

ESCOLA POLITÉCNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

**APLICAÇÃO DO MÉTODO DE ZONAS
A UM FORNO DE REFINO DE COBRE**

Autor: MARCOS NOBORU ARIMA
Orientador: Prof^o Dr. EURYALE J.G.J. ZERBINI

São Paulo
1998

Aos meus pais,
Toshihiko Arima e
Teruko Yamamoto
Arima

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador Prof. Dr. Euryale J.G.J. Zerbini pelos esclarecimentos e sugestões que definiram a abordagem adotada neste trabalho.

Aos engenheiros do Laboratório de Combustão e Gaseificação do IPT pelo incentivo, em especial ao Eng. Francisco Domingues Alves de Sousa, meu gerente no projeto que deu origem a este trabalho, e ao Eng. Dr. Lin Chau Jen.

SUMÁRIO

LISTA DE TABELAS

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE SÍMBOLOS

RESUMO

1 – INTRODUÇÃO	14
2 – CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA	15
2.1 – OBJETIVO	15
2.2 – DESCRIÇÃO DO FORNO	16
2.3 – DESCRIÇÃO DO PROCESSO DE REFINO	16
2.4 – DESCRIÇÃO DO PROCESSO DE COMBUSTÃO ATUAL	17
2.5 – SOLUÇÃO ADOTADA	18
3 – CONCEITOS BÁSICOS	21
3.1 – RADIAÇÃO TÉRMICA	21
3.2 – CORPO NEGRO	22
3.3 – SUPERFÍCIE CINZENTA E DIFUSA	22
3.4 – LEI DE KIRCHHOFF	23
3.5 – INTENSIDADE DE RADIAÇÃO	24
3.6 – POTÊNCIA EMISSIVA DE UM CORPO NEGRO	25
3.7 – LEI DE PLANCK	27
3.8 – LEI DO DESLOCAMENTO DE WIEN	28
3.9 – LEI DE STEFAN-BOLTZMANN	28
3.10 – ATENUAÇÃO DA INTENSIDADE DE RADIAÇÃO	29
3.11 – RADIAÇÃO DE UM VOLUME	30
4 – MODELO ADOTADO	32
4.1 – MÉTODO DE ZONAS	34
4.2 – ÁREAS DIRETAS DE TROCA DE CALOR	35
4.2.1 - Área direta de troca de calor entre duas superfícies ($s_i s_j$)	35
4.2.2 - Área direta de troca de calor entre um volume de gás i e uma superfície j ($g_i s_j$)	36
4.2.3 - Área direta de troca de calor entre dois volumes de gás ($g_i g_j$)	36
4.2.4 - Simplificações geométricas	37
4.3 – BALANÇO DE RADIAÇÃO PARA UMA SUPERFÍCIE CINZENTA	45
4.4 – BALANÇO DE RADIAÇÃO PARA AS SUPERFÍCIES DE UMA CAVIDADE	47
4.5 – ÁREAS GLOBAIS DE TROCA DE CALOR	48
4.5.1 - Área global de troca de calor entre duas superfícies ($S_i S_j$)	48
4.5.2 - Área global de troca de calor entre um volume de gás i e uma superfície j ($G_i S_j$)	49
4.5.3 - Área global de troca de calor entre dois volumes de gás ($G_i G_j$)	49
4.6 – BALANÇOS GLOBAIS PARA AS ZONAS QUE FORMAM UMA CAVIDADE	50
4.7 – ABORDAGEM PARA GASES REAIS	51
4.7.1 - Gases	51
4.7.2 - Fuligem	53
4.7.3 - Misturas de Gases e Fuligem	54
5 – DADOS UTILIZADOS	58
5.1 – DADOS UTILIZADOS PARA APLICAÇÃO DO MODELO	58
5.2 – DADOS UTILIZADOS NA ANÁLISE DOS RESULTADOS	59
6 – APLICAÇÃO DO MODELO ADOTADO	61

6.1 – ZONEAMENTO DO FORNO.....	61
6.1.1 - Zonas de topo (A_H).....	61
6.1.2 - Zonas de carga (A_{cl}).....	61
6.1.3 - Zonas de pórticos (A_{pi}).....	62
6.1.4 - Zonas de gás (V_i).....	62
6.2 – DETERMINAÇÃO DAS ÁREAS DIRETAS DE TROCA DE CALOR.....	63
6.3 – MODELAGEM DO GÁS.....	64
6.3.1 – Modelo para gás cinzento.....	64
6.3.2 – Modelo para soma de quatro gases cinzentos.....	66
6.3.3 – Modelo para soma de dois gases cinzentos.....	69
6.4 – DETERMINAÇÃO DAS ÁREAS GLOBAIS DE TROCA DE CALOR (S_pS_g ; S_iG_j ; G_iG_j).....	70
6.4.1 – Áreas Globais com meio interveniente cinzento.....	70
6.4.2 – Áreas Globais com meio interveniente modelado como uma soma de gases cinzentos.....	70
6.5 – BALANÇOS GLOBAIS DE ENERGIA.....	71
6.6 – CONDIÇÕES DE CONTORNO E PARÂMETROS USADOS NA VALIDAÇÃO DO MODELO.....	71
6.6.1 – Volumes de gás (V_1 e V_5).....	71
6.6.3 – Superfície da carga (A_{cl} a A_{cs}).....	73
6.7 – MÉTODO DE SOLUÇÃO DO SISTEMA DE EQUAÇÕES OBTIDO.....	75
6.7.1 – Procedimento: $AchaT_s$	75
6.7.2 – Procedimento: $AtualizaT_{ext}$	76
6.7.3 – Procedimento: $AchaT_g$	76
6.7.4 – Procedimento: $AchaT$	77
6.7.5 – Função: $Erro(valor1, valor2)$	77
6.7.6 – Programa: Forno.....	78
7 – RESULTADOS.....	79
7.1 – RESULTADOS PARA A ANÁLISE DA CONCENTRAÇÃO DE FULIGEM.....	79
7.2 – RESULTADOS PARA A ANÁLISE DO MEIO INTERVENIENTE.....	81
7.3 – RESULTADOS PARA A ANÁLISE DO ESTAGIAMENTO DA CHAMA.....	84
8 – ANÁLISE DOS RESULTADOS.....	93
8.2 – ANÁLISE PARA VALIDAÇÃO DO MODELO EMPREGADO.....	93
8.2.1 – Potência recebida pela carga na etapa de carregamento.....	93
8.2.2 – Temperatura dos gases efluentes do forno.....	93
8.2.3 – Potência fornecida à carga mais potência perdida pelas paredes.....	94
8.2.3 – Temperatura das superfícies externa da abóboda.....	94
8.3 – ANÁLISE DE SENSIBILIDADE À CONCENTRAÇÃO DE FULIGEM.....	95
8.4 – ANÁLISE DE SENSIBILIDADE À MODELAGEM DO MEIO INTERVENIENTE.....	95
8.5 – ANÁLISE DO ESTAGIAMENTO DA CHAMA.....	96
8.5.1 – Zona crítica.....	96
8.5.2 – Aumento da potência transferida para a carga prevista pelo modelo.....	97
9 – CONCLUSÃO.....	99
BIBLIOGRAFIA.....	100

LISTA DE TABELAS

TABELA 5.1: PROPRIEDADES DO MATERIAL DO FORNO E DO COBRE.	58
TABELA 5.2: PROPRIEDADES DO COMBUSTÍVEL.	58
TABELA 5.3: VAZÕES DE COMBUSTÍVEL (CHAMAS PLENAS E ESTAGIADAS).	58
TABELA 5.4: CONDIÇÕES DE COMBUSTÃO PARA CHAMAS ESTAGIADAS.	58
TABELA 5.5: "BURN-OUT" AO LONGO DO COMPRIMENTO DO FORNO.	59
TABELA 5.6: TEOR DE FULIGEM NOS VOLUMES DE GÁS (UTILIZADOS NA ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DO MÉTODO DE ZONAS QUANTO AO TEOR DE FULIGEM).	59
TABELA 5.7: PROPRIEDADES DO REFRATÁRIO E DA CARGA DE COBRE.	59
TABELA 5.8: TEMPERATURAS DOS GASES EFLUENTES (MEDIDAS FEITAS ATRAVÉS DE UM TERMOPAR INSTALADO NA PARTE DO CANAL DE GASES SOLIDÁRIA AO FORNO).	59
TABELA 5.9: TEMPERATURAS MÉDIAS DA SUPERFÍCIE EXTERNA DAS ABÓBODAS DO FORNO (MEDIDAS FEITAS ATRAVÉS DE TERMOGRAFIAS).	60
TABELA 5.10: ETAPAS DO PROCESSO DE REFINO COM SEUS RESPECTIVOS TEMPOS DE DURAÇÃO, PARA UMA CAPACIDADE DE PRODUÇÃO DE 380 TON/CICLO UTILIZANDO CHAMAS PLENAS.	60
TABELA 6.3.1: CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO PARA MODELAGEM DA MISTURA DE GASES.	67
TABELA 6.3.2: COEFICIENTES PARA SOMA DE UM GÁS CINZENTO COM UM TRANSPARENTE QUE REPRESENTAM UMA MISTURA DE GASES.	67
TABELA 6.3.3: CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO PARA MODELAGEM DA NUVEM DE FULIGEM.	68
TABELA 6.3.4: COEFICIENTES PARA SOMA DE 2 GASES CINZENTOS QUE REPRESENTAM UMA NUVEM DE FULIGEM.	68
TABELA 6.3.5: MODELO PARA SOMA DE QUATRO GASES CINZENTOS.	69
TABELA 6.3.6: CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO PARA MODELAGEM DA NUVEM DE FULIGEM.	69
TABELA 6.3.7: COEFICIENTES PARA UM GÁS CINZENTO QUE REPRESENTAM A NUVEM DE FULIGEM.	69
TABELA 6.3.8: MODELO PARA SOMA DE DOIS GASES CINZENTOS.	70
TABELA 8.2.1: POTÊNCIA RECEBIDA PELA CARGA DURANTE A ETAPA DE CARREGAMENTO.	93
TABELA 8.2.2: TEMPERATURA DE SAÍDA DOS GASES.	93
TABELA 8.2.3: POTÊNCIAS FORNECIDAS.	94
TABELA 8.2.4: TEMPERATURA EXTERNA DA ZONA A_{P2} (T_{PEXT2}) (1 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).	95
TABELA 8.5.1: ZONA CRÍTICA DO FORNO (3,5 HORAS APÓS O INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).	96
TABELA 8.5.2: POTÊNCIAS TRANSFERIDAS PARA A CARGA PREVISTAS PELO MODELO.	97
TABELA 8.5.3: REDUÇÃO NO TEMPO TOTAL DO CICLO.	97

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.4.1:- REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO FORNO – CHAMA PLENA – AR	17
FIGURA 2.4.2: DISTRIBUIÇÃO LONGITUDINAL DE TEMPERATURAS DA FASE GASOSA – CHAMA A AR.	17
TABELA 2.4.3: DISTRIBUIÇÃO LONGITUDINAL DO FLUXO DE CALOR – CHAMA A AR.	18
FIGURA 2.4.4: DISTRIBUIÇÃO LONGITUDINAL DE CONCENTRAÇÕES DE ESPÉCIES QUÍMICAS – CHAMA A AR.	18
FIGURA 2.4.5: REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO FORNO COM INJEÇÃO DE O ₂	19
FIGURA 2.4.6: DISTRIBUIÇÃO LONGITUDINAL DE TEMPERATURAS – COM INJEÇÃO DE O ₂	20
FIGURA 2.4.7: DISTRIBUIÇÃO LONGITUDINAL DO FLUXO DE CALOR - COM INJEÇÃO DE O ₂	20
FIGURA 2.4.8: DISTRIBUIÇÃO LONGITUDINAL DE CONCENTRAÇÕES DE ESPÉCIES QUÍMICAS – COM INJEÇÃO DE O ₂	20
FIGURA 3.1: ESPECTRO DE RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICO COM SUAS RESPECTIVAS CLASSIFICAÇÕES E; MECANISMOS DE PRODUÇÃO.	21
FIGURA 3.2: CAVIDADE EM EQUILÍBRIO TÉRMICO.	23
FIGURA 3.3: INTENSIDADE DA RADIAÇÃO EM UM ÂNGULO SÓLIDO.	25
FIGURA 3.4: INTENSIDADE E POTÊNCIA EMISSIVA DIRECIONAL DE UM CORPO NEGRO EM FUNÇÃO DE θ	26
FIGURA 3.5: HEMISFÉRIO UNITÁRIO PARA O CÁLCULO DA POTÊNCIA EMISSIVA HEMISFÉRICA DE UM CORPO NEGRO.	26
FIGURA 3.6: PODER EMISSIVO ESPECTRAL PARA UM CORPO NEGRO EM DIFERENTES TEMPERATURAS.	27
FIGURA 3.7: RADIAÇÃO DE UM VOLUME.	31
FIGURA 3.2.1: ÁREAS DIRETAS DE TROCA DE CALOR ENTRE ZONAS.	37
FIGURA 4.2.2: COMPRIMENTO MÉDIO DO FEIXE DE RADIAÇÃO.	37
FIGURA 4.2.3: FATOR DE FORMA F_{ss} ENTRE DOIS QUADRADOS DE LADO B EM PLANOS PARALELOS.	40
FIGURA 4.2.4: FATOR DE FORMA F_{ss} ENTRE DOIS QUADRADOS DE LADO B EM PLANOS PERPENDICULARES.	41
FIGURA 4.2.5: FATOR DE FORMA F_{gs} ENTRE UM QUADRADO E UM CUBO DE LADO B (ϕ DA EQUAÇÃO 4.2.12).	42
FIGURA 4.2.6: FATOR DE FORMA F_{gg} ENTRE DOIS CUBOS DE LADO B (ϕ DA EQUAÇÃO 4.2.12).	43
PARA SE OBTER AS ÁREAS DIRETAS DE TROCA DE CALOR ATRAVÉS DESTES ÁBACOS DEVE-SE APLICAR AS SEGUINTE EQUAÇÕES.	44
FIGURA 4.3.1: BALANÇO DE RADIAÇÃO PARA UMA SUPERFÍCIE CINZENTA.	46
FIGURA 4.7.1: DISTRIBUIÇÃO ESPECTRAL DO COEFICIENTE DE ABSORÇÃO DE RADIAÇÃO DE GASES REAIS.	52
FIGURA 4.7.2: DEFINIÇÃO DE A_{gn} E K_{gn} PARA O MODELO DE GÁS REAL.	52
FIGURA 4.7.3: COEFICIENTE DE ABSORÇÃO ESPECTRAL DE UMA NUVEM DE FULIGEM.	53
FIGURA 4.7.4: DISTRIBUIÇÃO, ENTRE OS GASES CINZENTOS DO MODELO DE GÁS REAL, DA POTÊNCIA TROCADA ENTRE DUAS SUPERFÍCIES.	57
FIGURA 6.1.1: ZONEAMENTO DO FORNO.	61
FIGURA 6.1.2: VISTA ISOMÉTRICA DO SUB-ZONEAMENTO ADOPTADO.	62
FIGURA 6.3.1: EMISSIVIDADE DO CO ₂ A PRESSÃO DE GÁS TOTAL DE 1 ATM (REF.1).	64
FIGURA 6.3.2: EMISSIVIDADE DO VAPOR DE ÁGUA A PRESSÃO DE GÁS TOTAL DE 1 ATM (REF.1).	65
FIGURA 6.3.3: CORREÇÃO DEVIDO A SOBREPOSIÇÃO NA EMISSIVIDADE DA MISTURA CO ₂ -H ₂ O; (A) TEMPERATURA DO GÁS IGUAL A 400K; (B) TEMPERATURA DO GÁS IGUAL A 810K; (C) TEMPERATURA DO GÁS MAIOR OU IGUAL A 1200 K (REF.1).	65
FIGURA 6.3.4: EMISSIVIDADE DA FULIGEM (REF.5).	66
FIGURA 6.6.1 : CONFORMAÇÃO IDEALIZADA DA CARGA DURANTE PARTE FINAL DO CARREGAMENTO.	75
FIGURA 6.7.1: DIAGRAMA NASSI-SCHNEIDERMAN DO PROCEDIMENTO $ACHAT_s$	75
FIGURA 6.7.2: DIAGRAMA NASSI-SCHNEIDERMAN DO PROCEDIMENTO $ACHAT_{ext}$	76
FIGURA 6.7.3: DIAGRAMA NASSI-SCHNEIDERMAN DO PROCEDIMENTO $ACHAT_g$	77
FIGURA 6.7.4: DIAGRAMA NASSI-SCHNEIDERMAN DO PROCEDIMENTO $ACHAT$	77
FIGURA 6.7.5: DIAGRAMA NASSI-SCHNEIDERMAN DA FUNÇÃO $ERRO$	77
FIGURA 6.7.6: DIAGRAMA NASSI-SCHNEIDERMAN DO PROGRAMA FORNO.	78
FIGURA 7.1.1: COEFICIENTES DE ABSORÇÃO DOS VOLUMES DE GÁS PARA QUATRO DISTRIBUIÇÕES DE FULIGEM DIFERENTES (INSTANTE 3,5 HORAS APÓS O INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).	79
FIGURA 7.1.2: TEMPERATURAS DAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS DO FORNO PARA QUATRO DISTRIBUIÇÕES DE FULIGEM DIFERENTES (INSTANTE 3,5 HORAS APÓS O INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).	79
FIGURA 7.1.3: TEMPERATURAS DOS VOLUMES DE GÁS PARA QUATRO DISTRIBUIÇÕES DE FULIGEM DIFERENTES (INSTANTE 3,5 HORAS APÓS O INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).	80

FIGURA 7.1.4: TEMPERATURAS DAS SUPERFÍCIES EXTERNAS DO FORNO PARA QUATRO DISTRIBUIÇÕES DE FULIGEM DIFERENTES (3,5 HORAS APÓS O INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	80
FIGURA 7.1.5: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS PARA QUATRO DISTRIBUIÇÕES DE FULIGEM DIFERENTES (INSTANTE 3,5 HORAS APÓS O INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	80
FIGURA 7.1.6: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS SUPERFÍCIES DAS CARGAS PARA QUATRO DISTRIBUIÇÕES DE FULIGEM DIFERENTES (INSTANTE 3,5 HORAS APÓS O INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	81
FIGURA 7.1.7: POTÊNCIAS TOTAIS PARA QUATRO DISTRIBUIÇÕES DE FULIGEM DIFERENTES (INSTANTE 3,5 HORAS APÓS O INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	81
FIGURA 7.2.1: COEFICIENTES DE ABSORÇÃO DOS VOLUMES DE GÁS PARA OS MODELOS DE MEIO INTERVENIENTE ADOTADOS (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	82
FIGURA 7.2.2: TEMPERATURAS DAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS PARA OS MODELOS DE MEIO INTERVENIENTE ADOTADOS (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	82
FIGURA 7.2.3: TEMPERATURAS DOS VOLUMES DE GÁS PARA OS MODELOS DE MEIO INTERVENIENTE ADOTADOS (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	82
FIGURA 7.2.4: TEMPERATURAS EXTERNAS DE PAREDE PARA OS MODELOS DE MEIO INTERVENIENTE ADOTADOS (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	83
FIGURA 7.2.5: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS PARA OS MODELOS DE MEIO INTERVENIENTE ADOTADOS (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	83
FIGURA 7.2.6: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS CARGAS PARA OS MODELOS DE MEIO INTERVENIENTE ADOTADOS (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	83
FIGURA 7.2.7: POTÊNCIAS TOTAIS PARA OS MODELOS DE MEIO INTERVENIENTE ADOTADOS (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	84
FIGURA 7.3.1: COEFICIENTES DE ABSORÇÃO DOS VOLUMES DE GÁS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA FUSÃO).....	84
FIGURA 7.3.2: TEMPERATURAS DAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA FUSÃO).....	85
FIGURA 7.3.3: TEMPERATURAS DOS VOLUMES DE GÁS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA FUSÃO).....	85
FIGURA 7.3.4: TEMPERATURAS EXTERNAS DE PAREDE PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA FUSÃO).....	85
FIGURA 7.3.5: POTÊNCIAS LIBERADAS NA COMBUSTÃO PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA FUSÃO).....	86
FIGURA 7.3.6: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA FUSÃO).....	86
FIGURA 7.3.7: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS CARGAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA FUSÃO).....	86
FIGURA 7.3.8: POTÊNCIAS TOTAIS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	87
FIGURA 7.3.9: COEFICIENTES DE ABSORÇÃO PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (1 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	87
FIGURA 7.3.10: TEMPERATURAS DAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (1 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	87
FIGURA 7.3.11: TEMPERATURAS DOS VOLUMES DE GÁS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (1 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	88
FIGURA 7.3.12: TEMPERATURAS DAS SUPERFÍCIES EXTERNAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (1 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	88
FIGURA 7.3.13: POTÊNCIAS LIBERADAS NA COMBUSTÃO PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (1 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	88
FIGURA 7.3.14: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (1 HORAS APÓS INÍCIO DA FUSÃO).....	89
FIGURA 7.3.15: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS CARGAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (1 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	89
FIGURA 7.3.16: POTÊNCIAS TOTAIS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DA ETAPA DE FUSÃO).....	89
FIGURA 7.3.17: COEFICIENTES DE ABSORÇÃO PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DO CARREGAMENTO).....	90
FIGURA 7.3.18: TEMPERATURAS DAS SUPERFÍCIES REFRATÁRIAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DO CARREGAMENTO).....	90
FIGURA 7.3.19: TEMPERATURAS DOS VOLUMES DE GÁS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DO CARREGAMENTO).....	90

FIGURA 7.3.20: TEMPERATURAS EXTERNAS DE PAREDE PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DO CARREGAMENTO).....	91
FIGURA 7.3.21: POTÊNCIAS LIBERADAS NA COMBUSTÃO PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DO CARREGAMENTO).....	91
FIGURA 7.3.22: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS SUPERFÍCIES REFRACTÁRIAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DO CARREGAMENTO).....	91
FIGURA 7.3.23: POTÊNCIAS RECEBIDAS PELAS CARGAS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DO CARREGAMENTO).....	92
FIGURA 7.3.24: POTÊNCIAS TOTAIS PARA AS CONDIÇÕES DE CHAMA PLENA E CHAMA ESTAGIADA (3,5 HORAS APÓS INÍCIO DO CARREGAMENTO).....	92

LISTA DE SÍMBOLOS

SÍMBOLO	DESCRIÇÃO	DIMENSÃO
α	Absorvidade	
A	Área	m^2
c	concentração de fuligem	kg / mn^3
c_p	calor específico	$kJ / (kg \cdot K)$
ε	Emissividade	
e	espessura	m
E	Poder emissivo	kW/m^2
φ	Ângulo azimutal	
ϕ	Fator de escape	
f_{ss}	Fator de forma entre duas superfícies	
f_{sg}	Fator de forma entre uma superfície e um volume	
f_{gg}	Fator de forma entre dois volumes	
h	Coefficiente de película à convecção	kW/m^2
H	Potência incidente em uma superfície ou volume	kW
h_f	entalpia específica de fusão	kJ / kg
i	Entalpia específica	kJ/kg
I	Intensidade de radiação	kW/m
K	Coefficiente de absorvidade	$1/m$
λ	Coefficiente de ar	$kg \text{ de } O_2 / kg \text{ de } O_2$ estequiométrico
L_e	Comprimento médio do feixe de radiação	m
λ	Comprimento de onda	μm
$\dot{m}$	vazão mássica	kg/s
p	pressão parcial	atm
$\dot{q}$	Fluxo de calor	kW/m^2
$\dot{Q}$	Calor transferido	kW
ρ	Densidade	kg/m^3
ρ	Refletividade	
$s_i s_j$	Área direta de troca de calor entre uma superfície i e uma superfície j	m^2
$s_i g_j$	Área direta de troca de calor entre uma superfície i e um volume j	m^2
$g_i g_j$	Área direta de troca de calor entre um volume i e um volume j	m^2
$S_i S_j$	Área global de troca de calor entre uma superfície i e uma superfície j	m^2
$S_i G_j$	Área global de troca de calor entre uma superfície i e um volume j	m^2
$G_i G_j$	Área global de troca de calor entre um volume i e um volume j	m^2
σ	Constante de Stefan-Boltzmann ($5,669 \cdot 10^{-11}$)	kW/K^4
θ	Ângulo polar	
T	Temperatura	K
τ	Transmissividade	
V	Volume de gás	m^3
W	Potência (emitida + refletida) que deixa uma superfície	kW

ou volume
 Ω Ângulo sólido

SUBSCRITO	DESCRIÇÃO
<i>b</i>	Corpo negro
<i>c</i>	carga
<i>c</i>	Propriedade química
<i>e</i>	quantia que entra em um volume de controle
<i>ext</i>	externo
<i>g</i>	gás
<i>int</i>	interno
λ	Propriedade espectral
<i>liq</i>	valor líquido
<i>p</i>	pórtico
<i>rad</i>	valor devido à radiação
<i>ref</i>	refratário
<i>s</i>	fuligem
<i>s</i>	quantia que sai de um volume de controle
<i>s</i>	Propriedade sensível
<i>t</i>	topo

SOBRESKRITO	DESCRIÇÃO
''	Propriedade direcional

RESUMO

A melhoria do comportamento térmico de equipamentos industriais, como por exemplo, geradores de vapor e fornos de cimento, vidro e cobre, é conseguida, cada vez mais, através do uso de ferramentas de simulação numérica.

A motivação para a realização deste trabalho, foi a necessidade de intensificar a transferência de calor para a carga, em um forno de refino de cobre. Escolheu-se, para tanto, estagiar a chama deste forno com oxigênio. Solução esta, que foi avaliada através da elaboração de um modelo baseado na aplicação do método de zonas. Para a validação deste modelo, utilizou-se dados operacionais do forno, operando com chamas plenas. Analisou-se também, a sensibilidade do modelo elaborado frente a variações na concentração de fuligem e no número de gases cinzentos que representam o meio interveniente. Foi possível, também, comparar os resultados previstos pelo modelo com os obtidos na operação do forno, para a condição de chama estagiada.

Além do descrito acima, este trabalho inclui: alguns conceitos básicos sobre radiação térmica, uma explicação sobre o método de zonas e sobre o modelo de gás representado por um gás cinzento e por uma soma de gases cinzentos, justificativas para as hipóteses e soluções adotadas, e a forma como foi aplicado o método de zonas

1 – INTRODUÇÃO

O aumento no rendimento térmico de equipamentos industriais, como por exemplo, geradores de vapor e fornos de cimento, vidro e cobre; envolve o conhecimento dos fenômenos de combustão envolvidos nestes equipamentos. Tais fenômenos de combustão abrangem problemas de escoamento, de reação química, de transferência de massa e de transferência de calor.

Em muitos casos, a temperatura da combustão é suficientemente elevada, a ponto de ser possível algumas simplificações. Uma simplificação é considerar que a única condição para que ocorra reação de combustão seja que o oxigênio se misture com o combustível, enquanto que outra simplificação é considerar a radiação como o fenômeno de transferência de calor dominante, frente a convecção.

Através do exposto acima, percebe-se que um dos fatores fundamentais para a melhoria do comportamento térmico desses equipamentos é possuir métodos capazes de prever a transferência de calor por radiação para a carga. Um destes métodos é o método de zonas, devido a Hottel (1967). O problema deste método é que ele necessita que se conheça a priori o padrão do escoamento e das reações ao longo dos gases que escoam no interior desses equipamentos.

Atualmente, existem diversos métodos que fornecem boas aproximações da transferência de calor para carga por radiação. No entanto, ainda existe um problema inerente a todos os métodos utilizados em engenharia, que está na determinação da emissividade, tanto das superfícies como dos gases no interior do equipamento. Desta forma, a alternativa mais comum para encarar a falta deste conhecimento é estimar valores para as emissividades, baseado na literatura ou na experiência do engenheiro, e depois reiterar os valores de acordo com os resultados que se obtém.

2 – CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA

2.1 – Objetivo

Este trabalho de formatura faz parte de um estudo realizado com o objetivo de: definir modificações em variáveis de processo de um forno de refino de cobre, definir posições e dimensionar componentes adicionais para a injeção de oxigênio visando enriquecer o ar utilizado no processo de combustão, de forma a obter aumento de produção do referido forno. Este aumento de produção, portanto, seria atingido através da intensificação da transferência de calor para a carga, tendo, como restrição de segurança, a máxima temperatura permitida para o refratário do forno

Este estudo foi dividido em três partes:

1. Caracterização do escoamento com injeção de O₂ no interior do forno;
2. Modelagem da reação de combustão;
3. Modelagem das trocas de calor envolvidas.

A caracterização do escoamento foi feita através da construção de um protótipo do forno em escala reduzida. A construção deste protótipo obedeceu aos seguintes critérios:

- protótipo opera a frio (temperatura ambiente);
- fator de escala em relação ao forno real = 1:10;
- número de Reynolds referido à seção transversal do forno real deve ser igual ao número de Reynolds referido à seção transversal do protótipo;
- os bocais que simulam os queimadores têm geometria semelhante aos do forno real, porém o fluido passante por eles é ar;
- as dimensões destes bocais são tais que haja similaridade entre o escoamento no forno real e no protótipo (perfis de velocidade e linhas de corrente em torno dos jatos efluentes dos queimadores);
- o canal de saída do protótipo deve ser suficientemente comprido, de forma a evitar a contaminação da atmosfera interna por ar ambiente;
- As sondas de amostragem da mistura gasosa devem ter diâmetros menores que 1/40 do diâmetro hidráulico da seção transversal do protótipo.

A modelagem da reação de combustão foi necessária para se determinar a taxa de calor liberada e a composição dos gases ao longo do forno. Para isso, foi utilizado um modelo cuja hipótese principal diz que a única resistência para que ocorra reação é a mistura entre o jato central de névoa de óleo e o jato anular de ar que o circunda. A justificativa para essa hipótese é que a evaporação superficial das gotas e a própria reação de combustão dos vapores ao seu redor são resistências de ordem de grandeza inferior, devido as altas temperaturas envolvidas no processo. Estes modelo têm sido validado contra dados experimentais obtidos em fornalhas de testes, como por exemplo, no trabalhos de Johnson (1971), Gabriel (1982) e outros realizados na International Flame Research Foundation em Ijmuiden, Holanda.

A modelagem das trocas de calor envolvidas foi feita através da aplicação do método de zonas de Hottel. E, é nesta parte do estudo, que consiste a motivação para a realização deste trabalho de formatura.

Do exposto acima, tem-se que o objetivo deste trabalho de formatura é apresentar o método de zonas devido a Hottel e aplicá-lo na modelagem das trocas de calor envolvidas no forno. Para assim, simular o comportamento das temperaturas e trocas de calor em cada zona do forno sob determinadas condições de operação e em determinados instantes, deve-se ressaltar que não se deseja modelar o transitório do forno. Outra abordagem adotada neste trabalho, será a análise de sensibilidade do modelo adotado, onde será feita uma variação de alguns parâmetros do modelo (concentração de fuligem e número de gases cinzentos que representam o gás real), para assim comparar os resultados obtidos com os valores medidos no forno.

2.2 – Descrição do Forno

O forno de refino de cobre estudado possui uma forma próxima a de um paralelepípedo. Em um de seus topos, existem dois queimadores de nebulização mecânica com retorno de óleo, que estão inclinados em relação ao fundo do forno e entre si. No topo oposto, existe um canal de gases, por onde se realiza a tiragem. Em uma das paredes laterais do forno existem duas portas para alimentação da carga, enquanto que na parede oposta, existe um canal de vazamento de cobre. As paredes refratárias deste forno possuem formas abauladas e são suportadas por uma estrutura metálica que permite o basculamento. A capacidade total do forno é de 400 toneladas de cobre por ciclo.

2.3 – Descrição do Processo de Refino

O processo de refino de cobre feito no forno começa pela etapa de carregamento. Nesta etapa as placas de cobre são carregadas através das duas portas laterais, de forma alternada. Após o carregamento, começa a etapa de fusão, a qual tem por finalidade completar a fusão de toda a carga de cobre e, elevar a temperatura da carga para 1473 K. Deve-se observar que a

fusão da carga não ocorre apenas na etapa de fusão, ela também ocorre durante o carregamento, pois, durante esta etapa, os queimadores já estão funcionando. Terminada a etapa de fusão, começa a da oxidação. Na etapa de oxidação são introduzidas lanças dentro do banho de cobre, afim de se injetar ar e, assim, promover a oxidação do enxofre contido no banho. Na etapa seguinte, redução, injeta-se óleo diesel no banho e, desta forma, promove-se a redução do oxigênio residual da etapa anterior. Finalizada a redução, inicia-se a etapa de escorificação, onde é retirada a escória que está flutuando sobre a superfície do banho. E, por último, vem a etapa de moldagem, na qual o forno é basculado e o cobre vazado para dentro das formas do anôdo. Após estas etapas de refino ocorridas no forno, o cobre sofre uma redução mais fina, onde os anôdos passam por um processo de eletro-redução.

2.4 – Descrição do Processo de Combustão Atual

O processo de combustão atual se baseia em chamas plenas, onde ar em excesso, relativamente à condição estequiométrica, é fornecido através dos bocais dos queimadores. Para esta condição atual de operação, cuja figura pictórica é mostrada na figura (2.4.1), pode-se representar qualitativamente a distribuição de temperaturas, do fluxo de calor incidente na carga e da composição de espécies químicas na fase gasosa, conforme mostrado nas figuras (2.4.2), (2.4.3) e (2.4.4), a seguir.

