

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

APLICAÇÃO DO MODELO DA SOMA-PONDERADA-DE-GASES-CINZA A
SISTEMAS COM SUPERFÍCIES NÃO CINZAS

por

Roberta Juliana Collet da Fonseca

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, Março de 2017

APLICAÇÃO DO MODELO DA SOMA-PONDERADA-DE-GASES-CINZA A
SISTEMAS COM SUPERFÍCIES NÃO CINZAS

por

Roberta Juliana Collet da Fonseca

Licenciada em Física

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Francis Henrique Ramos França

Aprovada por:

Prof. Dr. Felipe Roman Centeno, DEMEC/UFRGS

Prof. Dr. Fernando Marcelo Pereira, PROMEC/UFRGS

Prof. Dr. Rogério Brittes da Silva, UFSM

Prof. Dr. Jakson M. Vassoler
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 30 de Março de 2017

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço ao apoio da minha família nas mais variadas situações.

Agradeço imensamente ao meu namorado, Guilherme, pela ajuda, pela tolerância e pelo carinho de sempre. A concretização desse trabalho deve-se, fundamentalmente, ao apoio e suporte oferecidos por ele.

Sou muito grata, também, aos meus amigos e colegas do LRT pelo auxílio em várias etapas do trabalho, desde o treinamento com os códigos até a preparação da defesa da dissertação.

Agradeço muito ao meu orientador, Prof. Francis França, por todas as boas ideias e pelos constantes incentivos para solucionar os problemas encontrados na pesquisa.

Agradeço ainda aos membros da banca avaliadora pelas diversas contribuições ao trabalho.

Por fim, agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa de estudos concedida.

RESUMO

A radiação térmica é o principal mecanismo de transferência de calor em fenômenos que envolvem meios participantes em temperaturas elevadas, tais como em processos de combustão. A dependência fortemente irregular do coeficiente de absorção em relação ao número de onda torna desafiador o estudo de situações em que a radiação é apenas parte de um problema mais complexo. A exatidão do cálculo da radiação fica condicionada à solução da equação da transferência radiativa (RTE) por meio da integração linha-por-linha (LBL), sendo, muitas vezes, impraticável, em virtude do esforço computacional requerido para contabilizar as centenas de milhares ou milhões de linhas espectrais do coeficiente de absorção. Alternativamente, modelos espectrais, como a soma-ponderada-de-gases-cinza (WSGG), têm sido empregados de maneira eficaz na obtenção de resultados em substituição à integração LBL. Nessa dissertação, o modelo WSGG é aplicado na solução da transferência de calor radiativa em um sistema unidimensional, formado por duas placas planas paralelas infinitas e preenchido por uma mistura homogênea de dióxido de carbono e vapor de água, considerando-se perfis distintos de temperatura. Diferentemente da maioria dos estudos da literatura que empregam a mesma geometria, mas com paredes negras, o presente trabalho supõe superfícies cinzas e não cinzas. O objetivo central é, portanto, avaliar o erro em se assumir fronteiras negras quando estas não apresentam esse comportamento. Os resultados para o modelo WSGG aplicado a superfícies não cinzas, cinzas e negras são comparados com a solução linha-por-linha para paredes não cinzas. As análises dos desvios entre as soluções pelo modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza e pela integração LBL mostram que a suposição de paredes negras, para casos em que as superfícies deveriam ser consideradas não cinzas, pode levar a erros de até 50% nos resultados para o fluxo de calor e para o termo fonte radiativo.

Palavras-chave: Radiação térmica; Soma-ponderada-de-gases-cinza; Integração linha-por-linha; Superfícies cinzas; Superfícies não cinzas.

ABSTRACT

Thermal radiation is the main heat transfer mechanism in phenomena that involves high temperatures, such as in combustion processes. The strongly irregular dependence of the absorption coefficient on the wavenumber makes challenging the study of situations in which the radiation is only part of a more complex problem. The accuracy of the calculation of the radiation is conditioned to the solution of the radiative transfer equation (RTE) by line-by-line (LBL) integration, being frequently impracticable, due to the computational effort required to account for the hundreds of thousands or millions spectral lines of the absorption coefficient. Alternatively, spectral models, such as the weighted-sum-of-gray-gases (WSGG) model, have been used with success to obtain results in comparison to LBL integration. In this study, the WSGG model is applied to solve the radiative heat transfer in a one-dimensional system, formed by two infinite flat parallel plates and filled by a homogeneous mixture of carbon dioxide and water vapor, for different temperature profiles. Unlike most studies of the literature that employ the same geometry, but with black walls, the present work supposes gray and non-gray surfaces. The central objective is, therefore, to evaluate the error in assuming black boundaries when they do not present this behavior. The results for the WSGG model applied to non-gray, gray and black surfaces are compared with the line-by-line solution for non-gray walls. Analyses of the deviations between the solutions by the weighted-sum-of-gray-gases model and the LBL integration show that the assumption of black walls, for cases where the surfaces should be considered as non-gray, may lead to errors of up to 50% in results for the heat flux and the radiative source term.

Keywords: Thermal radiation; Weighted-sum-of-gray-gases model; Line-by-line integration; Gray surfaces; Non-gray surfaces.

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO.....	1
1.1	Revisão bibliográfica	2
1.2	Objetivos e contribuição do trabalho	7
1.3	Organização do texto	7
2	RADIAÇÃO TÉRMICA EM MEIOS PARTICIPANTES.....	9
2.1	Corpo negro	9
2.2	Intensidade de radiação.....	13
2.3	Atenuação da intensidade de radiação por absorção	14
2.4	Aumento da intensidade de radiação por emissão	14
2.5	Alargamento das linhas espectrais	15
2.5.1	Alargamento natural	17
2.5.2	Alargamento Doppler	18
2.5.3	Alargamento por colisão.....	18
2.5.4	Alargamento Stark	19
2.6	Bancos de dados espectrais.....	19
2.6.1	Coefficiente de absorção	20
2.7	Equação da transferência radiativa	22
2.7.1	Método das ordenadas discretas	23
2.8	Métodos para integração espectral da RTE	24
2.8.1	Integração linha-por-linha (LBL)	24
2.8.2	Modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza (WSGG)	26
3	METODOLOGIA.....	31
3.1	Descrição do problema	31
3.1.1	Configuração geométrica.....	32
3.2	Condições de contorno	32
3.2.1	Paredes cinzas	33
3.2.2	Paredes não cinzas	34
3.3	Perfis de temperatura e concentração das espécies químicas	35
3.4	Metodologia de solução	37
3.4.1	Paredes cinzas	37

3.4.2	Paredes não cinzas	38
3.5	Verificação da metodologia de solução pela análise do método das radiosidades	41
3.5.1	Meio transparente	43
3.6	Cálculo da emissividade média das superfícies	44
3.7	Análise de qualidade de malha	45
3.7.1	Dependência espacial.....	45
3.7.2	Dependência direcional	47
3.8	Determinação do desvio entre o modelo WSGG e a solução LBL	47
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	49
4.1	Análise da transferência de calor radiativa em superfícies negras	49
4.2	Análise da transferência de calor radiativa em superfícies cinzas.....	50
4.2.1	Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$	50
4.2.2	Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$	58
4.3	Análise da transferência de calor radiativa em superfícies não cinzas.....	65
4.3.1	Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para dois intervalos espectrais... ..	65
4.3.2	Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para três intervalos espectrais.. ..	73
4.3.3	Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para quatro intervalos espectrais	79
4.3.4	Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para cinco intervalos espectrais	86
5	CONCLUSÕES.....	94
5.1	Propostas de continuidade da pesquisa.....	96
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	98

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	Corpo negro envolvido por um detector hemisférico [adaptado de Siegel e Howell, 2002].....	11
Figura 2.2	Comparação de emissões de um corpo negro e de uma superfície real: (a) distribuição espectral; (b) distribuição direcional [adaptado de Incropera et al., 2008].....	13
Figura 2.3	Representação geométrica para a definição de I_η em um meio participante [adaptado de Siegel e Howell, 2002].....	13
Figura 2.4	Intensidade de radiação incidindo sobre um elemento de volume dV [adaptado de Siegel e Howell, 2002].....	14
Figura 2.5	Geometria para dedução da emissão a partir de um volume do meio participante [adaptado de Siegel e Howell, 2002].....	15
Figura 2.6	Formatos de linhas de absorção para mecanismos distintos de alargamento [adaptado de Modest, 2003].....	17
Figura 2.7	Coeficiente de absorção de uma mistura de ar (gás inerte) e de 20% em volume de vapor de água a 400 K e pressão total de 1 atm [adaptado de Silva, 2015].....	21
Figura 2.8	Representação de um sistema unidimensional contendo um meio participante [adaptado de Silva, 2015].....	26
Figura 2.9	Representação do coeficiente de absorção de um meio participante com n_g gases cinzas [adaptado de Dorigon et al., 2013].....	27
Figura 3.1	Geometria do domínio investigado no presente trabalho [adaptado de Cassol et al., 2014]	32
Figura 3.2	Representação da emissividade ε_k em um intervalo espectral $\Delta\eta_k$	34
Figura 3.3	Perfis de temperatura utilizados nesse trabalho.....	34
Figura 3.4	Diagrama esquemático da metodologia empregada na solução das superfícies cinzas.....	38
Figura 3.5	Representação das subseções do espectro (áreas sombreadas) onde a emissividade da parede é igual a ε_k e o coeficiente de absorção do meio (considerando o modelo WSGG) vale $\kappa_{p,j}$	39

Figura 3.6	Distribuição de emissividades com três intervalos espectrais.....	45
Figura 3.7	Análise da qualidade de discretização espacial da malha: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo	46
Figura 4.1	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo	51
Figura 4.2	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	52
Figura 4.3	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	53
Figura 4.4	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	54
Figura 4.5	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	55
Figura 4.6	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	56
Figura 4.7	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	56
Figura 4.8	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	57
Figura 4.9	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo	59

Figura 4.10	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	59
Figura 4.11	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	60
Figura 4.12	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	60
Figura 4.13	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	62
Figura 4.14	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	62
Figura 4.15	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	63
Figura 4.16	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	64
Figura 4.17	Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.1)	66
Figura 4.18	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.1), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	67
Figura 4.19	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.1), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	72

Figura 4.20	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.1), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	73
Figura 4.21	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.1), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	69
Figura 4.22	Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.2).....	70
Figura 4.23	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.2), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo	71
Figura 4.24	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.2), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	71
Figura 4.25	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.2), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	72
Figura 4.26	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.2), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	72
Figura 4.27	Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.3).....	73
Figura 4.28	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.3), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	74

Figura 4.29	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.3), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	74
Figura 4.30	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.3), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	75
Figura 4.31	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.3), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	75
Figura 4.32	Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.4).....	76
Figura 4.33	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.4), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	77
Figura 4.34	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.4), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	77
Figura 4.35	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.4), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	78
Figura 4.36	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.4), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	78
Figura 4.37	Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.5).....	80

Figura 4.38	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.5), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	81
Figura 4.39	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.5), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	82
Figura 4.40	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.5), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	82
Figura 4.41	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.5), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	82
Figura 4.42	Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.6).....	83
Figura 4.43	Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.6), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	84
Figura 4.44	Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.6), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	84
Figura 4.45	Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.6), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	85
Figura 4.46	Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.6), em comparação com a	

solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	86
Figura 4.47 Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.7).....	87
Figura 4.48 Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.7), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	87
Figura 4.49 Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.7), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	88
Figura 4.50 Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.7), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	88
Figura 4.51 Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.7), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	89
Figura 4.52 Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.8).....	90
Figura 4.53 Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinza, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.8), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	91
Figura 4.54 Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.8), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....	91
Figura 4.55 Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.8), em comparação com a	

solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....92

Figura 4.56 Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.8), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.....93

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Conteúdo do HITEMP 2010	20
Tabela 2.2	Coeficientes do modelo WSGG para $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$ [Dorigon et al., 2013].....	29
Tabela 2.3	Coeficientes do modelo WSGG para $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$ [Dorigon et al., 2013].....	29
Tabela 3.1	Fluxo de calor radiativo obtido pelo modelo WSGG, pela integração LBL e pelo método das radiosidades para valores distintos de emissividade.....	44
Tabela 3.2	Fluxo de calor e termo fonte radiativo para o modelo WSGG para cada nível de refinamento da malha supondo paredes cinzas ($\varepsilon = 0,8$; $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$; Perfil 1).....	46
Tabela 4.1	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte considerando superfícies negras	50
Tabela 4.2	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies cinzas e negras para $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$	54
Tabela 4.3	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies cinzas e negras para $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$	57
Tabela 4.4	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies cinzas e negras para $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$	61
Tabela 4.5	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies cinzas e negras para $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$	64
Tabela 4.6	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.1)	68
Tabela 4.7	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.2)	72
Tabela 4.8	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.3).....	76

Tabela 4.9	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.4)	79
Tabela 4.10	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.5)	81
Tabela 4.11	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.6)	85
Tabela 4.12	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.7)	89
Tabela 4.13	Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. 4.8)	92

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALB	Função distribuição de energia de corpo negro nas linhas de absorção
CW	Modelo do número de onda acumulado
CFD	Dinâmica de fluidos computacional
CSD-1000	Banco de dados espectrais calculado à temperatura de 1000 K
CSD-4000	Banco de dados espectrais calculado à temperatura de 4000 K
DOM	Método das ordenadas discretas
EWB	Modelo de banda larga exponencial
GG	Modelo de gás cinza
HITEMP	Banco de dados espectrais para espécies químicas à temperatura de 1000 K
HITRAN	Banco de dados espectrais para espécies químicas à temperatura de 296 K
LBL	Integração linha-por-linha
LRT	Laboratório de Radiação Térmica
MCW	Modelo do número de onda acumulado modificado
ML	Aproximação multicamada para os modelos CW e SLW
RTE	Equação da transferência radiativa
SLW	Modelo WSGG baseado em linhas espectrais
SLW-1	Modelo SLW para um gás cinza
SNB	Modelo de banda estreita estatístico
SNBCK	Modelo k -correlacionado de banda estreita estatística
TRI	Interação turbulência-radiação
UFRGS	Universidade Federal do Rio Grande do Sul
WSGG	Modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza

LISTA DE SÍMBOLOS

a_j	Fator de ponderação correspondente ao j -ésimo gás cinza
a_{jk}	Fator de ponderação correspondente ao k -ésimo intervalo espectral $\Delta\eta$ para o gás cinza j
a_0	Fator de ponderação correspondente à janela transparente
A	Área, m ²
$b_{j,k}$	Coefficientes polinomiais do modelo WSGG
c_0	Velocidade da luz no vácuo, $2,998 \times 10^8$ m/s
C_1	Primeira constante de Planck, $0,59552137 \times 10^{-16}$ W.m ² /sr
C_2	Segunda constante de Planck, 0,14387752 m.K
C_η	Seção transversal de absorção, cm ² /molécula
$C_{\eta,mn}$	Seção transversal de absorção do nível m para o nível n , cm ² /molécula
D	Diâmetro dos átomos ou moléculas, m
e_b	Poder emissivo total de corpo negro, W/m ²
e_s	Poder emissivo real de uma superfície, W/m ²
$e_{\eta b}$	Poder emissivo espectral de corpo negro, W/(m ² .sr)
E_i	Energia do estado inferior, em cm ⁻¹
E_f	Energia associada a uma frequência da radiação, J
f_{j-k}	Fator de forma da superfície j para a superfície k
f_{mn}	Frequência em que ocorre a transição de energia entre os níveis m e n , Hz
$F_{0 \rightarrow \eta T}$	Função para fração de energia de corpo negro
h	Constante de Planck, $6,626 \times 10^{-34}$ J.s
I	Intensidade de radiação, W/m ²
I_b	Intensidade de radiação total de corpo negro, W/m ²
I_j	Intensidade de radiação do gás cinza j , W/(m ² .sr)
$I_{j,m}^+$	Intensidade de radiação do gás cinza j na direção positiva, W/(m ² .sr)
$I_{j,m}^-$	Intensidade de radiação do gás cinza j na direção negativa, W/(m ² .sr)
I_η	Intensidade de radiação espectral, W/m ²
$I_{\eta b}$	Intensidade radiativa espectral de corpo negro, W/(m ² .sr)
$I_{\eta,m}^+$	Intensidade de radiação espectral na direção positiva de m , W/(m ² .sr)

$I_{\eta,m}^-$	Intensidade de radiação espectral na direção negativa de m , W/(m ² .sr)
k_B	Constante de Boltzmann, 1,3806 x 10 ⁻²³ J/K
L	Distância entre as placas do domínio, m
M	Massa das partículas, kg
$\max q_{R,LBL}'' $	Valor máximo absoluto do fluxo de calor obtido com a integração LBL, W/m ²
$\max S_{R,LBL} $	Valor máximo absoluto do termo fonte radiativo obtido com a integração LBL, W/m ³
n_b	Número de intervalos espectrais para o problema não cinza
n_d	Número de direções discretas
n_g	Número de gases cinzas
N	Densidade molar ou número de Loschmidt, moléculas/m ³
N_A	Número de Avogadro, 6,022 x 10 ²³ moléculas/mol
N_v	Número de volumes da malha
p	Pressão total, atm
P	Soma das pressões parciais das espécies químicas de uma mistura, atm
p_g	Pressão do gás, atm
p_i	Pressão parcial da espécie química i , atm
P_S	Produto da pressão pelo caminho, atm.m
q_R''	Fluxo de calor radiativo, W/m ²
Q	Soma total das partições internas
R	Raio da cavidade esférica, m
R_u	Constante universal dos gases ideais, 8,314 J/mol.K
s	Caminho percorrido pela radiação, m
S_i	Intensidade integrada na linha i , cm ⁻¹ /(molécula.cm ⁻²)
S_R	Termo fonte radiativo, W/m ³
T	Temperatura absoluta, K
T_{ref}	Temperatura de referência, K
x	Posição espacial, m
Y	Fração molar

SÍMBOLOS GREGOS

α_η	Absortância espectral
β	Termo adimensional que representa a razão $hc_0\eta/k_B T$
γ_i	Meia largura da linha espectral i , m
γ_{ar}	Meia largura devido ao alargamento ao ar, m
γ_{auto}	Meia largura devido ao alargamento da própria molécula, m
γ_C	Meia largura para alargamento por colisão, m
γ_D	Meia largura para alargamento Doppler, m
γ_n	Meia largura para alargamento natural, m
δ	Desvio percentual para o cálculo do fluxo de calor radiativo
$\Delta\eta_k$	Extensão do intervalo de número de onda da banda k , cm^{-1}
ε	Emissividade (para superfícies) ou emitância (para meios participantes)
$\bar{\varepsilon}$	Emissividade média da superfície não cinza
ε_η	Emitância espectral
η	Número de onda, cm^{-1}
θ_m	Ângulo formado com a direção m , rad
κ_j	Coefficiente de absorção do gás cinza j , m^{-1}
$\kappa_{j,mix}$	Coefficiente de absorção do gás cinza j para uma mistura, m^{-1}
κ_η	Coefficiente de absorção espectral, m^{-1}
$\kappa_{\eta,mix}$	Coefficiente de absorção espectral para uma mistura, m^{-1}
$\kappa_{p,j}$	Coefficiente de absorção baseado na pressão para o gás cinza j , $(\text{atm.m})^{-1}$
$\kappa_{p,\eta}$	Coefficiente de absorção espectral baseado na pressão, $(\text{atm.m})^{-1}$
λ	Comprimento de onda, μm
μ_m	Cosseno diretor para o ângulo θ_m
ν_i	Diferença de energia entre os estados inicial e final, cm^{-1}
σ	Constante de Stefan-Boltzmann, $5,6704 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$
ζ	Desvio percentual no cálculo do termo fonte radiativo
ρ	Massa específica, kg/m^3
ω_m	Ângulo sólido, sr

SUBÍNDICES

<i>ar</i>	Condição referente ao ar
<i>auto</i>	Condição referente à própria molécula
H ₂ O	Condição referente à molécula de vapor de água
CO ₂	Condição referente à molécula de dióxido de carbono
<i>m</i>	Direção
<i>max</i>	Valor máximo
<i>med</i>	Valor médio
<i>mix</i>	Condição referente à mistura
<i>ref</i>	Condição de referência

1 INTRODUÇÃO

Devido à crescente preocupação ambiental em se reduzir o emprego de combustíveis fósseis, faz-se necessária a elaboração de simulações computacionais precisas por meio de uma modelagem acurada do fenômeno de transferência de calor por radiação térmica, que não pode ser negligenciado em processos que envolvem altas temperaturas (como ocorre na construção de fornalhas e câmaras de combustão), a fim de se aperfeiçoar a operação dos sistemas e propiciando a diminuição da emissão de gases poluentes na atmosfera. Contudo, a compreensão de fenômenos radiativos é uma questão bastante desafiadora devido à complexidade das variáveis que governam o problema, tais como a dependência fortemente irregular do coeficiente de absorção em relação ao número de onda, à temperatura e às espécies químicas participantes.

Particularmente em processos de combustão, a radiação é, frequentemente, o principal mecanismo de transferência de calor devido às altas temperaturas envolvidas, visto que, segundo a lei de Stefan-Boltzmann, a energia radiativa depende da quarta potência da temperatura. Esse fato evidencia a importância do tratamento adequado da radiação térmica em problemas de combustão, uma vez que, em alguns casos, as temperaturas absolutas podem ser superiores a 2500 K. Além disso, os produtos da combustão também podem conter fuligem ou particulados, capazes de absorver, emitir e espalhar a radiação.

No entanto, o tratamento numérico da radiação térmica em meios participantes envolve a determinação de propriedades que elevam a complexidade do problema, como é o caso do comportamento irregular do coeficiente de absorção de cada espécie química, o qual é composto por centenas de milhares de linhas espectrais que variam muito com o número de onda. A radiação pode ser calculada de forma precisa através da integração linha-por-linha (LBL, do inglês *line-by-line*), levando-se em conta as características de emissão e absorção de cada linha espectral. Porém, em virtude da quantidade de linhas que compõem o espectro de radiação, essa metodologia requer um esforço computacional bastante elevado, o que acaba, muitas vezes, inviabilizando a solução do problema. Por conta disso, métodos alternativos vêm sendo desenvolvidos ao longo dos anos – os modelos espectrais – a fim de se contornar esses fatores.

Na próxima seção, alguns dos trabalhos mais relevantes dentro do campo da modelagem espectral serão apresentados com um breve detalhamento das principais contribuições de cada um deles.

1.1 Revisão bibliográfica

O mais elementar dentre os modelos espectrais é o de gás cinza (GG, do inglês *gray gas*), no qual as propriedades radiativas – mais especificamente, o coeficiente de absorção – são consideradas independentes da temperatura. Embora limitado em virtude das imprecisões que oferece frente às propriedades reais dos gases participantes, o modelo GG pode ser encontrado em diversos trabalhos recentes de problemas envolvendo combustão [Xue et al., 2001; Al-Omari, 2006; Deshmukh et al., 2007; Narayanan e Trouvé, 2009; Crnomarkovic et al., 2013], apresentando bons resultados em meios onde a concentração de fuligem é elevada [Mossi et al., 2012; Cassol et al., 2012; Cassol et al., 2015].

Dentre os métodos globais, os quais não requerem grande detalhamento de dados espectrais, tem-se o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza (WSGG, do inglês *weighted-sum-of-gray-gases*), proposto originalmente por Hottel e Sarofim, 1967, que substitui inteiramente a integração do espectro de radiação por um pequeno número de gases cinzas (em geral, três ou quatro gases) mais a janela transparente. Nesse modelo, divide-se o espectro em regiões em que cada uma delas representa um gás cinza, cujo coeficiente de absorção é considerado uniforme e cujos coeficientes de ponderação correspondem à fração de energia de corpo negro emitida na região do espectro onde os gases cinzas estão localizados. Costuma-se determinar os coeficientes do modelo WSGG para cada gás cinza por meio de um ajuste obtido através da interpolação de valores experimentais de emitância total, conforme apresentado por Smith et al., 1982. No entanto, a validade desses coeficientes restringe-se a certas espécies químicas submetidas a determinadas condições do meio (como concentração uniforme); além disso, os coeficientes originalmente propostos por Smith et al., 1982, resultam em desvios elevados nas soluções quando comparadas com problemas que empregam dados espectrais modernos [Maurense et al., 2008; Mossi et al., 2012]. Apesar de desatualizados, esses coeficientes ainda são empregados em estudos contemporâneos [Trivic, 2014] e em softwares comerciais de dinâmica de fluidos computacional (CFD, do inglês *computational fluid dynamics*), como, por exemplo, no ANSYS/Fluent [ANSYS, 2016]. Kangwanpongpan et al., 2012, Dorigon et al., 2013, e Ziemniczak, 2014, obtiveram novas correlações para o modelo WSGG para misturas gasosas de dióxido de carbono (CO_2) e vapor de água (H_2O), em que o último trabalho ainda propõe coeficientes para espécies individuais, como o metano (CH_4) e o monóxido de carbono (CO). Nessa mesma linha, o recente trabalho de Brittes et al., 2017, propõe correlações atualizadas – baseadas no HITEMP 2010 – para o

CO, em que foram investigados problemas em condições não homogêneas e não isotérmicas. Esses novos coeficientes apresentam um desempenho muito melhor em termos de resultados do que aqueles propostos anteriormente por Smith et al., 1982. Embora as correlações sejam, geralmente, obtidas para uma ampla faixa de temperaturas, procura-se manter constante a razão entre as pressões parciais das espécies; entretanto, Johansson et al., 2011, propuseram uma reformulação no WSGG para tornar possível a análise de casos em que a razão entre as pressões parciais não é constante.

Por conta da simplicidade do WSGG, visto que é necessário apenas o conhecimento dos coeficientes do modelo, há vários trabalhos em que essa metodologia é aplicada a problemas de oxidação [Becher et al., 2012; Rajhi et al., 2014; Garten et al., 2015], a domínios uni e multidimensionais [unidimensionais: Dorigon et al., 2013; Ziemniczak, 2014; Fonseca et al., 2015; Silva, 2015; Ziemniczak et al., 2015; Fonseca e França, 2016; bidimensionais: Silva, et al., 2007; Centeno et al., 2013; Crnomarkovic et al., 2013; Centeno et al., 2014; Garten et al., 2015; Silva, 2015; Centeno et al., 2016; tridimensionais: Trivic, 2014; Bhuiyan e Naser, 2015; Clements et al; 2015; Zhang et al., 2015; Fraga, 2016] e na modelagem dos fenômenos de interação turbulência-radiação (TRI, do inglês *turbulence-radiation interaction*) [Silva et al., 2007; Krishnamoorthy, 2010; Coelho, 2012; Centeno et al., 2014; Shiehnejadhesar et al., 2014; Centeno et al., 2016; Fraga, 2016].

Modest e Zhang, 2000, demonstraram que o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza aplicado à equação da transferência radiativa (RTE, do inglês *radiative transfer equation*) pode ser aplicado em quaisquer problemas, em vez de estritamente em soluções que envolvam cavidades negras e ausência de espalhamento, como havia sido proposto anteriormente por Modest, 1991. Desse modo, pode-se utilizar o modelo WSGG com qualquer método para resolver a RTE. Nesse sentido, foram desenvolvidos novos estudos no campo da modelagem espectral, como é o caso do modelo da soma-ponderada de gases-cinza baseada em linhas espectrais (SLW, do inglês *spectral-line based WSGG*) proposto por Denison e Webb, 1993a. Esse método utiliza os fatores de ponderação dos gases cinzas obtidos a partir de bancos de dados como o HITRAN (do inglês *High Resolution Transmission Absorption Database*) [Rothman et al., 2013] e o HITEMP (do inglês *High Temperature Molecular Spectroscopic Database*) [Rothman et al., 2010] para calcular a função de distribuição de energia de corpo negro nas linhas de absorção (ALB, do inglês *absorption-line blackbody*), o que confere ao modelo um nível mais elevado de detalhamento em comparação ao WSGG. Algumas correlações para a função de distribuição ALB foram

geradas por Denison e Webb, 1993b, e Denison e Webb, 1995a, e o modelo SLW também recebeu atualizações em trabalhos posteriores [Denison e Webb, 1995b; Denison e Webb, 1995c; Solovjov e Webb, 2000; Solovjov e Webb, 2001] com a inclusão de configurações que continham misturas de H_2O , CO_2 e fuligem. A principal desvantagem dessa ampliação da abrangência do modelo SLW é que se faz necessária a utilização da aproximação de escala [Goody e Yung, 1989], que trata as dependências espectral e espacial do coeficiente de absorção separadamente. Desse modo, são desconsiderados os termos de Leibniz da RTE, incorrendo em prováveis discrepâncias em muitos problemas de combustão que analisam fortes variações de temperatura e de concentração das espécies participantes. Mais detalhes sobre o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza baseada em linhas espectrais podem ser conferidos em Denison e Webb, 1995d.

O modelo SLW-1, que é uma versão simplificada do SLW e que foi proposto por Solovjov et al., 2011a, consiste na substituição do meio participante por um único gás cinza e por janelas transparentes, reduzindo o esforço computacional e oferecendo melhores resultados que o modelo de gás cinza. Soluções para misturas de gases não isotérmicos, não homogêneos e compostos por fuligem são apresentadas em Solovjov et al., 2011b.

Outro método desenvolvido para avaliar as propriedades radiativas de gases participantes é o modelo do número de onda acumulado (CW, do inglês *cumulative wavenumber*) [Solovjov e Webb, 2002; Solovjov e Webb, 2005], o qual introduz um fator de correção local na tentativa de substituir a aproximação de escala, para que a integração espectral seja realizada em intervalos espectrais fixos e para evitar o surgimento dos termos de Leibniz na equação da transferência radiativa. Entretanto, Galarça et al., 2011, perceberam que essa metodologia fornecia bons resultados para o termo fonte radiativo, mas que o modelo violava a lei de conservação de energia, ocasionando incoerências no cálculo do fluxo de calor radiativo. Desse modo, o modelo CW modificado (MCW, do inglês *modified CW*) [Galarça et al., 2011] impõe o balanço de energia e mantém o termo fonte radiativo do método original; no entanto, a exigência computacional eleva-se, de forma que a obtenção de resultados torna-se demasiadamente lenta, principalmente em problemas acoplados de combustão em que a RTE tem de ser solucionada repetidas vezes. Salinas, 2008, introduziu modificações ao modelo CW a fim de se reduzir o custo computacional, e Solovjov et al., 2013, estenderam o método *aplicando-o* a superfícies não cinzas.

Com o intuito de eliminar os termos de Leibniz da equação da transferência radiativa nos modelos CW e SLW, Solovjov e Webb, 2008, desenvolveram uma aproximação,

denominada multicamada (ML, do inglês *multilayer*), na qual se divide o meio isotérmico em uma série de camadas de gás uniforme. Assim, pode-se resolver a RTE em várias camadas uniformes em intervalos de integração que não variam espacialmente em cada região. No entanto, a integração na interface entre as camadas de gás requer o uso de certas considerações de modo a manter consistentes as intensidades de radiação nas camadas adjacentes. Nesse sentido, Solovjov e Webb, 2010, introduziram modificações no fator de correção local do modelo CW de um trabalho anterior [Solovjov e Webb, 2002] para empregá-lo no SLW, realizando a integração da RTE em intervalos espectrais fixos e resolvendo a questão do surgimento dos termos de Leibniz, uma vez que estes não eram produzidos. Trabalhos recentes envolvendo a utilização dos modelos CW e SLW têm sido desenvolvidos no que diz respeito à transferência de calor conjugada [CW – condução e radiação: Ismail e Salinas, 2006; SLW – convecção e radiação: Colomer et al., 2007; Ibrahim et al., 2013; Laouar-Meftah et al., 2014], que, em anos anteriores, era restrita a problemas unidimensionais em que a radiação térmica era o único modo de transferência de calor. Embora escassos, existem estudos em que o modelo SLW é implementado em domínios multidimensionais [bidimensionais: Goutiere et al., 2000; Çayan e Selçuk, 2007; Ibrahim et al., 2013; Garten et al., 2015; tridimensionais: Krishnamoorthy, 2010; Doner e Selçuk, 2013] e análises de problemas com TRI [Coelho et al., 2003; Coelho, 2012].

A acurácia dos resultados obtidos por modelos espectrais costuma ser avaliada por meio de comparações com outras metodologias, chamadas soluções *benchmark* – os modelos de banda ou a integração linha-por-linha (LBL, do inglês *line-by-line*) [Taine, 1983]. Os modelos de banda consistem na divisão do espectro em intervalos nos quais assume-se que as propriedades radiativas são constantes e podem ser divididos em modelos de banda estreita e modelos de banda larga. Como exemplo, tem-se o modelo de banda estreita estatístico (SNB, do inglês *statistical narrow-band*) [Goody, 1952], o modelo de banda larga exponencial (EWB, do inglês *exponential wide band*) [Edwards e Balakrishnan, 1973] e o modelo *k*-correlacionado de banda estreita estatística (SNBCK, do inglês *statistical narrow-band correlated-k*) [Liu e Smallwood, 2004]. A solução LBL corresponde à integração da RTE sobre todo o espectro de radiação, levando-se em conta a contribuição de cada linha espectral emitida ou absorvida que é obtida a partir de bancos de dados espectrais, como o HITRAN, o HITEMP, o CDSD-1000 (do inglês *Carbon Dioxide Spectroscopic Databank at 1000 K*) [Tashkun et al., 2003] ou o CDSD-4000 (do inglês *Carbon Dioxide Spectroscopic Databank at 4000 K*) [Tashkun et al., 2011], e, embora requeira um elevado tempo computacional, é o

método mais preciso de se determinar o coeficiente de absorção de um gás. Por ser bastante complexo, o método LBL geralmente é aplicado a domínios unidimensionais [Mossi et al., 2012; Dorigon, 2012; Dorigon et al., 2013; Ziemniczak et al., 2013; Cassol et al., 2014; Ziemniczak, 2014; Fonseca et al., 2015; Silva, 2015; Ziemniczak et al., 2015; Fonseca e França, 2016], embora existam na literatura análises de problemas 2D [Mazumder e Modest, 2002; Zhang e Modest, 2002; Modest e Zhang, 2002; Zhang e Modest, 2003; Pal e Modest, 2010; Chu et al., 2012; Consalvi e Liu, 2014; Silva, 2015; Centeno et al., 2016]. Em alguns casos, principalmente quando a integração linha-por-linha é inviável, o modelo SNB torna-se uma alternativa de solução *benchmark* [Soufiani e Djavdan, 1994; Bressloff, 1999; Johansson et al., 2011].

A maioria dos trabalhos relacionados à modelagem espectral investiga casos em que as paredes são negras em virtude de os cálculos serem mais rápidos, de modo que existem poucos estudos que fazem uso de paredes cuja emissividade é inferior a 1 [paredes cinzas: Fonseca et al., 2015 (WSGG); paredes não cinzas: Solovjov et al., 2013 (CW); Fonseca e França, 2016 (WSGG)]. Entretanto, há várias aplicações em engenharia, que envolvem processos radiativos, em que as fronteiras não cinzas desempenham um papel importante, como, por exemplo, em análises de fornos a gás para aquecimento controlado de materiais submetidos a tratamentos térmicos. O fluxo de calor nesses materiais pode ser fortemente dependente da distribuição espectral, de modo que a modelagem da radiação do gás deve contabilizar o efeito das fronteiras não cinzas. Uma tentativa de analisar esse problema foi feita, recentemente, por Solovjov et al., 2013, onde o modelo CW é aplicado a superfícies não cinzas. Nessa solução, a emissividade espectral das paredes é representada por um pequeno conjunto escalonado de valores constantes em bandas largas, que foram sincronizados com as bandas usadas na discretização da função distribuição do modelo CW. A RTE foi, então, integrada em cada banda para a solução da intensidade do gás cinza fracional; a respectiva emissividade da parede poderia ser aplicada para determinar as condições contorno. Os resultados apresentados no trabalho de Solovjov et al., 2013, foram apresentados para um sistema 1D com concentrações uniformes de H_2O e para meios isotérmicos e não isotérmicos.

Na presente dissertação, também é feita uma combinação do modelo WSGG com o método da superposição, visto que, de acordo com Modest, 2003, o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza não é aplicável estritamente a superfícies negras, embora seja o que frequentemente se observa na literatura.

1.2 Objetivos e contribuição do trabalho

Como a revisão da literatura constatou a carência de estudos referentes à modelagem espectral com o emprego de fronteiras não negras, o objetivo principal do presente trabalho é realizar a aplicação de modelos espectrais, como é o caso da soma-ponderada-de-gases-cinza, a problemas cujas superfícies são cinzas e não cinzas.

Tendo em vista a eficiência do modelo WSGG constatada em estudos anteriores [Dorigon et al., 2013; Cassol et al., 2014; Ziemniczak, 2014; Silva, 2015], apesar de sua simplicidade, nesse trabalho deseja-se investigar a transferência de calor por radiação térmica, em um meio plano paralelo preenchido por uma mistura homogênea de dióxido de carbono e vapor de água, cujas paredes são cinzas e não cinzas (esta última representada por uma superposição de superfícies cinzas). O escopo dessa dissertação está em avaliar a influência do efeito da emissividade em problemas que empregam a soma-ponderada-de-gases-cinza, cujos resultados para fronteiras negras já estão bem estabelecidos na literatura, e compará-los com a solução LBL para avaliar a acurácia das implementações realizadas. A ideia central é estimar o erro em se tratar como negras superfícies que não apresentam emissividade próxima de 1 e que deveriam ser consideradas cinzas ou não cinzas.

