



UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA – UDESC
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS – CCT
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**ANÁLISE COMPUTACIONAL DO
ESCOAMENTO TURBULENTO DE
UMA MISTURA AR-VAPOR
D'ÁGUA NO INTERIOR DE
CANAIS: APLICAÇÕES EM
PROCESSOS DE SECAGEM**

DIEGO DA SILVA

JOINVILLE, 2014

DIEGO DA SILVA

**ANÁLISE COMPUTACIONAL DO ESCOAMENTO
TURBULENTO DE UMA MISTURA AR-VAPOR D'ÁGUA NO
INTERIOR DE CANAIS: APLICAÇÕES EM PROCESSOS DE
SECAGEM**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica do Centro de Ciências Tecnológicas - CCT, da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Paulo S. B. Zdanski

**JOINVILLE, SC
2014**

FICHA CATALOGRÁFICA

S586a Silva, Diego da

Análise computacional do escoamento turbulento de uma mistura ar-vapor d'água no interior de canais: aplicações em processos de secagem / Diego da Silva. - 2014.

111 p. : il. ; 21cm.

Orientador: Paulo Sergio Berving Zdanski

Bibliografia: p. 107 - 111

Dissertação (mestrado) – Universidade do Estado Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Mecânica, Joinville, 2014.

1. Engenharia Mecânica. 2. Simulação numérica. 3. Escoamento turbulento. 4. Misturas binárias. I. Zdanski, Paulo Sergio Berving. II. Universidade do Estado Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Mecânica. III. Título.

CDD: 620.1 - 23. ed.

DIEGO DA SILVA

**ANÁLISE COMPUTACIONAL DO ESCOAMENTO
TURBULENTO DE UMA MISTURA AR-VAPOR D'ÁGUA NO
INTERIOR DE CANAIS: APLICAÇÕES EM PROCESSOS DE
SECAGEM**

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado Acadêmico em Engenharia Mecânica como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica na área de concentração "Modelagem e Simulação Numérica".

Banca Examinadora

Orientador:



Prof. Dr. Paulo Sérgio Berving Zdanski
CCT/UDESC

Membros



Prof. Dr. Gil Bazanini
CCT/UDESC



Prof. Dr. Marcelo Matos Martins
Centro Universitário Católica de Santa Catarina

Joinville, SC, 10 de dezembro de 2014.

Dedico este trabalho primeiramente ao Deus vivo, pois sem Ele, nada seria possível. Dedico aos meus pais, familiares e amigos pelo incentivo, cooperação e apoio e, em especial, à minha esposa Susan Amorim da Silva por tanto desejar tornar-me Mestre em Engenharia.

AGRADECIMENTOS

Meus agradecimentos são a todos aqueles que, direta ou indiretamente, contribuíram para a realização deste trabalho e, em especial:

À minha esposa e aos meus pais, por tudo quanto me ajudaram a frente dos meus negócios, e souberam compreender a minha ausência. Foi muito importante este apoio, ajuda, dedicação e carinho. Tenho muito orgulho de vocês.

Ao meu orientador, e acima de tudo amigo, Prof. Dr. Paulo Sergio Berving Zdanski pelos bons ensinamentos transmitidos através de sua experiência profissional, por acreditar na minha capacidade pessoal de realização, sendo paciente com meus erros e dúvidas. Gestor e amigo que assumiu este desafio, sabendo orientar e direcionar os meus estudos para que pudesse realizar da melhor forma possível este trabalho.

Ao amigo, Gregory Tadeu Gargioni, por suas significativas contribuições e por tudo que me ensinou, e também me fez ver a ciência, em especial a engenharia, de modo especial.

Ao meu ex-professor e amigo, Dr. Milton Procópio de Borba que muito me ensinou e fez entender a matemática de um modo divertido, mas que principalmente, fizeram destes anos em que trabalhamos juntos, anos inesquecíveis. Espero poder ter a felicidade e honra de continuar aprendendo muito mais com você.

À Universidade do Estado de Santa Catarina – UDESC e ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, por proporcionarem esta oportunidade de aperfeiçoamento, através de todos os professores do programa.

À empresa Tupy S.A., que entendeu a minha ausência, sendo incentivadora nos períodos dedicados ao programa de mestrado.

Aos amigos que conquistei ao longo do curso de mestrado.

Ao DEUS Todo Poderoso, pela força sempre presente.

“Inclina o ouvido e ouve as palavras dos sábios; aplica o coração à minha ciência. Porque será agradável se as guardares no teu íntimo, se aplicares todas elas aos teus lábios. Para que a tua confiança esteja no Senhor, a ti as ensino hoje.”

Provérbios 22; 17-19.

RESUMO

Em aplicações práticas relacionadas ao processo de secagem é absolutamente essencial compreender o mecanismo básico da transferência de massa da espécie química por convecção. Uma vez compreendido este fenômeno físico, é possível propor técnicas para aumentar o coeficiente convectivo de transferência de massa de forma a intensificar ou controlar a secagem. Dentro deste contexto, o principal objetivo deste trabalho foi desenvolver, validar e aplicar uma ferramenta de simulação numérica para o estudo do escoamento turbulento de uma mistura binária (ar-vapor d'água) no interior de canais. O método numérico foi desenvolvido em diferenças finitas, sendo as equações de governo discretizadas em diferenças centrais em malha co-localizada. Foram introduzidos termos de dissipação artificial para controlar o problema do desacoplamento par-ímpar e minimizar instabilidades numéricas. Devido o escoamento ser turbulento, foi utilizado o modelo de turbulência do tipo $k - \varepsilon$ alto Reynolds, visto a aplicabilidade industrial do modelo. O estudo físico realizado consistiu em avaliar parâmetros importantes da secagem, a saber: (i) determinação das taxas de transferência de massa da espécie química na superfície dos canais (interface sólido/gás) em problemas de convecção forçada; (ii) análise dos efeitos de parâmetros/características importantes do escoamento da mistura sobre um processo de secagem. Os resultados obtidos estabeleceram que a transferência de massa da espécie química das paredes do canal é diretamente afetada pelos parâmetros considerados, principalmente na região de entrada do canal e em regiões que resultam em recirculação.

Palavras-chave: Simulação numérica. Escoamento turbulento. Misturas binárias. Equação da conservação de espécie química. Secagem.

ABSTRACT

In practical applications related to the drying process is absolutely essential to understand the basic mechanism of mass transfer of chemical species by convection. Once understood this physical phenomenon, it is possible to propose techniques to increase the convective mass transfer coefficient of the chemical species in order to enhance or control the drying. Within this context, the main objective of this study was to develop, validate and apply a numerical simulation tool for the study of the turbulent flow of a binary mixture (air-water vapor) inside the channels. The numerical method was developed using finite difference equations being discretized by central differences in co-located mesh. Artificial dissipation terms have been introduced to control the problem of odd-even decoupling and minimize numerical instabilities. Because the flow is turbulent, the turbulence model type high Reynolds $k - \varepsilon$, since the industrial applicability of the model was used. The physical study was to evaluate drying important parameters, namely: (i) determining the rates of mass transfer of chemical species on the surface of the channels (solid / gas interface) in problems of forced convection; (ii) analyzing the effects of parameters / important characteristics of the flow of the mixture over a drying process. The results established that the mass transfer of the chemical species to the flow channel wall is directly affected by parameters considered, particularly in the entrance region and the channel region resulting in recirculation.

Keywords: Numerical simulation. Turbulent flow. Binary mixtures. Conservation equation of chemical species. Drying.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Domínio e condições de contorno do problema.	34
Figura 2 – Esquema Global do modelo físico.	35
Figura 3 – Representação esquemática da geometria analisada....	36
Figura 4 – Configuração de dois edifícios analisados.....	37
Figura 5 – Modelo físico para a cavidade quadrada aquecida com uma mistura de ar-CO ₂	38
Figura 6 – Modelo físico da cavidade triangular.	39
Figura 7 – Modelo I: Promotor do tipo “zigue-zague”.....	40
Figura 8 – Modelo II: Promotor com geometria do tipo “cavidade”..	40
Figura 9 – Esquema do modelo físico.....	40
Figura 10 – Configuração computacional do problema.	41
Figura 11 – Camada limite turbulenta, onde u_t representa a magnitude da velocidade tangencial à parede e Δy a distância normal.	49
Figura 12 – Perfil mono-log da camada limite turbulenta.....	50
Figura 13 – Representação esquemática do escoamento em um canal bidimensional.	61
Figura 14 – Perfis de temperatura normalizada, T^+ , em função da coordenada adimensional, $y^+ = \rho u * y \mu$, para uma seção de escoamento plenamente desenvolvido.	63
Figura 15 – Perfis de concentração normalizada, C^+ , em função da coordenada adimensional, $y^+ = \rho u * y \mu$, para uma seção de escoamento plenamente desenvolvido.	63
Figura 16 – Coeficiente convectivo de transferência de massa para um escoamento turbulento no interior de um canal plano.	65
Figura 17 – Representação esquemática de um canal plano com escoamento incidente angular.	67
Figura 18 – Coeficiente convectivo de transferência de massa para um escoamento turbulento no interior de um canal plano com ângulo de incidência nulo e diferentes velocidades.	68
Figura 19 – Fluxo mássico de transferência da espécie química para um escoamento turbulento no interior de um canal plano com ângulo de incidência nulo e diferentes velocidades.	69

Figura 20 – Coeficiente convectivo de transferência de massa para um escoamento turbulento no interior de um canal plano com ângulo de incidência variável.....	70
Figura 21 – Fluxo mássico de transferência da espécie química para um escoamento turbulento no interior de um canal plano com ângulo de incidência 40°.....	71
Figura 22 – Perfis de velocidades para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h	73
Figura 23 – Perfis de temperatura para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h	75
Figura 24 – Perfis de concentração da espécie química para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h	76
Figura 25 – Perfis de energia cinética turbulenta para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h	78
Figura 26 – Perfis de difusividade turbulenta para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h	79
Figura 27 – Linhas de corrente e curvas de nível de velocidade u e $A = 40^\circ$	80
Figura 28 – Linhas de corrente e curvas de nível de difusividade turbulenta $DABT$ e $A = 40^\circ$	81
Figura 29 – Número de Sherwood em função do número de Reynolds para $A = 0^\circ$ e $A = 40^\circ$	82
Figura 30 – Representação esquemática do escoamento em um canal com expansão abrupta.....	86
Figura 31 – Malha computacional do escoamento em um canal com expansão abrupta.	87
Figura 32 – Linhas de corrente e curvas de nível de velocidade u ..	88
Figura 33 – Linhas de corrente e curvas de nível de velocidade v ..	89
Figura 34 – Coeficiente convectivo de transferência de massa para um escoamento turbulento no interior de um canal com expansão abrupta.	90
Figura 35 – Fluxo mássico de transferência da espécie química nas paredes do interior de um canal com expansão abrupta.	91
Figura 36 – Linhas de corrente e curvas de nível da concentração da espécie química (C).	92
Figura 37 – Linhas de corrente e curvas de nível de difusividade turbulenta ($DABT$).	92

Figura 38 – Coeficiente convectivo de transferência de massa da parede superior em um escoamento turbulento no interior de um canal com expansão abrupta.	94
Figura 39 – Coeficiente convectivo de transferência de massa da parede inferior em um escoamento turbulento no interior de um canal com expansão abrupta.	95
Figura 40 – Fluxo mássico de transferência da espécie química na parede superior do canal com expansão abrupta.	96
Figura 41 – Fluxo mássico de transferência da espécie química na parede inferior do canal com expansão abrupta.	96
Figura 42 – Linhas de corrente e curvas de nível de velocidade (u) para as razões de expansão $s/h = 1/2, 1/3$ e $1/6$, respectivamente.	98
Figura 43 – Linhas de corrente e curvas de nível de concentração da espécie química (C) para as razões de expansão $s/h = 1/2, 1/3$ e $1/6$, respectivamente.	99
Figura 44 – Linhas de corrente e curvas de nível de difusividade turbulenta (D_{ABT}) para as razões de expansão $s/h = 1/2, 1/3$ e $1/6$, respectivamente.	100

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Comparativo de umidade absoluta e umidade relativa média em escoamento com ângulo de incidência de 0°.	85
--	----

LISTA DE SÍMBOLOS

$A, A_e, \check{\alpha}_e, \check{\alpha}_e$	Matrizes jacobianas.
A	Área de seção do canal.
\hat{A}	Ângulo de incidência do escoamento na entrada.
$B, B_e, \check{b}_e, \check{b}_e$	Matrizes jacobianas.
c_p	Calor específico à pressão constante.
C	Concentração da espécie química.
C_m	Concentração média da espécie química.
\bar{C}	Concentração média da espécie química.
C_e	Concentração média na estrada do domínio.
C_w	Concentração da espécie química na parede (lei de parede).
C^*	Concentração da espécie química de referência.
C^+	Concentração da espécie química (lei de parede).
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_\mu$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência.
C	Constante adimensional (lei de parede)
C_J	Constante da lei de parede.
D_{AB}	Coefficiente de difusão da espécie química A em B .
D_{ABT}	Coefficiente de difusão turbulenta da espécie química A em B .
D_{ABe}	Coefficiente de difusão efetivo da espécie química A em B .
D_h	Diâmetro hidráulico.
E, e	Vetores de fluxo.
F, f	Vetores de fluxo.
h	Altura do canal.
h_m	Coefficiente de transferência de massa por convecção.
I	Matriz identidade.
i, j, k	Sub-índices das equações de transporte.
k	Energia cinética turbulenta.
k_p	Energia cinética turbulenta no ponto vizinho à parede.
κ	Condutividade térmica molecular.
κ_T	Condutividade térmica turbulenta.

κ_e	Condutividade térmica efetiva
\mathcal{K}	Constante de Kármán.
L	Comprimento do canal.
M_ξ, M_η, M_ζ	Matrizes jacobianas.
m_ξ, m_η, m_ζ	Matrizes jacobianas.
M_γ, m_γ	Matrizes jacobianas em forma compacta.
\dot{m}	Vazão mássica do escoamento.
NO''_w	Fluxo mássico da espécie química na parede.
P	Pressão total do escoamento da mistura.
p	Pressão estática.
\bar{p}	Pressão estática média.
p_e	Pressão efetiva.
P_d	Taxa de produção de turbulência.
P_f	Termo da lei da parede térmica.
Pr	Número de Prandtl molecular.
Pr_T	Número de Prandtl turbulento.
Pw_s	Pressão de vapor de saturação do ar.
Q, q	Vetores das variáveis conservadas.
q_w	Fluxo de calor na parede.
Re_{Dh}	Número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico.
Re_s	Número de Reynolds baseado na altura do degrau.
\bar{s}_{ij}	Taxa de deformação do escoamento médio.
S, s, S_k, S_ε	Termos fonte.
s	Altura do degrau.
S	Vetor de fluxo.
Sc	Número de Schmidt molecular.
Sc_T	Número de Schmidt turbulento.
Sh	Número de Sherwood.
T	Temperatura.
\bar{T}	Temperatura média.
T_e	Temperatura média na estrada do domínio.
T_w	Temperatura na parede (lei de parede).
T^*	Temperatura de referência.
T^+	Temperatura adimensional (lei de parede).
T	Matriz jacobiana do termo de fonte.
\bar{u}_{ij}	Componente de velocidade média.
u^+	Velocidade adimensional (lei da parede).

u_e	Velocidade média na entrada do domínio.
u_m	Velocidade média do escoamento no interior do canal.
u_t	Velocidade tangencial à parede (lei de parede).
u^*	Velocidade de atrito (lei da parede).
u_∞	Velocidade média do escoamento livre.
x, y, z	Componentes dos eixos cartesianos.
y^+	Distância adimensional da parede (lei da parede).
δ	Espessura da camada limite.
$\delta, \hat{\delta}$	Operadores de discretização centrada.
δ_{ij}	Operador de Kronecker.
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta.
ε_e	Valor da taxa de dissipação na entrada do domínio e coeficiente que controla o nível de viscosidade artificial.
ε_i	Coeficiente que controla o nível de viscosidade artificial.
ϑ	Ordem do erro de aproximação.
μ	Viscosidade dinâmica molecular.
μ_T	Viscosidade dinâmica turbulenta
μ_e	Viscosidade dinâmica efetiva
ν	Viscosidade cinemática molecular.
ρ	Densidade do fluido.
ω	Umidade absoluta
φ	Umidade relativa
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência.
τ_ω	Tensão de cisalhamento na parede.
τ^T_{ij}	Tensor das tensões de Reynolds.
Δ, ∇	Operadores de discretização assimétricos.
$\Delta Q, \Delta q$	Forma delta do vetor das variáveis conservadas.
Δt	Avanço no tempo.
$\Gamma_k, \Gamma_\varepsilon$	Coeficientes de difusão nas equações do modelo de turbulência.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	29
1.1 OBJETIVOS DO TRABALHO	30
1.2 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	31
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	33
2.1 MÉTODOS NUMÉRICOS APLICADOS NA ANÁLISE DO ESCOAMENTO DE MISTURAS BINÁRIAS.....	33
3. FORMULAÇÃO TEÓRICA	43
3.1 EQUAÇÕES DE GOVERNO.....	43
3.2 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA	44
3.3 LEI DE PAREDE HIDRODINÂMICA.....	49
3.4 LEI DE PAREDE TÉRMICA.....	51
3.5 LEI DE PAREDE DE CONCENTRAÇÃO.....	51
4. MÉTODO NUMÉRICO	53
4.1 EQUAÇÃO DE POISSON PARA A PRESSÃO ...	53
4.2 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE GOVERNO.....	53
4.2.1 Discretização da equação da conservação da espécie química.....	57
4.3 ALGORITMO DE SOLUÇÃO	59
5. RESULTADOS E DISCUSSÕES	61
5.1 VERIFICAÇÃO E VALIDAÇÃO.....	61

5.2	ESCOAMENTO DE UMA MISTURA AR-VAPOR D'ÁGUA EM CANAIS PLANOS: EFEITOS DA NÃO UNIFORMIDADE E DO ÂNGULO DE INCIDÊNCIA DO ESCOAMENTO.....	66
5.2.1	Umidade absoluta e umidade relativa.....	83
5.3	ESCOAMENTO DE UMA MISTURA AR-VAPOR D'ÁGUA EM CANAIS PLANOS COM EXPANSÃO SÚBITA: EFEITOS DA REGIÃO DE RECIRCULAÇÃO.....	85
5.3.1	Análise paramétrica da razão de expansão.....	93
6.	CONCLUSÕES	103
6.1	SUGESTÕES FUTURAS.....	104
7.	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	107

1. INTRODUÇÃO

Um processo de secagem depende fortemente das condições do escoamento no interior dos canais de um secador. Por sua vez, as condições do escoamento são determinadas através da solução acoplada das equações que modelam os princípios físicos de conservação da massa, quantidade de movimento, energia e espécie química (no presente caso vapor d'água). De acordo com Luikov et al. (1971) e Lamnatou et al. (2009), um modelo completo do processo de secagem, baseado em qualquer uma das teorias de secagem existentes, deve contemplar as interações acopladas entre a transferência de calor e massa no interior do sólido e transferência de calor e massa na superfície da madeira. Além disto, Fernandes et al. (2006) descrevem que, as dificuldades de um estudo aprofundado no processo de secagem residem na complexidade e acoplamento desses fenômenos físicos. Paralelamente, as dificuldades ligadas à modelagem do processo exigem alto grau de conhecimento das equações matemáticas que descrevem estes fenômenos. Além do conhecimento do modelo matemático, França (2011) destaca que para se aprimorar a secagem é necessário o conhecimento dos processos físicos envolvidos na transferência simultânea de calor e massa, o controle do processo de remoção da umidade, sua dependência com a temperatura, teor de umidade inicial, umidade relativa do ambiente, e assim contribuir para reduzir o tempo de secagem e melhorar a qualidade da madeira.

Dentro do contexto de pesquisa atual, a simulação de um processo de secagem utilizando modelos matemáticos é uma alternativa amplamente empregada visando melhorias no controle das variáveis do processo. Assim, modelos que descrevem processos de transferência de calor e de massa podem auxiliar a tomada de decisão durante a rotina industrial. As vantagens de se utilizar simulações são a sensibilidade dos modelos ao mudar os parâmetros de secagem; a solução poder ser generalizada para diferentes aplicações, bem como a possibilidade de redução dos gastos energéticos (FRANÇA, 2011; VAZ JR et al., 2013). Desta maneira, o entendimento e a modelagem deste tipo de problema são importantes do ponto de vista tecnológico e também científico, uma vez que o assunto

tem sido escopo de trabalhos tanto de análise experimental quanto numérica.

Finalmente, vale salientar que em vários trabalhos atuais disponíveis na literatura, os problemas envolvendo a análise numérica de processos de secagem são resolvidos de forma desacoplada, concentrando-se apenas nos fenômenos de transferência de calor e massa no interior do corpo poroso e assumindo algumas condições de contorno uniformes nas interfaces sólido/fluido, sem considerações detalhadas do fluxo em torno do sólido (KAYA et al., 2006; KAYA et al., 2008; KADEM et al., 2011; VAZ JR et al., 2013). Por outro lado, outros trabalhos da literatura consideram apenas o estudo do escoamento da mistura binária no interior de canais, identificando os efeitos das condições do escoamento no transporte de massa nas interfaces das paredes, no entanto sem resolver o fenômeno difusivo no interior do sólido (ARELLANO et al., 2013; ARELLANO e RIVERA, 2014; XIONG et al., 2014). Dentro deste contexto de pesquisa, o presente trabalho apresenta uma análise numérica do escoamento de misturas binárias visando um entendimento físico do efeito que variáveis típicas de processos de secagem exercem sobre o fluxo de massa nas interfaces sólido/fluido. Ainda é importante destacar que, em razão do grande custo envolvido na análise experimental, nos dias atuais a simulação computacional vem ocupando uma posição privilegiada na análise deste tipo de processo, principalmente em escala industrial.