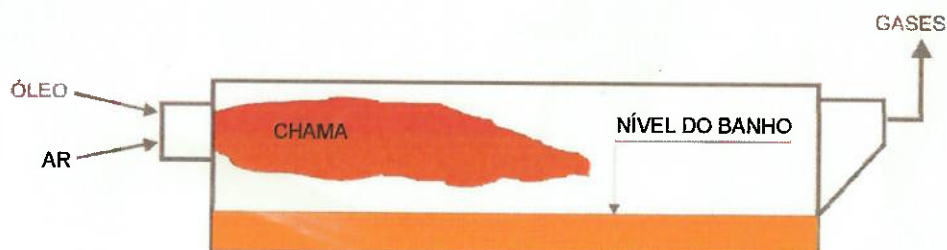


Figura 2.4.1:- Representação esquemática do forno – chama plena – ar

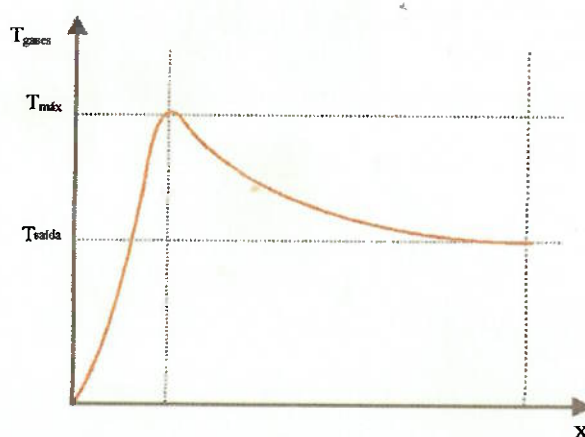


Figura 2.4.2: Distribuição longitudinal de temperaturas da fase gasosa – chama a ar.

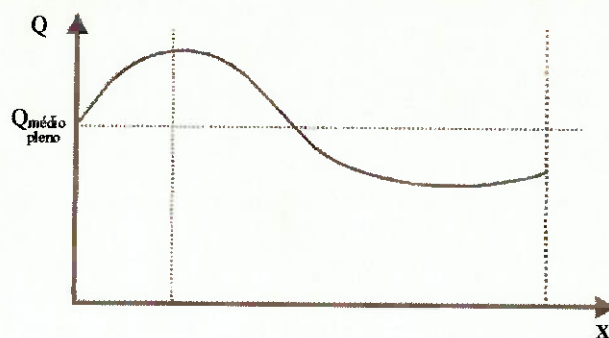


Tabela 2.4.3: Distribuição longitudinal do fluxo de calor – chama a ar.

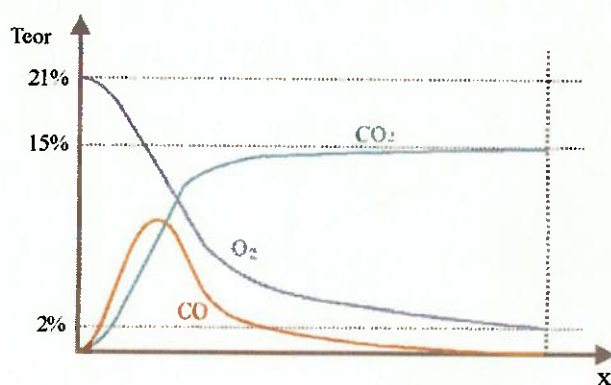


Figura 2.4.4: Distribuição longitudinal de concentrações de espécies químicas – chama a ar.

Observando as figuras (2.4.2) e (2.4.3), nota-se que a distribuição do fluxo de calor tem comportamento parecido com a de distribuição de temperatura. Por outro lado o aspecto da distribuição do fluxo de calor é bastante semelhante à distribuição longitudinal de temperaturas na superfície externa da abóbada do forno, conforme pode ser visto nas termografias realizadas (vide tabela 5.9).

2.5 – Solução adotada

Essas mesmas figuras permitem aventar a possibilidade de aumentar a potência total fornecida à carga sem aumentar o valor máximo do fluxo de calor. Tal efeito pode ser conseguido mediante estagiamento das chamas produzidas pelos queimadores principais (operação com coeficiente de ar, $\lambda < 1$), conforme mostrado esquematicamente na figura (2.4.5). Desta forma, parte do CO gerado na etapa inicial de oxidação do carbono escoa juntamente com os demais gases (CO_2 , N_2 e H_2O) para a parte posterior do forno, podendo ser convertido a CO_2 mediante injeção de O_2 , através de lanças adequadamente posicionadas. Esse fato está representado qualitativamente na figura (2.4.8).

A conversão do CO na região posterior do forno provoca a ocorrência de um segundo pico de temperatura da fase gasosa, conforme mostrado

qualitativamente na figura (2.4.7) e, conseqüentemente, um novo pico na distribuição de fluxo de calor.

A simples redução de λ na região inicial das chamas provocaria redução no primeiro pico de temperatura destas e, conseqüentemente, tenderia a provocar redução no primeiro pico do fluxo de calor. Embora benéfica para a abóbada, esta ocorrência reduziria também a transferência de calor para a carga na região anterior do forno. Para evitá-la, propõe-se a injeção de oxigênio na parte inferior das chamas (entre chamas e carga), de forma a preservar as altas temperaturas (vide figura 2.4.6) e, portanto, as taxas de transferência de calor para a carga já existentes naquela região.

Ao reduzir-se λ na região inicial das chamas haverá também, como decorrência, a produção de quantidade considerável de fuligem, a qual, na parte superior das chamas, funciona como uma blindagem à radiação, interposta entre a parte central destas e a abóbada.

A fuligem que acompanha os gases (ricos em CO), na parte superior das chamas, será também oxidada na região posterior do forno devido à injeção de O_2 .

É importante observar que o procedimento de enriquecimento, tal como descrito, pode ser aplicado às etapas de fusão e oxidação. Durante a etapa de carregamento, seria impraticável estagiar longitudinalmente as chamas principais porque, durante a abertura da porta mais próxima dos queimadores para introdução da carga, haveria saída de quantidades consideráveis de fuligem. Durante esta etapa, a proposta é injetar a maior parte do oxigênio sob as chamas principais, o que contribuirá para acelerar o processo de fusão, uma vez que as partes inferiores das chamas, então enriquecidas com oxigênio, incidem diretamente nos blocos de cobre recém carregados. Este procedimento continua protegendo a abóbada, embora de maneira menos eficaz, o que nesta etapa é menos problemático, dado que a temperatura da abóbada é ainda relativamente baixa. Como mostrado no item (5.2), as máximas temperaturas da abóbada são atingidas durante a fase de oxidação.

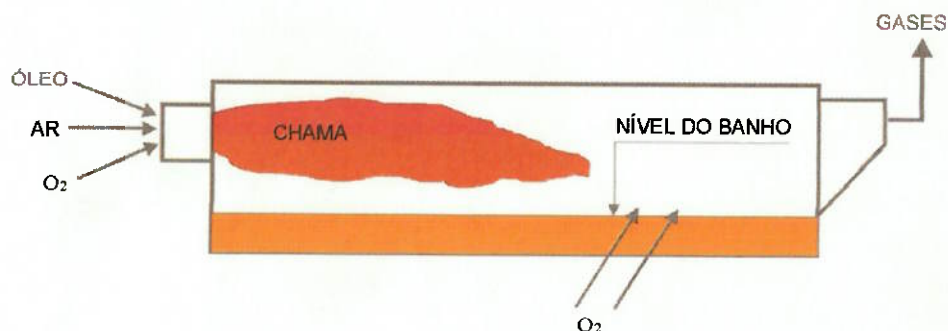
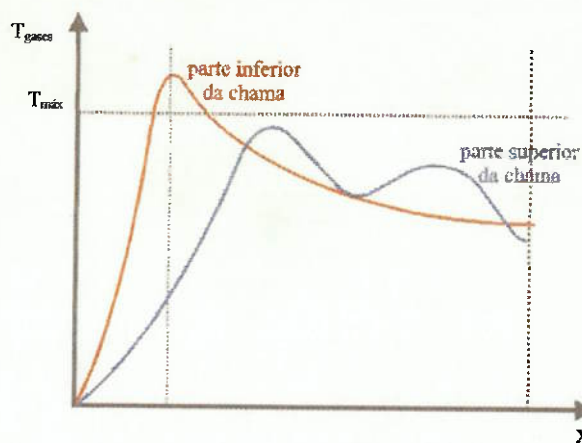
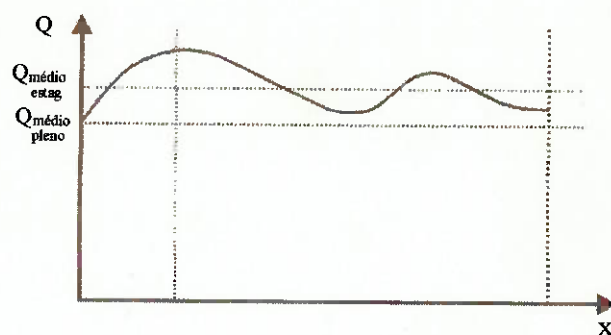
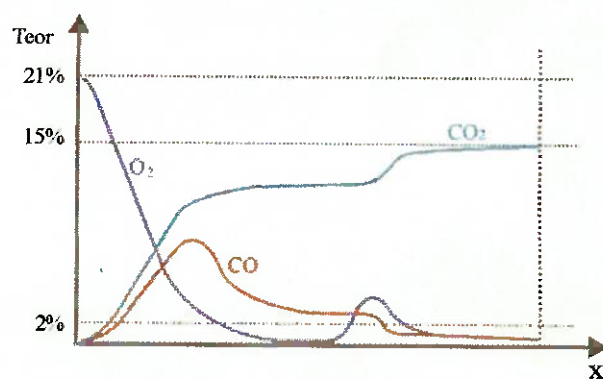


Figura 2.4.5: Representação esquemática do forno com injeção de O_2 .

Figura 2.4.6: Distribuição longitudinal de temperaturas – com injeção de O_2 .Figura 2.4.7: Distribuição longitudinal do fluxo de calor - com injeção de O_2 .Figura 2.4.8: Distribuição longitudinal de concentrações de espécies químicas – com injeção de O_2 .

3 – CONCEITOS BÁSICOS

3.1 – Radiação Térmica

Geralmente a radiação térmica pode ser tratada através da teoria ondulatória, no entanto, há algumas exceções de grande importância no estudo do transporte radiativo. É o caso da distribuição espectral da energia emitida por um corpo ou das propriedades radiativas de gases, que só podem ser explicadas através da física quântica onde a energia é transportada através de partículas discretas chamadas fótons. De acordo com a teoria ondulatória, a radiação pode ser definida como uma perturbação correspondente à variação simultânea e periódica de um campo elétrico e de um magnético numa determinada região. Constata-se que a partir do ponto de perturbação, os campos elétrico e magnético variam senoidalmente em planos não coincidentes, gerando ondas nas quais a direção de propagação é a do eixo coincidente com as duas senóides. A figura (3.1) mostra o espectro de radiação eletromagnético com suas respectivas classificações e mecanismos de produção.

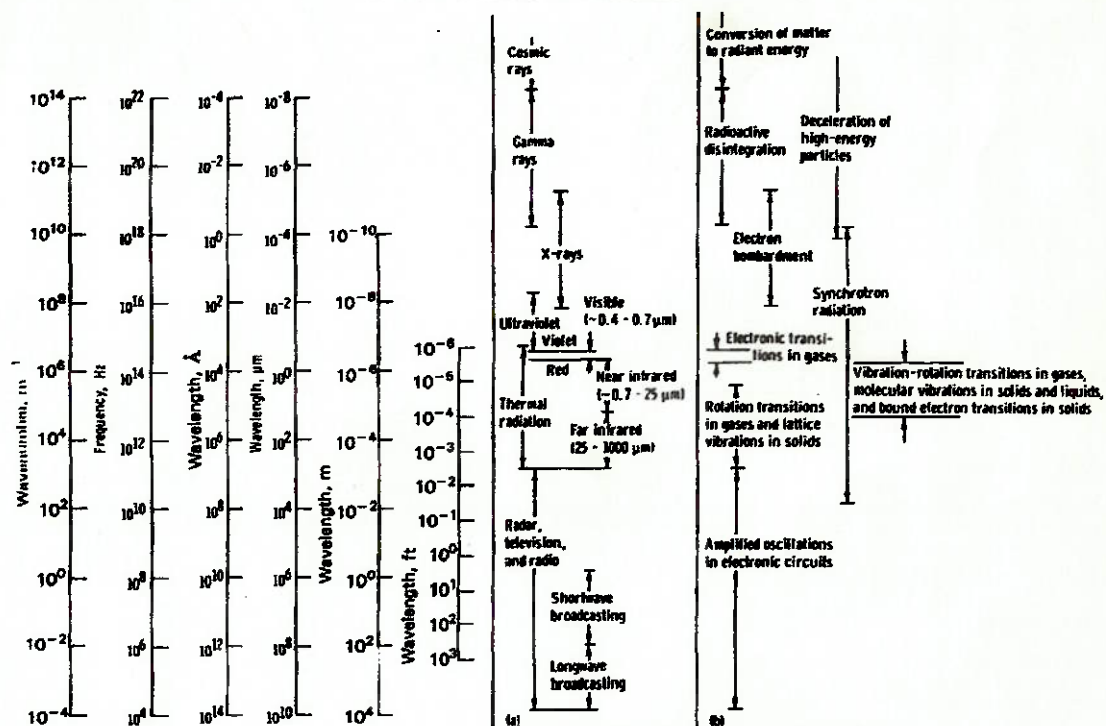


Figura 3.1: Espectro de radiação eletromagnético com suas respectivas classificações e mecanismos de produção.

3.2 – Corpo Negro

Um corpo negro é um corpo ideal no qual toda a radiação incidente atravessa sua superfície de interface (não há reflexão) e é totalmente absorvida internamente (não há transmissão). Isto é válido para todos os comprimentos de onda e para todos os ângulos de incidência. Consequentemente o corpo negro é um absorvedor ideal para toda a radiação incidente. Todas as outras propriedades do corpo negro são derivadas desta definição. Os corpos reais, podem ser considerados negros, quando possuem refletividade nula e o produto do coeficiente de absorvidade, K , por seu comprimento, L , é considerado infinito em todos os comprimentos de onda e em todas as direções. Desta forma, quando K possui um valor grande, L pode ser pequeno, é o caso dos sólidos opacos, por exemplo, onde a radiação é absorvida em uma camada adjacente à superfície com uma espessura da ordem de angstrons. Por outro lado, se K possui um valor pequeno, o valor de L deve ser grande para que o corpo seja considerado negro, é o caso dos volumes de gases, por exemplo, onde a radiação é absorvida no interior do volume.

3.3 – Superfície Cinzenta e Difusa

Uma importante hipótese, no cálculo das trocas de calor por radiação em cavidades, é de superfícies cinzentas e difusas. Cinzento significa que a absorvidade e a emissividade não dependem do comprimento de onda, Contudo, dependem da temperatura, assim, para cada temperatura de superfície, estas duas propriedades, possuem diferentes valores. O termo difuso, significa que a emissividade e a absorvidade direcional não dependem da direção, a intensidade de radiação é uniforme em todas as direções, como em um corpo negro. Assim, uma superfície cinzenta e difusa absorve uma fração fixa da radiação incidente, qualquer que seja a direção e o comprimento de onda, e emite uma fração fixa da radiação de um corpo negro, qualquer que seja a direção e o comprimento de onda.

Uma outra consequência da hipótese de superfícies cinzentas e difusas, é quanto a refletividade. Se a absorvidade é a fração da radiação incidente que é absorvida, e a refletividade é a fração da radiação incidente que é refletida, então:

$$\alpha(T_A) + \rho_\lambda''(\lambda, \theta, \varphi, \theta_r, \varphi_r, T_A) = 1$$

ou

$$\rho(T_A) = \rho_\lambda''(\lambda, \theta, \varphi, \theta_r, \varphi_r, T_A) = 1 - \alpha(T_A)$$

Ou seja, a intensidade de radiação refletida é uniforme em todas as direções, independente do comprimento de onda e do ângulo de incidência da radiação.

Em termos de engenharia, as superfícies dos corpos não metálicos e dos corpos metálicos oxidados, frequentemente rugosos, se comportam

aproximadamente como superfícies difusas. E se os gradientes de temperatura na cavidade onde esses corpos estão não forem muito grandes, eles também podem ser considerados cinzentos.

3.4 – Lei de Kirchhoff

Algumas das características da radiação térmica em equilíbrio podem ser ilustradas através do seguinte sistema: cavidade externamente isolada, contendo dois corpos de área A_1 e A_2 , convexos, com suas dimensões pequenas em relação à dimensão da cavidade, e com a distância entre a parede da cavidade e os corpos grande, em relação a dimensão destes, conforme figura (3.2). No equilíbrio este sistema é isotérmico, e portanto, de acordo com a Segunda lei da termodinâmica, não há fluxo de calor líquido entre quaisquer superfícies contidas na cavidade.

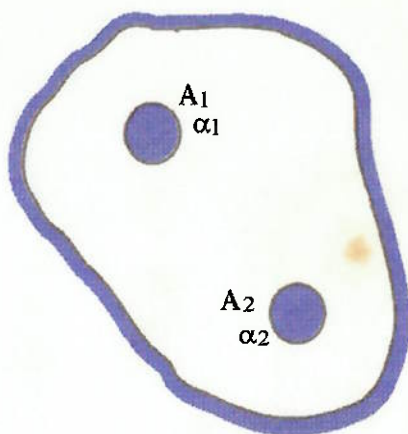


Figura 3.2: Cavidade em equilíbrio térmico.

Com as hipóteses de superfícies (corpos e cavidade) cinzentas e difusas, a intensidade deve ser a mesma em qualquer direção, e o fluxo de radiação do corpo negro, E_b , deve ser constante. Sendo as absorvidades dos corpos na temperatura de equilíbrio T_A , $\alpha_1(T_A)$ e $\alpha_2(T_A)$, e a potência emitida por unidade de área q_1 e q_2 , o balanço de energia entre os corpos é

$$E_b \cdot A_1 \cdot \alpha_1(T_A) = \dot{q}_1 \cdot A_1 \quad \text{e} \quad E_b \cdot A_2 \cdot \alpha_2(T_A) = \dot{q}_2 \cdot A_2$$

que fornece a seguinte relação:

$$\frac{\dot{q}_1}{\alpha_1(T_A)} = \frac{\dot{q}_2}{\alpha_2(T_A)} = E_b \quad (3.1)$$

Que é uma das formas para a lei de Kirchhoff. Sendo a emissividade dos corpos na temperatura de equilíbrio T_A , $\varepsilon_1(T_A)$ e $\varepsilon_2(T_A)$, a equação para a potência emitida por unidade de área, $\dot{q}_1$ e $\dot{q}_2$, é:

$$\dot{q}_1 = \varepsilon_1(T_A) \cdot E_b \quad \text{e} \quad \dot{q}_2 = \varepsilon_2(T_A) \cdot E_b$$

Substituindo $\dot{q}_1$ e $\dot{q}_2$ na equação (3.1), tem-se:

$$\frac{\varepsilon_1(T_A) \cdot E_b}{\alpha_1(T_A)} = \frac{\varepsilon_2(T_A) \cdot E_b}{\alpha_2(T_A)} = E_b$$

Rearranjando, obtém-se a Lei de Kirchhoff para cada corpo deste sistema:

$$\varepsilon_1(T_A) = \alpha_1(T_A) \quad \text{e} \quad \varepsilon_2(T_A) = \alpha_2(T_A)$$

Essa relação é válida para emissividades e absorvidades hemisféricas totais. No entanto, dependendo do relaxamento das hipóteses, essa relação passará a ser válida apenas para propriedade direcional e/ou espectral.

Com a hipótese de superfícies cinzentas, a Lei de Kirchhoff é válida apenas para propriedades direcionais totais:

$$\varepsilon'_1(\theta, \varphi, T_A) = \alpha'_1(\theta, \varphi, T_A) \quad \text{e} \quad \varepsilon'_2(\theta, \varphi, T_A) = \alpha'_2(\theta, \varphi, T_A)$$

Com a hipótese de superfície difusa, tem-se propriedades hemisféricas espectrais:

$$\varepsilon_{\lambda 1}(\lambda, T_A) = \alpha_{\lambda 1}(\lambda, T_A) \quad \text{e} \quad \varepsilon_{\lambda 2}(\lambda, T_A) = \alpha_{\lambda 2}(\lambda, T_A)$$

E no caso sem restrições, onde as propriedades são direcionais e espectrais, a Lei de Kirchhoff é aplicável a qualquer superfície, na seguinte forma:

$$\varepsilon'_{\lambda 1}(\lambda, \theta, \varphi, T_A) = \alpha'_{\lambda 1}(\lambda, \theta, \varphi, T_A) \quad \text{e} \quad \varepsilon'_{\lambda 2}(\lambda, \theta, \varphi, T_A) = \alpha'_{\lambda 2}(\lambda, \theta, \varphi, T_A)$$

3.5 – Intensidade de Radiação

Considere um feixe de radiação no interior de um ângulo sólido de divergência $d\Omega$ cujo centro coincide com o centro do elemento de área dA_p normal ao feixe, conforme figura (3.3). O fluxo de energia será proporcional a dA_p e a $d\Omega$. A constante de proporcionalidade é chamada de intensidade total I' de radiação, energia por unidade de tempo por unidade de ângulo sólido por unidade de área normal ao feixe.

A intensidade geralmente é função da direção da radiação, medida por exemplo através de um ângulo θ formado com a normal a um elemento de superfície dA e um ângulo azimutal φ , desta forma tem-se $I'(\theta, \varphi)$. A área normal ao feixe de radiação, dA_p é dado por $dA \cdot \cos(\theta)$, assim, a potência, proveniente de um elemento de área dA , é dada por:

$$d\dot{Q} = I'(\theta, \varphi) \cdot d\Omega \cdot \cos(\theta) \cdot dA \quad (3.1)$$

e o fluxo específico dado por:

$$d\dot{q} = I'(\theta, \varphi) \cdot d\Omega \cdot \cos(\theta) \quad (3.2)$$

No caso de um corpo negro a intensidade total de radiação I'_b definida acima não depende dos ângulos θ e φ , ou seja, é constante em todas as direções (a radiação é difusa).

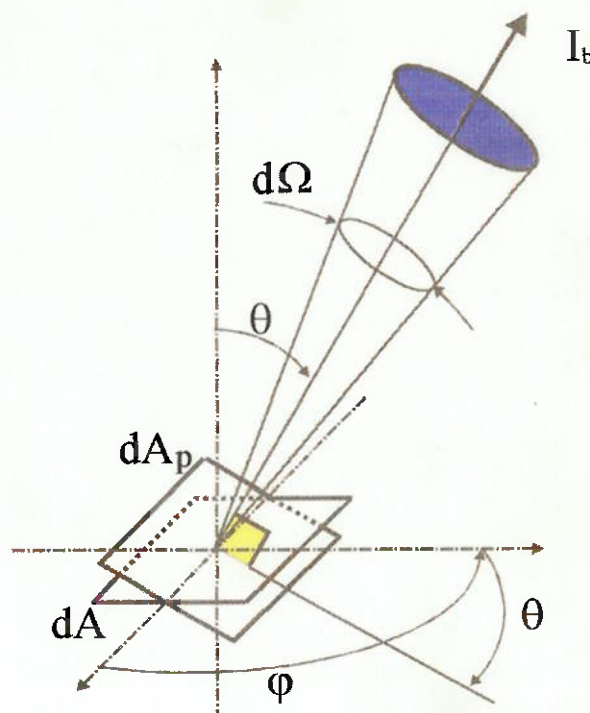


Figura 3.3: Intensidade da radiação em um ângulo sólido.

3.6 – Potência Emissiva de um Corpo Negro

A potência emissiva direcional de um corpo negro é definida como energia emitida por unidade de tempo, por unidade de ângulo sólido, por unidade de área. A potência emissiva direcional está baseada na área da superfície emissora e, não na área projetada da superfície emissora, como ocorre com a intensidade. Desta forma, a potência proveniente de um elemento de superfície negra dA , emitida na direção θ , dentro do ângulo sólido $d\Omega$, pode ser expressa como:

$$d\dot{Q} = I'_b \cdot d\Omega \cdot \cos(\theta) \cdot dA = E'_b(\theta) \cdot d\Omega \cdot dA$$

De onde segue a dependência da função co-seno na potência emissiva direcional, E'_b , do corpo negro, também conhecida como lei co-seno de Lambert, expressa a seguir:

$$E'_b(\theta) = I'_b \cdot \cos(\theta) \quad (3.3)$$

A diferença entre a intensidade e potência emissiva direcional de um corpo negro na dependência do ângulo θ é mostrada na figura (3.4).

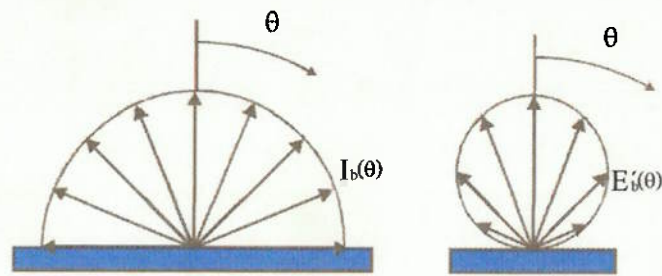


Figura 3.4: Intensidade e potência emissiva direcional de um corpo negro em função de θ .

O poder emissivo de um corpo negro, E_b , é a potência emitida por unidade de área em $2 \cdot \pi$ (sr). Portanto, pode ser obtida integrando $E'_b(\theta)$ em um hemisfério de raio unitário centrado em dA , como mostrado na figura (3.5). Desta forma, a equação do poder emissivo fica:

$$E_b = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} E'_b \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \cdot d\varphi$$

que combinando com a equação (3.4), fornece:

$$E_b = I'_b \cdot \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \cdot d\varphi$$

Que integrada fornece uma relação entre o poder emissivo e a intensidade de radiação de um corpo negro.

$$E_b = I'_b \cdot \pi \quad (3.4)$$

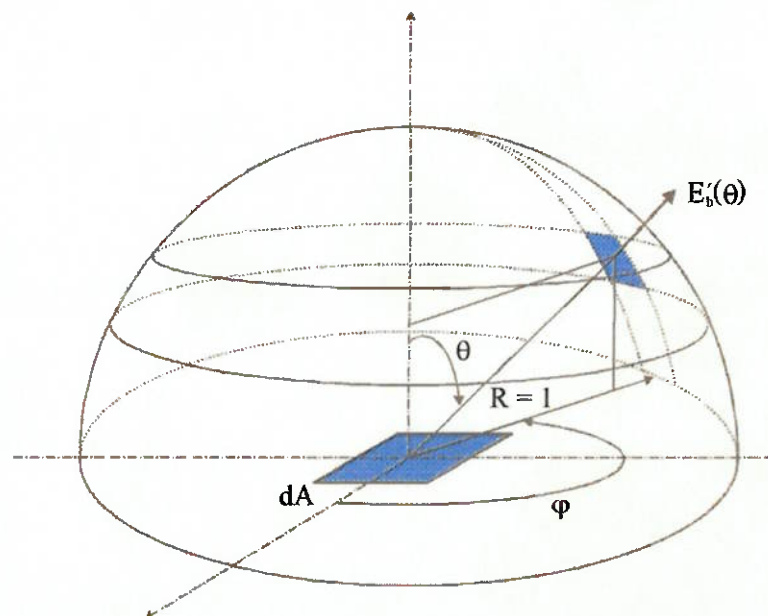


Figura 3.5: Hemisfério unitário para o cálculo da potência emissiva hemisférica de um corpo negro.

3.7 – Lei de Planck

A equação que fornece a magnitude da intensidade de radiação emitida para cada comprimento de onda que constitui o espectro de radiação é dada pela Lei de Planck. Esta relação não pode ser dada puramente por argumentos da Termodinâmica Clássica. A procura por esta relação levou Planck a novas investigações e hipóteses que acabaram se tornando os fundamentos da mecânica quântica.

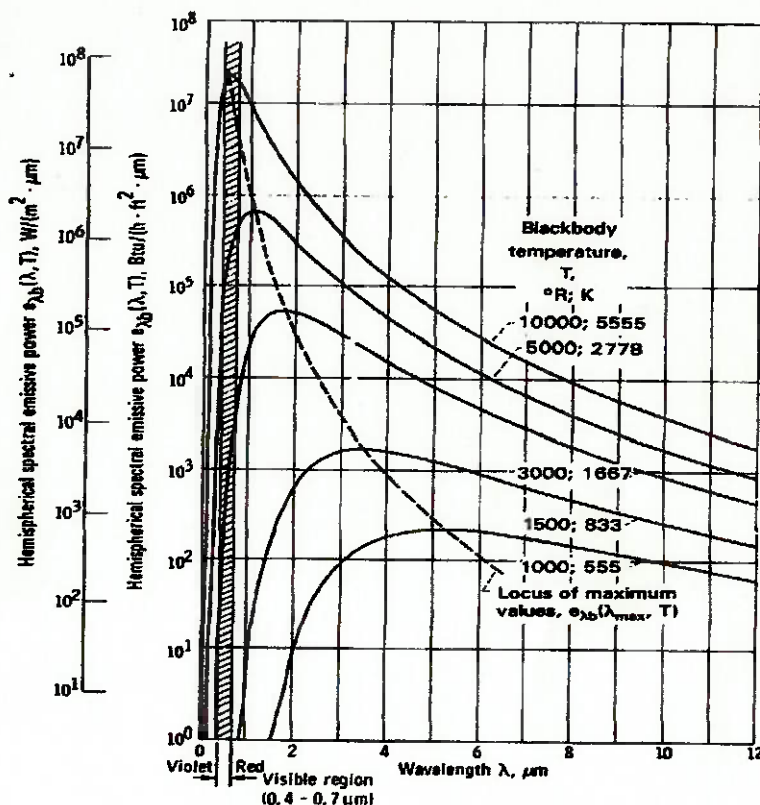


Figura 3.6: Poder emissivo espectral para um corpo negro em diferentes temperaturas.

É possível demonstrar através de argumentos da física quântica, e verificar experimentalmente que, para um corpo negro, a distribuição espectral da intensidade de radiação e do poder emissivo, no vácuo, pode ser dado em função apenas do comprimento de onda e da temperatura absoluta do corpo negro. Esta relação é conhecida como distribuição espectral do poder emissivo de Planck, e é dada pela seguinte equação:

$$E_{\lambda b}(\lambda, T) = \pi \cdot I'_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{2 \cdot \pi \cdot C_1}{\lambda^5 \cdot (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (3.5)$$

Ou, dividindo por T^5 , tem-se $E_{\lambda b}(\lambda, T) / T^5$ em termos da variável $\lambda \cdot T$.

$$\frac{E_{\lambda b}(\lambda, T)}{T^5} = \frac{\pi \cdot I'_{\lambda b}(\lambda, T)}{T^5} = \frac{2 \cdot \pi \cdot C_1}{(\lambda \cdot T)^5 \cdot (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (3.6)$$

onde:

$$C_1: h \cdot c_0^2;$$

$$C_2: h \cdot c_0 / k;$$

h : constante de Planck;

k : constante de Boltzmann.

A figura (3.6) mostra o poder emissivo espectral para um corpo negro em diferentes temperaturas.

3.8 – Lei do Deslocamento de Wien

Uma informação interessante no espectro emissivo do corpo negro é o valor de $\lambda_{\max}$ no qual o poder emissivo espectral do corpo negro $E_{\lambda b}(\lambda)$ é máximo para uma dada temperatura. Este valor de $\lambda_{\max}$ tende a ser menor quanto maior for a temperatura considerada, como mostrado através da linha tracejada da figura (3.6). O valor de $\lambda_{\max} \cdot T$ pode ser encontrado derivando a equação (3.6) e igualando o terceiro termo a zero, resultando:

$$\lambda_{\max} \cdot T = \frac{C_2}{5} \cdot \frac{1}{1 - e^{-C_2/\lambda_{\max} \cdot T}} = C_3 \quad (3.7)$$

3.9 – Lei de Stefan-Boltzmann

Através de medições experimentais do efeito da temperatura na radiação proveniente da platina negra, Stefan concluiu que o poder emissivo hemisférico global de uma superfície negra é proporcional a temperatura absoluta elevada à quarta potência. Logo depois, Boltzmann, usando a relação de que a pressão da radiação é um terço da densidade de energia e utilizando a radiação como fluido de trabalho em um motor térmico reversível, obteve o mesmo resultado de Stefan.

