situação 1 uma diferença de 1,5 vezes dos valores de  $\mathcal{G}$  normalizado de  $\phi = 90^\circ$  em relação a  $\phi = 0^\circ$ , de 1,2 vezes para a situação 2 e de 2,3 vezes para a situação 3.

O formato das curvas segue o mesmo comportamento das mesmas apresentadas na Figura 3.7, onde o trecho constante presente após o tempo de 50 dias ocorre devido ao fim a da aplicação da carga concentrada e a ação isolada da carga distribuída que é independente do tempo.

A situação 2 apresentou os maiores valores de  $\mathcal{G}$  tanto para  $\phi = 0^\circ$  e  $90^\circ$ . Isso ocorre devido que é o caso em que a relação  $a/c$  e  $a/h$  são maiores do que em relação aos outros casos analisados. Conseqüentemente, a influência do Fator de Geométrico no Fator de Intensidade Tensões é maior, resultando em valores maiores de  $K_I$  e, dessa forma, em valores de  $\mathcal{G}$  maiores.

Tanto a situação 1, quanto a situação 3 apresentam a mesma relação  $a/h$ , contudo a situação 1 apresenta a relação  $a/c$  maior, o que resulta para  $\phi = 0^\circ$  um valor do parâmetro  $f_\phi$ , definido na Eq. (2.46a-f), maior para a situação 1 do que em relação a situação 3. Dessa forma, o  $K_I$  para a situação 1, neste caso, será maior, ocasionando um  $\mathcal{G}$  maior. Contudo para  $\phi = 90^\circ$ , o valor dos

parâmetros  $H$  e  $f_w$ , definido na Eqs. (2.43) e (2.46a-f), será menor para a situação 1 do que em relação a situação 3. Dessa forma, o  $K_I$  para a situação 3, neste caso, será maior, ocasionando um  $\mathcal{G}$  maior.

### 3.5. CONCLUSÕES DO CAPÍTULO

Para a variação uniforme do carregamento ao longo do tempo, os deslocamentos máximos tendem a atingir os seus valores extremos em 75 dias, contudo a partir de 30 dias os valores dos deslocamentos já atingem quantias representativas cuja diferença relativa em relação aos valores máximos observados é de 0,16%, 0,06% e 0,02% para as espessuras de 10 cm, 15 cm e 20 cm, respectivamente. Para o caso da variação trapezoidal, observa-se que à medida que a espessura da placa aumenta, a influência do carregamento concentrado para a distribuição do deslocamento ao longo do tempo diminui, fazendo com que o mesmo tenha cada vez mais um comportamento temporal uniforme, em virtude do carregamento distribuído se tornar predominante frente à carga concentrada.

Ao analisar a Taxa de Liberação de Energia ( $\mathcal{G}$ ), observa-se que, tanto a variação uniforme, quanto a variação trapezoidal do carregamento ao longo do tempo, apresentam que os maiores valores de  $\mathcal{G}$  são condizentes para a posição de  $\phi = 90^\circ$ , ou seja, os maiores valores da Taxa de Liberação de Energia ocorrem na posição na ponta da trinca na direção da espessura da placa, e essa diferença é na ordem de 7,3, 6 e 5,4 vezes em relação a Taxa de Liberação de Energia para a posição de  $\phi = 0^\circ$ , considerando placas com 10 cm, 15 cm e 20 cm de espessura, respectivamente. Conclui-se também que a espessura da placa tem grande influência na Taxa de Liberação de Energia.

## 4. ANÁLISE DE UM CILINDRO COMPÓSITO SUBMETIDO À VARIACÃO DE TEMPERATURA

O objetivo desse capítulo é analisar o efeito da temperatura durante o processo transiente de transferência de calor sob os campos de tensões e deformações em um cilindro vazado composto por duas camadas de materiais viscoelásticos lineares isotrópicos considerando-os como sendo termo-reologicamente simples (TSM) e termo-reologicamente complexos (TCM). Além de considerar a existência de uma trinca, e dessa forma, analisar a evolução do Taxa de Liberação de Energia ( $\mathcal{G}$ ) ao longo do tempo.

### 4.1. DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

O cilindro vazado da presente análise é constituído de duas camadas de materiais viscoelásticos, não envelhecidos, homogêneos e isotrópicos, as quais estão sujeitas a um campo de temperatura na superfície mais externa. O efeito da dependência da temperatura na resposta do cilindro é estudado considerando que as propriedades do material em uma específica localização dependem da temperatura do respectivo lugar. A Figura 4.1 esquematiza o cilindro com as suas duas camadas.



Figura 4.1 – Esquematização do cilindro vazado com duas camadas

Na Figura 4.1, a camada mais interna é delimitada pelos raios  $R_1$  e  $R_2$  e a mais externa é delimitada pelos raios  $R_2$  e  $R_3$ . A região do eixo do cilindro até o raio  $R_1$  é uma região vazada sem presença de material. O cilindro é sujeito a uma pressão  $p_o$  na borda mais externa e uma pressão  $p_i$  na borda mais interna. Neste trabalho foi adotado que a pressão externa é maior que a pressão interna.

É assumido que a condução de calor ocorra em todo o corpo somente na direção radial da borda externa para a borda interna devido a condição de temperatura imposta na borda externa. Uma vez que o corpo inteiro alcance o estado estacionário de temperatura, assume-se que ele se manterá neste estado no restante do período observado. A aderência na interface entre as duas camadas é assumida que seja suficientemente resistente e que tenha um esforço e deslocamento contínuo ao longo de todo o tempo.

O problema radial de transferência de calor é estudado sob o pressuposto que todo o calor transferido ocorre devido à condução do mesmo através do corpo sólido, não considerando os efeitos de convecção e radiação. O fenômeno de condução térmica é assumido como sendo governado pela lei de Fourier de condução de calor na direção radial. Todos os termos que dependem do tempo na equação de condução de calor são retidos de modo a estudar a maneira como o calor é conduzido ao longo do corpo resultando na mudança de temperatura no compósito, mas o efeito inercial no movimento em relação ao equilíbrio do momento linear é negligenciado e, assim, apenas as equações de equilíbrio estático são consideradas.

#### **4.2. DETERMINAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO E DEMAIS CONSIDERAÇÕES**

Sendo  $x_i$ ,  $i = 1,2,3$ , as coordenadas da partícula do material no estado indeformado,  $u_i(x, t)$ ,  $i = 1,2,3$ , as componentes do deslocamento da partícula do material em  $x$  e no tempo  $t$ ,  $\varepsilon_{ij}(x, t)$  e  $\sigma_{ij}(x, t)$  correspondem ao histórico de deformação e de tensão de Cauchy, respectivamente, da partícula em  $x$  e no tempo  $t$ . Assume-se que o cilindro inicialmente não sofre perturbação, como é descrito a seguir:

$$u_i(x, t) = \varepsilon_{ij}(x, t) = \sigma_{ij}(x, t) = 0, \forall t < 0 \quad (4.1)$$

Para  $t \geq 0$ , a relação linearizada da deformação-deslocamento dada para pequenos gradientes de deformação, o equilíbrio do momento angular, que implica que o tensor de tensão é simétrico

independente do instante do tempo, e o equilíbrio do momento linear na ausência dos efeitos inerciais e de força de corpo, são dados por:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad i, j = 1, 2, 3$$

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} \quad (4.2a-b)$$

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0$$

Em qualquer ponto da superfície, ou as condições de contorno do deslocamento ou da solitação são especificadas para todos os tempos  $t \geq 0$ . É assumido que as condições de contorno no ponto não mudam com o tempo, portanto o Princípio da Correspondência Elástico-Viscoelástico (PCEV) é válido.

$T(x, t)$  corresponde ao campo de temperatura no ponto do material em  $x$  e no tempo  $t$ . Todas as quantidades são expressas no sistema de coordenadas cilíndricas  $(r, \theta, z)$ . A equação que governa o fenômeno de condução de calor transiente é dada pela seguinte forma (Kukla e Siedlecka, 2013; Nezhad *et al.*, 2011; Lu *et al.*, 2006, Hahn e Özisik, 2012):

$$\frac{1}{\alpha^{(j)}} \frac{\partial T^{(j)}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T^{(j)}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T^{(j)}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T^{(j)}}{\partial z^2} \quad (4.3)$$

Em que,  $j$  corresponde às duas camadas do compósito e  $\alpha$  à difusividade térmica que está associada à velocidade de propagação do calor dentro do sólido durante a mudança de temperatura, a qual é expressa por:

$$\alpha = \frac{k}{\rho c} \quad (4.4)$$

Sendo que,  $k$  representa a condutividade térmica,  $\rho$  a massa específica e  $c$  o calor específico do corpo. Neste trabalho, adota-se que esses parâmetros são constantes escalares independentes do tempo e da posição.

O campo de deslocamento em qualquer ponto do material é assumido com tendo a seguinte forma:

$$u^{(j)} = u^{(j)}(r, \theta, z, t) \quad (4.5)$$

Por simplificação, a condição de estado plano de deformação é considerada para o problema, assumindo que o cilindro anular seja infinitamente longo. Dessa forma, os campos de deslocamento e de temperatura são independentes da coordenada  $z$ , além de considerar que os mesmos são simétricos em relação ao eixo do cilindro. Portanto, os campos de deslocamento e de temperatura, os quais são expressos nas Eqs. (4.3) e (4.5), podem ser rescritos da seguinte forma:

$$u^{(j)} = u_r^{(j)}(r, t) \quad (4.6a-b)$$

$$\frac{\partial T^{(j)}}{\partial t} = \alpha^{(j)} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T^{(j)}}{\partial r} \right) \right]$$

As condições iniciais, de contorno e de interface usados para resolução da equação de condução de calor e do campo de deslocamento são:

$$T^{(2)}(R_3, t) = T_1(t), \forall t \geq 0$$

$$T^{(1)}(r, 0) = T_o, R_1 \leq r \leq R_2 \quad (4.7a-c)$$

$$T^{(2)}(r, 0) = T_o(t), R_2 \leq r < R_3$$

$$\alpha^{(1)} \frac{\partial T^{(1)}}{\partial r}(R_2, t) = \alpha^{(2)} \frac{\partial T^{(2)}}{\partial r}(R_2, t)$$

$$\frac{\partial T^{(1)}}{\partial r}(R_1, t) = 0$$

$$\sigma_{rr}^{(1)}(R_2, t) = \sigma_{rr}^{(2)}(R_2, t) \quad (4.7d-i)$$

$$u_{rr}^{(1)}(R_2, t) = u_{rr}^{(2)}(R_2, t)$$

$$\sigma_{rr}^{(2)}(R_3, t) = -p_o(t)$$

$$\sigma_{rr}^{(1)}(R_1, t) = -p_i(t)$$

Em que  $T_o$  corresponde à temperatura ambiente a qual o cilindro está submetido e  $T_1(t)$  à temperatura imposta na borda mais externa do cilindro ( $r = R_3$ ), a qual é assumida que tenha distribuição uniforme no tempo, de tal forma que:

$$T_1(t) = \begin{cases} 0 & \text{se } t < 0 \\ 1 & \text{se } t \geq 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

### 4.3. DETERMINAÇÕES DOS CAMPOS DE TENSÕES, DESLOCAMENTOS E DEFORMAÇÕES EM UM CILINDRO VISCOELÁTICO

Sadd (2005) discute a solução elástica de um cilindro vazado de parede espessa submetido à ação de uma pressão externa e interna uniforme, a qual é desenvolvida empregando o método da Função de Airy, assumindo um cilindro longo podendo ser modelado sob as condições de estado plano de deformação. O presente cilindro estudado pode ser analisado como dois cilindros separados que possuem a mesma pressão de interface ( $p_c$ ) em  $R = R_2$ , de tal forma que  $\sigma_{rr}^1(R_2) = \sigma_{rr}^2(R_2) = -p_c$ , como é mostrado na Figura 4.2 a seguir:

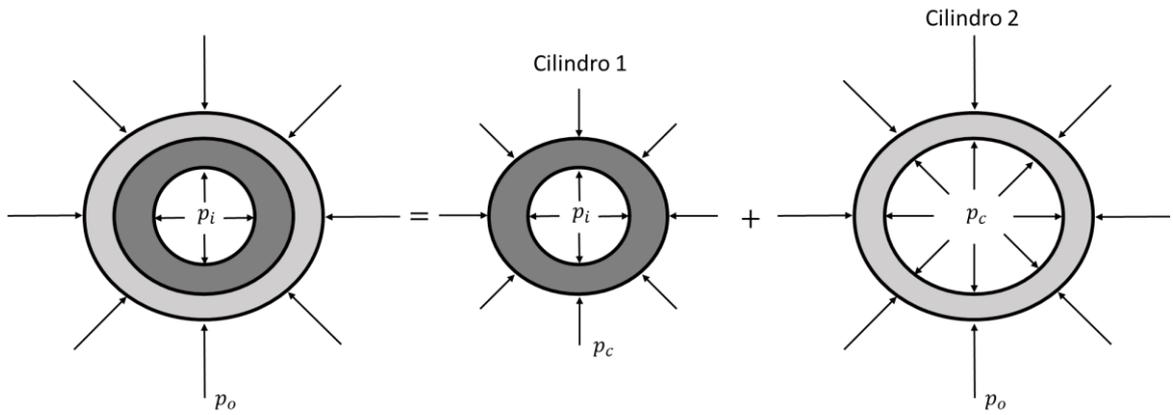


Figura 4.2 – Cilindro vazado com duas camadas

As tensões não nulas e os deslocamentos radiais nos dois cilindros apresentados na Figura 4.2 são apresentados da seguinte forma:

$$\sigma_{rr}^1(R) = \frac{A}{R^2} + B, \quad R_1 \leq R \leq R_2$$

$$\sigma_{rr}^2(R) = \frac{C}{R^2} + D, \quad R_2 \leq R \leq R_3$$

$$\sigma_{\theta\theta}^1(R) = -\frac{A}{R^2} + B, \quad R_1 \leq R \leq R_2$$

(4.9a-f)

$$\sigma_{\theta\theta}^2(R) = -\frac{C}{R^2} + D, \quad R_2 \leq R \leq R_3$$

$$\sigma_{zz}^1(R) = \nu_1(\sigma_{rr}^1 + \sigma_{\theta\theta}^1), \quad R_1 \leq R \leq R_2$$

$$\sigma_{zz}^2(R) = \nu_2(\sigma_{rr}^2 + \sigma_{\theta\theta}^2), \quad R_2 \leq R \leq R_3$$

$$u_{rr}^1(R) = \frac{1 + \nu_1}{E_1} R \left[ (1 - 2\nu_1)B - \frac{A}{R^2} \right], \quad R_1 \leq R \leq R_2$$

(4.9g-h)

$$u_{rr}^2(R) = \frac{1 + \nu_2}{E_2} R \left[ (1 - 2\nu_2)D - \frac{C}{R^2} \right], \quad R_2 \leq R \leq R_3$$

Sendo  $\sigma_{rr}^1(R)$ ,  $\sigma_{rr}^2(R)$ ,  $\sigma_{\theta\theta}^1(R)$ ,  $\sigma_{\theta\theta}^2(R)$ ,  $\sigma_{zz}^1(R)$ ,  $\sigma_{zz}^2(R)$ ,  $u_{rr}^1(R)$ ,  $u_{rr}^2(R)$ ,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $E_1$  e  $E_2$ , a tensão radial, a tensão circunferencial, a tensão longitudinal, o deslocamento radial, o coeficiente de Poisson e o módulo de elasticidade para o cilindro 1 e 2 respectivamente. A, B, C e D são incógnitas não nulas a serem determinadas utilizando as condições de contorno e as condições de continuidade de deslocamento e esforço na interface, as quais são apresentadas a seguir.

$$\sigma_{rr}^1(R_1) = -p_i$$

$$\sigma_{rr}^2(R_3) = -p_o$$

(4.10a-d)

$$\sigma_{rr}^1(R_2) = \sigma_{rr}^2(R_2) = -p_c$$

$$u_{rr}^1(R_2) = u_{rr}^2(R_2)$$

Determinadas as constantes acima usadas nas Eqs. (4.9a-f), a tensão radial desenvolvida na interface é:

$$p_c = \left[ \frac{(2(1-\nu_1^2)R_1^2(R_3^2 - R_2^2)E_2 p_i) + (2(1-\nu_2^2)R_3^2(R_2^2 - R_1^2)E_1 p_o)}{\left( (1+\nu_2)(R_3^2 + (1-2\nu_2)R_2^2)(R_2^2 - R_1^2)E_1 \right) + \left( (1+\nu_1)(R_1^2 + (1-2\nu_1)R_2^2)(R_3^2 - R_2^2)E_2 \right)} \right] \quad (4.11)$$

Com a tensão na interface conhecida, as tensões radiais, circunferenciais, longitudinais e os deslocamentos radiais em ambos os cilindros são dados por:

$$\sigma_{rr}^{(j)}(R) = \frac{R_i^2 R_o^2 (P_o - P_i)}{(R_o^2 - R_i^2)R^2} + \frac{R_i^2 P_i - R_o^2 P_o}{(R_o^2 - R_i^2)} \quad (4.12a-d)$$

$$\sigma_{\theta\theta}^{(j)}(R) = \frac{-R_i^2 R_o^2 (P_o - P_i)}{(R_o^2 - R_i^2) R^2} + \frac{R_i^2 P_i - R_o^2 P_o}{(R_o^2 - R_i^2)}$$

$$\sigma_{zz}^{(j)}(R) = 2\nu_j \frac{R_i^2 P_i - R_o^2 P_o}{(R_o^2 - R_i^2)}$$

$$u_{rr}^{(j)}(R) = \frac{1 + \nu_j}{E_j} \left[ \frac{-R_i^2 R_o^2 (P_o - P_i)}{(R_o^2 - R_i^2) R} + \frac{(1 - 2\nu_j)(R_i^2 P_i - R_o^2 P_o) R}{(R_o^2 - R_i^2)} \right]$$

Em que,  $j = 1$  corresponde ao cilindro 1 com:

$$R_i = R_1, R_o = R_2, P_i = p_1, P_o = p_c, \nu_j = \nu_1 \text{ e } E_j = E_1$$

E,  $j = 2$  corresponde ao cilindro 2 com:

$$R_i = R_2, R_o = R_3, P_i = p_c, P_o = p_o, \nu_j = \nu_2 \text{ e } E_j = E_2$$

Substituindo o módulo de elasticidade pelo módulo de relaxação no espaço viscoelástico e assumindo que as pressões impostas nas bordas externas e interna do cilindro terão uma variação temporal, as quais serão as mesmas durante a análise. A Figura 4.3 a seguir esquematiza as variações temporais das pressões aplicadas.

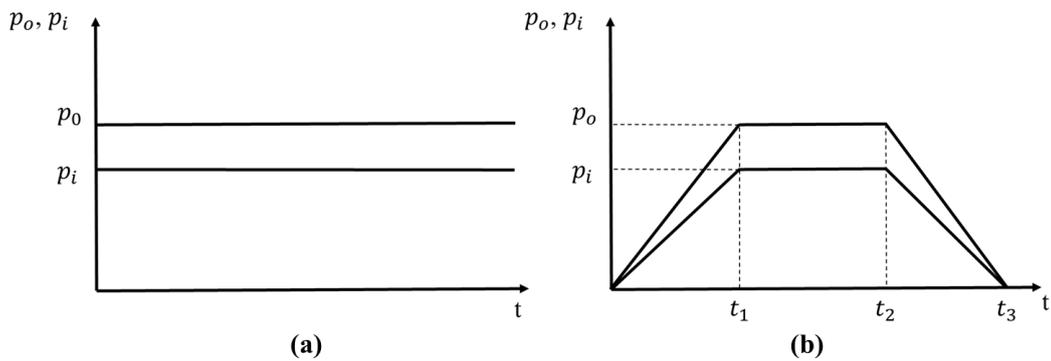


Figura 4.3 – Esquematização das variações das pressões ao longo do tempo.

(a) Variação Uniforme, (b) Variação Trapezoidal.

Dessa forma, as Eqs. (4.12a-d) podem ser rescritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr}^{(j)}(R, t) &= \frac{1}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 \right) P_o \lambda(t) + \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 \right) P_i \lambda(t) \right] \\ \sigma_{\theta\theta}^{(j)}(R, t) &= \frac{1}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 \right) P_o \lambda(t) + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 \right) P_i \lambda(t) \right] \\ \sigma_{zz}^{(j)}(R, t) &= 2\nu_j \left[ \frac{R_i^2 P_i \lambda(t) - R_o^2 P_o \lambda(t)}{(R_o^2 - R_i^2)} \right]\end{aligned}\tag{4.13a-d}$$

$$u_{rr}^{(j)}(R, t) = \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) R \right) P_o \right] \int_0^t J_j(t - t') \frac{\partial \lambda(t')}{\partial t'} dt' + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) R \right) P_i$$

Em que,  $J$  representa a função fluência,  $\lambda(t)$  corresponde à função unitária da variação temporal das pressões externas e internas, ao longo do tempo cujas expressões são apresentadas na Tabela 3.1, e é assumido que o coeficiente de Poisson é independente do tempo. Hetnarski e Eslami (2009), apresentam que as deformações radiais e circunferenciais são dadas por:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{rr}^{(j)}(R, t) &= \frac{\partial u_{rr}^{(j)}}{\partial R} \\ \varepsilon_{rr}^{(j)}(R, t) &= \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_o \right] \int_0^t J_j(t - t') \frac{\partial \lambda(t')}{\partial t'} dt' + \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_i \\ \varepsilon_{\theta\theta}^{(j)}(R, t) &= \frac{u_{rr}^{(j)}}{R} \\ \varepsilon_{\theta\theta}^{(j)}(R, t) &= \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_o \right] \int_0^t J_j(t - t') \frac{\partial \lambda(t')}{\partial t'} dt' + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_i\end{aligned}\tag{4.14a-d}$$

As Eqs. (4.13a-d) e (4.14a-d) podem ser rescritas no espaço de Laplace na forma:

$$\bar{\bar{\sigma}}_{rr}^{(j)}(R, s) = \frac{1}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 \right) P_o \bar{\lambda}(s) + \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 \right) P_i \bar{\lambda}(s) \right]$$

$$\bar{\bar{\sigma}}_{\theta\theta}^{(j)}(R, s) = \frac{1}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 \right) P_o \bar{\lambda}(s) + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 \right) P_i \bar{\lambda}(s) \right]$$

$$\bar{\bar{\sigma}}_{zz}^{(j)}(R, s) = 2\nu_j \left[ \frac{R_i^2 P_i \bar{\lambda}(s) - R_o^2 P_o \bar{\lambda}(s)}{(R_o^2 - R_i^2)} \right]$$

$$\bar{\bar{u}}_{rr}^{(j)}(R, s) = \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) R \right) P_o \right. \\ \left. + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) R \right) P_i \right] \bar{J}_j(s) \bar{\lambda}(s) \quad (4.15a-f)$$

$$\bar{\bar{\epsilon}}_{rr}^{(j)}(R, s) = \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_o \right. \\ \left. + \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_i \right] \bar{J}_j(s) \bar{\lambda}(s)$$

$$\bar{\bar{\epsilon}}_{\theta\theta}^{(j)}(R, s) = \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_o \right. \\ \left. + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_i \right] \bar{J}_j(s) \bar{\lambda}(s)$$

Para a avaliação dos resultados no domínio do tempo, utilizou-se a Transformada Inversa de Laplace numericamente presente no item 2.1.4.1, aplicando nas Eqs. (4.15a-f) e atribuindo um período de observação de 50 unidades de tempo, o qual foi dividido em 1000 incrementos.

Os três tempos característicos  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  que correspondem aos instantes em que ocorrem mudanças do comportamento da variação trapezoidal do carregamento ao longo do tempo

presentes na Figura 4.3, foram considerados como sendo:  $t_1$  é igual a 10,  $t_2$  é igual a 30 e  $t_3$  é igual a 40.

#### 4.4. RESPOSTA DA DEPENDÊNCIA DA TEMPERATURA EM UM CILINDRO VISCOELÁSTICO

A resposta dos materiais viscoelásticos são fortemente dependentes da temperatura, à qual os mesmos estão submetidos. O Princípio da Superposição Tempo-Temperatura (PSTT) é aplicado a materiais TSM que descrevem o comportamento viscoelástico com respeito ao tempo e a temperatura. Isto implica que o módulo de relaxação e a função fluência podem ser expressos para qualquer temperatura por meio de dois termos: módulo de relaxação e função fluência em uma temperatura de referência e uma função conhecida como fator de deslocamento tempo-temperatura (*shift fator* -  $a_T$ ), como comentado no item 2.1.5. Dessa forma, uma relação é desenvolvida para avaliar a função fluência para qualquer temperatura  $T$  a partir de um valor conhecido da mesma a uma temperatura de referência  $T_0$ .

$$J[t, T(t)] = J[\xi(t), T_0] \quad (4.16)$$

Em que  $\xi(t)$  corresponde ao tempo equivalente ou tempo reduzido apresentado na Eq. (2.37). Dessa forma, quando a dependência de temperatura nas propriedades dos materiais do cilindro é modelada como TSM, os campos de tensões, deslocamentos e deformações com variação de temperatura tem as seguintes formas:

$$\sigma_{rr}^{(j)}(R, t) = \frac{1}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 \right) P_o \lambda(\xi(t)) + \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 \right) P_i \lambda(\xi(t)) \right] \quad (4.17a)$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{\theta\theta}^{(j)}(R, t) &= \frac{1}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 \right) P_o \lambda(\xi(t)) + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 \right) P_i \lambda(\xi(t)) \right] \\
\sigma_{zz}^{(j)}(R, t) &= 2\nu_j \left[ \frac{R_i^2 P_i \lambda(\xi(t)) - R_o^2 P_o \lambda(\xi(t))}{(R_o^2 - R_i^2)} \right] \\
u_{rr}^{(j)}(R, t) &= \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) R \right) P_o \int_0^t J_j(\xi(t) - \xi(t')) \frac{\partial \lambda(\xi(t'))}{\partial \xi(t')} d\xi(t') \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) R \right) P_i \int_0^t J_j(\xi(t) - \xi(t')) \frac{\partial \lambda(\xi(t'))}{\partial \xi(t')} d\xi(t') \right] \quad (4.17b-f) \\
\varepsilon_{rr}^{(j)}(R, t) &= \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_o \int_0^t J_j(\xi(t) - \xi(t')) \frac{\partial \lambda(\xi(t'))}{\partial \xi(t')} d\xi(t') \right. \\
&\quad \left. + \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_i \int_0^t J_j(\xi(t) - \xi(t')) \frac{\partial \lambda(\xi(t'))}{\partial \xi(t')} d\xi(t') \right] \\
\varepsilon_{\theta\theta}^{(j)}(R, t) &= \frac{(1 + \nu_j)}{(R_o^2 - R_i^2)} \left[ \left( -\frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} - R_o^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_o \int_0^t J_j(\xi(t) - \xi(t')) \frac{\partial \lambda(\xi(t'))}{\partial \xi(t')} d\xi(t') \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{R_i^2 R_o^2}{R^2} + R_i^2 (1 - 2\nu_j) \right) P_i \int_0^t J_j(\xi(t) - \xi(t')) \frac{\partial \lambda(\xi(t'))}{\partial \xi(t')} d\xi(t') \right]
\end{aligned}$$

Os materiais TCM são as classes de materiais que exibem os comportamentos termo-viscoelásticos mais gerais. A temperatura tem forte influência nos termos instantâneos e transientes das propriedades do material. As considerações apresentadas para essa classe são comentadas no item 2.1.5 e a função fluência é dada pela Eq. (2.36).

Para determinar os campos das variáveis apresentadas pelas Eqs. (4.17a-f) para os materiais TCM, o valor da temperatura em um tempo instantâneo e em um dado ponto do material é obtido resolvendo a equação de condução de calor dada pela Eq. (4.6b). A dependência da função fluência na Eq. (2.36) é então calculada juntamente com o tempo reduzido na Eq. (2.37). As Eqs. (2.36) e (2.37) são substituídas nas Eqs. (4.17a) para determinar os campos de tensões, deslocamentos e deformações do cilindro viscoelástico.

#### 4.5. CARACTERIZAÇÃO GEOMÉTRICA, DO MATERIAL E DE CARREGAMENTO

Shah (2008) apresenta as características geométricas e as propriedades do material adotados neste tópico. Dessa forma, as propriedades do material e as cargas (térmicas e mecânicas) são adimensionais. As duas camadas são assumidas como sendo isotrópicas e as propriedades de resistência à tração e à compressão são iguais. A camada 1 tem nos raios mais interno e mais externo 1 e 2 unidades de comprimento, respectivamente, e a camada 2 tem 2 e 3 unidades de comprimento nos raios mais internos e externos. A tabela a seguir apresenta os valores elásticos das propriedades do material das duas camadas.

Tabela 4.1 – Propriedades elásticas do material das duas camadas

Camada 1		Camada 2	
Parâmetros	Valor	Parâmetros	Valor
$\nu^{(1)}$	0,25	$\nu^{(2)}$	0,29
$\alpha^{(1)}$	0,28	$\alpha^{(2)}$	0,42
$E_o^{(1)}$	5,128	$E_o^{(2)}$	4,0

Em que,  $\nu^{(j)}$  corresponde ao coeficiente de Poisson para j camadas, onde j = 1, 2 correspondem às duas camadas,  $\alpha^{(j)}$  ao coeficiente de difusividade térmica para j camadas e  $E_o^{(j)}$  ao módulo de elasticidade para j camadas.

A função fluência segue o modelo generalizado Kelvin, dessa forma para materiais TSM a função fluência tem a seguinte forma:

$$J^{(j)}(t) = J_0^{(j)} + \sum_{n=1}^n J_n^{(j)} [1 - e^{-\lambda_n t}] \quad (4.18)$$

Sendo, n o número da série de Prony,  $J_n$  é enésimo coeficiente de Prony,  $\lambda_n$  é o enésimo tempo de retardação e  $J_0$  o termo elástico da série. A Tabela 4.2 a seguir apresenta os termos elásticos

e transientes adimensionais da Eq. (4.18) referentes às duas camadas, os quais foram normalizados em relação a  $t = 0$ .

Tabela 4.2 – Termos da função fluência normalizada para as duas camadas

Camada 1			Camada 2		
n	$\lambda_n$	$J_n$	n	$\lambda_n$	$J_n$
1	1	0,359	1	1	0,04
2	0,01	0,462	2	0,01	0,20
3	0,001	0,615	3	0,001	0,28
$J_0 = 1$			$J_0 = 1$		

Aplicando a transformada de Laplace na Eq. (4.18), a função fluência assume a seguinte forma:

$$\bar{j}^{(j)}(s) = \frac{(J_0^{(j)} + \sum_{n=1}^n J_n^{(j)})}{s} - \sum_{n=1}^n \frac{J_n^{(j)}}{(s - (-\lambda_n))} \quad (4.19)$$

O módulo de Relaxação pode ser determinado aplicando a Eq. (4.19) na Eq. (2.33). Dessa forma, substituindo os valores das propriedades do material e das dimensões do cilindro na Eq. (4.11) e transformando para o espaço de Laplace, a tensão de interface torna-se:

$$p_c(s) = \frac{9,375\bar{\bar{E}}_2(s)p_i\bar{\lambda}(s) + 49,46\bar{\bar{E}}_1(s)p_o\bar{\lambda}(s)}{41,33\bar{\bar{E}}_1(s) + 18,75\bar{\bar{E}}_2(s)} \quad (4.20)$$

Em que,  $p_i$  é a pressão na borda mais interna aplicada em  $R = 1$ , sendo adotado um valor de  $p_i = 10$ ,  $p_o$  é a pressão na borda mais externa aplicada em  $R = 3$ , sendo adotado um valor de  $p_o = 30$ ,  $\bar{\bar{E}}_1$  e  $\bar{\bar{E}}_2$  representam os módulos de relaxação no espaço de Laplace para as camadas 1 e 2, respectivamente.

As temperaturas são consideradas adimensionais nesse estudo, e é assumido que a temperatura ambiente ( $T_o$ ) do cilindro é igual a 20 unidades e é aplicado uma temperatura uniforme ao longo

de toda borda externa ( $T_1$ ) igual a 30 unidades. É considerado que o fator de deslocamento tempo-temperatura (*shift fator* -  $a_T$ ) é o mesmo para as duas camadas, o qual é apresentado pela Eq. (4.21) a seguir:

$$a_T(T, T_o) = \frac{1}{1 + (T - T_o)} \quad (4.21)$$

Os campos de tensões, deslocamentos e deformações no espaço de Laplace podem ser determinados para materiais TSM, aplicando nas Eqs. (4.15a-f) os valores das propriedades do material, das dimensões do cilindro, das pressões internas e externas, além das Eqs. (4.19), (4.20), (4.21), (2.37), e das equações de  $\bar{\lambda}(s)$  presentes na Tabela 3.1. Para a determinação dos campos das variáveis no espaço do tempo, basta aplicar a inversa de Laplace numericamente descrita no item 2.1.4.1, adotando um período de observação de 50 unidades de tempo, o qual foi dividido em 1000 incrementos de tempo.

Para materiais TCM, é considerado, nesse estudo, que os termos elásticos e transientes da função fluência assumem uma dependência linear com a temperatura. Dessa forma, a Eq. (4.18) pode ser rescrito da seguinte maneira:

$$J^{(j)}(t) = J_0^{(j)}(1 + T) + \sum_{n=1}^n J_n^{(j)}(0,5T)[1 - e^{-\lambda_n \xi(t)}] \quad (4.22)$$

Logo, a transformada de Laplace da Eq. (4.18) assume a seguinte forma:

$$\bar{J}^{(j)}(s) = \frac{(J_0^{(j)}(1 + T) + \sum_{n=1}^n J_n^{(j)}(0,5T))}{s} - \sum_{n=1}^n \frac{J_n^{(j)}(0,5T)}{(s - (-\lambda_n))} \quad (4.23)$$

Portanto, os campos de tensões, deslocamentos e deformações no espaço de Laplace podem ser determinados para materiais TCM, aplicando nas Eqs. (4.15a-f) os valores das propriedades do material, das dimensões do cilindro, das pressões internas e externas, além das Eqs. (4.23),

(4.20), (4.21), (2.37), e das equações de  $\bar{\lambda}(s)$  presentes na Tabela 3.1. Para a determinação dos campos das variáveis no espaço do tempo, basta aplicar a inversa de Laplace numericamente como comentado acima.

#### 4.6. DETERMINAÇÃO DA TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA EM UM CILINDRO VISCOELÁSTICO

Para a análise da Taxa de Liberação de Energia ( $\mathcal{G}$ ) ao longo do tempo em um cilindro viscoelástico, foi assumido a presença de uma trinca circunferencial de superfície semielíptica na borda externa do cilindro cuja propagação ocorre no sentido radial, como é esquematizado na Figura 4.4 a seguir:

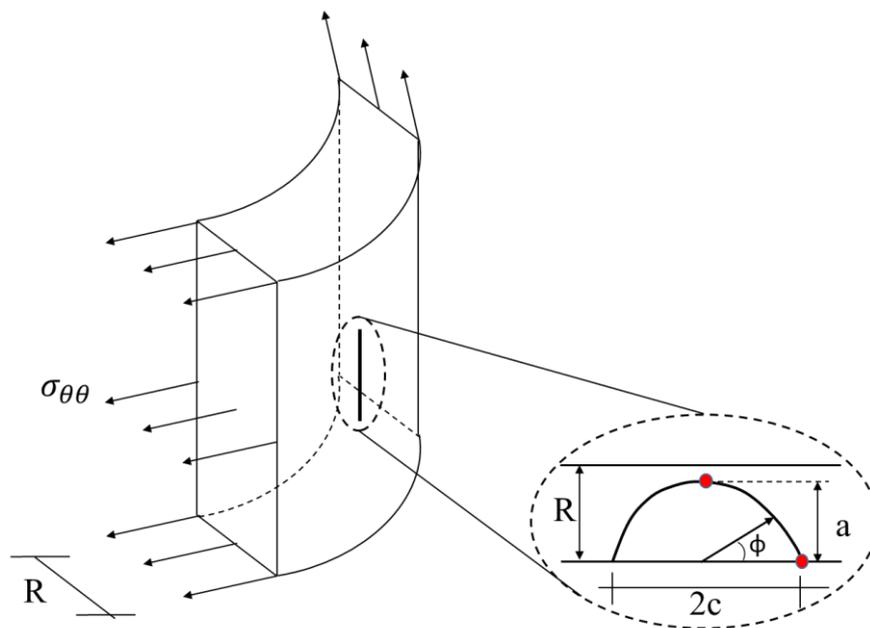


Figura 4.4 – Esquematização da propagação da trinca de superfície semielíptica no cilindro

Assume-se que a trinca tem um comprimento ( $2c$ ) de 0,2 unidades de comprimento e uma profundidade ( $a$ ) de 0,05 unidades de comprimento. Considerando que o Fator de Intensidades de Tensões ( $K$ ) é determinado por:

$$K_I = \sigma_{\theta\theta} \sqrt{\pi a} \frac{F\left(\frac{a}{t}, \frac{a}{c}, \frac{c}{W}, \phi\right)}{\sqrt{Q}} = \sigma_{\theta\theta} \sqrt{\pi a} M \quad (4.24)$$

Em que, os parâmetros F e Q são determinados considerando a equação de Newman e Raju para placas finitas apresentados no item 2.2.2, considerando que a tensão devido à flexão é nula e que a tensão de membrana é igual a tensão circunferencial ( $\sigma_{\theta\theta}$ ). Nesta análise, considera-se que a espessura da placa (t) é igual ao raio do cilindro (R) e  $2W$  corresponde ao comprimento da placa sendo igual ao comprimento da circunferência externa do cilindro e  $\phi$  corresponde ao ângulo que relaciona a posição no plano da trinca em relação ao eixo da mesma.

Considerando a condição da Eq. (2.52) do item 2.2.5 para o  $K$  na Eq. (4.24), elevando-o ao quadrado e substituindo-o na Eq. (2.53a), tem-se que a formulação do  $\mathcal{G}$  para o modo I de fratura é dado por:

$$\mathcal{G}_I^v = \left\{ 3 \left[ \int_0^t J_2^{G+3K}(t-\tau) \frac{\partial \lambda^2(\tau)}{\partial \tau} d\tau + \int_0^t J_2^G(t-\tau) \frac{\partial \lambda^2(\tau)}{\partial \tau} d\tau \right] \right\} \frac{\sigma_{\theta\theta}^2 \pi a M^2}{4} \quad (4.25)$$

Em que, J é a função fluência em função do módulo de cisalhamento transversal (G) e do módulo volumétrico (K) do segundo material e  $\lambda$  é a função unitária que está relacionada ao tempo de aplicação do carregamento e a forma como o mesmo é distribuído ao longo do tempo, seguindo as variações esquematizadas na Figura 4.3 e calculadas pelas equações presentes na Tabela 3.2. Transformando para o espaço de Laplace a Eq. (4.25), tem-se:

$$\mathcal{L}\{\mathcal{G}_I^v\} = \bar{\mathcal{G}}_I^v = \left\{ \left[ \frac{3}{s\bar{G}(s) + 3s\bar{K}(s)} + \frac{1}{s\bar{G}(s)} \right] \bar{\lambda}_2(s) \right\} \frac{\sigma_{\theta\theta}^2 \pi a M^2}{4} \quad (4.26)$$

Para a avaliação dos resultados no domínio do tempo, utilizou-se a Transformada Inversa de Laplace numericamente presente no item 2.1.4.1, aplicando na Eq. (4.26) e atribuindo um período de observação de 50 unidades de tempo, o qual foi dividido em 1000 incrementos de tempo.

## 4.7. ANÁLISE TÉRMICA DO CILINDRO UTILIZANDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS

A análise térmica do cilindro foi realizada por meio do Método dos Elementos Finitos (MEF). Dessa forma o domínio de análise foi discretizado em elementos quadrilaterais, constituindo a malha de elementos finitos (EF) em que as equações de condução de calor são resolvidas. Devido à simetria do problema, somente um setor correspondente a um quarto do cilindro foi modelado. A escolha de um setor de  $90^\circ$  se deve à maior facilidade para a aplicação das condições de contorno. A Figura 4.5 a seguir apresenta um modelo tridimensional da malha EF do cilindro estudado em que as condições de contorno são  $u_x = 0$  (Face 1) e  $u_y = 0$  (Face 2). Devido à condição de ser um cilindro infinitamente longo, a consideração de estado plano de deformação é imposta, logo  $u_z = 0$  (Face 3 e 4) e, conseqüentemente o modelo tridimensional pode ser representado por um modelo bidimensional como é apresentado a seguir.