1.1 OBJETIVOS DO TRABALHO

Diante do cenário de pesquisa anteriormente exposto, o presente trabalho tem por objetivo principal desenvolver, validar e aplicar uma ferramenta de simulação numérica para o estudo do escoamento turbulento de uma mistura binária (ar-vapor d'água) no interior de canais. Uma vez validado, o código numérico é aplicado na análise de um problema de engenharia envolvendo secagem. Este código numérico foi desenvolvido em diferenças finitas, sendo as equações de governo discretizadas em diferenças centrais para malhas co-localizada. O estudo físico realizado teve os seguintes objetivos específicos: (i) determinação das taxas de transferência de massa da espécie

química na superfície dos canais (interface sólido/gás) em problemas de convecção forçada; (ii) análise dos efeitos de parâmetros/características do escoamento da mistura sobre um processo de secagem, a saber: não uniformidade do escoamento no interior de um secador (efeito simulado aplicando velocidades variáveis na entrada dos canais), ângulo de incidência do escoamento na entrada dos canais e regiões de recirculação no interior dos canais (efeito simulado posicionando uma expansão súbita na entrada de um canal).

1.2 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Este trabalho está dividido em sete capítulos. O primeiro apresenta a introdução e os objetivos do trabalho. O segundo capítulo compreende uma revisão bibliográfica sobre os métodos numéricos aplicados na análise de escoamentos de misturas binárias, destacando as diferentes áreas que a equação da conservação da espécie química pode ser aplicada. O terceiro capítulo apresenta as equações de Navier-Stokes com média de Reynolds para a solução do escoamento incompressível, juntamente com as equações do modelo de turbulência $k - \varepsilon$ padrão. Em seguida, no quarto capítulo, são abordados aspectos numéricos importantes, tais como: discretização das equações governantes do modelo, condições de contorno, dentre outros. No quinto capítulo, é relatada a verificação/validação do esquema numérico desenvolvido, onde os resultados numéricos obtidos nas simulações são confrontados com dados da literatura. Neste mesmo capítulo, são apresentados os resultados numéricos obtidos na simulação do escoamento turbulento com transferência da espécie química no interior de canais. Para finalizar, no sexto capítulo apresentam-se as conclusões e sugestões para trabalhos futuros, seguindo com as referências bibliográficas no capítulo sete.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

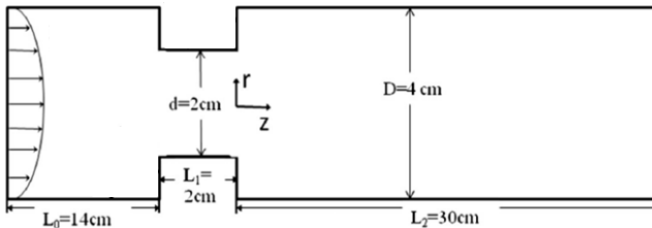
2.1 MÉTODOS NUMÉRICOS APLICADOS NA ANÁLISE DO ESCOAMENTO DE MISTURAS BINÁRIAS

O escoamento de misturas binárias ocorre em várias aplicações práticas da engenharia. Esta revisão bibliográfica é focada principalmente na discussão de trabalhos que fazem aplicações de métodos numéricos em problemas de secagem (mistura ar-vapor d'água). Contudo, algumas aplicações recentes desta formulação em problemas ambientais de dispersão de poluentes (mistura ar-CO₂) também serão discutidas.

A secagem de uma forma geral é um processo físico complexo caracterizado por mecanismos de transferência simultânea de calor e massa acoplados, tendo como finalidade a retirada da umidade até determinado conteúdo final desejado (PERRÉ e KEEY, 2006). De acordo com Perré e Keey (2006), a secagem pode ocorrer ao ar livre ou de maneira artificial, controlada através de estufas/secadores, sendo o processo controlado mais vantajoso, em decorrência do menor tempo de secagem e controle do conteúdo final de umidade. O entendimento e a modelagem deste tipo de problema são importantes do ponto de vista tecnológico e, também, científico. Diante deste cenário, a modelagem numérica vem sendo uma prática comum objetivando reduzir o custo e o tempo envolvido na realização de estudos experimentais (LAMNATOU et al., 2009).

Um trabalho recente envolvendo a investigação numérica da transferência da espécie química em um problema associado à corrosão em dutos foi desenvolvido por Xiong et al. (2014). Na Figura 1 está representada a geometria analisada pelos autores, para a qual foi aplicado um modelo numérico com o objetivo de avaliar o aumento de transferência de espécie química, à jusante de um orifício, em um sistema de tubulação de usinas nucleares. Inicialmente, os autores apresentaram a validação do modelo de turbulência utilizado, considerando um fluxo completamente desenvolvido em um canal bidimensional. As simulações foram executadas com o software livre OpenFOAM, o qual é baseado no método dos volumes finitos.

Figura 1 – Domínio e condições de contorno do problema.



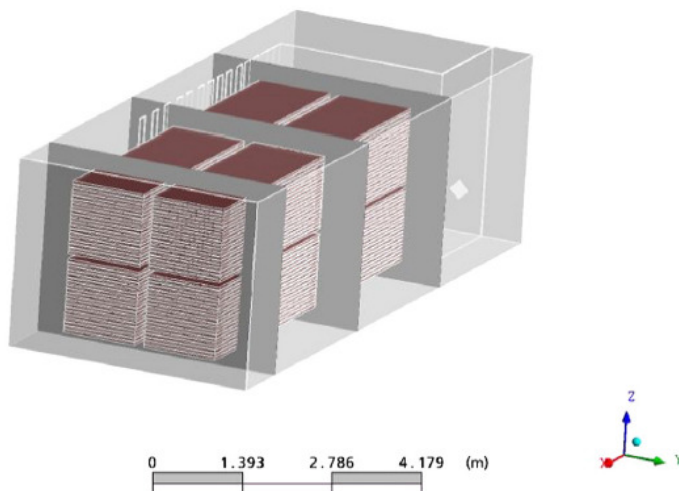
Fonte: Xiong et al., (2014)

Como variáveis do estudo foram analisadas os efeitos do número de Reynolds, da espessura (L) e do diâmetro (d) do orifício. Os principais resultados obtidos por Xiong et al. (2014) indicaram que o ponto de máxima transferência de massa na região do recolamento do escoamento (à jusante da expansão) é praticamente independente do número de Reynolds. Por outro lado, o estudo paramétrico sobre os efeitos da espessura do orifício (L) demonstrou que menores espessuras incrementam a taxa de transferência de massa da espécie química à jusante da expansão, sendo este fato atribuído à geração intensa de turbulência que ocorre para um orifício delgado.

Younsi et al. (2010) apresenta, em outro trabalho, um estudo numérico da aerodinâmica de um secador de madeira. Estes autores resolveram numericamente um problema conjugado acoplando a transferência de calor e massa convectiva com a difusão no interior do sólido. O problema analisado pode ser visto como um lote de madeira exposto em um alto aquecimento convectivo numa atmosfera inerte, conforme ilustração da Figura 2. O fluxo hidrodinâmico no domínio do fluido foi simulado através do software comercial ANSYS-CFX10, com esquema numérico baseado em volumes finitos. Os principais resultados apresentados por estes autores compreendem uma comparação entre as curvas numérica e experimental para a distribuição de temperatura na madeira, além das taxas de transferência de massa da espécie química (umidade) durante o processo de secagem. Algumas discrepâncias foram observadas entre a previsão numérica e os resultados medidos, o que segundo os autores ocorreu devido às reações químicas na madeira durante o tratamento térmico, aspecto não incorporado no modelo utilizado. É importante

destacar que, segundo Younsi et al. (2010) e Vilas Boas (2011), o tratamento térmico da madeira a temperaturas relativamente elevadas é um método eficaz para melhorar a estabilidade dimensional e para aumentar a durabilidade biológica da madeira.

Figura 2 – Esquema Global do modelo físico.

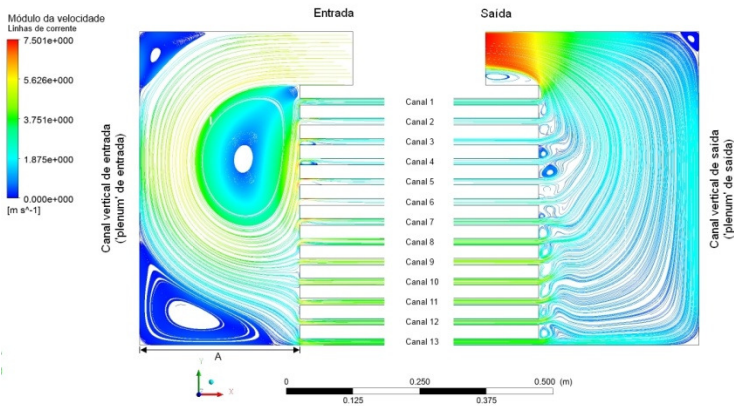


Fonte: Younsi et al., (2010)

Outro estudo numérico envolvendo a análise da aerodinâmica de um secador foi realizado por Possamai (2013), referente ao estudo de uma geometria semelhante a um secador de madeira, conforme ilustração da Figura 3. As simulações do escoamento foram realizadas através do software comercial ANSYS-CFX, com esquema numérico baseado em volumes finitos. Em função das análises realizadas pelo autor obteve-se que: (i) a distribuição de velocidades no interior do secador, em especial nos vários canais, está diretamente ligada ao modo como o escoamento se comporta na região vertical de entrada; (ii) a quina da seção de entrada do escoamento no secador tem influência direta na geração de vórtices na entrada dos canais e, como consequência, na distribuição não-uniforme de velocidades no interior dos mesmos. Portanto, como efeito principal desta não uniformidade do escoamento nos canais, Possamai (2013) inferiu

que este comportamento poderia conduzir a uma taxa de secagem não uniforme (característica indesejável em um secador). Vale salientar que Possamai (2013) não considerou em suas simulações a equação da conservação da espécie química (o ar foi considerado totalmente seco). Ainda é importante destacar que, uma análise física mais detalhada sobre o comportamento do escoamento nos vários canais do secador (com a definição de índices de não uniformidade) são encontrados em Zdanski et al. (2015).

Figura 3 – Representação esquemática da geometria analisada.

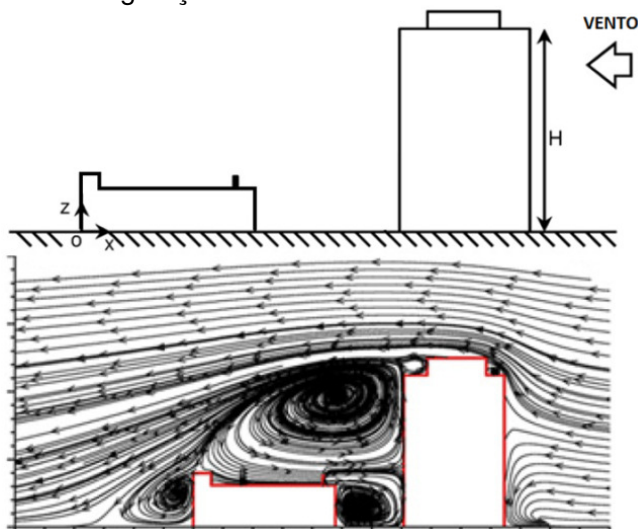


Fonte: Possamai, (2013)

Uma aplicação associada à dispersão de poluentes químicos foi estudada recentemente por Lateb et al. (2013). Os autores compararam a capacidade preditiva de vários modelos de turbulência $k - \varepsilon$ na previsão da pluma de dispersão de um poluente (CO_2) em torno de uma configuração predial (ver Figura 4). As simulações realizadas por estes autores foram realizadas com o software comercial ANSYS-Fluent, com esquema numérico de correção de pressão do tipo SIMPLE, em volumes finitos. Quanto ao desempenho dos modelos de turbulência, os autores constataram que o modelo $k - \varepsilon$ padrão para altos números de Reynolds reproduziu melhor os resultados experimentais, especialmente para configurações de edifícios com pequenas alturas.

Com relação à análise física realizada por estes autores, foi observado que o escoamento apresenta uma topologia complexa com múltiplas zonas de recirculação sendo que o processo de dispersão do poluente é dominado pelo mecanismo da convecção. Esta conclusão foi inferida por Lateb et al. (2013) baseada nas distribuições de concentração do gás CO_2 , uma vez que nenhum balanço específico para quantificar a convecção e a difusão foi efetuado.

Figura 4 – Configuração de dois edifícios analisados.

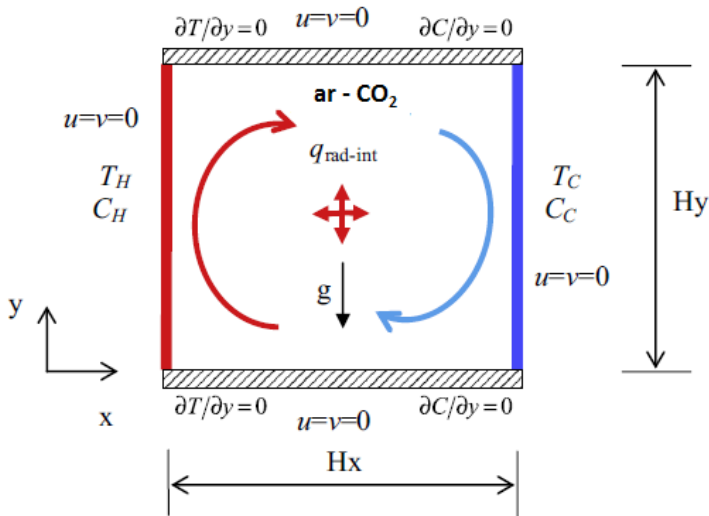


Fonte: Lateb et al., (2013)

Dois estudos numéricos recentes analisando a transferência de calor por convecção natural/radiação acoplada com a dispersão de um poluente químico (mistura ar- CO_2) em uma cavidade quadrada foram realizados por Arellano et al. (2013) e Arellano e Rivera (2014). Nestes estudos uma cavidade é aquecida considerando duas paredes isotérmicas verticais e duas adiabáticas e impermeáveis horizontais, conforme ilustração da Figura 5. As equações de governo que regem o problema foram resolvidas pelo método de volumes finitos, com esquema de correção de pressão do tipo SIMPLEC (PATANKAR, 1980). Como conclusão deste estudo, estes autores afirmam que a radiação térmica no interior da cavidade tem interesse especial

em melhores previsões térmicas (transferência de calor total), mas não afeta consideravelmente o processo de transferência de massa (dispersão do poluente).

Figura 5 – Modelo físico para a cavidade quadrada aquecida com uma mistura de ar-CO₂.



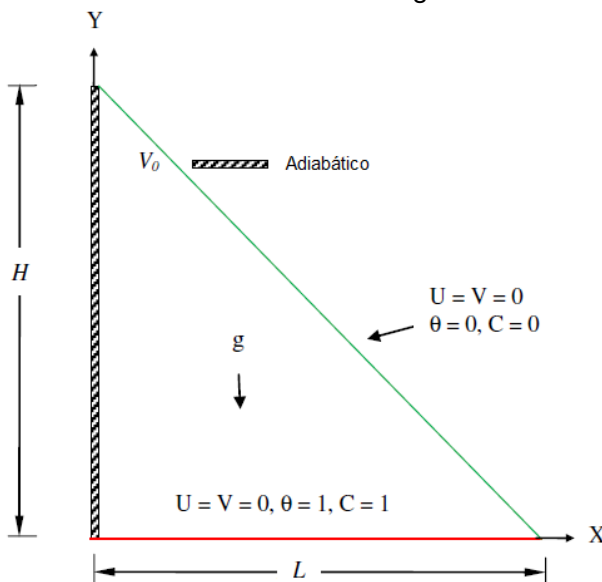
Fonte: Arellano e Rivera, (2014)

Outro estudo recente avaliando os efeitos do número de Lewis e Sherwood sobre a transferência de calor e massa em uma cavidade triangular, através da convecção natural, foi realizado por Hasanuzzaman et al. (2012). Neste trabalho, a geometria analisada consiste em uma cavidade triangular preenchida com uma mistura binária conforme ilustra a Figura 6. A parede horizontal possui temperatura elevada (sendo a fonte de calor), enquanto que a parede inclinada possui baixa temperatura e permite a difusão da mistura (permeável). A parede vertical é adiabática e impermeável à transferência de massa. O esquema numérico utilizado neste estudo baseia-se no método de elementos finitos para discretizar as equações de governo que regem o problema.

Segundo resultados obtidos por estes autores, a transferência de calor diminui (3,6%) com o aumento do número de Lewis para todos os parâmetros estudados. Por outro lado, no

mesmo regime de convecção, a taxa de transferência de massa aumentou (32,4%) para o mesmo incremento do número de Lewis, o que significa que o número de Sherwood aumenta com o incremento do número de Lewis quase linearmente.

Figura 6 – Modelo físico da cavidade triangular.



Fonte: Hasanuzzaman et al., (2012)

Kang e Chang (1982) investigaram numericamente a transferência de massa em um canal bidimensional entre duas placas paralelas com promotores de turbulência fixos ao sistema, objetivando aumentar a eficiência do processo. Os sistemas modelados foram dos tipos “zigue-zague” e “cavidade”, os quais podem ser vistos nas ilustrações da Figura 7 e Figura 8, respectivamente. Estes autores utilizaram uma técnica numérica em diferenças finitas com esquema tipo “upwind” para a discretização dos termos convectivos.

Os principais resultados obtidos indicaram que os promotores de turbulência intensificaram a transferência de massa através da formação de regiões de recirculação, além de aumentar a tensão de cisalhamento na corrente principal. Todos os resultados obtidos para a variação do coeficiente convectivo

de transferência de massa foram condensados em correlações empíricas para o número de Sherwood.

Figura 7 – Modelo I: Promotor do tipo “zigue-zague”.



Fonte: Kang e Chang, (1982)

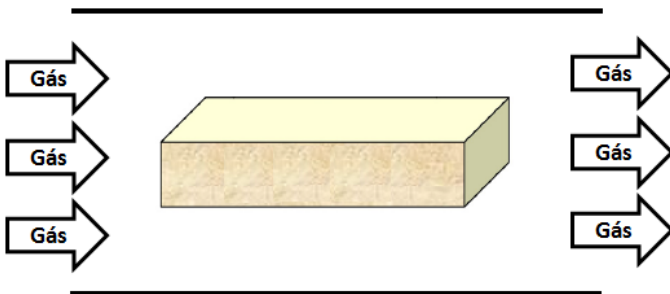
Figura 8 – Modelo II: Promotor com geometria do tipo “cavidade”.



Fonte: Kang e Chang, (1982)

Kadem et al. (2011) modelaram a transferência de calor e massa tridimensional durante um processo de tratamento térmico da madeira. No modelo de estudo dos autores, as equações de Navier-Stokes, juntamente com as equações da conservação da energia e da espécie química, são resolvidas de forma acoplada com as equações da difusão (energia e massa) para o sólido. O problema considera uma amostra de madeira exposta com aquecimento convectivo numa atmosfera inerte, conforme a ilustração da Figura 9.

Figura 9 – Esquema do modelo físico.



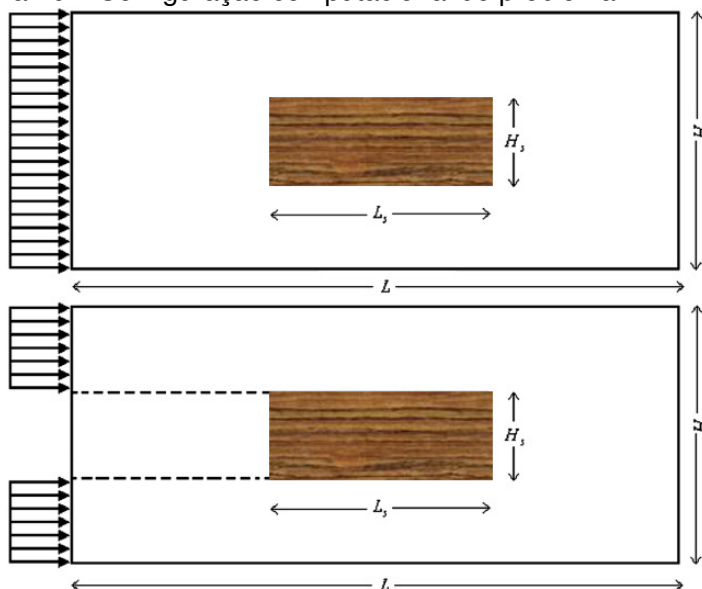
Fonte: Kadem et al., (2011)

As equações foram resolvidas numericamente com o software comercial “Femlab”, sendo assumidas as seguintes

hipóteses: o campo de escoamento é laminar; eventuais dilatações na madeira foram desprezadas; não há geração de calor no interior da madeira. Segundo Kadem et al. (2011), o modelo de simulação utilizado pode ser uma ferramenta importante para a concepção de novos fornos, para a análise dos problemas encontrados em fornos existentes e otimização de sua operação, além de reduzir consideravelmente o tempo experimental e aumentar a compreensão dos processos de tratamento térmico da madeira.

De forma análoga ao trabalho de Kadem et al. (2011), Lamnatou et al. (2009) aplicaram uma metodologia baseada em volumes finitos para analisar os fenômenos conjugados de transferência de calor e massa durante a secagem de um cilindro retangular poroso em uma câmara retangular, conforme a Figura 10.