A intensidade total de um corpo negro pode ser calculada através da integral de $\lambda=0$ até $\lambda=\infty$ da intensidade espectral $I'_{\lambda b}$, dada pela Lei de Planck:

$$I'_b = \int_0^{\infty} I'_{\lambda b}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (3.8)$$

Combinando as equações (3.5) (Lei de Planck) com a (3.8) e resolvendo a integral, resulta na seguinte expressão:

$$I'_b = \frac{\sigma}{\pi} \cdot T^4 \quad (3.9)$$

Ou

$$E_b = \sigma \cdot T^4 \quad (3.10)$$

Que é a Lei de Stefan-Boltzmann onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

3.10 – Atenuação da Intensidade de Radiação

A redução da intensidade de radiação numa certa direção, ao longo de um incremento dx é proporcional à própria intensidade e à distância dx , ou seja, :

$$dI'_\lambda(\lambda, \theta, \varphi) = -K(\lambda, \theta, \varphi, T, p, c_i) \cdot I'_\lambda(\lambda, \theta, \varphi) \cdot dx \quad (3.11)$$

Onde K é denominado coeficiente de atenuação (neste caso absorção) e depende basicamente do comprimento de onda da radiação, da direção, da temperatura, da pressão total (muito pouco), das substâncias que compõem o meio e suas concentrações. No caso de haver material particulado, K também depende da distribuição granulométrica. Admitindo radiação difusa e que se possa calcular um valor médio de K ao longo de todos os comprimentos de onda, a equação (3.11) fica:

$$dI' = -K(x) \cdot I' \cdot dx \quad (3.12)$$

A integração ao longo de x , fornece:

$$\frac{I'}{I'_0} = e^{-\int_0^x K(x) \cdot dx} = \tau(x) \quad (3.13)$$

que é conhecida como lei de Bouguer Lambert, onde $\tau(x)$ é a transmissividade direcional do meio.

A absorvidade direcional do meio, $\alpha(x)$, é então definida como:

$$\alpha(x) = 1 - \tau(x) \quad (3.14)$$

ou

$$\alpha(x) = \frac{I'_0 - I'}{I'_0} = \left(1 - e^{-\int_0^x K(x) \cdot dx} \right) \quad (3.15)$$

Em condições de equilíbrio, a absorvidade $\alpha(x)$ é igual à emissividade $\varepsilon(x)$ do volume de gás considerado. Portanto, só tem sentido falar em absorvidade ou emissividade de um volume de gás com uma certa dimensão característica x .

3.11 – Radiação de um Volume

No desenvolvimento da Lei de Kirchhoff, feito anteriormente, assumiu-se que a radiação é proveniente apenas das superfícies da cavidade. No entanto, quando o meio que preenche a cavidade não for transparente, este também participará das trocas de calor por radiação. Isto pode ser ilustrado considerando a emissão de um volume dv sobre uma cavidade, em equilíbrio com dv , e a uma temperatura T , cuja potência $\dot{Q}_v \cdot dv$ é emitida uniformemente sobre 4π sr, conforme figura (3.7). Sendo I'_B a intensidade de radiação na cavidade correspondente à temperatura T , e γ a fração da radiação absorvida por unidade de comprimento de um meio contido em um feixe de radiação qualquer. Se um feixe de radiação $I'_b \cdot d\Omega$ atinge a superfície dA de um volume dv e atravessa esse volume ao longo de um comprimento dx , então a potência absorvida no volume dv' , correspondente a $dA \cdot dx$ será:

$$I'_b \cdot d\Omega \cdot A \cdot \gamma \cdot dx = I'_b \cdot d\Omega \cdot \gamma \cdot dv'$$

Assim, a potência absorvida em todo o volume dv de 4π sr direções será

$$I'_b \cdot \gamma \cdot \int_{\Omega=0}^{4\pi} \int_{dv} d\Omega \cdot dv' = 4 \cdot \pi \cdot I'_b \cdot \gamma \cdot dv$$

No equilíbrio isto é igual a emissão do volume $\dot{Q}_v \cdot dv$, ou

$$\frac{\dot{Q}_v}{\gamma} = 4 \cdot \pi \cdot I'_b = 4 \cdot E \quad (3.16)$$

Esta é uma outra forma para a lei de Kirchhoff. Em uma cavidade em equilíbrio, a potência emitida por um pequeno volume dividido pela fração de radiação absorvida por unidade de comprimento de um meio, é igual a quatro vezes a potência emitida por um corpo negro

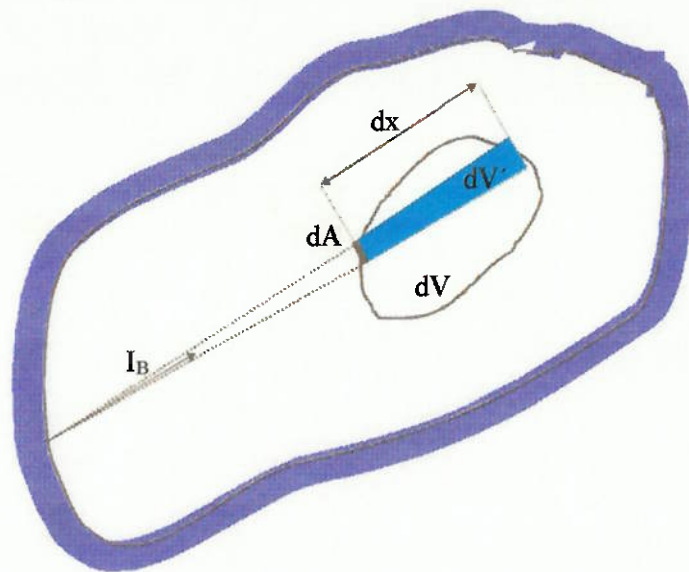


Figura 3.7: Radiação de um volume.

4 – MODELO ADOTADO

A formulação rigorosa dos termos envolvidos no balanço térmico de uma cavidade preenchida com um meio interveniente pode ser expressa por um sistema de equações integro diferenciais.

Para o caso de um volume infinitesimal dV_i , o balanço de energia possui os seguintes termos:

1. A absorção da radiação emitida pelos elementos infinitesimais dV_j e que atingem diretamente dV_i

$$dV_i \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \int_A \frac{4 \cdot K_{\lambda,j} \cdot E_{\lambda,j} \cdot e^{-\int_0^{\eta_j} K_{\lambda}(r) \cdot dr}}{4 \cdot \pi \cdot r_{ij}^2} \cdot dV_j \cdot K_{\lambda,i} \cdot d\lambda \quad (4.1)$$

onde:

r : segmento de reta definido pelo lugar ocupado por dV_i e dV_j ;

r_{ij} : distância que separa dV_i de dV_j .

2. A absorção da radiação que parte de todos os elementos de superfícies e atingem dV_i

$$dV_i \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \int_A W_{\lambda,j} \cdot \frac{e^{-\int_0^{\eta_j} K_{\lambda}(r) \cdot dr}}{\pi \cdot r_{ij}^2} \cdot dA_{n,j} \cdot K_{\lambda,i} \cdot d\lambda \quad (4.2)$$

onde:

$dA_{n,j}$: área da superfície dA_j projetada na direção normal a r_{ij} ;

$W_{\lambda,j}$: fluxo de radiação (emitida + refletida) que parte de dA_j .

3. Convecção de um elemento infinitesimal de superfície dA_k com temperatura T_k

$$h \cdot dA_k \cdot (T_k - T_i) \quad (4.3)$$

onde:

h : coeficiente de transferência de calor.

4. Diferença entre a entalpia (sensível + química) que entra e a que sai de dV_i

$$dV_i \cdot \nabla \cdot \rho_0 \cdot u \cdot (i_s + i_c) \quad (4.4)$$

onde:

- ρ_0 : densidade;
 u : vetor velocidade;
 i_s : entalpia sensível;
 i_c : entalpia química.

5. Radiação emitida por dV_i

$$4 \cdot dV_i \cdot \int_0^{\infty} K_{\lambda,i} \cdot E_{\lambda,i} \cdot d\lambda \quad (4.5)$$

6. Taxa de aumento da entalpia (sensível + química)

$$dV_i \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 \cdot (i_s + i_c)] \quad (4.6)$$

Somando-se os termos (4.1), (4.2) e (4.4) e igualando-os à soma dos termos (4.5) e (4.6), obtem-se uma equação integro diferencial para o balanço de energia do volume infinitesimal dV_i .

Agora, para o balanço de energia de um elemento infinitesimal de superfície dA_i , tem-se os seguintes termos:

7. Absorção da radiação emitida pelos volumes de gás dV_j

$$dA_i \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \int_V \frac{K_{\lambda,j} \cdot E_{\lambda,j} \cdot e^{-\int_0^{\eta_j} K_{\lambda}(r) \cdot dr} \cdot \cos(\theta_{ij}) \cdot dV_j \cdot \varepsilon_{\lambda,i} \cdot d\lambda}{\pi \cdot r_{ij}^2} \quad (4.7)$$

onde:

θ_{ij} : ângulo entre r_{ij} e a normal dA_i .

8. Absorção da radiação que parte das outras superfícies infinitesimais dA_j

$$dA_i \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \int_V \frac{W_{\lambda,j} \cdot e^{-\int_0^{\eta_j} K_{\lambda}(r) \cdot dr} \cdot \cos(\theta_{ij}) \cdot \cos(\theta_{ji}) \cdot dA_j \cdot \varepsilon_{\lambda,i} \cdot d\lambda}{\pi \cdot r_{ij}^2} \quad (4.8)$$

onde:

θ_{ji} : ângulo entre r_{ij} e a normal à dA_j .

9. Convecção do escoamento do gás sobre a superfície dA_i

$$h \cdot (T_j - T_i) \cdot dA_i \quad (4.9)$$

10. Emissão da superfície dA_i

$$dA_i \cdot \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,i} \cdot E_{b\lambda} \cdot d\lambda \quad (4.10)$$

11. O fluxo líquido de calor que parte da superfície dA_i

$$\dot{q}_{liq,i} \cdot dA_i \quad (4.11)$$

12. E, para regime transitório, a taxa de aumento de entalpia

$$\frac{\partial i_i}{\partial t} \cdot dA_i \quad (4.12)$$

onde:

i_i : entalpia da massa associada a uma unidade de área da superfície dA_i .

A soma dos termos (4.7), (4.8) e (4.9), quando igualados à soma dos termos (4.10), (4.11) e (4.12), fornece uma segunda equação integro diferencial.

4.1 – Método de Zonas

Uma aproximação para resolução do sistema integro diferencial exposto acima é dada pelo método de zonas, devido a Hottel (1967). Neste método, divide-se adequadamente as superfícies e os volumes em zonas, e o espectro em um número de regiões que permitam uma aproximação por propriedades constantes. Feito isto, determina-se as chamadas áreas diretas de troca de calor entre cada zona, onde se considera superfícies negras e meio interveniente cinzento. Com as áreas diretas, calcula-se as áreas globais de troca de calor entre cada zona, nesta etapa, considera-se que as superfícies e os volumes são cinzentos. Conhecendo-se o escoamento e as reações de combustão em cada zona, e utilizando as áreas globais calculadas, faz-se o balanço global de energia em cada zona, obtendo assim, um sistema de equações não lineares (existem termos T^4 e T). A resolução deste sistema de equações não lineares fornece a temperatura de cada zona, e com isso, é possível obter a potência total líquida recebida por cada zona.

Neste trabalho, a apresentação das etapas para a aplicação do método de zonas, será feita, primeiramente, considerando um sistema de gases e superfícies cinzentos, determinando-se assim, o efeito das múltiplas reflexões

nas paredes da cavidade. Em seguida, será apresentado um modelo de gases reais para ser aplicado ao método de zonas. Neste modelo para gases reais, não será considerado o efeito do espalhamento.

4.2 – Áreas Diretas de Troca de Calor

As áreas diretas de troca de calor entre duas zonas, z_i e z_j , é dada pela expressão:

$$z_i z_j = \frac{\dot{Q}_{i \leftrightarrow j}}{E_i - E_j} \quad (4.2.1)$$

onde:

$z_i z_j$: área direta de troca de calor entre z_i e z_j ;

$\dot{Q}_{i \leftrightarrow j}$: calor trocado entre z_i e z_j ;

E_i : potência emissiva do corpo negro à temperatura de z_i ;

E_j : potência emissiva do corpo negro à temperatura de z_j .

4.2.1 - Área direta de troca de calor entre duas superfícies ($s_i s_j$)

O fluxo que sai de um elemento de superfície negra dA_i que é diretamente interceptado por outro elemento de superfície negra dA_j , ver figura (3.2.1a), é dado pela equação

$$\dot{Q}_{dA_i \rightarrow dA_j} = \frac{E_i}{\pi} \cdot dA_i \cdot \cos \theta_i \cdot \frac{dA_j \cdot \cos \theta_j}{r^2} \cdot \tau(r) \quad (4.2.2)$$

onde:

$\frac{E_i}{\pi} \cdot dA_i \cdot \cos \theta_i$: emissão na direção da reta que une as superfícies por unidade de ângulo sólido;

$\frac{dA_j \cdot \cos \theta_j}{r^2}$: ângulo sólido subtendido por dA_j em dA_i separadas pela distância r ;

$\tau(r)$: fração transmitida, dada pela equação 3.14.

Escrevendo a equação análoga à 4.2.2 para $\dot{Q}_{dA_j \rightarrow dA_i}$, subtraindo esta equação resultante da equação 4.1.1.2 e integrando, chega-se a equação da área direta $s_i s_j$:

$$s_i s_j = \frac{\dot{Q}_{A_i \leftrightarrow A_j}}{E_i - E_j} = \iint_{A_i A_j} \frac{dA_i \cdot \cos \theta_i \cdot dA_j \cdot \cos \theta_j \cdot \tau(r)}{\pi \cdot r^2} \quad (4.2.3)$$

4.2.2 - Área direta de troca de calor entre um volume de gás i e uma superfície j ($g_i s_j$)

Dado um volume de gás cinzento, à temperatura T_i , com coeficiente de absorção de radiação K_i , pode-se demonstrar que a potência radiativa emitida por esse volume, para todas as direções do espaço vale:

$$\dot{Q}_{dV_i \rightarrow \text{espaço}} = 4 \cdot K_i \cdot E_i \cdot dV_i$$

onde E_i é a potência emissiva do corpo negro à temperatura do gás, T_i .

Então a intensidade da radiação numa direção r qualquer é:

$$I_r = \frac{4 \cdot K_i \cdot E_i \cdot dV_i}{4 \cdot \pi} = \frac{K_i \cdot E_i \cdot dV_i}{\pi}$$

Imaginando agora uma área elementar dA_j numa certa posição em relação a este volume de gás, ver figura (3.2.1b), tem-se que o ângulo sólido entre o volume elementar dV_i e a área elementar dA_j é:

$$d\Omega_i = \frac{dA_j \cdot \cos \theta_j}{r^2}$$

Então a potência radiativa que incide em dA_j , vinda de dV_i , vale:

$$\dot{Q}_{dV_i \rightarrow dA_j} = \frac{K_i \cdot E_i \cdot dV_i}{\pi} \cdot \frac{dA_j \cdot \cos \theta_j}{r^2} \cdot \tau(r) \quad (4.2.4a)$$

A partir disto, pode-se demonstrar que:

$$g_i s_j = \frac{\dot{Q}_{V_i \rightarrow A_j}}{E_i - E_j} = \iint_{V_i A_j} \frac{K_i \cdot dV_i \cdot dA_j \cdot \cos \theta_j}{\pi \cdot r^2} \cdot \tau(r) \quad (4.2.4)$$

onde K_i é o coeficiente de absorção do volume V_i considerado.

4.2.3 - Área direta de troca de calor entre dois volumes de gás ($g_i g_j$)

Pode-se demonstrar que :

$$g_i g_j = \frac{\dot{Q}_{V_i \rightarrow V_j}}{E_i - E_j} = \iint_{V_i V_j} \frac{K_i \cdot dV_i \cdot K_j \cdot dV_j}{\pi \cdot r^2} \cdot \tau(r) \quad (4.2.5)$$

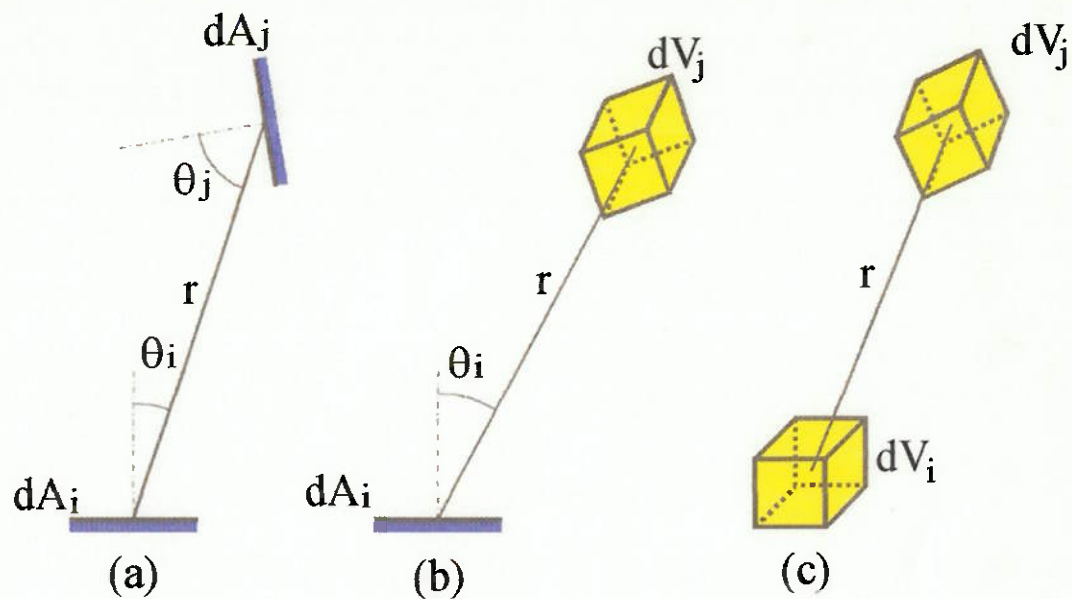


Figura 3.2.1: Áreas diretas de troca de calor entre zonas.

4.2.4 – Simplificações geométricas

Os subsídios, para resolução do problema da influência da geometria de uma cavidade na transferência de calor por radiação, podem ser dados em função das áreas diretas de troca de calor, ou do comprimento médio do feixe de radiação.

O comprimento médio do feixe de radiação, L_e , é o raio do volume hemisférico, V_{hemisf} , preenchido com um determinado gás que emite um fluxo de radiação para o centro da hemisfera igual ao fluxo de radiação irradiado numa superfície de interesse, A_i , pelo volume de interesse, V_j , preenchido com este gás (vide figura 4.2.2).

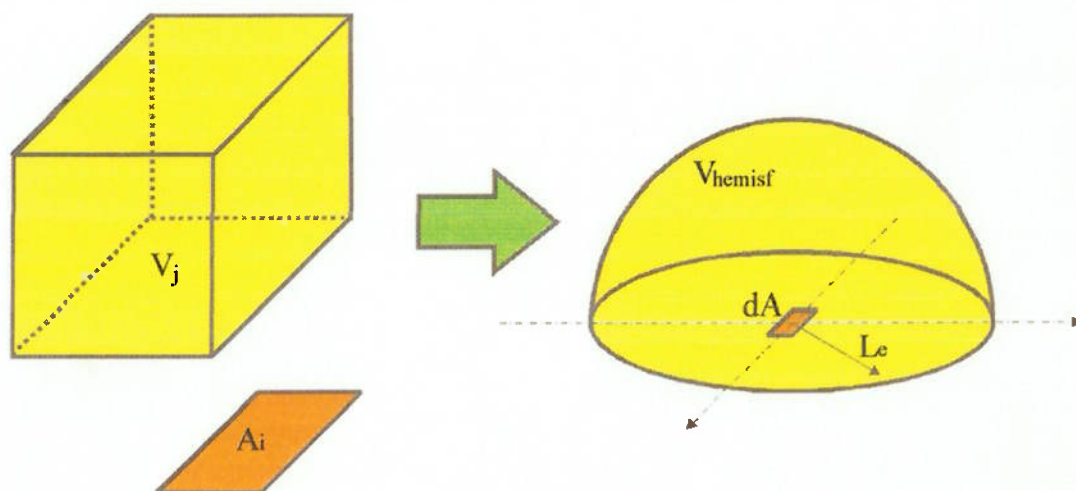


Figura 4.2.2: Comprimento médio do feixe de radiação.

Da definição de potência emissiva hemisférica (item 3.4) e da Lei de Bouguer-Lambert (item 3.9), tem-se que a potência que abandona um elemento de

superfície dA e que é absorvido pelo volume hemisférico de gás de raio L_e , centrado neste elemento de superfície, é dado por:

$$\dot{q} = (1 - e^{-K \cdot L_e}) \cdot E_b \quad (4.2.6)$$

Considerando um meio opticamente fino, $K \cdot L_e \rightarrow 0$, pode-se expandir a equação da transmissividade em séries:

$$\lim_{K \cdot r \rightarrow 0}(\tau) = \lim_{K \cdot r \rightarrow 0}(e^{-K \cdot L_e}) = \lim_{K \cdot r \rightarrow 0} \left[1 - K \cdot L_e + \frac{(K \cdot L_e)^2}{2!} - \dots \right] = 1$$

Chamando L_e de $L_{e,0}$ para o caso em que $K \cdot L_e \rightarrow 0$, a equação (4.2.6) fica:

$$\dot{q} = \left\{ 1 - \left[1 - K \cdot L_{e,0} + \frac{(K \cdot L_{e,0})^2}{2!} - \dots \right] \right\} \cdot E_b = K \cdot L_{e,0} \cdot E_b \quad (4.2.7)$$

Utilizando a equação (3.11) que fornece a radiação gerada em um volume, tem-se:

$$\dot{q} = \frac{4 \cdot K \cdot V}{A} \quad (4.2.8)$$

onde A é a área da superfície que envolve o volume V de gás.

Assim, combinando as equações (4.2.7) com a (4.2.8), tem-se o comprimento médio do feixe de radiação para o caso de meio opticamente fino:

$$L_{e,0} = \frac{4 \cdot V}{A} \quad (4.2.9)$$

No caso de meio opticamente espesso, deve-se usar um fator de correção, C , que em geral vale 0,9. Assim o comprimento médio do feixe de radiação fica:

$$L_e = C \cdot L_{e,0} = 0,9 \cdot L_{e,0} \quad (4.2.10)$$

E, aplicando esta equação para o caso de cubos de lado B , tem-se:

$$L_e = C \cdot \frac{4 \cdot V}{A} = 0,9 \cdot \frac{4 \cdot B^3}{6 \cdot B^2} = 0,6 \cdot B \quad (4.2.11)$$

Para as áreas diretas de troca de calor, as equações (4.2.3), (4.2.4) e (4.2.7) foram resolvidas para o caso de quadrados e cubos no trabalho de Hottel e Cohen (3). Neste trabalho, estas equações foram colocadas em ábacos que fornecem um fator de forma em função do produto de B (lado destes quadrados ou cubos) por K (coeficiente de absorção do gás), e da posição relativa entre estas zonas. As figuras (4.2.3) a (4.2.7) apresentam estes ábacos.

Deve-se observar que a área direta de troca de calor entre um volume de gás com ele mesmo é dado por $1 - \phi$, onde ϕ é o fator de escape. O fator de escape representa a fração da radiação gerada em um volume, assim, o produto da potência radiativa produzida em um volume de gás, dada pela equação (3.16), por esse fator de escape ϕ , deve ser igual a potência que um volume de gás fornece à superfície de controle que o envolve, dada em função do comprimento médio do feixe de radiação, L_e (equação 4.2.6), desta forma, pode-se escrever a seguinte equação.

$$\left(\frac{4 \cdot K \cdot V}{A} \cdot E_b \right) \cdot \phi = (1 - e^{-K \cdot L_e}) \cdot E_b$$

Aplicando esta equação para o caso de um cubo de lado B , onde L_e é dado pela equação (4.2.11), tem-se que o fator de escape fica:

$$\phi = \frac{6 \cdot B^2}{4 \cdot K \cdot B^3} \cdot (1 - e^{-K(0,6 \cdot B)}) = \frac{3}{2 \cdot K \cdot B} \cdot (1 - e^{-0,6 \cdot K \cdot B}) \quad (4.2.12)$$

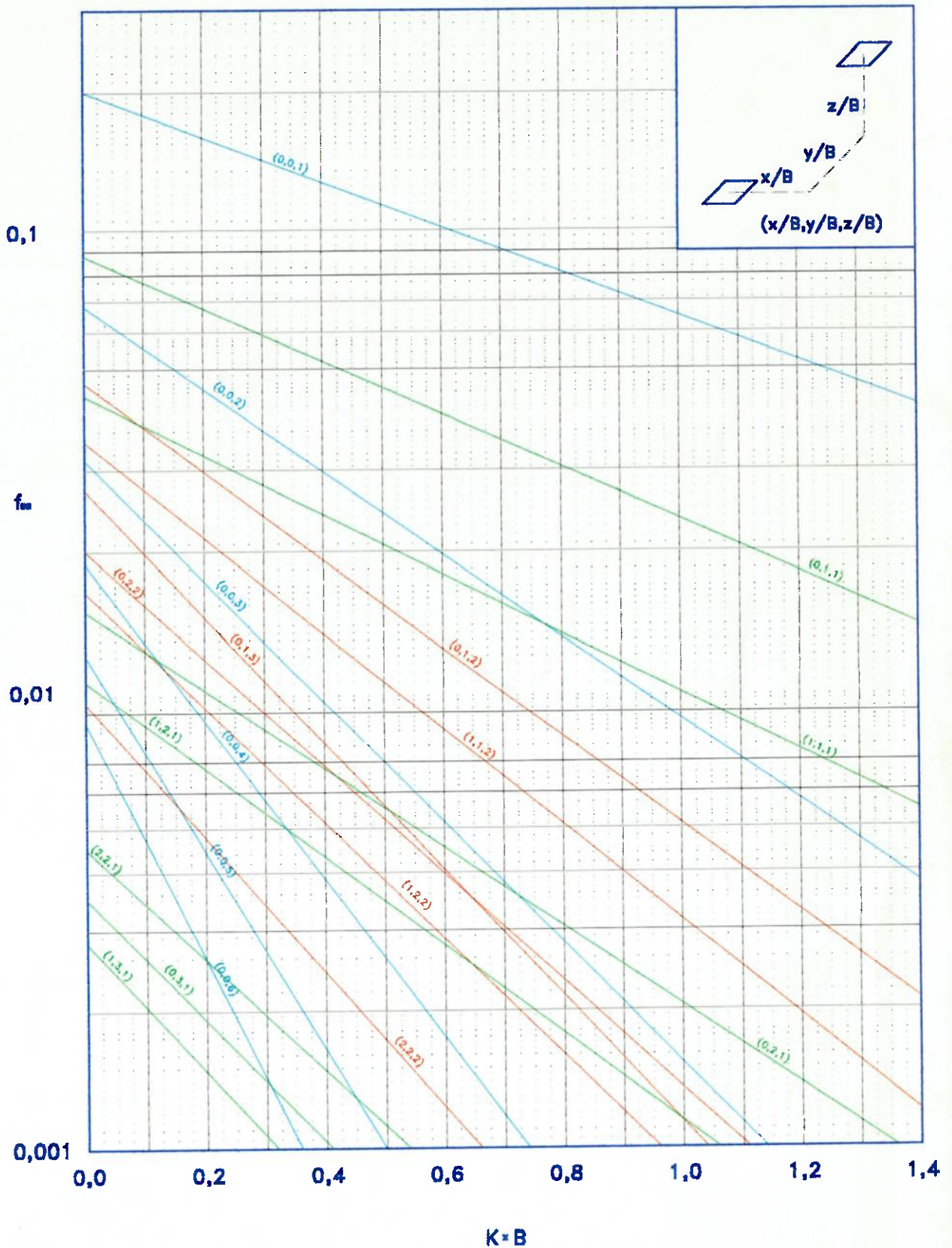


Figura 4.2.3: Fator de forma f_{ss} entre dois quadrados de lado B em planos paralelos.

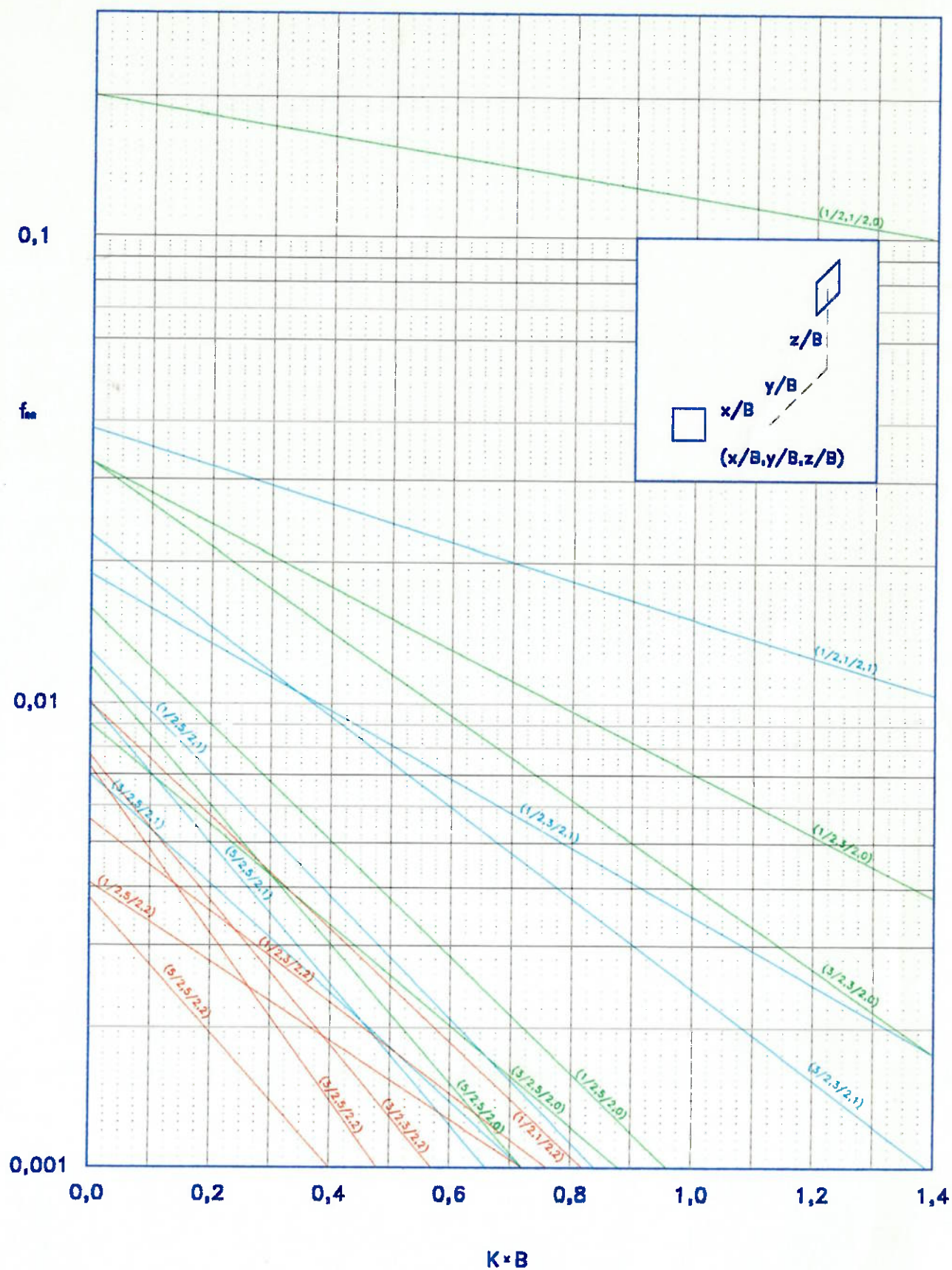


Figura 4.2.4: Fator de forma f_{ss} entre dois quadrados de lado B em planos perpendiculares.

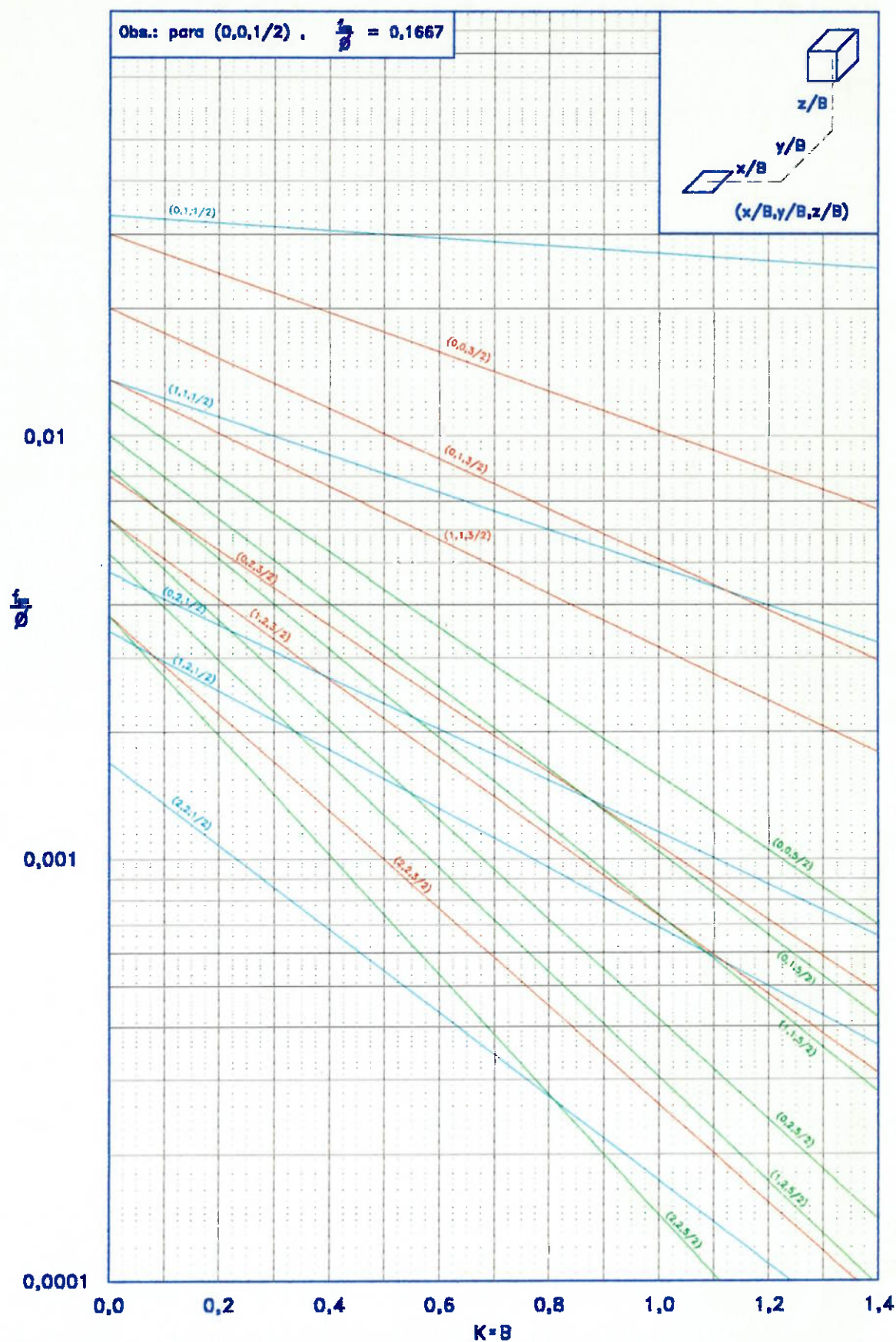


Figura 4.2.5: Fator de forma f_{gs} entre um quadrado e um cubo de lado B (ϕ da equação 4.2.12).