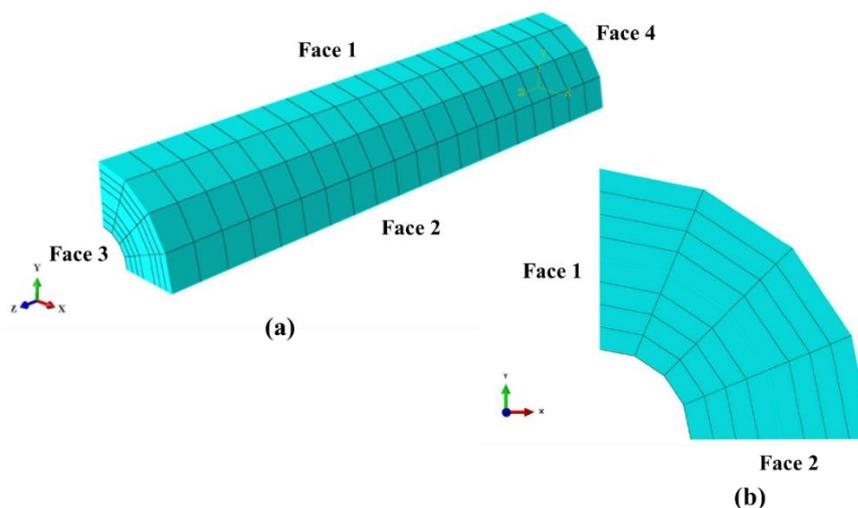


Figura 4.5 – Malha de EF do cilindro. (a) Modelo tridimensional (b) Modelo bidimensional

Shah (2008) apresenta uma análise de refinamento de malha para um problema semelhante. O autor conclui que para um modelo bidimensional com 12 elementos na direção radial e 20 elementos na direção circunferencial obteve-se um erro de 0,5% em relação à solução exata e para um modelo com 8 elementos na direção radial e 4 elementos na direção circunferencial obteve-se o mesmo erro de 0,5%. Logo, uma malha fina não é necessária, visto que a malha mais grosseira é suficiente para prescrever a resposta com uma precisão desejada. Portanto, a

Figura 4.5b apresenta o modelo bidimensional com 8 elementos quadrilaterais lineares na direção radial e 4 elementos quadrilaterais lineares na direção circunferencial.

Shah (2008) e Shah *et al.* (2009) apresentam o efeito do incremento do tempo na acurácia dos resultados obtidos para o problema de condução de calor. Dessa forma, o estudo realizado pelos autores tem o objetivo de entender o tamanho do incremento de tempo na precisão dos resultados para alcançar o estado estacionário. Os autores concluem que um incremento de tempo inicial de  $t = 0,05$  ou inferior fornece resultados suficientemente precisos. Portanto, neste trabalho adotou-se um incremento de tempo inicial de  $t = 0,05$  para um período de observação total de 50 unidades de tempo, dividindo dessa forma, em 1000 incrementos temporais.

As figuras a seguir apresentam a evolução da temperatura através do corpo devido à condução de calor e o período em que diferentes regiões do cilindro alcançam o estado estacionário.

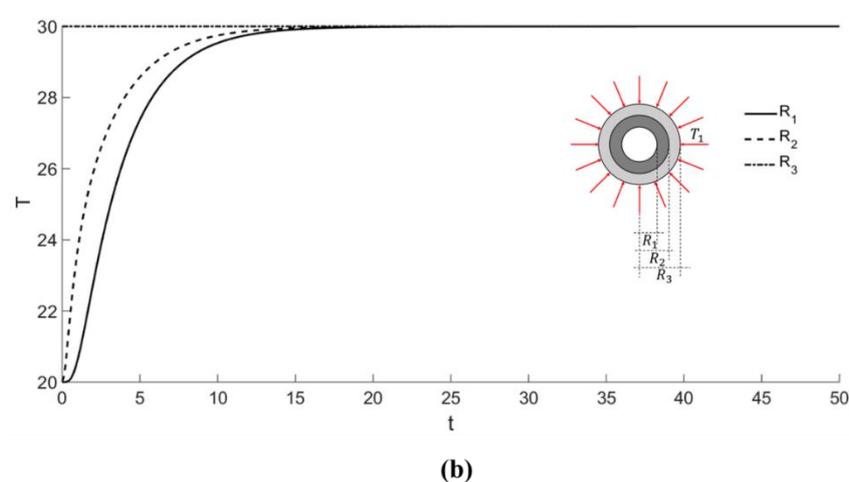
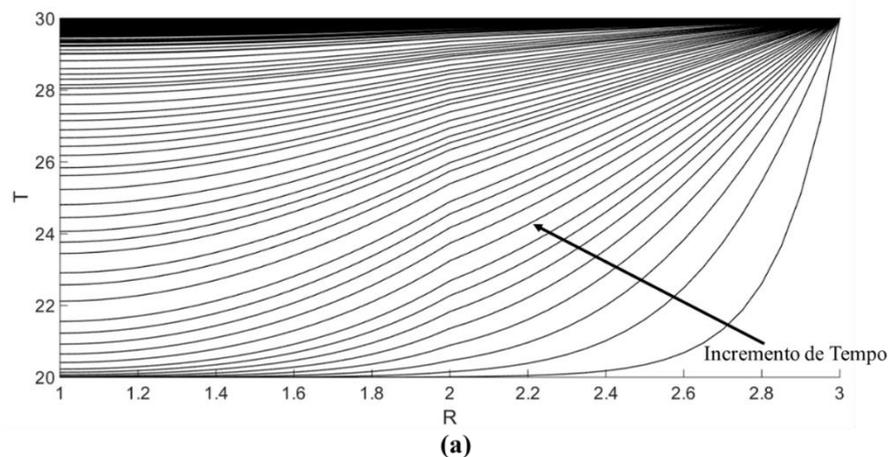


Figura 4.6 – Temperatura no cilindro. (a) Evolução da temperatura através do corpo devido à condução de calor (b) Período para alcançar o estado estacionário

A Figura 4.6a apresenta a evolução da temperatura através do corpo devido à condução de calor à medida que ocorre o incremento de tempo. Um ponto a se levantar é a mudança da inclinação das curvas de temperatura em  $R = R_2 = 2$ , isso ocorre devido à mudança de material o que ocasiona diferentes valores de condutividade térmica e de difusividade térmica. Como o segundo material tem uma difusividade térmica maior, isso resulta em uma maior velocidade de propagação do calor dentro do sólido durante a mudança de temperatura, acarretando em curvas com uma inclinação maior do que as apresentadas pelo primeiro material.

A Figura 4.6b apresenta o período em que diferentes regiões do cilindro ( $R_1, R_2, R_3$ ) alcançam o estado estacionário de temperatura, que, no problema analisado, consiste no instante em que a temperatura interna do cilindro se iguala à temperatura externa, caracterizando o equilíbrio térmico. Observa-se que a borda mais externa ( $R_3 = 3$ ) apresenta-se em regime estacionário durante todo o período de observação. À medida que vai se penetrando no cilindro e quanto mais distante da borda externa, constata-se um regime transiente de temperatura maior. Portanto na região de interface entre os materiais ( $R_2 = 2$ ) o estado estacionário é alcançado em  $t \approx 15$  e para a borda mais interna ( $R_1 = 1$ ) o estado estacionário é alcançado em  $t \approx 19$  ou no incremento de tempo igual a 390.

#### **4.8. ANÁLISE DE TENSÕES, DESLOCAMENTOS E DEFORMAÇÕES DO CILINDRO**

Neste tópico serão apresentados os comportamentos das tensões, deslocamentos e deformações considerando materiais viscoelásticos TSM e TCM. As características de carregamento, as propriedades dos materiais e a temperatura ao longo do cilindro foram descritos nos tópicos anteriores.

Os gráficos presentes neste tópico são todos normalizados em relação aos módulos das variáveis em “\*” que representam os valores absolutos das mesmas em relação ao  $R = R_1, t = 0$ , distribuição temporal uniforme das pressões e material TSM.

Inicialmente serão avaliadas as tensões, deslocamentos e deformações normalizados para a condição uniforme de variação temporal da pressão interna e externa do cilindro. As figuras a seguir apresentam a avaliação do comportamento das tensões radiais, circunferenciais, longitudinais, deslocamentos radiais, deformações radiais e circunferenciais através do corpo

para diferentes incrementos de tempo e considerando materiais TSM e TCM, além de avaliar a evolução desses campos de variáveis normalizados ao longo do período de observação para a região de  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ .

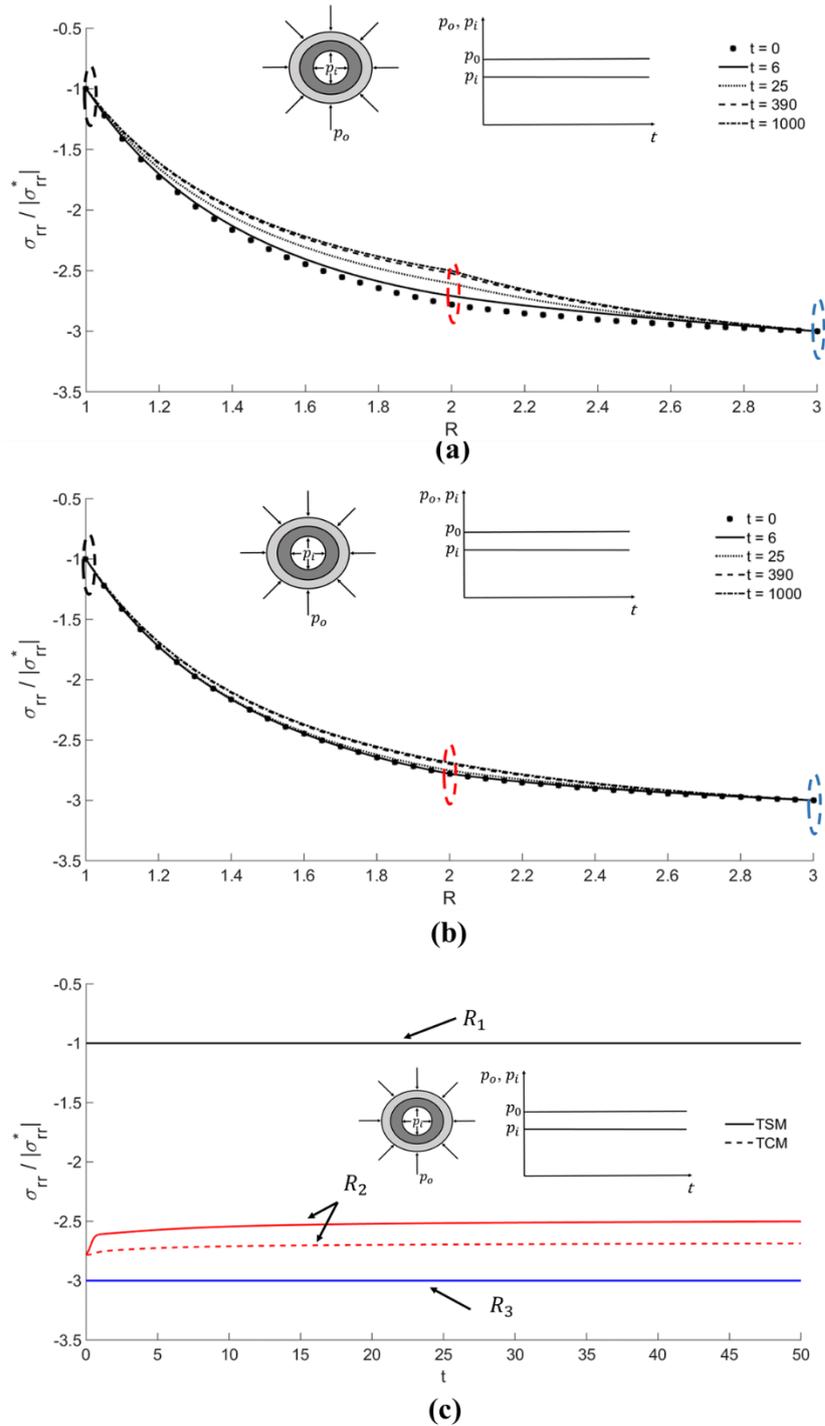


Figura 4.7 – Tensão Radial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a)

TSM (b) TCM (c)  $\sigma_{rr}(R_1, t)$ ,  $\sigma_{rr}(R_2, t)$ ,  $\sigma_{rr}(R_3, t)$

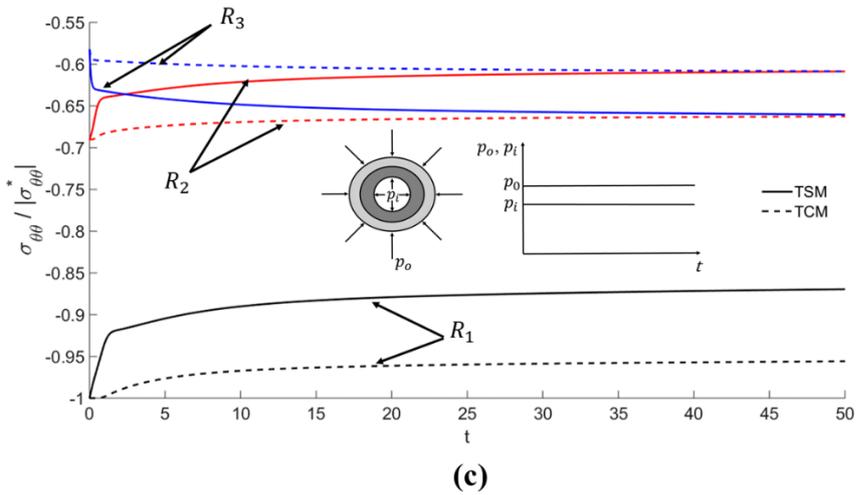
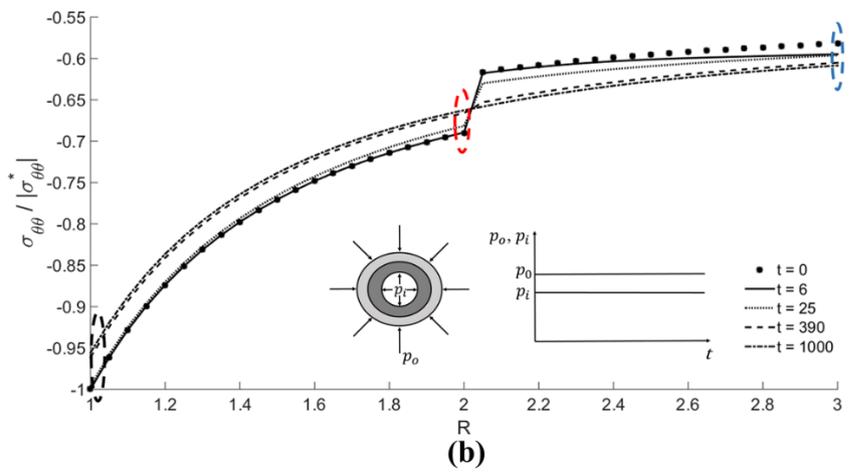
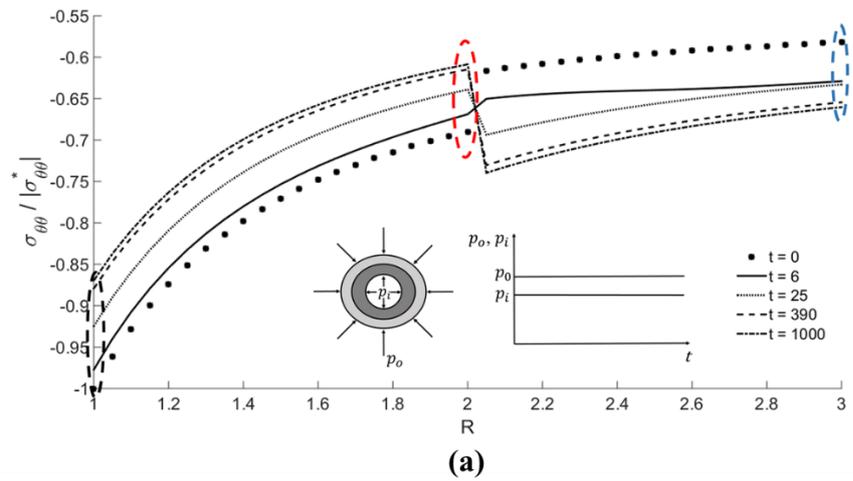
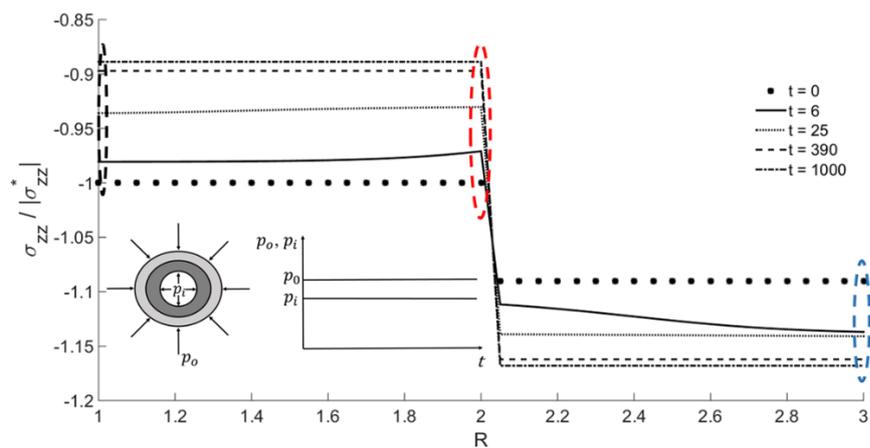
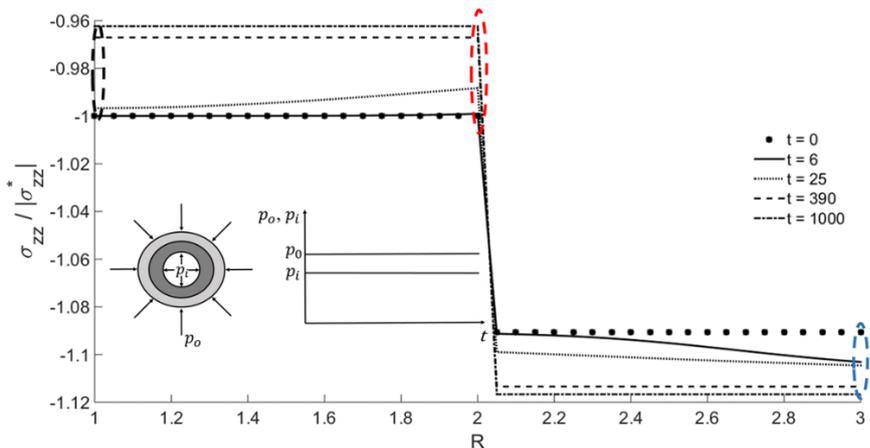


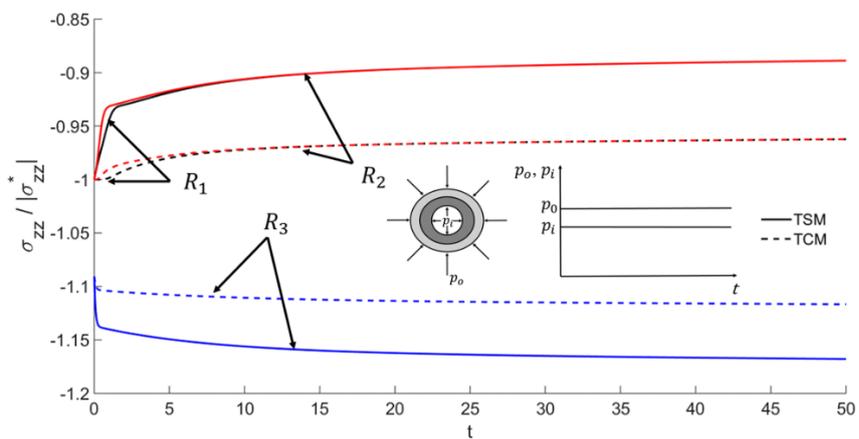
Figura 4.8 – Tensão Circunferencial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c)  $\sigma_{\theta\theta}(R_1, t)$ ,  $\sigma_{\theta\theta}(R_2, t)$ ,  $\sigma_{\theta\theta}(R_3, t)$



(a)



(b)



(c)

Figura 4.9 – Tensão Longitudinal no cilindro com variação temporal uniforme das pressões.

(a) TSM (b) TCM (c)  $\sigma_{zz}(R_1, t)$ ,  $\sigma_{zz}(R_2, t)$ ,  $\sigma_{zz}(R_3, t)$

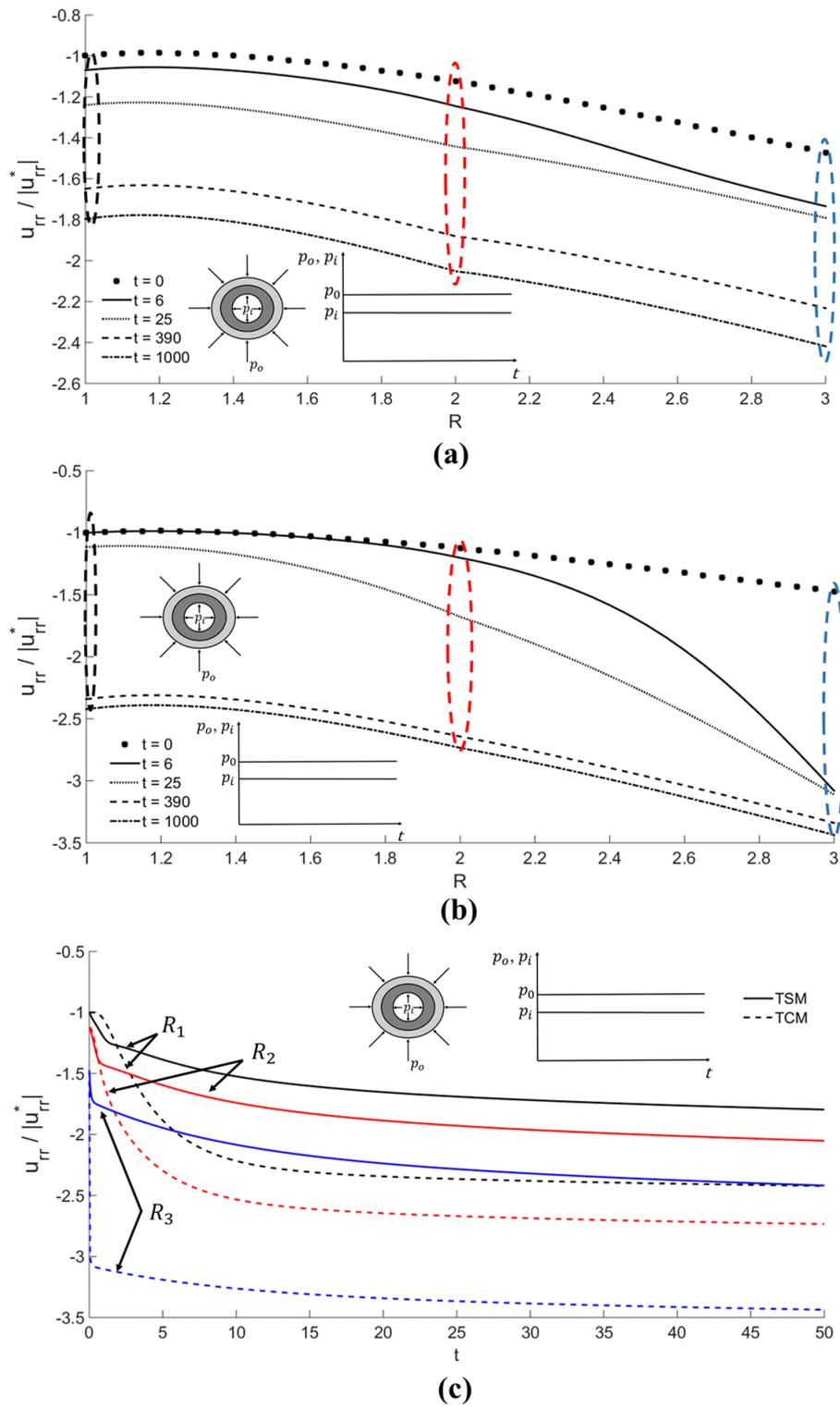
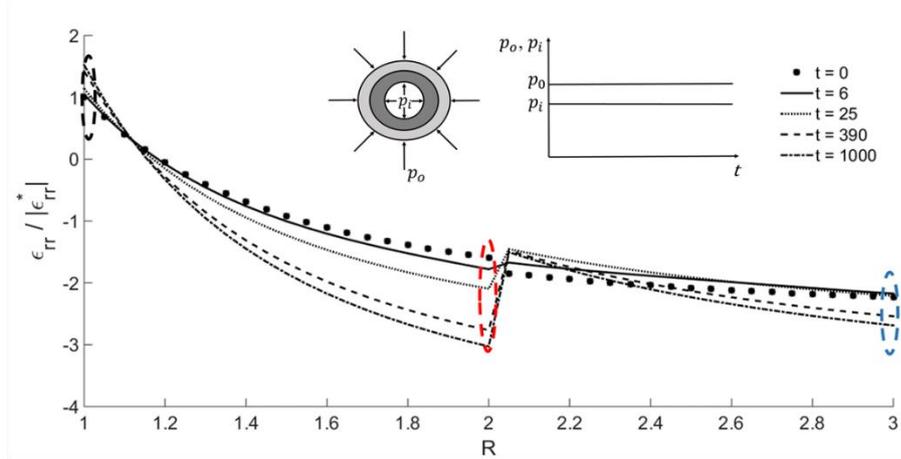
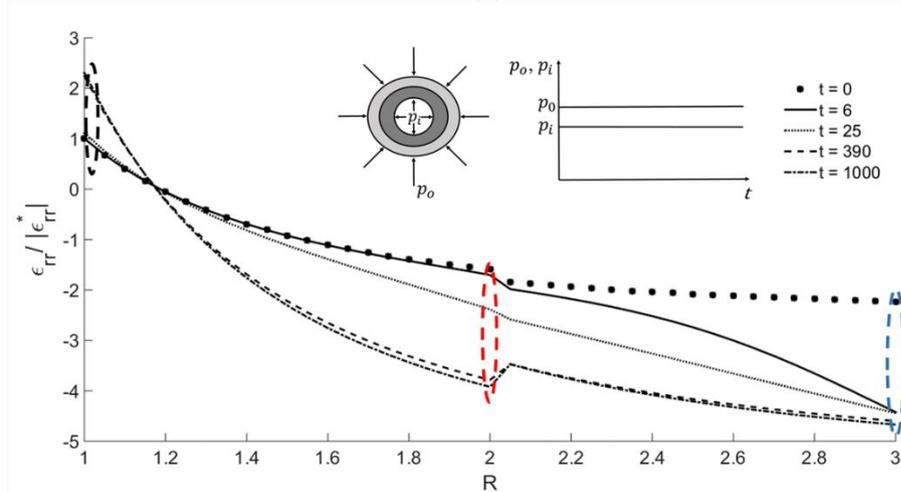


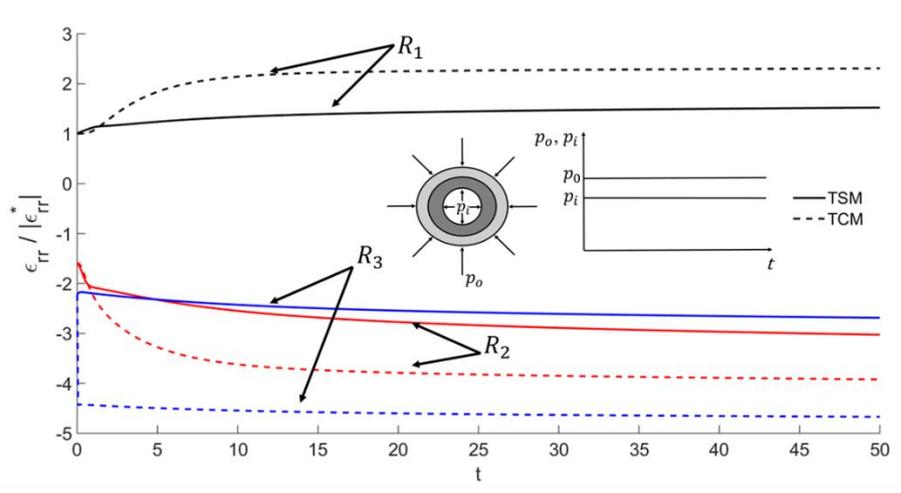
Figura 4.10 – Deslocamento radial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c)  $u_{rr}(R_1, t)$ ,  $u_{rr}(R_2, t)$ ,  $u_{rr}(R_3, t)$



(a)



(b)



(c)

Figura 4.11 – Deformação radial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões.

(a) TSM (b) TCM (c)  $\epsilon_{rr}(R_1, t)$ ,  $\epsilon_{rr}(R_2, t)$ ,  $\epsilon_{rr}(R_3, t)$

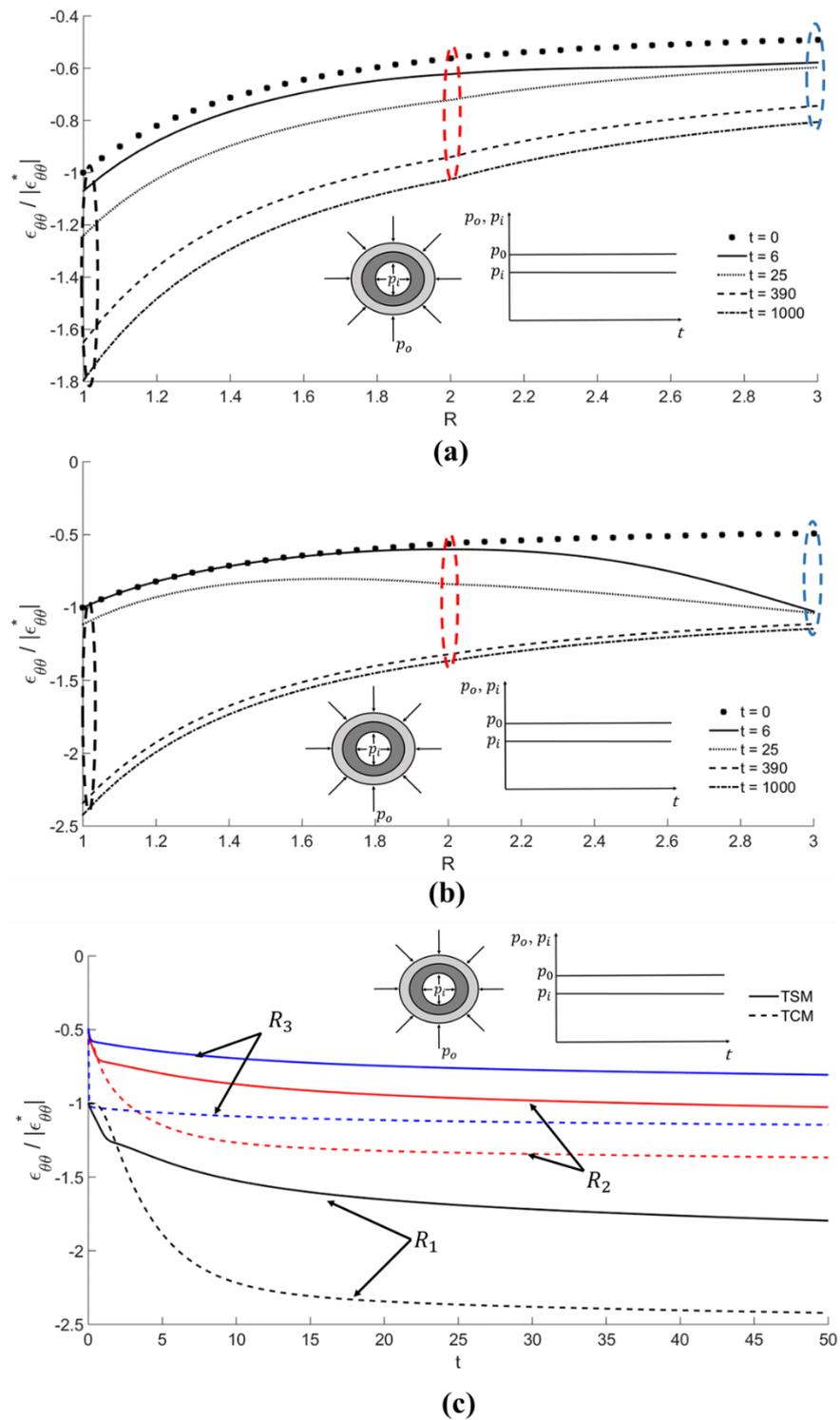


Figura 4.12 – Deformação circunferencial no cilindro com variação temporal uniforme das pressões. (a) TSM (b) TCM (c)  $\epsilon_{\theta\theta}(R_1, t)$ ,  $\epsilon_{\theta\theta}(R_2, t)$ ,  $\epsilon_{\theta\theta}(R_3, t)$

Ao analisar o comportamento da tensão radial ( $\sigma_{rr}$ ) observa-se nas Figura 4.7a e b que o corpo ao longo de toda a sua extensão encontra-se comprimido no sentido radial,  $\sigma_{rr}$  em  $R_1$  e  $R_3$

apresenta a mesma resposta ao longo de todo o período de observação tanto para materiais TSM quanto para materiais TCM, o que é comprovado na Figura 4.7c. Portanto,  $\sigma_{rr}(R_3, t)$  é sempre três vezes maior, em valores absolutos, que  $\sigma_{rr}(R_1, t)$  independente do incremento de tempo realizado durante o período observado. Contudo, à medida que vai se penetrando no interior do cilindro, constata-se uma diferença de comportamento, visto que para materiais TSM existe uma maior discrepância dos valores de  $\sigma_{rr}$  ao longo dos incrementos de tempo aplicados do que em relação aos materiais TCM, culminando que na região de interface entre os materiais ( $R_2 = 2$ ), essa diferença torna-se mais proeminente, como é ilustrado nas Figura 4.7a e b. Isso pode ser observada mais claramente na Figura 4.7c em que o  $\sigma_{rr}$  para materiais TSM apresenta uma redução máxima da tensão de compressão de 10,12% do seu valor em relação a  $t = 0$ , já, para materiais TCM, essa redução é na ordem de 3,4%. Entretanto, apesar das diferenças de valores de  $\sigma_{rr}$  na região de interface, a evolução temporal de  $\sigma_{rr}$  tanto para materiais TSM quanto para TCM é a mesma, devido que ambas apresentam um comportamento de uniformização à medida que o ocorre o incremento temporal.

Ao avaliar as Figura 4.8a e b, percebe-se que o cilindro se encontra comprimido no sentido circunferencial por toda a sua extensão. Contudo, a tensão circunferencial ( $\sigma_{\theta\theta}$ ) na borda mais interna ( $R_1$ ) é maior, em valores absolutos, que as tensões no restante do corpo e à medida que vai se caminhando para a borda externa ( $R_3$ ) percebe-se uma redução da tensão de compressão na ordem de 41,80% em relação ao instante inicial, tanto para materiais TSM, quanto para TCM.

Ao passo que se aplica incrementos temporais nas Figura 4.8a e b, constata-se dois comportamentos característicos. Para materiais TSM, percebe-se que à medida que se aplica incremento de tempo no trecho do cilindro da borda interna até a região da interface entre os dois materiais ocorre uma redução da tensão circunferencial de compressão na ordem de 13,05% em  $R_1$  se comparado em relação ao tempo inicial e ao milésimo incremento temporal como pode ser observado na Figura 4.8c. Em contrapartida, da região de interface até a borda mais externa ( $R_3$ ), à medida que se aplica incremento de tempo, ocorre um aumento da tensão circunferencial de compressão na ordem de 13,45% em  $R_3$  se comparado em relação ao tempo inicial e ao milésimo incremento temporal, o que gera uma curva de evolução diferente do que a curva apresentada por  $R_1$  na Figura 4.8c. No fim do período de observação, o valor de  $\sigma_{\theta\theta}$  em  $R_1$  é 31,68% maior do que em  $R_3$ , apesar de ocorrer uma redução de  $\sigma_{\theta\theta}$  em  $R_1$  e um aumento em  $R_3$  à medida que ocorre incremento temporal.

A região de interface ( $R_2$ ) apresenta uma descontinuidade em que no instante de inicial apresenta uma diminuição de  $\sigma_{\theta\theta}$  na ordem de 10,67%, contudo quando se aplica o sexto incremento temporal essa descontinuidade é amenizada para uma diminuição de  $\sigma_{\theta\theta}$  na ordem de 0,35%. Entretanto, à medida que se aplica ainda mais incremento de tempo e consequentemente o cilindro é aquecido, a região de interface passa apresentar um acréscimo de tensão circunferencial de compressão na ordem de 8,56%, 18,88% e 21,52% para o 25.º, 390.º e o 1000.º incrementos, respectivamente, em relação aos seus respectivos valores de  $\sigma_{\theta\theta}$  antes da descontinuidade.

Para materiais TCM, percebe-se um comportamento da evolução de  $\sigma_{\theta\theta}$  ao longo do cilindro semelhante como descrito para materiais TSM. À medida que se aplica incremento de tempo no trecho do cilindro da borda interna até a região da interface entre os dois materiais ocorre uma redução da tensão circunferencial de compressão na ordem de 4,42% em  $R_1$  se comparado em relação ao tempo inicial e ao milésimo incremento temporal, como pode ser observado na Figura 4.8c. E da região de interface até a borda mais externa ( $R_3$ ) ocorre um aumento da tensão circunferencial de compressão na ordem de 4,55% em  $R_3$ . No fim do período de observação, o valor de  $\sigma_{\theta\theta}$  em  $R_1$  é 57,07% maior do que em  $R_3$ . Na região de interface, a descontinuidade apresentada sempre gera uma diminuição de  $\sigma_{\theta\theta}$  para todos os incrementos de tempo avaliados. Contudo, à medida que ocorre o incremento temporal a descontinuidade diminui, ao passo que para o instante inicial a mesma é na ordem de 11,93% e para o instante final é de 0,77%.

Percebe-se que a tensão circunferencial para materiais TSM apresenta uma maior variação dos seus valores à medida em que ocorre incremento de tempo, além das descontinuidades serem mais acentuadas do que em relação aos materiais TCM. Apesar das diferenças, ao analisar a evolução temporal de  $\sigma_{\theta\theta}$  em regiões específicas do cilindro, as tensões circunferenciais apresentam um comportamento de uniformização à medida que ocorre o incremento temporal tanto para materiais TSM quanto para TCM.

No sentido longitudinal, o cilindro encontra-se comprimido por toda a sua extensão. Tanto para materiais TSM quanto para materiais TCM, as tensões longitudinais ( $\sigma_{zz}$ ) entre a borda interna e a região de interface entre os materiais apresentam uma redução da tensão à medida que ocorre o incremento temporal. Dessa forma, para materiais TSM, essa redução da tensão de compressão longitudinal é na ordem de 11,12% em  $R_1$  se comparado em relação ao tempo inicial e ao milésimo incremento temporal. Já para materiais TCM, essa redução é na ordem de 3,77%, como pode ser observado na Figura 4.9c, em que as curvas de evolução temporal de  $\sigma_{zz}$

para  $R_1$  apresentam uma tendência de uniformização, contudo com uma inclinação negativa. Ao analisar  $\sigma_{zz}$  entre a região de interface e a borda externa, percebe-se um comportamento oposto do que já foi comentado. Portanto, à medida que ocorre o incremento de tempo as tensões longitudinais aumentam. Dessa forma, em  $R_3$ , para materiais TSM, esse aumento é na ordem de 7,1% e para materiais TCM é de 2,4%. Isso pode ser observado na Figura 4.9c, em que as curvas de evolução temporal de  $\sigma_{zz}$  para  $R_3$  apresentam uma tendência de uniformização, contudo com uma inclinação positiva.

Na região de interface, as tensões longitudinais apresentam uma descontinuidade que gera um salto de tensão tanto para materiais TSM, quanto para TCM, e, à medida que ocorre o incremento de tempo, o valor desse salto aumenta. Portanto, gerando valores, para materiais TSM, na ordem 9,05% para o instante inicial e de 31,40% para o instante final. Para materiais TCM, esses valores são na ordem de 9,05% para o instante inicial e de 16,04% para o instante final

Ao analisar as Figura 4.10a-c percebe-se que ocorre retração em todo o cilindro gerando deslocamentos radiais ( $u_{rr}$ ) negativos. Ao analisar a evolução desses deslocamentos ao longo do mesmo, constata-se um incremento de  $u_{rr}$  à medida que ocorre a evolução temporal. Contudo esse aumento ocorre em taxas diferentes de acordo com o tipo de material viscoelástico analisado. A Figura 4.10c ilustra que, independentemente da posição do cilindro, os materiais TCM apresentam uma taxa de evolução maior do deslocamento quando comparados com os materiais TSM.