A principal contribuição desse trabalho é, portanto, apresentar situações em que são encontradas as maiores diferenças ao se assumir as paredes como superfícies negras, em vez de tratá-las como cinzas ou não cinzas, além de investigar em quais circunstâncias a aproximação como superfícies negras não conduz a erros tão prejudiciais à correta descrição do problema.

1.3 Organização do texto

A presente dissertação está dividida em cinco capítulos. Nesse primeiro capítulo, é feita uma introdução sobre a transferência de calor por radiação térmica em meios participantes, são apresentados os principais estudos existentes na literatura sobre o referido tema, bem como os resultados mais relevantes, e é feita uma explanação dos objetivos desse trabalho.

No Capítulo 2, são apresentados alguns conceitos fundamentais sobre a transferência de calor por radiação em meios participantes, além de uma breve descrição dos métodos

utilizados neste trabalho para integração da equação da transferência radiativa (solução *benchmark* LBL e modelo espectral WSGG).

No terceiro capítulo, demonstra-se a metodologia empregada para a solução do problema no tratamento de superfícies não negras (cinzas e não cinzas). Discute-se a modelagem numérica, as características do problema em questão, as condições de contorno e as técnicas de verificação das metodologias de solução propostas nessa dissertação.

O Capítulo 4 apresenta os resultados encontrados para as superfícies cinzas e não cinzas, em que a acurácia do modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza é avaliada frente à solução obtida pela integração linha-por-linha; no quinto capítulo, estão expostas as conclusões e as propostas de continuidade do presente trabalho. Finalmente, ao término do texto, estão reunidas as referências bibliográficas citadas ao longo desta dissertação.

2 RADIAÇÃO TÉRMICA EM MEIOS PARTICIPANTES

A transferência de calor por radiação térmica pode ser interpretada pela teoria eletromagnética clássica ou pela mecânica quântica. No primeiro caso, o fenômeno é compreendido como o transporte de energia por ondas eletromagnéticas emitidas por um meio líquido, gasoso ou sólido; no segundo caso, a liberação de fótons caracteriza a emissão de radiação de uma superfície, enquanto a absorção dá-se pela sua captura [Siegel e Howell, 2002]. A região de interesse do espectro eletromagnético para aplicações em problemas de engenharia que envolvem trocas de calor por radiação compreende o intervalo de comprimento de onda desde $0,1 \mu\text{m}$ até $100 \mu\text{m}$, estando a luz visível na faixa de $0,4 \mu\text{m}$ a $0,7 \mu\text{m}$.

Ao contrário do que ocorre na transferência de calor por condução ou por convecção, que são mecanismos que exigem a presença de um gradiente de temperatura em alguma forma de matéria, as trocas térmicas por radiação não requerem a existência de um meio material. Além disso, quando a transferência de calor ocorre na presença de um gás, podendo este absorver, emitir ou espalhar a radiação, tem-se o chamado meio participante. Gases como o monóxido e o dióxido de carbono, o metano e o vapor de água são exemplos de espécies químicas participantes.

Outro fator que distingue os três modos de transferência de calor é que, nos fenômenos de condução e convecção, a energia trocada por dois corpos varia de forma aproximadamente linear com suas temperaturas (ou com a diferença de temperatura destes). Na transferência de calor por radiação, essa variação é proporcional à diferença entre as temperaturas absolutas dos dois corpos, cada uma elevada à quarta potência. Desse modo, percebe-se que o mecanismo de transferência de calor por radiação tende a apresentar o papel mais relevante em problemas que envolvem temperaturas elevadas, como, por exemplo, em fornos industriais, câmaras de combustão, chamas etc. [Bergman et al., 2011].

2.1 Corpo negro

O corpo negro é um modelo teórico empregado como um padrão para realizar comparações com superfícies reais e para definir propriedades radiativas destas. Um corpo negro permite que toda a radiação incidente penetre-o (isto é, nenhuma energia é refletida) e seja integralmente absorvida por ele (ou seja, nenhuma energia é transmitida). Em outras

palavras, um corpo negro é um absorvedor e um emissor perfeitos para toda a energia radiativa incidente. Esse comportamento é válido para todos os comprimentos de onda (ou, equivalentemente, para todos os números de onda) e para todos os ângulos de incidência [Siegel e Howell, 2002].

Da definição de corpo negro, surgem algumas propriedades radiativas importantes. Dentre elas, tem-se que, para dada temperatura e para determinado comprimento de onda, nenhuma superfície pode emitir mais energia que um corpo negro; isto quer dizer que a energia emitida por um corpo negro é a máxima possível. Outra característica fundamental é que a radiação emitida por um corpo negro é função apenas do comprimento de onda e da temperatura, sendo independente da direção, de forma que este é considerado um emissor difuso [Incropera et al., 2008].

Considerando um corpo negro a uma temperatura T , envolvido por um detector hemisférico que capta radiação térmica com número de onda η dentro de uma faixa $d\eta$, como é demonstrado na Figura 2.1, pode-se definir o poder emissivo espectral hemisférico, $e_{\eta b}$, em unidades de $W/(m^2 \cdot \mu m)$, como a energia emitida por uma superfície negra, por unidade de tempo, por unidade de área e por unidade de intervalo de número de onda $d\eta$ em torno de η . A intensidade de radiação espectral de corpo negro, em $W/(m^2 \cdot sr)$, é dada por [Siegel e Howell, 2002]:

$$I_{\eta b}(\eta, T) = \frac{e_{\eta b}}{\pi} = \frac{2C_1\eta^3}{\exp(C_2\eta/T) - 1} \quad (2.1)$$

onde $C_1 = 0,59552137 \times 10^{-16} W \cdot m^2/sr$ e $C_2 = 0,14387752 m \cdot K$ são a primeira e a segunda constantes de radiação, respectivamente; T refere-se à temperatura, em K; e η indica o número de onda (que corresponde ao inverso do comprimento de onda, ou seja, $\eta = 1/\lambda$), em cm^{-1} . Alternativamente, a expressão acima também pode ser escrita em termos do comprimento de onda λ .

Da integração da distribuição espectral de Planck, Eq. (2.1), sobre todos os números de onda, resulta a relação matemática denominada lei de Stefan-Boltzmann [Incropera et al., 2008]:

$$e_b = \sigma T^4 \quad (2.2)$$

em que $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ é a constante de Stefan-Boltzmann. O poder emissivo total de corpo negro, e_b , em W/m^2 , representa o fluxo de energia radiativa emitido por uma superfície de área unitária em uma dada temperatura absoluta T . A partir dessa equação, pode-se obter a intensidade de radiação total associada à emissão do corpo negro, conforme a expressão:

$$I_b(T) = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (2.3)$$

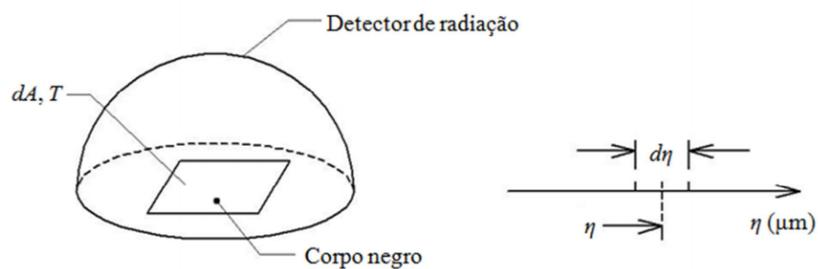


Figura 2.1 – Corpo negro envolvido por um detector hemisférico [adaptado de Siegel e Howell, 2002].

A relação entre o poder emissivo real de uma superfície, e_s , e o poder emissivo do corpo negro resulta em uma importante propriedade – a emissividade –, que é definida pela equação a seguir [Incropera et al., 2008]:

$$\varepsilon(T) = \frac{e_s(T)}{e_b(T)} \quad (2.4)$$

Define-se como emissividade a razão entre a radiação emitida por uma superfície e a radiação emitida por um corpo negro à mesma temperatura. Trata-se, portanto, de um parâmetro adimensional para mensurar a emissão de uma superfície; no caso de um meio gasoso ou particulado (ou seja, um meio participante) essa propriedade denomina-se emitância. Como, em geral, a radiação espectral emitida por uma superfície real difere da distribuição de Planck, assim como a distribuição direcional por ser diferente da difusa, como pode ser visto na Figura 2.2, a emissividade pode assumir diferentes valores para diferentes comprimentos de onda e diferentes direções [Incropera et al., 2008]. No entanto, pode-se

definir uma grandeza denominada emitância total a partir da integração em todo o espectro de radiação emitida por um meio participante relacionando a emitância espectral ε_η – correspondente a determinado número de onda η – e a intensidade espectral de corpo negro $I_{\eta b}$:

$$\varepsilon(T) = \frac{\int_0^{\infty} I_{\eta b} \varepsilon_\eta(T) d\eta}{\int_0^{\infty} I_{\eta b} d\eta} \quad (2.5)$$

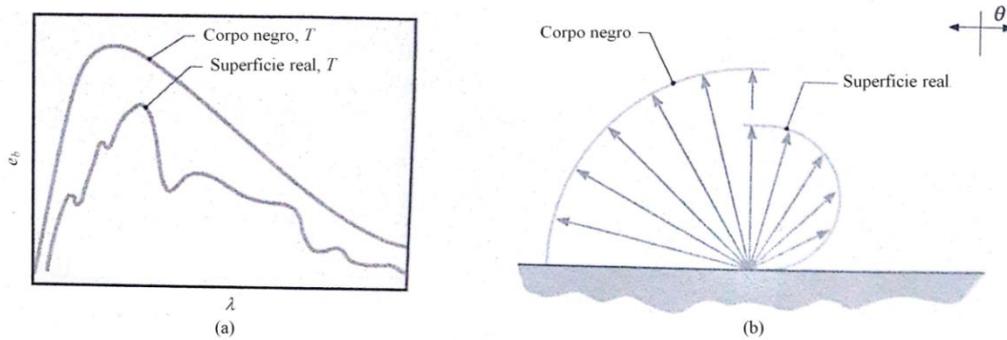


Figura 2.2 – Comparação de emissões de um corpo negro e de uma superfície real: (a) distribuição espectral; (b) distribuição direcional [adaptado de Incropera et al., 2008].

Aplicando-se a lei de Kirchhoff, em que se assume que a emitância é igual à absorptância – propriedade que determina a fração de radiação que é absorvida por um meio – ($\varepsilon_\eta = \alpha_\eta$), e substituindo-se a absorptância espectral pelo termo $[1 - \exp(-\kappa_\eta s)]$, obtém-se uma nova expressão para o cálculo da emitância total:

$$\varepsilon(s) = \frac{\int_0^{\infty} I_{\eta b} [1 - \exp(-\kappa_\eta s)] d\eta}{\frac{\sigma T^4}{\pi}} \quad (2.6)$$

onde κ_η é o coeficiente de absorção do meio participante, em m^{-1} , e s é o caminho, em m, percorrido pela radiação. O coeficiente de absorção será discutido com mais detalhes na seção 2.6.1.

2.2 Intensidade de radiação

Devido à invariância de certas propriedades da intensidade de radiação térmica, a análise dessa grandeza torna-se interessante em problemas que envolvem transferência de calor radiativa. A intensidade de radiação total, I_b , que corresponde à energia radiativa integrada sobre todos os números de onda, foi definida anteriormente pela Eq. (2.3). No entanto, a intensidade de radiação espectral I_η em um meio participante é definida como a energia que deixa uma superfície por unidade de tempo, por unidade de área normal à direção de propagação da radiação e por unidade de ângulo sólido elementar centrado na direção na qual a radiação se propaga [Siegel e Howell, 2002].

Partindo-se da Figura 2.3, que contém um elemento de área infinitesimal dA em um meio participante, define-se a intensidade de radiação espectral I_η como a energia emitida por área (infinitesimal dA), por unidade de tempo, por unidade de ângulo sólido $d\omega$ e pela área projetada na direção normal a I_η em um intervalo de número de onda $d\eta$, pela relação [Siegel e Howell, 2002]:

$$I_\eta = \frac{d^3 Q_R}{dA \cos \beta d\omega d\eta} \quad (2.7)$$

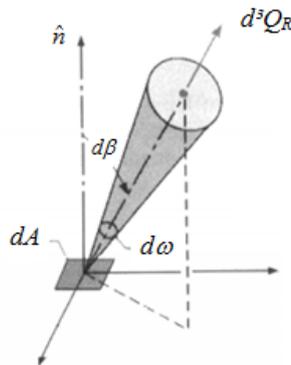


Figura 2.3 – Representação geométrica para a definição de I_η em um meio participante [adaptado de Siegel e Howell, 2002].

em que I_η é expresso em $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr})$. Uma consequência importante da equação anterior é que, em meios onde não há atenuação ou emissão, I_η mantém-se constante; para meios participantes, I_η é função do trajeto.

2.3 Atenuação da intensidade de radiação por absorção

A Figura 2.4 considera um elemento de volume de espessura ds , que absorve radiação. Ao atravessar o meio, a intensidade de radiação incidente I_η é reduzida por absorção, cuja variação está associada proporcionalmente à magnitude da intensidade local. Assumindo que não haja espalhamento, essa proporcionalidade é estabelecida, especificamente nesse caso, pelo coeficiente de absorção, conforme a relação [Siegel e Howell, 2002]:

$$dI_\eta = -\kappa_\eta I_\eta ds \quad (2.8)$$

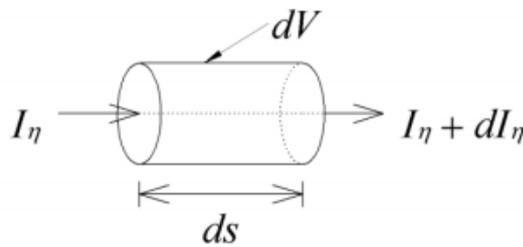


Figura 2.4 – Intensidade de radiação incidindo sobre um elemento de volume dV [adaptado de Siegel e Howell, 2002].

2.4 Aumento da intensidade de radiação por emissão

Conforme é apresentado na Figura 2.5, considera-se um elemento de volume dV , localizado no centro de uma cavidade esférica cujo raio é R e cujas paredes negras estão em uma temperatura uniforme T . Há um meio participante, cujo coeficiente de absorção é κ_η , entre a região compreendida entre as paredes da cavidade e o elemento de volume dV . A intensidade espectral em um elemento de área dA_v (sobre o elemento dV), a partir do elemento dA (sobre a superfície da cavidade), é $I_\eta(s,0) = I_{\eta b}(\eta,T)$, em que $I_{\eta b}$ é a intensidade de radiação de corpo negro. Devido à absorção, a variação da intensidade em dV é dada por:

$$-I_\eta(0)\kappa_\eta ds = -I_{\eta b}(\eta,T)\kappa_\eta ds \quad (2.9)$$

Considerando que $d\Omega = dA/R^2$ e dA_v é a área projetada normal a $I_\eta(0)$, a energia absorvida pelo volume diferencial $dsdA_v$ é igual a $-I_{\eta b}(\eta,T)\kappa_\eta dsdA_v d\eta d\Omega$. Integrando sobre o

volume $dsdA_v$, é possível determinar a energia emitida por dA e absorvida por dV , que é igual a $\kappa_\eta I_{\eta b}(\eta, T)dVd\eta d\Omega$, onde $d\Omega$ é o ângulo sólido definido por dA quando observado a partir de dV . Finalmente, a energia incidente sobre dV é obtida pela integração sobre todos os ângulos sólidos, sendo igual a $4\pi\kappa_\eta I_{\eta b}(\eta, T)dVd\eta$.

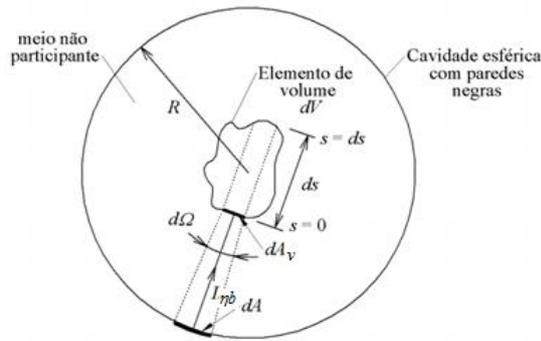


Figura 2.5 – Geometria para dedução da emissão a partir de um volume do meio participante [adaptado de Siegel e Howell, 2002].

Para que o balanço de energia na cavidade seja mantido, a energia emitida deve ser igual àquela absorvida pelo elemento de volume dV , de modo que:

$$4\pi\kappa_\eta I_{\eta b}(\eta, T)dVd\eta = 4\pi\kappa_\eta e_{\eta b}(\eta, T)dVd\eta \quad (2.10)$$

Para uma emissão uniforme em todas as direções, a intensidade espectral emitida por um elemento de volume é dada por [Siegel e Howell, 2002]:

$$dI_\eta = \kappa_\eta I_{\eta b} ds \quad (2.11)$$

Na ausência de espalhamento, a combinação das Eqs. (2.8) e (2.11) resulta na equação da transferência radiativa (RTE), a qual será discutida posteriormente na seção 2.7.

2.5 Alargamento das linhas espectrais

De acordo com a mecânica quântica, a emissão e a absorção estão associadas à liberação e à captura de fótons, respectivamente. Desse modo, a energia de uma partícula

pode ser reduzida ou aumentada à medida que o fóton é emitido ou absorvido, e a magnitude dessa grandeza está associada à frequência de radiação, conforme a relação [Modest, 2003]:

$$E_f = E_m - E_n = hf_{mn} \quad (2.12)$$

em que E_m e E_n são as energias, em J, que uma molécula pode apresentar nos níveis m e n , respectivamente, h é a constante de Planck, cujo valor é $6,626 \times 10^{-34}$ J.s, e f_{mn} é a frequência, em Hz, em que ocorre a transição de energia do nível m para o nível n .

Pela análise da Equação (2.12), percebe-se que apenas frequências específicas estariam associadas à emissão e à absorção de radiação. Consequentemente, o espectro deveria apresentar linhas verticais nos pontos em que esses processos ocorrem, e essas linhas – denominadas linhas de absorção – deveriam emitir apenas uma pequena quantidade de energia. Entretanto, outros efeitos são responsáveis pela emissão e pela absorção em regiões em torno dessa frequência f_{mn} , de modo que ocorre um alargamento dessas linhas.

Para a espectroscopia de absorção, os principais mecanismos de alargamento são o alargamento natural, o alargamento Doppler, o alargamento por colisão e o alargamento Stark, os quais serão apresentados nas próximas subseções. Cada processo de alargamento contribui para determinado formato da linha de absorção, como pode ser observado na Figura 2.6. A meia largura γ é um parâmetro importante para a linha de absorção, visto que representa a metade da largura da linha medida na metade da altura sendo, portanto, útil para descrever o formato da linha, e devendo ser calculada de acordo com o tipo de alargamento.

A intensidade da linha, S_{mn} , que é obtida a partir do banco de dados HITEMP 2010 (que será discutido na seção 2.6), pode ser determinada pela integração da seção transversal de absorção $C_{\eta,mn}$ sobre todos os números de onda de acordo com a seguinte relação matemática [Siegel e Howell, 2002]:

$$S_{mn} = \int_0^{\infty} C_{\eta,mn}(\eta) d\eta = \int_{-\infty}^{\infty} C_{\eta,mn}(\eta) d(\eta - \eta_{mn}) \quad (2.13)$$

onde S_{mn} e $C_{\eta,mn}$ são dependentes do número de moléculas em transição entre os níveis m e n e da massa específica (ρ) do gás. Fazendo a razão $C_{\eta,mn}(\eta)/S_{mn}$, é possível cancelar o efeito da massa específica na magnitude de $C_{\eta,mn}(\eta)$. Desse modo, pode-se observar o efeito de ρ no

formato da linha, conforme será discutido nos fenômenos responsáveis pelo alargamento das linhas espectrais [Siegel e Howell, 2002].

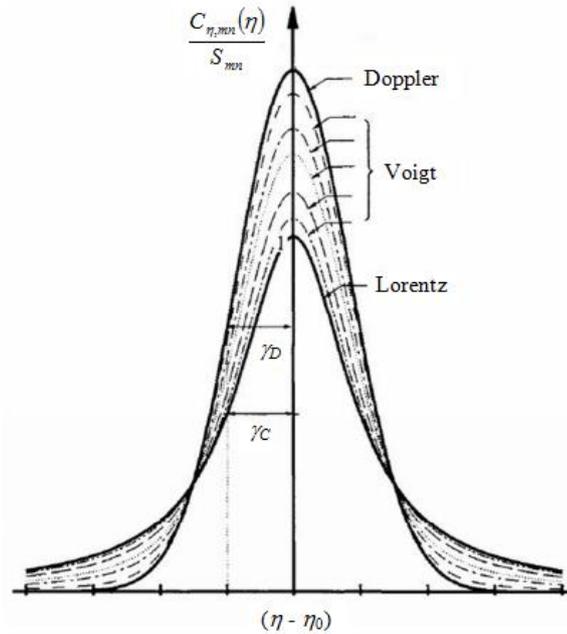


Figura 2.6 – Formatos de linhas de absorção para mecanismos distintos de alargamento [adaptado de Modest, 2003].

2.5.1 Alargamento natural

Pode-se calcular o alargamento natural pela equação que descreve o perfil de Lorentz [Siegel e Howell, 2002]:

$$\frac{C_{\eta, mn}(\eta)}{S_{mn}} = \frac{\gamma_N / \pi}{\gamma_N^2 + (\eta - \eta_{mn})^2} \quad (2.14)$$

em que γ_N é a meia largura para o alargamento natural, S_{mn} é a intensidade da linha espectral e η é o número de onda. Como a magnitude do alargamento natural é muito pequena em relação a outros mecanismos de alargamento, costuma-se negligenciá-lo em problemas de engenharia [Howell et al., 2011].

2.5.2 Alargamento Doppler

No alargamento Doppler, as linhas espectrais apresentam distribuição gaussiana e podem ser obtidas pela seguinte expressão [Siegel e Howell, 2002]:

$$\frac{C_{\eta,mn}(\eta)}{S_{mn}} = \frac{1}{\gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-(\eta - \eta_{mn})^2 \frac{\ln 2}{\gamma_D^2}\right] \quad (2.15)$$

onde γ_D é a meia largura para o alargamento Doppler, que pode ser obtida pela expressão a seguir:

$$\gamma_D = \frac{\eta_{mn}}{c_0} \left(\frac{2k_B T}{M} \ln 2 \right)^{1/2} \quad (2.16)$$

em que c_0 representa a velocidade da luz no vácuo ($c_0 = 2,998 \times 10^8$ m/s); k_B é a constante de Boltzmann ($k_B = 1,3806 \times 10^{-23}$ J/K), T é a temperatura, em K; e M indica a massa das partículas, em kg. Esse mecanismo de alargamento torna-se significativo em temperaturas elevadas (visto que é proporcional a $T^{1/2}$), mais especificamente acima daquelas encontradas em processos convencionais de combustão [Siegel e Howell, 2002].

2.5.3 Alargamento por colisão

Analogamente ao alargamento natural, as linhas espectrais no alargamento por colisão também são caracterizadas pelo perfil de Lorentz. Logo:

$$\frac{C_{\eta,mn}(\eta)}{S_{mn}} = \frac{\gamma_C / \pi}{\gamma_C^2 + (\eta - \eta_{mn})^2} \quad (2.17)$$

onde a meia largura para o alargamento por colisão, γ_C , é determinada pela taxa de colisão entre as moléculas, podendo ser aproximada pela equação [Siegel e Howell, 2002]:

$$\gamma_C = \frac{1}{2\pi c} \frac{4\sqrt{\pi} D^2 p_g}{(Mk_B T)^{1/2}} \quad (2.18)$$

na qual D é o diâmetro dos átomos (ou moléculas) e p_g é a pressão do gás, em atm.

Dentre os diferentes tipos de alargamentos, o mais relevante para problemas de engenharia é o mecanismo por colisão entre as moléculas (os demais podem ser negligenciados), uma vez que apresenta grande influência na região infravermelha do espectro eletromagnético, sendo importante, portanto, em fenômenos que envolvem transferência de calor [Siegel e Howell, 2002].

2.5.4 Alargamento Stark

O alargamento Stark ocorre quando os níveis de energia das partículas radiativas de gases são fortemente perturbados por campos elétricos intensos. Esse processo pode produzir grande alargamento das linhas espectrais e é observado em gases parcialmente ionizados, devido às interações entre as partículas radiativas com elétrons e fótons.

2.6 Bancos de dados espectrais

Em decorrência do desenvolvimento da espectroscopia de alta resolução, tornou-se possível mensurar a intensidade de linhas espectrais e a posição destas [Silva, 2015]. Os bancos de dados espectrais são a ferramenta básica para a geração de espectros de absorção e apresentam informações sobre diversos parâmetros, em função do número de onda, para uma série de espécies químicas de um meio participante.

Em 1973, o Air Force Cambridge Research Laboratories publicou um relatório [McClatchey et al., 1973] com dados espectrais para os elementos constituintes da atmosfera terrestre em baixas temperaturas, o qual, posteriormente, veio a transformar-se na primeira versão do banco de dados HITRAN (do inglês *High Resolution Transmission Absorption Database*) [Rothman et al., 1987]. Esse banco de dados é atualizado periodicamente: a última versão apresentada, a qual contém informações detalhadas sobre quarenta e sete moléculas, é o HITRAN 2012 [Rothman et al., 2013]. Desenvolvido, inicialmente, para facilitar o desenvolvimento de simulações e a análise de observações na atmosfera, o HITRAN não é

indicado para altas temperaturas, visto que foi obtido através de dados experimentais à temperatura ambiente (296 K) e, portanto, a obtenção de valores para temperaturas elevadas depende da interpolação dos resultados.

Para problemas de combustão, em que as temperaturas são mais elevadas, o emprego de outro banco de dados, o HITEMP (do inglês *High Temperature Molecular Spectroscopic Database*), é mais adequado, uma vez que os dados espectrais são obtidos a 1000 K. A primeira versão do HITEMP surgiu em 1995 [Rothman et al., 1995], contendo parâmetros somente para H₂O, CO, CO₂ e OH, e a edição mais recente dessa base de dados, o HITEMP 2010 [Rothman et al., 2010], inclui informações para uma quinta molécula, o NO. Tanto no HITRAN quanto no HITEMP, as linhas espectrais estão padronizadas para a temperatura de 296 K.

No HITEMP 2010, há uma grande quantidade de dados espectrais para o vapor de água e para o dióxido de carbono (17,2 GB para o H₂O e 1,68 GB para o CO₂). A Tabela 2.1 apresenta as informações contidas nesse banco de dados.

Tabela 2.1 – Conteúdo do HITEMP 2010.

Molécula	Intervalo espectral (cm ⁻¹)	Número de isótopos	Número de linhas espectrais
H ₂ O	0 < η < 30000	6	114.241.164
CO ₂	5 < η < 12785	7	11.193.608
CO	0 < η < 8465	6	113.631
NO	0 < η < 9274	3	115.610
OH	0 < η < 19268	3	41.557

2.6.1 Coeficiente de absorção

Conforme mencionado anteriormente e como pode ser observado na Figura 2.7, o coeficiente de absorção de gases participantes possui um comportamento altamente irregular, que varia fortemente com o número de onda. Para aplicações em engenharia, Howell et al., 2011, afirmam que o coeficiente de absorção, obtido pelo cálculo da seção transversal de absorção de gases, pode ser computado por meio do perfil de Lorentz. Logo:

$$C_\eta = \sum_i \frac{S_i}{\pi} \frac{\gamma_i}{(\eta - \eta_i)^2 + \gamma_i^2} \quad (2.19)$$

em que C_η é a seção transversal de absorção, em $\text{cm}^2/\text{molécula}$, η é o número de onda, S_i é a intensidade integrada na linha i , η_i é a localização da linha no espectro (que pode ser consultada em bancos de dados espectrais) e γ_i é a meia largura da linha, analogamente ao que foi apresentado na seção 2.5.

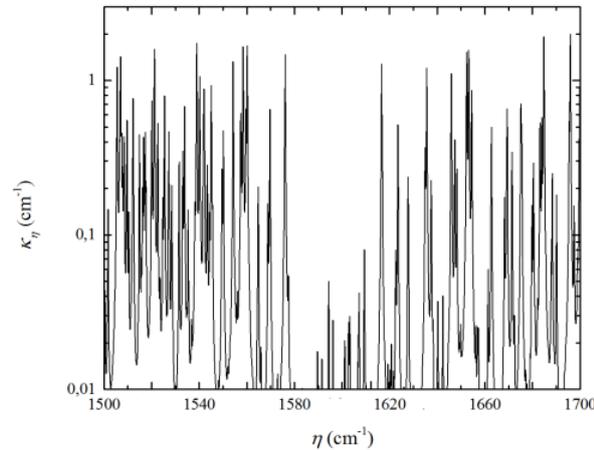


Figura 2.7 – Coeficiente de absorção de uma mistura de ar (gás inerte) e de 20% em volume de vapor de água a 400 K e pressão total de 1 atm [adaptado de Silva, 2015].

O perfil de Lorentz é apropriado para casos com H_2O e CO_2 onde a pressão total é maior ou igual a 1 atm e a temperatura é inferior a 2500 K (Wang e Modest, 2004). Como foi mencionado na seção anterior, as intensidades das linhas espectrais no HITEMP são fornecidas à temperatura padrão de $T_{ref} = 296$ K; no entanto, por meio da soma das partições Q , é possível calculá-las para quaisquer temperaturas, conforme a expressão a seguir [Rothman et al., 2010]:

$$S_i(T) = S_i(T_{ref}) \frac{Q(T_{ref}) \exp(-C_2 E_i / T)}{Q(T) \exp(-C_2 E_i / T_{ref})} \frac{1 - \exp(-C_2 \nu_i / T)}{1 - \exp(-C_2 \nu_i / T_{ref})} \quad (2.20)$$

onde T_{ref} é a temperatura de referência do banco de dados; Q é a soma total de partições internas – sendo dependente do tipo de molécula, de seus isótopos e da temperatura – e

representa a soma dos estados de energia (vibracional, rotacional etc.); E_i é a energia do estado inferior, em cm^{-1} ; e ν_i é a diferença de energia entre os estados inicial e final (em cm^{-1}).

Os parâmetros $S_i(T_{ref})$, E_i e ν_i da Equação (2.20) podem ser obtidos pelo banco de dados HITEMP, enquanto o valor de Q pode ser determinado a partir da rotina programada em linguagem Fortran encontrada juntamente com os bancos de dados. A meia largura γ_i pode ser calculada a partir da temperatura T e da fração molar Y do gás, conforme a seguinte equação [Rothman et al., 1998]:

$$\gamma_i(p, T) = \left(\frac{T_{ref}}{T} \right)^n \left[\gamma_{ar,i}(p_{ref}, T_{ref})(p - p_i) + \gamma_{auto,i}(p_{ref}, T_{ref})p_i \right] \quad (2.21)$$

em que n representa o coeficiente de dependência da temperatura, γ_{ar} é a meia largura devido à colisão entre as moléculas do gás e do ar, p e p_i são as pressões total e parcial, respectivamente, e γ_{auto} indica a meia largura levando-se em conta a colisão entre as moléculas do gás. As grandezas n , γ_{ar} e γ_{auto} estão disponíveis no HITEMP; entretanto, como o banco de dados fornece apenas o coeficiente de dependência da temperatura, que corresponde às colisões das moléculas com o ar (n_{ar}), e, na prática, seria necessário também o coeficiente para as colisões entre as moléculas (n_{auto}), Rothman et al., 1998, propõem que $n = n_{ar} = n_{auto}$, que é o procedimento adotado por Evseev et al., 2012 e Pearson et al., 2013.

O coeficiente de absorção κ_η (em m^{-1}) é, então, calculado como [Modest, 2003]:

$$\kappa_\eta(p, T, Y) = N(p, T)YC_\eta(p, T, Y) \quad (2.22)$$

onde $Y = p_i/p$ e $N(p, T) = pN_A/R_uT$, que representam a fração molar e a densidade molar (ou número de Loschmidt, em moléculas/ m^3) do gás, respectivamente. Os parâmetros N_A e R_u simbolizam, respectivamente, o número de Avogadro ($N_A = 6,022 \times 10^{23}$ moléculas/mol) e a constante universal dos gases ideais ($R_u = 8,314 \text{ J/mol.K}$).

2.7 Equação da transferência radiativa

A equação da transferência radiativa (RTE, do inglês *radiative transfer equation*) representa um balanço de energia que contabiliza a variação da intensidade de radiação

somando as contribuições da absorção, da emissão e do espalhamento ao longo de um caminho s [Siegel e Howell, 2002]. Esse balanço aparece na equação da energia sob a forma de um divergente do fluxo de energia radiativa que atravessa as fronteiras de um volume infinitesimal do meio e pode ser tratado como um termo fonte.

Negligenciando os efeitos de espalhamento da radiação, a RTE pode ser escrita como [Modest, 2003]:

$$\frac{dI_\eta}{ds} = -\kappa_\eta I_\eta + \kappa_\eta I_{\eta b} \quad (2.23)$$

onde I_η representa a intensidade de radiação espectral, κ_η é o coeficiente de absorção do meio e $I_{\eta b}$ indica a intensidade de radiação espectral de corpo negro, dada pela distribuição de Planck, Eq. (2.1). No lado direito da Equação (2.23), o primeiro termo representa uma redução na intensidade de radiação devido à absorção e, o segundo termo, indica um aumento na intensidade de radiação devido à emissão, como foi discutido nas seções 2.3 e 2.4.

Matematicamente, a RTE é uma equação diferencial de primeira ordem com respeito à intensidade espectral (para um dado caminho s), de modo que, para a sua solução, faz-se necessário o conhecimento da intensidade espectral em um ponto do espaço. Geralmente, a intensidade pode ser especificada de forma independente em uma das superfícies da cavidade que contém o meio participante [Modest, 2003]. A intensidade de radiação nas paredes de uma cavidade como condição de contorno para solução da RTE será discutida no Capítulo 3.

2.7.1 Método das ordenadas discretas

Proposto, originalmente, por Chandrasekhar, 1960, o método das ordenadas discretas (DOM, do inglês *discrete ordinates method*) [Fiveland, 1984] é baseado na representação discreta da dependência direcional da intensidade de radiação, sendo também conhecido como aproximação S_N , em que N indica a ordem da aproximação (ou seja, o número de valores discretos dos cossenos diretores que serão considerados). Desse modo, a solução do problema da transferência de calor radiativa é obtida resolvendo-se a RTE para um conjunto discreto de direções cobrindo totalmente a extensão do ângulo sólido de 4π sr. A equação da transferência radiativa é, então, reescrita para cada ordenada direcional e as integrais são aproximadas por quadraturas numéricas em todas as direções discretas. No presente trabalho, optou-se por

resolver a RTE para trinta direções discretas pelo DOM, conforme o critério adotado por Dorigon et al., 2013, que garante a independência das soluções.

2.8 Métodos para integração espectral da RTE

Considerando ou desprezando os efeitos de espalhamento, a solução da equação da transferência radiativa requer uma integração espectral (ou seja, em relação ao número de onda) para a obtenção da intensidade de radiação total. Em meios participantes compostos por dióxido de carbono e vapor de água, como nos casos analisados nessa dissertação, essa tarefa torna-se bastante complexa, uma vez que os coeficientes de absorção dessas espécies químicas apresentam um comportamento altamente irregular em função do número de onda, conforme discutido na subseção 2.6.1.

Por conta da dificuldade em se resolver problemas que envolvam radiação térmica em meios participantes, surge a necessidade do desenvolvimento e da aplicação de modelos espectrais, os quais apresentam simplificações que visam reduzir o custo computacional de processos que por si só já são bastante complexos.

Nessa seção, serão apresentados apenas os métodos empregados para o cálculo da integração espectral da RTE que foram implementados no presente trabalho, que compreendem a solução LBL e o modelo WSGG. Os modelos de gás cinza (GG, do inglês *gray gas*), da soma-ponderada-de-gases-cinza baseada em linhas espectrais (SLW, do inglês *spectral-line based WSGG*) e do número de onda acumulado (CW, do inglês *cumulative wavenumber*) podem ser encontrados com maior detalhamento em Cassol et al., 2015, Denison e Webb, 1993a, e Solovjov e Webb, 2002, respectivamente.

2.8.1 Integração linha-por-linha (LBL)

A equação da transferência radiativa pode ser resolvida de forma acurada caso haja informações suficientemente detalhadas sobre o coeficiente de absorção de um gás, extraídas, por exemplo, de bancos de dados espectrais como o HITEMP. Nessa metodologia – conhecida como integração linha-por-linha (LBL, do inglês *line-by-line*) [Taine, 1983] e cuja denominação deve-se ao fato de que a distribuição do coeficiente de absorção é dada por um conjunto de linhas verticais do espectro em que todas elas são consideradas individualmente

na integração espectral –, resolve-se a RTE considerando a variação de κ_η para diferentes temperaturas e concentrações encontradas nas misturas de gases em processos de combustão.