Figura 10 – Configuração computacional do problema.



Fonte: Lamnatou et al., (2009)

A geometria demonstra o domínio do problema, com as condições de contorno correspondentes a um experimento em escala real desenvolvido no laboratório dos autores. Tal

como ilustrado na Figura 10, duas configurações foram estudadas: (i) uma situação onde o escoamento incide diretamente no objeto (sem divisor de fluxo à montante) e (ii) uma segunda configuração com um divisor de escoamento à montante. Para a análise do problema é assumido um fluxo de ar incompressível, bidimensional e laminar, confinado em um canal retangular.

Os resultados numéricos apresentados por Lamnatou et al. (2009) consistiram nas distribuições dos coeficientes convectivos locais de transferência de calor e massa, para ambos os casos estudados. Para as superfícies superior e inferior do corpo, verificou-se que a configuração com o divisor de fluxo reflete numa maior troca de calor convectiva. Por outro lado, os resultados mostraram que a configuração com as zonas de estagnação e separação (sem divisor de fluxo) resultou na maior redução do teor de umidade média da amostra, especialmente em elevado números de Reynolds. Segundo estes autores, os resultados deste estudo podem ser úteis na tentativa de otimizar o projeto de uma câmara de secagem, obtendo taxas de transporte mais elevadas e um comportamento do escoamento mais uniforme através da prevenção do desenvolvimento de efeitos aerodinâmicos desfavoráveis.

3. FORMULAÇÃO TEÓRICA

3.1 EQUAÇÕES DE GOVERNO

O movimento de um fluido no qual coexistem gradientes de velocidade, temperatura e concentração devem obedecer a várias leis fundamentais da natureza. Em particular, em cada ponto do fluido, a conservação de massa, de energia e da espécie química, assim como a segunda lei de Newton do movimento deve ser satisfeitas. Equações representando essas exigências são deduzidas através da aplicação das leis em um volume de controle diferencial situado no escoamento.

Para o caso deste trabalho, o modelo adotado corresponde às equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (RANS) aplicadas na solução do escoamento turbulento médio, incompressível de fluidos newtonianos com dissipação viscosa desprezível e propriedades constantes (sem reação química). Neste procedimento as variáveis instantâneas são decompostas em uma componente média acrescida de uma flutuação (este procedimento é denominado média de Reynolds (WILCOX, 1998; KAYS e CRAWFORD, 2005)). Aplicando a decomposição de Reynolds e tomando-se a média no tempo obtém-se (em notação indicial)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(2\mu \bar{s}_{ji} - \rho \overline{u'_j u'_i}), \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{u}_i) = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p \bar{T}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho c_p \bar{u}_i \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \rho c_p \overline{u'_i T'} \right), \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{C}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{u}_i \bar{C}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_{AB} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i} - \overline{u'_i C'} \right), \quad (3.4)$$

onde, o tensor taxa de deformação do escoamento médio \bar{s}_{ji} é definido por

$$\bar{s}_{ji} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.5)$$

Nas equações anteriores, as variáveis a serem determinadas são as duas componentes do vetor velocidade média, \bar{u}_i , a temperatura média, \bar{T} , a concentração média da espécie química, \bar{C} , e também a pressão estática média, \bar{p} . As constantes ρ , c_p , κ e D_{AB} representam a densidade do fluido, o calor específico à pressão constante, a condutividade térmica molecular e o coeficiente de difusão da espécie química A em B , respectivamente.

O termo $-\rho\overline{u'_i u'_i}$ da Equação (3.1) é conhecido como *Tensor das Tensões de Reynolds* ou, simplesmente, *tensor de Reynolds*, que é denotado por (WILCOX, 1998).

$$\tau^r_{ij} = -\rho\overline{u'_i u'_j} . \quad (3.6)$$

O tensor de Reynolds é simétrico, assim $\tau^r_{ij} = \tau^r_{ji}$; suas componentes representam o efeito das flutuações turbulentas sobre o escoamento médio. Fisicamente, estes termos correspondem a uma taxa de transferência de quantidade de movimento devido às flutuações de velocidade. De forma análoga, os termos $-\rho c_p \overline{u'_i T'}$ e $-\overline{u'_i C'}$ representam nas equações médias da conservação de energia e espécie química, respectivamente, o fluxo de calor e o fluxo de massa da espécie química devido às flutuações turbulentas.

3.2 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Como consequência da aplicação do procedimento de média nas equações de Navier-Stokes, componentes do tensor de tensão de Reynolds ($\tau^r_{ij} = -\rho\overline{u'_i u'_j}$) são introduzidos nas equações médias (WILCOX, 1998). O problema fundamental do cálculo de escoamentos turbulentos médios consiste na determinação destes termos. As expressões envolvendo as flutuações de velocidade representam seis novas incógnitas (o tensor é simétrico). Entretanto, o número de equações permanece o mesmo e, desta forma, o sistema não é fechado (ZDANSKI, 2003).

A função da modelagem da turbulência é, portanto, desenvolver aproximações para estas correlações desconhecidas, a fim de fechar o sistema de equações. A forma

como este problema é tratado gera os diferentes modelos de turbulência existentes (WILCOX, 1998). Neste trabalho foi empregado um modelo de turbulência do tipo viscosidade turbulenta, que é baseado na hipótese de Boussinesq. Esta hipótese relaciona as flutuações turbulentas de velocidade à taxa de deformação do escoamento médio. Assim, no caso do escoamento incompressível, o tensor de Reynolds se relaciona com o tensor taxa de deformação média através da expressão (WILCOX, 1998).

$$\tau^r_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k, \quad (3.7)$$

onde a viscosidade aparente ou viscosidade turbulenta, μ_T , é uma propriedade do escoamento e, portanto, das condições locais do mesmo. A energia cinética turbulenta por unidade de massa, k , é definida como (TENNEKES e LUMLEY, 1972; WILCOX, 1998)

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}. \quad (3.8)$$

Por outro lado, os termos que representam o fluxo turbulento de calor na equação da energia, e o fluxo turbulento de transferência da espécie química na equação da concentração, são modelados da seguinte forma

$$-\rho c_p \overline{u'_i T'} = \kappa_T \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i}, \quad (3.9)$$

$$-\overline{u'_i C'} = D_{ABT} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i}, \quad (3.10)$$

onde κ_T é a condutividade térmica turbulenta e D_{ABT} o coeficiente de difusão turbulento da espécie química A em B na mistura.

Substituindo-se as expressões (3.7), (3.9) e (3.10) em (3.1), (3.3) e (3.4), respectivamente, e sabendo que

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\frac{2}{3} \rho k \right) \quad (3.11)$$

obtém-se

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(p_e) + \frac{\partial}{\partial x_j}[2\mu_e \bar{s}_{ji}], \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p \bar{T}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho c_p \bar{u}_i \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\kappa_e \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i}\right], \quad (3.13)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{C}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{u}_i \bar{C}) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[D_{ABe} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i}\right]. \quad (3.14)$$

Os coeficientes de difusão molecular μ , κ e D_{AB} foram substituídos por coeficientes de difusão efetivos, a saber

$$\mu_e = \mu + \mu_T, \quad (3.15)$$

$$\kappa_e = \kappa + \kappa_T, \quad (3.16)$$

$$D_{ABe} = D_{AB} + D_{ABT}. \quad (3.17)$$

Por outro lado, a pressão estática p foi substituída por uma pressão efetiva,

$$p_e = \bar{p} + \frac{2}{3}\rho k. \quad (3.18)$$

Neste ponto é importante destacar que a determinação dos coeficientes de difusão turbulentos (ver Equações 3.15, 3.16 e 3.17) implica na adoção de um modelo de turbulência. Neste trabalho foi empregado o modelo de duas equações $k - \varepsilon$ na forma padrão para altos números de Reynolds (LAUNDER e SPALDING, 1974). Neste modelo duas equações diferenciais parciais adicionais são resolvidas para a obtenção da viscosidade turbulenta. As variáveis dependentes são a energia cinética turbulenta por unidade de massa k (Equação 3.8) e a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta por unidade de massa, ε , definida como

$$\varepsilon = \nu \frac{\overline{\partial u'_i \partial u'_i}}{\partial x_k \partial x_k}, \quad (3.19)$$

onde ν é a viscosidade cinemática molecular do fluido.

Em notação indicial, as equações de transporte para a obtenção de k e ε são dadas por

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + S_k \quad (3.20)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + S_\varepsilon. \quad (3.21)$$

Os termos das equações anteriores representam, respectivamente, a taxa de variação de k ou ε , o transporte convectivo de k ou ε , o transporte difusivo de k ou ε , cujos termos, Γ_k e Γ_ε são conhecidos como coeficientes de difusão, sendo definidos como

$$\Gamma_k = \frac{\mu_T}{\sigma_k}, \quad (3.22)$$

$$\Gamma_\varepsilon = \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \quad (3.23)$$

e os termos fontes, S_k e S_ε , que são determinados por

$$S_k = \rho P_d - \rho \varepsilon \quad (3.24)$$

e

$$S_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \rho \frac{\varepsilon}{k} P_d - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (3.25)$$

Nas expressões anteriores o termo P_d representa a produção de energia cinética turbulenta, sendo definido por

$$P_d = \frac{\mu_T}{\rho} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \right]. \quad (3.26)$$

As constantes que aparecem nas equações do modelo foram determinadas empiricamente (LAUNDER e SPALDING, 1974), a saber,

$$C_{\mu} = 0.09, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_{\varepsilon} = 1.3. \quad (3.27)$$

Finalmente, a viscosidade turbulenta é calculada pela expressão

$$\mu_T = C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3.28)$$

Para a determinação da condutividade térmica turbulenta, κ_T , utiliza-se a definição do número de Prandtl turbulento em conjunto com a analogia de Reynolds (KAYS e CRAWFORD, 2005)

$$\kappa_T = \frac{\mu_T c_p}{Pr_T}. \quad (3.29)$$

No presente trabalho foi adotado um valor constante, $Pr_T = 0.9$, em todo o campo de escoamento. Este valor do número de Prandtl turbulento é obtido a partir de resultados experimentais para o escoamento de ar em região totalmente turbulenta, sendo um valor usual para cálculos de engenharia (KAYS e CRAWFORD, 2005).

De forma análoga, para determinar o coeficiente de difusão da espécie química turbulento, D_{AB_T} , utiliza-se a definição do número de Schmidt turbulento (KAYS e CRAWFORD, 2005)

$$D_{AB_T} = \frac{\nu_T}{Sc_T} = \frac{\mu_T}{\rho \cdot Sc_T}. \quad (3.30)$$

Através da analogia de Reynolds e, em conjunto com resultados experimentais para o escoamento de ar em região totalmente turbulenta, é assumido que $Sc_T = Pr_T = 0.9$ (KAYS e CRAWFORD, 2005).

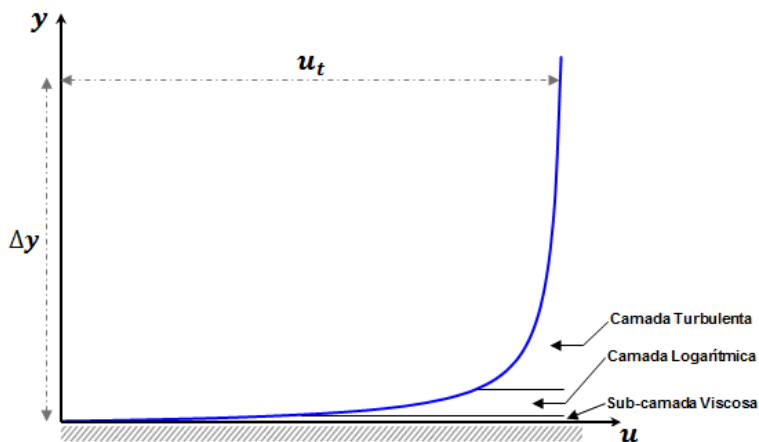
As equações do modelo $k - \varepsilon$ alto Reynolds são válidas em regiões onde o escoamento é totalmente turbulento. Em regiões próximas a superfícies sólidas, onde a condição de não deslizamento implica que os efeitos viscosos predominam, é

utilizada a lei da parede (LAUDER e SPALDING, 1974), a qual estabelece uma conexão entre as condições de contorno na parede e as propriedades do escoamento na zona de validade do modelo $k - \varepsilon$.

3.3 LEI DE PAREDE HIDRODINÂMICA

Experimentalmente é possível distinguir três regiões distintas da camada limite turbulenta, como pode ser visto na Figura 11, a saber: sub-camada viscosa, onde o escoamento é laminar e os efeitos viscosos são dominantes; Camada logarítmica, onde os transportes molecular e turbulento se equivalem e a camada turbulenta onde os efeitos da turbulência predominam (WILCOX, 1998; KAYS e CRAWFORD, 2005).

Figura 11 – Camada limite turbulenta, onde u_t representa a magnitude da velocidade tangencial à parede e Δy a distância normal.

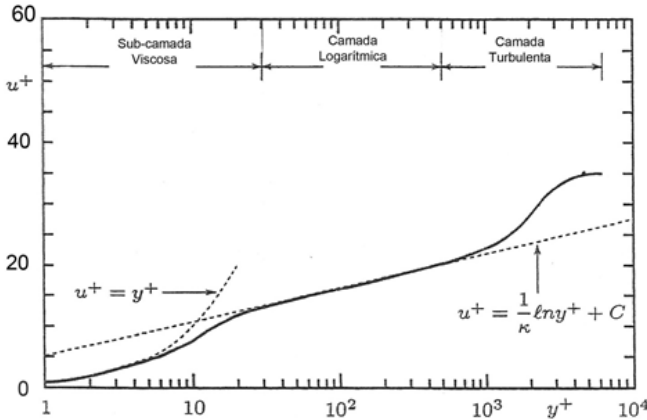


Fonte: Wilcox, (1998).

A camada logarítmica está tipicamente entre $30 \leq y^+ \leq 0,1\delta$, sendo que y^+ representa a distância adimensional da parede e δ a espessura da camada limite. A subcamada viscosa apresenta comportamento linear em relação à distância da parede (WILCOX, 1998). Segundo Wilcox (1998), do ponto de

vista matemático, existem apenas duas regiões, a sub-camada viscosa e a região totalmente turbulenta. A camada logarítmica localizada entre ambas é considerada como uma sobreposição no qual as duas soluções são válidas (ver Figura 12).

Figura 12 – Perfil mono-log da camada limite turbulenta



Fonte: Wilcox, (1998)

A lei da parede hidrodinâmica implementada no código desenvolvido neste trabalho é uma extensão do método de Launder e Spalding (1974). Esta lei é baseada na hipótese de equilíbrio, onde, o termo de produção de energia cinética turbulenta é avaliado como sendo igual à taxa de dissipação (LAUNDER e SPALDING, 1974). Desta forma, na região de camada logarítmica, a velocidade tangencial à parede é relacionada com a tensão cisalhante na parede, τ_w , por meio de uma relação logarítmica expressa por

$$u^+ = \frac{u_t}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C, \quad (3.31)$$

onde

$$y^+ = \rho y \frac{u^*}{\mu}, \quad (3.32)$$

e

$$u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}. \quad (3.33)$$

Nas expressões anteriores u^* é denominada velocidade de atrito, y^+ é a distância adimensional da parede, \mathcal{K} é conhecido como constante de Kármán (equivalente a 0.41) e \mathcal{C} é uma constante adimensional (WILCOX, 1998).

3.4 LEI DE PAREDE TÉRMICA

A camada limite térmica é modelada pela função proposta por Jayatilleke (1959), conforme apresentada por Arpaci e Larsen (1984). Utilizando suposições semelhantes as da lei da parede hidrodinâmica, o perfil adimensional de temperatura próximo à parede segue um perfil universal. Desta forma a temperatura adimensional é definida como

$$T^+ = \frac{(T-T_w)}{T^*} = \frac{Pr_T}{\mathcal{K}} \ln y^+ + Pr_T(C_J + P_f), \quad (3.34)$$

onde

$$P_f = 9,0 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_T} \right)^{0,75} - 1 \right] \left[1 + 0,28 e^{\left(-0,007 \frac{Pr}{Pr_T} \right)} \right], \quad (3.35)$$

$$C_J = 5,2; \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\kappa}; \quad T^* = \frac{q_w}{\rho c_p u^*}; \quad u^* = C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}. \quad (3.36)$$

Nas expressões anteriores, T_w e q_w são, respectivamente, a temperatura e o fluxo de calor na parede, enquanto k_p é a energia cinética turbulenta no ponto vizinho à parede.

3.5 LEI DE PAREDE DE CONCENTRAÇÃO

Por condições de similaridade à camada limite térmica, o perfil adimensional de concentração da espécie química próximo à parede utilizando a expressão de Jayatilleke (1959) é definido como

$$C^+ = \frac{(C - C_w)}{C^*} = \frac{Sc_T}{\mathcal{K}} \ln y^+ + Sc_T (C_J + P_f) \quad (3.37)$$

onde

$$P_f = 9,0 \left[\left(\frac{Sc}{Sc_T} \right)^{0,75} - 1 \right] \left[1 + 0,28 e^{\left(-0,007 \frac{Sc}{Sc_T} \right)} \right], \quad (3.38)$$

$$C_J = 5,2; \quad Sc = \frac{\mu}{D_{AB}\rho}; \quad C^* = \frac{No''_w}{u^*}. \quad (3.39)$$

Nas expressões anteriores, C_w e No''_w são, respectivamente, a concentração e o fluxo mássico da espécie química na parede.

4. MÉTODO NUMÉRICO

4.1 EQUAÇÃO DE POISSON PARA A PRESSÃO

Nas equações do modelo matemático as variáveis a serem determinadas são as componentes médias do vetor velocidade, u e v , a temperatura, T , a concentração da espécie, C , as grandezas turbulentas, k e ε , e também a pressão, p . Porém, observa-se que não existe uma equação explícita para obter a pressão. Este é o conhecido problema de acoplamento pressão-velocidade, caso típico da análise de escoamentos incompressíveis. A equação para a determinação da pressão é obtida a partir das equações de quantidade de movimento e da equação da conservação da massa. O procedimento completo foi desenvolvido e apresentado em Zdanski (2003), e não será reproduzido neste documento, a não ser as etapas principais. Desta forma, inicialmente derivam-se as equações de quantidade de movimento para as direções x e y em relação à x e y , respectivamente. A seguir, somam-se as equações e introduz-se a restrição imposta pela conservação da massa, ou seja, divergente nulo do vetor velocidade no instante de tempo $(n + 1)$. O resultado final desta operação, para o caso bidimensional e no formato de lei de conservação, é dado por (ZDANSKI, 2003)

$$\frac{\partial e}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} = 0, \quad (4.1)$$

onde

$$e = \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} - \frac{1}{\Delta t} (\rho u)^n, \quad (4.2)$$

$$f = \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} - \frac{1}{\Delta t} (\rho v)^n. \quad (4.3)$$

4.2 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE GOVERNO

As equações de quantidade de movimento, da energia, da concentração e do modelo de turbulência são trabalhadas de maneira similar. O método numérico utilizado neste trabalho faz

uma adaptação do esquema de Beam e Warming (1978) para o cálculo de escoamentos incompressíveis (ZDANSKI, 2003). Será utilizada uma expressão genérica para a apresentação das principais etapas no desenvolvimento do esquema. Seja a seguinte equação geral, para o caso cartesiano bidimensional

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} = - \left[\frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial y} - \hat{S} \right]. \quad (4.4)$$

A referida metodologia foi desenvolvida em diferenças finitas, sendo que o procedimento de solução consiste das seguintes etapas (ZDANSKI, 2003):

(i) Inicialmente, expande-se no tempo o vetor das variáveis conservadas, \hat{Q} , utilizando série de Taylor,

$$\hat{Q}^{n+1} = \hat{Q}^n + \Delta t \left[\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} \right]^{n+1} + \Delta t \vartheta(\Delta t). \quad (4.5)$$

A Equação (4.5) corresponde ao método de Euler implícito, visto que a derivada $\partial \hat{Q} / \partial t$ é avaliada no instante de tempo $n+1$. Introduzindo a equação (4.4) em (4.5), obtém-se

$$\hat{Q}^{n+1} = \hat{Q}^n - \Delta t \left[\frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial y} - \hat{S} \right]^{n+1} + \Delta t \vartheta(\Delta t). \quad (4.6)$$

(ii) Os vetores de fluxo \hat{E} , \hat{F} e \hat{S} são funções não lineares de \hat{Q} . A não linearidade é removida expandindo-se estes vetores em série de Taylor, em relação ao vetor das variáveis conservadas, ou seja,

$$\begin{aligned} \hat{E}^{n+1} &= \hat{E}^n + A^n [\hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n] + \vartheta(\Delta t^2), \\ \hat{F}^{n+1} &= \hat{F}^n + B^n [\hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n] + \vartheta(\Delta t^2), \\ \hat{S}^{n+1} &= \hat{S}^n + T^n [\hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n] + \vartheta(\Delta t^2). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Nas expressões (4.7) aparecem as matrizes Jacobianas, A^n , B^n e T^n , no instante de tempo n . Estas matrizes são definidas por

$$A = \frac{\partial \hat{E}}{\partial \hat{Q}}, \quad B = \frac{\partial \hat{F}}{\partial \hat{Q}}, \quad T = \frac{\partial \hat{S}}{\partial \hat{Q}}. \quad (4.8)$$

Substituindo as expressões (4.7) em (4.6), obtém-se

$$\hat{Q}^{n+1} = \hat{Q}^n - \Delta t \left\{ \frac{\partial}{\partial x} [\hat{E}^n + A^n (\hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n)] + \frac{\partial}{\partial y} [\hat{F}^n + B^n (\hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n)] \right\} - \Delta t [-\hat{S}^n - T^n (\hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n)] + \Delta t \vartheta (\Delta t). \quad (4.9)$$

Desenvolvendo e reagrupando os termos da equação (4.9), depois de certa álgebra, chega-se a

$$\left[I + \Delta t \left(\frac{\partial A^n}{\partial x} + \frac{\partial B^n}{\partial y} - T^n \right) \right] \hat{Q}^{n+1} - \left[I + \Delta t \left(\frac{\partial A^n}{\partial x} + \frac{\partial B^n}{\partial y} - T^n \right) \right] \hat{Q}^n = -\Delta t \left[\frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial y} - \hat{S} \right] + \Delta t \vartheta (\Delta t), \quad (4.10)$$

onde I é a matriz identidade.