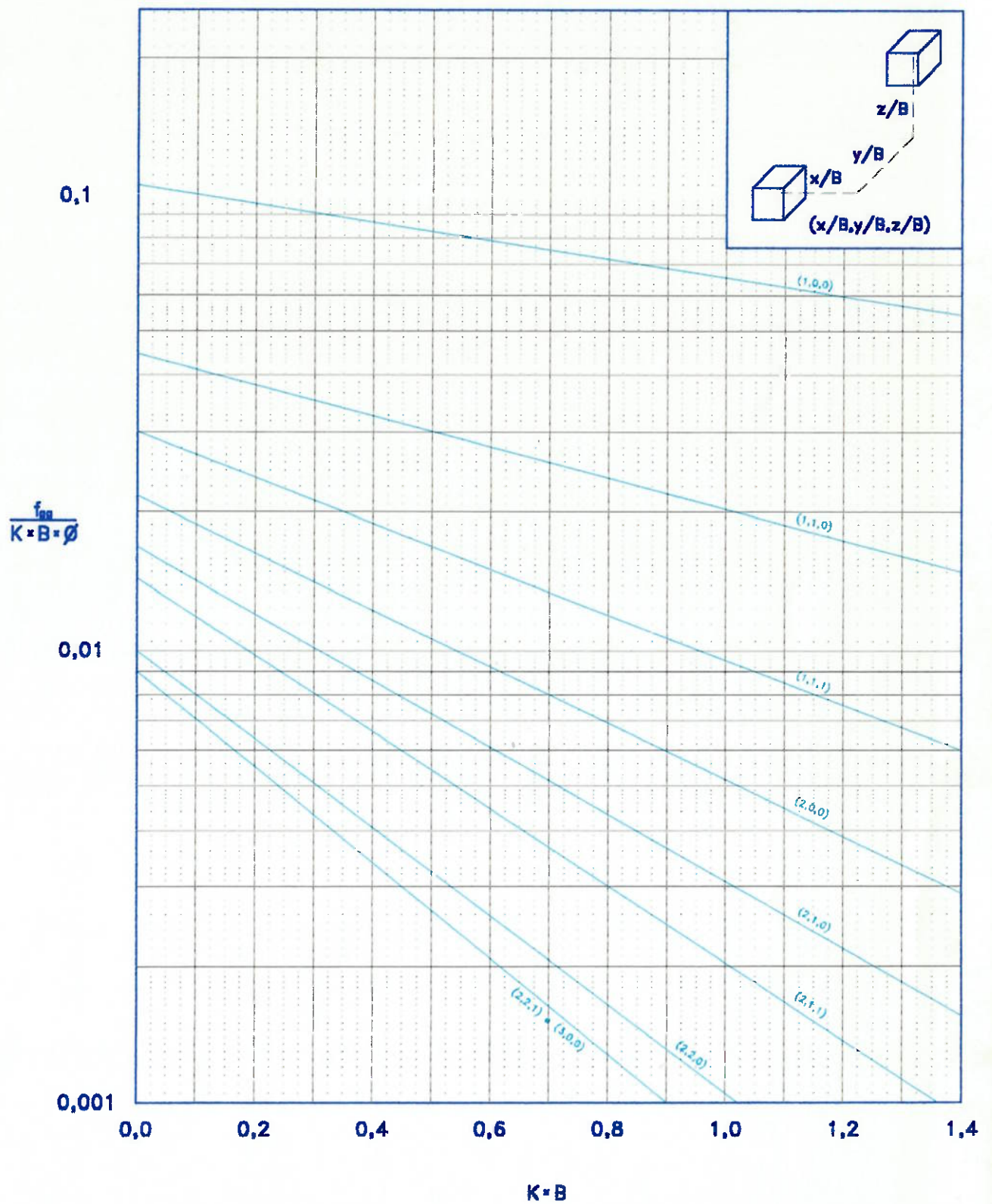


Figura 4.2.6: Fator de forma f_{gg} entre dois cubos de lado B (ϕ da equação 4.2.12).

Para se obter as áreas diretas de troca de calor através destes ábacos deve-se aplicar as seguintes equações

$$s_i s_j = f_{ss} \cdot B^2 \quad (4.2.13)$$

Valor
da
figura
(4.2.3)
ou
(4.2.4)

$$g_i s_j = \left(\frac{f_{gs}}{\phi} \right) \cdot \phi \cdot (4 \cdot K \cdot B^3) \quad (4.2.14)$$

Valor
da
figura
(4.2.5)

Fator
proveniente
da equação
(3.16)

$$g_i g_j = \left(\frac{f_{gg}}{K \cdot B \cdot \phi} \right) \cdot (K \cdot B \cdot \phi) \cdot (4 \cdot K \cdot B^3) \quad (4.2.15)$$

Valor
da
figura
(4.2.6)

Fator
proveniente
da equação
(3.16)

Quando a distância relativa entre as zonas for maior que aquelas representadas nos ábacos das figuras (4.2.3) a (4.2.6), pode-se usar as seguintes equações para o cálculo das áreas diretas entre quadrados e cubos:

para superfícies em planos paralelos,

$$s_i s_j = \frac{e^{-K \cdot r_c} \cdot \left(\frac{z}{B} \right)^2 \cdot B^2}{\pi \cdot \left(\frac{r_c}{B} \right)^4} \quad (4.2.16)$$

para superfícies em planos perpendiculares,

$$s_i s_j = \frac{e^{-K \cdot r_c} \cdot \left(\frac{x}{B} \right) \cdot \left(\frac{y}{B} \right) \cdot B^2}{\pi \cdot \left(\frac{r_c}{B} \right)^4} \quad (4.2.17)$$

$$g_i s_j = \frac{e^{-K \cdot r_c} \cdot \left(\frac{z}{B}\right) \cdot (K \cdot B) \cdot B^2}{\pi \cdot \left(\frac{r_c}{B}\right)^3} \quad (4.2.18)$$

$$g_i g_j = \frac{e^{-K \cdot r_c} \cdot (K \cdot B)^2 \cdot B^2}{\pi \cdot \left(\frac{r_c}{B}\right)^2} \quad (4.2.19)$$

onde r_c é a distância entre os centros de dois elementos.

Quando a absorvidade do gás varia entre as zonas, uma simplificação possível é considerar um coeficiente de absorvidade médio (K_{med}) no cálculo das áreas diretas de troca de calor. Esse K_{med} é dado por:

$$K_{med} = \frac{\int_0^{r_c} K \cdot dr}{r_c} \quad (4.2.20)$$

Quando o meio é cinzento e as superfícies negras, as áreas diretas de troca de calor obedecem a lei da reciprocidade: $s_i s_j = s_j s_i$; $g_i s_j = s_j g_i$; $g_i g_j = g_j g_i$. Um corolário da definição acima é que a soma das áreas diretas entre uma zona i e cada uma das demais zonas j , incluindo a área de troca entre a zona i e ela mesmo, é igual a potência emitida pela zona i por unidade de potência emissiva de um corpo negro a temperatura de i , ou seja:

$$\sum_j s_i s_j + \sum_j g_j s_i = A_i \quad (4.2.21)$$

e

$$\sum_j g_i g_j + \sum_j g_i s_j = 4 \cdot K_i \cdot V_i \quad (4.2.22)$$

4.3 – Balanço de Radiação para uma Superfície Cinzenta

Para uma superfície cinzenta, mostrada na figura (4.3.1), o fluxo de radiação, W , que deixa a superfície, é dado pela equação 4.3.1.

$$W = \varepsilon \cdot E + R \quad (4.3.1)$$

onde:

$\varepsilon \cdot E$: fluxo emitido;
 R : fluxo refletido.

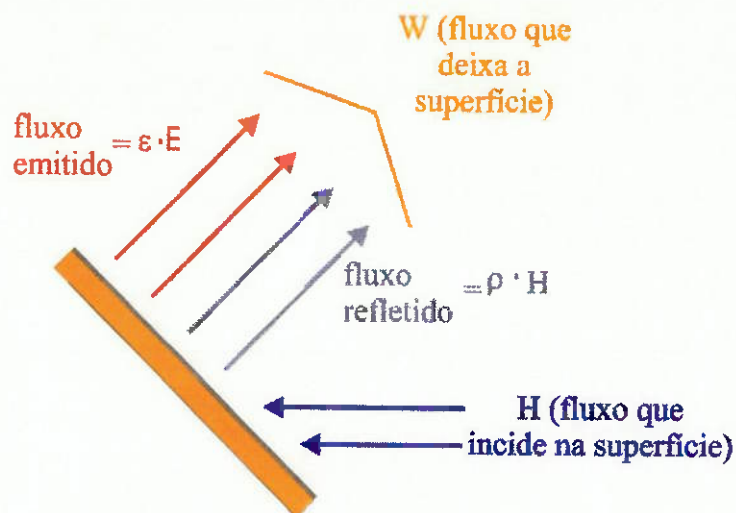


Figura 4.3.1: Balanço de radiação para uma superfície cinzenta.

Sendo $R = \rho H$, onde H é o fluxo incidente, tem-se

$$W = \varepsilon \cdot E + \rho \cdot H$$

ou ainda

$$H = \frac{W - \varepsilon \cdot E}{\rho} \quad (4.3.2)$$

Fazendo o balanço de radiação tem-se que o fluxo líquido trocado por radiação, $\dot{q}_{liq,rad}$, é:

$$\dot{q}_{liq,rad} = W - H$$

ou

$$\dot{q}_{liq,rad} = W - \frac{(W - \varepsilon \cdot E)}{\rho}$$

que rearranjada, resulta:

$$\dot{q}_{liq,rad} = \frac{\varepsilon}{\rho} \cdot (E - W) \quad (4.3.3)$$

A equação (4.3.3) fornece o fluxo líquido trocado por radiação em função das propriedades da superfície (ε e $\rho = 1 - \varepsilon$); de sua temperatura ($E = \sigma \cdot T^4$) e, do fluxo que abandona a superfície, W . Observe-se que esta equação é válida mesmo que haja outras formas de trocas de calor, pois ela não é um balanço global, mas apenas da radiação.

4.4 – Balanço de Radiação para as Superfícies de uma Caverna

Conhecidas as áreas diretas de troca de calor, pode-se fazer o balanço de radiação para uma superfície genérica i de uma caverna, com meio participante, que resulta:

$$A_i \cdot W_i = A_i \cdot \varepsilon_i \cdot E_{s_i} + \rho_i \cdot \left[\left(\sum_j s_j s_i \cdot W_j \right) + \left(\sum_k g_k s_i \cdot E_{g_k} \right) \right] \quad (4.4.1)$$

Potência
que
abandona
a
superfície
i

potência
emitida
pela
superfície
i

potência que
abandona
todas as
superfícies j
e incide
diretamente
em i

potência que
é emitida por
cada um dos
volumes k
e incide
diretamente
em i

Potência que é refletida pela superfície i

Esta equação pode ser rearranjada, resultando:

$$\sum_j \left(s_i s_j - \delta_{ij} \cdot \frac{A_i}{\rho_i} \right) \cdot W_j = - \frac{A_i \cdot \varepsilon_i}{\rho_i} \cdot E_{s_i} - \sum_k g_k s_i \cdot E_{g_k} \quad (4.4.2)$$

onde $\delta_{ij} = 1$, se $i = j$ e $\delta_{ij} = 0$, se $i \neq j$.

Aplicando-se a equação 4.4.2 a n superfícies e m volumes de gás, obtém-se o seguinte sistema de equações:

$$\begin{bmatrix} s_1 s_1 - \frac{A_1}{\rho_1} & s_1 s_2 & \cdots & s_1 s_n \\ s_2 s_1 & s_2 s_2 - \frac{A_2}{\rho_2} & \cdots & s_2 s_n \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ s_n s_1 & s_n s_2 & \cdots & s_n s_n - \frac{A_n}{\rho_n} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \\ \vdots \\ W_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} - \frac{A_1 \cdot \varepsilon_1}{\rho_1} \cdot E_{s_1} & - s_1 g_1 \cdot E_{g_1} & \cdots & - s_1 g_m \cdot E_{g_m} \\ - \frac{A_2 \cdot \varepsilon_2}{\rho_2} \cdot E_{s_2} & - s_2 g_1 \cdot E_{g_1} & \cdots & - s_2 g_m \cdot E_{g_m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ - \frac{A_n \cdot \varepsilon_n}{\rho_n} \cdot E_{s_n} & - s_n g_1 \cdot E_{g_1} & \cdots & - s_n g_m \cdot E_{g_m} \end{bmatrix}$$

matriz de transferência

vetor excitação

vetor
resposta

(4.4.3)

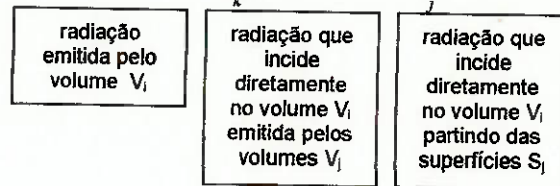
Este sistema de equações pode ser usado para se obter o fluxo líquido de calor em cada zona, desde que se conheça suas respectivas temperaturas, pois assim, é possível determinar os W_i de cada zona de superfície.

Para o caso das superfícies, o fluxo líquido é obtido aplicando a equação:

$$\dot{q}_{liq.rad,i} = \frac{\epsilon_i}{\rho_i} \cdot (E_{s_i} - W_i) \quad (4.4.4)$$

E para o caso dos volumes é necessário fazer o balanço de radiação

$$\dot{q}_{liq.rad,i} = 4 \cdot K_i \cdot V_i \cdot E_{gi} - \sum_k g_k g_i \cdot E_{gk} - \sum_j s_j g_i \cdot W_j \quad (4.4.5)$$



4.5 – Áreas Globais de Troca de Calor

Geralmente as temperaturas das várias zonas não são conhecidas e, neste caso, a equação (4.4.3) pode ser utilizada para se determinar as chamadas áreas globais de troca de calor entre duas zonas.

O produto da área global de troca de calor pela diferença da potência emissiva de duas zonas fornece a potência trocada entre estas duas zonas na presença das demais.

$$\dot{Q}_{si \leftrightarrow sj} \Big|_{\text{presença de todas as zonas}} = S_i S_j \cdot (E_i - E_j) \quad (4.5.1)$$

A diferença entre a área global e a área direta de troca de calor é que, a primeira considera a radiação direta e indireta, após sofrer reflexões devido a presença das demais superfícies da cavidade. E a última, considera apenas a radiação direta. Nestes dois casos, o efeito da absorvidade do meio é considerado.

4.5.1 - Área global de troca de calor entre duas superfícies ($S_i S_j$)

Suponha inicialmente que apenas a superfície i emite radiação, todas as outras superfícies e volumes estão presentes mas não emitem, como se estivessem a 0 K. Desta forma, faz-se todos os $E_g = 0$ e $E_s = 0$ com exceção de E_{si} , ou seja, o vetor excitação da equação (4.4.3) fica reduzido a :

$$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ \frac{A_i \cdot \varepsilon_i}{\rho_i} \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{onde se fez } E_{si} = 1.$$

Em seguida substitui-se a coluna j da matriz de transferência pelo vetor excitação acima e calcula-se o determinante ${}_iD_j$, o qual dividido pelo determinante da matriz de transferência fornece ${}_{si}W_{sj}$. Esta notação significa que esse W da superfície j (segundo subscrito, sj) é devido unicamente a emissão da superfície i (primeiro subscrito, si).

Obtido ${}_{si}W_{sj}$ pode-se calcular $S_i S_j$ através da equação:

$$S_i S_j = \frac{A_i \cdot \varepsilon_i}{\rho_i} \cdot ({}_{si}W_{sj} - \delta_{ij} \cdot \varepsilon_i) \quad (4.5.2)$$

4.5.2 - Área global de troca de calor entre um volume de gás i e uma superfície j ($G_i S_j$)

Através de argumentos semelhantes ao do cálculo da área global entre superfícies, faz-se todos os $E_s = 0$ e $E_g = 0$ com exceção de E_{gi} , ou seja, o vetor excitação da equação (4.4.3) fica reduzido a :

$$\begin{bmatrix} s_1 g_i \\ s_2 g_i \\ \vdots \\ s_n g_i \end{bmatrix} \quad \text{onde se fez } E_{gi} = 1.$$

Em seguida, para se obter ${}_{gi}W_{sj}$ basta substituir a coluna j da matriz de transferência por esse vetor excitação, calcular o determinante da matriz resultante, e dividi-lo pelo determinante da matriz de transferência.

Obtido ${}_{gi}W_{sj}$, pode-se calcular $G_i S_j$ através da equação:

$$G_i S_j = \frac{A_j \cdot \varepsilon_j}{\rho_j} \cdot [{}_{gi}W_{sj}] \quad (4.5.3)$$

4.5.3 - Área global de troca de calor entre dois volumes de gás ($G_i G_j$)

Se g_i for o único emissor de uma cavidade, então o calor total líquido recebido por g_j será constituído de duas parcelas: uma que representa a troca direta entre o volume g_i e g_j , e outra que corresponde à fração da radiação que

abandona cada uma das superfícies devido a presença de g_i e é absorvida por g_j . Desta forma:

$$\dot{Q}_{liq,j} = G_i G_j \cdot (E_{gi} - 0) = g_i g_j \cdot (E_{gi} - 0) + \sum_k s_k g_j \cdot |_{gi} W_k| \cdot E_{gi}$$

ou seja:

$$G_i G_j = g_i g_j + \sum_k s_k g_j \cdot |_{gi} W_k| \quad (4.5.4)$$

Uma consequência da definição dos três tipos de áreas globais de troca de calor é que a soma das áreas globais entre uma zona i e cada uma das demais zonas j , incluindo a área global entre a zona i e ela mesmo, é igual a potência emitida pela zona i por unidade de potência emissiva de um corpo negro a temperatura de i , ou seja:

$$\sum_j S_i S_j + \sum_j G_j S_i = A_i \cdot \varepsilon_i \quad (4.5.5)$$

e

$$\sum_j G_i G_j + \sum_j G_j S_i = 4 \cdot K_i \cdot V_i \quad (4.5.6)$$

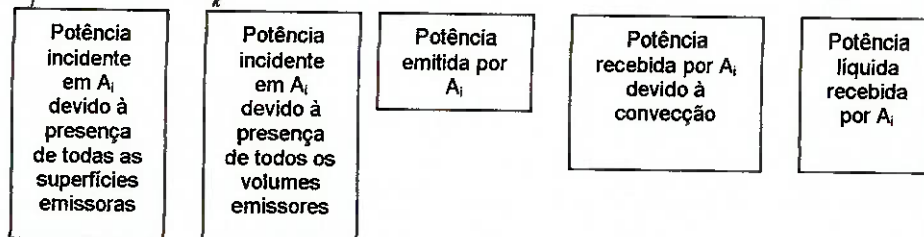
A diferença entre a equação (4.2.6) e a (4.5.5) é que na primeira fez-se a hipótese de superfície negra e meio cinzento, e na outra, fez-se a hipótese de superfície e meio cinzentos.

4.6 – Balanços Globais para as Zonas que Formam uma Cavidade

Obtidos os valores das áreas globais de troca de calor entre superfícies, superfícies e volumes e entre volumes, pode-se agora passar aos balanços globais de energia para cada zona.

O balanço global para uma superfície A_i resulta:

$$\sum_j S_j S_i \cdot E_{sj} + \sum_k G_k S_i \cdot E_{gk} - A_i \cdot \varepsilon_i \cdot E_{si} + h_i \cdot A_i \cdot (T_{gk} - T_{si}) = \dot{Q}_{liq,i} \quad (4.6.1)$$



E o balanço global para um volume V_i resulta:

$$\sum_k G_k G_i \cdot E_{gk} + \sum_j S_j G_i \cdot E_{sj} - 4 \cdot K_i \cdot V_i \cdot E_{gi} - h_k \cdot A_k \cdot (T_{gi} - T_{sk}) - Q_{e,i} + Q_{c,i} = 0$$

É importante observar que todo o equacionamento feito até aqui é válido apenas se o meio for cinzento, o que significa que o coeficiente de absorção (K_i) não varia com o comprimento de onda.

4.7 – Abordagem para Gases Reais

No interior de câmaras de combustão o meio é normalmente constituído por misturas de gases (CO_2 , CO , O_2 , H_2O , N_2), cuja composição varia ponto a ponto, contendo partículas de fuligem, de combustível (no caso de combustível sólido) e ainda partículas de cinza, em concentrações que variam ponto a ponto.

De todas essas substâncias, CO_2 , CO , e H_2O , bem como todas as outras partículas absorvem e emitem radiação, porém com coeficientes de absorção dependentes de λ ; conseqüentemente para poder calcular as trocas de calor entre os elementos de uma câmara de combustão é necessário conhecer os K_i a serem utilizados em cada zona.

O método proposto por Felske e Charlampopoulos (ref.2) para modelar uma mistura de gases e fuligem, como uma soma de gases cinzentos, tem a vantagem de permitir uma modelagem independente para os gases e para a fuligem. Ou seja, é possível utilizar os dados referentes a uma mistura gasosa e combiná-los com os dados referentes a uma nuvem de fuligem. Não é necessário dados de misturas de gases e fuligem. Este método será apresentado nos itens de (4.7.1) a (4.7.3).

4.7.1 – Gases

Um gás cinzento é por definição aquele cujo $K(\lambda, L)$ (vide lei de Lambert) é independente de λ . No entanto, gases reais como CO_2 , H_2O e CO , não são cinzentos, apresentando em vez disso, faixas de λ nas quais emitem e absorvem, e outras nas quais são transparentes, conforme figura (4.7.1) a seguir. Além de variar com λ , K_λ varia também com T .

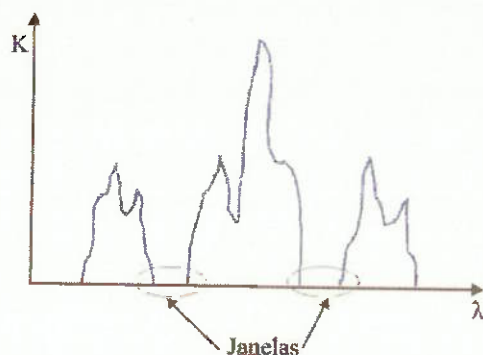


Figura 4.7.1: Distribuição espectral do coeficiente de absorção de radiação de gases reais.

Logo não é mais possível escrever que

$$\varepsilon_g = 1 - e^{-k_g \cdot p \cdot L}$$

No entanto, é possível representar a emissividade de um gás real como uma soma de gases cinzentos.

$$\varepsilon_g = \sum_n a_{gn}(T) \cdot (1 - e^{-k_{gn} \cdot p \cdot L}) \quad (4.7.1.1)$$

onde $\sum_n a_{gn} = 1$ e os K_{gn} são patamares de K_λ em certos intervalos de λ , conforme mostrado na figura (4.7.2), onde:

$$a_{gn}(T) = \frac{\sum_i E_{\lambda_i}(T) \cdot \Delta\lambda_i}{E(T)}$$

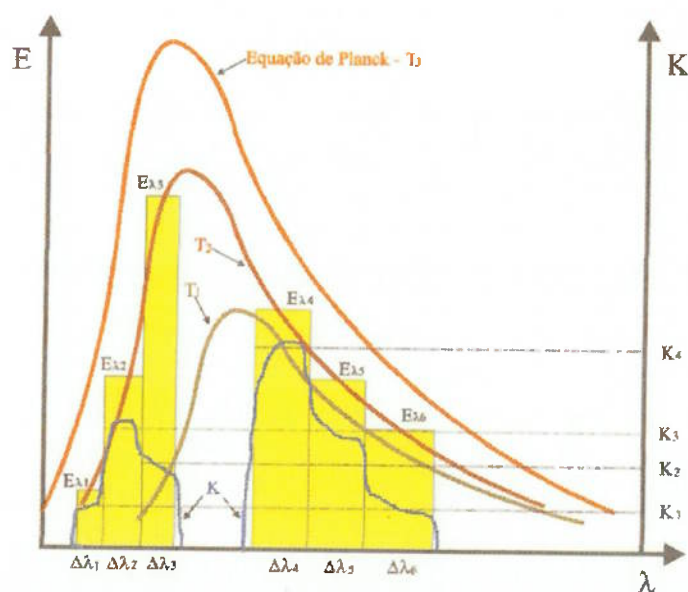


Figura 4.7.2: Definição de α_{gn} e K_{gn} para o modelo de gás real.

Na equação (4.7.1.1) o objetivo é deixar toda a influência da temperatura do emissor nos coeficientes a_{gn} . Desta forma, os coeficientes a_{gn} para a figura (4.7.2) ficam:

$$a_{g1}(T) = (E_{\lambda 1} \cdot \Delta\lambda_1 + E_{\lambda 6} \cdot \Delta\lambda_6) / E(T)$$

$$a_{g2}(T) = (E_{\lambda 2} \cdot \Delta\lambda_2 + E_{\lambda 5} \cdot \Delta\lambda_5) / E(T)$$

$$a_{g3}(T) = E_{\lambda 3} \cdot \Delta\lambda_3 / E(T)$$

$$a_{g4}(T) = E_{\lambda 4} \cdot \Delta\lambda_4 / E(T)$$

Ou seja, a_{gn} é a fração da potência emissiva do corpo negro para a qual a absorção se dá com K_{gn} . Para este caso, existe um $a_{g5} = 1 - (a_{g1} + a_{g2} + a_{g3} + a_{g4})$ para o qual $K_{g5} = 0$, representando a "janelas" (gás transparente) e cujo objetivo é impedir que $\varepsilon_g \rightarrow 1$ quando $p \cdot L \rightarrow \infty$, o que significa que parte da potência emissiva do corpo negro não pode ser absorvida.

4.7.2 – Fuligem

Uma nuvem de partículas de fuligem emite e absorve ao longo de toda a faixa espectral (não existem janelas) embora o coeficiente de absorvidade varie ao longo de λ e também com T .

A figura (4.7.3) a seguir, mostra a grande variação de K com λ . Nessa figura pode-se verificar que o coeficiente de absorção, K_λ , apresenta valores muito elevados para baixos valores de λ ($0 < \lambda < 1 \mu\text{m}$), que é a faixa de radiação visível. A luminosidade observada em chamas de sólidos pulverizados e especialmente em líquidos se deve a este fato.

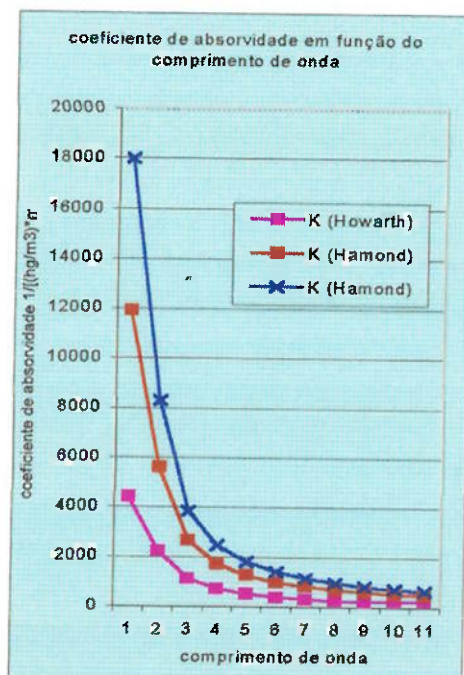


Figura 4.7.3: Coeficiente de absorção espectral de uma nuvem de fuligem.

Analogamente ao que foi feito para mistura de gases, a emissividade de uma nuvem de fuligem pode ser representada por uma série de gases cinzentos, não havendo, neste caso, gás transparente.

$$\varepsilon_s = \sum_n a_{sn} \cdot (1 - e^{-k_{sn} \cdot c \cdot L})$$

4.7.3 – Misturas de Gases e Fuligem

A emissividade hemisférica espectral para uma substância é

$$\varepsilon_{\lambda,L} = 1 - e^{-K_{\lambda} \cdot L}$$

Então a emissividade hemisférica global fica

$$\varepsilon_L = \frac{\int_0^{\infty} E_{b\lambda} \cdot (1 - e^{-K_{\lambda} \cdot L}) \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} E_{b\lambda} \cdot d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} E_{b\lambda} \cdot (1 - e^{-K_{\lambda} \cdot L}) \cdot d\lambda}{\sigma \cdot T^4} \quad (4.7.3.1)$$

onde:

$$K_{\lambda} = k_{\lambda} \cdot p, \text{ para gases};$$

$$K_{\lambda} = k_{\lambda} \cdot c, \text{ para nuvens de partículas.}$$

Para uma mistura de gases e fuligem tem-se

$$\varepsilon_{m,L} = \frac{1}{\sigma \cdot T^4} \cdot \int_0^{\infty} E_{b\lambda} \cdot (1 - e^{-(K_{\lambda w} \cdot L + K_{\lambda c} \cdot L + K_{\lambda s} \cdot L)}) \cdot d\lambda \quad (4.7.3.2)$$

onde os índices w , c e s se referem a vapor d'água, CO_2 , e fuligem respectivamente.

É possível demonstrar que:

$$1 - e^{-(y_1 + y_2 + y_3)} = (1 - e^{-y_3}) + e^{-y_3} \cdot [(1 - e^{-y_1}) + (1 - e^{-y_2}) - (1 - e^{-y_1}) \cdot (1 - e^{-y_2})]$$

emissividade
espectral de
uma
substância
sozinha

emissividade da mistura das outras substâncias

transmissividade
dessa mesma
substância

Portanto, a equação (4.7.3.2) pode ser escrita como

$$\varepsilon_{m,x} = \varepsilon_s + (1 - \varepsilon_s) \cdot \varepsilon_g \quad (4.7.3.3)$$

emissividade
da nuvem de
fuligem

emissividade
da mistura de
gases, vapor
de água (w) e
CO₂ (c)

A expressão desejada para $\varepsilon_{m,x}$ é:

$$\varepsilon_{m,L} = \sum_{y=1}^N B_y \cdot (1 - e^{-K_y \cdot L}) \quad (4.7.3.4)$$

onde:

$$B_y = B_y(T);$$

$$K_y = K_y(p_c, p_w, c)$$

Naturalmente, no limite $\varepsilon_{m,x} = 1$, logo:

$$\sum_{y=1}^N B_y = 1$$

Representação para misturas de gases sem fuligem:

$$\varepsilon_{g,L} = \sum_{j=1}^J b_j \cdot (1 - e^{-\beta_j \cdot L}) \quad (4.7.3.5)$$

onde:

$$b_j = b_j(T);$$

$$\beta_j = \beta_j(p_c, p_w);$$

$$\sum_{j=1}^J b_j = 1 \quad (4.7.3.6)$$

Representação para fuligem sem gás:

$$\varepsilon_{sg,L} = \sum_{i=1}^I a_i \cdot (1 - e^{-\gamma_i \cdot L}) \quad (4.7.3.7)$$

onde:

$$a_i = a_i(T);$$

$$\gamma_i = \gamma_i(c);$$

$$\sum_{i=1}^I a_i = 1 \quad (4.7.3.8)$$

De (4.7.3.6) e (4.7.3.8) tem-se:

$$\sum_{i=1}^I a_i \cdot \sum_{j=1}^J b_j = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J a_i \cdot b_j = 1$$

Combinando (4.7.3.3), (4.7.3.5), (4.7.3.6), (4.7.3.6) e (4.7.3.8), tem-se

$$\varepsilon_{m,L} = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J B_{ij} \cdot (1 - e^{-K_{ij} \cdot L}) \quad (4.7.3.9)$$

onde:

$$B_{ij} = a_i \cdot b_j;$$

$$K_{ij} = \gamma_i + \beta_j.$$

Se for utilizado um modelo de 2 termos para mistura de gases e 2 termos para a nuvem de fuligem, tem-se:

$$\varepsilon_{m,L} = a_1 b_1 \cdot (1 - e^{-(\gamma_1 + \beta_1)L}) + a_1 b_2 \cdot (1 - e^{-(\gamma_1 + \beta_2)L}) + a_2 b_1 \cdot (1 - e^{-(\gamma_2 + \beta_1)L}) + a_2 b_2 \cdot (1 - e^{-(\gamma_2 + \beta_2)L}) \quad (4.7.3.10)$$

Em termos das trocas de calor no interior de uma câmara de combustão, pode-se dar o seguinte significado à equação (4.7.3.10):

Da potência total emitida por uma zona i em direção à zona j , a fração $(a_i b_j)$ é trocada através de um gás cinzento com coeficiente de absorção $(\gamma_i + \beta_j)$; a fração $(a_2 b_1)$ é trocada através de um gás cinzento com coeficiente de absorção $(\gamma_2 + \beta_1)$ e assim por diante.