Por fornecer os resultados mais precisos dentre as metodologias conhecidas, a integração LBL pode ser empregada como solução *benchmark* para efetuar a validação de modelos espectrais de gases. Dorigon et al., 2013, Cassol et al., 2014, Ziemniczak, 2014, Silva, 2015, Fonseca et al., 2015, e Fonseca e França, 2016, utilizam o método LBL para avaliar a acurácia de modelos espectrais implementados em problemas de transferência de calor radiativa em meios participantes.

No caso de um sistema unidimensional, constituído de duas placas planas paralelas infinitas separadas por uma distância L , em que há um meio participante entre elas, como é mostrado na Figura 2.8, a RTE tem o formato da Eq. (2.23) e as intensidades de radiação espectral nas direções positivas e negativas são dadas, respectivamente, pelas equações abaixo:

$$\mu_m \frac{\partial I_{\eta,m}^+(x)}{\partial x} = -\kappa_\eta I_{\eta,m}^+(x) + \kappa_\eta I_{\eta b}(x) \quad (2.24)$$

$$-\mu_m \frac{\partial I_{\eta,m}^-(x)}{\partial x} = -\kappa_\eta I_{\eta,m}^-(x) + \kappa_\eta I_{\eta b}(x) \quad (2.25)$$

em que μ_m é o cosseno do ângulo θ_m em relação à direção m ; $I_{\eta,m}^+$ e $I_{\eta,m}^-$ representam as intensidades de radiação para $\mu_m > 0$ e $\mu_m < 0$, respectivamente; e x indica a posição espacial. Assumindo paredes negras em $x = 0$ e em $x = L$, as condições de contorno para as Eqs. (2.24) e (2.25) são $I_{\eta,m}^+(0) = I_{\eta b}(0)$ e $I_{\eta,m}^-(L) = I_{\eta b}(L)$, respectivamente. No Capítulo 3, serão discutidas as expressões para condições de contorno quando as paredes não são negras, que é o foco central desse trabalho.

Resolvidas as Equações (2.24) e (2.25), pode-se determinar o fluxo de calor, q_R'' , em W/m², e o termo fonte radiativo, S_R , em W/m³, respectivamente, pelas expressões a seguir:

$$q_R''(x) = \sum_{m=1}^{n_d} \int 2\pi\mu_m\omega_m \left[I_{\eta,m}^+(x) - I_{\eta,m}^-(x) \right] d\eta \quad (2.26)$$

$$S_R(x) = \sum_{m=1}^{n_d} \int \left\{ 2\pi\kappa_\eta \omega_m \left[I_{\eta,m}^+(x) + I_{\eta,m}^-(x) \right] - 4\pi\kappa_\eta I_{\eta b} \right\} d\eta \quad (2.27)$$

onde, para n_d direções, os nós μ_m e os fatores de ω_m do esquema de quadratura são definidos no intervalo $[0,1]$. No presente trabalho, utilizou-se a quadratura de Gauss-Legendre e o método das ordenadas discretas (discutido na subseção 2.7.1) para resolver a equação da transferência radiativa.

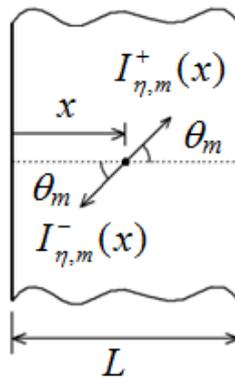


Figura 2.8 – Representação de um sistema unidimensional contendo um meio participante [adaptado de Silva, 2015].

Ao aplicar o método LBL a problemas em que o meio participante é constituído de mais de uma espécie química, como, por exemplo, por uma mistura de CO_2 e H_2O , como o que se estuda nesse trabalho, κ_η será dado pela soma dos coeficientes de absorção de cada componente. Logo:

$$\kappa_{\eta,mix} = \kappa_{\eta,\text{CO}_2} + \kappa_{\eta,\text{H}_2\text{O}} \quad (2.28)$$

em que $\kappa_{\eta,\text{CO}_2}$ e $\kappa_{\eta,\text{H}_2\text{O}}$ representam os coeficientes de absorção para o dióxido de carbono e para o vapor de água, respectivamente, e o subíndice *mix* refere-se à mistura gasosa.

2.8.2 Modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza (WSGG)

Proposto por Hottel e Sarofim, 1967, no contexto do método das zonas [Hottel e Cohen, 1958], o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza (WSGG, do inglês *weighted-sum-*

of-gray-gases) é um modelo global em que se representa o espectro de radiação por um pequeno conjunto de gases cinzas, cujos coeficientes de absorção são uniformes (constantes), mais as janelas transparentes [Modest, 1991].

Na Figura 2.9, há uma representação esquemática do coeficiente de absorção κ_η para um meio participante formado por n_g gases cinzas e as janelas transparentes. No modelo WSGG, a integração espectral do coeficiente de absorção de um gás não cinza é realizada fazendo-se o somatório sobre um número reduzido de gases cinzas. Comparando as Figuras 2.7 e 2.9, percebe-se a simplicidade do modelo WSGG no tratamento do coeficiente de absorção e torna-se justificável a atenção que esse método vem recebendo na solução de problemas envolvendo radiação em meios participantes.

O ponto de partida para a determinação dos parâmetros do modelo da somponderada-de-gases-cinza é o cálculo da emitância total ε , ao longo de um caminho s e supondo meio homogêneo, conforme a Eq. (2.6). Aqui, será mais conveniente escrevê-la da seguinte forma:

$$\varepsilon(s) = \frac{\int_{\eta} I_{\eta b} [1 - \exp(-\kappa_{p\eta} P s)] d\eta}{\frac{\sigma T^4}{\pi}} \quad (2.29)$$

em que $\kappa_{p\eta} = \kappa_\eta/P$ é denominado coeficiente de absorção baseado na pressão e P é a pressão total resultante da soma das pressões parciais das espécies químicas que compõem uma mistura.

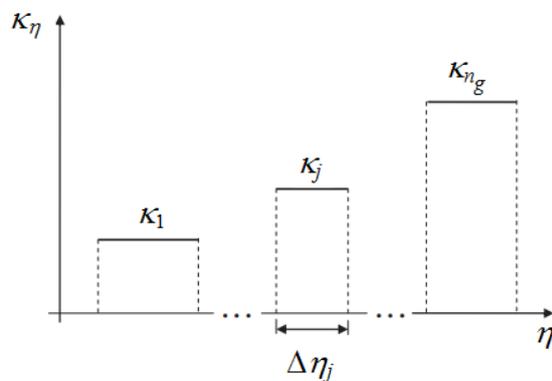


Figura 2.9 – Representação do coeficiente de absorção de um meio participante com n_g gases cinzas [adaptado de Dorigon et al., 2013].

Aplicando-se o modelo WSGG à integração da Eq. (2.29), resulta em:

$$\varepsilon(s) = \sum_{j=0}^{n_g} a_j(T) \left[1 - \exp(-\kappa_{p,j} P s) \right] \quad (2.30)$$

onde a_j e $\kappa_{p,j}$ representam o fator de ponderação e o coeficiente de absorção baseado na pressão correspondentes ao j -ésimo gás cinza, respectivamente, e n_g indica o número de gases cinzas considerados. Uma interpretação física para o fator de ponderação a_j é que este representa a fração de energia do corpo negro nas regiões do espectro em que o coeficiente de absorção do gás cinza vale $\kappa_{p,j}$. Outra interpretação possível é que a_j e $\kappa_{p,j}$ são simplesmente os valores numéricos que fornecem o melhor ajuste da Eq. (2.30).

No modelo WSGG, os coeficientes de absorção são constantes e os fatores de ponderação são funções da temperatura. Smith et al., 1982, propuseram uma representação de a_j como uma função polinomial da temperatura, conforme a equação abaixo, que leva em conta todos os gases cinzas mais a janela transparente:

$$a_j(T) = \sum_{k=1}^{n_g+1} b_{j,k} T^{k-1} \quad (2.31)$$

O coeficiente de absorção das janelas transparentes é nulo, mas, para garantir o balanço de energia, o fator de ponderação deve ser diferente de zero, sendo dado pela seguinte relação matemática:

$$a_0 = 1 - \sum_{j=1}^{n_g} a_j \quad (2.32)$$

Estudos recentes de Galarça et al., 2008, Kangwanpongpan et al., 2012, e Dorigon et al., 2013, propõem valores para os coeficientes $\kappa_{p,j}$ e $b_{j,k}$ para misturas de dióxido de carbono e vapor de água. Nesse trabalho, foram utilizadas as correlações de Dorigon et al., 2013, as quais foram determinadas a partir do banco de dados HITEMP 2010 e que são aplicáveis a problemas que envolvam misturas de H₂O e CO₂. Os coeficientes das Tabelas 2.2 e 2.3, para razões entre pressões parciais de H₂O e CO₂ ($p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2}$) iguais a 1 e a 2, respectivamente, são

recomendados para intervalos de temperaturas de 400 K a 2500 K e para P_s entre 0,001 atm.m e 10 atm.m. Ziemniczak et al., 2013, verificaram que o modelo WSGG pode se tornar independente do número de gases cinzas; particularmente para o problema investigado nessa dissertação, quatro gases são suficientes.

Tabela 2.2 – Coeficientes do modelo WSGG para $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$ [Dorigon et al., 2013].

j	$\kappa_{p,j}$ (atm.m) ⁻¹	$b_{j,0}$	$b_{j,1}$ (K ⁻¹)	$b_{j,2}$ (K ⁻²)	$b_{j,3}$ (K ⁻³)	$b_{j,4}$ (K ⁻⁴)
1	0,187	$7,197 \times 10^{-2}$	$8,724 \times 10^{-4}$	$-9,690 \times 10^{-7}$	$4,651 \times 10^{-10}$	$-7,917 \times 10^{-14}$
2	1,723	$1,107 \times 10^{-1}$	$3,397 \times 10^{-4}$	$-2,467 \times 10^{-7}$	$4,647 \times 10^{-11}$	$-1,039 \times 10^{-15}$
3	12,484	$2,091 \times 10^{-1}$	$-6,423 \times 10^{-5}$	$-3,200 \times 10^{-8}$	$1,718 \times 10^{-11}$	$-2,105 \times 10^{-15}$
4	144,938	$7,092 \times 10^{-2}$	$6,586 \times 10^{-5}$	$-1,278 \times 10^{-7}$	$5,577 \times 10^{-11}$	$-7,709 \times 10^{-15}$

Tabela 2.3 – Coeficientes do modelo WSGG para $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$ [Dorigon et al., 2013].

j	$\kappa_{p,j}$ (atm.m) ⁻¹	$b_{j,0}$	$b_{j,1}$ (K ⁻¹)	$b_{j,2}$ (K ⁻²)	$b_{j,3}$ (K ⁻³)	$b_{j,4}$ (K ⁻⁴)
1	0,192	$5,617 \times 10^{-2}$	$7,844 \times 10^{-4}$	$-8,563 \times 10^{-7}$	$4,246 \times 10^{-10}$	$-7,440 \times 10^{-14}$
2	1,719	$1,426 \times 10^{-1}$	$1,795 \times 10^{-4}$	$-1,077 \times 10^{-8}$	$-6,971 \times 10^{-11}$	$1,774 \times 10^{-14}$
3	11,370	$1,362 \times 10^{-1}$	$2,574 \times 10^{-4}$	$-3,711 \times 10^{-7}$	$1,575 \times 10^{-10}$	$-2,267 \times 10^{-14}$
4	111,016	$1,222 \times 10^{-1}$	$-2,327 \times 10^{-5}$	$-7,492 \times 10^{-8}$	$4,275 \times 10^{-11}$	$-6,680 \times 10^{-15}$

Aplicando o modelo WSGG à equação da transferência radiativa, obtém-se [Modest, 1991]:

$$\frac{dI_j}{ds} = -\kappa_j I_j + \kappa_j a_j I_b \quad (2.33)$$

em que κ_j e I_j são, respectivamente, o coeficiente de absorção e a intensidade de radiação de cada gás cinza j . A intensidade de radiação I do problema é dada pelo somatório das contribuições das intensidades correspondentes aos n_g gases cinzas ($I = \sum_{j=1}^{n_g} I_j$). Para uma mistura gasosa composta por dióxido de carbono e vapor de água, o coeficiente de absorção vale: $\kappa_{j,mix} = \kappa_{p,j}(p_{CO_2} + p_{H_2O})$.

Para um meio plano paralelo, que é o problema estudado nesse trabalho, as intensidades de radiação espectral nas direções positivas e negativas são calculadas, respectivamente, pelas seguintes expressões:

$$\mu_m \frac{\partial I_{j,m}^+(x)}{\partial x} = -\kappa_j I_{j,m}^+(x) + \kappa_j a_j I_b(x) \quad (2.34)$$

$$-\mu_m \frac{\partial I_{j,m}^-(x)}{\partial x} = -\kappa_j I_{j,m}^-(x) + \kappa_j a_j I_b(x) \quad (2.35)$$

nas quais os termos $I_{j,m}^+$ e $I_{j,m}^-$ indicam as intensidades de radiação do gás cinza j para $\mu_m > 0$ e para $\mu_m < 0$, respectivamente. Para superfícies negras em $x = 0$ e em $x = L$, as condições de contorno para as Eqs. (2.34) e (2.35) são $I_{j,m}^+(0) = a_j(0)I_b(0)$ e $I_{j,m}^-(L) = a_j(L)I_b(L)$, respectivamente. No Capítulo 3 serão discutidas as expressões para condições de contorno em fronteiras não negras (cinzas e não cinzas).

A solução das Equações (2.34) e (2.35) fornecem o fluxo de calor e o termo fonte radiativo. Usando o DOM, tem-se:

$$q_R''(x) = \sum_{m=1}^{n_d} \sum_{j=1}^{n_g} 2\pi\mu_m\omega_m \left[I_{j,m}^+(x) - I_{j,m}^-(x) \right] \quad (2.36)$$

$$S_R(x) = \sum_{m=1}^{n_d} \sum_{j=1}^{n_g} \left\{ 2\pi\omega_m\kappa_j \left[I_{j,m}^+(x) + I_{j,m}^-(x) \right] - 4\pi\kappa_j a_j I_b \right\} \quad (2.37)$$

Embora tenha sido originalmente proposto para problemas cujo meio é isotérmico e homogêneo, o modelo WSGG tem-se mostrado satisfatório na solução de casos em que as pressões parciais das espécies químicas é mantida constante ou apresente pequenas variações [Dorigon et al., 2013]. Na literatura, existem, também, formulações alternativas que permitem analisar situações em que há variação nas concentrações de espécies químicas, tais como os estudos de Johansson et al., 2011, e Cassol et al., 2014.

3 METODOLOGIA

São descritos, neste capítulo, os procedimentos adotados para a obtenção dos resultados apresentados e discutidos no Capítulo 4. São apresentadas breves descrições do problema resolvido nesse trabalho, bem como das condições de contorno e dos perfis de concentração e de temperatura analisados, da metodologia na solução do domínio com fronteiras não negras, da análise de qualidade de malha e, por fim, da determinação dos desvios entre os métodos LBL e WSGG.

3.1 Descrição do problema

O problema analisado nessa dissertação consiste na transferência de calor por radiação térmica em um sistema unidimensional constituído por duas placas planas paralelas infinitas, separadas por uma distância L , contendo um meio participante entre elas (também denominado meio plano paralelo). A região entre as placas é preenchida por uma mistura homogênea de dióxido de carbono e vapor de água para duas diferentes razões estequiométricas entre as pressões parciais das espécies químicas participantes (H_2O e CO_2). As correlações para o modelo WSGG foram retiradas do trabalho de Dorigon et al., 2013 – apresentadas nas Tabelas 2.2 e 2.3 da subseção 2.8.2 –, e para quatro diferentes perfis de temperatura, conforme será apresentado na seção 3.3. As superfícies das placas, ambas com a mesma emissividade ε , são tratadas de duas formas distintas ao longo dessa dissertação: na primeira parte do trabalho, supõe-se que as paredes são cinzas e, na segunda, assume-se que as fronteiras são não cinzas.

A metodologia utilizada é semelhante àquela empregada em trabalhos anteriores [Dorigon, 2012; Dorigon et al., 2013; Cassol et al., 2014; Ziemniczak, 2014; Silva, 2015] envolvendo trocas térmicas por radiação em problemas de meio plano paralelo: a RTE é resolvida utilizando-se o método das ordenadas discretas para trinta direções. No entanto, na presente dissertação supõem-se fronteiras não negras, diferentemente da maioria dos estudos que se encontram na literatura sobre problemas que utilizam a mesma configuração, os quais consideram superfícies negras devido ao menor esforço computacional requerido.

A modelagem espectral do problema é resolvida através da aplicação do modelo WSGG e da solução LBL. A acurácia da implementação do modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza é avaliada por meio de comparações com a integração linha-por-linha.

As grandezas avaliadas no presente trabalho são o fluxo de calor radiativo, q_R'' (em W/m^2), e a taxa volumétrica de geração de calor, S_R (em W/m^3), dado pelo negativo do divergente do fluxo de calor ($S_R = -\nabla \cdot q_R''$), sendo tratada como um termo fonte. Os resultados para essas duas grandezas obtidos com o modelo WSGG e com o método LBL são comparados no Capítulo 4.

3.1.1 Configuração geométrica

A Figura 3.1 apresenta a geometria analisada nesse trabalho, onde a distância entre as placas é de $L = 1,0 \text{ m}$ e o meio participante é composto por uma mistura gasosa de H_2O e CO_2 . Tanto quando são consideradas cinza como quando são consideradas não cinza, as paredes possuem a mesma emissividade, ou o mesmo conjunto de emissividades para os mesmos intervalos espectrais. Na Figura 3.1, as grandezas $I_{j,m}^+$ e $I_{j,m}^-$ são as intensidades de radiação nas direções positivas e negativas, de forma análoga ao que foi mencionado na seção 2.8.1.

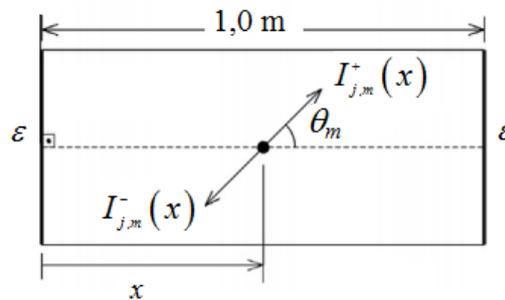


Figura 3.1 – Geometria do domínio investigado no presente trabalho [adaptado de Cassol et al., 2014].

3.2 Condições de contorno

Nesse trabalho, optou-se por empregar duas abordagens distintas para as fronteiras do domínio: inicialmente, as paredes são consideradas cinzas e, em uma segunda análise, as superfícies são assumidas não cinzas. As subseções seguintes apresentam considerações importantes sobre a utilização de cada uma dessas abordagens e representam a maior contribuição desta dissertação.

3.2.1 Paredes cinzas

Em termos dos procedimentos de solução, a principal diferença em se assumir que as paredes se comportam como superfícies cinzas, em vez de superfícies negras, é que a solução da RTE exige um procedimento iterativo, conforme é mostrado na subsecção 3.4.1. Para um meio delimitado por superfícies negras e supondo que os campos de temperatura e de concentração das espécies químicas são conhecidos (suposições adotadas no presente trabalho), a RTE pode ser resolvida em uma única etapa – partindo de ambas as superfícies, nas direções positivas e negativas de propagação da intensidade de radiação, de acordo com as Eqs. (2.34) e (2.35). No entanto, quando a emissividade das superfícies não é unitária, é necessário contabilizar a reflexão da intensidade de radiação nas paredes, dada em função da intensidade incidente sobre estas (que, por sua vez, depende das propriedades do meio).

Assumindo superfícies cinzas, as equações para as condições de contorno para as paredes à esquerda (em $x = 0$ m) e à direita (em $x = L$) do domínio, considerando o modelo WSGG, são dadas, respectivamente, por:

$$I_{j,m}^+(x=0) = \varepsilon a_j I_b(x=0) + \frac{1-\varepsilon}{\pi} \int_{2\pi} I_{j,m}^-(x=0) \cos \theta_m d\omega \quad (3.1)$$

$$I_{j,m}^-(x=L) = \varepsilon a_j I_b(x=L) + \frac{1-\varepsilon}{\pi} \int_{2\pi} I_{j,m}^+(x=L) \cos \theta_m d\omega \quad (3.2)$$

onde:

$$\int_{2\pi} I_{j,m}^-(x=0) \cos \theta_m d\omega = \sum_{m=1}^{n_d} 2\pi \mu_m \omega_m I_{j,m}^-(x=0) \quad (3.3)$$

$$\int_{2\pi} I_{j,m}^+(x=L) \cos \theta_m d\omega = \sum_{m=1}^{n_d} 2\pi \mu_m \omega_m I_{j,m}^+(x=L) \quad (3.4)$$

No caso da integração LBL, as condições de contorno para paredes cinzas são dadas pelas seguintes equações:

$$I_{\eta,m}^+(x=0) = \varepsilon I_{\eta b}(x=0) + \frac{1-\varepsilon}{\pi} \int_{2\pi} I_{\eta,m}^-(x=0) \cos \theta_m d\omega \quad (3.5)$$

$$I_{\eta,m}^-(x=L) = \varepsilon I_{\eta b}(x=L) + \frac{1-\varepsilon}{\pi} \int_{2\pi} I_{\eta,m}^+(x=L) \cos \theta_m d\omega \quad (3.6)$$

onde θ_m é o ângulo entre a direção incidente e a normal à superfície; e ω indica o ângulo sólido. Por simplicidade, nesse trabalho assume-se que ambas as paredes possuem a mesma emissividade ε , embora a metodologia não seja limitada a esse caso particular. Como é possível verificar nas Eqs. (3.1), (3.2), (3.5) e (3.6), cada uma das condições de contorno depende da integração sobre todos os ângulos (ou sobre todas as direções) da intensidade de radiação na direção oposta; essa grandeza é denominada irradiação. A partir dessas novas expressões para as intensidades, pode-se determinar o fluxo de calor e o termo fonte radiativo analogamente ao que é feito para paredes negras.

3.2.2 Paredes não cinzas

Nessa formulação, a emissividade da parede é dividida em um conjunto de regiões, onde, em cada intervalo, atribui-se uma emissividade espectral ε_k , como pode ser observado na Figura 3.2. O problema, então, é resolvido para cada intervalo espectral $\Delta\eta_k$ que compõe a emissividade da superfície, de modo que o sistema é aproximado por uma soma-ponderada-de-superfícies-cinzas (o que justifica o fato de a primeira parte desse trabalho ser dedicada ao desenvolvimento de uma metodologia para o tratamento de paredes cinzas). Essa característica leva ao surgimento de um novo coeficiente, a_{jk} , o qual representa a fração de energia de corpo negro que é emitida no intervalo espectral $\Delta\eta_k$. Esse coeficiente, que é função da temperatura absoluta T , é um fator de ponderação correspondente a cada intervalo espectral $\Delta\eta_k$ e, na subseção 3.4.2, é apresentada uma interpretação probabilística de a_{jk} .

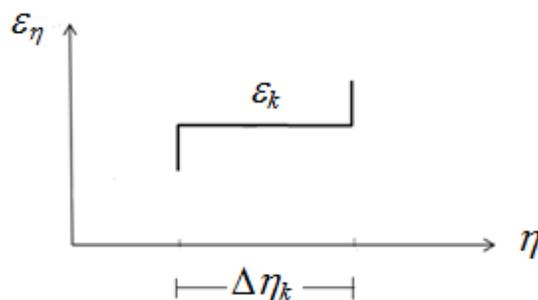


Figura 3.2 – Representação da emissividade ε_k em um intervalo espectral $\Delta\eta_k$.

Dividindo o espectro em n_b regiões $\Delta\eta_k$, cada segmento terá uma emissividade constante ε_k e cada intervalo espectral deverá ser resolvido para se obter as condições de contorno à direita e à esquerda do domínio. O modelo WSGG é, então, aplicado a cada intervalo espectral, de modo que as condições de contorno são dadas por:

$$I_{jk,m}^+(x=0) = \varepsilon_k a_{jk}(x=0) I_b(x=0) + (1 - \varepsilon_k) \sum_{k=1}^{n_b} 2\mu_m \omega_m I_{jk,m}^-(x=0) \quad (3.7)$$

$$I_{jk,m}^-(x=L) = \varepsilon_k a_{jk}(x=L) I_b(x=L) + (1 - \varepsilon_k) \sum_{k=1}^{n_b} 2\mu_m \omega_m I_{jk,m}^-(x=L) \quad (3.8)$$

onde $I_{jk,m}^+$ e $I_{jk,m}^-$ são as intensidades de radiação positiva e negativa, respectivamente, de cada gás cinza j no intervalo espectral k . Para a solução LBL, as condições de contorno são análogas àquelas apresentadas nas Eqs. (3.5) e (3.6), sendo igualmente resolvidas para cada banda espectral $\Delta\eta_k$.

3.3 Perfis de temperatura e concentração das espécies químicas

Denison e Webb, 1993b, Denison e Webb, 1995, e Maurente et al., 2007, fizeram uso de perfis de temperatura cossenoidais para avaliar a acurácia dos métodos de solução por eles empregados; Solovjov et al., 2008, e Galarça et al., 2011, utilizaram perfis parabólicos. Nessa dissertação, baseia-se no exemplo de Ziemniczak, 2014, para avaliar os modelos espectrais em meios não isotérmicos em cada posição x por meio de quatro perfis de temperatura conforme apresentados nas equações abaixo:

$$T(x) = 400 + 1400 \sin^2(\pi x) \quad (3.9)$$

$$T(x) = 400 + 1400 \sin^2(2\pi x) \quad (3.10)$$

$$T(x) = \begin{cases} 880 + 920 \sin^2(2\pi x); & \text{se } x \leq 0,25 \text{ m} \\ 400 + 1400 \left\{ 1 - \sin^{3/2} \left[\frac{2}{3} \pi (x - 0,25) \right] \right\}; & \text{se } x > 0,25 \text{ m} \end{cases} \quad (3.11)$$

$$T(x) = \begin{cases} 400; & \text{se } x = 0 \text{ m e se } x = 1,0 \text{ m} \\ -7 \times 10^4 x^2 + 1,4 \times 10^4 x + 400; & \text{se } 0 \text{ m} < x < 0,1 \text{ m} \\ -7 \times 10^4 x^2 + 1,26 \times 10^5 x - 5,56 \times 10^4; & \text{se } 0,9 \text{ m} < x < 1,0 \text{ m} \\ 1100; & \text{se } 0,1 \text{ m} < x < 0,9 \text{ m} \end{cases} \quad (3.12)$$

As Equações (3.9)-(3.12) serão referenciadas, a partir daqui, como Perfil 1, Perfil 2, Perfil 3 e Perfil 4, respectivamente. A Equação (3.9) – Perfil 1 – apresenta um perfil com simetria simples, em que a temperatura máxima é de 1800 K e a temperatura mínima é de 400 K, correspondente ao valor da temperatura em ambas as paredes do domínio. O Perfil 2 – Equação (3.10) –, representa um perfil com dupla simetria, onde, de forma análoga ao Perfil 1, as temperaturas mínima e máxima são, respectivamente, 400 K e 1800K, sendo a primeira delas a temperatura das superfícies. A Equação (3.11) – Perfil 3 – traz uma distribuição não simétrica de temperaturas, em que as temperaturas das paredes à esquerda e à direita da geometria analisada são, respectivamente, 880 K e 400 K, sendo as temperaturas máxima e mínima idênticas aos perfis 1 e 2. Finalmente, o Perfil 4 – Equação (3.12) – representa um perfil parabólico nas regiões de $0 \text{ m} < x < 0,1 \text{ m}$ e de $0,9 \text{ m} < x < 1,0 \text{ m}$, em que as fronteiras estão igualmente à temperatura de 400 K e o restante do domínio possui uma temperatura constante de 1100 K, que corresponde à média aritmética entre os valores mínimo e máximo dos perfis anteriores (400 K e 1800 K, respectivamente). A Figura 3.3 mostra o comportamento dos quatro perfis de temperatura analisados nesse trabalho.

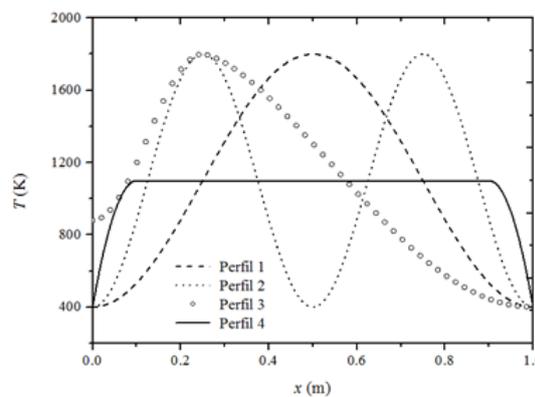


Figura 3.3 – Perfis de temperatura utilizados nesse trabalho.

Quanto aos perfis de concentração das espécies químicas, são consideradas misturas homogêneas de vapor de água e de dióxido de carbono para duas razões entre as pressões

parciais das espécies participantes, $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 1$ e $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 2$, cujos coeficientes correspondentes para o modelo WSGG, obtidos por Dorigon et al., 2013, estão apresentados, respectivamente, nas Tabelas 2.2 e 2.3 da seção 2.8.2 dessa dissertação.

3.4 Metodologia de solução

São apresentadas, nas próximas duas subseções, a metodologia empregada no algoritmo de solução para ambas as formulações utilizadas: a transferência de calor por radiação térmica em um meio participante cujas fronteiras são, na primeira parte do trabalho, cinzas, e, na segunda, não cinzas. O problema resolvido nessa dissertação foi desenvolvido a partir de um código em Fortran já existente, construído pelos alunos do Laboratório de Radiação Térmica (LRT) da UFRGS, mas para paredes negras. Foi necessário adaptar o código para que ele resolvesse os problemas cinzas e não cinzas de forma iterativa, fato inexistente quando as superfícies são negras. Em termos de esforço computacional, o modelo WSGG requer apenas 0,2% do tempo necessário para calcular uma solução LBL para paredes não cinzas.

3.4.1 Paredes cinzas

Essencialmente, o tratamento das superfícies como cinzas difere da situação em que estas são consideradas negras pelo fato de que, como os valores das intensidades nas fronteiras não são conhecidos, faz-se necessário resolver a equação da transferência radiativa iterativamente. A Figura 3.4 ilustra um diagrama de como é realizada a solução do problema.

Inicialmente, definem-se os parâmetros do problema, dentre eles os valores de ε e $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2}$, o número de gases cinzas, a quantidade de volumes da malha e o número de direções discretas para o cálculo da RTE. Uma vez definido o perfil de temperaturas (escolhe-se um dentre os quatro perfis da Figura 3.3), calcula-se as condições de contorno para as fronteiras à esquerda e à direita do domínio, conforme as equações apresentadas na seção 3.2. Essas equações contabilizam o efeito da emissividade das superfícies, além de incluírem o termo referente à reflexão – ausente no problema com paredes negras. Feito isso, estima-se o campo de intensidades de radiação nas direções positivas e negativas. Caso as intensidades tenham convergido quando for atingido o critério de parada do cálculo, que é de 10^6 iterações, atualiza-se o fluxo de calor incidente em cada uma das superfícies que delimitam o problema,

e calcula-se a distribuição do fluxo de calor e do termo fonte radiativo ao longo do domínio. Caso o critério de convergência não seja atendido na primeira estimativa do campo de intensidades, calcula-se, novamente as condições de contorno e repete-se os demais procedimentos até que os resultados convirjam.

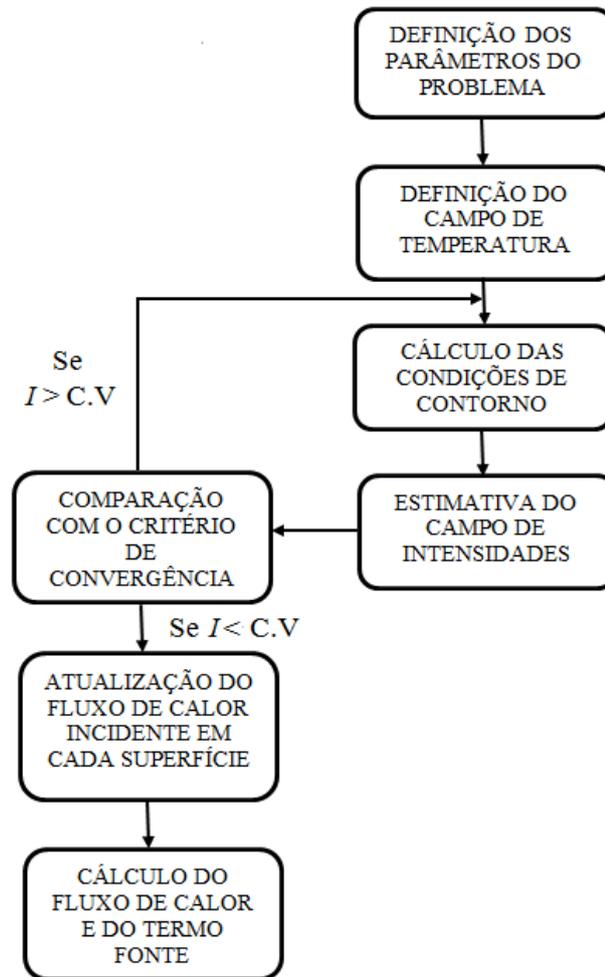


Figura 3.4 – Diagrama esquemático da metodologia empregada na solução das superfícies cinzas.

3.4.2 Paredes não cinzas

Para o caso de superfícies não cinzas, a metodologia de solução é feita de maneira análoga à situação com paredes cinzas, acrescida do fato de que é necessário resolver o problema pelo número correspondente de intervalos espectrais desejados. Assim, o problema não cinza é subdividido em diversos casos cinzas (como uma soma-ponderada-de-superfícies-

cinzas) em que, ao término dos cálculos, obtém-se um somatório sobre todas as contribuições do fluxo de calor e do termo fonte radiativo de cada intervalo espectral.

Além disso, para o tratamento das superfícies não cinzas, faz-se uso da combinação do modelo WSGG com o método da superposição (Cassol et al., 2014). Trata-se de uma interpretação probabilística que relaciona a distribuição randômica dos gases cinzas com a fração de energia de corpo negro emitida em cada banda considerada do espectro. Na Figura 3.5, é apresentada uma possível distribuição hemisférica espectral de emissividades de uma parede não cinza (representada por um conjunto de emissividades dispostas de forma escalonada, que é um tratamento típico de variações contínuas de ε), juntamente com o coeficiente de absorção do j -ésimo gás cinza, ambas em relação ao número de onda η . Na figura, observa-se a superposição do coeficiente de absorção baseado na pressão, $\kappa_{p,j}$, e a emissividade ε_k do intervalo espectral $\Delta\eta_k$, evidenciando as regiões do espectro interceptadas por esses termos, onde é realizada a integração da RTE. O trabalho de Solovjov et al., 2013, apresenta certa similaridade com a metodologia desenvolvida nesta dissertação: a emissividade das paredes é representada por um conjunto de valores constantes em bandas largas, sincronizados com as bandas usadas na discretização da função distribuição do modelo CW, e a RTE foi integrada em cada banda para a solução da intensidade do gás cinza fracional.

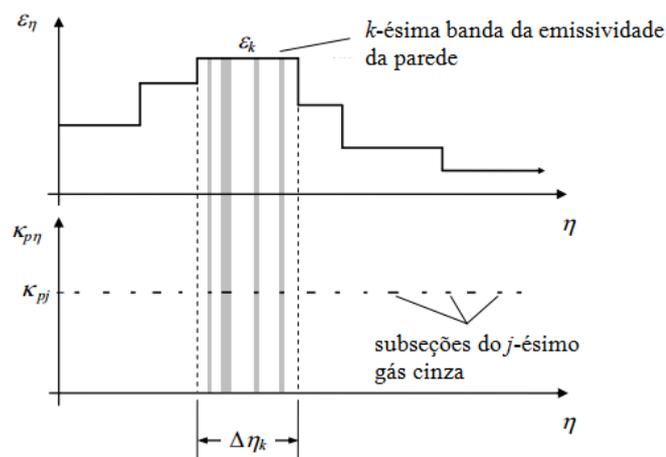


Figura 3.5 – Representação das subseções do espectro (áreas sombreadas) onde a emissividade da parede é igual a ε_k e o coeficiente de absorção do meio (considerando o modelo WSGG) vale $\kappa_{p,j}$.