Nas Figura 4.10a-c, observa-se que à medida que vai se aproximando da borda mais externa do cilindro, os deslocamentos de retração são maiores e essa tendência só aumenta com passar do tempo observado. De tal forma, que os incrementos dos deslocamentos radiais à medida em que ocorre a evolução temporal para materiais TSM é na ordem de 79,6%, 82,61% e 64,3% para  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ , respectivamente, em relação ao instante inicial e final. Já para materiais TCM, a evolução de  $u_{rr}$  é na ordem de 142,18%, 143,48% e 133,47% para  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ , respectivamente. Apesar que os deslocamentos em  $R_3$  correspondem aos valores máximos, ao analisarmos a taxa de incremento de  $u_{rr}$  ao longo do tempo, percebe-se que em  $R_3$  houve a menor variação do deslocamento para os dois tipos de materiais analisados.

A influência da temperatura nas propriedades dos materiais TCM causaram uma grande discrepância da variação de  $u_{rr}$  ao longo do tempo ao comparar com os mesmos valores

apresentados pelos materiais TSM que consideram a influência da temperatura apenas como fator escalar do tempo.

Ao avaliar as deformações radiais ( $\varepsilon_{rr}$ ) presentes nas Figura 4.11a-c, observa-se, que para ambos os materiais viscoelásticos, a borda mais interna ( $R_1$ ) é caracterizada por um alongamento e à medida que se caminha para a região mais externa ( $R_3$ ) começa a predominar uma deformação de encurtamento do cilindro. Contudo, a evolução dos deslocamentos ao longo do período de observação é diferenciada de acordo com o tipo de material analisado, como é indicado nas Figura 4.11a-b e apresentado na Figura 4.11c para os raios  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ . Constatase que para  $R_1$ , à medida que ocorre incremento temporal, a deformação de alongamento aumenta 52,09% para materiais TSM e 130,76% para materiais TCM quando comparados aos instantes iniciais e finais do período de observação. Para  $R_3$ , a deformação de encurtamento aumenta 20,61% para materiais TSM e 109,61% para materiais TCM quando comparados aos mesmo instantes comentados anteriormente.

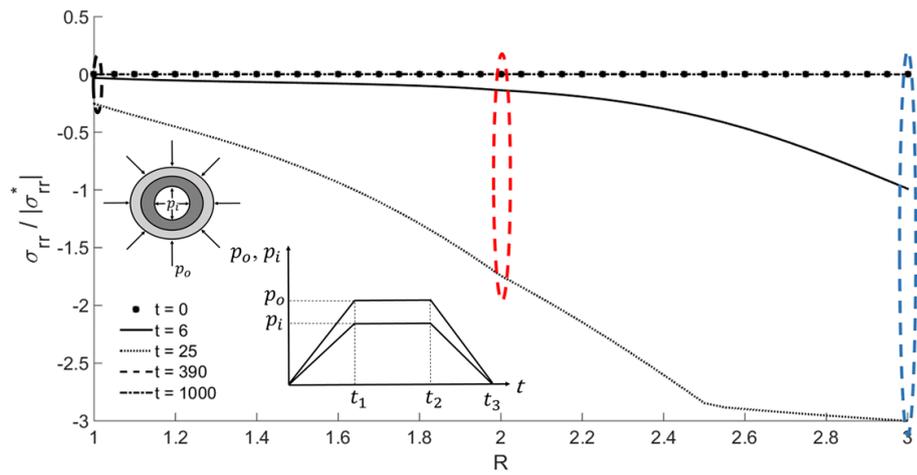
A evolução de  $\varepsilon_{rr}$  através do cilindro é caracterizado por uma descontinuidade na região de interfaces dos materiais. Para ambos os materiais analisados, no instante inicial, a descontinuidade é caracterizada por um incremento de deformação radial na ordem de 16,12% para materiais TSM e de 19,48% para materiais TCM. À medida que ocorre a evolução temporal, a região da interface, para materiais TSM, é caracterizada pela recuperação da deformação, que é maior quanto maior for o incremento de tempo, tanto que, para o 1000.º incremento, a recuperação de  $\varepsilon_{rr}$  é na ordem de 101,26%. Para materiais TCM, o sexto e o 25.º incrementos são caracterizados por terem um aumento da deformação na ordem 3,10% e 8,34%, respectivamente. Contudo, para o 390.º e o 1000.º incrementos houve uma recuperação de  $\varepsilon_{rr}$  na ordem de 9% e 12,87%, respectivamente.

A deformação circunferencial ( $\varepsilon_{\theta\theta}$ ) é caracterizada como sendo de encurtamento em toda a extensão do cilindro, contudo à medida que se caminha da borda mais interna para a mais externa ocorre uma redução de  $\varepsilon_{\theta\theta}$ , como é ilustrado nas Figura 4.12a-c, e esse comportamento é o mesmo para ambos os materiais analisados. Ao passo que ocorre a evolução temporal, as deformações circunferenciais aumentam, contudo, em taxas diferentes dependendo do tipo de material viscoelástico. Para materiais TSM, a deformação circunferencial em  $R_1$  apresenta um aumento de 79,6% em relação aos instantes iniciais e finais, já em  $R_3$  esse incremento de  $\varepsilon_{\theta\theta}$  é na ordem de 64,31%. Para materiais TCM, a deformação circunferencial em  $R_1$  apresenta um

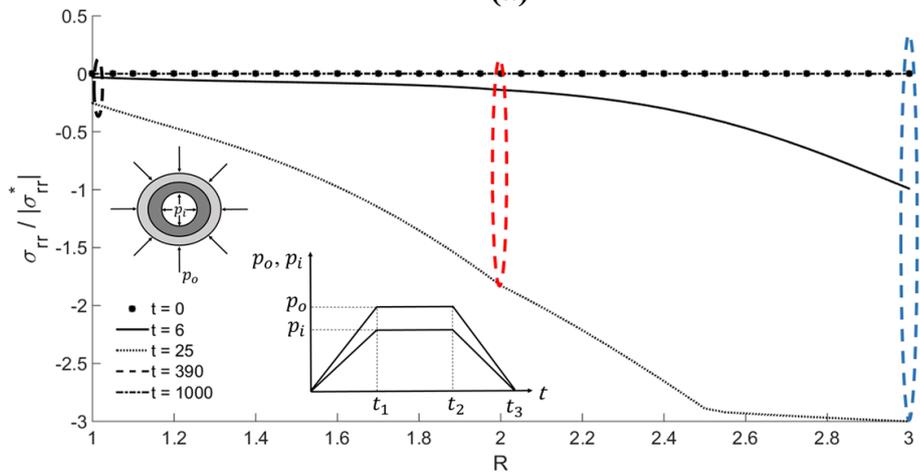
aumento de 142,18% em relação aos instantes comentados para o TSM, já em  $R_3$  esse incremento de  $\varepsilon_{\theta\theta}$  é na ordem de 133,48%.

Para a condição trapezoidal de variação temporal da pressão interna e externa do cilindro, o comportamento dos tempos característicos é influenciado pelo efeito da temperatura através do fator de deslocamento tempo-temperatura (*shift factor* -  $a_T$ ). Logo, o incremento de temperatura acaba acelerando-os. Dessa forma, a resposta do corpo viscoelástico acaba ocorrendo em um período menor do que aconteceria em temperatura ambiente e os tempos característicos são substituídos por tempos equivalentes para cada localização do cilindro, o que acaba influenciado na evolução das tensões, deslocamentos e deformações normalizados. Portanto, como o raio  $R_1$  possui um incremento de temperatura menor que  $R_2$  e que por sua vez é menor do que em  $R_3$ , a resposta viscoelástica tem uma defasagem, sendo que a mesma é mais rápida quanto maior for a temperatura. Esse comportamento é comum tanto para materiais TSM quanto para TCM e é apresentado em todos os gráficos de evolução temporal das variáveis estudadas, os quais são apresentados nas figuras a seguir, juntamente com a avaliação do comportamento das tensões radiais, circunferenciais, longitudinais, deslocamentos radiais, deformações radiais e circunferenciais através do corpo para diferentes incrementos de tempo.

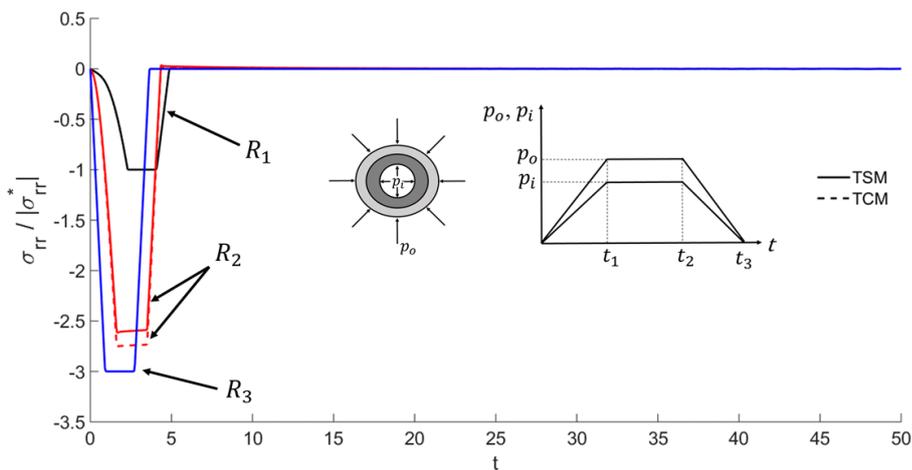
Ao avaliar a Figura 4.13c, observa-se a defasagem do comportamento viscoelástico comentado anteriormente. Constata-se que o comportamento de  $\sigma_{rr}$  é insignificante a partir de 4,95, 4,55 e 3,7 unidades de tempo para os raios  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ , respectivamente. Esse comportamento repete-se para todas as variáveis estudadas assim como os respectivos tempos. Contudo, a evolução das mesmas varia para cada caso. Outro fator em comum que é apresentado nas Figura 4.13a-b e se repete para todas as variáveis analisadas é que as curvas correspondentes aos incrementos 0, 390 e 1000 são nulas, visto que os mesmos se referem a 0, 19 e 50 unidades de tempo, respectivamente, e como é observado na Figura 4.13c, as tensões radiais nesses tempos são nulas.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.13 – Tensão Radial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões.

(a) TSM (b) TCM (c)  $\sigma_{rr}(R_1, t), \sigma_{rr}(R_2, t), \sigma_{rr}(R_3, t)$

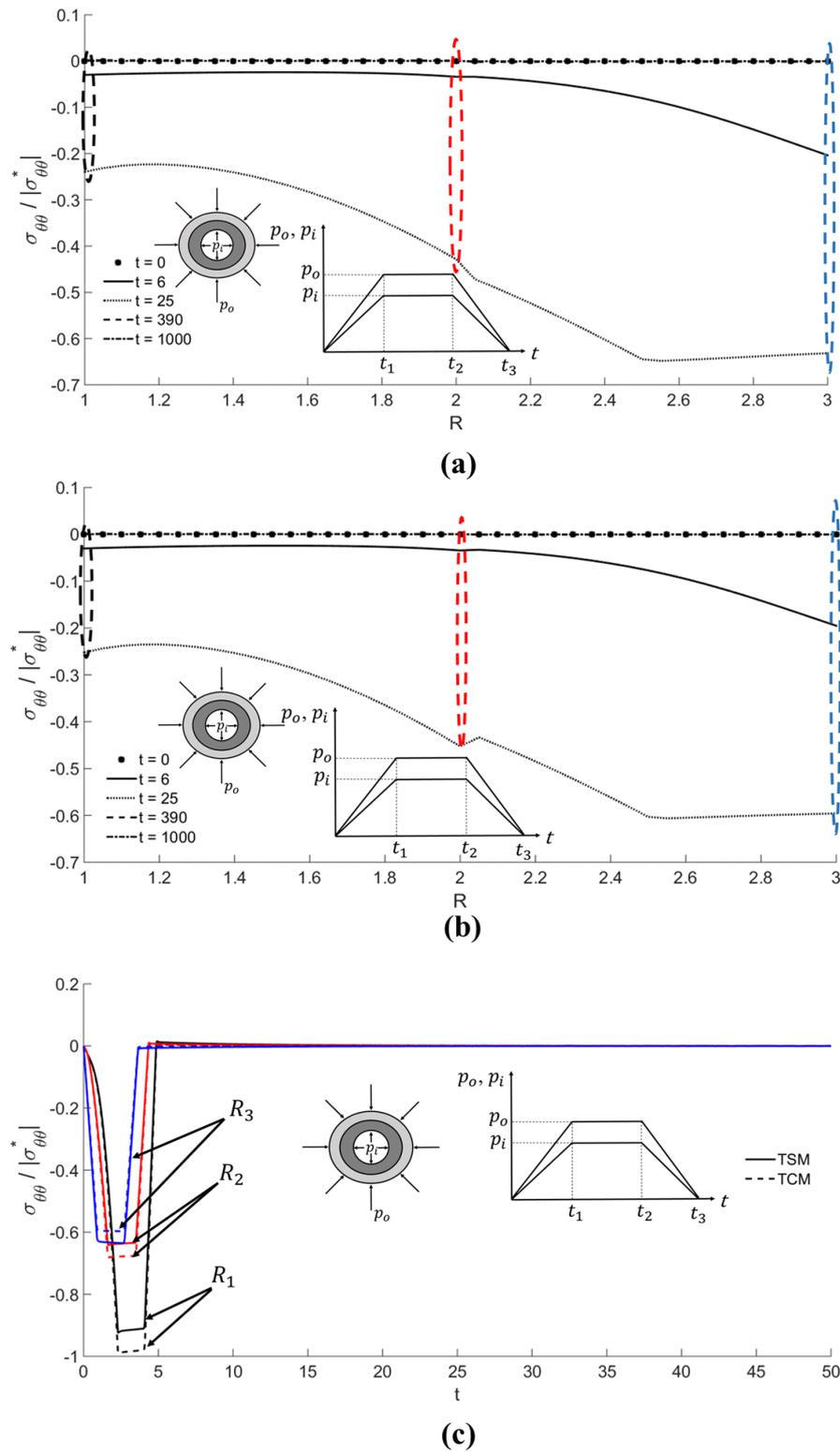


Figura 4.14 – Tensão Circunferencial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c)  $\sigma_{\theta\theta}(R_1, t)$ ,  $\sigma_{\theta\theta}(R_2, t)$ ,  $\sigma_{\theta\theta}(R_3, t)$

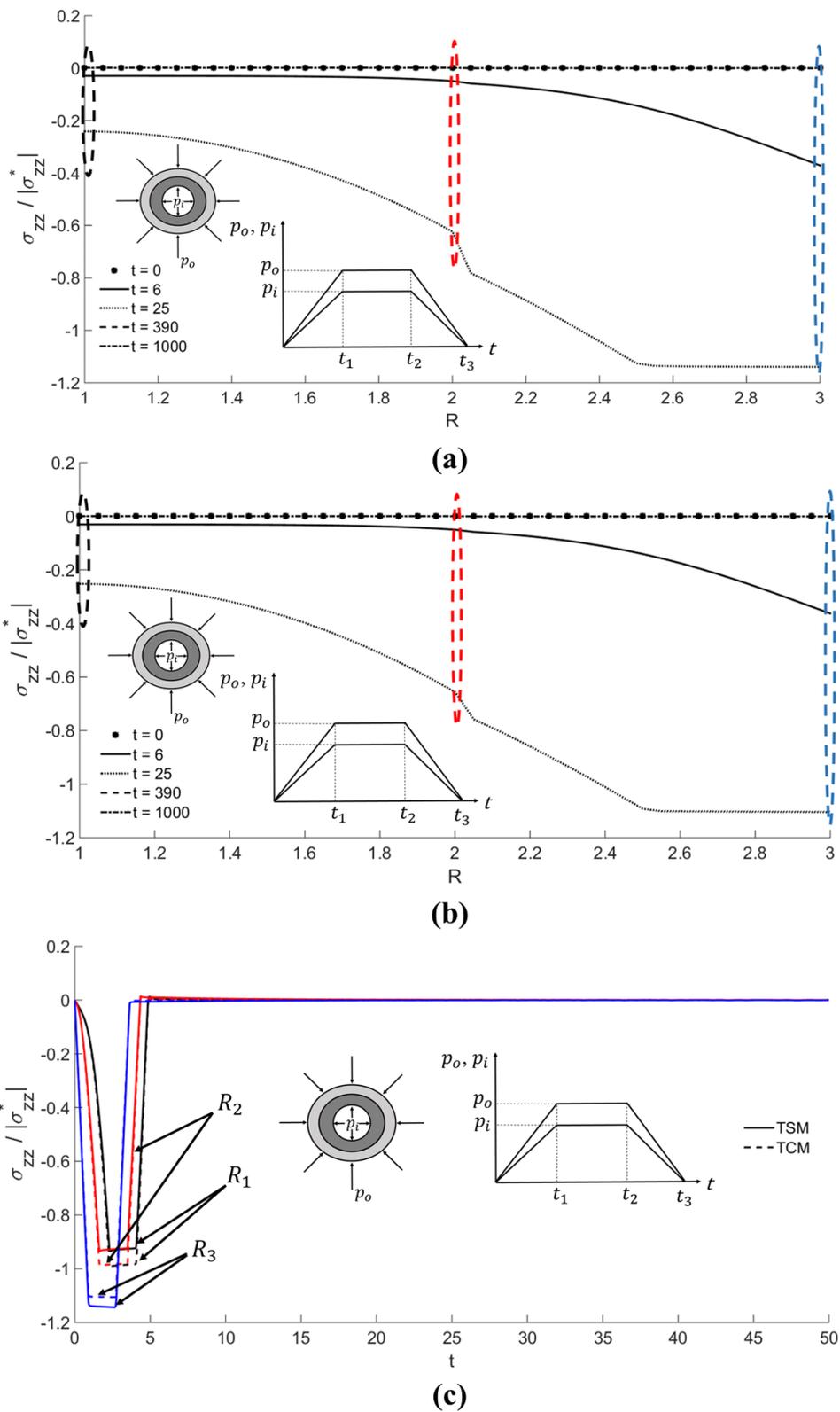


Figura 4.15 – Tensão Longitudinal no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c)  $\sigma_{zz}(R_1, t)$ ,  $\sigma_{zz}(R_2, t)$ ,  $\sigma_{zz}(R_3, t)$

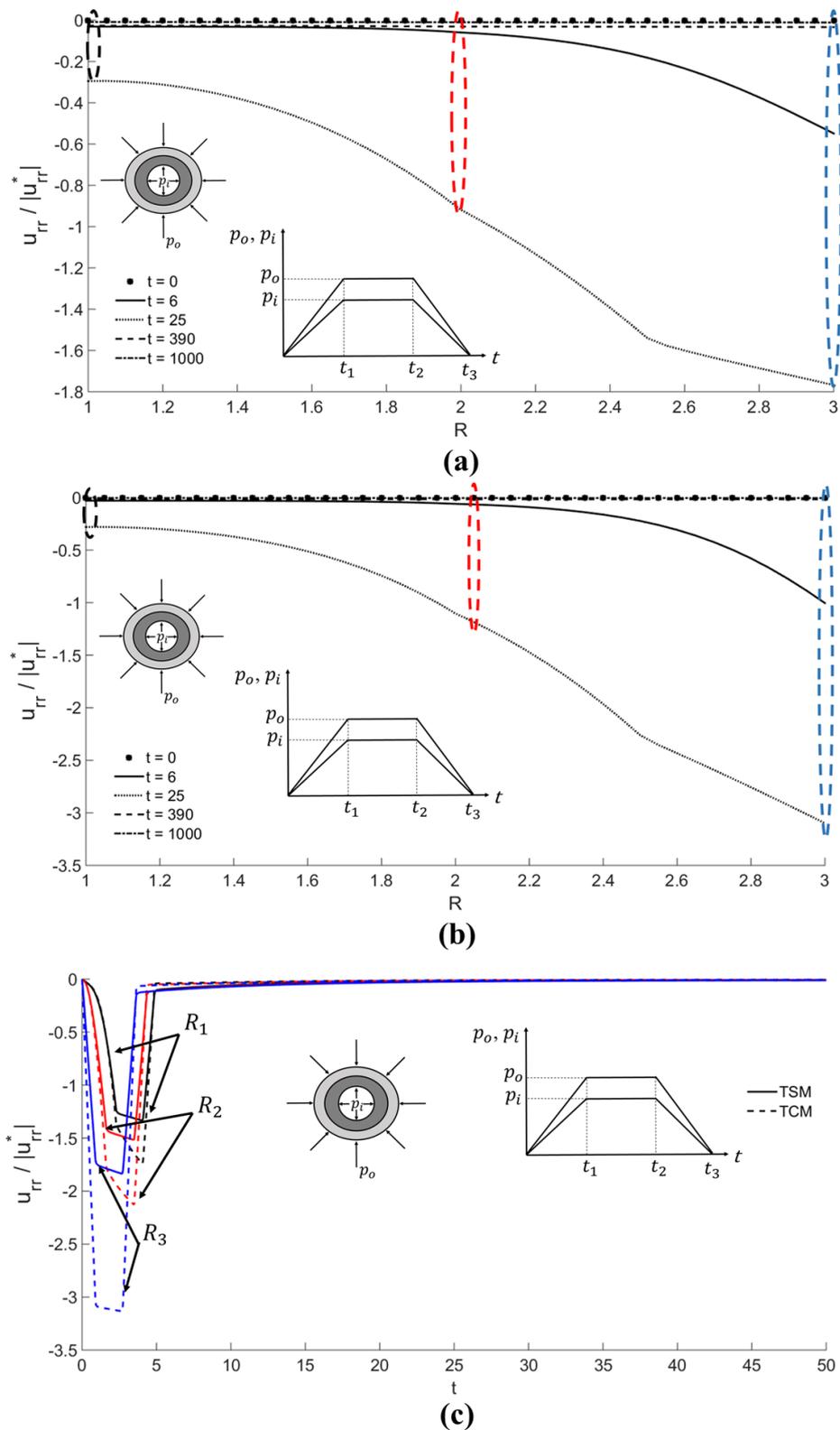


Figura 4.16 – Deslocamento radial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c)  $u_{rr}(R_1, t), u_{rr}(R_2, t), u_{rr}(R_3, t)$

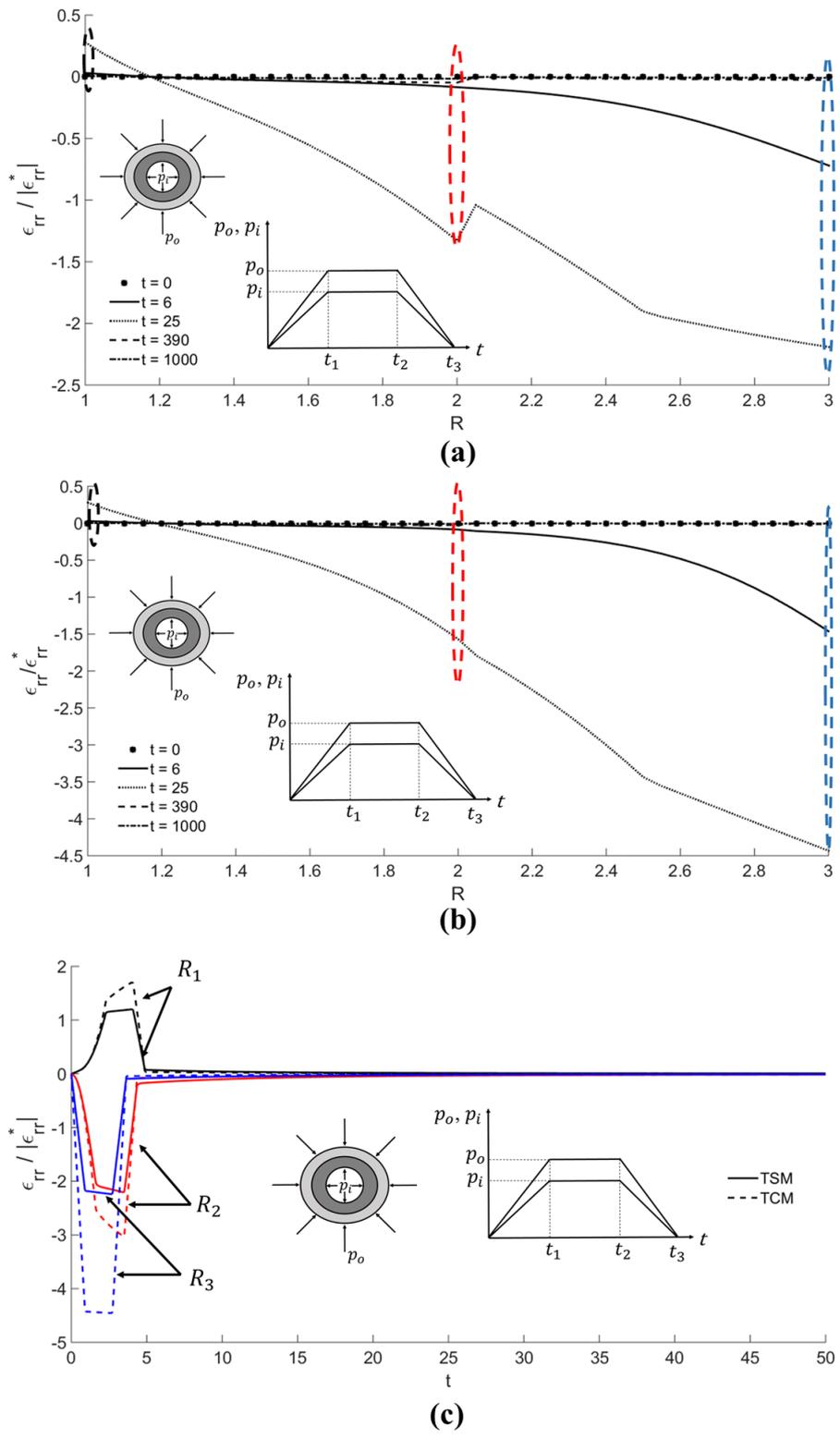


Figura 4.17 – Deformação radial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c)  $\epsilon_{rr}(R_1, t)$ ,  $\epsilon_{rr}(R_2, t)$ ,  $\epsilon_{rr}(R_3, t)$

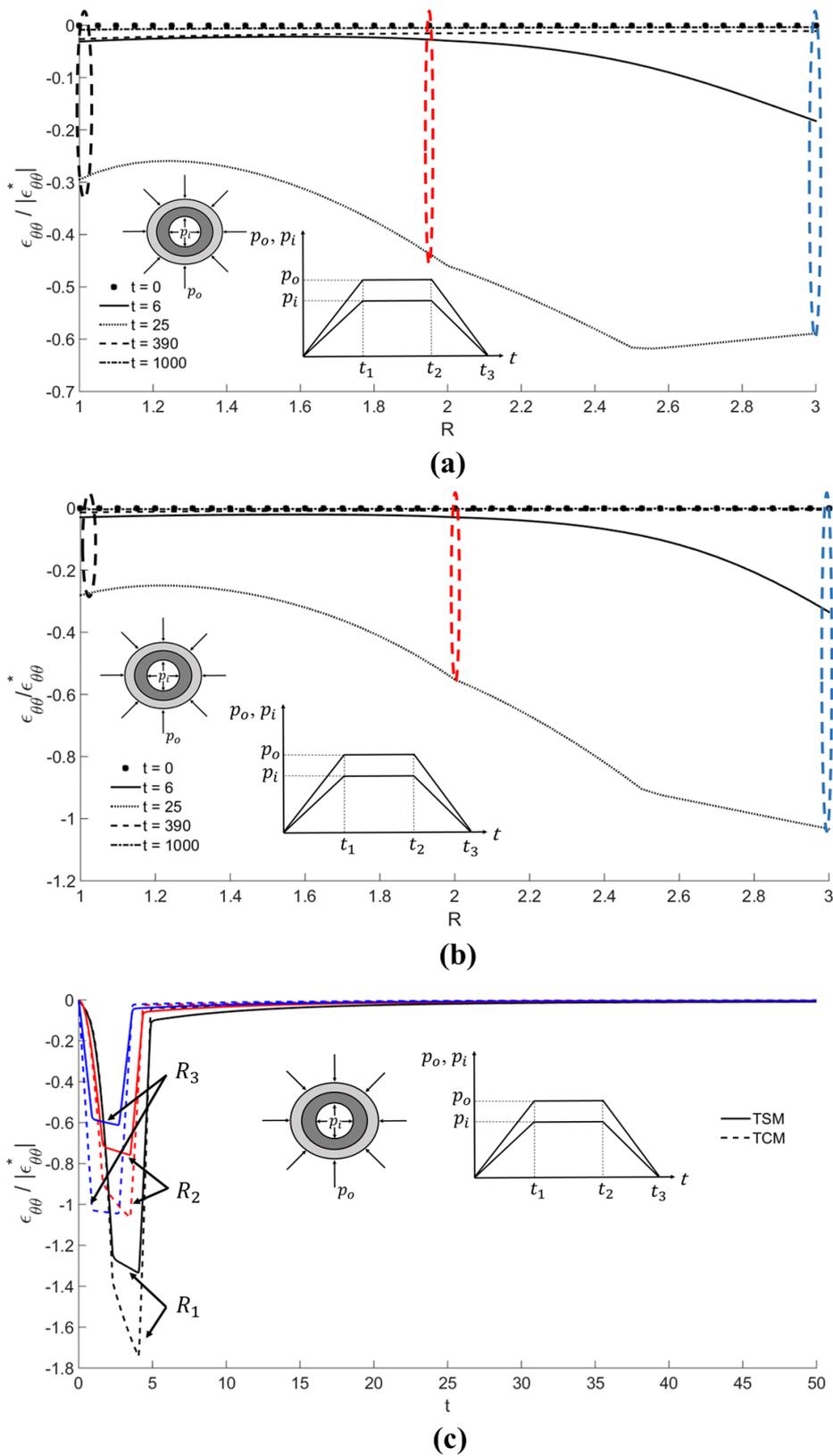


Figura 4.18 – Deformação circunferencial no cilindro com variação temporal trapezoidal das pressões. (a) TSM (b) TCM (c)  $\epsilon_{\theta\theta}(R_1, t)$ ,  $\epsilon_{\theta\theta}(R_2, t)$ ,  $\epsilon_{\theta\theta}(R_3, t)$

Ao analisar  $\sigma_{rr}$ , percebe-se que, no incremento 6 o qual corresponde a 0,3 unidade de tempo, as curvas de evolução das tensões radiais ao longo do tempo são caracterizadas pelo ramo ascendente do comportamento trapezoidal como é apresentado na Figura 4.13c para os raios  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ . Dessa forma, as curvas para esse incremento apresentadas nas Figura 4.13a-b caracterizam uma tensão radial de compressão ascendente, sendo que o  $\sigma_{rr}$  em  $R_3$  é 32,79 vezes maior que em  $R_1$  para ambos os materiais viscoelásticos analisados. Ao analisar o incremento 25, que corresponde a 1,25 unidade de tempo, as curvas de evolução das tensões radiais ao longo do tempo são caracterizadas pelo ramo ascendente do comportamento trapezoidal até  $R = 2,5$ , a partir desse ponto, as tensões são caracterizadas pelo ramo constante. Dessa forma, para esse incremento,  $\sigma_{rr}$  em  $R_3$  é 11,86 vezes maior que em  $R_1$  para ambos os materiais viscoelásticos.

Por meio da Figura 4.13c, percebe-se que  $\sigma_{rr}$  em  $R_1$  e  $R_3$  apresentam o mesmo comportamento tanto para materiais TSM, quanto para TCM e os seus valores máximos correspondem aos respectivos valores para o caso do carregamento uniforme. Contudo, em  $R_2$  observa-se que os valores máximos de  $\sigma_{rr}$  para matérias TCM é 5,06% maior do que para materiais TSM.

As tensões circunferenciais presentes nas Figura 4.14a-c ilustram que o cilindro está comprimido em toda a sua extensão, sendo que a compressão da borda interna é maior que a da externa com uma diferença de seus valores máximos na ordem de 45,58% para materiais TSM e de 111,19% para materiais TCM. A análise da tensão circunferencial apresenta uma descontinuidade em  $R_2$ , a qual, para materiais TSM, é caracterizada por um incremento de tensão na ordem de 8,28% e 10,04% para o 6.º e 25.º incremento, respectivamente, e, para materiais TCM, a descontinuidade é caracterizada por uma redução de tensão na ordem de 4,55% e 4,36%. O comportamento das curvas do 6.º e 25.º incremento das Figura 4.14a-b seguem a mesma justificativa das curvas apresentadas nas Figura 4.13a-b. Na Figura 4.14c, observa-se que  $\sigma_{\theta\theta}$  em  $R_1$  e  $R_2$  para materiais TSM é menor do que em relação aos matérias TCM quando comparados com os seus valores máximos, sendo a diferença na ordem de 6,88% e 5,97%, respectivamente. Contudo, em  $R_3$ , ocorre o oposto com uma diferença na ordem de 6,43%.

No sentido longitudinal, o cilindro encontra-se comprimido em toda a sua extensão. Tanto para materiais TSM quanto para materiais TCM, as tensões longitudinais ( $\sigma_{zz}$ ) aumentam à medida que se caminha da borda interna para a borda externa, resultando em uma diferença máxima entre  $R_1$  e  $R_3$  na ordem de 22,13% para materiais TSM e de 11,6% para matérias TCM como é

apresentado na Figura 4.15c. A análise de  $\sigma_{zz}$  é caracterizada por uma descontinuidade em  $R_2$ , como é apresentado na Figura 4.15a-b, sendo que para ambos os materiais viscoelásticos analisados ocorre um incremento de tensão longitudinal, o qual é constituído, para materiais TSM, de 19,92% e 33,44% para as curvas do 6.º e 25.º incremento, respectivamente. Para materiais TCM, o incremento é na ordem de 16,8% e 15,55%. Na Figura 4.15c, observa-se que  $\sigma_{zz}$  em  $R_1$  e  $R_2$  para materiais TSM é menor do que em relação aos materiais TCM quando comparados com os seus valores máximos, sendo a diferença na ordem de 5,81% e 5,59%, respectivamente. Contudo, em  $R_3$ , ocorre o oposto com uma diferença na ordem de 3,43%.

Ao analisar os deslocamentos radiais ( $u_{rr}$ ) negativos em todo o cilindro, os quais são apresentados nas Figura 4.16a-c, percebe-se que ocorre um aumento dos valores dos mesmos à medida que se caminha da borda interna para a borda externa, e, em valores máximos presentes na Figura 4.16c, essa diferença em relação aos raios  $R_1$  e  $R_3$  é na ordem, para materiais TSM e TCM, de 37,62% e 79,82%, respectivamente. Os comportamentos de  $u_{rr}$  apresentados nas Figura 4.16a-b seguem a mesma justificativa das curvas apresentadas nas Figura 4.13a-b com uma diferença, para materiais TSM, de 17,54 vezes entre  $R_3$  e  $R_1$  para a curva do sexto incremento e de seis vezes entre os raios supracitados para a curva do 25.º incremento. E para materiais TCM, a diferença de  $u_{rr}$  entre os raios citados é de 33,24 vezes e de 11,03 vezes para as curvas do 6.º e 25.º incremento, respectivamente.

Ao analisar a deformação radial ( $\varepsilon_{rr}$ ) presentes nas Figura 4.17a-c, observa-se, que para ambos os materiais viscoelásticos, a borda mais interna ( $R_1$ ) é caracterizada por um alongamento e à medida que se caminha para a região mais externa ( $R_3$ ) começa a predominar uma deformação de encurtamento do cilindro, semelhante ao que acontece para o caso do carregamento com distribuição temporal uniforme. Ao avaliar a evolução de  $\varepsilon_{rr}$  ao longo do tempo apresentados na Figura 4.17c os valores máximos para materiais TSM são menores do que em relação aos materiais TCM, de tal forma que essa diferença é na ordem de 42,41% e 98,74% para os raios  $R_1$  e  $R_3$ , respectivamente. A análise da deformação radial é caracterizada por uma descontinuidade na região de interface entre os materiais, a qual, para materiais TSM, é constituída por um incremento de deformação na ordem de 10,63% e uma redução de 27,75% para as curvas do 6.º e 25.º incremento, respectivamente. Já para materiais TCM, para ambas as curvas ocorrem um incremento de deformação de 25,06% e 14,51%.

As deformações circunferenciais presentes nas Figura 4.18a-c ilustram que o cilindro sofre um encurtamento em toda a sua extensão, sendo que essa deformação da borda interna é maior que

a da externa com uma diferença de seus valores máximos na ordem de 118% para materiais TSM e de 66,83% para materiais TCM. Os comportamentos de  $\varepsilon_{\theta\theta}$  apresentados nas Figura 4.18a-b seguem a mesma justificativa das curvas apresentadas nas Figura 4.13a-b, contudo para os trechos maiores que  $R = 2,5$  e analisando o incremento 25, percebe-se uma diferença de comportamento  $\varepsilon_{\theta\theta}$  para materiais TSM e TCM. Para materiais TSM presentes na Figura 4.18a, a evolução de  $\varepsilon_{\theta\theta}$  através do cilindro possui uma inclinação negativa de 4,29%, e, para materiais TCM presentes na Figura 4.18b, a evolução de  $\varepsilon_{\theta\theta}$  através do cilindro tem uma inclinação positiva de 10,36%

Analisando os valores máximos em  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$  para as duas variações temporais das pressões adotadas, percebe-se que, de uma forma geral, os valores apresentados para a variação uniforme apresentaram os maiores valores, dessa forma, tem-se que:

- Os valores máximos de  $\sigma_{rr}$  em  $R_1$  e  $R_3$  são os mesmos para as duas variações temporais e para ambos materiais viscoelásticos, já em  $R_2$  tem uma diferença de 6,24% em relação às duas variações temporais para materiais TSM, e de 1,12% para TCM.
- Os valores máximos de  $\sigma_{\theta\theta}$  apresentam uma diferença, para materiais TSM, na ordem de 7,47%, 7,37% e 3,89% em relação às duas variações temporais para os raios  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ , respectivamente. Para materiais TCM, essa diferença é igual a 1,1%, 1,32% e 1,89% para os respectivos raios analisados.
- Os valores máximos de  $\sigma_{zz}$  apresentam uma diferença, para materiais TSM, na ordem de 6,38%, 6,45% e 2,14% em relação às duas variações temporais para os raios  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ , respectivamente. Para materiais TCM, essa diferença é igual a 0,94%, 1,22% e 1,01% para os respectivos raios analisados.
- Os valores máximos de  $u_{rr}$  apresentam uma diferença, para materiais TSM, na ordem de 34,5%, 35,18% e 31,60% em relação às duas variações temporais para os raios  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ , respectivamente. Para materiais TCM, essa diferença é igual a 38,94%, 28,4% e 9,64% para os respectivos raios analisados.
- Os valores máximos de  $\varepsilon_{rr}$  apresentam uma diferença, para materiais TSM, na ordem de 26,67%, 37,05% e 19,84% em relação às duas variações temporais para os raios  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R_3$ , respectivamente. Para materiais TCM, essa diferença é igual a 35,2%, 29,25% e 4,8% para os respectivos raios analisados
- Os valores máximos de  $\varepsilon_{\theta\theta}$  apresentam uma diferença, para materiais TSM, na ordem de 34,5%, 35,18% e 31,61% em relação às duas variações temporais para os raios  $R_1$ ,  $R_2$  e

$R_3$ , respectivamente. Para materiais TCM, essa diferença é igual a 38,94%, 28,4% e 9,64% para os respectivos raios analisados

#### 4.9. ANÁLISE DO TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA EM UM CILINDRO VISCOELÁSTICO

Este tópico visa analisar a Taxa de Liberação de Energia ( $\mathcal{G}$ ) para o modo I de fratura definido na Eq. (4.25) normalizado em relação a  $\mathcal{G}^*$ , o qual representa a Taxa de Liberação de Energia em relação a  $t=0$ , seguindo uma distribuição uniforme de carregamento, para material TSM e para  $\phi = 0^\circ$ . A Figura 4.4 esquematiza a posição da trinca adotada no cilindro.

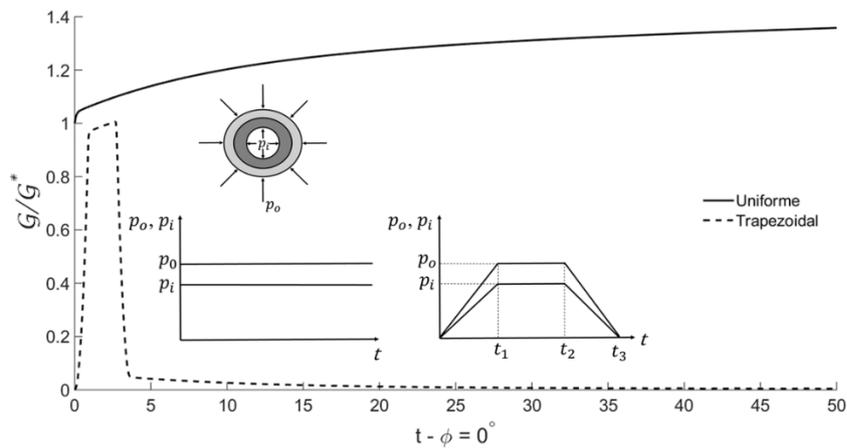
As figuras a seguir apresentam o desenvolvimento de  $\mathcal{G}$  normalizados ao longo tempo para materiais TSM e TCM, considerando  $\phi = 0^\circ$  e  $90^\circ$ , adotando as dimensões de trinca apresentadas no item 4.6 para a variação de carregamento uniforme e trapezoidal ao longo do tempo, respectivamente. A Tabela 4.3 a seguir apresenta os valores da Taxa de Liberação de Energia máximos normalizados para cada tipo de variação do carregamento ao longo do tempo em função dos materiais viscoelásticos e dos ângulos  $\phi$  adotados.