(iii) Introdz-se a forma delta, $\Delta \hat{Q}^n = \hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n$, na equação (4.10) de forma a obter-se

$$\left[I + \Delta t \left(\frac{\partial A^n}{\partial x} + \frac{\partial B^n}{\partial y} - T^n \right) \right] \Delta \hat{Q}^n = -\Delta t \left[\frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial y} - \hat{S} \right] + \Delta t \vartheta (\Delta t). \quad (4.11)$$

Para se obter a solução da equação (4.11), deve-se inverter o operador do lado esquerdo. Este procedimento requer um esforço computacional considerável. Desta forma, introduz-se o conceito da fatorização aproximada, onde o operador do lado esquerdo é substituído por um produto de operadores unidimensionais (BEAM e WARMING, 1978). Assim,

$$\left[I + \Delta t \left(\frac{\partial A^n}{\partial x} + \frac{\partial B^n}{\partial y} - T^n \right) \right] \cong \left[I + \Delta t \left(\frac{\partial A^n}{\partial x} - \frac{T^n}{2} \right) \right] \left[I + \Delta t \left(\frac{\partial B^n}{\partial y} - \frac{T^n}{2} \right) \right] + \vartheta (\Delta t^2). \quad (4.12)$$

A introdução da expressão (4.12) em (4.11) não altera a acurácia do método, que originalmente é $\vartheta (\Delta t)$. Desta forma, obtém-se

$$\left[I + \Delta t \left(\frac{\partial A^n}{\partial x} - \frac{T^n}{2} \right) \right] \left[I + \Delta t \left(\frac{\partial B^n}{\partial y} - \frac{T^n}{2} \right) \right] \Delta \hat{Q}^n = -\Delta t \left[\frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial y} - \hat{S} \right] \quad (4.13)$$

(iv) Escrevendo a expressão (4.13) em forma de operadores e introduzindo termos de dissipação artificial, chega-se a

$$L_x L_y \Delta \hat{Q}^n = R_x + R_y, \quad (4.14)$$

onde

$$L_x = I + \Delta t \left(\frac{\partial A^n}{\partial x} - \frac{T^n}{2} \right) - (\Delta x)^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad (4.15)$$

$$L_y = I + \Delta t \left(\frac{\partial B^n}{\partial y} - \frac{T^n}{2} \right) - (\Delta y)^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad (4.16)$$

$$R_x = -\Delta t \left(\frac{\partial E^n}{\partial x} - \frac{S^n}{2} \right) - (\Delta x)^4 \frac{\partial^4 \hat{Q}^n}{\partial x^4}, \quad (4.17)$$

$$R_y = -\Delta t \left(\frac{\partial F^n}{\partial y} - \frac{S^n}{2} \right) - (\Delta y)^4 \frac{\partial^4 \hat{Q}^n}{\partial y^4}. \quad (4.18)$$

A equação (4.14) é resolvida em uma sequência de problemas unidimensionais conforme segue

$$L_x \Delta Q^* = R_x + R_y,$$

$$L_y \Delta Q = \Delta Q^*, \quad (4.19)$$

$$Q^{n+1} = Q^n + \Delta Q.$$

Sendo os termos dissipativos físicos representados por derivadas de segunda ordem, é apropriado que os termos de dissipação artificial sejam de ordem maior. Desta forma, neste trabalho foram adotados termos de dissipação artificial linear de quarta ordem para o lado direito, e de segunda ordem para o lado esquerdo da equação (ZDANSKI, 2003). A justificativa para usar termos de segunda ordem no lado esquerdo é que termos de quarta ordem gerariam matrizes penta-digonais. Em consequência, a inversão destas matrizes exigiria muito tempo

computacional. Além do mais, o lado esquerdo da equação representa a parte numérica, e tende a zero quando o regime permanente é atingido. Quanto ao lado direito da equação, observa-se que corresponde à equação diferencial original para o regime permanente. Desta forma, o lado direito é o resíduo e serve como parâmetro de convergência (ZDANSKI, 2003).

O procedimento anteriormente descrito é genérico e pode ser aplicado às equações de conservação de quantidade de movimento, energia e espécie química, bem como ao modelo de turbulência. É importante salientar que esta metodologia foi originalmente proposta em Zdanski (2003). A particularização para o caso da solução de escoamentos laminares e turbulentos de fluidos Newtonianos foi apresentado em Zdanski et al. (2004). A extensão desta metodologia para a solução de escoamentos não-Newtonianos de polímeros fundidos foi apresentada em Zdanski et al. (2008, 2011). Finalmente, no presente trabalho está sendo feita uma extensão da metodologia para a solução do escoamento incompressível de misturas binárias (incluindo a equação da conservação da espécie química). Desta forma, na sequência será apenas apresentado o resultado da aplicação da metodologia na solução numérica da equação da concentração.

4.2.1 Discretização da equação da conservação da espécie química

O resultado final da discretização da equação da espécie química é dado por

$$\check{l}_x \check{l}_y \Delta \check{q}^n = \check{r}_x + \check{r}_y, \quad (4.20)$$

onde

$$\Delta \check{q}^n = \check{q}^{n+1} - \check{q}^n,$$

$$\check{l}_x = 1.0 + \Delta t \delta_x \check{a}_e^n - \Delta t \hat{\delta}_x \check{m}_x^n - \varepsilon_i (\Delta x)^2 \nabla_x \Delta_x,$$

$$\check{l}_y = 1.0 + \Delta t \delta_y \check{b}_e^n - \Delta t \hat{\delta}_y \check{m}_y^n - \varepsilon_i (\Delta y)^2 \nabla_y \Delta_y, \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned}\check{r}_x &= -\Delta t \delta_x \check{e}_e^n + \Delta t \hat{\delta}_x \check{e}_v^n - \varepsilon_e (\Delta x)^4 (\nabla_x \Delta_x)^2 \check{q}^n, \\ \check{r}_y &= -\Delta t \delta_y \check{f}_e^n + \Delta t \hat{\delta}_y \check{f}_v^n - \varepsilon_e (\Delta y)^4 (\nabla_y \Delta_y)^2 \check{q}^n,\end{aligned}\quad (4.22)$$

com

$$\begin{aligned}\check{a}_e^n &= \frac{\partial \check{e}_e}{\partial \check{q}}; \quad \check{b}_e^n = \frac{\partial \check{f}_e}{\partial \check{q}}; \quad \check{m}_x^n = \frac{\partial \check{e}_v}{\partial \check{q}}; \quad \check{m}_y^n = \frac{\partial \check{f}_v}{\partial \check{q}} \\ q &= C; \\ \hat{e}_e &= uC; \\ \hat{f}_e &= vC; \\ \hat{e}_v &= D_{ABe} \frac{\partial C}{\partial x}; \\ \hat{f}_v &= D_{ABe} \frac{\partial C}{\partial y}.\end{aligned}\quad (4.23)$$

Os termos Jacobianos são dados por

$$\check{a}_e^n = u; \quad \check{b}_e^n = v; \quad \check{m}_x^n = 0; \quad \check{m}_y^n = 0. \quad (4.24)$$

Nas expressões discretizadas (Equações 4.21 e 4.22) aparecem alguns símbolos, cujas definições são apresentadas na sequência:

(a) operadores de discretização

$$\begin{aligned}\delta_x(\cdot)_i &= \frac{(\cdot)_{i+1} - (\cdot)_{i-1}}{2\Delta_x}, & \hat{\delta}_x(\cdot)_i &= \frac{(\cdot)_{i+1/2} - (\cdot)_{i-1/2}}{\Delta_x} \\ \nabla_x(\cdot)_i &= \frac{(\cdot)_i - (\cdot)_{i-1}}{\Delta_x}, & \Delta_x(\cdot)_i &= \frac{(\cdot)_{i+1} - (\cdot)_i}{\Delta_x}\end{aligned}\quad (4.25)$$

Nas expressões (4.25) são definidos apenas os operadores para a direção x , contudo a mesma definição se aplica para a direção y .

(b) ε_i e ε_e são coeficientes que controlam o nível de dissipação artificial introduzido. A dissipação artificial tem a função de controlar as oscilações numéricas (evitar o desacoplamento par-ímpar), consequência de uma discretização centrada dos termos convectivos em conjunto com o uso de uma malha co-localizada (ZDANSKI et al., 2004). Estes coeficientes foram calibrados de forma a conferir estabilidade e garantir a convergência do procedimento numérico. Os valores típicos utilizados neste trabalho são $\varepsilon_i = 0.001$ e $\varepsilon_e = 0.003$ (ZDANSKI, 2003; ZDANSKI et al., 2004).

4.3 ALGORITMO DE SOLUÇÃO

Neste ponto convém destacar os principais passos do esquema numérico utilizado. A sequência do algoritmo é:

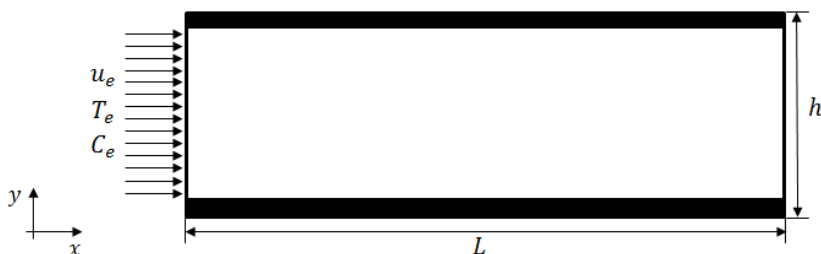
- (i) Estabelecer campos iniciais de pressão, velocidade, temperatura e concentração;
- (ii) Resolver as equações de quantidade de movimento, para obter o novo campo de velocidades;
- (iii) Resolver a equação de Poisson, para obter o novo campo de pressão;
- (iv) Resolver a equação da energia, para obter o campo de temperaturas;
- (v) Resolver a equação da espécie química, para obter o campo de concentração;
- (vi) Resolver as equações do modelo de turbulência;
- (vii) Retornar ao passo (ii) e iterar até a convergência.

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1 VERIFICAÇÃO E VALIDAÇÃO

Nesta seção são apresentados resultados obtidos através das simulações numéricas, bem como as comparações com soluções analíticas, numéricas e experimentais de outros autores, visando uma verificação e validação do esquema. Para a execução desta etapa foi escolhido um caso de simulação de um escoamento turbulento de uma mistura ar-vapor d'água em um canal plano bidimensional. Na Figura 13 é apresentado um esquema da geometria utilizada onde o domínio computacional compreende toda a altura do canal, $h = 0,011m$ e todo o seu comprimento, $L = 60h$.

Figura 13 – Representação esquemática do escoamento em um canal bidimensional.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Utilizou-se uma malha computacional uniforme com $[201] \times [31]$ pontos nas direções do escoamento e normal à parede, respectivamente. Neste caso foi feito um estudo de refinamento de malha, onde são apresentados os resultados para três malhas com espaçamentos uniformes diferentes, ou seja, com $[201] \times [31]$, $[301] \times [35]$ e $[401] \times [41]$ pontos nas direções longitudinal e transversal, respectivamente.

As condições de contorno para a região da entrada são de temperatura uniforme e uma distribuição, também uniforme, de velocidade e concentração. Quanto aos parâmetros da turbulência, k e ε , considerou-se perfis uniformes. Nas paredes do canal a condição de contorno utilizada foi a de fluxo de calor e mássico prescrito, juntamente com a condição de não

escorregamento. Para a região de saída do domínio é utilizada condições parabólicas para todas as variáveis, com exceção da pressão, onde é aplicada uma variação linear. Para estas simulações utilizaram-se os seguintes valores $u_e = 18,68 \text{ m/s}$, $T_e = 300\text{K}$, $C_e = 0,00788 \text{ kg/m}^3$, $No''_w = 0,025 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$, $q_w = 270 \text{ W/m}^2$, $k_e = [0,02(u_e)^2/2] \text{ m}^2/\text{s}^2$, $\varepsilon_e = 392,87 \text{ J/kg} \cdot \text{s}$, $Re_{Dh} = 27480$.

Na Figura 14 são apresentados perfis normalizados de temperatura, $T^+ = (T - T_w)/T^*$, onde $T^* = q_w/(\rho c_p u^*)$ é a temperatura característica de referência e T_w é a temperatura do fluido nos nós adjacentes à parede, e perfis normalizados de concentração da espécie química (Figura 15), $C^+ = (C - C_w)/C^*$, sendo $C^* = No''_w/u^*$ a concentração da espécie química de referência. Nos casos da distribuição de temperatura e concentração, o resultado numérico é comparado com correlações teóricas específicas para o escoamento entre placas paralelas, que segundo Kader (1981) é dada por,

$$\theta^+ = Pr y^+ e^{(-\Gamma)} + \left\{ 2,12 \ln \left[(1 + y^+) \frac{1,5[2 - (y/h)]}{1 + 2[1 - (y/h)]} \right] + \beta(Pr) \right\} e^{(-1/\Gamma)}, \quad (5.1)$$

sendo

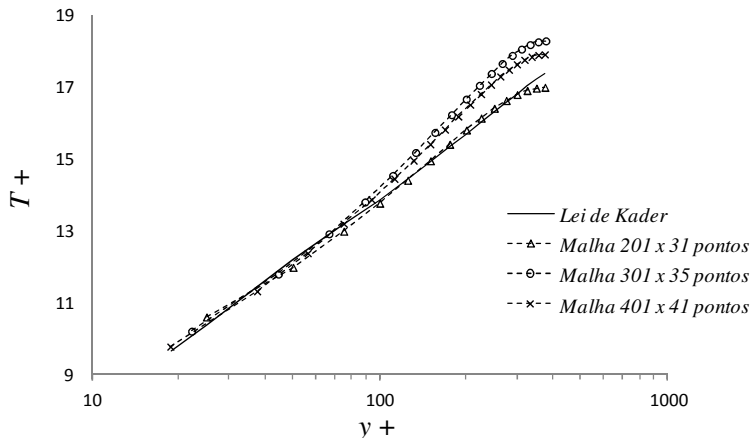
$$\beta(Pr) = (3,85 Pr^{1/3} - 1,3)^2 + 2,12 \ln(Pr) \quad (5.2)$$

e

$$\Gamma = \frac{10^{-2}(Pr y^+)^4}{1 + 5 Pr^3 y^+} \quad (5.3)$$

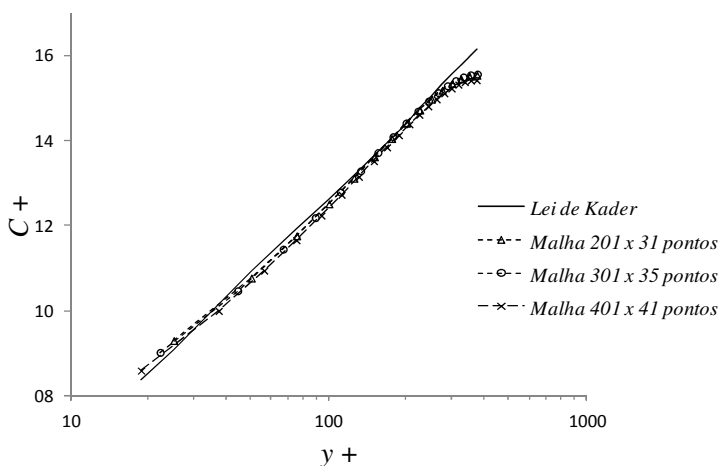
Para o caso de perfis de temperaturas normalizadas o resultado revelou que o erro máximo é de 7,5%, ambos na região próxima a parede e para a malha mais fina, ou seja, $[401]x[41]$ nós. Contudo, a malha com $[201]x[31]$ nós, que possui $y^+ \approx 25$ (e está muito próxima da região totalmente turbulenta), apresentou os seguintes erros na região próxima a parede: 2,4% e 3,8%, respectivamente, para as distribuições de temperatura e concentração normalizadas.

Figura 14 – Perfis de temperatura normalizada, T^+ , em função da coordenada adimensional, $y^+ = \rho u^* y / \mu$, para uma seção de escoamento plenamente desenvolvido.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Figura 15 – Perfis de concentração normalizada, C^+ , em função da coordenada adimensional, $y^+ = \rho u^* y / \mu$, para uma seção de escoamento plenamente desenvolvido.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Neste ponto, é importante salientar que a malha mais refinada gerou erros maiores devido ao primeiro ponto computacional ficar na região onde o modelo $k - \varepsilon$ alto Reynolds não é válido. Outro aspecto relevante é que a validação para os perfis adimensionais de velocidade e energia cinética turbulenta foram apresentados por Zdanski (2003), e não são reproduzidos neste trabalho.

No estudo também foi avaliado o coeficiente convectivo de transferência de massa (h_m) através do número de Sherwood (Sh), também chamado de número de Nusselt da transferência de massa. O coeficiente convectivo de transferência de massa (h_m) é avaliado pela expressão

$$h_m = \frac{No''_w}{C_w - C_m} \quad (5.4)$$

sendo, C_w a concentração da espécie química na parede, No''_w é o fluxo de massa determinado pela lei de parede através das equações (3.37), (3.38) e (3.39); além da concentração média de mistura definida como

$$C_m = \frac{\sum_{j=1}^n u_j c_j \Delta y_j}{\sum_{j=1}^n u_j \Delta y_j} \quad (5.5)$$

O número de Sherwood é uma entidade adimensional que representa a razão de transferência de massa convectiva e difusiva, sendo definido como uma função dos números de Reynolds e Schmidt através da seguinte equação experimental (INCROPERA et al., 2011)

$$Sh = \frac{h_m D_h}{D_{AB}} = 0,023 \cdot Re_{D_h}^{0,8} \cdot Sc^{0,4} \quad (5.6)$$

sendo

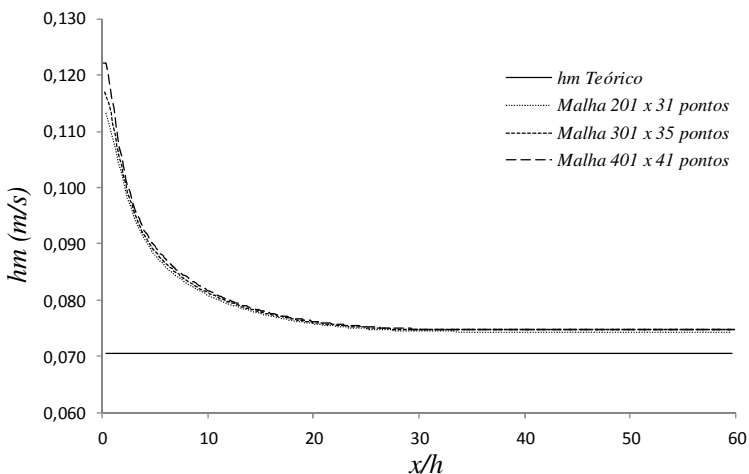
$$D_h = 2h \quad (5.7)$$

onde, D_h representa o diâmetro hidráulico, D_{AB} o coeficiente de difusão da espécie química A em B (no presente caso difusão de vapor d'água no ar, $D_{AB} = 0,000026 \text{ m}^2/\text{s}$) e Sc é o número de Schmidt (neste caso $Sc \approx 0,60$). É importante salientar que o

número de Sherwood definido pela Equação (5.6) é uma aproximação válida apenas para a região plenamente desenvolvida do escoamento.

Através do coeficiente convectivo de transferência de massa calculado pelo código numérico foi possível verificar, através da Figura 16, que os resultados apresentam boa concordância, sendo o erro em torno de 5% em relação ao coeficiente convectivo obtido pela equação experimental. Comparando os valores obtidos pelas simulações, tem-se que todas as malhas atingiram um valor constante para o coeficiente convectivo de transferência de massa a partir da estação $x/h \approx 25$, aproximadamente. Para a malha mais refinada o valor do coeficiente fica em torno de 0,07871 m/s enquanto o valor para a malha mais grosseira, ou seja, com [201]x[31] nós está em torno de 0,07798 m/s, o que representa uma diferença menor que 1% quando comparados. Dado este percentual relativamente pequeno, será adotado a malha de [201]x[31] nós como padrão para as demais simulações, visto reduzir o tempo computacional de processamento dos resultados.