Enquanto a localização espectral de cada emissividade constante ε_k é, em geral, especificada para um dado problema, os coeficientes de absorção baseados na pressão do meio, $\kappa_{p,j}$, são desconhecidos. Segundo argumentos probabilísticos, considera-se que $\kappa_{p,j}$ é distribuído aleatoriamente ao longo do espectro. Isso significa que, para todo intervalo espectral, a probabilidade de a energia de corpo negro ser emitida a partir dos segmentos onde o coeficiente de absorção é $\kappa_{p,j}$ é dada por $a_j(T)$. De maneira análoga, a fração de emissão de corpo negro do intervalo espectral onde a emissividade da superfície vale ε_k pode ser interpretada como a probabilidade da energia de corpo negro ser emitida nessa banda. Assim, a probabilidade conjugada de que a emissão de corpo negro a uma certa temperatura T provenha dos segmentos do espectro onde o coeficiente de absorção do meio seja $\kappa_{p,j}$ e a emissividade espectral da parede seja ε_k é dada por:

$$a_{jk}(T) = a_j(T) \times \frac{\int I_{\eta b}(T) d\eta}{I_b(T)} \quad (3.13)$$

O termo integral da Eq. (3.13) corresponde à fração do poder emissivo de corpo negro, na temperatura local T , que é emitida na seção do espectro onde a emissividade espectral da parede é ε_k , e pode ser calculado como:

$$\frac{\int I_{\eta b}(T) d\eta}{I_b(T)} = F_{0 \rightarrow \eta_k, T} - F_{0 \rightarrow \eta_{k-1}, T} \quad (3.14)$$

em que $F_{0 \rightarrow \eta, T}$ é dado pela distribuição de Planck [Siegel e Howell, 2002]:

$$F_{0 \rightarrow \eta, T} = \int_0^{\eta/T} \frac{e_{\eta b}(T)}{\sigma T^5} d(\eta/T) = \frac{15}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\exp(-n\beta)}{n} \left(\beta^3 + \frac{3\beta^2}{n} + \frac{6\beta}{n^2} + \frac{6}{n^3} \right) \right] \quad (3.15)$$

onde $\beta \equiv hc_0 \eta / k_B T$. Embora a Equação (3.15) seja dada por uma soma infinita, Chang e Rhee, 1984, mostraram que apenas quatro termos fornecem resultados próximos da solução exata. No presente trabalho, vinte termos são utilizados, fato que representa um impacto negligenciável para o tempo computacional da solução.

Quanto à equação da transferência radiativa considerando superfícies não cinzas, as intensidades nas direções positivas e negativas para cada intervalo espectral $\Delta\eta_k$ são dadas, respectivamente, pelas seguintes expressões:

$$\mu_m \frac{\partial I_{jk,m}^+(x)}{\partial x} = -\kappa_j I_{jk,m}^+(x) + \kappa_j a_{jk} I_b(x) \quad (3.16)$$

$$-\mu_m \frac{\partial I_{jk,m}^-(x)}{\partial x} = -\kappa_j I_{jk,m}^-(x) + \kappa_j a_{jk} I_b(x) \quad (3.17)$$

Por fim, deve-se efetuar um somatório sobre todos os intervalos espectrais considerados para se obter o fluxo de calor e o termo fonte. Logo, q_R'' e S_R são dados, respectivamente, por:

$$q_R''(x) = \sum_{m=1}^{n_d} \sum_{j=1}^{n_g} \sum_{k=1}^{n_b} 2\pi\mu_m\omega_m \left[I_{jk,m}^+(x) - I_{jk,m}^-(x) \right] \quad (3.18)$$

$$S_R(x) = \sum_{m=1}^{n_d} \sum_{j=1}^{n_g} \sum_{k=1}^{n_b} \left\{ 2\pi\omega_m\kappa_j \left[I_{jk,m}^+(x) + I_{jk,m}^-(x) \right] - 4\pi\kappa_j a_{jk} I_b \right\} \quad (3.19)$$

3.5 Verificação da metodologia de solução pela análise do método das radiosidades

A literatura dispõe de uma pequena amostra de trabalhos que envolvem a transferência de calor por radiação térmica em paredes não negras, o que dificulta a análise da validade de metodologias que empreguem superfícies cinzas ou não cinzas. Portanto, o procedimento adotado foi comparar a metodologia desenvolvida nesse trabalho com o resultado encontrado para meio transparente (que é equivalente a considerar o coeficiente de absorção do meio igual a zero) ao se resolver o problema pelo método das radiosidades aplicado a cavidades radiativas. Nesse método, que é baseado nas equações de balanço de energia, cada elemento de área emite e absorve radiação térmica proveniente das demais superfícies [Siegel e Howell, 2002]. Assim, deve-se escrever uma equação para cada superfície que compõe a cavidade, de modo que cada uma delas represente uma condição de contorno prescrita – fluxo de calor radiativo ou temperatura (que é o caso desse trabalho) –, e que a solução dependerá de qual

abordagem for utilizada. É importante ressaltar que a aplicação do método das radiosidades está condicionada à validação parcial do código desenvolvido para a solução do problema.

Como o método das radiosidades não faz parte do escopo desse trabalho, as equações que serão apresentadas a seguir são meramente para demonstrar a análise realizada para verificar a validade da metodologia desenvolvida no trabalho. Um maior aprofundamento sobre o método pode ser visto em detalhes em Siegel e Howell, 2002, e a aplicação deste pode ser encontrada nos trabalhos de França et al., 2002; Silva, 2011; Lemos, 2015; e Lemos et al., 2016.

Para se resolver o problema de uma cavidade com N superfícies, é necessário determinar a radiosidade em cada uma delas – que leva em conta toda a energia radiativa que deixa a superfície (incluindo tanto a emissão quanto as reflexões em uma superfície). Para isso, assume-se meio transparente, temperatura e fluxo de calor radiativo uniformes na superfície, paredes cinzas e difusas e propriedades conhecidas e uniformes. Assim, a radiosidade de uma superfície j dessa cavidade pode ser determinada de duas formas: se a temperatura for prescrita, pela Eq. (3.20); se o fluxo de calor for prescrito, por meio da Eq. (3.21), de modo que [Siegel e Howell, 2002]:

$$q_{0,j} = \varepsilon_j e_{\eta b,j} + (1 - \varepsilon_j) \sum_{k=1}^N f_{j-k} q_{0,k} \quad (3.20)$$

$$q_{0,j} = q_{R,j}'' + \sum_{k=1}^N f_{j-k} q_{0,k} \quad (3.21)$$

Nas equações anteriores, o subíndice j representa uma superfície arbitrária; f_{j-k} simboliza o fator de forma (definido como a fração de energia que deixa a superfície j e que é interceptada pela superfície k) da superfície j para a superfície k ; $q_{0,j}$ e $q_{0,k}$ expressam as radiosidades das superfícies j e k , respectivamente; e $q_{R,j}''$ é o fluxo de calor radiativo.

Tendo em vista que, no presente trabalho, a temperatura nas superfícies é conhecida e que ambas as paredes possuem uma mesma emissividade ε , as radiosidades para as paredes da esquerda e da direita são dadas, respectivamente, por [Siegel e Howell, 2002]:

$$q_{0,1} = \varepsilon \sigma T_1^4 + (1 - \varepsilon) q_{0,2} \quad (3.22)$$

$$q_{0,2} = \varepsilon\sigma T_2^4 + (1-\varepsilon)q_{0,1} \quad (3.23)$$

em que T_1 e T_2 correspondem às temperaturas em $x = 0$ e $x = L$, respectivamente. Como, no problema analisado, as superfícies são infinitas, o fator de forma é igual a 1 e, portanto, foi omitido nas Eqs. (3.22) e (3.23).

Finalmente, o fluxo de calor radiativo em cada superfície será dado pela diferença entre a radiosidade e a radiação incidente (ou irradiação). Logo:

$$q_{R,1}'' = q_{0,1} - q_{0,2} \quad (3.24)$$

$$q_{R,2}'' = q_{0,2} - q_{0,1} \quad (3.25)$$

3.5.1 Meio transparente

Para avaliar a acurácia da formulação desenvolvida, pode-se realizar um teste supondo-se meio transparente, o que significa desprezar os efeitos do meio e assumir que os coeficientes de absorção para cada gás cinza do modelo WSGG, κ_j , e o coeficiente de absorção espectral da solução LBL, κ_η , sejam iguais a zero. Como resultado, deve-se esperar que o fluxo de calor nas paredes à esquerda e à direita do domínio, seja dado pelas Eqs. (3.24) e (3.25), respectivamente. Supondo emissividades distintas ($\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,5$; e $\varepsilon = 0,1$), $T_1 = 400$ K e $T_2 = 800$ K, a Tabela 3.1 apresenta os valores de q_R'' obtidos pelas rotinas em Fortran para o modelo WSGG e para a integração LBL e os resultados encontrados através do método das radiosidades, que correspondem ao valor analítico.

Pela análise da Tabela 3.1, percebe-se que, a menos de aproximações numéricas decorrentes das simplificações de cada método empregado para a solução espectral da RTE, os resultados do fluxo de calor para as superfícies à esquerda e à direita do domínio (subíndices 1 e 2, respectivamente) encontrados pela rotinas do modelo WSGG e da integração LBL são muito similares à solução exata – obtida pelo método das radiosidades –, uma vez que os desvios dessas duas abordagens em relação aos valores analíticos são inferiores a 0,1%. Esse fato corrobora a hipótese de que a formulação desenvolvida nesse trabalho está bem fundamentada.

Tabela 3.1 – Fluxo de calor obtido pelas soluções WSGG e LBL e pelo método das radiosidades.

ε	$q''_{R,WSGG}$ (kW/m ²)		$q''_{R,LBL}$ (kW/m ²)		$q''_{R,analítico}$ (kW/m ²)		Desvio	Desvio
	T_1 (K)	T_2 (K)	T_1 (K)	T_2 (K)	T_1 (K)	T_2 (K)	WSGG (%)	LBL (%)
0,8	-14,5259	14,5259	-14,5267	14,5267	-14,5152	14,5152	0,07	0,08
0,5	-7,2619	7,2619	-7,2623	7,2623	-7,2576	7,2576	0,06	0,06
0,1	-1,1465	1,1465	-1,1465	1,1465	-1,1459	1,1459	0,05	0,05

3.6 Cálculo da emissividade média das superfícies

Na seção 4.3, serão apresentados alguns resultados comparando-se as soluções com superfícies cinzas e não cinzas. Para isso, fez-se uso da definição de emissividade média, que é consequência da formulação de emissividades por bandas.

Para ilustrar essa abordagem, a Figura 3.6 mostra uma representação esquemática em que são considerados três intervalos espectrais, onde cada um deles está associado a um valor de emissividade. Para resolver o problema, também é necessário conhecer as temperaturas das superfícies e os comprimentos de onda que determinam a extensão do intervalo espectral de cada emissividade. Optou-se por utilizar λ , em vez de η para representar o intervalo espectral, por simplicidade, visto que medidas de comprimentos de onda tendem a ser mais intuitivas que de números de onda.

Supondo que ε_1 seja a emissividade dentro do intervalo que vai de 0 a λ_1 , que ε_2 esteja dentro do intervalo entre λ_1 e λ_2 e que, para valores maiores que λ_2 , a emissividade valha ε_3 , a emissividade média $\bar{\varepsilon}$ da superfície será dada por [Siegel e Howell, 2002]:

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_1 \frac{\int_0^{\lambda_1} e_{\lambda b,s} d\lambda}{e_{b,s}} + \varepsilon_2 \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_{\lambda b,s} d\lambda}{e_{b,s}} + \varepsilon_3 \frac{\int_{\lambda_2}^{+\infty} e_{\lambda b,s} d\lambda}{e_{b,s}} \quad (3.26)$$

que pode ser aproximada pela seguinte equação:

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_1 F_{0 \rightarrow \lambda_1 T_s} + \varepsilon_2 (F_{0 \rightarrow \lambda_2 T_s} - F_{0 \rightarrow \lambda_1 T_s}) + \varepsilon_3 (1 - F_{0 \rightarrow \lambda_2 T_s}) \quad (3.27)$$

Nas equações acima, o subíndice s representa os parâmetros relativos à superfície; $e_{b,s}$ é o poder emissivo de corpo negro na temperatura $T = T_s$; e os termos $F_{0 \rightarrow \lambda_1 T_s}$ e $F_{0 \rightarrow \lambda_2 T_s}$ indicam a fração de energia de corpo negro correspondente ao produto entre o respectivo comprimento de onda e a temperatura da superfície (os valores podem ser encontrados em tabelas de funções de corpo negro, como, por exemplo, em Siegel e Howell, 2002, e em Incropera et al., 2008). Uma interpretação possível para a Equação (3.27) é que esta representa uma média ponderada de ε baseada na fração de energia que é emitida em cada intervalo espectral. É importante salientar que, embora o equacionamento tenha sido demonstrado apenas para três bandas, o procedimento é análogo para quaisquer valores de intervalos espectrais.

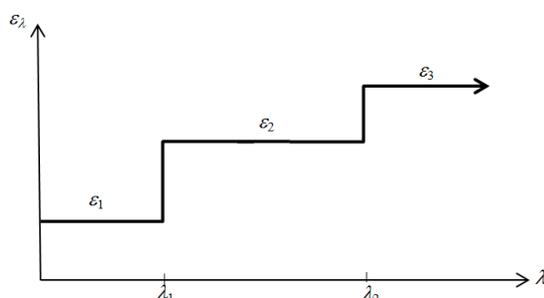


Figura 3.6 – Distribuição de emissividades com três intervalos espectrais.

3.7 Análise de qualidade de malha

A análise de qualidade de malha consiste na determinação de uma situação na qual o nível de refinamento não altere significativamente os resultados obtidos pelas simulações realizadas. Como a solução do problema em questão envolve duas integrações, uma espacial e outra direcional, as próximas duas subseções tratam dos critérios adotados na realização dessas duas discretizações.

3.7.1 Dependência espacial

Para avaliar o número de volumes necessários para se obter resultados independentes do nível de discretização, realiza-se uma série de simulações com diferentes níveis de refinamento da discretização espacial, desde $N_v = 25$ (para a discretização mais grosseira) até $N_v = 3200$ (para a malha mais refinada). Nessa análise, N_v indica a quantidade de volumes de

cada nível de discretização para o qual o modelo WSGG foi avaliado, e cada nova malha tem o dobro de volumes do caso anterior. Por simplicidade, opta-se por considerar paredes cinzas, com emissividades das superfícies $\varepsilon = 0,8$, utilizar o Perfil 1 de temperaturas e empregar razão entre as pressões parciais de H_2O e CO_2 igual a 2. Os valores do fluxo de calor e do termo fonte na parede da esquerda são usados como parâmetros de avaliação da análise de qualidade de malha. A Tabela 3.2 apresenta os valores para q_R'' e S_R , além dos desvios percentuais entre as malhas, isto é, a diferença entre o resultado encontrado com determinada discretização e o valor obtido com a malha imediatamente mais refinada.

Tabela 3.2 – Fluxo de calor e termo fonte radiativo para o modelo WSGG para cada nível de refinamento da malha supondo paredes cinzas ($\varepsilon = 0,8$; $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$; Perfil 1).

N_v	q_R'' (kW/m ²)	S_R (kW/m ³)	Desvio q_R'' (%)	Desvio S_R (%)
25	- 33,2498	89,1970	0,79	1,60
50	- 33,5131	87,7700	0,38	0,75
100	- 33,6404	87,1146	0,19	0,36
200	- 33,7029	86,8014	0,09	0,18
400	- 33,7339	86,6484	0,05	0,09
800	- 33,7493	86,5727	0,02	0,04
1600	- 33,7570	86,5351	0,01	0,02
3200	- 33,7609	86,5164	-	-

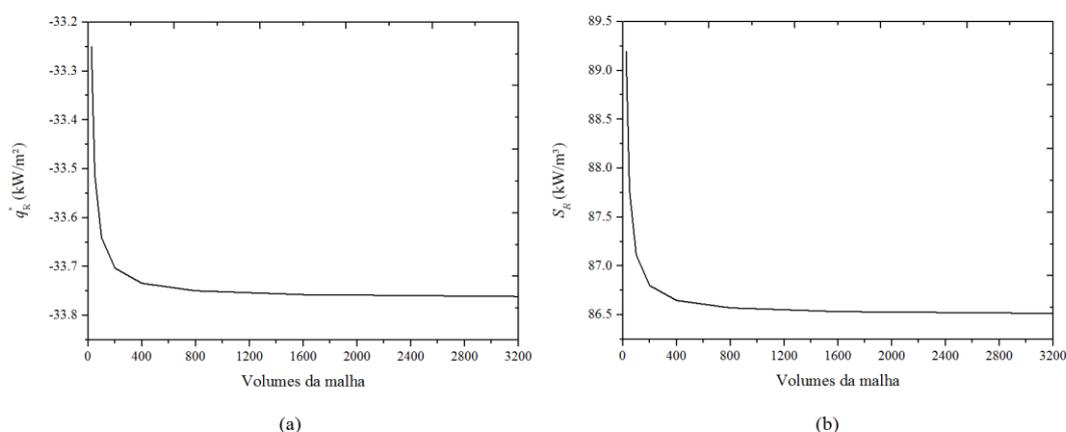


Figura 3.7 – Análise da qualidade de discretização espacial da malha: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

A Figura 3.7 mostra os comportamentos assintóticos do fluxo de calor e do termo fonte (Figuras 3.7a e 3.7b, respectivamente) à medida que é feito o refino da malha. Pela observação dos resultados, opta-se por utilizar ao longo de todo o trabalho a malha com 200 volumes, visto que os desvios em relação à malha anterior são inferiores a 0,1% e 0,2% para o fluxo de calor e para o termo fonte radiativo, respectivamente.

3.7.2 Dependência direcional

No presente trabalho, optou-se por adotar o mesmo critério utilizado por Dorigon et al., 2013, para definir o número de direções discretas empregadas para a integração da RTE, uma vez que, aplicando-se o DOM ao problema estudado, trinta direções garantem a independência das soluções. Trabalhos anteriores, como os de Ziemniczak et al., 2013, Ziemniczak, 2014, e Cassol et. al, 2014, também utilizam trinta direções discretas. Desse modo, não será apresentada aqui uma análise detalhada da discretização angular do sistema analisado; apenas será feita a mesma escolha para o número de direções discretas já empregado na literatura em trabalhos similares.

3.8 Determinação do desvio entre o modelo WSGG e a solução LBL

Para determinar os desvios percentuais entre os resultados com a integração linha-por-linha e com o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza para o fluxo de calor radiativo (q_R'') e para o termo fonte (S_R), são utilizadas as seguintes relações, respectivamente:

$$\delta = \frac{|q_{R,WSGG}'' - q_{R,LBL}''|}{\max |q_{R,LBL}''|} \times 100\% \quad (3.28)$$

$$\zeta = \frac{|S_{R,WSGG} - S_{R,LBL}|}{\max |S_{R,LBL}|} \times 100\% \quad (3.29)$$

em que os símbolos δ e ζ representam os desvios para o fluxo de calor e para o termo fonte, respectivamente; $q_{R,WSGG}''$ e $S_{R,WSGG}$ indicam, respectivamente, os resultados para o fluxo de

calor e o termo fonte obtidos com o modelo WSGG, enquanto $q''_{R,LBL}$ e $S_{R,LBL}$ são, respectivamente, o fluxo de calor e o termo fonte encontrados com a solução LBL. De acordo com as equações acima, o desvio é calculado com base na diferença entre as soluções obtidas por cada um dos métodos, em cada posição x do domínio, e então dividido pelo máximo valor local encontrado pela integração LBL. No Capítulo 4, serão utilizados os subscritos *max* e *med* para designar os desvios máximo e médio, respectivamente, entre as duas soluções empregadas. O primeiro deles corresponde à máxima diferença percentual entre as soluções pelo modelo WSGG e pela integração LBL; o segundo é calculado fazendo-se uma média aritmética sobre todos os desvios obtidos ponto a ponto no domínio.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Este capítulo apresenta os resultados obtidos nessa dissertação conforme os procedimentos descritos no Capítulo 3 e está dividido em três partes. Na primeira delas, discutem-se os resultados encontrados supondo paredes negras; na segunda, superfícies cinzas; e, na última, fronteiras não cinzas. Em todos os casos simulados, a RTE foi resolvida pelo método das ordenadas discretas utilizando-se trinta direções e uma malha com 200 volumes; além disso, o meio participante considerado é composto por uma mistura de dióxido de carbono e vapor de água, cujas concentrações são homogêneas.

4.1 Análise da transferência de calor radiativa em superfícies negras

Para fins de comparações posteriores entre os resultados encontrados para superfícies cinzas, não cinzas e negras, são calculados, inicialmente, o fluxo de calor radiativo, q_R'' , e o termo fonte radiativo, S_R , considerando um sistema unidimensional constituído por duas placas planas paralelas infinitas, as quais são negras (ou seja, $\varepsilon = 1$) e estão distantes entre si por 1,0 m, preenchido por um meio participante composto por uma mistura homogênea de CO_2 e H_2O . Realiza-se, então, uma série de simulações comparando as soluções obtidas pelo modelo WSGG e pela integração LBL para os perfis de temperaturas descritos nas Eqs. (3.9)-(3.12) fazendo-se uso das Eqs. (3.28) e (3.29). As correlações empregadas para os coeficientes do modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza foram obtidas por Dorigon et al., 2013 – disponíveis nas Tabelas 2.2 e 2.3 da seção 2.8.2 –, para duas razões distintas entre as pressões parciais das espécies químicas participantes ($p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 1$ e $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 2$), para temperaturas que variam de 400 K a 2500 K e para quatro gases cinzas.

A Tabela 4.1 traz os desvios percentuais entre as soluções obtidas pelo modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza e pela integração linha-por-linha para paredes negras. Os valores dos desvios entre os resultados encontrados com o modelo WSGG e a integração LBL são similares ao que é reportado na literatura para misturas homogêneas de dióxido de carbono e vapor de água (Dorigon, 2012; Ziemniczak, 2014; Silva, 2015). As denominações P1, P2, P3 e P4 que serão apresentadas nas tabelas seguintes designam os perfis de temperatura apresentados nas Eqs. (3.9)-(3.12), respectivamente.

Tabela 4.1 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte considerando superfícies negras.

Perfis	$p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$				$p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	6,26	2,28	4,26	1,81	4,83	0,98	4,98	1,85
P2	5,13	2,67	7,28	3,61	5,34	1,96	8,65	3,59
P3	3,76	1,76	3,84	1,69	4,19	1,73	4,43	1,71
P4	3,93	1,96	8,85	2,28	0,87	0,21	10,15	1,21

4.2 Análise da transferência de calor radiativa em superfícies cinzas

Supondo-se uma mistura homogênea de dióxido de carbono e vapor de água em razões iguais a 1 e a 2 ($p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, respectivamente) e paredes cinzas com emissividades inferiores a 1, realizam-se comparações entre o modelo WSGG e a solução LBL para quatro perfis distintos de temperatura. Nas figuras a seguir, são apresentados os resultados para a transferência de calor em termos de q_R'' e de S_R para cada um dos perfis de temperatura descritos nas Eqs. (3.9)-(3.12). O objetivo principal é avaliar o comportamento do fluxo de calor radiativo e do termo fonte à medida que se reduz a emissividade e que se consideram paredes não negras.

4.2.1 Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$

Assumindo-se um meio participante com as configurações descritas no capítulo anterior, foram simulados casos em que as paredes são cinzas e a mistura homogênea que compõe o meio apresenta-se na razão de 1 ($p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$). As primeiras três figuras que aparecem na sequência correspondem aos casos em que $\varepsilon = 0,8$, e as outras três, as situações em que $\varepsilon = 0,5$. Para avaliar a acurácia da metodologia desenvolvida nesse trabalho, são comparados os resultados obtidos pela integração linha-por-linha e pelo modelo da somponderada-de-gases-cinza por meio da análise de três comportamentos: a curva com o marcador quadrado representa a integração LBL para superfícies cinzas; a curva com linha

cheia indica o modelo WSGG aplicado a paredes cinzas; e, por fim, a curva pontilhada é a solução com o modelo WSGG em fronteiras negras.

As Figuras 4.1a e 4.1b mostram o fluxo de calor e o termo fonte, respectivamente, para o Perfil 1 de temperaturas. Nessa análise, supõe-se que o fluxo de calor caia em 20% do valor para superfície negra quando a emissividade é reduzida de 1 para 0,8, visto que se espera que uma parte da energia radiativa seja perdida devido à reflexão. De acordo com o gráfico, observa-se que o valor de q_R'' na parede não reduz, em módulo, 20%, embora seja possível observar que o problema é sensível à alteração da emissividade, uma vez que os resultados ficam ligeiramente deslocados em relação à solução com superfícies negras. Além disso, ainda de acordo com a Figura 4.1a, pode-se verificar que o fluxo de calor radiativo é nulo na região central do domínio, ou seja em $x = 0,5$ m, o que é esperado devido à simetria do Perfil 1. Da origem ao centro do domínio, como é mostrado na Figura 4.1a, q_R'' é uma grandeza negativa e, a partir de $x = 0,5$ m, é positiva. Por outro lado, a Figura 4.1b, em que é apresentado o termo fonte radiativo, tem seu maior valor absoluto na distância média entre as placas, ou seja, também em $x = 0,5$ m, que corresponde ao local em que a temperatura é máxima ($T = 1800$ K). Os valores positivos de S_R indicam as regiões em que a emissão supera a absorção (onde as temperaturas são mais elevadas) e os resultados negativos mostram as posições onde a emissão é excedida pela absorção (onde as temperaturas são menores).

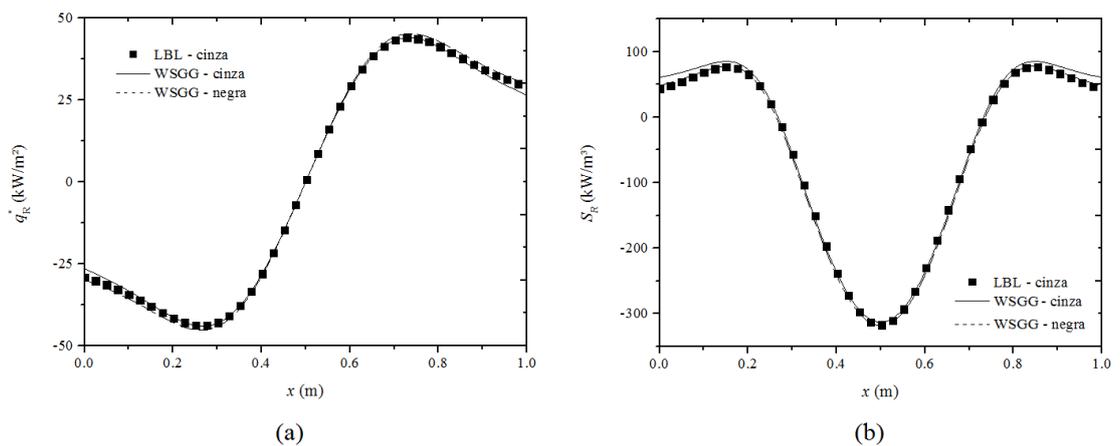


Figura 4.1 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

As Figuras 4.2a e 4.2b apresentam, respectivamente, q_R'' e S_R para o Perfil 2, que corresponde a uma distribuição de temperaturas com dupla simetria. Pela Figura 4.2a, percebe-se que, analogamente ao caso anterior, o fluxo de calor radiativo reduz quando se vai do caso em que as paredes são negras para a situação em que $\varepsilon = 0,8$. Ademais, q_R'' é igual a zero no centro do domínio (em $x = 0,5$ m) e também nas posições em que a temperatura atinge os máximos valores, que, devido à simetria do perfil, ocorrem por volta de $x = 0,25$ m e $x = 0,75$ m. Também em $x = 0,25$ m e $x = 0,75$ m, a taxa volumétrica de geração de calor alcança seus valores máximos (em módulo), conforme pode ser observado na Figura 4.2b, estando associados às regiões em que a emissão excede a absorção.

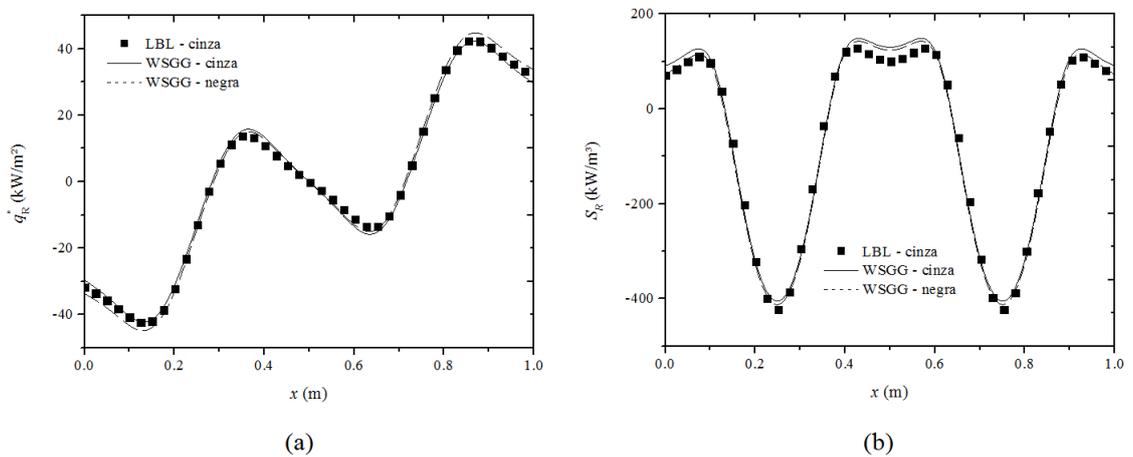


Figura 4.2 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Diferentemente das distribuições de temperatura mostradas nos casos anteriores, as Figuras 4.3a 4.3b representam um perfil não simétrico de temperaturas, onde a temperatura máxima ($T = 1800$ K) ocorre em torno de $x = 0,25$ m. Ao contrário dos perfis com simetrias simples e dupla, o fluxo de calor, ilustrado à esquerda na Figura 4.3, aumenta, em módulo, com a redução da emissividade para 0,8, ao invés de reduzir, como foi observado nos demais casos. Com essa análise, percebe-se então que, para perfis de temperatura com ausência de simetria, a solução para q_R'' difere daquela prevista pela teoria, de modo que a escolha da distribuição de temperaturas demonstra ter significativa relevância na obtenção de resultados. O termo fonte radiativo, por sua vez, representado à direita na Figura 4.3, tem máximo valor

absoluto em $x = 0,25$ m, ponto em que a temperatura atinge o máximo encontrado para esse perfil.

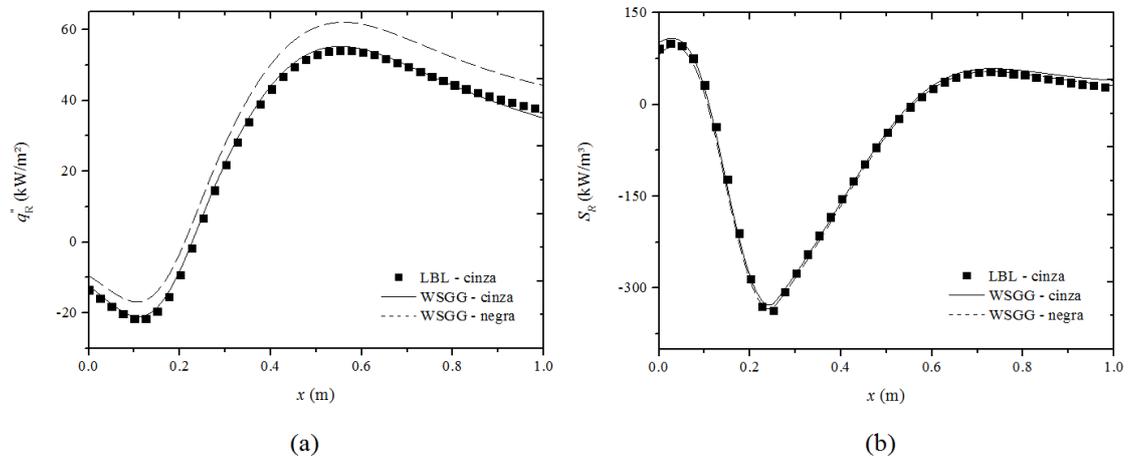


Figura 4.3 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Finalmente, as Figuras 4.4a e 4.4b apresentam q''_R e S_R , respectivamente, para o Perfil 4 de temperaturas, que corresponde a uma função parabólica nas regiões próximas às paredes e que é constante ($T = 1100$ K) no restante do domínio, como discutido na seção 3.3 desse trabalho. Analogamente aos dois primeiros casos, o fluxo de calor reduz em aproximadamente 20% em relação à condição em que as superfícies são consideradas negras. Além disso, na distância média entre as placas, q''_R é nulo, alcançando valores máximos nas regiões próximas às paredes; o termo fonte radiativo atinge os maiores valores também nas fronteiras do domínio.

Na Tabela 4.2 constam os desvios máximos e médios entre os resultados obtidos pelo modelo WSGG e pelo método LBL para o fluxo de calor e o termo fonte radiativo, ambos para paredes cinzas, e também confrontando a solução LBL para fronteiras cinzas com a soma-ponderada-de-gases-cinza aplicada a superfícies negras. A ideia central é analisar a dimensão do erro em se aproximar uma superfície cinza como negra. Pela tabela, verifica-se que os desvios percentuais entre os dois métodos considerando superfícies cinzas são inferiores a 8% para todos os perfis de temperatura utilizados, exceto para o Perfil 4, cujo valor máximo para S_R está em torno de 10%. Tendo em vista a simplicidade do modelo WSGG, esses resultados são bastante satisfatórios. No entanto, uma análise das discrepâncias

entre a solução LBL para paredes cinzas e os resultados encontrados para superfícies negras empregando o WSGG mostra que, para alguns casos (como ocorre com o perfil parabólico), o desvio máximo pode chegar a aproximadamente 30%. Esse fato evidencia que aproximar uma superfície cinza como negra, quando esta não se comporta como tal, pode gerar resultados muito distantes daqueles obtidos para superfícies reais. É interessante salientar, também, que, mesmo para um valor de ε apenas 20% inferior à emissividade de uma superfície negra, os desvios entre os resultados para superfícies cinzas e negras podem ser bastante significativos (quase 30%, como foi obtido com o Perfil 4).

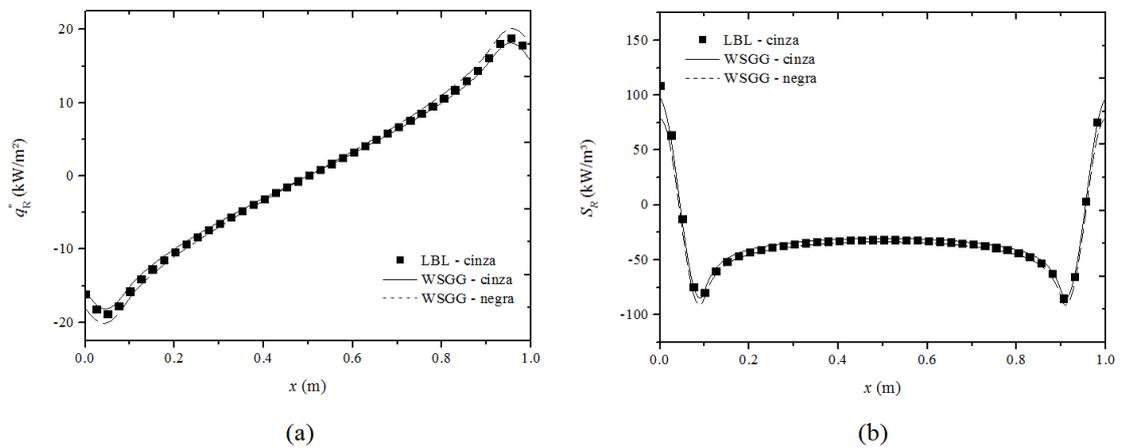


Figura 4.4 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Tabela 4.2 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies cinzas e negras para $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$.

Perfis	Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q''_R (%)		S''_R (%)		q''_R (%)		S''_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	5,84	1,27	5,56	2,06	3,27	2,16	3,09	1,24
P2	5,67	2,56	7,64	3,96	5,92	3,26	9,14	3,51
P3	4,15	1,75	3,97	1,82	14,52	12,67	6,46	1,53
P4	3,80	1,90	9,85	1,82	10,45	3,13	28,16	3,79

As Figuras 4.5a e 4.5b trazem, respectivamente, o fluxo de calor e o termo fonte para o Perfil 1 de temperaturas considerando-se superfícies cinzas com $\varepsilon = 0,5$. Nota-se que, embora o fluxo de calor se reduza ainda mais com o decréscimo da emissividade, os resultados não caem à metade dos valores encontrados na condição em que as paredes são tratadas como negras, como era esperado com base em uma análise inicial do problema. De forma análoga à Figura 4.1, o fluxo de calor anula-se no centro, e é maior que zero à direita e inferior a zero à esquerda do domínio. O módulo da taxa volumétrica de geração de calor é máximo em $x = 0,5$ m, posição em que a temperatura também está em seu maior valor.