Tabela 4.3 - Taxa de Liberação de Energia máximos normalizados

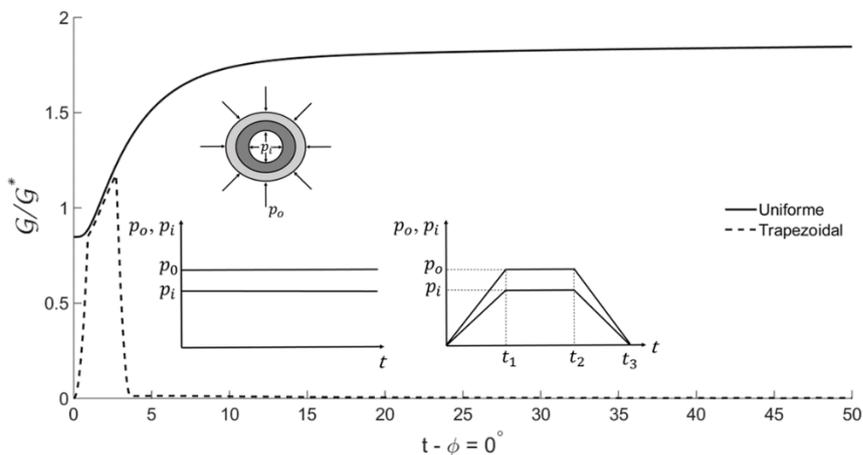
Variação Temporal do Carregamento	TSM		TCM	
	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 90^\circ$	$\phi = 0^\circ$	$\phi = 90^\circ$
Uniforme	1,3578	2,2433	1,8463	3,0505
Trapezoidal	1,0067	1,6636	1,1723	2,7315

Os tempos característicos da variação trapezoidal do carregamento ao longo do tempo são substituídos por tempos característicos equivalentes que são influenciados pelo efeito da temperatura através do fator de deslocamento tempo-temperatura, como já foi comentado no tópico anterior. Ao analisar a trinca na posição de  $\phi = 0^\circ$  e  $90^\circ$ , constata-se uma pequena diferença de temperatura entre elas, o que irá resultar em tempos característicos equivalentes diferentes para as duas posições do plano da trinca analisadas nas Figura 4.19a-b e Figura 4.20a-b.

Ao analisar as Figura 4.19a-b, percebe que, para  $\phi = 0^\circ$ , o material TSM submetido à variação uniforme do carregamento ao longo do tempo apresenta um incremento de  $\mathcal{G}$  com uma inclinação positiva de 35,78% à medida que tem a evolução temporal, culminando em um valor máximo correspondente a 1,3578 vezes maior que o valor de  $\mathcal{G}$  para  $t = 0$  em relação ao mesmo material. Já para o material TCM, o valor de  $\mathcal{G}$  em  $t = 0$  corresponde por ser 15,27% menor que o mesmo valor para material TSM. Além disso, a evolução de  $\mathcal{G}$  ao longo do período de observação para esse material é caracterizado por apresentar duas inclinações: uma mais íngreme com inclinação de 104,86% até o tempo de 10; e outra mais suave de estabilização com inclinação de 6,37%, culminando em seu valor máximo correspondente a 1,8463 vezes maior que o valor de  $\mathcal{G}$  para  $t = 0$  em relação ao material TSM.



(a)



(b)

Figura 4.19 –  $\mathcal{G}$  normalizado para variação Uniforme e Trapezoidal do carregamento ao longo do tempo para  $\phi = 0^\circ$ . (a) TSM, (b) TCM

O comportamento de  $\mathcal{G}$  ao longo do período de observação definido pela variação trapezoidal do carregamento ao longo do tempo, exposta nas Figura 4.19a-b, apresenta uma pequena diferença na região do patamar superior do trapézio para os materiais TSM e TCM. Para materiais TSM, o desenvolvimento de  $\mathcal{G}$  ao longo do tempo é caracterizador por ter uma inclinação mais suave do que comparado ao material TCM para essa região. O valor máximo normalizado de  $\mathcal{G}$  para materiais TSM e  $\phi = 0^\circ$  é aproximadamente igual ao valor de  $\mathcal{G}$  para  $t=0$ , considerando carregamento uniforme, já, para materiais TCM, o valor máximo normalizado de  $\mathcal{G}$  é 1,1723 vezes maior do que o valor de  $\mathcal{G}$  para  $t = 0$  em relação ao material TSM, considerando a variação uniforme de carregamento ao longo do tempo.

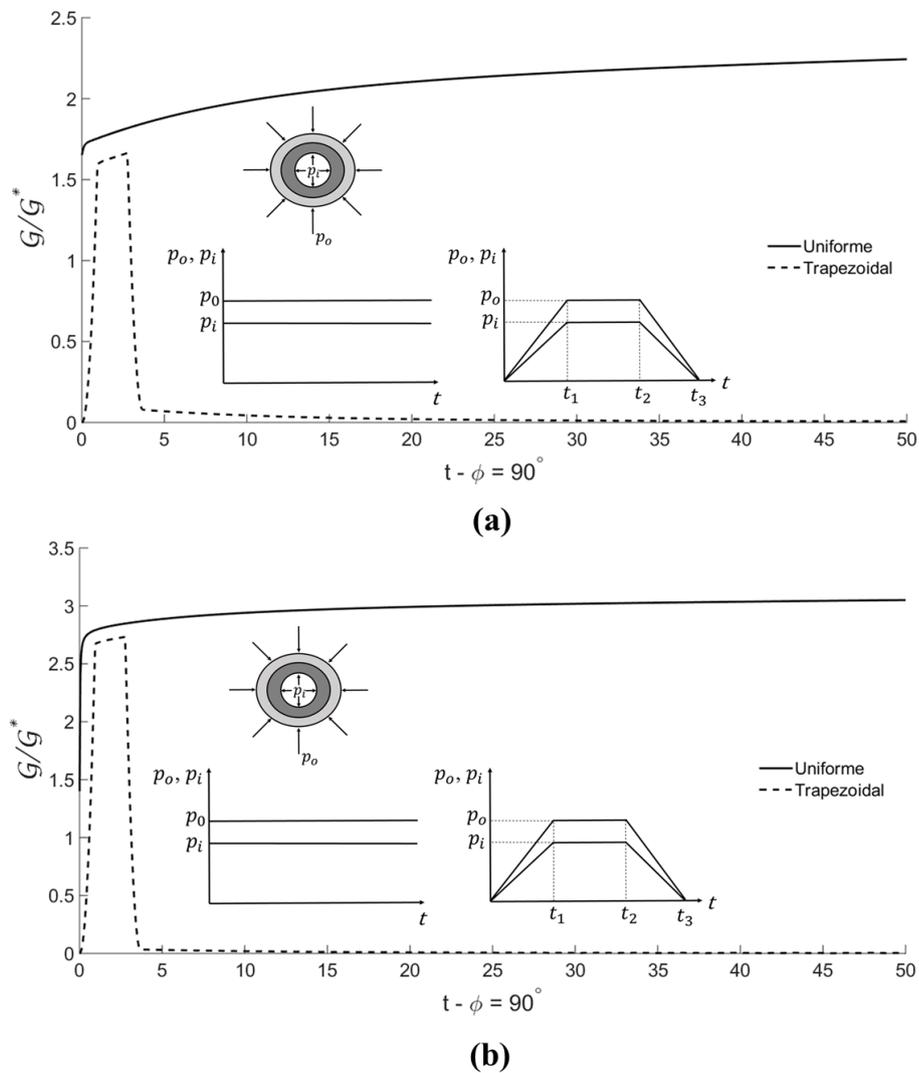


Figura 4.20 –  $\mathcal{G}$  normalizado para variação Uniforme e Trapezoidal do carregamento ao longo do tempo para  $\phi = 90^\circ$ . (a) TSM, (b) TCM

Ao analisar as Figura 4.20a-b, percebe-se um comportamento semelhante da evolução de  $\mathcal{G}$  ao longo do período de observação para ambos os materiais viscoelásticos. Avaliando a variação uniforme do carregamento ao longo do tempo, constata-se que  $\mathcal{G}$ , para materiais TSM,  $t = 0$  e  $\phi = 90^\circ$ , possui um valor maior do que o valor de referência na ordem de 65,22% e, para materiais TCM, esse valor é na ordem de 40%. O comportamento da curva  $\mathcal{G}$ , considerando a variação temporal uniforme do carregamento, material TSM e  $\phi = 90^\circ$ , apresenta uma inclinação de 35,78%, culminando em um valor máximo correspondente a 2,2433 vezes maior que o valor de  $\mathcal{G}$  de referência. Já, para materiais TCM, o comportamento da curva  $\mathcal{G}$  apresenta um incremento de seu valor instantâneo de 100%, a partir disso, o mesmo passa a se desenvolver ao longo do período de observação com uma inclinação de 8,93%, culminando em um valor máximo correspondente a 3,0505 vezes maior que o valor de  $\mathcal{G}$  de referência. As variações trapezoidais do carregamento ao longo do tempo presentes nas Figura 4.20a-b apresentam o mesmo comportamento para ambos os materiais viscoelásticos estudados, dessa forma, os materiais TSM e TCM apresentam os seus valores máximos normalizados maiores do que os valores de  $\mathcal{G}$  de referência na ordem de 66,36% e 173,15%, respectivamente.

#### **4.10. CONCLUSÕES DO CAPÍTULO**

Ao analisar o comportamento do cilindro compósito vazado constituído de material viscoelástico e submetido à variação de temperatura, conclui-se que o comportamento mecânico apresentado tanto para materiais TSM, quanto para materiais TCM, possuem a mesma tendência de variação ao longo do tempo. No que diz respeito a variação do carregamento, conclui-se que, de uma forma geral, os maiores valores apresentados para o comportamento mecânico dos materiais analisados foram gerados pela variação uniforme de carregamento ao longo do tempo. Na análise da Taxa de Liberação de Energia, conclui-se que, assim como no caso da placa fissurada, a situação mais desfavorável é na posição para  $\phi = 90^\circ$ , o que representa a posição da ponta da trinca voltada para o sentido radial do cilindro, e que, de uma forma geral, os valores apresentados de  $\mathcal{G}$  pelos materiais TCM são maiores do que os apresentados pelos materiais TSM, culminando em uma diferença no fim do período de observação de 81% e 35%, considerando a variação uniforme do carregamento ao longo do tempo para  $\phi = 0^\circ$  e  $90^\circ$ , respectivamente. Dessa forma, a predição da Taxa de Liberação de Energia analisando materiais TCM é maior do que em relação aos materiais TSM.

## 5. ANÁLISE DE UM PRESSURIZADOR DE UMA USINA NUCLEAR

Em dezembro de 2015, cerca de 441 reatores nucleares estavam em operação no mundo, sendo que, em torno de 63% são reatores à água leve pressurizada, do inglês: *Pressurized Water Reactor* (PWR) (Eletrobras Eletronuclear, 2016), dentre eles: Angra 1 e 2.

Uma planta com reator tipo PWR possui dois circuitos de resfriamento, denominados de primário e secundário (World Nuclear Association, 2017). O circuito primário ou sistema de resfriamento do reator é constituído pelo vaso do reator, gerador, bomba principal e pressurizador. As tubulações que conectam esses componentes são chamadas pernas quentes (reator-gerador de vapor), perna intermediária (gerador de vapor-bomba) e perna fria (bomba-reator). A elas estão conectadas várias outras, denominadas linhas auxiliares, que fazem parte dos sistemas de segurança da planta. O pressurizador é um tanque cheio com vapor e água saturada cuja função é controlar a pressão devido às variações das temperaturas que ocorrem durante a operação do sistema primário.

A turbina, condensador, bombas, equipamentos auxiliares e tubulações associadas fazem parte do circuito secundário, que também contém o gerador de vapor. Um terceiro sistema é responsável pelo resfriamento do condensador, que é feito pelo bombeamento de água captada do mar, rio, lago ou torre de resfriamento. Os principais elementos desses circuitos são ilustrados na Figura 5.1.

Maneschy e Miranda (2014) comentam que tipicamente a água no circuito primário entra no reator a 290°C, é aquecida por meio da energia liberada no combustível nuclear para 325°C, escoar para o gerador de vapor e é bombeada de volta ao reator. No circuito secundário, a água entra no gerador a 200°C, evapora a 280°C e move a turbina, que, por sua vez, aciona o gerador elétrico, produzindo a energia transmitida à rede. O vapor deixa a turbina, passa no condensador, onde muda de fase, e é bombeado de volta ao gerador de vapor. Todos estes circuitos são estanques. Segundo Buongiorno (2010) as pressões nos sistemas primário e secundário são de 15,2 MPa e 6,9 MPa, respectivamente.

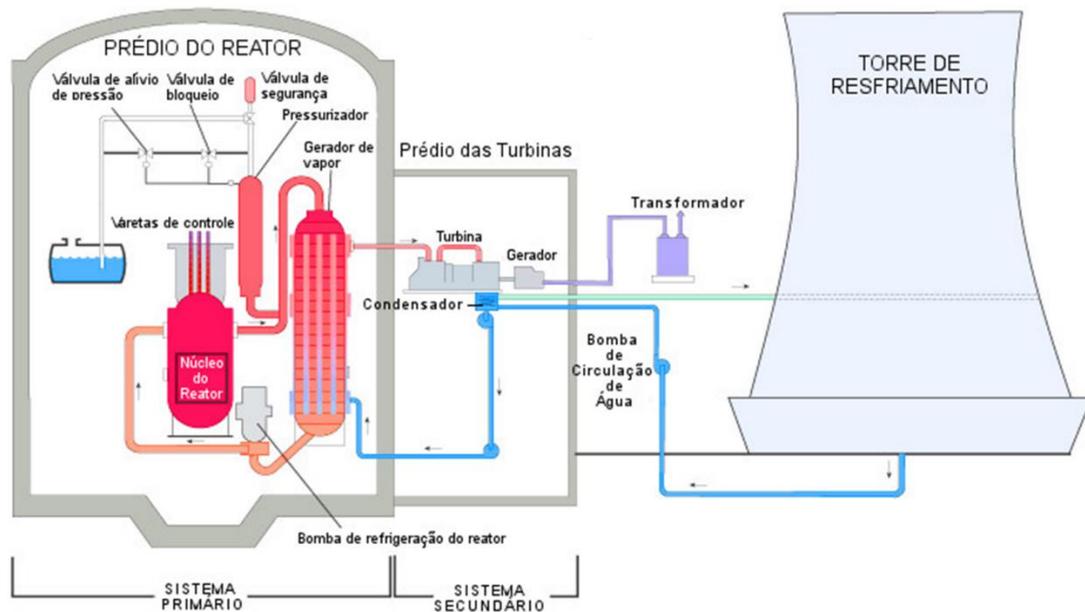


Figura 5.1 – Representação dos sistemas de resfriamento de planta nucleares tipo PWR  
(Adaptado de U.S.NRC, 2013)

Em equipamentos cuja ruptura pode causar perda de vidas, produzir sérias consequências para a usina ou para o meio ambiente, Maneschy e Miranda (2014) afirmam que é necessário fazer uma investigação da capacidade de um material com trinca resistir às solicitações mecânicas e térmicas estabelecidas nas especificações técnicas a fim de demonstrar que a falha frágil não irá ocorrer. Isso ocorre, principalmente, nos equipamentos de grande porte que fazem parte do circuito primário das plantas PWR, como o vaso do reator, o gerador de vapor, o pressurizador e outros com dimensões que variam de 5 a 25 m de altura e de 2 a 5 m de diâmetro.

Sob esta ótica, este tópico visa analisar a predição da Taxa de Liberação de Energia em um pressurizador metálico que apresenta comportamento viscoelástico em uma usina com reator tipo PWR, aplicando a Mecânica da Fratura Linear Elástica (MFLE).

## 5.1. CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA

O estudo consiste na investigação da resistência à fratura do pressurizador. A metodologia de análise é aplicada à região considerada crítica, como o trecho do costado, o qual é esquematizado na Figura 5.2 a seguir:

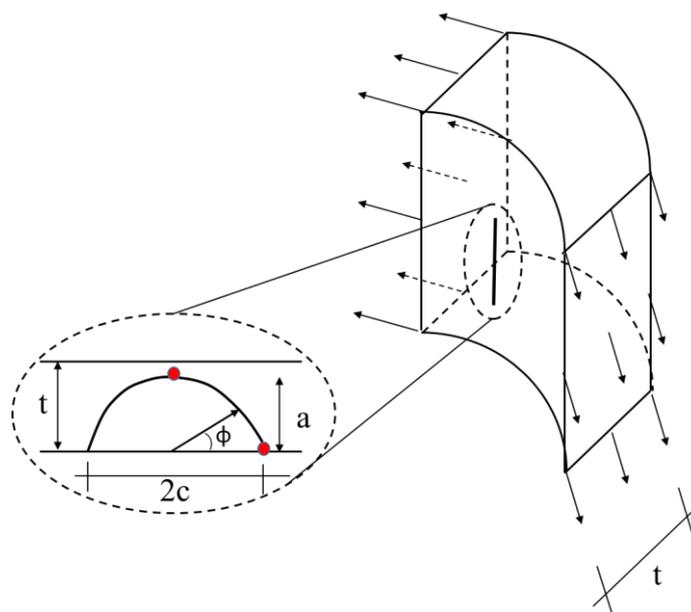


Figura 5.2 – Costado do pressurizador e trinca axial semielíptica na superfície interna

Na Figura 5.2 é postulada uma trinca axial semielíptica na superfície interna do costado do pressurizador, além de ilustrar também a distribuição das tensões circunferenciais nominais, a qual é resultante dos transientes previstos na especificação técnica do componente. A falha frágil é evitada quando os fatores de intensidade de tensões ( $K_I$ ) associados às solicitações de pressão e de temperatura não ultrapassam os fatores críticos de intensidade de tensão ( $K_{Ic}$ ). A análise da trinca é feita de acordo com o procedimento do código ASME Seção III Apêndice G (2010).

O Apêndice G do ASME Seção III recomenda que uma trinca semielíptica seja postulada na superfície interna e/ou externa do equipamento e cujo plano seja perpendicular à direção da máxima tensão principal. Para os defeitos detectados durante as inspeções antes do equipamento entrar em operação, o ASME no tópico G-2120 admite que o tamanho da trinca postulada varia, mas, para os casos em que a espessura da seção ( $t$ ) está na faixa de 100 a 300 mm, a profundidade da trinca ( $a$ ) é igual a  $t/4$  e o comprimento total ( $2c$ ) é igual a  $1,5t$ .

Para regiões do componente trincado afastadas de descontinuidade, a falha frágil é evitada se o fator de intensidade de tensões atuante,  $K_I$ , é menor que o fator crítico do material,  $K_{Ic}$ , isto é:

$$K_I = 2K_{Im} + K_{It} < K_{Ic} \quad (5.1)$$

Em que,  $K_{Im}$  é resultante das tensões de membrana causadas pela pressão e  $K_{It}$  é produzido pelas tensões oriundas de gradiente térmico radial através da espessura. O coeficiente de segurança 2 é aplicado somente em tensões primárias. Como as tensões térmicas são secundárias, ou seja, são autolimitantes por sua natureza, não é adotado um fator de segurança para o segundo termo da Eq. (5.1).

O código ASME Seção III Apêndice G (2010) apresenta a seguinte equação para determinar  $K_{Ic}$ , a qual é obtida por ajustes dos dados experimentais.

$$K_{Ic} = 36,5 + 22,783 \exp[0,036(T - RT_{NDT})] \quad (5.2)$$

Em que,  $T$  e  $RT_{NDT}$  são dados em graus Celsius e  $K_{Ic}$  em  $\text{MPa(m)}^{1/2}$ .

O  $RT_{NDT}$  apresentado na Eq. (5.2) representa a temperatura de referência de ductilidade nula, a qual é obtida por uma combinação de testes tipo queda livre, do inglês *drop weight*, e Charpy, que são executados de acordo com as seguintes normas: ASTM E208-06 (2006) e ASTM E23-12c (2012), respectivamente. Inicialmente executa-se o ensaio de queda livre para determinar a temperatura de transição de ductilidade nula, do inglês *nil-ductility transition temperature* (NDTT), a qual é definida como sendo a máxima temperatura que provoca a falha totalmente frágil do material. Em seguida, é feito o ensaio Charpy em três corpos de prova testados a  $NDTT + 33^\circ\text{C}$ , que devem apresentar energia de ruptura maior ou igual a 68J e expansão lateral maior ou igual a 0,89 mm. Nesse caso, o  $RT_{NDT}$  será igual ao NDTT. Quando essas condições não são atendidas, outros corpos de prova Charpy são testados em temperaturas mais elevadas,  $T_{cv}$ , até que o critério seja satisfeito. Dessa forma, o  $RT_{NDT}$  é, então,  $T_{cv} - 33^\circ\text{C}$ . Para maiores informações, recomenda-se a leitura de Maneschy e Miranda (2014), capítulo 4.

Os fatores de intensidade de tensões  $K_{Im}$  e  $K_{It}$  são determinados por:

$$K_{Im} = \sigma_m M_m \quad (5.3a-b)$$

$$K_{It} = \sigma_b M_b$$

Sendo,  $\sigma_m$  a tensão de membrana,  $\sigma_b$  a máxima tensão térmica de flexão,  $M_m$  e  $M_b$  são fatores de correção que podem ser determinados por expressões apresentadas no Apêndice G do ASME Seção III (2010). Contudo, Maneschy e Miranda (2014) comentam que  $K_I$  pode ser determinado através da metodologia de Raju e Newman (1982) para vasos cilíndricos, ou da metodologia de Newman e Raju (1981 e 1984) para placa finita apresentada no item 2.2.2. Neste trabalho adotou-se o segundo método, dessa forma, os fatores de correção  $M_m$  e  $M_b$  são determinados por:

$$M_m = \sqrt{\frac{\pi a}{Q}} F\left(\frac{a}{t}, \frac{a}{c}, \frac{c}{W}, \phi\right) \quad (5.4a-b)$$

$$M_b = H \sqrt{\frac{\pi a}{Q}} F\left(\frac{a}{t}, \frac{a}{c}, \frac{c}{W}, \phi\right)$$

Os parâmetros apresentados nas Eqs. (5.4a-b) são todos comentados no item 2.2.2.

Alternativamente, o Apêndice G recomenda que, para distribuições arbitrárias de temperatura e de tensão através da espessura para uma trinca com as seguintes relações:  $a/t = 1/4$  e  $a/2c = 1/6$ , o  $K_{It}$  para uma trinca postulada na superfície interna em presença de transientes de resfriamento é dado por:

$$K_{It} = (1,0359C_0 + 0,6322C_1 + 0,4753C_2 + 0,3855C_3)\sqrt{\pi a} \quad (5.5)$$

Onde,  $K_{It}$  é dado em  $\text{ksi}(\text{in})^{1/2}$  e  $a$  igual a profundidade máxima do defeito axial ou circunferencial em polegadas. Os coeficientes  $C_0$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  e  $C_3$  são calculados admitindo-se que a distribuição das tensões térmicas na seção, onde a trinca é postulada, é aproximada por um polinômio cúbico na forma:

$$\sigma(x) = C_0 + C_1\left(\frac{x}{a}\right) + C_2\left(\frac{x}{a}\right)^2 + C_3\left(\frac{x}{a}\right)^3 \quad (5.6)$$

Sendo,  $\sigma(x)$  a tensão perpendicular ao plano da trinca e  $0 \leq x/a \leq 1$  a variável que representa a relação entre a distância radial ao longo da espessura da parede e a profundidade máxima do defeito axial ou circunferencial. A Eq. (5.6) pode ser escrita em função da espessura do pressurizador, dessa forma, tem-se:

$$\sigma(x) = B_0 + B_1 \left(\frac{a}{t}\right) \left(\frac{x}{a}\right) + B_2 \left(\frac{a}{t}\right)^2 \left(\frac{x}{a}\right)^2 + B_3 \left(\frac{a}{t}\right)^3 \left(\frac{x}{a}\right)^3 \quad (5.7)$$

Em que:

$$\begin{aligned} C_0 &= B_0 \\ C_1 &= B_1 \left(\frac{a}{t}\right) \\ C_2 &= B_2 \left(\frac{a}{t}\right)^2 \\ C_3 &= B_3 \left(\frac{a}{t}\right)^3 \end{aligned} \quad (5.8a-d)$$

Maneschy e Miranda (2014) comentam que, apesar de não haver menção explícita na versão de 2010 do código ASME Seção III do Apêndice G para o limite do fator de intensidade de tensões crítico,  $K_{Ic}$ , dado pela Eq. (5.5), é comum admitir com base na Fig. G-2210-1M da respectiva norma que o valor máximo de  $K_{Ic}$  é  $240 \text{ MPa(m)}^{1/2}$ . Valores de tenacidade maiores implicam tamanhos de zonas plásticas extensas que inviabilizam a aplicação da Mecânica da Fratura Linear Elástica. Portanto, neste trabalho, adotou-se que o valor supracitado como sendo o limite de  $K_{Ic}$ .

A Taxa de Liberação de Energia ( $G$ ) para o modo I de fratura para o material viscoelástico é definido como sendo:

$$G_1^v = \left\{ \begin{aligned} &3 \left[ \int_0^t J^{G+3K}(t-\tau) \frac{\partial \lambda^2(\tau)}{\partial \tau} d\tau + \int_0^t J^G(t-\tau) \frac{\partial \lambda^2(\tau)}{\partial \tau} d\tau \right] K_{Im}^2 + \\ &3 \left[ \int_0^t J^{G+3K}(t-\tau) \frac{\partial \lambda(\tau)}{\partial \tau} d\tau + \int_0^t J^G(t-\tau) \frac{\partial \lambda(\tau)}{\partial \tau} d\tau \right] K_{Im} K_{It} + \\ &3 [J^{G+3K} + J^G] \frac{K_{It}^2}{4} \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

Em que,  $J$  é a função fluência em função do módulo de cisalhamento transversal ( $G$ ) e do módulo volumétrico ( $K$ ) do material e  $\lambda$  é a função unitária que está relacionada ao tempo de aplicação do carregamento e a forma como o mesmo é distribuído ao longo do tempo. É definido que a tensão  $\sigma_m$  tem duas formas de variações temporais: uniforme e trapezoidal. Conseqüentemente,  $K_{Im}$  segue as mesmas variações. A tensão  $\sigma_b$  não apresenta variação temporal. A Figura 5.3 a seguir esquematiza as variações temporais de  $K_{Im}$  adotadas.

A função  $\lambda$  é definida utilizando as equações presentes nas Tabela 3.1 e Tabela 3.2. Os três tempos característicos  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  que correspondem aos instantes em que ocorrem mudanças do comportamento da variação trapezoidal do carregamento ao longo do tempo presentes na Figura 5.3 foram considerados como sendo:  $t_1$  é igual a 20 min,  $t_2$  é igual a 60 min e  $t_3$  é igual a 100 min.

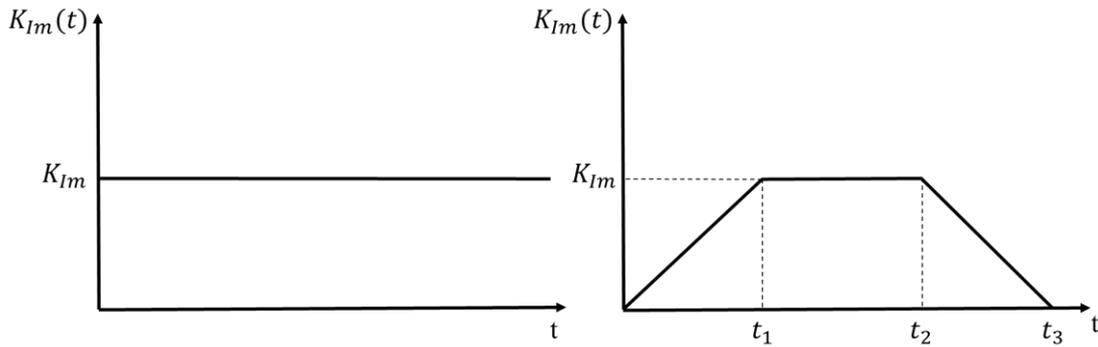


Figura 5.3 – Esquematização das variações de  $K_{Im}$  ao longo do tempo.

(a) Variação Uniforme, (b) Variação Trapezoidal.

Transformando para o espaço de Laplace a Eq. (5.9), tem-se:

$$\mathcal{L}\{G_I^v\} = \bar{G}_I^v = \left\{ \begin{array}{l} \left[ \frac{3}{s\bar{G}(s) + 3s\bar{K}(s)} + \frac{1}{s\bar{G}(s)} \right] \bar{\lambda}_2(s) K_{Im}^2 + \\ \left[ \frac{3}{s\bar{G}(s) + 3s\bar{K}(s)} + \frac{1}{s\bar{G}(s)} \right] \bar{\lambda}(s) K_{Im} K_{It} + \\ \left[ \frac{3}{s\bar{G}(s) + 3s\bar{K}(s)} + \frac{1}{s\bar{G}(s)} \right] \frac{K_{It}^2}{4} \end{array} \right\} \quad (5.10)$$

A Taxa de Liberação de Energia crítico ( $G_c$ ) para o modo I de fratura, adotando o estado plano de deformação, é definido como sendo:

$$G_{I_c}^v = (1 - \nu^2)J(t)K_{I_c}^2 \quad (5.11)$$

Em que  $\nu$  representa o coeficiente de Poisson, adotado com sendo igual a 0,3. No espaço de Laplace, a Eq. (5.11) pode ser escrita como sendo:

$$\mathcal{L}\{G_{I_c}^v\} = \bar{G}_{I_c}^v = (1 - \nu^2)\bar{J}(s)K_{I_c}^2 \quad (5.12)$$

Para a avaliação dos resultados no domínio do tempo, utilizou-se a Transformada Inversa de Laplace numericamente presente no item 2.1.4.1, aplicando nas Eq. (5.10) e Eq. (5.12) e atribuindo um período total de observação de 120 min, o qual foi dividido em 241 incrementos de tempo.

## 5.2. DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

O pressurizador avaliado do circuito primário de um reator PWR possui uma trinca semi-elíptica postulada na superfície interna do costado como é esquematizado na Figura 5.2. As características geométricas do pressurizador e da trinca são:

Tabela 5.1 - Características geométricas do pressurizador e da trinca

Raio Interno do Pressurizador ( $R_i$ )	1066 mm
Raio Externo do Pressurizador ( $R_e$ )	1166 mm
Espessura do Pressurizador ( $t$ )	100 mm
Profundidade da trinca ( $a$ )	$a = t/4 = 25$ mm
Comprimento da trinca ( $2c$ )	$2c = 1,5t = 150$ mm
$RT_{NDT}$	-20°C

Serão estudados três cenários. Os dois primeiros consistem em diferentes etapas durante o aquecimento do pressurizador, uma na fase inicial, denominada situação 1, e a outra, num estágio intermediário chamada de situação 2. Nesses dois cenários, é considerado que a temperatura do pressurizador não varia ao longo de sua espessura, a qual é apresentada na Tabela 5.2 a seguir, juntamente com as tensões de membrana,  $\sigma_m$ , e de flexão,  $\sigma_b$ .

Tabela 5.2 – Caracterização térmica e de carregamento para Situação 1 e 2

Cenário	Temperatura (T)	Tensão de Membrana ( $\sigma_m$ )	Tensão de Flexão ( $\sigma_b$ )
Situação 1	25°C	$\sigma_m = 30$ MPa	$\sigma_b = 50$ MPa
Situação 2	50°C	$\sigma_m = 55$ MPa	$\sigma_b = 110$ MPa

O terceiro cenário, denominado de situação 3, é assumido que a planta está a 100% de potência, quando, subitamente, o pressurizador é sujeito a um evento arbitrário que provoca alterações nas suas condições de operação. Os resultados de análise térmica (transferência de calor) e de tensões circunferenciais ( $\sigma_{\theta\theta}$ ) através da espessura do costado para um instante de tempo são apresentadas em Maneschy e Miranda (2014), os quais foram ajustados e são apresentados nas figuras a seguir:

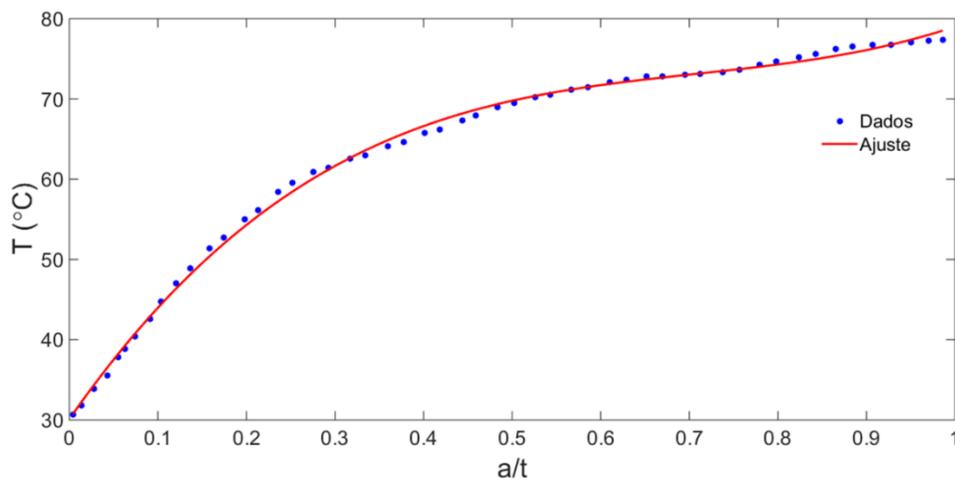


Figura 5.4 – Distribuição das temperaturas no costado para transiente arbitrário (Situação 3)

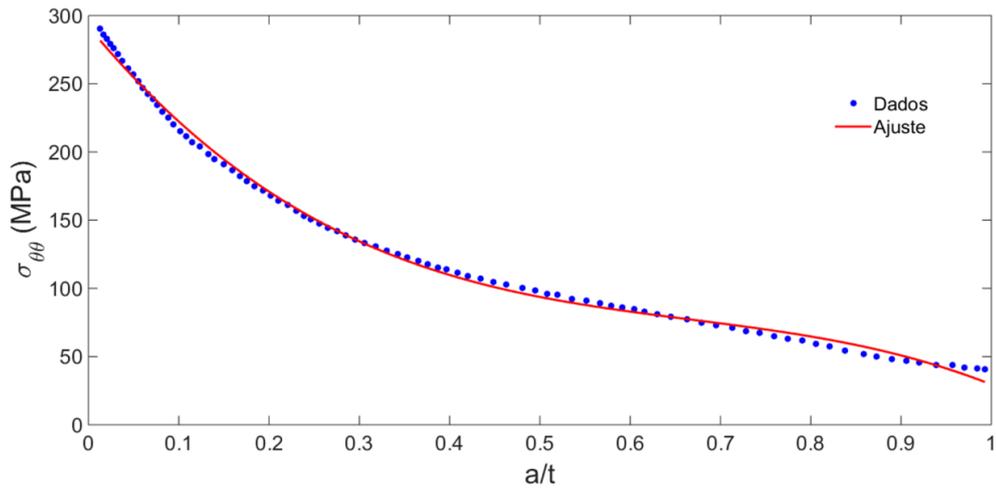


Figura 5.5 – Distribuição de  $\sigma_{\theta\theta}$  no costado para transiente arbitrário (Situação 3)

A curva ajustada na Figura 5.4 representa um polinômio cúbico cujo coeficiente de determinação ( $R^2$ ) é igual a 99,80%. Para o caso da Figura 5.5, o ajuste é feito por um polinômio cúbico no formato da Eq. (5.7) e cujo coeficiente de determinação ( $R^2$ ) é igual a 99,72%. As equações a seguir representam as funções de ajuste para as distribuições de temperatura e de tensões circunferenciais, respectivamente

$$T(x) = 97,3745 \left(\frac{x}{t}\right)^3 - 206,9419 \left(\frac{x}{t}\right)^2 + 158,4709 \left(\frac{x}{t}\right) + 30,1037 \quad (5.13a-b)$$

$$\sigma(x) = -533,0879 \left(\frac{x}{t}\right)^3 + 1067,6 \left(\frac{x}{t}\right)^2 - 796,7911 \left(\frac{x}{t}\right) + 291,8246$$

Para o caso de uma trinca cuja profundidade ( $a$ ) é igual a 25 mm e o seu comprimento ( $2c$ ) é igual a 150 mm, postulada na face interna do pressurizador e cujo formato é semielíptica, a temperatura na ponta da trinca ( $\phi = 90^\circ$ ), para a relação  $a/t = 0,25$ , é igual a  $57,37^\circ\text{C}$  e a tensão de membrana,  $\sigma_m$ , é igual a 151,022 MPa. O  $K_{Im}$  é determinado aplicando as Eqs. (5.3a) e (5.4a) e o  $K_{It}$  é determinado aplicando a Eq. (5.5), dessa forma, tem-se:

$$K_{It} = (43,8451 - 18,2650 + 4,5998 - 0,46572)6,89475908677537\sqrt{\pi a} \quad (5.14)$$

Em que,  $K_{It}$  é dado em  $\text{MPa(m)}^{1/2}$  e  $a$  em metro.

Definido os três cenários, o estudo consiste em fazer uma análise da evolução da Taxa de Liberação de Energia ( $\mathcal{G}$ ) para as três situações e fazer um estudo comparativo com a Taxa de Liberação de Energia crítico ( $\mathcal{G}_c$ ).

### 5.3. CARACTERIZAÇÃO DO MATERIAL

O pressurizador avaliado é constituído de aço ASTM A992. Lee (2012) fez um estudo das propriedades mecânicas do respectivo aço submetido a altas temperaturas. Em seu estudo, o autor fez uma avaliação da evolução do comportamento dos diagramas tensão-deformação para diferentes temperaturas, fez uma análise dos fatores de redução dos limites de proporcionalidade, da tensão de escoamento e do Módulo de Elasticidade para diferentes temperaturas em relação à temperatura ambiente, que foi considerado como sendo de  $20^\circ\text{C}$ . Além disso, o autor fez um estudo de relaxação e de fluência para diferentes temperaturas em corpos de provas retirados da região da mesa de um perfil W4x13 (in x lb). As curvas do respectivo estudo foram determinadas para diferentes taxas de deformação e de tensão em relação à deformação e à tensão de escoamento, respectivamente. Através desse estudo, a figura a seguir apresenta um gráfico do comportamento do Módulo de Relaxação ( $E(t)$ ) ao longo de um período de observação de 120 min, o qual foi determinado aplicando uma taxa de deformação correspondente a 75% da deformação de escoamento a partir dos dados da curva de relaxação para a temperatura ambiente.

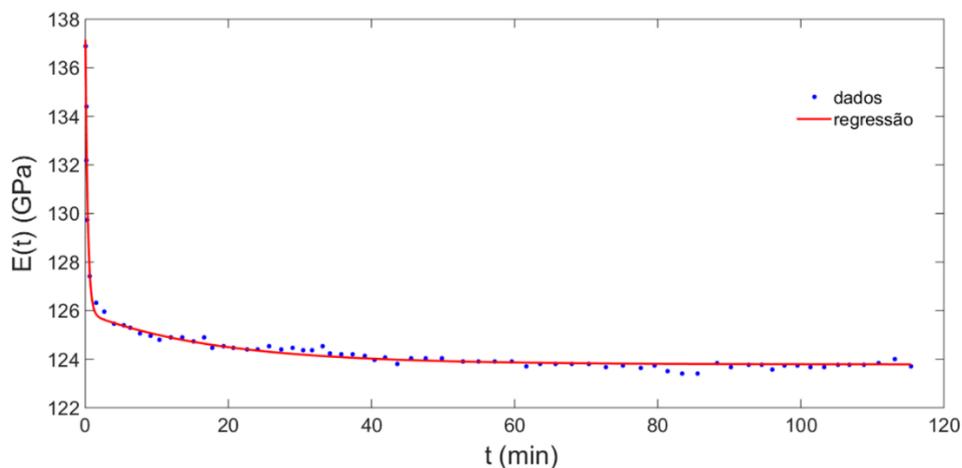


Figura 5.6 – Módulo de Relaxação do aço ASTM A992 para  $T = 20^\circ\text{C}$

A curva de ajuste da Figura 5.6 foi determinada por meio do modelo Generalizado de Maxwell, a qual apresentou um coeficiente de determinação ( $R^2$ ) igual a 99,30% e cuja equação é determinada a seguir:

$$E(t) = 123,7842 + 11,9145e^{-\frac{11,9145}{3,88}t} + 2,1243e^{-\frac{2,1243}{38,8}t} \quad (5.15)$$

Neste trabalho foi considerado que a curva do Módulo de Relaxação para  $T = 20^\circ\text{C}$  é a mesma para todas as temperaturas das situações avaliadas, visto que para todos os cenários estudados tem uma variação máxima de temperatura menor que  $100^\circ\text{C}$ , e como a variação da relaxação do aço ASTM A992 para essa variação de temperatura é pequena, portanto essa consideração pode ser aplicada.