Figura 16 – Coeficiente convectivo de transferência de massa para um escoamento turbulento no interior de um canal plano.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

5.2 ESCOAMENTO DE UMA MISTURA AR-VAPOR D'ÁGUA EM CANAIS PLANOS: EFEITOS DA NÃO UNIFORMIDADE E DO ÂNGULO DE INCIDÊNCIA DO ESCOAMENTO

Esta seção de análise dos resultados contempla um estudo paramétrico do escoamento em canais planos, onde dois aspectos são discutidos: (i) os efeitos da não uniformidade do escoamento nos vários canais no interior de um secador (neste trabalho este efeito foi simulado através da variação das velocidades de entrada da mistura em um canal); (ii) os efeitos de uma entrada não paralela do escoamento nos canais de um secador (no presente trabalho este efeito foi simulado variando o ângulo de incidência do escoamento da mistura na entrada de um canal). A geometria do canal plano analisada nesta seção está representada na Figura 17, sendo importante destacar que as dimensões utilizadas são as mesmas do caso de validação (ver Figura 13).

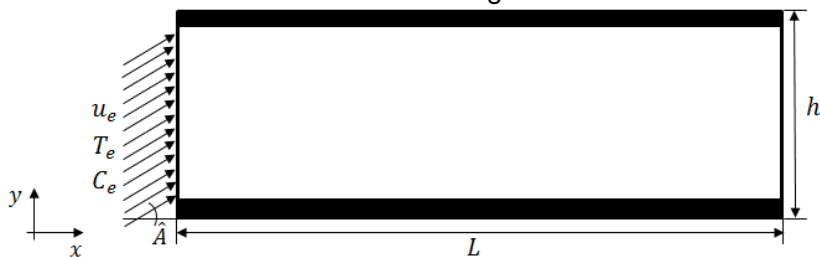
Neste ponto é importante salientar que, segundo resultados obtidos por Possamai (2013), as distribuições de velocidades no interior de um secador de madeira, em especial nos vários canais, estão diretamente ligadas ao modo como o escoamento se comporta na região vertical de entrada. Além disto, a presença de uma quina na seção de entrada do escoamento no secador tem influência direta na geração de grandes regiões de recirculação na entrada dos canais e, como consequência, o escoamento nestes canais exibe não uniformidades bem como entradas não paralelas (ver Figura 3). Estes aspectos indesejáveis conduzem a problemas de empenamento no produto final (ZDANSKI et al., 2015).

Diante destas premissas, o escoamento turbulento de uma mistura no interior de um canal plano foi analisado, levando em consideração um ângulo de incidência para a velocidade na entrada, além de diferentes velocidades. Os resultados obtidos são discutidos através de gráficos que mostram o coeficiente convectivo de transferência de massa (h_m), os fluxos de massa da espécie química transportada (vapor d'água) ao longo das paredes (NO''_w), os perfis de velocidade, temperatura, concentração, energia cinética turbulenta e difusividade

turbulenta, além das linhas de correntes e comparativos de umidade absoluta e relativa.

Para analisar a influência da velocidade de entrada do escoamento foram utilizados os seguintes valores para este parâmetro: $u_e = 6, 8, 10$ e 12 m/s , sendo o ângulo de incidência $\hat{A} = 0^\circ$. É importante salientar que estes valores de velocidade são típicos em processos de secagem (NIJDAM e KEEY, 2002). Por outro lado, para analisar o comportamento do escoamento na região vertical de entrada, foram avaliados os ângulos de inclinação (incidência) para o escoamento igual a: $\hat{A} = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ e 40° , conforme ilustração da Figura 17. Para efetuar a simulação destes casos foi adotada uma malha computacional de $[201] \times [31]$ pontos nodais. As condições de contorno empregadas são as mesmas da seção de validação, com exceção da temperatura e concentração nas paredes do canal que foram especificadas, a saber: $T_w = 300\text{K}$ e $C_w = 0,025 \text{ kg/m}^3$. As condições de temperatura e concentração da espécie química na entrada do canal foram $T_e = 350\text{K}$ e $C_e = 0,00788 \text{ kg/m}^3$, respectivamente.

Figura 17 – Representação esquemática de um canal plano com escoamento incidente angular.



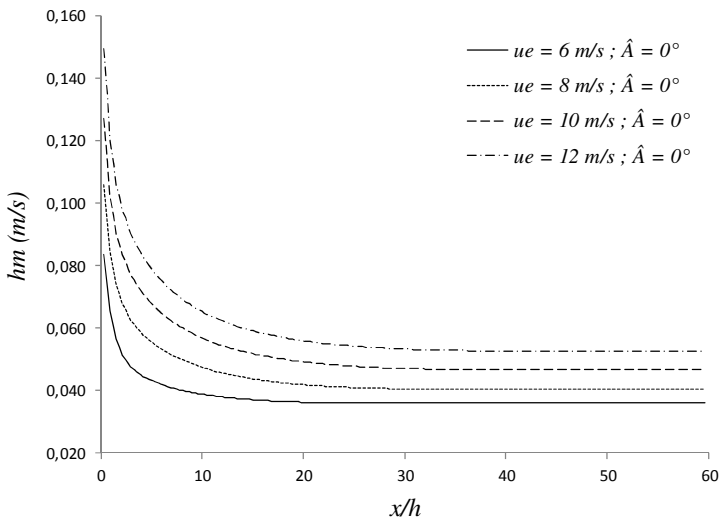
Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Inicialmente, na Figura 18 são apresentados os resultados para o coeficiente convectivo de transferência de massa para as diferentes velocidades analisadas, sendo o ângulo de incidência nulo ($\hat{A} = 0^\circ$). O principal resultado indica que houve um incremento expressivo no coeficiente convectivo de transferência de massa à medida que a velocidade do escoamento aumentou (principalmente na região de entrada do escoamento no canal, ou seja, onde a camada limite está se

desenvolvendo). Para esta região, quando comparadas às velocidades $u_e = 8, 10$ e 12 m/s com relação a menor velocidade, obteve-se em média um percentual de aumento de 23%, 47% e 70%, respectivamente. O aumento do (h_m) quando utilizada à velocidade de $u_e = 10 \text{ m/s}$ foi de 24% em relação à velocidade de $u_e = 8 \text{ m/s}$. Por outro lado, entre as duas maiores velocidades o aumento foi de 21% para a velocidade máxima simulada.

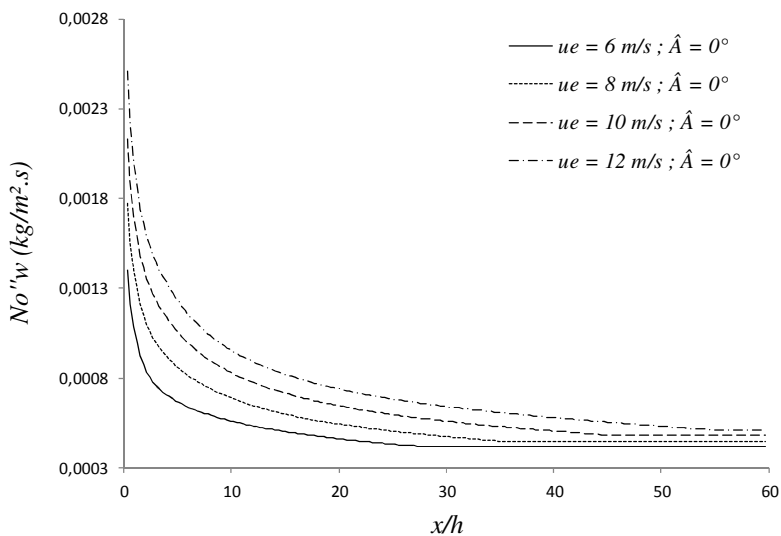
Por outro lado, considerando uma seção na região de escoamento plenamente desenvolvido, ou seja, $x/h \sim 60$, o aumento do coeficiente convectivo foi de 12%, 30% e 47%, em relação à velocidade de $u_e = 6 \text{ m/s}$. Como conclusão desta análise, ficou evidente que uma não uniformidade do escoamento no interior dos vários canais de um secador conduziria a taxas de secagem bem distintas, sendo este um aspecto altamente indesejável (conduziria a prováveis problemas de empenamento do material a ser secado).

Figura 18 – Coeficiente convectivo de transferência de massa para um escoamento turbulento no interior de um canal plano com ângulo de incidência nulo e diferentes velocidades.



De forma análoga aos resultados da Figura 18, na Figura 19 é apresentado o comportamento do fluxo de massa da espécie química para estas velocidades. No contexto de transferência de massa, o fluxo de uma dada grandeza através de uma superfície representa a taxa na qual esta grandeza é atravessada por unidade de área (SMITH et al, 2007). Para todos os casos simulados obteve-se aumento significativo do fluxo mássico, principalmente na região de entrada do canal, ou seja, onde a camada limite está se desenvolvendo.

Figura 19 – Fluxo mássico de transferência da espécie química para um escoamento turbulento no interior de um canal plano com ângulo de incidência nulo e diferentes velocidades.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Na sequência desta análise, a Figura 20 apresenta os resultados para o coeficiente convectivo de transferência de massa com relação aos ângulos de incidência estudados, $\hat{A} = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ e 40° . Neste caso são especificados como condição de contorno valores variáveis de (u_e) na entrada do canal de forma a manter uma velocidade média constante do

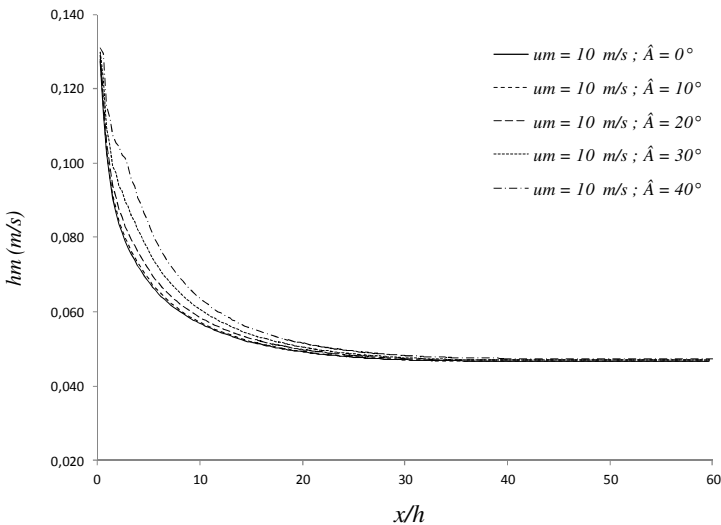
escoamento no interior do canal ($u_m = 10 \text{ m/s}$); este procedimento objetiva conservar a vazão mássica (\dot{m}) de ar constante ao longo do escoamento, através da expressão

$$\dot{m} = \rho u_m A = cte \quad (5.8)$$

onde, ρ e A representam a densidade do fluido e a área de seção do canal, respectivamente. A velocidade média constante do escoamento no interior do canal ($u_m = 10 \text{ m/s}$) conduz a um número de Reynolds, $Re \approx 14.600$, caracterizando um escoamento totalmente turbulento.

Na Figura 20 é apresentado o coeficiente de transferência de massa com relação aos ângulos estudados de $\hat{A} = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ e 40° .

Figura 20 – Coeficiente convectivo de transferência de massa para um escoamento turbulento no interior de um canal plano com ângulo de incidência variável.



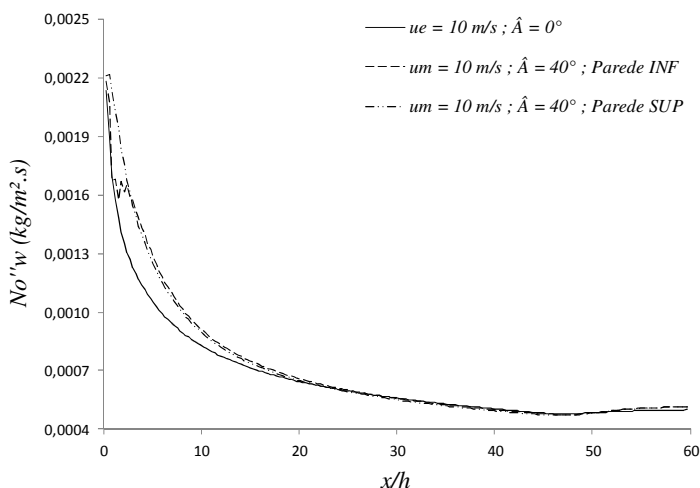
Fonte: Produção do próprio autor (2014)

De acordo com a figura, para a região de escoamento plenamente desenvolvido, a contribuição paramétrica do ângulo

foi no aumento de cerca de 1% do coeficiente de transferência de massa para o ângulo mais acentuado, ou seja, 40° em relação ao caso de escoamento paralelo (0°). Para a região onde a camada limite está se desenvolvendo ($x/h < 25$), o efeito de um escoamento incidente angular é notório e representou em média um aumento de 18% para o ângulo máximo. Para o ângulo de 30° , o aumento médio foi de 9%, além de 4% e 1% para os menores ângulos, ou seja, 20° e 10° , respectivamente.

Considerando agora o fluxo mássico de transferência da espécie química nas paredes (superior e inferior), para o caso particular onde $\hat{A} = 40^\circ$, têm-se os resultados da Figura 21. Para fins de comparação, na mesma figura são apresentados os resultados para o caso onde o escoamento tem entrada com ângulo de incidência nulo.

Figura 21 – Fluxo mássico de transferência da espécie química para um escoamento turbulento no interior de um canal plano com ângulo de incidência 40° .



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Em função de o escoamento apresentar um ângulo de incidência elevado (inclinado em 40° com relação à horizontal), houve a formação de uma região de estagnação na parede superior, o que acarretou maior fluxo mássico nesta parede. Até

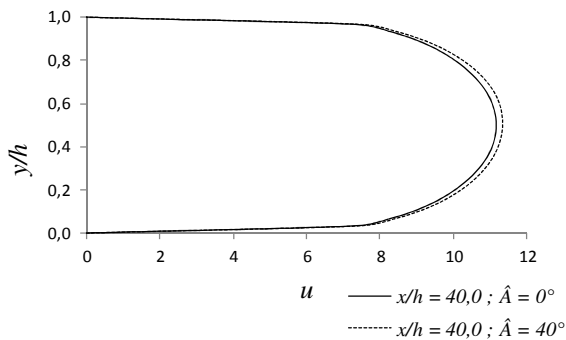
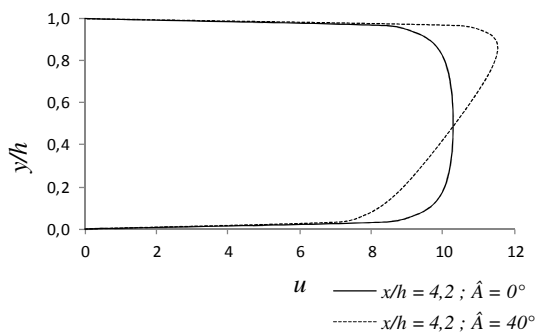
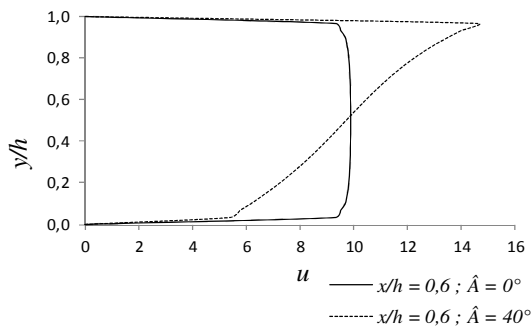
a estação de $x/h \sim 3.3$, o fluxo mássico médio na parede superior foi 25% maior que o caso do escoamento com entrada paralela ($\hat{A} = 0^\circ$). Já para a parede inferior, vale salientar que o fluxo mássico apresenta um valor similar à parede superior com exceção da região próxima a entrada do canal.

Finalmente, um último aspecto a ser considerado equivale a pequenas oscilações presentes na região próxima a entrada do canal (visíveis no caso da análise da parede inferior). Estas oscilações são espúrias e localizadas, sendo que ocorreram devido a difícil convergência da solução numérica para o caso com máximo ângulo de incidência. Vale ainda salientar que a coerência da solução numérica obtida pode ser observada na região onde o escoamento é plenamente desenvolvido ($x/h > 20$), considerando os casos onde $\hat{A} = 40^\circ$ e $\hat{A} = 0^\circ$, a saber: nesta região os valores computados para os fluxos mássicos são iguais devido à velocidade média do escoamento nesta região ser igual para as duas situações simuladas.

Nos resultados anteriores das Figuras 18 a 21 foram avaliados os efeitos de parâmetros/condições importantes do escoamento sobre a transferência de massa nas paredes do canal. Visando uma compreensão física mais detalhada do fenômeno, na sequência (Figuras 22 a 28) são apresentadas propriedades locais do escoamento. Inicialmente, na Figura 22 é avaliada a distribuição de velocidade horizontal (perfis) em diferentes seções ao longo do comprimento do canal.

Nas linhas contínuas têm-se os perfis de velocidade para o escoamento com ângulo de incidência nulo, ou seja, 0° enquanto que as linhas tracejadas representam o escoamento com ângulo de incidência de 40° , ambos com velocidade média de escoamento de 10m/s. Para o escoamento com entrada paralela, o escoamento é bem ordenado, na estação $x/h = 40.0$, que corresponde à posição de $x \approx 0,44 m$. Nesta seção, o escoamento é completamente desenvolvido e a máxima velocidade se encontra na linha central do canal.

Figura 22 – Perfis de velocidades para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h .



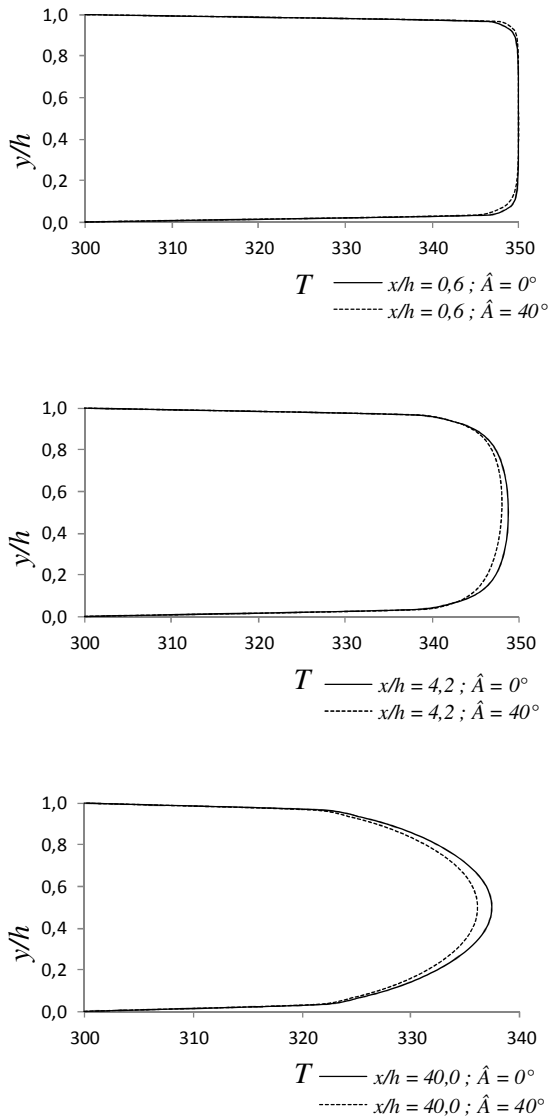
Fonte: Produção do próprio autor (2014)

No escoamento com entrada apresentando ângulo de incidência não nulo, é possível verificar uma grande assimetria dos perfis de velocidade na região de entrada, ocorrendo à velocidade máxima nas imediações da parede superior do canal. Entretanto, ao atingir o escoamento plenamente desenvolvido, e comparando a mesma estação de $x/h = 40.0$, o perfil de velocidade para este caso é praticamente igual ao caso de entrada paralela (variação menor que 1%), sendo este um resultado esperado.

De forma semelhante aos perfis de velocidade, nas Figuras 23 e 24 estão representados os perfis de temperatura e concentração da espécie química ao longo do escoamento no canal, considerando as mesmas seções. Para os perfis de temperatura e concentração, nas primeiras estações é possível verificar que toda a seção apresenta valores muito próximos da temperatura e concentração de entrada do escoamento, ou seja, $T_e = 350K$ e $C_e = 0,00788 \text{ kg}/m^3$. Nas outras estações, percebe-se claramente que o impacto de uma entrada em ângulo é menos perceptível, ou seja, os perfis evoluem na região de entrada para um valor plenamente desenvolvido de uma forma similar (independente do ângulo de entrada).

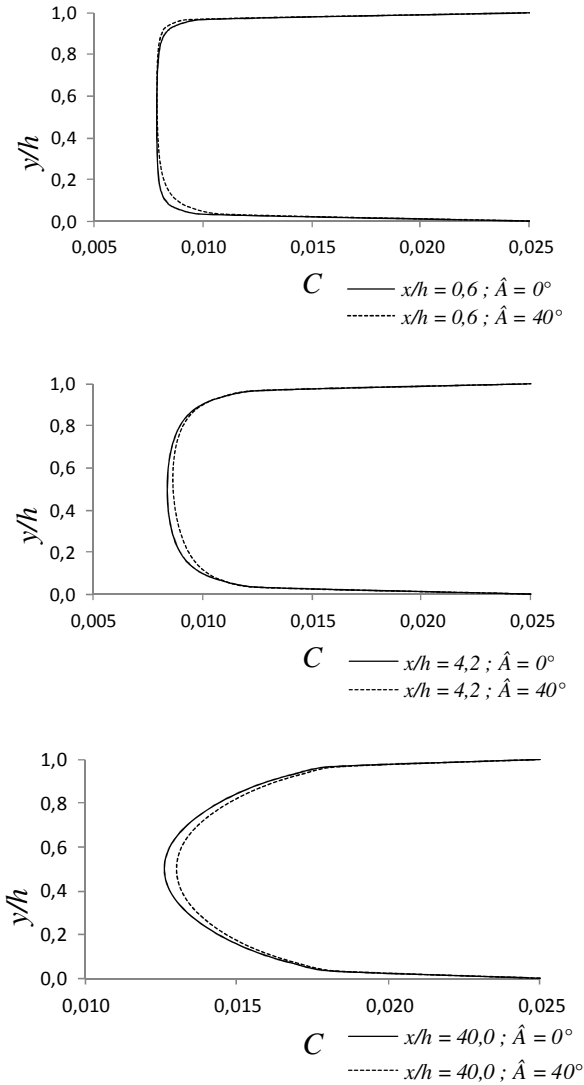
Finalmente é importante destacar que, apesar das distribuições destas propriedades não apresentarem alterações bem perceptíveis, na avaliação das derivadas nas paredes do canal seu efeito é relevante conduzindo a fluxos de massa bem distintos (Figuras 20 e 21).