A figura (4.7.4) ilustra melhor o que foi dito.

Continuando com a interpretação da equação (4.7.3.10) pode-se verificar que os coeficientes $a_i b_j$ estão em função da temperatura do emissor, pois, observando a lei de Wien, é possível perceber que a distribuição da potência emissiva ao longo do espectro é função da temperatura do emissor. E, por isso, a fração da potência absorvida por um determinado gás cinzento também varia com esta temperatura. Além disso, $K_{\lambda} = (\gamma_i + \beta_j)$ de um determinado gás cinzento, é uma propriedade da substância e, portanto, varia com a concentração desta

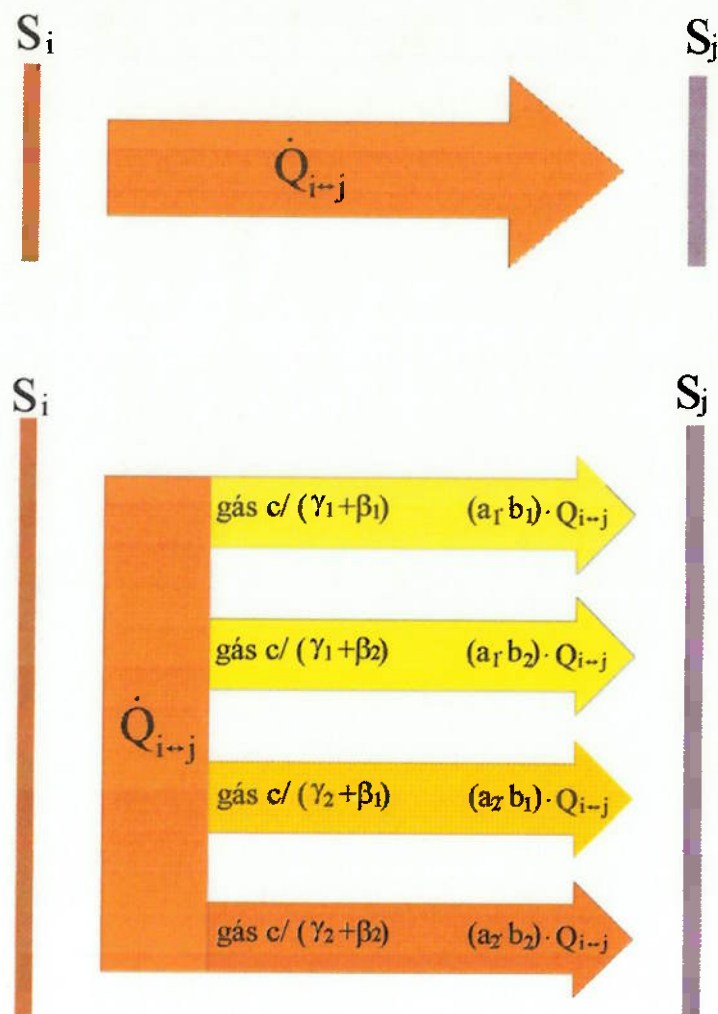


Figura 4.7.4: Distribuição, entre os gases cinzentos do modelo de gás real, da potência trocada entre duas superfícies.

5 – DADOS UTILIZADOS

5.1 – Dados utilizados para aplicação do modelo

As tabelas deste item mostram os valores assumidos para a aplicação do modelo.

Tabela 5.1: Propriedades do material do forno e do cobre.

Propriedade	Valor
Emissividade da superfície externa do forno	0,92
Emissividade da superfície interna do forno	0,90
Condutividade térmica do refratário do forno	0,0035 [kW/mK]
Emissividade do cobre (sólido e líquido)	0,90
Temperatura de fusão do cobre	1083°C (1356 K)

Tabela 5.2: Propriedades do combustível.

Propriedade	Valor
Poder calorífico superior do combustível	43.430 [kJ/kg]
Teor de carbono	0,86
Teor de hidrogênio	0,115
Teor de enxofre	0,025

Tabela 5.3: Vazões de combustível (chamas plenas e estagiadas).

Etapa	Vazão [kg/s]
Carregamento	0,4895
Fusão	0,5380

Tabela 5.4: Condições de combustão para chamas estagiadas.

Etapa	λ referido ao ar	Vazão de O ₂ (via ar) [kg/kg óleo]	Vazão de O ₂ (injetado sob queimadores) [kg/kg óleo]	λ equivalente (região inicial da chama)	Vazão de O ₂ injetado nas lanças laterais [kg/kg óleo]	λ global
Carga	0,9	2,9142	0,3861	1,02	0,1669	1,09
Fusão	0,9	2,9142	0,1115	0,93	0,4415	1,09
Oxidação	0,9	2,9142	0,1115	0,93	0,4415	1,09

Tabela 5.5: "Burn-out" ao longo do comprimento do forno.

Abscissa – z (m)	Taxa de conversão $\alpha(z)$		
	Carregamento (chama plena)	Carregamento (chama estagiada)	Fusão/Oxidação (chama estagiada)
0,0 (bloco)	0,138	0,129	0,118
2,5	0,583	0,540	0,383
5,0	0,900	0,858	0,655
7,5	0,984	0,974	0,847
10,0	0,998	0,997	0,954
12,5	0,999	0,999	0,990

Tabela 5.6: Teor de fuligem nos volumes de gás (utilizados na análise de sensibilidade do método de zonas quanto ao teor de fuligem).

Distribuição	c_1 [g/mn ³]	c_2 [g/mn ³]	c_3 [g/mn ³]	c_4 [g/mn ³]	c_5 [g/mn ³]
Fuligem 1 ⁽¹⁾	1	0,5	0,25	0,125	0,063
Fuligem 2 ⁽²⁾	2	1	0,25	0,125	0,063
Fuligem 3	2	1	0,5	0,1	0,01
Fuligem 4	0,010	0,01	0,01	0,01	0,01

Obs.: ⁽¹⁾ distribuição de fuligem para chamas a gás de mesmo porte (ref.5)⁽²⁾ distribuição de fuligem adotada como mais próxima da real.

5.2 – Dados utilizados na análise dos resultados

Tabela 5.7: Propriedades do refratário e da carga de cobre.

Propriedades	Valor
Temperatura máxima de operação do refratário	1.700 °C
Calor específico do cobre sólido (médio, entre 273 e T K)	$C_p = 0,358 + 96,2 \cdot 10^{-6} \cdot T$ [kJ/kg·K]
Entalpia de fusão	204,7 [kJ/kg]

Tabela 5.8: Temperaturas dos gases efluentes (medidas feitas através de um termopar instalado na parte do canal de gases solidária ao forno).

Etapa / Instante	Temperatura (° C)		
	Média	Máxima	Mínima
Carregamento	1.032	1.184	880
3,5 horas após início do carregamento	1.093 ⁽³⁾		
Fusão	1.144	1.232	1.056
1 hora após início da etapa de fusão	1.200 (*)		
Oxidação	1.280	1.312	1.248
Redução	1.056	1.120	992
Escorificação	1.240	1.328	1.152
Moldagem	1.232	1.360	1.104

Obs.: ⁽³⁾ média do valor de dois lotes, no instante indicado.

Tabela 5.9: Temperaturas médias da superfície externa das abóbodas do forno (medidas feitas através de termografias).

Zona	Temperaturas (°C)	
	Fusão	Oxidação
A_{p1}	308	298
A_{p2}	372	384
A_{p3}	288	333
A_{p4}	273	258
A_{p5}	286	297

Tabela 5.10: Etapas do processo de refino com seus respectivos tempos de duração, para uma capacidade de produção de 380 ton/ciclo utilizando chamas plenas.

Etapa	Duração (horas)
Carregamento	6
Fusão	4
Oxidação	2
Redução	2
Escorificação	1
Moldagem	6
Total	21

6 – APLICAÇÃO DO MODELO ADOTADO

6.1 – Zoneamento do forno

Para a aplicação do método de zonas, é necessário dividir o forno num certo número de superfícies e volumes de gás, os quais são tratados, a partir daí, como tendo propriedades uniformes. Foi adotado um zoneamento muito grosseiro que, no entanto, produz resultados próximos dos experimentais, disponíveis. A figura (6.1.1), a seguir, mostra o zoneamento adotado.

Neste zoneamento, criou-se os seguintes tipos de zonas:

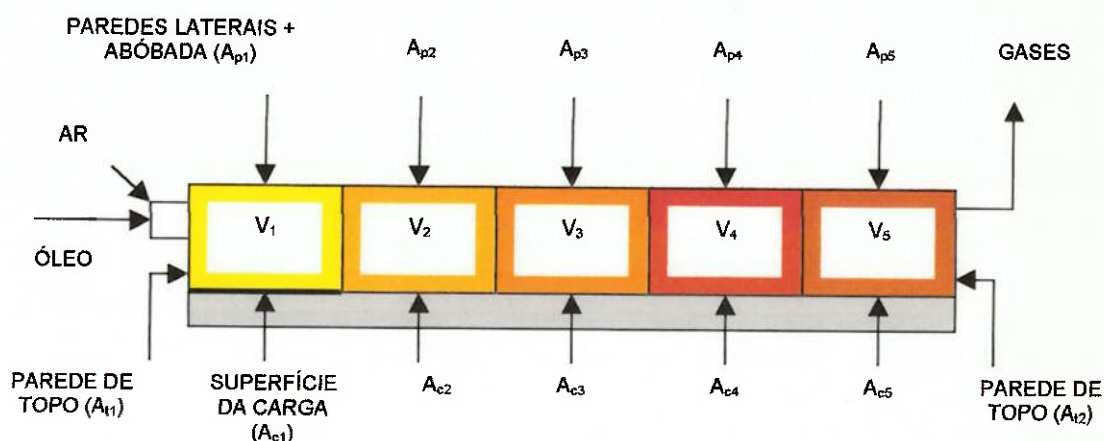


Figura 6.1.1: Zoneamento do forno.

6.1.1 - Zonas de topo (A_{ti})

Estas zonas correspondem às superfícies de topo do forno, e portanto existem apenas duas superfícies deste tipo. Foram admitidas como sendo superfícies retangulares de lados 2350 x 4700 mm. Este tipo de zona foi subdividido em duas sub-zonas (A_{tij}) de lados 2350 x 2350 mm, como mostrado na figura (6.1.2).

6.1.2 - Zonas de carga (A_{ci})

Correspondem às cinco superfícies de carga existentes, foram modeladas como sendo superfícies planas retangulares de dimensões 2350 x 4700 mm, com sub-zonas de dimensões 2350 x 2350 mm, como mostrado na figura (6.1.2).

6.1.3 - Zonas de pórticos (A_{pi})

Correspondem as superfícies formadas pela abóboda mais paredes laterais do forno. São formadas por quatro sub-zonas (A_{pij}) de superfície quadrada e lado 2350 mm, como mostrado na figura (6.1.2).

6.1.4 - Zonas de gás (V_i)

Correspondem aos volumes de gás contidos no forno, foram modelados como paralelepípedos de lados 2350 x 2350 x 4700 mm, formados por dois cubos de lado 2350 mm que correspondem às sub-zonas V_{ij} (vide figura 6.1.2).

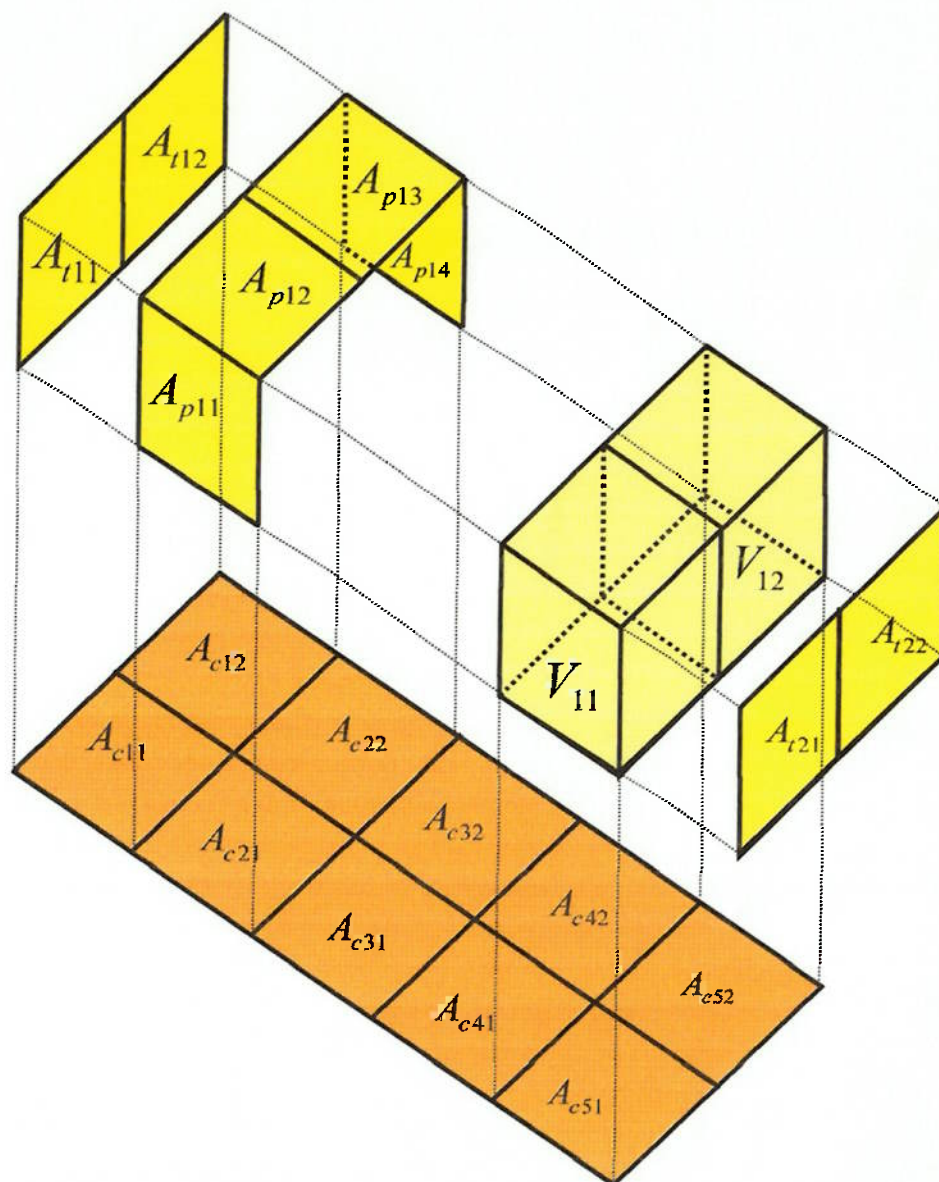


Figura 6.1.2: Vista isométrica do sub-zoneamento o adotado.

6.2 – Determinação das áreas diretas de troca de calor

O zoneamento feito do forno, foi tal, a permitir a utilização dos ábacos das figuras (3.2.1) a (3.2.5), e das equações (3.2.6) a (3.2.12). Assim, as áreas diretas de troca de calor entre zonas puderam ser calculadas como uma soma de áreas diretas entre sub-zonas.

Área direta entre as duas superfícies de topo A_{ti} ($s_{ti}s_{t2}$)

$$s_{ti}s_{t2} = 2 \cdot (s_{ti1}s_{t21} + s_{ti1}s_{t22})$$

Área direta entre uma superfície de topo A_{ti} e uma superfície de carga A_{cj} ($s_{ti}s_{cj}$)

$$s_{ti}s_{cj} = 2 \cdot (s_{ti1}s_{cj1} + s_{ti1}s_{cj2})$$

Área direta entre uma superfície de topo A_{ti} e uma superfície de pórtico A_{pj} ($s_{ti}s_{pj}$)

$$s_{ti}s_{pj} = 2 \cdot [2 \cdot (s_{ti1}s_{pj1}) + s_{ti1}s_{pj3} + s_{ti1}s_{pj4}]$$

Área direta entre uma superfície de carga A_{ci} e uma superfície de pórtico A_{pj} ($s_{ci}s_{pj}$)

$$s_{ci}s_{pj} = 2 \cdot (s_{ci1}s_{pj1} + s_{ci1}s_{pj2} + s_{ci1}s_{pj3} + s_{ci1}s_{pj4})$$

Área direta entre duas superfícies de pórtico A_{pi} e A_{pj} ($s_{pi}s_{pj}$)

$$s_{pi}s_{pj} = 2 \cdot [2 \cdot (s_{pi1}s_{pj2} + s_{pi1}s_{pj3}) + s_{pi1}s_{pj4}]$$

Área direta entre uma superfície de topo A_{ti} e um volume de gás V_j ($s_{ti}g_j$)

$$s_{ti}g_j = 2 \cdot (s_{ti1}g_{j1} + s_{ti1}g_{j2})$$

Área direta entre uma superfície de carga A_{ci} e um volume V_j ($s_{ci}g_j$)

$$s_{ci}g_j = 2 \cdot (s_{ci1}g_{j1} + s_{ci1}g_{j2})$$

Área direta entre uma superfície de pórtico A_{pi} e um volume V_j ($s_{pi}g_j$)

$$s_{pi}g_j = 2 \cdot [2 \cdot (s_{pi1}g_{j1}) + s_{pi3}g_{j1} + s_{pi1}g_{j2}]$$

Área direta entre dois volumes V_j e V_j ($g_i g_j$)

$$g_i g_j = 2 \cdot (g_{i1}g_{j1} + g_{i1}g_{j2})$$

6.3 – Modelagem do gás

6.3.1 – Modelo para gás cinzento

Neste modelo utilizou-se um único coeficiente de absorvidade K para representar o comportamento do gás. Com o teor de CO_2 e H_2O , o teor de fuligem e a temperatura em cada volume, pode-se determinar a emissividade de cada volume.

O procedimento para a determinação dos coeficientes de absorvidade K

é o seguinte:

1. Com os teores de CO_2 e H_2O , utiliza-se os ábacos das figuras (6.3.1) a (6.3.3) e com a equação (5.3.1), determina-se a emissividade da mistura de gases, ε_g .

$$\varepsilon_g = \varepsilon_{CO_2} + \varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon \quad (5.3.1)$$

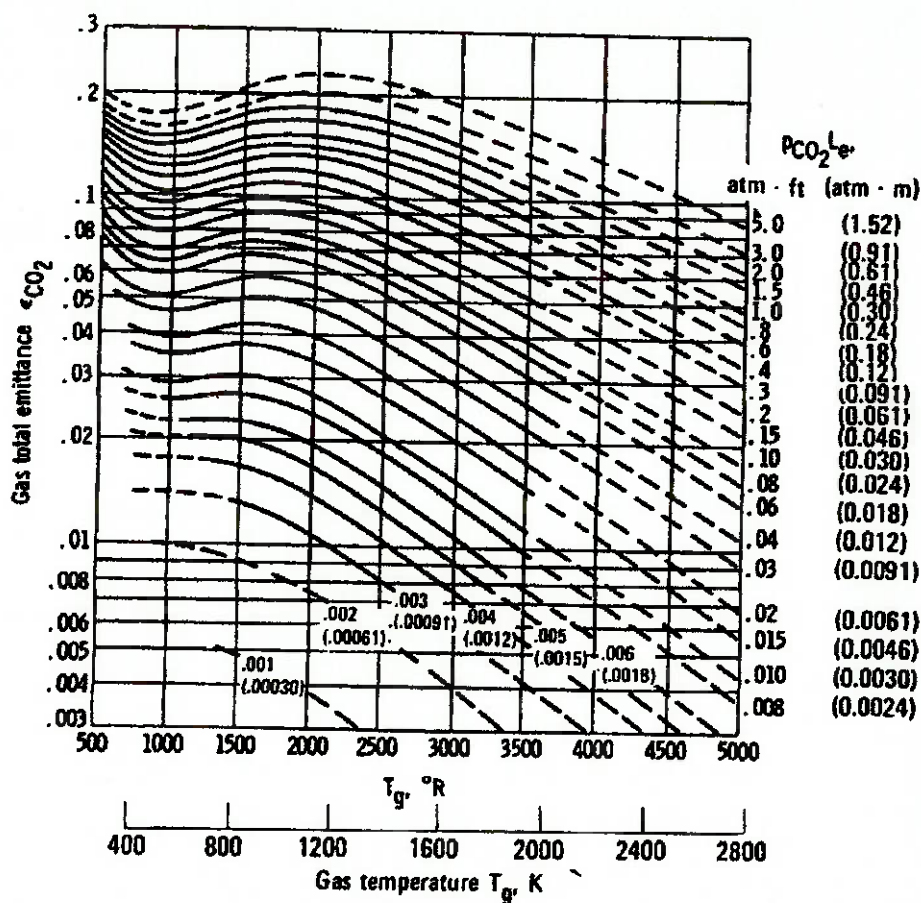


Figura 6.3.1: Emissividade do CO_2 a pressão de gás total de 1 atm (ref.1).

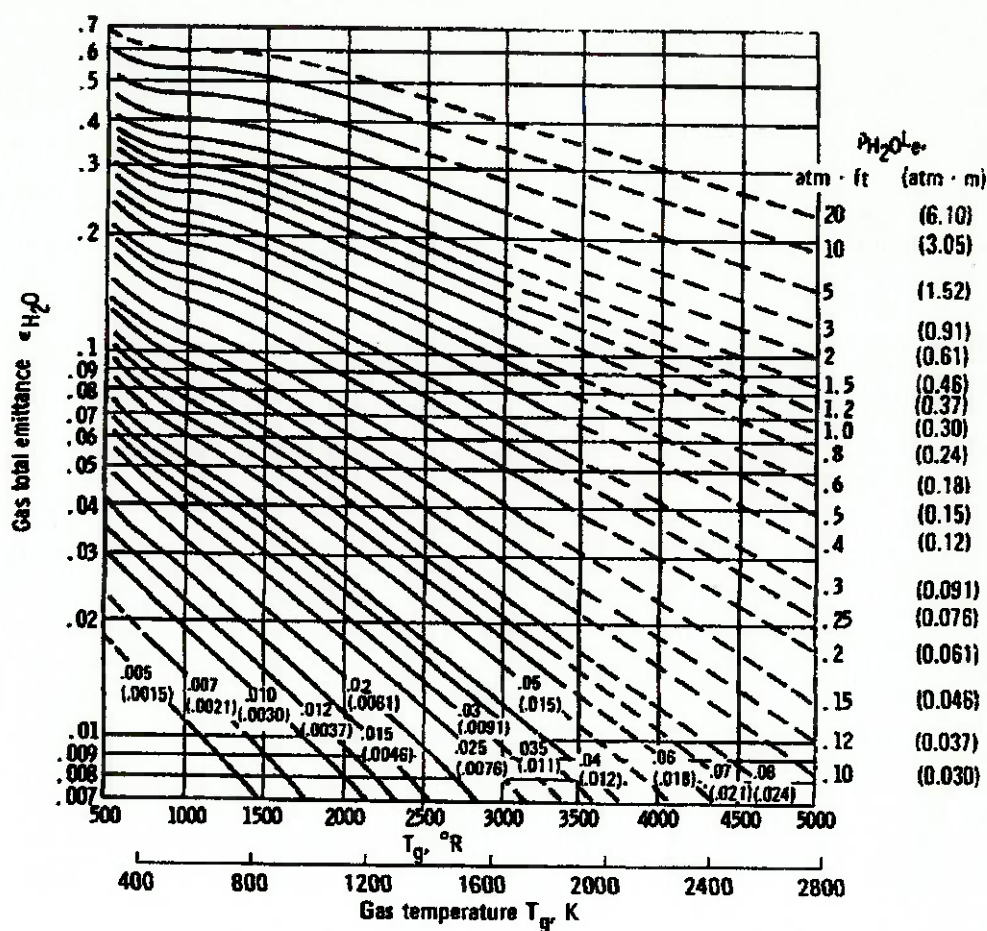


Figura 6.3.2: Emissividade do vapor de água a pressão de gás total de 1 atm (ref.1).

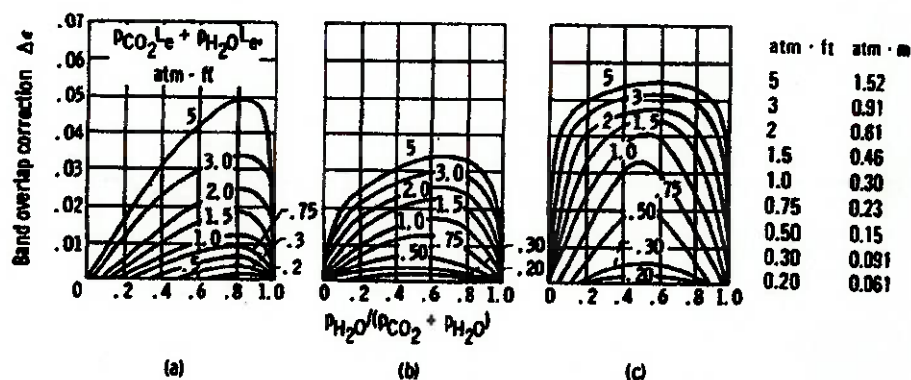


Figura 6.3.3: Correção devido a sobreposição na emissividade da mistura CO_2-H_2O ; (a) temperatura do gás igual a 400K; (b) temperatura do gás igual a 810K; (c) temperatura do gás maior ou igual a 1200 K (ref.1).

2. Com o teor de fuligem utiliza-se o ábaco da figura (6.3.4), determinando assim, a emissividade da nuvem de fuligem, ε_s .

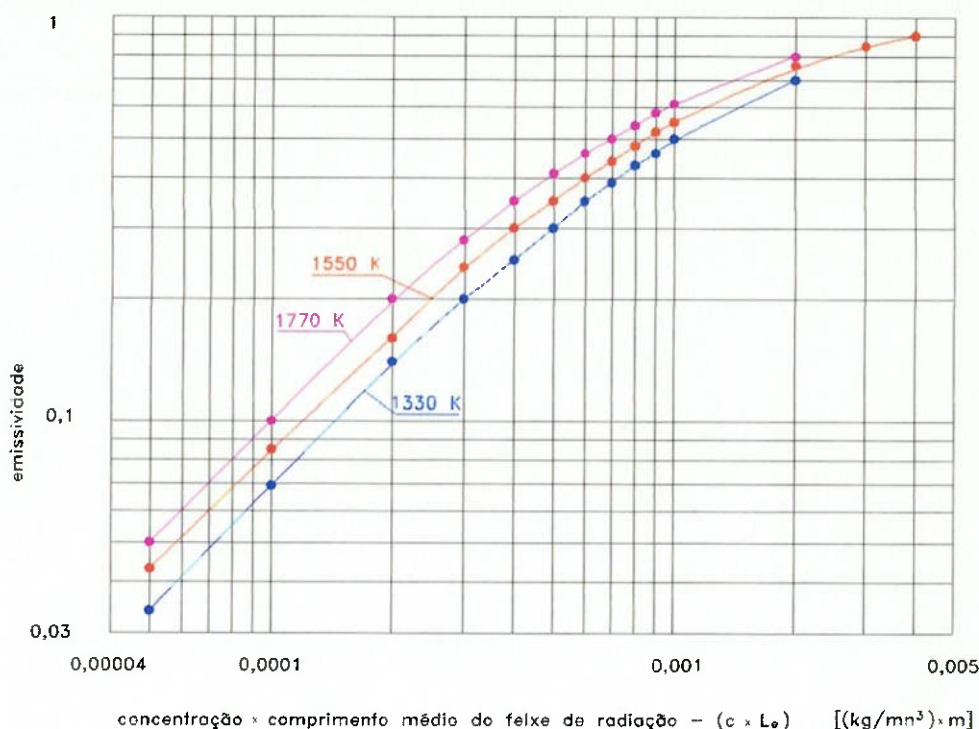


Figura 6.3.4: Emissividade da fuligem (ref.5).

3. Utilizando a equação (3.7.3.3) calcula-se a emissividade da mistura gás-fuligem, $\varepsilon_{m,x}$.

$$\varepsilon_{m,x} = \varepsilon_s + (1 - \varepsilon_s) \cdot \varepsilon_g \quad (3.7.3.3)$$

4. Considerando $K(x)$ constante na equação (2.13), é possível escrever que:

$$K = -\frac{\ln(1 - \varepsilon_{m,x})}{L} \quad (5.3.2)$$

O fator L_e , contido nos ábacos, é o chamado comprimento médio do feixe de radiação.

6.3.2 – Modelo para soma de quatro gases cinzentos

Para representar o comportamento de uma mistura de gases e fuligem, adotou-se o seguinte modelo:

6.3.2.1 - Gases

Representado por um gás transparente e um cinzento. Neste modelo admitiu-se que a pressão parcial da água (p_w) e a pressão parcial do CO_2 (p_c) são iguais a p . Assim, as equações (3.7.3.5) e (3.7.3.6), considerando $b_j(T)$ linear, fornecem o seguinte sistema de equações:

$$\varepsilon_{g,L} = b_1(T) \cdot (1 - e^{-\beta_1(p) \cdot L}) + b_2(T) \cdot 0$$

$$\beta_1(p) = k_{g1} \cdot p;$$

$$\beta_2(p) = k_{g2} \cdot p = 0;$$

$$b_1(T) = b_{11} + b_{12} \cdot T;$$

$$b_2(T) = b_{21} + b_{22} \cdot T = 1 - b_1(T).$$

Escolhendo três diferentes condições definidas por p e T , de forma a obter a emissividade do gás, através da etapa 1, do modelo para gás cinzento. Igualando as emissividades obtidas com suas respectivas condições aplicadas à primeira equação do sistema acima (uma equação para cada condição), obtém-se um sistema. Resolvendo o sistema assim obtido, obtém-se os valores dos coeficientes: b_{11} , b_{12} , b_{21} , b_{22} e k_{g1} ($k_{g2} = 0$, pela definição de gás transparente). Uma boa escolha para as condições definidas por p e T , deve ser em torno do ponto de operação do gás, sendo dois valores de p para um valor fixo de T , e um outro valor de T para um dos valores escolhidos para p .

As condições de operação escolhidas para a modelagem da mistura de gases estão na tabela (6.3.1).

Tabela 6.3.1: Condições de operação para modelagem da mistura de gases.

Emissividade	Temperatura (°R - °F)	L_e (pés)	p (atm)	$P \cdot L_e$ (atm · pés)
0,165	2521 – 2061	7,71	0,05	0,39
0,24	2521 – 2061	7,71	0,1	0,771
0,172	3241 – 2781	7,71	0,1	0,771

A tabela (6.3.2) mostra os valores dos coeficientes obtidos através destas condições de operação.

Tabela 6.3.2: Coeficientes para soma de um gás cinzento com um transparente que representam uma mistura de gases.

Coeficiente	Valor
$k_{g1} \text{ (atm} \cdot \text{m)}^{-1}$	6,467
$k_{g2} \text{ (atm} \cdot \text{m)}^{-1}$	0
b_1	$0,602478 - 0,00021427 \cdot T$
b_2	$0,397521 + 0,00021427 \cdot T$

6.3.2.2 - Fuligem

Representada por dois gases cinzentos. Assim as equações (3.7.3.7) e (3.7.3.8), considerando $a_i(T)$ linear, fornecem o seguinte sistema de equações.

$$\varepsilon_{s,L} = a_1(T) \cdot (1 - e^{-\gamma_1 \cdot L}) + a_2(T) \cdot (1 - e^{-\gamma_2 \cdot L})$$

$$a_1(T) = a_{11} + a_{12} \cdot T;$$

$$a_2(T) = a_{21} + a_{22} \cdot T;$$

$$\gamma_1(c) = k_{s1} \cdot c;$$

$$\gamma_2(c) = k_{s2} \cdot c;$$

$$a_1(T) + a_2(T) = 1.$$

Escolhendo quatro diferentes condições definidas por c e T , de forma a obter a emissividade da fuligem, através da etapa 3, do modelo para gás cinzento. Igualando as emissividades obtidas com suas respectivas condições aplicadas à primeira equação do sistema acima (uma equação para cada condição), obtém-se um sistema. Resolvendo o sistema assim obtido, obtém-se os valores dos coeficientes: a_{11} , a_{12} , a_{21} , a_{22} , k_{s1} e k_{s2} . Uma boa escolha para as condições definidas por p e T , deve ser em torno do ponto de operação do gás, sendo três valores de c para um valor fixo de T , e um outro valor de T para um dos valores escolhidos para c .

As condições de operação escolhidas para a modelagem da nuvem de fuligem, estão na tabela (6.3.3).

Tabela 6.3.3: Condições de operação para modelagem da nuvem de fuligem.