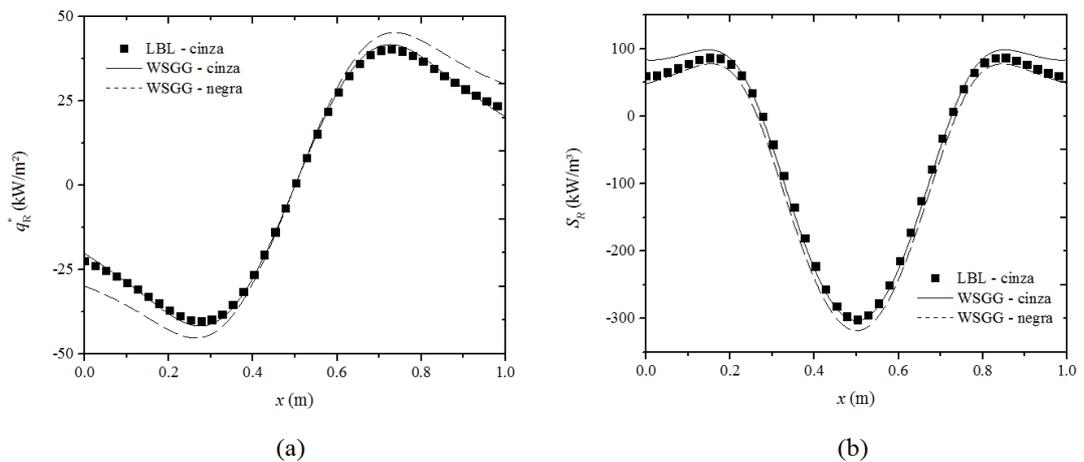


Figura 4.5 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

As Figuras 4.6a e 4.6b apresentam q_R'' e S_R , respectivamente, para o perfil com dupla simetria. Similarmente ao caso anterior, o fluxo de calor radiativo não decai em 50% em relação ao caso com superfícies negras: a redução fica em torno de 40%, mostrando que, à medida que se diminui o valor da emissividade, mais complexo se torna para a formulação captar as diferenças nas trocas térmicas por radiação. O fluxo de calor radiativo é igual a zero em $x = 0,5$ m (na região central do domínio), além de ser nulo também em $x = 0,25$ m e em $x = 0,75$ m (pontos de máxima temperatura), em que estes últimos correspondem aos valores máximos, em módulo, de S_R .

O perfil não simétrico de temperaturas, cujos resultados são mostrados nas Figuras 4.7a e 4.7b, apresenta um comportamento similar ao caso da Figura 4.3: o fluxo de calor se

manteve praticamente igual àquele para emissividade igual a 0,8; o termo fonte radiativo sofreu um acréscimo de mais de 50% se comparado à situação em que as paredes são negras. Ademais, como se pode ver na Figura 4.7a, o máximo valor absoluto para q_R'' ocorre levemente à direita do centro do domínio; segundo a Figura 4.7b, o máximo valor absoluto para o termo fonte radiativo surge em $x = 0,25$ m.

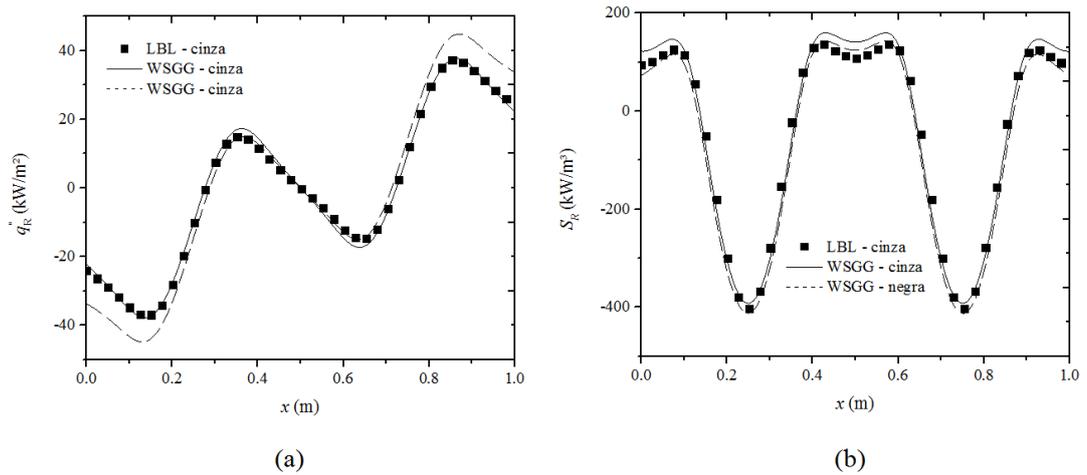


Figura 4.6 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

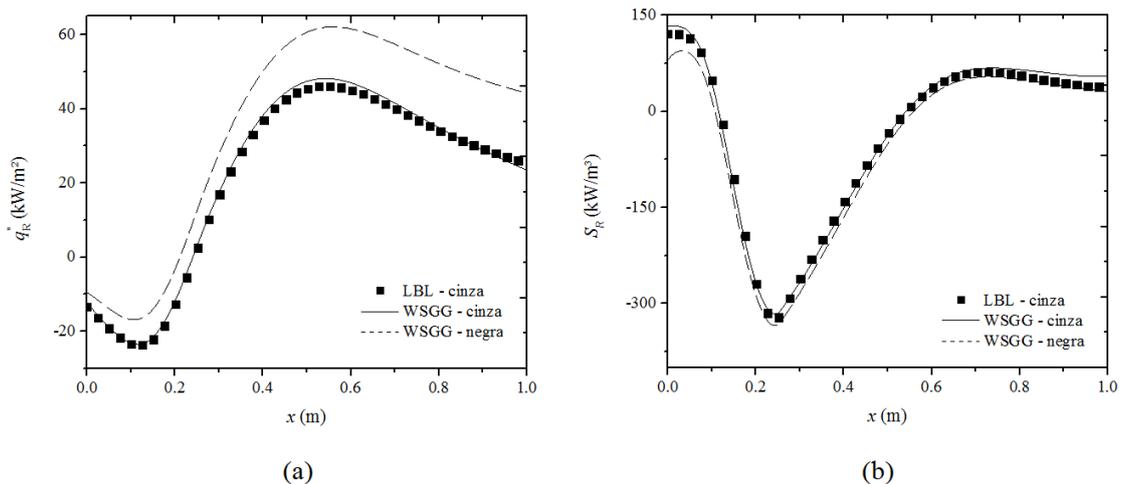


Figura 4.7 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Por fim, as Figuras 4.8a e 4.8b apresentam, respectivamente, o fluxo de calor e o termo fonte para o perfil parabólico. Em virtude da simetria do perfil, os máximos valores absolutos de q_R'' localizam-se por volta da região das paredes, que reduziram, de forma análoga aos Perfis 1 e 2, em cerca de 40%, em vez de cair pela metade em relação ao caso com $\varepsilon = 1$. O termo fonte também possui seus valores máximos, em módulo, nas extremidades do domínio.

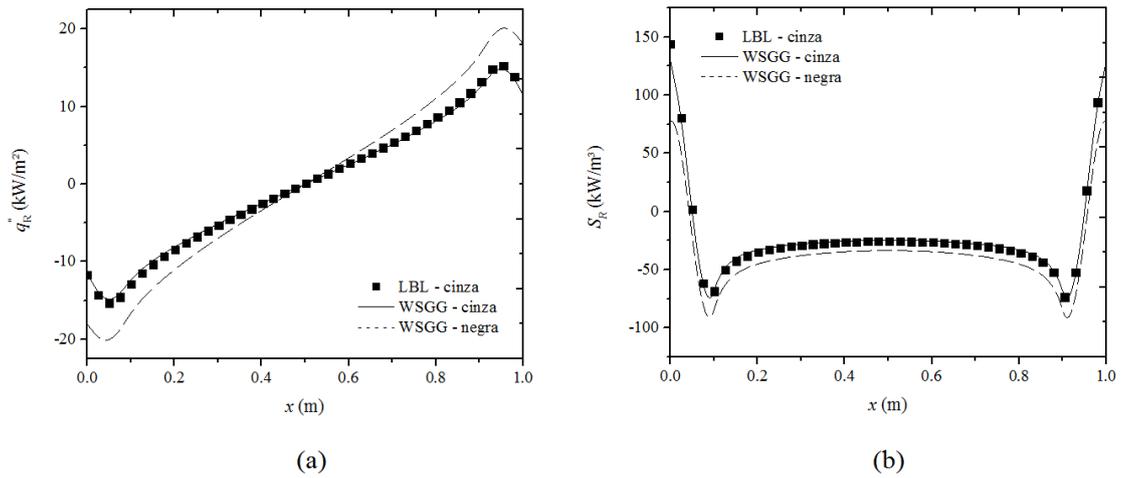


Figura 4.8 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Tabela 4.3 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies cinzas e negras para $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 1$.

Perfis	Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	5,10	2,00	8,02	3,25	18,83	11,43	8,53	5,09
P2	7,33	2,80	8,46	4,71	25,95	11,64	12,96	5,90
P3	4,47	2,52	5,07	2,29	41,13	30,01	12,44	4,69
P4	3,72	1,82	10,24	1,25	41,57	15,32	45,72	9,17

A Tabela 4.3 traz os desvios percentuais máximos e médios para paredes cinzas com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 1$. É possível notar que os resultados refletem uma boa concordância entre as soluções com o modelo WSGG e com o método LBL para paredes cinzas, visto que os desvios máximos não excedem 8,5%, com exceção do Perfil 4, que apresenta um máximo ligeiramente superior a 10%. Porém, quando comparadas com os resultados para superfícies negras, o desvio máximo entre as soluções é superior a 40% para os perfis não simétrico e parabólico, indicando que, para emissividades mais baixas, assumir que as fronteiras são negras para determinados perfis de temperatura leva a um afastamento considerável da situação real.

4.2.2 Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 2$

Os resultados dessa subseção são gerados considerando-se uma mistura, cujas concentrações de H_2O e de CO_2 na razão de 2 são homogêneas, e um meio plano paralelo formado por paredes cinzas. Compara-se a solução obtida pelo modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza com a integração linha-por-linha para os perfis de temperatura descritos nas Eqs. (3.9)-(3.12) de forma análoga ao que foi feito na subseção anterior. As três primeiras figuras que aparecerão na sequência demonstram a análise da transferência de calor em termos de q_R'' e de S_R para $\varepsilon = 0,8$ e, as três últimas, para $\varepsilon = 0,5$.

As Figuras 4.9a e 4.9b mostram o fluxo de calor e o termo fonte radiativo, respectivamente, para o Perfil 1. Similarmente aos resultados da subseção anterior, q_R'' na parede reduz, em módulo, cerca de 20% em relação ao caso com paredes negras, sendo negativo na primeira metade do domínio, positivo na segunda e nulo no ponto central, ou seja, em $x = 0,5$ m. O máximo valor absoluto para S_R ocorre em $x = 0,5$ m, posição em que se tem a maior temperatura.

O fluxo de calor nas paredes para o perfil de temperatura com dupla simetria também cai em aproximadamente 20% do seu valor obtido supondo as paredes negras, conforme mostrado na Figura 4.10a. Além disso, essa grandeza vale zero no centro e também nas regiões em que a temperatura é máxima, ou seja, aproximadamente em $x = 0,25$ m e em $x = 0,75$ m. O termo fonte radiativo, dado pela Figura 4.10b, apresenta os máximos valores absolutos em $x = 0,25$ m e em $x = 0,75$ m, aproximadamente.

Em oposição aos dois casos anteriores, q_R'' mantém-se praticamente constante quando $\varepsilon = 0,8$ na parede da esquerda, de acordo com a Figura 4.11a. O decréscimo aproximado de 20% fica evidente apenas na fronteira da direita, diferentemente do comportamento observado na Figura 4.3a (que aumentou em cerca de 20% com a redução da emissividade). A taxa volumétrica de geração de calor, Figura 4.11b, apresenta valor máximo absoluto em $x = 0,25$ m, como na Figura 4.3b, que corresponde à posição onde a temperatura é a mais alta do domínio.

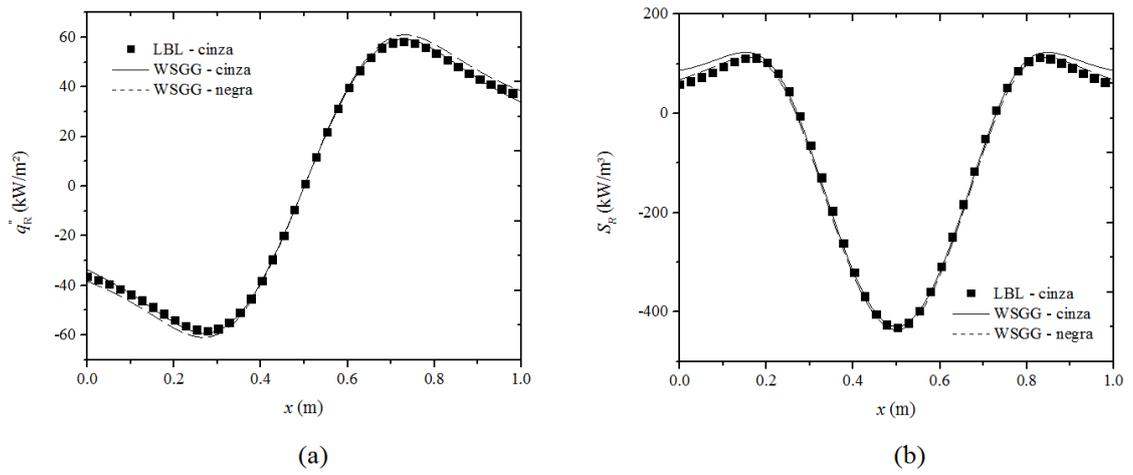


Figura 4.9 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

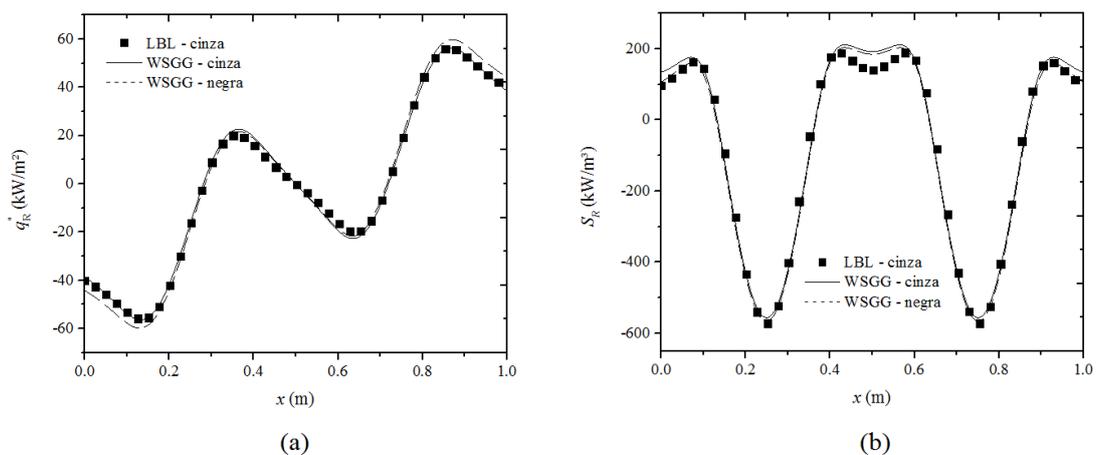


Figura 4.10 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Para o Perfil 4, a Figura 4.12 apresenta o fluxo de calor e o termo fonte radiativo. A figura da esquerda (Figura 4.12a) mostra que q_R'' na parede é reduzido em 20% quando $\varepsilon = 0,8$, como na maioria dos casos analisados nessa dissertação e conforme o que é esperado pela teoria. Os valores máximos para o fluxo de calor radiativo encontram-se nas regiões próximas às fronteiras e q_R'' é nulo no centro do domínio. Os valores máximos para o termo fonte (Figura 4.12b) estão nas extremidades da geometria estudada no presente trabalho.

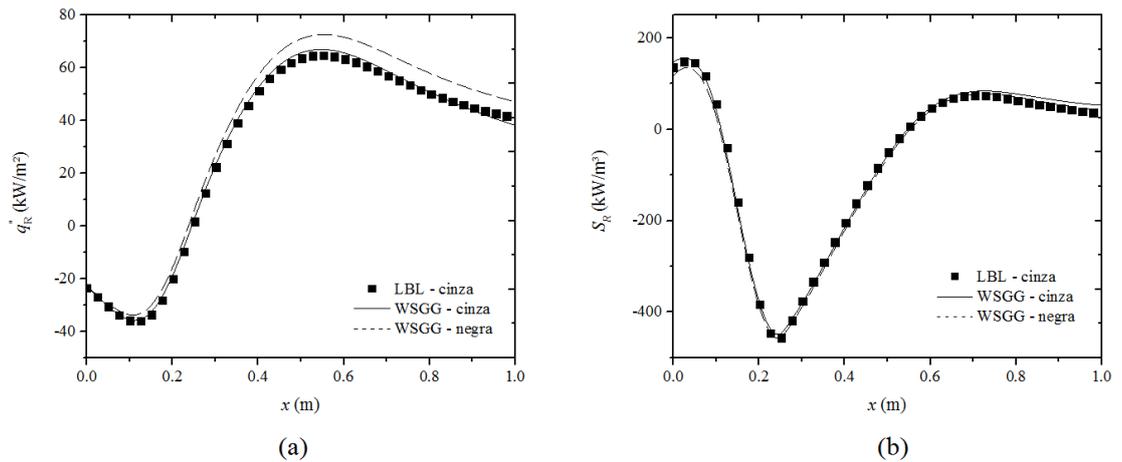


Figura 4.11 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

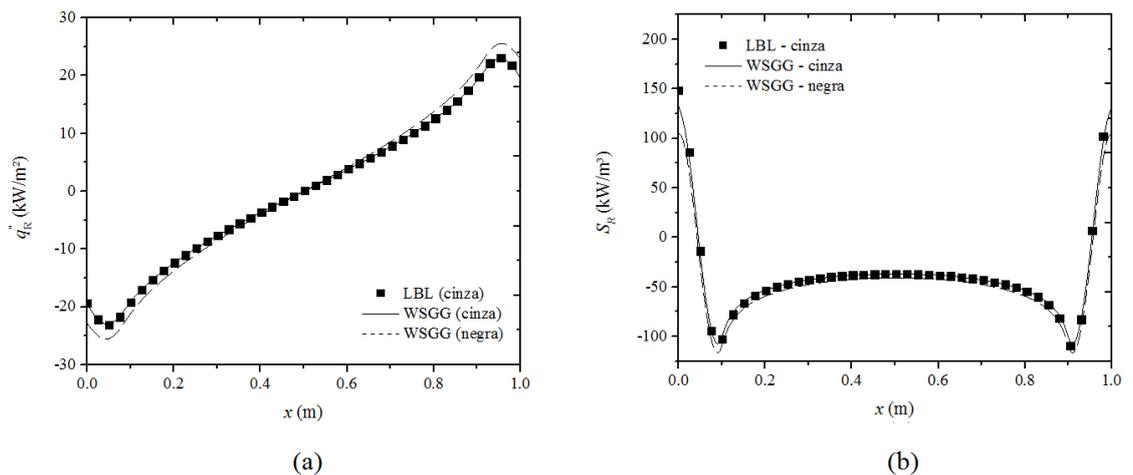


Figura 4.12 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Na Tabela 4.4 estão apresentadas as diferenças relativas entre as soluções obtidas pelos métodos WSGG e LBL para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com os desvios encontrados comparando a integração LBL (em superfícies cinzas) com o modelo WSGG aplicado a superfícies negras. Mesmo diante de todas as simplificações que são feitas para o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza, observa-se uma boa concordância com os resultados do método LBL quando se assumem as paredes como cinzas, já que os desvios percentuais entre as soluções ficam em torno de 10%. Em contrapartida, analisando-se os desvios entre a integração LBL para superfícies cinzas e o modelo WSGG aplicado a paredes negras, verifica-se que a adoção de hipóteses simplificativas para o tratamento de superfícies reais pode fornecer resultados com até 30% de divergência.

Tabela 4.4 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies cinzas e negras para $\varepsilon = 0,8$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$.

Perfis	Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	4,57	1,14	6,57	2,35	5,80	3,56	3,98	2,18
P2	6,11	2,19	9,28	3,97	8,51	4,32	8,79	3,85
P3	4,29	2,09	4,50	1,95	12,80	9,27	7,25	2,22
P4	0,88	0,18	10,83	0,94	15,17	5,24	28,82	4,90

As Figuras 4.13a e 4.13b ilustram o comportamento de q_R'' e S_R , respectivamente, para o perfil de temperaturas com simetria simples e com $\varepsilon = 0,5$. Assim como nos demais casos em que a emissividade é reduzida à metade, o fluxo de calor radiativo na parede sofre uma diminuição ainda maior do que na situação em que ε cai em 20%; no entanto, essa redução é de aproximadamente 40%. De maneira semelhante à Figura 4.5a, q_R'' vale zero na região central do domínio, e é negativo à esquerda e positivo à direita de $x = 0,5$ m. A taxa volumétrica de geração de calor tem seu valor absoluto máximo no centro do domínio, ponto em que a temperatura também é mais elevada.

O Perfil 2 traz, nas Figuras 4.14a e 4.14b, o fluxo de calor radiativo e o termo fonte, respectivamente. A redução no fluxo de calor na parede também é em torno de 40%, como ocorre para o Perfil 1, em vez de cair pela metade dos valores obtidos para superfícies negras. Como na Figura 4.6a, q_R'' é igual a zero em $x = 0,25$ m, em $x = 0,5$ m e em $x = 0,75$ m, onde o primeiro e o último desses pontos correspondem às regiões de maior temperatura e são as posições com os máximos absolutos de S_R , conforme a Figura 4.14b.

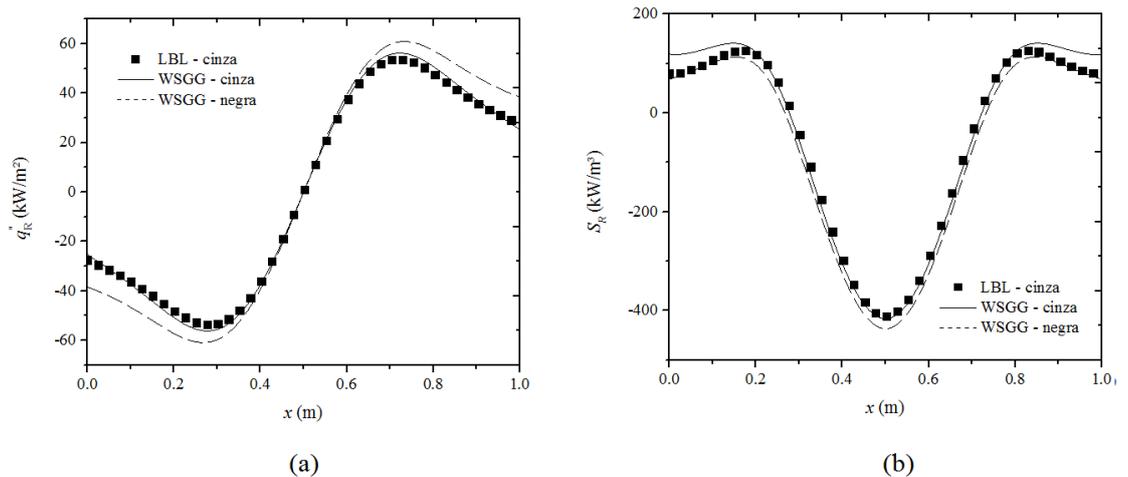


Figura 4.13 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

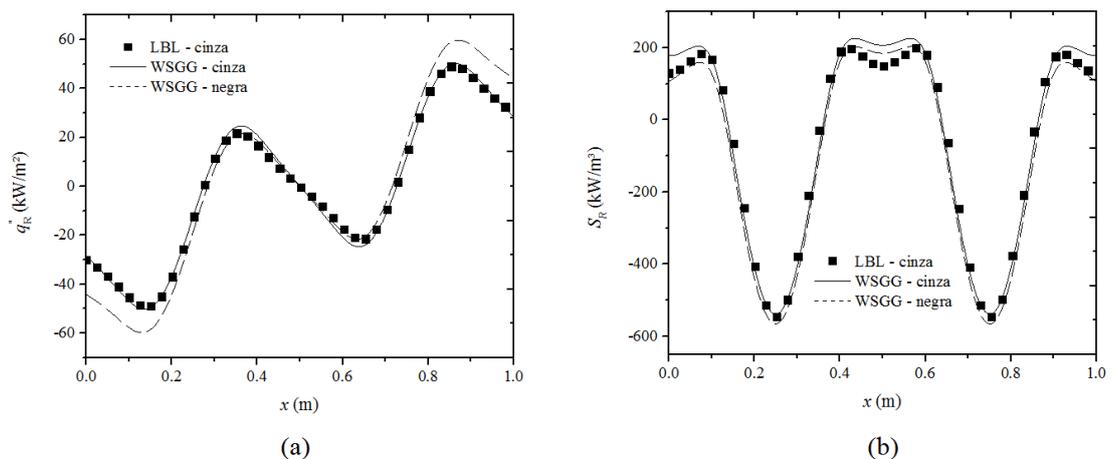


Figura 4.14 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

As Figuras 4.15a e 4.15b mostram q_R'' e S_R , respectivamente, para o Perfil 3 de temperaturas. O fluxo de calor, na fronteira da esquerda, tem uma queda de apenas 20% em relação ao valor obtido para paredes negras; na superfície da direita, no entanto, a redução em q_R'' é de cerca de 40%. O termo fonte radiativo, por sua vez, praticamente dobra a sua magnitude em $x = 0$ m e em $x = 1,0$ m, se comparado ao caso em que as paredes são consideradas superfícies negras, possuindo um máximo absoluto em $x = 0,25$ m.

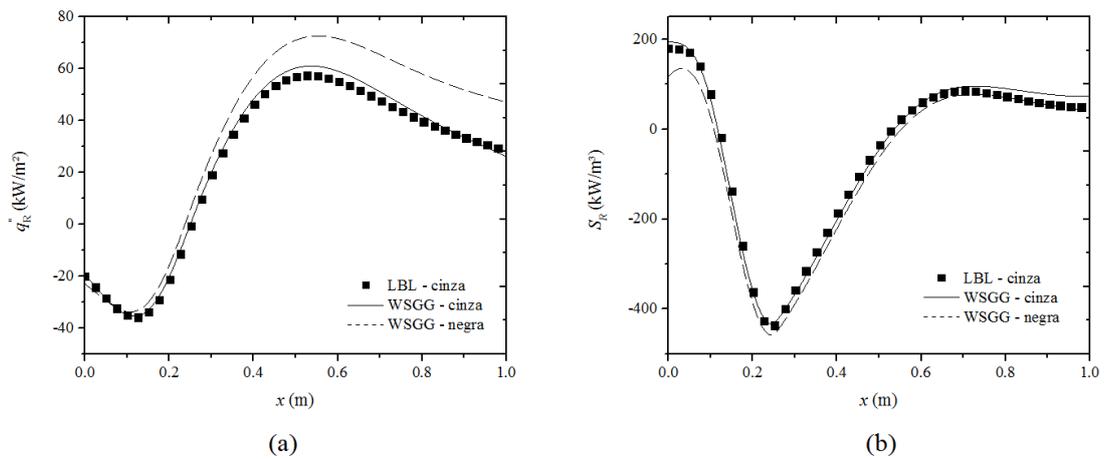


Figura 4.15 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Finalmente, as Figuras 4.16a e 4.16b apresentam o perfil parabólico para o fluxo de calor e o termo fonte, respectivamente. O decréscimo, em módulo, em q_R'' na parede é de apenas 20%, ao invés de reduzir à metade do valor de quando $\varepsilon = 1$; além disso, o fluxo de calor radiativo atinge os maiores resultados em localidades próximas às paredes, anulando-se na distância média entre as placas. A magnitude de S_R obtida para paredes cinza é ampliada em mais de 50% quando comparada com a condição em que as superfícies são negras.

A Tabela 4.5 apresenta os desvios máximos e médios para q_R'' e S_R supondo-se $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$ e paredes cinzas com emissividades iguais a 0,5 para os perfis de temperatura das Eqs. (3.9)-(3.12). As diferenças percentuais entre o modelo WSGG e a solução LBL aplicados a superfícies cinza são da mesma ordem de grandeza daquelas encontradas anteriormente, visto que o desvio máximo obtido é inferior a 12% para S_R (com o perfil

parabólico). Contudo, quando compara-se a integração LBL para paredes cinzas com o modelo WSG aplicado a superfícies negras, os desvios máximos entre as duas abordagens chegam a quase 50%, tanto para q_R'' quanto para S_R . Isso indica que não é adequado tratar as paredes como negras quando estas não apresentam esse comportamento, uma vez que os resultados podem ser estar muito afastados do problema real.

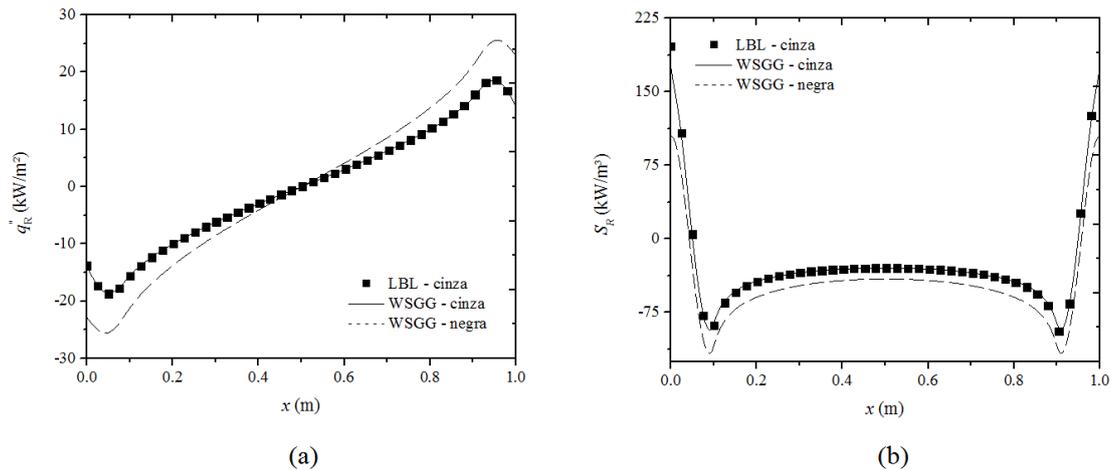


Figura 4.16 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSG para paredes cinzas, com $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$, em comparação com a solução para superfícies negras:

(a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Tabela 4.5 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies cinzas e negras para $\varepsilon = 0,5$ e $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$.

Perfis	Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	5,31	2,82	9,52	3,88	20,22	12,80	9,15	5,33
P2	7,90	3,03	10,59	4,80	29,17	12,91	12,56	6,65
P3	6,69	3,44	5,54	2,59	32,62	21,29	14,03	5,05
P4	1,07	0,22	11,32	0,68	48,38	18,08	46,14	9,57

4.3 Análise da transferência de calor radiativa em superfícies não cinzas

Na terceira seção de resultados desse trabalho, opta-se por investigar, para os perfis de temperatura descritos nas Eqs. (3.9)-(3.12), apenas a razão de $p_{H_2O}/p_{CO_2} = 2$ e, para cada intervalo espectral analisado, são consideradas duas situações, onde variam-se ou os valores de emissividade, ou os comprimentos de onda.

Considerando, então, um meio participante composto por uma mistura homogênea de dióxido de carbono e vapor de água, limitado por paredes que não são cinzas, avaliam-se diversos casos em que a emissividade das superfícies é descrita por uma distribuição espectral em diferentes faixas de comprimentos de onda λ , onde cada intervalo espectral $\Delta\lambda_k$ está associado a uma emissividade constante ε_k . As próximas subseções apresentam perfis distintos de emissividade para diversos intervalos espectrais. O objetivo principal é comparar os resultados obtidos pelo modelo WSGG para superfícies não cinzas, cinzas e negras avaliando os desvios entre cada uma das abordagens em relação à solução LBL com paredes não cinzas. É importante salientar, no entanto, que as discussões feitas nas subseções anteriores (sobre superfícies cinzas) a respeito das regiões em que o fluxo de calor e o termo fonte radiativo são nulos ou máximos, continuam válidas, uma vez que, mesmo para superfícies não cinzas, esses comportamentos se mantêm. A ideia central dessa seção é avaliar os desvios encontrados empregando o modelo WSGG em cada uma das metodologias (paredes negras, cinzas e não cinzas), comparando-os com a integração LBL aplicada a superfícies não cinzas.

4.3.1 Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para dois intervalos espectrais

Supondo-se um meio plano paralelo, cujas paredes não cinzas são consideradas idênticas e descritas por uma combinação de dois intervalos espectrais, tem-se:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0,5; & \text{se } \lambda < 4 \mu\text{m} \\ 0,9; & \text{se } \lambda > 4 \mu\text{m} \end{cases} \quad (4.1)$$

A escolha de λ na Equação (4.1), na temperatura de 1100 K, que é o valor médio para todos os perfis de temperatura empregados no presente trabalho, deve-se ao fato de que, para esse valor de comprimento de onda, o produto λT (necessário para se determinar o termo a_{jk} ,

que representa a fração de energia de corpo negro naquela faixa do espectro) leva a uma fração de energia de corpo negro é que aproximadamente igual a 50% em cada intervalo espectral: mais precisamente, 45% de 0 μm a 4 μm e 55% a partir de 4 μm . Essa distribuição espectral é útil para avaliar a transferência de calor para o problema de meio plano paralelo considerando-se superfícies não cinzas.

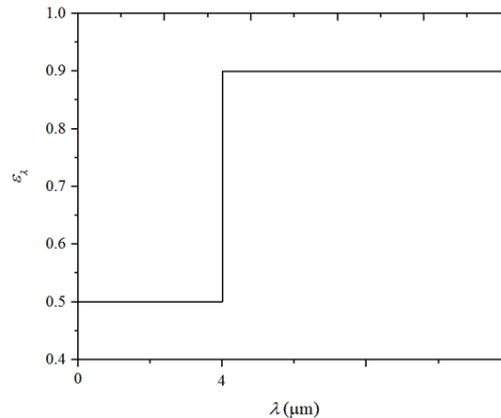


Figura 4.17 – Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.1).

Para a situação descrita acima, perfis em que ambas as superfícies estejam na mesma temperatura, $T_s = 400$ K, como ocorre com os Perfis 1, 2 e 4, a emissividade média da superfície, $\bar{\varepsilon}$, obtida por meio da Eq. (3.27), vale $\bar{\varepsilon} = 0,892$. De posse desse valor, pode-se resolver o problema de superfícies não cinzas, com dois intervalos espectrais, assumindo-se uma única emissividade, que é equivalente a determinar o comportamento das grandezas de interesse (fluxo de calor e termo fonte radiativo) com paredes cinzas. No entanto, para o Perfil 3 (não simétrico), as superfícies possuem temperaturas distintas, onde a fronteira da esquerda está a 880 K e, a da direita, a 400 K, de modo que, nesse caso, é necessário determinar uma emissividade média para cada uma delas. Assim, para a parede da esquerda, $\bar{\varepsilon}_1 = 0,745$ e, para a da direita, $\bar{\varepsilon}_2 = 0,892$. A partir desses valores, é possível calcular q_R'' e S_R para todos os perfis de temperatura em todos os pontos do domínio.

Em cada uma das figuras apresentadas a seguir, a curva com o marcador quadrado representa a integração LBL considerando a dependência espectral da emissividade e é a base de comparação para as demais soluções. A curva com linha cheia é a solução WSGG levando-se em conta, também, a dependência espectral de ε : corresponde à principal contribuição

dessa dissertação, a qual é resultante do método elaborado. A curva com linha tracejada indica a solução WSGG considerando paredes cinzas, com a emissividade determinada a partir da emissividade espectral em relação à fração de energia de corpo negro, isto é, esse resultado dá uma medida do desvio em se tratar a superfície como cinza em vez de não cinza. Por último, a curva com traços e pontos apresenta o WSGG aplicado a superfícies negras: além de fornecer uma medida do desvio em se tratar a superfície como negra ao invés de não cinza, é importante para a comparação que está sendo feita, uma vez que a maior parte das análises de modelos espectrais utiliza paredes negras [Dorigon et al., 2013; Cassol et al., 2014].

As Figuras 4.18, 4.19, 4.20 e 4.21 trazem as curvas das soluções LBL e WSGG empregadas a fronteiras não cinza, além do modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza aplicado a paredes cinzas e negras, para os perfis de temperatura com simetria simples, simetria dupla, não simétrico e parabólico, respectivamente.