Figura 23 – Perfis de temperatura para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h .



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Figura 24 – Perfis de concentração da espécie química para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h .



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Como a análise apresentada neste trabalho considera um escoamento turbulento, é de extrema importância o estudo de aspectos relacionados às grandezas turbulentas. Dentro deste contexto, nas Figuras 25 e 26 são apresentadas respectivamente as distribuições da energia cinética turbulenta e difusividade turbulenta da espécie química no interior da geometria do canal. O principal aspecto consiste em observar as regiões no interior da geometria onde ocorre a máxima produção de energia cinética turbulenta, a saber: (i) a região de entrada do canal formado pelas placas de madeira, e (ii) as regiões próximas a parede superior do canal onde ocorre uma região de estagnação devido ao ângulo de inclinação.

Considerando que a energia cinética turbulenta está intimamente relacionada com as flutuações de velocidade, é possível verificar (ver Figura 25) que um escoamento apresentando ângulo de incidência possui uma geração de turbulência mais intensa que o escoamento alinhado e paralelo (especialmente na região de entrada do canal). Por outro lado, na região plenamente desenvolvida ($x/h = 40.0$) este efeito não é mais perceptível (um comportamento esperado). O mesmo efeito é observado nas distribuições da difusividade turbulenta (ver Figura 26), uma vez que estas grandezas estão intimamente relacionadas (ver Equação 3.30).

De um modo geral, quanto aos resultados da energia cinética turbulenta e difusividade turbulenta, estes são fisicamente consistentes, uma vez que regiões onde ocorrem inclinações de linhas de corrente, desenvolvimento de camada limite ou misturas de camadas de cisalhamento são locais que apresentam elevada atividade turbulenta (ZDANSKI et al., 2004).

Além disto, os resultados das Figuras 25 e 26 explicam o fato do fluxo mássico de transferência da espécie química ser incrementado na parede superior e na região de entrada para um escoamento com incidência angular em relação a um escoamento alinhado e paralelo (ver Figuras 20 e 21).

Figura 25 – Perfis de energia cinética turbulenta para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h .

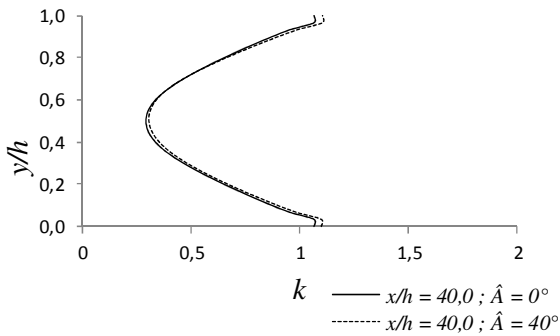
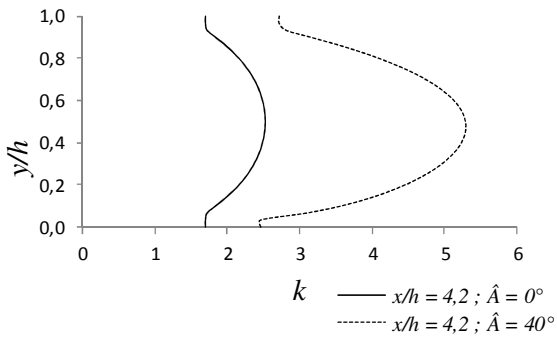
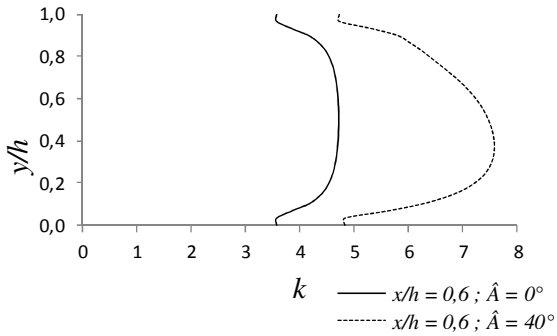
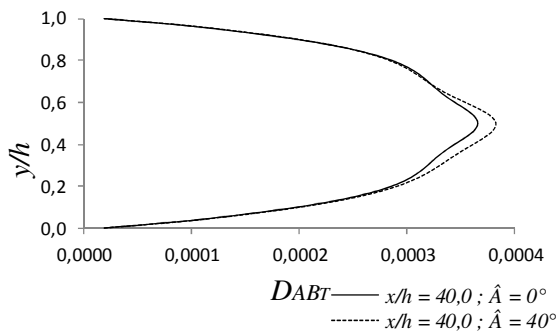
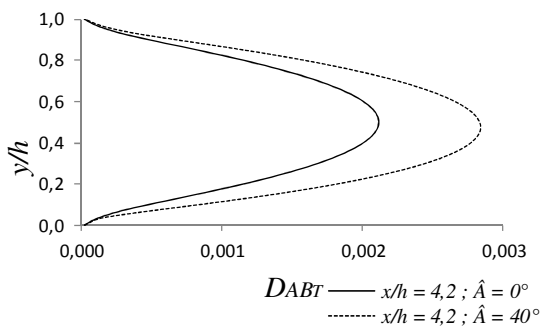
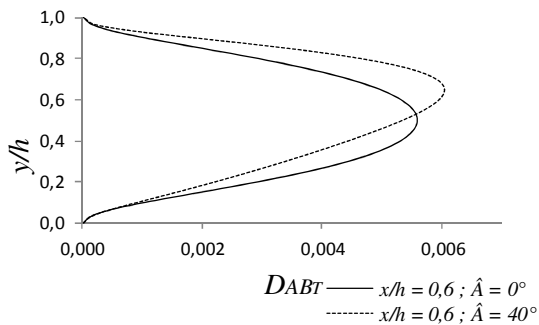


Figura 26 – Perfis de difusividade turbulenta para o escoamento turbulento em diferentes estações x/h .

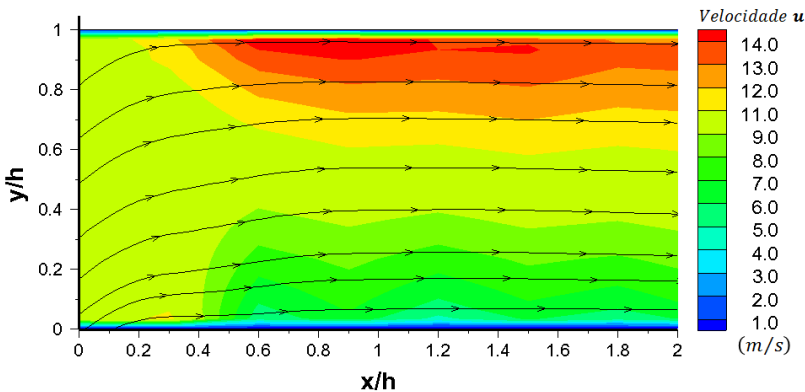


Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Visando ainda elucidar melhor o comportamento dos fenômenos anteriormente citados, nas Figuras 27 e 28 são apresentadas as linhas de corrente bem como as curvas de nível de velocidade e difusividade turbulenta para o caso de um escoamento com ângulo de incidência de 40° , além da velocidade média do escoamento de entrada do canal sendo $u_m = 10 \text{ m/s}$.

Inicialmente, observa-se que a topologia do escoamento apresenta inclinações de linhas de corrente, gerando uma região de estagnação na parede superior de canal. Apesar da inclinação do escoamento incidente, não foi capturado nenhum vórtice na quina da parede inferior.

Figura 27 – Linhas de corrente e curvas de nível de velocidade u e $\hat{A} = 40^\circ$.



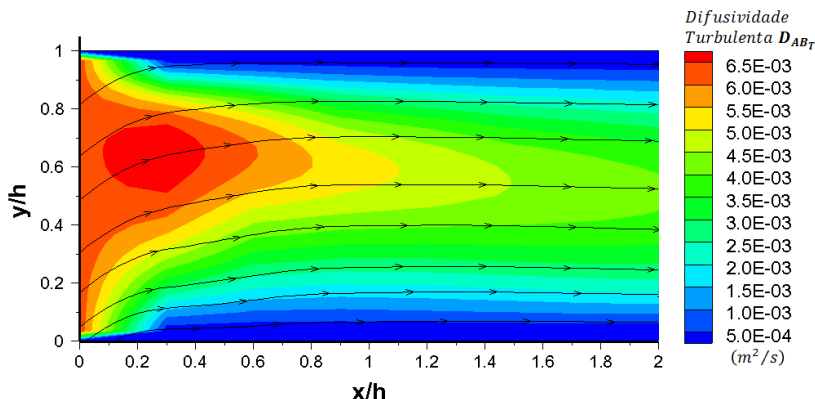
Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Outra consequência da inclinação do escoamento está relacionada às velocidades máximas encontradas próximas a parede superior da geometria: houve um incremento (em relação ao caso com escoamento alinhado) na velocidade máxima em torno de 60% devido à inclinação de passagem efetiva do escoamento.

Em relação à difusividade turbulenta (ver Figura 28), é possível verificar os valores máximos desta grandeza logo na região inicial do canal, além de grandes gradientes na região central da geometria onde as linhas de corrente possuem uma inclinação acentuada (em média nesta região o valor de D_{ABT}

atinge $0,0065 \text{ m}^2/\text{s}$, ou seja, 85% maior do que na região completamente desenvolvida). Este aspecto justifica o maior fluxo mássico na região de entrada e nas imediações da parede superior (ver Figura 21).

Figura 28 – Linhas de corrente e curvas de nível de difusividade turbulenta D_{AB_T} e $\hat{A} = 40^\circ$.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Conforme descrito no início desta seção, neste estudo também foi avaliado o número de Sherwood (Sh) médio para todas as velocidades estudadas (para $\hat{A} = 0^\circ$ e $\hat{A} = 40^\circ$). Na Figura 29 é apresentado o comportamento deste grupo adimensional que foi obtido em função do coeficiente convectivo de transferência de massa médio ao longo do comprimento do canal. Como o coeficiente local de transferência de massa varia na direção do escoamento, o coeficiente de transferência de massa médio pode ser determinado pela equação a seguir (INCROPERA et al., 2011).

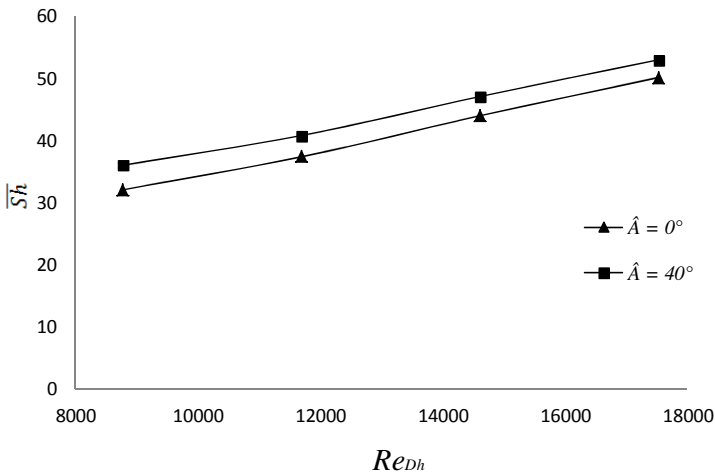
$$\overline{h_m} = \frac{1}{L} \int_0^L h_m dx. \quad (5.9)$$

Através dos resultados da Figura 29 pode-se verificar que o número de Sherwood apresenta um incremento praticamente linear à medida que o número de Reynolds aumenta. Para a menor velocidade em escoamento paralelo, ou seja, 6 m/s e

$\hat{A} = 0^\circ$, o número de Sherwood é aproximadamente 32. Por outro lado, para a maior velocidade testada, 12 m/s, o Sherwood representa aproximadamente 50, um incremento em torno de 57%. Na Figura 29 também foi elucidado o comportamento do número de Sherwood médio, considerando um escoamento incidente com ângulo de inclinação $\hat{A} = 40^\circ$. De uma forma geral, o número de Sherwood foi em média 9% maior para o escoamento com inclinação de $\hat{A} = 40^\circ$, considerando todo o comprimento do canal.

Para finalizar esta discussão é importante destacar que, segundo Çergel et al. (2011), esta forma de expressar o número de Sherwood é particularmente de grande valia na engenharia justamente em situações onde o número de Reynolds e o número de Schmidt estão prontamente disponíveis. Este número representa a eficácia da convecção de massa na superfície.

Figura 29 – Número de Sherwood em função do número de Reynolds para $\hat{A} = 0^\circ$ e $\hat{A} = 40^\circ$.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

5.2.1 Umidade absoluta e umidade relativa

A umidade influencia fortemente o desempenho e a durabilidade dos materiais, principalmente a madeira. Portanto a transmissão de umidade é um aspecto importante para ser avaliado nos processos de secagem (LOGSDON, 1998). As dimensões da madeira ou de outros materiais higroscópicos mudam com o teor de umidade, sendo que essas mudanças cíclicas das dimensões enfraquecem as junções e podem colocar em risco a integridade da madeira. O excesso de umidade também pode causar mudanças na aparência e nas propriedades físicas dos materiais (SIAU, 1984).

De acordo com Çergel et al. (2011) a madeira embebida com um teor de umidade de água de 24% a 31% degrada-se rapidamente a temperaturas de 10 a 38 °C. Além disso, fungos crescem em superfícies de madeira com umidades relativas superiores a 85%. O ar atmosférico pode ser encarado como uma mistura de ar seco e vapor de água, e a pressão total é a soma da pressão parcial do ar seco e da pressão parcial do vapor de água (VAN WYLEN et al., 2013). O ar pode conter uma determinada quantidade de umidade, e a razão entre a quantidade real da umidade no ar a uma determinada temperatura e o valor máximo de umidade que o ar pode conter nesta temperatura é a chamada umidade relativa (φ). A umidade relativa do ar varia de 0 para ar totalmente seco até 100% para o ar saturado (ar que não pode conter mais umidade). A quantidade de umidade no ar é completamente especificada pela temperatura e pela umidade relativa do ar, e a pressão parcial do vapor está relacionada com a umidade relativa (ÇERGEL et al., 2011).

Em praticamente todos os artigos investigados na revisão bibliográfica do presente trabalho, não se destaca o aspecto referente à umidade absoluta e relativa da mistura que escoar durante o fenômeno da secagem. A maioria dos autores apenas especifica o valor da concentração de vapor na mistura (valor relacionado à umidade absoluta). Uma exceção é o trabalho de Lamnatou et al. (2009), onde é mencionado que o valor da concentração de vapor para a interface sólido-fluido foi calculado usando a seguinte equação de equilíbrio termodinâmico,

$$\frac{C}{\rho - C} = 0.62198 \frac{\varphi P_{W_s}}{P - \varphi P_{W_s}} \quad (5.10)$$

onde C é a concentração da espécie química, P é a pressão total da mistura ar-vapor d'água, P_{W_s} é a pressão parcial de saturação do vapor de água.

No presente trabalho a condição inicial de concentração da espécie química (C) no ar é $C = 0,00788 \text{ kg/m}^3$, sendo equivalente a uma umidade relativa de 2,5% (condições do ar de entrada). Este valor de concentração foi extraído do trabalho de Lamnatou et al (2009), sendo adotado como condição de contorno para o estudo desta pesquisa. Na Tabela 1 estão representados os valores obtidos para a umidade absoluta e umidade relativa na entrada e saída do canal para o caso de um escoamento com ângulo de incidência de 0° .

Referente à umidade absoluta, a qual representa a quantidade de água em forma de vapor presente no ar, é possível verificar que na seção de saída o aumento é de 80% para a menor velocidade simulada, ou seja, na seção de entrada o ar continha $0,0067 \text{ kg vapor d'água/kg ar seco}$ enquanto na seção de saída a umidade foi de $0,0120 \text{ kg vapor d'água/kg ar seco}$. Em referência as demais velocidades, verifica-se um resultado esperado de forma que para maiores velocidades, maior é a quantidade de água presente no ar seco (umidade absoluta). O aumento de umidade absoluta é de 14% quando comparadas a maior e menor velocidade na seção de saída do canal.

Da mesma forma, a umidade relativa é um parâmetro fundamental sendo aplicado para limitar a quantidade de água presente em forma de vapor no ambiente. Esta medida é uma importante variável que indica a possibilidade de condensação de vapor, de acordo com o seu grau de saturação (SMITH et al., 2007). Conforme resultados da Tabela 1, observa-se que para o caso de maior velocidade (12m/s) a umidade relativa média na saída foi em torno de 13,4%, indicando que a condição de saturação não foi atingida.

Tabela 1 – Comparativo de umidade absoluta e umidade relativa média em escoamento com ângulo de incidência de 0°.

Velocidade (m/s)	Seção de Entrada do Canal		Seção de Saída do Canal	
	Umidade Absoluta	Umidade Relativa (%)	Umidade Absoluta	Umidade Relativa (%)
6	0,0067	2,50	0,0120	9,58
8	0,0067	2,50	0,0126	9,83
10	0,0067	2,50	0,0131	12,59
12	0,0067	2,50	0,0137	13,39

Fonte: Produção do próprio autor (2014)

5.3 ESCOAMENTO DE UMA MISTURA AR-VAPOR D'ÁGUA EM CANAIS PLANOS COM EXPANSÃO SÚBITA: EFEITOS DA REGIÃO DE RECIRCULAÇÃO

Conforme visto nos resultados obtidos na seção anterior, não foram identificadas regiões de recirculação no interior dos canais nas situações analisadas. Para avaliar este aspecto físico importante do escoamento sobre o transporte de massa da espécie química, outro problema físico foi escolhido, a saber: escoamento turbulento de uma mistura binária em um canal bidimensional com expansão abrupta. Esta geometria é favorecida devido à existência de um grande número de informações disponíveis na literatura e, principalmente, à semelhança de escoamento sobre degraus e cavidades cujas topologias apresentam regiões de recirculações (ZDANSKI, 2003).

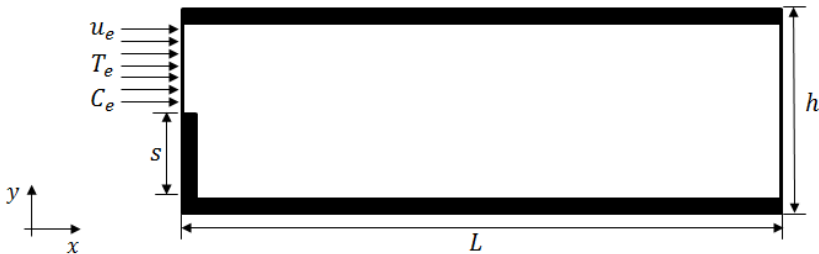
A influência de uma região de recirculação em escoamentos internos e externos nas mais variadas geometrias vem sendo amplamente estudadas na literatura atual (KANG e CHANG, 1982; LATEB et al., 2013; POSSAMAI, 2013; XIONG et al., 2014; YOUNSI et al., 2010). Nestas regiões é de grande interesse a determinação (teórica ou experimental) do aumento/redução do coeficiente convectivo de transferência calor e massa, h e h_m respectivamente. Desta forma, o estudo realizado nesta seção tem como principal objetivo investigar os efeitos sobre a transferência de massa convectiva causada em

um escoamento turbulento no interior de um canal com expansão súbita.

O material apresentado nesta seção está dividido em duas partes: (i) inicialmente, na primeira parte, é feito um estudo para um caso padrão (de referência) onde são apresentados os resultados da simulação para o coeficiente de transferência de massa nas paredes do canal; (ii) posteriormente, uma análise levando-se em conta as influências da razão de expansão sobre os fluxos de massa da espécie química ao longo do escoamento. Em paralelo, figuras expondo as linhas de correntes, além da avaliação da topologia do escoamento, são apresentadas de forma a complementar a análise dos resultados.

Inicialmente, na Figura 30 é apresentada a geometria de referência, com as suas principais dimensões. No caso estudado, três razões de expansão, s/h , foram consideradas, a saber: $1/2$; $1/3$ e $1/6$, sendo a relação $s/h = 1/2$ a razão da geometria de referência. O comprimento do canal foi considerado $L = 30h$ e a altura sendo $h = 11\text{ mm}$.

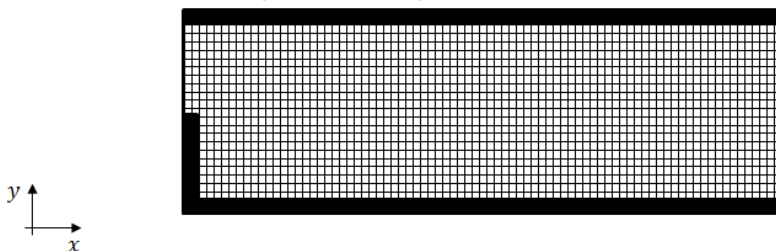
Figura 30 – Representação esquemática do escoamento em um canal com expansão abrupta.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

A malha computacional foi construída com espaçamento uniforme, ou seja, Δx é igual Δy com 900 pontos em x e 30 pontos em y , totalizando 27.000 pontos. Na Figura 31 é demonstrada a representação esquemática da malha sem estiramento do canal bidimensional com expansão.