Emissividade	Temperatura (K)	L_e (m)	c (kg/mn ³)	$c \cdot L_e$ (m*kg / mn ³)
0,8	1770	2,35	0,00085	0,002
0,61	1770	2,35	0,00043	0,001
0,41	1770	2,35	0,00021	0,0005
0,50	1330	2,35	0,00085	0,001

A tabela (5.3.4) mostra os valores dos coeficientes obtidos através destas condições de operação.

Tabela 6.3.4: Coeficientes para soma de 2 gases cinzentos que representam uma nuvem de fuligem.

Coeficiente	Valor
k_{s1} (kg/mn ³) ⁻¹	2263,03
k_{s2} (kg/mn ³) ⁻¹	584,287
a_1	$-0,606432 + 0,000551307 \cdot T$
a_2	$1,606432 - 0,000551307 \cdot T$

6.3.2.3 – Mistura de gases e fuligem

Com os dados das tabelas (6.3.2) e (6.3.4) pode-se escrever a equação (3.7.3.9) para o caso da soma de quatro gases cinzentos representando uma mistura de gases e fuligem.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{m,L} = & a_1 \cdot b_1 \cdot \left(1 - e^{-(k_{s1} \cdot c + k_{g1} \cdot p)L}\right) + a_1 \cdot b_2 \cdot \left(1 - e^{-(k_{s1} \cdot c + k_{g2} \cdot p)L}\right) + \\ & + a_2 \cdot b_1 \cdot \left(1 - e^{-(k_{s2} \cdot p + k_{g1} \cdot c)L}\right) + a_2 \cdot b_2 \cdot \left(1 - e^{-(k_{s2} \cdot p + k_{g2} \cdot c)L}\right) \end{aligned} \quad (6.3.3)$$

Uma outra forma de apresentar este modelo é através de uma tabela, onde são colocados os coeficientes de absorvidade (K'_i) de cada gás que compõe esta soma com seus respectivos coeficientes que ponderam a fração de radiação transmitida, como mostrado na tabela 6.3.4.

Tabela 6.3.5: Modelo para soma de quatro gases cinzentos.

Gases	Coefficientes de absorvidade K'_i (m^{-1})	Fração da radiação transmitida - B_i
Gás 1	$2263,03 \cdot c + 6,467 \cdot p$	$(-0,606432 + 0,000551307 \cdot T) \cdot (0,602478 - 0,00021427 \cdot T)$
Gás 2	$2263,03 \cdot c$	$(-0,606432 + 0,000551307 \cdot T) \cdot (0,397521 + 0,00021427 \cdot T)$
Gás 3	$584,287 \cdot c + 6,467 \cdot p$	$(1,606432 - 0,000551307 \cdot T) \cdot (0,602478 - 0,00021427 \cdot T)$
Gás 4	$584,287 \cdot c$	$(1,606432 - 0,000551307 \cdot T) \cdot (0,397521 + 0,00021427 \cdot T)$

6.3.3 – Modelo para soma de dois gases cinzentos

Na modelagem da mistura gasosa, serão usados os mesmos coeficientes do item (5.3.2) usados para representar a mistura gasosa através de um gás cinzento e um transparente.

A nuvem de fuligem, será representada por um único gás cinzento, portanto, as equações (3.7.3.7) e (3.7.3.8) se resumem a:

$$\varepsilon_{s,L} = 1 - e^{-k_{s1} \cdot c \cdot L}$$

$$a_1 = 1$$

Assim, é necessário apenas uma condição, definida por p e T para determinar k_{s1} . A tabela (6.3.6) mostra esta condição escolhida, e a tabela (6.3.7) mostra coeficientes determinados para a nuvem de fuligem.

Tabela 6.3.6: Condições de operação para modelagem da nuvem de fuligem.

Emissividade	Temperatura (K)	L_e (m)	c (kg/mn^3)	$c \cdot L_e$ ($m \cdot kg / mn^3$)
0,61	1770	2,35	0,00043	0,001

Tabela 6.3.7: Coeficientes para um gás cinzento que representam a nuvem de fuligem.

Coeficiente	Valor
$k_{s1} (kg/mn^3)^{-1}$	941,608
a_1	1

Com os dados das tabelas (6.3.2) e (6.3.7), a equação (3.7.3.9), aplicada ao caso da soma de dois gases cinzentos, torna-se:

$$\varepsilon_{m,L} = a_1 \cdot b_1 \cdot \left(1 - e^{-(k_{s1} \cdot c + k_{s1} \cdot p)L}\right) + a_1 \cdot b_2 \cdot \left(1 - e^{-(k_{s1} \cdot c + k_{s2} \cdot p)L}\right) \quad (6.3.4)$$

A tabela (6.3.8) contém os coeficiente de absorvidade (K'_i) de cada gás cinzento que compõe esta soma com seus respectivos coeficientes que determinam a fração da radiação transmitida.

Tabela 6.3.8: Modelo para soma de dois gases cinzentos.

Gases	Coeficientes de absorvidade - K'_i (m^{-1})	Fração da radiação transmitida - B_i
Gás 1	$941,608 \cdot c + 6,467 \cdot p$	$(0,602478 - 0,00021427 \cdot T)$
Gás 2	$941,608 \cdot c$	$(0,397521 + 0,00021427 \cdot T)$

6.4 – Determinação das áreas globais de troca de calor ($S_i S_j$; $S_i G_j$; $G_i G_j$)

6.4.1 – Áreas Globais com meio interveniente cinzento

Como, neste trabalho, o método de zonas foi desenvolvido considerando meio interveniente cinzento, o cálculo das áreas globais foi feito através da aplicação dos itens (3.5.1) a (3.5.3). Deve-se observar que neste modelo, a absorvidade do gás não depende da temperatura do emissor, ou melhor, a absorvidade e a emissividade têm o mesmo valor, e são calculadas à temperatura do próprio gás. Isto implica nas seguintes igualdades para as áreas globais de troca de calor: $S_i S_j = S_j S_i$; $G_i S_j = S_j G_i$ e $G_i G_j = G_j G_i$. Conhecendo isso, é possível utilizar estas igualdades a fim de reduzir o número de cálculos efetuados.

6.4.2 – Áreas Globais com meio interveniente modelado como uma soma de gases cinzentos

O cálculo das áreas globais, considerando meio interveniente modelado como uma soma de gases cinzentos, foi feito através de duas etapas distintas.

1. Para cada coeficiente K'_i , mostrado ou na tabela (6.3.5), caso para soma de quatro gases cinzentos, ou na tabela (6.3.8), caso para soma de dois gases cinzentos, aplicou-se o procedimento descrito nos itens (6.2) e (6.4.1). Desta forma, dependendo do modelo adotado, determinou-se conjuntos de quatro ou duas áreas globais, para cada par de zonas.
2. Para cada conjunto de áreas globais, fez-se a somatória de seus elementos ponderados por seus respectivos coeficientes, B_i , mostrados ou na tabela (6.3.5), ou na tabela (6.3.8), dependendo do modelo adotado.

Deve-se observar, que os coeficientes B_i são calculados utilizando a temperatura do emissor, assim, as áreas globais deste modelo não obedecem o princípio da reciprocidade. Ou seja: $S_i S_j \neq S_j S_i$; $S_i G_j \neq G_j S_i$; e $G_i G_j \neq G_j G_i$.

6.5 – Balanços globais de energia

Aplicando-se a equação (4.6.1) e (4.6.2) ao forno em estudo, obtém-se o seguinte sistema de equações:

Para cada superfície A_i ($i = t1, t2, c1, \dots, c5, p1, \dots, p5$), tem-se a equação:

$$\sum_j S_j S_i \cdot E_{sj} + \sum_k G_k S_i \cdot E_{gk} - A_i \cdot \varepsilon_i \cdot E_{si} + h_i \cdot A_i \cdot (T_{gk} - T_{si}) = \dot{Q}_{liq,i} \quad (4.6.1)$$

onde:

$$j = t1, t2, c1, \dots, c5, p1, \dots, p5;$$

$$k = 1, 2, \dots, 5.$$

Para cada volume V_i ($i = 1, 2, \dots, 5$), tem-se a equação:

$$\sum_k G_k G_i \cdot E_{gk} + \sum_j S_j G_i \cdot E_{sj} - 4 \cdot K_i \cdot V_i \cdot E_{gi} - h_k \cdot A_k \cdot (T_{gi} - T_{sk}) - Q_{e,i} + Q_{c,i} = 0 \quad (4.6.2)$$

onde:

$$k = 1, 2, \dots, 5;$$

$$j = t1, t2, c1, \dots, c5, p1, \dots, p5$$

Nas equações acima, se for usado o modelo para soma de gases cinzentos no cálculo das áreas globais, o coeficiente de absorvidade, K_i , de cada volume, será dado pela somatória dos K'_i ponderados por seus respectivos coeficientes, B_i , dados na tabela (6.3.5), ou na tabela (6.3.8), dependendo do modelo adotado.

6.6 – Condições de contorno e parâmetros usados na validação do modelo

6.6.1 – Volumes de gás (V_1 e V_3)

O termo $Q_{e,i}$ da equação (3.6.2) representa a diferença de entalpias associadas aos fluxos de gases que entram e saem de cada volume de gás V_i . Ele pode ser representado por:

$$Q_{e,i} = \sum_{sa} (m_{sa} \cdot H_{sa}) - \sum_{en} (m_{en} \cdot H_{en}) \quad (6.6.1)$$

onde

m_{sa} e m_{en} representam as vazões mássicas de O_2 , N_2 , CO_2 , CO , H_2O etc. que saem e entram respectivamente no volume considerado e H_{sa} , H_{en} , as respectivas entalpias específicas.

- No caso do volume V_1 , tendo sido adotada a temperatura dos gases à saída do bocal cônico dos queimadores, $T_{sc} = 400^\circ C$ (temperatura de ignição de misturas de vapores das frações mais leves do óleo com ar) e calculada a respectiva taxa de conversão do combustível, $\alpha(0) = 0,138$, é imediato calcular, para esse volume, o segundo termo da equação 4.7.
- No caso do volume V_5 essa temperatura é igual à do próprio volume.

Como se conhece a evolução da temperatura dos gases emergentes do forno ao longo do ciclo de operação (vide tabela 5.9), pode-se calcular, para esse volume, o primeiro termo da equação (6.6.1) para determinados instantes desse ciclo e compará-la com o valor previsto pelo modelo.

6.6.2 – Superfícies Refratárias (A_{t1} , A_{t2} , e A_{p1} a A_{p5})

O modelo calcula para cada zona de superfície, topos (A_{t1} e A_{t2}) e pórticos (A_{p1} a A_{p5}) que correspondem a segmentos da abóbada + paredes laterais, a temperatura média da superfície interna e a potência líquida perdida por cada uma dessas zonas.

A potência líquida perdida é calculada pelo procedimento exposto a seguir.

- Arbitra-se a temperatura média da superfície externa de cada zona;
- Calcula-se a potência perdida por convecção, $\dot{Q}_{conv,i}$, por:

$$\dot{Q}_{conv,i} = h_{ext} \cdot A_{pi} \cdot (T_{ext,i} - T_{amb}) \quad (6.6.2)$$

- Calcula-se a potência perdida por radiação, $\dot{Q}_{rad,i}$, por:

$$\dot{Q}_{rad,i} = \varepsilon_{ref} \cdot \sigma \cdot (T_{ext,i}^4 - T_{amb}^4) \quad (6.6.3)$$

- Finalmente pode-se calcular o termo $\dot{Q}_{liq,i}$, da expressão (3.6.1), por:

$$\dot{Q}_{liq,i} = \dot{Q}_{conv,i} + \dot{Q}_{rad,i} \quad (6.6.4)$$

- Esse primeiro valor de $\dot{Q}_{liq,i}$ é utilizado nas equações 3.6.1 referentes às superfícies A_{pi} , permitindo que o sistema de equações (3.6.1 e 3.6.2) calcule um primeiro conjunto de valores das temperaturas internas da abóbada, T_{pi} .
- Com a espessura e a condutividade térmica média do material refratário da abóbada, e_{ref} e $k_{c,ref}$, o programa recalcula novos valores de $T_{ext,i}$, utilizando a equação 6.6.5, a seguir.

$$\dot{Q}_{cond,i} = \dot{Q}_{liq,i} = \frac{k_{c,ref} \cdot A_{pi}}{e_{ref}} \cdot (T_{int,i} - T_{ext,i}) \quad (6.6.5)$$

O relatório de termografias da abóbada apresenta as temperaturas médias para cinco regiões da superfície externa que praticamente coincidem com o zoneamento adotado, para dois instantes do ciclo: 3 horas após o início da fusão e 1 hora após o início da oxidação.

O modelo, aplicado a diferentes instantes, permite calcular, além de $\dot{Q}_{liq,i}$, as temperaturas externas de cada zona e, portanto, pode-se compará-los com os resultados das termografias (tabela 5.8).

6.6.3 – Superfície da carga (A_{c1} a A_{c5})

Considerando que durante o início da etapa de carregamento a conformação das superfícies é muito complicada, uma vez que existe ainda pouco líquido na parte cilíndrica do fundo do forno e, portanto, os próprios valores das áreas superficiais da carga estão variando, decidiu-se aplicar todo o procedimento de cálculo, apresentado neste relatório, apenas a partir do instante 3,5h do início desta etapa. A partir desse instante, o nível de cobre fundido já atingiu a parte inicial das paredes laterais e, portanto, a área superficial da carga não varia mais.

Tendo em vista que os lingotes são alimentados apenas por duas portas de carga que, no caso, estão na direção das zonas A_{c2} e A_{c4} e ainda que existe fusão desde o início do processo de carregamento, caso contrário seria impossível continuar alimentando o forno, pode-se imaginar, de maneira muito simplificada, que a configuração da carga, ao longo das últimas 2,5 horas da operação de carregamento, seja como mostrado na figura (6.6.1). Os valores das massas de material sólido e fundido mostradas nessa figura correspondem ao instante 3,5h após o início do carregamento.

Considerando ainda que, na situação retratada nessa figura coexistem as duas fases do metal, é razoável admitir que toda a potência transferida para as superfícies A_{c1} , A_{c3} e A_{c5} não provoque elevação das suas temperaturas. O líquido dessas regiões transfere essa potência aos lingotes submersos da zonas A_{c2} e A_{c4} por convecção. Por outro lado, como material está sendo alimentado de forma seccionalmente contínua às pilhas das zonas A_{c2} e A_{c4} , pode-se imaginar que nessas superfícies ocorram temperaturas entre 20 e 1083°C (temperatura de fusão do cobre).

A partir do exposto anteriormente, adotou-se, durante as últimas 2,5 horas da etapa de carregamento, a seguinte distribuição de temperaturas na superfície da carga:

$$T_{Ac1} = T_{Ac3} = T_{Ac5} = \text{constante} = 1083^{\circ}\text{C}$$

$$T_{Ac2} = T_{Ac4} = \text{constante} = 550^{\circ}\text{C}$$

Outra observação que pode ser feita, baseada no que foi exposto, é que na etapa de carregamento, a potência transferida para as superfícies da carga deve ser próxima àquela necessária para fundir cobre a uma taxa igual a que ele é alimentado. A seguir é apresentado o cálculo para determinação da potência necessária para fundir o cobre durante o carregamento.

Com os dados da tabela (5.9), tem-se que a taxa de material alimentado (M) é:

$$M = \frac{\text{massa total de cobre carregada}}{\text{tempo de carregamento}} = \frac{380 \cdot 10^3}{6} = 63.333 \text{ [kg/h]}$$

Da tabela (5.6) tem-se que a entalpia de fusão do cobre (h_f) é 204,7 [kJ/kg], e o calor específico médio do cobre (c_p) entre 20°C e 1.083°C é:

$$c_p = (0,358 + 96,2 \cdot 1.083) - (0,358 + 96,2 \cdot 20) = 0,4377 \text{ [kJ / kg} \cdot \text{K]}$$

Com isto, a potência necessária para fundir o cobre (P_c) é:

$$P_c = M \cdot [c_p \cdot \Delta T + h_f] = \frac{63.333}{3.600} \cdot [0,4377 \cdot (1.083 - 20) + 204,7] = 12.096 \text{ [kW]}$$

(6.6.6)

Para a etapa de fusão, são admitidas as mesmas temperaturas para todas as zonas da carga. Inicialmente foi admitida a temperatura de fusão do cobre. Daí por diante a potência transferida à superfície da carga provocará aumento da temperatura do metal líquido. E, no final da etapa de fusão admitiu-se uma temperatura para a carga de 1183°C. Este dado é baseado em medições feitas no banho de cobre entre as etapas de fusão e oxidação.

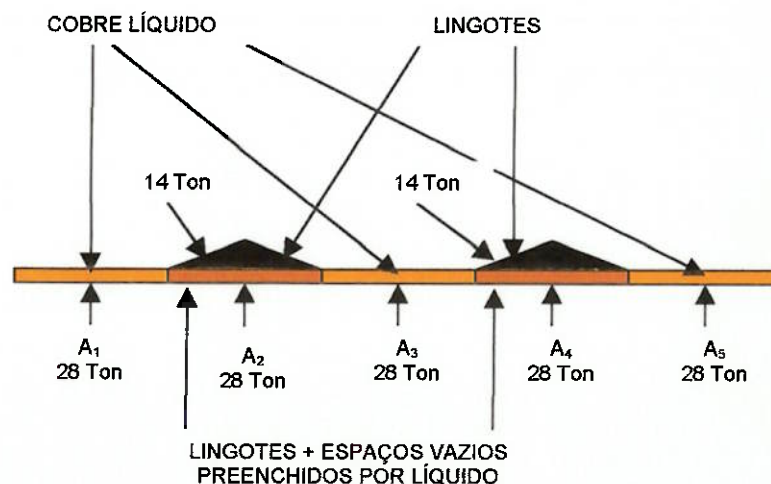


Figura 6.6.1 : Conformação idealizada da carga durante parte final do carregamento.

Obs.: os valores das massas de material, em toneladas, indicadas em cada zona, correspondem ao instante 3,5h após o início do carregamento. Neste instante, o nível do metal líquido atinge o início das paredes laterais.

6.7 – Método de solução do sistema de equações obtido.

Foi adotado o método de Gauss-Seidel modificado, onde cada equação é resolvida a partir do método da substituição direta. O programa de cálculo para obtenção dos resultados desejados é apresentado através de Diagramas Nassi-Schneiderman. Neste trabalho, será denominado como procedimento, as rotinas de cálculo que utilizam e modificam as variáveis globais do programa, e como função, as rotinas de cálculo que fornecem um determinado valor a partir da utilização de variáveis globais. Na apresentação de cada procedimento ou função, serão explicitadas apenas as variáveis que são modificadas por estes. O método de solução do sistema de equações é apresentado desta forma, apenas para fins de didática e de organização, pois na verdade, esse programa foi escrito na forma de planilhas Excel, onde a organização se baseia em pastas e áreas de cálculo. O que se deseja mostrar com esses diagramas, é apenas a sequência com que os cálculos foram feitos, e não detalhes de programação.

6.7.1 – Procedimento: $AchaT_s$

- Objetivo: Calcular a temperatura de cada zona de superfície através das equações (3.6.1).
- Variáveis: T_{t1} , T_{p1} , T_{p2} , T_{p3} , T_{p4} , T_{p5} e T_{t2} ;
- Funções utilizadas: $Erro(valor1, valor2)$

$AchaT_s$

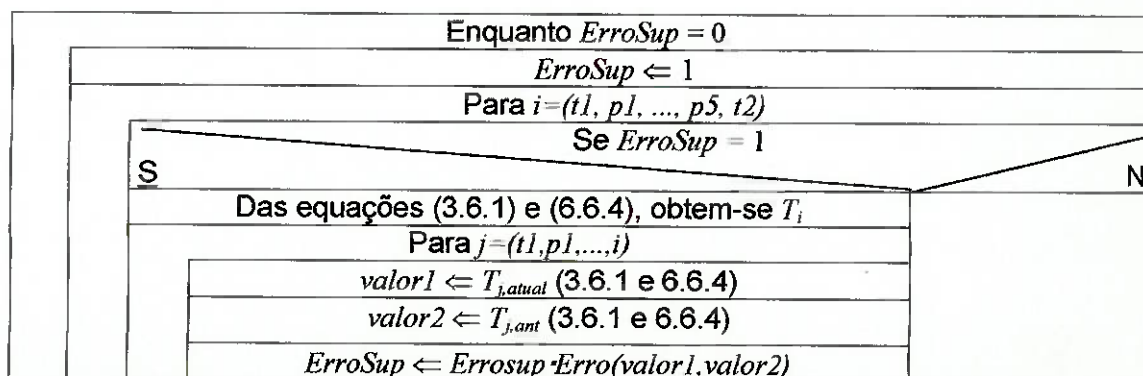


Figura 6.7.1: Diagrama Nassi-Schneiderman do procedimento $AchaT_s$.

6.7.2 – Procedimento: *AtualizaT_{ext}*

- Objetivo: Calcular a temperatura externa de parede de cada zona através da equação (6.6.5) e atualizar essas temperaturas calculadas na equação (3.6.1).
- Variáveis: T_{t1} , T_{p1} , T_{p2} , T_{p3} , T_{p4} , T_{p5} , T_{t2} , $T_{ext,t1}$, $T_{ext,p1}$, $T_{ext,p2}$, $T_{ext,p3}$, $T_{ext,p4}$, $T_{ext,p5}$ e $T_{ext,t2}$;
- Funções utilizadas: *Erro(valor1, valor2)*

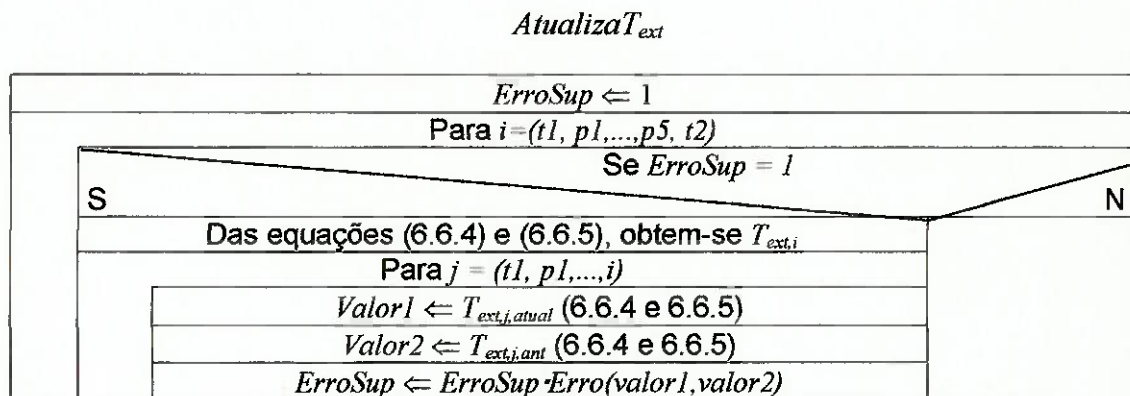


Figura 6.7.2: Diagrama Nassi-Schneiderman do procedimento *AchaT_{ext}*

6.7.3 – Procedimento: *AchaT_g*

- Objetivo: Calcular a temperatura de cada volume de gás através das equações (3.6.2).
- Variáveis: T_{g1} , T_{g2} , T_{g3} , T_{g4} e T_{g5} ;
- Procedimentos utilizados: *AchaT_g*;
- Funções utilizadas: *Erro(valor1, valor2)*.

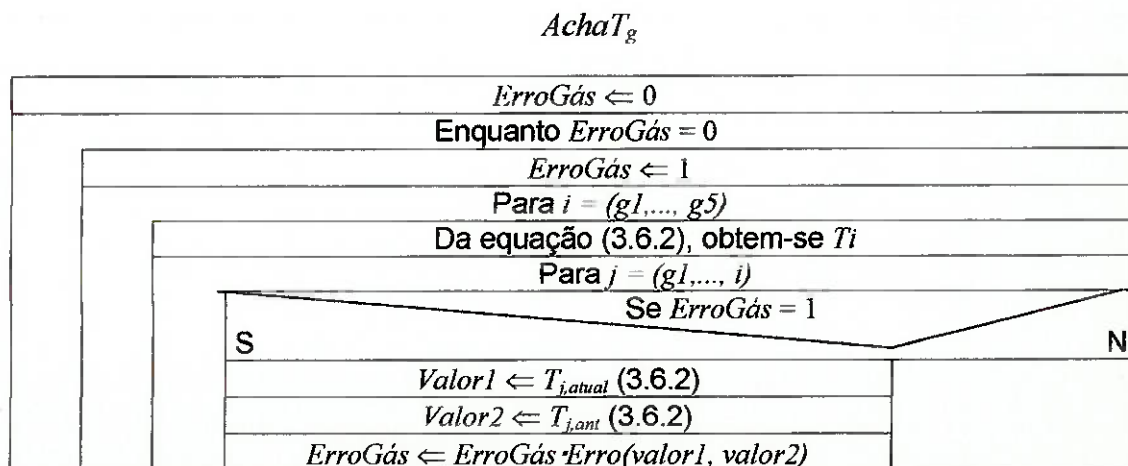


Figura 6.7.3: Diagrama Nassi-Schneiderman do procedimento *AchaT_g*

6.7.4 – Procedimento: *AchaT*

- Objetivo: Resolver o sistema de equações (3.6.1) e (3.6.2);
- Variáveis: T_{t1} , T_{p1} , T_{p2} , T_{p3} , T_{p4} , T_{p5} , T_{t2} , T_{g1} , T_{g2} , T_{g3} , T_{g4} e T_{g5} ;
- Procedimentos utilizados: *AchaT_s*, *AtualizaT_{ext}*, *AchaT_g*;
- Funções utilizadas: *Erro(valor1, valor2)*.

AchaT

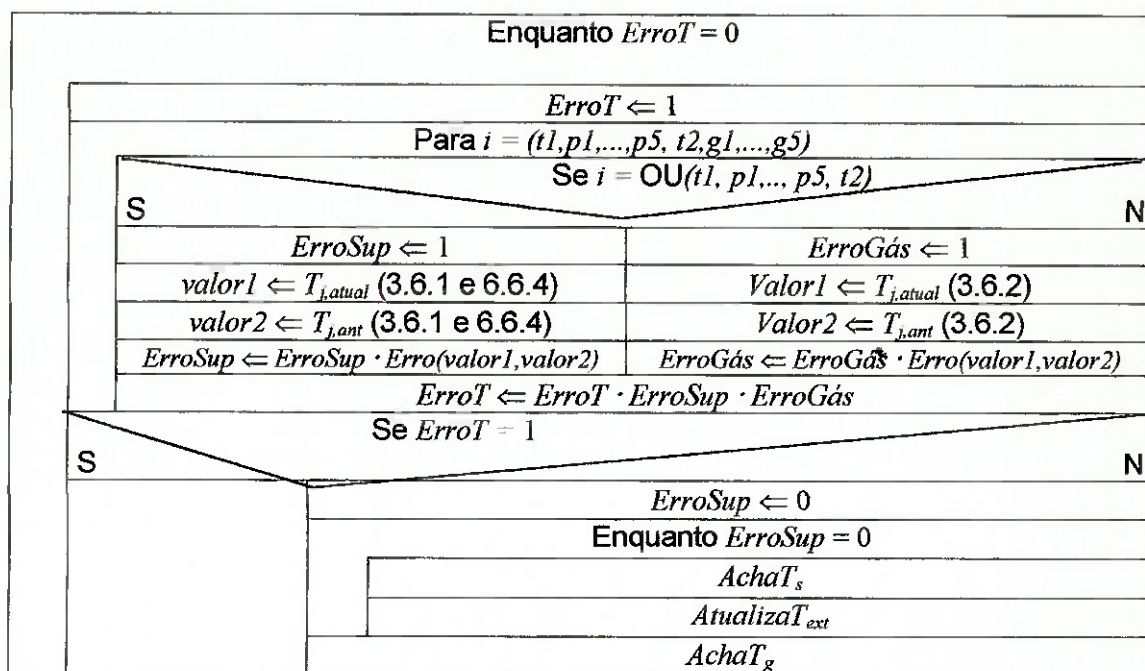


Figura 6.7.4: Diagrama Nassi-Schneiderman do procedimento *AchaT*.

6.7.5 – Função: *Erro(valor1, valor2)*

- Objetivo: Verificar se o erro relativo entre dois valores (valor1 e valor2) é menor que um valor E. Se verdadeiro a função Erro fornece 1, caso contrário, 0.
- Variáveis: E ;

Erro

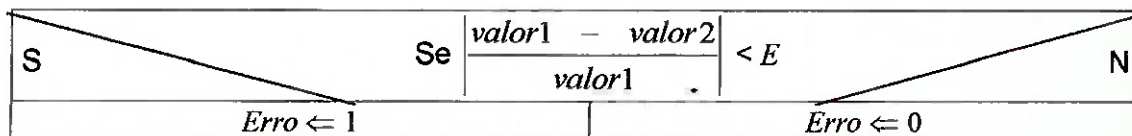


Figura 6.7.5: Diagrama Nassi-Schneiderman da função *Erro*.

6.7.6 – Programa: Forno

- Objetivo: Calcular a temperatura e o fluxo de calor de cada zona e a temperatura externa de parede do forno, através das equações (3.6.1), (3.6.2), e (6.6.1) a (6.6.5).
- Variáveis: T_{t1} , T_{p1} , T_{p2} , T_{p3} , T_{p4} , T_{p5} , T_{t2} , T_{g1} , T_{g2} , T_{g3} , T_{g4} , T_{g5} , Q_{t1} , Q_{p1} , Q_{p2} , Q_{p3} , Q_{p4} , Q_{p5} , Q_{tf} , Q_{tr} , Q_{tc} ;
- Procedimentos utilizados: $AchaT_s$, $AtualizaT_{ext}$, $AchaT_g$;
- Funções utilizadas: $Erro(valor1, valor2)$.

Forno

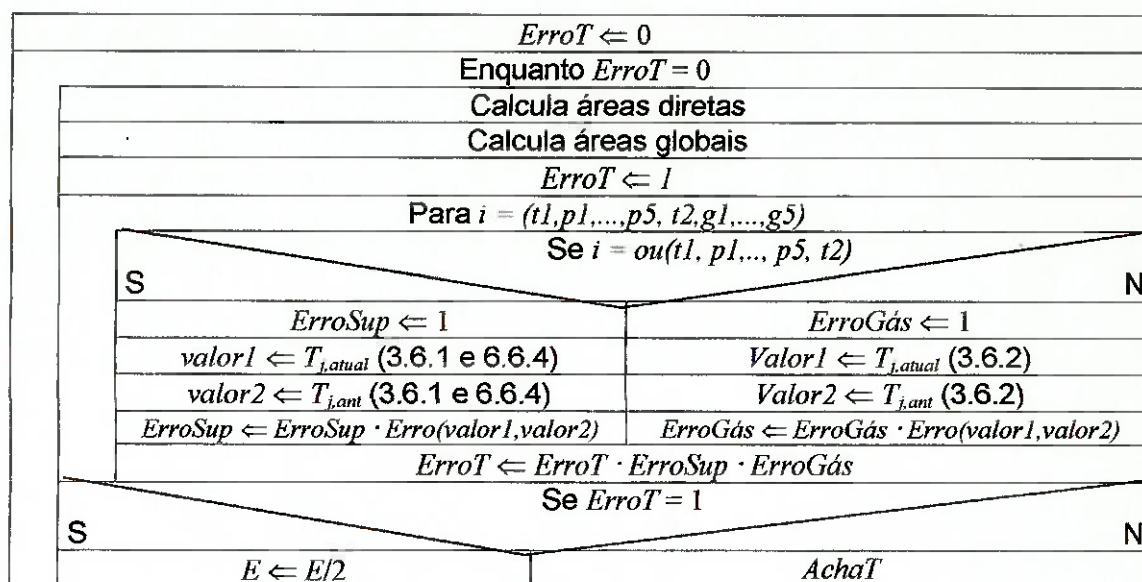


Figura 6.7.6: Diagrama Nassi-Schneiderman do programa Forno.

7 – RESULTADOS

7.1 – Resultados para a análise da concentração de fuligem

Os resultados obtidos que serão utilizados na análise de sensibilidade do método de zonas quanto a concentração de fuligem são mostrados nos gráficos das figuras (7.1.1) a (7.1.7). Nesta análise, o modelo foi aplicado para o instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão. As distribuições de concentração de fuligem, denominadas como: fuligem1, fuligem 2, fuligem 3 e fuligem 4, constam na tabela (5.6).

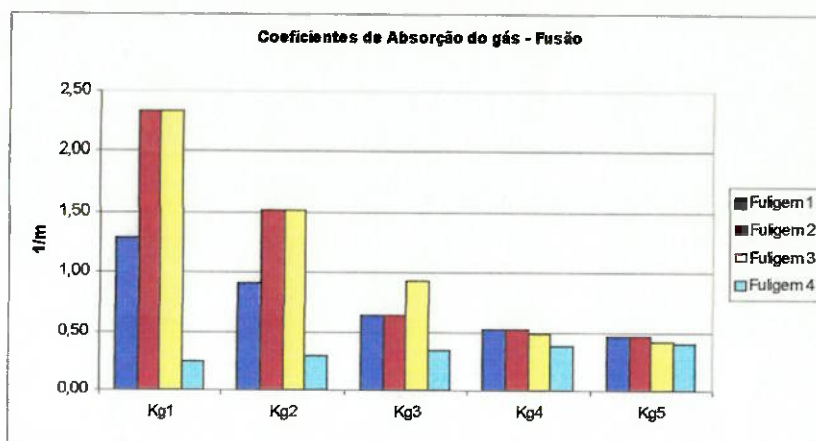


Figura 7.1.1: Coeficientes de absorção dos volumes de gás para quatro distribuições de fuligem diferentes (instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão).