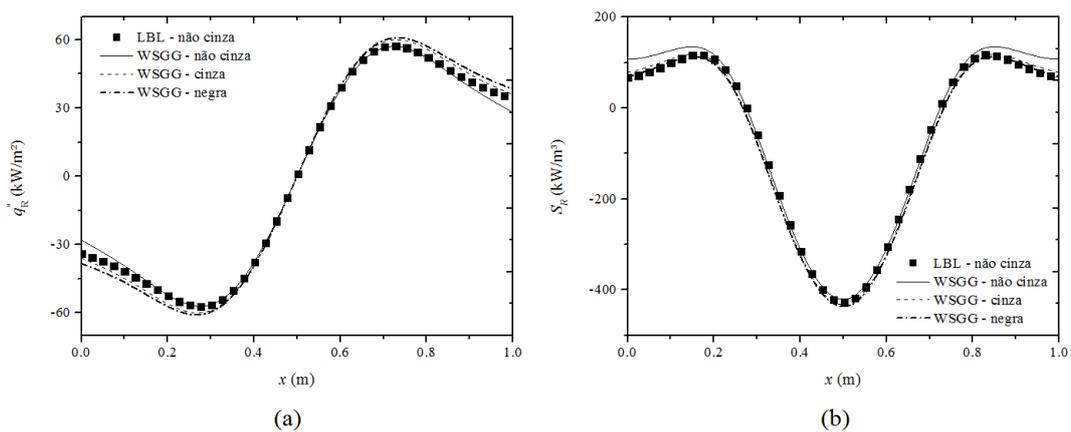


Figura 4.18 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.1), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

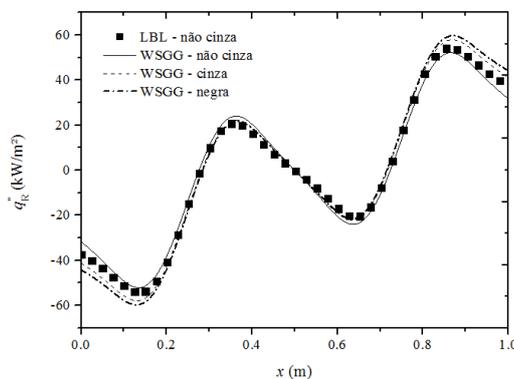
A Tabela 4.6 apresenta os desvios máximos e médios entre as soluções obtidas pelo método LBL e pelo modelo WSGG para superfícies não cinzas, além de comparar a integração-linha-por-linha com o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza para paredes cinzas (cujos resultados são obtidos após o cálculo da emissividade média das superfícies) e negras. O intuito é avaliar o erro em se aproximar paredes não cinzas como cinzas ou negras. Pela tabela, verifica-se que os desvios máximos da solução obtida pelo modelo WSGG em relação à integração LBL estão em torno de 10%, o que evidencia o bom acordo entre os dois métodos. Quando é feita uma comparação entre a solução LBL e o modelo WSGG aplicado a

superfícies cinzas, o desvio máximo para o termo fonte, no caso do perfil parabólico, chega a 21%, indicando que existem perfis de temperatura para os quais as paredes não devem ser aproximadas como cinzas, visto que a solução pode se desviar consideravelmente da situação real. Por fim, comparando os resultados entre o método LBL aplicado a paredes não cinzas com o WSGG para paredes negras, observa-se que, exceto para o Perfil 4, em que o desvio máximo para S_R é da ordem de 30%, o comportamento das soluções para alguns perfis de temperatura apresentam melhor desempenho. Isso pode ser verificado quando observa-se que o fluxo de calor apresenta um desvio máximo pouco superior a 10% para comparações entre o modelo WSGG aplicado a superfícies cinzas e a solução LBL aplicada a paredes cinzas.

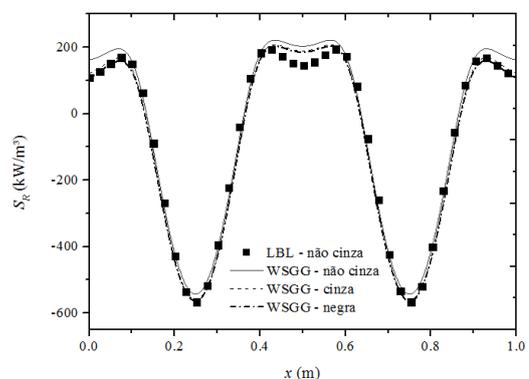
Tabela 4.6 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq.

(4.1).

Perfis	Superfícies não cinzas				Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	10,21	2,19	9,37	3,10	6,16	3,78	4,13	2,35	8,62	5,59	5,05	2,52
P2	10,51	4,92	10,22	4,39	8,50	4,43	9,08	3,87	12,77	6,31	9,86	4,07
P3	9,14	5,11	7,36	2,40	11,89	8,89	5,63	1,81	16,92	11,84	8,82	2,83
P4	6,00	2,57	5,34	1,90	10,85	4,00	21,00	3,32	18,62	6,90	30,42	5,70



(a)



(b)

Figura 4.19 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.1), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

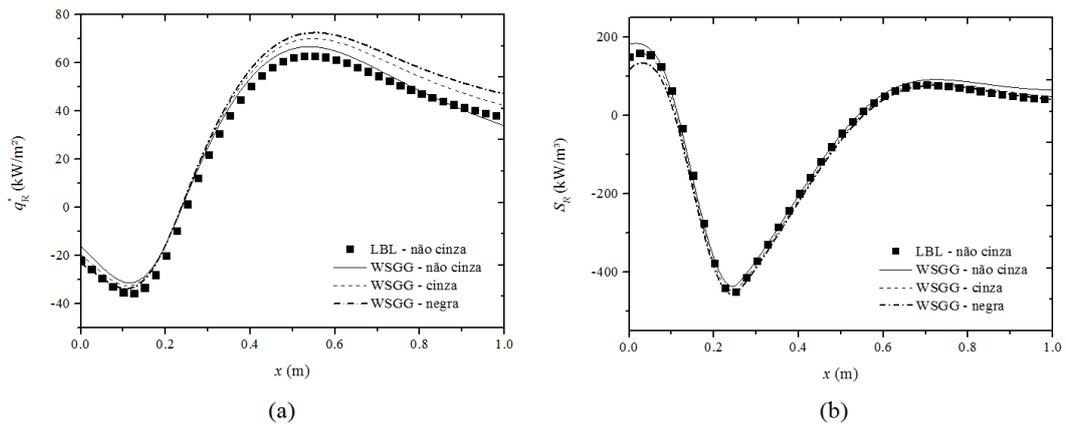


Figura 4.20 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.1), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

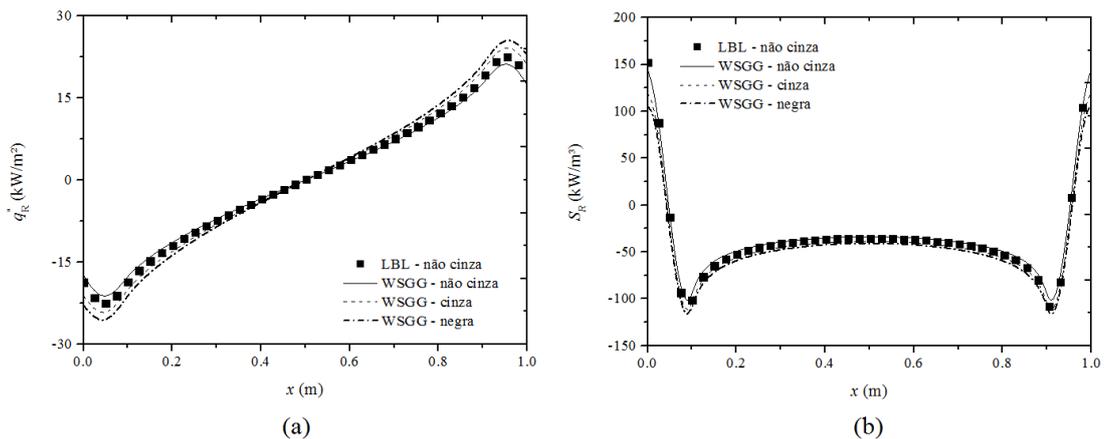


Figura 4.21 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.1), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Um segundo comportamento espectral da emissividade das superfícies é avaliado, conforme é mostrado na Figura 4.22. Essa distribuição, também com dois intervalos espectrais, é dada por:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0,5; & \text{se } \lambda < 10 \mu\text{m} \\ 0,9; & \text{se } \lambda > 10 \mu\text{m} \end{cases} \quad (4.2)$$

No perfil de emissividades da Equação (4.2), aproximadamente 48% da fração de energia de corpo negro está compreendida no intervalo espectral que se estende de 0 μm a 10 μm e o restante está distribuído na segunda região.

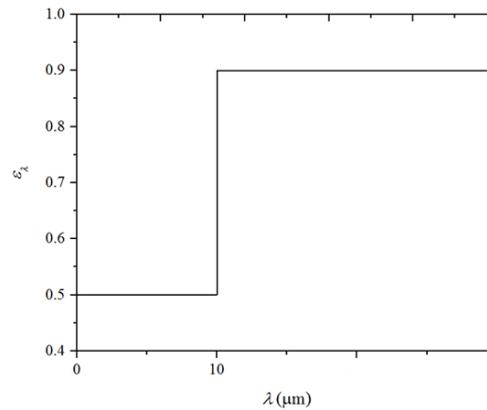


Figura 4.22 – Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.2).

Como ambas as paredes do domínio estão à mesma temperatura $T_s = 400$ K, os Perfis 1, 2 e 4, possuem uma emissividade média $\bar{\varepsilon} = 0,708$, que é um valor intermediário entre os extremos definidos pela Eq. (4.2). Para o perfil não simétrico, a superfície da esquerda, por estar a uma temperatura $T_s = 880$ K, apresenta uma emissividade média $\bar{\varepsilon}_1 = 0,546$ e, para a parede da direita, cuja temperatura é 400 K, $\bar{\varepsilon}_2 = 0,708$. Uma vez determinadas as emissividades médias das superfícies, pode-se calcular o fluxo de calor radiativo e a taxa volumétrica de geração de calor para cada um dos perfis propostos nas Eqs. (3.9)-(3.12).

As Figuras 4.23, 4.24, 4.25 e 4.26 apresentam as soluções para q_R'' e S_R para os perfis de temperatura com simetria simples, simetria dupla, não simétrico e parabólico, respectivamente, considerando-se paredes não cinzas (curvas com marcador e com linha cheia), cinzas (curva pontilhada) e negras (curva com traços e pontos) e a distribuição espectral apresentada na Eq. (4.2).

A Tabela 4.7 apresenta os desvios percentuais para q_R'' e S_R para os quatro perfis de temperatura avaliados nesse trabalho. Verifica-se um melhor acordo entre os resultados para superfícies não cinzas em relação àqueles encontrados com o perfil da Eq. (4.1), já que os desvios máximos entre as soluções obtidas pela integração LBL e pelo modelo WSGG ultrapassam os 10% apenas para o termo fonte nos Perfis 2 e 4, enquanto, para o fluxo de

calor, são inferiores a 8% em todos os casos analisados. Comparando as simulações com paredes não cinzas e cinzas, os desvios máximos são maiores, chegando a 17% para q_R'' e a quase 24% para S_R com o perfil parabólico. Desvios ainda maiores são observados entre a solução LBL aplicada a paredes não cinzas e o modelo WSGG para paredes negras: superam os 40% tanto para o termo fonte quanto para o fluxo de calor, no caso do Perfil 4; para a distribuição espectral da Eq. (4.1), os desvios deste mesmo perfil eram da ordem de 30%. Com essa análise, percebe-se que, quanto maior o valor do produto entre λ e T , mais próximos estarão os resultados entre superfícies não cinzas e negras. Em contrapartida, quanto menores os valores de λT , maior será o desvio entre ambas as abordagens, o que indica que a escolha da temperatura representa uma considerável relevância para o problema com superfícies não cinzas, já que ela é importante na determinação do coeficiente a_{jk} .

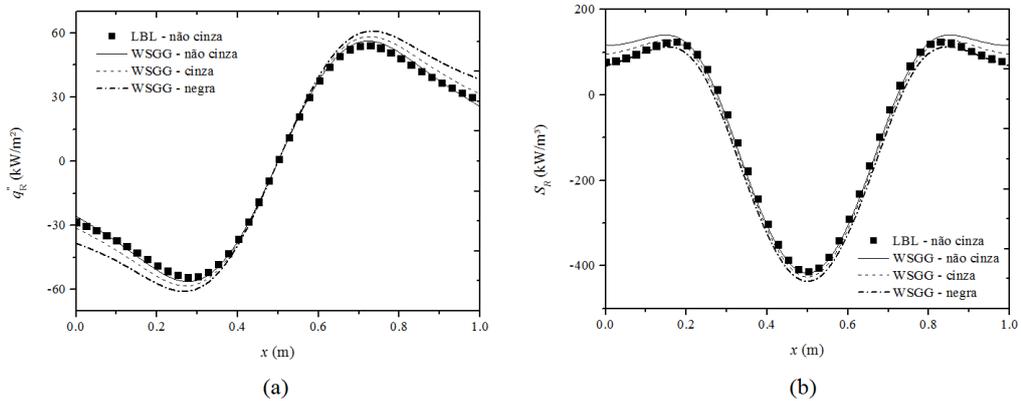


Figura 4.23 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.2), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

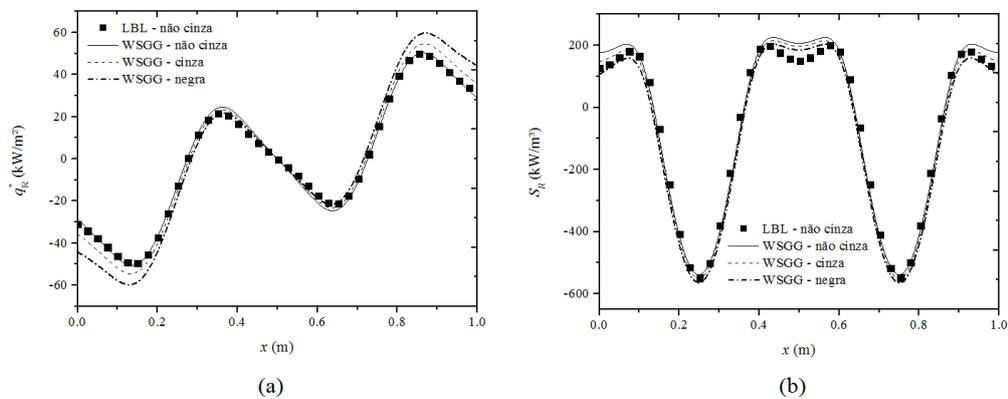


Figura 4.24 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.2), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

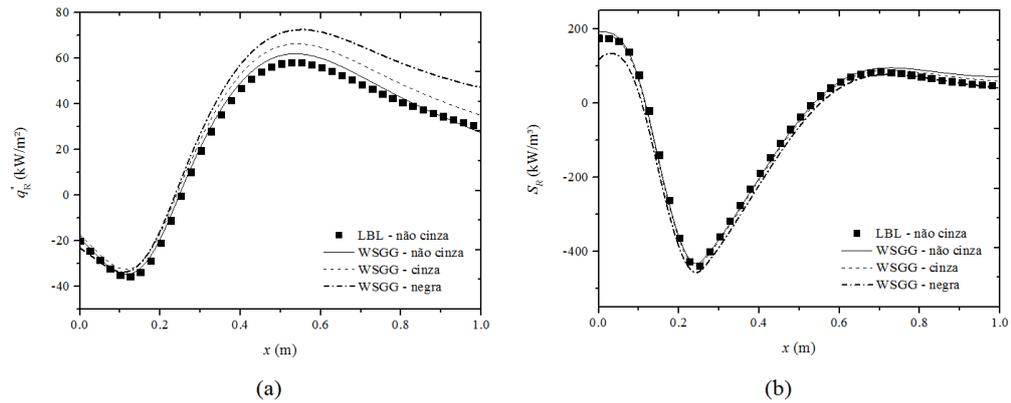


Figura 4.25 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.2), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

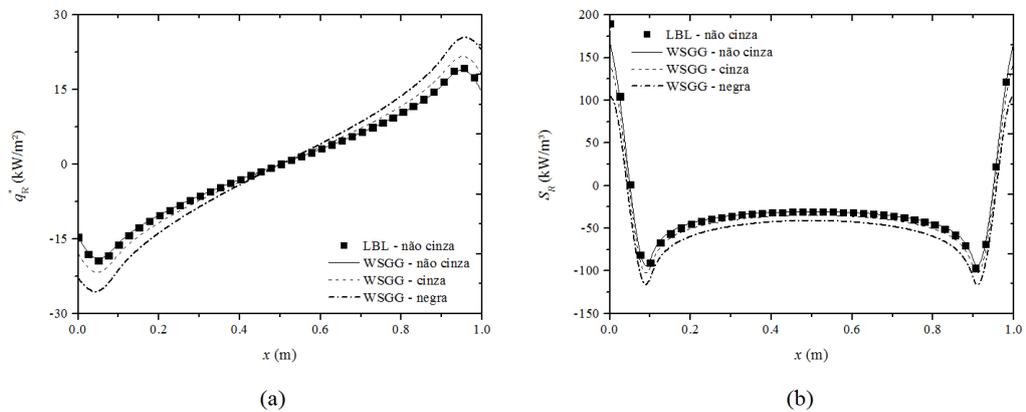


Figura 4.26 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.2), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Tabela 4.7 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.2)

Perfis	Superfícies não cinzas				Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q''_R (%)		S_R (%)		q''_R (%)		S_R (%)		q''_R (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	5,29	2,37	9,54	3,68	9,59	6,11	5,77	3,65	18,25	11,67	8,54	4,83
P2	7,77	2,98	10,48	4,70	11,81	5,86	9,65	4,71	26,45	11,83	12,02	6,22
P3	6,60	3,75	5,51	2,52	14,84	10,63	5,75	2,30	29,81	19,64	13,16	4,70
P4	2,30	0,76	10,89	0,84	17,04	6,32	23,82	3,62	42,51	15,94	44,46	8,97

4.3.2 Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para três intervalos espectrais

Assumindo um perfil de emissividades como o da Figura 4.27, formado pela combinação de três intervalos espectrais, tem-se:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0,5; & \text{se } 0 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m} \\ 0,7; & \text{se } 10 \mu\text{m} < \lambda < 20 \mu\text{m} \\ 0,9; & \text{se } 20 \mu\text{m} < \lambda \end{cases} \quad (4.3)$$

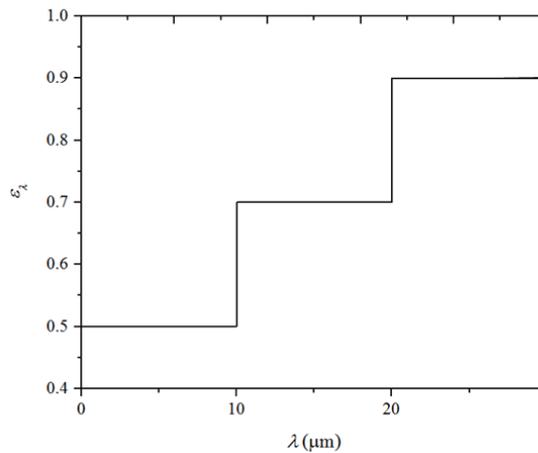


Figura 4.27 – Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.3).

Calculando a emissividade média das superfícies dos perfis cujas extremidades estão à mesma temperatura, ou seja, perfis com simetria simples, dupla e parabólico, tem-se que $\bar{\varepsilon} = 0,633$. Para o perfil não simétrico, as fronteiras da esquerda e da direita apresentam emissividades médias iguais a $\bar{\varepsilon}_1 = 0,527$ e $\bar{\varepsilon}_2 = 0,633$, respectivamente. A partir da determinação dos valores de $\bar{\varepsilon}$, é possível obter o fluxo de calor e o termo fonte radiativos de maneira análoga ao que foi feito na subseção anterior.

Os gráficos das Figuras 4.28, 4.29, 4.30 e 4.31 mostram q_R'' e S_R para os Perfis 1 a 4, respectivamente, para a distribuição espectral da Eq. (4.3). Observa-se, em todos os casos analisados, que as maiores divergências entre as soluções pelo modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza e pela integração linha-por-linha ocorrem nas regiões das paredes e que, no restante do domínio, todas as metodologias apresentam uma boa concordância entre si. A

Tabela 4.8 mostra os desvios entre os métodos empregados para cada um dos perfis de temperatura.

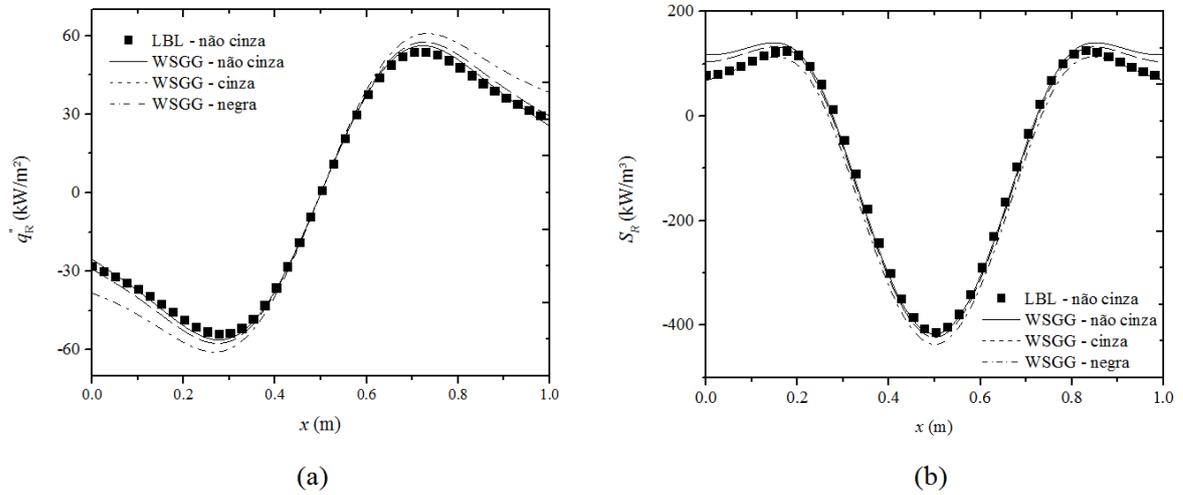


Figura 4.28 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.3), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

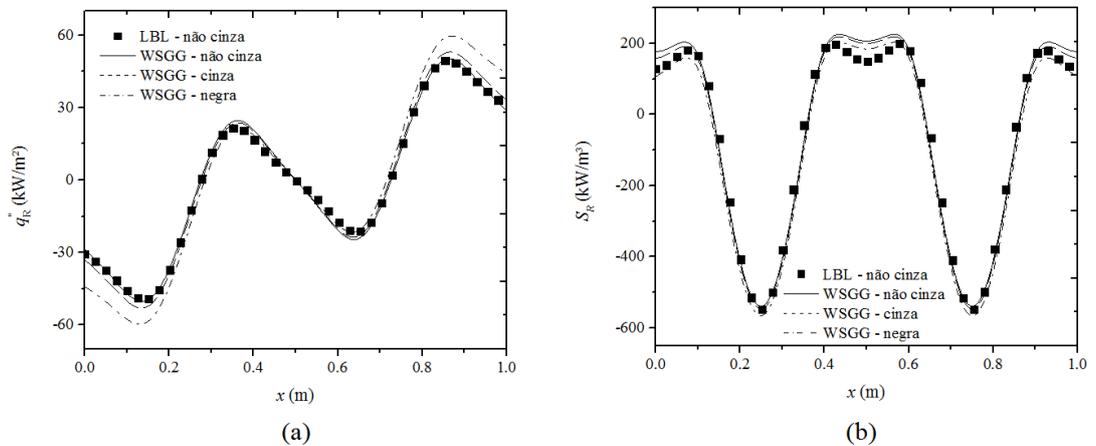


Figura 4.29 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.3), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Na Tabela 4.8 constam os desvios máximos e médios para o fluxo de calor radiativo e para a taxa volumétrica de geração de calor para os perfis de temperatura das Eqs. (3.9)-(3.12), dada a distribuição espectral apresentada na Eq. (4.3). Nota-se que os desvios entre as abordagens aumentam à medida que se afasta do problema real (paredes não cinzas): os

desvios máximos para q_R'' e S_R , considerando superfícies não cinzas, são de 7,82% e 10,77%, respectivamente, enquanto, assumindo fronteiras cinzas, são de 11,68% e 19,16%, respectivamente. Em comparação à situação em que as paredes são consideradas negras, os desvios máximos são de aproximadamente 45% para as duas grandezas de interesse, evidenciando o que já havia sido detectado nas análises anteriores: aproximar as superfícies como negras pode fornecer resultados muito discrepantes em relação ao problema original.

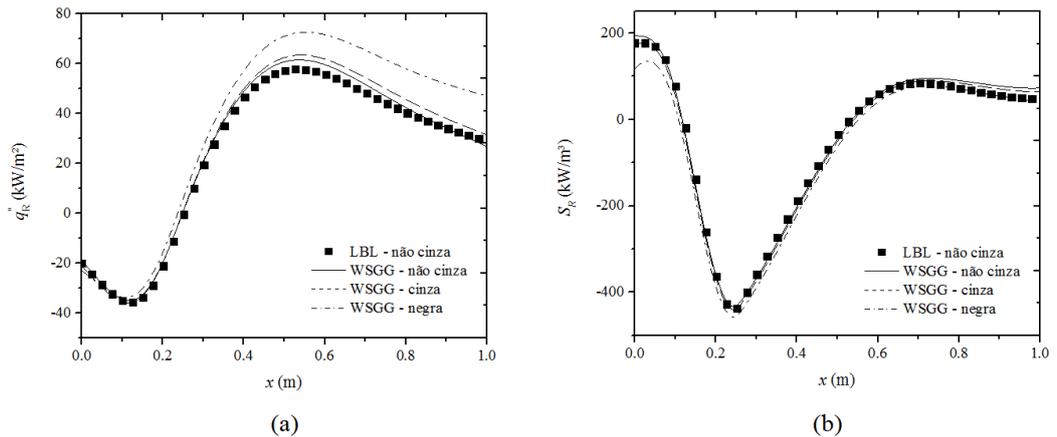


Figura 4.30 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.3), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

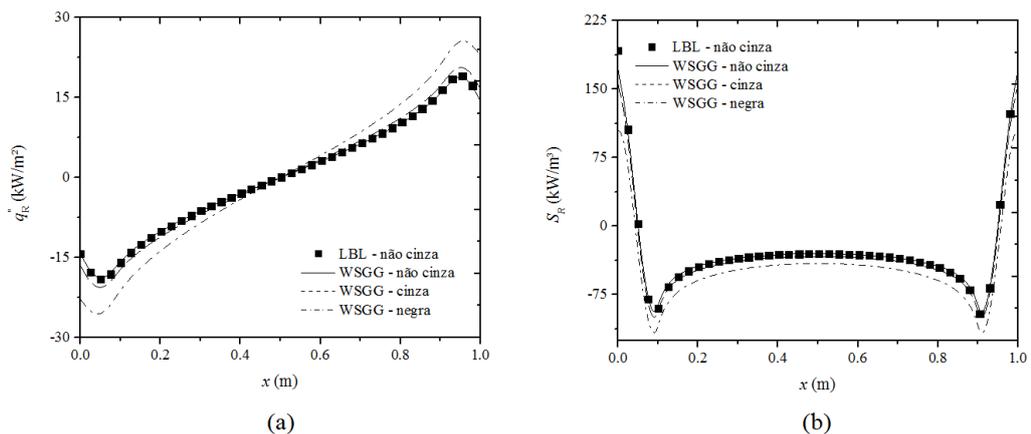


Figura 4.31 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.3), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Tabela 4.8 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq.

(4.3).

Perfis	Superfícies não cinzas				Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	4,86	2,55	9,55	3,76	8,16	4,89	6,32	3,71	19,03	12,12	8,78	5,03
P2	7,82	2,98	10,52	4,73	9,01	4,60	9,32	4,67	27,51	12,26	12,18	6,39
P3	6,68	3,65	5,54	2,55	10,69	6,33	6,66	2,57	31,13	20,46	13,48	4,84
P4	1,85	0,54	10,77	0,76	11,68	4,21	19,16	2,43	44,70	16,75	44,99	9,22

Para uma outra distribuição espectral com três intervalos, conforme é ilustrado na Figura 4.32, em que os valores de λ são idênticos àqueles utilizados na Eq. (4.3), mas os valores de ε diferem, tem-se:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0,9; & \text{se } 0 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m} \\ 0,7; & \text{se } 10 \mu\text{m} < \lambda < 20 \mu\text{m} \\ 0,5; & \text{se } 20 \mu\text{m} < \lambda \end{cases} \quad (4.4)$$

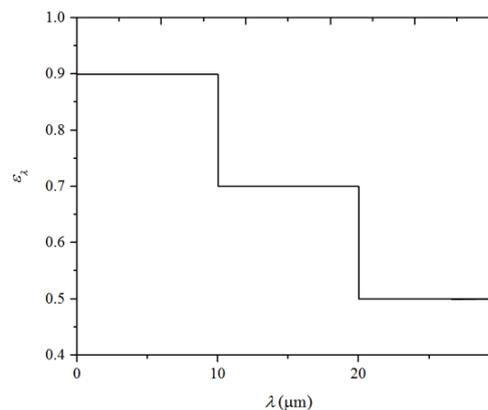


Figura 4.32 – Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.4).

A emissividade média para os Perfis 1, 2 e 4, cujas temperaturas das paredes são idênticas, vale $\bar{\varepsilon} = 0,767$. Para o Perfil 3, em que as fronteiras estão em temperaturas

distintas, as emissividades médias das superfícies à esquerda é $\bar{\varepsilon}_1 = 0,873$ e, à direita, $\bar{\varepsilon}_2 = 0,767$. Após o cálculo das emissividades médias das paredes, pode-se determinar q_R'' e S_R para todos os perfis de temperatura.

Nas Figuras 4.33, 4.34, 4.35 e 4.36 estão apresentados o fluxo de calor e o termo fonte radiativo para o perfil de emissividades da Eq. (4.4). Para todos os perfis de temperatura, verifica-se uma boa conformidade entre os resultados obtidos por todas as abordagens: apenas em algumas regiões nos Perfis 2, 3 e 4 são percebidas maiores divergências entre as soluções.

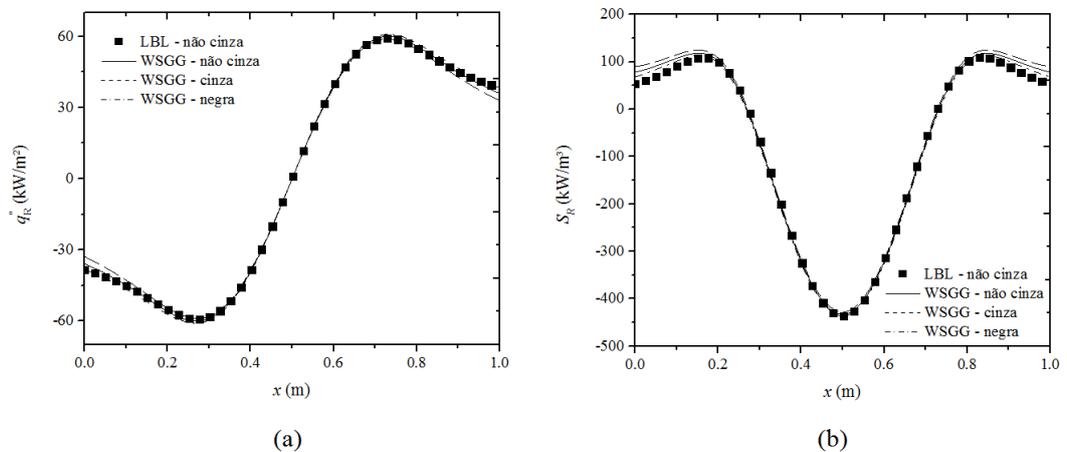


Figura 4.33 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.4), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

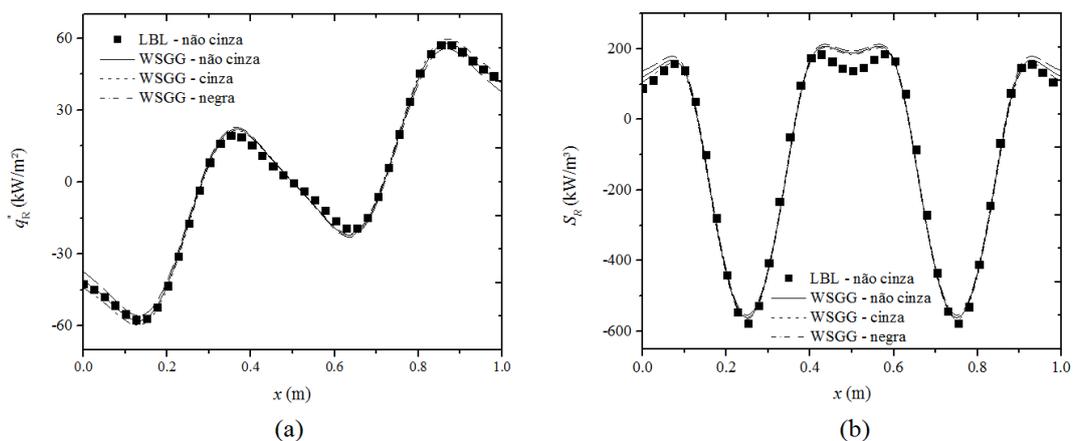


Figura 4.34 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.4), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

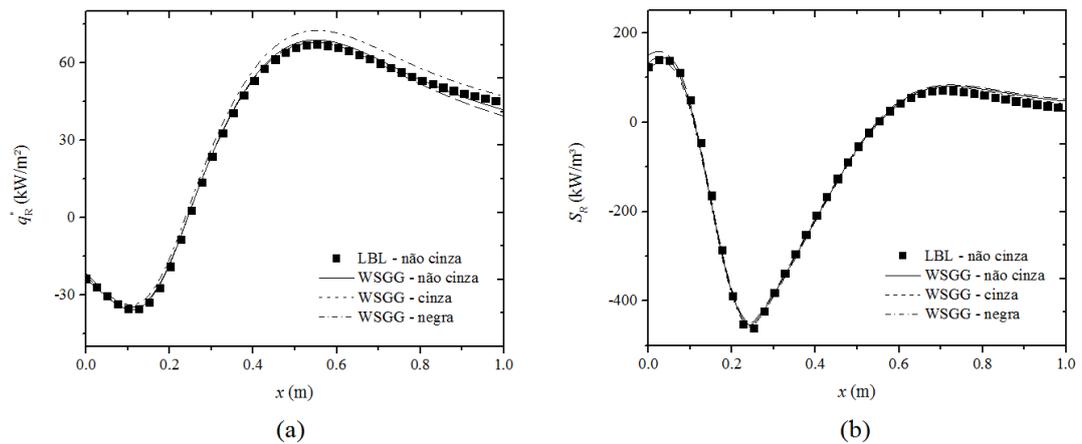


Figura 4.35 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.4), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

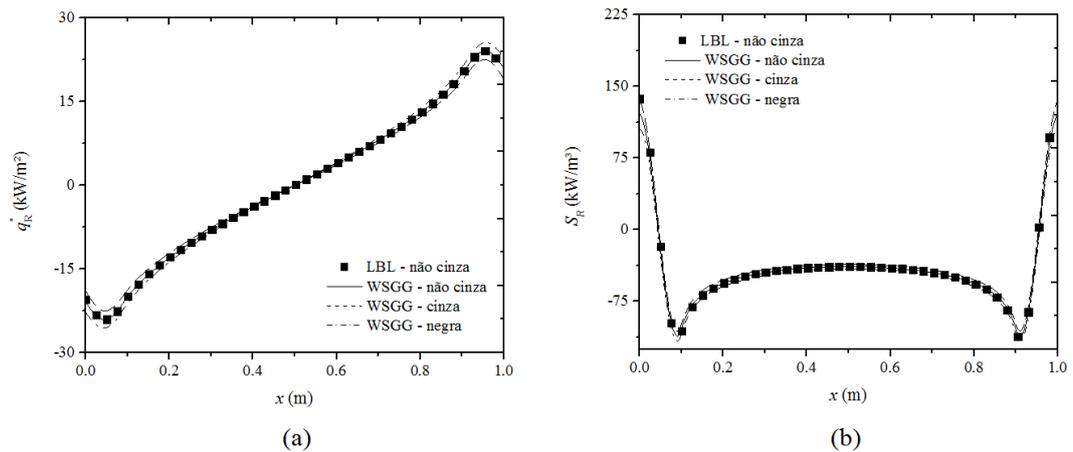


Figura 4.36 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.4), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

A Tabela 4.9 traz os desvios percentuais máximos e médios para a distribuição de emissividades da Eq. (4.4) para cada um dos perfis de temperatura avaliados nesse trabalho. Observando-se a tabela, é possível identificar que todas as versões do modelo WSGG (não cinza, cinza e negra) apresentam uma boa concordância com a solução LBL para fronteiras não cinzas, pois, quando comparado com o caso de superfícies negras, o maior desvio encontrado foi inferior a 23% para o termo fonte radiativo com o perfil parabólico. Embora um erro da ordem de 20% não seja desprezível, a distribuição de emissividades da Eq. (4.4)

levou aos menores desvios entre as soluções pela integração LBL aplicada a superfícies não cinza e o modelo WSGG em suas três abordagens. Evidentemente, há divergência entre as metodologias, mas são inferiores àquelas encontradas com as demais distribuições espectrais empregadas nesse trabalho.

Tabela 4.9 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq.

(4.4).