Figura 31 – Malha computacional do escoamento em um canal com expansão abrupta.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

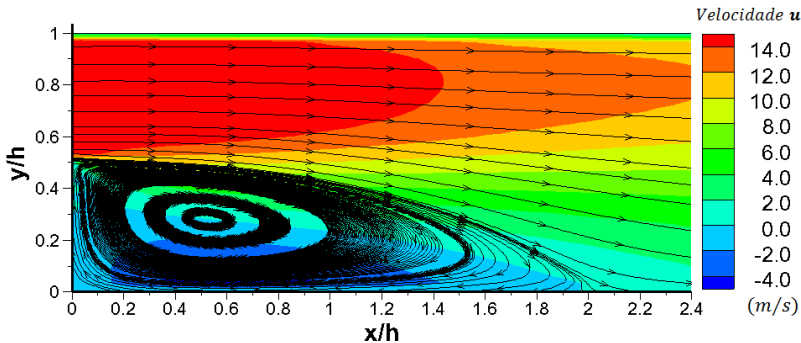
De forma análoga ao escoamento em um canal plano bidimensional, este caso foi simulado com o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ alto Reynolds. As condições de contorno para as grandezas turbulentas são as mesmas do canal plano turbulento. Para as velocidades, as condições de contorno também são as mesmas, mantendo a velocidade média do escoamento no interior do canal em 8 m/s, exceto na entrada onde se utiliza a velocidade variável (u_e) de modo a manter a vazão mássica de ar constante ao longo do escoamento (ver Equação (5.8)). Nas paredes é empregada a condição de não escorregamento e para a região de saída, a pressão estática é considerada igual a ambiente, 1 atm, sendo assumida uma condição parabólica. Os valores parametrizados na simulação para o caso de referência são: $u_e = 16 \text{ m/s}$, $Re_s = \rho u_\infty s / \mu = 5.850$ considerando $s = 1/2h$, $\varepsilon_e = 392,87 \text{ J/kg.s}$ e $k_e = [0,025(u_e)^2/2] \text{ m}^2/\text{s}^2$.

Para a equação da energia foram especificadas as seguintes condições de contorno: na seção de entrada, um perfil de temperatura uniforme, $T_e = 350 \text{ K}$, é utilizado, enquanto que nas paredes é considerado $T_w = 300 \text{ K}$. Na fronteira de saída a condição parabólica é aplicada. Assim como na equação da energia, na equação para a concentração da espécie química as condições de contorno consideradas foram: $C_e = 0,00788 \text{ kg/m}^3$ e $C_w = 0.025 \text{ kg/m}^3$ para os perfis de concentração na seção de entrada e na parede, respectivamente. A parede vertical da expansão é considerada adiabática e impermeável, com as mesmas propriedades de concentração e temperatura da seção

de entrada, ou seja, $C_e = 0.00788 \text{ kg/m}^3$ e $T_e = 350 \text{ K}$. Para a energia cinética turbulenta, na entrada do domínio, utilizou-se 2,5% da energia cinética do escoamento médio livre da entrada.

Inicialmente, a Figura 32 mostra a topologia do escoamento na região de entrada da geometria de referência (região da expansão), ou seja, sendo $s/h = 1/2$. Desta forma, observa-se a formação de um vórtice após a entrada do canal; decorrente do descolamento do escoamento na quina de entrada. Como consequência deste vórtice formado após a quina de entrada, ocorre um estreitamento da área de passagem efetiva do escoamento, com consequente aumento do módulo da velocidade nesta região (nesta região ocorrem as máximas velocidades no interior do canal).

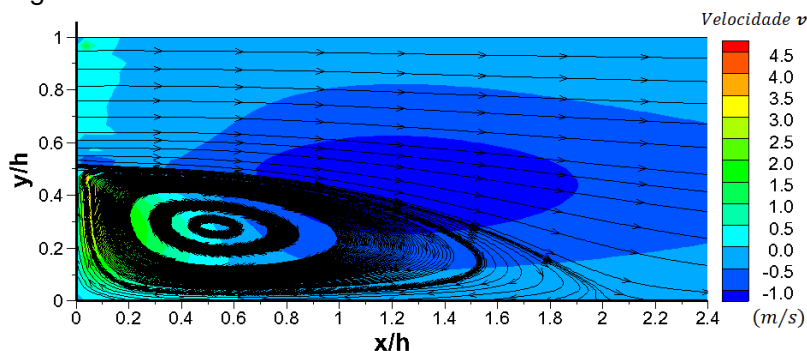
Figura 32 – Linhas de corrente e curvas de nível de velocidade u .



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Outra consequência do vórtice formado na região de entrada do canal pode ser visualizada com maior clareza na Figura 33, onde são apresentados os valores da distribuição da componente v da velocidade no interior da geometria. Nesta distribuição, notam-se valores positivos e negativos para a componente v da velocidade, indicando um escoamento em sentido contrário, caracterizando uma região de recirculação.

Figura 33 – Linhas de corrente e curvas de nível de velocidade v .



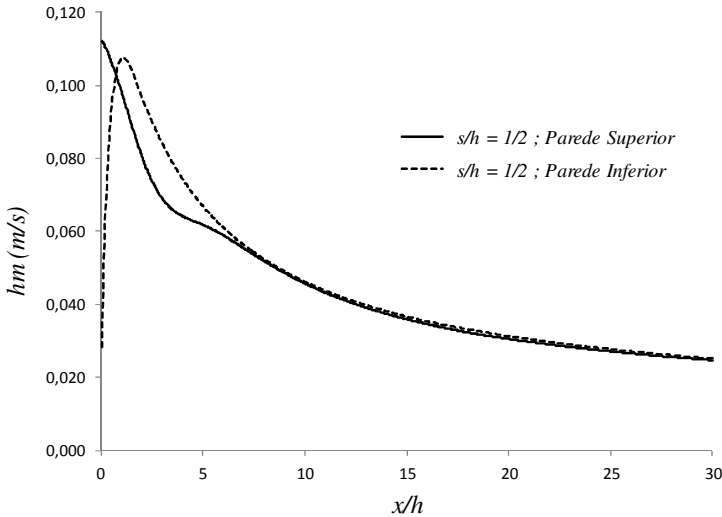
Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Outro parâmetro físico importante no escoamento sobre a expansão é o comprimento de recolamento. No presente caso de trabalho estudado, obteve-se um comprimento de recolamento sendo $x/s \cong 4$; isso significa que o tamanho do vórtice é aproximadamente quatro vezes maior que a altura do degrau. Neste ponto é importante destacar que este comprimento de recolamento é compatível com valores da literatura onde se emprega o modelo $k - \varepsilon$ alto Reynolds (ZDANSKI et al., 2004).

Na Figura 34 é demonstrado o coeficiente de transferência de massa calculado pelo código numérico, através das condições de contorno estabelecidas. Nesta configuração é possível verificar dois comportamentos distintos do coeficiente de transferência de massa, com relação às paredes do canal.

Para a parede superior o coeficiente possui um comportamento decrescente semelhante ao coeficiente de transferência de massa em um canal bidimensional sem expansão, conforme visto anteriormente. A grande contribuição da seção de expansão para o escoamento está relacionada com a taxa de transferência de massa da parede inferior.

Figura 34 – Coeficiente convectivo de transferência de massa para um escoamento turbulento no interior de um canal com expansão abrupta.

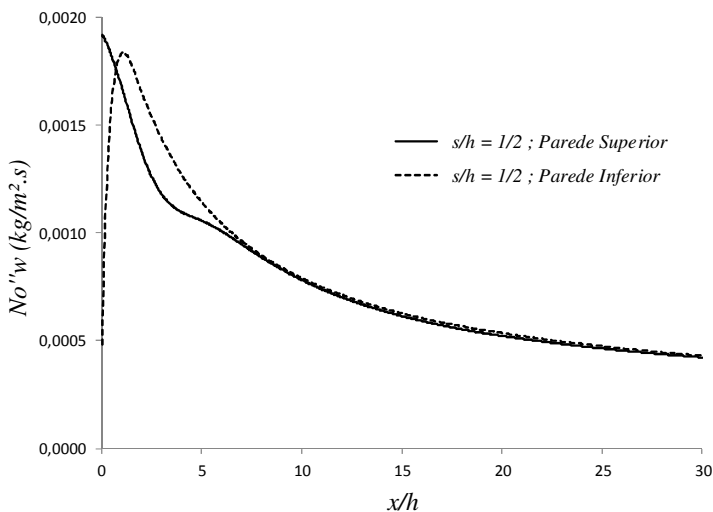


Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Por fenômenos perfeitamente análogos, na Figura 35 pode-se expressar o comportamento do fluxo de massa da espécie química para esta geometria de referência em ambas as paredes do canal. Para o caso simulado obteve-se resultados e percentuais de fluxos mássicos semelhantes ao coeficiente de transferência de massa, principalmente na região inicial do canal, ou seja, onde ocorre a recirculação.

Em relação à região de escoamento completamente desenvolvido, os resultados obtidos indicaram um comportamento esperado, ou seja, taxas iguais de transferência de massa em ambas as paredes.

Figura 35 – Fluxo mássico de transferência da espécie química nas paredes do interior de um canal com expansão abrupta.



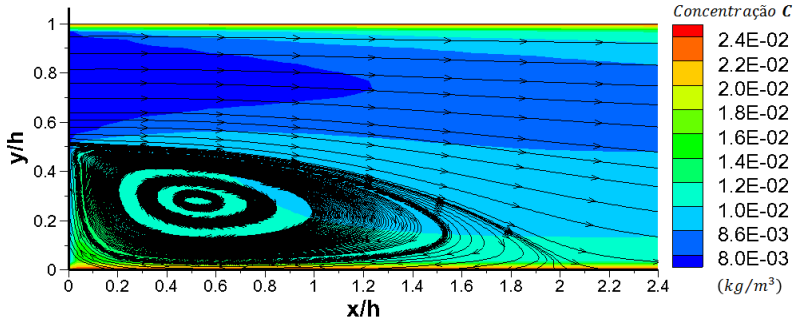
Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Nas Figuras 36 e 37 são apresentadas as linhas de corrente do escoamento médio em conjunto com as curvas de nível de concentração e difusividade turbulenta da espécie química. Desta forma, é possível correlacionar as distribuições das propriedades no domínio com a topologia do escoamento. Relacionado à concentração da espécie química, verifica-se que na entrada do canal está sendo considerado $C_e = 0,00788 \text{ kg/m}^3$ e nas paredes o perfil é de concentração uniforme $C_w = 0,025 \text{ kg/m}^3$, conforme prescrito nas condições de contorno do problema. Estes parâmetros estabelecidos refletem que nas condições da parede a umidade relativa é de aproximadamente 90%, e nas condições de entrada da corrente de ar a umidade relativa vale aproximadamente 2,5%.

É possível perceber logo no início do canal, que na região central do mesmo a concentração de vapor de água presente no ar é baixa, mas que vai aumentando à medida que se aproxima das paredes. Percebe-se também que as isolinhas de

concentração praticamente seguem as linhas de corrente do escoamento, caracterizando um problema de convecção forçada.

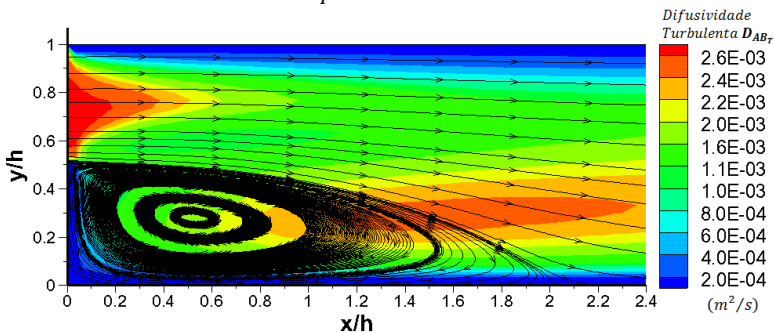
Figura 36 – Linhas de corrente e curvas de nível da concentração da espécie química (C).



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Quanto à difusividade turbulenta duas regiões importantes são visualizadas, a saber: a seção de entrada e a região de recolamento do escoamento. Nestas regiões é intensificada a difusividade, sendo estes resultados fisicamente consistentes, uma vez que regiões onde ocorrem desenvolvimento de camada limite ou misturas de camadas de cisalhamento (regiões de grande inclinação das linhas de corrente) são locais que apresentam elevada atividade turbulenta (ZDANSKI et al., 2004).

Figura 37 – Linhas de corrente e curvas de nível de difusividade turbulenta (D_{AB_T}).



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

5.3.1 Análise paramétrica da razão de expansão

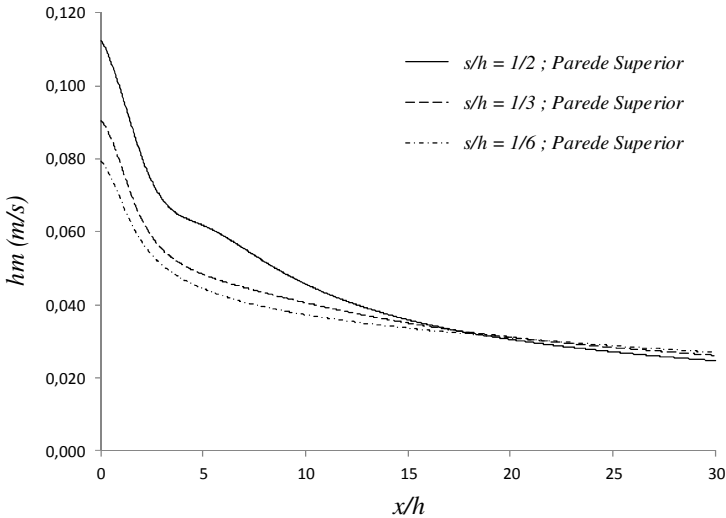
Conforme destacado anteriormente, a análise paramétrica da altura da expansão súbita tem por objetivo identificar prováveis tendências na transferência de massa das paredes do canal para o escoamento. Neste sentido, foi analisada a influência da altura da expansão súbita para o coeficiente de transferência de massa, o fluxo mássico das paredes do canal, além da topologia do escoamento.

Para este estudo foram consideradas, além da expansão de referência ($s/h = 1/2$), razões de expansão com a relação $s/h = 1/3$ e $s/h = 1/6$. Os outros parâmetros foram mantidos iguais ao caso de referência. Assim, o comprimento do canal, L , permaneceu igual a $30h$, sendo $h = 11 \text{ mm}$.

Na Figura 38 é apresentada a variação do coeficiente de transferência de massa da parede superior, com relação às alturas de expansão parametrizadas. Em ambos os casos obteve-se redução do coeficiente convectivo de transferência de massa, principalmente na região inicial do canal, ou seja, onde a camada limite está desenvolvendo-se. Quando comparadas as alturas $s/h = 1/3$ e $1/6$ com relação maior altura do degrau ($s/h = 1/2$), obteve-se em média o percentual de redução de 18% e 25%, respectivamente, no coeficiente convectivo de transferência de massa. Esta redução do coeficiente se justifica devido a menor velocidade do escoamento à medida que se reduz a razão de expansão s/h na entrada do domínio computacional.

Para a região do escoamento plenamente desenvolvido, ou seja, a partir da estação $x/h > 20$, as curvas dos coeficientes convectivos tendem aproximadamente para um mesmo valor devido à mesma velocidade média do escoamento nesta região.

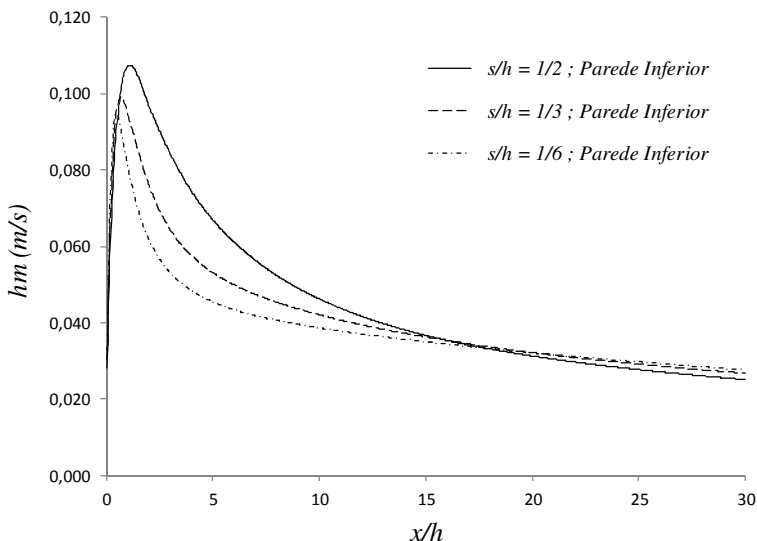
Figura 38 – Coeficiente convectivo de transferência de massa da parede superior em um escoamento turbulento no interior de um canal com expansão abrupta.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Ao analisar o comportamento do coeficiente de transferência de massa na parede inferior do canal (Figura 39), duas observações são relevantes: (i) o pico da curva se desloca para a esquerda à medida que a razão de expansão diminui. Neste deslocamento é possível verificar uma redução de 8% e 12% do pico para as razões $s/h = 1/3$ e $s/h = 1/6$, respectivamente, em relação ao pico de transferência de massa da expansão $s/h = 1/2$. (ii) Assim como para a parede superior, para a região do escoamento desenvolvido o coeficiente convectivo de transferência de massa tende a um valor aproximadamente independente da razão de expansão (função da velocidade média uniforme que ocorre nesta região).

Figura 39 – Coeficiente convectivo de transferência de massa da parede inferior em um escoamento turbulento no interior de um canal com expansão abrupta.

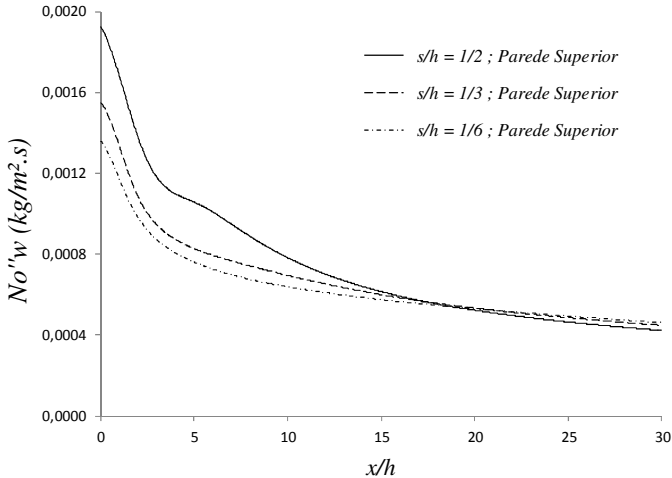


Fonte: Produção do próprio autor (2014)

No estudo do efeito das razões de expansão também são comparados os fluxos mássicos da espécie química das paredes do canal. Assim como os coeficientes de transferência de massa, os fluxos mássicos nas paredes superior e inferior são apresentados nas Figuras 40 e 41, respectivamente.

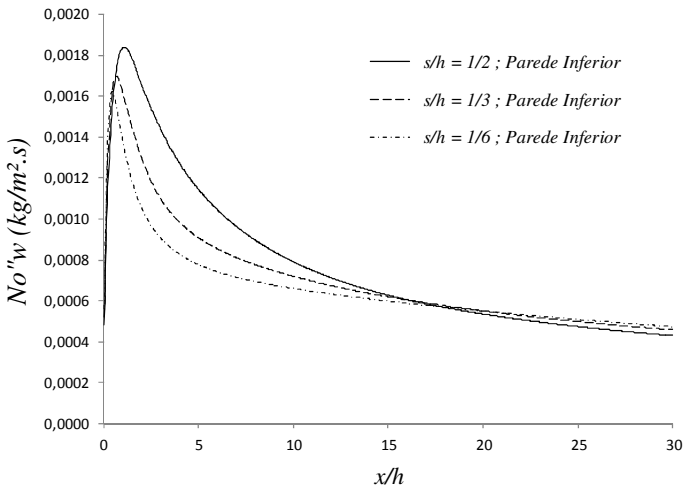
De uma forma geral, o fluxo da parede superior é mais intenso na região inicial do canal, considerando a maior relação de s/h , neste caso a configuração de referência. Percentualmente, a redução dos fluxos para as menores relações de altura de expansão ($s/h = 1/3$ e $s/h = 1/6$) seguem a mesma tendência do coeficiente de transferência de massa.