Os dados da curva de função fluência ( $J(t)$ ) foram determinados pela relação do Princípio de Correspondência Elástico-Viscoelástico (PCEV), dessa forma, os respectivos valores podem ser escritos no espaço de Laplace através da seguinte equação:

$$\bar{J}(s) = \frac{1}{s^2 \bar{E}(s)} = \frac{1}{\frac{1}{s^2} \left\{ \frac{123,7842}{s} + \frac{11,9145}{\left(s - \left(-\frac{11,9145}{3,88}\right)\right)} + \frac{2,1243}{\left(s - \left(-\frac{2,1243}{38,8}\right)\right)} \right\}} \quad (5.16)$$

Para determinar os respectivos valores no domínio do tempo, foi utilizado a Transformada Inversa de Laplace numericamente presente no item 2.1.4.1, aplicando na Eq. (5.16) e atribuindo um período total de observação de 120 min, o qual foi dividido em 241 incrementos de tempo. A Figura 5.7 a seguir, apresenta os dados da função fluência no espaço do tempo, juntamente com a curva de ajuste.

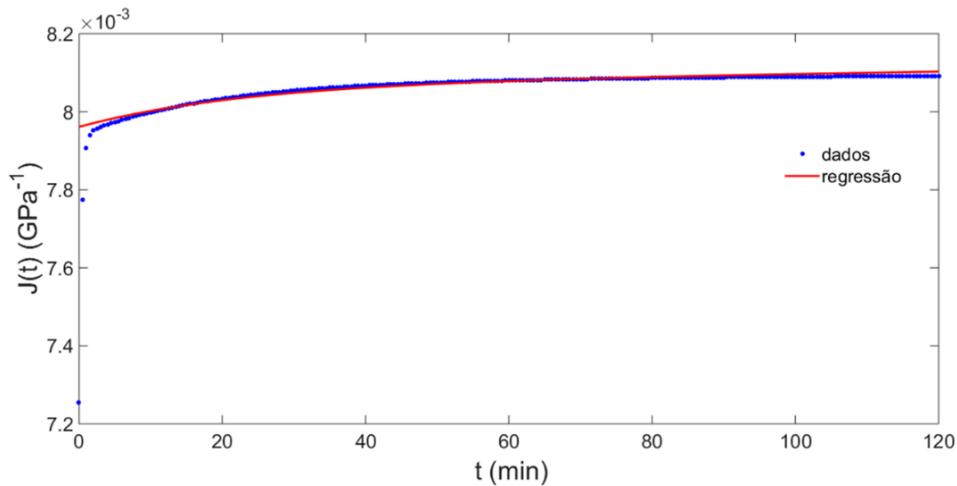


Figura 5.7 – Função fluência do aço ASTM A992 para  $T = 20^{\circ}\text{C}$

A curva de ajuste da Figura 5.7 foi determinada por meio do modelo Generalizado de Kelvin, a qual apresentou um coeficiente de determinação ( $R^2$ ) igual a 95,70% e cuja equação é determinada a seguir:

$$J(t) = \frac{1}{125,6088} + \frac{1}{10^4} \left[ 1 - e^{-\frac{10^4}{2,2 \cdot 10^5} t} \right] + \frac{1}{10^4} \left[ 1 - e^{-\frac{10^4}{2,2 \cdot 10^6} t} \right] \quad (5.17)$$

#### 5.4. ANÁLISE DA TAXA DE LIBERAÇÃO DE ENERGIA

Este tópico visa avaliar a evolução da Taxa de Liberação de Energia ( $\mathcal{G}$ ) na ponta da trinca ( $\phi = 90^{\circ}$ ) ao longo do tempo para cada situação estudada em comparação com o Taxa de Liberação de Energia crítico ( $\mathcal{G}_c$ ) para as respectivas situações. Dessa forma, a figura a seguir apresenta o comportamento de  $\mathcal{G}$  para cada cenário avaliado.

Ao analisar a Figura 5.8 percebe claramente os comportamentos uniformes e trapezoidais definidos. Avalia-se que, para todos os cenários estudados, os valores máximos de  $\mathcal{G}$  para as variações trapezoidais dos carregamentos ao longo do tempo têm a mesma ordem de grandeza que os valores máximos de  $\mathcal{G}$  para as variações uniformes dos carregamentos com uma diferença na ordem de 0,2%.

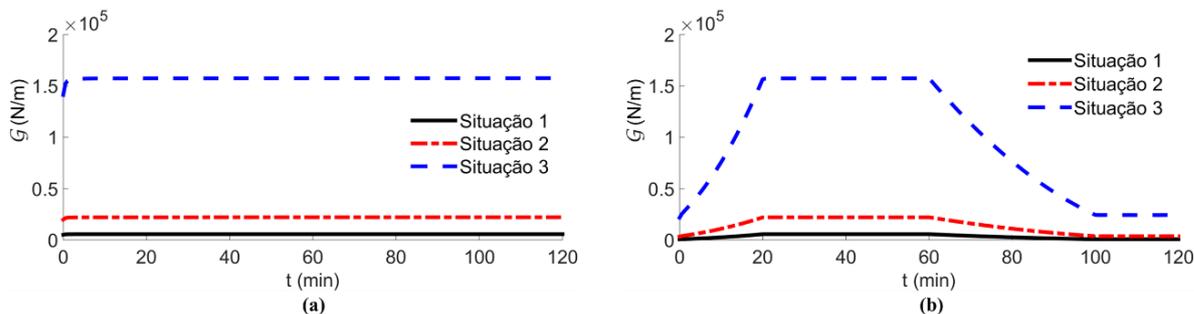


Figura 5.8 – Comportamento de  $G$  ao longo do tempo para as situações avaliadas em  $\phi = 90^\circ$ . (a) Variação Uniforme, (b) Variação Trapezoidal

Observa-se na Figura 5.8 que a situação 3 apresentou os maiores valores de  $G$  para ambos os tipos de variação temporal de carregamento avaliados, de tal forma, que esses valores máximos são na ordem de  $1,5548 \cdot 10^5$  N/m. Já para as outras situações, os valores máximos de  $G$ , tanto para variação temporal uniforme quanto trapezoidal, são na ordem de  $0,2218 \cdot 10^5$  N/m e  $0,05727 \cdot 10^5$  N/m para a situação 2 e situação 1, respectivamente.

A Figura 5.9 a seguir apresenta a relação entre os valores máximos já comentados para as diferentes situações analisadas e a evolução da Taxa de Liberação de Energia crítico ( $G_c$ ) à medida que ocorre variação de temperatura.

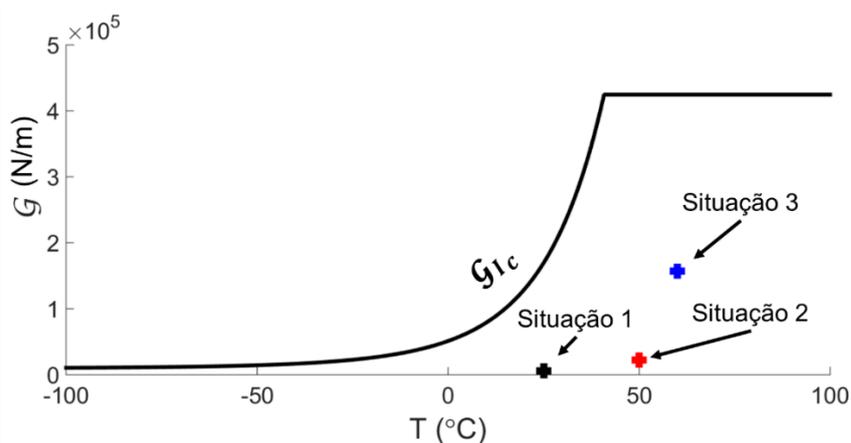


Figura 5.9 – Comportamento de  $G_c$  ao longo da evolução da temperatura

Ao analisar a Figura 5.9 percebe-se que, para nenhuma das situações analisadas, os valores máximos de  $G$  não excederam os valores de  $G_c$  para as suas respectivas temperaturas. Dessa forma, não irá ocorrer a ruptura frágil do material. Para a situação 1, o valor de seu  $G$  máximo

corresponde a 3,4% do  $\mathcal{G}_c$  para  $T = 25^\circ\text{C}$ , para situação 2 essa relação corresponde a 5,2% para  $T = 50^\circ\text{C}$ , já, para a situação 3, a relação corresponde a 37,1% para  $T = 57,37^\circ\text{C}$ .

## **5.5. CONCLUSÕES DO CAPÍTULO**

Ao analisar a predição da Taxa de Liberação de Energia em um pressurizador de um reator nuclear tipo PWR, conclui-se que o comportamento viscoelástico do aço ASTM A992 é pequeno na faixa de temperatura simuladas e que para as três situações analisadas não há risco de propagação de trinca frágil.

## 6. ANÁLISE DE ESTRUTURA METÁLICA SUBMETIDA A ALTAS TEMPERATURA

Este capítulo visa analisar o comportamento estrutural de um pórtico metálico submetido a uma situação de incêndio padrão e natural através do estudo do deslocamento horizontal e vertical dos elementos estruturais que constituem o pórtico estudado, assim como analisar a influência do comportamento dos deslocamentos provenientes da resposta elástica, térmica e da fluência.

### 6.1. DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

O pórtico plano em estudo é caracterizado por ser biengastado, o qual possui três metros de altura ( $H$ ) e seis metros de comprimento ( $L$ ), sendo constituído por aço ASTM A992. As seções transversais dos pilares e da viga são constituídas pelo perfil W 200x35,9 e pelo perfil W 360x32,9, respectivamente. A Figura 6.1 ilustra o carregamento atuante no pórtico plano e a Tabela 4.1 apresenta as propriedades mecânicas e geométricas do material e dos perfis metálicos, respectivamente, os quais são apresentados por Pfeil (2013).

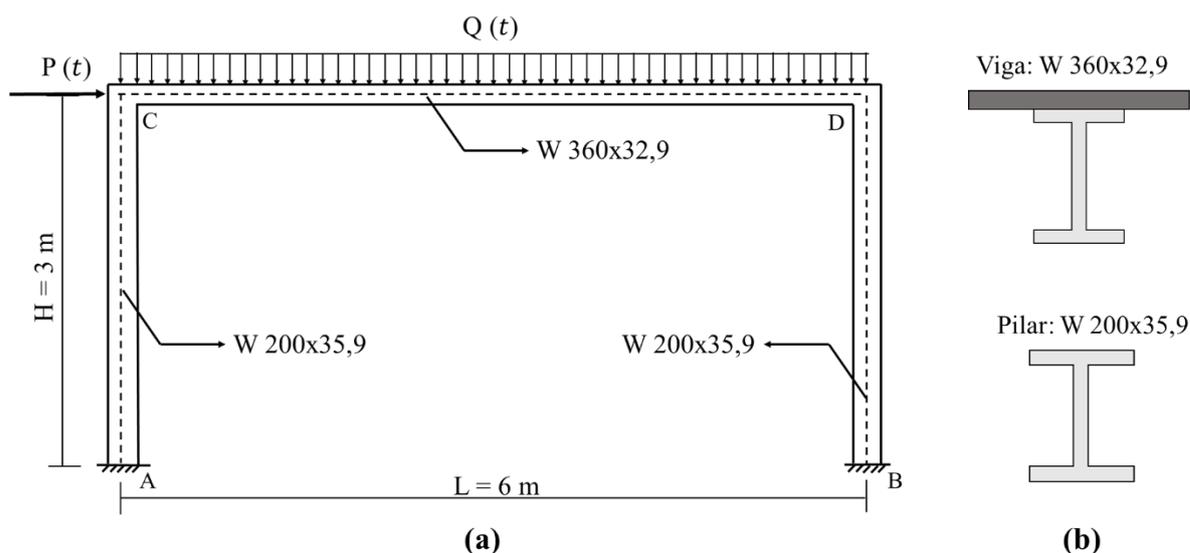


Figura 6.1 – Ilustração do carregamento e das dimensões do pórtico. (a) Pórtico. (b) Seção Transversal

Tabela 6.1 – Propriedades Mecânicas e Geométricas dos perfis metálicos

Propriedades	Viga (W 360x32,9)	Pilar (W 200x35,9)
Aço	ASTM A992	
Tensão de Escoamento - $f_y$ (MPa)	431	
Módulo de Elasticidade - $E$ (GPa)	200	
Largura da mesa - $b_f$ (mm)	127	165
Espessura da mesa - $t_f$ (mm)	8,5	10,2
Altura da alma - $h_w$ (mm)	332	181
Espessura da alma - $t_w$ (mm)	5,8	6,2
Área da seção transversal- $A$ (cm <sup>2</sup> )	42,1	45,7
Momento de Inércia em x - $I_x$ (cm <sup>4</sup> )	8358	3437
Momento de Inércia em y - $I_y$ (cm <sup>4</sup> )	291	764
Módulo de Resistência Elástico em x - $W_x$ (cm <sup>3</sup> )	479	342
Módulo de Resistência Elástico em y - $W_y$ (cm <sup>3</sup> )	45,9	92,6
Módulo de Resistência Plástico em x - $Z_x$ (cm <sup>3</sup> )	547,6	379,2
Módulo de Resistência Plástico em y - $Z_y$ (cm <sup>3</sup> )	72	141

**Notas:**

1- A Tensão de Escoamento -  $f_y$  (MPa) foi obtida por meio do trabalho de Lee (2012) que utilizou corpos-de-prova obtidos na região da alma de um perfil W 30x99 (in x lb/ft)

A carga distribuída ( $Q$ ) e concentrada ( $P$ ) presente na Figura 6.1 variam ao longo do tempo, as quais possuem uma variação temporal como é esquematizada na Figura 6.2 a seguir:

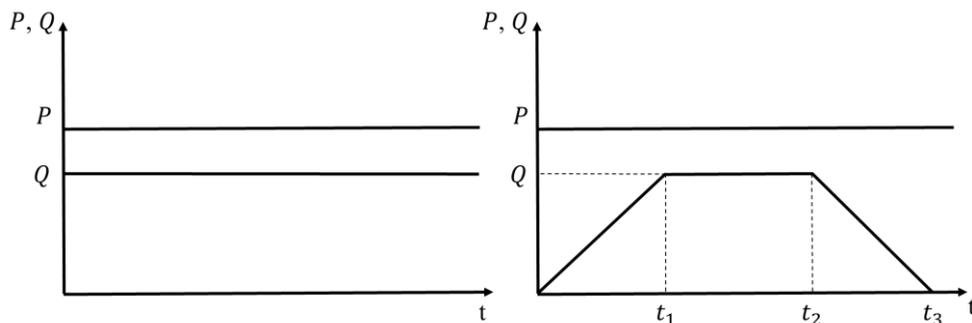


Figura 6.2 – Esquematização das variações de  $P$  e  $Q$  ao longo do tempo.

(a) Situação 1, (b) Situação 2.

A Figura 6.2 apresenta duas situações para a variação do carregamento ao longo do tempo. A primeira consiste em que ambas as cargas possuem uma variação uniforme ao longo do período de observação, já na segunda situação o carregamento concentrado possui uma variação uniforme e a carga distribuída possui uma variação trapezoidal ao longo do tempo, para a qual foram considerados os tempos característicos como sendo:  $t_1$  é igual a 10 min,  $t_2$  é igual a 20 min e  $t_3$  é igual a 30 min. As variações temporais desses carregamentos são definidas na forma da função  $\lambda(t)$ , a qual é apresentada na Tabela 3.1.

O pórtico presente na Figura 6.1 será submetido a uma situação de incêndio padrão e natural em que as três faces da viga estarão em contato com as chamas, assim como todas as faces dos pilares estarão em contato com as mesmas como é esquematizada na Figura 6.3. Os perfis metálicos não apresentam nenhuma camada de proteção térmica. A laje presente na Figura 6.3a está somente apoiada na viga e não contribui para o acréscimo de resistência da mesma.

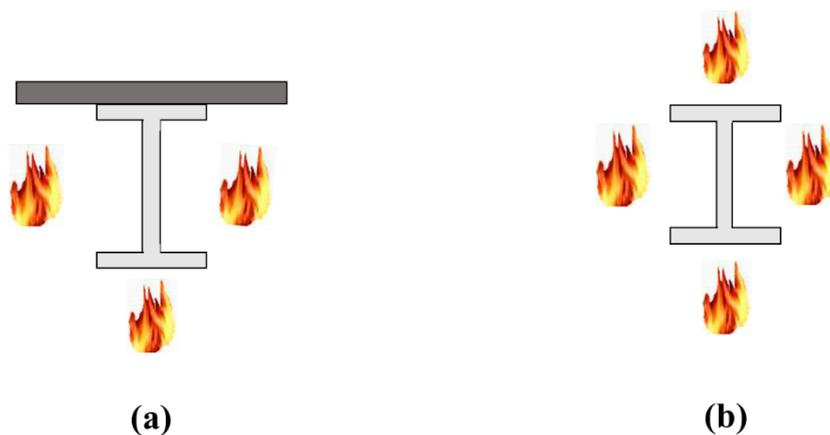


Figura 6.3 – Esquematização da distribuição das chamas ao longo das faces da seção transversal. (a) Viga, (b) Pilar.

Dessa forma, a presente problemática visa analisar os deslocamentos horizontais dos nós C e D e o deslocamento vertical do ponto E. Para tal, serão avaliados a contribuição dos carregamentos térmicos, elásticos e viscoelásticos no elemento estrutural, considerando que os deslocamentos horizontais são positivos para a direita e os deslocamentos verticais são positivos para cima, como é ilustrado na Figura 6.4.

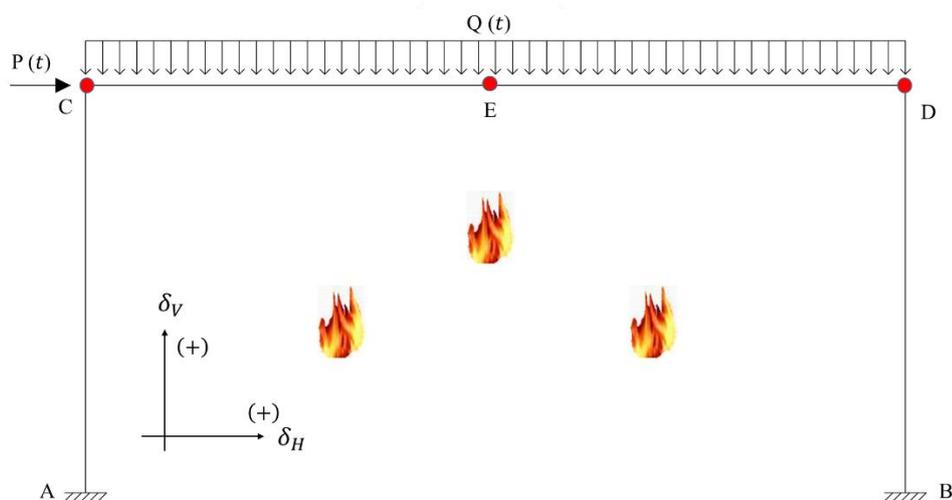


Figura 6.4 – Identificação dos pontos de interesse do estudo e esquematização dos sentidos positivos dos deslocamentos.

## 6.2. ANÁLISE TÉRMICA

Para realizar a análise térmica é necessário determinar o Tempo Requerido de Resistência ao Fogo (TRRF) da estrutura. Para tal, foi utilizado o método tabular e o método do Tempo Equivalente seguindo a NBR 14432:2001 e a metodologia apresentada pela NBR 14323:2013, respectivamente, como comentado no item 2.3.3. A Tabela 6.2 apresenta os parâmetros utilizados para determinar o TRRF.

Tabela 6.2 – Parâmetros para a determinação do TRRF

Uso da edificação	Comercial/ Escritórios
Altura da edificação (m)	16
Profundidade do subsolo (m)	8
TRRF (min) - NBR 14432:2001	60
Carga de Incêndio Específica - $q_{f,k}$ (MJ/m <sup>2</sup> ) - NBR 14432:2001	700
Área do piso do ambiente avaliado - $A_f$ (m <sup>2</sup> )	36
Área de Ventilação horizontal - $A_h$ (m <sup>2</sup> )	4,8
Área de Ventilação vertical - $A_v$ (m <sup>2</sup> )	0,12

Continua

Tabela 6.2 – Parâmetros para a determinação do TRRF

		Continuação
Altura do Ambiente – H (m)		3
Fatores Parciais de Ponderação de medidas de Segurança contra Incêndio – $\gamma_n$	Chuveiros automáticos	$\gamma_{n1} = 0,6$
	Brigada contra incêndio	$\gamma_{n2} = 0,9$
	Detecção automática	$\gamma_{n3} = 0,9$
Tempo Equivalente – $t_{eq}$ (min) - NBR 14323:2013		35,1767
<b>TRRF<sub>adotado</sub> (min)</b>		<b>35,18</b>

Conforme é apresentado na Tabela 6.2, o TRRF obtido pelo método tabular conforme a NBR 14432:2001 é igual a 60 min, contudo o Tempo Equivalente ( $t_{eq}$ ) é de 35,18 min, o qual é apresentado conforme a metodologia da NBR 14323:2013 e leva em consideração o tipo de uso da edificação, as dimensões do ambiente, as condições de ventilação e as medidas de segurança contra incêndio. Portanto, o  $t_{eq}$  visa garantir uma maior economia no dimensionamento das estruturas de uma edificação com boas características de segurança contra incêndio. Logo, adotou-se o TRRF do ambiente estudado como sendo igual a 35,18 min. Cabe a observação que se fosse analisado outros ambientes com diferentes condições, há a necessidade de analisar o Tempo Equivalente de cada ambiente e assim analisar o TRRF separadamente.

Para a determinação da curva paramétrica de incêndio-natural, há a necessidade de determinar os parâmetros utilizado pelo EN 1991 1-2:2002, os quais são necessários para a construção da curva e foram discutidos no item 2.3.2.3. Para tal, os mesmos são apresentados na Tabela 6.3 a seguir:

Tabela 6.3 – Parâmetros para a determinação da curva paramétrica de Incêndio Natural

Área total de aberturas para o exterior - $A_v(m^2)$	4,8
Área Total do ambiente - $A_t(m^2)$	144
Altura média das aberturas – h (m)	1,2
Grau de Ventilação - $O (m^{1/2})$	0,0365
Carga de Incêndio Específica - $q_{f,k}(MJ/m^2)$ - EN 1991 1-2:2002	511

Continua

Tabela 6.3 – Parâmetros para a determinação da curva paramétrica de Incêndio Natural

Continuação

Área do piso do Compartimento - $A_f$ (m <sup>2</sup> )		250	
Fatores de Segurança	$\delta_{q1}$	1,5	
	$\delta_{q2}$	1,0	
	$\delta_n$	0,1385	
Carga de Incêndio Específica de cálculo - $q_{f,d}$ (MJ/m <sup>2</sup> ) - EN 1991 1-2:2002		147,5267	
Tempo limite - $t_{lim}$ (min)		20	
Tempo máximo - $t_{max}$ (h)		0,8080	
Paredes	Camada 1: Acabamento de Gesso ( $S_1 = 5$ mm)	Massa Específica - $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1150
		Condutividade Térmica - $\lambda$ (W/m°C)	0,488
		Calor Específico - $c$ (J/kg°C)	1000
		Fator de Absorvidade Térmica - b (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)	749,13
	Camada 2: Bloco de alvenaria	Massa Específica - $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1600
		Condutividade Térmica - $\lambda$ (W/m°C)	0,7
		Calor Específico - $c$ (J/kg°C)	840
		Fator de Absorvidade Térmica - b (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)	969,95
	Espessura Limite - $S_{lim}$ (m)		0,035
	$b_{parede}$ (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)		749,13
Piso	Camada 1: Granito ( $S_1 = 20$ mm)	Massa Específica - $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	2600
		Condutividade Térmica - $\lambda$ (W/m°C)	2,8
		Calor Específico - $c$ (J/kg°C)	1000
		Fator de Absorvidade Térmica - b (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)	2698,15

Continua

Tabela 6.3 – Parâmetros para a determinação da curva paramétrica de Incêndio Natural

Continuação

Piso	Camada 2: Concreto Normal	Massa Específica – $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	2300
		Condutividade Térmica – $\lambda$ (W/m°C)	1,6
		Calor Específico – $c$ (J/kg°C)	1000
		Fator de Absorvidade Térmica – $b$ (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)	1918,33
	Espessura Limite - $S_{lim}$ (m)		0,056
	$b_{piso}$ (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)		2196,12
Teto	Camada 1: Concreto leve ( $S_1 = 20$ mm)	Massa Específica – $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1600
		Condutividade Térmica – $\lambda$ (W/m°C)	0,8
		Calor Específico – $c$ (J/kg°C)	840
		Fator de Absorvidade Térmica – $b$ (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)	1036,92
	Camada 2: Concreto Normal	Massa Específica – $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	2300
		Condutividade Térmica – $\lambda$ (W/m°C)	1,6
		Calor Específico – $c$ (J/kg°C)	1000
		Fator de Absorvidade Térmica – $b$ (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)	1918,33
	Espessura Limite - $S_{lim}$ (m)		0,0416
	$b_{teto}$ (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)		1036,92
Fator de Absorvidade Térmica – $b_{ambiente}$ (J/m <sup>2</sup> s <sup>1/2</sup> °C)		1181,43	
Fator $\Gamma$		0,8034	
<b>Tempo máximo corrigido - <math>t^*_{max}</math> (min)</b>		<b>38,95</b>	
<b>Temperatura Máxima - <math>\theta_{max}</math> (°C)</b>		<b>877,88</b>	

A Figura 6.5 a seguir apresenta as curvas de temperatura dos gases, os quais são aquecidos segundo os modelos de incêndio padrão e natural, sendo que as suas formulações foram discutidas nos itens 2.3.1 e 2.3.2.3, respectivamente.

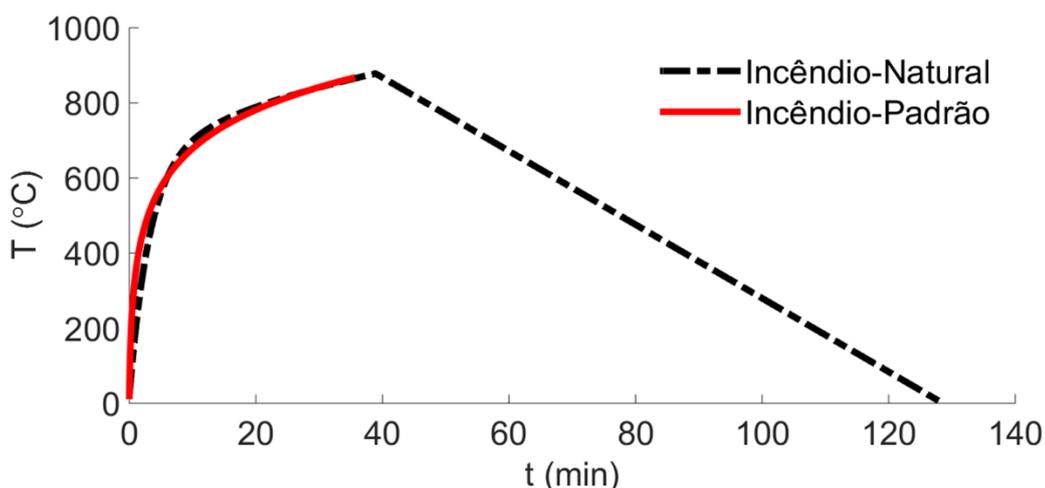


Figura 6.5 – Curva de temperatura dos gases seguindo os modelos de incêndio padrão e natural.

Ao analisar a Figura 6.5 constata-se que a fase de aquecimento de ambos os modelos são quase que coincidentes. Isso ocorre devido que o fator de correção do tempo (fator  $\Gamma$ ) do modelo de incêndio natural é muito próximo a um e segundo o EN 1991 1-2:2002, quando isso ocorre, a curva da fase de aquecimento é aproximadamente igual a curva de incêndio-padrão. Portanto, a temperatura máxima dos gases segundo o modelo de incêndio-padrão é de 865,57 °C e a temperatura dos mesmos segundo o modelo de incêndio-natural é de 877,88 °C, apresentando uma diferença dos valores extremos de 1,40% entre os modelos para as condições apresentadas.

A análise térmica dos perfis metálicos sem proteção seguiu a metodologia simplificada apresentada pela NBR 14323:2013 e comentada no item 2.3.5. Dessa forma, a Tabela 6.4 e a Figura 6.6 apresentam os parâmetros utilizados para aplicação da metodologia e os gráficos do desenvolvimento térmico dos perfis que constituem os pilares e viga, respectivamente.

Tabela 6.4 – Parâmetros para a determinação da temperatura dos perfis metálicos

Incremento de tempo - $\Delta t$ (s)		2
Viga	Perímetro do perfil - $u$ (m)	1,3098
	Perímetro da caixa hipotética - $u_b$ (m)	0,8250
	Área do perfil - $A_g$ (cm <sup>2</sup> )	42,1

Continua

Tabela 6.4 – Parâmetros para a determinação da temperatura dos perfis metálicos

Continuação

Viga	Fator de Massividade do perfil - $u/A_g$ ( $m^{-1}$ )	311,12
	Fator de Massividade da caixa hipotética - $(u/A_g)_b$ ( $m^{-1}$ )	195,96
	Fator de Sombreamento - $k_{sh}$	0,567
Pilar	Perímetro do perfil - $u$ (m)	1,368
	Perímetro da caixa hipotética - $u_b$ (m)	0,7328
	Área do perfil - $A_g$ ( $m^2$ )	45,7
	Fator de Massividade do perfil - $u/A_g$ ( $m^{-1}$ )	299,34
	Fator de Massividade da caixa hipotética - $(u/A_g)_b$ ( $m^{-1}$ )	160,35
Incêndio-Padrão	Coeficiente de transferência de calor por convecção - $\alpha_c$ ( $W/m^2$ )	25
		35
Incêndio-Natural	Coeficiente de transferência de calor por convecção - $\alpha_c$ ( $W/m^2$ )	35
Emissividade Resultante - $\epsilon_{res}$		0,7

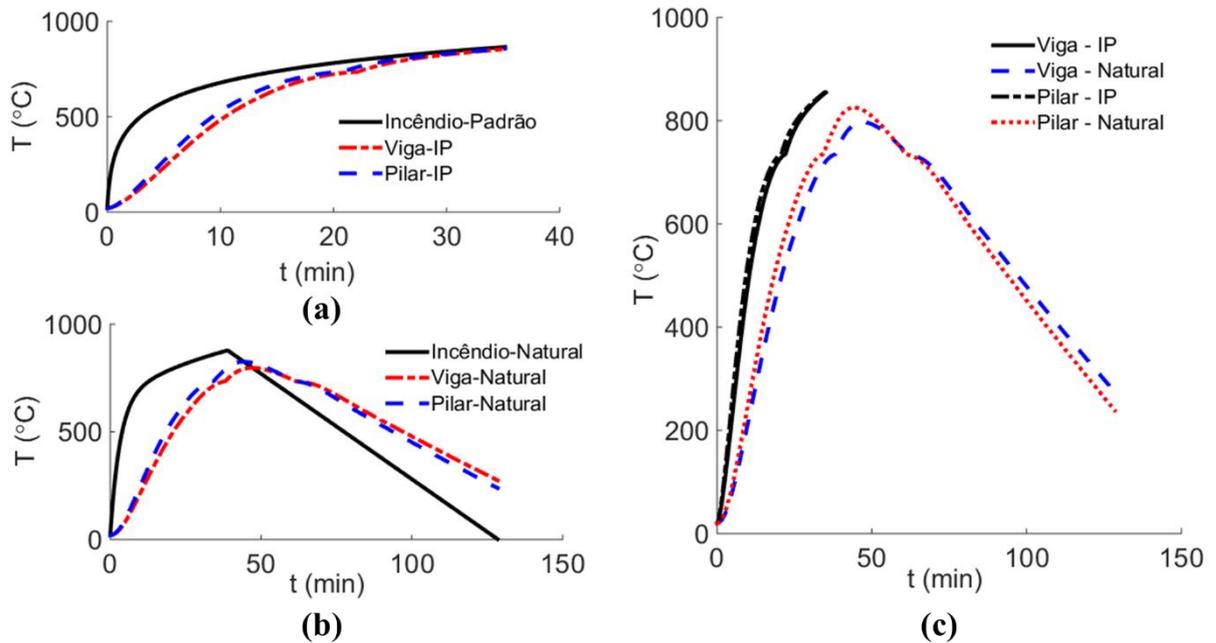


Figura 6.6 – Curvas de evoluções térmicas dos perfis metálicos. (a) Modelo de Incêndio-Padrão. (b) Modelo de Incêndio-Natural. (c) Comparativo

Ao analisar a Figura 6.6 percebe-se que, para ambos os modelos de incêndio, a temperatura dos perfis apresenta uma redução da sua taxa de crescimento por volta de 700 °C, isso ocorre devido que nessa faixa de temperatura há um aumento do calor específico como é apresentado na Figura 2.22. Percebe-se ainda que o modelo de incêndio-natural apresenta uma defasagem do período em que ocorre a temperatura máxima do perfil em relação ao tempo em que os gases atingem os seus valores extremos. Dessa forma, para a viga, a temperatura máxima ocorre em 47 min e no pilar ocorre em 44,31 min. A Tabela 6.5 apresenta os valores máximos das temperaturas dos perfis metálicos submetido a ambos os modelos de incêndio, assim como o erro relativo em relação as temperaturas da viga e dos pilares.

Tabela 6.5 – Temperatura máxima dos perfis e o erro relativo

Modelo de Incêndio	Temperatura Máximas (°C)		Erro Relativo (%)
	Viga	Pilar	
Incêndio-Padrão	854,55	856,96	0,28%
Incêndio-Natural	796,92	825,32	3,44%

Devido as considerações feitas e por adotar a metodologia simplificada para a análise térmicas dos perfis metálicos, é importante salientar que isso implica que os perfis irão aquecer de maneira uniforme, sem apresentar gradientes de temperatura ao longo da seção transversal. Outra questão que pode ser destacada é que apesar da metodologia do Tempo Equivalente da NBR 14323:2013 não ser um método de equivalência entre as duas curvas como comentado no item 2.3.3, as temperaturas máximas dos perfis para a viga e para os pilares tiveram uma boa equivalência térmica na ordem de 6,74% e 3,7%, respectivamente.

### 6.3. CARACTERIZAÇÃO DO COMPORTAMENTO VISCOELÁSTICO

O comportamento viscoelástico do aço ASTM A992 é avaliado através do estudo da deformação por fluência a diferentes temperaturas. Lee (2012) apresenta uma série de resultados de ensaio de fluência a diferentes temperaturas utilizando aço ASTM A992, o qual utilizou um perfil W 4x13 (in x lb/ft). Em seu estudo, o autor retira amostras para a confecção de corpos-de-prova na região da mesa do perfil. Dessa forma, a variação de temperatura no

ensaio de fluência ocorre de maneira estacionária, portanto o mesmo é realizado em uma faixa de temperatura de 400 a 1000 °C com incremento de 100 °C e em um intervalo de tempo de 120 min, aplicando carregamentos constantes de 50%, 75% e 90% da tensão de escoamento ( $F_y$ ) e 90% da tensão última ( $F_u$ ). O ensaio é realizado com deslocamento controlado a uma faixa de 0,01 polegada/minuto. A Figura 6.7 apresenta uma esquematização do nível dos carregamentos aplicados.

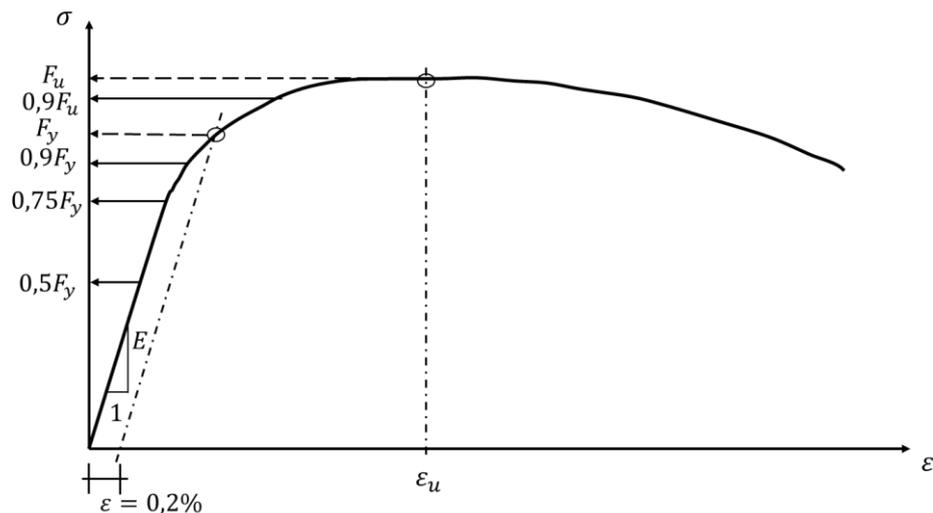


Figura 6.7 – Esquematização do nível de tensão utilizado no ensaio de fluência (Lee, 2012)

Em seus resultados, o autor dividiu a análise das curvas de fluência em baixas temperaturas e altas temperaturas. A faixa de baixa temperatura abrange a aplicação de carregamento elástico e inelástico até 600°C e as altas temperaturas diz respeito à aplicação desses carregamentos para faixas térmicas maiores que 600°C.

Para baixa temperatura, ao analisar o carregamento elástico, o autor constata que somente a fluência primária é observada e os valores da deformação por fluência são tipicamente menores que a deformação instantânea, já, para a condição de carregamento inelástico ( $0,9 F_u$ ), constata-se a presença de fluência primária e secundária, apresentando uma grande variação da deformação instantânea registrada, a qual é dependente da temperatura, sendo maior para 400 °C e decrescendo à medida que há o aumento da mesma. Apesar da deformação elástica e a tensão de escoamento diminuírem com o aumento da temperatura, o principal causador dessa variação da deformação instantânea é a deformação inelástica, a qual é influenciada pela diminuição da tensão de escoamento e pela diminuição da diferença das tensões ( $0,9F_u - F_y$ ) à medida que ocorre o incremento térmico, portanto ocasionando uma diminuição do módulo

tangente e conseqüentemente uma diminuição da rigidez à medida que ocorre incremento de temperatura.

Para altas temperaturas, ao analisar o carregamento elástico, o autor comenta que é caracterizado pela fluência secundária e que em todos os casos a fluência primária é negligenciada. Ressalta-se ainda que para  $0,75 F_y$  e  $0,90 F_y$  em  $800^\circ\text{C}$  e  $0,90 F_y$  em  $900^\circ\text{C}$  apresentaram uma fluência terciária significativa com este último chegando a ruptura. Além disso, é observado uma mínima fluência terciária para os testes conduzidos a  $1000^\circ\text{C}$ , já, para a condição de carregamento inelástico, constata-se a presença de fluência secundária e terciária, além disso é observado a ruptura por fluência durante os testes em  $800$  e  $900^\circ\text{C}$ , mas não em  $1000^\circ\text{C}$ , contudo para essa faixa de temperatura é observado fluência terciária.

A Tabela 6.6 apresenta um resumo do comportamento da fluência observado para o aço ASTM A 992, baseado nas condições de temperatura e de tensão. Para cada condição testada pelo autor, os estágios observados da fluência são notados e é evidenciado que o comportamento da fluência se torna mais significativa à medida que ocorre incremento de tensão e de temperatura até atingir  $1000^\circ\text{C}$ . Ressalta-se ainda que os resultados apresentados por Lee (2012) restringem-se à amostra de seção leve (W 4x13).