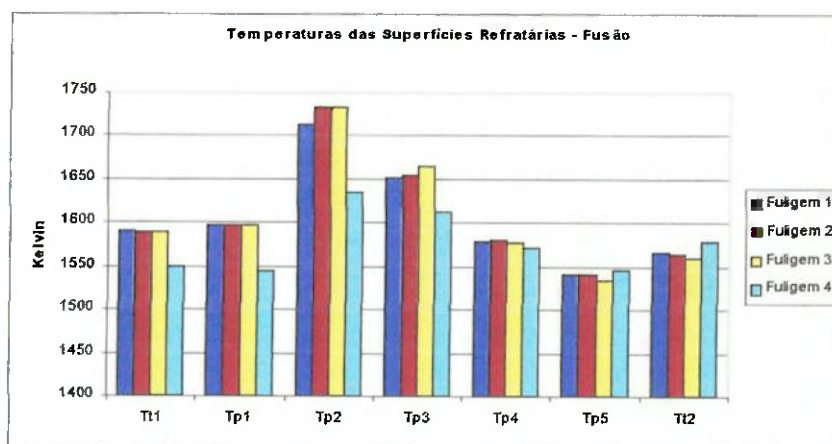


Figura 7.1.2: Temperaturas das superfícies refratárias do forno para quatro distribuições de fuligem diferentes (instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão).

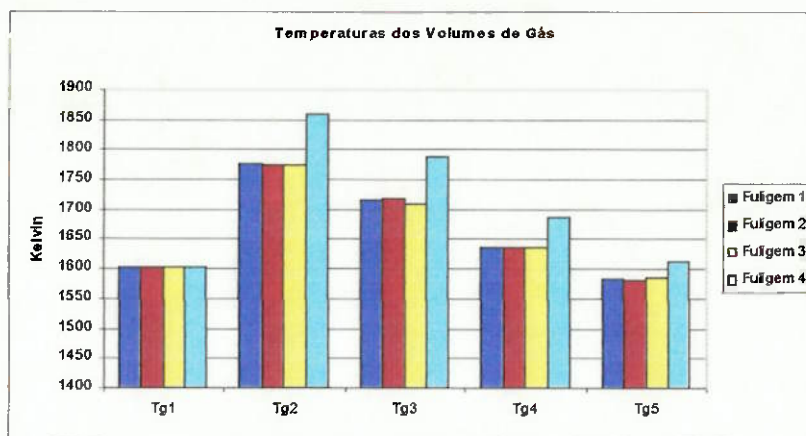


Figura 7.1.3: Temperaturas dos volumes de gás para quatro distribuições de fuligem diferentes (instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão).

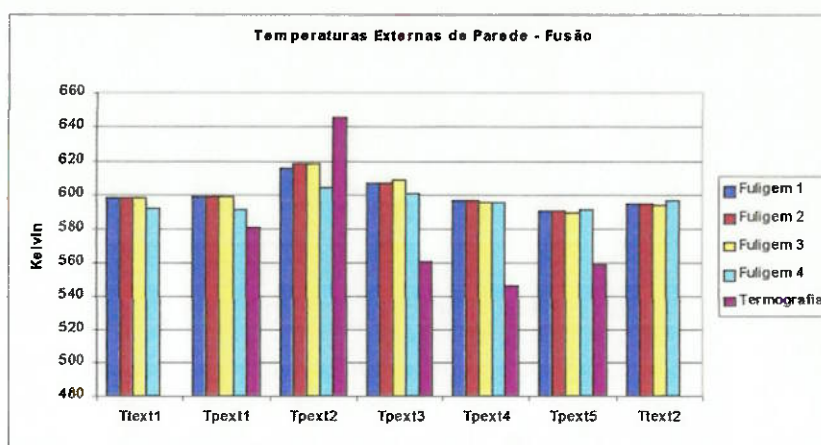


Figura 7.1.4: Temperaturas das superfícies externas do forno para quatro distribuições de fuligem diferentes (3,5 horas após o início da etapa de fusão).

Obs.: Termografias executadas no instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão.

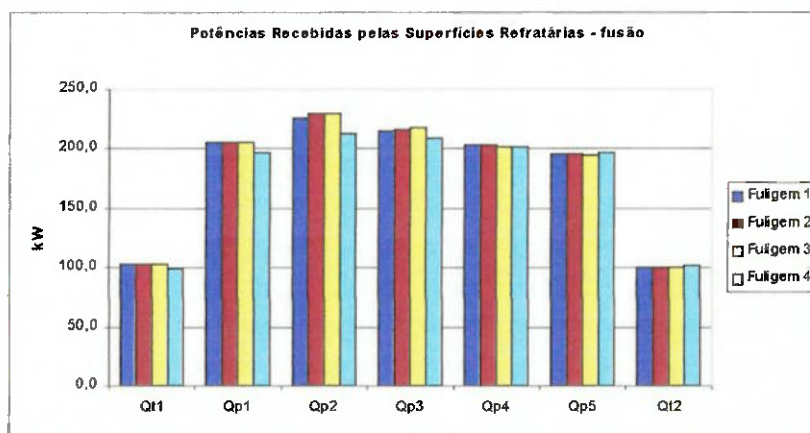


Figura 7.1.5: Potências recebidas pelas superfícies refratárias para quatro distribuições de fuligem diferentes (instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão).

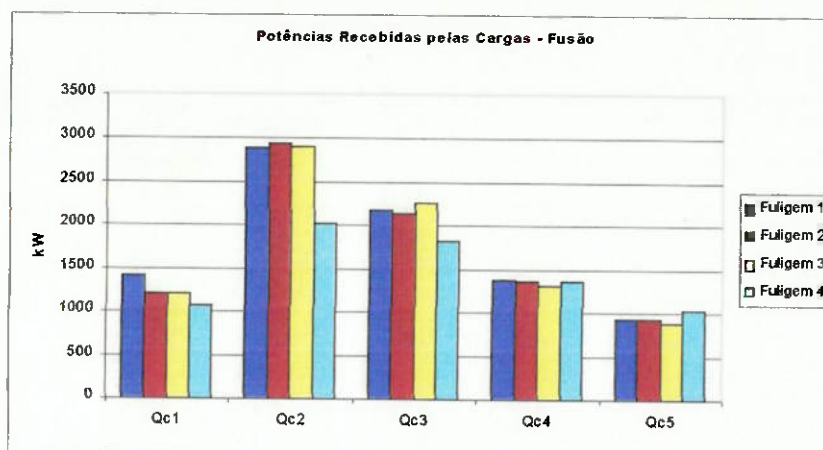


Figura 7.1.6: Potências recebidas pelas superfícies das cargas para quatro distribuições de fuligem diferentes (instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão).

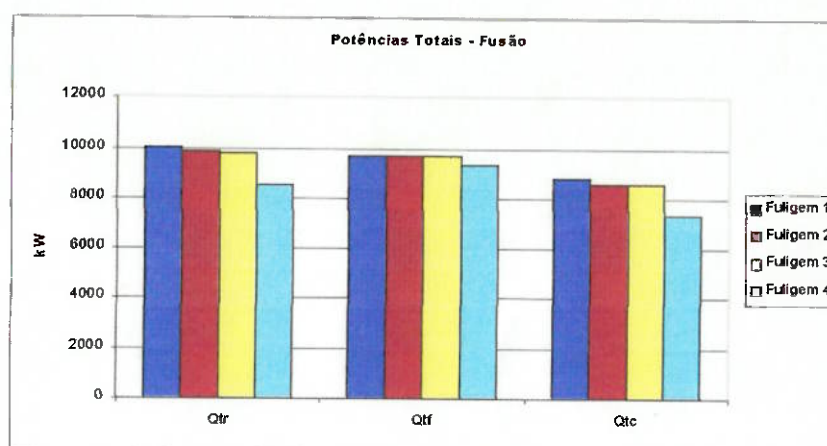


Figura 7.1.7: Potências totais para quatro distribuições de fuligem diferentes (instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão).

Q_{tr} = Potência total trocada com carga mais refratários

Q_{tf} = Potência total fornecida via combustão menos entalpia dos gases de exaustão

Q_{tc} = Potência total fornecida à carga

7.2 – Resultados para a análise do meio interveniente

Os gráficos das figuras (7.2.1) a (7.2.7) mostram os resultados obtidos para a análise de sensibilidade do método de zonas quanto ao número de gases cinzentos que modelam o meio interveniente. Foi escolhido o instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão para aplicar o modelo. Para os casos de dois e quatro gases cinzentos, utilizaram-se os dados da tabela (6.3.4) e (6.3.5) respectivamente. Para o caso de um gás cinzento, utilizou-se os coeficientes de absorvidade obtidos para o caso de quatro gases.

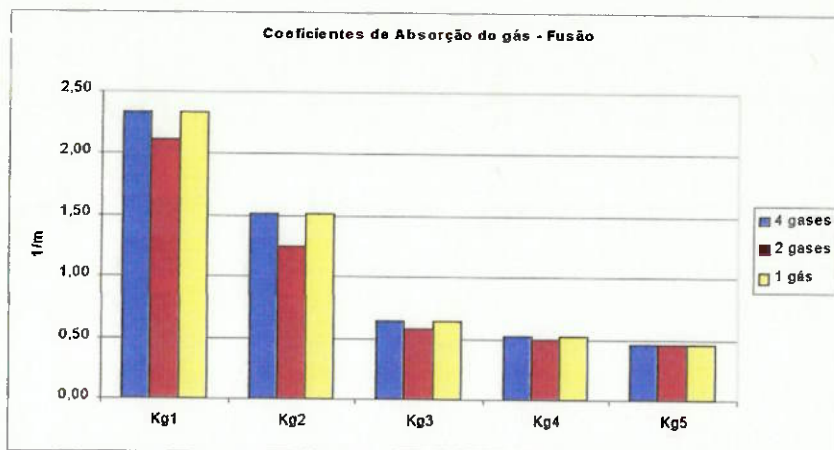


Figura 7.2.1: Coeficientes de absorção dos volumes de gás para os modelos de meio interveniente adotados (3,5 horas após início da etapa de fusão).

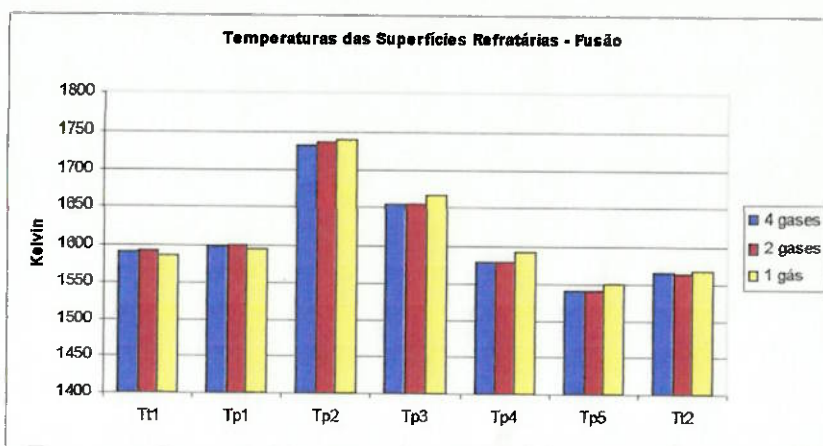


Figura 7.2.2: Temperaturas das superfícies refratárias para os modelos de meio interveniente adotados (3,5 horas após início da etapa de fusão).

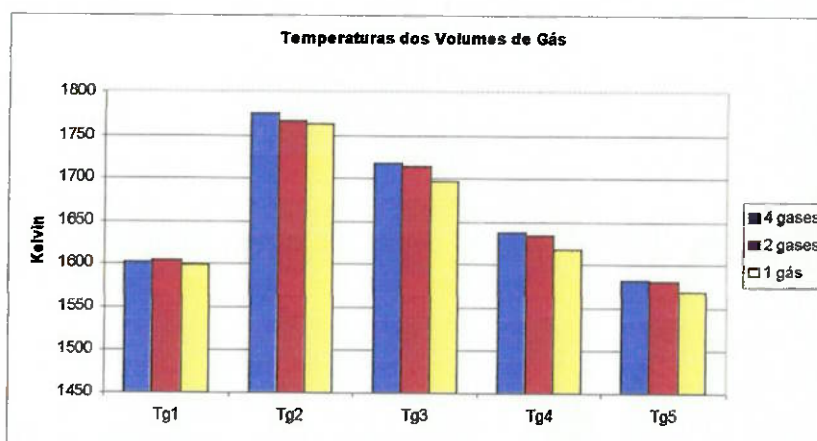


Figura 7.2.3: Temperaturas dos volumes de gás para os modelos de meio interveniente adotados (3,5 horas após início da etapa de fusão).

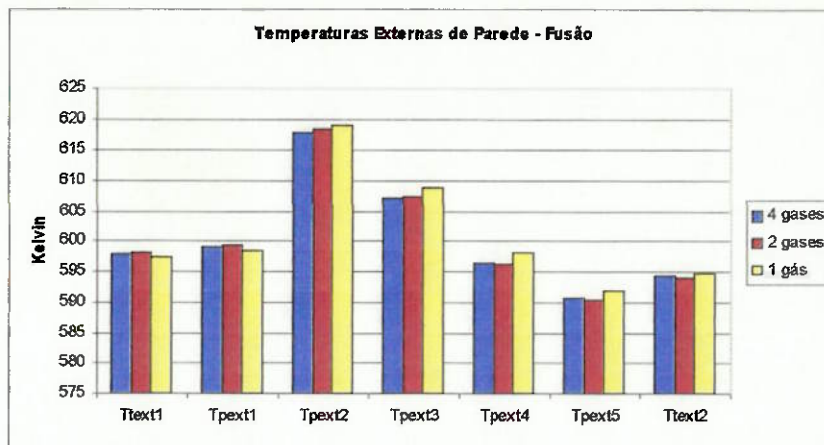


Figura 7.2.4: Temperaturas externas de parede para os modelos de meio interveniente adotados (3,5 horas após início da etapa de fusão).

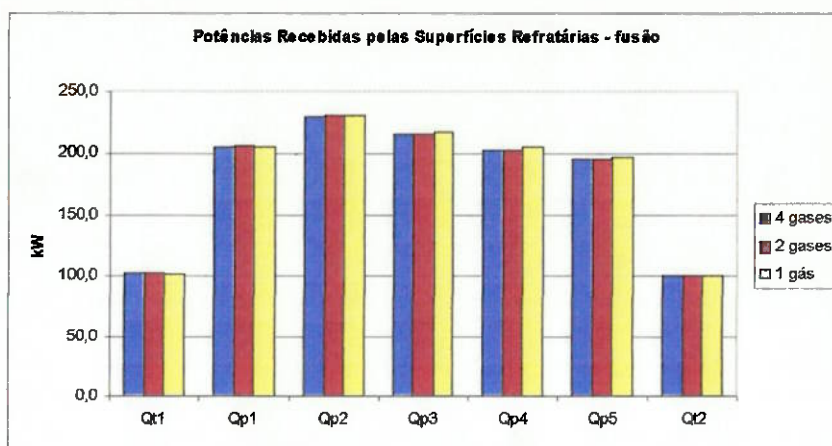


Figura 7.2.5: Potências recebidas pelas superfícies refratárias para os modelos de meio interveniente adotados (3,5 horas após início da etapa de fusão).

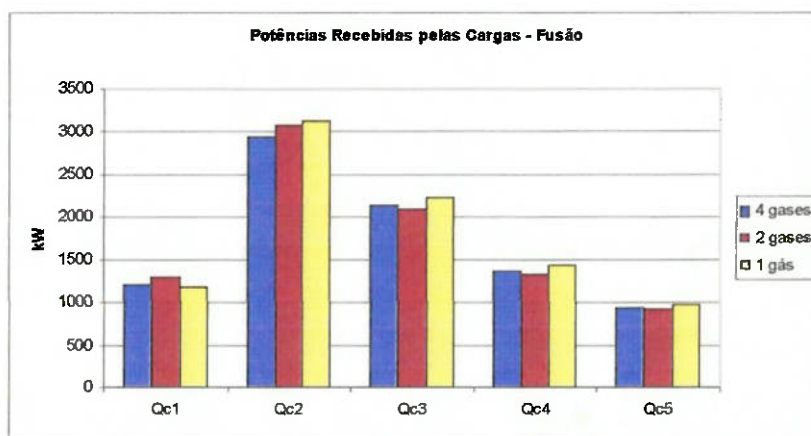


Figura 7.2.6: Potências recebidas pelas cargas para os modelos de meio interveniente adotados (3,5 horas após início da etapa de fusão).

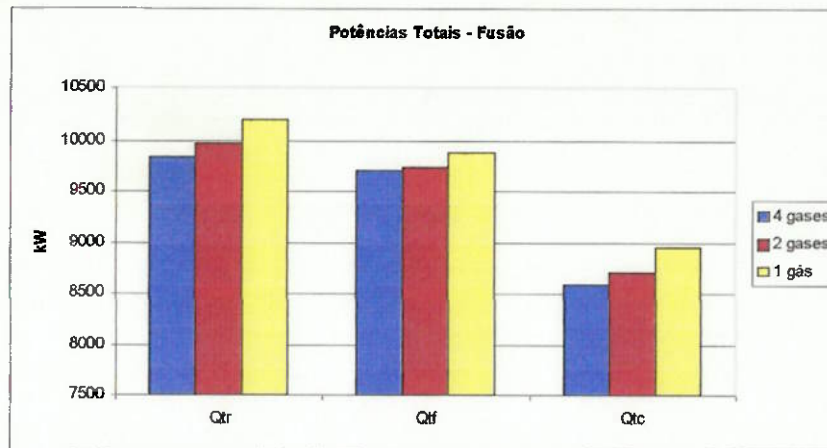


Figura 7.2.7: Potências totais para os modelos de meio interveniente adotados (3,5 horas após início da etapa de fusão).

Q_{tr} = Potência total trocada com carga mais refratários

Q_{tf} = Potência total fornecida via combustão menos entalpia dos gases de exaustão

Q_{tc} = Potência total fornecida à carga

7.3 – Resultados para a análise do estagiamento da chama

Os gráficos a seguir comparam o comportamento do forno na condição de chama plena com a condição de chama estagiada. Nos gráficos das figuras (7.3.1) a (7.3.8), o modelo foi aplicado para o instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão. Nos gráficos das figuras (7.3.9) a (7.3.16), o modelo foi aplicado para o instante 1 hora após o início da fusão. E, finalmente, nos gráficos das figuras (7.3.17) a (7.3.18), o modelo foi aplicado para o instante 3,5 horas após o início da etapa de carregamento.

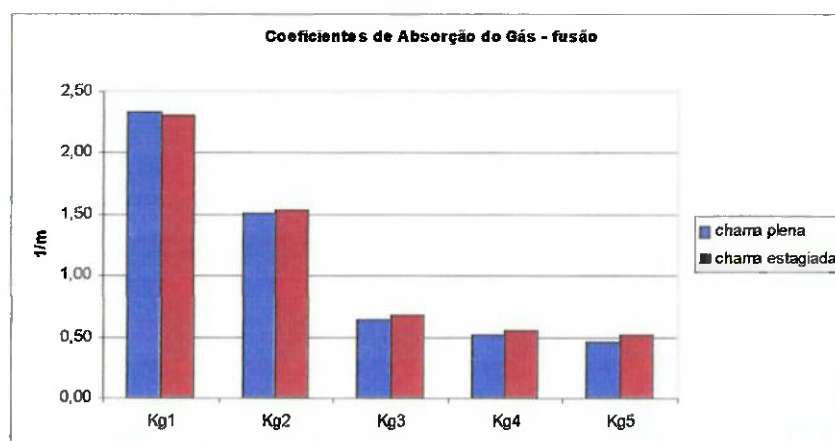


Figura 7.3.1: Coeficientes de absorção dos volumes de gás para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da fusão).

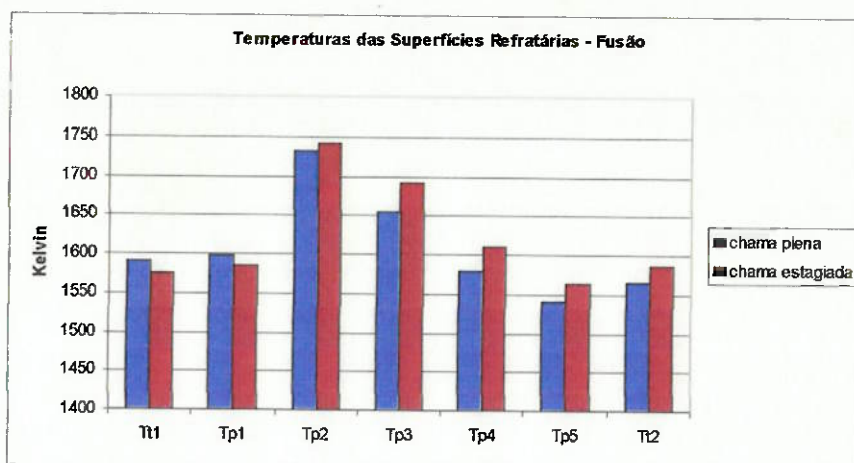


Figura 7.3.2: Temperaturas das superfícies refratárias para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da fusão).

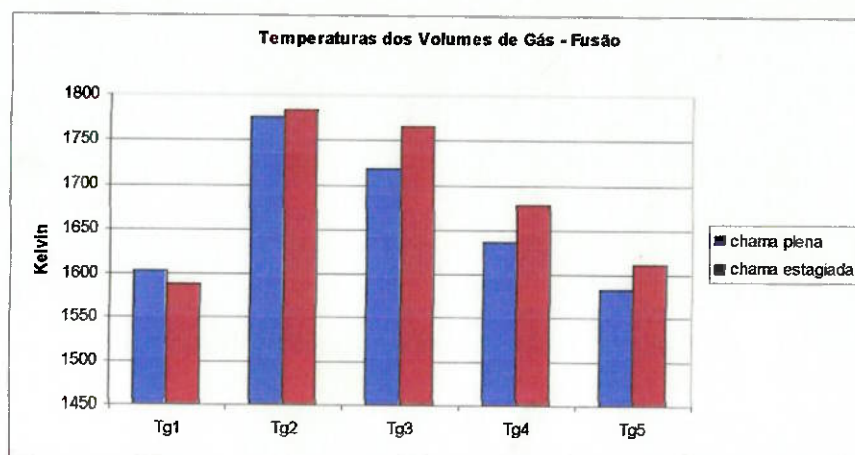


Figura 7.3.3: Temperaturas dos volumes de gás para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da fusão).

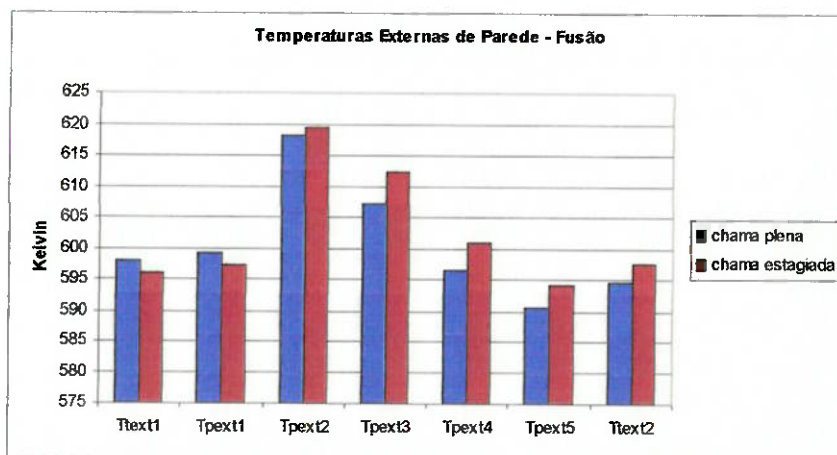


Figura 7.3.4: Temperaturas externas de parede para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da fusão).

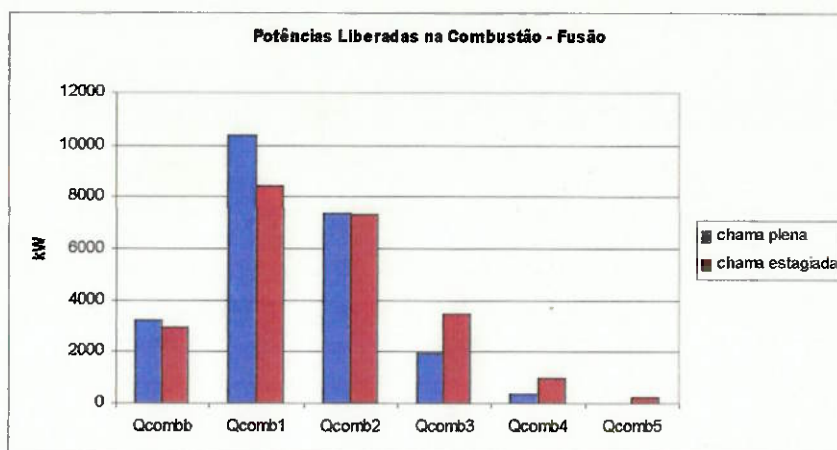


Figura 7.3.5: Potências liberadas na combustão para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da fusão).

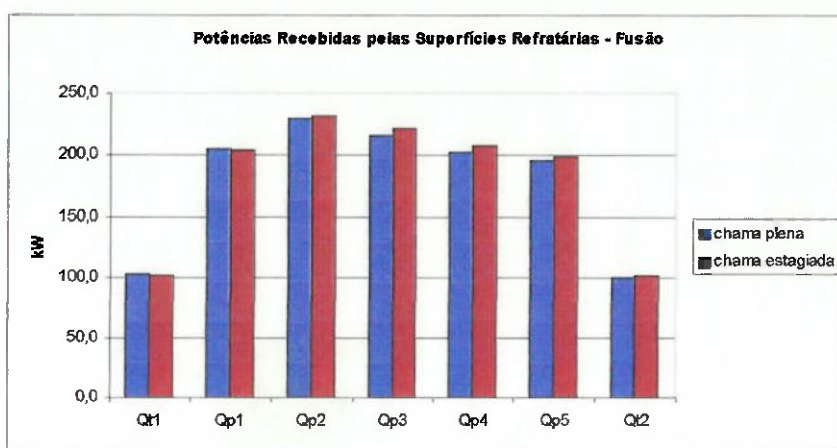


Figura 7.3.6: Potências recebidas pelas superfícies refratárias para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da fusão).

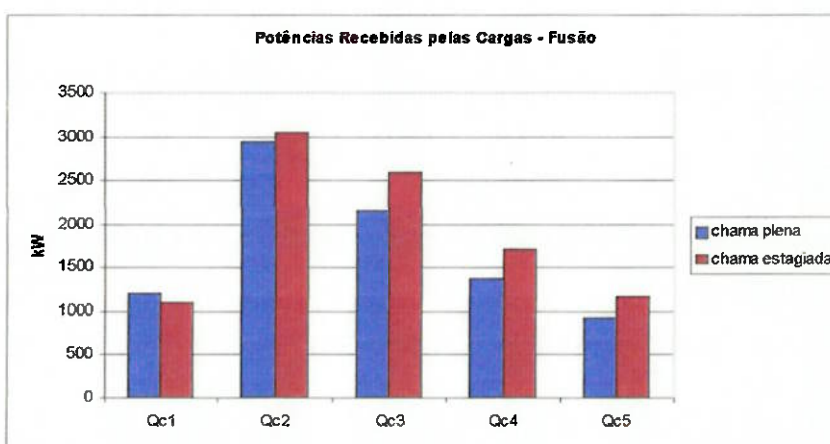


Figura 7.3.7: Potências recebidas pelas cargas para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da fusão).

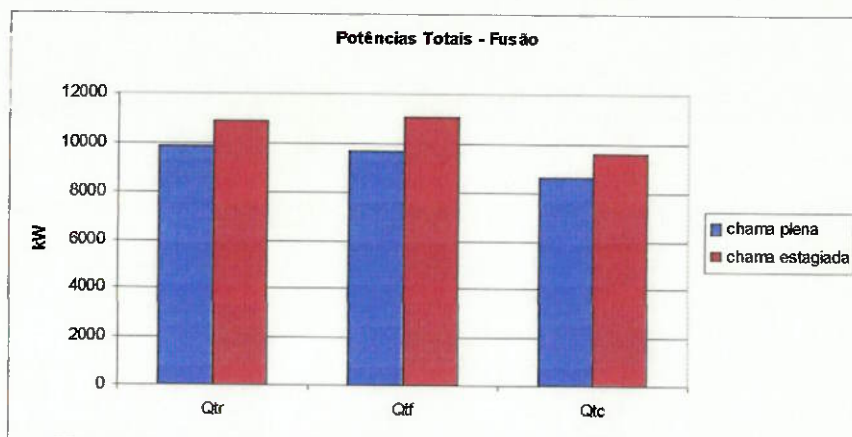


Figura 7.3.8: Potências totais para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da etapa de fusão).

Q_{tr} = Potência total trocada com carga mais refratários

Q_{tf} = Potência total fornecida via combustão menos entalpia dos gases de exaustão

Q_{tc} = Potência total fornecida à carga

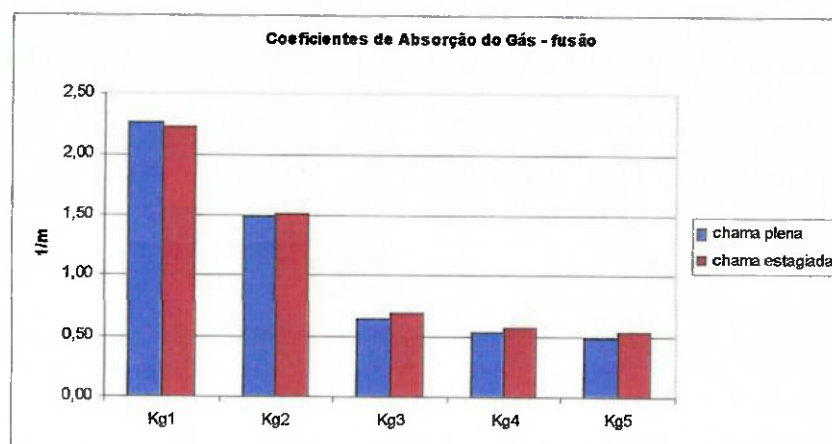


Figura 7.3.9: Coeficientes de absorção para as condições de chama plena e chama estagiada (1 horas após início da etapa de fusão).

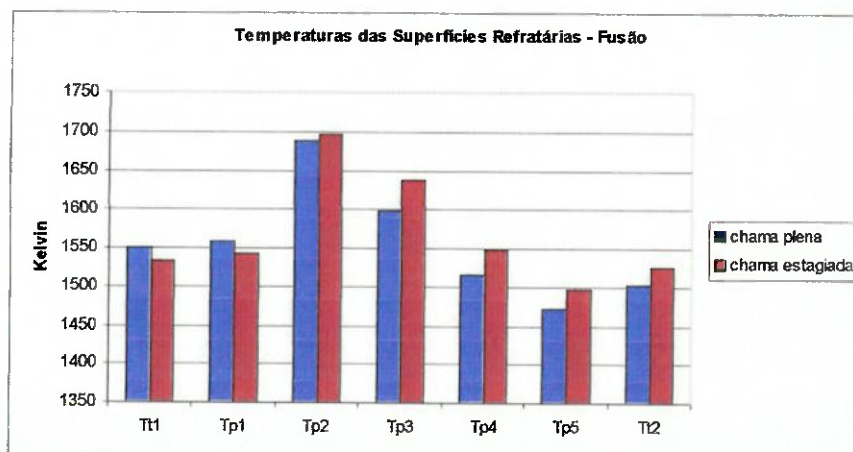


Figura 7.3.10: Temperaturas das superfícies refratárias para as condições de chama plena e chama estagiada (1 horas após início da etapa de fusão).

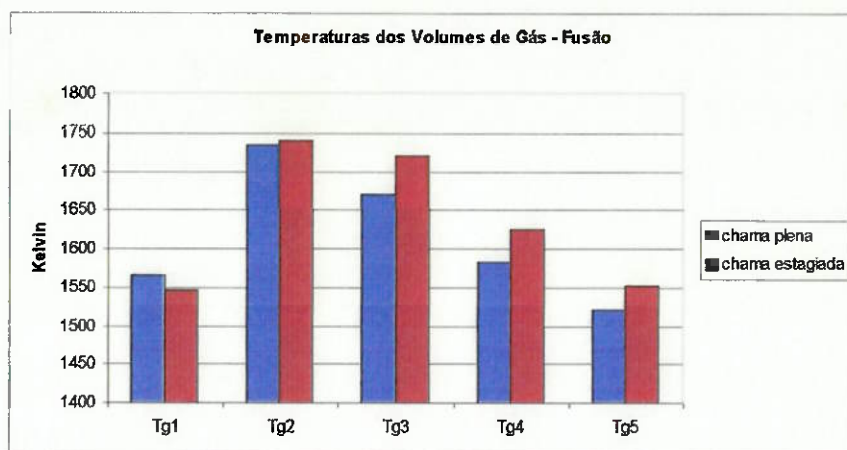


Figura 7.3.11: Temperaturas dos volumes de gás para as condições de chama plena e chama estagiada (1 horas após início da etapa de fusão).