Perfis	Superfícies não cinzas				Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	4,13	0,95	5,69	2,07	9,28	2,26	8,48	2,78	3,36	1,69	3,54	1,80
P2	5,74	1,99	8,99	3,79	8,55	4,31	9,89	4,12	5,08	2,73	8,28	3,68
P3	4,30	1,73	4,66	1,83	7,89	2,10	5,75	2,08	8,29	5,83	6,04	1,86
P4	1,79	0,19	11,44	1,08	6,47	2,98	5,74	2,35	9,62	3,07	22,94	3,49

4.3.3 Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para quatro intervalos espectrais

Considerando-se o perfil de emissividades da Figura 4.37, tem-se a seguinte distribuição espectral:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0,5; & \text{se } 0 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m} \\ 0,63; & \text{se } 10 \mu\text{m} < \lambda < 15 \mu\text{m} \\ 0,77; & \text{se } 15 \mu\text{m} < \lambda < 20 \mu\text{m} \\ 0,9; & \text{se } 20 \mu\text{m} < \lambda \end{cases} \quad (4.5)$$

Como, para os perfis com simetria simples, simetria dupla e parabólico, ambas as paredes do domínio estão à temperatura de 400 K, estas possuem uma emissividade média $\bar{\varepsilon} = 0,623$. Para o perfil não simétrico, o cálculo da distribuição espectral dada pela Eq. (4.5) leva a $\bar{\varepsilon}_1 = 0,524$ para a superfície da esquerda, cuja temperatura é 880 K, e $\bar{\varepsilon}_2 = 0,623$ para a

fronteira da direita, que está a 400 K. Uma vez determinadas as emissividades médias das superfícies, pode-se calcular o fluxo de calor radiativo e a taxa volumétrica de geração de calor para cada um dos perfis propostos nas Eqs. (3.9)-(3.12), de forma análoga ao que foi feito para as demais distribuições espectrais.

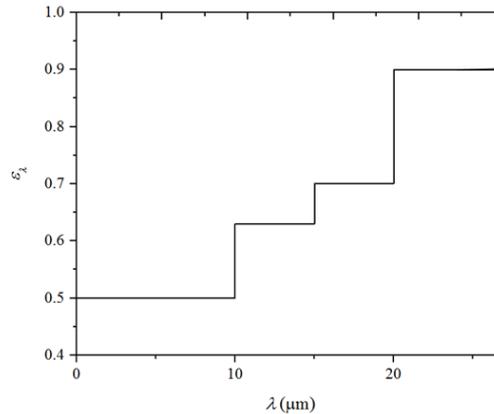


Figura 4.37 – Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.5).

As Figuras 4.38, 4.39, 4.40 e 4.41 ilustram os resultados para q_R'' e S_R para os quatro perfis de temperatura avaliados nesse trabalho e para a distribuição espectral da Eq. (4.5). As figuras refletem uma boa concordância entre os resultados obtidos para paredes não cinzas pelo modelo WSGG e pela solução LBL. Entretanto, quando se comparam as soluções pela integração linha-por-linha (não cinza) e o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza para superfícies cinzas e, principalmente, para paredes negras, percebem-se maiores divergências entre os resultados, o que evidencia, novamente, que tratar as superfícies como negras – quando estas não apresentam um comportamento com a emissividade próxima a 1 – podem acarretar em resultados bastante distantes dos casos reais.

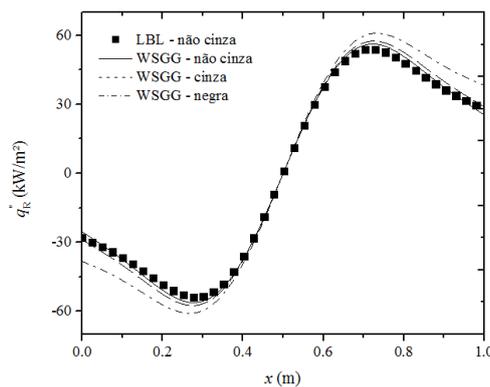
Na Tabela 4.10, apresentam-se os desvios percentuais máximos e médios para todos os perfis de temperatura supondo-se a distribuição espectral da Eq. (4.5). Nota-se que os resultados para superfícies não cinzas, obtidos nas soluções WSGG e LBL, possuem uma boa conformidade, visto que o maior desvio encontrado foi inferior a 11% com os Perfis 2 e 4 e que se deve esperar que os desvios cresçam à medida que se aumenta o número de intervalos espectrais. Quando comparam-se as soluções LBL para paredes não cinzas com o WSGG aplicado a superfícies cinzas, percebe-se uma elevação nos desvios máximos, onde o maior

valor encontrado é de aproximadamente 19% para o termo fonte radiativo com o perfil parabólico. Finalmente, os desvios máximos entre os resultados obtidos pela integração linha-por-linha para paredes não cinzas em comparação com o modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza para superfícies negras chegam a 45% tanto para q_R'' quanto para S_R . Desse modo, pode-se concluir que não é recomendável considerar que superfícies não cinzas possam ser aproximadas por paredes negras, uma vez que a comparação dos resultados pode levar a desvios consideravelmente grandes.

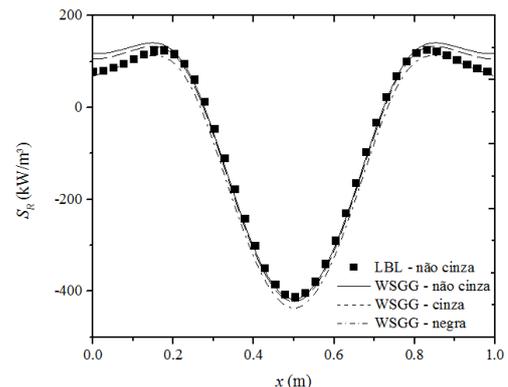
Tabela 4.10 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq.

(4.5).

Perfis	Superfícies não cinzas				Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	4,82	2,58	9,59	3,79	8,00	4,74	6,56	3,73	19,15	12,21	8,83	5,06
P2	7,83	2,99	10,54	4,74	8,65	4,45	9,41	4,68	27,65	12,33	12,22	6,41
P3	6,79	3,71	5,56	2,56	12,05	8,06	5,36	2,40	31,44	20,68	13,50	4,86
P4	1,89	0,55	10,61	0,75	10,85	3,91	18,49	2,26	44,86	16,84	45,02	9,24



(a)



(b)

Figura 4.38 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.5), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

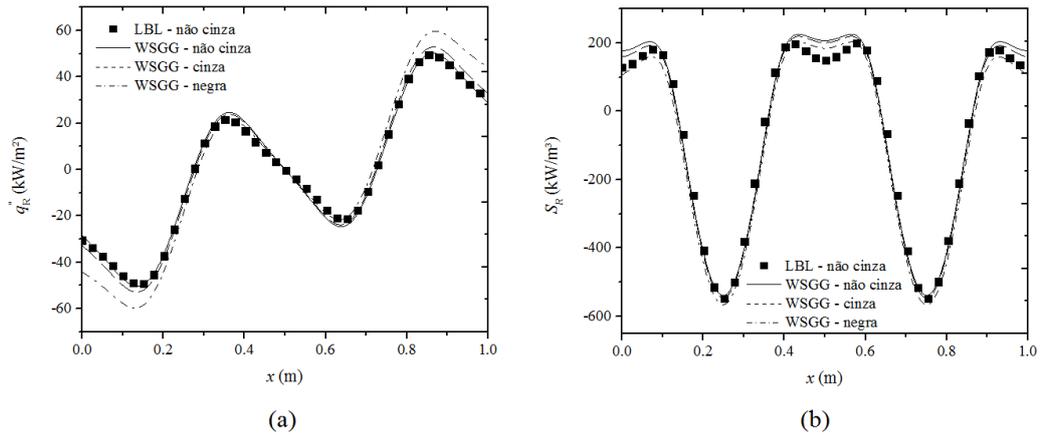


Figura 4.39 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.5), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

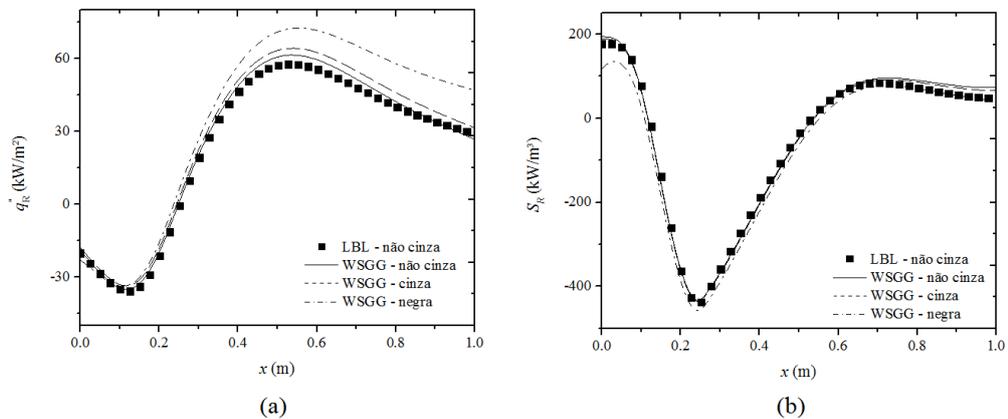


Figura 4.40 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.5), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

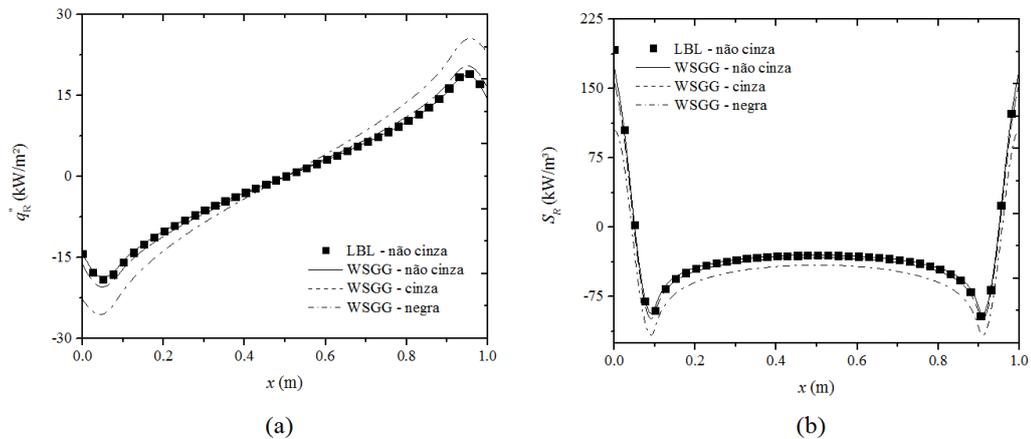


Figura 4.41 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.5), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Supondo-se uma distribuição de emissividades idêntica àquela apresentada na Eq. (4.5), como é dado na Figura 4.42, mas para comprimentos de onda diferentes, tem-se:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0,5; & \text{se } 0 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m} \\ 0,63; & \text{se } 10 \mu\text{m} < \lambda < 20 \mu\text{m} \\ 0,77; & \text{se } 20 \mu\text{m} < \lambda < 30 \mu\text{m} \\ 0,9; & \text{se } 30 \mu\text{m} < \lambda \end{cases} \quad (4.6)$$

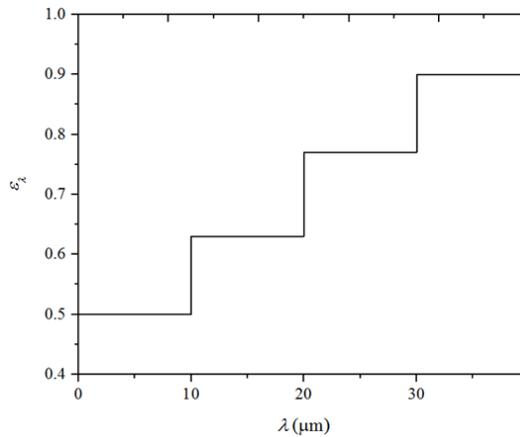


Figura 4.42 – Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.6).

Para os Perfis 1, 2 e 4, que possuem temperaturas idênticas nas paredes ($T_s = 400$ K), o cálculo da emissividade média das paredes leva ao valor $\bar{\varepsilon} = 0,595$. O Perfil 3, cujas superfícies esquerda e direita apresentam temperaturas iguais a 880 K e 400 K, respectivamente, possuem emissividades médias iguais a $\bar{\varepsilon}_1 = 0,519$ e $\bar{\varepsilon}_2 = 0,595$, respectivamente. Após a determinação das emissividades médias das superfícies, pode-se calcular \dot{q}_R'' e S_R para todos os perfis de temperatura.

Nas Figuras 4.43, 4.44, 4.45 e 4.46 constam os comportamentos do fluxo de calor e o termo fonte radiativo para os Perfis 1 a 4, respectivamente, para a distribuição espectral da Eq. (4.6). Analisando-se as figuras, verifica-se que há uma boa concordância entre os resultados obtidos para superfícies não cinzas. As divergências, no entanto, tornam-se mais evidentes à medida que se afasta do problema original, considerando-se paredes cinzas e negras.

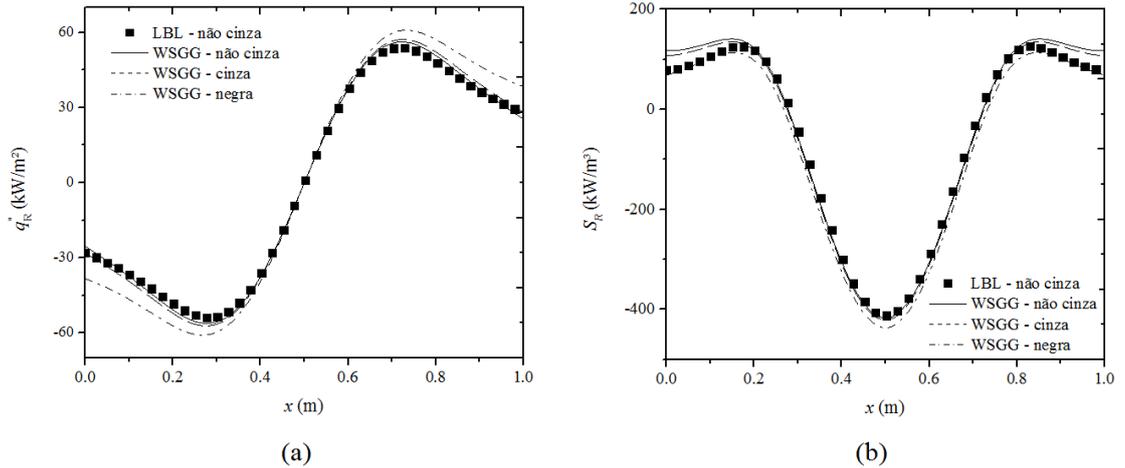


Figura 4.43 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.6), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

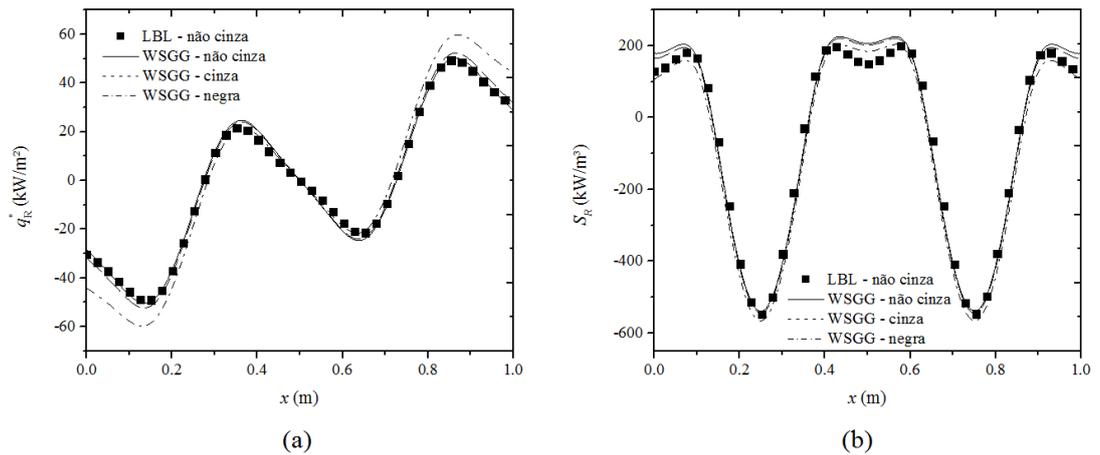


Figura 4.44 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.6), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

A Tabela 4.11 apresenta os desvios (máximos e médios) para a distribuição espectral da Eq. (4.6) para todos os perfis de temperatura. Percebe-se que a convergência entre as soluções obtidas pelo modelo WSGG e pelo método LBL aplicados a superfícies não cinzas é igualmente boa aos casos anteriormente analisados, de modo que o desvio máximo encontrado é inferior a 11% mesmo para o caso em que são considerados quatro intervalos espectrais. Porém, os desvios tornam-se maiores quando são comparadas as soluções LBL não cinza e as demais versões do WSGG (cinza e negra), visto que, para o perfil parabólico, o

valor máximo encontrado para o termo fonte é de aproximadamente 17% para paredes cinzas e de quase 46% para o fluxo de calor radiativo quando as superfícies são negras. Conclui-se, então, que não é adequado tratar as fronteiras como negras, uma vez que o comportamento verificado não é condizente com os resultados obtidos para q_R'' e S_R quando $\varepsilon = 1$.

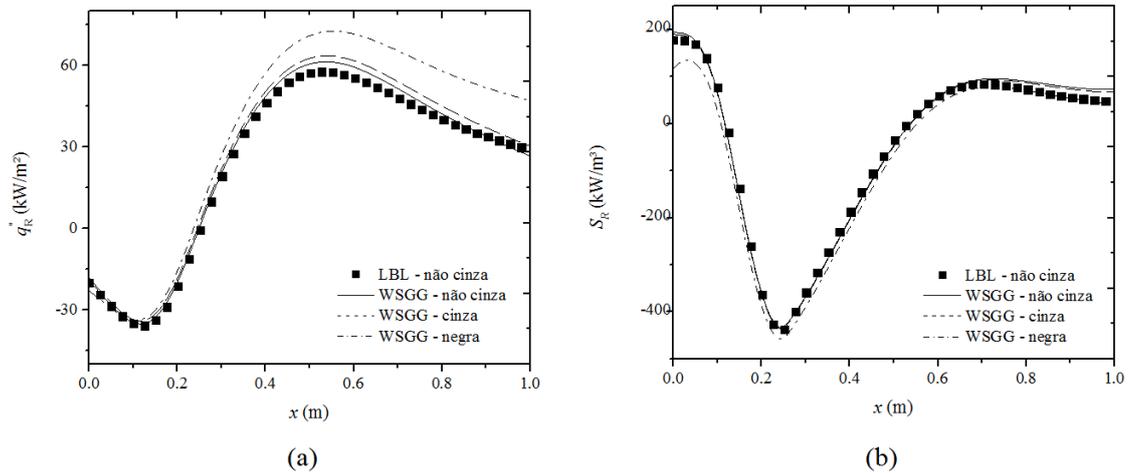


Figura 4.45 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.6), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Tabela 4.11 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.6).

Perfis	Superfícies não cinzas				Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	4,93	2,63	9,55	3,80	7,39	4,21	7,18	3,75	19,40	12,34	8,90	5,13
P2	7,84	2,99	10,54	4,75	7,51	3,94	9,67	4,68	28,03	12,46	12,26	6,47
P3	1,60	0,41	10,79	0,72	10,75	6,86	5,25	2,44	31,64	20,76	13,64	4,90
P4	6,69	3,58	5,54	2,56	8,80	3,07	16,82	1,82	45,81	17,16	45,27	9,34

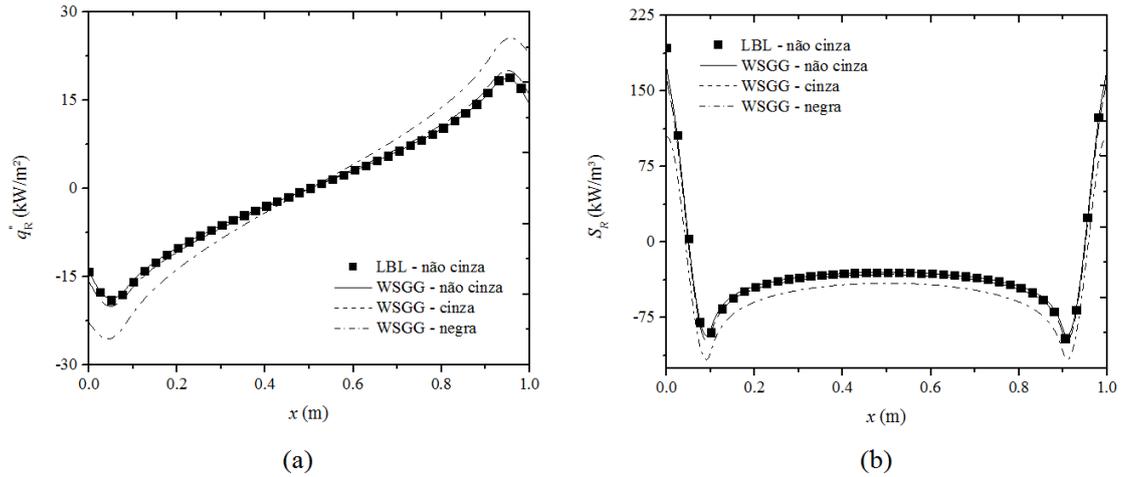


Figura 4.46 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.6), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

4.3.4 Comparação entre a integração LBL e o modelo WSGG para cinco intervalos espectrais

Para uma distribuição de emissividades com cinco intervalos espectrais, dada pela Figura 4.47, tem-se:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0,5; & \text{se } 0 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m} \\ 0,6; & \text{se } 10 \mu\text{m} < \lambda < 15 \mu\text{m} \\ 0,7; & \text{se } 15 \mu\text{m} < \lambda < 20 \mu\text{m} \\ 0,8 & \text{se } 20 \mu\text{m} < \lambda < 25 \mu\text{m} \\ 0,9; & \text{se } 25 \mu\text{m} < \lambda \end{cases} \quad (4.7)$$

Calculando-se a emissividade média das superfícies dos perfis de temperatura com simetria simples, simetria dupla e parabólico, que possuem temperaturas idênticas nas fronteiras, obtém-se $\bar{\varepsilon} = 0,601$. Para o perfil parabólico, que apresenta temperaturas diferentes nas paredes, as superfícies da esquerda e da direita apresentam emissividades médias iguais a $\bar{\varepsilon}_1 = 0,519$ e a $\bar{\varepsilon}_2 = 0,601$, respectivamente. As figuras seguintes apresentam os resultados para o fluxo de calor radiativo e para a taxa volumétrica de geração de calor para todos os perfis de temperatura propostos nesse trabalho.

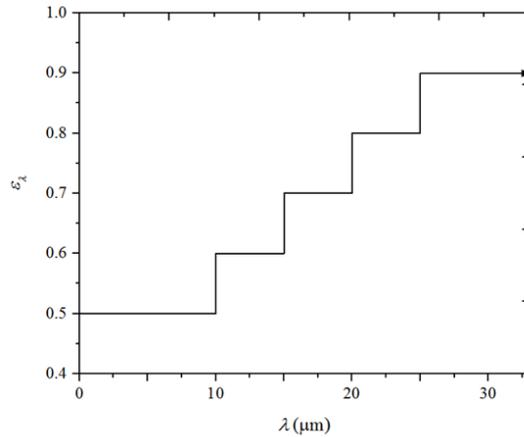


Figura 4.47 – Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.7).

As Figuras 4.48, 4.49, 4.50 e 4.51 mostram os resultados para q_R'' e de S_R , para os Perfis 1 a 4, respectivamente. Percebe-se uma boa similaridade entre as curvas que representam as soluções LBL e WSGG para superfícies não cinzas. Entretanto, observa-se maior discordância, em pelo menos algumas regiões do domínio (e com todos os perfis de temperatura), quando compara-se o método LBL com o modelo WSGG para paredes cinzas e negras.

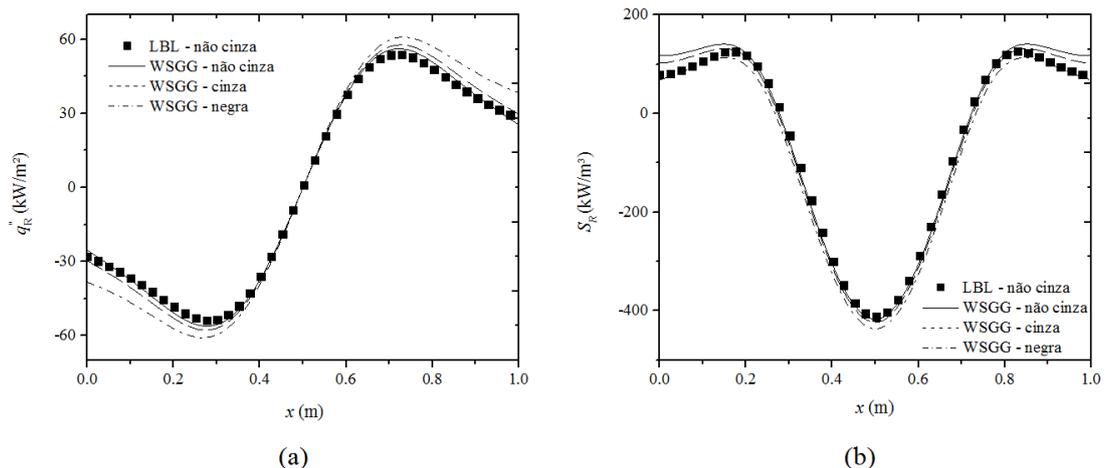


Figura 4.48 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.7), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

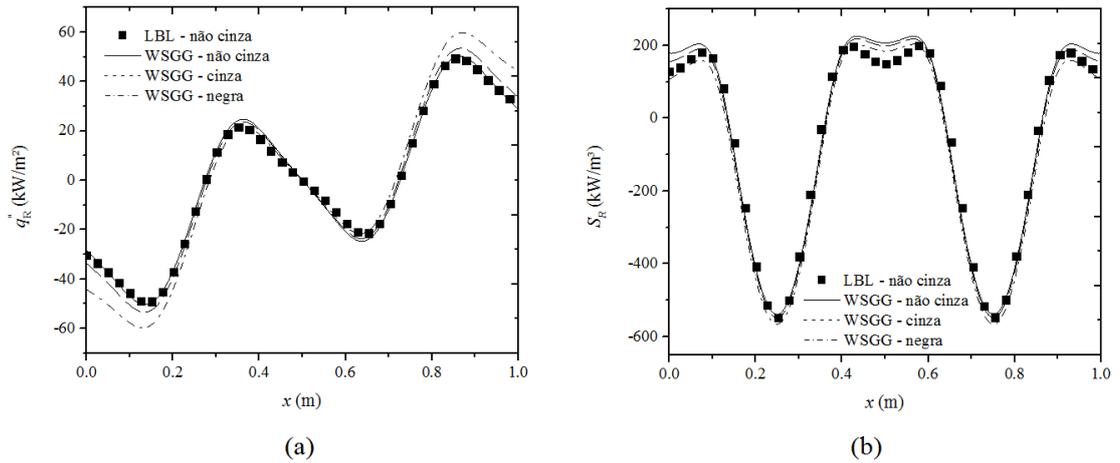


Figura 4.49 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.7), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

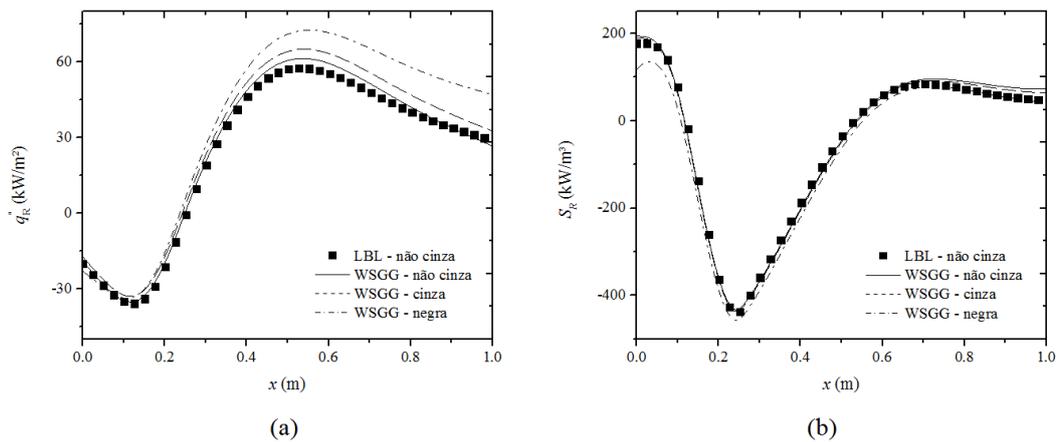


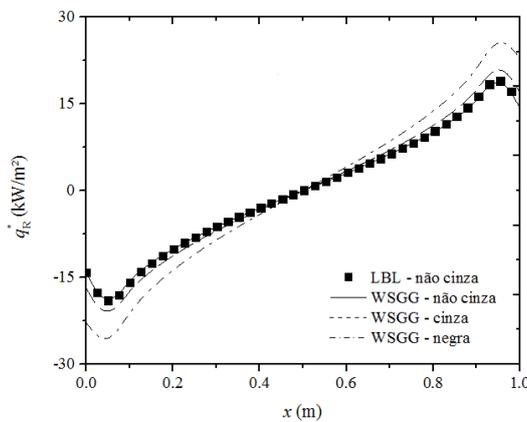
Figura 4.50 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.7), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Os desvios percentuais máximos e médios para a distribuição espectral da Eq. (4.7), calculados entre as formulações distintas do modelo WSGG em relação à integração linha-por-linha aplicada a superfícies não cinzas, estão dados na Tabela 4.12. Pela análise da tabela, é possível notar que todos os perfis de temperatura apresentam bons resultados quando são comparadas as soluções LBL e WSGG para paredes não cinzas, pois, mesmo nos casos em que a divergência encontrada é maior (Perfis 2 e 4), os desvios máximos obtidos são menores que 11%. Para superfícies cinzas, o modelo WSGG difere cerca de 21% em relação à solução LBL para paredes não cinzas. O desvio é ainda maior em relação ao modelo WSGG aplicado

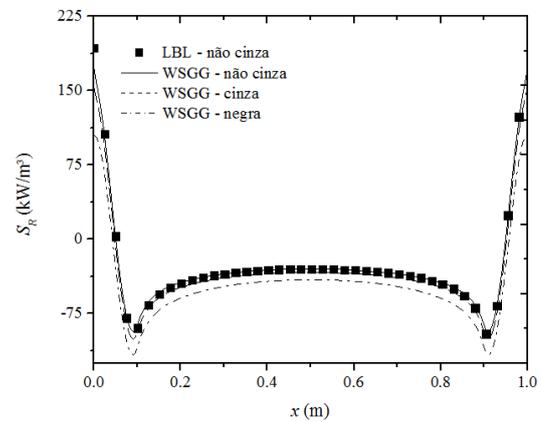
a fronteiras negras e a solução LBL para paredes não cinza, atingindo valores próximos a 46%, o que evidencia o quanto uma suposição de superfícies negras pode ser equivocada.

Tabela 4.12 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.7).

Perfis	Superfícies não cinzas				Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	4,93	2,63	9,59	3,81	8,88	5,47	5,88	3,77	19,37	12,34	8,90	5,12
P2	7,85	2,99	10,55	4,75	10,20	5,14	9,35	4,74	27,97	12,45	12,26	6,46
P3	6,78	3,65	5,56	2,57	13,67	9,57	5,47	2,38	31,71	20,82	13,60	4,90
P4	1,71	0,46	10,63	0,72	14,04	5,13	20,64	2,89	45,57	17,09	45,17	9,32



(a)



(b)

Figura 4.51 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.7), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Finalmente, para um perfil de emissividades também com cinco intervalos espectrais, mas com a distribuição da Figura 4.52, tem-se:

$$\varepsilon = \begin{cases} 0,5; & \text{se } 0 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m} \\ 0,7; & \text{se } 10 \mu\text{m} < \lambda < 15 \mu\text{m} \\ 0,9; & \text{se } 15 \mu\text{m} < \lambda < 20 \mu\text{m} \\ 0,7 & \text{se } 20 \mu\text{m} < \lambda < 25 \mu\text{m} \\ 0,5; & \text{se } 25 \mu\text{m} < \lambda \end{cases} \quad (4.8)$$

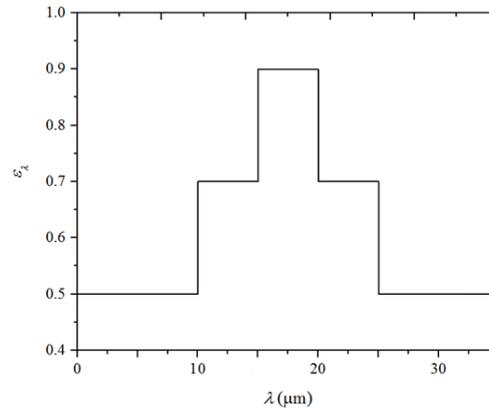


Figura 4.52 – Distribuição de emissividades para a emissão das superfícies com dois intervalos espectrais dada pela Eq. (4.8).

A determinação da emissividade média das superfícies para os Perfis 1, 2 e 4, dada a distribuição espectral da Eq. (4.8), leva ao valor de $\bar{\varepsilon} = 0,645$, porque ambas as paredes estão na mesma temperatura $T_s = 400$ K. Para o Perfil 3, as fronteiras da esquerda ($T_s = 880$ K) e da direita ($T_s = 400$ K) apresentam emissividades médias iguais a $\bar{\varepsilon}_1 = 0,530$ e $\bar{\varepsilon}_2 = 0,645$, respectivamente. A próxima sequência de figuras representa q_R'' e S_R para os perfis das Eqs. (3.9)-(3.12).

As Figuras 4.53, 4.54, 4.55 e 4.56 ilustram os resultados para o fluxo de calor e o termo fonte radiativo para os perfis de temperaturas com simetria simples, simetria dupla, não simétrico e parabólico, respectivamente, assumindo-se a distribuição espectral da Eq. (4.8). Todos os perfis de temperatura apresentam uma boa conformidade entre as curvas para os métodos LBL e WSGG empregados em superfícies não cinzas. Para paredes cinza, os desvios entre as soluções WSGG, quando comparadas com as do método LBL não cinza, sofrem um acréscimo, o que está de acordo com a maioria dos casos analisados nesse trabalho. Finalmente, para superfícies negras, o modelo WSGG apresenta discrepâncias ainda maiores em relação à solução LBL para paredes não cinzas, como pode ser observado na Tabela 4.13.

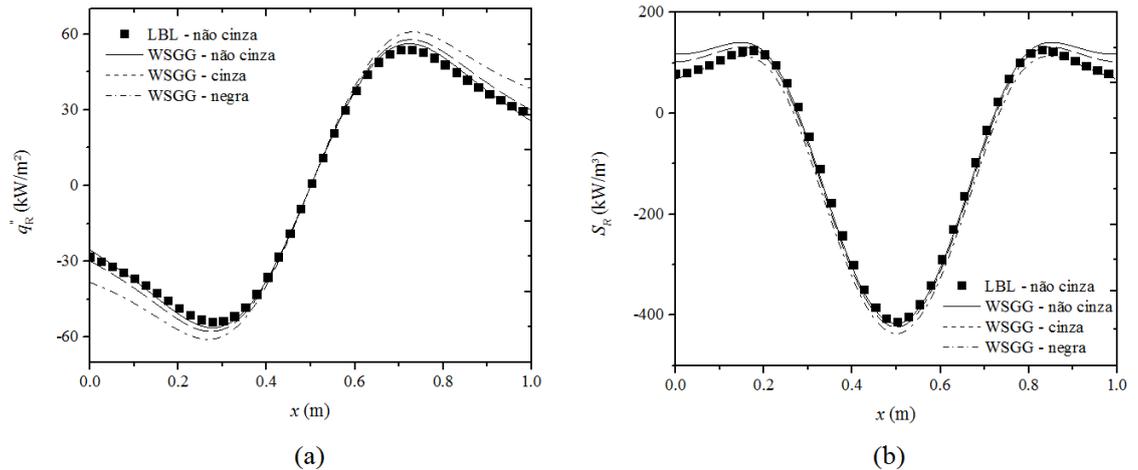


Figura 4.53 – Resultados obtidos, para o Perfil 1, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinza, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.8), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

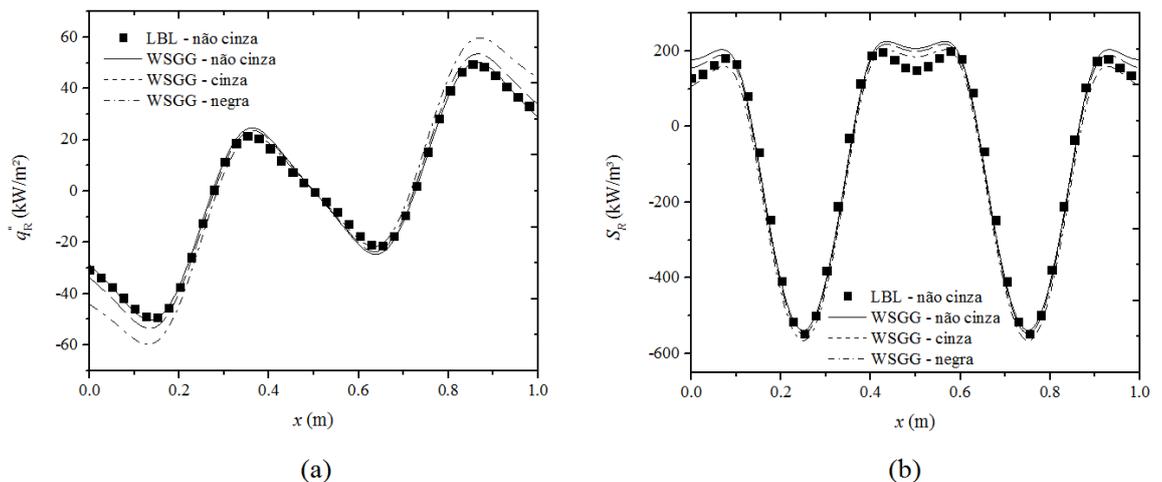


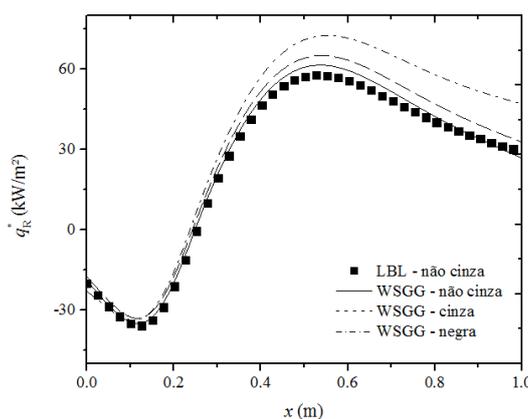
Figura 4.54 – Resultados obtidos, para o Perfil 2, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.8), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

Na Tabela 4.13 constam as diferenças percentuais relativas para o fluxo de calor radiativo e para o termo fonte considerando a distribuição espectral da Eq. (4.8) e assumindo superfícies não cinzas, cinzas e negras. Ao compararem-se as soluções obtidas através da integração LBL e do modelo WSGG para paredes não cinzas, verifica-se que o desvio máximo para q_R'' , igual a 7,82%, ocorre para o Perfil 2, enquanto, para S_R'' , o desvio máximo é de 11,30% e é obtido com o Perfil 4. Quando se comparam os resultados encontrados pelo

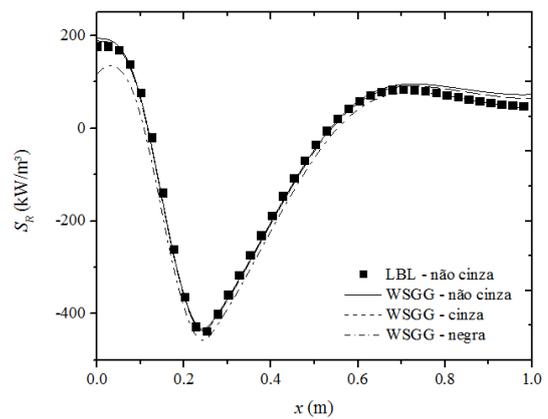
método LBL não cinza e o modelo WSGG para superfícies cinzas, as máximas diferenças são obtidas com o Perfil 4, sendo da ordem de 14% para o fluxo de calor e de 21% para o termo fonte. Por fim, as máximas discrepâncias, em termos percentuais, entre a solução LBL com o modelo WSGG para paredes negras também ocorrem para o perfil parabólico, tanto para q_R'' quanto para S_R (44,66% e 45,35%, respectivamente); o perfil não simétrico também apresenta um erro significativo, uma vez que o desvio médio para o fluxo de calor está acima de 20%. Assim, demonstra-se, novamente, que a aproximação de superfícies não cinzas por extremidades negras pode acarretar em grandes divergências em relação à situação real.