Tabela 6.6 – Estágios de fluência observado para o aço ASTM A992 (Lee, 2012)

Nível de Tensão	Temperatura ( $^\circ\text{C}$ )						
	400	500	600	700	800	900	1000
$0,5 F_y$	P	P	P	P	<i>p</i> , S, T	<i>p</i> , S	<i>p</i> , S
$0,75 F_y$	P	P	P	<i>p</i> , S	<i>p</i> , S, T	<i>p</i> , S, T	<i>p</i> , S, T
$0,9 F_y$	P	P	P	<i>p</i> , S, T	<i>p</i> , S, T	<i>p</i> , S, T, R	<i>p</i> , S, T
$0,9 F_u$	P	P	P, S	<i>p</i> , S, T	<i>p</i> , S, T, R	<i>p</i> , S, T, R	<i>p</i> , S, T

**Legenda:** P = Fluência Primária, *p* = Fluência Primária negligenciada, S = Fluência Secundária, T = Fluência Terciária, R = Ruptura por Fluência

Morovat (2014) também realizou um estudo de fluência para o aço ASTM A992. O autor utilizou o mesmo perfil e os mesmos níveis de tensão que Lee (2012). Dessa forma, apresentando resultados do ensaio de fluência aplicando uma variação de temperatura de  $400$  a  $700^\circ\text{C}$  com incremento de  $100^\circ\text{C}$  de maneira estacionária e utilizando corpos-de-prova obtidos da região da alma e da mesa do perfil W 4x13 em um intervalo de tempo de  $120$  min. A Tabela

6.7 apresenta os valores dos níveis de tensão aplicados e os valores da tensão de escoamento e tensão última de acordo com a variação de temperatura nos ensaios realizados pelo autor.

Tabela 6.7 – Matriz do teste de fluência para o aço ASTM A992 (Morovat, 2014)

Temperatura (°C)	W 4x13 Material	Tensão Constante (MPa)				F <sub>y</sub> (MPa)	F <sub>u</sub> (MPa)
		0,5 F <sub>y</sub>	0,75 F <sub>y</sub>	0,9 F <sub>y</sub>	0,9 F <sub>u</sub>		
400	Alma	175,82	262	317	406,79	351,63	455,05
	Mesa	124,11	186,16	220,63	372,32	248,21	413,69
500	Alma	127,55	193,05	227,53	279,24	255,11	310,26
	Mesa	99,97	151,69	179,26	241,32	199,95	268,9
600	Alma	68,95	103,42	117,21	131	131	144,79
	Mesa	55,16	89,63	103,42	117,21	117,21	131
700	Alma	37,92	55,16	68,95	68,95	75,84	117,21
	Mesa	31,03	48,26	55,16	62,05	62,05	68,95

Neste trabalho, o comportamento viscoelástico é caracterizado pela função fluência ( $J(t)$ ). Dessa forma, há a necessidade de determiná-la através de dados experimentais. Para este fim, foi utilizado os dados de ensaio de fluência apresentados por Morovat (2014), cujo corpos-de-prova foram obtidos da região da alma do perfil W 4x13. A função fluência determinadas através do ajuste dos dados experimentais tem como base o modelo Generalizado de Kelvin, o qual é esquematizado na Eq. (6.1) a seguir:

$$J(t) = \frac{1}{E_0} + \frac{1}{E_1} \left[ 1 - e^{-\frac{E_1}{\eta_1} t} \right] + \frac{1}{E_2} \left[ 1 - e^{-\frac{E_2}{10\eta_1} t} \right] \quad (6.1)$$

Em que,  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$  e  $\eta_1$  são coeficientes determinados por meio do ajuste dos dados experimentais.

O modelo Generalizado de Kelvin descrito na Eq. (6.1) possui uma taxa decrescente ao longo do tempo até se estabilizar, portanto o mesmo ajusta-se bem a situações que apresentam fluência primária e secundária. Devido a isso, foram utilizados os dados de experimentais de deformação por fluência apresentado por Morovat (2014) para a faixa de temperatura de 400 a 600 °C, os

quais foram obtidos aplicando nível de tensão constante de  $0,75 F_y$ . A Figura 6.8 apresenta os dados experimentais de deformação por fluência ( $\epsilon_f$ ) utilizados para a determinação da função fluência.

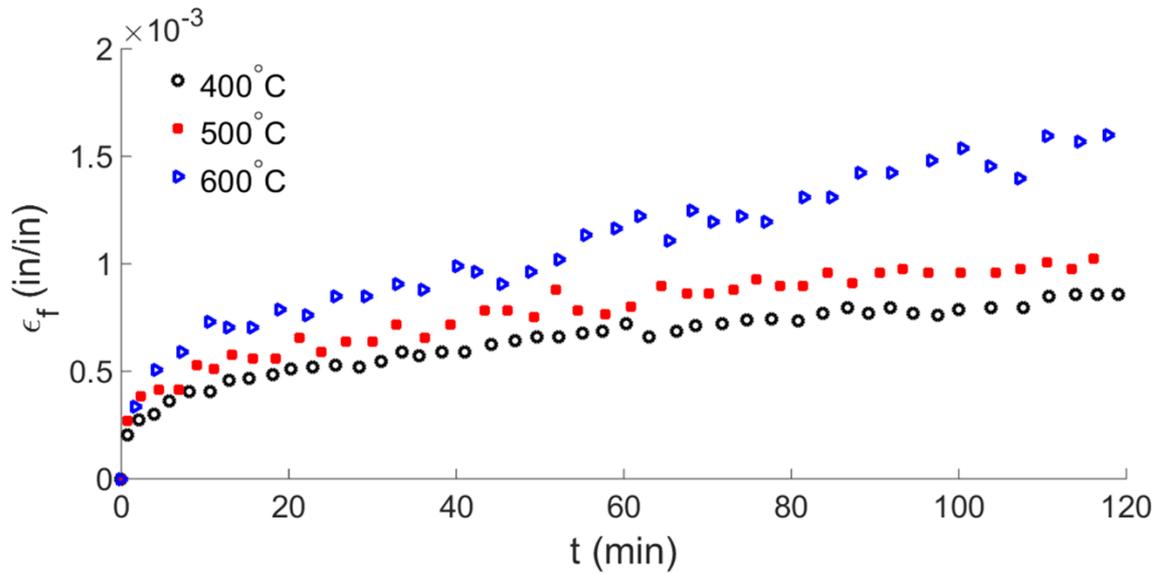


Figura 6.8 – Deformação por fluência ao longo do tempo ( $\epsilon_f \times t$ ) para o aço ASTM A992 aplicando  $\sigma = 0,75 F_y$  (Morovat, 2014)

Para transformar os dados experimentais da deformação por fluência em dados que diz respeito a função fluência, há a necessidade de dividir os dados da deformação pelo valor do nível de tensão aplicado no ensaio. Dessa forma, tem-se:

$$J = \frac{\epsilon_f}{\sigma} \quad (6.2)$$

Em que, J representa os dados experimentais referentes a função fluência,  $\epsilon_f$  é deformação por fluência e  $\sigma$  é o nível de tensão aplicada correspondendo a  $0,75 F_y$ , o qual é apresentado na Tabela 6.7. A Figura 6.9 e a Tabela 6.8 apresentam as curvas da função fluência ajustadas para cada nível de temperatura avaliada e os valores dos parâmetros da função fluência, respectivamente.

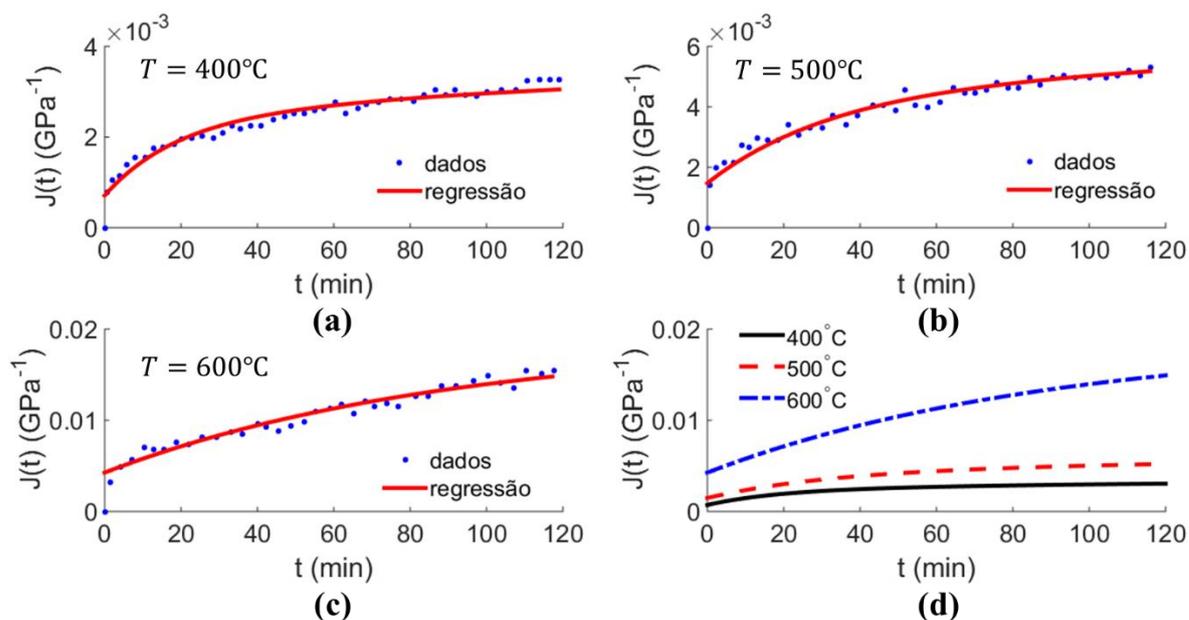


Figura 6.9 – Curvas da função fluência ajustadas. (a)  $J(t)$  para  $T = 400^{\circ}\text{C}$ . (b)  $J(t)$  para  $T = 500^{\circ}\text{C}$ . (c)  $J(t)$  para  $T = 600^{\circ}\text{C}$ . (d) Comparativo

Tabela 6.8 – Parâmetros da Curva da função fluência

Temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ )	Parâmetros				Coeficiente de Determinação ( $R^2$ )
	$E_0$ (GPa)	$E_1$ (GPa)	$\eta_1$ (GPa min)	$E_2$ (GPa)	
400	1404,9982	617,3425	11555,3832	741,6478	96,04 %
500	677,5745	345,2066	11050,2373	343,59161	96,03 %
600	234,7818	81,6272	6827,3928	334,8135	95,99 %

Ao analisar a Figura 6.9 consta-se que à medida que a temperatura aumenta, ocorre uma diminuição da rigidez do material o que é expressa pelo aumento dos valores da função fluência. As curvas geradas tiveram um aceitável ajuste com os dados experimentais de Morovat (2014). A fim de avaliar se o desenvolvimento da função fluência diz respeito a um comportamento de um material Termo-Reologicamente Simples (TSM) ou Complexo (TCM), a Figura 6.10 apresenta as curvas da função fluência ajustadas em escala logarítmica.

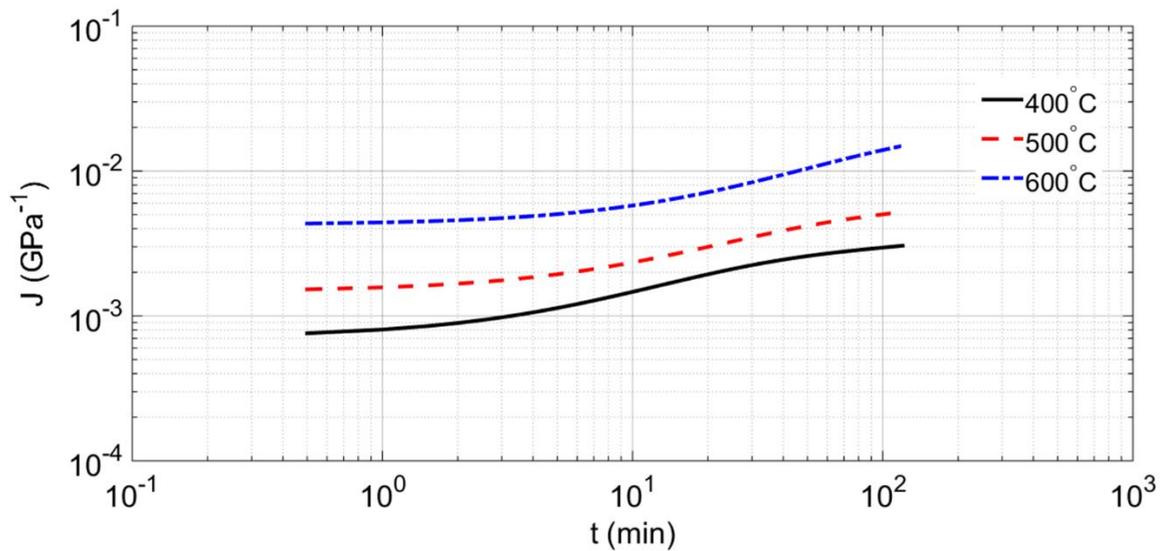


Figura 6.10 – Curvas da função fluência ajustadas em escala logarítmica

No item 2.1.5 é apresentado que para um material TSM, as curvas do módulo de relaxação e da função fluência ao longo do tempo, em escala logarítmica (log x log), devem apresentar as mesmas formas para diferentes temperaturas. Observa-se na Figura 6.10 que as mesmas não têm o mesmo formato. Portanto, o material aço ASTM A992 é classificado como sendo TCM, logo a temperatura pode influenciar tanto o termo elástico quanto os termos transientes da função fluência, juntamente com a dependência do fator de deslocamento tempo-temperatura.

A fim de usar uma expressão que represente a função fluência e que abranda todas as funções ajustadas, foi gerada uma superfície que a relaciona com a temperatura e o tempo. Dessa forma, a superfície da função fluência é determinada por meio da seguinte expressão:

$$J(t, T) = \left(\frac{J_o}{a_o}\right) + J_1(2a_1^3 T^2)[1 - e^{-\beta T t}] + J_2(3a_1^4 T^4) \left[1 - e^{-\frac{\beta}{100} T t}\right] \quad (6.3)$$

Em que,

$$\beta = \frac{10^\alpha}{40\tau} \quad (6.4)$$

Sendo  $J_o$ ,  $J_1$ ,  $J_2$ ,  $a_o$ ,  $a_1$ ,  $\alpha$  e  $\tau$  parâmetros que são determinados com o ajuste da superfície gerada pela Eq. (6.4) com as curvas de função fluência apresentadas na Figura 6.9. Portanto, a

Figura 6.11 e a Tabela 6.9 apresentam a superfície da função fluência ajustada e os valores dos seus parâmetros, respectivamente.

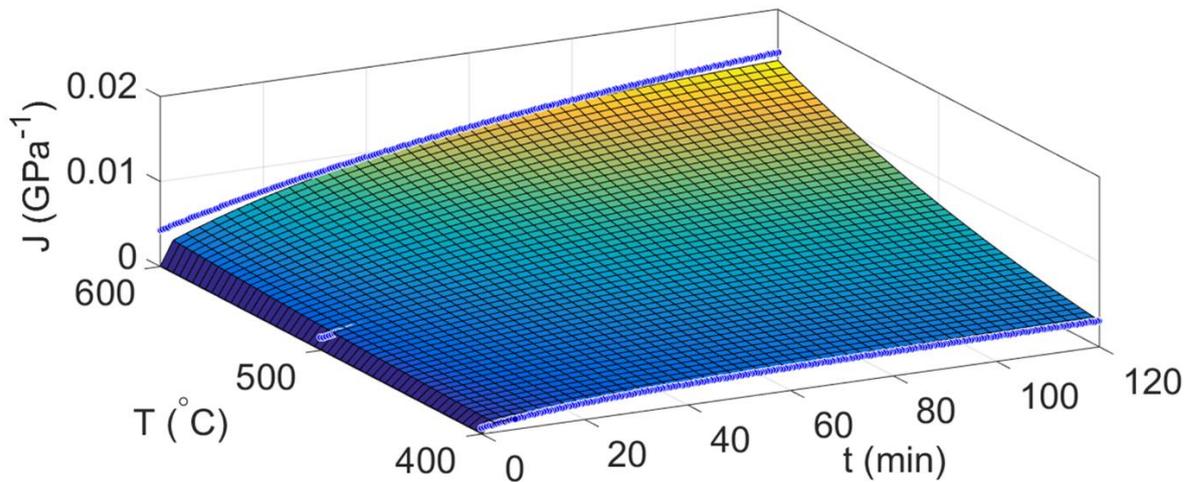


Figura 6.11 – Superfície da função fluência

Tabela 6.9 – Parâmetros da Superfície da função fluência

Parâmetros							$R^2$
$J_0$	$J_1$	$J_2$	$a_0$	$a_1$	$\alpha$	$\tau$	
2,8507	2,7426	0,0284	40935,1466	0,00104	0,3016	16,1895	96,17 %

Ressalta-se que, apesar da superfície calculada ser determinada para uma faixa de temperatura específica, a análise do deslocamento proveniente da ação da fluência em estrutura metálica submetida a altas temperaturas irá extrapolar os limites do domínio, nos quais a superfície da função fluência foi determinada.

#### 6.4. ANÁLISE ESTRUTURAL

Este tópico visa apresentar os esforços internos atuantes na estrutura assim como o desenvolvimento das equações que representam o deslocamento proveniente da resposta elástica, térmica e viscoelástica. Ressalta-se, a seguir, algumas considerações feitas para a análise do deslocamento:

- O aço é um meio homogêneo e isotrópico cuja propriedades mecânicas é a mesma tanto para a compressão, quanto para a tração;
- O teorema de Bernoulli assim com as equações geométricas da teoria da deformação linear são válidas;
- Os elementos estruturais são longos quando comparados com as dimensões de suas seções transversais, portanto a influência das forças cisalhantes sobre o comportamento dos deslocamentos dos elementos estruturais é negligenciada;
- Os elementos não estão sujeitos à flambagem lateral e nem à instabilidade local, mesmo em altas temperaturas;
- É considerado somente a configuração indeformada da estrutura para a determinação dos esforços internos da mesma, portanto não é considerado a não-linearidade geométrica;
- A não-linearidade física é considerada através do comportamento da fluência, contudo não é considerado a não-linearidade proveniente de deformações plásticas.

#### **6.4.1. Determinação dos Esforços Internos**

Martha (2010) comenta que, em solução de estruturas hiperestáticas, há a necessidade de considerar os três grupos de condições básicas da análise estrutural: condições de equilíbrio, condições de compatibilidade (continuidade interna e compatibilidade com os vínculos externos) e condições impostas pelas leis constitutivas dos materiais que compõem a estrutura.

A determinação dos esforços internos para a estrutura hiperestática analisada foi realizada através do Método das Forças, o qual visa somar uma série de soluções básicas que satisfazem as condições de equilíbrio, mas não satisfazem as condições de compatibilidade da estrutura original, as quais são reestabelecidas após a superposição dos efeitos (Süssekind, 1980; Soriano e Lima, 2006; Martha, 2010, Karnovsky e Lebed, 2010).

A estrutura utilizada para a superposição de soluções básicas é, em geral, uma estrutura isostática auxiliar obtida a partir da estrutura original pela eliminação de vínculos, o qual está associado com o grau de hiperestaticidade da estrutura. Essa estrutura isostática é chamada de sistema principal (SP) e as forças ou os momentos associados aos vínculos liberados são denominados de hiperestáticos, os quais são as incógnitas do método. A Figura 6.12 a seguir

apresenta uma esquematização do SP da estrutura analisada submetido ao carregamento externo e térmico e aos hiperestáticos definidos.

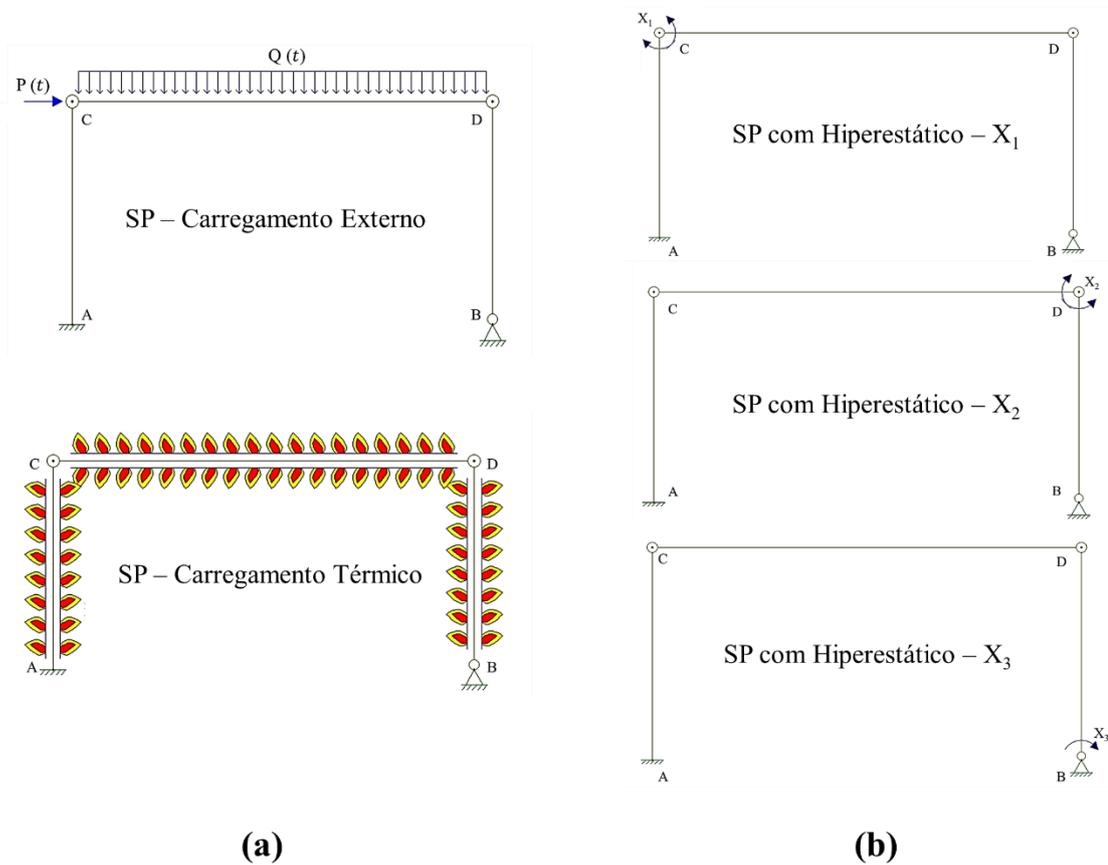


Figura 6.12 – Esquematização das soluções básicas. (a) SP para carregamento externo e térmico. (b) SP com os hiperestáticos

Os esforços internos serão obtidos aplicando inicialmente somente carregamento externo e posteriormente somente carregamento térmico. Para determiná-los, há a necessidade de obter os valores dos hiperestáticos. Para este fim, a Eq. (6.5) apresenta a expressão na forma matricial para determiná-los.

$$[X] = -[\delta]^{-1}[\delta_0] \quad (6.5)$$

Em que,  $[X]$  é o vetor dos hiperestáticos,  $[\delta]$  é a matriz de flexibilidade e  $[\delta_0]$  é o vetor dos termos de carga.

Os termos de carga e os coeficientes de flexibilidade correspondem aos deslocamentos ou rotações nas direções dos vínculos eliminados no sistema principal adotado. Portanto, para determiná-los faz uso dos princípios das forças virtuais (PFV), ou método de Maxwell-Mohr, que objetiva determinar o deslocamento (no sentido generalizado), em determinada direção ou rotação em que se quer calcular (Soriano e Lima, 2006; Martha, 2010). Dessa forma, os coeficientes do vetor dos termos de carga correspondem aos deslocamentos causados na direção do hiperestático “i” ( $X_i$ ) no sistema real de deformação que correspondem ao SP com carregamento externo, quando avaliada a ação do carregamento, ou ao SP com carregamento térmico, quando avaliada a ação térmica. Estes sistemas reais de deformação são denominados de caso (0). A Eqs. (6.6a-b) expressam o cálculo do deslocamento ou rotação para o termo de carga pelo PFV adotando ação de carregamento estático e carregamento térmico, respectivamente:

$$\delta_{i0} = \int \frac{N_i N_0}{EA} dx + \int \frac{M_i M_0}{EI} dx \quad (6.6a-b)$$

$$\delta_{i0} = \int N_i \alpha \Delta T_{CG} dx + \int \frac{M_i \alpha (\Delta T_i - \Delta T_s)}{h} dx$$

Em que,  $N_i$  e  $M_i$  são os diagramas de esforços normais e momentos fletores provocados por  $X_i = 1$ ;  $N_0$  e  $M_0$  são os diagramas de esforços normais e momentos fletores causados pelo carregamento externo aplicado no sistema principal;  $E$  é o módulo de elasticidade;  $A$  é a área da seção transversal da barra,  $I$  é o momento de inércia da seção transversal da barra;  $\Delta T_{CG}$  corresponde à variação da temperatura na fibra do centro de gravidade;  $\Delta T_i$  e  $\Delta T_s$  correspondem à variação de temperaturas nas fibras inferiores e superiores, respectivamente; e  $\alpha$  é o coeficiente de dilatação térmica do material, o qual para o aço é considerado como sendo igual a  $14 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$  (Barros, 2016).

Ressalta-se, que na Eq. (6.6a) a parcela proveniente aos esforços cortantes foi desprezada e na Eq. (6.6b) observa-se que o deslocamento provocado pela ação térmica tem uma parcela dedicada ao alongamento axial da barra e uma parcela dedicada ao encurvamento da mesma. Para que ocorra encurvamento na barra é preciso que a seção transversal esteja submetida a um gradiente térmico, e devido às condições simplificadoras adotadas para a transferência de calor

nos perfis, esta parcela do deslocamento não foi considerada, visto que os mesmos são submetidos a um campo de distribuição uniforme de temperatura. Portanto, a Eq. (6.6b) pode ser reescrita como:

$$\delta_{i0} = \int N_i \alpha \Delta T_{CG} dx \quad (6.7)$$

Em que,

$$\Delta T_{CG} = T - T_o \quad (6.8)$$

Sendo que  $T$  corresponde à temperatura da barra e  $T_o$  à temperatura inicial da mesma, a qual foi considerada como sendo 20 °C.

Para a determinação dos coeficientes da matriz de flexibilidade, também se utiliza o PFV. Dessa forma, o coeficiente  $\delta_{ij}$  corresponde ao deslocamento provocado pelo hiperestático  $X_j = 1$  (hiperestático  $X_j$  com valor unitário atuando isoladamente no SP) na direção do hiperestático  $X_i = 1$  (hiperestático  $X_i$  com valor unitário atuando isoladamente no SP). Logo, desprezando a energia de deformação por cisalhamento, a Eq. (6.9) apresenta a expressão que determina os coeficientes da matriz de flexibilidade.

$$\delta_{ij} = \int \frac{N_i N_j}{EA} dx + \int \frac{M_i M_j}{EI} dx \quad (6.9)$$

Aplicando as Eqs (6.6a), (6.7), (6.9) e (6.5), determina-se a matriz de flexibilidade, o vetor dos termos de carga, e o vetor dos hiperestáticos para a situação de carregamento externo e carregamento térmico. Portanto, têm-se:

$$[\delta] = \begin{bmatrix} \frac{H}{EI_1} + \frac{L}{3EI_2} + \frac{1}{EA_1} \left[ \frac{2H}{L^2} \right] & \frac{-H}{EI_1} + \frac{L}{6EI_2} + \frac{1}{EA_1} \left[ -\frac{2H}{L^2} \right] & \frac{H}{2EI_1} \\ \frac{-H}{EI_1} + \frac{L}{6EI_2} + \frac{1}{EA_1} \left[ -\frac{2H}{L^2} \right] & \frac{2H}{3EI_1} + \frac{L}{3EI_2} + \frac{1}{EA_1} \left[ \frac{2H}{L^2} \right] + \frac{1}{EA_2} \left[ \frac{L}{H^2} \right] & \frac{1}{EI_1} \left[ \frac{-H}{6} \right] + \frac{1}{EA_2} \left[ \frac{-L}{H^2} \right] \\ \frac{H}{2EI_1} & \frac{1}{EI_1} \left[ \frac{-H}{6} \right] + \frac{1}{EA_2} \left[ \frac{-L}{H^2} \right] & \frac{1}{EI_1} \left[ \frac{2H}{3} \right] + \frac{1}{EA_2} \left[ \frac{L}{H^2} \right] \end{bmatrix} \quad (6.10a)$$

- Para carregamento externo:

$$[\delta_0] = \begin{bmatrix} \frac{1}{EI_1} \left[ \frac{PH^2}{2} \right] + \frac{1}{EI_2} \left[ \frac{QL^3}{24} \right] \\ \frac{1}{EI_1} \left[ \frac{-PH^2}{2} \right] + \frac{1}{EI_2} \left[ \frac{-QL^3}{24} \right] \\ \frac{1}{EI_1} \left[ \frac{PH^2}{3} \right] \end{bmatrix} \quad (6.10b-c)$$

$$[X] = \begin{bmatrix} -0,6622P + 1,8600Q \\ 0,6560P + 1,8600Q \\ -0,8353P - 0,9224Q \end{bmatrix}$$

- Para carregamento térmico:

$$[\delta_0] = \begin{bmatrix} 0 \\ -\alpha\Delta T_{CG} \left( \frac{L}{H} \right) \\ \alpha\Delta T_{CG} \left( \frac{L}{H} \right) \end{bmatrix} \quad (6.10d-e)$$

$$[X] = \begin{bmatrix} 0,2584 \times 10^{-4} E\alpha\Delta T_{CG} \\ 0,2584 \times 10^{-4} E\alpha\Delta T_{CG} \\ -0,4709 \times 10^{-4} E\alpha\Delta T_{CG} \end{bmatrix}$$

Na Eqs. (6.10a-b), os termos subscritos 1 e 2 referem-se as propriedades geométricas dos perfis que constituem os pilares e a viga, respectivamente. As propriedades geométricas e mecânicas presentes nas Eqs. (6.10a-e) estão descritas na

Tabela 6.1 e na Figura 6.1.

Definido o vetor dos hiperestáticos, a Eqs. (6.11a-c) a seguir apresentam as formulações para determinar os esforços internos finais de uma estrutura hiperestática.

$$N = N_0 + \sum_{j=1}^{j=g} N_j X_j \quad (6.11a)$$

$$V = V_0 + \sum_{j=1}^{j=g} V_j X_j$$

(6.11b-c)

$$M = M_0 + \sum_{j=1}^{j=g} M_j X_j$$

Em que,  $N$ ,  $V$  e  $M$  são os esforços finais de esforço normal, cortante e momento fletor, respectivamente;  $N_0$ ,  $V_0$ ,  $M_0$  são os esforços normal, cortante e momento fletor no caso (0), isto é, quando a solicitação externa atua isoladamente no SP;  $N_j$ ,  $V_j$ ,  $M_j$  são os esforços normal, cortante e momento fletor no caso (j) provocado por  $X_j = 1$ , isto é, quando o hiperestático  $X_j$  atua isoladamente no SP com valor unitário; e  $g$  corresponde ao grau de hiperestaticidade da estrutura. A Tabela 6.10 apresenta os valores de esforços normais, cortante e momento fletor finais referentes a aplicação de carregamento externo e térmico.

Tabela 6.10 – Esforços Finais

<b>Esforços Finais devido à ação de carregamento externo</b>			
<b>Região</b>	<b>Momento Fletor (KN m)</b>	<b>Esforço Normal (KN)</b>	<b>Esforço Cortante (KN)</b>
<b>A</b>	$(2,1535 - H)P$ $+ 0,9224Q$	$\frac{2,634P - QL^2}{2L}$	$\frac{(H - 1,4913)P - 2,7824Q}{H}$
<b>B esquerda</b>	$0,6622P - 1,8600Q$	$\frac{2,634P - QL^2}{2L}$	$\frac{(H - 1,4913)P - 2,7824Q}{H}$
<b>B direita</b>	$0,6622P - 1,8600Q$	$-\frac{(1,4913P + 2,7824Q)}{H}$	$\frac{QL^2 - 2,634P}{2L}$
<b>C esquerda</b>	$-0,6560P$ $- 1,8600Q$	$-\frac{(1,4913P + 2,7824Q)}{H}$	$\frac{-2,634P - QL^2}{2L}$
<b>C direita</b>	$-0,6560P$ $- 1,8600Q$	$\frac{-2,634P - QL^2}{2L}$	$\frac{(1,4913P + 2,7824Q)}{H}$

Continua

Tabela 6.10 – Esforços Finais

Continuação

<b>D</b>	$-0,8353P$ $-0,9224Q$	$\frac{-2,634P - QL^2}{2L}$	$\frac{(1,4913P + 2,7824Q)}{H}$
<b>E</b>	$0,0031P$ $+\frac{Q}{8}(L^2 - 14,88)$	$-\frac{(1,4913P + 2,7824Q)}{H}$	$\frac{-2,634P}{2L}$

**Esforços Finais devido à ação de carregamento térmico**

<b>Região</b>	<b>Momento Fletor (KN m)</b>	<b>Esforço Normal (KN)</b>	<b>Esforço Cortante (KN)</b>
<b>A</b>	$0,4709$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}$	0	$\frac{1}{H}[-0,7293$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}]$
<b>B esquerda</b>	$-0,2584$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}$	0	$\frac{1}{H}[-0,7293$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}]$
<b>B direita</b>	$-0,2584$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}$	$\frac{1}{H}[-0,7293$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}]$	0
<b>C esquerda</b>	$-0,2584$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}$	$\frac{1}{H}[-0,7293$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}]$	0
<b>C direita</b>	$-0,2584$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}$	0	$\frac{1}{H}[0,7293$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}]$
<b>D</b>	$-0,4709$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}$	0	$\frac{1}{H}[-0,7293$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}]$
<b>E</b>	$-0,2584$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}$	$\frac{1}{H}[-0,7293$ $\times 10^{-4}E\alpha\Delta T_{CG}]$	0

Ressalta-se, que ao desenvolver a metodologia para determinar os esforços internos, considerou-se uma simplificação de que tantos os pilares, quanto as vigas tivessem a mesma distribuição de temperatura, visto que a diferença de temperatura de seus valores extremos tem

um erro máximo de 3,44%, como é observado na Tabela 6.5. Através dessa simplificação não houve a necessidade de considerar módulos de elasticidades diferentes para os elementos estruturais. Dessa forma, considerou-se um único módulo de elasticidade nas Eqs. (6.10a-b).

#### 6.4.2. Determinação dos Deslocamentos

O deslocamento ( $\delta$ ) da estrutura de aço submetido a altas temperaturas é definido pela seguinte equação:

$$\delta = \delta_T + \delta_E + \delta_F \quad (6.12)$$

Em que,  $\delta_T$ ,  $\delta_E$  e  $\delta_F$  correspondem ao deslocamento devido a influência da ação térmica, da resposta elástica e da fluência, respectivamente.

Süssekind (1980) comenta que para se calcular deformações em estruturas hiperestáticas, empregando o teorema dos trabalhos virtuais, um dos estados (o de carregamento ou o de deformação) deve ser tomado na estrutura hiperestático, podendo o outro ser tomado em um sistema principal isostático. Dessa forma, têm-se:

$$\delta = \int \frac{N\bar{N}}{EA} dx + \int \frac{M\bar{M}}{EI} dx \quad (6.13)$$

Em que,  $N$  e  $M$  correspondem aos esforços internos de esforço normal e momento fletor aplicados no estado de deformação, que consiste nos esforços finais da estrutura hiperestática, os quais são apresentados na Tabela 6.10;  $\bar{N}$  e  $\bar{M}$  correspondem aos esforços internos associados aos estados de carregamento aplicados no sistema principal, o qual foi esquematizado na Figura 6.12. A parcela influenciada pelo deslocamento cisalhante foi desconsiderada.

Neste trabalho, são caracterizados três estados de carregamentos, os quais estão vinculados com os deslocamentos em que se quer determinar. Portanto, os estados de carregamento consistem

na aplicação de uma carga (força ou momento) isoladamente de intensidade unitária na direção em que se quer determinar o deslocamento no sistema principal.

A Eqs. (6.14a-f) representam os deslocamentos horizontais dos nós C e D e o deslocamento vertical em E da estrutura metálica, os quais são referentes às respostas elásticas e térmicas.

- Deslocamento referente à parcela elástica:

$$\delta_{C,h,elástico} = \left[ \frac{2H^3 - 4,9692H^2}{6Ek_{E\theta}I_1} \right] P\lambda_1(t) + \left[ \frac{0,0152H^2}{6Ek_{E\theta}I_1} \right] Q\lambda_2(t)$$

$$\delta_{D,h,elástico} = \delta_{C,h} - \left[ \frac{1,4913L}{HEk_{E\theta}A_2} \right] P\lambda_1(t) - \left[ \frac{2,7824L}{HEk_{E\theta}A_2} \right] Q\lambda_2(t) \quad (6.14a-c)$$

$$\delta_{E,v,elástico} = - \left[ \frac{0,0062L^2}{16Ek_{E\theta}I_2} \right] P\lambda_1(t) + \left[ \frac{89,28L^2 - 5L^4}{384Ek_{E\theta}I_1} - \frac{HL}{2Ek_{E\theta}A_1} \right] Q\lambda_2(t)$$

- Deslocamento referente à parcela térmica:

$$\delta_{C,h,térmico} = - \left[ \frac{0,6834 \times 10^{-4}H^2}{6I_1} \right] \alpha\Delta T_{CG}$$

$$\delta_{D,h,térmico} = \left[ \frac{L(HA_2 - 0,7293 \times 10^{-4})}{HA_2} \right] \alpha\Delta T_{CG} \quad (6.14d-f)$$

$$\delta_{E,v,térmico} = \left[ \frac{0,5168 \times 10^{-4}L^2 + 16HI_2}{16I_2} \right] \alpha\Delta T_{CG}$$

As funções  $\lambda_1(t)$  e  $\lambda_2(t)$ , as quais são apresentadas na Tabela 3.1, representam a variação das cargas P e Q ao longo do tempo, respectivamente, como é esquematizado na Figura 6.2.

O deslocamento referente a parcela da fluência é determinado aplicando o Princípio da Correspondência Elástico-Viscoelástico (PCEV). Dessa forma, no espaço de Laplace, existe uma equivalência da resposta elástica e viscoelástica. Logo, tem-se:

- Deslocamento referente à fluência – Espaço de Laplace:

$$\begin{aligned}\bar{\delta}_{C,h,fluência} &= \left[ \frac{2H^3 - 4,9692H^2}{6I_1} \right] P\bar{J}(s)s\bar{\lambda}_1(s) + \left[ \frac{0,0152H^2}{6I_1} \right] Q\bar{J}(s)s\bar{\lambda}_2(s) \\ \bar{\delta}_{D,h,fluência} &= \bar{\delta}_{C,h,fluência} - \left[ \frac{1,4913L}{HA_2} \right] P\bar{J}(s)s\bar{\lambda}_1(s) - \left[ \frac{2,7824L}{HA_2} \right] Q\bar{J}(s)s\bar{\lambda}_2(s)\end{aligned}\quad (6.15a-c)$$

$$\bar{\delta}_{E,h,fluência} = - \left[ \frac{0,0062L^2}{16I_2} \right] P\bar{J}(s)s\bar{\lambda}_1(s) + \left[ \frac{89,28L^2 - 5L^4}{384I_1} - \frac{HL}{2A_1} \right] Q\bar{J}(s)s\bar{\lambda}_2(s)$$

- Deslocamento referente à fluência – Espaço do Tempo:

$$\begin{aligned}\delta_{C,h,fluência}(t) &= - \left[ \frac{2H^3 - 4,9692H^2}{6I_1} \right] P \int_0^t J(t-t') \frac{\partial \lambda_1(t')}{\partial t'} dt' \\ &\quad + \left[ \frac{0,0152H^2}{6I_1} \right] Q \int_0^t J(t-t') \frac{\partial \lambda_2(t')}{\partial t'} dt' \\ \delta_{D,h,fluência}(t) &= \delta_{C,h,fluência}(t) - \left[ \frac{1,4913L}{HA_2} \right] P \int_0^t J(t-t') \frac{\partial \lambda_1(t')}{\partial t'} dt' \\ &\quad - \left[ \frac{2,7824L}{HA_2} \right] Q \int_0^t J(t-t') \frac{\partial \lambda_2(t')}{\partial t'} dt'\end{aligned}\quad (6.15d-f)$$

$$\begin{aligned}\delta_{E,v,fluência}(t) &= - \left[ \frac{0,0062L^2}{16I_2} \right] P \int_0^t J(t-t') \frac{\partial \lambda_1(t')}{\partial t'} dt' \\ &\quad + \left[ \frac{89,28L^2 - 5L^4}{384I_1} - \frac{HL}{2A_1} \right] Q \int_0^t J(t-t') \frac{\partial \lambda_2(t')}{\partial t'} dt'\end{aligned}$$

Ressalta-se que nas Eqs.(6.10 a-f) o parâmetro  $k_{E\theta}$ , presente nas Eqs.(6.14a-c), que representa a minoração do modulo de elasticidade de acordo com o aumento de temperatura, já está incorporado na função fluência.