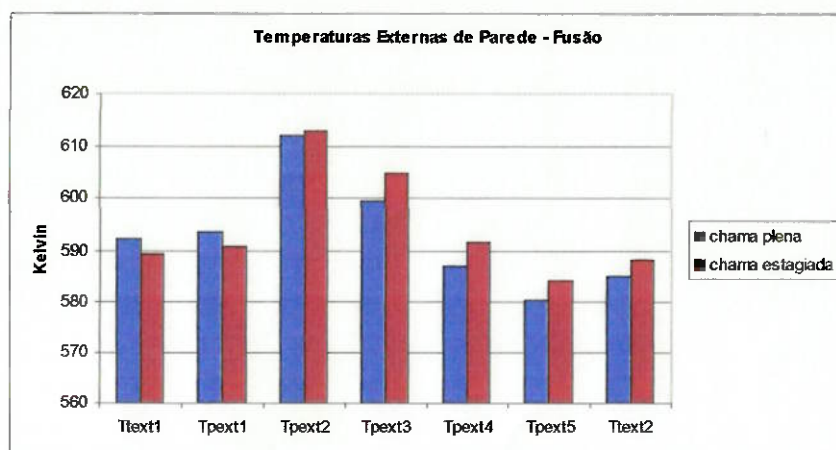


Figura 7.3.12: Temperaturas das superfícies externas para as condições de chama plena e chama estagiada (1 horas após início da etapa de fusão).

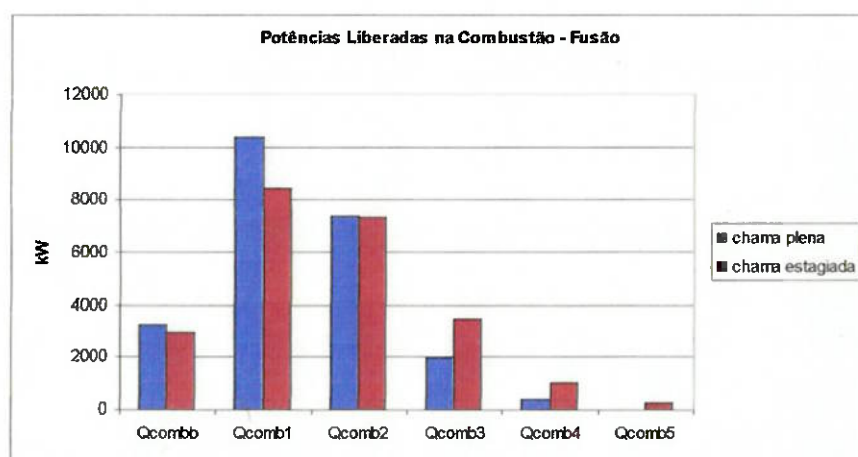


Figura 7.3.13: Potências liberadas na combustão para as condições de chama plena e chama estagiada (1 horas após início da etapa de fusão).

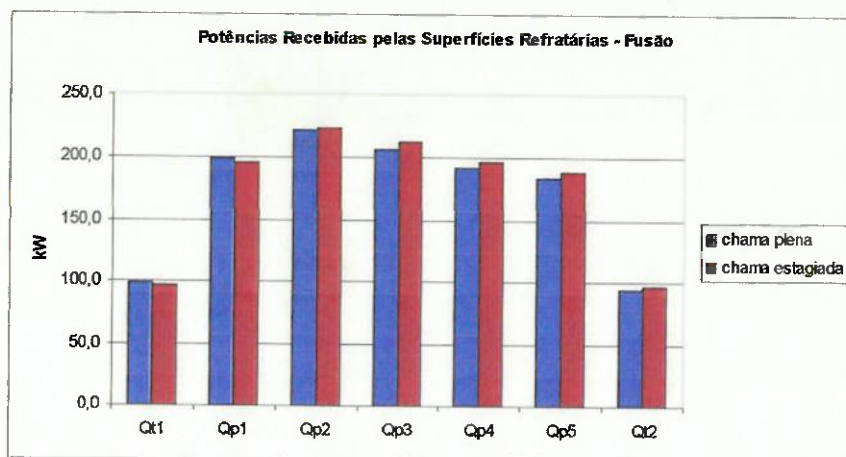


Figura 7.3.14: Potências recebidas pelas superfícies refratárias para as condições de chama plena e chama estagiada (1 horas após início da fusão).

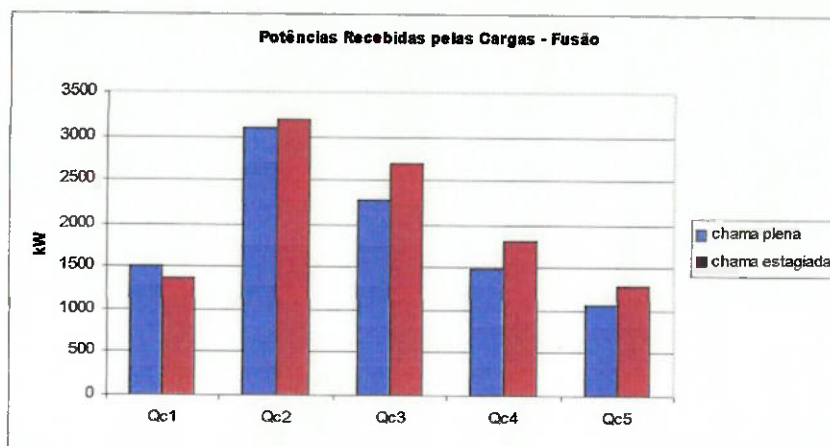


Figura 7.3.15: Potências recebidas pelas cargas para as condições de chama plena e chama estagiada (1 horas após início da etapa de fusão).

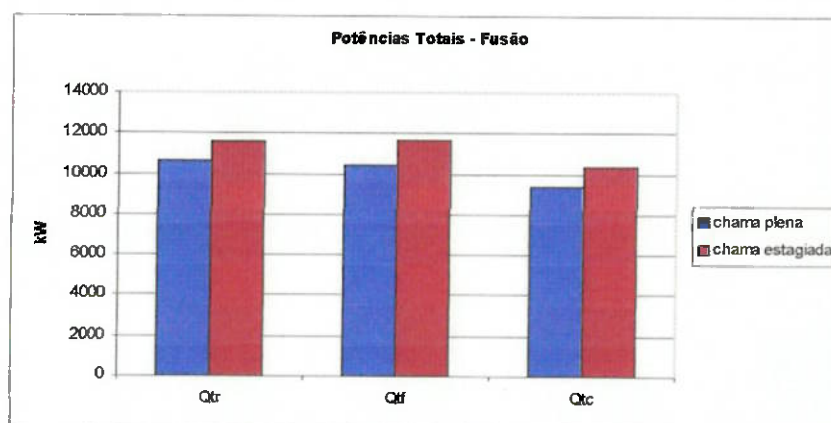


Figura 7.3.16: Potências totais para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início da etapa de fusão).

Q_{tr} = Potência total trocada com carga mais refratários

Q_{tf} = Potência total fornecida via combustão menos entalpia dos gases de exaustão

Q_{tc} = Potência total fornecida à carga

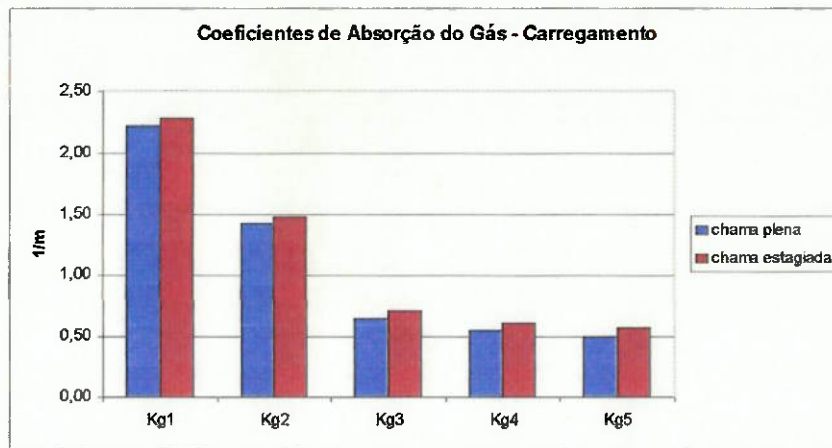


Figura 7.3.17: Coeficientes de absorção para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início do carregamento).

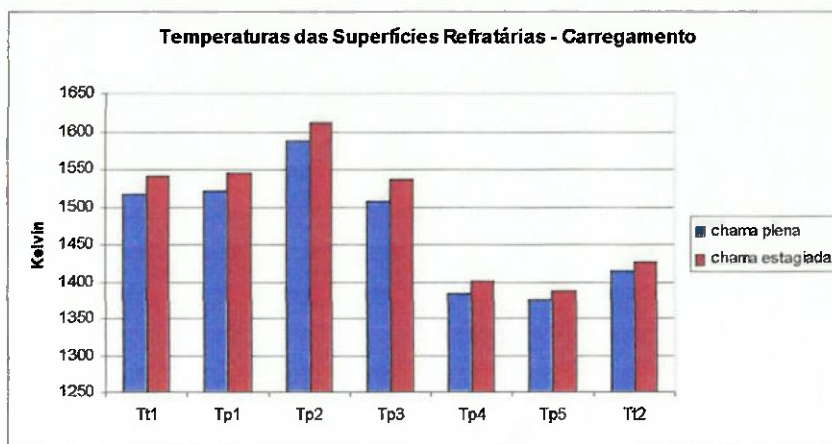


Figura 7.3.18: Temperaturas das superfícies refratárias para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início do carregamento).

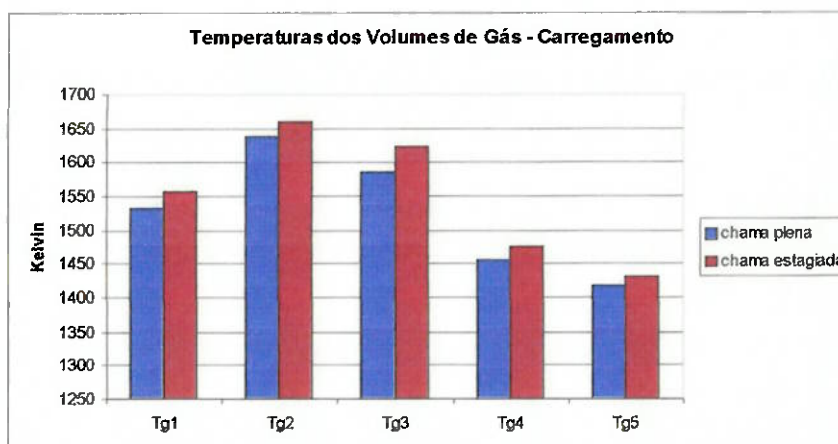


Figura 7.3.19: Temperaturas dos volumes de gás para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início do carregamento).

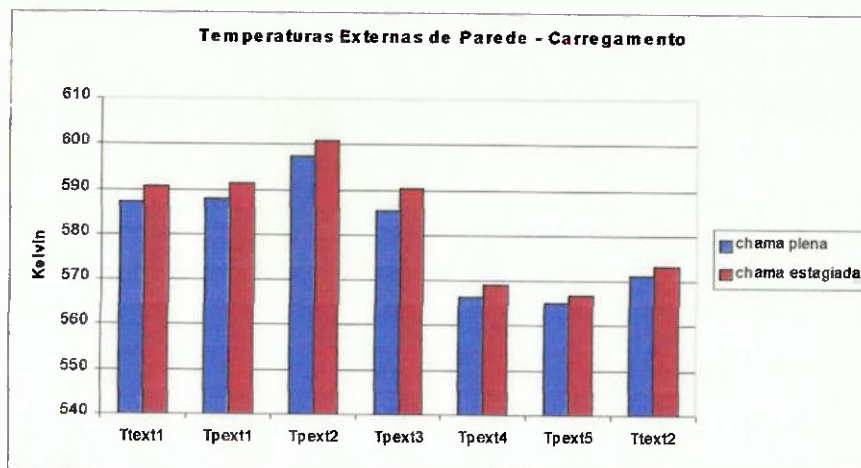


Figura 7.3.20: Temperaturas externas de parede para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início do carregamento).

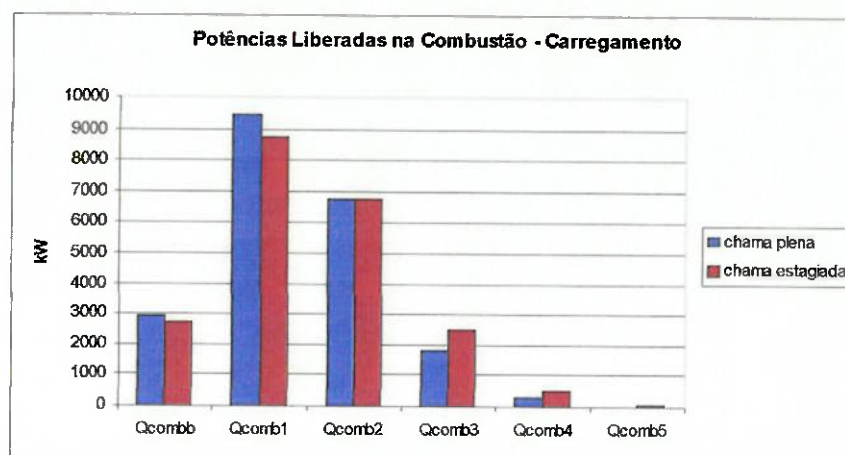


Figura 7.3.21: Potências liberadas na combustão para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início do carregamento).

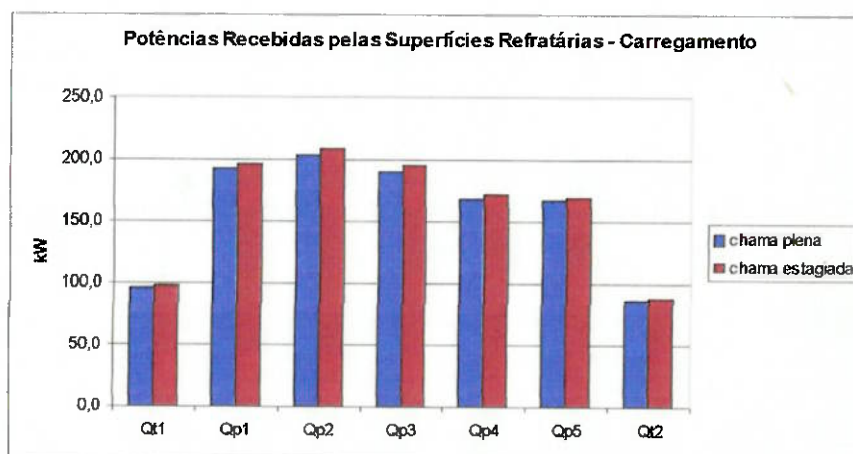


Figura 7.3.22: Potências recebidas pelas superfícies refratárias para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início do carregamento).

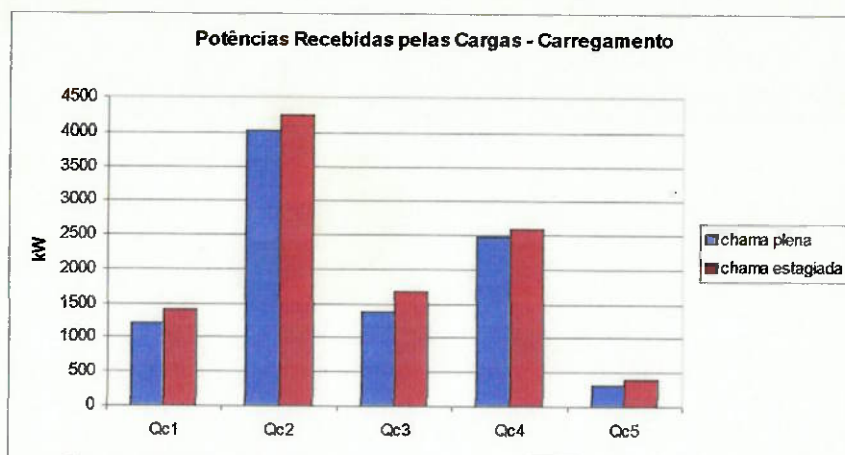


Figura 7.3.23: Potências recebidas pelas cargas para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início do carregamento).

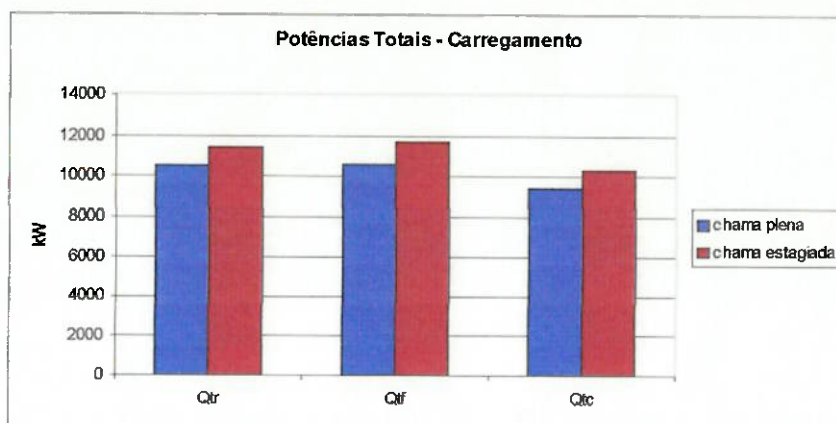


Figura 7.3.24: Potências totais para as condições de chama plena e chama estagiada (3,5 horas após início do carregamento).

Q_{tr} = Potência total trocada com carga mais refratários

Q_{tf} = Potência total fornecida via combustão menos entalpia dos gases de exaustão

Q_{tc} = Potência total fornecida à carga

8 – ANÁLISE DOS RESULTADOS

8.2 – Analisa para validação do modelo empregado

8.2.1 – Potência recebida pela carga na etapa de carregamento

A potência recebida pela carga durante a etapa de carregamento foi calculada no item (6.6.3). Neste cálculo, foi considerado que todo o cobre carregado sofreu aquecimento da temperatura inicial de 20°C até sua temperatura de fusão de 1083°C e, após esse aquecimento, passou pelo processo de fusão. No entanto, após a etapa de carregamento, vem a etapa de fusão, onde ainda existe cobre não fundido no banho (ver item 2.3). Desta forma, a potência recebida pela carga calculada na equação (6.6.6) deve ser superior àquela calculada pelo método de zonas, como pode ser visto na tabela (8.2.1)

Tabela 8.2.1: Potência recebida pela carga durante a etapa de carregamento.

Potência recebida (equação 6.6.6)	Potência recebida (método de zonas)	Erro
12.096 kW	9.412 kW	22 %

Obs.: $Erro = \left(\frac{\text{equação (6.6.6)} - \text{método de zonas}}{\text{equação (6.6.6)}} \right) \cdot 100$

8.2.2 – Temperatura dos gases efluentes do forno

Os valores medidos, através de um termopar instalado na parte do canal de gases solidária ao forno, ao longo da produção de dois lotes, foram fornecidos através de registro gráfico, o valor médio das temperaturas medidas estão na tabela (5.7). A tabela (8.2.3) fornece uma comparação entre os valores medidos e os obtidos através da aplicação do método de zonas, para os instantes: 3,4 horas após o início do carregamento e 1 hora após o início da etapa de fusão.

Tabela 8.2.2: Temperatura de saída dos gases

Instante	Temperatura dos gases medida	Temperatura dos gases prevista pelo modelo	Erro
3,5 horas após o início do carregamento	1.305 K	1.418 K	-8,7%
1 hora após o início da fusão	1.417 K	1520 K	-7,3%

Obs.: $Erro = \left(\frac{\text{medido} - \text{previsto}}{\text{medido}} \right) \cdot 100$

8.2.3 – Potência fornecida à carga mais potência perdida pelas paredes

A partir dos valores medidos da temperatura dos gases à saída do forno, e considerando ainda:

- $\lambda = 1,09$ (tabela 5.4)
- vazões de óleo: 0,4895 kg/s para a etapa de carregamento e 0,5380 kg/s para a etapa de fusão (tabela 5.3)

pode-se calcular imediatamente a entalpia desse fluxo de gases e, conseqüentemente, a potência fornecida à carga mais paredes.

O modelo calcula a potência transferida a cada zona de carga e a cada zona de superfície, realizando a totalização, como visto nas figuras (7.3.24) e (7.3.16). Observe que, neste caso, a potência total transferida (carga+parede), Q_{tr} não é calculada pela diferença entre potencia total fornecida e entalpia do fluxo de gases de exaustão, valor este denominado Q_{tr} . A tabela (8.2.3) mostra esses valores.

Tabela 8.2.3: Potências fornecidas.

Instante	$T_{g, saída}$ medida [K]	Entalpia dos gases (operação) [kW]	Potencia total fornecida [kW] ¹	Potência transferida (Q_{tr}) (carga+paredes) (operação) [kW]	Potência transferida (Q_{tr}) (carga+paredes) (modelo) [kW]	Erro [%]
3,5 horas após início do carregamento	1.305	9.480	21.280	11.800	10.516	10,9
1 hora após início da etapa de fusão	1.417	11.710	23.360	11.650	10.611	8,9

Obs.: ⁽¹⁾ potência fornecida calculada através das vazões de óleo combustível.

$$Erro = \left(\frac{medido - previsto}{medido} \right) \cdot 100$$

8.2.3 – Temperatura das superfície externa da abóboda

Escolhendo a distribuição de fuligem 2, na figura (7.1.4), como a que melhor representa o processo de combustão no forno, e comparando o perfil de temperaturas externas fornecido pelo modelo aplicado a essa distribuição de fuligem com o perfil fornecido pelas termografias, é possível notar que ambos os perfis apresentam um pico na zona A_{p2} (T_{pext2}). No entanto, enquanto na zona A_{p2} o valor medido pela termografia é maior que o valor previsto pelo modelo, nas demais zonas de pórtico ocorre o contrário. Isso, provavelmente, ocorreu devido ao modelo de combustão adotado. Onde foi considerado que os jatos dos queimadores não incidem em nenhuma superfície, o que não é verdade, pois estes incidem na superfície da carga (ver item 2.2).

A tabela (8.2.4) compara a temperatura externa da zona A_{p2} prevista pelo modelo com a medida pela termografia, no instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão.

Tabela 8.2.4: Temperatura externa da zona A_{p2} (T_{pext2}) (1 horas após início da etapa de fusão).

T_{pext2} previsto	T_{pext2} medido	Erro
612 K	645 K	5,1 %

Obs.: $Erro = \left(\frac{medido - previsto}{medido} \right) \cdot 100$

8.3 – Análise de sensibilidade à concentração de fuligem

Nesta análise, adotou-se primeiramente uma distribuição de fuligem típica para chamas a gás de porte semelhante ao do forno estudado (ref. 5), fuligem 1. Em seguida, variou-se a concentração de fuligem para duas diferentes distribuições, fuligem 1 e fuligem 2, cujos valores são da mesma ordem de grandeza da distribuição fuligem 1. Além disto, também foi adotada uma distribuição de fuligem atípica, fuligem 4, cuja ordem de grandeza é duas vezes inferior a das anteriores nos volumes V_{g1} e V_{g2} e uma ordem de grandeza inferior para os volumes V_{g3} e V_{g4} (ver tabela 5.6).

A partir das figuras (7.1.1) a (7.1.7) é possível perceber que as temperaturas e as potências recebidas pelas superfícies, onde a potência liberada na combustão é mais intensa, são maiores para concentrações de fuligem maiores. E, no caso das temperaturas dos volumes de gás, estas são sempre superiores para concentrações de fuligem inferiores. Isso é explicado, pois na região onde a potência liberada na combustão é mais intensa, se o gás possui uma concentração de fuligem baixa, este emite pouco, transferindo assim menos calor e aquecendo-se mais. Na região seguinte, onde a potência liberada na combustão é menos intensa, a temperatura do gás, que está mais quente, passa a ser mais importante para a transferência de calor do que o coeficiente de absorção.

Outra observação importante, é que a influência da concentração de fuligem passa a ser percebida apenas quando esta possui uma ordem de grandeza diferente. Ou seja, a utilização de valores típicos para concentração de fuligem é suficientemente adequado.

8.4 – Análise de sensibilidade à modelagem do meio interveniente

Através das figuras (7.2.1) a (7.2.7) é possível perceber que o método de zonas é pouco sensível ao número de gases cinzentos utilizados. Como para a implementação de um programa é necessário ajustar uma curva para o

coeficiente de absorvidade do gás, é recomendável utilizar um modelo de dois gases cinzentos.

Os gráficos das figuras (7.2.2) a (7.2.7) indicam que o modelo da soma de 4 gases cinzentos fornece um meio interveniente mais transparente em relação aos demais modelos, apesar dos coeficientes de absorvidade para o modelo de 4 gases, mostrados no gráfico da figura (7.2.1), serem maiores ou iguais aos demais modelos. Matematicamente, isso é explicado da seguinte forma:

No gráfico da figura (7.2.1), os coeficientes de absorvidade do gás, para os modelos de soma de 4 e 2 gases cinzentos e um gás cinzento, foram calculados a partir da soma dos produtos dos coeficientes K_{ij} pelos respectivos coeficientes B_{ij} , definidos na equação (4.7.3.9).

E, a transmissividade é calculada através de uma equação do seguinte tipo:

$$\tau_{m,L} = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J B_{ij} \cdot e^{-K_{ij} \cdot L}$$

Ou seja, a relação entre os coeficientes de absorvidade do gráfico da figura (7.2.1) com a transmissividade do meio não é linear.

Provavelmente, no modelo da soma de quatro gases cinzentos, a maior parte da potência é transferida por gases com coeficientes de absorvidade muito baixos, enquanto que uma pequena parte é transferida por gases com coeficientes de absorvidade elevados. As figuras (4.7.2) e (4.7.4) ajudam a ilustrar o que foi dito.

8.5 – Análise do estagiamento da chama

8.5.1 – Zona crítica

A zona A_{p2} , no instante 3,5 horas após o início da etapa de fusão, é a zona crítica do forno, como pode ser visto nos gráficos do capítulo 7. A tabela (8.5.1) mostra a análise desta zona frente ao estagiamento da chama.

Tabela 8.5.1: Zona crítica do forno (3,5 horas após o início da etapa de fusão).

T_{p2} Chama plena	T_{p2} Chama estagiada	$T_{crítico}$	CS
1.733 K	1.742 K	1.973 K	13,3 %

Obs.: $CS = \left(\frac{T_{crítico} - T_{p2}}{T_{p2}} \right) \cdot 100$

8.5.2 – Aumento da potência transferida para a carga prevista pelo modelo

Através dos gráficos apresentados nas figuras (7.3.8), (7.3.16) e (7.3.24) é possível perceber que haverá aumento de potência transferida para a carga. A figura (8.5.2) mostra este aumento de potência transferida, para os instantes considerados na aplicação do modelo.

Tabela 8.5.2: Potências transferidas para a carga previstas pelo modelo.

ETAPA / CONDIÇÃO	Potência transferida para a carga, Q_{tc} [kW]	Aumento de Q_{tc} [%]	Temperatura dos gases à saída [K]
Carregamento (3,5 horas) / Chama plena	9.412		1.418
Carregamento (3,5 horas) / Chama estagiada	10.287	9,3	1.432
Fusão (1 hora) / Chama plena	9.415		1.520
Fusão (1 hora) / Chama estagiada	10.343	9,8	1.552
Fusão (3,5 horas) / Chama plena	8.585		1.582
Fusão (3,5 horas) / Chama estagiada	9.602	11,8	1.612

Considerando esses aumentos na potência transferida, pode-se estimar a redução na duração total do ciclo do forno. A tabela (8.5.3) mostra a redução no tempo de ciclo prevista pelo modelo e a obtida durante a operação do forno sob chamas estagiadas.

Tabela 8.5.3: Redução no tempo total do ciclo.

Etapa	Duração para chama plena [horas]	Duração para chama estagiada [horas]	Redução [%]	
Carregamento	6	5,4	9,3	
Fusão	4	3,6 ⁽¹⁾	10,6	
Oxidação	2	2	0	
Redução	2	2	0	
Escorificação	1	1	0	
Moldagem	6	6	0	
Total – previsto		20	5	Erro
Total – operação	21	18,7	11	7 %

Obs.: ⁽¹⁾ duração da etapa de fusão calculada através da média do aumento da potência transferida para a carga nos instantes 1 hora e 3 horas após o início desta etapa.

$$Erro = \left(\frac{\text{tempo total operação} - \text{tempo total previsto}}{\text{tempo total operação}} \right) \cdot 100$$

Na operação do forno, com chamas estagiadas, obteve-se uma redução no tempo total de ciclo de 11% em relação à operação com chamas plenas. Esse erro, entre o previsto (5%) e o obtido na operação, deve-se a alterações no processo de refino que não foram consideradas na modelagem feita. Na

primeira tentativa de operação do forno, utilizando o estagiamento das chamas, o gradiente de temperatura no banho de cobre, na etapa de fusão, era muito elevado. Isso foi percebido na transição entre a etapa de fusão para a de oxidação, quando a temperatura da superfície do banho era adequada para o início da oxidação, mas, ao se injetar oxigênio no banho de cobre, promovendo, assim, a mistura deste, a queda de temperatura na superfície do banho foi mais intensa do que aquela que ocorria com chamas plenas. A solução encontrada foi unir as etapas de fusão e oxidação em uma só etapa, onde a injeção de oxigênio no banho tem as funções de oxidação e de mistura para a uniformização da temperatura.

9 – CONCLUSÃO

Através deste trabalho foi possível comprovar a robustez do método de zonas na determinação das trocas de calor por radiação em um forno. A utilização de um zoneamento grosseiro, as pequenas incertezas quanto à concentração de fuligem e a simplificação na modelagem do meio interveniente, não provocaram grandes variações entre os resultados obtidos pela aplicação do modelo e os dados de operação disponíveis. Apenas valores atípicos de concentrações de fuligem provocaram alterações consideráveis nos resultados do modelo, e concluiu-se também, que um modelo recomendável para o gás interveniente é o da soma de dois gases cinzentos.

O procedimento de cálculo para a aplicação do método de zonas é relativamente simples, a medida que este é muito bem explicado na literatura, a dificuldade está em saber quais são as simplificações adequadas para cada tipo de problema e grau de refinamento desejado. Isto exige conceitos muito bem definidos e experiência na aplicação do método a problemas reais. Este trabalho, portanto, constitui uma contribuição àqueles que desejam aumentar seus conhecimentos a respeito de como aplicar o método de zonas a um problema real.

No caso do estudo realizado pelo IPT, no qual este trabalho tomou como base, o zoneamento grosseiro permitiu a utilização de um modelo de escoamento/combustão simples. Desta forma, obteve-se um modelo simples para ser aplicado ao forno, através de recursos computacionais limitados (processador: Pentium 100; RAM: 16 Mb; aplicativo: Excel).

Apesar de simples, o modelo adotado neste trabalho, foi suficiente para convencer os engenheiros do IPT e da empresa cliente de que era possível e viável aumentar a produtividade do forno com segurança, através da utilização do estagiamento das chamas com oxigênio. Na validação do modelo, antes da aplicação para o caso de chamas estagiadas, obteve-se erros inferiores a 11% para as potências transferidas para as superfícies, e um erro de 5,1% para a temperatura crítica do forno. Na aplicação para chamas estagiadas, o modelo indicou um aumento de produtividade do forno de 5%. Esses argumentos, foram essenciais para a empresa cliente construir uma usina de oxigênio, baseada em peneiras moleculares, afim de atender seus fornos.

Com a operação do forno com chamas estagiadas, conseguiu-se uma redução no tempo de ciclo de 11%. Isso representa um erro de 7 % entre o tempo total previsto e o tempo total de operação.

BIBLIOGRAFIA

1. Hottel, H.C. & Sarofim, A.F.; "Radiative Heat Transfer" McGraw-Hill, 1967.
2. Felske, J.D. et alii; "Gray Gas Weighting Coefficients for Arbitrary Gas-Soot Mixture", Int. J. Heat Mass Transfer, vol.25, no 12, pp. 1844-1855, 1982.
3. Hottel, H.C. & Cohen, E.S.; "Radiant Heat Exchange in a Gas Filled Enclosure: Allowance for Nonuniformity of Gas Temperature", AIChE Journal, March 1958, vol.4, pp.3-14.
4. Sousa, F.D.A.; "Trocas de Calor Entre Chamas e Superfícies", cap.7 do curso de combustão ministrado no IPT em 1995.
5. Johnson, T.R.; "Application of zone method of analysis to the calculation of heat transfer from luminous flames", Thesis submitted to the Department of Chemical Engineering and Fuel Technology – University of Sheffield, U.K. in 1971, for the degree of Doctor of Philosophy.
6. Siegel, R. & Howell, J.R.; "Thermal Radiation Heat Transfer", 3th edition, Taylor & Francis, 1992.
7. Franks, R.G.E.; "Modeling and Simulation in Chemical Engineering", John Wiley & Sons, 1971.
8. Carnahan, B., Luther, H.A., Wilkes, J.O.; "Applied Numerical Methods", John Wiley & Sons, 1990.
9. Sousa, F.D.A., Arima, M.N.; "Simulação da Operação de um Forno de Refino de Cobre Utilizando o Método de Zonas para o Cálculo das Potências Trocadas por Radiação", 7th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences – Vol.1, november 03 – 06, 1998, Rio de Janeiro, pp.437 – 442.