Figura 40 – Fluxo mássico de transferência da espécie química na parede superior do canal com expansão abrupta.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Figura 41 – Fluxo mássico de transferência da espécie química na parede inferior do canal com expansão abrupta.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

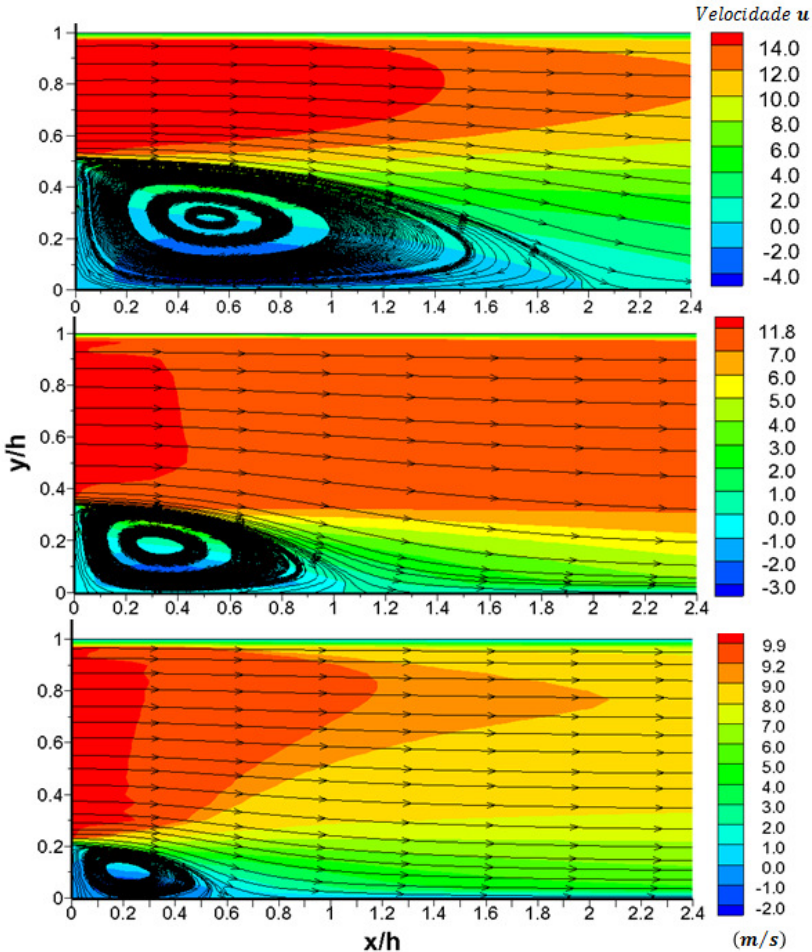
Conforme descrito anteriormente, a Figura 41 mostra a distribuição do fluxo mássico da espécie química na parede inferior da seção de expansão.

Em relação ao escoamento, é possível observar que os picos para as expansões $s/h = 1/3$ e $s/h = 1/6$ estão deslocados para a esquerda, em relação à expansão de referência, sendo que isto ocorre devido à redução do comprimento de recolamento, quando diminuído a altura da expansão (este aspecto é discutido na sequência do documento).

Para complementar as discussões, nas Figuras 42 a 44 são apresentadas as curvas de nível (juntamente com as linhas de corrente) das grandezas velocidade na direção x (velocidade u), concentração da espécie química (C) e difusividade turbulenta (D_{AB_T}). De um modo geral, observa-se que o máximo valor para a velocidade u reduz à medida que a razão de expansão do canal aumenta (sendo este um resultado esperado). Por outro lado, na região próxima a expansão as velocidades são muito pequenas, além de negativas na região da parede inferior, o que caracteriza a formação de zonas de recirculação.

Com relação ao tamanho do vórtice formado, verifica-se que o mesmo está relacionado com a razão de expansão do canal. No presente trabalho obteve-se um comprimento de recolamento adimensional de aproximadamente $x/s \cong 4$ para todas as razões de expansão testadas, porém o tamanho do vórtice reduz com a redução do parâmetro s (altura do degrau). Por outro lado, esta redução do tamanho do vórtice é a causa para o deslocamento do pico do fluxo mássico da espécie química na parede inferior observado na Figura 41.

Figura 42 – Linhas de corrente e curvas de nível de velocidade (u) para as razões de expansão $s/h = 1/2, 1/3$ e $1/6$, respectivamente.

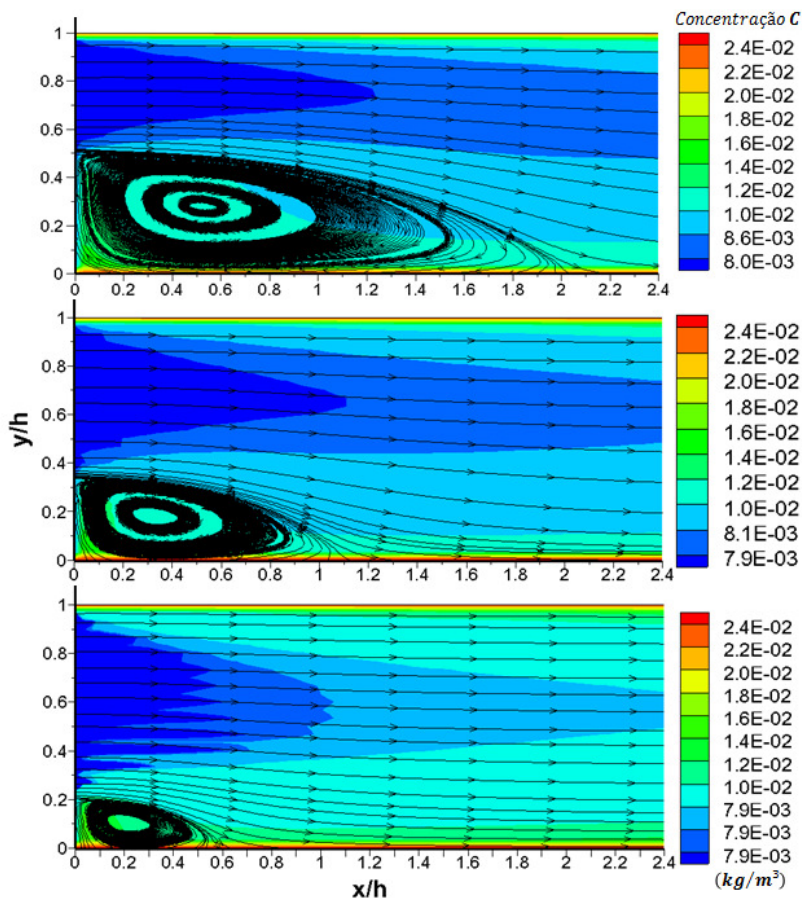


Fonte: Produção do próprio autor (2014)

O campo de concentração apresentado na Figura 43 indica que esta grandeza apresenta valores baixos na seção de entrada, aumentando à medida que é transferido massa das paredes do canal para o escoamento. Observa-se que a

concentração da espécie química é maior nas imediações das paredes e na região de recirculação.

Figura 43 – Linhas de corrente e curvas de nível de concentração da espécie química (C) para as razões de expansão $s/h = 1/2$, $1/3$ e $1/6$, respectivamente.

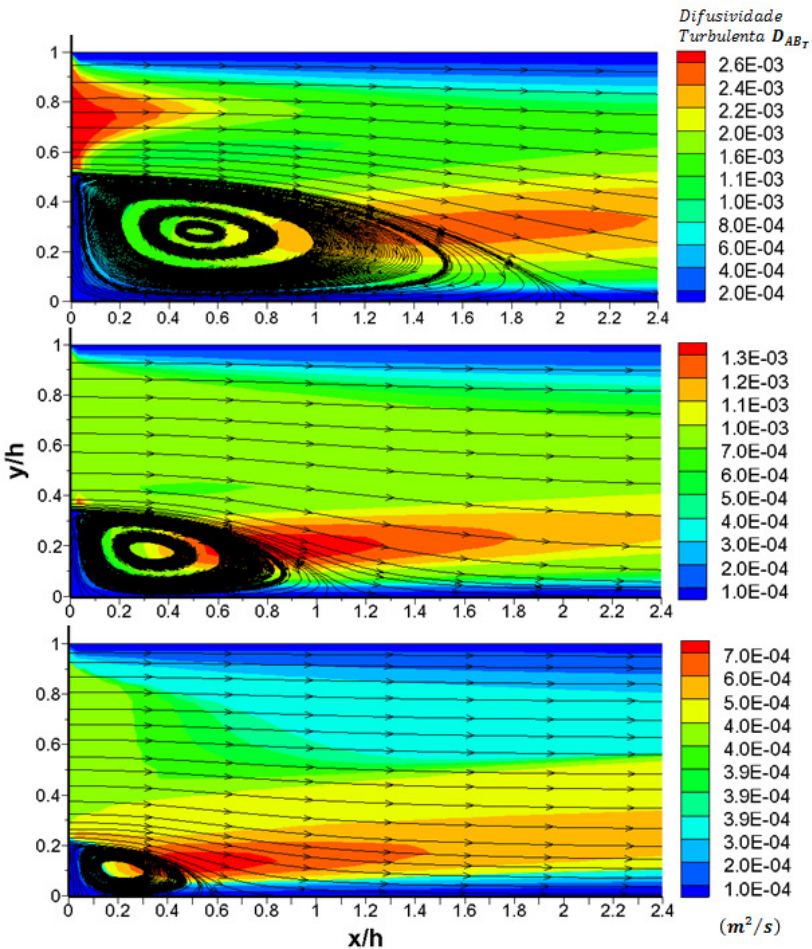


Fonte: Produção do próprio autor (2014)

Avaliando a difusividade turbulenta (Figura 44), nota-se que o máximo valor para D_{ABT} encontra-se em torno da posição de recolamento do escoamento. Outro aspecto importante a ser

destacado é que a turbulência é gerada (de forma mais intensa) na quina da seção de expansão.

Figura 44 – Linhas de corrente e curvas de nível de difusividade turbulenta (D_{AB_T}) para as razões de expansão $s/h = 1/2, 1/3$ e $1/6$, respectivamente.



Fonte: Produção do próprio autor (2014)

A jusante desta quina ocorre um incremento da atividade turbulenta devido à interação entre as camadas de cisalhamento

livre que se estabelecem; isso significa que o termo de produção de turbulência é elevado nestas regiões (ZDANSKI, 2003).

Em relação ao escoamento com a expansão $s/h = 1/2$, o valor máximo para D_{ABT} apresenta um incremento de 50% em relação á expansão $s/h = 1/3$ e 73% para o canal cuja relação é $s/h = 1/6$. Desta forma, os valores maiores do fluxo mássico para razões de expansão maiores estão relacionadas ao incremento da atividade turbulenta na região do recolamento.

6. CONCLUSÕES

Neste trabalho foi realizado um estudo na área de simulação numérica de escoamentos de misturas binárias. Demonstrou-se, através de um estudo bibliográfico, que este problema representa um tópico atual de interesse prático com várias pesquisas sendo desenvolvidas. De acordo com os resultados obtidos, o esquema numérico demonstrou a capacidade em simular escoamentos complexos, com regiões de recirculação e estagnação. Os resultados numéricos (velocidades, temperatura, concentração da espécie química, teor de umidade, difusividade turbulenta e linhas de corrente) obtidos a partir deste estudo, têm um comportamento físico realista e foram comparados com resultados extraídos da literatura. No que diz respeito ao estudo paramétrico dos escoamentos simulados, os resultados mais importantes deste trabalho correspondem à transferência da espécie química que surgem em decorrência da variação dos parâmetros analisados. Assim, quanto à análise física destacam-se as seguintes conclusões:

(i) A variação de velocidade do escoamento apresentou um impacto considerável sobre o processo de secagem. Pôde-se constatar que velocidades mais elevadas implicam num aumento de até 70% do coeficiente convectivo de transferência de massa e, como consequência, o aumento do fluxo de massa. Desta forma, em função dos resultados, é possível inferir que uma distribuição de velocidades não uniforme no interior dos vários canais de um secador conduziria a taxas bem distintas de secagem, pois conduz a problemas de empenamento.

(ii) Em escoamentos com ângulo de incidência não nulo (inclinados), os resultados indicaram o surgimento de zonas de estagnação na parede superior do canal, o que resultou num incremento na taxa de transferência de massa nas paredes (especialmente na região de entrada) quando comparados ao caso de um escoamento com entrada paralela (ângulo de incidência nulo). Os resultados também indicaram que este incremento no fluxo mássico ocorreu devido à geração de turbulência mais intensa para o caso de um escoamento apresentando um ângulo de incidência não nulo (ver Figuras 25 e 26).

(iii) Quanto à configuração do canal com expansão súbita, observou-se que a região de recirculação formada exerce um efeito considerável na transferência de massa nas paredes do canal. Nesta situação as paredes superior e inferior do canal apresentam comportamentos bem distintos (principalmente na região de entrada), com relação à distribuição do coeficiente convectivo. A presença de um vórtice na região de expansão implica no surgimento de um ponto de máximo na curva do coeficiente convectivo de transporte de massa na zona de recolamento do escoamento. O estudo paramétrico realizado mostrou que este pico surge na região onde o mecanismo de difusividade turbulenta de massa é mais intenso nas camadas adjacentes da parede inferior do canal (ver Figuras 42 e 45).

6.1 SUGESTÕES FUTURAS

A presente proposta de trabalho teve por objetivo desenvolver e aplicar uma ferramenta de simulação para o estudo do escoamento de misturas binárias no interior de canais (com aplicações em processos de secagem). Devido à expressiva quantidade de variáveis e parâmetros que estão contidos no estudo da secagem, este trabalho abordou, como um esforço inicial, uma pequena porção deste universo. Diante disto, as sugestões para pesquisas futuras são:

- i) **Acoplamento entre os problemas convectivo e difusivo:** O estudo realizado concentrou-se em resolver o escoamento da mistura de forma desacoplada do processo difusivo que ocorre no interior do sólido. Desta forma, é fundamental em uma próxima etapa resolver o problema de forma acoplada.
- ii) **Estudo de processos de dispersão de poluentes:** Uma outra aplicação interessante do código desenvolvido seria sua extensão para a solução de problemas ambientais de dispersão de poluentes em escoamentos atmosféricos.
- iii) **Escoamento tridimensional:** Para se verificar os reais efeitos das alterações propostas faz-se necessário avaliar o escoamento tridimensional. Estes resultados podem vir a

contribuir para o desenvolvimento de soluções para o problema da não uniformidade do escoamento no interior do secador. Neste ponto seria fundamental a utilização de um software comercial do tipo ANSYS CFX/FLUENT.

iv) **Outros modelos de turbulência:** O modelo de turbulência $k - \varepsilon$ alto Reynolds apresenta certas limitações para escoamentos que apresentam vórtices, portanto é relevante que novos modelos de turbulência sejam empregados. É interessante utilizar outros modelos até mesmo para estudar a coerência que o modelo $k - \varepsilon$ padrão apresentou nos resultados obtidos com este trabalho.

v) **Métodos de volumes finitos:** Seria interessante, também, estender o presente método numérico através da discretização das equações de governo, com o método dos volumes finitos.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ARELLANO, J.S.; XÁMAN, J.; ÁLVAREZ G.; RIVERA, M.G. **Heat and mass transfer by natural convection in a square cavity filled with mixture of air-CO₂**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v.64, p.725-734, 2013.

ARELLANO, J.S.; RIVERA, M.G. **Conjugate heat and mass transfer by natural convection in a square cavity filled with mixture of air-CO₂**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v.70, p.103-113, 2014.

ARPACI, V.S.; LARSEN, P.S. **Convection Heat Transfer**. New Jersey: Prentice-Hall Inc., 1984.

BEAM, R.M.; WARMING, R.F. **An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations**. AIAA Journal, v.16, n.4, p.393-401, 1978.

ÇERGEL, Y.A.; GHAJAR, A.J. **Fundamentos da transferência de Calor e Massa: Uma abordagem prática**. 4ª Edição, Editora McGraw-Hill, 2011.

FERNANDES, L.P.; COSTA, V.C.; THOMAS, G.C. **Modelagem matemática da secagem de madeira em estufas: Fase de aquecimento**. Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas. Curitiba – PR, 2006.

FRANÇA, F.J.N. **Modelagem da transferência de calor em madeira de *Pinus sp.*** Trabalho de Conclusão de Curso, CCA - UFES, Espírito Santo. 2011.

HASANUZZAMAN, M.; RAHMAN, M.M.; ÖZTOP, H.F.; HARIM, N.A.; SAIDUR, R. **Effects of Lewis number on heat and mass transfer in a triangular cavity**. International Communications in Heat and Mass Transfer, v.39, p.1213-1219, 2012.

INCROPERA, F.P.; WITT, D.P.; BERGMAN, T.L.; LAVINE, A.S. **Fundamentos da transferência de Calor e Massa**. 7ª Edição, Editora LTC, 2011.

JAYATILLEKE, C.L.V. **Program Heat Mass Transfer**.v.1, p.193, 1959.

KADEM, S.; LACHEMENT, A.; YOUNSI, R.; KOCAEFE, D. **3d-Transient modeling of heat and mass transfer during heat treatment of wood**. International Communications in Heat and Mass Transfer, v.38, p.717-722, 2011.

KADER, B.A. **Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v.24, n. 9 p.1541-1544, 1981.

KANG, I. S.; CHANG, H.N. **The effect of turbulence promoters on mass transfer – numerical analysis and flow visualization**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v.25, n. 8, p.1167-1181, 1982.

KAYA, A.; AYDM, O.; DINCER, I. **Heat and mass transfer modeling of recirculating flows during air drying of moist objects for various dryer configurations**. Numerical Heat Transfer, v. 53, n. 1, p. 18-34, 2008.

KAYA, A.; AYDM, O.; DINCER, I. **Numerical modeling of heat and mass transfer during forced convection drying of rectangular moist objects**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 49, p. 3094-3103, 2006.

KAYS, W. M.; CRAWFORD, M.E. **Convective Heat and Mass Transfer**. New York: McGraw Hill Inc., 2005.

LAMNATOU, Chr.; PAPANICOLAOU, E.; BELESSIOTIS, V.; KYRIAKIS, N. **Conjugate heat and mass transfer from a drying rectangular cylinder in confined air flow**. Numerical Heat Transfer, Part A, v.56, p.379-405, 2009.

LATEB, M.; MASSON, C.; STATHOPOULOS, T.; BÉDARD, C. **Comparison of various types of $k - \varepsilon$ models for pollutant emissions around a two-building configuration.** Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, v.115, p.9-21, 2013.

LAUNDER, B.E.; SPALDING, D.B. **The Numerical Computation of Turbulent Flows.** Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, v.3, p. 269-289, 1974.

LOGSDON, N. B. **Influência da umidade nas propriedades de resistência e rigidez da madeira.** Tese de doutorado – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, USP, 1998.

LUIKOV, A.V.; ALEKSASHENKO, V.A.; ALEKSASHENKO, A.A. **Analytical methods of Solution of Conjugated Problems in Convective Heat Transfer.** International Journal of Heat and Mass Transfer, v.14, p.1047-1056, 1971.

NIJDAM, J.J.; KEEY, R.B. **An experimental study of airflow in lumber kilns.** Wood Science and Technology, v. 36, n. 1, p. 19-26, 2002.

PATANKAR, S.V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow.** New York: Hemisphere Pud. Co., 197 p., 1980.

PERRÉ, P.; KEEY, R.B. **Drying of Wood: Principles and practices,** 3rd Handbook of Industrial Drying, Dekker, New York, 72 pages in press, 2006.

POSSAMAI, D.G. **Análise numérica do escoamento turbulento no interior de secadores.** Dissertação de Mestrado, CCT - UDESC, Joinville. 2013.

SIAU, J.F. **Transport processes in wood.** New York: Springer-Verlag, 1984.

SMITH, J.M.; VAN NESS, H.C; ABBOTT, M.M. **Introdução à termodinâmica da engenharia química**. 7. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2007.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J.L. **A First Course in Turbulence**. MIT press., 1972.

VAN WYLEN, G.J.; SONNTAG, R.E.; BORGNACKE, C. **Fundamentos da Termodinâmica**. 8. ed. São Paulo. Editora Edgard Blücher , 2013.

VAZ JR, M.; ZDANSKI, P. S. B.; CERQUEIRA, R.F.; POSSAMAI, D.G. **Conjugated Heat and Mass Transfer in Convective Drying in Compact Wood Kilns: A System Approach**. Advances in Mechanical Engineering, 12 pages, 2013.

VILAS BOAS, M.A. **Efeito do tratamento térmico da madeira para a produção de briquetes**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Viçosa, Viçosa; MG. 2011.

WILCOX, D.C. **Turbulence Modeling for CFD**. La Canãda, EUA: DCW Industries, 1998.

XIONG, J.; CHENG, X.; YANG, Y. **Numerical investigation on mass transfer enhancement downstream of an orifice**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v.68, p.366-374, 2014.

YOUNSI, R.; KOCAEFE, D.; PONCSAK, S.; KOCAEFE, Y. **Computational and experimental analysis of high temperature thermal treatment of wood based on ThermoWood technology**. International Communications in Heat and Mass Transfer, v.37, p.21-28, 2010.

ZDANSKI, P. S. B. **Desenvolvimento de um Método Numérico para Cálculo de escoamentos incompressíveis: Aplicação na Análise da Troca de Calor em Cavidades Rasas**. Tese de doutorado, ITA, São José dos Campos, 2003.

ZDANSKI, P. S. B.; ORTEGA, M. A.; FICO JÚNIOR, N.G.C.R. **Numerical Simulation of the Incompressible Navier-Stokes Equations**. Numerical Heat Transfer. Part B, v. 46, n.6, p. 549-579, 2004.

ZDANSKI, P. S. B. ; VAZ JÚNIOR, Miguel ; INÁCIO, G. R. . **A Finite Volume Approach to Simulation of Polymer Melt Flow in channels**. Engineering Computations, v. 25, p. 233-250, 2008.

ZDANSKI, P. S. B.; VAZ JUNIOR, M.A **Numerical Method for Simulation of Incompressible Three-Dimensional Newtonian and Non-Newtonian Flows**. Numerical Heat Transfer. Part B, Fundamentals, v. 59, p. 360-380, 2011.

ZDANSKI, P. S. B.; POSSAMAI, D.G.; VAZ JUNIOR, M.A **Numerical assessment of the air flow behavior in a convectional compact dry kiln**. Journal of Applied Fluid Mechanics, in print, 2015.