## 6.5. ANÁLISE DOS DESLOCAMENTOS

A análise do deslocamento consiste na avaliação da estrutura em questão submetida a um carregamento distribuído e concentrado como esquematizado na Figura 6.1. As condições de carregamentos são caracterizadas por duas situações de variação dos mesmos ao longo do tempo, como é a apresentada na Figura 6.2. A primeira situação consiste na aplicação de carregamento distribuído e concentrado com variação uniforme ao longo do tempo, já a segunda situação, é marcada pela aplicação de carregamento concentrado com uma variação uniforme ao longo do tempo de observação e a carga distribuída possui uma variação trapezoidal ao longo do tempo.

Inicialmente, o estudo consiste na análise dos desenvolvimentos da distribuição dos deslocamentos horizontais dos nós C e D e dos deslocamentos verticais do meio do vão da viga, caracterizado pela região E, os quais são submetidos à condição de incêndio-padrão e à condição de incêndio-natural. As figuras a seguir apresentam o desenvolvimento dos deslocamentos ao longo do tempo e ao longo da evolução térmica dos elementos estruturais, aplicados as situações 1 e 2 de variação temporal dos carregamentos. Para tal, foi utilizado um carregamento distribuído (Q) de 36 kN/m e uma carga concentrada (P) de 10 kN.

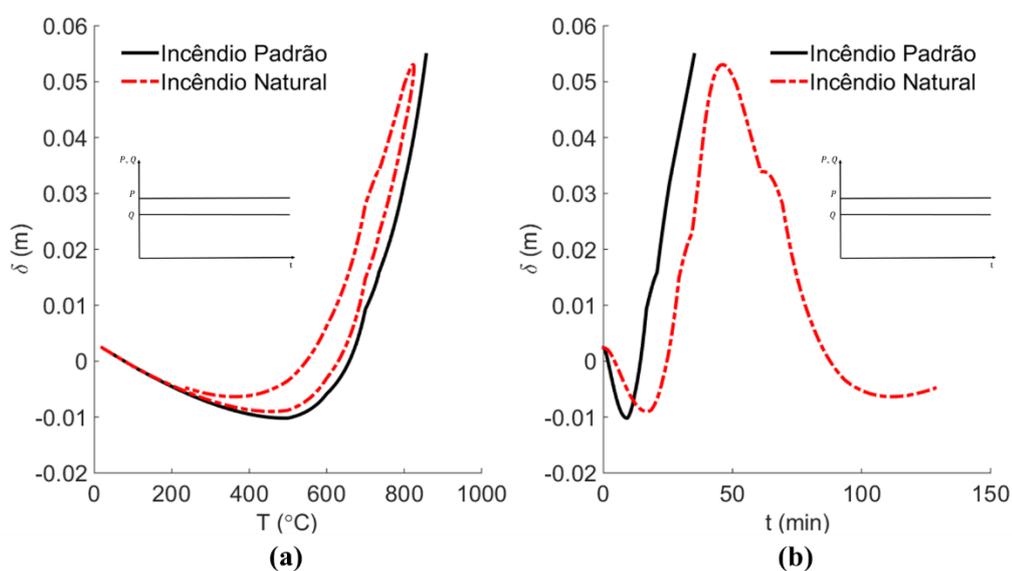


Figura 6.13 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó C para a situação 1 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo

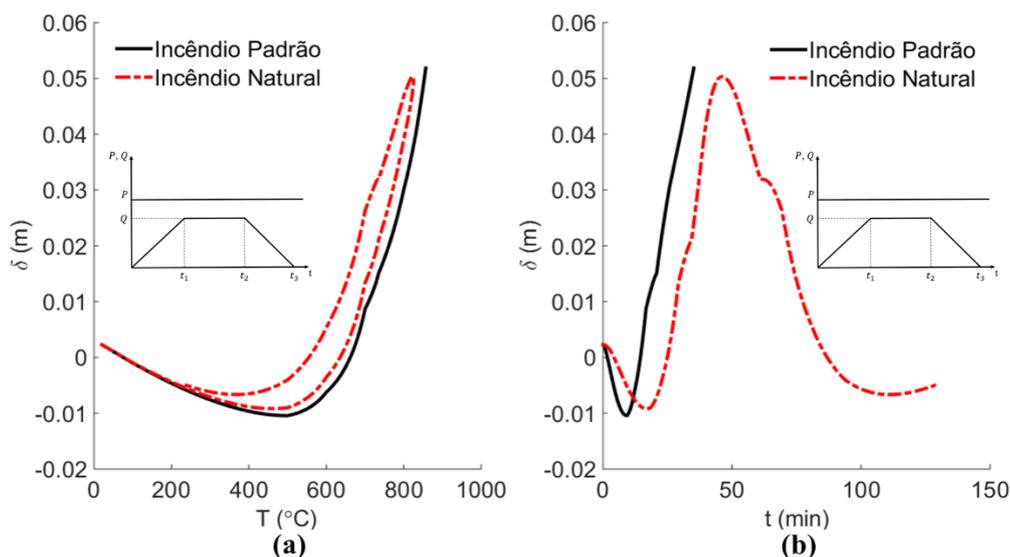


Figura 6.14 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó C para a situação 2 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo

Ao analisar a Figura 6.13 e Figura 6.14 observa-se inicialmente que não há muita diferença do comportamento do deslocamento horizontal do nó C em relação às situações analisadas, em virtude que a contribuição da carga distribuída para o deslocamento é muito pequena, frente à contribuição do carregamento concentrado. Ressalta-se que, ao longo do desenvolvimento do deslocamento, observa-se que o topo do pilar tende a se deslocar para esquerda (sentido negativo) tendendo fazer com que a estrutura se abra, gerando um deslocamento máximo em torno de 1 cm para a esquerda (sentido negativo) em 8 min após o início do aquecimento para ambos os modelos de incêndio. Isso ocorre devido ao efeito do deslocamento térmico. Contudo, a partir de 440 °C, a parcela do deslocamento proveniente da fluência se torna mais significativa. Logo, constata-se uma alta taxa de deformação, entretanto, para dentro do pórtico (sentido positivo). Em relação ao deslocamento máximo apresentado em 857 °C, observa-se uma pequena diferença. Para o modelo de incêndio-padrão o deslocamento máximo é de 5,48 cm para a direita, já para o modelo de incêndio-natural é 5,30 cm, ou seja, uma diferença de 3,29 %.

A Figura 6.15 apresenta o desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao nó C para o modelo de incêndio padrão e para a situação 1 de variação temporal de carregamento.

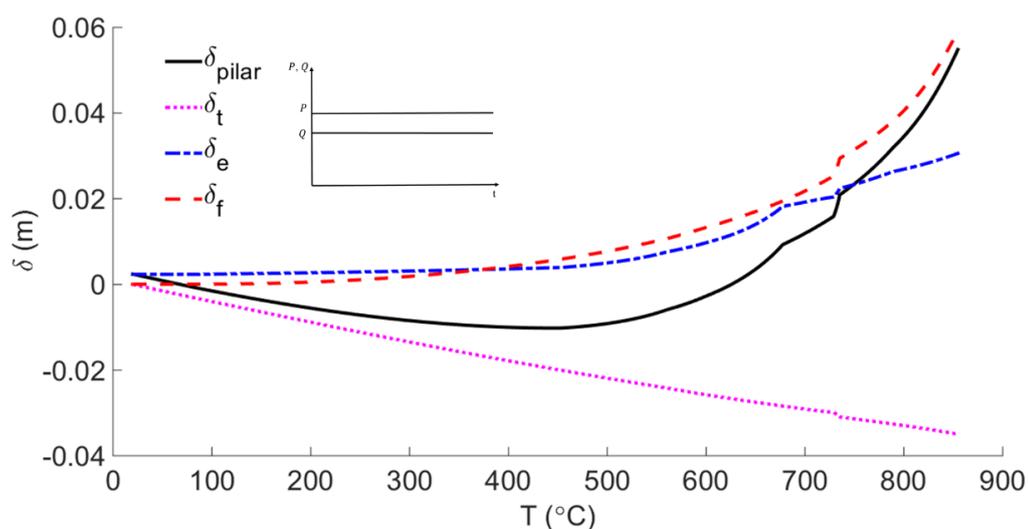


Figura 6.15 – Desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao nó C

Verifica-se na Figura 6.15 que o deslocamento térmico apresenta uma grande contribuição para o deslocamento final. Observa-se, como já comentado, que o deslocamento de fluência apresenta um crescimento expressivo após 400 °C e associado com o deslocamento da parcela elástica faz com que ocorra a mudança do comportamento horizontal do nó C à medida que ocorre o incremento térmico.

A Figura 6.16 e a Figura 6.17 apresentam o desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó D para as situações 1 e 2 de variação temporal de carregamento. É observado que não há muita diferença do comportamento do deslocamento horizontal do nó D em relação às situações analisadas, assim como ocorreu para o nó C. Novamente, isso é fruto devido que a contribuição da carga distribuída para o deslocamento é muito pequena, frente à contribuição do carregamento concentrado. Constata-se que em todo o momento, o topo do segundo pilar desloca-se para a direita. Para o modelo de incêndio-padrão o deslocamento máximo é de 11,44 cm para a direita, já para o modelo de incêndio-natural é 11,02 cm, ou seja, uma diferença de 3,67 %.

A Figura 6.18 apresenta o desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao nó D para o modelo de incêndio padrão e para a situação 1 de variação temporal de carregamento.

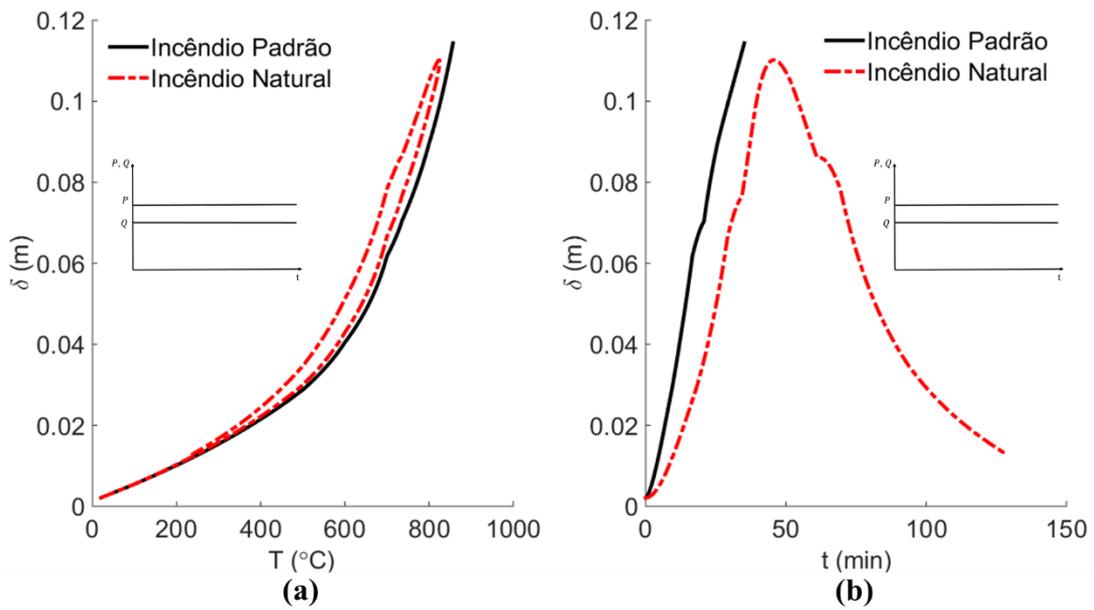


Figura 6.16 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó D para a situação 1 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo

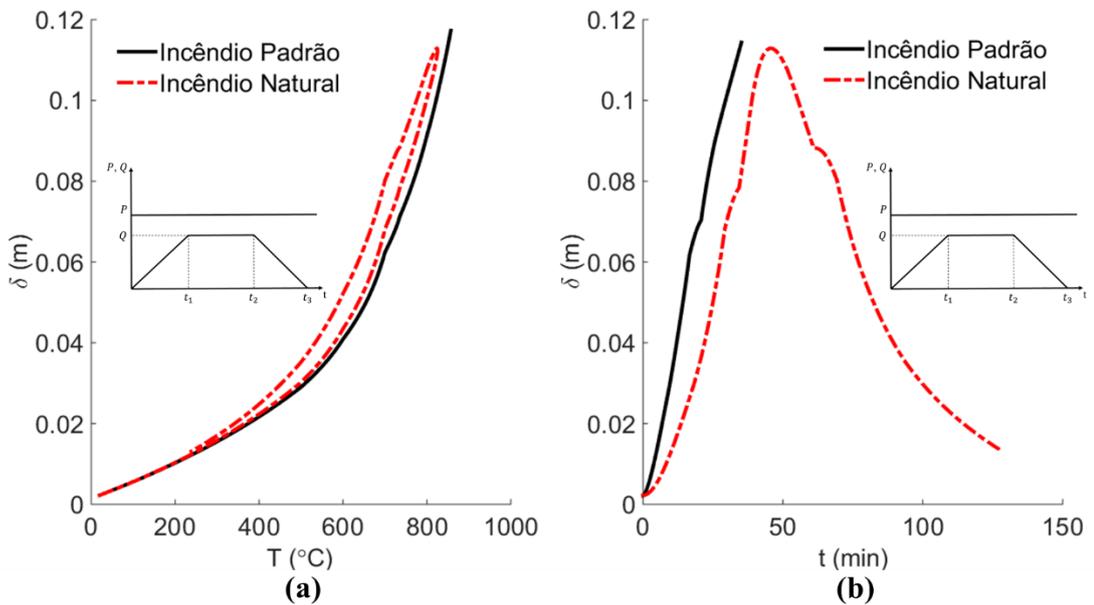


Figura 6.17 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do nó D para a situação 2 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo

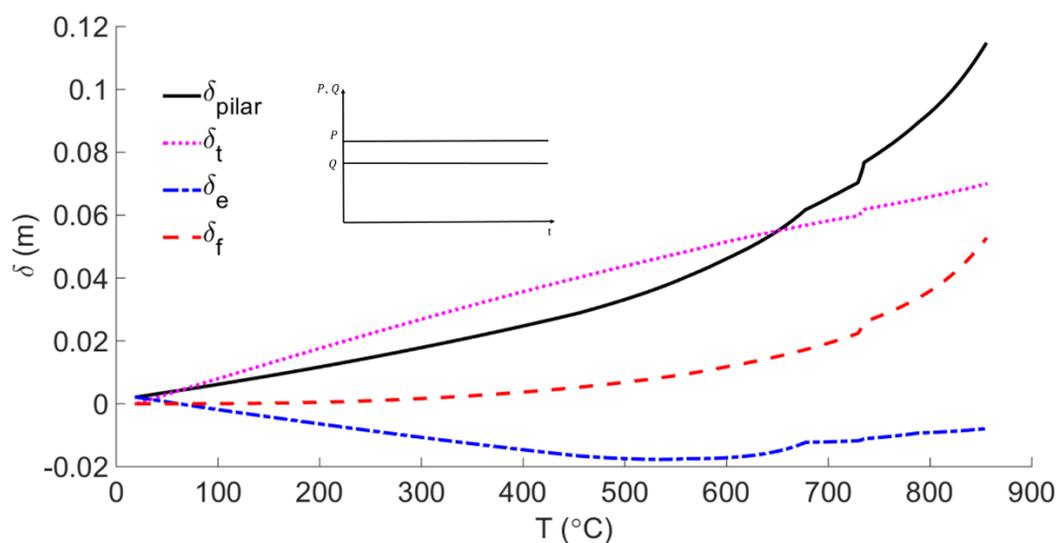


Figura 6.18 – Desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao nó D

A Figura 6.18 esclarece o porquê que os deslocamentos horizontais apresentados para o nó D são maiores que em relação ao nó C. Isso ocorre devido que o deslocamento térmico atua em conjunto com o deslocamento de fluência, visto que ambos geram deslocamentos positivos e são contrabalanceados com o deslocamento elástico que gera deslocamentos negativos.

A Figura 6.19 e a Figura 6.20 apresentam o desenvolvimento do deslocamento vertical no meio do vão da viga, caracterizado no ponto E, para as situações 1 e 2 de variação temporal de carregamento. Paralelamente, a Figura 6.21 apresenta o desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura para o modelo de incêndio-padrão e natural. Este último representado somente pela sua fase de aquecimento, a fim de que possa ser feita comparação com o outro modelo; e a Figura 6.22 apresenta o desenvolvimento percentual de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura para as situações de variação temporal de carregamento e dos modelos de incêndio estudados.

Analisando a Figura 6.19 e a Figura 6.20, percebe-se comportamentos peculiares que geram resultados discrepantes quando se avalia as respostas dos deslocamentos em função das situações da variação temporal dos carregamentos. Inicialmente, percebe-se que a resposta dos deslocamentos tem uma diferença de seus valores máximos de 11,90% quando avaliados os modelos de incêndio-padrão e natural para a situação 1 e de 61,11% para a situação 2. Quando se compara a resposta dos deslocamentos para os mesmos modelos de incêndio, constata-se

uma diferença de 28,06% da situação 1 para a situação 2 pelo modelo de incêndio-padrão e de 68,18% pelo modelo de incêndio natural.

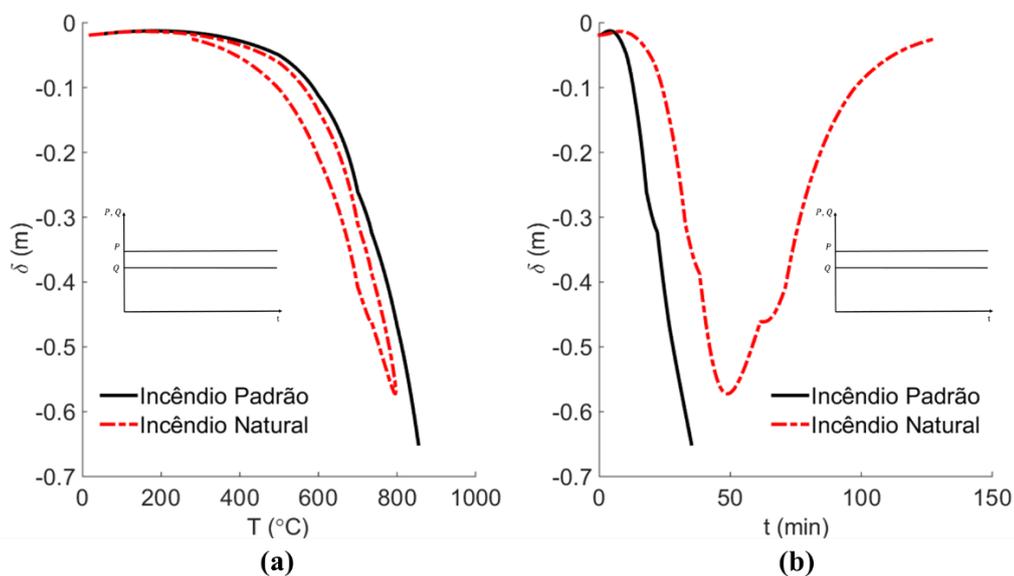


Figura 6.19 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do ponto E para a situação 1 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo

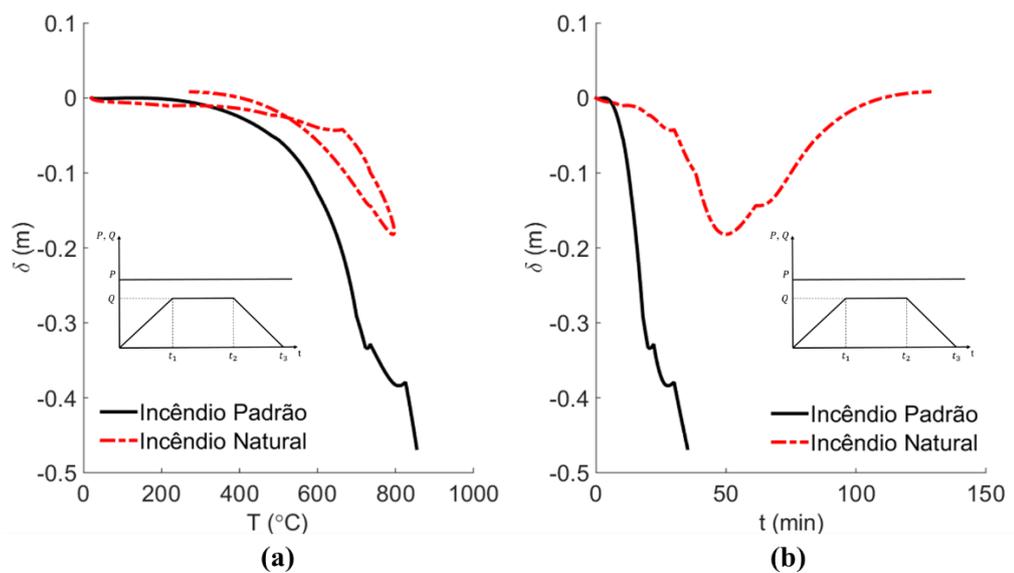


Figura 6.20 – Desenvolvimento do deslocamento horizontal do ponto E para a situação 1 de carregamento. (a) Deslocamento em relação à temperatura. (b) Deslocamento em relação ao tempo

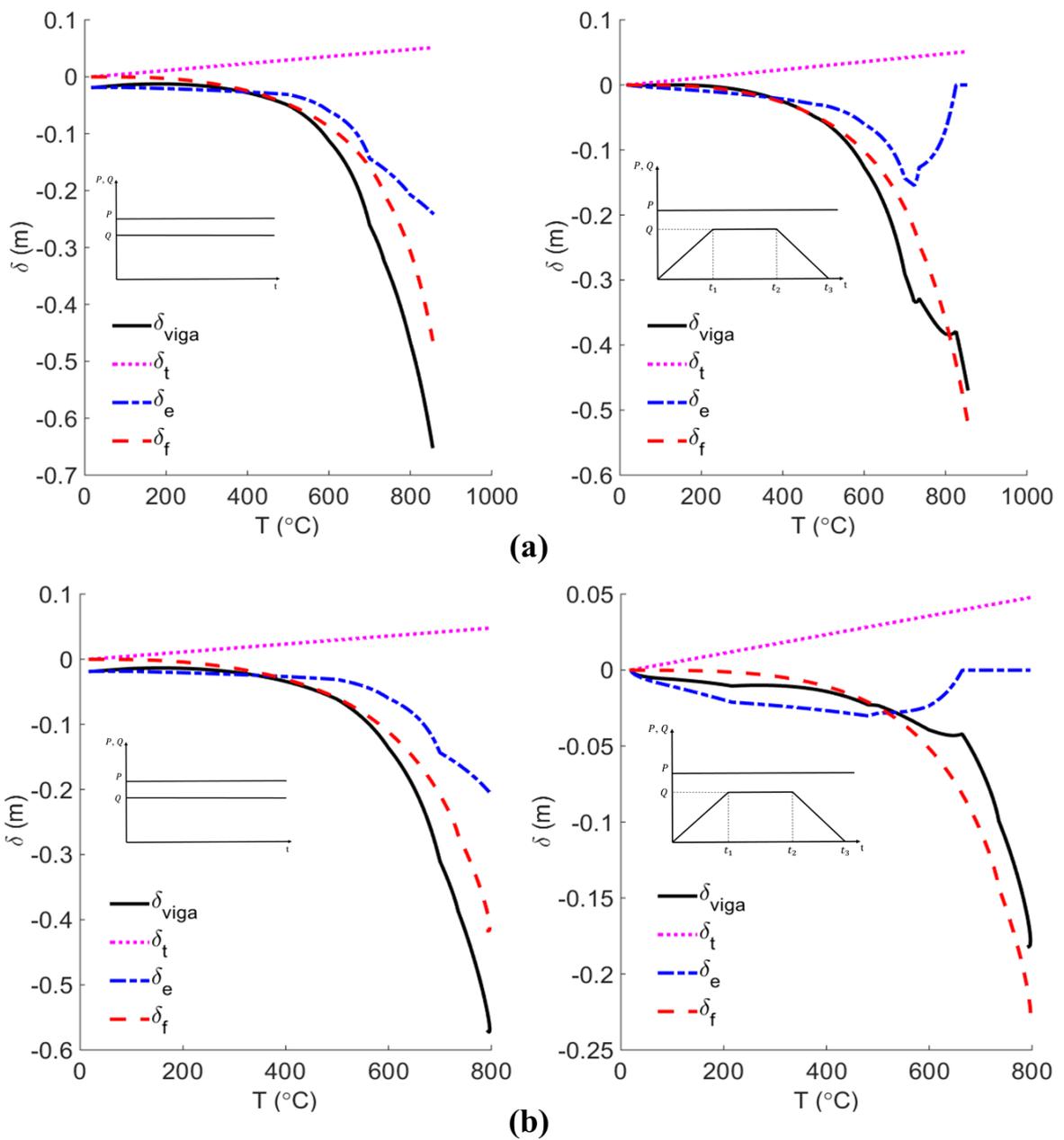


Figura 6.21 – Desenvolvimento de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao ponto E. (a) Incêndio-Padrão: situação 1 e 2. (b) Incêndio-Natural: situação 1 e 2

Essa discrepância de resultados pode ser esclarecida ao analisar a Figura 6.21. Constata-se que a redução dos valores dos deslocamentos da situação 1 para a situação 2 está relacionada com a redução do deslocamento elástico, visto que o mesmo é influenciado principalmente pela carga distribuída ( $Q$ ), e como esta tem uma variação trapezoidal ao longo do tempo para a situação 2, isso resulta em deslocamentos elásticos menores quando comparados com a situação

1. Além disso, observa-se que, quando submetido à situação 2 de variação temporal de carregamento e aplicando o modelo de incêndio-natural, o deslocamento térmico é menor quando comparados com as outras situações, e como o deslocamento por fluência também é relacionado pela carga distribuída, este acaba apresentando redução na sua contribuição. Dessa forma, contribuindo para uma resposta final menor do deslocamento.

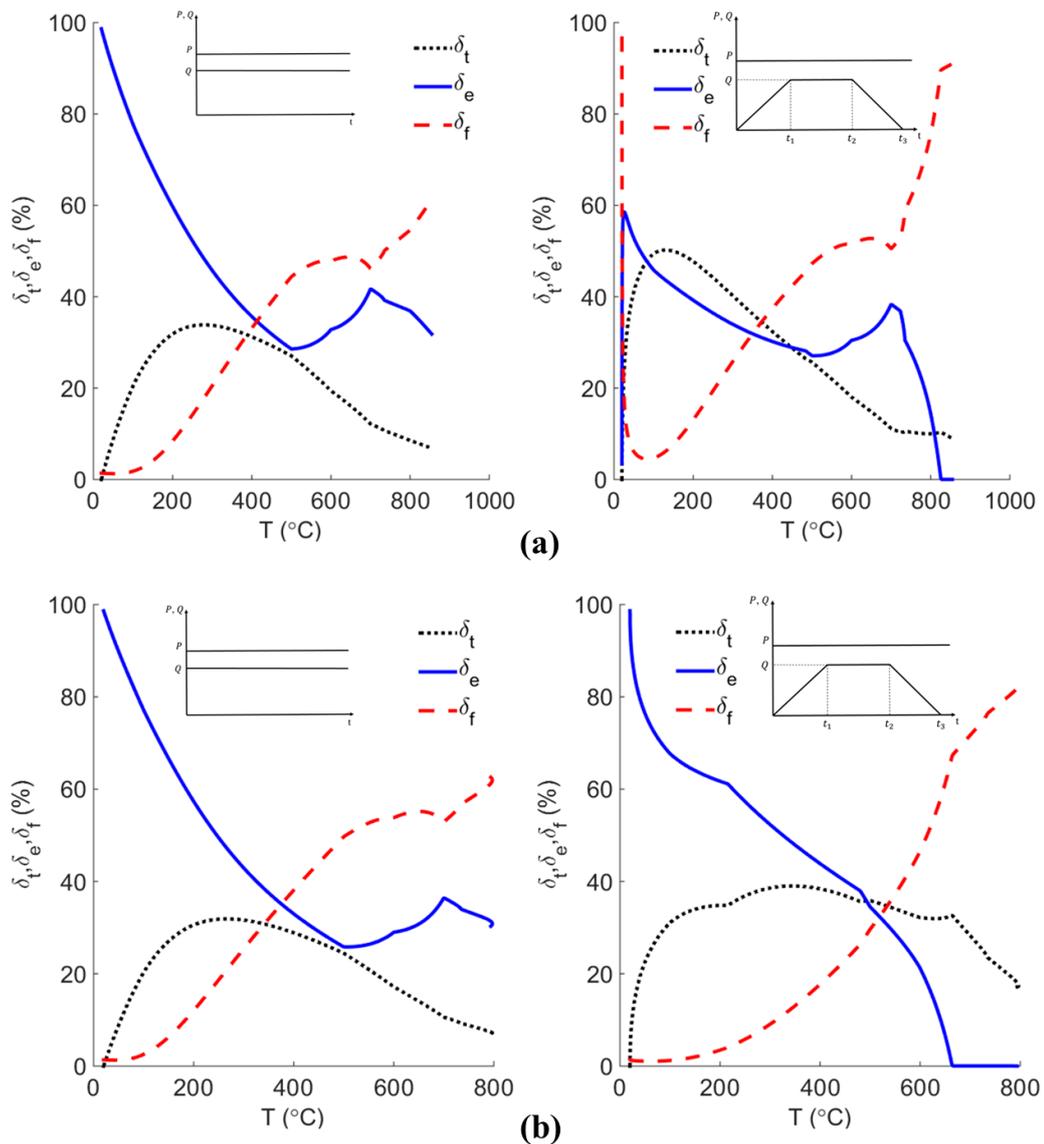


Figura 6.22 – Desenvolvimento percentual de cada parcela contribuinte do deslocamento em função da temperatura referente ao ponto E. (a) Incêndio-Padrão: situação 1 e 2. (b) Incêndio-Natural: situação 1 e 2

A fim de esclarecer a evolução percentual das parcelas contribuintes para o deslocamento presente na Figura 6.22, observa-se que a evolução do comportamento referente à situação 1 de variação temporal do carregamento são muito próximos em relação aos modelos de incêndio-padrão e natural. Para esses casos, observa-se que no instante inicial a maior parte do deslocamento é referente à parcela elástica. À medida que ocorre o incremento térmico, a contribuição da mesma começa a diminuir e o deslocamento térmico aumenta assim como o deslocamento por fluência, contudo com menor contribuição. Todavia, a partir de 400°C, a contribuição da fluência começa a se tornar predominante frente as outras contribuições até chegar em torno de 60% do deslocamento total a 800°C

Para a situação 2, observa-se comportamentos diferentes das contribuições dos deslocamentos para cada tipo de modelo de incêndio. Para o caso de incêndio-padrão, percebe-se que no instante inicial a parcela de fluência representa quase que a integridade do deslocamento, cujo a qual é representa por um deslocamento de 0,26 mm, portanto essa totalidade é relativa. À medida que ocorre o incremento térmico, a parcela de fluência começa a diminuir e as outras contribuições aumentam, logo em 2,07 min a contribuição da fluência é de 4,46% e as contribuições elásticas e térmicas são de 95,54%. Observa-se que com a continuação do aquecimento do elemento estrutural, as contribuições elásticas e térmicas chegam no seu ápice e em seguida começam a diminuir e, em torno de 400°C, o deslocamento por fluência torna-se predominante.

Já para a condição de incêndio-natural para a situação 2 de variação temporal do carregamento, constata-se que, no instante inicial, a maior parte do deslocamento é referente à parcela elástica. À medida que ocorre incremento térmico, a contribuição da mesma começa a diminuir e o deslocamento térmico aumenta assim como o deslocamento por fluência. Contudo, assim como todos os outros casos, as suas influências começam a diminuir e a parcela da fluência se torna predominante por volta de 550°C.

Através dessa análise, pode concluir que o tipo de variação do carregamento ao longo do tempo influencia nas parcelas relacionadas aos deslocamentos térmicos, elásticos e de fluência. Contudo, como ponto em comum em todos os gráficos presentes na Figura 6.22, é que, em altas temperaturas, a parcela da distribuição da fluência torna-se predominante independentemente do tipo de variação temporal do carregamento.

A Figura 6.23 apresenta os deslocamentos totais (elástico, térmico e fluência) dos pontos de análise da estrutura, além dos deslocamentos referentes à somente às contribuições elásticas e

térmicas, os quais foram denominados de deslocamentos reduzidos (ER), para as situações de variação temporal dos carregamentos analisados, assim como para os modelos de incêndio-padrão e natural.

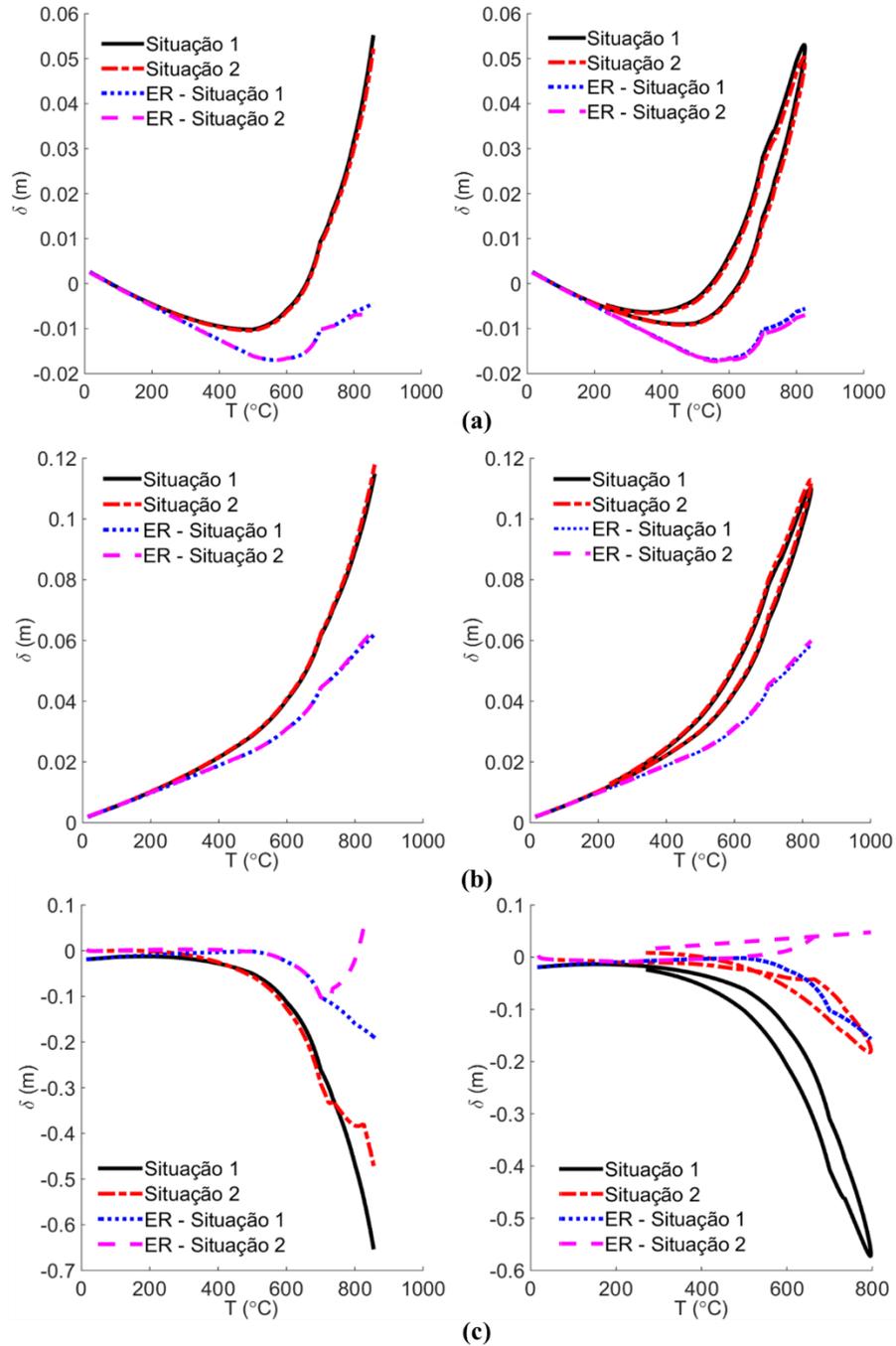


Figura 6.23 – Deslocamentos Totais e ER. (a) nó A: Incêndio-Padrão e Incêndio-Natural. (b) nó B: Incêndio-Padrão e Incêndio-Natural. (c) Ponto E: Incêndio-Padrão e Incêndio-Natural.

Ao analisar a Figura 6.23, percebe-se que na Figura 6.23a não há uma diferença significativa entre os deslocamentos obtidos pelo modelo de incêndio-padrão e natural, quando avaliado somente a fase de aquecimento do modelo de incêndio natural, assim como as situações das variações temporais de carregamento não causam mudanças significantes no comportamento dos deslocamentos. Isso também é percebido na Figura 6.23b. Na primeira situação, existe uma diferença considerável entre os resultados dos deslocamentos totais e os deslocamentos ER, visto que, em 800°C, o primeiro apresenta um deslocamento de em torno de 6 cm, já o segundo apresenta um deslocamento de - 1 cm, apresentando uma diferença absoluta de 85,71 %. Na Figura 6.23b, em 800°C, o deslocamento total apresenta uma diferença de em torno de 50% em relação aos deslocamentos ER.

Na Figura 6.23c, percebe-se diferenças nas respostas em relação as situações 1 e 2 de variação temporal do carregamento, cujas origens já foram comentadas. Ressalta-se nesse ponto que os deslocamentos ER para a situação 2, em ambos os modelos de incêndio, geram deslocamentos positivos no meio do vão da viga. Comportamento este muito destoante das outras considerações adotadas. Mas esse fenômeno ocorre, devido que na situação 2, em casos de altas temperaturas, não há mais a consideração do carregamento distribuído, fazendo com o que o deslocamento ER seja de origem predominantemente térmica, fazendo que ocorra elevação do perfil.

Dessa forma, devido as diferenças apresentadas observa-se que a não consideração de deslocamento de origem viscoelástica (fluência) gera erros considerados na evolução do deslocamento de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas.

Como já comentado, o deslocamento horizontal nos elementos estrutural verticais do pórtico analisado é influenciado significativamente pelo carregamento horizontal, já o deslocamento vertical do elemento horizontal é marcado pela predominância da influência do carregamento distribuído para a obtenção do deslocamento. As figuras a seguir apresentam a influência da variação dos carregamentos aplicados nos deslocamentos das regiões de interesse desse trabalho considerando somente o modelo de incêndio-padrão.