Tabela 4.13 – Desvios percentuais máximos e médios para o fluxo de calor e o termo fonte comparando superfícies não cinzas, cinzas e negras para o perfil de emissividades da Eq. (4.8).

Perfis	Superfícies não cinzas				Superfícies cinzas				Superfícies negras			
	q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)		q_R'' (%)		S_R (%)	
	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}	δ_{max}	δ_{med}	ζ_{max}	ζ_{med}
P1	4,91	2,53	9,54	3,76	8,67	5,32	5,83	3,71	18,99	12,10	8,77	5,02
P2	7,82	2,98	10,52	4,73	9,94	5,02	9,30	4,68	27,45	12,24	12,18	6,38
P3	6,64	3,63	5,53	2,55	13,28	9,24	5,46	2,36	31,10	20,44	13,50	4,83
P4	1,93	0,57	11,30	0,78	13,63	4,96	21,12	2,82	44,66	16,73	45,35	9,17



(a)



(b)

Figura 4.55 – Resultados obtidos, para o Perfil 3, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.8), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

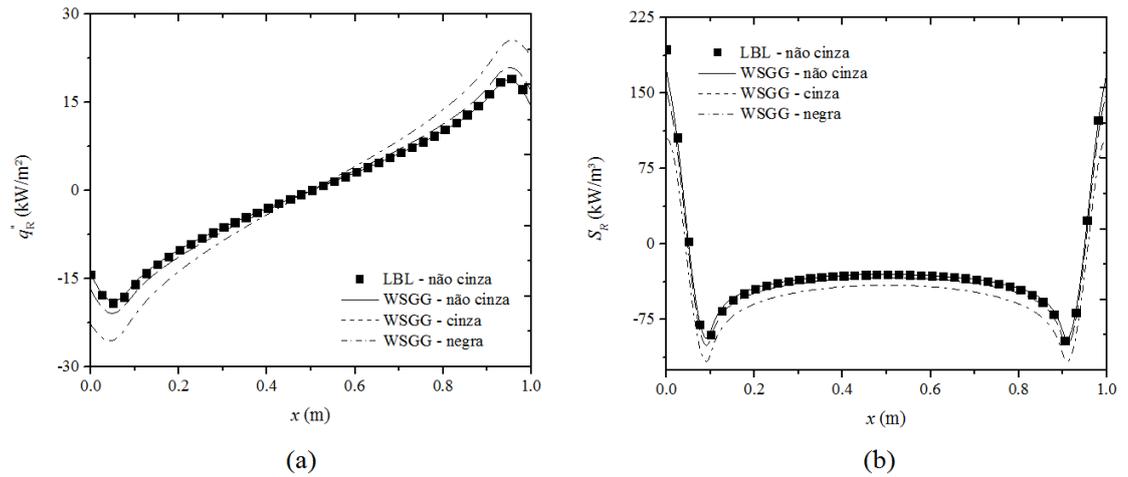


Figura 4.56 – Resultados obtidos, para o Perfil 4, pelos métodos LBL e WSGG para paredes não cinzas, com a distribuição de emissividades dada pela Eq. (4.8), em comparação com a solução para superfícies cinzas e negras: (a) fluxo de calor radiativo; (b) termo fonte radiativo.

5 CONCLUSÕES

No presente trabalho, realizou-se um estudo sobre o problema da transferência de calor por radiação térmica em um sistema unidimensional delimitado por duas placas planas paralelas e infinitas, em que o meio participante é preenchido por uma mistura homogênea de dióxido de carbono e vapor de água. Avaliou-se a acurácia do modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza (WSGG), aplicado a fronteiras cinzas e não cinzas, frente à solução linha-por-linha (LBL) através de uma série de simulações numéricas – realizadas em um código desenvolvido em linguagem de programação Fortran – para quatro perfis distintos de temperatura (simetria simples, simetria dupla, não simétrico e parabólico), para duas razões entre as pressões parciais das espécies químicas constituintes da mistura ($p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 1$ e $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 2$), para dois valores de emissividades ($\varepsilon = 0,8$ e $\varepsilon = 0,5$) – para os casos de paredes cinzas – e para diferentes distribuições espectrais (dois, três, quatro e cinco intervalos espectrais) – para as situações com superfícies não cinzas.

Inicialmente, resolveu-se o problema de meio plano paralelo para fronteiras cinzas, empregando-se a integração LBL para avaliar a confiabilidade da metodologia desenvolvida com o modelo WSGG. As correlações utilizadas foram obtidas por Dorigon et al., 2013 – através do banco de dados HITEMP 2010 – para misturas homogêneas de CO_2 e H_2O , e são recomendadas para um intervalo de temperaturas que se estende de 400 K a 2500 K, para quatro gases cinzas e para uma pressão total de 1 atm. Na segunda parte do trabalho, foi elaborada uma metodologia para o tratamento de fronteiras não cinzas, para as quais as emissividades das paredes são dadas por distribuições espectrais, onde cada segmento do espectro é tratado como se fosse um caso com superfície cinza, de forma que a solução do problema é aproximada por uma soma-ponderada-de-superfícies-cinzas. Portanto, ambas as abordagens tem o objetivo de avaliar a sensibilidade do WSGG em captar as diferenças encontradas entre as duas metodologias para a avaliação do comportamento espectral, de modo a quantificar o impacto em se considerar as paredes como negras, cinzas ou não cinzas.

Com respeito aos resultados obtidos para superfícies cinzas, observou-se que, para todos os casos analisados, há uma boa concordância entre as soluções pelo método LBL e pelo modelo WSGG. Os desvios máximos encontrados para paredes cinzas, tanto para o fluxo de calor quanto para o termo fonte, foram da ordem de 10%. Esse fato corrobora a hipótese de que, a despeito da simplicidade do modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza, é possível obter bons resultados com a metodologia desenvolvida nesse trabalho, visto que o modelo

WSGG consegue captar adequadamente o comportamento da transferência de calor por radiação. Em relação aos desvios encontrados na comparação entre os resultados obtidos para superfícies cinzas e negras, pôde-se verificar que não é recomendável tratar as paredes como negras quando estas apresentam um comportamento diferente do caso em que a emissividade é próxima de 1, já que, em alguns casos, as soluções WSGG (para paredes negras) e LBL (para paredes cinzas) divergem significativamente, chegando a quase 50% tanto para q_R'' quanto para S_R . Há situações em que os desvios máximos obtidos para o fluxo de calor são da mesma ordem de grandeza do que aqueles encontrados em comparações apenas com superfícies cinzas (ou mesmo com paredes negras), havendo aproximadamente 15% de discrepância entre a integração LBL cinza e o modelo WSGG cujas superfícies são assumidas negras. No entanto, mesmos nesses casos com melhor desempenho para q_R'' quando comparadas superfícies negras e cinzas, a divergência entre os dois métodos atinge quase 30% no cálculo do termo fonte.

Para a análise de fronteiras não cinzas, os comportamentos dos desvios máximos entre as soluções LBL e WSGG foram diversos, embora o perfil parabólico tenha apresentado, na maioria dos casos, as diferenças mais relevantes, enquanto os perfis com variações mais suaves de temperatura levaram, de modo geral, aos melhores resultados. Para todos os perfis de temperatura analisados e para todas as distribuições espectrais consideradas, as maiores discrepâncias encontradas entre os resultados para superfícies não cinzas, em termos da taxa volumétrica de geração de calor e do fluxo de calor radiativo, foram em torno de 10%, o que mostra que a metodologia desenvolvida para o modelo WSGG representa com considerável sucesso o comportamento previsto pela solução LBL. No entanto, quando são considerados dois intervalos espectrais e comparados com os resultados para superfícies cinzas, cujo problema foi tratado com uma emissividade média, os resultados para paredes não cinzas se distanciaram em aproximadamente 20%. As divergências elevaram-se ainda mais quando as superfícies foram assumidas como negras, sendo encontrados desvios máximos da ordem de 45% para S_R .

Para o perfil de emissividades com três intervalos espectrais da Eq. (4.4), os resultados foram bastante interessantes, visto que essa distribuição apresentou os menores erros encontrados nesse trabalho, sendo da ordem de 10% (tanto para o fluxo de calor radiativo quanto para o termo fonte) nas comparações entre superfícies não cinzas e também entre superfícies não cinzas e cinzas. Mesmo no caso com melhor desempenho, a divergência entre a integração LBL para superfícies não cinzas e o modelo WSGG aplicado a paredes negras,

foi próxima de 20%. Por fim, as distribuições de emissividades com quatro e cinco intervalos espectrais apresentaram desempenhos muito similares para as análises dos desvios máximos entre as soluções pela integração linha-por-linha aplicada a paredes não cinzas e o modelo WSGG considerando superfícies cinzas e negras. Comparando-se superfícies não cinzas e cinzas, o desvio máximo obtido entre as soluções LBL e WSGG obtidos foi da ordem de 20%; em relação às comparações entre paredes não cinzas e negras, o erro máximo ficou em torno de 45%.

De modo geral, a solução do modelo WSGG aplicado a paredes cinzas levou a bons resultados quando comparados com o WSGG não cinza. Uma provável explicação para isso é que a maior parte da radiação que chega à superfície provém dos gases que estão próximos da superfície, com temperatura também próxima à da parede. Assim, a absorvidade equivalente para a radiação do meio se aproxima da emissividade da superfície, fazendo o tratamento de superfície cinza conduzir a bons resultados. Na próxima seção, discute-se a possibilidade de se estudar problemas com meio com concentração variável, bem como outras sugestões de trabalhos futuros, uma vez que, no caso de concentrações não homogêneas – que podem se aproximar de zero nas regiões perto da parede –, a maior parte da radiação incidente na superfície deverá ser proveniente do gás mais distante, onde tanto a concentração quanto a temperatura são consideravelmente mais elevadas. Esse fato, portanto, deve tornar, provavelmente, a solução WSGG cinza menos precisa.

5.1 Propostas de continuidade da pesquisa

Como os desvios máximos encontrados entre as soluções obtidas através da integração linha-por-linha e do modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza para superfícies não cinzas foram da ordem de 10% – que podem ser considerados resultados muito satisfatórios tendo em vista a simplicidade do WSGG – para misturas homogêneas de CO_2 e H_2O , o que se propõe, inicialmente, é estender a aplicação da metodologia a perfis com concentrações variáveis, tanto para misturas quanto para espécies químicas individuais. Como Cassol et al., 2014, já propuseram correlações para espécies individualmente, a implementação da extensão da metodologia não deve representar uma tarefa muito complexa.

Uma vez que em alguns problemas de combustão é importante incluir os efeitos da fuligem, a formulação poderia incluir esse tipo de estudo, de modo a tornar a metodologia mais abrangente para a solução de uma gama maior de problemas de transferência de calor.

Por fim, também seria interessante implementar a metodologia desenvolvida nesse trabalho, tanto para superfícies cinzas quanto para paredes não cinzas, em domínios multidimensionais e também para outros modelos espectrais (GG, CW e SLW, por exemplo), desenvolvendo-se soluções *benchmark* para avaliar se a acurácia da formulação elaborada para o modelo WSGG é mantida.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Al-Omari, S.A.B. On the emissivity of soot and thermal radiation simulation results to the adopted PDF for temperature under highly sooting combustion conditions, **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 33, p. 1273-1280, 2006.

ANSYS. Fluent 17.0 – Theory Guide, **Ansys Inc.**, 2016.

Becher, V.; Goanta, A.; Spliethoff, H. Validation of spectral gas radiation models under oxyfuel conditions – Part C: Validation of simplified models, **International Journal of Greenhouse Gas Control**, v. 11, p. 34-51, 2012.

Bergman, T.L.; Lavine, A.S.; Incropera, F.P.; DeWitt, D.P. **Fundamentals of Heat and Mass Transfer**, 7th edition, John Wiley & Sons, United States of America, 2011.

Bhuiyan, A.A.; Naser, J. Numerical modeling of oxy fuel combustion, the effect of radiative and convective heat transfer and burnout, **Fuel**, v. 139, p. 268-284, 2015.

Bressloff, N.W. The influence of soot loading on weighted sum of gray gases solutions to the radiative transfer equation across mixtures of gases and soot, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 42, p. 3469-3480, 1999.

Brittes, R.; Centeno, F.R.; Ziemniczak, A.; França, F.H.R. WSGG model correlations to compute nongray radiation from carbon monoxide in combustion applications, **Journal of Heat Transfer**, v. 139, p. 041202-041208, 2017.

Cassol, F.; Brittes, R.; França, F.H.R.; Cardoso, C.A.L. Soot particulate medium influence in radiation heat transfer using gray gas model, Proceedings of 14th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, 2012.

Cassol, F. **Geração de soluções *benchmark* e avaliação de modelos de radiação térmica em processos de combustão**, Tese de doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica UFRGS, 2013.

Cassol, F.; Brittes, R.; França, F.H.R.; Ezekoye, O.A. Application of the weighted-sum-of-gray-gases model for media composed of arbitrary concentrations of H₂O, CO₂ and soot, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 79, p. 796-806, 2014.

Cassol, F.; Brittes, R.; Centeno, F.R.; da Silva, C.V.; França, F.H.R. Evaluation of the gray gas model to compute radiative transfer in non-isothermal, non-homogeneous participating medium containing CO₂, H₂O and soot, **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 37, p. 163-172, 2015.

Çayan, F.N.; Selçuk, N. A comparative study of modeling of radiative heat transfer using MOL solution of DOM with gray gas, wide-band correlated-k and

spectral line-based weighted sum of gray gases models, **Numerical Heat Transfer, Part B**, v. 52, p. 281-296, 2007.

Centeno, F.R.; Cassol, F.; Vielmo, H.A.; França, F.H.R.; Silva, C.V. Comparison of different WSGG correlations in the computation of thermal radiation in a 2D axisymmetric turbulent non-premixed methane-air flame, **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 35, p. 419-430, 2013.

Centeno, F.R.; Silva, C.V.; França, F.H.R. The influence of gas radiation on the thermal behavior of a 2D axisymmetric turbulent non-premixed methane-air flame, **Energy Conversion and Management**, v. 79, p. 405-414, 2014.

Centeno, F.R.; Brittes, R.; França, F.H.R.; Silva, C.V. Application of the WSGG model for the calculation of gas-soot radiation in a turbulent non-premixed methane-air flame inside a cylindrical combustion chamber, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 93, p. 742-753, 2016.

Chandrasekhar, S. **Radiative Transfer**, Dover Publications, 1960.

Chang, S.L.; Rhee, K.T. Blackbody radiation functions, **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 11, p. 451-455, 1984.

Chu, H.; Liu, F.; Zhou, H. Calculations of gas heat transfer in a two-dimensional rectangular enclosure using the LBL approach and the statistical narrow-band correlated-k model, **International Journal of Thermal Sciences**, v. 59, p. 66-74, 2012.

Clements, A.G.; Porter, R.; Pranzitelli, A.; Pourkashanian, M. Evaluation of FSK models for radiative heat transfer under oxyfuel conditions, **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, v. 151, p. 67-75, 2015.

Coelho, P.J.; Teerling, O.J.; Roekaerts, D. Spectral radiative effects and turbulence/radiation interaction in a non-luminous turbulent jet diffusion flame, **Combustion and Flame**, v. 133, p. 75-91, 2003.

Coelho, P.J. Turbulence-radiation interaction: from theory to application in numerical simulations, **Journal of Heat Transfer**, v. 134, p. 031001-(1:13), 2012.

Colomer, G.; Cònsul, R.; Oliva, A. Coupled radiation and natural convection: different approaches of the SLW model for a non-gray gas mixture, **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, v. 107, p. 30-46, 2007.

Consalvi, J.L.; Liu, F. Radiative heat transfer in the core of axisymmetric pool fires – I: Evaluation of approximate radiative property models, **International Journal of Thermal Sciences**, v. 84, p. 104-117, 2014.

Crnomarkovic, N.; Sijercic, M.; Belosevic, S.; Tucakovic, D.; Zivanovic, T. Numerical investigation of processes in the lignite-fired furnace when simple gray gas and weighted sum of gray gases models are used, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 56, p. 197-205, 2013.

Denison, M.K; Webb, B.W. A spectral-line based weighted-sum-of-gray-gases model for arbitrary RTE solvers, **Journal of Heat Transfer**, v. 115, p.1004-1011, 1993a.

Denison, M.K; Webb, B.W. An absorption-line blackbody distribution function for efficient calculation of total gas radiative transfer, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 50, p. 499-510, 1993b.

Denison, M.K; Webb, B.W. Development and application of an absorption-line blackbody distribution function for CO₂, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 38, p. 1813-1821, 1995a.

Denison, M.K; Webb, B.W. The spectral line-based weighted sum-of-gray-gases model in nonisothermal nonhomogeneous media, **Journal of Heat Transfer**, v. 117, p. 359-365, 1995b.

Denison, M.K; Webb, B.W. The spectral line-based weighted sum-of-gray-gases model for H₂O/CO₂ mixtures, **Journal of Heat Transfer**, v. 117, p. 788-792, 1995c.

Denison, M.K; Webb, B.W. The spectral line-based weighted sum-of-gray-gases model – A review, Proceedings of the first Symposium on Radiation Transfer, Kusadasi, 1995d.

Deshmukh, K.V.; Haworth, D.C; Modest, M.F. Direct numerical simulation of turbulence-radiation interactions in homogeneous nonpremixed combustion systems, Proceedings of Combustion Institute, v. 31, p. 1641-1648, 2007.

Doner, N.; Selçuk, N. An application of spectral-line based weighted sum of gray gases (SLW) model with geometric optics approximation for radiative heat transfer in 3-D participating media, **Applied Thermal Engineering**, v. 50, p. 89-93, 2013.

Dorigon, L.J. **Determinação de coeficientes do modelo da soma-ponderada-de-gases-cinza a partir do banco de dados HITEMP 2010**, Dissertação de mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica UFRGS, 2012.

Dorigon, L.J; Duciak, G; Brittes, R.; Cassol, F.; Galarça, M.; França, F.H.R. WSGG correlations based on HITEMP2010 for computation of thermal radiation in non-isothermal, non-homogeneous H₂O/CO₂ mixtures, **International Journal of Heat and Mass transfer**, v. 64, p. 863-873, 2013.

Edwards, D.K.; Balakrishnan, A. Thermal radiation by combustion gases, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 16, p. 25-40, 1973.

Evseev, V.; Fateev, A.; Clausen, S. High-resolution transmission measurements of CO₂ at high temperatures for industrial applications, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 113, p. 2222-2233, 2012.

Fiveland, W.A. Discrete-ordinates solutions of the radiative transport equation for rectangular enclosures, **Journal of Heat Transfer**, v. 106, n. 4, p. 699-706, 1984.

Fonseca, R.J.C.; França, F.H.R. Application of the weighted-sum-of-gray-gases model in media bounded by non-gray walls, *Proceedings of the 16th Brazilian of Thermal Sciences and Engineering*, p. 1-8, 2016.

Fonseca, R.J.C.; Ziemniczak, A.; França, F.H.R. Application of the weighted-sum-of-gray-gases model in enclosures with gray surfaces, *Proceedings of the 23rd International Congress of Mechanical Engineering*, p. 1-8, 2015.

Fraga, G.C. **Análise da influência das propriedades radiativas de um meio participante na interação turbulência-radiação em um escoamento interno não reativo**. Dissertação de mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica UFRGS, 2016.

França, F.H.R., Howell, J.R.; Ezekoye, O.A.; Morales, J.C. Inverse Design of thermal systems with dominant radiative transfer, *Advances in Heat Transfer*, v. 36, p. 1-110, 2002.

Galarça, M.M; Maurenente, A.; Vielmo, H.A.; França, F.H.R. Correlations for the weighted-sum-of-gray-gases generated from the absorption-line blackbody distribution function, *Proceedings of the 12th Brazilian of Thermal Sciences and Engineering*, 2008.

Galarça, M.M.; Mossi, A.; França, F.H.R. A modification of the cumulative wavenumber method to compute the radiative heat flux in non-uniform media, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, v. 112, p. 384-393, 2011.

Garten, B.; Hunger, F.; Messing, D.; Stelzner, B.; Trimis, D.; Hasse, C. Detailed radiation modeling of a partial-oxidation flame, *International Journal of Thermal Sciences*, v. 87, p. 68-84, 2015.

Goody, R.M. A statistical model for water-vapor absorption, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 78, p. 165-169, 1952.

Goody, R.M.; Yung, Y.L. **Atmospheric Radiation**. Clarendon Press, Oxford, 1989.

Goutiere, V.; Liu, F.; Charette, A. An assessment of real-gas modeling in 2D enclosures, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, v. 64, p. 299-326, 2000.

Hottel, H.C.; Cohen, E.S. Radiant heat exchange in a gas-filled enclosure: allowance for nonuniformity of gas temperature, *AIChE Journal*, v. 4, n.1, p. 3-14, 1958.

Hottel, H.C.; Sarofim, A.F. **Radiative Transfer**, McGraw-Hill, New York, 1967.

Howell, J.R.; Siegel, R.; Mengüç, M.P. **Thermal Radiation Heat Transfer**. Taylor & Francis, New York, 2011.

Ibrahim, A.; Saury, D.; Lemonnier, D. Coupling of turbulent natural convection with radiation in an air-filled differentially-heated cavity at $Ra = 1.5 \times 10^9$, **Computers & Fluids**, v. 88, p. 115-125, 2013.

Incropera F.P.; DeWitt, D.P.; Bergman, T.L.; Lavine, A.S. **Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa**, 6ª edição, LTC, Rio de Janeiro, 2008.

Ismail, K.A.R.; Salinas, C. Non-gray radiative conductive modeling of a double glass window with a cavity filled with a mixture of absorbing gases, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 49, p. 2972-2983, 2006.

Johansson, R.; Leckner, B.; Andersson, K.; Johnsson, F. Account for variations in the H_2O to CO_2 molar ratio when modeling gaseous radiative heat transfer with the weighted-sum-of-gray-gases model, **Combustion and Flame**, v. 158, p. 893-901, 2011.

Kangwanpongpan, T.; França, F.H.R., Silva, R.C., Schneider, P.S.; Krautz, H.J. New correlations for the weighted-sum-of-gray-gases model in oxy-fuel conditions based on HITEMP 2010 database, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 55, p. 7419-7433, 2012.

Krishnamoorthy, G. A new weighted-sum-of-gray-gases model for CO_2 - H_2O gas mixtures, **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 37, p. 1182-1186, 2010.

Laouar-Meftah, S.; Cherifi, M.; Lemonnier, D.; Benbrik, A. Gas radiation effects on opposing double-diffusive convection in a non-gray air- H_2O mixture, **International Journal of Thermal Sciences**, v. 77, p. 38-46, 2014.

Lemos, L.D. **Aplicação da análise inversa no projeto de fornos com aquecedores de filamento**, Dissertação de mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica UFRGS, 2015.

Lemos, L.D.; Brittes, R.; França, F.H.R. Application of inverse analysis to determine the geometric configuration of filament heaters for uniform heating, **International Journal of Thermal Sciences**, v. 105, p. 1-12, 2016.

Liu, F.; Becker, H.A.; Bindar, Y. A comparative study of radiative heat transfer modelling in gas-fired furnaces using the simple grey gas and the weighted-sum-of-grey-gases models, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 41, p. 3357-3371, 1998.

Maurente, A.; Vielmo, H.A.; França, F.H.R. A Monte Carlo implementation to solve radiation heat transfer in non-uniform media with spectrally dependent properties, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 108, p. 295-307, 2007.

Maurente, A.; Vielmo, H.A.; França, F.H.R. Comparison of the standard weighted-sum-of-gray-gases with the absorption-line blackbody distribution function for the computation of radiative heat transfer in H_2O/CO_2 mixtures, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 109, p. 1758-1770, 2008.

Mazumder, S.; Modest, M.F. Application of the full-spectrum correlated-k distribution approach to modeling non-gray radiation in combustion gases, **Combustion and Flame**, v. 129, p. 416-438, 2002.

McClatchey, R.A.; Benedict, W.S.; Clough, S.A.; Burch, D.E.; Fox, K.; Rothman, L.S.; Garing, J.S. AFCRL Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation, Technical Report n. 434, AFCRL-TR-73-0096, 1973.

Modest, M.F. The weighted-sum-of-gray-gases model for arbitrary solution methods in radiative transfer, **Journal of Heat Transfer**, v. 113, p. 650-656, 1991.

Modest, M.F. **Radiative Heat Transfer**, McGraw-Hill, New York, 2003.

Modest, M.F.; Zhang, H. The full-spectrum correlated-k distribution and its relationship to the weighted-sum-of-gray-gases method, Proceedings of 2000 IMECE, Pittsburgh, 2000.

Mossi, A.; Galarça, M.M.; Brittes, R.; Vielmo, H.A.; França, F.H.R. Comparison of spectral models in the computation of the radiative heat transfer in participating media composed of gases and soot, **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 34, p. 112-119, 2012.

Narayanan, P.; Trouvé, A. Radiation-driven flame weakening effects in sooting turbulent diffusion flames, Proceedings of the Combustion Institute, v. 32, p. 1481-1489, 2009.

Pal, G.; Modest, M.F. A narrow band-based multiscale multigroup full-spectrum k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous gas-soot mixtures, **Journal of Heat Transfer**, v. 132, p. (023307)1-9, 2010.

Pearson, J.T.; Webb, B.W.; Solovjov, V.P.; Ma, J. Updated correlation of the absorption line blackbody distribution function for H₂O based on the HITEMP2010 database, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 128, p. 10-17, 2013.

Porter, R.; Liu, F.; Porkashanian, M.; Williams, A.; Smith, D. Evaluation of solution methods for radiative heat transfer in gaseous oxy-fuel combustion environments, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 111, p. 2084-2094, 2010.

Rajhi, M.A.; Ben-Mansour, R.; Habib, M.A.; Nemitallah, M.A.; Andersson, K. Evaluation of gas radiation models in CFD modeling of oxy-combustion, **Energy Conversion and Management**, v. 81, p. 83-97, 2014.

Rothman, L.S.; Gamache, R.R.; Goldamn, A.; Brown, L.R.; Toth, R.A.; Pickett, H.M.; Poynter, R.L.; Flaud, J.-M.; Camy-Peyret, C.; Barbe, A.; Husson, N.; Rinsland, C.P.; Smith, M.A.H. The HITRAN database: 1986 edition, **Journal of Applied Optics**, v. 26, p. 4058-40-97, 1987.

Rothman, L.S.; Rinsland, C.P.; Goldman, A.; Massie, S.T.; Edwards, D.P.; Flaud, J.-M.; Perrin, A.; Camy-Peyret, C.; Dana, V.; Mandin, J.-Y.; Schroeder, J.;

Mccann, A.; Gamache, R.R.; Wattson, R.B.; Yoshino, K.; Chance, K.V.; Jucks, K.W.; Brown, L.R.; Nemtchinov, V.; Varanasi, P. The HITRAN molecular spectroscopic database and Hawks (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 edition, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 60, p. 665-710, 1998.

Rothman, L.S.; Gordon, I.E.; Barber, R.J.; Dothe, H.; Gamache, R.R.; Goldman, A.; Perevalov, V.I.; Tashkun, S.A.; Tennyson, J. HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 111, p. 2139-2150, 2010.

Rothman, L.S.; Gordon, I.E.; Babikov, Y.; Barde, A.; Chris Benner, D.; Bernath, P.F.; Birk, M.; Bizzocchi, L.; Boudon, V.; Brown, L.R.; Campargue, A.; Chance, K.; Cohen, E.A.; Coudert, L.H.; Devi, V.M.; Drouin, B.J.; Fayt, A.; Flaud, J.-M.; Gamache, R.R.; Harrison, J.J.; Hartmann, J.-M.; Hill, C.; Hodges, J.T.; Jacquemart, D.; Jolly, A.; Lamouroux, J.; Le Roy, R.J.; Li, G.; Long, D.A.; Lyulin, O.M.; Mackie, C.J.; Massie, S.T.; Mikhailenko, S.; Müller, H.S.P.; Naumenko, O.V.; Nikitin, A.V.; Orphal, J.; Perevalov, V.; Perrin, A.; Polovtseva, E.R.; Richard, C.; Smith, M.A.H.; Starikova, E.; Sung, K.; Tashkun, S.; Tennyson, J.; Toon, G.C.; Tyuterev, V.I.; Wagner, G. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 130, p. 4-50, 2013.

Rothman, L.S.; Wattson, R.B.; Gamache, R.R.; Schroeder, J.; McCann, A. HITRAN WAWKS and HITEMP: High-temperature molecular database, *Proceedings of SPIE*, v. 2471, p. 105-111, 1995.

Salinas, C.T. Fast approximate technique for the cumulative wavenumber model to modeling radiative transfer in a mixture of real gas media, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 109, p. 2078-2093, 2008.

Shiehnejadhesar, A.; Mehrabian, R.; Scharler, R.; Goldin, G.M.; Obernberger, I. Development of a gas phase combustion model suitable for low and high turbulence conditions, **Fuel**, v. 126, p. 177-187, 2014.

Siegel, R.; Howell, J.R. **Thermal Radiation Heat Transfer**. 4th edition, Taylor & Francis, New York – London, 2002.

Silva, C.V.; França, F.H.R.; Vielmo, H.A. Analysis of turbulent, non-premixed combustion of natural gas in cylindrical chamber with and without radiation, **Combustion Science and Technology**, v. 179, p. 1605-1630, 2007.

Silva, R.B. **Proposição de um método híbrido em projetos inversos de cavidade radiante**, Dissertação de mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica UFRGS, 2011.

Silva, R.B. **Desenvolvimento de um novo modelo para integração espectral da RTE em problemas não homogêneos e não isotérmicos**, Tese de doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica UFRGS, 2015.

Smith, T.F., Shen, Z.F.; Friedman, J.N. Evaluation of coefficients for the weighted sum of gray gases model, **Journal of Heat Transfer**, v. 104, p. 602-608, 1982.

Solovjov, V.P.; Webb, B.W. SLW modeling of radiative transfer in multicomponent gas mixtures, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 65, p. 665-672, 2000.

Solovjov, V.P.; Webb, B.W. An efficient method for modeling radiative transfer in multicomponent gas mixtures with soot, **Journal of Heat Transfer**, v. 123, p. 450-457, 2001.

Solovjov, V.P.; Webb, B.W. A local-spectrum correlated model for radiative transfer in non-uniform gas media, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 73, p. 361-373, 2002.

Solovjov, V.P.; Webb, B.W. The cumulative wavenumber method for modeling radiative transfer in gas mixtures with soot, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 93, p. 273-287, 2005.

Solovjov, V.P.; Webb, B.W. Multilayer modeling of radiative transfer by SLW and CW methods in non-isothermal gaseous medium, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 109, p. 245-257, 2008.

Solovjov, V.P.; Webb, B.W. Application of CW local correction approach to SLW modeling of radiative transfer in non-isothermal gaseous media, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 111, p. 318-324, 2010.

Solovjov, V.P.; Lemonnier, D.; Webb, B.W. The SLW-1 model for efficient prediction of radiative transfer in high temperature gases, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 112, p. 1205-1212, 2011a.

Solovjov, V.P.; Lemonnier, D.; Webb, B.W. The SLW-1 modeling of radiative heat transfer in nonisothermal nonhomogeneous gas mixture with soot, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 133, p. 102701-102709, 2011b.

Solovjov, V.P.; Lemonnier, D.; Webb, B.W. Efficient cumulative wavenumber model of radiative transfer in gaseous media bounded by non-gray walls, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 128, p. 2-9, 2013.

Soufiani, A.; Djavdan, E. A comparison between weighted sum of gray gases and statistical narrow-band radiation models for combustion applications, **Combustion and Flame**, v. 97, p. 240-250, 1994.

Taine, J. A line-by-line calculation of low-resolution radiative properties of CO₂-CO-transparent nonisothermal gases mixtures up to 3000 K, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 30, n. 4, p. 371-379, 1983.

Tashkun, S.A., Perevalov, V.I., Tefflo, J-L., Bykov, A.D., Lavrentieva, N.N. CDS-1000, the high-temperature carbon dioxide spectroscopic databank, **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, v. 82, p. 165-196, 2003.

Tashkun, S.A., Perevalov, V.I. CDS-4000: High-resolution, high-temperature carbon dioxide spectroscopic databank, **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, v. 112, p. 1403-1410, 2011.

Trivic, D.N. 3-D radiation modeling of nongray gases-particles mixture by two different numerical methods, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 70, p. 298-312, 2014.

Wang, A.; Modest, M.F. Importance of combined Lorentz-Doppler broadening in high-temperature radiative heat transfer applications, **Journal of Heat Transfer**, v. 126, p. 858-861, 2004.

Xue, H., Ho, J.C., Cheng, Y.M. Comparison of different combustion models in enclosure fire simulation, **Fire Safety Journal**, v.36, p.37-54, 2001.

Zhang, H.; Modest, M.F. A multi-scale full-spectrum correlated-k distribution for heat transfer in inhomogeneous gas mixtures, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 73, p. 349-360, 2002.

Zhang, H.; Modest, M.F. A multi-group full-spectrum k-distribution database for water vapor mixtures in radiative transfer calculations, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 46, p. 3593-3603, 2003.

Zhang, J.; Ito, T.; Ito, S.; Riechelmann, D.; Fujimori, T. Numerical investigation of oxy-coal combustion in a large-scale furnace: Non-gray effect of gas and role of particle radiation, **Fuel**, v. 139, p. 87-93, 2015.

Ziemniczak, A.; Brittes, R.; Cassol, F.; França, F.H.R. Evaluation of the number of gray gases in the WSGG model, Proceedings of the 22nd International Congress of Mechanical Engineering, p. 3337-3344, 2013.

Ziemniczak, A. **Geração de novas correlações da soma-ponderada-de-gases-cinza para espécies individuais de gases participantes**, Dissertação de mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica UFRGS, 2014.

Ziemniczak, A.; Brittes, R.; Centeno, F.R.; França, F.H.R. Generation of new correlations for the weighted-sum-of-gray-gases-model for carbon monoxide, Proceedings of the 23rd International Congress of Mechanical Engineering, p. 1-8, 2015.