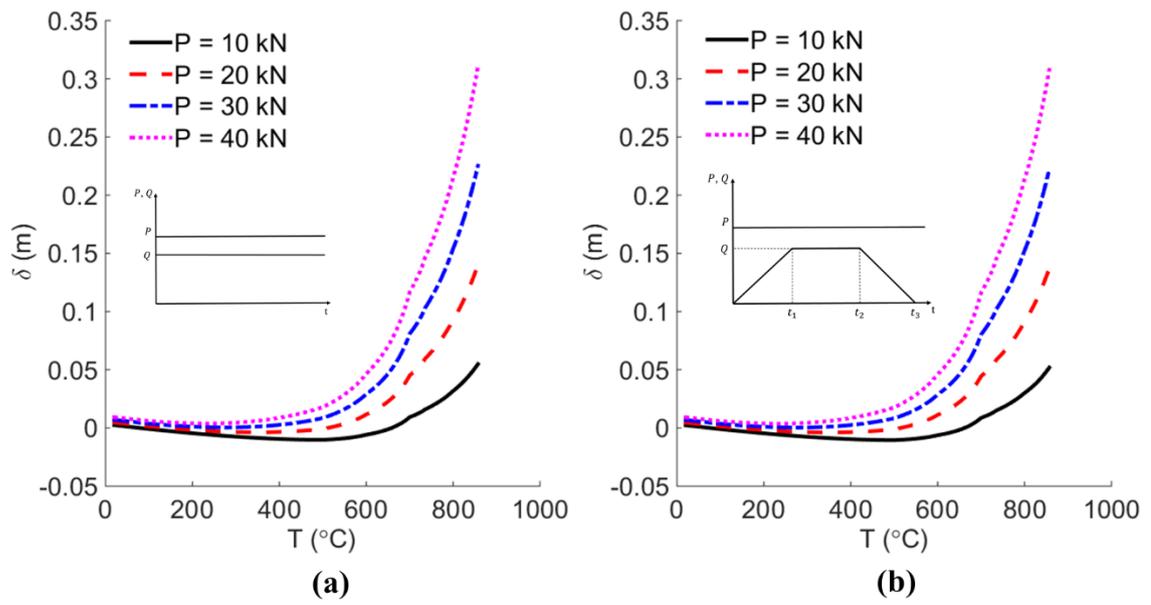


Figura 6.24 – Variação do carregamento  $P$  no nó C. (a) Situação 1. (b) Situação 2

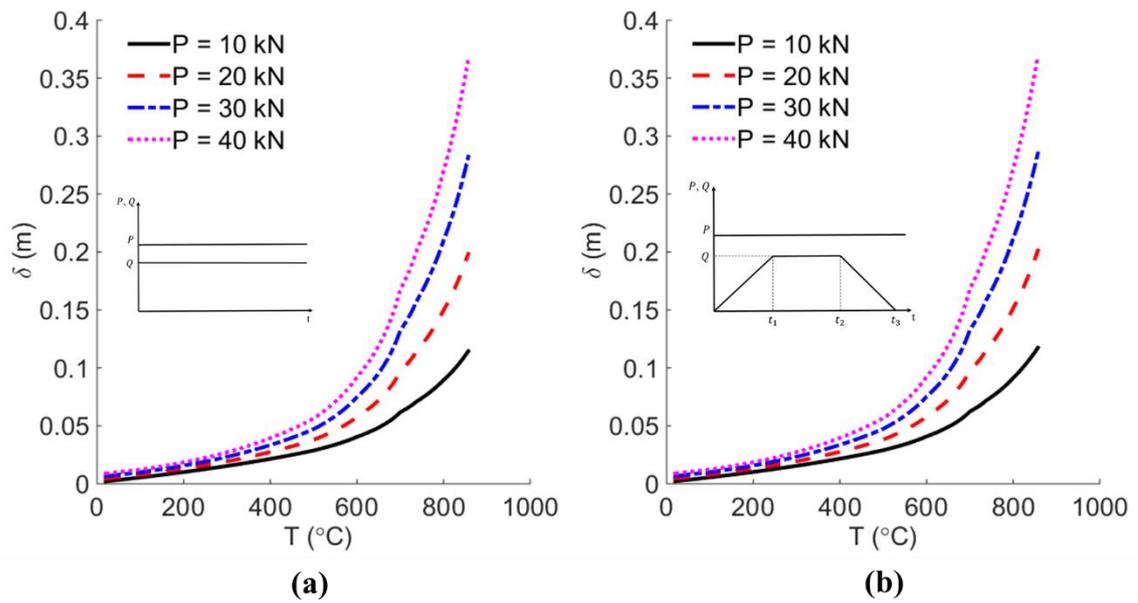


Figura 6.25 – Variação do carregamento  $P$  no nó D. (a) Situação 1. (b) Situação 2

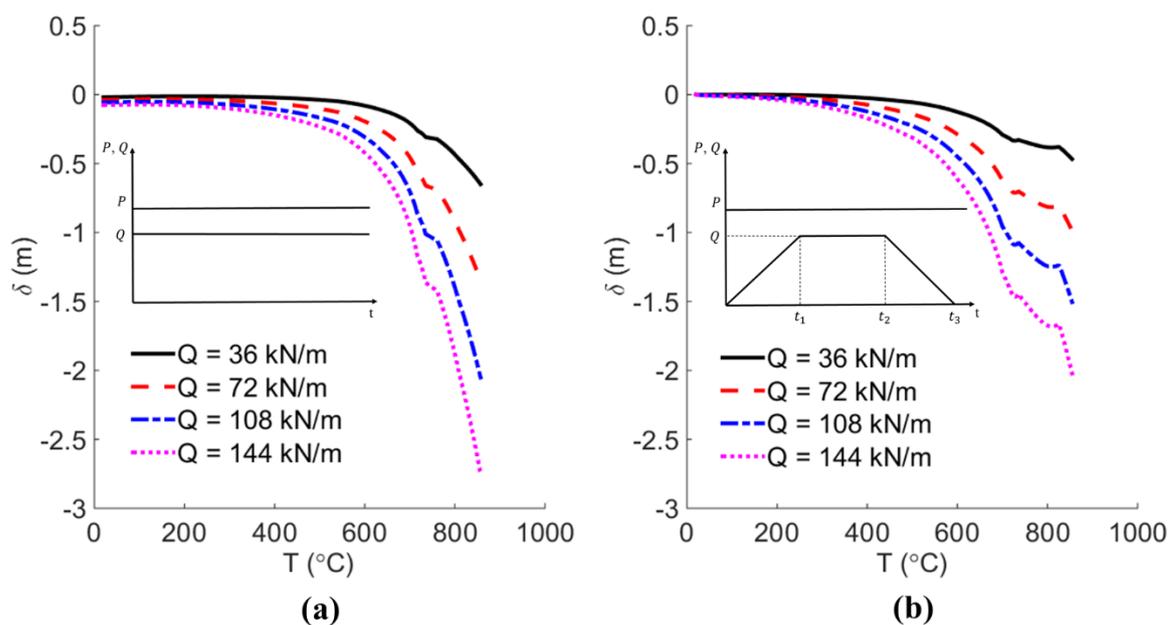


Figura 6.26 – Variação do carregamento  $Q$  na região E. (a) Situação 1. (b) Situação 2

O incremento de carga no nó C apresentado na Figura 6.24, em ambas as situações de variação temporal de carregamento, ocasiona uma diminuição da influência do deslocamento térmico frente ao comportamento viscoelástico, e quanto maior for a carga, menor é a tendência de ocorrer deslocamento horizontal para a esquerda. Na Figura 6.25, percebe-se uma situação semelhante, também ocorre uma diminuição da influência térmica e o comportamento do deslocamento que outrora era linear antes de 400 °C, passa a ter maior influência do comportamento não linear, devido ao efeito da fluência.

Na Figura 6.26, em relação a situação 1, percebe-se que com o aumento de carga, ocasiona um aumento da influência do deslocamento elástico e viscoelástico, gerando deslocamento cada vez maiores. Já, em relação a situação 2, observa-se que, à medida que ocorre incremento de carga, a influência do deslocamento elástico é diminuída, resultando no aumento da contribuição do deslocamento de origem viscoelástica.

Nas três figuras explanadas, percebe-se um comportamento semelhante em todos os casos comentados. Observa-se que os pontos de inflexão das curvas deslocamentos x temperatura ( $\delta \times T$ ) ocorrem em temperaturas menores à medida que há o incremento de carregamento, resultando que o aumento da carga pode fazer com que a temperatura crítica da estrutura diminua rapidamente, levando, dessa forma, o colapso da mesma. Portanto, as considerações

apropriadas de carregamento atuante na estrutura, assim como a modelagem do comportamento do material é essencial para a elaboração de projetos em situações de incêndio

## **6.6. CONCLUSÕES DO CAPÍTULO**

Conclui-se que o tipo de variação do carregamento ao longo do tempo influencia nas parcelas relacionadas aos deslocamentos térmicos, elásticos e de fluência. Contudo, como ponto em comum em todas as situações analisadas, percebe-se que, em altas temperaturas, a parcela do deslocamento da fluência torna-se predominante independentemente do tipo de variação temporal do carregamento e a sua não consideração pode gerar erros considerados na evolução do deslocamento de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas.

## 7. CONCLUSÃO E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

### 7.1. CONCLUSÕES

Esta dissertação apresentou análises dos comportamentos mecânicos em diferentes tipos de estruturas considerando o efeito da viscoelasticidade, associado com presença de trincas. Além disso, também foi apresentado uma análise de deslocamentos em uma estrutura metálica submetida a altas temperaturas levando em consideração o efeito da fluência dos materiais metálicos.

Para o caso da placa analisada, as formulações desenvolvidas para determinar o deslocamento e a Taxa de Liberação de Energia ( $\mathcal{G}$ ) consideraram o coeficiente de Poisson independente do tempo. Tanto em relação à análise dos deslocamentos, quanto em relação à análise de  $\mathcal{G}$ , a variação uniforme do carregamento concentrado ao longo do tempo obteve os maiores valores. Para a variação uniforme do carregamento ao longo do tempo, os deslocamentos máximos tendem a atingir os seus valores extremos em 75 dias, contudo a partir de 30 dias os valores dos deslocamentos já atingem quantias representativas cuja diferença relativa em relação aos valores máximos observados é de 0,16%, 0,06% e 0,02% para as espessuras de 10 cm, 15 cm e 20 cm, respectivamente. Para o caso da variação trapezoidal, observa-se que à medida que a espessura da placa aumenta, a influência do carregamento concentrado para a distribuição do deslocamento ao longo do tempo diminui, fazendo com que o mesmo tenha cada vez mais um comportamento temporal uniforme, em virtude do carregamento distribuído se tornar predominante frente à carga concentrada.

No que diz respeito à Taxa de Liberação de Energia em placas fissuradas, conclui-se que, tanto a variação uniforme, quanto a variação trapezoidal do carregamento ao longo do tempo, apresentam que os maiores valores de  $\mathcal{G}$  são condizentes para a posição de  $\phi = 90^\circ$ , ou seja, os maiores valores da Taxa de Liberação de Energia ocorrem na posição na ponta da trinca na direção da espessura da placa, e essa diferença é na ordem de 7,3, 6 e 5,4 vezes em relação a Taxa de Liberação de Energia para a posição de  $\phi = 0^\circ$ , considerando placas com 10 cm, 15 cm e 20 cm de espessura, respectivamente. Observa-se também que para a placa de espessura de 10 cm, por exemplo, a Taxa de Liberação de Energia é quatro vezes maior do que em relação a mesma taxa apresentada para a placa de 15 cm no instante inicial e considerando a variação uniforme do carregamento ao longo do tempo. Logo, conclui-se que a espessura da placa tem

grande influência na Taxa de Liberação de Energia, além das condições de carregamento e a geometria da trinca.

Ao analisar o comportamento do cilindro compósito vazado constituído de material viscoelástico e submetido à variação de temperatura, conclui-se que o comportamento mecânico apresentado tanto para materiais TSM, quanto para materiais TCM, possuem a mesma tendência de variação ao longo do tempo. Contudo, ao longo da aplicação dos incrementos temporais, constata-se que os materiais TCM tem menor variação do seu comportamento mecânico ao longo do período de observação do que em relação aos materiais TSM, visto que para o caso da variação uniforme do carregamento ao longo do tempo, por exemplo, a variação da tensão radial na região de interfaces dos materiais ( $R_2$ ) apresenta uma variação de 10,12% para materiais TSM ao longo de todo o período de observação, já, para materiais TCM, essa variação é na ordem de 3,4%. No que diz respeito a variação do carregamento, conclui-se que, de uma forma geral, os maiores valores apresentados para o comportamento mecânico dos materiais analisados foram gerados pela variação uniforme de carregamento ao longo do tempo. Na análise da Taxa de Liberação de Energia, conclui-se que, assim como no caso da placa fissurada, a situação mais desfavorável é na posição para  $\phi = 90^\circ$ , o que representa a posição da ponta da trinca voltada para o sentido radial do cilindro, e que, de uma forma geral, os valores apresentados de  $G$  pelos materiais TCM são maiores do que os apresentados pelos materiais TSM, culminando em uma diferença no fim do período de observação de 81% e 35%, considerando a variação uniforme do carregamento ao longo do tempo para  $\phi = 0^\circ$  e  $90^\circ$ , respectivamente. Dessa forma, a predição da Taxa de Liberação de Energia analisando materiais TCM é maior do que em relação aos materiais TSM.

Ao analisar a predição da Taxa de Liberação de Energia em um pressurizador de um reator de uma usina nuclear do tipo PWR, conclui-se que o comportamento viscoelástico do aço ASTM A992 é pequeno na faixa de temperatura simuladas, ocasionando uma pouca variação da Taxa de Liberação de Energia ao longo do tempo, variando na ordem de 0,49%, 0,19% e 0,14% para as situações 1, 2 e 3, respectivamente, ao longo de todo o período de observação, considerando a variação temporal uniforme de carregamento. Como resultado, conclui-se que para as três situações analisadas não há risco de propagação de trinca frágil.

Ao analisar o deslocamento de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas, conclui-se que o tipo de variação do carregamento ao longo do tempo influencia nas parcelas relacionadas aos deslocamentos térmicos, elásticos e de fluência. Contudo, em altas temperaturas, a parcela

do deslocamento da fluência torna-se predominante independentemente do tipo de variação temporal do carregamento. Além disso, a não consideração de deslocamento de origem viscoelástica (fluência) pode gerar erros considerados na evolução do deslocamento de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas. Com o incremento de carga observa-se que os pontos de inflexão das curvas deslocamentos  $\times$  temperatura ( $\delta \times T$ ) ocorrem em temperaturas menores à medida que há o incremento de carregamento, resultando que o aumento da carga pode fazer com que a temperatura crítica da estrutura diminua rapidamente, levando, dessa forma, o colapso da mesma. Aumentando, assim, a potencialidade de ruína por deformação excessiva.

## 7.2. SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Para trabalhos futuros são sugeridos os seguintes tópicos:

- Analisar o efeito da viscoelasticidade na propagação de trincas em materiais frágeis;
- Analisar o efeito do envelhecimento no comportamento da propagação de trincas em materiais viscoelástico;
- Analisar o efeito da fluência de estruturas metálicas aplicando outros modelos como o de Harmathy (1967), o de Fields, B. e Fields, R. (1989) e o de Poh (1998);
- Analisar o comportamento dos esforços resistentes de cálculo de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas considerando o comportamento da fluência;
- Analisar os deslocamentos de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas, considerando a presença de gradientes térmicos na seção;
- Analisar o efeito da não linearidade física, resultado da plastificação das seções transversais de estruturas metálicas submetidas a altas temperaturas considerando a redistribuição de momentos até que se gere mecanismo;
- Analisar o efeito da não linearidade geométrica, como por exemplo: a implementação de imperfeições geométricas e instabilidades locais;
- Analisar o comportamento de histerese de deformações e de tensões de estruturas submetidas ao modelo de incêndio- natural;
- Realizar ensaios de aços presentes no mercado nacional a fim de que possa avaliar o seu comportamento mecânico quando submetido a altas temperaturas;

- Elaborar modelos de fluência que atendem o comportamento mecânico dos aços presentes no mercado nacional, submetidos a altas temperaturas;
- Estudar o comportamento da confiabilidade estrutural, determinando as probabilidades de falha em estruturas submetidas a situação de incêndio, utilizando técnicas como o FORM e o SORM;
- Estudar o efeito da fluência e do envelhecimento de estruturas de concreto armado submetido a altas temperaturas;

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Anderson, T.L. (2005). *Fracture Mechanics – Fundamentals and Applications*. 3. ed. New York – USA: CRC Press – Taylor & Francis Group, 2005.

American Society of Mechanical Engineers (ASME). (2010). *Section III: Division 1 – Appendices: Rules for Construction of Nuclear Facility Components*. ASME Boiler and Pressure Vessel Committee on Nuclear Power, *Appendix G - Fracture Toughness Criteria for Protection Against Failure*, American Society of Mechanical Engineers, New York, 2010.

American Society for Testing and Materials – ASTM E 119 (1988). *Standard Test Methods for Fire Tests of Building Constructions and Materials*, American Society for Testing Materials, United States, 1988.

American Society for Testing Materials (ASTM). (2006). *ASTM E208-06: Standard Test Method for Conducting Drop-Weight Test to Determine Nil-Ductility Transition Temperature of Ferritic Steels*. American Society for Testing Materials, United States 2006.

American Society for Testing Materials (ASTM). (2012). *E23-12c: Standard Test Methods for Notched Bar Impact Testing of Metallic Materials*. American Society for Testing Materials, 2012.

Ashby, Michael F.; Jones, David R. H. (2005). *Engineering Materials 1, An Introduction to Properties, Applications and Design*. 3.ed. Oxford, Reino Unido: Elsevier, 2005.

Associação Brasileira de Normas Técnicas. (2001). *NBR 5628:2001. Componentes construtivos estruturais Determinação da resistência ao fogo*. 12pp., Rio de Janeiro, 2001.

Associação Brasileira de Normas Técnicas. (2001). *NBR 14432:2001. Exigências de Resistência ao Fogo de Elementos Construtivos de Edificações - Procedimento*, 14pp., Rio de Janeiro, 2000.

Associação Brasileira de Normas Técnicas. (2013). *NBR 14323:2013. Projeto de estruturas de aço e de estruturas mistas de aço e concreto de edifícios em situação de incêndio*, 66pp., Rio de Janeiro, 2013.

Barros, Rafael Cesário. (2016). *Avaliação Numérica Avançada do Desempenho de Estruturas de Aço Sob Temperaturas Elevadas*. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Ouro

Preto. Escola de Minas. Departamento de Engenharia Civil. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, 2016.

Bazant, Z.P.; Buyukozturk, O. (1988). *Chapter 3: Creep Analysis of Structures. In: BAZANT, Z.P. Mathematical Modeling of Creep and Shrinkage of Concrete.* Nova York, John Wiley & Sons, 1988.

Bazant, Z. P; Planas, J. (1998). *Fracture and Size Effect.* 1.ed. Florida: USA: CRC Press, 1997.

Babrauskas, Vytenis; Williamson, Robert Brady. (1978). " The historical basis of fire resistance testing — Part II". Em: *Fire Technology*, pp. 304-316, Vol. 14, 1978.

Briffaut, M.; Benboudjema, F.; Torrenti, J. M.; Nahas, G. (2012). "Concrete early age basic creep: Experiments and test of rheological modelling approaches". Em: *Construction and Building Materials*, pp. 373-380, Vol. 36., 2012.

Brnic, J.; Turkalj, G.; Canadija, M; Lanc, D. (2009). "Creep behavior of high-strength low-alloy steel at elevated temperatures". Em: *Journal of Materials Science and Engineering*, pp. 23-27, Vol. 499, 2009.

Buchanan, Andrew H.; Abu, Anthony K. (2017). *Structural Design for Fire Safety.* 2. ed. Reino Unido: John Wiley & Sons Inc., 2017.

Buongiorno, Jacopo. (2010). *22.06 Engineering of Nuclear Systems: PWR Description.* Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare. Disponível em: <[https://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-06-engineering-of-nuclear-systems-fall-2010/lectures-and-readings/MIT22\\_06F10\\_lec06a.pdf](https://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-06-engineering-of-nuclear-systems-fall-2010/lectures-and-readings/MIT22_06F10_lec06a.pdf)>. Acessado em: 05 de junho de 2017.

Campêlo, L.S. (2008). *Estudo Numérico e Analítico para a Determinação em Situação de Incêndio Natural da Carga Crítica de Vigas de Aço com Carga Concentrada,* Dissertação de Mestrado em estruturas e construção Civil, Publicação E.DM-002A/08, Departamento de Engenharia Civil e Ambiental, Universidade de Brasília, Brasília – DF, 165 p., 2008.

Caruthers, J.M.; Cohen, R.E. (1980). "Consequences of thermorheological complexity in viscoelastic materials". Em: *Rheol. Acta*, p.p. 606-613, Vol. 19, 1980.

Carvalho, M. A. (2014). *Estudo Numérico-Analítico de Modelos Reológicos Unidimensionais Viscoelásticos, Elastoplásticos e Viscopelásticos.* Dissertação de Mestrado em Estruturas e

Construção Civil, Publicação Nº: E.DM-008A/14, Departamento de Engenharia Civil e Ambiental, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 2014, 116 p.

CEN. (2002). *EN 1991 1-2: Eurocode 1 - Actions on structures - Part 1-2: General actions - Actions on structures exposed to fire*. European Standard, 2002.

Christensen, R. M. (1979). “A rate-dependent criterion for crack growth”. Em: *International Journal of Fracture*, p.p. 3-21, Vol. 15, 1979.

Christensen, R. M. (1982). *Theory of Viscoelasticity: An introduction*. 2.ed. New York – USA: Academic Press, 1982.

Christensen, R. M. (2003). *Theory of Viscoelasticity*. 2.ed. New York – USA: Dover Publications Inc, 2010.

Cooper, L Y; Steckler, K D. (1996). *Methodology for Developing and Implementing Alternative Temperature-Time Curves for Testing the Fire Resistance of Barriers for Nuclear Power Plant Applications*. NIST Report NISTIR 5842. Building and Fire Research Laboratory, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, USA, 1996.

Costa, C. N.; Silva, V. P. (2003) “Dimensionamento de estruturas de concreto armado em situação de incêndio. Métodos tabulares apresentados em normas internacionais”. Em: *V Simpósio EPUSP sobre estruturas de concreto*. Anais. São Paulo: EPUSP, 2003.

Costa, C. N; Silva, V. P. (2006a). “Recomendações para o dimensionamento de elementos de concreto à flexão simples em situação de incêndio”. Em: *VI Simpósio EPUSP sobre estruturas de concreto*. Anais. EPUSP, São Paulo, 2006.

Costa, C. N.; Silva, V. P. (2006b) “Revisão Histórica das Curvas Padronizadas de Incêndio”. Em: *6º Seminário Internacional NUTAU's 2006 – Inovação Tecnológicas e Sustentabilidade*. São Paulo: NUTAU, 2006.

Cowan, Maria; Khandelwal, Kapil. (2014). “Modeling of high temperature creep in ASTM A 992 structural steels”. Em: steel columns with creep”. Em: *Journal of Engineering Structures*, pp. 426-434, Vol 80, 2014.

Creus, Guillermo J. (1986). *Viscoelasticity - Basic Theory and Applications to Concrete Structures*. 1.ed. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer – Verlag, 1986.

Creus, Guillermo J.; Marques, Severino P. C. (2012). *Computational Viscoelasticity*. 1.ed. Heidelberg, Dordrecht, Londres, Nova Iorque: Springer, 2012.

Duran, A.R. Jorge. (2014). *Introdução à Mecânica da Fratura Linear Elástica. Aplicações ao Projeto Mecânico*. Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal Fluminense, Volta Redonda, RJ, 2014.

Eletronuclear. (2016). *Panorama da Energia Nuclear no Mundo*. Disponível em: <[http://www.eletronuclear.gov.br/LinkClick.aspx?fileticket=SG\\_9CnL80wM%3d&tabid=406](http://www.eletronuclear.gov.br/LinkClick.aspx?fileticket=SG_9CnL80wM%3d&tabid=406)>. Acessado em: 14 de agosto de 2017.

Emri, Igor. (2005). “Rheology of Solid Polymers”. Em: *Rheology Reviews*, p.p 49-100, 2005.

Evangelista Jr., F. (2006). *Análise quasi-estática e dinâmica de pavimentos asfálticos*. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal do Ceará, 2006.

Fernández, C. R. R. (2007). *Transformada de Laplace y ecuaciones de Volterra*. ugr.es. Santiago de Chile: Universidad Santiago de Chile.

Ferry, John D. (1980). *Viscoelastic Properties of Polymers*. 3.ed. Canadá: John Willey & Sons, 1980.

Fields, B. A., Fields, R.J. (1989). *Elevated temperature deformation of structural steel (NISTIR 88-3899)*. Gaithersburg, MD, National Institute of Standards Technology, 1989.

Findley, William N.; Lai, James S.; Onaran, Kasif. (1976). *Creep and relaxation of nonlinear viscoelastic materials, with an introduction to linear viscoelasticity*. 1.ed. Amsterdam: North-Holland, 1976.

Hahn, W. D.; Özisik, M. Necati. (2012). *Heat Conduction*. 3.ed. New Jersey – USA: John Wiley & Sons. 2012.

Harmathy, T. Z. (1967). “A Comprehensive Creep Model”. Em: *Journal of Basic Engineering*. p.p. 496-502, Vol. 89, 1967.

Harnathy, T. Z. (1987). "On the Equivalent Fire Exposure". Em: *Fire and Materials*, pp. 95-104, Vol. 11, 1987.

Hetnarski, Richard B.; Eslami, M. Reza. (2009). *Thermal Stresses – Advanced Theory and Applications*. Springer, 2009.

Hildebrand, Francis B. (1948). *Advanced Calculus for Application*. 3.ed. New Jersey – USA: Prentice-Hall Inc., 1962

Hosford, William F. (2010). *Mechanical Behavior of Materials*. 2.ed. New York – USA: Cambridge University Press, 2009.

Huang, Z.F.; Tan, K.H. (2003). "Analytical Fire Resistance of Axially Restrained Steel Columns". Em: *Journal of Structural Engineering*, pp. 1531-1537, Vol 129, 2003.

Huang, Zhan-Fei; Tan, Kang-Hai; Ting, Seng-Kiong. (2006). "Heating rate and boundary restraint effects on fire resistance of steel columns with creep". Em: *Journal of Engineering Structures*, pp. 805-817, Vol 28, 2006.

International Organization for Standardization. (1999). *ISO 834-1: Fire-Resistance Tests – Elements of Building Construction, Part 1: General Requieriments*, ISO – International Organization for Standardization, Geneva, 1999.

Jansen, M.; Zuidema J., Wanhill, R.J.H. (2002). *Fracture Mechanics*. 2.ed. VSSD, 2006.

Karnovsky, Igor A.; Lebed, Olga. (2010). *Advanced Methods of Structural Analysis*. 1.ed. New York: Springer, 2010.

Kassner, M. E. (2015). *Fundamentals of Creep in Metals and Alloys*. 3.ed. USA: Elsevier, 2015.

Kim, Jaeseung; Kim, Sungho. (2012). "Extension of Fracture Mechanics Principles to Viscoelastic Continuum Media". Em: *Journal of Engineering Mechanics*. p.p. 317-326. Vol. 138, 2012.

Klompen, E.T.J; Govaert, L.E. (1999). “Nonlinear Viscoelastic behaviour of Thermorheologically Complex Materials: A Modelling Approach”. Em: *Mechanics of Time-Dependent Materials*, pp. 49-69, Vol. 3, 1999.

Kodur, Venkatesh K.; Aziz, Esam M. (2014). “Effect of temperature on creep in ASTM A572 high-strength low-alloy steel”. Em: *Journal of Materials and Structures*, pp. 1669-1677. Vol. 48, 2014.

Kodur, Venkatesh; Dwaikat, Mahmud; Fike, Rustin. (2010). “High-Temperature Properties of Steel for Fire Resistance Modeling of Structures”. Em: *Journal of Materials in Civil Engineering*, pp. 423-434, Vol. 22, 2010.

Kodur, V. K. R.; Dwaikat, M. M. S. (2010). “Effect of high temperature Properties of Steel for Fire Resistance Modeling of Structures”. Em: *Journal of Materials and Structures*, pp. 1327-1341, Vol. 43, 2010.

Kukla, S.; Siedlecka, U. (2013). “Heat Conduction Problem in a Two-Layered Hollow Cylinder by Using the Green’s Function Method”, Em: *Journal of Applied Mathematics and Computational Mechanics*, pp.: 45-50, Vol. 12(2), 2013.

Kumar, S.; Barai, S.V. (2009). “Equivalence between stress intensity factor and energy approach based fracture parameters of concrete”. Em: *Journal of Engineering Fracture Mechanics*, p.p. 1357-1372, Vol. 76, 2009.

Landesmann, Alexandre. (2003). *Modelo Não-Linear Inelástico para Análise de Estruturas Metálicas Apertadas em Situação de Incêndio*. Tese de Doutorado. COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

Lakes, Roderic. (2009). *Viscoelastic Materials*. 1.ed. New York – USA: Cambridge University Press, 2009.

Lee, Hyun-Jong; Kim, Y. Richard. (1998). “Viscoelastic Continuum Damage Model of Asphalt Concrete with Healing”. Em: *Journal of Engineering Mechanics*, p.p. 1224-1232, Vol. 124, 1998.

Lee, Jinwoo. (2012). *Elevated-Temperature Properties of ASTM A992 Steel for Structural-Fire Engineering Analysis*. Tese de doutorado, University of Texas, Austin, USA, 2012.

Li, Guo-Qiang; Jiang, Shou-Chao. (1999). Prediction to nonlinear behavior of steel frames subjected to fire. Em: *Fire Safety Journal*. p.p. 347-368. Vol. 32, 1999

Lu, X.; Tervola, P.; Viljanen, M. (2006). “Transient analytical solution to heat conduction in composite circular cylinder”. Em: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pp.: 341-348. Vol. 49, 2006.

Mase, George Thomas; Mase, G.E. (1999). *Continuum Mechanics of Engineers*. 2.ed. Florida – USA: CRC Press, 1999.

Maneschy, José Eduardo; Miranda, Carlos Alexandre de J. (2014). *Mecânica da Fratura na Indústria Nuclear*. 1.ed. Rio de Janeiro – Brasil: Lithos Edições de Arte, 2014.

Martha, Luiz Fernando. (2010). *Análise de Estruturas: conceitos e métodos básicos*. 1.ed. Rio de Janeiro: Elsevier, 2010.

MCIHP, PMESP (2006). *Combate a Incêndio em Habitação Precária*, Coletânea de Manuais Técnico de Bombeiros, 1. Ed, Vol. 28, São Paulo, 2006.

Melão, Arthur Ribeiro. (2016). *Sobre perfis I de aço em situação de incêndio paramétrico*. Dissertação de Mestrado – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia de Estruturas e Geotécnica, São Paulo, 2016.

Melão, Arthur Ribeiro; Silva, Valdir Pignatta. (2014). “Equivalência entre Incêndio-Padrão e Curvas Paramétricas aplicados a Estruturas de Aço”. Em: *Congresso Latino-Americano de Construção Metálica – ConstruMetal*, 2014.

Morovat, Mohammed Ali. (2014). *Creep Buckling Behavior of Steel Columns Subjected to Fire*. Tese de doutorado, University of Texas at Austin, Austin, Texas, USA, 2014.

Morovat, Mohammed Ali; Lee, Jinwoo; Engelhardt, Michael D.; Taleff, Eric M.; Helwig, Todd A. (2011). “Importance of Time-Dependent Material Behavior in Predicting Strength of Steel Columns Exposed to Fire”. Em: *Applied Mechanics and Materials*. p.p. 350-355, Vol. 82, 2011.

Morovat, Mohammed Ali; Lee, Jinwoo; Engelhardt, Michael D.; Taleff, Eric M.; Helwig, Todd A.; Segrest, Victoria A. (2012). “Creep Properties of ASTM A992 Steel at Elevated Temperatures”. Em: *Journal Advanced Materials Research*, pp. 786-792, Vols. 446-449, 2012.

Morovat, Mohammed Ali; Engelhardt, Michael D.; Helwig, Todd A.; Taleff, Eric M. (2014). "High-Temperature Creep Buckling Phenomenon of Steel Columns Subjected to Fire". Em: *Journal of Structural Fire Engineering*, pp. 189-202, Vol. 5 (3), 2014.

Muliana, Anastasia; Khan, Kamran A. "A time-integration algorithm for thermo-rheologically complex polymers". Em: *Computational Materials Science*, p.p. 576-588, Vol. 41, 2008.

Muller, H. K; Knauss, W. G. (1971). "Crack Propagation in a Linearly Viscoelastic Strip". Em: *Journal of Applied Mechanics*, p.p. 483-488, Vol. 38, 1971.

Nakano, Takato. (2013). "Applicability condition of time-temperature superposition principle (TTSP) to a multi-phase system". Em: *Mechanics of Time-Dependent Materials*, p.p. 439-447, Vol. 17, 2013.

Newman, J. C., Raju, I. S. (1981). "An empirical stress-intensity factor equation for the surface crack". Em: *Engineering Fracture Mechanics*. pp.: 185-192, Vol. 15, 1981.

Newman, J.C.; Raju, I.S. (1984). "Stress-Intensity Factor Equations for Cracks in Three-Dimensional Finite Bodies Subjected to Tension and Bending Loads". Em: *NASA Technical Memorandum 85793*, NASA Langley Research Center, Hampton, Virginia, 1984.

Nezhad, R.Y.; Asemi, K.; Akhlaghi, A. (2011). "Transient solution of temperature field in functionally graded hollow cylinder with finite length using multi layered approach". Em: *International Journal of Mechanics and Materials in Design*, pp.: 71-82, Vol. 7, 2011.

Nunes, J. M. de B. (2005). *Uma Abordagem Numérica e Analítica para Determinação da Temperatura e do Momento Fletor Crítico em Vigas De Aço em Situação de Incêndio*. Tese de Doutorado em Estruturas e Construção Civil, Publicação E.TD-006A/05, Departamento de Engenharia Civil e Ambiental, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 186 p., 2005.

Nyman, J.F. (2002). *Equivalent Fire Resistance Ratings of Construction Elements Exposed to Realistic Fires*. Dissertação de mestrado, Departamento de Engenharia Civil. University of Canterbury, Christchurch, Nova Zelândia, 2002.

Pfeil, Walter e Pfeil, Michèle. (2013). *Estruturas de Aço: Dimensionamento Prático de Acordo com a NBR 8800:2008*. 8. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2009.

Poh, K. W. (1998). “General Creep-Time Equation”. Em: *Journal of Materials in Civil Engineering*. p.p.: 118-120, Vol. 10, 1998.

Portela, E. (2011). *Análise viscoelástica de materiais asfálticos considerando os efeitos da temperatura e do dano*. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia de Transportes, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Transportes. Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2011.

Ramirez M., C. E. (2015). *Análise Do Comportamento Mecânico De Materiais Laminares Compósitos Considerando A Viscoelasticidade*. Dissertação de Mestrado em Estruturas e Construção Civil, Publicação E.DM – 014 A/15, Departamento de Engenharia Civil e Ambiental, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 2015, 173p.

Raju, I. S., Newman, J. C. Jr. (1982). “Stress-Intensity Factors for Internal and External Surface Cracks in Cylindrical Vessels”. Em: *Journal of Pressure Vessel Technology*. p.p.: 293-298, Vol. 104, 1982.

Reddy, J. N. (2008). *An Introduction to Continuum Mechanics with Applications*. 1. ed. New York – USA: Cambridge University Press, 2008.

Reddy, J. N. (2007). *Theory and Analysis of Elastic Plates and Shells*. 2.ed. Florida – USA: CRC Press, 2007.

Rodrigues, L. D. T. (2013). *Determinação Numérica e Analítica da Carga Crítica Uniformemente Distribuída de Vigas de Aço em Situação de Incêndio Natural*. Dissertação de Mestrado em estruturas e construção Civil, Publicação E.DM-007A/13, Departamento de Engenharia Civil e Ambiental, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 219 p., 2013.

Roylance, D. (2001). *Engineering viscoelasticity*. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 2001.

Roylance, David; McElroy, Paul; McGarry, Frederick. (1980). “Viscoelastic Properties of Paper”. Em: *Fibre Science and Technology*. p.p: 411-421. Vol. 13, 1980

Ranaivomanana, N.; Multon, S.; Turatsinze, A. (2013). “Basic creep of concrete under compression, tension and bending”. Em: *Construction and Building Materials*, pp. 173-180, Vol. 38., 2013.

Sadd, M.H. (2005). *Elasticity: Theory, Applications and Numerics*. 1.ed. Boston – USA: Elsevier Butterworth Heinemann, 2005.

Sanford, R.J. (2002). *Principles of Fracture Mechanics*. New Jersey – USA: Pearson Education, 2002.

Schapery, R. A. (1969). “On the characterization of nonlinear viscoelastic materials”. Em: *Polymer Engineering and Science*, p.p. 295–310, Vol. 9(4), 1969.

Schapery, R.A. (1975a). “A theory of crack initiation and growth in viscoelastic media, part I”. Em: *International Journal of Fracture*, p.p:141–159, Vol. 11, No. 1, 1975.

Schapery, R.A. (1975b). “A theory of crack initiation and growth in viscoelastic media, part II”. Em: *International Journal of Fracture*, p.p:549–562, Vol. 11, No. 2, 1975.

Schapery, R.A. (1984). “Correspondence principles and generalized J integral for large deformation and fracture analysis of viscoelastic media”. Em: *International Journal of Fracture*, p.p:195–223, Vol. 25, 1984.

Schwarzl, F.; Starveman, A.J. (1952). “Time-Temperature Dependence of Linear Viscoelastic Behavior”. Em: *Journal of Applied Physics*, p.p.838-843, Vol. 23, 1952.

Seito, A. I., *et al.* (2008). *A Segurança contra incêndio no Brasil*, Projeto Editora, São Paulo, 2008.

Shah, Sneha B. (2008). *Coupled Heat Conduction and Deformation in a Viscoelastic Composite Cylinder*. Dissertação de mestrado, Texas A&M University, Texas, USA, 2008.

Shah, Sneha; Muliana, Anastasia; Rajagopal, K.R. (2009). “Coupled heat conduction and deformation in a viscoelastic composite cylinder”. Em: *Mechanics of Time-Dependent Materials*, pp. 121-147, Vol. 13, 2009.

Shah, S.; Swartz, S. E.; Ouyang, C. (1995). *Fracture Mechanics of Concrete: Applications of Fracture Mechanics to Concrete, Rock and Other Quasi-brittle Materials*. Wiley-IEEE, 1995.

Skowronski, Wojciech. (1988). “A Study of the Steel Beam Deformation During Fire”. Em: *Building and Environment Journal*. p.p. 159-167. Vol. 23. 1988.

Skowronski, Wojciech. (1990). “Load Capacity and Deflection of Fire-Resistant Steel Beams”. Em: *Fire Technology Journal*. p.p. 310-328. Vol. 26. 1990.

Skowronski, Wojciech. (1993). “Buckling Fire Endurance of Steel Columns”. Em: *Journal Structure Engineering*. p.p. 1712-1732, Vol 119, 1993.

Silva, Thiago; Carić, Martina; Couto, Carlos; Vila Real, Paulo; Lopes, Nuno; Skejic, Davor. (2017a). “Buckling Analysis of Steel Frames Exposed to Natural Fire Scenarios”. Em: *Journal of the Institution Structural Engineers*. doi: 10.1016/j.istruc.2017.02.003.

Silva, Thiago; Couto, Carlos; Vila Real, Paulo; Lopes, Nuno; Bezerra, Luciano. (2017b). “Comprimimentos de Flambagem de Pórticos de Aço em Situação de Incêndio”. Em: *Revista da Estrutura de Aço*. p.p. 21-45, Vol. 6, 2017.

Silva, Valdir Pignatta. (1997). *Estruturas de aço em situação de incêndio*. Tese de Doutorado–Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia de Estruturas e Fundações, São Paulo, 1997.

Soriano, Humberto Lima; Lima, Silvio de Souza. (2006). *Análise de Estruturas – Método das Forças e Método dos Deslocamentos*. 2.ed. Rio de Janeiro: Editora Ciência Moderna Ltda., 2006.

Süssekind, José Carlos. (1980). *Curso de Análise de Estruturas – Vol 2: Deformação em Estruturas, Método das Forças*. 4.ed. Porto Alegre: Editora Globo, 1980.

Thomas, G.C; Buchanan, A.H; Fleischmann, C.M. (1997). “Structural Fire Design: The Role of Time Equivalence”. Em: *Fire Safety Science-Proceedings of the Fifth International Symposium*, pp 607-618, 1997.

Torres, J.L.G. (2013). *Three-dimensional numerical analysis of reflective cracks in airfield pavements*. Tese de doutorado, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois, USA, 2013.

Tschoegl, N. W. (1989). *The phenomenological theory of linear viscoelastic behavior: An introduction*, New York - EUA: Springer,1989.

Tschoegl, N. W. (1997). "Time Dependence in Material Properties: An Overview". Em: *Mechanics of Time-Dependent Materials*, p.p 3-31, Vol. 1, 1997.

Tschoegl, N. W.; Knauss, W. G.; Emri, Igor. (2002). "The Effect of Temperature and Pressure on the Mechanical Properties of Thermo- and/or Piezorheologically Simple Polymeric Materials in Thermodynamic Equilibrium – A Critical Review". Em: *Mechanics of Time-Dependent Materials*, pp. 53-99, Vol. 6, 2002.

Uesaka, T.; Murakami, K.; Imamura, R. (1980). "Two-Dimensional Linear Viscoelasticity of Paper". Em: *Wood Science and Technology*. p.p. 131-142. Vol. 14, 1980.

United States Nuclear Regulatory Commission. (2013). *Backgrounder on the Three Mile Island Accident*. Disponível em: <<https://www.nrc.gov/reading-rm/doc-collections/fact-sheets/3mile-isle.html>>. Acessado em: 14 de agosto de 2017.

Usmani, A. S.; Lamont, S. (2004). "Key events in the structural response of a composite steel frame structure in fire". Em: *Journal Fire and Materials*. p.p. 281-297, Vol. 28, 2004.

Vargas, Mauri Resende; Silva, Valdir Pignatta. (2003). *Resistência ao Fogo das Estruturas de Aço*. Instituto Brasileiro de Siderurgia - IBS / Centro Brasileiro da Construção em Aço - CBCA, Rio de Janeiro, 2003.

Ward, T.; Greigger, P.; Matheson, R.; Alveberg, B.-E. (1996). *Epoxy Intumescent Coatings Current Philosophy. Protective Coatings Europe – PCE Magazine*. v.1, nº 12. Technology Publishing Co. Pittsburgh, 1996.

World Nuclear Association. (2017). *Nuclear Power Reactors*. Disponível em: <<http://www.world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/nuclear-power-reactors/nuclear-power-reactors.aspx>>. Acessado em: 14 de agosto de 2017.

Wu, J.Y.; Li, J.; Faria, R. (2006). "An Taxa de Liberação de Energia -based plastic-damage model for concrete". Em: *International Journal of Solids and Structures*, pp. 583-612, Vol. 43., 2006